



**HAL**  
open science

# Contrôle électromagnétique d'écoulements : études expérimentale et numérique sur le forçage d'écoulements initialement au repos et en tunnel hydrodynamique

Claudio Lindquist

► **To cite this version:**

Claudio Lindquist. Contrôle électromagnétique d'écoulements : études expérimentale et numérique sur le forçage d'écoulements initialement au repos et en tunnel hydrodynamique. Mécanique [physics.med-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00097976

**HAL Id: tel-00097976**

**<https://theses.hal.science/tel-00097976>**

Submitted on 22 Sep 2006

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

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

## THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

### Docteur de l'Université Joseph Fourier

préparée au **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels**  
dans le cadre de l'**École Doctorale Mécanique et Énergétique**  
spécialité **Mécanique des Fluides et Transferts**

## Contrôle électromagnétique d'écoulements Études expérimentale et numérique sur le forçage d'écoulements initialement au repos et en tunnel hydrodynamique

présentée et soutenue publiquement par

**Claudio Lindquist**

le 28 octobre 2005

**Directeur de thèse : Jean-Paul Thibault**

Composition du jury :

M. Henri Boisson	Rapporteur
M. Jean-Luc Harion	Rapporteur
M. Jean-Pierre Chollet	Examineur
M. Sedat Tardu	Examineur
M. Jean-Paul Thibault	Directeur de thèse



# Remerciements

Mes premiers remerciements vont naturellement à Jean-Paul Thibault, qui a encadré cette thèse et a permis qu'elle se déroule dans les meilleures conditions possibles, tout en alliant la compétence scientifique à la bonne humeur. Je remercie également le CNPq (Conseil National pour le Développement Scientifique et Technologique, du Ministère de la Science et Technologie du Brésil) pour son précieux support financier.

Je tiens aussi à remercier les rapporteurs Henri Boisson et Jean-Luc Harion, qui ont accepté de lire le manuscrit avec patience et attention, et ce malgré les délais plus que serrés. Leurs corrections et suggestions ont beaucoup contribué à l'amélioration de ce mémoire. Je remercie également les examinateurs Jean-Pierre Chollet et Sedat Tardu d'avoir fait parti du jury et de l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Mes sincères remerciements vont à tous les permanents du LEGI qui, de près ou de loin, ont contribué à la réussite de ce travail. Je pense en particulier aux *pools* techniques (Pierre, Joseph, Millet, Muriel, Jean-Marie, Vincent, Laurent, Jean-Marc), au support informatique (Benjamin, Loïc), à l'infrastructure (Jean-Marc, Jeff, Nordine), à la visualisation et reprographie (François B., Fred), à l'administration (Geneviève, Nicole, Elsa), ainsi qu'à tous les professeurs et chercheurs du laboratoire.

Pendant ces années passées au LEGI, j'ai eu le plaisir de côtoyer d'autres thésards et stagiaires, avec lesquels j'ai appris à conjuguer les verbes *travailler* et *rigoler*. Je pense en particulier aux membres de la *Titi-team* : Lionel, François, Thibaut, Mickaël et le « petit » dernier Stéphane qui, chacun à sa façon, ont contribué à rendre l'atmosphère de notre bureau moins austère. Je n'oublie pas évidemment tous les collègues et voisins de bureau : Béatrice, Sylvain, Gwen, Benoît, Linda, Raul, Christina, Farès, Philippe, Estelle, Cyril, Olivier, Marcelo, Gabriel, et tous les autres, avec lesquels j'ai vécu des moments inoubliables.

Je tiens enfin à remercier sincèrement Xavier, Nicolas, Olaf, Brigitte et Denis qui m'ont aimablement hébergé chez eux pendant les dernières campagnes de mesures, alors que je n'habitais plus à Grenoble. J'adresse mes profonds remerciements à ma famille, en particulier à mes parents Lélío et Bettina, pour leur soutien et encouragement permanents. *And last but not least*, un immense merci à ma chère épouse Cloé pour son soutien, sa motivation et tout le reste, que de simples mots ne suffiraient pas à décrire... Elle est certainement ma plus grande, plus belle et plus inespérée découverte!



# Table des matières

Liste des tableaux	vii
Liste des figures	ix
Table des notations	xi
<b>I Contexte du contrôle électromagnétique</b>	<b>23</b>
<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>1 Contrôle d'écoulements</b>	<b>29</b>
1.1 Objectifs du contrôle . . . . .	29
1.1.1 Réduction de la traînée . . . . .	29
1.1.2 Contrôle de la séparation . . . . .	30
1.2 Méthodes de contrôle . . . . .	31
1.3 Contrôle électromagnétique . . . . .	32
1.3.1 Équations de base . . . . .	34
1.3.2 Paramètres adimensionnels . . . . .	36
1.3.3 Aspects énergétiques . . . . .	38
<b>2 Applications du contrôle électromagnétique</b>	<b>41</b>
2.1 Contrôle d'une couche limite laminaire . . . . .	41
2.1.1 Contrôle par aspiration à la paroi . . . . .	41
2.1.2 Contrôle électromagnétique . . . . .	43
2.1.3 Aspects énergétiques . . . . .	45
2.1.4 Profils de vitesse . . . . .	51
2.2 Contrôle de la séparation de l'écoulement . . . . .	53
2.2.1 Principe et paramètres . . . . .	53
2.2.2 Contrôle de la séparation de l'écoulement autour d'un profil NACA0015 . . . . .	55
2.2.3 Aspects énergétiques . . . . .	58
<b>II Méthodes analytiques et numériques</b>	<b>61</b>
<b>3 Modélisation des champs électromagnétiques</b>	<b>63</b>
3.1 Modélisation analytique des champs électromagnétiques . . . . .	63

---

3.1.1	Modélisation analytique du champ magnétique . . . . .	64
3.1.2	Modélisation analytique du champ électrique . . . . .	65
3.2	Rappel des hypothèses et limitations des modèles analytiques . . . . .	66
3.3	Validation des modèles analytiques . . . . .	67
3.3.1	Problème magnétique . . . . .	67
3.3.2	Problème électrique . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Simulation numérique de l'écoulement</b>	<b>71</b>
4.1	Choix du code numérique . . . . .	71
4.1.1	Schémas numériques . . . . .	72
4.1.2	Discrétisation temporelle . . . . .	73
4.1.3	Critère de convergence . . . . .	74
4.2	Hypothèses . . . . .	75
4.3	Calcul des forces électromagnétiques . . . . .	76
4.4	Maillages et conditions aux limites . . . . .	77
4.5	Traitement des données . . . . .	77
<b>III</b>	<b>Installations et techniques expérimentales</b>	<b>79</b>
<b>5</b>	<b>Installations expérimentales</b>	<b>81</b>
5.1	Tunnel hydrodynamique . . . . .	82
5.1.1	Veine d'essais . . . . .	83
5.1.2	Pompe, <i>by-pass</i> et vannes . . . . .	84
5.1.3	Dégazeur . . . . .	85
5.1.4	Divergent . . . . .	85
5.1.5	Chambre de tranquillisation . . . . .	86
5.1.6	Convergent . . . . .	87
5.1.7	Autres éléments . . . . .	88
5.2	Aquarium . . . . .	89
5.3	Eau de mer . . . . .	90
<b>6</b>	<b>Actionneurs électromagnétiques</b>	<b>93</b>
6.1	Types d'actionneurs électromagnétiques . . . . .	94
6.2	Actionneurs électromagnétiques expérimentaux . . . . .	96
6.2.1	Points communs aux actionneurs . . . . .	96
6.2.2	Actionneur normal . . . . .	100
6.2.3	Actionneur parallèle . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Techniques expérimentales</b>	<b>103</b>
7.1	Visualisation d'écoulements . . . . .	103
7.2	Vélocimétrie par image de particules . . . . .	104
7.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	105
7.2.2	PIV en écoulement diphasique . . . . .	107
7.2.3	Système PIV utilisé . . . . .	110

<b>IV</b>	<b>Résultats et conclusions</b>	<b>113</b>
<b>8</b>	<b>Calcul des champs électromagnétiques</b>	<b>115</b>
8.1	Actionneur normal . . . . .	116
8.2	Actionneur parallèle . . . . .	122
<b>9</b>	<b>Écoulement initialement au repos</b>	<b>127</b>
9.1	Procédures . . . . .	127
9.1.1	Essais expérimentaux . . . . .	128
9.1.2	Simulations numériques . . . . .	129
9.2	Actionneur normal . . . . .	131
9.2.1	Échelles caractéristiques du forçage normal centrifuge . . . . .	133
9.2.2	Zone d'action . . . . .	137
9.2.3	Zone d'aspiration . . . . .	139
9.2.4	Jets pariétaux . . . . .	142
9.2.5	Structures tourbillonnaires . . . . .	145
9.2.6	Aspects énergétiques . . . . .	148
9.2.7	Actionneur normal modifié . . . . .	153
9.3	Actionneur parallèle . . . . .	158
9.3.1	Échelles caractéristiques du forçage parallèle . . . . .	159
9.3.2	Zone d'action . . . . .	161
9.3.3	Jet pariétal . . . . .	162
9.3.4	Structures tourbillonnaires . . . . .	163
9.3.5	Aspects énergétiques . . . . .	164
9.3.6	Actionneur parallèle modifié . . . . .	166
<b>10</b>	<b>Écoulement en tunnel hydrodynamique</b>	<b>171</b>
10.1	Procédures . . . . .	171
10.1.1	Configuration expérimentale en tunnel . . . . .	171
10.1.2	Simulations numériques . . . . .	172
10.2	Forçage d'une couche limite laminaire . . . . .	173
10.2.1	Actionneur normal . . . . .	173
10.2.2	Actionneur parallèle . . . . .	180
10.3	Forçage d'une couche limite turbulente synthétique . . . . .	185
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>189</b>
	<b>Annexes</b>	<b>193</b>
<b>A</b>	<b>Écoulement dans la veine d'essais</b>	<b>193</b>
<b>B</b>	<b>Conception d'un convergent</b>	<b>197</b>
B.1	Méthodes de calcul du profil du convergent . . . . .	197
B.2	Détermination du profil du convergent . . . . .	199

<b>C Maillages</b>	<b>205</b>
C.1 Écoulement initialement au repos . . . . .	205
C.2 Écoulement en canal . . . . .	207
C.3 Couche limite 2D sur une plaque plane . . . . .	209
C.4 Écoulement 2D autour d'un profil NACA0015 . . . . .	210
<b>Bibliographie</b>	<b>217</b>

# Liste des tableaux

1.1	Échelles caractéristiques du forçage électromagnétique et propriétés physiques de l'eau de mer. . . . .	37
1.2	Choix des échelles de vitesse et de longueur du contrôle électromagnétique. . . . .	37
2.1	Comparaison entre les principales caractéristiques des couches limites contrôlées par un champ de force électromagnétique ou par aspiration. . . . .	45
7.1	Caractéristiques du laser utilisé. . . . .	111
7.2	Caractéristiques de la caméra utilisée. . . . .	111
8.1	Définition des surfaces élémentaires utilisées pour le calcul analytique des champs électromagnétiques produits par l'actionneur normal. . . . .	117
8.2	Composantes de la force volumique moyenne calculée dans les volumes situés au-dessus des électrodes, des aimants et au centre de l'actionneur normal. . . . .	120
8.3	Définition des surfaces élémentaires utilisées pour le calcul analytique des champs électromagnétiques produits par l'actionneur parallèle. . . . .	122
A.1	Valeurs de la vitesse au coeur $U_\infty$ pour différentes valeurs de la vitesse débitante $U_{deb}$ et différentes positions $x$ le long de la veine d'essais. . . . .	194
B.1	Facteurs de réduction des variations de vitesse moyenne et fluctuante en fonction du rapport de convergence $C$ (Batchelor, 1970). . . . .	200
C.1	Types de mailles proposés par le logiciel <i>Gambit</i> pour la construction des maillages. . . . .	205



# Liste des figures

1.1	Classification des méthodes de contrôle, selon Kral (2004). . . . .	31
1.2	Courant électrique à travers un actionneur normal en fonction de la différence de potentiel appliquée aux électrodes (points : valeurs mesurées ; trait : régression linéaire). . . . .	38
1.3	Rendement électrique d'un actionneur normal en fonction de la différence de potentiel électrique appliquée aux électrodes (points : valeurs calculées ; trait : courbe de tendance). . . . .	39
2.1	Schéma d'une couche limite laminaire bidimensionnelle sur une plaque plane poreuse soumise à aspiration uniforme. . . . .	42
2.2	Schéma d'une plaque plane recouverte d'un actionneur parallèle idéalisé. 43	
2.3	Coefficients de traînée $C_D$ d'une couche limite de type plaque plane dont le profil de vitesse est laminaire, turbulent, ainsi qu'exponentiel. 48	
2.4	Rendement du contrôle d'une couche limite laminaire, avec des aimants ayant une rémanence de $B_r = 1,4\text{ T}$ : influence du saut de potentiel $\Delta\phi_e$ aux électrodes. . . . .	49
2.5	Variation de la densité de courant électrique $\mathbf{J}$ en fonction du potentiel électrique $\phi$ appliqué : influence des potentiels standards $\phi_o$ des espèces électro-actives et des surtensions d'électrode $\phi_s$ . . . . .	50
2.6	Rendement du contrôle d'une couche limite laminaire, avec un saut de potentiel de $\Delta\phi_e = 3,6\text{ V}$ : influence de la rémanence $B_r$ des aimants. 50	
2.7	Schéma de la couche limite de type plaque plane simulée numériquement. . . . .	51
2.8	Évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire sur une plaque plane contrôlée : influence de la distance $x_o^*$ entre le bord de la plaque et le début de l'actionneur électromagnétique ( — : profil calculé ; ..... : profil exponentiel). . . . .	51
2.9	Évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire sur une plaque plane contrôlée : influence de la distance $x_o^*$ entre le bord de la plaque et le début de l'actionneur électromagnétique ( — : profil calculé ; ..... : profil exponentiel). . . . .	52
2.10	Stabilisateur anti-roulis à aileron (Gerbeth <i>et al.</i> , 2004). . . . .	53
2.11	Schéma d'un profil d'aile muni d'un actionneur électromagnétique parallèle. . . . .	54
2.12	Forme du profil d'aile NACA0015. . . . .	55
2.13	Schéma de l'écoulement autour du profil NACA0015. . . . .	56

2.14	Distribution du champ de force électromagnétique sur le profil d'aile NACA0015 ( $a/c = 0,1$ et $C_{\mu em} = 0,1$ ). . . . .	56
2.15	Écoulement autour d'un profil NACA0015 avec et sans contrôle électromagnétique, pour différents angles d'attaque. . . . .	57
2.16	Influence du contrôle électromagnétique sur les coefficients de portance $C_L$ et de traînée $C_D$ d'un profil d'aile NACA0015 : comparaison avec les résultats expérimentaux de Weier <i>et al.</i> (2003). . . . .	58
3.1	Pôle d'aimant modélisé par une surface rectangulaire ayant une distribution uniforme de « charges magnétiques ». . . . .	65
3.2	Électrode représentée par une surface rectangulaire ayant une distribution de charges électriques $\sigma_e(X, Z)$ . . . . .	66
3.3	Comparaison entre les champs d'induction magnétique calculés avec le modèle analytique (points) et le logiciel <i>Radia</i> (lignes). Champ produit par les aimants d'un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental avec $B_r = 1,3$ T. Valeurs calculées sur une droite située dans le plan de symétrie des aimants et distante de 1 mm de la paroi ( $x = 0$ et $y = 1$ mm). . . . .	68
3.4	Comparaison entre le potentiel électrique et le champ de densité de courant électrique calculés avec le modèle analytique (points) et le logiciel <i>Maxwell</i> (lignes). Champs produits par les électrodes d'un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental, alimentées avec un courant $I = 1$ A. Valeurs calculées sur une droite située dans le plan de symétrie des électrodes et distante de 1 mm de la paroi ( $z = 0$ et $y = 1$ mm). . . . .	69
5.1	Ancien tunnel à eau salée. . . . .	81
5.2	Maquette du tunnel à eau salée dans sa configuration actuelle. . . . .	83
5.3	Illustration de la veine d'essais. . . . .	84
5.4	Positions possibles des actionneurs dans la veine d'essais. . . . .	84
5.5	Illustration de la pompe qui alimente le tunnel, ainsi que du by-pass et des vannes qui permettent le réglage du débit. . . . .	85
5.6	Illustration du dégazeur. . . . .	85
5.7	Illustration du divergent. . . . .	86
5.8	Chambre de tranquillisation : vue en coupe, montrant la plaque à trous, le nid d'abeilles et les grilles dans son intérieur. . . . .	87
5.9	Illustration du convergent dont le rapport de convergence est 10/1. . . . .	87
5.10	Illustration des autres éléments qui composent le tunnel à eau salée. . . . .	88
5.11	Illustration de l'aquarium. . . . .	89
5.12	Illustration de l'actionneur installé à l'intérieur de l'aquarium selon les deux orientations possibles : (a) horizontale et (b) verticale. . . . .	89
5.13	Influence de la salinité et de la température sur la masse volumique $\rho$ et la viscosité cinématique $\nu$ de l'eau. . . . .	91
5.14	Influence de la salinité et de la température sur la conductivité apparente de l'eau. . . . .	91

6.1	Illustration schématique de deux actionneurs électromagnétiques typiques: normal et parallèle. . . . .	94
6.2	Illustration schématique d'un réseau d'actionneurs électromagnétiques normaux, activés périodiquement suivant un cycle de quatre phases (Nosenchuck, 1996a). . . . .	94
6.3	Exemples de différentes formes de réseaux d'actionneurs électromagnétiques normaux, extraits de Nosenchuck (1996b) et de Bandyopadhyay <i>et al.</i> (2001). . . . .	95
6.4	Illustration schématique d'un réseau d'actionneurs électromagnétiques parallèles. . . . .	95
6.5	Exemples de différentes formes de réseaux d'actionneurs électromagnétiques parallèles, extraits de Weier <i>et al.</i> (2003) et de Breuer <i>et al.</i> (2004). . . . .	96
6.6	Influence de la hauteur $H$ d'un aimant parallélépipédique sur la valeur de l'induction magnétique au pôle $B_p$ . . . . .	97
6.7	Effet d'une plaque de fermeture en fer doux sur les lignes de flux magnétique au tour de deux aimants placés côte à côte. . . . .	98
6.8	Effet d'une plaque de fermeture en fer doux sur le champ magnétique au-dessus des aimants. . . . .	99
6.9	Effet d'une plaque de fermeture en fer doux sur l'induction magnétique au pôle $B_p$ des aimants ayant une hauteur $H$ . . . . .	99
6.10	Illustration d'un actionneur électromagnétique normal monté sur son support circulaire (dimensions en mm). . . . .	100
6.11	Illustration d'un actionneur parallèle monté sur son support circulaire (dimensions en mm). . . . .	101
6.12	Distribution schématique du courant électrique sur les électrodes d'un actionneur électromagnétique parallèle. . . . .	101
7.1	Exemple de résultat obtenu avec la technique de visualisation d'écoulements par injection de colorant. . . . .	104
7.2	Montage expérimental typique de PIV. . . . .	105
7.3	Principe de l'autocorrélation d'un cliché PIV (extrait de LaVision (2004b)). . . . .	106
7.4	Principe de l'intercorrélation de deux clichés PIV (extrait de LaVision (2004a)). . . . .	106
7.5	Surbrillance des bulles dans un écoulement diphasique, rendant la PIV inopérante : (a) vue d'ensemble; (b) surbrillance des bulles; (c) champ de particules invisible. . . . .	107
7.6	Schéma des spectres d'absorption et d'émission des particules fluorescentes, ainsi que du laser et d'un filtre passe-haut. . . . .	108
7.7	Spectre d'émission des particules de Rhodamine utilisées comparé avec celui de différentes variantes de Rhodamine. . . . .	109
7.8	Aspect et taille des particules de Rhodamine utilisées (avec l'aimable autorisation de Kodama (2004)). . . . .	109

7.9	Spectres de transmission des filtres <i>Kodak Wratten</i> en gélatine numéro 21, 22 et 24 (Kodak, 1981), comparés avec le spectre du laser Nd:YAG et le spectre d'émission des particules de Rhodamine. . . . .	110
7.10	Champs de particules obtenus avec un filtre 21 : (a) vue d'ensemble; (b) fenêtre d'analyse; (c) contraste. . . . .	110
7.11	Exemple de correction de la distortion de l'image à l'aide de la grille de calibration. . . . .	112
8.1	Représentation de deux actionneurs électromagnétiques avec des surfaces rectangulaires élémentaires: (a) actionneur normal; (b) actionneur parallèle. . . . .	115
8.2	Schéma de la géométrie et de l'orientation de l'actionneur normal. . .	117
8.3	Lignes des champs électromagnétiques produits par un actionneur normal. . . . .	117
8.4	Composantes et norme du champ d'induction magnétique $\mathbf{B}$ produit par un actionneur normal dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	118
8.5	Composantes et norme du champ de densité de courant électrique $\mathbf{J}$ produit par un actionneur normal dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	119
8.6	Composantes et norme du champ de force électromagnétique $\mathbf{f}_{em}$ produit par un actionneur normal dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	119
8.7	Schéma des volumes au-dessus des électrodes, des aimants et au centre de l'actionneur normal. . . . .	120
8.8	Représentation schématique du champ de force généré par un actionneur normal. . . . .	121
8.9	Composantes et norme du champ de « vortacité électromagnétique » $\mathbf{\Omega}$ produit par un actionneur normal dans le plan $y = 2$ mm. . . . .	121
8.10	Schéma de la géométrie et de l'orientation de l'actionneur parallèle. .	122
8.11	Lignes des champs électromagnétiques produits par un actionneur parallèle. . . . .	123
8.12	Composantes et norme du champ d'induction magnétique $\mathbf{B}$ produit par un actionneur parallèle dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	124
8.13	Composantes et norme du champ de densité de courant électrique $\mathbf{J}$ produit par un actionneur parallèle dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	124
8.14	Composantes et norme du champ de force électromagnétique $\mathbf{f}_{em}$ produit par un actionneur parallèle dans le plan $y = 1$ mm. . . . .	125
8.15	Effet de l'étendue (nombre d'électrodes et d'aimants) d'un actionneur parallèle sur le champ de force généré : composante longitudinale du champ de force (a) dans le plan $z = 0$ et (b) sur une droite $y = 1$ mm contenue dans le plan $z = 0$ . . . . .	126
8.16	Composantes et norme du champ de « vortacité électromagnétique » $\mathbf{\Omega}$ produit par un actionneur parallèle dans le plan $y = 2$ mm. . . . .	126
9.1	Schéma des deux types de courant électrique utilisés : continu et pulsé.	128
9.2	Plans de symétrie des champs de force générés par les deux actionneurs.	129
9.3	Comparaison entre les résultats des simulations 2D et 3D dans les plans de symétrie d'un actionneur normal alimenté en courant continu ( $I = 0,5$ A et $t = 10$ s). . . . .	130

9.4	Comparaison entre les résultats des simulations 2D et 3D dans le plan de symétrie d'un actionneur parallèle alimenté en courant continu ( $I = 0,4 \text{ A}$ et $t = 5 \text{ s}$ ). . . . .	130
9.5	Illustration schématique des deux types de forçage généré par un actionneur normal : champ de force et écoulement dans le plan de symétrie des électrodes. . . . .	131
9.6	Isosurfaces de la norme de la vitesse ( $U = 10 \text{ mm/s}$ ) de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4 \text{ A}$ . . . . .	131
9.7	Visualisation expérimentale de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,2 \text{ A}$ (vue de dessus). . . . .	132
9.8	Comparaison de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,2 \text{ A}$ au bout de 10 s d'activation : (a) visualisation expérimentale; (b) simulation numérique (isosurface de vorticité $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ ). . . . .	132
9.9	Évolution de $P_{prop}$ en fonction de $\mathcal{V}$ , pour un actionneur normal alimenté en courant électrique continu à l'instant $t = 10 \text{ s}$ . . . . .	133
9.10	Évolution temporelle du volume électromagnétique $\mathcal{V}_{em}$ et de la hauteur du volume électromagnétique $h_{em}$ d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu. . . . .	134
9.11	Évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4 \text{ A}$ . . . . .	134
9.12	Évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage en fonction du temps, pour un actionneur normal alimenté en courant électrique continu. . . . .	136
9.13	Influence du courant électrique sur les échelles caractéristiques du forçage d'un actionneur normal ( points : valeurs calculées à $t = 10 \text{ s}$ ; traits : courbes de tendance). . . . .	136
9.14	Illustration schématique de l'écoulement produit par un actionneur normal centrifuge. . . . .	137
9.15	Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu : (a) volume d'action; (b) hauteur du volume d'action. . . . .	138
9.16	Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4 \text{ A}$ . . . . .	139
9.17	Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$ et $f = 1 \text{ Hz}$ ) : (a) volume d'action $\mathcal{V}_{act}$ ; (b) hauteur du volume d'action $h_{act}$ . . . . .	139
9.18	Influence du rapport cyclique $r_c$ sur la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$ et $f = 1 \text{ Hz}$ ) à $t = 10 \text{ s}$ . . . . .	140
9.19	Zone d'aspiration dans les plans de symétrie d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu $I = 0,4 \text{ A}$ à l'instant $t = 10 \text{ s}$ : (a) dans le plan $z = 0$ ; (b) dans le plan $x = 0$ . . . . .	140

9.20	Vitesse d'aspiration au centre d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu, à l'instant $t = 10$ s (points : expérimental; traits : numérique). . . . .	141
9.21	Vitesse d'aspiration maximale au centre d'un actionneur normal : (a) forçage continu; (b) forçage pulsé ( $I = 0,4$ A et $f = 1$ Hz). . . . .	142
9.22	Schéma des jets pariétaux produits à la périphérie d'un actionneur normal. . . . .	142
9.23	Profils de vitesse du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des électrodes au bout de 10 s d'action (points : expérimental; traits : numérique). . . . .	143
9.24	Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des électrodes ( $z = 0$ ). . . . .	144
9.25	Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des aimants ( $x = 0$ ). . . . .	144
9.26	Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan diagonal ( $x = \frac{22,5}{12,5}z$ ). . . . .	145
9.27	Comparaison des échelles $U_{em}$ et $t_{em}$ caractéristiques du forçage avec $U_{max}$ et $t_{max}$ caractéristiques du jet pariétal produit sur les électrodes. . . . .	145
9.28	Isosurfaces de la norme de la vorticité ( $\omega = 1$ s <sup>-1</sup> ) de l'écoulement générée par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4$ A. . . . .	146
9.29	Trajectoires du cœur des tourbillons, générés par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu, dans les plans de symétrie des aimants et des électrodes (points : expérimental; traits : numérique). . . . .	147
9.30	Influence du courant électrique et de la durée d'activation sur la puissance électrique fournie et l'énergie électrique consommée : valeurs calculées pour un actionneur normal ayant les caractéristiques de l'actionneur expérimental. . . . .	149
9.31	Influence de l'intensité du courant électrique continu et de la durée d'activation sur l'énergie consommée afin d'obtenir un même volume d'action. . . . .	149
9.32	Influence du rapport cyclique et de la durée d'activation sur le volume d'action et l'énergie consommée par un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4$ A et $f = 1$ Hz) en forme de créneaux (points : valeurs à chaque période; traits : courbes de tendance). . . . .	150
9.33	Évolution temporelle des volumes propulsif $\mathcal{V}_p$ et contrapropulsif $\mathcal{V}_{cp}$ d'un actionneur normal : (a) influence de l'intensité $I$ du courant électrique continu; (b) influence du rapport cyclique $r_c$ du courant électrique pulsé ( $I = 0,4$ A et $f = 1$ Hz). . . . .	151
9.34	Évolution temporelle des puissances propulsives totale $P_{tot}$ et utile $P_{uti}$ d'un actionneur normal : (a) influence de l'intensité $I$ du courant électrique continu; (b) influence du rapport cyclique $r_c$ du courant électrique pulsé ( $I = 0,4$ A et $f = 1$ Hz). . . . .	152

9.35	Évolution temporelle du rendement propulsif $\eta_{prop}$ d'un actionneur normal : (a) forçage continu ; (b) forçage pulsé ( $I = 0,4$ A et $f = 1$ Hz).	153
9.36	Géométrie de l'actionneur normal modifié comparée à celle de l'actionneur normal standard. . . . .	154
9.37	Champ de force généré par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard, alimentés tous deux en courant d'intensité $I = 0,4$ A (norme de la force dans le plan $y = 1$ mm). . . . .	154
9.38	Comparaison entre l'aspect 3D du volume électromagnétique de l'actionneur normal modifié et de l'actionneur normal standard à l'instant $t = 8$ s. . . . .	155
9.39	Grandeurs électromagnétiques de l'actionneur normal modifié comparées à celles de l'actionneur normal standard. . . . .	155
9.40	Champ de vitesse généré par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard (isosurface de la norme de la vitesse $U = 5$ mm/s à l'instant $t = 8$ s). . . . .	156
9.41	Volume d'action de l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard (à l'instant $t = 8$ s). . . . .	156
9.42	Vitesse maximale des jets produits par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard. . . . .	157
9.43	Vorticité de l'écoulement généré par l'actionneur normal modifié comparé à celle de l'actionneur normal standard (isosurface de la norme de la vorticité $\omega = 1$ s <sup>-1</sup> à l'instant $t = 8$ s). . . . .	157
9.44	Puissances propulsives totale et utile produites par l'actionneur normal modifié comparées à celles de l'actionneur normal standard. . . . .	158
9.45	Comparaison entre le rendement propulsif de l'actionneur normal modifié et celui de l'actionneur normal standard. . . . .	158
9.46	Illustration schématique de l'écoulement produit par un actionneur parallèle. . . . .	159
9.47	Évolution temporelle du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4$ A. . . . .	159
9.48	Évolution temporelle du volume électromagnétique $\mathcal{V}_{em}$ et de la hauteur du volume électromagnétique $h_{em}$ d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	160
9.49	Évolution des échelles caractéristiques du forçage en fonction du temps, pour un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	160
9.50	Influence du courant électrique sur les échelles caractéristiques du forçage d'un actionneur parallèle ( points : valeurs à $t = 10$ s ; traits : courbes de tendance). . . . .	161
9.51	Évolution temporelle du volume d'action $\mathcal{V}_{act}$ et de la hauteur du volume d'action $h_{act}$ d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	161
9.52	Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4$ A. . . . .	162
9.53	Jet pariétal produit par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu : (a) dans le plan de symétrie $z = 0$ ; (b) en sortie de l'actionneur ( $x = 22,5$ mm et $y = 1$ mm). . . . .	162

9.54	Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu, dans le plan de symétrie $z = 0$ de l'actionneur : (a) en entrée et (b) en sortie de l'actionneur. . . . .	163
9.55	Isosurfaces de la norme de la vorticité ( $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ ) de l'écoulement générée par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 0,4 \text{ A}$ . . . . .	164
9.56	Trajectoire du cœur du tourbillon généré par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	164
9.57	évolution temporelle des volumes propulsif $\mathcal{V}_p$ et contrapropulsif $\mathcal{V}_{cp}$ d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	165
9.58	évolution temporelle des puissances propulsives totale $P_{tot}$ et utile $P_{uti}$ , ainsi que du rendement propulsif $\eta_{prop}$ d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu. . . . .	165
9.59	Champ de force généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (norme de la force dans le plan $y = 1 \text{ mm}$ ). . . . .	166
9.60	Comparaison entre l'aspect 3D du volume électromagnétique de l'actionneur parallèle modifié et de l'actionneur parallèle standard � l'instant $t = 5 \text{ s}$ . . . . .	166
9.61	Grandeurs électromagnétiques de l'actionneur parallèle modifié comparées à celles de l'actionneur parallèle standard. . . . .	167
9.62	Champ de vitesse généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (isosurface de la norme de la vitesse $U = 10 \text{ mm/s}$ � l'instant $t = 5 \text{ s}$ ). . . . .	167
9.63	Volume d'action de l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (� l'instant $t = 5 \text{ s}$ ). . . . .	168
9.64	Vorticité de l'écoulement généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celle de l'actionneur parallèle standard (isosurface de la norme de la vorticité $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ � l'instant $t = 5 \text{ s}$ ). . . . .	168
9.65	Puissances propulsives totale et utile produites par l'actionneur parallèle modifié comparées à celles de l'actionneur parallèle standard. . . . .	168
9.66	Comparaison entre le rendement propulsif de l'actionneur parallèle modifié et celui de l'actionneur parallèle standard. . . . .	169
10.1	Schéma du domaine de calcul et des deux orientations de l'actionneur normal : (a) axiale; (b) transversale. . . . .	173
10.2	Modification du champ de vitesse forcé par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale ( $t = 5 \text{ s}$ ). . . . .	174
10.3	Comparaison entre les champs de vitesse obtenus à partir des simulations numériques et des mesures PIV, pour un actionneur normal orienté de façon axiale. . . . .	175
10.4	évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal orienté de façon axiale. . . . .	176
10.5	évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal orienté de façon transversale. . . . .	176

10.6	Évolution temporelle du volume $\mathcal{V}_{em}$ et de la hauteur $h_{em}$ du volume électromagnétique d'un actionneur normal. . . . .	176
10.7	Évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage électromagnétique d'un actionneur normal. . . . .	177
10.8	Isosurfaces de la vorticité de l'écoulement modifié par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale. . . . .	178
10.9	évolution temporelle du coefficient de frottement $C_f$ de l'écoulement for� par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale. . . . .	179
10.10	évolution temporelle du coefficient de traînée $C_D$ de l'écoulement for� par un actionneur normal. . . . .	180
10.11	Schéma du domaine de calcul et de l'orientation de l'actionneur parallèle. . . . .	180
10.12	Comparaison entre le champ de vitesse obtenu à partir des simulations numériques et des mesures PIV, pour un actionneur parallèle orienté de façon axiale. . . . .	181
10.13	Modification du champ de vitesse for� par un actionneur parallèle. . . . .	182
10.14	évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle. . . . .	182
10.15	évolution temporelle du volume $\mathcal{V}_{em}$ et de la hauteur $h_{em}$ du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle. . . . .	183
10.16	évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage électromagnétique d'un actionneur parallèle. . . . .	183
10.17	Isosurfaces de la vorticité de l'écoulement modifié par un actionneur parallèle. . . . .	184
10.18	évolution temporelle du coefficient de frottement pariétal $C_f$ de l'écoulement for� par un actionneur parallèle. . . . .	184
10.19	évolution temporelle du coefficient de traînée $C_D$ de l'écoulement for� par un actionneur parallèle. . . . .	185
10.20	Montage expérimental en tunnel hydrodynamique : lâ�h� d'une allée de structures en épingle à cheveux par une hémisphère et forçage électromagnétique en aval. . . . .	186
10.21	Mesures PIV en aval d'une hémisphère sans forçage électromagnétique ( $Re_R = 400$ ) : (a) norme de la vitesse ; (b) vorticité. . . . .	186
10.22	Comportement du nombre de Strouhal $S$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_R$ . . . . .	187
10.23	Illustration schématique des zones de mesures PIV. . . . .	187
10.24	Mesures PIV du forçage d'une allée de structures ( $Re_R = 500$ ) par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité $I = 1$ A : (a) sans forçage ; (b) avec forçage (origine $x$ centrée sur l'actionneur). . . . .	188
A.1	Positions de mesure des profils de vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais. . . . .	193
A.2	Profils de vitesse moyenne de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais. . . . .	194

A.3	Profils de vitesse fluctuante de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais. . . . .	195
B.1	Schéma d'un convergent axisymétrique. . . . .	197
B.2	Comportement de la fonction $f(x)$ dans l'axe du convergent, avec les valeurs choisies pour les constantes. . . . .	200
B.3	Comportement de la fonction $\psi(r, x)$ avec les valeurs choisies pour les constantes. . . . .	201
B.4	Valeurs de $n$ (indice de la sommation de l'équation B.2) lors du calcul du champ de $\psi(r, x)$ . . . . .	202
B.5	Profil du convergent calculé. . . . .	203
C.1	Géométrie et conditions aux limites des domaines de calcul utilisés pour la simulation de l'écoulement 3D généré par un actionneur immergé dans un volume fluide initialement au repos : (a) actionneur normal; (b) actionneur parallèle. . . . .	206
C.2	Maillage 3D utilisé pour la simulation de l'écoulement généré par un actionneur normal : (a) vue d'ensemble; (b) agrandissement de la zone proche de l'actionneur. . . . .	207
C.3	Maillages 2D utilisés pour la simulation de l'écoulement généré dans le(s) plan(s) de symétrie d'un actionneur électromagnétique : (a) actionneur normal; (b) actionneur parallèle. . . . .	207
C.4	Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul utilisé pour la simulation de l'écoulement à l'intérieur du canal. . . . .	208
C.5	Vue d'ensemble du maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement à l'intérieur du canal. . . . .	208
C.6	Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul utilisé pour simuler une couche limite laminaire 2D sur une plaque plane. . . . .	209
C.7	Illustration du maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement sur une plaque plane 2D : (a) portion d'entrée du maillage; (b) agrandissement à proximité de la paroi. . . . .	209
C.8	Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul et maillage utilisé pour la simulation du contrôle électromagnétique de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015. . . . .	210
C.9	Agrandissements du maillage à proximité du profil d'aile NACA0015. . . . .	211

# Table des notations

## Quantités physiques

### Lettres latines

$a$	Largeur des aimants et des électrodes (actionneur parallèle idéalisé) [m]
$\mathbf{B}$	Champ d'induction magnétique [T]
$B_p, B_o$	Induction magnétique au pôle de l'aimant, à la paroi [T]
$B_r$	Rémanence magnétique de l'aimant [T]
$\mathbf{E}$	Champ électrique [V m <sup>-1</sup> ]
$f$	Fréquence [s <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{f}_{em}$	Champ de force (électromagnétique) de Lorentz-Laplace [N m <sup>-3</sup> ]
$\mathbf{g}$	Accélération de la pesanteur [kg m s <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}$	Champ magnétique [A m <sup>-1</sup> ]
$I_e, I$	Courant électrique fourni à une électrode, à tout l'actionneur [A]
$\mathbf{J}$	Champ de densité de courant électrique [A m <sup>-2</sup> ]
$J_o$	Densité de courant électrique à la surface d'une électrode [A m <sup>-2</sup> ]
$L_{em}$	Longueur caractéristique de l'actionneur électromagnétique [m]
$\mathbf{M}$	Magnétisation de l'aimant [A m <sup>-1</sup> ]
$p$	Pression [Pa] ou puissance volumique [W m <sup>-3</sup> ]
$P$	Puissance [W]
$S_e, S_m$	Superficie d'une électrode, du pôle d'un aimant [m <sup>2</sup> ]
$t$	Temps [s]
$T$	Température [° C]
$\mathbf{U}, U$	Champ de vitesse de l'écoulement, norme de la vitesse [m s <sup>-1</sup> ]
$U_{deb}$	Vitesse débitante de l'écoulement dans la veine d'essais [m s <sup>-1</sup> ]
$U_\infty$	Vitesse de l'écoulement à cœur (non perturbé) [m s <sup>-1</sup> ]
$u_\tau$	Vitesse de frottement [m s <sup>-1</sup> ]
$u, v, w$	Composantes du champ de vitesse (selon les directions $x, y$ et $z$ ) [m s <sup>-1</sup> ]
$\mathcal{V}, \vartheta$	Volume [m <sup>3</sup> ]
$x, y, z$	Position dans chaque direction de l'espace cartésien [m]

## Lettres grecques

$\delta$	Épaisseur de la couche limite ( $u = 0,99U_\infty$ ) [m]
$\delta_1, \delta_2$	Épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement [m]
$\epsilon_o$	Permittivité électrique du vide ( $8,85 \times 10^{-12}$ ) [F m <sup>-1</sup> ou C <sup>2</sup> N <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> ]
$\mu_o$	Perméabilité magnétique du vide ( $4\pi \times 10^{-7}$ ) [H m <sup>-1</sup> ou N A <sup>-2</sup> ]
$\nu$	Viscosité cinématique [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]
$\rho$	Masse volumique [kg m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Conductivité électrique apparente [S m <sup>-1</sup> ou $\Omega^{-1}$ m <sup>-1</sup> ]
$\sigma_e$	Densité surfacique de charge électrique [C m <sup>-2</sup> ]
$\sigma_m$	Densité surfacique de « charge magnétique » [T]
$\tau_w$	Contrainte de cisaillement à la paroi [Pa]
$\phi$	Champ scalaire de potentiel électrique [V]
$\phi_e, \Delta\phi_e$	Potentiel électrique d'une électrode, saut de potentiel électrochimique [V]
$\omega$	Vorticité de l'écoulement [s <sup>-1</sup> ]

## Nombres adimensionnels

$C_D, C_f$	Coefficient de traînée totale, de frottement local
$Ha^2$	Nombre de Hartmann
$r_c$	Rapport cyclique du courant électrique pulsé
$Re$	Nombre de Reynolds (échelle de longueur indiquée par l'indice)
$Re_m$	Nombre de Reynolds magnétique
$S$	Nombre de Strouhal
$S_a$	Salinité
$St$	Nombre de Stuart

## Symboles mathématiques

$\nabla$	Opérateur nabla
$d$	Dérivée simple
$\partial$	Dérivée partielle
$\times$	Produit vectoriel
$\cdot$	Produit scalaire
$\langle \rangle$	Moyenne d'ensemble ou spatiale
$\mathcal{O}()$	Ordre de grandeur

Première partie

Contexte du contrôle  
électromagnétique



# Introduction

Le contexte applicatif de cette étude se situe dans le domaine de l'hydrodynamique navale, et son objectif est de poursuivre l'analyse des possibilités offertes par les actionneurs électromagnétiques pour la manipulation de couches limites d'eau de mer. Le contexte scientifique comporte principalement deux volets : la mécanique des fluides, en particulier le forçage ou contrôle de couches limites, et le couplage entre l'électromagnétisme et la mécanique des fluides. Le contexte historique repose sur une longue tradition locale de recherche expérimentale et théorique aussi bien en turbulence qu'en magnétohydrodynamique (MHD).

Les applications de l'électromagnétisme en eau de mer ont été d'abord étudiées en rapport à la propulsion directe par réaction, appelée propulsion MHD. Il s'agit de développer, dans un écoulement canalisé, un champ de force électromagnétique capable de produire un jet propulsif. Ce champ de force électromagnétique, aussi appelé champ de force de Lorentz-Laplace, résulte du produit croisé entre un champ d'induction magnétique et un champ de densité de courant électrique. Le champ d'induction magnétique est imposé au moyen d'électro-aimants et le champ de densité de courant électrique est amené par des électrodes pariétales. Ce concept avancé de propulsion s'était fait remarquer par son fort potentiel de discrétion lié à l'absence d'hélice ou de toute autre pièce mécanique mobile. La problématique consistait à produire des forces volumiques permanentes aussi uniformes que possible et dans un large volume fluide (typiquement 5% du volume du navire). Du fait de la faible conductivité électrique apparente de l'eau de mer, les évaluations énergétiques de ce concept ont conclu que seule l'utilisation de grands aimants supra-conducteurs, capables de produire des champs d'induction magnétique très intenses (typiquement 10 T) dans un large volume, permettrait d'envisager des applications rentables. Depuis, les diverses équipes de recherche ayant travaillé dans le monde sur des projets de propulsion MHD ont été amenées à arrêter leurs travaux, faute de décision de réalisation.

Cette communauté scientifique a donc été amenée à proposer l'utilisation du forçage électromagnétique comme un outil de manipulation de couches limites, en particulier dans la perspective d'application à la réduction de traînée, au contrôle de sillage ou à la prévention de la séparation de couche de limite. Bien qu'une part des connaissances et résultats acquis autour de la propulsion MHD soit transférable, la problématique en est très différente. En effet, il s'agit ici de développer des forces électromagnétiques locales, c'est à dire, à des échelles conditionnées par les échelles de la couche limite ou des structures turbulentes qu'elle comporte. Ces forces sont par vocation non-permanentes, puisque le temps caractéristique de leur action est lui aussi piloté par les échelles temporelles de la couche limite.

Les contraintes énergétiques de ce forçage sont nettement moindres, de sorte que des champs magnétiques modérés, comme ceux produits par des aimants permanents, peuvent être mis en œuvre. En contre partie, les courants électriques doivent présenter une densité locale assez importante. Ce dernier point est capital puisqu'il conduit à rendre négligeables les courants induits par le déplacement de l'écoulement conducteur dans le champ magnétique. Ainsi, le champ de force électromagnétique est indépendant de l'écoulement, ce dernier étant bien sûr dépendant du forçage. L'échelle géométrique et la distribution du champ de force sont contrôlées par la taille et la géométrie de l'actionneur, formé d'au moins une paire d'électrodes pariétales et d'une paire d'aimants. Ces derniers étant permanents, l'intensité et le sens du forçage sont directement pilotés par l'intensité et la polarité du courant électrique fourni aux électrodes. Les actionneurs électromagnétiques peuvent donc être vus comme des actionneurs locaux capables d'injecter directement des forces volumiques locales non-uniformes dans des zones choisies de l'écoulement, et ce à des instants choisis.

Deux configurations principales d'actionneurs sont proposées, suivant que les aimants et les électrodes sont perpendiculaires ou parallèles entre eux. Les actionneurs normaux (configuration perpendiculaire) créent un champ de forces tridimensionnel qui, suivant la polarité des électrodes, crée un forçage centrifuge se concrétisant par une « aspiration » de l'écoulement, ou un forçage centripète se concrétisant par un « soufflage » de l'écoulement. De plus, ce champ de force ayant un rotationnel non nul, il constitue une source de vorticité de configuration complexe. Les actionneurs parallèles (configuration parallèle) créent un champ de force parallèle à l'actionneur et à la paroi (aux effets d'extrémité près). Suivant l'orientation de l'actionneur, les forces peuvent être orientées longitudinalement ou transversalement par rapport à la direction de l'écoulement externe. Elles peuvent être utilisées en forçage aligné continu, par exemple, pour compenser un gradient de pression adverse et ainsi retarder, voire empêcher, la séparation de la couche limite. Elles peuvent aussi être utilisées en forçage transverse alterné pour produire sur l'écoulement une action comparable à une oscillation transverse de paroi.

Ce très bref aperçu des applications potentielles des actionneurs électromagnétiques en suggère la richesse. Cependant, ce potentiel a été éventuellement fondé sur une vision idéalisée, voire même erronée, du champ de force électromagnétique produit par les actionneurs. Par exemple, des travaux précurseurs portant sur les actionneurs normaux assimilaient le rotationnel du champ de force à un anneau de vorticité, ou encore supposaient que l'écoulement était principalement propulsé par la composante normale du champ de force. Or, comme nous le montrerons, le champ de force produit présente une configuration tridimensionnelle complexe, et l'écoulement résultant est en réalité opposé au champ de force au centre de l'actionneur normal. De même, la plupart des travaux expérimentaux publiés précédemment portent sur des configurations d'écoulements complexes, qui ne permettent pas toujours d'identifier clairement les mécanismes du contrôle électromagnétique.

Ainsi, l'objectif de cette thèse est l'étude du forçage produit par les actionneurs électromagnétiques, ainsi que son effet sur des écoulements simples, à savoir sur un écoulement initialement au repos et en tunnel hydrodynamique. Un important travail d'investigation a été mené, à l'aide d'analyses théoriques, de simulations numériques

et d'expériences, en vue de quantifier précisément les champs de force créés et les modifications qu'ils sont susceptibles d'engendrer sur l'écoulement. Une validation croisée des simulations et des expériences est présentée pour le cas de forçage d'un écoulement initialement au repos, et le très bon accord obtenu confirme la pertinence de la modélisation du champ de force, sans pour autant que ces forces puissent être directement mesurées. Les configurations pratiques de forçage réalisées, en particulier en tunnel hydrodynamique, sont aussi proches que possible d'une configuration réelle. Des critères objectifs sont proposés pour fixer les échelles caractéristiques de ces forçages et de leur lien avec l'écoulement en terme de zone d'action, de bilan propulsif et de bilan d'énergie locaux. Ces critères sont des outils mis à disposition d'un concepteur souhaitant utiliser des actionneurs électromagnétiques pour manipuler une couche limite.

Ce mémoire de thèse est organisé en quatre parties. La première, essentiellement bibliographique, présente les éléments théoriques sur le contrôle électromagnétique d'écoulements, ainsi qu'une modélisation de deux cas d'école de possibles applications du contrôle électromagnétique. La deuxième partie est consacrée aux méthodes théoriques – analytiques et numériques – utilisées pour modéliser les champs électromagnétiques produits par les actionneurs ainsi que l'écoulement produit ou modifié par le champ de force. La troisième partie concerne les installations et les techniques expérimentales utilisées, ainsi que les actionneurs électromagnétiques construits et étudiés dans le volet expérimental de cette étude. La quatrième et dernière partie présente les résultats obtenus, issus de la modélisation analytique des champs électromagnétiques produits par les actionneurs, ainsi que de l'étude numérique et expérimentale concernant l'effet du forçage sur des écoulements initialement au repos et en tunnel hydrodynamique.



# Chapitre 1

## Contrôle d'écoulements

La capacité de modifier un écoulement de façon contrôlée afin d'améliorer son efficacité est d'une grande importance technologique. Parmi les possibles retombées du contrôle d'écoulements, nous pouvons citer l'amélioration de la performance, de la manoeuvrabilité, de la rentabilité et de la conformité aux normes environnementales, entre autres.

### 1.1 Objectifs du contrôle

Les objectifs du contrôle d'une couche limite peuvent être de retarder ou d'anticiper la transition à la turbulence, de prévenir ou de provoquer la séparation de l'écoulement, ou encore d'atténuer ou de renforcer la turbulence. Les possibles bénéfices obtenus par le contrôle comprennent la réduction de la traînée, l'augmentation de la portance, l'amélioration du mélange et du transfert de chaleur, ainsi que la réduction du bruit, des vibrations et des émissions de polluants.

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons au contrôle d'écoulements dans le contexte de l'hydrodynamique navale, en particulier à l'aide d'actionneurs électromagnétiques. Dans ce contexte, nous porterons notre attention sur la réduction de la traînée et la prévention de la séparation de la couche limite.

#### 1.1.1 Réduction de la traînée

Les crises énergétiques des 30 dernières années ont redonné de l'intérêt à la recherche sur les techniques de réduction de traînée dans le cadre des transports terrestres, maritimes et aériens. La traînée peut être définie comme la résistance à l'avancement d'un corps solide dans un fluide, ou vice-versa dans le cas d'un écoulement interne. La traînée totale peut être décomposée en plusieurs composantes, lesquelles sont dues à différents mécanismes.

La *traînée de pression* (ou de forme) est due au champ de pression de l'écoulement autour du corps solide. La traînée de pression existe toujours, simplement à cause de la déviation des lignes de courant provoquée par la présence du corps immergé. Si le corps solide possède une forme bien profilée, la traînée de pression peut être maintenue à de faibles niveaux. Cependant, en cas de séparation de l'écoulement, cette composante de la traînée peut augmenter de façon considérable.

La *traînée de frottement* (ou visqueuse) résulte de la condition de non-glissement à la paroi, et est due aux contraintes de cisaillement pariétal. Le frottement pariétal dépend fortement du régime de l'écoulement. Ainsi le coefficient de frottement d'une couche limite laminaire peut être un ordre de grandeur plus faible que celui d'une couche limite turbulente. Plusieurs techniques visant à réduire la traînée de frottement ont été mises au point, parmi lesquelles se trouvent l'utilisation de surfaces rainurées ou *riblets*, de polymères et de surfactants, l'injection de micro bulles, aspiration/soufflage, entre autres.

D'autres formes de traînée peuvent être citées, comme la traînée due aux écoulements secondaires, la traînée de vague pour les bateaux, ou encore la traînée due à l'onde de choc pour les avions supersoniques, qui sortent du cadre de la présente étude.

Il est important de souligner que la réduction simultanée de la traînée de pression et de frottement peut conduire à un conflit d'intérêts. Afin d'illustrer cette situation, considérons le cas d'une aile d'avion dont la performance peut être quantifiée par le rapport portance/traînée. Ce rapport peut être amélioré par une diminution du frottement pariétal, qui peut être obtenu en retardant la transition à la turbulence. Cependant, une couche limite laminaire est plus susceptible de se séparer qu'une couche limite turbulente, avec comme conséquence une perte de portance et une augmentation importante de la traînée de pression. Ainsi, dans ce cas il peut être envisageable de déclencher la transition à la turbulence, afin d'obtenir une réduction globale de la traînée.

### 1.1.2 Contrôle de la séparation

La séparation de l'écoulement est provoquée par un gradient de pression positif ou adverse, c'est à dire lorsque la pression augmente dans la direction de l'écoulement<sup>1</sup>. La séparation de l'écoulement se produit lorsque la quantité de mouvement de l'écoulement proche de la paroi est insuffisante pour faire face à l'augmentation de la pression. Typiquement, la partie frontale d'un corps immergé est une région de pression décroissante, tandis que la partie postérieure est souvent sujette à une augmentation de la pression, de sorte que ces régions sont plus susceptibles d'être le siège de la séparation.

La séparation d'une couche limite est souvent indésirable, puisque ce phénomène est associé à des pertes de charge, à l'émission de structures tourbillonnaires, ainsi qu'à une augmentation importante de la traînée de pression. Dans le cas d'une surface portante, la séparation de l'écoulement provoque aussi une forte diminution de la portance.

Une solution classique pour éviter la séparation d'une couche limite consiste à apporter du fluide riche en quantité de mouvement à la région de proche paroi, que ce soit en provenance de l'écoulement externe (aspiration) ou d'une source extérieure (soufflage). Si le fluide est un conducteur électrique, une alternative consiste à injecter directement de la quantité de mouvement au sein de la couche limite à l'aide d'actionneurs électromagnétiques.

---

<sup>1</sup>Dans un écoulement fortement tridimensionnel, un gradient de pression transverse peut aussi provoquer la séparation.

## 1.2 Méthodes de contrôle

Les méthodes de contrôle d'écoulement peuvent être classées selon leur besoin d'un apport externe d'énergie, ainsi que le type de boucle de contrôle utilisée, comme l'illustre la Figure 1.1.

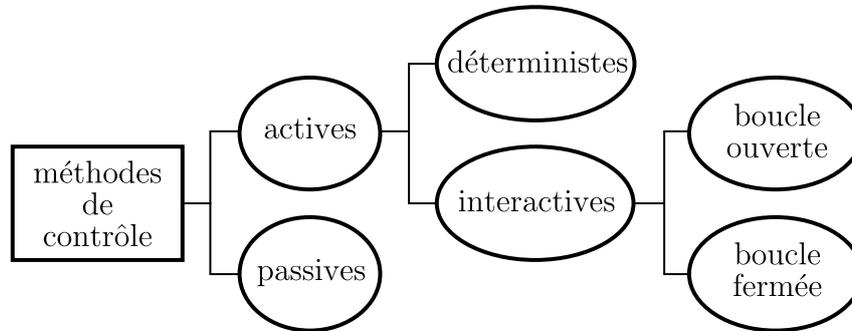


FIGURE 1.1 – Classification des méthodes de contrôle, selon Kral (2004).

Les méthodes de contrôle *passives* modifient l'écoulement sans apport externe d'énergie. Les méthodes passives visant le contrôle de la séparation comprennent le modelage géométrique afin de modifier le gradient de pression, ainsi que l'utilisation de générateurs de vortex fixés à la paroi. Dans le cadre de la réduction de la traînée de frottement, les méthodes passives sont généralement basées sur la modification des caractéristiques physiques de la paroi, telle que l'utilisation d'un revêtement souple ou des rainures (*riblets*) alignées dans le sens de l'écoulement.

Les méthodes de contrôle passives présentent l'avantage d'être relativement bon marché et simples à mettre en œuvre, ainsi que faisables dans des conditions pratiques réelles. De plus, toute réduction de traînée obtenue constitue un gain net d'énergie, puisque les méthodes de contrôle passives ne consomment pas d'énergie pour leur fonctionnement. En contrepartie, les méthodes passives possèdent généralement une plage de fonctionnement optimal relativement restreinte, et ne sont pas adaptables en temps réel à des changements de condition d'opération.

Contrairement aux méthodes de contrôle passives, les méthodes *actives* nécessitent un apport externe d'énergie pour leur fonctionnement. Les méthodes actives peuvent être classées comme *déterministes* ou *interactives* en fonction de la connaissance de l'état de l'écoulement par le système de contrôle.

Dans le cas du contrôle actif déterministe, où l'état de l'écoulement est inconnu, l'écoulement est soumis à l'action d'un dispositif qui le modifie de façon non-ciblée ou globale. Du fait de l'absence de capteurs, ce mode de contrôle fonctionne de façon « aveugle », et ses paramètres de fonctionnement sont fixés au préalable. Parmi les méthodes de contrôle actives déterministes se trouvent le soufflage oscillé, utilisé pour augmenter la portance et diminuer la traînée de forme d'une aile (Seifert & Pack, 1999), ainsi que les actionneurs piézoélectriques utilisés pour changer l'orientation d'un jet (Smith & Glezer, 2002).

En ce qui concerne le contrôle actif interactif, l'action des actionneurs est ajustée en fonction de l'état de l'écoulement, lequel est déterminé à l'aide d'un ou plusieurs capteurs. Les méthodes de contrôle actives interactives sont classées selon la confi-

guration de la boucle de contrôle : *boucle ouverte* si le capteur est placé en amont de l'actionneur, ou *boucle fermée* si les capteurs sont placés en amont et en aval de l'actionneur.

Les méthodes de contrôle interactives en boucle fermée ont le potentiel de pouvoir manipuler les structures turbulentes de l'écoulement à petite échelle, ce qui constitue un défi technologique majeur. Cependant, très peu de réalisations expérimentales ont vu le jour, principalement à cause de la complexité de la détermination expérimentale des caractéristiques spatio-temporelles d'une couche limite turbulente. Les divers capteurs MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*) actuellement disponibles ne permettent pas d'identifier les structures turbulentes de façon robuste et de déterminer entièrement leurs interactions avec l'écoulement pariétal.

### 1.3 Contrôle électromagnétique

Si le fluide est conducteur d'électricité, tel que les métaux liquides, ou un électrolyte, telle que l'eau de mer, une possibilité additionnelle de contrôle actif consiste à utiliser des forces de Lorentz-Laplace<sup>2</sup> afin de modifier l'écoulement au sein de la couche limite. Les forces de Lorentz-Laplace, aussi appelées forces électromagnétiques, résultent de l'interaction entre un champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  et un champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$ ,

$$\mathbf{f}_{em} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.1)$$

la force de Lorentz-Laplace étant une force volumique, comme la pesanteur.

Dans le contexte du contrôle d'écoulements, les forces de Lorentz-Laplace peuvent être appliquées directement au sein d'une couche limite à l'aide d'actionneurs électromagnétiques composés d'aimants permanents et d'électrodes affleurant à la paroi. Ces actionneurs, décrits en détails dans le chapitre 6, possèdent plusieurs caractéristiques qui les distinguent des autres actionneurs, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- l'absence de parties mobiles, d'orifices ou de protubérances ;
- la quantité de mouvement est directement générée au sein du fluide, sans flux de masse associé ;
- le champ de force peut être oscillé selon un signal ayant une forme arbitraire ;
- la réponse en fréquence très élevée.

Son inconvénient majeur est son coût énergétique lié aux pertes par effet Joule, en particulier dans les fluides faiblement conducteurs d'électricité.

L'idée d'utiliser des forces de Lorentz-Laplace pour contrôler une couche limite n'est pas très récente. Parmi les travaux pionniers dans ce domaine se trouve celui de Gailitis & Lielausis (1961), qui ont suggéré l'utilisation d'un champ de force de Lorentz-Laplace aligné dans la direction de l'écoulement afin de réduire la traînée d'une plaque plane. Par la suite, Tsinober & Shtern (1967) ont montré que le profil de vitesse d'une couche limite laminaire peut devenir plus stable lorsque celle-ci est

---

<sup>2</sup>La force de Lorentz est exercée sur les charges électriques (électrons, ions, etc.), tandis que la force de Laplace – résultante des forces de Lorentz – est exercée sur le corps conducteur.

soumise à un champ de force généré par des aimants et des électrodes alignés dans la direction de l'écoulement.

Des travaux de recherche plus récents ont exploré différents concepts de contrôle électromagnétique en eau de mer, dans le but de réduire la traînée de frottement ou de prévenir la séparation de la couche limite. Le groupe de l'Université Princeton a étudié la possibilité de réduire la traînée de frottement d'une couche limite turbulente à l'aide d'un réseau d'actionneurs électromagnétiques normaux, composés d'aimants et d'électrodes perpendiculaires entre eux. Les résultats publiés (Nosenchuck & Brown, 1993; Nosenchuck *et al.*, 1995) revendiquent une réduction du frottement pariétal de plus de 50%, ce qui a suscité un intérêt considérable. Cependant, cette forte réduction du frottement pariétal, qui suggère un changement fondamental de la couche limite turbulente, n'a pas encore été complètement expliquée, et les tentatives de reproduire ces résultats (Bandyopadhyay *et al.*, 2001; O'Sullivan & Biringen, 1998) n'ont pas abouti. Du *et al.* (2002) ont mené une étude numérique sur l'utilisation d'un réseau d'actionneurs normaux, similaires à ceux de Nosenchuck, afin de réduire la production turbulente d'une couche limite. Les résultats obtenus montrent que la structure de l'écoulement de proche paroi est profondément modifiée si les actionneurs sont activés de façon à générer une onde qui se déplace dans la direction transversale, avec une réduction de plus de 30% du frottement pariétal.

D'autres chercheurs ont exploré la possibilité de réduire le frottement pariétal d'une couche limite turbulente à l'aide d'un champ de force parallèle à la paroi, généré par des aimants et des électrodes parallèles entre eux. Henoach & Stace (1995) ont conduit une étude expérimentale sur une couche limite turbulente soumise à un champ de force continu aligné dans la direction de l'écoulement. Ils ont observé que, si l'intensité du forçage est adéquate, l'intensité turbulente dans la couche limite peut être réduite de 30%. Toutefois, du fait de la diminution de l'épaisseur de la couche limite, le frottement pariétal augmente, en accord avec les simulations de Crawford & Karniadakis (1997). Berger *et al.* (2000) ont mené une étude numérique sur le même type d'actionneur, mais cette fois-ci aligné dans la direction transverse de l'écoulement. En utilisant un forçage oscillant, ils ont observé que le frottement pariétal peut être réduit d'environ 40%, mais la puissance utilisée par le contrôle est un ordre de grandeur plus grande que la puissance économisée avec la réduction de la traînée. De plus, ce faible rendement diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

Une autre application du contrôle électromagnétique consiste à prévenir la séparation de la couche limite autour d'un corps solide. Posdziech & Grundmann (2001) ont montré qu'un champ de force électromagnétique orienté de façon tangentielle à un cylindre circulaire peut prévenir la séparation de l'écoulement, ainsi que la formation de l'allée de tourbillons dans son sillage. Cette même technique a été utilisée pour contrôler la séparation de l'écoulement autour d'un plaque plane ou d'un profil d'aile en incidence. Utilisant un forçage continu, Weier *et al.* (2003) ont montré que la séparation de l'écoulement est repoussée à des angles d'incidence plus élevés, ce qui conduit à une nette augmentation de la portance maximale et à une diminution de la traînée de forme. Afin d'améliorer le bilan énergétique du contrôle, Weier & Gerbeth (2004) ont utilisé un forçage oscillé et localisé à proximité du bord d'attaque d'un profil d'aile en incidence. De cette façon, l'effort énergétique nécessaire pour

l'obtention d'une même augmentation de la portance, comparé au forçage continu, peut être significativement réduit.

### 1.3.1 Équations de base

Une solution saline, telle que l'eau de mer, est un électrolyte. Le passage de courant électrique dans un tel milieu est lié à la mobilité des ions dissous, tandis que dans un milieu conducteur (métal) celui-ci est porté par le mouvement des électrons. À l'interface entre une solution ionique (eau de mer) et un milieu conducteur (électrode métallique), le passage du courant électrique est entièrement lié aux réactions d'oxydo-réduction des espèces électroactives de la solution.

Pour la suite de ce travail, l'électrolyte sera considéré comme un milieu conducteur purement résistif dont la conductivité apparente est le reflet de la mobilité des ions. L'eau de mer est un électrolyte qui possède une conductivité apparente relativement faible ( $\sigma \approx 5 \text{ S/m}$ ), ainsi que sa perméabilité magnétique  $\mu_o$  et sa permittivité électrique  $\epsilon_o$  sont égales à celles du vide. Lorsque ce sera nécessaire, les réactions aux électrodes seront prises en compte sous la forme d'un saut de potentiel électrique à la surface des électrodes.

Le développement suivant montre que pour ce faible conducteur, et dans la mesure où le champ magnétique imposé par des aimants permanents est faible, l'application de forces électromagnétiques relativement importantes nécessite l'utilisation d'un courant électrique important. Ce dernier résulte de la compétition entre le courant imposé par la différence de potentiel aux bornes des électrodes et le courant induit par le déplacement du milieu conducteur dans le champ magnétique (loi de Faraday–Lenz). Ainsi, pour que le courant électrique soit suffisamment fort pour produire des forces suffisamment intenses, le courant imposé domine largement le courant induit. Ce dernier peut donc être négligé en très bonne approximation.

Ainsi, le courant électrique et le champ magnétique sont indépendants de l'écoulement, de telle sorte que la complexité du problème est largement réduite par le découplage des équations qui régissent les problèmes hydrodynamiques et électromagnétiques.

#### Problème hydrodynamique

Les équations qui gouvernent l'écoulement incompressible sont respectivement celles de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \tag{1.2}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} + \nabla P + \rho \mathbf{g} = \rho \nu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \tag{1.3}$$

Le terme source supplémentaire  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  dans l'équation (1.3) correspond aux forces de Lorentz-Laplace. Le rotationnel de ce terme correspond, quant à lui, à une source de vorticité.

### Problème magnétique

L'équation de l'induction magnétique, déduite à partir des équations de Maxwell, peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B})}_{\text{transport}} + \underbrace{\frac{1}{\mu_m \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}}_{\text{diffusion}} \quad (1.4)$$

Les aimants utilisés dans le cadre du contrôle électromagnétique sont permanents, ce qui implique que  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$ . Le rapport entre les termes de transport et de diffusion donne origine au nombre de Reynolds magnétique,

$$Re_m = \mu_o \sigma U L_{em} \quad (1.5)$$

La perméabilité magnétique de l'eau de mer est celle du vide ( $\mu_o = 4\pi 10^{-7}$  H/m) et sa conductivité apparente  $\sigma \approx 5$  S/m. Considérant un écoulement ayant une vitesse  $U = \mathcal{O}(1)$  m/s et un actionneur de dimensions centimétriques, le nombre de Reynolds magnétique résultant est  $Re_m = \mathcal{O}(10^{-8})$ . Dans ces conditions, le terme de transport est négligeable face au terme de diffusion. Nous pouvons ainsi déduire que le champ magnétique est indépendant de l'écoulement, de sorte que l'équation de l'induction est réduite à son terme de diffusion

$$\nabla^2 \mathbf{B} = 0 \quad (1.6)$$

### Problème électrique

La Loi d'Ohm, loi constitutive du courant électrique, représente la relation entre le courant et le champ électrique qui est à son origine. Le courant électrique qui parcourt la solution saline résulte de la combinaison du champ électrique imposé par les électrodes et celui induit par le mouvement du fluide conducteur dans le champ magnétique, soit

$$\mathbf{J} = \sigma \left( \underbrace{\mathbf{E}}_{\text{imposé}} + \underbrace{\mathbf{U} \times \mathbf{B}}_{\text{induit}} \right) \quad (1.7)$$

Dans le cadre du contrôle électromagnétique en eau de mer, à cause de la faible conductivité électrique apparente de celle-ci ( $\sigma \approx 5$  S/m), la différence de potentiel appliquée aux électrodes doit être élevée. En effet, typiquement dans le contrôle électromagnétique en eau de mer, le courant électrique fourni aux électrodes est imposé par un champ électrique  $E = \mathcal{O}(10^2)$  V/m, et les aimants permanents produisent un champ magnétique  $B = \mathcal{O}(10^{-1})$  T. Pour un écoulement ayant une vitesse  $U = \mathcal{O}(10^{-1})$  m/s, le rapport entre les deux termes est  $E/(U \times B) = \mathcal{O}(10^4)$ , de sorte que le champ électrique induit peut être négligé. Ainsi, l'équation (1.7) peut être simplifiée comme

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.8)$$

L'équation de la conservation de la charge peut être écrite sous la forme

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.9)$$

Compte tenu de la Loi d'Ohm, et supposant  $\sigma$  uniforme et constante,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.10)$$

Sachant que le champ électrique dérive du potentiel scalaire électrique, tel que  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ , nous pouvons déduire que le potentiel électrique est régi par une équation de Laplace

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (1.11)$$

### 1.3.2 Paramètres adimensionnels

Comme nous l'avons précisé, les problèmes électromagnétique et hydrodynamique sont découplés. En conséquence, les échelles caractéristiques et les paramètres sans dimensions qu'elles permettent de construire sont indépendants. Les stratégies de contrôle seront donc étroitement liées à l'ajustement pertinent des échelles respectivement liées au forçage et à l'écoulement.

#### Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds traduit le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses dans l'écoulement, et est défini classiquement comme

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad (1.12)$$

où  $U$  et  $L$  sont des échelles de vitesse et de longueur caractéristiques de l'écoulement.

#### Nombre de Stuart

Le champ de force de Lorentz-Laplace intervient comme un terme source dans les équations de Navier-Stokes. Leur adimensionnalisation donne origine à un nombre adimensionnel supplémentaire, appelé nombre de Stuart<sup>3</sup>  $St$ , qui traduit le rapport entre les forces électromagnétiques et les forces d'inertie dans l'écoulement. Celui-ci est défini comme

$$St = \frac{J B}{\rho U^2 / L_{em}} \quad (1.13)$$

où  $J$ ,  $B$  et  $L_{em}$  sont les échelles caractéristiques du forçage électromagnétique utilisées dans l'adimensionnalisation des équations de Navier-Stokes.

#### Nombre de Hartmann

Le nombre de Hartmann  $Ha^2$  traduit le rapport entre les forces électromagnétiques et les forces visqueuses dans l'écoulement, défini comme

$$Ha^2 = \frac{J B}{\rho \nu U / (L L_{em})} \quad (1.14)$$

Il est intéressant de noter que les nombres de Hartmann et de Stuart ne sont pas indépendants, puisque

$$\frac{Ha^2}{St} = Re \quad (1.15)$$

---

<sup>3</sup>Le nombre de Stuart est parfois appelé « paramètre d'interaction » et noté  $I$  ou  $N$ .

### Échelles caractéristiques du contrôle électromagnétique

Classiquement, les échelles du forçage électromagnétique sont caractérisées par la valeur à la paroi des champs de densité de courant électrique  $J_o$  et d'induction magnétique  $B_o$ . Le Tableau 1.1 présente les valeurs typiques des ces échelles dans le cadre du contrôle électromagnétique d'écoulements en eau de mer, ainsi que les propriétés physiques de l'eau de mer.

Échelle	Ordre de grandeur
$J = J_o$	$10^2$ à $10^4$ A/m <sup>2</sup>
$B = B_o$	$10^{-1}$ T
$\rho$	$10^3$ kg/m <sup>3</sup>
$\nu$	$10^{-6}$ m <sup>2</sup> /s

TABLEAU 1.1 – Échelles caractéristiques du forçage électromagnétique et propriétés physiques de l'eau de mer.

Le choix des échelles de vitesse  $U$  et de longueur  $L$  caractéristiques de l'écoulement est moins évident, et dépend du type d'écoulement contrôlé. A titre d'exemple, le Tableau 1.2 présente les échelles choisies par différents auteurs, dans le cadre du contrôle électromagnétique visant la réduction de la traînée d'une couche limite turbulente de type plaque plane (quatre premières lignes) ainsi que le contrôle de la séparation de l'écoulement autour d'un corps solide (deux dernières lignes).

Auteurs	$U$	$L$
Berger <i>et al.</i> (2000)	$u_\tau$	$\delta$ (épaisseur de la couche limite)
Breuer <i>et al.</i> (2004)	$u_\tau$	$a$ (largeur des aimants et électrodes)
Du <i>et al.</i> (2002)	$u_\tau$	$\Delta$ (« hauteur de pénétration » des forces)
Henoch & Stace (1995)	$u_\tau$	$\theta$ (épaisseur de qdm de la couche limite)
Weier <i>et al.</i> (1998)	$U_\infty$	$D$ (diamètre du cylindre)
Weier <i>et al.</i> (2000)	$U_\infty$	$c$ (corde du profil d'aile)

TABLEAU 1.2 – Choix des échelles de vitesse et de longueur du contrôle électromagnétique.

Il est intéressant de noter que, dans les cas de contrôle d'une couche limite turbulente, l'échelle de vitesse a été choisie de façon unanime comme la vitesse de frottement  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  de la couche limite turbulente. Néanmoins, il en va tout autrement pour le choix de l'échelle de longueur, qui a porté sur différentes échelles de la couche limite ou du champ de force appliqué. En ce qui concerne le contrôle de la séparation de la couche limite autour d'un corps solide, l'échelle de vitesse choisie est la vitesse non perturbée de l'écoulement externe, tandis que l'échelle de longueur est la dimension caractéristique du corps solide.

Le découplage des équations hydrodynamiques et électromagnétiques dans le cadre du contrôle électromagnétique en eau de mer conduit à reconsidérer les approches classiques de la MHD, adoptées y compris dans l'eau de mer comme ce fut

le cas en propulsion MHD (Thibault *et al.*, 1993). Du point de vue de la résolution des équations, ce découplage permet de les résoudre de façon séparée. Ainsi, le champ de force, indépendant de l'écoulement, ne dépend que du courant fourni aux électrodes et peut être calculé séparément. La réponse de l'écoulement au forçage électromagnétique peut alors être calculé *a posteriori*. Le découplage entre les échelles de l'écoulement et du forçage conduit à mener une stratégie de contrôle reposant sur un ajustement des ces échelles, qui dépend étroitement de la méthode de contrôle envisagée.

### 1.3.3 Aspects énergétiques

Un point faible de toute méthode de contrôle actif est sans doute son besoin d'un apport externe d'énergie. En particulier si l'objectif du contrôle est la réduction de traînée, celui-ci n'a de sens que si l'énergie économisée par la réduction de traînée est plus importante que l'énergie dépensée par le système de contrôle. Dans le cadre du contrôle électromagnétique, la connaissance des aspects énergétiques mis en jeu est particulièrement importante. En effet, les aimants utilisés étant permanents, le coût de fonctionnement d'un actionneur électromagnétique est directement proportionnel à sa consommation en courant électrique.

La puissance électrique consommée par un actionneur électromagnétique peut être calculée à l'aide de l'expression

$$P_c = I\Delta\phi \quad (1.16)$$

où  $I$  est le courant électrique fourni et  $\Delta\phi$  est la différence de potentiel électrique appliquée aux électrodes. Une partie de cette puissance est perdue à cause du saut de potentiel électrochimique aux électrodes. Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons réalisé l'expérience suivante : un actionneur électromagnétique est immergé dans un grand volume d'eau salée initialement au repos. Les bornes des électrodes sont soumises à une différence de potentiel électrique et le courant électrique résultant est mesuré à l'aide d'un ampèremètre. La Figure 1.2 présente l'évolution du courant électrique mesuré en fonction de la différence de potentiel électrique, où l'on peut observer que le courant électrique est nul si la différence de potentiel électrique appliquée est inférieure à environ 3,6 V. Ce saut de potentiel, dû à l'activation des espèces électrochimiques mises en œuvre dans l'électrolyse de l'eau salée, doit être surmonté avant que le courant circule par les électrodes. Au delà de cette valeur, le comportement linéaire du courant électrique suggère que l'eau salée se comporte comme un milieu purement résistif. La puissance associée à ce saut de potentiel peut être calculée par

$$P_s = I\Delta\phi_e \quad (1.17)$$

La puissance fournie au fluide est la différence entre la puissance électrique consommée par l'actionneur et la puissance électrique perdue à cause du saut de potentiel, soit

$$P_f = P_c - P_s \quad (1.18)$$

Il est possible alors de définir un rendement électrique de l'actionneur comme

$$\eta_e = \frac{P_f}{P_c} = \frac{\Delta\phi - \Delta\phi_e}{\Delta\phi} = 1 - \frac{\Delta\phi_e}{\Delta\phi} \quad (1.19)$$

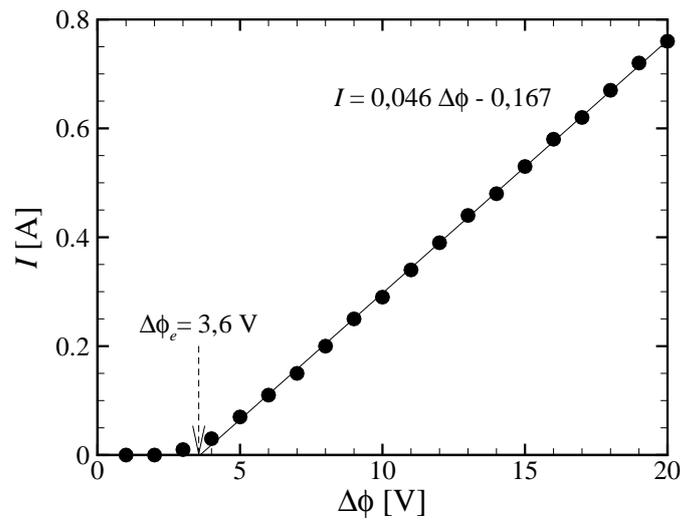


FIGURE 1.2 – Courant électrique à travers un actionneur normal en fonction de la différence de potentiel appliquée aux électrodes (points : valeurs mesurées ; trait : régression linéaire).

La Figure 1.3 illustre le rendement électrique calculé avec l'équation (1.19), à partir des données présentées dans la Figure 1.2, où l'on peut constater que le rendement est assez faible pour des valeurs de  $\Delta\phi$  de l'ordre de  $\Delta\phi_e$ .

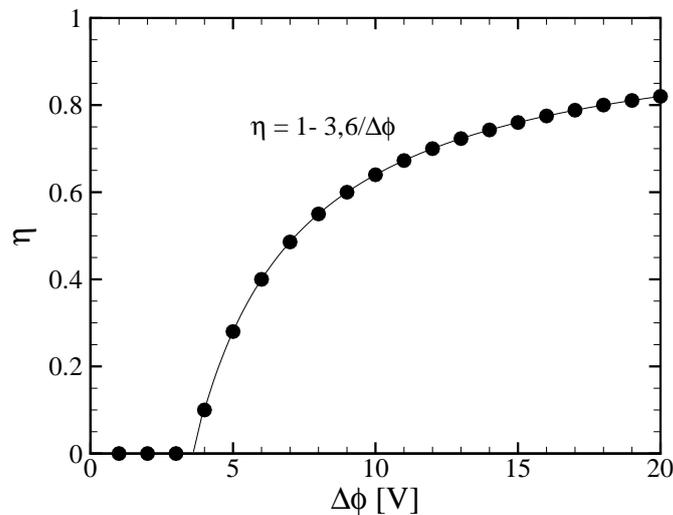


FIGURE 1.3 – Rendement électrique d'un actionneur normal en fonction de la différence de potentiel électrique appliquée aux électrodes (points : valeurs calculées ; trait : courbe de tendance).

Une partie de l'énergie injectée dans l'écoulement est convertie en énergie mécanique, principalement sous la forme d'énergie cinétique du fluide mis en mouvement. La puissance associée à ce transfert d'énergie, appelée puissance propulsive, peut être calculée par

$$P_p = \int \mathbf{f}_{em} \cdot \mathbf{U} d\vartheta \quad (1.20)$$

Du fait de la faible conductivité apparente  $\sigma$  de l'eau de mer, associée à la faible induction magnétique  $\mathbf{B}$  générée par les aimants permanents, la puissance propulsive imprimée à l'écoulement est très modeste, de telle sorte que la plupart de la puissance électrique fournie à l'actionneur est dissipée par effet Joule. Ainsi, le rendement du contrôle électromagnétique, défini comme

$$\eta = \frac{P_p}{P_f} \tag{1.21}$$

est très faible. Cela dit, ce rendement serait la préoccupation principale d'une application de propulsion directe MHD, et n'est ici qu'un critère d'évaluation du coût énergétique du forçage.

# Chapitre 2

## Applications du contrôle électromagnétique

Dans ce chapitre, nous présentons une étude prospective de l'application du contrôle électromagnétique à deux cas d'école. Pour cela, nous avons utilisé la simulation numérique comme outil de travail, décrite dans le Chapitre 4. En effet, à cause des petites dimensions de la veine d'essais du tunnel à eau salée dont nous disposons, nous n'avons pas pu réaliser des mesures expérimentales équivalentes.

### 2.1 Contrôle d'une couche limite laminaire

D'après la théorie de la stabilité linéaire, plus la couche limite possède un profil de vitesse convexe, c'est à dire dont la dérivée  $\partial^2 u / \partial y^2$  à la paroi est plus importante, plus elle est stable. Une façon classique d'obtenir un tel profil de vitesse consiste à aspirer du fluide dans la couche limite qui se développe sur une paroi poreuse. Si le fluide est conducteur d'électricité, une méthode alternative peut être envisagée à l'aide d'un actionneur électromagnétique parallèle aligné dans le sens de l'écoulement. Dans la suite, nous présenterons ces deux possibilités de contrôle.

