Influence des conditions amont sur l'écoulement derrière une marche par la Simulation des Grandes Echelles

Alexandra Danet

▶ **To cite this version:**

Alexandra Danet. Influence des conditions amont sur l'écoulement derrière une marche par la Simulation des Grandes Echelles. domain_other. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2001. Français. NNT : . tel-00410462

HAL Id: tel-00410462
https://theses.hal.science/tel-00410462

Submitted on 20 Aug 2009

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.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Mécanique des Milieux Géophysiques et Environnement

préparée au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
dans le cadre de **l'Ecole Doctorale *Terre, Univers, Environnement***

présentée et soutenue publiquement

par

Alexandra DANET

Le 28 février 2001

Titre :

Influence des conditions amont sur l'écoulement derrière une marche par la Simulation des Grandes Echelles

---

Directeur de thèse : M. M. LESIEUR

JURY

M. J.L. KUENY	, Président
M. A. KOURTA	, Rapporteur
M. J.E. WESFREID	, Rapporteur
M. M. LESIEUR	, Directeur de thèse
M. O. MÉTAIS	, Co-encadrant
M. J.L. AIDER	, Examinateur
Mme V. PERRIER	, Examinatrice

Remerciements

Cette thèse a bénéficié du support financier du groupe PSA Peugeot Citroën. Une grande partie de ce travail s'est ainsi effectuée au sein de l'équipe de Physique du Véhicule et Facteurs Humains (Direction de la Recherche et de l'Innovation Automobile, Velizy) dont s'occupe Xavier Bohineust. Je tiens à remercier vivement Xavier Bohineust ainsi que Laurent Elena (groupe aérodynamique) pour la confiance qu'ils m'ont toujours manifestée ainsi que pour leur soutien à des moments opportuns.

Je souhaite remercier les membres du jury, Jean-Luc Aider, Jean-Louis Kueny, Marcel Lesieur, Olivier Métais, Valérie Perrier pour l'attention qu'ils ont portée à ce travail et notamment Azzedine Kourta et Edouardo Wesfreid pour avoir accepté d'en être les rapporteurs.
Je suis reconnaissante envers Marcel Lesieur et Olivier Métais de m'avoir accueillie au sein de l'équipe de MOdélisation et Simulation de la Turbulence (Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, Grenoble) et d'avoir mis à ma disposition les moyens de calcul dont elle bénéficie.

Je remercie tout particulièrement Jean-Luc Aider (PSA) du réel intérêt qu'il a montré à l'égard de ce travail et notamment, d'avoir examiné ce mémoire en détail. Son investissement a constitué pour moi une source de motivation et d'encouragement essentielle.

J'ai eu le plaisir de travailler au sein de deux équipes, c'est autant de personnes à qui je pense à l'issue de cette longue expérience. Il me semble que j'ai profité de leur connaissance, mais aussi de leur gentillesse ou de leur optimisme ; je pense notamment, « côté parisien », à Laurent Dubuc, Carole Floch, Sylvain Germès, Yasmina Guyard, Frédéric Launoy, Damien Leclerc, Sandrine Narçon, Alain Noël, Antoine Perset, Hervé Urvoy de Portzamparc, François Van Herpe, et Christian Vartanian.
Parmi les « grenoblois » je tiens à remercier Yves Dubief pour son soutien, tant moral que scientifique et ce malgré son expatriation. Merci à Martìn Salinas Vàzquez (le Sage) pour sa disponibilité et ses conseils avisés ainsi qu'à Carlos Da Silva toujours soucieux de répondre à mes interrogations et enfin, à David Mas pour son aide et sa patience.
Dans ce groupe d'étudiants aux discussions souvent animées et bruyantes mais toujours conviviales, je tiens aussi à saluer Alexandre Beer, Mathieu Callenaere, Yannick Courtot, Gwenaëlle Hauet (alias Babs'...), Richard Howard et Ishem Réhab.
Je remercie également Patrick Bégou (Super Bigou) pour sa patience et son efficacité et Akila Rachedi pour l'aspect administratif.

Mehdi Belrhalia, Christophe Brun, Katell et Philippe Kessler et Danielle Ricciardella ont aussi compté et je les remercie de m'avoir supportée.

« Il se peut que nous n'arrivions jamais là bas mais ce sera amusant d'essayer »
Ian Stewarts (Mathématicien)

. . . à ma famille.

Abstract

Study of the inlet conditions influence on backward-facing-step flow by Large Eddy Simulation

In this study, Large Eddy Simulations of the flow over a backward-facing-step are used to investigate the influence of upstream boundary conditions on the development of turbulent structures.

The first inlet condition consists of a mean turbulent profile perturbed by white-noise. This condition is compared to a second, more realistic one, in which fully turbulent inflow data is derived from an auxiliary simulation of a quasi-temporal boundary layer.

Velocity and pressure statistics, supplemented by flow visualizations demonstrate how the flow in the separated shear layer is modified by the inlet condition.

In the case where the inlet stemmed from a precursor simulation, it was found that the incoming turbulent structures significantly influence the flow development downstream of the step expansion. In particular, it is shown how the streaks and the quasi-streamwise vortices trigger a rapid destabilization of the shear layer which results in a shortening of the reattachment length.

The flowfields of both simulations evolve in such a way that their structure is relatively similar in the vicinity of the reattachment zone. Beyond this region the inlet condition has a negligible influence over the flow.

Analysis of the temporal spectra of the flowfield showed two regimes of low oscillation inherent to this type of configuration, namely, the oscillation of the mean reattachment and the flapping of the detached shear-layer.

Finally, modification of the interaction between the shear layer and the recirculation bubble is proposed to explain the increase in low-frequency unsteadiness.

Table des matières

Introduction **1**

I Cadre de l'étude **7**

1 Généralités sur la turbulence **9**

1.1 Caractéristiques de la turbulence 9

1.2 Description des écoulements turbulents 10

1.2.1 Equations de Navier-Stokes incompressibles 10

1.2.2 Approche spectrale 11

1.2.3 Aspects énergétiques 11

2 Modélisation de la turbulence **17**

2.1 L'approche statistique : Equations de Reynolds 17

2.1.1 Modèles de viscosité turbulente 18

2.1.2 Modèles du second ordre 19

2.1.3 Approche instationnaire 21

2.2 La Simulation Numérique Directe : SND 21

2.3 La Simulation des grandes échelles : SGE 22

2.3.1 Interactions triadiques 22

2.3.2 Filtrage 23

2.3.3 Filtrage et transfert d'énergie 24

2.3.4 Modèles sous-maille 25

3 Code de calcul **29**

3.1 Equations de Navier-Stokes compressibles 29

3.1.1 Système à résoudre 29

3.1.2 Adimensionnalisation 30

3.1.3 Equations de Navier-Stokes filtrées 31

3.2 Schéma numérique 34

3.2.1 Coordonnées curvilignes 34
3.2.2 Schéma numérique interne 35
3.2.3 Traitement des conditions aux limites : COMPRESS version WOMBAT 36
3.2.4 Pas de temps et performances du code 36

II Synthèse sur le problème des conditions d'entrée d'un calcul SGE et sur la configuration choisie : la marche descendante 39

4 Marche descendante : synthèse bibliographique 41
4.1 Considérations générales 41
4.2 Ecoulements décollés : paramètres importants 42
4.3 Ecoulements décollés : différents aspects 45
4.3.1 La couche cisaillée 45
4.3.2 Instationnarité 46
4.3.3 Recirculation 48
4.3.4 Relaxation 49
4.3.5 Structures turbulentes : effet du rattachement 49

5 Conditions d'entrée 53
5.1 Revue des méthodes existantes 53
5.1.1 Fluctuations aléatoires 53
5.1.2 Calcul précurseur 54
5.2 Présentation des outils d'analyse de l'écoulement 56
5.3 Conditions d'entrée retenues : méthodes et données générées 60
5.3.1 Bruit blanc 60
5.3.2 Couche limite : méthode de Lund 61
5.3.3 Couche limite : méthode de Howard 69

III Résultats des simulations sur la marche descendante 73

6 Calculs préliminaires : choix de la configuration finale 75
6.1 Présentation générale des configurations étudiées 75
6.1.1 Paramètres numériques et géométriques 76
6.1.2 Méthodologie d'initialisation 78
6.2 Présentation des résultats 79
6.2.1 Configurations I et II 79
6.2.2 Configurations II et IIg 79

6.2.3 Configurations II et III 82

7 Caractérisation de l'écoulement avant la séparation 87

7.1 Profils moyens 87

7.2 Intensités turbulentes 89

7.3 Structures de l'écoulement 89

8 Influence de la condition d'entrée sur l'écoulement moyen en aval de la marche 93

8.1 Convergence des statistiques 93

8.2 Paramètres de surface 94

8.2.1 Coefficient de frottement et longueur moyenne de rattachement . . . 94

8.2.2 Coefficient de pression pariétale 97

8.3 Vitesses moyennes 98

8.3.1 Zone de recirculation 98

8.3.2 Analogie avec la couche de mélange : épaisseur de vorticité 100

8.3.3 Zone de relaxation 102

8.3.4 Evolution des profils moyens de vitesse 103

8.4 Viscosité turbulente 105

8.5 Intensités turbulentes 105

8.5.1 Influence de la condition amont : énergies turbulentes 105

8.5.2 Evolution des profils d'intensités turbulentes 109

9 Influence de la condition d'entrée sur le comportement instationnaire de l'écoulement 115

9.1 Aspect instationnaire 115

9.1.1 Coefficient de frottement et rattachement instantané 115

9.1.2 Oscillation du rattachement moyen 115

9.1.3 Fréquences caractéristiques 116

9.2 Aspect topologique 125

9.2.1 Couche cisaillée 132

9.2.2 Analogie avec la couche de mélange : effet du rattachement 144

9.2.3 Zone de relaxation 147

Conclusion 151

IV Annexes **153**

A Equations de Reynolds : Modèles du second ordre **155**

A.1 Premiers modèles du second ordre 155

A.2 Evolution des premiers modèles 157

B Spectres de pression et de vitesse longitudinale **161**

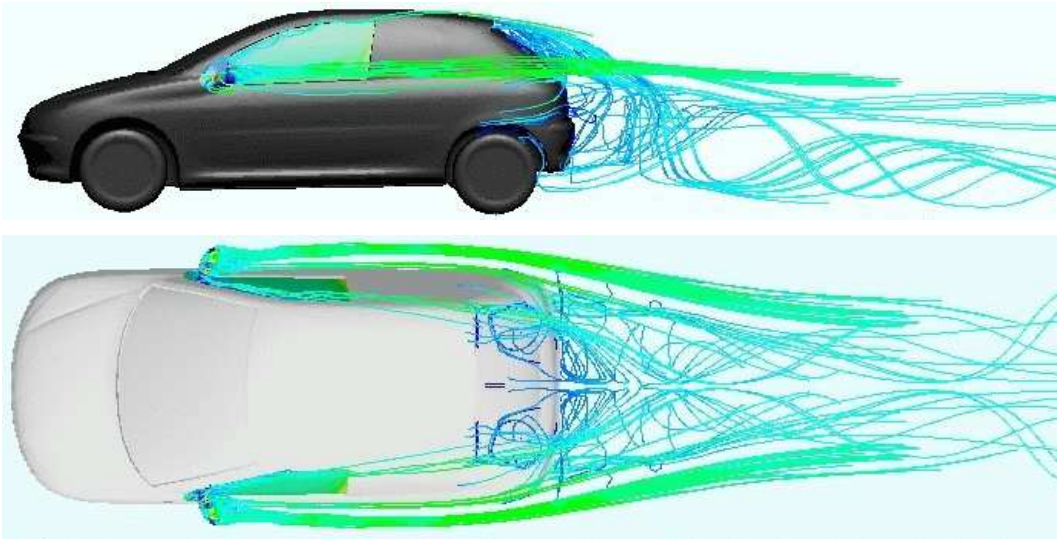
Bibliographie **171**

Introduction

Ce travail de thèse s'est effectué dans le cadre d'une convention CIFRE ayant pour partenaires le Laboratoire de Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI, Grenoble) et le groupe PSA Peugeot Citroën (Velizy). Une partie de la thèse s'est ainsi déroulée à Grenoble, dans l'équipe de Modélisation et de Simulation de la Turbulence (MoST). L'autre partie de l'étude s'est effectuée au sein de l'équipe de Physique du Véhicule et Facteurs Humains de la Direction de la Recherche et de l'Innovation Automobile de PSA.

Dans l'industrie automobile deux grands domaines d'étude et de recherche reposent sur la compréhension et le contrôle des écoulements décollés : l'aérodynamique et l'aéroacoustique.

En aérodynamique externe l'objectif est d'améliorer les performances aérodynamiques du véhicule. Cela revient à optimiser les coefficients aérodynamiques dont les valeurs dépendent de l'importance des recirculations générées autour du véhicule. En effet, comme l'illustre la figure (1), l'écoulement autour d'un véhicule est relativement complexe et constitué de nombreuses zones de décollements et de recirculations. On distingue notamment sur la figure (1), les tourbillons de montant de baie, le sillage du rétroviseur et la recirculation sur la lunette arrière (Aider & Urvoy de Portzamparc, 2001).



(a)

(b)

FIG. 1 – *Simulation sur véhicule complet : mise en évidence des nombreuses zones de recirculations et de décollements. (a) : vue de coté, (b) : vue dessus. (tiré de Aider & Urvoy de Portzamparc, 2001).*

Considérons l'exemple de la traînée (C_x) pour donner quelques ordres de grandeur. Cette quantité est principalement constituée de la traînée de pression (90%) qui provient pour l'essentiel

des décollements crées à l'arrière du véhicule (près de 80% de la traînée de pression) et autour des roues et passages de roues (15%) (Aider *et al.*, 2001).

Ce paramètre possède une forte influence sur la consommation moyenne d'un véhicule : une diminution de 10% du C_x équivaut à une réduction de 5% du poids du véhicule ou à une diminution de 1 à 2% de la consommation de carburant en cycle urbain, ou encore à une réduction de près de 5% sur autoroutes (pour un véhicule standard de milieu de gamme). L'importance de ce paramètre est ainsi évidente, d'autant que les efforts portés jusqu'ici sur l'entraînement, le roulement ou le poids du véhicule ont déjà permis une réduction considérable de la consommation de carburant.

La caractérisation puis finalement le contrôle de l'ensemble de ces phénomènes aérodynamiques sont indispensables si on souhaite obtenir un gain significatif en ce qui concerne la consommation. Notons cependant que l'intérêt « aérodynamique » ne se limite pas au C_x. En effet, l'etude de l'écoulement autour d'un véhicule est essentielle en ce qui concerne sa stabilité au vent latéral ou encore par rapport à l'ensemble du processus de refroidissement. La sécurité et la propreté du véhicule sont aussi à prendre en compte puisque les décollements et recirculations peuvent être à l'origine d'accumulation d'eau ou de projections de salissures limitant la visibilité et souillant le véhicule.

L'aérodynamique apparaît comme une composante essentielle dans la conception d'un véhicule. Cependant, sa contribution potentielle est limitée par un ensemble de contraintes imposées par des domaines connexes. En effet, l'optimisation aérodynamique est amenée à faire des compromis pour satisfaire aux exigences liées au design, à l'aspect thermique, aux normes de pollution ou encore à l'aspect acoustique et aéroacoustique.

Ainsi, en acoustique automobile, le bruit d'origine aérodynamique constitue aujourd'hui, à vitesse élevée, la source prédominante. En effet, les travaux des dernières années ont permis la réduction des autres sources responsables des nuisances acoustiques dans un véhicule : le bruit de roulement et celui du groupe moteur notamment. La partie aérodynamique du bruit perçu dans un habitacle automobile est issue de deux mécanismes distincts : d'une part le transfert par voie aérienne des bruits d'origine aéroacoustique, ce sont des phénomènes acoustiques purs, et d'autre part le rayonnement des structures de l'habitacle soumises à des excitations aérodynamiques. Ce dernier cas correspond à un couplage aéroélastique.
Dans ces phénomènes, c'est, encore une fois, la nature de l'écoulement de l'air autour du véhicule qui est en cause. Les vitesses et la complexité des géométries impliquées dans cet écoulement créent une forte turbulence. Celle-ci est à l'origine des fluctuations de pression qui génèrent le bourdonnement audible dans l'habitacle via les deux mécanismes précités.

Ainsi, que ce soit en termes de contrôle aérodynamique ou en ce qui concerne la réduction des nuisances acoustiques, la maîtrise de ces phénomènes passe par la caractérisation des fluctuations du champ aérodynamique. Il est indispensable de localiser les mécanismes générateurs et de déterminer les paramètres dont ils dépendent.
Les trois approches numériques les plus couramment utilisées pour décrire un milieu turbulent sont les suivantes :

La Simulation Numérique Directe (SND) qui semble la plus naturelle, consiste à résoudre entièrement les équations du mouvement de la mécanique des fluides en n'introduisant ni modèle, ni moyenne. En pratique, cette méthode instationnaire s'avère extrêmement coûteuse en temps de calcul et ne s'applique qu'à des géométries simplifiées. Elle est finalement réservée à l'étude de cas fondamentaux et quasiment absente du milieu industriel qui préfère adopter un point de vue statistique.

En effet dans la seconde approche envisagée, la méthode dite de RANS — Reynolds Averaged Navier-Stokes equations — les équations du mouvement sont résolues en ne s'intéressant qu'à

l'écoulement moyenné statistiquement. On a alors accès aux grandeurs turbulentes moyennes dans des configurations réalistes. Cette technique est très répandue dès qu'il s'agit d'écoulements d'intérêt pratique. Cependant, le parti pris de cette méthode élimine d'office toute la composante fluctuante temporelle responsable des bruits que l'on cherche à réduire.

La dernière alternative, la Simulation des Grandes Echelles (SGE), constitue une approche intermédiaire. Celle-ci consiste à ne résoudre les équations de la mécanique des fluides que pour les mouvements à grandes échelles c'est à dire ceux qui concernent les plus gros tourbillons présents dans l'écoulement. Effectivement, ces derniers sont les plus énergétiques, ils gouvernent donc les caractéristiques de l'écoulement. En revanche, les plus petites échelles de l'écoulement, correspondant aux plus petits tourbillons, sont peu énergétiques et on leur attribue un comportement plus universel dont l'influence peut être modélisée.
Si la SGE permet d'avoir accès aux champs instantanés, donc aux fluctuations de vitesse ou de pression dans des situations moins académiques que celles envisageables en SND, elle ne peut cependant pas être utilisée à l'échelle d'un véhicule.

Dans ce contexte, la démarche envisagée consiste à coupler l'approche statistique à la méthode de SGE. Cette dernière étant employée dans des zones limitées où une connaissance fine de la turbulence est nécessaire, comme l'illustre la figure (2) :

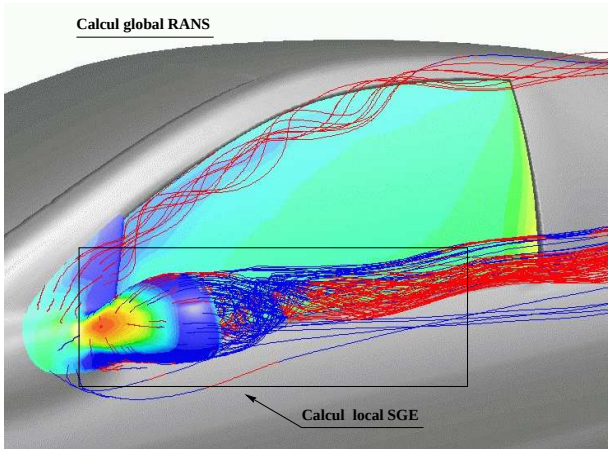


FIG. 2 – *Simulation RANS (RSM) sur véhicule complet : vue rapprochée. Schématisation de la démarche qui consiste à coupler les techniques de calcul SGE et RANS. (tiré de Aider & Urvoy de Portzamparc, 2001).*

Les fluctuations de pression ainsi déterminées permettront d'évaluer ultérieurement les grandeurs aéroacoustiques et les efforts aéroélastiques induits sur les parois de l'habitacle.

Le couplage RANS/SGE envisagé plus haut pose cependant un problème concernant l'interface entre les deux domaines où sont réalisés des calculs de différents types. En effet, les données de part et d'autre d'une frontière ne sont pas de même nature et la « transition » doit s'effectuer de la façon la plus réaliste afin de garantir la justesse des résultats obtenus dans chacune des régions considérées. Une méthode impliquant le couplage RANS/LES a récemment été étudiée par Quéméré *et al.* (2000) et Sergent *et al.* (2000) pour une géométrie de canal.

Dans le contexte que nous venons de décrire, nous avons choisi de nous intéresser plus particulièrement à l'influence des conditions d'entrée amont sur l'ensemble d'un calcul réalisé par la Simulation des Grandes Echelles. En effet, l'entrée d'un calcul SGE est souvent constitué d'un profil moyen, donnée accessible par un simulation RANS, auquel on superpose une perturbation

dont le rôle est de restituer à l'écoulement sa composante instationnaire. Nous avons adopté ce cadre simplifié qui permet de mettre en évidence l'importance du degré de réalisme de la condition imposée en entrée d'un calcul. Cette démarche constitue une première approche si on souhaite aborder le problème complexe décrit précédemment.

Dans cette étude nous avons considéré le cas de la marche descendante. Cette géométrie apparemment simple est pourtant représentative des configurations qui donnent naissance à des écoulements relativement complexes avec des situations de décollement, de recirculation ou d'impact de l'écoulement sur une paroi. Ces éléments sont fréquents dans l'écoulement autour d'un véhicule. En adoptant cette configuration, la démarche de couplage évoquée plus haut consisterait dans ce cas à réaliser les différents « passages » (notés A, B, C) entre les domaines de calculs définis sur la figure (3).

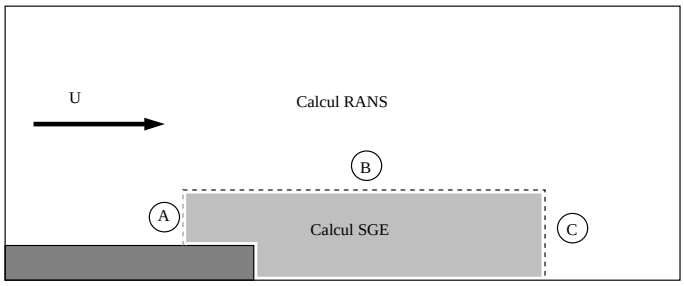


FIG. 3 – *Découpage des domaines de calculs SGE et RANS.*

Comme nous l'avons précisé, cette étude porte sur l'influence de la condition imposée à la frontière (A) et sur l'impact de son degré de réalisme. Ainsi, à partir de données moyennes en entrée de domaine, nous avons envisagé trois possibilités de perturbations avec un degré de réalisme croissant. Nous avons plus particulièrement étudié l'effet de deux d'entres elles sur l'écoulement en aval de la marche descendante. Les changements sur l'écoulement moyen et l'effet sur l'instationnarité de l'écoulement sont examinés. Cela permet de dégager les éléments qui conditionnent l'écoulement aval. La troisième méthode présentée constitue une approche intermédiaire par rapport aux deux premières. Elle n'a cependant pas été appliquée à l'entrée d'un calcul de marche et pour cette raison nous l'abordons plus en termes de perspective.

L'organisation du mémoire est la suivante :

La première partie permet de situer le cadre de l'étude. Ainsi, le chapitre 1 constitue une brève introduction à la turbulence puisque celle-ci est au cœur même des phénomènes que nous étudions. Dans le second chapitre, on présente les principales approches utilisées pour simuler les écoulements turbulents. Enfin, dans le chapitre 3, on présente le code numérique utilisé dans cette étude.

Dans la partie suivante, au chapitre 4, on propose une synthèse bibliographique sur la configuration choisie, puis on examine au chapitre 5 les différentes conditions d'entrée envisageables dans le cadre d'une simulation numérique spatiale utilisant la SGE. On y décrit notamment, les méthodes retenues et les données générées avec chacune d'elle.

Finalement, la dernière partie du mémoire est consacrée à la présentation des résultats obtenus avec l'une ou l'autre des conditions d'entrée envisagées. On présente d'abord dans le chapitre 6 les calculs préliminaires qui ont permis de fixer les paramètres physiques et numériques de notre

configuration. Au chapitre 7 on examine les différences entre les simulations, réalisées sur la configuration retenue, avant la séparation. On distingue alors les points susceptibles d'influencer l'écoulement aval. Dans les chapitres suivants, on examine la réponse de l'écoulement moyen aux différentes conditions d'entrée (chapitre 8) ainsi que celle du champ instantané (chapitre 9).

Enfin, dans la conclusion on abordera les perspectives à donner à cette étude.

Cadre de l'étude

Chapitre 1

Généralités sur la turbulence

Dans cette partie on rappelle les caractéristiques puis les mécanismes propres à un écoulement turbulent.

L'objectif n'est pas de faire une description approfondie mais plutôt de mettre en évidence les hypothèses et phénomènes qui sont à l'origine des différentes approches en simulation numérique des écoulements fluides, permettant ainsi de mieux apprécier leurs apports ou leurs faiblesses.

1.1 Caractéristiques de la turbulence

Nous rencontrons couramment des écoulements turbulents dans notre environnement. Malgré la diversité des conditions à partir desquelles apparaît la turbulence et ses multiples manifestations il est possible de présenter un ensemble commun de caractéristiques (voir Tennekes & Lumley, 1976; Lesieur, 1997) :

. L'un des aspects typiques d'un écoulement dit « turbulent » est l'apparent *désordre* qui règne au sein du fluide considéré. Cela se traduit par de fortes fluctuations temporelles ou spatiales des grandeurs physiques — vitesse, pression, température ... — ce qui permet d'envisager un traitement statistique de celles-ci.
Ce caractère *aléatoire* et désordonné n'exclut pas la présence de structures organisées — dites cohérentes — parfaitement identifiables et propres à chaque configuration étudiée.

. La *non-linéarité* des équations qui décrivent les mouvements turbulents est au cœur même de la difficulté de compréhension et de représentation de la turbulence. Ce sont en particulier les termes non-linéaires de l'équation de quantité de mouvement qui sont responsables des transferts d'énergie de l'écoulement moyen vers les plus grosses structures tourbillonnaires puis de ces dernières vers les plus petites de l'écoulement où elle va être entièrement dissipée. Il apparaît ici la notion de cascade d'énergie introduite par Kolmogorov (1941, 1962).

. Une forte *dissipation* est aussi révélateur d'un écoulement turbulent de même qu'une forte *diffusion* puisque l'agitation turbulente favorise le mélange des quantités transportées et accroît les frottements internes qui dissipent l'énergie en chaleur.

. L'*imprévisibilité* est une des spécificités de la turbulence. En effet, une perturbation infinitésimale est amplifiée de façon exponentielle et affecte le champ turbulent de telle sorte que celui-ci

sera difficile à décrire de façon déterministe (voir Lesieur, 1997). C'est de nouveau la non-linéarité des équations de Navier-Stokes qui est mise en cause dans ce phénomène.

. L'un des paramètres utilisés pour décrire un écoulement turbulent est le nombre de Reynolds : $Re = \frac{ul}{\nu}$ où u, l et ν sont respectivement, la vitesse caractéristique de l'écoulement, la longueur caractéristique imposée par la géométrie et la viscosité moléculaire du fluide. Sans dimension, cette quantité permet d'évaluer les effets relatifs des forces d'inertie sur les forces de viscosité.
Dans un écoulement laminaire la viscosité domine et amortit toute perturbation, le nombre de Reynolds est faible. Par contre, pour un nombre de Reynolds élevé, l'écoulement est instable, toute perturbation est amplifiée et, passée une période de transition, l'écoulement atteint un régime turbulent.

En fait les écoulements turbulents ne peuvent pas être caractérisés par une seule échelle, il en existe un grand nombre couvrant une *large gamme d'échelles de temps et de longueur*. Ce dernier point constitue, avec la représentation des mécanismes de transfert énergétique, l'une des difficultés majeures lorsqu'il s'agit de simuler un écoulement turbulent.

Le paragraphe suivant décrit les principaux mécanismes énergétiques de la turbulence et permettra d'éclaircir cette remarque.

1.2 Description des écoulements turbulents

Le développement des théories de la turbulence s'est couramment effectué dans le cadre de la turbulence homogène isotrope. Cette démarche a permis de dégager des éléments clés généralisables à bon nombre d'écoulements. C'est le cas de la théorie de Kolmogorov que nous allons exposer rapidement.

1.2.1 Equations de Navier-Stokes incompressibles

Considérons un écoulement homogène isotrope. Ainsi, l'écoulement est incompressible, isotherme et ne subit aucune contrainte extérieure (gravité, rotation, parois ...). Les équations régissant l'évolution d'un tel fluide sont d'une part l'équation de continuité puis celle de la quantité de mouvement :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial u_i}{\partial t} + \dfrac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x_i} + 2\nu \dfrac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \end{cases} \tag{1.1}$$

Chaque variable étant fonction de l'espace et du temps. Dans ce système de Navier-Stokes, S_{ij} est le tenseur de déformation tel que :

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \tag{1.2}$$

u_i le champ des fluctuations de vitesse dans les trois directions spatiales $i = 1, 2, 3$, p la pression, ν la viscosité moléculaire du fluide et ρ sa densité.

1.2.2 Approche spectrale

Afin d'étudier les mécanismes d'interaction et les transferts énergétiques entre les différentes échelles du mouvement, l'analyse spectrale constitue un outil utile et approprié couramment employé dans l'étude de la turbulence homogène isotrope. Le système précédent peut ainsi s'écrire dans l'espace de Fourier :

$$\begin{cases} k_i \widehat{u}_i = 0 \\ \\ \left(\dfrac{\partial}{\partial t} + \nu k^2 \right) \widehat{u}_i + \imath k_j (\widehat{u}_i * \widehat{u}_j) = -\imath k_i \dfrac{\widehat{p}}{\rho} \quad , \end{cases} \tag{1.3}$$

où l'opérateur « $\widehat{\ }$ » représente la transformée de Fourier et $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde associé.

Grâce à la première équation de ce système, il apparaît que l'incompressibilité se traduit par l'orthogonalité des vecteurs d'onde et de vitesse dans l'espace spectral, propriété intéressante puisqu'elle permet de découpler la pression et la vitesse :

$$\frac{\widehat{p}}{\rho} = -\frac{k_i k_j}{k^2} (\widehat{u}_i * \widehat{u}_j) \quad \text{(équation de Poisson).} \tag{1.4}$$

En utilisant la définition du produit de convolution et l'équation de Poisson précédente, on peut écrire :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu k^2 \right) \widehat{u}_i(\mathbf{k}, t) = -\imath k_m P_{ij}(\mathbf{k}) \int \widehat{u}_j(\mathbf{p}, t) \widehat{u}_m(\mathbf{q}, t) \; \delta(-\mathbf{k} + \mathbf{p} + \mathbf{q}) \;\; d^3p \; d^3q \tag{1.5}$$

où $P_{ij}(\mathbf{k})$ est défini de la façon suivante :

$$P_{ij}(\mathbf{k}) = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}, \tag{1.6}$$

est le tenseur permettant de projeter tout vecteur dans un plan perpendiculaire à $\mathbf{k}$ et de n'en conserver que la partie à divergence nulle.

1.2.3 Aspects énergétiques

On peut, en manipulant (1.5), écrire l'équation aux corrélations doubles dans l'espace spectral :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \widehat{u}_i(\mathbf{k}, t) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}, t) \rangle = \quad & -2\nu k^2 \langle \widehat{u}_i(\mathbf{k}, t) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}, t) \rangle \\ & -\imath k_m P_{ij}(\mathbf{k}) \int \langle \widehat{u}_l(\mathbf{p}, t) \widehat{u}_m(\mathbf{q}, t) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}, t) \rangle \; \delta(-\mathbf{k} + \mathbf{p} + \mathbf{q}) \;\; d^3p \; d^3q \\ & + \text{même terme en substituant } j \text{ à } i \text{ et } \mathbf{k} \text{ à } -\mathbf{k} \end{aligned} \tag{1.7}$$

L'opérateur « $\langle \quad \rangle$ » représente la moyenne d'ensemble réalisée sur un grand nombre de réalisations indépendantes. Le premier terme de droite correspond à la dissipation visqueuse. Les deux suivants sont ceux des transferts d'énergie. Ces derniers sont liés aux corrélations triples de vitesse, $\langle \widehat{u}_l(\mathbf{p}, t) \widehat{u}_m(\mathbf{q}, t) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}, t) \rangle$, par des interactions triadiques. En effet, l'intégrale est proportionnelle à la fonction de Dirac $\delta(-\mathbf{k} + \mathbf{p} + \mathbf{q})$, ainsi, seules les triades de vecteurs telles que $-\mathbf{k} + \mathbf{p} + \mathbf{q} = 0$ sont impliquées dans ce bilan.
Ces interactions de vecteurs d'onde formant un triangle proviennent en fait du caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes.

1.2.3.1 Bilan d'énergie : processus de transfert

Introduisons maintenant le tenseur des corrélations doubles spatiales :

$$R_{ij}(\xi) = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}+\xi) \rangle \tag{1.8}$$

ainsi que le tenseur spectral, Φ_{ij} qui lui correspond :

$$R_{ij}(\xi) = \int_{R^3} \Phi_{ij}(\mathbf{k})\ e^{\ \imath \mathbf{k}.\xi}\ d\mathbf{k} \tag{1.9}$$

avec :

$$\Phi_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{R^3} R_{ij}(\xi) e^{\ -\imath \mathbf{k}.\xi}\ d\xi \tag{1.10}$$

« $\langle \quad \rangle$ » étant l'opérateur de moyenne spatiale.
D'autre part, on montre que :

$$\langle \widehat{u}_i(\mathbf{k}) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}') \rangle = \Phi_{ij}(\mathbf{k})\ \delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}') \tag{1.11}$$

et puisque $u_i(\mathbf{x})$ est réel :

$$\langle \widehat{u}_i(\mathbf{k}) \widehat{u}_j(-\mathbf{k}) \rangle = \langle \widehat{u}_i(\mathbf{k}) \widehat{u}_j(\mathbf{k}) \rangle = \Phi_{ij}(\mathbf{k}) \tag{1.12}$$

Le tenseur de densité spectrale d'énergie, $\Phi_{ij}(\mathbf{k})$, permet aussi de définir le spectre de puissance de l'énergie cinétique $E(k,t)$:

$$E(k,t) = \frac{1}{2} \int_{S_k} \Phi_{ii}(\mathbf{k},t)\ dS(k) = \frac{1}{2}\Phi_{ii}(k,t) \tag{1.13}$$

où S_k est la sphère de rayon $k = \|\mathbf{k}\|$.
En intégrant sur toutes les valeurs de k possibles, on obtient finalement l'énergie cinétique turbulente notée q :

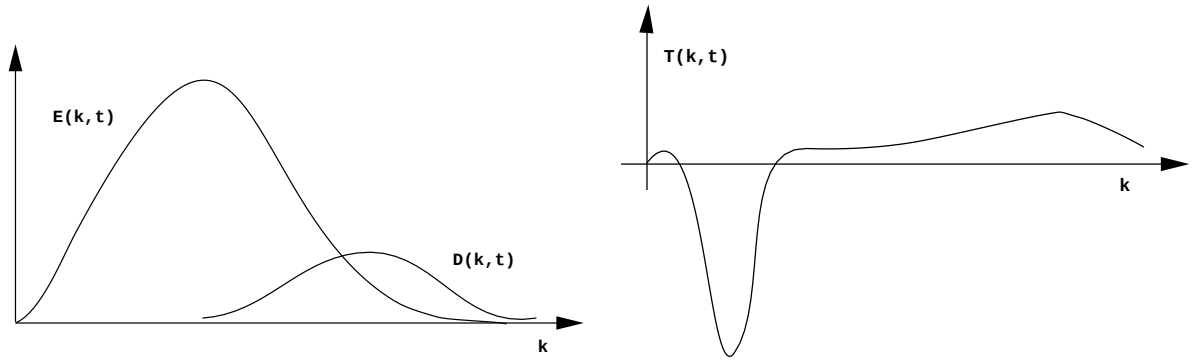
$$\begin{aligned} \int_0^\infty E(k,t)\ dk &= \tfrac{1}{2}\langle \widehat{u}_i(\mathbf{k},t) \widehat{u}_i(\mathbf{k},t) \rangle \\ &= \tfrac{1}{2} R_{ii}(0) \\ &= q \end{aligned} \tag{1.14}$$

A partir de l'équation aux corrélations doubles (1.7), les équations (1.12) et (1.13) permettent de déterminer l'équation d'évolution de la densité spectrale d'énergie cinétique qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} E(k,t) = T(k,t) + D(k,t) \tag{1.15}$$

Les allures des spectres de dissipation $D(k,t)$ et de l'énergie cinétique $E(k,t)$ sont présentées sur la figure (1.1a). On constate que la plus grande partie de l'énergie est contenue dans les plus grandes échelles tandis que la dissipation agit dans les plus petites. Le terme de transfert non-linéaire $T(k,t)$ a l'allure présentée par la figure (1.1b). Notons que

$$\int_0^\infty T(k,t)\ dk = 0\ , \tag{1.16}$$



(a) (b)

FIG. 1.1 – *Allure des spectres de : (a) :dissipation $D(k,t)$ et de l'énergie cinétique $E(k,t)$, (b) : du terme de transfert : $T(k,t)$.*

ce qui explique le nom de terme de transfert où les corrélations triples auxquelles il est lié ne produisent ni ne dissipent de l'énergie et concernent les interactions entre tourbillons de différentes tailles.
A grande échelle $T(k,t) \leq 0$, ainsi $T(k,t)$ retire de l'énergie aux grandes structures, par contre, dans les petites échelles $T(k,t) \geq 0$: il y a un apport d'énergie vers ces échelles.
Par ailleurs, à très grandes échelles, $T(k,t)$ est aussi positif, ce qui met en évidence un phénomène de remontée d'énergie vers ces échelles (backscatter).

1.2.3.2 Cascade d'énergie

Le transfert peut être intégré entre $[0,k]$, ce qui correspond au flux spectral, où l'énergie est transportée de la bande $[0,k]$ vers $]k,\infty[$:

$$S(k,t) = \int_0^k T(k',t)\, dk' \tag{1.17}$$

La figure (1.2) montre l'allure du flux $S(k,t)$. $S(k,t)$ présente une zone où il reste constant et

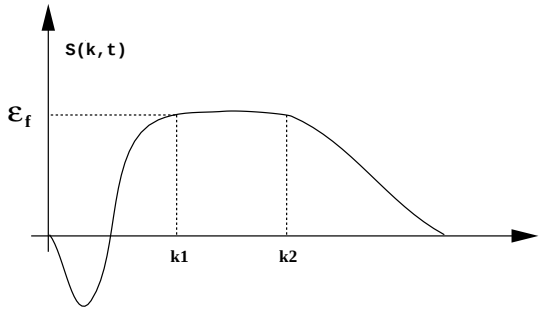


FIG. 1.2 – *Flux spectral : $S(k,t)$.*

proche de sa valeur maximum notée ϵ_f ($[k_1; k_2]$). Au delà de k_2, vers les grands k, $S(k,t)$ tend vers zéro ; en effet, dans ces échelles l'énergie finit par ne plus transiter, elle est en fait dissipée

par la viscosité moléculaire du fluide à un taux ϵ tel que $\epsilon = \epsilon_f$.
L'existence d'une zone où $S(k,t) = \epsilon_f$ — dite zone inertielle puisque les mouvements ne sont influencés par aucune contrainte — est à la base de la théorie de Kolmogorov (1941, 1962). En effet, on peut alors considérer que $E(k,t)$ n'est fonction que du flux ϵ et du nombre d'onde k. Une analyse dimensionnelle conduit à la forme de $E(k,t)$ suivante :

$$E(k,t) = C_K \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \tag{1.18}$$

$C_K \simeq 1.4$ étant la constante de Kolmogorov.

Nous avons présenté brièvement la théorie concernant les mécanismes énergétiques de la turbulence et ce dans le cadre restreint de la turbulence homogène isotrope incompressible. Les autres types d'écoulements présentent aussi cette zone inertielle. En effet, la théorie de Kolmogorov fait appel à la notion d'isotropie locale, ce qui signifie que les plus petites échelles de l'écoulement ont une structure isotrope en moyenne, indépendante du champ à grande échelle (gros tourbillons et cisaillement moyen).
Ainsi, par rapport à l'équation (1.15) — cas où le champ grande échelle est isotrope — on doit rajouter un terme de production, $\mathbf{P}(k,t)$ dû à la présence d'un champ moyen de vitesse — donc grande échelle — ou à un gradient de pression :

$$\frac{\partial}{\partial t} E(k,t) = T(k,t) + D(k,t) + \mathbf{P}(k,t) \tag{1.19}$$

En l'absence de ce terme de production, la turbulence n'est pas entretenue et décroît en raison des effets de dissipation visqueuse jusqu'à disparition.

Le processus de transfert d'énergie direct se décrit de la façon suivante : la turbulence extrait de l'énergie du mouvement moyen, cette production se situe à grande échelle. L'énergie transite ensuite, à flux constant et grâce aux interactions triadiques, à travers la cascade d'énergie de la zone inertielle ($k^{-5/3}$). L'étendue de cette zone dépend de l'écoulement et plus précisément du nombre de Reynolds. Ce transfert non-visqueux d'énergie se manifestent par des mécanismes d'étirements tourbillonnaires.
Les petites structures de l'écoulement s'ajustent instantanément à l'apport d'énergie issue des grandes échelles afin que, finalement, la viscosité joue son rôle en dissipant l'énergie transférée, les mouvements concernés sont dits en équilibres ($P = \epsilon$).
Le schéma (1.3) illustre cette description. $k_d \propto 1/\eta$ où η est l'échelle de Kolmogorov, la plus

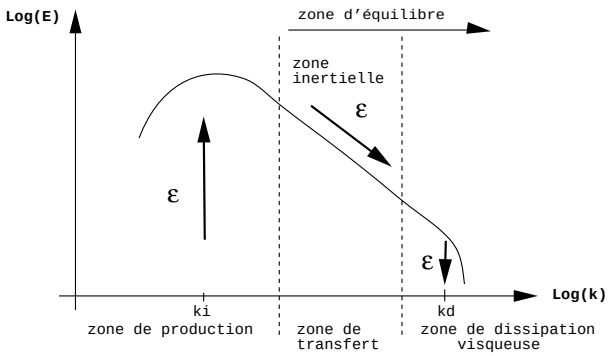


FIG. 1.3 – *Spectre de l'énergie cinétique : présentation des différentes zones.*

petite rencontrée dans l'écoulement.

L'existence de la zone inertielle implique la séparation des échelles porteuses d'énergie et de celles qui la dissipent, cette zone n'est donc présente qu'à grand nombre de Reynolds.

Si on peut trouver des situations mettant en défaut les hypothèses de Kolmogorov (isotropie locale, localités des transferts) il n'en reste pas moins que sa théorie se trouve vérifiée dans grand nombre d'expériences.

Ainsi les échelles les plus fines de l'écoulement semblent avoir une structure isotrope en moyenne, ce qui leur confère un caractère d'universalité d'un écoulement à un autre. Ce point constitue l'une des hypothèses principales de la simulation des grandes échelles où tout le problème consiste à représenter de façon correcte — universelle — les mécanismes de transfert se déroulant dans la zone inertielle.

Chapitre 2

Modélisation de la turbulence

Lorsqu'il s'agit de décrire numériquement un écoulement turbulent plusieurs points de vue sont envisageables :

- La Simulation Numérique Directe (SND)
- L'approche moyennée : Equations de Reynolds
- La Simulation des Grandes Échelles (SGE)
- La méthode des gaz sur réseau
- La méthode des filaments vortex.

Dans cette étude, nous n'aborderons pas les deux dernières approches. Dans la première partie de ce chapitre on présente l'approche statistique. Nous introduirons ensuite la Simulation Numérique Directe et enfin nous nous intéresserons à la méthode de Simulation des Grandes Echelles qui a été utilisée lors des calculs présentés plus loin.

De ces différentes approches que nous allons aborder, aucune n'est absolument satisfaisante. En effet, elles ont chacune été développées dans le cadre de configurations particulières limitant la possibilité de l'élaboration d'une méthode universelle applicable à tout type d'écoulement ou de géométrie et capable de restituer toute la complexité des mécanismes de la turbulence.

2.1 L'approche statistique : Equations de Reynolds

Pour un fluide Newtonien, les champs de vitesse et de pression instantanés dans un écoulement isotherme sont solution de l'équation de continuité et des équations de Navier-Stokes. Elles s'écrivent de la façon suivante (cas incompressible) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \mathcal{U}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial \mathcal{U}_i}{\partial t} + \mathcal{U}_j \dfrac{\partial \mathcal{U}_i}{\partial x_j} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial \mathcal{P}}{\partial x_i} + \nu \dfrac{\partial^2 \mathcal{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \end{cases} \tag{2.1}$$

ν et ρ sont respectivement la viscosité cinématique et la densité du fluide considéré, $\mathcal{U}_i$ les composantes de la vitesse instantanée et $\mathcal{P}$ la pression instantanée. Dans le cadre de l'approche moyennée introduite par Reynolds (1883), on décompose les variables instantanées en une partie moyenne et une partie fluctuante :

$$\mathcal{U}_i = U_i + u_i, \quad \mathcal{P} = P + p \tag{2.2}$$

où les lettres majuscules (U_i, P) représentent une moyenne d'ensemble et les minuscules (u_i, p) la partie fluctuante.
On note « $\overline{}$ » cet opérateur de moyennage et « $'$ » la fluctuation correspondante, ainsi, pour chaque variable Φ de l'écoulement les propriétés suivantes sont vérifiées :

$$\begin{cases} \overline{\overline{\Phi}} &= \overline{\Phi} \\ \\ \overline{\Phi'} &= 0 \end{cases} \tag{2.3}$$

De plus « $\overline{}$ » commute avec les opérateurs de dérivation. Ce moyennage permet d'obtenir les équations de l'écoulement moyen (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations, RANS) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \\ \dfrac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \dfrac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \dfrac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \dfrac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \end{cases} \tag{2.4}$$

La non-linéarité de l'équation du mouvement fait apparaître un terme inconnu :

$$\mathcal{R}_{ij} = \overline{u_i u_j}, \tag{2.5}$$

le tenseur de Reynolds qui représente les effets des fluctuations sur le champ moyen et agit comme une contrainte supplémentaire aux contraintes de pression et de viscosité.

L'objectif de l'approche statistique consiste à modéliser $\mathcal{R}_{ij}$ afin de fermer le système d'équations précédent. Cette approche a l'avantage de permettre la simulation d'écoulements complexes à des nombres de Reynolds élevés et difficilement envisageable avec une SND ou même une SGE. Cependant, les résolutions spatiales et temporelles des méthodes liées à cette approche ne permettent pas la description des fluctuations dues aux structures turbulentes. En effet, le moyennage opéré, qui constitue finalement une perte d'information, ne permet plus la restitution des instabilités qui génèrent la turbulence.
La modélisation dans ce cas apparaît extrêmement délicate dans la mesure où elle porte sur l'ensemble des processus de la turbulence, ces derniers sont nombreux et sensibles à la configuration de l'écoulement, ce qui explique la diversité des modèles proposés.
On peut cependant faire une classification de ces modèles par ordre croissant de complexité et de réalisme. On distingue deux points de vue :
Le premier point de vue fait appel au concept de viscosité turbulente ν_t — hypothèse de Boussinesq — qui repose sur l'analogie entre l'agitation moléculaire dont les effets sont représentés par la viscosité moléculaire ν (formulation de Newton) et l'agitation turbulente dont les effets sont alors représentés par ν_t. Notons que contrairement à ce que peut suggérer cette analogie, ν_t, n'est pas une propriété du fluide mais dépend de l'espace et du temps. Le second point de vue consiste à résoudre explicitement tous les termes du tenseur de Reynolds.

2.1.1 Modèles de viscosité turbulente

L'hypothèse de Boussinesq permet d'évaluer le tenseur de Reynolds en supposant que celui-ci est proportionnel au tenseur des taux de déformation des vitesses moyennes :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left\{ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right\} \tag{2.6}$$

La viscosité turbulente ν_t est issue d'une formulation algébrique contenant une échelle de temps — ou de vitesse — et une échelle de longueur. On distingue différents niveaux de détermination de ces échelles :

- Les modèles à zéro équation relevant le plus souvent de l'hypothèse de longueur de mélange (Prandlt). La simplicité de l'implantation de ces fermetures algébriques a fait leur succès mais leur manque d'universalité limite leur domaine d'application.
- Les modèles faisant intervenir les équations de transport de ces échelles ou une combinaison linéaire de celles-ci. La plus fréquemment utilisée porte sur l'énergie cinétique k puisque celle-ci fournit une représentation très satisfaisante de l'échelle de vitesse.
  Dans le cas des modèles à une équation de transport, la viscosité turbulente est alors donnée par une relation du type :

$$\nu_t = l\ k^{1/2} \tag{2.7}$$

  où l est l'échelle de longueur déterminée algébriquement. Dans le cadre d'applications aérodynamiques, Spalart & Allmaras (1994) proposent de résoudre directement l'équation de transport de la viscosité turbulente.
  Les modèles les plus répandus font intervenir deux équations de transport. En plus de l'équation de transport de k, il intervient une autre équation de transport. Le choix de cette seconde quantité pour extraire l'échelle de longueur est plus variable mais porte couramment sur la dissipation visqueuse ϵ (modèle $k-\epsilon$).
  La viscosité turbulente est alors donnée par

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \tag{2.8}$$

  où C_μ est une constante calée expérimentalement.

Les modèles $k-l$ ou $k-\omega$ sont aussi très répandus. Cependant pour les écoulements présentant des gradients importants de contraintes normales comme c'est le cas s' il y a décollement, rattachement ou encore rotation, la relation linéaire (2.6) conduit à des inconsistances. Ainsi, ces dernières années certains auteurs ont introduit des modèles non-linéaires où le tenseur $\mathcal{R}_{ij}$ est exprimé en termes de taux de déformation des vitesses et de vorticités moyennes. Les échelles de longueur et de temps sont toujours fournies par des équations de transport (Gatski & Speziale, 1993; Craft, 1997).

2.1.2 Modèles du second ordre

L'évolution de la puissance des calculateurs permet au début des années 70 de réaliser les premiers calculs utilisant les modèles du second ordre. Cependant ceux-ci ne présentent pas de progrès significatif par rapport à ceux issus de modèles de viscosité turbulente. En effet, les premières simulations souffrent de l'utilisation de schémas numériques trop dissipatifs et c'est au début des années 80 qu'apparaissent les schémas précis et les puissances de calcul nécessaires à l'élimination de ces inconvénients, permettant ainsi la démonstration de la supériorité des modèles aux tensions de Reynolds sur les approches précédentes.

Initiés par Lumley (1978) et soutenus par les résultats de la SND, les travaux de recherche actuels tendent à améliorer la physique des modèles du second ordre.

Les équations exactes

Les équations de continuité et de transport des quantités fluctuantes se déduisent directement des équations de Naviers-Stokes moyennées et s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \dfrac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial U_i}{\partial x_j} u_j - \overline{\dfrac{\partial u_i}{\partial x_j} u_j} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \dfrac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \dfrac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \end{cases} \tag{2.9}$$

De là on extrait les équations de transport des quantités turbulentes qui se mettent sous la forme suivantes :

$$\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + C_{ij} = P_{ij} + F_{ij} + \phi_{ij} - \epsilon_{ij} + \frac{\partial d_{ijk}}{\partial x_k} \tag{2.10}$$

avec

- Le transport convectif :

$$C_{ij} = U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \tag{2.11}$$

- La production liée aux gradients moyens de vitesse :

$$P_{ij} = -\left\{ \overline{u_k u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_k u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right\} \tag{2.12}$$

- La production liée aux forces de volume :

$$F_{ij} = \left\{ \overline{f_i u_j} + \overline{f_j u_i} \right\} / \rho \tag{2.13}$$

- La corrélation pression-déformation :

$$\phi_{ij} = \overline{\frac{p}{\rho} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\}} \tag{2.14}$$

- Le tenseur du taux de dissipation :

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}} \tag{2.15}$$

- La diffusion qui engendre une redistribution spatiale des tensions :

$$d_{ijk} = -\left\{ \overline{u_i u_j u_k} + \frac{\overline{u_j p}}{\rho} \delta_{ik} + \frac{\overline{u_i p}}{\rho} \delta_{jk} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right\} \tag{2.16}$$

La résolution des équations de transport des tensions de Reynolds présente l'avantage de distinguer les différents phénomènes physiques qui interviennent dans leur bilan et permet de tenir compte des effets non-locaux de la turbulence. Chacun des termes est modélisé séparément. En annexe, on fait une présentation générale des modèles puis on introduit certaines des modifications apportées.

2.1.3 Approche instationnaire

Pour les configurations instationnaires une extension instationnaire des modèles RANS existants est adoptée. On parle de URANS pour Unsteady-RANS. Dans le cas d'une configuration où il existe une fréquence prédominante car l'écoulement présente une organisation tourbillonnaire forte ou à cause d'un forçage, une autre approche est proposée. Celle-ci permet de déterminer la partie organisée (cohérente) de l'instationnarité alors que la contribution non-cohérente (les fluctuations aléatoires) est prise en compte par le modèle de turbulence. Cette démarche est nommée SDS pour Semi-Deterministic Simulation (voir Ha Minh & Kourta, 1993). Une illustration de cette d'approche est donnée dans Kourta (1999) où l'auteur y étudie l'écoulement dans les moteurs des lanceurs spatiaux.

2.2 La Simulation Numérique Directe : SND

La Simulation Numérique Directe consiste à résoudre explicitement toutes les échelles spatiales et temporelles de l'écoulement simulé. Cela signifie qu'aucun modèle, ni approximation n'est introduit lors de la résolution des équations de Navier-Stokes excepté celles liées au schéma numérique utilisé.
La SND est une méthode très appréciable pour plusieurs raisons. La grande précision des résultats qu'elle produit — grâce à l'absence d'approximation lors de sa mise en place — lui confère un statut « d'expérience numérique ». En effet, les résultats obtenus sont de qualité comparable à ceux de l'expérience et la SND a l'avantage de permettre un contrôle exact des conditions imposées à l'écoulement — conditions initiales, d'entrée, aux limites, contraintes extérieures ...
La SND permet l'accès à toutes les grandeurs physiques de l'écoulement et ce de façon instantanée ; chaque nœud du maillage est en fait une sonde potentielle qui permet de recueillir des informations sans perturber l'écoulement. Elle fournit les champs fluctuants — en temps — et permet la représentation des structures les plus petites de l'écoulement — jusqu'à l'échelle de Kolmogorov — se trouvant en fait avoir une influence non négligeable sur les plus grandes échelles. La SND permet donc une description fine de la dynamique des écoulements turbulents.
L'élément limitant de cette méthode est son coût de calcul. En effet grâce à une manipulation portant sur les échelles caractéristiques de l'écoulement on obtient la relation suivante (Lesieur, 1997) :

$$\frac{L}{\eta} \propto Re_t^{3/4}$$

L est l'échelle intégrale, caractéristique des tourbillons porteurs d'énergie, η, l'échelle de Kolmogorov, la plus petite de l'écoulement. Ainsi, plus le régime turbulent est élevé, plus la gamme d'échelles en présence est étendue.
On montre aussi que : $N^3 \approx 64\ Re_t^{9/4}$ où N est le nombre de points de grille. Le caractère prohibitif de cette méthode est évident et explique le fait que la SND reste réservée à l'étude de cas fondamentaux à faible Reynolds et à géométries qui ne demandent pas de raffinement de maillage.
La base de données qu'elle constitue sert de référence auxquelles sont comparées les expériences, les SGE ou les méthodes RANS pour leur validation. La SND permet aussi l'élaboration de modèles et de théorie concernant la turbulence.
Malgré l'augmentation des performances des calculateurs, les plus forts nombres de Reynolds envisagés restent cependant relativement faibles par rapport à ceux généralement rencontrés dans le milieu de l'industrie. En effet, dans le cas d'un véhicule qui se déplace à $40ms^{-1}$, l'épaisseur

de couche limite qui se développe sur les panneaux du véhicule est de l'ordre du centimètre ce qui nous conduit à un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^6. Comparativement le nombre de Reynolds succeptible d'être atteind en SND est de $Re_\delta = 10^4$.

2.3 La Simulation des grandes échelles : SGE

La troisième alternative, dont l'utilisation s'est accrue durant ces vingt dernières années, constitue un compromis des deux premières. Cependant, on aurait tort de considérer la SGE comme la méthode « salvatrice ». Malgré ces avantages par rapport aux deux autres, celle-ci est entaché de défauts proches de ceux de la méthode RANS et de la SND et fait apparaître d'autres inconnues dont la maîtrise est loin d'être acquise.

L'hypothèse fondatrice de la SGE repose sur la nature différente des structures tourbillonnaires selon leur taille. Les grandes échelles, fortement influencées par la géométrie de l'écoulement — les conditions aux limites en particulier — sont spécifiques à chaque configuration étudiée. Par contre, les mouvements à plus petite échelle sont supposés plus universels. L'isotropie — d'un point de vue statistique — et le faible niveau énergétique qu'on leur attribue laisse supposer la possibilité de représenter leur action de façon « universelle » (voir Kolmogorov, 1941, 1962).

Ainsi, la méthode de simulation des grandes échelles consiste à calculer explicitement les mouvements tridimensionnels et instationnaires associés aux grands tourbillons tout en modélisant l'effet des plus fines échelles souvent associées, en pratique, à celles dont la taille est inférieure à la taille du maillage employé. Ces échelles portent alors le nom d'échelles sous-maille.

2.3.1 Interactions triadiques

Le caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes se traduit par l'existence d'interactions entre des triades de vecteurs d'onde dans l'espace de Fourier. Une triade est un ensemble de vecteurs d'onde tels que $\mathbf{k}+\mathbf{p}+\mathbf{q}=0$ (voir paragraphe (1.2.3) page 11). On distingue alors deux types d'interactions : les interactions locales et les interactions non locales (Lesieur, 1997).

Les interactions locales mettent en jeu des vecteurs d'onde dont la norme est proche : $k \simeq p \simeq q$; ce sont donc des tourbillons de taille voisine qui interagissent. Ces interactions sont reconnues comme étant, dans une large mesure, à l'origine de la cascade d'énergie de la zone inertielle (Tennekes & Lumley, 1976) et dans la mesure où le nombre de R_e est suffisamment élevé, il se développe un spectre de Kolmogorev en $k^{-5/3}$.

Les interactions non-locales font intervenir deux vecteurs d'onde de taille proche avec un troisième plus petit tel que :

$$\begin{cases} k < p < q \\ \|q-p\| < k \ll p \simeq q \end{cases} \tag{2.17}$$

Une partie de ces interactions est responsable d'un phénomène de remontée d'énergie vers les plus grandes échelles (Lesieur & Schertzer, 1978). Ce backscatter traduit l'influence des petites structures sur les grandes.

Le bilan global de ces interactions est un flux d'énergie vers les petites échelles, même si des transferts inverses interviennent localement. Dans la Simulation des Grandes Echelles, l'introduction d'une échelle de coupure empêche l'existence de ces interactions non-locales de part et d'autre de la coupure. On a ici un nœud de cette approche où l'implantation de modèles capables de reproduire les effets des interactions triadiques est un enjeu important.

2.3.2 Filtrage

La décomposition de toute grandeur turbulente f en une grandeur grande échelle $\overline{f}$ et une quantité sous-maille f' se fait par une opération de filtrage (Léonard, 1974) :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{x},t) = &\quad \overline{f}(\mathbf{x},t) + f'(\mathbf{x},t) \\ \text{où} \quad \overline{f}(\mathbf{x},t) = &\quad \int_{R^3} G(\mathbf{x}-\mathbf{x}')f(\mathbf{x}')dx' \end{aligned} \tag{2.18}$$

Pour simplifier, on s'intéresse à un écoulement fluide, homogène incompressible dont la densité est constante.
L'équation (2.18) peut se noter sous la forme d'un produit de convolution :

$$\overline{f}(\mathbf{x},t) = G(\mathbf{x}) * f(\mathbf{x},t) \tag{2.19}$$

soit dans l'espace des nombres d'onde :

$$\overline{\widehat{f}}(\mathbf{k},t) = \widehat{G}\widehat{f}(\mathbf{k},t) \tag{2.20}$$

L'action de ce filtre passe-bas est d'introduire un moyennage spatial du champ autour du point considéré et de l'annuler au delà d'une distance correspondant à la largeur du filtre Δ_c.
Les filtres les plus couramment employés sont les suivants :

- Le filtre Gaussien :

$$\widehat{G}(k_i) = exp\left\{-\frac{k_i}{24}\Delta_c^2\right\} \quad (i=1,3), \quad k_c = \pi/\Delta_c \tag{2.21}$$

- Le filtre droit :

$$\widehat{G}(k_i) = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad k_i < k_c \quad (i=1,3) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.22}$$

- Le filtre « top-hat » :

$$G(\mathbf{x}-\mathbf{x}') = \begin{cases} \Delta_c^{-3} & \text{si} \quad \|x-x_i\| < \frac{\Delta_c}{2} \quad (i=1,3) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.23}$$

C'est la méthode numérique employée qui conditionne le choix du filtre. Ainsi, le filtre droit est utilisé dans le cas d'un algorithme spectral alors que le filtre gaussien est préféré dans les simulations usant des différences finies.
Le dernier filtre — « top-hat » — a la propriété d'être généré lors de l'emploi des différences finies dans l'approximation des dérivées spatiales (filtrage implicite).
Il semble que les choix du modèle sous-maille et du filtre soient liés et que leur consistance assure de meilleures prédictions (Piomelli *et al.*, 1988*b*; Liu *et al.*, 1994).

Hormis ses propriétés de conservation des constantes ou de linéarité, $G(\mathbf{x}-\mathbf{x}')$ commute avec les opérateurs de dérivation. Cependant, dans le cas non homogène où le maillage n'est plus uniforme, ce n'est valable qu'à l'ordre deux (Ghosal & Moin, 1995).

L'application de l'opérateur de filtrage conduit aux équations suivantes (cas incompressible) :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \\ \dfrac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \dfrac{\partial \overline{u}_i \overline{u}_j}{\partial x_j} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + 2\nu\dfrac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x_j} + \dfrac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{cases} \tag{2.24}$$

avec

$$\tau_{ij} = \underbrace{\overline{u}_i\overline{u}_j - \overline{\overline{u}_i\overline{u}_j}}_{\mathcal{L}_{ij}} - \underbrace{(\overline{\overline{u}_i u'_j} + \overline{u'_i\overline{u}_j})}_{\mathcal{C}_{ij}} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j}}_{\mathcal{R}_{ij}} \tag{2.25}$$

représentant les effets des échelles sous-maille sur le champ filtré,

$$\begin{array}{lll} & \mathcal{L}_{ij} & \text{le terme de Léonard,} \\ \text{et} & \mathcal{C}_{ij} & \text{le terme croisé,} \\ & \mathcal{R}_{ij} & \text{le terme de Reynolds de sous-maille.} \end{array} \tag{2.26}$$

Même si le terme de Léonard est calculable explicitement à partir du champ filtré, et afin de respecter l'invariance par transformation galliléenne, on préfère modéliser τ_{ij} globalement sans distinguer chacun des termes (Speziale, 1985).

$\mathcal{R}_{ij}$ met en jeu des interactions entre deux petites structures tourbillonnaires et le champ simulé, ce sont des interactions non-locales. $\mathcal{C}_{ij}$ quant à lui fait intervenir des interactions entre une petite et une grande échelle pour agir sur le champ à grande échelle.

Pour des raisons de consistance par rapport aux termes visqueux, la trace de τ_{ij} est incorporée au terme de pression, on définit alors :

$$\overline{P} = \overline{p} - \frac{1}{3}\frac{1}{\rho_0}\tau_{ll} \tag{2.27}$$

la pseudo-pression. Le terme τ_{ij} à modéliser est ainsi de trace nulle.

On notera la similitude entre les équations de l'approche RANS et de celles de la SGE. Cependant, dans la mesure où le filtrage de la SGE n'est pas un opérateur de Reynolds — $\overline{\overline{f}} \neq \overline{f}$ — les interactions champ filtré/champ fluctuant ne s'annulent pas et naturellement, les informations contenues dans les tenseurs à modéliser ne sont pas de même nature.

2.3.3 Filtrage et transfert d'énergie

Revenons un instant dans l'espace spectral. Après application d'un filtre droit sur l'équation (1.5) dans l'espace spectral, l'équation du champ filtré tel que $k \leq k_c$ devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\widehat{\overline{u}}_i(\mathbf{k},t) = \frac{\partial}{\partial t}\widehat{u}_i(\mathbf{k},t) = \quad & -\nu k^2 \widehat{u}_i(\mathbf{k},t) + T_i(\mathbf{k},t) \\ & \underbrace{-\imath k_m P_{ij}(\mathbf{k}) \int_{p<k_c \text{ et } q<k_c} \widehat{u}_j(\mathbf{p},t)\widehat{u}_m(\mathbf{q},t)\ \delta(-\mathbf{k}+\mathbf{p}+\mathbf{q})\ \ d^3p\ d^3q}_{\text{terme grande échelle}} \end{aligned} \tag{2.28}$$

$T_i(\mathbf{k},t)$ est le terme de sous-maille :

$$T_i(\mathbf{k},t) = -\imath k_m P_{ij}(\mathbf{k}) \int_{p>k_c \text{ ou } q>k_c} \widehat{u}_j(\mathbf{p},t)\widehat{u}_m(\mathbf{q},t)\ \delta(-\mathbf{k}+\mathbf{p}+\mathbf{q})\ \ d^3p\ d^3q \tag{2.29}$$

De la même façon, l'équation d'évolution de la densité spectrale d'énergie cinétique filtrée peut elle aussi se mettre sous la forme qui permet de distinguer les termes résolus des termes sous-maille :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2\right) E(\mathbf{k},t) = T_{\substack{p<k_c \\ \overset{et}{} \\ q<k_c}}(\mathbf{k},t) + T_{\substack{p>k_c \\ \overset{ou}{} \\ q>k_c}}(\mathbf{k},t) \tag{2.30}$$

Lors d'une simulation numérique, c'est le terme de transfert sous-maille (second terme de droite) que l'on est amené à modéliser.

2.3.4 Modèles sous-maille

Le lecteur trouvera une revue complète des différents modèles sous-maille dans Lesieur & Métais (1996) et Lamballais (1996).

Pour modéliser τ_{ij}, on distingue deux types d'approche :

- la première, la plus fréquemment employée, fait appel au concept de viscosité turbulente déjà rencontré lors de la présentation des modèles moyennés. La fermeture des équations revient dans ce cas à la modélisation du scalaire $\nu_t(\mathbf{x}, t)$.
- la seconde approche est basés sur l'hypothèse de similitude d'échelle, elle consiste à modéliser chaque composante du tenseur sous-maille. Introduit par Bardina *et al.* (1980), elle ne suppose pas, contrairement à l'approche précédente, l'alignement des tenseurs de contrainte et de déformation. Ce type de modèle s'avèrant sous-dissipatif, il a été couplé à d'autres modèles ne présentant pas ce défaut (modèle mixte de Bardina *et al.*, 1983, voir Sagaut (1998)).

Dans la suite de l'exposé on s'intéresse plus particulièrement aux modèles qui relèvent de la première approche.

