



HAL
open science

Simulations numériques directes du contrôle électromagnétique. Étude de l'impact d'un forçage électromagnétique

François Bouillon

► **To cite this version:**

François Bouillon. Simulations numériques directes du contrôle électromagnétique. Étude de l'impact d'un forçage électromagnétique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT : . tel-00008776

HAL Id: tel-00008776

<https://theses.hal.science/tel-00008776>

Submitted on 14 Mar 2005

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

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

Université Joseph Fourier – Grenoble I

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'UJF

Spécialité : Mécanique des Fluides et Transferts

préparée au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels

dans le cadre de l'École Doctorale *Mécanique et Énergétique*

présentée et soutenue publiquement

par

François Bouillon

le 10 décembre 2004

**Simulations numériques directes
du contrôle électromagnétique**

**Étude de l'impact d'un forçage électromagnétique
sur un écoulement turbulent en canal plan**

Directeur de thèse :

Jean-Paul Thibault

Co-directeur de thèse :

Sedat Tardu

JURY :

M. Azeddine Kourta
M. Serguei Martemianov
M. Jean-Pierre Chollet
M. Gunter Gerbeth
M. Jean-Paul Thibault
M. Sedat Tardu

Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Remerciements

Il est de mise de remercier en premier lieu ceux qui ont encadré le valeureux thésard et permis que sa thèse se déroule dans les meilleures conditions possibles, non par simple courtoisie ou coutume, mais en l'occurrence, pour leur savoir, leur soutien et leur bonne humeur. Quiconque a côtoyé Titi (alias Jean-Paul Thibaut) et/ou Sedat Tardu a pu voir en eux à la fois de brillants scientifiques et des encadrants hors pair comme il en existe que trop peu malheureusement (certains reconnaîtront de qui je veux parler...). Je tiens donc particulièrement à vous remercier pour ces agréables moments (qui parfois le furent un peu moins mais c'est le propre des chefs que de faire souffrir leurs sous-fifres) que nous avons passé ensemble !

Je remercie également mes rapporteurs, à savoir Azeddine Kourta et Serguei Martemianov, pour avoir accepté de lire patiemment et avec attention mon manuscrit et ce malgré des délais plus que courts...

Je remercie aussi Jean-Pierre Chollet et Gunter Gerbeth (désolé pour mon anglais approximatif !) d'avoir fait parti de mon jury et de l'intérêt que vous avez porté à mes travaux et Michel Favre-Marinet notamment pour son aide lors du dépôt de mon dossier de soutenance.

Comment ne pas remercier tous ceux qui m'ont aidé durant ces quelques années. Je pense en particulier à François Bonnel pour m'avoir consacré un peu de son temps et à Patrick Bégou pour ces précieux conseils en informatique (tant au niveau Unix que programmation Fortran) et comment ne pas regretter que dans un si prestigieux laboratoire il n'y ait pas d'informaticien-numéricien alors que la recherche se tourne de plus en plus vers le numérique...

Je tiens également à "remercier" R.G. pour m'avoir fait perdre un temps précieux au début de ma thèse par son incompétence et sa rigidité ! Par contre, merci à ces successeurs, Benjamin et Loïc, pour leur sociabilité, leur compétence et investissements au sein du labo : que leur venue a su redynamiser le service informatique...

J'adresse aussi un grand merci au personnel de l'IDRIS pour leur aide sans laquelle mes calculs seraient sans nul doute toujours en cours...

Je pense également à tous les permanents du LEGI que j'ai eu la joie de côtoyer : Bruno V., Franck P., Francis M. C., Jean-Marc B., Jean-Marc D. (les fêtes de la bière resteront de grands souvenirs), Jean-François G., Joseph V., Michel R., Muriel L., Nourdine T., Philippe L., Philippe S. (dixit la Sèche), Pierre C., Geneviève C., Nicole B., Elsa H.,...

Je n'oublie pas évidemment mes collègues et voisins de bureau sans qui l'atmosphère n'aurait pas été si joyeuse et plaisante : Béa (dont le fond d'écran fit rêvé plus d'un, sans qui les couloirs du labo auraient été bien tristes... et qui fût appréciée de tous (n'en déplaise à ses ex-chefs!)...), Sylvain (guitariste hors pair et playboy sur les bords de la piscine !), Gwen (dont seule la présence nous redonnait la pêche), Caroline (coyote girl à ses heures perdues et dont nos nombreuses sorties resteront gravées...), Fred (mister Sport en tout genre et pas seulement du lever du coude !) et sa dulcinée Aurélie (organisatrice de talent d'événements extra-thèse inoubliables...), Benoît (l'aventurier joviale par excellence !)...

Mes pensées vont aussi à ceux qui nous ont abandonné en cours de route : Laetitia (qui, merci aux collaborations entre labo, a vogué vers un avenir plus... rose !), Mickaël (cascadeur sans filet dont son départ, si proche de la fin de thèse, nous attrista certes, mais comment ne pas comprendre sa décision...).

A ceux qui, au jour où j'écris ces quelques lignes souffrent derrière leur pupitre, en particulier Nicolas, Estelle, Fares, Philippe, Linda, Cyril, merci pour vos encouragements que désormais je vous retourne... Le plus dur est à venir, cependant ! N'est-ce pas Olivier ? Et merci pour toutes nos discussions, interrogations et ton aide. Merci aussi à toi, Huan-Rei, pour tous nos échanges...

Un grand merci à la Tititeam : Claudio en particulier (dont la présence, la bonne humeur, nos échanges, sa connaissance si parfaite du français et de ses subtilités, ont très largement contribué à rendre l'atmosphère et l'ambiance de notre bureau moins austère), Stéphane (dixit "simplet", ayant la dure tâche de nous succéder Claudio et moi-même), Lionel (ah, Lionel, si ... lui-même... !), Tibo (le canonier de service aux multiples stagiaires hospitalisés mais toujours prêt à donner un petit coup de main), Jorg (l'allemand fêtard par excellence qui se souviendra toute sa vie de son court séjour en France... et ce n'est pas Anna-Maria qui me contredira !), Léo (merci pour m'avoir permis de me défouler au squash ! Et avec un peu plus d'entraînement, tu auras ta revanche un jour petit scarabée !) et les autres...

A ti, Raul, para todo lo que se vivió juntos (fin de semana esquí, distintas salidas, fiestas...).

Merci aussi à ces roumains qui peuplent le labo et qui l'égaillent : Mihnea (notamment sans qui les soirées n'auraient pas été si arrosées et par conséquent si délirantes...) et Cristina (Vai de mine ! Tant de temps perdu à chercher ce que l'on désire tant et que l'on côtoie pourtant tous les jours sans le voir... jusqu'au jour où !...)

Sincères remerciements à tous mes autres amis : Loïc (grâce à qui, sans une stimulation et concurrence mutuelle, je n'aurais certainement pas entrepris une telle aventure), Roatana (pour ton soutien, nos fous rires et délires, nos péripéties et aventures vacancières, nos défoulements warcrafftiques !), Sev (pour m'avoir redonné goût à la vie au milieu de ma thèse tant par nos escapades nocturnes que sorties neige), Loulou (pour nos délires et fiestas), Phiphi (pour nos excursions diverses qui ont eu le mérite de me ré-oxygéner...), ...

Et pour finir, j'adresse mes plus profonds remerciements à ma famille : notamment ma soeur, mon beau-frère, mes nièces (Angélique et Amandine) et neveu (Alexandre) pour leur soutien et m'avoir redonné le goût des choses à chacune

de mes visites ; ma grand-mère qui peut désormais être soulagée de cet "happy end" ; mon oncle, ma tante et cousine (Véronique) pour notamment leurs encouragements ; et évidemment, mes parents sans qui rien de tout cela ne serait arrivé ; merci maman pour toutes ces années passées à me motiver, m'encourager... et pour toutes ces petites choses que de simples mots ne suffisent pas à décrire... ; et un immense merci à mon père. Tu m'as donné le goût de la science dont tu te nourris sans cesse et dont tu aurais été un brillant ambassadeur si tu avais pu bénéficier, en ton temps, des conditions que tu m'as offertes.

Table des matières

Table des matières	ix
Liste des tableaux	xi
Table des figures	xxv
Table de notations	xxvii
Introduction	1
I De la turbulence et du contrôle d'écoulement	5
1 Couche limite turbulente	7
1.1 Rappel sur la couche limite turbulente	7
1.1.1 Echelles caractéristiques	8
1.1.2 Grandeurs statistiques	10
1.1.3 De la paroi à la région externe	12
1.2 Quelques aspects phénoménologiques d'un écoulement turbulent .	12
1.2.1 Phénomènes physiques et structures cohérentes	12
1.2.2 Description des structures suivant les régions	15
1.3 Conclusion	15
2 Contrôle d'écoulement	17
2.1 Quelques types de contrôle : contrôles actif et passif	17
2.1.1 Contrôle passif	18
2.1.2 Contrôle actif	19
2.2 Le Contrôle ElectroMagnétique (CEM)	19
2.2.1 Bilan des connaissances	20
2.2.2 Equations de base du forçage EM	25
2.3 Conclusion	27

II	Simulation de l'écoulement turbulent développé non forcé	29
3	Description du modèle numérique	31
3.1	Choix du code	31
3.1.1	Préambule à l'étude	33
3.1.2	Les échelles internes du code DNS	34
3.2	Domaine de calcul et maillage	34
3.3	Procédure numérique	37
3.3.1	Equations de base	37
3.3.2	Conditions aux limites et initiales	38
3.3.3	Résolution numérique des équations	38
3.4	Conclusion	39
4	Résultats de la simulation de l'écoulement turbulent non forcé	41
4.1	De la qualité de nos résultats	41
4.2	Critère de convergence des calculs	43
4.3	Validation du champ turbulent initial	46
4.4	Identifications des structures cohérentes	51
4.5	Conclusion	53
III	Vers un forçage EM d'un écoulement turbulent	57
5	Préambule au forçage EM	59
5.1	Forçage de type "Choi"	60
5.2	Autres forçages	67
5.3	Conclusion	68
6	Mise en place des forçages EM	71
6.1	Approche analytique de la modélisation	71
6.1.1	Les hypothèses et les limitations de la formulation du modèle	72
6.1.2	Les équations analytiques du calcul des forces EM	72
6.2	Caractérisation géométriques des actionneurs EM utilisés	76
6.2.1	Les forçages EM normaux	76
6.2.2	Les forçages EM parallèles	83
6.3	Intensités des forçages EM	85
6.3.1	Les échelles temporelles	85
6.3.2	Force totale	90
6.3.3	Nombre de Hartmann et nombre de Stuart	91
6.4	Mise en place dans le code DNS	92
6.5	Deux cas type de forçage EM	92
6.5.1	Forçage EM normal centripète (aimants suivant z)	92
6.5.2	Forçage EM parallèle dans le sens de l'écoulement	99
6.6	Vers une comparaison des caractéristiques numériques et expérimentales	105
6.7	Conclusion	107

7	Écoulement turbulent soumis au forçage EM	109
7.1	Les forçages EM étudiés	109
7.2	Forçage EM normal : actionneur isolé	112
7.2.1	Action des forces EM sur l'écoulement	113
7.2.2	Action des forces EM sur les structures de l'écoulement	126
7.3	Première approche du forçage EM normal en réseaux	129
7.4	Forçages EM parallèles suivant l'axe de l'écoulement	131
7.4.1	Action des forces EM sur l'écoulement	131
7.4.2	Action des forces EM sur les structures de l'écoulement	135
7.5	Résultats préliminaires du forçage EM parallèle transverse périodique	142
7.5.1	Action des forces EM sur l'écoulement	142
7.5.2	Action des forces EM sur les structures de l'écoulement	143
7.6	Conclusion	144
	Conclusion et perspectives	147
A	Paramètres géométriques des actionneurs EM	153
A.1	Forçages EM normaux, aimants suivant x	153
A.2	Forçages EM parallèles	154
A.3	Actionneurs EM expérimentaux dits "2000"	155
B	Champs de vitesses instantanées après un forçage EM	157
B.1	$ E_{surf_{code}} = 33$	157
B.2	$ E_{surf_{code}} = 66$	158
B.3	$ E_{surf_{code}} = 132$	165
B.4	$ E_{surf_{code}} = 33, E_{surf_{code}} = 66$ et $ E_{surf_{code}} = 132$	172

Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif des échelles physiques et pariétales.	9
3.1	Récapitulatif des diverses échelles utilisées lors des simulations numériques.	35
3.2	Paramètres liés à notre domaine de calcul.	37
6.1	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs EM.	78
6.2	Dimensions des actionneurs EM imposés dans le canal.	81
6.3	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM normal (aimants suivants z). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.	93
6.4	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM parallèle (aimants suivants x). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.	99
6.5	Comparaison des caractéristiques des forçages EM numériques et expérimentales (actionneur 2000).	105
7.1	Valeurs maximale et moyenne du rapport r pour les trois intensités des forçages EM normaux centripète et centrifuge à $T^+ = T_{off}^+$	112
7.2	Valeurs maximale et moyenne du rapport r pour les forçages parallèles dans le sens de l'écoulement et opposé à celui-ci à $T^+ = T_{off}^+$	112
A.1	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM normal (aimants suivants x). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.	153
A.2	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM parallèle (aimants suivants z). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.	154
A.3	Paramètres liés à la géométrie des actionneurs EM expérimentaux dits "2000". En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.	155

Liste des figures

1.1	Profil des vitesses. U_{cp} est la vitesse de Poiseuille au centre du canal, U_c la vitesse moyenne au centre du canal (ici pour un champ pleinement turbulent) et h la demi-hauteur du canal.	8
1.2	Schématisation d'une couche limite turbulente.	13
1.3	Séquence de vortex issue d'un vortex primaire (Zhou <i>et al.</i> , 1999).	14
1.4	Mise en évidence de 4 structures en épingles, obtenue par mesure PIV (Adrian <i>et al.</i> , 2000).	15
1.5	Modèle conceptuel d'une couche limite de paroi. Extrait de Meng (1998).	16
2.1	Principaux types de "riblets".	18
2.2	Schématisation d'un actionneur dans le cas d'un forçage EM normal.	20
2.3	Représentation 3D, les illustrations sont décomposées selon les trois premières phases (α, β, γ) de l'alimentation électrique (d'après Nosenchuck (1996)).	21
2.4	Schématisation du dispositif expérimental utilisé par Nosenchuck & Brown (1993) pour la réduction d'intensité turbulente	21
2.5	Réduction de l'intensité turbulente. $Re_\theta = 1100$ et $y^+ = 3$	21
2.6	Schématisation du dispositif expérimental utilisé par Nosenchuck (1996) pour la réduction de traînée. Damier (500mm x 400 mm) de 25 électrodes et 25 aimants ($B=0.35T$ à la surface).	22
2.7	Destruction d'une structure cohérente lors de son passage au-dessus d'un actionneur EM en configuration normale (Rossi, 2001).	23
2.8	Schématisation d'un actionneur dans le cas d'un forçage EM parallèle.	23
2.9	Action d'un forçage parallèle sur une plaque plane mise en incidence (Weier <i>et al.</i> , 2000).	24
3.1	Vecteurs vitesse au dessus d'un actionneur EM normal à partir d'un écoulement initialement au repos (Perrin, 2001; Rossi, 2001).	32
3.2	Schématisation du domaine de calcul et des conditions aux limites (taille de la boîte de calcul en unités pariétales).	35
3.3	Influence du paramètre a sur le raffinement du maillage selon la normale à l'écoulement.	36
4.1	Comparaison des calculs en double et simple précision : champ moyen de la vitesse axiale (adimensionnée par la vitesse au centre du canal U_{cp}).	42

4.2	Comparaison des calculs en double et simple précision : profils des écarts-types (rms) des fluctuations de vitesse (adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ).	43
4.3	Comparaison des corrélations en 2 points des fluctuations de vitesses suivant la direction axiale , à $y^+ = 5.5$, avec les données numériques de <i>Kim et al. (1987)</i>	44
4.4	Comparaison des corrélations en 2 points des fluctuations de vitesses suivant la direction transverse , à $y^+ = 5.5$, avec les données numériques de <i>Kim et al. (1987)</i>	45
4.5	Comparaison des calculs en utilisant les schémas de Runge-Kutta et d'Adams-Bashfort avec les données numériques de <i>Kim et al. (1987)</i> : champ moyen de la vitesse axiale (adimensionnée par la vitesse au centre du canal U_{cp}).	45
4.6	Comparaison des calculs en utilisant les schémas de Runge-Kutta et d'Adams-Bashfort avec les données numériques de <i>Kim et al. (1987)</i> : profils des écarts-types (rms) des fluctuations de vitesse (adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ).	46
4.7	Profil en coordonnées globales : Contraintes totales et de Reynolds. La convergence correspond à la droite (1,1).	47
4.8	Comparaison du profil de la vitesse moyenne , en unités pariétales et échelle logarithmique, avec les données numériques de <i>Kim et al. (1987)</i>	47
4.9	Profil de l' écart-type (rms) des fluctuations de pression (adimensionné par ρu_τ^2).	48
4.10	Profils des l' écarts-types (rms) des fluctuations de la vorticité (adimensionné par v/u_τ^2).	48
4.11	Profils des intensités turbulentes (adimensionnées par la vitesse locale moyenne), en coordonnées globales, comparés aux données de <i>Kim et al. (1987)</i>	49
4.12	Profils des intensités turbulentes (adimensionnées par la vitesse locale moyenne), en coordonnées pariétales, comparés aux données de <i>Kim et al. (1987)</i>	49
4.13	Profil en coordonnées globales des facteurs de dissymétrie ("skewness") des fluctuations de vitesse.	50
4.14	Profil en coordonnées globales des facteurs d'aplatissement ("flatness") des fluctuations de vitesse.	50
4.15	Quadrant des fluctuations de vitesse.	51
4.16	Iso-surfaces des fluctuations de la pression (ici $p'_{code} = -0.005$), dans tout le domaine du canal (vue de dessus).	51
4.17	Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$), dans tout le domaine du canal (vue de dessus).	52
4.18	Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal (vue en perspective).	52

4.19	Vue en coupe des iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le champ pleinement turbulent non forcé , dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour des champs de vitesses instantanées (figure supérieure) et fluctuantes (figure inférieure).	54
4.20	Vue en perspective des iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le champ pleinement turbulent non forcé, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour des champs de vitesses instantanées (figure supérieure) et fluctuantes (figure inférieure).	55
4.21	Vecteurs vitesse instantanée, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cp}$	56
4.22	Mise en évidence de 4 structures en épingles, obtenue par mesure PIV (Adrian <i>et al.</i> , 2000).	56
5.1	Les trois phases de la méthodologie des forçages.	59
5.2	Schématisation des plans d'action et de détection pour le forçage de "type Choi" (ici le "v-control").	60
5.3	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour le forçage "type Choi" : (a) gradients de pression, issus des travaux de Choi <i>et al.</i> (1994), pour différents plans de détection, (b) contrainte de cisaillement pariétale (présente étude).	61
5.4	Contours de la norme de la vitesse instantanée (U_{code}) à la paroi : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".	62
5.5	Contours de la contrainte de cisaillement à la paroi (τ_p^+) : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".	62
5.6	Contours de la vorticité transverse (ω_{zcode}) à la paroi : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".	63
5.7	Contours de la vorticité transverse (ω_{zcode}) dans le plan z médian ($z^+ = \frac{2}{3}\pi$), les valeurs comprises entre -0.7 et 0.7 ne sont pas tracées afin d'alléger le tracé : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".	63
5.8	Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal, pour le forçage "type Choi".	64
5.9	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le forçage "type Choi" (colonne de gauche), dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal pour des champs de vitesses instantanées et comparées au champ non forcé (colonne de droite) : (a, b) plan (x, z) , (c, d) plan (x, y) , (e, f) plan (y, z) , (g, h) vue en perspective.	65
5.10	Schématisation du mécanisme du contrôle actif de "type Choi" (Choi <i>et al.</i> , 1994).	66
5.11	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour le forçage "type Choi" avec relaxation.	66
5.12	Schématisation des lieux d'action et de détection : (a) forçage "type 1", (b) forçage "type 2", (c) forçage local.	67
5.13	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour les forçages "type Choi" et type 1.	69

5.14	Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal, pour le forçage "type 1".	69
5.15	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le forçage "type 1" (colonne de gauche), dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal pour des champs de vitesses instantanées et comparées au champ non forée (colonne de droite) : (a, b) plan (x, z), (c, d) plan (x, y), (e, f) plan (y, z), (g, h) vue en perspective.	70
6.1	Surface élémentaire de base (O_s est le centre de la surface, X_s, Y_s, Z_s les coordonnées associées).	73
6.2	Surfaces élémentaires : (a) pour un actionneur normal, (b) pour un actionneur parallèle.	74
6.3	Schématisation des aimants (ici pour un actionneur normal) ² : (a) réels (utilisés expérimentalement au LEGI, la plaque de fer doux est représentée), (b) utilisés lors de la modélisation.	75
6.4	Positionnement des actionneurs (ici, EM normaux) dans le domaine de calcul du canal (vue de dessus) et zoom sur l'une des zone de l'actionneur : (a) mauvais positionnement, (b) bon positionnement.	76
6.5	Schématisation des actionneurs EM normaux : (a) utilisés expérimentalement au LEGI par Rossi (2001) (voir l'annexe A pour les caractéristiques géométriques de l'actionneur dit "2000"), (b) présente étude numérique.	77
6.6	Paramètres dimensionnant des actionneurs EM (ici, un actionneur EM normal est pris comme exemple).	77
6.7	Positionnement vertical des actionneurs (ici, EM normaux) dans le domaine de calcul du canal. Zoom successifs du canal vers la surface de l'électrode.	78
6.8	Séquence d'activation d'un réseau EM normal.	79
6.9	Vue de dessus d'un damier d'actionneurs EM normaux (ici damier de 4x3 actionneurs). Lignes de symétries et d'anti-symétries des champs B et E et domaine minimal d'étude. Ligne A : anti-symétrie pour E et invariance de B dans la direction normale à la ligne A, Ligne B : symétrie pour E et anti-symétrie pour B , Ligne C : symétrie pour B	80
6.10	Séquence d'activation du réseau EM normal implémenté dans le code DNS.	81
6.11	Positionnement des actionneurs EM normaux en réseaux : (a) phase 1, (b) phase 2, (c) phase 3, (d) phase 4.	82
6.12	Positionnement des actionneurs du réseau EM normal implémenté dans le code DNS et leurs dimensions.	83
6.13	Positionnement des actionneurs EM normaux : (a) aimants suivant l'axe de l'écoulement, (b) aimants dans le sens transverse à l'écoulement.	83
6.14	Représentation d'un actionneur EM parallèle.	84

6.15	Positionnement des actionneurs EM parallèles pour des aimants suivant l'axe de l'écoulement.	84
6.16	Positionnement des actionneurs EM parallèles pour des aimants dans le sens transverse à l'écoulement.	85
6.17	Possibilités du forçage EM en jouant sur la polarité des électrodes : (a) forçage EM normal centripète, (b) forçage EM normal centrifuge, (c) forçage EM parallèle contre ou dans le sens de l'écoulement. . .	86
6.18	Détermination " <i>approximative</i> " de la vitesse dans la zone d'action des forces.	87
6.19	Accélération électromagnétique moyenne : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1T$ et $I = 1A$).	89
6.20	Vitesse électromagnétique maximale : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1 T$ et $I = 1 A$).	90
6.21	Temps caractéristique électromagnétique : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1T$ et $I = 1A$).	90
6.22	Présentation de la géométrie de l'actionneur EM normal (aimants suivant z) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.	93
6.23	Comparaison des temps électromagnétiques (T_{EM}^+) pour une intensité électrique à la surface des électrodes de $E_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 66$ pour un forçage EM normal.	94
6.24	Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ dans le plan médian des électrodes pour un forçage EM normal centripète : (a) vue globale de ce plan, (b) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure et tracé des vecteurs force.	95
6.25	Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ à la paroi pour un forçage EM normal centripète : (a) vue globale de la paroi totale, (b) zoom sur l'actionneur, (c) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure et tracé des vecteurs force.	96
6.26	Norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ pour un forçage EM normal centripète : iso-surfaces de (a) $f_{EM_{code}} = 0.01$, vue globale du canal, (b) $f_{EM_{code}} = 0.04$, (c) $f_{EM_{code}} = 0.06$, (d) $f_{EM_{code}} = 0.2$	97
6.27	Norme du rotationnel de la force électromagnétique ($\omega_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ pour un forçage EM normal : iso-surfaces de (a) $\omega_{EM_{code}} = 0.05$, vue globale du canal, (b) $\omega_{EM_{code}} = 0.1$, (c) $\omega_{EM_{code}} = 0.5$	98
6.28	Zoom sur la géométrie de l'actionneur EM parallèle (aimants suivant x) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.	100
6.29	Plans de symétrie de l'actionneur pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x).	100

6.30	Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ dans le plan de symétrie suivant z de l'actionneur pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.	101
6.31	Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ dans le plan de symétrie suivant x de l'actionneur pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.	102
6.32	Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ à la paroi pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.	103
6.33	Iso-surfaces de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ pour un forçage EM parallèle : (a) $f_{EM_{code}} = 0.001$, vue globale du canal, (b) $f_{EM_{code}} = 0.01$, (c) $f_{EM_{code}} = 0.025$	104
6.34	Comparaison des accélérations électromagnétiques moyennes en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$).	106
6.35	Comparaison des vitesses électromagnétiques maximales en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$). Vitesses divisées par 100 pour l'actionneur expérimental.	106
6.36	Comparaison des temps caractéristiques électromagnétiques en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$). Temps multipliés par 100 pour l'actionneur expérimental.	107
7.1	Comparaison des temps électromagnétiques (T_{EM}^+) pour les trois intensités des forçages EM normaux étudiées : $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$	110
7.2	Les trois phases de la méthodologie des forçages.	110
7.3	Schématisation des forces EM normales en configuration centrifuge au-dessus de l'actionneur dans le canal numérique.	112
7.4	Schématisation des forces EM normales en configuration centripète au-dessus de l'actionneur dans le canal numérique.	113
7.5	Schématisation du volume d'application ϑ_{EM}^+ de calcul des forces EM, associé aux longueurs L_{xEM}^+ et L_{zEM}^+ et à la hauteur h_{EM}^+ pour un forçage normal.	113

7.6	Comparaison des contours de la composante axiale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	114
7.7	Comparaison des contours de la composante normale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	115
7.8	Comparaison des contours de la composante transverse des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	116
7.9	Comparaison des contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	117
7.10	Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge pour $E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	117
7.11	Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centripète pour $E_{surf_{code}} = -33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	118
7.12	Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour $ E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.	118
7.13	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge ($E_{surf_{code}} = 33$) et centripète ($E_{surf_{code}} = -33$) et comparé à un écoulement non forcé.	119
7.14	Composante axiale, u/U_{CP} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$	120
7.15	Composante normale, v/U_{CP} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$	121

7.16	Composante transverse, w/U_{CP} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$	121
7.17	Norme de la vitesse instantanée maximale (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$	122
7.18	Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM normal centrigue avec $E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$	124
7.19	Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM normal centripète avec $E_{surf_{code}} = -33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$	125
7.20	Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{CP}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour $ E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.	126
7.21	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal avec $ E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a) plan (x, z), (b) plan (x, y), (c) plan (y, z), (d) vue en perspective. Forçage centrifuge en colonne de gauche, et centripète en colonne de droite.	127
7.22	Evolution temporelle des contours de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge ($E_{surf_{code}} = 33$, figure de gauche sur chaque duo d'images) et centripète ($E_{surf_{code}} = -33$, figure de droite sur chaque duo d'images) : (a) $T^+ = T_{on}^+$, (b) $T^+ = 2T_{tr}^+$, (c) $T^+ = 3T_{tr}^+$, (d) $T^+ = 4T_{tr}^+$, (e) $T^+ = 5T_{tr}^+$	128
7.23	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal centrifuge en réseaux avec $E_{surf_{code}} = 33$: (a) $T^+ = 29.8^+$, (b) $T^+ = 58.4^+$, (c) $T^+ = 87^+$, (d) $T^+ = 115.6^+$	129
7.24	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal centripète en réseaux avec $E_{surf_{code}} = -33$: (a) $T^+ = 29.8^+$, (b) $T^+ = 58.4^+$, (c) $T^+ = 87^+$, (d) $T^+ = 115.6^+$	130
7.25	Schématisation du volume d'application ϑ_{EM}^+ de calcul des forces EM, associé aux longueurs L_{xEM}^+ et L_{zEM}^+ et à la hauteur h_{EM}^+ pour un forçage parallèle.	131

7.26 Comparaison des contours de la **composante axiale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).132

7.27 Comparaison des contours de la **composante normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).133

7.28 Comparaison des contours de la **composante transverse** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$). 134

7.29 Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$). 135

7.30 Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle **suivant le sens de l'écoulement** avec $E_{surf_{code}} = -1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$). 136

7.31 Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle **s'opposant au sens de l'écoulement** avec $E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$). 137

7.32 Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM parallèle où le sens des forces EM est **suivant celui de l'écoulement** avec $E_{surf_{code}} = -1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$): (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.138

7.33 Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM parallèle où le sens des forces EM **s'oppose à celui de l'écoulement** avec $E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$): (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.139

7.34	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM parallèles suivant l'axe de l'écoulement ($E_{surf_{code}} = -1.3302$) et s'opposant à celui-ci ($E_{surf_{code}} = 1.3302$) et comparé à un écoulement non forcé.	140
7.35	Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cp}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle avec $ E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forces suivant le sens de l'écoulement : figure supérieure, et s'opposant à l'écoulement : figure inférieure.	140
7.36	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM parallèle avec $ E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a) plan (x, z), (b) plan (x, y), (c) plan (y, z), (d) vue en perspective. Sens des forces suivant l'axe de l'écoulement en colonne de gauche, et s'opposant à celui-ci en colonne de droite.	141
7.37	Contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant l'axe transverse de l'écoulement avec $E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).	142
7.38	Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis au forçage EM parallèle suivant l'axe transverse de l'écoulement ($ E_{surf_{code}} = 1.3302$) et comparé à un écoulement non forcé.	143
7.39	Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cp}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens transverse à l'écoulement avec $ E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes.	143
7.40	Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM parallèle dans le sens transverse avec $ E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a) plan (x, z), (b) plan (x, y), (c) plan (y, z), (d) vue en perspective.	145
A.1	Zoom sur la géométrie de l'actionneur EM parallèle (aimants suivant z) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.	154

B.1	Comparaison des contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	157
B.2	Comparaison des contours de la composante axiale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	158
B.3	Comparaison des contours de la composante normale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	159
B.4	Comparaison des contours de la composante transverse des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	160
B.5	Comparaison des contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	161
B.6	Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge pour $E_{surf_{code}} = 66$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) colorisés par la norme de la vitesse.	162
B.7	Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centripète pour $E_{surf_{code}} = -66$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) colorisés par la norme de la vitesse.	163
B.8	Comparaison des contours de la composante normale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	164

B.9	Comparaison des contours de la composante axiale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	165
B.10	Comparaison des contours de la composante normale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	166
B.11	Comparaison des contours de la composante transverse des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	167
B.12	Comparaison des contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	168
B.13	Comparaison des contours de la composante normale des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$).	169
B.14	Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge pour $E_{surf_{code}} = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) colorisés par la norme de la vitesse.	170
B.15	Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centripète pour $E_{surf_{code}} = -132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) colorisés par la norme de la vitesse.	171
B.16	Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour (a) $ E_{surf_{code}} = 33$, (b) $ E_{surf_{code}} = 66$ et (c) $ E_{surf_{code}} = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.	172

B.17 Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, convectés à $0.7 U_{CP}$ pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour (a) $|E_{surf_{code}}| = 33$, (b) $|E_{surf_{code}}| = 66$ et (c) $|E_{surf_{code}}| = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure. 173

B.18 Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge et centripète ($|E_{surf_{code}}| = 33$, $|E_{surf_{code}}| = 66$ et $|E_{surf_{code}}| = 132$) et comparé à un écoulement non forcé. 174

Table des notations

Indices et abréviations

<i>EM</i>	Abréviation d'ElectroMagnétique
<i>CEM</i>	Abréviation de Contrôle ElectroMagnétique
<i>code</i>	Variable adimensionnelle utilisée dans le code DNS (sans dimension)
<i>i</i>	Composante suivant les trois directions (i=1 à 3)
<i>x</i>	Composante suivant l'axe longitudinal de l'écoulement
<i>y</i>	Composante suivant l'axe normal à l'écoulement
<i>z</i>	Composante suivant l'axe transverse de l'écoulement
<i>rms</i>	Ecart type de la variable (root mean square)
$\bar{}$	Moyenne de la variable
\prime	Fluctuation de la variable
$+$	Variable exprimée en unité de paroi aussi appelée unité pariétale (sans dimension)

Nombres sans dimension

C_f	Coefficient de frottement
Re_h	Nombre de Reynolds basé sur U_{cp} , h et ν
$Re_{h_{deb}}$	Nombre de Reynolds basé sur U_{deb} , h et ν
$Re_\tau = h^+$	Nombre de Reynolds basé sur u_τ , h et ν
H_a	Nombre de Hartmann
F_r	Nombre de Froude
<i>Stuart</i>	Nombre de Stuart

Termes relatifs à l'écoulement et au forçage

\mathbf{B}	[T]	Vecteur induction magnétique
B_p	[T]	Valeur de l'induction magnétique au pôle de l'aimant
B_s	[T]	Valeur de l'induction magnétique à la surface de l'actionneur
\mathbf{f}_{EM}	[Nm ⁻³]	Force électromagnétique volumique (Force de Lorentz-Laplace)
$F_{inertie}$	[N]	Force d'inertie
$F_{visqueuse}$	[N]	Force visqueuse
\mathbf{E}	[Vm ⁻¹]	Champ électrique
h	[m]	Demi hauteur du canal
\mathbf{I}	[A]	Vecteur intensité du courant électrique
\mathbf{j}	[Am ⁻²]	Densité de courant électrique
j_s	[Am ⁻²]	Valeur de la densité de courant électrique à la surface de l'électrode
S	[m ²]	Surface
\mathbf{U}	[ms ⁻¹]	Vecteur vitesse
U	[ms ⁻¹]	Norme de la vitesse \mathbf{U}
u	[ms ⁻¹]	Composante axiale de la vitesse (suivant x)
U_{cP}	[ms ⁻¹]	Vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan
U_c	[ms ⁻¹]	Vitesse moyenne au centre du canal
U_{deb}	[ms ⁻¹]	Vitesse débitante du canal
u_τ	[ms ⁻¹]	Vitesse de frottement
v	[ms ⁻¹]	Composante normale de la vitesse (suivant y)
w	[ms ⁻¹]	Composante transversale de la vitesse (suivant z)
t ou T	[s ⁻¹]	Temps
x	[m]	Direction axiale de l'écoulement
y	[m]	Direction normale de l'écoulement
z	[m]	Direction transversale de l'écoulement
ν	[m ² s ⁻¹]	Viscosité cinématique du fluide
μ	[kgm ⁻¹ s ⁻¹]	Viscosité dynamique du fluide
μ_o	[Hm ⁻¹]	Perméabilité magnétique du vide ($\mu_o = 4\pi 10^{-7} Hm^{-1}$)
ϕ	[V]	Potentiel électrique
ρ	[kgm ⁻³]	Masse volumique du fluide
σ	[Sm ⁻¹]	Conductivité électrique apparente
τ_p	[Pa]	Contrainte de cisaillement à la paroi
$\boldsymbol{\omega}$	[s ⁻¹]	Vecteur vorticité
ω	[s ⁻¹]	Norme de la vorticité

Introduction

Contexte du contrôle électromagnétique d'écoulement en eau de mer

Les applications de l'électromagnétisme sont nombreuses, tant dans les domaines de l'aéronautique que de la métallurgie mais aussi dans ceux de l'hydrodynamique navale. Dans ce dernier secteur, la plus ambitieuse est sans conteste la propulsion directe par réaction reposant sur les principes de la MHD (MagnétoHydroDynamique). Celle-ci consiste en la production d'un jet propulsif créé par des forces électromagnétiques. Ces dernières sont générées par l'interaction d'un champ magnétique intense, produit par des aimants supraconducteurs, et d'un champ électrique, issu de courants électriques amenés par des électrodes. Ce jet permet ainsi de propulser le navire par réaction sur le milieu environnant (l'océan). L'un des principaux avantages de ce concept est l'absence d'hélice qui assure une grande discrétion. Malheureusement, son développement repose sur les progrès technologiques des matériaux supraconducteurs et sur une réelle volonté politique de poursuite de cet ambitieux projet qui est tombé en désuétude en France depuis 1995. Une autre application de l'électromagnétisme en hydrodynamique navale, dans laquelle s'inscrit ce mémoire, est le contrôle électromagnétique d'écoulement (CEM). Plus généralement, les enjeux économiques et scientifiques liés à la thématique du contrôle d'écoulement sont considérables. Le fait de réduire par exemple la traînée d'un avion de quelques pour cent permet de diminuer les coûts d'exploitation d'un facteur non négligeable et ainsi d'accroître sa compétitivité économique. Faire du contrôle, quelque soit la méthode mise en œuvre, revient à agir, modifier un écoulement. Dans le cadre plus restreint de ce mémoire, à savoir l'étude de l'impact d'un forçage électromagnétique (EM) sur un écoulement turbulent en canal plan, les échelles et la nature des phénomènes constituant cet écoulement sont très variées. Ainsi toute démarche de contrôle doit s'attacher à identifier et comprendre ces événements et plus largement les mécanismes physiques mis en œuvre. Les nombreuses études abordant ce sujet mettent en avant deux modes d'action distincts. Le mode de contrôle passif, dont les revêtements en "peau de requin" et les "riblets" font partie, où une action continue et indépendante de l'écoulement, mais liée à une propriété particulière de la paroi, est entreprise et le mode de contrôle actif où une action est commandée soit en boucle ouverte, c'est à dire suivant un cycle adapté "en moyenne" à l'écoulement, soit en boucle fermée, c'est à dire par traitement conditionnel de la détection d'un événement. Le CEM, auquel ce mémoire se rapporte, s'inscrit dans le cadre du contrôle actif en boucle ouverte.

Aperçu des possibilités du CEM

Le contrôle électromagnétique d'écoulement s'envisage dans le contexte de l'hydrodynamique navale en utilisant les propriétés de conductivité électrique apparente de l'eau de mer (électrolyte). En effet, au cœur d'une solution saline, le courant électrique résulte de la migration des ions. Le forçage électromagnétique d'écoulement repose alors sur l'utilisation d'aimants permanents affleurant à la paroi, qui créent un champ magnétique, et d'électrodes de paroi, qui sont source de courants électriques. L'interaction, dans le fluide conducteur en mouvement, du champ magnétique et des courants électriques crée des forces électromagnétiques volumiques locales (forces de Lorentz-Laplace, notées f_{EM}). L'ensemble formé d'une paire d'électrodes et d'une paire d'aimants permanents de polarités opposées constitue un *actionneur électromagnétique*. Typiquement les forces développées au sein de l'écoulement sont localisées à proximité de l'actionneur. Suivant la géométrie relative des électrodes et des aimants, deux familles d'actionneurs EM se distinguent selon l'orientation des électrodes par rapport aux aimants. Dans le cas où ceux-ci sont parallèles, respectivement perpendiculaires, entres eux, l'actionneur est dit **parallèle** ou **normal**. Cela dit, quelque soit la géométrie étudiée, les lois régissant les forces EM et l'écoulement découlent à la fois des équations de l'électromagnétisme (équations de Maxwell notamment) ainsi que des équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes et conservations).

Grâce à ces forces un décollement de la couche limite peut être retardé ou supprimé, l'intensité de la turbulence peut être diminuée, la vorticité présente dans la couche limite peut être modifiée et le frottement peut être réduit. De précédents travaux, principalement expérimentaux, ont mis en évidence les possibilités de ce concept novateur. A titre d'exemple (voir le paragraphe 2.2.1.1 pour plus de détails), [Nosenchuck \(1996\)](#) s'est principalement intéressé à la réduction de la traînée de paroi en utilisant un réseau d'actionneurs normaux. Il a aussi obtenu, à l'aide d'un actionneur parallèle, une réduction très significative de l'intensité turbulente. [Weier et al. \(2000\)](#) ont principalement recouru à des actionneurs parallèles dans le but de prévenir la séparation de la couche limite. Leurs résultats sur une plaque plane mise en incidence montrent que le décollement de la couche limite est totalement supprimé sous l'action des forces électromagnétiques. Une autre approche, que nous adopterons dans ce mémoire et sur laquelle [Lim et al. \(1998\)](#) ont travaillé, est d'utiliser le CEM pour détruire ou au moins modifier les structures cohérentes présentes dans une couche limite turbulente. Une telle approche vise à mieux comprendre aussi bien les modes d'action d'une telle technique que la turbulence elle-même et notamment le cycle de régénération des structures cohérentes la constituant.

Méthodologie et objectifs de l'étude

La méthodologie employée dans notre étude consiste, dans un premier temps, à obtenir un champ turbulent non forcé à partir d'un écoulement laminaire auquel un bruit blanc est imposé. Une fois la convergence numérique assurée, le traitement des champs de vitesse permet l'identification des structures cohérentes présentes dans cette couche limite ([Jeong & Hussain, 1997](#)). L'étape suivante consiste à actionner ces structures par un forçage numérique représentatif du forçage réel,

tel que celui développé par un actionneur expérimental. Dans un premier temps un forçage de type "aspiration-soufflage" à la paroi, en modifiant la composante normale des fluctuations de vitesse (Choi *et al.*, 1994), est implémentée. Ceci dans le but de comprendre et d'analyser la réponse de l'écoulement à ce forçage, puis d'en comparer les principales différences par rapport au forçage EM. Ensuite, divers types de forçage EM local (normal, parallèle, en réseau) seront appliqués dans le voisinage des structures responsables de la production turbulente. Ce dernier est très complexe (Rossi & Thibault, 2002), notamment par son champ de forces tridimensionnelles, mais aussi par le fait que le rotationnel des ces forces est non nul et apporte donc une source de vorticité à l'écoulement. L'objectif final est d'identifier les modes d'actions possibles du forçage EM pour établir les bases de l'optimisation de ce concept novateur de contrôle, de comprendre les mécanismes modificateurs de l'écoulement ainsi que des propriétés locales de la turbulence dans le but de réduire la production turbulente ou de perturber le cycle de génération de celle-ci. Notre étude se basera notamment sur les travaux de Choi *et al.* (1994), Heno  ch & Stace (1995), Lim *et al.* (1998) et Berger *et al.* (2000).

Première partie

De la turbulence et du contrôle d'écoulement

Avant de rentrer plus à même dans le cœur du sujet, il est nécessaire de rappeler quelques notions, à la fois sur la turbulence en générale, et plus précisément sur la couche limite turbulente, ainsi que sur les principaux concepts de contrôle d'écoulement étudiés jusqu'à lors.

Chapitre 1

Couche limite turbulente

L'écoulement turbulent, simulé numériquement dans un canal plan (les raisons de ce choix seront discutés dans le paragraphe 3.1), pourra être profondément perturbé par les diverses actions auxquelles il sera soumis. Il est donc important de préciser les définitions des termes et variables utilisés ainsi que de décrire les phénomènes physiques susceptibles d'être affectés.

1.1 Rappel sur la couche limite turbulente

Une couche limite laminaire est une couche très mince à la paroi où les gradients de vitesses sont forts et où les lignes de courants sont parallèles entre elles. Lors de l'augmentation de la vitesse, des instabilités apparaissent au sein de l'écoulement sous forme d'ondes. Les particules fluides se déplacent de façon désordonnée. Les lignes de courant ne sont plus parallèles entre elles et les vitesses des particules varient à chaque instant. On parle alors de **couche limite turbulente**. Afin de caractériser l'état laminaire ou turbulent d'un écoulement, un nombre adimensionnel, le nombre de Reynolds Re_h , a été introduit. Celui-ci apparaît naturellement lors de l'écriture des équations de Navier-Stokes adimensionnalisées (Chassaing, 1997; Cousteix, 1989; Hinze, 1975).

$$Re_h = U_{cP} h / \nu \text{ (dans le cas d'un canal)}^1 \quad (1.1)$$

avec

U_{cP} : vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille

h : demi-hauteur du canal

ν : viscosité cinématique du fluide

Ce nombre introduit donc une propriété du fluide, sa viscosité cinématique ν , ainsi qu'une caractéristique de la géométrie étudiée (ici la demi-hauteur h du canal), et de l'écoulement (à savoir sa vitesse). Dans notre cas, cette dernière évolue suivant un profil de Poiseuille (loi parabolique) comme l'illustre la figure 1.1.

¹ Pour une couche limite "classique", 99% de l'épaisseur δ de la couche limite serait prise comme longueur de référence en comparaison à la demi hauteur d'un canal.

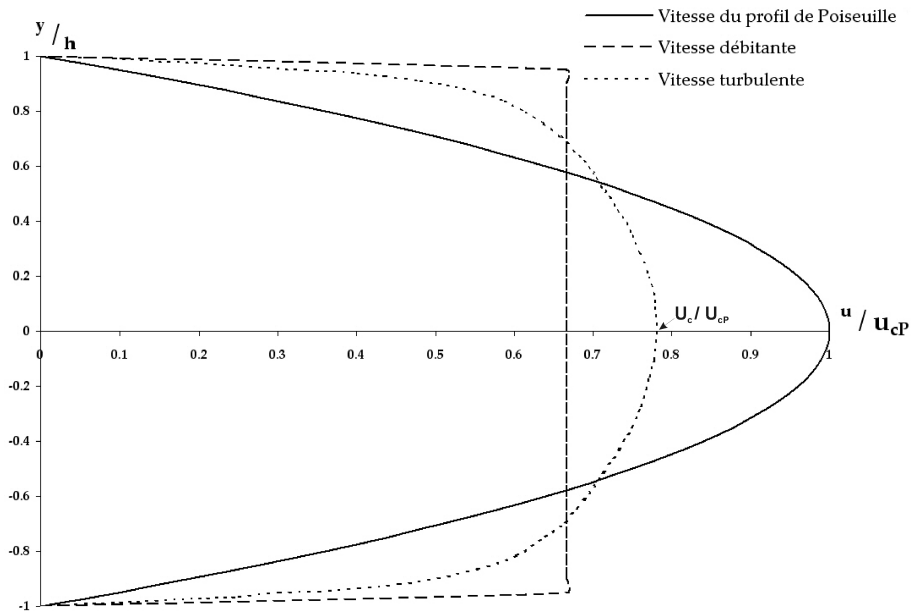


FIGURE 1.1 – Profil des vitesses. U_{cP} est la vitesse de Poiseuille au centre du canal, U_c la vitesse moyenne au centre du canal (ici pour un champ pleinement turbulent) et h la demi-hauteur du canal.

Remarques : En se basant sur la vitesse débitante U_{deb} , et non plus sur la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille U_{cP} , un nouveau nombre de Reynolds peut être construit.

$$Re_{h_{deb}} = \frac{U_{deb} 2h}{\nu} = \frac{4}{3} Re_h \quad \text{car} \quad \frac{U_{deb}}{U_{cP}} = \int_{-1}^1 \frac{U}{U_{cP}} d\left(\frac{y}{h}\right) = \frac{2}{3} \quad (1.2)$$

Il en va de même en construisant un nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne au centre du canal U_c .

$$Re_{h_c} = \frac{U_c h}{\nu} \quad (1.3)$$

Numériquement, la seule vitesse pouvant servir de référence est la vitesse U_{cP} . En effet celle-ci est notre vitesse initiale sur laquelle un bruit blanc est imposé afin d'obtenir dans le temps un écoulement turbulent. Elle correspond à la vitesse maximale au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan. D'un point de vue physique, il est cependant plus aisé de raisonner sur la vitesse débitante ou la vitesse moyenne au centre du canal. Mais cette dernière varie au cours du temps et ne peut donc servir de référence.

1.1.1 Echelles caractéristiques

En turbulence, deux échelles caractéristiques, l'une pour les vitesses, l'autre pour les longueurs, sont classiquement utilisées. Celles-ci reposent sur l'étude des plus petites échelles de l'écoulement auxquelles sont associées une vitesse de frottement u_τ et une longueur visqueuse ν/u_τ .

Echelles de vitesse et de longueur

La vitesse de frottement u_τ est donc utilisée comme référence. Celle-ci est déduite de la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p .

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} = \rho u_\tau^2 \quad (1.4)$$

d'où

$$u_\tau = \sqrt{\left. \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}} \quad (1.5)$$

avec

- ρ : masse volumique du fluide
- μ : viscosité dynamique du fluide

De par sa définition, u_τ n'est une constante que si le gradient de vitesse à la paroi suivant la normale est constant. Lors d'un forçage pariétal, par exemple, ce n'est pas le cas, du fait de la variabilité de ce gradient de vitesse.

Remarque : Il est à noter que la force visqueuse F_μ , construite en utilisant le coefficient de frottement pariétal, C_f , peut s'écrire via cette vitesse de frottement :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.6)$$

$$F_\mu = \frac{1}{2}\rho U^2 C_f S = \rho u_\tau^2 S = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} S \quad (1.7)$$

avec

- S : surface de frottement

En cohérence avec l'échelle de référence de vitesse u_τ , une échelle de longueur peut être construite. Celle-ci est appelée longueur visqueuse et est définie comme suit : ν/u_τ . C'est la plus petite échelle de longueur d'un écoulement turbulent.

Autres grandeurs et récapitulatif

A partir de ces deux seules échelles de référence de longueur et de vitesse, il est possible de rendre adimensionnelles toutes les autres variables.

Grandeurs physiques	longueur	vitesse	temps	vorticité	pression	force vol.
	x	u	t	ω	p	f
Grandeurs adimensionnelles	$x^+ = x \frac{u_\tau}{\nu}$	$u^+ = \frac{u}{u_\tau}$	$t^+ = t \frac{u_\tau^2}{\nu}$	$\omega^+ = \omega \frac{\nu}{u_\tau^2}$	$p^+ = p \frac{1}{\rho u_\tau^2}$	$f^+ = f \frac{\nu}{\rho u_\tau^3}$

TABLEAU 1.1 – Récapitulatif des échelles physiques et pariétales.

Les grandeurs portant l'exposant $^+$ sont donc sans dimension. Elles sont classiquement appelées *échelles réduites* ou *échelles de paroi* ou *pariétales* dans la suite du mémoire.

Au niveau des échelles de temps, une échelle t^* , autre que t^+ , est couramment utilisée. Celle-ci, correspond à l'adimensionalisation de l'échelle de temps, t , via la vitesse de frottement rapportée à la demi hauteur du canal. Elle est donc liée au temps de diffusion dans la sous-couche visqueuse.

$$t^* = t \frac{u_\tau}{h} = \frac{t^+}{Re_\tau} \quad (1.8)$$

Une autre adimensionalisation sera introduite par la suite, liée au code numérique utilisé (voir le paragraphe 3.1.2). Un tableau récapitulatif général sera alors présenté.

1.1.2 Grandeurs statistiques

Classiquement, les diverses variables que sont les vitesses, pressions, forces, etc. sont décomposées en composantes moyenne et fluctuante. Les fluctuations sont liées aux instabilités des écoulements turbulents et à l'agitation de ces derniers même si le mouvement moyen est permanent.

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (1.9)$$

Décomposition des composantes de la vitesse instantanée
en une partie moyenne et fluctuante

Les fluctuations apparaissent comme des variables aléatoires à partir desquelles diverses grandeurs peuvent être définies. Dans ce qui suit la vitesse est utilisée comme variable de référence, mais ces définitions restent valables pour toutes les autres variables.

1.1.2.1 Moyennes d'ensemble et temporelle

Dans ce mémoire, deux définitions de moyennes sont utilisées. La première, la moyenne d'ensemble, repose sur un calcul spatial des données. Du fait des conditions aux limites périodiques suivant x et z (voir le paragraphe 3.3.2), celle-ci s'écrit comme suit :

$$\langle \hat{u}_i(t, y) \rangle = \frac{1}{n_x n_z} \sum_{n=0}^{n_x} \sum_{m=0}^{n_z} u_i(t, x, y, z) \quad (1.10)$$

avec

n_x et n_z : nombre de points suivant les directions x et z

t : temps

La seconde (moyenne temporelle) permet de garantir statistiquement une bonne représentation d'une turbulence développée. Pour ce faire, les moyennes d'ensemble calculées précédemment à chaque pas de temps sont moyennées au cours du temps :

$$\langle u_i \rangle = \langle u_i(y) \rangle = \frac{1}{n_t} \sum_{l=0}^{n_t} \langle \hat{u}_i(t, y) \rangle \quad (1.11)$$

avec

n_t : nombre de pas de temps

1.1.2.2 Ecart type

$$u_{i_{rms}} = \sqrt{\langle u_i'^2 \rangle} \quad (1.12)$$

L'écart-type permet, en statistique, de mesurer l'étalement ou la dispersion autour de la moyenne d'un ensemble de données. Celui défini ci-dessus permet donc de savoir si les fluctuations des composantes de vitesse s'éloignent plus ou moins de la moyenne, lorsque les valeurs de l'écart type sont respectivement grandes ou petites.

1.1.2.3 Coefficient de corrélation

Le coefficient de corrélation entre deux variables aléatoires permet de mesurer leur degré de dépendance. S'il tend vers zéro ces variables sont indépendantes et plus il tend vers 1, en valeur absolu, et plus ces variables sont corrélées.

$$R_{(u_i', v_j')} = \frac{\langle u_i' v_j' \rangle}{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle} \sqrt{\langle v_j'^2 \rangle}} \quad (1.13)$$

1.1.2.4 Coefficients d'asymétrie et d'aplatissement

Ces deux coefficients, dans le cas d'une distribution gaussienne des variables aléatoires, prennent les valeurs 0 et 3 respectivement. Le premier mesure le facteur de dissymétrie (skewness) de la variable. Plus le "skewness" est positif et plus la variable aléatoire a de valeurs positives. Le second (flatness) met en avant le caractère intermittent de la variable. Des valeurs élevées indiquent une forte intermittence.

$$S(u_i') = \frac{\langle u_i'^3 \rangle}{\langle u_i'^2 \rangle^{3/2}} \quad (1.14)$$

$$F(u_i') = \frac{\langle u_i'^4 \rangle}{\langle u_i'^2 \rangle^2} \quad (1.15)$$

Dans le chapitre 4, la signification de ces diverses variables pour un champ turbulent sera explicitée plus en détail.

1.1.3 De la paroi à la région externe

Une couche limite turbulente peut être grossièrement décrite en deux zones bien distinctes (voir la figure 1.2). La région de proche paroi où les effets visqueux, dus à l'adhérence du fluide à la paroi, sont importants, et la région externe où la turbulence se développe. Le profil des vitesses moyennes turbulentes est régi par des lois dites de paroi pour la première zone et par une loi déficitaire pour la seconde. La contrainte de cisaillement turbulente totale, quant à elle, met en évidence l'influence relative des phénomènes physiques mis en jeu. Cette dernière est définie comme suit :

$$\tau = \underbrace{-\rho \langle u'v' \rangle}_{\text{contrainte turbulente}} + \underbrace{\mu \frac{\partial u}{\partial y}}_{\text{contrainte visqueuse}} \quad (1.16)$$

Au niveau de la région interne, très proche de la paroi ($y^+ < 5$), la vitesse varie linéairement avec la distance ($u^+ = y^+$) et la contrainte turbulente est négligeable devant la contrainte visqueuse. Il n'en demeure pas moins que les fluctuations de vitesse sont importantes. Cette zone, appelée sous-couche visqueuse, est le principal lieu de dissipation de l'énergie turbulente.

S'éloignant de la paroi jusqu'à rejoindre la région externe, l'action de la viscosité diminue. Cette zone, dite de recouvrement, se subdivise en deux. La région tampon ($5 < y^+ < 30$) qui est le siège de la production turbulente et la zone logarithmique où le profil de vitesse s'exprime par une loi logarithmique. Ces régions sont d'une importance capitale dans la compréhension de la turbulence, étant au cœur des principaux événements de celle-ci.

Enfin, la région externe, se raccordant à l'écoulement hors de la couche limite turbulente via une zone d'intermittence appelée "wake region", est dominée par les effets inertiels tandis que ceux de la viscosité s'évanouissent.

1.2 Quelques aspects phénoménologiques d'un écoulement turbulent

1.2.1 Phénomènes physiques et structures cohérentes

Les mouvements cohérents, présents dans la couche limite turbulente, constituent la principale signature de la production et du transport de l'énergie turbulente. En effet, les structures vorticitaires sont au cœur du cycle de production de la turbulence ainsi que du transport de la région de proche paroi vers la région externe. Aussi, les structures liées aux couches de cisaillement et l'instabilité locale de ces dernières peuvent expliquer la naissance des vortex.

Dans la littérature, un grand nombre de termes est introduit pour décrire les divers phénomènes observés dans une couche limite turbulente. Bon nombre de ces termes ont encore une définition ambiguë et ces phénomènes reposent sur des processus mal connus. La revue proposée par [Robinson \(1991\)](#) offre un résumé de l'état courant des connaissances.

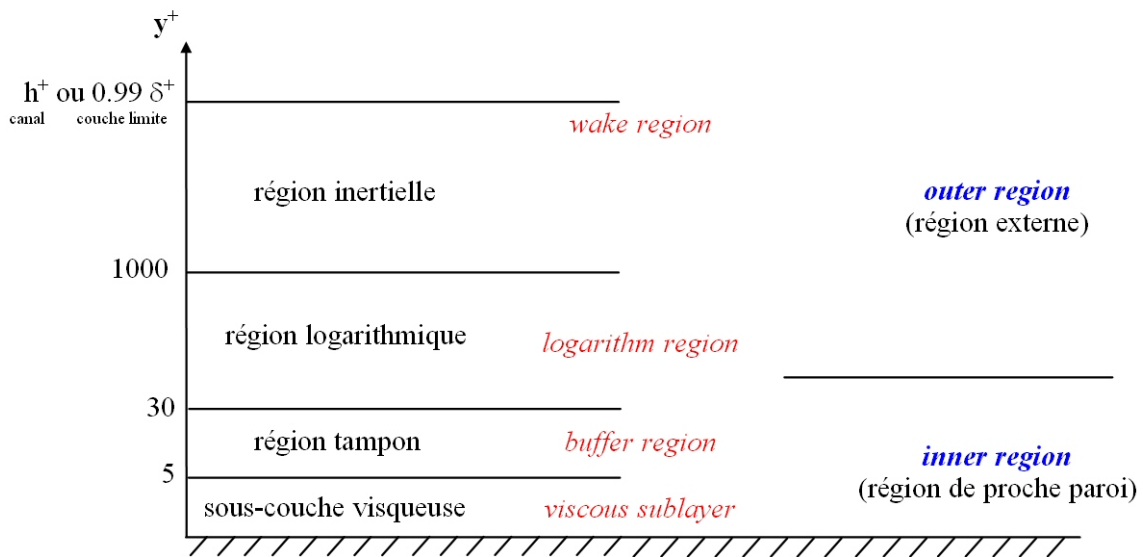


FIGURE 1.2 – Schématisation d'une couche limite turbulente.

Il est communément admis que la plupart de l'énergie turbulente d'une couche limite est liée aux mécanismes de balayage (sweep) et d'éjection. Ces événements sont associés à de fortes fluctuations de vitesse et aussi à une augmentation du frottement. Leur association quasi-cyclique, communément nommée "burst", est intimement liée au processus de régénérescence de la turbulence. Mais cette notion de "burst" et des mécanismes s'y rattachant restent floues. Une instabilité en est-elle à l'origine ? Le rôle et le processus de génération des diverses structures ou encore la dynamique inhérente à ces structures sont autant d'interrogations.

Néanmoins, les récents travaux de [Smith \(1998\)](#), [Adrian & Balachandar \(1998\)](#), [Zhou et al. \(1999\)](#), [Adrian et al. \(2000\)](#) traitant des types de structures présentes dans une couche limite turbulente et de leurs différentes interactions permettent de mieux comprendre leur processus de génération. [Zhou et al. \(1999\)](#) se sont intéressés à l'évolution d'une seule structure en épingle pour un écoulement turbulent à faible nombre de Reynolds, et ce au moyen d'un calcul DNS (Direct Numerical Simulation). La Figure 3 montre le vortex primaire, noté PHV (Primary Hairpin Vortex), et les vortex générés, au cours de l'évolution temporelle, pour le temps $t^+ = 297$.

Les structures en épingle ou plus précisément les têtes et les jambes de l'épingle sont un lien potentiel en temps et en espace entre les événements turbulents, comme le montre la figure 1.4 extraite d'[Adrian et al. \(2000\)](#). Cette figure est une mesure PIV (Particle Image Velocimetry) dans une couche limite turbulente. La soustraction d'une vitesse de convection de $0.8U_\infty$ permet de faire apparaître les structures convectées à cette vitesse. La zone se déplaçant à la vitesse au centre de canal (U_c) et ainsi sélectionnée se situe entre $y^+ = 50$ et $y^+ = 200$. Quatre têtes d'épingles sont indiquées par A, B, C, D. Autour de la structure B, il est possible d'observer une zone de balayage (Q_4), située au-dessus de la structure et une zone d'éjection (Q_2), située en dessous de cette structure (voir le paragraphe 4.3 pour

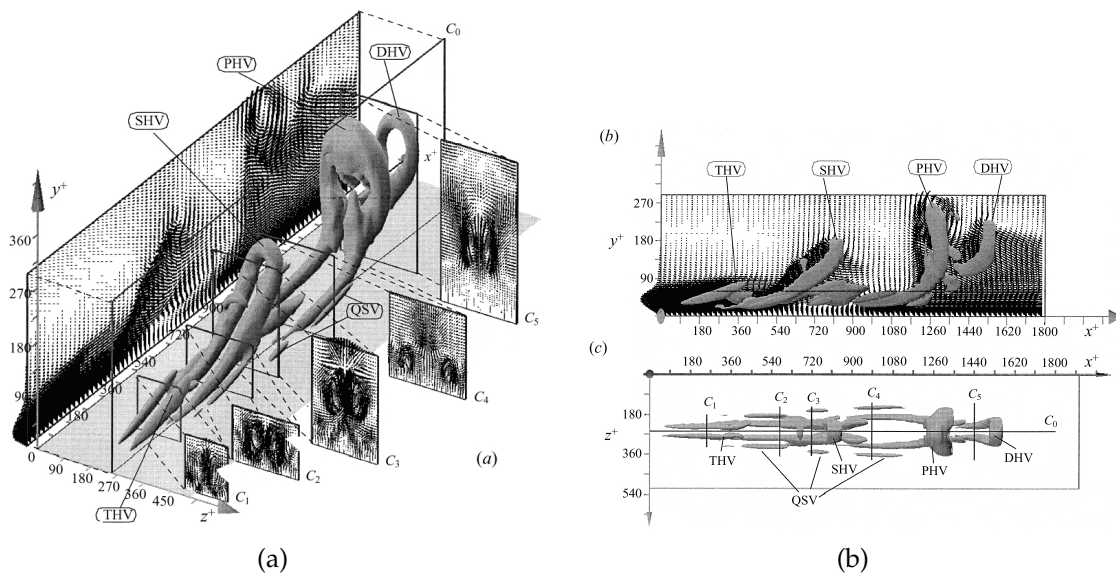


FIGURE 10. The sequence of vortices identified at $t^+ = 297$ by the iso-surface of λ_{ci}^2 with 2% of its maximum. (a) perspective view; (b) side view; (c) top view. The location of the five (z, y) -cross-sections (C_1 – C_5) at $x^+ = 252, 576, 720, 990,$ and 1440 , shown in the perspective view (a) are also marked in the top view (c). The (x, y) velocity vector plots shown in (a) and (b) correspond to the spanwise centre of the box and cuts through the hairpin heads. PHV, primary hairpin vortex; SHV, secondary hairpin vortex; THV, tertiary hairpin vortex; DHV, downstream hairpin vortex; QSV, quasi-streamwise vortices.

FIGURE 1.3 – Séquence de vortex issue d'un vortex primaire (Zhou *et al.*, 1999).

plus de détails sur ces zones Q_2 et Q_4). Entre ses deux évènements une couche de cisaillement est visible. Il peut être également noté sur cette figure, qu'entre les zones Q_4 et Q_2 une tridimensionnalisation de l'écoulement vient sans doute alimenter les jambes de la structure B. De plus, la forme propre d'une structure en épingle semble permettre d'auto entretenir la régénération de la turbulence, cf. Acarlar & Smith (1987), Zhou *et al.* (1999).

Parmi les nombreux auteurs qui ont étudié la position et le comportement des structures cohérentes dans la région de proche paroi, Benard *et al.* (1993) et Brooke & Hanratty (1993) offrent deux études numériques de la dynamique et la production des vortex. A partir de leurs résultats numériques deux hypothèses sont formulées. La première suggère que les vortex se régénèrent eux-mêmes par un processus qui semble faiblement dépendant de l'écoulement externe. La seconde indique que les balayages dominent les contraintes de Reynolds près de la paroi et apparaissent alors comme une manifestation du procédé de régénération par le biais duquel les tourbillons sont créés dans l'écoulement.

Quoiqu'il en soit, toute tentative de recherche des origines et des processus de génération, et de régénération, de ces structures cohérentes est rendue difficile par la complexité de l'écoulement à l'intérieur d'une couche limite turbulente.

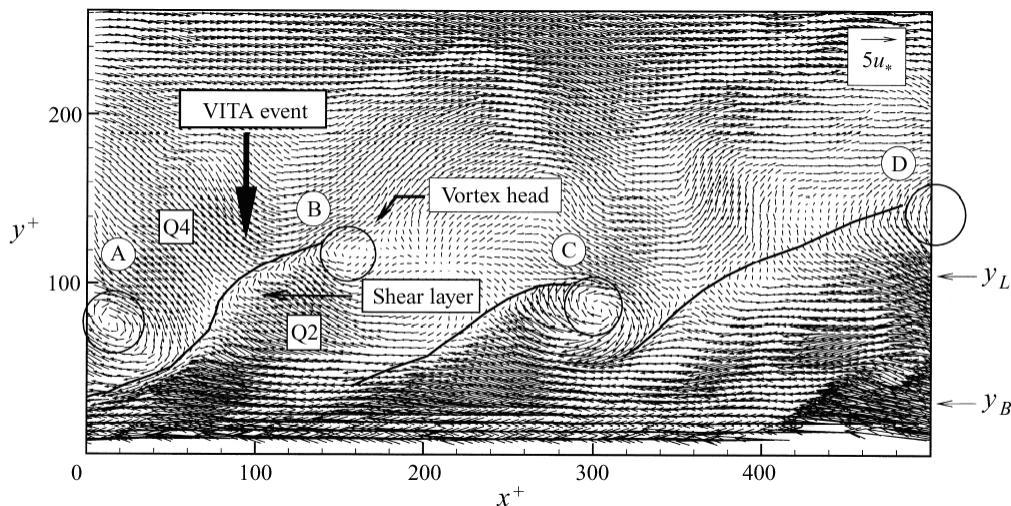


FIGURE 11. Near-wall realization at $Re_0 = 930$ showing four hairpin vortex signatures aligned in the streamwise direction. Instantaneous velocity vectors are viewed in a frame-of-reference moving at $U_c = 0.8U_\infty$ and scaled with inner variables. Vortex heads and inclined shear layers are indicated schematically, along with the elements triggering a VITA event.