#### 2.1.1 Contrôle par aspiration à la paroi

Avant d'étudier le contrôle d'une couche limite laminaire à l'aide d'un champ de force électromagnétique, nous nous intéresserons d'abord à une méthode plus « classique » qui consiste à aspirer la couche limite à travers une paroi poreuse, comme illustré dans la Figure 2.1. Les équations qui décrivent l'écoulement d'une couche limite bidimensionnelle incompressible sur une plaque plane adhérente et perméable peuvent être écrites comme

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \tag{2.1}$$

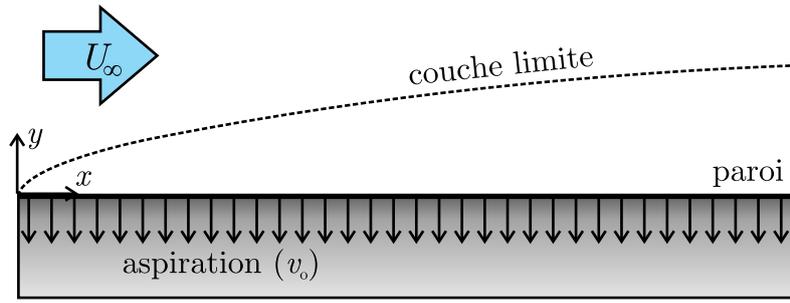


FIGURE 2.1 – Schéma d'une couche limite laminaire bidimensionnelle sur une plaque plane poreuse soumise à aspiration uniforme.

avec les conditions aux limites

$$\begin{aligned} y = 0 : u = 0, \quad v = -v_o \\ y = \infty : u = U_\infty \end{aligned} \quad (2.2)$$

Si l'on considère le cas où l'aspiration à la paroi est homogène ( $v_o = \text{cte}$ ) et le gradient de pression est nul ( $\frac{dp}{dx} = 0$ ), le système (2.1) possède une solution exacte sous la forme

$$\begin{aligned} u(y) &= U_\infty \left(1 - e^{-\frac{v_o}{\nu}y}\right) \\ v(x,y) &= -v_o \end{aligned} \quad (2.3)$$

Ce profil de vitesse asymptotique possède quelques propriétés intéressantes, telle son indépendance de la coordonnée longitudinale  $x$ , ainsi que la tension de cisaillement à la paroi

$$\tau_w = \rho\nu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_o = \rho v_o U_\infty \quad (2.4)$$

qui est indépendante de la viscosité. L'épaisseur de la couche limite aspirée peut être calculée comme

$$e^{-\frac{v_o}{\nu}\delta} = 0,01 \quad \text{ou} \quad \delta \approx 4,6 \frac{\nu}{v_o} \quad (2.5)$$

ainsi que les épaisseurs de déplacement  $\delta_1$  et de quantité de mouvement  $\delta_2$

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy = \frac{\nu}{v_o} \quad (2.6)$$

et

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy = \frac{1}{2} \frac{\nu}{v_o} \quad (2.7)$$

La couche limite aspirée est plus stable qu'une couche limite non aspirée, telle que la couche limite de Blasius. En effet, le nombre de Reynolds critique de la couche limite aspirée est d'environ  $Re_{\delta_1 \text{crit}} = 4 \cdot 10^4$  à  $7 \cdot 10^4$  contre  $Re_{\delta_1 \text{crit}} = 520$  pour la couche limite de Blasius (Drazin & Reid, 1981), soit deux ordres de grandeur plus élevé. Cette stabilité accrue a comme conséquence de retarder la transition à la turbulence et, en fonction de la valeur du taux d'aspiration

$$C_{asp} = \frac{v_o}{U_\infty}, \quad (2.8)$$

de réduire considérablement de la résistance de frottement par rapport à une couche limite turbulente. Le coefficient de frottement pariétal de la couche limite aspirée peut être exprimé en fonction du cisaillement pariétal, défini par l'équation (2.4), comme

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2}U_\infty^2} = 2\frac{v_o}{U_\infty} = 2C_{asp} \quad (2.9)$$

La couche limite aspirée est linéairement stable tant que le nombre de Reynolds reste inférieur à sa valeur critique, soit

$$\frac{U_\infty \delta_1}{\nu} < Re_{\delta_1 crit} \quad (2.10)$$

En substituant l'épaisseur de déplacement du profil exponentiel, défini par l'équation (2.6), dans l'équation (2.10), le taux d'aspiration minimal nécessaire pour maintenir la couche limite laminaire est de

$$C_{asp} = \frac{1}{Re_{\delta_1 crit}} \quad (2.11)$$

ce qui correspond à des valeurs de  $\mathcal{O}(10^{-5})$ .

## 2.1.2 Contrôle électromagnétique

Gailitis & Lielausis (1961) ont proposé l'utilisation d'un forçage électromagnétique aligné dans le sens de l'écoulement afin de stabiliser une couche limite laminaire de type plaque plane. Le retardement de la transition à la turbulence ainsi obtenu est à l'origine d'une forte réduction de la traînée, puisque le frottement pariétal turbulent est en général plusieurs ordres de grandeur plus important que son équivalent laminaire.

La Figure 2.2 illustre une plaque plane dont la paroi est recouverte d'un actionneur parallèle aligné dans le sens de l'écoulement externe. En dehors des bords de l'actionneur, et si l'on néglige le courant induit  $\sigma(\mathbf{U} \times \mathbf{B})$  par rapport au courant fourni  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$  (cf. sous-section 1.3.1), les champs électrique et magnétique peuvent être considérés comme étant bidimensionnels, puisqu'ils ne possèdent alors que des composantes dans les directions  $y$  et  $z$ . Dans ce cas, le champ de force  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  est

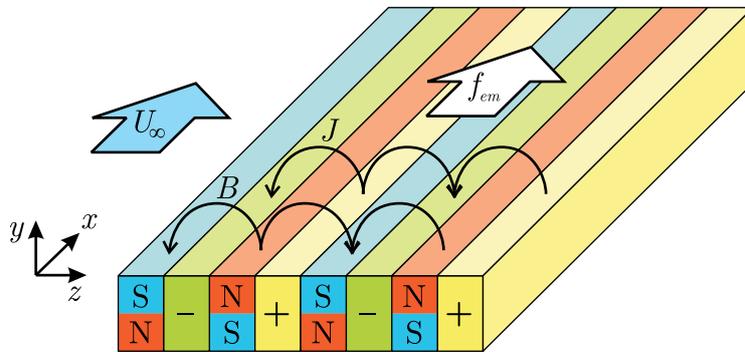


FIGURE 2.2 – Schéma d'une plaque plane recouverte d'un actionneur parallèle idéalisé.

aligné dans la direction  $x$  seulement, et son sens – vers l’amont ou l’aval – ne dépend que de la polarité des aimants et des électrodes.

La distribution de ce champ de force bidimensionnel peut être calculée par le développement en série des champs magnétique et électrique produits par les aimants et les électrodes, respectivement. Comme l’a démontré Grienberg (1961), la force résultante décroît de façon exponentielle avec la distance  $y$  de la paroi. En considérant des termes d’ordres supérieurs, une variation de l’intensité de la force en fonction la direction  $z$  apparaît au niveau des bords longitudinaux des aimants et des électrodes. Cela est dû aux singularités présentes dans les équations des champs électromagnétiques.

Si l’on considère la moyenne du champ de force suivant la direction transversale  $z$ , celui-ci ne dépend alors que de la direction normale  $y$ . Pour le cas d’un actionneur jointif (espacement nul entre les aimants et les électrodes adjacents), affleurant (pôle des aimants affleurant à la paroi) et dont les aimants et les électrodes possèdent la même largeur  $a$ , le profil unidimensionnel du champ de force peut être exprimé comme

$$f_{em}(y) = \langle f_{em} \rangle_z = \frac{\pi}{8} J_o B_r e^{-\frac{\pi}{a}y} \quad (2.12)$$

où  $J_o$  est la densité de courant électrique à la surface des électrodes et  $B_r$  la rémanence magnétique des aimants.

L’équation de la couche limite bidimensionnelle qui se développe sur la plaque plane, déjà simplifiée pour le cas canonique  $\frac{dp}{dx} = 0$  et avec le terme source dû aux forces électromagnétiques, peut être écrite comme

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\pi}{8} \frac{J_o B_r}{\rho} e^{-\frac{\pi}{a}y} \quad (2.13)$$

L’équation (2.13) peut être réécrite sous une forme adimensionnelle comme

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + Z e^{-y^*} \quad (2.14)$$

où

$$x^* = \frac{\nu \pi^2 x}{U_\infty a^2}, \quad y^* = \frac{\pi}{a} y, \quad u^* = \frac{u}{U_\infty}, \quad v^* = \frac{va}{\pi \nu} \quad (2.15)$$

Le nombre sans dimensions

$$Z = \frac{1}{8\pi} \frac{J_o B_r a^2}{\rho U_\infty \nu} \quad (2.16)$$

décrit le rapport entre les forces électromagnétiques et les forces visqueuses qui agissent dans la couche limite. Ce paramètre est proportionnel au nombre de Hartmann (cf. équation 1.14 page 36).

Tsinober & Shtern (1967) ont montré que si  $Z = 1$ , l’épaisseur de la couche limite atteint une valeur asymptotique, c’est à dire que le déficit de quantité de mouvement dû au frottement pariétal est tout juste compensé par l’ajout de quantité de mouvement dû aux forces électromagnétiques. Le profil de vitesse de la couche limite soumise au forçage avec  $Z = 1$  tend vers un profil exponentiel asymptotique :

$$u = U_\infty (1 - e^{-\frac{\pi}{a}y}) \quad (2.17)$$

De façon analogue à la couche limite aspirée, ce profil exponentiel asymptotique possède un nombre de Reynolds critique deux ordres de grandeur plus élevé que le profil de Blasius, de sorte que la transition vers la turbulence peut être considérablement retardée. Le Tableau 2.1 synthétise les principales caractéristiques des couches limites contrôlées par un champ de force électromagnétique ou par aspiration, mettant en évidence la similitude entre ces deux méthodes de contrôle.

quantité	contrôle EM	aspiration
$u(y)$	$U_\infty(1 - e^{-\frac{\pi}{a}y})$	$U_\infty(1 - e^{-\frac{v_o}{\nu}y})$
$\delta_1$	$\frac{a}{\pi}$	$\frac{\nu}{v_o}$
$\delta_2$	$\frac{1}{2} \frac{a}{\pi}$	$\frac{\nu}{2v_o}$
$\tau_w$	$\rho\nu \frac{\pi}{a} U_\infty$	$\rho v_o U_\infty$
$C_f$	$2 \frac{\pi\nu}{aU_\infty}$	$2 \frac{v_o}{U_\infty}$

TABLEAU 2.1 – Comparaison entre les principales caractéristiques des couches limites contrôlées par un champ de force électromagnétique ou par aspiration.

### 2.1.3 Aspects énergétiques

L'objectif des méthodes de contrôle d'une couche limite de type plaque plane décrites précédemment est la réduction de la traînée, dans le but de réduire l'apport énergétique nécessaire à entretenir l'écoulement. Dans le cas des méthodes actives de contrôle, l'énergie dépensée par le cycle de contrôle doit être prise en compte dans le bilan énergétique.

#### Frottement pariétal

La contrainte de cisaillement à la paroi d'une couche limite laminaire de type plaque plane non contrôlée peut être calculée à partir de la solution de Blasius

$$\tau_w = \frac{0,4696\rho\nu U_\infty}{\sqrt{2\nu x/U_\infty}} \quad (2.18)$$

À partir de la contrainte de cisaillement à la paroi, il est possible de calculer le coefficient de frottement pariétal local

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_\infty^2} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}} = \frac{\delta_2}{x} \quad (2.19)$$

et le coefficient de traînée totale

$$C_D = \int_0^L C_f dx = \frac{1,328}{\sqrt{Re_L}} = \frac{2\delta_2}{x} \quad (2.20)$$

Dans le cas d'une couche limite turbulente, il existe plusieurs approximations pour le coefficient de traînée, parmi lesquelles nous utiliserons celle de Prandtl-Schlichting

$$C_D = \frac{0,455}{(\log Re_L)^{2,58}} - \frac{1700}{Re_L} \quad (2.21)$$

adaptée pour tenir compte d'une transition à  $Re_L \sim 5 \cdot 10^5$  et valable jusqu'à  $Re_L \sim 10^9$  (White, 1974).

En ce qui concerne une couche limite laminaire soumise à un forçage électromagnétique parallèle, dont le profil de vitesse tend vers le profil exponentiel asymptotique décrit par l'équation (2.17), la résistance que la plaque plane exerce sur l'écoulement reste confinée à la portion initiale où le profil de vitesse n'a pas encore atteint sa forme exponentielle asymptotique. En effet, à l'origine de la plaque plane contrôlée, le frottement pariétal est celui d'une couche limite laminaire canonique naissante. Au fur et à mesure que la couche limite parcourt la paroi recouverte de l'actionneur électromagnétique parallèle, le champ de force de Lorentz-Laplace modifie son profil de vitesse, qui se transforme graduellement du profil de Blasius au profil exponentiel asymptotique. Au-delà de cette longueur de développement, les pertes dues au frottement pariétal sont compensées par la poussée introduite par les forces électromagnétiques. La force de traînée résultante est égale à la différence entre le frottement pariétal et la poussée des forces électromagnétiques, soit

$$\frac{F_D}{L_z} = \int_0^L \left[ \tau_w - \int_0^\infty f_{em}(y) dy \right] dx \quad (2.22)$$

où  $L_z$  est l'envergure de la plaque. Une façon plus pratique de calculer la force de traînée consiste à faire un bilan de quantité de mouvement de la couche limite, tel que

$$\frac{F_D}{L_z} = \int_0^\infty \rho u(U_\infty - u) dy \quad (2.23)$$

Pour un profil exponentiel asymptotique, l'équation (2.23) devient

$$\frac{F_D}{L_z} = \frac{\rho a U_\infty^2}{2\pi} \quad (2.24)$$

Avec la définition du coefficient de traînée

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 A} \quad (2.25)$$

où  $A$  est la surface de la plaque, le coefficient de traînée peut être exprimé par

$$C_D = \frac{a}{\pi L} \quad (2.26)$$

Cette expression peut être réécrite sous la forme

$$C_D = \frac{Re_{\delta_1}}{Re_L} \quad (2.27)$$

si l'on utilise la définition de  $Re_{\delta_1}$  pour le profil exponentiel asymptotique

$$Re_{\delta_1} = \frac{aU_\infty}{\pi\nu} \quad (2.28)$$

Il est important de souligner que dans le cas d'une plaque plane contrôlée à l'aide de forces électromagnétiques alignées dans le sens de l'écoulement, au-dessus de laquelle se développe une couche limite ayant un profil de vitesse exponentiel asymptotique, le coefficient de traînée  $C_D$  ne doit pas être calculé comme dans le cas d'une couche limite non forcée, c'est à dire, seulement à partir de la contrainte de cisaillement  $\tau_w$ . Cela reviendrait à négliger la contribution des forces électromagnétiques au bilan de quantité de mouvement de la couche limite, et dans ce cas le coefficient de traînée serait

$$C_D = \frac{2\pi\nu}{aU_\infty} = \frac{2}{Re_{\delta_1}} \quad (2.29)$$

Le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_1}$  d'une couche limite ayant un profil de vitesse exponentiel asymptotique ne dépend pas de la coordonnée longitudinale  $x$ . Pour que la couche limite contrôlée reste laminaire, ce paramètre doit être inférieur à sa valeur critique, c'est à dire la valeur à partir de laquelle la couche limite devient instable. Puisque le coefficient de traînée  $C_D$ , défini par l'équation (2.27), est directement proportionnel à  $Re_{\delta_1}$ , la solution triviale pour obtenir une réduction plus importante de la traînée serait de diminuer  $Re_{\delta_1}$  en réduisant la largeur  $a$  des aimants et des électrodes. Cependant, la condition  $Z = 1$  pour que le profil exponentiel asymptotique soit atteint implique que la largeur  $a$  des aimants soit la plus grande possible pour que la consommation électrique soit minimisée, puisque  $J_o \propto a^{-2}$  (cf. équation 2.16). Ainsi,  $Re_{\delta_1}$  doit être le plus grand possible, sans pour autant dépasser sa valeur critique, soit

$$Re_{\delta_1} = Re_{\delta_1crit} \quad (2.30)$$

Les valeurs de  $Re_{\delta_1crit}$  communément utilisées pour un profil exponentiel asymptotique se situent entre  $4 \cdot 10^4$  et  $7 \cdot 10^4$  (Drazin & Reid, 1981), et nous utiliserons comme référence la valeur la plus conservatrice  $Re_{\delta_1crit} = 4 \cdot 10^4$ .

La Figure 2.3 présente les courbes correspondant aux coefficients de traînée d'une couche limite de type plaque plane dont le profil de vitesse est laminaire, turbulent, ainsi qu'exponentiel. Cette figure montre que, pour des nombres de Reynolds inférieurs à environ  $10^7$ , la valeur du coefficient de traînée calculé à l'aide de l'équation (2.27) est curieusement plus élevée que celle d'une couche limite laminaire de Blasius et même que celle d'une couche limite turbulente! Cela s'explique par le fait que l'équation (2.27) est valable seulement lorsque le profil de vitesse de la couche limite contrôlée a déjà atteint sa forme exponentielle asymptotique. Pendant le développement de la couche limite, où le profil de vitesse se transforme d'un profil de Blasius vers le profil exponentiel, le coefficient de traînée de la plaque suit la courbe pointillée qui fait la transition entre les régimes laminaire et exponentiel asymptotique. Cette courbe, proposée par Weier (2000), peut être exprimée comme

$$C_D = \frac{Re_{\delta_1crit}}{Re_L} \left( 1 - e^{-\sqrt{1,764Re_L/Re_{\delta_1crit}^2}} \right) \quad (2.31)$$

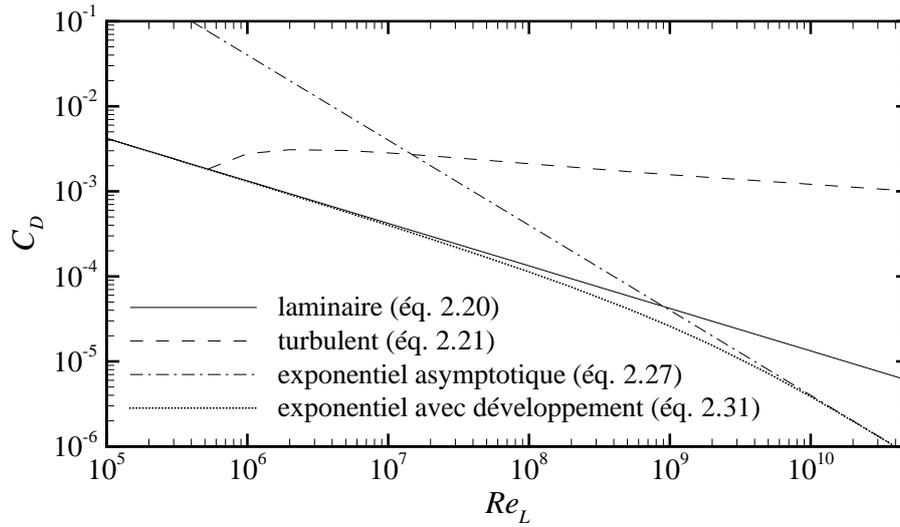


FIGURE 2.3 – Coefficients de traînée  $C_D$  d'une couche limite de type plaque plane dont le profil de vitesse est laminaire, turbulent, ainsi qu'exponentiel.

### Rendement énergétique

Le rendement énergétique du contrôle électromagnétique peut être défini comme

$$\eta = \frac{P_o}{P_c + P_e} \quad (2.32)$$

où  $P_o$  et  $P_c$  est la puissance dissipée par l'écoulement sans et avec contrôle, respectivement, et  $P_e$  est la puissance électrique consommée par le contrôle. Les puissances  $P_o$  et  $P_c$  peuvent être calculées par le produit de la force de traînée par la vitesse de l'écoulement. La puissance électrique consommée  $P_e$  par le contrôle électromagnétique est due à la dissipation dans le fluide par effet Joule, ainsi qu'au saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  aux électrodes, soit

$$P_e = \left( \frac{J_o a}{4\sigma} + \Delta\phi_e \right) J_o A \quad (2.33)$$

où  $A$  est la surface de la plaque.

Il est possible d'exprimer les puissances  $P_o$  et  $P_c$  en fonction des coefficients respectifs de traînée, en utilisant la relation  $P = \frac{\rho}{2} C_D U_\infty^3 A$ . Nous pouvons alors réécrire l'équation (2.32) en fonction des coefficients de traînée de la couche limite non contrôlée  $C_{D_o}$  et contrôlée  $C_{D_c}$  :

$$\eta = \frac{C_{D_o}}{C_{D_c} + K \frac{16}{\pi Re_{\delta_1}^2}} \quad (2.34)$$

où  $K$  est un nombre sans dimensions qui contient les différences de potentiel nécessaires à surmonter les pertes ohmiques et le saut de potentiel électrochimique, défini comme

$$K = \frac{\frac{2\rho U_\infty^2}{\sigma B_r Re_{\delta_1}^2} + \Delta\phi_e}{\nu B_r} \quad (2.35)$$

En observant la Figure 2.3, il est clair que le contrôle électromagnétique de la couche limite n'a de sens que pour des régimes où la couche limite non contrôlée ne serait plus laminaire, c'est à dire pour des nombres de Reynolds  $Re_L > 5 \cdot 10^5$ . En effet, en régime laminaire, l'énergie dépensée avec le contrôle sera toujours plus importante que celle économisée avec la diminution de la traînée. Ainsi, dans la définition du rendement du contrôle (équation 2.34), le coefficient de traînée  $C_{D_o}$  de la couche non contrôlée doit être celui d'une couche limite turbulente, défini par l'équation (2.21), tandis que le coefficient de traînée  $C_{D_c}$  de la couche laminaire contrôlée doit être celui défini par l'équation (2.31). L'équation (2.34) peut alors être réécrite comme

$$\eta = \frac{\frac{0,455 Re_L}{(\log Re_L)^{2,58}} - 1700}{Re_{\delta_1 crit} \left( 1 - e^{-\sqrt{1,764 Re_L / Re_{\delta_1 crit}^2}} \right) + \left( \frac{\frac{2\rho U_\infty^2}{\sigma B_r Re_{\delta_1 crit}} + \Delta\phi_e}{\nu B_r} \right) \frac{16 Re_L}{\pi Re_{\delta_1 crit}^2}} \quad (2.36)$$

Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, la valeur  $Re_{\delta_1 crit} = 4 \cdot 10^4$  a été adoptée. Pour l'estimation du rendement théorique du contrôle, les valeurs des propriétés de l'eau salée sont  $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ ,  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $\sigma = 5 \text{ S/m}$ . La Figure 2.4 souligne l'influence du saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  aux électrodes sur le rendement du contrôle. Dans ce cas, la valeur de la rémanence des aimants  $B_r = 1,4 \text{ T}$  est celle des aimants NdFeB de haute performance trouvés actuellement sur le marché. La Figure 2.4(a) montre que, si l'on néglige le saut de potentiel aux électrodes ( $\Delta\phi_e = 0$ ), le rendement du contrôle peut dépasser largement le seuil de rentabilité  $\eta = 1$ . Malheureusement, comme le montre la Figure 2.4(b), ce seuil n'est pas atteint si l'on considère un saut de potentiel non nul, même si celui-ci est seulement égal au potentiel standard du Chlore ( $\phi_o = 1,23 \text{ V}$ ).

Afin d'augmenter le rendement du contrôle, il est envisageable de diminuer le saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  et/ou d'augmenter la rémanence  $B_r$  des aimants. Malheureusement, le saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  sera toujours plus élevé

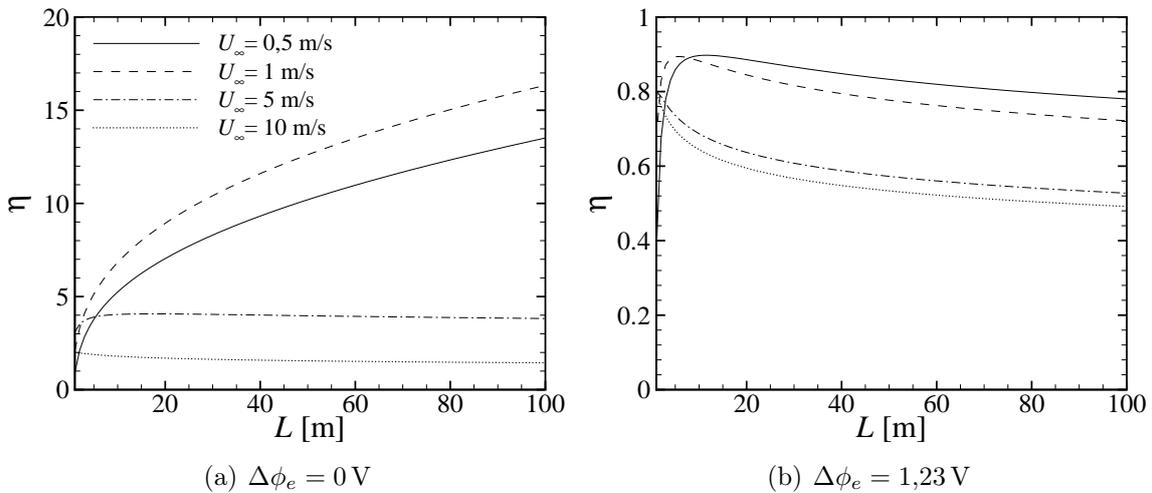


FIGURE 2.4 – Rendement du contrôle d'une couche limite laminaire, avec des aimants ayant une rémanence de  $B_r = 1,4 \text{ T}$  : influence du saut de potentiel  $\Delta\phi_e$  aux électrodes.

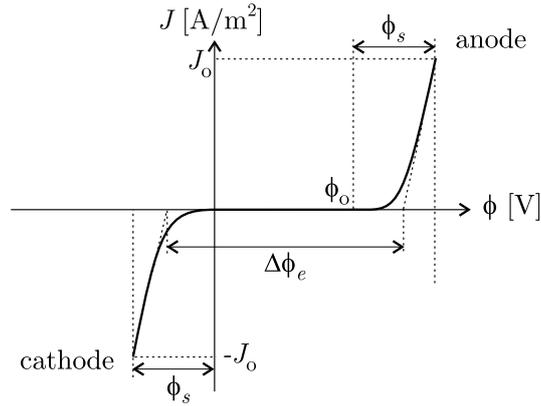


FIGURE 2.5 – Variation de la densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  en fonction du potentiel électrique  $\phi$  appliqué : influence des potentiels standards  $\phi_o$  des espèces électro-actives et des surtensions d'électrode  $\phi_s$ .

que la différence des potentiels standards  $\phi_o$  des espèces électro-actives, comme le montre la Figure 2.5. Cela est dû aux surtensions d'électrode  $\phi_s$ , qui dépendent du matériau des électrodes et de la densité de courant électrique qui les parcourt, lesquelles se rajoutent aux potentiels standards  $\phi_o$ . L'électrolyse de l'eau salée, dans le cadre du contrôle électromagnétique (Boissonneau & Thibault, 1999), consiste en la réduction de  $\text{H}^+$  aux cathodes ( $\phi_o = 0 \text{ V}$ ) et l'oxydation de  $\text{Cl}^-$  aux anodes ( $\phi_o = 1,23 \text{ V}$ ).

En pratique, comme le montre la Figure 1.2, le saut de potentiel électrochimique atteint des valeurs plus élevées que la différence des potentiels standards des espèces électro-actives :  $\Delta\phi_e = 3,6 \text{ V}$  au lieu de  $1,23 \text{ V}$ . Cela a comme conséquence de diminuer de façon notable le rendement du contrôle, comme le montre la Figure 2.6(a). Afin d'atteindre le seuil de rentabilité  $\eta = 1$ , la solution est d'utiliser des aimants ayant une rémanence magnétique plus élevée. La Figure 2.6(b) montre que cela n'est possible qu'en utilisant des aimants ayant une rémanence  $B_r = 4,5 \text{ T}$ . Malheureuse-

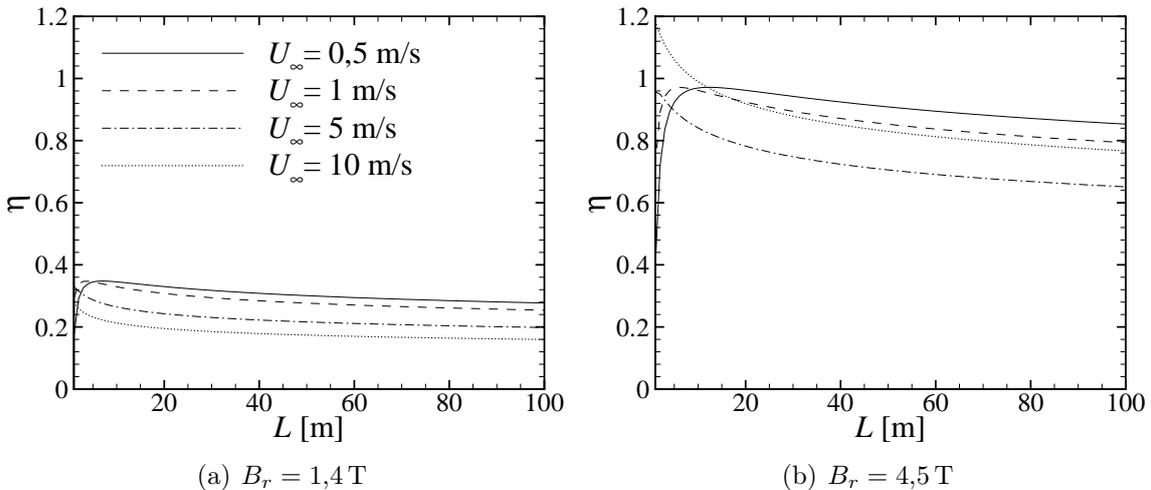


FIGURE 2.6 – Rendement du contrôle d'une couche limite laminaire, avec un saut de potentiel de  $\Delta\phi_e = 3,6 \text{ V}$  : influence de la rémanence  $B_r$  des aimants.

ment, cette valeur est 3 fois supérieure à la rémanence des aimants permanents les plus performants connus à ce jour.

Rappelons que les travaux sur la propulsion MHD à grande échelle avaient aussi mis en évidence la nécessité d'utiliser des champs magnétiques intenses tels que ceux produits par des aimants supra-conducteurs. Ces derniers existent mais leur utilisation en contrôle semble dépourvue de sens pratique.

### 2.1.4 Profils de vitesse

Nous nous sommes intéressés aussi à la région de développement de la couche limite contrôlée, où le profil de vitesse se transforme progressivement d'un profil de Blasius vers un profil exponentiel. Pour cela, nous avons simulé numériquement l'écoulement d'une couche limite de type plaque plane soumise au forçage d'un actionneur électromagnétique parallèle aligné dans le sens de l'écoulement, comme illustré dans la Figure 2.7.

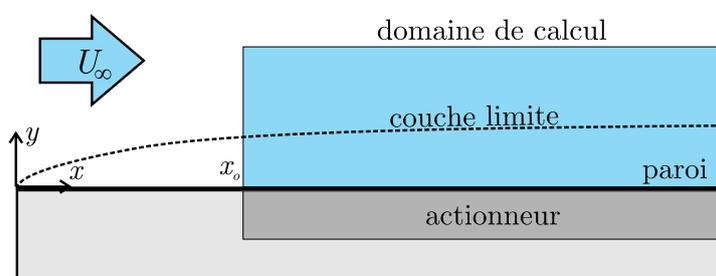


FIGURE 2.7 – Schéma de la couche limite de type plaque plane simulée numériquement.

L'écoulement simulé est bidimensionnel, stationnaire, laminaire ( $Re_{\delta_1} = 160$ ), et l'intensité du forçage est telle que la condition  $Z = 1$  est satisfaite. Les simulations ont été menées selon les procédures décrites dans le Chapitre 4, et le maillage utilisé est décrit dans l'Annexe C, page 209. Le profil de vitesse à l'entrée du domaine de calcul est celui d'une couche limite laminaire de Blasius, dont l'origine est située à une distance  $x_o^*$  en amont. Le champ de force, généré par l'actionneur qui recouvre toute la paroi du domaine de calcul, est calculé à l'aide du modèle simplifié décrit par l'équation (2.12).

La Figure 2.8 présente l'évolution du profil de vitesse de la couche limite au-dessus de l'actionneur, pour le cas où (a) l'actionneur commence au bord de la plaque ( $x_o^* = 0$ ), et (b) où l'actionneur commence à  $x_o^* = 3$ . Dans ces deux cas, le profil de vitesse de la couche limite contrôlée (traits continus) tarde à atteindre sa forme exponentielle théorique (traits pointillés), malgré le fait que  $Z = 1$ . En effet, dans le premier cas le forçage à proximité de la paroi est excessif par rapport au profil de vitesse uniforme entrant, ce qui provoque une survitesse dans le profil de vitesse observé dans la Figure 2.8(a). À l'opposé, dans le deuxième cas le forçage électromagnétique ne pénètre pas assez loin dans la couche limite, de sorte que le profil de vitesse n'atteint pas non plus la forme exponentielle asymptotique, comme le montre la Figure 2.8(b).

Ainsi, il existe une distance optimale entre le bord de la plaque plane et le début de l'actionneur électromagnétique, pour que le profil de vitesse atteigne la

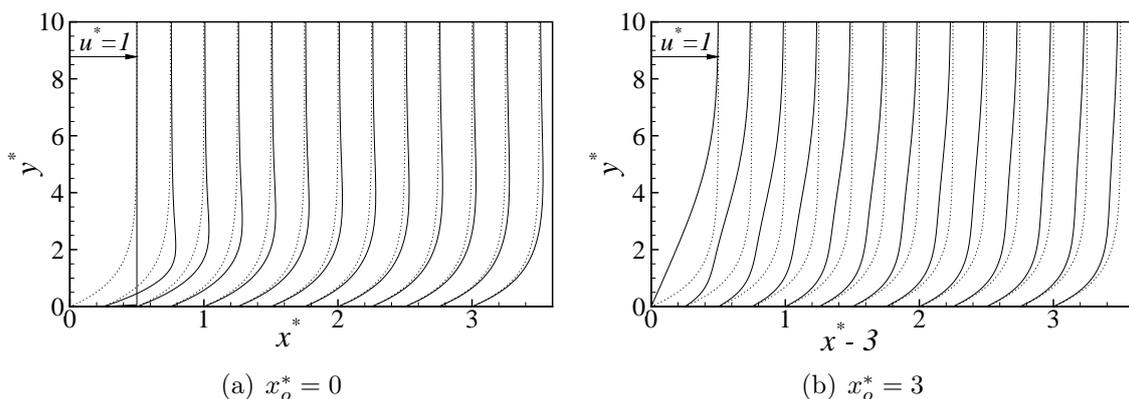


FIGURE 2.8 – Évolution du profil de vitesse d’une couche limite laminaire sur une plaque plane contrôlée : influence de la distance  $x_o^*$  entre le bord de la plaque et le début de l’actionneur électromagnétique ( — : profil calculé ; ..... : profil exponentiel).

forme exponentielle asymptotique le plus rapidement possible. La Figure 2.9 présente l’évolution du profil de vitesse de la couche limite contrôlée pour des valeurs de  $x_o^*$  entre 0,25 et 1. Comme l’on peut observer, une valeur de  $x_o^*$  située entre 0,25 et 0,5 favorise l’obtention du profil de vitesse exponentiel asymptotique. Il est intéressant

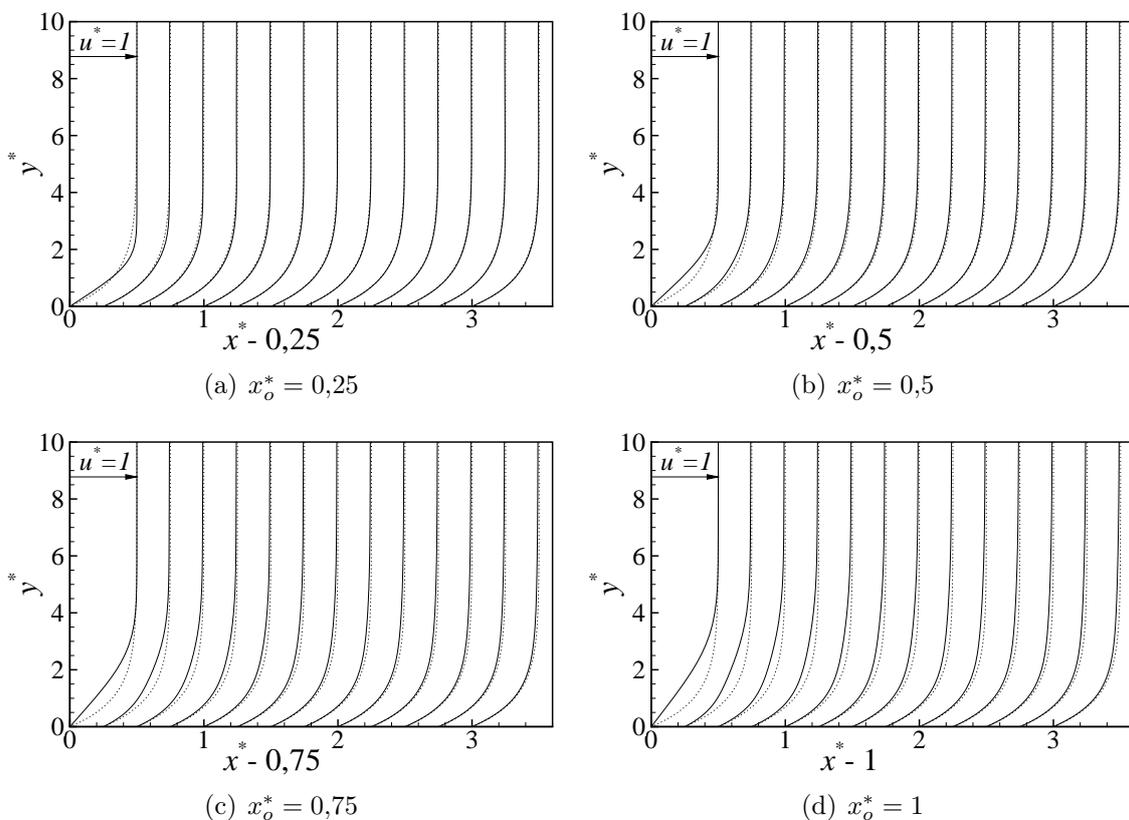


FIGURE 2.9 – Évolution du profil de vitesse d’une couche limite laminaire sur une plaque plane contrôlée : influence de la distance  $x_o^*$  entre le bord de la plaque et le début de l’actionneur électromagnétique ( — : profil calculé ; ..... : profil exponentiel).

de noter que dans ce cas la couche limite de Blasius à l'entrée de l'actionneur possède une épaisseur proche de celle de la couche contrôlée, ce qui semble être une condition pour que le développement du profil de vitesse exponentiel se fasse de façon optimale.

## 2.2 Contrôle de la séparation de l'écoulement

La séparation de l'écoulement autour d'un corps solide se produit lorsque le fluide décéléré par les forces de frottement est exposé à un gradient de pression adverse plus important que son l'énergie cinétique restante. Dans ce cas, la couche limite se sépare de la paroi et laisse la place à une zone de recirculation. La séparation est associée à une augmentation importante de la traînée ainsi que des pertes de charge, de sorte que ce phénomène est souvent indésirable.

Du fait de son influence marquante sur l'écoulement, un grand nombre d'études a été dédié au contrôle de la séparation (Kral, 2004). Traditionnellement, les méthodes utilisées pour prévenir la séparation d'une couche limite sont basées sur l'aspiration/soufflage de fluide dans la couche limite, ou encore le mouvement de la paroi. Si le fluide est conducteur d'électricité, la couche limite peut aussi être contrôlée à travers l'utilisation de forces de Lorentz-Laplace. Depuis les premières expériences dans les années 60 (Chang, 1976), cette technique a vu plus récemment un regain d'intérêt. Weier *et al.* (2003) ont démontré que la séparation de l'écoulement autour d'un profil d'aile peut être considérablement retardée si son extradors est muni d'un actionneur parallèle aligné dans la direction de l'écoulement.

Cette possibilité de contrôle possède de nombreuses applications dans le domaine naval, notamment dans les stabilisateurs anti-roulis à aileron. Ce dispositif, illustré dans la Figure 2.10, permet de créer un couple stabilisant qui s'oppose à celui engendré par la houle. Le mouvement de roulis d'un navire est non seulement inconfortable, mais provoque aussi des tensions structurelles et augmente la consommation en carburant. L'optimisation hydrodynamique de ces dispositifs a pour objectif de maximiser la portance générée tout en diminuant la traînée induite.

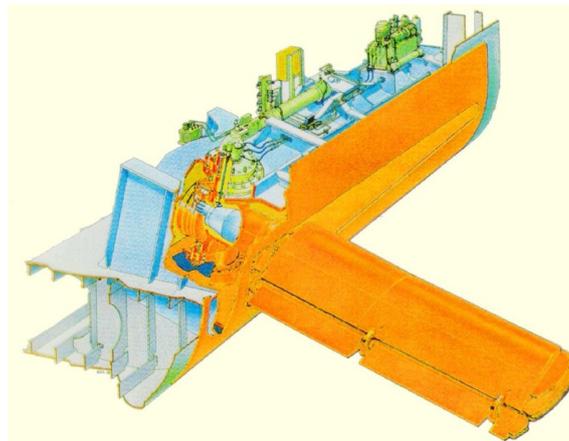


FIGURE 2.10 – Stabilisateur anti-roulis à aileron (Gerbeth *et al.*, 2004).

### 2.2.1 Principe et paramètres

Dans le cas du contrôle d'une couche limite laminaire de type plaque plane présenté précédemment, l'objectif du forçage électromagnétique était de compenser le déficit de quantité de mouvement provoqué par le frottement pariétal. Dans ce cas, le paramètre utilisé pour déterminer l'intensité du forçage est le nombre sans dimensions  $Z$ , proportionnel au nombre de Hartmann. En ce qui concerne le contrôle de la séparation d'une couche limite autour d'un corps solide, la quantité de mouvement injectée par les forces de Lorentz-Laplace doit être capable de surmonter le gradient de pression adverse qui, à défaut du forçage, provoquerait la séparation de la couche limite. L'adimensionnalisation des équations de Navier-Stokes complètes donne lieu au nombre de Stuart

$$St = \frac{J_o B_o}{\rho U_\infty^2 / L} \quad (2.37)$$

où  $L$  est une longueur caractéristique de l'écoulement, égale à la corde  $c$  du profil dans le cas de l'écoulement autour d'un profil d'aile. Ce paramètre adimensionnel traduit le rapport entre les forces électromagnétiques et les forces d'inertie de l'écoulement. Dans le cadre du contrôle de la séparation de l'écoulement autour de profils d'aile par soufflage, un autre paramètre, homogène au nombre de Stuart, est normalement utilisé. Il s'agit du *coefficient de quantité de mouvement*, défini comme (Boyd, 2005)

$$C_\mu = \frac{\dot{m}_b u_b}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 c^2} \quad (2.38)$$

où  $\dot{m}_b$  et  $u_b$  sont le débit massique et la vitesse du soufflage, respectivement. Afin de pouvoir comparer les deux méthodes de contrôle de la séparation – par soufflage et par forçage électromagnétique – il est envisageable de construire un paramètre analogue à  $C_\mu$ , défini comme

$$C_{\mu em} = \frac{a J_o B_o}{2 \rho U_\infty^2} \cdot \frac{L_{em}}{c} \quad (2.39)$$

où  $a$  est la largeur des aimants et des électrodes et  $L_{em}$  la portion de la corde recouverte par l'actionneur, comme illustré dans la Figure 2.11.

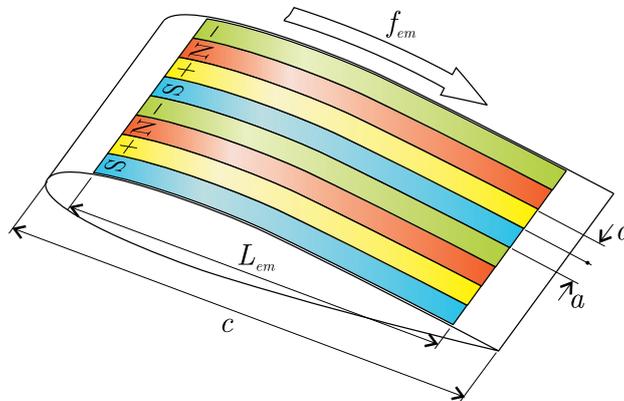


FIGURE 2.11 – Schéma d'un profil d'aile muni d'un actionneur électromagnétique parallèle.

La force totale qui agit sur le profil d'aile peut être décomposée en force de traînée  $F_D$ , parallèle à la direction de l'écoulement non perturbé, et en force de portance  $F_L$  dans la direction perpendiculaire. À partir de ces deux composantes, les coefficients de traînée  $C_D$  et de portance  $C_L$  sont définis comme

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 A} \quad \text{et} \quad C_L = \frac{2F_L}{\rho U_\infty^2 A} \quad (2.40)$$

où  $A$  est la surface de la section longitudinale du profil d'aile (produit de la corde par l'envergure).

### 2.2.2 Contrôle de la séparation de l'écoulement autour d'un profil NACA0015

Dans le cadre de la présente étude, nous avons choisi un profil d'aile couramment utilisé dans les applications nautiques, à savoir le profil NACA0015. Ce profil appartient à la traditionnelle série des profils NACA à quatre chiffres, dont la flèche  $y$  en fonction de la position  $x$  le long de la corde du profil est définie par l'expression

$$\frac{y}{c} = \frac{e/c}{0,2} \left[ a_0 \left( \frac{x}{c} \right)^{1/2} + a_1 \left( \frac{x}{c} \right) + a_2 \left( \frac{x}{c} \right)^2 + a_3 \left( \frac{x}{c} \right)^3 + a_4 \left( \frac{x}{c} \right)^4 \right] \quad (2.41)$$

où  $c$  est la corde du profil,  $e$  est son épaisseur maximale, et les coefficients  $a_0 \dots a_4$  ont les valeurs  $a_0 = 0,2969$ ,  $a_1 = -0,1260$ ,  $a_2 = -0,3516$ ,  $a_3 = 0,2843$  et  $a_4 = -0,1015$  (Ladson *et al.*, 1996). Dans le cas du profil NACA0015,  $e/c = 0,15$  et comme il s'agit d'un profil symétrique (non cambré), sa forme géométrique peut être calculée directement à partir de l'équation (2.41), comme le montre la Figure 2.12.

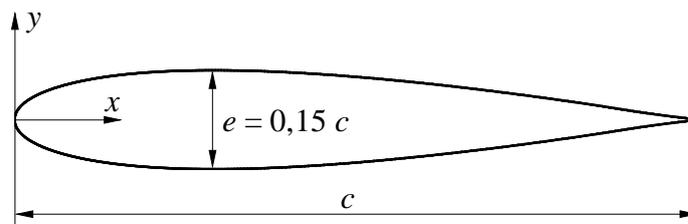


FIGURE 2.12 – Forme du profil d'aile NACA0015.

L'angle d'attaque  $\alpha$  de l'écoulement est défini comme l'angle entre la direction de l'écoulement non perturbé et l'axe de symétrie du profil, comme illustré dans la Figure 2.13. Dans les simulations entreprises dans le cadre de cette étude, l'angle d'attaque a été modifié en changeant la direction de l'écoulement entrant dans le domaine de calcul, sans que le maillage (décrit dans l'Annexe C, page 210) soit modifié. L'écoulement simulé est stationnaire et le nombre de Reynolds, basé sur la corde du profil, est de  $Re_c = 10^5$ .

Le forçage électromagnétique a été appliqué sur l'extrados du profil entre les abscisses  $x/c = 0,05$  et  $x/c = 0,9$ , soit une couverture de 85% de la corde du profil. La hauteur de pénétration du forçage a été choisie comme  $a/c = 0,1$  et l'intensité du

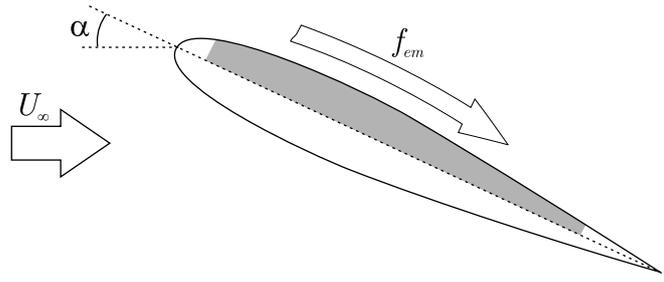
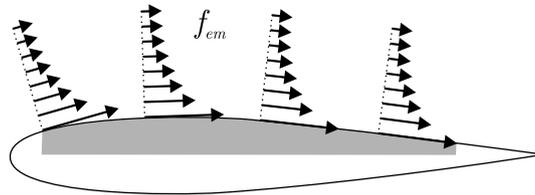


FIGURE 2.13 – Schéma de l'écoulement autour du profil NACA0015.

forçage  $C_{\mu em} = 0$  et  $0,1$ . Le champ de force a été calculé de façon analogue au cas d'une plaque plane (cf. équation 2.12), mais dans ce cas les forces sont tangentielles à la surface du profil, l'ordonnée  $y$  étant la distance normale à la paroi. La Figure 2.14 illustre la distribution du champ de force ainsi calculée.


 FIGURE 2.14 – Distribution du champ de force électromagnétique sur le profil d'aile NACA0015 ( $a/c = 0,1$  et  $C_{\mu em} = 0,1$ ).

La Figure 2.15 permet d'observer l'effet du contrôle électromagnétique sur l'écoulement autour du profil d'aile. Lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé ( $C_{\mu em} = 0$ ), la couche limite se sépare sur l'extrados du profil lorsque l'angle d'attaque est supérieur à environ  $\alpha = 15^\circ$ , comme l'indique la poche de recirculation. Ce phénomène de séparation (*stall* dans le jargon aéronautique) n'est pas observé si l'écoulement est contrôlé ( $C_{\mu em} = 0,1$ ), et cela même pour des angles d'attaque plus importants.

Du point de vue de l'efficacité du profil d'aile, la séparation de l'écoulement a un effet décisif sur sa capacité à générer de la portance, ainsi que sur sa traînée. La Figure 2.16(a) présente l'effet du contrôle électromagnétique sur le coefficient de portance  $C_L$ , pour différents angles d'attaque  $\alpha$ . Comme le montre cette figure, dans le cas non contrôlé ( $C_{\mu em} = 0$ ), le coefficient de portance  $C_L$  augmente de façon linéaire avec l'angle d'attaque  $\alpha$  jusqu'à un angle critique, situé autour de  $\alpha = 15^\circ$  dans ce cas. Au-delà de cet angle, le gradient de pression adverse sur l'extrados du profil devient insurmontable et provoque la séparation de la couche limite, ce qui produit une diminution de la portance. La séparation de la couche limite sur l'extrados peut être retardée à l'aide d'un champ de force électromagnétique aligné dans le sens de l'écoulement, qui compense le gradient de pression adverse. Dans le cas contrôlé ( $C_{\mu em} = 0,1$ ), le coefficient de portance maximal est repoussé à un angle d'attaque plus élevé ( $\alpha \approx 20^\circ$ ) et présente une nette augmentation (65%) par rapport au cas non contrôlé.

Le contrôle électromagnétique a aussi un effet non négligeable sur la traînée, même si la différence est moins marquante que sur la portance, comme le montre la Figure 2.16(b). Il est intéressant de noter que le coefficient de traînée  $C_D$  atteint des

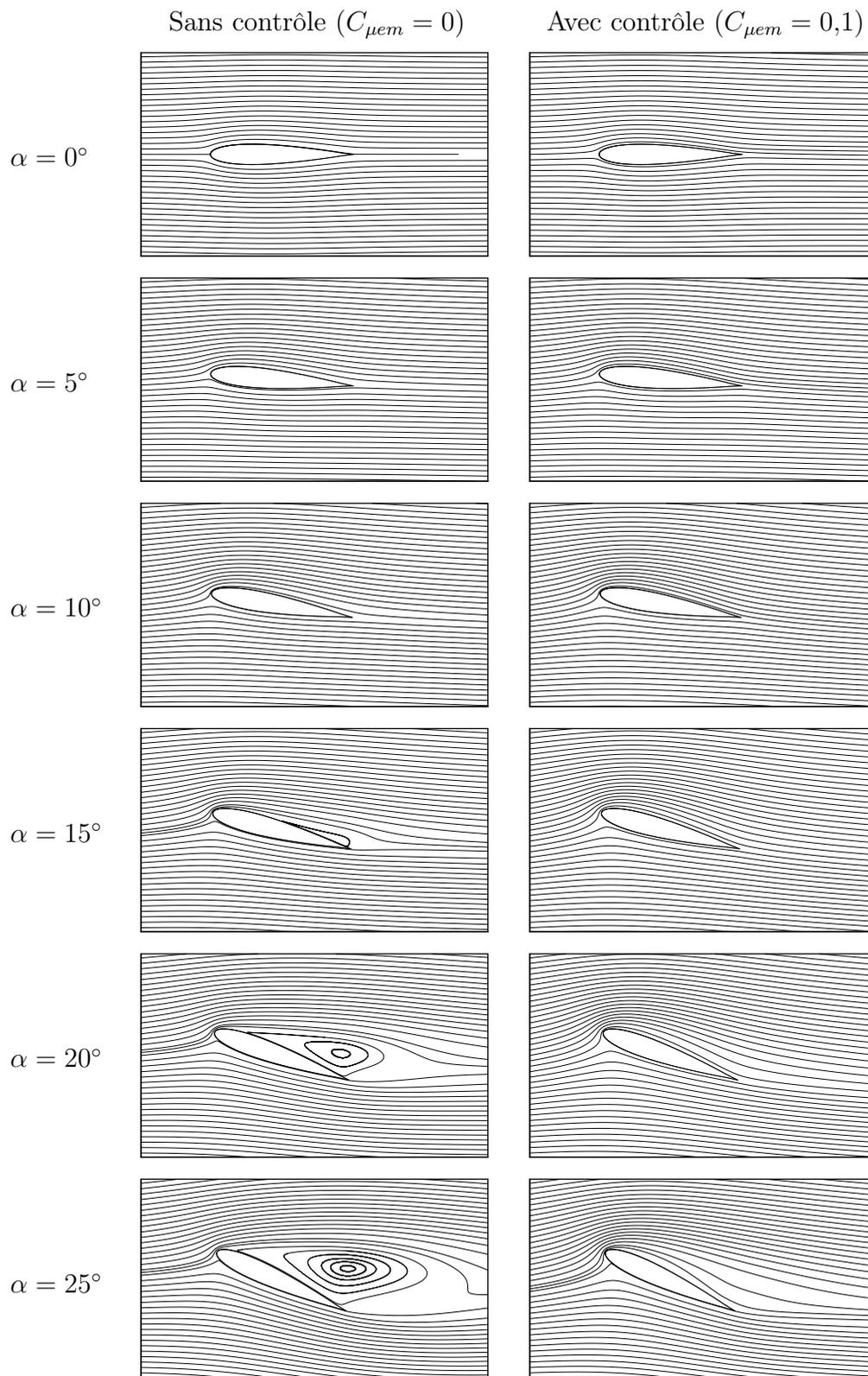


FIGURE 2.15 – Écoulement autour d'un profil NACA0015 avec et sans contrôle électromagnétique, pour différents angles d'attaque.

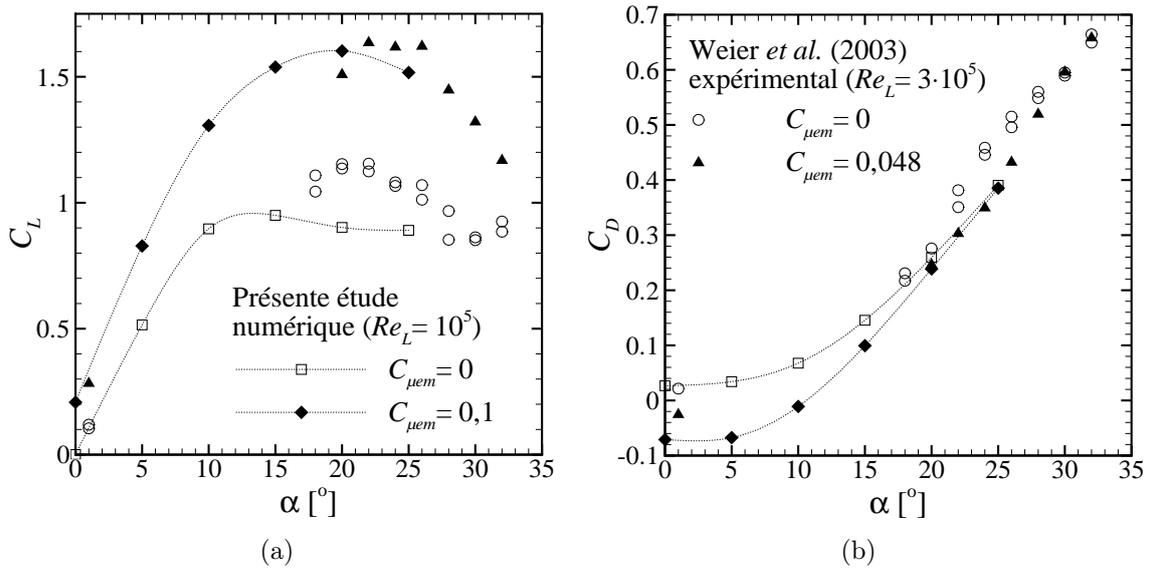


FIGURE 2.16 – Influence du contrôle électromagnétique sur les coefficients de portance  $C_L$  et de traînée  $C_D$  d'un profil d'aile NACA0015 : comparaison avec les résultats expérimentaux de Weier *et al.* (2003).

valeurs négatives pour le cas contrôlé. Cela est dû à la poussée du champ de force électromagnétique dans la direction de l'écoulement, qui compense la traînée pour des angles d'attaque plus faibles ( $\alpha < 10^\circ$ ), et en quelque sorte le profil est auto-propulsé. De même, le coefficient de portance  $C_L$  est non nul lorsque  $\alpha = 0^\circ$  dans le cas contrôlé, et ce malgré le fait que le profil NACA0015 est un profil symétrique. Cela s'explique aussi par le champ de force électromagnétique, qui augmente la circulation de l'écoulement autour du profil.

La comparaison des résultats numériques obtenus dans le cadre de cette étude avec les résultats expérimentaux publiés par Weier *et al.* (2003) présente une bonne concordance, malgré les différences des paramètres sans dimensions ( $Re$  et  $C_{\mu em}$ ).

### 2.2.3 Aspects énergétiques

La puissance électrique qui doit être fournie au profil d'aile contrôlé peut être exprimée par

$$P_e = \left( \frac{J_o a}{4\sigma} + \Delta\phi_e \right) J_o A \quad (2.42)$$

où  $A$  est la surface active du profil. Dans le cas du contrôle de la séparation de l'écoulement autour d'un corps solide, contrairement au cas du contrôle d'une couche limite laminaire sur une plaque plane visant la réduction de la traînée de frottement, le saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  est négligeable face à la différence de potentiel électrique imposée aux électrodes. En effet, afin de contrer le gradient adverse de pression sur l'extrados du profil, la différence de potentiel électrique imposée aux électrodes doit être plus élevée que dans le cas du contrôle de la couche limite laminaire sur une plaque plane. Ainsi, la puissance électrique dépensée peut être

simplifiée en très bonne approximation comme

$$\frac{P_e}{A} \approx \frac{J_o^2 a}{4\sigma} \quad (2.43)$$

La densité de courant électrique à la surface des électrodes peut être exprimée par

$$J_o = \frac{2\rho U_\infty^2}{aB_o} C_{\mu em} \quad (2.44)$$

si la surface active de l'actionneur s'étend sur toute la corde du profil ( $L_{em} = c$ ), de sorte que

$$\frac{P_e}{A} \approx \frac{\rho^2 U_\infty^4}{a\sigma B_o^2} C_{\mu em}^2 \quad (2.45)$$

Afin d'estimer l'ordre de grandeur de la puissance mise en œuvre dans un cas de contrôle réaliste, nous allons considérer un navire équipé d'un système de stabilisation anti-roulis à aileron contrôlé électromagnétiquement. Les valeurs suivantes ont été adoptées :

$C_{\mu em} = 10^{-2}$  : d'après Weier *et al.* (2003)

$U_\infty = 10$  m/s : vitesse de croisière typique d'un navire ( $\sim 20$  nœuds)

$\rho = 10^3$  kg/m<sup>3</sup> et  $\sigma = 5$  S/m : propriétés de l'eau de mer typique

$a = 0,1$  m et  $B_o = 0,6$  T : caractéristiques des électrodes et des aimants

Ainsi, la densité de courant électrique à la surface des électrodes peut être estimée à  $J_o \sim \mathcal{O}(10^4)$  A/m<sup>2</sup>, de sorte que la puissance électrique dépensée atteint  $P_e/A \sim \mathcal{O}(10^6)$  W/m<sup>2</sup>. Si l'on considère que le navire possède deux stabilisateurs (un de chaque côté) et que la surface active de chaque aileron peut dépasser 1 m<sup>2</sup>, la puissance nécessaire est très conséquente. À titre de comparaison, la puissance embarquée dans un navire est typiquement de  $\mathcal{O}(10)$  MW.

Afin d'améliorer le bilan énergétique du contrôle, il peut être envisageable de restreindre la couverture de l'actionneur à la région où la séparation de la couche limite a lieu, soit à proximité du bord d'attaque du profil. De plus, au lieu d'utiliser un forçage continu, celui-ci peut être alterné avec une fréquence qui peut être exprimée sous une forme adimensionnelle comme

$$f^* = \frac{cf}{U_\infty} \quad (2.46)$$

où  $f$  est la fréquence du courant alterné fourni aux électrodes. Dans ce cas, le coefficient de quantité de mouvement efficace est défini comme (Weier & Gerbeth, 2004)

$$C'_{\mu em} = \frac{aJ_{ef} B_o}{2\rho U_\infty^2} \cdot \frac{L_{em}}{c} \quad (2.47)$$

où

$$J_{ef} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T J_o^2(t) dt} \quad (2.48)$$

est la densité de courant efficace fournie aux électrodes ( $T = 1/f$ ).

Weier & Gerbeth (2004) ont montré que l'utilisation d'un forçage transitoire permet d'obtenir une même augmentation de la portance avec seulement une fraction de la puissance nécessaire avec un forçage continu. De plus, le contrôle électromagnétique présente l'avantage de posséder une grande flexibilité pour générer un forçage transitoire ayant une forme arbitraire et une fréquence très élevée. Cette caractéristique fait du contrôle électromagnétique un outil intéressant pour la recherche fondamentale sur le contrôle de la séparation, et permet d'envisager une possible amélioration supplémentaire de son bilan énergétique.

## Deuxième partie

# Méthodes analytiques et numériques



# Chapitre 3

## Modélisation des champs électromagnétiques

Afin de mieux comprendre les effets d'un actionneur électromagnétique sur l'écoulement, il est indispensable de connaître le champ de force électromagnétique produit par l'actionneur. Pour cela, il est nécessaire de calculer au préalable les champs de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  et d'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , produits respectivement par les électrodes et les aimants. Dans le cadre du contrôle électromagnétique d'écoulements en eau de mer, les problèmes électromagnétique et hydrodynamique sont découplés, ce qui permet le calcul des champs électromagnétiques sans connaître a priori le champ de vitesse de l'écoulement (Convert, 1992). Ceci n'est pas possible dans le cadre de la magnétohydrodynamique, où les problèmes électromagnétique et hydrodynamique sont fortement couplés (Moreau, 1990).

Si la géométrie du problème est assez simple, les champs électromagnétiques peuvent être calculés de façon analytique. Cette approche présente l'avantage de fournir une solution exacte, dans la limite des hypothèses et simplifications adoptées. Les champs électromagnétiques peuvent aussi être calculés à l'aide de méthodes numériques. Cette approche possède l'avantage de permettre l'étude de problèmes plus complexes, mais présente aussi des inconvénients, comme la dépendance de la solution au maillage du domaine de calcul.

Dans ce qui suit, nous présenterons les modèles analytiques utilisés pour le calcul des champs électromagnétiques, ainsi que la validation de ces modèles à l'aide de logiciels spécialisés.

### 3.1 Modélisation analytique des champs électromagnétiques

Dans le Chapitre 1 nous avons rappelé les équations qui gouvernent les champs électromagnétiques, où il a été montré que le champ de potentiel électrique  $\phi$  produit par une électrode et le champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  généré par un aimant permanent sont régis par une équation de Laplace :

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (3.1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = 0 \quad (3.2)$$

Malheureusement, du fait de la géométrie rectangulaire des électrodes et des aimants, l'obtention d'une solution analytique pour les champs électromagnétiques à partir des équations (3.1) est difficilement réalisable. Afin de contourner ce problème, nous allons modéliser les électrodes et les pôles des aimants comme des surfaces uniformément chargées, démarche proposée par Akoun & Yonnet (1984).

### 3.1.1 Modélisation analytique du champ magnétique

Une des équations de Maxwell souligne une différence fondamentale entre les champs de natures électrique et magnétique :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.3)$$

La divergence d'un champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  est toujours nulle dans le vide, ce qui signifie physiquement qu'il n'existe pas de charge ou monopôle magnétique, chaque ligne de flux magnétique étant une boucle fermée. Cependant, la frontière d'un corps magnétisé s'assimile à une source de champ magnétique. En effet, à l'intérieur d'un aimant, le champ d'induction magnétique est décrit par

$$\mathbf{B} = \mu_o(\mathbf{M} + \mathbf{H}) \quad (3.4)$$

où  $\mathbf{M}$  est la magnétisation de l'aimant et  $\mathbf{H}$  est le champ magnétique<sup>1</sup> dans le vide en l'absence de  $\mathbf{M}$ . Prenant la divergence de l'équation (3.4) à la frontière de l'aimant, et en vue de l'équation (3.3), nous avons

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (3.5)$$

qui peut être réécrit comme  $\nabla \cdot \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_o} \sigma_m$  où  $\sigma_m = -\mu_o \nabla \cdot \mathbf{M}$  s'assimile à une distribution de « charges magnétiques ». Ainsi, les pôles d'un aimant magnétisé avec une rémanence  $B_r$  uniforme peuvent être modélisés comme des surfaces ayant une distribution uniforme de « charges magnétiques » de densité  $\sigma_m = B_r$ .

Akoun & Yonnet (1984) ont proposé une solution analytique pour le champ d'induction magnétique créé par un aimant permanent parallélépipédique, dont chaque pôle est modélisé comme une surface rectangulaire présentant une distribution uniforme de « charges magnétiques » de densité  $\sigma_m$ , comme illustré dans la Figure 3.1. Le champ magnétique produit par chaque pôle peut être exprimé par

$$\mathbf{B} = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{i=\{0,1\}} \sum_{j=\{0,1\}} (-1)^{i+j} \beta(S_i, T_j, R) \quad (3.6)$$

où, pour chaque direction de l'espace cartésien,

$$\beta_x = \ln(R - T_j) \quad (3.7a)$$

$$\beta_y = \arctan\left(\frac{S_i T_j}{R y}\right) \quad (3.7b)$$

$$\beta_z = \ln(R - S_i) \quad (3.7c)$$

---

<sup>1</sup>Les interactions de nature magnétique peuvent être décrites aussi bien à travers le champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  [T] ou le champ magnétique  $\mathbf{H}$  [A/m]. Le rapport entre ces deux champs dans le vide est  $\mathbf{B} = \mu_o \mathbf{H}$  où  $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m est la perméabilité magnétique du vide, qui est aussi celle de l'eau de mer.

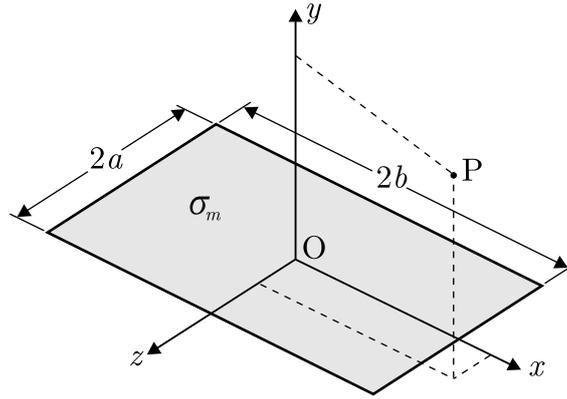


FIGURE 3.1 – Pôle d'aimant modélisé par une surface rectangulaire ayant une distribution uniforme de « charges magnétiques ».

avec

$$S_i = x - (-1)^i a \quad (3.8a)$$

$$T_j = z - (-1)^j b \quad (3.8b)$$

$$R = \sqrt{S_i^2 + T_j^2 + y^2} \quad (3.8c)$$

### 3.1.2 Modélisation analytique du champ électrique

La modélisation analytique du problème électrique est plus complexe que son équivalent magnétique. La principale raison à cela réside dans le fait que, contrairement au cas magnétique, la distribution des charges électriques sur la surface de l'électrode n'est pas rigide. De façon analogue au modèle magnétique, une électrode rectangulaire peut être représentée par une surface rectangulaire ayant une distribution de charges électriques de densité  $\sigma_e(X, Z)$ , comme illustré par la Figure 3.2.

Le potentiel électrique *dans le vide* en un point généré par une charge électrique ponctuelle est

$$\phi_q = \frac{q_e}{4\pi\epsilon_o r} \quad (3.9)$$

où  $q_e$  est la charge électrique,  $\epsilon_o$  la permittivité électrique du vide et  $r$  la distance entre la charge et le point considéré. Ainsi, le champ scalaire de potentiel électrique produit par une surface rectangulaire ayant une densité surfacique de charge électrique  $\sigma_e(X, Z)$  peut être calculé comme

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \frac{\sigma_e(X, Z) dX dZ}{\sqrt{(x-X)^2 + y^2 + (z-Z)^2}} \quad (3.10)$$

Malheureusement, la densité surfacique de charge électrique  $\sigma_e(X, Z)$  est inconnue et l'intégrale de l'équation (3.10) ne peut pas être résolue de façon analytique pour une surface rectangulaire. Si l'on suppose  $\sigma_e$  uniforme, le champ scalaire de potentiel électrique peut être exprimé par l'équation

$$\phi = -\frac{\sigma_e}{4\pi\epsilon_o} \sum_{i=\{0,1\}} \sum_{j=\{0,1\}} (-1)^{i+j} \sum_{k=1}^3 \varphi_k(S_i, T_j, R) \quad (3.11)$$

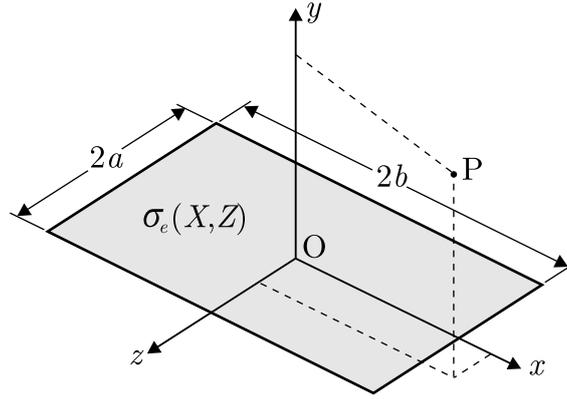


FIGURE 3.2 – Électrode représentée par une surface rectangulaire ayant une distribution de charges électriques  $\sigma_e(X, Z)$ .

avec

$$\varphi_1 = S_i \ln(R - T_j) \quad (3.12a)$$

$$\varphi_2 = y \arctan\left(\frac{S_i T_j}{R y}\right) \quad (3.12b)$$

$$\varphi_3 = T_j \ln(R - S_i) \quad (3.12c)$$

où les termes  $R$ ,  $S_i$  et  $T_j$  sont définis par les équations (3.8).

Le champ électrique  $\mathbf{E}$ , qui dérive du potentiel  $\phi$  à travers la relation  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ , peut alors être exprimé par

$$\mathbf{E} = \frac{\sigma_e}{4\pi\epsilon_o} \sum_{i=\{0,1\}} \sum_{j=\{0,1\}} (-1)^{i+j} \beta(S_i, T_j, R) \quad (3.13)$$

où le terme  $\beta(S_i, T_j, R)$  est défini par les équations (3.7). Le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  peut être calculé à partir de l'équation (3.13) à l'aide de la loi d'Ohm. Néanmoins, du point de vue expérimental, la densité de charge électrique  $\sigma_e$  n'est pas une quantité facilement mesurable. À la surface de l'électrode, la densité de courant électrique  $J_o$  s'exprime comme le quotient entre le courant électrique  $I$  fourni et la superficie  $S_e$  de l'électrode, de sorte que le champ de  $\mathbf{J}$  peut être écrit comme

$$\mathbf{J} = \frac{J_o}{2\pi} \sum_{i=\{0,1\}} \sum_{j=\{0,1\}} (-1)^{i+j} \beta(S_i, T_j, R) \quad (3.14)$$

où  $J_o = \frac{I}{S_e}$ . L'équation (3.14) fixe la valeur de  $\sigma_e$  qui vérifie cette condition à la paroi.

## 3.2 Rappel des hypothèses et limitations des modèles analytiques

Le calcul des champs électromagnétiques selon les modèles analytiques présentés précédemment est fondé sur un certain nombre d'hypothèses, et possède quelques limitations liées aux singularités des expressions mathématiques.

L'aimantation des aimants est supposée rigide, uniforme et perpendiculaire à la surface des pôles. Dans le cas des aimants NdFeB de haute qualité utilisés, cette hypothèse est très proche de la réalité. En ce qui concerne le problème électrique, l'hypothèse d'une densité uniforme de charges électriques sur la surface des électrodes est moins réaliste, puisque les charges électriques tendent à s'accumuler sur les bords de l'électrode. En réalité, les électrodes sont soumises à un potentiel électrique uniforme, puisque la conductivité électrique des électrodes est beaucoup plus élevée que celle de l'eau de mer<sup>2</sup>.

Le champ électrique induit  $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$  (cf. Loi d'Ohm page 35) est négligé, puisque dans le cadre du contrôle électromagnétique en eau de mer celui-ci est typiquement plusieurs ordres de grandeur plus faible que le champ électrique  $\mathbf{E}$  imposé par les électrodes. Cette hypothèse peut aussi être vérifiée *a posteriori* – Bouillon (2004) a montré que dans le cas du contrôle électromagnétique en eau de mer le terme  $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$  est environ trois ordres de grandeur plus petit que  $\mathbf{E}$ .

Le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  calculé est la *distribution primaire de courant électrique*. Le calcul du problème électrique ne tient pas compte des réactions électrochimiques aux électrodes, ni du bullage engendré par l'électrolyse, qui eux deux modifient le champ de courant électrique réel. En effet, le champ de potentiel électrique  $\phi$  est modifié par les réactions électrochimiques qui se produisent sur la surface des électrodes, où un saut de potentiel électrique peut être observé. De plus, les bulles de gaz Hydrogène ( $\text{H}_2$ ) et Chlore ( $\text{Cl}_2$ ) dégagées par l'électrolyse de l'eau salée au niveau des Cathodes et des Anodes, respectivement, sont isolantes et modifient localement le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$ .

Les expressions analytiques des champs magnétique et électrique – équations (3.6) et (3.14) – présentent une singularité sur les arêtes des surfaces rectangulaires qui représentent les électrodes et les pôles des aimants. Cela découle du fait que les termes en logarithme des équations (3.7) ne sont pas définis sur les arêtes. Cette limitation ne pose pas de problème majeur, puisqu'il suffit de placer les points de calcul en dehors des arêtes, même à quelques  $\mu\text{m}$  de distance. Dans les simulations numériques, ce problème ne se pose pas, puisque les champs électromagnétiques sont calculés au centre de chaque cellule, et les surfaces rectangulaires se trouvent au niveau des faces des cellules.

### 3.3 Validation des modèles analytiques

Afin de valider les modèles analytiques présentés précédemment, les résultats obtenus ont été comparés avec ceux fournis par deux codes spécialisés dans le calcul de problèmes d'électromagnétisme : *Radia* et *Maxwell*.

#### 3.3.1 Problème magnétique

Le modèle analytique du champ d'induction magnétique produit par un aimant permanent parallélépipédique a été validé à l'aide du code *Radia* développé par

<sup>2</sup>La conductivité du Titane (matériau avec lequel sont fabriquées les électrodes) est d'environ  $\sigma \approx 2 \cdot 10^6 \text{ S/m}$  tandis que celle de l'eau de mer avoisine  $\sigma \approx 5 \text{ S/m}$

l'ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*) au sein du groupe *Insertion Devices*. Il s'agit d'un logiciel spécialisé dans le calcul de problèmes de magnétostatique tridimensionnelle, conçu originalement pour le développement des composants magnétiques d'insertion utilisés à l'ESRF. Le logiciel *Radia* se trouve librement disponible sur internet.

La méthode utilisée par *Radia* appartient à la catégorie des Méthodes Intégrales de Frontière. *Radia* peut résoudre une large gamme de problèmes de magnétostatique dans lesquels interviennent des matériaux magnétiques linéaires et non-linéaires, isotropes et anisotropes (comme fer et aimants permanents, respectivement). Tous les composants d'insertion construits depuis 1992 au sein du ESRF ont été conçus à l'aide de ce code, et les résultats numériques obtenus ont été vérifiés expérimentalement (ESRF, 2002).

La Figure 3.3 permet de comparer les résultats obtenus en utilisant le modèle analytique et le code *Radia*, où l'on peut observer une très bonne concordance. Dans cet exemple, le champ d'induction magnétique produit par un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental a été calculé par les deux méthodes, les résultats correspondent à une droite située dans le plan de symétrie des aimants et distante de 1 mm de la paroi ( $x = 0$  et  $y = 1$  mm).

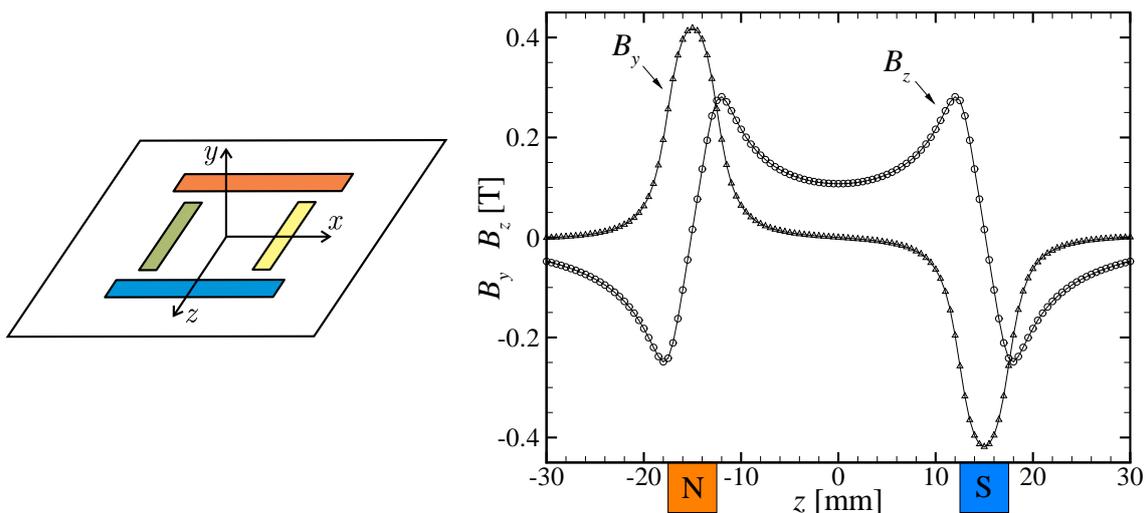


FIGURE 3.3 – Comparaison entre les champs d'induction magnétique calculés avec le modèle analytique (points) et le logiciel *Radia* (lignes). Champ produit par les aimants d'un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental avec  $B_r = 1,3$  T. Valeurs calculées sur une droite située dans le plan de symétrie des aimants et distante de 1 mm de la paroi ( $x = 0$  et  $y = 1$  mm).

Le code *Radia*, comparé au modèle analytique, présente l'avantage de pouvoir traiter de cas plus complexes, notamment ceux d'actionneurs électromagnétiques composés d'aimants non-parallélépipédiques et éventuellement associés à des pièces métalliques ferromagnétiques. Néanmoins, son utilisation nécessite l'emploi du logiciel commercial *Mathematica*, puisque *Radia* a été développé en tant que composant de celui-ci. Le modèle analytique, quoique limité à des cas plus simples, possède l'avantage de pouvoir être facilement (et gratuitement) mis en œuvre en utilisant des moyens informatiques modestes. Considérant que les résultats obtenus avec ces

deux méthodes de calcul sont tout à fait similaires, le modèle analytique a été privilégié. Les champs d'induction magnétique présentés dans ce mémoire ont été, sauf mention contraire, calculés avec le modèle analytique.

### 3.3.2 Problème électrique

Le modèle analytique du champ de densité de courant électrique produit par une électrode rectangulaire ayant une distribution uniforme de charge électrique a été validé à l'aide du logiciel *Maxwell* distribué par la société *Ansoft*, dont la version *Student* est librement utilisable. Il s'agit d'un logiciel basé sur la méthode des éléments finis, spécialisé dans la simulation numérique de problèmes d'électromagnétisme (Ansoft, 2004).

La Figure 3.4 permet de comparer les résultats obtenus en utilisant le modèle analytique et le logiciel *Maxwell*. On peut observer que les résultats présentent une bonne concordance entre eux, à l'exception de la composante  $J_y$  dans une zone très proche des électrodes. Cette discordance relative est due à la différence entre les conditions auxquelles les électrodes sont soumises : densité de charge électrique uniforme pour le modèle analytique et potentiel électrique uniforme pour le modèle numérique. Dans cet exemple, les champs ont été produits par les électrodes d'un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental, à travers lesquelles circule un courant  $I = 1$  A. Les résultats présentés ont été calculés sur une droite située dans le plan de symétrie des électrodes et distante de 1 mm de la paroi ( $z = 0$  et  $y = 1$  mm).

Le logiciel *Maxwell*, comparé au modèle analytique, présente l'avantage de pouvoir calculer le champ électrique produit par des électrodes soumises à un potentiel

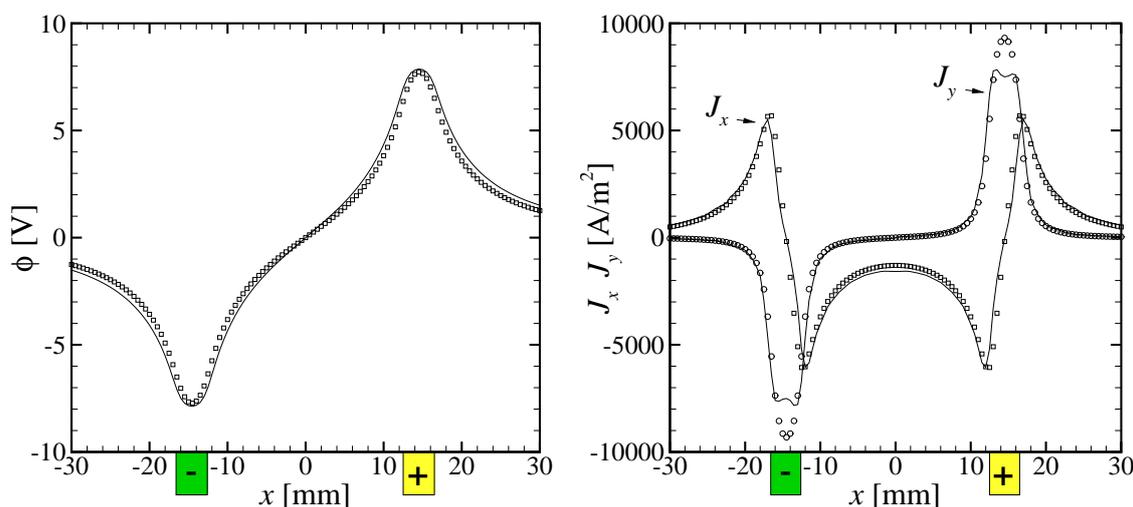


FIGURE 3.4 – Comparaison entre le potentiel électrique et le champ de densité de courant électrique calculés avec le modèle analytique (points) et le logiciel *Maxwell* (lignes). Champs produits par les électrodes d'un actionneur normal ayant la géométrie de l'actionneur expérimental, alimentées avec un courant  $I = 1$  A. Valeurs calculées sur une droite située dans le plan de symétrie des électrodes et distante de 1 mm de la paroi ( $z = 0$  et  $y = 1$  mm).

électrique constant. Le modèle analytique, cependant, peut être facilement intégré dans un code de simulation numérique d'écoulements. Malgré les hypothèses simplificatrices sur lesquelles repose le modèle analytique, la comparaison avec la solution numérique *Maxwell* montre cependant que l'écart est tout à fait modeste à l'exception de la seule composante normale  $J_y$  et seulement à proximité immédiate des électrodes. Ainsi, le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  a été, sauf mention contraire, calculé à l'aide du modèle analytique.