Ainsi, le tenseur sous-maille se met sous la forme suivante :

$$\tau_{ij} = 2\nu_t \overline{S}_{ij} + \frac{1}{3}\tau_{ll}\delta_{ij} \tag{2.31}$$

$$\text{où} \quad \overline{S_{ij}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right), \tag{2.32}$$

est le tenseur de déformation du champ filtré de vitesse (sommation sur les indices répétés).

L'équation de Navier-Stokes filtrée devient :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_i \overline{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + 2\frac{\partial}{\partial x_j}\{(\nu + \nu_t)\ \overline{S}_{ij}\}, \tag{2.33}$$

$\overline{P}$ est la pression modifiée, $\overline{P} = \overline{p} - \frac{1}{3}\rho_0\tau_{ll}$. Les modèles proposés pour ν_t sont les suivants :

• **Modèle de Smagorinsky** (Smagorinsky, 1963)

En supposant que la coupure intervient dans la zone inertielle (turbulence en équilibre), que le spectre y est en $k^{-5/3}$ et grâce à une hypothèse de longueur de mélange, la formulation du modèle de Smagorinsky est la suivante :

$$\nu_t = (C_s\Delta)^2|\overline{S}|\ , \tag{2.34}$$

où $|\overline{S}| = (2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij})^{1/2}$.

Δ est la taille de la maille que l'on suppose représentative de l'échelle de longueur caractéristique des structures sous-maille alors que $|\overline{S}|$ donne leur vitesse caractéristique. La constante C_s est déterminée égale à 0.18 si C_K est prise égale à 1.4.

Ce modèle se révèle trop dissipatif en proche paroi, dans le cas laminaire ou encore en présence de cisaillement. On introduit alors une fonction d'amortissement de l'échelle des longueurs (empirique le plus souvent) ou on diminue la valeur de C_s.

Malgré ces défauts ce modèle reste largement employé.

• **Viscosité turbulente spectrale**

A partir de l'équation d'évolution de la densité spectrale d'énergie cinétique $E(\mathbf{k},t)$ établie précédemment :

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t}+2\nu k^2\Big)E(\mathbf{k},t)=T\underset{\substack{p<k_c\\ et\\ q<k_c}}{}(\mathbf{k},t)+T\underset{\substack{p>k_c\\ ou\\ q>k_c}}{}(\mathbf{k},t) \tag{2.35}$$

où on note maintenant le terme sous-maille $T_{>k_c}(\mathbf{k},t)$, Kraichnan (1976), introduit la viscosité spectrale turbulente comme suit :

$$T_{>k_c}=-2\ \nu_t(k,k_c,t)\ k^2E(k,t) \tag{2.36}$$

Chollet & Lesieur (1981), proposent l'expression de la viscosité turbulente spectrale suivante :

$$\nu_t(k/k_c,t)=\nu^+(k,k_c)\Big(\frac{E(k_c,t)}{k_c}\Big)^{1/2} \tag{2.37}$$

où $E(k_c,t)$ est l'énergie à la coupure et

$$\nu^+(k,k_c)=\nu^\infty\Gamma(k/k_c), \tag{2.38}$$

$\Gamma(k/k_c)$ étant une fonction empirique (Chollet, 1985) présentant le comportement « plateau-pic » mis en évidence par Kraichnan. En effet, $\Gamma(k/k_c)$ reste constante jusqu'à $k/k_c=0.3$ puis augmente à l'approche de k_c (présence des transferts à travers k_c).
ν^∞ est une constante égale à 0.267 dans le cas d'un spectre de Kolmogorov.

Une variante de ce modèle consiste à déterminer dynamiquement ν^∞ en fonction de la pente du spectre à la coupure, ainsi dans le cas d'un spectre en k^{-m} (Métais & Lesieur, 1992; Lamballais, 1996) :

$$\nu^\infty=0.0306\ C_K^{-3/2}\ \frac{5-m}{m+1}\ (3-m)^{1/2} \tag{2.39}$$

• **Modèle de la fonction de structure**

Ce modèle correspond à une transposition dans l'espace physique du modèle de viscosité turbulente spectrale, permettant ainsi d'agrandir le domaine d'application dans la mesure où celui-ci n'est plus limité aux géométries simples et aux conditions limites périodiques.

Métais & Lesieur (1992), proposent alors :

$$\nu_t(\mathbf{x},t)=C_{sf}\ \Delta\ \sqrt{\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)}, \tag{2.40}$$

où, avec un spectre de Kolmogorov, $C_{sf}=0.105\ C_K^{-3/2}$ si $C_K=1.4$.
$\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)$ est la fonction de structure d'ordre deux définie de la manière suivante :

$$\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)=\langle\|\overline{u}(\mathbf{x}+\mathbf{r},t)-\overline{u}(\mathbf{x},t)\|^2\rangle_{\|\mathbf{r}\|=\Delta} \tag{2.41}$$

Δ est l'échelle de la maille et $\langle\rangle$ l'opérateur de moyenne d'ensemble.

En pratique $\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)$ est déterminée par une moyenne sur les six points voisins. Dans le cas d'un écoulement présentant un cisaillement moyen, la moyenne est effectuée sur les quatre points

dans le plan perpendiculaire à ce cisaillement pour ne pas prendre en compte cette information grande échelle.

Il existe deux variantes de ce modèle :

➤ *Le modèle de la fonction de structure sélective*
Développé par David (1993), ce modèle consiste à appliquer la viscosité turbulente uniquement si l'écoulement est tridimensionnel. Le critère de tridimensionnalité est le suivant :

$$\nu_t(\mathbf{x},t) = C_{ssf}\ \Phi_{\alpha_0}(\mathbf{x},t)\ \Delta\ \sqrt{\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)} \tag{2.42}$$

où

$$\Phi_{\alpha_0} = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad (\widehat{\omega_i;\omega_m}) \geq \alpha_0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.43}$$

ω_i est le vecteur de vorticité instantané au point $\mathbf{x}$ et ω_m le vecteur de vorticité instantané moyenné localement.
David (1993) propose $\alpha_0 = 20$ degrés et $C_{ssf} = 0.104$. L'angle α_0 ayant été déterminé au moyen de simulations de turbulence homogène isotrope.

➤ *Le modèle de la fonction de structure filtrée*
Cette seconde variante du modèle de la fonction de structure développée par Ducros (1995), consiste à filtrer le champ de vitesse avant de calculer la fonction de structure, le débarrassant ainsi de l'information grande échelle.
Le filtre utilisé est un Laplacien itéré trois fois (noté $\mathcal{L}^3$) :

$$\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t) = \langle \|\mathcal{L}^3(\overline{u})(\mathbf{x}+\mathbf{r},t) - \mathcal{L}^3(\overline{u})(\mathbf{x},t)\|^2 \rangle_{\|\mathbf{r}\|=\Delta} \tag{2.44}$$

puis,

$$\nu_t(\mathbf{x},t) = C_{fsf}\ \Delta\ \sqrt{\overline{F}_{2,\Delta}(\mathbf{x},t)} \tag{2.45}$$

avec $C_{fsf} = 8.4\ 10^{-4}$ si $C_K = 1.4$.

• **Modèle dynamique**

La procédure dynamique (Germano *et al.*, 1991) vise à ajuster au cours du calcul la valeur de la constante du modèle, reflétant ainsi mieux l'état local et instantané de l'écoulement que les modèles où la constante est fixée à priori.

La démarche consiste à introduire en plus du filtre lié à la SGE, le filtre de grille ($\overline{\Delta}$), un second filtre, noté « $\widetilde{\ }$ », et dont la largeur est telle que $\widetilde{\overline{\Delta}} = \alpha\ \overline{\Delta}$ (couramment $\alpha = 2$). En appliquant ce filtre aux équations de Navier-Stokes filtrées, il apparaît en plus de τ_{ij}, un nouveau tenseur de contrainte sous-maille, T_{ij}, du champ de vitesse $\widetilde{\overline{u}}_i$:

$$\begin{cases} \tau_{ij} = & \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j \\ T_{ij} = & \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\overline{u}}_i \widetilde{\overline{u}}_j \end{cases} \tag{2.46}$$

Les contraintes résolues sont données par

$$\mathcal{L}_{ij} = T_{ij} - \widetilde{\tau_{ij}} \quad \text{(relation de Germano)}, \tag{2.47}$$

Pour déterminer le modèle on suppose la similitude du champ de vitesse correspondant au deux niveaux de filtrage. Cette hypothèse autorise l'utilisation d'un même modèle pour représenter les

échelles sous-maille des deux filtrages. Cela amène Germano *et al.* (1991), qui utilisent le modèle de Smagorinsky en particulier à :

$$\begin{cases} \tau_{ij} - (\delta_{ij}/3)\tau_{kk} = -2\ C\overline{\Delta}^2\ |\overline{S}|\ \overline{S}_{ij}, \\ T_{ij} - (\delta_{ij}/3)T_{kk} = -2\ C\widetilde{\overline{\Delta}}^2\ |\widetilde{\overline{S}}|\ \widetilde{\overline{S}}_{ij}, \end{cases} \tag{2.48}$$

avec :

$$\widetilde{\overline{S}}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\widetilde{\overline{u}}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\widetilde{\overline{u}}_j}{\partial x_i}\right), |\widetilde{\overline{S}}| = \sqrt{2\ \widetilde{\overline{S}}_{mn}\ \widetilde{\overline{S}}_{mn}} \tag{2.49}$$

Ainsi :

$$\mathcal{L}_{ij} - (\delta_{ij}/3)\mathcal{L}_{kk} = 2\ C\mathcal{M}_{ij}, \tag{2.50}$$

et

$$\mathcal{M}_{ij} = (\widetilde{\overline{\Delta}}^2\ |\widetilde{\overline{S}}|\ \widetilde{\overline{S}}_{ij} - \overline{\Delta}^2\ \widetilde{|\overline{S}|\ \overline{S}_{ij}}) \tag{2.51}$$

Germano *et al.* (1991), contractent cette dernière expression et la multiplient par $\overline{S}_{ij}$, finalement C est obtenue avec la relation suivante :

$$C = \frac{1}{2}(\langle\mathcal{L}_{ij}\overline{S}_{ij}/\mathcal{M}_{ij}\overline{S}_{ij}\rangle), \tag{2.52}$$

où en principe C est fonction de x, y, z, t. Cependant, le dénominateur de l'expression précédente pouvant s'annuler, Germano *et al.* (1991), préconisent d'introduire un moyennage dans les directions homogènes, noté $\langle\rangle$, de cette expression. Dans le cas d'un canal plan ils proposent un moyennage dans les plans parallèles à la paroi.
Ce modèle présente un comportement satisfaisant en laminaire ou proche paroi ; pourtant, dans la mesure où la constante peut prendre des valeurs négatives, ce qui peut être interprété en terme de backscatter, cette caractéristique du modèle conduit à des instabilités numériques qui rendent le moyennage indispensable. Des variantes ont par la suite été proposées pour palier aux inconsistances mathématiques qui limitent l'utilisation du modèle.

Enfin, pour clore ce chapitre sur les différentes approches concernant la modélisation des écoulements turbulents, on présente une méthode de calcul instationnaire qui mêle les approches SGE/URANS. Speziale (1998) propose une expression du tenseur de Reynolds qui s'annule dans la limite d'une configuration très résolue : on tend vers la SND. En revanche, dans la limite où le nombre de Reynolds est élevé ou pour un maillage grossier le résultat tend vers celui du modèle RANS. L'auteur désigne cette approche Simulation des Très Grandes Echelles et la présente comme une « Simulation des Grandes Echelles où la majorité de l'énergie cinétique turbulente n'est pas calculée ». Une démarche alternative est celle proposée par Spalart *et al.* (1997). Cette approche, nommée DES pour Detached-Eddy Simulation, s'applique aux configurations décollées et consiste à utiliser les équations de Reynolds moyennées dans les zones de couche limite et la SGE dans les zones fortement décollées. Travin *et al.* (2000) présentent les résultats obtenus avec cette approche dans les cas d'une marche descendante et d'un cylindre (voir aussi Caruelle, 2000).

Chapitre 3

Code de calcul

3.1 Equations de Navier-Stokes compressibles

3.1.1 Système à résoudre

Le cadre de notre étude est le suivant : on considère un fluide compressible et Newtonien, en pratique, le fluide choisi est l'air. On supposera que son comportement est celui d'un gaz parfait.

Les équations qui caractérisent l'évolution spatio-temporelle d'un tel fluide sont dans ce cas :

- L'équation de continuité, assurant la conservation de la masse au cours du mouvement.
- Les équations de conservation de la quantité de mouvement. Elles découlent du principe fondamental de la dynamique ($\sum \vec{f} = m\vec{\gamma}$).
- Enfin, l'équation thermodynamique qui assure la conservation de l'énergie totale. Cette dernière est la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique, l'énergie potentielle étant négligée.

Le système que l'on est amené à résoudre s'écrit, sous forme conservative, de la façon suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = \mathcal{S} \quad . \tag{3.1}$$

(i=1,2,3) représente les trois directions spatiales, (u_i) chaque composante de la vitesse et ρ la densité. Dans cette étude, il n'existe pas de terme source, $\mathcal{S}$ sera pris égal à zéro dans la suite de l'exposé.

U est le vecteur suivant :

$$U = {}^T(\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho e) \tag{3.2}$$

et ρe, l'énergie totale par unité de volume, a pour expression :

$$\rho e = \rho\, C_v\, T + \frac{1}{2}\rho(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2) \quad . \tag{3.3}$$

On définit C_v et C_p, les chaleurs spécifiques du fluide à volume et pression constant respectivement. On négligera la dépendance de C_v en température, T, ainsi que celle du rapport $C_p/C_v = \gamma$ ($\simeq 1.4$ pour l'air). Chaque flux de (3.1) a pour expression :

$$F_i = \begin{pmatrix} -\rho u_i \\ -\rho u_i u_1 + \sigma_{i1} \\ -\rho u_i u_2 + \sigma_{i2} \\ -\rho u_i u_3 + \sigma_{i3} \\ -\rho u_i e + (u_1\sigma_{i1} + u_2\sigma_{i2} + u_3\sigma_{i3}) + k\frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad . \tag{3.4}$$

Les composantes du tenseur de contraintes (σ_{ij}) sont données par :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu S_{ij} \tag{3.5}$$

où δ_{ij} est le tenseur de Kronecker, S_{ij} la partie déviatrice du tenseur des taux de déformation des vitesses :

$$S_{ij} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}(\nabla.\vec{u})\delta_{ij} \quad . \tag{3.6}$$

La viscosité moléculaire $\mu(T)$ est définie par la loi empirique de Sutherland :

$$\mu(T)/\mu^* = \begin{cases} \left(\frac{T}{T^*}\right)^{3/2} \frac{T^* + S_1}{T + S_1} & \text{si } T \geq 120K \\ \frac{\mu(120)}{\mu^*} \left(\frac{T}{120}\right) & \text{si } T < 120K \ . \end{cases} \tag{3.7}$$

μ^* correspond à la viscosité prise à la température de référence T^*. S_1 est une constante qui dans le cas de l'air vaut 110 (Schlichting, 1979).

Dans le terme de flux thermique de l'équation thermodynamique, il apparaît la variable $k(T)$ représentant la conductivité thermique. Celle-ci est liée à la diffusion thermique $\kappa(T)$ par :

$$k(T) = \rho C_p \kappa(T) \tag{3.8}$$

et s'obtient grâce à $\mu(T)$ avec la relation suivante :

$$Pr = \frac{\mu(T) C_p}{\kappa(T)} \tag{3.9}$$

où Pr, nombre de Prandtl et sans dimension est pris égal à 0.7 dans le cas de l'air. L'étude s'effectuant dans l'hypothèse des gaz parfaits, les relation suivantes sont vérifiées :

$$p = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}} \rho T \quad \text{et} \quad C_p(T) - C_v(T) = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}} \quad . \tag{3.10}$$

$\mathcal{R}$ est la constante des gaz parfaits, $\mathcal{M}$ la masse molaire du gaz considéré. Dans le cas de l'air $R = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}} = 287,06\, Jkg^{-1}K^{-1}$.

3.1.2 Adimensionnalisation

En se donnant une unité de longueur l^*, une unité de vitesse u^* ainsi que ρ^* et p^* pour la densité et la pression, on peut déterminer les unités servant à adimensionner les variables restantes. Ainsi, pour le temps, $t^* = l^*/u^*$, $p^* = \rho^* T^*$ pour la pression, $\mu^* = \mu(T^*)$ pour la viscosité dynamique, et enfin, $\rho^* e^* = p^*$ pour l'énergie totale.

Ces grandeurs permettent de définir les nombres adimensionnels suivants :

- Nombre de Reynolds

$$Re = \frac{\rho^* u^* l^*}{\mu^*} \tag{3.11}$$

- Nombre de Mach

$$M = \frac{u^*}{\sqrt{\gamma T^*}} \tag{3.12}$$

- Nombre de Prandtl

$$Pr = \frac{\mu^* c_p}{k^*} \tag{3.13}$$

Dans ces conditions toute variable est sans dimension et les flux (3.4) se réécrivent comme suit :

$$F_i = \begin{pmatrix} -\rho u_i \\ -\rho u_i u_1 - \dfrac{1}{\gamma M^2}\, p\delta_{i1} + \dfrac{\mu}{Re} S_{i1} \\ -\rho u_i u_2 - \dfrac{1}{\gamma M^2}\, p\delta_{i2} + \dfrac{\mu}{Re} S_{i2} \\ -\rho u_i u_3 - \dfrac{1}{\gamma M^2}\, p\delta_{i3} + \dfrac{\mu}{Re} S_{i3} \\ -\rho(e+p)u_i + \dfrac{\mu}{Re}\gamma M^2 S_{ij} u_j + \dfrac{\gamma}{\gamma - 1}\dfrac{\mu}{PrRe}\dfrac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} . \tag{3.14}$$

L'énergie totale adimensionnée devient :

$$\rho e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\gamma M^2}{2}\rho(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2) \tag{3.15}$$

et l'équation des gaz parfaits :

$$p = \rho T \ . \tag{3.16}$$

Dans cette étude, l'état de référence correspond aux conditions initiales de l'écoulement libre en entrée que l'on note :

$$\begin{cases} u^* = u_0 \\ p^* = p_0 \\ \rho^* = \rho_0 \end{cases} \tag{3.17}$$

3.1.3 Equations de Navier-Stokes filtrées

L'opération de filtrage des équations de Navier-Stokes définie au paragraphe (2.3.2) page 23 s'effectue au moyen du filtre « top-hat ». L'échelle de coupure est celle de la taille de la maille. Dans le cas compressible, la décomposition en variable, résolue et sous-maille se fait sur la variable pondérée par la densité. Ainsi, pour une variable ϕ de l'écoulement, on introduit le filtrage suivant (Favre, 1965) :

$$\widetilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \ . \tag{3.18}$$

Le système d'équations définit au paragraphe précédent devient :

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{F}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{3.19}$$

où

$$\overline{U} = {}^T(\overline{\rho}, \overline{\rho\widetilde{u_1}}, \overline{\rho\widetilde{u_2}}, \overline{\rho\widetilde{u_3}}, \overline{\rho\widetilde{e}}) \tag{3.20}$$

et

$$-\overline{F_i} = \begin{pmatrix} \overline{\rho}\widetilde{u_i} \\ \overline{\rho u_i u_1} + \overline{p}\ \delta_{i1} - \overline{2\mu S_{i1}} \\ \overline{\rho u_i u_2} + \overline{p}\ \delta_{i2} - \overline{2\mu S_{i2}} \\ \overline{\rho u_i u_3} + \overline{p}\ \delta_{i3} - \overline{2\mu S_{i3}} \\ \overline{(\rho e + p)u_i} - \overline{2\mu S_{ij} u_j} - k\overline{\frac{\partial T}{\partial x_i}} \end{pmatrix} . \tag{3.21}$$

De même l'énergie totale résolue s'écrit :

$$\overline{\rho e} = \overline{\rho}\widetilde{e} = \overline{\rho}\ C_v\ \widetilde{T} + \frac{1}{2}\overline{\rho(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)} \tag{3.22}$$

et la pression filtrée devient :

$$\overline{p} = \overline{\rho} R \widetilde{T} . \tag{3.23}$$

On introduit maintenant le tenseur des contraintes sous-maille :

$$\mathcal{T}_{ij} = -\overline{\rho u_i u_j} + \overline{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j \quad . \tag{3.24}$$

Celui-ci est décomposé en une partie déviatrice, τ_{ij}, et une partie isotrope :

$$\mathcal{T}_{ij} = \underbrace{\mathcal{T}_{ij} - \frac{1}{3}\mathcal{T}_{ll}\delta_{ij}}_{\tau_{ij}} + \frac{1}{3}\mathcal{T}_{ll}\delta_{ij} . \tag{3.25}$$

Dans ces conditions, les flux (3.21) et l'énergie (3.22) se réécrivent de la façon suivante :

$$-\overline{F_i} = \begin{pmatrix} \overline{\rho}\widetilde{u_i} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_1} + (\overline{\mathbf{p}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{3}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}})\ \delta_{i1} - \tau_{i1} - \overline{2\mu S_{i1}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_2} + (\overline{\mathbf{p}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{3}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}})\ \delta_{i2} - \tau_{i2} - \overline{2\mu S_{i2}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_3} + (\overline{\mathbf{p}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{3}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}})\ \delta_{i3} - \tau_{i3} - \overline{2\mu S_{i3}} \\ \overline{(\rho e + p)u_i} - \overline{2\mu S_{ij} u_j} - k\overline{\frac{\partial T}{\partial x_i}} \end{pmatrix} , \tag{3.26}$$

$$\overline{\rho}\widetilde{e} = \overline{\rho}\ C_v \left(\widetilde{\mathbf{T}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2C_v}\overline{\rho}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}}\right) + \frac{1}{2}\overline{\rho}\ (\widetilde{u_1}^2 + \widetilde{u_2}^2 + \widetilde{u_3}^2) . \tag{3.27}$$

Comme dans les approches incompressibles, on introduit une pression corrigée, ϖ, ainsi qu'une température corrigée, ϑ (voir Métais & Lesieur, 1992; Lesieur & Comte, 1997) :

$$\varpi = \overline{\mathbf{p}} - \tfrac{\mathbf{1}}{\mathbf{3}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}} \quad , \quad \vartheta = \widetilde{\mathbf{T}} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2C_v}\overline{\rho}}\mathcal{T}_{\mathbf{ll}} \, . \tag{3.28}$$

L'équation d'état des gaz parfaits (3.23) devient (avec 3.10) :

$$\begin{aligned} \varpi &= \overline{\rho} R \vartheta + \left(\frac{R}{2C_v} - \frac{1}{3} \right) \mathcal{T}_{ll} \\ &= \overline{\rho} R \vartheta + \quad \frac{3\gamma - 5}{6} \quad \mathcal{T}_{ll} \, . \end{aligned} \tag{3.29}$$

Dans les cas où $\gamma = 5/3$, (~ 1.66), pour des gaz tels que l'argon, le terme lié à $\mathcal{T}_{ll}$ disparaît. En généralisant à l'air où $\gamma = 1.4$, l'équation précédente se réduit à :

$$\varpi \simeq \overline{\rho} R \vartheta \, . \tag{3.30}$$

Ainsi, on réécrit les flux filtrés :

$$-\overline{F_i} = \begin{pmatrix} \overline{\rho}\widetilde{u_i} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_1} + \varpi \ \delta_{i1} - \tau_{i1} - \overline{2\mu S_{i1}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_2} + \varpi \ \delta_{i2} - \tau_{i2} - \overline{2\mu S_{i2}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_3} + \varpi \ \delta_{i3} - \tau_{i3} - \overline{2\mu S_{i3}} \\ (\overline{\rho}\widetilde{e} + \varpi)\widetilde{u}_i - Q_i - \overline{2\mu S_{ij} u_j} - k\overline{\dfrac{\partial T}{\partial x_i}} \end{pmatrix} , \tag{3.31}$$

où le flux de chaleur sous-maille, Q_i, est définit comme suit :

$$Q_i = -\overline{(\rho e + p) u_i} + (\overline{\rho}\widetilde{e} + \varpi)\widetilde{u}_i \, . \tag{3.32}$$

L'équation de l'énergie totale devient quant à elle :

$$\overline{\rho}\widetilde{e} = \overline{\rho}\, C_v \vartheta + \frac{1}{2}\overline{\rho}\, (\widetilde{u_1}^2 + \widetilde{u_2}^2 + \widetilde{u_3}^2) \, . \tag{3.33}$$

Dans la mesure où les contributions sous-maille des termes visqueux et diffusifs sont faibles, ces derniers sont remplacés par la quantité filtrée correspondante. Finalement le système est fermé en introduisant la viscosité turbulente, ν_t et la diffusivité turbulente, κ_t :

$$\tau_{ij} \simeq \overline{\rho}\, \nu_t \widetilde{S_{ij}} \quad , \tag{3.34}$$

$$Q_i \simeq \overline{\rho}\, C_p \, \frac{\nu_t}{Pr_t} \, \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} \, . \tag{3.35}$$

Les flux s'expriment pour finir de la manière suivante :

$$-\overline{F_i} = \begin{pmatrix} \overline{\rho}\widetilde{u_i} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_1} + \varpi \ \delta_{i1} - 2(\bar{\mu} + \bar{\rho}\nu_t)\widetilde{S_{i1}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_2} + \varpi \ \delta_{i2} - 2(\bar{\mu} + \bar{\rho}\nu_t)\widetilde{S_{i2}} \\ \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_3} + \varpi \ \delta_{i3} - 2(\bar{\mu} + \bar{\rho}\nu_t)\widetilde{S_{i3}} \\ (\overline{\rho}\widetilde{e} + \varpi)\widetilde{u}_i - 2(\bar{\mu} + \bar{\rho}\nu_t)\widetilde{S_{ij}}\widetilde{u_j} - \left(\bar{k} + \bar{\rho} C_p \, \dfrac{\nu_t}{Pr_t} \right) \dfrac{\partial \vartheta}{\partial x_i} \end{pmatrix} . \tag{3.36}$$

3.2 Schéma numérique

Au cours de cette étude, nous avons été amené à utiliser deux codes de calculs. Dans un premier temps on décrit le premier code : COMPRESS. Celui-ci a été utilisé pour la génération de la couche limite incidente (calcul précurseur). Les simulations concernant la marche descendante on été, quant à elles, réalisées avec une version de COMPRESS développée par Dubief (2000) au cours de sa thèse : COMPRESS version WOMBAT. Nous abordons dans la suite de l'exposé les modifications apportées et l'intérêt que présente cette nouvelle version du code.

En ce qui concerne les simulations réalisées avec le code COMPRESS, ce code a déjà démontré ses capacités à reproduire avec succès les écoulements pariétaux, dans les études de Ducros (1995) et de Briand (1999) notamment. Ce code a aussi montré des résultats satisfaisants pour des géométries plus complexes comme dans les études de Kessler (1996) ou de Salinas Vázquez (1999). En ce qui concerne le code WOMBAT, Dubief (2000) a réalisé, de façon satisfaisante, un certains nombres de simulations sur des géomètries de couche limite, canal, cavité ou encore sillage d'un cylindre. L'auteur s'est attaché à valider les nouvelles conditions aux limites implantées, les connexions inter-domaines notamment.

3.2.1 Coordonnées curvilignes

La version initiale du code numérique utilisé est curviligne dans deux directions, notées (x_1, x_2), et cartésien dans la troisième, x_3. L'adaptation en curviligne à partir du code développé par X. Normand (Normand, 1990) a été réalisée par E. David dans le cadre de sa thèse (David, 1993). Pour plus de détails on pourra donc se reporter à celle-ci (voir aussi Fletcher, 1988).

Le passage en coordonnées curvilignes implique l'introduction de la matrice Jacobienne (J) qui permet ainsi le passage des coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) aux coordonnées curvilignes (ξ_1, ξ_2, x_3) :

$$J = \det \begin{pmatrix} \dfrac{\partial \xi_1}{\partial x_1} & \dfrac{\partial \xi_1}{\partial x_2} & 0 \\ \dfrac{\partial \xi_2}{\partial x_1} & \dfrac{\partial \xi_2}{\partial x_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \tag{3.37}$$

Dans ce cadre le système d'équations à résoudre devient :

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} = \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \xi_2} + \frac{\partial \hat{H}}{\partial x_3} , \tag{3.38}$$

où les nouveaux flux s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \hat{U} &= U/J \\ \hat{F} &= \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} \right) F_1 + \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} \right) F_2 \right] \\ \hat{G} &= \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} \right) F_1 + \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} \right) F_2 \right] \\ \hat{H} &= \frac{1}{J} F_3 . \end{aligned}$$

$\hat{U}$ reste fonction des coordonnées cartésiennes et les dérivées $\dfrac{\partial}{\partial x_i}$ sont remplacées par les dérivées par rapport aux variables du nouveau repère grâce à la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial \xi_1}\frac{\partial \xi_1}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial \xi_2}\frac{\partial \xi_2}{\partial x_i} \,. \tag{3.39}$$

De même, les métriques $\dfrac{\partial \xi_l}{\partial x_m}$, où $l = 1,3$ et $m = 1,3$ s'expriment en fonction des cofacteurs de la matrice Jacobienne inverse $\dfrac{\partial x_l}{\partial \xi_m}$.

3.2.2 Schéma numérique interne

Une extension d'ordre 2 en temps, 4 en espace, du schéma explicite aux différences finies de MacCormack, proposée par Gottlieb & Turkel (1976) permet de résoudre le système (3.39). Chaque pas de temps comporte une étape prédictrice et une étape correctrice dont la formulation respective est la suivante :

$$\begin{aligned} U^{(1)}_{i,j,k} = U^{n}_{i,j,k} - J^{(p)}_{i,j,k}\Bigg\{ & \frac{\Delta t}{\Delta \xi_1}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{F}^{n}_{i+1,j,k} - \hat{F}^{n}_{i,j,k}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{F}^{n}_{i+2,j,k} - \hat{F}^{n}_{i+1,j,k}\right)\right] \\ + & \frac{\Delta t}{\Delta \xi_2}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{G}^{n}_{i,j+1,k} - \hat{G}^{n}_{i,j,k}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{G}^{n}_{i,j+2,k} - \hat{G}^{n}_{i,j+1,k}\right)\right] \\ + & \frac{\Delta t}{\Delta x_3}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{H}^{n}_{i,j,k+1} - \hat{H}^{n}_{i,j,k}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{H}^{n}_{i,j,k+2} - \hat{H}^{n}_{i,j,k+1}\right)\right]\Bigg\} \end{aligned} \tag{3.40}$$

$$\begin{aligned} U^{n+1}_{i,j,k} = \frac{1}{2}\left[U^{(1)}_{i,j,k} + U^{n}_{i,j,k}\right] - \frac{1}{2}J^{(c)}_{i,j,k}\Bigg\{ & \frac{\Delta t}{\Delta \xi_1}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{F}^{(1)}_{i,j,k} - \hat{F}^{(1)}_{i-1,j,k}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{F}^{(1)}_{i-1,j,k} - \hat{F}^{(1)}_{i-2,j,k}\right)\right] \\ + & \frac{\Delta t}{\Delta \xi_2}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{G}^{(1)}_{i,j,k} - \hat{G}^{(1)}_{i,j-1,k}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{G}^{(1)}_{i,j-1,k} - \hat{G}^{(1)}_{i,j-2,k}\right)\right] \\ + & \frac{\Delta t}{\Delta x_3}\left[\frac{7}{6}\left(\hat{H}^{(1)}_{i,j,k} - \hat{H}^{(1)}_{i,j,k-1}\right) - \frac{1}{6}\left(\hat{H}^{(1)}_{i,j,k-1} - \hat{H}^{(1)}_{i,j,k-2}\right)\right]\Bigg\} \end{aligned} \tag{3.41}$$

Afin de garantir la consistance du schéma et éviter les instabilités, la matrice Jacobienne est discrétisée selon le même schéma que celui utilisé pour les flux. Ainsi, dans la dernière expression, $J^{(p)}_{i,j,k}$ et $J^{(c)}_{i,j,k}$ représentent la matrice Jacobienne dans l'étape prédictrice et correctrice respectivement. Chacun de leurs termes sont discrétisés de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial x_\ell}{\partial \xi_1}\right) = \begin{cases} \dfrac{-1/6\ x_{\ell_{i+2,j,k}} + 8/6\ x_{\ell_{i+1,j,k}} - 7/6\ x_{\ell_{i,j,k}}}{\Delta \xi_1} & \text{étape prédictrice(3.40)} \\ \dfrac{7/6\ x_{\ell_{i,j,k}} - 8/6\ x_{\ell_{i-1,j,k}} + 1/6\ x_{\ell_{i-2,j,k}}}{\Delta \xi_1} & \text{étape correctrice(3.41)} \end{cases} \tag{3.42}$$

En ce qui concerne les termes visqueux et les flux de chaleur, les dérivées cartésiennes sont remplacées par les dérivées curvilignes grâce à (3.39) et discrétisées selon un centrage qui suit les règles énoncées par David (1993).

3.2.3 Traitement des conditions aux limites : COMPRESS version WOMBAT

Comme nous l'avons précisé au début du chapitre, une partie des résultats de cette étude a été obtenue avec la version du code COMPRESS développée par Dubief (2000) au cours de sa thèse. Les modifications majeures portent sur l'implantation de la formulation en volume finis de la discrétisation présentée plus haut et comporte notamment une alternance du sens de discrétisation des flux à chaque pas de temps. Ce dernier point permet de garantir l'ordre du schéma et une faible diffusivité. Le niveau d'optimisation atteint permet d'augmenter la vitesse de calcul par rapport à l'ancienne version d'un facteur 4.5 ce qui constitue un gain considérable. Enfin, cette version présente aussi l'avantage, par rapport à COMPRESS, de permettre un passage exact des informations d'un bloc à l'autre lorsqu'il y a connexion. Dans la mesure où la simulation de l'écoulement derrière une marche nécessite deux blocs de maillage, donc des connexions inter-domaines, et pour les raisons que nous venons d'exposer, WOMBAT a été préféré pour cette géométrie.

Les différentes conditions aux frontières des domaines de calcul sont les suivantes :

Condition de paroi

- Adhérence : $(u_i)_{\text{paroi}} = 0$
- Gradient de pression nul : $(\partial_\perp p)_{\text{paroi}} = 0$, $\perp$ désigne la direction perpendiculaire à la frontière considérée.
- Paroi isotherme : $T_{\text{paroi}} = T_0$

Condition de glissement

- Glissement : $u_\perp = 0$, $(\partial_\perp u_\parallel)_{\text{frontière}} = 0$, $\parallel$ désigne la composante tangentielle à la frontière considérée.
- Gradient de pression nul : $(\partial_\perp p)_{\text{frontière}} = 0$
- Température fixée : $T_{\text{paroi}} = T_0$

Périodicité et connexion

Ces deux conditions sont traitées de façon identique et correspondent à un transfert exact des données.

Condition d'entrée et de sortie libre

Le traitement de cette condition se fait au moyen d'une méthode aux caractéristiques locales dans la direction normale à la frontière. En effet, tout système d'équations hyperboliques, tel que (3.1), représente la propagation d'un système d'ondes (cinq). Aux frontières, certaines d'entre elles sortent alors que d'autres sont entrantes. En ce qui concerne les ondes qui se propagent vers l'extérieur, elles sont entièrement définies par la solution interne du domaine de calcul. En revanche, les ondes se propageant vers l'intérieur font appel aux données du champ extérieur au domaine de calcul, à priori inconnu. On est alors amené à imposer dans ce cas des conditions aux frontières. Ainsi, l'évaluation des ondes entrantes est réalisée à partir des variables imposées à la frontière : à l'entrée par exemple, on impose la température et le champ de vitesse. Cette évaluation prend aussi en compte les ondes sortantes le tout en suivant une démarche proposée par W.Thompson (1987), Thompson (1990) ou Poinsot & Lele (1992).

3.2.4 Pas de temps et performances du code

Afin d'assurer la convergence du code, deux critères de stabilité numérique sont utilisés :

- Le premier est lié aux termes de convection. Le pas de temps, Δt, est alors contraint de la

façon suivante (condition CFL pour Courant-Fredriech-Levy) :

$$C_{cfl} = \Delta t \max\left(\frac{|u_i| + c}{\Delta x_i}\right) \quad \text{avec} \quad C_{cfl} = 0.4\,, \tag{3.43}$$

c représente la vitesse du son locale et C_{cfl} une constante propre au schéma utilisé.

- Le second critère est lié aux termes de diffusion, dans ce cas Δt est contraint par :

$$C_{vis} = \Delta t \max\left(\frac{\nu}{\Delta x_i^2}\right) \quad \text{avec} \quad C_{vis} = 0.2\,, \tag{3.44}$$

Finalement on choisit la condition la plus restrictive pour déterminer le pas de temps.

En pratique, le pas de temps des simulations effectuées est de l'ordre $6.\,10^{-4}\,h/U_0$ et le nombre d'itérations approche les 450 000 (sans compter l'initialisation). Ainsi, la simulation SGE IV a nécessité ~ 50 heures de calcul sur NEC-SX5 (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique, IDRIS) le code ayant une vitesse de calcul de 2.3 Gflops.

Synthèse sur le problème des conditions d'entrée d'un calcul SGE et sur la configuration choisie : la marche descendante

Chapitre 4

Marche descendante : synthèse bibliographique

4.1 Considérations générales

Les écoulements turbulents qui présentent des zones de décollement et de rattachement ont fait — font encore — l'objet de nombreuses études. L'intérêt qu'ils suscitent s'explique si l'on considère le nombre important de situations pratiques dans lesquelles on les rencontre. En aérodynamique externe ils sont à l'origine de l'augmentation du coefficient de traînée pour les véhicules et sources de bruit. Sur les avions ils peuvent diminuer de manière dramatique la portance d'une aile, et contribuent de façon significative aux nuisances acoustiques.
Dans ces situations l'écoulement rencontre un gradient de pression défavorable. En effet, la pression augmente dans la direction principale de l'écoulement et provoque un décollement de la couche limite. Plus loin l'écoulement impact la paroi formant ainsi une zone de recirculation. Pour les écoulements internes, recirculations et turbulence peuvent avoir un effet favorable comme dans les chambres de combustion où ils contribuent au mélange. En revanche, dans les conduites ils entraînent une perte d'énergie.

La marche descendante constitue la plus « simple » des géométries parmi les écoulements 2D de ce type. En effet, la ligne de séparation est fixe et se situe à l'arête de la marche. Elle ne présente qu'une unique recirculation au lieu de deux pour un obstacle (marche montante-descendante, sillage) ou une plaque perpendiculaire à l'écoulement. La marche est souvent utilisée comme cas de référence dans le cadre des développements des modèles moyennés pour cette catégorie d'écoulements. Ces éléments expliquent le nombre conséquent d'études qui portent sur cette configuration. Cependant, il reste un certain nombre de points, aussi bien en termes phénoménologiques que structuraux, qui restent mal compris.

Même si nous avons souligné la « simplicité » de cette géométrie elle est néanmoins extrêmement représentative puisque l'écoulement qu'elle génère présente un niveau de complexité similaire aux cas réels et donc demeure un cas-test difficile pour tous les codes.
Pour illustrer cette remarque une représentation schématique de chacune des zones qui composent l'écoulement est donnée sur la figure (4.1). La couche limite amont décolle à l'aplomb de la marche où s'initie le développement de la couche cisaillée libre. Sous l'effet du fort gradient adverse de pression, celle-ci se courbe fortement dans la zone de rattachement où elle impacte la paroi. Une partie de l'écoulement est défléchie vers la marche et alimente la recirculation. Plus loin dans l'écoulement, on observe un lent retour à l'équilibre à travers le développement d'une couche limite interne.

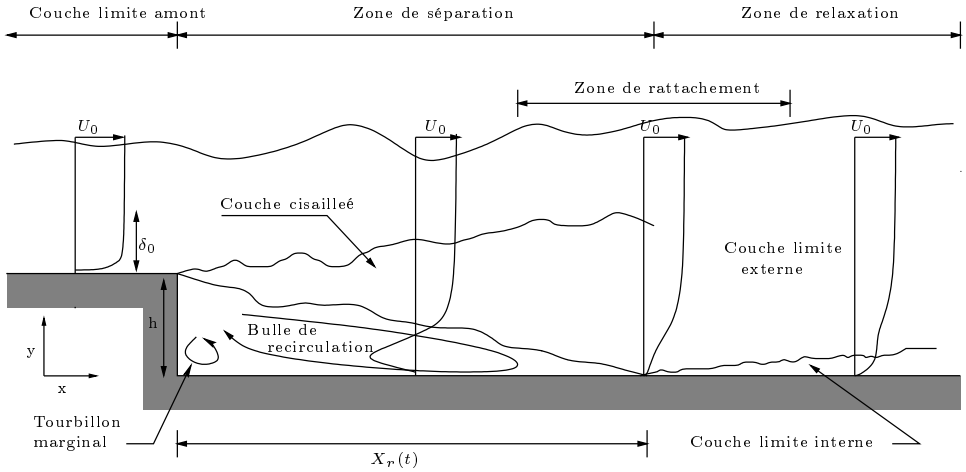


FIG. 4.1 – *Marche descendante : les différentes zones de l'écoulement.*

L'instationnarité de cet écoulement rend les limites de ces zones fluctuantes. Le découpage basé sur les caractéristiques prédominantes locales ne signifie pas que chacune des zones est indépendante, bien au contraire, nous verrons plus loin l'existence de forts couplages.

4.2 Ecoulements décollés : paramètres importants

La caractéristique la plus significative et la plus sensible aux spécificités de la configuration étudiée est la longueur de rattachement moyenne X_r. Le terme « moyenne » est essentiel dans la mesure où la forte instabilité de l'écoulement entraîne de grandes fluctuations longitudinales et transversales de cette quantité au cours du temps. On parlera ainsi d'une zone de rattachement où fluctue le recollement instantané. Son utilisation dans l'adimensionnement des autres caractéristiques de l'écoulement permet de comparer favorablement les différentes géométries que l'on rencontre dans les études portant sur les écoulements détachés (voir figure 4.2) : plaque épaisse, plaque perpendiculaire à l'écoulement suivie d'une plaque séparatrice, marche descendante ...
En effet, si la longueur de rattachement présente une large dispersion selon les caractéristiques de la séparation, il semble que les processus dans la zone de rattachement soient universels (Pronchick & Kline, 1983).

Malgré la diversité des conditions initiales et aux limites utilisées dans les nombreuses expériences portant sur les écoulements décollés-rattachés, il est possible d'extraire les paramètres qui semblent avoir le plus d'influence sur la longueur de rattachement (Eaton & Johnston, 1981) :
(i) l'état de la couche limite à la séparation, **(ii)** l'épaisseur de la couche limite à la séparation, **(iii)** le niveau de turbulence de la couche limite, **(iv)** le gradient de pression adverse et enfin **(v)** le rapport d'aspect de la géométrie.

(i) L'impact de l'état laminaire/turbulent de la couche limite amont a été étudié par Eaton & Johnston (1980). Ils observent une longueur de rattachement plus petite dans le cas laminaire. Les auteurs justifient ce comportement par la présence, dans le cas d'une couche limite amont laminaire, de structures tourbillonnaires transverses dans la couche cisaillée plus organisées que dans le régime turbulent. Ces tourbillons de Kelvin-Helmholtz s'apparient, contribuant ainsi à la croissance rapide de l'épaisseur de la couche cisaillée ainsi que de son taux d'entraînement. Le rattachement se produit plus tôt que dans le cas turbulent. Ces conclusions sont à inclure dans une analyse plus générale qui tient compte non

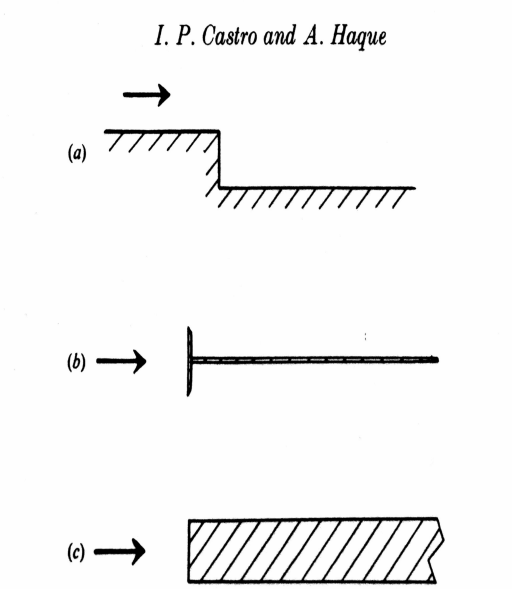


FIG. 4.2 – *Géométries typiques pour les écoulements recirculants : (a) : marche descendante, (b) : plaque perpendiculaire à l'écoulement, (c) : plaque épaisse. (tiré de Castro & Haque, 1987).*

seulement de l'état de la couche limite amont mais aussi de l'état de la couche cisaillée au rattachement. Ainsi, pour une configuration laminaire à la séparation *et* au rattachement, c'est à dire dans une zone où $Re_h \leq 1000$, X_r croît linéairement avec Re_h. Lorsque le rattachement devient turbulent, la transition de la couche cisaillée s'opérant d'abord près du rattachement, on observe une évolution inverse. Simultanément, avec la diminution du rattachement, la zone de transition se rapproche de la marche à mesure que le nombre de Reynolds augmente. A fort nombre de Reynolds, $Re_h \geq 100\,000$, alors que le rattachement *et* la séparation sont turbulents, il semble que la dépendance par rapport à Re_h disparaît. Pour illustrer ce propos, on présente la figure (4.3) qui montre l'évolution de X_r selon Re_h pour un certain nombre d'expériences notamment celle de Eaton & Johnston (1980) dont nous avons parlées en début de paragraphe. Adams & Johnston (1988) notent une réaugmentation brutale de X_r lorsque c'est la couche limite amont qui transitionne en augmentant Re_h. Ce saut ($\sim 30\%$) se produit à des moments très divers en fonction de l'expérience (voir fig. 4.3).

(ii) L'effet de l'épaisseur de la couche limite — δ/h — a été étudié par Adams & Johnston (1988). Dans la gamme de nombre de Reynolds étudiée, $8000 \leq Re_h \leq 40000$, les auteurs notent à Re_h fixé, une faible variation de X_r avec δ/h si l'écoulement est laminaire à la séparation. Ils observent une augmentation de X_r lors de la transition de la couche limite amont vers l'état turbulent puis de nouveau, X_r semble indépendante de δ/h, les auteurs notent tout de même une légère tendance à l'augmentation avec δ/h. Le comportement est identique si la quantité δ/h est gardée constante et que Re_h varie. Leur étude a surtout permis de mettre en évidence l'origine des disparités des résultats issus de différentes expériences quand il s'agit de représenter l'effet du taux d'expansion ou de Re_h sur X_r. En effet, Adams & Johnston (1988) mettent en cause la transition lamimaire-turbulent de la couche cisaillée qui survient à différents nombre de Reynolds, en fonction de δ/h.
Adams & Johnston (1988) ont aussi mis en évidence un pic dans la courbe de coefficient

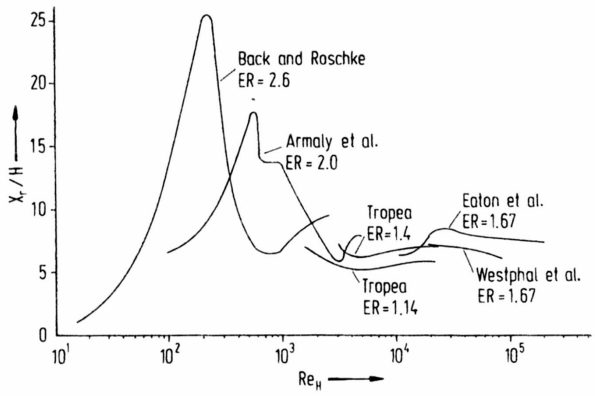


FIG. 4.3 – *Effet du nombre de Reynolds sur la longueur de rattachement. (tiré de Adams & Johnston, 1988).*

de pression au niveau du rattachement pour les plus petites épaisseurs de couche limite étudiées.

(iii) Pour Isomoto & Honami (1989), le niveau de turbulence de proche paroi à la séparation joue un rôle essentiel. Son influence est surtout visible juste derrière la marche ($\sim 2.5h$) où il agit sur l'entraînement de la couche cisaillée et finalement sur l'ensemble de l'écoulement et plus particulièrement sur X_r.
Il semble que la turbulence de l'écoulement libre contribue à une réduction de la longueur de rattachement moyenne. Contrairement à Isomoto & Honami (1989) qui estiment que la turbulence au dessus de $y^+ = 50$ n'a pas d'effet direct sur le processus de rattachement, un certain nombre d'études ont montré qu'une augmentation de la turbulence de l'écoulement libre entraîne une contraction de la bulle de recirculation (voir Saathoff & Melbourne, 1997; Nakamura & Ozono, 1987). L'amplitude des effets est fonction de l'état initial de la couche cisaillée et du spectre des fluctuations. Cette sensibilité est assez surprenante dans la mesure où la couche cisaillée libre est déjà fortement influencée par la turbulence issue de la bulle de recirculation (Eaton & Johnston, 1981).

(iv) Le gradient de pression longitudinal au rattachement est contrôlé par le rapport d'expansion : $h_{\text{sortie}}/h_{\text{entrée}}$, où h_{sortie} et $h_{\text{entrée}}$ désignent la hauteur du canal en sortie et la hauteur du canal en entrée respectivement. Kuehn (1980) a montré que le gradient de pression et la longueur de rattachement varie dans le même sens dans le cas d'une couche limite amont turbulente.

(v) Le rapport d'aspect de la géométrie est donné par le rapport de la largeur du canal en envergure sur la hauteur de marche. Au delà de 10 pour ce rapport, la présence des parois latérales n'affecte pas X_r et l'écoulement est considéré comme bidimensionnel. En deça de cette valeur, X_r décroît dans le cas turbulent et inversement dans le cas laminaire. Des différences dans l'écoulement aux coins des parois latérales sont à l'origine de ces changements (De Bredorode & Bradshaw, 1972, d'après Eaton & Johnston, 1981).

4.3 Ecoulements décollés : différents aspects

4.3.1 La couche cisaillée

La couche cisaillé qui se développe dans un écoulement détaché est souvent comparée à une couche de mélange.

Dans leur étude Eaton & Johnston (1980) ont montré que les deux types de couches cisaillées sont similaires dans une région qui s'étend de la séparation jusqu'à $2h$ en amont du rattachement. Dans cette zone les effets de courbure et l'influence de la paroi sont négligeables. Cependant la couche cisaillée semble être affectée par la bulle de recirculation. Les auteurs ont comparé les deux couches cisaillées avec des conditions initiales identiques : ils observent des taux d'épaississement comparables, les profils moyens sont identiques jusqu'à ce que l'influence de la bulle de recirculation se révèle dans la partie lente de l'écoulement. Si ces auteurs observent des maxima des contraintes de cisaillement comparables, le maximum d'énergie turbulente longitudinale est quant à lui supérieur de 20% à celui observé dans la couche de mélange libre. Eaton & Johnston (1981) y voient l'influence de la turbulence de la recirculation et la signature du battement de la couche cisaillée.

Eaton & Johnston (1981) soulignent le comportement commun observé dans les expériences qu'ils analysent et qui distingue la couche cisaillée décollée de la couche de mélange « classique » : les tensions de Reynolds augmentent depuis la séparation jusqu'à la zone de rattachement ($1h$ avant X_r dans le cas de la marche) où celles-ci chutent de manière brutale. Cette décroissance se poursuit après le rattachement. Pour les auteurs, le fort gradient de pression adverse, l'effet stabilisant de la courbure de la couche cisaillée et l'interaction avec la paroi sont les facteurs susceptibles d'expliquer ce comportement.

Bradshaw & Wong (1972) observent des niveaux de contraintes de cisaillement plus élevés dans leur couche cisaillée que dans une couche de mélange libre et expliquent la chute de l'ensemble des tensions de Reynolds par la diminution des échelles de longueur au voisinage de la paroi due à la destruction des structures turbulentes. Des visualisations instantanées de l'écoulement derrière une marche ont permis à Pronchick & Kline (1983) de classer le devenir des grandes structures à l'approche du rattachement. Les auteurs distinguent quatre voies qu'ils séparent en deux classes :

(i) Les structures non perturbées qui passent le rattachement sans être significativement altérées et atteignent la partie externe de la zone de relaxation.

(ii) Les structures qui impactent la paroi et perdent leur cohérence. Trois scénarios sont observés :

- Une première partie de l'écoulement retour, en proche paroi, alimente la zone de recirculation.
- Une seconde partie de l'écoulement retour est soulevé pouvant ainsi être ré-entrainée vers la zone de relaxation par la couche cisaillée qui se déplace en sens inverse.
- Enfin, une dernière partie du fluide peut, après l'impact, être directement convecté dans la zone de relaxation.

On assiste, pour la seconde classe à une diminution de la taille des structures. Les diverses façons dont sont affectées ces structures dans la zone de rattachement induisent une réduction des corrélations entre les composantes des vitesses, ou en d'autres termes, une diminution des contraintes de Reynolds. Troutt *et al.* (1984) attribuent ce comportement à l'arrêt, sous l'influence de la paroi, du phénomène d'appariement des tourbillons dans la couche cisaillée. Le phénomène d'appariement étant reconnu responsable de la génération des contraintes de Reynolds dans les couches de mélange.

Dans leur étude sur une géométrie de plaque épaisse, Cherry *et al.* (1984) observent que l'épaississement de la couche cisaillée se fait indépendamment des effets de paroi sur une distance allant jusqu'à 60% de X_r. Ainsi, les corrélations transverses et l'épaisseur de cisaillement, les fréquences caractéristiques obtenues sont proches des résultats de couche de mélange. Les différences apparaissant avec l'approche de la paroi et sous l'effet de la courbure de l'écoulement.

Ruderich & Fernholz (1986) n'observent qu'une région très réduite où l'écoulement derrière une plaque perpendiculaire à l'écoulement est auto-similaire. Les auteurs introduisent plutôt une notion de profils de similitude qui permet d'adimensionner les variables selon la zone de l'écoulement considérée.

Castro & Haque (1987) estiment que la couche cisaillée qui rattache et une couche de mélange sont sensiblement différentes dans la mesure où les taux d'épaississements n'évoluent pas de la même façon. L'ensemble des contraintes de Reynolds présente bien la chute au voisinage de X_r observée dans les études précédentes. De plus les tensions croisées de Reynolds sont relativement constantes et proches des valeurs d'une couche de mélange jusqu'à $0.8X_r$, pourtant les contraintes normales présentent des niveaux bien supérieurs à ceux d'une couche de mélange et évoluent de façon différente dans la zone de rattachement. Il semble que le facteur dominant qui explique les différences de la structure de la turbulence entre les deux types de couches cisaillées soit le mécanisme de ré-entrainement du fluide vers la séparation constituant un retour d'information vers la couche cisaillée. Les auteurs montrent que les effets de courbure sont négligeables par rapport au dernier mécanisme cité.

4.3.2 Instationnarité

4.3.2.1 Mise en évidence expérimentale

Eaton & Johnston (1980) ont mis en évidence la forte instationnarité de l'écoulement dans la zone de rattachement. Ils ont mené une étude spectrale de l'écoulement sur une marche descendante à différents nombres de Reynolds. Deux types d'instabilité de la couche cisaillée ont été observés dans la zone de rattachement. Un premier régime, haute fréquence, correspondant au lâcher des structures tourbillonnaires formées dans la couche cisaillée. Les fréquences associées en terme de Strouhal fh/U_0 varient de 0.066 à 0.074 selon le nombre de Reynolds, soit en adimentionnant par la longueur de rattachement $0.47 \leq fX_r/U_0 \leq 0.6$. Les harmoniques observées sont attribuées aux appariements de ces structures. Leur interaction avec la paroi dans la zone de rattachement se traduit par une bouffée d'écoulement retour rapide. Ce dernier phénomène est aléatoire tant par sa durée que son occurrence.
Le second régime, associé à des fréquences plus basses, correspond à un lent mouvement vertical de la couche cisaillée qui contribue à la variation de la longueur de rattachement ($\pm 1h$). Les auteurs ont considéré que ce battement explique en partie les niveaux élevés des intensités turbulentes dans la couche cisaillée. Ils notent aussi que le battement est un phénomène bidimensionnel par nature.

Eaton & Johnston (1982), ont expliqué ce mouvement grande échelle et non périodique de la couche cisaillée par un déséquilibre instantané entre l'entraînement de la zone de recirculation et l'injection de fluide dans la zone de rattachement. La diminution de l'entraînement est attribuée à un événement rare qui détruit partiellement les tourbillons transverses responsable de l'entraînement. On assiste alors à une augmentation de la taille de la bulle de recirculation soulevant ainsi la couche cisaillée et déplaçant le rattachement.

Kiya & Sasaki (1983) obtiennent des fréquences tout à fait comparables dans leur expérience sur une plaque épaisse. Le lâcher des grosses structures tourbillonnaires se fait à une fréquence

de $0.6U_0/X_r$. Par dessus ce lâcher « régulier » ils observent une instabilité grande échelle de la bulle de recirculation pour une gamme de fréquences inférieures à $0.2U_0/X_r$ et centrée autour de $0.12U_0/X_r$. Le battement de la couche cisaillée dans la zone de séparation accompagne ce phénomène. Les auteurs supposent que pour une raison mal identifiée, le lâcher quasi-périodique est retardé, il s'accumule alors dans la recirculation de la vorticité et on assiste à une augmentation de la longueur de la bulle. Finalement, la bulle de recirculation se rompt et une structure tourbillonnaire de grande échelle est lâchée en aval de l'écoulement. Simultanément la recirculation atteint la taille minimum.

Kiya & Sasaki (1985) envisagent l'existence d'une remontée d'information du rattachement vers la zone de séparation. La perturbation se propage via des ondes de pression et pourrait constituer l'événement rare proposé par Eaton & Johnston (1982) qui détruit la cohérence des tourbillons transverses. On assiste ainsi à un mécanisme de rétroaction dont la complexité explique que l'on aît une bande de fréquence pour le battement et non pas un pic.
Ils n'associent plus à la basse fréquence le lâcher d'un important tourbillon, par contre ils notent que la diminution de la longueur de recirculation est un phénomène brutal et rapide par rapport à son augmentation. L'amplitude du battement de la couche cisaillée est relativement faible $0.005X_r$.

Castro & Haque (1987) ont observé les mêmes modes d'instabilité dans leur étude du décollement derrière une plaque perpendiculaire à l'écoulement suivie d'une plaque séparatrice. Cependant, pour la même configuration, Ruderich & Fernholz (1986) n'observent pas de fréquence dominante dans leurs spectres et mettent en cause le confinement de la géométrie dans l'absence de battement de la couche cisaillée.

Pour Driver *et al.* (1987), le caractère instationnaire de la zone de rattachement est bien gouverné par les grosses structures tourbillonnaires transverses de la couche cisaillée et par le mouvement de battement. Les fréquences observées sont en accord avec les études précédentes. Cependant, ils montrent que dans le cas de la marche descendante l'énergie liée au mouvement de la couche cisaillée est négligeable et proposent un autre scénario pour expliquer ce phénomène de battement : une structure qui passe la zone de rattachement sans qu'elle alimente en partie la recirculation induit une réduction momentanée de l'écoulement retour. La taille de la bulle est réduite, l'effet de courbure de la couche cisaillé augmente créant un plus fort gradient adverse de pression. Ce gradient de pression est lui-même à l'origine d'une nouvelle phase d'agrandissement de la bulle puisqu'il freine l'écoulement.

Plusieurs études s'accordent sur le lien entre le battement de la couche cisaillé et la variation de la taille de la bulle de recirculation (Eaton & Johnston, 1980; Cherry *et al.*, 1984; Driver *et al.*, 1987). A chaque fois le déséquilibre entre l'entraînement de la couche cisaillée et l'injection de fluide au rattachement est mis en cause. C'est le facteur déclenchant ce déséquilibre qui est plus sujet à controverse. Comme nous l'avons vu, Eaton & Johnston (1981) parlent d'une destruction momentanée de la cohérence des structures transverses, pour Cherry *et al.* (1984), c'est l'arrêt du processus d'élargissement de la couche cisaillée par la disparition des appariements et pour Driver *et al.* (1987) c'est plutôt une désorganisation dans les processus d'enroulement et d'appariement dans la couche cisaillée.
Kiya (1989), quant à lui, invoque un phénomène de rétroaction. Ainsi, selon lui, le battement est induit par des perturbations qui remontent l'écoulement du rattachement vers la séparation via la propagation d'ondes de pression. Le processus de rétroaction a clairement été mis en évidence dans une expérience de contrôle passif de l'écoulement sur une marche descendante réalisée par Heenan & Morison (1998). Récemment, Furiuchi & Kumada (1999) qui observent les fréquences caractéristiques, soulignent l'action des gros tourbillons qui par leur croissance favorisent la diminution de la longueur de rattachement.

4.3.2.2 Mise en évidence numérique

Numériquement, les deux types de régime sont aussi mis en évidence :
Arnal & Friedrich (1993) associent la fréquence $2.0U_0/X_r$ au lâcher tourbillonnaire dans la couche cisaillée qui décolle. Une bande de fréquence où $0.5 \leq fX_r/U_0 \leq 0.7$, prépondérante au rattachement, est associée aux oscillations du rattachement instantané, contrairement à Eaton & Johnston (1980) qui identifiaient cette bande au lâcher tourbillonnaire de la recirculation.
Enfin une dernière bande de fréquence est observée : $0.07 \leq fX_r/U_0 \leq 0.3$. Ce résultat est en accord avec ceux de Kiya & Sasaki (1983) qui lient cette gamme de fréquence au battement de la couche cisaillée.
En s'appuyant sur les résultats de Tafti & Vanka (1991), Arnal & Friedrich (1993) arrivent à des conclusions qui diffèrent de celles Eaton & Johnston (1980). Tout d'abord les auteurs considèrent que les structures et l'entraînement de la couche cisaillée sont rapidement tridimensionnels après la séparation, ce qui explique la dispersion des fréquences pour les processus de battement et d'oscillation du rattachement. Ils montrent ensuite qu'il n'y a pas de lien de causalité, direct, entre le battement et la fluctuation de la position du rattachement dans la direction longitudinale. En effet, selon les auteurs, c'est l'appariement des structures tourbillonnaires qui est à l'origine de la variation de la bulle de recirculation. Plus récemment, ce comportement instationnaire est retrouvé dans les simulations de Le *et al.* (1997), et Fureby (1999).

Il semble qu'il y ait un consensus sur le comportement instationnaire des écoulements détachés-recollés. Cependant la séquence exacte de chacun des événements et leur déroulement restent encore controversés.

4.3.3 Recirculation

La bulle de recirculation est caractérisée par la présence d'une région, au voisinage de la paroi, où l'écoulement moyen est inverse.
Les vitesses maximales moyennes de l'écoulement retour peuvent atteindre 20% de la vitesse de l'écoulement libre U_0 (Eaton & Johnston, 1981).

Devenport & Sutton (1991) ont montré que le comportement en proche paroi de la couche limite dans une zone de recirculation se distingue largement de celui d'une couche limite turbulente « classique ». Les auteurs adoptent une version modifiée du modèle de Simpson (1982) pour représenter les profils de vitesse moyenne longitudinale. Ils montrent que l'intensité turbulente longitudinale ne dépend pas de la vitesse moyenne de frottement $\overline{U}_\tau$ mais de la variance de celle-ci $\overline{u'^2}_\tau$. Enfin, les auteurs montrent, au moyen d'un modèle analytique relativement simple, que les profils d'intensités longitudinales dépendent de la fréquence des fluctuations de vitesses de cette région.

La recirculation est caractérisée par un pic négatif du coefficient de frottement moyen $C_f = 2\tau_w/\rho U_0^2$. Différentes études sur l'influence du nombre de Reynolds dans cette région ont montré que le coefficient de frottement est proportionnel à $Re^{-1/2}$ (Adams *et al.*, 1984; Devenport & Sutton, 1991). D'autre travaux proposent plutôt une variation en Re^{-1} ((Le & Moin, 1994)). Ces différents résultats suggèrent néanmoins la même conclusion : la bulle de recirculation présente un comportement dominé par les effets visqueux.

Pour ces raisons, la recirculation est usuellement décrite comme une zone laminaire avec des hauts niveaux de fluctuations, influençant la couche cisaillée qui la surplombe, ce qui explique en partie les différences structurelles entre la couche cisaillée détachée et une couche de mélange plane.

4.3.4 Relaxation

Au rattachement, l'écoulement rencontre une nouvelle condition aux limites — la paroi — à laquelle il se réajuste progressivement. On a là une des caractéristiques importantes des écoulements décollés-rattachés où le retour des profils moyens vers les profils d'une couche limite conventionnelle après le rattachement est lent. Bradshaw & Wong (1972) suggèrent une distance de 100h dans le cas d'une marche descendante voire plusieurs centaines de h dans le cas d'une plaque séparatrice (Culter & Johnston, 1989). En effet, Eaton & Johnston (1981) notent le redéveloppement d'une couche limite en proche paroi mais la forte persistance des structures issues de la couche cisaillée plus loin de la paroi explique les différences par rapport à une couche limite en équilibre. Les auteurs observent aussi la poursuite de la chute des tensions de Reynolds après le rattachement.

Récemment, Le *et al.* (1997) montrent que le retour relativement rapide ($\sim 6h$) de la vitesse longitudinale moyenne en proche paroi vers la loi logarithmique observé dans les expériences précédentes (voir Westphal *et al.*, 1983; Bradshaw & Wong, 1972), est un artefact lié à la technique de mesure de la vitesse de frottement U_τ. Leurs résultats sont en accord avec l'expérience correspondante menée par Jovic & Driver (1994).

4.3.5 Structures turbulentes : effet du rattachement

Chaque zone de l'écoulement présente des structures tourbillonnaires particulières qui sont les suivantes :

4.3.5.1 La couche cisaillée

La couche cisaillée est dominée par des structures issues d'une instabilité du type Kelvin-Helmholtz qui advient à la séparation. La couche cisaillée se développe alors de la même façon qu'une couche de mélange c'est-à-dire par appariements successifs de ces tourbillons jusqu'à une distance de 2-3h après la séparation (voir figure 4.4). Au delà le processus d'appariement

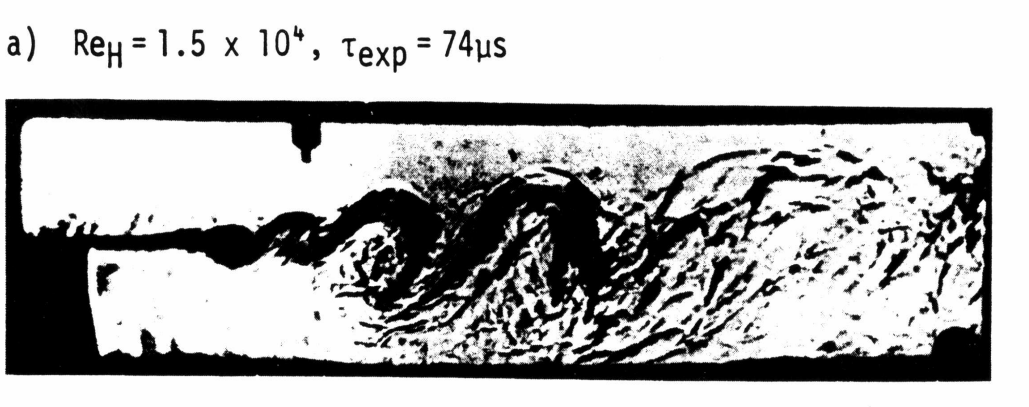


FIG. 4.4 – *Développement de la couche cisaillée depuis la séparation, cas de la marche. (tiré de Pitz, 1981).*

cesse et le caractère fortement bidimensionnel des tourbillons disparaît à mesure que la zone de rattachement approche. Les perturbations tridimensionnelles résiduelles de la couche limite amont et celles de la bulle de recirculation sont à l'origine de la tridimensionnalisation de ces

structures cohérentes grande échelle (voir Pronchick & Kline, 1983).
Eaton & Johnston (1981) soulignent le rôle essentiel de ces tourbillons dans la mesure où ils sont responsables de l'entraînement de la couche cisaillée qui lui contrôle la longueur de rattachement.

