

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

LIMITE DE L'HYPOTHÈSE QUASI STATIONNAIRE DANS LE PHÉNOMÈNE DE GALOP ÉTUDIÉ SUR UNE SECTION EN D

Thèse de doctorat
Spécialité : génie mécanique

Karine LAVERTU

Jury : Hachimi FELLOUAH (directeur)
Bertrand JODOIN
André LANEVILLE
Sébastien LANGLOIS
Pierre VAN DYKE

RÉSUMÉ

Cette étude vise à déterminer les limites d'application de l'hypothèse quasi stationnaire utilisée dans l'analyse du phénomène de galop des conducteurs. L'approche employée est purement expérimentale et consistait à réaliser des essais statiques et dynamiques sur une section en D, simulant un conducteur simple recouvert de glace. Les essais ont été effectués dans la soufflerie en circuit fermé de l'Université de Sherbrooke. Les forces aérodynamiques sont captées par une section dite flottante qui est fixée à une balance interne à 3 composantes. L'effet de l'angle d'inclinaison a été étudié pour les deux types d'essais.

Les essais statiques ont été réalisés sur une section verticale et sur une section inclinée à 40 et 65 degrés par rapport à l'horizontale. Les coefficients de force et de moment moyens ainsi que les fréquences de détachement tourbillonnaire étaient mesurés à chaque angle d'attaque (α). Les essais statiques ont démontré que la pente du coefficient de portance par rapport à l'angle d'attaque ($dC_L / d\alpha$) est légèrement plus négative dans la plage d'angle de $0^\circ < \alpha < 40^\circ$. Le coefficient de traînée est légèrement supérieur pour la section inclinée. Le coefficient de moment varie de façon moins progressive lorsque la section en D est inclinée. De plus, entre 80 et 100 degrés, la courbe du coefficient de moment est plus arrondie pour la section inclinée. Également, l'étude a permis de confirmer que l'écoulement autour de la section inclinée est différent, car les fréquences de détachement tourbillonnaire qui ont été observées ne sont pas les mêmes et ont des amplitudes différentes pour la section verticale et pour la section inclinée. Par exemple, pour un angle d'attaque de 0 à 40 degrés, la fréquence de détachement tourbillonnaire détectée dans les transformées de Fourier rapides des signaux provenant de la balance interne pour la section verticale est unique et de grande amplitude. Pour la section inclinée, plusieurs fréquences de faibles amplitudes sont détectées, résultant en plusieurs valeurs possibles du nombre de Strouhal. Certains articles suggèrent qu'un écoulement axial se propage le long du tube incliné, amplifiant la formation de vortex.

Pour les essais dynamiques, l'amplitude et la fréquence des oscillations forcées en rotation ont été variées. Plusieurs vitesses du vent ont aussi été étudiées pour évaluer l'effet de la fréquence réduite d'oscillation. La comparaison des coefficients de force et de moment stationnaires et instationnaires a permis de conclure qu'appliquer des coefficients aérodynamiques mesurés sur un modèle stationnaire pour évaluer les efforts sur un conducteur en mouvement n'est pas une approche qui est toujours valide. L'augmentation de la fréquence de rotation et de l'amplitude de rotation ou la diminution de la vitesse du vent a pour effet d'augmenter les écarts entre les coefficients instationnaires et stationnaires. Ces écarts sont plus importants lorsque la section en D est inclinée. Les pentes des courbes de coefficients de portance et de moment instationnaires sont alors moins élevées. Également, la traînée est beaucoup moins importante. L'angle d'inclinaison a peu d'influence sur les coefficients de force et de moment instationnaires. Ils sont très similaires à ceux d'une section en D verticale.

Mots-clés : galop, conducteur, hypothèse quasi stationnaire, instationnaire, soufflerie, forme en D

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon superviseur, M. André Laneville, sans qui je n'aurais pu mener à bien ce projet de recherche. Sa connaissance et sa compréhension des phénomènes aérodynamiques m'ont toujours impressionné. Chaque rencontre avec lui me permettait d'apprendre un peu plus et était source de motivation. Dans les moments plus difficiles, il a toujours su m'encourager et raviver mon intérêt pour le projet.

Je remercie également M. Hachimi Fellouah qui m'a supervisé dans les dernières années du projet. Son aide m'a été très précieuse pour continuer à progresser malgré un emploi à temps plein, que ce soit par ses conseils ou par l'embauche de stagiaires.

De nombreux stagiaires ont contribué au montage expérimental ou m'ont aidé à effectuer les essais en soufflerie. Merci à Dominique Magnier, Ugo Masarotti, François Boisguerin, Éric Blais-Desgagnés, Emmanuel Côté et Dimitri Cuesta Lavoie.

Merci également à Pierre Vittecoq qui a conçu la balance interne avant mon arrivée dans le projet.

Je tiens à souligner la contribution financière du CRSNG à ce projet par l'entremise de fonds de recherche alloué à mon superviseur.

Un merci particulier à ma gestionnaire, Lynne Patenaude, et à mes superviseurs, Blair Batchelor et Jim Downey, à Environnement Canada, qui ont fait preuve d'une grande compréhension en m'allouant de nombreux congés et en me permettant d'avoir un horaire flexible afin de faciliter la conciliation entre mon travail que j'adore et la poursuite de mon doctorat.

Finalement, je tiens à remercier mes parents et mon conjoint, Rova Rabemananjara, qui m'ont supporté toutes ces années et qui m'ont encouragé à terminer ce projet de recherche.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
REMERCIEMENTS	iii
TABLE DES MATIÈRES.....	v
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xv
LISTE DES SYMBOLES	xvii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Mise en contexte	2
1.1.1 Hypothèse quasi stationnaire.....	2
1.1.2 Comparaison entre le quasi stationnaire et l'instationnaire.....	3
1.1.3 Effet de la direction du vent	3
1.2 Définition du projet.....	4
1.3 Contributions originales.....	5
1.4 Présentation de la thèse.....	6
CHAPITRE 2 ÉTAT DE L'ART.....	7
2.1 Description du mécanisme de galop	7
2.1.1 Critère de Den Hartog.....	8
2.1.2 Couche de discontinuité	9
2.2 Hypothèse quasi stationnaire	12
2.2.1 Modèle mathématique	12
2.2.2 Hystérésis	14
2.3 Comparaison entre le quasi stationnaire et l'instationnaire	17
2.4 Effet de la direction du vent.....	18
2.5 Analyse dimensionnelle.....	20
2.5.1 Termes liés aux coefficients de force et de moment	22
2.5.2 Nombre de Reynolds	23
2.5.3 Nombre de Strouhal.....	23
2.5.4 Termes liés à l'équation de mouvement.....	23
2.6 Paramètres expérimentaux des autres études.....	23
CHAPITRE 3 MONTAGE ET MÉTHODOLOGIE.....	25
3.1 Introduction.....	25
3.2 Caractéristiques de la soufflerie.....	25
3.3 Description du montage et contraintes à respecter	26
3.4 Forme en D	28

3.5	Section flottante.....	29
3.6	Assemblage à l'intérieur de la soufflerie.....	30
3.7	Vitesses de vent et correction pour les effets de blocage.....	31
3.7.1	Capteurs de pression.....	32
3.8	Balance.....	33
3.8.1	Étalonnage de la balance.....	33
3.9	Moteur pas-à-pas.....	34
3.10	Encodeur optique.....	36
3.11	Schéma de la chaîne de mesure.....	37
3.12	Développement d'un système de visualisation de l'écoulement.....	38
CHAPITRE 4 ESSAIS STATIQUES.....		40
4.1	Méthodologie pour les essais statiques.....	41
4.1.1	Détermination de la position de référence.....	41
4.1.2	Positionnement du tube.....	42
4.1.3	Description des essais.....	43
4.1.4	Calcul des coefficients pour une section en D verticale.....	43
4.1.5	Calcul des coefficients pour une section en D inclinée.....	45
4.1.6	Calcul du nombre de Strouhal.....	47
4.2	Résultats des essais statiques pour une section en D verticale.....	48
4.2.1	Symétrie des courbes de coefficients de force et de moment ($\varphi=90^\circ$).....	48
4.2.2	Effet de Reynolds ($\varphi=90^\circ$).....	49
4.2.3	Coefficients de force et de moment et nombre de Strouhal ($\varphi=90^\circ$).....	53
4.3	Effet de l'angle d'inclinaison.....	60
4.3.1	Nombre de Strouhal pour la section en D inclinée.....	62
CHAPITRE 5 ESSAIS DYNAMIQUES.....		69
5.1	Méthodologie pour les essais dynamiques.....	69
5.1.1	Programme de contrôle du moteur.....	69
5.1.2	Mouvement théorique et signaux de l'encodeur.....	71
5.1.3	Effet du mouvement de rotation sur l'angle d'attaque.....	72
5.1.4	Méthodologie pour mesurer les effets d'inertie.....	73
5.1.5	Description des essais sans vent et avec vent.....	74
5.1.6	Analyse fréquentielle et filtrage numérique.....	75
5.1.7	Comparaison des essais sans vent.....	82
5.1.8	Calcul des coefficients et récapitulatif du traitement de données.....	84
5.2	Fréquence réduite d'oscillation et variables d'influence.....	86
5.3	Résultats des essais dynamiques pour la section verticale.....	87
5.3.1	Résultats en variant la vitesse du vent pour 0,5 Hz et 90° ($\varphi=90^\circ$).....	87
5.3.2	Résultats en variant la vitesse de vent pour 1 Hz et 45° ($\varphi=90^\circ$).....	91
5.3.3	Résultats en variant la fréquence d'oscillation ($\varphi=90^\circ$).....	94
5.3.4	Résultats en variant l'amplitude d'oscillation ($\varphi=90^\circ$).....	98
5.4	Effet de l'angle d'inclinaison.....	100
5.4.1	Résultats en variant la vitesse de vent pour 1 Hz et 90° ($\varphi=40^\circ$).....	101

5.4.2	Résultats en variant la vitesse de vent pour 1,5 Hz et 90° ($\varphi=40^\circ$).....	103
5.4.3	Résultats en variant la fréquence d'oscillation ($\varphi=40^\circ$).....	106
5.4.4	Comparaison des coefficients pour une section verticale et inclinée.....	108
5.4.5	Comparaison des fft pour une section verticale et inclinée.....	110
5.5	Limite de l'hypothèse quasi stationnaire.....	112
CHAPITRE 6 CONCLUSION.....		115
6.1	Synthèse des résultats.....	115
6.1.1	Essais statiques pour une section en D verticale.....	115
6.1.2	Essais statiques pour une section en D inclinée.....	116
6.1.3	Essais dynamiques.....	118
6.2	Limite de la méthode utilisée.....	119
6.3	Perspectives.....	119
ANNEXE A – ANALYSE DE LA STABILITÉ.....		121
ANNEXE B – ANALYSE DIMENSIONNELLE.....		125
ANNEXE C – ÉTALONNAGE DE LA BALANCE.....		129
ANNEXE D – TRAVAIL DE VISUALISATION.....		137
ANNEXE E – PROCÉDURE D'ESSAIS.....		141
ANNEXE F – CONTRÔLE DU MOTEUR.....		143
ANNEXE G – COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES.....		151
ANNEXE H – CALCUL D'INCERTITUDES.....		173
LISTE DES RÉFÉRENCES.....		177

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Portance en fonction de la position du profil de glace pour un conducteur stationnaire [Lilien et coll., 2009]	2
Figure 1.2 : Portance et traînée par rapport au vent relatif [Lilien et coll., 2009]	3
Figure 2.1 : Effet de la vitesse de déplacement vertical du conducteur sur le vent apparent [Lilien et coll., 2009]	8
Figure 2.2 : Variation de la portance en fonction de l'angle d'attaque [Lilien et coll., 2009]. ...	8
Figure 2.3 : Visualisation expérimentale de l'écoulement autour d'une section carrée à $Re = 250$ et $\alpha = 6$ degrés [Luo et coll., 2003].	10
Figure 2.4 : Effet des côtés 4-3 et 1-2 de la section carrée sur le comportement de la couche de discontinuité. Les distributions de pression sont montrées à l'échelle [Parkinson, 1971]	11
Figure 2.5 : Coefficient de force latérale d'une section carrée tracé en fonction de l'angle d'attaque. ● Résultats expérimentaux où $Re=22\ 300$ — Approximation polynomiale où $A=2,69$, $B=168$, $C=6,27$ et $D=59\ 900$ [Parkinson et Smith, 1964].	13
Figure 2.6 : Convergence des données sur une seule courbe caractéristique de l'amplitude stationnaire en fonction de la vitesse. Théorie : — Cycle limite stable, ----- Cycle limite instable. Expérimental : $\times\beta=0,00107$, $\circ\beta=0,00196$, $\Delta\beta=0,00364$, $\nabla\beta=0,00372$, $+1\beta=0,0012$, $+2\beta=0,0032$. Reynolds=4 000-20 000. [Parkinson et Smith, 1964]	15
Figure 2.7 : C_y en fonction du temps ainsi que les contours de la vorticité correspondante pour $Re=1000$ et $\alpha=4$ degrés, où se situe le point d'inflexion [Luo et coll., 2003].	16
Figure 2.8 : Amplitude pour différentes directions du vent par rapport à la direction perpendiculaire à la ligne [Van Dyke et Laneville, 2008].	19
Figure 3.1: Soufflerie de l'Université de Sherbrooke	26
Figure 3.2 : Illustration de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison	26
Figure 3.3 : Structure externe permettant de fixer le haut du tube circulaire	27
Figure 3.4 : Montage sous la soufflerie permettant de fixer le bas du tube circulaire et structure de support du moteur	28
Figure 3.5: Forme en D de ce projet	29
Figure 3.6 : Section flottante en mousse et en balsa	29
Figure 3.7: Vue de face du modèle dans la section d'essais	31
Figure 3.8: Capteurs de pression	32
Figure 3.9: �talonnage des capteurs de pression	32

Figure 3.10 : Balance interne à trois composantes.....	33
Figure 3.11: Courbe d'étalonnage obtenue en suspendant des poids parallèlement au plat de la section en D.....	34
Figure 3.12: Montage sous la soufflerie et structure de support du moteur.....	35
Figure 3.13: Installation de l'encodeur	36
Figure 3.14: Courbe d'étalonnage de l'encodeur	37
Figure 3.15: Schéma de la chaîne de mesure	38
Figure 4.1 : Illustration de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison	40
Figure 4.2 : Montage permettant de vérifier la position de référence	42
Figure 4.3 : Montage permettant de vérifier la position de référence.....	42
Figure 4.4: Vue de haut de la section en D et système d'axes	44
Figure 4.5: Force dans le plan perpendiculaire au tube.....	46
Figure 4.6: Coefficients de portance et de traînée à $Re=39\ 387$ pour les angles positifs et négatifs (section en D verticale)	48
Figure 4.7: Coefficients de moment à $Re=39\ 387$ pour les angles positifs et négatifs (section en D verticale)	49
Figure 4.8: Coefficients de portance et en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)	50
Figure 4.9: Coefficients de traînée en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)	51
Figure 4.10: Coefficient de moment en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)	52
Figure 4.11: Coefficients de force et de moment et nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'attaque pour une section en D verticale à une vitesse de 5,8 m/s ($Re=39\ 387$).....	53
Figure 4.12: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés ($Re=39\ 387$).....	55
Figure 4.13: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés ($Re=39\ 387$).....	56
Figure 4.14: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 91,8 à 178,2 degrés ($Re=39\ 387$).....	57
Figure 4.15: Spectre en fréquences de la portance pour une section rectangulaire ayant un ratio B/D de 2, à un vent de 7 m/s et un nombre de Reynolds de 11 k [Knisely, 1990]	58
Figure 4.16: Amplitude des fréquences lues par la composante de force tangentielle au plat de la section en D, obtenue par FFT ($Re=39\ 387$).....	59

Figure 4.17: Amplitude des fréquences lues par la composante de force normale au plat de la section en D, obtenue par FFT (Re=39 387)	59
Figure 4.18: Coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison.....	60
Figure 4.19: Coefficient de moment en fonction de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison	61
Figure 4.20: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=39 190).....	62
Figure 4.21: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=38 623).....	63
Figure 4.22: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=39 190).....	64
Figure 4.23: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=38 623).....	65
Figure 4.24: Amplitude des fréquences lues par la composante de force normale au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=38 623).....	65
Figure 4.25: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 97,2 à 178,2 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=39 190).....	66
Figure 4.26: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 97,2 à 178,2 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=38 623).....	67
Figure 5.1: Commande du moteur à 2 Hz et 90 degrés	70
Figure 5.2: Signaux de l'encodeur pour une amplitude de 45° et une fréquence de 1 Hz	71
Figure 5.3 : Vitesse relative et angle d'attaque pour des oscillations verticales	72
Figure 5.4 : Vitesse relative et angle d'attaque pour un objet en rotation à une distance R de l'axe de rotation lorsque R est constant.....	72
Figure 5.5 : Vitesse relative et angle d'attaque à différent point de la forme en D pour des oscillations en rotation.....	73
Figure 5.6: Gaine en aluminium.....	74
Figure 5.7: Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces instationnaires parallèles au plat de la section en D pour les 7 prises de mesure constituant une série d'acquisition.....	75

Figure 5.8: Amplitude des fréquences lues par la balance après un impact donné selon une direction parallèle au plat de la section en D	76
Figure 5.9: Amplitude des fréquences lues par la balance après un impact donné selon une direction normale au plat de la section en D	77
Figure 5.10: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais sans vent avec gainé pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz.....	79
Figure 5.11: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz.....	80
Figure 5.12: Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais dynamiques sur le coefficient de portance pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s	81
Figure 5.13: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz	82
Figure 5.14: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais sans vent sans gainé pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz.....	83
Figure 5.15: Comparaison des signaux provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les deux types d'essais sans vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz.....	84
Figure 5.16: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,1 m/s ($U_{osc}=0,08$)	88
Figure 5.17: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,8 m/s ($U_{osc}=0,103$)	89
Figure 5.18: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,1 m/s ($U_{osc}=0,120$)	90
Figure 5.19: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent moyen de 3,3 m/s ($U_{osc}=0,149$)	91
Figure 5.20: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 6,0 m/s ($U_{osc}=0,083$)	92
Figure 5.21: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 4,7 m/s ($U_{osc}=0,106$)	93
Figure 5.22: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 2,7 m/s ($U_{osc}=0,181$)	94
Figure 5.23: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 5,9 m/s et une fréquence de 1 Hz ($U_{osc}=0,167$)	96
Figure 5.24: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 6,35 m/s et une fréquence de 1,5 Hz ($U_{osc}=0,233$)	97
Figure 5.25: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 6,1 m/s et une fréquence de 2 Hz ($U_{osc}=0,326$)	98

Figure 5.26: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,0 m/s ($U_{osc}=0,164$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	102
Figure 5.27: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,6 m/s ($U_{osc}=0,216$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	103
Figure 5.28: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,3 m/s ($U_{osc}=0,235$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	104
Figure 5.29: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 5,4 m/s ($U_{osc}=0,271$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	105
Figure 5.30: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 3,8 m/s ($U_{osc}=0,3899$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	106
Figure 5.31: Comparaison des coefficients de force et de moment instationnaires pour une section en D verticale et inclinée (fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés, vent de 6,3 m/s et $U_{osc}=0,235$).....	109
Figure 5.32: Comparaison des coefficients de force et de moment instationnaires pour une section en D verticale et inclinée (fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés, vent de 6,3 m/s et $U_{osc}=0,235$).....	110
Figure 5.33: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 90 degrés et une fréquence de 1,5 Hz pour une section verticale	111
Figure 5.34: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 90 degrés et une fréquence de 1,5 Hz pour une section inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale	111
Figure 5.35: Position angulaire.....	114
Figure 5.36: Vitesse angulaire.....	114
Figure 5.37: Accélération angulaire	114

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1: Listes des variables primitives.....	21
Tableau 2.2: Principaux termes en π obtenus après les avoir combinés	22
Tableau 2.3: Conditions d'expérimentation des autres études	24
Tableau 3.1: Valeurs maximales des coefficients de force	30
Tableau 4.1: Incertitudes des coefficients de force et de moment.....	52

LISTE DES SYMBOLES

c	Longueur caractéristique
d	Diamètre de la section en D
f	Fréquence de formation des vortex
f_{os}	Fréquence des oscillations
h	Hauteur de la section
k	Raideur
l	Longueur axiale de la section
m	Masse
$n = \rho h^2 l / 2m$	Masse adimensionnelle
P	Pression atmosphérique
r	Amortissement visqueux
t	Temps
y	Déplacement vertical
$\dot{y} = dy / dt$	Vitesse verticale des oscillations
\ddot{y}	Accélération verticale
A, B, C, D	Coefficients de l'approximation de courbe
A_{osc}	Amplitude des oscillations
C_{Fy}	Coefficient de force aérodynamique latérale
C_D	Coefficient de traînée
C_L	Coefficient de portance
C_{La}	Dérivée de la courbe des coefficients de portance
C_M	Coefficient de moment
D	Traînée
D_{proj}	Diamètre projeté de la section en D
E	Déformations lues par la balance interne exprimées en volts
F_N	Force normale au plat de la section en D
F_T	Force tangentielle au plat de la section en D
F_y	Force aérodynamique latérale
L	Portance
M	Moment
$R = \bar{Y}^2$	Variable dépendante dans l'analyse non linéaire
$Re = \rho V c / \mu$	Nombre de Reynolds
R	Rayon de la section en D
$S = fh / V$	Nombre de Strouhal
T	Température
$U = V / \omega h$	Vitesse réduite
$U_0 = 2\beta / nA$	Vitesse de vent adimensionnelle minimale pour le galop
$U_{osc} = 2\pi f_{osc} A_{osc} d / V$	Fréquence réduite d'oscillation
V	Vitesse du vent normal
V_r et V_{rel}	Vent relatif

$Y = y/h$	Déplacement adimensionnel
\bar{Y}	Amplitude de vibration adimensionnelle
$\dot{Y} = dY/d\tau$	Vitesse d'oscillation adimensionnelle
α	Angle d'attaque de la section
$\beta = r/2m\omega$	Coefficient d'amortissement adimensionnel
Δp	Différence de pression lue par un tube de Pitot
κ	Facteur de correction du critère de Den Hartog
φ	Angle d'inclinaison
ρ	Densité de l'air
θ	Angle de rotation
$\dot{\theta}$	Vitesse angulaire
$\ddot{\theta}$	Accélération angulaire
$\tau = \omega t$	Temps adimensionnel
μ	Viscosité de l'air
ω	Fréquence des oscillations
$\omega_n = \sqrt{k/m}$	Fréquence naturelle

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Le vent, par son intensité, sa direction et son contenu instationnaire de turbulence peut produire des effets destructeurs sur les structures de transport d'électricité. Les lignes de transport sont sujettes aux mouvements induits par le vent, entre autres, par le phénomène de galop.

Le phénomène de galop est caractérisé par de grandes amplitudes et de faibles fréquences de vibration pour des systèmes possédant peu d'amortissement. Appliqué aux conducteurs, ce phénomène apparaît généralement quand un profil de glace se forme autour des fils [Edwards, 1970].

Depuis les toutes premières constructions de lignes, le phénomène de galop est un problème majeur pour les distributeurs d'électricité dans les régions où il y a risque de givrage des conducteurs. En effet, le galop peut entraîner des interruptions de courant, puisque les conducteurs se rapprochent suffisamment pour causer des arcs électriques [Edwards, 1970]. Également, il peut entraîner des dommages aux isolateurs, aux amortisseurs, aux conducteurs et, dans de plus rares occasions, à la structure de support [Lilien et coll., 2009].

Afin d'améliorer la compréhension de ce phénomène et de développer des méthodes de contrôle, de nombreuses études ont été effectuées, autant sous forme théorique qu'expérimentale [Lilien et coll., 2009] [Rawlins, 1979]. L'analyse du galop, et par le fait même, la conception de contre-mesures pour les lignes de haute tension sont généralement basées sur l'hypothèse quasi stationnaire. Toutefois, la plage de validité de cette hypothèse restait à être déterminée. Ce fut l'objectif premier de ce projet de doctorat.

Ce premier chapitre présente tout d'abord une mise en contexte afin de définir le projet de recherche et ses objectifs. Il sera ensuite question des contributions originales de ce doctorat. Pour terminer, la structure de la thèse sera présentée.

1.1 Mise en contexte

Le phénomène de galop résulte d'une instabilité aérodynamique et/ou aéroélastique. Dans le cas des conducteurs, la portance est générée par l'asymétrie du profil de glace tel que le montre la figure 1.1.

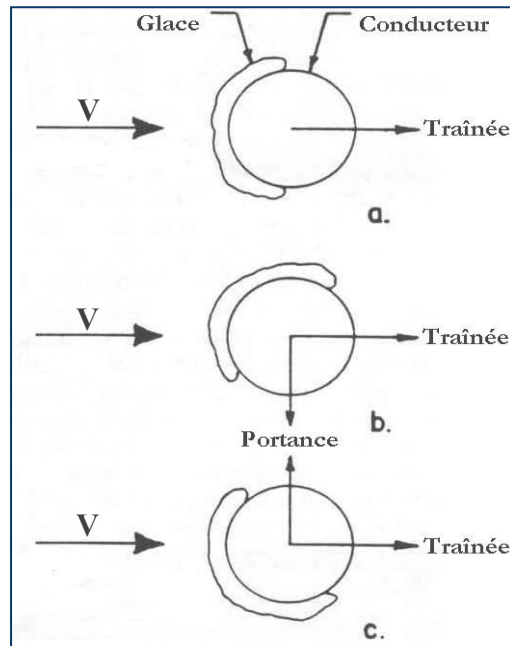


Figure 1.1 : Portance en fonction de la position du profil de glace pour un conducteur stationnaire [Lilien et coll., 2009]

Le galop se produit lorsque la portance est modulée par le mouvement périodique du conducteur. Ainsi, de petites oscillations génèrent des forces qui augmentent à leur tour les amplitudes du mouvement.

1.1.1 Hypothèse quasi stationnaire

Les modèles servant à l'analyse et au calcul des forces aérodynamiques de galop se basent sur l'hypothèse quasi stationnaire. Dans le cas d'oscillations verticales où une section se déplace vers le haut à une vitesse (\dot{y}) dans un écoulement de vitesse (V), cette hypothèse présume que la section en mouvement expérimente les mêmes forces aérodynamiques qu'une section au repos à un angle $\alpha = \tan^{-1}(\dot{y}/V)$ dans un vent relatif de vitesse $V_r = \sqrt{\dot{y}^2 + V^2}$ [Laneville et Parkinson, 1971]. C'est donc dire que l'on considère l'aérodynamique du conducteur en

mouvement de la figure 1.2, similaire à l'aérodynamique d'un conducteur stationnaire à différents angles d'attaque α par rapport au vent relatif de vitesse V_r [Parkinson, 1971].

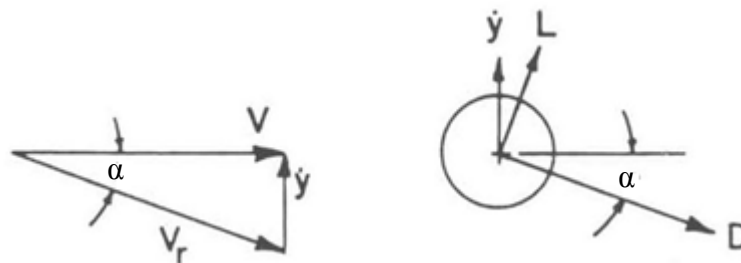


Figure 1.2 : Portance et traînée par rapport au vent relatif [Lilien et coll., 2009]

Selon cette hypothèse, le galop est essentiellement gouverné par des forces quasi stationnaires [Simiu et Scanlan, 1978]. Ainsi, la connaissance des coefficients de force moyens serait suffisante comme fondement à une analyse satisfaisante du phénomène de galop.

1.1.2 Comparaison entre le quasi stationnaire et l'instationnaire

En 1961, lors du développement de la théorie quasi stationnaire, il a été reconnu que cette théorie ne peut représenter parfaitement les conditions réelles. En effet, l'historique des vortex et le comportement de la couche de discontinuité sont différents pour des cylindres en oscillations ou stationnaires [Parkinson et Brooks, 1961]. Quoique cette hypothèse mène à des résultats très près de la réalité dans bien des expérimentations [Price, 1975] [Cheers, 1950], il est légitime de se demander si elle est applicable dans tous les cas. D'ailleurs, certaines études, qui seront présentées plus en détail au chapitre 2, ont démontré qu'il y a un écart entre les forces instationnaires et quasi stationnaires [Nigol et Buchan, 1981] [Phuc et coll., 2004] [Kimura et coll., 1999].

1.1.3 Effet de la direction du vent

Dans le phénomène de galop, un vent non perpendiculaire ne peut pas seulement être décomposé en deux composantes, une perpendiculaire et l'autre longitudinale au conducteur. Le comportement de l'écoulement n'est pas aussi simple. Le rattachement de la couche de discontinuité est une caractéristique importante des cycles de galop, la forme de la section et sa longueur sont donc des paramètres déterminants [Parkinson, 1974]. Comme la forme de la section vue par l'écoulement est changée par l'inclinaison, le comportement de l'écoulement,

c'est-à-dire sa séparation et son rattachement, sera également modifié [Cheng et coll., 2004]. Déjà en 1947, des expérimentations montrent que lorsque le vent n'est pas perpendiculaire à la portée, la section en D est plus susceptible de galoper [Harris, 1947]. Lors d'essais sur des lignes expérimentales équipées d'entretoises entre les phases, il a été observé que l'amplitude verticale des oscillations de galop est fortement reliée à la direction du vent [Van Dyke et Laneville, 2004].

1.2 Définition du projet

Il a été vu que l'hypothèse quasi stationnaire est utilisée dans l'analyse du phénomène de galop. Jusqu'à maintenant, quelques études avaient présenté une comparaison entre les forces quasi stationnaires et instationnaires [Nigol et Buchan, 1981] [Phuc et coll., 2004] [Kimura et coll., 1999], mais sans jamais vraiment présenter de critère de validité de cette hypothèse. Appliquer des coefficients aérodynamiques mesurés sur un modèle stationnaire pour évaluer les efforts sur un conducteur en mouvement reste une approche dont il était nécessaire d'établir les limites de validité. Également, l'effet de la direction du vent sur le comportement de l'écoulement méritait d'être étudié et mieux compris.

L'objectif principal de ce projet était donc de valider expérimentalement l'hypothèse quasi stationnaire et d'en trouver les limites d'application dans le cas de la forme en D, simulant un conducteur recouvert de glace. Les objectifs spécifiques de l'étude étaient les suivants:

- Mesurer les coefficients de forces et de moment à différents angles d'attaque statiques;
- Étudier le détachement tourbillonnaire aux différents angles d'attaque statiques de la forme en D;
- Étudier l'effet de la direction du vent sur les coefficients de force et de moment stationnaires et instationnaires.
- Étudier l'effet de la fréquence réduite d'oscillation ($U_{osc} = 2\pi f_{osc} A_{osc} d/V$) sur les coefficients de portance, de traînée et de moment obtenus grâce à des essais dynamiques en variant la vitesse du vent ainsi que la fréquence et l'amplitude angulaire des oscillations;
- Comparer les coefficients de force et de moment stationnaires et instationnaires.

L'approche qui a été employée est purement expérimentale et consistait à réaliser une série d'essais sur un conducteur simple dans la soufflerie en circuit fermé de l'Université de Sherbrooke.

Des premiers essais statiques et dynamiques ont été effectués avec le conducteur en position verticale. L'angle d'inclinaison du tube a ensuite été varié pour reproduire les différentes orientations du vent.

1.3 Contributions originales

Peu de données étaient alors disponibles sur le nombre de Strouhal et le coefficient de moment d'une forme en D en fonction de l'angle d'attaque. Ce projet, par les essais statiques, contribue à fournir une référence supplémentaire pour ces données.

Peu d'études ont étudié l'effet de l'angle d'inclinaison pour une section en D. Le projet a permis de comparer les coefficients de force et de moment stationnaires d'une section verticale à ceux d'une section inclinée de 40 et 65 degrés par rapport à l'horizontale. Également, l'étude a permis de démontrer que l'écoulement autour de la section inclinée est différent, car pour plusieurs angles d'attaque, plusieurs fréquences de détachement tourbillonnaire ont été détectées dans le cas de la section inclinée alors qu'une seule fréquence de détachement tourbillonnaire a été détectée dans le cas de la section verticale.

La comparaison entre les coefficients de force et de moment instationnaires et stationnaires permet de conclure qu'appliquer des coefficients aérodynamiques mesurés sur un modèle stationnaire pour évaluer les efforts sur un conducteur en mouvement n'est pas une approche qui est toujours valide. L'augmentation de la fréquence et de l'amplitude angulaire ou la diminution de la vitesse du vent a pour effet d'augmenter les écarts entre les coefficients instationnaires et stationnaires. Par contre, à cause des influences différentes de ces variables, qui entrent dans le calcul de la fréquence réduite d'oscillation, l'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires n'augmente pas nécessairement avec la fréquence réduite d'oscillation.

Aucune étude n'a été répertoriée qui traitait d'essais dynamiques sur une section en D inclinée. C'est une contribution de ce projet. Dans un premier temps, le projet a permis de comparer les coefficients de force et de moment instationnaires d'une section verticale à ceux d'une section inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale. Les résultats ont démontré que l'angle d'inclinaison a peu d'influence sur les coefficients de force et de moment instationnaires. Les coefficients de force et de moment stationnaires sont plus influencés par l'angle d'inclinaison. Dans un deuxième temps, le projet a permis de comparer les coefficients de force et de moment stationnaires et instationnaires d'une section inclinée. L'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires est plus important lorsque la section en D est inclinée. Ces résultats permettent de contribuer à une meilleure compréhension du phénomène de galop.

1.4 Présentation de la thèse

À la suite de ce premier chapitre, le chapitre 2 présente plus en détail l'état de l'art ainsi que l'analyse dimensionnelle du phénomène ayant permis de définir le projet et le plan d'expérimentations. Le chapitre 3 décrit le montage expérimental, les caractéristiques de la soufflerie ainsi que le système d'acquisition et de traitement des données.

Les chapitres 4 et 5 portent respectivement sur les essais statiques et les essais dynamiques. Ces deux chapitres comprennent l'étude des coefficients de force et de moment, du détachement tourbillonnaire et de l'effet du nombre de Reynolds et de l'angle d'inclinaison. Au chapitre 5, le stationnaire est comparé à l'instationnaire pour analyser les critères de validité de l'hypothèse quasi stationnaire. Finalement, le chapitre 6 présente les grandes conclusions de cette étude en soulignant les limites de la méthode utilisée et les perspectives de ce projet.