# Chapitre 4

## Simulation numérique de l'écoulement

La modélisation numérique est utilisée dans le cadre de cette étude comme un outil complémentaire aux expériences. Un important atout des simulations numériques est qu'elles donnent accès aux champs complets des grandeurs physiques de l'écoulement (vitesses, pression, etc.) résolues jusqu'aux échelles du maillage. Malheureusement, les techniques de mesure expérimentales disponibles à ce jour ne permettent pas d'obtenir des résultats aussi complets, et sont souvent très chères et difficiles à mettre en œuvre. Une autre qualité des simulations numériques est de permettre d'aborder des situations difficilement réalisables en pratique, du fait de leur complexité ou du coût de leur réalisation. La simulation numérique permet aussi d'aborder des situations totalement impossibles à réaliser expérimentalement, puisqu'elles ne se limitent pas à des contraintes physiques et de faisabilité, et constituent ainsi une aide précieuse dans la recherche en mécanique des fluides.

L'objectif des simulations numériques entreprises n'est pas de modéliser une éventuelle application du contrôle à grande échelle, comme par exemple un navire ou un sous-marin avec une coque recouverte d'actionneurs contrôlés en boucle fermée. En effet, cela demanderait des moyens humains et matériels considérables, et son intérêt serait discutable compte tenu de l'état actuel des connaissances fondamentales dans ce domaine. L'approche utilisée dans le cadre du présent travail est de simuler des cas plus simples et fondamentaux, où il est possible de dégager des conclusions concernant les mécanismes du forçage électromagnétique sur l'écoulement. Il ne s'agit pas non plus de simuler systématiquement les mêmes problèmes étudiés de façon expérimentale, car cela ne serait pas très productif. Bien sûr, un certain recouvrement est nécessaire afin de vérifier que les résultats des simulations correspondent à la réalité.

### 4.1 Choix du code numérique

Une étude numérique sur le contrôle électromagnétique d'un écoulement turbulent en canal plan a été menée en parallèle à la présente étude au sein de la même équipe (Bouillon, 2004), en utilisant un code de SND (Simulation Numérique Directe) basé sur celui d'Orlandi (2000). Ce travail a permis de montrer l'effet du forçage électromagnétique sur une couche limite turbulente, pour différents modes

de forçage. Avec le code SND utilisé, il a été possible d'obtenir un champ turbulent complètement développé et d'étudier ensuite l'influence du forçage électromagnétique sur les structures cohérentes présentes dans la couche limite turbulente.

Un inconvénient de recourir à la SND est le besoin d'avoir d'importants moyens de calcul à disposition – à titre d'exemple, l'obtention d'un champ turbulent statistiquement développé a nécessité plus d'un gigaoctet de mémoire vive, et les 65.000 itérations effectuées ont consommé environ 250 heures CPU sur des ordinateurs scalaires 64 bits à base de Power 4 de l'IDRIS<sup>1</sup> (Bouillon, 2004). De plus, le code SND cité précédemment impose des restrictions au maillage – nécessairement parallélépipédique et structuré – ainsi qu'aux conditions initiales, puisqu'il ne permet pas de démarrer la simulation avec l'écoulement initialement au repos. Ceci étant dit, ce code est très performant dans le domaine pour lequel il a été conçu, à savoir la simulation numérique directe d'un écoulement turbulent de type canal plan.

Nous avons donc décidé d'entreprendre des simulations numériques complémentaires à celles déjà réalisées, et pour cela nous avons choisi d'utiliser un code commercial disponible au LEGI. Notre choix s'est porté sur *Fluent* (version 6.0), un solveur numérique de problèmes de mécanique des fluides basé sur la méthode des volumes finis. Une différence fondamentale entre l'utilisation d'un code commercial ou d'un code « fait maison » est que le premier est une solution « prête à l'emploi », tandis que le dernier est fait « sur mesure », ce qui comporte naturellement des avantages et des inconvénients. Le principal inconvénient des codes commerciaux est qu'il s'agit souvent d'une « boîte noire » dont le contenu ne peut être connu qu'en lisant la documentation, et qu'il peut s'avérer difficile – voire impossible – de le modifier ou de l'adapter aux besoins spécifiques de l'étude envisagée. Le revers de la médaille est le temps économisé, qui serait dépensé à concevoir un nouveau code ou à l'améliorer, ainsi qu'à essayer de comprendre le fonctionnement d'un code souvent mal documenté.

Un autre facteur qui a influencé notre choix est la préexistence d'une étude réalisée par Perrin (2001) au sein de l'équipe, lorsqu'il a entrepris les premiers pas dans la modélisation numérique d'un écoulement soumis à un forçage électromagnétique à l'aide du code *Fluent*. Parmi les difficultés qu'il a rencontrées, se trouvent des problèmes de convergence de la solution, ainsi que des résultats convergés mais inattendus, jugés à l'époque physiquement incorrects.

Dans la suite de cette section seront présentés les schémas numériques et les critères de convergence proposés par *Fluent*, ainsi que le choix utilisé dans le cadre de cette étude.

### 4.1.1 Schémas numériques

Les équations différentielles qui régissent les problèmes de la mécanique des fluides – continuité, Navier-Stokes, énergie... – sont discrétisées en expressions algébriques et intégrées sur chaque maille. La linéarisation des équations discrétisées et la solution du système linéaire obtenu permet d'obtenir les nouvelles valeurs des différentes inconnues : vitesses, pression, température...

---

<sup>1</sup>Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique.

*Fluent* propose deux solveurs numériques pour la résolution de ces équations : le solveur *séparé*, qui résout les équations les unes après les autres, et le solveur *couplé* qui les résout simultanément (Fluent Inc., 2001). Les équations non linéaires qui gouvernent le problème doivent être discrétisées et linéarisées afin de produire un système d'équations pour les variables dépendantes dans chaque cellule du maillage. Le système d'équations résultant est alors résolu afin de calculer la valeur des différentes inconnues. Pour cela, deux formes de linéarisation sont possibles : *implicite*, où les valeurs inconnues à chaque maille sont calculées à partir des valeurs connues et inconnues des mailles adjacentes, ou *explicite*, où les valeurs inconnues de chaque maille sont calculées à partir des quantités connues des mailles adjacentes.

La combinaison des différents types de solveurs et de linéarisation permet à l'utilisateur de choisir un des trois solveurs : séparé-implicite, couplé-explicite ou couplé-implicite. Ces différents solveurs sont censés donner des résultats précis pour une grande variété d'écoulements. Cependant, pour chaque type de problème, un solveur en particulier peut être plus performant que les autres, c'est à dire, converger vers la « bonne » solution et cela plus rapidement. En effet, les solveurs couplés et séparé diffèrent dans la manière dont les équations sont résolues, ce qui peut avoir une influence non négligeable sur leur performance.

Traditionnellement, le solveur séparé est plutôt utilisé pour la simulation d'écoulements incompressibles ou faiblement compressibles, tandis que les solveurs couplés ont été originellement conçus pour simuler les écoulements à haute vitesse. En particulier, le solveur couplé-implicite est recommandée dans la simulation d'écoulements ayant de fortes forces volumiques non-homogènes, ou encore lorsque l'on utilise un maillage très raffiné. Il apparaît qu'il est aussi le plus rapide à converger vers la solution, mais aussi le plus exigeant en mémoire (jusqu'à deux fois plus que le solveur séparé).

À la suite de nombreux tests préliminaires, en utilisant les trois solveurs proposés, il s'est avéré que le solveur *couplé-implicite* était le mieux adapté aux problèmes abordés dans le cadre de cette étude ; c'est donc ce solveur qui a été utilisé dans les simulations présentés dans la suite de ce mémoire.

### 4.1.2 Discrétisation temporelle

Avec le solveur couplé-implicite, *Fluent* utilise deux pas de temps distincts :  $\delta t$  et  $\delta \tau$ . Le pas de temps physique  $\delta t$  est librement choisi par l'utilisateur, et de sa valeur dépend la résolution et la précision temporelle des résultats obtenus. Le pas de temps « numérique »  $\delta \tau$  est utilisé par le code pour l'avancement dans le temps de la solution instationnaire entre  $t$  et  $t + \delta t$ , et sa valeur est calculée à partir de la condition de CFL (Courant-Friedrichs-Lewy).

La théorie de la stabilité linéaire détermine une gamme de valeurs admissibles pour le CFL, c'est à dire des valeurs pour lesquelles les schémas numériques restent stables. En général, des valeurs de  $\delta \tau$  plus grandes mènent à une convergence plus rapide, de sorte qu'il est avantageux de choisir une valeur de CFL la plus grande possible, dans la limite des valeurs permises.

La valeur du CFL est limitée par la stabilité des schémas numériques utilisés. Les limites de stabilité des solveurs couplé-implicite et couplé-explicite sont signifi-

cativement différentes. En effet, le solveur couplé-explicite est limité à une gamme de valeurs de CFL plus restreinte que le solveur couplé-implicite. La théorie de la stabilité linéaire montre que le schéma de Gauss-Seidel utilisé par le solveur couplé-implicite est inconditionnellement stable. Cependant, comme dans le cas du solveur couplé-explicite, les non-linéarités des équations gouvernantes limitent cette stabilité.

*Fluent* suggère une valeur de  $CFL = 5$  pour le solveur couplé-implicite. Il est souvent possible d'augmenter le CFL à des valeurs de  $\mathcal{O}(10)$ ,  $\mathcal{O}(100)$  voire plus, en fonction de la complexité du problème traité. Il est possible qu'une valeur de CFL plus faible soit nécessaire au démarrage, lorsque l'évolution de la solution est fortement non-linéaire, et ensuite il peut être augmenté au fur et à mesure que la solution instationnaire progresse. Le CFL a été choisi de façon à accélérer la convergence de la solution, tout en restant dans les limites de stabilité du schéma couplé-implicite, typiquement des valeurs de  $\mathcal{O}(10^2)$ . Une étude préliminaire sur l'influence du CFL nous a montré que des valeurs de CFL dans cette gamme, et même plus grands, produisent des résultats instationnaires identiques à ceux obtenus avec des valeurs de  $\mathcal{O}(1)$ .

Le pas de temps physique  $\delta t$  a été choisi en fonction de la résolution temporelle voulue et des échelles de temps du phénomène étudié, typiquement des valeurs de  $\mathcal{O}(10^{-2})$  à  $\mathcal{O}(10^{-1})$  s. Une étude préliminaire sur l'influence du pas de temps sur la précision temporelle de la solution instationnaire a révélé que la valeur de  $\delta t$  doit être inférieure à 0,2 s.

### 4.1.3 Critère de convergence

Malheureusement, il n'existe pas de méthode universelle pour juger de la convergence d'un calcul. La notion de résidu constitue un outil important, mais doit être utilisée avec précaution et ne peut être appliquée à tous les problèmes indistinctement. En effet, le critère de convergence basé sur le résidu peut parfois être vérifié, même si le calcul numérique a convergé vers une solution qui n'est pas satisfaisante du point de vue physique, ne serait-ce que parce que le problème est mal formulé, le maillage n'est pas adéquat, etc. Il peut donc être prudent d'utiliser d'autres critères de convergence en plus des résidus, comme par exemple des quantités intégrales telles que la traînée ou le coefficient d'échange thermique.

À la fin de chaque itération, *Fluent* calcule les résidus à chaque maille du domaine de calcul. Dans le cas du solveur couplé-implicite, les résidus sont définis comme la variation temporelle de chaque variable conservée. Afin d'obtenir une valeur représentative des résidus de tout le domaine de calcul, chaque résidu est défini comme

$$R(W) = \sqrt{\left\langle \left( \frac{\partial W}{\partial t} \right)^2 \right\rangle} \quad (4.1)$$

où  $W$  est la quantité conservée par chaque équation:  $\rho$  pour la continuité et  $\rho(u,v,w)$  pour chaque composante de la quantité de mouvement.

Avec un ordinateur idéal ayant une précision infinie, les résidus tendent vers zéro au fur et à mesure que la solution converge. Avec un ordinateur réel, du fait

des erreurs d'approximation, les résidus diminuent jusqu'à une valeur asymptotique finie, qui dépend de la précision avec laquelle les nombres à virgule flottante sont représentés. Pour des calculs en « simple précision » (standard pour la plupart des ordinateurs personnels), les résidus peuvent chuter jusqu'à six ordres de grandeur avant d'atteindre le plancher, tandis qu'en « double précision » cette diminution peut atteindre douze ordres de grandeur.

Il peut s'avérer difficile d'évaluer la convergence d'un calcul seulement en examinant les résidus définis par l'équation (4.1) puisqu'ils ne sont pas à l'échelle de l'écoulement. Cela est particulièrement important pour les écoulements où il n'existe pas un débit entrant et sortant du domaine de calcul avec lequel comparer la valeur des résidus, comme c'est le cas par exemple des cavités fermées où l'écoulement est mis en mouvement par la convection naturelle ou encore par des forces de Lorentz-Laplace.

*Fluent* met les résidus à l'échelle à l'aide d'un facteur représentatif du débit de chaque quantité conservée dans tout le domaine de calcul. Le résidu mis à l'échelle est défini comme

$$R_e(W) = \frac{R(W)_{\text{itération N}}}{R(W)_{\text{itération 5}}} \quad (4.2)$$

où  $R(W)_{\text{itération N}}$  est le résidu à chaque itération et  $R(W)_{\text{itération 5}}$  est le plus grand résidu parmi les 5 premières itérations.

Le critère de convergence standard de *Fluent* requiert que les résidus mis à l'échelle décroissent sous la barre de  $10^{-3}$  pour chaque quantité conservée, à l'exception de l'énergie où le seuil est de  $10^{-6}$ . Pour une grande partie des problèmes, le critère de convergence standard de *Fluent* est suffisant. Cependant, ce critère peut parfois s'avérer inapproprié, comme par exemple dans le cas d'un écoulement où la condition initiale est très proche de la solution convergée. Dans ce cas, le résidu initial pour la continuité est assez faible, ce qui conduit à des valeurs toujours élevées du résidu mis à l'échelle.

Le critère de convergence adopté pour les simulations entreprises dans le cadre de la présente étude consiste à ce que le résidu mis à l'échelle  $R_e(W)$  décroisse sous la barre de  $10^{-3}$  pour chaque quantité conservée :  $\rho$  pour la continuité et  $\rho(u,v,w)$  pour chaque composante de la quantité de mouvement. Ce seuil a été choisi à la suite d'une étude préliminaire sur l'influence du critère de convergence sur la solution obtenue, où nous avons constaté que la solution reste inchangée pour des valeurs inférieures à  $10^{-3}$ . Les résultats numériques ont été validés par comparaison avec ceux obtenus expérimentalement, ou encore avec ceux publiés dans la littérature, dans la mesure de leur disponibilité.

## 4.2 Hypothèses

La simulation numérique d'un écoulement soumis à un forçage électromagnétique est une tâche complexe. En réalité, il s'agit de simuler un écoulement tridimensionnel hautement vorticitair, soumis à des forces volumiques fortement non-homogènes, et de surcroît diphasique avec des réactions électrochimiques. Dans l'approche adoptée par cette étude, les hypothèses suivantes ont été retenues :

- l'écoulement reste laminaire dans les régimes considérés : aucun modèle de turbulence n'a été utilisé ;
- l'écoulement a une seule phase liquide : l'effet du bullage, dû à l'électrolyse de l'eau salée au niveau des électrodes, n'est pas pris en compte ;
- les problèmes hydrodynamique et électromagnétique sont découplés : le champ de force de Lorentz-Laplace est calculé séparément, avant le début des premières itérations du solveur. Ce calcul utilise les modèles analytiques décrits dans le Chapitre 3, avec les hypothèses et limitations évoquées à la section 3.2.

Nous avons vérifié si l'écoulement dans les plans de symétrie des actionneurs peut être simulé de façon bidimensionnelle. En effet, dans les plans de symétrie des actionneurs, le champ de force et l'écoulement engendré (initialement au repos) sont bidimensionnels. Or, une simulation numérique bidimensionnelle est beaucoup moins gourmande en moyens informatiques, aussi bien en mémoire qu'en puissance de calcul, qu'une simulation tridimensionnelle. Les résultats obtenus, présentés dans le Chapitre 9, montrent que l'approche bidimensionnelle n'est en aucun cas applicable ici.

### 4.3 Calcul des forces électromagnétiques

Afin d'introduire des termes sources additionnels dans les équations gouvernantes, *Fluent* permet que l'utilisateur spécifie soit un terme source constant et uniforme, soit une fonction d'utilisateur UDF (*User Defined Function*) qui calcule et renvoie la valeur du terme source dans chaque cellule du domaine de calcul. Cette UDF doit être écrite en langage C et compilée (ou interprétée) selon une procédure prévue à cet effet.

Ainsi, il est possible de créer une UDF qui calcule la valeur du champ de force à chaque maille du domaine de calcul, en utilisant les modèles décrits dans le Chapitre 3. Cependant, cette solution présente un inconvénient de taille : l'UDF qui calcule le champ de forces électromagnétiques est appelée à chaque itération, ce qui ralentit considérablement le calcul de l'écoulement. En effet, une partie significative de l'effort de calcul est perdu dans la détermination d'un champ de force indépendant de l'écoulement.

Afin de se libérer de ce poids inutile, nous avons fait appel aux UDM (*User Defined Memory*) qui permettent de sauvegarder en mémoire des champs scalaires sur tout le domaine de calcul. Ainsi, le champ de force est calculé avant le début des premières itérations et sauvegardé dans trois UDM, une pour chaque composante spatiale. Une nouvelle UDF a été créée, mais celle-ci ne fait qu'interroger les UDM contenant les composantes de la force électromagnétique et les injecter dans le terme source de l'équation de la quantité de mouvement à chaque itération.

Lorsque le forçage est périodique, une autre UDF calcule un coefficient multiplicatif qui module l'intensité du champ de forces. La valeur de ce coefficient dépend de la phase du forçage à chaque pas de temps. Dans le cas d'un forçage en créneaux, sa valeur varie entre -1 (sens inversé) et +1 (même sens) passant éventuellement par zéro (sans forçage).

## 4.4 Maillages et conditions aux limites

Une étape importante de toute simulation numérique d'écoulements consiste à élaborer un maillage adapté au problème étudié. Dans le cadre de cette étude, les maillages ont été conçus et construits à l'aide du logiciel *Gambit* (version 2.0.4), partie intégrante de la suite *Fluent*. Après la définition de la géométrie du problème modélisé, *Gambit* propose plusieurs schémas de discrétisation du domaine de calcul. Plusieurs maillages ont été conçus et testés afin de vérifier si la solution obtenue est indépendante du maillage utilisé. Les maillages retenus, pour chaque problème étudié, sont présentés dans l'Annexe C.

Les différents types de conditions aux limites utilisées dans le cadre de cette étude sont :

**paroi** : paroi adhérente et imperméable ( $u = v = w = 0$ ) ;

**pression** : pression statique constante et égale à une valeur de référence, usuellement la pression atmosphérique. Cette condition permet que l'écoulement entre et/ou sorte librement du domaine de calcul, sans la nécessité de connaître au préalable la valeur de la vitesse à la frontière ;

**symétrie** : vitesse normale nulle et gradient normal nul des quantités conservées. Cette condition permet de limiter la taille du domaine de calcul lorsque le problème étudié présente un ou plusieurs plans de symétrie, ou encore de représenter une paroi non-adhérante (cisaillement nul) ;

**vitesse** : vitesse connue et imposée ;

**sortie** : condition qui permet à l'écoulement de sortir du domaine de calcul, sans que la vitesse et la pression soient connues *a priori*. Ces valeurs sont extrapolées à partir des mailles voisines et l'écoulement est considéré comme complètement développé (gradient normal nul).

Les propriétés du fluide sont celles de l'eau de mer (cf. section 5.3 page 90) à pression atmosphérique, ayant une salinité  $S_a = 35$  et à température  $T = 20^\circ\text{C}$ . Dans ces conditions, sa viscosité cinématique est  $\nu = 1,04 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , sa masse volumique est  $\rho = 1024,76 \text{ kg}/\text{m}^3$  et sa conductivité apparente est  $\sigma = 4,79 \text{ S}/\text{m}$ .

## 4.5 Traitement des données

Les performances du logiciel *Fluent*, en ce qui concerne le traitement de données et la visualisation, sont assez limitées, surtout lors d'un calcul instationnaire. En effet, à chaque pas de temps, il est possible d'enregistrer les champs calculés dans des fichiers de données différents. Malheureusement, après la simulation d'un écoulement instationnaire, il est impossible de traiter de façon automatisée l'ensemble des fichiers enregistrés, mais seulement un fichier à chaque fois, à moins d'utiliser un autre logiciel de traitement de données. Il a donc été nécessaire de développer un outil permettant de traiter les différents fichiers par lots.

La méthode développée par Perrin (2001) est basée sur la création d'une fonction *Schème* contenant les différentes commandes, puisque l'interpréteur de commandes *Fluent* est en fait une interface *Schème* (une sorte de langage LISP). Il est possible

alors d'écrire dans ce langage des routines qui peuvent être appelées au sein même du logiciel. Cependant l'inconvénient majeur de cette méthode est sans doute l'absence totale de documentation. C'est donc à partir de différentes sources (Internet, livres...) qu'il a été possible de développer un programme en *Schème*, chargé du traitement et de l'exportation des données.

Troisième partie

Installations et techniques  
expérimentales



# Chapitre 5

## Installations expérimentales

Les travaux expérimentaux menés au LEGI sur les applications électromagnétiques en eau de mer ont d'abord porté sur la propulsion MHD, qui nécessite la mise en œuvre de forces uniformes et intenses dans tout le volume fluide. Pour cela, un tunnel à eau salée a été construit dans les années 90 (Convert, 1992). Son dimensionnement initial était destiné à atteindre une vitesse débitante de 10 m/s dans la veine d'essais, et pour cela cette dernière possédait une section de passage très réduite ( $4 \times 4$  cm). L'ensemble des éléments de l'installation, y compris la pompe, sont en matière plastique, à l'exception des électrodes et de l'arbre de la pompe. La Figure 5.1 présente une vue générale de ce tunnel à eau salée.

Les travaux menés à l'époque sur les matériaux d'électrode (Boissonneau & Thibault, 1999) ont conduit à valider le titane platiné. Le cœur des électrodes est en titane pour des raisons de « faible » coût et de grande résistance à la corrosion.



FIGURE 5.1 – Ancien tunnel à eau salée.

Sur ce substrat de titane, un mince dépôt de platine est réalisé afin de constituer la surface électro-active de l'électrode. Le platine présente l'avantage de permettre de réduire au mieux les sauts de potentiel de réaction, en plus d'être totalement réversible (il peut être utilisé tant pour les anodes que pour les cathodes).

Lorsque les travaux expérimentaux se sont orientés vers le contrôle électromagnétique d'écoulements, l'infrastructure générale du tunnel à eau salée pré-existant a été conservée. Très rapidement, les faibles dimensions de la section d'essais originelle s'est traduite par des effets de confinement considérables. Une première solution a été apportée pour réduire ces effets de confinement : une partie des expériences a été menée dans une cuve de grandes dimensions par rapport à celle de l'actionneur. Dans ce cas, aucun écoulement externe ne préexiste et le forçage concerne uniquement le développement spatial et temporel de l'écoulement initialement au repos. Une seconde solution a été mise en œuvre par la réalisation d'une nouvelle veine d'essais de section  $10 \times 10$  cm, qui permet d'atteindre des vitesses encore assez élevées (jusqu'à 1,5 m/s) tout en réduisant considérablement les effets de confinement, sans malheureusement les supprimer.

### 5.1 Tunnel hydrodynamique

Malgré toutes ses qualités, l'ancien tunnel possédait quelques inconvénients, parmi lesquels :

- la petite section transversale de la veine d'essais ( $40 \times 40$  mm) imposait un confinement trop important à l'écoulement généré par les actionneurs électromagnétiques, dont les dimensions externes étaient de même ordre de grandeur ;
- le champ de vitesse à l'intérieur de la veine d'essais était asymétrique, à cause de l'absence d'une chambre de tranquillisation en amont ;
- le manque de rigidité de la structure métallique était à l'origine de vibrations longitudinales de la veine d'essais ;
- la vidange complète de l'installation entre deux campagnes de mesure était gênée par le fait que réservoir était au même niveau que le tunnel ;
- la présence d'une seule grande vanne rendait le réglage du débit laborieux. De plus, cela gênait pour retrouver le même débit après avoir « brassé » la solution afin de remettre en suspension les particules pendant des essais de PIV à faible vitesse ;
- l'encombrement de l'installation pouvait être réduit, spécialement en éliminant l'échangeur thermique dont l'efficacité était insuffisante.

La veine d'essais de cette ancienne installation avait été changée par la suite afin de permettre la réalisation d'essais avec un moindre confinement. Cependant, le petit convergent bidimensionnel alors existant n'était plus adapté à la nouvelle veine d'essais, qui présente une section carrée de dimensions  $100 \times 100$  mm. Cela avait été pallié provisoirement par une conduite qui faisait office de « convergent », mais dont l'efficacité était loin d'être optimale.

Tout cela nous a conduit à modifier le tunnel dans son ensemble et en profondeur, afin d'avoir à disposition une installation expérimentale ayant une veine d'essais de plus grandes dimensions, une meilleure qualité de l'écoulement, ainsi que plus fiable et d'utilisation plus pratique. La Figure 5.2 illustre le tunnel à eau salée dans

- |                    |               |                                 |
|--------------------|---------------|---------------------------------|
| (a) pompe          | (d) vannes    | (g) chambre de tranquillisation |
| (b) débitmètre     | (e) dégazeur  | (h) convergent                  |
| (c) <i>by-pass</i> | (f) divergent | (i) veine d'essais              |

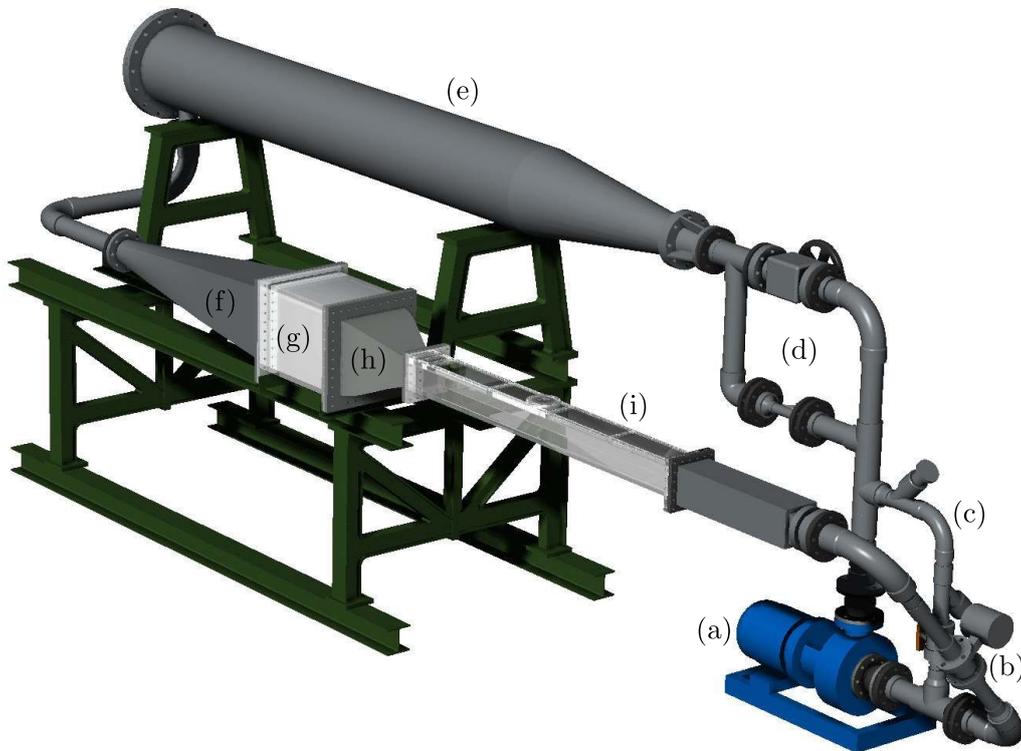


FIGURE 5.2 – Maquette du tunnel à eau salée dans sa configuration actuelle.

sa configuration actuelle. Les parties en contact avec l'eau salée sont entièrement réalisées en matière plastique – plexiglas ou PVC – afin d'éviter leur corrosion. Dans la suite, les principaux éléments du tunnel sont décrits afin de permettre une meilleure compréhension de son fonctionnement.

### 5.1.1 Veine d'essais

Cet élément, illustré dans la Figure 5.3, est une conduite de section carrée de dimensions  $100 \times 100$  mm et d'une longueur de 1,7 m. Elle est réalisée entièrement en plexiglas, ce qui permet l'utilisation de techniques de visualisation de l'écoulement, ainsi que des mesures par méthodes optiques (PIV, PTV, LDA, etc.)<sup>1</sup>.

Une de ses quatre faces comporte quatre hublots amovibles et interchangeables, aussi confectionnés en plexiglas. Deux de ces hublots possèdent un orifice qui permet d'insérer différents éléments à l'intérieur de la veine d'essais, tels que des actionneurs électromagnétiques (décrits en détails dans le Chapitre 6). En changeant la position et l'orientation des hublots munis d'un orifice, les actionneurs peuvent être installés à des positions différentes suivant la longueur de la veine d'essais. La Figure 5.4 présente les positions où les actionneurs peuvent être installés, ainsi que la distance

<sup>1</sup>Sigles d'origine anglophone pour Vélocimétrie par Images de Particules, Vélocimétrie par Suivi de Particules et Anémométrie Laser Doppler.

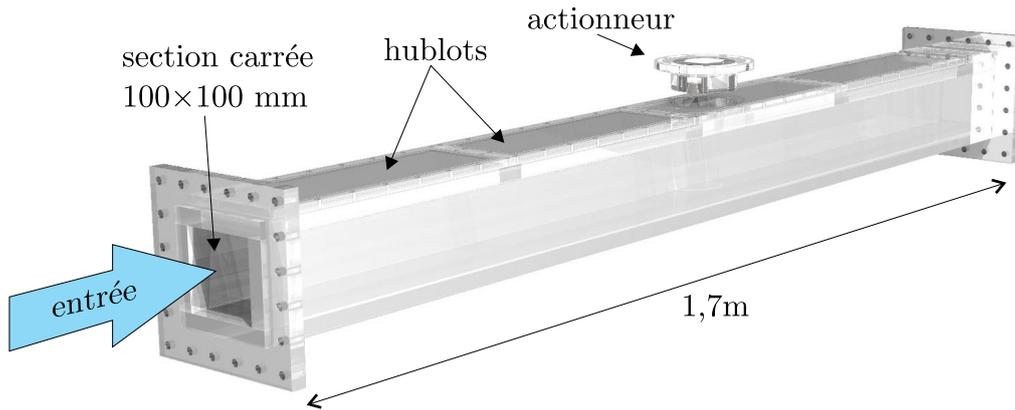


FIGURE 5.3 – Illustration de la veine d’essais.

Position	1	2	3	4	5	6	7	8
$x$ [mm]	230	390	610	770	990	1150	1370	1530

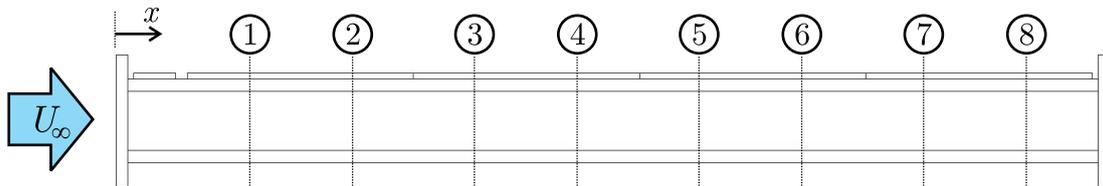


FIGURE 5.4 – Positions possibles des actionneurs dans la veine d’essais.

entre chaque position (centre de l’actionneur) et la section d’entrée de la veine d’essais.

Afin de vérifier la qualité de l’écoulement produit à l’intérieur de la veine d’essais, les profils de vitesse moyenne et fluctuante de l’écoulement ont été mesurés à différentes positions. Les résultats obtenus sont présentés dans l’Annexe A.

### 5.1.2 Pompe, *by-pass* et vannes

L’écoulement dans le tunnel est assuré par une pompe centrifuge classique, dont le rotor est en matière plastique et l’axe en titane afin de résister à la corrosion. Le *by-pass*, illustré dans la Figure 5.5, permet de régler le point de fonctionnement de la pompe en fonction du débit de l’écoulement. Un filtre installé dans le *by-pass* retient les impuretés contenues dans l’eau.

Deux vannes de tailles différentes associées en parallèle permettent le réglage fin du débit de l’écoulement. Cet assemblage permet aussi de garder le réglage de la petite vanne pendant que la grande est ouverte pour « brasser » la solution et remettre en suspension les particules qui décantent lors de longs essais à faible vitesse.

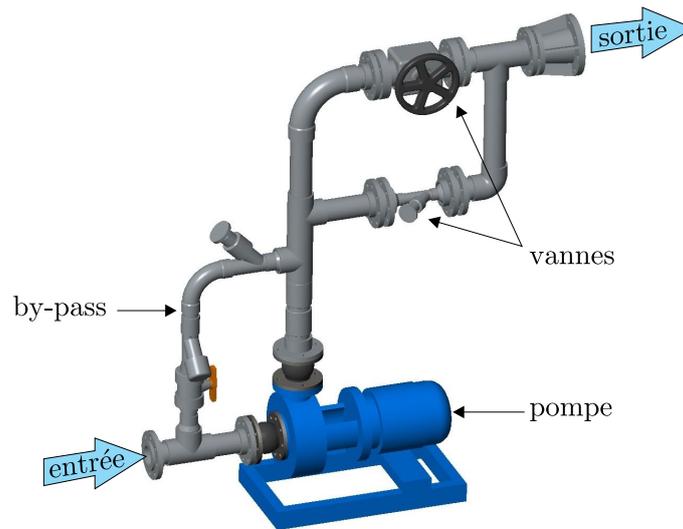


FIGURE 5.5 – Illustration de la pompe qui alimente le tunnel, ainsi que du by-pass et des vannes qui permettent le réglage du débit.

### 5.1.3 Dégazeur

Le dégazeur, illustré dans la Figure 5.6, consiste en une longue conduite (3,7 m) de diamètre important (400 mm), dont le rôle est de favoriser l'élimination par décantation des bulles présentes dans l'écoulement. Ces bulles peuvent être dues à l'électrolyse produite par les électrodes des actionneurs électromagnétiques, à la cavitation (dans la pompe ou dans les vannes), ou encore à l'air dissout dans l'eau.

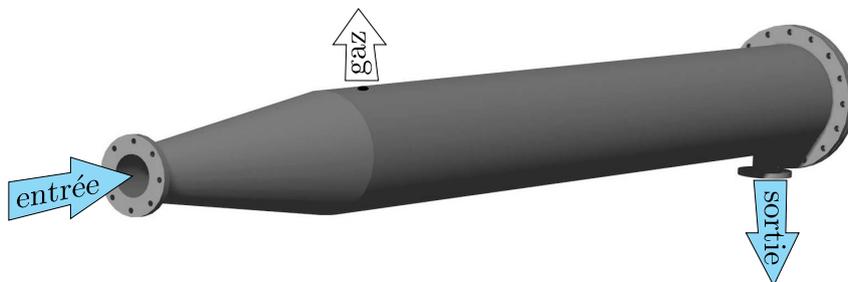


FIGURE 5.6 – Illustration du dégazeur.

Lors du remplissage du tunnel en eau, le quart supérieur du dégazeur est laissé vide. Dans la partie supérieure du dégazeur, une purge permet d'évacuer le gaz provenant des bulles qui remontent et qui s'accumule au-dessus de la surface libre. L'extrémité de sortie du dégazeur est équipée d'un brise-vague et d'un brise-vortex.

### 5.1.4 Divergent

Il s'agit d'un tronc de cône ayant une section circulaire à l'entrée (diamètre nominal de 90 mm) et une section carrée à la sortie (316×316 mm), comme illustré par la Figure 5.7. L'angle de divergence (angle entre l'axe de symétrie et les parois du divergent) est de  $5^\circ$ . C'est une valeur assez petite pour éviter la séparation brutale de

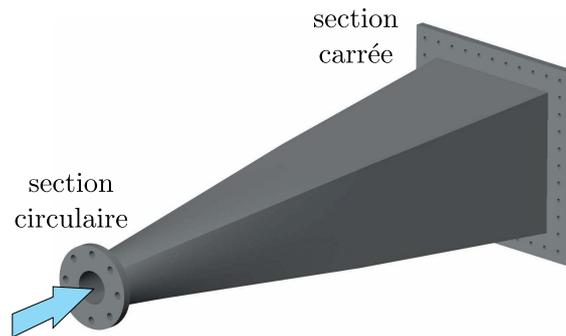


FIGURE 5.7 – Illustration du divergent.

l'écoulement à l'intérieur du divergent, mais assez grande pour que sa longueur reste raisonnable (1,3 m). La transition entre les sections circulaire et carrée se développe de façon graduelle le long de la moitié avant du divergent, afin d'éviter la séparation de l'écoulement due à une discontinuité de forme.

### 5.1.5 Chambre de tranquillisation

La chambre de tranquillisation est une conduite de section transversale carrée de dimensions internes  $336 \times 336$  mm et 500 mm de longueur. Elle possède un couvercle amovible qui permet de nettoyer ses éléments internes ou de les échanger. Deux purges, haute et basse, permettent le remplissage et la vidange complète de la chambre de tranquillisation.

Sa principale fonction consiste à réduire fortement les perturbations présentes dans l'écoulement venant du divergent, ainsi qu'à uniformiser le profil de vitesse de l'écoulement. Ceci est obtenu à l'aide de différents éléments insérés à l'intérieur de la chambre de tranquillisation et séparés par des entretoises, comme illustré par la Figure 5.8.

**Plaque à trous :** destinée à uniformiser le profil de vitesse entrant, elle est réalisée en PVC, à partir d'une plaque carrée de dimensions  $335 \times 335$  mm et 8 mm d'épaisseur. Les trous (de 8 mm de diamètre) ont été percés selon un réseau triangulaire équilatéral d'arête mesurant 10 mm.

**Nid d'abeilles :** son rôle est d'éliminer les composantes transversales de l'écoulement entrant, ainsi que de fractionner les tourbillons éventuellement présents au sein de l'écoulement. Il est constitué d'une plaque en nid d'abeilles, dont les cellules ont une longueur de 60 mm et un diamètre nominal de 10 mm.

**Grilles :** destinées à réduire le taux de turbulence de l'écoulement, deux grilles (ayant environ sept mailles par centimètre) placées côte à côte et distantes de 40 mm ont été placées avant la sortie de la chambre de tranquillisation. Elles sont fixées sur un cadre qui permet de les garder correctement tendues.

**Entretoises :** des tranches d'entretoise de section carrée permettent la fixation des trois éléments décrits ci-dessus, et cela de façon à ce que l'écoulement ne « voit » pas les cadres des grilles et les éventuels défauts aux bords de la plaque à trous et à nid d'abeilles.

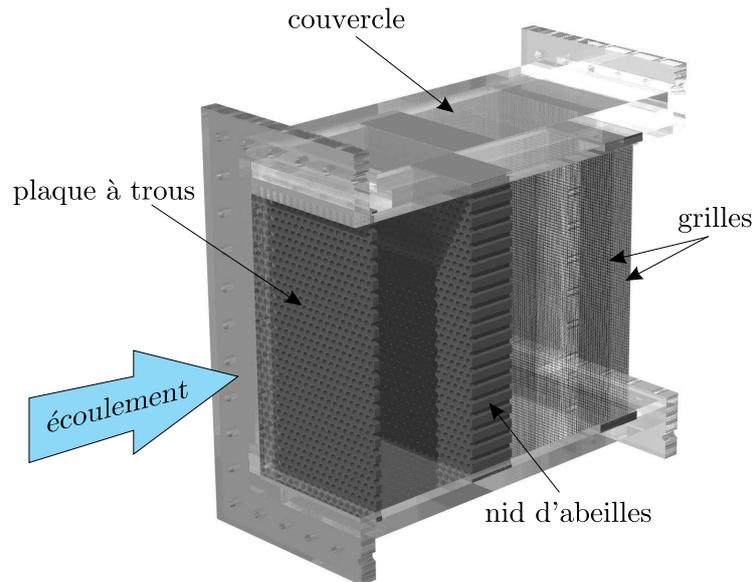


FIGURE 5.8 – Chambre de tranquillisation : vue en coupe, montrant la plaque à trous, le nid d’abeilles et les grilles dans son intérieur.

### 5.1.6 Convergent

Le convergent, illustré dans la Figure 5.9, achève le conditionnement de l’écoulement qui entre dans la veine d’essais. Ayant un rapport de convergence de 10/1, cet élément assure la liaison entre la chambre de tranquillisation (section carrée de  $316 \times 316$  mm) et la veine d’essais (section carrée de  $100 \times 100$  mm). Trois de ses parois latérales sont réalisées en PVC et une en plexiglas, qui permet d’observer l’écoulement avant qu’il n’entre dans la veine d’essais. Le profil du convergent a été calculé selon la méthode décrite dans l’Annexe B.

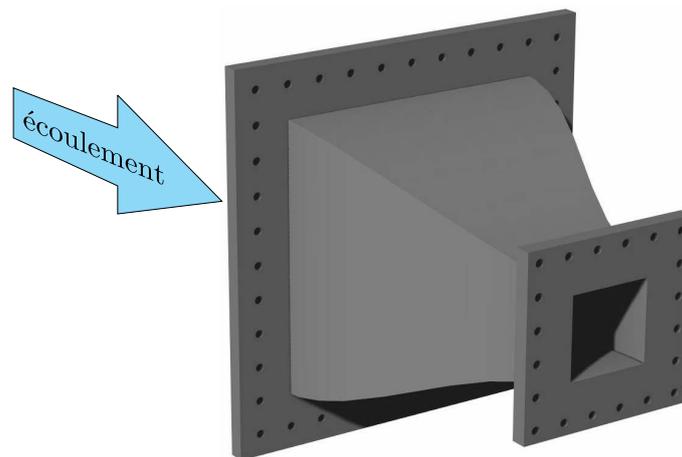


FIGURE 5.9 – Illustration du convergent dont le rapport de convergence est 10/1.

### 5.1.7 Autres éléments

D'autres éléments complètent l'installation expérimentale :

**Structure** : le tunnel s'appuie sur une solide structure métallique, illustrée dans la Figure 5.10, qui garantit sa stabilité ;

**Portique** : afin d'éviter le fléchissement la veine d'essais, celle-ci est tenue par des sangles (non représentées dans la Figure 5.10) reliées à un portique qui la surplombe ;

**Chambre noire** : construite autour de la veine d'essais, elle permet d'obtenir les conditions nécessaires pour la réalisation d'essais de visualisation d'écoulements, ainsi que le confinement du rayonnement laser lors des mesures PIV. La chambre noire, illustrée dans la Figure 5.10 sans le rideau frontal, possède les dimensions suffisantes pour y loger le laser, la caméra et d'autres équipements nécessaires aux essais ;

**Débitmètre** : illustré dans la Figure 5.2 (b), ce débitmètre magnétique permet de déterminer la vitesse débitante de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais avec une incertitude de 0,5% ;

**Réservoir** : l'eau salée est stockée dans un réservoir plastique ayant une capacité de  $1 \text{ m}^3$ . Ce réservoir se situe au-dessous du niveau du sol du laboratoire, ce qui permet la vidange complète du tunnel après la fin des essais. Le remplissage et la vidange du tunnel s'effectue grâce à une pompe immergée dans le réservoir.

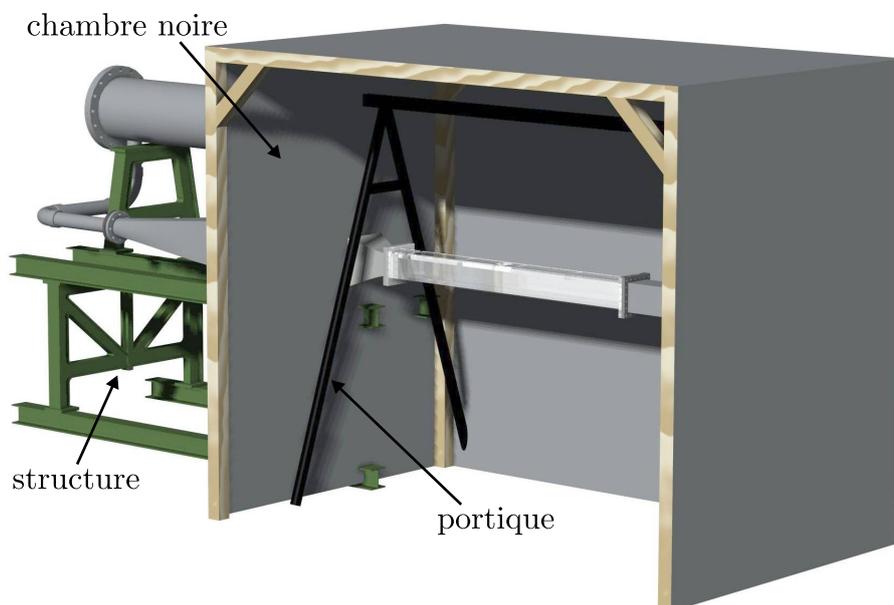


FIGURE 5.10 – Illustration des autres éléments qui composent le tunnel à eau salée.

## 5.2 Aquarium

Une installation expérimentale complémentaire au tunnel à eau salée décrit précédemment consiste en un réservoir parallélépipédique transparent, appelé aquarium parce qu'en réalité c'en est un. La Figure 5.11 illustre ce dispositif.

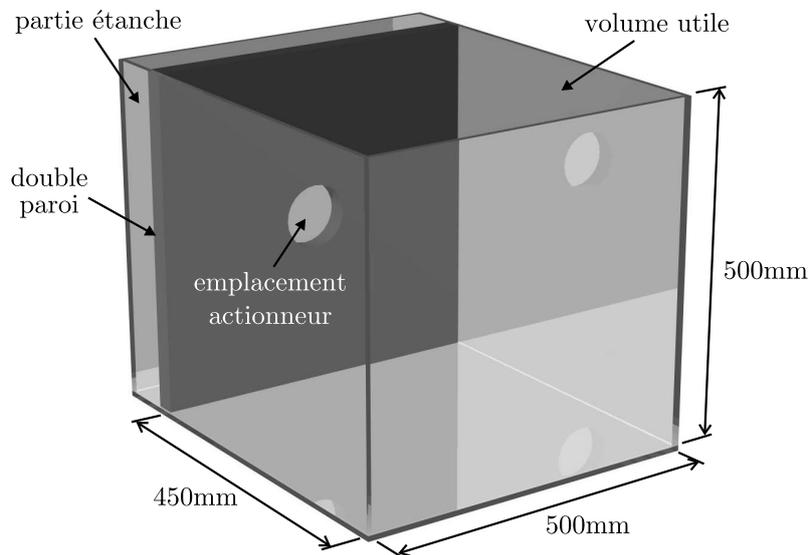


FIGURE 5.11 – Illustration de l'aquarium.

À l'intérieur de l'aquarium, l'actionneur peut être installé selon deux orientations différentes. La paroi verticale interne permet de l'installer en position verticale, tandis qu'une plaque-support circulaire amovible permet de l'installer en position horizontale, comme illustré dans la Figure 5.12.

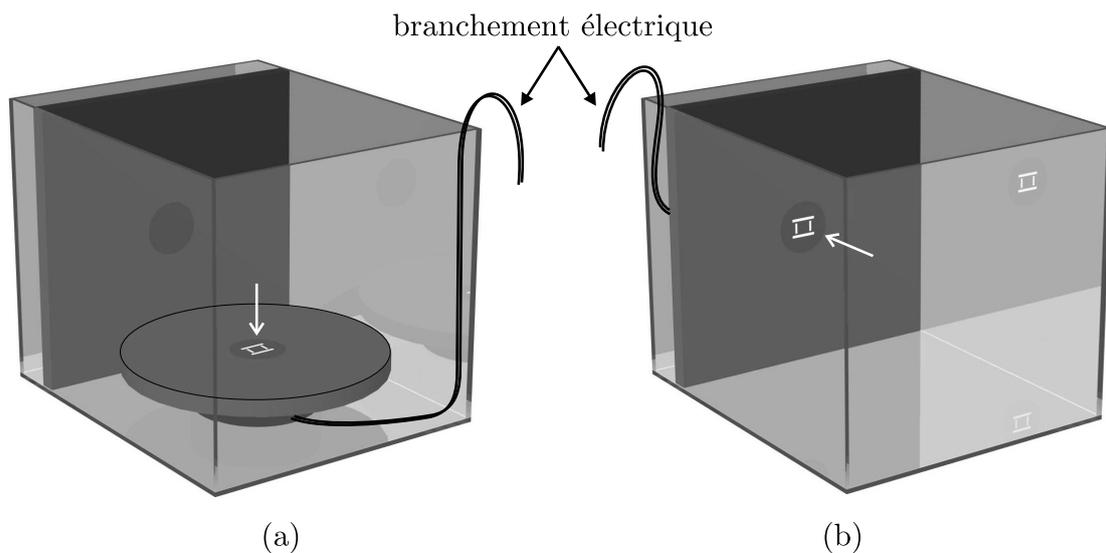


FIGURE 5.12 – Illustration de l'actionneur installé à l'intérieur de l'aquarium selon les deux orientations possibles : (a) horizontale et (b) verticale.

Cette installation expérimentale étonnamment simple permet d'étudier la dynamique de l'écoulement due uniquement au forçage électromagnétique, contrairement à l'écoulement observé dans le tunnel qui présente une dynamique axiale dominante. De plus, ses grandes dimensions (par rapport à celle des actionneurs) permettent de s'affranchir des effets de confinement de la veine d'essais, qui se sont révélés plus importants que prévu.

### 5.3 Eau de mer

Le fluide de travail utilisé dans le cadre de cette étude est l'eau de mer, ou plus précisément de l'eau de mer reconstituée à base d'eau douce et de sel marin. L'eau de mer constitue un système défini par trois variables d'état: la salinité<sup>2</sup>  $S_a$ , la température  $T$  et la pression  $P$ . Toutes ses propriétés physiques sont dérivables à partir de ces trois propriétés fondamentales, comme par exemple la masse volumique  $\rho$  qui est calculée par une relation  $\rho = f(S_a, T, P)$  appelée *équation d'état de l'eau de mer*.

La salinité est un nombre sans dimensions qui et peut être défini comme le rapport entre la masse en grammes des sels dissous dans un kilogramme d'eau salée. L'échelle pratique de salinité utilisée depuis 1978 par les océanographes pour déterminer la salinité de l'eau de mer utilise la mesure de sa conductivité électrique apparente (Perkin & Lewis, 1980).

La masse totale des sels dissous dans un kilogramme d'eau de mer varie d'une mer à l'autre. Cependant, les proportions relatives des principaux sels restent constantes. Cette propriété est appelée *principe de Marcet* ou encore *loi de Dittmar*. Cette « loi » n'est pas absolue, mais seulement une très bonne approximation qui permet de représenter l'ensemble des sels dissous dans l'eau de mer par le terme *salinité*. Dans les océans ouverts, la salinité varie entre 33 et 37, la salinité moyenne des océans étant de 34,8. Dans quelques mers semi-fermées, on trouve des salinités plus faibles ou plus fortes: moins de 10 en Mer Baltique, de 18 à 22 en Mer Noire, de 37 à 39 en Méditerranée et de 40 à 42 en Mer Rouge. Mais même le plus grand de ces bassins, la Méditerranée, ne représente que 0,7% de la surface et 0,27% du volume de l'océan mondial (Copin-Montégut, 2002).

Dans le cadre de cette étude, nous avons choisi d'utiliser une salinité  $S_a = 35$ , puisque c'est à peu près la valeur de la salinité moyenne des océans. L'eau salée a été obtenue par la dissolution de sel marin dans de l'eau douce, dans une proportion de 35 grammes de sel par kilogramme d'eau salée. La masse d'eau salée a été déterminée à l'aide d'une balance à grande capacité (charge maximale 120 kg et incertitude de 50 g) et la masse de sel marin a été pesée avec une balance électronique (charge maximale 5 kg et incertitude de 2 g). Ainsi, l'incertitude de la salinité de la solution est estimée à moins de 0,5%. Afin de minimiser les effets de l'évaporation sur la salinité de la solution, le réservoir de stockage est maintenu couvert et la solution est renouvelée fréquemment.

---

<sup>2</sup>La notation usuelle en océanographie pour la salinité est  $S$ , mais nous l'avons déjà utilisé pour le nombre de Strouhal.

Parmi les propriétés hydrodynamiques de l'eau de mer qui nous intéressent, la masse volumique  $\rho$  et la viscosité cinématique  $\nu$  sont affectées par la salinité de l'eau ainsi que par la température. La Figure 5.13 montre l'influence de la salinité et de la température sur ces deux propriétés, à pression atmosphérique, calculées à partir des équations proposées par l'UNESCO (IES 80 – *International Equation of State*) et décrites par Fofonoff (1985).

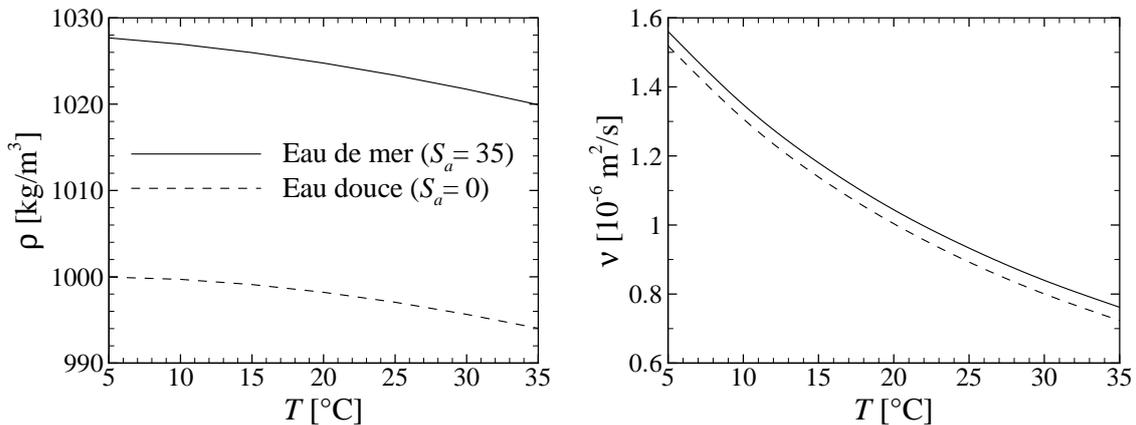


FIGURE 5.13 – Influence de la salinité et de la température sur la masse volumique  $\rho$  et la viscosité cinématique  $\nu$  de l'eau.

L'eau douce (dite « de robinet ») est un mauvais conducteur électrique ( $\sigma \approx 10^{-2} \text{ S/m}$ ), tandis que l'eau salée est un électrolyte dont la conductivité apparente dépend fortement de la salinité et de la température. La Figure 5.14 montre l'influence de la salinité et de la température sur la conductivité apparente de l'eau à pression atmosphérique, toujours calculée selon l'IES 80. Il est intéressant de noter la forte dépendance de  $\sigma$  avec la salinité et la température. Cela s'explique par le fait que la conductivité électrique apparente d'une solution électrolytique est directement proportionnelle à la concentration des ions qu'elle contient et à leur vitesse de déplacement. Dans la mesure où l'on choisit le courant électrique  $I$  fourni aux élec-

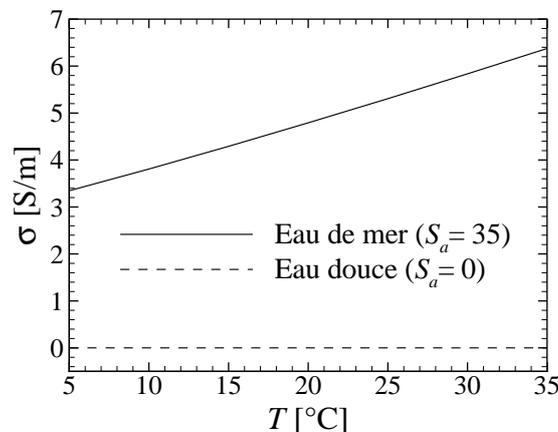


FIGURE 5.14 – Influence de la salinité et de la température sur la conductivité apparente de l'eau.

trodes comme paramètre de contrôle de l'alimentation électrique, connaître la valeur exacte de  $\sigma$  n'est pas primordial. Il en est autrement si l'on choisit, par exemple, la différence de potentiel électrique appliquée aux électrodes - dans ce cas le champ de densité de courant électrique  $J$  serait affecté par une variation de  $\sigma$ , mais aussi par les surtensions aux électrodes.

# Chapitre 6

## Actionneurs électromagnétiques

Le contrôle électromagnétique repose sur l'injection de forces électromagnétiques au sein de l'écoulement, à l'aide d'actionneurs électromagnétiques pariétaux. Un actionneur électromagnétique est typiquement composé d'aimants permanents et d'électrodes affleurant à la paroi. L'interaction entre le champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , produit par les aimants, et le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$ , produit par les électrodes, donne origine à un champ de force volumique électromagnétique (aussi appelée force de Lorentz-Laplace), défini par

$$\mathbf{f}_{em} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (6.1)$$

Les aimants étant permanents, l'intensité du champ de force est directement proportionnelle à l'intensité du courant électrique apporté aux électrodes.

Comparés aux différents types d'actionneurs utilisés par d'autres méthodes de contrôle d'écoulement, les actionneurs électromagnétiques présentent quelques caractéristiques particulières, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- ils agissent sur l'écoulement sans apport ou prélèvement de masse, mais seulement en imposant un champ de force qui modifie la quantité de mouvement de l'écoulement, contrairement aux techniques de contrôle par soufflage et aspiration ;
- les aimants et les électrodes affleurent à la paroi, il n'y a pas de parties mobiles ou protubérantes, ni d'orifices ;
- l'intensité du champ de force étant directement proportionnelle au courant électrique fourni aux électrodes, le forçage peut être facilement contrôlé de façon électronique ;
- le champ de force peut osciller suivant un signal de forme arbitraire, avec une fréquence très élevée.

Parmi les principaux inconvénients qui peuvent être mis en évidence lors de l'utilisation des actionneurs électromagnétiques, nous pouvons citer :

- la consommation de courant électrique présente un coût énergétique qui peut être pénalisant ;
- le bullage produit par l'électrolyse de l'eau salée sur les électrodes peut être indésirable.

## 6.1 Types d'actionneurs électromagnétiques

En principe, une grande variété de distributions de forces de Lorentz-Laplace peut être obtenue à partir d'un arrangement particulier de champs magnétiques et électriques. En réalité, leur nombre est limité par des limitations pratiques, comme la nécessité que les aimants et les électrodes soient intégrés sous la surface du corps solide. La Figure 6.1 schématise la géométrie de deux actionneurs électromagnétiques typiques. Les appellations *normal* et *parallèle* sont dues à la fois à la disposition géométrique entre les aimants et les électrodes, ainsi qu'à l'orientation de la force résultante par rapport à la paroi.

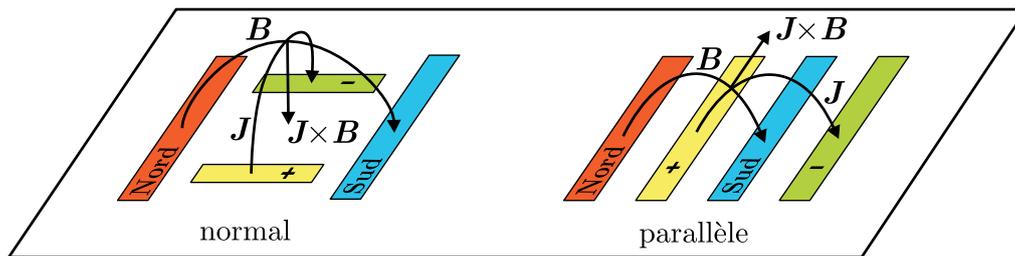


FIGURE 6.1 – Illustration schématique de deux actionneurs électromagnétiques typiques: normal et parallèle.

Afin de couvrir une surface plus étendue, il peut être envisagé d'arranger un certain nombre d'actionneurs sous la forme d'un réseau. La Figure 6.2 illustre un réseau d'actionneurs normaux disposés en forme de damier similaire à celui proposé par Nosenchuck (1996a), où les aimants sont jointifs (se touchent bout à bout) afin de minimiser les effets de bord dus aux extrémités. Dans cet exemple, le réseau est soumis à une excitation périodique ayant quatre phases (numérotées de 1 à 4), de sorte que seulement un quart du damier est actif à la fois. La séquence d'excitation

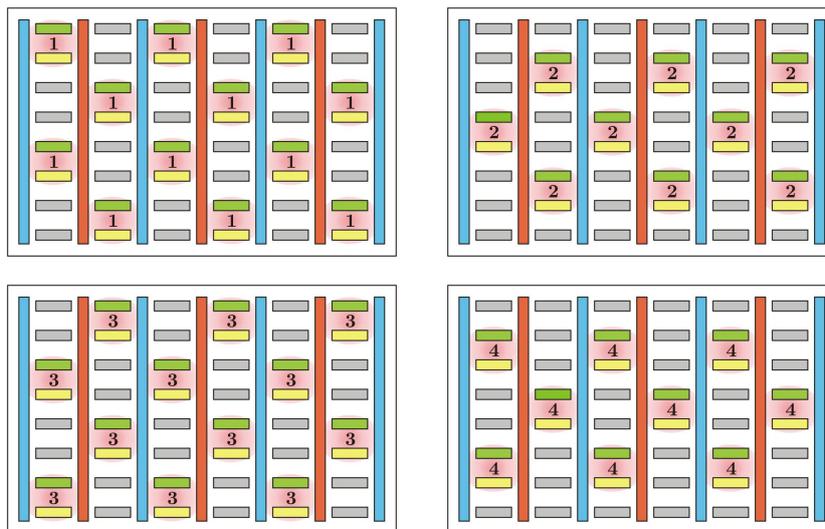


FIGURE 6.2 – Illustration schématique d'un réseau d'actionneurs électromagnétiques normaux, activés périodiquement suivant un cycle de quatre phases (Nosenchuck, 1996a).

électrique de ce réseau est directement ajustée sur la vitesse de transport moyenne dans la couche limite.

Ce type de réseau peut aussi être mis en œuvre sur d'autres formes que sur une plaque plane. La Figure 6.3 illustre deux maquettes expérimentales utilisées pour étudier la réduction de la traînée de frottement à l'aide du contrôle électromagnétique. Dans celle de Nosenchuck (1996b), la portion cylindrique de la maquette (hachurée) est recouverte avec un réseau de 8200 micro-actionneurs normaux ayant chacun une superficie de seulement  $7,45 \text{ mm}^2$ , de façon similaire à celle de Bandyopadhyay *et al.* (2001).

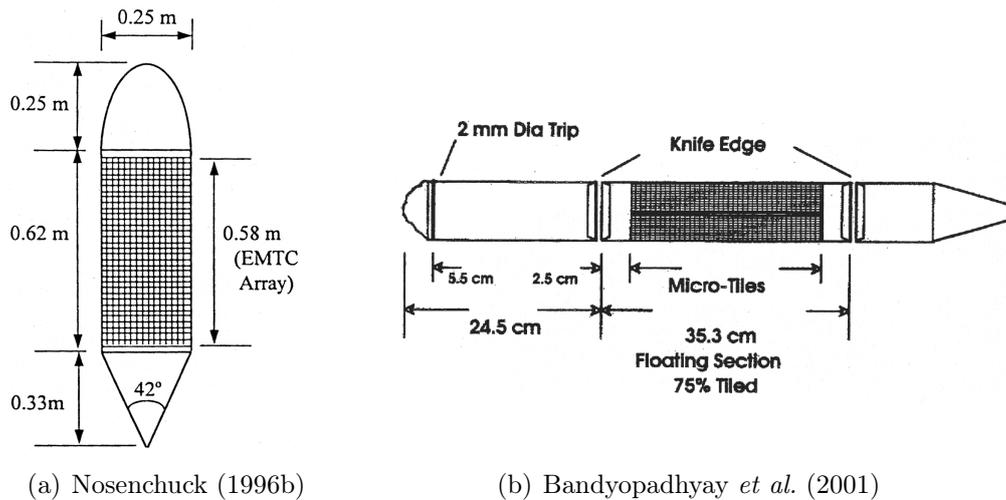


FIGURE 6.3 – Exemples de différentes formes de réseaux d'actionneurs électromagnétiques normaux, extraits de Nosenchuck (1996b) et de Bandyopadhyay *et al.* (2001).

De la même manière, les actionneurs parallèles peuvent aussi être arrangés en réseau, comme illustré dans la Figure 6.4. Dans cet exemple, les aimants et les électrodes s'étendent sur toute la longueur et la largeur de la plaque, et leur orientation peut être longitudinale ou transversale par rapport à la direction de l'écoulement.

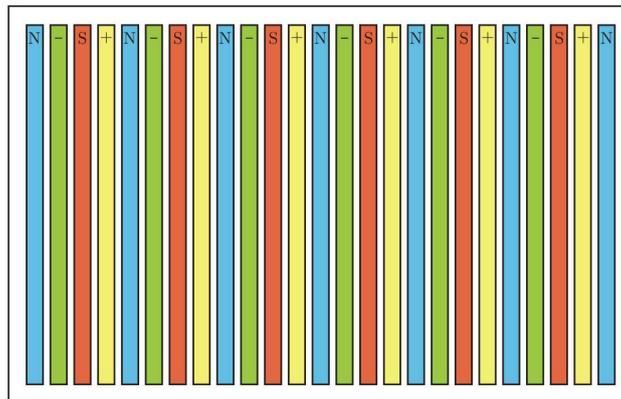


FIGURE 6.4 – Illustration schématique d'un réseau d'actionneurs électromagnétiques parallèles.

Ce type de réseau a été mis en œuvre dans différentes études expérimentales, et plusieurs formes ont été décrites dans la littérature, comme illustré dans la Figure 6.5. La Figure 6.5(a) montre un profil d'aile NACA0015 recouvert d'un réseau d'actionneurs parallèles aligné dans la direction de l'écoulement, dans le but de contrôler la séparation de la couche limite afin d'augmenter la portance et de réduire la traînée. La Figure 6.5(b) montre un réseau d'actionneurs parallèles disposé sur une plaque plane de façon perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Sa particularité réside dans le fait que les électrodes ne s'étendent pas sur toute la longueur des aimants mais sont segmentées, ce qui permet d'activer seulement une partie du réseau à la fois et de produire ainsi des « ondes progressives » parallèles au réseau.

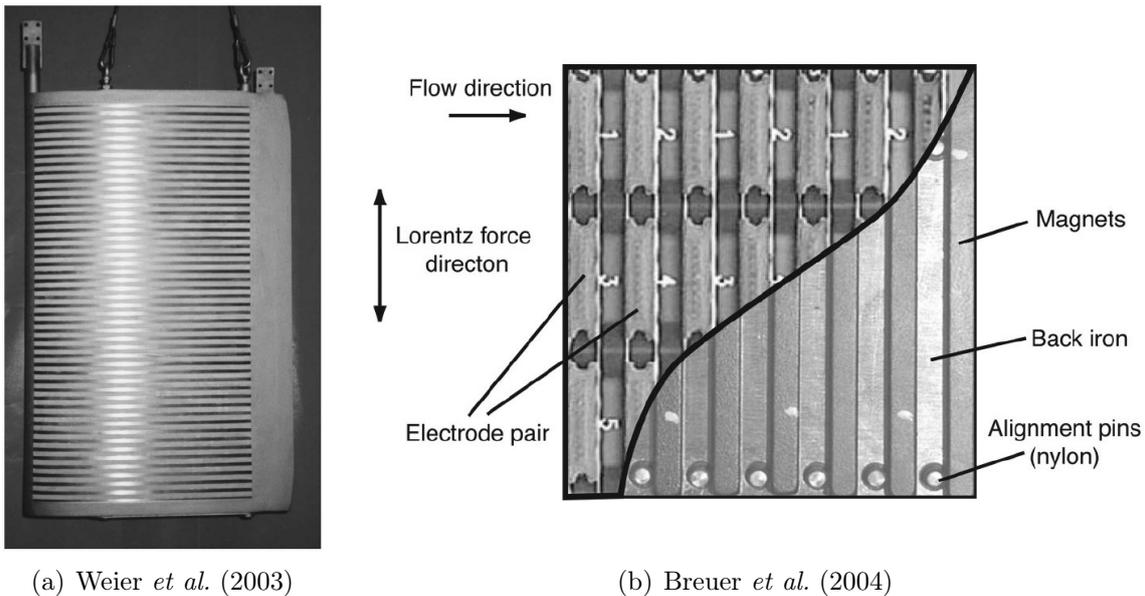


FIGURE 6.5 – Exemples de différentes formes de réseaux d'actionneurs électromagnétiques parallèles, extraits de Weier *et al.* (2003) et de Breuer *et al.* (2004).

## 6.2 Actionneurs électromagnétiques expérimentaux

Dans le cadre de la présente étude, deux actionneurs électromagnétiques ont été confectionnés, un de type normal et un de type parallèle. Malgré les différences intrinsèques à ces deux actionneurs, ils présentent plusieurs caractéristiques communes qui seront décrites dans ce qui suit.

### 6.2.1 Points communs aux actionneurs

Chaque actionneur est inséré dans un support standard en forme de « bouchon » (cf. Figures 6.10 et 6.11), qui permet de l'introduire dans la veine d'essais aussi bien que dans l'aquarium, aux emplacements prévus à cet effet. Sa forme circulaire permet de régler l'orientation de l'actionneur par rapport à la direction de l'écoulement.

Les électrodes utilisées dans la confection des actionneurs électromagnétiques sont en titane platiné. Ce matériau allie le prix raisonnable de la base en titane

et sa grande résistance à la corrosion, aux excellentes propriétés électrochimiques du platine déposé sur la surface active de l'électrode (Boissonneau & Thibault, 1999). Les électrodes sont insérées dans des fenêtres découpées dans la surface de l'actionneur et « noyées » sous une couche de résine acrylique qui garantit la rigidité et l'étanchéité de l'actionneur.

Deux fils électriques en cuivre sertis aux extrémités de chaque électrode permettent leur alimentation en courant électrique. Celui-ci est fourni par une source de courant continu, capable de délivrer un courant électrique allant jusqu'à 20 A. Un système composé d'un générateur de signal en forme de créneaux permet aussi d'alimenter les actionneurs en courant pulsé.

Les actionneurs utilisent des aimants permanents parallélépipédiques en NdFeB<sup>1</sup> aimantés suivant la hauteur ( $B_r = 1,3\text{ T}$ ) et de dimensions  $45 \times 20 \times 5\text{ mm}$  (longueur  $\times$  hauteur  $\times$  largeur). Du fait de la nature extrêmement corrodable du NdFeB, les aimants sont revêtus de nickel. Malgré ce revêtement galvanique, les aimants ne doivent pas entrer en contact direct avec l'eau salée, afin de ne pas être détruits par corrosion et ne pas perturber le champ de courant électrique. Une couche en polycarbonate de 0,5 mm d'épaisseur recouvre la surface de l'actionneur (à l'exception des électrodes), ce qui garantit l'isolation électrique et l'étanchéité de l'actionneur.

La valeur de l'induction magnétique au pôle  $B_p$  d'un aimant permanent dépend de la rémanence magnétique  $B_r$  du matériau qui le constitue, ainsi que des dimensions de l'aimant. Si les dimensions de l'aimant sont suffisamment grandes, surtout dans la direction de son aimantation,  $B_p$  atteint sa valeur maximale, égale à la moitié de la rémanence magnétique  $B_r$ . La Figure 6.6 montre la valeur de  $B_p$  calculée au centre du pôle d'un aimant ayant une rémanence  $B_r = 1,3\text{ T}$  et une hauteur  $H$  variable, où l'on peut observer le comportement asymptotique de  $B_p$  en fonction de  $H$ .

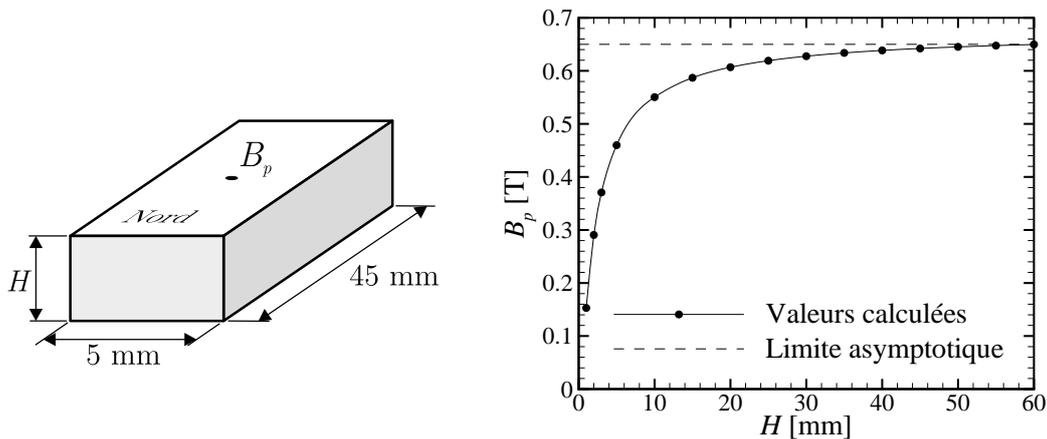
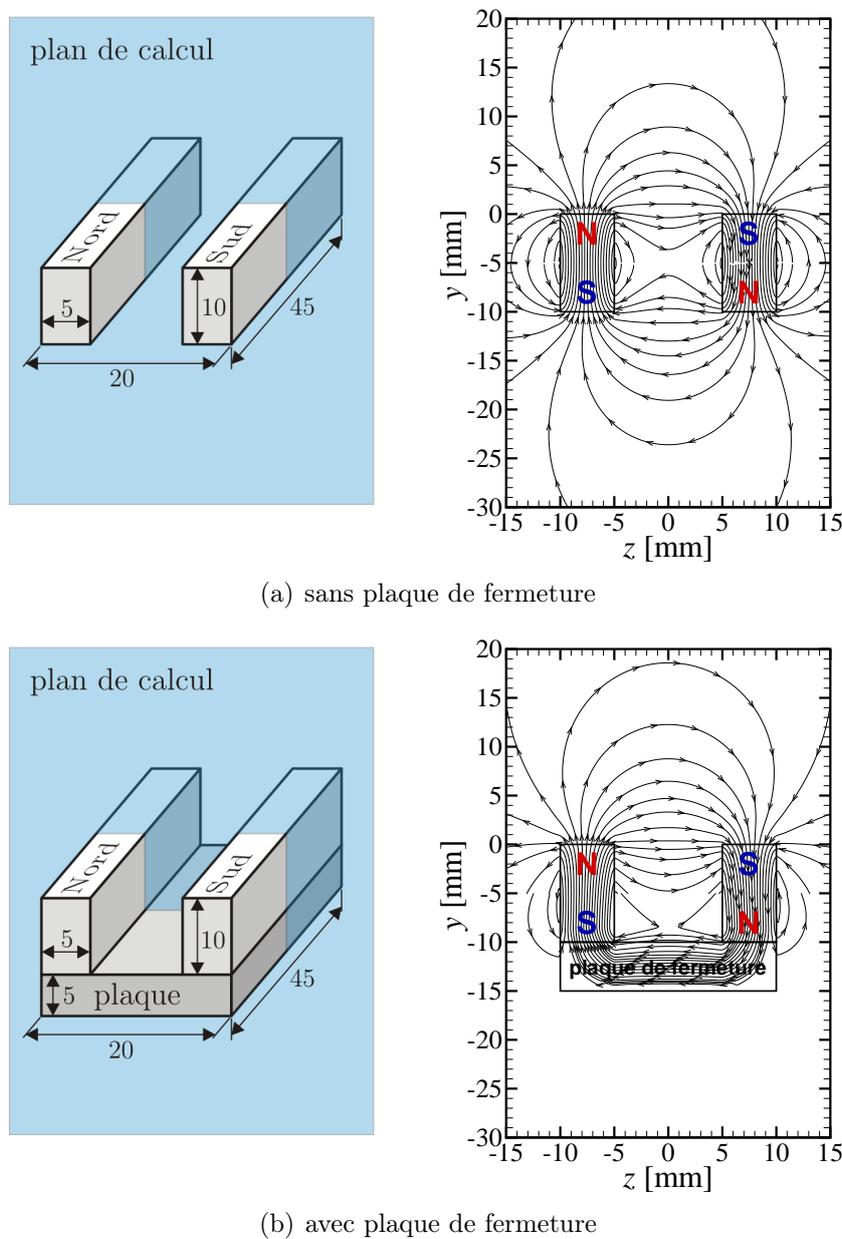


FIGURE 6.6 – Influence de la hauteur  $H$  d'un aimant parallélépipédique sur la valeur de l'induction magnétique au pôle  $B_p$ .

<sup>1</sup>Néodyme Fer Bore (Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B): le matériau magnétique disponible commercialement le plus performant connu à ce jour, ayant une rémanence ( $B_r \approx 1,3\text{ T}$ ) et un produit d'énergie volumique ( $BH_{max} \approx 400\text{ kJ/m}^3$ ) les plus élevés.

L'utilisation d'une plaque de fermeture en fer doux à l'arrière des aimants permet l'amélioration de ses performances magnétiques. Ce phénomène est dû à la grande perméabilité magnétique du fer, ce qui permet de mieux acheminer le flux magnétique d'un aimant à l'autre. La Figure 6.7 montre l'effet de l'utilisation d'une plaque de fermeture sur le champ magnétique autour de deux aimants placés côte à côte (calculé avec le code *Radia*). Comme l'on peut observer, les lignes de flux magnétique à l'arrière des aimants ( $Y < 0$ ) sont concentrées par la plaque de fermeture, du fait de sa grande perméabilité magnétique. Cette redistribution des lignes de flux magnétique entraîne également un changement, bien que moins important, du champ magnétique au-dessus des aimants ( $Y > 0$ ).



(a) sans plaque de fermeture

(b) avec plaque de fermeture

FIGURE 6.7 – Effet d'une plaque de fermeture en fer doux sur les lignes de flux magnétique au tour de deux aimants placés côte à côte.

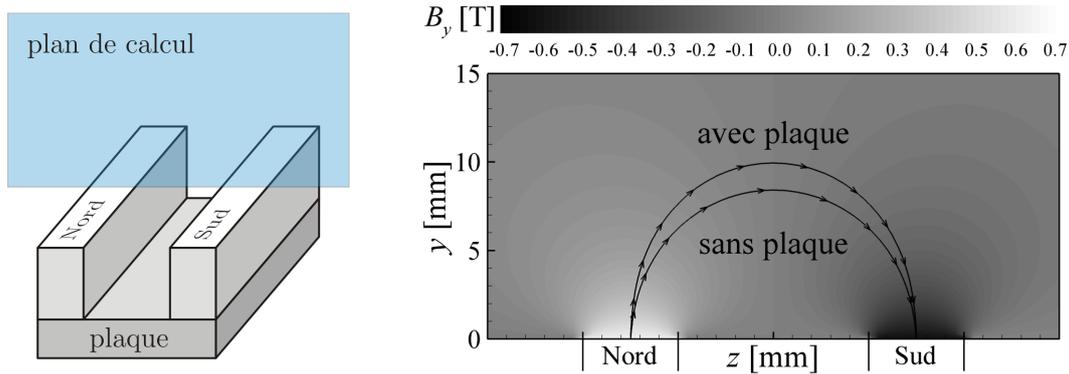


FIGURE 6.8 – Effet d’une plaque de fermeture en fer doux sur le champ magnétique au-dessus des aimants.

La Figure 6.8 présente en détail la zone située au-dessus des aimants, où l’on peut observer l’effet de la plaque de fermeture sur le champ d’induction magnétique généré par deux aimants arrangés de façon identique au cas précédent (calculé avec le code *Radia*). Pour faciliter la comparaison, une seule ligne d’induction magnétique a été tracée pour chaque cas (avec et sans plaque de fermeture). Les résultats indiquent que la portée et l’intensité du champ d’induction magnétique au-dessus des aimants sont augmentées par la présence de la plaque de fermeture. Dans le cadre du contrôle électromagnétique, cette augmentation est très intéressante du point de vue énergétique, puisqu’elle s’obtient sans consommation d’énergie.

La Figure 6.9 montre l’influence de la plaque de fermeture sur l’induction magnétique au pôle  $B_p$  des aimants, assemblés de façon identique aux deux cas précédents (calculé avec le code *Radia*). Les résultats indiquent que la plaque de fermeture a pour effet de doubler la hauteur effective des aimants. Ceci est vrai à condition que l’induction magnétique à l’intérieur la plaque n’atteigne pas la saturation. En effet, le fer doux sature aux environs de 2 T (en fonction de sa composition), et dans ce cas les résultats présentés ne seraient plus valables. Pour éviter ce problème, l’épaisseur

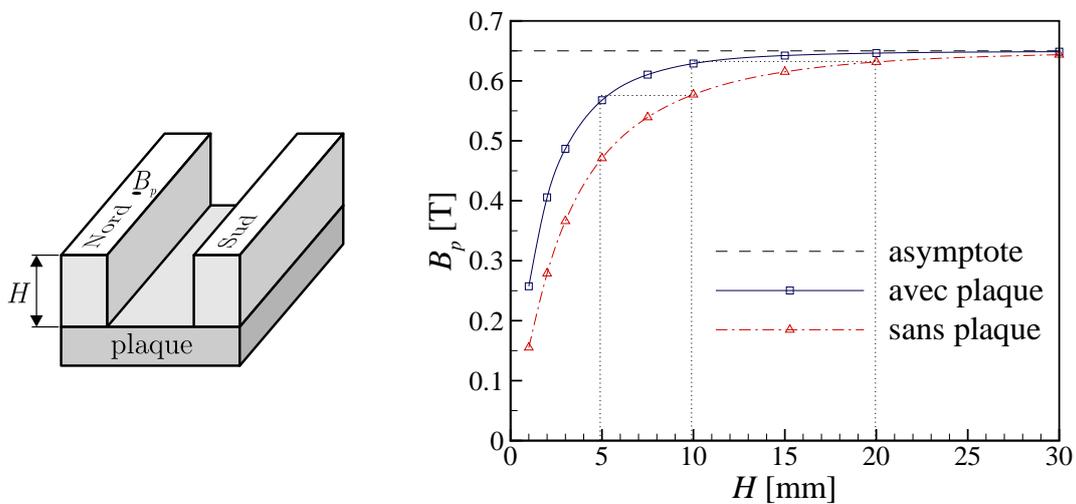


FIGURE 6.9 – Effet d’une plaque de fermeture en fer doux sur l’induction magnétique au pôle  $B_p$  des aimants ayant une hauteur  $H$ .

de la plaque de fermeture doit alors être choisie de sorte que sa section transversale soit supérieure à  $(B_p S_m)/2$ , où  $S_m$  est la superficie du pôle de l'aimant.

Ainsi, en rajoutant une plaque de fermeture aux aimants de l'actionneur, la hauteur équivalente des aimants utilisés est ramenée de 20 mm (hauteur réelle) à 40 mm (hauteur équivalente), de sorte que la valeur de  $B_p$  atteint 99% de sa valeur limite ( $B_r/2$ ). L'utilisation de la plaque de fermeture présente en outre l'avantage d'être une solution compacte et économique. Dans le calcul analytique du champ d'induction magnétique, afin de tenir compte de la présence de la plaque de fermeture, c'est la hauteur équivalente (le double de la hauteur réelle) des aimants qui est utilisée.