FIGURE 1.4 – Mise en évidence de 4 structures en épingles, obtenue par mesure PIV (Adrian *et al.*, 2000).

1.2.2 Description des structures suivant les régions

La figure 1.5, extraite de Meng (1998), résume de manière synthétique les divers processus et structures présents dans une couche limite turbulente. Bien que cette illustration peut être contestée pour donner une vision idéalisée et trop simplifiée d'une couche limite turbulente, elle est présentée ici par son caractère synthétique fort appréciable dans le cadre de ce chapitre de rappel.

Dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 50$), le champ de vitesse axiale s'organise en allées alternées de hautes et basses vitesses (streaks). De plus, la production de la majorité de la turbulence est créée de façon intermittente dans la région tampon ($5 \leq y^+ \leq 30$) durant les éjections des faibles vitesses et les balayages des hautes vitesses.

Au niveau de la région externe ($y^+ \geq 100$), et notamment près de la zone supérieure de la couche limite turbulente, des structures en forme de "calotte" (bulges) ou bombements tridimensionnelles apparaissent. D'importantes vallées d'écoulement irrotationnel, aux frontières de ces structures en forme de "calotte", entraînent du fluide vers la région turbulente. Des vortex, de grandes dimensions mais de faible vorticité, sous ces bombements impactent du fluide à grandes vitesses, provenant des balayages de la région de proche paroi, générant ainsi des couches cisailées inclinées.

1.3 Conclusion

La couche limite turbulente est une zone complexe de l'écoulement où un grand nombre de structures se côtoient. Parmi celles-ci les "streaks" et les couches cisailées sont celles qui ont fait l'objet du plus grand nombre de publications (Adrian *et al.*, 2000; Meng, 1998; Zhou *et al.*, 1999). Dans le cadre de ce mémoire,

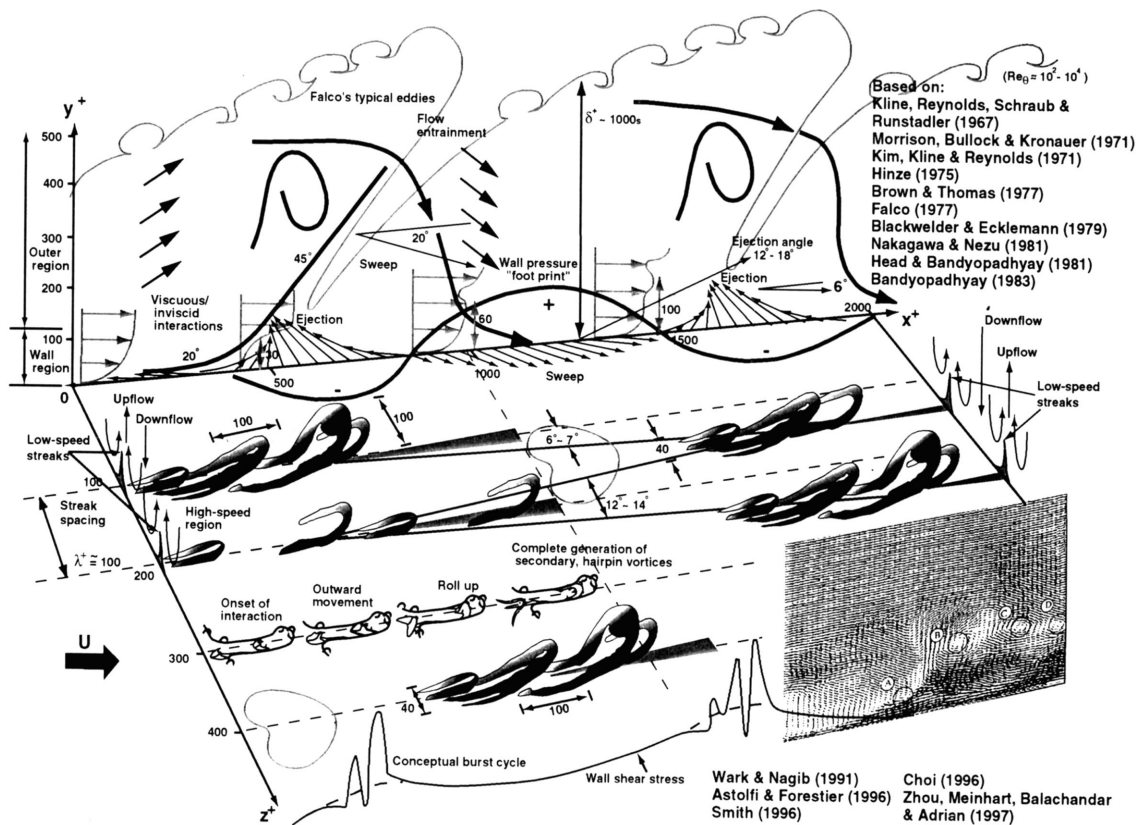


FIGURE 1.5 – Modèle conceptuel d’une couche limite de paroi. Extrait de Meng (1998).

et lors de l’imposition des différents forçages, notamment électromagnétiques, ce sont les structures présentes dans la région de proche paroi qui seront susceptibles d’être le plus affectées. Une attention toute particulière sera donc portée aux zones de hautes et basses vitesses, c’est-à-dire aux éjections et balayages. Pour se faire, les diverses grandeurs statistiques, définies précédemment, couplées à des techniques d’identification des structures, seront d’une aide précieuse.

Chapitre 2

Contrôle d'écoulement

Les enjeux de ce type de contrôle sont multiples. Outre le fait de vouloir agir localement sur un écoulement, il peut être utilisé pour supprimer ou au moins atténuer les effets néfastes autour d'un corps en mouvement dans un fluide, par exemple une séparation de couche limite. Les performances hydrodynamiques, aérodynamiques et aérothermiques peuvent être améliorées en jouant sur la traînée, la portance, la stabilité, les échanges de chaleur et de masse, etc... Les nuisances engendrées telles que les bruits, vibrations, émissions de polluants peuvent être diminuées. Il est aussi possible de rendre ces corps plus discrets en émettant moins de bruits ou d'infrarouges. Le contrôle d'écoulement s'inscrit donc dans un domaine de recherche très vaste. Les propos de ce mémoire se cantonneront au champ, déjà suffisamment complexe, du contrôle d'écoulement turbulent.

Dans la littérature, la plupart des méthodes de contrôle d'écoulement ou de turbulence sont basées sur une compréhension fondamentale de la couche limite. Parmi les nombreux résultats acquis dans le domaine, un bref aperçu de ce qui nous est apparu utile au fondement de notre travail est exposé dans ce qui suit.

2.1 Quelques types de contrôle : contrôles actif et passif

Quelque soit le but recherché, deux modes d'action se distinguent. Le contrôle passif, où seule une action sur l'écoulement est entreprise, et le contrôle actif, où une action est imposée en fonction de l'écoulement. Pour ce dernier, deux cas se distinguent. Le contrôle actif en boucle fermée où l'action est commandée lors de la détection d'un événement particulier de l'écoulement (par exemple des fluctuations de pression). Le contrôle actif en boucle ouverte où l'action, ou le cycle d'action, est commandée en fonction des événements "moyens" présents dans la couche limite. C'est à ces derniers types de contrôle que s'intéresse notre travail.

2.1.1 Contrôle passif

Dès les années 50, des méthodes de contrôle passif telles que des revêtements déformables, notamment celui de Kramer, se rapprochant de l'épiderme des dauphins ont fait l'objet d'études. La complexité de ces dispositifs réside dans leur optimisation. En effet ces revêtements ont un effet non négligeable sur la stabilité des couches limites (Gaster, 1987). L'intensité de la contrainte de cisaillement pariétale, les fluctuations de pression à la paroi, la diminution de la traînée ainsi que du bruit dans une couche limite turbulente sont autant de résultats concluants obtenus via ce procédé.

A la fin des années 80, de nombreuses études ont montré que les effets des dispositifs "L.E.B.U." (Large Eddy Break-Up) conduisent à un gain global net nul de la traînée (Bushnell & McGinley, 1989) bien que celle-ci soit fortement réduite ($\sim 40\%$) en aval du dispositif. Au début des années 90, les recherches sur la réduction de la traînée se sont focalisées autour des "riblets" (voir la figure 2.1). Ceux-ci permettent de réduire le frottement pariétal de l'ordre de 8% mais dans des conditions de laboratoire. Pour cela, l'espacement optimal entre chaque "pics" est fonction de la vitesse, ce qui ne peut être envisagé dans des conditions réelles où cette réduction atteint difficilement 2%. Néanmoins, ce gain est suffisant pour réduire de manière significative la consommation en kérosène des avions et est actuellement largement utilisée dans l'industrie aéronautique. Bechert & al. (1992) couplèrent l'utilisation de ces "riblets" par des éjections de fluide à la paroi et augmentèrent cette réduction, la portant à 9%. Les "riblets" sont aussi utilisés afin de retarder la transition laminaire-turbulent (Starling & S.Choi, 1997) et permettent de réduire l'intensité turbulente.

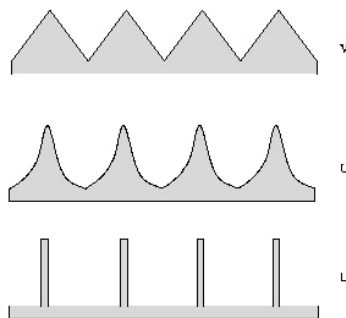


FIGURE 2.1 – Principaux types de "riblets".

Cependant ces diverses manipulations passives ont une gamme de fonctionnement optimal relativement restreinte. Cela étant, elles sont relativement facilement réalisables, notamment expérimentalement. Il est donc important d'évaluer les besoins liés à leurs utilisations. Quoiqu'il en soit, ces divers travaux ont permis de mieux comprendre les mécanismes de réaction de la structure fine de la turbulence pariétale sous l'effet d'une manipulation (Tardu, 1995).

2.1.2 Contrôle actif

Le contrôle actif, quant à lui, repose sur l'identification des structures tourbillonnaires présentes dans la région tampon et de l'interaction des ces dernières avec l'écoulement près de la paroi (Orlandi & Jimenez, 1994). Ainsi, faire du contrôle revient à agir, soit directement sur les structures, soit à manipuler l'écoulement induit par celles-ci.

Cette méthode de contrôle semble très efficace comme diverses études l'attestent (contrôle actif de la traînée, du mélange dans un jet, etc.). Pour autant, très peu de réalisations expérimentales ont vu le jour et seules des simulations numériques directes en montrent les atouts. Ceci est principalement dû au fait que la détermination expérimentale des caractéristiques spatio-temporelles de la turbulence est très complexe. Or, cette étape est indispensable pour tout schéma de contrôle actif qui exige une connaissance instantanée de l'état de l'écoulement dans un maillage extrêmement fin. Les divers micro-capteurs (MEMS : Micro-Electro-Mechanical Systems) existants ne permettent pas encore d'identifier les structures et de déterminer leurs interactions avec l'écoulement pariétal. Or ceci est indispensable pour développer des schémas simples et efficaces de contrôle.

Du côté numérique, Choi *et al.* (1994) ont exploré en 1994 un contrôle actif, en boucle fermée, d'un forçage de type soufflage-aspiration à la paroi. Le mode d'action virtuel consiste à imposer une vitesse normale de même norme que celle détectée dans la zone tampon, mais de sens opposée. L'objectif est de réduire l'effet des éjections et des balayages (sweeps) et d'intervenir indirectement dans le cycle de production de la turbulence. Leurs travaux seront plus longuement discutés dans le chapitre traitant des modes de forçage (§ 5).

Des études toutes aussi prometteuses portent sur l'oscillation périodique ou non de la paroi. La réduction de la traînée peut atteindre 45% dans le cas d'une oscillation périodique transverse (Choi & Balachandar, 1997) et ce sur une distance relativement importante en aval du lieu initial de l'oscillation (5 fois l'épaisseur de la couche limite).

Par ailleurs, un grand nombre d'auteurs s'intéressent au contrôle actif par action d'un champ de forces électromagnétiques, dans lequel s'inscrit notre étude.

2.2 Le Contrôle ElectroMagnétique (CEM)

Le contrôle électromagnétique est un mode d'action qui permet d'appliquer directement au sein d'un écoulement, et dans des régions choisies de celui-ci, des forces volumiques locales. Pour cela des actionneurs pariétaux composés d'une paire d'aimants permanents affleurant à la paroi et d'une paire d'électrodes pariétales sont utilisés. La conjugaison d'un champ magnétique (\mathbf{B}) et d'un champ électrique (\mathbf{E}) crée des forces volumiques de Lorentz-Laplace ($\mathbf{f}_{EM} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, où \mathbf{j} est la densité de courant dérivant directement du champ électrique \mathbf{E} , voir le paragraphe 2.2.2.2). Ces dernières ont la particularité, suivant la géométrie des actionneurs, d'avoir un rotationnel non nul qui apporte des sources de vorticités alternées à l'écoulement. Au sein d'une couche limite turbulente, ceci conduit à une restructuration du champ vorticitaire et affecte donc les structures cohérentes

responsables de la production turbulente. Aussi le champ de forces est très "tridimensionnel" et présente une très grande variabilité près de la paroi (Rossi & Thibault, 2002).

La grande force de ce type de contrôle réside dans son mode de fonctionnement. En effet, les forces EM sont actives uniquement lorsque une tension aux bornes des électrodes est imposée. Ainsi des possibilités très variées, de contrôle en boucle ouverte suivant un cycle d'activation, mais aussi en boucle fermée sont permises. Une large gamme d'utilisation est donc offerte se rapprochant des techniques d'aspiration-soufflage, oscillation de paroi, détection-soufflage. . .

2.2.1 Bilan des connaissances

Suivant la direction principale des forces EM, deux types de forçage se distinguent : le forçage EM normal et le forçage EM parallèle.

2.2.1.1 Forçage EM normal

Description

Lorsque les forces de Lorentz sont principalement perpendiculaires à la paroi, au-dessus de l'axe de l'actionneur, le CEM est dit forçage normal. Ces forces électromagnétiques peuvent être soit centrifuges, lorsque ces dernières sont dirigées de l'actionneur vers l'extérieur, soit centripètes, lorsqu'elles sont orientées vers le centre de l'actionneur. Le rotationnel des forces imposées à l'écoulement peut s'interpréter comme une injection de vorticité électromagnétique. Cette source de vorticité imposée est distribuée tridimensionnellement dans le volume fluide où les forces EM s'appliquent. En d'autres termes, l'actionneur électromagnétique apparaît comme une source combinée de forces pompant directement et localement l'écoulement et de vorticité contribuant à modifier les structures tourbillonnaires.

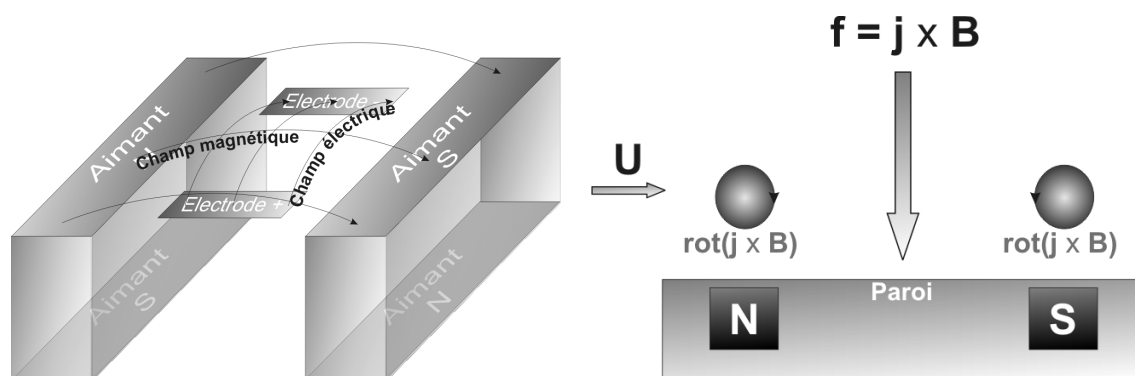


FIGURE 2.2 – Schématisation d'un actionneur dans le cas d'un forçage EM normal.

Pour agir sur un grand domaine d'écoulement pariétal, il convient d'associer plusieurs actionneurs au sein d'un réseau, aussi appelé damier. L'activation de chaque actionneur peut être pulsée, périodique ou non, dans le temps et dans

l'espace. Nosenchuck (1996) utilise un damier avec une excitation périodique à quatre phases, c'est à dire qu'un quart du damier est actif à un instant donné selon une séquence représentée par les chiffres de la figure 2.3. Cette séquence fera l'objet d'une description détaillée dans le chapitre (6.2.1.1).

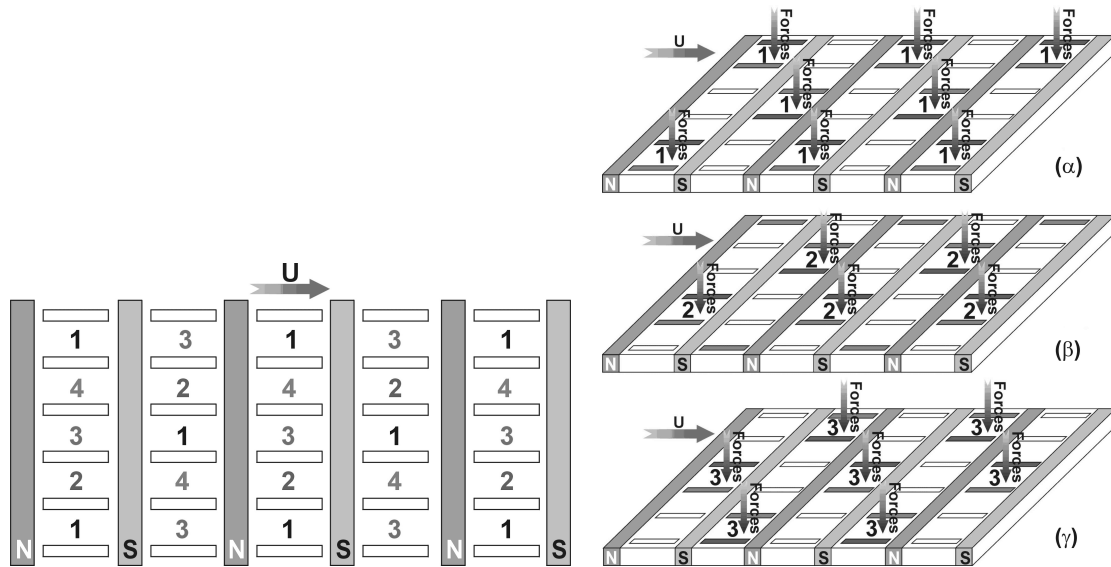


FIGURE 2.3 – Représentation 3D, les illustrations sont décomposées selon les trois premières phases (α , β , γ) de l'alimentation électrique (d'après Nosenchuck (1996)).

Objectifs du forçage EM normal

Réduction de la traînée et de l'intensité turbulente

Nosenchuck & Brown (1993), ont obtenue expérimentalement une réduction importante de l'intensité turbulente, comme l'illustre la figure 2.5, lors du passage de l'écoulement au-dessus d'un actionneur en configuration normal.

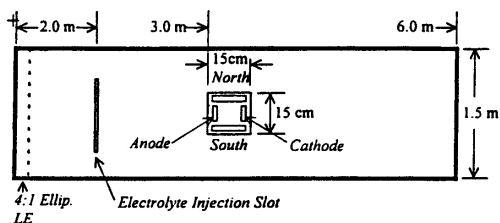


FIGURE 2.4 – Schématisation du dispositif expérimental utilisé par Nosenchuck & Brown (1993) pour la réduction d'intensité turbulente

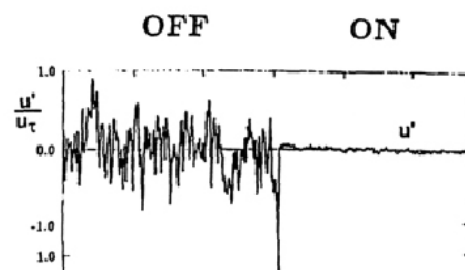


FIGURE 2.5 – Réduction de l'intensité turbulente. $Re_\theta = 1100$ et $y^+ = 3$

A l'aide d'un réseau d'actionneurs normaux (voir la figure 2.6), Nosenchuck a obtenu expérimentalement une réduction significative de la traînée (60 %). Malheureusement, la dépense énergétique associée à l'actionneur EM était supérieure au gain énergétique par réduction de traînée dans un rapport d'environ 1.2. Cela dit, si les travaux de Nosenchuck ont le mérite d'avoir ouvert de nombreuses perspectives, ils montrent aussi leurs limites en terme de compréhension et d'optimisation du concept CEM.

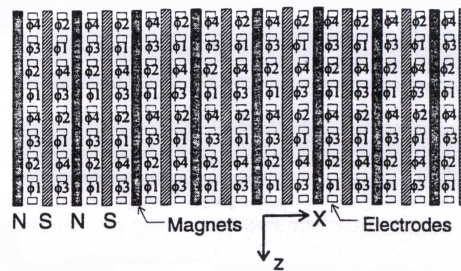


Figure 9: 8 x 15 LFA Array

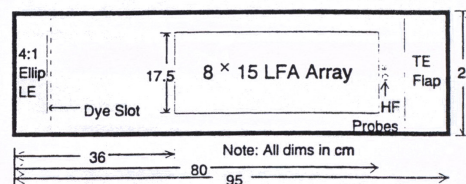


FIGURE 2.6 – Schématisation du dispositif expérimental utilisé par Nosenchuck (1996) pour la réduction de traînée. Damier (500mm x 400 mm) de 25 électrodes et 25 aimants ($B=0.35T$ à la surface).

Altération des structures cohérentes

Tout comme pour les travaux expérimentaux réalisés par Henoah & Stace (1995), ceux entrepris par Rossi (2001), et poursuivi par Claudio Lindquist (Bouillon *et al.*, 2004a; Thibault *et al.*, 2004), montrent clairement la possibilité de modifier et même de détruire les structures cohérentes d'une couche limite turbulente (voir la figure 2.7). Les diverses études conduites au LEGI (Thibault *et al.*, 2002; Bouillon *et al.*, 2003a) visent à une meilleure compréhension des mécanismes réellement actifs dans la modification du comportement de la couche limite, notamment au niveau des forces de Lorentz et de la vorticité imposée localement.

2.2.1.2 Forçage EM parallèle

Les soviétiques furent les premiers, d  s 1961 (Gailitis & Lielausis, 1961), à proposer d'appliquer à l'écoulement des forces électromagnétiques de profil exponentiels à l'aide d'actionneurs axiaux (Lielausis, 1997).

Description

Dans cette configuration, les actionneurs utilisés sont constitués en alternance d'électrodes et d'aimants longitudinaux parallèles entre eux, de signes et de pôles

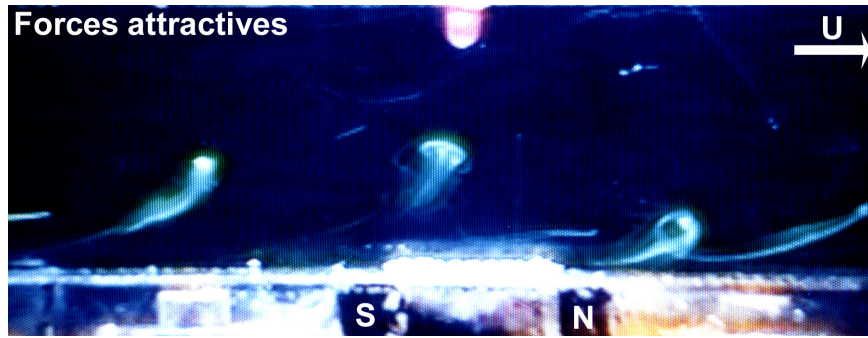


FIGURE 2.7 – Destruction d’une structure cohérente lors de son passage au-dessus d’un actionneur EM en configuration normale (Rossi, 2001).

alternés opposés (voir la figure 2.8). Dans l’hypothèse d’actionneurs infiniment longs, les champs électriques et magnétiques peuvent être considérés comme bi-dimensionnels, produisant ainsi des forces parallèles à la paroi. Ces dernières peuvent être axiales, soit dans le sens de l’écoulement soit y être opposées, ou transversales et excitées alternativement par changement de polarité des électrodes. Dans ce dernier cas, elles s’apparentent alors à une oscillation de paroi transverse périodique (Berger *et al.*, 2000).

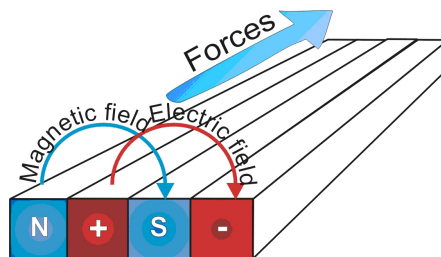


FIGURE 2.8 – Schématisation d’un actionneur dans le cas d’un forçage EM parallèle.

Objectifs du forçage EM parallèle

Prévention de la séparation de couche limite et réduction de traînée

Le but de ce type de configuration peut être de retarder la transition à la turbulence. Les études expérimentales menées par Henoah & Stace (1995) sur une couche limite d’une plaque plane sans gradient de pression ont montrés trois régimes d’écoulement. Le premier où la turbulence est peu modifiée sauf près de la paroi. Le second où un faible jet pariétal est observé ainsi qu’une diminution des contraintes de Reynolds et de l’intensité turbulente (jusqu’à 30 %) sur la quasi totalité de la couche limite. Enfin, le troisième où de forts jets pariétaux sont accompagnés d’une augmentation des contraintes de cisaillement et de l’intensité turbulente. Ces mêmes auteurs ont montré que l’application de forces de Lorentz, dans le sens de l’écoulement, génère un jet pariétal au sein de la couche limite associé à une relaminarisation de la couche limite turbulente. De plus, ils ont notés que l’augmentation du frottement à la paroi (dû à l’augmentation du gradient de vitesse), est en partie compensée par la poussée résultant directement de ces forces.

Weier *et al.* (1993) ont montré, par des simulations et des expériences, qu'un forçage EM parallèle, axial à la surface d'un cylindre, peut fortement modifier les allées tourbillonnaires de Von Karmann et réduire la traînée. L'utilisation de tels actionneurs permet aussi de contrôler la séparation de couche limite de profil en incidences (gouvernail, plaques planes inclinées (Weier *et al.*, 2000)). Le décollement de la couche limite se produit à des incidences plus élevées, augmentant ainsi la portance et diminuant la traînée. La figure 2.9 montre clairement la prévention du décollement. Une plaque plane, équipée d'actionneurs EM parallèles, est mise en incidence par rapport à l'écoulement, allant de la gauche vers la droite et marqué par des bandes de fluorescéine. Par ailleurs, ce type d'actionneur peut être utilisé, dans le cas d'écoulement autour d'obstacles, pour le contrôle de sillage.

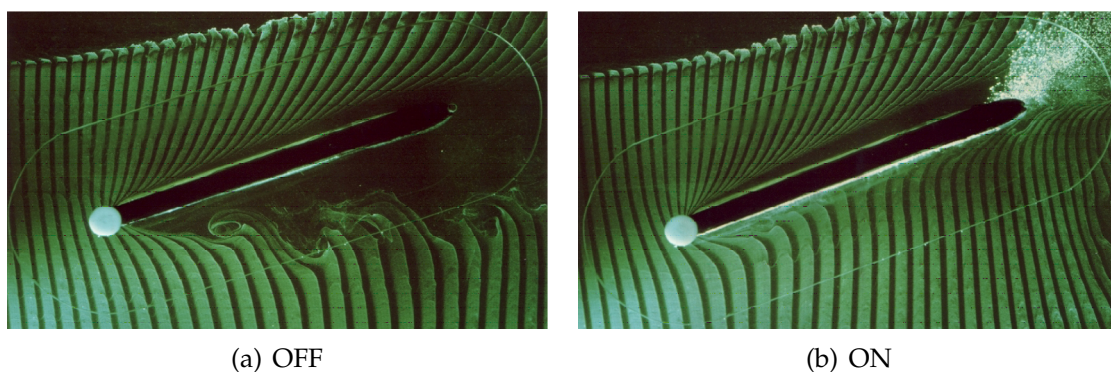


FIGURE 2.9 – Action d'un forçage parallèle sur une plaque plane mise en incidence (Weier *et al.*, 2000).

Aussi dans la littérature des études prometteuses portant sur l'oscillation périodique ou non de la paroi ont fait l'objet de nombreuses publications. Parmi celles-ci, Choi & Balachandar (1997) ont montré qu'une réduction de la traînée de paroi peut atteindre 45% dans le cas d'une oscillation périodique transverse et ce sur une distance relativement importante en aval du lieu initial de l'oscillation (5 fois l'épaisseur de la couche limite). Ceci met en évidence le fait que les mécanismes de réduction de traînée sont intimement liés à la vorticité transverse générée par des oscillations périodiques de la paroi. De plus, les vortex longitudinaux, dans la région de proche paroi, sont r align s dans la direction transverse et l'intensité des fluctuations de la vorticité axiale est diminuée dans la couche interne.

2.2.1.3 Les études numériques des forçages EM normal et parallèle.

D'un point de vue numérique, les divers auteurs ayant traités ce sujet, se sont intéressés aussi bien au forçage EM normal que parallèle. Parmi eux, citons les travaux de Lim *et al.* (1998) où une paire de vortex bidimensionnels fut utilisée afin d'étudier l'effet du forçage électromagnétique sur l'écoulement selon le sens de ce dernier. Pour ce faire, ils ont appliqué dans un premier temps un forçage normal puis parallèle, suivant la direction transverse pour ce dernier. Le code numérique

utilisé (code DNS : Direct Numerical Simulation) ainsi que la taille du maillage (129 x 256) sont similaires à ceux employés dans notre étude. Leur problème, traité en 2D pour un nombre de Reynolds de 1800, conclut que quelque soit la direction des forces EM, celles-ci empêchent les structures vorticitaires, dans le sens de l'écoulement, de se développer. De plus, ils constatent une élongation, dans le sens des forces EM, de la vorticité lorsque le nombre de Stuart, caractérisant le rapport des forces EM sur les forces d'inertie, augmente. Aussi, l'orientation des forces EM ne semble pas primordiale pour le contrôle de la vorticité axiale.

Berger *et al.* (2000) ont réalisé les mêmes études mais tridimensionnellement en utilisant une formulation analytique simplifiée du forçage. Dans tous les cas une réduction significative du frottement à la paroi fut obtenue (~ 40%) mais ce sans tenir compte de la dépense énergétique liée au champ électrique nécessaire. Un forçage EM parallèle oscillant dans la direction transversale de l'écoulement fut alors étudié. Mais l'amplitude nécessaire de celui-ci, pour obtenir une réduction de traînée significative, est telle que ce type de contrôle se révèle inefficace. Seule une détection préalable des structures cohérentes, avant application d'un forçage, conduit à une bonne adéquation entre réduction de traînée et dépense énergétique.

Quoiqu'il en soit, à notre connaissance, aucune étude numérique 3D d'un écoulement turbulent, utilisant un modèle "réaliste" des forces EM, n'a été effectué à ce jour.

2.2.2 Equations de base du forçage EM

Le forçage électromagnétique s'envisage dans le cadre d'applications hydrodynamiques navales où l'eau de mer est l'électrolyte. Au cœur de ce dernier le passage des courants résulte de la migration des ions que l'on peut représenter par une conductivité électrique apparente. Les électrodes des actionneurs étant à la paroi, les réactions d'oxydoréductions résultent en des sauts de potentiels, dus à l'activation des espèces électro-actives. Elles s'accompagnent aussi des dégagements gazeux. Ces phénomènes physico-chimiques prennent place dans une couche suffisamment mince pour être négligée devant les échelles de la couche limite et ainsi ne sont pas pris en compte dans les calculs du champ électrique. Dans la suite de ce travail, l'eau de mer est donc considérée comme un fluide conducteur de conductivité apparente constante (σ).

2.2.2.1 Equation de l'induction

Les équations de Maxwell conduisent à l'expression générale de l'induction magnétique \mathbf{B} suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B})}_{\text{terme de transport}} + \underbrace{\frac{\nabla^2 \mathbf{B}}{\mu_0 \sigma}}_{\text{terme de diffusion}} \quad (2.1)$$

Dans le cas du contrôle électromagnétique :
 \Rightarrow le rapport entre le terme de transport et le terme de diffusion, définissant le nombre de Reynolds magnétique (R_m), est très faible. En effet, la conductivité

apparente (σ) de l'eau de mer est de l'ordre de 5 Sm^{-1} , sa perméabilité (μ) est de $4\pi 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$, et si la vitesse (U) de l'écoulement est d'environ 10 ms^{-1} pour une longueur caractéristique (L_{EM} étant la taille de l'actionneur) de 4 cm, on obtient alors un nombre de Reynolds magnétique de $2.5 \cdot 10^{-6}$.

$$R_m = \mu_o \cdot \sigma \cdot U \cdot L_{EM} \approx 10^{-6} \quad (2.2)$$

⇒ les aimants sont permanents, garantissant ainsi toujours la même valeur de l'induction magnétique B à la surface des pôles. Il convient d'ajouter que ces aimants ne requièrent aucune énergie extérieure durant un activation.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

Ceci permet de justifier le fait que B soit indépendant de l'écoulement. Ainsi l'équation de l'induction, dans le cas du CEM, se réduit à :

$$\nabla^2 B = 0 \quad (2.4)$$

2.2.2.2 Loi d'Ohm

Pour les conducteurs de l'électricité, la loi d'Ohm qui est la loi constitutive de distribution des courants, est donnée par :

$$j = \sigma (E + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

E est le champ électrique, dérivant du potentiel électrique ϕ , défini par : $E = -\nabla\phi$ et $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ est la force contre-électromotrice induite liée au déplacement à vitesse U du milieu de conductivité σ dans un champ magnétique d'induction B . Dans le cas du contrôle EM en eau de mer, le terme $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ est environ cent fois plus faibles que E . Bien que l'eau de mer soit un électrolyte, on l'assimile à un conducteur dont sa conductivité est de l'ordre de 5 Sm^{-1} (contre 10^6 à 10^7 Sm^{-1} pour les métaux liquides) et l'induction magnétique est d'environ 1 T pour des aimants permanents. Or pour obtenir une force électromagnétique ($f = j \times B$) de l'ordre de la force volumique de pesanteur ($f_g = \rho g \approx 10^4 \text{ Nm}^{-3}$), une densité de courant de 10^4 Am^{-2} est nécessaire. Ainsi, pour une vitesse de 10 ms^{-1} , un champ électrique d'environ $2 \cdot 10^3 \text{ Vm}^{-1}$ est requis. Ceci implique un rapport de 200 entre $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ et E . Ainsi, pour le contrôle EM, nous pouvons négliger le terme $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ devant E et réduire notre loi d'Ohm à :

$$j = \sigma E \quad (2.6)$$

Cette hypothèse a fait l'objet d'une vérification (voir le paragraphe 7.1).

2.2.2.3 Conservation de la charge

Elle se traduit par l'équation suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.7)$$

Mais compte tenu de la loi d'Ohm, celle-ci devient dans notre cas, et si l'on considère que la conductivité σ de l'eau de mer est une constante :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.8)$$

De plus, comme $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, le potentiel électrique ϕ vérifie l'équation :

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (2.9)$$

2.3 Conclusion

Des deux grands modes de contrôle, passif et actif, un nombre conséquent de techniques a vu le jour. Certainement la plus popularisée est celle de Kramer reposant sur l'utilisation de revêtements se rapprochant de l'épiderme des dauphins. Malheureusement, la complexité de ce procédé a conduit à développer des techniques plus facilement maîtrisables tels que les "riblets". Quoiqu'il en soit, chacune répond de manière spécifique à un problème précis et aucune à ce jour ne permet d'envisager une méthode conduisant à un contrôle optimal quelque soit l'écoulement. Cependant elles contribuent à une meilleure compréhension de la turbulence et des mécanismes la constituant.

Parmi les concepts novateurs, s'inscrit le contrôle EM d'écoulement. Celui-ci repose sur l'utilisation d'actionneurs pariétaux, normaux ou parallèles et en réseaux ou non, générant des forces volumiques locales grâce à des aimants permanents et des électrodes. Les divers travaux, majoritairement expérimentaux, utilisant ce principe, ont montrés que ce type de contrôle pouvait être utilisé à des fins très diverses : réduction de la traînée et de l'intensité turbulente, altération des structures cohérentes, prévention de la séparation de couche limite et réduction de traînée. . . Toutefois, si les fondements théoriques de cette méthode sont clairement identifiés, il en est tout autre des mécanismes mis en jeu.

Deuxième partie

Simulation de l'écoulement turbulent développé non forcé

La simulation numérique directe est abordée ici comme un moyen d'investigation et d'analyse des modifications par divers types de forçage appliqués à un écoulement turbulent en canal. Aussi, la modélisation numérique est utilisée comme un outil complémentaire aux expériences. La première qualité des simulations numériques est de produire un champ complet des grandeurs physiques de l'écoulement (vitesses, pression...) résolues jusqu'aux échelles du maillage. Les méthodes de mesure ne permettent à ce jour que des mesures limitées et difficiles à mettre en oeuvre. La seconde qualité des simulations numériques est de permettre d'aborder divers types de forçage, aussi bien pour reproduire aussi fidèlement que possible un "forçage réel" tel que celui des expériences ou des applications envisagées, qu'un "forçage non réel ou idéalisé" qui ne se limite pas à des contraintes de réalisabilité et constitue une aide précieuse à l'analyse des mécanismes du contrôle.

Le but de cette partie n'est donc pas de décrire en détail le code utilisé, mais d'en exposer les principales caractéristiques (techniques retenues, schémas numériques employés, paramètres imposés, etc.), puis de discuter des résultats obtenus. Pour cela, les outils statistiques nécessaires à l'interprétation de ces résultats sont présentés.

Chapitre 3

Description du modèle numérique

3.1 Choix du code

Avant de rentrer plus précisément dans le code utilisé, il est bon de discuter du choix de celui-ci ainsi que de la géométrie adoptée. Le but ultime des modélisations numériques entreprises ici, serait de simuler les expériences réalisées et présentées dans la littérature par Lionel Rossi (Rossi, 2001) et poursuivies par Claudio Lindquist ainsi que celles de Nosenchuck (Nosenchuck & Brown, 1993) notamment. Ceci afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu, en quantifiant les diverses variables à des échelles trop difficilement accessibles expérimentalement et en obtenant les champs tridimensionnels de ces variables sur tout le domaine d'étude.

De la simulation en canal plan

L'objectif de mener des simulations numériques se rapprochant le plus possible des conditions expérimentales serait le meilleur moyen de comparer et compléter les deux approches : numérique et expérimentale. Mais du point de vue numérique, ceci se révèle très vite irréalisable du fait de la taille considérable que nécessiterait de tels calculs, tant au niveau mémoire, qu'espace disque, que temps de calcul. De plus, ces deux approches ne sont malheureusement pas en mesure de reproduire fidèlement la situation réelle d'une couche limite d'écoulement autour d'un navire se déplaçant dans un océan "infini". En effet, les expériences sont réalisées en tunnel hydrodynamique de dimensions réduites engendrant des effets de confinement et tridimensionnels non négligeables. Les simulations numériques sont quant à elles entreprises en canal et ainsi, d'un milieu semi-infini suivant la normale à l'écoulement (y), limité par la hauteur de la couche limite, et infini dans les deux autres directions (x et z), l'étude dans un canal conduit à prendre un milieu fini en y , limité par la demi-hauteur de celui-ci, et fini en x et z . Dans ces deux dernières directions, les plans limites de calcul ont des conditions aux limites périodiques (voir la figure 3.2). Mais simuler un écoulement en canal plan introduit une différence, par rapport à une couche limite "classique", bien plus importante encore. Le confinement des couches limites dans un canal implique un gradient de pression qui est inexistant (ou du moins négligeable) dans une

couche limite "traditionnelle". Le calcul et l'implication de ce terme de gradient de pression est discuté dans le chapitre 5.

Quoiqu'il en soit, la géométrie de notre étude a été prise pour être la plus simple possible afin que les effets des forçages, appliqués à l'écoulement, soient les plus facilement identifiables. Ainsi toutes les simulations numériques entreprises l'ont été dans un **canal plan** possédant deux parois parallèles adhérentes non poreuses (voir la figure 3.2). La seconde paroi permet donc de borner le milieu fluide qui, dans le cas d'une couche limite, est semi-infini. La couche étudiée ici est ainsi localisée dans la demi-hauteur du canal plan.

Du choix d'un code DNS

Préalablement à notre étude, Mickaël Perrin, dans le cadre de son DEA au sein de notre équipe, a étudié, à l'aide d'un code commercial de mécanique des Fluides (Fluent), le forçage EM normal d'un écoulement initialement au repos. Bien que ses résultats (figure 3.1a) aient montré qualitativement une similarité avec les résultats expérimentaux (figure 3.1b), l'aspect quantitatif quant à lui en diffère sensiblement. Ceci est a priori principalement dû au fait que son étude fut menée en 2D, mais aussi par le fait que la complexité des forces rend très difficile la convergence des calculs via un tel solveur (Bouillon *et al.*, 2002).

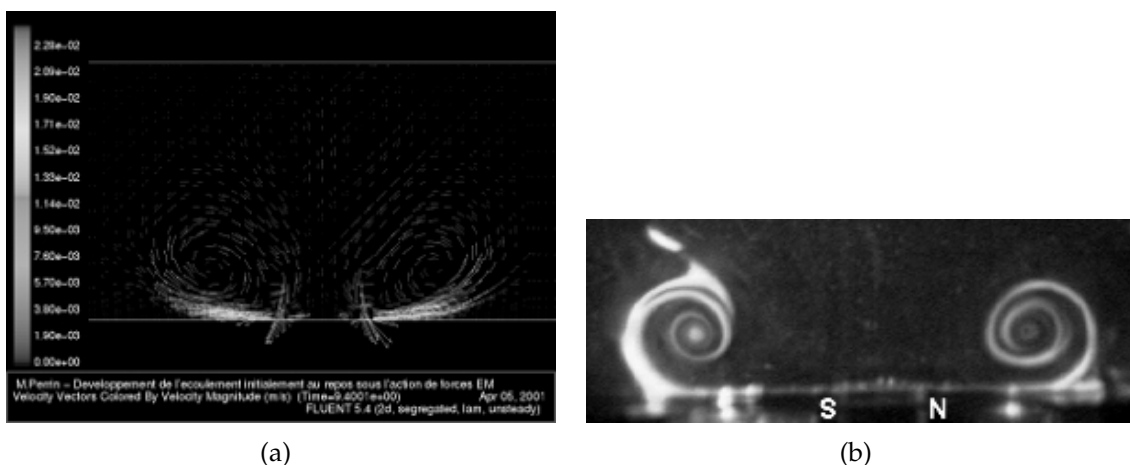


FIGURE 3.1 – Vecteurs vitesse au dessus d'un actionneur EM normal à partir d'un écoulement initialement au repos (Perrin, 2001; Rossi, 2001).

Ainsi pour ces raisons, mais aussi afin de pouvoir maîtriser totalement l'outil utilisé, le recours à un code non commercial fut pris. Dès lors, le choix de la modélisation des équations gouvernant l'écoulement est nécessaire. Les modèles classiquement utilisés en simulations numériques des écoulements turbulents se classent grossièrement en trois grandes familles suivant les informations voulant

être recueillies. La technique RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)¹ permet de modéliser toutes les échelles de l'écoulement en moyennant les équations, ce qui a pour objectif d'étudier statistiquement les données. Ainsi aucune information sur les structures de l'écoulement et les fluctuations locales n'est déterminée. Les SGE (Simulations des Grandes Echelles)¹ résolvent quant à elles les grandes échelles de l'écoulement et modélisent les plus petites pour lesquelles des modèles sous-maillages sont requis. Malheureusement aucun modèle sous-maille n'est à ce jour disponible pour l'imposition d'un forçage agissant sur les échelles locales de l'écoulement. Enfin, la SDN (Simulation Numérique Directe)¹, qui a été retenue, permet de combler les inconvénients des deux méthodes précédentes à condition d'avoir un maillage suffisamment raffiné et en faisant attention à ce que les forçages n'introduisent pas des échelles plus petites que celles des mailles. Ainsi la précision des simulations entreprises ne repose que sur l'adéquation de la taille de maille par rapport aux petites échelles de l'écoulement. Ceci conduit évidemment à prendre un grand nombre de points de calculs. De plus, le pas en espace du maillage, dans les trois directions, doit être adapté, afin d'une part de limiter la taille de la boîte du domaine de calcul et d'autre part de ne pas avoir un pas d'espace inférieur à celui de l'échelle de Kolmogorov², ni trop grand afin que les plus petites échelles soient calculées. Un premier compromis doit donc être satisfait concernant à la fois la taille du pas en espace ainsi que le nombre de nœuds du maillage.

3.1.1 Préambule à l'étude

Les simulations numériques directes réalisées, d'un écoulement pleinement turbulent en canal, sont basées sur le code développé par Paolo Orlandi (Orlandi, 2000).

Dans le cadre de cette étude, les équations de Navier-Stokes instationnaires (voir le paragraphe 3.3.1) sont résolues pour un nombre de Reynolds (Re_h), basé sur la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan (U_{cp}), et la demi-hauteur (h) de celui-ci, de 4200. De ce nombre de Reynolds, et en se basant sur la définition des grandeurs adimensionnelles (voir le paragraphe 1.1.1), un nouveau nombre de Reynolds $Re_\tau = h^+$ peut être défini. Celui-ci est basé sur la vitesse de frottement (U_τ). Le calcul de Re_τ a fait l'objet d'une attention toute particulière du fait que toutes les variables, exprimées en unités de paroi, reposent sur sa détermination. En première approximation, et au regard des diverses publications abordant le sujet, une loi semi-empirique, issue des travaux de Hinze (Hinze, 1975), est employée.

¹suivant la terminologie anglaise :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{SGE ou LES (Large Eddies Simulations)} \\ \text{SND ou DNS (Direct Numerical Simulations)} \end{array} \right.$$

² Echelle représentative des plus petites structures présentes dans une couche limite turbulente. C'est à cette échelle que la dissipation de l'énergie turbulente semble être la plus importante.

$$u^+ = 8.3 (Re_h)^{\frac{1}{8}} \text{ soit } Re_\tau = \frac{1}{8.3} (Re_h)^{\frac{7}{8}}$$

Mais afin de s'assurer de la véracité de cette loi, un calcul numérique est effectué durant les simulations. Pour ce faire, Re_τ est déterminé comme suit :

$$Re_\tau = \sqrt{\frac{h^2}{\nu} \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}} \quad (3.1)$$

Dans le cas de nos simulations numériques de l'écoulement pleinement turbulent et non forcé, l'écart relatif entre la loi de Hinze et la valeur issue du code est d'environ 0.2 % (178.35 pour la loi de Hinze contre 177.98). La loi de Hinze est donc parfaitement valable pour un champ turbulent développé. Cette valeur d'environ **180** est classiquement utilisée dans la littérature pour des simulations de géométrie comparables (Choi *et al.*, 1994; Kim *et al.*, 1987; Orlandi, 2000).

3.1.2 Les échelles internes du code DNS

Les échelles de longueur (x , par exemple) sont rapportées à la demi-hauteur du canal (h), tandis que les échelles de vitesse (U) le sont par rapport à la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan (U_{cp}). Les échelles de temps le sont quant à elles par le rapport U_{cp}/h .

$$x_{code} = \frac{x}{h}, U_{code} = \frac{U}{U_{cp}} \text{ et } t_{code} = \frac{U_{cp}}{h} t$$

Compte tenu de la définition des variables en unités de parois (voir le paragraphe 1.1.1) et de celle définie ci-dessus, le passage de l'une vers l'autre peut se résumer par le tableau 3.1.

En utilisant les échelles internes aux codes, l'équation 3.1 s'écrit alors plus simplement :

$$Re_\tau = \sqrt{Re_h \left. \frac{\partial u_{code}}{\partial y_{code}} \right|_{y_{code}=0}} \quad (3.2)$$

3.2 Domaine de calcul et maillage

La géométrie du canal et le système de coordonnées (cartésien) sont présentés sur la figure 3.2.

La taille du domaine de calcul et du maillage résulte d'un compromis entre le nombre de nœuds, qui est limité ici à $256 \times 129 \times 128^3$ respectivement suivant les directions x , y et z , et les échelles de l'écoulement qui peuvent atteindre 1000

³Théoriquement (voir Eggels *et al.* (1994) et Kim *et al.* (1987) pour plus de détails) si l'on veut que toutes les échelles de la turbulence soient estimées, notamment les plus petites, il faut que le nombre de points, dans chaque direction, soit égal à $Re_h^{3/4} = 522$ (pour le nombre de Reynolds considéré dans nos simulations (4200) et suivant la théorie de Kolmogorov). Dans la pratique, un tel nombre nécessite des temps de calculs considérables. Cependant diminuer d'un facteur 3 ou 4 cette échelle n'altère que très faiblement les résultats.

<i>Grandeurs physiques</i>	<i>Grandeurs adimensionnelles</i>	<i>Echelles du code - Echelles pariétales</i>	<i>Echelles du code - Echelles physiques</i>
<i>Longueur x</i>	$x^+ = x \frac{u_\tau}{\nu}$	$x_{code} = \frac{x^+}{Re_\tau}$	$x_{code} = \frac{x}{h}$
<i>Vitesse u</i>	$u^+ = \frac{u}{u_\tau}$	$u_{code} = u^+ \frac{Re_\tau}{Re_h}$	$u_{code} = \frac{u}{U_{cp}}$
<i>Temps t</i>	$t^+ = t \frac{u_\tau^2}{\nu}$	$t_{code} = t^+ \frac{Re_h}{Re_\tau^2}$	$t_{code} = t \frac{U_{cp}}{h}$
<i>Vorticité ω</i>	$\omega^+ = \omega \frac{\nu}{u_\tau^2}$	$\omega_{code} = \omega^+ \frac{Re_h}{Re_\tau^2}$	$\omega_{code} = \omega \frac{h}{U_{cp}}$
<i>Pression p</i>	$p^+ = p \frac{1}{\rho u_\tau^2}$	$p_{code} = p^+ \left(\frac{Re_\tau}{Re_h} \right)^2$	$p_{code} = \frac{p}{\rho U_{cp}^2}$
<i>Force vol. f</i>	$f^+ = f \frac{\nu}{\rho u_\tau^3}$	$f_{code} = f^+ \left(\frac{Re_\tau^3}{Re_h^2} \right)$	$f_{code} = f \frac{h}{\rho U_{cp}^2}$

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des diverses échelles utilisées lors des simulations numériques.

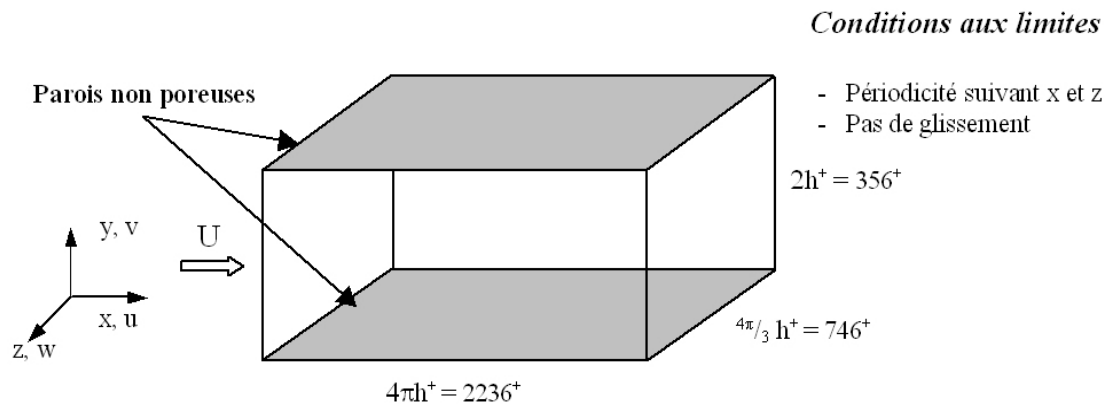


FIGURE 3.2 – Schématisation du domaine de calcul et des conditions aux limites (taille de la boîte de calcul en unités pariétales).

unités pariétales dans la direction longitudinale (voir la figure 1.5). Les dimensions retenues pour la boîte de calcul sont présentées en échelles réduites sur la figure 3.2 sur la base de la hauteur du canal $2h^+$, la longueur (suivant la direction x) $4\pi h^+$ et la largeur (suivant la direction z) $4\pi h^+$. Ces dimensions correspondent, pour $h^+ = 178$, respectivement à environ 2236^+ et 746^+ unités de paroi. Compte tenu du nombre de nœuds, chaque maille présente une longueur de $\Delta x^+ \approx 8.8^+$ et une

largeur de $\Delta z^+ \approx 5.8^+$. Concernant la direction normale à l'écoulement (hauteur), un raffinement du maillage est utilisé afin d'augmenter le nombre de points de calcul dans la région de proche paroi. Aussi, le nombre de points de calcul tient compte du fait qu'il faille suffisamment de nœuds proche de la paroi, afin que le forçage électromagnétique, appliqué par la suite et maximal à la paroi, soit correctement intégré. Ceci conduit à utiliser un maillage raffiné suivant une loi en arc tangente qui réalise le bon compromis entre une discrétisation fine près de la paroi, et donc des zones de forçage intense, et un nombre total de mailles raisonnablement réduit.

$$\xi(j) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tanh\left(a\left(\frac{j-1}{n_y} - 0.5\right)\right)}{\tanh(0.5a)} \right) \quad (0 < \xi(j) < 1) \quad (3.3a)$$

$$y_{code}(j) = 2\left(-\frac{1}{2} + \xi(j)\right) \quad (-1 < y_{code}(j) < 1) \quad (3.3b)$$

avec

n_y : nombre de points de calculs (nœuds) suivant la normale (y)

j : incrément sur n_y ($0 \leq j \leq n_y$)

Le paramètre a , de l'équation 3.3a, est choisi de sorte que le nombre de nœuds proche de la paroi soit maximal et qu'il soit minimal au centre du canal (dans nos simulations $a = 3.8$) sans pour autant qu'il y ait une trop grande variation du pas d'espace entre chacun d'eux (comme c'est le cas pour $a = 5$, voir la figure 3.3). Compte tenu de ce raffinement et du nombre de nœuds choisi, le premier point de calcul se situe à $y^+ = 0.5^+$ et le pas d'espace maximal est de 5.5^+ unités pariétales (au centre du canal).

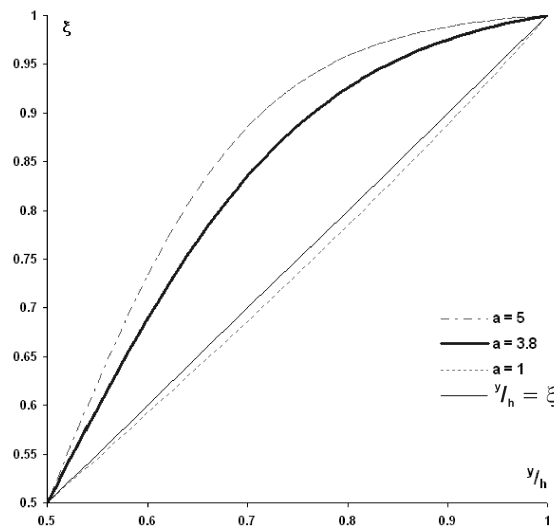


FIGURE 3.3 – Influence du paramètre a sur le raffinement du maillage selon la normale à l'écoulement.

Le tableau 3.2 récapitule les divers paramètres liés au domaine de calcul et utilisés pour les simulations numériques.

Nombres de Reynolds		
$Re_h = \frac{U_c \rho h}{\mu}$	4200	
$Re_{\rho_c} = \frac{U_c h}{\mu}$	3300	
$Re_{h_{deb}} = \frac{U_{deb} h}{\mu}$	5600	
$h^+ = Re_\tau = \frac{U_\tau h}{\mu}$	178	
Domaine de calcul		
x <i>direction axiale</i>	y <i>direction normale</i>	z <i>direction transverse</i>
Nombre de nœuds		
256	129	128
Dimensions de la boîte de calcul		
$4\pi h^+ = 2236^+$	$2h^+ = 356^+$	$\frac{4}{3}\pi h^+ = 746^+$
Pas en espace		
$\Delta x^+ \approx 8.76^+$	$\Delta y_{min}^+ = 0.5^+$ soit $(\Delta y_{code})_{min} = 2.8 \cdot 10^{-3}$ $\Delta y_{max}^+ \approx 5.53^+$	$\Delta z^+ \approx 5.84^+$

TABLEAU 3.2 – Paramètres liés à notre domaine de calcul.

3.3 Procédure numérique

Le système d'équations résolu repose sur les équations de bilan de conservation des écoulements incompressibles auxquelles sont ajoutés, dans le membre de droite, les termes sources représentant le forçage imposé à l'écoulement.

3.3.1 Equations de base

Equation de continuité

Le bilan de conservation de la masse d'un écoulement incompressible entre deux parois non poreuses, se réduit à la conservation des vitesses.

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.4)$$

Equations de Navier-Stokes et vorticité

Dans le bilan de conservation de la quantité de mouvement, un terme source supplémentaire, par rapport aux équations classiques, apparaît lors du forçage électromagnétique.

$$\rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} + \nabla P + \rho \mathbf{g} = \mu \nabla^2 \mathbf{U} + \underbrace{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}_{\text{Forces EM volumiques}} \quad (3.5)$$

L'équation de la vorticité est obtenue, quant à elle, en prenant le rotationnel de l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \rho \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla \mathbf{U} + \mu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \mathbf{g} + \nabla \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \quad (3.6)$$

3.3.2 Conditions aux limites et initiales

Un écoulement turbulent développé en canal est, en moyenne, homogène dans les directions axiale (x) et transverse (z) de l'écoulement. Ainsi des conditions aux limites de périodicité sont appliquées dans ces deux directions et une condition de non-glissement sur les parois inférieure et supérieure du canal, distante de $2h^+$, est imposée.

Pour initialiser le calcul, une condition initiale sur la pression est imposée. Cette dernière découle de l'expression du gradient de pression pour un écoulement laminaire :

$$\frac{dp_{code}}{dx_{code}} = -\frac{2}{Re_h}$$

3.3.3 Résolution numérique des équations

Pour résoudre ces équations, la méthode des différences finies de discrétisations des dérivées partielles, utilisant la technique pas à pas pour l'avancement en temps (Kim *et al.*, 1987; Rai & Moin, 1991) avec intégration de la pression dès le premier pas, est utilisée. Cette technique a l'énorme avantage de ne pas nécessiter un bouclage sur la pression pour satisfaire la continuité. Ainsi un gain de temps et de mémoire est réalisé. En contre partie l'intégration de la pression s'effectue après un calcul de vitesses intermédiaires, et du fait de l'utilisation des conditions de périodicité en x et z , l'équation de Poisson pour la pression est résolue directement dans l'espace de Fourier complexifiant ainsi grandement la lisibilité de l'algorithme du code (pour plus de détail sur la procédure de calcul et notamment de l'intégration de la pression, voir Orlandi (2000) pages 148-152).

L'avancement en temps ainsi que la discrétisation des termes de transport et des forces externes sont obtenus par l'utilisation d'un schéma explicite soit de Runge-Kutta du troisième ordre (faible coût de stockage) soit d'Adams-Bashfort du second ordre. Le premier ne requiert pas autant de précaution que le second au niveau du choix du CFL⁴ et se révèle donc plus stable. Mais il nécessite un temps de calcul plus important à chaque pas de temps, du fait d'un nombre d'opérations plus grand.

Pour les termes de diffusion, un schéma conservatif du second ordre (Crank-Nicholson) est employé. Ce schéma semi-implicite permet de diminuer le stockage des données tout en étant rapide et stable.

En parallèle, une méthode spectrale, permettant un gain en taille mémoire et en rapidité par rapport à la méthode classique LU (voir Press *et al.* (1987), pages 31-38, pour plus de détails), est mise en œuvre. Dans les directions axiale et transverse de l'écoulement, les équations sont codées dans l'espace de Fourier par

⁴Nombre de Courant Fredrich-Levy indiquant la stabilité d'un schéma numérique. Il est défini par :

$$CFL = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{u_i \Delta t}{\Delta x_i} \right)$$

Théoriquement la valeur absolue du nombre de CFL doit être inférieure à 1. Mais en pratique, il est préférable de la prendre inférieure à 0.6, pour les schémas d'Adams-Bashfort du second ordre, et inférieure à 2, pour les schémas explicites de Runge-Kutta du troisième ordre (Orlandi, 2000).

l'utilisation de série de Fourier, tandis que pour la direction normale, les schémas numériques reposent sur le codage en polynômes de Chebyshev.

En ce qui concerne l'intégration des divers forçages dans ce code DNS, ceci est décrit dans le chapitre consacré à ces forçages (§ 5).

3.4 Conclusion

Le code DNS utilisé, développé principalement par Paolo Orlandi (Orlandi, 2000), fait appel aux techniques les plus avancées à ce jour pour ce type d'outil numérique. Parmi celles-ci, l'avancement pas à pas ("fractional step") avec intégration de la pression dès le premier pas, ainsi que le recours aux méthodes spectrales (séries de Fourier suivant les directions axiale et transverse avec application de conditions périodiques et utilisation des polynômes de Chebyshev dans la direction normale suivant laquelle un raffinement du maillage est appliqué) sont les plus spécifiques. Aussi, ce code fait appel à des échelles internes dont une correspondance avec les échelles physiques et pariétales est synthétisée par le tableau 3.1.

Plus concrètement, l'étude conduite dans ce mémoire est réalisée dans un canal plan dont les caractéristiques principales sont détaillées dans le tableau 3.2. En vue de l'imposition de forçage EM local, dont les forces sont maximales à la paroi, une attention particulière est apportée quant au choix du maillage près de la paroi. Il en va de même pour l'intégration des termes sources, que sont les forces EM, dans le code DNS (voir le chapitre 6).

Chapitre 4

Résultats de la simulation de l'écoulement turbulent non forcé

Avant d'appliquer des forçages sur un champ turbulent, il est nécessaire de calculer l'écoulement non-forcé. C'est à dire que toutes ses caractéristiques, à savoir les diverses quantités statistiques (moyennes, écart-types, moment d'ordre 3 et 4...), soient connues et parfaitement définies. Ce champ turbulent, qui servira de champ initial pour la suite des calculs avec forçage, doit être pleinement développé, c'est-à-dire statistiquement convergé.

L'obtention d'un tel champ est déjà une tâche importante et délicate. En effet, peu d'informations claires et précises abordent dans la littérature ce sujet si ce n'est [Rai & Moin \(1991\)](#). D'un champ laminaire, reposant sur un profil de Poiseuille du champ de vitesse axiale (voir la figure 1.1), l'imposition d'un bruit blanc semble être le plus couramment utilisé. Cependant aucun critère ou loi ne permet de caractériser l'intensité de ce dernier. Une trop grande amplitude du bruit conduit rapidement à l'obtention d'un champ turbulent, mais malheureusement celui-ci ne tend pas vers un champ statistiquement convergé du fait que les fluctuations des diverses variables restent trop importantes. A l'opposé, une trop faible amplitude du bruit conduit, au cours du temps, vers un retour à un écoulement laminaire.

D'autre part, des éléments plus "techniques", tels que le choix des schémas numériques employés mais aussi des moyens matériels utilisés (type de machines, système d'exploitation, compilateur. . .), jouent un rôle essentiel dans l'obtention d'un tel champ. Cela peut paraître dérisoire voire anecdotique, mais d'une machine à l'autre ou d'un compilateur à l'autre, les résultats obtenus peuvent ne jamais conduire à un champ pleinement turbulent. Une attention toute particulière a donc été apportée quant aux choix des options de compilation, de la précision des calculs ainsi que des schémas numériques employés.

4.1 De la qualité de nos résultats

En premier lieu, tous les résultats présentés ci-après sont obtenus en calculant les moyennes temporelles sur 50 champs. Ces champs sont pris non consécutifs

dans le temps afin qu'ils soient indépendants les uns des autres, entre $t^+ = 6060$ ($t^* = 34$) et $t^+ = 9845$ ($t^* = 55$), dans le cas des calculs en double précision, correspondant ainsi à un espacement temporel entre chaque champ de $t^+ = 76$ ou $t^* = 0.43$ ¹.

Concernant ces résultats, le code d'Orlandi ayant été écrit en simple précision², la réécriture en double précision a été entreprise afin de garantir la précision des calculs. En effet, se contenter de définir les variables en double précision ne garantit pas d'obtenir une meilleure précision des calculs du fait que certaines fonctions (max, sinh. . .) requièrent une déclaration spécifique en double précision. Celle-ci n'est pas effectuée correctement sur certains compilateurs en déclarant la précision via une option de compilation. A titre de comparaison, nos premiers calculs furent exécutés en simple précision (6 chiffres significatifs) et les figures 4.1 et 4.2 permettent de mettre en évidence l'influence du calcul en double précision (18 chiffres significatifs) par rapport à la simple précision et montrent ainsi l'importance du choix de la déclaration et de la précision des variables.

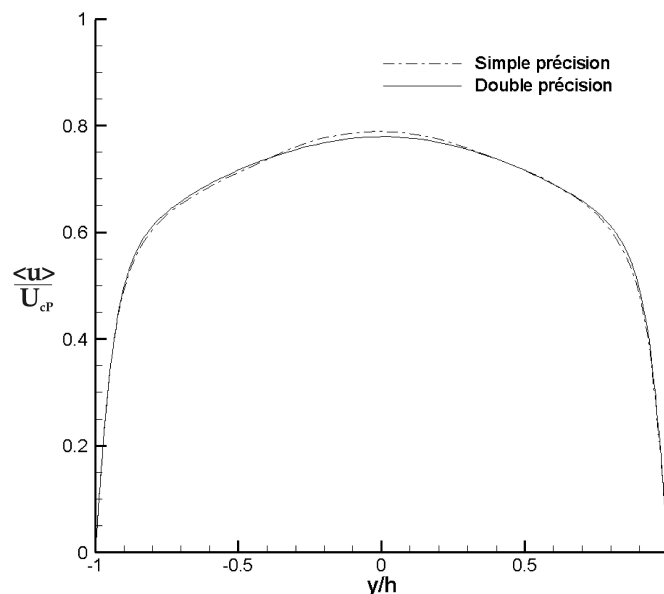


FIGURE 4.1 – Comparaison des calculs en double et simple précision : **champ moyen de la vitesse axiale** (adimensionnée par la vitesse au centre du canal U_{cp}).