CHAPITRE 2 ÉTAT DE L'ART

Les principaux aspects traités dans ce chapitre sont la mécanique du phénomène de galop, l'hypothèse quasi stationnaire, la comparaison entre le quasi stationnaire et l'instationnaire ainsi que l'effet de la direction du vent. Une analyse dimensionnelle du phénomène a ensuite été réalisée afin de mettre l'emphase sur les termes sans dimension qui seront utilisés lors de l'analyse. Finalement, les paramètres d'essais d'études réalisées par différents chercheurs sont répertoriés.

2.1 Description du mécanisme de galop

Le galop, contrairement aux vibrations éoliennes¹, peut survenir à n'importe quelles vitesses de vent supérieures à une valeur critique déterminée par le niveau d'amortissement structural. Le vent peut être également constant ou non [Parkinson, 1971]. C'est pourquoi ce phénomène survient sur des systèmes possédant peu d'amortissement tels que les ponts suspendus et les lignes de transport d'électricité. Une autre particularité du mouvement de galop est que la fréquence des oscillations est très près de la fréquence naturelle du système [Parkinson et Brooks, 1961]. La fréquence des oscillations de galop est généralement de moins de 1 Hz et est largement inférieure à la fréquence des vibrations éoliennes pour une même vitesse de vent [Lilien et coll., 2009].

Lorsqu'un conducteur galope, son mouvement d'oscillation est principalement vertical, mais il peut également avoir une composante horizontale et une composante en torsion. Le mouvement de torsion, dans certains cas, joue un rôle significatif dans l'apparition ou non du galop. Effectivement, la rotation du conducteur change l'angle d'attaque du profil de glace et, donc, ses caractéristiques aérodynamiques [Rawlins, 1979].

¹ Les vibrations éoliennes se produisent à des vitesses de vent faibles ou modérés et sont favorisées par des vents constants. L'amplitude des oscillations n'excède pas le diamètre du conducteur. Elles sont causées par le détachement tourbillonnaire dans le sillage du conducteur et se produisent à une fréquence qui peut être estimée à l'aide du nombre de Strouhal [Rawlins et coll, 2007].

2.1.1 Critère de Den Hartog

Il a été vu que la portance est causée par l'asymétrie de la section exposée au vent. Le galop survient lorsqu'une petite perturbation augmente la portance dans le sens du mouvement créant ainsi un amortissement négatif. Ce mécanisme a été décrit par Den Hartog en 1932 pour expliquer la cause du phénomène de galop. Considérant un conducteur recouvert de glace qui oscille verticalement, l'angle d'attaque entre le vent relatif et le profil de glace peut s'exprimer par l'équation 2.1.

$$\alpha = \tan^{-1}(\dot{y}/V) \quad (2.1)$$

Ainsi, si la vitesse d'oscillation (\dot{y}) est vers le haut comme à la figure 2.1a, l'angle d'attaque est négatif. Si la vitesse est vers le bas comme à la figure 2.1b, l'angle d'attaque est positif.

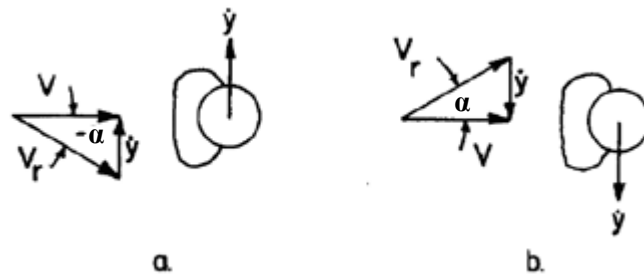


Figure 2.1 : Effet de la vitesse de déplacement vertical du conducteur sur le vent apparent [Lilien et coll., 2009]

En se rapportant à la figure 2.2, on voit que si une section qui est au repos à un angle d'attaque de zéro degré commence à osciller vers le haut comme à la figure 2.1a, la portance est également vers le haut. Similairement, lorsque la vitesse s'inversera et que le conducteur commencera à se déplacer vers le bas, l'angle d'attaque sera positif et la portance sera vers le bas dans le même sens que le mouvement, ajoutant de l'énergie au mouvement d'oscillation.

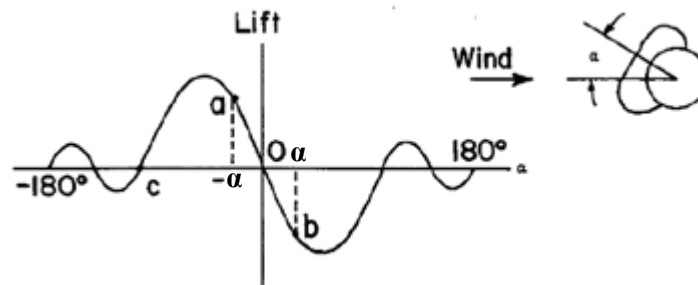


Figure 2.2 : Variation de la portance en fonction de l'angle d'attaque [Lilien et coll., 2009].

Ainsi, l'équation 2.2 présente le critère de Den Hartog qui stipule que « *l'instabilité se produit lorsque l'effet de la pente négative de la courbe de portance est plus important que l'amortissement causé par la traînée* » [Den Hartog, 1932].

$$\frac{dL}{d\alpha} + D < 0 \quad (2.2)$$

Depuis, la théorie a été améliorée pour tenir compte de la torsion qui se produit généralement sur les lignes de transport d'électricité. Les conducteurs simples ont une fréquence naturelle en torsion entre 5 et 10 fois leur fréquence naturelle dans la direction verticale. Le mouvement de torsion est généralement en phase avec les oscillations verticales. Dans ce cas, le critère de Den Hartog est modifié. La dérivée de la courbe de coefficients de portance est multipliée par un facteur (κ) qui dépend, entre autres, de la dérivée du moment de tangage et de l'effet de l'excentricité du centre de masse du profil de glace [Lilien et coll., 2009].

$$C_{L\alpha}(1 + \kappa) + C_D < 0 \text{ où } C_{L\alpha} = dC_L/d\alpha \quad (2.3)$$

2.1.2 Couche de discontinuité

Les forces de galop sont déterminées par le comportement de la couche de discontinuité de part et d'autre de l'objet immergé. En effet, lorsqu'un corps non profilé est exposé au vent, l'écoulement se détache de la surface de l'objet aux points de séparation et se nomme alors couche de discontinuité. Cette couche est instable puisqu'elle fait l'objet d'un gradient de vitesse et, donc, d'un gradient de pression qui pousse l'écoulement à tourner sur lui-même pour former des vortex discrets. Malgré qu'elle ait été obtenue pour un écoulement à un nombre de Reynolds différent des conditions in situ, la figure 2.3 permet d'observer la séparation de l'écoulement et les vortex présents dans le sillage de la section. La vorticité prise entre l'objet et la couche de discontinuité cr  e une succion, donc une pression moyenne négative sur la surface de l'objet. Selon la distance entre cette couche et la surface du corps, la distribution de pression autour de la section variera. Par exemple, lorsque la couche de discontinuité se rattache à la surface du corps, comme on peut l'observer sur la figure 2.3, la succion de ce côté est largement diminuée. Il est à noter que le galop se produit à des vitesses de vent pour lesquelles la fréquence de formation des vortex est très supérieure à la fréquence naturelle de la structure, ainsi, l'effet de l'excitation par vortex est négligeable dans le phénomène de galop, contrairement aux vibrations éoliennes [Parkinson, 1971].



Figure 2.3 : Visualisation expérimentale de l'écoulement autour d'une section carrée à $Re = 250$ et $\alpha = 6$ degrés [Luo et coll., 2003].

Le galop se produit plus facilement pour des sections à points de séparation fixes qui ont d'assez longs côtés interagissant avec la couche de discontinuité. C'est pourquoi le galop est souvent étudié à l'aide de sections carrées ou rectangulaires [Parkinson, 1971]. Il a d'ailleurs été observé que lorsque le ratio l/h est petit, l et h étant indiqués sur la figure 2.3, le côté de la section n'est pas suffisamment long pour interagir avec la couche de discontinuité et il en résulte une distribution de pression symétrique. La section est stable pour de petits angles d'attaque et il est nécessaire d'avoir une vitesse verticale pour que la section puisse galoper. Une valeur intermédiaire du ratio l/h , comme la section carrée, permet au côté de la section de faire interférence à la formation de vortex et la distribution de pression moyenne devient alors asymétrique, même pour de faibles angles d'attaques. La section est instable au repos et peut galoper. En augmentant le ratio l/h , on diminue l'angle d'attaque nécessaire au rattachement de la couche de discontinuité. Ainsi, pour d'encore plus grands ratios l/h , la couche de discontinuité est déjà rattachée à $\alpha = 0$ degré et la section est toujours stable [Parkinson et Brooks, 1961] [Parkinson, 1971].

Pour des valeurs intermédiaires du ratio l/h , l'augmentation de l'intensité de la turbulence crée un effet similaire. En effet, la couche de discontinuité est plus épaisse et il en résulte un rattachement plus rapide [Laneville et coll., 1977]. Dans le cas d'une section rectangulaire ayant un ratio l/h de 0,5, il a été observé que la turbulence permettait de transformer un oscillateur, qui était stable au repos dans un écoulement uniforme, en oscillateur légèrement instable [Laneville et Parkinson, 1971]. Dans le cas de la forme en D, elle est stable au repos même avec une augmentation de l'intensité de la turbulence. Par contre, la turbulence a pour effet de réduire la traînée ainsi que la vitesse de vent minimale pour le galop. La turbulence a pour effet d'augmenter la probabilité qu'une forme en D se mette à galoper. La théorie quasi

stationnaire permet de bien prédire ces comportements si les coefficients de force ont été obtenus dans des conditions semblables de turbulence [Novak et Tanaka, 1974].

La figure 2.4 illustre bien le phénomène de galop pour une section carrée. En a), la section est immobile, l'écoulement se sépare symétriquement des coins 1 et 4, la distribution de pression est symétrique et la force verticale est nulle. En b), la section est en mouvement vers le bas avec une vitesse dy/dt . Le vent relatif, indiqué par $V_{rel.}$, est à un angle d'attaque de six degrés. L'écoulement se sépare toujours aux points 1 et 4, mais la couche de discontinuité est asymétrique. Elle est plus près du côté 1-2, que du côté 4-3. La succion exercée par la « trappe » de vortex est alors plus importante sur le côté 1-2, ce qui résulte en une force vers le bas, dans le sens de la vitesse. En c), l'angle d'attaque du vent relatif est de treize degrés. La couche de discontinuité s'est rattachée au point 2. C'est à cet angle que la force est maximale. Une augmentation de l'angle d'attaque ferait alors avancer le point de rattachement sur le côté 1-2, créant ainsi une diminution importante de la succion sur ce côté. La pression négative du côté 4-3 deviendrait supérieure à celle du côté 1-2 et le mouvement serait inversé [Parkinson, 1971].

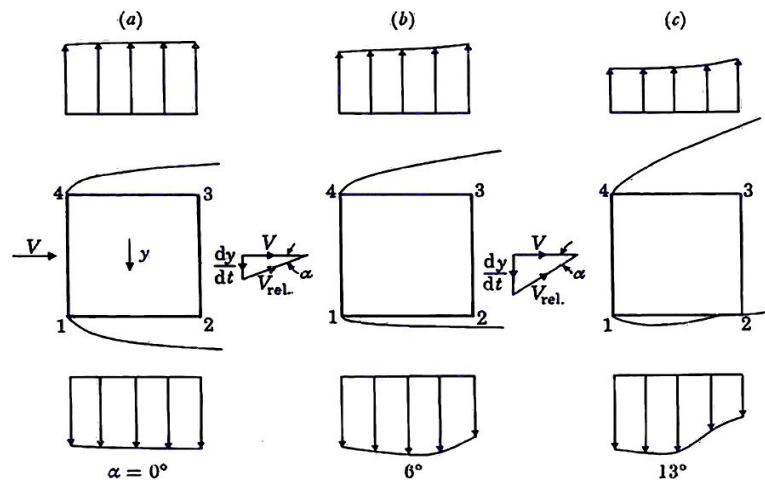


Figure 2.4 : Effet des côtés 4-3 et 1-2 de la section carrée sur le comportement de la couche de discontinuité. Les distributions de pression sont montrées à l'échelle [Parkinson, 1971]

En résumé, un petit mouvement vertical est suffisant pour créer une distribution de pression asymétrique qui entraîne une force verticale dans le sens de la vitesse du mouvement. L'amplitude des oscillations augmente jusqu'à ce que l'énergie dissipée par l'amortissement

structural soit égale à l'énergie fournie par le vent, par cycle. On obtient alors l'amplitude maximale qui dépend de la vitesse du vent [Parkinson, 1971].

2.2 Hypothèse quasi stationnaire

Cette section présentera le modèle mathématique de la théorie quasi stationnaire servant à l'analyse du galop. Cette théorie a été développée par Parkinson [Parkinson, 1974] avec la collaboration de Brooks [Parkinson et Brooks, 1961], puis de Smith [Parkinson et Smith, 1964]. Également, il sera question de l'hystérésis du phénomène.

2.2.1 Modèle mathématique

Aucune théorie traditionnelle n'est applicable pour représenter la distribution de pression asymétrique qui est à l'origine du phénomène de galop. Ainsi, la théorie quasi stationnaire présentée ici est une équation différentielle qui permet d'obtenir des caractéristiques d'un oscillateur non linéaire. La théorie a été développée pour une section carrée qui oscille verticalement. Cette théorie s'applique également à une forme en D, en utilisant une courbe des coefficients de force en fonction de α différente qui lui est propre.

Pour un système linéaire élastique, on obtient l'équation 2.4, bien connue, où C_{Fy} est calculé à l'aide de l'équation 2.5. Cette équation revient à faire une approximation polynomiale de la courbe des coefficients de force en fonction de α présentée à la figure 2.5. Les coefficients A, B, C et D sont tous positifs.

$$m\ddot{y} + r\dot{y} + ky = \frac{1}{2} C_{Fy} \rho V^2 hl \quad (2.4)$$

$$C_{Fy} = A \left(\frac{\dot{y}}{V} \right) - B \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^3 + C \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^5 - D \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^7 \quad (2.5)$$

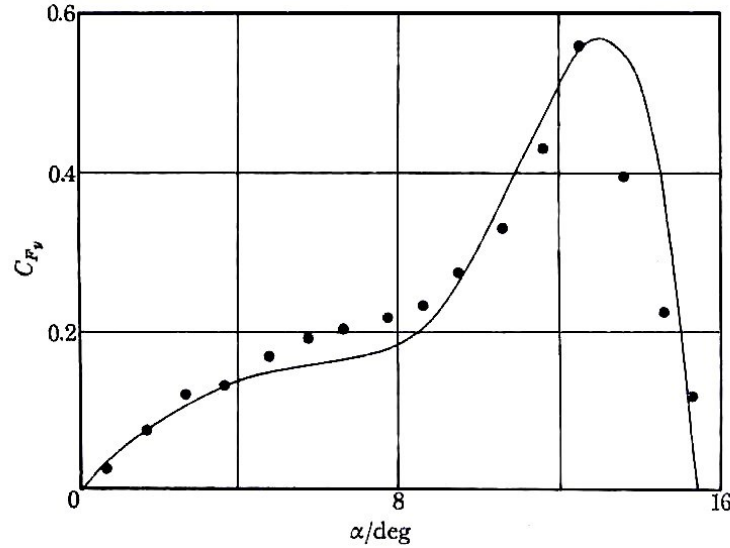


Figure 2.5 : Coefficient de force latérale d'une section carrée tracé en fonction de l'angle d'attaque. ● Résultats expérimentaux où $Re=22\ 300$ — Approximation polynomiale où $A=2,69$, $B=168$, $C=6,27$ et $D=59\ 900$ [Parkinson et Smith, 1964].

L'équation 2.4 devient l'équation 2.6 après adimensionnalisation. Les termes sont détaillés dans la liste des symboles. Les paramètres β et n sont très petits, de l'ordre de 10^{-3} . Également, pour que la théorie quasi stationnaire soit applicable et relativement exacte, la vitesse adimensionnelle, U , doit être largement supérieure à $1/2\pi S$, où S est le nombre de Strouhal qui correspond à la résonance entre la fréquence naturelle du système et la fréquence de formation des vortex pour le cylindre stationnaire. Il est ainsi possible d'éviter les interactions entre le galop et les vibrations éoliennes.

$$\ddot{Y} + \dot{Y} = nA \left\{ \left(U - \frac{2\beta}{nA} \right) \dot{Y} - \left(\frac{B}{AU} \right) \dot{Y}^3 + \left(\frac{C}{AU^3} \right) \dot{Y}^5 - \left(\frac{D}{AU^5} \right) \dot{Y}^7 \right\} \quad (2.6)$$

Les conclusions par rapport à la stabilité de la section sont présentées en détail dans l'article de Parkinson et Smith de 1964 et à l'annexe A. Seulement les conclusions par rapport à la stabilité de la position initiale sont présentées ici. Dans le cas où l'amortissement est négligeable, la stabilité de la position initiale ne dépend que du paramètre A . Sachant que le paramètre A est exprimé par l'équation 2.7 et qu'il correspond à la pente de la figure 2.5, le critère de Den Hartog vient d'être obtenu de nouveau. Également, puisque la pente de la figure

2.5 est positive à $\alpha=0$, la section carrée est instable au repos, comme il a déjà été mentionné précédemment.

$$A = \frac{dC_{Fy}}{d\alpha} \Big|_{\alpha=0} \quad (2.7)$$

Lorsque $\beta > 0$, comme le démontre l'équation 2.8, la vitesse nécessaire pour que la section soit instable dépend de l'amortissement. Pour une vitesse donnée, une augmentation de l'amortissement permet d'éviter le phénomène de galop.

$$U > U_0 = \frac{2\beta}{nA} \quad (2.8)$$

2.2.2 Hystérésis

Il existe plusieurs possibilités pour la configuration des racines des équations de stabilité présentées en détail à l'annexe A. En fonction de laquelle des racines est positive, ou s'il y a une, deux ou trois racines positives, le système aura différents comportements qui dépendent de la vitesse adimensionnelle U . Selon la vitesse, le système changera d'un comportement à un autre. Cette dépendance du système à la vitesse est clairement démontrée par la figure 2.6. Cette figure montre qu'il y a de l'hystérésis dans l'amplitude des oscillations de galop pour de faibles vitesses de vent. En effet, dépendamment de si la vitesse de vent augmente ou diminue, l'amplitude prendra respectivement une plus basse ou une plus grande valeur. Les résultats expérimentaux correspondent bien à la théorie [Parkinson et Smith, 1964].

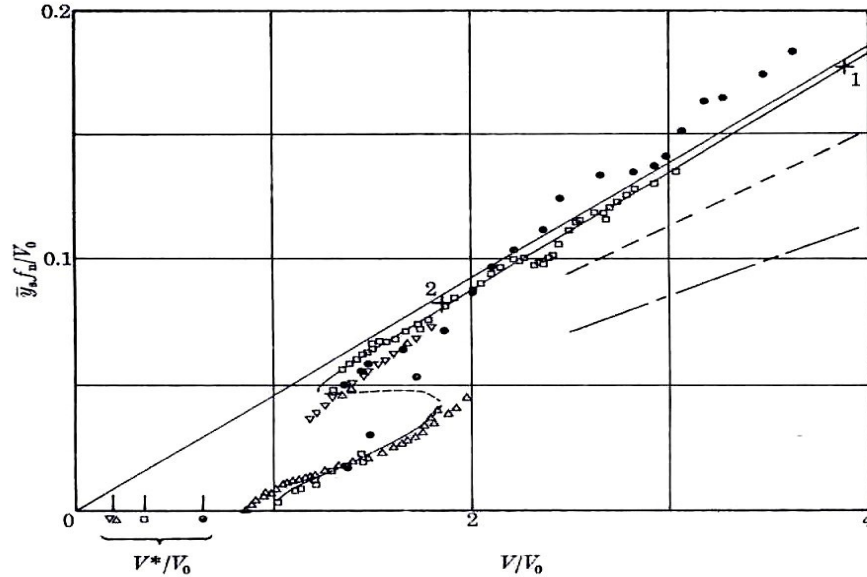


Figure 2.6 : Convergence des données sur une seule courbe caractéristique de l'amplitude stationnaire en fonction de la vitesse. Théorie : — Cycle limite stable, - - - - Cycle limite instable. Expérimental : $\times \beta=0,00107$, $\circ \beta=0,00196$, $\Delta \beta=0,00364$, $\nabla \beta=0,00372$, $+ \beta=0,0012$, $+2 \beta=0,0032$. Reynolds=4 000-20 000. [Parkinson et Smith, 1964]

À des vitesses plus élevées, l'amplitude maximale adimensionnelle moyenne (Y_s) est proportionnelle à U et peut être approximée par l'équation 2.9. L'amplitude maximale moyenne, exprimée sous forme dimensionnelle, peut également être calculée grâce à l'équation 2.10.

$$Y_s \cong 0,3U \quad (2.9)$$

$$\bar{y}_s = 0,3 \frac{V}{\omega} \quad (2.10)$$

La méthode des petites perturbations a été utilisée pour comparer la stabilité des équations de mouvement obtenues avec l'approximation de courbe par un polynôme de degré 5 [Parkinson et Brooks, 1961] et de degré 7 [Parkinson et Smith, 1964]. Également, dans une étude plus récente, des polynômes de degrés neuf et onze ont été utilisés afin de mieux approximer la courbe C_{Fy} en fonction d' α avec l'intention d'observer l'apparition de racines positives supplémentaires. Même si l'équation du mouvement de la théorie quasi-stationnaire comporte alors des termes d'ordres supérieurs à 7, les racines supplémentaires obtenues sont négatives

ou complexes. De ce fait, aucune amplitude d'oscillation stationnaire supplémentaire n'est envisagée. De plus, un polynôme de degré supérieur à 7 n'améliore pas significativement l'approximation de la courbe C_{Fy} . D'ailleurs, le degré 7 est suffisant pour bien reproduire le point d'inflexion de cette courbe et l'hystérésis du phénomène. Il n'est donc pas nécessaire d'augmenter davantage le degré du polynôme utilisé [Ng et coll., 2005].

Il a été montré que l'existence d'un point d'inflexion dans la figure 2.5 entraîne nécessairement le phénomène d'hystérésis [Luo et coll., 2003]. Ce point serait lui-même le résultat du rattachement intermittent de la couche de discontinuité pendant le cycle de formation des vortex, tel qu'illustré à la figure 2.7. La visualisation des vortex peut être rapportée sur la courbe du coefficient C_y en fonction du temps pour un cycle. Ces résultats ont été obtenus par simulation numérique et vérifiés expérimentalement. Le cycle de vortex peut être subdivisé en deux parties distinctes : une sans rattachement (1 à 5) et une avec fort rattachement (5 à 9). Ce demi-cycle de fort rattachement n'a été observé que pour l'angle d'attaque correspondant au point d'inflexion. Le rattachement de la couche de discontinuité est associé à une pression négative moins importante et à un coefficient C_y moins élevé dans ce cas. La moyenne de C_y , sur plusieurs cycles, aura donc tendance à être moins augmentée que les angles d'attaque voisins, d'où l'existence du point d'inflexion [Luo et coll., 2003].

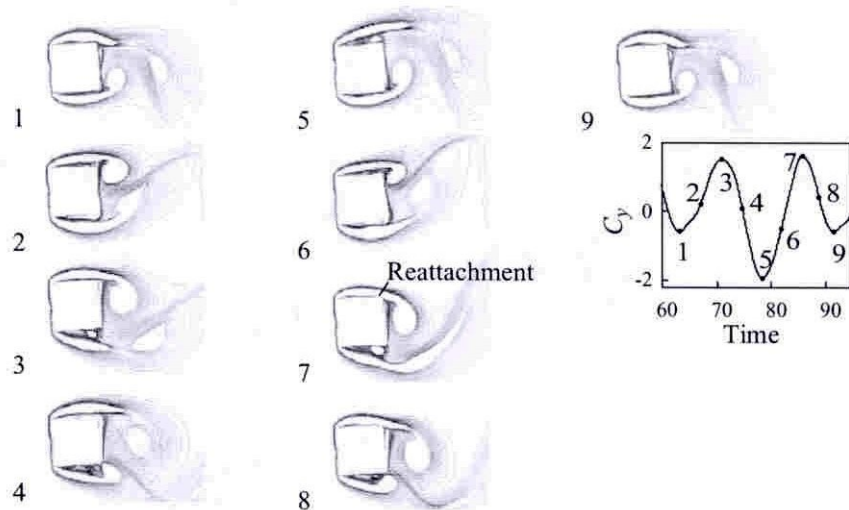


Figure 2.7 : C_y en fonction du temps ainsi que les contours de la vorticité correspondante pour $Re=1000$ et $\alpha=4$ degrés, où se situe le point d'inflexion [Luo et coll., 2003].

2.3 Comparaison entre le quasi stationnaire et l'instationnaire

Cheers [Cheers, 1950] a réalisé des essais dynamiques sur une section en D. Le conducteur était fixé à des ressorts et à des amortisseurs pour lui permettre d'osciller verticalement et en torsion. Pour des angles d'attaques de 0 à 40 degrés, les résultats dynamiques sont en accord avec la théorie quasi stationnaire. Aux environs de 90 degrés, la vitesse critique de vent nécessaire à créer l'instabilité est plus grande que celle calculée à partir de la théorie. Cheers explique cette différence par un manque de précision dans l'estimation de l'angle d'attaque du modèle en oscillation et de la pente de la courbe de portance. En effet, la portance et la traînée ont été mesurées à chaque incrément de 10 degrés. Comme la pente de la courbe de portance est très abrupte aux environs de 90 degrés, plus de points auraient été nécessaires pour estimer cette pente avec précision. Cheers conclut que *« les forces de vent mesurées sur un modèle statique peuvent être utilisées pour calculer la stabilité des petites oscillations d'un conducteur recouvert de glace »*.

Price [Price, 1975] a également réalisé des essais dynamiques pour vérifier la validité de l'hypothèse quasi stationnaire utilisée dans la théorie linéaire de flottement pour deux conducteurs en faisceaux. Plusieurs zones d'instabilités ont été prédites théoriquement en utilisant l'hypothèse quasi-stationnaire et ont ensuite été démontrées expérimentalement.

Nigol et Buchan [Nigol et Buchan, 1981] ont réalisé des essais statiques et dynamiques pour étudier le mécanisme de Den Hartog sur des conducteurs recouverts de glace. L'hypothèse était que si les caractéristiques aérodynamiques du profil étaient les mêmes sous des conditions statique et dynamique, les régions d'instabilité devraient coïncider. Les résultats de leurs essais dynamiques démontrent qu'il n'y a aucune zone d'instabilité contrairement aux résultats statiques. Le critère de Den Hartog $dC_L/d\alpha + C_D$ est donc nécessairement moins négatif sous des conditions dynamiques. Nigol et Buchan suggèrent que les différences entre les résultats statiques et dynamiques seraient causées par le mouvement du conducteur, qui prévient la formation de point de détachement stable et résulte en une courbe de portance plus lisse avec des pentes moins élevées. L'article conclut qu'il n'est pas possible de prédire les instabilités dynamiques à partir de mesures statiques des coefficients de forces aérodynamiques.

Plus récemment, d'autres études ont également démontré qu'il y a un écart entre les forces instationnaires et quasi stationnaires. Les modèles, utilisés pour les essais en soufflerie, sont alors soumis à des oscillations forcées en rotation ou en translation verticale. Pour des oscillations verticales, l'angle d'attaque du vent relatif est facilement calculable comme le mentionne la section 2.1.1. Dans le cas d'oscillations en rotation, l'angle d'attaque du vent relatif est mal défini, puisqu'il peut tenir compte de la vitesse angulaire ou même de l'accélération. C'est donc une coupe d'un graphique à trois dimensions, les axes étant l'angle de déplacement, la vitesse angulaire et les coefficients de force ou de moment, qui est comparée aux coefficients quasi stationnaires à une vitesse angulaire donnée. C'est une méthode proposée et utilisée par Kimura [Kimura et coll., 1999].

Pour des conducteurs simples en rotation, il n'y a pas de différence significative qui a été relevée entre le moment et les forces aérodynamiques instationnaires et quasi stationnaires. Même le moment est très peu affecté par l'amplitude des oscillations et par la vitesse angulaire [Phuc et coll., 2004].

Sous des oscillations forcées verticales ou en rotation, pour des conducteurs en faisceaux, les conclusions suivantes s'appliquent : les coefficients de portance instationnaires et quasi stationnaires sont similaires, mais les moments sont très différents [Kimura et coll., 1999]. La vitesse de rotation a un effet considérable, notamment de déphaser le coefficient de moment. Celui-ci semble plus sensible aux effets du sillage causé par les conducteurs en amont, ce qui peut expliquer les différences observées [Phuc et coll., 2004] [Kimura et coll., 1999].

2.4 Effet de la direction du vent

En 1950, lors d'essais en soufflerie, deux modèles de glace de formes différentes ont été testés à des angles d'azimut de 30 degrés. Par rapport aux essais avec un vent normal, une réduction des forces de portance et de traînée a été observée. Cette réduction était proportionnelle au carré de la composante normale de la vitesse de vent. Cheers mentionne dans sa conclusion qu'un vent oblique peut avoir une tendance similaire ou même supérieure à causer le galop [Cheers, 1950].

Nakamura et Tomonari [Nakamura et Tomonari, 1981] ont étudié en soufflerie l'effet du ratio entre la profondeur et le diamètre d'une forme en D sur la distribution de pression. Le ratio pouvait être varié de 0,5 à 1,5 en ajoutant une forme rectangulaire à l'avant de la forme en D. Dans un écoulement uniforme, il a été observé que le profil a tendance à galoper à partir d'un ratio critique de 1,05. Ainsi, le ratio entre la profondeur et le diamètre joue un rôle pour déterminer si le profil galope spontanément ou s'il se comporte comme un oscillateur « hard », c'est-à-dire qu'une perturbation est nécessaire pour qu'il commence à osciller. Le rattachement de la couche de discontinuité a seulement été observé pour le ratio 1,2 avec un angle d'attaque supérieur à 15 degrés et le ratio 1,5 avec un angle d'attaque supérieur à 12 degrés. Le rattachement est indiqué par une hausse rapide du nombre de Strouhal lorsque l'angle d'attaque augmente.

Lors d'essais sur la ligne expérimentale de l'Institut de recherche d'Hydro-Québec, aucune relation apparente n'a été observée entre l'amplitude de galop et l'azimut du vent lorsqu'il n'y avait pas d'entretoises interphases [Van Dyke et Laneville, 2008]. Par contre, la figure 2.8 montre qu'avec les entretoises interphases, il a été observé que l'amplitude verticale des oscillations de galop est fortement liée à la direction du vent. L'amplitude maximale est atteinte pour un vent qui fait un angle de 50 degrés avec la direction perpendiculaire au conducteur. De plus, l'amplitude décroît en approchant les angles de 90 degrés et 180 degrés, soient les directions respectivement perpendiculaire et parallèle au conducteur [Van Dyke et Laneville, 2004].

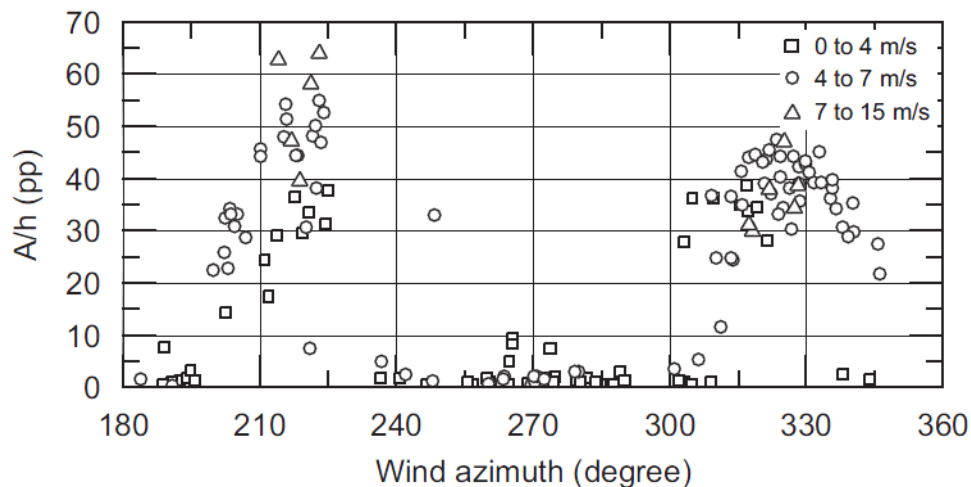


Figure 2.8 : Amplitude pour différentes directions du vent par rapport à la direction perpendiculaire à la ligne [Van Dyke et Laneville, 2008].

Au Conseil national de recherches du Canada à Ottawa, des essais en soufflerie ont été réalisés sur des cylindres circulaires en variant le nombre de Reynolds et les angles d'inclinaison et/ou de tangage du cylindre. L'écoulement se comporte alors différemment, notamment dans la plage critique du nombre de Reynolds, soit entre 200 000 et 350 000 [Cheng et coll., 2004]. Les coefficients moyens de portance et de traînée ont démontré que lorsque le cylindre est incliné, la plage critique du nombre de Reynolds est d'ailleurs atteinte plus rapidement. En fait, plus l'angle entre le conducteur et l'horizontale est petit, plus la chute de traînée se produit tôt. Également, un plus petit angle augmente l'étendue de la plage de nombre de Reynolds où la portance n'est pas nulle. En observant l'autocorrélation des coefficients de portance et de traînée dans la plage critique de nombre de Reynolds, il est suggéré qu'un écoulement axial se propage le long du conducteur et que la propagation de cet écoulement aurait un effet d'amplification dans la formation des vortex de Von Kármán. Ainsi, l'écoulement autour d'un cylindre incliné est fortement tridimensionnel [Cheng et coll., 2004]. La théorie quasi-stationnaire a d'ailleurs été adaptée pour tenir compte des forces aérodynamiques tridimensionnelles qu'expérimentent les cylindres circulaires dont les angles d'inclinaison et/ou de tangage varient [Carassale et coll., 2004]. Également, un paramètre d'amortissement, qui tient compte des effets tridimensionnels, a été développé pour déterminer la tendance à l'instabilité des câbles inclinés [MacDonald et Larose, 2006].