Kiya (1989) observe que les tourbillons en aval de la séparation sont vraiment bidimensionnels sur une courte distance au delà de laquelle ils sont altérés par des déformations quasi-périodiques selon l'envergure. Il note aussi la présence de tourbillons longitudinaux qui lient les tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Dans leurs simulations sur marches descendantes Silveira Neto *et al.* (1993) obtiennent aussi ces structures longitudinales qu'ils attribuent à l'étirement de filaments de vortex situés au point de stagnation entre deux tourbillons de Kelvin-Helmholtz ou à une instabilité de type appariement hélicoîdal.

Récemment, la simulation de Delcayre (1999) à mis en évidence la présence dans la couche cisaillée en aval d'une marche descendante de tourbillons en forme de Λ. Issus de la déformation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui s'opère à partir de $x \sim 0.3X_r$, ces structures apparaissent à une distance de $x \sim 0.7X_r$.

4.3.5.2 Zone de rattachement

La structure de la zone de rattachement est liée aux interactions des tourbillons à grande échelle de la couche cisaillée avec la paroi. Pronchick & Kline (1983) observent une grande dispersion dans la taille des structures et proposent le scénario suivant pour les trajectoires des tourbillons qui approchent le rattachement : *(i)* les tourbillons passent le rattachement avec peu d'interaction avec la paroi et de perte de leur cohérence. *(ii)* les tourbillons impactent la paroi et perdent leur cohérence grande échelle. Une partie *(ii-a)* constitue l'écoulement retour de proche paroi, dirigé vers la marche, dont l'étendue est très variable et qui alimente la recirculation. Une autre partie *(ii-b)* est soulevée de la paroi puis re-entrainée en aval par l'écoulement principal. Enfin, une troisième partie *(ii-c)* est directement advectée dans la zone de relaxation. La tridimensionnalité des structures avant d'approcher la paroi est responsable de la variation en envergure de la longueur de rattachement. Le caractère aléatoire de la trajectoire empreintée par les tourbillons dans la zone de rattachement explique la nature instationnaire et turbulente de cette zone.
En proche paroi et suffisamment loin en aval du point de rattachement, Pronchick & Kline (1983) observent le développement de structures longitudinales qui rappellent les courants de basse et haute vitesse (streaks en version anglo-saxonne) des écoulements pariétaux. Cependant ils diffèrent des streaks en certains points, notamment leur espacement en envergure.
Si Kiya *et al.* (1982) notent que la déformation des structures devient importante au rattachement Cherry *et al.* (1984) et Troutt *et al.* (1984) concluent au contraire à la faible influence du rattachement sur la tridimensionnalité de l'écoulement puisque celle-ci est déjà atteinte avant que la couche cisaillée approche la paroi. Ces auteurs observent cependant que le rattachement affecte les petites et grandes échelles de manière différente. Ainsi à l'approche de la paroi, les petites échelles augmentent leur irrégularité alors que l'organisation globale des plus grosses structures a tendance à augmenter. L'influence des effets visqueux est à l'origine du premier phénomène alors que l'arrêt du processus d'appariement explique le second.

Kiya (1989) a mis en évidence le lien entre l'étendue et la variation temporelle de la zone d'écoulement retour avec les différentes phases des trajectoires des grandes structures de la couche cisaillée qui approchent le point de rattachement.

4.3.5.3 Zone de relaxation

Dans la zone de relaxation l'écoulement retourne lentement vers une couche limite mais conserve un aspect plus turbulent lié à la présence des deux types de structures issues du rattachement : les grandes échelles qui ont passé le rattachement sans interaction et de plus petites échelles formées lors de l'impact de certains tourbillons, (Pronchick & Kline, 1983). En effet Kiya (1989) observent dans cette région un système compliqué de tourbillons longitudinaux (paires de vortex contra-rotatifs) d'échelles très variées et issus de l'interaction des structures de la couche cisaillée avec la paroi. Plus tard, Sasaki & Kiya (1991) distinguent différents types de structures selon l'état de la couche cisaillée au rattachement. Un premier régime laminaire ne voit pas la déformation de la couche cisaillée, il n'y a pas génération de tourbillon. Dans le régime intermédiaire la formation de tourbillons dans la couche cisaillée est suivie par l'apparition de tourbillons en Λ disposés en phase après le rattachement. Enfin, à plus haut nombre de Reynolds, un processus d'appariement des structures de la couche cisaillée donne naissance à des tourbillons tridimensionnels de grandes échelles. Après le rattachement les auteurs observent la présence de tourbillons en épingles à cheveux dont les jambes sont relativement étirées et arrangées de façon décalée.

Delcayre (1999) note la présence de tourbillons en Λ issus de la couche cisaillée, advectés en aval de l'écoulement et ne subissant pas l'influence de la paroi au rattachement. La visualisation (4.5) illustre la complexité des structures tourbillonnaires issues d'une séparation et qui impactent la paroi plus loin dans l'écoulement.

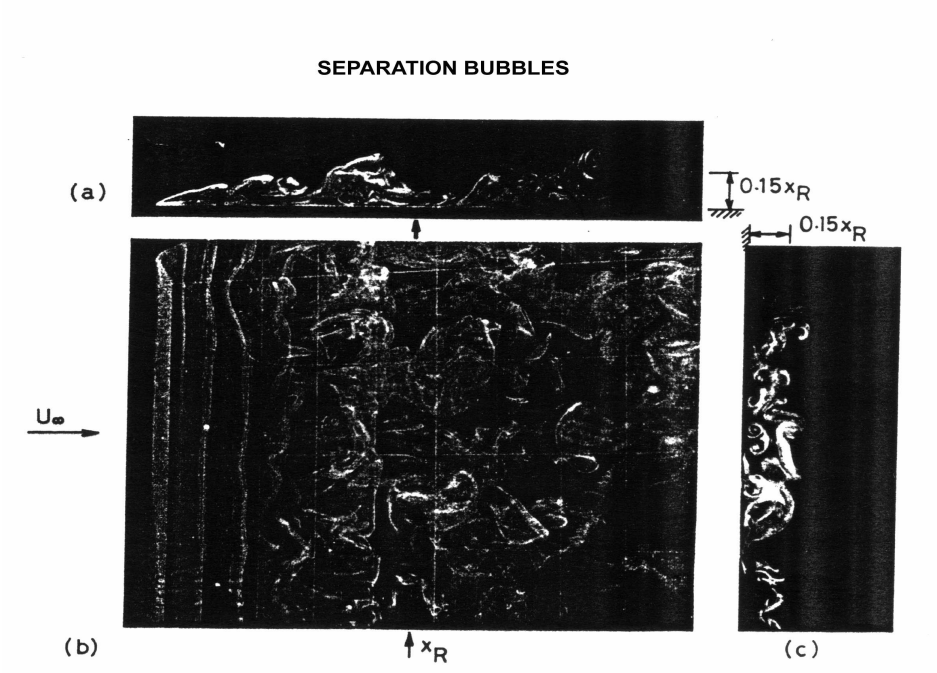


FIG. 4.5 – *Structures tourbillonnaires dans un écoulement recirculant : cas de la plaque épaisse. (a) : plan central (x,y), (b) : vue de dessus, (c) : plan (y,z) à X_r. (tiré de Kiya, 1989).*

4.3.5.4 Bulle de recirculation

La bulle de recirculation ne présente pas de structure grande échelle de forte cohérence. L'écoulement retour est constitué de petites échelles turbulentes issues de l'impact de la couche cisaillée sur la paroi et dirigées vers l'amont par le gradient adverse de pression.
En paroi, l'écoulement est essentiellement inverse excepté au voisinage de la marche ce qui révèle l'existence d'un tourbillon marginal.

Conclusion

On note que la comparaison de la couche cisaillée après la séparation avec une couche de mélange est justifiée en termes de structures comme en ce qui concerne la composante moyenne et l'aspect énergétique, tout au moins dans une zone limitée après la séparation. On peut noter aussi que l'écoulement passe d'une organisation globale selon l'envergure, à une zone où il n'y a pas de direction privilégiée même si l'écoulement est relativement organisé pour finalement développer une organisation longitudinale dans la zone de relaxation.

Les éléments qui restent controversés sont d'une part l'origine du comportement atypique des contraintes du tenseur de Reynolds à l'approche du rattachement et d'autre part les mécanismes liés à l'instationnarité basse fréquence de ce type d'écoulement. Le mécanisme d'oscillation auto-entretenu notamment, est encore mal cerné.

Il est généralement admis que la zone de rattachement est dominée par les structures tourbillonnaires de grande échelle de la couche cisaillée. Comme nous venons de le voir, un bon nombre d'études se sont attachées à décrire les mécanismes impliqués. D'autres se sont en revanche appliquées à les contrôler au moyen d'un forçage acoustique ou mécanique (voir Gad-el-Hak & Bushnell, 1991, pour revue). Il ressort de ces études que les coefficients de pression, de frottement et la longueur de rattachement peuvent être significativement modifiée avec un forçage. Ce dernier agit sur le développement de la couche cisaillée après la séparation et sur ses structures. Ainsi, l'écoulement est sensible à la fréquence et à l'amplitude des perturbations imposées ainsi qu'à la longueur d'onde des tourbillons associés (voir Sigurdson, 1995). Les effets des forçages de différents types sur une marche descendante ont notamment été étudiés par Chun & Sung (1998), Chun & Sung (1999) et Marrot *et al.* (1998).

Chapitre 5

Conditions d'entrée

5.1 Revue des méthodes existantes

La réalisation d'une simulation numérique directe ou même d'une simulation des grandes échelles sur un véhicule complet n'est pas encore réalisable. En revanche une simulation des grandes échelles d'un sous-domaine où l'écoulement est fortement instationnaire est envisageable. Ainsi, connaissant l'écoulement moyen et les tensions de Reynolds sur le domaine principal considéré — obtenus au moyen d'un calcul RANS — se pose la question du type de perturbations à appliquer aux limites du sous-domaine SGE et en particulier en entrée de celui-ci. On rejoint ici une des préoccupations générales dans le cadre de la simulation numérique instationnaire puisqu'il s'agit aussi d'imposer en entrée du domaine de calcul des données réalistes dépendantes du temps.

L'implantation des conditions aux limites dans le cadre d'un calcul dont l'évolution est spatiale est un problème délicat à traiter. En effet, l'écoulement doit subir la sortie avec un minimum de perturbations susceptibles de polluer le reste du domaine de calcul. Dans la mesure où l'influence des conditions d'entrée peut se ressentir bien en aval dans l'écoulement, il s'avère indispensable d'imposer des conditions adaptées.

On distingue deux catégories de conditions d'entrée, l'une fait appel à des fluctuations aléatoires, l'autre utilise un calcul précurseur.

5.1.1 Fluctuations aléatoires

L'une des techniques pour générer des conditions d'entrée consiste à reconstituer le signal d'entrée en superposant à un profil moyen $U(\mathbf{x})$ des fluctuations temporelles $u(\mathbf{x}, t)$ d'amplitude contrôlée et générées par un tirage aléatoire :

$$\mathcal{U}(\mathbf{x}, t) = U(\mathbf{x}) + u(\mathbf{x}, t)$$

Le profil moyen de vitesse peut être issu d'un autre calcul instationnaire, d'un calcul RANS ou de l'expérience.

Silveira Neto *et al.* (1993) ont ainsi imposé un bruit blanc de faible amplitude pour reproduire la turbulence résiduelle à l'entrée de la marche descendante simulée. La même quantité d'énergie est injectée à toutes les fréquences. Cette méthode a été appliquée avec succès dans le cas d'écoulements transitionnels tels que la couche limite de Ducros *et al.* (1996) et de la couche de mélange de Comte *et al.* (1998).

Pour augmenter le degré de réalisme des fluctuations imposées, des variantes ont été envisagées. Lee *et al.* (1992), ont ainsi développé une méthode où les fluctuations aléatoires sont générées à partir d'un spectre d'énergie cible dans le cadre d'une turbulence isotrope. Par le biais de l'hypothèse de turbulence « gelée » de Taylor, des plans constituant l'entrée d'une simulation spatiale de turbulence compressible en décroissance sont ainsi extraits. La dépendance temporelle de la phase aléatoire appliquée permet de limiter le caractère périodique du signal généré puisque celui-ci couvre une période de temps ΔT finie à partir de laquelle les données sont recyclées. La comparaison avec la simulation temporelle correspondante et l'expérience a permis de valider l'approche excepté pour les termes de dilatation où l'hypothèse de Taylor semble ne plus être valable. Le *et al.* (1997) ont étendu cette méthode aux écoulements pariétaux et l'ont mise en œuvre dans la simulation d'une marche descendante.
Cependant, malgré le respect des tensions de Reynolds, le brouillage de phase opéré sur les fluctuations élimine les structures cohérentes. Cette cohérence spatio-temporelle s'avère être une composante indispensable (voir Druault *et al.*, 1999) et implique la présence d'une zone de relaxation où l'écoulement régénère cette cohérence. Cet aspect est pénalisant en terme de coût de calcul. D'autre part on peut objecter l'utilisation de l'hypothèse de Taylor pour cet écoulement dans le mesure où Piomelli *et al.* (1988*a*) ont émis des doutes sur la validité de l'hypothèse de Taylor dans la zone de très proche paroi et jusqu'à la zone tampon, alors que cette dernière est le siège de mécanismes turbulents essentiels.
Handler *et al.* (1992) ont appliqué une phase aléatoire sur certains modes de Fourier dans un canal turbulent périodique. Le forçage, fonction de la vitesse dans l'espace physique, ainsi introduit produit une réduction de la traînée. Les auteurs attribuent cet effet au brouillage de phase qui détruirait la cohérence de la production des structures turbulentes en proche paroi et inhiberait le phénomène de bursting.

La destruction de la périodicité peut aussi être obtenue par un brouillage de l'amplitude du spectre initial des fluctuations (Na & Moin, 1998*b*; Chung & Sung, 1997). Pour les écoulements pariétaux il semble que la méthode de brouillage d'amplitude soit plus attractive que le brouillage de phase dans la mesure où celle-ci ne détruit pas les structures de l'écoulement. Une zone de relaxation reste nécessaire mais celle-ci est moins conséquente.

Spalart (1988), a développé une technique qui permet la simulation d'une couche limite avec un gradient de pression nul ou favorable. La méthode prend pour hypothèse que ces écoulements sont faiblement inhomogènes dans la direction principale. Il introduit une approximation multi-échelles qui permet de calculer l'évolution spatiale de la couche limite avec des conditions périodiques. En pratique l'auteur introduit dans les équations de Navier-Stokes de faibles termes d'épaississement. Spalart & Watmuff (1992) ont présenté une méthode dérivée de la première et adaptée à une couche limite avec un gradient de pression adverse. Dans un calcul périodique les auteurs distinguent trois zones : une région utile et deux bordures qui encadrent la première (« fringe method »). De longueurs finies, les « fringe zones » correspondent, pour la première, à une zone de génération de conditions d'entrée du domaine de calcul d'étude, la zone utile, et pour la seconde à une zone tampon en sortie du domaine. Dans les « fringe zones », l'ajout de termes supplémentaires finis et arbitraires permet de contraindre la couche limite. Dans la zone utile il n'y a aucune modification des équations de Navier-Stokes.

5.1.2 Calcul précurseur

Une seconde démarche pour disposer de conditions d'entrée réalistes consiste à simuler l'écoulement amont. Effectuer ce calcul « précurseur » permet de palier aux inconvénients de la première approche dans la mesure où l'on dispose simultanément de l'information structurelle et

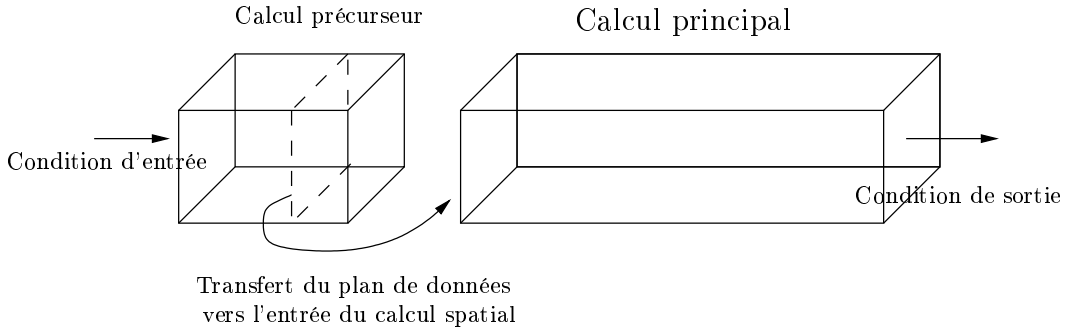


FIG. 5.1 – *Technique de génération de conditions d'entrée : calcul précurseur.*

des corrélations temporelles souhaitées.
Friedrich & Arnal (1990) ont ainsi simulé un canal périodique pleinement turbulent. Le modèle sous-maille, la résolution ainsi que le pas de temps sont identiques à ceux du calcul « successeur ». Un plan de données perpendiculaire à l'écoulement est ensuite extrait et sert de conditions d'entrée à une marche descendante. Leurs résultats se comparent de façon satisfaisante avec les expériences correspondantes. La démarche utilisée est présentée sur le schéma de la figure (5.1).

Dans le cadre de l'étude de la transition « bypassée » d'une couche limite, Voke & Yang (1994), ont utilisé les perturbations issues d'un calcul spatial de turbulence de grille pour représenter la turbulence externe. On peut citer aussi Voke & Potamitis (1994), qui, pour simuler le sillage d'une plaque plane, ont mis en oeuvre la méthode suivante : un calcul précurseur d'une couche limite se développant spatialement est effectué. Celui-ci est obtenu en superposant des fluctuations aléatoires sur un profil de Blasius. Des plans de données de la couche limite à des instants suffisamment éloignés pour limiter leur corrélation fournissent les conditions d'entrée pour la partie inférieure et supérieure du sillage. Les plans de données du précurseur sont issus d'une position éloignée de la condition de sortie pour en limiter l'influence et sont utilisés chacun pour quatre pas de temps du calcul de sillage. Les auteurs ont utilisé des résolutions différentes pour les deux calculs. Ces deux derniers aspects constituent un gain en terme de stockage de données et de coût de calcul.

Une méthode développée par Chung & Sung (1997), constitue un intermédiaire entre la technique des précurseurs et celle utilisant l'hypothèse de Taylor. Le calcul précurseur est celui d'un canal turbulent périodique. A un instant donné de cette simulation les plans de toutes les positions longitudinales servent d'entrée au calcul successeur, un canal se développant spatialement. Le balayage du précurseur est effectué avec une vitesse de convection sous l'hypothèse de Taylor. La simulation temporelle est ensuite avancée de ΔT et un nouvel ensemble de données d'entrée est acquis. Le paramètre important de cette méthode est ΔT. En effet, celui-ci doit être suffisamment grand pour garantir des observations indépendantes, pratiquement on prend $\Delta T \geq h/U_\tau$ ce qui correspond à l'échelle de temps liée aux plus grosses structures de canal, h étant la demi-hauteur du canal et U_τ la vitesse de frottement. D'un autre côté, un ΔT trop grand ramène la méthode à la simulation « classique » d'un précurseur. Cette technique s'est révélée supérieure à celle du brouillage d'amplitude (Na & Moin, 1998*b*) dans la mesure où la zone d'ajustement est considérablement réduite et qu'elle ne présente pas les signes de périodicité propres aux méthodes qui usent d'un spectre cible.

Récemment, Li *et al.* (2000), ont introduit une méthode qu'ils ont appliquée à une couche de mélange. Les deux courants de vitesse sont générés chacun par un calcul précurseur de couche limite temporelle. Une série temporelle unique de durée ΔT, l'échelle intégrale de temps de

l'écoulement cible, est acquise puis périodisée. L'ensemble des données générées est ensuite injecté à l'entrée du domaine de calcul spatial autant de fois que nécessaire pour converger. La périodicité introduite n'impacte pas le calcul de la couche de mélange. En effet, les auteurs montrent que celle-ci est éliminée rapidement grâce aux interactions non linéaires dont l'écoulement est le siège. Cette méthode dont les résultats sont encourageants pour la couche de mélange reste cependant à évaluer dans le cadre d'écoulement pariétaux.

Dans son travail de thèse, Salinas Vázquez (1999) a étudié l'écoulement dans un conduit carré où le précurseur, un canal temporel, est couplé au domaine spatial et avancé simultanément. Les maillages des deux domaines coïncident et le pas de temps est déterminé par rapport aux deux calculs.

Une approche intéressante dans le cas d'un calcul précurseur de couche limite est celle adoptée par Lund *et al.* (1998). Elle consiste à évaluer, au moyen d'un redimensionnement qui utilise les lois « classiques » pour une couche limite en équilibre, le plan des vitesses en entrée à partir de la solution en aval. Nous reviendrons plus loin sur cette méthode dans la mesure où elle est l'une de celles adoptées dans notre étude. De même, nous avons considéré, dans cette étude, une méthode de calcul précurseur proposée par Howard (2000) qui consiste à introduire en entrée du domaine de couche limite des perturbations qui reproduisent les structures de proche paroi caractéristiques de cet écoulement. Nous reviendrons plus tard sur cette technique.

Les différentes démarches faisant appel aux « précurseurs » ont montré leur supériorité pour générer des conditions d'entrée réalistes. Cependant celles-ci restent tout de même limitées à un nombre restreint de géométries. D'autre part, dans leur étude de la marche descendante couplée avec un canal turbulent en entrée, Friedrich & Arnal (1990) ont souligné que l'écoulement aval pouvait avoir une influence sur la partie amont. Le découplage « physique » des deux calculs inhibe la possible rétroaction des différentes zones du domaine de calcul.

Pour terminer citons l'approche proposée par Druault *et al.* (1999), qu'on ne peut associer à aucune des deux déjà abordées. L'objectif est de mettre en oeuvre une interface expérience/simulation. Ainsi, à partir de la connaissance du tenseur de Reynolds en un nombre de points très réduit de l'écoulement, l'ensemble du signal est reconstitué grâce à l'Estimation Stochastique Linéaire (LSE pour Linear Stochastic Estimation) et avec une méthode complémentaire dans les cas 3D et à nombre de Reynolds élevé. On utilise aussi dans le cas 3D la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD pour Proper Orthogonal Decomposition). Le champ ainsi généré constitue l'entrée d'une simulation numérique. La technique a été appliquée avec succès dans le cas d'une couche de mélange 2D et a permis de souligner le rôle de « régénérateur » de turbulence que joue le calcul par rapport à l'information limitée dont on dispose pour reconstituer le champ de vitesse. Les auteurs envisagent d'appliquer cette méthode à des écoulements turbulents tridimensionnels et pour des nombres de Reynolds élevés.

5.2 Présentation des outils d'analyse de l'écoulement

Avant de présenter les premiers résultats des simulations effectuées, on définit ici les quantités dont on se sert dans la suite du manuscript comme variables d'adimensionnalisation, puis nous présentons les outils d'analyse des données générées. Par convention, une majuscule, A, représente la partie moyenne d'une variable a, alors que a' désigne la quantité fluctuante correspondante. Enfin, $\mathbf{a}$ désigne un vecteur. (x, y, z) désignent respectivement les directions longitudinale, verticale et transverse de l'écoulement.

• *Unités pariétales*

A partir de la vitesse de frottement moyenne, U_τ, définie comme suit :

$$\frac{U_\tau}{U_0} = \sqrt{\left(\nu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{\text{paroi}}},$$

où U_0 est la vitesse de référence, on construit les unités pariétales suivantes :

$$\begin{cases} y^+ = y \dfrac{U_\tau}{\nu} \\ U^+ = \dfrac{U}{U_\tau}. \end{cases} \tag{5.1}$$

• *Coefficient de frottement*

Le coefficient de frottement normalisé par la vitesse de l'écoulement libre de l'entrée est donné par

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}, \tag{5.2}$$

où τ_p, contrainte à la paroi, est liée à la vitesse de frottement par :

$$\tau_p = \rho U_\tau^2 .$$

• *Longueur moyenne de rattachement*

La longueur de rattachement moyennée en temps et selon l'envergure, X_r, est déterminée par la position où la contrainte à la paroi τ_p s'annule. Cette longueur est sensible aux différents paramètres de l'écoulement ainsi qu'à la géométrie : X_r est pour cette raison, utilisée comme longueur pour adimensionner les données et permet de comparer favorablement les résultats issus de configurations différentes (voir Westphal *et al.*, 1983). Ainsi, on est amené à utiliser, dans la suite de l'exposé, l'abscisse réduite $\mathbf{X} = \dfrac{x - X_r}{X_r}$ qui permet de comparer les différents résultats en s'affranchissant de la dépendance par rapport à la longueur de rattachement.

• *Visualisation des structures : isosurfaces du critère Q*

Pour identifier les structures cohérentes de l'écoulement, nous avons choisi d'utiliser un critère basé sur le second invariant des gradients de vitesses (Hunt *et al.*, 1988). Ce dernier, noté Q, est défini de la façon suivante :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \tag{5.3}$$

où

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

correspond à la partie symétrique de ce tenseur et

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right),$$

à sa partie antisymétrique. Ainsi, ce critère permet de distinguer les régions de l'écoulement où le terme de rotation — lié à Ω_{ij} — prévaut sur le terme de cisaillement lié à S_{ij}. Pour illustrer

son intérêt, la figure (5.2) présente un champ instantané issu d'un calcul réalisé durant cette étude sur une géométrie de marche descendante. Puisqu'il s'agit ici de donner un exemple, nous ne détaillerons pas maintenant les conditions de cette simulation. Trois isosurfaces de ce champ sont visualisées. La première — (5.2a) — est celle de la norme de la vorticité ; l'écoulement dans le cas d'une marche présente différentes zones avec une composante de vorticité dominante qui lui est propre. En effet, à la séparation, l'organisation des structures est plutôt transverse alors que dans la zone de relaxation celle-ci est majoritairement longitudinale. La zone de rattachement quant à elle présente les deux types d'organisation. Ce changement structurel dans l'écoulement fait de la norme de vorticité un critère relativement médiocre dans la mesure ou il confond la nature de la vorticité. Finalement, la norme de vorticité mène à une représentation qui ne permet pas de dégager les structures caractérisant l'écoulement. La seconde isosurface présentée est celle d'une basse pression (fluctuante). Cette quantité permet d'identifier les structures « majeures » : les tourbillons issue de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la couche cisaillée après la marche et les structures en Λ après le rattachement. Pourtant, en comparant cette visualisation avec celle obtenue au moyen du critère Q (5.2c), on note que la pression filtre un certain nombre de structures, notamment celles de plus petite dimension. Ce comportement s'explique si on considère la relation liant ces deux quantités (équation de Poisson) :

$$\nabla^2 p = 2\rho\, Q \quad , \tag{5.4}$$

qui met en évidence que le second invariant concernent des échelles plus petites que celles impliquées dans les iso-pression. Pour ces raisons, nous avons choisi, dans la suite du mémoire, de visualiser des structures de l'écoulement à l'aide d'isosurfaces de la partie positive du second invariant des vitesses.

- *Inclinaison des structures*

L'orientation privilégiée des structures tourbillonnaires est étudiée au moyen de l'inclinaison par rapport à l'horizontale, des vecteurs de vorticité. Pour cela, on introduit θ, l'angle formé par la composante longitudinale de la vorticité, ω_x, et la composante verticale, ω_y :

$$\theta = \arctan\left(\frac{\omega_y}{\omega_x}\right) \tag{5.5}$$

Afin de privilégier l'angle où la vorticité dans le plan (x,y) est la plus intense, on opère une pondération de la contribution de chaque point considéré par l'intensité normalisée (voir Moin & Kim, 1885) :

$$I_{\omega_{xy}} = \frac{\omega_x^2 + \omega_y^2}{< \omega_x^2 + \omega_y^2 >} \tag{5.6}$$

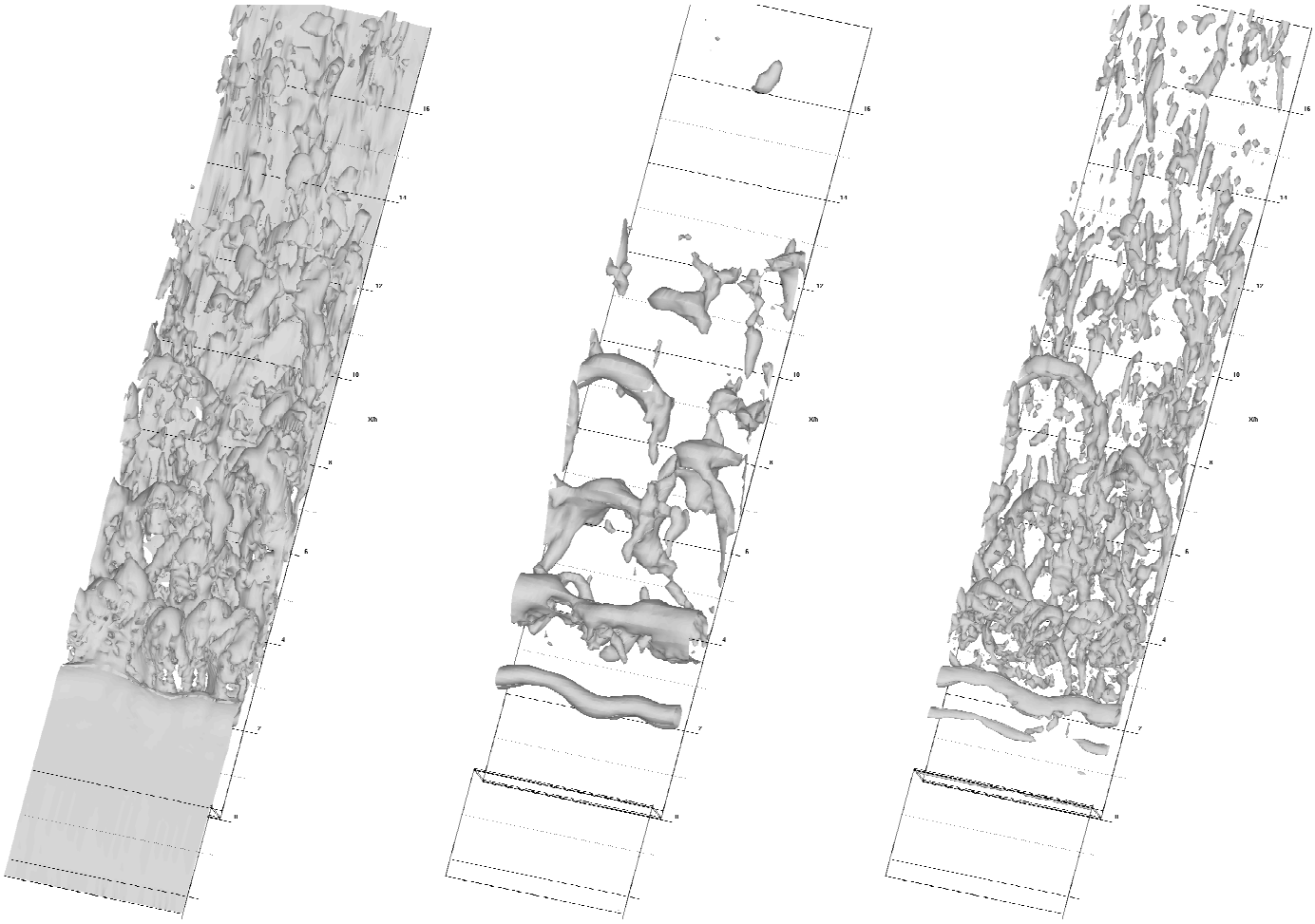
La moyenne <> est réalisée dans la direction homogène (z dans notre cas). Après un moyennage temporel, les résultats sont finalement présentés sous forme d'histogrammes qui indiquent l'angle le plus probable à la position considérée.

- *Corrélations spatiales - Corrélations temporelles*

La corrélation spatiale entre deux variables a et b en fonction de la séparation $\Delta\mathbf{x}$ est donnée par :

$$C_{a'b'}(\Delta\mathbf{x}) = \frac{a'(\mathbf{x})b'(\mathbf{x}+\Delta\mathbf{x})}{\sigma(a')\sigma(b')} \tag{5.7}$$

où σ correspond à la variance de la variable considérée. Les corrélations sont ensuite moyennées temporellement.



(a) $\omega_n = 2U_0/h$ (b) $p' = -0.0015$ (c) $Q = 0.5U_0^2/h^2$

FIG. 5.2 – *Visualisation instantanée de l'écoulement au dessus d'une marche, trois isosurfaces : (a) : norme de vorticité, (b) : pression fluctuante, (c) : critère Q.*

La corrélation temporelle entre deux variables a et b et pour des positions situées à $\mathbf{x_1}$ et $\mathbf{x_2}$ s'exprime, en fonction de la séparation temporelle Δt, de la façon suivante :

$$C_{a'b'}(\Delta t) = \frac{\langle a'(\mathbf{x}_1, t)\, b'(\mathbf{x}_2, t+\Delta t)\rangle}{\max(C_{a'b'})}, \tag{5.8}$$

La moyenne $\langle\rangle$ est réalisée dans la direction homogène. Si $\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_2$ on parle d'autocorrélation sinon d'intercorrélation. L'intercorrélation temporelle permet de déterminer la vitesse de convection des structures, $\mathcal{U}_c$, entre les deux positions choisies grâce à la relation suivante :

$$\mathcal{U}_c = \frac{\Delta \mathbf{x}}{\Delta t_c},$$

où Δt_c est pris au maximum de la corrélation (voir fig. 5.3) et Δx représente la séparation des deux points.

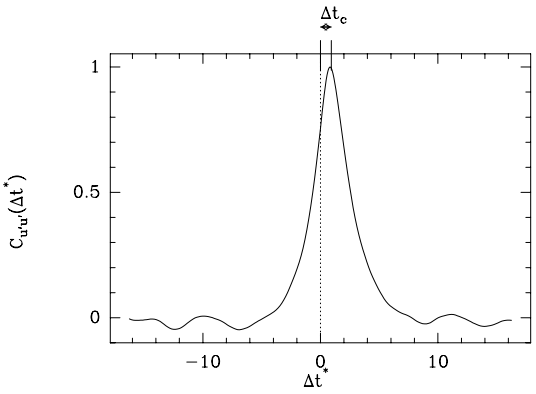


FIG. 5.3 – *Exemple d'une intercorrélation obtenue à partir de signaux temporels enregistrés en deux points distincts.*

- *Spectres des signaux temporels*

A une position donnée, le spectre des fluctuations de la variable a est défini tel que

$$\int_0^\infty E_{a'a'}(f)df \;=\; \sigma(a')$$

où f est la fréquence adimensionnée. Dans cette étude, l'homogénéité de l'écoulement selon l'envergure permet le moyennage dans cette direction des spectres obtenus sur chacun des points de même position (x,y). On définit aussi l'interspectre qui correspond au spectre d'un signal issu d'une intercorrélation temporelle.

5.3 Conditions d'entrée retenues : méthodes et données générées

5.3.1 Bruit blanc

5.3.1.1 Mise en oeuvre

La première condition d'entrée utilisée est celle qui consiste à bruiter de façon aléatoire le champ moyen de vitesse. Dans notre cas, on utilise le profil moyen issu de la simulation directe de Spalart (1988). Le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement Re_θ

pour ces données est de 670 et la vitesse de frottement correspondante est $u_{\tau 0} = 4.9\ 10^{-2} U_0$. U_0 étant la vitesse de l'écoulement libre.
Dans un premier temps, nous avons réalisé deux simulations préliminaires afin de tester l'influence de l'intensité du bruit imposé sur le profil moyen ainsi que l'influence de sa répartition verticale. Ainsi, le premier test consiste à imposer en entrée des fluctuations sur les trois composantes de la vitesse, dont les variances respectent les profils d'intensités turbulentes de Spalart (1988). Cela signifie notamment que le bruit peut atteindre 15% de U_0, comme c'est le cas dans la direction longitudinale. Dans le second test, les fluctuations sont imposées dans une zone telle que $y \leq \delta_{99}$ avec une amplitude de 1.5% de U_0 pour les trois composantes de la vitesse. Les résultats de ces calculs ont montré que l'état de l'écoulement, au niveau de la séparation, est identique quelque soit le profil des fluctuations initiales. En effet, dans le premier test, dès le premier point après l'entrée, quasiment toutes les fluctuations ont été dissipées et il ne reste qu'une turbulence résiduelle qui est équivalente à celle imposée dans le second test. Dans la mesure où la seconde méthode est de mise en œuvre plus simple et que la première ne présente aucune amélioration, nous avons opté pour la seconde méthode (bruit d'intensité de $1.5\%\, U_0$).

5.3.2 Couche limite : méthode de Lund

5.3.2.1 Mise en oeuvre

La seconde condition d'entrée utilisée est celle qui consiste à effectuer un calcul précurseur de couche limite. La méthode choisie pour cette simulation est celle de Lund *et al.* (1998). Cette technique a été mise en oeuvre et utilisée avec succès dans le cadre de l'étude de l'écoulement dans une cavité par Dubief & Comte (1997). Les données moyennes de Spalart (1988) ont servi ici aussi à la simulation de la couche limite.
La procédure consiste à extraire un plan de données situé près de la sortie du domaine de calcul. On nomme cette position, position de recyclage. Après un adimensionnement adapté les données sont réintroduites en entrée du domaine de calcul. Nous allons maintenant décrire plus précisément la démarche adoptée.
Le champ instantané, u_i, est décomposé en une partie fluctuante, u_i', et une partie moyennée temporellement et dans la direction de l'envergure, U_i :

$$u_i(x, y, z, t) = u_i'(x, y, z, t) + U_i(x, y) \tag{5.9}$$

La technique utilise une adimensionnalisation différente selon la position verticale considérée. Ainsi, dans la région interne de la couche limite, les variables qui caractérisent l'écoulement sont la vitesse de frottement pariétal, u_τ, et la viscosité moléculaire ν. Dans la région externe ($y \geq 0.1\delta$) les variables d'adimensionnalisation sont la vitesse de frottement et l'épaisseur de couche limite δ ($\delta = \delta_{99}$).
La seconde idée sur laquelle est basée la démarche de Lund *et al.* (1998) consiste à supposer que la variation longitudinale des profils de vitesse — moyens **et** fluctuants — est contenue dans la dépendance en x de la vitesse de frottement $u_\tau(x)$. Le profil d'une quantité Q de l'écoulement s'exprime alors de la façon suivante selon la région considérée :

$$\begin{cases} Q^{\text{int}} = u_\tau(x) f^{\text{int}}(y^+), & \text{région interne} \\ Q^{\text{ext}} = u_\tau(x) f^{\text{ext}}(\eta), & \text{région externe} \end{cases} \tag{5.10}$$

avec

$$\begin{cases} y^+ = (u_\tau y)/\nu \\ \\ \eta = y/\delta_{99} \end{cases} \tag{5.11}$$

f^{int} et f^{ext} sont des fonctions universelles, supposées périodiques (suivant x) et qu'il n'est pas nécessaire d'expliciter pour cette raison.
Ainsi, en ce qui concerne la vitesse longitudinale moyenne, celle-ci est adimensionnée selon la loi de paroi dans la région interne de la couche limite :

$$U^{\text{int}} = u_\tau(x) f_1(y^+), \quad y^+ = (u_\tau y)/\nu \tag{5.12}$$

Dans la région externe de l'écoulement l'adimensionnement se fait au moyen de la loi des vitesses déficitaires :

$$U_0 - U^{\text{ext}} = u_\tau(x) f_2(\eta), \quad \eta = y/\delta_{99} \tag{5.13}$$

f_1 et f_2 sont les fonctions universelles correspondantes. Les vitesses moyennes en entrée de domaine — $U_{\text{entrée}}$ — et à la position de recyclage — U_{recy} — sont alors liées par les relations suivantes :

$$\begin{cases} U^{\text{int}}_{\text{entrée}} = \gamma U_{\text{recy}}(y^+_{\text{entrée}}) \\ \\ U^{\text{ext}}_{\text{entrée}} = \gamma U_{\text{recy}}(\eta_{\text{entrée}}) + (1-\gamma) U_0 \end{cases} \tag{5.14}$$

où

$$\gamma = \left(\frac{u_{\tau,\text{entrée}}}{u_{\tau,\text{recy}}} \right). \tag{5.15}$$

Ainsi, $U^{\text{int}}_{\text{entrée}}$ est obtenu en interpolant la vitesse moyenne à la position de recyclage, U_{recy}, sur les coordonnées internes de l'entrée. On procède de la même manière pour $U^{\text{ext}}_{\text{entrée}}$. Si pour la vitesse selon l'envergure aucun adimensionnement n'est adopté puisqu'en moyenne celle-ci est nulle, la vitesse verticale moyenne est quant à elle supposée suivre une loi de la forme :

$$\begin{cases} V^{\text{int}} = U_0 f_3(y^+), \\ \\ V^{\text{ext}} = U_0 f_4(\eta) \end{cases} \tag{5.16}$$

où les fonctions f_3 et f_4 sont les fonctions universelles correspondantes. Ce qui mène aux relations suivantes :

$$\begin{cases} V^{\text{int}}_{\text{entrée}} = V_{\text{recy}}(y^+_{\text{entrée}}), \\ \\ V^{\text{ext}}_{\text{entrée}} = V_{\text{recy}}(\eta_{\text{entrée}}) \end{cases} \tag{5.17}$$

En ce qui concerne les fluctuations, comme on l'a déjà dit, l'objectif est d'isoler le caractère inhomogène de leur évolution dans la direction de l'écoulement. Les auteurs ont alors adopté la décomposition suivante :

$$\begin{cases} (u_i')^{\text{int}} = u_\tau(x) g_i(x, y^+, z, t), \\ \\ (u_i')^{\text{ext}} = u_\tau(x) h_i(x, \eta, z, t) \end{cases} \tag{5.18}$$

Ainsi u_τ contient la dépendance selon x du champ fluctuant alors que les fonctions g_i et h_i sont supposées quasi-homogènes dans cette direction. Les fluctuations à l'entrée peuvent alors se déduire de celles de la position de recyclage grâce aux relations suivantes :

$$\begin{cases} (u_i')^{\text{int}}_{\text{entrée}} = \gamma (u_i')_{\text{recy}}(y^+_{\text{entrée}}, z, t), \\ \\ (u_i')^{\text{ext}}_{\text{entrée}} = \gamma (u_i')_{\text{recy}}(\eta_{\text{entrée}}, z, t) \end{cases} \tag{5.19}$$

A partir des profils dans les parties internes et externes de la couche limite en entrée il est possible de reconstituer un profil composite valable dans la totalité de la couche limite via l'utilisation d'une fonction de pondération, $W(\eta)$, qui permet le raccord des profils. Cette fonction, en tangente hyperbolique, s'annule si $\eta = 0$ et vaut 1 quand $\eta = 1$:

$$W(\eta) = \frac{1}{2}\left\{1 + \tanh\left[\frac{\alpha(\eta - b)}{(1-2b)\eta + b}\right]\right\} \tag{5.20}$$

où α et b sont les paramètres qui contrôlent la forme de cette fonction. Finalement, les profils d'entrée s'expriment de la façon suivante :

$$(u_i)_{\text{entrée}} = [(U_i)^{\text{int}}_{\text{entrèe}} + (u_i')^{\text{int}}_{\text{entrée}}][1 - W(\eta_{\text{entrée}})] + [(U_i)^{\text{ext}}_{\text{entrèe}} + (u_i')^{\text{ext}}_{\text{entrée}}]W(\eta_{\text{entrée}}) \tag{5.21}$$

5.3.2.2 Description de la couche limite générée

- *Configuration du calcul*

Les caractéristiques du calcul de couche limite sont reportés dans le tableau (5.1) et correspondent à celles du domaine d'entrée de la marche. Les grandeurs mentionnées dans (5.1) sont définies sur le schéma (5.4) et les unités utilisées sont basées sur la vitesse à l'entrée, U_0, et la hauteur de la marche, h. Nous adoptons ici ces variables pour rester consistant avec la suite de l'étude qui concerne principalement l'écoulement derrière une marche. La longueur L_x du domaine correspond à celle utilisée par Lund *et al.* (1996). L'épaisseur de la couche limite, δ_{recy} générée est de l'ordre de $\sim$1h à la position de recyclage. Le choix de cette position est un compromis entre l'éloignement de l'entrée pour limiter la périodicité de l'écoulement et l'éloignement de la sortie pour éviter de recycler des perturbations éventuelles issues de la condition de sortie du domaine. En ce qui concerne la première contrainte Kim *et al.* (1987) ont montré que les corrélations longitudinales sont nulles pour une distance de l'ordre de 1500 unités pariétales, la distance, X_{recy}, minimum que nous pouvons adopter est ainsi de 6h. Pour ce qui est de la distance à la sortie aval du domaine, Lund *et al.* (1996) ont constaté qu'avec une séparation de $\sim$ 2h de la sortie à partir du recyclage, l'écoulement est influencé de façon négligeable. Ainsi, cette position est fixée à 8h, ce qui coïncide avec la position des plans enregistrés durant le calcul et injectés à l'entrée de la marche. Le pas de temps des deux simulations est le même. En qui concerne l'étape d'initialisation d'un tel calcul, la démarche adoptée est la suivante : la simulation est avancée sur ~ 85 h/U_0 avec un nombre de Mach de 0.4, puis sur une même période avec un nombre de Mach de 0.3. Le transfert des données vers la marche est alors débuté mais l'acquisition des statistiques ne se fait qu'après plusieurs « passages de boîte » du domaine de marche.

- *Résultats statistiques*

Les figures (5.5a) et (5.5b) présentent les profils de vitesse moyenne longitudinale à la position de recyclage en unités de marche et de paroi. Les données de Spalart (1988) sont aussi reproduites. Le profil généré est en bon accord avec la SND de Spalart (1988), figure (5.5a), pourtant les différences observées sur (5.5b) révèlent une sous estimation de la vitesse de frottement U_τ,

Dimensions	Maillage	Résolution
L_x=10h, L_y=5h, L_z=4h	N_x=74, N_y=72, N_z=61	$\Delta x^+ = 41$, $2.8 \leq \Delta y^+ \leq 50$, Δz^+=17

TAB. 5.1 – *Caractéristiques du domaine de calcul de couche limite.*

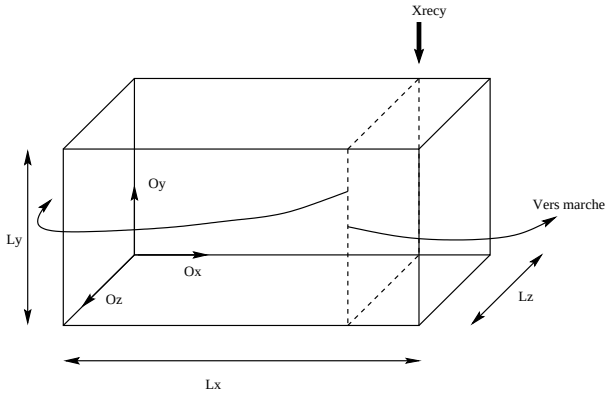


FIG. 5.4 – *Paramètres géométriques du calcul de couche limite.*

vraisemblablement due à la résolution en paroi de notre simulation. D'autre part, on relève une légère accélération située dans la zone logarithmique. Cette caractéristique est liée à la technique de génération de la couche limite. En effet, les profils de Lund *et al.* (1996) présentent la même particularité. Les intensités turbulentes sont présentées sur le graphe (5.6a) ainsi que la tension

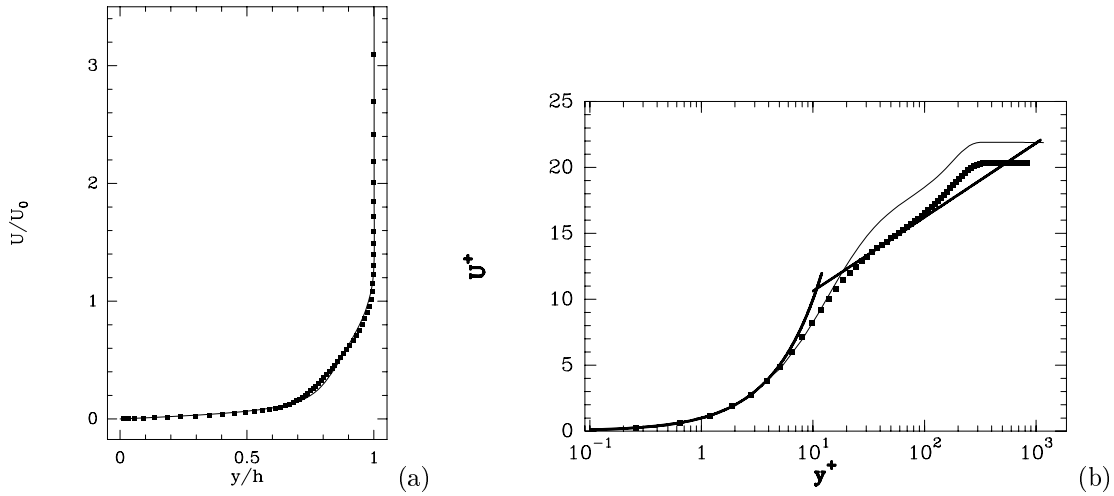


FIG. 5.5 – *Vitesse moyenne longitudinale au recyclage :* —— *: résultats présents,* ■ *: Spalart (1988),* —— *:* $(u^+ = y^+, u^+ = \frac{1}{0.41} logy^+ + 5.0)$*. (a) : en unités de marche. (b) : en unités pariétales.*

de Reynolds croisée sur (5.6b). On constate un accord relativement satisfaisant des données générées avec celles de référence.

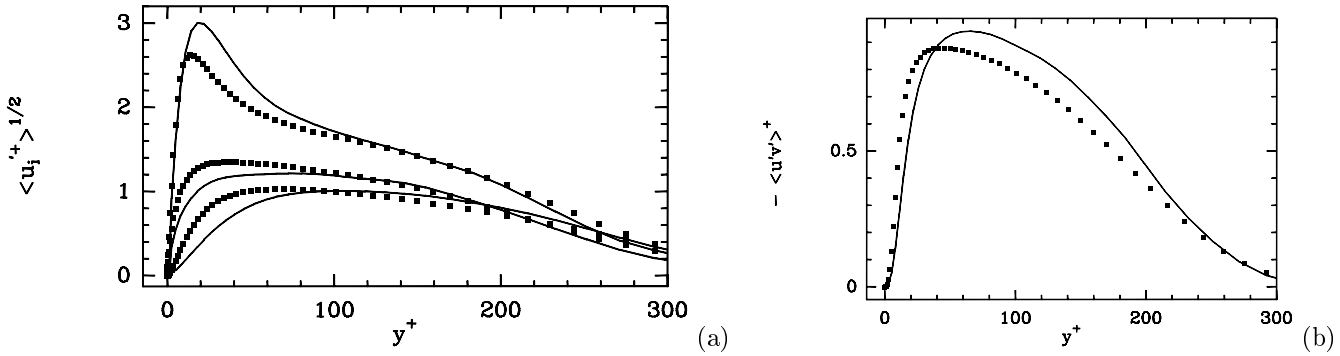


FIG. 5.6 – *Variance des fluctuations de vitesses au recyclage. (a) : ——— : résultats présents, ■ : Spalart (1988). Courbes du haut : vitesse longitudinale, courbe médiane : vitesse transverse courbe du bas : vitesse verticale. (b) : Tension croisée de Reynolds : ——— : résultats présents, ■ : Spalart (1988).*

• *Structures de l'écoulement*

Les structures de la couche limite sont constituées, en proche paroi, de courants longitudinaux de basse et haute vitesse fluctuante. Leur organisation transverse alternée présente une étendue qui peut être estimée au moyen de corrélations spatiales dans cette direction (fig. 5.7). La position du minimum de la corrélation de la vitesse longitudinale donne la demie longueur d'onde, $\lambda_z^+/2$, recherchée. On détermine ainsi, $\lambda_z^+ \simeq 186$, (soit $\lambda_z \simeq 0.8h$). La valeur classiquement admise pour cette longueur d'onde est de l'ordre de 100 unités de paroi. La forte valeur de λ_z^+ obtenue est liée à la résolution en envergure qui est insuffisante. La figure centrale de (5.8) donne une représentation de ces courants. Les autres structures que nous mettons en évidence maintenant sont

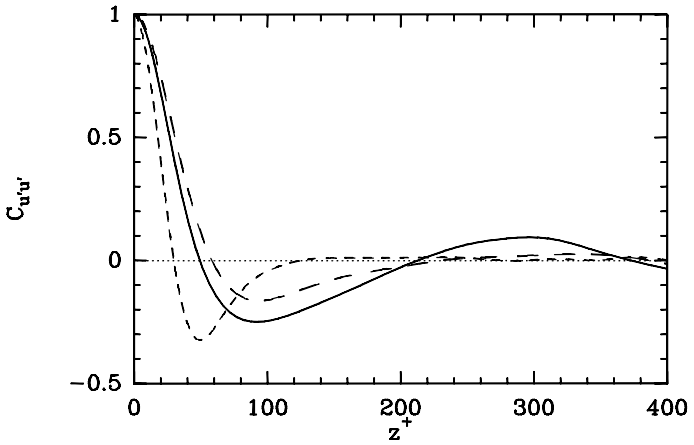


FIG. 5.7 – *Corrélation transverse des trois composantes de la vitesse, à la position : (x=8h ; y=0.054h).* ——— *: vitesse longitudinale,* — — *: vitesse transverse,* ---- *: vitesse verticale. Echelle de longueur pariétale locale : $\nu/u_\tau \simeq 1/233$.*

les tourbillons longitudinaux. La figure (5.9) donne une représentation de ces derniers au moyen d'une isosurface du critère Q, coloriée par la vorticité longitudinale. On distingue, notamment, des paires de tourbillons contrarotatifs, des tourbillons en épingles à cheveux ainsi que des trains de tourbillons de signe opposé qui rappellent les structures évoquées par Jeong *et al.* (1997). Les tourbillons longitudinaux sont associés aux courants de vitesse que nous venons de décrire et

contribuent largement aux fluctuations de vitesse verticale (voir Dubief, 2000). La position du minimum de corrélation de vitesse verticale sur (5.7) donne le diamètre de ces structures. On obtient ainsi un rayon de l'ordre de 20 y^+, ce qui est consistant avec le modèle de tourbillons longitudinaux de Kim *et al.* (1987). De plus, sur la figure (5.8) on note que les courants de basse vitesse (iso-contours) sont corrélés avec les phénomènes d'éjection (plan (y,z) de vitesse longitudinale). La présence des tourbillons longitudinaux se manifeste aussi par la structuration alternée de la vitesse verticale (plan (y,z) de vitesse verticale).

Ainsi, la couche limite générée par la méthode de Lund *et al.* (1996) présente des caractéristiques satisfaisantes, tant au niveau des structures, que du point de vue statistique. Rappelons que cette méthode a été développée dans un cadre incompressible et que sa validité dans une configuration faiblement compressible n'était pas acquise.

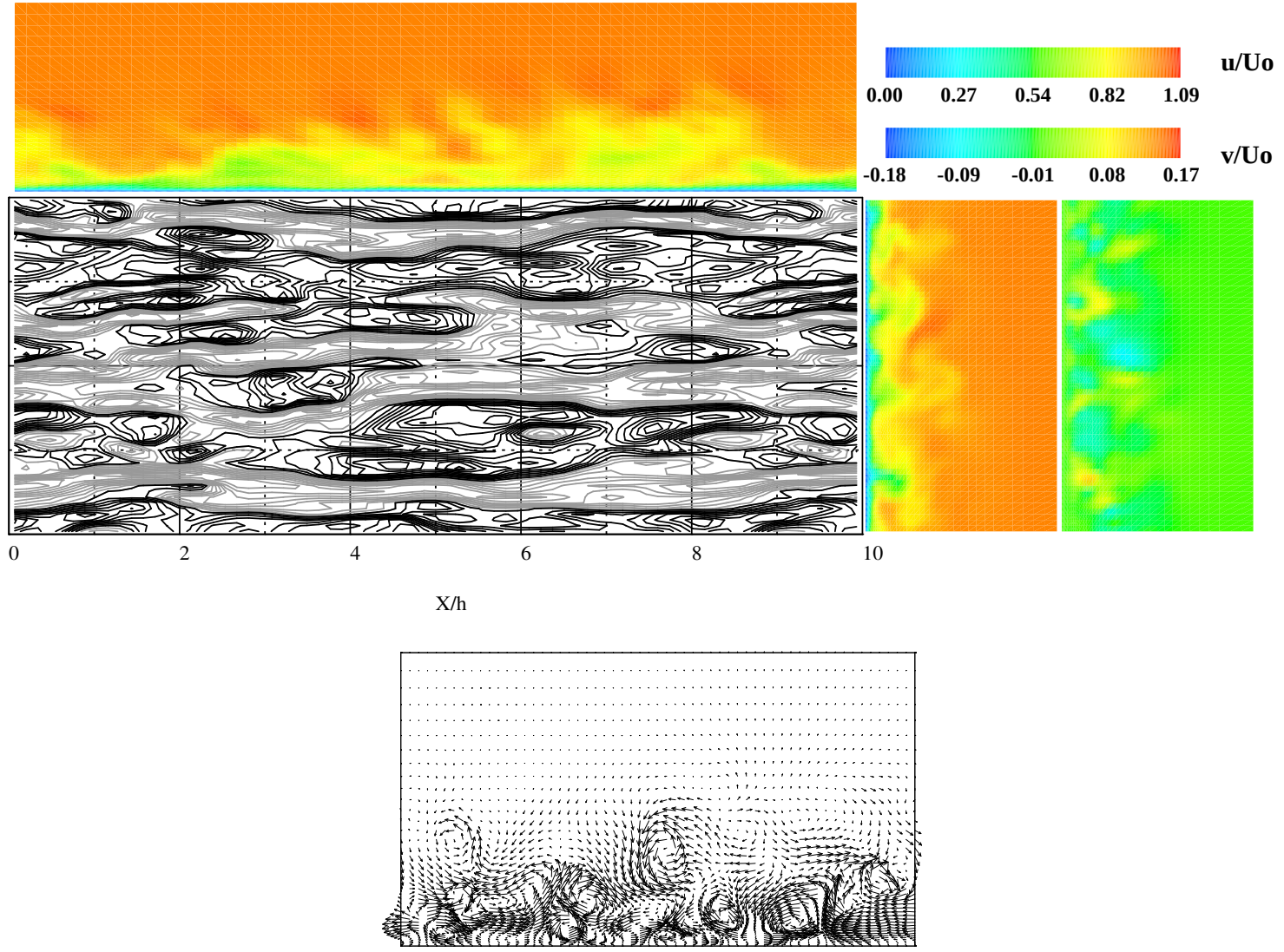


FIG. 5.8 – *En haut : iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale en proche paroi : y=0.054h ($y^+ \sim 12$), Noir : $0 \leq u'/U_0 \leq 0.3$, gris : $-0.3 \leq u'/U_0 \leq 0$, $|\Delta u'/U_0| = 0.033$. Visualisations couleur : plan (x,y) de vitesse longitudinale, z=0 (haut), plan (y,z) de vitesse longitudinale, x=10 h (droite), plan (y,z) de vitesse verticale, x=10 h (extrême droite). En bas : vecteurs vitesses dans le plan (y,z) à x=10 h.*

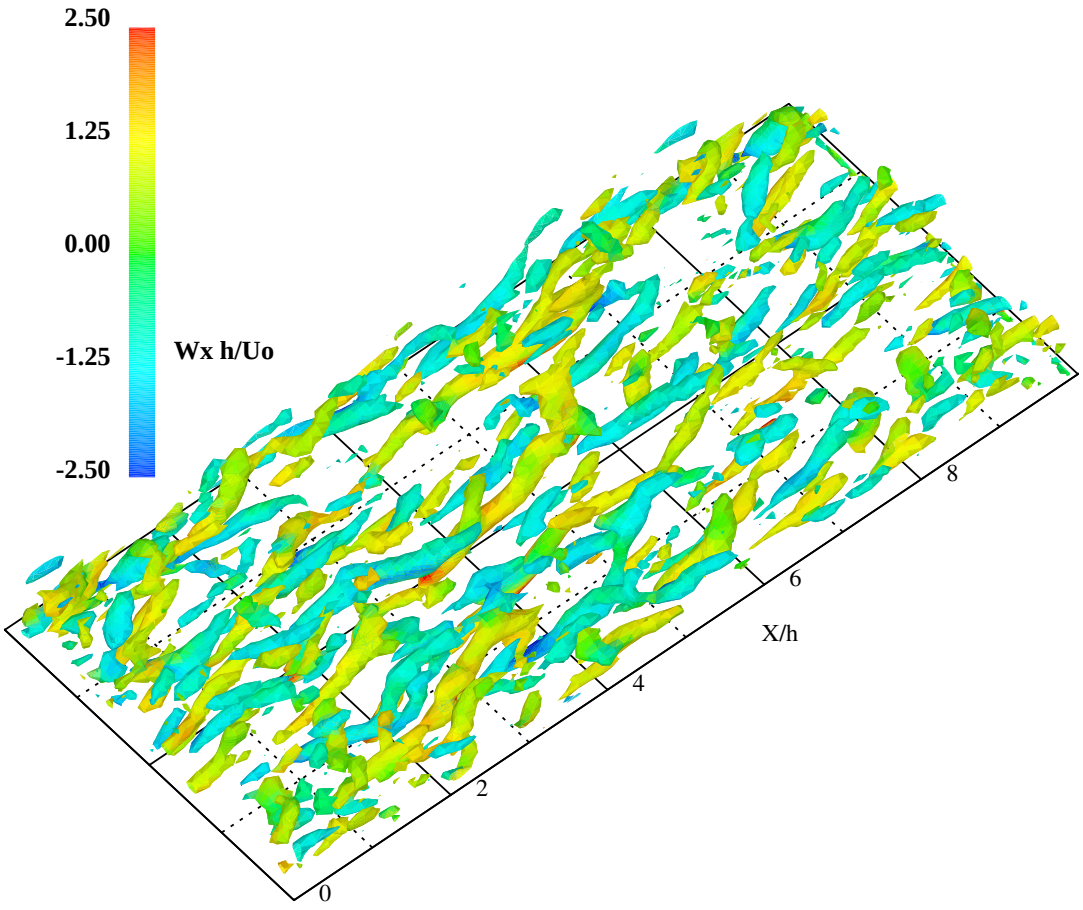


FIG. 5.9 – *Isosurface du second invariant des gradients de vitesse ($Q = 0.5U_0^2/h^2$), coloriée par la vorticité longitudinale.*

5.3.3 Couche limite : méthode de Howard

5.3.3.1 Description de la méthode

On décrit dans cette partie la méthode proposée par Howard (2000) pour générer un calcul précurseur de couche limite. Cette méthode a fait l'objet d'un calcul-test que nous présentons dans la suite de l'exposé. Le plan d'entrée est constitué du profil moyen de vitesse longitudinale auquel on superpose des fluctuations aléatoires. Le profil moyen et les variances des fluctuations cibles sont celles de la simulation directe de Spalart (1988). Les fluctuations sont imposées dans la zone de proche paroi ($y^+ \leq 40$) et leur structure reproduit celle des courants de basse et haute vitesse des écoulements pariétaux. Ainsi, l'étendue spatiale en envergure des oscillations est de $\sim 100y^+$, alors que la période des oscillations temporelles correspond à la taille longitudinale de ces structures, c'est-à-dire 1000 unités pariétales. Enfin, les fluctuations longitudinales et verticales sont prescrites en opposition de phase.

5.3.3.2 Premiers résultats

On présente les résultats d'un calcul-test réalisé sur la même configuration que celle utilisée lors de la simulation de la couche limite avec la méthode de recyclage (voir section 5.3.2 page 61). A titre de comparaison on présente aussi les résultats de la simulation correspondante réalisée avec cette première technique sur la même durée de temps ($\sim 30U_0/h$).
Les figures suivantes, (5.10) à (5.13), donnent les graphes des coefficients de frottement, de la vitesse moyenne longitudinale et différentes intensités turbulentes. Finalement on présente une visualisation instantanée de l'écoulement généré figure (5.14). Les résultats obtenus avec le bruit « manipulé » ne sont pas encore satisfaisants, cependant, au regard de la simplicité de la mise en œuvre, du peu de contrainte par rapport à l'écoulement à l'intérieur du domaine de calcul et du temps réduit d'initialisation de cette technique, cette dernière peut être considérée comme une approche intermédiaire entre les deux techniques abordées au cours de cette étude, c'est à dire celle d'un bruit blanc et la méthode de recyclage proposée par Lund *et al.* (1996).

Par manque de temps, il n'a pas été possible de réaliser un calcul couplant ce précurseur au domaine de marche. Pourtant, compte tenu du potentiel que constitue cette méthode par rapport à l'objectif de cette étude, on considère que cette alternative ne peut pas être négligée.