¹Dans le cas des calculs en simple précision, les 50 champs non consécutifs ont été pris entre $t^+ = 45440$ ($t^* = 255$) et $t^+ = 47710$ ($t^* = 268$), correspondant ainsi à un espacement temporel entre chaque champ de $t^+ = 45$ ou $t^* = 0.26$

²Initialement nos machines ne permettaient pas d'obtenir de champ turbulent en double précision. En effet, nos calculs requièrent une taille mémoire considérable. A titre d'exemple, un calcul ayant $256 \times 129 \times 128$ noeuds nécessite plus d'un gigaoctets de mémoire vive. Aussi, le temps de calcul n'est pas à négliger. L'obtention des champs turbulents, en double précision et en utilisant les schémas numériques de Runge-Kutta, nécessite 65.000 itérations représentant environ 250 heures CPU sur des machines scalaires 64 bits IBM (à base de Power 4) telles que celles de l'IDRIS.

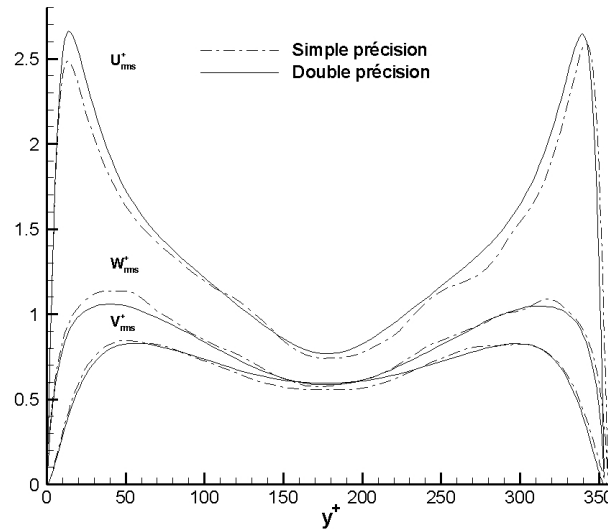


FIGURE 4.2 – Comparaison des calculs en double et simple précision : profils des **écart-types** (rms) des **fluctuations de vitesse** (adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ).

L'apparente convergence illustrée par la figure 4.1 est trompeuse. En effet, les oscillations, présentes sur la figure 4.2, montrent clairement que le champ turbulent obtenu en simple précision n'est pas statistiquement convergé et ce malgré un nombre d'itérations de calculs 20 fois supérieur. Le tracé des profils des moments d'ordre 3 et 4, ainsi que des corrélations et autres quantités statistiques (non présentées ici), confirme cette tendance.

4.2 Critère de convergence des calculs

La technique, employée dans notre étude pour obtenir un champ pleinement turbulent, consiste à imposer une amplitude aléatoire du bruit relativement faible (comprise entre $\pm 15\%$ de la vitesse du profil de Poiseuille), tout en augmentant le nombre de Reynolds ($4200 \rightarrow 8.400$) durant les premiers pas de temps de la simulation (les premières 4000 itérations, soit 6.15% du temps total (65000 itérations)). Ceci permet de garantir l'obtention d'un champ pleinement turbulent, c'est à dire statistiquement convergé, en un minimum d'itérations.

En parallèle de ces premiers paramètres, un grand nombre d'autres entrent en jeu afin d'obtenir ce champ turbulent. Au total, en plus des options de compilation, dont l'étude ne sera pas présentée dans ce mémoire, une quinzaine de paramètres sont nécessaires et tous ont une influence non négligeable sur la stabilité et la rapidité du code ainsi que sur la *qualité* du champ turbulent généré. Parmi ceux-ci citons :

- *ceux liés au maillage*, notamment les pas en espace Δx_i , les dimensions du canal L_{xi} , le nombre de points de calculs suivant chaque direction (voir les

paragraphe 3.1 et 3.2). Pour s'assurer de leurs bon choix, le calcul des corrélations en deux points, défini par l'équation 4.1, permet de vérifier si les variables sont spatialement découplées. Dans ce cas les corrélations doivent tendre vers une valeur nulle lorsque la distance augmente, ce qui est le cas pour notre champ turbulent comme le montre les figures 4.3 et 4.4.

$$Ru'_i u'_i = \frac{\langle u'_i(x+x_j) u'_i(x_j) \rangle}{\langle u'_i(x_j) u'_i(x_j) \rangle} \quad (4.1)$$

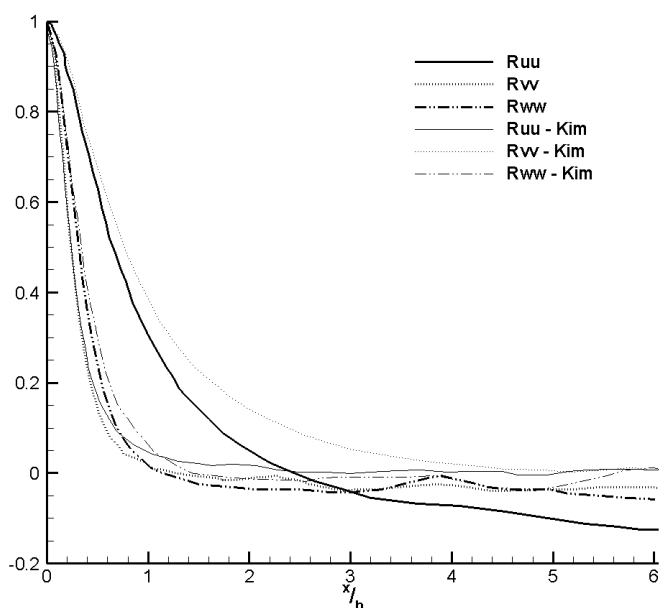


FIGURE 4.3 – Comparaison des **corrélations en 2 points** des fluctuations de vitesses suivant la **direction axiale**, à $y^+ = 5.5$, avec les données numériques de [Kim et al. \(1987\)](#).

- *ceux liés aux schémas numériques choisis*, Adams-Bashford ou Runge-Kutta pour la discrétisation des termes linéaires de l'équation de Navier-Stokes, ainsi que le critère de stabilité, Δt ou CFL, en le choisissant constant au cours des simulations. Les figures 4.5 et 4.6 montrent clairement que les résultats diffèrent très peu entre ces deux types de discrétisations. Leur choix réside donc plus dans leur condition de stabilité. Par la suite, nos calculs utilisent le schéma de Runge-Kutta avec un pas de temps constant. Pour celui d'Adams-Bashford, Δt^+ est pris égal à $7.6 \cdot 10^{-2}$ ($\Delta t^* = 4.2 \cdot 10^{-4}$) de sorte que le CFL maximum soit d'environ 0.5. Pour le schéma de Runge-Kutta, $\Delta t^+ = 0.15$ ($\Delta t^* = 8.5 \cdot 10^{-4}$) correspond à un CFL maximum de l'ordre de 0.8.

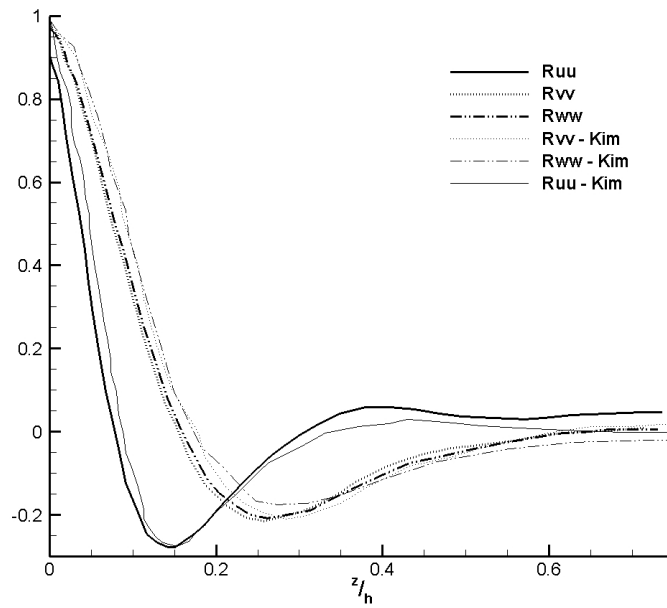


FIGURE 4.4 – Comparaison des **corrélations en 2 points** des fluctuations de vitesses suivant la **direction transverse**, à $y^+ = 5.5$, avec les données numériques de [Kim *et al.* \(1987\)](#).

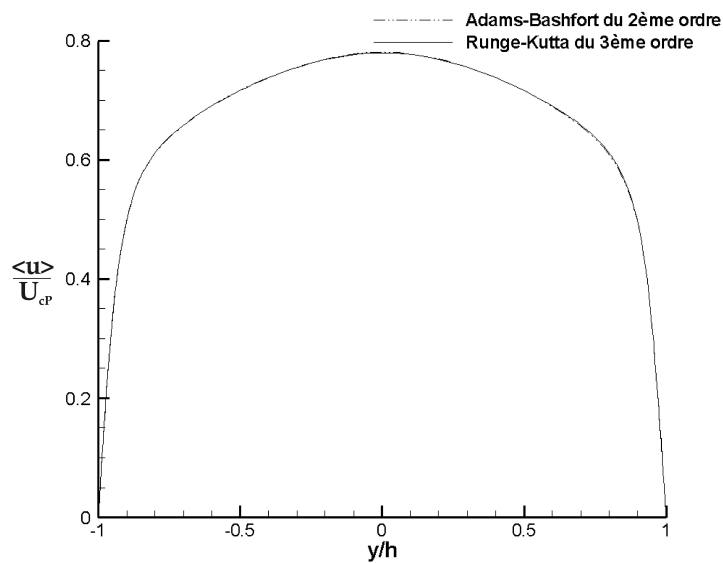


FIGURE 4.5 – Comparaison des calculs en utilisant les schémas de Runge-Kutta et d'Adams-Bashfort avec les données numériques de [Kim *et al.* \(1987\)](#) : **champ moyen de la vitesse axiale** (adimensionnée par la vitesse au centre du canal U_{cp}).

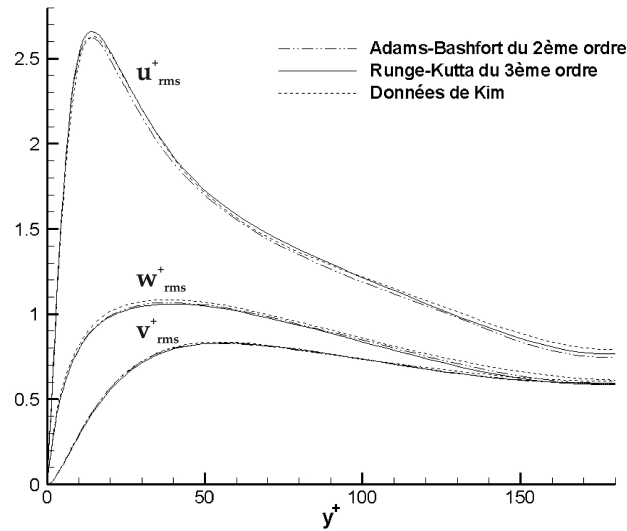


FIGURE 4.6 – Comparaison des calculs en utilisant les schémas de Runge-Kutta et d'Adams-Bashfort avec les données numériques de *Kim et al. (1987)* : profils des écarts-types (rms) des fluctuations de vitesse (adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ).

4.3 Validation du champ turbulent initial

Le champ turbulent développé non-forcé, qualifié par la suite dans ce manuscrit d'*initial*, a donc été obtenu en calculant en double précision et en utilisant le schéma numérique de Runge-Kutta avec un pas de temps constant.

Afin de s'assurer de la convergence des champs, les résultats sont comparés à ceux de *Kim et al. (1987)*, pris classiquement comme référence. De plus, le calcul de la contrainte totale, définie comme suit, permet de confirmer l'obtention d'un champ pleinement turbulent (voir la figure 4.7). En effet, cette quantité vérifie une loi exacte dans le cas d'un écoulement turbulent en canal plan.

$$\underbrace{-\langle u'v' \rangle^+}_{\text{Contrainte de Reynolds}} + \underbrace{\frac{du^+}{dy^+}}_{\text{Contrainte visqueuse}} = 1 - \frac{y^+}{h^+} \quad (4.2)$$

Le profil moyen de la composante axiale de la vitesse (voir la figure 4.8) montre la bonne adéquation entre ces résultats et ceux de *Kim et al. (1987)*. Cependant, la figure 4.9, qui illustre le profil de l'écart-type des fluctuations de pression, indique que les valeurs maximales obtenues sont supérieures d'environ 7% aux résultats de *Kim et al. (1987)*. Ceux-ci se rapprochent ainsi des valeurs de *Willmarth & Lu (1972)*, dont leurs expériences menées à plus haut Reynolds, qui sont comprises entre 2 et 3. Cet écart, avec les résultats de *Kim et al. (1987)*, peut être lié au fait que la pression n'est pas calculée, dans leur cas, dès le premier pas.

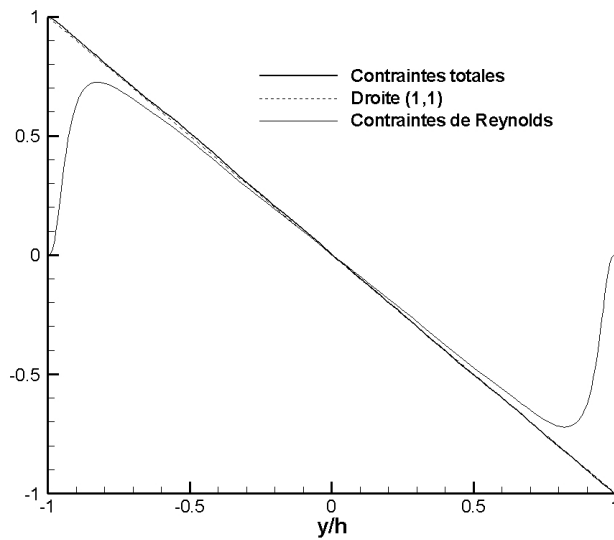


FIGURE 4.7 – Profil en coordonnées globales : **Contraintes** totales et de Reynolds. La convergence correspond à la droite (1,1).

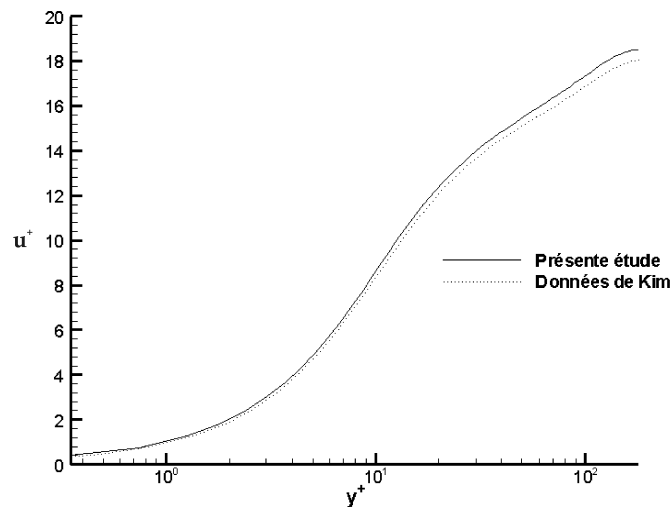


FIGURE 4.8 – Comparaison du profil de la **vitesse moyenne**, en unités pariétales et échelle logarithmique, avec les données numériques de [Kim et al. \(1987\)](#).

Les profils des écarts-types des fluctuations de la vorticité (figure 4.10) de notre champ turbulent, ainsi que les intensités turbulentes (figures 4.11 et 4.12) et les moments d'ordre 3 et 4 ("skewness" (figure 4.13) et "flatness" (figure 4.14)) sont en bon accord avec les résultats numériques de Kim.

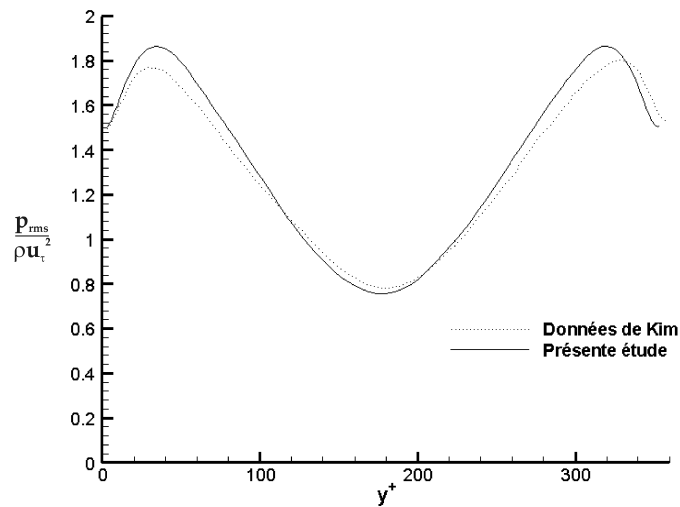


FIGURE 4.9 – Profil de l'écart-type (rms) des fluctuations de **pression** (adimensionné par ρu_τ^2).

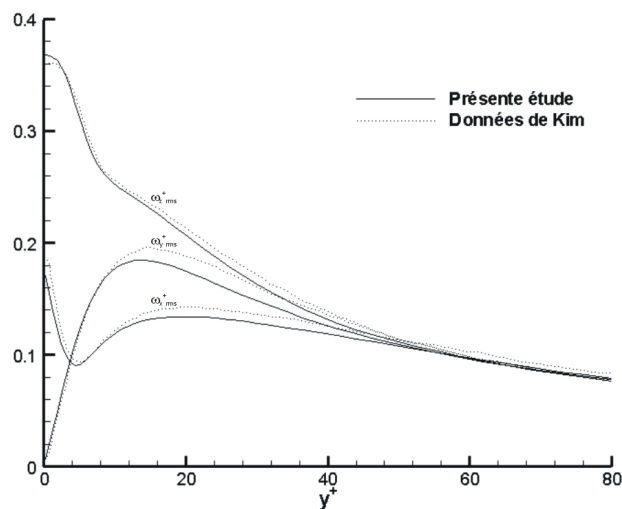


FIGURE 4.10 – Profils des écarts-types (rms) des fluctuations de la vorticité (adimensionné par v/u_τ^2).

Les facteurs de dissymétrie ("skewness", figure 4.13) et d'aplatissement, "flatness", (figure 4.14) sont une source importante d'informations et font apparaître trois phénomènes caractéristiques de la turbulence. Les fortes valeurs du "flatness", principalement de la composante axiale de la vitesse fluctuante, près des parois, indiquent un caractère très intermittent de ces variables. Le "skewness" montre, quant à lui, qu'aux parois u' présente des valeurs fortement négatives tandis que celles de v' sont positives. Cette tendance s'inverse en se rapprochant du centre du canal. Ceci est la signature des  v nements, largement discutés dans la littérature (Adrian & Balachandar, 1998; Hinze, 1975; Jimenez, 1994; Meng,

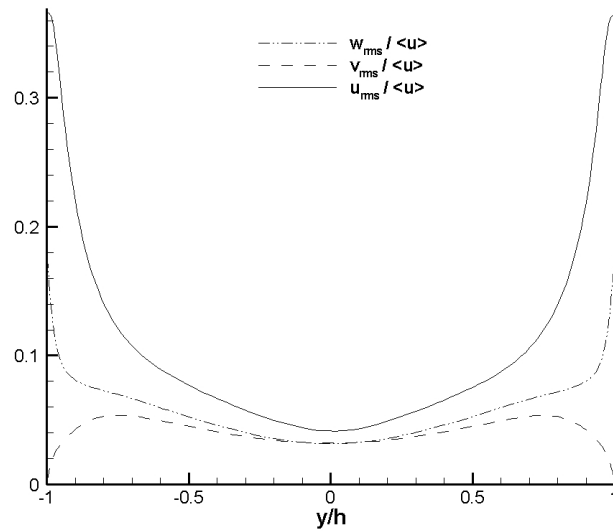


FIGURE 4.11 – Profils des intensités turbulentes (adimensionnées par la vitesse locale moyenne), en coordonnées globales, comparés aux données de [Kim *et al.* \(1987\)](#).

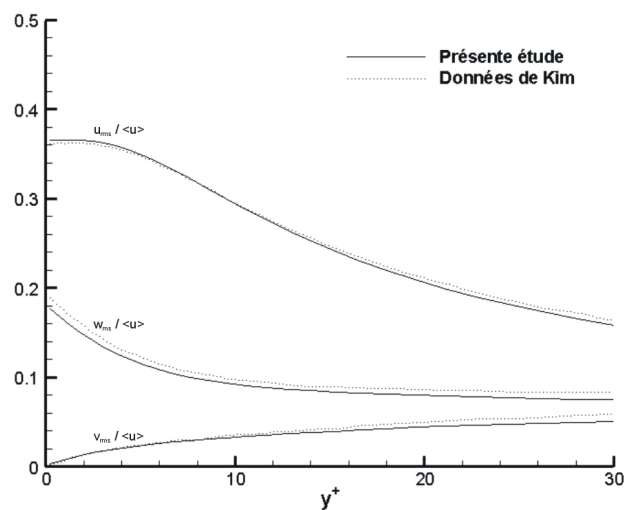


FIGURE 4.12 – Profils des intensités turbulentes (adimensionnées par la vitesse locale moyenne), en coordonnées pariétales, comparés aux données de [Kim *et al.* \(1987\)](#).

1998; [Robinson, 1991](#)), que sont les balayages ("sweeps" : Q_4) et éjections (Q_2). Ainsi, à proximité de la paroi, l'écoulement est dominé par des balayages dits de fortes vitesses ($u' > 0$), tandis qu'en s'éloignant les éjections de faibles vitesses ($u' < 0$) prennent le pas. Cette terminologie de fortes et faibles vitesses est liée aux

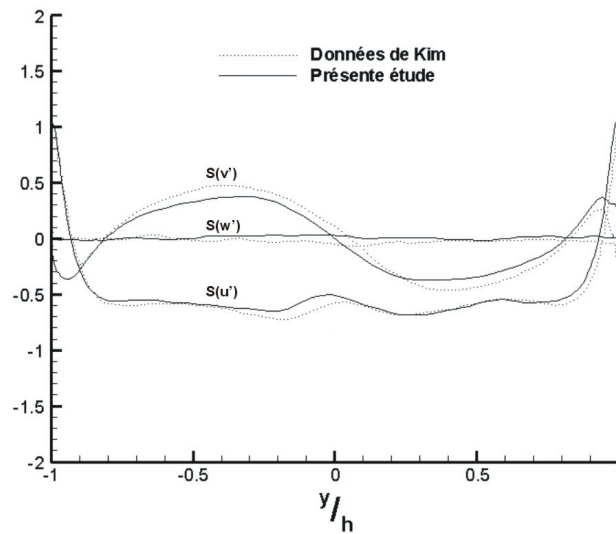


FIGURE 4.13 – Profil en coordonnées globales des facteurs de dissymétrie ("skewness") des fluctuations de vitesse.

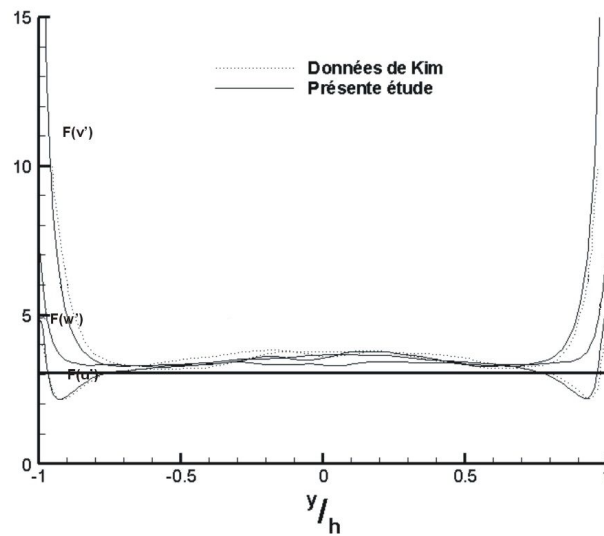


FIGURE 4.14 – Profil en coordonnées globales des facteurs d'aplatissement ("flatness") des fluctuations de vitesse.

perturbations de la moyenne de la composante axiale de la vitesse. Les valeurs des fluctuations de vitesse ne sont donc pas impliquées et seul leurs signes sont pris en considération (figure 4.15).

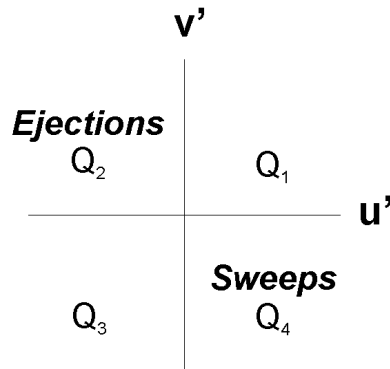
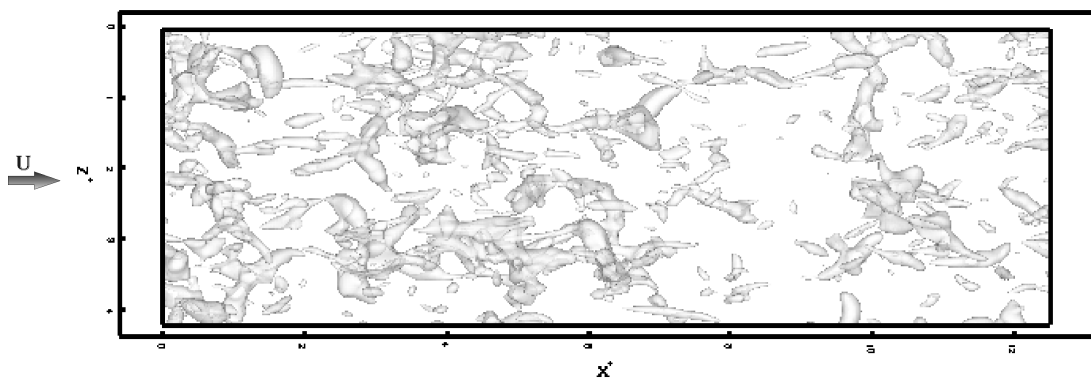


FIGURE 4.15 – Quadrant des fluctuations de vitesse.

4.4 Identifications des structures cohérentes

L'une des difficultés de l'étude de la turbulence réside dans la mise en évidence des structures cohérentes qu'elle comporte. Au niveau expérimental, l'utilisation de traceurs (fumée, bulles, particules. . .) permet d'observer certaines structures notamment les divers tourbillons. Des techniques plus élaborées comme les anémomètres à fils ou films chauds, PTV (Particle Tracking Velocimetry), PIV (Particle Image Velocimetry) permettent d'obtenir des informations quantitatives sur les diverses grandeurs (champs de vitesses, pression. . .). Cependant d'un champ de données, issu d'un calcul numérique ou de mesures expérimentales, isoler une structure ou un type de structures se révèle très complexe.

Les diverses techniques d'identification

FIGURE 4.16 – Iso-surfaces des fluctuations de la pression (ici $p'_{code} = -0.005$), dans tout le domaine du canal (vue de dessus).

Classiquement, la détection de minima de pression (figure 4.16) ou le calcul du rotationnel du champ de vitesse (figures 4.17 et 4.18) mettent en évidence des zones de dépression, principalement liées au cœur des structures tourbillonnaires,

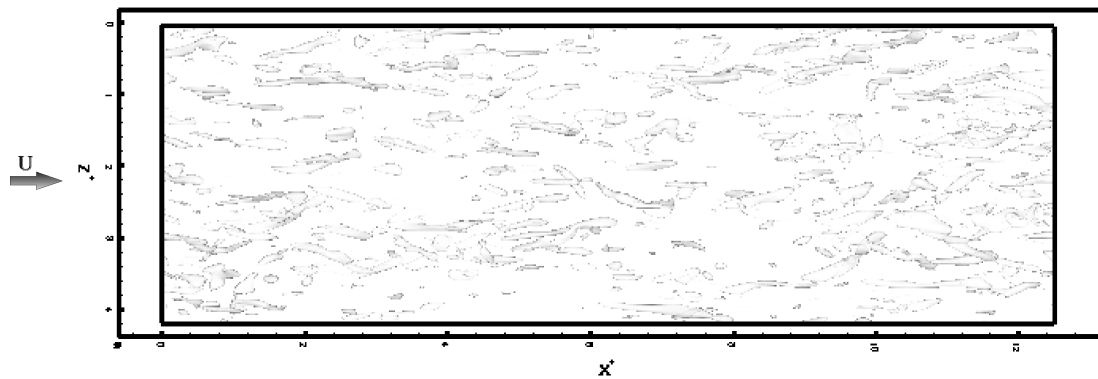


FIGURE 4.17 – Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$), dans tout le domaine du canal (vue de dessus).

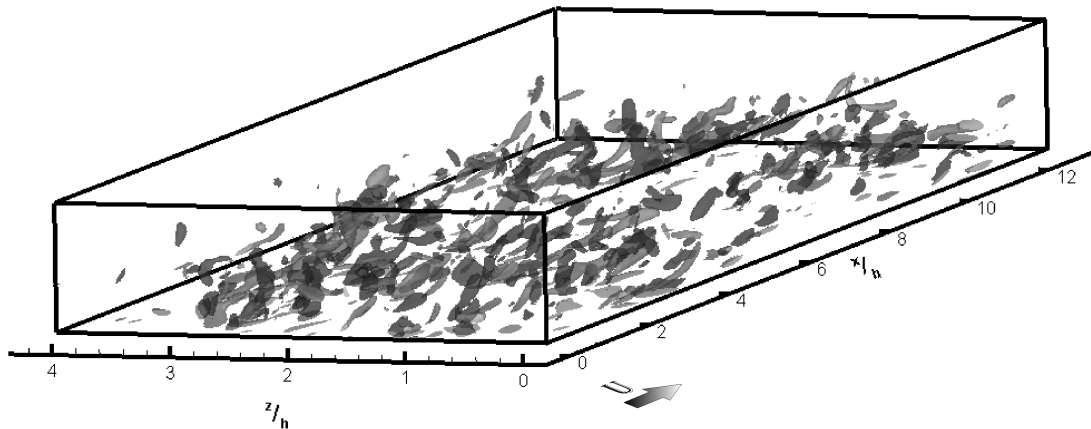


FIGURE 4.18 – Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal (vue en perspective).

ou de vorticité plus ou moins importante. Mais ces procédés se focalisent sur un certain type de structure. Pour une approche plus locale de l'écoulement, un grand nombre de méthodes basées sur les fluctuations de vitesse sont employées. Parmi celles-ci, citons les quadrants $u'v'$ (voir la figure 4.15) mettant en évidence les éjections des faibles vitesses ($Q_2 : u' < 0$ et $v' > 0$) et balayages des hautes vitesses ($Q_4 : u' > 0$ et $v' < 0$). Les techniques VITA (variable interval time average) et VISA (variable interval space average) identifient quant à elles individuellement les  v nements des couches cisillées. Une autre méthode actuellement très utilisée est celle du critère Q (Willmarth & Lu, 1972). Elle est basée sur la recherche des valeurs négatives, utilisant un seuil ou non, du second invariant (seconde valeur propre) du tenseur Q .

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (4.3)$$

avec

$\|\Omega\|$: partie antisymétrique du tenseur de ∇u

$\|S\|$: partie symétrique du tenseur de ∇u

La technique utilisée dans ce mémoire

Une variante de cette dernière technique, appelée λ_2 (Jeong & Hussain, 1997), consiste à détecter les valeurs négatives ($\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ avec $\lambda_2 < 0$) de la seconde valeur propre du tenseur suivant :

$$\left(\|\Omega\|^2 + \|S\|^2 \right) \quad (4.4)$$

Cette technique permet d'identifier les structures ayant un minimum local de pression, tout comme la technique du critère Q , mais sans tenir compte de la vitesse de déformation et de la viscosité (écoulement de Stokes).

L'identification des structures cohérentes dans ce mémoire est basée sur cette dernière méthode. Cela étant, et comme nous le verrons dans le chapitre 5, l'utilisation des champs fluctuants n'est plus pertinent dès lors qu'un forçage local est appliqué (en se basant sur la définition des moyennes temporelles (équation 1.11) utilisée classiquement pour analyser des écoulements turbulents). Ainsi la technique λ_2 , utilisée ici, repose sur le calcul des valeurs propres du **champ instantané** et non fluctuant. Théoriquement les champs λ_2 déterminés à partir de champs instantanés ou fluctuants sont égaux, comme le confirme les figures 4.19 et 4.20 pour un champ pleinement turbulent. Quoiqu'il en soit, à la valeur λ_2 choisie ici, un grand nombre de structures est identifié comme le montre ces mêmes figures.

4.5 Conclusion

Le champ turbulent et non forcé obtenu est totalement développé, c'est à dire statistiquement convergé. De plus, les résultats sont en parfait accord avec ceux de Kim *et al.* (1987) exceptés pour la pression pour laquelle les présents résultats se rapprochent plus des données expérimentales Willmarth & Lu (1972) que ceux de Kim *et al.* (1987). Ce champ, dit par la suite **initial**, est donc celui sur lequel les divers forçages sont imposés.

Aussi la méthode principale retenue, pour l'identification des structures dans ce mémoire, est basée sur la technique λ_2 en calculant les valeurs propres du champ **instantané** et non fluctuant. En parallèle à l'utilisation de cette technique, les champs vorticitaires (figure 4.17) ainsi que le tracé des champs de vecteurs de la vitesse instantanée (figure 4.21), montrant clairement ici une grande ressemblance avec les mesures expérimentales PIV d'Adrian *et al.* (2000)), sont aussi employés afin d'étudier la réponse des structures de l'écoulement soumises aux divers forçages.

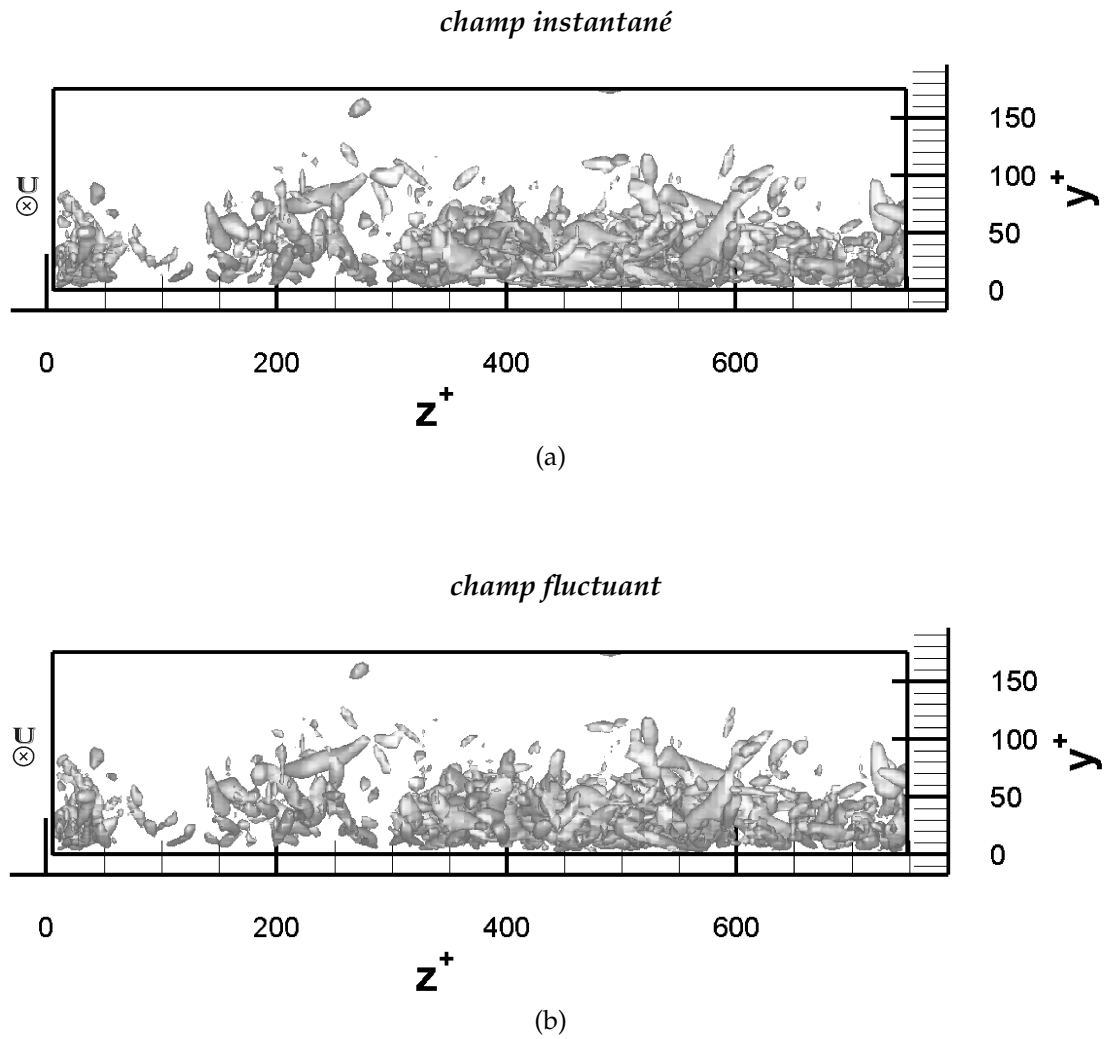


FIGURE 4.19 – Vue **en coupe** des iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le champ pleinement turbulent **non forcé**, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour des champs de vitesses instantanées (figure supérieure) et fluctuantes (figure inférieure).

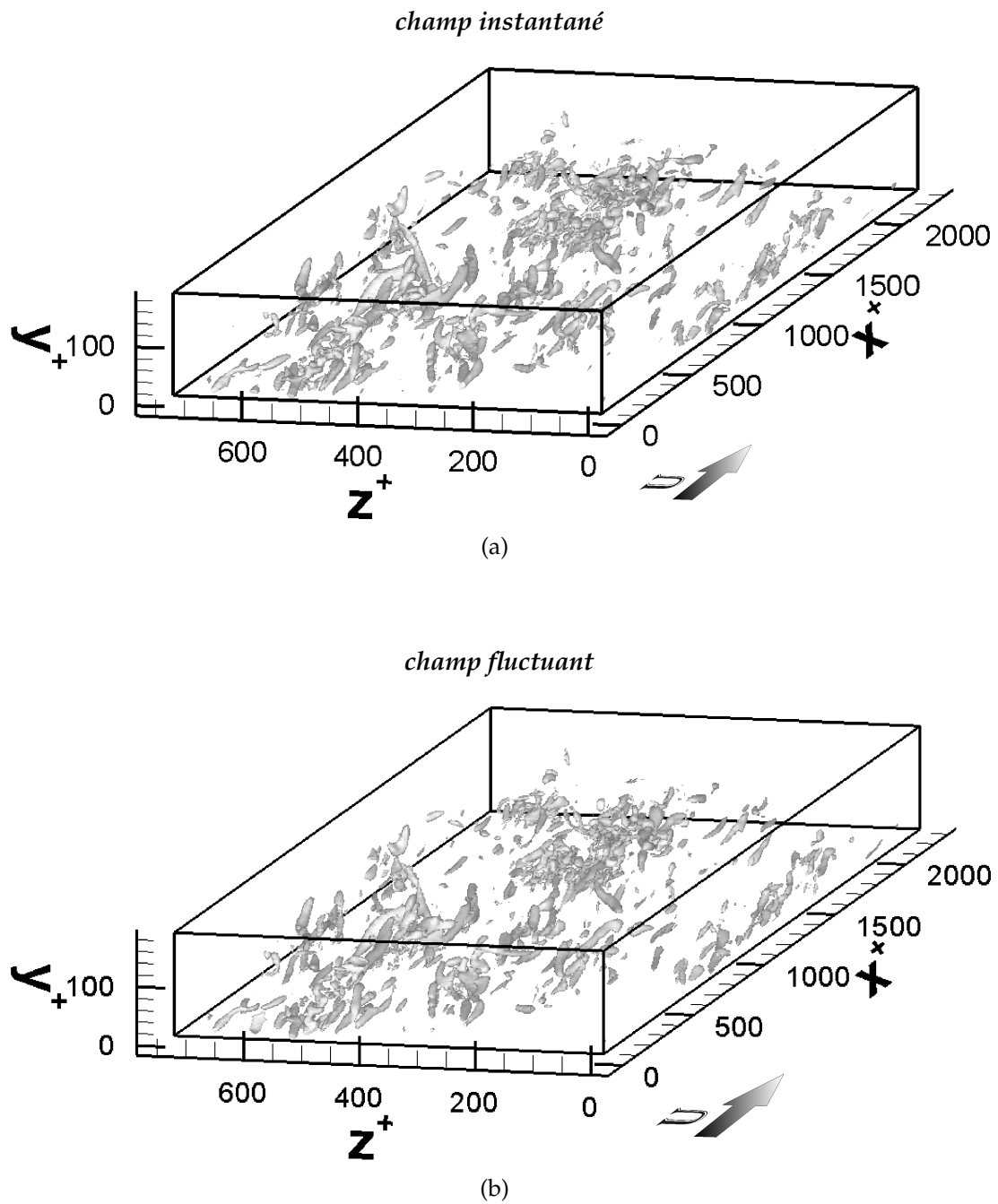


FIGURE 4.20 – Vue **en perspective** des iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le champ pleinement turbulent non forcé, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour des champs de vitesses instantanées (figure supérieure) et fluctuantes (figure inférieure).

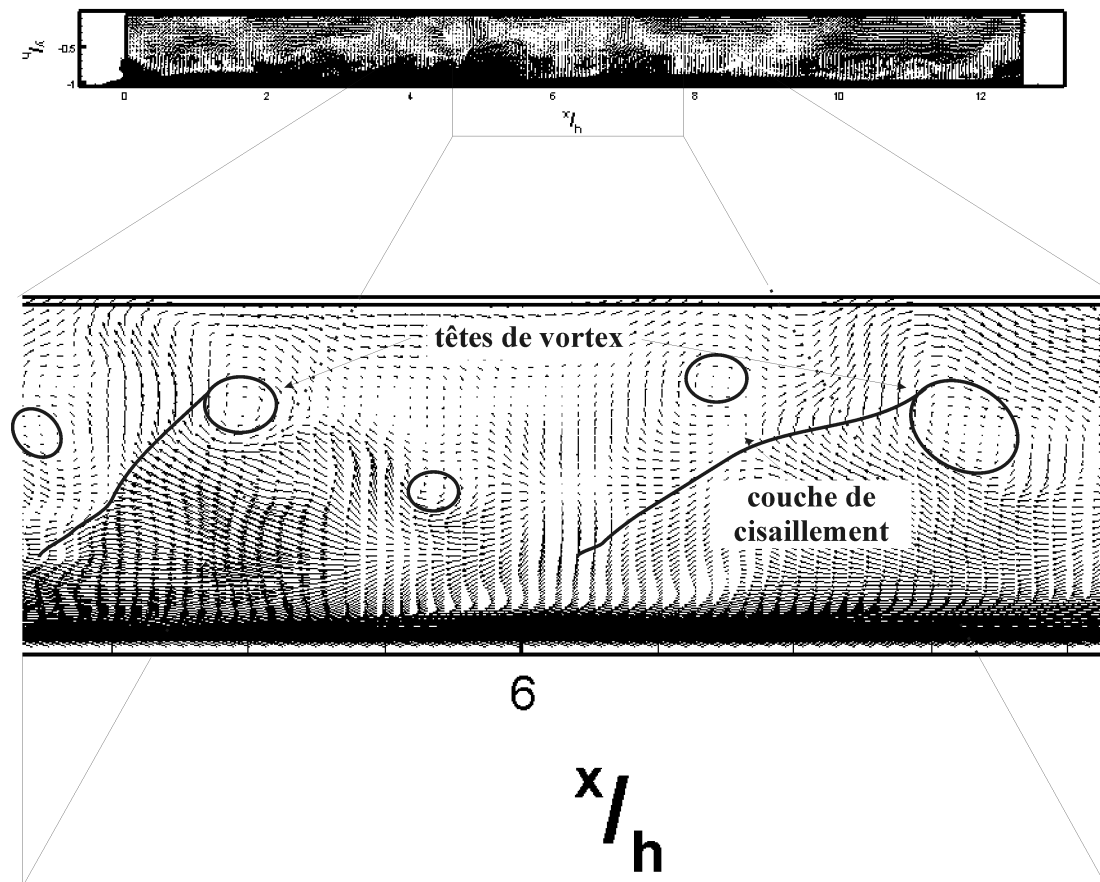


FIGURE 4.21 – Vecteurs vitesse instantanée, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cp}$.

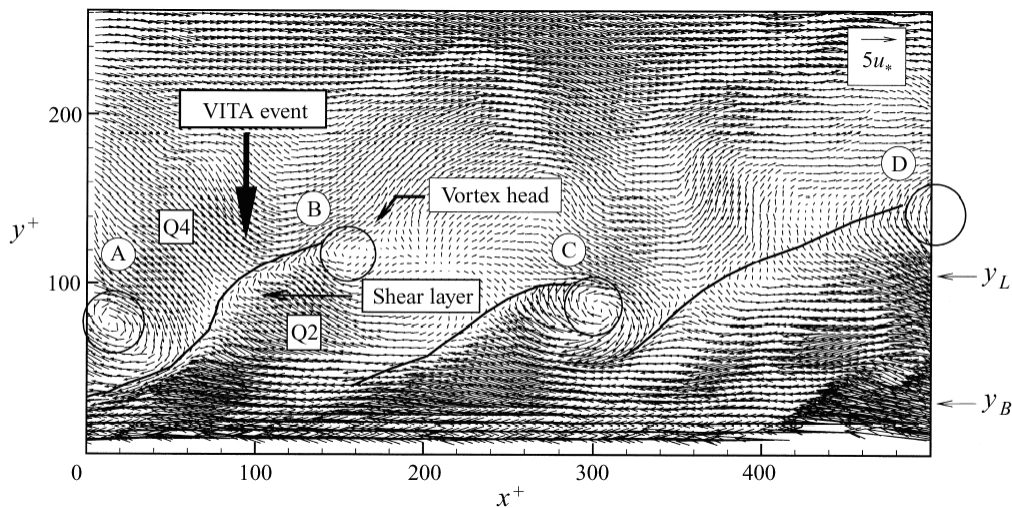


FIGURE 4.22 – Near-wall realization at $Re_\tau = 930$ showing four hairpin vortex signatures aligned in the streamwise direction. Instantaneous velocity vectors are viewed in a frame-of-reference moving at $U_c = 0.8 U_\tau$ and scaled with inner variables. Vortex heads and inclined shear layers are indicated schematically, along with the elements triggering a VITA event.

FIGURE 4.22 – Mise en évidence de 4 structures en épingle, obtenue par mesure PIV (Adrian *et al.*, 2000).

Troisième partie

Vers un forçage EM d'un écoulement turbulent

La démarche entreprise, et conduisant à l'imposition de forçages EM locaux, consiste, dans un premier temps, à étudier divers forçages (dits "type Choi", "type 1", "type 2", local) principalement afin de tester la robustesse de notre code DNS et de comprendre leurs implications sur un écoulement turbulent.

Dès lors, les forçages EM sont envisagés. Pour se faire, il convient de caractériser les actionneurs EM tant au niveau géométrique qu'au niveau de l'intensité même des forces EM appliquées. Puis l'impact sur l'écoulement turbulent de tels forçages est étudié.

Chapitre 5

Préambule au forçage EM

Au regard des précédentes études sur le forçage électromagnétique d'un écoulement, effectuées au sein du LEGI ou dans la littérature, appliquer ce dernier dans un code DNS requière de grandes précautions de par la très grande complexité de sa distribution spatiale et de sa grande variabilité près des parois. Préalablement l'imposition d'un forçage, dit par la suite dans ce manuscrit de "**type Choi**", dont l'étude est très détaillée (Choi *et al.*, 1994) et dont la mise en oeuvre dans un tel code se révèle très simple, est indispensable afin de tester la robustesse de notre code et de comprendre ses implications sur un écoulement turbulent. De plus, initialement, ces deux types de forçage laissaient penser qu'ils agissaient sur l'écoulement de manière similaire. Ce qui s'avère être loin d'être le cas...

Méthodologie des forçages

Avant toutes applications d'un forçage, un temps de non-activation est introduit afin de mieux constater les éventuelles modifications de l'écoulement et des variables étudiées. Une fois les diverses actions imposées, une relaxation est appliquée à l'écoulement afin d'observer, dans le temps, le comportement de celui-ci.

En parallèle aux calculs des champs forcés, un calcul non forcé est conduit pour permettre à une meilleure comparaison.

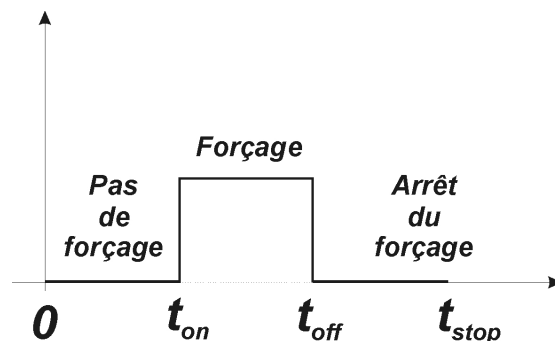


FIGURE 5.1 – Les trois phases de la méthodologie des forçages.

5.1 Forçage de type "Choi"

Choi *et al.* (1994) ont montré numériquement qu'un forçage de type détection-action permettait une réduction de la traînée de paroi de l'ordre de 25%. Pour cela, les fluctuations de la composante normale de la vitesse, détectées à $y^+ = 10$, sont directement compensées par la création à la paroi ($y^+ = 0$) d'une composante égale et opposée à ces fluctuations (voir la figure 5.2).

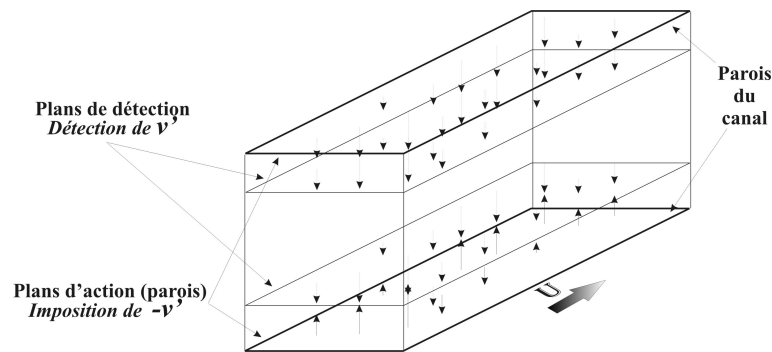


FIGURE 5.2 – Schématisation des plans d'action et de détection pour le forçage de "type Choi" (ici le "v-control").

Dans les faits les fluctuations de vitesses sont imposées aux deux parois (inférieure et supérieure), afin de conserver le bilan de quantité de mouvement.

Les figures 5.3 montrent clairement que nos résultats confirment les leurs, à savoir qu'une réduction significative de la traînée de paroi est obtenue par une telle manipulation de l'écoulement (20% pour notre présente étude contre près de 25% pour Choi *et al.* (1994)). Pour ce faire, le calcul du gradient de vitesse à la paroi, conduisant à la détermination de la contrainte de cisaillement à la paroi est effectué. Cette dernière, définie par l'équation 1.4 et réécrite en tenant compte des adimensionalisations propres à notre code (équation 5.1), est utilisée comme outil d'observation de la réduction de traînée. Choi *et al.* (1994) expriment ce calcul en terme de pression moyenne selon la direction axiale de l'écoulement ($-dP/dx$) ce qui est équivalent. Il est à noter que pour un champ non forcé $\tau_p^+ = 1$.

$$\tau_p^+ = \frac{Re_h}{Re_\tau^2} \left. \frac{\partial U_{code}}{\partial y_{code}} \right|_{y=0} \quad (5.1)$$

Ce mode de forçage altère de manière significative l'écoulement de proche paroi comme le montre les figures 5.4. Les *streaks*, mis en évidence par le tracé du champ instantané des vitesses, sont alors fortement désordonnés et les valeurs des vitesses sont en moyenne diminuées. Les contours de la contrainte de cisaillement à la paroi (voir les figures 5.5) montrent clairement les modifications apportées à l'écoulement.

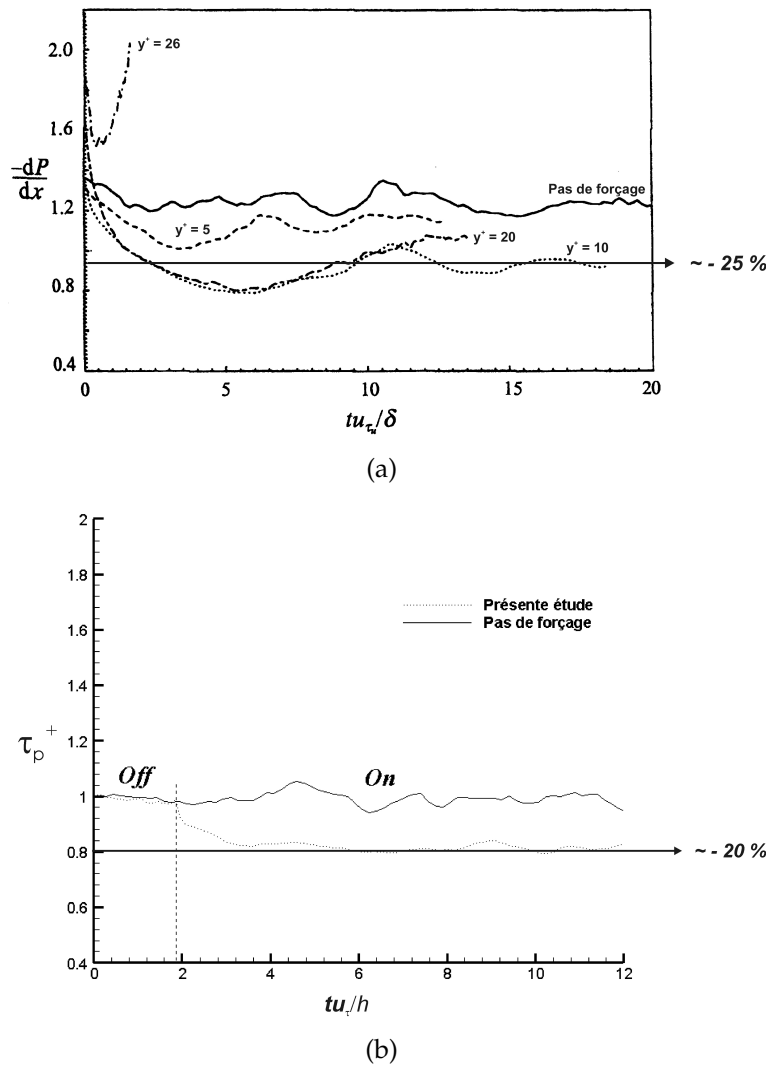


FIGURE 5.3 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour le forçage "type Choi" : (a) gradients de pression, issus des travaux de [Choi et al. \(1994\)](#), pour différents plans de détection, (b) contrainte de cisaillement pariétale (présente étude).

Les structures vorticitaires (voir les figures 5.6 et 5.7 ainsi que la figure 5.8), identifiées ici par la vorticité transverse à la paroi et certaine valeur de la vorticité axiale, montrent que ces dernières sont moins présentes au sein de l'écoulement et que leurs valeurs à la paroi sont fortement diminuées. Les λ_2 (voir les figures 5.9) confirment le fait que les diverses structures sont moins nombreuses par rapport au champ turbulent initial.

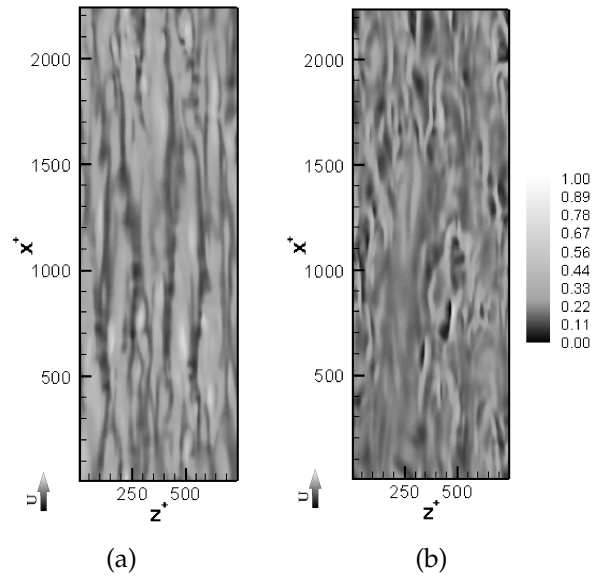


FIGURE 5.4 – Contours de la norme de la vitesse instantanée (U_{code}) à la paroi : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".

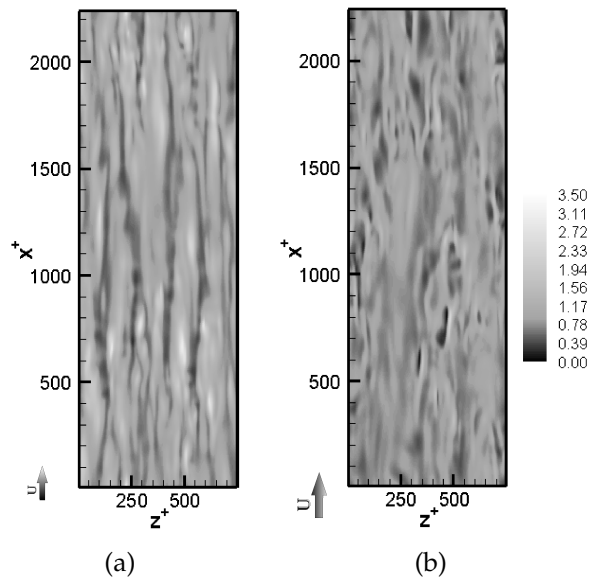


FIGURE 5.5 – Contours de la contrainte de cisaillement à la paroi (τ_p^+) : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".

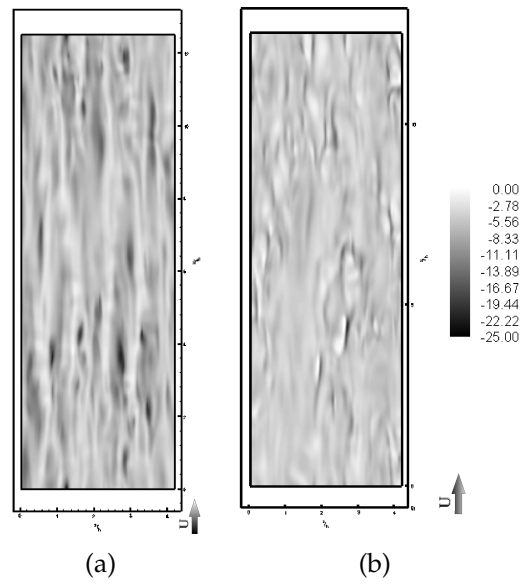


FIGURE 5.6 – Contours de la vorticité transverse (ω_{zcode}) à la paroi : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".

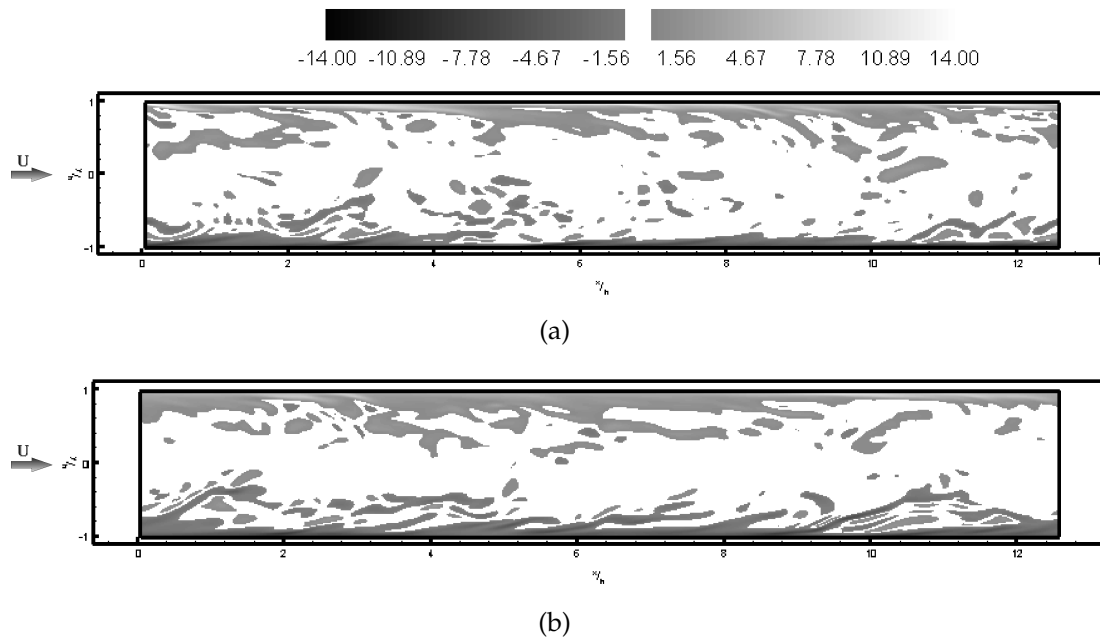


FIGURE 5.7 – Contours de la vorticité transverse (ω_{zcode}) dans le plan z médian ($z^+ = \frac{2}{3}\pi$), les valeurs comprises entre -0.7 et 0.7 ne sont pas tracées afin d'alléger le tracé : (a) pas de forçage, (b) forçage "type Choi".

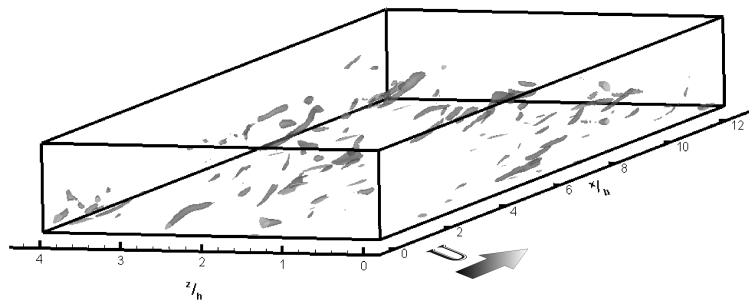


FIGURE 5.8 – Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal, pour le forçage "type Choi".

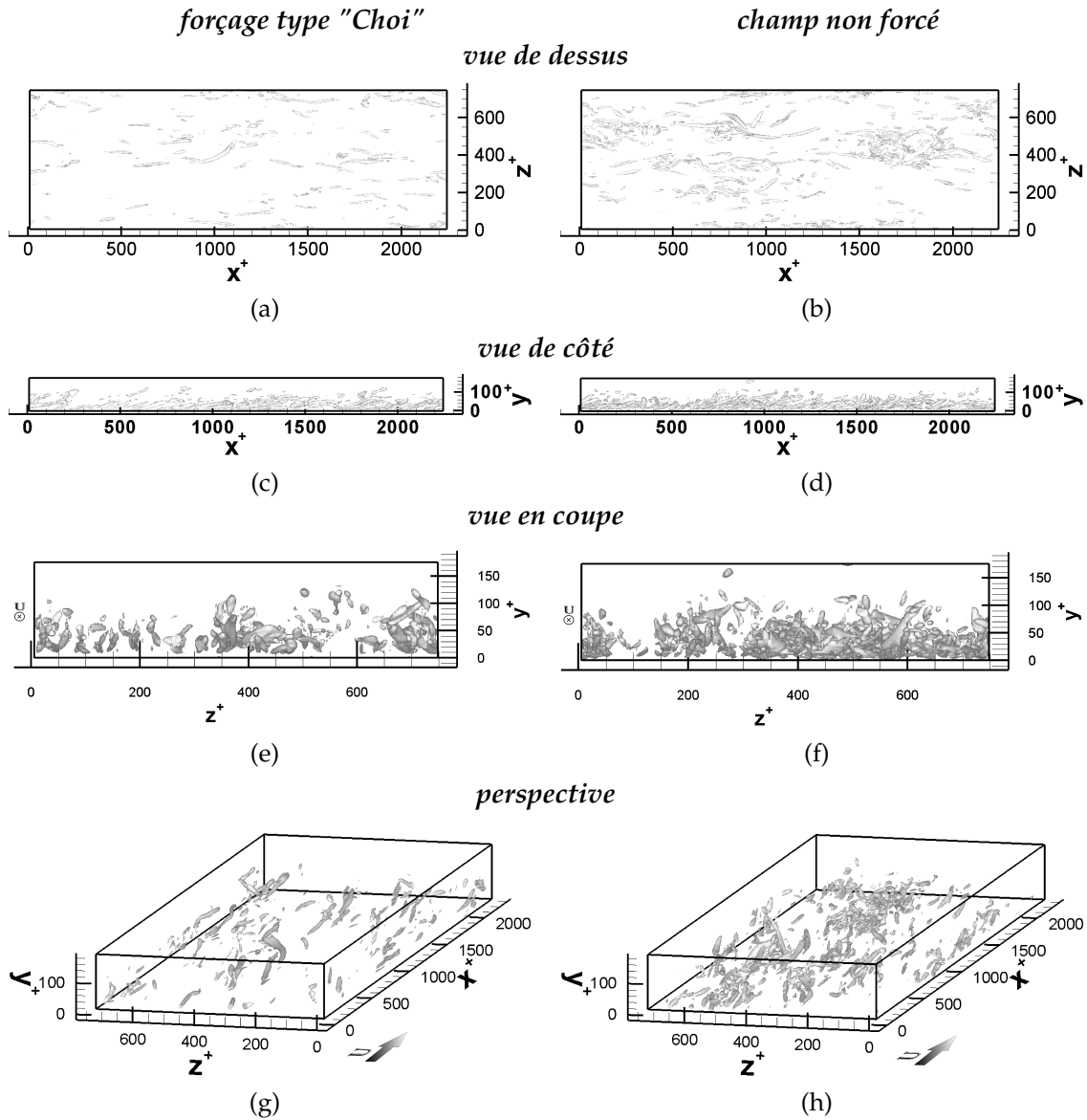


FIGURE 5.9 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le forçage "type Choi" (colonne de gauche), dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal pour des champs de vitesses instantanées et comparées au champ non forcé (colonne de droite) : (a, b) plan (x, z) , (c, d) plan (x, y) , (e, f) plan (y, z) , (g, h) vue en perspective.