### 6.2.2 Actionneur normal

Dans un souci de continuité, la géométrie de l'actionneur normal confectionné dans le cadre du présent travail présente les mêmes dimensions que celui utilisé dans les travaux précédents (Rossi, 2001). La Figure 6.10 illustre l'actionneur électromagnétique normal monté sur son support circulaire.

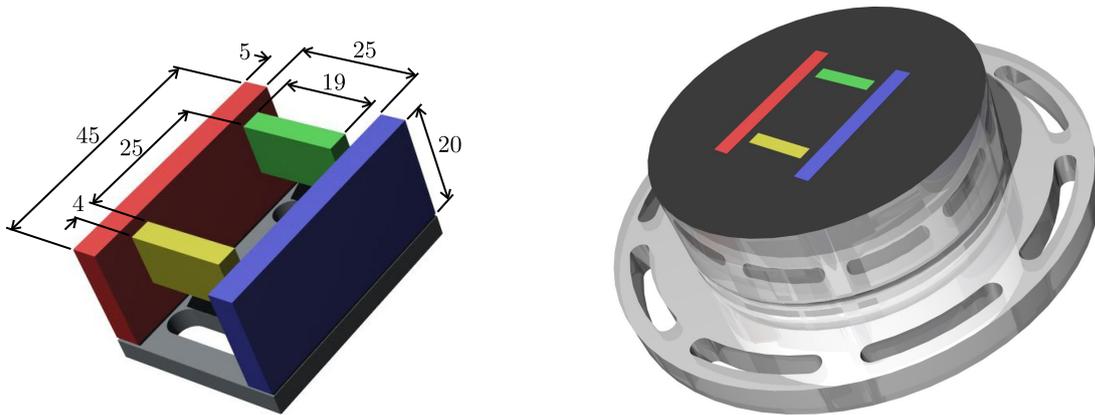


FIGURE 6.10 – Illustration d'un actionneur électromagnétique normal monté sur son support circulaire (dimensions en mm).

Un petit orifice ( $\varnothing 1$  mm) percé au centre de l'actionneur permet l'injection de colorant dans l'écoulement au-dessus de l'actionneur pendant les essais de visualisation. Le colorant est acheminé à travers la vis de fixation de la plaque de fermeture. Ce montage rend les aimants amovibles, ce qui permet de les changer en cas de détérioration due à la corrosion, ou encore de modifier ses caractéristiques (comme taille, position, rémanence, etc.).

### 6.2.3 Actionneur parallèle

Les caractéristiques de l'actionneur parallèle – illustré dans la Figure 6.11 – sont limitées par les dimensions du support circulaire et des hublots qui permettent de l'insérer dans la veine d'essais. Afin d'obtenir une distribution primaire de courant électrique plus uniforme, la largeur des électrodes placées aux extrémités de l'actionneur est égale à la moitié de la largeur des électrodes centrales. En effet, les

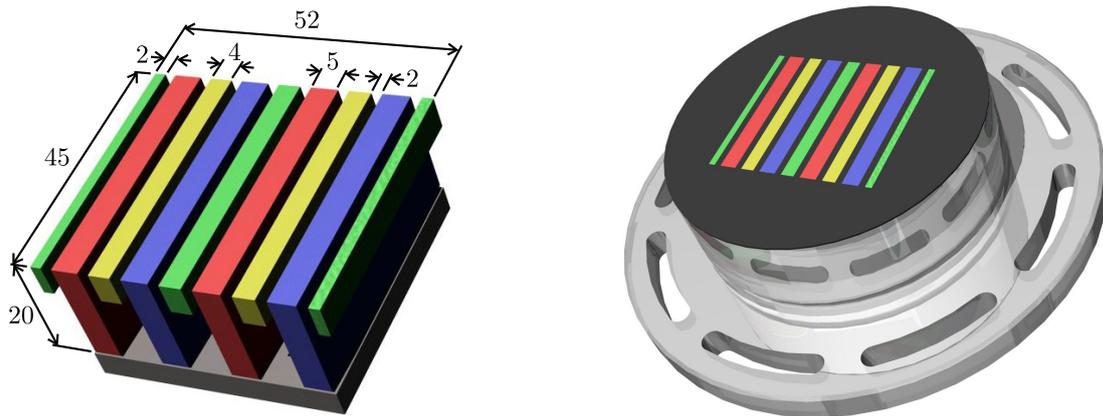


FIGURE 6.11 – Illustration d'un actionneur parallèle monté sur son support circulaire (dimensions en mm).

électrodes localisées aux deux extrémités interagissent prioritairement avec les électrodes adjacentes, tandis que l'électrode centrale interagit avec ses deux électrodes voisines, comme illustré dans la Figure 6.12. Les électrodes de même polarité sont reliées électriquement entre elles et possèdent donc le même potentiel électrique.

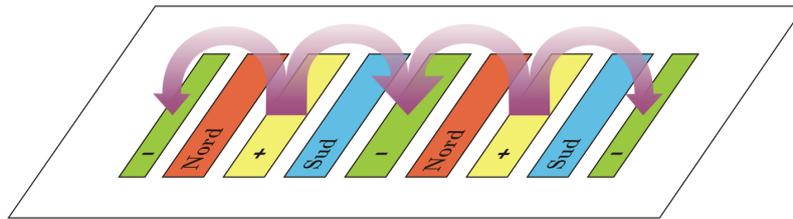


FIGURE 6.12 – Distribution schématique du courant électrique sur les électrodes d'un actionneur électromagnétique parallèle.

Afin de maximiser les forces électromagnétiques produites par l'actionneur, l'espacement entre les électrodes et les aimants doit être le plus petit possible. Cependant, pour des raisons d'isolation électrique des électrodes, cet espacement ne peut pas être nul. Dans le cas présent, celui-ci a été défini par des contraintes constructives d'ordre pratique, et la valeur choisie est de 2 mm.



# Chapitre 7

## Techniques expérimentales

L'étude expérimentale de l'écoulement généré ou modifié par un actionneur électromagnétique est assez complexe. Le fait que l'écoulement d'eau salée soit parcouru par un courant électrique restreint le choix des techniques de mesure utilisables. En effet, les techniques intrusives perturberaient le champ de densité de courant électrique  $J$ , en plus d'être susceptibles d'être endommagées par la corrosion électrochimique. Un autre facteur qui complique la réalisation des mesures réside dans le bullage dégagé par les électrodes, dû à l'électrolyse de l'eau.

Dans le cadre du volet expérimental de cette étude, nous avons utilisé des techniques non-intrusives, comme la visualisation par injection de colorant et la vélocimétrie par image de particules, qui seront décrites dans les pages suivantes.

### 7.1 Visualisation d'écoulements

Dans le cadre de cette étude, la technique de visualisation d'écoulements par injection de colorant a été utilisée afin de préparer la réalisation des mesures PIV. En effet, la visualisation de l'écoulement permet d'observer les structures générées par le forçage électromagnétique mais aussi elles permettent une appréciation globale du champ de vitesse qui montre les zones de mesure pertinentes.

Le colorant utilisé est une solution aqueuse de fluorescéine diluée à 0,05 g/l. Cette concentration s'est avérée suffisante pour l'obtention d'une image contrastée, sans être excessive afin d'éviter une rapide coloration de tout le volume d'eau après quelques essais. Il est très important que le colorant ait la même masse volumique que l'eau salée, afin que le marquage suive l'écoulement de façon passive. Cela a été obtenu en diluant la fluorescéine dans un volume d'eau salée prélevé du fluide de travail (même salinité), lequel est en équilibre thermique avec le récipient qui contient le colorant (même température). Le colorant est injecté délicatement au-dessus de l'actionneur, soit à travers le petit orifice situé au centre de l'actionneur normal, soit à l'aide d'une seringue munie d'un long capillaire.

Les images ont été capturées à l'aide d'une caméra vidéo *Canon XM-1* montée sur un trépied et placée face à l'actionneur. L'éclairage a été obtenu à l'aide d'un projecteur de diapositives qui produit une nappe de lumière blanche, dont l'épaisseur est suffisante pour éclairer seulement l'écoulement étudié. La Figure 7.1 présente un exemple des résultats obtenus à l'aide de la technique de visualisation par injection

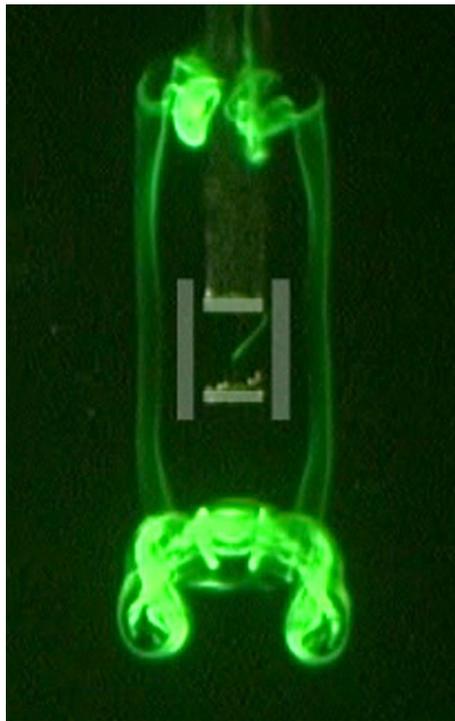


FIGURE 7.1 – Exemple de résultat obtenu avec la technique de visualisation d'écoulements par injection de colorant.

de colorant, où l'on peut observer les structures tourbillonnaires générées par un actionneur normal alimenté avec un courant électrique continu  $I = 0,2\text{ A}$  au bout de 10 s d'action.

Dans cet exemple, l'actionneur est installé sur la paroi verticale de l'aquarium, comme illustré dans la Figure 5.12(b). L'asymétrie des tourbillons générés par les électrodes (en haut et en bas de l'image) est due au rideau de bulles d'électrolyse qui monte au ras de la paroi verticale.

## 7.2 Vélométrie par image de particules

La vélocimétrie par image de particules, communément appelée PIV (de l'acronyme anglais pour *Particle Image Velocimetry*), est une technique optique de mesure permettant de déterminer le champ de vitesse instantané dans un plan de l'écoulement étudié. Plusieurs variantes de cette technique permettent de mesurer le champ de vitesses dans un volume, un champ de vitesse tridimensionnel dans un plan, ou encore le champ de vitesse tridimensionnel dans deux plans adjacents, afin d'obtenir le champ de vorticité et d'accélération. Dans le cadre de cette étude nous nous intéresserons à la technique de PIV bidimensionnelle, mais avec la particularité de pouvoir réaliser des mesures de vitesse de la phase liquide malgré la présence des bulles d'électrolyse dans le plan de mesure.

### 7.2.1 Principe de fonctionnement

Le plan de mesure est traversé par une nappe de lumière qui éclaire le fluide ensemencé avec des micro-particules en suspension. La position des particules illuminées est enregistrée en utilisant des méthodes photographiques avec exposition multiple. Connaissant l'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les images et l'agrandissement  $A$  de la caméra, la vitesse des particules peut alors être déterminée avec

$$U = \frac{1}{A} \left( \frac{ds}{\Delta t} \right) \quad (7.1)$$

où  $ds$  est le déplacement des particules pendant l'intervalle  $\Delta t$ .

La source de lumière provient le plus souvent d'un laser et la nappe lumineuse est obtenue à l'aide d'une lentille cylindrique. Si l'on utilise un laser pulsé dont les pulses possèdent une durée et une fréquence adéquates, il est possible alors d'utiliser cette technique pour étudier certains phénomènes transitoires avec une bonne résolution temporelle.

La Figure 7.2 illustre un montage expérimental typique. L'écoulement ensemencé est éclairé par un laser double cavité pulsé muni d'une lentille cylindrique. La caméra, placée de telle sorte que son axe optique soit perpendiculaire à la nappe laser, enregistre l'image des particules à chaque flash. Deux images consécutives constituent un doublet d'images, qui peut être enregistré sur un même cliché ou sur deux clichés différents.

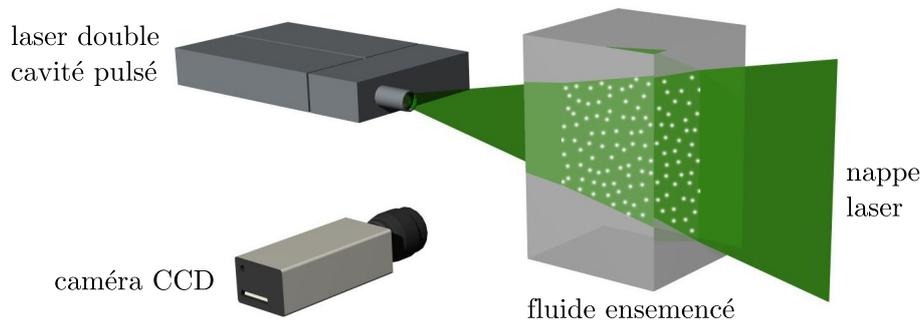


FIGURE 7.2 – Montage expérimental typique de PIV.

Le principe d'analyse des images ainsi obtenues consiste à diviser chaque doublet d'images en sous-domaines appelés fenêtres d'analyse. Lorsque le doublet d'images est enregistré sur un même cliché, l'analyse s'effectue par l'autocorrélation de chaque fenêtre. La fonction d'autocorrélation présente un pic central et deux pics secondaires symétriques, comme illustré dans la Figure 7.3. La position de ces pics secondaires par rapport au central donne le déplacement moyen des particules contenues dans la fenêtre d'analyse en question. Malheureusement, la symétrie de la fonction de corrélation ne permet pas de déterminer le sens du déplacement, qui doit être connu au préalable.

Dans le cas où le doublet d'images est enregistré sur deux clichés différents, l'analyse est effectuée par intercorrélation (ou corrélation croisée) dont le principe est illustré par la Figure 7.4. Dans ce cas, la fonction d'intercorrélation ne présente qu'un seul pic dominant dont la position relative fournit le vecteur déplacement

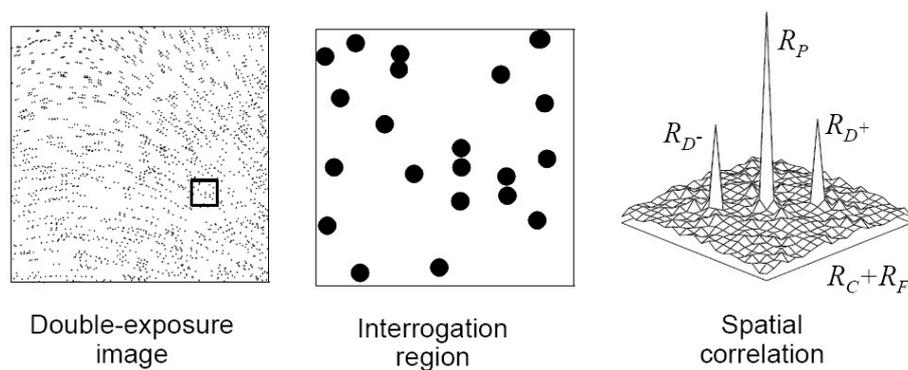


FIGURE 7.3 – Principe de l'autocorrélation d'un cliché PIV (extrait de LaVision (2004b)).

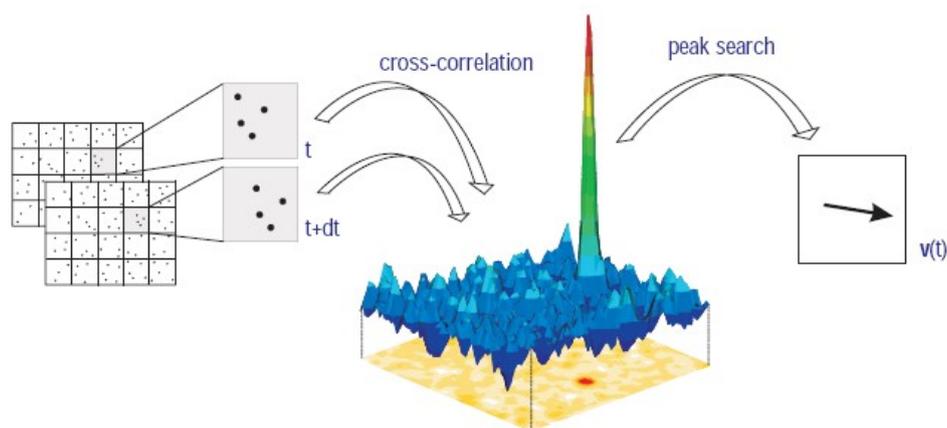


FIGURE 7.4 – Principe de l'intercorrrelation de deux clichés PIV (extrait de LaVision (2004a)).

moyen  $ds$  des particules contenues dans la fenêtre d'analyse. Afin d'accélérer le calcul, l'intercorrrelation est effectuée à l'aide d'algorithmes de FFT, ce qui nécessite des fenêtres d'analyse carrées dont les dimensions (en pixels) sont des valeurs en puissance de deux.

Le succès des mesures PIV dépend fortement de l'ensemencement de l'écoulement. Plusieurs facteurs déterminent le choix des particules et les paramètres de l'ensemencement, parmi lesquels on trouve :

**masse volumique** : la masse volumique des particules doit être égale à (ou très proche de) celle du fluide, afin de garantir leur maintien en suspension et de ne pas interférer avec le champ de vitesse ;

**taille** : les particules doivent être assez petites, pour qu'elles suivent parfaitement l'écoulement, tout en étant assez grandes pour qu'elles restent visibles. Il est recommandé que les particules possèdent un diamètre de 2 à 3 pixels sur les images acquises ;

**brillance** : les particules doivent refléter efficacement la lumière, ou l'absorber et émettre dans une autre longueur d'onde (LIF – *Laser Induced Fluorescence*) ;

**concentration** : la distribution des particules dans le fluide doit être homogène, avec une concentration adaptée à la taille des fenêtres d'analyse (environ 5 à 10 particules par fenêtre).

Un autre facteur important est le choix de l'intervalle  $\Delta t$  entre les deux images du doublet, qui doit être tel que le déplacement moyen  $ds$  des particules contenues dans chaque fenêtre d'analyse soit égal à environ 25% de la taille des fenêtres. Si  $\Delta t$  est trop petit, l'incertitude des mesures devient alors inacceptablement élevée. Au contraire, si  $\Delta t$  est trop grand, les particules sortent de la fenêtre d'analyse et la corrélation ne fournit pas un pic dominant détectable. Cette particularité de la PIV limite la gamme de vitesse mesurable *avec un même doublet* d'images, même si la technique de PIV en soi est capable de mesurer aussi bien des vitesses très faibles que des vitesses supersoniques.

### 7.2.2 PIV en écoulement diphasique

Lorsqu'il s'agit d'étudier un écoulement diphasique, la présence de bulles (ou de gouttes) dans le plan de mesure pose un sérieux problème à la technique de PIV standard. En effet, la surbrillance des bulles éblouit le capteur de la caméra et risque même d'abîmer de manière irrémédiable les sites photosensibles. Afin de s'affranchir de la surbrillance des bulles, la solution triviale consiste à fermer le diaphragme de l'objectif, mais dans ce cas les particules – moins brillantes – sont invisibles et la mesure du champ de vitesse devient alors impossible, comme illustré dans la Figure 7.5. Dans cet exemple, le plan de mesure est localisé dans le plan médian de la veine d'essais et centré sur l'actionneur normal installé dans la paroi supérieure. Les bulles présentes sont dues à l'électrolyse produite sur les électrodes et, comme l'écoulement initial est au repos ( $U_{deb} = 0$ ), elles restent attachées à la paroi.

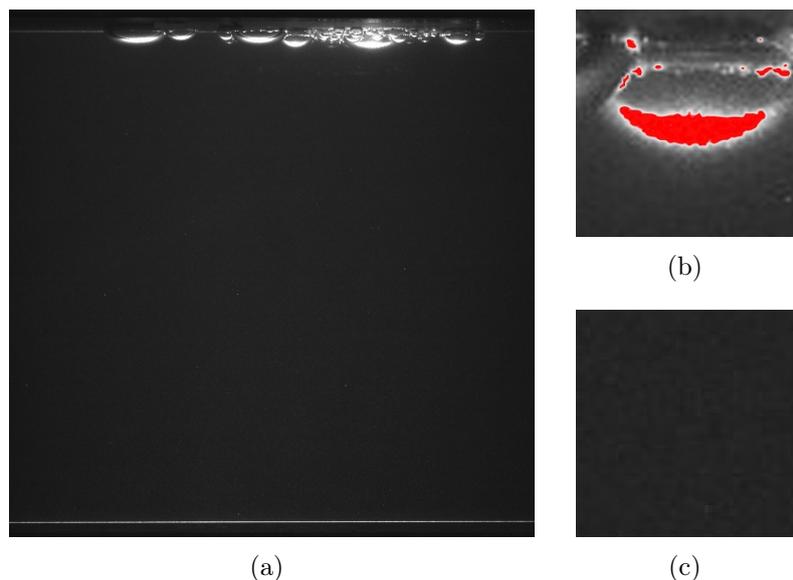


FIGURE 7.5 – Surbrillance des bulles dans un écoulement diphasique, rendant la PIV inopérante : (a) vue d'ensemble ; (b) surbrillance des bulles ; (c) champ de particules invisible.

La solution à ce problème consiste à utiliser la technique LIF (*Laser Induced Fluorescence*) associée à la PIV. Cette technique consiste à employer des particules fluorescentes qui absorbent la longueur d'onde du laser et émettent dans une longueur d'onde plus longue. Un filtre optique passe-haut ayant une longueur d'onde de coupure intermédiaire aux longueurs d'onde du laser et de la lumière réémise par les particules fluorescentes est installé devant l'objectif de la caméra. De cette façon, la surbrillance des bulles – dans la longueur d'onde du laser – est filtrée et la lumière fluorescente des particules est conservée, comme illustré dans la Figure 7.6.

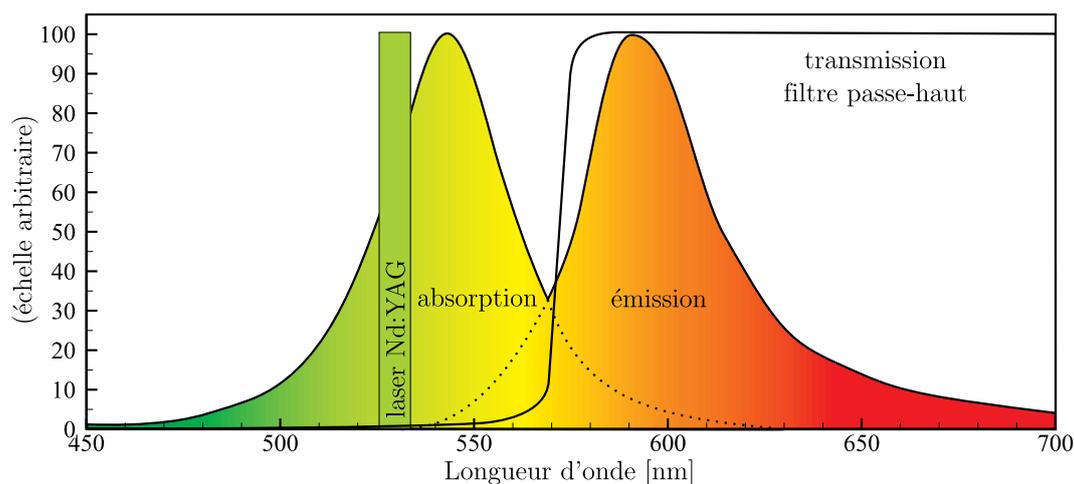


FIGURE 7.6 – Schéma des spectres d'absorption et d'émission des particules fluorescentes, ainsi que du laser et d'un filtre passe-haut.

Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé des particules de Rhodamine. Cette substance fluorescente peut se présenter sous plusieurs variantes, avec des caractéristiques spectrales assez différentes. La Figure 7.7 présente le spectre d'émission des particules de Rhodamine utilisées (Kodama, 2004), comparé avec les spectres d'émission de différentes variantes de Rhodamine (Molecular Probes Inc., 2004; Du *et al.*, 1998).

Les particules de Rhodamine ont été extraites de la peinture *Orange Lumière Lefranc & Bourgeois – Fluo Flashe*, qui peut être facilement trouvée dans le commerce. Pour éliminer le liant de la peinture, celle-ci est préalablement diluée afin de précipiter les particules de pigment fluorescent, cette opération devant être répétée à plusieurs reprises. La Figure 7.8(a) montre une image des particules ainsi obtenues, tandis que la Figure 7.8(b) présente la distribution de la taille des particules présentes dans cet échantillon. À partir de ces résultats, le diamètre moyen des particules est estimé à  $10\ \mu\text{m}$ . Cette valeur ne tient évidemment pas compte de la coalescence des particules.

Le choix du filtre optique passe-haut est très important pour la réussite de cette technique. En effet, sa longueur d'onde de coupure doit donc être supérieure à 532 nm (longueur d'onde du laser Nd:YAG utilisé), tout en assurant une bonne transmission du spectre d'émission des particules afin que celles-ci aient une bonne intensité lumineuse sur les images. Nous avons testé trois filtres *Wratten* en gélatine fabriqués par *Kodak* identifiés par leur numéro : 21 (orange), 22 (orange-profond) et 24 (rouge).

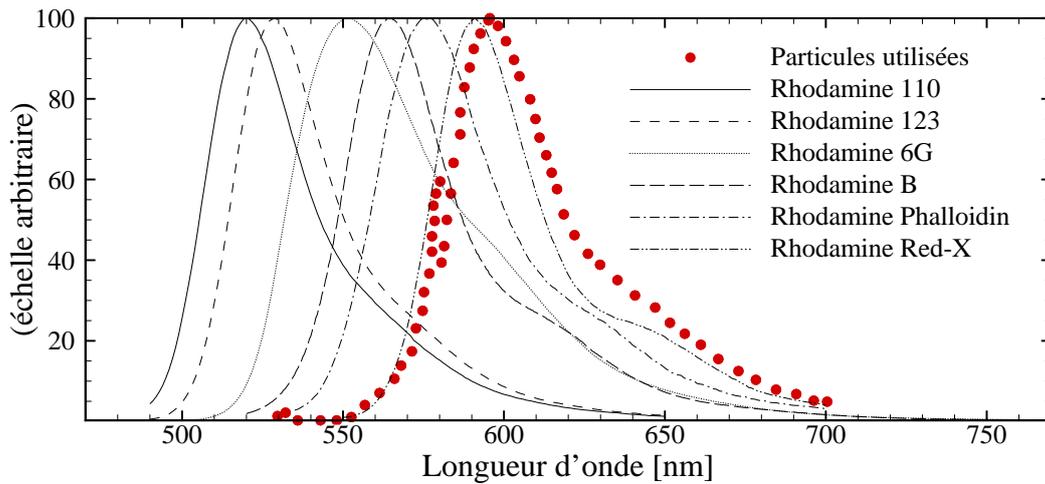


FIGURE 7.7 – Spectre d'émission des particules de Rhodamine utilisées (avec l'aimable autorisation de Kodama (2004)) comparé avec celui de différentes variantes de Rhodamine (Molecular Probes Inc., 2004; Du *et al.*, 1998).

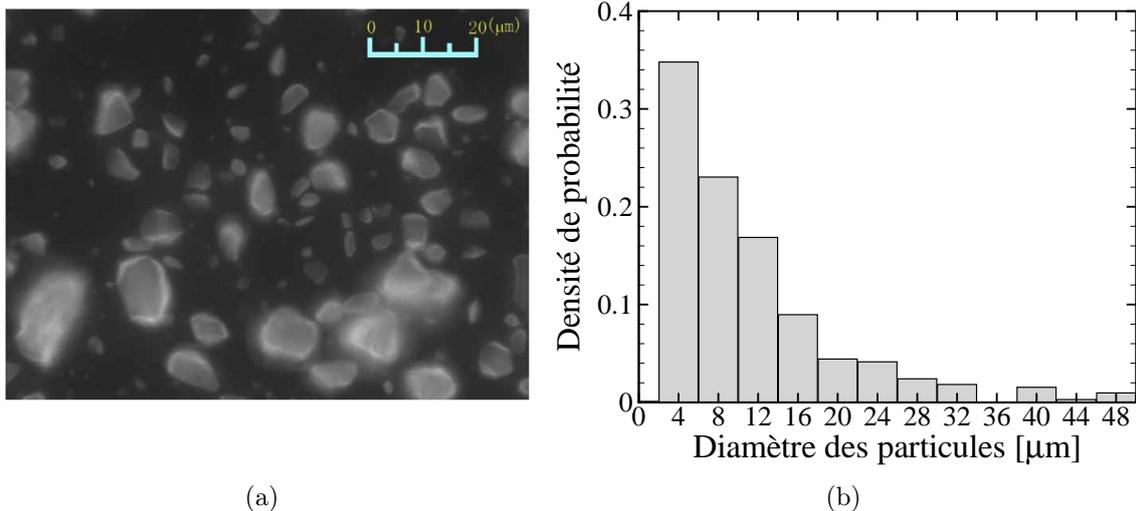


FIGURE 7.8 – Aspect et taille des particules de Rhodamine utilisées (avec l'aimable autorisation de Kodama (2004)).

La Figure 7.9 présente les spectres des trois filtres *Kodak* testés, selon le catalogue du fabricant (Kodak, 1981).

Comme on peut l'observer, les filtres 21 et 22 présentent les caractéristiques désirées, c'est à dire qu'ils filtrent la longueur d'onde du laser (et par conséquent la sur-brillance des bulles) tout en transmettant le spectre de la lumière fluorescente émise par les particules de Rhodamine (ce qui n'est pas le cas du filtre 24). La Figure 7.10(a) présente une image du champ de particules similaire à celui de la Figure 7.5, mais dans ce cas l'objectif de la caméra est équipé avec un filtre 21. L'image (b) montre une fenêtre de taille  $64 \times 64$  pixels extraite de l'image (a) et agrandie pour l'illustration, où l'on peut mieux observer les particules fluorescentes.

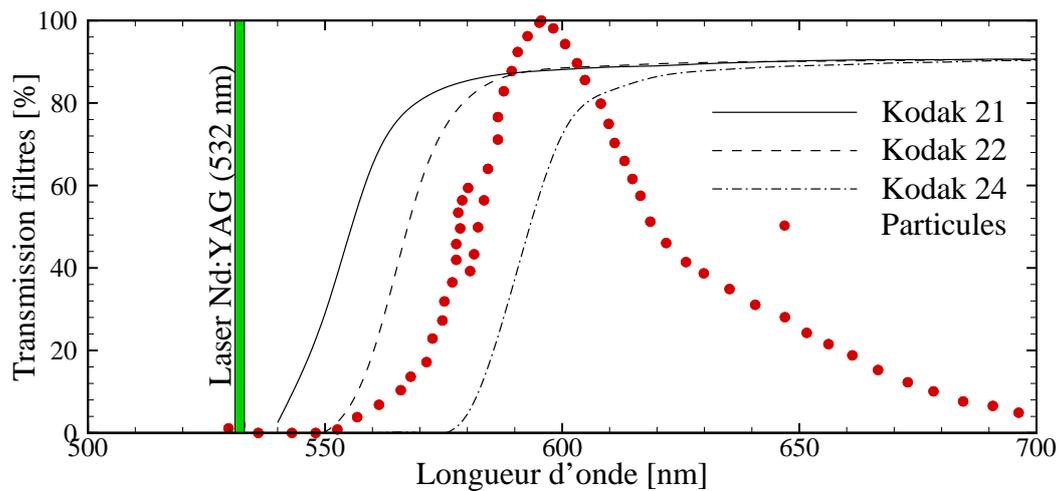


FIGURE 7.9 – Spectres de transmission des filtres *Kodak Wratten* en gélatine numéro 21, 22 et 24 (Kodak, 1981), comparés avec le spectre du laser Nd:YAG et le spectre d'émission des particules de Rhodamine.

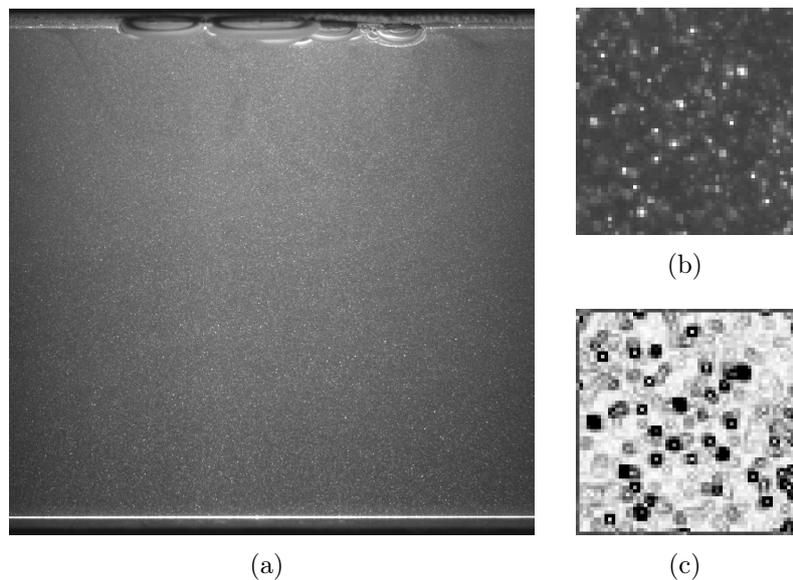


FIGURE 7.10 – Champs de particules obtenus avec un filtre 21 : (a) vue d'ensemble; (b) fenêtre d'analyse; (c) contraste.

L'image (c) montre le gradient de la fenêtre (b), mettant en évidence le contraste du champ de particules obtenu.

Ainsi, lorsque des bulles de gaz produites par électrolyse sont présentes dans le plan de mesure, des particules de Rhodamine sont utilisées en association à un filtre *Kodak Wratten* en gélatine numéro 21 ou 22 installé devant l'objectif. Cette solution allie un coût modeste à une bonne qualité de l'image, et permet la réalisation de mesures PIV dans un écoulement diphasique. Le faible coût des particules de Rhodamine obtenues selon la méthode décrite ci-dessus nous incite à les utiliser même lorsqu'il n'y a pas de bulles dans le plan de mesure.

### 7.2.3 Système PIV utilisé

Les mesures PIV ont été réalisées à l'aide d'un système *LaVision FlowMaster*, qui contrôle le laser et la caméra, ainsi que l'acquisition des images. Ce système est piloté par le logiciel *LaVision DaVis* (version 6.2), qui réalise le traitement des données et le calcul des champs de vitesse.

La source de lumière utilisée pour l'éclairage du plan de mesure est un laser Nd:YAG double cavité pulsé, dont les caractéristiques sont présentées dans le Tableau 7.1. La nappe de lumière produite par une lentille cylindrique a été alignée dans le plan de mesure à l'aide de repères fluorescents, visibles à travers les lunettes de sécurité. L'épaisseur de la nappe a été réglée à l'aide du système de mise au point de la lentille, de façon à ce que le point d'épaisseur minimale se trouve au centre du plan de mesure.

Marque et modèle	<i>Quantel Twins Ultra</i>
Puissance	30 mJ
Longueur d'onde	532 nm (vert)
Fréquence des flashes	0 à 20 Hz
Durée des flashes	10 ns

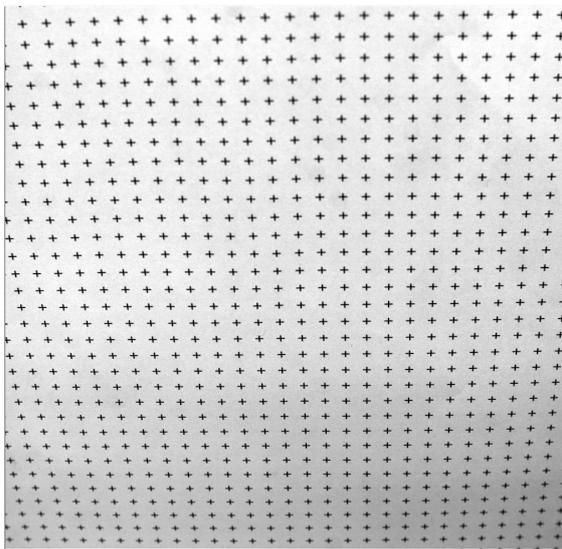
TABLEAU 7.1 – Caractéristiques du laser utilisé.

L'acquisition des images a été réalisée à l'aide d'une caméra CCD dont les caractéristiques sont présentées dans le Tableau 7.2. La caméra a été installée sur un trépied spécialement conçu à cet effet, et son axe optique a été aligné de façon perpendiculaire au plan de mesure. La caméra était équipée d'un objectif *Nikon 50 mm Macro*, ainsi que d'un filtre *Kodak Wratten 21* monté sur un porte-filtres.

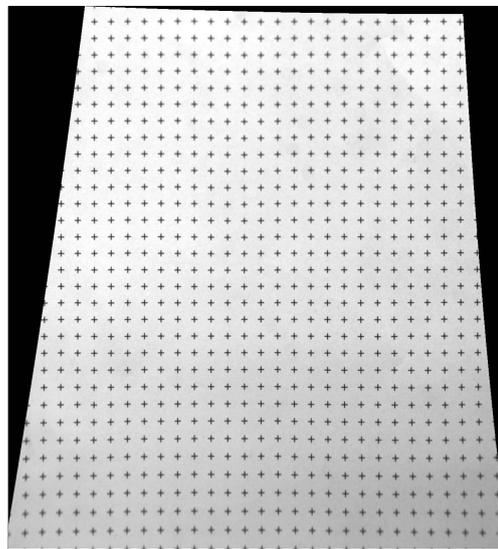
Marque et modèle	<i>Kodak MegaPlus ES1</i>
Dynamique	256 niveaux de gris (8 bits)
Résolution	1 Mpixel (1012 × 1008)
Fréquence d'acquisition	15 Hz (1 image) ou 30 Hz (doublet)
$\Delta t$ entre les images d'un doublet	1 $\mu$ s à 32 ms

TABLEAU 7.2 – Caractéristiques de la caméra utilisée.

La calibration des images a été réalisée à l'aide d'une mire placée dans le plan de mesure. Cette mire est composée d'une plaque en PVC blanc sur laquelle une de ces faces possède une matrice régulière de repères en forme de croix. L'image de cette mire permet au logiciel *LaVision DaVis* de calculer l'échelle de l'image [pixel/mm] et d'effectuer la correction des éventuelles distortions optiques. La Figure 7.11 présente un exemple (poussé à l'extrême) de correction de la distortion de l'image causée par parallaxe, à l'aide de la grille de calibration spécialement confectionnée à cet effet.



(a) image originale



(b) image corrigée

FIGURE 7.11 – Exemple de correction de la distortion de l'image à l'aide de la grille de calibration.

Quatrième partie

Résultats et conclusions



# Chapitre 8

## Calcul des champs électromagnétiques

Dans le Chapitre 3 nous avons présenté les modèles analytiques utilisés pour le calcul des champs électromagnétiques générés par les actionneurs. Dans le cadre des modèles analytiques, un aimant parallélépipédique est représenté par deux surfaces rectangulaires : une pour chaque pôle. La valeur de  $B_r$  est égale à la rémanence magnétique de l'aimant et son signe dépend de la polarité: positif pour le pôle Nord ou négatif pour le pôle Sud. La représentation d'une électrode nécessite une seule surface, avec  $J_o$  égal à la valeur de la densité de courant électrique fournie à l'électrode, dont le signe dépend de la polarité: négatif pour une Cathode ou positif pour une Anode. La Figure 8.1 illustre la représentation de deux actionneurs typiques – normal et parallèle – par des surfaces rectangulaires élémentaires.

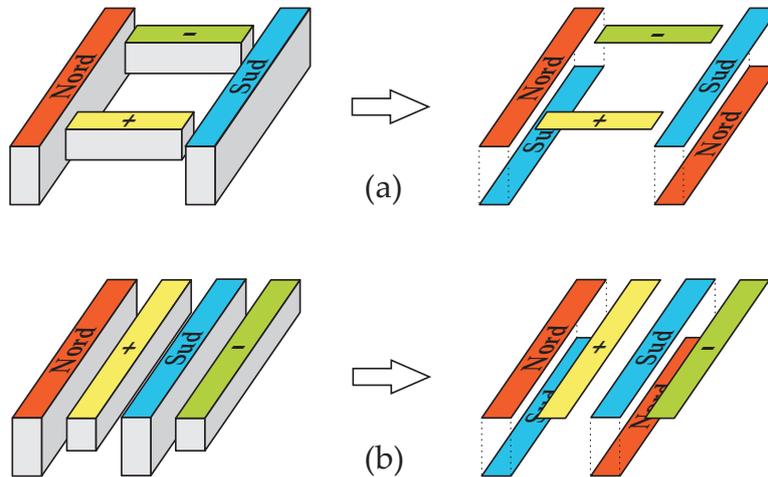


FIGURE 8.1 – Représentation de deux actionneurs électromagnétiques avec des surfaces rectangulaires élémentaires: (a) actionneur normal; (b) actionneur parallèle.

La valeur des champs  $\mathbf{J}$  et  $\mathbf{B}$  en un point donné au-dessus de l'actionneur est égale à la somme des contributions individuelles de chaque surface représentant respectivement les électrodes et les pôles des aimants. Les champs électromagnétiques, exprimés par les équations (3.6) et (3.14), sont calculés dans un repère local lié à chaque surface (dont l'origine se situe au centre géométrique de la surface). Ensuite,

un changement de repère (une simple translation) permet de les ramener au repère global de l'actionneur (ou du réseau d'actionneurs). Pour un actionneur composé de  $n$  électrodes et  $m$  aimants,

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^n \mathbf{J}_i \quad (8.1a)$$

$$\mathbf{B} = \sum_{j=1}^{2m} \mathbf{B}_j \quad (8.1b)$$

où  $\mathbf{J}_i$  et  $\mathbf{B}_j$  sont les champs de courant électrique et d'induction magnétique produits respectivement par la  $i$ -ème et  $j$ -ème surface. Typiquement, un actionneur électromagnétique est composé d'au moins une paire d'électrodes et une paire d'aimants, ce qui correspond à au moins six surfaces qui devront être prises en compte dans le calcul des champs électromagnétiques.

Il est intéressant de noter que l'intensité des champs  $\mathbf{J}$  et  $\mathbf{B}$  est globalement proportionnelle à  $J_o$  et à  $B_r$ , mais leur distribution spatiale (direction) n'en dépend pas. Ainsi, il est possible de calculer les champs électromagnétiques unitaires  $\mathbf{J}_{unit}$  et  $\mathbf{B}_{unit}$  correspondant à  $J_o = 1 \text{ A/m}^2$  et  $B_r = 1 \text{ T}$  et ensuite obtenir les champs électromagnétiques pour une valeur quelconque de  $J_o$  et  $B_r$  avec

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= J_o \mathbf{J}_{unit} \\ \mathbf{B} &= B_r \mathbf{B}_{unit} \\ \mathbf{f}_{em} &= J_o B_r (\mathbf{J}_{unit} \times \mathbf{B}_{unit}) \end{aligned} \quad (8.2)$$

Les aimants étant permanents, leur rémanence  $B_r$  est une constante. Le seul paramètre qui permet de modifier le champ de force électromagnétique est la densité de courant électrique  $J_o$  fournie aux électrodes. Cette variation se limite à un changement global du signe (sens) et d'intensité des forces, mais pas sur leur distribution spatiale (orientation), qui ne dépend que de la géométrie de l'actionneur.

Les champs électromagnétiques calculés selon cette méthodologie sont présentés dans ce qui suit. Les résultats correspondent aux champs produits par un actionneur normal et un actionneur parallèle isolés ayant la géométrie des actionneurs expérimentaux confectionnés dans le cadre de cette étude, décrits dans le Chapitre 6. La rémanence des aimants est celle des aimants NdFeB utilisés ( $B_r = 1,3 \text{ T}$ ), et le courant total fourni à l'actionneur est  $I = 1 \text{ A}$ .

## 8.1 Actionneur normal

La Figure 8.2 illustre la géométrie et l'orientation spatiale de l'actionneur normal utilisé pour le calcul des champs électromagnétiques. La polarité des aimants et des électrodes est telle que le champ de force produit est centrifuge. Le Tableau 8.1 synthétise les caractéristiques des surfaces élémentaires utilisées pour représenter les aimants et les électrodes de l'actionneur normal dans le cadre des modèles analytiques. La Figure 8.3 présente quelques lignes de champ correspondant au champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$ , au champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  et au champ de force de Lorentz-Laplace  $\mathbf{f}_{em}$  générés par l'actionneur normal.

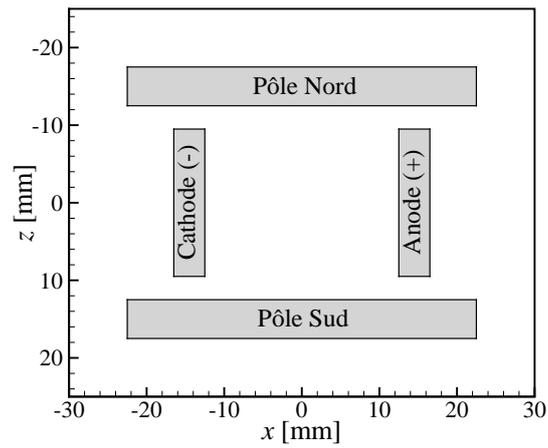


FIGURE 8.2 – Schéma de la géométrie et de l'orientation de l'actionneur normal.

surfaces élémentaires	position du centre [mm]			taille [mm]		intensité
	$x$	$y$	$z$	$2a$	$2b$	$B_r$ [T] ou $J_o$ [A/m <sup>2</sup> ]
aimants	0	-0,5	-15	45	5	1,3
	0	-40,5	-15	45	5	-1,3
	0	-0,5	15	45	5	-1,3
	0	-40,5	15	45	5	1,3
électrodes	-14,5	0	0	4	19	-13158
	14,5	0	0	4	19	13158

TABLEAU 8.1 – Définition des surfaces élémentaires utilisées pour le calcul analytique des champs électromagnétiques produits par l'actionneur normal.

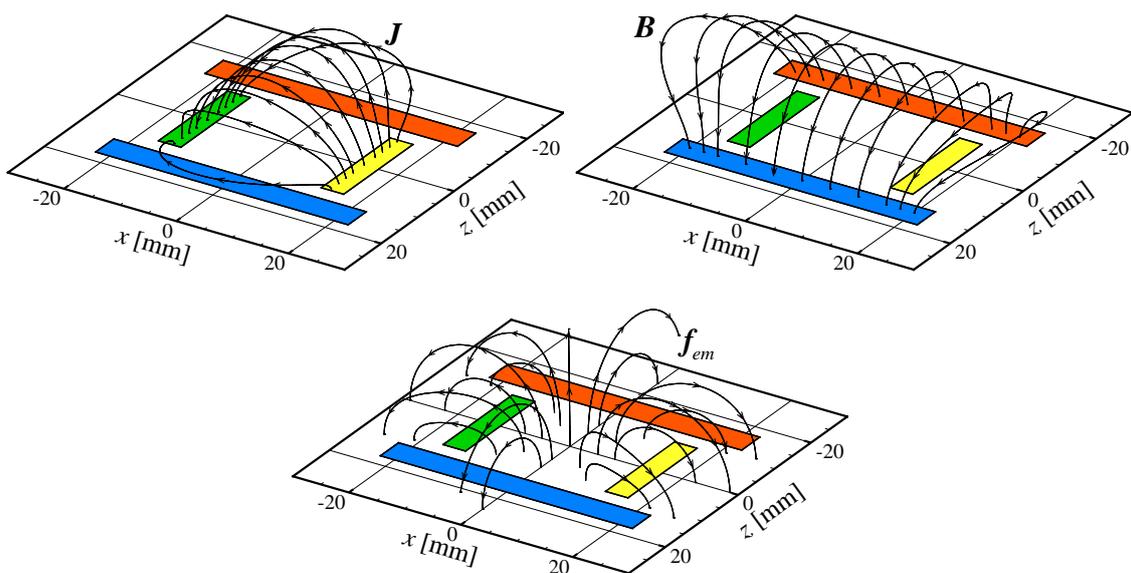


FIGURE 8.3 – Lignes des champs électromagnétiques produits par un actionneur normal.

Comme le montre la Figure 8.3, les champs électromagnétiques produits par l'actionneur normal sont fortement tridimensionnels, notamment le champ de force qui dans ce cas possède une configuration centrifuge. Il est intéressant de noter que l'appellation « actionneur normal » dérive à la fois de la disposition relative des aimants et des électrodes (perpendiculaires entre eux) et de la direction de la force *résultante*, normale à la paroi à cause de la symétrie de l'actionneur. Cependant, le champ de force produit par l'actionneur normal n'est normal à la paroi qu'au centre de l'actionneur, ailleurs il présente une configuration centrifuge.

En plus d'être fortement tridimensionnels, les champs électromagnétiques produits par un actionneur normal sont aussi fortement non-homogènes, spécialement à proximité de la paroi. Les Figures 8.4 et 8.5 présentent les trois composantes et la norme du champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  et du champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  produits par un actionneur normal dans le plan  $y = 1$  mm. La Figure 8.6 présente les trois composantes et la norme du champ de force de Lorentz-Laplace  $\mathbf{f}_{em}$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 1$  mm, où l'on peut observer une différence marquante d'intensité entre les régions situées au-dessus des électrodes et des aimants.

Afin d'évaluer l'importance relative du champ de force à proximité des électrodes, des aimants et au centre de l'actionneur normal, nous y avons découpé des volumes parallélépipédiques de 10 mm de hauteur, illustrés dans la Figure 8.7. Les volumes situés au-dessus des électrodes et des aimants sont centrés sur ces éléments, et les dimensions de leur base sont 3 mm plus grandes dans les directions  $x$  et  $z$ . Le volume

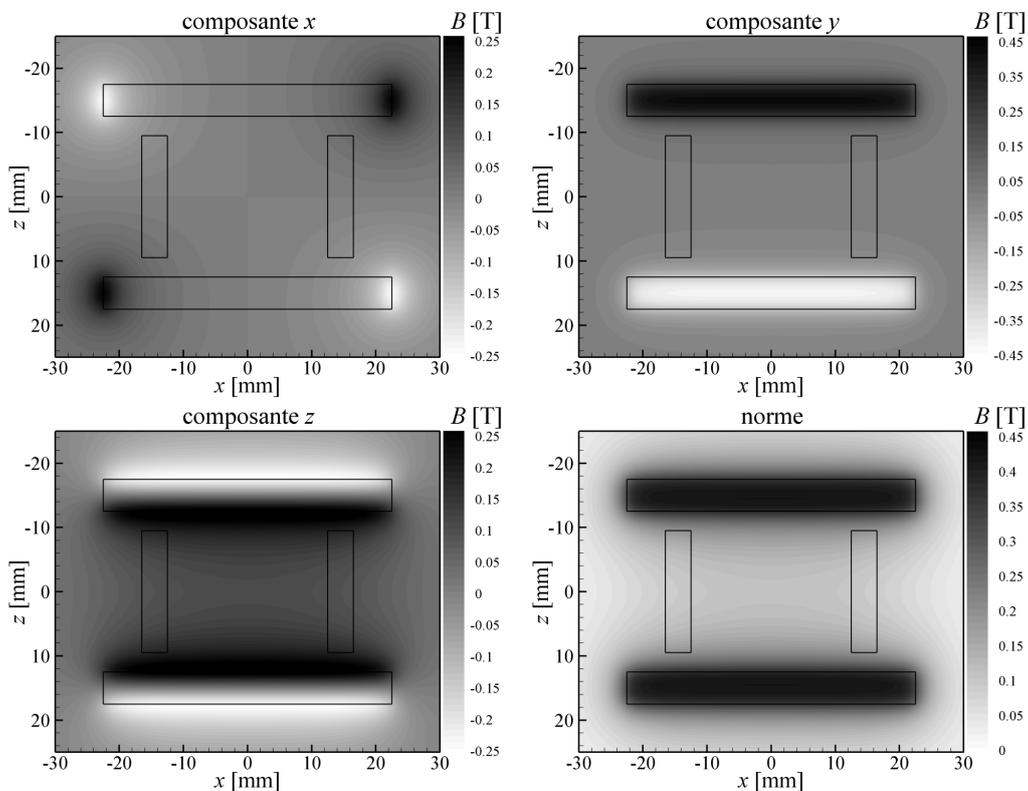


FIGURE 8.4 – Composantes et norme du champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 1$  mm.

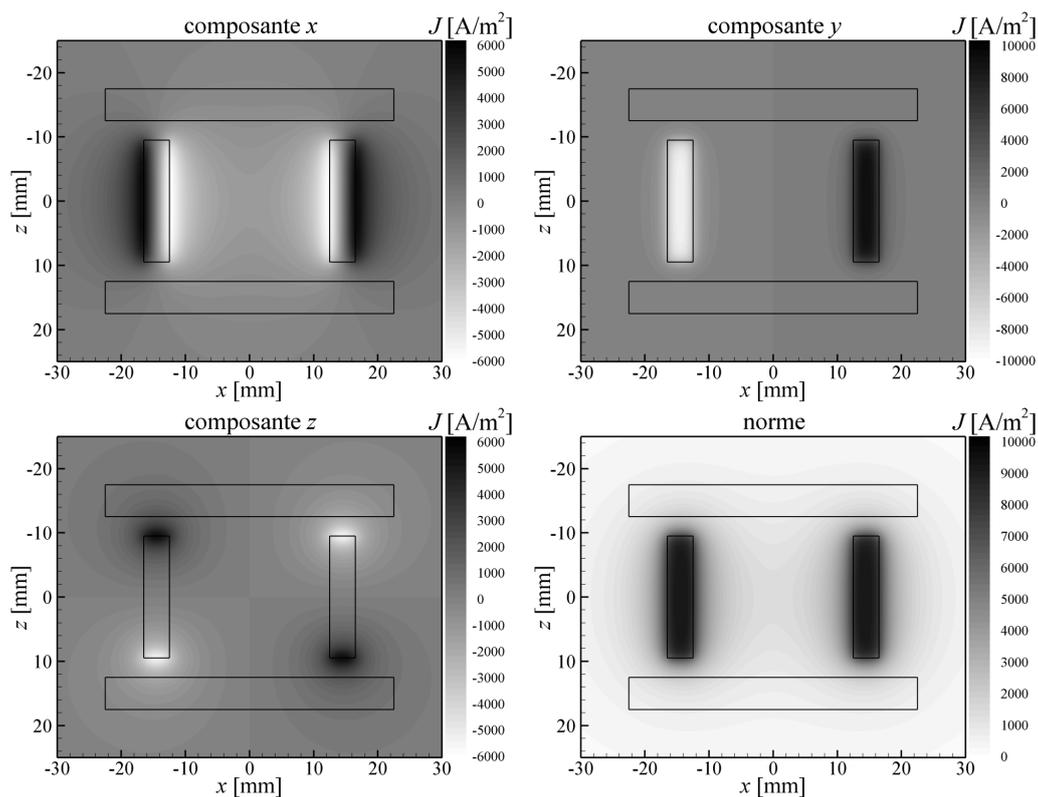


FIGURE 8.5 – Composantes et norme du champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 1$  mm.

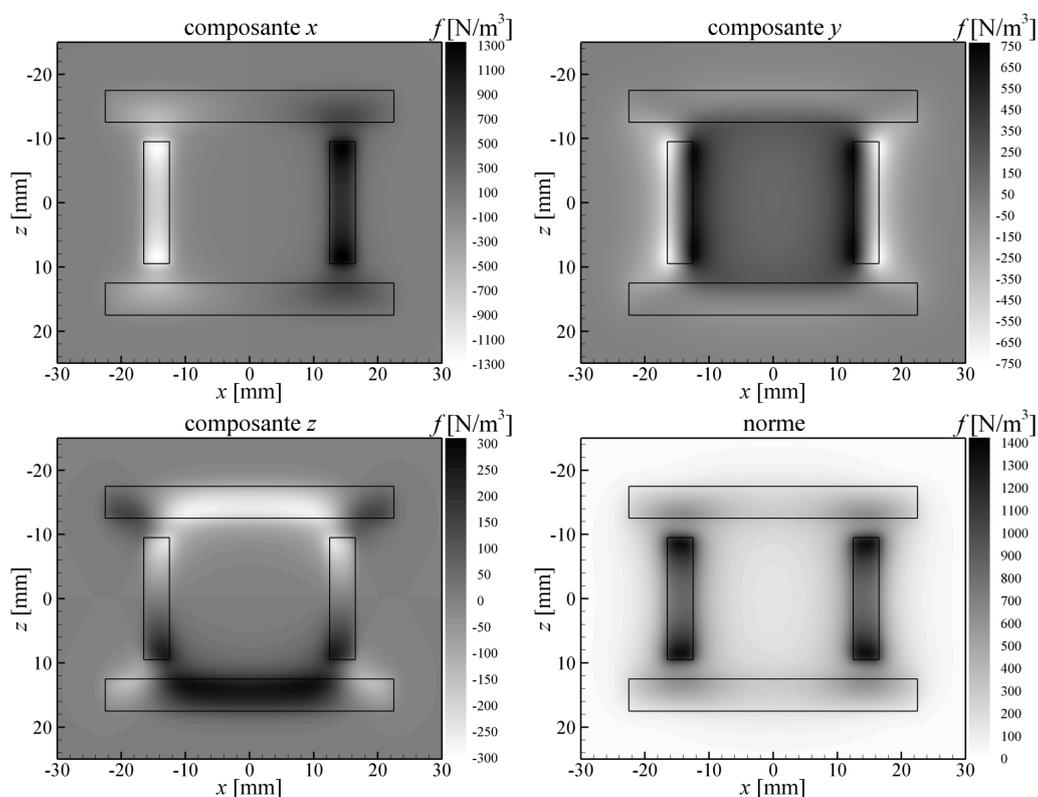


FIGURE 8.6 – Composantes et norme du champ de force électromagnétique  $\mathbf{f}_{em}$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 1$  mm.

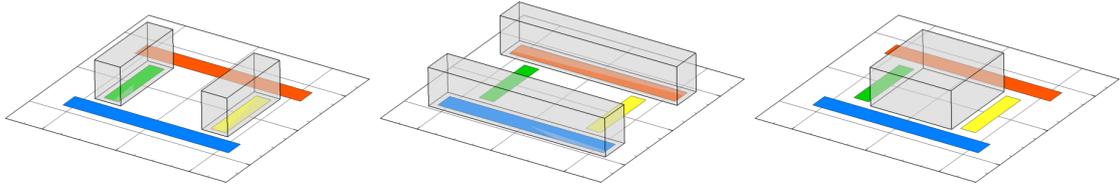


FIGURE 8.7 – Schéma des volumes au-dessus des électrodes, des aimants et au centre de l'actionneur normal.

situé au centre de l'actionneur occupe la région délimitée par les volumes au-dessus des électrodes et des aimants. Ensemble, ces volumes contiennent 75% de la force totale produite par l'actionneur normal.

Le Tableau 8.2 présente les composantes de la force moyenne, calculée à l'intérieur de chacun de ces volumes, correspondant à  $B_r = 1,3 \text{ T}$  et  $I = 1 \text{ A}$ . En comparant les valeurs des différentes composantes de la force moyenne dans les différents volumes, nous pouvons constater une nette prépondérance de la composante  $x$  au-dessus des électrodes. Cela est dû à la géométrie de l'actionneur et s'explique par le fait que les électrodes se trouvent à l'intérieur de l'entrefer des aimants. Comme le montre la Figure 8.3, la région au-dessus des électrodes est traversée par les lignes de champ magnétique produites par les aimants situés de chaque côté, lesquels se prolongent au-delà de l'entrefer des électrodes. Cela n'est pas le cas de la région au-dessus des aimants, qui n'est traversée que par les lignes de courant électrique originaires des bords des électrodes, et ainsi l'intensité du champ de force  $y$  est réduite.

composantes	force moyenne [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]		
	$f_x$	$f_y$	$f_z$
au-dessus des électrodes	$\pm 282$	5,2	0
au-dessus des aimants	0	-11,2	$\pm 47$
au centre de l'actionneur	0	125	0

TABLEAU 8.2 – Composantes de la force volumique moyenne calculée dans les volumes situés au-dessus des électrodes, des aimants et au centre de l'actionneur normal.

Dans la région située au centre de l'actionneur, le champ de force est principalement perpendiculaire à la paroi et son intensité est plus faible qu'à proximité des électrodes. En se basant sur ces constatations, il est possible de schématiser le champ de force produit par un actionneur normal, comme présenté dans la Figure 8.8, où les flèches représentent la direction et l'intensité moyennes du champ de force.

Du fait de son caractère tridimensionnel et non-homogène, le champ de force électromagnétique est une source de vorticité dans l'écoulement, comme le montre l'équation de la vorticité

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla \mathbf{U} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\Omega} \quad (8.3)$$

où

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{\rho} \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \quad (8.4)$$

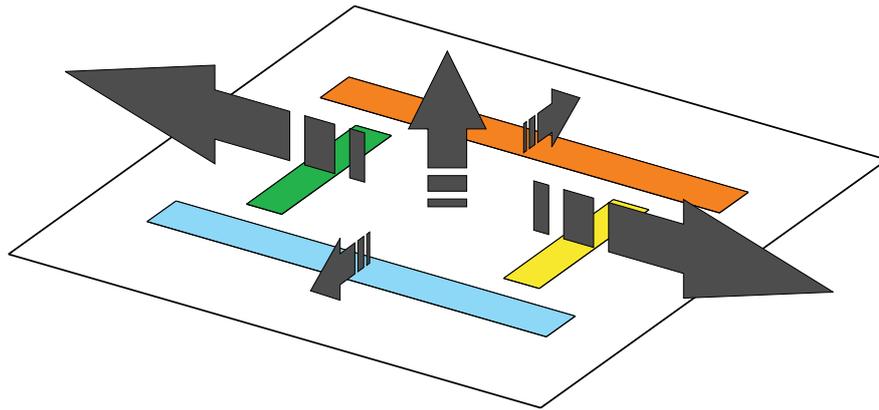


FIGURE 8.8 – Représentation schématique du champ de force généré par un actionneur normal.

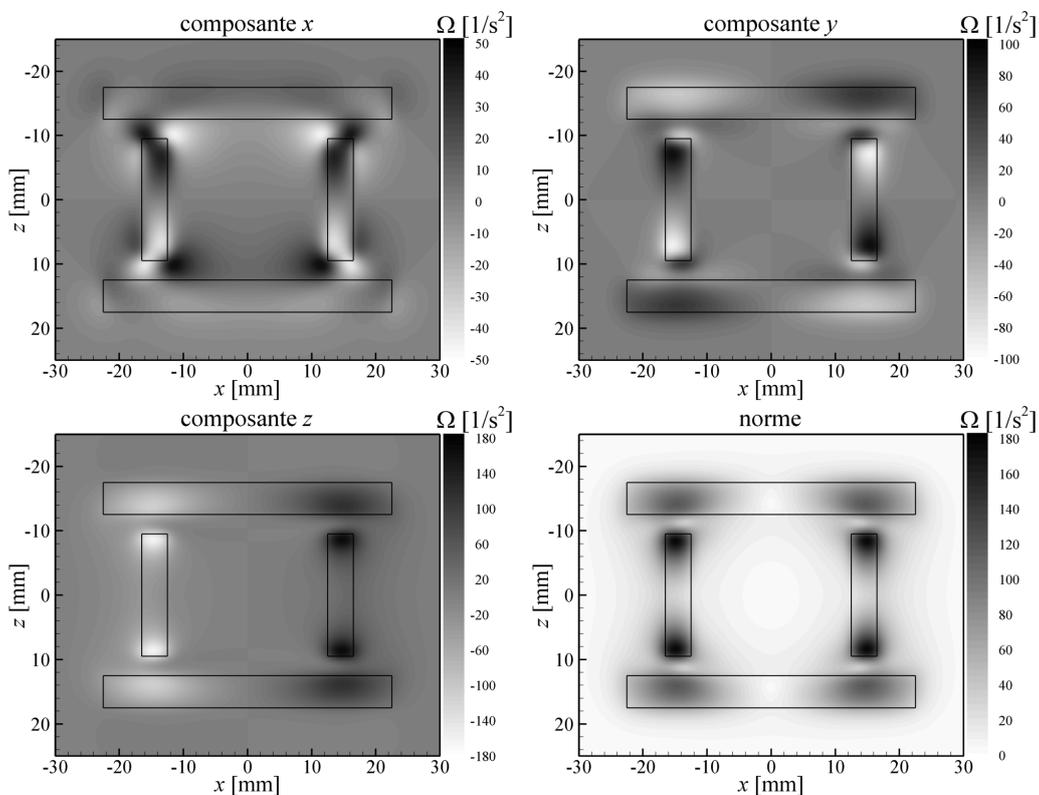


FIGURE 8.9 – Composantes et norme du champ de « vorticité electromagnetic »  $\Omega$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 2$  mm.

est une source de vorticité due au rotationnel du champ de force electromagnetic. La Figure 8.9 présente les trois composantes et la norme du champ de « vorticité electromagnetic »  $\Omega$  produit par un actionneur normal dans le plan  $y = 2$  mm, où l'on peut observer des zones contrarotatives proches des extrémités des électrodes.

Nous retrouverons la trace de ces zones de « vorticité electromagnetic » contrarotatives dans les structures tourbillonnaires tridimensionnelles observées dans les diagonales de l'actionneur normal, comme il sera montré dans le prochain chapitre.

## 8.2 Actionneur parallèle

La Figure 8.10 illustre la géométrie et l'orientation spatiale de l'actionneur parallèle utilisé pour le calcul des champs électromagnétiques.

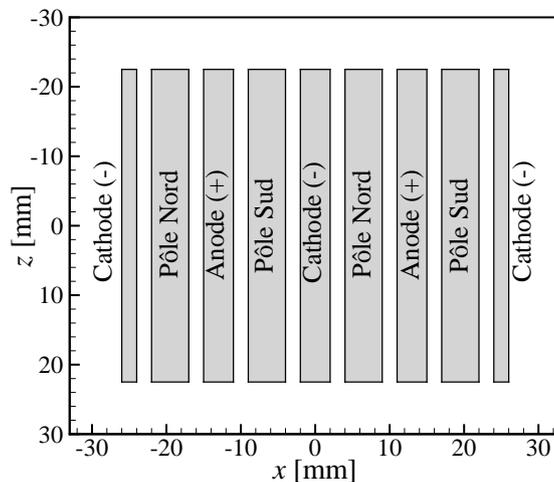


FIGURE 8.10 – Schéma de la géométrie et de l'orientation de l'actionneur parallèle.

Le Tableau 8.3 synthétise les caractéristiques des surfaces élémentaires utilisées pour représenter les aimants et les électrodes de l'actionneur parallèle dans le cadre des modèles analytiques.

surfaces élémentaires	position du centre [mm]			taille [mm]		intensité
	$x$	$y$	$z$	$2a$	$2b$	$B_r$ [T] ou $J_o$ [A/m <sup>2</sup> ]
aimants	-19,5	-0,5	0	5	45	1,3
	-19,5	-40,5	0	5	45	-1,3
	-6,5	-0,5	0	5	45	-1,3
	-6,5	-40,5	0	5	45	1,3
	6,5	-0,5	0	5	45	1,3
	6,5	-40,5	0	5	45	-1,3
	19,5	-0,5	0	5	45	-1,3
	19,5	-40,5	0	5	45	1,3
électrodes	-25	0	0	2	45	-3111
	-13	0	0	4	45	2778
	0	0	0	4	45	-2445
	13	0	0	4	45	2778
	25	0	0	2	45	-3111

TABLEAU 8.3 – Définition des surfaces élémentaires utilisées pour le calcul analytique des champs électromagnétiques produits par l'actionneur parallèle.

Dans un système fermé, du fait de la conservation du courant électrique, l'intégralité du courant électrique fourni à un actionneur circule par les anodes et les cathodes. Ainsi, dans le cas d'un actionneur normal, qui ne possède que deux électrodes, le courant électrique qui circule à travers l'anode et la cathode est égal au courant électrique  $I$  fourni à l'actionneur. Il en va de même pour un actionneur parallèle ayant plusieurs électrodes, où le courant électrique qui circule à travers l'ensemble des cathodes et des anodes est égal au courant électrique  $I$  fourni à l'actionneur. Cependant, la répartition du courant *entre chaque* anode et cathode n'est pas connue *a priori*. Dans le cas de l'actionneur parallèle considéré, le plan  $x = 0$  est un plan de symétrie pour les électrodes, de sorte que le courant électrique qui circule à travers chaque anode est égal à  $I/2$ . Le cas des cathodes est plus complexe, puisqu'elles sont au nombre de trois et ne possèdent pas les mêmes dimensions. Afin de déterminer la répartition du courant électrique entre les cathodes, nous avons utilisé le logiciel *Maxwell*.

La Figure 8.11 présente quelques lignes de champ correspondant au champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$ , au champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  et au champ de force de Lorentz-Laplace  $\mathbf{f}_{em}$  générés par l'actionneur parallèle. Contrairement au cas de l'actionneur normal, ces champs sont quasi-bidimensionnels en dehors des bords de l'actionneur et le champ de force est principalement aligné suivant la longueur des aimants et des électrodes.

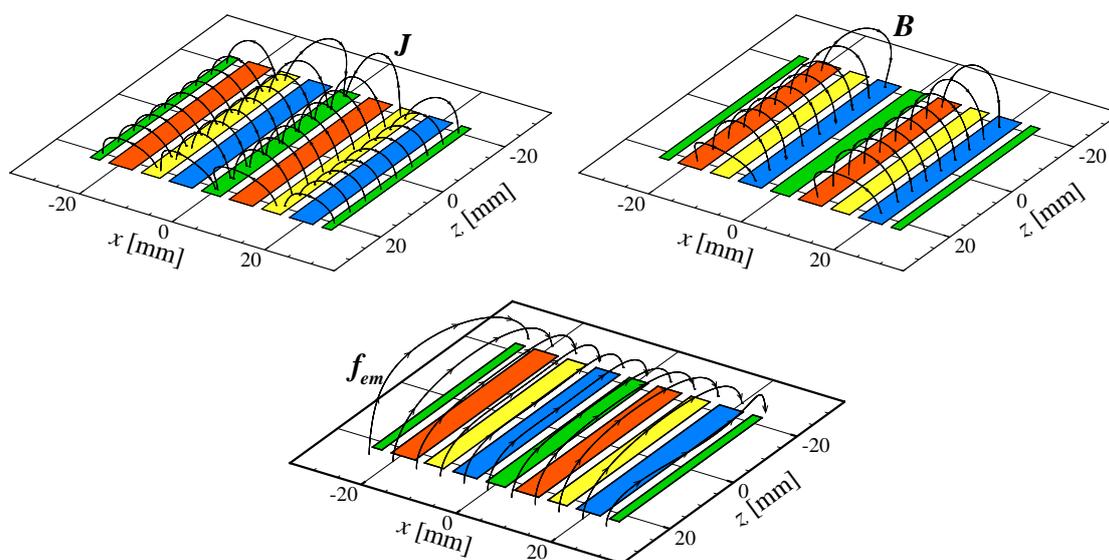


FIGURE 8.11 – Lignes des champs électromagnétiques produits par un actionneur parallèle.

Les Figures 8.12, 8.13 et 8.14 présentent les trois composantes et la norme des champs d'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  et de force électromagnétique  $\mathbf{f}_{em}$  dans le plan  $y = 1$  mm. Comme le montrent ces figures, l'intensité du champ de force au-dessus de l'actionneur parallèle est plus homogène que dans le cas d'un actionneur normal, même si l'on peut observer des zones où les forces sont plus intenses, notamment au-dessus des anodes.

Cette relative non-homogénéité est due principalement à la répartition inégale du courant électrique entre les électrodes. Dans le cas d'un actionneur parallèle ayant un

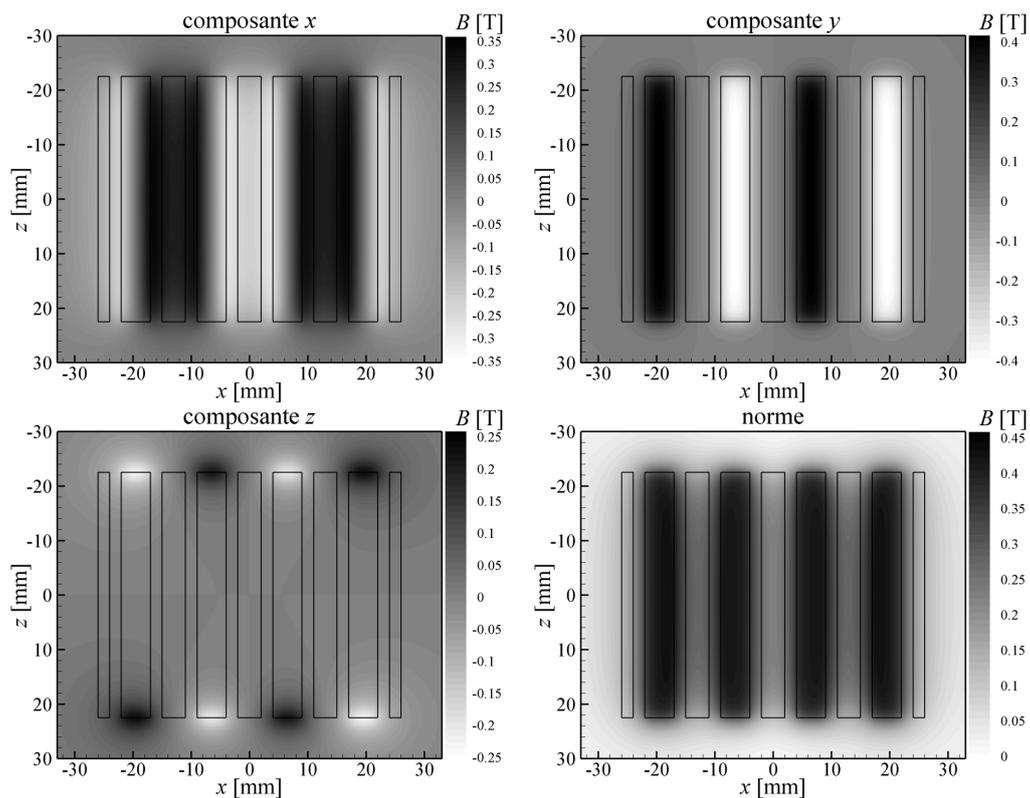


FIGURE 8.12 – Composantes et norme du champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  produit par un actionneur parallèle dans le plan  $y = 1$  mm.

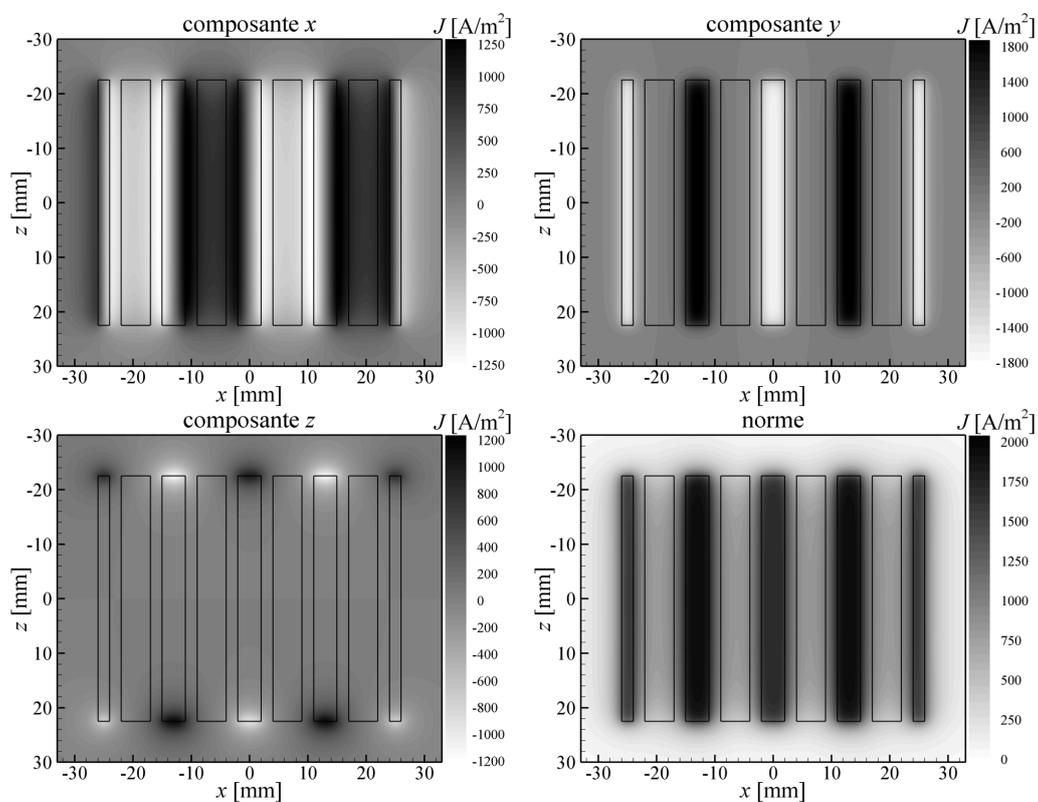


FIGURE 8.13 – Composantes et norme du champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  produit par un actionneur parallèle dans le plan  $y = 1$  mm.

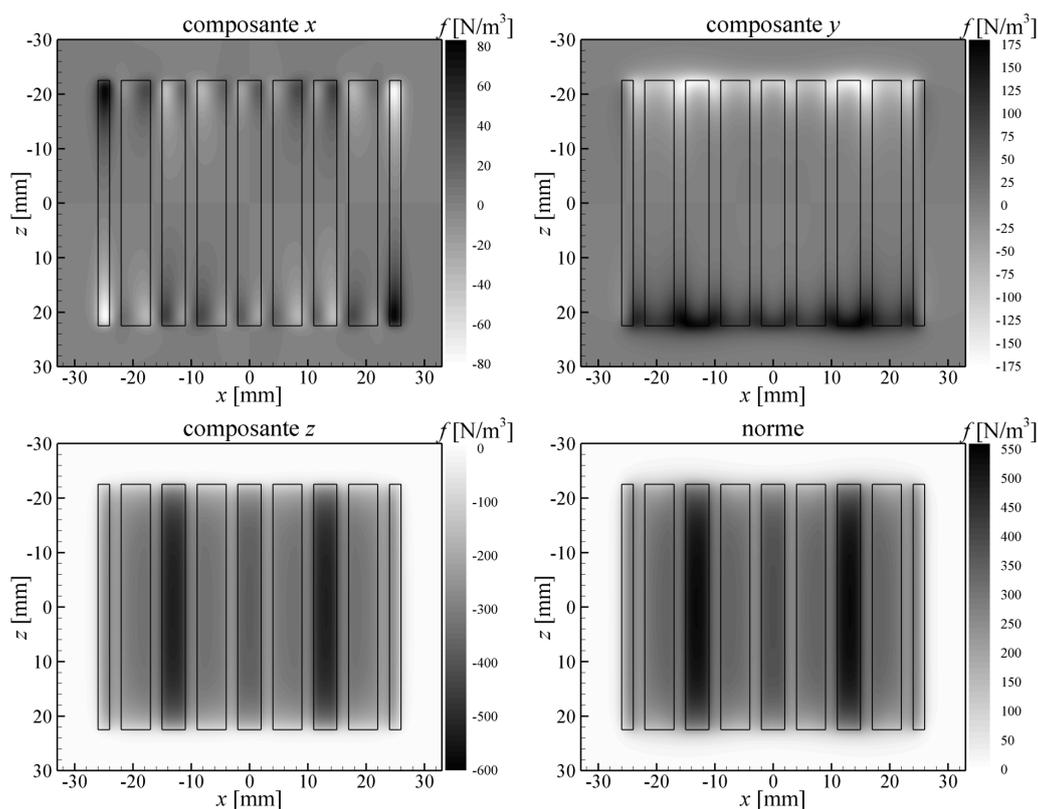


FIGURE 8.14 – Composantes et norme du champ de force électromagnétique  $\mathbf{f}_{em}$  produit par un actionneur parallèle dans le plan  $y = 1$  mm.

grand nombre d'électrodes, le courant électrique qui circule à travers chaque anode et chaque cathode est le même, à l'exception des électrodes situées aux bords de l'actionneur. La Figure 8.15(a) présente une coupe dans le plan  $z = 0$  du champ de force produit par un actionneur parallèle ayant la géométrie de l'actionneur expérimental (haut) et par un actionneur similaire mais quatre fois plus étendu dans la direction  $x$  (bas), c'est à dire, qui possède quatre fois plus d'aimants et d'électrodes. Dans ce dernier cas, grâce à une répartition plus équitable du courant électrique entre les électrodes, le champ de force est plus homogène, même s'il présente toujours des maxima au-dessus des électrodes comme montre la Figure 8.15(b).

La Figure 8.16 présente les composantes et la norme du champ de « vorticité électromagnétique »  $\mathbf{\Omega}$  produit par un actionneur parallèle dans le plan  $y = 2$  mm, où il peut être constaté que la composante transversale (direction  $x$ ) est de loin la plus importante. L'origine de cette « vorticité électromagnétique » est due au fort gradient normal du champ de force, qui décroît de façon exponentielle avec la distance de la paroi.

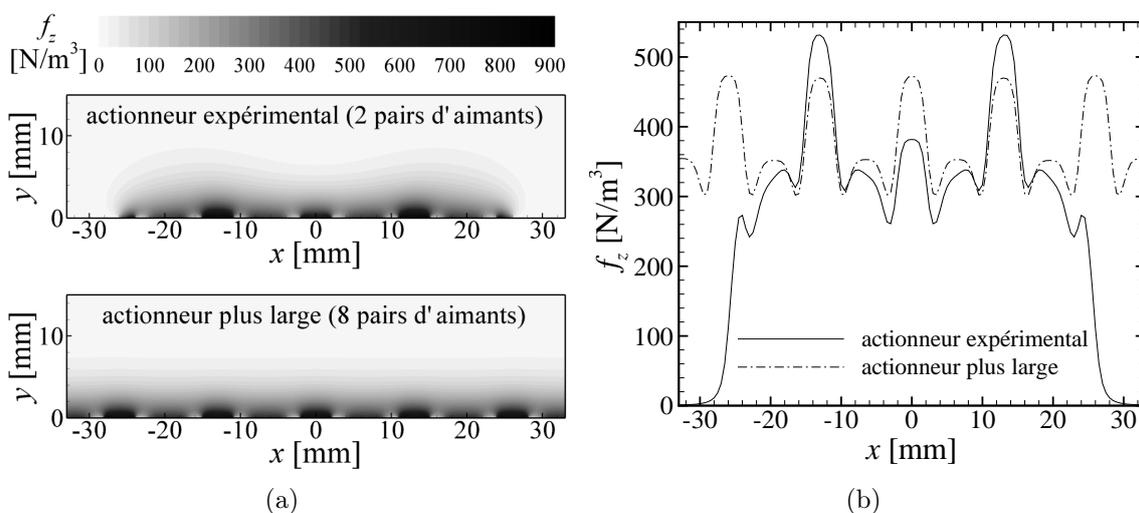


FIGURE 8.15 – Effet de l’étendue (nombre d’électrodes et d’aimants) d’un actionneur parallèle sur le champ de force généré : composante longitudinale du champ de force (a) dans le plan  $z = 0$  et (b) sur une droite  $y = 1$  mm contenue dans le plan  $z = 0$ .