2.5 Analyse dimensionnelle

L'analyse dimensionnelle est très largement utilisée en mécanique des fluides puisqu'elle permet de réduire le nombre et la complexité des variables expérimentales qui affectent un phénomène physique donné. Les relations obtenues, en groupant des produits sans dimension, sont alors applicables à des expériences réalisées dans des conditions différentes.

La première étape d'une analyse dimensionnelle vise à établir la liste des n variables primitives impliquées dans le phénomène étudié. Le tableau 2.1 présente les 30 variables primitives identifiées dans le cadre de ce projet de recherche. Elles ont été choisies parce qu'elles sont des paramètres mesurés lors des expérimentations ou parce qu'elles serviront à l'analyse des données. Les mesures étant prises sur un modèle en soufflerie, les

caractéristiques des lignes de transport, comme par exemple la tension mécanique dans le conducteur, ne sont pas prises en considération dans l'analyse.

Tableau 2.1: Listes des variables primitives

<p>Variables géométriques Angle d'attaque : α Angle d'attaque de rattachement : α_R Angle d'inclinaison : φ Diamètre du profil : d Longueur du profil : l</p>	<p>Variables énergétiques Température : T Constante des gaz parfaits : R</p>
<p>Variables cinématiques Angle de rotation du modèle : θ Vitesse angulaire du modèle : $\dot{\theta}$ Accélération angulaire : $\ddot{\theta}$ Déplacement vertical : y Vitesse verticale : \dot{y} Accélération verticale : \ddot{y} Amplitude des oscillations : \bar{y} Viscosité : μ Vitesse du vent normal : V Vitesse relative : V_{rel} Temps : t Fréquence naturelle angulaire : ω Fréquence de formation des vortex : f</p>	<p>Variables dynamiques Densité : ρ Pression atmosphérique : p Différence de pression au tube de Pitot : Δp Masse : m Amortissement visqueux : r Raideur : k Force de portance : L Force de traînée : D Force verticale : F_y Moment : M</p>

Quatre grandeurs fondamentales ($p=4$) sont présentes dans ce phénomène, donc quatre variables de base ont été utilisées : la densité (ρ), la vitesse du vent normal (V), le diamètre du profil (d) et la température (T). Le théorème des π de Vaschy-Buckingham stipule que l'analyse dimensionnelle d'un phénomène physique, comprenant n variables primitives dont les dimensions sont définies à partir de p grandeurs fondamentales, permet d'établir $n-p$ produits sans dimension indépendants. Ainsi, 26 termes en π ont été obtenus, puis ont été combinés afin d'avoir une forme similaire aux nombres sans dimension souvent cités dans la littérature, notamment dans la théorie développée par Parkinson. Les étapes détaillées de l'analyse dimensionnelle sont présentées à l'annexe B.

Tableau 2.2: Principaux termes en π obtenus après les avoir combinés

#	Description des nombres sans dimension	Combinaison des termes en π
1	Angle d'attaque	α
2	Angle d'attaque de rattachement	α_R
3	Angle d'inclinaison	φ
4	Angle de rotation du modèle	θ
5	Vitesse angulaire adimensionnelle	$\dot{\theta} d / V$
6	Accélération angulaire adimensionnelle	$\ddot{\theta} d^2 / V^2$
7	Coefficient de portance	$C_L = \frac{L}{(\rho/2)V^2 l d}$
8	Coefficient de traînée	$C_D = \frac{D}{(\rho/2)V^2 l d}$
9	Coefficient de moment	$C_M = \frac{M}{(\rho/2)V^2 l d^2}$
10	Coefficient de force latérale	$C_{F_y} = \frac{F_y}{(\rho/2)V^2 l d}$
11	Nombre de Reynolds	$Re = \rho V d / \mu$
12	Nombre de Strouhal	$S = f d / V$
13	Temps adimensionnel	$\tau = \omega t$
14	Déplacement adimensionnel	$Y = y / d$
15	Coefficient d'amortissement adimensionnel	$\beta = r / 2m\omega$
16	Masse adimensionnelle	$n = \rho d^2 l / 2m$
17	Vitesse réduite	$U = V / \omega d$
18	Amplitude adimensionnelle	$\bar{Y} = \bar{y} / d$
19	Vitesse de vent adimensionnelle minimale pour le galop	$U_0 = 2\beta / nA$

2.5.1 Termes reliés aux coefficients de force et de moment

La théorie de Parkinson a été développée pour un seul degré de liberté, il n'utilise donc pas le coefficient de moment. Dans cette étude, les coefficients de forces et de moment seront étudiés en fonction de l'angle d'attaque.

2.5.2 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds (Re) est couramment utilisé en mécanique des fluides. Dans cette étude, comme la densité, la viscosité et le diamètre varieront très peu, ce sera d'abord la vitesse de l'écoulement qui fera varier le nombre de Reynolds.

2.5.3 Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal (S) joue un rôle déterminant dans le phénomène des vibrations éoliennes. Pour le galop, les vitesses de vent nécessaires sont plus grandes et la fréquence du détachement tourbillonnaire ne correspond plus aux fréquences naturelles du système. Ce nombre sans dimension sera étudié et servira à mieux comprendre le comportement de l'écoulement.

2.5.4 Termes reliés à l'équation de mouvement

Les nombres sans dimension 13 à 17 du tableau 2.2 permettent d'adimensionnaliser l'équation différentielle de mouvement. L'amplitude adimensionnelle est obtenue par la résolution de cette équation. La vitesse de vent adimensionnelle minimale pour le galop est également un résultat de l'analyse de cette équation de mouvement. Dans plusieurs articles, l'amplitude adimensionnelle (\bar{Y}) est tracée en fonction de la vitesse réduite (U), mais chaque terme est divisé par U_0 pour que la courbe soit indépendante de n et β . Ainsi, il est possible de comparer des résultats expérimentaux de systèmes ayant différentes valeurs de n et β . Un nombre sans dimension, inspiré de la vitesse réduite, sera un des paramètres importants pour la comparaison des forces stationnaires et instationnaires.

2.6 Paramètres expérimentaux des autres études

La revue de littérature a permis de compiler les conditions d'expérimentation des autres études qui sont résumées dans le tableau 2.3.

Tableau 2.3: Conditions d'expérimentation des autres études

Référence	Vitesse réduite ($U = V/\omega d$)	Fréquence d'oscillation (Hz)	Re
Bearman	0 à 10	5,60	10^4 à 3×10^4
Chadha et Jaster, 1975	Essais statiques seulement		$3,3 \times 10^4$ à $3,9 \times 10^4$
Cheers, 1950	Essais statiques seulement		$6,6 \times 10^4$
Edwards, 1970		0,1 à 1	$3,9 \times 10^4$
Kimura et coll., 1999			
Laneville et Parkinson, 1971	0 à 10	11 Hz	$3,1 \times 10^4$ à $3,3 \times 10^4$
Parkinson et Smith, 1964	Essais statiques seulement		4×10^3 à $2,2 \times 10^4$
Phuc et coll., 2004	108	0,3	2×10^4
Novak et Tanaka, 1974	0 à 12	3,2	$6,7 \times 10^4$ à 9×10^4

Pour la campagne d'essais de ce projet de doctorat, les limites du montage ont dû être prises en considération dans le choix des paramètres expérimentaux à tester. Pour éviter les trop grandes vibrations lors des changements de direction, la fréquence maximale des oscillations en rotation est de 2 Hz. Également, il s'avère qu'à une fréquence inférieure à 0,3 Hz, le moteur pas-à-pas entre en résonance et génère trop de vibrations.

Pour avoir une certaine précision sur la pression dynamique, un vent minimum de 2 m/s a été utilisé, soit un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la section en D de $1,4 \times 10^4$. Après avoir revu les conditions d'expérimentations des autres études, il a été décidé de limiter le nombre de Reynolds à $5,6 \times 10^4$, ce qui correspond à une vitesse de vent de 8,25 m/s.

Ainsi, la plage de vitesse réduite, basée sur la fréquence d'oscillation, pouvant être testée est de 1,6 à 43,8. En réalité, des vitesses réduites de 1,5 à 22 ont été testées étant donné que l'objectif était d'avoir des résultats pour une plage de vitesse réduite où la fréquence des oscillations est importante comparativement à la vitesse de vent. On verra au chapitre 5 qu'un terme sans dimension, inspiré de la vitesse réduite, est utilisé pour discuter des résultats.

CHAPITRE 3 MONTAGE ET MÉTHODOLOGIE

3.1 Introduction

Pour comparer la théorie quasi stationnaire aux résultats expérimentaux instationnaires, les coefficients de forces et de moment à différents angles d'attaque statiques doivent d'abord être mesurés. Pour les essais dynamiques, les oscillations forcées en rotation ont été préférées aux oscillations forcées verticales pour la simplicité du montage, étant donné que l'effet de l'angle d'inclinaison (φ) est également étudié et que cela implique de pouvoir incliner le tube dans le sens de la longueur de la soufflerie, en plus de le faire osciller.

Ainsi, le conducteur est entraîné en rotation à son extrémité du bas par un moteur pas-à-pas, de façon à faire varier l'angle d'attaque du profil en D. La vitesse et l'amplitude angulaires des oscillations forcées sont variées afin d'observer leurs effets sur les coefficients instationnaires de portance, de traînée et de moment. L'effet de la vitesse du vent est également étudié. Afin d'étudier l'effet de l'angle d'inclinaison, les essais statiques et dynamiques sont réalisés avec le conducteur en position verticale, puis pour chaque angle d'inclinaison choisi.

Ce chapitre décrit d'abord les caractéristiques de la soufflerie utilisée pour les essais ainsi que le montage expérimental et ses différentes composantes. Également, le système d'acquisition de données est présenté. Finalement, le travail de développement d'un système de visualisation de l'écoulement est discuté pour permettre de poursuivre ce travail et de mieux expliquer les résultats obtenus au cours de ce projet de recherche.

3.2 Caractéristiques de la soufflerie

Les essais sont réalisés dans la soufflerie à circuit fermé de l'Université de Sherbrooke, à l'intérieur d'une section de 1.82 m de largeur et de hauteur qui fait partie du tunnel de vent S1. La section de test mesure 10 mètres de longueur. La finition intérieure de la section d'essais est telle que la rugosité relative des parois équivaut à celle d'une paroi lisse. Le vent est généré par une hélice de 1,80 m de diamètre, qui aspire l'air et qui est alimentée par un moteur

électrique 149 kW à vitesse variable. La vitesse maximale pouvant être atteinte est de 30 m/s. Le profil de vitesse est uniforme à $\pm 1\%$ sauf à proximité des murs où la couche limite est de l'ordre de 5 cm. Le niveau de turbulence est inférieur à 0,5 %.

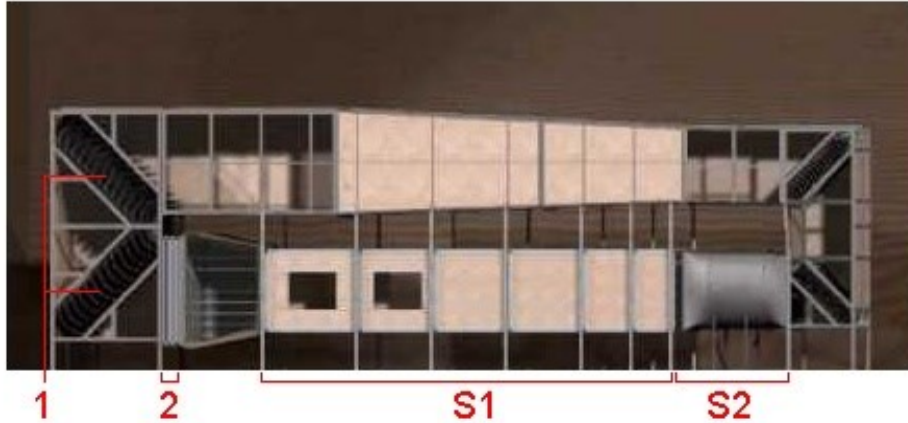


Figure 3.1: Soufflerie de l'Université de Sherbrooke

3.3 Description du montage et contraintes à respecter

Le conducteur est représenté en soufflerie par un tube circulaire en acier de 3,18 cm (1,25 pouce) de diamètre extérieur sur lequel est fixée une forme en D, pour simuler l'effet de la glace. Les points de fixation du tube sont des roulements à billes afin de permettre un mouvement de rotation de façon à faire osciller le profil de glace. Également, il doit être possible d'incliner le tube le long de la soufflerie pour étudier l'effet de l'angle d'inclinaison.

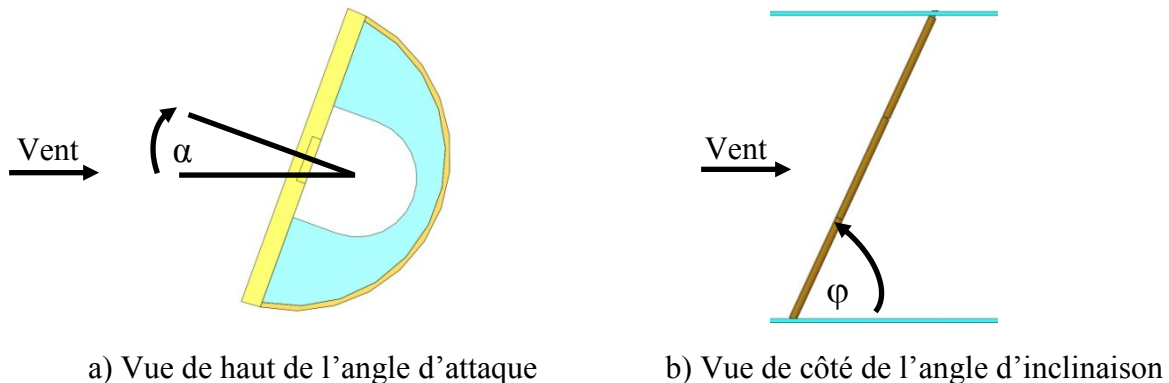


Figure 3.2 : Illustration de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison

Afin de pouvoir incliner le tube, la fixation du haut comprend des blocs de serrage qui permettent d'ajuster l'angle du roulement à billes. La fixation du haut comprend également

deux roulements linéaires pouvant glisser le long des rails. La figure 3.3 présente la structure externe sur laquelle est fixé le système de rail et le roulement. La structure portante du modèle est indépendante de la soufflerie et est située à l'extérieur de celle-ci afin d'éviter les vibrations qui auraient pu être transmises par les parois. Ainsi, le tube d'acier traverse le plancher et le plafond de la section d'essais, ce qui contribue à obtenir un écoulement bidimensionnel. La structure portante en acier est vissée dans deux poutres d'acier en H, elles-mêmes vissées à deux blocs de béton d'environ 200 kg chacun. La structure portante est également boulonnée à des pattes d'acier vissées dans le plancher de béton pour éviter la déformation des poutres en H. Cette structure avait également la contrainte de devoir s'installer sur les poutres en H fixées au bloc de béton, et de devoir être à l'extérieur d'un autre montage existant, comme plusieurs projets de recherche se déroulaient en parallèle.

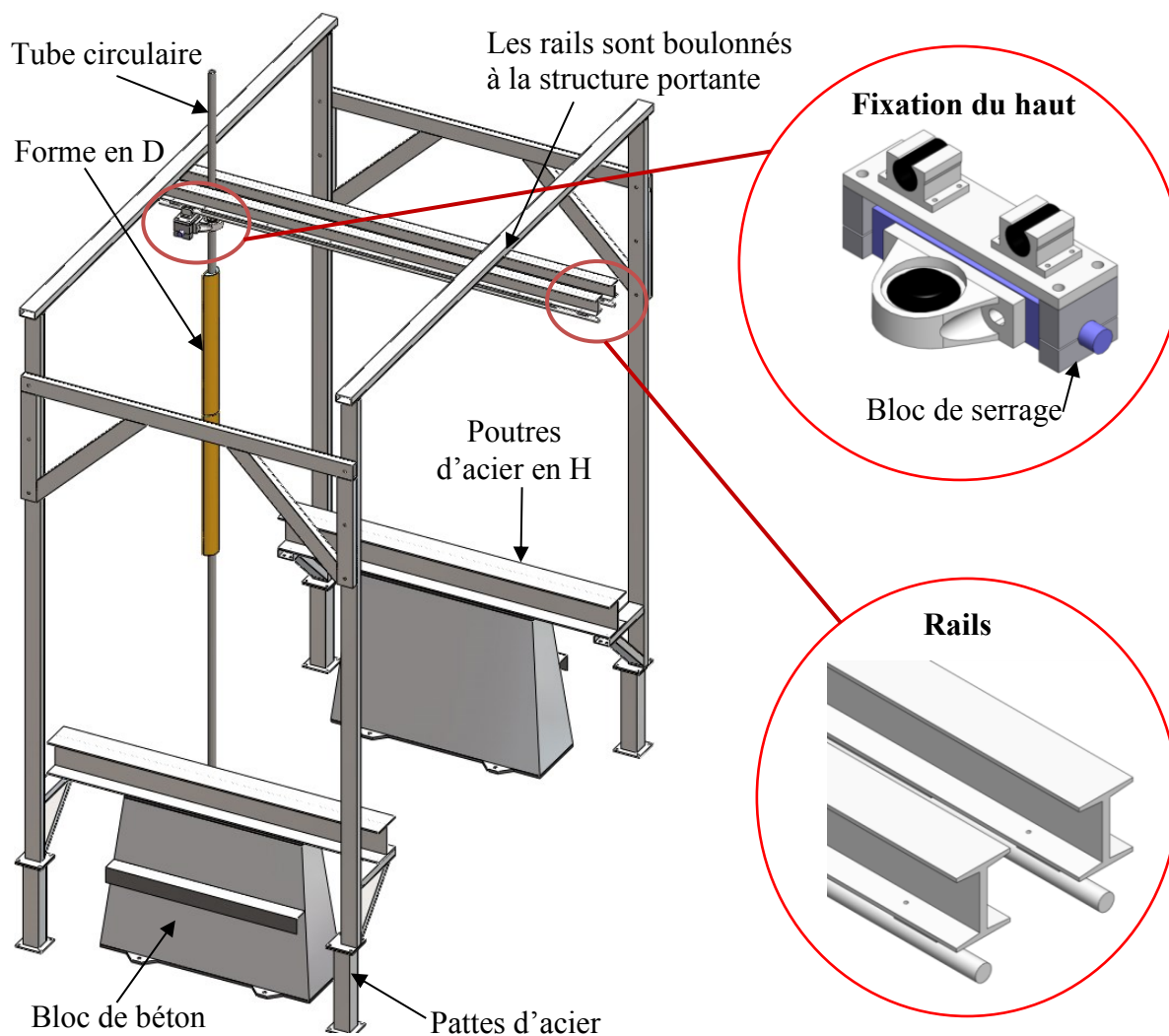


Figure 3.3 : Structure externe permettant de fixer le haut du tube circulaire

La fixation sous la soufflerie, présentée à la figure 3.4, est composée d'un roulement à billes, dont l'angle d'inclinaison peut également être ajusté grâce à des blocs de serrage, monté sur une plaque d'aluminium qui se fixe par serrage à une structure d'acier sous la soufflerie et qui permet le déplacement du roulement selon l'angle d'inclinaison. Le montage doit être léger pour faciliter le travail du moteur du mécanisme oscillatoire et ménager le tube d'acier qui sert aussi d'arbre d'entraînement.

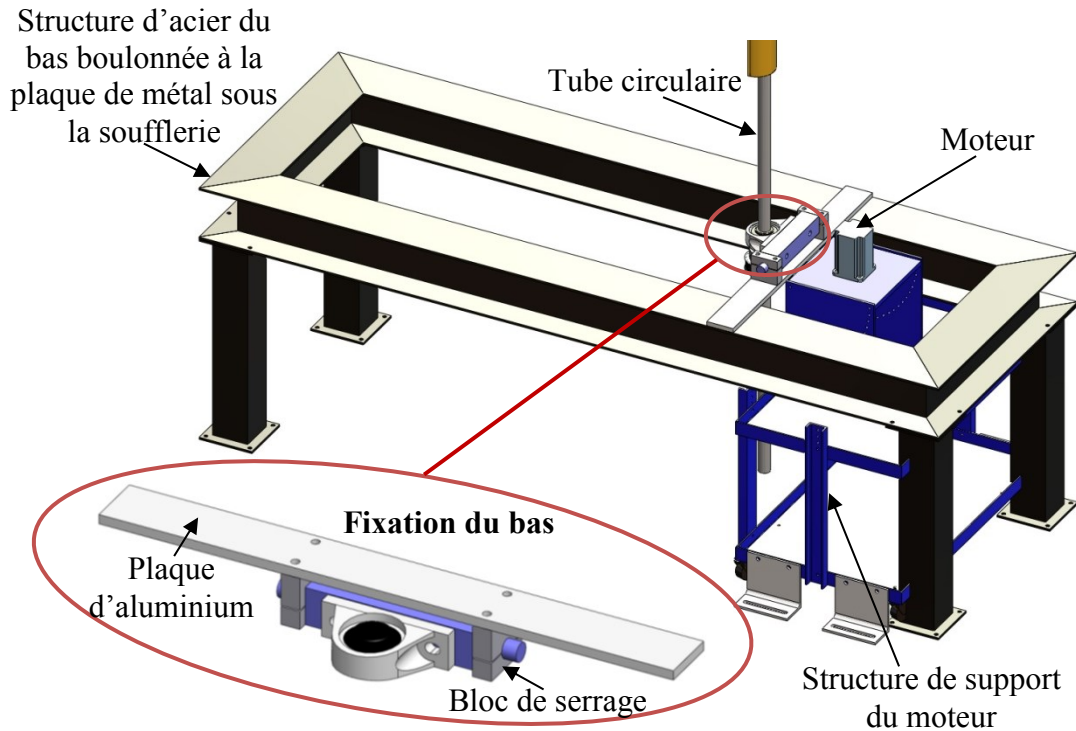


Figure 3.4 : Montage sous la soufflerie permettant de fixer le bas du tube circulaire et structure de support du moteur

3.4 Forme en D

La section en D, quoiqu'elle représente peu fidèlement les vrais profils de glace, est connue pour induire de grandes oscillations de galop [Van Dyke et Laneville, 2004]. La figure 3.5 présente la section en D qui est utilisée pour les essais. Elle a un diamètre de 100 mm pour être suffisamment rigide et pour se fixer sur le tube d'acier, représentant le conducteur, qui a un diamètre extérieur de 3,18 cm (1,25 pouce) afin de minimiser les déformations. Une attention particulière a été portée aux coins, qui sont le moins arrondis possible, pour faciliter le détachement de l'écoulement.

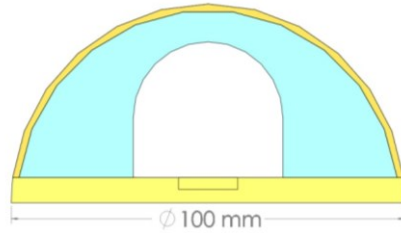


Figure 3.5: Forme en D de ce projet

3.5 Section flottante

Afin d'utiliser le même montage et système de mesure pour les essais statiques et dynamiques, l'utilisation d'une balance interne a été préférée à l'usage de balances externes traditionnelles qui mesurent avec moins de précision les forces transitoires. Avec cette approche, les forces et le moment aérodynamiques sont captés grâce à une section dite flottante, car elle ne touche pas au tube, elle est rattachée uniquement à la balance interne et elle est indépendante des sections adjacentes dites complémentaires.

La figure 3.6 permet d'observer que cette section du modèle est fabriquée en mousse de polystyrène expansé et en balsa pour qu'elle soit légère (166,7 g) de façon à minimiser les forces d'inertie agissant sur la balance interne lors des essais dynamiques. Elle doit également être suffisamment rigide pour conserver sa forme sous l'effet des forces aérodynamiques. Ainsi, la forme en mousse a été usinée avec une fraiseuse programmable, puis une feuille de balsa de 3,2 mm a été collée sur la mousse pour rigidifier la section.

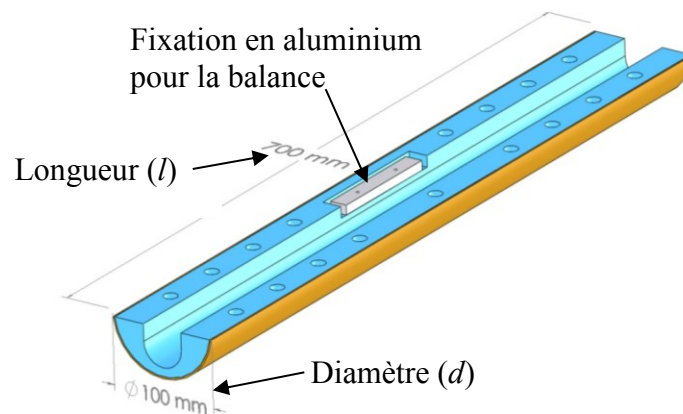


Figure 3.6 : Section flottante en mousse et en balsa

La longueur de la section flottante a été déterminée en se basant sur les coefficients de force et de moment maximaux trouvés dans la littérature pour une forme en D et présentés dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1: Valeurs maximales des coefficients de force

Référence	C_D	C_L	C_M
Chadha et Jaster, 1975	2,35	1,6	-
Cheers, 1950	2,1	1,4	0,35
Lilien et coll., 2009 (données provenant de l'Université de Liège)	2,1	2,0	-

La balance a été conçue pour mesurer des forces de 10 N et un moment par rapport à l'axe de 0,1 Nm. Le moment est le facteur limitatif dans la détermination de la longueur de la section flottante. Le nombre de Reynolds maximal à être testé ($5,6 \times 10^4$) correspond à une vitesse de vent de 8,25 m/s. Ainsi, l'équation 3.1 a été utilisée pour calculer la longueur maximale de la section. La section flottante a été fabriquée avec une longueur de 0,70 m. Avec cette longueur, la traînée et la portance maximales ne devraient pas excéder 6,9 N et 5,8 N respectivement.

$$l(\text{m}) = \frac{M}{(\rho/2)V^2 d^2 C_M} = \frac{0.1}{(1,2255/2) \times 9,69^2 \times 0,1^2 \times 0,35} = 0,69 \quad (3.1)$$

3.6 Assemblage à l'intérieur de la soufflerie

La figure 3.7 présente une vue de face du modèle dans la section d'essais. La section flottante captant les forces se trouve au centre de la section d'essais pour être le plus loin possible de la couche limite près des parois de la soufflerie. Des sections complémentaires viennent se fixer tout près pour assurer la bidimensionnalité de l'écoulement autour de la section flottante. Il est recommandé que la dimension des espaces entre la section flottante et les sections complémentaires soit inférieure à 0,5% de l'envergure totale du modèle [Rae et coll., 1984]. Les espaces libres de chaque côté de la section flottante mesurent moins de 1,5 mm, soit 0,2% de l'envergure de la section et 0,08% de l'envergure du modèle. Des formes en D en mousse de polystyrène expansé, qui ne sont pas présentes sur la photo, ont également été installées entre le modèle et le plancher et entre le modèle et le plafond de la soufflerie pour éviter d'avoir les espaces sans modèle que nous apercevons sur la photo et ainsi assurer la

bidimensionnalité de l'écoulement autour du modèle. Ainsi, les coefficients de force et de moment sont mesurés sur un cylindre considéré comme étant infini.

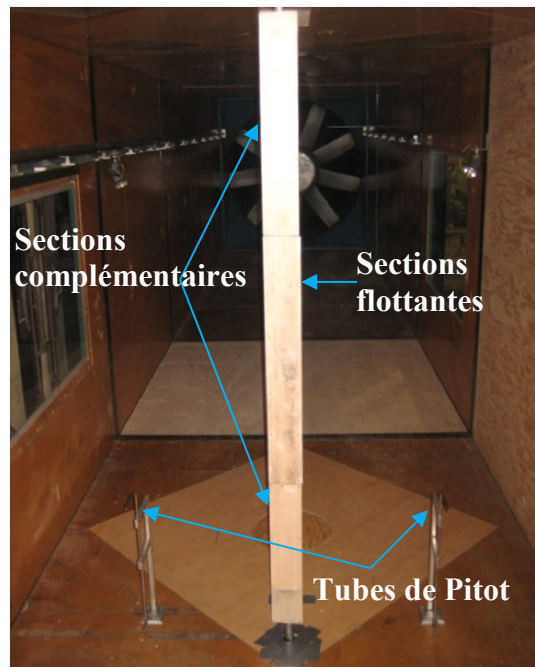


Figure 3.7: Vue de face du modèle dans la section d'essais

3.7 Vitesses de vent et correction pour les effets de blocage

Étant donné que les parois solides de la soufflerie empêchent l'écoulement de se comporter comme un écoulement libre, la superficie de la section d'essai est réduite en raison de la présence du modèle, et l'écoulement s'en trouve donc accéléré. Lorsque le plat de la section en D fait face au vent, le modèle occupe 5,5% de l'aire de la section d'essai. Afin de corriger les effets du blocage solide lors des essais statiques et des essais dynamiques, la pression dynamique est obtenue en faisant la moyenne des différences de pression mesurées par deux tubes de Pitot de part et d'autre du montage, tel que le montre la figure 3.7. Cette méthode a été choisie puisque les méthodes de correction des effets de blocage pour les modèles statiques ne sont généralement pas valides pour des essais dynamiques. De plus, selon l'angle de rotation du modèle, la superficie occupée par le modèle et donc l'effet de blocage ne sont pas les mêmes, d'où l'importance de mesurer la pression dynamique à la même fréquence que les

signaux de la balance et de l'encodeur puisque la pression dynamique sert à adimensionnaliser les forces et moment mesurés en soufflerie.

3.7.1 Capteurs de pression

Les tubes de Pitot sont connectés à deux capteurs de pression de type transducteur à capacitance variable de modèle Ashcroft XLDP. Ces capteurs permettent d'obtenir une différence de potentiel proportionnelle à la pression dynamique lue par les tubes de Pitot.

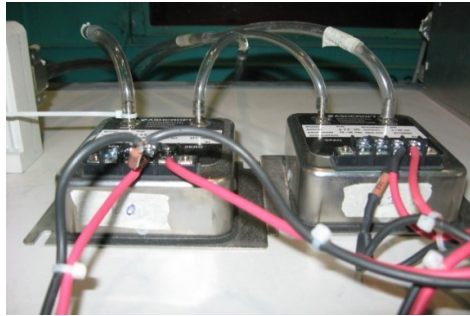


Figure 3.8: Capteurs de pression

La figure 3.9 présente les courbes d'étalonnage permettant de convertir le signal en volt fourni par les capteurs en millimètre d'eau. Pour effectuer cet étalonnage, un tube de Pitot était connecté en parallèle au capteur Ashcroft à étalonner et au manomètre Betz.

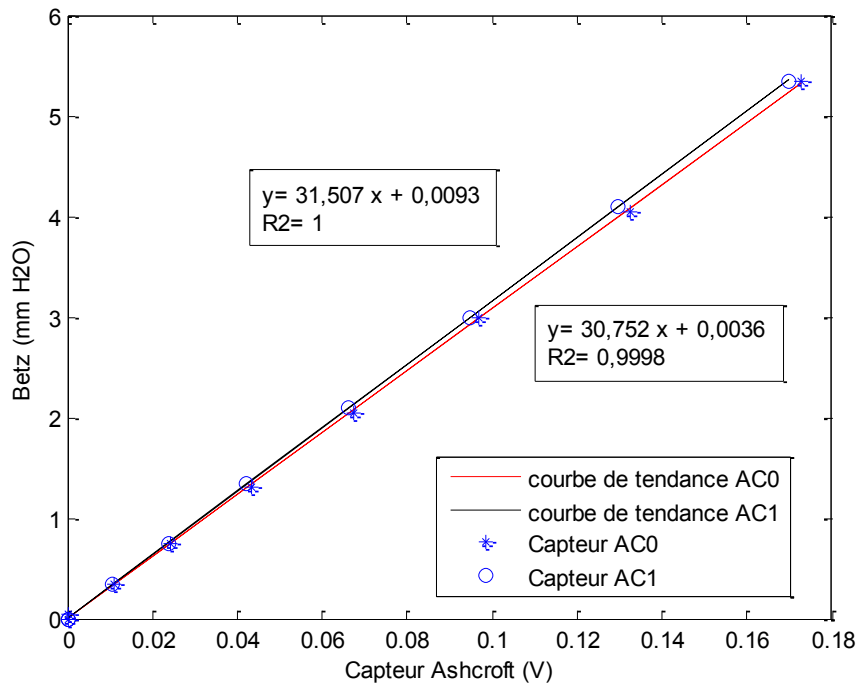


Figure 3.9: Étalonnage des capteurs de pression

3.8 Balance

La balance interne, présentée à la figure 3.10, mesure trois composantes : les forces parallèle (F_T) et normale (F_N) au plat de la section en D ainsi que le moment de tangage (M). Pour chaque composante mesurée, quatre jauges de déformation, montées en pont de Wheatstone complet, permettent de mesurer la force ou le moment exercé en produisant une différence de potentiel proportionnelle. Les fils électriques qui alimentent les extensiomètres de la balance interne et retournent les signaux de sortie passent à l'intérieur de l'arbre de rotation du modèle. La balance peut mesurer des forces de 10 N et un moment par rapport à l'axe de 0,1 Nm.