D'un point de vue phénoménologique, *Choi et al. (1994)* estiment que ce forçage a pour effet d'éloigner de la paroi les zones de forts cisaillements, où d'ordinaire le fluide vient impacter la paroi, réduisant ainsi le frottement (voir la figure 5.10). Mais dès l'arrêt du forçage, ces structures réapparaissent immédiatement à la paroi.

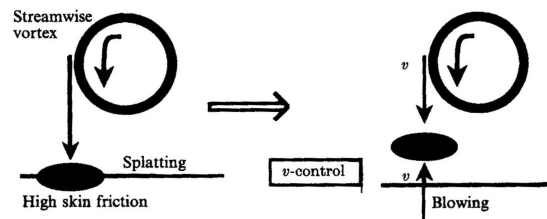


FIGURE 5.10 – Schématisation du mécanisme du contrôle actif de "type Choi" (*Choi et al., 1994*).

Il est intéressant de constater que la relaxation, après un tel forçage, conduit à un retour très rapide ($\Delta t^* \approx 2$) vers l'écoulement initial (voir la figure 5.11). Ainsi les effets de ce type de forçage sont très rapidement dissipés dès l'arrêt de celui-ci.

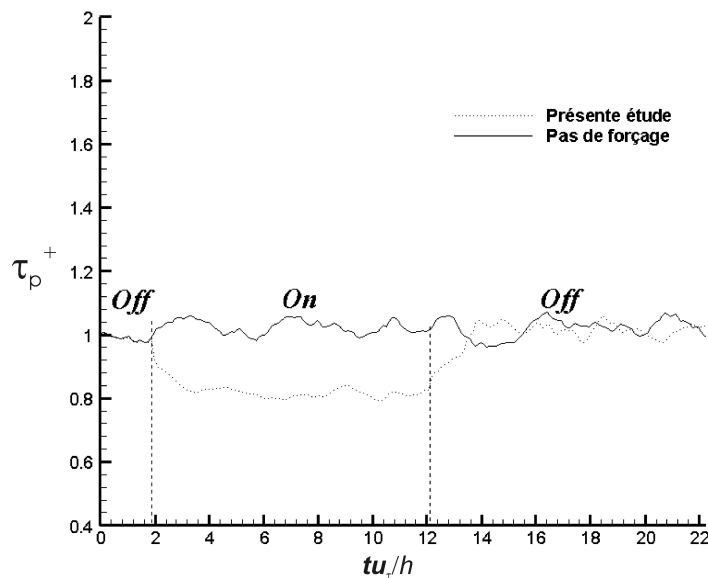


FIGURE 5.11 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour le forçage "type Choi" avec relaxation.

Quoiqu'il en soit, un tel forçage, bien qu'à priori semble techniquement irréalisable, peut être concrètement envisagé. En effet, *Choi et al. (1994)* ont montré qu'une quantité $((\partial/\partial z)/\partial w/\partial y)$ déterminée à la paroi, permet d'approximer les valeurs des fluctuations de vitesse à $y^+ = 10$, et conduit expérimentalement à une réduction de traînée de paroi de seulement 6%. Un tel forçage n'est donc pas qu'une simple manipulation numérique de l'écoulement mais n'engendre pas une réduction significative de la traînée.

Plus intéressant encore, [Choi et al. \(1994\)](#) ont réalisé d'autres études numériques où seules les grosses structures de l'écoulement étaient affectés par ce type de forçage. Pour ce faire, un seuil sur la valeur de la vitesse dans le plan de détection est imposé, par exemple $(v_{seuil} = 2v_{rms})_{y^+=10}$. En utilisant ce critère, une réduction de l'ordre de 15% a été observée. Mais l'information principale est que seul 5% de la surface de contrôle est requis pour l'obtention d'une telle réduction de traînée. Ceci implique qu'il semble donc plus judicieux d'agir localement sur les événements d'un écoulement que d'une manière globale. D'autant que d'un point de vue énergétique, un gain non négligeable peut-être obtenu.

5.2 Autres forçages

Dans l'optique d'imposer des forces EM volumiques locales via un actionneur pariétale, divers forçages ont été mis en place afin de tester la robustesse du code DNS utilisé. En se basant sur le même principe que Choi, une force proportionnelle à l'opposé des fluctuations de la vitesse normale $f_y^+ = -kv^+$ et soit à un y^+ donné (forçage "type 1") soit de la paroi à un y^+ donné (forçage "type 2") a été étudiée. Un forçage local, application d'une force $f_y^+ = -40$ dans un volume ($y^+ = 0$ à 15), ($x^+ = 0$ à 180), ($z^+ = 120$ à 160), a aussi été testé. Ce dernier constitue un premier pas vers la modélisation des forces réelles EM (voir les figures 5.12 pour plus de détails).

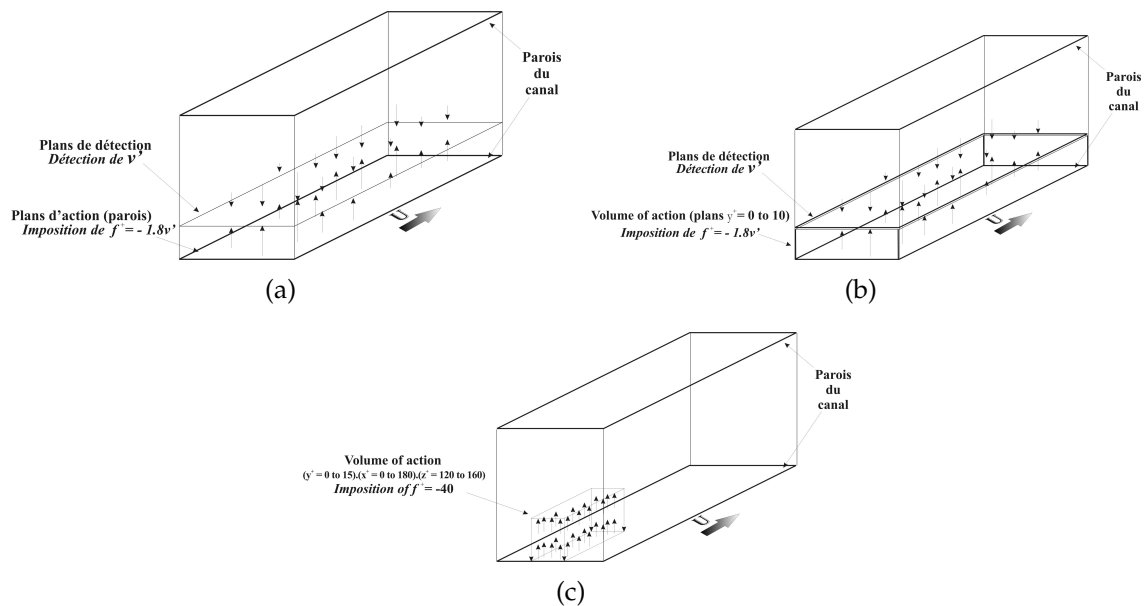


FIGURE 5.12 – Schématisation des lieux d'action et de détection : (a) forçage "type 1", (b) forçage "type 2", (c) forçage local.

Le paramètre k , utilisé pour les forçages "type 1" et "type 2", tient compte des diverses adimensionnalisations inhérentes au code, mais aussi du fait que l'intensité de ces forçages soit suffisamment intense. Celle-ci est choisie de sorte

qu'elle soit de l'ordre, voire supérieure, de l'intensité maximale des futurs forçages EM. Cette dernière étant proche de 30^+ (dans le cas d'un forçage EM normal et pour un temps électromagnétique T_{EM}^+ égal au temps de transit T_{tr}^+ , voir le paragraphe 6.3.1 pour plus de détails), la valeur¹ de k est imposée à environ $2 \cdot 10^4$.

Une réduction significative du frottement (τ_p^+) à la paroi (voir la figure 5.13) de l'ordre de 30%, en appliquant le forçage de "type 1"², est obtenue. Celle-ci est donc plus importante que celle obtenue pour le forçage de "type Choi". Aussi, il est à noter que les temps de relaxation diffèrent que très peu entre ces deux types de forçage ($\Delta t^* \simeq 2.5$ pour le forçage "type 1" contre $\Delta t^* \simeq 2$ pour le forçage "type Choi").

A la vue du tracé des iso-surfaces de deux des valeurs ($\omega_{xcode} = 2$ et $\omega_{xcode} = -2$) de la composante axiale de la vorticité instantanée (voir la figure 5.14), il semble que le forçage "type 1" affecte les structures de l'écoulement différemment du forçage "type Choi". En effet, les iso-surfaces sont localisées et autant de valeurs positives que négatives sont présentes alors que pour le forçage "type Choi" ces iso-surfaces sont très dispersées et principalement les valeurs sont négatives. Quoiqu'il en soit, les iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour un champ de vitesse instantanée, confirment la plus faible présence des structures turbulentes lors du forçage "type 1" (voir les figures 5.15).

5.3 Conclusion

Imposer des forçages "type Choi", "type 1", "type 2", etc. (voir les figures 5.2 et 5.12) dans le code DNS avec le maillage utilisé pour l'obtention du champ turbulent développé, est parfaitement réalisable (Bouillon *et al.*, 2003b). De plus, les résultats, pour le forçage "type Choi", sont en parfait accord avec ceux de Choi *et al.* (1994) et montrent clairement une modification des structures de l'écoulement turbulent. En appliquant une force, à la paroi, proportionnelle à l'opposé de la composante normale des fluctuations de vitesse détectée à $y^+ = 10$, et non plus simplement une vitesse, une réduction de traînée de paroi supérieure est obtenue. Bien que les mécanismes intervenant ne soient pas identifiés, les modes d'action entre les forçages "type Choi" et "type 1" semblent différents (voir le paragraphe 5.2).

¹En fait, de par sa définition, $f_y^+ = -kv'^+$, et de celle des échelles internes au code (voir le tableau 3.1), k est défini comme suit :

$$k = \left(\frac{Re_h}{Re_\tau} \right)^6 / 10^4 \quad (5.2)$$

Le facteur 10^4 permet d'obtenir une valeur moyenne de f_y^+ voisine de 40^+ du fait que les fluctuations de la composante normale des vitesses, v'^+ , oscillent autour de $2 \cdot 10^{-3}$ pour les paramètres de nos simulations numériques.

²La même réduction de traînée à la paroi est obtenue pour le forçage de "type 2".

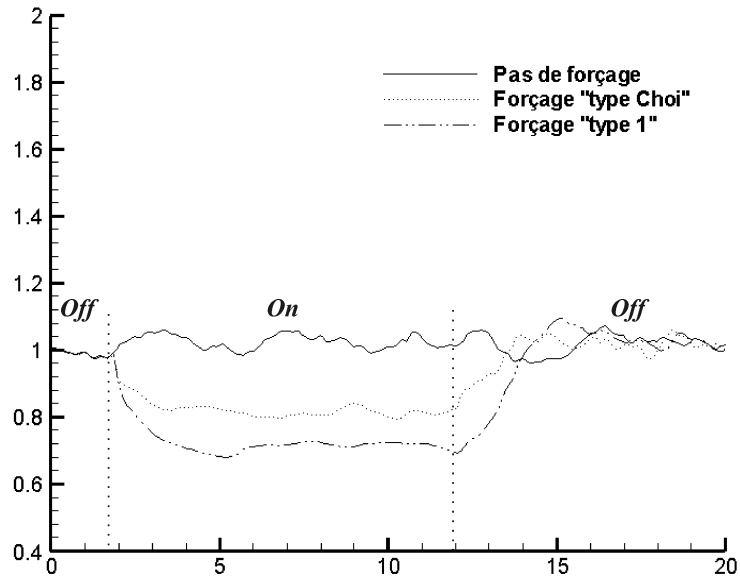


FIGURE 5.13 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour les forçages "type Choi" et type 1.

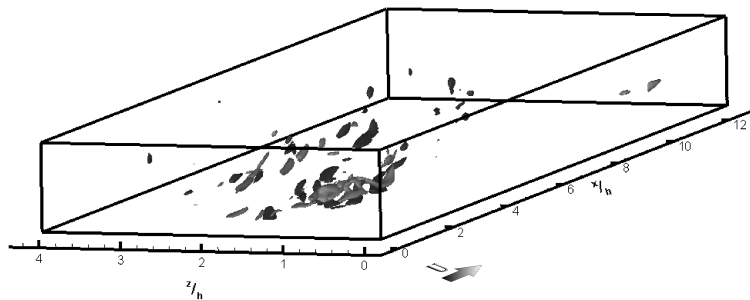


FIGURE 5.14 – Iso-surfaces de la composante axiale de la vorticité instantanée (ici $\omega_{xcode} = 2$ (en noir) et $\omega_{xcode} = -2$ (en gris)), dans tout le domaine du canal, pour le forçage "type 1".

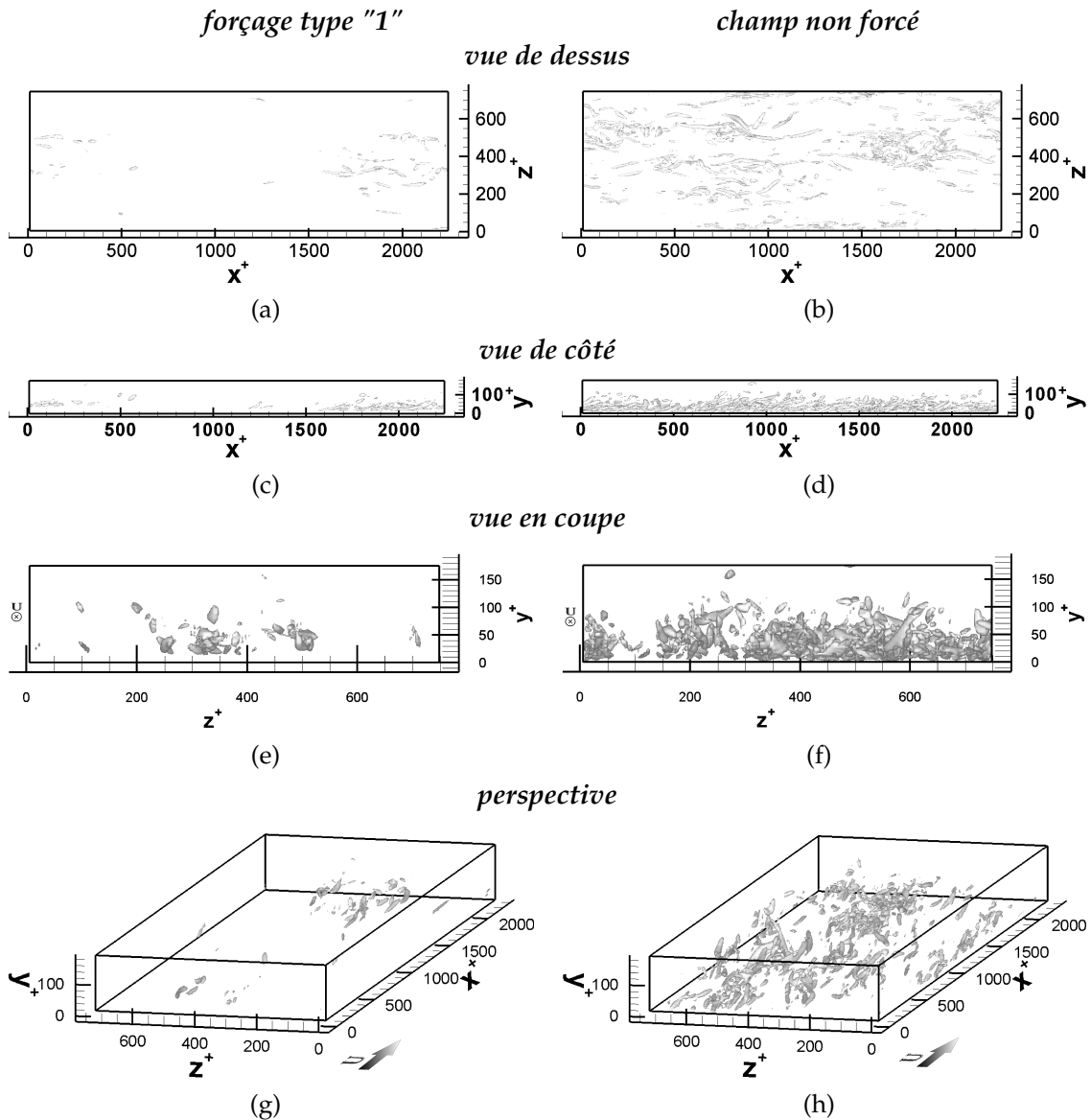


FIGURE 5.15 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$), pour le forçage "type 1" (colonne de gauche), dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal pour des champs de vitesses instantanées et comparées au champ non forcé (colonne de droite) : (a, b) plan (x, z) , (c, d) plan (x, y) , (e, f) plan (y, z) , (g, h) vue en perspective.

Chapitre 6

Mise en place des forçages EM

Dans le cas du contrôle électromagnétique d'écoulement, les forces EM sont indépendantes de l'écoulement (voir le paragraphe §2.2.2.1 pour plus de détails). Cependant, comme elles résultent de l'interaction entre les courants électriques et le champ magnétique qui sont régis chacun par une équation de diffusion, il est possible de formuler la distribution de ces forces par un modèle analytique, résolu numériquement dans le volume fluide. Préalablement aux simulations de l'écoulement forcé, ces termes sources, que sont les forces EM dans les équations de Navier-Stokes, peuvent être discrétisés au sein des mailles du calcul DNS.

Les forces EM imposées à l'écoulement, dans ce mémoire, sont donc obtenues par résolution numérique d'équations analytiques et ne dépendent que de la géométrie des actionneurs les générant et de l'intensité même de ces dernières. La géométrie des sources de courant (électrodes) et de champ magnétique (aimant) résulte d'un compromis entre les géométries réalisables, comme par exemple celles des travaux expérimentaux menés au LEGI, et de l'adéquation de celle-ci avec les mailles de la discrétisation numérique.

6.1 Approche analytique de la modélisation

La modélisation numérique des termes sources des forces électromagnétiques repose sur les équations de Maxwell. Cela dit, dans le cas considéré du forçage EM en eau de mer, une formulation très simplifiée peut être adoptée. Elle repose sur le fait que, dans ce cas, l'induction magnétique et les courants électriques dérivent tous deux d'un potentiel (équation de Laplace). Sur la base des travaux d'Akoun et Yonnet (Akoun & Yonnet, 1984), une formulation analytique, résolue numériquement, a été retenue. La linéarité des équations permet d'obtenir une classe de solutions qui ne dépend que de la géométrie des sources de champ magnétique et de courant électrique. L'intensité de ces sources est directement décrite par une constante multiplicative applicable à l'ensemble de la solution. Les forces électromagnétiques et leur rotationnel sont ensuite déduits du calcul du produit vectoriel des deux champs et de son rotationnel.

6.1.1 Les hypothèses et les limitations de la formulation du modèle

Les électrodes agissent comme des sources de charges électriques. Le cœur du matériau d'électrode (très bon conducteur) est équi-potentiel. La densité de courant (mesure du débit de charge) n'est pas uniforme stricto-sensu puisqu'elle dépend de la valeur locale du potentiel d'activation de l'espèce électro-active. Cela dit, il est bien justifié d'uniformiser cette distribution (Boissonneau, 1997). Alors, les électrodes peuvent être modélisées par une source uniforme de charges électriques. Cependant, il est aussi à noter que la solution des forces électromagnétiques utilisée dans ce mémoire ne tient pas compte de la réaction électrochimique aux électrodes et du bullage engendré.

Concernant les aimants, le milieu fluide présente la perméabilité du vide. Les aimants permanents peuvent aussi être idéalisés comme des sources volumiques de moment magnétique. Cette hypothèse n'est pas strictement valable au niveau des arêtes. Cependant elle présente un avantage considérable, à savoir une grande facilité d'utilisation, et reste justifiée partout ailleurs sur les pôles. De plus une prise en compte précise de la désaimantation impliquerait une refonte totale des équations et engendrerait une quasi-impossibilité de résolution analytique.

Malgré ces diverses limitations, les résultats obtenus constituent une approximation satisfaisante pour une bonne description de la géométrie.

6.1.2 Les équations analytiques du calcul des forces EM

La formulation analytique

Les solutions analytiques du calcul des termes sources électromagnétiques sont développées dans un système de coordonnées cartésiennes (décrit ci après), pour une distribution uniforme de charges, et dans le cas d'actionneurs dont les surfaces élémentaires sont rectangulaires (voir figure 6.2). L'injection des termes de forçage dans la simulation numérique consiste à déterminer les valeurs aux nœuds du maillage de ces termes sources.

L'un des avantages de la formulation des équations analytiques utilisées (Akoun & Yonnet, 1984) est qu'elle permet de calculer aussi bien les inconnues magnétiques qu'électriques à une constante près (k_{surf}). Leur expression est donnée par la relation suivante, où K peut être aussi bien l'induction magnétique (B) que le champ électrique (E) :

$$K = \frac{k_{surf}}{2\pi} \sum_{(i,j)=(0,1)^2} (-1)^{i+j} \varepsilon(S_i, T_j, R) \quad (6.1)$$

Composantes de K

avec

$$\begin{aligned} K_x : \varepsilon_x &= \ln(R - S_i) & S_i &= z_s - (-1)^i b \\ K_y : \varepsilon_y &= \arctan\left(\frac{ST_j}{Ry_s}\right) & T_j &= x_s - (-1)^j a \\ K_z : \varepsilon_z &= \ln(R - T_j) & R &= (S_i^2 + T_j^2 + y_s^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

et

- a : demi-largeur de la surface des pôles (source magnétique) ou électrodes (source électrique)
- b : demi-longueur de la surface des pôles ou électrodes
- x_s, y_s et z_s : coordonnées du point de calcul dans le repère lié à la surface élémentaire
(O_s, X_s, Y_s, Z_s , voir figure 6.1)

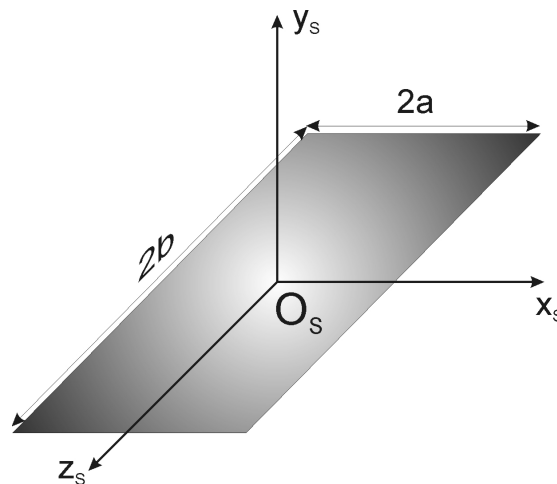


FIGURE 6.1 – Surface élémentaire de base (O_s est le centre de la surface, X_s, Y_s, Z_s les coordonnées associées).

Pour le calcul de l'*induction magnétique* (B), la constante k_{surf} est imposée par la valeur de l'induction magnétique normale à la surface du pôle. Celle-ci vaut typiquement la moitié du champ de magnétisation à cœur (B_r) (Durand, 1968) pour des aimants permanents de section rectangulaire.

$$k_{surf} = B_{surf} = \frac{B_r}{2} \quad (6.2)$$

avec

B_r : le champ de magnétisation à cœur

Pour le *champ électrique* (E), k_{surf} est défini par la valeur de ce dernier à la paroi. La formulation proposée idéalise l'électrode comme une source uniforme de charges électriques caractérisée par un courant total I et une surface d'aire S_{urf} .

$$k_{surf} = E_{surf} = \frac{I}{\sigma S_{urf}} \quad (6.3)$$

avec

- I : l'intensité du courant électrique sortant pas la surface de l'électrode
- σ : la conductivité électrique apparente de l'écoulement
- S_{urf} : l'aire de la surface de l'électrode

La force EM est ensuite déduite du calcul de ces deux champs par l'équation 6.4 dans laquelle j découle de E par l'équation 2.6.

$$f_{EM} = j \times B = \sigma E \times B = \frac{\sigma B_{surf} E_{surf}}{4\pi^2} e_E \times e_B \quad (6.4)$$

avec

e_E : le champ électrique au coefficient $\frac{E_{surf}}{2\pi}$ près
 e_B : l'induction magnétique au coefficient $\frac{B_{surf}}{2\pi}$ près

Remarque : La force EM imposée dans le code est $f_{EM_{code}}$, correspondant à l'adimensionnalisation de la force réelle par les unités utilisées dans le code DNS (voir le tableau 3.1). Cette force EM étant le produit vectoriel de j par B , ces deux champs sont eux aussi adimensionnels dans le code. Ainsi, les valeurs représentatives de k_{surf} pour ces deux champs sont dans le code numérique $B_{surf_{code}}$ et $E_{surf_{code}}$...

Le système de coordonnées et la représentation des actionneurs.

Chaque actionneur est décrit par la position de son centre C (X, Y, Z étant les coordonnées associées). Dans le repère centré en C , chaque élément source (électrode ou pôle) est décrit par la position relative à C de son centre O_s et par l'extension ($2a, 2b$) de sa surface (voir figure 6.1).

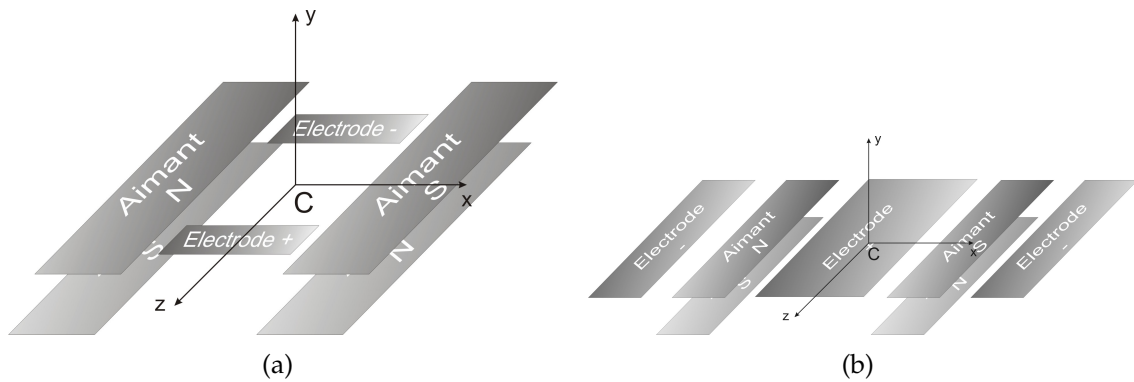


FIGURE 6.2 – Surfaces élémentaires : (a) pour un actionneur normal, (b) pour un actionneur parallèle.

La formulation analytique étant liée au repère passant par le centre O_s de chaque surface élémentaire, un changement de repère est introduit afin de définir chaque point de l'espace par rapport à ce centre et non au centre C de l'actionneur.

$$\begin{aligned} X_s &= X - X_{O_s} \\ Y_s &= Y - Y_{O_s} \\ Z_s &= Z - Z_{O_s} \end{aligned}$$

Chaque actionneur est constitué de deux aimants, d'une hauteur $h_a/2$, reposant sur une plaque de fer doux (voir la figure 6.3a). Dans la mesure où cette plaque a une épaisseur suffisante, celle-ci sert à faire passer un maximum de flux magnétique en son sein. Elle permet alors d'augmenter la valeur globale de l'induction magnétique de l'actionneur tout en limitant le volume magnétisé.

Finalement dans les limites des hauteurs envisagées¹, il y a équivalence entre deux aimants de hauteur $h_a/2$ placés sur une plaque de fer doux et deux aimants de hauteur h_a (voir la figure 6.3b)². Cette condition entraîne le fait que chaque aimant soit représenté par deux surfaces sources (N et S), séparées d'une distance de h_a .

En ce qui concerne les électrodes une seule surface est nécessaire.

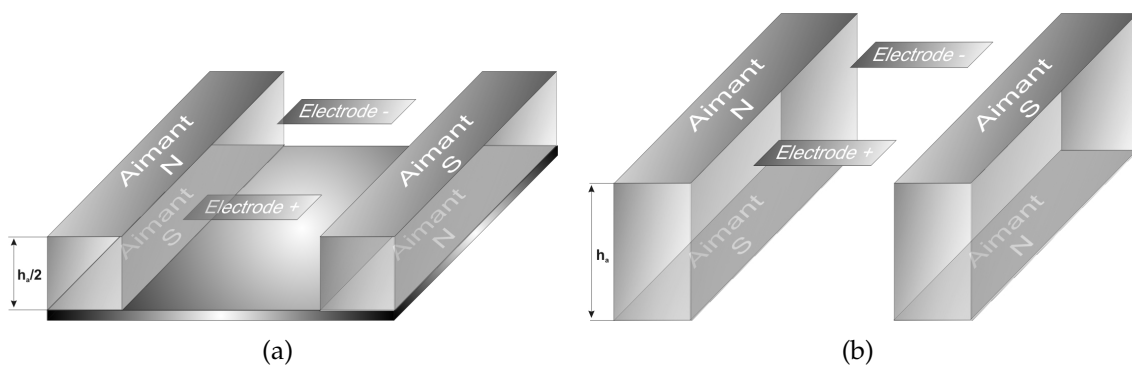


FIGURE 6.3 – Schématisation des aimants (ici pour un actionneur normal)² : (a) réels (utilisés expérimentalement au LEGI, la plaque de fer doux est représentée), (b) utilisés lors de la modélisation.

Il est à noter que la formulation analytique du calcul des champs repose sur des lois logarithmiques (et en arctangente pour la composante normale, voir les équations 6.1). Ainsi des valeurs tendent vers l'infini aux bornes des surfaces. Afin de s'affranchir de ses valeurs, qui ne sont pas localement représentatives des champs réels, le positionnement des surfaces, dans le domaine de calcul du canal, ne doit pas contenir de noeuds en leurs arrêtes. Ceci conduit à prendre des précautions techniques lors du positionnement des aimants et des électrodes dans le maillage du calcul comme l'illustre les figures 6.4.

¹Cette condition est parfaitement justifiée pour de faibles hauteurs des aimants. Typiquement, pour les aimants utilisés expérimentalement au LEGI : longueur= 45 mm, largeur= 5 mm et hauteur= 20 mm.

²Il en va de même pour un actionneur parallèle où la hauteur des aimants est multipliée d'un facteur 2 lors de sa modélisation par rapport au cas réel.

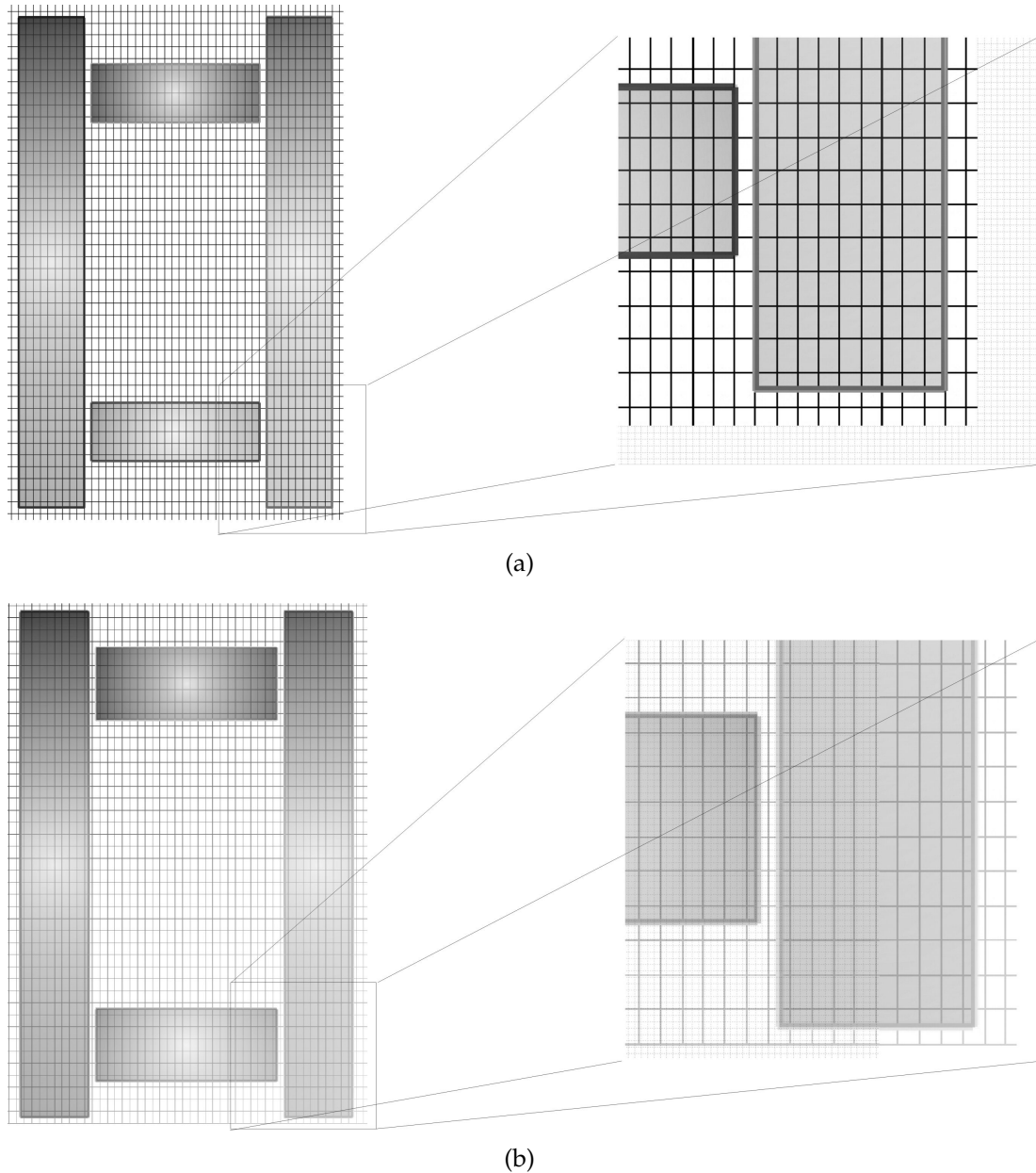


FIGURE 6.4 – Positionnement des actionneurs (ici, EM normaux) dans le domaine de calcul du canal (vue de dessus) et zoom sur l’une des zone de l’actionneur : (a) mauvais positionnement, (b) bon positionnement.

6.2 Caractérisation géométriques des actionneurs EM utilisés

6.2.1 Les forçages EM normaux

Au niveau des forçages EM normaux, l’idéal serait que les actionneurs des simulations numériques présentent les mêmes caractéristiques géométriques que les actionneurs utilisés expérimentalement par Rossi (2001) (voir les figures 6.5).

Leurs différences résident dans le fait que le maillage du domaine de calcul du code DNS impose des contraintes empêchant d'appliquer strictement les dimensions des actionneurs EM expérimentaux. Ces contraintes seront détaillées dans les prochains paragraphes.

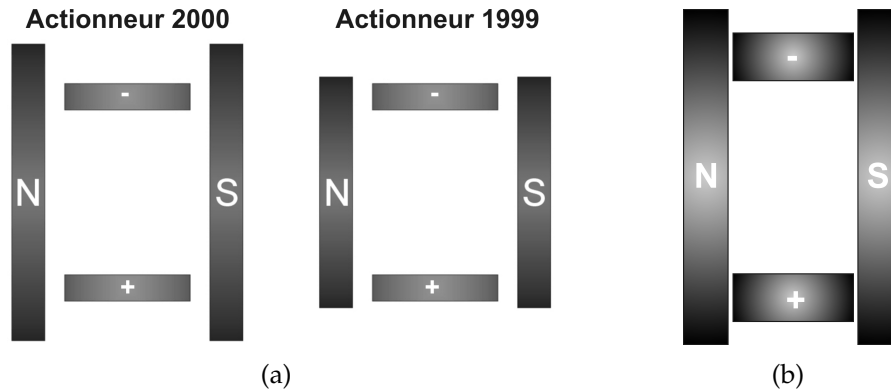


FIGURE 6.5 – Schématisation des actionneurs EM normaux : (a) utilisés expérimentalement au LEGI par Rossi (2001) (voir l'annexe A pour les caractéristiques géométriques de l'actionneur dit "2000"), (b) présente étude numérique.

La géométrie des actionneurs EM normaux de la simulation est présentée par la figure 6.6. Les divers paramètres géométriques sont récapitulés dans le tableau 6.1. Parmi les divers paramètres dimensionnant un actionneur, le décalage vertical (Δh) du plan des aimants par rapport à celui des électrodes, nécessite de prendre quelques précautions d'un point de vue numérique. Pour un actionneur "réel", les électrodes sont au contact direct de l'écoulement ($y^+ = 0$), tandis que les aimants sont placés en retrait afin qu'ils soient isolés de l'écoulement.

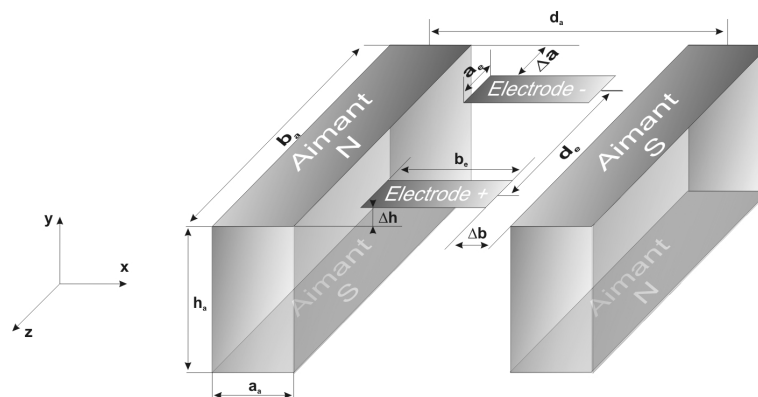


FIGURE 6.6 – Paramètres dimensionnant des actionneurs EM (ici, un actionneur EM normal est pris comme exemple).

Ainsi, une attention toute particulière a été portée sur le positionnement vertical des actionneurs dans la boîte de calcul du canal. En effet, le premier point de calcul est situé à $y^+ = 0.5$ (voir le tableau 3.2). Or les actionneurs, ou plus précisément les électrodes, doivent être placées à la paroi ($y^+ = 0$) et non décalées

	Aimants	Electrodes
Largeur	a_a	a_e
Longueur	b_a	b_e
Distance axe à axe (entre-axe)	d_a	d_e
Hauteur	h_a	
Distance entre les arêtes des aimants et des électrodes		
Suivant l'axe z	Δa	
Suivant l'axe x	Δb	
Suivant l'axe y	Δh	

TABLEAU 6.1 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs EM.

verticalement de celle-ci. Ainsi, les électrodes sont positionnées à $y^+ = 0$ et les aimants dans un plan décalé de Δh sous la paroi. La position du premier point de calcul, qui n'est donc ni à la surface des électrodes ni à la surface des aimants, implique qu'il n'est pas nécessaire de prendre de précaution particulière, au niveau du calcul des forces EM, afin d'éviter l'obtention de valeurs irréalistes liées à un effet de pic dû à la définition même des équations des champs.

Aussi, les figures 6.6 et 6.7 font apparaître le décalage vertical du plan des électrodes avec celui des aimants (Δh) qui joue un rôle non négligeable au niveau de l'intensité du champ de force. En effet, plus ce décalage est important et plus le champ magnétique diminue, réduisant ainsi l'intensité du forçage.

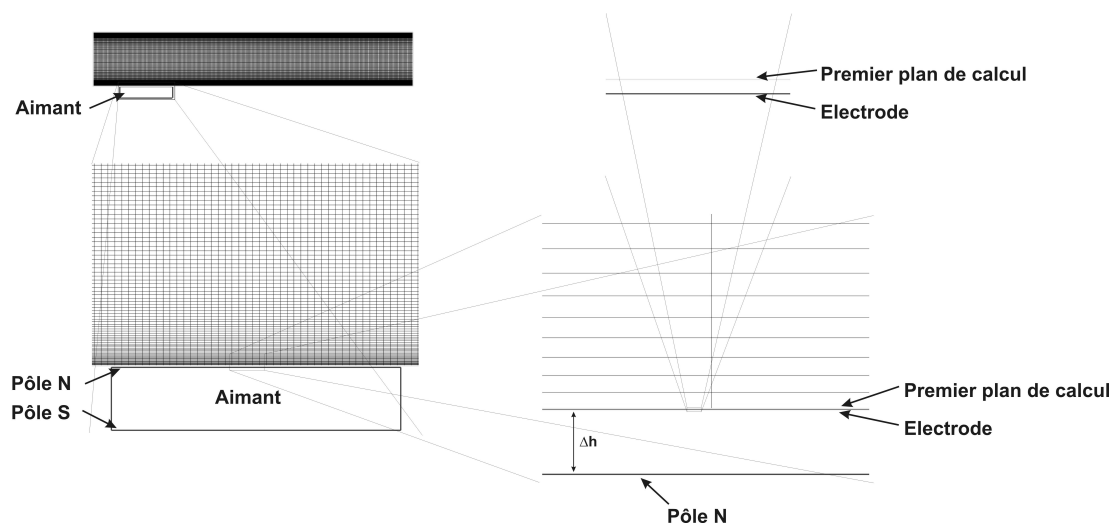


FIGURE 6.7 – Positionnement vertical des actionneurs (ici, EM normaux) dans le domaine de calcul du canal. Zoom successifs du canal vers la surface de l'électrode.

Les dimensions caractéristiques des actionneurs, utilisés pour les simulations, résultent d'un compromis entre les dimensions du canal numérique, du nombre de points minimal représentatif d'une bonne description des forces EM, mais aussi des caractéristiques géométriques propres au forçage EM, h_{EM}^+ pour le forçage normal (voir le paragraphe 6.3.1.3). En effet, les diverses surfaces (pôles nord

et sud pour les aimants, et anodes et cathodes pour les électrodes) doivent être décrites par suffisamment de points de calcul afin que les champs magnétique et électrique soient correctement représentés. De plus, le positionnement de ces surfaces doit être tel que leurs axes de symétries répartissent autant de points de calculs de part et d'autre de ceux-ci. Ceci afin de ne pas rendre asymétriques les divers champs.

Comme dit précédemment, les dimensions de nos actionneurs sont conditionnées par la taille de la boîte de calcul de notre canal, mais aussi, et principalement, par les conditions de périodicité imposées dans notre code DNS. Pour s'en convaincre, il est utile et nécessaire de recenser les différentes configurations d'actionneurs EM utilisées dans notre étude. Aussi, afin de pouvoir comparer les effets des forçages EM sur l'écoulement, il est nécessaire d'utiliser des actionneurs dont les caractéristiques géométriques restent inchangées d'un forçage à l'autre.

6.2.1.1 Forçage EM normal en réseaux

L'étude d'un réseau d'actionneurs, constitué d'un ensemble d'actionneurs identiques, conditionne la taille caractéristique d'un simple actionneur. Pour s'en convaincre, il est nécessaire de décrire en détail un réseau d'actionneurs.

Avant de déterminer le nombre d'actionneurs et la géométrie constituant notre réseau, il est utile de repréciser les principales caractéristiques de celui-ci. La figure 2.3, basée sur les travaux de [Nosenchuck \(1996\)](#) et réadaptée à notre étude (figure 6.8), montre que ce dernier repose sur 4 phases distinctes. Ces phases constituent la séquence minimale envisageable dans un réseau régulier et "infini" d'actionneurs.

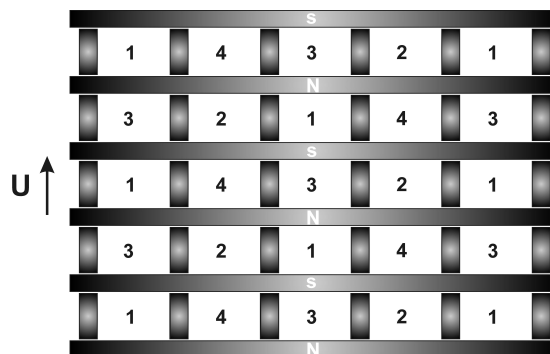


FIGURE 6.8 – Séquence d'activation d'un réseau EM normal.

Afin d'agir sur toute la paroi, et non en certain lieu, les actionneurs sont placés de façon jointives (voir la figure 6.9). La base du réseau est un arrangement régulier d'aimants d'allongement "infini" produisant un champ magnétique permanent quasi-bidimensionnel. Entre ces aimants, les électrodes segmentées sont, suivant les phases d'activation, actives ou inactives deux à deux. Par exemple, pour la première phase, les électrodes situées de part et d'autre du repère 1 de la figure 6.8 sont les seules actives dans le réseau. Ainsi typiquement 25% de la surface est le lieu d'un forçage et le reste est inactif. La succession des phases d'activation

conduit à utiliser l'ensemble du réseau. Il convient que la base temps soit ajustée aux temps moyens de l'écoulement, c'est à dire au temps de transport moyen dans la couche limite entre deux actionneurs successivement activés. Aussi, pour chaque actionneur du réseau, le contrôle des courants alimentant les électrodes fixe son activité ou son inactivité ainsi que le sens des forces EM appliquées (signe des forces au dessus de l'actionneur). Mais afin d'éviter que les lignes de champs entre deux actionneurs actifs ne se perturbent mutuellement, il est nécessaire d'éloigner ces derniers au maximum. Un tel assemblage fait finalement apparaître des lignes de symétries et d'anti-symétries des champs dans le réseau. L'identification de ces lignes permet de déterminer la zone minimale, matérialisée sur la figure 6.9, représentant un secteur complet d'un réseau d'extension infini.

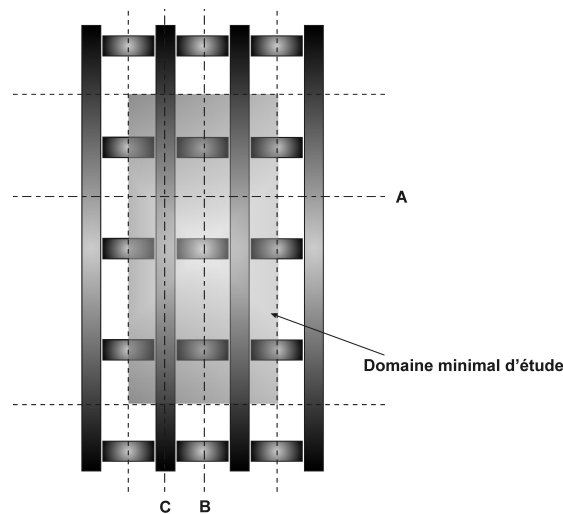


FIGURE 6.9 – Vue de dessus d'un damier d'actionneurs EM normaux (ici damier de 4x3 actionneurs). Lignes de symétries et d'anti-symétries des champs B et E et domaine minimal d'étude.

Ligne A : anti-symétrie pour E et invariance de B dans la direction normale à la ligne A,

Ligne B : symétrie pour E et anti-symétrie pour B ,

Ligne C : symétrie pour B .

L'implémentation dans notre canal numérique du damier d'actionneurs doit être envisagée à partir de cette séquence. Or, notre code DNS utilise des conditions de périodicité dans les sens axial et transverse à l'écoulement. Il est donc important de positionner les actionneurs par rapport aux frontières du canal numérique de telle sorte que les conditions aux limites soient cohérentes avec les propriétés du réseau. Malheureusement ceci ne s'avère que partiellement réalisable, du fait de la taille même du canal et de la taille minimale d'un actionneur.

Pour que le calcul des forces EM soit représentatif, il convient de prendre un minimum de points de calcul suivant la largeur des diverses surfaces. Dans notre étude, et au vu des résultats comparatifs avec des codes de calculs électromagnétiques (Radia développé au CEA), 5 points de calculs semblent être le nombre minimal de points.

	Canal	Actionneur EM
Longueur	$L_x^+ = 4\pi h^+$	$L_{x\ act}^+ = \frac{L_x^+}{6} = \frac{2}{3}\pi h^+$
Largeur	$L_x^+ = \frac{4}{3}\pi h^+$	$L_{z\ act}^+ = \frac{L_z^+}{3} = \frac{4}{9}\pi h^+$

TABLEAU 6.2 – Dimensions des actionneurs EM imposés dans le canal.

Une contrainte supplémentaire, liée au fait que le rapport d'aspect entre les actionneurs EM expérimentaux et numériques doit être le mieux conservé possible, est à prendre en compte. Tout ceci conduit à proposer l'arrangement décrit en figure 6.10, à savoir 3 actionneurs suivant l'axe transverse à l'écoulement et 6 suivant l'axe de ce dernier. Cependant, seuls les actionneurs entièrement inclus dans le canal peuvent être activés à l'exclusion des actionneurs "à cheval" sur les frontières. Ainsi seule la condition de périodicité dans la direction axiale est conservée tandis que dans l'axe transverse un léger décalage est opéré. Toutefois, du fait que proche des limites du canal aucun actionneur actif n'est présent et que le domaine d'action des forces se cantonne à un volume relativement restreint, les effets de cette non périodicité sont minimisés. La figure 6.10 montre donc la séquence d'activation du réseau EM normal implémenté dans le code DNS tandis que les figures 6.11 et 6.12 illustrent le positionnement des actionneurs EM normaux dans le canal pour chaque phase d'activation. Le tableau 6.2 résume quant à lui les caractéristiques des actionneurs EM utilisés.

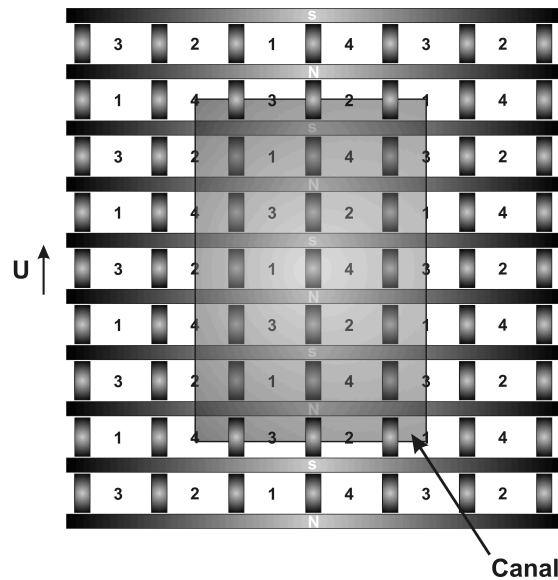


FIGURE 6.10 – Séquence d'activation du réseau EM normal implémenté dans le code DNS.

Remarque : Lors du calcul numérique des forces EM, un réseau d'actionneurs étant constitué d'un ensemble d'actionneurs identiques, le calcul des forces au-dessus d'un seul actionneur est suffisant. Pour compléter le calcul, il suffit de dupliquer et de traduire les valeurs obtenues au-dessus des autres actionneurs.

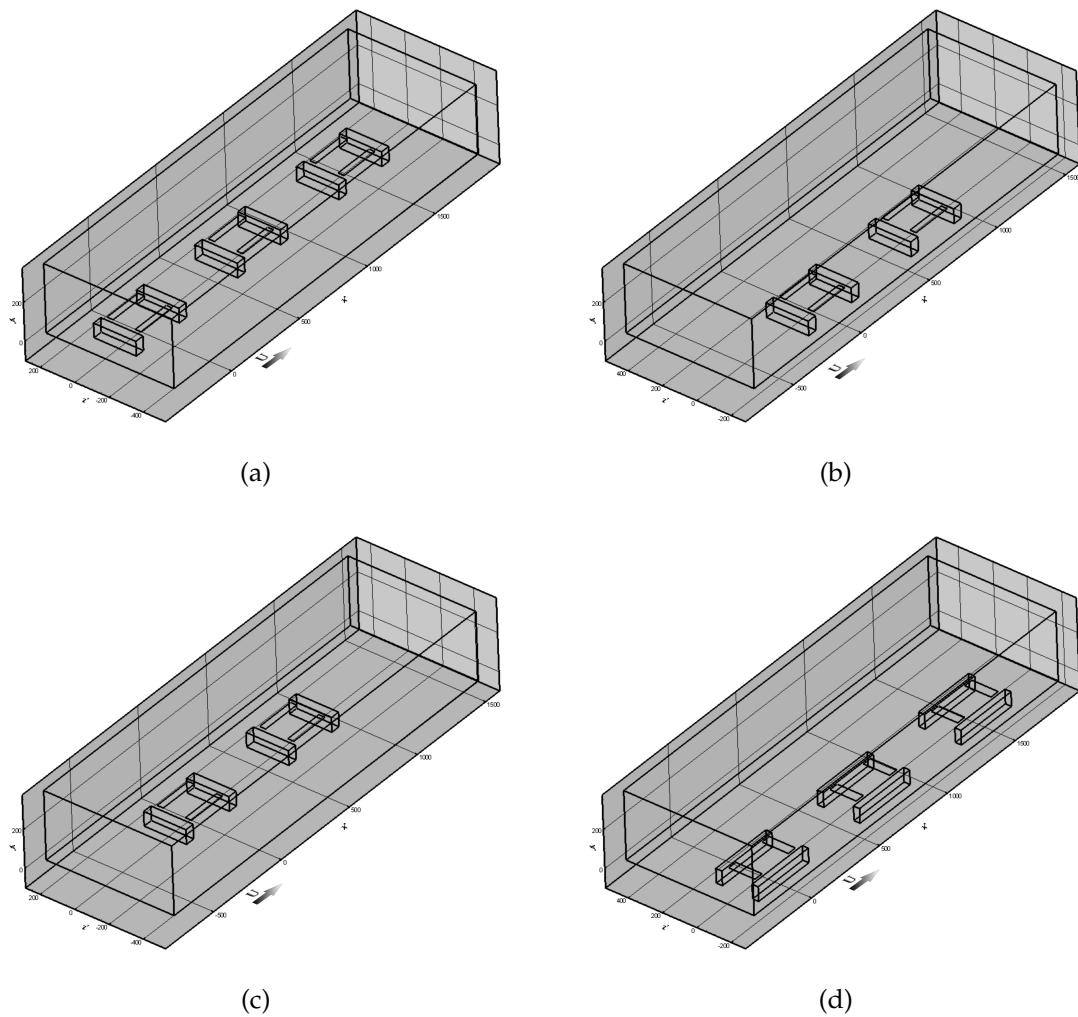


FIGURE 6.11 – Positionnement des actionneurs EM normaux en réseaux : (a) phase 1, (b) phase 2, (c) phase 3, (d) phase 4.

6.2.1.2 Forçage EM normal à l'aide d'un seul actionneur

Les compromis entre le réseau d'actionneurs et la boîte de calcul conditionne entièrement la géométrie d'un actionneur EM individuel. Les simulations explorent donc plusieurs modes de forçage pour cet actionneur isolé. L'orientation des aimants (et donc des électrodes) par rapport à l'écoulement, ainsi que le sens principal des forces conduisant à des forçages centripète et centrifuge sont étudiés (voir les figures 6.13 et 6.17). Quelle que soit la configuration envisagée, l'actionneur est positionné à l'entrée du canal, décalé d'une demi longueur d'actionneur $L_{x_{act}}^+$ suivant l'axe de l'écoulement (tout comme l'est le premier actionneur du réseau), et centré suivant l'axe transverse afin de limiter les effets de bord. Cette position de l'actionneur et sa géométrie permet, si l'on en place un second puis troisième, de s'approcher au mieux d'un réseau "infini" en égard aux frontières "périodiques" du domaine de calcul du canal numérique.

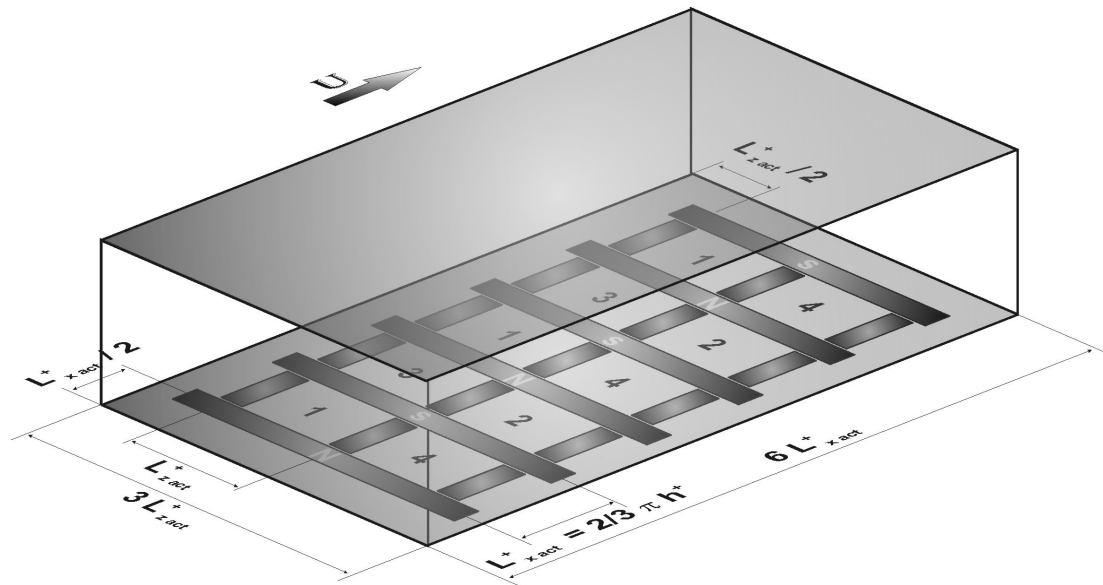


FIGURE 6.12 – Positionnement des actionneurs du réseau EM normal implémenté dans le code DNS et leurs dimensions.

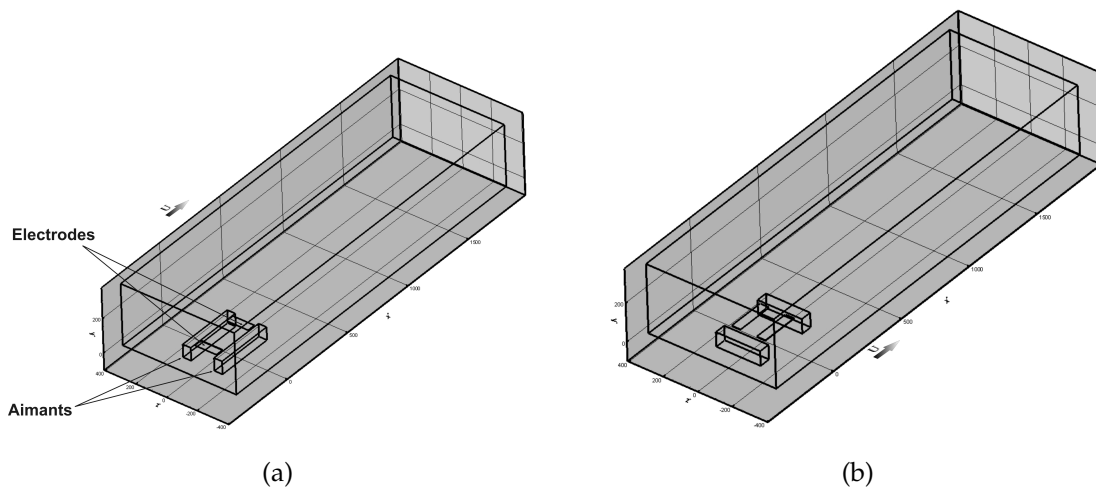


FIGURE 6.13 – Positionnement des actionneurs EM normaux : (a) aimants suivant l’axe de l’écoulement, (b) aimants dans le sens transverse à l’écoulement.

6.2.2 Les forçages EM parallèles

Les mêmes commentaires sur ces forçages peuvent être faits que pour les forçages EM normaux. Seul l’orientation des électrodes par rapport aux aimants diffère. Les mêmes précautions doivent être prises quant à l’implémentation de ces actionneurs dans le code DNS.

Pour ces forçages, un seul actionneur est utilisé. Celui-ci est positionné au même endroit que pour le forçage EM normal utilisant un seul actionneur. Contrairement aux actionneurs EM normaux, les actionneurs EM parallèles sont consti-

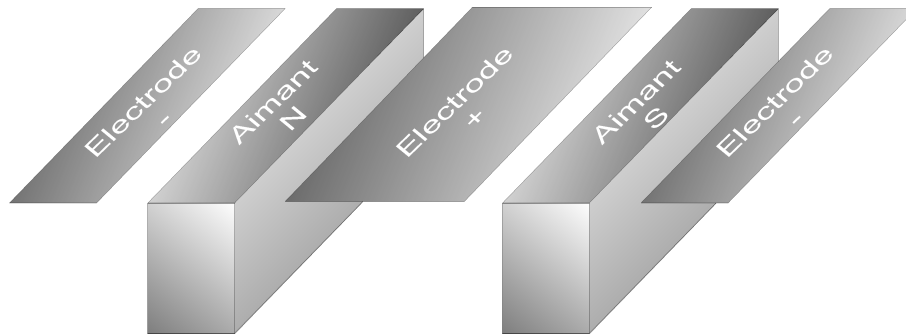


FIGURE 6.14 – Représentation d'un actionneur EM parallèle.

tués non pas de deux électrodes mais de trois électrodes (voir la figure 6.14). Ceci permet de conserver un axe de symétrie de l'actionneur (voir la figure 6.2) et ainsi d'obtenir des forces EM dans l'axe principale de cet actionneur. Aussi, l'électrode centrale doit avoir une surface double par rapport aux deux autres électrodes de sorte que le flux électrique soit conservé pour chaque électrode. Au niveau des paramètres géométriques, la longueur des électrodes et des aimants est classiquement identique ($b_a = b_e$) et ainsi le décalage de leurs arêtes suivant leur longueur est nul ($\Delta b = 0$).

Suivant l'axe de l'écoulement

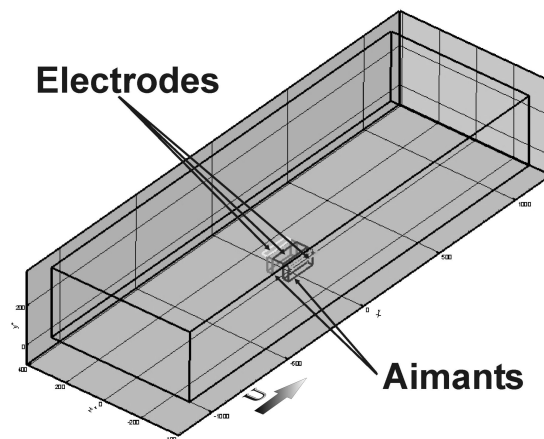


FIGURE 6.15 – Positionnement des actionneurs EM parallèles pour des aimants suivant l'axe de l'écoulement.

Dans cette configuration (voir la figure 6.15), les forces EM peuvent agir soit dans le sens de l'écoulement soit dans le sens opposé à celui-ci. Pour ce faire seul le changement de polarité des électrodes est nécessaire.

Suivant l'axe transverse de l'écoulement

Le principal objectif de cette disposition est de simuler une oscillation de la paroi en inversant périodiquement la polarité des électrodes.

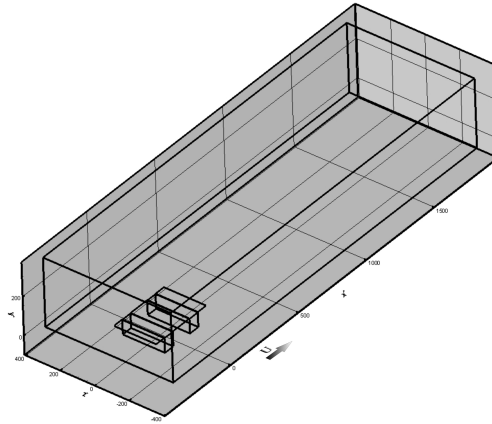


FIGURE 6.16 – Positionnement des actionneurs EM parallèles pour des aimants dans le sens transverse à l'écoulement.

6.3 Intensités des forçages EM

L'imposition d'un forçage EM sur un écoulement turbulent dans notre code DNS requière la détermination préalable de plusieurs paramètres. En effet, suivant l'intensité du forçage EM, une relative inaction sur l'écoulement peut être attendue (en cas de faible forçage) tout comme un bouleversement total de celui-ci (en cas d'intense forçage), voire même mener à une divergence rapide des calculs (en cas de trop intense forçage). Il est donc important de bien caractériser les valeurs de $B_{surf_{code}}$ et $E_{surf_{code}}$ (voir le paragraphe 6.1.2). De même, le temps d'activation T_{ac}^+ , c'est à dire le temps durant lequel les forçages seront appliqués, est un paramètre essentiel (voir le paragraphe 6.3.1.2).

L'une des caractéristiques principales du forçage EM reste le fait de pouvoir contrôler aisément la durée, le signe et l'intensité du forçage par le seul contrôle des courants apportés aux électrodes. Une fois les aimants choisis, il est délicat de modifier le champ magnétique, si ce n'est en supprimant la plaque de fer doux ou en décalant plus ou moins la surface supérieure des aimants par rapport à celle des électrodes (modification de Δh). Ainsi, dans toutes nos simulations, la valeur de $B_{surf_{code}}$ est fixée à 1 Tesla à la surface des pôles tandis que celle de $E_{surf_{code}}$ varie. Il est ainsi possible de faire du forçage EM normal centripète (figure 6.17a) ou centrifuge (figure 6.17b), tout comme faire du forçage EM parallèle dans le sens de l'écoulement ou opposé à celui-ci (figure 6.17c), mais aussi de simuler une oscillation du forçage (similaire à une oscillation de paroi) en inversant périodiquement la polarité des électrodes.