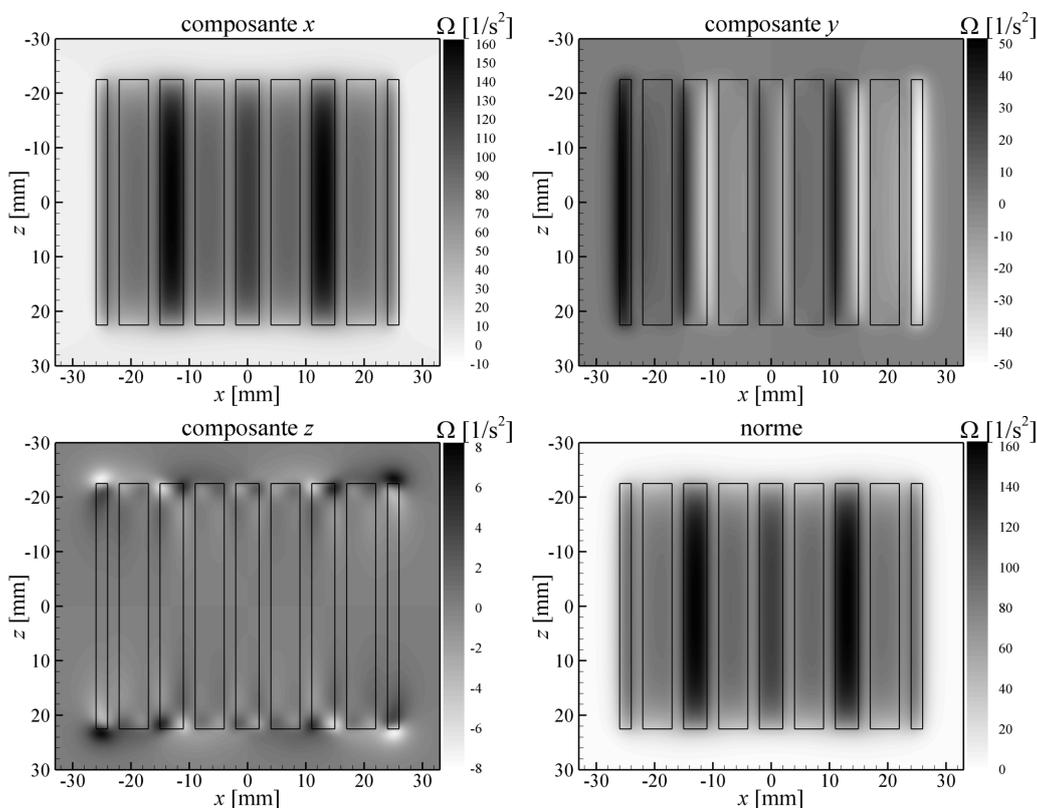


FIGURE 8.16 – Composantes et norme du champ de « vorticit   électromagnétique »  $\Omega$  produit par un actionneur parall  le dans le plan  $y = 2$  mm.

# Chapitre 9

## Écoulement initialement au repos

Les actionneurs électromagnétiques génèrent un champ de force qui agit directement au sein des particules fluides situées dans son champ d'action. Afin de mettre en évidence l'effet du forçage électromagnétique produit par un actionneur électromagnétique sur le fluide environnant, sans que celui-ci ne soit perturbé par un écoulement moyen externe, nous avons immergé les actionneurs électromagnétiques dans un grand volume d'eau salée initialement au repos. Ces expériences ont été réalisées dans un réservoir de dimensions suffisamment grandes pour que les effets de confinement n'apparaissent qu'au bout d'un temps d'activation long ( $t > 10$  s).

Cette configuration d'écoulement présente un fort intérêt en ce sens qu'elle peut être réalisée aussi bien dans des expériences bien contrôlées que dans des simulations numériques. Ces dernières reposent nécessairement sur une modélisation tridimensionnelle et instationnaire, mais l'écoulement peut être modélisé de façon laminaire. Il est ainsi possible d'utiliser un solveur commercial comme *Fluent* et d'obtenir un excellent accord entre les expériences et les simulations.

### 9.1 Procédures

Aussi bien dans les expériences que dans les simulations numériques, l'écoulement est initialement au repos. À l'instant  $t = 0$  s, l'actionneur est alimenté en courant électrique  $I$ , qui circule à travers les électrodes. Instantanément, le fluide à proximité de l'actionneur est soumis à un champ de force de Lorentz-Laplace, qui résulte de l'interaction entre le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  produit par les électrodes et le champ d'induction magnétique  $\mathbf{B}$  généré par les aimants permanents. Deux types de forçage électromagnétique ont été étudiés : *continu*, lorsque le courant électrique fourni est constant, et *pulsé*, lorsque celui-ci varie en forme de créneaux, comme illustré dans la Figure 9.1.

Les deux paramètres qui caractérisent le courant électrique pulsé sont la fréquence  $f$  et le rapport cyclique  $r_c$ , définis comme

$$f = \frac{1}{\Delta t} \quad \text{et} \quad r_c = \frac{\Delta t_{on}}{\Delta t} \quad (9.1)$$

Le courant continu peut être considéré comme un cas particulier du courant pulsé avec  $r_c = 1$ . L'écoulement généré par le champ de force est étudié jusqu'à l'instant

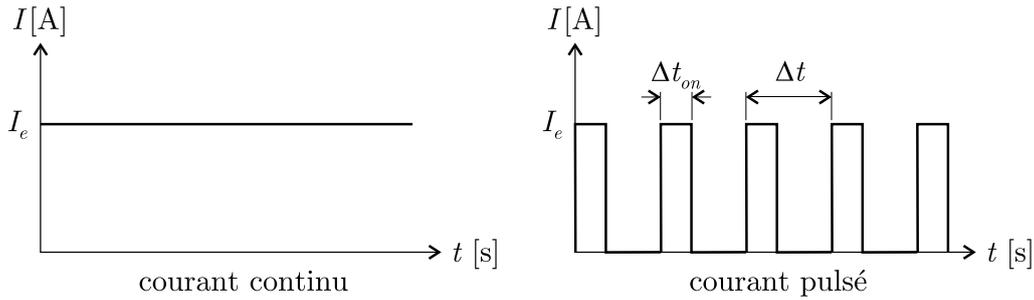


FIGURE 9.1 – Schéma des deux types de courant électrique utilisés : continu et pulsé.

$t = 10$  s, lorsque l'écoulement peut être considéré comme quasi-permanent dans la zone proche de l'actionneur.

En absence d'un écoulement moyen externe, l'intensité du forçage n'a pas été paramétrée par un nombre sans dimension tel le nombre de Stuart, à défaut d'une échelle de vitesse de l'écoulement. L'intensité du forçage a été contrôlée à partir du courant électrique total  $I$  fourni aux électrodes de l'actionneur, la rémanence des aimants  $B_r = 1,3$  T étant constante.

### 9.1.1 Essais expérimentaux

Pour le volet expérimental de cette étude, nous avons installé les actionneurs à l'intérieur de l'aquarium décrit dans la section 5.2. Pendant les essais préliminaires, trois configurations ont été testées, en fonction de la position de l'actionneur à l'intérieur de l'aquarium :

1. l'actionneur est installé sur la paroi verticale de l'aquarium, comme illustré dans la Figure 5.12(b) ;
2. l'actionneur est installé sur le plateau circulaire, lequel est placé au fond de l'aquarium (actionneur ver le haut), comme illustré dans la Figure 5.12(a) ;
3. l'actionneur est installé sur le plateau circulaire, lequel est placé sur la surface libre de l'aquarium (actionneur ver le bas) ;

La première configuration s'est révélée la plus adaptée des trois, surtout en ce qui concerne l'impact du bullage dégagé par les électrodes sur l'écoulement. En effet, dans la deuxième configuration, les bulles forment un panache qui entraîne l'écoulement vers le haut, tandis que dans la troisième, les bulles s'accumulent autour des électrodes et ainsi modifient aussi bien l'écoulement que le champ de force. Dans la première configuration, comme les bulles glissent sur la paroi verticale, leur impact sur l'écoulement est réduit, surtout dans sa moitié inférieure. Ainsi, afin de minimiser l'influence du bullage sur l'écoulement, les actionneurs ont été installés sur la paroi verticale.

L'écoulement généré par l'actionneur a été étudié de façon qualitative et quantitative à l'aide des techniques expérimentales décrites dans le Chapitre 7. Pendant la réalisation des mesures PIV, la fréquence et le mode d'acquisition des clichés ont été choisis en fonction des limitations du système PIV utilisé. Pour les valeurs de courant électrique plus importantes, où l'on observe des vitesses plus importantes,

les clichés ont été acquis avec une fréquence de 10 Hz en mode *double-frame* (deux images par cliché). Dans ce cas, le délai entre chaque image du cliché est inférieur à 32 ms, valeur limite imposée par la caméra. Pour les courants électriques plus faibles, lorsque le délai entre chaque image doit être supérieur à 32 ms, les clichés ont été acquis en mode *single-frame* (une image par cliché), avec une fréquence de maximale de 15 Hz.

### 9.1.2 Simulations numériques

L'écoulement généré par chaque actionneur – normal et parallèle – immergé dans un volume fluide initialement en repos a été simulé numériquement, suivant la méthodologie décrite dans le Chapitre 4. Les champs de force générés par les deux actionneurs étudiés possèdent des plans de symétrie, illustrés dans la Figure 9.2, qui permettent de réduire la taille du domaine de calcul à une moitié ou à un quart du volume fluide au-dessus de l'actionneur. Du fait que l'actionneur normal possède deux plans de symétrie, tandis que l'actionneur parallèle n'en possède qu'un, les maillages utilisés dans ces deux cas sont différents, comme décrit dans la section C.1 de l'Annexe C.

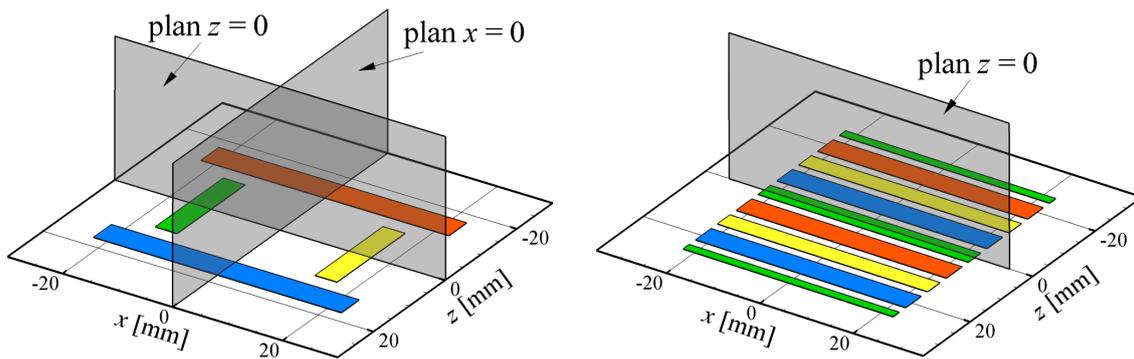


FIGURE 9.2 – Plans de symétrie des champs de force générés par les deux actionneurs.

Étant donné les propriétés de symétrie des champs de force générés par les actionneurs, il est tentant d'envisager une simulation numérique bidimensionnelle (2D) de l'écoulement dans les plans de symétrie. En effet, une simulation 2D est beaucoup moins gourmande en moyens informatiques qu'une simulation tridimensionnelle (3D), aussi bien en mémoire qu'en puissance de calcul. Cette approche 2D a été menée et comparée avec la solution 3D. Les résultats présentés dans les Figures 9.3 et 9.4 permettent la comparaison entre les solutions 2D et 3D de l'écoulement généré dans les plans de symétrie des actionneurs normal et parallèle, respectivement. Malgré les conditions identiques appliquées (même forçage et même maillage dans les plans de symétrie), les résultats obtenus sont très différents. La comparaison avec les résultats expérimentaux (cf. Figure 9.8 page 132) permet de conclure que l'approche 3D fournit de très bons résultats tandis que l'approche 2D, même dans les plans de symétrie des actionneurs, n'est pas du tout adaptée à ce type de problème.

Dans le cadre des simulations numériques présentées dans la suite de ce mémoire, l'avancement temporel de la solution instationnaire 3D de l'écoulement a utilisé un pas de temps constant  $\delta t$ . La valeur de  $\delta t$  est de 0,1 s lorsque le forçage est continu

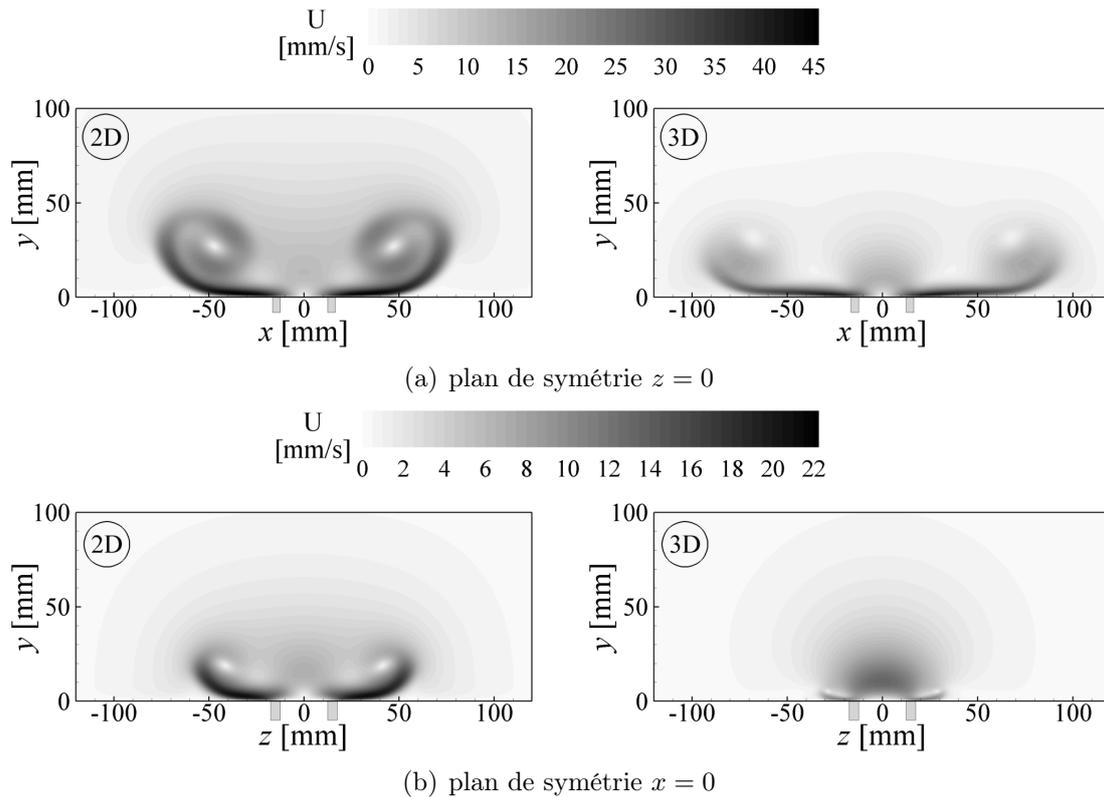


FIGURE 9.3 – Comparaison entre les résultats des simulations 2D et 3D dans les plans de symétrie d'un actionneur normal alimenté en courant continu ( $I = 0,5$  A et  $t = 10$  s).

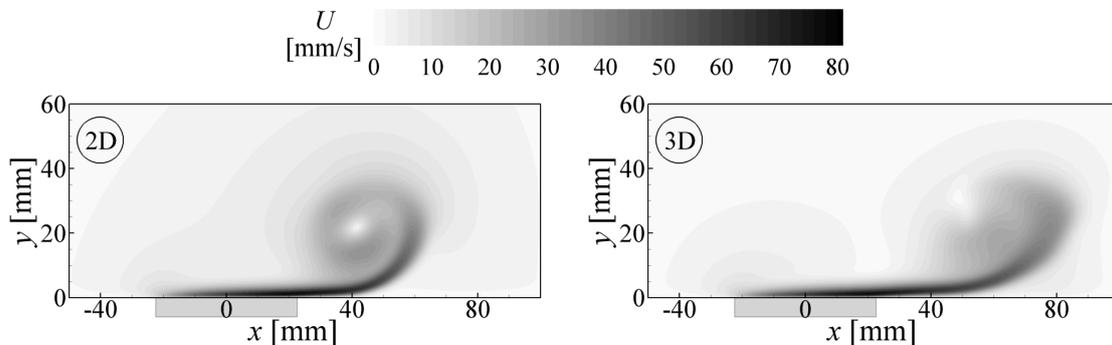


FIGURE 9.4 – Comparaison entre les résultats des simulations 2D et 3D dans le plan de symétrie d'un actionneur parallèle alimenté en courant continu ( $I = 0,4$  A et  $t = 5$  s).

et de 0,125 s lorsque le forçage est pulsé. Ces valeurs de pas de temps ont été choisies à partir d'essais préliminaires, qui ont montré que l'utilisation d'un pas de temps plus petit mène à la même évolution temporelle de la solution instationnaire.

Le champ de force généré par les actionneurs a été calculé selon le modèle analytique décrit dans le Chapitre 3. Des essais préliminaires ont montré que les écoulements produits par deux actionneurs électromagnétiques identiques, mais dont le champ de densité de courant électrique  $\mathbf{J}$  est calculé selon le modèle analytique ou par le logiciel Maxwell, sont similaires.

## 9.2 Actionneur normal

Le champ de force produit par un actionneur normal présente une distribution spatiale fortement tridimensionnelle et non homogène, comme il a été montré dans le Chapitre 8. En fonction de la polarité des électrodes, les lignes de force présentent une configuration *centrifuge* ou *centripète*, comme illustré dans la Figure 9.5. Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés uniquement au forçage centrifuge, puisque l'écoulement généré par ce type de forçage est stable contrairement à celui généré par un forçage centripète. Dans ce dernier cas, l'écoulement est éjecté au-dessus de l'actionneur sous la forme d'un panache instable.

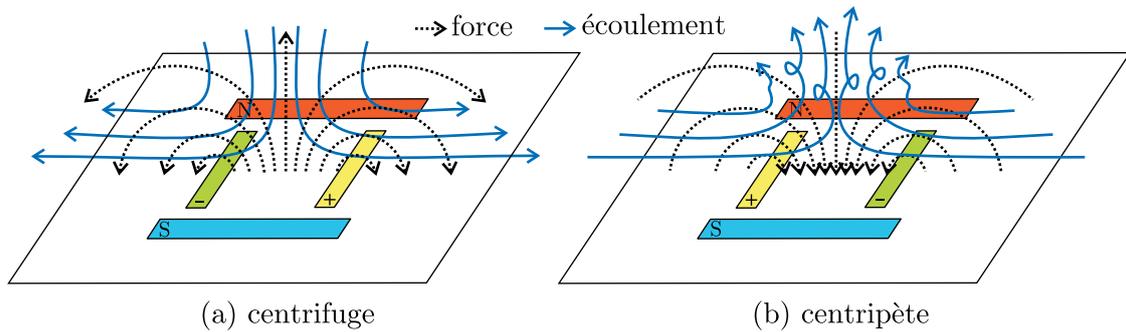


FIGURE 9.5 – Illustration schématique des deux types de forçage généré par un actionneur normal : champ de force et écoulement dans le plan de symétrie des électrodes.

La Figure 9.6 illustre la configuration tridimensionnelle complexe de l'écoulement produit par un actionneur normal centrifuge à différents instants. Ces isosurfaces de vitesse suggèrent la formation de jets pariétaux au-dessus de l'actionneur, qui seront étudiés en détail dans la sous-section 9.2.4.

Les résultats numériques ont été comparés avec les résultats expérimentaux, notamment ceux issus des essais de visualisation de l'écoulement par injection de

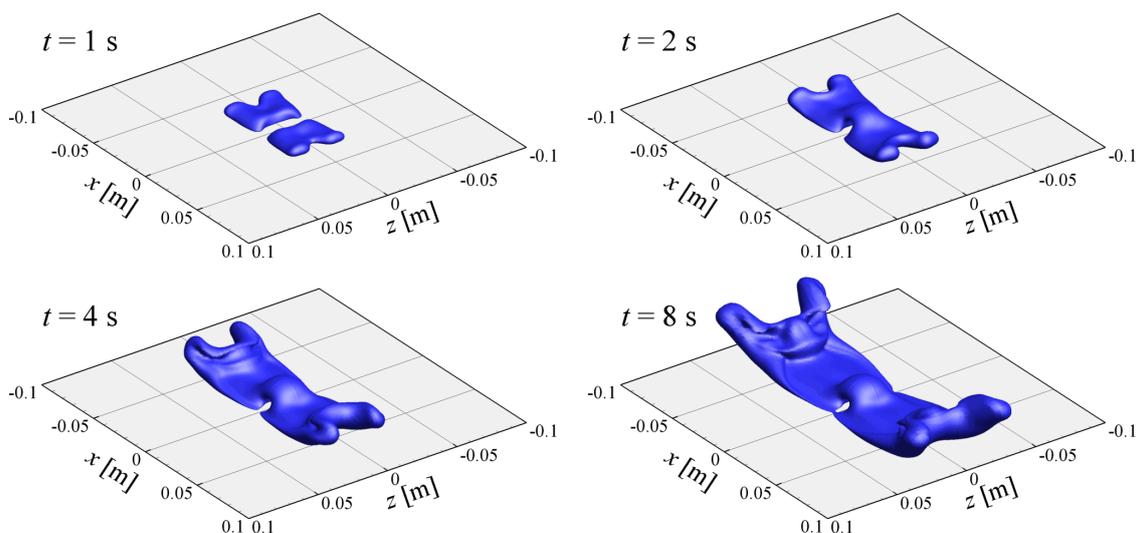


FIGURE 9.6 – Isosurfaces de la norme de la vitesse ( $U = 10 \text{ mm/s}$ ) de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$ .

colorant. La Figure 9.7 présente une séquence d'images où l'on peut observer le développement des structures tourbillonnaires générées par l'actionneur normal expérimental. La Figure 9.8 permet la comparaison entre l'écoulement visualisé et l'écoulement simulé au bout de 10s d'activation, représenté dans la Figure 9.8(b) par une isosurface de vorticité. L'accord remarquable observé, aussi bien de la forme que des échelles des structures tourbillonnaires, démontre la validité des modèles analytiques utilisés pour le calcul du champ de force électromagnétique, ainsi que la pertinence des paramètres et des maillages utilisés dans les simulations numériques.

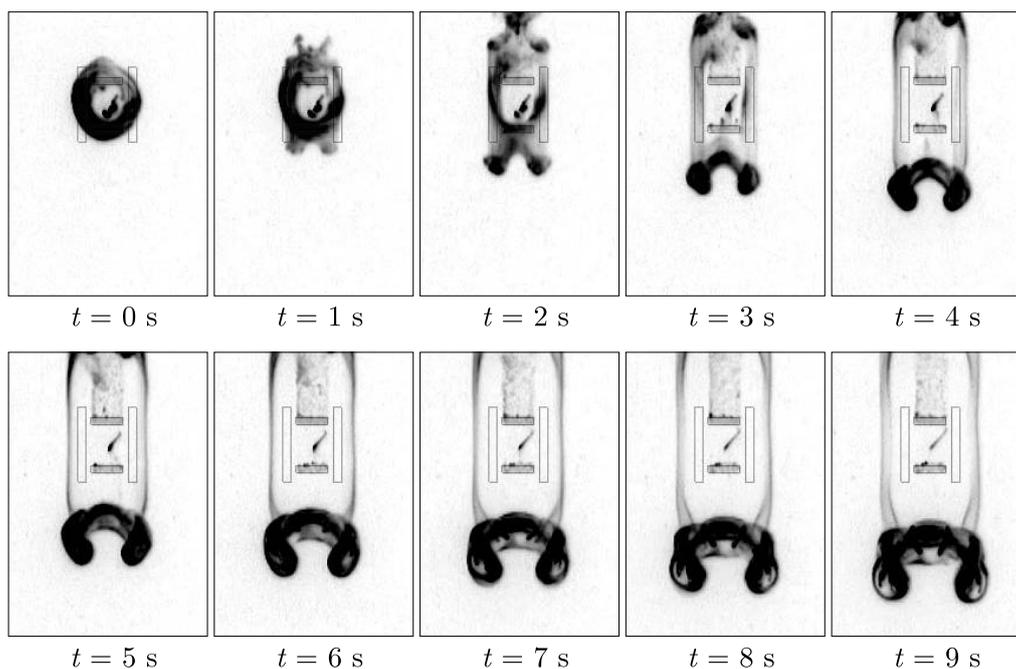


FIGURE 9.7 – Visualisation expérimentale de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,2\text{ A}$  (vue de dessus).

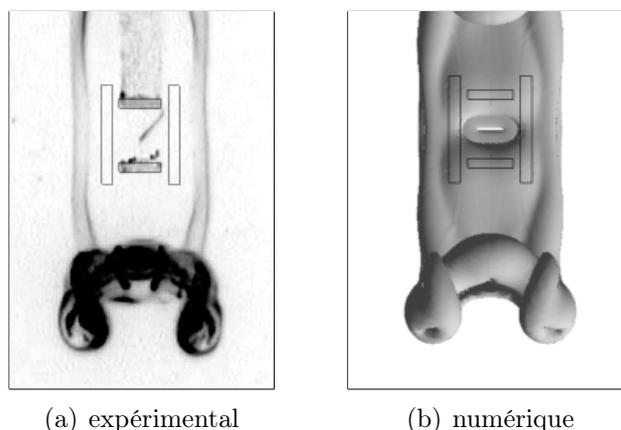


FIGURE 9.8 – Comparaison de l'écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,2\text{ A}$  au bout de 10s d'activation : (a) visualisation expérimentale; (b) simulation numérique (isosurface de vorticité  $\omega = 1\text{ s}^{-1}$ ).

### 9.2.1 Échelles caractéristiques du forçage normal centrifuge

Comme il a déjà été évoqué dans le Chapitre 8, la configuration du champ de force produit par un actionneur électromagnétique ne dépend que de la géométrie de celui-ci. Ainsi, il est envisageable de déterminer l'extension du volume au-dessus de l'actionneur où le champ de force est significatif. Ce volume, appelé « volume électromagnétique », pourrait être défini comme le volume où l'intensité du champ de force est supérieure à un certain seuil. Cette définition, au delà du choix arbitraire du seuil, possède l'inconvénient de ne pas prendre en compte l'orientation relative entre le champ de force et l'écoulement généré. En effet, du fait de la configuration centrifuge du champ de force produit par un actionneur normal, l'écoulement traverse des régions où il est perpendiculaire au champ de force. Dans ces régions, le travail exercé par le champ de force sur une particule fluide est nul, même si l'intensité de la force locale est non négligeable.

Ainsi, nous avons défini le *volume électromagnétique*  $\mathcal{V}_{em}$  à partir de la puissance propulsive fournie par le champ de force dans un volume fluide. Cette puissance peut être calculée comme

$$P_{prop}(\mathcal{V}) = \int_{\mathcal{V}} |p_{prop}| \, d\vartheta \quad (9.2)$$

où  $\mathcal{V}$  est le volume fluide considéré et  $p_{prop} = \mathbf{f}_{em} \cdot \mathbf{U}$  est la puissance propulsive volumique locale. Lorsque le volume d'intégration  $\mathcal{V}$  augmente, la valeur de  $P_{prop}$  converge vers une valeur asymptotique : la puissance propulsive totale  $P_{tot}$ . Le volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  est défini comme le volume qui contient 99% de la puissance propulsive totale. Pour le calcul de  $P_{prop}$ , le volume d'intégration  $\mathcal{V}$  est défini par des isosurfaces de  $|p_{prop}|$ .

La Figure 9.9 présente l'évolution de  $P_{prop}$  en fonction de  $\mathcal{V}$  pour un actionneur normal alimenté en courant continu pour différentes valeurs de courant et au terme de 10 s d'activation. Comme on peut l'observer, la valeur de  $P_{prop}$  converge vers la puissance propulsive totale au fur et à mesure que le volume d'intégration  $\mathcal{V}$  aug-

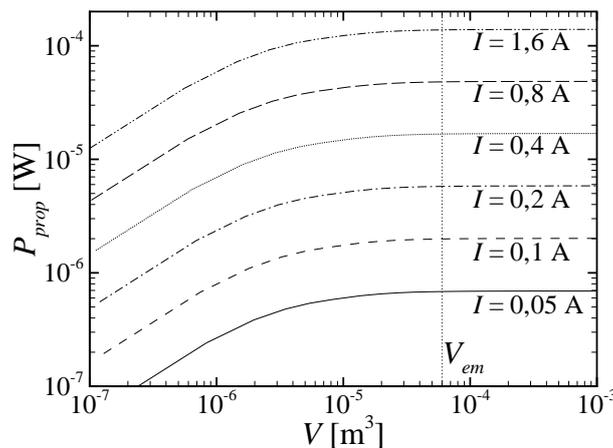


FIGURE 9.9 – Évolution de  $P_{prop}$  en fonction de  $\mathcal{V}$ , pour un actionneur normal alimenté en courant électrique continu à l'instant  $t = 10$  s.

mente. Le volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$ , qui correspond au volume où la puissance propulsive est égale à 99% de sa valeur asymptotique, est illustré par le trait vertical.

La Figure 9.10(a) présente l'évolution temporelle du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  ainsi calculé, où l'on peut observer que la valeur de  $\mathcal{V}_{em}$  est quasi-indépendante de l'intensité du courant électrique au delà d'environ 5 s d'activation. Il en va de même pour la hauteur du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$ , comme le montre la Figure 9.10(b).

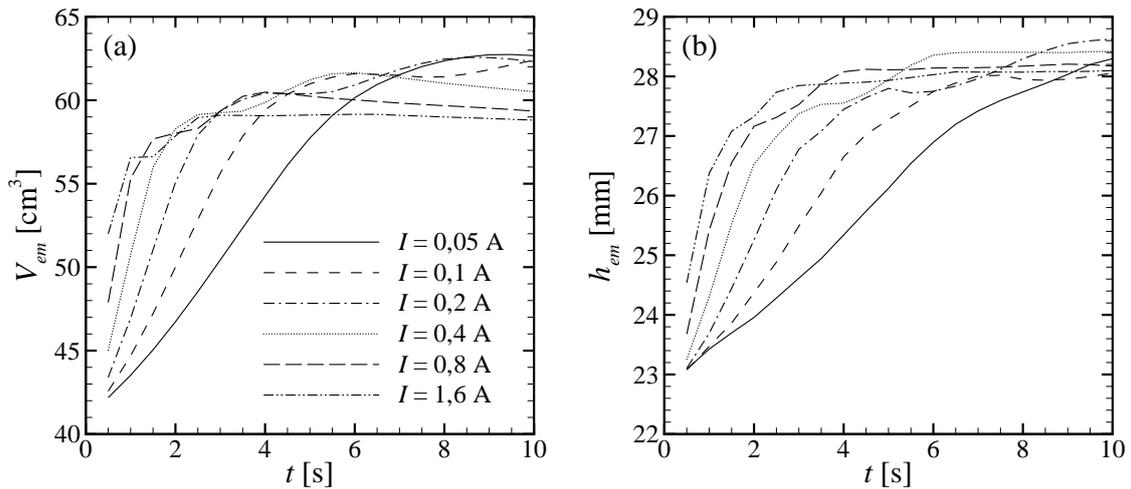


FIGURE 9.10 – Évolution temporelle du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur du volume électromagnétique  $h_{em}$  d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu.

La Figure 9.11 illustre l'aspect tridimensionnel du volume électromagnétique d'un actionneur normal alimenté en courant continu d'intensité  $I = 0,4$  A. Comme le montre cette figure, la forme du volume électromagnétique varie avec le temps, même si la valeur de  $\mathcal{V}_{em}$  change relativement peu. Dans cet exemple, le volume

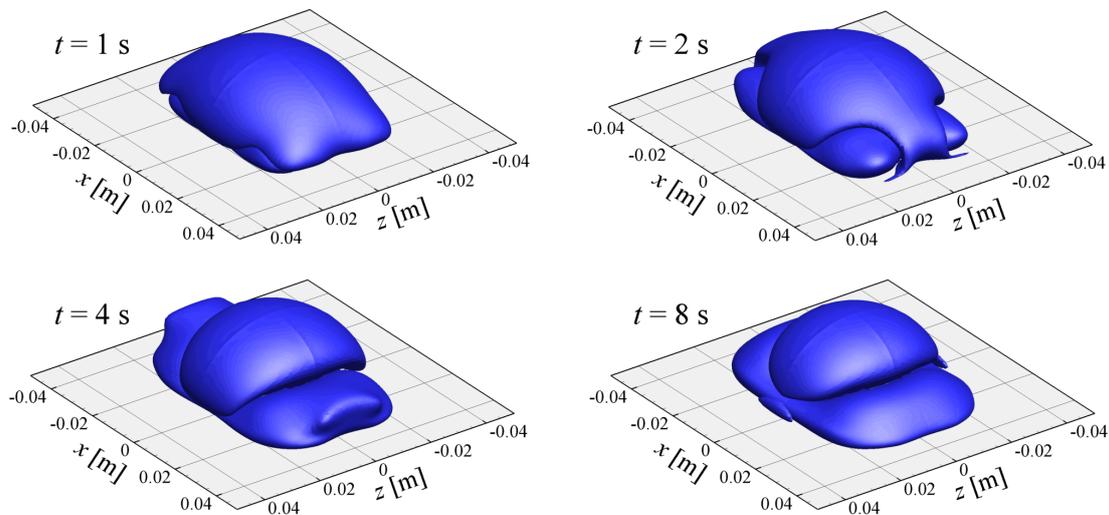


FIGURE 9.11 – Évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4$  A.

électromagnétique présente un aspect découpé au delà de  $t = 4$  s, aux endroits où la puissance propulsive devient localement nulle à cause de l'orientation perpendiculaire entre le champ de vitesse et le champ de force.

L'action du champ de force sur l'écoulement consiste à accélérer localement les particules fluides qui se trouvent sous son influence. L'accélération moyenne imprimée au volume  $\mathcal{V}_{em}$  par le champ de force électromagnétique, appelée *accélération électromagnétique*, peut être calculée comme

$$g_{em} = \frac{1}{\rho \mathcal{V}_{em}} \int_{\mathcal{V}_{em}} |f_{prop}| \, d\vartheta \quad (9.3)$$

où  $f_{prop}$  est la composante propulsive de la force électromagnétique (sa projection sur le champ de vitesse), exprimée par

$$f_{prop} = \mathbf{f}_{em} \cdot \frac{\mathbf{U}}{U} \quad (9.4)$$

Le volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  possède une longueur caractéristique qui peut être calculée comme  $\ell_{em} = \sqrt[3]{\mathcal{V}_{em}}$ . À partir de  $g_{em}$  et  $\ell_{em}$  nous pouvons définir des échelles de temps et de vitesse basées sur les équations horaires d'un mouvement uniformément accéléré d'un fluide parfait soumis à l'accélération  $g_{em}$  sur une longueur  $\ell_{em}$  :

$$U_{em} = \sqrt{2\ell_{em}g_{em}} \quad (9.5)$$

et

$$t_{em} = \sqrt{\frac{2\ell_{em}}{g_{em}}} \quad (9.6)$$

La Figure 9.12 présente l'évolution des échelles caractéristiques définies précédemment en fonction du temps, pour un actionneur normal alimenté en courant électrique continu. Il est intéressant de noter que la longueur électromagnétique  $\ell_{em}$  varie relativement peu avec le temps (12% sur 10 s) et converge à des valeurs comprises entre 39 et 40 mm. Cette valeur est aussi quasi-indépendante de l'intensité du courant électrique fourni aux électrodes, surtout pour des temps d'activation supérieurs à environ 5 s. Cette gamme de valeurs de  $\ell_{em}$  est tout à fait représentative des dimensions de l'actionneur normal utilisé, se situant entre les dimensions de l'entraxe des électrodes et des aimants (30 mm) et la longueur des aimants (45 mm).

Les trois autres échelles caractéristiques du forçage ( $g_{em}$ ,  $U_{em}$  et  $t_{em}$ ) quant à elles dépendent fortement de l'intensité du courant électrique et atteignent une valeur asymptotique lorsque  $t \gtrsim t_{em}$ . La Figure 9.13 présente l'influence du courant électrique fourni aux électrodes sur les valeurs limites des échelles  $g_{em}$ ,  $U_{em}$  et  $t_{em}$  (valeurs à  $t = 10$  s). Il en ressort que l'accélération électromagnétique  $g_{em}$  varie linéairement avec le courant électrique  $I$ , tandis que la vitesse et le temps électromagnétique varient en puissance de  $I$ . Les exposants des courbes de tendance étant très proches de  $\pm 0,5$ , il est possible de considérer que  $U_{em} \sim \sqrt{I}$  et  $t_{em} \sim 1/\sqrt{I}$ .

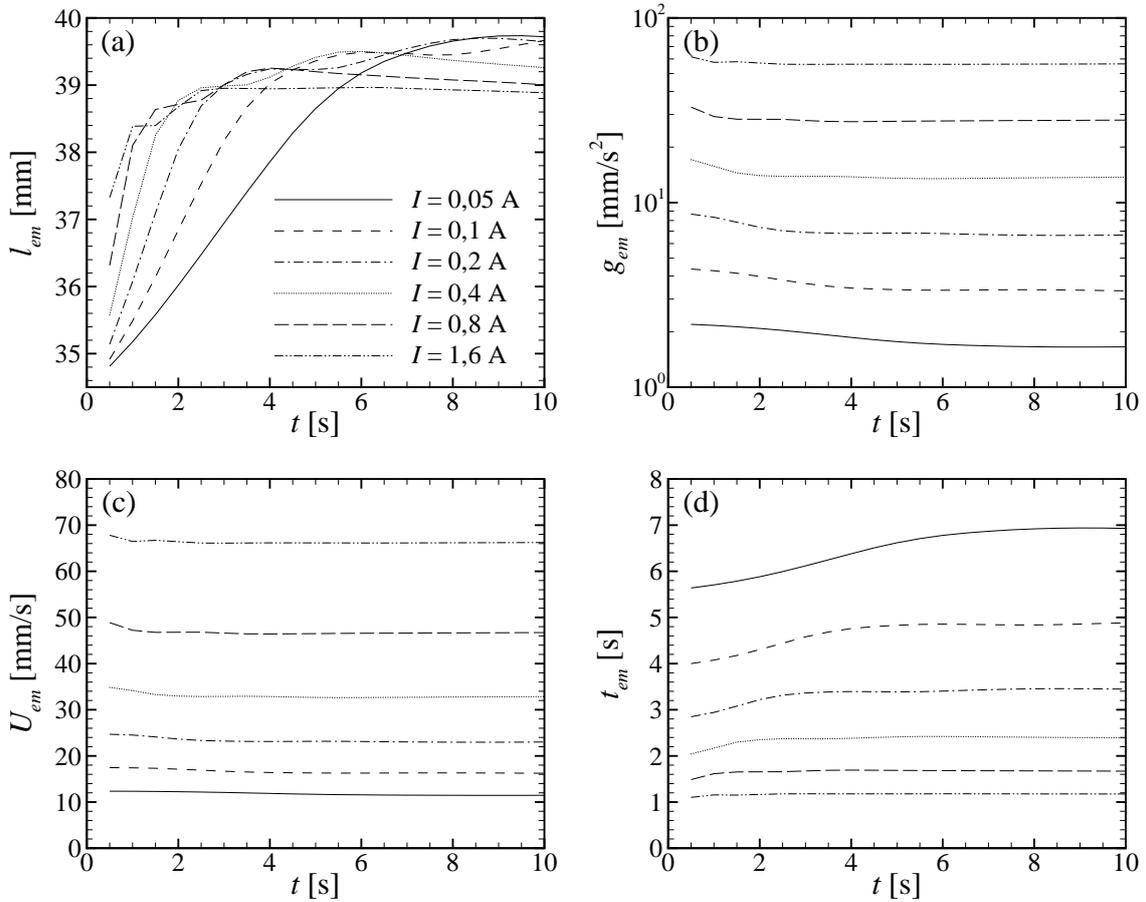


FIGURE 9.12 – Évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage en fonction du temps, pour un actionneur normal alimenté en courant électrique continu.

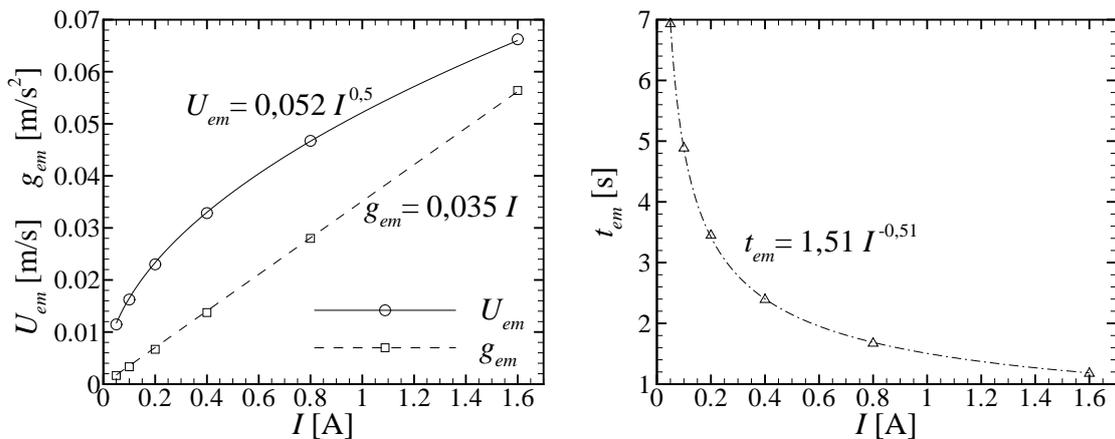


FIGURE 9.13 – Influence du courant électrique sur les échelles caractéristiques du forçage d'un actionneur normal ( points : valeurs calculées à  $t = 10$  s ; traits : courbes de tendance).

### 9.2.2 Zone d'action

Nous avons mis en évidence dans la sous-section 9.2.1 que les forces électromagnétiques significatives sont confinées à l'intérieur d'un volume proche de l'actionneur appelé « volume électromagnétique ». Maintenant, nous développerons le concept de *volume d'action*  $\mathcal{V}_{act}$  d'un actionneur, qui traduit le volume où le fluide est mis en mouvement sous l'effet du champ de force et par continuité. À cause de l'advection, le volume d'action augmente avec le temps et peut dépasser largement le volume où les forces électromagnétiques sont significatives. Le volume d'action peut être décomposé en différentes zones, illustrées dans la Figure 9.14, qui seront l'objet des sections suivantes.

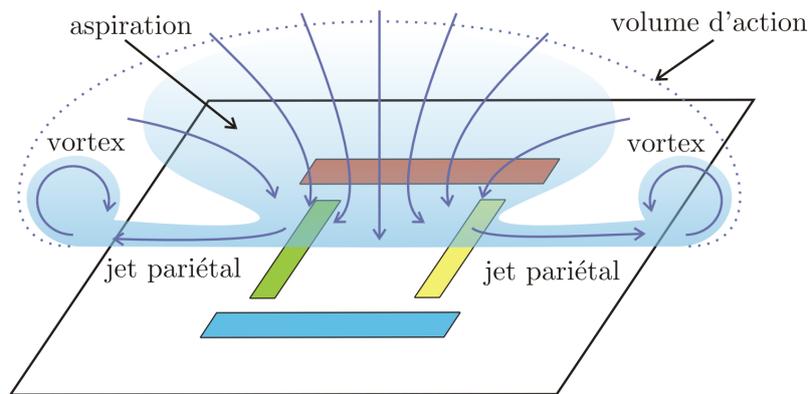


FIGURE 9.14 – Illustration schématique de l'écoulement produit par un actionneur normal centrifuge.

La détermination expérimentale du volume d'action est assez difficile puisque, par définition, la vitesse de l'écoulement à la frontière du volume d'action est très faible. Rossi (2001) a utilisé une technique de mesure originale qui consiste à injecter de l'eau colorée à l'aide d'un capillaire, formant un jet laminaire parallèle à la paroi. Si le filet de colorant est dévié à la sortie du capillaire de façon significative, le point situé à l'extrémité du capillaire appartient à la zone d'action à cet instant. Cette méthode possède néanmoins quelques inconvénients, puisqu'elle est :

- intrusive : la présence du capillaire ainsi que le jet qui sort de son extrémité peut interférer avec l'écoulement produit par l'actionneur ;
- directionnelle : la déviation du jet est insensible à la composante de l'écoulement parallèle au capillaire ;
- laborieuse : chaque mesure consiste à déterminer le temps d'activation au bout duquel il y a une nette déviation du filet de colorant, pour un courant électrique donné et une position donnée de l'extrémité du capillaire. Le balayage du volume situé au-dessus de l'actionneur, avec une bonne résolution spatiale, nécessite la réalisation d'un grand nombre d'essais. Après chaque essai, le fluide contenu dans l'aquarium doit reposer pendant quelques minutes avant de revenir à l'état de repos initial, ce qui consomme aussi un temps important. Ensuite, la vidéo enregistrée à chaque essai doit être analysée afin de déterminer l'instant où le filet de colorant est dévié.

Malgré ses inconvénients, cette méthode expérimentale présente une résolution spatiale de l'ordre du diamètre du jet et peut être réalisée avec des moyens techniques modestes.

Une autre méthode pour définir la zone d'action de l'actionneur peut être construite comme le volume fluide où la vitesse de l'écoulement est supérieure à un certain seuil. Cependant, l'extension du volume d'action ainsi défini dépend fortement de la valeur arbitraire du seuil choisi. Afin d'éviter ce problème, il est préférable d'utiliser une quantité intégrale comme l'énergie cinétique [J] de l'écoulement, qui peut être exprimée comme

$$E_c = \frac{\rho}{2} \int_{\mathcal{V}} U^2 \, d\vartheta \quad (9.7)$$

où  $\mathcal{V}$  est le volume fluide considéré. Le *volume d'action*  $\mathcal{V}_{act}$  est défini comme le volume qui contient 99% de l'énergie cinétique totale de l'écoulement produit par le forçage. Un grand nombre de volumes de forme arbitraire peut satisfaire cette condition, mais le plus petit d'entre eux est délimité par une isosurface de  $\rho U^2/2$ . Ainsi, afin de déterminer  $\mathcal{V}_{act}$ , le volume d'intégration dans l'équation (9.7) est défini par des isosurfaces de l'énergie cinétique.

Malheureusement, la technique de mesure PIV utilisée dans le cadre de cette étude n'est pas adaptée à la détermination du volume d'action ainsi défini, à cause de son caractère bidimensionnel et de son incapacité à mesurer avec précision un écoulement ayant une large gamme de valeurs de vitesse. Ainsi, dans le cadre de la présente étude, nous avons déterminé le volume de la zone d'action à partir des résultats issus des simulations numériques.

La Figure 9.15 présente l'évolution temporelle du volume d'action  $\mathcal{V}_{act}$  et de la hauteur du volume d'action  $h_{act}$  d'un actionneur normal alimenté en courant continu pour divers courants. Les courbes correspondant à  $I = 1,6 \text{ A}$  sont interrompues à  $t = 7 \text{ s}$ , instant où la zone d'action touche la frontière du domaine de calcul et les effets du confinement commencent à se faire sentir.

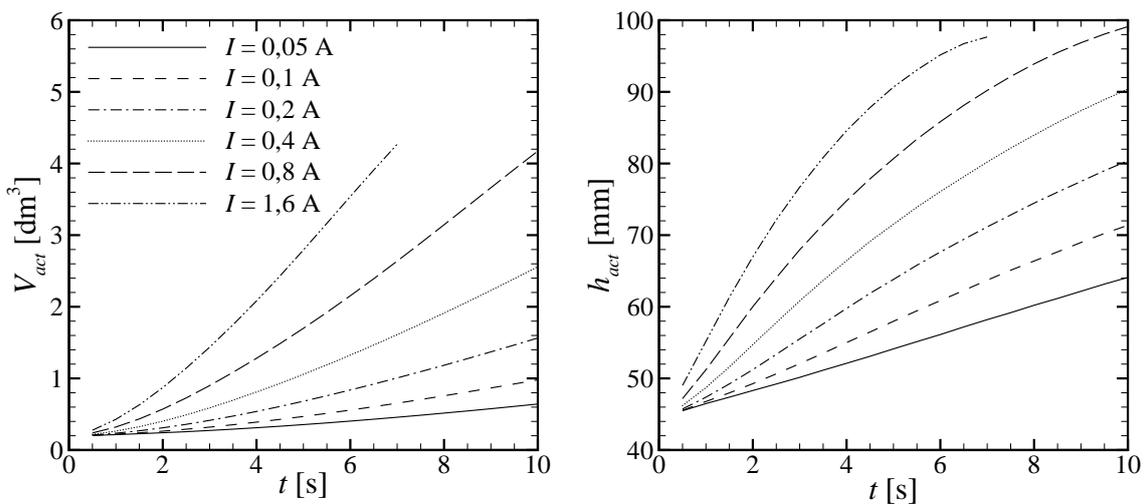


FIGURE 9.15 – Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu : (a) volume d'action ; (b) hauteur du volume d'action.

La Figure 9.16 illustre la forme de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$  à différents instants. Comme nous pouvons l'observer, la zone d'action possède une forme allongée dans la direction  $x$  (axe de symétrie des électrodes) du fait de la dissymétrie des jets produits au-dessus des électrodes et des aimants.

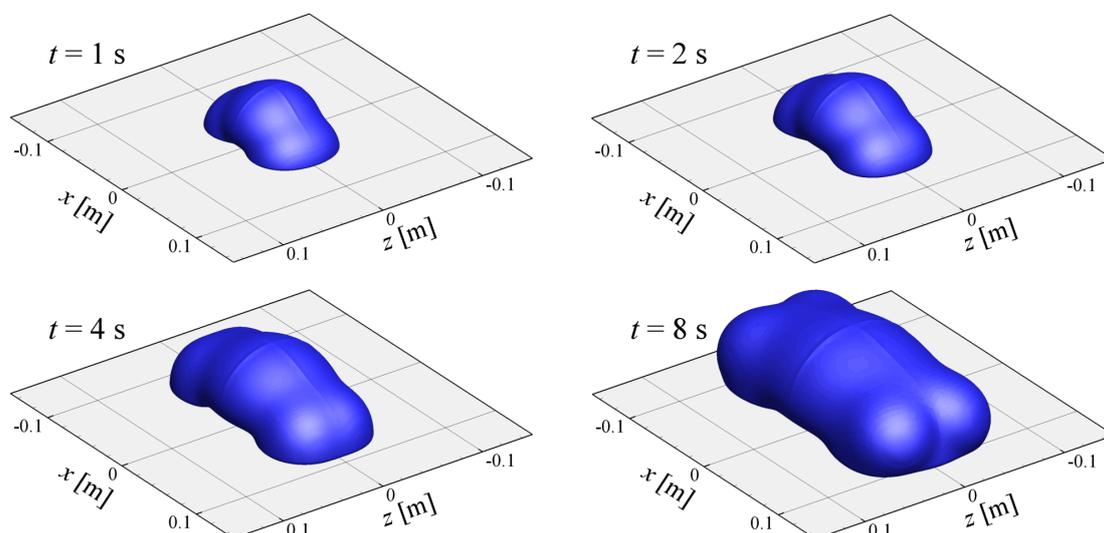


FIGURE 9.16 – Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$ .

Si au lieu d'alimenter l'actionneur en courant électrique continu, celui-ci est pulsé, le volume d'action croît moins rapidement, comme le montrent les figures 9.17 et 9.18. Ce résultat attendu est cependant remarquable en ce sens que, lors de l'excitation en courant pulsé, on obtient des volumes d'action comparables à ceux des excitations continues mais au prix d'une énergie moindre.

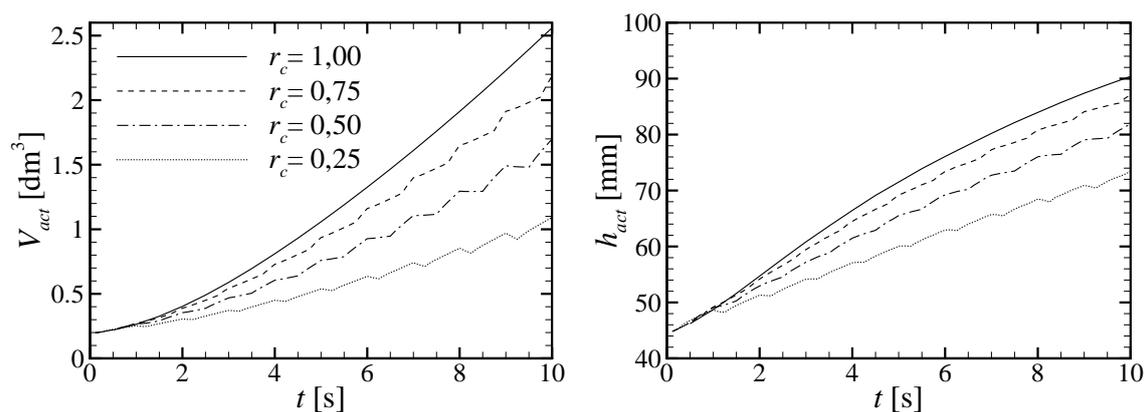


FIGURE 9.17 – Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$  et  $f = 1 \text{ Hz}$ ) : (a) volume d'action  $\mathcal{V}_{act}$ ; (b) hauteur du volume d'action  $h_{act}$ .

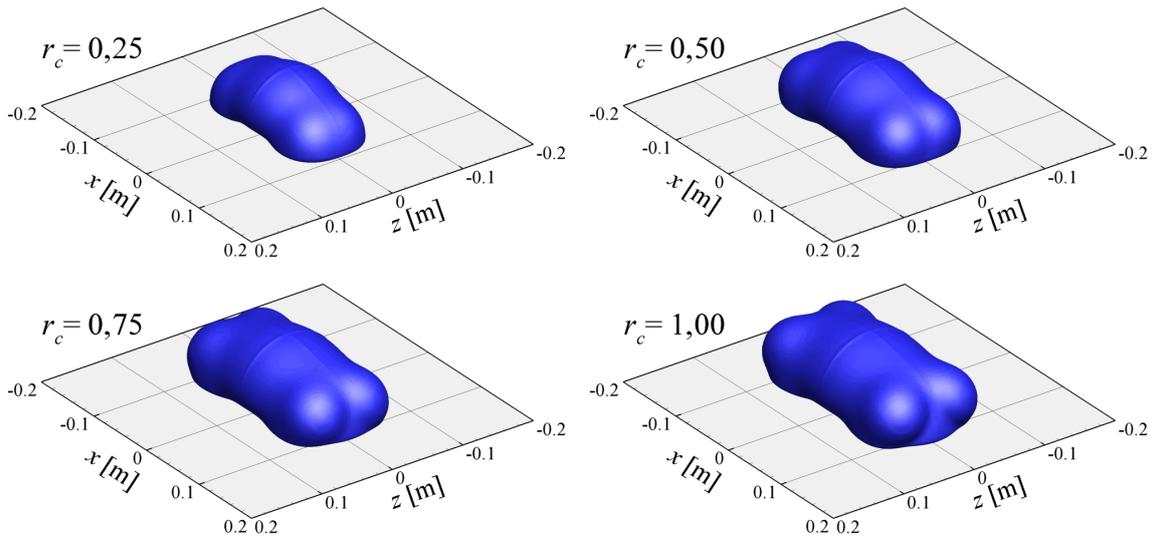


FIGURE 9.18 – Influence du rapport cyclique  $r_c$  sur la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4$  A et  $f = 1$  Hz) à  $t = 10$  s.

### 9.2.3 Zone d'aspiration

Au-dessus de l'actionneur normal centrifuge, l'écoulement est aspiré vers la paroi avant d'être propulsé sous la forme de jets pariétaux. Dans cette région, appelée *zone d'aspiration*, l'écoulement possède une particularité singulière : son sens est opposé à celui du champ de force électromagnétique. Cela peut être observé dans la Figure 9.19, où l'on remarque trois zones colorées selon la valeur locale de la puissance propulsive  $P_{prop}$ . Cette quantité est positive lorsque les champs de force et de vitesse sont plutôt alignés dans le même sens, négative lorsqu'ils sont opposés, ou nulle lorsqu'ils sont perpendiculaires entre eux. Dans la zone située au centre de l'actionneur,  $P_{prop}$  est négative, ce qui signifie que l'écoulement s'oppose localement à un champ de force adverse.

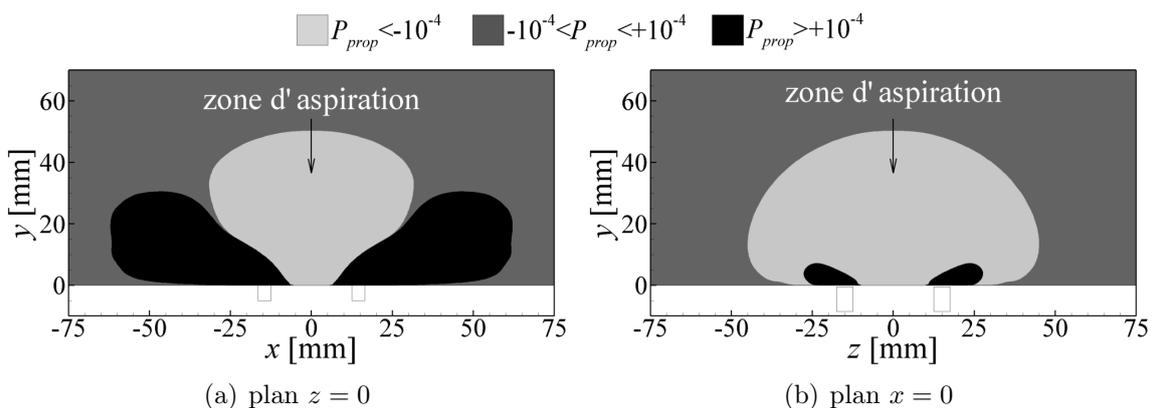


FIGURE 9.19 – Zone d'aspiration dans les plans de symétrie d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu  $I = 0,4$  A à l'instant  $t = 10$  s : (a) dans le plan  $z = 0$  ; (b) dans le plan  $x = 0$ .

Au-dessus de l'axe central de l'actionneur normal, et seulement là, l'écoulement est exclusivement normal à la paroi comme nous nous y attendions, puisque cet axe est à l'intersection des plans de symétrie des forces. La Figure 9.20(a) présente le profil de vitesse d'aspiration au centre d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu pendant 10 s, où l'on peut observer une bonne concordance entre les résultats numériques et expérimentaux.

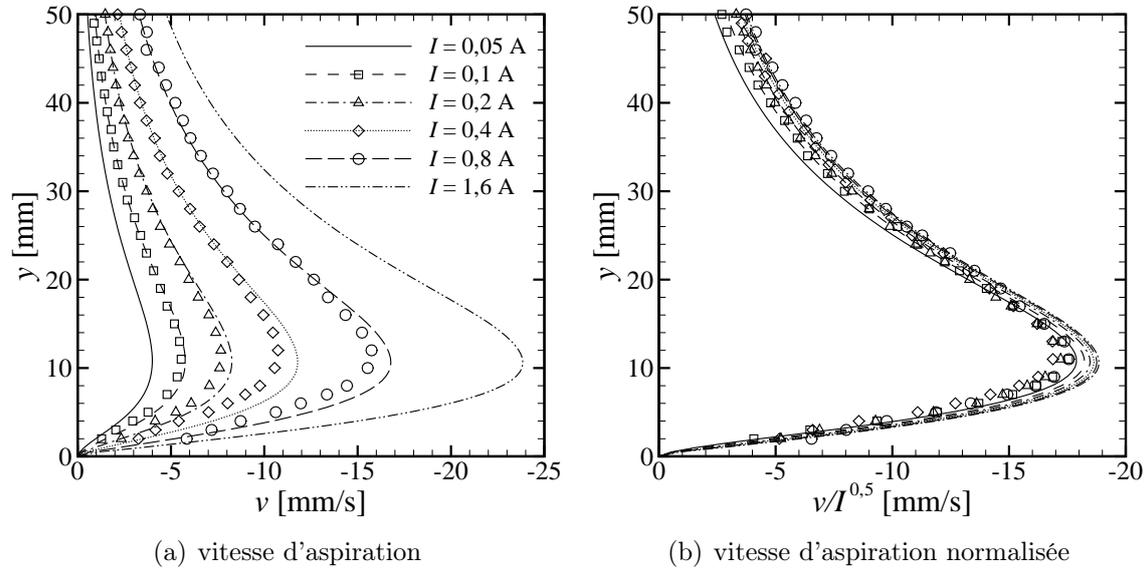


FIGURE 9.20 – Vitesse d'aspiration au centre d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu, à l'instant  $t = 10$  s (points : expérimental ; traits : numérique).

Il est intéressant de noter que la dépendance de la vitesse d'aspiration avec la valeur du courant électrique  $I$  est de la forme

$$\frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \quad (9.8)$$

La Figure 9.20(b) présente les profils de vitesse d'aspiration au centre de l'actionneur normal normalisés par  $\sqrt{I}$ , de sorte à ramener les profils de vitesse présentés dans la Figure 9.20(a) à  $I = 1$  A. La superposition des profils normalisés démontre le très bon accord de la dépendance de la vitesse d'aspiration avec la racine carrée du courant.

La vitesse d'aspiration au centre de l'actionneur normal présente une valeur maximale à environ 10 mm de la paroi, et cela indépendamment de l'intensité du courant fourni. La Figure 9.21 présente l'évolution temporelle de la vitesse d'aspiration maximale produite par un actionneur normal alimenté en courant continu ou pulsé. Il est intéressant de noter que la vitesse d'aspiration générée par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu est seulement deux fois plus importante que celle générée par un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé avec un rapport cyclique de  $r_c = 0,25$ , donc pour une consommation énergétique quatre fois plus faible. Cela met en évidence l'effet cumulatif des pulses d'activation et suggère que l'utilisation d'un forçage pulsé présente un fort intérêt du point de vue énergétique.

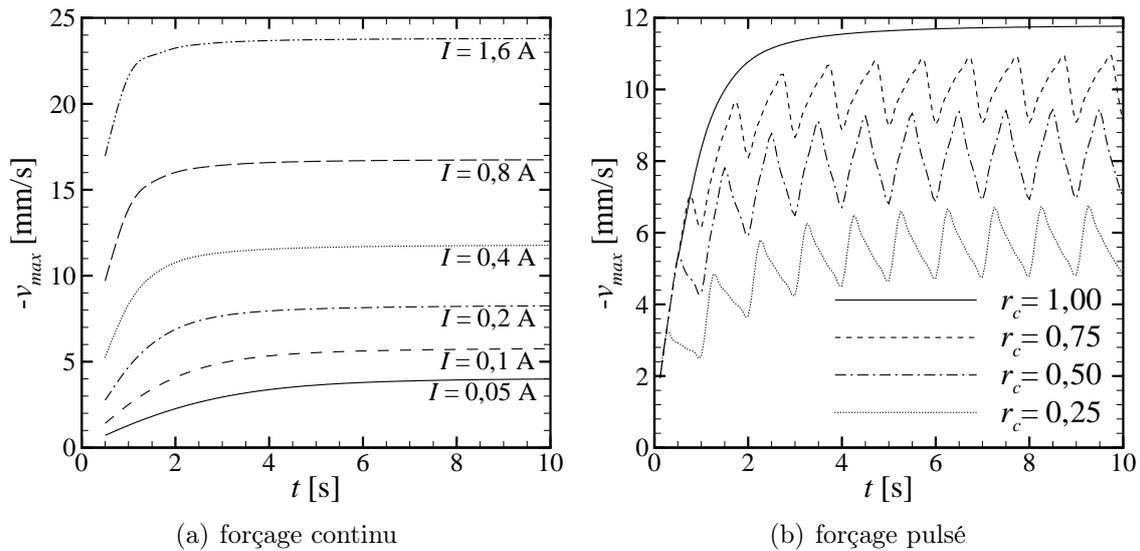


FIGURE 9.21 – Vitesse d’aspiration maximale au centre d’un actionneur normal : (a) forçage continu ; (b) forçage pulsé ( $I = 0,4$  A et  $f = 1$  Hz).

## 9.2.4 Jets pariétaux

L’écoulement aspiré au-dessus de l’actionneur normal est propulsé à proximité de la paroi sous la forme de jets plans appelés jets pariétaux dans la suite de ce mémoire. Ces jets pariétaux sont formés au-dessus des aimants et des électrodes dans les régions où les forces électromagnétiques sont les plus intenses. À cause de la nature fortement non-homogène du champ de force, l’intensité des jets pariétaux formés à la périphérie de l’actionneur n’est pas uniforme, comme illustré dans la Figure 9.22. Dans cet exemple, les vecteurs vitesse correspondent à l’écoulement généré par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu  $I = 0,4$  A pendant 10 s.

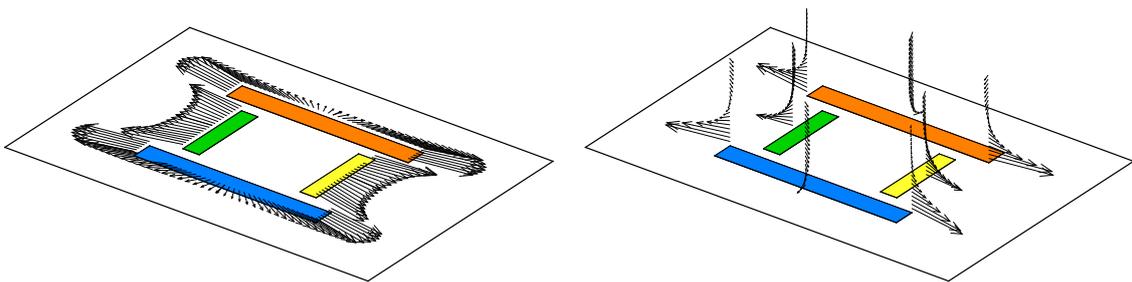


FIGURE 9.22 – Schéma des jets pariétaux produits à la périphérie d’un actionneur normal.

La Figure 9.23(a) présente le profil de vitesse du jet pariétal formé dans le plan de symétrie  $z = 0$ , au bord extérieur de l’électrode ( $x = 16,5$  mm). Comme nous pouvons l’observer, le profil expérimental (points) présente un déficit de vitesse à proximité de la paroi. Cela est dû aux bulles d’électrolyse dégagées par l’électrode qui s’accrochent à la paroi et deviennent alors un obstacle au jet pariétal, comme illustré dans le schéma de la Figure 9.23. Plus en aval ( $x = 30$  mm), le profil de

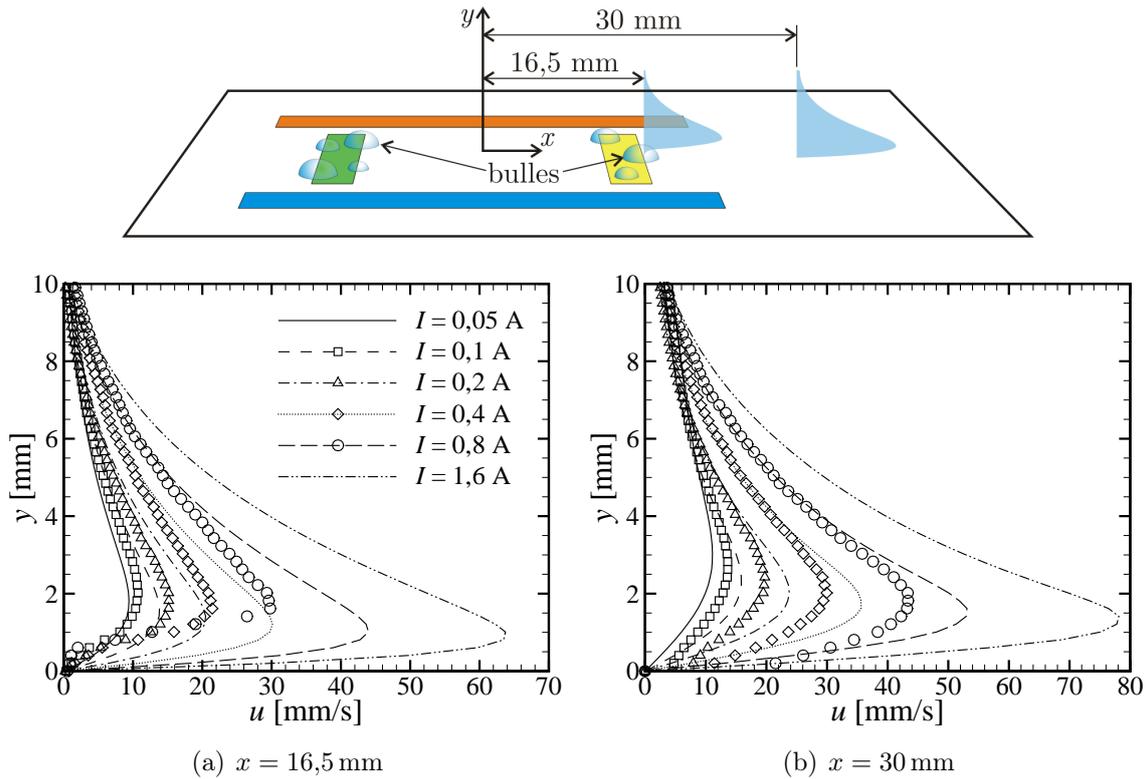


FIGURE 9.23 – Profils de vitesse du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des électrodes au bout de 10 s d'action (points : expérimental ; traits : numérique).

vitesse du jet pariétal retrouve sa forme caractéristique, même si le ralentissement provoqué par la présence des bulles se fait encore sentir pour  $y < 3$  mm.

Comme le montre la Figure 9.22, la topologie des jets pariétaux peut être classée principalement en trois régions : en sortie des aimants, en sortie des électrodes et aux coins de l'actionneur. Dans chacune de ces trois régions, les jets pariétaux ont été caractérisés à l'aide des trois quantités suivantes :

- la vitesse maximale  $U_{max}$
- la position  $h_{max}$  où la vitesse est maximale
- l'épaisseur  $h_{jet}$  du jet pariétal, où la composante horizontale de la vitesse change de signe.

Les Figures 9.24, 9.25 et 9.26 présentent l'évolution temporelle de ces trois quantités pour chaque type de jet pariétal. Une analyse comparative des résultats obtenus montre que les caractéristiques des jets pariétaux varient fortement en fonction de leur position, surtout en ce qui concerne la vitesse maximale  $U_{max}$  du jet. En effet, le jet pariétal produit en sortie des aimants est bien plus faible que les jets produits en sortie des électrodes ou aux coins de l'actionneur. Cette différence d'intensité des jets pariétaux est due à l'inhomogénéité du champ de force produit par l'actionneur normal, comme il a été mis en évidence dans le Chapitre 8.

Les échelles  $U_{em}$  et  $t_{em}$  peuvent être comparées avec les valeurs caractéristiques correspondantes de l'écoulement. En comparant les figures 9.24(a) et 9.12(c), nous pouvons observer que la valeur limite de  $U_{em}$  est très proche de la vitesse maximale

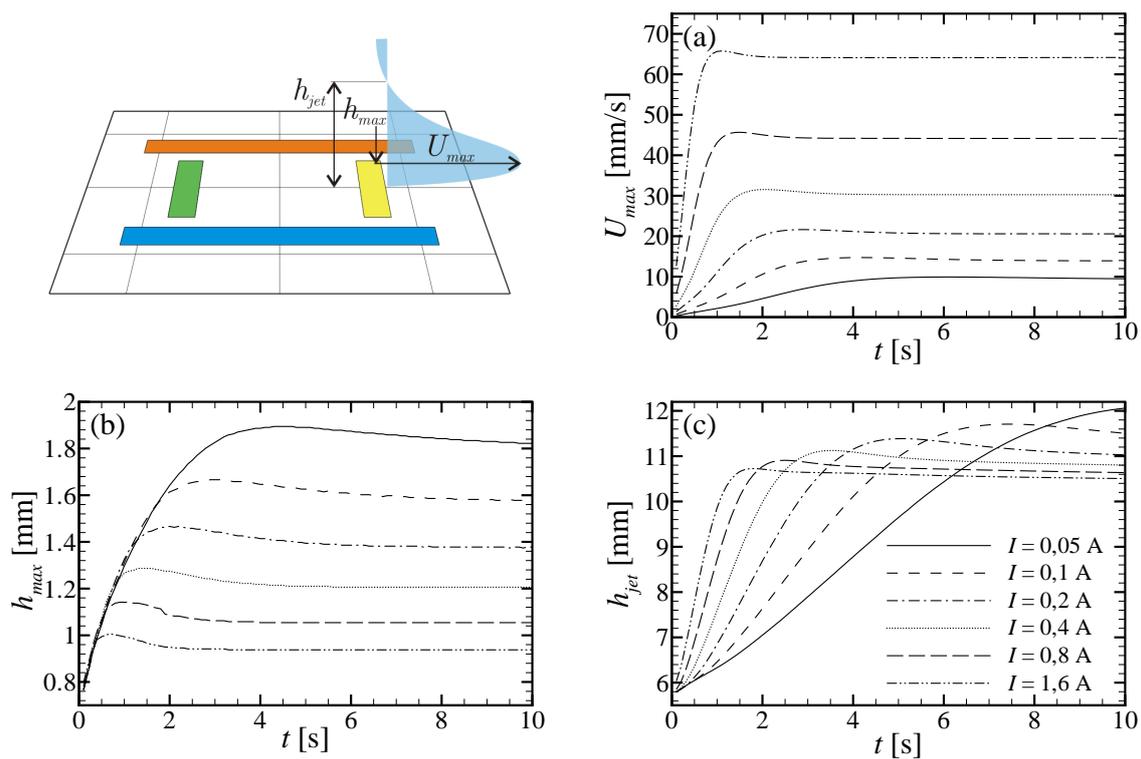


FIGURE 9.24 – Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des électrodes ( $z = 0$ ).

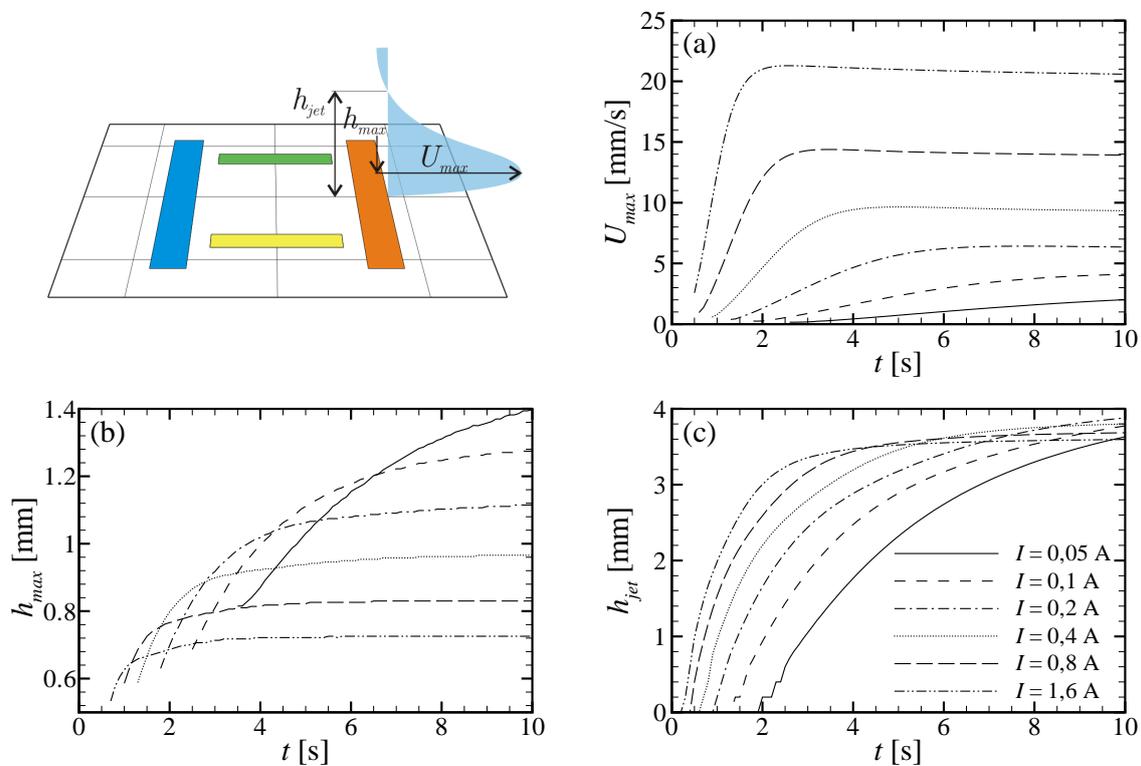


FIGURE 9.25 – Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan de symétrie des aimants ( $x = 0$ ).

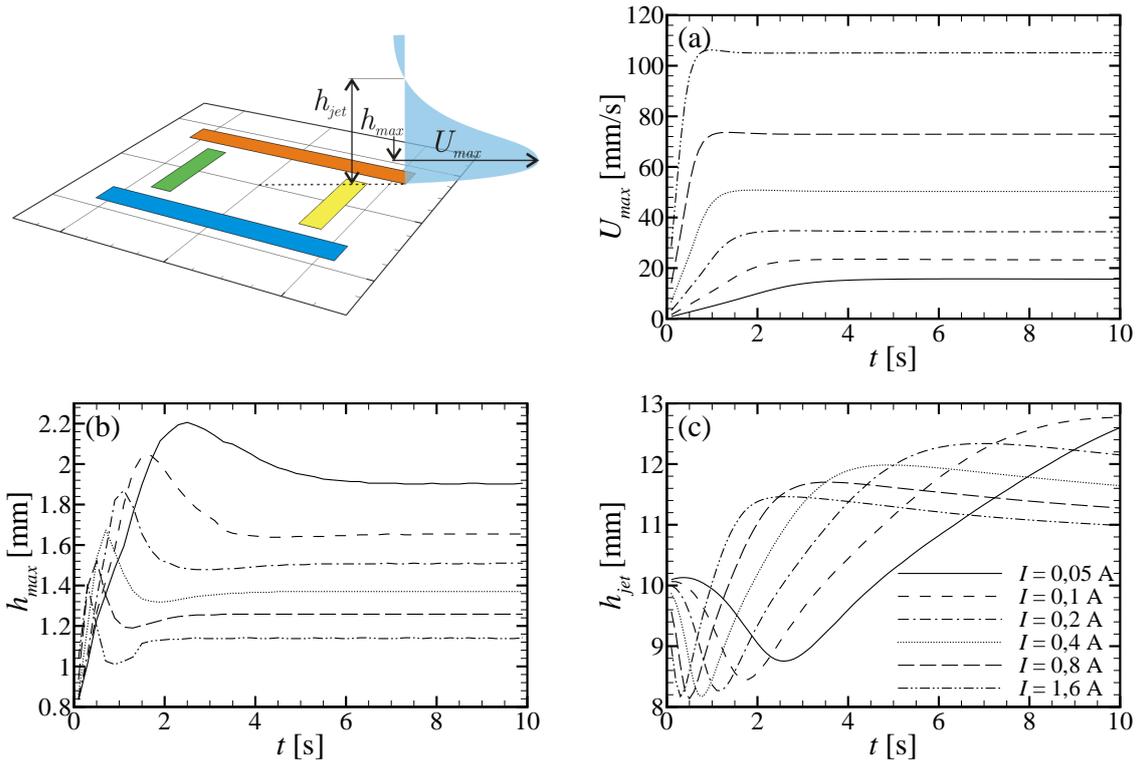


FIGURE 9.26 – Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu dans le plan diagonal ( $x = \frac{22,5}{12,5}z$ ).

$U_{max}$  du jet formé en sortie des électrodes, comme le montre la Figure 9.27(a). Il est intéressant de noter aussi que l'instant  $t_{max}$  où  $U_{max}$  atteint sa valeur maximale est tout à fait similaire à la valeur limite de  $t_{em}$ , comme montré dans la Figure 9.27(b). Cette coïncidence n'est observée que pour le jet mesuré à la sortie des électrodes.

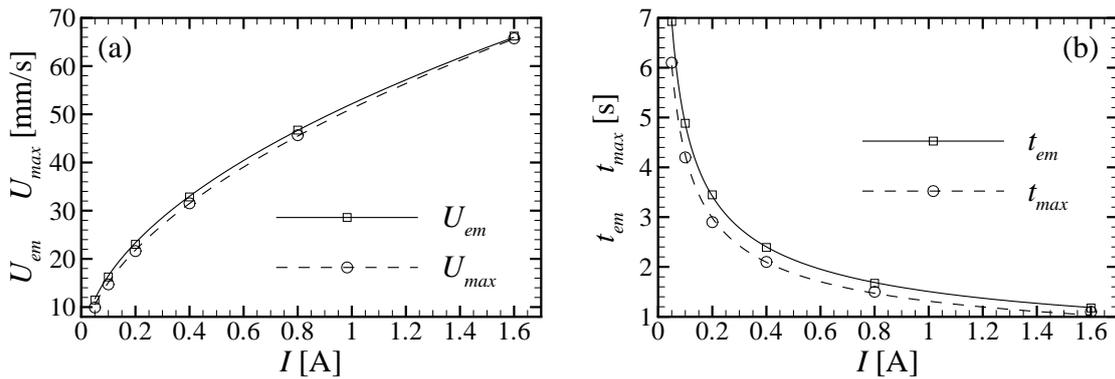


FIGURE 9.27 – Comparaison des échelles  $U_{em}$  et  $t_{em}$  caractéristiques du forçage avec  $U_{max}$  et  $t_{max}$  caractéristiques du jet pariétal produit sur les électrodes.

### 9.2.5 Structures tourbillonnaires

Malgré leur importance, les structures tourbillonnaires de l'écoulement (aussi appelées vortex) ne possèdent pas une définition précise et universelle. Intuitivement,

un tourbillon est caractérisé par le mouvement tournant du fluide autour d'une région centrale. Cependant, traduire cette définition visuelle d'un tourbillon en une définition formelle est assez difficile. Plusieurs définitions de vortex et de méthodes pour les identifier ont été proposées dans la littérature – Jiang *et al.* (2004) présentent un aperçu des plus populaires.

Le caractère tournant des structures tourbillonnaires peut être mis en évidence à l'aide de la vorticité de l'écoulement, définie comme le rotationnel du champ de vitesse :

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{U} \quad (9.9)$$

Cependant, la vorticité n'est pas un critère infallible pour identifier un tourbillon. Par exemple, une couche limite laminaire possède une zone de vorticité élevée à proximité de la paroi, qui ne peut pas être assimilée à un tourbillon. Cela peut être expliqué par la décomposition du rotationnel :

$$\nabla \times \mathbf{U} = \nabla \times (U\hat{\mathbf{u}}) = U\nabla \times \hat{\mathbf{u}} + (\nabla U) \times \hat{\mathbf{u}} \quad (9.10)$$

où  $\mathbf{U}$  est le vecteur vitesse,  $U$  est la norme de la vitesse et  $\hat{\mathbf{u}}$  est le vecteur vitesse unitaire ( $\hat{\mathbf{u}} = \mathbf{U}/U$ ). L'équation (9.10) montre que la vorticité traduit à la fois la rotation (premier terme) et le gradient (deuxième terme) du champ de vitesse. La Figure 9.28 présente des isosurfaces de la vorticité de l'écoulement généré par un actionneur normal à différents instants de temps, où l'on peut observer l'existence d'une région proche de la paroi où la vorticité est relativement élevée, qui n'appartient pas aux structures tourbillonnaires, mais plutôt à la zone fortement cisailée à proximité de la paroi.