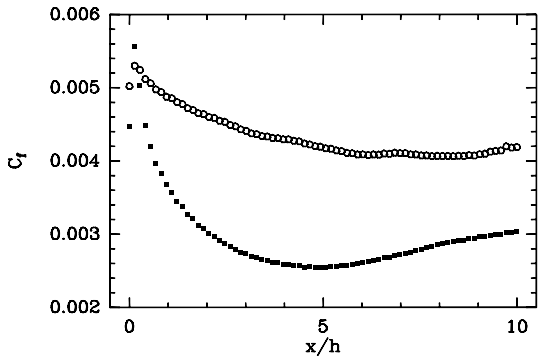


FIG. 5.10 – *Coefficient de frottement à la paroi : ∘ : méthode de Lund* et al. *(1996), ■ : méthode de Howard (2000).*

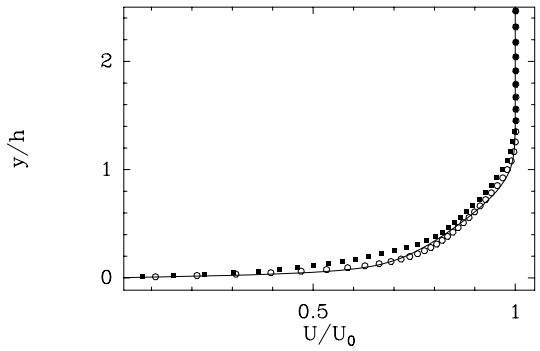
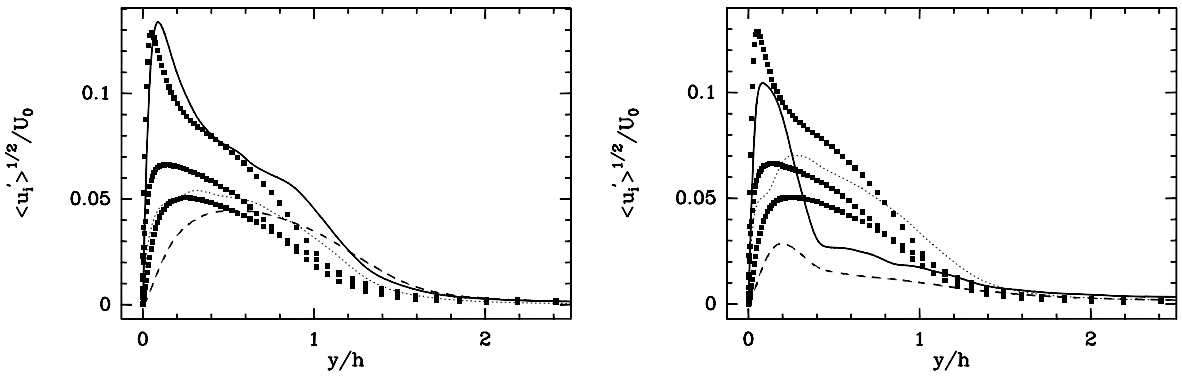
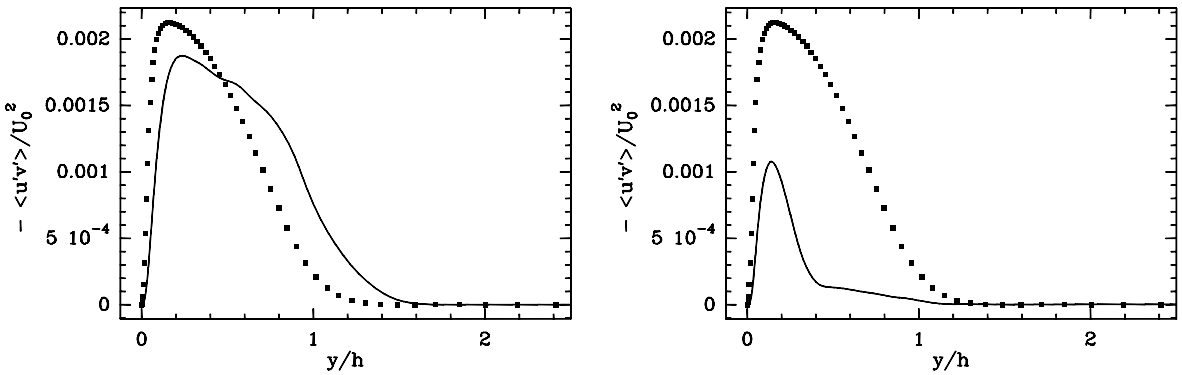


FIG. 5.11 – *Vitesse moyenne longitudinale à x=8 h. ∘ : méthode de Lund* et al. *(1996),* ■ *: méthode de Howard (2000),* —— *: Spalart (1988).*



(a) (b)

FIG. 5.12 – *Variance des fluctuations de vitesse : (a) : méthode de Lund* et al. *(1996), (b) : méthode de Howard (2000). Fluctuations longitudinales :* ■ *haut et* ——*, fluctuations verticales :* ■ *bas et* · · · · · *, fluctuations transverses :* ■ *milieu et* - - - -*. Symboles : Spalart (1988).*



(a) (b)

FIG. 5.13 – *Tension croisée de Reynolds : (a) : méthode de Lund* et al. *(1996), (b) : méthode de Howard (2000). Symboles : Spalart (1988).*

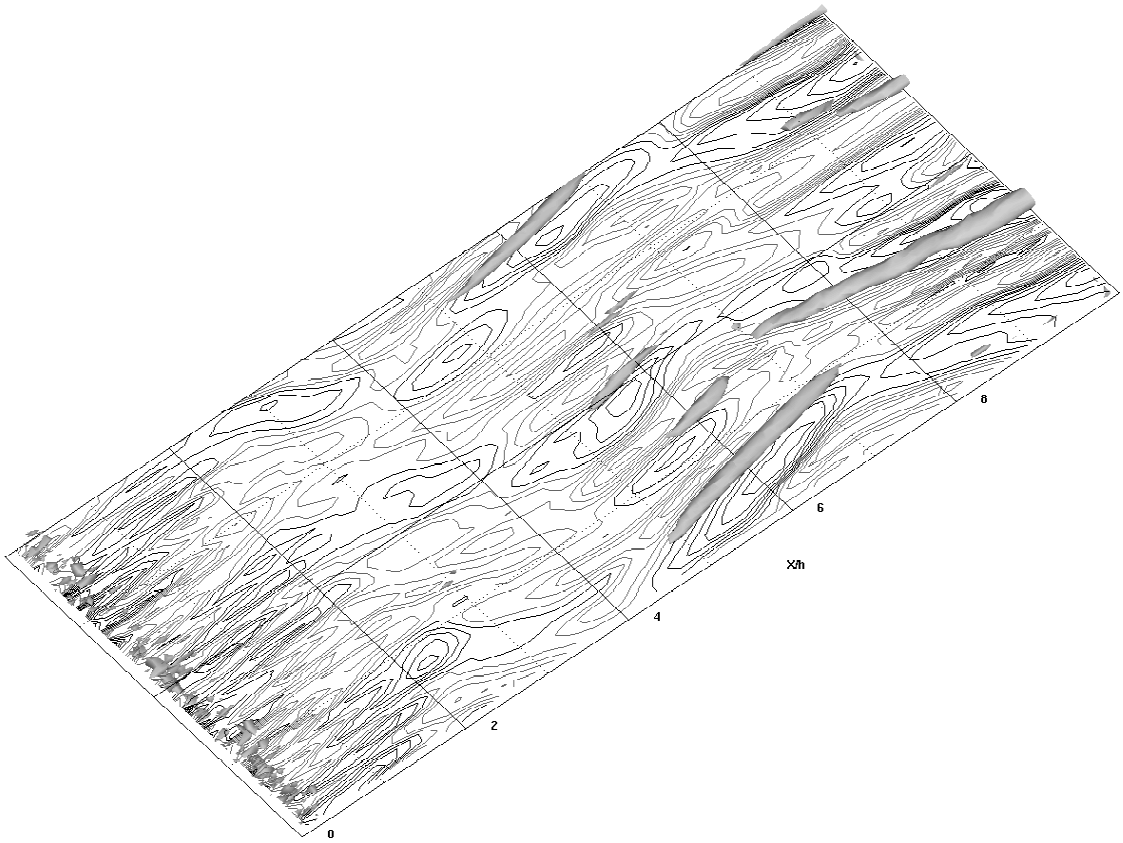


FIG. 5.14 – *Isosurface du second invariant des gradients de vitesse ($Q = 0.5U_0^2/h^2$). Iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale en proche paroi, position (x=8h ; y=0.054h). Noir :* $0 \leq u'/U_0 \leq 0.3$, *gris :* $-0.3 \leq u'/U_0 \leq 0$, $|\Delta u'/U_0| = 0.033$.

Résultats des simulations sur la marche descendante

Chapitre 6

Calculs préliminaires : choix de la configuration finale

6.1 Présentation générale des configurations étudiées

Dans cette étude nous avons réalisé cinq calculs sur une géométrie de marche descendante. Les paramètres de la géométrie sont décrits sur la figure (6.1). Les variables de l'écoulement sont adimensionnées par la hauteur de marche h et par la vitesse de l'écoulement libre de l'entrée que l'on note U_0. Le nombre de Reynolds $Re_h = U_0 h/\nu$ basé sur ces grandeurs est 5100. Le rapport d'expansion RE ($RE = H_2/H_1$) est de 1.2 et l'épaisseur de la couche limite avant la séparation est $\delta_{99} \simeq 1.2\,\mathrm{h}$. Le code numérique utilisé dans cette étude est compressible, cependant le nombre de Mach choisi pour réaliser les calculs est faible (0.3) et l'on considère que les effets de compressibilité sont négligeables. Effectivement, la divergence de l'écoulement — $\nabla.(\rho\mathbf{u})$ — présente des valeurs proches de zéro et la température moyenne, dont les variations reflètent les effets de compressibilité, varie au maximum de 0.7% autour de sa valeur de référence.

Outre la mise en place de la configuration finale, les quatre premiers calculs ont permis de mettre en évidence l'effet de la longueur du domaine d'entrée (L_e), l'impact du maillage sur l'écoulement derrière la marche et enfin, l'influence du type de condition aux limites appliquée dans la partie supérieure du domaine de calcul. Ainsi, dans ce chapitre, on présente les configurations des calculs préliminaires et les éléments qui nous ont poussés à adopter certaines modifications pour finalement définir une configuration finale qui constitue un compromis satisfaisant en terme de temps de calcul et de qualité des résultats.

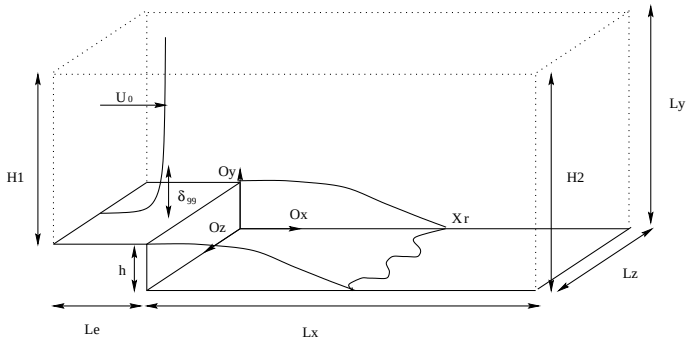


FIG. 6.1 – *Paramètres géométriques des calculs.*

6.1.1 Paramètres numériques et géométriques

6.1.1.1 Maillage

Les différences entre les calculs effectués résident dans le maillage, la taille du domaine et l'écoulement imposé en entrée du domaine. Les maillages des calculs I-II et III-IV sont identiques deux à deux mais de plus haute résolution pour III-IV. Le calcul I ne présente pas le domaine d'entrée commun aux autres. Enfin, III-IV possèdent une longueur L_x qui suit la marche plus grande que celle de I-II. Les tableaux (6.1) et (6.2) résument les caractéristiques des calculs pour les domaines de la marche et de l'entrée ainsi que le type de conditions aux limites appliquées en entrée. Les unités pariétales sont basées sur la vitesse de frottement de l'entrée du domaine de calcul, $U_{\tau 0} = 4.9\ 10^{-2} U_0$, où le nombre de Reynolds, basé sur l'épaisseur de déplacement $\delta^\star$, est de 1000 ($\delta_{99} = 6.1\,\delta^\star$) (voir paragraphe 5.3.1 page 60). Dans le cas de la simulation IV, la vitesse de frottement à l'entrée du domaine (x=-2.5h) est de $U_{\tau 0} = 4.6\ 10^{-2} U_0$. Cette différence n'entraînant pas de changement significatif dans la représentation en unités pariétales du maillage par rapport à celle de SGE III, ces dimensions ne sont pas reportées. Bien que nous présentons dans cette partie les paramètres de la simulation IV, aucun résultat concernant ce calcul n'aparaîtra dans ce chapitre puisqu'il fait l'objet d'une étude plus approfondie dans les chapitres suivants.

Domaine d'entrée

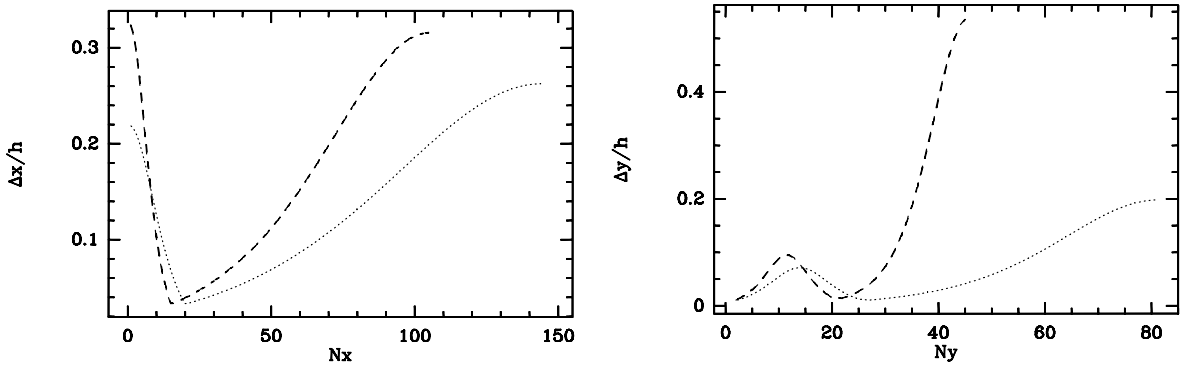
	Dimensions	Maillage	**Condition d'entrée**	Résolution
SGE I	L_e=0.4h, L_y=5h, L_z=4h	N_x=11, N_y=26, N_z=35	Couche limite turbulente + Bruit blanc, ϵ = 1.5%	$4 \leq \Delta x^+ \leq 11$, $1.4 \leq \Delta y^+ \leq 130$, Δz^+=30
SGE II, SGE IIg	L_e=2.5h, id.	N_x=16, N_y=26, N_z=35	id.	$4 \leq \Delta x^+ \leq 80$, id.
SGE III	L_e=2.5h, id.	N_x=21, N_y=57, N_z=61	id.	$4 \leq \Delta x^+ \leq 55$, $1.3 \leq \Delta y^+ \leq 50$, Δz^+=17
SGE IV	id.	id.	Calcul précurseur : couche limite de Lund	$\sim$ id.

TAB. 6.1 – *Caractéristiques des domaines de calcul.*

Les maillages suivent une combinaison de deux lois en tangente hyperbolique proposée par Le *et al.* (1997) qui permet de raffiner dans les zones de forts gradients c'est à dire en proche paroi et dans la couche cisaillée. La figure (6.2) présente la distribution des points du maillage pour les calculs II et III. La figure (6.3) donne une représentation du maillage pour les calculs III et IV. Dans la direction de l'envergure les maillages sont uniformes. A titre de comparaison, la simulation numérique directe du domaine de la marche de Le *et al.* (1997) a nécessité près de 6 000 000 de points de maillage. Dans notre cas, pour un même domaine, nous atteignons au maximum 670 000 points.

Domaine de la marche				
	Dimensions	Maillage	Points dans la marche	Résolution
SGE I	L_x=15h, L_y=6h, L_z=4h	N_x=91, N_y=46, N_z=35	N_y^m=21	$4 \leq \Delta x^+ \leq 80$, $1.4 \leq \Delta y^+ \leq 130$, $\Delta z^+ = 30$
SGE II, SGE IIg	id.	id.	id.	id.
SGE III	L_x=18h, L_y=6h, L_z=4h	N_x=125, N_y=72, N_z=61	N_y^m=26	$4 \leq \Delta x^+ \leq 66$, $1.3 \leq \Delta y^+ \leq 50$, Δz^+=17
SGE IV	id.	id.	id.	∼id.

TAB. 6.2 – *Caractéristiques des domaines de calcul : suite.*



(a) (b)

FIG. 6.2 – *Pas du maillage dans les deux directions inhomogènes de l'écoulement : (a) : $\Delta x/h$, N_x : points dans la direction longitudinale, (b) : $\Delta y/h$, N_x : points dans la direction verticale. Calcul II : ---- , Calcul III : ····· .*

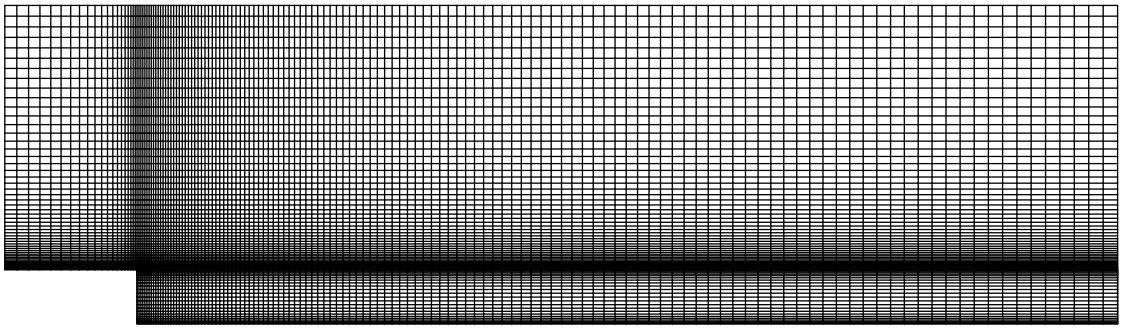


FIG. 6.3 – *Maillage utilisé dans les calcul SGE III et IV.*

6.1.1.2 Conditions aux limites

Dans leur simulation directe Le *et al.* (1997) ont montré, au moyen de corrélations transverses, qu'une distance de 4h en envergure est suffisante pour permettre l'utilisation d'une condition de périodicité, l'écoulement étant supposé statistiquement homogène dans cette direction. C'est la condition qui a aussi été retenue dans cette étude. Une condition de sortie libre est utilisée pour la sortie aval du domaine. Dans la mesure où notre étude se place dans le cadre de l'aérodynamique externe, nous avons choisi de reproduire des conditions de champ lointain au dessus de la marche, ce qui nous conduit naturellement à adopter une condition de sortie libre dans la partie supérieure du domaine de calcul (canal ouvert). Cependant, afin de mettre en évidence l'influence du type de condition appliquée à cette frontière, nous avons réalisé une simulation, notée SGE IIg, qui est en tout point identique à SGE II excepté ce qui concerne cette frontière, où nous avons imposé une condition de glissement.

6.1.2 Méthodologie d'initialisation

On décrit ici les différentes étapes qui permettent l'initialisation d'un calcul sur un domaine de marche descendante. Dans le cas du calcul où l'entrée est constituée d'un profil moyen turbulent sur lequel on superpose un bruit blanc, le champ initial du domaine de la marche est constitué d'une zone, $0 \leq y/h \leq 1$, où les vitesses sont nulles. Au dessus, pour $1 \leq y/h \leq 5$, le champ initial est celui d'une couche limite issue des données de Spalart (1988).

On distingue essentiellement trois étapes pour le calcul :

- Dans un premier temps le calcul est avancé en limitant le domaine au quart de la largeur finale en envergure. Dans le même objectif de gain de temps de calcul dans cette phase d'initialisation, le nombre de Mach utilisé est de 0.4. Enfin, pour limiter les instabilités liées à la présence de forts gradients ou à celle d'écoulement retour en sortie de domaine, le modèle de viscosité turbulente employé est celui de la fonction de structure simple (Métais & Lesieur, 1992). Le calcul dans ces conditions est mené durant une période de $\sim 30h/U_0$ (soit 1.5 à 2 longueurs de domaine) à l'issue de laquelle les conditions susceptibles de conduire à la divergence du calcul, sont évacuées.
- Ensuite, sur une période équivalente, le nombre de Mach est progressivement diminué jusqu'à sa valeur finale de 0.3 alors que le modèle de viscosité turbulente de la fonction de structure filtrée en quatre points (Ducros, 1995) remplace le modèle initial plus dissipatif.
- Finalement, le champ ainsi obtenu est alors dupliqué pour constituer la géométrie finale recherchée. Le champ initial reconstitué est bruité afin de limiter les effets de la « périodicité » forcée et de raccourcir l'étape de transition. Le calcul est alors avancé durant $\sim 40h/U_0$, à l'issue de quoi les conditions initiales sont évacuées et on estime que l'écoulement a atteint un état stationnaire qui permet l'acquisition des données statistiques.

En ce qui concerne la convergence du calcul, si l'on considère une vitesse de convection moyenne de $U_c = 0.8U_0$, trois « passages de boîte » sont réalisés avant l'acquisition des statistiques. Cette dernière couvre quant-à-elle près d'une dizaine de temps caractéristiques. On s'assure que la stationnarité est atteinte en observant l'évolution du bilan de débit à l'intérieur de la « boîte » de calcul. Ainsi, les statistiques sont acquises alors que la différence entre le débit entrant et le débit sortant atteint 0.3%. Dans le cas de la simulation SGE IV, un champ de SGE III est utilisé pour initialiser le calcul. Le régime transitoire est évacué en poursuivant le calcul durant une période de $\sim 40h/U_0$, à l'issue de quoi les statistiques sont démarrées.

6.2 Présentation des résultats

Ce paragraphe met en évidence les raisons qui ont conditionné le choix des maillages ainsi que les modifications observées à l'issue des changements. On présente aussi un test sur l'influence de la condition aux limites appliquée dans la partie supérieure du domaine de calcul.

6.2.1 Configurations I et II

Dans ces configurations, le maillage après la marche est identique. En revanche, la longueur du domaine d'entrée diffère : pour SGE I, le profil de vitesse est imposé à l'abscisse x=-0.4h et à x=-2.5h pour SGE II. Il est apparu que la présence de la séparation est incompatible avec la proximité de la condition limite d'entrée. En effet, la singularité que constitue la séparation génère, notamment, un gradient de pression favorable. Ce gradient de pression et les perturbations de vitesses auxquelles il est lié semblent être mal gérés par l'entrée. Cela se traduit par des niveaux de fluctuations sur les vitesses anormalement élevés dans la couche limite externe dès l'entrée se propageant sur l'ensemble du domaine.
L'utilisation d'un domaine allongé avant la marche permet de limiter ces effets. Deux longueurs d'entrée ont été testées, l'une à -5h, l'autre à -2.5h. C'est cette dernière qui a été retenue dans la mesure où elle donne un résultat satisfaisant en limitant l'augmentation du domaine de calcul.

Pour illustrer l'effet de l'allongement de l'entrée, on présente sur le graphe (6.4) le profil de l'intensité turbulente verticale à la position x=14h derrière la marche. Le niveau anormalement élevé de cette quantité dans l'écoulement libre de SGE I apparaît nettement. Les autres intensités turbulentes exhibent la même tendance.

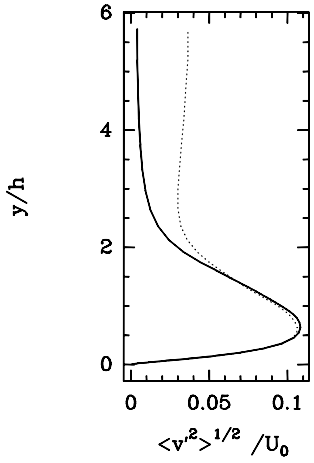


FIG. 6.4 – *Intensité turbulente verticale à la position x=14h. ····· : SGE I, —— : SGE II.*

6.2.2 Configurations II et IIg

La simulation SGE IIg diffère de SGE II uniquement par la condition limite dans la partie supérieure du domaine de calcul où nous avons imposé une condition de glissement et non pas de sortie libre.

- *Coefficients de pression et de frottement en paroi*

Nous représentons d'abord le coefficient de pression en paroi sur la figure (6.5). La courbe correspondant à SGE IIg est en bon accord avec les données expérimentales de Jovic & Driver

(1994). En revanche, celle de SGE II présente un gradient de pression favorable dans la zone de relaxation.

Sur la figure (6.6), on compare le coefficient de frottement derrière la marche à ceux issus de l'expérience de Jovic & Driver (1994) et de la simulation des grandes échelles de Delcayre (1999). Cette dernière ayant été réalisée avec un maillage et une configuration comparables à ceux de SGE IIg. On constate que les niveaux et les tendances sont globalement bien représentés. Comme précédemment, la différence entre SGE II/SGE IIg est visible dans la zone de relaxation et se traduit par un C_f plus élevé dans le cas II. Ce point est consistant avec l'accélération de l'écoulement liée au gradient de pression noté plus haut. On note aussi un décalage du point où $C_f = 0.$ ce qui signifie que notre simulation a tendance à surestimer la longueur de rattachement. Effectivement, la longueur de rattachement moyenne pour SGE IIg est de 6.98h que l'on peut comparer à la valeur de 6h de l'expérience de Jovic & Driver (1994). Ce phénomène est observé dans la simulation des grandes échelles de Delcayre (1999). L'auteur attribue ce comportement à la nature de l'écoulement imposé en entrée de domaine de calcul qui dans son cas est aussi constitué d'un profil de couche limite perturbé avec un bruit blanc.

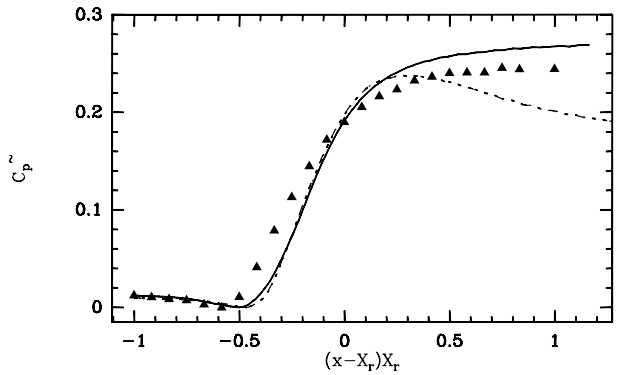


FIG. 6.5 – *Coefficient de pression pariétale :* $\widetilde{C_p} = \frac{C_p - C_{p,min}}{1. - C_{p,min}}$ ▲ *: Jovic & Driver (1994),* - · - *: SGE II,* —— *: SGE IIg.*

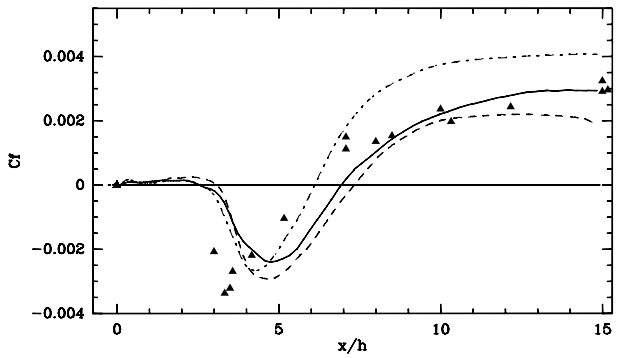


FIG. 6.6 – *Coefficient de frottement.* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* —— *: SGE IIg,* - · - *: SGE II,* - - - - *: Delcayre (1999).*

- *Profils de vitesses moyennes*

Les vitesses moyennes longitudinales et verticales sont représentées sur les graphes (6.7) et (6.8) respectivement. Les profils sont comparés aux résultats antérieurs sur cette configuration dans les trois zones caractéristiques de l'écoulement : on a défini pour cela une échelle longitudinale basée sur la longueur de rattachement : $X = \dfrac{x - X_r}{X_r}$. Les régions concernées sont donc : la recirculation avec X=-0.36, le rattachement avec X=-0.05 et enfin, la relaxation où X=0.6. Que ce soit sur

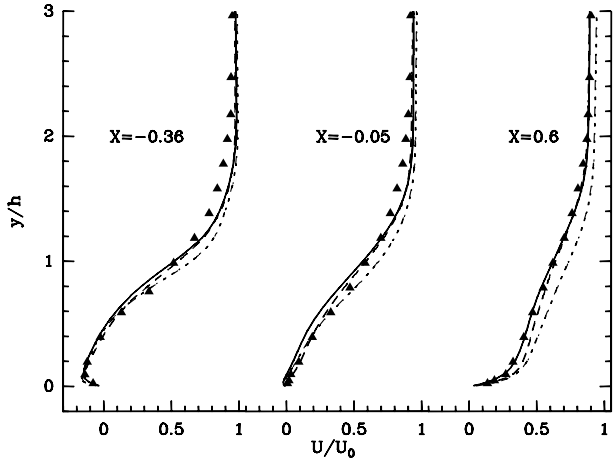


FIG. 6.7 – *Vitesse moyenne longitudinale.* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ----*: Delcayre (1999),* - · - *: SGE II,* ——*: SGE IIg.*

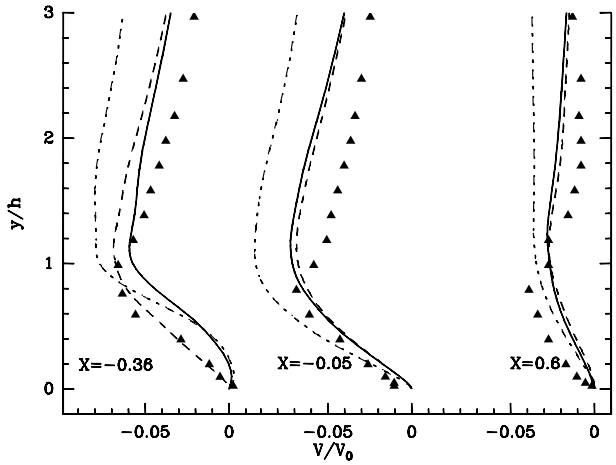


FIG. 6.8 – *Vitesse moyenne verticale.* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ----*: Delcayre (1999),* - · - *: SGE II,* ——*: SGE IIg.*

les vitesses longitudinales ou verticales, on constate que les profils de Delcayre (1999) et SGE IIg sont proches et présentent un accord satisfaisant avec les données de Jovic & Driver (1994). SGE II se distingue par des vitesses plus élevées, dans la zone de relaxation pour la vitesse selon x notamment, et surtout en vitesse verticale, et ce dans toutes les zones considérées.

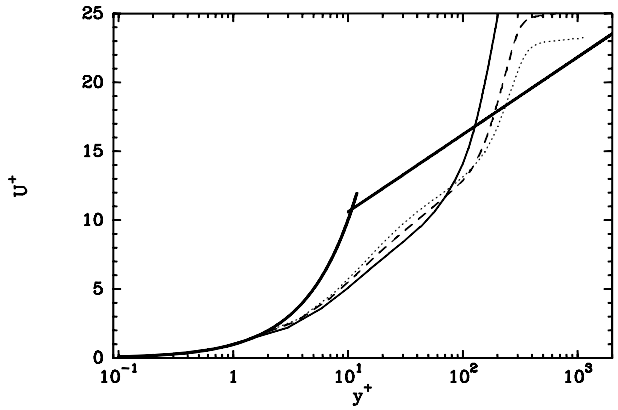


FIG. 6.9 – *SGE IIg : vitesse longitudinale moyenne en unités de paroi, après le rattachement :* —— *:* $x = 13h$, ---- *:* $x = 15.2h$, $\cdots\cdots$ *:* $x = 16.3h$, —— *:* $(u^+ = y^+, u^+ = \frac{1}{0.41} logy^+ + 5.0)$.

On présente maintenant les profils de vitesse longitudinale à différentes positions dans la zone de relaxation sur la figure (6.9) pour SGE IIg. Comme on s'y attend on observe le lent redéveloppement de la couche limite vers le profil de couche limite canonique, c'est à dire sans gradient de pression. En effet, on note que les profils se situent toujours en dessous du profil de référence dans la zone logarithmique. La persévérance des structures tourbillonnaires issues de la couche cisaillée explique ce phénomène. L'évolution des profils de SGE II est semblable (non présenté), cependant, on note sur ces derniers la présence de l'accélération de la couche limite naissante due au gradient favorable de pression dans cette zone.

• *Profils d'intensité turbulentes*

On considère dans cette partie les intensités turbulentes de l'écoulement en aval de la marche. Comme dans le paragraphe précédent ces résultats sont comparés aux données dont nous disposons. On constate qu'ici aussi les tendances sont bien respectées. Pour l'intensité longitudinale (fig. 6.10), on note un accord très satisfaisant entre SGE IIg et Delcayre (1999) partout dans la marche. Les différences entre les diverses données observées se situent essentiellement dans la couche cisaillée et s'estompent à mesure qu'on se déplace vers l'aval de la marche. Ces tendances se retrouvent pour les autres intensités turbulentes et la tension croisée de Reynolds que nous ne les présentons pas pour cette raison.

Pour conclure sur l'influence de la condition de frontière supérieure, on retient que la différence entre SGE II et SGE IIg se manifeste essentiellement par la présence ou non d'un gradient longitudinal de pression dans la zone de relaxation. Ce dernier entraîne des modifications dans l'écoulement moyen par rapport aux cas de références, une vitesse verticale plus élevée notamment ainsi qu'un phénomène d'accélération dans la zone de relaxation.

6.2.3 Configurations II et III

En premier lieu, ce qui distingue les calculs II et III c'est la longueur du domaine après la marche. Nous avons choisi d'agrandir cette distance uniquement dans le but d'augmenter le domaine d'observation. D'autre part, la génération de la couche limite présentée au paragraphe (5.3.2) page 61 et qui constitue l'entrée de SGE IV, nécessite une forte résolution selon l'envergure. Cette contrainte conditionne le maillage des ces deux simulations. Pour cette raison, dans le cas III, le nombre de points dans cette direction a été doublé et par suite celui dans les autres directions a lui aussi, dans une moindre mesure, été accru. Le changement des résultats est

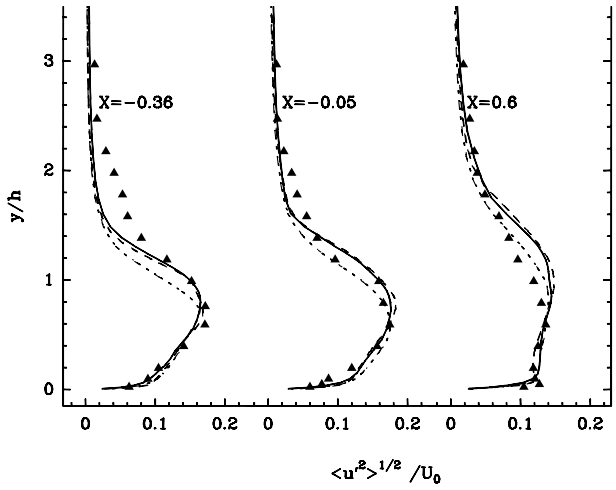


FIG. 6.10 – *Intensité turbulente longitudinale :* $X = \frac{x-X_r}{X_r}$. ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ---- *: Delcayre (1999),* -·- *: SGE II,* —— *: SGE IIg.*

observable au niveau des intensités turbulentes. La figure (6.11) illustre ce point, on note la même tendance pour les autres tensions de Reynolds. L'utilisation d'une plus forte résolution a montré que les résultats pouvaient encore être améliorés, cependant le gain obtenu s'est révélé peu intéressant au regard du coût de calcul occasionné.

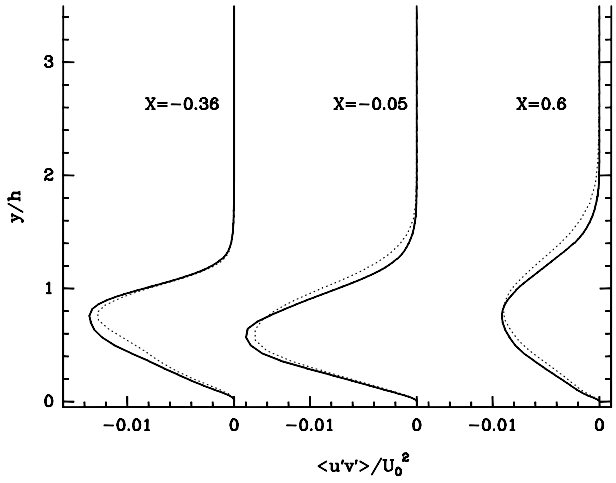


FIG. 6.11 – *Contrainte de cisaillement à trois positions derrière la marche.* ····· *: SGE II,* —— *: SGE III.*

Pour illustrer les changements dus à la plus haute résolution, on compare sur la figure (6.12) le coefficient de frottement à la paroi de ces calculs. On observe ainsi que le frottement augmente (en valeur absolue) avec la résolution dans une partie de la zone de recirculation et dans la zone de relaxation, ce qui correspond à la tendance observée par Le *et al.* (1997). Cela s'explique si on considère que le gradient à la paroi est mieux résolu dans le cas III.

Le tableau (6.3) présente les longueurs moyennes de rattachement pour SGE II et SGE III et (6.4) rassemblent les longueurs de rattachement issues de travaux antérieurs réalisés sur une géométrie comparable en canal fermé et pour des nombres de Reynolds similaires.

On constate que les longueurs moyennes de rattachement de nos simulations sont plus faibles

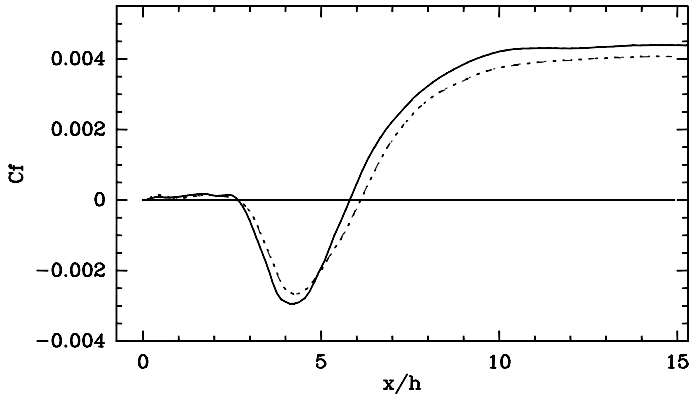


FIG. 6.12 – *Coefficient de frottement à la paroi, - · - : SGE II, —— : SGE III.*

	X_r/h
SGE II	6.12
SGE III	5.80

TAB. 6.3 – *Longueur moyenne de rattachement X_r pour la marche descendante, $Re_h = 5100$.*

	X_r/h
Jovic & Driver (1994), Expé.	6.0± 0.15
Le *et al.* (1997), SND	6.28
Delcayre (1999), SGE	7.2

TAB. 6.4 – *Longueur moyenne de rattachement X_r pour la marche descendante, $Re_h = 5100$.*

que celles relevées dans les études citées. Ce phénomène s'explique si on considère le gradient de pression favorable de la relaxation qui, dans notre cas, force la couche cisaillée à rattacher plus rapidement (voir Na & Moin, 1998*a*). Cependant, l'utilisation de l'abscisse réduite $\mathbf{X} = \dfrac{x - X_r}{X_r}$ permet de lever la dépendance par rapport à la longueur de rattachement et facilite les comparaisons de résultats issus de configurations qui diffèrent.

Une autre quantité intéressante qui permet d'évaluer l'impact du maillage utilisé est la vitesse longitudinale dans la région après le rattachement. La figure (6.13) présente cette quantité à la position $x = 15$h pour les cas II et III. L'effet de la plus forte résolution est visible essentiellement dans la zone tampon et la zone logarithmique de la couche limite qui se redéveloppe.

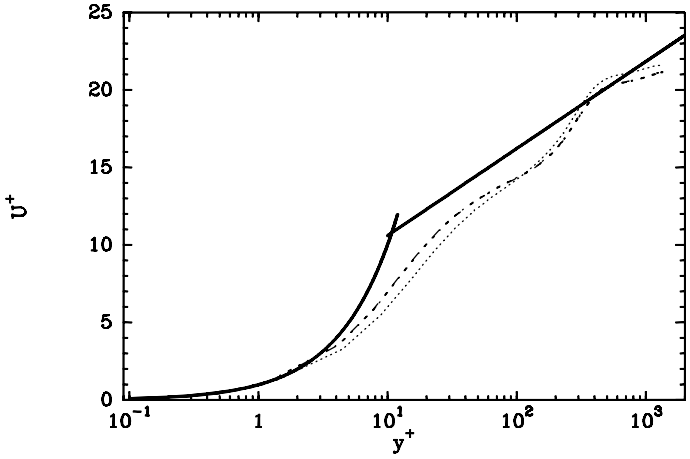


FIG. 6.13 – *Profil de vitesse moyenne longitudinale en unité de paroi à x=15h,* ····· *: II,* - · - *: III,* ——*:* $(u^+ = y^+, u^+ = \frac{1}{0.41} logy^+ + 5.0)$.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en évidence les différences engendrées par le changement du maillage ou de la taille du domaine de calcul. Nous considérons que le maillage III constitue un compromis résultats/coût très satisfaisant et c'est donc ce dernier qui a finalement été retenu pour la suite de l'étude. Il a aussi été mis en évidence la présence, dans la configuration retenue, d'un gradient de pression favorable dans la zone de relaxation. Une adimensionnalisation adaptée permet de s'affranchir des différences occasionnées et autorise la comparaison avec certaines des données dont nous disposons.

Chapitre 7

Caractérisation de l'écoulement avant la séparation

Dans le chapitre précédent, nous avons choisi la configuration des calculs que nous allons présentés, en partie, maintenant. Les deux calculs étudiés, notés SGE III et SGE IV, sont en tous points identiques excepté ce qui concerne la condition d'entrée. Les deux conditions d'entrée utilisées ayant été caractérisées au chapitre 5, nous nous attachons ici à comparer l'état de l'écoulement des deux simulations à une même position longitudinale avant la marche. Nous avons choisi de comparer ces écoulements à la séparation, ce qui permet de mettre en évidence l'éventuelle influence de certains paramètres sur l'écoulement amont.

7.1 Profils moyens

Pour quantifier l'influence de la condition d'entrée examinons d'abord les profils moyens de vitesse longitudinale à l'aplomb de la marche (sur la figure 7.1) puis cette même quantité normée par les unités pariétales locales (figure 7.2). Ces courbes sont obtenues pour les configurations III et IV et comparées aux données de Spalart (1988). On constate sur (7.1) que les vitesses moyennes des deux simulations, à cette position, sont relativement similaires. Sur la figure (7.2), on note que le profil de SGE IV et celui de la SND de Spalart (1988) sont en bon accord. On relève tout de même une légère accélération dans la zone logarithmique dans la cas du calcul SGE IV. Cette caractéristique est liée à la technique de génération de la couche limite incidente. En effet, les profils de Lund *et al.* (1996) présentent la même singularité. La figure (7.2) met aussi en évidence la sous-estimation de la vitesse de frottement à cette position dans le cas du calcul III ($U_\tau^{\text{SGE III}} = 0.047 U_0$ et $U_\tau^{\text{SGE IV}} = 0.051 U_0$).

On relève des épaisseurs de couche limite δ_{99} de 0.98 h et 1.11 h à la marche (fig. 7.1) alors qu'en entrée du domaine de calcul (x=-2.5 h) celles-ci s'élevaient à 1.12 h et 1.18 h pour SGE III et SGE IV respectivement. Cette diminution s'explique si l'on considère que la couche limite subit l'influence du gradient de pression qui immédiatement derrière la marche a tendance à accélérer l'écoulement et par suite à « pincer » la couche limite. Le phénomène d'accélération est mis en évidence par l'augmentation de la vitesse de frottement pariétale U_τ dans cette zone comme on peut l'observer sur le graphe (7.3) pour SGE IV, cette remarque s'applique aussi pour SGE III.

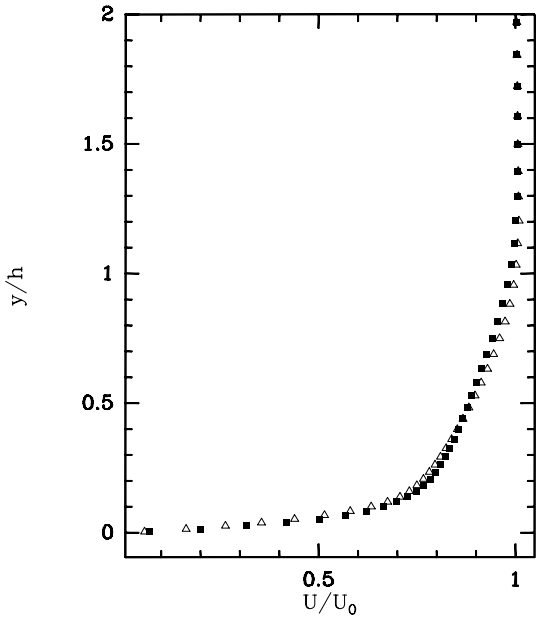


FIG. 7.1 – *Vitesse longitudinale moyenne à l'aplomb de la marche. △ : SGE III, ■ : SGE IV .*

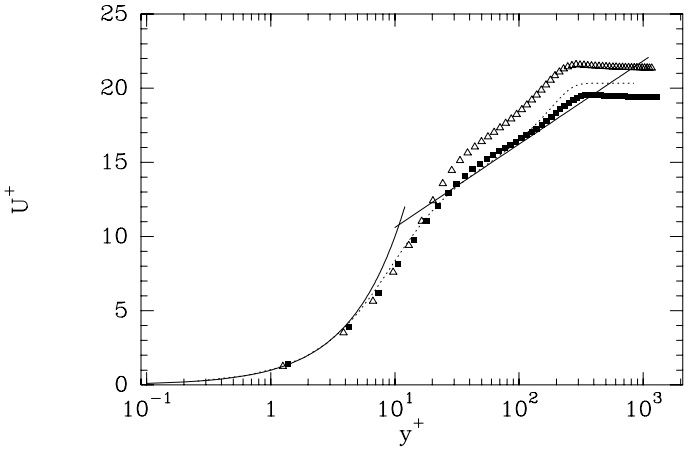


FIG. 7.2 – *Vitesse longitudinale moyenne à l'aplomb de la marche en unités pariétales. ····· : Spalart (1988), △ : SGE III, ■ : SGE IV,* ——*:* $(u^+ = y^+, u^+ = \frac{1}{0.41} logy^+ + 5.0)$.

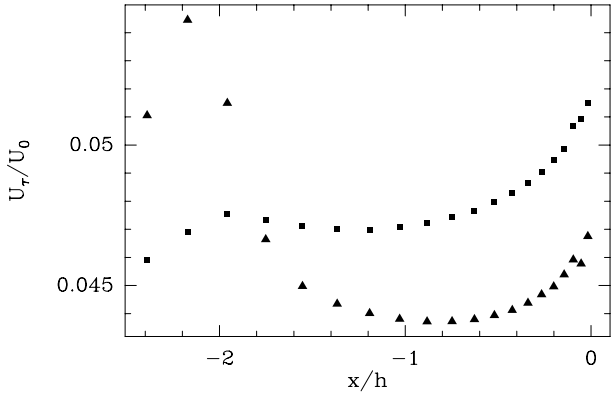


FIG. 7.3 – *Vitesse de frottement moyenne avant la séparation. ▲ : SGE III, ■ : SGE IV.*

7.2 Intensités turbulentes

On s'intéresse maintenant aux fluctuations de vitesse à l'aplomb de la marche. Comme nous l'avons déjà précisé, dans le cas du bruit blanc, les fluctuations imposées en entrée sont rapidement amorties et l'absence de cohérence spatio-temporelle qu'elles présentent ne permet pas leur redéveloppement avant d'atteindre la marche. Pour cette raison nous ne présentons pas ces quantités dans le cas du bruit blanc car les niveaux sont proches de zéro.
En revanche, les figures (7.4) et (7.5) présentent les variances des trois composantes de la vitesse et la contrainte de cisaillement de Reynolds pour le calcul IV. On constate qu'à la marche, les

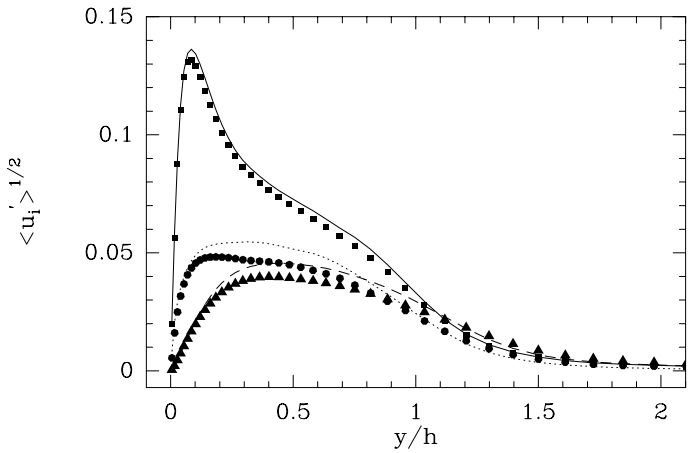


FIG. 7.4 – *Variance des fluctuations de vitesses. A l'entrée du domaine (x=-2.5h) : ——— : longitudinale, - - - - : verticale, · · · · · : transverse. A la marche (x=0) : ■ : longitudinale, △ : verticale, • : transverse. SGE IV .*

fluctuations ont diminué par rapport à leurs niveaux à l'entrée du domaine ; les courbes correspondantes sont aussi présentées sur ces figures. On rappelle que la couche limite générée par la méthode de recyclage donne des résultats tout à fait comparables à ceux de la SND de Spalart (1988). La diminution — modérée — des intensités turbulentes dans la couche limite interne peut avoir pour origine l'existence du gradient de pression favorable au voisinage de la séparation qui accélère le fluide et dont l'influence se manifeste, dans un premier temps, par une réduction des intensités turbulentes (voir Greenblatt & Moss, 1999). On peut considérer que l'écoulement avant la séparation est influencé par le changement de condition aux limites brutale qui tend dans cette région à re-laminariser l'écoulement par un phénomène d'aspiration.

Ainsi, d'un point de vue statistique, les deux simulations se distinguent par une épaisseur de couche limite et des niveaux d'intensités turbulentes différents.

7.3 Structures de l'écoulement

Comme on s'y attend, dans la partie avant la séparation SGE III n'a encore développé aucune structure organisée. En revanche, pour SGE IV cette zone contient les structures de la couche limite dont elle est issue et que nous avons mis en évidence lors de sa description au paragraphe (5.3.2) page 61. Pour illustrer ces propos on présente sur la figure (7.6) une comparaison de trois quantités instantanées pour chacun des calculs. On y observe la trace des structures de la couche limite incidente dans le cas SGE IV

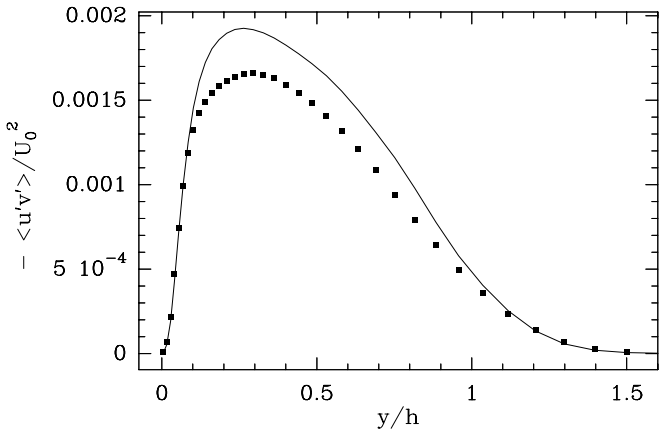


FIG. 7.5 – *Contrainte de Reynolds croisée.* ——*: à l'entrée du domaine (x=-2.5h),* ■*: à la marche. SGE IV .*

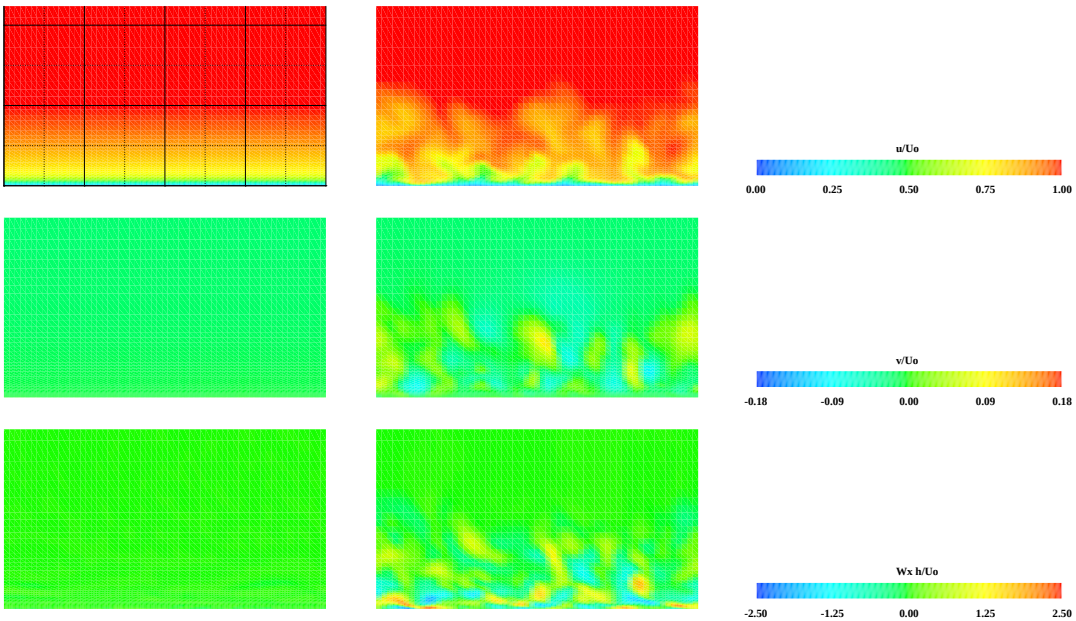


FIG. 7.6 – *Plans de coupe instantanés (y,z), à la séparation : à droite, SGE III, à gauche, SGE IV. Haut : vitesse longitudinale, centre : vitesse verticale, bas : vorticité longitudinale.*

A l'approche de la séparation, l'écoulement subit une accélération, comme nous l'avons déjà remarqué plus haut. Ainsi, la vitesse de convection, $\mathcal{U}_c$, des structures tourbillonnaires présente aussi une augmentation au voisinage de la marche. Le tableau suivant donne les vitesses de convection dans deux zones du domaine d'entrée, ainsi que la position des couples de points qui ont servi pour déterminer ces vitesses (cas IV). On présente sur la figure (7.7) une des corrélations

x/h	y/h	$\mathcal{U}_c$
-0.52	0.054	0.548
-0.34	0.054	
-0.2	0.054	0.612
0	0.054	

TAB. 7.1 – *Vitesse de convection avant la séparation et positions des points correspondants. SGE IV.*

temporelles ayant servi à la détermination des vitesses de convection dont nous venons de parler.

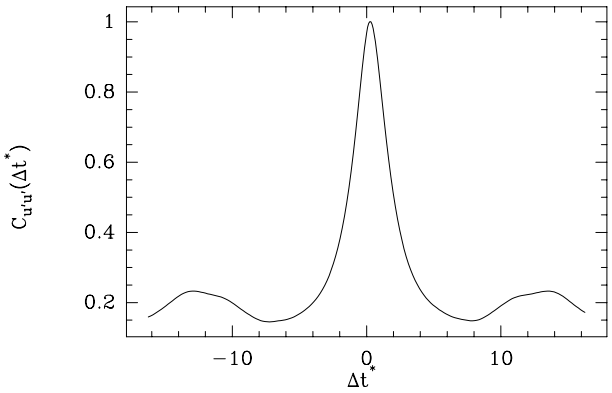


FIG. 7.7 – *Corrélation temporelle de vitesse longitudinale, entre deux points d'abscisse x=-0.52h et x=-0.34h, y=0.054h. SGE IV.*

Les courants de basses et hautes vitesses sont caractérisés par leur espacement selon l'envergure. La corrélation spatiale transverse de la vitesse longitudinale sur la figure (7.8) permet d'estimer cette longueur d'onde à la position (x=0 ;y=0.054h) en proche paroi. λ_z^+ ainsi déterminé est de 210. Cette valeur plus élevée que celle déterminée pour le calcul précurseur de couche limite reflète uniquement l'augmentation de la vitesse de frottement pariétale à l'approche de la marche ; en effet, dans les deux cas la taille en unités de marche est de λ_z=0.8h .

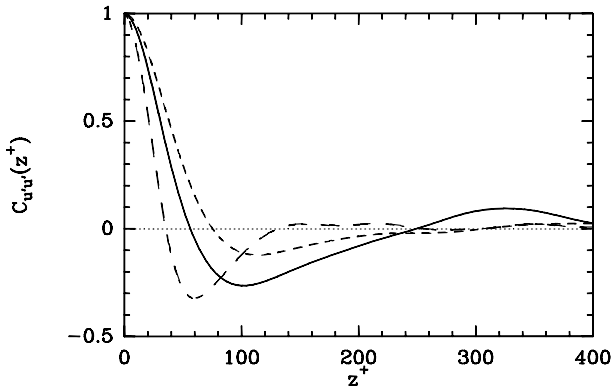


FIG. 7.8 – *Corrélation spatiale transverse des trois composantes de la vitesse, à la position : (x=0 ; y=0.054h).* ——*: vitesse longitudinale,* — —*: vitesse verticale,* - - - -*: vitesse transverse. Echelle de longueur pariétale locale :* $\nu/u_\tau \simeq 1/263$*. SGE IV.*

Chapitre 8

Influence de la condition d'entrée sur l'écoulement moyen en aval de la marche

Dans cette partie, nous comparons les résultats des simulations des grandes échelles menées sur deux configurations identiques excepté pour la condition d'entrée : le calcul SGE III présente un profil moyen de couche limite turbulente auquel on superpose un bruit blanc, le calcul SGE IV présente en entrée une couche limite turbulente générée par le méthode de Lund *et al.* (1996) (voir Chapitre 5.3.2 page 61). Pour chacun des aspects abordés, nous nous efforçons d'analyser les données statistiques dans le but de replacer ces résultats par rapport à ceux obtenus dans des travaux antérieurs. La comparaison des deux calculs nous permettra ensuite d'extraire les éléments qui vont conditionner l'écoulement en aval de la marche.

8.1 Convergence des statistiques

Les statistiques présentées ici ont été acquises durant les calculs sur une période couvrant un peu plus de 200 temps adimensionnés t^* ($t^* = tU_o/h$). L'homogénéité de l'écoulement selon l'envergure autorise le moyennage des données dans cette direction. Sur la figure (8.1), on présente l'évolution de la moyenne de la longueur de la recirculation en fonction du temps pour les simulations III et IV. Le temps minimum sur lequel il faut intégrer les données est relativement long. Sur (8.1) il semble que plus de 100 temps adimensionnés sont nécessaires. Nous avons aussi examiné la convergence des statistiques avec une quantité moins globale que la longueur de rattachement. Les figures de (8.2) montrent l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale en fonction du temps d'intégration. On note que selon la zone d'observation ou le calcul considéré la convergence de cette variable est plus ou moins rapide. Cependant, à l'issue de la totalité du temps de simulation on constate que toutes les courbes ont atteint un plateau autour duquel les variations enregistrées sont négligeables. Pour cette raison nous considérons que le temps de calcul mené permet de converger, de façon satisfaisante, les statistiques présentées dans la suite de l'exposé.

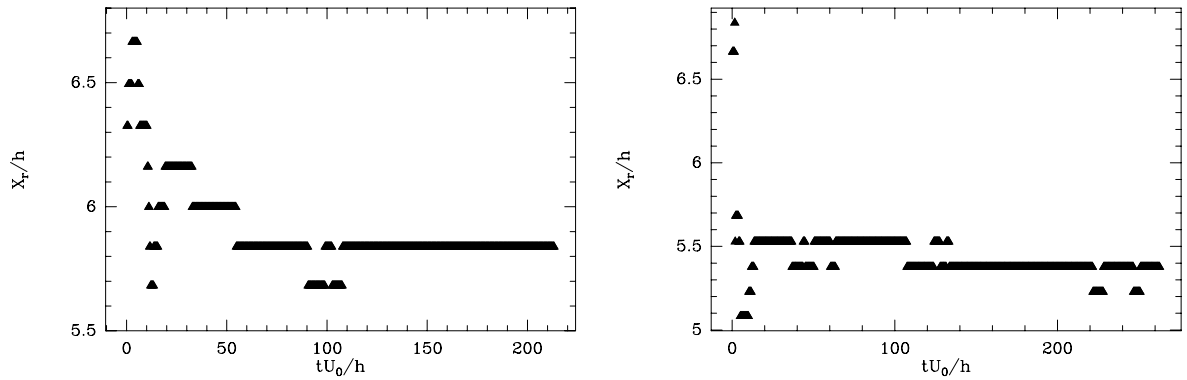


FIG. 8.1 – *Convergence des statistiques : X_r/h en fonction de la durée d'intégration (moyenne sur l'envergure). (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

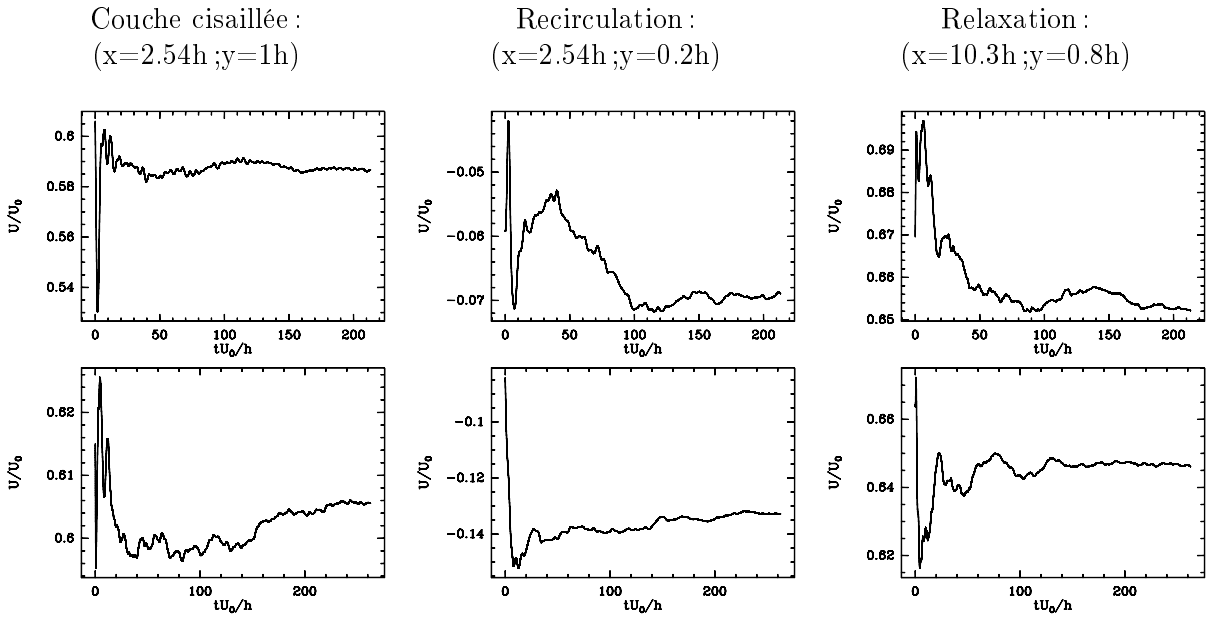


FIG. 8.2 – *Evolution de la vitesse moyenne longitudinale en fonction du temps d'intégration à trois positions derrière la marche. Haut : SGE III, bas : SGE IV.*

8.2 Paramètres de surface

8.2.1 Coefficient de frottement et longueur moyenne de rattachement

Le tableau (8.1) donne les longueurs de rattachement des calculs III et IV et la figure (8.6) présente les coefficients de frottement pariétal correspondants. Nous attribuons le niveau élevé du coefficient de frottement dans la zone de relaxation (fig. 8.3) à la condition aux limites supérieure qui diffère de celle utilisée pour obtenir les données auxquelles nous comparons nos résultats : l'expérience de référence a été menée dans un canal fermé, pour nos calculs nous sommes dans le cas d'un canal ouvert où la condition adoptée pour la partie supérieure du domaine ne limite

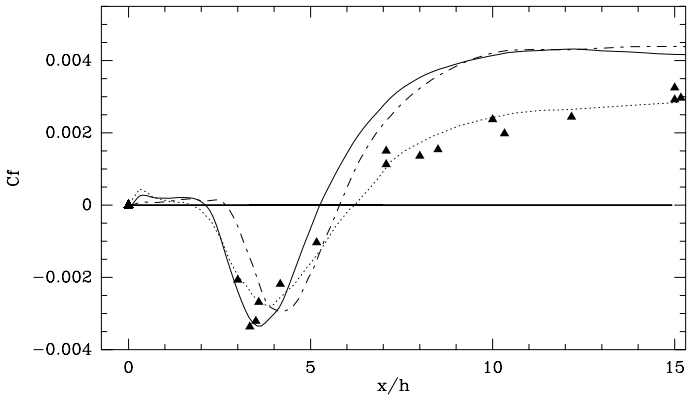


FIG. 8.3 – *Coefficient de frottement.* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - - *: SGE III,* —— *: SGE IV.*

	X_r/h
SGE III	5.80
SGE IV	5.29

TAB. 8.1 – *Longueur moyenne de rattachement X_r des simulations III et IV.*

pas le développement d'une vitesse verticale entrante. En effet, comme nous le verrons plus loin, nos calculs présentent des vitesses moyennes verticales supérieures à celles des autres travaux sur cette même géométrie. Cette différence entraîne aussi un excès de vitesse moyenne longitudinale dans notre cas, on observe ainsi une accélération du fluide après le rattachement qui se traduit en paroi par un gradient verticale plus élevé dans la région de relaxation (voir fig. 8.3). Le C_f élevé après le rattachement trouve son origine dans ce phénomène.
On constate aussi le décalage de la courbe vers la marche diminuant ainsi la longueur de rattachement moyenne. Lorsqu'on applique des conditions d'entrée réalistes (couche limite, SGE IV), on observe une augmentation du pic négatif de C_f, ce qui révèle un écoulement retour plus « fort » dans le cas IV où X_r a diminué. De façon plus globale, le coefficient de frottement possède un niveau élevé dans cette configuration, ce phénomène est attribué à un effet de bas nombre de Reynolds (Le *et al.*, 1997).

Dans la zone de recirculation, Adams *et al.* (1984) proposent une loi (laminaire) de variation du coefficient de frottement pariétale de la forme $C_{f,U_N} \propto Re_N^{-1}$, où U_N est la vitesse maximum négative à une distance N de la paroi, C_{f,U_N} est le coefficient de frottement normalisé par $\frac{1}{2}\rho U_N^2$ et Re_N est le nombre de Reynolds basé sur U_N et N. La figure (8.4) présente les données du calcul SGE IV normalisées de cette façon, et ce pour la recirculation principale et secondaire. La loi ainsi déterminée ne suit pas exactement une pente en -1 (≈ -0.94) mais reste en bon accord avec de celle calculée par Le *et al.* (1997) (≈ -0.92), ce qui est consistant avec l'idée que cette zone est fortement dominée par les effets visqueux. En revanche, ces derniers constatent que cette relation reste valable dans la zone du vortex secondaire, ce qui n'est pas le cas sur nos données. La zone immédiatement après la séparation possède un C_f positif, ce qui révèle la présence du vortex secondaire. Comme on peut le voir sur la figure (8.5) (visible aussi sur (8.6)) celle-ci s'étend jusqu'à $x = 2$h dans la direction longitudinale et sur 0.8h selon la verticale. Dans le cas du calcul SGE III, le tourbillon secondaire s'étend jusqu'à x=2.6h, ce qui signifie que la diminution de la longueur de rattachement moyenne observée dans le cas IV est essentiellement due à la

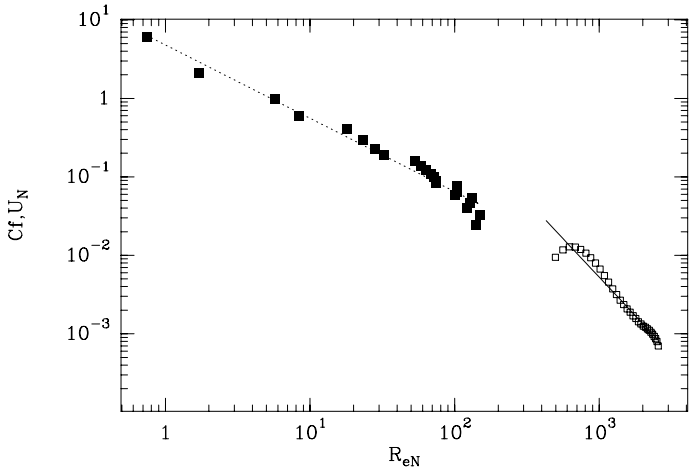


FIG. 8.4 – *Coefficient de frottement dans la recirculation en fonction du nombre de Reynolds de paroi.* ■*: recirculation principale,* ····· *:* $C_{f.U_N} \approx 1.57 Re_N^{-0.94}$*,* □*: vortex secondaire,* ——*:* $C_{f.U_N} \approx 8.31 Re_N^{-1.96}$.