6.3.1 Les échelles temporelles

6.3.1.1 Temps de transit T_{tr}^+

Le temps de transit, T_{tr}^+ , exprimé ici en unité de paroi, définit le temps qu'une particule met à parcourir un actionneur. Il est construit autour de la longueur

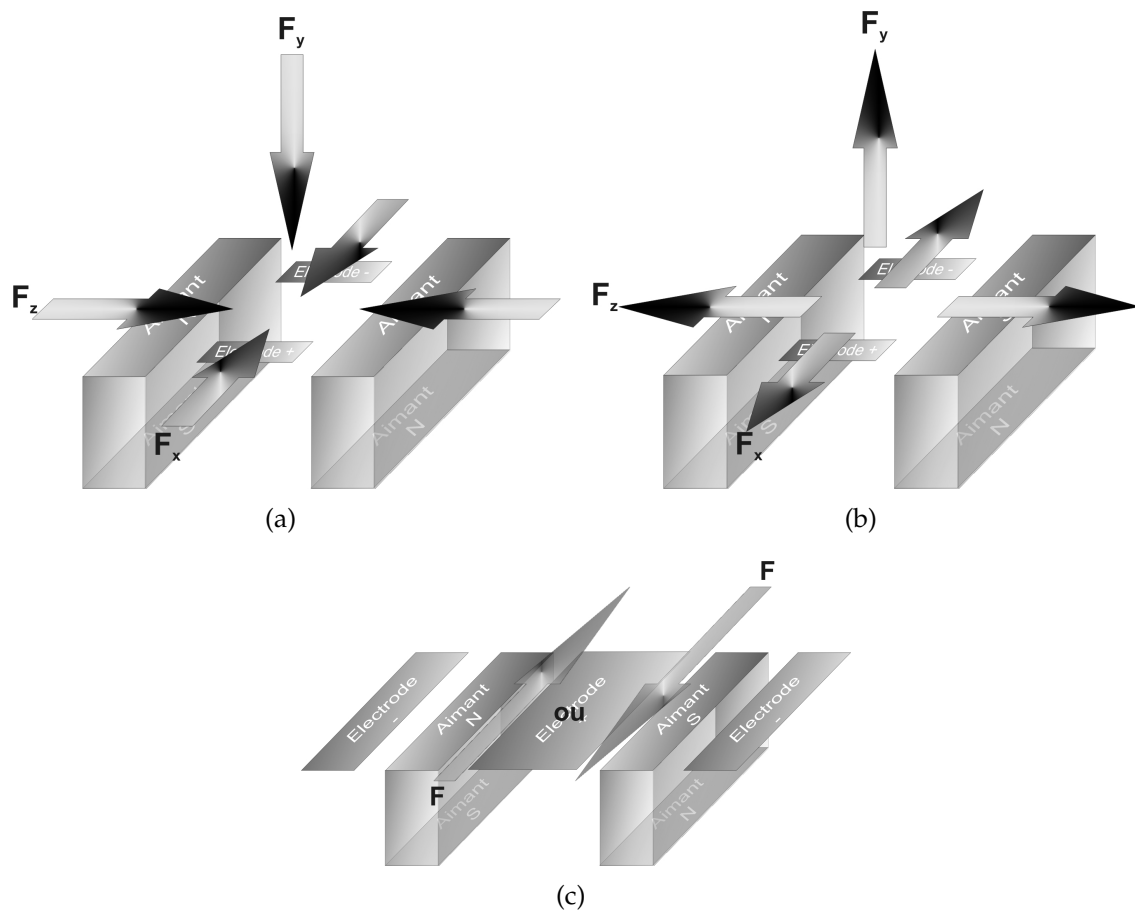


FIGURE 6.17 – Possibilités du forçage EM en jouant sur la polarité des électrodes : (a) forçage EM normal centripète, (b) forçage EM normal centrifuge, (c) forçage EM parallèle contre ou dans le sens de l’écoulement.

réduite de l’actionneur L^+ et de la vitesse réduite représentative de la vitesse dans la zone de forçage. Cette dernière est prise égale à 70% de la vitesse réduite moyenne maximale U_c^+ (au centre du canal). Ce facteur de 0.7 correspond au fait que nos forçages n’agissent pas au cœur du canal mais jusqu’à une certaine distance des parois. Il convient donc de prendre comme référence de vitesse, non la vitesse au centre du canal mais celle à une certaine hauteur de la paroi où nos forçages agissent principalement, c’est à dire dans la région tampon ($y^+ < 30$, voir la figure 6.18).

$$T_{tr}^+ = \frac{L^+}{0.7U_c^+} \quad (6.5)$$

6.3.1.2 Temps d’activation T_{ac}^+

Le temps d’activation permet de caractériser le temps durant lequel les forçages, appliqués au sein de l’écoulement, sont actifs. Celui-ci est donc directement

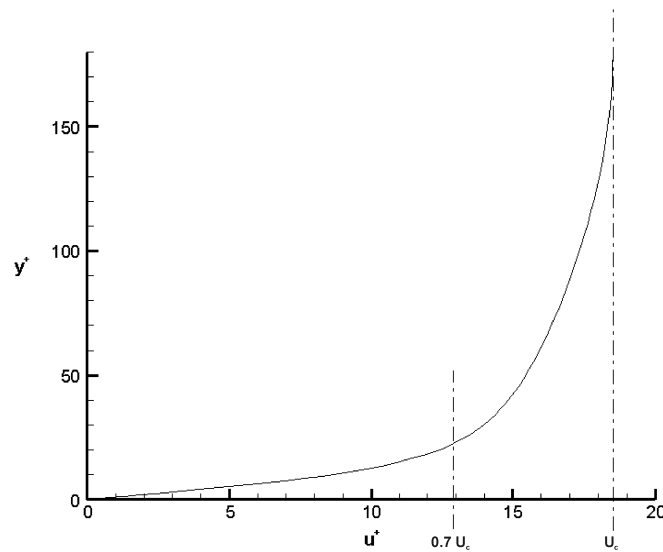


FIGURE 6.18 – Détermination "approximative" de la vitesse dans la zone d'action des forces.

lié au nombre d'itérations des calculs $n_{ité}$ ainsi qu'au pas de temps du calcul ΔT_{code} et permet d'imposer un forçage pulsé ou non.

$$T_{ac}^+ = n_{ité} \Delta T^+ \quad (6.6a)$$

$$\Delta T^+ = \Delta T_{code}^+ \frac{Re_h^2}{Re_\tau} \quad (6.6b)$$

avec

$n_{ité}$: nombre d'itérations

ΔT_{code}^+ : pas de temps du calcul en échelle réduite

Le pas de temps du calcul ΔT_{code}^+ , exprimé en échelle réduite (voir le tableau 3.1), est ajusté pour satisfaire le critère de stabilité des schémas numériques. Le CFL, explicité dans le chapitre 3.3.3, fait appel à un pas en temps Δt qui, dans le cas du code DNS, est défini par l'équation 6.7. ΔT_{code} est donc un paramètre fixe une fois les caractéristiques géométriques du canal imposées. Ainsi, T_{ac}^+ n'est ajustable que via le nombre d'itérations, $n_{ité}$.

$$\Delta t = \Delta T_{code} \frac{h}{u_{cP}} \quad (6.7)$$

De plus, afin de minimiser les coûts énergétiques, il convient d'appliquer nos forçages durant un temps au maximum égal au temps de transit (T_{tr}^+). En effet, la zone d'action des forces EM (voir le paragraphe 6.3.1.3), pour un forçage EM normal, a une dimension supérieure à celle de l'actionneur dans la direction de l'écoulement mais dont l'intensité des forces décroît exponentiellement en fonction de la distance. Ainsi, dès que les particules, transitant au-dessus de l'actionneur, ont parcouru celui-ci, l'action de ces forces sur ces particules est quasi négligeable. En conséquence il convient de prendre :

$$T_{ac}^+ \leq T_{tr}^+ \quad (6.8)$$

soit

$$n_{ité} \leq \frac{Re_\tau L^+}{0.7 \Delta T_{code}^+ Re_h u^+} \quad (6.9)$$

6.3.1.3 Temps électromagnétique T_{EM}^+ (valable pour le forçage EM normal)

Les forces électromagnétiques volumiques réduites, f_{EM}^+ sont maximales à la paroi et présentent typiquement une décroissance exponentielle. Il est donc justifié de limiter leur zone d'action à un volume fini qui ne soit pas arbitraire. [Thibault & Rossi \(2003\)](#) ont proposé, par une approche théorique idéalisée, un groupe d'échelles caractéristiques du forçage EM. Pour ce faire, une accélération électromagnétique réduite moyenne, $\langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle$, résultant de l'intégrale volumique des forces, a été construite. Puis, par une approche purement inertielle de l'effet de cette accélération moyenne sur le volume fluide où s'appliquent ces forces, une vitesse et un temps moyens sont déduits. Ce modèle a été confirmé par une validation expérimentale. Il est donc intéressant de construire pour le cas des simulations numériques ces mêmes grandeurs caractéristiques.

$$\begin{aligned} & \text{En unités pariétales} \\ \langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle = \langle \hat{f}_{EM}^+ \rangle &= \frac{1}{\vartheta^+} \int_{\vartheta^+} f_{EM}^+ d\vartheta^+ = \frac{\sigma B_{surf}^+ E_{surf}^+}{2\pi \vartheta^+} \int_{\vartheta^+} (\|e_E \times e_B\|) d\vartheta^+ \\ \langle \hat{v}_{EM}^+ \rangle &= \sqrt{2 \langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle} h_{EM}^+ \\ \langle \hat{T}_{EM}^+ \rangle &= \sqrt{\frac{2h_{EM}^+}{\langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle}} \end{aligned} \quad (6.10)$$

En unités du code DNS

$$\begin{aligned} \langle \hat{\delta}_{EM_{code}}^+ \rangle &= \langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle \frac{Re_\tau^3}{Re_h^2} \\ \langle \hat{v}_{EM_{code}}^+ \rangle &= \langle \hat{v}_{EM}^+ \rangle \frac{Re_\tau}{Re_h} \\ \langle \hat{T}_{EM_{code}}^+ \rangle &= \langle \hat{T}_{EM}^+ \rangle \frac{Re_h}{Re_\tau^2} \end{aligned} \quad (6.11)$$

avec (en unités pariétales)

f_{EM}^+ : norme des forces électromagnétiques volumiques locales définies au paragraphe 6.1.2

$\langle \hat{f}_{EM}^+ \rangle$: norme des forces électromagnétiques volumiques moyennes

$\langle \hat{\delta}_{EM}^+ \rangle$: accélération électromagnétique moyenne

- $\langle \hat{V}_{EM}^+ \rangle$: vitesse électromagnétique moyenne maximale
 V_{EM}^+ : vitesse caractéristique électromagnétique maximale
 $\langle \hat{T}_{EM}^+ \rangle$: temps électromagnétique moyen
 T_{EM}^+ : temps caractéristique électromagnétique
 ϑ^+ : volume de calcul basé sur la surface $L_{xEM}^+ \times L_{zEM}^+$ et la hauteur y^+

Il est à noter que le volume ϑ^+ fait appel à la hauteur y^+ , qui lorsqu'elle augmente, conduit à des forces EM tendant vers zéro. Ainsi, au delà d'une certaine hauteur, appelée h_{EM}^+ et caractéristique de l'actionneur, l'action des forces EM devient négligeable et ainsi cette grandeur peut donc être interprétée comme la hauteur au delà de laquelle les forces n'influent quasiment plus sur l'écoulement. L'écoulement n'est alors dû qu'à la continuité du milieu fluide. Cette hauteur h_{EM}^+ est déterminée lorsque la vitesse électromagnétique V_{EM}^+ atteint 99% de la vitesse électromagnétique limite. Puis est déduit un temps T_{EM}^+ , caractéristique de l'actionneur étudié. Les figures 6.20 montrent clairement qu'une vitesse électromagnétique maximale (dite limite) est atteinte. Il est à noter que cette hauteur h_{EM}^+ est liée à la géométrie de l'actionneur et est quasi indépendante de l'intensité du forçage. En revanche, ϑ_{EM}^+ , V_{EM}^+ et T_{EM}^+ sont à la fois fonction de l'intensité des forces et de la géométrie des actionneurs.

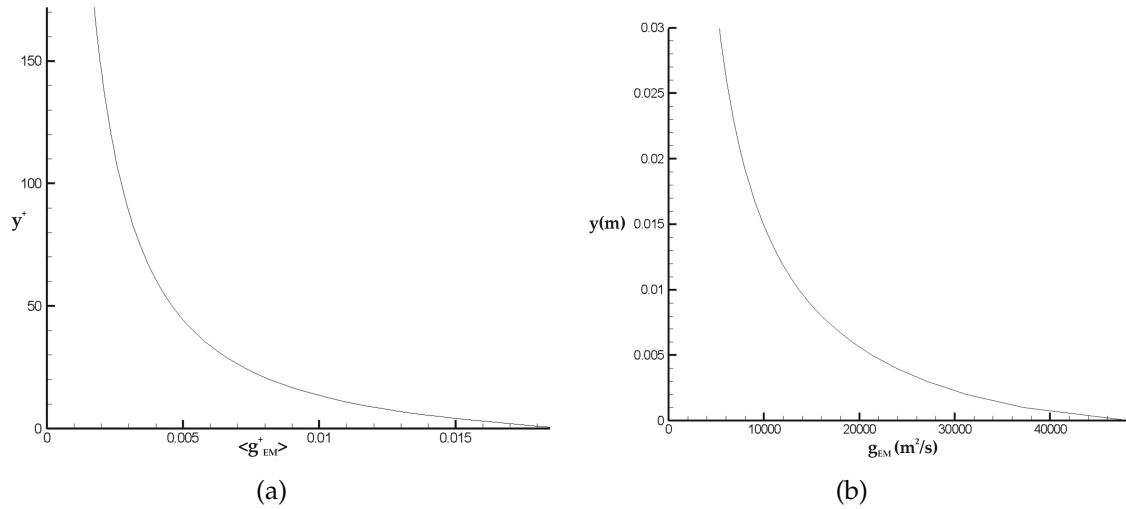


FIGURE 6.19 – Accélération électromagnétique moyenne : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1T$ et $I = 1A$).

Dans les faits, la géométrie des actionneurs déterminent la hauteur EM h_{EM}^+ . Puis en imposant un temps électromagnétique, T_{EM}^+ égale au temps de transit T_{tr}^+ d'une particule au-dessus de l'actionneur, l'intensité du forçage EM normal est déduite.

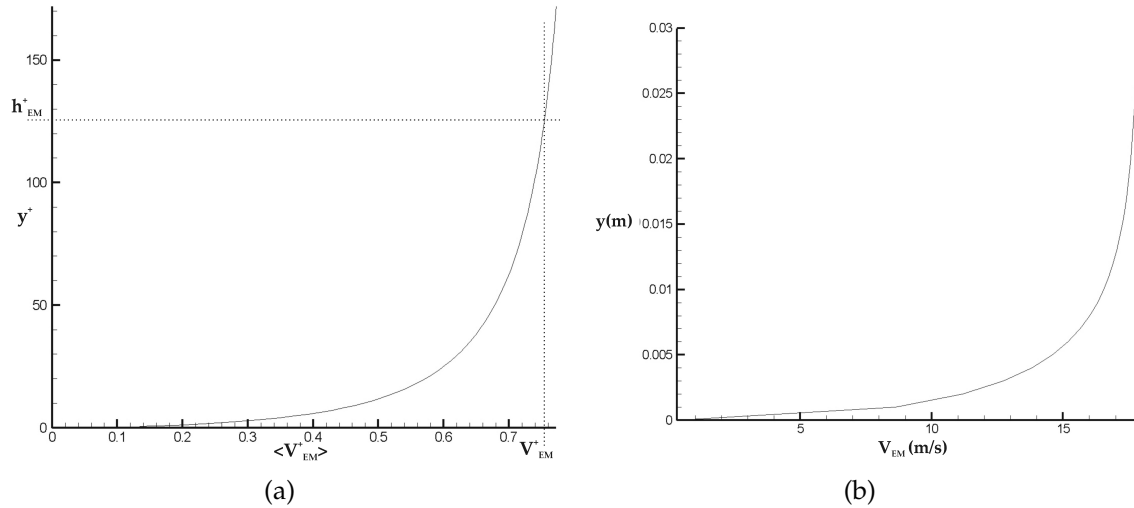


FIGURE 6.20 – Vitesse électromagnétique maximale : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1 T$ et $I = 1 A$).

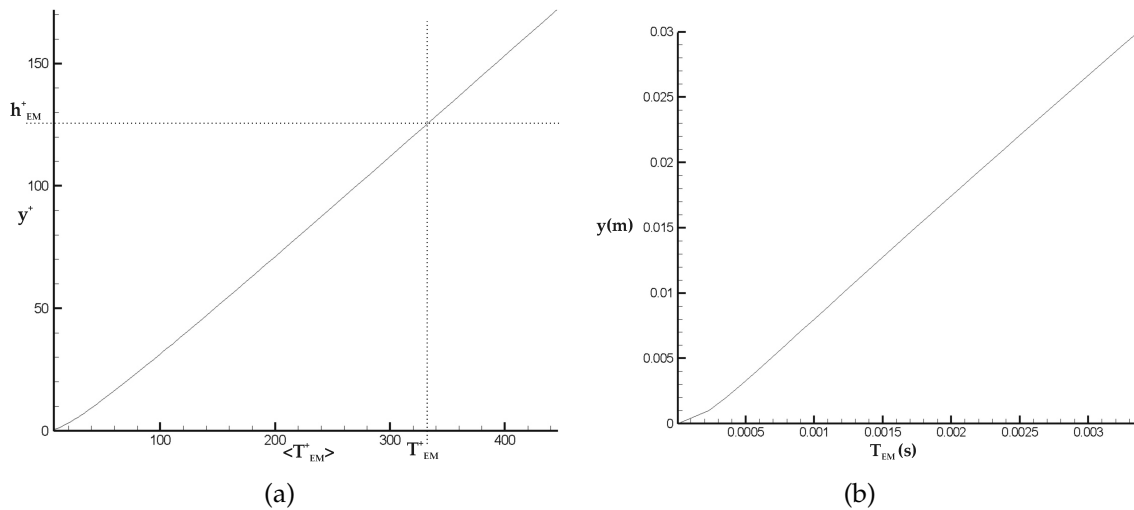


FIGURE 6.21 – Temps caractéristique électromagnétique : (a) présente étude ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$), (b) données issues des travaux de Rossi (2001) ($B = 1 T$ et $I = 1 A$).

6.3.2 Force totale

Afin de pouvoir comparer les effets des forçages EM sur l'écoulement, et ce quelque soit leurs configurations (EM normal, parallèle...), le calcul des forces totales imposées permet de vérifier si ces dernières sont comparables d'un forçage à l'autre. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent (§ 6.3.1.3), la détermination du temps électromagnétique permet de définir l'intensité du forçage dans le cas des forçages EM normaux. Le calcul des forces totales permet, quant

à lui, d'évaluer cette intensité pour les forçages EM parallèles et est défini comme suit :

$$F_{EM_{tot_code}} = \int_{\mathcal{D}_{code}} f_{EM_{code}} d\mathcal{D}_{code} \quad (6.12)$$

Du fait de la non-uniformité du maillage (suivant la normale), une attention toute particulière a été apportée sur la localisation de la force $f_{EM_{code}}$ par rapport au volume \mathcal{D}_{code} qui lui est associé en chaque point de l'espace. En effet, le code DNS utilise deux systèmes d'indexation des points de calculs, l'un aux nœuds des mailles et l'autres au centre de ces dernières.

6.3.3 Nombre de Hartmann et nombre de Stuart

Le calcul de ces deux nombres, exprimant respectivement le rapport des forces EM aux forces visqueuse pour le premier et d'inertie pour le second, permet de se faire une idée plus précise de l'impact des forçages EM sur l'écoulement et de mettre en évidence les zones où les forces EM sont dominantes. Il faut souligner le fait que l'utilisation de l'outil numérique, en l'occurrence le code DNS, permet la détermination de ces paramètres pour chaque composante des forces et en chaque point du domaine de calcul. Cette détermination est quasiment impossible d'un point de vue expérimentale.

$$H_a^2 = \frac{F_{EM}}{F_{visqueuse}} = \frac{F_{EM_{code}}}{F_{visqueuse_{code}}} \quad (6.13)$$

$$Stuart = \frac{F_{EM}}{F_{inertie}} = \frac{F_{EM_{code}}}{F_{inertie_{code}}} \quad (6.14)$$

Pour l'estimation des termes visqueux et d'inertie dans le code Dns, suivant les trois directions, les définitions suivantes sont utilisées :

avec

$i \neq j \neq k$ et $(i,j,k) = (1,2,3)$ et en unités du code :

$$(F_{visqueuse_{code}})_i = \left(\frac{\partial^2 \left(\frac{u}{U_{cP}} \right)_i}{\partial \left(\frac{x}{h} \right)_i^2} + \frac{\partial^2 \left(\frac{u}{U_{cP}} \right)_i}{\partial \left(\frac{x}{h} \right)_j^2} + \frac{\partial^2 \left(\frac{u}{U_{cP}} \right)_i}{\partial \left(\frac{x}{h} \right)_k^2} \right) \frac{\delta x_{code_i} \delta x_{code_j} \delta x_{code_k}}{Re_h} \quad (6.15)$$

$$(F_{inertie_{code}})_i = (u_i^2 + u_i u_j + u_i u_k) \delta x_{code_i} \delta x_{code_j} \delta x_{code_k} \quad (6.16)$$

et

δx_{code_i} : le pas en espace suivant la direction i

6.4 Mise en place dans le code DNS

La formulation du modèle analytique, mais surtout le découplage du calcul du champ de forces EM avec l'écoulement, autorisent de grandes flexibilité et facilité d'intégration dans notre code DNS. Les forces EM volumiques sont de simples termes sources à ajouter aux équations de Navier-Stokes. Par cohérence avec le calcul des diverses autres variables (vitesses, pression...), celles-ci sont imposées au centre des mailles.

Le calcul du gradient de pression moyenne doit être fait, quant à lui, avec précautions. En effet, imposer une force locale dans un tel code revient à rendre inhomogène l'écoulement. Ceci complexifie grandement le calcul qui devrait ainsi tenir compte de la dissymétrie des divers termes du bilan de quantité de mouvement (s'annulant auparavant). Pour s'affranchir de ce problème, les forçages sont appliqués sur les deux parois et de sorte que leurs composantes s'opposent.

Aussi, et comme décrit précédemment, l'intensité du forçage, les dimensions des actionneurs ainsi que leurs localisations sont autant de paramètres dimensionnant conduisant à une bonne intégration du champ de forces dans le code DNS.

6.5 Deux cas type de forçage EM

Afin d'illustrer nos propos, deux exemples de forçage EM sont exposés ici (l'annexe A présente les caractéristiques d'autres forçages EM implémentés dans le code, ainsi que celles des actionneurs EM expérimentaux dits "2000"). Le premier est un forçage EM normal centripète avec les aimants orientés dans la direction transverse de l'écoulement. Le second est un forçage EM parallèle dont les forces sont principalement dans le sens de l'écoulement. Les caractéristiques géométriques de ces actionneurs sont résumées dans les tableaux 6.3 et 6.4, dans lesquels figurent aussi le nombre de points de calcul, et les figures 6.22 et 6.28 illustrent la géométrie de ces actionneurs par rapport au maillage de la boîte de calcul du canal.

6.5.1 Forçage EM normal centripète (aimants suivant z)

La dimension de cet actionneur dans la direction axiale, $L_{xEM}^+ = 368^+$, détermine le temps de transit, $T_{tr}^+ = 28.6^+$. Cherchant à obtenir un temps électromagnétique égal à ce dernier, dans un premier temps, il découle que la valeur de l'intensité électrique à la surface des électrodes doit être de $E_{surf_{code}} = 66$ en valeur absolue. Dans le cas du force EM normal centripète, celle-ci est négative. Quoiqu'il en soit, la figure 6.23 illustre la détermination de cette intensité en comparant les temps électromagnétiques T_{EM}^+ pour une intensité électrique unitaire et celle utilisée pour le forçage EM normal centripète (aimants suivant z).

Les figures 6.24, 6.25 et 6.26 montrent respectivement la norme des forces EM dans le plan médian des électrodes et à la paroi du canal ainsi que des iso-surfaces

Aimants		
Longueur (b_a)	Hauteur (h_a)	Largeur (l_a)
245 ⁺	75 ⁺	53 ⁺
42	75	6
Electrodes		
Longueur (b_e)	Largeur (l_e)	
228 ⁺	35 ⁺	
26	6	
Distances inter-		
aimants (d_a)	electrodes (d_e)	
263 ⁺	128 ⁺	
30	22	
Décalage vertical des aimants (Δh)		
2 ⁺		
2		
Espacements aimants-électrodes suivant l'axe de symétrie des		
aimants (b)	electrodes (a)	
18 ⁺	23 ⁺	
2	4	

TABLEAU 6.3 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM normal (aimants suivants z). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.

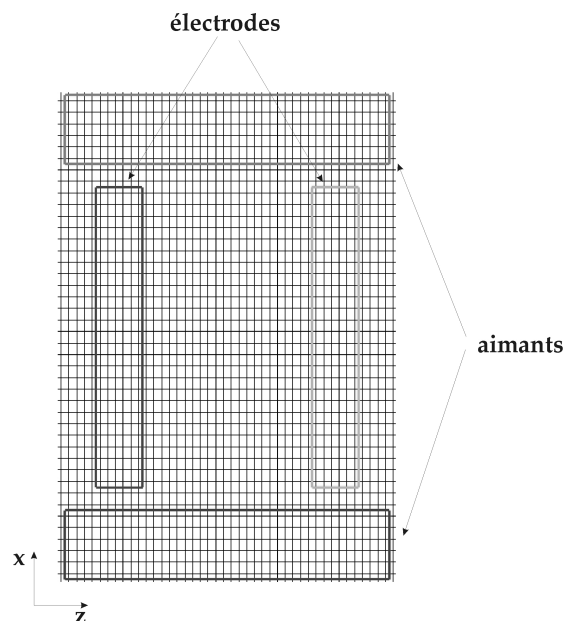


FIGURE 6.22 – Présentation de la géométrie de l'actionneur EM normal (aimants suivant z) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.

de cette norme. Ces illustrations font clairement apparaître la complexité et le

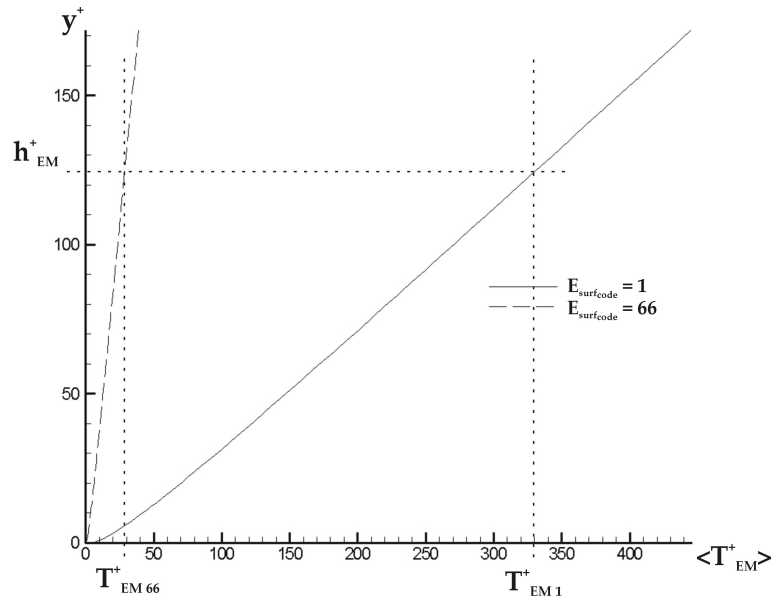
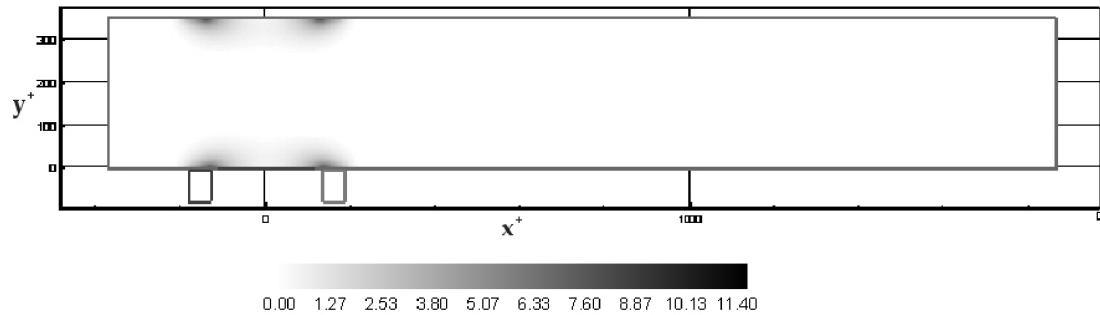
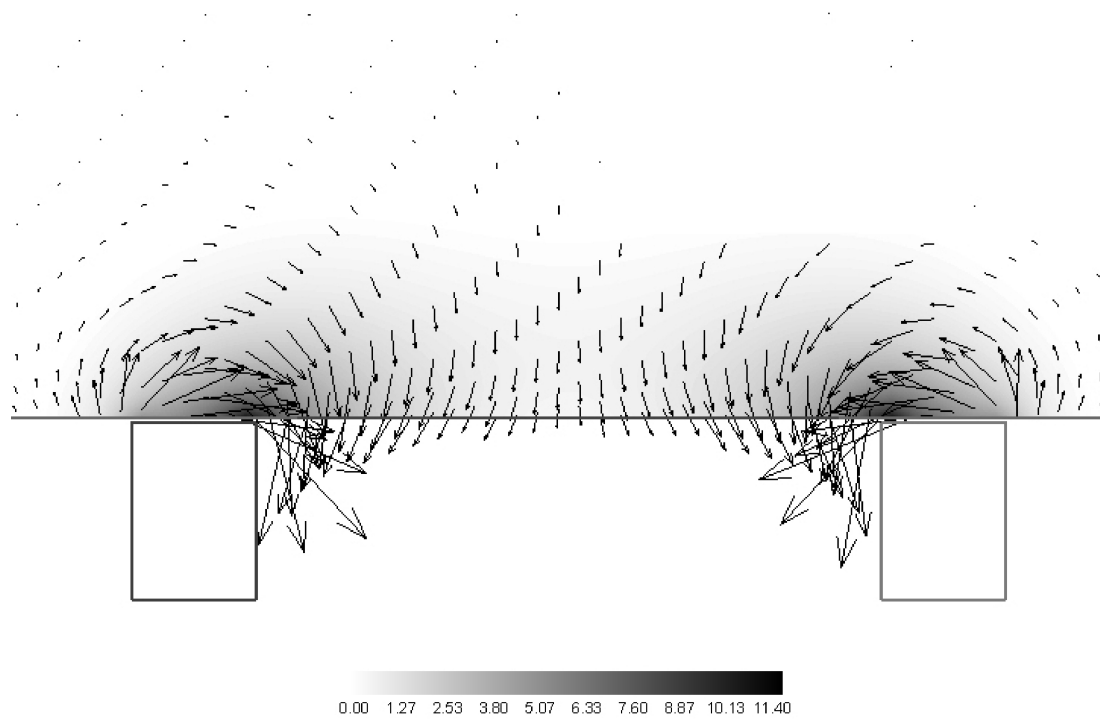


FIGURE 6.23 – Comparaison des temps électromagnétiques (T_{EM}^+) pour une intensité électrique à la surface des électrodes de $E_{surfcode} = 1$ et $E_{surfcode} = 66$ pour un forçage EM normal.

caractère très "tridimensionnel" des forces EM et leurs rapides décroissances dès l'éloignement de l'actionneur. En moyenne les forces EM sont normales à la paroi, mais proche de celle-ci et au-dessus des aimants et électrodes, les composantes axiale et transverse sont intenses et s'opposent mutuellement engendrant cette forme de tore caractéristique des forçages EM normaux. Il en va de même pour le rotationnel des forces EM comme le montre les figures 6.27.

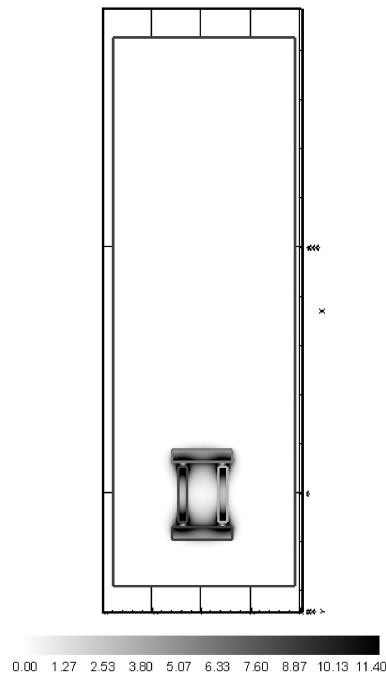


(a)

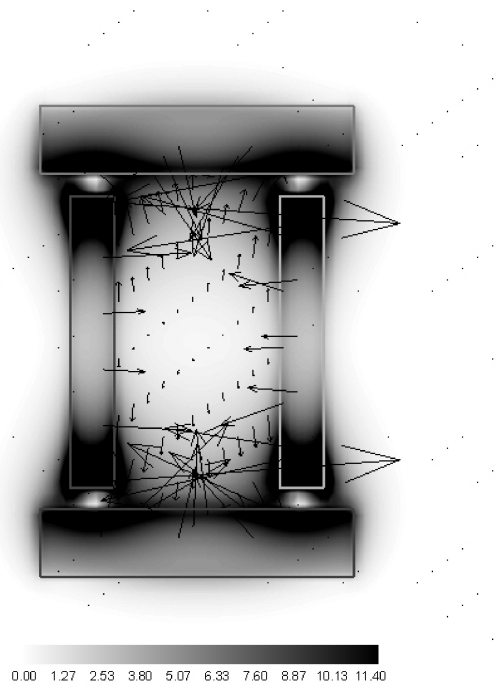


(b)

FIGURE 6.24 – Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ dans le plan médian des électrodes pour un forçage EM normal centripète : (a) vue globale de ce plan, (b) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure et tracé des vecteurs force.



(a)



(b)

FIGURE 6.25 – Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ à la **paroi** pour un forçage EM normal centripète : (a) vue globale de la paroi totale, (b) zoom sur l'actionneur, (c) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure et tracé des vecteurs force.

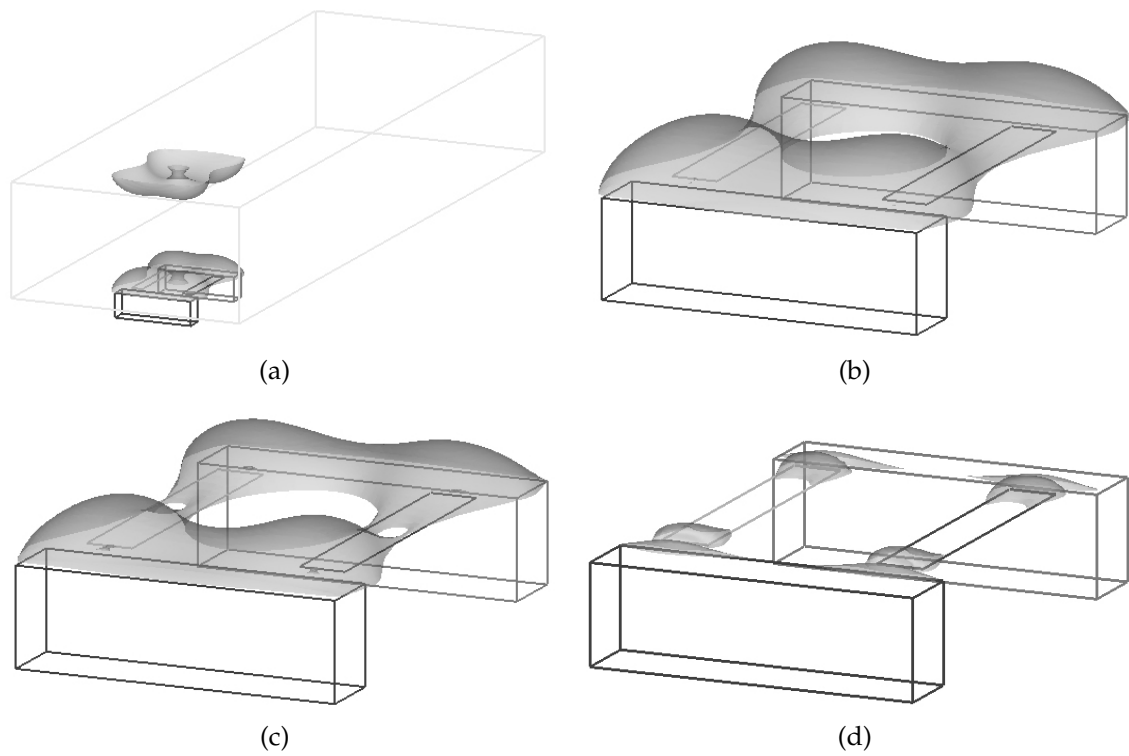


FIGURE 6.26 – Norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = -66$ pour un forçage EM normal centripète : **iso-surfaces** de (a) $f_{EM_{code}} = 0.01$, vue globale du canal, (b) $f_{EM_{code}} = 0.04$, (c) $f_{EM_{code}} = 0.06$, (d) $f_{EM_{code}} = 0.2$.

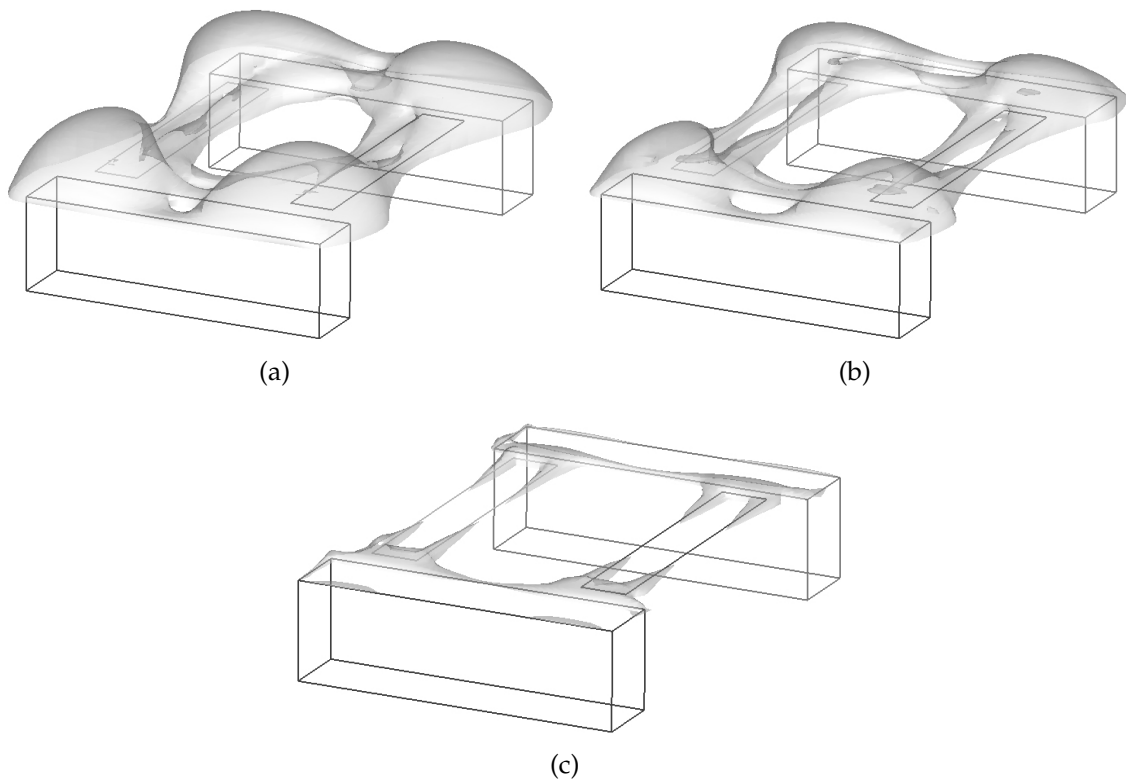


FIGURE 6.27 – **Norme du rotationnel** de la force électromagnétique (ω_{EMcode}) pour $B_{surfcode} = 1$ et $E_{surfcode} = -66$ pour un forçage EM normal : **iso-surfaces** de (a) $\omega_{EMcode} = 0.05$, vue globale du canal, (b) $\omega_{EMcode} = 0.1$, (c) $\omega_{EMcode} = 0.5$.

6.5.2 Forçage EM parallèle dans le sens de l'écoulement

Tout comme pour l'actionneur précédent dans le cas du forçage EM normal centrifuge, la dimension de l'actionneur dans la direction axiale, pour le forçage EM parallèle dans le sens de l'écoulement, est de $L_{xEM}^+ = 368^{+3}$. Parmi les paramètres géométriques, récapitulés dans le tableau 6.4, il est à noter que le décalage des aimants par rapport aux électrodes suivant z , a , est nul. Ceci est difficilement réalisable expérimentalement, mais d'un point de vue numérique et compte tenu des contraintes liées au maillage, imposer un décalage réaliste s'avère impossible.

Aimants		
Longueur (b_a)	Hauteur (h_a)	Largeur (l_a)
368 ⁺	75 ⁺	41 ⁺
42	75	7
Electrodes		
Longueur (b_e)	Largeur (l_e)	
368 ⁺	41 ⁺	
42	7	
Distances inter-		
aimants (d_a)	electrodes (d_e)	
82 ⁺	82 ⁺	
14	14	
Décalage vertical des aimants (Δh)		
2 ⁺		
2		
Espacements aimants-électrodes suivant l'axe de symétrie des		
aimants (b)	electrodes (a)	
0	0	
0	0	

TABLEAU 6.4 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM parallèle (aimants suivants x). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.

Un actionneur EM parallèle possède deux plans de symétries, représentés sur la figure 6.29. Les figures 6.30, 6.31, 6.32 et 6.33 montrent quant à elles respectivement la norme des forces EM dans les plans de symétrie suivant z et x ainsi que des iso-surfaces de cette norme. Contrairement au cas du forçage EM normal, où la "tridimensionnalité" du champ de forces EM est manifeste, pour le forçage EM parallèle la bidimensionnalité est flagrante. Les composantes transverse et normale des forces EM sont négligeables par rapport à la composante axiale rendant ainsi le champ unidirectionnel. Il est aussi à noter la très rapide décroissance de la norme de forces dès l'éloignement de l'actionneur.

³La longueur de l'actionneur EM normal est défini comme suit : $d_e + 2(a + l_e)$. Sa largeur est quant à elle défini comme suit : $d_a + 2l_a$

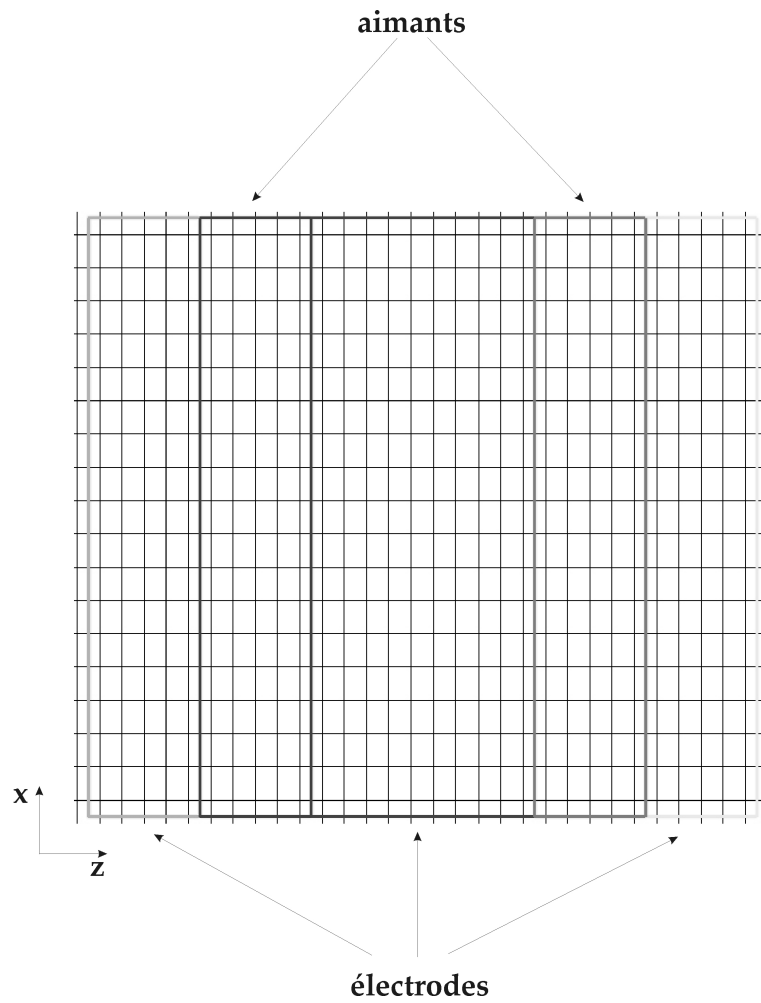


FIGURE 6.28 – Zoom sur la géométrie de l'actionneur EM parallèle (aimants suivant x) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.

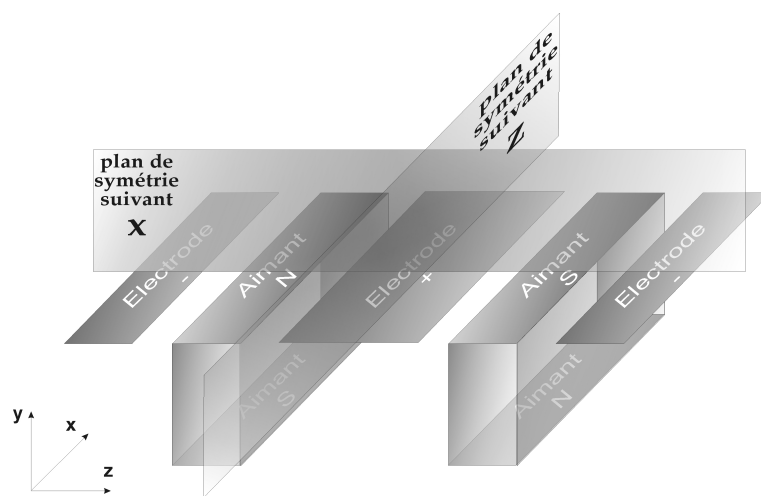


FIGURE 6.29 – Plans de symétrie de l'actionneur pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x).

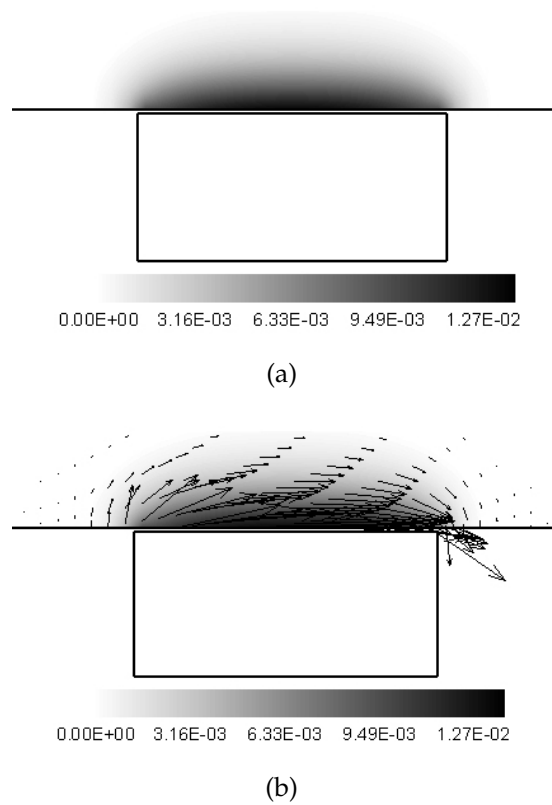


FIGURE 6.30 – Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ dans le **plan de symétrie suivant z de l'actionneur** pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.

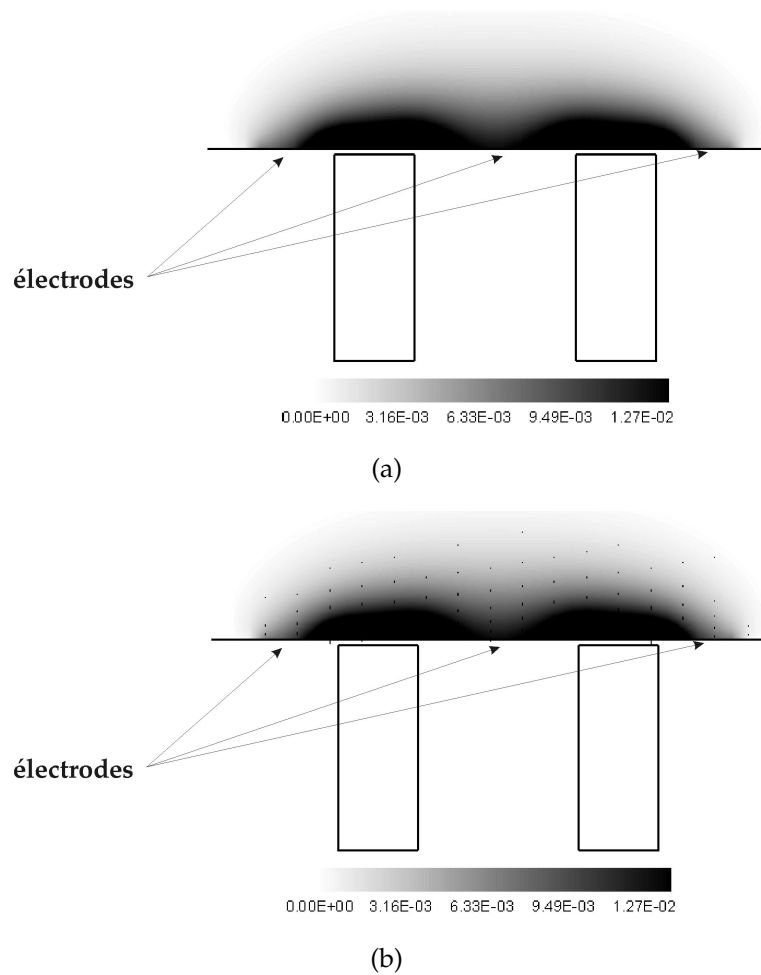
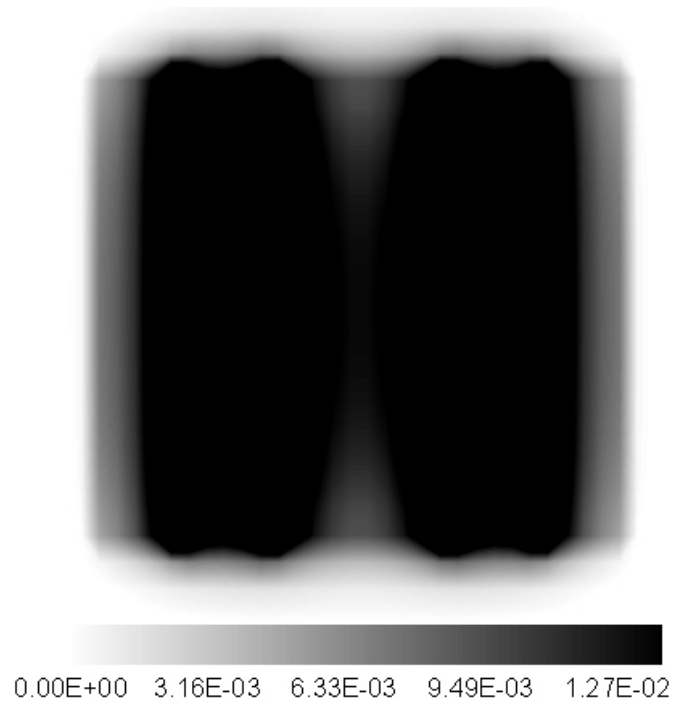
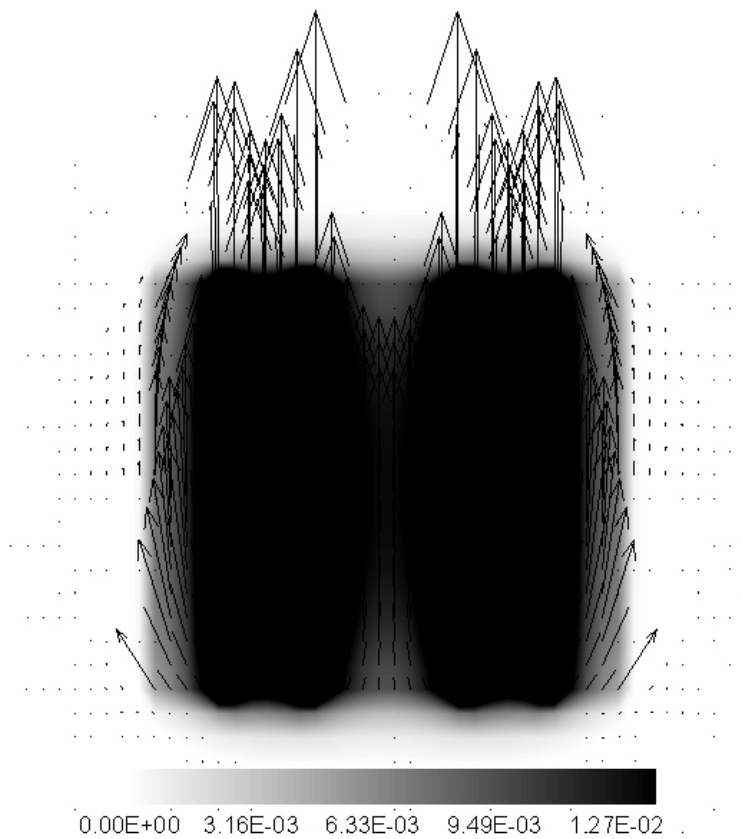


FIGURE 6.31 – Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ dans le **plan de symétrie suivant x de l'actionneur** pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.



(a)



(b)

FIGURE 6.32 – Contours de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ à la **paroi** pour un forçage EM parallèle (axe principale de l'actionneur suivant x) : (a) zoom sur l'actionneur à la paroi inférieure, (b) zoom sur l'actionneur et tracé des vecteurs force.

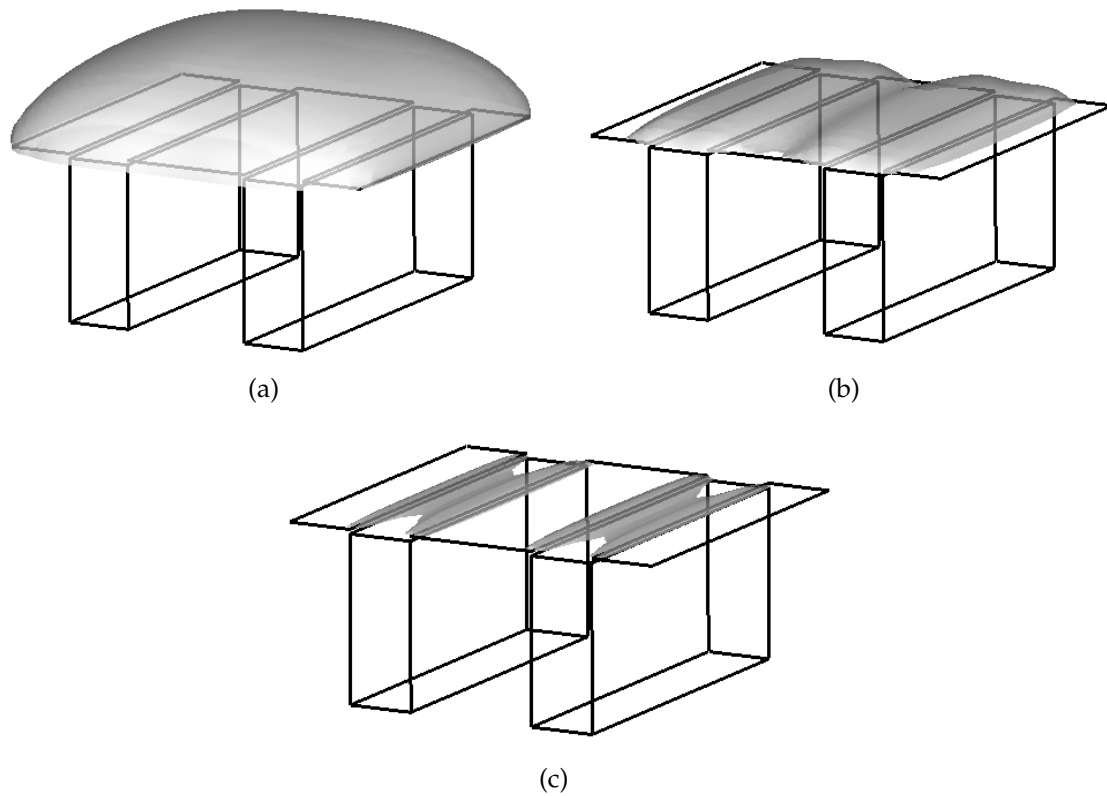


FIGURE 6.33 – Iso-surfaces de la norme de la force électromagnétique ($f_{EM_{code}}$) pour $B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1.333$ pour un forçage EM parallèle : (a) $f_{EM_{code}} = 0.001$, vue globale du canal, (b) $f_{EM_{code}} = 0.01$, (c) $f_{EM_{code}} = 0.025$.

6.6 Vers une comparaison des caractéristiques numériques et expérimentales

Le but ultime de notre étude est de simuler les expériences réalisées au LEGI. Ceci est difficilement envisageable du fait de la taille considérable de la boîte de calcul nécessaire, et donc du temps de calcul requis. Cependant, il est intéressant de comparer les caractéristiques expérimentales et numériques liées au forçage EM.

Pour se faire, les expériences menées jusqu'alors l'ont été en utilisant des actionneurs EM normaux. A titre d'exemple, les caractéristiques de l'actionneur "2000" sont comparées à celles des actionneurs numériques EM normaux (aimants suivant z) imposés dans le code DNS et pour une induction magnétique unitaire à la surface des pôles $B_{surf_{code}} = 1$ et une densité électrique elle aussi unitaire à la surface des électrodes $E_{surf_{code}} = 1$ (voir les tableaux 6.3 et A.3 en annexe A).

	Numérique	Expérimental
Entre-axes aimants	$d_a^+ = 262.64^+$	$d_a = 25 \text{ mm}$
Entre-axes électrodes	$d_e^+ = 128.4^+$	$d_e = 25 \text{ mm}$
Entre-axes moyens	$d_{moy}^+ = 195.52^+$	$d_{moy} = 25 \text{ mm}$
Demi-hauteur du canal	$h^+ = 178^+ \Rightarrow$	$h = 22.8 \text{ mm}$
	$Re_h = \frac{u_{cP} h}{\nu} = 4200$	
	$\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	
	↓	
	$u_{cP} = 0.18 \text{ m/s}$	
	↓	
	$\frac{\nu}{\rho u_{cP}^3} = 1.610^{-7}$	

TABLEAU 6.5 – Comparaison des caractéristiques des forçages EM numériques et expérimentales (actionneur 2000).

A partir des caractéristiques géométriques de ces deux actionneurs, il est possible de déduire la hauteur physique, h , du demi-canal correspondant à celle du code (voir le tableau 6.5). En utilisant le même nombre de Reynolds et en prenant l'eau de mer comme milieu fluide, la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille (U_{cP}) est déduite. Ainsi le coefficient déterminant la relation entre la force volumique réelle (f_{EM}) et celle implémentée dans le code ($f_{EM_{code}}$) est obtenu (voir le tableau 3.1). Dès lors les accélérations, vitesses et hauteurs EM peuvent être comparées (voir les figures 6.34 à 6.36).

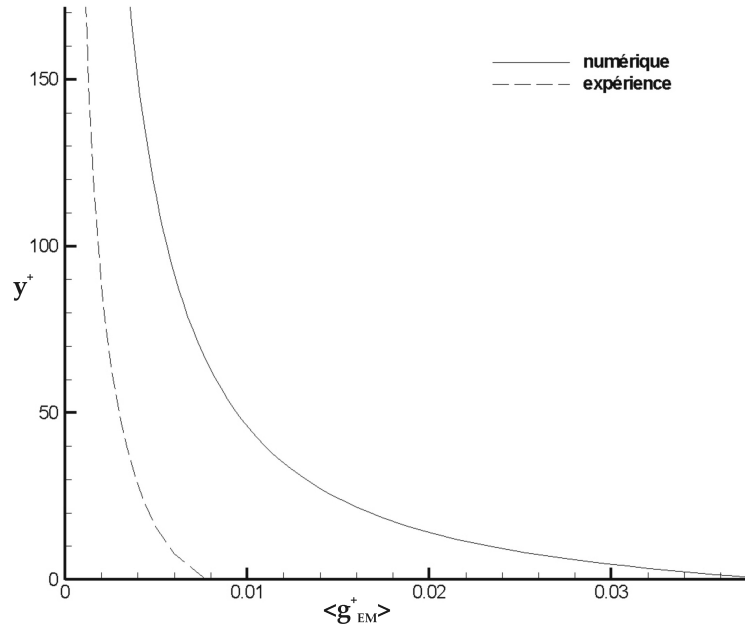


FIGURE 6.34 – Comparaison des accélérations électromagnétiques moyennes en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$).

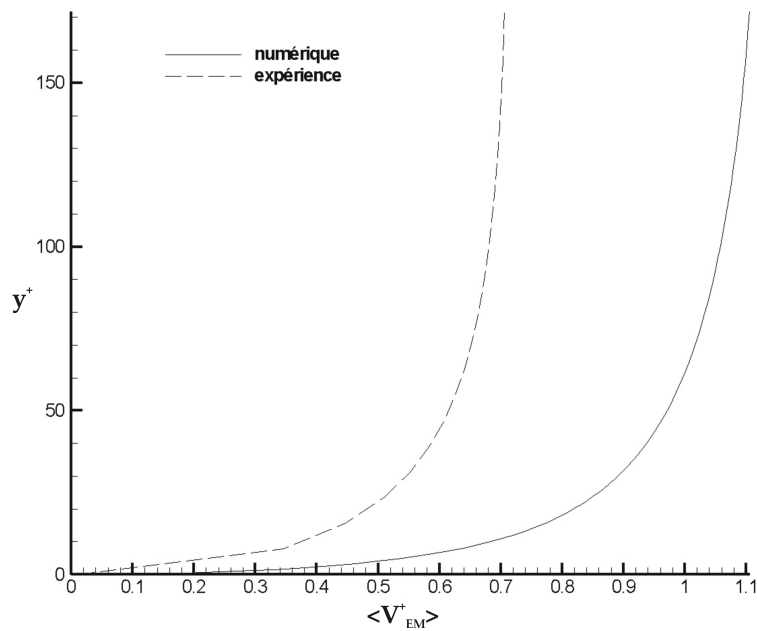


FIGURE 6.35 – Comparaison des vitesses électromagnétiques maximales en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$). Vitesses divisées par 100 pour l'actionneur expérimental.

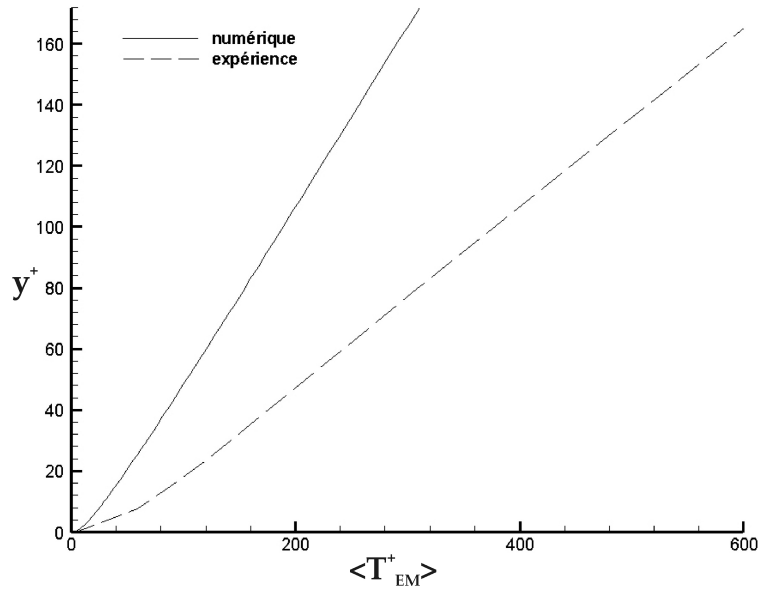


FIGURE 6.36 – Comparaison des temps caractéristiques électromagnétiques en unités pariétales entre les actionneurs EM normaux implémentés dans le code DNS (aimants suivant z) et expérimentaux (actionneurs 2000) pour ($B_{surf_{code}} = 1$ et $E_{surf_{code}} = 1$). Temps multipliés par 100 pour l'actionneur expérimental.

Il est aussi à noter que les rapports d'aspect de ces deux actionneurs sont très similaires (voir les figures 6.5), et que leurs faibles différences conduisent à l'obtention d'une hauteur EM (h_{EM}^+) quasi identique, de l'ordre de 130^+ (correspondant à environ $0.2 L_{EM}^+$ pour le cas expérimental et $0.3 L_{EM}^+$ pour le cas numérique). Cependant les grandeurs cinématiques diffèrent notablement comme l'illustrent les figures 6.34 à 6.36 confirmant le fait qu'il est très délicat de comparer les expériences et les réalisations numériques.

6.7 Conclusion

Deux types de forçages EM ont été analysés en vue de leur formulation dans le code de simulation d'écoulement. Un important effort a été consenti à la réalisation de simulations comparables aux expériences. Cela dit, les limitations du calcul en terme de taille de maillage et de temps de résolution ont imposé des compromis qui conduisent à des écarts assez importants entre simulation et expérience.

Concernant les forçages EM normaux, la perspective de l'étude d'un réseau d'actionneurs EM normaux identiques impose les caractéristiques géométriques de l'actionneur isolé. Cette détermination est liée d'une part à une bonne concordance avec l'aspect des actionneurs EM expérimentaux, et d'autre part aux caractéristiques de la boîte de calcul du canal numérique (maillage du code DNS, conditions de périodicité). En effet, il faut suffisamment de points de calcul suivant les largeurs des surfaces des pôles et électrodes pour obtenir une description satisfaisante des forces EM. De plus, la hauteur h_{EM}^+ , qui dépend principalement

de la géométrie des actionneurs, détermine la zone d'action des forces EM. Au delà de cette hauteur, les forces EM sont négligeables et ainsi n'agissent quasiment plus sur l'écoulement.

Une fois la géométrie choisie, il convient de déterminer l'intensité des forces EM. Par une approche théorique idéalisée, [Thibault & Rossi \(2003\)](#) ont construit un temps électromagnétique caractéristique, T_{EM}^+ , qui, comparé au temps de transit d'une particule au-dessus de l'actionneur, T_{tr}^+ , permet de déduire l'intensité du forçage.

Concernant les forçages EM parallèles, les caractéristiques géométriques des leurs actionneurs sont comparables à celles des actionneurs EM normaux (longueurs et largeurs égales). La détermination de l'intensité du forçage est alors défini par la comparaison au forçage EM normal du calcul des forces EM totales.