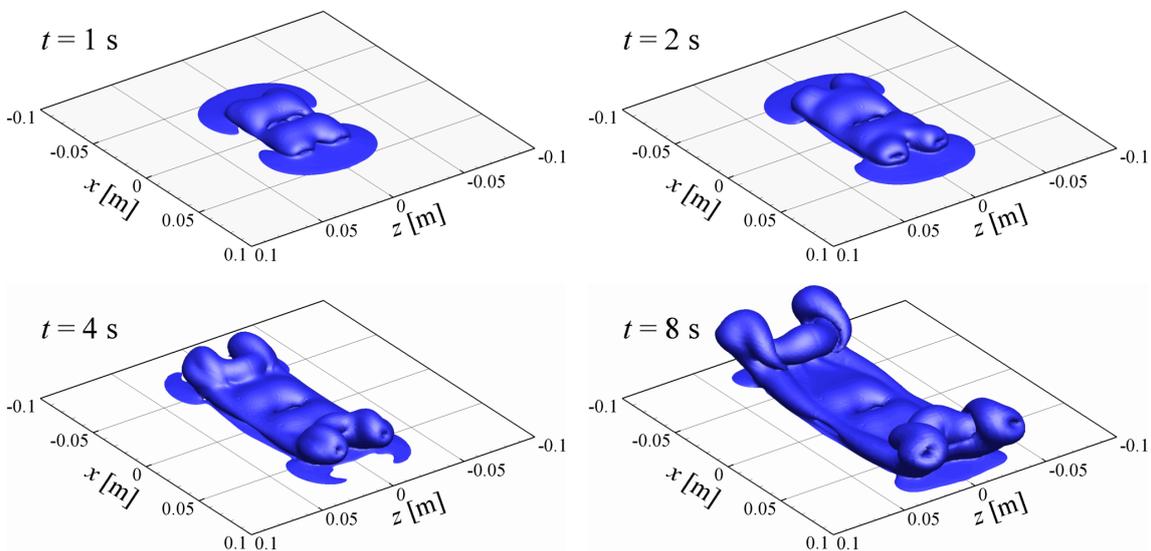


FIGURE 9.28 – Isosurfaces de la norme de la vorticité ( $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ ) de l'écoulement générée par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$ .

Nous avons utilisé deux méthodes distinctes pour déterminer la position du cœur des tourbillons, en fonction de l'origine des résultats exploités. Pour les résultats expérimentaux obtenus par des mesures PIV 2D, le cœur des tourbillons a été déterminé par le centre du cercle décrit par les lignes de courant à l'intérieur du tourbillon

(Sadarjoen *et al.*, 1998). Pour les données issues des simulations numériques 3D, le cœur des tourbillons a été déterminé à l'aide du tenseur gradient de vitesse. Pour cela, les valeurs propres du tenseur gradient de vitesse sont calculés à chaque maille. Si deux des valeurs propres forment une paire de nombres complexes conjugués, alors le centre du tourbillon passe par le point en question et sa direction est celle du vecteur propre correspondant à l'unique valeur propre réelle (Sujudi & Haines, 1995; Haines & Kenwright, 1999).

La position du cœur des tourbillons principaux, c'est à dire ceux générés au-dessus des aimants et des électrodes, a été déterminée dans les plans de symétrie de l'actionneur ( $x = 0$  et  $z = 0$ ). La Figure 9.29 présente la trajectoire parcourue par le cœur des tourbillons, dans les plans de symétrie des aimants et des électrodes.

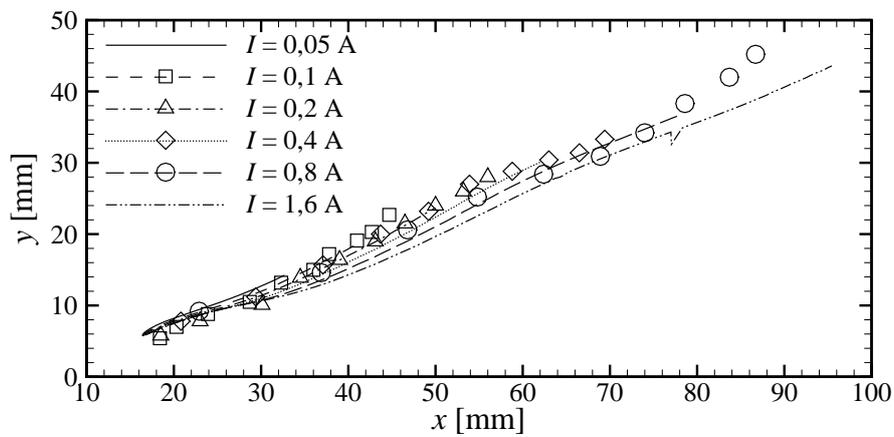
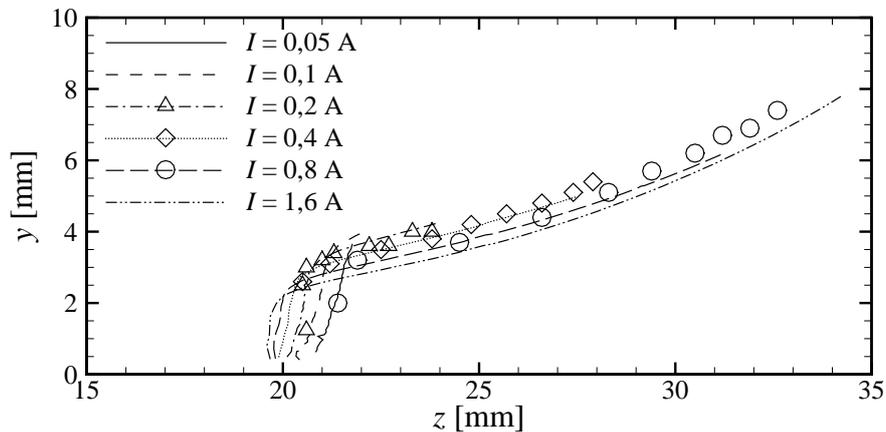
(a) plan de symétrie des électrodes ( $z = 0$ )(b) plan de symétrie des aimants ( $x = 0$ )

FIGURE 9.29 – Trajectoires du cœur des tourbillons, générés par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu, dans les plans de symétrie des aimants et des électrodes (points : expérimental ; traits : numérique).

### 9.2.6 Aspects énergétiques

Comme toute technique de contrôle active, le contrôle électromagnétique a besoin d'un apport d'énergie externe pour son fonctionnement. Ainsi, il est intéressant de connaître la puissance électrique fournie à un actionneur (ou plusieurs actionneurs dans le cas d'un réseau), ainsi que l'énergie dépensée pendant une certaine durée d'activation. Du point de vue expérimental, la puissance électrique instantanée fournie à l'actionneur peut être calculée par

$$P_e(t) = \Delta\phi(t) I(t) \quad (9.11)$$

où  $\Delta\phi(t)$  est la différence de potentiel appliquée aux bornes des électrodes et  $I(t)$  est le courant électrique fourni, qui peuvent varier en fonction du temps dans le cas d'un forçage non continu. Du point de vue numérique, lorsque l'on dispose seulement du champ de densité de courant électrique  $J(t)$  et de la conductivité électrique apparente  $\sigma$ , la puissance électrique fournie peut être estimée par

$$P_e(t) = \frac{1}{\sigma} \int_{\mathcal{V}} J^2(t) \, d\vartheta \quad (9.12)$$

où  $\mathcal{V}$  est le domaine de calcul. L'énergie dépensée pendant la durée d'activation  $t$  est alors

$$W_e = \int_0^t P_e(t) \, dt \quad (9.13)$$

Il est important de souligner que la puissance électrique ainsi calculée ne dépend que de la différence de potentiel effective dans le fluide. À celle-ci s'ajoutent les sauts de potentiel liés aux réactions d'électrodes, si l'on souhaite comptabiliser l'énergie consommée par le forçage. Ce saut de potentiel électrochimique  $\Delta\phi_e$  est associé à une puissance dissipée par l'électrolyse, égale à  $\Delta\phi_e I$ .

La Figure 9.30(a) présente l'influence du courant électrique  $I$ , qui parcourt les électrodes, sur la puissance électrique fournie à un actionneur normal ayant les caractéristiques de l'actionneur expérimental, tandis que la Figure 9.30(b) présente l'évolution temporelle de l'énergie électrique consommée. Comme nous pouvons l'observer, la consommation électrique de l'actionneur est directement proportionnelle à la durée d'activation et au carré du courant électrique fourni. Ainsi, afin de minimiser le coût énergétique du contrôle, il est préférable d'utiliser un courant électrique plus faible, même si pour cela il faut agir plus longtemps pour obtenir le même effet.

Afin d'illustrer cette propriété, la Figure 9.31(a) présente l'évolution temporelle du volume d'action d'un actionneur normal alimenté en courant continu, pour différentes valeurs de courant électrique. Comme nous pouvons l'observer, la durée d'activation nécessaire pour obtenir un même effet – dans cet exemple un même volume d'action – est plus élevée pour les valeurs de courant électrique plus faibles. Néanmoins, du fait de sa dépendance avec  $I^2$ , l'énergie dépensée pour obtenir un même volume d'action augmente considérablement avec l'intensité du courant électrique fourni, comme le montre la Figure 9.31(b).

L'utilisation d'un faible courant électrique, envisageable pour réduire la consommation électrique du contrôle, entraîne cependant la nécessité d'agir pendant un

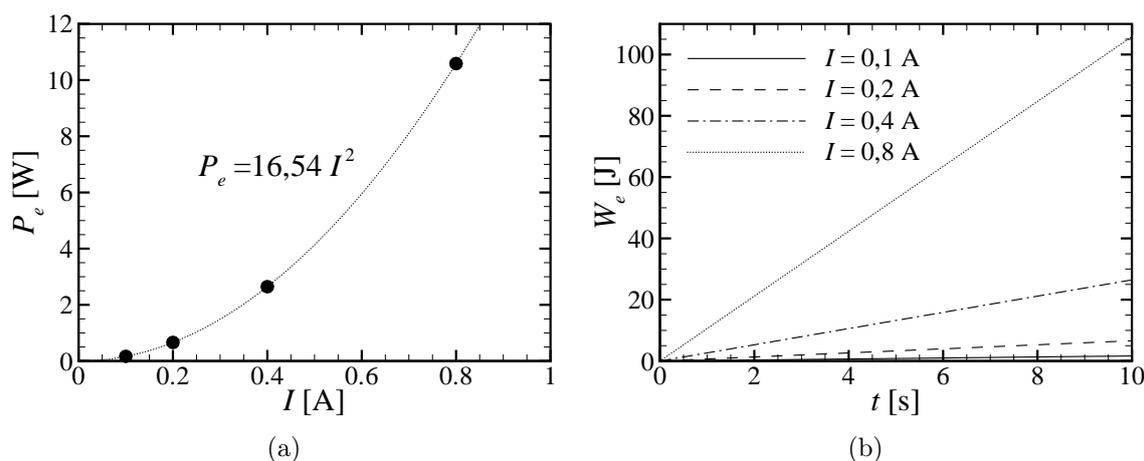


FIGURE 9.30 – Influence du courant électrique et de la durée d’activation sur la puissance électrique fournie et l’énergie électrique consommée : valeurs calculées pour un actionneur normal ayant les caractéristiques de l’actionneur expérimental.

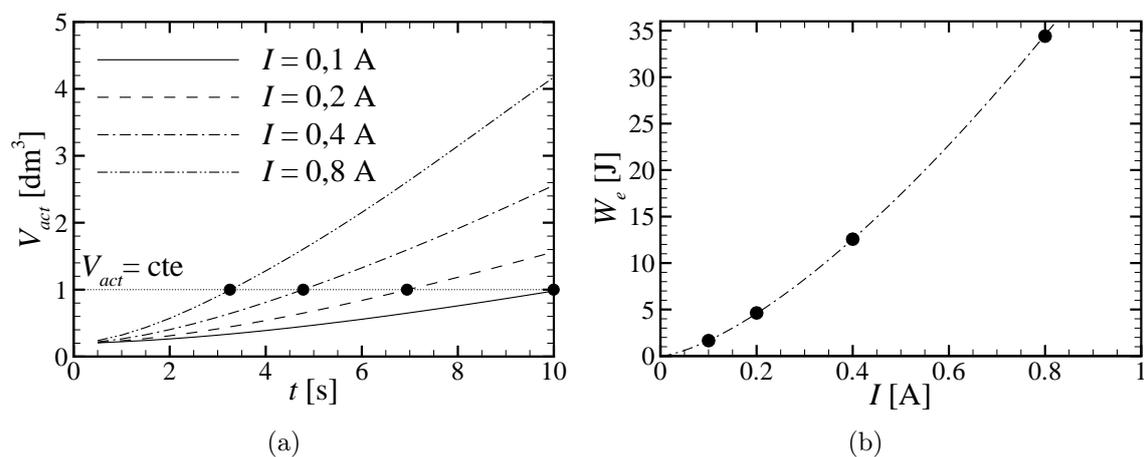


FIGURE 9.31 – Influence de l’intensité du courant électrique continu et de la durée d’activation sur l’énergie consommée afin d’obtenir un même volume d’action.

temps plus long. Si l’écoulement possède une vitesse moyenne non nulle, la durée d’activation d’une particule fluide est limitée à son temps de séjour dans le volume où les forces électromagnétiques sont significatives – le volume électromagnétique. Pour un actionneur isolé, ce temps de séjour peut être estimé par

$$t_s = \frac{L_{em}}{U} \quad (9.14)$$

où  $L_{em}$  est une longueur caractéristique de l’actionneur et  $U$  est la vitesse de la particule. Dans le cas d’un réseau d’actionneurs (cf. Figure 6.2 page 94), l’effet du forçage produit par chaque actionneur individuel peut être cumulé si la fréquence d’excitation du réseau est bien ajustée à la vitesse de l’écoulement externe.

Dans un réseau, chaque actionneur peut n’être actif que pendant une fraction de la période d’excitation du réseau, quantifiée par le rapport cyclique  $r_c$  du courant pulsé fourni aux actionneurs. Afin d’étudier l’influence de ce paramètre, nous avons

étudié l'écoulement produit par un actionneur normal alimenté en courant électrique d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$  et pulsé en forme de créneaux avec une fréquence de  $f = 1 \text{ Hz}$ . La Figure 9.32(a) présente l'évolution temporelle du volume d'action pour différentes valeurs de rapport cyclique, tandis que la Figure 9.32(b) présente la consommation électrique correspondante. Les points correspondent aux valeurs calculées à la fin de chaque période d'excitation.

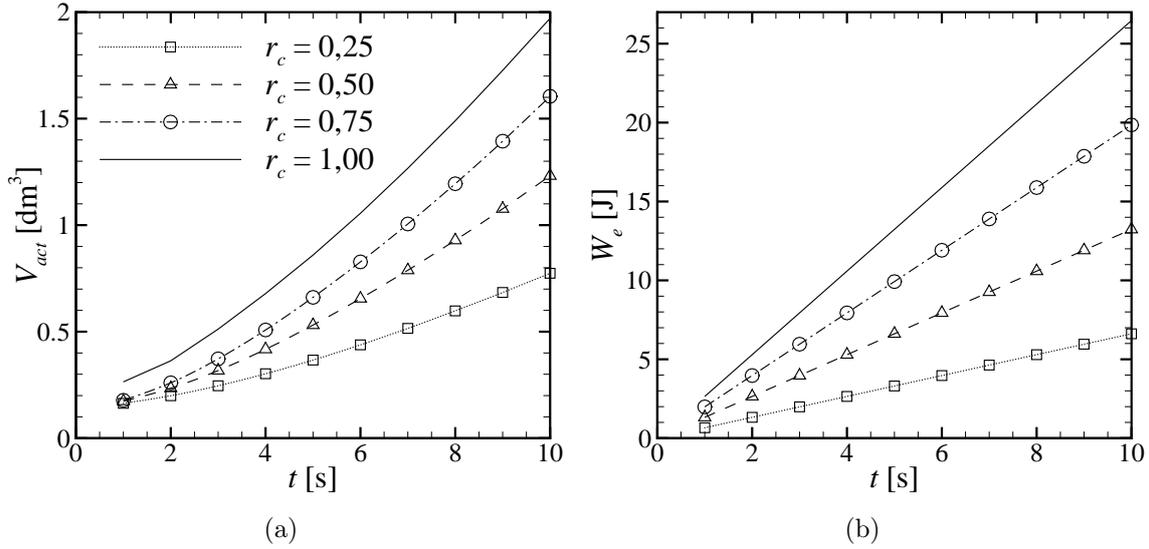


FIGURE 9.32 – Influence du rapport cyclique et de la durée d'activation sur le volume d'action et l'énergie consommée par un actionneur normal alimenté en courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$  et  $f = 1 \text{ Hz}$ ) en forme de créneaux (points : valeurs à chaque période ; traits : courbes de tendance).

Le champ de force de Lorentz-Laplace, résultant de l'interaction entre le champ de courant électrique et le champ d'induction magnétique, exerce un travail sur l'écoulement proche de l'actionneur. Cette énergie injectée dans l'écoulement résulte de la puissance propulsive volumique [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] locale définie comme

$$p_{prop} = \mathbf{f}_{em} \cdot \mathbf{U} \quad (9.15)$$

Dans les zones où ces deux champs sont orientés dans le même sens, l'écoulement est propulsé par le champ de force et, au contraire, là où le champ de force est opposé au champ de vitesse, l'écoulement y est localement ralenti. La Figure 9.5 schématise l'orientation relative entre le champ de force et l'écoulement au-dessus d'un actionneur normal produisant un forçage centrifuge ou centripète. Pour les deux types de forçage, l'écoulement est principalement propulsé à proximité des électrodes, là où le champ de force est plus intense et les lignes de force et de courant sont presque alignées et dans le même sens. Au centre de l'actionneur, l'écoulement doit faire face à un champ de force opposé, même si l'intensité de celui-ci est relativement plus faible. Le volume d'action peut être découpé en deux sous-volumes, en fonction de l'orientation relative entre le champ de force et l'écoulement. Ainsi, le *volume propulsif*  $\mathcal{V}_p$  est défini comme le volume où  $p_{prop} > 0$  et le *volume*

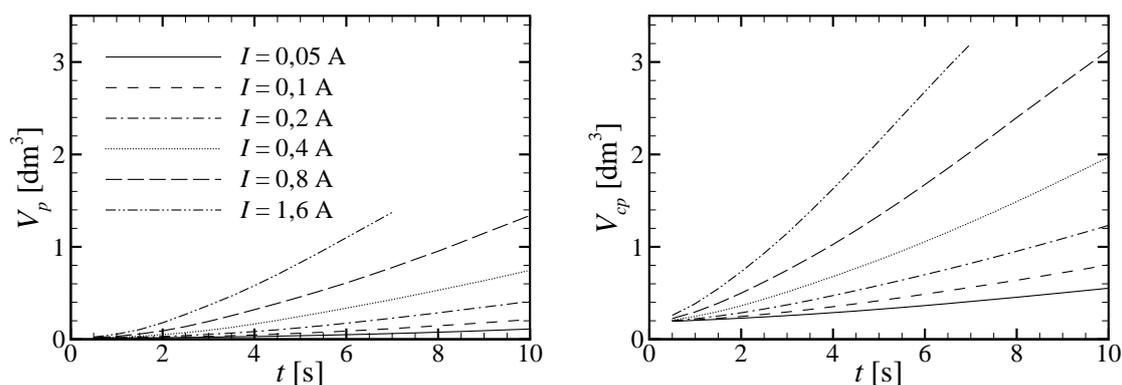
contra-propulsif  $\mathcal{V}_{cp}$  comme le volume où  $p_{prop} < 0$ , soit :

$$\mathcal{V}_p = \int_{\mathcal{V}_{act}} C \, d\vartheta \quad \text{avec} \quad C = \begin{cases} 1 & \text{si } p_{prop} > 0 \\ 0 & \text{si } p_{prop} \leq 0 \end{cases} \quad (9.16)$$

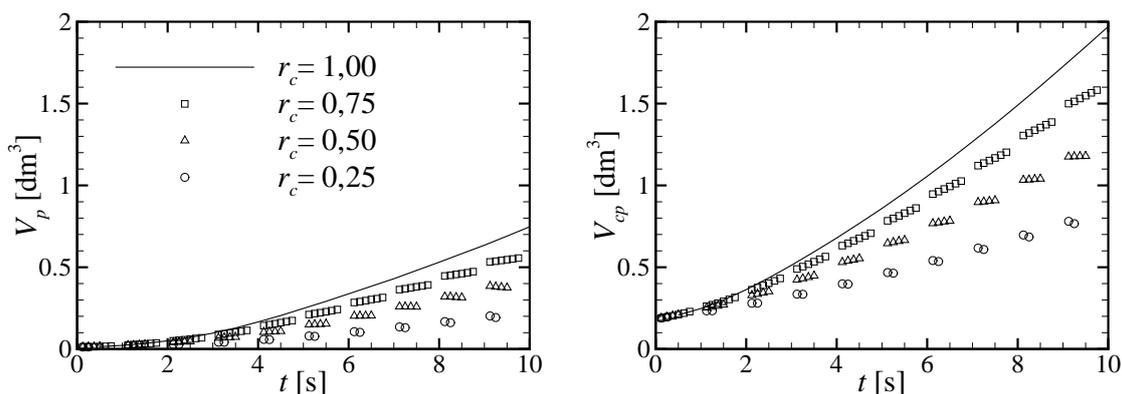
$$\mathcal{V}_{cp} = \int_{\mathcal{V}_{act}} C \, d\vartheta \quad \text{avec} \quad C = \begin{cases} 1 & \text{si } p_{prop} < 0 \\ 0 & \text{si } p_{prop} \geq 0 \end{cases} \quad (9.17)$$

La Figure 9.33 présente l'évolution temporelle des volumes propulsif  $\mathcal{V}_p$  et contra-propulsif  $\mathcal{V}_{cp}$  d'un actionneur normal, où l'on peut observer une évolution temporelle similaire à celle du volume d'action. Il est intéressant de noter que le volume propulsif est plus petit que le volume contra-propulsif, ce qui au premier abord peut paraître contradictoire.

Cela s'explique par le fait que la puissance propulsive qui agit dans le volume propulsif est plus importante que celle qui agit dans le volume contra-propulsif. La



(a) courant électrique continu



(b) courant électrique pulsé

FIGURE 9.33 – Évolution temporelle des volumes propulsif  $\mathcal{V}_p$  et contrapropulsif  $\mathcal{V}_{cp}$  d'un actionneur normal : (a) influence de l'intensité  $I$  du courant électrique continu ; (b) influence du rapport cyclique  $r_c$  du courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$  et  $f = 1 \text{ Hz}$ ).

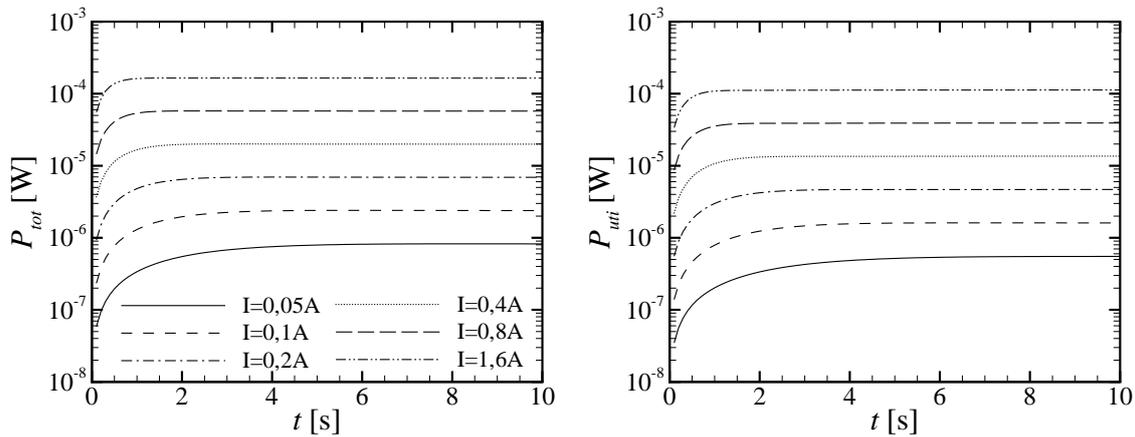
puissance propulsive utile [W] est définie comme

$$P_{uti} = \int p_{prop} d\vartheta \quad (9.18)$$

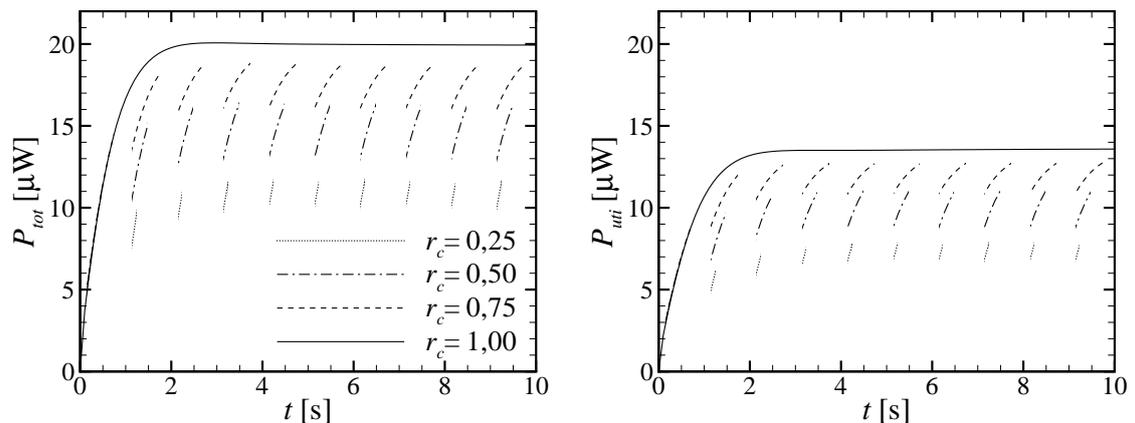
tandis que la puissance propulsive totale [W] est définie comme

$$P_{tot} = \int |p_{prop}| d\vartheta \quad (9.19)$$

La Figure 9.34(a) présente l'évolution temporelle des puissances propulsives totale et utile, correspondant à un actionneur normal alimenté en courant continu pour différentes intensités. La Figure 9.34(b) correspond au cas où l'actionneur normal est alimenté en courant pulsé d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$  avec différentes valeurs de rapport cyclique  $r_c$ . Les résultats montrent que, du point de vue énergétique, il est préférable d'utiliser des faibles valeurs de  $r_c$ . En effet, la puissance propulsive du cas  $r_c = 0,25$  atteint la moitié de la valeur correspondant au cas  $r_c = 1$  (forçage continu) tout en consommant seulement un quart de l'énergie.



(a) courant électrique continu



(b) courant électrique pulsé

FIGURE 9.34 – Évolution temporelle des puissances propulsives totale  $P_{tot}$  et utile  $P_{uti}$  d'un actionneur normal : (a) influence de l'intensité  $I$  du courant électrique continu ; (b) influence du rapport cyclique  $r_c$  du courant électrique pulsé ( $I = 0,4 \text{ A}$  et  $f = 1 \text{ Hz}$ ).

Le rendement propulsif du forçage peut être calculé comme le rapport entre les puissances propulsives utile et totale, soit

$$\eta_{prop} = \frac{P_{uti}}{P_{tot}} \quad (9.20)$$

La Figure 9.35 permet de comparer l'évolution temporelle du rendement propulsif  $\eta_{prop}$  du forçage produit par un actionneur normal alimenté en courant continu ou en courant pulsé. Les courbes tracées montrent que le rendement propulsif dépend relativement peu de l'intensité du courant électrique fourni, aussi bien continu que pulsé, et ne dépasse pas les 70%.

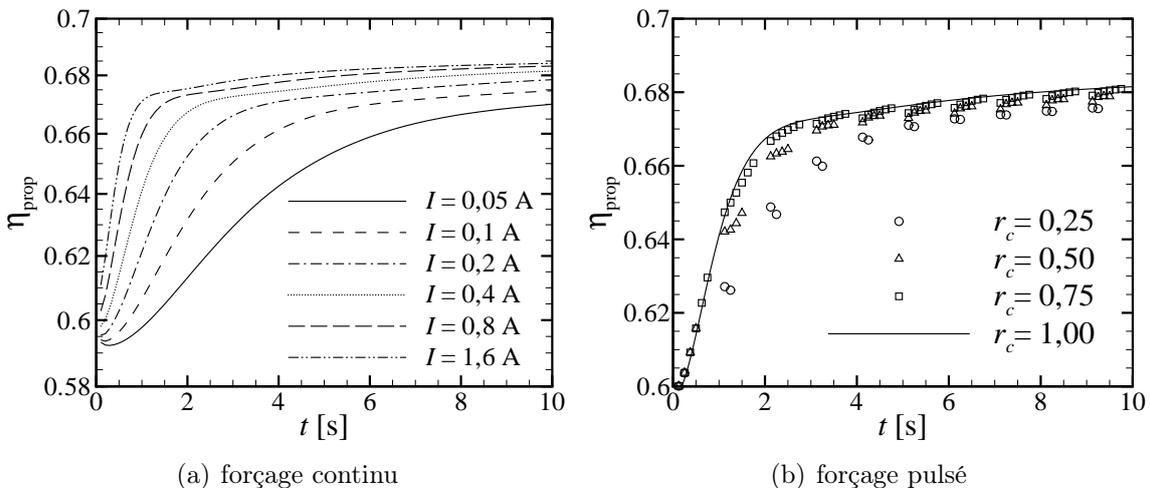


FIGURE 9.35 – Évolution temporelle du rendement propulsif  $\eta_{prop}$  d'un actionneur normal : (a) forçage continu ; (b) forçage pulsé ( $I = 0,4$  A et  $f = 1$  Hz).

### 9.2.7 Actionneur normal modifié

Dans le but d'optimiser le rendement énergétique du contrôle électromagnétique, il est envisageable d'améliorer l'effet du forçage électromagnétique généré par un actionneur normal, sans pour autant dépenser plus d'énergie. La solution à cette question passe par une optimisation de la géométrie de l'actionneur, de manière à obtenir un champ de force plus intense et mieux distribué avec un même courant électrique. En particulier, il est envisageable d'intensifier le champ d'induction magnétique produit par les aimants permanents, dont la rémanence est limitée par les matériaux qui les composent. Dans le cas d'un actionneur normal, nous avons étudié un nouvel actionneur basé sur la géométrie de l'actionneur expérimental, appelé « standard », auquel des aimants permanents parallélépipédiques ont été rajoutés entre les aimants déjà existants. Cet nouvel actionneur normal « modifié » est illustré dans la Figure 9.36 avec l'actionneur normal standard.

L'effet immédiat de cette modification porte sur le champ de force électromagnétique généré par l'actionneur, comme le montre la Figure 9.37. Dans cet exemple, et dans la suite de cette section sur l'actionneur normal modifié, les actionneurs sont alimentés en courant continu d'intensité  $I = 0,4$  A. Le champ de force produit

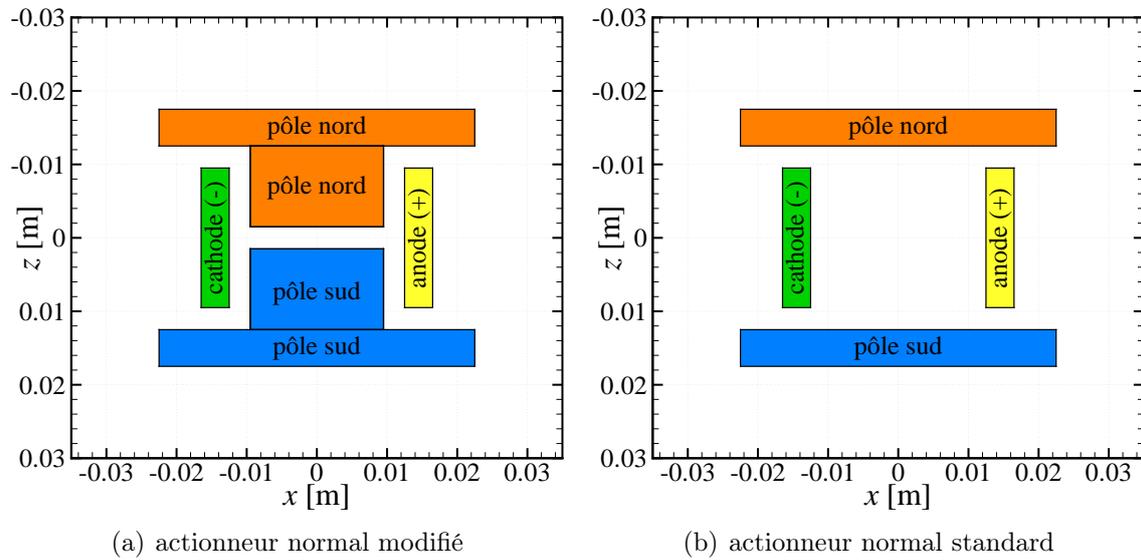


FIGURE 9.36 – Géométrie de l'actionneur normal modifié comparée à celle de l'actionneur normal standard.

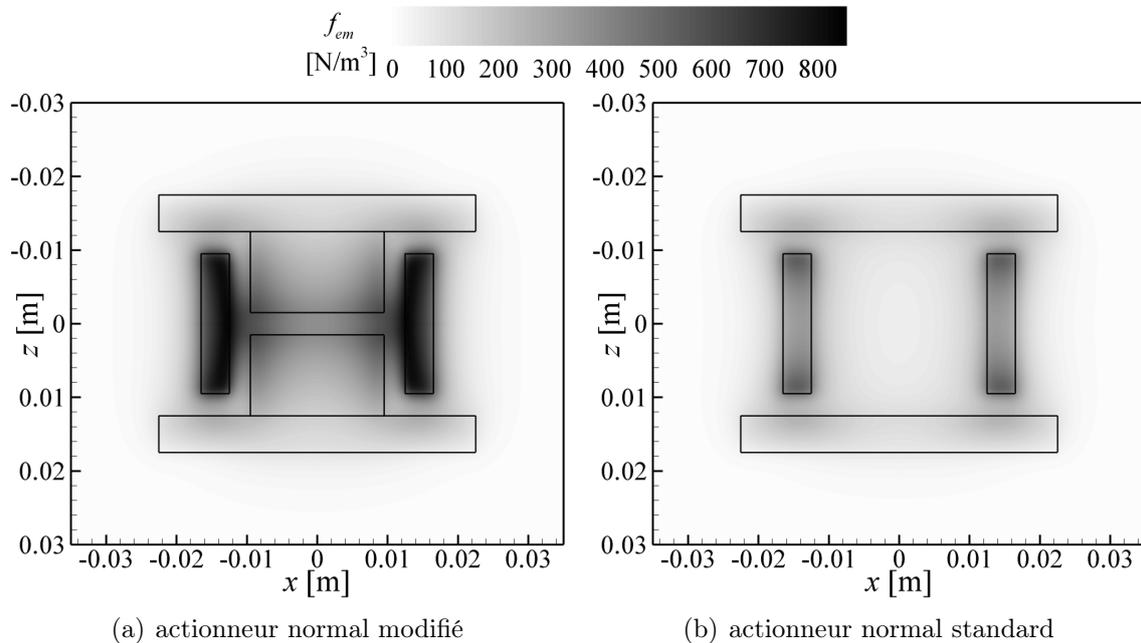


FIGURE 9.37 – Champ de force généré par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard, alimentés tous deux en courant d'intensité  $I = 0,4$  A (norme de la force dans le plan  $y = 1$  mm).

par l'actionneur modifié est globalement plus intense que celui produit par l'actionneur standard et relativement plus homogène, surtout dans la partie centrale de l'actionneur.

Cette redistribution du champ de force électromagnétique a un impact significatif sur le volume électromagnétique, comme le montre la Figure 9.38. Ici, le volume électromagnétique est coloré en fonction du signe de la puissance propulsive : orange pour le volume où celle-ci est positive et bleu où celle-ci est négative. Cette modification est encore plus visible à partir des échelles caractéristiques du forçage, tracées dans la Figure 9.39, où il peut être observé que l'accélération électromagnétique  $g_{em}$  est presque doublée alors que, rappelons-le, l'énergie électrique consacrée au forçage est inchangée.

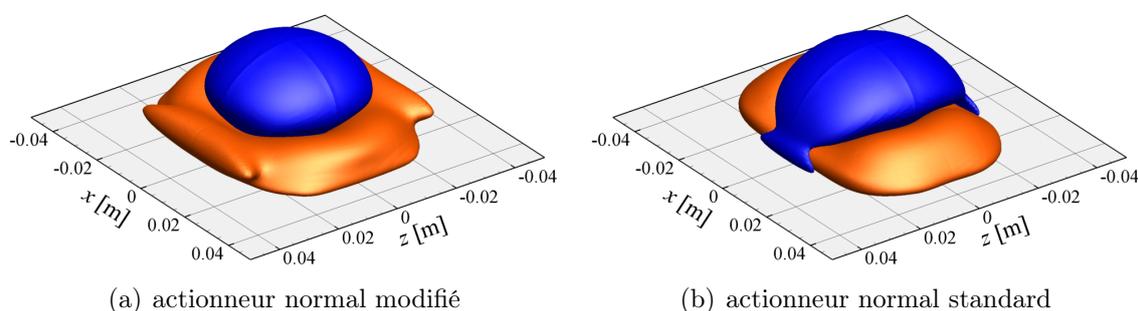


FIGURE 9.38 – Comparaison entre l'aspect 3D du volume électromagnétique de l'actionneur normal modifié et de l'actionneur normal standard à l'instant  $t = 8$  s.

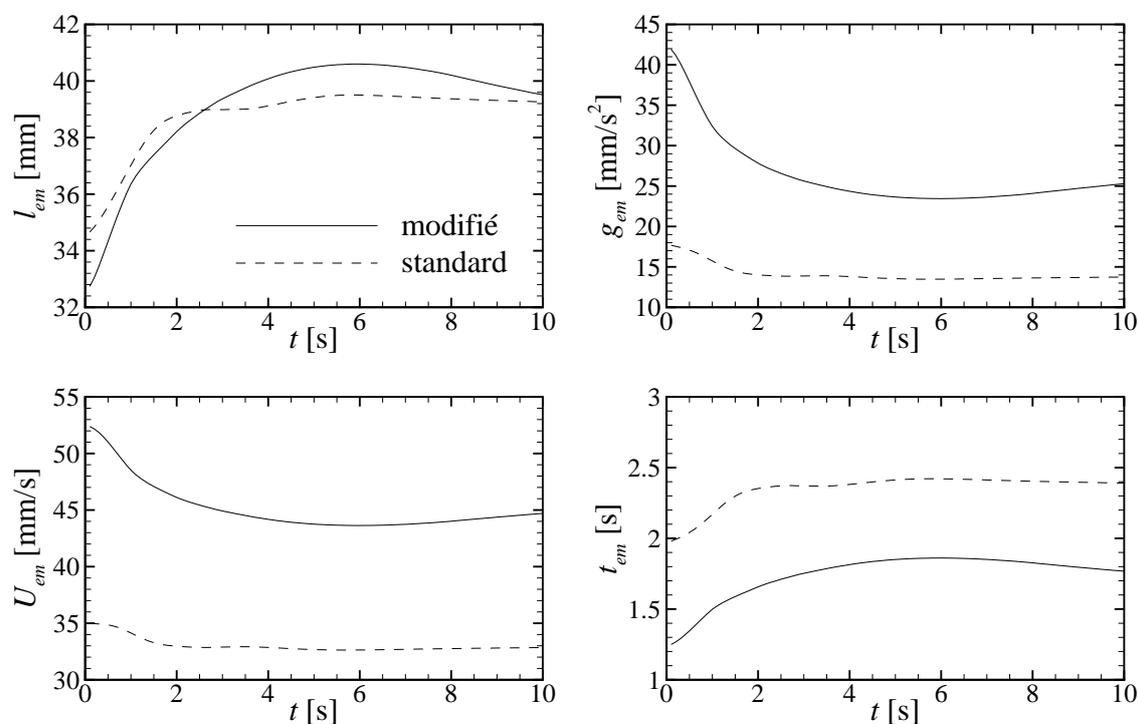


FIGURE 9.39 – Grandeurs électromagnétiques de l'actionneur normal modifié comparées à celles de l'actionneur normal standard.

Du point de vue hydrodynamique, la modification la plus remarquable est la redistribution de l'écoulement au-dessus des électrodes et des aimants. En effet, dans le cas de l'actionneur standard, l'écoulement est généré principalement au-dessus des électrodes, comme le montre la Figure 9.40, tandis que dans le cas de l'actionneur modifié l'écoulement généré au-dessus des aimants est assez intense.

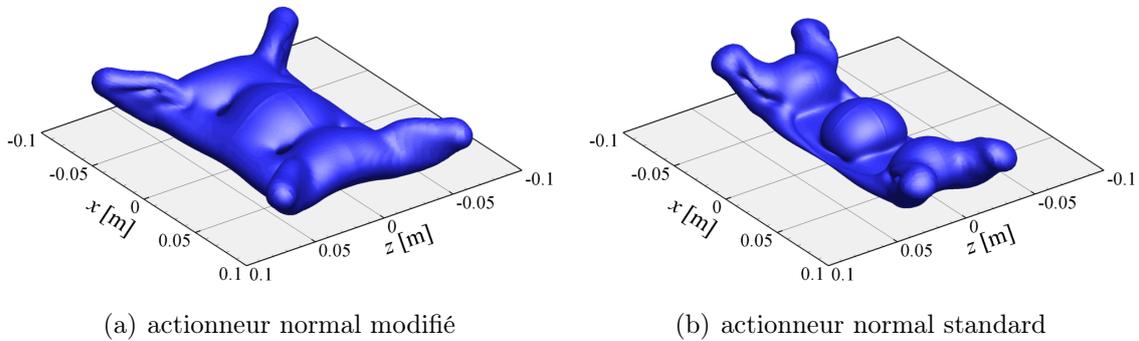


FIGURE 9.40 – Champ de vitesse généré par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard (isosurface de la norme de la vitesse  $U = 5$  mm/s à l'instant  $t = 8$  s).

Cette redistribution est aussi visible sur la forme de la zone d'action, comme montré dans la Figure 9.41. Comme nous pouvons l'observer, dans le cas de l'actionneur modifié, le volume d'action est moins allongé dans la direction  $x$  que dans le cas de l'actionneur standard, résultant de la dynamique dominante de l'écoulement généré au-dessus des électrodes.

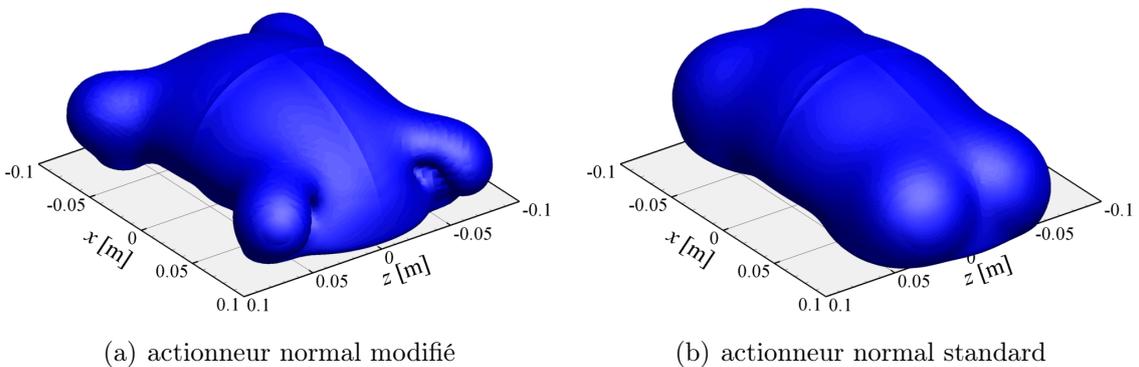


FIGURE 9.41 – Volume d'action de l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard (à l'instant  $t = 8$  s).

Cette caractéristique est retrouvée en analysant les courbes de la vitesse maximale des jets produits en sortie des électrodes, des aimants et aux coins de l'actionneur, comme le montre la Figure 9.42. Pour chaque type de jet, l'actionneur modifié apporte une augmentation significative de la vitesse maximale, en particulier par le jet formé en sortie des aimants où la vitesse est multipliée par trois.

La Figure 9.43 présente des isosurfaces du champ de vorticité de l'écoulement généré par les deux actionneurs normaux, où l'on observe que l'actionneur modifié

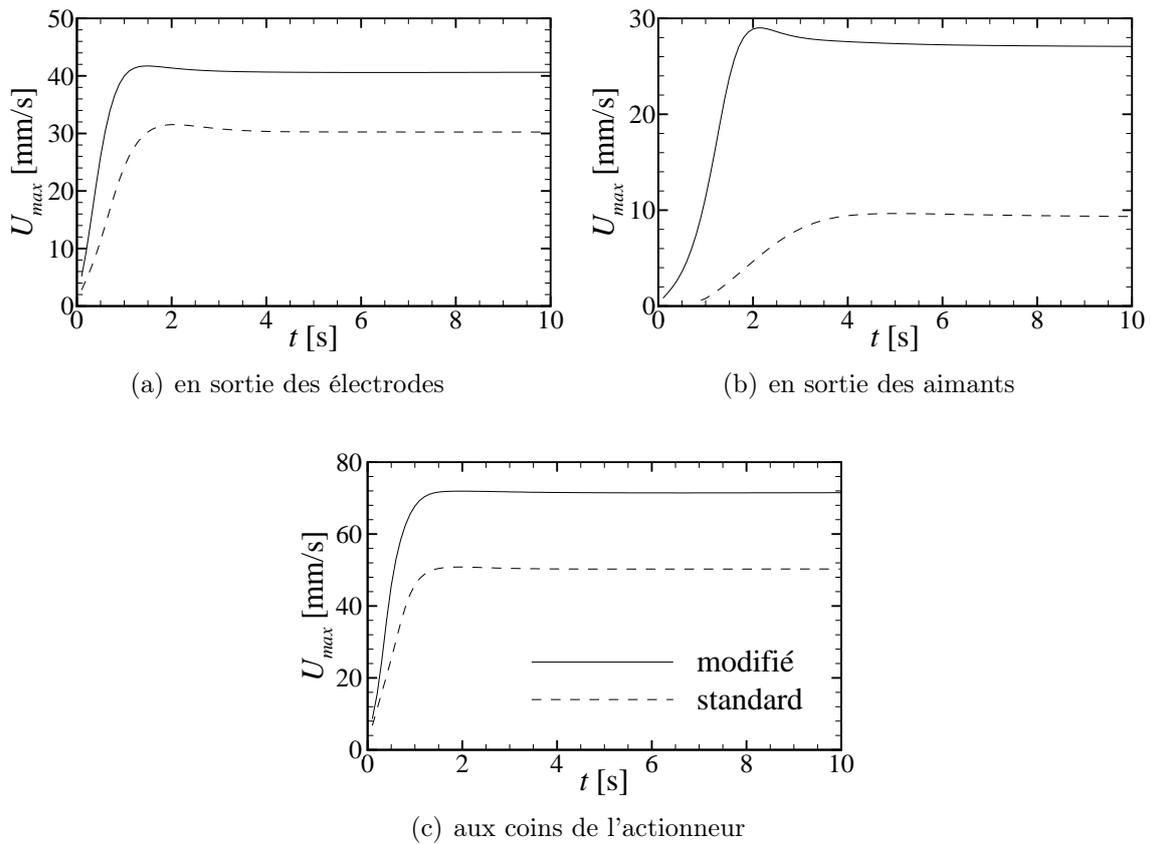


FIGURE 9.42 – Vitesse maximale des jets produits par l'actionneur normal modifié comparé à celui de l'actionneur normal standard.

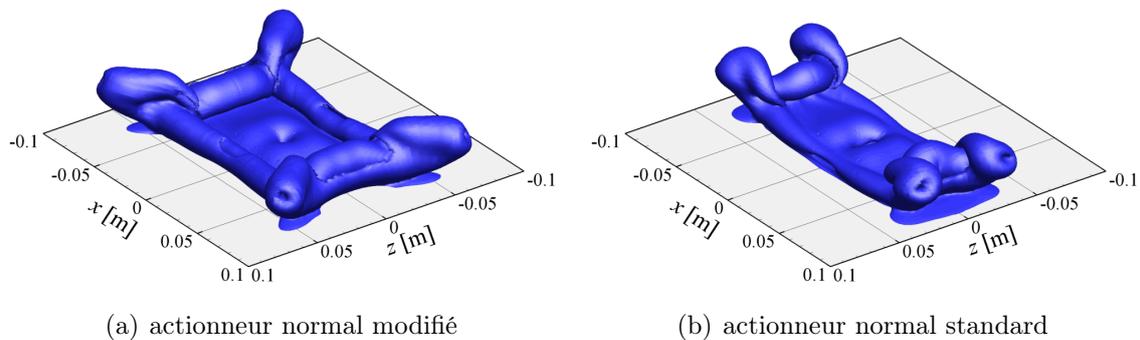


FIGURE 9.43 – Vorticité de l'écoulement généré par l'actionneur normal modifié comparé à celle de l'actionneur normal standard (isosurface de la norme de la vorticité  $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$  à l'instant  $t = 8 \text{ s}$ ).

génère deux paires de tourbillons contrarotatifs de dimensions comparables, tandis que l'actionneur standard n'en développe véritablement qu'une.

Du point de vue énergétique, l'actionneur modifié produit largement plus de puissance propulsive utile et totale que l'actionneur standard, comme le montre la Figure 9.44. Cependant, le rendement propulsif, défini comme le rapport entre les puissances propulsives utile et totale, de l'actionneur modifié est inférieur à celui de

l'actionneur standard, comme le montre la Figure 9.45. Cela est dû au fait que le champ de force est aussi amplifié au centre de l'actionneur, là où l'écoulement doit surmonter un champ de force en opposition.

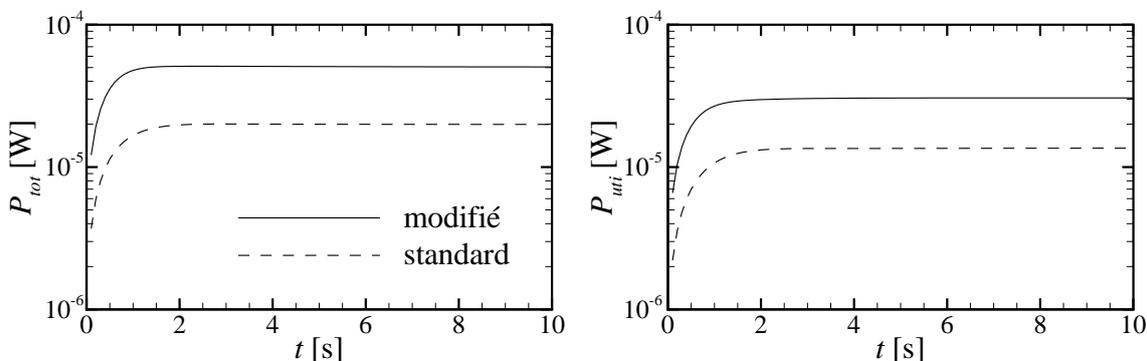


FIGURE 9.44 – Puissances propulsives totale et utile produites par l'actionneur normal modifié comparées à celles de l'actionneur normal standard.

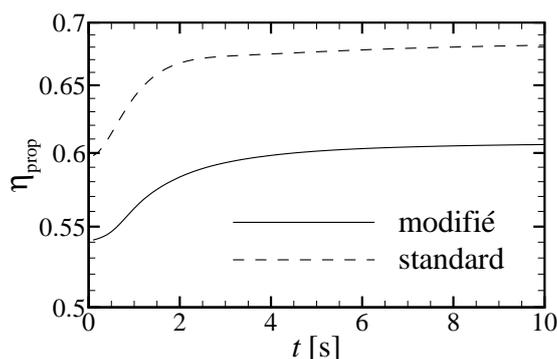


FIGURE 9.45 – Comparaison entre le rendement propulsif de l'actionneur normal modifié et celui de l'actionneur normal standard.

Cette brève première approche d'une démarche d'optimisation de la forme des aimants montre, d'une part l'efficacité des critères proposés pour comparer les solutions, et d'autre part le potentiel que l'on peut attendre d'une amélioration des géométries. Rappelons cependant que ces géométries sont évidemment bridées par les limites de faisabilité de formes plus ou moins complexes.

### 9.3 Actionneur parallèle

Contrairement au champ de force produit par l'actionneur normal, qui présente une distribution fortement tridimensionnelle et non homogène, le champ de force produit par un actionneur parallèle peut être considéré comme quasi-monodimensionnel en dehors des bords de l'actionneur. Le champ de force est principalement aligné dans la direction parallèle aux aimants et aux électrodes, comme illustré dans la Figure 9.46.

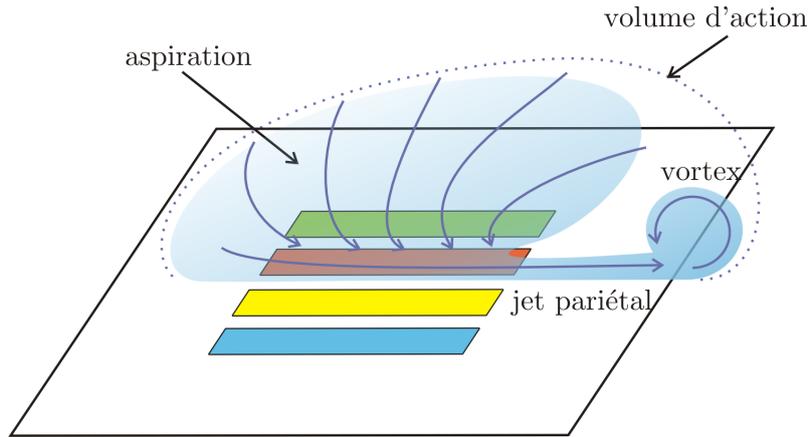


FIGURE 9.46 – Illustration schématique de l'écoulement produit par un actionneur parallèle.

### 9.3.1 Échelles caractéristiques du forçage parallèle

En utilisant la même méthodologie que celle proposée précédemment pour l'actionneur normal, il est possible de déterminer le volume où le travail exercé par le champ de force électromagnétique est significatif. La Figure 9.47 présente l'aspect tridimensionnel du volume électromagnétique correspondant au forçage produit par un actionneur parallèle alimenté en courant continu d'intensité  $I = 0,4$  A. Comme nous pouvons l'observer, le volume électromagnétique consiste en une zone assez plate au-dessus de l'actionneur, dont la forme et les dimensions varient relativement peu pendant la durée d'activation, comme le montre la Figure 9.48.

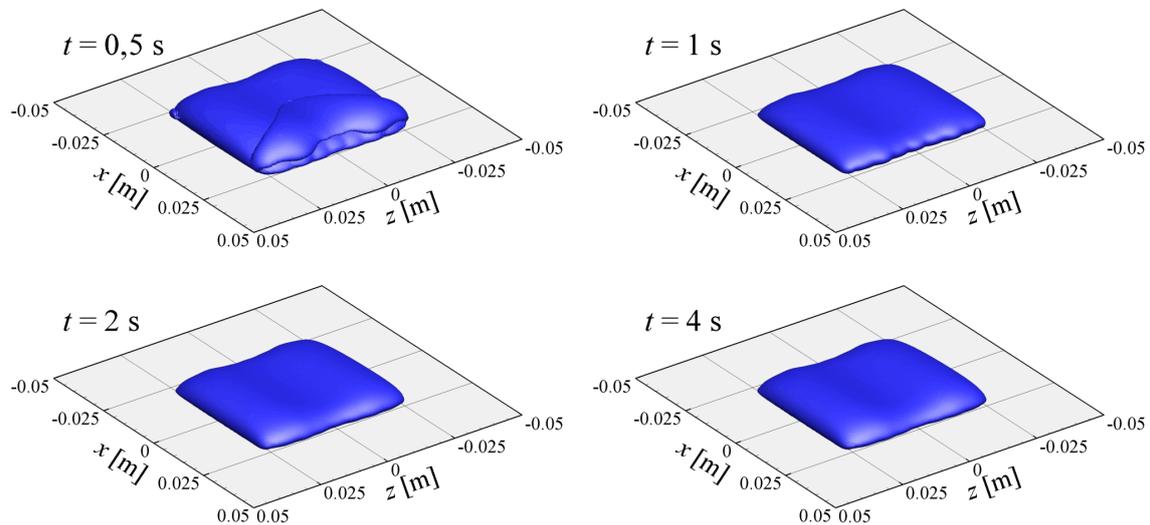


FIGURE 9.47 – Évolution temporelle du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4$  A.

Les grandeurs caractéristiques du forçage électromagnétique, dérivées à partir des équations de mouvement uniformément accéléré, ont été calculées selon la procédure décrite dans la sous-section 9.2.1. La Figure 9.49 présente leur évolution temporelle pour un actionneur parallèle alimenté en courant continu avec différentes

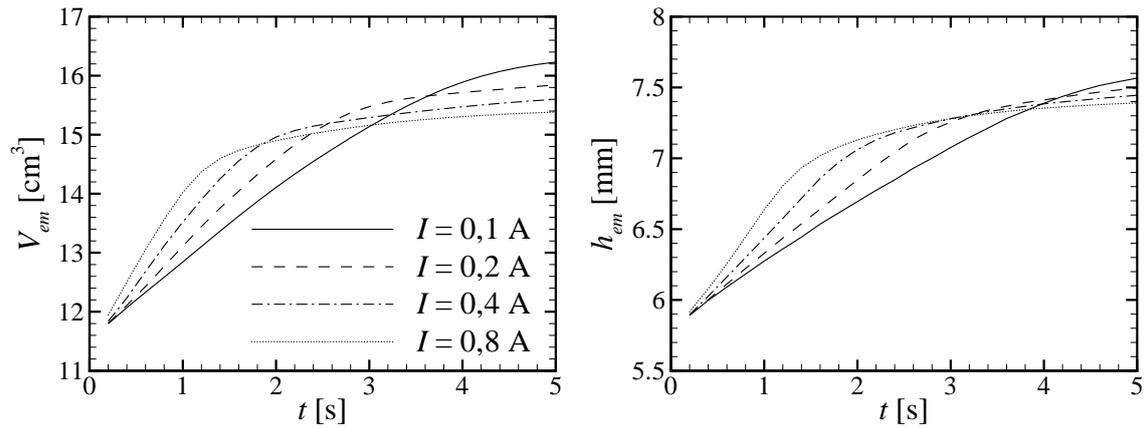


FIGURE 9.48 – Évolution temporelle du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur du volume électromagnétique  $h_{em}$  d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

intensités. De façon similaire à l'actionneur normal, la longueur électromagnétique  $\ell_{em}$  est quasi-indépendante de l'intensité du courant électrique, et converge vers une valeur autour de 25 mm. Les trois autres échelles caractéristiques du forçage ( $g_{em}$ ,  $U_{em}$  et  $t_{em}$ ) quant à elles dépendent fortement de l'intensité du courant électrique et atteignent une valeur asymptotique lorsque  $t \gtrsim t_{em}$ .

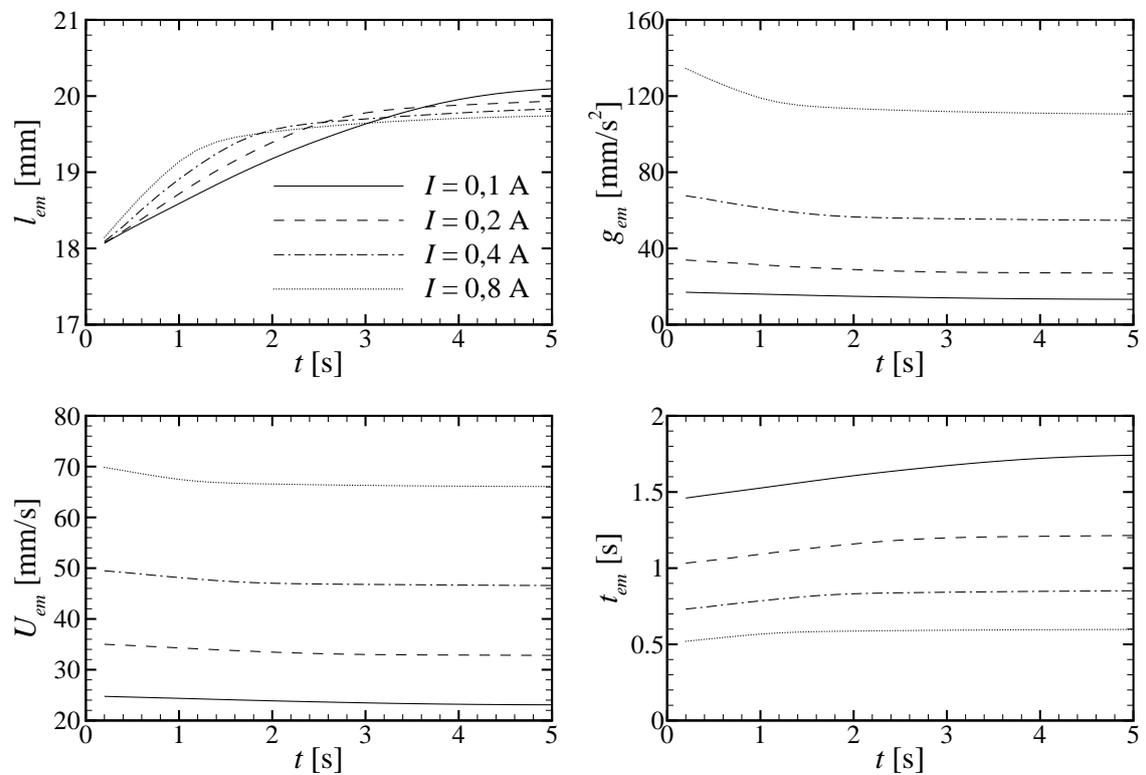


FIGURE 9.49 – Évolution des échelles caractéristiques du forçage en fonction du temps, pour un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

La Figure 9.50 présente l'influence du courant électrique fourni aux électrodes sur les valeurs limites des échelles  $g_{em}$ ,  $U_{em}$  et  $t_{em}$  (valeurs à  $t = 10$  s). Comme dans le cas de l'actionneur normal, l'accélération électromagnétique  $g_{em}$  varie linéairement avec le courant électrique  $I$ , tandis que la vitesse et le temps électromagnétique varient en puissance de  $I$ . Les exposants des courbes de tendance (cf. Figure 9.13) sont aussi très proches de  $\pm 0,5$ , de sorte qu'il est possible de considérer que  $U_{em} \sim \sqrt{I}$  et  $t_{em} \sim 1/\sqrt{I}$ .

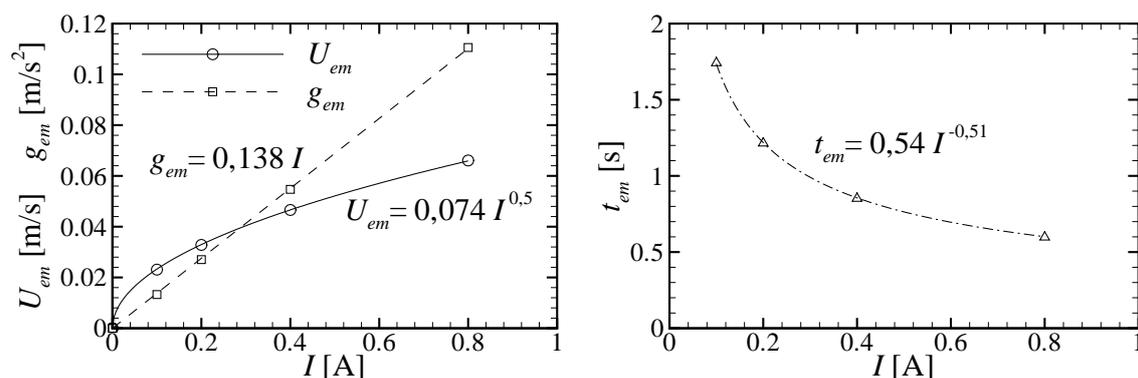


FIGURE 9.50 – Influence du courant électrique sur les échelles caractéristiques du forçage d'un actionneur parallèle ( points : valeurs à  $t = 10$  s ; traits : courbes de tendance).

### 9.3.2 Zone d'action

Comme nous l'avons défini précédemment, le volume d'action  $\mathcal{V}_{act}$  d'un actionneur traduit le volume où le fluide est mis en mouvement sous l'effet du champ de force et par continuité. Celui-ci est calculé comme le volume qui contient 99% de l'énergie cinétique de l'écoulement.

La Figure 9.51 présente l'évolution temporelle du volume d'action  $\mathcal{V}_{act}$  et de la hauteur du volume d'action  $h_{act}$  d'un actionneur parallèle alimenté en courant continu. Contrairement au volume électromagnétique, qui atteint une valeur asymptotique, le volume d'action peut augmenter indéfiniment du fait de l'advection.

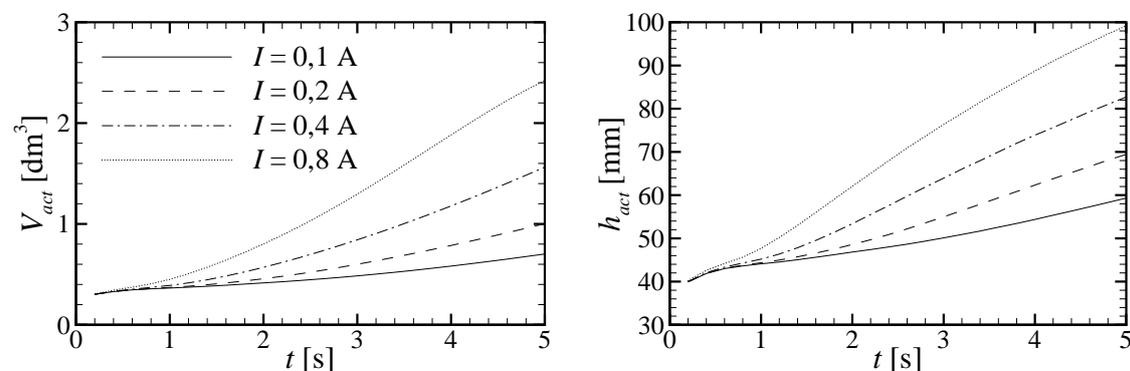


FIGURE 9.51 – Évolution temporelle du volume d'action  $\mathcal{V}_{act}$  et de la hauteur du volume d'action  $h_{act}$  d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

La Figure 9.52 illustre la forme de la zone d'action d'un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$  à différents instants. Comme nous pouvons nous y attendre, la zone d'action possède une forme allongée dans la direction parallèle aux électrodes et aux aimants.

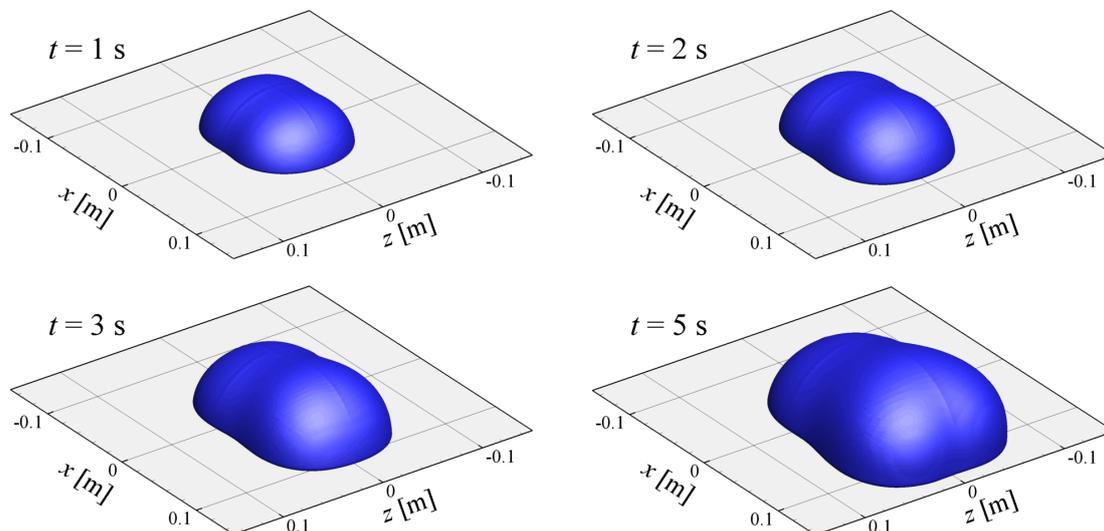


FIGURE 9.52 – Évolution temporelle de la zone d'action d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$ .

### 9.3.3 Jet pariétal

Dans le cas de l'actionneur parallèle, le champ de force est principalement orienté dans une seule direction. L'accélération des particules fluides sous l'action du champ de force à proximité de l'actionneur donne naissance à un jet pariétal. Celui-ci se développe sur toute la longueur de l'actionneur, comme illustré dans la Figure 9.53(a). Du fait de l'inhomogénéité du champ de force sur toute la surface de l'actionneur parallèle, la vitesse du jet pariétal sortant n'est pas uniforme, comme illustré dans la Figure 9.53(b). Dans ces illustrations, les profils de vitesse correspondent au jet

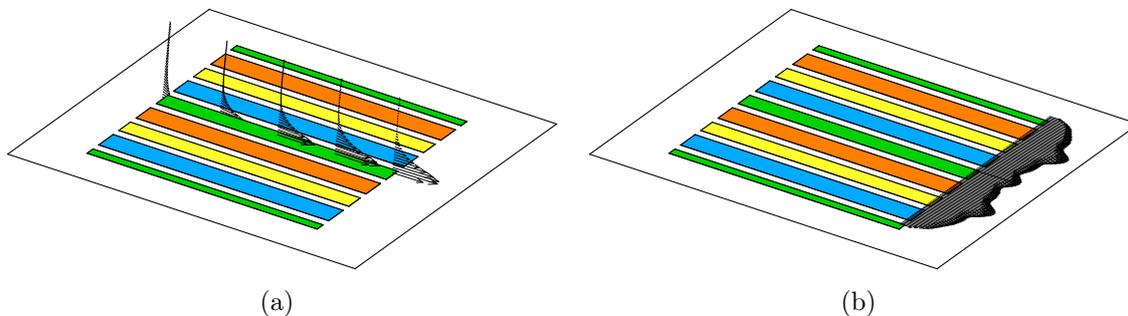
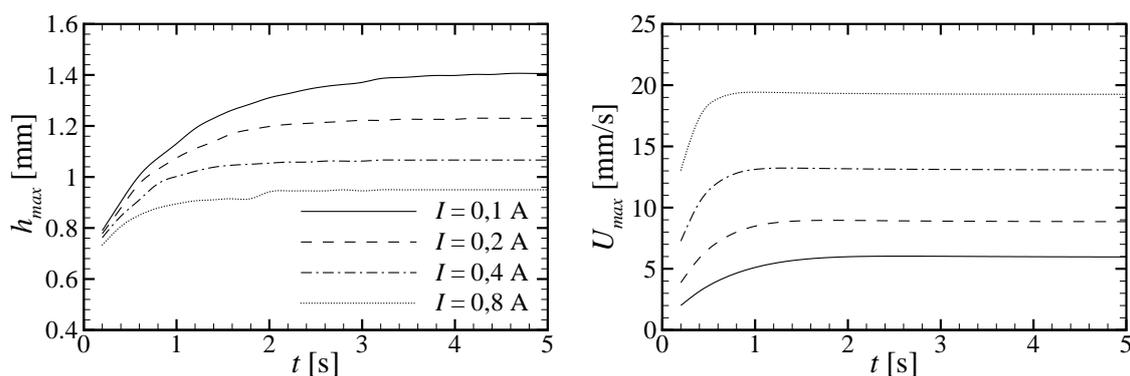


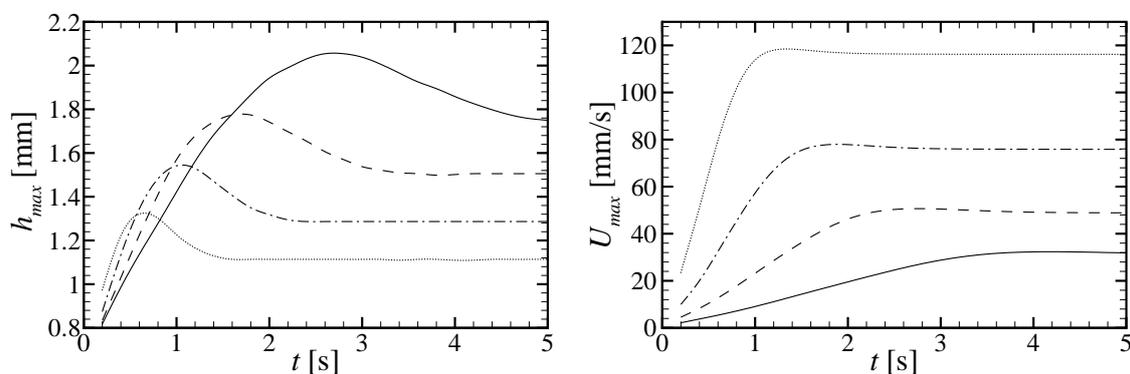
FIGURE 9.53 – Jet pariétal produit par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu : (a) dans le plan de symétrie  $z = 0$ ; (b) en sortie de l'actionneur ( $x = 22,5 \text{ mm}$  et  $y = 1 \text{ mm}$ ).

pariétal généré par un actionneur parallèle alimenté en courant continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$  pendant 5 s.

Afin de caractériser le jet pariétal produit par l'actionneur parallèle, nous avons déterminé la vitesse maximale  $U_{max}$  et la distance de la paroi  $h_{max}$  où la vitesse est maximale, à l'entrée et à la sortie de l'actionneur. La Figure 9.54 présente l'évolution temporelle des caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu, en entrée (a) et en sortie (b) de l'actionneur dans son plan de symétrie ( $z = 0$ ). Comme l'on peut observer, le jet pariétal se renforce pendant son développement au-dessus de l'actionneur, principalement en ce qui concerne la vitesse maximale.



(a) en entrée de l'actionneur ( $x = -22,5 \text{ mm}$ )



(b) en sortie de l'actionneur ( $x = 22,5 \text{ mm}$ )

FIGURE 9.54 – Caractéristiques du jet pariétal produit par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu, dans le plan de symétrie  $z = 0$  de l'actionneur : (a) en entrée et (b) en sortie de l'actionneur.

### 9.3.4 Structures tourbillonnaires

Le champ de force quasi-bidimensionnel généré par l'actionneur parallèle présente une non-homogénéité dans la distribution transversale des forces, liée à l'espacement entre les électrodes et les aimants ainsi qu'à la distribution non uniforme du courant électrique entre les cathodes. Cette non-homogénéité est à l'origine des forts gradients de vitesse de l'écoulement généré, lequel est associé à un champ de vorticité d'intensité considérable, comme le montre la Figure 9.55.

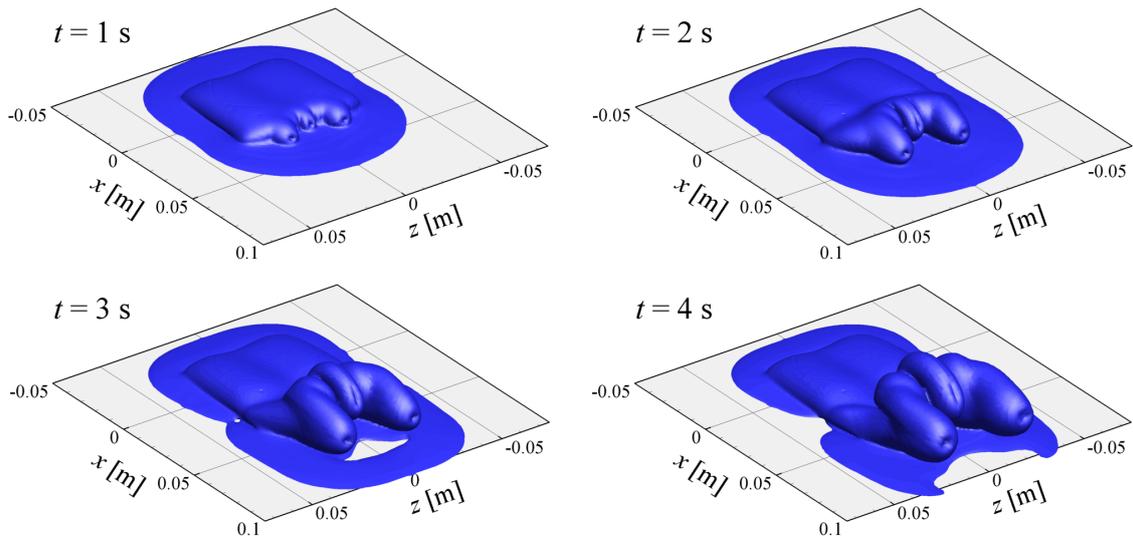


FIGURE 9.55 – Isosurfaces de la norme de la vorticité ( $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ ) de l'écoulement générée par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 0,4 \text{ A}$ .

Le jet pariétal formé au-dessus de l'actionneur induit la formation d'un tourbillon. La position du cœur du tourbillon a été déterminée dans le plan de symétrie de l'actionneur, selon la procédure décrite dans la page 147. La Figure 9.56 présente la trajectoire parcourue par le cœur du tourbillon, dans le plan de symétrie de l'actionneur parallèle.

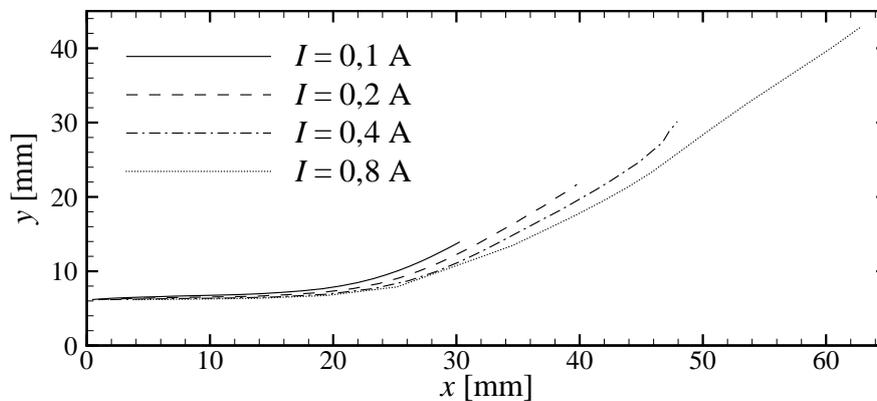


FIGURE 9.56 – Trajectoire du cœur du tourbillon généré par un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

### 9.3.5 Aspects énergétiques

Dans le cas de l'actionneur parallèle, l'écoulement est propulsé par un champ de force principalement orienté dans une seule direction. Cependant, le mouvement rotatif du tourbillon généré au-dessus de l'actionneur conduit à ce qu'une partie de l'écoulement tourbillonnaire soit dirigée dans le sens opposé à celui du champ de force. Cela se traduit par l'existence d'un important volume contra-propulsif, comme le montre la Figure 9.57.

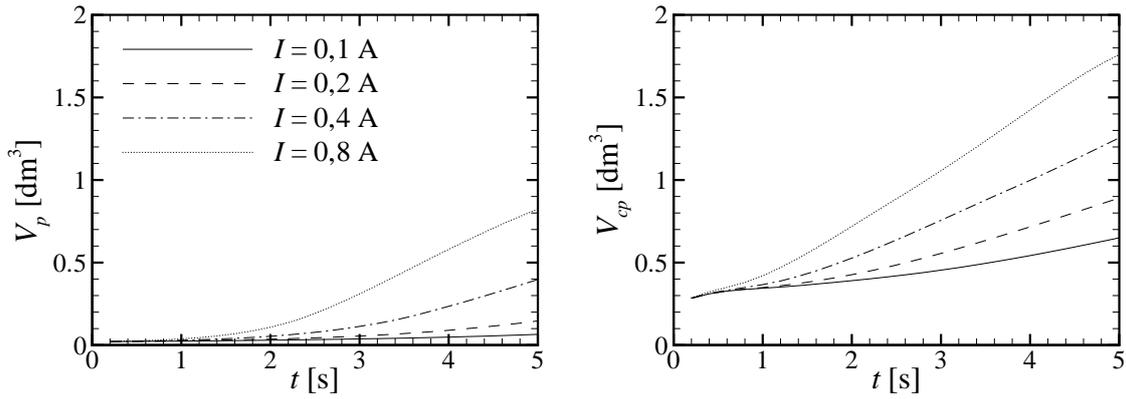


FIGURE 9.57 – Évolution temporelle des volumes propulsif  $V_p$  et contrapropulsif  $V_{cp}$  d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

Cependant, le volume contra-propulsif est situé à une distance de l'actionneur où les valeurs du champ de force et de vitesse sont faibles, de sorte que la puissance contra-propulsive y est négligeable. Ainsi, les puissances propulsives totale et utile sont très proches, comme illustré dans la Figure 9.58, et dans ce cas le rendement propulsif est proche de l'unité.

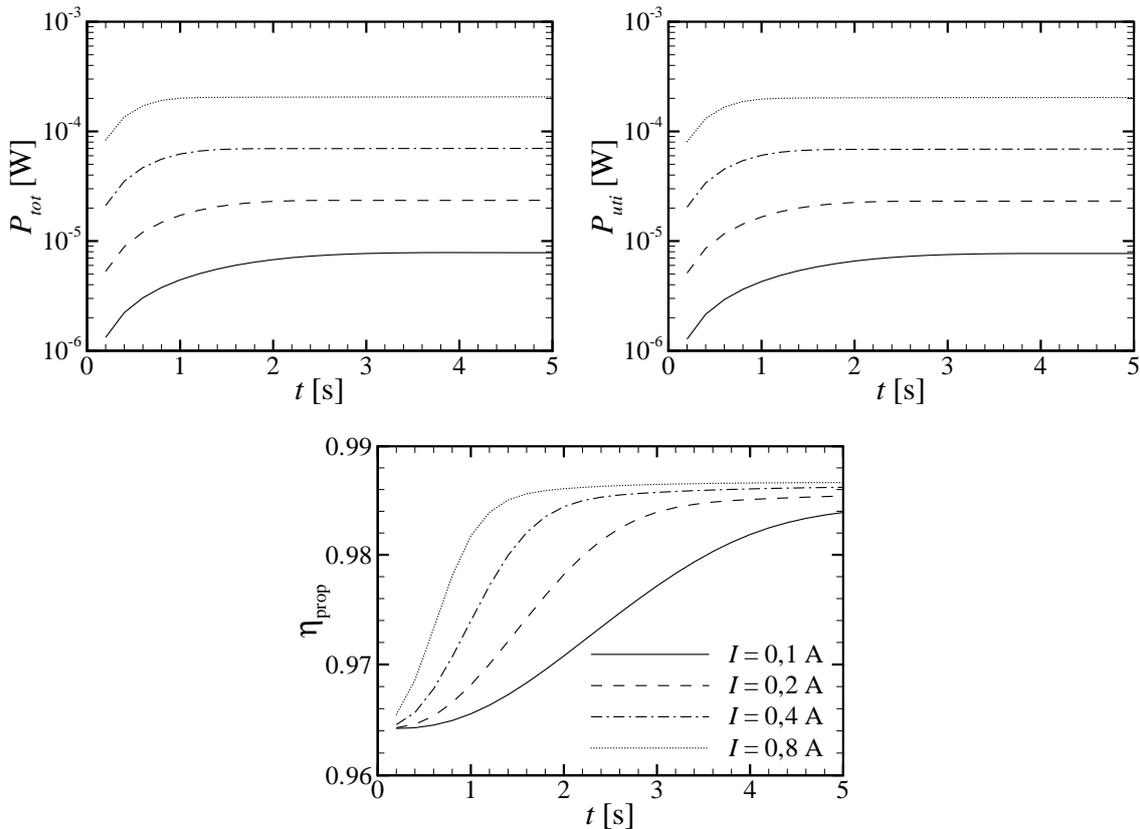


FIGURE 9.58 – Évolution temporelle des puissances propulsives totale  $P_{tot}$  et utile  $P_{uti}$ , ainsi que du rendement propulsif  $\eta_{prop}$  d'un actionneur parallèle alimenté en courant électrique continu.