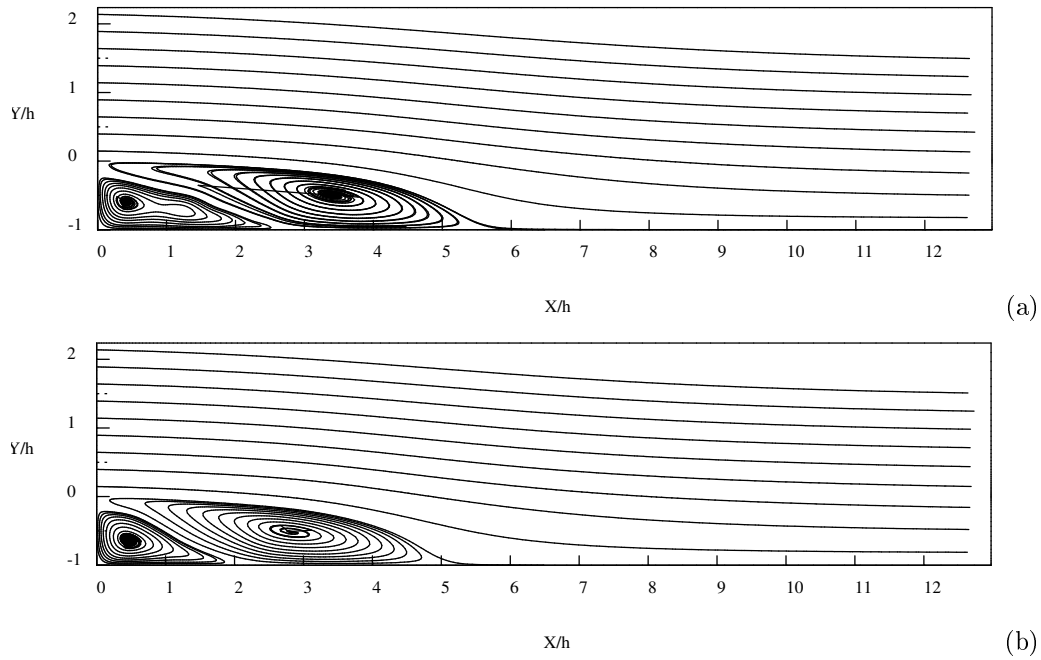


FIG. 8.5 – *Contours de fonction de courant du champ moyen de vitesse. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

diminution de la taille moyenne du vortex secondaire, la taille de la recirculation principale restant relativement constante.

8.2.2 Coefficient de pression pariétale

Les coefficients de pression statique à la paroi, pour les calculs III et IV, sont représentés sur la figure (8.6) en fonction de la distance longitudinale. Le coefficient de pression pariétale, C_p, est défini de la façon suivante :

$$C_p = \frac{(p - p_r)}{\frac{1}{2}\rho U_0^2},$$

où p_r est la pression de référence prise dans notre cas à la séparation. La figure (8.6) met

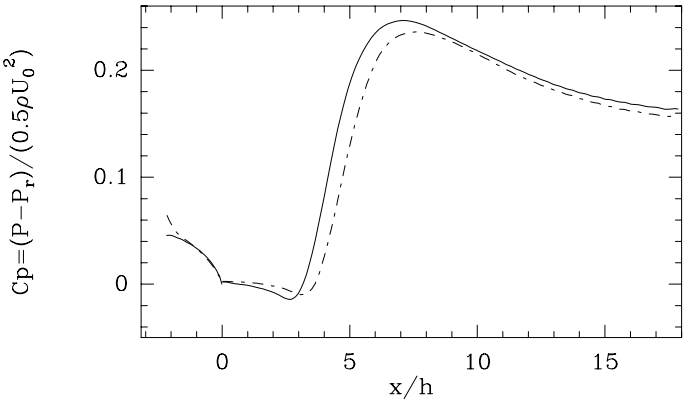


FIG. 8.6 – *Coefficient de pression à la paroi.* - · - · : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

en évidence le gradient de pression favorable au voisinage de la marche. L'écoulement subit ensuite un fort gradient adverse qui le ralentit. Cette caractéristique est typique des écoulements décollés. Finalement, après le rattachement, on note de nouveau un gradient favorable. L'influence de la condition d'entrée est visible essentiellement dans la zone de recirculation principale et se manifeste par le décalage des lieux de changement du signe du gradient. Les valeurs des gradients sont quant-à-elles identiques.
On peut normaliser la pression à la paroi en utilisant le coefficient de pression défini de la façon suivante (Roshko & Lau, 1965, voir Le & Moin, 1994) :

$$\widetilde{C_p} = \frac{C_p - C_{p,min}}{1. - C_{p,min}} \tag{8.1}$$

Cette formulation présente l'avantage de confondre les courbes issues de différents résultats. On compare ainsi favorablement la distribution de pression issue de nos simulations et celle de l'expérience de Driver *et al.* (1987) (fig. 8.7), tout au moins pour la partie avant le rattachement. On observe un fort gradient de pression adverse qui suit une distribution initiale favorable. Plus loin, dans la zone de relaxation, on observe un gradient favorable à l'origine de l'accélération de l'écoulement dans cette zone. Chandrsuda & Bradshaw (1981) et Driver *et al.* (1987) trouvent une évolution comparable du C_p pour leurs expériences sur marche dans un canal ouvert.

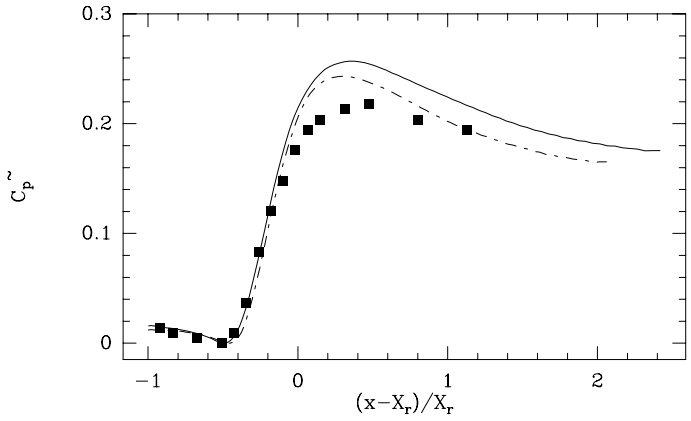


FIG. 8.7 – $\widetilde{C_p} = \frac{C_p - C_{p,min}}{1 - C_{p,min}}$. ■ : *Driver* et al. *(1987)* - · - : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

8.3 Vitesses moyennes

On examine ici les vitesses moyennes de l'écoulement dans les trois régions spécifiques que sont la recirculation, le rattachement puis la zone de relaxation. Avec les courbes issues des calculs III et IV on reporte sur les graphes (8.8) et (8.9) les résultats de travaux précédents de Jovic & Driver (1994) et de Le *et al.* (1997). On a défini pour cela une échelle longitudinale basée sur la longueur de rattachement : $X = \dfrac{x - X_r}{X_r}$. Les régions concernées sont donc : la recirculation avec X=-0.36, le rattachement avec X=-0.05 et enfin, la relaxation où X=0.6.

Les figures (8.8) et (8.9) montrent les profils des vitesses moyennes longitudinales et verticales respectivement. On constate que les différences entre les SGE III et SGE IV sont faibles, ainsi la condition limite amont semble n'avoir que peu d'influence sur ces quantités. En revanche, la comparaison avec les autres profils met en évidence des vitesses verticales plus élevées dans les trois régions de l'écoulement excepté dans la recirculation où les vitesses sont, en proche paroi, plus faibles. Comme nous l'avons déjà précisé nous considérons que l'excès de vitesse est lié au choix de notre configuration. Les vitesses longitudinales présentent quant à elles un bon accord avec les autres expériences. On note tout de même un excès de vitesse dans la région de la couche cisaillée (y$\simeq$ 1h) qui révèle une vitesse d'entraînement plus forte dans nos simulations. Cela qui signifie que la couche cisaillée s'épanouit plus rapidement et explique la diminution de la longueur de rattachement par rapport aux cas de références. L'excès de vitesse longitudinale dans la zone de relaxation reflète l'accélération que subit l'écoulement dans cette zone.

On s'intéresse maintenant aux différentes zones de l'écoulement :

8.3.1 Zone de recirculation

Comme nous l'avons déjà précisé dans le paragraphe sur le coefficient de frottement, la région d'écoulement retour possède certaines caractéristiques d'un écoulement laminaire. Ainsi, les variables de paroi ne constituent plus un dimensionnement satisfaisant pour la vitesse longitudinale moyenne. Les grandeurs caractéristiques sont, dans cette zone, le maximum de vitesse négative U_N et la distance à la paroi de ce maximum N. Simpson (1982) distingue alors trois régions : la première, la couche interne, $y/N \leq 0.02$, où les effets visqueux dominent et pour laquelle la relation $u^+ = y^+$ reste valable. La région externe, pour laquelle $y/N > 1$ présente une variation

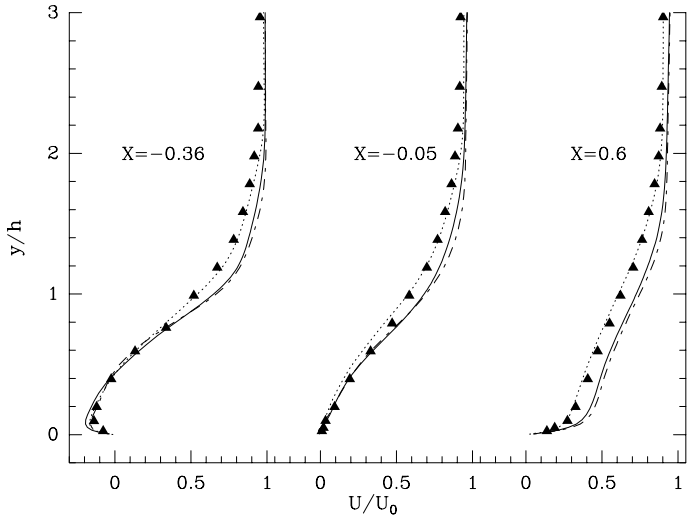


FIG. 8.8 – *Vitesse moyenne longitudinale.* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - *: SGE III,* —— *: SGE IV.*

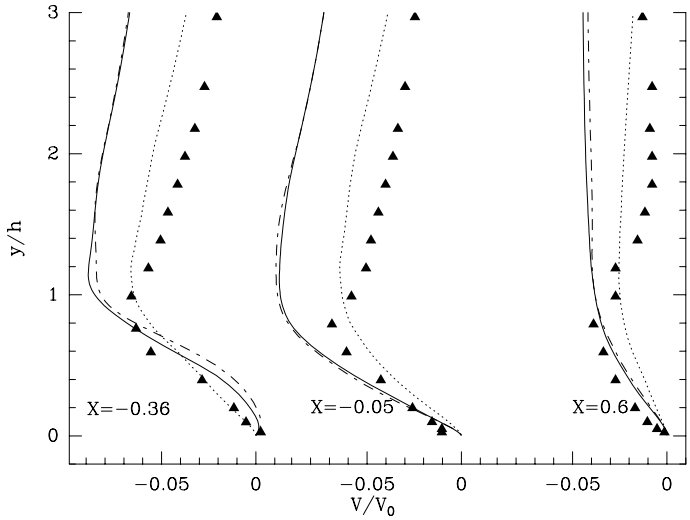


FIG. 8.9 – *Vitesse moyenne verticale* ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - *: SGE III,* —— *: SGE IV.*

linéaire. L'auteur propose une loi empirique pour la zone de raccordement :

$$\frac{U}{|U_N|} = A\left(\frac{y}{N} - \ln\left|\frac{y}{N}\right| - 1.\right) - 1. \quad , \quad 0.02 < y/N < 1. \tag{8.2}$$

Sur la figure (8.10), on constate que les données se superposent de façon satisfaisante dans la zone de raccordement si la position longitudinale choisie se situe dans l'intervalle $2.6 \leq x/h \leq 4.8$, c'est à dire dans le cœur de la recirculation principale. Au delà, en se rapprochant des limites de la recirculation (cas x=2.2h sur la figure 8.10) une déviation est observée. L'écart avec la loi, empirique peut atteindre dans cette zone 40%. Ces résultats sont consistants avec ceux obtenus par Le & Moin (1994). Ces remarques restent valables pour SGE III dont on ne présente pas le graphe correspondant.

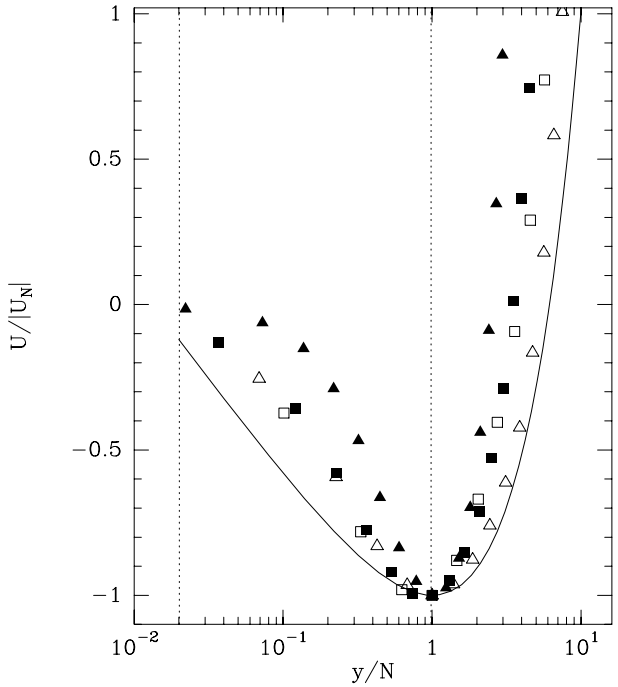


FIG. 8.10 – *Vitesse longitudinale moyenne normalisée dans la recirculation, U/U_N en fonction de y/N. ▲ : 2.2h, ■ : 2.7h, △ : 3.5h, □ : 4.5h, ——: loi de Simpson (1982) avec $A = 0.3$. · · · · · : limite de la zone de raccordement. SGE IV.*

8.3.2 Analogie avec la couche de mélange : épaisseur de vorticité

La couche cisaillée qui se développe après la séparation a couramment été étudiée avec pour référence la couche de mélange plane (Eaton & Johnston, 1980; Chandrsuda & Bradshaw, 1981). Cependant l'écoulement issu de la séparation subit simultanément un fort gradient de pression, un effet de courbure, la présence de la paroi et l'influence de la région de la recirculation qui est hautement turbulente. Chacun de ces facteurs contribuent à distinguer ces deux types d'écoulement. Néanmoins, le rapprochement avec la couche de mélange reste avantageux dans la mesure où immédiatement derrière la marche et jusqu'à 2h environ, l'influence des facteurs cités demeure faible. Ainsi, bien que certaines quantités évoluent différemment au delà de cette distance, les mécanismes communs peuvent être identifiés. Le développement de la couche cisaillée immédiatement après la marche est proche de celui d'une couche de mélange plane et se décrit de la

façon suivante. L'écoulement à la marche est intrinsèquement instable puisqu'il présente un fort cisaillement et un profil inflexionnel. Ainsi, la plus petite perturbation est rapidement amplifiée et l'enroulement du fluide qui l'accompagne génère un tourbillon d'axe transverse qui est advecté plus loin dans l'écoulement (tourbillon de Kelvin-Helmholtz noté KH). A partir de là, la croissance spatiale de la couche cisaillée est due aux appariements successifs de ces structures (Winant & Browand, 1974).

Intéressons nous en particulier à l'évolution spatiale de l'épaisseur de vorticité. Le taux de développement de l'épaisseur de vorticité est couramment utilisé dans les études portant sur les couches de mélange planes. Brown & Roshko (1974) introduisent une échelle de vitesse basée sur la différence entre le maximum de vitesse dans chacun des courants de la couche cisaillée étudiée : $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$. Dans le cas présent, on identifie $U_{\max}$ à la vitesse de l'écoulement incident : $U_{\max} = U_0$ et $U_{\min}$ à la vitesse maximum négative dans la région de recirculation. L'épaisseur de vorticité est alors calculée de la façon suivante :

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{(\partial U/\partial y)_{\max}} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{(\partial U/\partial y)_{\max}} \tag{8.3}$$

où $(\partial U/\partial y)_{\max}$ est évalué dans l'intervalle, en y, où se situent $U_{\max}$ et $U_{\min}$. D'autre part l'écoulement derrière la marche se développe, initialement, de façon comparable à une couche cisaillée libre dont l'un des courants est à vitesse nulle ($U_{\min} = 0.$). Dans ce cas, le rapport des vitesses,

$$\lambda = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}},$$

de la couche de mélange équivalente vaut 1.
Le taux de croissance attendu pour une couche de mélange pleinement développée où $\lambda = 1$ est présenté sur la figure (8.11) ($\frac{d\delta_\omega}{dx} = 0.178$, Brown & Roshko, 1974). Pitz (1981) a mesuré δ_ω sur une marche descendante pour des nombres de Reynolds (Re_h) variant de 15000 à 32000. On présente sur la même figure les données relatives au plus faible Re_h ainsi que celles issues

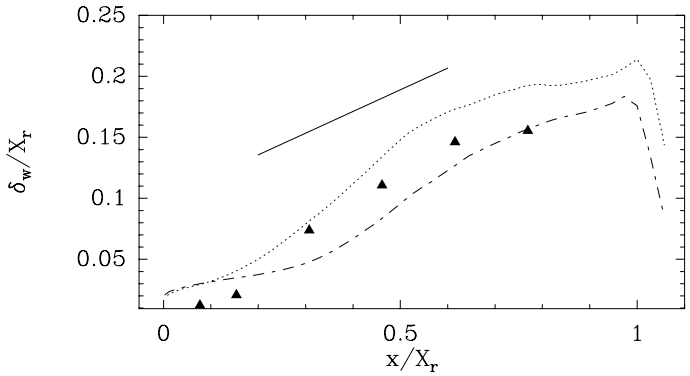


FIG. 8.11 – *Epaisseur de vorticité dans la couche cisaillée.* ▲ *: mesures de Pitz (1981)* $Re_h = 15000$*,* - · - · *: SGE III,* · · · · · *: SGE IV,* —— *: couche de mélange plane* ($\lambda = 1.$)*.*

de nos simulations. On constate que les calculs sont constitués de deux zones où la croissance de la couche cisaillée est linéaire. La première, immédiatement après la séparation où $\frac{d\delta_\omega}{dx}$ vaut 0.073 et 0.132 respectivement pour les calculs SGE III et SGE IV. La seconde valeur, quoique légèrement plus faible, reste en bon accord avec la valeur de référence (0.178). Ce résultat est observé par Troutt *et al.* (1984) qui relèvent une pente de 0.13 $\pm$0.018 jusqu'à $x/X_r \sim 0.6$. Dans

nos simulations cette première pente est observée jusqu'à $x/X_r = 0.3$ et 0.17 pour SGE III et SGE IV respectivement. En effet, nos calculs présentent ensuite une pente plus forte : $\frac{d\delta_\omega}{dx} = 0.27$ et 0.3. Ces valeurs sont proches de celles notées par Pitz (1981) ($0.27 \leq \frac{d\delta_\omega}{dx} \leq 0.29$). Les vitesses non nulles dans la recirculation rendent compte de ce taux de croissance élevé par rapport au cas de référence de la couche de mélange plane.

Il est intéressant de noter que nos deux simulations présentent le même taux de croissance, toutefois, celui-ci ne se déclenche pas au même endroit.
Dans certaines expériences de contrôle de l'écoulement sur une marche descendante (voir Chun & Sung, 1998, 1999, par exemple) le forçage modifie le taux d'entrainement de la couche cisaillée, agissant ainsi sur X_r. Dans notre cas ce n'est pas ce paramètre qui est en cause. La diminution de la longueur de rattachement dans SGE IV est due au déclenchement précoce de l'épanouissement de la couche cisaillée.

On retrouve le changement de pente dans la croissance de la couche cisaillée dans l'étude de Browand & Latigo (1979) lorsque la couche limite en amont de la couche de mélange est turbulente. Dans notre cas le changement de pente a lieu beaucoup plus tôt dans la couche cisaillée, on peut supposer que la présence de la bulle de recirculation et du gradient de pression adverse sont à l'origine de cette différence. En effet, Rebollo, 1973 (d'après Hopfinger, 1988) montre qu'un gradient de pression adverse a pour effet d'augmenter significativement le taux de croissance d'une couche de mélange, ce qui est consistant avec les valeurs que nous obtenons.
Une caractéristique commune aux différentes expériences citées est la diminution du taux de croissance à l'approche du rattachement. Nos graphes présentent le même type de comportement qui s'explique par l'arrêt du processus d'appariement à partir de $x = 0.64\,X_r$ pour SGE III et $x = 0.61\,X_r$ pour SGE IV.

8.3.3 Zone de relaxation

On note sur la figure (8.8) que la vitesse longitudinale dans cette région présente un point d'inflexion en proche paroi. Celui-ci met en évidence le redéveloppement de la couche limite après le rattachement. La vitesse longitudinale, dans cette région, en unités pariétales locales, est représentée sur la figure (8.12), à plusieurs positions selon x. Comme on s'y attendait, la loi logarithmique n'est pas retrouvée, même loin de la position de rattachement. L'écoulement a subi un fort gradient de pression adverse et le C_f élevé dans cette région implique une vitesse de frottement élevée ($U_\tau \propto C_f^{1/2}$), ce qui signifie que U/U_τ est modéré. Ces deux raisons expliquent que la vitesse longitudinale dans cette région non seulement ne présente pas la zone logarithmique caractéristique d'une couche limite en équilibre, mais se situe en dessous de celle-ci. Le retour à ce type de profils est très lent : Bradshaw & Wong (1972) notent la présence du point d'inflexion jusqu'à une distance de 50h après la marche.
D'après Chandrsuda & Bradshaw (1981), le fait que la vitesse moyenne longitudinale se situe sous la loi logarithmique standard de façon durable est lié à la présence anormale de grandes structures énergétiques issues de la couche cisaillée. Ces dernières persistent longtemps avant d'être réduites en de plus petites échelles dissipatives. La figure (8.12) ne présente que les résultats de SGE IV, le graphe de SGE III correspondant étant très similaire.

Une dernière remarque concernant cette représentation : les profils mettent en évidence l'accélération de l'écoulement lié à sa relaxation (visible dans la zone logarithmique). Ils mettent aussi en évidence l'accélération de liée au gradient de pression favorable observé après le rattachement

et visible sur la courbe (8.7) et qui se manifeste dans la partie supérieure de la couche limite sur (8.12). Les profils Na & Moin (1998*a*) montrent le même comportement dans leur simulation directe d'une couche limite qui décolle sous l'effet d'un gradient de pression adverse puis qui rattache quand elle subit un gradient favorable.

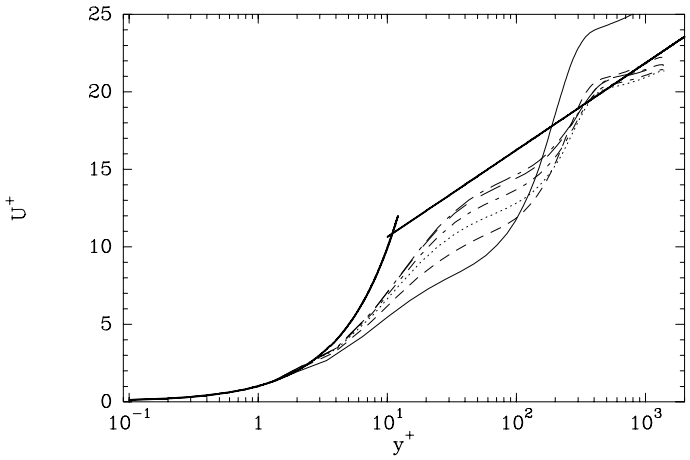


FIG. 8.12 – *Vitesse longitudinale moyenne en unités de paroi, après le rattachement :* —— *:* $x = 7.2h$, ---- *:* $x = 9.1h$, $\cdots\cdots$ *:* $x = 11.3h$, -·-·- *:* $x = 13h$, — — *:* $x = 15.2h$, — - — *:* $x = 16.3h$, —— *:* $(u^+ = y^+, u^+ = \frac{1}{0.41} logy^+ + 5.0)$. *SGE IV.*

8.3.4 Evolution des profils moyens de vitesse

Les figures (8.13) et (8.14) montrent l'évolution longitudinale des profils moyens de vitesse longitudinale et verticale. Les résultats des simulations SGE III et IV sont comparés à des positions d'abscisse réduite, $\mathbf{X} = \dfrac{x - X_r}{X_r}$, identiques. On reporte dans le tableau suivant (8.2) la correspondance $x/h \rightarrow X$ pour le calcul IV ; les positions des profils sur les graphes sont indiquées en unités de marche de SGE IV.

X	-0.81	-0.62	-0.43	-0.24	-0.05	0.13	0.32	0.51	0.70	0.89	1.07	1.26	1.64	2.02
x/h	1.06	2.06	3.09	4.13	5.08	6.16	7.19	8.12	9.12	10.19	10.86	12.26	13.98	16.29

TAB. 8.2 – *Positions des profils en abscisse réduite,* $\mathbf{X} = \dfrac{x - X_r}{X_r}$*, pour SGE III et IV. Positions correspondantes en unités de marche, SGE IV.*

Pour la vitesse longitudinale, on ne relève qu'une légère différence des profils dans la région $X = [-0.62; -0.43]$. En revanche, des différences plus marquées apparaissent pour les profils de vitesse verticale dans la région $X = [-0.81; -0.24]$: on attribue ces vitesses plus élevées, pour SGE IV, à l'épanouissement précoce de la couche cisaillée. Finalement on constate qu'avant d'atteindre le rattachement ($X \simeq -0.05$), la structure moyenne, en ce qui concerne les vitesses au moins, des deux écoulements est déjà quasiment identique.

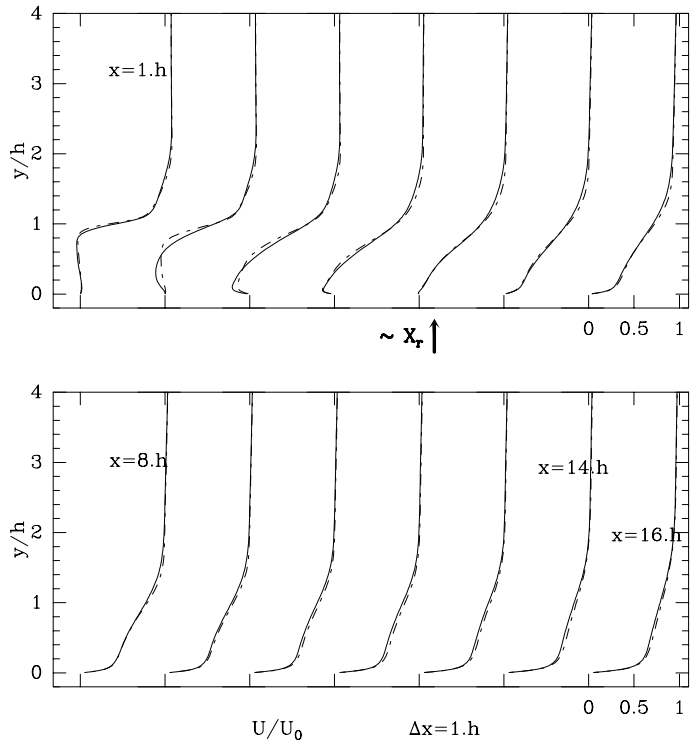


FIG. 8.13 – *Evolution de la vitesse moyenne longitudinale le long de la marche.* - · - : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

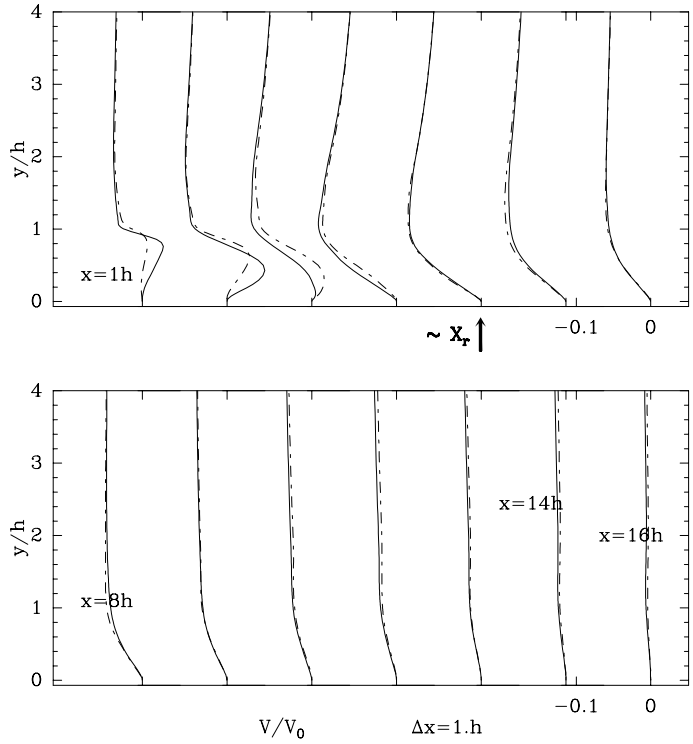


FIG. 8.14 – *Evolution de la vitesse moyenne verticale le long de la marche.* - · - : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

8.4 Viscosité turbulente

Les profils de viscosité turbulente sont présentés sur la figure (8.15) à différentes positions longitudinales après la marche. Le modèle sous maille est le plus actif au niveau du rattachement. La localisation des maxima de cette quantité mettent en évidence la courbure de la couche cisaillée puis le redéveloppement en proche paroi de la couche limite dans la zone de relaxation. La valeur maximum de la viscosité moyenne turbulente est de trois fois la viscosité du fluide alors que sur des champs instantanés elle peut être vingt fois plus élevée. Ces valeurs sont en bon accord avec celles obtenus par Caruelle & Ducros (1999) dans le cas d'une couche limite décollée.

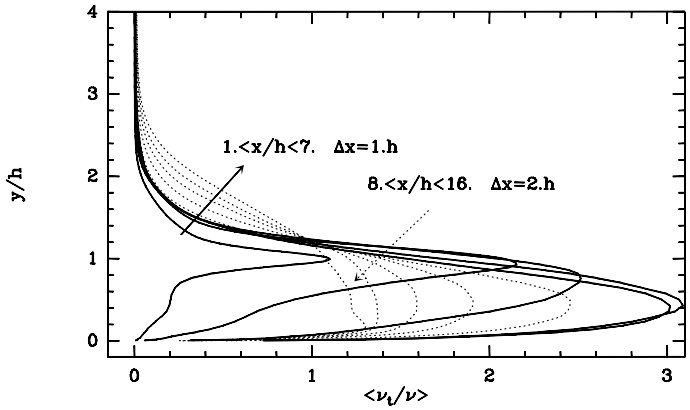


FIG. 8.15 – *Viscosité turbulente moyenne normalisée par la viscosité du fluide. Evolution des profils en aval de la marche. SGE IV.*

8.5 Intensités turbulentes

Comme pour les vitesses moyennes, on compare les intensités turbulentes des différentes composantes de la vitesse, ainsi que la tension de Reynolds croisée, à différentes positions dans la marche avec les données de Jovic & Driver (1994) et Le & Moin (1994). L'amélioration dans la prédiction de ces quantités — avec SGE IV— apparaît nettement, essentiellement en terme de niveau d'intensité. On observe notamment sur les figures (8.16)-(8.19), présentant les diverses intensités turbulentes, que la différence de condition aux limites amont se manifeste par des niveaux d'intensité, dans la partie supérieure de la couche cisaillée, qui correspondent à ceux attendus. Ainsi, dans la zone 1h$\leq y/h \leq$ 2.5h et pour la partie de l'écoulement situé avant le rattachement, l'influence de la couche limite du précurseur est évidente. On note que les écarts entre les différentes données se réduisent à mesure qu'on se déplace vers l'aval de la marche. Le maximum local en proche paroi de l'intensité turbulente longitudinale (fig. 8.16) révèle le redéveloppement de la couche limite dans la zone de relaxation.

8.5.1 Influence de la condition amont : énergies turbulentes

Comme nous l'avons vu au paragraphe (4.2) page 42, dans le cas d'une couche limite amont turbulente, δ_{99} n'a qu'une faible influence sur la longueur de rattachement et la tendance est à l'augmentation de X_r avec δ_{99}. Dans notre cas, la variation de cette quantité, à la séparation ($\delta_{99}^{\text{SGE III}} = 0.98$h et $\delta_{99}^{\text{SGE IV}} = 1.11$h) , d'un calcul à l'autre, ne peut donc pas rendre compte de la diminution de X_r. Son influence existe peut être mais il est vraisemblable que ses effets soient

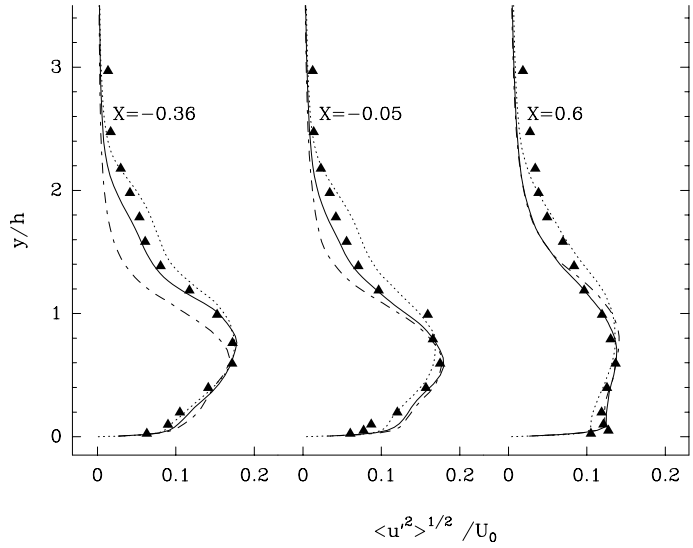


FIG. 8.16 – *Intensité turbulente longitudinale : $X = \frac{x-X_r}{X_r}$. ▲ : Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - : *SGE III,* —— *: SGE IV.*

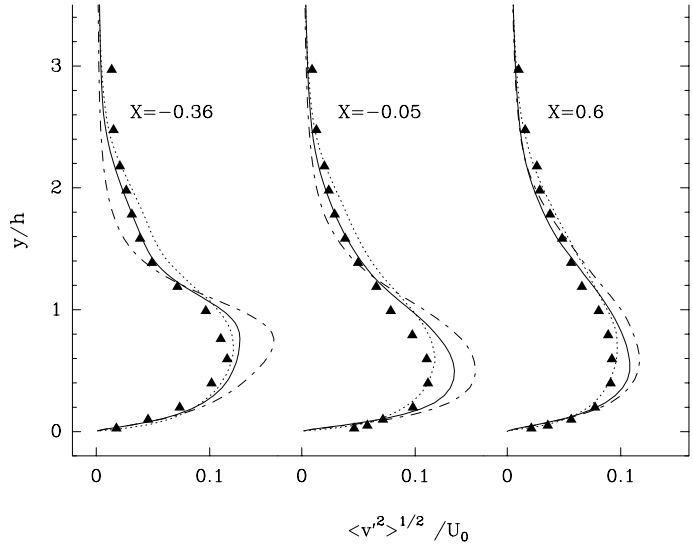


FIG. 8.17 – *Intensité turbulente verticale : $X = \frac{x-X_r}{X_r}$. ▲ : Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - : *SGE III,* —— *: SGE IV.*

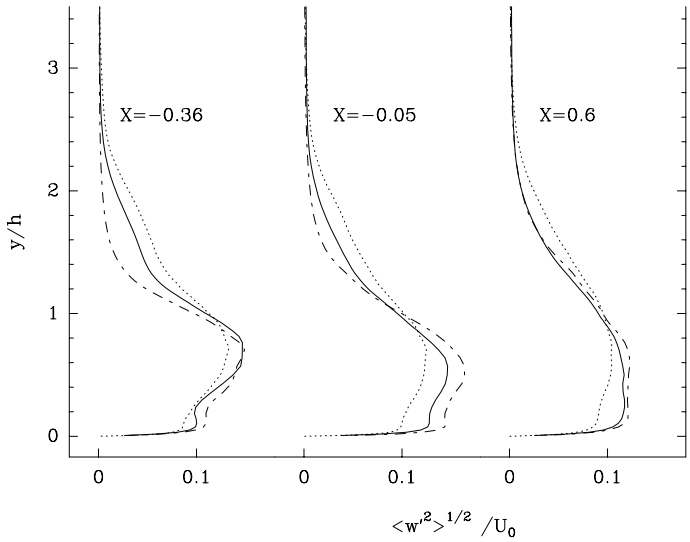


FIG. 8.18 – *Intensité turbulente transverse :* $X = \frac{x-X_r}{X_r}$. ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - *: SGE III,* —— *: SGE IV.*

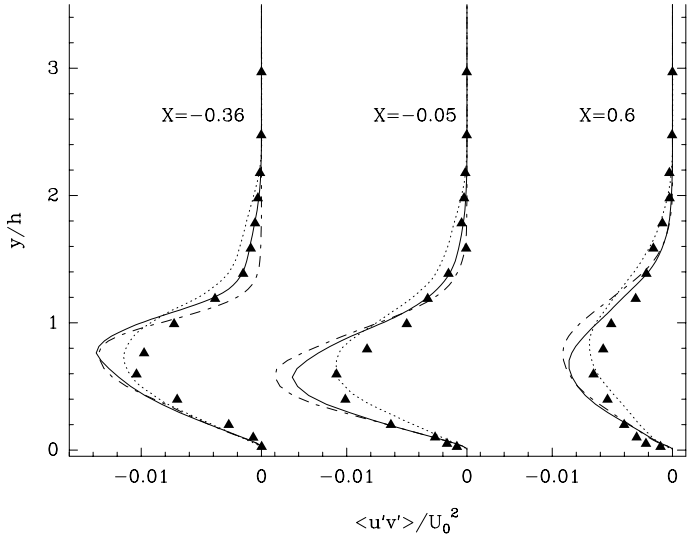


FIG. 8.19 – *Tensions de Reynolds croisées :* $X = \frac{x-X_r}{X_r}$. ▲ *: Jovic & Driver (1994),* ····· *: Le* et al. *(1997),* - · - *: SGE III,* —— *: SGE IV.*

masqués par ceux liés aux niveaux de turbulence à la marche (effets inverses). En effet, parmi les paramètres majeurs qui agissent sur les écoulement décollés, la turbulence en proche paroi est essentielle. Dans leurs expériences sur une marche descendante, Isomoto & Honami (1989) montrent que le niveau de turbulence en proche paroi, $y^+ \leq 50$ notamment, est inversement proportionnel à la longueur de rattachement. C'est effectivement la tendance que nous observons dans nos simulations.

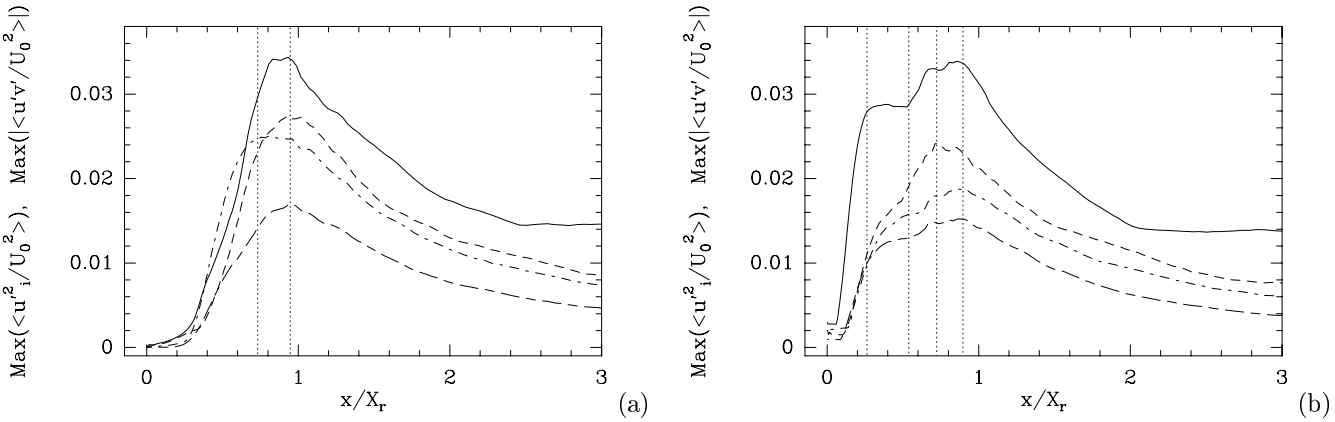


FIG. 8.20 – *Evolution longitudinale du maximum d'énergie turbulente après la marche :* ——*: énergie turbulente longitudinale,* - - -*: verticale,* – – –*: transverse,* — - —*: tension croisée de Reynolds,* · · · · · *: limites de zones. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

Les figures (8.20) présentent l'évolution longitudinale des maxima d'énergies turbulentes pour les calculs III et IV. La tendance générale est assez similaire quelque soit la simulation et la composante étudiée. Il en est de même pour $< p'^2 >^{1/2} /(0.5\rho U_0^2)$ qui exhibe la même tendance mais que nous ne présentons pas, pour l'instant, pour cette raison.

Les énergies turbulentes augmentent significativement après la séparation et jusqu'à une position située avant rattachement ($\sim 0.7X_r$). Ce qui distingue le calcul III de IV dans cette zone c'est la présence, pour SGE IV, d'un plateau d'énergie constante en amont de la région de rattachement (à $x/X_r \sim [0.2 - 0.5]$). Ce phénomène est mentionné uniquement dans l'étude de Isomoto & Honami (1989). Dans la mesure où ce phénomène est absent de SGE III, on peut supposer qu'il est lié à la couche limite incidente. De plus sa position longitudinale coïncide avec l'apparition du premier enroulement de Kelvin-Helmholtz (changement de pente dans la figure 8.11). Il semble qu'on assiste là à un mécanisme de transfert d'énergie des structures turbulentes longitudinales issues de la couche limite vers les tourbillons transverses. En revanche, dans le cas III, la formation des structures quasi-2D s'accompagne d'une augmentation constante de l'énergie, puisée dans l'écoulement moyen car aucune structure incidente n'apporte sa contribution.

Ensuite, à la position $x/X_r \sim 0.9$, les énergies entament une phase de décroissance qui se ralentit à mesure que l'on avance dans la zone de relaxation pour finalement atteindre un niveau relativement constant et commun aux deux simulations. Les différentes zones dont nous venons de parler sont indiquées sur les figures (8.20). Ainsi, le fort degré d'anisotropie atteint avant le rattachement s'atténue rapidement et les énergies maintiennent un rapport relativement constant dans la zone de relaxation. Ce comportement est constaté dans nombre de travaux, notamment ceux de Castro & Haque (1987) et Jaroch & Fernholz (1989). Cette chute brutale des énergies turbulentes persistant longtemps est une caractéristique commune à ce type d'écoulements et qui distingue la couche cisaillée qui recolle d'une couche de mélange « classique ». En effet dans cette dernière, l'énergie des fluctuations, dans le cas turbulent, tend vers une valeur asymptotique sans

phase de décroissance (Ho & Huerre, 1984).

On s'intéresse maintenant plus particulièrement à l'évolution longitudinale du maximum d'énergie turbulente longitudinale et verticale pour les calculs III et IV (fig. (8.21a) et (8.21b). Le point remarquable dans ces courbes est l'inversion d'énergie que l'on observe à une position de $0.65 - 0.7\ X_r$. Ainsi, les énergies du calcul IV sont à l'origine plus élevées mais à une distance de $0.6\,X_r$ ces quantités sont du même ordre puis finalement les énergies de la simulation III dépassent les niveaux de SGE IV. Cette tendance est visible loin derrière le rattachement même si les valeurs tendent à converger. Isomoto & Honami (1989) en mesurant uniquement l'énergie longitudinale dans leur expérience de marche notent un comportement identique qui leur permet de conclure que c'est la zone immédiatement après le rattachement qui importe le plus pour le processus de rattachement. Dans leur cas, les auteurs limitent cette zone à 0-2.5h. Ici, les niveaux sont d'un ordre comparable à partir de 3.5 h ce qui signifie qu' au-delà de cette distance les différences sur X_r ne sont plus imputables aux écarts sur les énergies turbulentes. Ainsi, dans la région au voisinage de la séparation, de fortes intensités turbulentes favorisent le processus d'entraînement de la couche cisaillée interne et le développement plus rapide de celle-ci qui s'en suit conduit à un rattachement plus court dans le cas IV.

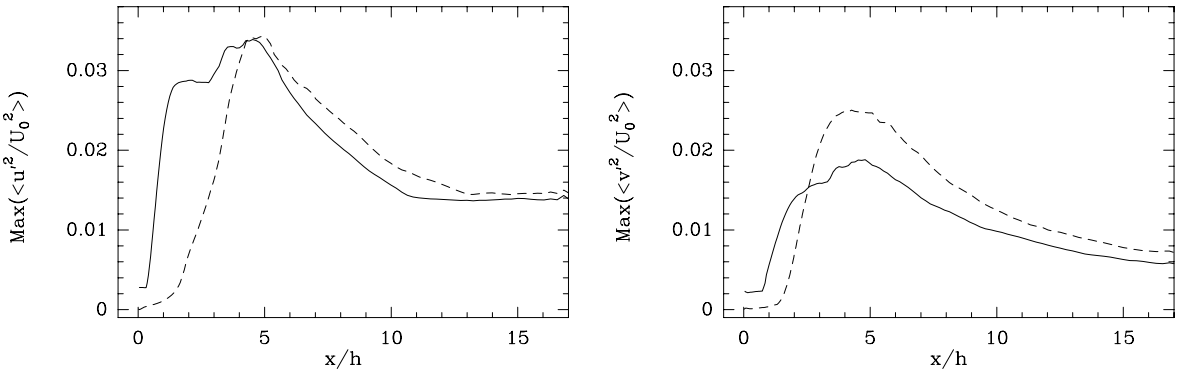


FIG. 8.21 – *Evolution longitudinale du maximum d'énergie turbulente après la marche :* ——*: SGE IV,* ----*: SGE III. (a) : énergie longitudinale, (b) : énergie verticale.*

8.5.2 Evolution des profils d'intensités turbulentes

Les figures (8.22)-(8.26) présentent l'évolution dans la direction x des profils des variances de vitesse longitudinale, verticale, transverse, de la contrainte de cisaillement de Reynolds et de la pression respectivement. Les positions et les notations sont celles utilisées pour la représentation de l'évolution des profils de vitesses moyennes. Les profils sont ainsi comparés à des abscisses x/X_r identiques et on indique la position en unités de marche de SGE IV.

Ces graphes permettent d'avoir une autre vue des phénomènes décrits précédemment. Ainsi, on constate qu'avant la zone de rattachement, la simulation III « s'organise » de telle sorte que ses niveaux d'énergie soient équivalents à ceux de SGE IV à une position x/h$\sim X_r$; on observe l'inversion des niveaux déjà décrite puis la décroissance s'amorce avant X_r et enfin la relaxation vers un état semblable.

D'autre part, on relève que le phénomène d'inversion est très prononcé dans le cas de l'énergie

liée aux fluctuations de pression (fig. 8.26). Cette singularité provient très vraisemblablement des tourbillons quasi-2D présents dans la simulations III se formant à une distance de ∼2h de la séparation et dont la structure persiste longtemps dans l'écoulement. Les fluctuations de pression auxquels ils sont liés correspondent au niveau élevé observé.

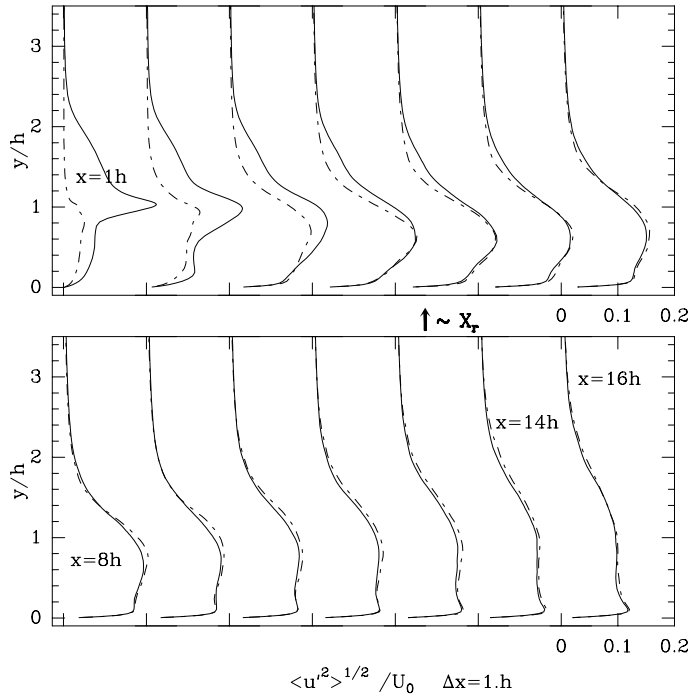


FIG. 8.22 – *Evolution de l'intensité turbulente longitudinale.* - · - · - *: SGE III,* ——— *: SGE IV.*

Conclusion

Dans cette partie consacrée à l'influence de la condition d'entrée sur l'écoulement moyen, il a été mis en évidence la présence d'un gradient de pression favorable dans la zone de relaxation. Celui-ci est lié au choix de notre condition aux limites dans la partie supérieure du domaine de calcul. Cet élément explique les quelques points sur lesquels nos résultats diffèrent par rapport aux références considérées : la longueur de rattachement, X_r, plus faible notamment et l'accélération de l'écoulement dans la zone de relaxation. Pourtant, dans la mesure où X_r est utilisée comme longueur d'adimensionnalisation, les résultats ont montré un accord satisfaisant avec les données moyennes de références.

D'autre part, la comparaison des deux simulations effectuées avec des conditions amont différentes permet de dégager les points suivants :

- Les vitesses moyennes diffèrent de façon négligeable dans la zone de recirculation. L'écoulement moyen est identique dans les deux simulations bien avant d'avoir atteint le rattachement.
- En revanche, l'influence de la condition d'entrée est nette en ce qui concerne les intensités turbulentes. Il a été mis en évidence un phénomène d'inversion des niveaux d'énergie d'un calcul à l'autre, ainsi qu'un possible transfert depuis les structures longitudinales de la couche limite incidente vers les structures transverses dans le cas du calcul IV. Le caractère non-réaliste de la condition amont III conduit aussi à une surestimation de l'intensité des fluctuations de pression dans la couche cisaillée notamment.
- Finalement, la nature différente de l'entrée se manifeste aussi par le déclenchement précoce

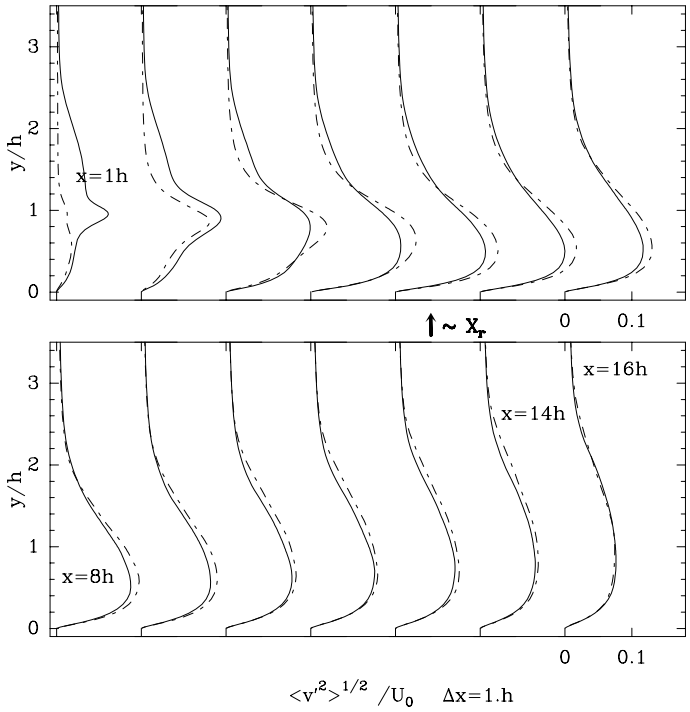


FIG. 8.23 – *Evolution de l'intensité turbulente verticale.* - · - : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

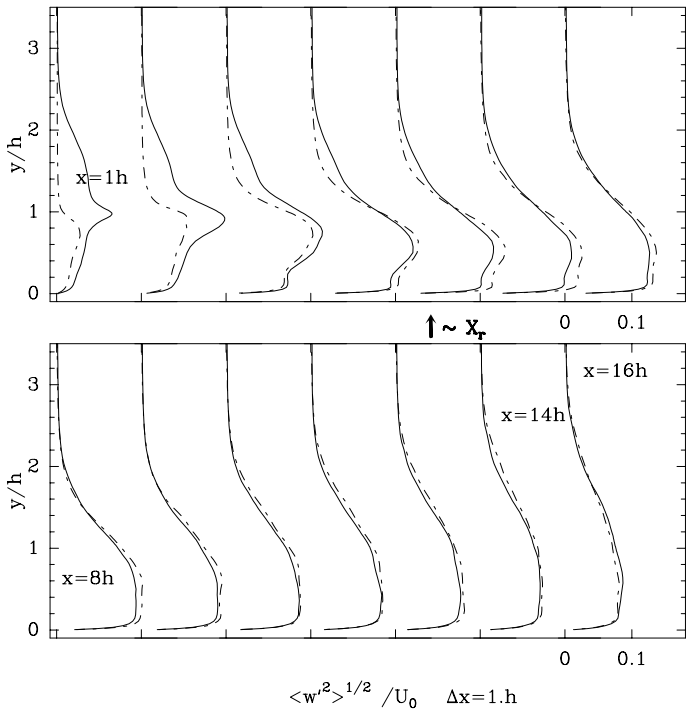


FIG. 8.24 – *Evolution de l'intensité turbulente transverse.* - · - : *SGE III,* —— : *SGE IV.*

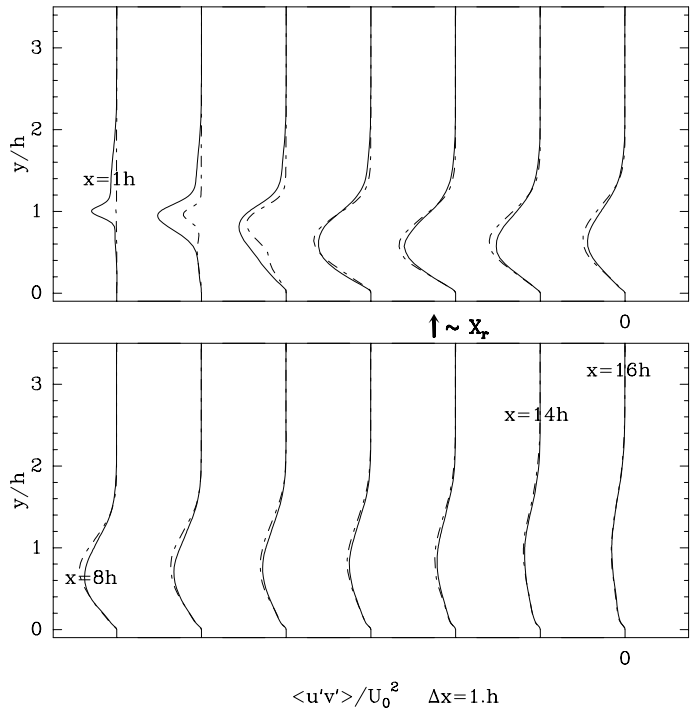


FIG. 8.25 – *Evolution des tensions croisées de Reynolds. - - -: SGE III, ——: SGE IV.*

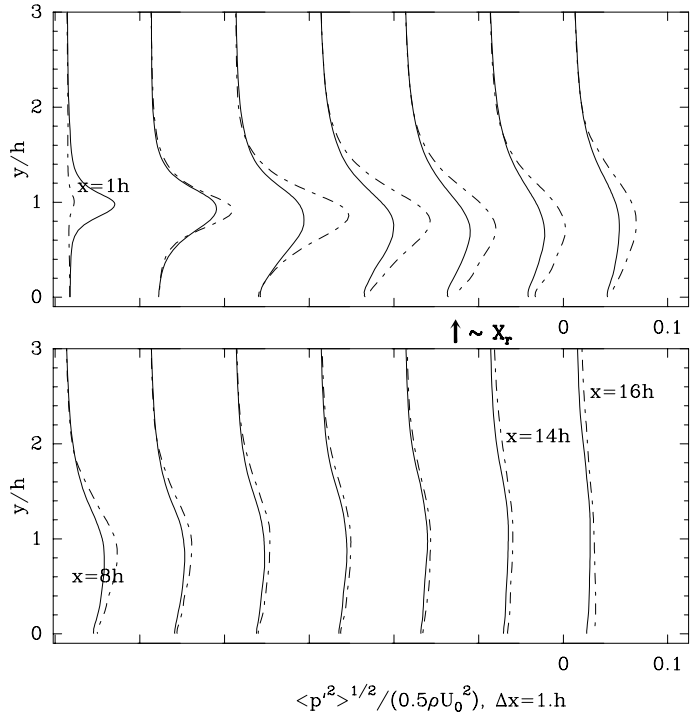


FIG. 8.26 – *Evolution de l'écart type de la pression. - - -: SGE III, ——: SGE IV.*

de l'épanouissement de la couche cisaillée, ce qui explique la diminution de la longueur moyenne de rattachement dans la SGE IV. Cependant, il est intéressant de noter que le calcul III s'est organisé de telle manière que son état turbulent est proche de celui de SGE IV peu avant X_r.

Chapitre 9

Influence de la condition d'entrée sur le comportement instationnaire de l'écoulement

9.1 Aspect instationnaire

Les écoulements détachés sont caractérisés par une instationnarité de la couche cisaillée et de la bulle de recirculation. Les études expérimentales de Eaton & Johnston (1980) et Driver *et al.* (1987) sur une marche descendante ont révélé le battement de la couche cisaillée ainsi que l'oscillation du rattachement instantané autour de sa valeur moyenne. Les mouvements basse fréquence associés constituent un comportement commun à d'autres types d'écoulements décollés tels que l'écoulement derrière une plaque épaisse (Kiya, 1989) ou derrière une plaque perpendiculaire à l'écoulement suivie d'une plaque plane (Castro & Haque, 1987). Dans ce paragraphe nous nous attachons à mettre en évidence ces phénomènes et nous analysons les changements qu'entraîne la modification des conditions aux limites amont.

9.1.1 Coefficient de frottement et rattachement instantané

Le moyennage temporel et selon l'envergure pour obtenir la longueur de rattachement X_r masque le caractère tridimensionnel du rattachement instantané ainsi que son aspect oscillatoire. Les figures (9.1) et (9.2) illustrent ces phénomènes. Les longueurs de rattachement instantanées moyennées en envergure sont respectivement de 4.8 h et 5.2 h. Les changements de signe du C_f permettent de localiser les zones d'écoulement retour. On distingue ainsi la zone de la recirculation principale et, entre le vortex secondaire et la marche, un troisième tourbillon dont l'étendue est limitée. La zone principale d'écoulement retour est particulièrement sinueuse et présente des régions où le C_f atteint localement 2 à 3 fois sa valeur moyenne. On note aussi la présence de « poches » de C_f de signe opposé à celui du fluide environnant.

9.1.2 Oscillation du rattachement moyen

Afin de mettre en évidence les oscillations de la longueur moyenne de rattachement nous avons représenté sur la figure (9.3) l'évolution de cette dernière en fonction du temps pour les simulations SGE III et IV, le moyennage portant sur la direction de l'envergure. Nous avons ajouté sur ces graphes la longueur moyenne de rattachement cumulée. La zone de rattachement s'étend sur 2.27 h autour de la valeur moyenne X_r pour le calcul avec un bruit blanc en entrée et

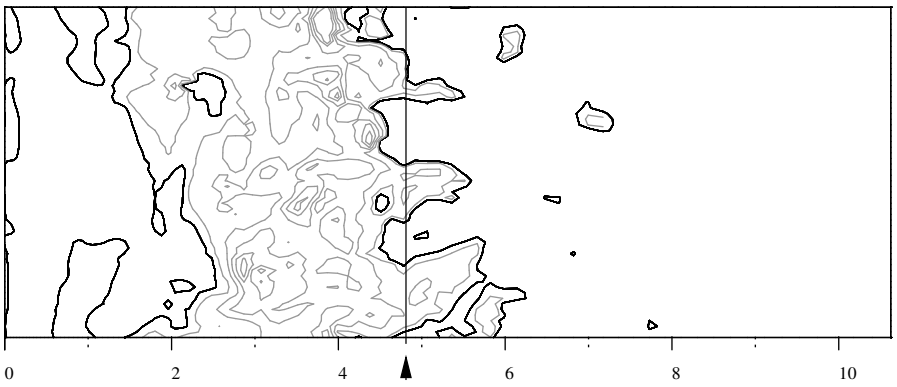


FIG. 9.1 – *Contours du coefficient de frottement à la paroi derrière la marche à l'instant* $t = 186\,U_0/h$, *SGE IV. Trait noir:* $C_f = 0.$, *trait gris:* $-7.5\,10^{-3} \leq C_f < 0.$, $|\Delta C_f| = 1.5\,10^{-3}$. *La flèche indique* X_r.

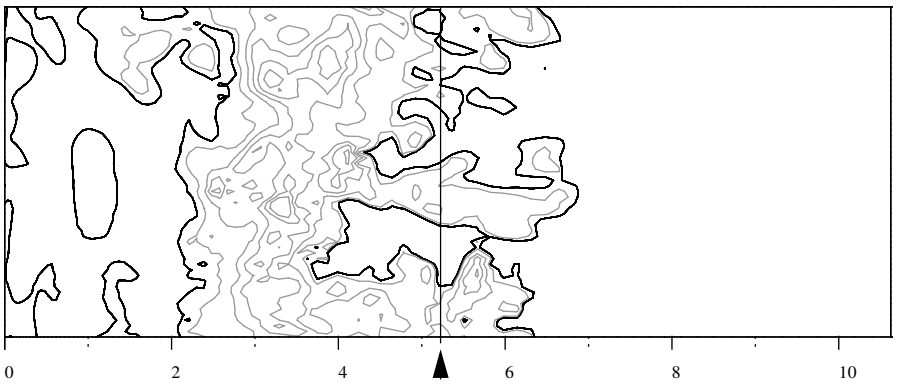


FIG. 9.2 – *Contours du coefficient de frottement à la paroi derrière la marche à l'instant* $t = 199\,U_0/h$, *SGE IV. Trait noir:* $C_f = 0.$, *trait gris:* $-7.5\,10^{-3} \leq C_f < 0.$, $|\Delta C_f| = 1.5\,10^{-3}$. *La flèche indique* X_r.

sur 2.61 h pour l'entrée constituée d'un calcul précurseur ce qui est en bon accord avec la zone de variation de 2.5 h de Le & Moin (1994). Ces derniers suggèrent que les phases de décroissance rapide de X_r sont liées au lâcher d'une structure grande échelle au niveau du rattachement. Cette structure issue de la séparation s'est développée par enroulement de la couche cisaillée et a contribué à l'augmentation progressive de la taille de la bulle de recirculation. C'est effectivement la succession d'événements qui semble se produire si l'on observe la forte corrélation entre la chute brutale de la longueur moyenne de rattachement et les pics de basse pression qui signalent le passage d'une structure tourbillonnaire à la position ($x = 7.6\,h\,; y = 0.2\,h$) (figure 9.4). Les données de ce graphe ont été moyennées selon l'envergure.

9.1.3 Fréquences caractéristiques

Le traitement spectral des signaux collectés durant les calculs nous permet d'identifier les fréquences associées aux événements dont nous venons de parler. La durée du signal et la fréquence d'échantillonnage permettent d'observer des nombres de Strouhal sur une gamme de $[0; 16]$, avec un pas de 0.027 où de 0.020 selon le calcul. Le nombre de Strouhal est défini par la fréquence adimensionnée par la longueur moyenne de la recirculation, X_r, et par la vitesse de référence de l'écoulement libre U_0 : $St = f X_r/U_0$. Dans la mesure où l'écoulement est homogène dans la

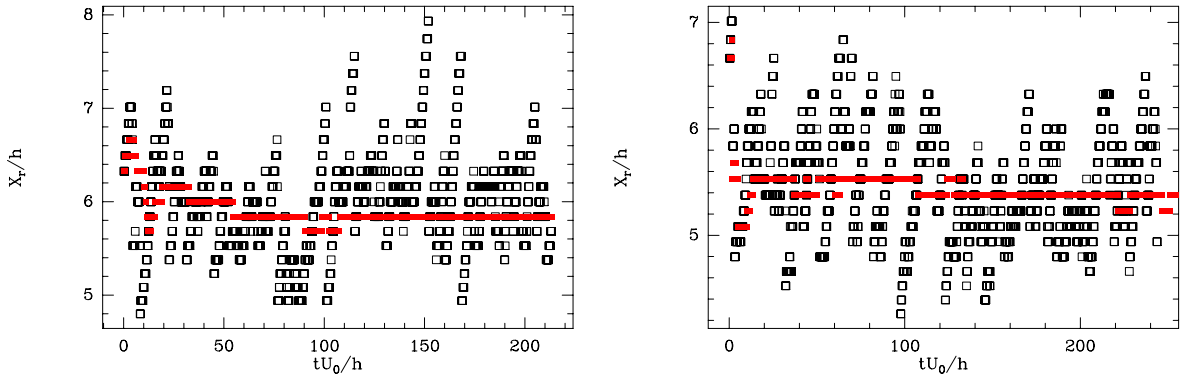


FIG. 9.3 – *Noir : Evolution temporelle de la longueur de rattachement instantanée (moyenne en z). Rouge, évolution de la moyenne cumulée. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

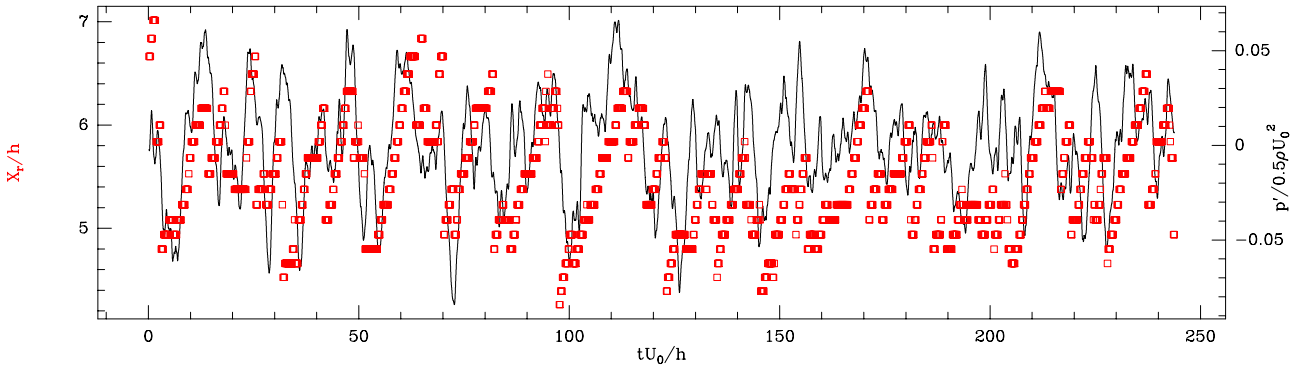


FIG. 9.4 – *Evolution temporelle de X_r (□) et du signal de pression fluctuante (——) à l'extrémité de la zone de rattachement moyenne ($x = 7.6\,h$;$y = 0.2\,h$), SGE IV .*

direction de l'envergure, les spectres sont moyennés dans cette direction.