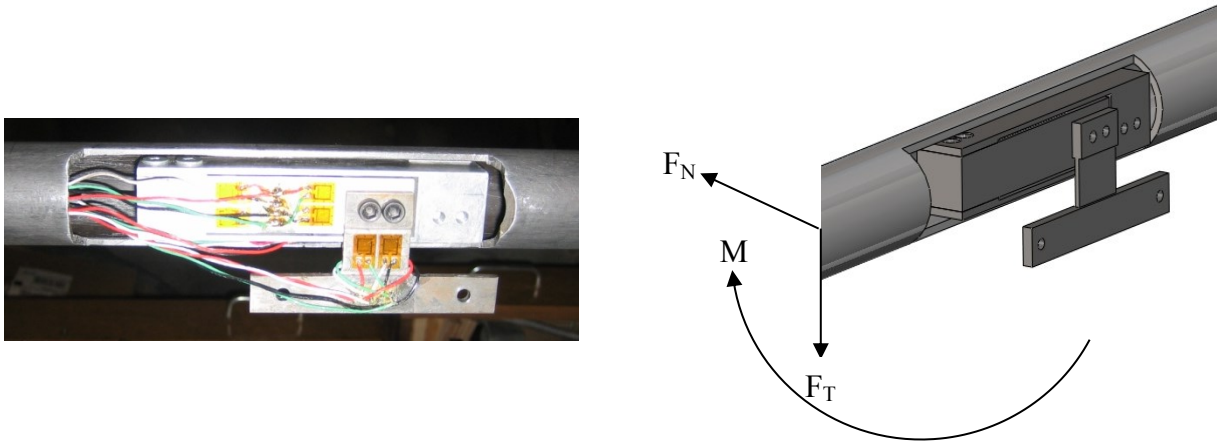


Figure 3.10 : Balance interne à trois composantes

3.8.1 Étalonnage de la balance

Pour convertir les voltages lus par les trois composantes de la balance en forces normale et tangentielle ainsi qu'en moment, la balance a été étalonnée avant d'être rattachée à la section flottante en appliquant des charges connues et en mesurant le voltage résultant. Une procédure rigoureuse, expliquée en détail à l'annexe C, doit être suivie de façon à réduire le plus possible l'erreur sur les mesures. Les extensiomètres ont une résistance de 350Ω et un facteur de jauge de 2,12. La fréquence d'acquisition est de 500 Hz autant pour la procédure d'étalonnage que pour les essais en soufflerie. Les trois conditionneurs de signaux Vishay qui sont utilisés sont le modèle 2310. Le voltage d'alimentation des jauges est de 7 V, le gain du filtre est réglé à 600 et la fréquence de coupure du filtre passe-bas est de 1000 Hz, ce qui revient à ne presque pas filtrer les signaux avant d'en faire l'acquisition. Cet étalonnage a permis d'obtenir la matrice de conversion suivante.

$$\begin{pmatrix} F_N \\ F_T \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -6,70767 & -0,03517 & -0,00046 \\ 0,00588 & -4,47973 & 0,04344 \\ -0,07359 & -0,00859 & 0,28744 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Les coefficients de la diagonale sont les relations directes entre une composante de force et sa mesure de tension. Les coefficients hors diagonale sont les interactions entre les éléments de mesure. Les interactions entre les composantes 1 et 2 sont très faibles (moins de 0,5%). Il y a un peu plus d'interactions entre les composantes 2 et 3, soit 3% ce qui est tout de même acceptable. Les composantes 1 et 3 sont reliées étant donné que la composante qui sert à mesurer le moment est fixée sur la composante qui sert à mesurer les forces normales au plat de la section en D. La figure 3.11 est un exemple des courbes d'étalonnage obtenues. Les résultats sont presque parfaitement linéaires et l'hystérésis est de moins de 0,7%.

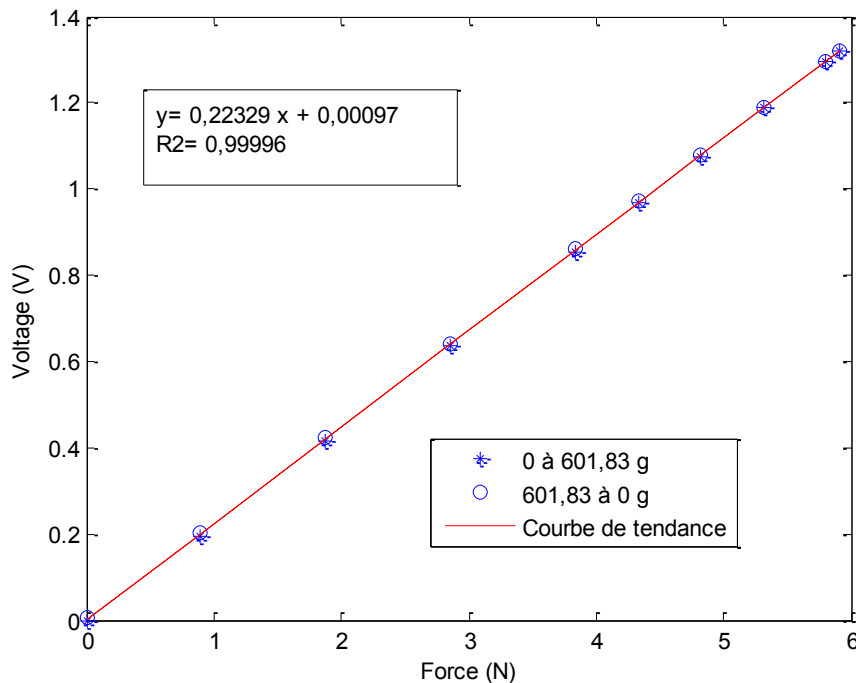


Figure 3.11: Courbe d'étalonnage obtenue en suspendant des poids parallèlement au plat de la section en D

3.9 Moteur pas-à-pas

Le tube est entraîné en rotation à son extrémité du bas par un moteur pas-à-pas VEXTA PK2913 de 250 W pouvant fournir un couple maximal de 9,3 Nm. Lors des essais statiques, le moteur sert à positionner le tube à l'angle désiré puis est immobilisé. Lors des essais

dynamiques, le moteur permet de faire varier l'angle d'attaque ainsi que la vitesse de rotation du profil en D. Le moteur est fixé à une structure indépendante du tube et est relié au tube à l'aide d'une courroie crantée pour éviter le plus possible de transmettre les vibrations du moteur au tube. Le moteur est commandé par deux signaux carrés dont l'un commande la direction et l'autre le déplacement du moteur. Lorsque le signal de direction est à 5 V, le moteur tourne dans le sens horaire et lorsque le signal de direction est nul, le moteur tourne dans le sens trigonométrique. À chaque front descendant du signal pulses, le moteur tourne d'un angle de 1.8° . Deux ensembles de poulies dentées sont disponibles pour réduire la vitesse angulaire du tube par rapport à l'arbre du moteur. Les deux ratios sont de 3,75 et de 2, ce qui permet respectivement de déplacer le tube d'un angle de 0,48 ou de 0,9 degré à chaque pas du moteur. Le contrôle du moteur est fait en boucle ouverte à l'aide du logiciel Labview de National Instrument à partir d'un ordinateur indépendant du système d'acquisition de données. Le nombre de pulses envoyés au moteur permet de calculer l'angle d'attaque. Également, pour s'assurer que la bonne commande a été envoyée au moteur, un encodeur incrémental bidirectionnel est utilisé pour mesurer l'angle de rotation du tube (voir section 3.10). La figure 3.12 montre le montage sous la soufflerie. La structure du support du moteur est fixée à la plaque d'acier sous la soufflerie et est isolée avec des bandes de caoutchouc.

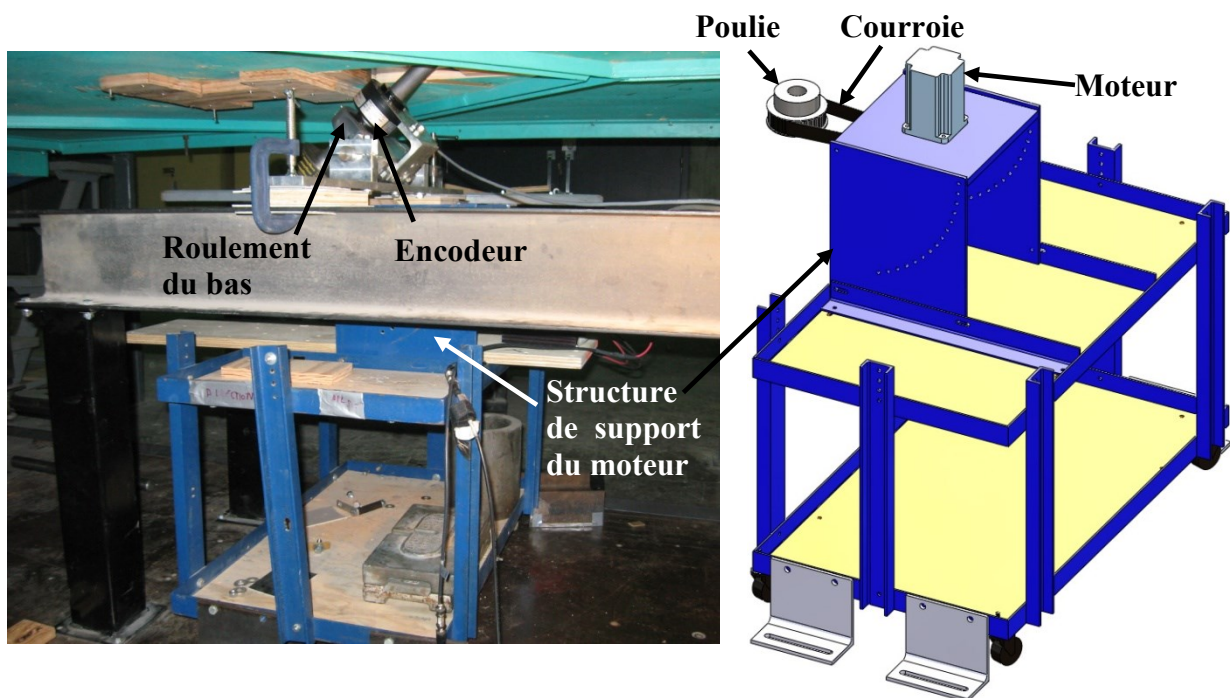


Figure 3.12: Montage sous la soufflerie et structure de support du moteur

3.10 Encodeur optique

Un encodeur permet de mesurer la position angulaire du tube et de synchroniser son acquisition avec les mesures des forces et moment provenant de la balance. L'encodeur Dynapar HS 35R est un encodeur optique incrémental bidirectionnel avec index. Son rôle est de fournir deux signaux en quadrature 0-5 V en fonction de la position angulaire et du sens de rotation de l'arbre. L'encodeur a une résolution de 0,176 degré (360/2048). Un optocoupleur permet de modifier les signaux de sortie 0-5 V de l'encodeur en signaux 0-24 V pour les envoyer à un automate programmable, utilisé comme compteur. Le compteur capte les signaux en quadratures de l'encodeur, compare lequel est en avance sur l'autre pour déterminer s'il doit incrémenter ou décrémenter, compte ainsi le nombre de fronts montants et descendants de chaque signal et convertit le compte en un signal analogique proportionnel à l'angle, allant de -10 à 10 V. Pour capter un minimum de vibration, l'encodeur est placé juste au-dessus du roulement à billes du bas du montage tel que présenté à la figure 3.13.

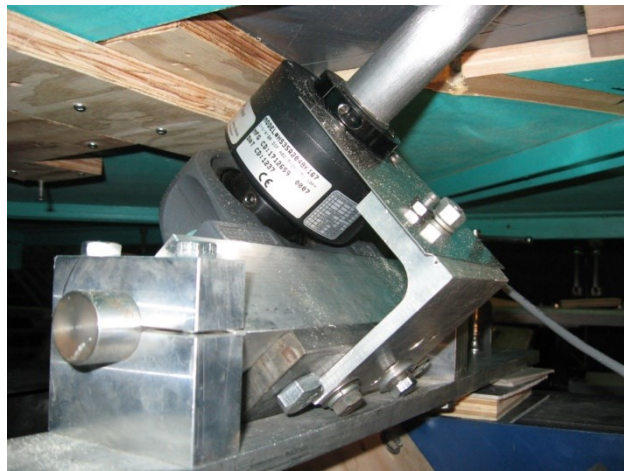


Figure 3.13: Installation de l'encodeur

Théoriquement, l'automate devrait fournir 1 V à tous les 18 degrés parcourus par l'encodeur. Cette relation a été vérifiée en envoyant à l'automate deux signaux en quadrature avec un nombre de cycles défini. À la figure 3.14, les angles ont été calculés en tenant compte de la résolution de l'encodeur (0.176 degré par cycle) et les voltages sont la moyenne des signaux mesurés pendant 13,09 secondes à une fréquence d'acquisition de 500 Hz.

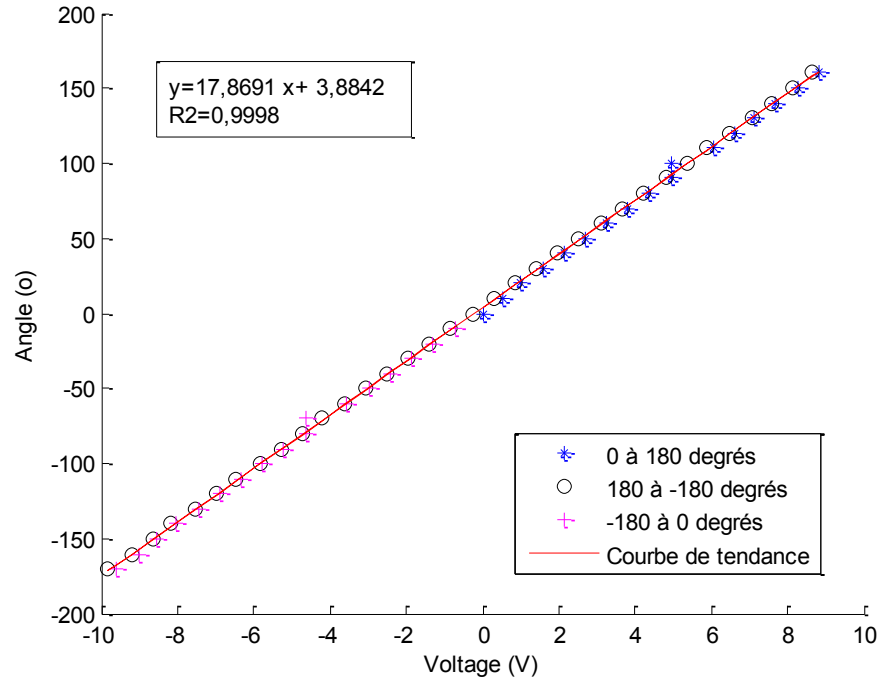


Figure 3.14: Courbe d'étalonnage de l'encodeur

3.11 Schéma de la chaîne de mesure

La figure 3.15 présente l'ensemble de la chaîne de mesure et du contrôle du moteur. L'acquisition de données ainsi que le contrôle du moteur sont réalisés en parallèle sur deux ordinateurs différents respectivement à l'aide des logiciels MIDAS et Labview de National Instrument. Pour réduire le bruit des signaux captés, les mises à la terre des signaux sont toutes reliées ensemble. Également, le moteur, qui était une source de bruit importante, est monté sur une plaque de bois. Sa structure de support est isolée à l'aide de caoutchouc pour ne pas être en contact avec la plaque de métal sous la soufflerie sur laquelle est fixée la structure du bas. La balance aérodynamique est également isolée du tube de métal. Ces mesures ont permis de réduire considérablement le bruit dans les signaux de la balance.

Les pulses sont seulement envoyés au moteur pour le contrôler; il n'est pas possible d'en faire l'acquisition, car ils sont générés à une fréquence supérieure à la plus grande fréquence d'acquisition disponible dans le logiciel MIDAS qui est de 500 Hz.

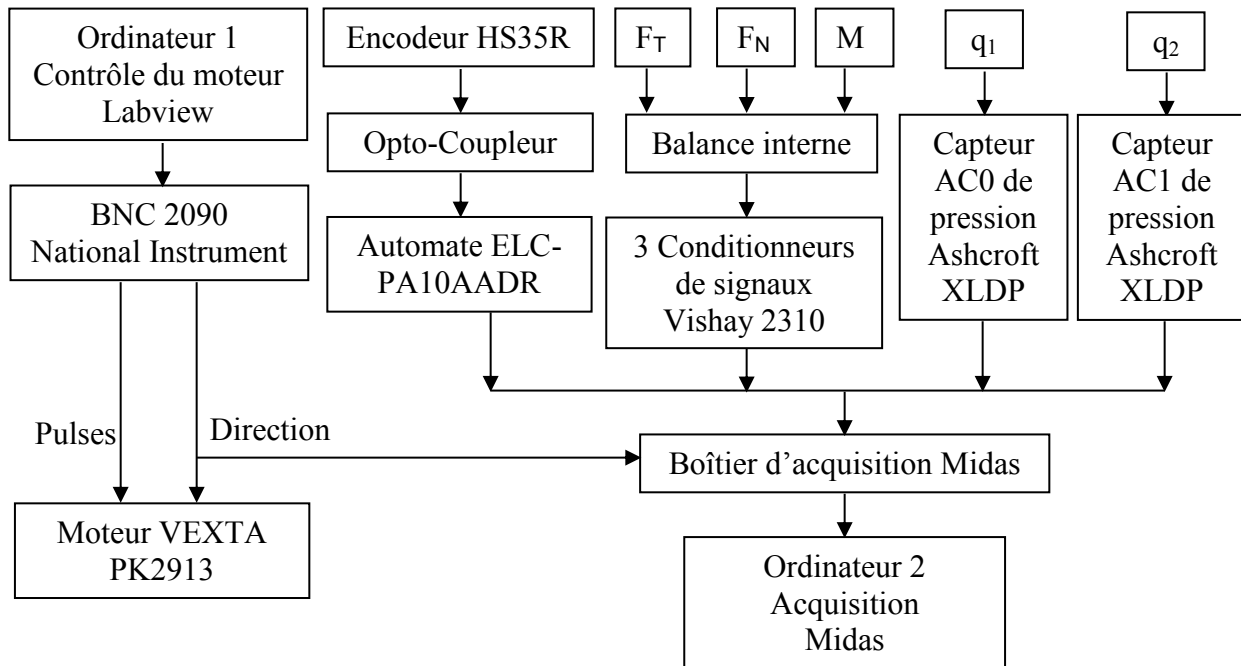


Figure 3.15: Schéma de la chaîne de mesure

3.12 Développement d'un système de visualisation de l'écoulement

Les derniers essais avec visualisation de l'écoulement à avoir été effectués dans la soufflerie de l'Université de Sherbrooke ont été réalisés à l'aide d'un générateur de brouillard, une tranche laser et une caméra haute vitesse. Dans le cadre de son projet de maîtrise portant sur les vibrations éoliennes, Dallaire [Dallaire, 2008] avait utilisé ce système pour visualiser l'écoulement dans le sillage d'un tube circulaire en oscillation. Le tube circulaire était fixé horizontalement dans la soufflerie et un profil d'aile était utilisé pour injecter un plan vertical de fumée. Le système avait permis d'obtenir des images intéressantes des vortex de type 2S et 2P.

Comme la section en D est installée à la verticale ou inclinée dans le sens de la longueur de la soufflerie, un nouveau système d'injection de fumée a été construit afin d'obtenir un plan horizontal de fumée. Quelques semaines ont été consacrées à optimiser le système de visualisation en variant ses différents paramètres. Les images obtenues n'étaient pas suffisamment claires pour servir à expliquer le comportement de l'écoulement. À ce moment, il a été décidé de mettre les essais de visualisation de côté et d'attendre d'avoir analysé les

résultats des essais statiques et dynamiques pour mieux cibler les cas pour lequel la visualisation de l'écoulement serait intéressante. Malheureusement, une fois les résultats analysés, le laser a rencontré des problèmes techniques et il n'a pas été possible de poursuivre le travail de visualisation de l'écoulement. L'annexe D présente en détail les équipements composant le système de visualisation et explique les étapes réalisées ainsi que les difficultés rencontrées.

Pour réaliser la visualisation de l'écoulement, d'autres techniques sont à envisager. Si la fumée est utilisée en soufflerie, il est possible que la fumée doive être introduite directement dans le sillage, plutôt qu'en amont. Récemment, la soufflerie de l'Université de Sherbrooke a été équipée d'un système de vélocimétrie par image de particules (PIV) qui pourrait être utilisé pour mesurer les champs de vitesse autour de la forme en D.

La visualisation dans l'eau serait également à envisager. Clément [Clément, 1996] avait obtenu des images intéressantes des vortex générés par un profil d'aile en oscillation forcée en rotation dans le tunnel à eau au Collège militaire royal du Canada à Kingston. Il avait principalement utilisé la génération de bulle d'hydrogène par l'électrolyse de l'eau pour ses essais de visualisation. Une première cathode était placée à 2 cm en amont du modèle pour fournir des bulles surtout à l'extérieur de la couche limite. Une seconde cathode était positionnée à 7 mm en aval du bord de fuite, lorsque l'angle d'attaque du modèle était de 0 degré, afin de produire des bulles qui étaient emportées par l'écoulement inversé et par le sillage.

Les essais de visualisation seraient une suite intéressante de ce projet et permettraient de mieux expliquer les résultats obtenus.

CHAPITRE 4 ESSAIS STATIQUES

Ce chapitre présente les résultats de la première étape du projet qui consiste à mesurer en soufflerie les coefficients de forces et de moment à différents angles d'attaque statiques. Des essais statiques ont d'abord été conduits sur une section en D verticale ($\varphi=90^\circ$), puis à des angles d'inclinaison de 40 et 65 degrés. Un angle de 40 degrés par rapport au sol correspond à l'angle pour lequel Pierre Van Dyke a observé l'amplitude maximale des oscillations de galop lorsque la ligne expérimentale était équipée d'entretoises interphases [Van Dyke et Laneville, 2004]. Il a été décidé de conduire des essais statiques à une position intermédiaire ($\varphi=65^\circ$), afin d'avoir des données supplémentaires qui permettraient de mieux expliquer les résultats et l'effet de l'angle d'inclinaison.

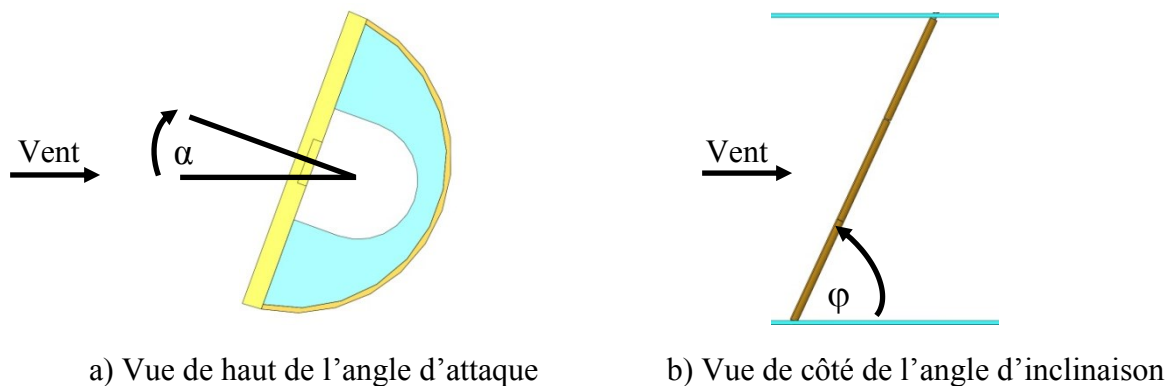


Figure 4.1 : Illustration de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison

La méthodologie des essais est d'abord présentée en détail. Ensuite, la méthode de calcul pour obtenir les coefficients de force et de moment est détaillée pour la section en D verticale et pour la section en D inclinée. Ces coefficients sont présentés et l'effet du nombre de Reynolds et de l'angle d'inclinaison est discuté. De plus, pour chaque angle d'attaque, le nombre de Strouhal a été calculé à partir des fréquences de détachement tourbillonnaire mesurées par la balance interne. L'effet de l'angle d'inclinaison sur les fréquences de détachement tourbillonnaire est également discuté.

4.1 Méthodologie pour les essais statiques

Certaines étapes préalables étaient nécessaires avant d'effectuer les essais statiques. En effet, la vitesse maximale de vent pouvant être testée a été vérifiée, la position de référence a été déterminée et la précision sur les angles d'attaque a été évaluée. Ensuite, une procédure a été établie et suivie rigoureusement pour chaque série d'essais et pour le calcul des coefficients de force et de moment.

4.1.1 Détermination de la position de référence

Afin de pouvoir comparer les essais statiques aux essais dynamiques, il était primordial de déterminer une position de référence. Cette position de référence a été fixée à un angle d'attaque de 0 degré lorsque le plat de la section en D fait face au vent.

La première approche pour déterminer cette position de référence a été d'utiliser le moteur pas-à-pas pour faire varier l'angle d'attaque par bond de 0,9 degré autour d'un angle qui semblait visuellement être 0 degré. Un bond de 0,9 degré correspond à un pas du moteur et au plus petit déplacement possible. Les forces lues par la balance à chacun de ses angles étaient mesurées afin de déterminer à quel angle la traînée était maximale et la portance minimale. Les différences de voltage mesurées entre deux acquisitions à la même position étaient parfois supérieures à la différence de voltage mesurée entre deux positions différentes. Pour une différence de 0,9 degré, ces mesures ne permettaient pas de déterminer laquelle des deux positions permettait d'obtenir la traînée maximale et la portance minimale.

Une équerre a donc été utilisée pour s'assurer que le plat de la section flottante était perpendiculaire aux parois de la soufflerie. Une fois le tube positionné, deux plaques de métal (#1 et #2) ont été vissées au plancher de la soufflerie pour permettre de venir vérifier la position de référence entre chaque essai comme montre la figure 4.2.

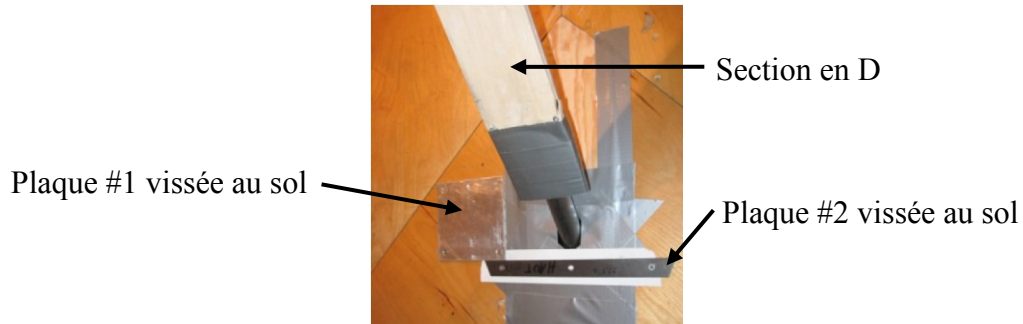


Figure 4.2 : Montage permettant de vérifier la position de référence

La figure 4.3 présente la méthodologie utilisée pour vérifier la position de référence. Une troisième plaque de métal était appuyée sur la section en D et sur la plaque #1 pour être toujours à la même position. Cette troisième plaque devait être parallèle à la plaque #2 vissée dans le plancher de la soufflerie, sinon des correctifs étaient apportés en faisant tourner le moteur. Une différence d'un pas du moteur, c'est-à-dire 0,9 degré était clairement visible. Ainsi, le moteur était exactement à la position de référence au début de chaque essai.

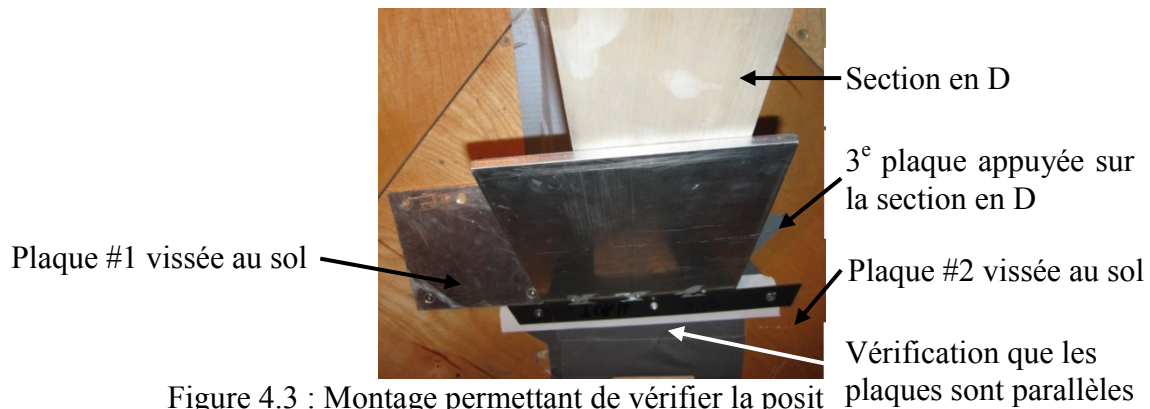


Figure 4.3 : Montage permettant de vérifier la position des plaques

Comme le positionnement a été fait à l'aide d'une équerre, il est possible que la position de référence soit décalée d'un degré et que ce décalage ait un impact sur la symétrie des courbes de coefficients de force et de moment.

4.1.2 Positionnement du tube

Pour les essais statiques, le nombre de pulses à envoyer au moteur pour atteindre l'angle désiré et le sens de rotation sont déterminés par un programme Labview qui utilise la sortie « counter » du module BNC 2090 de National Instrument (voir l'annexe F). Les pulses sont

générés à une fréquence fixe et le nombre de pulses envoyés au moteur est toujours exact. La précision a été vérifiée en fixant un crayon au tube et en traçant le mouvement puis en mesurant l'angle grâce à un rapporteur d'angle. L'incertitude sur l'angle est de moins de 0,5 degré. L'encodeur permet également de mesurer l'angle pour s'assurer que la bonne commande a été entrée dans le programme Labview.

4.1.3 Description des essais

Les étapes détaillées de la procédure d'essais qui ont été répétées pour chaque nombre de Reynolds et angle d'inclinaison sont décrites à l'annexe E. Les appareils sont mis à zéro et les ponts de jauge sont équilibrés à la position initiale (0 degré) avant de démarrer la soufflerie. Les forces sont mesurées à tous les 5,4 degrés de -180 à 180 degrés dans un ordre aléatoire. Dans les zones où la pente de portance est plus abrupte, les angles sont mesurés à tous les 2,7 degrés. Entre chaque angle, le profil est ramené à zéro degré, la position initiale est vérifiée et une acquisition à zéro degré est prise. Le positionnement du moteur se fait à l'aide d'un programme Labview (voir annexe F). À la fin, une fois le moteur de la soufflerie éteint, une acquisition est réalisée pour vérifier la dérive. Les mesures à zéro degré avec vent entre chaque angle permettent également de s'assurer que rien d'anormal n'est arrivé.

4.1.4 Calcul des coefficients pour une section en D verticale

Les données ont été importées dans Matlab afin de calculer les coefficients de force. La première étape est de calculer la moyenne des signaux obtenus à la position de référence, sans vent, au début et à la fin de chaque essai. Pour chaque composante de la balance et pour chacun des deux capteurs de pression, le voltage mesuré à un angle donné et à un moment donné est corrigé de façon linéaire pour tenir compte des zéros avant et après l'essai. La dérive des instruments de mesure était négligeable.

En utilisant les courbes d'étalonnage présentées à la figure 3.9 et en multipliant le résultat par la pression qu'exerce un mm d'eau, les voltages provenant des capteurs de pression de modèle Ashcroft XLDP sont convertis en différence de pression (Δp), et ce, pour chaque point d'acquisition à un angle et à un moment donné.

En utilisant la matrice obtenue lors de l'étalonnage de la balance (équation 3.2), les voltages sont convertis en forces tangentielle (F_T) et normale (F_N) au plat de la section flottante et en moment par rapport à l'axe du conducteur. Les forces tangentielle et normale au plat de la section en D sont ensuite décomposées selon le système d'axes présenté à la figure 4.4 afin d'obtenir la traînée (D) dans la direction du vent et la portance (L) perpendiculaire au vent. Pour les essais statiques, l'angle d'attaque (α) est égal à l'angle de rotation du modèle (θ). Les équations 4.1 et 4.2 sont utilisées pour ce calcul, et ce, pour chaque point d'acquisition à un angle (α) et à un moment donné.

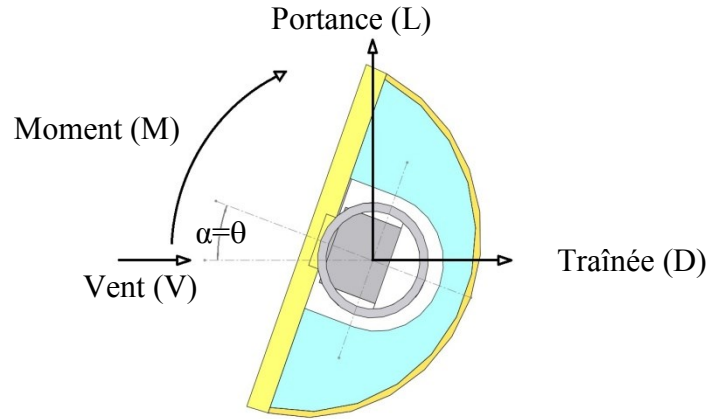


Figure 4.4: Vue de haut de la section en D et système d'axes

$$D = F_N \cos \theta + F_T \sin \theta \quad (4.1)$$

$$L = -F_N \sin \theta + F_T \cos \theta \quad (4.2)$$

Dans la littérature, il est d'usage de calculer les coefficients de force adimensionnels en utilisant le diamètre de la section en D ou le diamètre du conducteur dans le cas de profil de glace très mince. Dans un premier temps, le diamètre de la section en D (d) ainsi que la longueur de la section flottante (l) ont été utilisés dans les équations 4.3 à 4.5.

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l} = \frac{D}{\Delta p d l} \quad (4.3)$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l} = \frac{L}{\Delta p d l} \quad (4.4)$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho V^2 d^2 l} = \frac{M}{\Delta p d^2 l} \quad (4.5)$$

Également, les résultats sont présentés en utilisant la longueur projetée du diamètre, définie par l'équation 4.6, plutôt que de seulement utiliser le diamètre.

$$D_{proj} = R (1 + |\cos \theta|) \quad (4.6)$$

La pression dynamique est directement utilisée dans le calcul des coefficients. Cette pression est obtenue en faisant la moyenne des différences de pression mesurées par les tubes de Pitot de chaque côté du modèle (voir section 3.7). Ceci évite des étapes de calcul et l'ajout d'incertitude étant donné qu'il n'est pas nécessaire de calculer la densité de l'air (en fonction de la température et de la pression atmosphérique) et la vitesse de l'écoulement (en fonction de la densité de l'air et de la différence de pression mesurée par les tubes de Pitot). Pour un angle donné, les coefficients de force et de moment ont été calculés à chaque point d'acquisition à un moment donné. Ensuite, la moyenne de ces coefficients a été calculée pour obtenir les coefficients moyens de traînée, de portance et de moment pour cet angle d'attaque.

4.1.5 Calcul des coefficients pour une section en D inclinée

Pour la section en D inclinée, la première étape est la même. La moyenne des signaux obtenus à la position de référence, sans vent, au début et à la fin de chaque essai, a été calculée et puis, les voltages mesurés pendant les essais ont été corrigés de façon linéaire pour tenir compte des zéros avant et après l'essai.

La force de gravité que la section flottante applique sur la balance a ensuite été mesurée à chacun des angles sans vent. La moyenne de cette force a été soustraite des forces totales mesurées avec du vent afin d'obtenir les forces aérodynamiques à un angle d'attaque donné.