### 9.3.6 Actionneur parallèle modifié

Nous avons étudié l'écoulement généré par un actionneur parallèle basé sur la géométrie de l'actionneur expérimental, appelé *standard*, mais dont les aimants et les électrodes sont jointifs et les aimants affleurant à la paroi. La Figure 9.59 présente le champ de force produit par ces deux actionneurs, où l'on peut constater que le forçage généré par l'actionneur modifié est globalement plus intense que celui produit par l'actionneur standard, mais tout aussi non uniforme. Dans cet exemple, et dans la suite de cette section portant sur l'actionneur parallèle modifié, les actionneurs sont alimentés en courant continu d'intensité  $I = 0,4$  A.

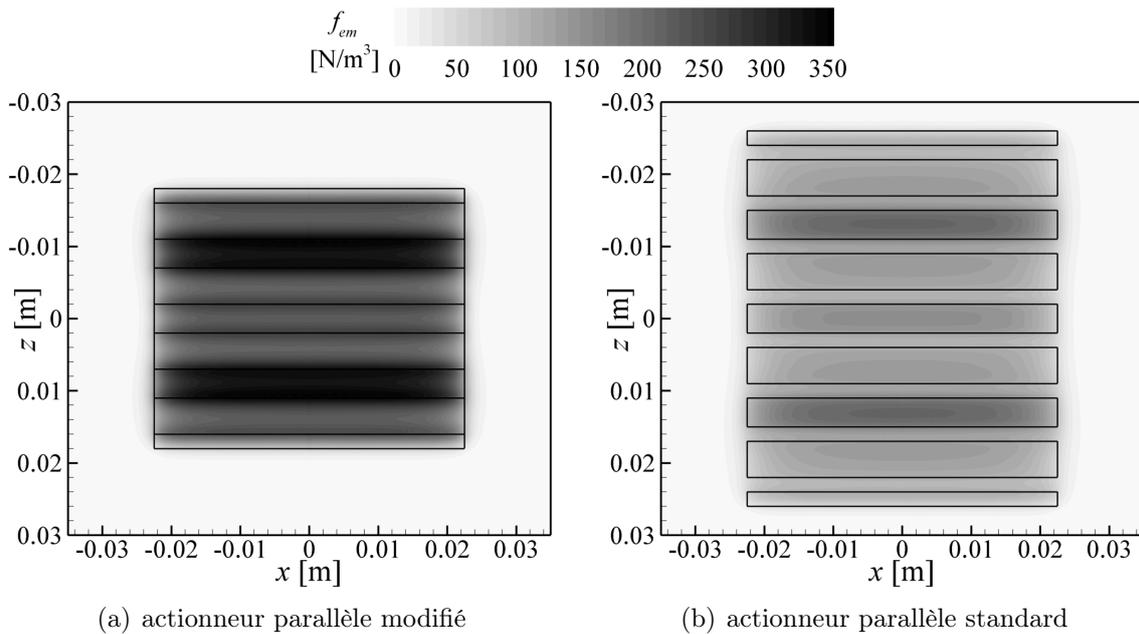


FIGURE 9.59 – Champ de force généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (norme de la force dans le plan  $y = 1$  mm).

Cette intensification du champ de force électromagnétique ne présente pas un impact visible sur l'aspect du volume électromagnétique, comme le montre la Figure 9.60. Dans le cas de l'actionneur modifié, le volume électromagnétique est plus

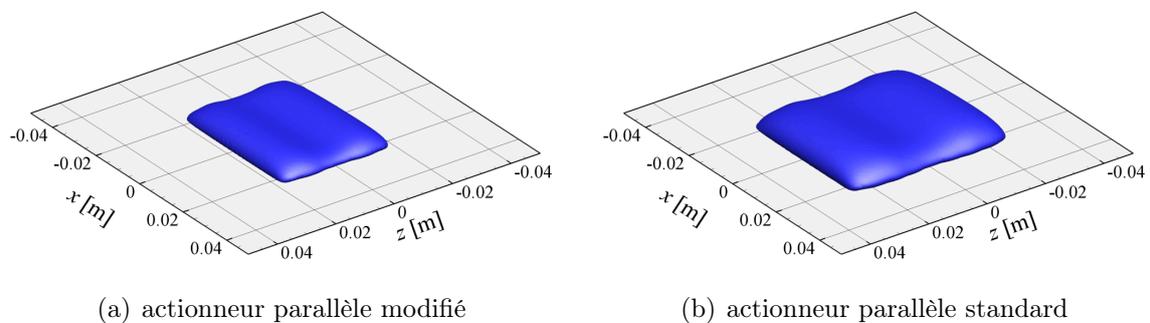


FIGURE 9.60 – Comparaison entre l'aspect 3D du volume électromagnétique de l'actionneur parallèle modifié et de l'actionneur parallèle standard à l'instant  $t = 5$  s.

petit que celui de l'actionneur standard, mais cela est proportionnel aux dimensions externes des deux actionneurs. Néanmoins, la différence est très marquante en ce qui concerne les échelles caractéristiques du forçage, tracées dans la Figure 9.61, où nous pouvons observer une augmentation significative de  $g_{em}$  et  $U_{em}$  alors que, rappelons-le, l'énergie électrique consacrée au forçage est inchangée.

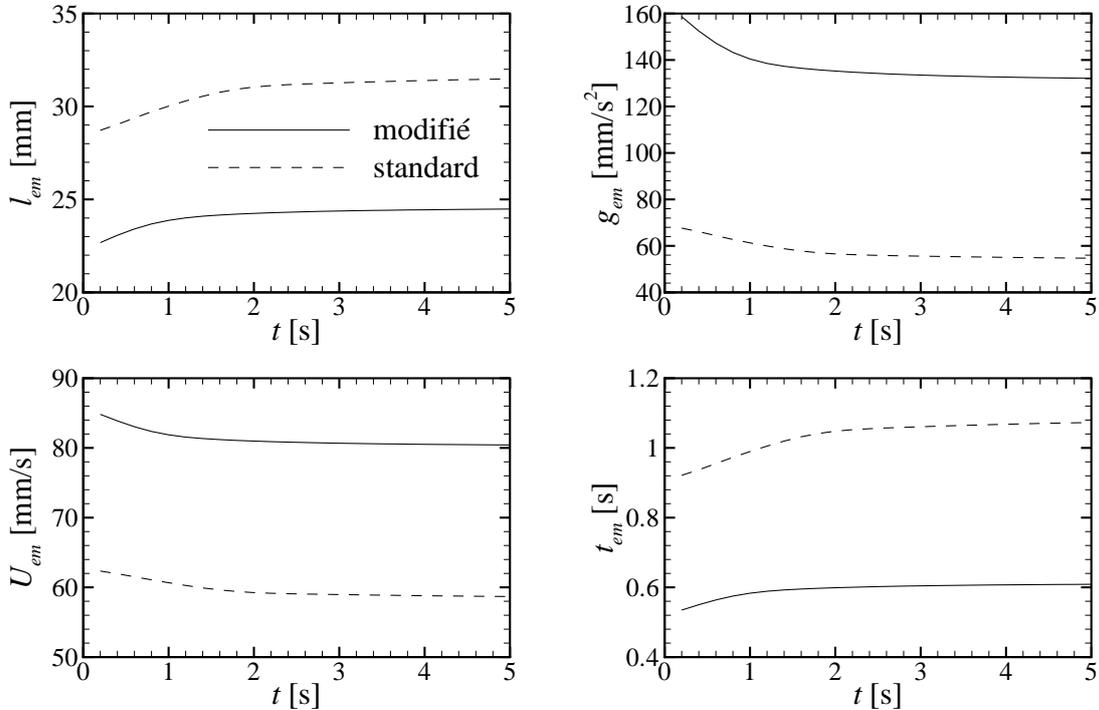


FIGURE 9.61 – Grandeurs électromagnétiques de l'actionneur parallèle modifié comparées à celles de l'actionneur parallèle standard.

Les Figures 9.62 à 9.64 montrent que la différence entre les écoulements produits par les actionneurs parallèles standard et modifié est significative. Néanmoins, contrairement au cas de l'actionneur normal modifié, ce changement ne peut pas

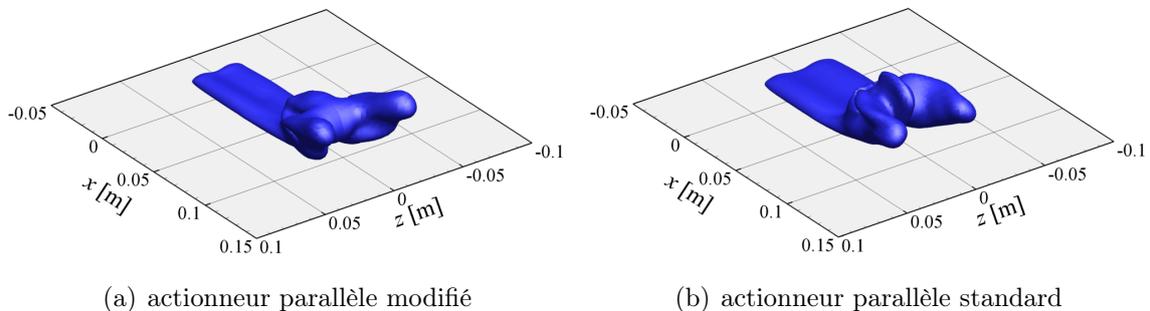


FIGURE 9.62 – Champ de vitesse généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (isosurface de la norme de la vitesse  $U = 10$  mm/s à l'instant  $t = 5$  s).

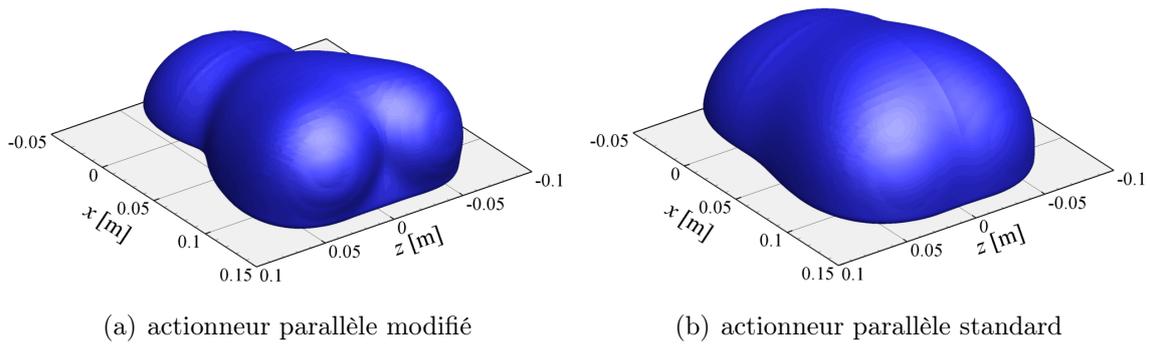


FIGURE 9.63 – Volume d'action de l'actionneur parallèle modifié comparé à celui de l'actionneur parallèle standard (à l'instant  $t = 5$  s).

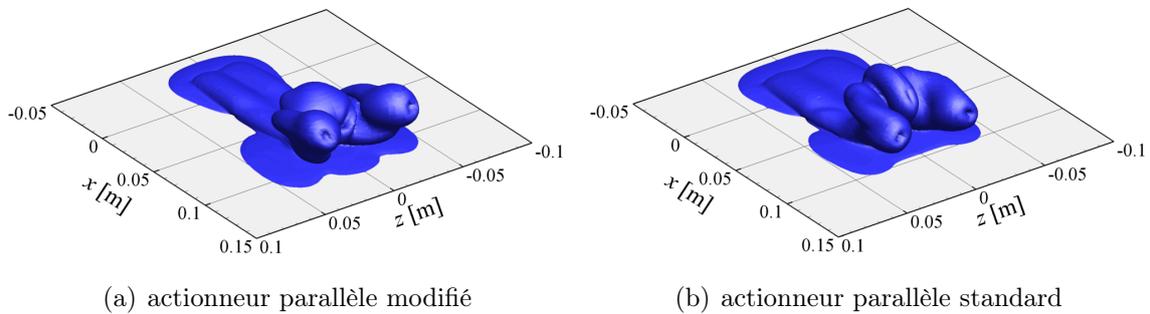


FIGURE 9.64 – Vorticité de l'écoulement généré par l'actionneur parallèle modifié comparé à celle de l'actionneur parallèle standard (isosurface de la norme de la vorticité  $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$  à l'instant  $t = 5$  s).

être dissocié de la différence entre les dimensions externes des actionneurs parallèles standard et modifié, qui peut jouer un rôle non négligeable.

Du point de vue énergétique, l'actionneur parallèle modifié produit plus de puissance propulsive utile et totale que l'actionneur standard, comme le montre la Figure 9.65. De plus, le rendement propulsif de l'actionneur modifié, défini comme le

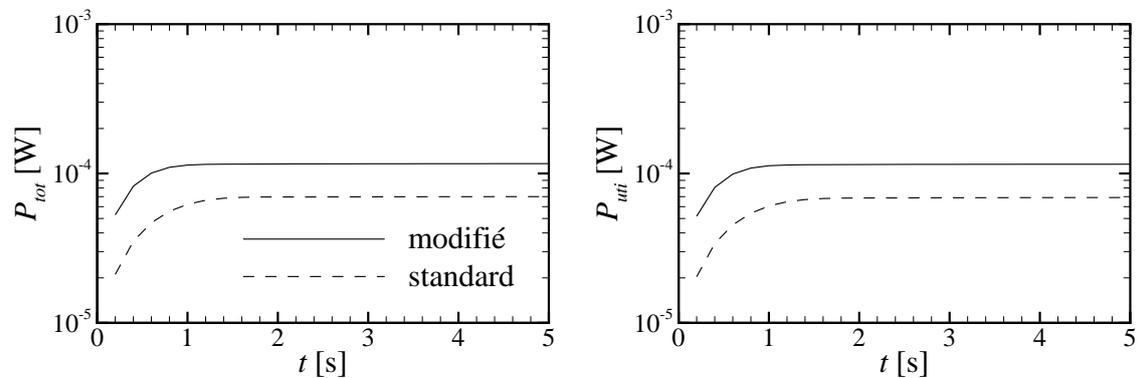


FIGURE 9.65 – Puissances propulsives totale et utile produites par l'actionneur parallèle modifié comparées à celles de l'actionneur parallèle standard.

rapport entre les puissances propulsives utile et totale, est amélioré par rapport à celui de l'actionneur standard, comme le montre la Figure 9.66.

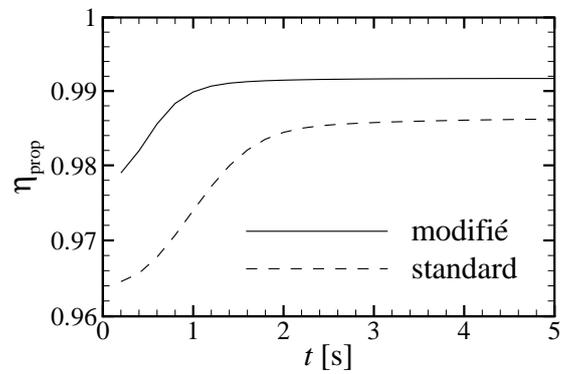


FIGURE 9.66 – Comparaison entre le rendement propulsif de l'actionneur parallèle modifié et celui de l'actionneur parallèle standard.



# Chapitre 10

## Écoulement en tunnel hydrodynamique

Le forçage d'un écoulement initialement au repos, présenté dans le chapitre précédent, a constitué un excellent moyen de valider les approches croisées modélisation – simulation – expérience. Bien évidemment, le contexte applicatif du contrôle électromagnétique se situe dans le domaine des configurations où un écoulement externe existe, sauf dans les cas particuliers d'une recherche visant à produire un écoulement présentant une topologie choisie à partir d'un écoulement au repos (Verdoold *et al.*, 2003). Ce chapitre est donc consacré à des configurations plus proches de l'application, réalisées dans le tunnel hydrodynamique décrit au Chapitre 5 ou à travers des simulations numériques de géométrie proche de celles des expériences.

### 10.1 Procédures

#### 10.1.1 Configuration expérimentale en tunnel

L'actionneur est installé à la position 4 (cf. Figure 5.4 page 84), de sorte que le centre de l'actionneur se situe à 770 mm de l'entrée de la veine d'essais. L'actionneur se trouve sur la paroi supérieure de la veine d'essais, comme illustré dans la Figure 5.3, et son orientation est ajustée de façon à ce que son plan de symétrie coïncide avec celui de la veine d'essais.

La vitesse débitante  $U_{deb}$  de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais est calculée à l'aide du débit volumique mesuré par le débitmètre magnétique, à travers l'expression

$$U_{deb} = \frac{Q}{A} \quad (10.1)$$

où  $Q$  est le débit volumique et  $A$  est la section de la veine d'essais ( $100 \times 100$  mm). À cause des couches limites qui se développent sur les parois de la veine d'essais, la vitesse de l'écoulement non perturbé au cœur du canal  $U_\infty$  est plus importante que  $U_{deb}$  (cf. Annexe A).

À l'instant  $t = 0$  l'actionneur est alimenté en courant électrique continu et le champ de vitesse à proximité de l'actionneur est mesuré à l'aide de la technique PIV pendant 10 s. Les doublets d'images sont acquis avec une fréquence de 10 Hz.

### 10.1.2 Simulations numériques

Les simulations numériques de l'écoulement en canal forcé par un actionneur électromagnétique ont été conduites selon les procédures décrites dans le Chapitre 4. Le maillage parallélépipédique utilisé, ainsi que les conditions aux limites imposées à chaque face du canal, sont décrits dans l'Annexe C.

Le profil de vitesse imposé à l'entrée du canal a été calculé à partir de la solution de Blasius pour une couche limite laminaire sur une plaque plane (Blasius, 1908). Cette solution a été adoptée pour éviter de calculer le développement d'une couche limite laminaire sur une grande longueur de paroi. Même si une couche limite de type canal plan n'est pas *a priori* tout à fait identique à une couche limite de type plaque plane, celles-ci sont comparables dans la région de développement proche de l'entrée du canal.

La solution de Blasius étant probablement la plus célèbre solution d'une couche limite laminaire, nous nous restreindrons ici à en rappeler les grandes lignes (White, 1974). En utilisant la condition d'adhérence à la paroi, le problème est réduit à une seule équation intégrodifférentielle

$$u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \left( \frac{\partial}{\partial x} \int_0^y u \, dy \right) = U \frac{dU}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10.2)$$

qui peut être réduite à une équation différentielle ordinaire si l'on combine les deux coordonnées spatiales en une seule variable  $\eta(x,y)$ , soit

$$f''' + f f'' = 0 \quad (10.3)$$

où

$$f'(\eta) = \frac{u}{U} \quad \text{et} \quad \eta = y \sqrt{\frac{U}{2\nu x}} \quad (10.4)$$

avec

$$f(0) = f'(0) = 0 \quad \text{et} \quad f'(\infty) = 1 \quad (10.5)$$

Malgré sa forme très simple en apparence, l'équation (10.3) ne connaît pas encore de solution analytique exacte. Pour cela, nous avons utilisé une méthode numérique de Runge-Kutta (White, 1974) afin de calculer les valeurs de la fonction  $f(\eta)$  et de ses dérivées à partir desquelles nous pouvons reconstruire le profil de vitesse à l'aide des expressions suivantes :

$$\frac{u}{U} = f'(\eta) \quad \text{et} \quad \frac{v}{U} = \frac{\eta f'(\eta) - f(\eta)}{\sqrt{2Re_x}} \quad (10.6)$$

où  $Re_x = Ux/\nu$  est le nombre de Reynolds basé sur la distance  $x$  de l'origine de la couche limite.

À partir de ces résultats, il est possible de calculer l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  comme

$$\delta \approx 3,5 \sqrt{\frac{2\nu x}{U}} \quad \text{ou} \quad \frac{\delta}{x} \approx \frac{5,0}{\sqrt{Re_x}} \quad (10.7)$$

ainsi que les épaisseurs de déplacement  $\delta_1$  et de quantité de mouvement  $\delta_2$

$$\delta_1 \sqrt{\frac{U}{2\nu x}} = \int_0^\infty (1 - f') d\eta = \lim_{\eta \rightarrow \infty} (\eta - f) = 1,21678 \quad \text{ou} \quad \frac{\delta_1}{x} = \frac{1,7208}{\sqrt{Re_x}} \quad (10.8)$$

$$\delta_2 \sqrt{\frac{U}{2\nu x}} = \int_0^\infty f'(1-f')d\eta = f''(0) = 0,4696 \quad \text{ou} \quad \frac{\delta_2}{x} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}} \quad (10.9)$$

L'origine de la couche limite laminaire de Blasius se situe à 500 mm en amont de l'entrée du domaine de calcul. Le forçage électromagnétique est appliqué à l'instant  $t = 0$  et la solution instationnaire de l'écoulement est calculé jusqu'à l'instant  $t = 5$  s.

## 10.2 Forçage d'une couche limite laminaire

Contrairement au cas du forçage d'un écoulement initialement au repos, le forçage d'un écoulement ayant une vitesse de convection non nulle peut être paramétré par le nombre de Stuart. Dans le cadre de cette étude, les échelles de vitesse et de longueur de l'écoulement choisies sont la vitesse de l'écoulement externe  $U_\infty$  et l'épaisseur  $\delta_1$  de la couche limite laminaire à l'entrée du canal. Le nombre de Stuart a été fixé à  $St = 1$ , c'est à dire que les forces électromagnétiques sont du même ordre de grandeur que les forces d'inertie de l'écoulement. L'écoulement étudié possède un nombre de Reynolds  $Re_x = 5 \cdot 10^4$  (à l'entrée du canal), de sorte que la couche limite reste laminaire.

### 10.2.1 Actionneur normal

L'actionneur normal possédant deux plans de symétrie (cf. Figure 9.2), nous nous sommes intéressés à l'effet de l'orientation de l'actionneur par rapport à la direction de l'écoulement externe. La Figure 10.1 illustre l'actionneur normal installé dans le domaine de calcul, de façon à ce qu'un de ses plans de symétrie coïncide avec le plan de symétrie du maillage. L'appellation « axiale » et « transversale » de l'orientation est liée à la direction des forces principales générées au-dessus des électrodes (cf. Figure 8.8 page 121).

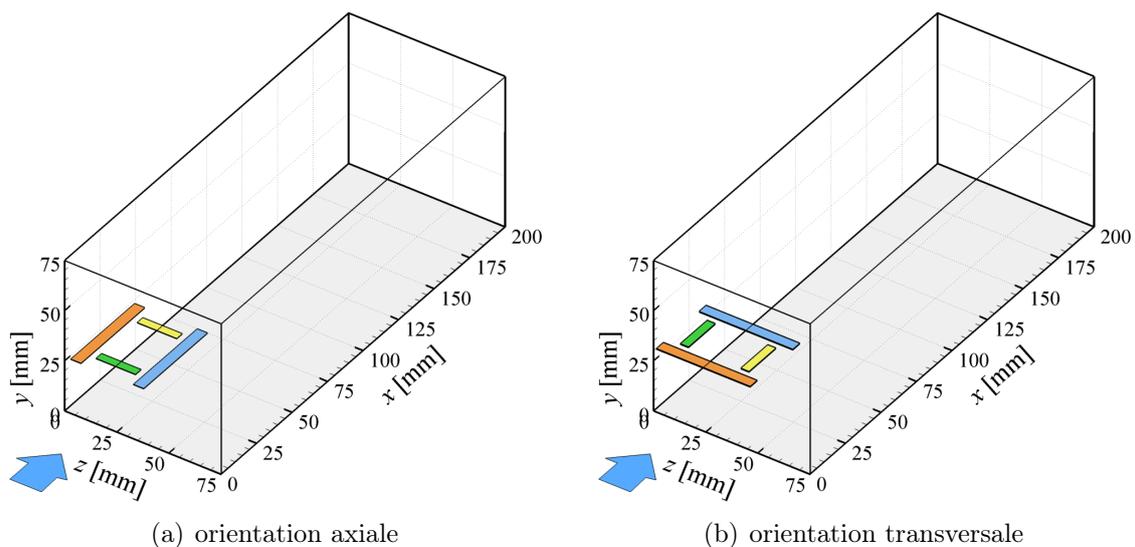


FIGURE 10.1 – Schéma du domaine de calcul et des deux orientations de l'actionneur normal : (a) axiale ; (b) transversale.

Afin de permettre l'observation de l'effet du forçage électromagnétique sur l'écoulement moyen, nous utiliserons la différence entre le champ de vitesse forcé et le champ de vitesse non forcé (solution de Blasius), que nous appellerons la « modification de la vitesse », notée  $U_{mod} = U_{on} - U_{off}$ . La Figure 10.2 présente des isosurfaces des trois composantes de la modification de la vitesse de l'écoulement forcé par un actionneur normal orienté de façon axiale et transversale. Les différences importantes entre la configuration dite axiale (Figure 10.2a) et dite transversale (Figure 10.2b) reposent directement sur la disproportion entre les forces développées au-dessus des électrodes (intenses) et celles développées au-dessus des aimants (faibles).

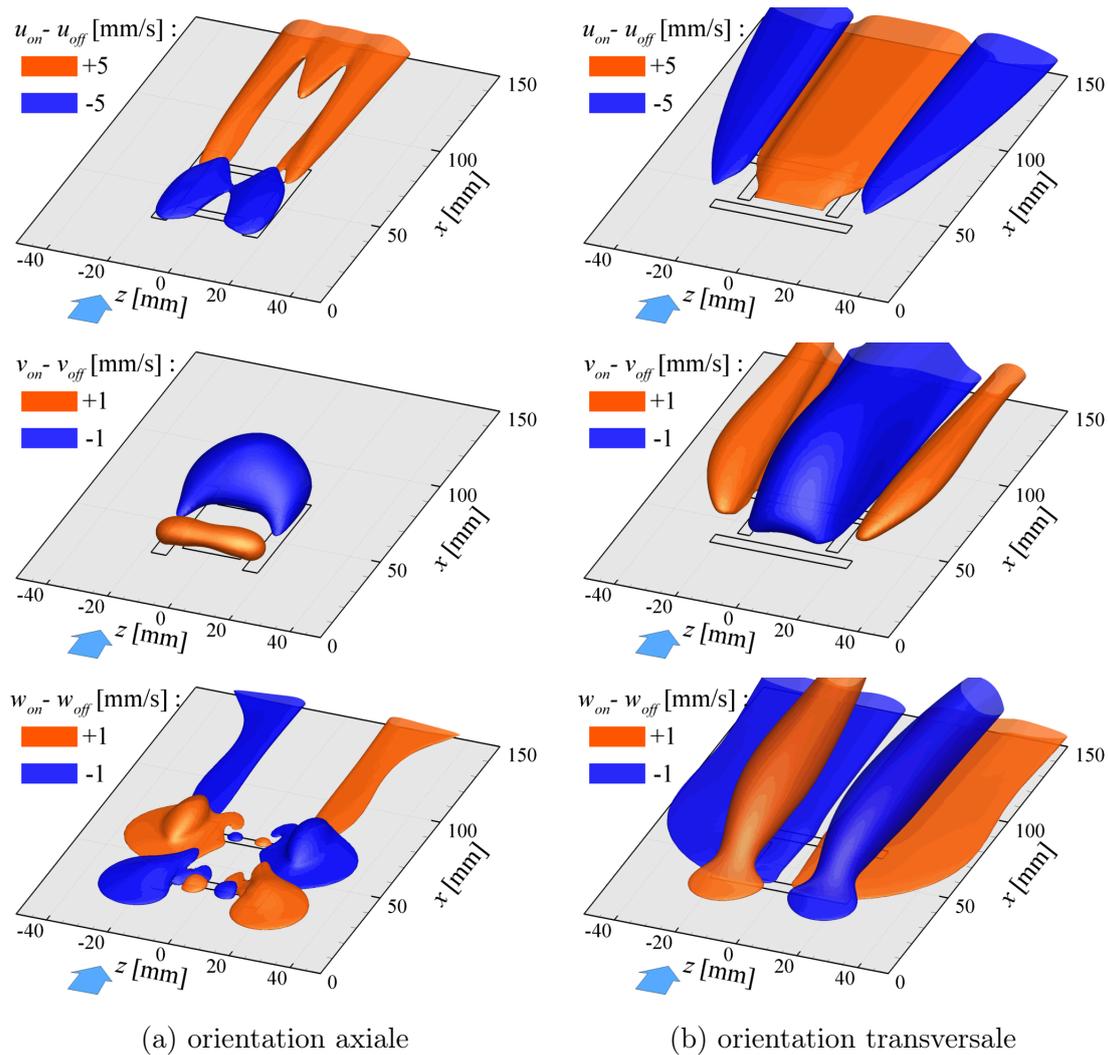


FIGURE 10.2 – Modification du champ de vitesse forcé par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale ( $t = 5$  s).

Malheureusement, les mesures PIV expérimentales n'ont pas pu fournir des résultats avec une qualité à la hauteur de nos attentes. Cela est dû au fait que le délai entre deux images d'un doublet doit être ajusté à la vitesse moyenne de l'écoulement, de sorte que le déplacement moyen des particules soit égal à environ 25% de la taille des fenêtres d'analyse. Or, pour un forçage à un nombre de Stuart unitaire, la modification du champ de vitesse est assez faible comparée à la vitesse de l'écoulement

moyen (à peine quelques pourcents), de l'ordre de la précision de la technique de PIV utilisée. À cela s'ajoute le fait que les petites bulles d'électrolyse s'accrochent à la paroi à proximité des électrodes et peuvent être à l'origine de poches de plus grande taille, qui perturbent à leur tour l'écoulement à proximité de l'actionneur.

La Figure 10.3 présente les deux composantes du champ de vitesse de l'écoulement forcé par un actionneur normal orienté de façon axiale, normalisées par la vitesse  $U_\infty$  de l'écoulement extérieur. Comme nous pouvons l'observer, les valeurs de la composante normale  $v$  atteignent à peine 2% de la vitesse de l'écoulement externe, de sorte que la fiabilité de ces mesures expérimentales est trop faible. À cet égard, la présence des bulles peut être détectée par les spots de vitesse à proximité des électrodes ( $x \approx \pm 20$  mm) sur la Figure 10.3(b).

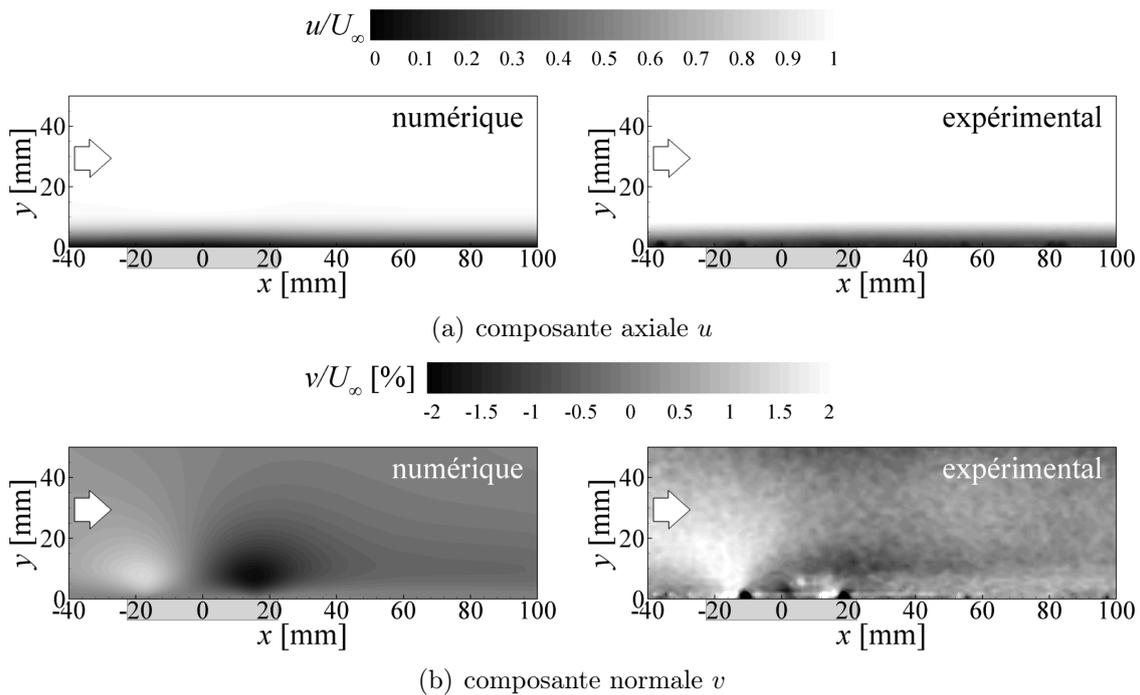


FIGURE 10.3 – Comparaison entre les champs de vitesse obtenus à partir des simulations numériques et des mesures PIV, pour un actionneur normal orienté de façon axiale.

En utilisant les mêmes méthodes que celles proposées au Chapitre 9 pour un écoulement initialement au repos, il est possible de déterminer le volume où le travail exercé par le champ de force électromagnétique est significatif. Les figures 10.4 et 10.5 présentent respectivement l'aspect 3D du volume électromagnétique d'un actionneur normal orienté de façon axiale et transversale. Comme nous pouvons l'observer, la forme du volume électromagnétique de l'actionneur normal dépend de son orientation et son volume est plus important si l'actionneur est orienté de façon transversale. Cette impression est confirmée par la Figure 10.6, qui présente l'évolution temporelle de la valeur du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur  $h_{em}$  du volume électromagnétique.

La Figure 10.7 présente l'évolution temporelle des grandeurs électromagnétiques du forçage produit par un actionneur normal en fonction de son orientation, où nous remarquons que l'accélération  $g_{em}$  et la vitesse  $U_{em}$  sont nettement plus im-

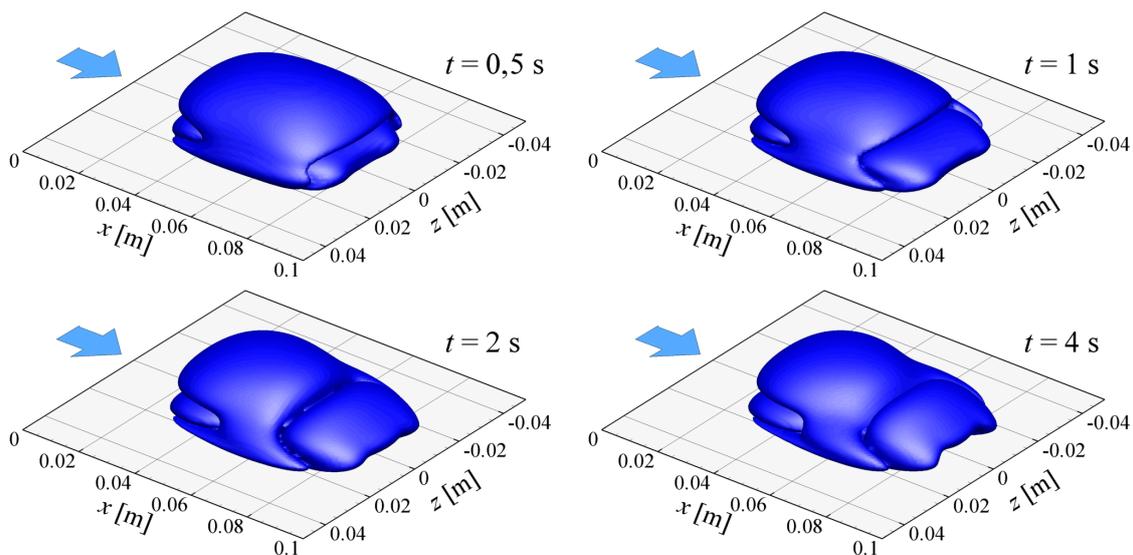


FIGURE 10.4 – Évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal orienté de façon axiale.

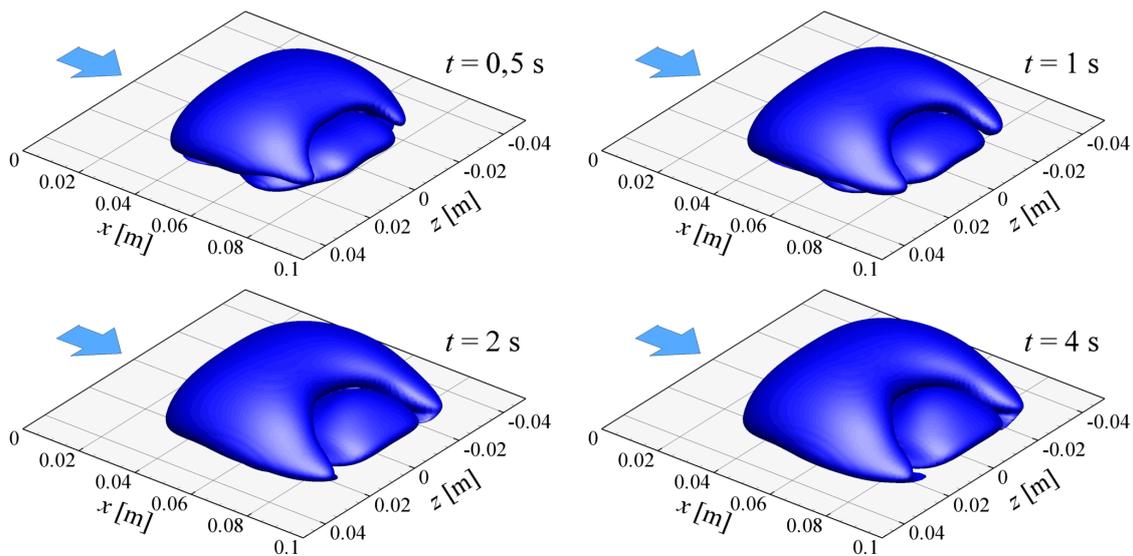


FIGURE 10.5 – Évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur normal orienté de façon transversale.

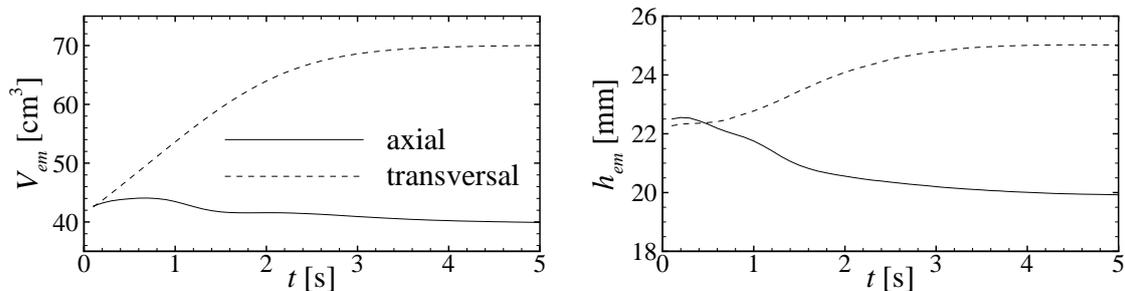


FIGURE 10.6 – Évolution temporelle du volume  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur  $h_{em}$  du volume électromagnétique d'un actionneur normal.

portantes si l'actionneur est orienté de façon axiale. Cela est dû au fait que, dans ce cas, les forces principales sont alignées dans la direction de l'écoulement moyen, tandis que pour l'orientation transversale, elles sont perpendiculaires à la direction de l'écoulement.

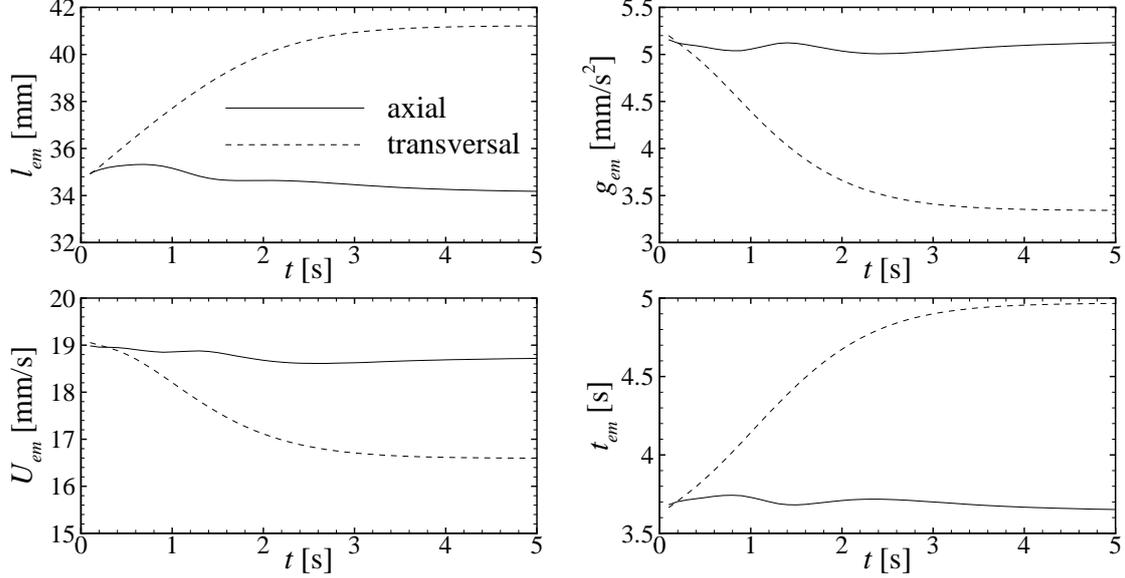


FIGURE 10.7 – Évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage électromagnétique d'un actionneur normal.

Une des caractéristiques marquantes du forçage électromagnétique produit par un actionneur normal est son caractère fortement tridimensionnel et non-homogène, comme nous l'avons montré dans le Chapitre 8. De cela il en résulte que le rotationnel du champ de force est une source de vorticité non négligeable. La Figure 10.8 présente des isosurfaces de la norme de la vorticité, calculée à partir du champ de vitesse (et non de la modification de la vitesse, comme précédemment) de l'écoulement for c  par un actionneur normal orienté de façon axiale et transversale. Comme nous pouvons l'observer, le forçage électromagnétique introduit de nouvelles composantes de vorticité ( $\omega_x$  et  $\omega_y$ ), puisque le champ de vorticité de l'écoulement non for c  ne possède que la composante transversale  $\omega_z$ .

Si l'objectif du contrôle électromagnétique est la réduction de la traînée de frottement, il est important d'étudier le comportement de la contrainte de cisaillement pariétal  $\tau_w$  de l'écoulement for c , défini comme

$$\tau_w = \rho\nu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (10.10)$$

  partir de laquelle il est possible de calculer le coefficient de frottement pariétal  $C_f$  comme

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_\infty^2} \quad (10.11)$$

La force de traînée  $F_D$  due au frottement pariétal peut être calculée comme

$$F_D = \frac{2}{\rho U_\infty^2} \int_A \tau_w dA \quad (10.12)$$

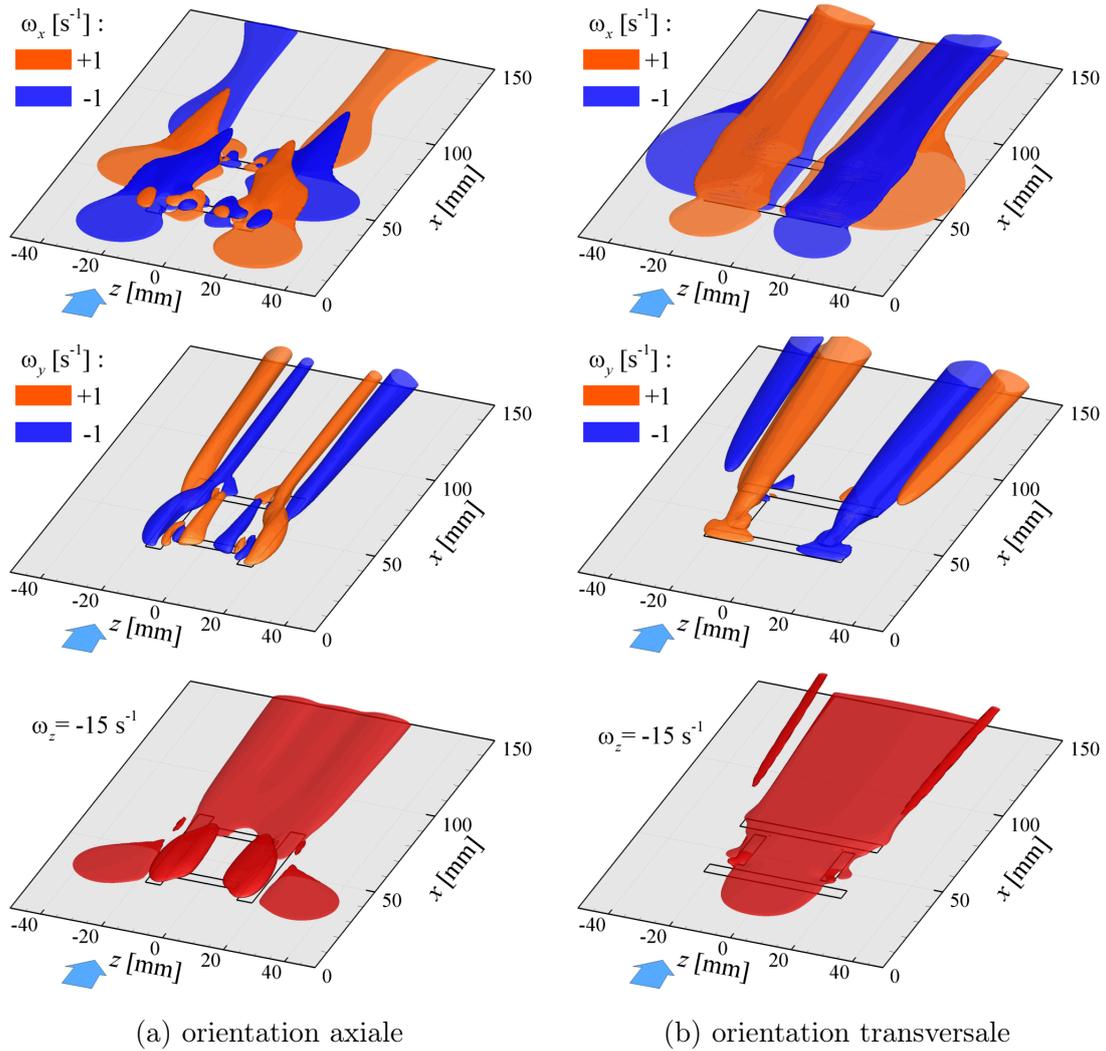


FIGURE 10.8 – Isosurfaces de la vorticité de l'écoulement modifié par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale.

où  $A$  est la surface de la plaque. Dans le cas du contrôle électromagnétique, la force totale qui agit sur la plaque est égale au frottement pariétal moins la poussée exercée par le champ de force électromagnétique, soit

$$F_D = \frac{2}{\rho U_\infty^2} \left( \int_A \tau_w dA - \int_{\mathcal{V}} \mathbf{f}_{em} d\mathcal{V} \right) \quad (10.13)$$

où  $\mathcal{V}$  est le volume fluide au-dessus de la plaque où le champ de force agit. Dans le cas d'un actionneur normal, du fait de la symétrie du champ de force, la force résultante est normale à la paroi, de sorte que la poussée exercée par le champ de force dans la direction de l'écoulement est nulle. Dans ce cas, la force de traînée est due seulement au frottement pariétal. À partir de la force de traînée  $F_D$ , nous pouvons calculer le coefficient de traînée  $C_D$  comme

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 A} \quad (10.14)$$

La Figure 10.9 présente l'évolution temporelle du coefficient de frottement pariétal de l'écoulement forcé par un actionneur normal. Dans les deux cas, l'accélération de l'écoulement à proximité de la paroi est responsable de l'augmentation locale du frottement pariétal par rapport au cas non forcé, principalement en aval de l'actionneur. Dans le cas de l'actionneur orienté de façon axiale, le frottement pariétal est réduit en amont de celui-ci. Cette diminution locale est due au ralentissement provoqué par les forces contraires au sens de l'écoulement moyen, produites au-dessus de

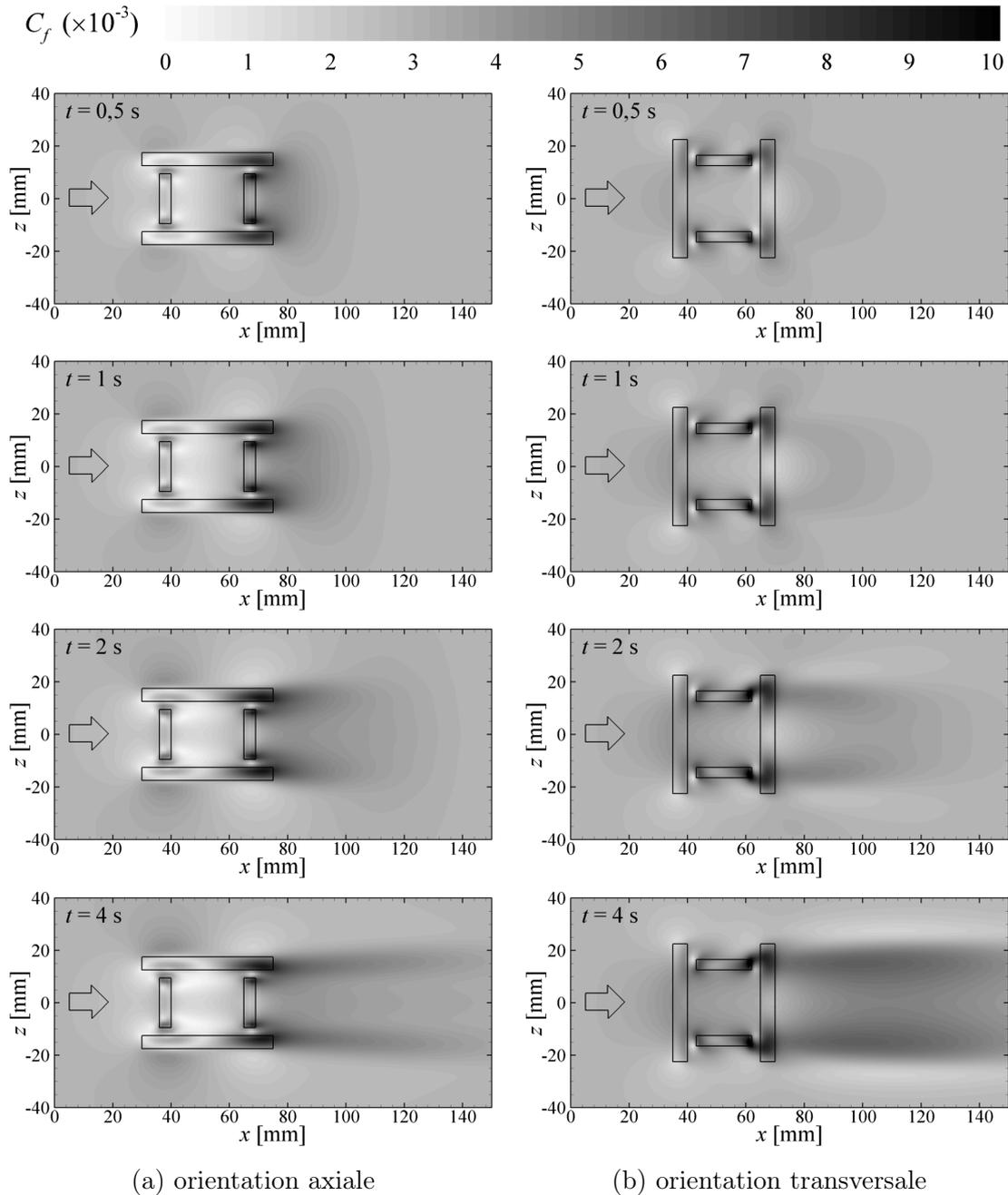


FIGURE 10.9 – Évolution temporelle du coefficient de frottement  $C_f$  de l'écoulement forcé par un actionneur normal ayant une orientation (a) axiale et (b) transversale.

l'électrode située en amont. Cette différence est visible sur le coefficient de traînée de la plaque contrôlée, présenté dans la Figure 10.10.

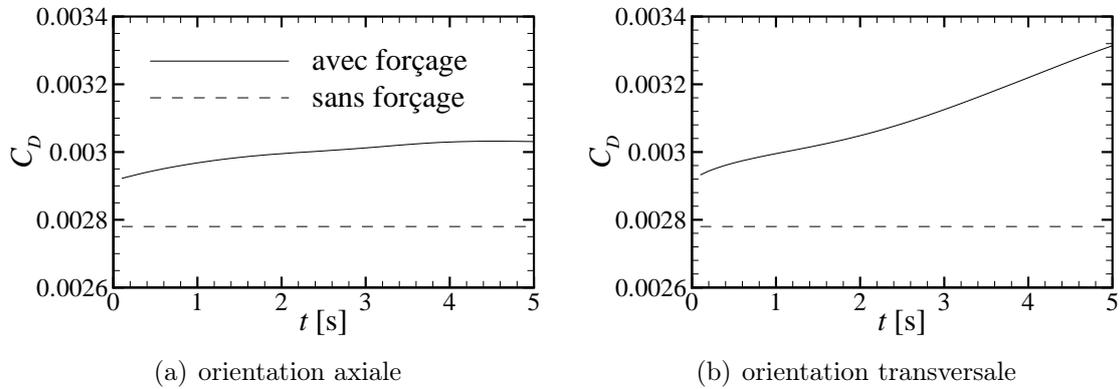


FIGURE 10.10 – Évolution temporelle du coefficient de traînée  $C_D$  de l'écoulement forcé par un actionneur normal.

### 10.2.2 Actionneur parallèle

La Figure 10.11 illustre l'actionneur parallèle installé dans le domaine de calcul, de façon à ce que son plan de symétrie coïncide avec le plan de symétrie du maillage. Contrairement à l'actionneur normal, le champ de force généré par l'actionneur parallèle ne possède qu'un plan de symétrie, comme illustré dans la Figure 9.2. Comme nous avons utilisé un plan de symétrie situé au centre du canal afin de réduire de moitié la taille du domaine de calcul, nous n'avons pas pu placer l'actionneur parallèle de façon transversale à la direction de l'écoulement. En fonction de la polarité des électrodes, le champ de force peut être orienté dans le sens de l'écoulement moyen où dans le sens opposé à celui-ci. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons seulement au cas où les forces sont alignées dans le sens de l'écoulement.

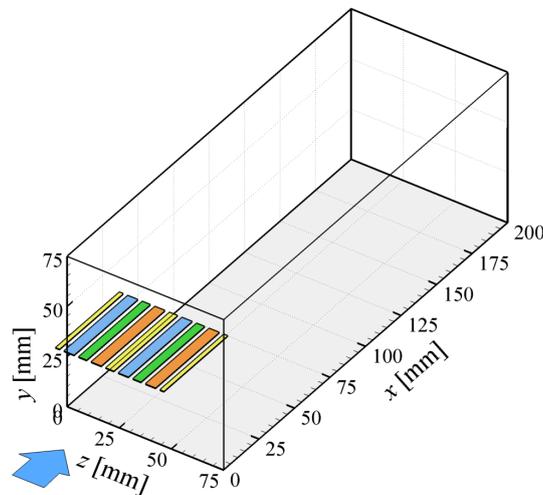


FIGURE 10.11 – Schéma du domaine de calcul et de l'orientation de l'actionneur parallèle.

L'incapacité de la PIV à mesurer avec précision la composante normale  $v$  s'applique aussi aux mesures effectuées pour l'actionneur parallèle, du fait de la faible intensité de  $v$  par rapport à la vitesse moyenne de l'écoulement. La Figure 10.12 présente les deux composantes du champ de vitesse de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle orienté de façon axiale, normalisées par la vitesse  $U_\infty$  de l'écoulement extérieur. Comme dans le cas de l'actionneur normal, les valeurs de la composante normale  $v$  atteignent à peine 2% de la vitesse de l'écoulement externe et, dans ce cas, la fiabilité des mesures expérimentales est trop faible.

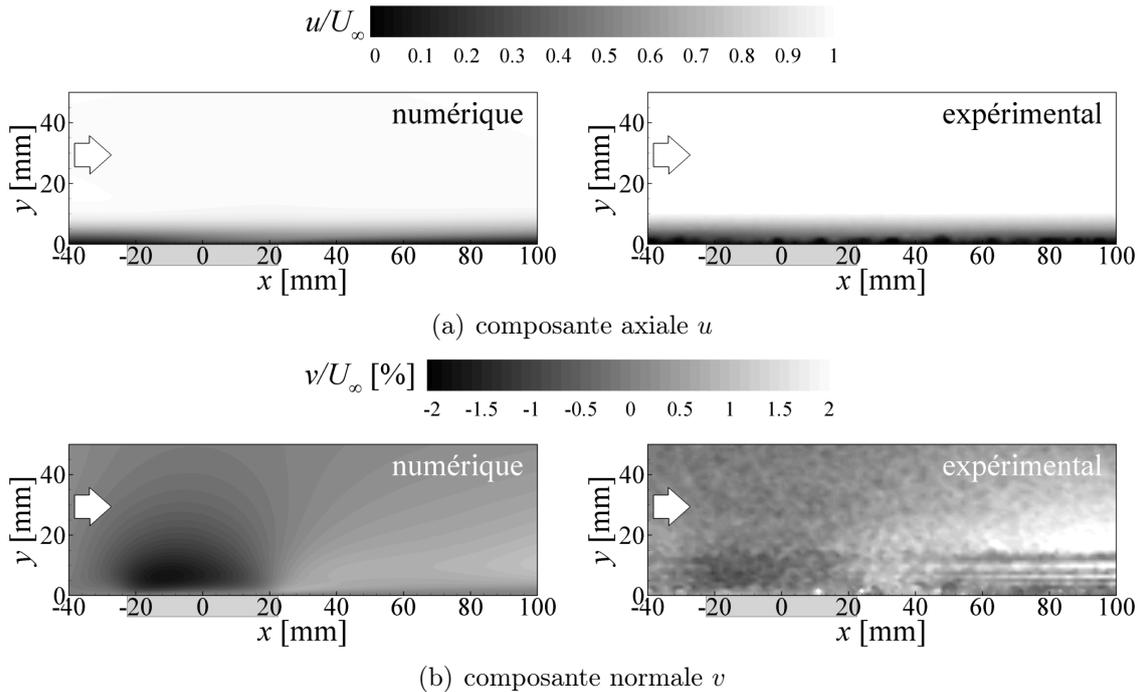


FIGURE 10.12 – Comparaison entre le champ de vitesse obtenu à partir des simulations numériques et des mesures PIV, pour un actionneur parallèle orienté de façon axiale.

De façon similaire à l'actionneur normal, l'observation de l'effet du forçage électromagnétique sur l'écoulement moyen est facilitée si nous utilisons la différence entre le champ de vitesse forcé et le champ de vitesse non forcé (solution de Blasius), appelée « modification de la vitesse » et notée  $U_{mod} = U_{on} - U_{off}$ . La Figure 10.13 présente des isosurfaces des trois composantes de la modification de la vitesse de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle, où nous pouvons constater que l'écoulement est accéléré par le champ de force au-dessus et en aval de l'actionneur. Cette accélération locale provoque un amincissement de la couche limite qui, par continuité, crée une zone où l'écoulement externe est aspiré vers la paroi.

De façon similaire au cas d'un écoulement initialement au repos, il est intéressant de déterminer le volume où le travail exercé par le champ de force électromagnétique est significatif. La Figure 10.14 présente l'aspect tridimensionnel du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle immergé dans une couche limite laminaire. Comme nous pouvons l'observer, la forme du volume électromagnétique est similaire à celle du forçage d'un écoulement initialement au repos. Cette tendance

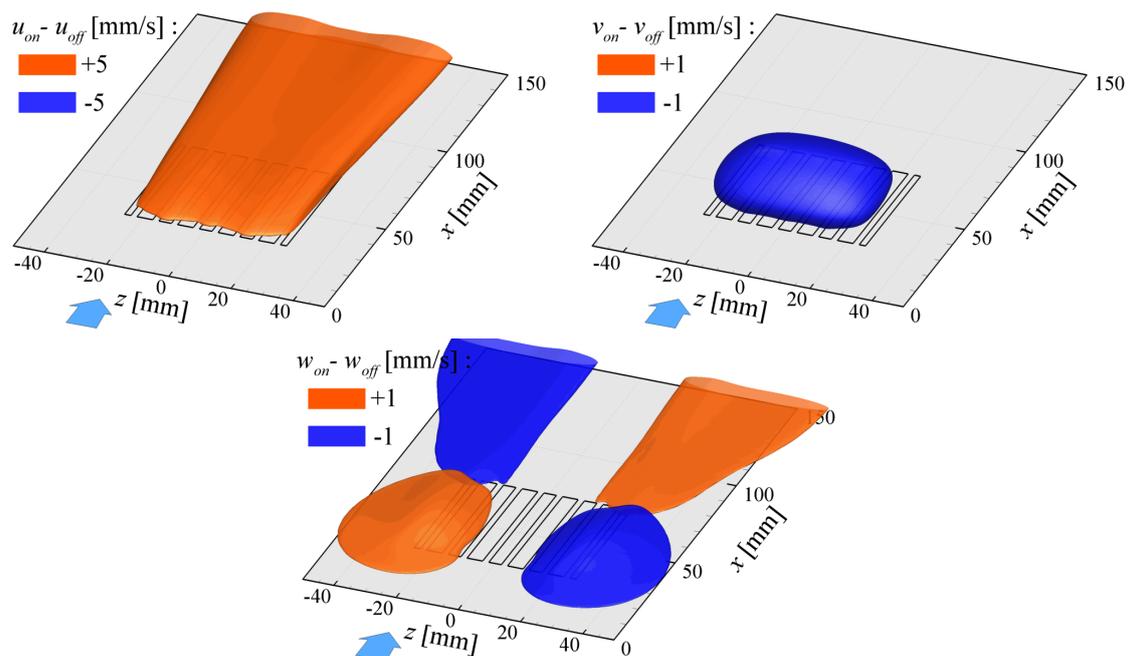


FIGURE 10.13 – Modification du champ de vitesse forcé par un actionneur parallèle.

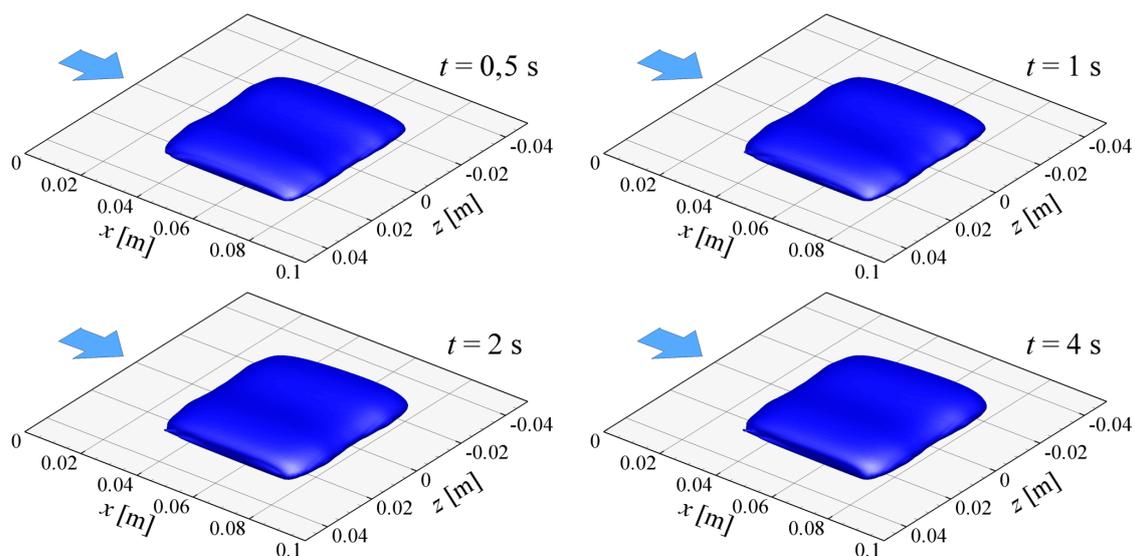


FIGURE 10.14 – Évolution temporelle de la forme du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle.

est confirmée par la Figure 10.15, qui présente l'évolution temporelle de la valeur du volume électromagnétique  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur  $h_{em}$  du volume électromagnétique.

La Figure 10.16 présente l'évolution temporelle des grandeurs électromagnétiques du forçage produit par un actionneur parallèle sur un écoulement externe (canal), et permet la comparaison avec le cas où celui-ci est immergé dans un volume initialement au repos (aquarium) avec une même intensité de forçage. Comme nous pouvons l'observer, les grandeurs électromagnétiques dans les deux cas sont tout à fait comparables.

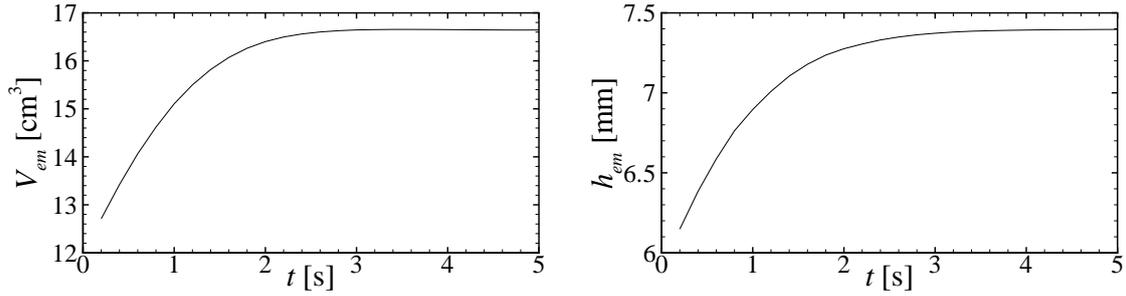


FIGURE 10.15 – Évolution temporelle du volume  $\mathcal{V}_{em}$  et de la hauteur  $h_{em}$  du volume électromagnétique d'un actionneur parallèle.

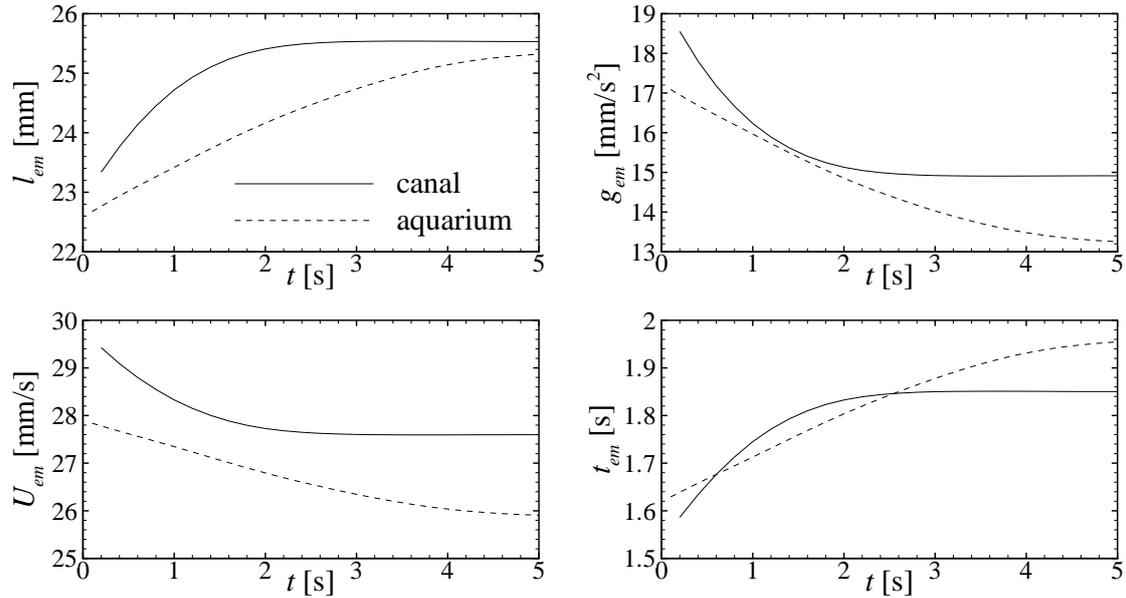


FIGURE 10.16 – Évolution temporelle des échelles caractéristiques du forçage électromagnétique d'un actionneur parallèle.

La Figure 10.17 présente des isosurfaces de la norme de la vorticité, calculée à partir du champ de vitesse (et non de la modification de la vitesse, comme précédemment) de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle orienté de façon axiale. Tout comme dans le cas de l'actionneur normal, le forçage électromagnétique introduit de nouvelles composantes de vorticité ( $\omega_x$  et  $\omega_y$ ), puisque le champ de vorticité de l'écoulement non forcé ne possède que la composante transversale  $\omega_z$ . Contrairement au cas du forçage d'un écoulement initialement au repos, il est difficile de faire la différence entre la vorticité due à la rotation ou celle due au gradient de vitesse.

La Figure 10.18 présente l'évolution temporelle du coefficient de frottement pariétal de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle orienté de façon axiale. De façon similaire à ce qui a été observé pour l'actionneur normal, l'accélération de l'écoulement à proximité de la paroi produit une augmentation locale du frottement pariétal par rapport au cas non forcé, principalement au-dessus de l'actionneur et en aval de celui-ci.

Dans le cas de l'actionneur parallèle orienté de façon axiale, la résultante du champ de force est alignée dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la poussée

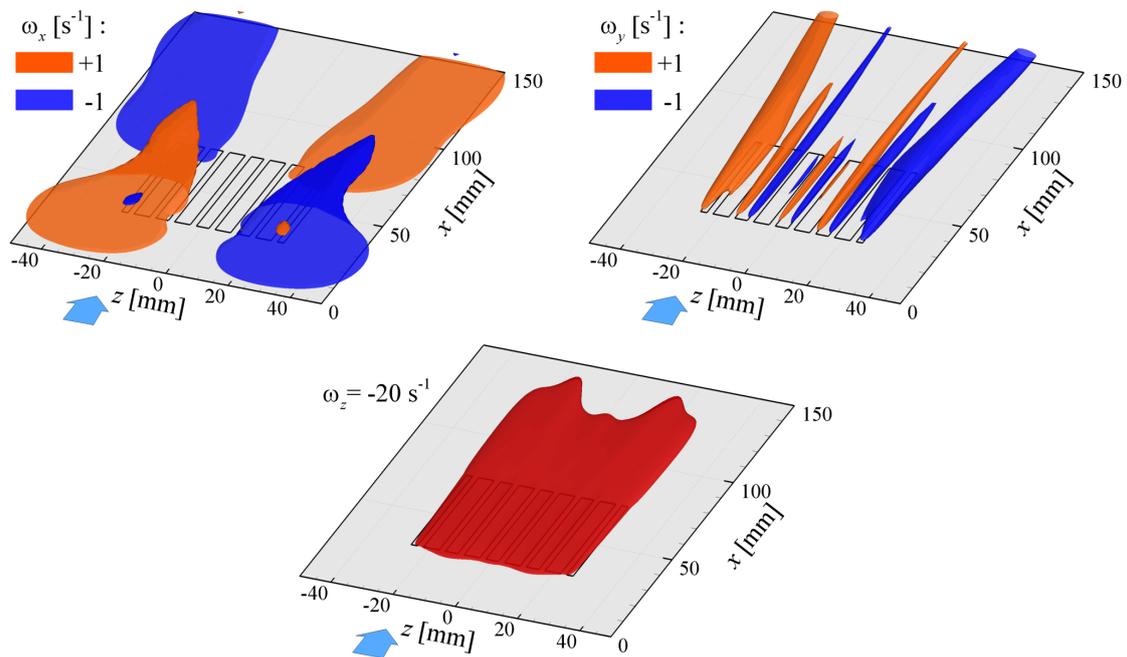


FIGURE 10.17 – Isosurfaces de la vorticité de l'écoulement modifié par un actionneur parallèle.

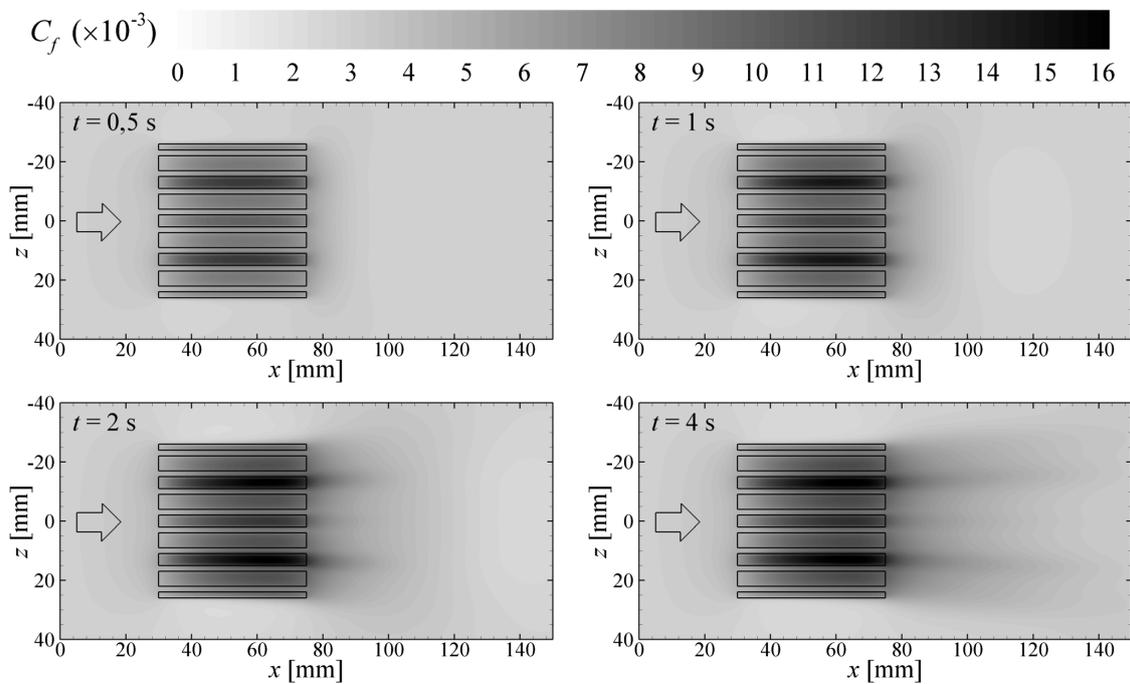


FIGURE 10.18 – Évolution temporelle du coefficient de frottement pariétal  $C_f$  de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle.

du champ de force doit être prise en compte dans le calcul de la force de traînée qui agit sur la plaque contrôlée, comme l'exprime l'équation (10.13). Le coefficient de traînée de la plaque contrôlée, présenté dans la Figure 10.19, a été calculé à partir de la force due uniquement au frottement (équation 10.12) et à partir de la force de traînée totale (équation 10.13), qui prend en compte la poussée du champ de force électromagnétique.

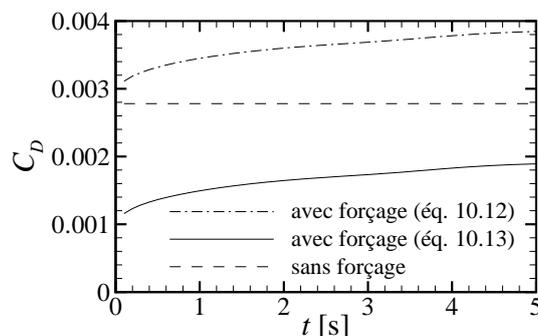


FIGURE 10.19 – Évolution temporelle du coefficient de traînée  $C_D$  de l'écoulement forcé par un actionneur parallèle.

Il est intéressant de noter que le coefficient de traînée dû au frottement de la plaque contrôlée est plus élevé que dans le cas non contrôlé, ce qui était attendu puisque la contrainte de cisaillement est augmentée par l'accélération de la couche limite. En revanche, la poussée exercée par le champ de force est plus importante que l'augmentation de la traînée de frottement, résultant en une diminution du coefficient de traînée par rapport au cas non contrôlé. Cependant, le coût énergétique du contrôle dépasse l'énergie économisée avec cette diminution de la traînée.

### 10.3 Forçage d'une couche limite turbulente synthétique

Une partie des travaux expérimentaux publiés sur le CEM d'une couche limite, tel que ceux de Nosenchuck & Brown (1993) et de Henoeh & Stace (1995), s'est principalement attachée à montrer son effet à l'aide de prototypes expérimentaux dans une approche globale. En plus, ces travaux reposent sur des configurations d'écoulement très complexes, qui ne permettent pas de dégager des conclusions tranchées sur les mécanismes dominants du CEM.

À ce jour il n'y a pas un accord consensuel sur l'ensemble des phénomènes complexes observés et mesurés en couche limite turbulente. Meng (1998) a proposé une représentation synthétique de ces phénomènes en les décrivant qualitativement aux diverses échelles de la couche limite. Cela dit, un certain consensus existe autour de l'existence de paquets (ou de trains) de structures en épingle à cheveux. Ces paquets de structures sont communément considérés comme les éléments porteurs de l'activité turbulente dans la couche limite (Robinson, 1991; Adrian *et al.*, 2000).

Acarlar & Smith (1987) ont montré qu'il était possible de produire des structures cohérentes en épingle à cheveux à l'aide de protubérances pariétales placées dans

une couche limite laminaire. La démarche proposée ici, dans la lignée des précédents travaux (Rossi & Thibault, 2002; Lindquist *et al.*, 2003), est de réaliser une expérience *benchmark* permettant de produire synthétiquement une allée de structures en épingle à cheveux dont les caractéristiques – taille et fréquence de lâché des structures – sont bien maîtrisées. Il devient alors possible d’analyser l’effet du forçage de telles structures sur une expérience en tunnel hydrodynamique (voir Figure 10.20). Cette couche est appelée « couche limite turbulente synthétique ».

Les travaux précédents ont montré la faisabilité du contrôle électromagnétique d’une telle couche limite. La présente étude poursuit cette investigation expérimentale, en associant des techniques de visualisation et de mesures PIV. Les structures cohérentes en forme d’épingle à cheveux sont produites par une protubérance hémisphérique de rayon  $R = 10$  mm et placée au centre de la paroi supérieur de la veine d’essais. L’actionneur électromagnétique est placé  $22R$  en aval de l’hémisphère, et orienté de façon à ce que les électrodes soient parallèles à l’écoulement. La Figure 10.20 illustre le montage utilisé.

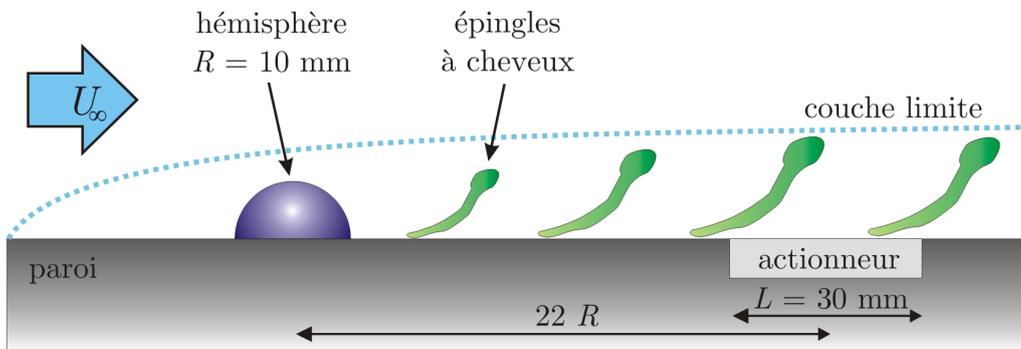


FIGURE 10.20 – Montage expérimental en tunnel hydrodynamique : lâché d’une allée de structures en épingle à cheveux par une hémisphère et forçage électromagnétique en aval.

La Figure 10.21 met en évidence une allée de structures en épingle à cheveux produite par l’hémisphère, pour un nombre de Reynolds  $Re_R = 400$  (sans forçage électromagnétique). La couche limite formée au-delà de  $x/R \approx 5$  (origine  $x$  centrée sur l’hémisphère) présente des spots de vorticité au niveau des « têtes » des épingles, comme le montre la Figure 10.21(b), où l’on peut observer aussi la trace des « jambes » des épingles proches de la paroi.

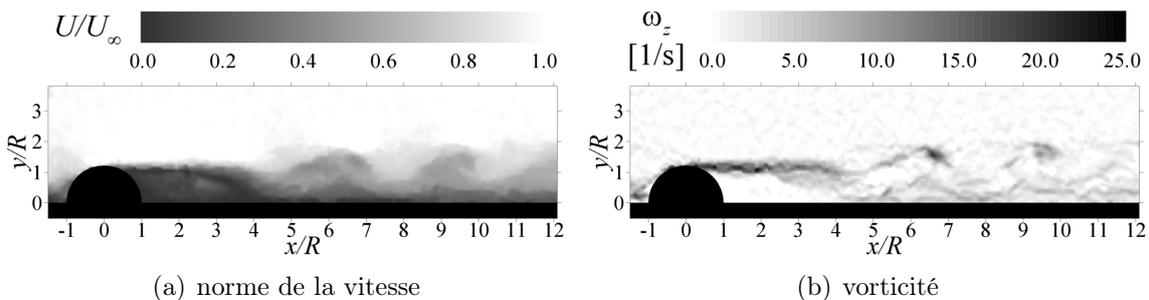


FIGURE 10.21 – Mesures PIV en aval d’une h miph re sans forçage électromagnétique ( $Re_R = 400$ ) : (a) norme de la vitesse ; (b) vorticité.

Afin de caractériser les structures cohérentes produites par l'hémisphère (sans forçage électromagnétique), la fréquence d'émission des épingle à cheveux a été mesurée pour une gamme de nombres de Reynolds allant de 400 à 1500. Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure 10.22. Les nombres de Reynolds et de Strouhal caractérisant le lâché périodique des structures sont définis comme

$$Re_R = \frac{U_\infty R}{\nu} \quad \text{et} \quad S = \frac{fR}{U_\infty} \quad (10.15)$$

où  $U_\infty$  est la vitesse au cœur de l'écoulement non perturbé,  $R$  est le rayon de l'hémisphère et  $f$  est la fréquence d'émission des structures en épingle à cheveux.