Chapitre 7

Écoulement turbulent soumis au forçage EM

7.1 Les forçages EM étudiés

L'ensemble des simulations de forçage EM décrit dans ce chapitre (neuf ci-après et deux en annexe B) présente les mêmes conditions initiales. Il s'agit de la solution du champ turbulent développé obtenue pour $T^+ = 10178^+$. Le critère premier de classification de ces forçages repose sur deux géométries distinctes. La première est basée sur un actionneur EM **normal** et la seconde sur un actionneur EM **parallèle**, dont les caractéristiques géométriques sont décrites en détail dans les paragraphes respectifs 6.5.1 et 6.5.2. Pour les forçages EM normaux, les cas centripète et centrifuge pour trois intensités des forces sont étudiées en s'intéressant aussi bien à un actionneur isolé qu'à un réseau d'actionneurs. En ce qui concerne les forçages EM parallèles, deux cas sont analysés où les forces, dirigées suivant l'axe de l'écoulement, s'opposent ou non à celui-ci.

Ainsi, les forçages suivant sont étudiés :

– *forçages EM normaux (8 cas) :*

- $|E_{surf_{code}}| = 33$ soit $T_{EM}^+ \geq T_{tr}^+$: forçages centripète et centrifuge avec un seul actionneur et en réseau,
- $|E_{surf_{code}}| = 66$ soit $T_{EM}^+ = T_{tr}^+$: forçages centripète et centrifuge avec un seul actionneur,
- $|E_{surf_{code}}| = 132$ soit $T_{EM}^+ \leq T_{tr}^+$: forçages centripète et centrifuge avec un seul actionneur,

– *forçages EM parallèles (3 cas) :*

- sens des forces suivant l'écoulement ($E_{surf_{code}} = -1.3302$),
- sens des forces contraire à l'écoulement ($E_{surf_{code}} = 1.3302$),
- direction des forces perpendiculaire à l'écoulement ($|E_{surf_{code}}| = 1.3302$).

Pour rappel, le temps de transit T_{tr}^+ d'une particule au-dessus des actionneurs utilisés est estimé à 28.6^+ . Ainsi pour $E_{surf_{code}} = 66$ le temps électromagnétique T_{EM}^+ est aussi de 28.6^+ tandis que pour $E_{surf_{code}} = 33$ et $E_{surf_{code}} = 132$ les temps EM correspondant sont respectivement de 40.4^+ et 20.2^+ comme l'illustre la figure 7.1.

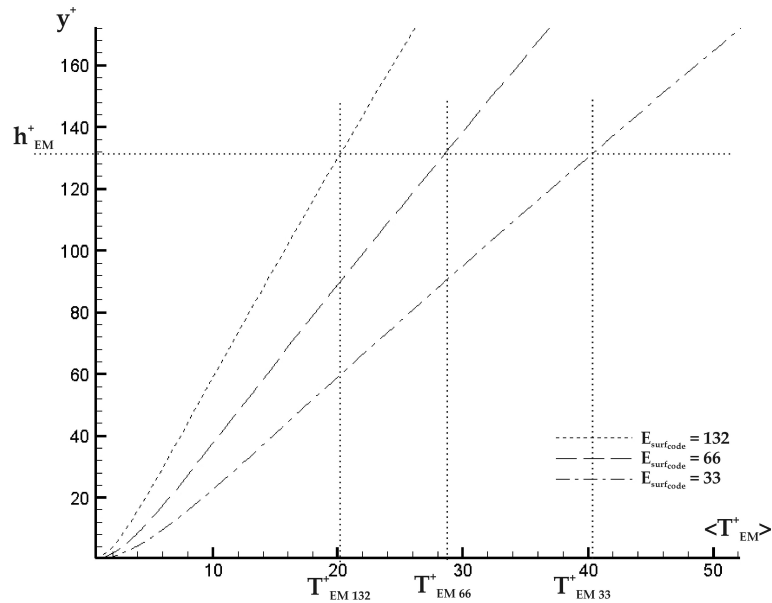


FIGURE 7.1 – Comparaison des temps électromagnétiques (T_{EM}^+) pour les trois intensités des forçages EM normaux étudiés : $E_{surf_code} = 33$, $E_{surf_code} = 66$ et $E_{surf_code} = 132$.

L'intensité des forçages EM parallèles est prise, quant à elle, en se basant sur le calcul des forces totales (voir le paragraphe 6.3.2) du forçage EM normal lorsque les temps EM et de transit sont comparables. De plus, quelque soient les forçages considérés, l'intensité du champ magnétique au cœur des aimants est constante soit $B_{surf_code} = 1$.

Méthodologie des forçages EM

Tout comme pour les forçages "type Choi", "type 1", "type 2", etc. un temps de non-activation est respecté avant l'application du forçage puis une période de relaxation est appliquée après l'arrêt du forçage.

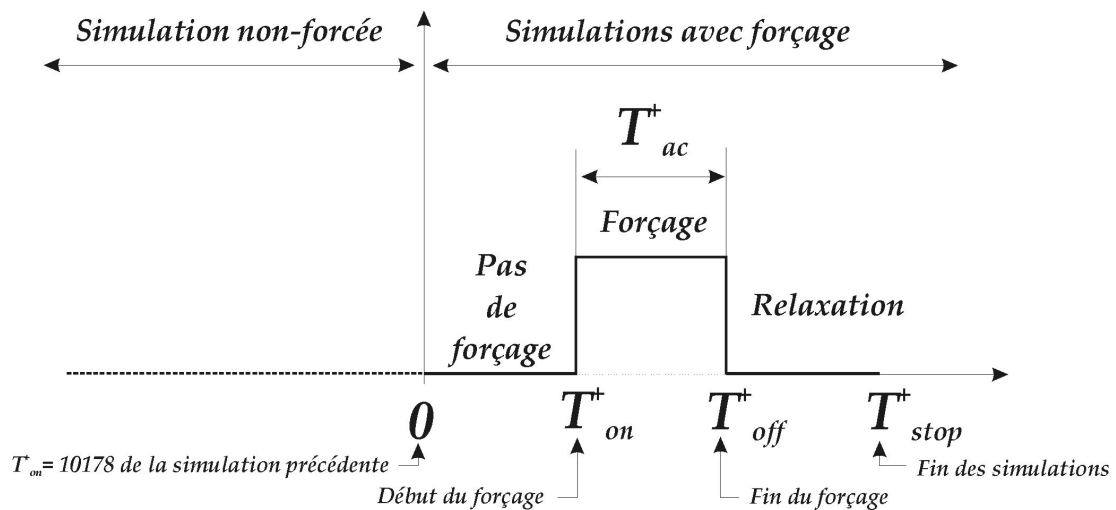


FIGURE 7.2 – Les trois phases de la méthodologie des forçages.

Le temps $T^+ = 0$ correspond à la reprise du calcul ayant conduit à l'obtention du champ turbulent développé initial, soit $T^+ = 10178^+$ ou $T^* = 57$.

- $T_{on}^+ = 1.2^+$ (quelque soit le forçage EM imposé) : ce court temps permet une reprise des calculs,
- T_{off}^+ (dépend du forçage) : c'est le temps auquel le forçage est arrêté
 - $5 * T_{tr}^+ = 143^+$ pour les forçages EM normaux utilisant un seul actionneur ainsi que pour les forçages EM parallèles,
 - $4 * T_{tr}^+ = 114.4^+$ pour les forçages EM normaux en réseaux,
- T_{stop}^+ (dépend du forçage) : c'est le temps d'arrêt des simulations numériques
 - $13 * T_{tr}^+ = 371.8^+$ pour les forçages EM normaux utilisant un seul actionneur ainsi que pour les forçages EM parallèles,
 - $12 * T_{tr}^+ = 343.2^+$ pour les forçages EM normaux en réseaux.

Le temps T_{off}^+ est choisi de sorte que les particules fluides n'aient pas encore parcourues le canal dans sa totalité. Ainsi ces particules n'auront subi qu'une seule activation.

Validation de l'hypothèse sur la loi d'Ohm

Afin de valider le fait que le terme induit par la vitesse de l'écoulement ($\mathbf{U} \times \mathbf{B}$) est négligeable devant le champ électrique E pour le calcul de la densité de courant j (voir le paragraphe 2.2.2.2), le rapport de ces termes est calculé pour chaque forçage implémenté dans le code DNS. Il est bon de rappeler que dans le cas où cette hypothèse ne serait pas justifiée, le calcul de j nécessiterait un couplage avec celui de la vitesse de l'écoulement induisant ainsi une difficulté supplémentaire du calcul des forces EM. Le calcul ne pourrait plus alors être mené avec le présent code de simulations numériques.

Quoiqu'il en soit, en chaque point de calcul le rapport r , défini ci-après, est déterminé et ses valeurs maximale (r_{max}) et moyenne (\bar{r}) sont déduites. Ce rapport fait appel à la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan, U_{cp} , ainsi qu'à la conductivité électrique apparente du fluide σ . Afin de se rapprocher des valeurs réalistes utilisées expérimentalement, U_{cp} et σ sont égaux respectivement à 1 ms^{-1} et 5 Sm^{-1} .

$$r = \frac{|\mathbf{U} \times \mathbf{B}|}{|E|} = \frac{U_{cp}}{\sigma} \frac{|\mathbf{U}_{code} \times \mathbf{B}|}{|j|} \quad (7.1)$$

Les valeurs obtenues (voir les tableaux 7.1 et 7.2), notamment les valeurs moyennes \bar{r} , indiquent que l'hypothèse sur la loi d'Ohm est parfaitement valable dans le cas des forçages EM normaux ($\bar{r} \approx 10^{-3}$) et reste justifiée pour les forçages EM parallèles ($\bar{r} \approx 10^{-2}$). Les valeurs maximales sont observées dans la région de proche paroi ($y^+ < 25$) et sont localisées au-dessus des aimants. Ces zones peuvent ainsi être interprétées comme les régions où l'hypothèse $j = \sigma E$ est la moins fondée bien qu'elle reste satisfaisante. Il est aussi intéressant de constater que plus l'intensité des forçages EM est faible et moins l'hypothèse sur la loi d'Ohm est justifiée. Il n'est donc pas judicieux de choisir de trop faible intensité.

	Forçages centripètes			Forçages centrifuges		
	$E_{surf_{code}} = -33$	$E_{surf_{code}} = -66$	$E_{surf_{code}} = -132$	$E_{surf_{code}} = 33$	$E_{surf_{code}} = 66$	$E_{surf_{code}} = 132$
r_{max}	$8.94 \cdot 10^{-2}$	$8.78 \cdot 10^{-2}$	$8.62 \cdot 10^{-2}$	$9.07 \cdot 10^{-2}$	$7.45 \cdot 10^{-2}$	$5.10 \cdot 10^{-2}$
\bar{r}	$5.18 \cdot 10^{-3}$	$3.48 \cdot 10^{-3}$	$1.68 \cdot 10^{-3}$	$5.16 \cdot 10^{-3}$	$3.22 \cdot 10^{-3}$	$1.63 \cdot 10^{-3}$

TABLEAU 7.1 – Valeurs maximale et moyenne du rapport r pour les trois intensités des forçages EM normaux centripète et centrifuge à $T^+ = T_{off}^+$.

	Suivant l'axe de l'écoulement		Suivant l'axe transverse de l'écoulement
	$E_{surf_{code}} = -1.3302$	$E_{surf_{code}} = 1.3302$	$E_{surf_{code}} = 1.3302$
r_{max}	$1.60 \cdot 10^{-1}$	$1.19 \cdot 10^{-1}$	$7.53 \cdot 10^{-1}$
\bar{r}	$3.51 \cdot 10^{-2}$	$2.82 \cdot 10^{-2}$	$1.72 \cdot 10^{-1}$

TABLEAU 7.2 – Valeurs maximale et moyenne du rapport r pour les forçages parallèles dans le sens de l'écoulement et opposé à celui-ci à $T^+ = T_{off}^+$.

7.2 Forçage EM normal : actionneur isolé

La disposition de l'actionneur au sein du canal est illustrée par les figures 7.3 et 7.4 sur lesquelles la schématisation des forçages EM normaux centrifuge (figure 7.3) et centripète (figure 7.4) est ajoutée.

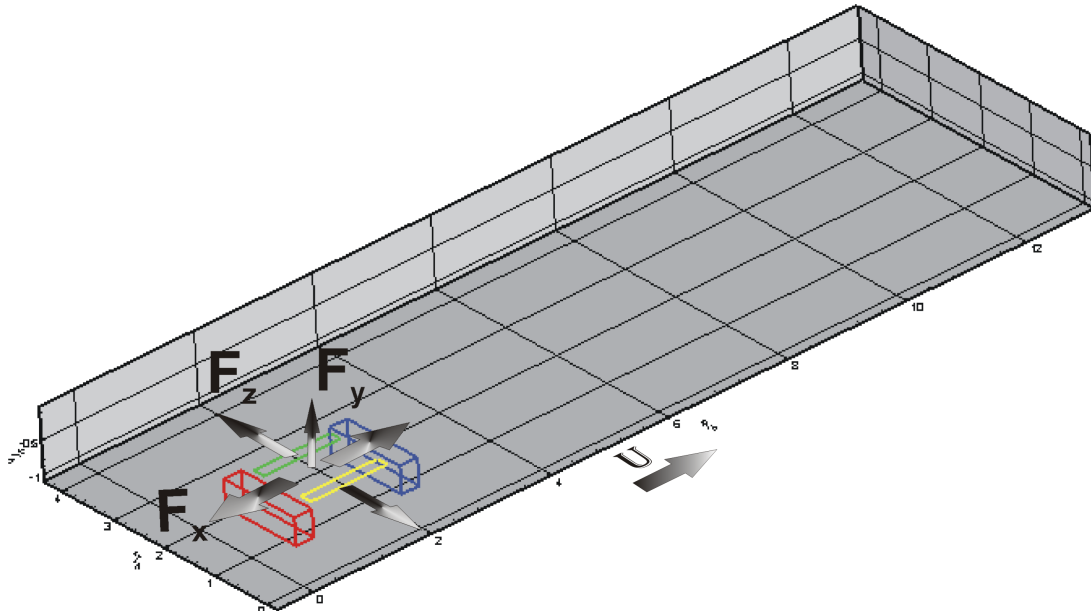


FIGURE 7.3 – Schématisation des forces EM normales en configuration **centrifuge** au-dessus de l'actionneur dans le canal numérique.

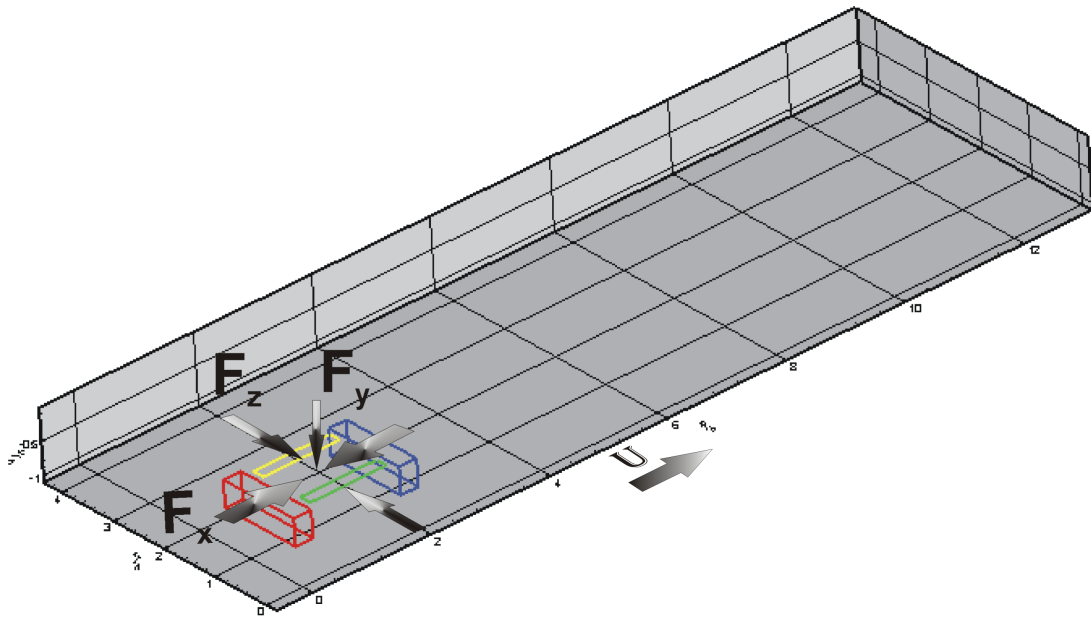


FIGURE 7.4 – Schématisation des forces EM normales en configuration **centripète** au-dessus de l'actionneur dans le canal numérique.

7.2.1 Action des forces EM sur l'écoulement

Pour rappel, les forces EM sont maximales à la paroi (voir les figures 6.24 et 6.25). Par raison de symétrie, la résultante des forces EM est normale à la paroi. Cependant les composantes axiale et transverse sont très intenses et ont un effet non négligeable sur l'écoulement. A titre d'exemple, en calculant en moyenne sur un quart du domaine représenté sur la figure 7.5, les composantes axiale et transverse représentent près de 90% de la force totale sur ce domaine pour la géométrie des actionneurs EM normaux utilisés. De plus, l'appellation centrifuge-centripète prend toute sa justification.

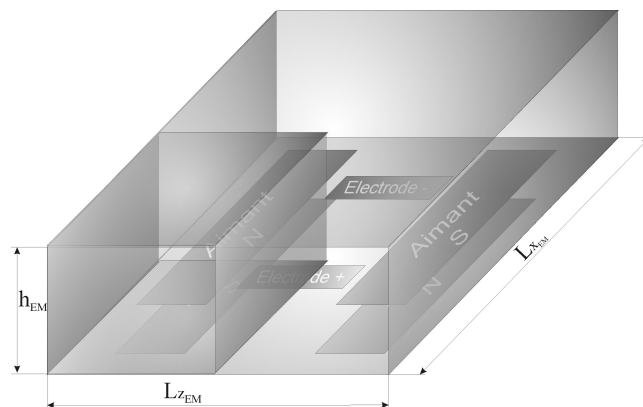


FIGURE 7.5 – Schématisation du volume d'application ϑ_{EM}^+ de calcul des forces EM, associé aux longueurs L_{xEM}^+ et L_{zEM}^+ et à la hauteur h_{EM}^+ pour un forçage normal.

Les valeurs des intensités de forçage, référencées au paragraphe 7.1, sont basées sur l'égalité du temps électromagnétique, T_{EM}^+ , avec le temps de transit, T_{tr}^+ , pour $|E_{surf_{code}}| = 66$ puis une intensité deux fois plus faible et une autre deux fois plus intense sont imposées. Le tracé des contours des vitesses instantanées (figures 7.6 à 7.12 pour $|E_{surf_{code}}| = 33$ et B.2 à B.16 pour $|E_{surf_{code}}| = 66$ et $|E_{surf_{code}}| = 132$) montrent clairement l'impact des forçages centrifuge et centripète sur l'écoulement turbulent. De plus, ces derniers agissent de manière très différentes.

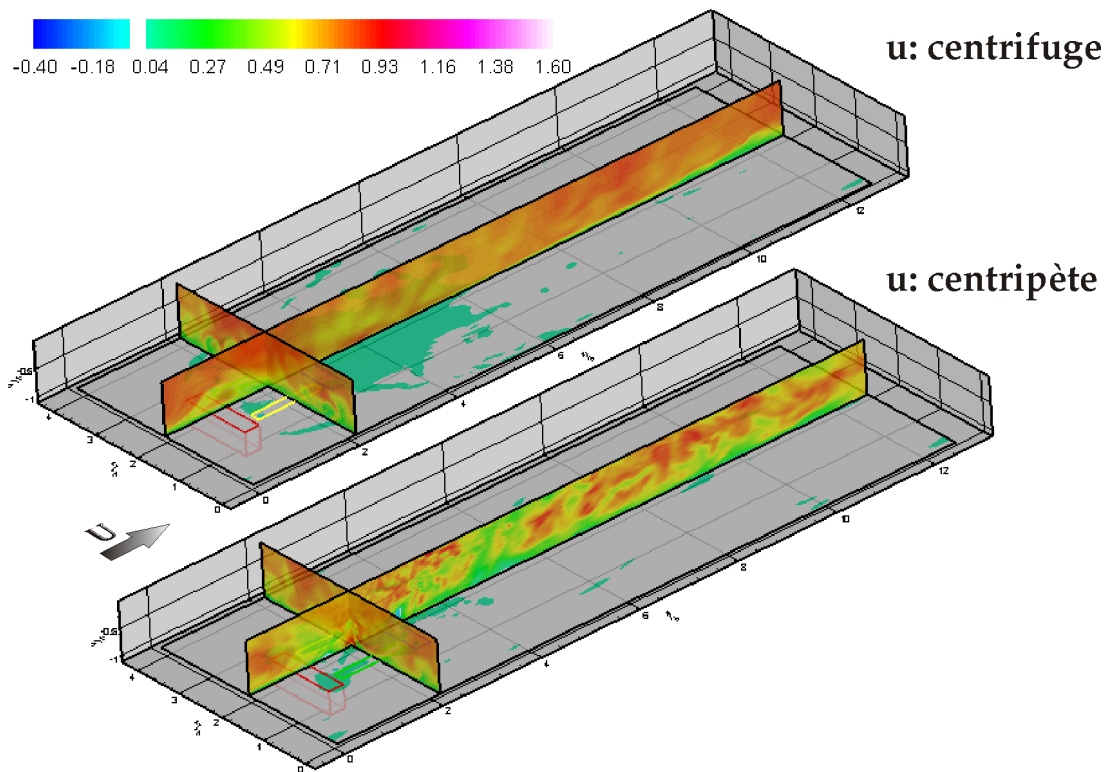


FIGURE 7.6 – Comparaison des contours de la **composante axiale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

En effet, dans le cas des *forçages centrifuges*, le fluide s'éloigne de l'actionneur suivant les directions axiale et transverse, tandis qu'il est aspiré par continuité vers la paroi en son centre s'opposant localement ainsi au sens des forces selon cette direction. Les composantes axiale et transverse étant dominantes par rapport à la composante normale des forces EM, l'écoulement "voit" à la paroi "un mur de force" et ne peut s'opposer à celles-ci. Le fluide est alors entraîné dans le sens de ces composantes en formant des tourbillons contrarotatifs déjà observés dans le cas d'un fluide initialement au repos expérimentalement, dans un aquarium de grandes dimensions (Rossi, 2001), et numériquement (voir les figures 3.1 et (Bouillon et al., 2002)). Pour l'écoulement turbulent, les tracés des contours des vitesses instantanées (voir les figures 7.8 et B.1) ainsi que des vec-

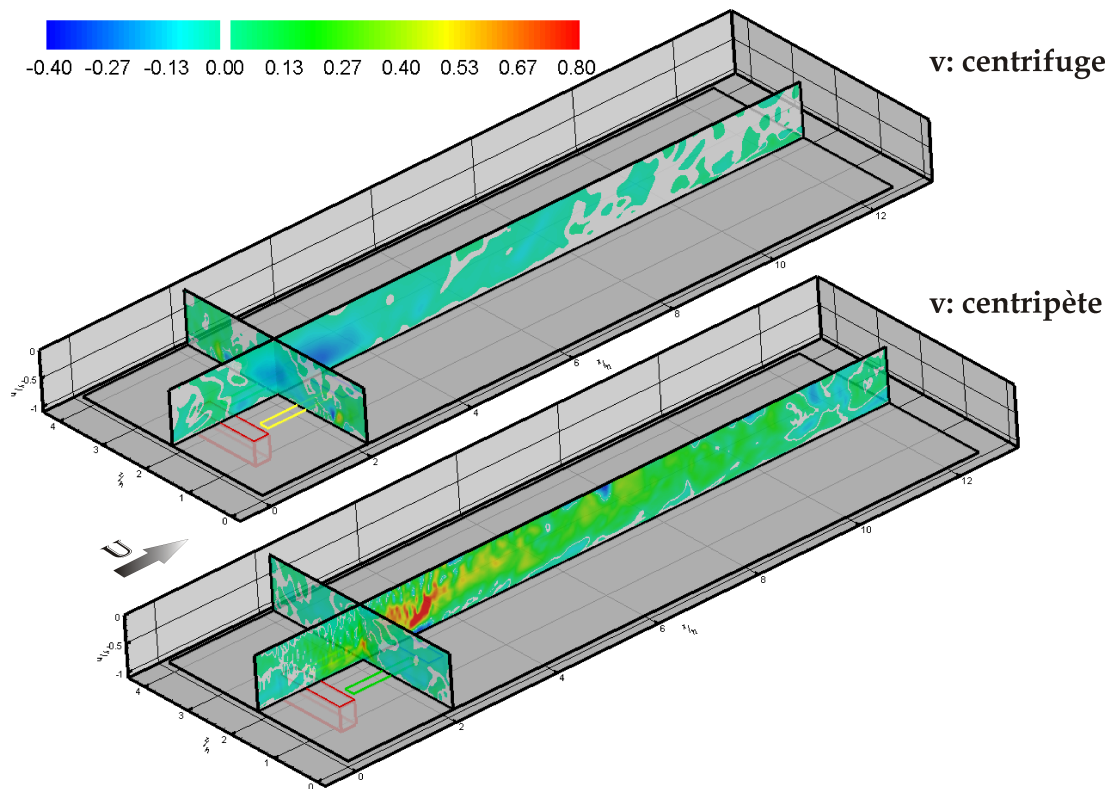


FIGURE 7.7 – Comparaison des contours de la **composante normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l’activation ($T^+ = T_{off}^+$).

teurs vitesses, colorisés par la norme de la vitesse, dans des plans transversaux successifs (voir la figure 7.10) mettent en évidence ces tourbillons contrarotatifs quasi-longitudinaux. Ceux-ci sont entraînés par l’écoulement en aval de l’actionneur. Une modification de la distribution des vitesses est observée dans la zone d’entrée, c’est à dire en amont de l’actionneur (voir la figure 7.6). Les composantes des vitesses sont toutes affectées, comme l’illustrent les figures des tracés des contours des vitesses instantanées (figures 7.6 à 7.8) ainsi que de leurs vecteurs dans le plan équidistant aux électrodes (figure 7.12). Il est de plus à noter les très forts jets apparaissant dans les angles de l’actionneur en aval de celui-ci (voir la figure 7.9) où les vitesses atteignent jusqu’à 1.3 fois la vitesse au centre du canal (U_{CP}) pour $E_{surf_{code}} = 33$ (2 pour $E_{surf_{code}} = 132$).

En revanche, dans le cas des **forçages centripètes**, les composantes axiale et transverse des forces EM entraînent le fluide vers le centre de l’actionneur. L’écoulement n’a ensuite d’autre échappatoire que de s’éloigner du centre de celui-ci suivant sa normale par continuité et ainsi de s’opposer au sens des forces suivant cette direction. Le tracé des contours des vitesses instantanées illustré par la figure 7.6 ainsi que celui de leurs vecteurs dans le plan équidistant aux électrodes (figure 7.12) ainsi que dans plusieurs plans transversaux (figure 7.11) montrent

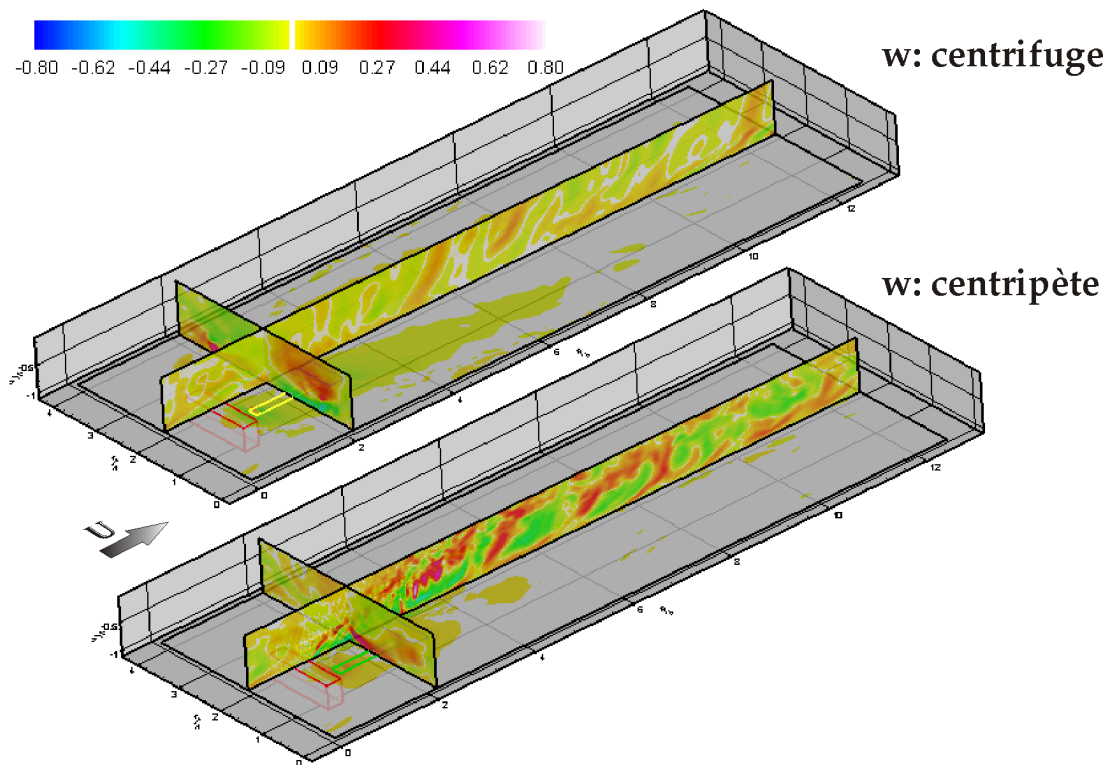


FIGURE 7.8 – Comparaison des contours de la **composante transverse** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l’activation ($T^+ = T_{off}^+$).

les forts courant ascendants de l’écoulement au centre de l’actionneur ainsi que l’entraînement du fluide vers ce centre depuis les régions périphériques de l’actionneur.

En résumant succinctement, les forçages centrifuges rabattent l’écoulement à la paroi (type aspiration) en modifiant modérément la composante normale des vitesses et en générant des tourbillons contra-rotatifs intenses (principalement longitudinalement) et en créant de forts jets pariétaux dans les diagonales de l’actionneur en aval de celui-ci. Les forçages centripètes, quant à eux, éloignent l’écoulement de la paroi (type soufflage) depuis le centre de l’actionneur sous forme d’un jet intense et de diamètre important en générant des composantes normales des vitesses importantes ayant pour effet de déstabiliser l’écoulement (Bouillon *et al.*, 2004b).

a) De la réduction de traînée

La contrainte de cisaillement à la paroi, τ_p^+ exprimée en unités de paroi et intégrée sur la paroi inférieure du canal, indique que le frottement pariétal est augmenté lors de l’activation des forçages EM normaux, et ce quelque soit l’intensité du forçage imposé (voir les figures 7.13 et B.18). Cette augmentation atteint plus de 120% dans le cas du forçage le plus intense, et est moins importante (95%)

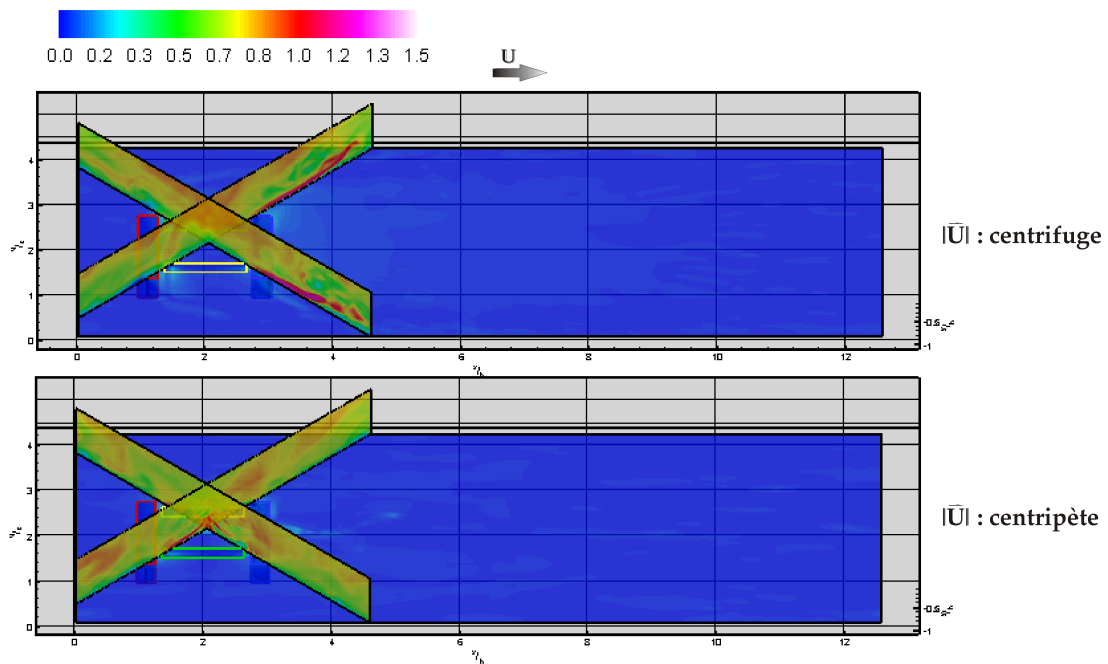


FIGURE 7.9 – Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

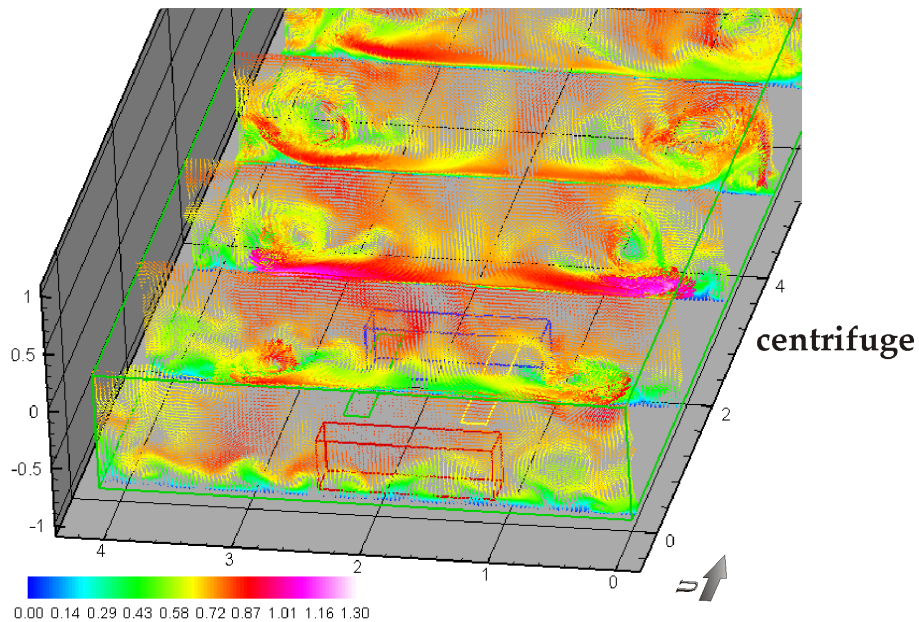


FIGURE 7.10 – Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centrifuge** pour $E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

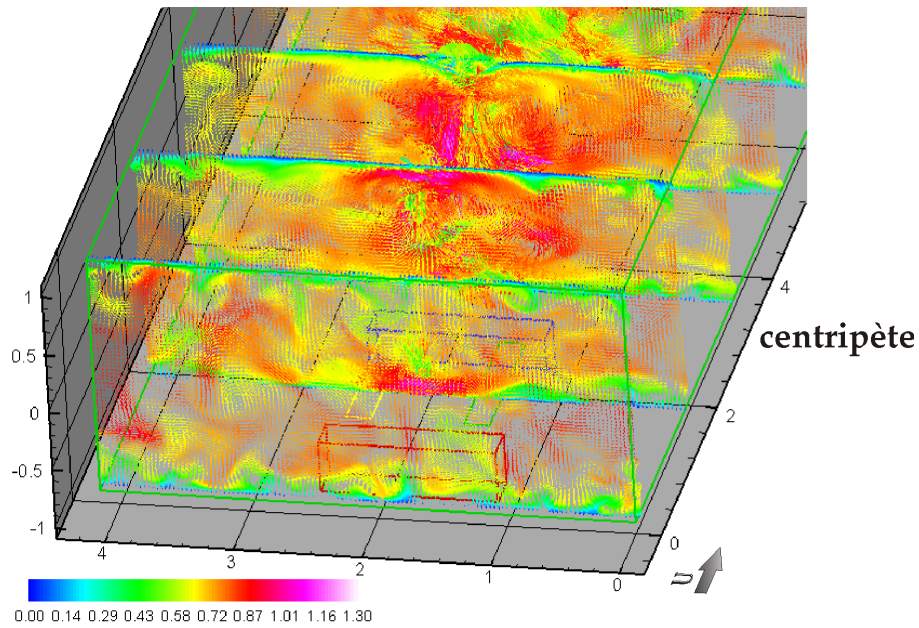


FIGURE 7.11 – Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centripète** pour $E_{surf_{code}} = -33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

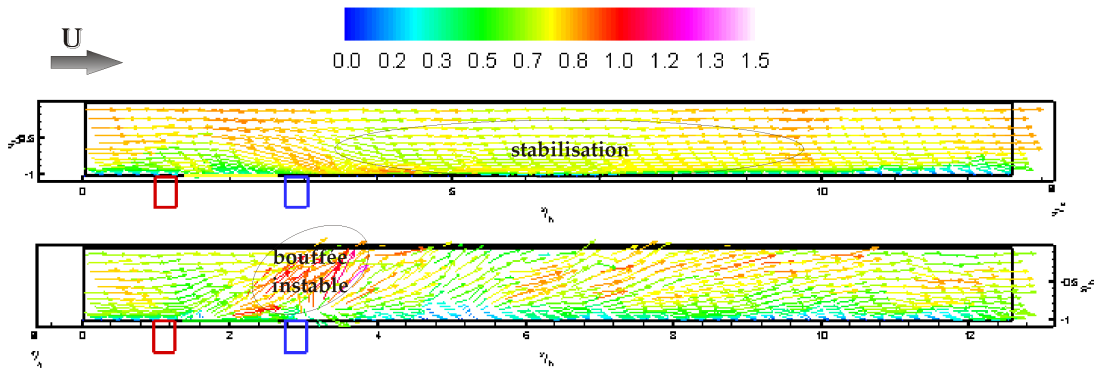


FIGURE 7.12 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour $|E_{surf_{code}}| = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.

pour les forçages EM centripètes que pour les forçages EM centrifuges. Contrairement au forçage de "type Choi" où le temps d'activation est suffisamment long pour que l'écoulement atteigne un régime établi, dans le cas des forçages EM locaux, la dimension axiale du canal ne permet pas l'obtention d'un tel écoulement. Par conséquent le tracé de la contrainte de cisaillement à la paroi ne montre que la tendance générale et ne conduit pas à l'obtention des valeurs en régime établi. Quoiqu'il en soit, le forçage EM normal à l'aide d'un seul actionneur ne semble

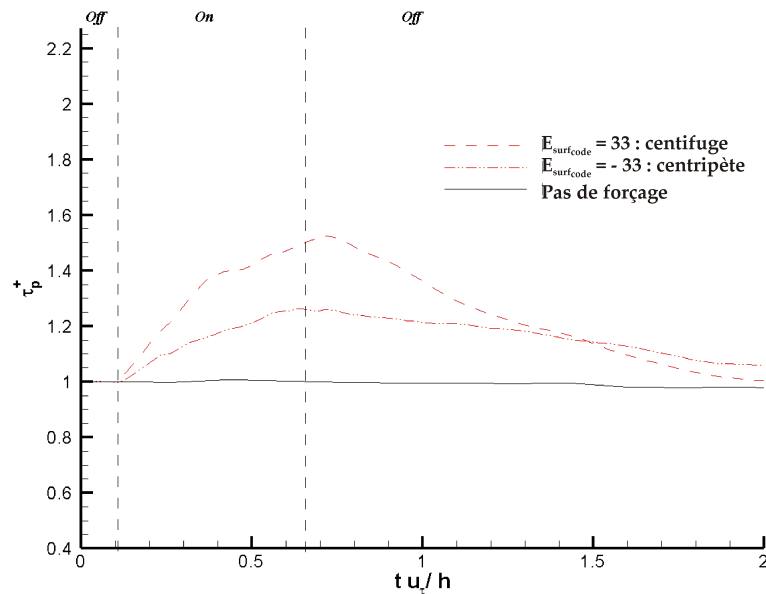


FIGURE 7.13 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge ($E_{surfcode} = 33$) et centripète ($E_{surfcode} = -33$) et comparé à un écoulement non forcé.

pas être promis à un moyen de réduction de traînée. Cela étant, aucune optimisation du concept, notamment du point de vue énergétique, ne peut être abordée sur ce type de forçage. En effet, les forçages EM ont été appliqués pendant des temps relativement longs (5 fois le temps de transit) et en imposant une intensité constante des forces. Il est cependant intéressant de constater que l'écoulement, après un temps de relaxation proche de trois fois le temps d'activation, n'est toujours pas revenu à son état initial. Le forçage imposé a donc aussi un effet persistant dans le temps sur l'écoulement. Cette relaxation lente de l'écoulement a déjà été observée expérimentalement et constitue une des clefs d'une activation multiple (en réseau) présentant une possibilité de bilan énergétique excédentaire.

b) De l'intensité des forçages

Au vue des précédentes figures (notamment 7.10 et 7.11) et de l'intensité des vitesses obtenues au niveau des jets pariétaux, l'intensité des forçages appliquée est indéniablement trop intense même pour le forçage le plus faible. En effet, au regard de ces figures, les limites de la boîte de calcul sont atteintes confinant ainsi l'écoulement et rendant les conditions aux frontières du calcul discutables. La détermination de l'intensité des forçages repose cependant sur la notion de temps électromagnétique, décrite dans au paragraphe 6.3.1.3, ayant fait l'objet de nombreuses études expérimentales (Rossi, 2001; Rossi & Thibault, 2002). Afin de déterminer l'intensité optimale l'adéquation entre des valeurs suffisamment grandes, mais pas trop non plus, doit être trouvée. En effet, il faut d'une part que

des modifications de l'écoulement soient observées¹, mais d'autre part que les forçages ne dominent pas totalement l'écoulement comme c'est malheureusement le cas pour les intensités de $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$.

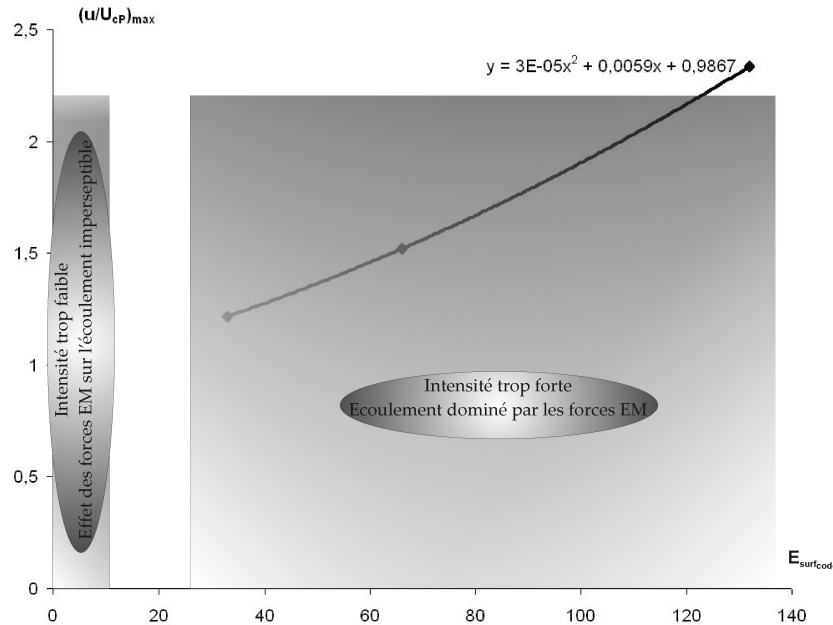


FIGURE 7.14 – Composante axiale, u/U_{cp} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_{code}} = 33$, $E_{surf_{code}} = 66$ et $E_{surf_{code}} = 132$.

Pour ce faire, le tracé des composantes des vitesses (voir les figures 7.14 à 7.16), où celles-ci sont maximales c'est à dire au niveau des jets pariétaux, en fonction de l'intensité des forçages imposés permet de se faire une idée de l'importance des modifications engendrés sur l'écoulement par ces forçages. Des sur-vitesses locales très intenses pouvant atteindre 200% de la vitesse pour $E_{surf_{code}} = 132$ et pour l'ensemble des composantes des vitesses sont constatées. De telles valeurs ne peuvent que conduire à une modification profonde de l'écoulement. Même si leurs déterminations découlent d'une analyse cinématique et validée expérimentalement, d'un point de vue numérique elles conduisent à de trop fortes perturbations. De l'autre côté, des valeurs relativement faibles, inférieures à $E_{surf_{code}} = 8,2$, ne permettent pas au forçage EM normaux d'agir sur l'écoulement et ainsi d'en étudier ses effets. Bien que les valeurs maximales des trois composantes des vitesses instantanées ne suivent pas une tendance de proportionnalité par rapport à l'intensité des forçages, la norme quant à elle s'en approche comme l'illustre la figure 7.17. Cette tendance, restant cependant à être vérifiée pour d'autres intensités des forces, permet d'avoir un ordre de grandeur des valeurs maximales de

¹Préalablement aux études présentées dans ce mémoire, des valeurs relativement faibles de l'intensité des forçages furent testées. En conservant $B_{surf_{code}} = 1 T$, ces valeurs varièrent de $E_{surf_{code}} = 2.0492$ à $E_{surf_{code}} = 8.1968$ mais ne conduirent pas à une modification suffisamment sensible de l'écoulement afin d'en étudier ses effets.

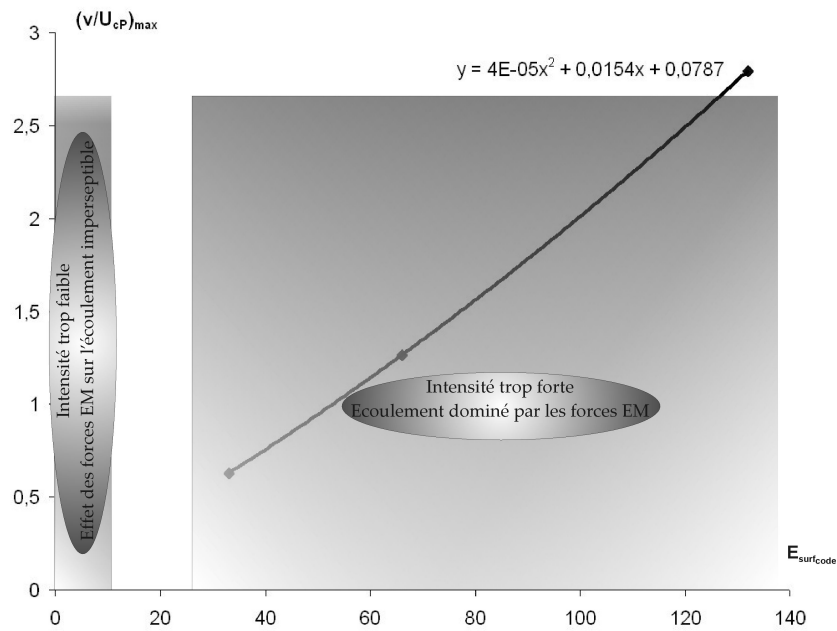


FIGURE 7.15 – Composante normale, v/U_{CP} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_code} = 33$, $E_{surf_code} = 66$ et $E_{surf_code} = 132$.

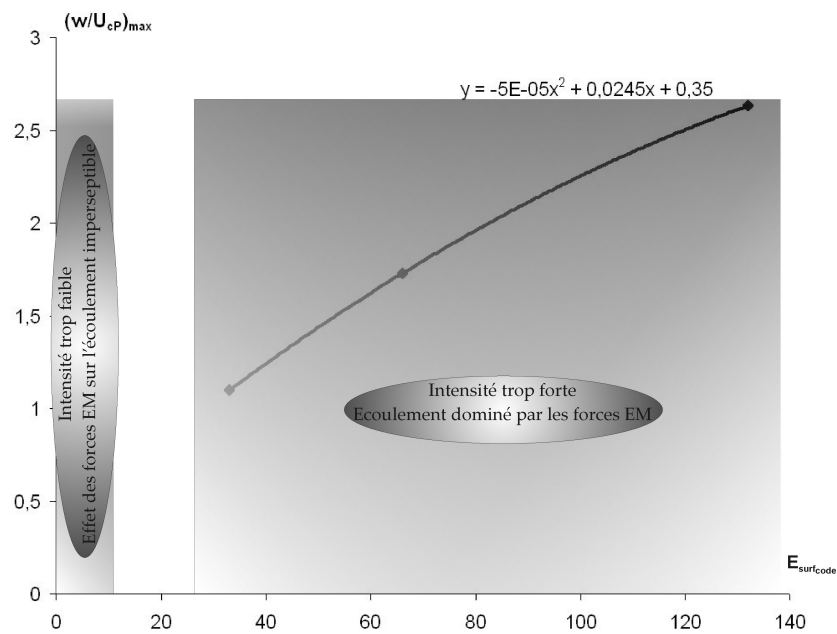


FIGURE 7.16 – Composante transverse, w/U_{CP} , des vitesses instantanées maximales (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_code} = 33$, $E_{surf_code} = 66$ et $E_{surf_code} = 132$.

la vitesse au sein des jets pariétaux suivant le forçage imposé et ainsi de choisir une intensité de ce dernier susceptible d'affecter ni trop ni pas assez l'écoulement.

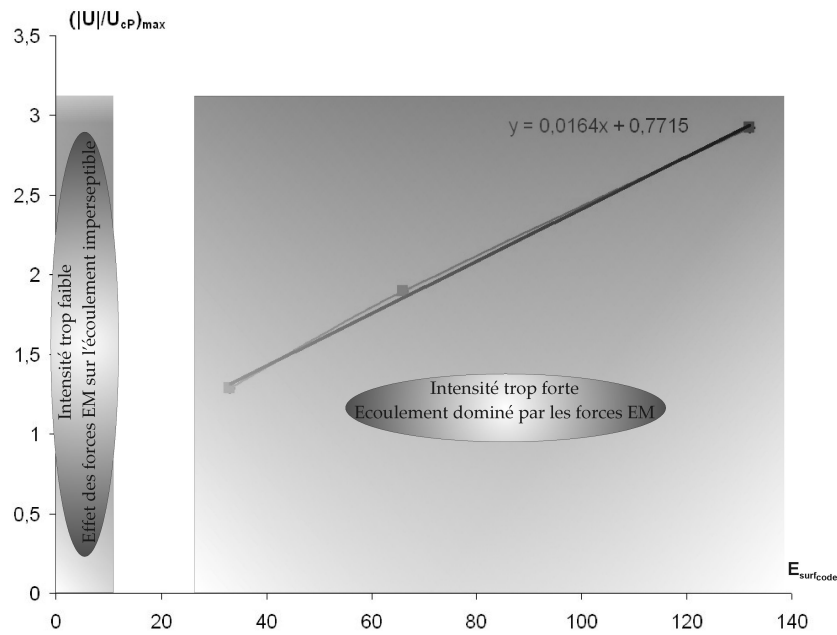


FIGURE 7.17 – Norme de la vitesse instantanée maximale (au niveau des jets pariétaux) pour les trois intensités des forçages EM normaux $E_{surf_code} = 33$, $E_{surf_code} = 66$ et $E_{surf_code} = 132$.

Les simulations n’ont malheureusement pas eu le temps d’être réalisées avec des courants plus modestes. Cependant il ressort de l’extrapolation des points calculées qu’une valeur de E_{surf_code} de l’ordre de 20 serait plus raisonnable. A travers ces résultats, il ressort qu’il reste à ce jour à trouver la démarche analytique complète du passage des conditions du forçage aux échelles réelles aux conditions du forçage aux échelles du code.

c) De l’importance relative des forces EM

Pour l’intensité du forçage présenté ici ($|E_{surf_code}| = 33$), les cas centrifuges et centripètes présentent quelques aspects similaires tout en agissant différemment sur l’écoulement (voir les figures 7.18 et 7.19). En effet, les forces EM sont toujours dominantes sur les forces d’inertie au-dessus de l’actionneur, mais proche de la paroi, ce qui s’explique par le fait que dans cette région les vitesses du fluide sont faibles voire nulles alors que les forces EM sont quant à elles maximales. De même les forces EM sont dominantes sur les forces visqueuses et ce dans tout le domaine de calcul et quelque soit le type de forçage. La comparaison des forçages centrifuges et centripètes montrent cependant d’une part des distributions différentes des nombres de Hartmann et nombres de Stuart et d’autre part qu’en s’éloignant de la paroi leurs différences s’accroissent. En ce qui concerne les nombres de Hartmann élevés ceux-ci sont concentrés au centre de l’actionneur et présentent des maxima au-dessus des aimants pour le forçage centrifuge, tandis que pour le forçage centripète ceux-ci sont importants principalement à la périphérie de l’actionneur et leur maxima sont localisés au-dessus des électrodes. Ainsi

dans la région de très proche paroi ($y^+ < 12$), les forces EM sont prépondérantes sur les forces visqueuses ainsi que sur les forces d'inertie.

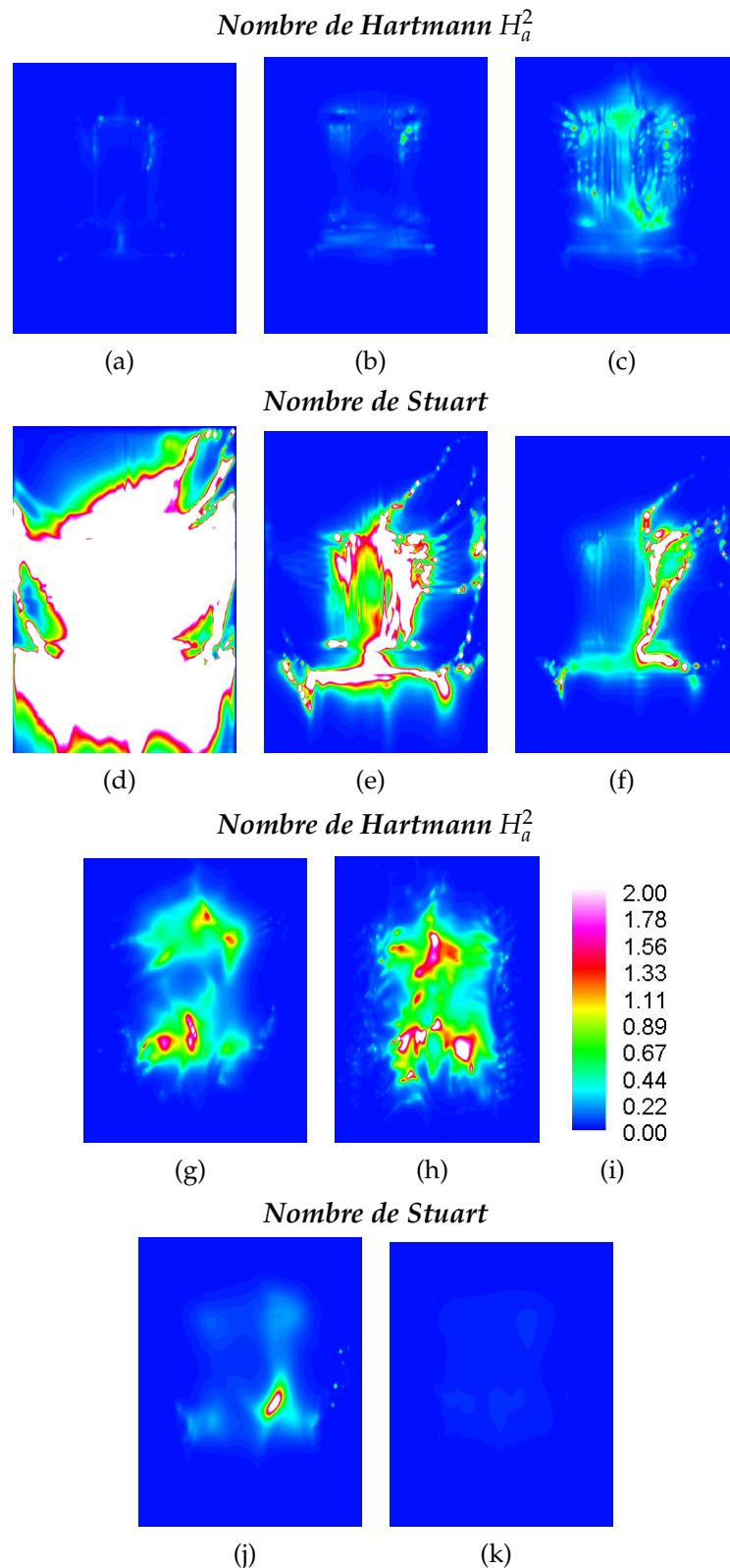


FIGURE 7.18 – Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM normal **centrigue** avec $E_{surf_{code}} = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.

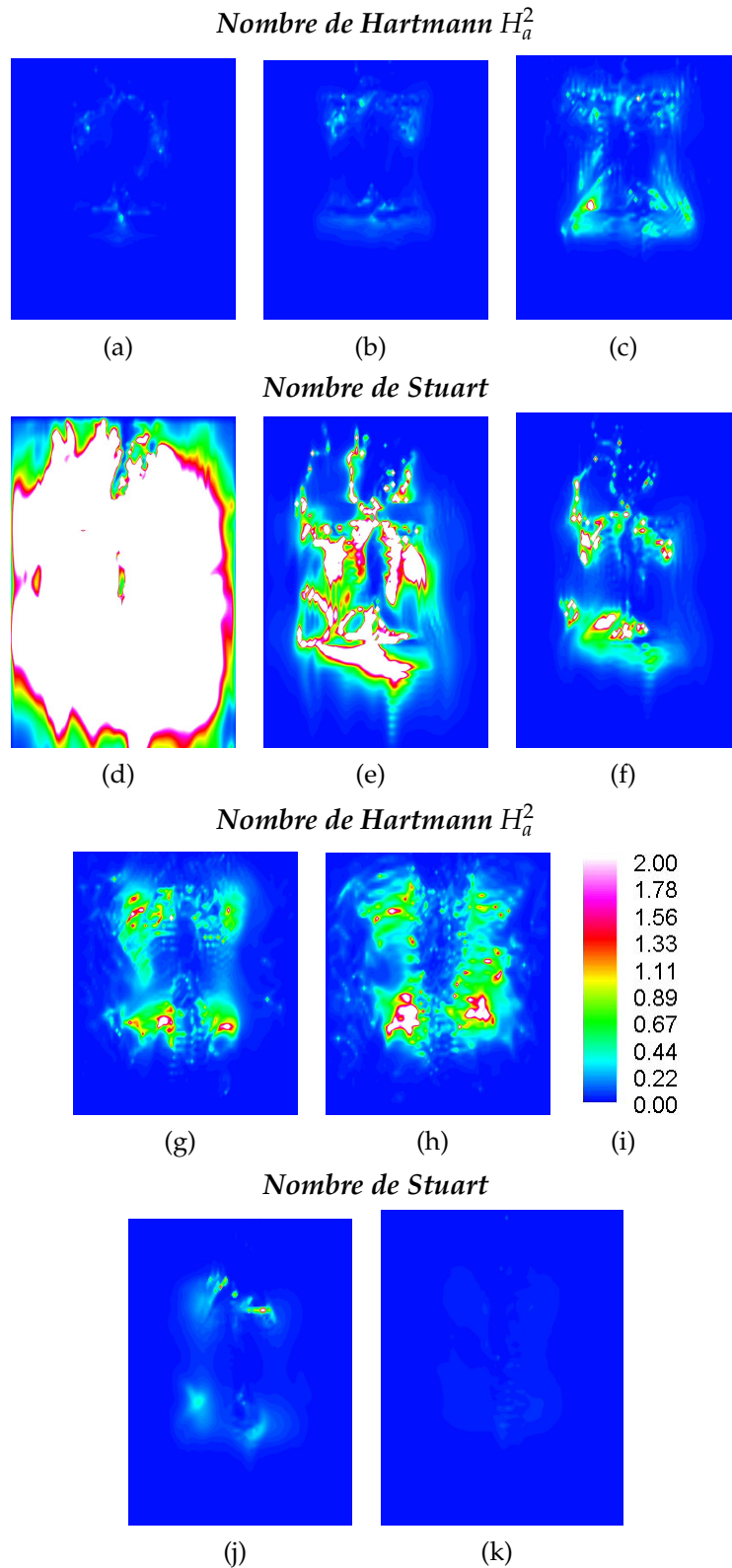


FIGURE 7.19 – Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM normal **centripète** avec $E_{surf_{code}} = -33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.

7.2.2 Action des forces EM sur les structures de l'écoulement

Soumis à de tels forçages, l'écoulement ne peut qu'en être affecté. Les figures 7.21, présentant les iso-surfaces des λ_2 , et comparées à celles de l'écoulement non forcé (figures 4.19 et 4.20), montrent d'une part la forte perturbation de l'écoulement et d'autre part la grande disparité entre les forçages centrifuge et centripète. Il faut cependant dire que l'identification des structures, basée sur la technique λ_2 , a été testée dans la littérature pour des écoulements turbulents homogènes. Or l'imposition des forçages EM locaux rend l'écoulement fortement transitoire et inhomogène. Celle-ci est donc utilisée ici pour étudier qualitativement les structures de l'écoulement. Cela étant dit, le nombre de ces structures, identifiées en utilisant la valeur $-0,02$ de λ_2 , est considérablement plus important lors des forçages indiquant ainsi que l'activité turbulente est grandement intensifiée.

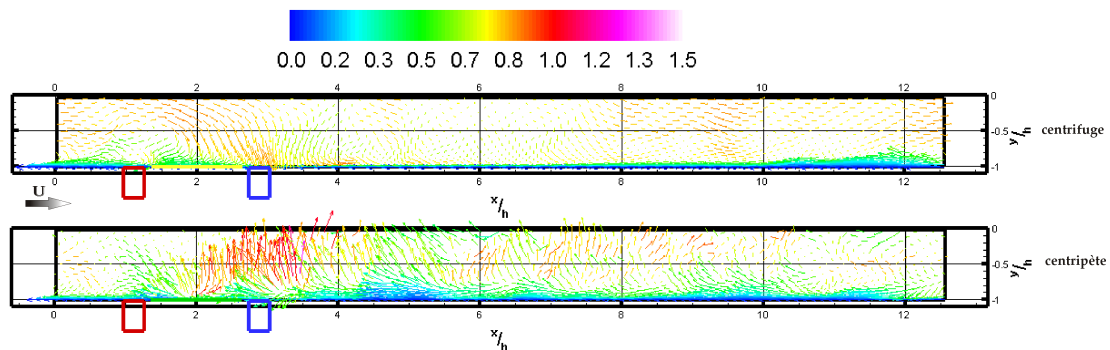


FIGURE 7.20 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{CP}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour $|E_{surf_{code}}| = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.

Dans le cas des forçages EM centrifuges, les structures longitudinales sont toutes localisées au niveau des tourbillons contra-rotatifs laissant vierge le canal en aval de l'actionneur. Dans cette zone de non présence de ces structures, la contrainte à la paroi est augmentée. La conséquence attendue serait une augmentation de la traînée sur les côtés et une diminution à cœur. Or la figure 7.22 ne montre pas cette tendance. Ainsi, il semble que cette augmentation importante de la traînée de la paroi en aval de l'actionneur soit due à une zone "laminaire" créée par le forçage.

Pour les forçages EM centripètes, les structures longitudinales sont principalement concentrées dans un cône ayant pour base le centre de l'actionneur et se développant en aval du canal. Les extrema de la contrainte de cisaillement à la paroi sont quant à eux situés dans la proche périphérie de l'actionneur.

Quoiqu'il en soit, aucune zone de faible cisaillement pour ces deux types de forçage EM normal n'est présente confirmant le fait que ceux-ci ne permettent pas de réduire la traînée de paroi. Par contre ils altèrent de manière significative les structures de l'écoulement. Ils restent donc, par leur capacité à supprimer ou redistribuer les structures de l'écoulement, des candidats à une utilisation

optimisée en réseau pour éventuellement réduire ou altérer les mécanismes de production ou transport turbulents.

Le tracé des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à la vitesse de $0.7 U_{cP}$ (voir les figures 7.20 et B.17) confirme là aussi le fait que les structures turbulentes sont profondément affectées par ce type de forçage.

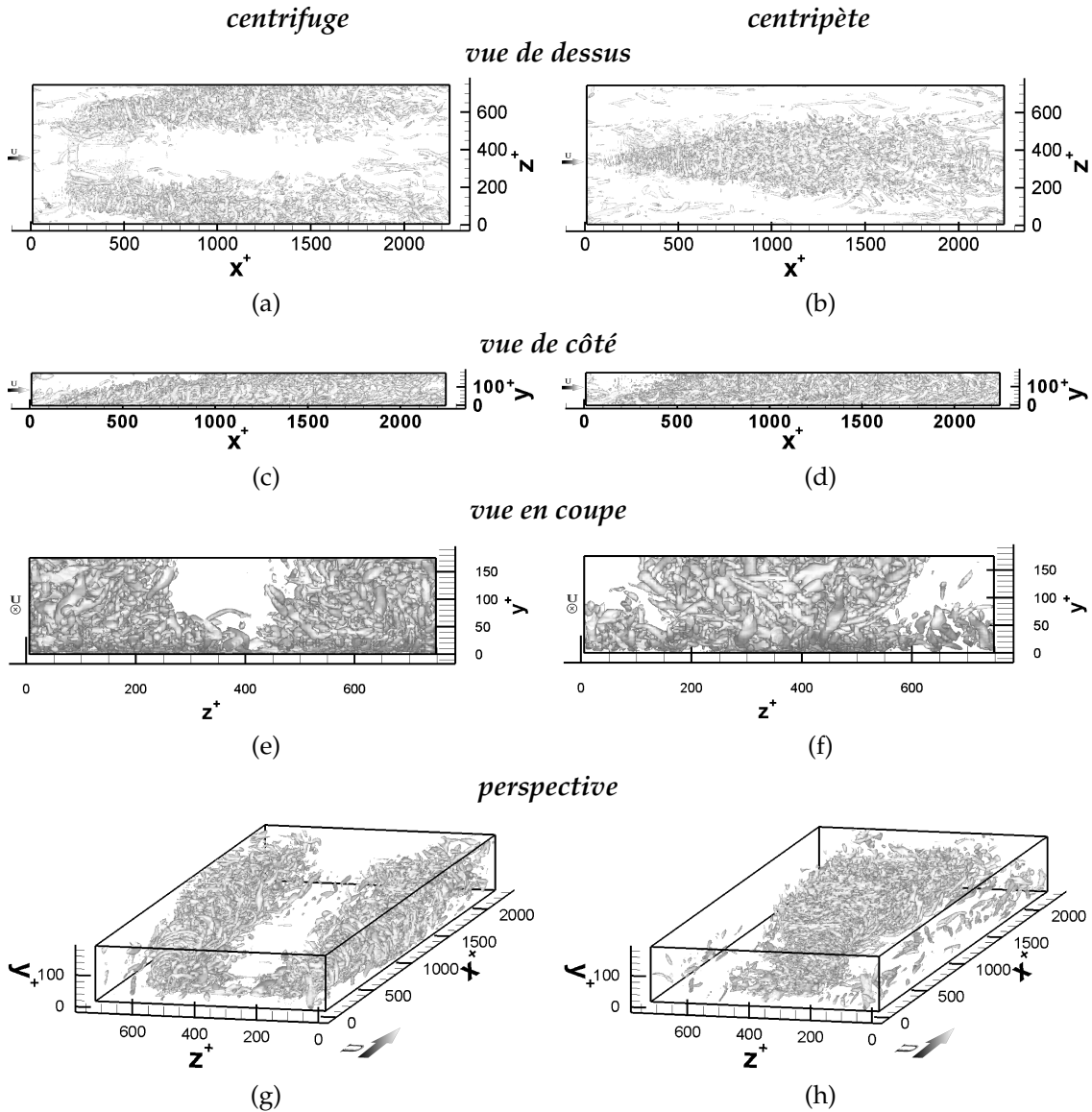


FIGURE 7.21 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal avec $|E_{surf_{code}}| = 33$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a) plan (x, z) , (b) plan (x, y) , (c) plan (y, z) , (d) vue en perspective. Forçage centrifuge en colonne de gauche, et centripète en colonne de droite.