Les équations 4.7 et 4.8 permettent de décomposer les forces tangentielles et normales au plat de la section en D, en fonction de l'angle de rotation du modèle, dans le plan perpendiculaire au tube tel qu'illustré à la figure 4.5.

$$D_{plan} = F_N \cos \theta + F_T \sin \theta \quad (4.7)$$

$$L_{plan} = -F_N \sin \theta + F_T \cos \theta \quad (4.8)$$

Sur la figure 4.5, la portance obtenue à l'aide de l'équation 4.8 entre dans la feuille, c'est pourquoi aucune flèche n'est visible. Comme la force de portance est déjà perpendiculaire au vent, aucune autre décomposition n'est nécessaire pour tenir compte de l'angle d'inclinaison. La force D_{plan} obtenue grâce à l'équation 4.7 est la composante de la force de traînée qui est orientée selon la flèche de la figure 4.5, dans le plan perpendiculaire à l'axe de la section en D. Pour obtenir la traînée totale orientée dans le sens du vent, il faut diviser la composante de force D_{plan} par le sinus de l'angle d'inclinaison (φ). Le moment mesuré par la balance est le moment autour de l'axe du conducteur qui est incliné. Pour obtenir un coefficient de moment autour d'un axe vertical, le coefficient de moment est également divisé par le sinus de l'angle d'inclinaison (φ).

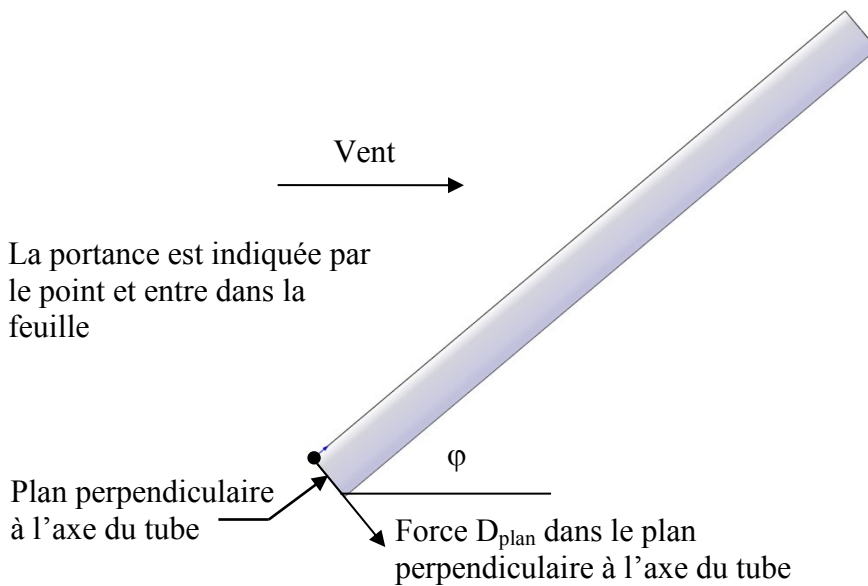


Figure 4.5: Force dans le plan perpendiculaire au tube

Ainsi, les équations 4.9 à 4.11 sont respectivement utilisées pour calculer la traînée, la portance et le moment.

$$D = \frac{D_{plan}}{\sin \varphi} \quad (4.9)$$

$$L = L_{plan} \quad (4.10)$$

$$M = \frac{M_{plan}}{\sin \varphi} \quad (4.11)$$

La longueur projetée de la section est utilisée dans le calcul des coefficients de force et de moment selon les équations 4.12 à 4.14.

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l \sin \varphi} = \frac{D}{\Delta p d l \sin \varphi} \quad (4.12)$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l \sin \varphi} = \frac{L}{\Delta p d l \sin \varphi} \quad (4.13)$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho V^2 d^2 l \sin \varphi} = \frac{M}{\Delta p d^2 l \sin \varphi} \quad (4.14)$$

4.1.6 Calcul du nombre de Strouhal

La balance interne étant très sensibles, il a été possible d'obtenir la fréquence de détachement tourbillonnaire aux différents angles d'attaque en faisant la transformée de Fourier rapide des signaux en utilisant la fonction FFT de Matlab. Pour chaque angle d'attaque (α), les forces ont généralement été mesurées pendant 13,09 secondes à une fréquence d'acquisition de 500 Hz, ce qui correspond à une résolution fréquentielle de 0,0764 Hz pour les transformées de Fourier. Dans certains cas, l'acquisition de données a été arrêtée plus tôt, dans le pire des cas à 9,848 secondes, ce qui correspond à une résolution fréquentielle de 0,1 Hz.

Le nombre de Strouhal a d'abord été calculé en utilisant le diamètre de la section en D comme longueur caractéristique selon l'équation 4.15. Il a ensuite été calculé en se basant sur la longueur projetée du diamètre la section en D, qui tient compte de l'angle de rotation du modèle (θ), selon l'équation 4.16. Comme la longueur caractéristique dans l'équation du nombre de Strouhal est la longueur transversale, cette longueur est la même peu importe l'angle d'inclinaison (φ). La fréquence du détachement tourbillonnaire est influencée par l'angle d'inclinaison comme la forme de la section en D vu par l'écoulement ainsi que sa longueur longitudinale varient en fonction de φ .

$$S = \frac{fD}{v} \quad (4.15)$$

$$S = \frac{fR(1+|\cos \theta|)}{v} \quad (4.16)$$

4.2 Résultats des essais statiques pour une section en D verticale

4.2.1 Symétrie des courbes de coefficients de force et de moment ($\varphi=90^\circ$)

La figure 4.6 présente les coefficients de force pour les angles positifs et négatifs mesurés afin de vérifier la symétrie de la section flottante. Les coefficients de portance et de traînée sont symétriques. L'erreur sur la position de référence ne semble pas significative.

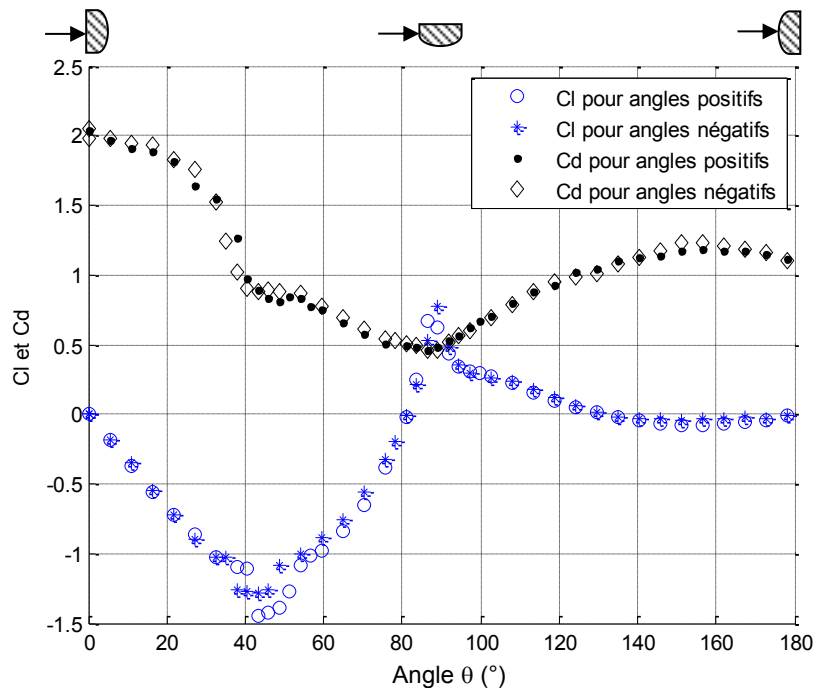


Figure 4.6: Coefficients de portance et de traînée à $Re=39\ 387$ pour les angles positifs et négatifs (section en D verticale)

Le coefficient de moment par rapport à l'axe du conducteur présente beaucoup plus de différence entre les angles positifs et les angles négatifs (figure 4.7). Étant donné que la section flottante est fabriquée en mousse de polystyrène expansé et qu'une mince planche de balsa a été collée par-dessus la mousse, il est possible que la forme en D ne soit pas parfaitement symétrique. Par contre, comme les coefficients de portance et de traînée, eux sont symétriques, le manque de symétrie doit plutôt provenir du fait que le moment est calculé par rapport à l'axe du conducteur, plutôt que par rapport au centre aérodynamique.

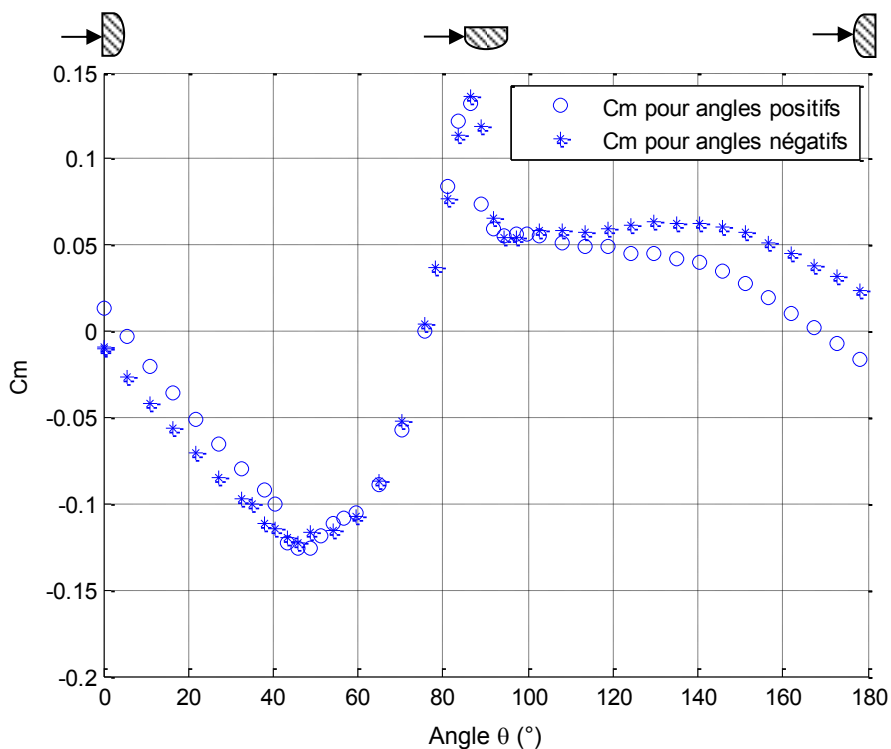


Figure 4.7: Coefficients de moment à $Re=39\,387$ pour les angles positifs et négatifs (section en D verticale)

4.2.2 Effet de Reynolds ($\varphi=90^\circ$)

Les essais statiques ont également permis de valider le montage expérimental en comparant les coefficients de force et de moment mesurés à ceux obtenus dans le cadre d'autres études. Dans sa thèse, Pierre Van Dyke présente les coefficients d'une forme en D mesurés par différents chercheurs [Cheers, 1950] [Chadha et Jaster, 1975] [Laneville, 1973] [Chan, 1992]. Novak et Tanaka [Novak et Tanaka, 1974] ont également mesuré ces coefficients sur un D à un nombre de Reynolds de 90k. Les mesures faites par Cheers, à un nombre de Reynolds de l'ordre de 66k, sont rapportées dans un article de Ratkowski [Ratkowski, 1968]. Le nombre de Reynolds pendant les essais effectués par Chadha et Jaster a varié entre 29k et 34k. Chan rapporte le coefficient de moment en plus des coefficients de traînée et de portance qu'il attribue à Edwards et Madeyski [Edwards et Madeyski, 1956]. Tous ces coefficients ont été obtenus dans un écoulement uniforme. Laneville [Laneville, 1973] a mesuré les coefficients de traînée et de portance avec une turbulence de 7% correspondant à un nombre de Reynolds entre 20k et 50k. Ces résultats sont présentés aux figures 4.8 à 4.10 et sont comparés aux coefficients mesurés dans ce projet à trois nombres de Reynolds différents.

Tel que discuté à la section 3.4, la conception de la section flottante ne permet pas d'excéder un nombre de Reynolds de $5,6 \times 10^4$ afin de ne pas déformer la balance. Ainsi, les coefficients de force et de moment, présentés aux figures 4.8 à 4.10, ont été mesurés sur une plage de vitesses restreinte. Pour la plage de vitesses testées, soit de 1,9 m/s à 5,8 m/s, le nombre de Reynolds a peu d'influence sur les résultats.

Le coefficient de portance, calculé en utilisant le diamètre comme longueur de référence, est en bon accord avec les autres études.

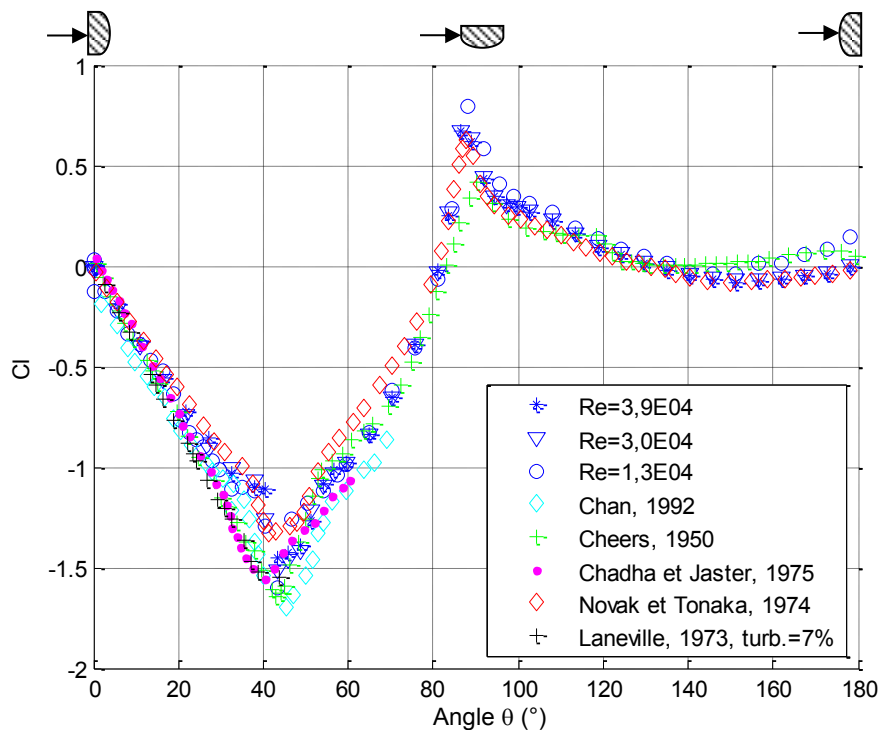


Figure 4.8: Coefficients de portance et en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)

Les coefficients de traînée sont similaires à ceux obtenus par Novak et Tanaka, mais sont inférieurs à ceux mesurés par les autres chercheurs. Le coefficient de traînée maximum mesuré dans ce projet et mesuré par Novak et Tanaka est de 2 alors que pour les autres chercheurs, il varie de 2,2 à 2,4.

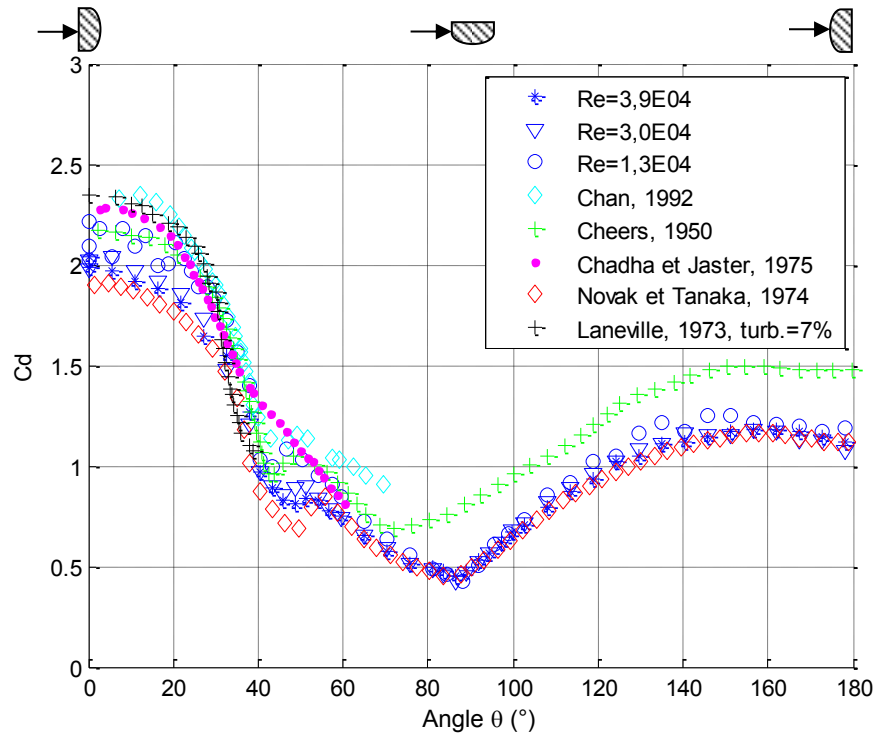


Figure 4.9: Coefficients de traînée en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)

Il n'a pas été possible de valider les coefficients de moment en les comparant à d'autres études, car seulement deux articles présentent les coefficients de moment d'une forme en D et les résultats ne sont pas cohérents d'une étude à l'autre. Le coefficient de moment est inférieur à celui présenté par Chan [Chan, 1992]. Par contre, bien que Chan [Chan, 1992] mentionne que ce coefficient proviendrait d'un article d'Edwards et Madeyski [Edwards et Madeyski, 1956], la figure n'apparaît pas dans l'article. Sur la plage d'angles de 0 à 40 degrés, les coefficients de moment obtenus sont similaires à ceux mesurés par Novak et Tanaka [Novak et Tanaka, 1974], par contre, il y a de grandes différences au-delà de 40 degrés.

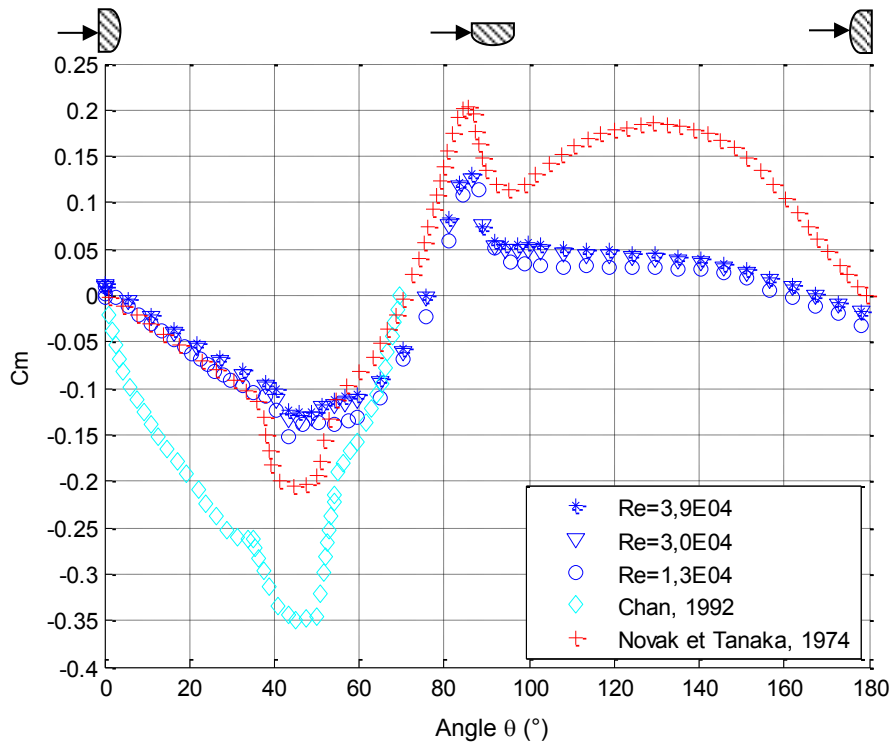


Figure 4.10: Coefficient de moment en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds (section en D verticale)

Les incertitudes sur les coefficients de force et de moment aux différents nombres de Reynolds ont été calculées à l'aide de la méthode de Kline et McClintock [Kline et McClintock, 1953] et sont présentées dans le tableau 4.1. L'annexe H présente la méthode de calcul détaillée. Le calcul tient compte des incertitudes sur la moyenne des voltages provenant de la balance et des capteurs de pression, sur la matrice d'étalonnage de la balance, sur les courbes d'étalonnage des capteurs de pression, sur l'angle de rotation et sur les dimensions de la section en D.

Tableau 4.1: Incertitudes des coefficients de force et de moment

Reynolds	Incertitude de C_D	Incertitude de C_L	Incertitude de C_M
3,9E04	0,01 à 0,05	0,01 à 0,03	0,0005 à 0,0013
3,0E04	0,02 à 0,06	0,02 à 0,04	0,0008 à 0,0014
1,3E04	0,04 à 0,12	0,03 à 0,08	0,0018 à 0,0023

4.2.3 Coefficients de force et de moment et nombre de Strouhal ($\varphi=90^\circ$)

La figure 4.11 présente les coefficients de force et de moment ainsi que le nombre de Strouhal pour une section en D verticale à un nombre de Reynolds de 39 387 (5,8 m/s). Le détachement tourbillonnaire est utilisé dans ce projet comme indicateur du comportement de l'écoulement.

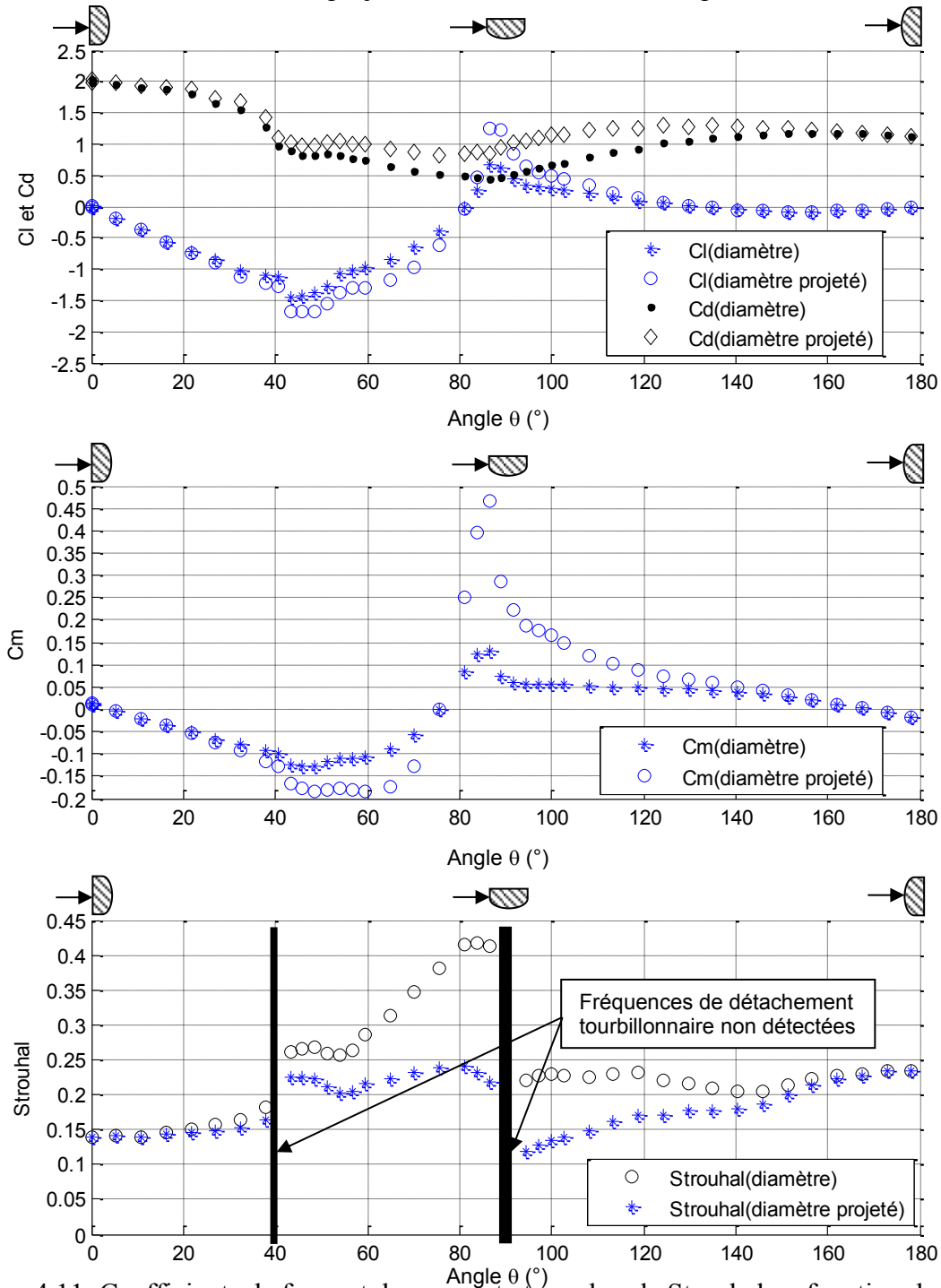


Figure 4.11: Coefficients de force et de moment et nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'attaque pour une section en D verticale à une vitesse de 5,8 m/s ($Re=39\ 387$)

Peu d'articles ont présenté le nombre de Strouhal pour une section en D à différents angles d'attaque [Weaver et Veljkovic, 2005]. Le nombre de Strouhal est en bon accord avec les résultats de cet article. L'article discute peu du nombre de Strouhal et ne mentionne pas d'angles où la fréquence de détachement tourbillonnaire n'était pas détectable.

La figure 4.11 permet d'abord d'observer que l'utilisation du diamètre projeté a pour effet d'augmenter légèrement les coefficients de force et de moment, surtout aux angles approchant les 90 degrés, comme cette longueur de référence est inférieure au diamètre pour une même force mesurée.

A un angle d'attaque de zéro degré, l'écoulement se sépare symétriquement à partir des deux coins de la section en D. A cet angle, la traînée est maximale et la portance est nulle en raison de la symétrie de la distribution de pression. Dans le cas d'une section rectangulaire avec un ratio hauteur sur profondeur de 0,5, le nombre de Strouhal est de 0,14 [Knisely, 1990], ce qui est similaire aux résultats obtenus dans ce projet. A zéro degré, le nombre de Strouhal mesuré par Weaver et Veljkovic sur la forme en D est de 0,15 [Weaver et Veljkovic, 2005].

Pour les angles de 0 à 90 degrés, le plat de la section en D fait face au vent et les points de séparation de l'écoulement se situent aux coins de la section. Le coefficient de portance atteint son maximum juste avant le rattachement de la couche de discontinuité et commence à diminuer à mesure que le point de rattachement se déplace vers l'avant. Tel que le montre la figure 4.12, la fréquence du détachement tourbillonnaire augmente légèrement de 0 à 37,8 degrés et l'amplitude est stable. À 40,5 degrés, l'amplitude est très basse, voir indétectable. Cet angle correspond à un point d'inflexion dans la courbe des coefficients de portance et de traînée présentée à la figure 4.10.

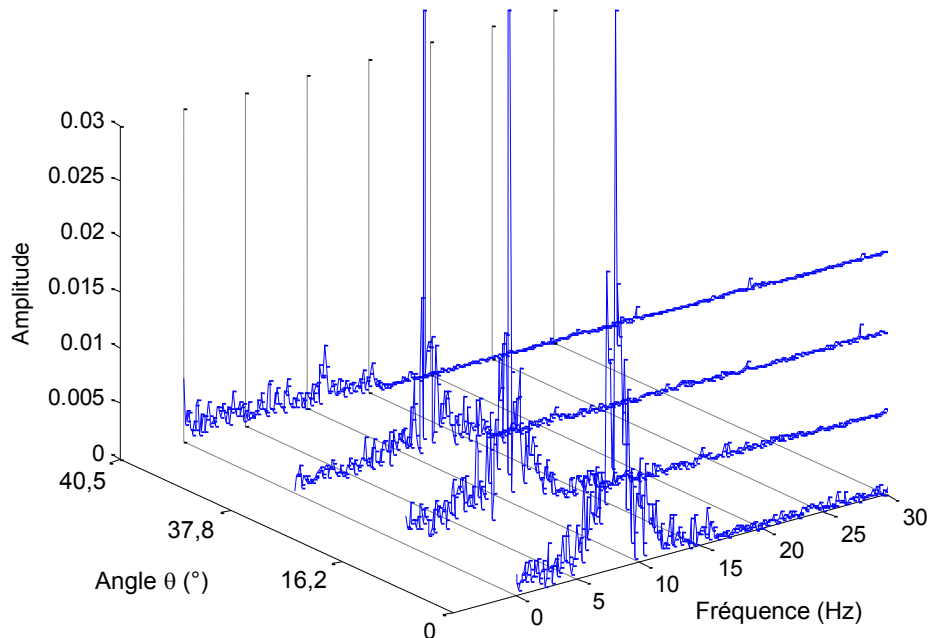


Figure 4.12: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés ($Re=39\ 387$)

La figure 4.13 montre qu'à 43,2 degrés, la fréquence du détachement tourbillonnaire est claire avec une amplitude importante. L'amplitude se met à diminuer entre 43,2 et 86,4 alors que la fréquence augmente. Tel que le montre les figures 4.13 et 4.14, le détachement tourbillonnaire cesse également d'être structuré à 89,1 degrés et à 91,8 degrés puisqu'aucune fréquence de détachement tourbillonnaire n'a été mesurée. Ces angles correspondent à la position où les pentes des coefficients de portance et de moment sont nulles (figure 4.11). À ces angles, l'écoulement voit le plat de la section en D d'un côté et la courbe du D de l'autre côté. Pour ces angles où le détachement tourbillonnaire semble cesser d'être organisé, il est possible qu'il y ait une connexion entre les fluctuations de la couche de discontinuité de part et d'autre de la section en D, par conséquent, le rattachement peut être intermittent et la position du rattachement peut varier de façon aléatoire ne permettant pas de détecter une fréquence spécifique.

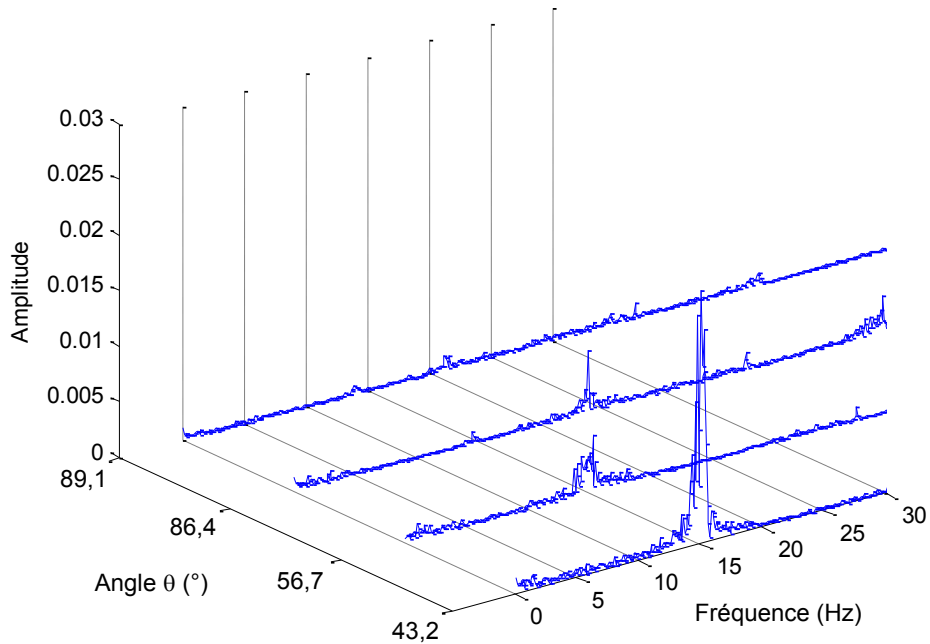


Figure 4.13: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés ($Re=39\ 387$)

Pour les angles supérieurs à 90 degrés, la surface courbe fait face au vent et il est possible d'observer sur la figure 4.11 que le nombre de Strouhal, basé sur le diamètre de la section en D, est légèrement supérieur à celui d'un cylindre circulaire ($St=0.2$). Weaver et Veljkovic ont également obtenu un nombre de Strouhal de 0,23 [Weaver et Veljkovic, 2005]. De 94,5 à 178,2 degrés, la fréquence du détachement tourbillonnaire est stable et l'amplitude augmente. Le nombre de Strouhal, basé sur le diamètre projeté, augmente entre 90 et 180 degrés, étant donné que le diamètre projeté augmente en fonction de l'angle de rotation de la section en D et que la fréquence de détachement tourbillonnaire reste constante.

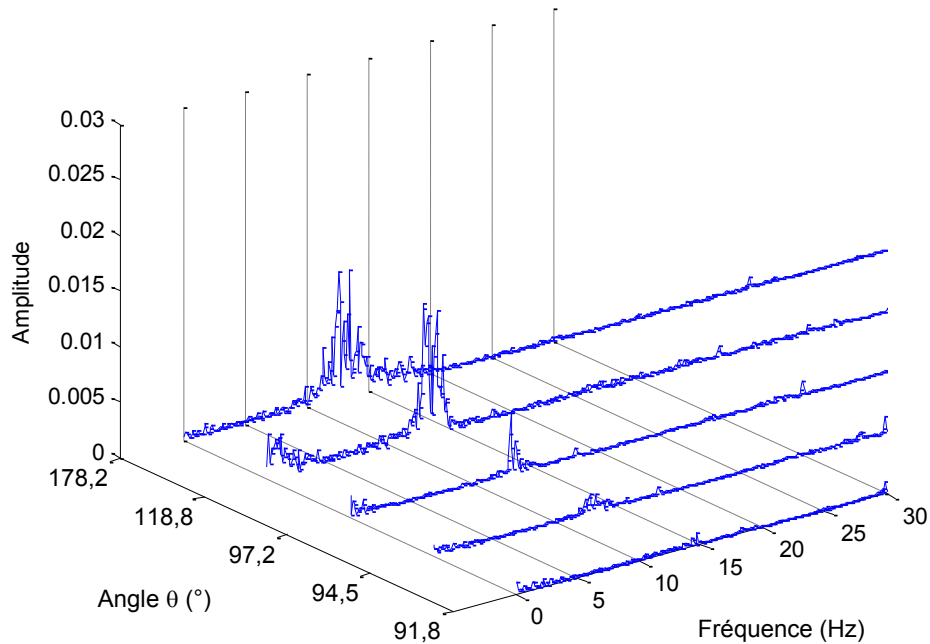


Figure 4.14: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 91,8 à 178,2 degrés ($Re=39\ 387$)

Les figures 4.16 et 4.17 montrent les amplitudes du signal aux fréquences associées au détachement tourbillonnaire, captées respectivement par la composante de force tangentielle au plat de la section en D et par la composante normale. Il est possible d'observer que les amplitudes des fréquences associées au détachement tourbillonnaire diminuent à certains angles, puis réapparaissent et augmentent de nouveau à des fréquences différentes. Cette transition entre les fréquences de détachement tourbillonnaire a également été observée sur une section rectangulaire par Knisely [Knisely, 1990] et est présentée à la figure 4.15.