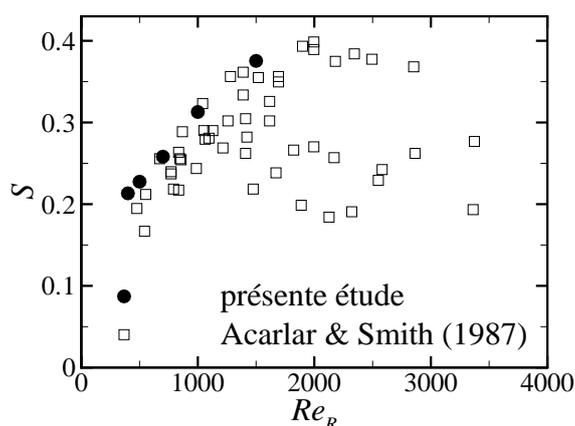


FIGURE 10.22 – Comportement du nombre de Strouhal  $S$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_R$ .

Les mesures PIV du champ de vitesse de l'écoulement forcé par l'actionneur électromagnétique ont été réalisées dans deux zones situées au-dessus et en aval de l'actionneur, comme l'illustre la Figure 10.23. Afin que la technique de PIV puisse mesurer avec précision les deux composantes de la vitesse ( $u$  et  $v$ ) de l'écoulement, nous avons utilisé un nombre de Reynolds relativement faible ( $Re_R = 500$ ).

Afin d'étudier l'effet du forçage électromagnétique sur l'allée de structures en épingle à cheveux, l'actionneur placé à  $22R$  en aval de l'hémisphère a été alimenté en courant continu d'intensité 1 A. La Figure 10.24(a) présente les champs de vitesse d'une allée de structures en épingle à cheveux *sans* forçage électromagnétique, où l'on peut observer que la cohérence des structures perdure dans tout le domaine de

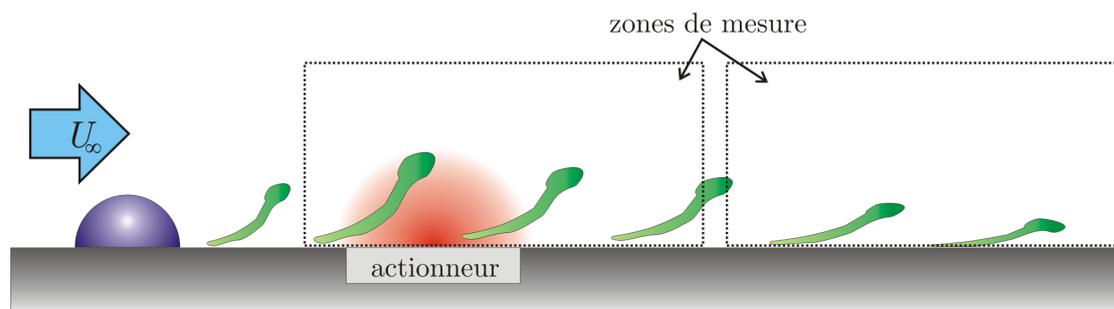


FIGURE 10.23 – Illustration schématique des zones de mesures PIV.

mesure. La Figure 10.24(b), quant à elle, présente les champs de vitesse *avec* forçage électromagnétique, où l'on peut observer la capacité du forçage électromagnétique à faire dégénérer rapidement les structures en aval de l'actionneur. En effet, la comparaison montre la quasi-disparition des structures, qui sont « écrasées » sur la paroi en aval de l'actionneur.

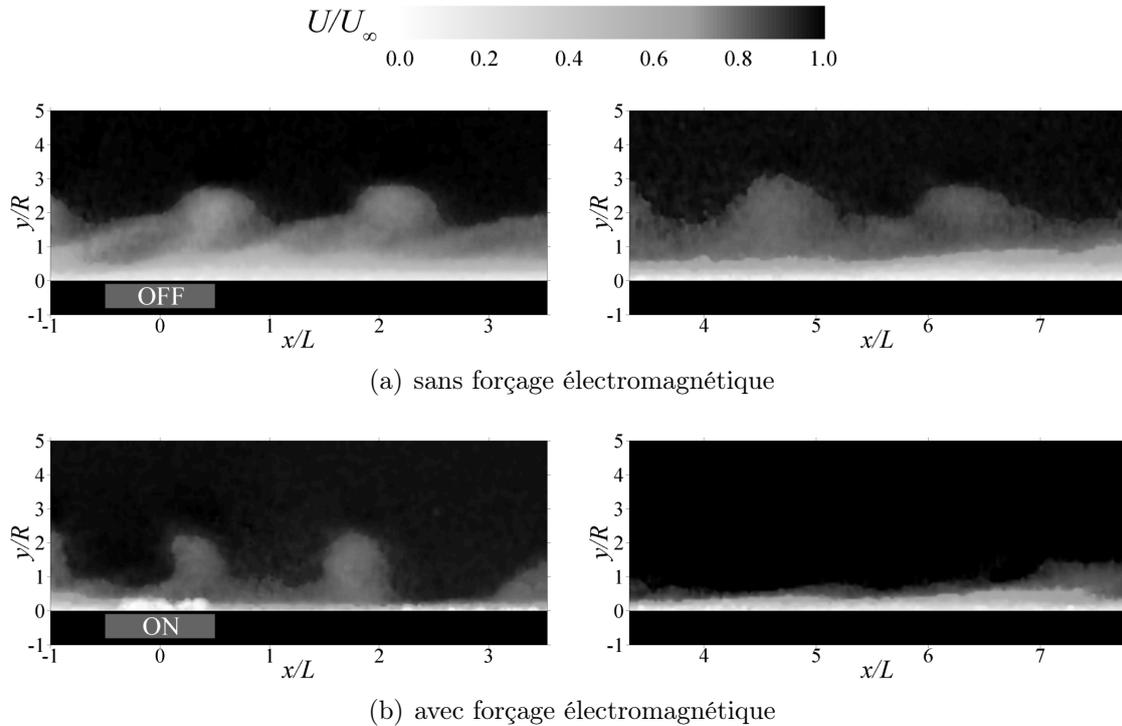


FIGURE 10.24 – Mesures PIV du forçage d'une allée de structures ( $Re_R = 500$ ) par un actionneur normal alimenté en courant électrique continu d'intensité  $I = 1 \text{ A}$  : (a) sans forçage ; (b) avec forçage (origine  $x$  centrée sur l'actionneur).

Cette expérience confirme quantitativement les expériences préliminaires de visualisation. Cela dit, les échelles retenues, imposées par des critères de faisabilité, touchent et dépassent même les limites dimensionnelles de notre section d'essais. En particulier, les perturbations liées aux effets du confinement ne peuvent pas être négligées. La poursuite de cette démarche serait tout à fait intéressante, mais elle nécessiterait la réalisation de cette expérience de couche limite turbulente « synthétique », soit dans un tunnel ayant une dimension transversale beaucoup plus importante, soit dans une expérience de plaque plane.

# Conclusions et perspectives

Ce travail sur le contrôle électromagnétique d'écoulement en eau de mer a permis un certain nombre d'avancées significatives. Sans en dresser un bilan exhaustif fastidieux, nous nous efforcerons d'identifier celles qui nous paraissent essentielles. Un ensemble de critères basés sur des bilans intégraux a été proposé, qui permet de fixer objectivement les échelles du forçage électromagnétique en terme de longueur, de temps, d'accélération et de vitesse, mais aussi celles de l'écoulement, comme la zone d'action et les bilans propulsifs locaux. Une modélisation des champs magnétique et électrique complétée par une méthode de résolution semi-analytique a produit des résultats tout à fait conformes à ceux de codes spécialisés. Le calcul des forces électromagnétiques a ainsi pu être intégré dans le code de simulation numérique d'écoulement et introduit comme terme source dans les équations du mouvement.

Des simulations d'écoulements concernant un ensemble de configurations tridimensionnelles d'écoulement laminaire, forcé ou non, ont été menées avec un code commercial. En parallèle, quelques expériences bien contrôlées et ne présentant pas d'effet notable de confinement indésirable ont été réalisées. Les comparaisons des simulations et des expériences ont permis une validation croisée dans les limites des mesures PIV réalisées. Ces validations constituent une bonne confirmation *a posteriori* de la modélisation des forces et de l'indépendance de celles-ci vis à vis de l'écoulement.

L'écoulement, quant à lui, est largement modifié par le forçage, voire même il résulte entièrement de celui-ci. Les bilans intégraux ont permis de mieux caractériser ces modifications. En dehors des situations qui ont servi à la validation croisée, de nombreuses simulations ont été réalisées qui démontrent, en particulier pour des écoulements initialement au repos, la grande sensibilité de la réponse de l'écoulement à la géométrie des actionneurs. Ainsi une première approche d'étude de sensibilité à la forme des actionneurs (à énergie d'activation constante) a démontré que des améliorations importantes pouvaient être obtenues. Cette démarche pouvant être reprise dans une réelle étude d'optimisation.

Concernant le volet expérimental, quelques limitations ont été mises en évidence. Les mesures PIV en tunnel hydrodynamique, où l'on observe des composantes de vitesse faibles devant la vitesse moyenne, n'ont pas été satisfaisantes. Ce point a été pénalisant pour la comparaison des expériences et des simulations en tunnel hydrodynamique. Ce dernier présente en plus des effets de confinement indésirables et difficilement quantifiables, puisqu'ils concernent principalement la direction transverse qui n'a pas fait l'objet de mesures. En contrepartie, les simulations du forçage d'écoulements initialement au repos ont confirmé qu'elles permettaient de mettre en œuvre une démarche rapide et rigoureuse, allant de la conception d'une géométrie

particulière d'actionneur à l'obtention du champ de vitesse 3D, avec une économie de coût et de temps considérable par rapport à une réalisation expérimentale.

Le contexte applicatif du contrôle électromagnétique a été exploré aussi bien pour des configurations en tunnel, se rapprochant d'une couche limite turbulente par une approche numérique et expérimentale, que pour des configurations d'écoulement autour d'un obstacle solide, cette fois sans expérience équivalente. De nombreuses perspectives se profilent à l'issue ce travail, celles que nous proposons ici nous ont semblé les plus significatives ou les plus accessibles. L'exploration du domaine applicatif, et ce depuis les premiers travaux publiés, a principalement visé la réduction de traînée. Les bilans énergétiques présentés montrent bien le modeste potentiel applicatif dans ce domaine. Par contre, il nous semble que cette exploration devrait plutôt se tourner vers des applications utilisant des géométries optimisées, en terme de forçage local d'écoulement destiné à prévenir la production locale et le lâché de structures liées à des singularités de paroi, voire plus largement destiné en terme de forçage global à la modification du sillage d'un objet solide. Un autre volet applicatif est largement ouvert autour d'applications académiques permettant de produire des expériences contrôlées produisant un forçage permanent ou instationnaire sans nécessité de pièces mobiles ou d'injection/aspiration de fluide à travers la paroi.

Le forçage parallèle en configuration transverse oscillée mérite aussi une poursuite dans la mesure où il constitue un moyen original de créer une excitation transversale périodique de l'écoulement sans nécessiter de paroi mobile et en offrant toute liberté sur le cycle d'oscillation. Les travaux peuvent être poursuivis et étendus à des actionneurs normaux ou parallèles multiples disposés en réseau. Les effets attendus d'une mise en réseau en terme d'intégration spatio-temporelle d'activations multiples doivent être confirmés. Les méthodes et moyens proposés ici pourront être utilisés, mais concernant le volet expérimental des améliorations s'imposent. En particulier, la construction d'une section d'essais présentant une longueur transverse typiquement cinq fois plus grande que l'actuelle permettrait une réduction notable des effets de confinement, ainsi que la réalisation de mesures de vitesse dans le plan transverse ou dans des plans diagonaux.

# Annexes



# Annexe A

## Écoulement dans la veine d'essais

Afin de caractériser l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais, nous avons réalisé des mesures PIV dans son plan médian vertical, en quatre positions réparties suivant la longueur de la veine d'essais, comme illustré dans la Figure A.1.

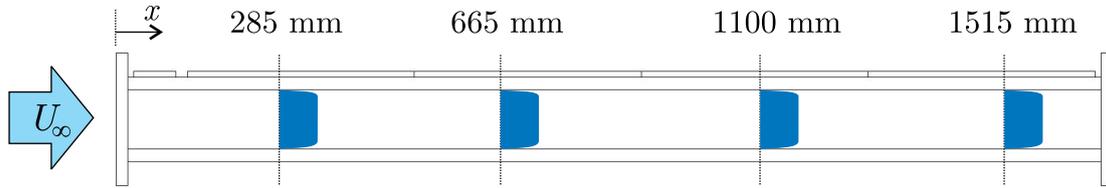


FIGURE A.1 – Positions de mesure des profils de vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais.

À chaque position, le profil de vitesse a été obtenu par la moyenne de 100 champs de vitesse indépendants, c'est à dire, acquis avec un intervalle de temps suffisamment grand pour que deux champs consécutifs soient complètement décorrélés entre eux. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans la Figure A.2. Comme nous pouvons l'observer, le profil de vitesse au cœur de l'écoulement est tout à fait uniforme, pour chaque valeur de la vitesse débitante  $U_{deb}$  et tout le long de la veine d'essais. La vitesse débitante de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais est calculée à partir du débit volumique  $Q$  mesuré à l'aide du débitmètre électromagnétique

$$U_{deb} = Q/A \quad (A.1)$$

où  $A$  est la section transversale de la veine d'essais. La vitesse au cœur  $U_{\infty}$  est la vitesse de l'écoulement non perturbé, c'est à dire, en dehors des couches limites qui se développent sur les quatre parois de la veine d'essais. Le Tableau A.1 présente les valeurs de la vitesse au cœur  $U_{\infty}$  pour différentes valeurs de la vitesse débitante  $U_{deb}$  et différentes positions  $x$  le long de la veine d'essais.

Malheureusement, la technique de mesure PIV ne permet pas de mesurer avec précision la composante normale  $v$ . En effet, le délai entre chaque image d'un doublet est ajusté à la vitesse moyenne  $U_{deb}$  de l'écoulement, laquelle est largement plus importante que la composante normale  $v$ . Cela s'applique aussi pour les fluctuations du champ de vitesse, à l'exception de la région proche de la paroi si la couche limite est turbulente. Dans ce cas, il est possible de déceler des fluctuations du champ de

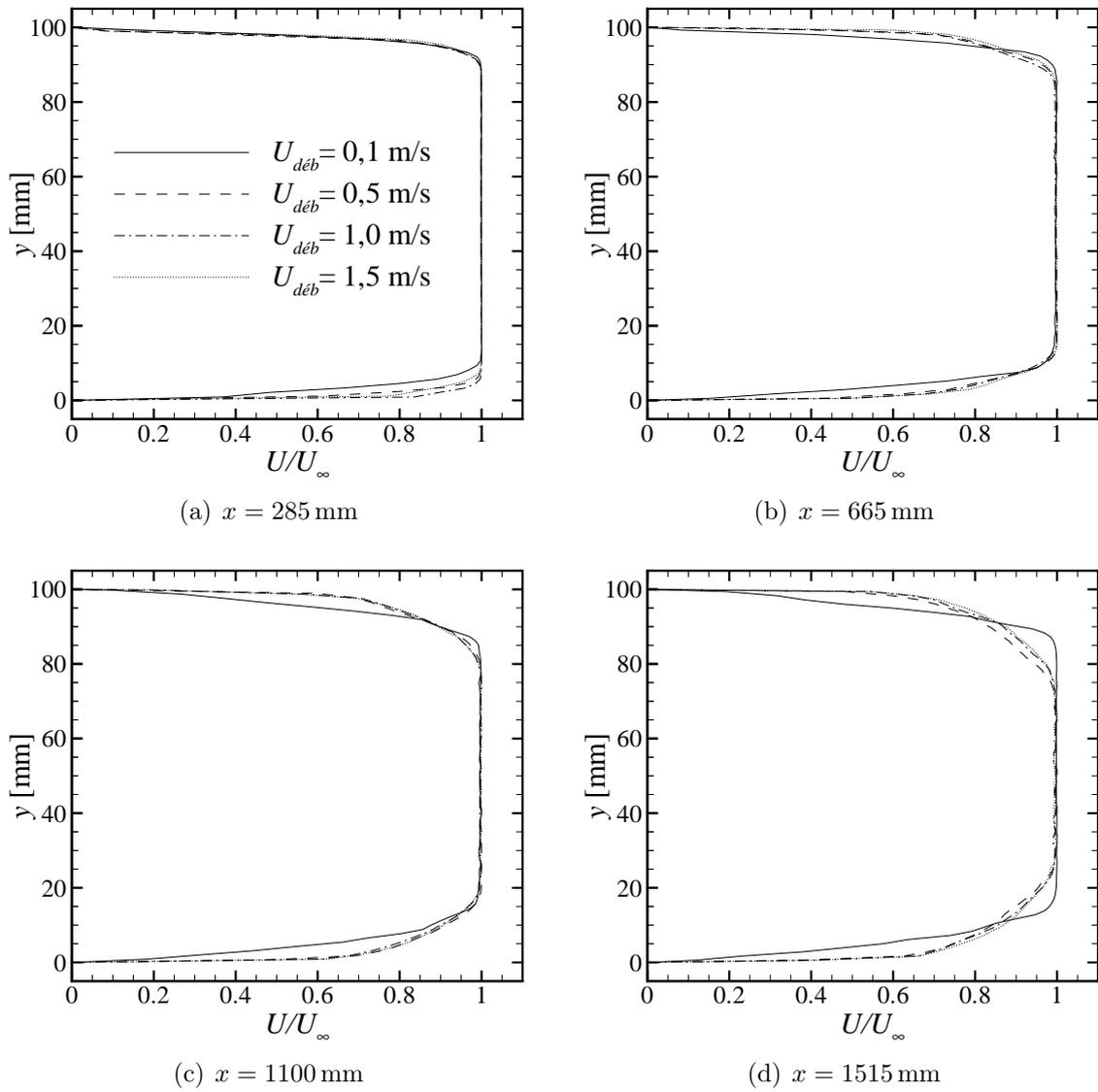


FIGURE A.2 – Profils de vitesse moyenne de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais.

$U_{deb}$ [m/s]	$U_{\infty}$ [m/s]			
	$x = 285$ mm	$x = 665$ mm	$x = 1100$ mm	$x = 1515$ mm
0,10	0,110	0,116	0,125	0,126
0,50	0,514	0,543	0,550	0,582
1,00	1,040	1,089	1,097	1,127
1,50	1,555	1,636	1,645	1,692

 TABLEAU A.1 – Valeurs de la vitesse au coeur  $U_{\infty}$  pour différentes valeurs de la vitesse débitante  $U_{deb}$  et différentes positions  $x$  le long de la veine d'essais.

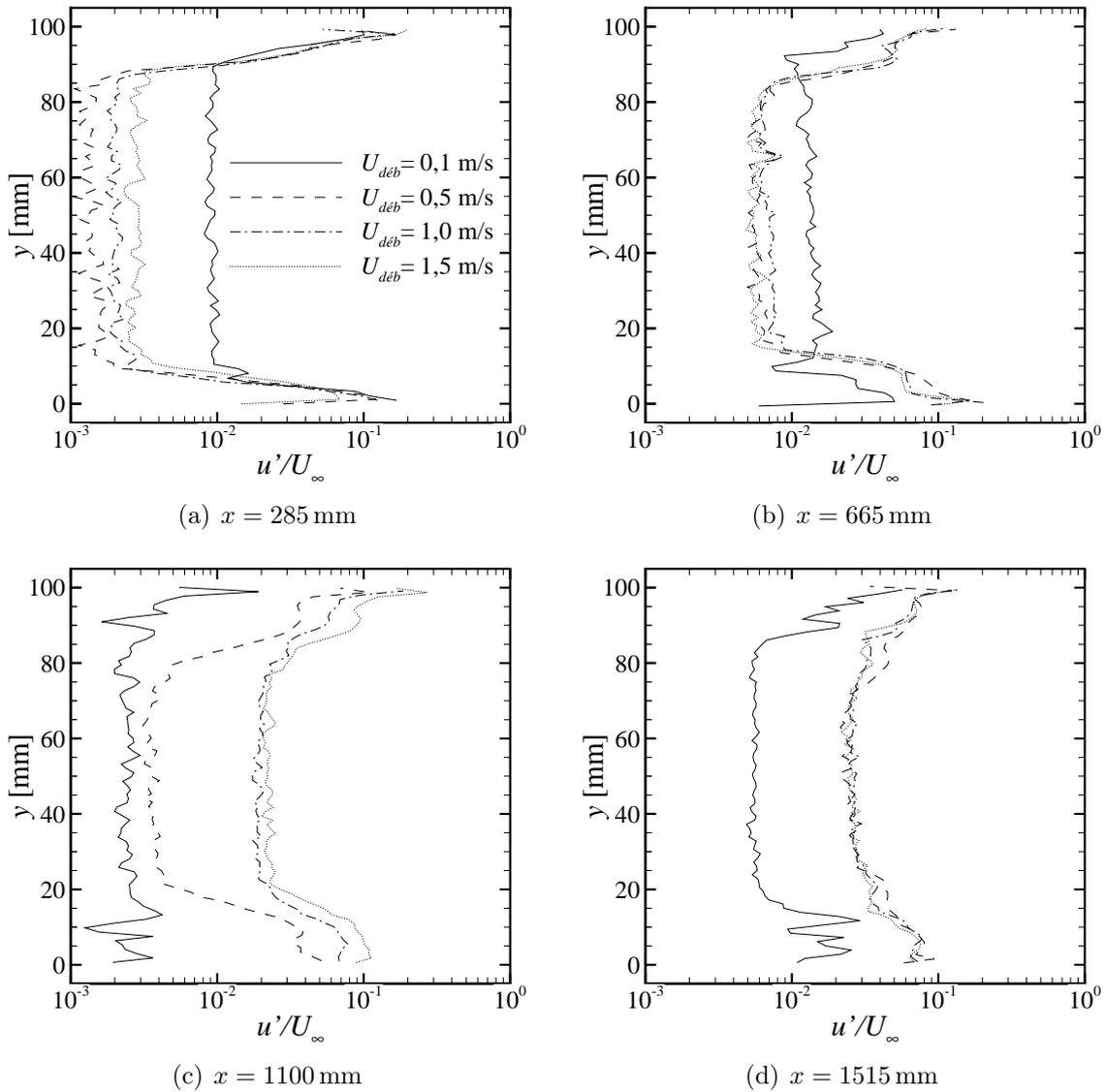


FIGURE A.3 – Profils de vitesse fluctuante de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais.

vitesse, même si celles-ci sont proches de la précision des mesures obtenues, estimée à  $\mathcal{O}(1)\%$ . La Figure A.3 présente les profils de vitesse fluctuante  $u'$ , obtenus par l'écart type des valeurs de la vitesse (rms des 100 champs mesurés).



# Annexe B

## Conception d'un convergent

La plupart des souffleries et des tunnels hydrodynamiques sont équipés d'un convergent qui précède la veine d'essais. Sa fonction principale est de réduire les perturbations résiduelles de l'écoulement afin de produire un profil de vitesse uniforme ayant un faible taux de turbulence à l'entrée de la veine d'essais.

Sans aucun doute, le paramètre le plus important pour la conception d'un convergent est le rapport de convergence  $C$ , défini comme le rapport entre les aires des sections d'entrée ( $A_e$ ) et de sortie ( $A_s$ ). Le rapport d'aspect du convergent ( $A = \ell/D_e$ ) est aussi un paramètre important puisque de celui-ci dépend l'uniformité du profil de vitesse à la sortie du convergent, liée au développement de la couche limite dans son intérieur. La Figure B.1 schématise un convergent axisymétrique avec ses principales dimensions caractéristiques et le système de coordonnées cylindriques utilisé dans la suite de cette annexe.

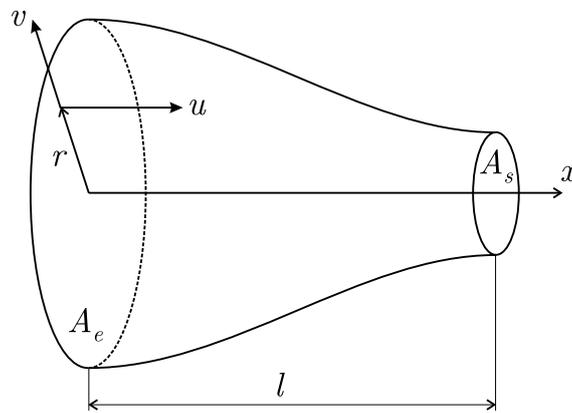


FIGURE B.1 – Schéma d'un convergent axisymétrique.

### B.1 Méthodes de calcul du profil du convergent

Il n'existe pas de méthode idéale pour la conception de convergents tridimensionnels. Le principal problème réside dans le fait que tout convergent ayant une longueur finie possède des régions qui présentent un gradient de pression adverse. Or, la possibilité de séparation de la couche limite est très indésirable, puisque cela

produirait des instabilités et l'épaississement de la couche limite à l'intérieur du convergent. Ce problème peut être facilement contourné en augmentant la longueur du convergent, mais cela apporte l'inconvénient d'une croissance indésirable de la couche limite, ainsi que de l'encombrement de l'installation expérimentale. Un autre problème se présente dans le cas de convergents ayant des sections transversales polygonales (non circulaires), où la présence des coins génère des écoulements secondaires qui peuvent aussi induire la séparation de la couche limite<sup>1</sup>.

Mehta & Bradshaw (1979) vont même jusqu'à préconiser la « conception à l'œil » (*design by eye*), en justifiant que la forme exacte du profil du convergent est moins importante que sa suavité, à l'exception des extrémités où les deux premières dérivées doivent être nulles ou du moins très faibles. Cette méthode peut produire des bons résultats, mais elle implique un certain niveau d'expérience et beaucoup d'empirisme.

Plusieurs méthodes de calcul de profil de convergents axisymétriques ont été proposées dans la littérature, utilisant des méthodes analytiques et numériques (cf. Bell & Mehta (1988) et Vieira (1997) pour une révision). Généralement, les solutions analytiques se présentent sous la forme de polynômes ou de solutions de l'équation de Stokes–Beltrami pour la fonction de courant. Dans ce dernier cas, la solution produit un ensemble infini de lignes (ou surfaces) de courant dont quelques unes peuvent être utilisées comme le profil du convergent. Cette méthode, quoique plus « scientifique » que la méthode « à l'œil », comporte néanmoins des choix plus ou moins arbitraires comme il sera montré par la suite.

L'équation de Stokes–Beltrami, pour un écoulement axisymétrique et irrotationnel d'un fluide idéal en régime permanent, est exprimée sous la forme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \quad (\text{B.1})$$

où  $\psi(r, x)$  est la fonction de courant. Il s'agit d'une équation différentielle partielle qui peut être résolue par séparation de variables, avec  $\psi(r, x) = F(r)G(x)$ . Cohen & Ritchie (1962) ont démontré que la solution du système d'équations différentielles ordinaires résultant est possible en termes d'une fonction  $f(x)$  arbitraire et de ses dérivées successives d'ordre paire  $f^{(2n-2)}(x)$ , c'est à dire

$$\psi(r, x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} f^{(2n-2)}(x) r^{2n}}{2^{2n-2} n [(n-1)!]^2} \quad (\text{B.2})$$

La vitesse  $u$  (selon la direction  $x$ ) dans l'axe ( $r = 0$ ) peut être obtenue par

$$u_{axe} = \left. \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=0} = 2f(x) \quad (\text{B.3})$$

la vitesse  $v$  (selon la direction  $r$ ) dans l'axe étant nulle

$$v_{axe} = \left. -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{B.4})$$

<sup>1</sup>La présence de chanfreins réduit, voire élimine, cet inconvénient pour les convergents de section carrée bien conçus (Mehta & Bradshaw, 1979)

Cela implique que, à partir de la spécification la vitesse dans l'axe en termes de la distance axiale  $x$ , il devient alors trivial de trouver la solution de la fonction de courant  $\psi$  sous la forme d'une série.

Le problème se réduit maintenant au choix d'une fonction  $f(x)$  adéquate. Plusieurs fonctions sont proposées dans la littérature (cf. Vieira (1997) pour une révision de ces fonctions), la plus utilisée étant celle proposée par Thwaites (1946) :

$$f(x) = a_o + \sum_{p=1}^{\infty} a_p \cos(px) \quad (\text{B.5})$$

Cependant, nous allons utiliser la fonction  $f(x)$  proposée par Cohen & Ritchie (1962),

$$f(x) = \frac{1}{2} \left[ A + b_1 \tanh(k_1 x) + b_2 e^{-k_2 x^2} \right] \quad (\text{B.6})$$

puisqu'elle n'est pas sous la forme d'une série et que l'ajustement de ses constantes est relativement facile.

Les constantes  $A$  et  $b_1$  sont déterminées à partir des conditions aux extrémités ( $x \rightarrow \pm\infty$ ), c'est à dire à partir des vitesses à l'entrée et à la sortie du convergent. La constante  $k_1$  est un paramètre qui contrôle la « sveltesse » du convergent, tandis que  $k_2$  doit être choisie suffisamment petite, faute de quoi le profil calculé présente une bosse inacceptable proche de  $x = 0$  pour certaines valeurs de  $b_2$ . En possession de la solution de l'équation B.1, il est possible alors de choisir une isoaleur de la fonction de courant  $\psi$  qui détermine le profil du convergent.

## B.2 Détermination du profil du convergent

La formulation analytique décrite ci-dessus a été utilisée pour déterminer le profil du convergent. Il s'agit d'une méthode très utilisée, principalement du fait de sa relative simplicité et de la modestie des moyens informatiques mis en œuvre, ainsi que la facilité à manipuler les paramètres afin d'obtenir le convergent désiré. Dans la suite de cette section, les étapes à suivre pour obtenir le profil du convergent seront décrites pas-à-pas, avec comme exemple le convergent calculé dans la cadre de cette étude.

### Choix du rapport de convergence $C$

Le rapport de convergence  $C$  est le principal paramètre d'un convergent. En effet, Batchelor (1970) a montré que son influence sur la qualité de l'écoulement sortant du convergent est considérable, comme synthétisé dans le Tableau B.1. En plus de produire un écoulement de meilleure qualité, des valeurs élevées de  $C$  mènent aussi à des économies d'énergie, puisque la contribution des grilles au facteur de charge de la chambre de tranquillisation est une fonction de  $1/C^2$ . Cependant, cette solution présente l'inconvénient de produire un convergent de grandes dimensions ainsi que d'augmenter les risques de séparation de la couche limite à l'intérieur du convergent. La gamme de valeurs de  $C$  usuelle se situe entre 5 et 10 pour des convergents de taille raisonnable ; dans le cadre de cette étude, nous avons choisi  $C = 10$ .

Facteurs de reduction :	Vitesse moyenne	Vitesse fluctuante
Composante axiale	$\frac{1}{C}$	$\frac{\sqrt{3[\ln(4C^3) - 1]}}{2C}$
Composantes transversales	$\sqrt{C}$	$\frac{\sqrt[3]{3C}}{2}$

TABLEAU B.1 – Facteurs de réduction des variations de vitesse moyenne et fluctuante en fonction du rapport de convergence  $C$  (Batchelor, 1970).

### Calcul des constantes $A$ et $b_1$

Les constantes  $A$  et  $b_1$  peuvent être facilement déterminées en appliquant les conditions aux extrémités ( $x \rightarrow \pm\infty$ ) à l'équation B.6. On choisit une valeur arbitraire  $U$  pour la vitesse axiale à l'entrée du convergent, soit  $u_{axe}(x \rightarrow -\infty) = U$ , et la vitesse à la sortie est facilement déduite par  $u_{axe}(x \rightarrow +\infty) = UC$ . Ainsi, dans notre cas si l'on choisit  $U = 0,16$  nous avons donc

$$\begin{cases} x \rightarrow -\infty : & (A - b_1) = 0,16 \\ x \rightarrow +\infty : & (A + b_1) = 1,6 \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

d'où l'on déduit que  $A = 0,88$  et  $b_1 = 0,72$ .

### Choix des constantes $b_2$ , $k_1$ et $k_2$

Après quelques « tâtonnements », nous avons choisi les valeurs suivantes :  $b_2 = 0,01$ ,  $k_1 = 0,73$  et  $k_2 = 0,1$ . La Figure B.2 montre le comportement de la fonction  $f(x)$  dans l'axe du convergent avec ces valeurs pour les constantes.

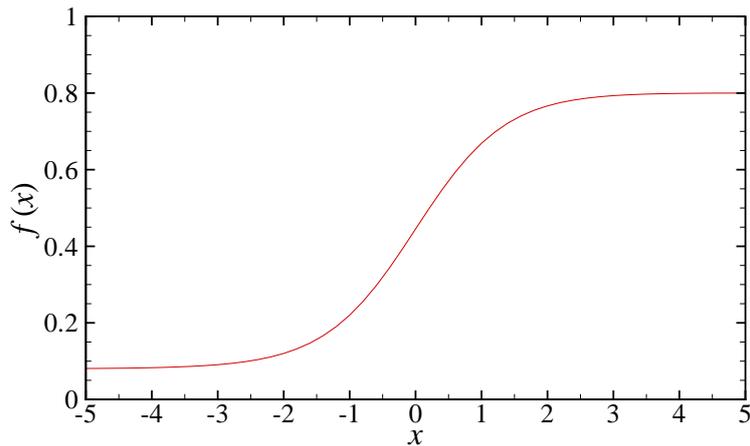


FIGURE B.2 – Comportement de la fonction  $f(x)$  dans l'axe du convergent, avec les valeurs choisies pour les constantes.

La fonction  $\psi(r, x)$  peut alors être calculée à l'aide de l'équation B.2. Lors du calcul des dérivées de  $f(x)$ , les relations suivantes peuvent être utiles :

$$\frac{d}{dx} [\tanh(k_1 x)] = k_1 \operatorname{sech}^2(k_1 x) \quad (\text{B.8a})$$

$$\frac{d}{dx} [\operatorname{sech}^2(k_1 x)] = -2k_1 \operatorname{sech}^2(k_1 x) \tanh(k_1 x) \quad (\text{B.8b})$$

$$\frac{d}{dx} [e^{-k_2 x^2}] = -2k_2 x e^{-k_2 x^2} \quad (\text{B.8c})$$

La Figure B.3 montre les courbes d'isovaleurs de la fonction  $\psi(r, x)$  dans le domaine  $0 \leq r \leq 4$  et  $-3 \leq x \leq 2$ , où chaque courbe est une candidate en potentiel à devenir le profil du convergent.

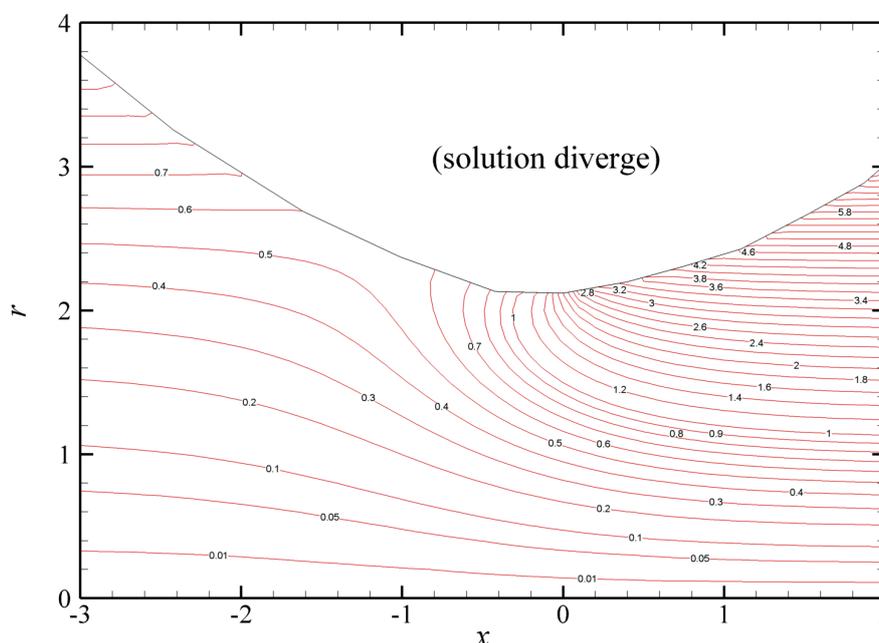


FIGURE B.3 – Comportement de la fonction  $\psi(r, x)$  avec les valeurs choisies pour les constantes.

Comme nous pouvons observer dans la Figure B.3, la fonction  $\psi(r, x)$  possède une région où la solution diverge, c'est à dire où les termes de la sommation dans l'équation B.2 augmentent indéfiniment avec  $n$ . Ailleurs, les termes de la sommation tendent vers zéro, de sorte que  $n$  atteint rarement une valeur supérieure à environ 20 pour une précision simple. La Figure B.4 montre la valeur atteinte par  $n$  ( $n_{max} = 50$ ) à chaque point  $(r, x)$  lors du calcul du champ présenté dans la Figure B.3, pour une précision fixée à  $10^{-7}$  (ordre de grandeur maximale du dernier terme calculé).

### Choix de la valeur de $\psi$

Le choix de la valeur de  $\psi$  correspondant au profil voulu dépend de deux facteurs. Le premier, plutôt qualitatif, est l'aspect de la courbe, qui doit être bien profilée et bien sûr ne pas présenter une bosse. Dans notre cas, les courbes correspondant à des valeurs  $\psi \gtrsim 0,4$  semblent pouvoir être écartées. Le deuxième facteur est la longueur

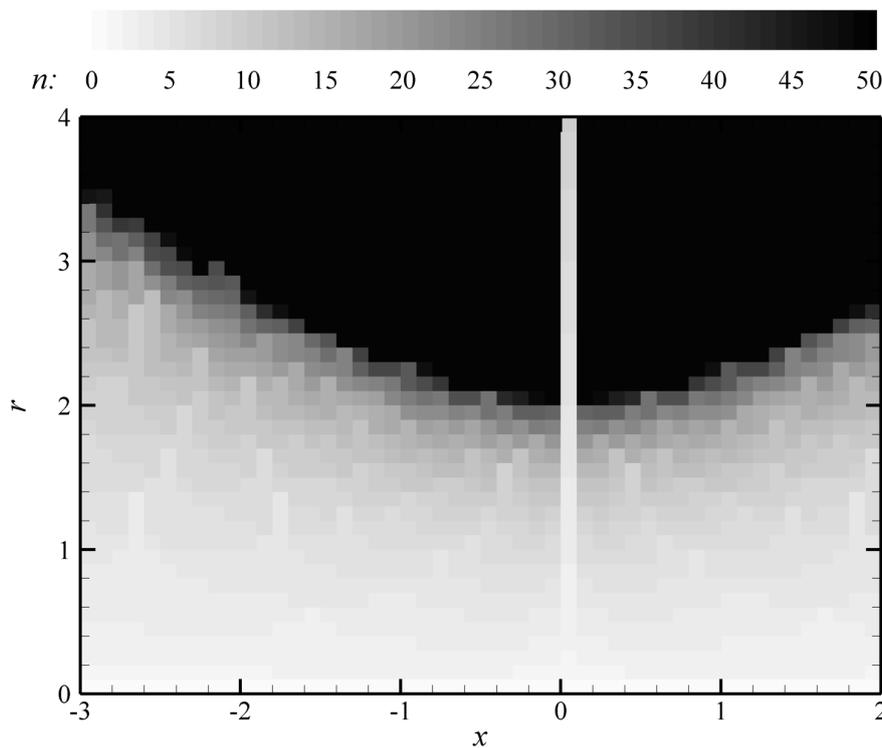


FIGURE B.4 – Valeurs de  $n$  (indice de la sommation de l'équation B.2) lors du calcul du champ de  $\psi(r, x)$ .

voulue pour le convergent, ou plutôt son rapport d'aspect défini comme  $A = \ell/D_e$  où  $D_e$  est le diamètre de la section d'entrée. En effet, plus la valeur de  $\psi$  choisie est petite, plus le convergent sera relativement long, avec les inconvénients que cela implique. Un bon choix pour la valeur de  $\psi$  est donc une valeur assez grande pour que la longueur du convergent reste raisonnable, mais assez petite pour que le convergent soit bien profilé.

Le champ de  $\psi$  s'étend sur tout le plan  $(r, x)$ , mais il atteint des valeurs asymptotiques pour des valeurs de  $x$  situées à une certaine distance de l'axe des ordonnées (dans la région de convergence de la solution). Dans notre cas, il paraît raisonnable de prendre  $x = -3$  pour l'entrée et  $x = +2$  pour la sortie du convergent, puisqu'à ces abscisses la dérivée des courbes est pratiquement nulle. Ainsi, la courbe d'isovaleur qui passe par  $(r, x) = (2, -3)$  est le profil du convergent ayant un rapport d'aspect  $A = 1,25$  et cela correspond à une valeur de  $\psi = 0,3365$ .

## Calcul du profil réel du convergent

Enfin, il faut traduire la courbe d'isovaleur correspondant à la valeur de  $\psi$  choisie au profil réel du convergent. Cela revient à réaliser un changement de repère, qui consiste en une mise à l'échelle et éventuellement une translation de l'origine de l'axe des abscisses. La Figure B.5 montre le résultat final, où l'on observe la forme du convergent obtenu. La courbe pour des valeurs négatives de  $y$  est symétrique à celle pour des valeurs positives, du fait de la symétrie de la solution.

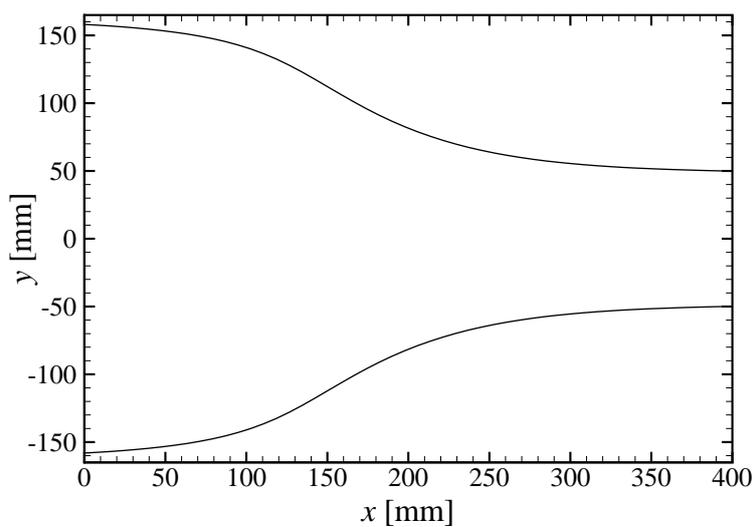


FIGURE B.5 – Profil du convergent calculé.

Cette solution reste valable pour les convergents ayant une section transversale non-circulaire, comme c'est le cas de celui construit dans le cadre de cette étude, qui possède une section carrée. La seule différence c'est que l'ordonnée  $y$  correspond dans ce cas, non pas au rayon, mais à la demi-hauteur (ou largeur) du carré.



# Annexe C

## Maillages

Une étape importante de la simulation numérique d'écoulements est la discrétisation spatiale du domaine de calcul sous la forme d'un maillage. Celui-ci est composé d'un réseau de cellules, ou mailles, où les valeurs des quantités d'intérêt – vitesse, pression, température, etc. – sont calculées. Les maillages doivent être assez raffinés pour bien représenter les échelles significatives de l'écoulement, tout en ayant un nombre de mailles raisonnable afin de ne pas alourdir le calcul inutilement. Le maillage qui satisfait ces deux conditions est considéré comme étant optimal.

Les maillages utilisés dans le cadre de cette étude ont été réalisés à l'aide du logiciel *Gambit*. Partie intégrante de la suite *Fluent*, *Gambit* permet la création d'une grande variété de maillages. Le Tableau C.1 synthétise les types de mailles associées à chaque type de maillage proposé par *Gambit*.

Dimension	Forme des cellules	Type de maillage
2D	Quadrilatérales	Structuré ou non-structuré
	Triangulaires	Non-structuré
3D	Hexaédriques	Structuré ou non-structuré
	Tétraédrique	Non-structuré
	Pyramidale	Non-structuré ou hybride (liaison entre volumes hexaédriques et tétraédriques)

TABLEAU C.1 – Types de mailles proposés par le logiciel *Gambit* pour la construction des maillages.

Dans la suite, seront présentés les maillages utilisés dans le cadre de ce travail, pour chaque type d'écoulement étudié.

### C.1 Écoulement initialement au repos

Le maillage nécessaire pour simuler l'écoulement généré par un actionneur immergé dans un volume fluide initialement en repos doit satisfaire les critères suivants :

- avoir des grandes dimensions par rapport aux dimensions de l'actionneur ;

- être suffisamment raffiné à proximité de l'actionneur, où les gradients des champs de force et de vitesse sont plus importants ;
- avoir un nombre de mailles non prohibitif.

Plusieurs types de maillage ont été conçus et testés, et celui qui satisfait au mieux ces trois critères a été adopté.

L'actionneur normal possède deux plans de symétrie, ce qui permet de limiter le domaine de calcul à un quart du volume situé au-dessus de celui-ci. Il s'agit d'un maillage composé de deux zones : un grand volume de rayon  $R = 200\text{ mm}$  et une zone de rayon  $r = 25\text{ mm}$  proche de l'actionneur, comme illustré dans la Figure C.1(a). L'actionneur parallèle ne possède, quant à lui, qu'un plan de symétrie, de sorte que le domaine de calcul doit être deux fois plus important que pour l'actionneur normal, comme illustre la Figure C.1(b).

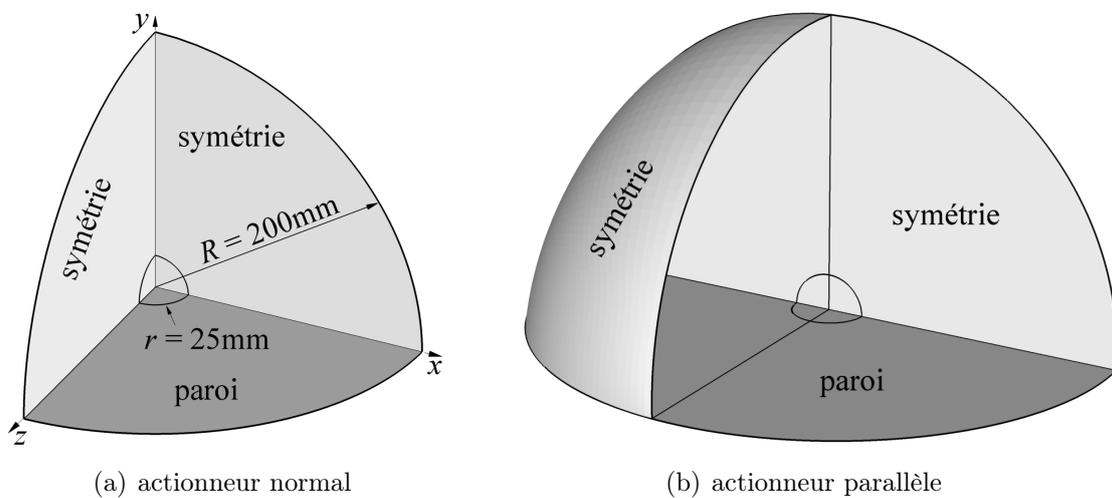


FIGURE C.1 – Géométrie et conditions aux limites des domaines de calcul utilisés pour la simulation de l'écoulement 3D généré par un actionneur immergé dans un volume fluide initialement au repos : (a) actionneur normal ; (b) actionneur parallèle.

La zone extérieure du maillage est composée de mailles hexaédriques structurées, dont la taille diminue au fur et à mesure qu'elles s'approchent de la zone intérieure. Celle-ci est composée de mailles hexaédriques non-structurées avec un raffinement plus important. La zone proche de l'actionneur normal, qui représente 2% du volume total du domaine de calcul, comporte à elle seule 81000 mailles, soit plus d'un tiers du nombre total (297000 mailles). La Figure C.2(a) présente une vue d'ensemble du maillage (évidé pour faciliter l'observation), tandis que la Figure C.2(b) présente un agrandissement de la zone proche de l'actionneur normal. Les contours de l'actionneur normal (on peut voir un quart de celui-ci) ne constituent pas les faces des cellules, mais y sont dessinés seulement pour montrer le raffinement du maillage sur la surface des aimants et des électrodes. La distance entre le premier noeud et la paroi est de 0,1 mm, ce qui permet de bien représenter la couche limite générée par les jets pariétaux.

La Figure C.3 présente les maillages utilisés pour les simulations 2D dans les plans de symétrie des actionneurs normal et parallèle. Ces maillages 2D sont identiques aux maillages situés dans les plans de symétrie des maillages 3D respectifs.

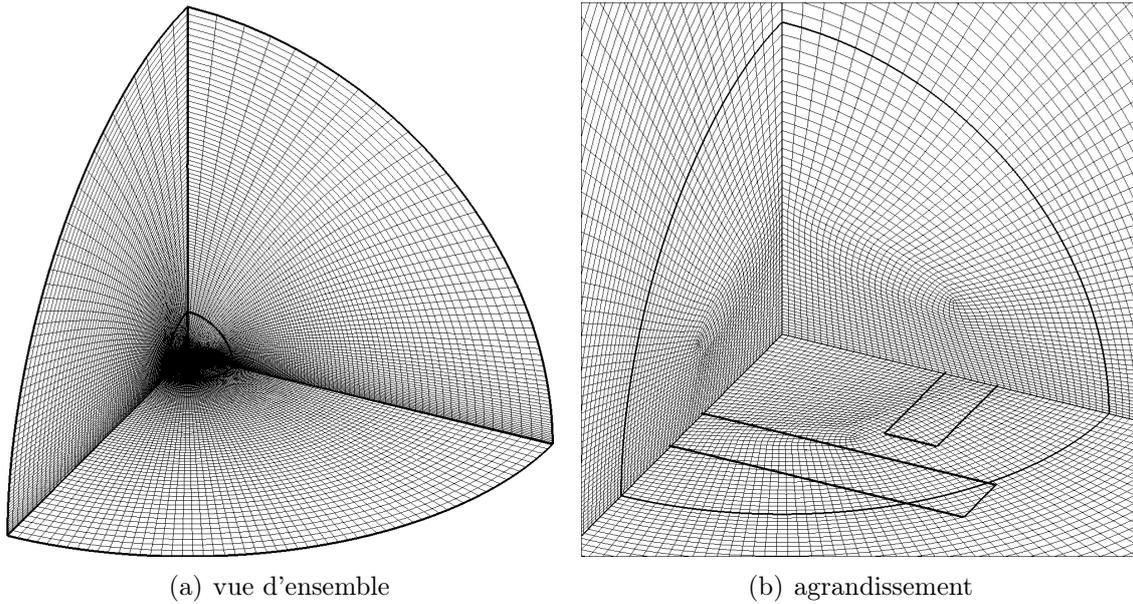


FIGURE C.2 – Maillage 3D utilisé pour la simulation de l'écoulement généré par un actionneur normal : (a) vue d'ensemble ; (b) agrandissement de la zone proche de l'actionneur.

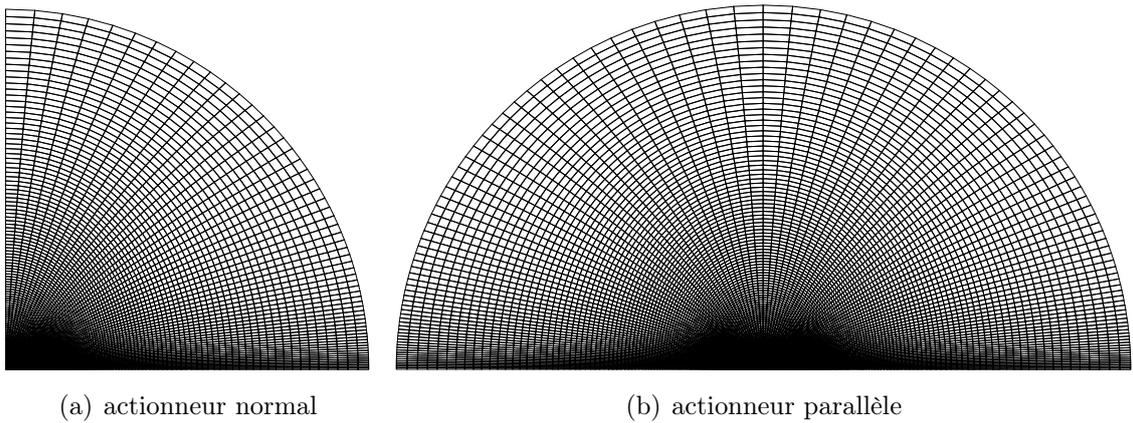


FIGURE C.3 – Maillages 2D utilisés pour la simulation de l'écoulement généré dans le(s) plan(s) de symétrie d'un actionneur électromagnétique : (a) actionneur normal ; (b) actionneur parallèle.

## C.2 Écoulement en canal

Il s'agit d'un maillage parallélépipédique structuré de dimensions  $75 \times 75 \times 200$  mm (hauteur  $\times$  largeur  $\times$  longueur), illustré dans la Figure C.4. Le plan médian vertical (plan  $z = 0$ ) est un plan de symétrie, qui coïncide avec le plan de symétrie de l'actionneur. Celui-ci se situe sur la paroi (plan  $y = 0$ ) à 52,5 mm de l'entrée du domaine de calcul (plan  $x = 0$ ), où le profil de vitesse est imposé. Les plans  $y = 75$  mm et  $z = 75$  (en haut et devant) constituent des parois imperméables et non-adhérentes (condition de symétrie) afin d'éviter le développement de couches limites supplémentaires.

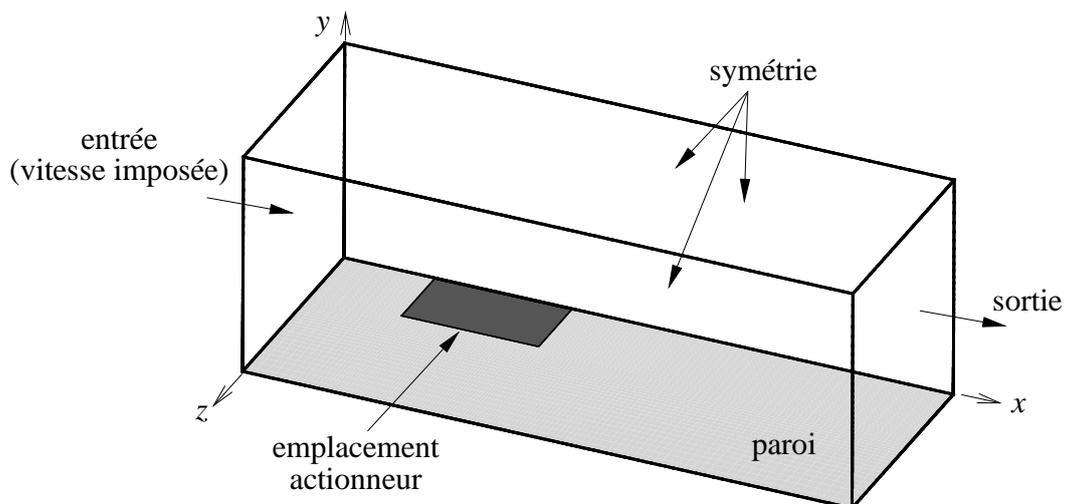


FIGURE C.4 – Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul utilisé pour la simulation de l'écoulement à l'intérieur du canal.

La Figure C.5 présente le maillage ainsi construit, où l'on peut observer une densité de mailles plus importante dans la zone proche de l'actionneur et dans la couche limite qui se développe sur la paroi. Ce maillage possède 450000 mailles, dont 300000 à l'intérieur de la couche limite. La distance entre le premier nœud et la paroi est de 0,1 mm, ce qui permet une bonne représentation de la couche limite laminaire.

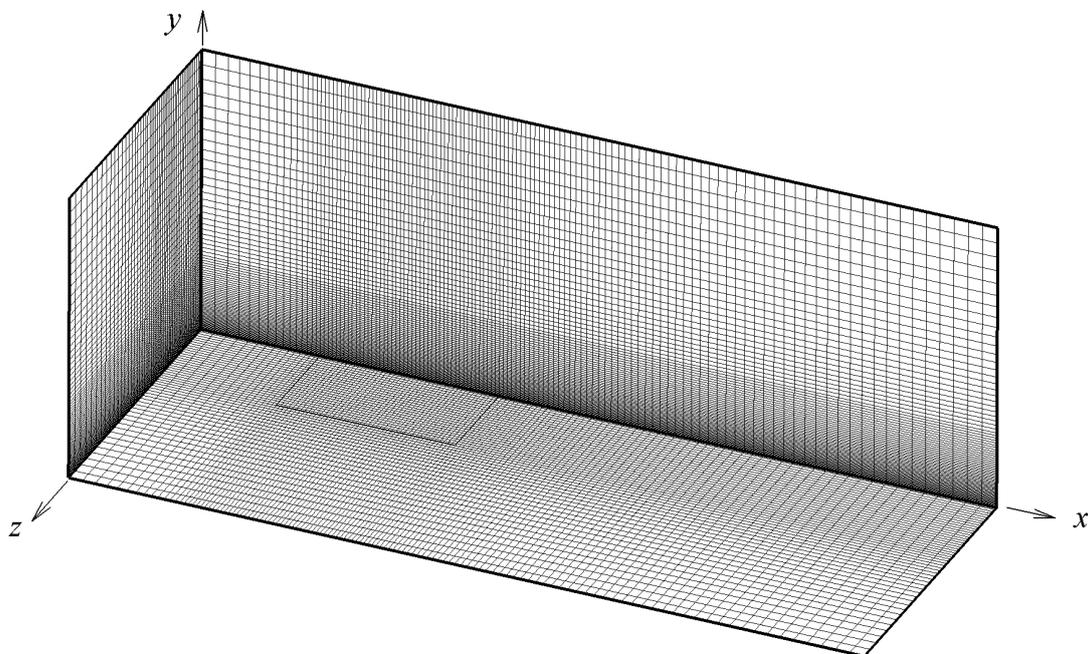


FIGURE C.5 – Vue d'ensemble du maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement à l'intérieur du canal.

### C.3 Couche limite 2D sur une plaque plane

La Figure C.6 présente la géométrie du domaine de calcul utilisé dans l'étude prospective du contrôle électromagnétique d'une couche limite laminaire bidimensionnelle de type plaque plane afin de réduire la traînée de frottement. La taille du domaine de calcul est indiquée sans dimensions, les relations d'adimensionnalisation sont définies par les équations (2.15).

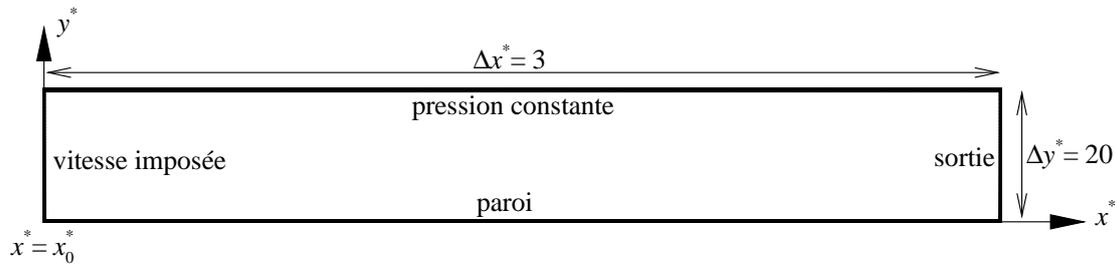
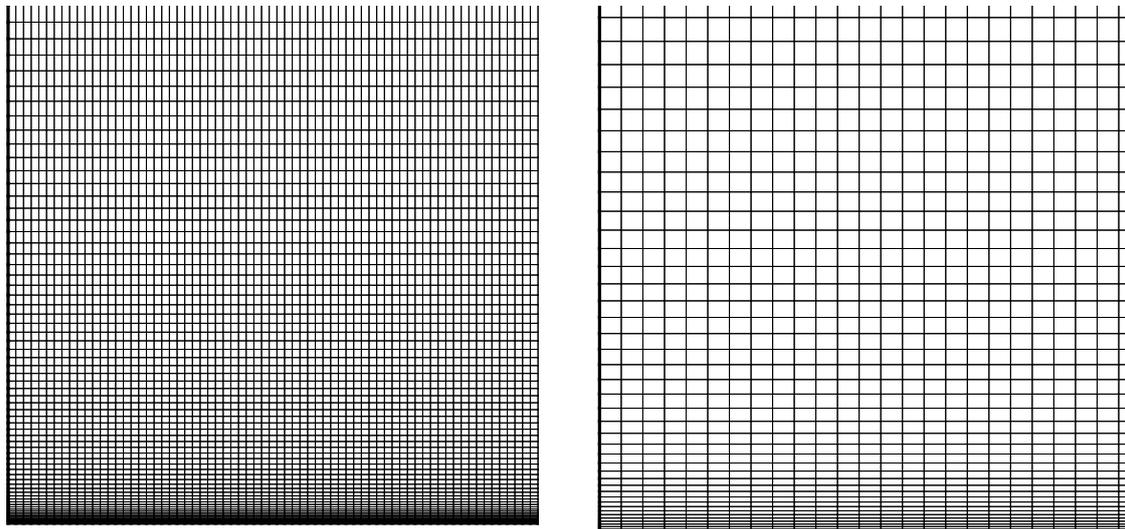


FIGURE C.6 – Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul utilisé pour simuler une couche limite laminaire 2D sur une plaque plane.

Il s'agit d'un maillage bidimensionnel structuré composé de 75000 mailles quadrilatérales. La taille des mailles est uniforme suivant la longueur  $x$  (750 mailles), et de taille croissante avec la distance  $y$  de la paroi (100 mailles, le premier nœud se trouve à 0,5% de l'épaisseur de la couche limite). La Figure C.7(a) illustre une portion de l'entrée du maillage, tandis que la Figure C.7(b) montre un agrandissement de la région proche de la paroi.



(a) entrée du maillage

(b) agrandissement

FIGURE C.7 – Illustration du maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement sur une plaque plane 2D : (a) portion d'entrée du maillage ; (b) agrandissement à proximité de la paroi.

## C.4 Écoulement 2D autour d'un profil NACA0015

La Figure C.8(a) présente la géométrie et les conditions aux limites du domaine de calcul utilisé dans l'étude prospective du contrôle électromagnétique de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015 afin de contrôler la séparation de la couche limite. Les dimensions sont paramétrées par la corde  $C$  du profil d'aile. Le maillage bidimensionnel est composé de 105000 mailles quadrilatérales structurées, réparties de façon à être plus denses à proximité et dans le sillage du profil d'aile étudié, comme illustré dans la Figure C.8(b).

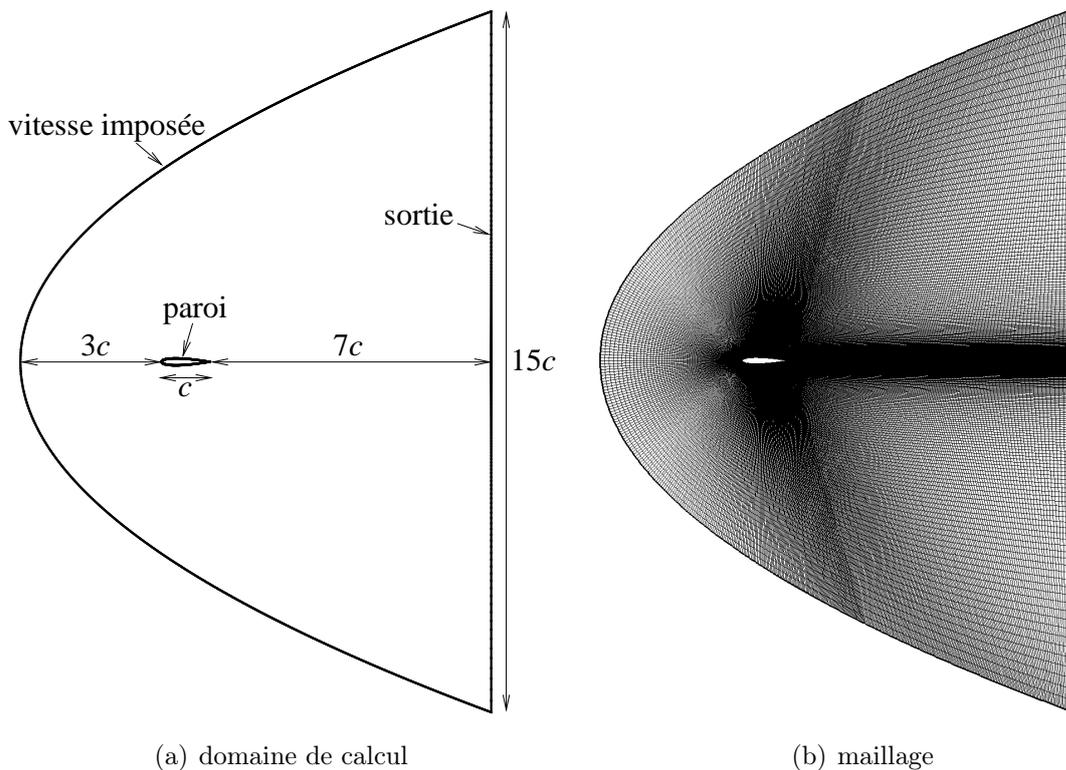


FIGURE C.8 – Géométrie et conditions aux limites du domaine de calcul et maillage utilisé pour la simulation du contrôle électromagnétique de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015.

La surface du profil d'aile est formée par 400 noeuds disposés selon l'équation (2.41) (cf. page 55) qui décrit la forme du profil NACA0015. La Figure C.9 présente deux agrandissements de la zone proche du profil, où on observe le raffinement des mailles à proximité de la paroi afin de bien représenter la couche limite autour du corps solide. La distance entre le premier noeud et la paroi est de  $7 \cdot 10^{-4}C$ .

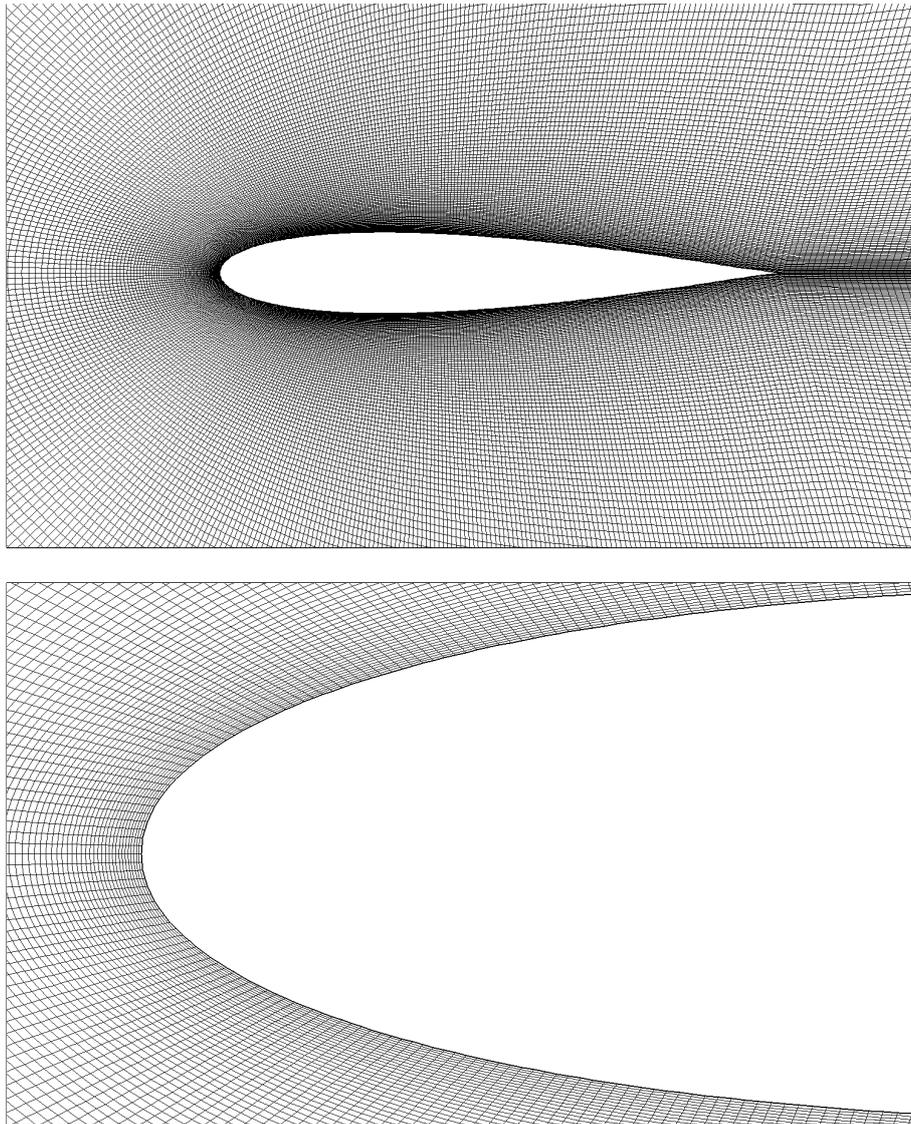


FIGURE C.9 – Agrandissements du maillage à proximité du profil d'aile NACA0015.



# 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. *Journal of Fluid Mechanics*, 175:1–41.
- Adrian R. J., Meinhart C. D., & Tomkins C. D. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 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.
- Ansoft (2004). Maxwell SV 9.0 Help. [en cédérom].
- Bandyopadhyay P. R., Castano J. M., Nedderman W. H., Thivierge D. P., Stupak J., & Fredette A. R. (2001). Electromagnetic turbulence control : salt water experiments on an axisymmetric body. Technical Report 11317, Naval Undersea Warfare Center Division.
- Batchelor G. K. (1970). *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge University Press.
- Bell J. H. & Mehta R. D. (1988). Contraction design for small low-speed wind tunnels. Contractor Report 177488, NASA. [disponible sur [http://vonkarman.stanford.edu/tsd/pbstuff/tunnel/contraction\\_paper.pdf](http://vonkarman.stanford.edu/tsd/pbstuff/tunnel/contraction_paper.pdf)].
- Berger T. W., Kim J., Lee C., & Lim J. (2000). Turbulent boundary layer control using the Lorentz force. *Physics of Fluids*, 12(3):631–649.
- Blasius H. (1908). Grenzsichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, Band 56, Heft 1. [en allemand, traduction anglaise dans NACA Technical Memorandum 1256].
- Boissonneau P. & Thibault J.-P. (1999). Experimental analysis of couplings between electrolysis and hydrodynamics in the context of MHD in seawater. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 32:2387–2398.
- Bouillon F. (2004). *Simulations numériques directes du contrôle électromagnétique : Étude de l'impact d'un forçage électromagnétique sur un écoulement turbulent en canal plan*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

- Boyd Jr D. D. (2005). Navier-Stokes computations of a wing-flap model with blowing normal to the flap surface. Technical Memorandum 213542, NASA.
- Breuer K. S., Park J., & Henocho C. (2004). Actuation and control of a turbulent channel flow using Lorentz forces. *Physics of Fluids*, 16(4):897–907.
- Chang P. (1976). *Control of flow separation*. Hemisphere.
- Cohen M. J. & Ritchie N. J. (1962). Low-speed three-dimensional contraction design. *Journal of Royal Aeronautical Society*, 66:231–236.
- Convert D. (1992). *Propulsion MHD en eau de mer*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Copin-Montégut G. (2002). Propriétés physiques de l’eau de mer. In *Constantes Physico-chimiques*, numéro K170, pp. 1–20. Techniques de l’Ingénieur.
- Crawford C. H. & Karniadakis G. E. (1997). Reynolds stress analysis of EMHD-controlled wall turbulence. Part I : Streamwise forcing. *Physics of Fluids*, 9(3):788–806.
- Drazin P. G. & Reid W. H. (1981). *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press.
- Du H., Fuh R. A., Li J., Corkan A., & Lindsey J. S. (1998). PhotochemCAD : a computer-aided design and research tool in photochemistry. *Photochemistry and Photobiology*, 68:141–142. [logiciel PhotochemCAD disponible sur <http://www.photochemcad.com>].
- Du Y., Symeonidis V., & Karniadakis G. E. (2002). Drag reduction in wall-bounded turbulence via a transverse travelling wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 457:1–34.
- ESRF (2002). Logiciel Radia version 4.1. [en ligne, disponible sur [http://www.esrf.fr/machine/groups/insertion\\_devices/Codes/Radia/Radia.html](http://www.esrf.fr/machine/groups/insertion_devices/Codes/Radia/Radia.html)].
- Fluent Inc. (2001). *Fluent 6.0 User’s Guide*. [cédérom].
- Fofonoff N. P. (1985). Physical properties of seawater : a new salinity scale and equation of state for seawater. *Journal of Geophysical Research C*, 90:3332–3342.
- Gailitis A. K. & Lielausis O. A. (1961). On the possibility of drag reduction on a flat plate in an electrolyte. *Applied Magnetohydrodynamics. Reports of the Physics Institute*, 12:143–146.
- Gerbeth G., Weier T., Shatrov V., & Mutschke G. (2004). Electromagnetic seawater flow control – from old ideas to recent results. In *International Workshop on the History of Magnetohydrodynamics*, Coventry – UK.
- Grienberg E. (1961). On determination of properties of some potential fields. *Applied Magnetohydrodynamics. Reports of the Physics Institute*, 12:147–154.

- Haimes R. & Kenwright D. (1999). On the velocity gradient tensor and fluid feature extraction. In *AIAA 14th Computational Fluid Dynamics Conference*, numéro 99-3288, Norfolk VA.
- Henoch C. & Stace J. (1995). Experimental investigation of a salt water turbulent boundary layer modified by an applied stream wise magnetohydrodynamic body force. *Physics of Fluids*, 7(6):1371–1383.
- Jiang M., Machiraju R., & Thompson D. S. (2004). Detection and visualization of vortices. In Johnson C. R. & Hansen C. D., éditeurs, *Visualization Handbook*, pp. 287–301. Academic Press.
- Kodak (1981). Filtres Kodak pour usages scientifiques et techniques. Éd. Kodak-Pathé.
- Kodama Y. (2004). The paint. [communication personnelle, mesures de K. Hishida].
- Kral L. D. (2004). Active flow control technology. Technical brief, ASME Fluids Engineering Division. [en ligne, disponible sur <http://divisions.asme.org/fed/newsletter/TechBriefKral.pdf>].
- Ladson C. L., Brooks Jr C. W., Hill A. S., & Sproles D. W. (1996). Computer program to obtain ordinates for NACA airfoils. Technical Memorandum 4741, NASA.
- LaVision (2004a). Flowmaster. [disponible sur <http://www.piv.de/piv.pdf>].
- LaVision (2004b). PIV introduction. [disponible sur <http://www.lavision.com/download/educational/pivintroduction.pdf>].
- Lindquist C., Rossi L., & Thibault J.-P. (2003). Étude expérimentale sur le contrôle électromagnétique de structures en épingle à cheveux dans une couche limite. In *Annales du 16ème Congrès Français de Mécanique*, Nice.
- Mehta R. D. & Bradshaw P. (1979). Design rules for small low speed wind tunnels. *Journal of Royal Aeronautical Society*, 73:443–449. [disponible sur <http://vonkarman.stanford.edu/tsd/pbstuff/tunnel/LowSpeedTunnels.pdf>].
- Meng J. C. S. (1998). Engineering insight of near-wall microturbulence for drag reduction and derivation of a design map for seawater electromagnetic turbulent control. In *Proc. of the International Symposium on Seawater Drag Reduction*, pp. 389–393, Newport.
- Molecular Probes Inc. (2004). Spectral characteristics and recommended bandpass filter sets for molecular probes dyes. [en ligne, disponible sur <http://www.probes.com/handbook/tables/0372.html>].
- Moreau R. (1990). *Magnetohydrodynamics*. Kluwer Academic Publishers.
- Nosenchuck D. M. (1996a). Boundary layer control using the Lorentz force. In *Proc. of the ASME Fluids Engineering Meeting*, pp. 1050–1061, San Diego.

- Nosenchuck D. M. (1996b). Direct turbulent boundary-layer control on an axisymmetric body using Lorentz force. In *4th AIAA Shear Flow Control Conference*.
- Nosenchuck D. M., Brown G. L., Culver H. C., Eng T. I., & Huang I. S. (1995). Spatial and temporal characteristics of boundary layers controlled with the Lorentz force. In *12th Australasian Fluid Mechanics Conference*.
- Nosenchuck D. N. & Brown G. L. (1993). The direct control of wall shear stress in a turbulent boundary layer. In *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.
- O’Sullivan P. L. & Biringen S. (1998). Direct numerical simulations of low Reynolds number turbulent channel flow with EMHD control. *Physics of Fluids*, 10(5):1169–1181.
- Perkin R. & Lewis E. (1980). The practical salinity scale 1978 : Fitting the data. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 5(1):9–16.
- Perrin M. (2001). Contrôle électromagnétique de la turbulence : Premier pas en modélisation numérique.
- Posdziech O. & Grundmann R. (2001). Electromagnetic control of seawater flow around circular cylinders. *European Journal of Mechanics B – Fluids*, 20:255–274.
- Robinson S. K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23:601–639.
- Rossi L. (2001). *Contrôle électromagnétique d’écoulement en eau de mer*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France. [disponible sur [http://www.legi.hmg.inpg.fr/theo/cem/downloads/TheseLionel/index\\_pdf.php](http://www.legi.hmg.inpg.fr/theo/cem/downloads/TheseLionel/index_pdf.php)].
- Rossi L. & Thibault J.-P. (2002). Investigation of wall normal electromagnetic actuator for seawater flow control. *Journal of Turbulence*, 5(3).
- Sadarjoen I. A., Post F. H., Ma B., Banks D. C., & Pagendarm H.-G. (1998). Selective visualization of vortices in hydrodynamic flows. In *IEEE Visualization ’98*, pp. 419–422.
- Seifert A. & Pack L. G. (1999). Oscillatory excitation of unsteady compressible flows over airfoils at flight Reynolds numbers. In *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, numéro 99-0925, Reno NV.
- Smith B. L. & Glezer A. (2002). Jet vectoring using synthetic jet actuators. *Journal of Fluid Mechanics*, 458:1–34.
- Sujudi D. & Haines R. (1995). Identification of swirling flow in 3-D vector fields. In *AIAA 12th Computational Fluid Dynamics Conference*, numéro 95-1715, San Diego CA.

- Thibault J.-P., Jegat E., Alemany A., & Pilaud A. (1993). Basic studies on seawater MHD thruster. *Magnetohydrodynamics*, 29(3):245–250.
- Thwaites B. (1946). On the design of contractions for wind tunnels. *Aeronautical Research Council R&M*, 2278.
- Tsinober A. B. & Shtern A. G. (1967). Possibility of increasing the flow stability in a boundary layer by means of crossed electric and magnetic fields. *Magnetohydrodynamics*, 3(2):152–154.
- Verdoold J., Rossi L., Tummers M. J., & Hanjalić K. (2003). Towards electromagnetic control of thermal convection. In *Proceedings of the 7th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization*, Sorrento, Italie.
- Vieira E. D. R. (1997). *Qualitative and quantitative study of flow around non aerodynamical bodies using hydrodynamical flow visualization techniques*. Thèse de Doctorat, ITA - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, Brésil. [en portugais].
- Weier T. (2000). *Elektromagnetische Strömungskontrolle in schwach leitfähigen Fluiden unter Nutzung wandparalleler Lorentzkräfte*. Thèse de Doctorat, Allemagne. [en allemand].
- Weier T., Fey U., Gerbeth G., Mutschke G., & Avilov V. (2000). Boundary layer control by means of electromagnetic forces. *ERCOFTAC Bulletin*, 44:36–40. [disponible sur <http://www.fz-rossendorf.de/FWS/FWSH/EBLC/papers/ercoftac2000.pdf>].
- Weier T. & Gerbeth G. (2004). Control of separated flows by time periodic Lorentz forces. *European Journal of Mechanics – B/Fluids*, 23(6):835–849.
- Weier T., Gerbeth G., Mutschke G., Lielausis O., & Lammers G. (2003). Control of flow separation using electromagnetic forces. *Flow, Turbulence and Combustion*, 71:5–17.
- Weier T., Gerbeth G., Mutschke G., Platacis E., & Lielausis O. (1998). Experiments on cylinder wake stabilization in an electrolyte solution by means of electromagnetic forces localized on the cylinder surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 16:84–91.
- White F. M. (1974). *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill.

**Résumé** : Le contrôle électromagnétique d'écoulements en eau de mer permet de modifier l'écoulement à l'aide d'un champ de force de Lorentz-Laplace. Ce champ de force volumique est produit par des actionneurs électromagnétiques affleurants à la paroi. Ces actionneurs sont constitués d'aimants permanents et d'électrodes pariétales, qui peuvent être associés en réseau et excités périodiquement, dans le temps et dans l'espace. Dans le cadre de ce travail, nous avons mené une étude expérimentale et numérique sur l'effet du forçage électromagnétique sur un écoulement initialement au repos et sur un écoulement en tunnel hydrodynamique. Les deux types d'actionneurs étudiés, normal et parallèle, ont montré que l'écoulement est largement modifié par le forçage, voire même qu'il résulte entièrement de celui-ci. Les résultats obtenus ont permis de caractériser ces modifications et démontrent, en particulier pour des écoulements initialement au repos, la grande sensibilité de la réponse de l'écoulement à la géométrie des actionneurs. Un ensemble de critères objectifs basés sur des bilans intégraux a été proposé. Celui-ci permet de fixer objectivement les échelles du forçage électromagnétique en terme de longueur, de temps, d'accélération et de vitesse, mais aussi celles de l'écoulement, comme la zone d'action et les bilans propulsifs locaux. Les résultats expérimentaux, obtenus à l'aide de techniques de visualisation et de vélocimétrie par image de particules, ont permis de valider les modèles analytiques utilisés pour le calcul du champ de forces. Cette validation repose sur l'excellent accord obtenu entre les simulations numériques et les expériences, pour les cas d'écoulements initialement au repos.

**Mots-clés** : contrôle électromagnétique d'écoulement, eau de mer, actionneur électromagnétique, forçage de couche limite, réduction de traînée, prévention de séparation, source de vorticité, structures cohérentes.

**Title** : Electromagnetic flow control : experimental and numerical studies on the forcing of flow initially at rest and in a water tunnel

**Abstract** : Electromagnetic flow control in seawater allows to modify the flow by means of a Lorentz-Laplace field of force. This body force is produced by electromagnetic actuators, constituted by wall-flushed permanent magnets and electrodes, which can be associated in network and periodically excited, both in time and space. Within the framework of this study, we have conducted an experimental and numerical investigation on the effect of the electromagnetic forcing on a flow initially at rest and on a flow in a water tunnel. Both types of the studied electromagnetic actuators, normal and parallel, showed that the flow is strongly modified by the forcing, and even that it results completely from it. The obtained results allowed to characterize these modifications and demonstrate, specially for flows initially at rest, the strong sensitivity of the flow to the actuators geometry. A set of objective criteria based on integral quantities has been proposed, which allows to fix objectively the scales of the electromagnetic forcing in terms of length, time, acceleration and velocity, but also those of the flow, as for instance the actuation zone and the local propulsive balances. The experimental results, obtained by means of flow visualization techniques and particle image velocimetry measurements, allowed to validate the analytical models used for the calculation of the field of force. This validation is based on the excellent agreement obtained between numerical simulations and experiments, for the cases of flow initially at rest.

**Keywords** : electromagnetic flow control, seawater, electromagnetic actuator, boundary layer control, drag reduction, separation prevention, vorticity source, coherent structures.