Nous avons placé des sondes dans la couche cisaillée. Leurs positions sont déterminées en fonction de la localisation des lieux des maxima des intensités turbulentes longitudinales (Kiya & Sasaki, 1983). La figure (9.5) présente ces données ce qui nous permet de suivre la courbure de la couche cisaillée. On peut considérer que la couche cisaillée ne subit pas les effets de courbure jusqu'à une distance de 1.7 h et 2 h pour les calculs SGE III et IV respectivement. Au delà d'une distance de 10 h, le maximum d'énergie se situe en proche paroi, ce qui correspond au redéveloppement de la couche limite dans la zone de relaxation. Une série de sondes est placée dans la couche cisaillée et une autre en proche paroi. Les positions des sondes sont repérées sur la figure (9.6). Cette configuration doit nous permettre de suivre au mieux l'évolution longitudinale de fréquences caractéristiques de l'écoulement. Un exemple de signal traité est donné sur la figure (9.7a) où sont représentées les fluctuations de pression durant tout le calcul IV. La sonde concernée est placée en paroi au rattachement (x=5.01 h). On donne sur la figure (9.7b) le graphe correspondant en vitesse longitudinale.

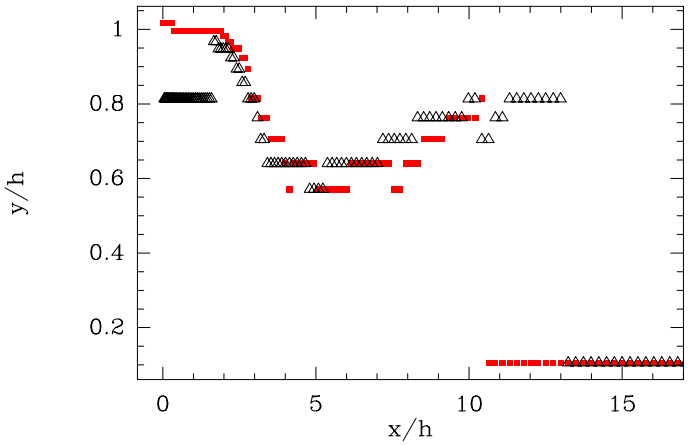


FIG. 9.5 – *Positions des maxima d'énergie turbulente longitudinale après la marche.* ■ *: SGE IV,* △ *: SGE III .*

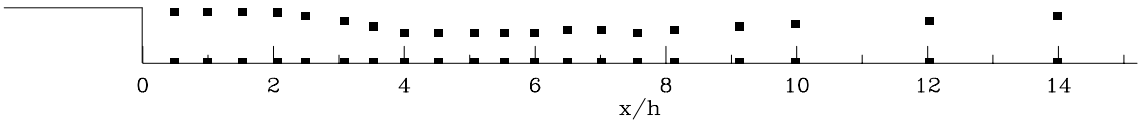


FIG. 9.6 – *Positions des sondes après la marche (SGE III et IV).*

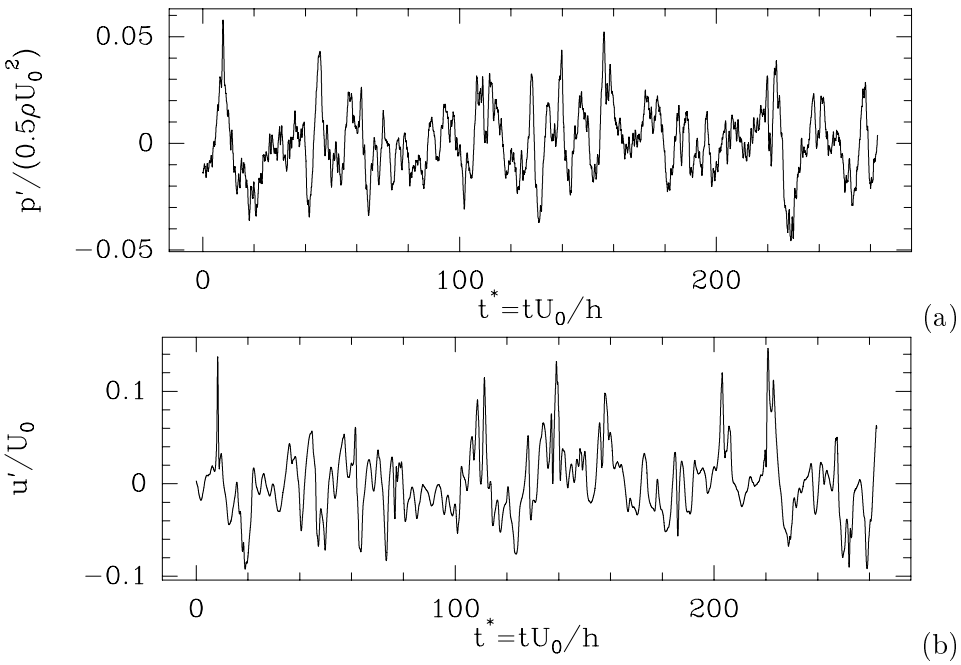


FIG. 9.7 – *Signal fluctuant en proche paroi à x=5.01 h, y=0.0052 h. (a) : pression, (b) : vitesse longitudinale. SGE IV.*

9.1.3.1 Identification des fréquences

L'analyse spectrale des sondes temporelles des signaux de vitesse et de pression nous permet d'identifier quatre bandes de fréquences caractéristiques dans l'écoulement derrière la marche. La plus élevée est liée à la formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (KH) dans la couche cisaillée. A plus basse fréquence, on observe celle qui représente l'appariement de ces structures. Plus bas encore il y a la fréquence liée aux oscillations de la bulle de recirculation et enfin la fréquence de battement de la couche cisaillée.
Nous présentons sur le graphe suivant (9.8), les spectres de pression qui mettent en évidence les fréquences dont nous venons de parler. Issus de SGE III et IV, ces spectres sont adimensionnés par l'amplitude du pic le plus fort rencontré pour chacune des variables. Immédiatement après la marche — fig. (9.8a et 9.8b) — on note la présence de fréquence de formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Plus loin dans la couche cisaillée — fig. (9.8c et 9.8d) — on observe celle liée aux appariement et enfin dans la zone de rattachement —fig. (9.8e et 9.8f) — , les basses fréquences, que nous venons de mettre en évidence sur les variations instantanées de la longueur de rattachement moyenne, sont prédominantes.

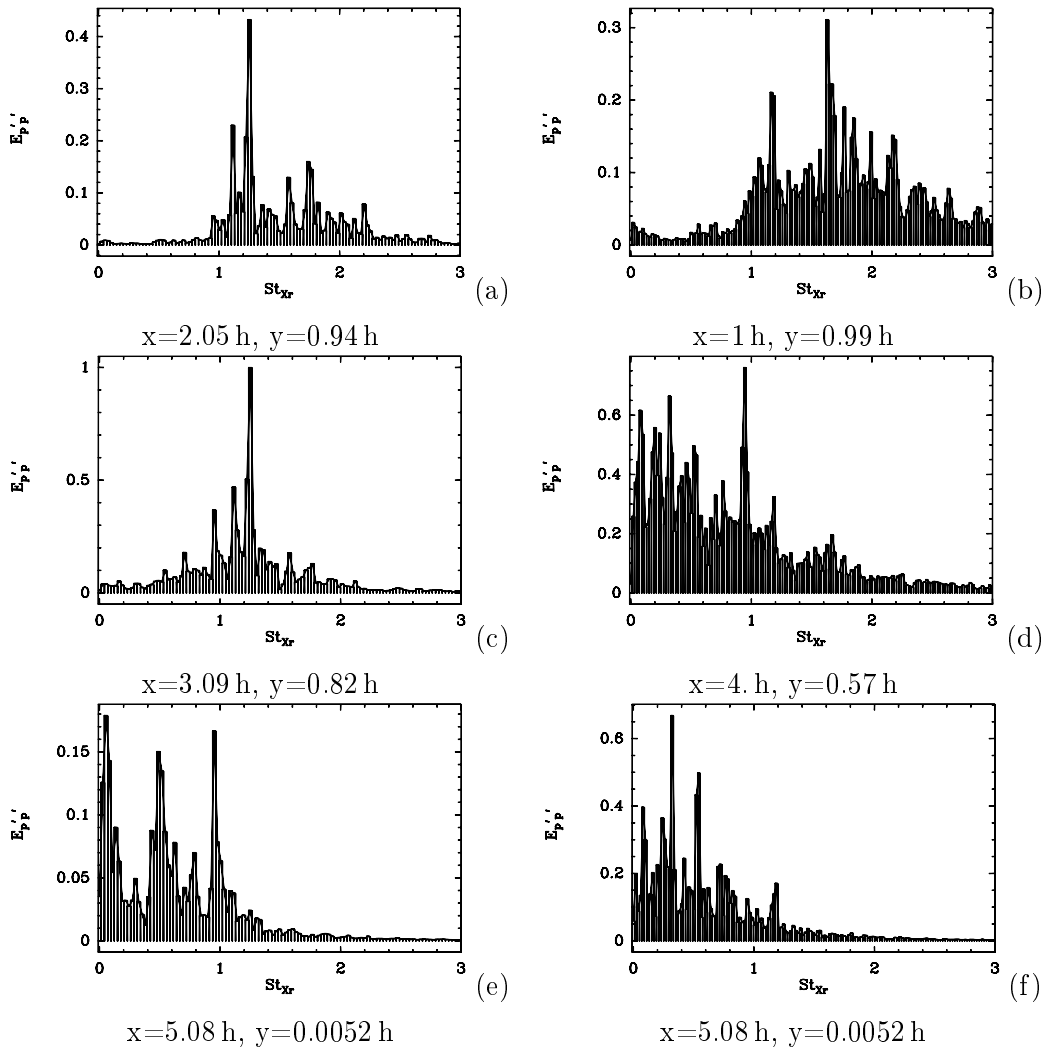


FIG. 9.8 – *Spectres des fluctuations de pression à trois positions dans le domaine de la marche : à gauche SGE III, à droite SGE IV.*

Nous avons reporté ces valeurs dans le tableau (9.1) pour les calculs III et IV en précisant entre parenthèses la fréquence prédominante. Les fréquences sont exprimées en terme de nombre de Strouhal basé sur X_r. Ce choix d'adimensionnement permet de comparer les résultats avec d'autres configurations d'écoulements décollés.
Il semble que la séquence d'événements auxquels ces fréquences sont liées soit un trait commun aux écoulements détachés-recollés. En effet, nous avons reporté dans le tableau (9.1) les données pour des expériences concernant des géométries sur marche descendante (MD), plaque épaisse (PE) et plaque séparatrice suivie d'une plaque plane (PS). Les données de la partie inférieure du tableau sont issues de simulations numériques.

Référence	Géométrie	Battement	Oscillation de X_r	appariement KH	KH
Eaton & Johnston (1982)	MD	0.152	0.52	-	-
Cherry *et al.* (1984)	PE	0.1	0.6	-	-
Roos & Kegelman (1986)	MD	-	$\leq$ 0.68	1.1	2.2
Castro & Haque (1987)	PS	0.12	0.6	-	-
Driver *et al.* (1987)	MD	0.12	0.7	-	-
Kiya (1989)	PE	$\leq$0.2 (0.12)	0.6-0.7	-	-
Devenport & Sutton (1991)	MD	0.18	0.74	-	-
Tafti & Vanka (1991)	PE	0.1-0.35 (0.15)	0.5-0.7 (0.6)	1.13-1.42 (1.2)	1.9-2.33 (2.1)
Arnal & Friedrich (1993)	MD	0.07-0.3	0.5- 0.7	-	2
Silveira Neto *et al.* (1993)	MD	-	0.65	-	-
Le & Moin (1994)	MD	-	0.38	-	-
Delcayre (1999)	MD	-	0.5	0.93	1.63
SGE III	MD	0.08-0.31 (0.19)	0.48-0.7 (0.54)	0.95-1.25 (1.2)	1.6-2.2 (1.74)
SGE IV	MD	0.07-0.33 (0.32)	0.51-0.7 (0.54)	0.9-1.2 (0.94)	1.6-2.21 (1.63)

TAB. 9.1 – *Fréquences caractéristiques observées dans les écoulements détachés-recollés : $St = fX_r/U_0$. Donnée non mentionnée : - .*

On constate que les fréquences obtenues sont relativement cohérentes avec les résultats des travaux par rapport auxquels nous les comparons. Pour la fréquence liée à l'appariement il peut coexister, avec le pic reporté dans notre tableau et dans l'intervalle indiqué, un pic secondaire. On rappelle que le processus d'appariement ne se produit pas systématiquement au même endroit et à intervalle de temps fixe (Silvestrini, 1996) ; cela se produit seulement si on excite la couche cisaillée en amont à une fréquence judicieusement choisie. On peut donc considérer que la dispersion dans cette bande de fréquence résulte du caractère « aléatoire » du processus d'appariement. Le même type de remarque est valable en ce qui concerne la fréquence liée à la formation des KH, dans une moindre mesure cependant.

On note que la fréquence identifiée comme étant celle des oscillations de X_r correspond sur notre graphe (9.3) aux variations les plus fréquentes de X_r où la chute de la taille de la recirculation est modérée. Le deuxième régime d'oscillation observé a une période quasiment double, il est lié lui aussi à des chutes brutales de X_r, cependant la recirculation atteint ici un minimum. On relève, par exemple pour SGE IV une première période de $\sim 9\,h/U_0$ puis une autre à $\sim 18\,h/U_0$, ce qui correspond bien, pour la première, à notre fréquence « d'oscillation de X_r » et de « battement » de la couche cisaillée pour la seconde.

Certains auteurs (Kiya, 1989; Arnal & Friedrich, 1993) notent qu'ils n'observent pas une fréquence de battement bien définie mais plutôt une bande de basse fréquence. Les auteurs attribuent ce phénomène à l'aspect tridimensionnel de l'écoulement après la séparation. Dans notre cas cette bande s'étend de 0.08 à 0.32 U_0/X_r avec un pic sur la fréquence 0.19 U_0/X_r et 0.32 U_0/X_r selon le calcul.

En annexe, on donne les graphes de l'ensemble des spectres qui ont été examinés ainsi que les positions précises des sondes correspondantes. Dans le cas IV, une fréquence supplémentaire apparaît. Cette haute fréquence (St=4.2) n'est mentionnée que dans l'étude de Tafti & Vanka (1991) qui l'associent à un lâché haute fréquence de la couche cisaillée. Comme dans le cas de ces auteurs, cette fréquence est présente dans la zone immédiatement après la séparation.

9.1.3.2 Evolution des fréquences caractéristiques

Nous avons vu au paragraphe (7.2) page 89 que l'intensité turbulente dans la couche cisaillée immédiatement après la séparation du calcul IV est nettement supérieure à celle de SGE III. Ainsi, pour s'affranchir des variations liées à cette quantité, les spectres de ce paragraphe sont normés par l'énergie des fluctuations de la variable observée au point considéré. Cette normalisation permet d'extraire l'information fréquentielle à la position considérée car elle donne la contribution relative de chacune des fréquences observées. Elle paraît donc tout à fait adaptée si on souhaite examiner l'évolution longitudinale des fréquences prédominantes de l'écoulement et comparer les deux simulations. De plus, on intègre la quantité obtenue sur chacun des intervalles de fréquence définis dans le tableau (9.1) (voir Tafti & Vanka, 1991).
Les figures (9.9a) et (9.9b) donnent la fraction d'énergie contenue dans les quatre bandes de fréquence pour les calculs III et IV. La quantité observée correspond aux fluctuations de pression dans la couche cisaillée (positions données par la figure 9.6). Pour compléter ce graphe, nous pré-

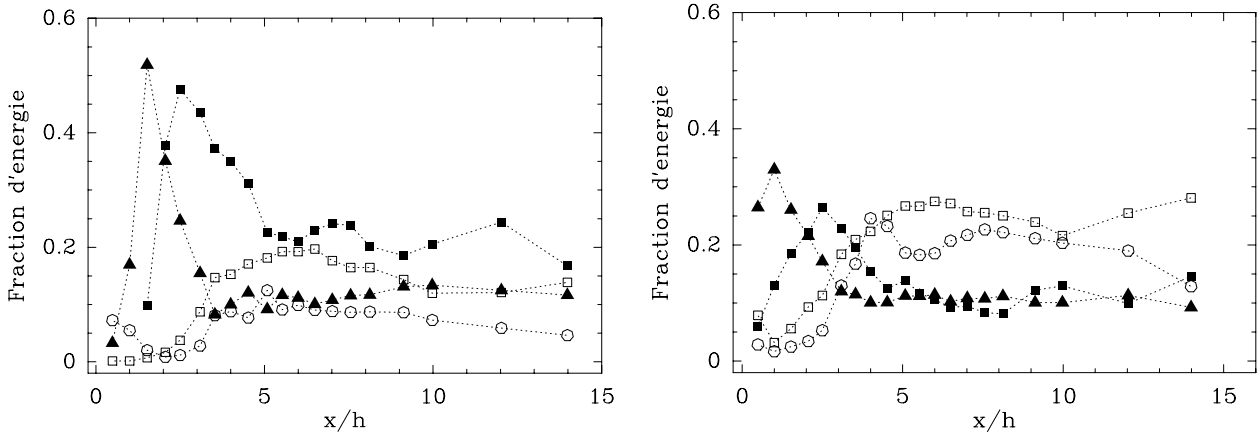


FIG. 9.9 – *Répartition de l'énergie des fluctuations de pression et évolution longitudinale dans la couche cisaillée : ▲ : KH, ■ : appariement, □ : oscillation de X_r, ∘ : battement. (a) : calcul III, (b) : calcul IV. Traits et couleur ajoutés pour la lisibilité.*

sentons une comparaison de l'évolution longitudinale des maxima d'énergie liée aux fluctuations de pression figure (9.10). Comme l'ont montré Saathoff & Melbourne (1997), les pics observés sur les courbes de (9.10) sont situés un peu avant X_r. Les lieux de ces maxima sont proches des

lieux des maxima d'énergie des fluctuations de vitesse longitudinale excepté au delà de x=10h où le redéveloppement de la couche limite en proche paroi masque l'énergie de la couche cisaillée. Cette dernière est donc mieux localisée — au delà de x=10h — avec les maxima des fluctuations de pression et correspond à la localisation des sondes dans la zone de relaxation.

Sur la figure (9.9), pour les fréquences associées à la formation des KH et celles liées à leurs interactions, on note que l'évolution est similaire selon le calcul : la fréquence des KH est prépondérante derrière la marche, atteint son maximum à x=1.5h pour SGE III et à 1h pour SGE IV, avant de chuter. Ces distances correspondent à celles des changements du taux de croissance de l'épaisseur de vorticité observés au paragraphe 8.3 page 98. Au-delà de cette distance, c'est en effet une zone dominée par les mécanismes d'appariement ; ces derniers sont maximum pour x=2.5h dans les deux simulations. On voit ici que c'est le déclenchement précoce du processus d'appariement et non pas le taux d'entraînement — pas le biais des appariements — qui raccourcit la longueur de rattachement dans le cas IV.

L'autre point marquant en ce qui concerne ces fréquences, c'est la diminution sensible de leur contribution à l'énergie totale lorsqu'on passe du calcul III au calcul IV. En effet, de façon générale, les spectres de SGE III concentrent plus d'énergie dans les pics alors que les spectres de SGE IV sont plus « remplis ». Ce phénomène se traduit pour SGE IV par la présence d'une multitude de structures tourbillonnaires de tailles intermédiaires par rapport à la taille caractéristique des structures que décrivent les fréquences dont nous parlons. Nous verrons plus loin que SGE IV présente un aspect plus « turbulent » par la présence d'un grand nombre de petites échelles.

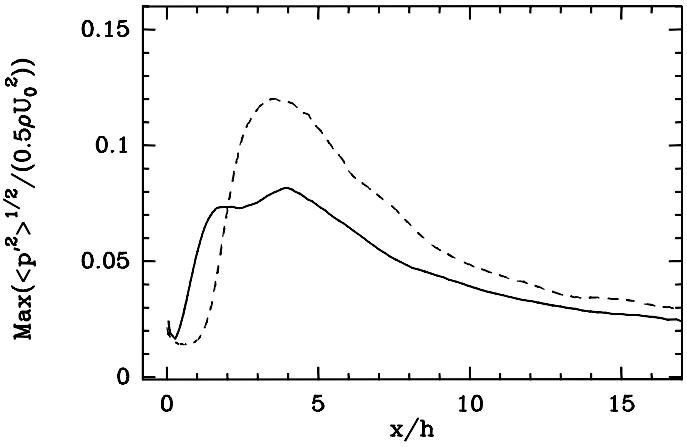


FIG. 9.10 – *Evolution longitudinale du maximum des fluctuations de pression : ---- : SGE III, —— : SGE IV.*

9.1.3.3 Battement de la couche cisaillée

Il est clairement établi que les écoulements confinés où se développant au voisinage d'un obstacle présentent un comportement oscillatoire auto-entretenu. Dans leur revue, Rockwell & Naudascher (1979) présentent les géométries concernées ; la marche descendante fait partie de ces configurations. Le mécanisme évoqué dans ce phénomène est la remontée d'une onde de pression de la zone d'impact des structures tourbillonnaires vers l'amont de l'écoulement. Cette onde vient perturber la couche cisaillée elle même à l'origine des tourbillons convectés plus loin dans l'écoulement. La boucle de rétroaction peut aussi exister par l'intermédiaire de poches de fluide recirculant qui viennent perturber la couche cisaillée amont (Villermaux & Hoppfinger, 1994).

Nous avons au paragraphe précédent identifié la fréquence correspondant au battement de la couche cisaillée. Celle-ci se manifeste par des variations de forte amplitude de la longueur de rattachement. Les figures (9.11a) et (9.11b) correspondent aux figures (9.9a) et (9.9b) mais pour les fluctuations de vitesse longitudinale. Pour les compléter il faut aussi regarder le graphe (8.21a). Les figures (9.12a) et (9.12b) représentent cette même quantité mais les sondes sont

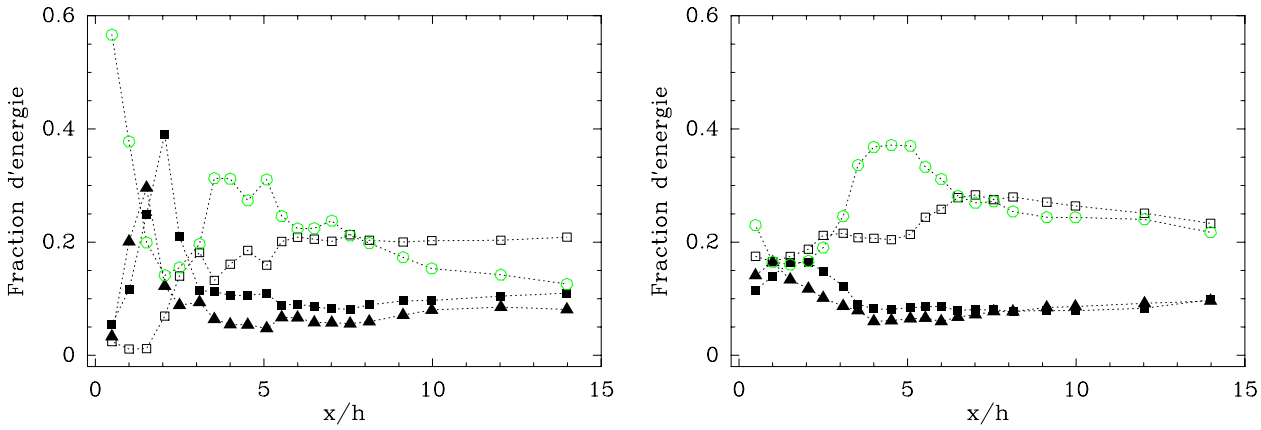
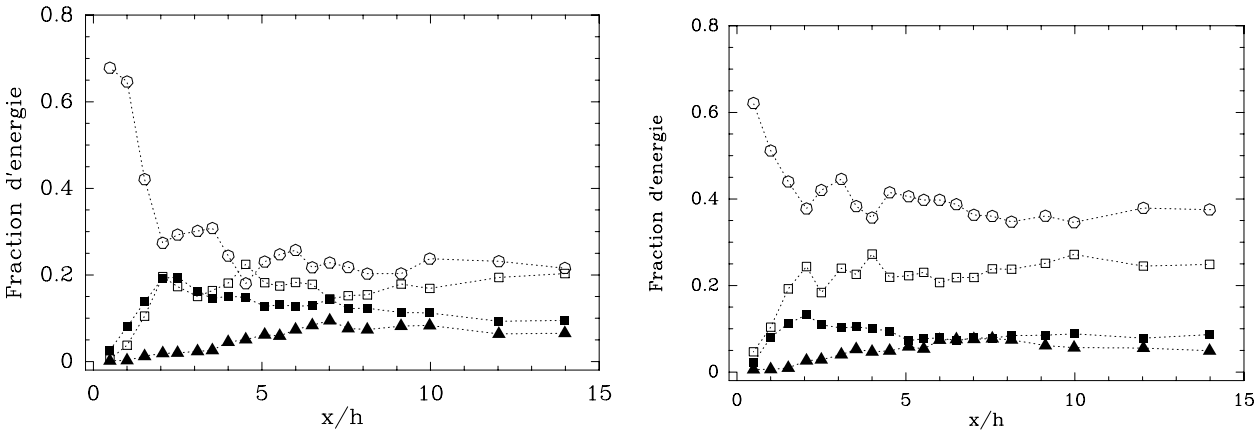


FIG. 9.11 – *Répartition de l'énergie des fluctuations de vitesse u' et évolution longitudinale dans la couche cisaillée : ▲ : KH, ■ : appariement, □ : oscillation de X_r, ∘ : battement. (a) : calcul III, (b) : calcul IV. Traits ajoutés pour la lisibilité.*

localisées en proche paroi cette fois ci.
Considérons d'abord le cas du calcul III : la comparaison des graphes aux positions représentées sur (9.9a) et (9.12a) mène à deux remarques :
- On constate que la basse fréquence (le battement) est prédominante dans la zone de rattachement aux deux positions considérées, ce qui suggère que cette fréquence est liée au passage d'une structure de grande échelle(~ 0.6h). Ceci qui est consistant avec la tendance indiquée par la forte corrélation entre les fluctuations de pression pariétales et les variations instantanées de X_r (figure 9.4).
- D'autre part, on constate que la basse fréquence est aussi prépondérante immédiatement après la séparation : on observe ici la manifestation du mécanisme de rétroaction dont nous avons parlé en début de paragraphe.

En ce qui concerne le calcul IV, les mêmes remarques restent valables ; on note cependant que le phénomène est moins bien mis en évidence. Il est vraisemblable que les fluctuations liées



(a) (b)

FIG. 9.12 – *Répartition de l'énergie des fluctuations de vitesse u' et évolution longitudinale en proche paroi : ▲ : KH, ■ : appariement, □ : oscillation de X_r, ∘ : battement. (a) : calcul III, (b) : calcul IV. Traits ajoutés pour la lisibilité.*

à la rétroaction soient « noyées » parmi celles de la couche limite incidente.

Nous avons, comme dans l'étude de Heenan & Morison (1998) examiné les interspectres de pression pariétale avec un δx de 0.5h. Nous n'avons, dans notre cas, pas mis en évidence de vitesse de convection négative dans la zone de recirculation. Heenan & Morison (1998) ont attribué ces vitesses à la remontée, depuis le rattachement et vers la marche, des fluctuations de pression qui constituent, selon les auteurs, le vecteur de la rétroaction. Ainsi, il ne nous a pas été possible de mettre en évidence par quel biais se produit le mécanisme de rétroaction que nous avons pourtant mis en évidence.

9.1.3.4 Influence de la condition d'entrée

En ce qui concerne les fréquences proprement dites, deux observations sont à faire. On note d'abord la présence dans le spectre de SGE IV d'un pic lié à un lâché haute fréquence (St_{X_r}=4.2) de la couche cisaillée. Ce pic est absent des spectres de SGE III.

D'autre part, la différence entre les deux simulations se manifeste aussi par un changement de la fréquence prédominante dans la bande correspondant au battement de la couche cisaillée. En effet, on relève une augmentation de celle-ci qui passe de $St^{III}_{X_r}$=0.19 à $St^{IV}_{X_r}$=0.32. On rappelle qu'au paragraphe (8.2.1) page 94, on observe une diminution de la taille du vortex secondaire (voisinage de la marche) dans le cas IV. Cela signifie, entre autre, que le couplage recirculation principale / couche cisaillée est favorisé dans ce calcul. Il faut peut être voir à travers ce phénomène une explication de la modification de la fréquence prédominante de battement d'un calcul à l'autre. Il reste cependant difficile, à ce stade de l'exposé, de conclure sur le lien entre ces deux observations. Nous reviendrons plus tard sur ce point.

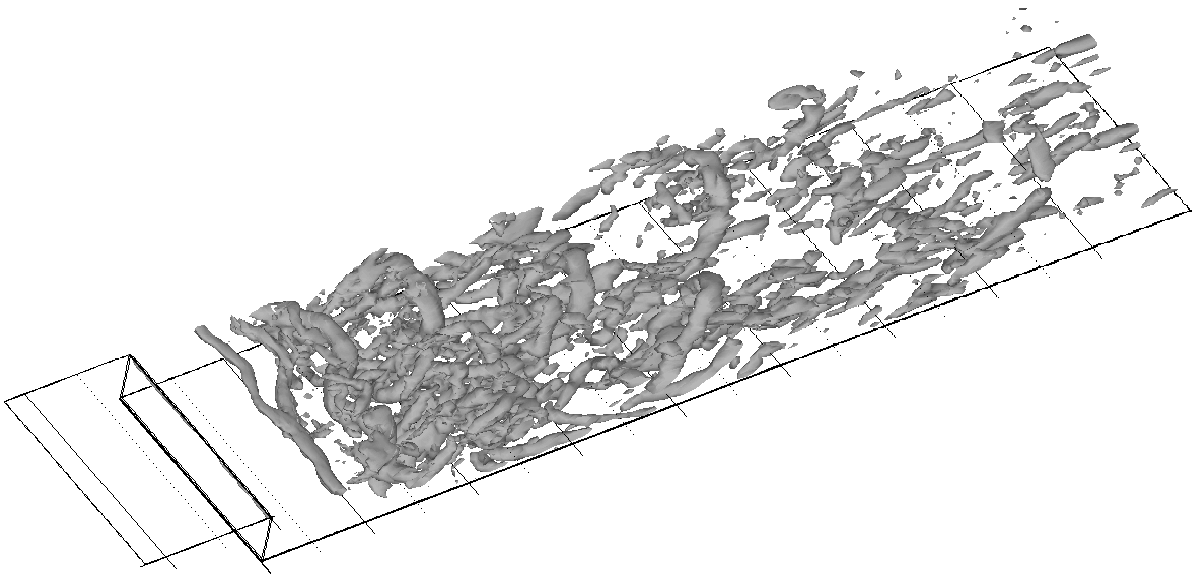
Les autres fréquences ne sont pas modifiées de façon aussi significative. De même, l'évolution générale selon la direction longitudinale semble ne pas être affectée par le type de conditions imposées en amont.

9.2 Aspect topologique

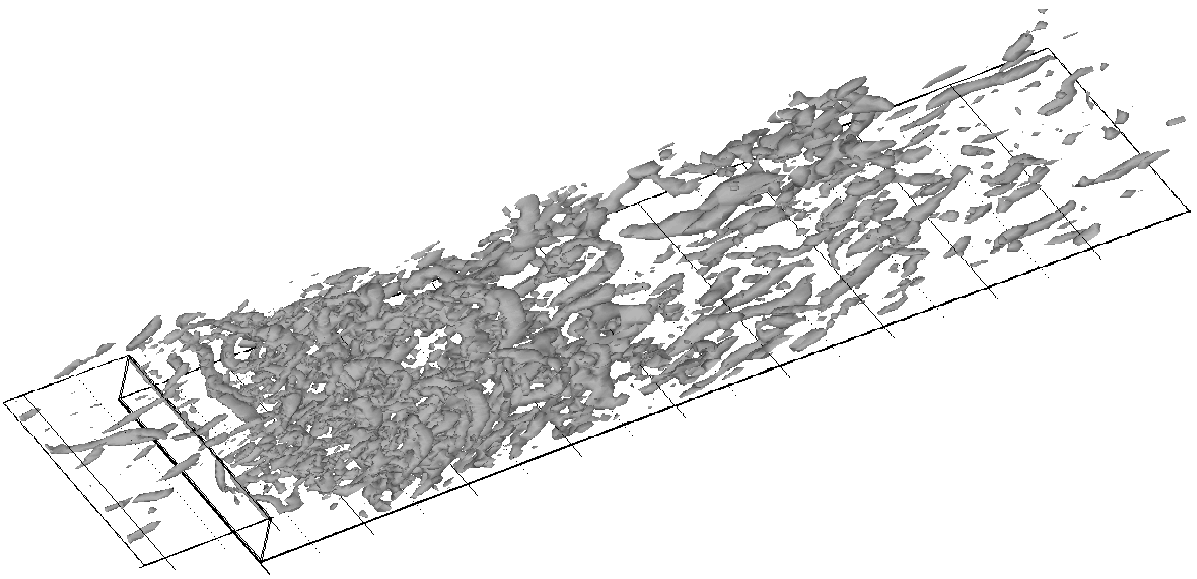
Dans cette partie on s'intéresse aux structures cohérentes de l'écoulement derrière la marche. Sur les figures (9.14) et (9.13), on présente une vue générale, l'une de dessus l'autre de côté, des deux simulations étudiées. On note l'aspect très tridimensionnel des deux calculs et la grande diversité des échelles des structures rencontrées. Cependant, les deux simulations se distinguent par les structures dans la couche limite incidente. En effet, SGE IV présente des structures turbulentes longitudinales avant la séparation. Celles-ci provoquent une déstabilisation précoce de la couche cisaillée et donnent un aspect plus turbulent dans ce cas. Néanmoins, près du rattachement les deux écoulements sont relativement semblables et possèdent le même degré de complexité. Ainsi, à partir de la zone rattachement les deux écoulements semblent évoluer de la même façon et exhibent une organisation similaire.

Nous allons examiner plus précisément les trois régions principales de l'écoulement : la couche cisaillée, le rattachement et enfin la zone de relaxation. Dans un premier temps, nous présentons une série de visualisations instantanées (9.15) à (9.17) qui présentent l'avantage de décortiquer l'ensemble de l'information contenue dans les visualisations des isosurfaces du second invariant Q vues précédemment. Ainsi, pour les simulations III et IV, on présente différents plans de coupes de vitesse longitudinale, verticale et de norme de vorticité. Ces visualisations mettent en évidence le caractère 3D selon l'envergure du développement de la couche cisaillée après la séparation. Elles montrent aussi la signature des structures tourbillonnaires propres à chacune des régions considérées. Enfin, les figures de (9.18) montrent la représentation des structures dans les trois plans (y,z) des visualisations (9.15)-(9.17).

Dans la suite de l'exposé, nous revenons plus précisément sur les divers aspects que l'on vient d'introduire.

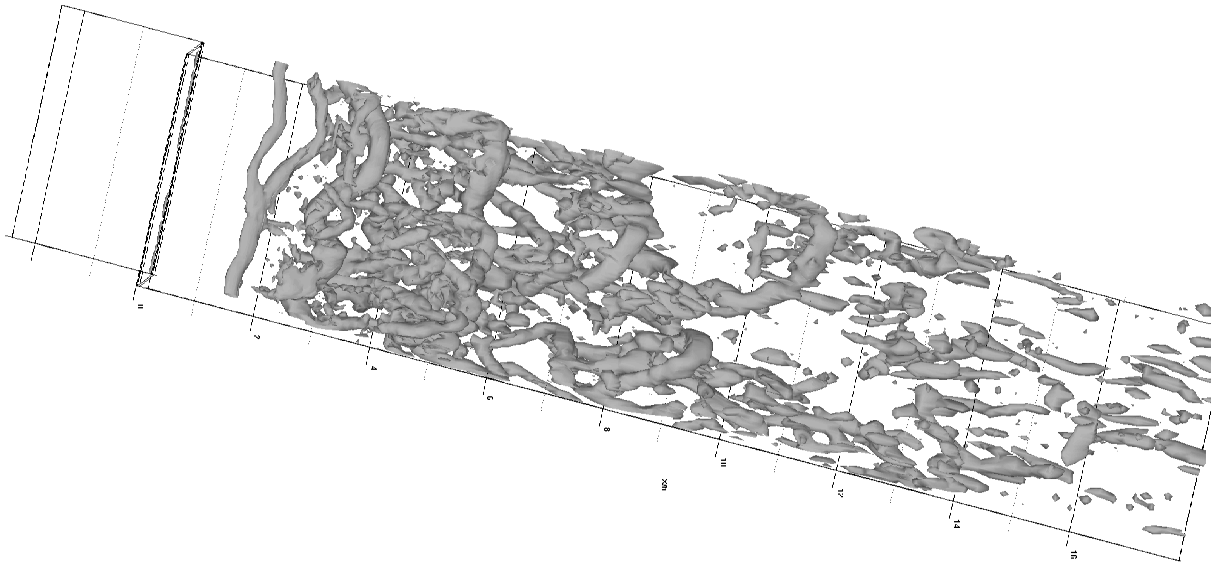


(a)

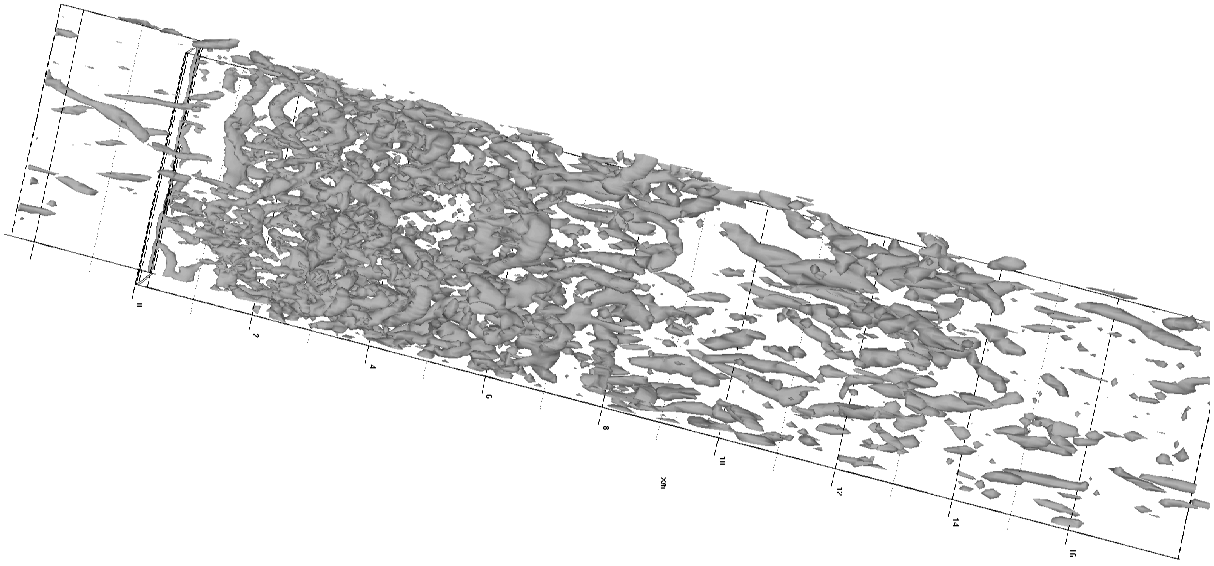


(b)

FIG. 9.13 – *Vues générales des simulations : $Q = 0.5U_0^2/h$. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

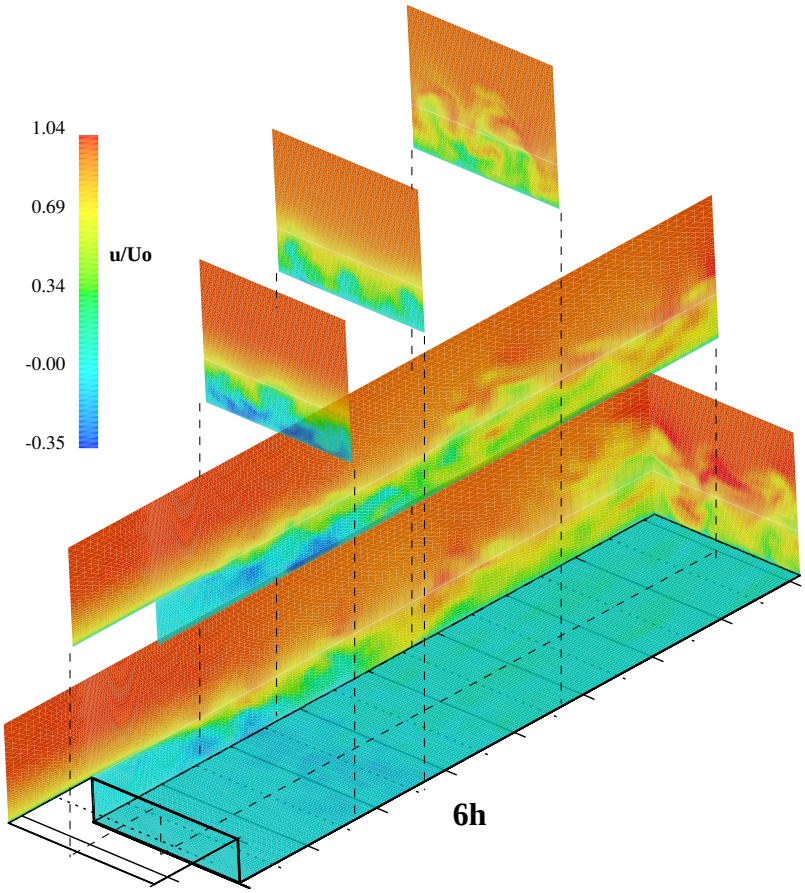


(a)

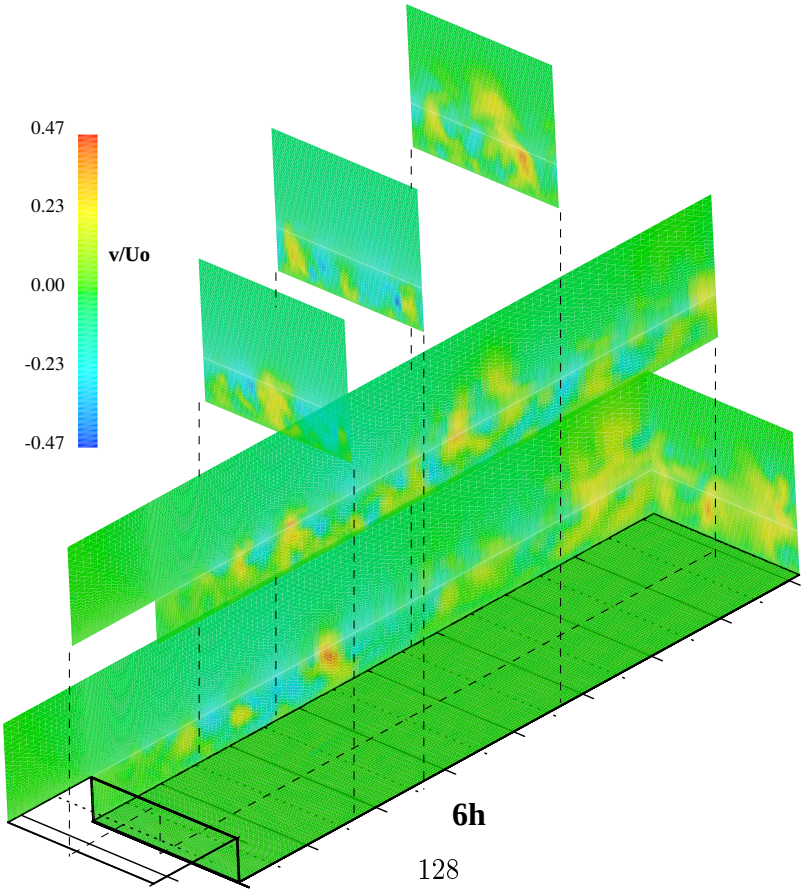


(b)

FIG. 9.14 – *Vues générales des simulations : $Q = 0.5U_0^2/h$. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

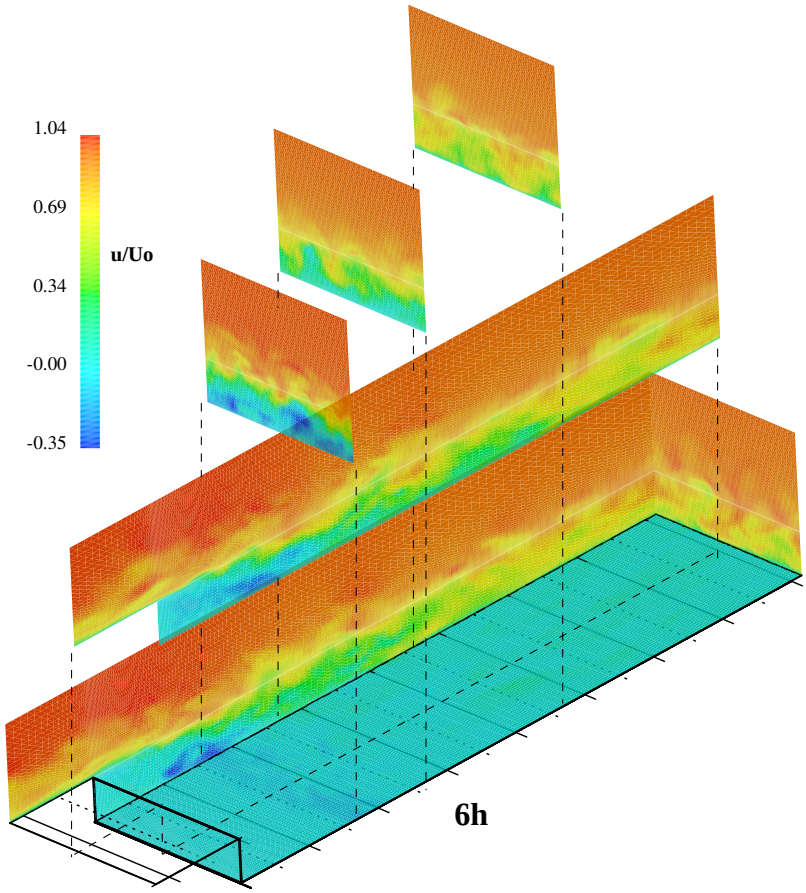


(a)

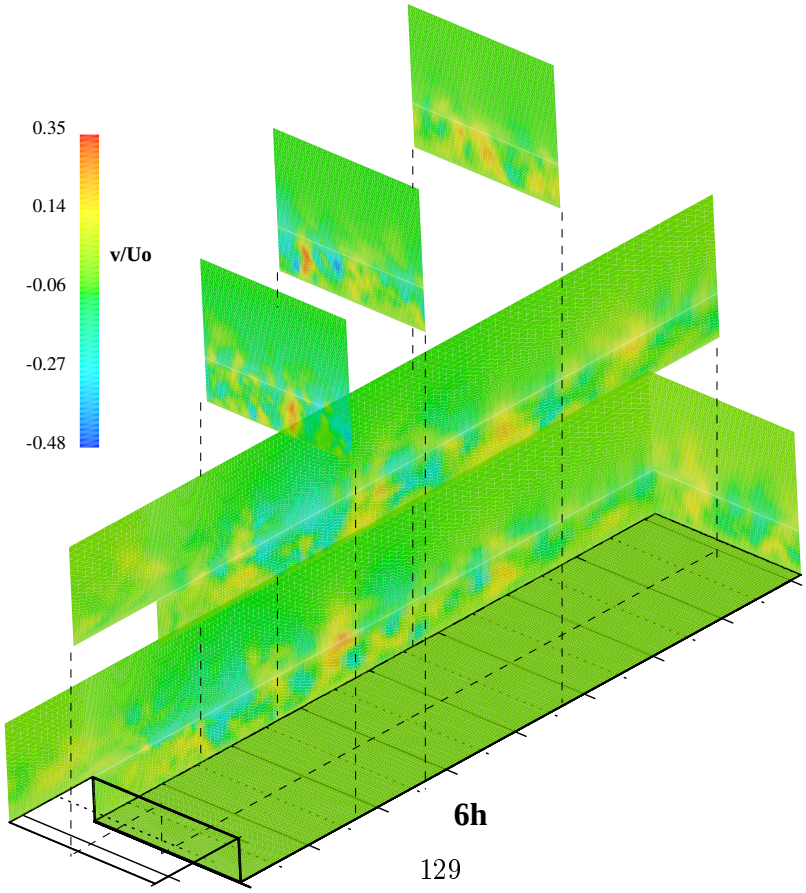


(b)

FIG. 9.15 – *Visualisations instantanées de SGE III : (a) : vitesse longitudinale, (b) : vitesse verticale. Positions des plans (y,z) : x=(3.6h ;5.8h ;9.8h).*

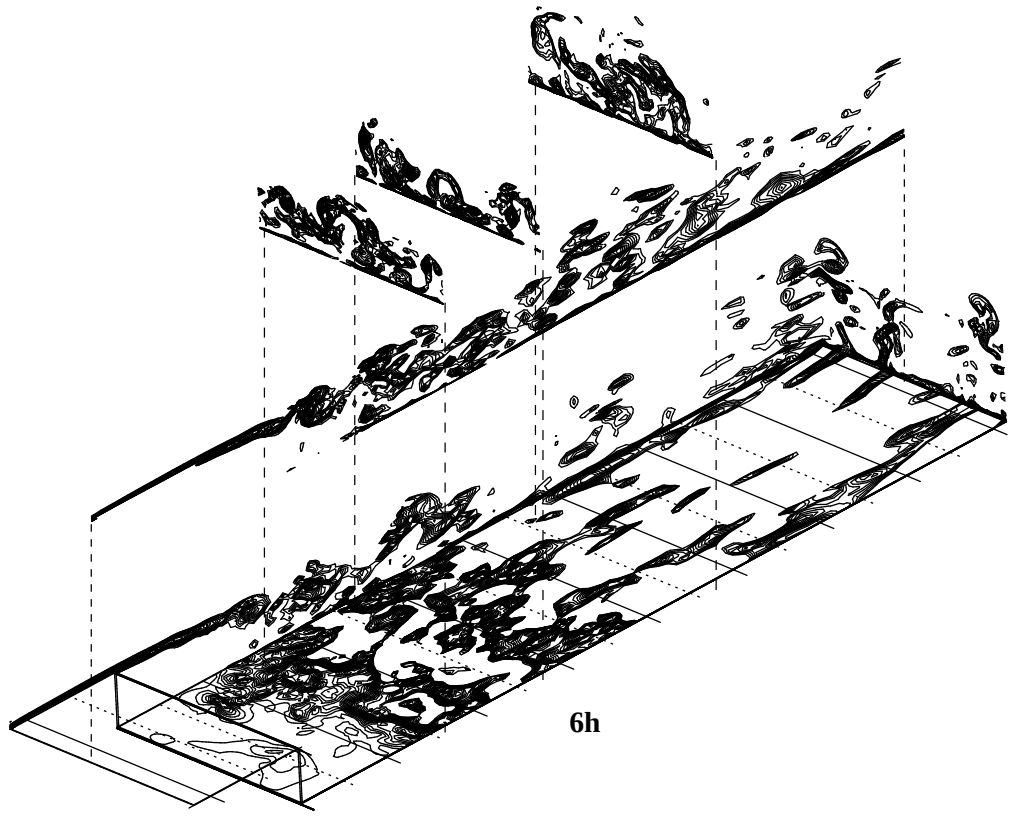


(a)

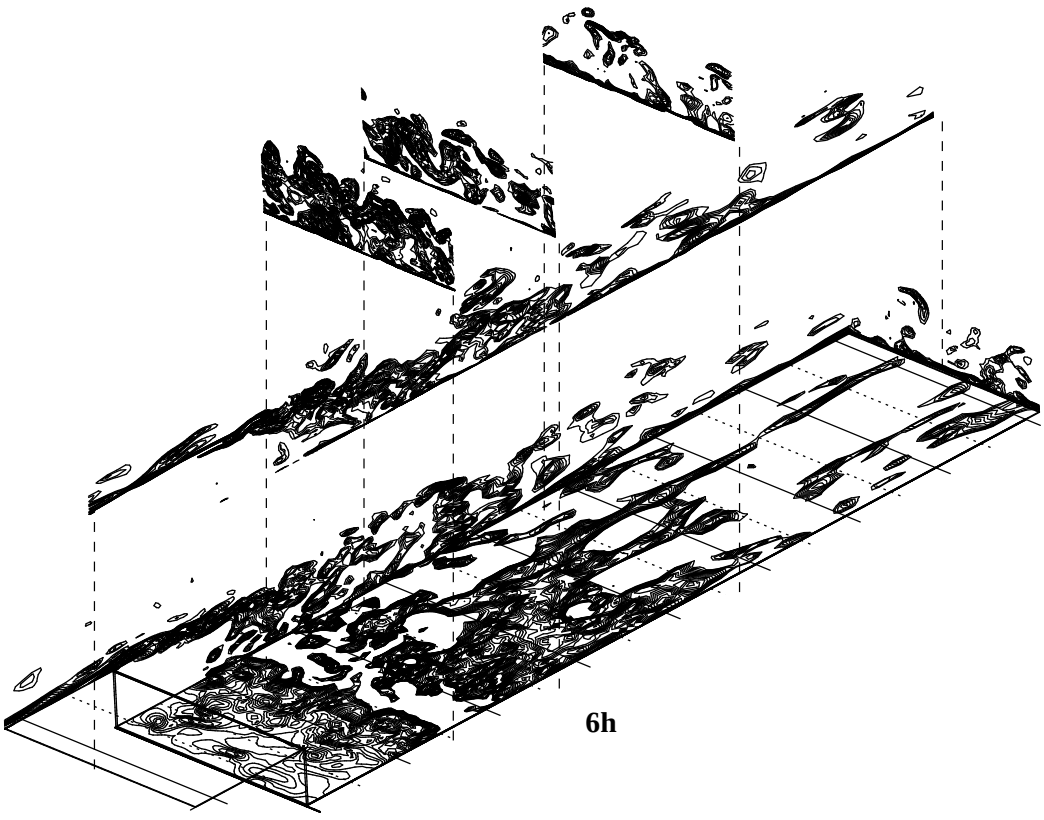


(b)

FIG. 9.16 – *Visualisations instantanées de SGE IV : (a) : vitesse longitudinale, (b) : vitesse verticale. Positions des plans (y,z) : x=(3.6h ;5.8h ;9.8h).*



(a)



(b)

FIG. 9.17 – *Contours instantanés de la norme de la vorticité, (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

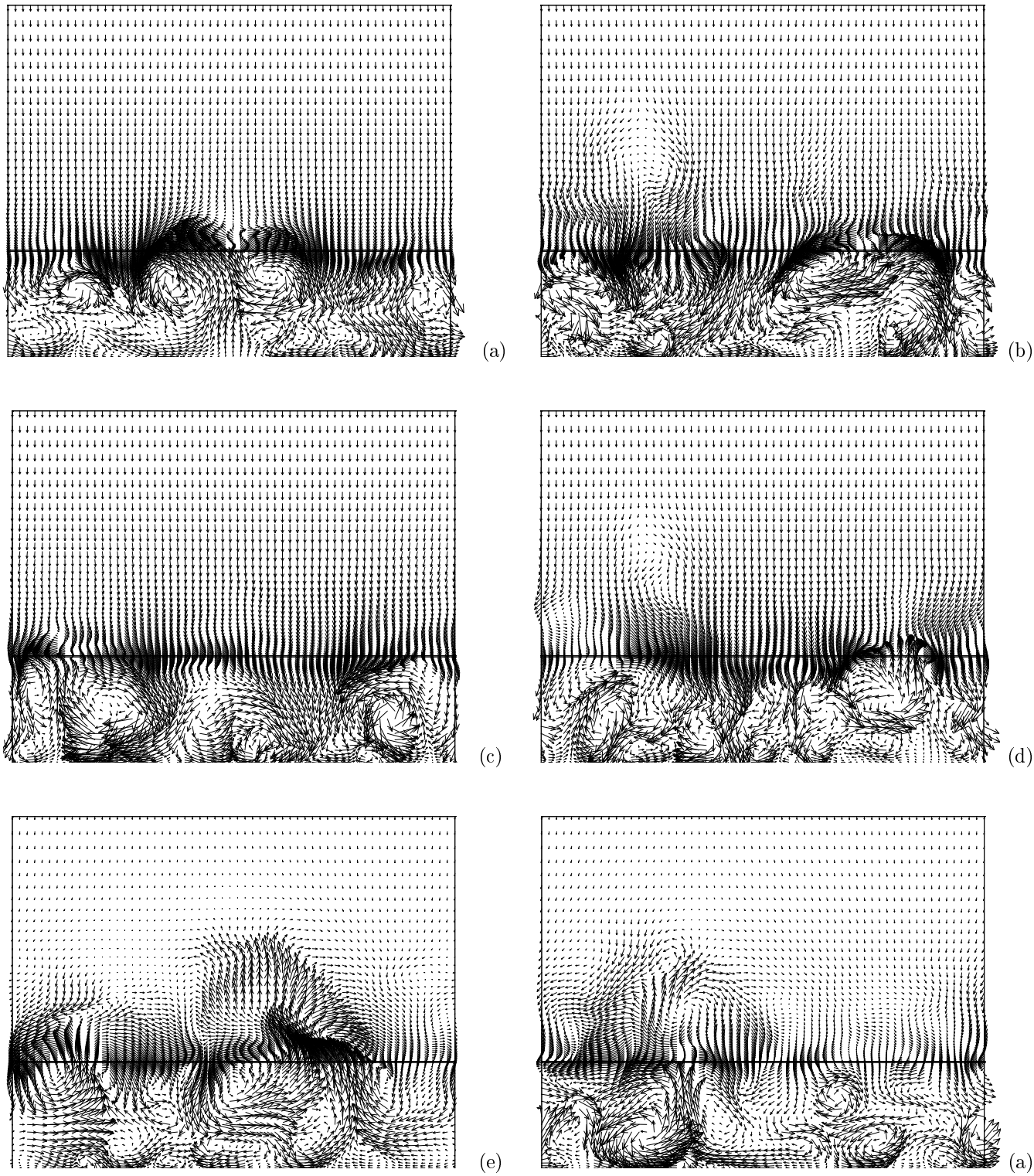


FIG. 9.18 – *Vecteurs vitesse dans les plans (y,z). (a)-(b) : couche cisaillée (x=3.6h), (c)-(d) : rattachement (x=5.8h), (e)-(f) : relaxation (x=9.8h). A droite : SGE III, à gauche : SGE IV.*

9.2.1 Couche cisaillée

9.2.1.1 Structures primaires

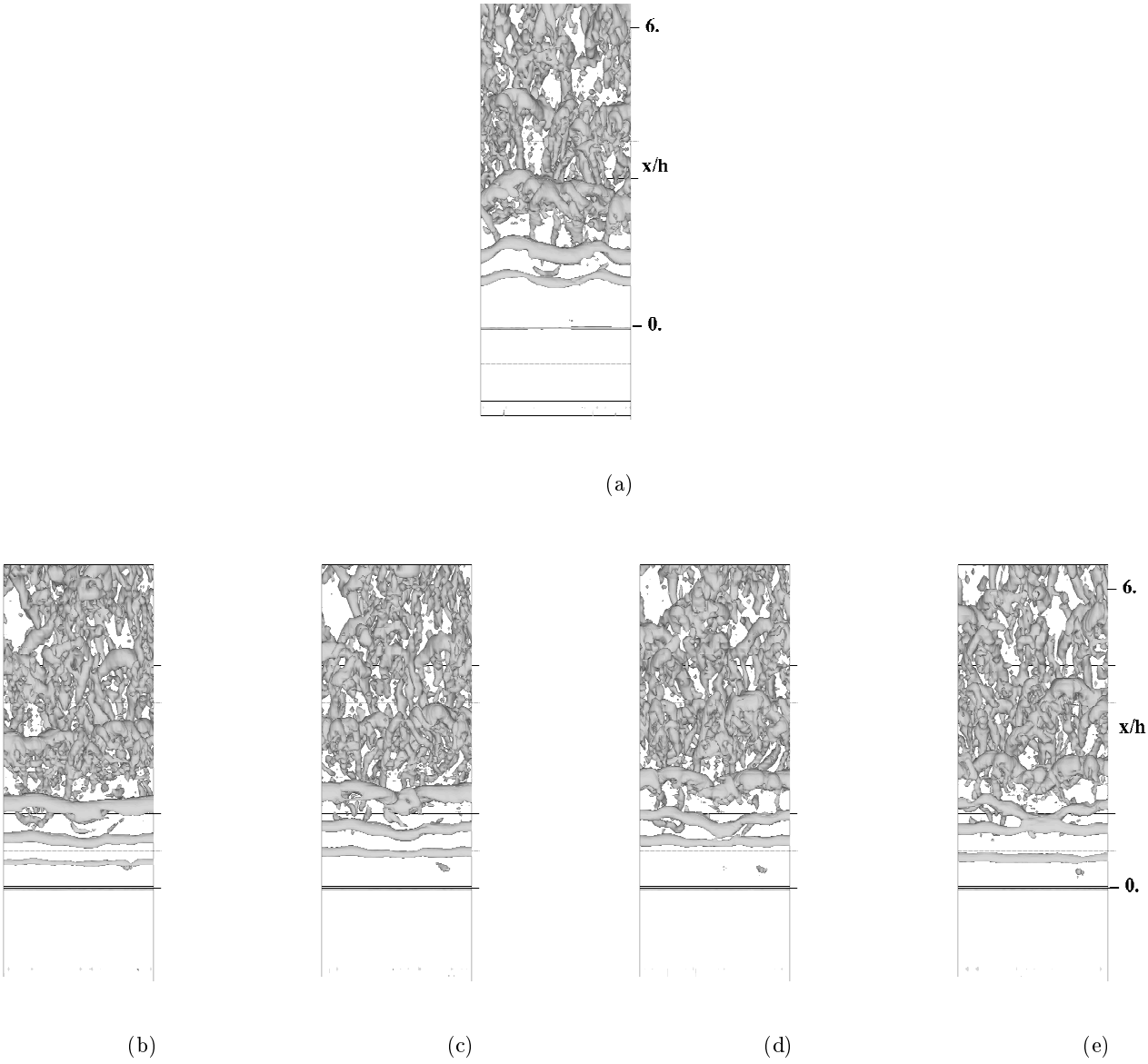
L'examen d'une succession de visualisations des champs instantanés a mis en évidence l'existence de deux modes d'appariements des structures issues de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. De ce point de vue, la couche cisaillée après la séparation présente une forte analogie avec la couche de mélange plane. On distingue ainsi des appariements qui s'initient avec une oscillation en phase et selon l'envergure des tourbillons quasi-2D. Ce mode est celui définit par Pierrehumbert & Widnall (1982) par « instabilité translative ». Le second mode d'appariement se manifeste par une oscillation verticale et en opposition de phase des structures transverses. Ce mécanisme favorise les appariements locaux de ces structures conduisant ainsi à une structuration dite en « treillis ». L'appariement hélicoïdal (Pierrehumbert & Widnall, 1982), observé par Chandsruda *et al.* (1978) a été mis en évidence numériquement par Comte *et al.* (1991) et Silvestrini *et al.* (1995) et mène à une structuration relativement complexe de l'écoulement.

Pour illustrer ce propos, la figure (9.19a) isole une situation correspondant au premier mode cité. Les visualisations suivantes (9.19b-e) montrent le déroulement d'un appariement hélicoïdal. Nous avons choisi de présenter ces phénomènes avec le calcul III puisque leur identification dans le cas SGE IV est rendue plus difficile par la présence des structures incidentes de la couche limite ainsi que la forte et rapide tridimensionnalisation que ces dernières engendrent derrière la marche.

Cependant, on peut avoir une représentation partielle de ces mécanismes d'appariement et comparer leur déroulement selon le calcul effectué, en observant l'évolution de la vorticité transverse dans un plan de coupe (x,y). Ainsi, on présente sur la figure (9.20) l'évolution temporelle de cette quantité pour SGE III et sur la figure (9.21) l'évolution correspondante pour SGE IV. On relève sur ces figures le lieu du premier enroulement qui donne naissance aux tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Il se situe pour SGE III entre 2 et 3h et à une distance de 1 à 2h pour le calcul IV. On attribue cette différence à la présence, à la séparation, de structures tourbillonnaires issues de la couche limite incidente. Celles-ci sont clairement identifiables sur (9.21) et contribuent à la déstabilisation rapide de la couche cisaillée.

On note aussi une plus grande activité tourbillonnaire dans la bulle de recirculation pour SGE IV. Il semble que le processus d'injection de structures dans la bulle de recirculation se produise « tout le long » de la couche cisaillée pour SGE IV, contrairement à SGE III où ce processus est plus marqué au niveau du rattachement. Ce phénomène peut être à l'origine d'un plus fort couplage entre la couche cisaillée et la recirculation qu'elle surplombe, et peut contribuer, dans une certaine mesure, à la déstabilisation de cette dernière, dans le cas IV.
D'autre part nous avons constaté au paragraphe (8.2.1) page 94 que SGE IV se distingue de SGE III par un vortex secondaire (immédiatement après la séparation) de taille réduite. L'étendue spatiale de la recirculation principale et sa position par rapport à la couche cisaillée sont alors à même de favoriser le couplage couche cisaillée / recirculation. Cette observation et celle concernant l'activité dans la bulle de recirculation révèlent la nature différente du couplage couche cisaillée / recirculation selon le calcul considéré. Cela peut constituer une explication à l'augmentation de la fréquence prédominante de battement dans la simulation IV et tend à confirmer l'existence du phénomène oscillatoire auto-entretenu.

La différence entre les deux simulations est surtout marquée avant le rattachement où l'écoulement de SGE IV est visiblement plus turbulent. En effet, on note la présence d'un grand nombre de structures d'échelles différentes et notamment des petites. En revanche, dans la zone de relaxation les écoulements présentent une structure générale relativement proche.



(a) (b) (c) (d) (e)

FIG. 9.19 – *Mode d'appariement dans la couche cisaillée : (a) : issu d'une instabilité translative, (b)-(e) : issu d'une instabilité hélicoïdale. SGE III.* $Q = 0.5U_0^2/h$.