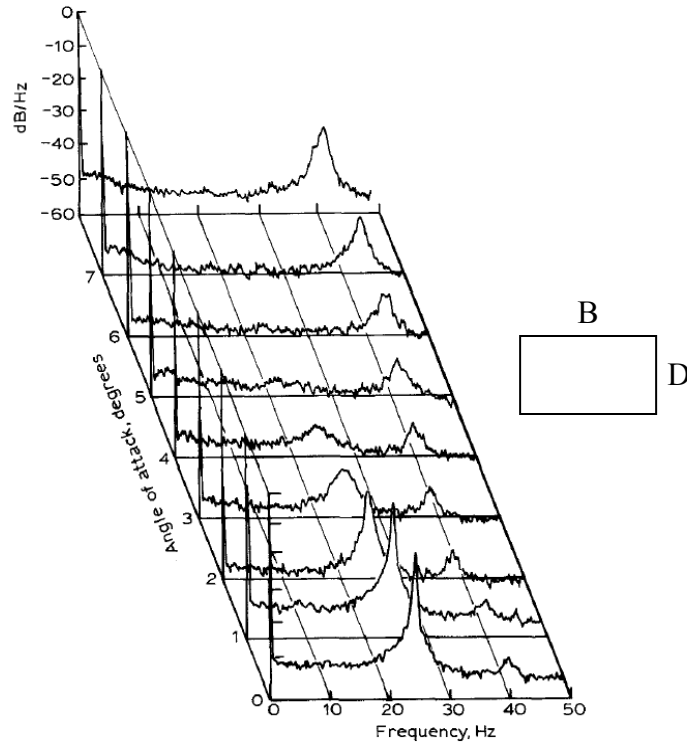


Figure 4.15: Spectre en fréquences de la portance pour une section rectangulaire ayant un ratio B/D de 2, à un vent de 7 m/s et un nombre de Reynolds de 11 k [Knisely, 1990]

Également, le détachement tourbillonnaire n'est pas toujours capté par toutes les composantes de balance. Jusqu'à un angle de 60 degrés, le détachement tourbillonnaire est principalement capté par la composante de force tangentielle au plat de la section en D. Lorsque le plat de la forme en D est face au vent (de 0 à 89 degrés), la fréquence de détachement tourbillonnaire augmente avec l'angle d'incidence, alors que son intensité diminue jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de détachement tourbillonnaire capté par cette composante entre 65 et 108 degrés. La composante de force perpendiculaire au plat de la section en D se met à capter de faibles amplitudes entre 70,2 et 86,4 degrés. Rien n'est capté à 89,1 et 91,8 degrés. Les amplitudes augmentent ensuite de 94,8 à 124,2 degrés pour ensuite diminuer et disparaître.

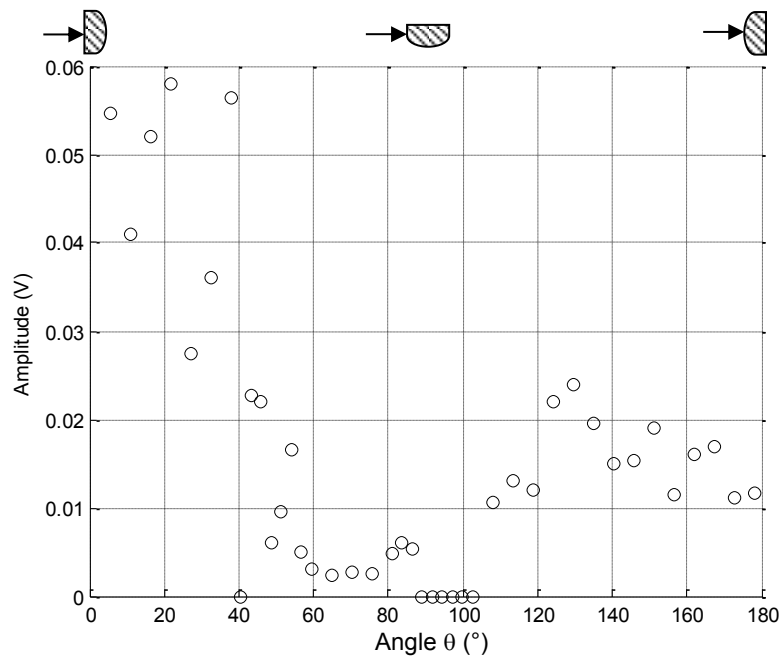


Figure 4.16: Amplitude des fréquences lues par la composante de force tangentielle au plat de la section en D, obtenue par FFT ($Re=39\ 387$)

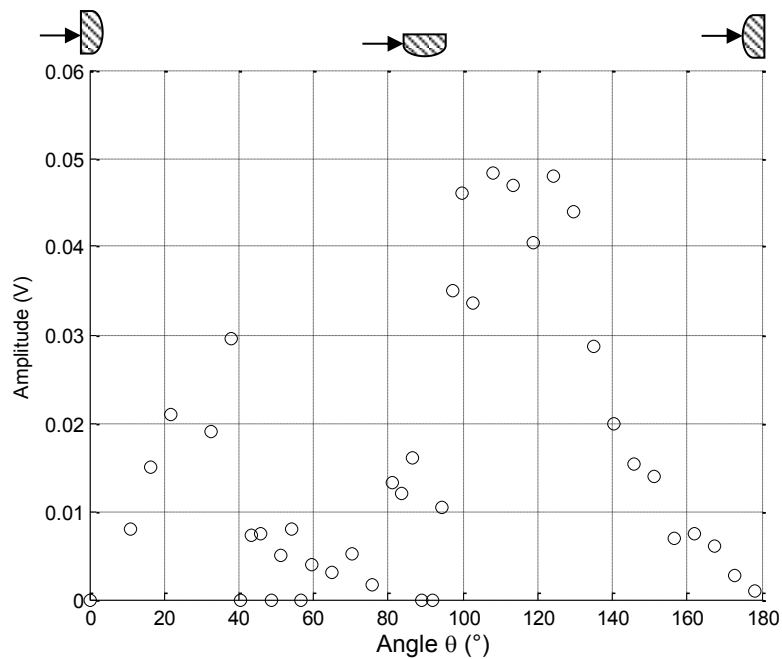


Figure 4.17: Amplitude des fréquences lues par la composante de force normale au plat de la section en D, obtenue par FFT ($Re=39\ 387$)

4.3 Effet de l'angle d'inclinaison

Les figures 4.18 et 4.19 présentent une comparaison des coefficients de force et de moment obtenus pour une section en D verticale ($Re=39\ 387$) et une section en D inclinée de 65 ($Re=38\ 623$) et de 40 ($Re=39\ 190$) degrés par rapport au plancher de la soufflerie (50 degrés par rapport à la normale de la section).

La traînée est légèrement supérieure pour la section en D inclinée, particulièrement pour l'angle d'inclinaison de 40 degrés. Dans la plage d'angle de $0^\circ < \theta < 40^\circ$, la pente $dC_L/d\theta$ est légèrement plus négative pour la section en D inclinée. La forme vue par l'écoulement est différente et le côté de la forme en D interagissant avec la couche de discontinuité est plus allongé lorsque le tube est incliné, ce qui pourrait expliquer une pente plus importante du coefficient de portance. À partir de 110 degrés, le coefficient de portance est inférieur pour la section inclinée que pour la section en D verticale.

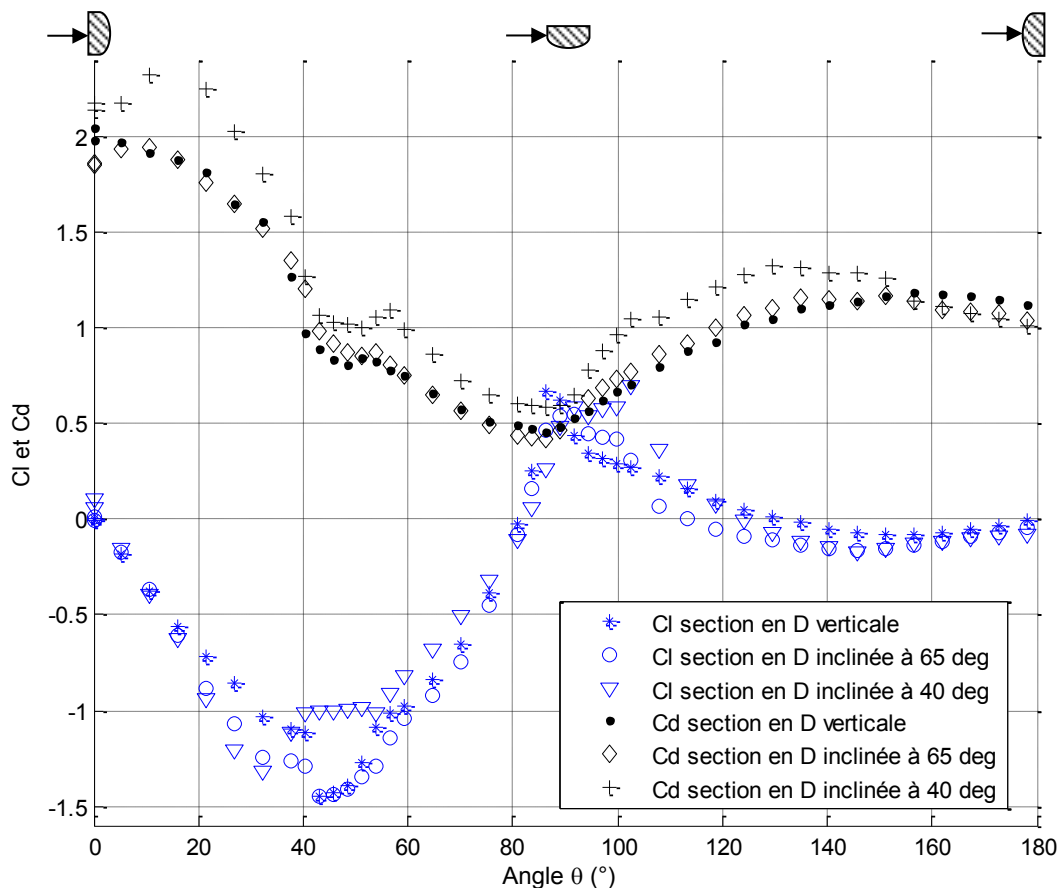


Figure 4.18: Coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison

Le coefficient de moment maximal est plus élevé pour la section en D inclinée comparativement à la section en D verticale. Dans les plages d'angles $0^\circ < \theta < 45^\circ$ et $45^\circ < \theta < 90^\circ$, le coefficient de moment varie de façon moins progressive lorsque la section en D est inclinée. Également, entre 80 et 100 degrés, la courbe est plus arrondie pour la section inclinée. Il est possible qu'il y ait un écoulement axial le long du tube du côté de la surface courbe qui modifie le rattachement de l'écoulement et qui fait en sorte que la courbe est plus arrondie et atteint un maximum plus élevé.

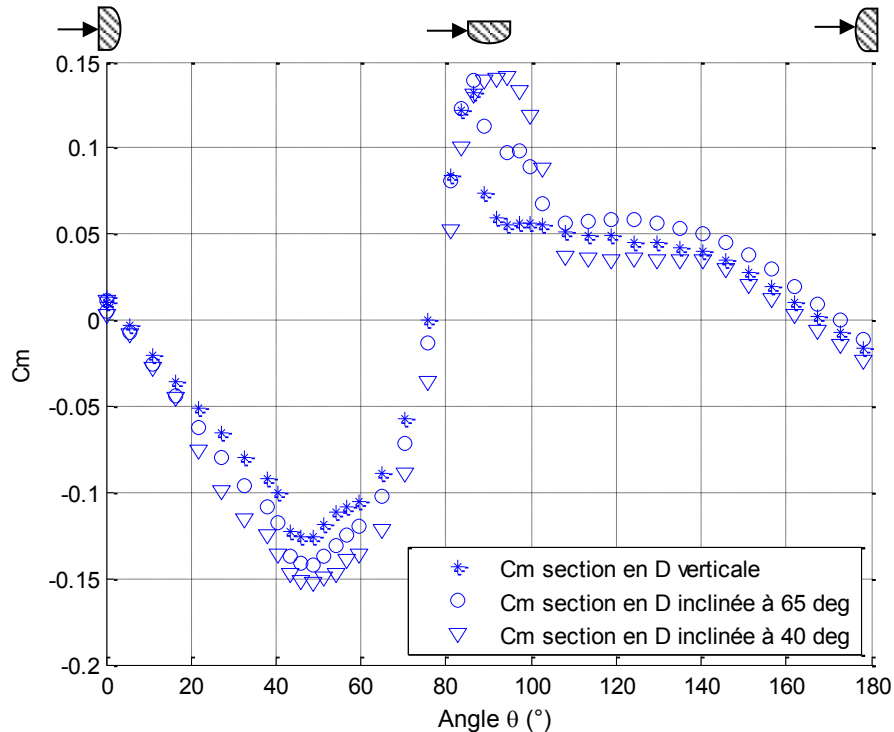


Figure 4.19: Coefficient de moment en fonction de l'angle d'attaque et de l'angle d'inclinaison

Il serait intéressant de poursuivre le travail de visualisation de l'écoulement qui a été entamé dans ce projet (voir section 3.12) pour mieux expliquer ces différences. La visualisation permettra de mieux distinguer l'effet de la forme plus allongée vue par l'écoulement de l'effet de l'écoulement axial. En effet, des articles suggèrent qu'un écoulement axial se propage le long du tube incliné, amplifiant la formation de vortex [Cheng et coll., 2004] [Jakobsen et coll., 2004].

4.3.1 Nombre de Strouhal pour la section en D inclinée

Les figures 4.20 à 4.26 présentent des exemples des transformées de Fourier rapides des signaux mesurés par la balance pour la section en D inclinée à 40 degrés et à 65 degrés par rapport au plancher de la soufflerie.

De 0 à 40,5 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaire de la section en D verticale sont beaucoup plus claires. Elles varient progressivement de 8,1 à 10,6 Hz (St de 0,14 à 0,18) à mesure que l'angle de rotation augmente et leurs amplitudes sont supérieures à 0,03 V (figure 4.12). La figure 4.20 montre que pour un angle d'inclinaison de 40 degrés, plusieurs fréquences entre 0 et 10 Hz ont été détectées de 0 à 40,5 degrés et il est difficile d'associer une fréquence spécifique au détachement tourbillonnaire. Pour un angle d'inclinaison de 65 degrés, il est aussi difficile d'associer une fréquence spécifique au détachement tourbillonnaire jusqu'à un angle de rotation de 32 degrés. À 37,8 degrés, la fréquence principale détectée est de 10,4 Hz (St=0,16), ce qui est similaire à la section en D verticale, par contre elle est moins claire et de plus faible amplitude que pour la section verticale. A 40,5 degrés, une fréquence de 11,5 Hz est détectée (St=0,18) alors que pour la section verticale, les amplitudes des fréquences détectées étaient toutes moins de 0,005 V.

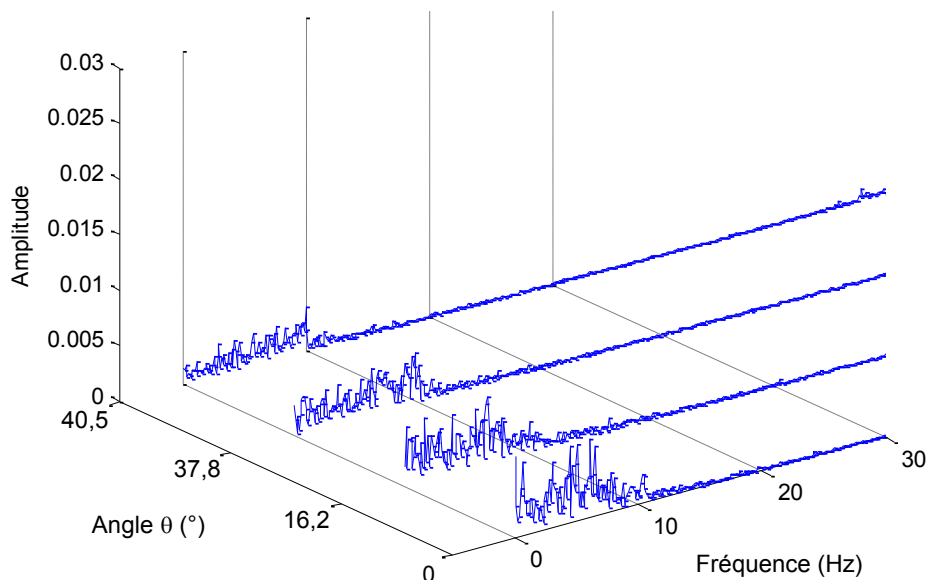


Figure 4.20: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie (Re=39 190)

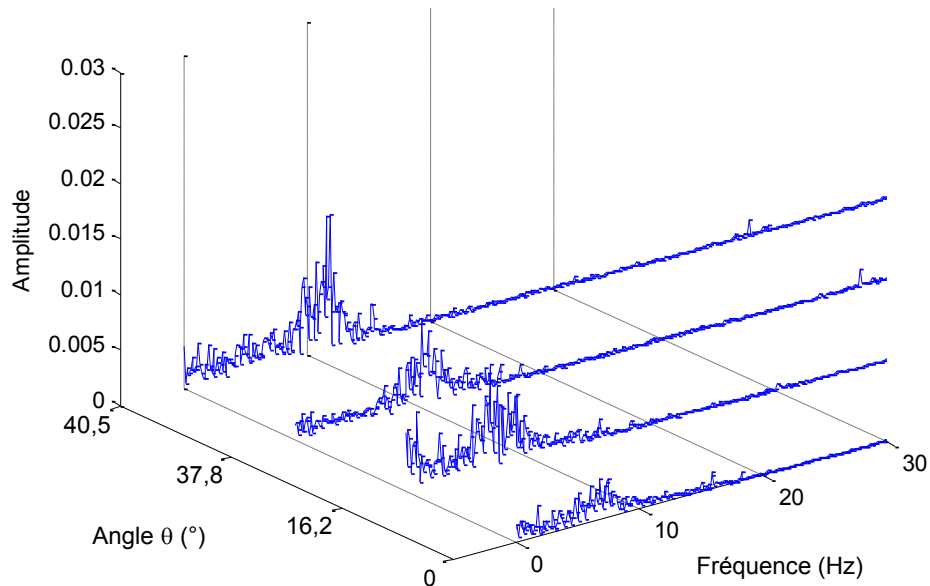


Figure 4.21: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 0 à 40,5 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=38\ 623$)

Pour des angles de rotation de 43,2 à 86,4 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaires augmentent de 15 à 22 Hz pour la section en D verticale ce qui correspond à un nombre de Strouhal de 0,22 à 0,35 en utilisant le diamètre de la section en D (figure 4.13). Pour un angle d'inclinaison de 40 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaire n'augmentent pas en fonction de l'angle de rotation. En effet, elles varient seulement de 9,5 à 10 Hz (St de 0,16 à 0,17) et leur amplitude est faible pour des angles de rotation de 43,2 à 75,6 degrés (figure 4.20). La plage d'angles pour lesquels le détachement tourbillonnaire cesse d'être organisé est plus grande que pour la section en D verticale. En effet, il n'a pas été possible de détecter de fréquences spécifiques entre 81 et 102,6 degrés, alors que pour la section verticale, rien n'est capté seulement à 89,1 et 91,8 degrés.

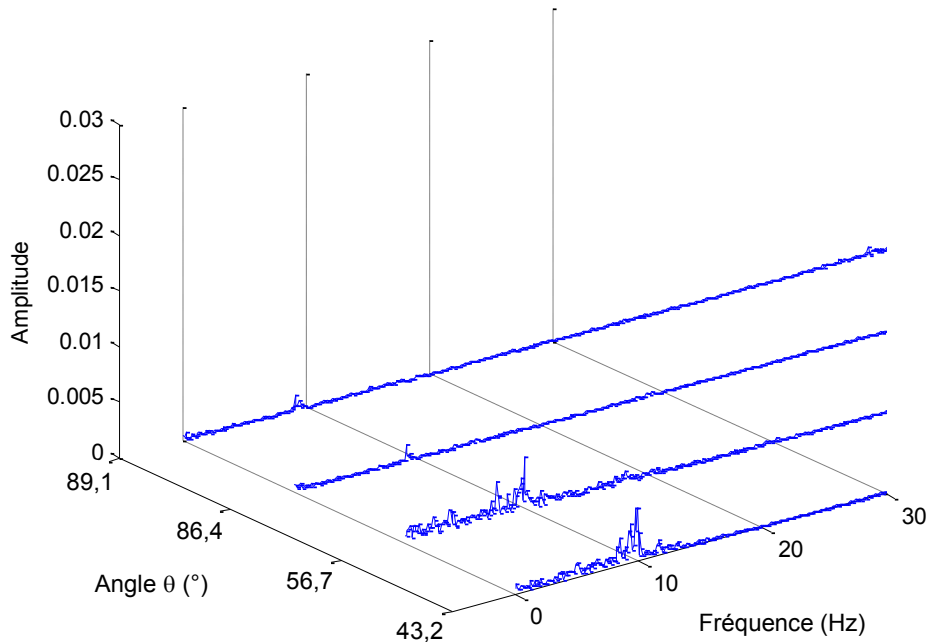


Figure 4.22: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=39\ 190$)

Pour un angle d'inclinaison de 65 degrés, la situation est différente. La figure 4.23 montre que de 43,2 degrés à 59,4 degrés, quelques fréquences sont détectées entre 12 et 15 Hz (St de 0,21 à 0,26). À 64,8 degrés et à 70,2 degrés, rien n'est capté dans aucune composante de la balance. De 75,6 à 83,7, la composante de force parallèle au plat de la section en D ne capte que de très petites amplitudes alors que les composantes mesurant le moment et la force normale au plat de la section en D se mettent à capter une fréquence à 20 Hz qui augmente en fonction de l'angle jusqu'à 24 Hz (figure 4.24). A 89,1 et 91,8 degrés, seulement de très faibles amplitudes sont captées comme c'est le cas pour la section en D verticale. De 94,5 à 99 degrés, des fréquences entre 8 Hz et 14 Hz sont captées par la composante de force normale au plat de la section en D (figure 4.24).

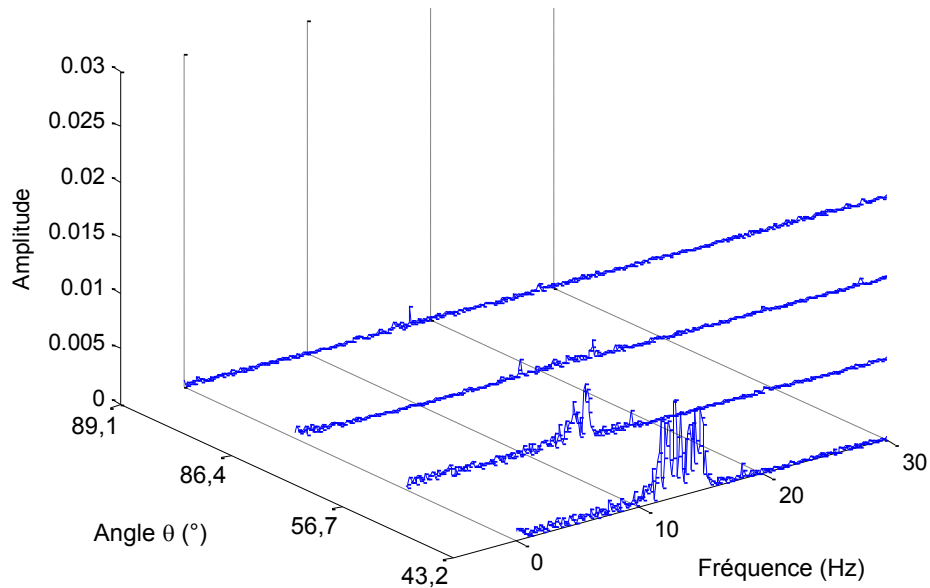


Figure 4.23: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=38\ 623$)

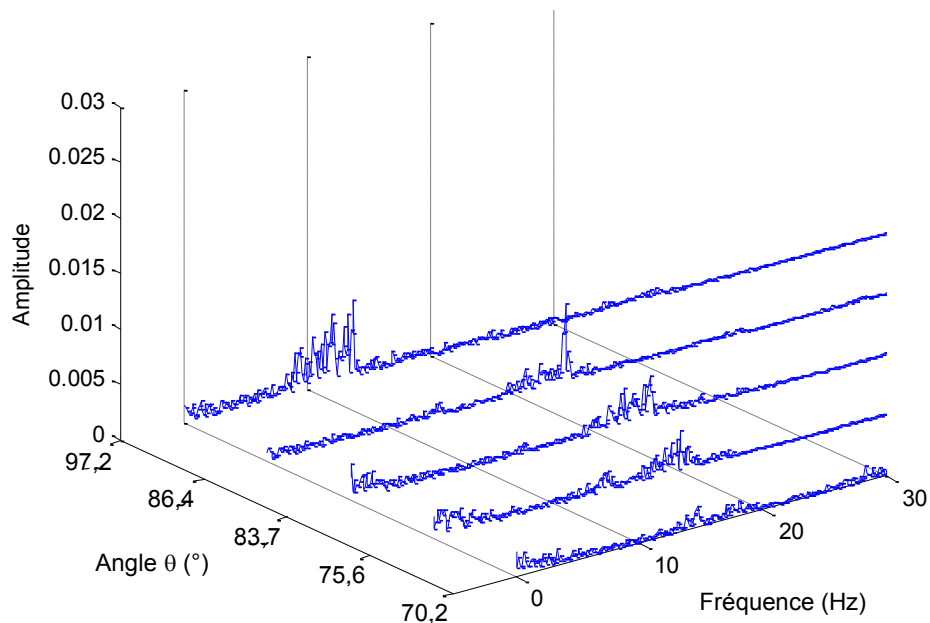


Figure 4.24: Amplitude des fréquences lues par la composante de force normale au plat de la section en D, obtenue par FFT de 43,2 à 89,1 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=38\ 623$)

Pour un angle d'inclinaison de 40 degrés, la figure 4.25 montre qu'à partir de 113,4 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaire sont détectées de nouveau. Elles deviennent plus claires et leur amplitude augmente à mesure qu'augmente l'angle d'attaque. De 113,4 degrés à

178,2 degrés, la fréquence du détachement tourbillonnaire varie de 9,0 à 9,4 Hz, ce qui correspond à un nombre de Strouhal de 0,16. Pour ces angles où la surface courbe fait face au vent, la fréquence de détachement tourbillonnaire pour la section en D inclinée est inférieure à celle de la section verticale et à celle d'un tube circulaire.

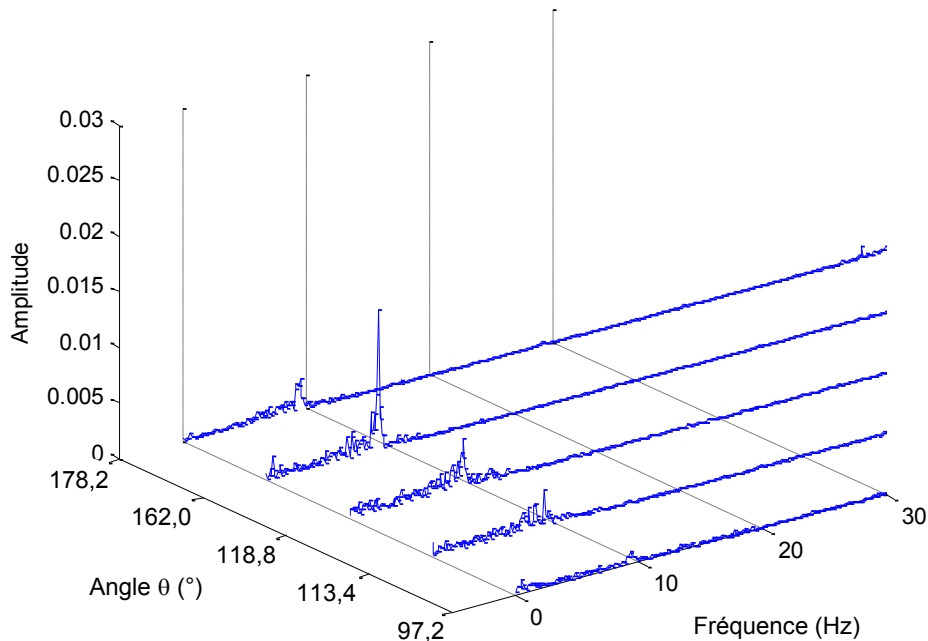


Figure 4.25: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 97,2 à 178,2 degrés pour un angle d'inclinaison de 40 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=39\ 190$)

Pour l'angle d'inclinaison de 65 degrés et les angles de rotation supérieurs à 102,6 degrés, les résultats sont plus similaires à la section en D verticale. Les fréquences de détachement tourbillonnaire varient de 10,5 à 12 Hz, ce qui correspond à un nombre de Strouhal variant de 0,19 à 0,22 (figure 4.26).

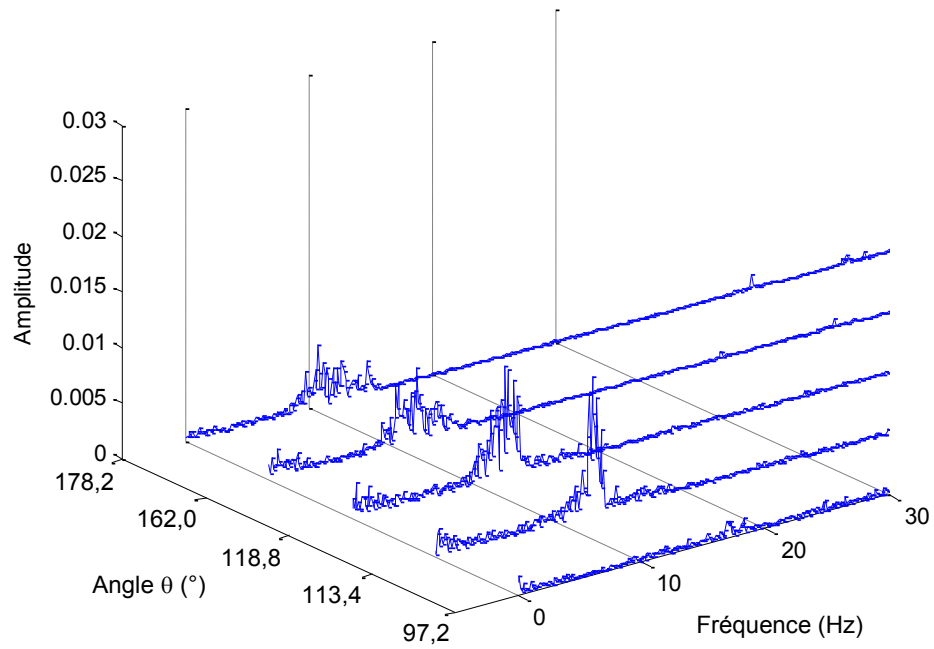


Figure 4.26: Amplitude des fréquences lues par la composante de force parallèle au plat de la section en D, obtenue par FFT de 97,2 à 178,2 degrés pour un angle d'inclinaison de 65 degrés par rapport au sol de la soufflerie ($Re=38\ 623$)

CHAPITRE 5 ESSAIS DYNAMIQUES

Des essais dynamiques ont été réalisés avec la section en D en position verticale, puis pour une inclinaison de 40 degrés par rapport au plancher de la soufflerie. Le conducteur était entraîné en rotation à son extrémité du bas par un moteur pas-à-pas. La fréquence et l'amplitude angulaire des oscillations forcées ont été variées afin d'observer leurs effets sur les coefficients instationnaires de portance, de traînée et de moment. Pour chaque combinaison de fréquence et d'amplitude angulaire, des essais sans vent ont d'abord été réalisés afin de mesurer les effets d'inertie. Les essais dynamiques ont été effectués à différentes vitesses de vent pour étudier l'effet du nombre de Reynolds et de la fréquence réduite d'oscillation qui sera définie dans les sections présentant les résultats.

Ce chapitre présente tout d'abord le mouvement d'oscillation du moteur, l'effet de la vitesse de rotation sur l'angle d'attaque et le vent relatif ainsi que la méthodologie pour mesurer les effets d'inertie de ce mouvement sur la balance interne. Ensuite, les signaux mesurés lors des essais avec et sans vent sont analysés dans le domaine fréquentiel et la méthode de filtrage numérique des données est discutée. La section suivante consiste en un récapitulatif de la méthodologie pour traiter les données et une description des calculs effectués pour obtenir les coefficients de force et de moment en fonction de l'angle de rotation. Des exemples de coefficients de force et de moment sont présentés afin de discuter de l'effet du nombre de Reynolds, de la fréquence réduite d'oscillation et de l'angle d'inclinaison.

5.1 Méthodologie pour les essais dynamiques

5.1.1 Programme de contrôle du moteur

Un des défis du projet a été la création d'un programme qui permettait de faire osciller en rotation le moteur pas-à-pas selon un mouvement sinusoïdal afin que le moteur décélère avant de changer de direction pour réduire les vibrations liées à ces changements de direction. C'est le logiciel Labview qui a finalement été utilisé. Les programmes développés sont présentés à l'annexe F.

Un premier programme sert à positionner le tube à l'angle initial dans le sens horaire, par exemple à +90 degrés. Ce premier programme, utilisant une sortie de type « counter », est très précis. Il a également été utilisé pour les essais statiques. Par contre, la fréquence de génération des pulses est fixe et il n'est pas possible d'utiliser ce genre de programme pour faire décélérer le moteur avant les changements de direction. Un deuxième programme, utilisant des sorties analogiques, a été développé pour faire osciller le moteur. La fréquence de génération des pulses varie pendant l'exécution du programme. Dans notre exemple, le tube oscillerait de l'angle initial de +90 degrés à un angle de -90 degrés. La fréquence et l'amplitude des oscillations peuvent être variées. Pour les plus basses fréquences, de 0,3 Hz à 1 Hz, la commande du moteur est exacte et stable. Pour les fréquences de 1,5 Hz et 2 Hz, la commande envoyée au moteur est décalée. La figure 5.1 est le pire cas. La commande du moteur a été enregistrée et le mouvement du tube a été calculé en comptant les pulses et en multipliant par le ratio entre les deux poulies.