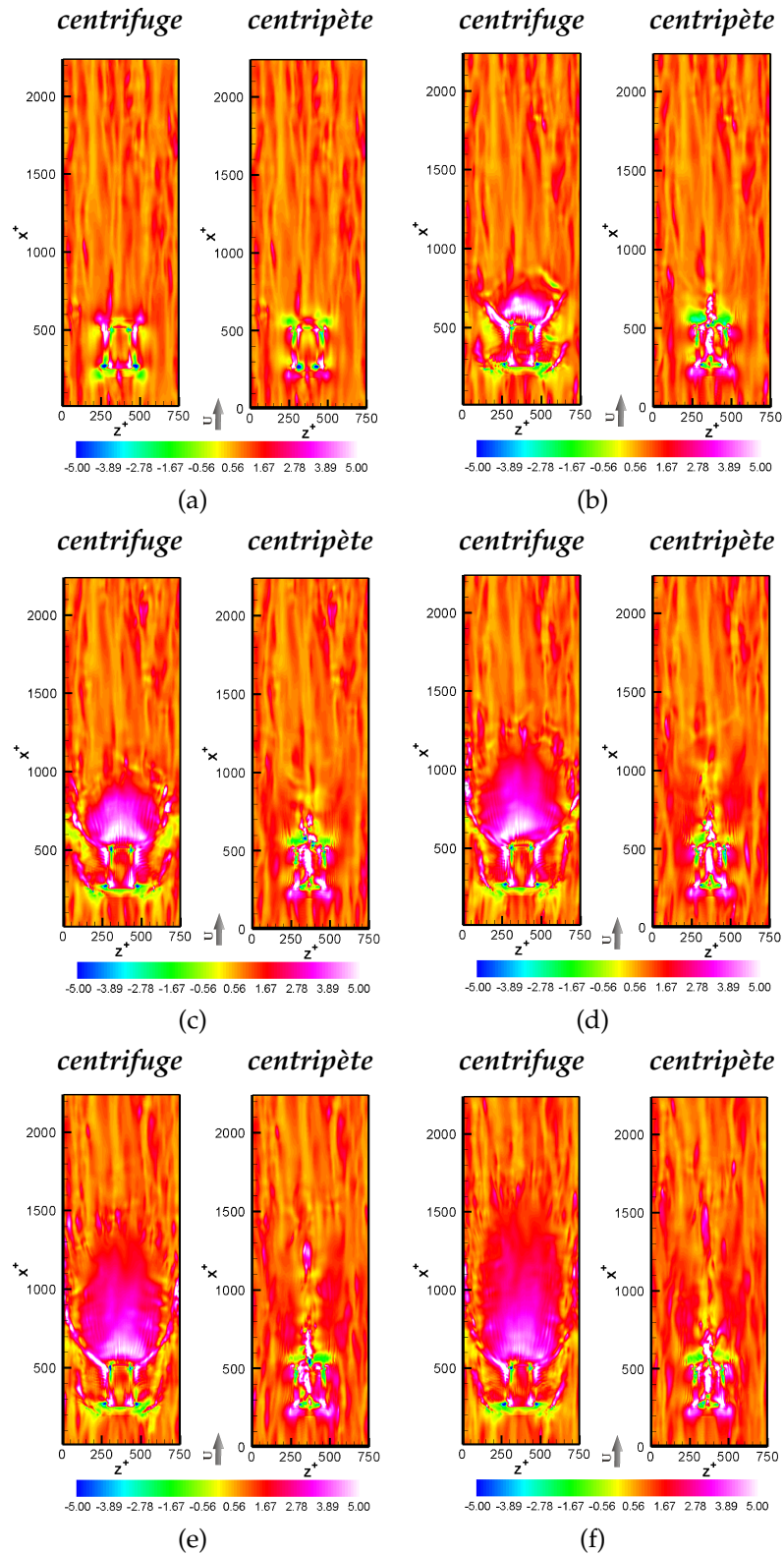


FIGURE 7.22 – Evolution temporelle des contours de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge ($E_{surf_{code}} = 33$, figure de gauche sur chaque duo d’images) et centripète ($E_{surf_{code}} = -33$, figure de droite sur chaque duo d’images) : (a) $T^+ = T_{on}^+$, (b) $T^+ = 2T_{tr}^+$, (c) $T^+ = 3T_{tr}^+$, (d) $T^+ = 4T_{tr}^+$, (e) $T^+ = 5T_{tr}^+$.

7.3 Première approche du forçage EM normal en réseaux

Les simulations de forçage en réseau sont menées en conciliant les limites du domaine et de la méthode de calcul avec l'arrangement régulier (en espace et en temps) d'un réseau d'actionneurs tel que décrit au paragraphe 6.2.1.1. Aussi, la séquence d'activation, reposant sur les quatre phases distinctes (première activation : 3 actionneurs actifs, seconde activation : 2 actionneurs actifs, troisième activation : 2 actionneurs actifs et quatrième activation : 3 actionneurs actifs) est décrite plus précisément dans le paragraphe 6.2.1.1. L'intensité du forçage est identique pour chaque actionneur et est inchangée d'une phase à l'autre. Celle-ci est fixée à $|E_{surf_{code}}| = 33$ pour la présente étude.

Action des forces EM sur les structures de l'écoulement

Les iso-surfaces des λ_2 , tracées à la valeur -0.02 de λ_2 et à la fin de chaque activation des diverses phases, font apparaître un panache de structures se développant à la périphérie des actionneurs dans le cas de forces centrifuges (voir les figures 7.23) et naissant au-dessus de chaque actionneur actif dans le cas de forces centripètes (voir les figures 7.24). Ces structures, advectées par l'écoulement, se développent au cours du temps et lors des activations successives leurs nombres grandis...

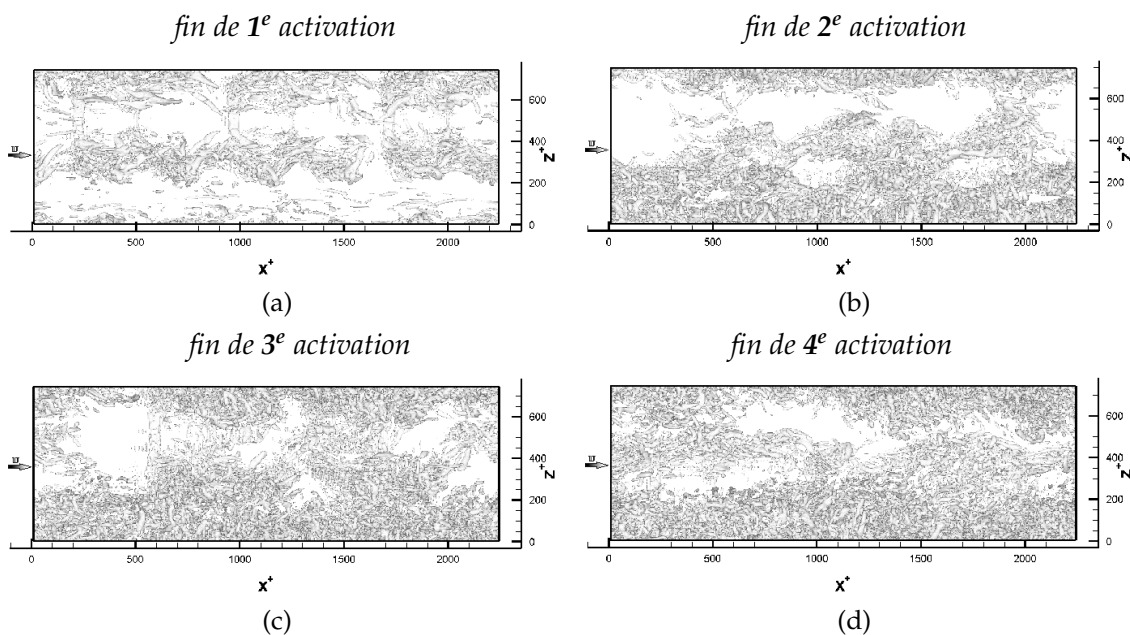


FIGURE 7.23 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal **centrifuge en réseaux** avec $E_{surf_{code}} = 33$: (a) $T^+ = 29.8^+$, (b) $T^+ = 58.4^+$, (c) $T^+ = 87^+$, (d) $T^+ = 115.6^+$.

Faute de temps, le forçage réseau n'a pas pu être exploité et seul l'implémentation numérique est acquise à ce jour.

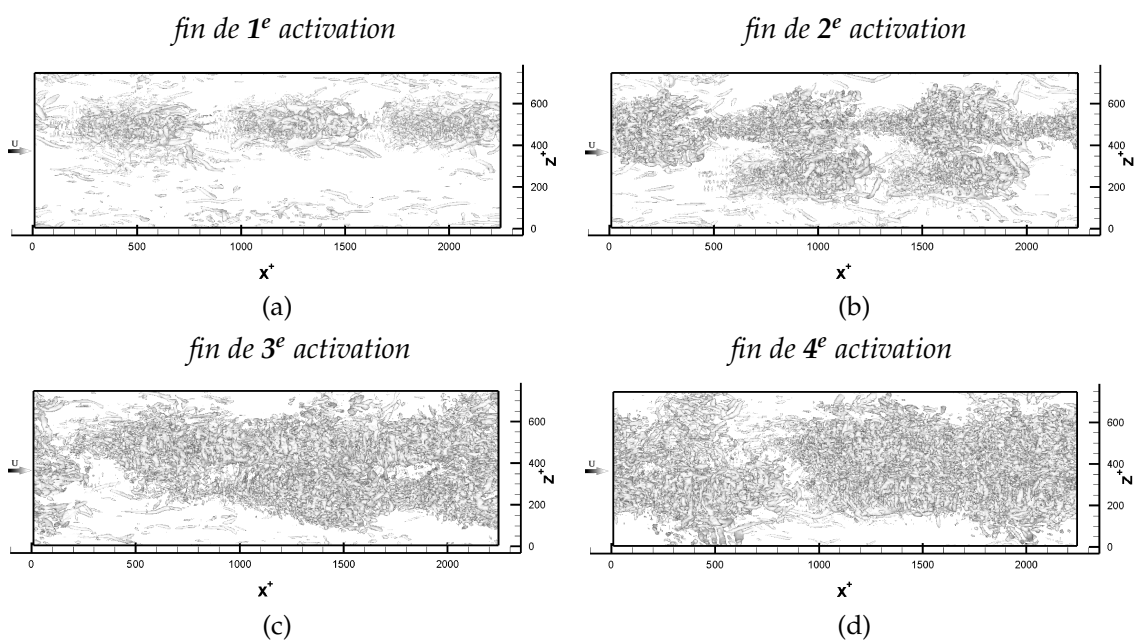


FIGURE 7.24 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM normal **centripète en réseaux** avec $E_{surf_{code}} = -33$: (a) $T^+ = 29.8^+$, (b) $T^+ = 58.4^+$, (c) $T^+ = 87^+$, (d) $T^+ = 115.6^+$.

7.4 Forçages EM parallèles suivant l'axe de l'écoulement

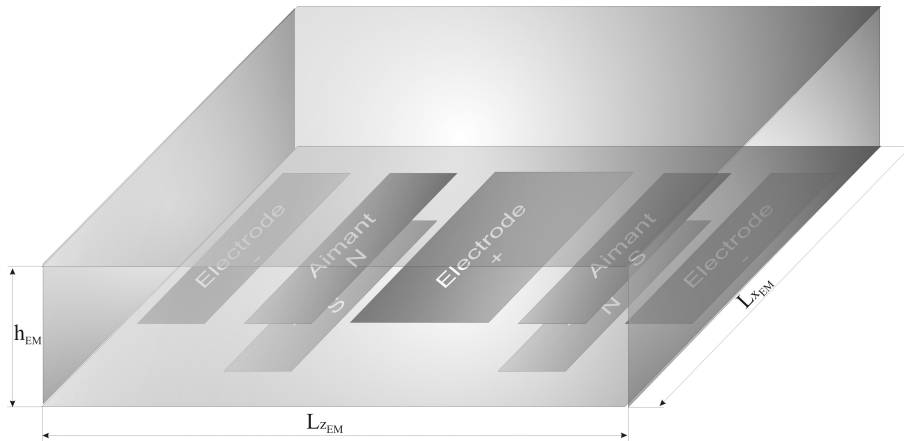


FIGURE 7.25 – Schématisation du volume d'application ϑ_{EM}^+ de calcul des forces EM, associé aux longueurs L_{xEM}^+ et L_{zEM}^+ et à la hauteur h_{EM}^+ pour un forçage parallèle.

Pour ce type de forçage, les actionneurs sont placés au centre du canal et loin de l'entrée comme l'illustre la figure 6.15 afin de visualiser plus facilement les effets des forçages sur l'écoulement notamment lorsque les forces sont opposées au sens de l'écoulement. De plus, cela permet de ne pas agir trop proche des frontières "périodiques" et ainsi de s'affranchir des effets de confinement liés aux conditions aux limites.

Concernant l'intensité du forçage, celle-ci est choisie de sorte que la force totale générée soit égale à celle obtenue par le forçage EM normale lorsque le temps EM, T_{EM}^+ , est égal au temps de transit, T_{tr}^+ . Ce critère ne garantit que l'égalité des forces volumiques totales et n'implique pas une égalité énergétique. Cette dernière conduirait à imposer une intensité plus intense du forçage EM parallèle que celle utilisée ici, mais en contre partie le volume d'application (voir la figure 7.25), et par conséquent d'action, des forces est beaucoup plus important que dans le cas du forçage EM normal. Le critère utilisé dans ce mémoire permet ainsi, du fait de la distribution des forces très différente entre ces deux forçages (voir les figures 6.27 et 6.33), d'avoir des volumes, d'application et d'action, de dimensions relativement faibles tout en garantissant une intensité satisfaisante. Une comparaison rigoureuse des forçages EM normaux et parallèles est donc très subjective. Le choix du critère de comparaison doit ainsi soit garantir une égalité de l'énergie injectée soit permettre de conserver la force volumique totale.

7.4.1 Action des forces EM sur l'écoulement

Les effets sur l'écoulement de ces deux types de forçages EM parallèles diffèrent énormément. En effet, lorsque les forces sont principalement dans le sens de

l'écoulement, très peu de modifications sont apportées à l'écoulement si ce n'est une accélération du fluide proche de la paroi et en aval de l'actionneur, comme l'illustre le tracé des contours de la composante axiale (figure 7.26) et les légères modifications de la composante normale des vitesses instantanées (figure 7.27).

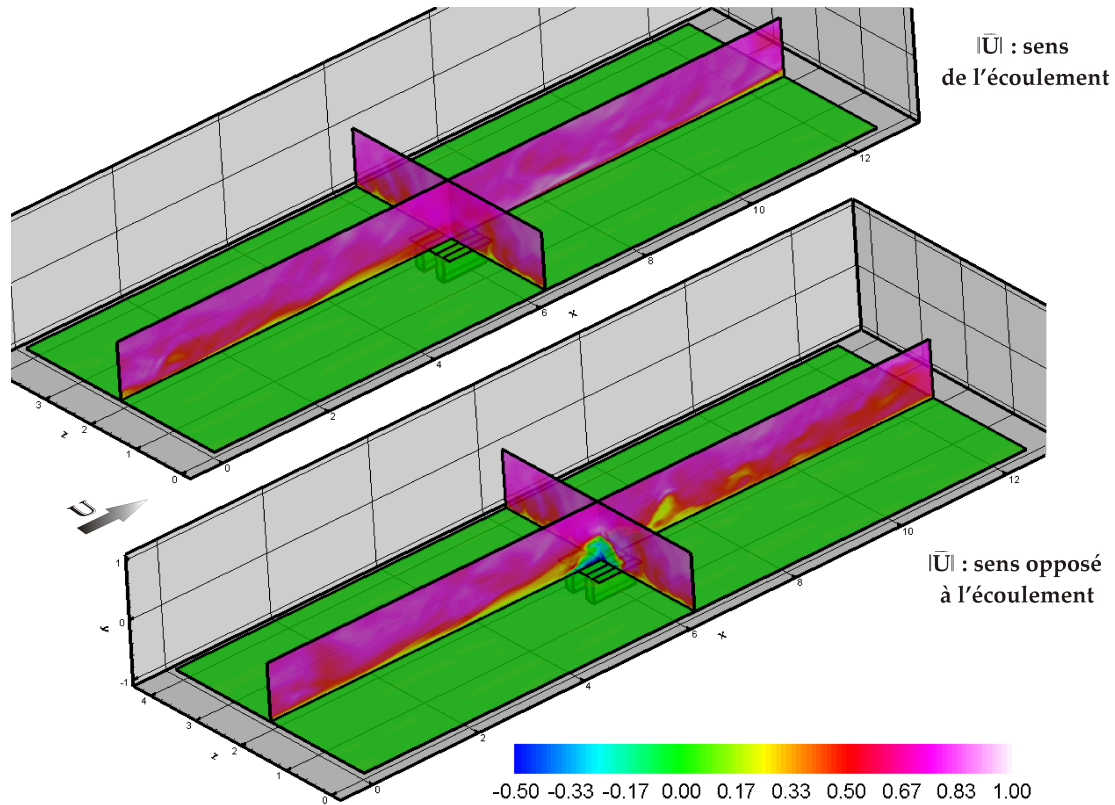


FIGURE 7.26 – Comparaison des contours de la **composante axiale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_code} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_code} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

Par contre, lorsque le sens des forces s'opposent à celui de l'écoulement, le fluide est entraîné dans leur sens à la paroi (voir la figure 7.26) en générant des sur-vitesses relativement intenses de l'ordre de la moitié de la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan. De plus, au-dessus de l'actionneur, des vitesses normales très importantes (voir la figure 7.27) sont créées ainsi que des vitesses transverses (voir la figure 7.28). Il est aussi à noter qu'en aval de l'actionneur l'écoulement reste perturbé et ainsi montre qu'agir contre l'écoulement rend instable l'écoulement tandis qu'agir dans le sens de l'écoulement semble le stabiliser. En traçant les vecteurs vitesses (voir les figures 7.30 et 7.31), colorisés par la norme de la vitesse, ces remarques sont confirmées. Ce dernier type de forçage peut être utilisé pour prévenir de la séparation de couche limite voire du recollement de couche limite.

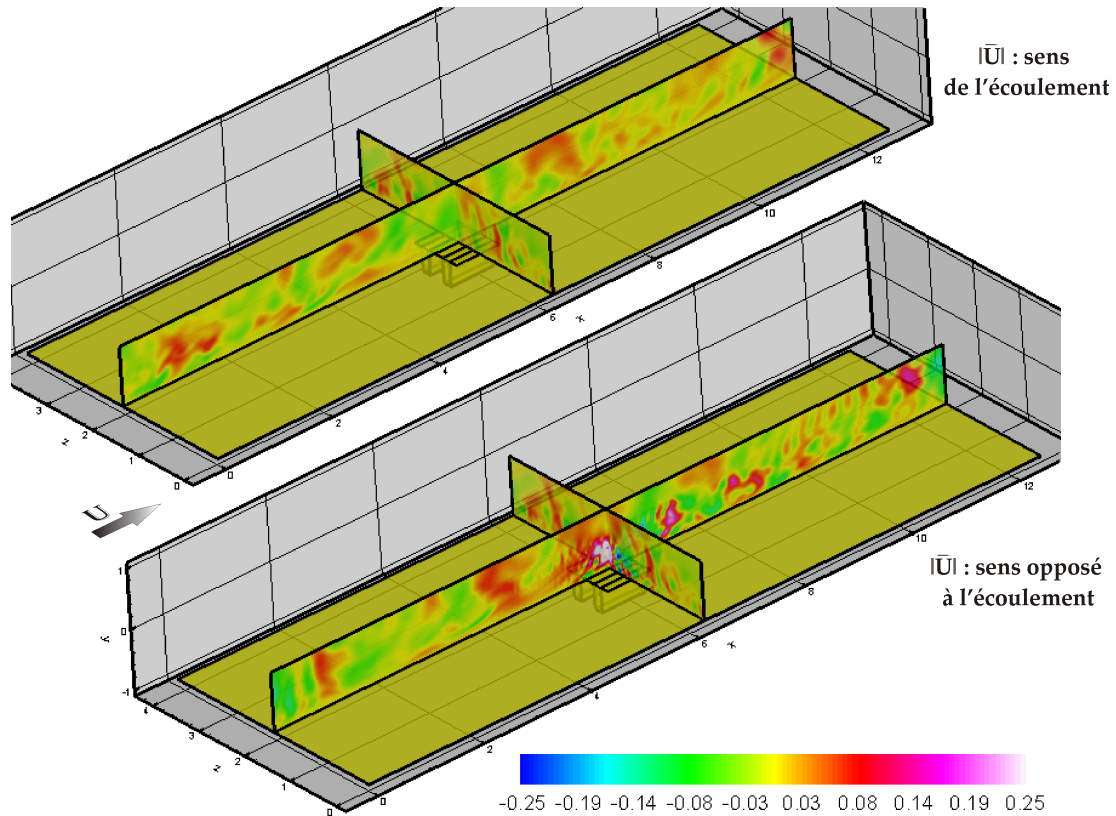


FIGURE 7.27 – Comparaison des contours de la **composante normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

a) De l'importance relative des forces EM

Tout comme pour le forçage EM normal à l'aide d'un seul actionneur, les forces EM dominant nettement les forces visqueuses et ce même dans la région logarithmique. Dans le même temps les forces d'inertie restent faibles par rapport aux forces EM dans la région de proche paroi ($y^+ < 12$) puis cette tendance s'inverse dans la région externe. Il est aussi intéressant de constater une relative similitude au niveau des intensités entre les forçages EM parallèles dont le sens des forces est principalement dans le sens de l'écoulement ou opposé à celui-ci sur la distribution des nombres de Hartmann et des nombres de Stuart. Cependant cette distribution est très "ordonnée" pour le cas où les forces sont dans le sens de l'écoulement et est très disparates dans le cas contraire. Ceci confirme le fait que le premier forçage semble stabiliser l'écoulement tandis que le second le déstabilise grandement.

b) De la réduction de traînée

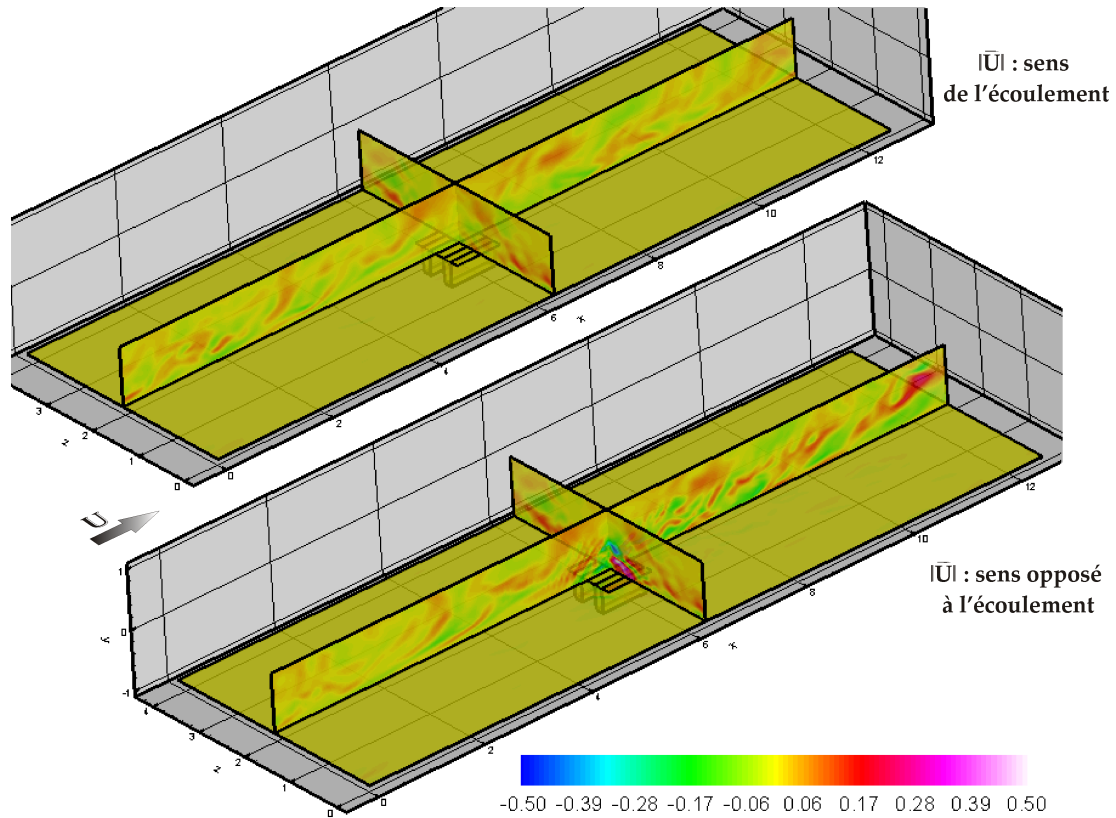


FIGURE 7.28 – Comparaison des contours de la **composante transverse** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surfcodé} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surfcodé} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

La contrainte de cisaillement à la paroi, pour le forçage dont le sens des forces est principalement celui de l'écoulement, montre que le frottement pariétal est augmenté durant tout le forçage. Ceci est dû au fait que ce type de forçage crée dans la région de proche paroi des sur-vitesses axiales relativement intenses. Pour le forçage dont le sens des forces s'oppose à celui de l'écoulement, la contrainte de cisaillement à la paroi indique qu'une réduction de frottement est obtenue dès les premiers temps de l'activation et que cette réduction décroît en fonction du temps. De plus, après l'arrêt du forçage, la contrainte de cisaillement à la paroi augmente conduisant sur toute la durée de la simulation à une traînée nette de paroi supérieure à 1 (en unités de paroi). Cependant, un tel forçage ne semble pas être dédié à réduire le frottement du fait qu'en altérant l'écoulement en le décollant de la paroi celui-ci vient impacter cette dernière en aval de la zone d'action. Ceci est dû au fait que l'écoulement est fortement déstabilisé.

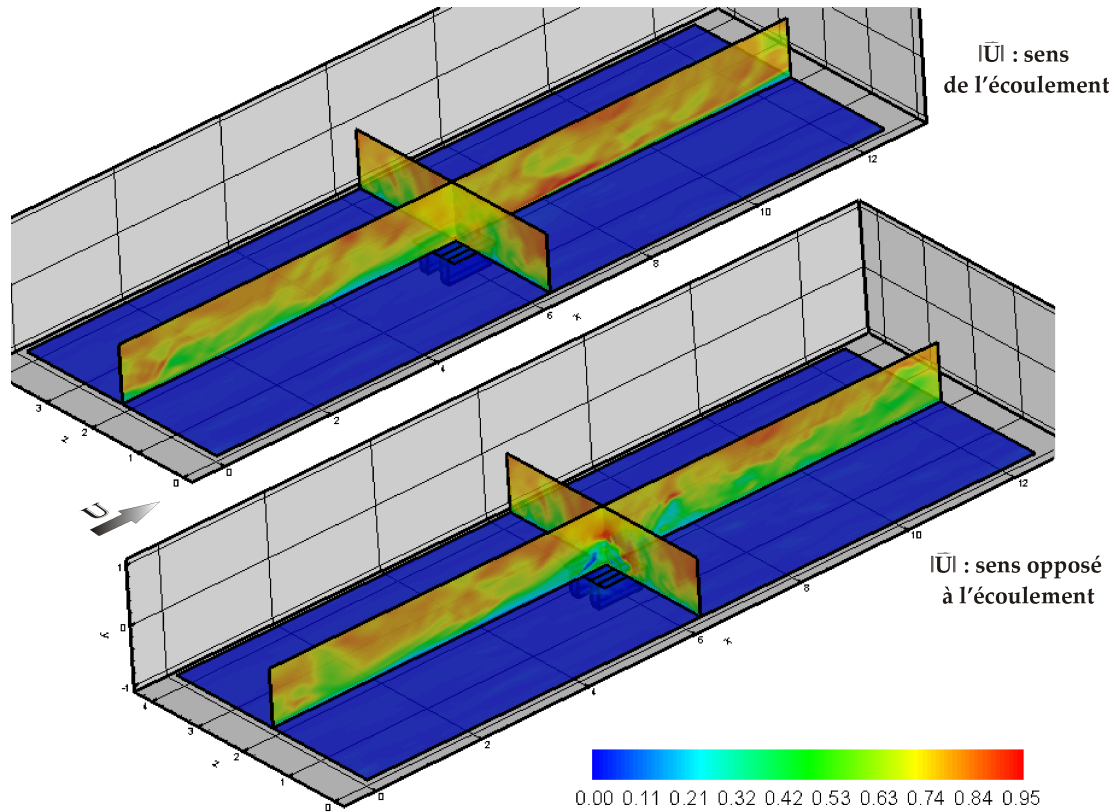


FIGURE 7.29 – Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens de l'écoulement $E_{surf_{code}} = -1.3302$ (figure supérieure) et opposé à celui-ci $E_{surf_{code}} = 1.3302$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan de symétrie de l'actionneur suivant x) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

7.4.2 Action des forces EM sur les structures de l'écoulement

L'écoulement en aval de l'actionneur, dans le cas du forçage dont le sens des forces est principalement celui de l'écoulement, semble être exempt de structures comme l'illustre les tracés des iso-surfaces des λ_2 (notamment la figure 7.36a). Ceci est toutefois à relativiser du fait que ces iso-surfaces sont identifiées ici pour la valeur -0.02. A l'opposé, pour le forçage dont le sens des forces est contraire à celui de l'écoulement, un panache composé d'un grand nombre de structures prend naissance au-dessus de l'actionneur. Typiquement ceci est la signature d'instabilités de l'écoulement. Le tracé des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à la vitesse de $0.7 U_{cp}$ (voir les figures 7.35) confirme ces précédentes remarques.

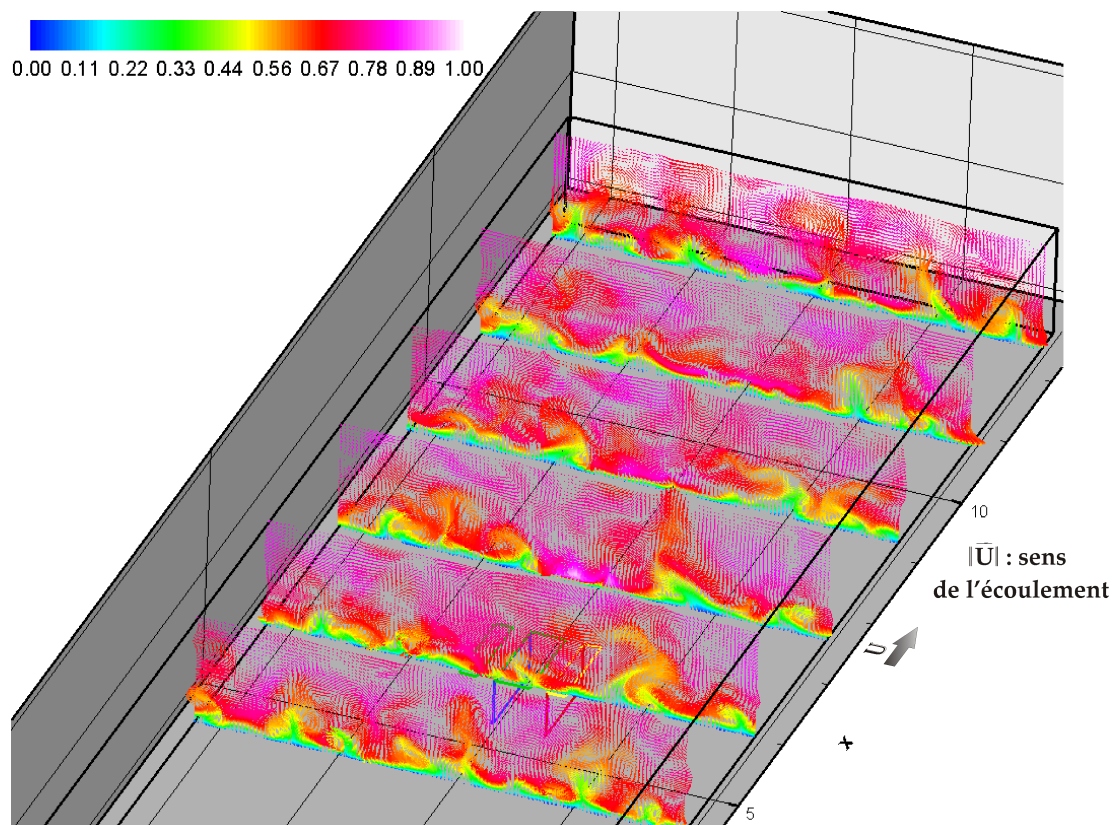


FIGURE 7.30 – Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle **suivant le sens de l'écoulement** avec $E_{surfcode} = -1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

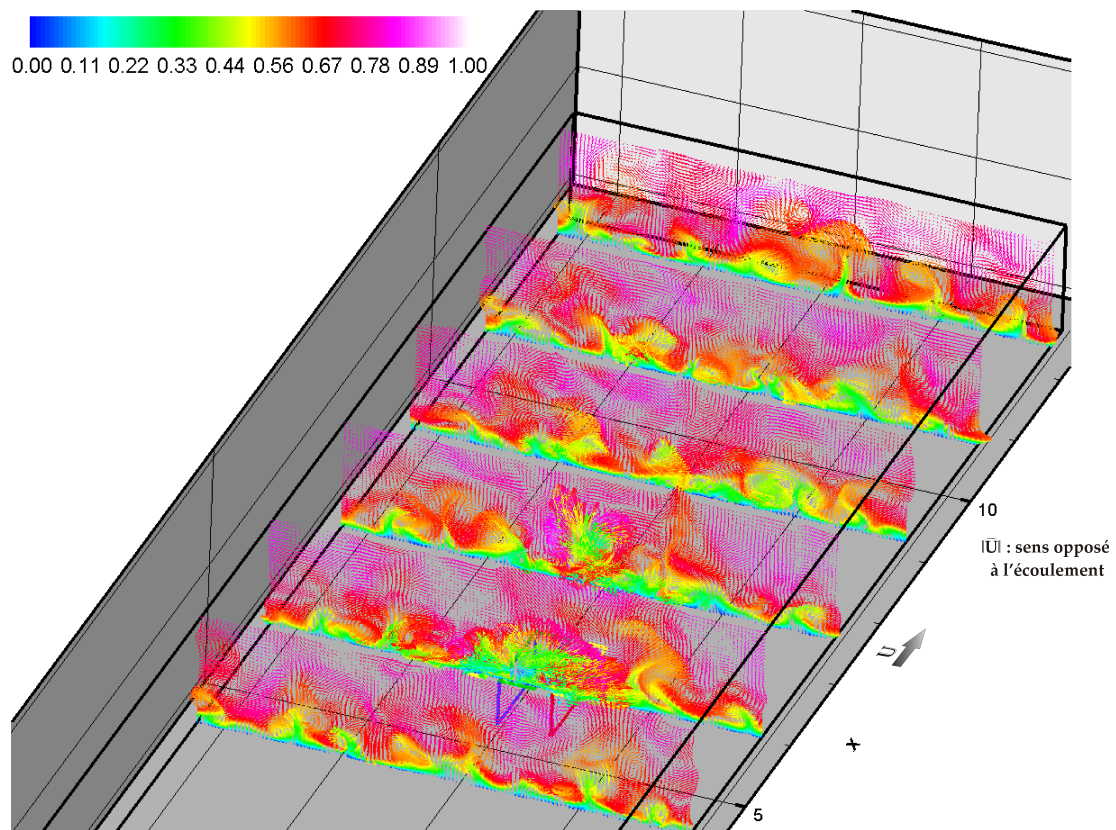


FIGURE 7.31 – Vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle **s'opposant au sens de l'écoulement** avec $E_{surf,code} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

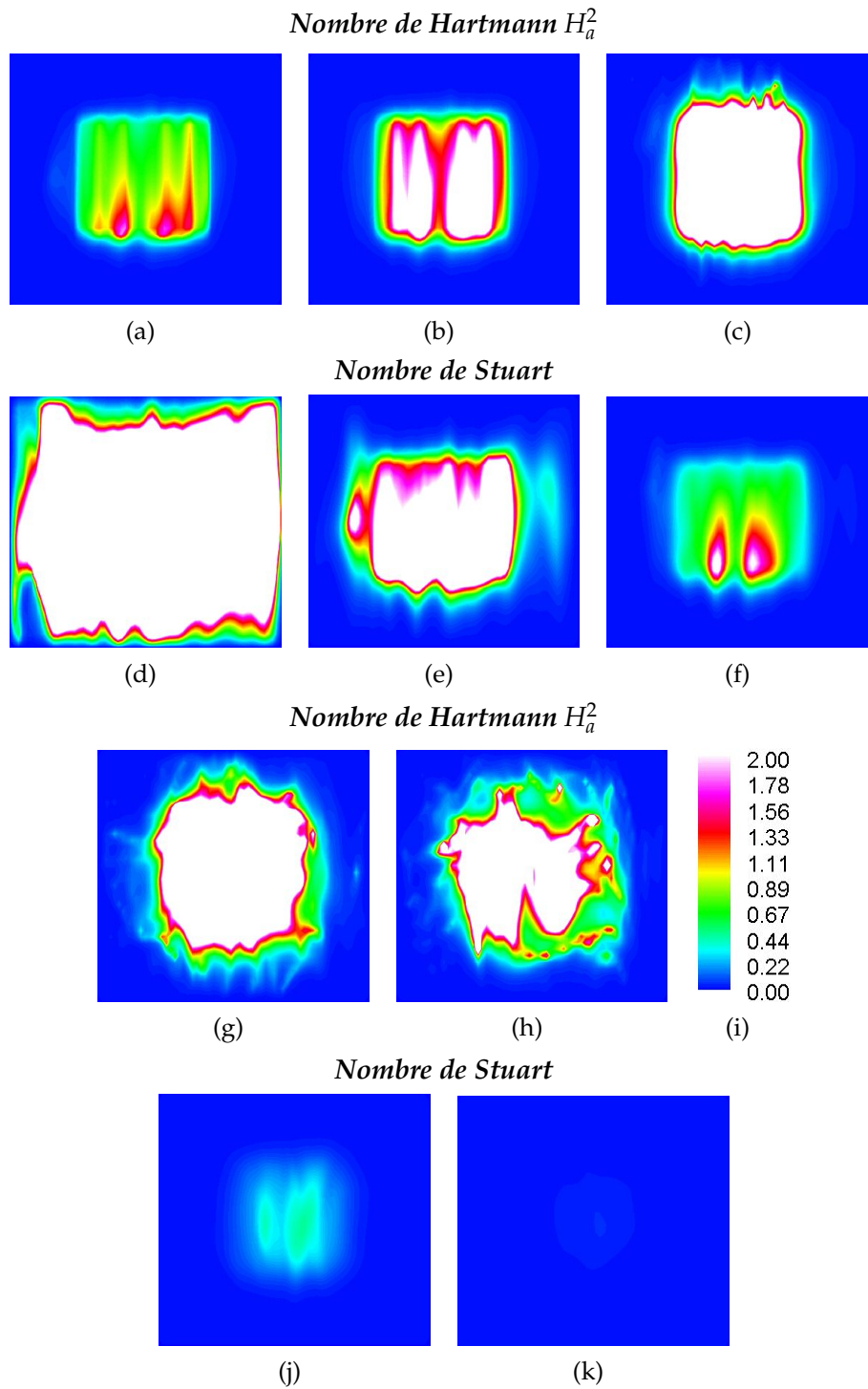


FIGURE 7.32 – Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM parallèle où le sens des forces EM est **suivant celui de l'écoulement** avec $E_{surf_{code}} = -1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.

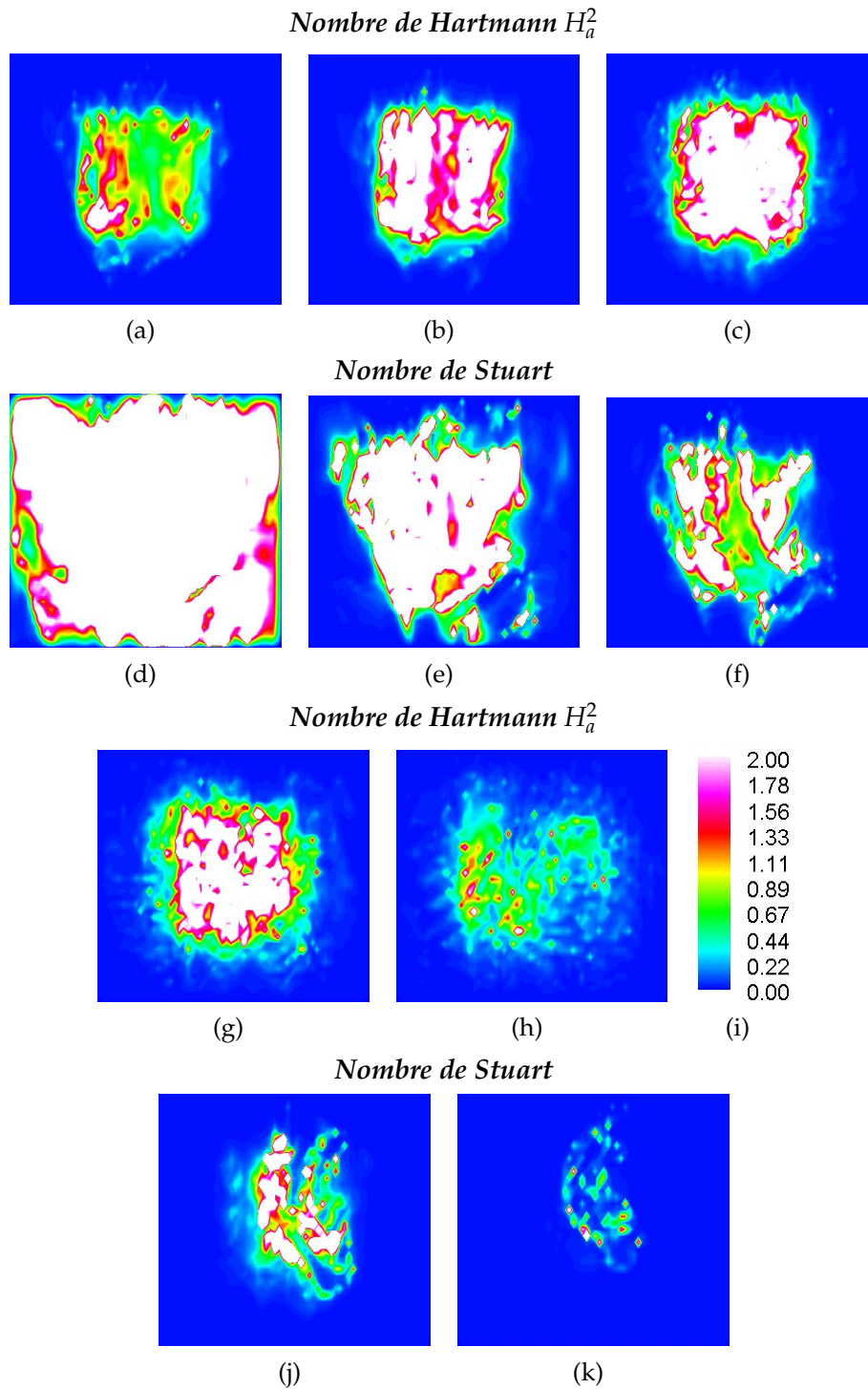


FIGURE 7.33 – Contours de la norme des nombres de Hartmann (a, b, c, g et h) et des nombres de Stuart (d, e, f, i et j) pour le forçage EM parallèle où le sens des forces EM s'oppose à celui de l'écoulement avec $E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a, d) $y^+ = 0.488$, (b, e) $y^+ = 2.739$, (c, f) $y^+ = 9.061$, (g, j) $y^+ = 25.349$, (h, k) $y^+ = 54.335$.

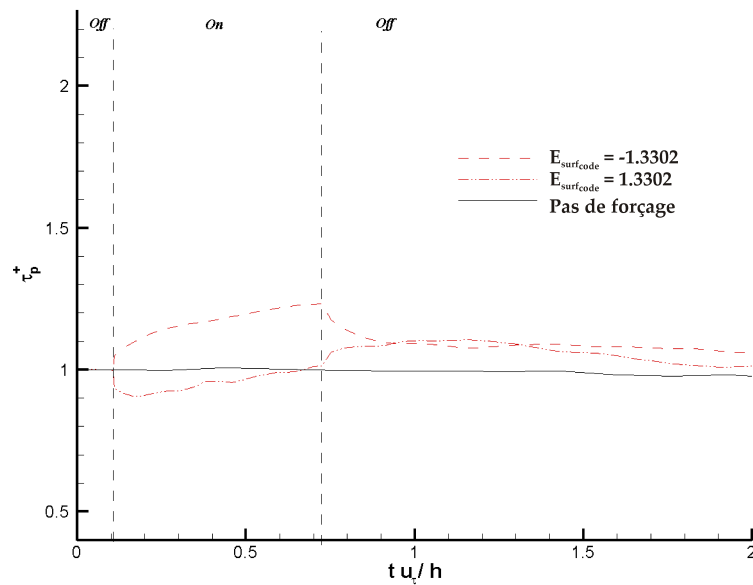


FIGURE 7.34 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM parallèles suivant l’axe de l’écoulement ($E_{surf_{code}} = -1.3302$) et s’opposant à celui-ci ($E_{surf_{code}} = 1.3302$) et comparé à un écoulement non forcé.

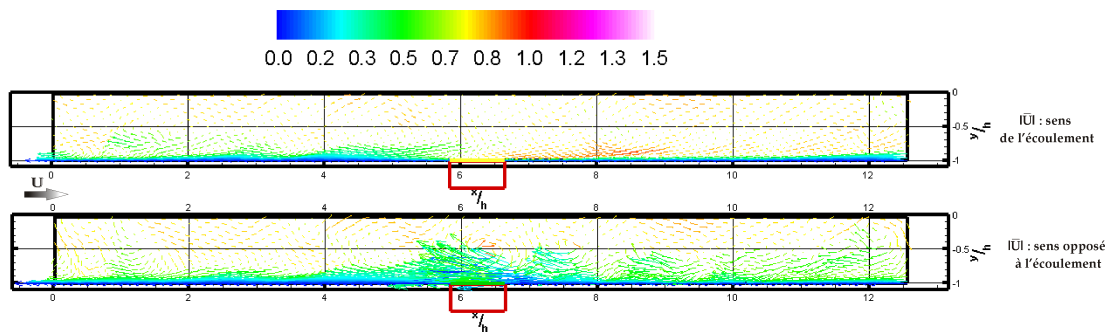


FIGURE 7.35 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cP}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle avec $|E_{surf_{code}}| = 1.3302$ à la fin de l’activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forces suivant le sens de l’écoulement : figure supérieure, et s’opposant à l’écoulement : figure inférieure.

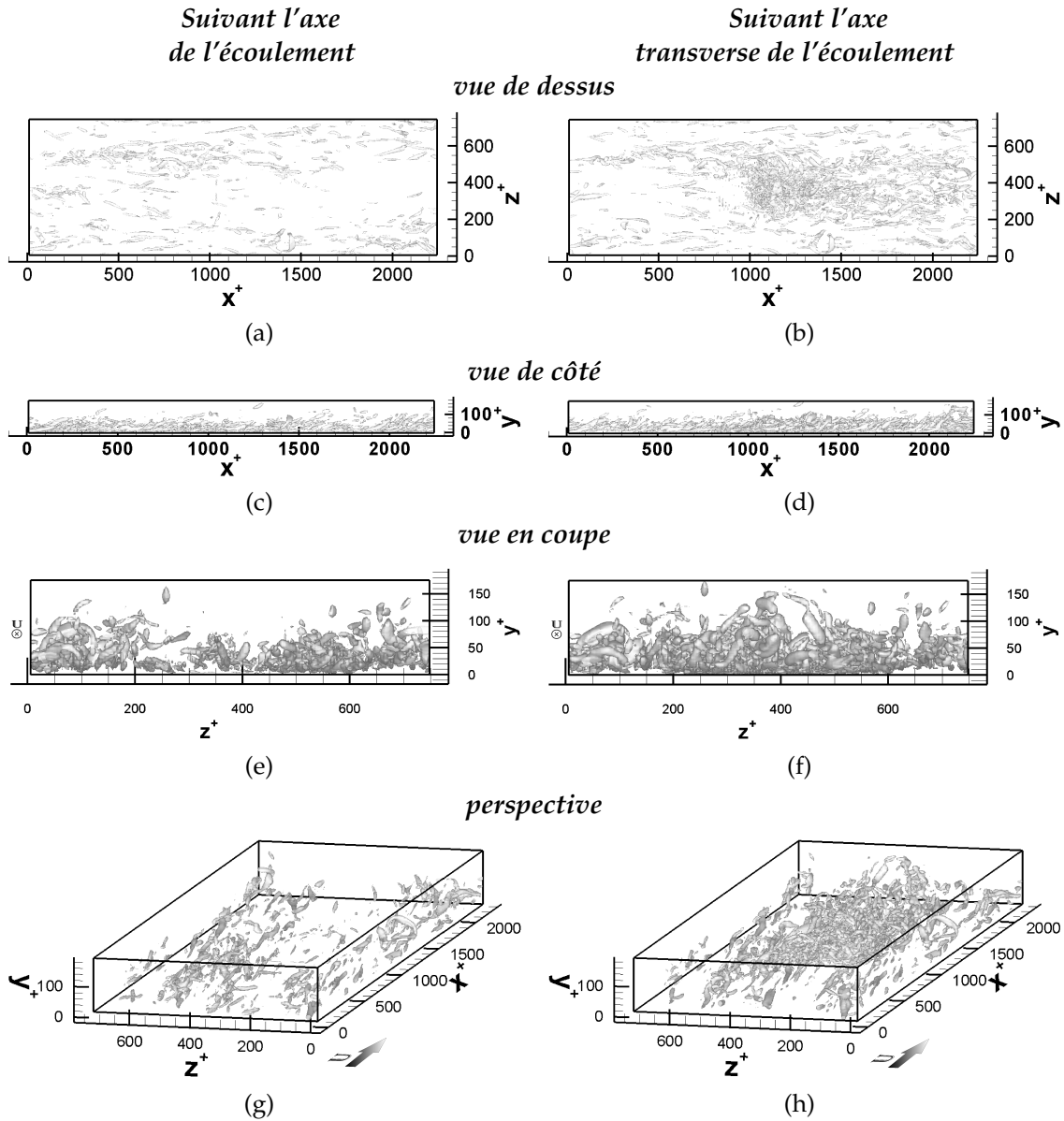


FIGURE 7.36 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM parallèle avec $|E_{surf_{code}}| = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) : (a) plan (x, z) , (b) plan (x, y) , (c) plan (y, z) , (d) vue en perspective. Sens des forces suivant l'axe de l'écoulement en colonne de gauche, et s'opposant à celui-ci en colonne de droite.

7.5 Résultats préliminaires du forçage EM parallèle transverse périodique

Dans cette configuration du forçage parallèle, l'actionneur est de nouveau placé proche de l'entrée du canal numérique (voir la figure 6.16). Pour rappel, ce mode de forçage simule une oscillation, ici périodique, transverse de la paroi. La période est choisie ici pour être égale à un cinquième du temps de transit d'une particule au-dessus de l'actionneur dans la direction de l'écoulement. La largeur de l'actionneur étant d'environ 263^+ , ce temps de transit est alors de l'ordre de 4.8^+ . Les forçages sont ainsi réalisés avec des courants alternés à la fréquence réduite d'environ 1^+ .

7.5.1 Action des forces EM sur l'écoulement

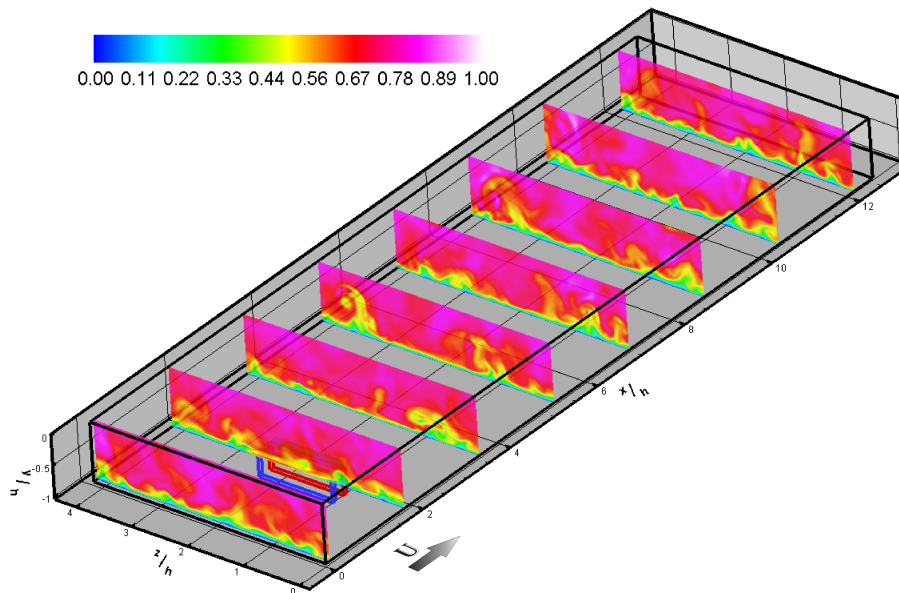


FIGURE 7.37 – Contours de la norme des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant l'axe **transverse** de l'écoulement avec $E_{surf_{code}} = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

Comme l'illustre la figure 7.37, l'écoulement turbulent est affecté par ce forçage. Cependant les modifications apportées ne sont pas aussi intenses que pour les forçages EM normaux ou parallèles dans le cas où le sens des forces est opposé à celui de l'écoulement. Des vitesses, dont les maxima ne dépassent pas 0.7 fois la vitesse au centre du canal pour un profil de Poiseuille plan (U_{CP}), sont certes atteintes mais en des lieux spécifiques. En effet, le forçage semble générer des jets transversaux dans le sens des forces. Or le sens des forces étant périodiquement inversé, ces jets sont émis eux aussi périodiquement et altèrent ainsi l'écoulement successivement d'un côté puis de l'autre. Les structures ainsi générées ou modifiées sont ensuite advectées par l'écoulement.

a) De la réduction de traînée

Une augmentation d'environ 15% de la contrainte de cisaillement à la paroi est obtenue lors de l'imposition de ce type de forçage. Ce résultat semble indiquer que les mécanismes d'action sur l'écoulement sont indéniablement très différents entre un forçage EM parallèle transverse et une oscillation de paroi. En effet ce dernier mode d'action conduit à une réduction significative de la traînée pouvant atteindre 45% (Choi & Balachandar, 1997; Berger *et al.*, 2000). Or dans le cas du forçage EM imposé ici ceci n'est pas le cas...

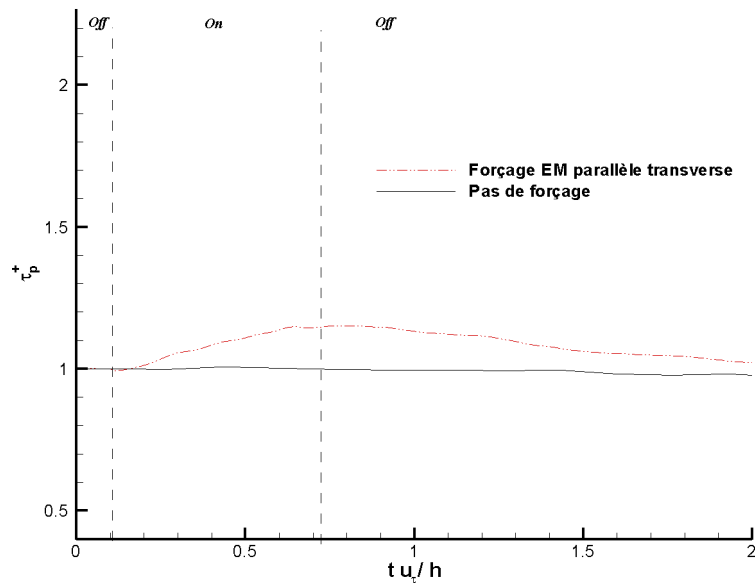


FIGURE 7.38 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis au forçage EM parallèle suivant l'axe **transverse** de l'écoulement ($|E_{surf_{code}}| = 1.3302$) et comparé à un écoulement non forcé.

7.5.2 Action des forces EM sur les structures de l'écoulement

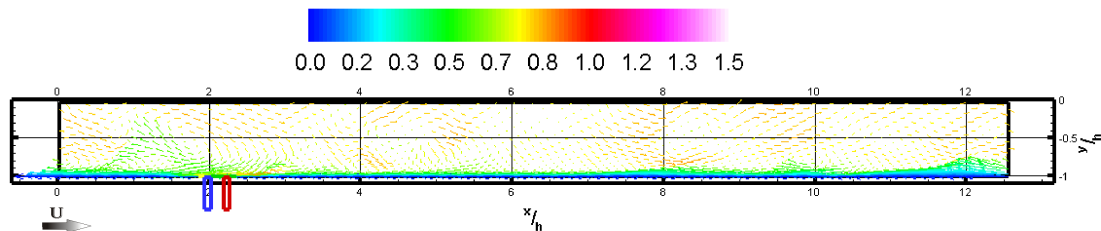


FIGURE 7.39 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à $0.7 U_{cp}$, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM parallèle suivant le sens **transverse** à l'écoulement avec $|E_{surf_{code}}| = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes.

Le tracé des vecteurs vitesses instantanées, dans le plan (x, y) médian du canal, convectés à la vitesse de $0.7 U_{CP}$ (voir les figures 7.39 pour le champ forcé et 4.21 pour le champ non-forcé) indique que les structures, dans ce plan, semblent être peu affectées par le forçage. Cependant, en aval de l'actionneur et de part et d'autre de l'actionneur un grand nombre de structures sont identifiées comme l'illustre les figures 7.40. De plus, dès l'arrêt du forçage, ces structures advectées par l'écoulement dégénèrent très rapidement suggérant que le forçage imposé ici altère faiblement, et dans une région proche de l'actionneur, les structures de l'écoulement et ne semblent pas en créer de nouvelles telles que les autres types de forçages étudiés dans ce mémoire le laisse suggérer.

Les simulations de forçage transverse périodique qui ont été réalisés ne sont que des cas préliminaires. Elles ont montré la bonne convergence des calculs pour une fréquence réduite de 1^+ . Il reste cependant à aborder une analyse de ce type de forçage sur un réseau plus étendu d'actionneurs pour des valeurs de fréquence réduite plus faible et pour diverses intensités de forçage.

7.6 Conclusion

Les divers forçages EM imposés à l'écoulement turbulent constituent une première tentative visant au contrôle de celui-ci. Ces forçages agissent de façon très différentes sur l'écoulement et ces structures suivant la configuration des actionneurs employés. En effet, et malgré le fait que l'intensité des **forçages EM normaux** imposée est trop importante, pour ce type de forçage l'écoulement est fortement modifié. Que se soit en configuration centrifuge ou centripète, les composantes axiale et transverse des forces "entraînent" le milieu fluide ayant pour conséquence que celui-ci s'oppose toujours aux composantes normales des forces. Dans le cas des forçages EM normaux centrifuges sont créés des tourbillons contra-rotatifs longitudinaux, entraînés par l'écoulement et où la majorité des structures turbulentes sont concentrées. Aussi, de forts jets pariétaux au niveau des angles des actionneurs sont engendrés. En aval de ces actionneurs, une zone "laminaire", où le frottement pariétal est très intense, est présente. L'utilisation d'actionneur EM isolé en configuration normale permet de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu et son intégration au sein d'un réseau le destine à un moyen de réduction et d'action sur les mécanismes de transport et de production turbulente. Les forçages EM parallèles agissent eux aussi de manières très différentes sur l'écoulement. Lorsque les forces s'opposent au sens de l'écoulement, celui-ci est déstabilisé et le nombre de structures augmente. Au contraire, lorsque le sens des forces est celui de l'écoulement, ce dernier est stabilisé en aval de l'actionneur où peut de structures turbulentes sont observées. Ce type de forçage est donc un bon candidat pour relaminariser un écoulement ou du moins pour prévenir de la séparation de couche limite ou du décollement.

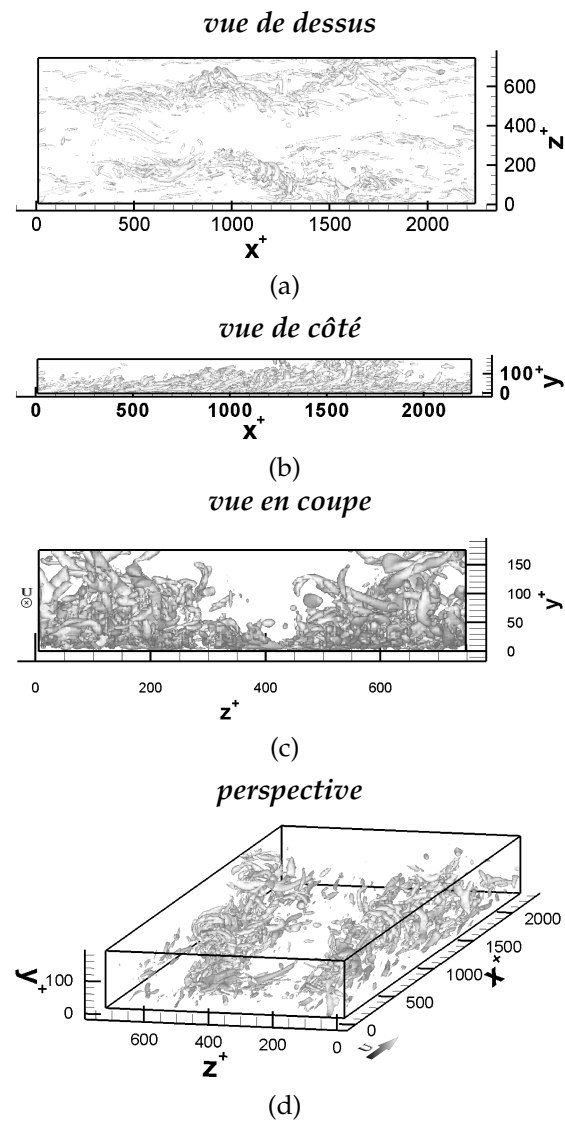


FIGURE 7.40 – Iso-surfaces des λ_2 (ici $\lambda_2 = -0.02$) pour un champ de vitesses instantanées, dans le domaine de calcul entre la paroi et le centre du canal, pour le forçage EM parallèle dans le sens **transverse** avec $|E_{surf_{code}}| = 1.3302$ à la fin de l'activation ($T^+ = T^+_{off}$) : (a) plan (x, z) , (b) plan (x, y) , (c) plan (y, z) , (d) vue en perspective.

Conclusion et perspectives

Le travail abordé dans ce mémoire est articulé autour de deux grands axes et porte sur la mise en oeuvre de simulations numériques directes (SND) d'écoulement en canal soumis à divers schémas de forçage pariétal. Le premier axe concerne l'obtention d'un champ turbulent développé à partir d'un champ laminaire auquel un bruit blanc est appliqué. Le second est relatif aux forçages imposés à cet écoulement.

L'étude numérique conduite repose sur des simulations en canal plan, pour un nombre de Reynolds réduit de 180^+ , dont la boîte de calcul comporte respectivement $256 \times 129 \times 128$ nœuds suivant les directions axiale, normale et transverse pour une dimension de $4\pi h^+$, $2h^+$ et $4/3\pi h^+$. Le code SND utilisé est basé sur celui développé par Paulo Orlandi (Orlandi, 2000) dans lequel le codage des divers forçages a été implémenté. Les premiers résultats, relatifs au **champ pleinement turbulent**, montrent que ceux-ci sont en parfait accord avec ceux classiquement utilisés comme référence dans la littérature (Kim *et al.*, 1987). Il est même apparu que nos résultats semblent mieux estimer les termes de pression au vu des résultats expérimentaux de Willmarth & Lu (1972). En parallèle des diverses grandeurs statistiques permettant d'affirmer que le champ turbulent obtenu est statistiquement convergé, une technique d'identification des structures, λ_2 , a été mise en place. Bien que cette technique a été validée dans la littérature pour des champs homogènes, elle permet, dans le cas de forçages locaux, d'avoir un regard qualitatif sur les modifications engendrées par ces derniers sur l'écoulement.