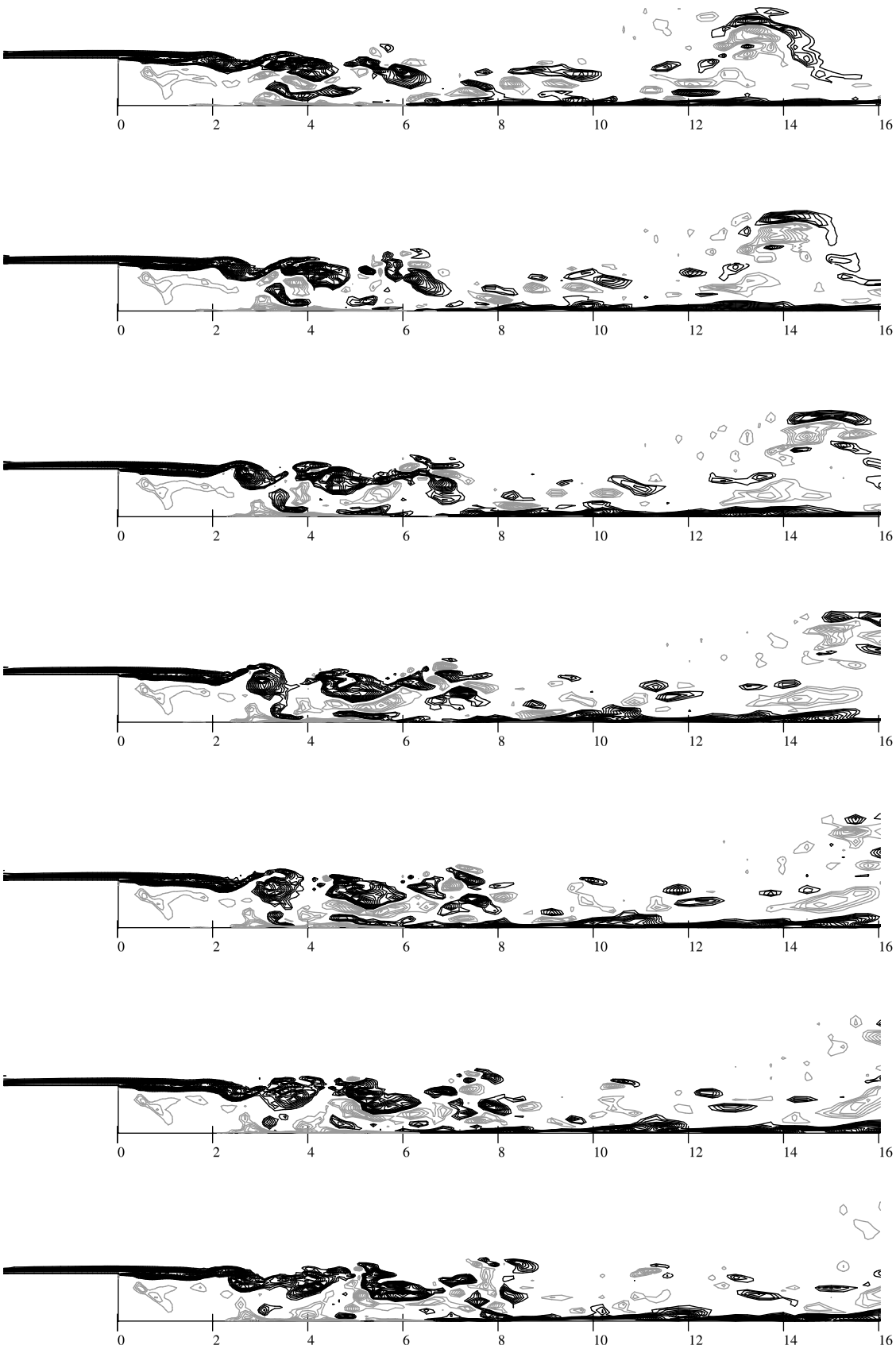


FIG. 9.20 – *Evolution temporelle de la vorticité transverse instantanée. Iso-contours noirs :* $-6 \leq \omega_w h/U_0 \leq -1$*, iso-contours gris :* $0.25 \leq \omega_w h/U_0 \leq 3.5$*,* $|\Delta\omega_w| = 0.25U_0/h$*. SGE III,* $\Delta T = 0.91h/U_0$*. Mise en évidence des phénomènes de formation de KH et d'appariement.*

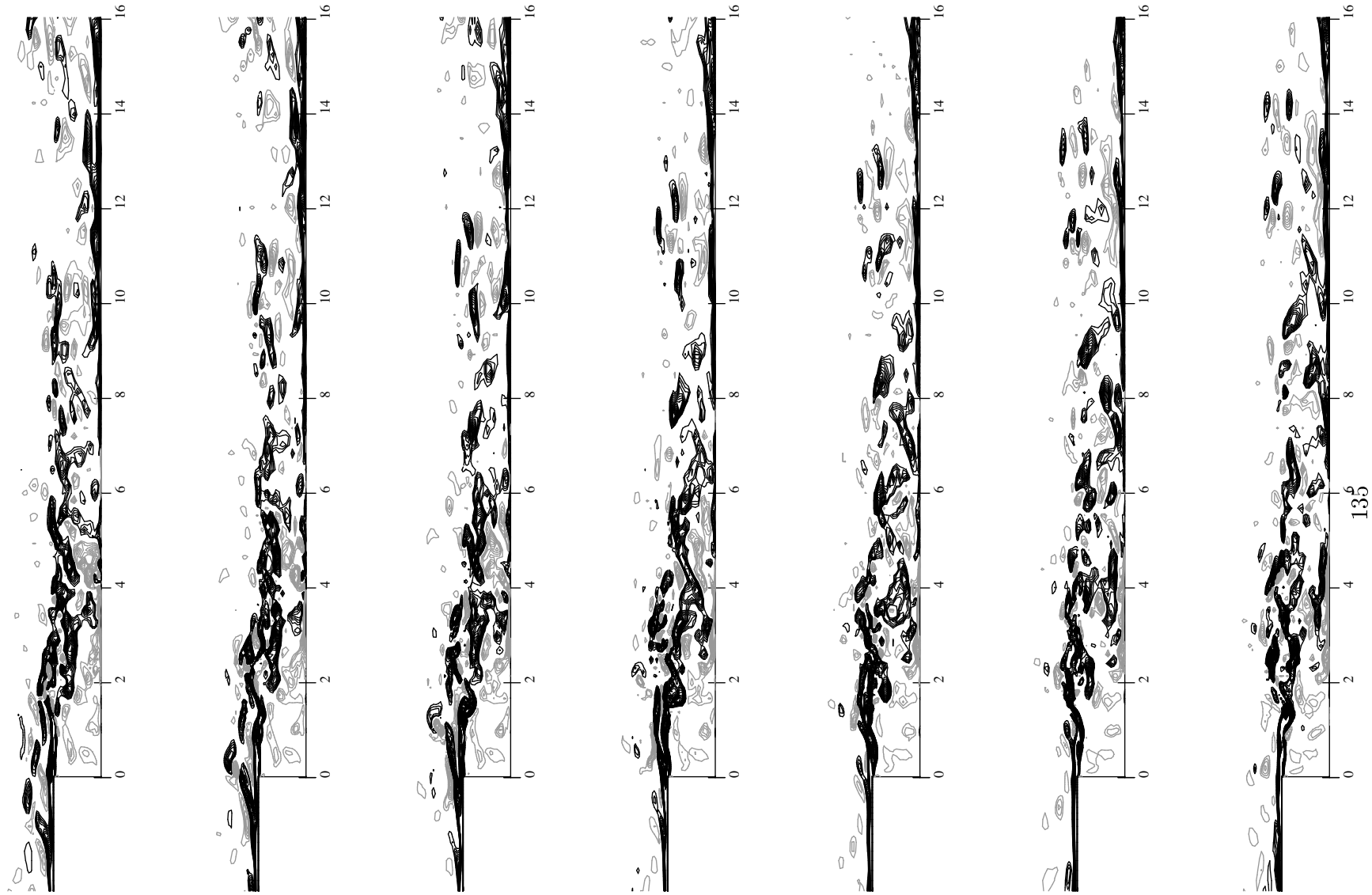


FIG. 9.21 – *Evolution temporelle de la vorticité transverse instantanée. Iso-contours noirs:* $-6 \leq \omega_w h/U_0 \leq -1$, *iso-contours gris:* $0.25 \leq \omega_w h/U_0 \leq 3.5$, $|\Delta\omega_w| = 0.25U_0/h$. *SGE IV,* $\Delta T = 0.98h/U_0$. *Mise en évidence du phénomène de formation de KH.*

9.2.1.2 Structures secondaires

On observe dans la couche cisaillée la présence d'un grand nombre de structures longitudinales d'échelles différentes (fig. 9.14 et 9.13).

Les figures suivantes, (9.22a) et (9.22b), mettent en évidence le signe de la vorticité longitudinale, ω_x, sur l'isosurface du critère Q choisie. Dans le cas de la simulation III, l'organisation des tourbillons longitudinaux rappelle celle décrite par Silveira Neto *et al.* (1993) : des structures longitudinales contra-rotatives étirées entre deux tourbillons de Kelvin-Helmholtz consécutifs. Pour SGE IV, l'identification de ces structures est plus délicate, cependant on note la présence de ces tourbillons en épingle à cheveux dans la région immédiatement derrière la marche. Il est évident dans ce cas que ces derniers sont issus des structures longitudinales de la couche limite incidente.

Dans les deux simulations effectuées, on note la présence de nombreux tourbillons en forme de Λ. Ces derniers se rapprochent fortement de ceux décrits par Delcayre (1999) sur une marche descendante, ainsi que de ceux observés dans l'expérience sur une plaque épaisse de Kiya (1989). Issus de la déformation des structures transverses, leur taille est fonction du nombre d'appariements subis par la structure qui leur donne naissance. La série de visualisations (9.23) et (9.24) montre la formation de l'une de ces structures. Dans ce cas particulier, au cours de son advection vers la zone de rattachement, le tourbillon interagit avec une autre structure du même type (figure 9.23f). La figure (9.25) met en évidence la formation d'un Λ de taille plus réduite puisque le tourbillon de Kelvin-Helmholtz dont il est issu n'a pas subi de processus d'appariement.

De façon générale le développement de la couche cisaillée après la séparation présente une structuration semblable quelque soit le calcul. On observe d'abord une zone où apparaissent des tourbillons longitudinaux qui connectent les tourbillons qui ont une allure quasi-2D dans l'envergure. Ces derniers développent des oscillations dans cette même direction. La zone suivante est la plus complexe de l'écoulement : on distingue de nombreuses structures de tailles différentes, entrelacées (larges tourbillons transverses oscillants, longitudinaux, Λ). Enfin, dans une zone qui se situe un peu avant le rattachement moyen (4 à 5 h) on observe l'émergence des tourbillons en forme de Λ dont l'origine est variable comme nous l'avons montré. La différence d'une simulation à l'autre réside essentiellement dans l'étendue et la position des deux premières régions et naturellement dans la présence, pour SGE IV, d'une plus grande diversité d'échelles tourbillonnaires (fig. 9.14 et 9.13). Dans la mesure où l'écoulement de SGE IV est plus délicat à analyser, on présente sur la figure (9.26) une vue rapprochée de la région décollée qui illustre les zones que nous avons identifiées. Ces régions sont identifiables sur la figure (9.13a) pour le cas III.

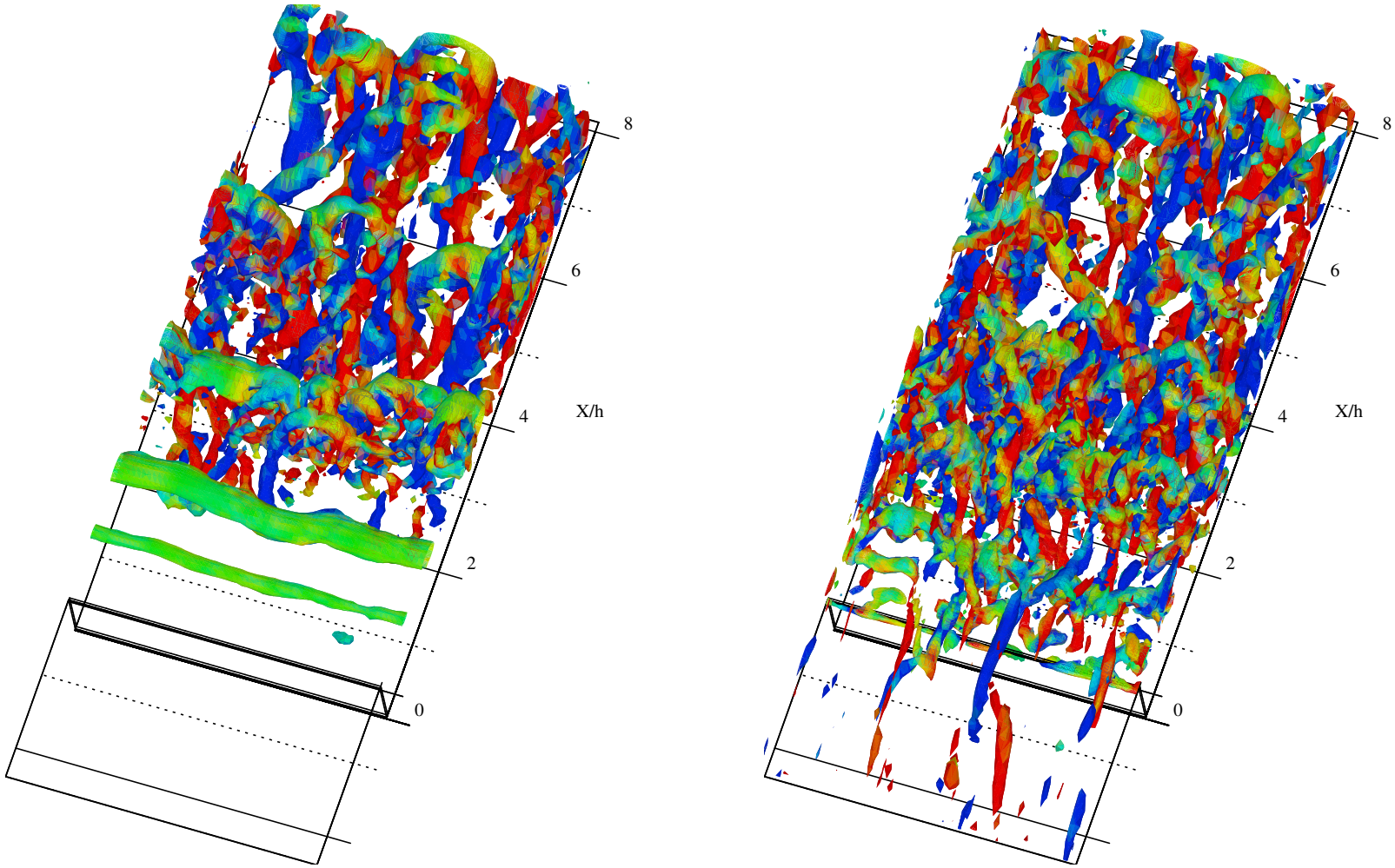


FIG. 9.22 – *Isosurface du second invariant ($Q = 0.4U_0^2/h^2$) coloriée par le signe de la vorticité longitudinale. Bleu : $\omega_x \leq 0$, rouge : $\omega_x \geq 0$. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

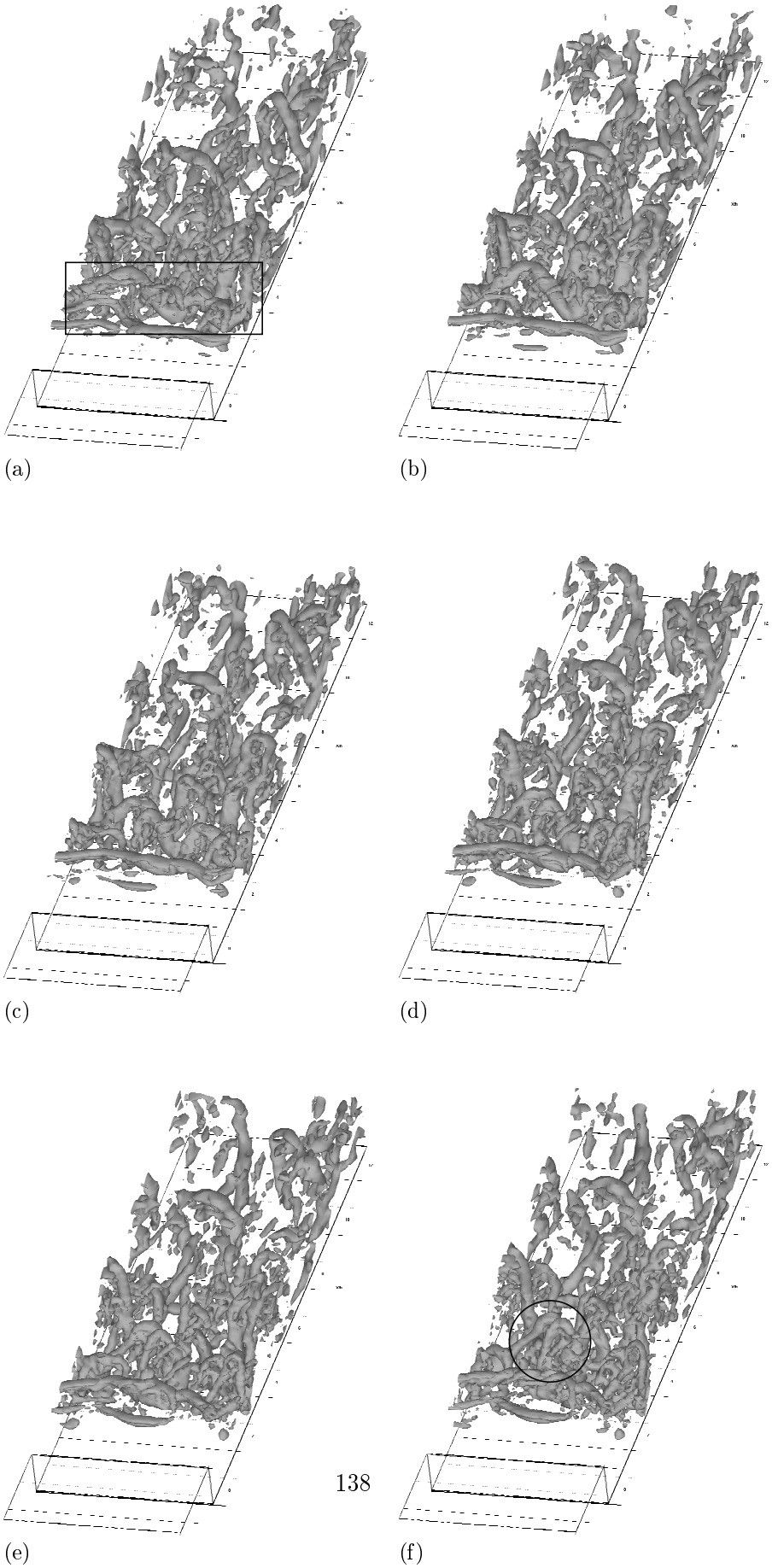


FIG. 9.23 – *Formation d'un tourbillon en forme de Λ.* $\Delta T = 0.6h/U_0$, $Q = 0.6U_0^2/h^2$, *SGE III.*

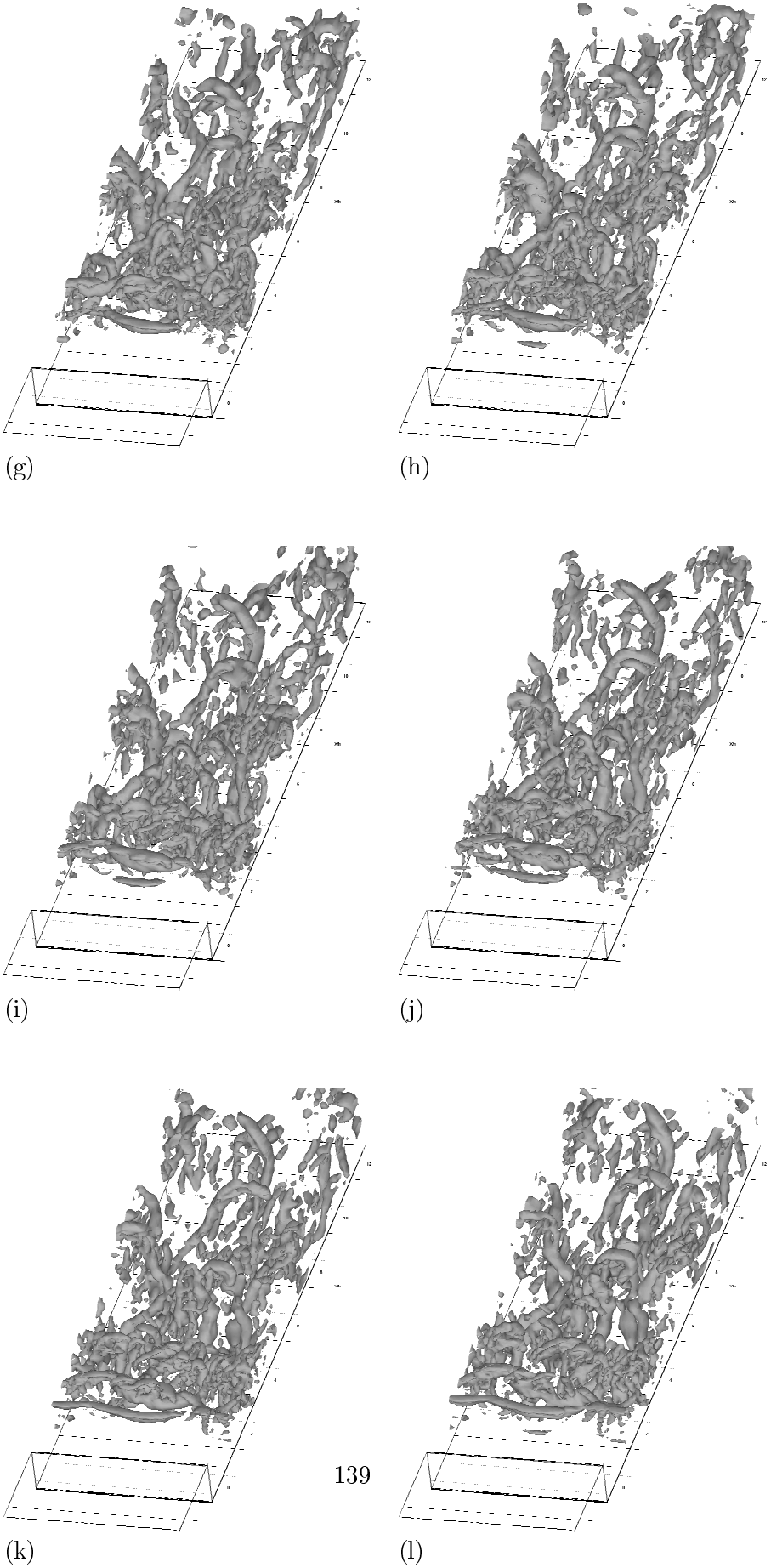


FIG. 9.24 – *Formation d'un tourbillon en forme de* Λ*, suite.* $\Delta T = 0.6h/U_0$*,* $Q = 0.6U_0^2/h^2$*, SGE III.*

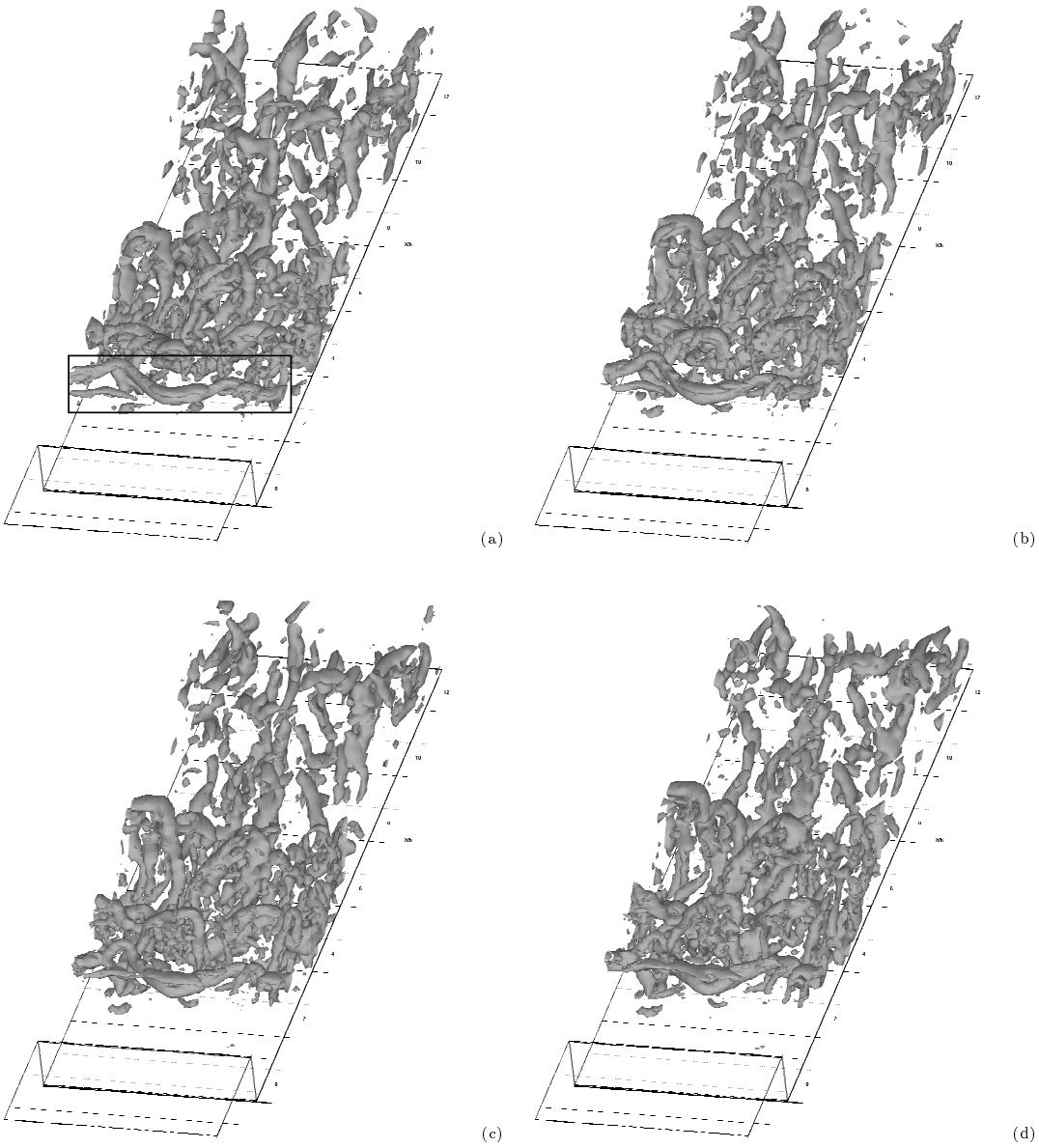


FIG. 9.25 – *Formation d'un tourbillon en forme de* Λ *de petite taille.* $\Delta T = 0.6h/U_0$, $Q = 0.6U_0^2/h^2$, *SGE III.*

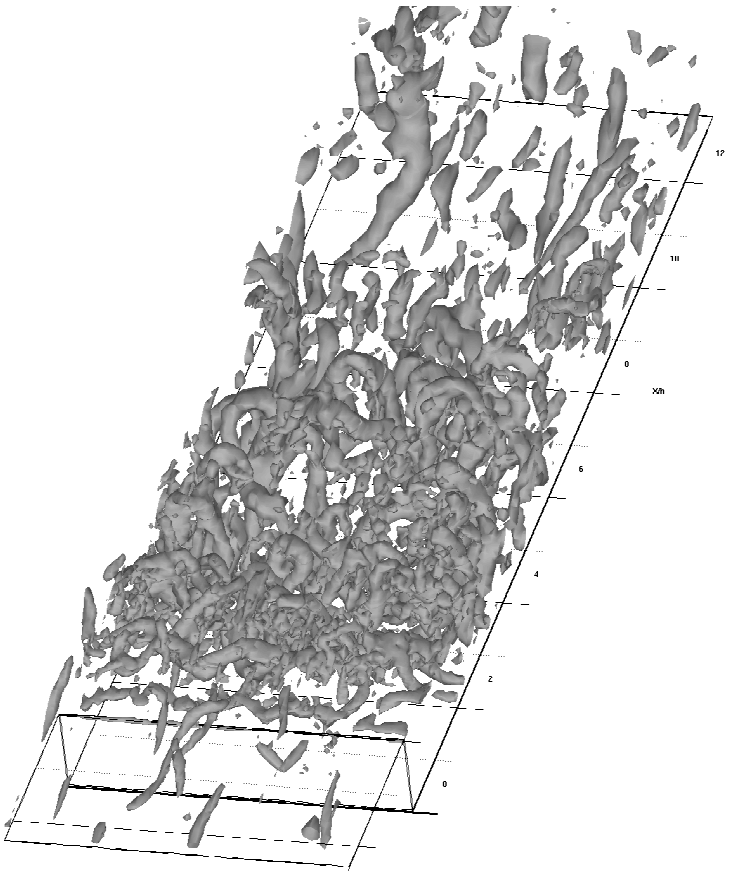


FIG. 9.26 – *Vue rapprochée de la couche cisaillée de SGE IV.* $Q = 0.6U_0^2/h^2$

9.2.1.3 Influence de la condition d'entrée

Afin de mettre en évidence la rôle de la condition d'entrée en amont du calcul, nous présentons sur les figures (9.27a) et (9.27b), une vue instantanée de l'écoulement au voisinage de la marche pour les deux simulations. Dans SGE IV, les iso-contours de vitesses fluctuantes longitudinales matérialisent les courants de basses et hautes vitesses typiques d'un écoulement de couche limite turbulent. Le plan de ces contours est situé à une distance de $y^+ \simeq 12$ de la paroi. Cette structuration est inexistante dans le cas III. Il semble que les oscillations de la structure tourbillonnaire après la séparation soient fortement corrélées avec le passage des différents courants. Ainsi, (9.27b) montre que sous un courant de haute vitesse (en noir), l'écoulement derrière la marche est localement accéléré, ce qui se manifeste par une oscillation vers l'aval du tourbillon situé immédiatement après la séparation. L'inverse est valable dans le cas d'un courant de vitesse déficitaire. Dans le cas III (fig. 9.27a) ce phénomène est absent : la première structure tourbillonnaire observée est quasiment 2D et localisée plus loin dans la couche cisaillée (Aider, 1996).

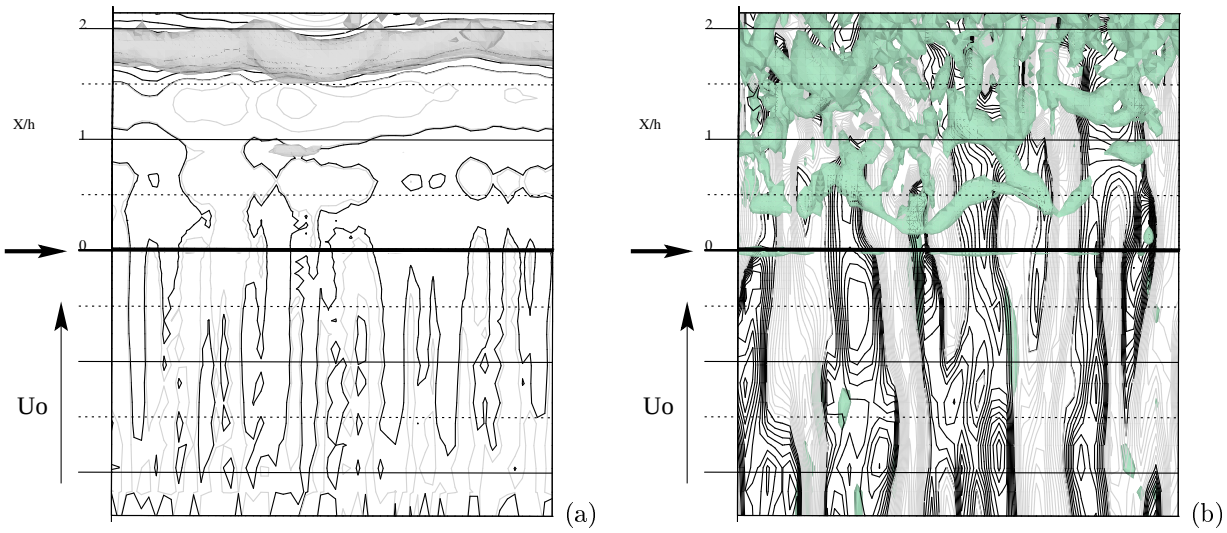


FIG. 9.27 – *Vue de dessous, iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale en proche paroi ($y^+ \sim 12$). Noir : $0 \leq u'/U_0 \leq 0.3$, gris : $-0.3 \leq u'/U_0 \leq 0$, $|\Delta u'/U_0| = 0.021$. Isosurface du second invariant : $Q = 0.8U_0^2/h^2$. (a) : SGE III, (b) : SGE IV. La flèche indique la séparation.*

Une autre façon de mettre en évidence l'influence des structures de la couche limite incidente consiste à estimer la cohérence de l'écoulement selon l'envergure. Ainsi, on présente sur le graphe (9.28) les corrélations dans la direction z, des vitesses longitudinales pour les deux simulations à la position x=1.52h et y=1h. Comme on s'y attend, SGE III ne présente pas de chute brutale de cohérence et le niveau élevé de la corrélation est révélateur de la structure quasi-2D des tourbillons à cet endroit. En revanche, la corrélation du signal de SGE IV montre une diminution de la cohérence selon l'envergure reflétant ainsi la tridimensionnalisation précoce des structures après la marche. On a reporté sur le même graphe la corrélation de vitesse à une position située avant la séparation à la même altitude que le plan présenté sur la visualisation (9.27b). On comprend ici dans quelle mesure la structuration de la couche limite incidente — les courants de vitesses et les tourbillons longitudinaux associés — modifie l'écoulement après la marche.

Pour terminer ce paragraphe, nous attirons l'attention sur la persistance des courants de vitesses après la séparation. En effet, la visualisation (9.29) montre que malgré l'apparente désor-

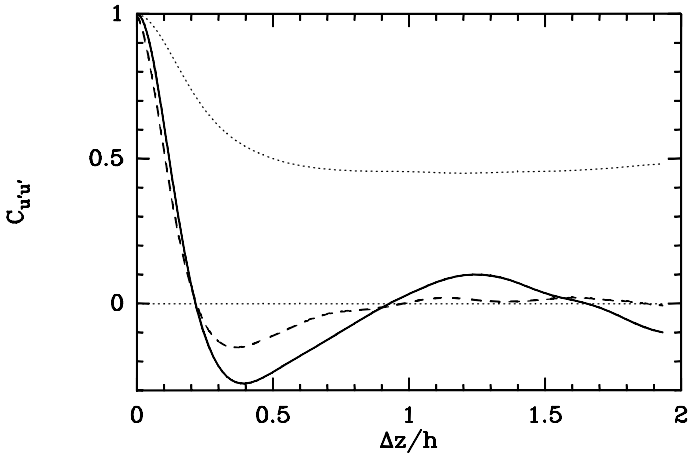


FIG. 9.28 – *Corrélation transverse de vitesse longitudinale : ····· : x=1.52h et y=1h, SGE III,* ----*: x=1.52h et y=1h, SGE IV,* ——*: x=-1h et y=0.054h, SGE IV.*

ganisation de l'écoulement qui règne après la marche, on observe une alternance de basse et haute vitesse. Cette structuration résiduelle est visible jusqu'à une distance d'au minimum 3 à 4 h après la séparation, au-delà, la courbure de l'écoulement limite l'observation dans le plan de coupe choisi. Cela signifie que les changements induits par la séparation (gradient de pression, paroi, recirculation) n'affectent pas immédiatement les structures issues de la couche limite incidente et que ces dernières ont largement le temps de perturber de façon durable la couche cisaillée naissante.

Ainsi, d'après ce que nous venons de voir, il semble que les structures de l'écoulement incident, notamment les différents courants de vitesse en proche paroi et les tourbillons longitudinaux associés, jouent un rôle majeur dans la déstabilisation de l'écoulement émergeant à la marche et qu'ils contribuent pour beaucoup à la tridimensionnalisation précoce de la couche cisaillée.

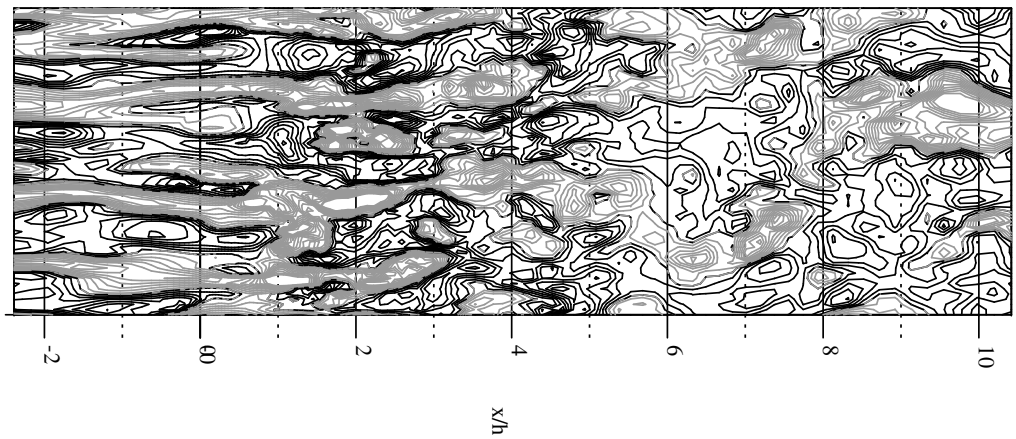


FIG. 9.29 – *SGE IV : iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale à la position* $y^+ \sim 12$ *au dessus de la paroi de l'entrée. Noir :* $0 \leq u'/U_0 \leq 0.35$*, gris :* $-0.35 \leq u'/U_0 \leq 0$*,* $|\Delta u'/U_0| = 0.031$.

9.2.2 Analogie avec la couche de mélange : effet du rattachement

Les corrélations spatiales selon l'envergure permettent d'estimer l'étendue, dans cette direction, des structures transverses, en donnant ainsi accès à leur niveau de cohérence.

A titre d'exemple, les figures suivantes, (9.30a) (9.30b), présentent les corrélations transverses à trois positions longitudinales après la marche pour les deux simulations. Les positions des points considérés (centre de la couche cisaillée) sont celles présentées par la figure (9.6). Comme nous

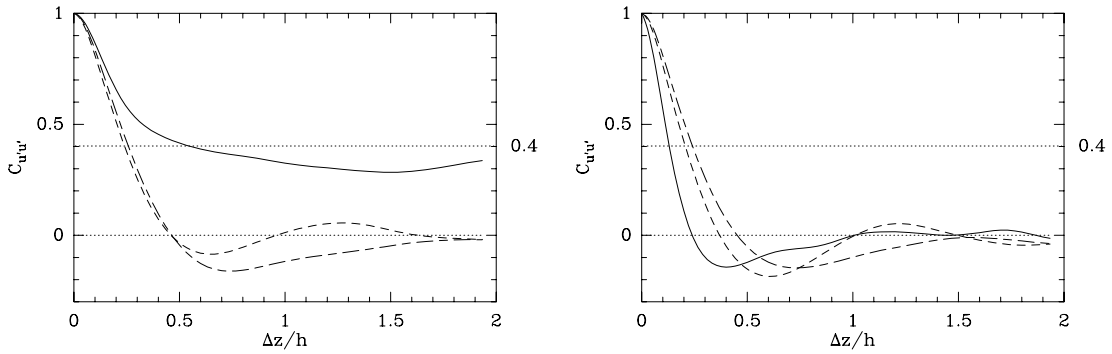


FIG. 9.30 – *Corrélations transverses de vitesse longitudinale au centre de la couche cisaillée :* ——*: x=2h,* - - - -*: x=4h,* — - —*: x=6h, (a) : SGE III, (b) : SGE IV .*

l'avons déjà fait remarquer, SGE III se distingue de SGE IV par un niveau élevé de cohérence dans la direction transverse dans une zone située immédiatement après la séparation. Ce niveau reflète la présence des tourbillons quasi-2D dans cette région. Plus loin dans la couche cisaillée les corrélations de SGE III se rapprochent de celles de SGE IV. Pour comparer plus précisément les écoulements de ce point de vue, nous traçons sur le graphe (9.31) l'évolution de la séparation en z du minimum des corrélations déterminées dans la couche cisaillée pour les deux simulations. Immédiatement après la marche on voit nettement la différence liée à la condition d'entrée. SGE III présente, après une zone de formation, une corrélation élevée due à l'apparition des tourbillons de Kelvin-Helmholtz quasi-2D ; ensuite l'écoulement se tridimensionnalise. SGE IV en revanche présente une tendance continue à l'augmentation : rappelons que dans ce cas, la couche cisaillée est fortement influencée par les structures (de proche paroi) de la couche limite incidente. Or Browand & Troutt (1980) ont montré que les plus grandes structures d'une couche de mélange ont une étendue en envergure qui est de 2 à 3 fois celle des structures correspondantes dans une couche limite. Ainsi, les valeurs initiales des corrélations sont celles imposées par la couche limite amont, puis la couche cisaillée s'adapte et tend vers des niveaux de corrélation plus élevés correspondant à ceux d'une couche de mélange. On note d'ailleurs que les niveaux des deux calculs convergent puis suivent une évolution comparable à partir d'une distance de x=4h. Encore un fois, il semble que les deux écoulements soient relativement semblables à une courte distance en amont du rattachement.

Ce même graphe permet de constater que l'effet du rattachement est négligeable sur les échelles des structures de la couche cisaillée. En effet, l'écoulement a atteint, avant X_r un état largement 3D et l'influence de la paroi dans cette zone est négligeable. Troutt *et al.* (1984) notent le même type de comportement pour leur marche descendante. On note effectivement la présence d'un plateau à partir du point de convergence des deux courbes.

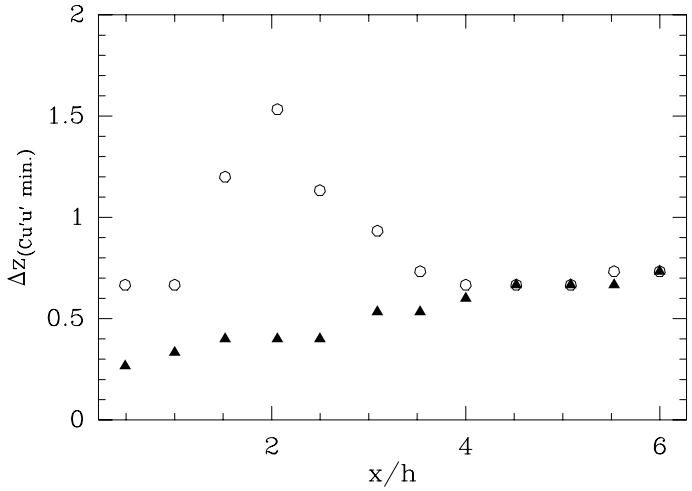


FIG. 9.31 – *Evolution longitudinale du minimum de corrélations transverses (vitesse longitudinale) au centre de la couche cisaillée : ∘ : SGE III, ▲ : SGE IV.*

Afin de comparer le développement de la couche cisaillée après la séparation à celui d'une couche de mélange plane, on représente sur le graphe (9.32) l'évolution de la quantité $\Delta z_{(40\%)}/\delta_\omega$ en fonction de x/h. $\Delta z_{(40\%)}$ est la séparation transverse où le niveau de corrélation atteint 40% et δ_ω l'épaisseur de vorticité définie au paragraphe 8.3 page 98. Le choix du seuil de corrélation correspond à celui de Browand & Troutt (1980) qui ont mené ce type d'analyse dans une couche de mélange plane et auxquels nous comparons nos résultats. Dans ce graphe on trouve un com-

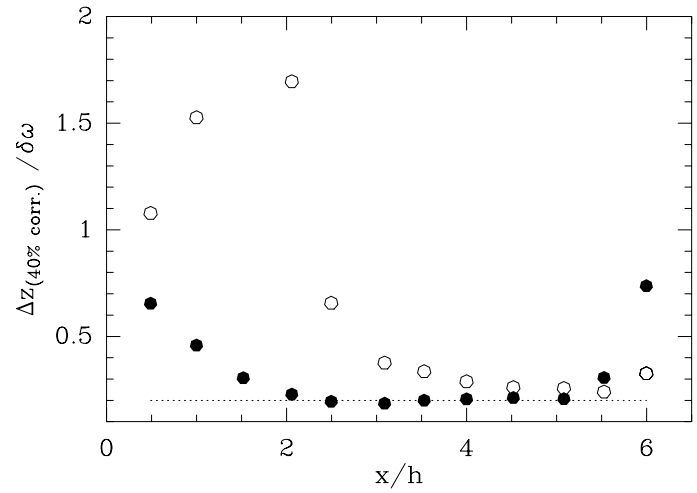
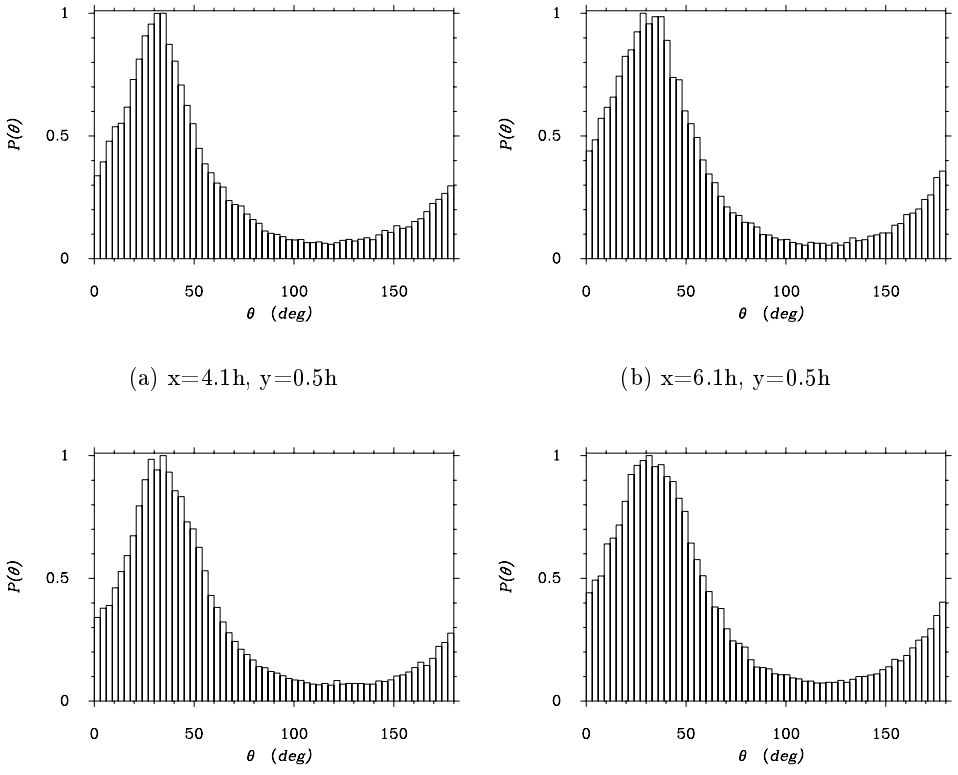


FIG. 9.32 – *Séparation transverse pour 40 % de corrélation normalisée par l'épaisseur de vorticité δ_ω (au centre de la couche cisaillée). ∘ : SGE III, • : SGE IV, ····· : asymptote.*

portement semblable à celui de Browand & Troutt (1980) et de Troutt *et al.* (1984) dans le cas d'une marche. Ces auteurs observent, comme ici, que la corrélation devient indépendante de la position longitudinale, indiquant ainsi qu'un état auto-similaire est atteint. Pourtant l'asymptote que nous relevons, à partir de x=2.5h pour SGE IV, a une valeur moins élevée que celles de nos références. En effet, les auteurs pré-cités notent que leurs courbes convergent vers $\Delta z_{(40\%)}/\delta_\omega$=2, on relève ici une valeur de 0.2 . Deux raisons sont envisageables pour expliquer cette différence :

la première est liée à la croissance de la couche cisaillée des simulations qui est forte par rapport à celle de la couche de mélange de référence, δ_ω est alors plus élevée. Les raisons de cette croissance ont déjà été examinées. L'autre origine peut provenir de la position où sont faites les corrélations : dans notre cas celles-ci sont réalisées aux centre de la couche cisaillée, celles des expériences le sont à l'extérieur de celle-ci (intensité turbulente de 3%) limitant l'influence des petites échelles sur les corrélations, ces dernières sont alors plus élevées.
On retire néanmoins de ce graphe que les deux simulations atteignent un état auto-similaire avant le rattachement moyen : à x≃4h pour SGE III et à x≃2.5h pour SGE IV. Le calcul III arrive plus tard à cet état dans la mesure où l'état initial est fortement 2D, cependant la réorganisation qu'il subit mène à un caractère 3D proche de celui de SGE IV au voisinage du rattachement. Au delà du rattachement moyen (∼6h), les quantités dont nous venons de parler et telles qu'elles sont définies, perdent leur signification dans la mesure où l'écoulement, dans cette région, tient à la fois de la couche cisaillée et de la couche limite.

L'effet du rattachement sur les structures de la couche cisaillée peut aussi être quantifiée en observant l'évolution, au passage de cette zone, de l'inclinaison par rapport à l'horizontale, des tourbillons. La figure (9.33) montre les histogrammes obtenus pour les deux simulations. Les



(a) x=4.1h, y=0.5h

(b) x=6.1h, y=0.5h

(c) x=4.1h, y=0.5h

(d) x=6.1h, y=0.5h

FIG. 9.33 – *Histogrammes de l'angle du vecteur vorticité projeté dans le plan (x,y). En haut : SGE III, en bas : SGE IV.*

points observés sont situés dans la couche cisaillée de part et d'autre du rattachement moyen. Pour SGE III et IV, l'angle des structures le plus probable avant X_r se situe dans l'intervalle 28 °–34 °, ce qui constitue un intermédiaire entre les valeurs déterminées par Tafti & Vanka

(1991), 25 °–30 °, et celles relevées par Kiya & Sasaki (1983), 45 °. L'intervalle observé après le rattachement (fig. 9.33b) est quasiment le même et les histogrammes s'élargissent un peu vers les petits angles. Cela signifie que le rattachement n'a qu'une faible influence sur l'inclinaison des structures situées dans la couche cisaillée.

9.2.3 Zone de relaxation

Sur les visualisations (9.13a) et (9.13b) et la série qui les suit, on constate que l'organisation générale des structures au delà du rattachement est essentiellement longitudinale. On note la présence des tourbillons en Λ formés dans la couche cisaillée avant le rattachement. Leur présence explique que les profils de la couche limite se redéveloppant dans cette zone se situent sous la loi logarithmique. Dans cette région, les deux simulations ne présentent pas de différence marquée et on peut estimer que l'évolution des structures est semblable d'un calcul à l'autre.

• *Structures en proche paroi*

L'écoulement en proche paroi dans la zone de relaxation finit par redévelopper une structure qui rappelle fortement les courants de basse et haute vitesse observés dans la couche limite incidente (voir section 9.2.1, page 132).

Les visualisations instantanées (9.34a) et (9.34b) montrent effectivement l'apparition de ce type de structures dans la zone de proche paroi à partir d'une distance de 12 à 14 h après la marche. On note cependant, sur figure (9.35a) concernant SGE IV, que l'espacement transverse

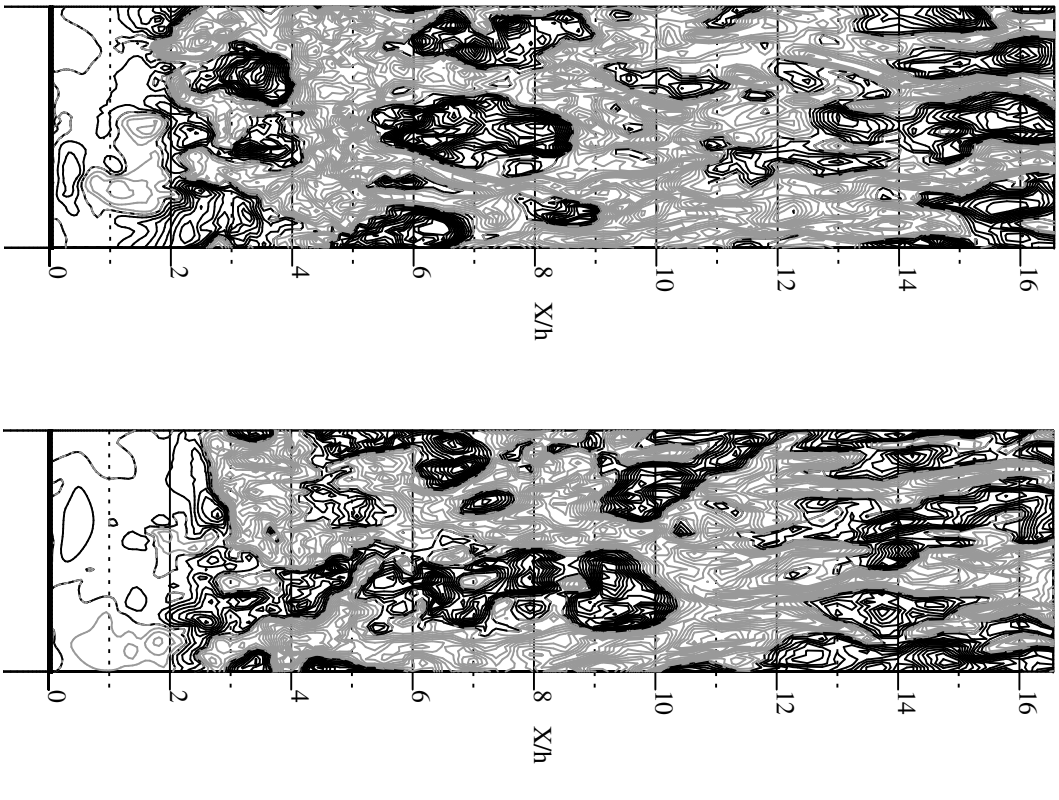


FIG. 9.34 – *Iso-contours de fluctuations de vitesse longitudinale en proche paroi (y=0.076 h). Noir :* $0 \leq u'/U_0 \leq 0.3$*, gris :* $-0.3 \leq u'/U_0 \leq 0$*,* $|\Delta u'/U_0| = 0.021$*. (a) : SGE III, (b) : SGE IV.*

de ces courants est significativement supérieur à celui de la couche limite incidente : on détermine $\lambda_z \simeq 1.3$h (soit $\lambda_z^+ \simeq 310$) dans cette zone pour $\lambda_z \simeq 0.8$h avant la séparation. Na & Moin (1998*a*) font la même observation dans leur simulation de couche limite décollée et mettent en cause le gradient de pression longitudinal dans cette zone qui, comme dans nos simulations est favorable. La représentation des corrélations transverses de vitesse longitudinale de SGE III, à la même position dans la relaxation conduit à un graphe quasiment identique à (9.35a). On rappelle que dans cette région, $U_\tau^{\text{SGE III}} \simeq U_\tau^{\text{SGE IV}}$. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure (9.35b), les structures générées sont de même taille transversale dans cette zone, quelque soit la simulation.

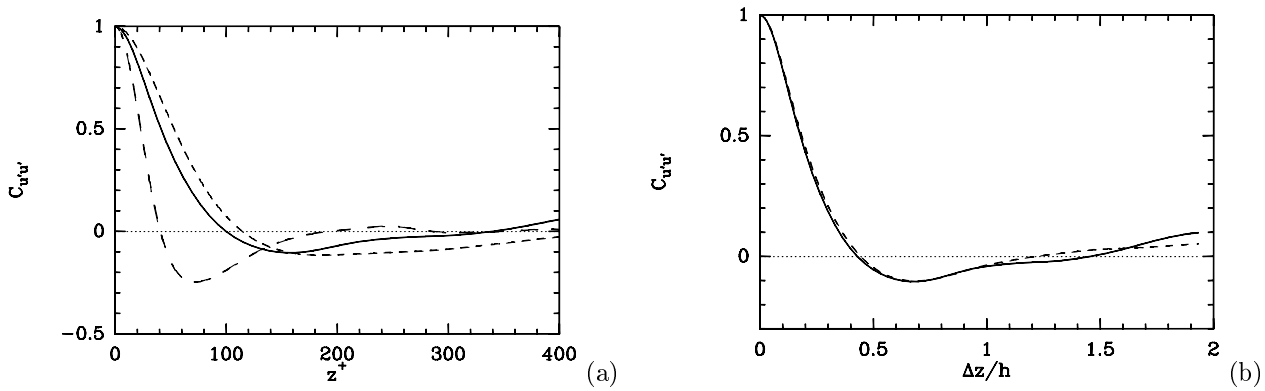


FIG. 9.35 – *Zone de relaxation : (x=14h ; y=0.076h). (a) : Corrélations transverses des trois composantes de la vitesse.* ——*: vitesse longitudinale,* — —*: vitesse verticale,* - - - -*: vitesse transverse. Echelle de longueur pariétale locale :* $\nu/u_\tau \simeq 1/233$*. SGE IV. (b) : Corrélations transverses de vitesse longitudinale, :* - - - -*: SGE III,* ——*: SGE IV.*

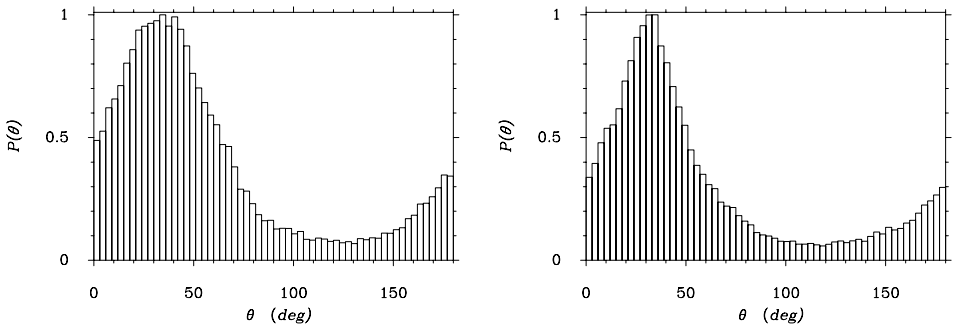
• *Autres structures*

Les autres structures dans cette zone sont constituées de tourbillons longitudinaux et de Λ. Les graphes de la figure (9.36) présentent les histogrammes des angles des structures à deux positions longitudinales dans la zone de relaxation. Dans le cas IV, on note une diminution de l'angle le plus probable qui passe de 37 °–40 °à 18 °–21 °. Cette tendance s'explique si l'on considère que l'écoulement dans cette zone subit une accélération. Cependant, on n'observe pas ce comportement dans le cas III (fig. 9.36a et 9.36b) où θ reste autour de la valeur 34 °. Il nous paraît difficile de conclure à ce sujet. Delcayre (1999), pour une configuration très proche, relève aussi dans la même zone une inclinaison privilégiée de 35 °.

Conclusion

Pour conclure cette partie sur les structures présentes dans l'écoulement derrière la marche, nous allons rappeler les principaux résultats.

- La comparaison de la couche cisaillée avec la couche de mélange plane a montré une similitude certaine de ces deux écoulements.
- Les simulations SGE III et IV diffèrent essentiellement dans la zone avant le rattachement, où chacun des écoulements se modifie pour finalement atteindre un état fortement 3D peu avant X_r ($\sim 4h$). Pour cette raison le rattachement semble ne pas affecter sensiblement les structures de la couche cisaillée et les différences de conditions d'entrée n'entraînent pas de variation notable dans la zone de relaxation.
- Enfin, il apparaît que les structures de la couche limite incidente (SGE IV), les différents courants de vitesse et les structures tourbillonnaires associées notamment, jouent un rôle majeur dans le développement de la couche cisaillée immédiatement après la séparation.



(a) x=9.1h, y=0.5h

(b) x=13.2h, y=0.5h

(c) x=9.1h, y=0.5h

(d) x=13.2h, y=0.5h

FIG. 9.36 – *Histogrammes de l'angle du vecteur vorticité projeté dans le plan (x,y). En haut : SGE III, en bas : SGE IV.*

Conclusion

Dans cette étude nous nous sommes intéressés à l'influence de la condition aux limites amont sur l'écoulement derrière une marche. Pour cela, nous avons considéré deux méthodes de génération de conditions d'entrée. La première est constituée d'un profil moyen turbulent perturbé avec des fluctuations aléatoires. La seconde est quant à elle issue d'un calcul précurseur de couche limite. Au moyen de la technique de Simulation des Grandes Echelles, deux calculs ont été réalisés dans des conditions strictement identiques à l'exception des données en entrée de domaine.

Dans un premier temps, nous nous sommes efforcés, lors de l'analyse des deux calculs, de situer nos résultats par rapport aux résultats existants. Cette démarche est rendue possible dans la mesure où on utilise une adimensionnalisation appropriée qui fait intervenir la longueur moyenne de rattachement (X_r).

Ainsi, que ce soit du point de vue des vitesses moyennes, des intensités turbulentes ou des grandeurs pariétales telles que le coefficient de pression ou de frottement, nos résultats se sont révélés en accord avec les données de référence et ce, dans chacune des zones de l'écoulement.

L'étude des champs instantanés a permis la mise en évidence des différents régimes d'instationnarité propres à la catégorie d'écoulements dont fait partie la configuration choisie. Notamment, on note les fréquences de génération des structures tourbillonnaires et celles liées à leurs interactions. Dans les basses fréquences, nous avons aussi distingué deux régimes d'oscillations, l'un correspondant aux fluctuations de la longueur de rattachement, le second lié au battement de la couche cisaillée.

En ce qui concerne la topologie, nous avons identifié les structures tourbillonnaires qui s'apparentent à celles issues d'une couche de mélange libre dans la zone immédiatement après la séparation. Cependant, plus loin, le couplage couche cisaillée/recirculation après la marche mène à un développement qui distingue ces deux types d'écoulements notamment par la présence de tourbillons en forme de Λ dans la zone de relaxation.

Nous avons entrepris, dans un second temps, de comparer les deux simulations afin d'extraire les éléments qui conditionnent le développement après la marche.

En ce qui concerne les vitesses moyennes, la comparaison de leurs profils à des positions longitudinales normées par X_r a montré que les deux écoulements ont la même structure de ce point de vue. On a mis en évidence que le déclenchement précoce de l'épanouissement de la couche cisaillée est à l'origine de la diminution de X_r observée alors que le taux de croissance n'est pas modifié. La nature différente de la condition d'entrée se manifeste surtout à travers les niveaux d'énergie turbulente au voisinage de la séparation.

Il a aussi été mis en évidence le rôle essentiel des structures turbulentes longitudinales incidentes. En effet, l'existence d'une structuration transversale forte due à la présence des tourbillons longitudinaux de la couche limite incidente dans le cas du calcul précurseur, explique la déstabilisation rapide de l'écoulement après la séparation. Le mécanisme impliqué est identifié. Il semble que ces structures nourrissent un transfert d'énergie vers les structures de la couche cisaillée naissante. Cependant, malgré les éléments qui distinguent les deux écoulements, on note

que tous deux s'organisent de manière à ce que leur état turbulent, aussi bien en terme d'énergie que de structures tourbillonnaires, soit relativement semblable à une courte distance avant le rattachement. Cela explique la structure identique de l'écoulement d'un calcul à l'autre dans la zone de relaxation. Nous considérons que l'impact de la condition d'entrée est essentiel dans une courte zone après la séparation ($\sim$ 0-3.5 h).

Enfin, en termes de fréquences, la réponse de l'écoulement aux différentes conditions d'entrée se manifeste essentiellement dans les plus basses fréquences. En effet, on observe une augmentation de la fréquence attribuée au battement de la couche cisaillée lors de la simulation dont l'entrée est constituée d'un calcul précurseur. Ce phénomène est vraisemblablement lié à la modification de la nature du couplage entre la couche cisaillée et la recirculation principale.

Nous avons mis en évidence les différences qu'engendrent la nature de l'écoulement imposé en entrée de domaine de calcul ainsi que l'intérêt de l'utilisation d'un calcul précurseur en amont du domaine d'étude. La mise en œuvre de la méthode de recyclage reste néanmoins contraignante et coûteuse. Pour cette raison on considère que la méthode de calcul précurseur proposée par Howard (2000) constitue un intermédiaire entre le bruit blanc et la technique de Lund *et al.* (1996). Des calculs préliminaires ont montré que la méthode de Howard (2000) demande encore des développements pour générer des résultats tout à fait satisfaisants. Pourtant, cette dernière peut être considérée comme une alternative possible à celle proposée par Lund *et al.* (1996). Son utilisation à l'entrée du domaine de marche devrait permettre de confirmer l'intérêt potentiel de cette démarche.

Annexes

Annexe A

Equations de Reynolds : Modèles du second ordre

Dans cette partie, on décrit d'abord les modèles aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model, RSM) les plus simples puisque leur large utilisation donne le recul nécessaire à leur évaluation par rapport aux modèles de viscosité turbulente. Certains sont utilisés dans les codes industriels et constituent la base d'évolution visant à améliorer la physique qu'ils modélisent. Ensuite, quelques unes de ces modifications sont examinées.

A.1 Premiers modèles du second ordre

Les termes de production et de convection ne nécessitent pas de modélisation. Pour les termes restant, d_{ijk}, ϕ_{ij} et ϵ_{ij} les modèles utilisés sont les suivants (Launder, 1989) :

- ϵ_{ij}, le tenseur de dissipation correspond au terme de destruction des contraintes turbulentes. Avec l'hypothèse qu'à fort nombre de Reynolds les mouvements sont isotropes, ϵ_{ij} s'écrit de la façon suivante :

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3}\delta_{ij}\epsilon \tag{A.1}$$

  Même si cette hypothèse est controversée, on l'utilise en supposant que les écarts à l'isotropie seront pris en compte dans ϕ_{ij}. ϵ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique k, $2k = \overline{u_i u_i}$. Cette définition permet d'écrire la définition exacte de l'équation de transport de k :

$$\frac{Dk}{Dt} = -\overline{u_i u_j}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\overline{pu_j}}{\rho} + \frac{1}{2}\overline{u_i u_i u_j}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\nu\frac{\partial k}{\partial x_j} \tag{A.2}$$

  où

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_k\frac{\partial}{\partial x_k} \tag{A.3}$$

  La modélisation de certains termes conduit à la résolution d'une équation similaire à celle utilisée dans les modèles du premier ordre :

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = C_\epsilon\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_k u_l}\frac{k}{\epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial x_l}\right) + \frac{1}{2}C_{\epsilon 1}\left(P_{kk} + F_{kk}\right)\frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2}\frac{\epsilon^2}{k} \tag{A.4}$$

– ϕ_{ij}, terme de redistribution de l'énergie, est spécifique aux équations de transport des tensions de Reynolds ($\mathcal{R}_{ij}$), celui-ci n'apparaissant pas dans l'équation de k puisqu'il s'annule grâce à la condition de continuité. Néanmoins, son rôle est essentiel car il contribue aux échanges d'énergie entre les différentes composantes du tenseur $\mathcal{R}_{ij}$.
L'équation de Poisson liée aux fluctuations de pression permet, après intégration, d'expliciter la corrélation pression-déformation ϕ_{ij}. On trouve trois contributions, ϕ_{ij1}, ϕ_{ij2} et ϕ_{ij3} sous forme d'intégrales de volume puis une intégrale de surface correspondant au terme ϕ_{ijw}– négligeable dans le cas homogène.
Ces différentes contributions sont les suivantes :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij1} + \phi_{ij2} + \phi_{ij3} + (\phi_{ijw}) \tag{A.5}$$

ϕ_{ij1} ne fait intervenir que des fluctuations de vitesse et favorise le retour à l'isotropie. Rotta (1951), à partir des données expérimentales, a supposé qu'il était proportionnel au tenseur d'anisotropie a_{ij} :

$$\phi_{ij1} = -c_1 \epsilon a_{ij} \quad \text{où} \quad a_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{u_k u_k})/k \tag{A.6}$$

ϕ_{ij2} est fonction du gradient moyen de vitesse, le modèle d'Isotropisation de la Production (IP, Naot *et al.* (1973)) modifié par l'ajout des termes du tenseur de transport convectif, C_{ij}, pour rendre le tout indépendant du système de référence (Fu *et al.*, 1987*a*) s'écrit :

$$\phi_{ij2} = -C_2 \left\{ \left(P_{ij} - \frac{1}{3}\delta ij P_{kk} \right) - \left(C_{ij} - \frac{1}{3}\delta ij C_{kk} \right) \right\} \tag{A.7}$$

ϕ_{ij3} caractérise les effets des forces de volume – rotation et stratification en densité le plus souvent – le concept précédent lui est appliqué :

$$\phi_{ij3} = -C_3 \left\{ F_{ij} - \frac{1}{3}\delta ij F_{kk} \right\} \tag{A.8}$$

ϕ_{ijw} rend compte de la réflexion des fluctuations de pression en présence d'une paroi (effet « écho »), il agit à l'inverse des autres termes de ϕ_{ij} en restituant l'anisotropie des contraintes de Reynolds. En effet, ce terme participe à une réduction des tensions de Reynolds normales à la paroi plus rapide que celles qui lui sont parallèles :

$$\begin{aligned} \phi_{ijw} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_l \epsilon x_n} \Bigg\{ & C_1' \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta ij - \frac{3}{2}\overline{u_i u_k} n_k n_j - \frac{3}{2}\overline{u_k u_j} n_k n_i \right) \\ & + C_2' \left(\phi_{km2} n_k n_m \delta ij - \tfrac{3}{2}\phi_{ik2} n_k n_j - \tfrac{3}{2}\phi_{kj2} n_k n_i \right) \\ & + C_3' \left(\phi_{km3} n_k n_m \delta ij - \tfrac{3}{2}\phi_{ik3} n_k n_j - \tfrac{3}{2}\phi_{kj3} n_k n_i \right) \Bigg\} \end{aligned}$$

n_k étant le vecteur unitaire normal à la paroi et x_n la distance normale à la paroi.