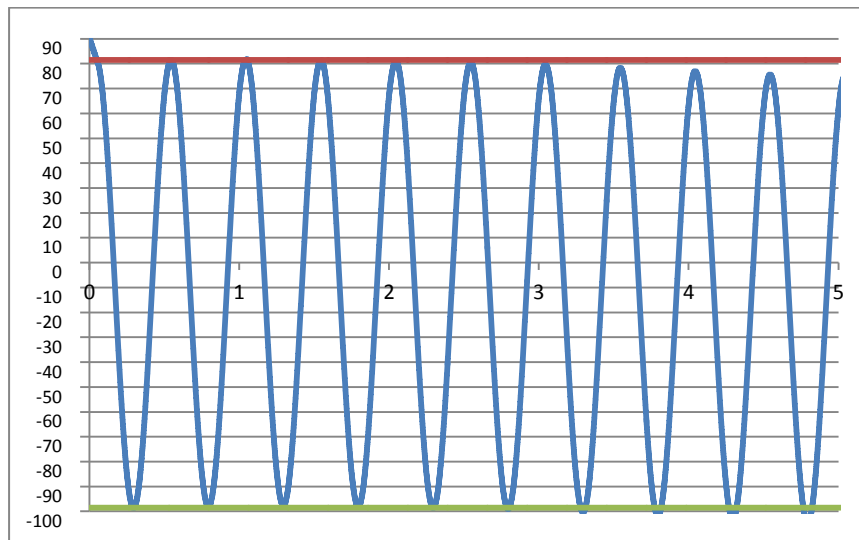


Figure 5.1: Commande du moteur à 2 Hz et 90 degrés

Plutôt que d'osciller autour de la position 0, le premier mouvement est plus long et est décalé, de sorte que le tube oscillerait autour de 8,5 degrés. Également, après plusieurs cycles, les oscillations se décalent progressivement dans le sens trigonométrique. Il n'a pas été possible de régler le problème dans le programme. La fréquence des pulses est probablement trop grande, étant donné que le programme utilise une sortie analogique. Pour contrer ce décalage, le positionnement initial a été corrigé à l'aide du premier programme. Également, il a été

décidé de faire l'acquisition de 3 cycles seulement et de répéter 5 fois cette acquisition pour chacune des combinaisons testées.

5.1.2 Mouvement théorique et signaux de l'encodeur

Pour valider davantage les programmes du moteur et la précision de l'angle mesuré par l'encodeur, des essais ont été réalisés sans vent. Une oscillation sinusoïdale pure peut être représentée par les équations suivantes :

$$\theta(t) = A_1 \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad (5.1)$$

$$\dot{\theta}(t) = A_1 \omega \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad (5.2)$$

$$\ddot{\theta}(t) = -A_1 \omega^2 \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad (5.3)$$

La figure 5.2 présente un exemple du signal obtenu par l'encodeur comparé au mouvement théorique d'une oscillation sinusoïdale pure. Les résultats expérimentaux et le mouvement théorique coïncident presque parfaitement.

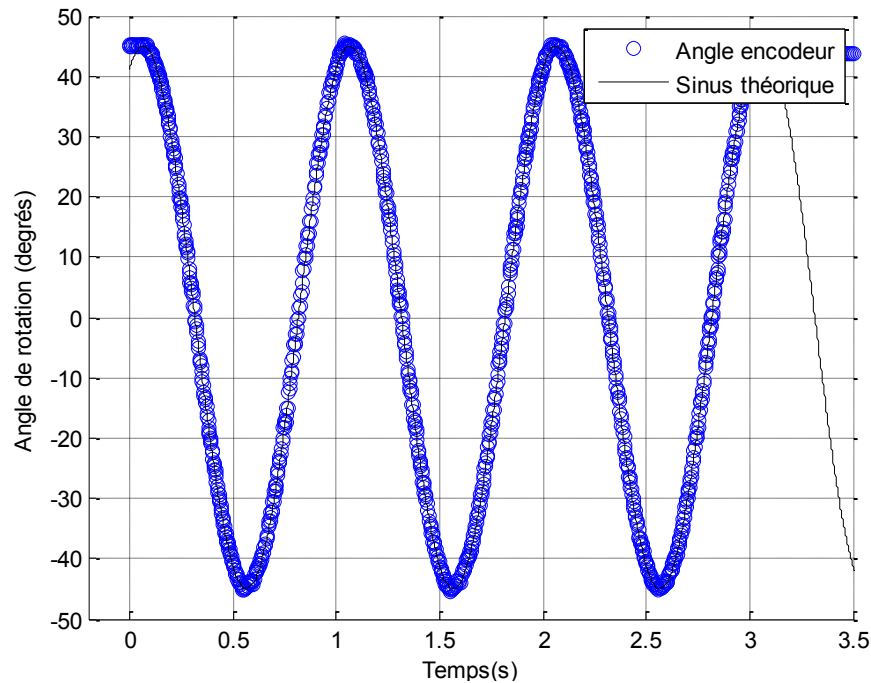


Figure 5.2: Signaux de l'encodeur pour une amplitude de 45° et une fréquence de 1 Hz

5.1.3 Effet du mouvement de rotation sur l'angle d'attaque

Pour un corps en mouvement à une vitesse V_s dans un écoulement uniforme de vitesse V , le vent relatif V_r et l'angle d'attaque se calcule à partir des équations 5.4 et 5.5.

$$V_r = V - V_s \quad (5.4)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{V_s}{V} \quad (5.5)$$

La théorie quasi stationnaire présentée à la section 2.2 a été développée pour des oscillations verticales où la vitesse V_s des équations 5.4 et 5.5 est remplacée par \dot{y} . Comme le montre la figure 5.3, l'angle d'attaque est alors facile à calculer. En considérant l'hypothèse des petits angles, l'angle d'attaque est approximé par le ratio $\frac{\dot{y}}{V}$.

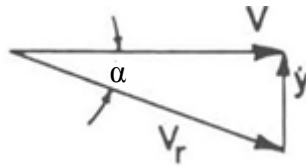


Figure 5.3 : Vitesse relative et angle d'attaque pour des oscillations verticales

Dans le cas d'oscillations en rotation, l'angle d'attaque est défini différemment. Prenons le cas d'un objet en rotation à une grande distance R par rapport à l'axe de rotation. Entre deux instants t , l'objet s'est déplacé sur le cercle d'un angle $\Delta\theta$ dans le sens horaire. Le point situé face au vent s'est déplacé d'une distance Δs qui équivaut à $R\Delta\theta$. Comme le rayon est constant et ne varie pas en fonction du temps, ce point a donc une vitesse exprimée par l'équation 5.6. L'orientation de la vitesse tangentielle dépend de l'angle θ . Pour un angle θ de 0 degré, la vitesse tangentielle est perpendiculaire au vent uniforme V .

$$\frac{\Delta s}{\Delta t} = R \frac{\Delta\theta}{\Delta t} = R\dot{\theta} \quad (5.6)$$

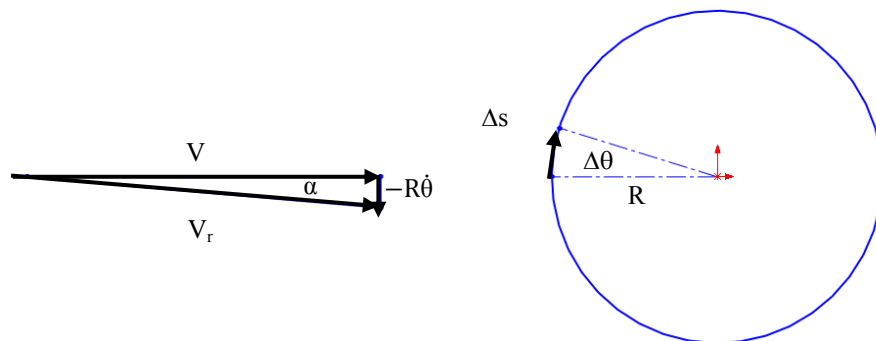


Figure 5.4 : Vitesse relative et angle d'attaque pour un objet en rotation à une distance R de l'axe de rotation lorsque R est constant

Dans le cas de la forme en D, la situation est plus complexe comme l'axe de rotation est à l'intérieur du profil. Chaque point du profil se trouve à une distance de l'axe de rotation différente et a donc une vitesse tangentielle différente. L'angle entre la vitesse de vent uniforme dans la soufflerie et la vitesse tangentielle est également différent pour chaque point du profil.

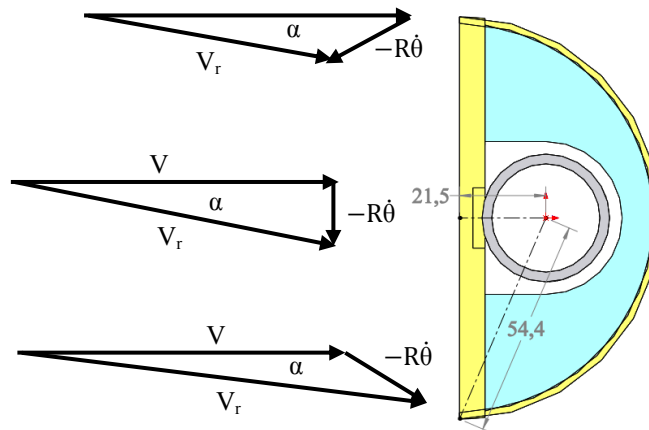


Figure 5.5 : Vitesse relative et angle d'attaque à différent point de la forme en D pour des oscillations en rotation

Le mouvement de rotation fait en sorte que la portion de la section en D qui se déplace face au vent voit un vent relatif supérieur à la vitesse de vent dans la soufflerie. Par contre, la partie du profil se déplaçant dos au vent voit un vent relatif inférieur à la vitesse de vent dans la soufflerie. Globalement, l'effet du mouvement de rotation sur l'angle d'attaque et la vitesse d'écoulement vu par la forme en D est négligé. Les coefficients de force ont été calculés en fonction du vent dans la soufflerie et de l'angle de rotation θ du profil. Dans les projets similaires où des essais dynamiques étaient réalisés en utilisant des oscillations forcées en rotation, l'angle d'attaque et le vent dans la soufflerie n'étaient pas corrigés pour tenir compte de la vitesse de rotation [Kimura et coll., 1999] [Phuc et coll., 2004] [Clément, 1996].

5.1.4 Méthodologie pour mesurer les effets d'inertie

Lorsque la section en D oscille, la balance interne mesure non seulement les forces aérodynamiques agissant sur la section flottante, mais également les effets d'inertie. C'est pourquoi la section flottante a été construite en mousse et en balsa pour limiter son poids. Pour mesurer les forces d'inertie, des essais sans vent avec la section flottante recouverte d'une gaine ont été effectués pour chaque combinaison de fréquence et d'amplitude de rotation. La

figure 5.6 montre la gaine qui a été utilisée pour recouvrir la section flottante. La gaine sert à isoler la section flottante de l'air ambiant dans la soufflerie afin de mesurer seulement les effets d'inertie, sans force de frottement de l'air. Cette méthode a été développée par Vittecoq et Laneville [Vittecoq et coll., 1982]. Une tôle d'aluminium était vissée à deux sections en D, aussi en aluminium, qui étaient fixées au tube de part et d'autre de la section flottante. Il y avait environ 2 mm entre la gaine et la section flottante pour bien isoler la section flottante de l'air ambiant et pour limiter la quantité d'air entre la section flottante et la gaine.

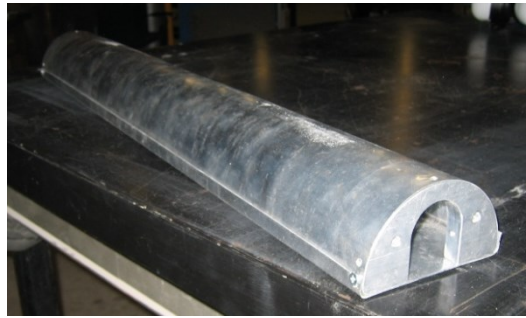


Figure 5.6: Gaine en aluminium

Pour chacune des combinaisons de fréquence et d'amplitude d'oscillations testée, les forces d'inertie ont été mesurées sur une période de 3 cycles pour 5 séries d'acquisition. Les zéros ont été soustraits des signaux, puis ils ont été filtrés numériquement dans le domaine fréquentiel (voir section 5.1.6). La moyenne des signaux temporels filtrés des 5 séries d'acquisition a été calculée, pour chaque instant t , puis soustraite aux forces totales mesurées par la balance interne lors des essais dynamiques avec vent.

5.1.5 Description des essais sans vent et avec vent

Les étapes détaillées de la procédure d'essais qui ont été répétées pour chaque combinaison de nombre de Reynolds, d'amplitude et de fréquence de rotation sont décrites à l'annexe E. Les appareils sont mis à zéro et les ponts de jauge sont équilibrés à la position initiale (0 degré) sans vent. Une première acquisition est prise à zéro degré sans vent. Pour chaque type d'essai (avec vent, sans vent avec gaine, sans vent sans gaine), 5 séries d'acquisition sont prises. La position initiale est vérifiée au début de chaque série. Pour les essais sans vent, les ponts de jauge sont équilibrés et l'encodeur est remis à zéro entre chaque série. Pour les essais avec vent, seul l'encodeur est remis à zéro entre les séries. Une série d'acquisition consiste en 7 prises de mesure qui sont illustrées à la figure 5.7.

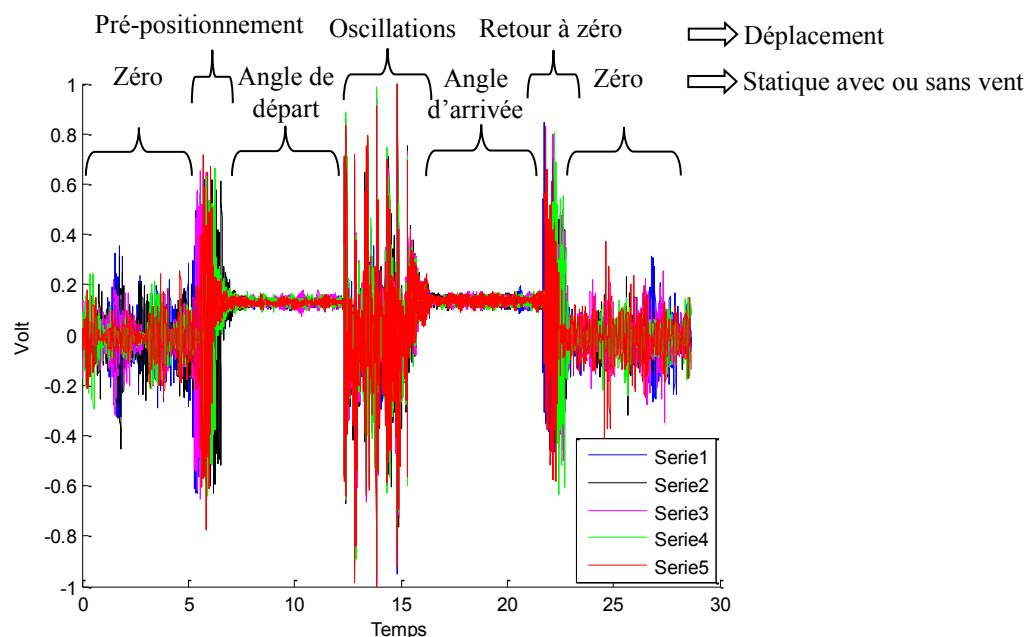


Figure 5.7: Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces instationnaires parallèles au plat de la section en D pour les 7 prises de mesure constituant une série d'acquisition

À la fin, une fois le moteur de la soufflerie éteint, une acquisition est réalisée pour vérifier la dérive. En comparant les moyennes des signaux entre les séries, à zéro degré et à l'angle de pré-positionnement avant les oscillations, il est également possible de s'assurer que rien d'anormal n'est arrivé.

5.1.6 Analyse fréquentielle et filtrage numérique

Pour déterminer comment traiter les signaux en raison des vibrations lues par la balance lors des changements de direction, le contenu fréquentiel des essais sans vent, avec et sans gaine, ainsi que des essais dynamiques a été comparé au contenu des signaux mesurés par la balance interne lors de test d'impact.

Le tube était monté à la verticale lorsque des impacts ont été donnés dans le haut de la section flottante dans les directions parallèle (figure 5.8) et perpendiculaire (figure 5.9) au plat de la section en D. La composante mesurant les forces normales à la section en D a détecté une première fréquence à 13,7 Hz pour les 2 impacts. Cette fréquence n'a été détectée dans aucun autre type d'essais, ni dans les essais statiques, ni dans les essais dynamiques avec ou sans vent (figures 5.10, 5.11 et 5.13).

Pour l'impact dans la direction normale au plat de la section en D, une seconde fréquence a été détectée à 23,2 Hz par les composantes mesurant le moment et les forces normales au plat de la section en D. Cette fréquence n'est pas présente pour les essais dynamiques avec ou sans vent.

Les autres fréquences détectées aux figures 5.8 et 5.9 (30,5 Hz, 32 Hz, 33,4 Hz, 44,2 Hz, 47,5 Hz et au-delà de 60 Hz) sont supérieures aux fréquences détectées lors des essais statiques et ne représentent pas de phénomènes aérodynamiques. Elles sont d'ailleurs présentes dans les essais sans vent avec gaine.

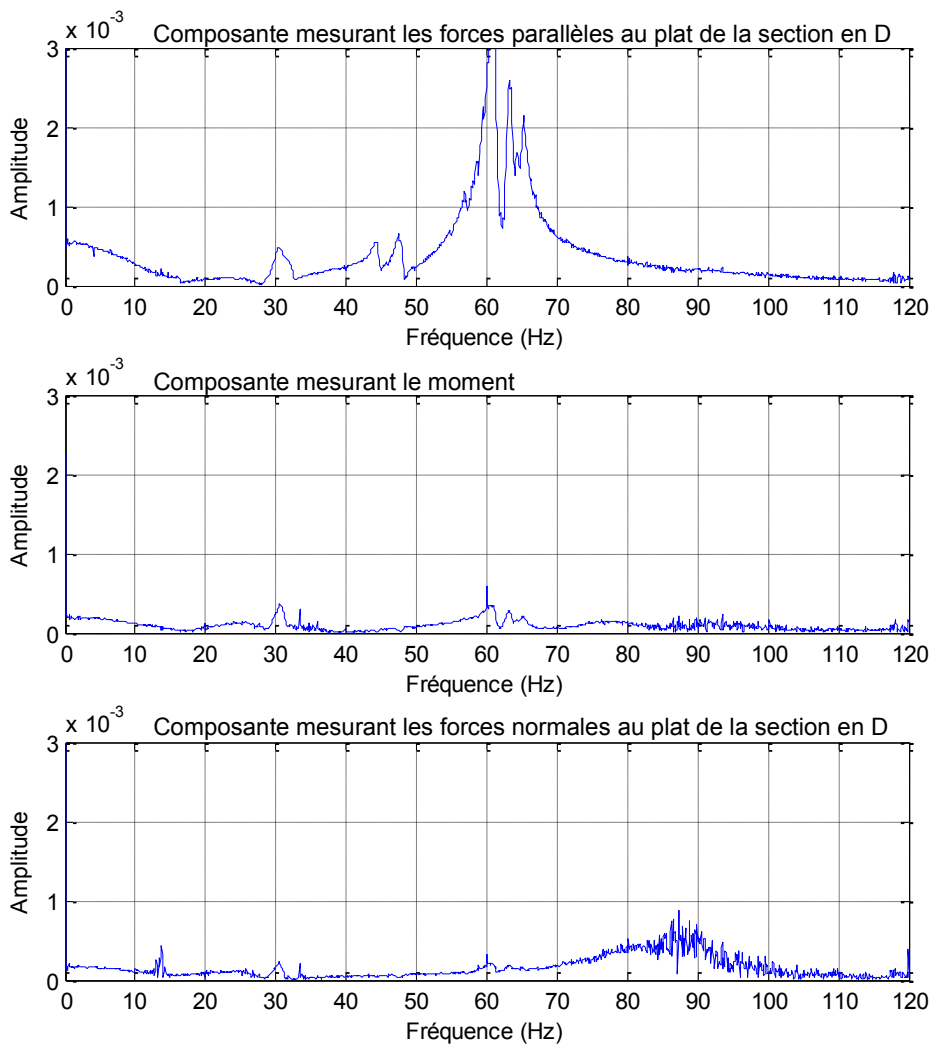


Figure 5.8: Amplitude des fréquences lues par la balance après un impact donné selon une direction parallèle au plat de la section en D

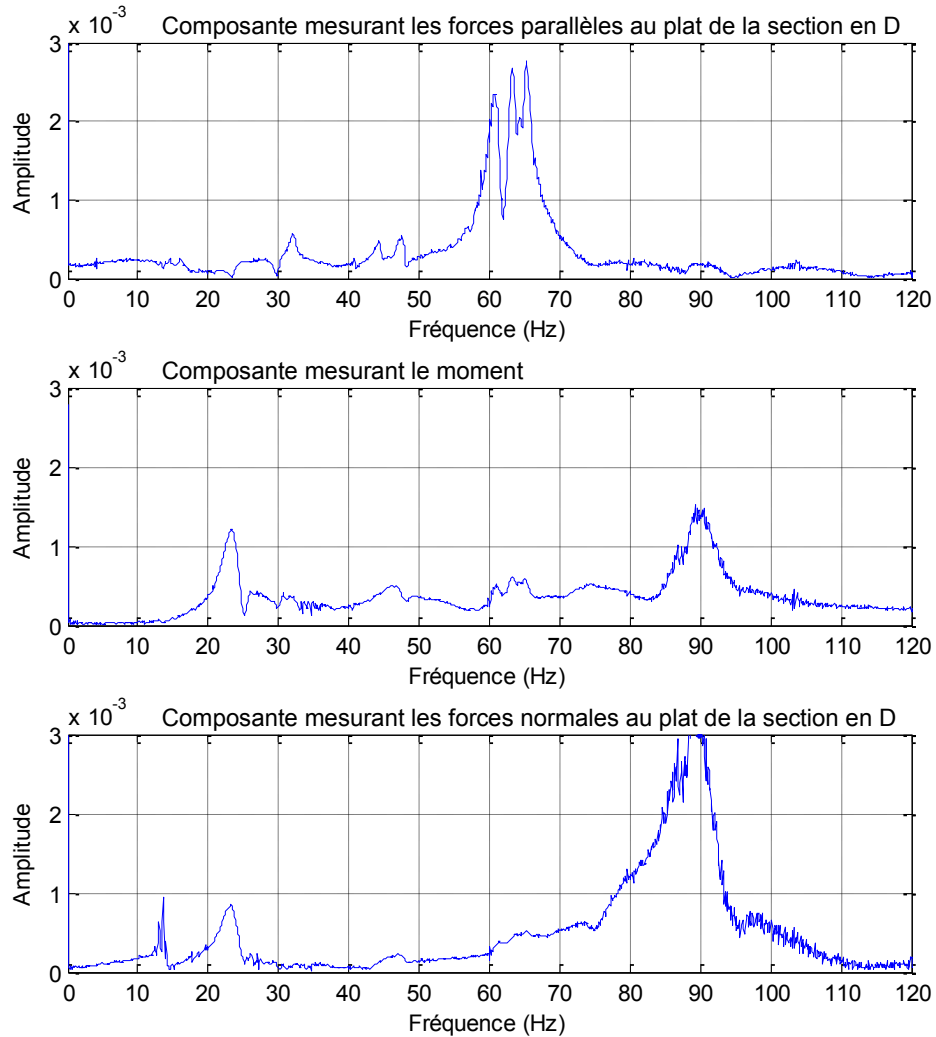


Figure 5.9: Amplitude des fréquences lues par la balance après un impact donné selon une direction normale au plat de la section en D

Clément [Clément, 1996] a réalisé des essais similaires où il comparait les coefficients de force obtenus lors d'essais statiques et d'essais dynamiques sur un profil NACA 63-612. Les essais dynamiques consistaient également à faire osciller en rotation le profil et à mesurer les coefficients de force à l'aide d'une balance interne. Pour les essais sans vent avec gaine, il utilisait un filtre numérique passe-bas dans le domaine fréquentiel dont la fréquence de coupure était 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations. Pour les essais dynamiques avec vent, il utilisait une fréquence de coupure de 28 Hz qui était toujours au moins 10 fois supérieure à la fréquence des oscillations.

Pour ce projet, une méthode similaire a été utilisée pour traiter les signaux provenant de la balance aérodynamique. Pour construire le filtre dans le domaine fréquentiel, la transformée de Fourier rapide est d'abord calculée en utilisant la fonction *fft* de Matlab. Des valeurs nulles sont alors imposées aux raies spectrales des fréquences à éliminer. Ensuite, la transformée de Fourier rapide inverse est calculée grâce à la fonction *ifft* de Matlab pour obtenir le signal filtré dans le domaine temporel. Ce filtre dans le domaine fréquentiel a l'avantage de permettre d'éliminer complètement différentes fréquences et de ne pas déphaser le signal.

Différentes fréquences de coupure ont été testées pour vérifier leur effet sur les résultats. Cette analyse est présentée à l'annexe G. Pour les essais sans vent avec gaine, qui permettent de mesurer les effets d'inertie qui sont soustraits des résultats avec vent, la fréquence de coupure a peu d'influence sur les coefficients de force et de moment en autant que la fréquence d'oscillation ainsi que sa première harmonique soient conservées. À la figure 5.10, on peut d'ailleurs observer que l'amplitude est importante à 1 Hz et à 2 Hz. Les autres fréquences captées sont supérieures à 30 Hz et doivent être éliminées. La fréquence de coupure pour le traitement des essais mesurant l'inertie a été fixée à 5 fois la fréquence d'oscillation.

Pour les essais dynamiques avec vent, idéalement, nous voudrions conserver les fréquences associées aux forces aérodynamiques. En comparant les figures 5.10 et 5.11, il est possible d'observer que des fréquences sont présentes entre 0 et 14,9 Hz pour les essais avec vent alors qu'elles n'étaient pas présentes pour les essais sans vent avec gaine, particulièrement pour la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D. Pour la composante de moment, des fréquences semblent apparaître autour de 30 Hz et 90 Hz. Les fréquences autour de 90 Hz sont également détectées par les deux autres composantes. Ces fréquences autour de 90 Hz sont aussi présentes dans les essais sans vent sans gaine (figure 5.14) et correspondent à l'une des fréquences naturelles de la balance. Pour des angles similaires, les fréquences détectées lors des essais statiques se situent entre 0 et 15,5 Hz.

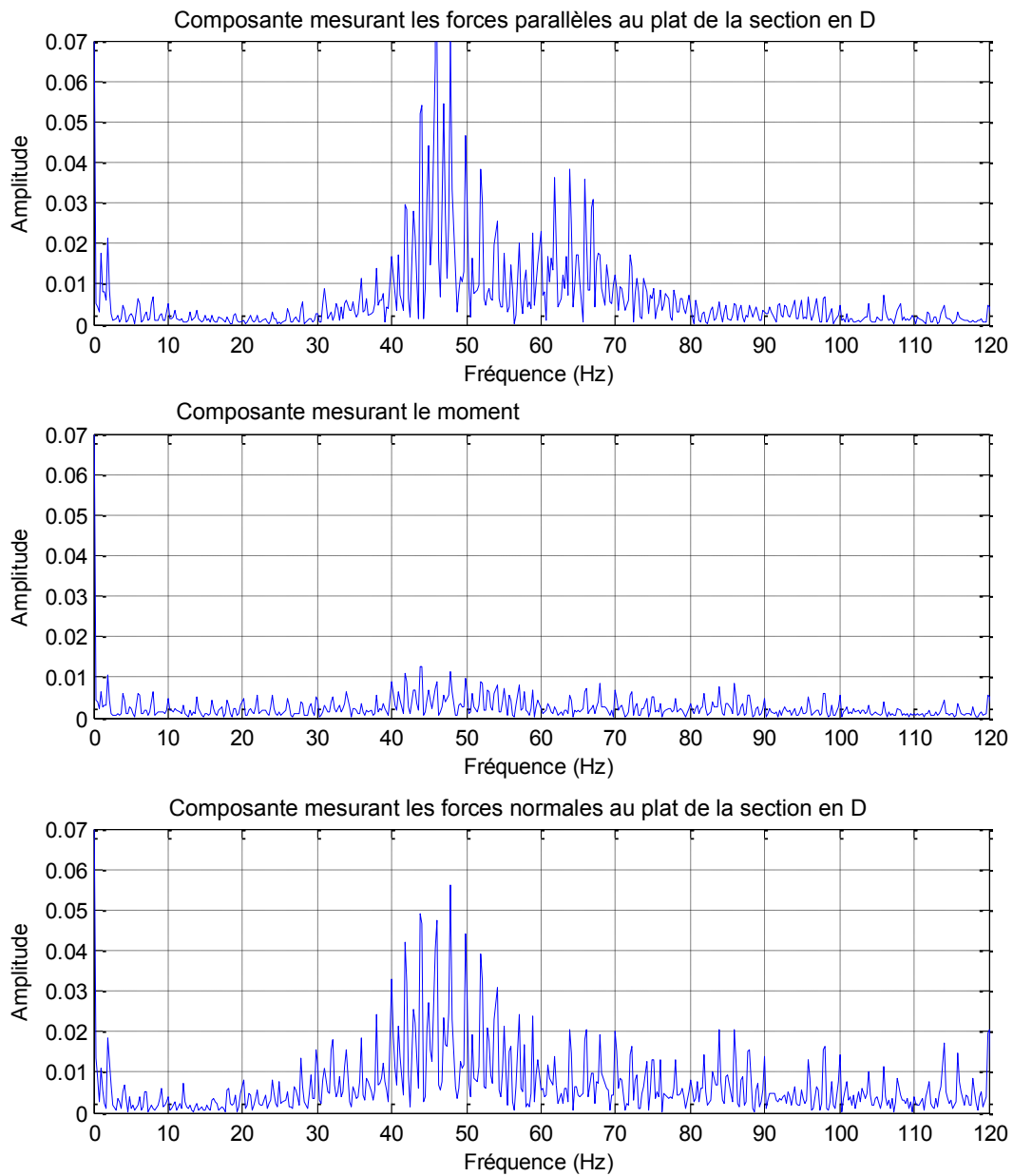


Figure 5.10: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais sans vent avec gaine pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

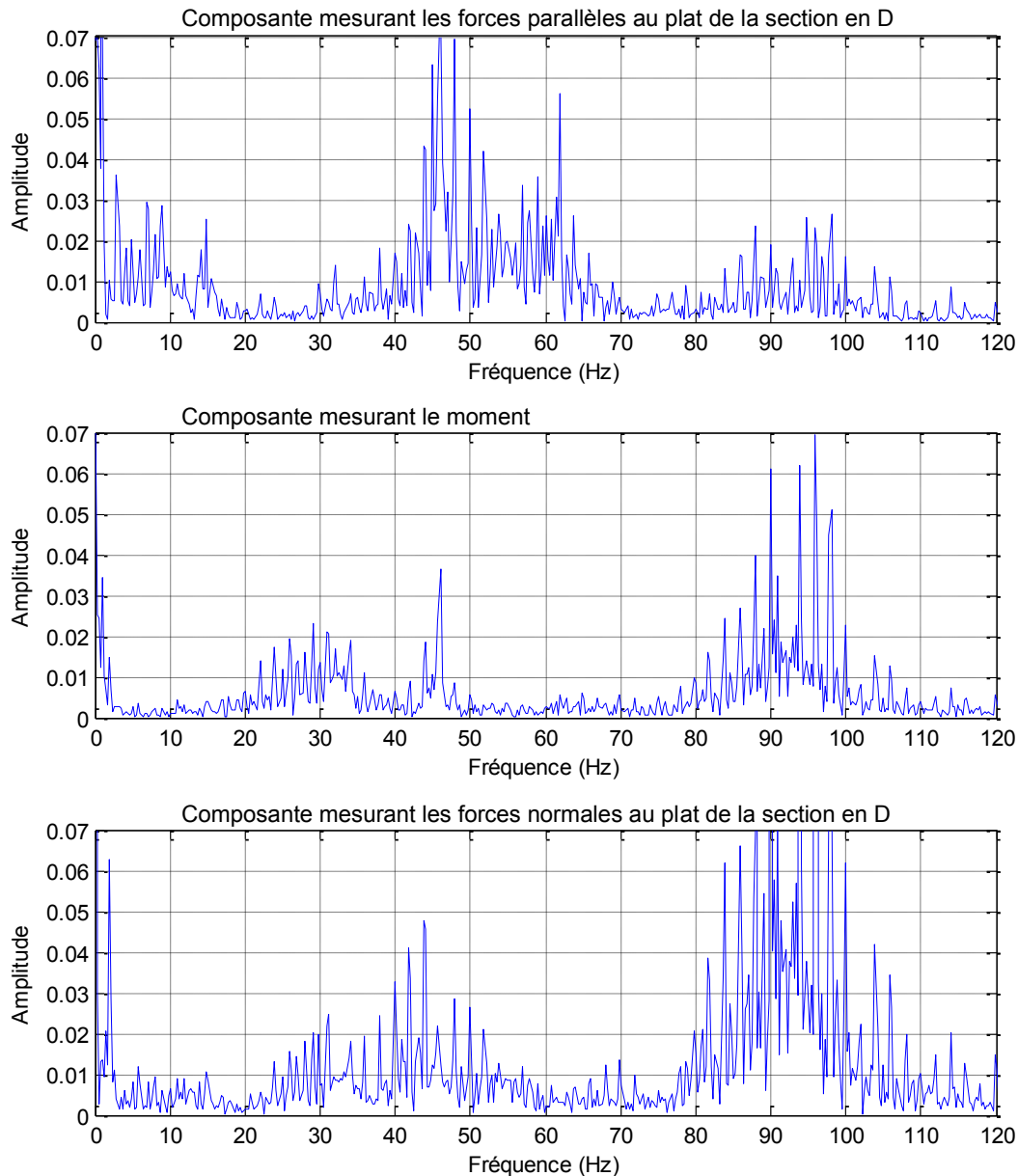


Figure 5.11: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

L'effet de la fréquence de coupure utilisée dans le traitement des essais dynamiques avec vent a également été étudié et est présenté à la figure 5.12 pour des oscillations ayant une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés. Pour cette combinaison de vitesse de vent, de fréquence et d'amplitude d'oscillation, des ondulations apparaissent dans les courbes de coefficients lorsque la fréquence de coupure est au-delà de 7 Hz. Ces ondulations ne semblent pas avoir d'explications physiques liées aux forces aérodynamiques. D'ailleurs, dans la fft

présentée à figure 5.11 pour les essais avec vent, et dont un zoom est présenté à la figure 5.13, les raies spectrales ayant les plus grandes amplitudes semblent toutes coïncider aux multiples de la fréquence d'oscillation. Comme l'objectif est d'obtenir des coefficients moyens en fonction de l'angle de rotation, et donc du temps, afin de les comparer aux essais statiques, il a été décidé qu'une fréquence de coupure 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations serait utilisée pour traiter les autres combinaisons de vent, fréquence et amplitude d'oscillation.