Une fois ce champ turbulent développé validé, des cas tests de **forçage** ont été testés. Le principal, décrit largement dans la littérature (Choi *et al.*, 1994), est celui dit de "type Choi". Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux de ces auteurs et ont permis de tester la robustesse du code SND employé. Dès lors l'implémentation dans le code des forçages EM a été entreprise. Une attention toute particulière a été apportée quant à l'ajustement des échelles des actionneurs au maillage du problème ainsi qu'au positionnement de ces actionneurs dans le canal numérique. Ces derniers ont été définis pour être aussi représentatifs que possible de la géométrie des actionneurs EM expérimentaux préalablement investigués au LEGI. L'imposition d'un forçage EM normal utilisant un actionneur isolé a montré qualitativement que les mêmes phénomènes observés expérimentalement sont mis en évidence numériquement. Et ce malgré le fait que les faibles dimensions du canal numérique ne permettent pas de simuler entièrement les expériences. Des zones de relaminarisation, en aval de l'actionneur centrifuge, ainsi que des tourbillons longitudinaux contrarotatifs de part et d'autre de cette zone sont observés. Pour les intensités des forçages appliqués, une augmentation locale du cisaillement à la paroi liée aux survitesses produites par le forçage est obtenue. Aussi, les

jets diagonaux, déjà observés expérimentalement, sont constatés. Dans le cas de l'actionneur centripète, est mise en évidence une zone entièrement déstabilisée en aval de l'actionneur. Le forçage EM normal en réseau entrepris dans ce mémoire a certes été implémenté dans le code et testé mais son exploitation reste à faire. Les forçages EM parallèles, utilisant un actionneur isolé et d'extension finie, ont mis en évidence la création d'un jet en aval de l'actionneur, pour le cas où le sens des forces est celui de l'écoulement, confirmant ainsi les résultats expérimentaux traitant de la séparation de couche limite sur un profil en incidence (Weier *et al.*, 2000). A l'opposé, l'écoulement est totalement déstabilisé lorsque les forces s'opposent à l'écoulement. Les résultats préliminaires du forçage EM parallèle transverse périodique, utilisant pour fréquence réduite 1^+ , montrent que l'écoulement subit ce forçage et que des fréquences plus faibles doivent être testées.

Au final, les simulations numériques directes sont un bon moyen d'investigation du forçage EM en couche limite turbulente et sont complémentaires aux outils expérimentaux. L'implémentation et le codage des diverses configurations des forçages EM ont été réalisés et un début d'exploitation a été entrepris. Les résultats obtenus montrent une grande sensibilité aux forçages parfois trop intenses imposés. Cela dit, les calculs convergent, moyennant le respect du critère de convergence (CFL), et font apparaître le caractère "robuste" de ce code SND.

Suite à cette étude, une approche d'optimisation énergétique du concept via l'utilisation d'actionneurs EM normaux en réseau doit être conduite. L'une des principales difficultés, dont le problème reste ouvert, réside dans le passage des échelles adimensionnelles du code aux échelles physiques. En effet du fait que le forçage soit indépendant de l'écoulement, il n'y a pas de lien direct objectif entre les échelles du code et celles du forçage autre que le passage des tailles du maillage numérique aux grandeurs physiques d'une expérience. Un autre concept prometteur de forçage, brièvement abordé dans ce mémoire, est celui du forçage EM parallèle transverse simulant une oscillation de paroi. La poursuite de son étude, en imposant des fréquences d'oscillation faibles ($< 1^+$) pourrait conduire à une réduction de traînée. En parallèle de ces forçages, leurs études en calculant les moyennes des diverses variables dans le temps (et non dans l'espace tel qu'il est classiquement fait pour l'étude de champ turbulent homogène) permettrait d'obtenir des informations précieuses quantitatives sur les grandeurs statistiques de l'écoulement. Aussi, l'utilisation d'une boîte de calcul de dimensions plus importantes permettrait de s'affranchir des effets de bords et ainsi des conditions aux frontières de périodicité.

Bibliographie

- Acarlar, M. S. & Smith, C. R. 1987, A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer part 1 : hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance. *J. Fluid Mech.*, 175, 1–41.
- Adrian, R. J. & Balachandar, S. 1998, Vortex packet and the structure of wall turbulence. Dans *Proc. of the International Symposium on Seawater Drag Reduction*, pp. 33–38, Newport, Rhode Island, USA.
- Adrian, R. J., Meinhart, C. D., & Tomkins, C. 2000, Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 442, 1–54.
- Akoun, G. & Yonnet, J. P. 1984, 3d analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 20(5), 1962–1964.
- Bechert, D. W. & al. 1992, The berlin oil channel for drag reduction research. *Exp. in Fluids*, 12, 251–260.
- Benard, P., Thomas, J., & Handler, R. 1993, Vortex dynamics and the production of reynolds stress. *J. Fluid Mech.*, 253, 385–419.
- Berger, T. W., Kim, J., Lee, C., & Lim, J. 2000, Turbulent boundary layer control utilizing the lorentz force. *Phys. Fluids*, 7(3), 631–649.
- Boissonneau, P. 1997, *Propulsion MHD en Eau de Mer : Etude des Couplages Hydrodynamique-Electrochimie-Electro-magnétisme*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Bouillon, F., Lindquist, C., Tardu, S., & Thibault, J.-P. 2003a, Electromagnetic forcing of a seawater flow : Experimental and numerical studies. Dans *Proceeding of the 3rd International Conference On Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pp. 531–536, Sendai, Japan.
- Bouillon, F., Lindquist, C., Thibault, J.-P., & Tardu, S. 2004a, Numerical and experimental simulations of seawater electromagnetic flow control. Dans *Proceeding of the 10th European Turbulence Conference*, pp. 593–596, Trondheim, Norway.
- Bouillon, F., Perrin, M., Thibault, J.-P., & Tardu, S. 2002, Numerical simulation of seawater electromagnetic flow control. Dans *Advances in Turbulence IX, Proceeding of the 9th European Turbulence Conference*, N° 236, p. 841, Southampton, U.K.

- Bouillon, F., Tardu, S., & Thibault, J.-P. 2003b, Simulation numérique du contrôle Électromagnétique d'un Écoulement d'eau de mer. Dans *16ème Congrès Français de Mécanique*, Nice, France.
- Bouillon, F., Thibault, J.-P., & Tardu, S. 2004b, Numerical simulations of seawater electromagnetic flow control. Dans *13th European Drag Reduction Meeting*, Aussois, France.
- Brooke, J. & Hanratty, T. J. 1993, Origin of turbulence-producing eddies in a channel flow. *Phys. Fluids*, 4(5), 1011–1022.
- Bushnell, D. M. & McGinley, C. B. 1989, Turbulence control in wall flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 21, 1–20.
- Chassaing, P. 1997, *Mécanique des fluides*. Cepadues-editions.
- Choi, H., Moin, P., & Kim, J. 1994, Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows. *J. Fluid Mech.*, 262, 75–110.
- Choi, K. S. & Balachandar, S. 1997, Turbulent boundary layer control by means of spanwise wall oscillation. Dans *AIAA paper 97-1795, presented at the 28th AIAA Fluid Dynamics conf.*, Snowmass, Co., USA.
- Cousteix, J. 1989, *Turbulence et couche limite*. Cepadues-editions.
- Durand, E. 1968, *Magnétostatique*. Masson et Cie.
- Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., & Nieuwstadt, F. T. M. 1994, Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment. *J. Fluid Mech.*, 268, 175–209.
- Gailitis, A. K. & Lielausis, O. A. 1961, On the possibility of drag reduction on a flat plate in an electrolyte. *Appl. Magneto hydrodyn. Trudy Inst.*, 143.
- Gaster, M. 1987, Is the dolphin a red herring ? Dans *Turbulence Management and Relaminisation*, pp. 285–304, Springer-Verlag.
- Henoche, C. & Stace, J. 1995, Experimental investigation of a salt water turbulent boundary layer modified by an applied stream wise magnetohydrodynamic body force. *Phys. Fluids*, 6(7), 1371–1383.
- Hinze, J. O. 1975, *Turbulence : an introduction to its mechanism and theory*. Mc Graw-Hill book company.
- Jeong, J. & Hussain, F. 1997, Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, 332, 185–214.
- Jimenez, J. 1994, On the structure and control of near wall turbulence. *Phys. Fluids*, 2(6).

- Kim, J., Moin, P., & Moser, R. 1987, Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 177, 133–166.
- Lim, J., Choi, H., & Kim, J. 1998, Control of streamwise vortices with uniform magnetic fluxes. *Phys. Fluids*, 8(10), 1997–2005.
- Meng, J. C. S. 1998, Engineering insight of near-wall microturbulence for drag reduction and derivation of a design map for seawater electromagnetic turbulence control. Dans *Proc. of the International Symposium on Seawater Drag Reduction*, pp. 359–367, Newport, Rhode Island, USA.
- Nosenchuck, D. N. 1996, Boundary layer control using the lorentz force. Dans *Proc. of the ASME Fluids Engineering Meeting*, pp. 1050–1061, San Diego.
- Nosenchuck, D. N. & Brown, G. L. 1993, The direct control of wall shear stress in a turbulent boundary layer. Dans *Proc. of the Int. Conf. on Near Wall Turbulent Flows*, pp. 689–698, Elsevier.
- Orlandi, P. 2000, *Fluid Flow Phenomena, a numerical toolkit*. Kluwer academic publishers.
- Orlandi, P. & Jimenez, J. 1994, On the generation of turbulent wall friction. *Phys. Fluids*, 2(6).
- Perrin, M. 2001, Contrôle électromagnétique de la turbulence - premier pas en modélisation numérique. LEGI, Grenoble, France. Mémoire de DEA.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1987, *Numerical recipes - The art of Scientific Computing*. Cambridge Univesity press.
- Rai, M. M. & Moin, P. 1991, Direct simulations of turbulent flow using finite difference schemes. *J. Comput. Phys.*, 96.
- Robinson, S. K. 1991, Coherent motions in the turbulence boundary layer. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23, 601–639.
- Rossi, L. 2001, *Contrôle électromagnétique d'écoulement en eau de mer*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Rossi, L. & Thibault, J.-P. 2002, Investigation of wall normal electromagnetic actuator for seawater flow control. *Journal of Turbulence*, 5(3).
- Smith, C. R. 1998, Vortex development and interactions in turbulent boundary layers : implications for surface drag reduction. Dans *Proc. of the International Symposium on Seawater Drag Reduction*, pp. 39–45, Newport, Rhode Island, USA.
- Starling, I. & S.Choi, K. 1997, Non-linear laminar-turbulent transition over riblets. Dans *Proc. Laminar flow workshop*, Queen Mary and Westfield College, London.
- Tardu, S. 1995, Coherent structures and riblets. *Appl. Sc. Res.*, (54), 349–385.

- Thibault, J.-P., Bouillon, F., Lindquist, C., & Tardu, S. 2004, Experimental and numerical contribution to seawater electromagnetic flow control. Dans *International Workshop on Flow Control by Tailored Magnetic Fields : FLOWCOMAG*, Dresden, Germany.
- Thibault, J.-P. & Rossi, L. 2003, Electromagnetic flow control : characteristic numbers and flow regimes of a wall-normal actuator. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, (36), 2559–2568.
- Thibault, J.-P., Rossi, L., Bouillon, F., & Lindquist, C. 2002, Investigation of electromagnetic flow control in seawater. Dans *12th European Drag Reduction Meeting*, Herning, Denmark.
- Weier, T., Fey, U., Gerbeth, G., Mutschke, G., & Avilov, V. 2000, Boundary layer control by means of electromagnetic forces. *ERCOFTAC bulletin*, (44), 36–40.
- Weier, T., Gerbeth, G., Mutschke, G., Platacis, E., & Lielausis, O. 1993, Experiments on cylinder wake stabilization in an electrolyte solution by means of electromagnetic forces localized on cylinder surface. Dans *Experimental Thermal and Fluid Science* 16, pp. 84–91, Elsevier.
- Willmarth, W. W. & Lu, S. S. 1972, Structure of the reynolds stress near the wall. *J. Fluid Mech.*, 55, 65–92.
- Zhou, J., Adrian, R. J., Balachandar, S., & Kendall, T. 1999, Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J. Fluid Mech.*, 387, 353–396.

Annexe A

Paramètres géométriques des actionneurs EM

A.1 Forçages EM normaux, aimants suivant x

Aimants		
Longueur (b_a)	Hauteur (h_a)	Largeur (l_a)
368 ⁺	75 ⁺	35 ⁺
42	75	6
Electrodes		
Longueur (b_e)	Largeur (l_e)	
140 ⁺	53 ⁺	
24	6	
Distances inter-		
aimants (d_a)	electrodes (d_e)	
175 ⁺	210 ⁺	
30	24	
Décalage vertical des aimants (Δh)		
2 ⁺		
2		
Espacements aimants-électrodes suivant l'axe de symétrie des		
aimants (b)	electrodes (a)	
18 ⁺	26 ⁺	
3	3	

TABLEAU A.1 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM normal (aimants suivants x). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.

A.2 Forçages EM parallèles

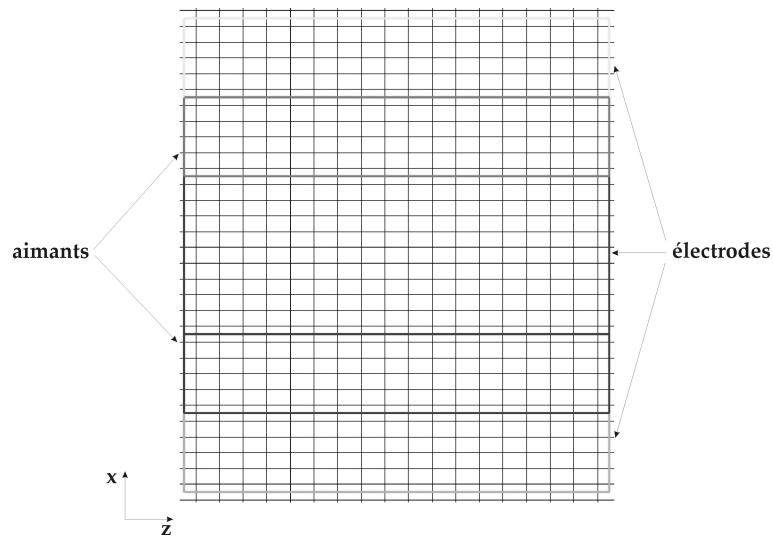


FIGURE A.1 – Zoom sur la géométrie de l'actionneur EM parallèle (aimants suivant z) dans le maillage du code DNS, vue de dessus.

Aimants		
Longueur (b_a)	Hauteur (h_a)	Largeur (l_a)
233 ⁺	75 ⁺	44 ⁺
<i>40</i>	<i>75</i>	<i>5</i>
Electrodes		
Longueur (b_e)	Largeur (l_e)	
233 ⁺	44 ⁺	
<i>40</i>	<i>5</i>	
Décalage vertical des aimants (Δh)		
2 ⁺		
<i>2</i>		
Espacements aimants-électrodes suivant l'axe de symétrie des		
aimants (b)	electrodes (a)	
<i>0</i>	<i>0</i>	
<i>0</i>	<i>0</i>	

TABLEAU A.2 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs pour le forçage EM parallèle (aimants suivants z). En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.

A.3 Actionneurs EM expérimentaux dits "2000"

Aimants		
Longueur (b_a)	Hauteur (h_a)	Largeur (l_a)
<i>45 mm</i>	<i>20 mm</i>	<i>5 mm</i>
45	20	5
Electrodes		
Longueur (b_e)	Largeur (l_e)	
<i>19 mm</i>	<i>4 mm</i>	
19	4	
Distances inter-		
aimants (d_a)	electrodes (d_e)	
<i>25 mm</i>	<i>25 mm</i>	
25	25	
Décalage vertical des aimants (Δ_h)		
<i>0.5 mm</i>		
Espacements aimants-électrodes suivant l'axe de symétrie des		
aimants (b)	electrodes (a)	
<i>3 mm</i>	<i>6 mm</i>	
3	6	

TABLEAU A.3 – Paramètres liés à la géométrie des actionneurs EM expérimentaux dits "2000". En italique, le nombre de nœuds utilisés pour le calcul des forces EM.

Annexe B

Champs de vitesses instantanées après un forçage EM

Est présenté dans ce qui suit les champs de vitesses instantanées de l'écoulement turbulent après un forçage EM normal. Celui-ci est uniforme et utilise un seul actionneur. Deux intensités du forçage, $|E_{surf_{code}}| = 66$ et $|E_{surf_{code}}| = 132$, en configuration centripète et centrifuge sont appliquées et les normes des contours pour l'intensité $|E_{surf_{code}}| = 33$ sont présentées.

B.1 $|E_{surf_{code}}| = 33$

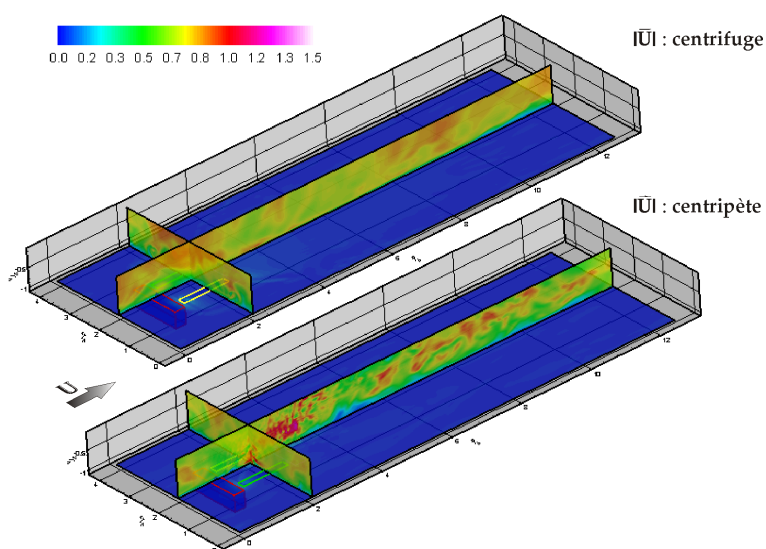


FIGURE B.1 – Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 33$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -33$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

B.2 $|E_{surf_{code}}| = 66$

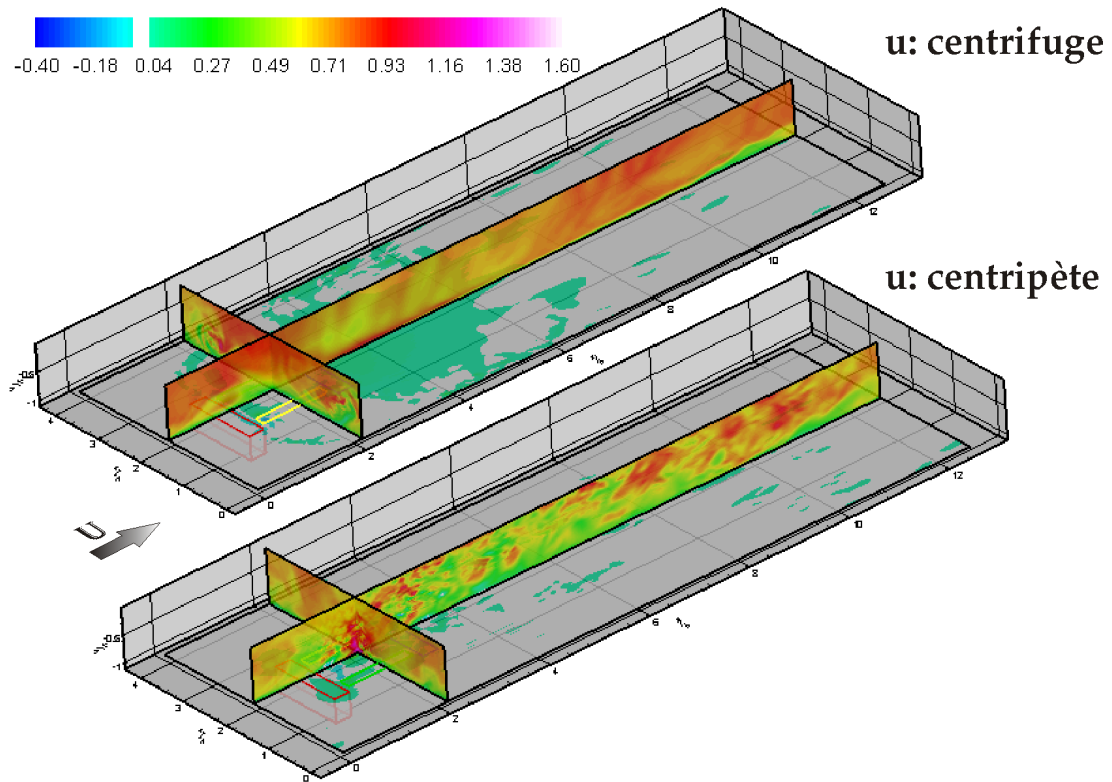


FIGURE B.2 – Comparaison des contours de la composante **axiale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

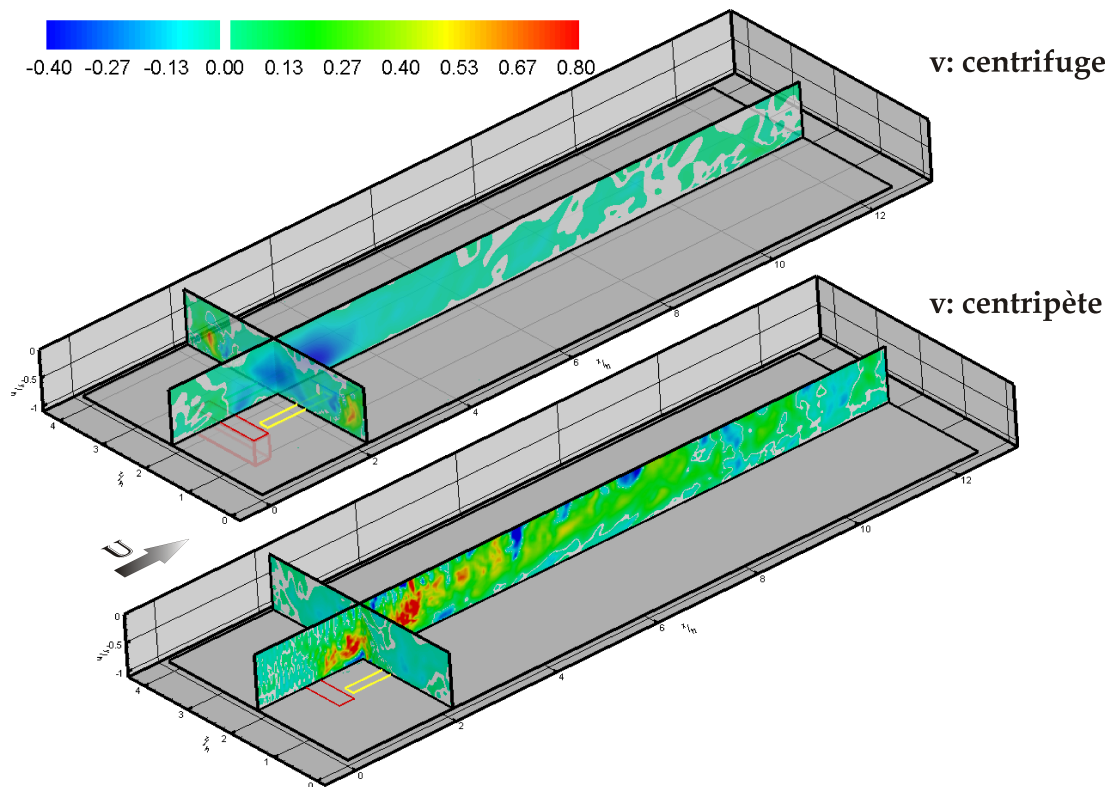


FIGURE B.3 – Comparaison des contours de la composante **normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

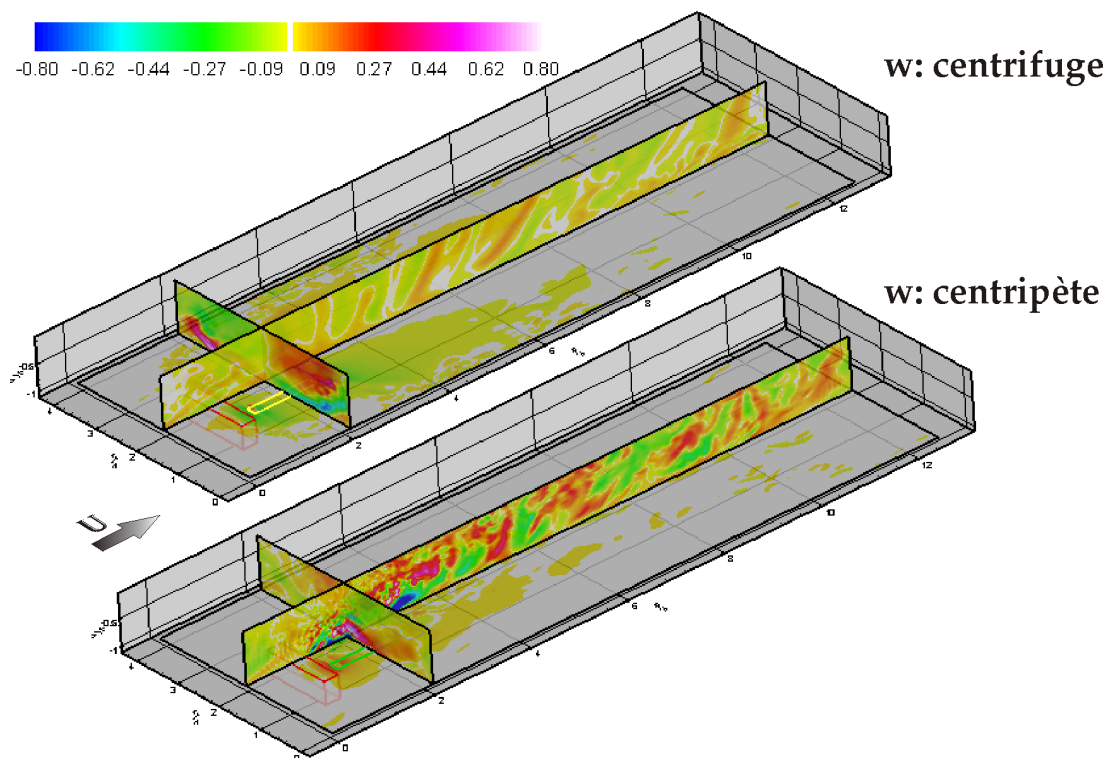


FIGURE B.4 – Comparaison des contours de la composante **transverse** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surfcode} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surfcode} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

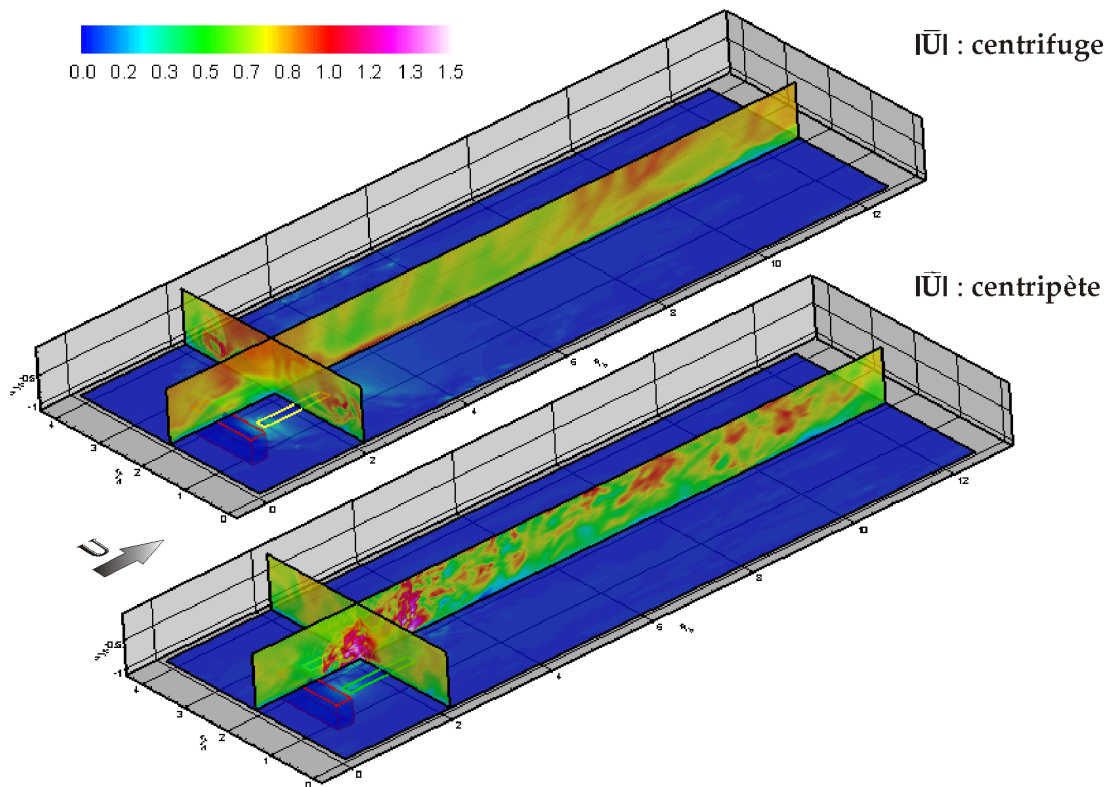


FIGURE B.5 – Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du orçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -66$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

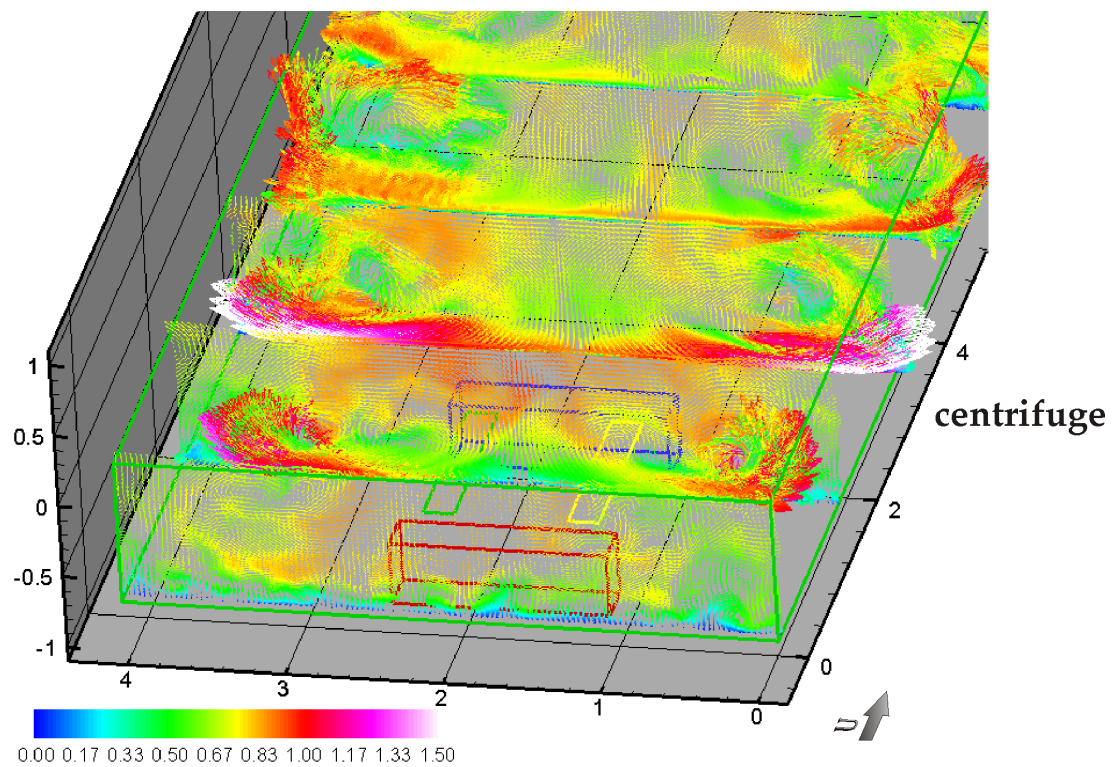


FIGURE B.6 – Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centrifuge** pour $E_{surfcode} = 66$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) colorisés par la norme de la vitesse.

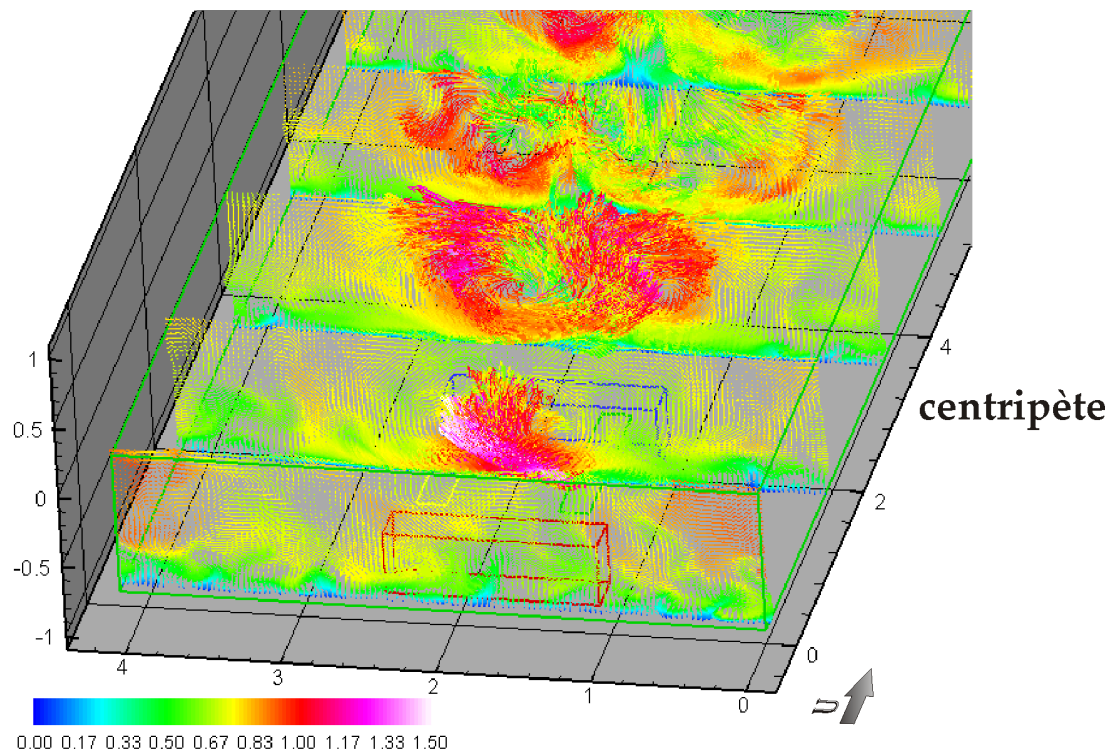


FIGURE B.7 – Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centripète** pour $E_{surf_{code}} = -66$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) colorisés par la norme de la vitesse.

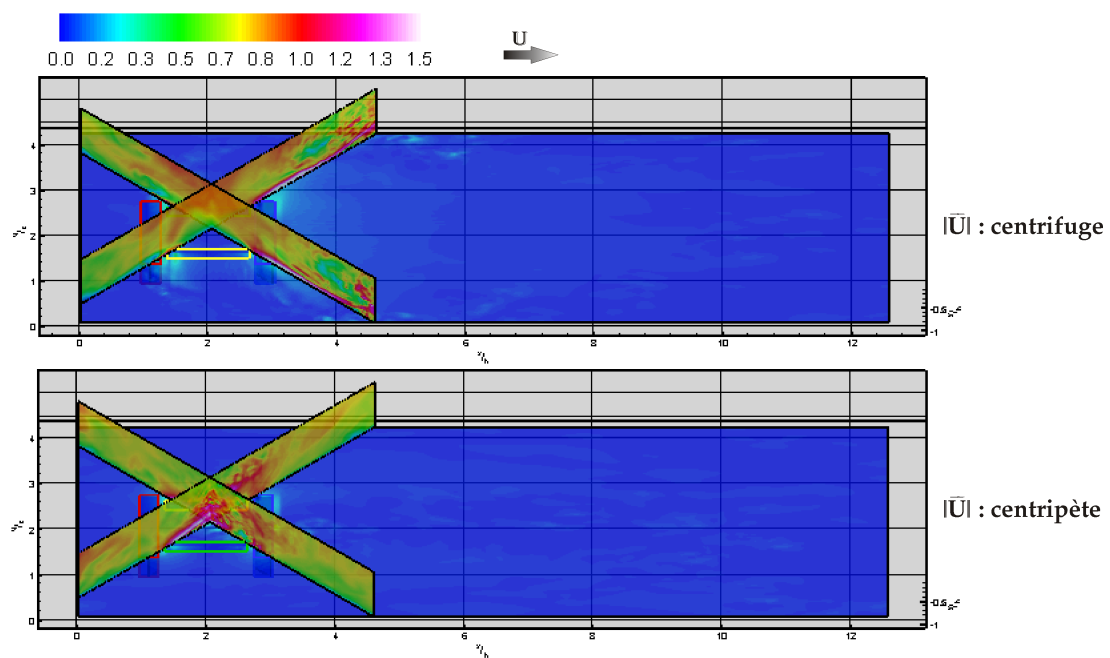


FIGURE B.8 – Comparaison des contours de la composante **normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surfcode} = 66$ (figure supérieure) et centripète $E_{surfcode} = -66$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

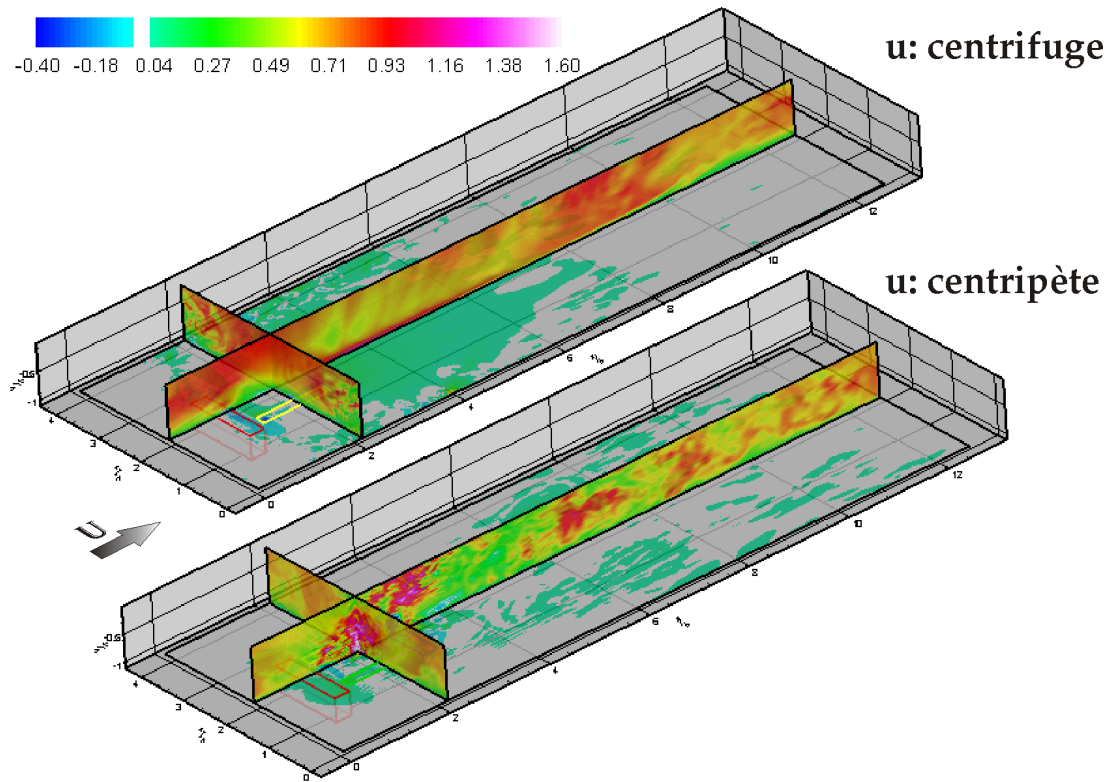
B.3 $|E_{surf_{code}}| = 132$ 

FIGURE B.9 – Comparaison des contours de la composante **axiale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

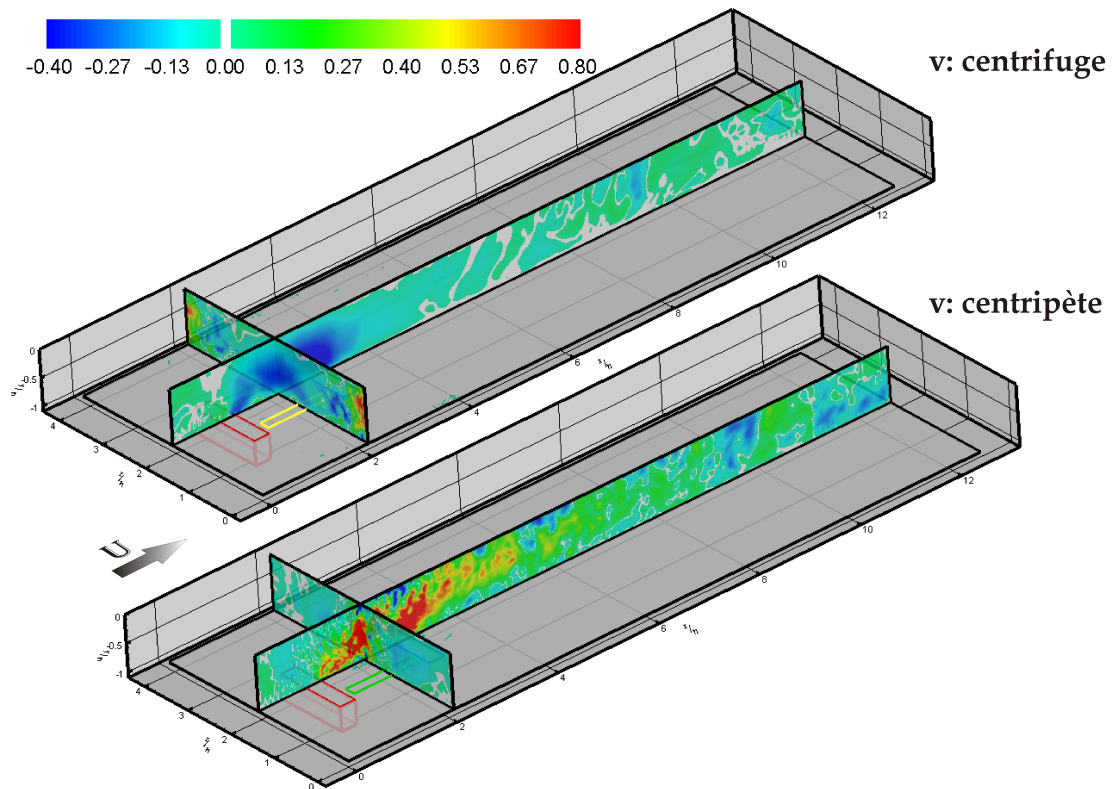


FIGURE B.10 – Comparaison des contours de la composante **normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf,code} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf,code} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

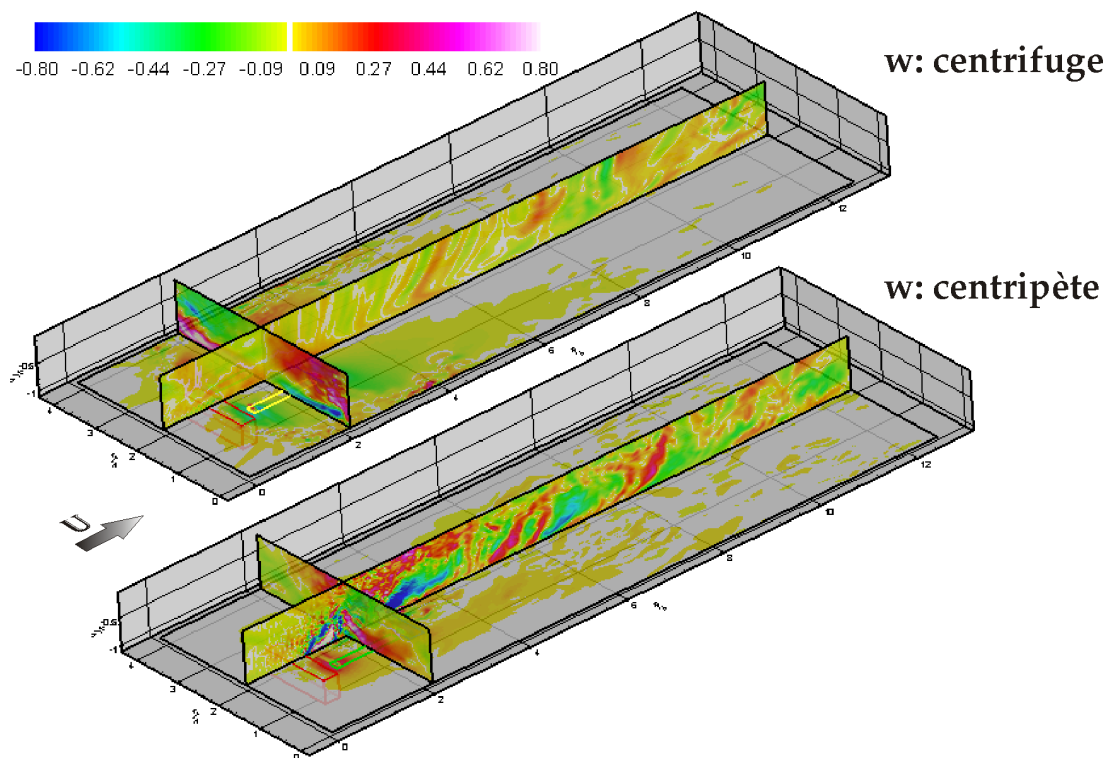


FIGURE B.11 – Comparaison des contours de la composante **transverse** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

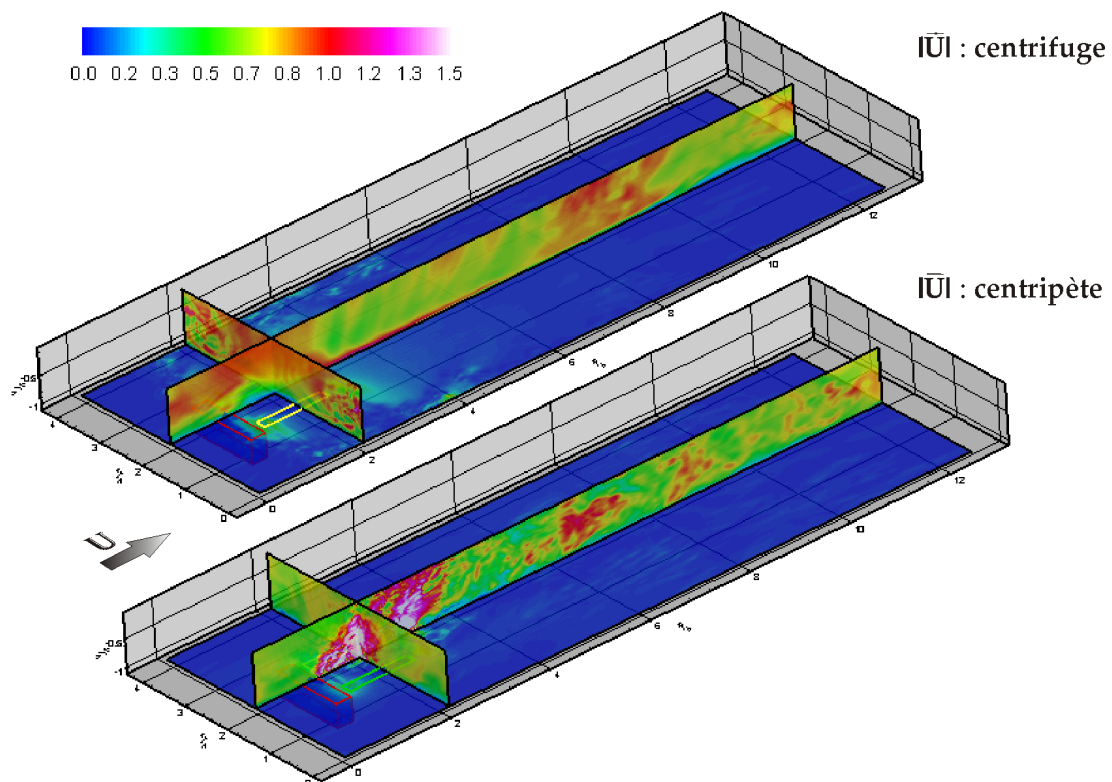


FIGURE B.12 – Comparaison des contours de la **norme** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans 3 plans (à la paroi, plan équidistant des aimants et plan équidistant des électrodes) à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

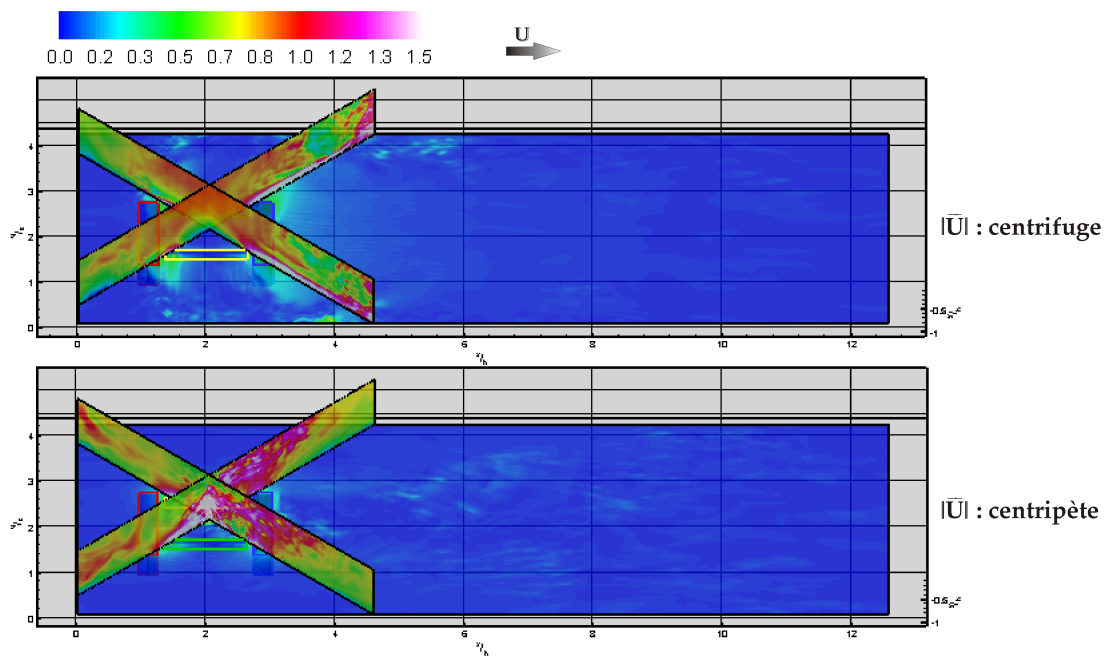


FIGURE B.13 – Comparaison des contours de la composante **normale** des vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal centrifuge $E_{surf_{code}} = 132$ (figure supérieure) et centripète $E_{surf_{code}} = -132$ (figure inférieure) dans les 2 diagonales de l'actionneur à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$).

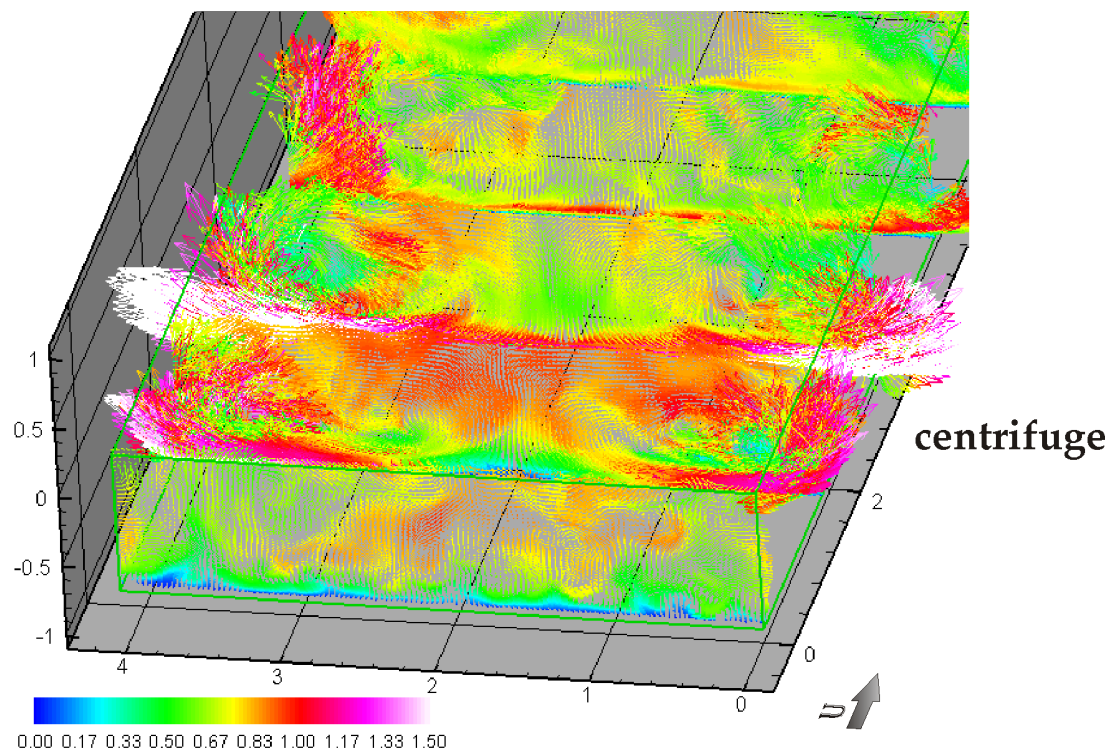


FIGURE B.14 – Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centrifuge** pour $E_{surf_{code}} = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) colorisés par la norme de la vitesse.

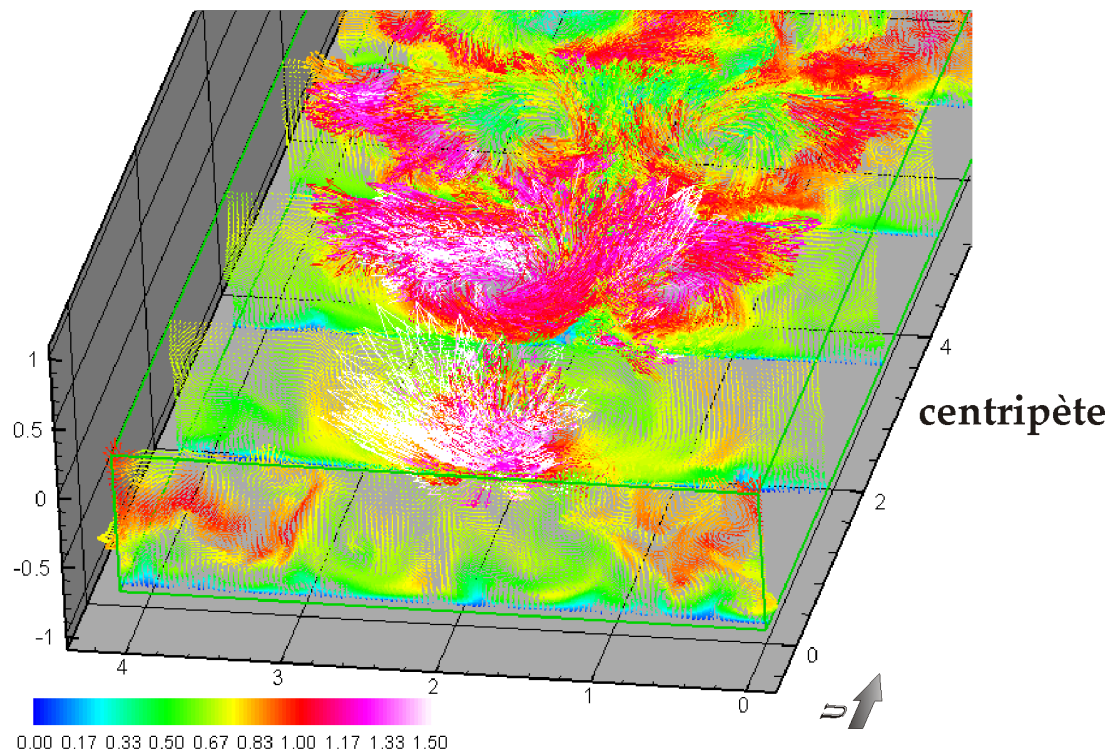


FIGURE B.15 – Vecteurs vitesses instantanées pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal **centripète** pour $E_{surf_{code}} = -132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) colorisés par la norme de la vitesse.

B.4 $|E_{surf_{code}}| = 33$, $|E_{surf_{code}}| = 66$ et $|E_{surf_{code}}| = 132$

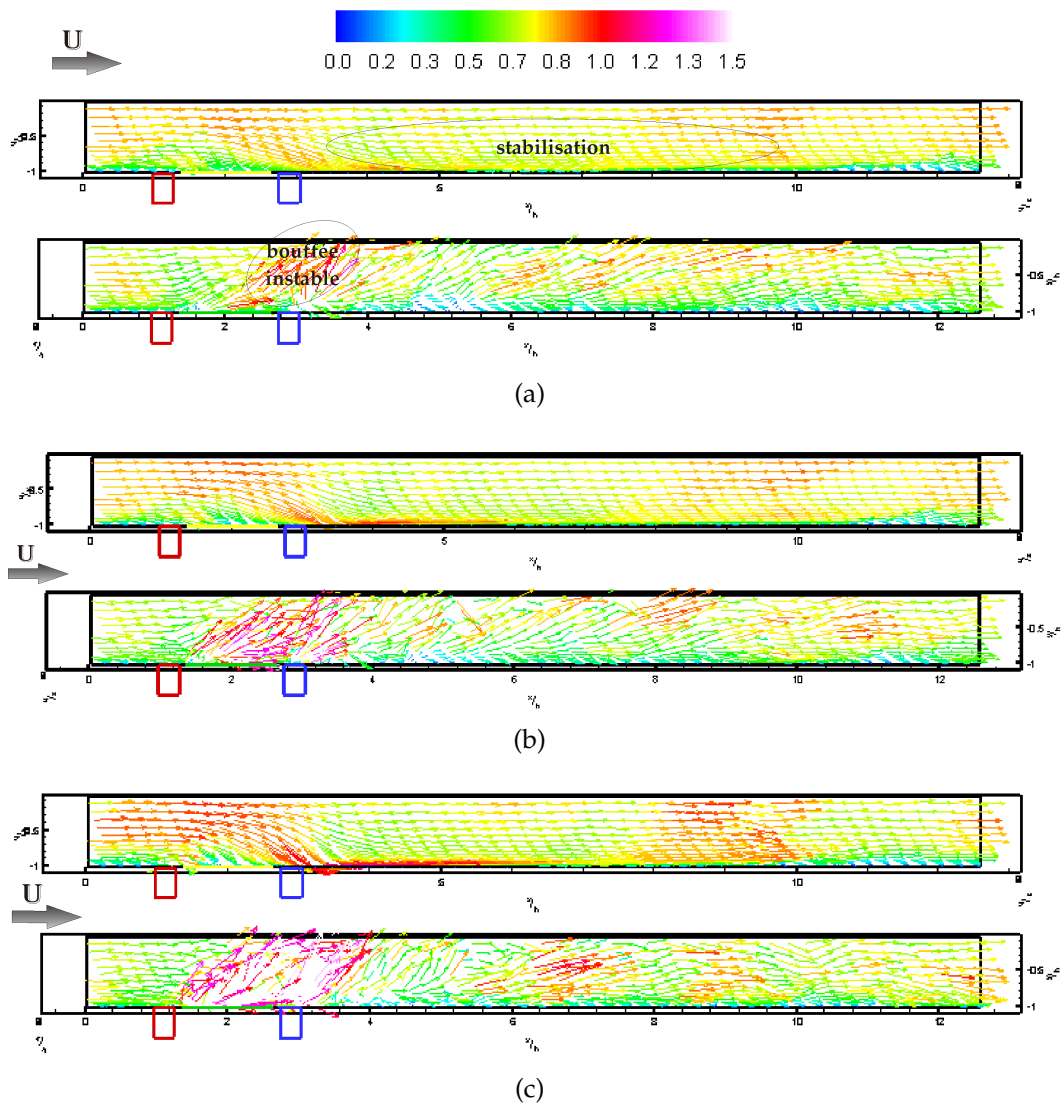


FIGURE B.16 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour (a) $|E_{surf_{code}}| = 33$, (b) $|E_{surf_{code}}| = 66$ et (c) $|E_{surf_{code}}| = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.

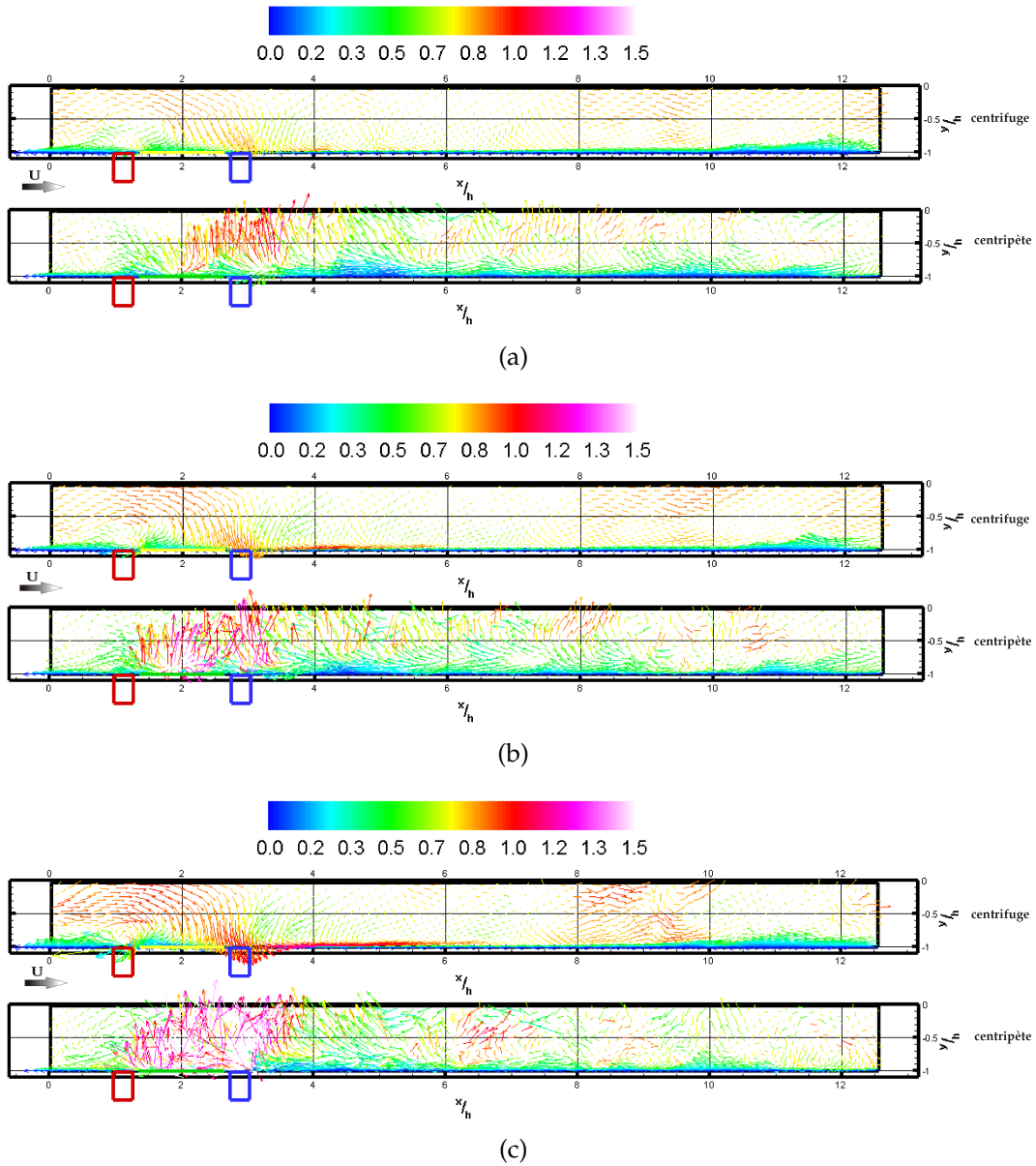


FIGURE B.17 – Comparaison des vecteurs vitesses instantanées, colorisés par la norme de la vitesse, convectés à $0.7 U_{CP}$ pour un écoulement turbulent soumis à du forçage EM normal pour (a) $|E_{surf_{code}}| = 33$, (b) $|E_{surf_{code}}| = 66$ et (c) $|E_{surf_{code}}| = 132$ à la fin de l'activation ($T^+ = T_{off}^+$) dans le plan équidistant des électrodes. Forçage centrifuge : figure supérieure, et centripète : figure inférieure.

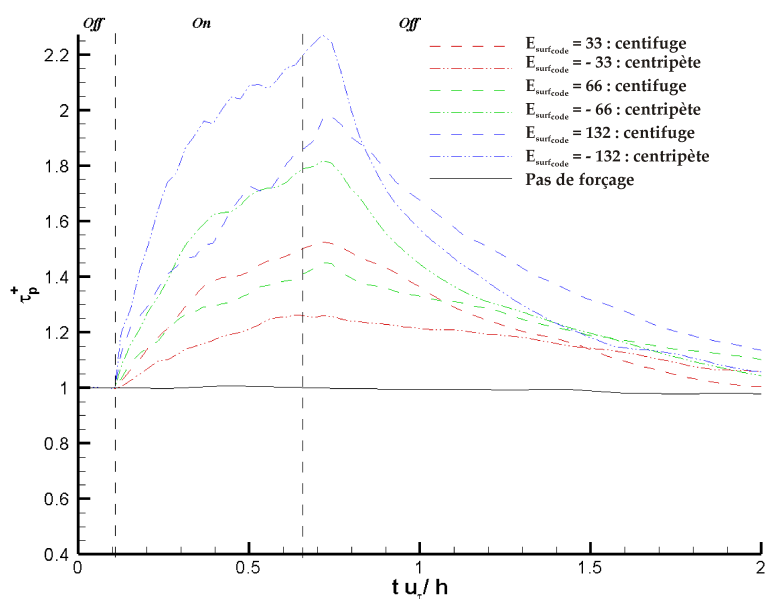


FIGURE B.18 – Evolution temporelle de la traînée de paroi pour un écoulement turbulent soumis aux forçages EM normal centrifuge et centripète ($|E_{surf_code}| = 33$, $|E_{surf_code}| = 66$ et $|E_{surf_code}| = 132$) et comparé à un écoulement non forcé.