– d_{ijk} n'est pas d'une importance fondamentale. Communément on utilise l'hypothèse du gradient de diffusion généralisé de Daly & Harlow (1970) :

$$d_{ijk} = C_s \overline{u_k u_l} \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \tag{A.9}$$

Si l'on s'intéresse à l'équation de transport du flux de scalaire $\overline{u_i\theta}$ on obtient les termes équivalents à ceux déjà vus et traités de façon similaire.

L'ensemble d'équations ainsi établi constitue le modèle de base très répandu dans les applications industrielles des années 80 permettant de traiter de façon satisfaisante, par rapport aux modèles de viscosité turbulente, des configurations complexes même si individuellement chaque processus n'est pas toujours correctement modélisé. Ces configurations comprennent des géométries courbes, des expansions, les effets de stratification, les effets thermiques et de compressibilité.

Citons deux exemples où les modèles RSM de base reproduisent bien l'expérience alors qu'un modèle à viscosité turbulente , en particulier le modèle $k-\epsilon$, s'avère défaillant :

- Dans un diffuseur axisymétrique annulaire : $k-\epsilon$ est incapable de tenir compte de la courbure de la géométrie et présente finalement une distribution de vitesse moyenne dont la dissymétrie est à l'inverse de celle obtenue expérimentalement.
- Le canal plan en rotation : le modèle $k-\epsilon$ est intrinsèquement incapable de prendre en compte l'effet de rotation puisque la force de Coriolis, de trace nulle, n'a pas de contribution dans l'équation de k.

Même si les différences ne sont pas toujours aussi frappantes, de nombreux autres exemples mettent en évidences les capacités des modèles RSM à mieux capter les effets les plus fins de la turbulence par rapport aux modèles à viscosité turbulente.

Intéressons nous aux différentes améliorations apportées depuis la fin des années 80 à chacun des termes d_{ijk}, ϕ_{ij} et ϵ_{ij} :

A.2 Evolution des premiers modèles

Corrélation pression-vitesse ϕ_{ij}

- ϕ_{ij1}
  Le modèle de base ne permet pas la décroissance rapide des fluctuations turbulentes de la composante perpendiculaire à l'approche de la paroi – turbulence à deux composantes, cette limite est en fait une conséquence de l'équation de continuité. Ainsi, pour permettre à $\phi_{\alpha\alpha 1}$ de s'annuler lorsque $\overline{u_\alpha u_\alpha}$ tend vers zéro, le modèle suivant est généralement adopté :

$$\phi_{ij1} = -C_1\epsilon\left\{a_{ij} + C_1^*\left(a_{ik}a_{kj} - \frac{1}{3}\delta_{ij}A_2\right)\right\} \tag{A.10}$$

  où

$$\begin{aligned} &C_1 = A^n f(A_2, A_3, R_t) \\ &A = 1 - \tfrac{9}{8}(A_2 - A_3) \qquad \text{facteur d'applatissement de Lumley} \\ &A_2 = a_{ij}a_{ji} \qquad \text{second invariant du tenseur d'anisotropie} \\ &A_3 = a_{ij}a_{jk}a_{ki} \qquad \text{troisième invariant du tenseur d'anisotropie} \\ &\text{et} \qquad R_t = k^2/\nu\epsilon \qquad \text{le nombre de Reynolds de la turbulence} \end{aligned} \tag{A.11}$$

Ainsi, par rapport au modèle classique, C_1 n'est plus une constante mais une variable fonction, entre autre, de A qui a la propriété de s'annuler à l'approche de la paroi et de prendre la valeur 1 dans le cas isotrope. De même, l'ajout d'une correction du deuxième ordre distingue ce modèle du précédent.
Il existe des variantes de cette formulation mais aucune d'elles n'est entièrement satisfaisante.
Une autre approche privilégie le lien entre ϕ_{ij1} et ϵ_{ij} au lieux de a_{ij}. Cependant la généralisation de ces modèles ne paraît pas évidente.
Dans la modélisation du flux de scalaire $\phi_{i\theta 1}$, elle aussi très délicate. On peut dégager la modification apportée au modèle de base qui consiste à inclure l'effet du gradient moyen de température dans $\phi_{i\theta 1}$ par l'ajout du terme $-ka_{ij}\dfrac{\partial\theta}{\partial x_j}$.

– ϕ_{ij2}

En faisant l'hypothèse de faible inhomogénéité de l'écoulement – le gradient de vitesse moyenne est alors supposé quasiment constant – on peut écrire :

$$\phi_{ij2} = \frac{\partial U_l}{\partial x_m}\left\{a_{lj}^{mi} + a_{li}^{mj}\right\} \tag{A.12}$$

où

$$a_{lj}^{mi} = -\frac{1}{2\pi}\int_{\vartheta}\frac{\partial^2\overline{u_m u_i}}{\partial r_l \partial r_j}\frac{\partial\vartheta}{\|\vec{r}\|} \tag{A.13}$$

Le tenseur du quatrième ordre a_{lj}^{mi} est alors développé en série polynomiale du tenseur d'anisotropie a_{ij} ($\sim u_i u_j$). Si l'on se limite aux termes linéaires – cas du modèle de base, le modèle ne satisfait pas la limite de turbulence à deux composantes. L'ajout des termes quadratiques en a_{ij} le permet. Cependant, les résultats issus de ce modèle (quasi-isotrope, QI) s'avèrent en contradiction avec l'expérience, notamment dans une couche cisaillée en équilibre local où $\overline{u}_2^2$ calculé est supérieur à $\overline{u}_3^2$!
Deux solutions sont alors envisagées, la première consiste à ajouter un terme correctif, la seconde à inclure des termes cubiques en a_{ij} directement dans le développement de a_{lj}^{mi}. Ainsi, Fu *et al.* (1987*b*) proposent une version de ce dernier modèle où l'une des deux nouvelles constantes à fixer est prise égale à zéro, ce qui donne finalement :

$$\begin{aligned}\phi_{ij2} &= -0.6(P_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}P_{kk}) + 0.3\epsilon a_{ij}(P_{kk}/\epsilon)\\ &-0.2\left\{\frac{\overline{u_k u_j u_l u_i}}{k}\left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k}\right) - \frac{\overline{u_l u_k}}{k}\left(\overline{u_i u_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_l} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_l}\right)\right\}\\ &-\lambda\left\{A_2(P_{ij} - D_{ij}) + 3a_{mi}a_{nj}(P_{nn} - D_{nn})\right\}\end{aligned} \tag{A.14}$$

où

$$D_{ij} = -\left(\overline{u_i u_k}\frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial U_k}{\partial x_i}\right) \tag{A.15}$$

Cette formulation s'est avérée efficace à mettre en évidence des phénomènes tels que l'effet de l'augmentation de P/ϵ sur les axes principaux de contraintes, ce que les modèles IP ou QI étaient incapables de reproduire (Craft & Launder, 1989).

Des développements analogues ont été réalisés pour $\phi_{i\theta 2}$. Citons les résultats proches de l'expérience pour le modèle développé par Craft & Launder (1989) dans l'étude du transfert thermique dans une couche fortement cisaillée libre.

Certains auteurs suggèrent, dans le cas d'une rotation, de développer le tenseur a_{lj}^{mi} jusqu'à l'ordre 4 en a_{ij} lors de l'étude d'un écoulement pariétal ($\phi_{i\theta 2}, \phi_{ij2}$).

– $\phi_{ij3}, \phi_{i\theta 3}$
Le même type de démarches que celles déjà nommées permet d'obtenir les expressions équivalentes pour $\phi_{ij3}, \phi_{i\theta 3}$.

Diffusion d_{ij} La modélisation de d_{ij} ne présente qu'un faible intérêt dans la mesure où celui-ci n'a, en général, qu'une modeste incidence sur le résultat global d'un calcul et que le manque de données expérimentales ne favorise pas l'élaboration des modèles.
Dans le cas où une modélisation fine est nécessaire on peut avoir recours aux équations des moments d'ordre 3 (Launder, 1989).

Dissipation ϵ_{ij} Les évolutions du terme ϵ_{ij} portent essentiellement sur l'équation de transport de ϵ.
Elles consistent à y introduire les invariants des contraintes – A, A_2 –

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = C_\epsilon \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_k u_l}\frac{k}{\epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial x_l}\right) + \frac{1}{2}\left(P_{kk} + F_{kk}\frac{\epsilon}{k}\right) - \frac{1.92}{(1+0.6A^{\frac{1}{2}}A_2)}\frac{\epsilon^2}{k} \tag{A.16}$$

Par rapport au modèle de base, $C_{\epsilon 1}$ et $C_{\epsilon 2}$, ont été modifiés, diminuant ainsi le lien – essentiel tout de même – entre la production d'énergie P_{kk}, à travers le cisaillement moyen, et ϵ.

Les améliorations de la modélisation de ϕ_{ij} ont contribué à mettre en évidence l'intérêt de cette nouvelle formulation. Ainsi des résultats intéressants dans le cadre d'écoulements cisaillés auto-similaires ou en déséquilibre ont été obtenus. Citons par exemple les calculs effectués dans le cas d'un sillage plan, où l'équation précédente a permis de mettre en évidence les différences liées aux conditions initiales ($P \sim \epsilon, P > \epsilon$) alors que le modèle de base s'est révélé insensible aux régimes distincts étudiés.

Effets de proche paroi Dans le cas de l'étude d'un écoulement pariétal où $\frac{1}{2}P/\epsilon \sim 0$, et afin de prédire correctement l'échelle de longueur l nécessaire, entre autres, à la représentation correcte des écoulements détachés, la modification par rapport au modèle de base consiste à ajouter un terme source, S_ϵ, dans l'équation de transport de ϵ :

$$S_\epsilon = \max\left[0.83\,\frac{\epsilon^2}{k}\left(\frac{l}{c_l x_n} - 1\right)\left(\frac{l}{c_l x_n}\right)^2, 0\right] \text{ , terme de Yap, 1987 (voir Hadzic, 1999)} \tag{A.17}$$

avec

$$l = \frac{k^{\frac{2}{3}}}{\epsilon} \tag{A.18}$$

x_n est la distance normale à la paroi.
Ce terme agit en proche paroi dès qu'il n'y a plus équilibre local.

Dans certaines configurations présentant des parois complexes on préfère utiliser la formulation suivante qui ne demande pas la détermination de x_n :

$$S_\epsilon = \frac{\epsilon}{k^{1/2}} \left(\frac{\partial k}{\partial x_n} \right) \left(\frac{\partial l}{\partial x_n} \right) \tag{A.19}$$

Une dernière alternative consiste à adopter une formulation de $\epsilon_{ij} = f(\epsilon, \mathcal{R}_{ij})$ qui tient compte des changements qu'engendre la paroi. Ainsi, en proche paroi ϵ_{ij} tend vers la limite :

$$\epsilon_{ij} = \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} + \overline{u_i u_k} n_k n_j + \overline{u_j u_k} n_k n_i + \overline{u_k u_l} n_k n_l \delta ij \right) \Big/ \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\overline{u_p u_q} n_p n_q}{k} \right) \tag{A.20}$$

Cette formulation respecte la valeur des quotients ϵ_{ij}/ϵ obtenus en développant en séries de Taylor fonctions de la distance à la paroi, les grandeurs u, v, w et p, puis en les introduisant dans les expressions de ϵ_{ij} et ϵ (Launder & Tselepidakis, 1991, 1993; Launder & Reynolds, 1983). Cette démarche rend ainsi compte de l'anisotropie du tenseur de dissipation.

Les modèles du second ordre, plus récents que les modèles à une ou deux équations, demandent à être testés dans des configurations de plus en plus complexes et, même si leur supériorité est indéniable par rapport aux autres approches statistiques, les améliorations à apporter sont encore nombreuses.

Une voie intéressante de certains développements réside dans l'élaboration de modèles tenant compte de l'existence des différentes échelles de temps dans les phénomènes turbulents. C'est le cas de l'approche multi-échelles qui consiste à scinder le spectre d'énergie en plusieurs parties – différentes échelles – puis à résoudre des équations de transport pour chacune d'elle (voir Schiestel, 1993).

Annexe B

Spectres de pression et de vitesse longitudinale

On présente dans cette partie les spectres des signaux de pression et de vitesse longitudinale issus des simulations SGE III et SGE IV. Une première série de sondes est placée dans la couche cisaillée. Le tableau (B.1) donne les positions de chacune d'elle pour les deux calculs. La seconde série de sondes est placée en proche paroi. Ainsi, pour les mêmes abscisses que celles de la première série de sondes, l'ordonnée est maintenant constante et choisie à y=0.0052h. La figure (B.1) donne une représentation de l'ensemble des sondes. Les planches (B.2)-(B.5) présentent

$\mathcal{N}^o$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x/h	0.49	1.0	1.52	2.06	2.48	3.09	3.53	4.0	4.52	5.08
y/h (SGE III)	0.99	0.99	0.99	0.94	0.89	0.82	0.64	0.64	0.64	0.55
y/h (SGE IV)	0.99	0.99	0.99	0.98	0.92	0.81	0.7	0.57	0.57	0.57

$\mathcal{N}^o$	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
x/h	5.53	5.99	6.49	7.01	7.56	8.13	9.13	9.98	12.03	13.99
y/h (SGE IV)	0.64	0.64	0.64	0.64	0.69	0.69	0.75	0.08	0.80	0.80
y/h (SGE III)	0.57	0.57	0.64	0.64	0.57	0.64	0.70	0.76	0.81	0.92

TAB. B.1 – *Coordonnées des sondes placées dans la couche cisaillée après la séparation : SGE III, SGE IV.*

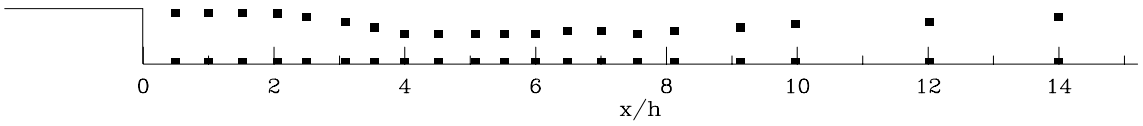


FIG. B.1 – *Positions des sondes après la marche (SGE III et IV).*

les spectres de pression des deux simulations pour les deux series de sondes. En ordonnée, les amplitudes ont été normées par l'amplitude maximum déterminée sur l'ensemble des sondes. En abscisse, les fréquences sont indiquées en terme de Strouhal basé sur la longueur moyenne de rattachement : $St = fX_r/U_0$. Les planches (B.6)-(B.9) correspondent à celles que nous venons de décrire mais on représente les spectres de vitesse longitudinale.

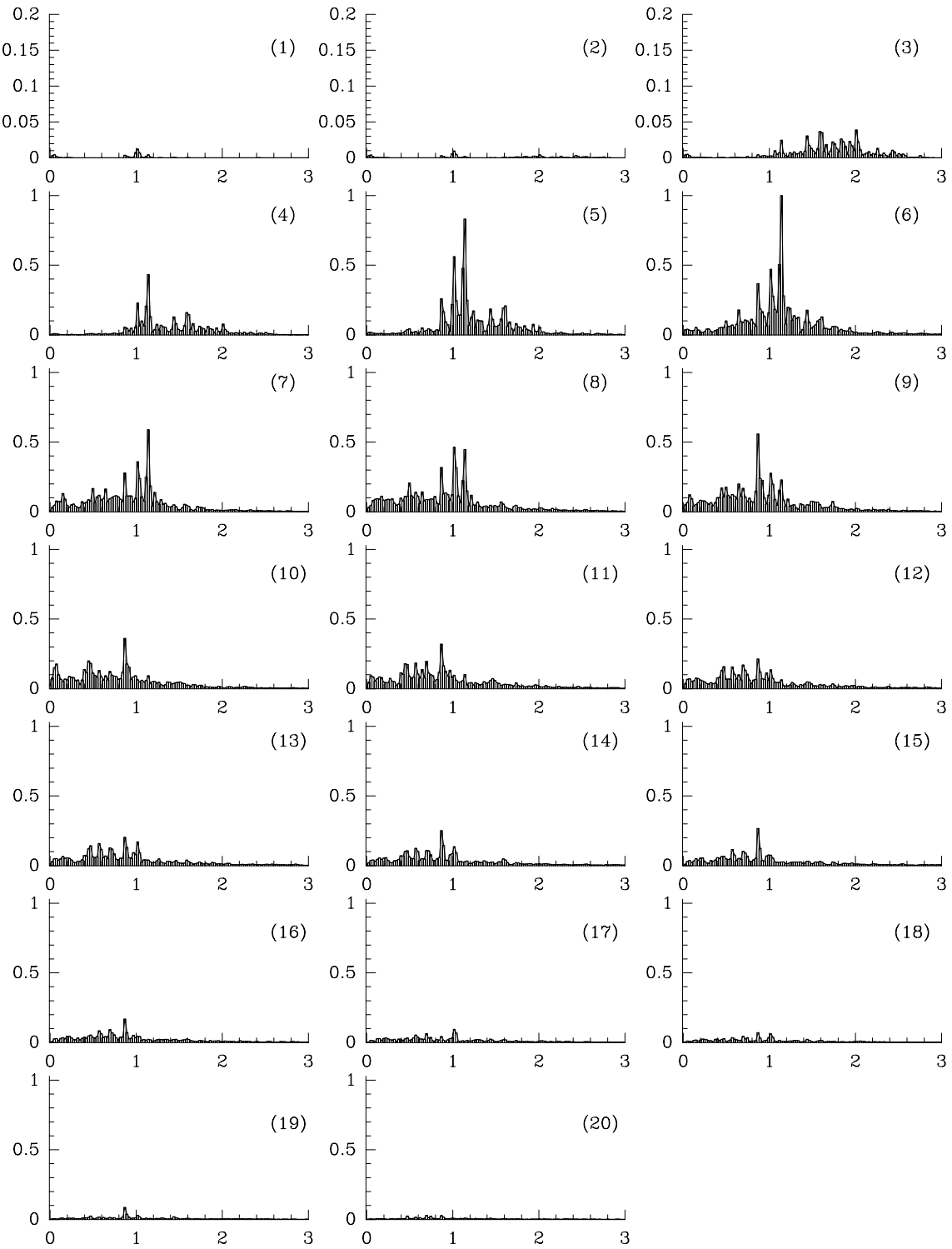


FIG. B.2 – *Spectres de pression dans la couche cisaillée : $St = fX_r/U_0$, SGE III.*

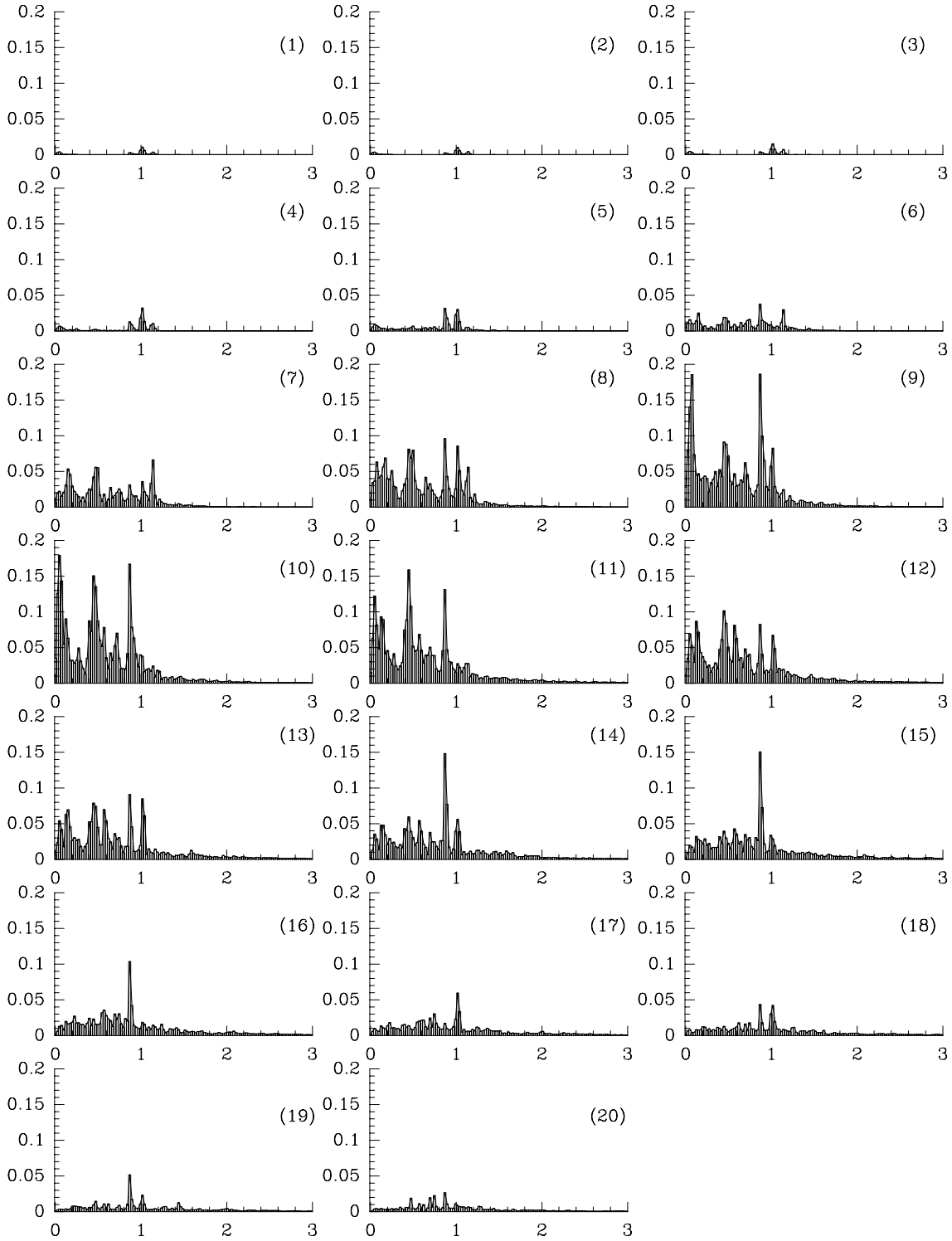


FIG. B.3 – *Spectres de pression en proche paroi : $St = fX_r/U_0$, SGE III.*

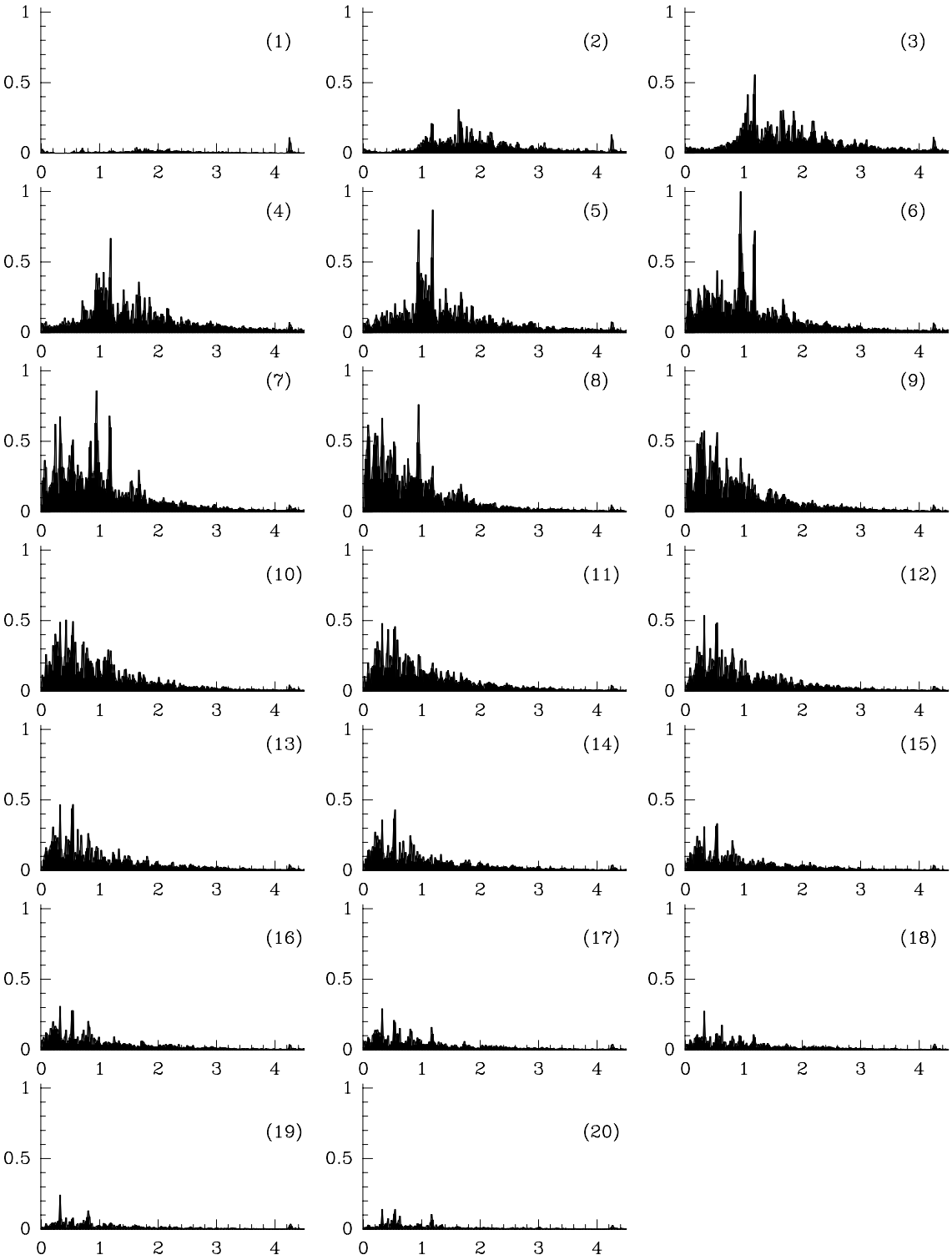


FIG. B.4 – *Spectres de pression dans la couche cisaillée : $St = fX_r/U_0$, SGE IV.*

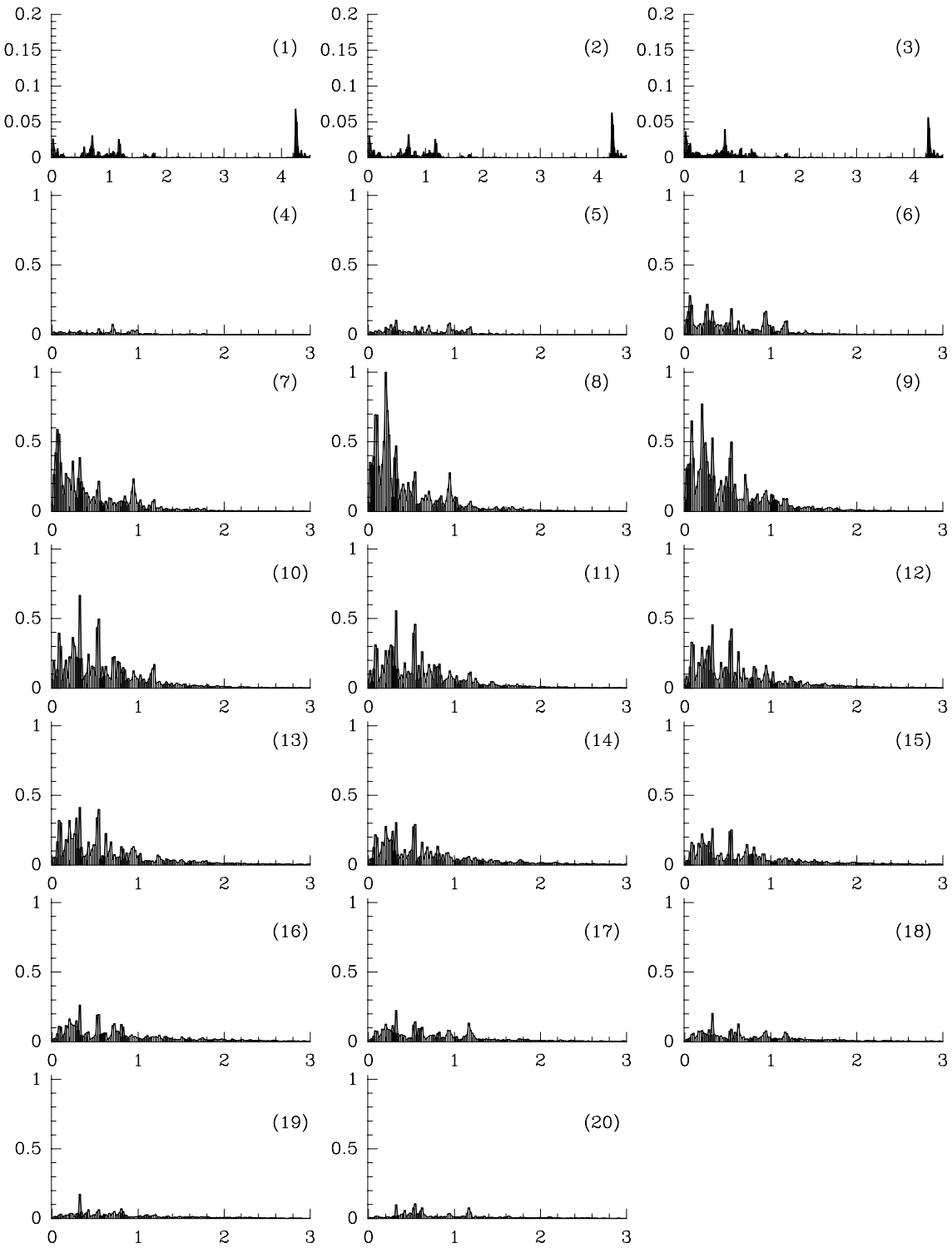


FIG. B.5 – *Spectres de pression en proche paroi : $St = fX_r/U_0$, SGE IV .*

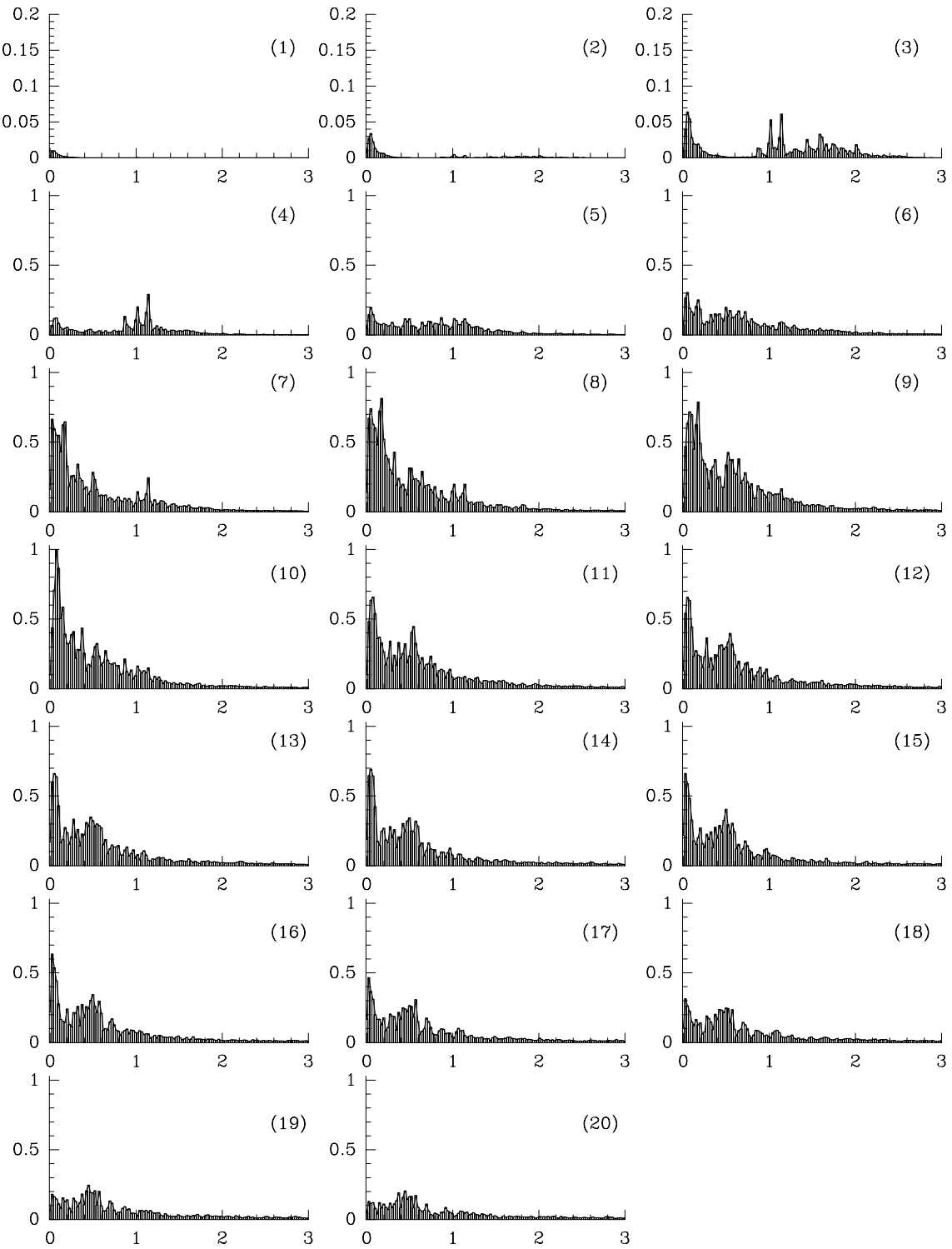


FIG. B.6 – *Spectres de vitesse longitudinale dans la couche cisaillée : $St = fX_r/U_0$, SGE III.*

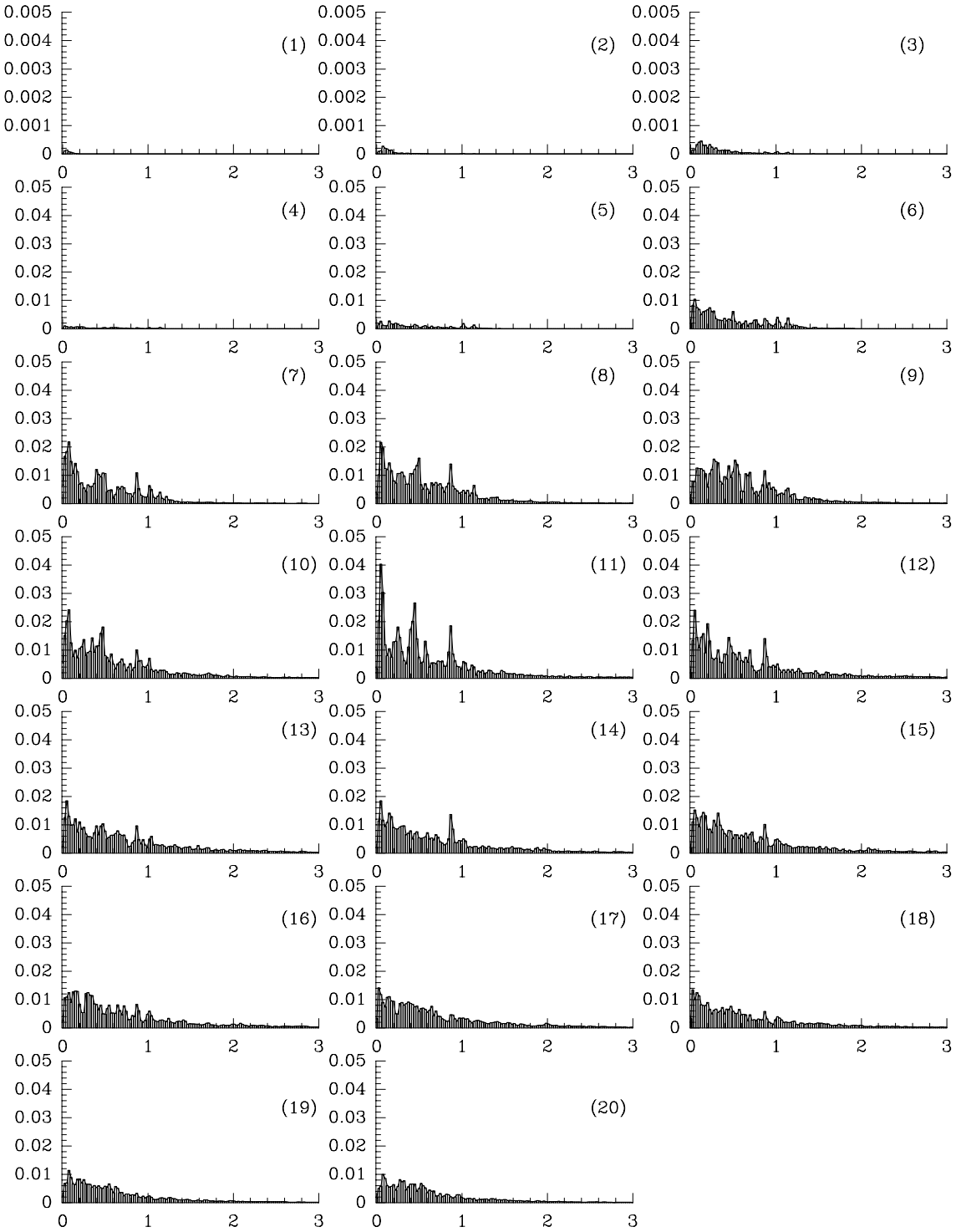


FIG. B.7 – *Spectres de vitesse longitudinale en proche paroi : $St = f X_r/U_0$, SGE III.*

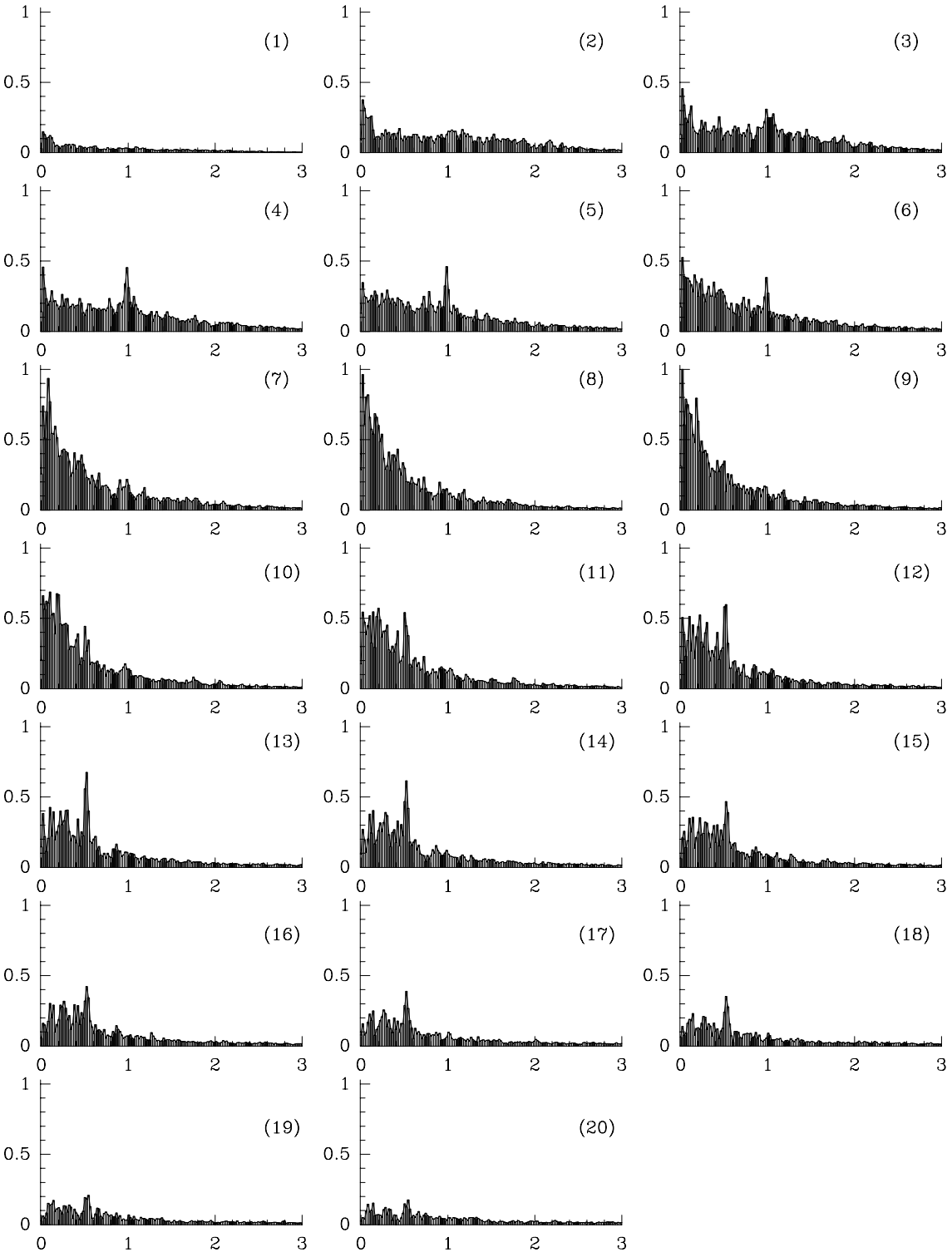


FIG. B.8 – *Spectres de vitesse longitudinale dans la couche cisaillée : $St = fX_r/U_0$, SGE IV.*

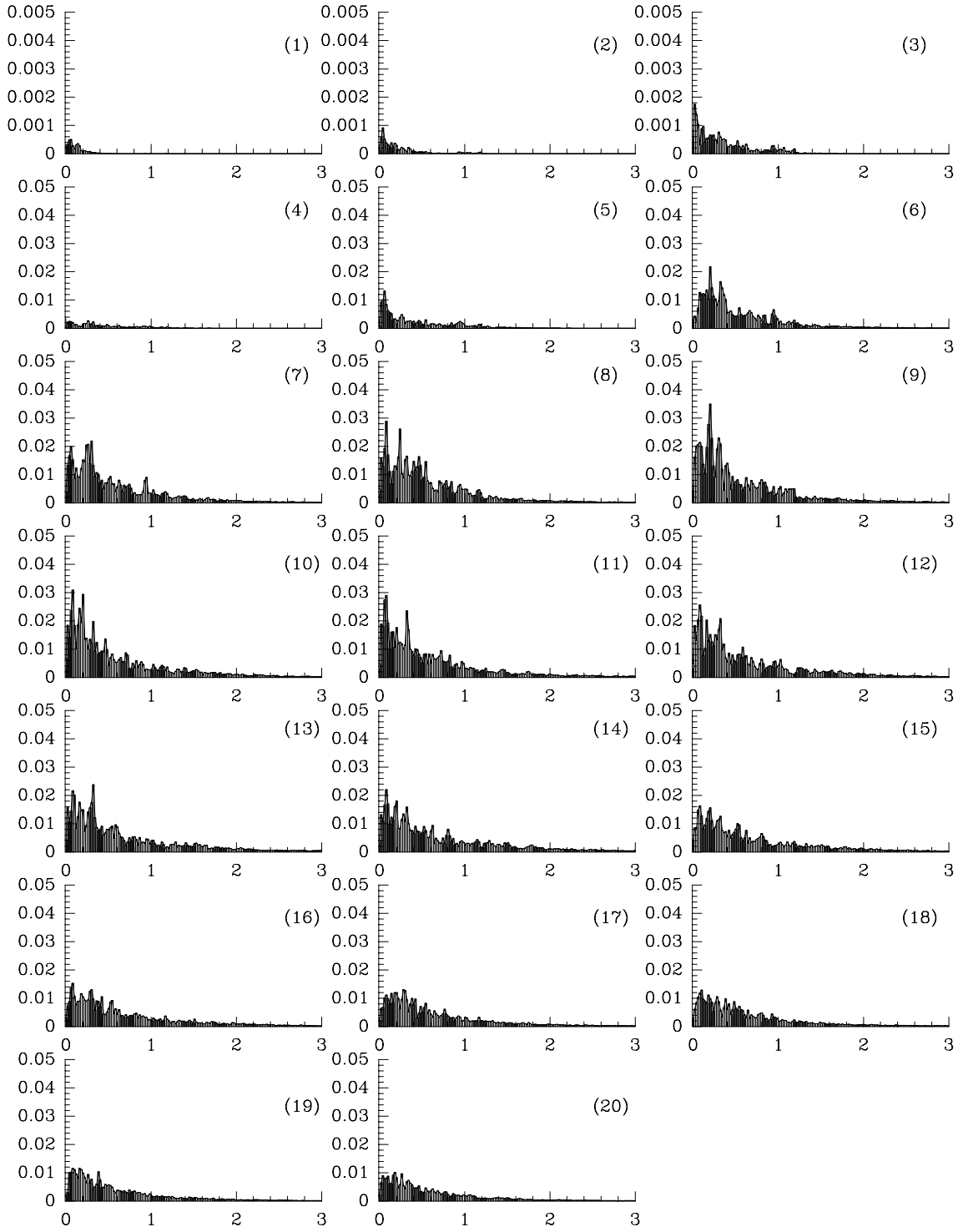


FIG. B.9 – *Spectres de vitesse longitudinale en proche paroi : $St = fX_r/U_0$, SGE IV .*

Bibliographie

Adams, E., Eaton, J. K. & Johnston, J. P. 1984 Experiments on the structure of turbulent reattaching flow. *Rep.* MD-43. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Adams, E. W. & Johnston, J. P. 1988 Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure, part 2 : Reattachment length and wall shear stress. *Exp. Fluids* **6**, 493–499.

Aider, J.-L. 1996 Etude des tourbillons de Görtler et de leur influence sur le transport d'un scalaire passif en régimes laminaire et turbulent. Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI.

Aider, J.-L., Dubuc, L., Hulin, G. & Elena, L. 2001 Experimental and numerical investigation of the flow around a simplified vehicle model. In *Proc. Third MIRA International Vehicle Aerodynamics Conference*. Rugby, England.

Aider, J.-L. & Urvoy de Portzamparc, H. 2001 Calcul de l'écoulement sur une vitre et dans le sillage d'un rétroviseur à l'aide du modèle RSM. *Rap. Int.* PSA Peugeot-Citroën.

Arnal, M. & Friedrich, R. 1993 Large Eddy Simulation of a turbulent flow with separation. *Turbulent Shear Flows* **8**, 169.

Bardina, J., Ferziger, J. H. & Reynolds, W. C. 1980 Improved subgrid-scale models for large eddy simulation. *AIAA paper* **80-1357**, 1357.

Bardina, J., Ferziger, J. H. & Reynolds, W. C. 1983 Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous incompressive turbulent flows. *Rep.* TF-19. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Bradshaw, P. & Wong, F. Y. F. 1972 The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer, part 1. *J. Fluid Mech.* **52**, 113–135.

Briand, E. 1999 Dynamique des structures cohérentes en couche limite transitionnelle et turbulente étudiée par la simulation des grandes échelles. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Browand, F. K. & Latigo, B. O. 1979 Growth of the two-dimensional mixing layer from a turbulent and nonturbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **22** (6), 1011–1019.

Browand, F. K. & Troutt, T. R. 1980 A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing-layer. *J. Fluid Mech.* **917**, 771–781.

Brown, G. L. & Roshko, A. 1974 On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.* **64**, 775–816.

Caruelle, B. 2000 Simulation d'écoulements instationnaires turbulents en aérodynamique : application au phénomène de tremblement. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Toulouse.

Caruelle, B. & Ducros, F. 1999 Toward unsteady simulation of separation of boundary layer. *Turbulence and Shear Flows* **1**, 1155–1160.

Castro, I. P. & Haque, A. 1987 The structure of a turbulent shear layer bounding a separated region. *J. Fluid Mech.* **179**, 439–468.

Chandrsuda, C. & Bradshaw, P. 1981 Turbulence structure of reattaching mixing layer. *J. Fluid Mech.* **110**, 171–194.

Chandsruda, C., Mehta, R., Weir, A. & Bradshaw, P. 1978 Effect of free-stream turbulence on large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.* **85**, 693–704.

Cherry, N., Hillier, R. & Latour, M. E. M. P. 1984 Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **144**, 13–46.

Chollet, J. P. 1985 Two points closure used for subgrid scale model in Large Eddy Simulations. *Turbulent Shear Flows* **5**.

Chollet, J. P. & Lesieur, M. 1981 Parametrization of small scales of the three dimensional isotropic turbulence utilizing spectral closures. *J. Atmos. Sci.* **38**, 2747–2757.

Chun, K. B. & Sung, H. J. 1998 Visualization of a localy-forced separated flow over a backward-facing step. *Exp. Fluids* **25**, 133–142.

Chun, K. B. & Sung, H. J. 1999 Effect of spanwise-varying local forcing on turbulent separated flow over a backward-facing step. *Exp. Fluids* **26**, 437–440.

Chung, Y. M. & Sung, H. J. 1997 Comparative study of inflow conditions for spatially evolving simulation. *AIAA Journal* **35** (2), 269–274.

Comte, P., Fouillet, Y., Gonze, M., Lesieur, M., Métais, O. & Normand, X. 1991 *Large-eddy simulations of free-shear layers*. Kluwer Academic Publisher.

Comte, P., Silvestrini, J. H. & Bégou, P. 1998 Streamwise vortices in large-eddy simulations of mixing layers. *Eur. J. Mech., B/Fluids* **17** (4), 615–639.

Craft, T. J. 1997 Computations of separating and reattaching flows using a low-Reynolds-number second-moment closure. *Turbulent Shear Flows* **11**.

Craft, T. J. & Launder, B. E. 1989 A new model for the pressure/scalar gradient correlation and its application to homogeneous inhomogeneous flows. *Turbulent Shear Flows* **7**.

Culter, A. D. & Johnston, J. P. 1989 The relaxation of a turbulent boundary layer in a adverse pressure gradient. *J. Fluid Mech.* **200**, 367–387.

Daly, J. B. & Harlow, F. H. 1970 Transport equations in turbulence. *Phys. Fluids* **13**, 2634.

David, E. 1993 Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques : une approche instationnaire. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Delcayre, F. 1999 Etude par la Simulation des Grandes Echelles d'un écoulement décollé : la marche descandante. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Devenport, W. J. & Sutton, E. P. 1991 Near-wall behavior of separated and reattaching flows. *AIAA Journal* **29** (1), 25–31.

Driver, D. M., Seegmiller, H. L. & Marvin, J. G. 1987 Time-dependant behavior in a reattaching shear layer. *AIAA Journal* **25** (7), 914–919.

Druault, P., Lamballais, E., Delville, J. & Bonnet, J. P. 1999 Development of experiment/simulation interfaces for hybrid turbulents results analysis via the use of DNS. *Turbulence and Shear Flows* **1**, 779–784.

Dubief, Y. 2000 Simulation des Grandes Echelles de la turbulence de la région de proche paroi et des écoulements décollés. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Dubief, Y. & Comte, P. 1997 Large eddy simulation of a boundary layer passing over a groove. *Turbulent Shear Flows* **11** (1), 1–6.

Ducros, F. 1995 Simulations numériques directes et des grandes échelles de couches limites compressibles. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Ducros, F., Comte, P. & Lesieur, M. 1996 Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatialy over a flat plate. *J. Fluid Mech.* **326**, 1–36.

Eaton, J. K. & Johnston, J. P. 1980 Turbulent flow reattachment : an experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step. *Rep.* MD-39. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Eaton, J. K. & Johnston, J. P. 1981 A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal* **19** (9), 1093–1100.

Eaton, J. K. & Johnston, J. P. 1982 Low frequency unsteadyness of a reattaching turbulent shear layer. *Turbulent Shear Flows* **3**, 162–170.

Favre, A. 1965 Equations des gaz turbulents compressibles, II : Méthode des vitesses macroscopiques pondérées par la masse volumique. *Journal de Mécanique* **4**, 391–421.

Fletcher, C. 1988 *Computational Technics for Fluids Dynamic, II*. Springer series in Computational Physics.

Friedrich, R. & Arnal, M. 1990 Analysing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered navier-stokes equations. *J. Wind Engng and Ind. Aerodyn.* **35**, 101–128.

Fu, S., Launder, B. E. & Leschziner, M. A. 1987*a* Modelling strongly swirling recirculating jet flow with Reynolds-stress transport closure. *Turbulent Shear Flows* **6**.

Fu, S., Launder, B. E. & Tselepidakis, D. P. 1987*b* Accommodating the effects of high strain rates in modelling the pressure-strain correlation. *Mech. Eng. Dept.* Rep. TFD/87/5, UMIST.

Fureby, C. 1999 Large eddy simulation of reaward-facing step flow. *AIAA Journal* **37** (11), 1401–1410.

Furiuchi, N. & Kumada, M. 1999 A vortex structure of a two-dimensional bakward-facing step by using advenced multi-point LDV. *Turbulence and Shear Flows* **1**, 1045–1050.

Gad-el-Hak, M. & Bushnell, D. M. 1991 Separation control : review. *J. Fluids Engng.* **113**, 5–30.

Gatski, T. B. & Speziale, C. G. 1993 On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows. *J. Fluid Mech.* **254**, 59–78.

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. & Cabot, W. H. 1991 A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A* **3** (7), 1760–1765.

Ghosal, S. & Moin, P. 1995 The basic equations for the large eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. *J. Applied Mech.* **118**, 24–37.

Gottlieb, D. & Turkel, E. 1976 Dissipative two-four methods for time dependant problems. *Math. Comp.* **30** (136), 703–723.

Greenblatt, D. & Moss, E. A. 1999 Pipe-flow relaminarization by temporal acceleration. *Phys. Fluids* **11** (11), 3478–3481.

Ha Minh, H. & Kourta, A. 1993 Semi-deterministic turbulence modeling for flows dominated by strong organized structures. *Turbulent Shear Flows* **9**.

Hadzic, I. 1999 Second-moment closure modelling of transitional and unsteady turbulent flows. PhD Thesis. University of Erlangen-Nürnberg, Germany.

Handler, R. A., Levich, E. & Sirovich, L. 1992 Drag reduction in turbulent channel flow by phase randomization. *Phys. Fluids A* **5** (3), 686–694.

Heenan, A. F. & Morison, J. F. 1998 Passive control of pressure fluctuations generated by separated flow. *AIAA Journal* **36** (6), 1014–1022.

Ho, C.-M. & Huerre, P. 1984 Perturbed free shear layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **16**, 365–424.

Hopfinger, E. 1988 Aspects expérimentaux et mécanismes physiques des couches de mélange et des jets. *Rap. Int.* Institut de Mécanique de Grenoble, Université de Grenoble.

Howard, R. 2000 Communications privées.

Hunt, J., Wray, A. A. & Moin, P. 1988 Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Rep.* CTR-S88, 193-20. Center For Turbulence Research, Stanford University.

Isomoto, K. & Honami, S. 1989 The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step. *J. Fluids Engng.* **111**, 87–92.

Jaroch, M. P. & Fernholz, H.-H. 1989 The three-dimensional character of a nominaly two-dimensional turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **205**, 523–552.

Jeong, J., Hussain, J., Schoppa, W. & Kim, J. 1997 Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **332**, 185–214.

Jovic, S. & Driver, M. 1994 Backward-facing step measurements at low Reynolds number, Re_h=5000. *Rep.* TM-108807. NASA.

Kessler, P. 1996 Simulation des grandes échelles d'écoulements compressibles en géométrie complexe. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Kim, J., Moin, P. & Moser, R. 1987 Turbulent statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133–166.

Kiya, M. 1989 Separation bubbles. In *Theoretical and Applied Mechanics* (ed. P. Germain, M. Piau & D. Caillerie), pp. 173–191. North-Holland : Elsevier Science publishers B. V.

Kiya, M. & Sasaki, K. 1983 Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **137**, 83–114.

Kiya, M. & Sasaki, K. 1985 Structure of large vortices and unsteady reverse flow in a reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **154**, 463–491.

Kiya, M., Sasaki, K. & Arie, M. 1982 Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **120**, 219–244.

Kolmogorov, A. N. 1941 Local structure of turbulence in an incompressible fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Aka. Nauk SSSR* **30**, 301–305.

Kolmogorov, A. N. 1962 A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **13**, 82–85.

Kourta, A. 1999 Computation of vortex shedding in solid rocket motors using time-dependant turbulence model. *J. Prop. Power* **15(3)**, 390–400.

Kraichnan, R. H. 1976 Eddy viscosity in two and three dimensions. *J. Atmos. Sci.* **33**, 1521–1536.

Kuehn, D. M. 1980 Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a reaward-facing step. *AIAA Journal* **18** (3), 343–344.

Lamballais, E. 1996 Simulation numérique de la turbulence dans un canal tournant. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Launder, B. E. 1989 Second-moment closure : present ... and futur ? *Int. J. Heat and Fluid Flow* **10**, 282.

Launder, B. E. & Reynolds, W. C. 1983 Asymptotic near-wall stress dissipation rates in a turbulent flow. *Phys. Fluids* **26** (5), 1157–1182.

Launder, B. E. & Tselepidakis, D. P. 1991 Directions in second-moment modelling of near-wall turbulence. *AIAA paper* **91-0219**.

Launder, B. E. & Tselepidakis, D. P. 1993 Contribution to the modelling of the near-wall turbulence. *Turbulent Shear Flows* **8**, 81–96.

Le, H. & Moin, P. 1994 Direct simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Rep.* TF-58. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Le, H., Moin, P. & Kim, J. 1997 Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **330**, 349–374.

Lee, S., Lele, S. K. & Moin, P. 1992 Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of taylor's hypothesis in compressible flow. *Phys. Fluids A* **4** (7), 1521–1530.

Léonard, A. 1974 Energy cascade in large eddy simulation of turbulent fluid flows. *Adv. Geophys.* **18** (A), 83–119.

Lesieur, M. 1997 *Turbulence in Fluids*. Kluwer Academic Publisher.

Lesieur, M. & Comte, P. 1997 Turbulence in compressible flows. *course* 819, ISBN 92-836-1057-1. AGARD/VKI.

Lesieur, M. & Métais, O. 1996 New trends in large eddy simulation of turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28**, 45–82.

Lesieur, M. & Schertzer, D. 1978 Amortissement autosimilaire d'une turbulence à grand nombre de Reynolds. *Journal de Mécanique* **17** (4), 609–646.

Li, N., Balaras, E. & Piomelli, U. 2000 Inflow conditions for large eddy-simulation of mixing layers. *Phys. Fluids A* **12** (4), 535–538.

Liu, S., Meneveau, C. & Katz, J. 1994 On the properties of similarity subdrid-scale models as deduced from measurements in a turbulent jet. *J. Fluid Mech.* **275**, 83–119.

Lumley, J. L. 1978 Computational modeling of turbulent flows. *Advances in Appl. Mech.* **18**, 123–175.

Lund, T., Wu, X. & Squires, K. D. 1998 Generation of turbulent inflow data for spatially-developping boundary layer simulations. *J. Comp. Phys.* **140**, 233–258.

Lund, T. S., Wu, X. & Squires, K. D. 1996 On the generation of turbulent inflow conditions for boundary layer simulation. *Annual Research briefs*, 287-295. Center For Turbulence Research, Stanford University.

Marrot, F., Pauzin, S., Gajan, P., Simon, F. & Biron, D. 1998 Modification of backward-facing step flow by acoustical wave. *AIAA paper* **98-2301**, 560–570.

Métais, O. & Lesieur, M. 1992 Spectral large eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence. *J. Fluid Mech.* **239**, 157–194.

Moin, P. & Kim, J. 1885 The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 1. *J. Fluid Mech.* **155**, 441–464.

Na, Y. & Moin, P. 1998*a* Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **374**, 379–405.

Na, Y. & Moin, P. 1998*b* The structure of wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation. *J. Fluid Mech.* **337** , 347–373.

Nakamura, Y. & Ozono, S. 1987 The effects of turbulence on a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **178**, 477–490.

Naot, D., Shavit, A. & Wolfshtein, M. 1973 Two-point correlation model and the redistribution of Reynolds stresses. *Phys. Fluids* **16(6)**, 738–743.

Normand, X. 1990 Transition à la turbulence dans les écoulements cisailés compressibles libres ou pariétaux. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Pierrehumbert, R. & Widnall, S. 1982 The two- and three-dimensional instabilities of a spatialy periodic shear layer. *J. Fluid Mech.* **114**, 59–82.

Piomelli, U., Balint, J.-L. & Wallace, J. M. 1988*a* On the validity of taylor's hypothesis for wall-bounded flows. *Phys. Fluids A* **1** (3), 609–611.

Piomelli, U., Moin, P. & Ferziger, J. H. 1988*b* Model consistency in large eddy simulation of turbulent channel flows. *Phys. Fluids* **31** (7), 1884–1891.

Pitz, R. W. 1981 An experimental study of combustion : the turbulent structure of a reacting shear layer formed at a reaward-facing step. *Rep.* NASA Contractor Report : 165427. Berkeley University.

Poinsot, T. J. & Lele, S. K. 1992 Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comp. Phys.* **101**, 104–129.

Pronchick, S. W. & Kline, S. J. 1983 An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward-facing step. *Rep.* MD-42. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Quéméré, P., Sagaut, P., Couaillier, V. & uf, F. L. 2000 A multi-domaine/multi-resolution method with application to LES-LES and RANS-LES coupling. In *Proc. EUROMECH Colloquium 412*, pp. 97–100. Munich University of Technology.

Reynolds, O. 1883 An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water is direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels. *Phil. Trans. Roy. Soc.* **174**, 935–982.

Rockwell, D. & Naudascher, E. 1979 Self-sustained oscillations of impeging free-shear layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **11**, 67–94.

Roos, F. W. & Kegelman, J. K. 1986 Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layer. *AIAA Journal* **24** (12), 1956–1963.

Ruderich, R. & Fernholz, H. H. 1986 An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *J. Fluid Mech.* **163**, 283–322.

Saathoff, P. & Melbourne, W. 1997 Effect of free-stream turbulence on surface pressure fluctuations in a separation bubble. *J. Fluid Mech.* **337**, 1–24.

Sagaut, P. 1998 *Introduction à la Simulation des Grandes Echelles pour les écoulements fluides incompressibles*. Springer. Collection Mathématiques & Applications.

Salinas Vázquez, M. 1999 Simulation des Grandes Echelles d'écoulements dans les canaux de refroidissement de moteur fusée. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Sasaki, K. & Kiya, M. 1991 Thee-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds numbers. *J. Fluids Engng.* **113**, 405–410.

Schiestel, R. 1993 *Modélisation et simulation des écoulements turbulents*. Edition Hermés.

Schlichting, H. 1979 *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, 7^{th} ed.

Sergent, E., Bertoglio, J. P. & Laurence, D. 2000 Coupling between large-eddy simulation and Reynolds-Averaged Navier-Stokes. In *Proc. EUROMECH Colloquium 412*, pp. 94–96. Munich University of Technology.

Sigurdson, L. W. 1995 The structure and control of turbulent reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **298**, 139–165.

Silveira Neto, A., Grand, D., Métais, O. & Lesieur, M. 1993 A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **256**, 1–25.

Silvestrini, J. 1996 Simulations des grandes échelles des zones de mélanges ; application à la propulsion solide des lanceurs spatiaux. Thèse de Doctorat de l'Institut National Polythechnique de Grenoble.

Silvestrini, J., Comte, P. & Lesieur, M. 1995 DNS and LES of spatial incompressive mixing-layer. *Turbulent Shear Flows* **10**.

Simpson, R. L. 1982 A model for backward mean velocity profil. *AIAA Journal* **21** (1), 142–143.

Smagorinsky, J. 1963 General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Weather Rev.* **91** (3), 99–164.

Spalart, P. & Allmaras, S. 1994 A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *Rech. Aeros.* **1**, 5–21.

Spalart, P., Jou, W.-H., Strelets, M. & Allmaras, S. 1997 Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In *Proc. Firt AFOSR Int. Conf. on DNS/LES*, pp. 137–147. Louisiana Tech. University.

Spalart, P. R. 1988 Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.* **187**, 61–98.

Spalart, P. R. & Watmuff, J. H. 1992 Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradient. *J. Fluid Mech.* **249**, 337–371.

Speziale, C. 1998 Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES : a review. *AIAA* **36(2)**, 173–186.

Speziale, C. G. 1985 Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence. *J. Fluid Mech.* **156**, 55–62.

Tafti, D. K. & Vanka, S. P. 1991 A three dimentional numerical study of flow separatiom and reattachment on a blunt plate. *Phys. Fluids A* **3**, 12.

Tennekes, H. & Lumley, J. L. 1976 *First Course in Turbulence*. The MIT Press.

Thompson, K. W. 1990 Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, II. *J. Comp. Phys.* **89**, 439–461.

Travin, A., Shur, M. & Strelets, M. 2000 Physical and numerical upgrades in the Detached-Eddy Simulation of complex turbulent flows. In *Proc. EUROMECH Colloquium 412*, pp. 87–93. Munich University of Technology.

Troutt, T. R., Scheelke, B. & Norman, T. 1984 Organized structures in a reattaching separated flow field. *J. Fluid Mech.* **143**, 413–427.

Villermaux, E. & Hoppfinger, E. J. 1994 Periodically arrange co-flowing jets. *J. Fluid Mech.* **263**, 63–92.

Voke, P. R. & Potamitis, S. G. 1994 Numerical simulation of a low-Reynolds-number turbulent wake behind a flat plate. *Int. J. Numer. Methods Fluids* **19**, 377–393.

Voke, P. R. & Yang, Z. 1994 Nunerical study of bypass transition. *Phys. Fluids A* **7** (9), 2256–2264.

Westphal, R. V., Johnston, J. P. & Eaton, J. K. 1983 Experimental study of flow rattachment in a single-sidded sudden expension. *Rep.* MD-41. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University.

Winant, D. & Browand, F. K. 1974 Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynold number. *J. Fluid Mech.* **63**, 237–255.

W.Thompson, K. 1987 Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comp. Phys.* **68**, 506–517.