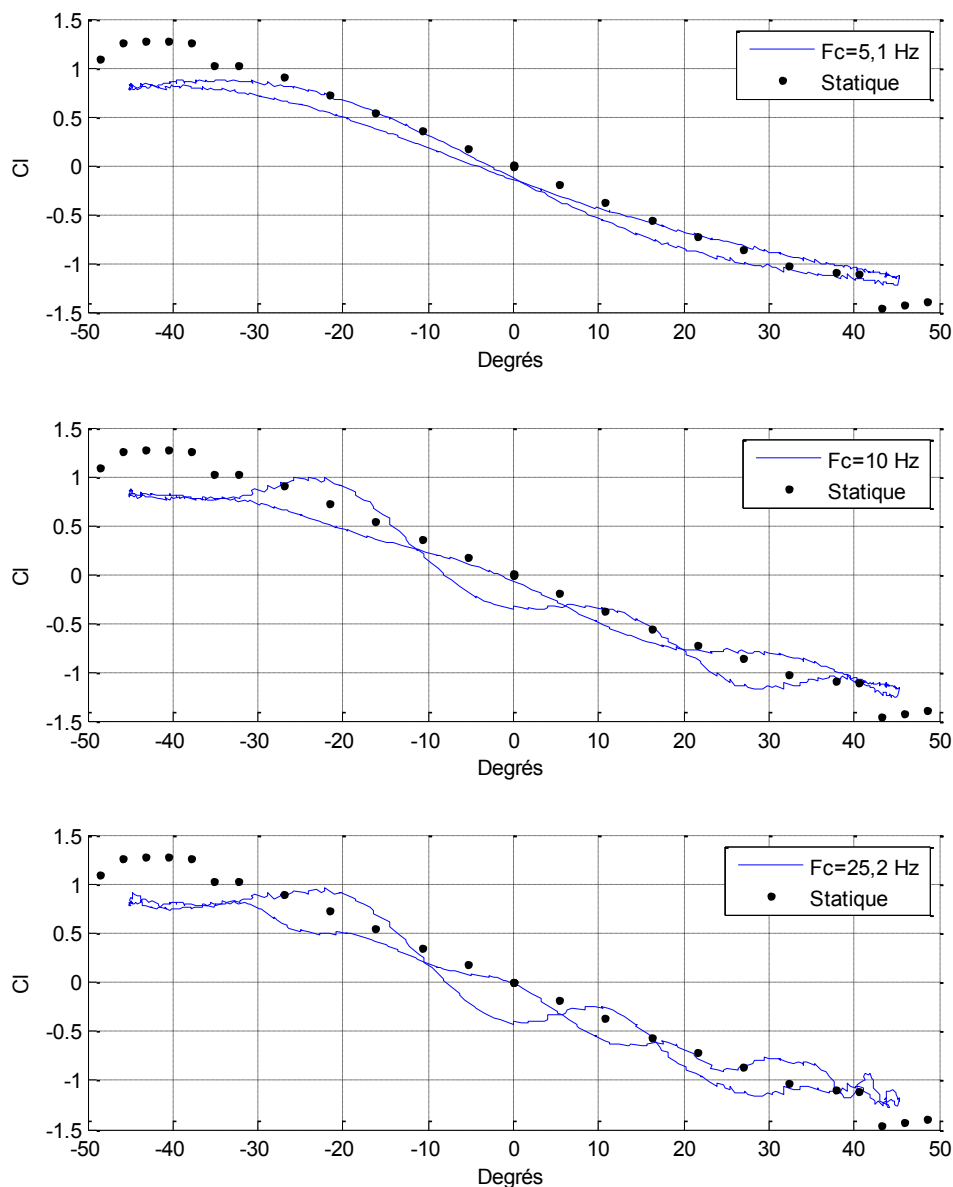


Figure 5.12: Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais dynamiques sur le coefficient de portance pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

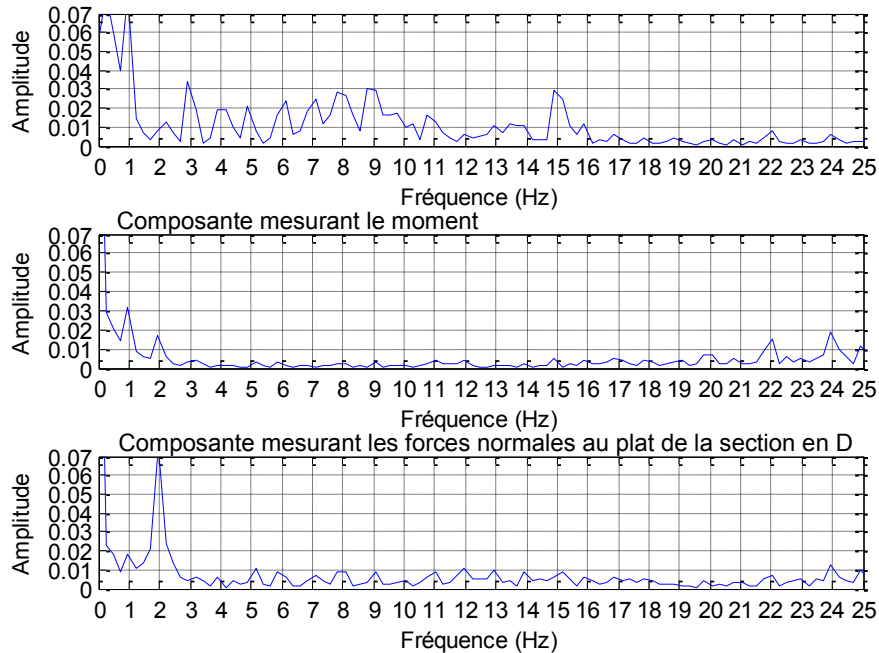


Figure 5.13: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

5.1.7 Comparaison des essais sans vent

Pour démontrer l'importance de mesurer les effets d'inertie lorsque la section flottante est recouverte, une série d'essais sans vent, alors que la section flottante n'était pas isolée de l'air ambiant, a également été réalisée. Ces résultats ne sont pas utilisés dans le traitement des données. Il est tout de même intéressant de comparer le contenu fréquentiel de ces signaux et de ceux obtenus lorsque la section flottante est recouverte d'une gaine.

En comparant les figures 5.10 et 5.14, on peut observer qu'à 2 Hz, l'harmonique de la fréquence d'oscillation n'est pas présente pour les essais sans gaine. A 14,9 Hz, une fréquence est détectée par la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D alors que ce n'est pas le cas lorsque la section flottante est recouverte. Cette fréquence est présente pour les essais dynamiques avec vent. Les composantes mesurant le moment et les forces normales à la section en D captent des fréquences à 15,9 Hz et 17,8 Hz qui ne sont pas présentes ni pour les essais dynamiques avec vent, ni pour les essais sans vent avec la section recouverte.

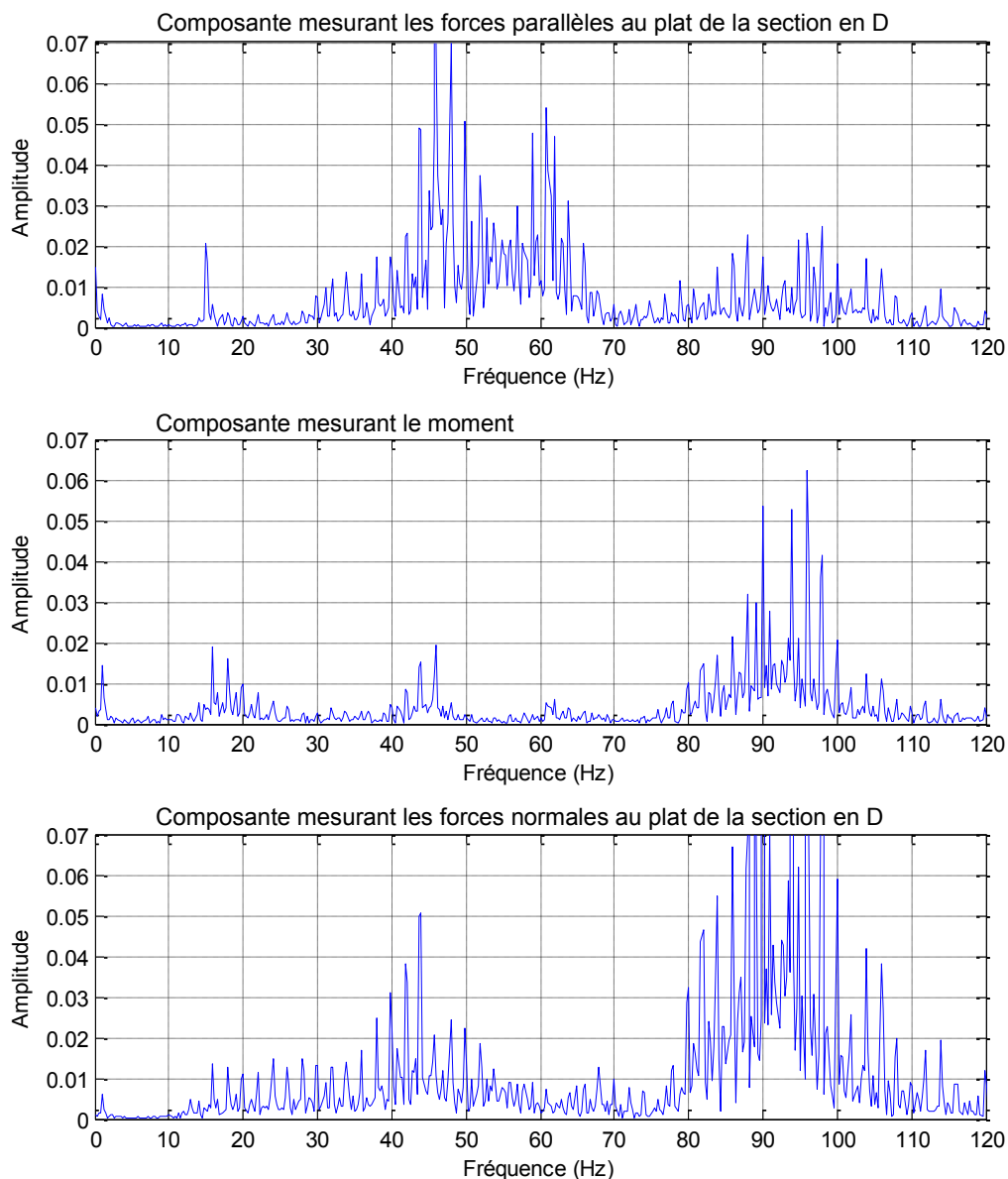


Figure 5.14: Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais sans vent sans gaine pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

La figure 5.15 présente une comparaison des signaux temporels filtrés et non filtrés provenant de la composante de la balance mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les deux types d'essais sans vent, avec section flottante recouverte ou non. Lorsque la section n'est pas recouverte d'une gaine, l'air ambiant applique une force dans le sens contraire aux forces d'inertie ce qui atténue le signal mesuré. Ces résultats confirment qu'il est important de recouvrir la section flottante d'une gaine pour n'enlever que les effets d'inertie.

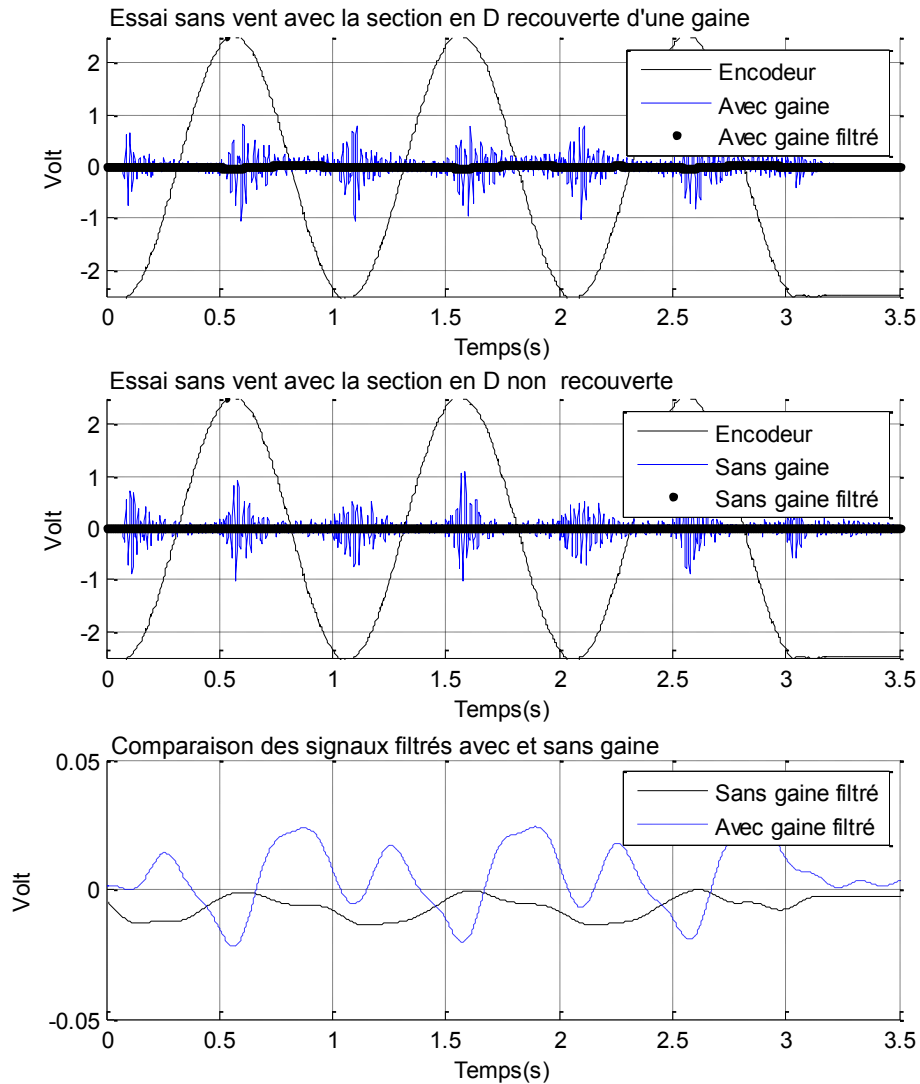


Figure 5.15: Comparaison des signaux provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les deux types d'essais sans vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

5.1.8 Calcul des coefficients et récapitulatif du traitement de données

La méthodologie utilisée pour calculer les coefficients de force et de moment est décrite en détail à l'annexe G. Tel qu'expliqué à la section 5.1.4, la première étape est de mesurer les forces d'inertie pour une fréquence et une amplitude d'oscillation données. Les zéros sont soustraits des signaux, puis les signaux sont filtrés dans le domaine fréquentiel en imposant des valeurs nulles aux raies spectrales des fréquences 5 fois supérieures à la fréquence d'oscillation. Le signal temporel filtré est obtenu en effectuant une transformée de Fourier

rapide inverse et la moyenne des signaux temporels filtrés des 5 séries d'acquisition est calculée.

La seconde étape consiste à mesurer les forces instationnaires qui s'appliquent sur la balance à une vitesse de vent donnée et pour la même combinaison de fréquence et d'amplitude d'oscillation. Les zéros, mesurés sans vent, sont soustraits des signaux et ceux-ci sont également filtrés dans le domaine fréquentiel. Pour chaque série, on obtient un signal temporel filtré duquel est soustraite la moyenne des signaux temporels des 5 séries d'acquisition mesurant les effets d'inertie.

Les calculs suivants, similaires aux essais statiques, sont alors effectués pour chacune des 5 séries d'acquisition avec vent et à chaque instant t .

- Les différences de pression des tubes de Pitot de chaque côté de la section en D sont calculées à partir des voltages provenant des capteurs de pression de modèle Ashcroft XLDP et des courbes d'étalonnage présentées à la figure 3.9. Leur moyenne est calculée pour tenir compte de l'effet de blocage.
- Les angles de rotation θ sont calculés à partir du signal provenant de l'encodeur et de sa courbe d'étalonnage.
- En utilisant la matrice obtenue lors de l'étalonnage de la balance (équation 3.2), les voltages sont convertis en forces tangentielle (F_T) et normale (F_N) au plat de la section flottante et en moment par rapport à l'axe du conducteur.
- Les forces tangentielle et normale au plat de la section en D sont ensuite décomposées afin d'obtenir la traînée (D) et la portance (L), parallèle et perpendiculaire au vent.
- Les coefficients de force et de moment sont calculés à l'aide des équations 5.7 à 5.9.

$$C_D = \frac{D}{\Delta p d l} \quad (5.7)$$

$$C_L = \frac{L}{\Delta p d l} \quad (5.8)$$

$$C_M = \frac{M}{\Delta p d^2 l} \quad (5.9)$$

Finalement, le cycle du milieu de chacune des 5 séries d'acquisition est conservé. Le résultat final est la moyenne des 5 cycles du milieu. Les incertitudes des coefficients instationnaires sont supérieures à celles des coefficients stationnaires. En effet, en plus des mêmes étapes de

calcul, les effets d'inertie sont soustraits aux forces totales mesurées et les signaux sont filtrés dans le domaine fréquentiel avant d'être convertis en forces et en moment à l'aide de la matrice d'étalonnage de la balance interne. L'incertitude causée par le filtrage des données est plus difficile à quantifier. À l'annexe G, des paramètres pouvant influencer le résultat final ont été variés pour en vérifier l'effet. Augmenter la fréquence de coupure pour le filtrage des essais instationnaires a pour effet d'ajouter des ondulations dans les courbes de coefficient de force et de moment. Par contre, la valeur moyenne des coefficients n'est pas affectée. La fréquence de coupure pour les essais d'inertie, une erreur sur l'amplitude des oscillations ou un décalage des oscillations par rapport à la position zéro ont très peu d'effet sur les coefficients de force et de moment.

5.2 Fréquence réduite d'oscillation et variables d'influence

En appliquant la méthodologie présentée à la section 5.1, il a été possible d'obtenir les coefficients de force et de moment instationnaires en fonction de l'angle de rotation, pour chaque combinaison de vent, de fréquence et d'amplitude d'oscillation. Dans chacune des figures, les coefficients instationnaires sont comparés aux coefficients stationnaires. Les deux sens du cycle d'oscillation sont indiqués. Le profil se déplace d'abord dans le sens trigonométrique, puis revient dans le sens horaire. Ce sont les moyennes des cycles du milieu des 5 séries d'acquisition qui sont présentées.

L'hypothèse de départ est que plus la vitesse d'oscillation est importante par rapport au vent, plus il devrait être possible d'observer une différence entre les coefficients instationnaires et stationnaires. La vitesse d'oscillation dépend de la fréquence d'oscillation (f_{osc}) et également de l'amplitude angulaire (A_{osc}). Pour tenir compte de ces deux variables, ainsi que de la vitesse du vent (V), un nombre sans dimension, inspirée de la vitesse réduite, a été développée. Ce paramètre, appelé fréquence réduite d'oscillation (U_{osc}), est défini par l'équation 5.10 pour des oscillations en rotation. Le diamètre de la section en D (d) doit être inclus dans le numérateur pour obtenir un nombre sans dimension puisque l'amplitude d'oscillation en rotation est exprimée en radian.

$$U_{osc} = \frac{2\pi f_{osc} A_{osc} d}{V} \quad (5.10)$$

Ce nombre sans dimension revient à diviser la vitesse tangentielle maximale par la vitesse du vent. D'autres phénomènes sont influencés par le même type de paramètre, entres autres, les éoliennes dont la conception et l'efficacité dépendent du « tip ratio » ($\lambda = \omega R / V$), où ω est la vitesse angulaire, R est le rayon des pales de l'éolienne et V la vitesse du vent [Le Gourières, 2008].

Les coefficients de force et de moment sont d'abord présentés en faisant varier seulement l'une des variables de la fréquence réduite d'oscillation, pour une section en D verticale et pour section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale. Les effets de ces variables et de la fréquence réduite d'oscillation sont discutés afin d'analyser les limites de l'hypothèse quasi stationnaire.

5.3 Résultats des essais dynamiques pour la section verticale

5.3.1 Résultats en variant la vitesse du vent pour 0,5 Hz et 90° ($\varphi = 90^\circ$)

Les figures 5.16 à 5.19 présentent les coefficients de force et de moment pour la fréquence d'oscillation de 0,5 Hz et pour l'amplitude de 90 degrés. Les vitesses de vent varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation diminue avec la vitesse de vent et varie de 0,08 à 0,149.

Les coefficients de portance instationnaires, lorsque le profil se déplace dans le sens trigonométrique, sont très similaires aux coefficients de portance statiques, à l'exception des maximums à -45 et +45 degrés, où la courbe des coefficients instationnaires est un peu plus aplatie. Au retour dans le sens horaire, les coefficients sont différents et la pente est moins négative de -45 à 45 degrés. Plus la vitesse de vent diminue et plus la fréquence réduite d'oscillation augmente, plus l'écart se creuse entre le sens trigonométrique et le sens horaire et plus la pente des coefficients de portance instationnaires, dans le sens horaire, est faible.

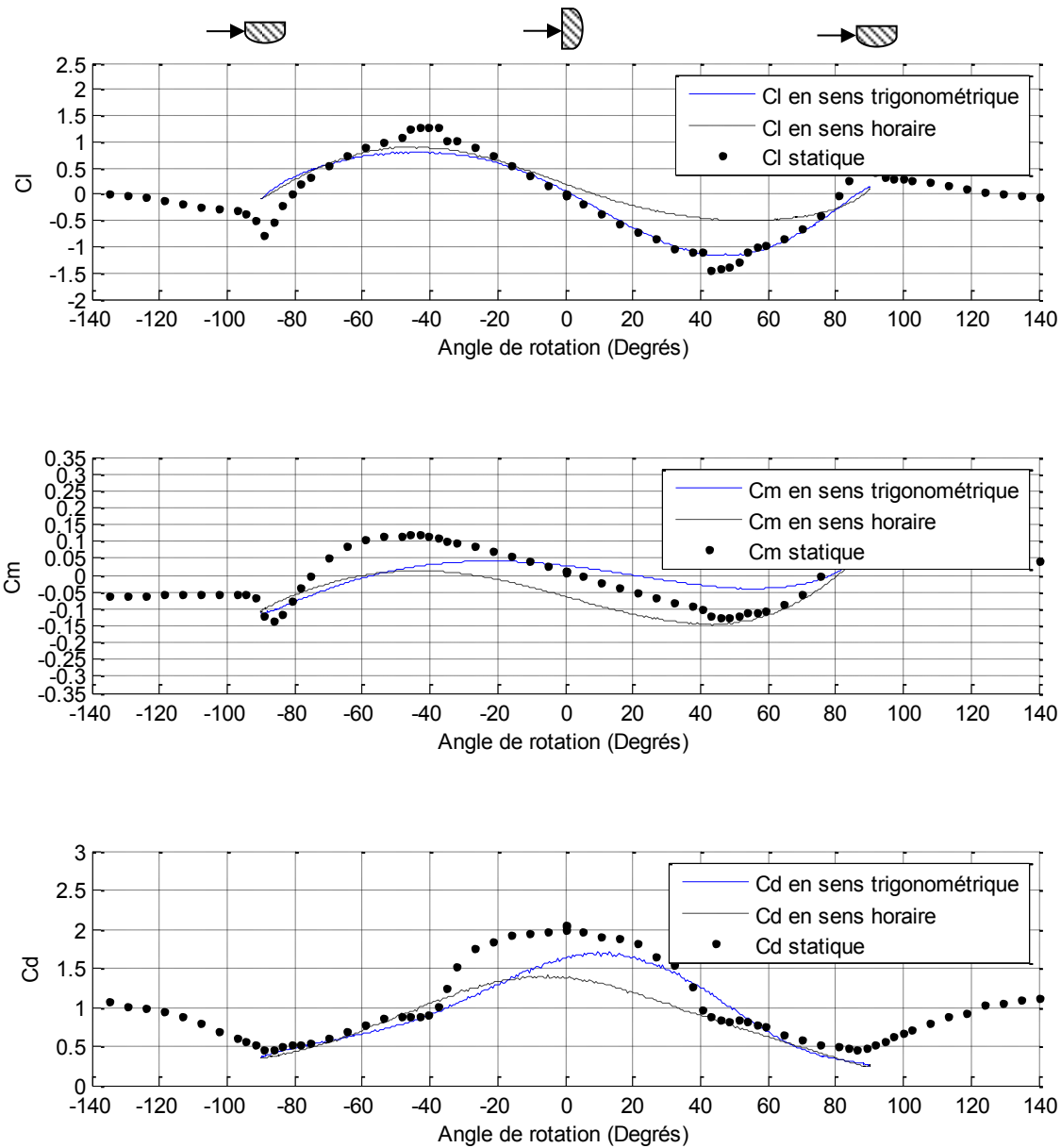


Figure 5.16: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,1 m/s ($U_{osc}=0,08$)

Les coefficients de traînée instationnaires présentent plusieurs différences par rapport aux coefficients de traînée stationnaires. Le maximum de la courbe n'est pas atteint à zéro degré. Les maximums des coefficients de traînée dans le sens trigonométrique et dans le sens horaire ne sont pas atteints au même angle. De plus, le coefficient de traînée est plus petit au retour dans le sens horaire qu'au début du cycle dans le sens trigonométrique. Plus la vitesse de vent diminue et plus la fréquence réduite d'oscillation augmente, plus l'écart entre le sens

trigonométrique et le sens horaire s'accroît et plus le maximum des coefficients instantanés de traînée dans le sens trigonométrique augmente, pour même dépasser le maximum des coefficients de traînée stationnaires.

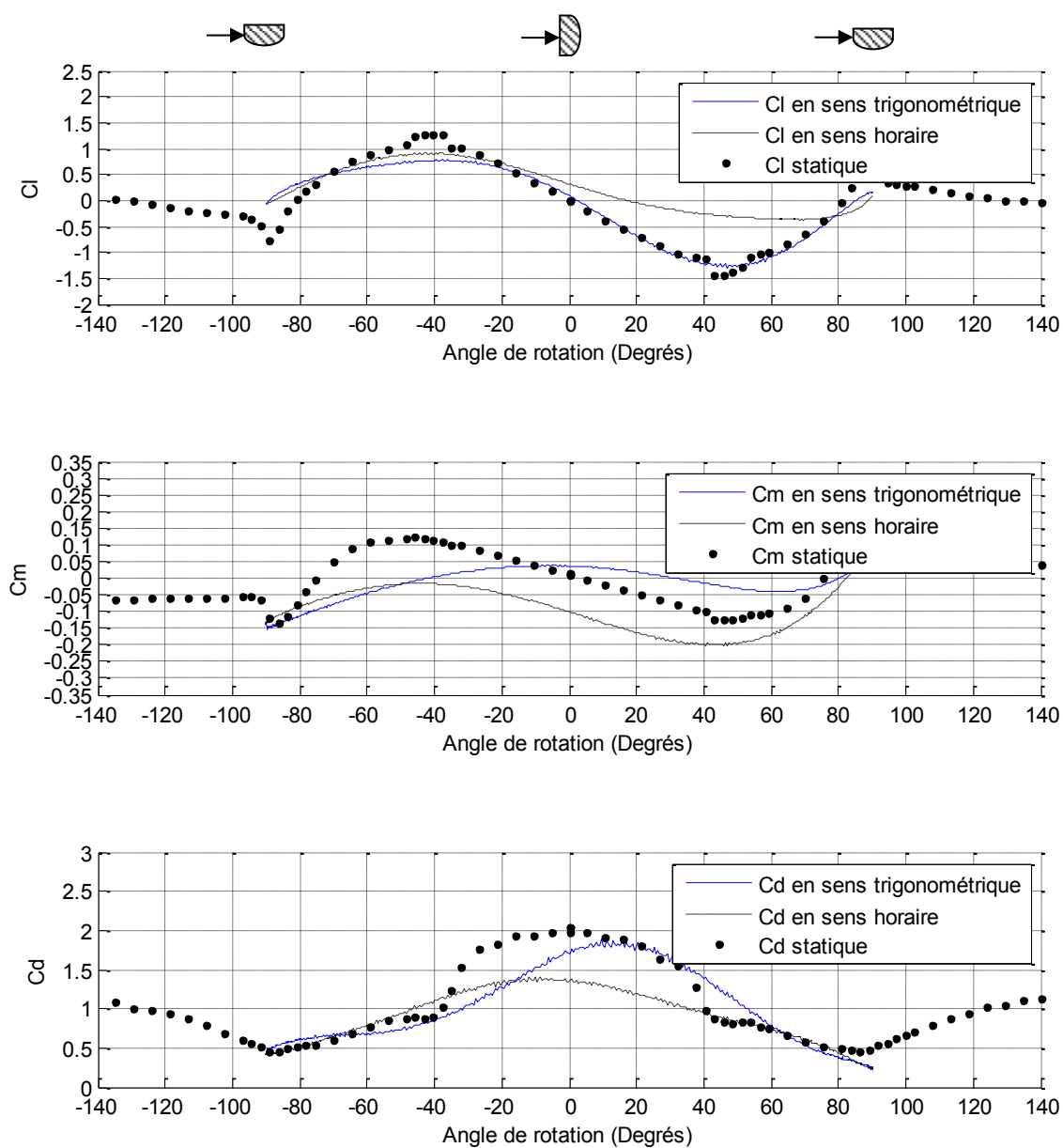


Figure 5.17: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,8 m/s ($U_{osc}=0,103$)

Les coefficients de moment sont affectés par le mouvement de rotation. Ils sont de part et d'autre de la courbe des coefficients de moment statiques. À -45 degrés, la courbe des

coefficients de moment instationnaires ne présente pas de maximum comme c'est le cas pour les coefficients de moment statiques. Plus la vitesse de vent diminue et plus la fréquence réduite d'oscillation augmente, plus l'écart entre le sens trigonométrique et le sens horaire s'accroît.

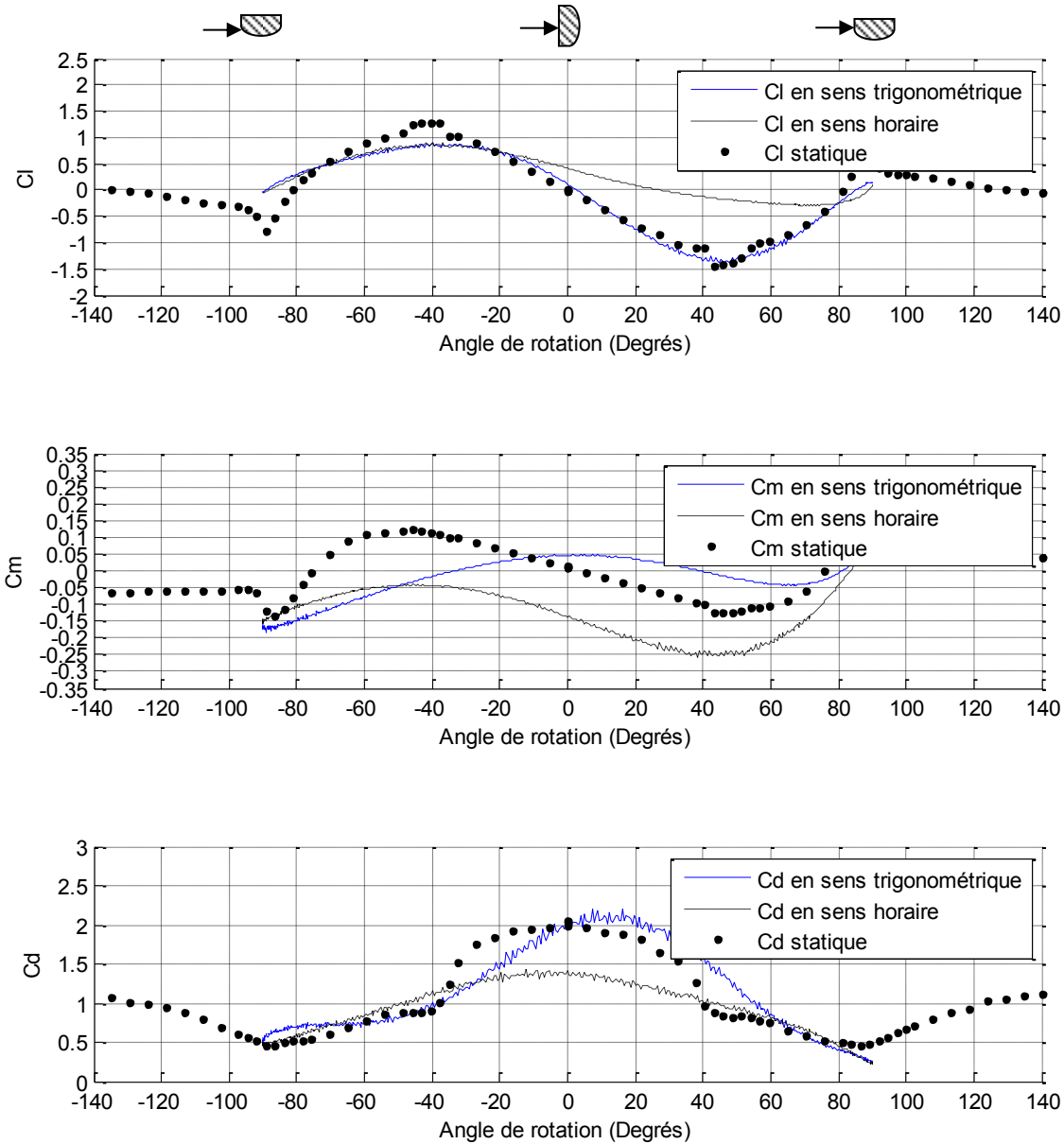


Figure 5.18: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,1 m/s ($U_{osc}=0,120$)

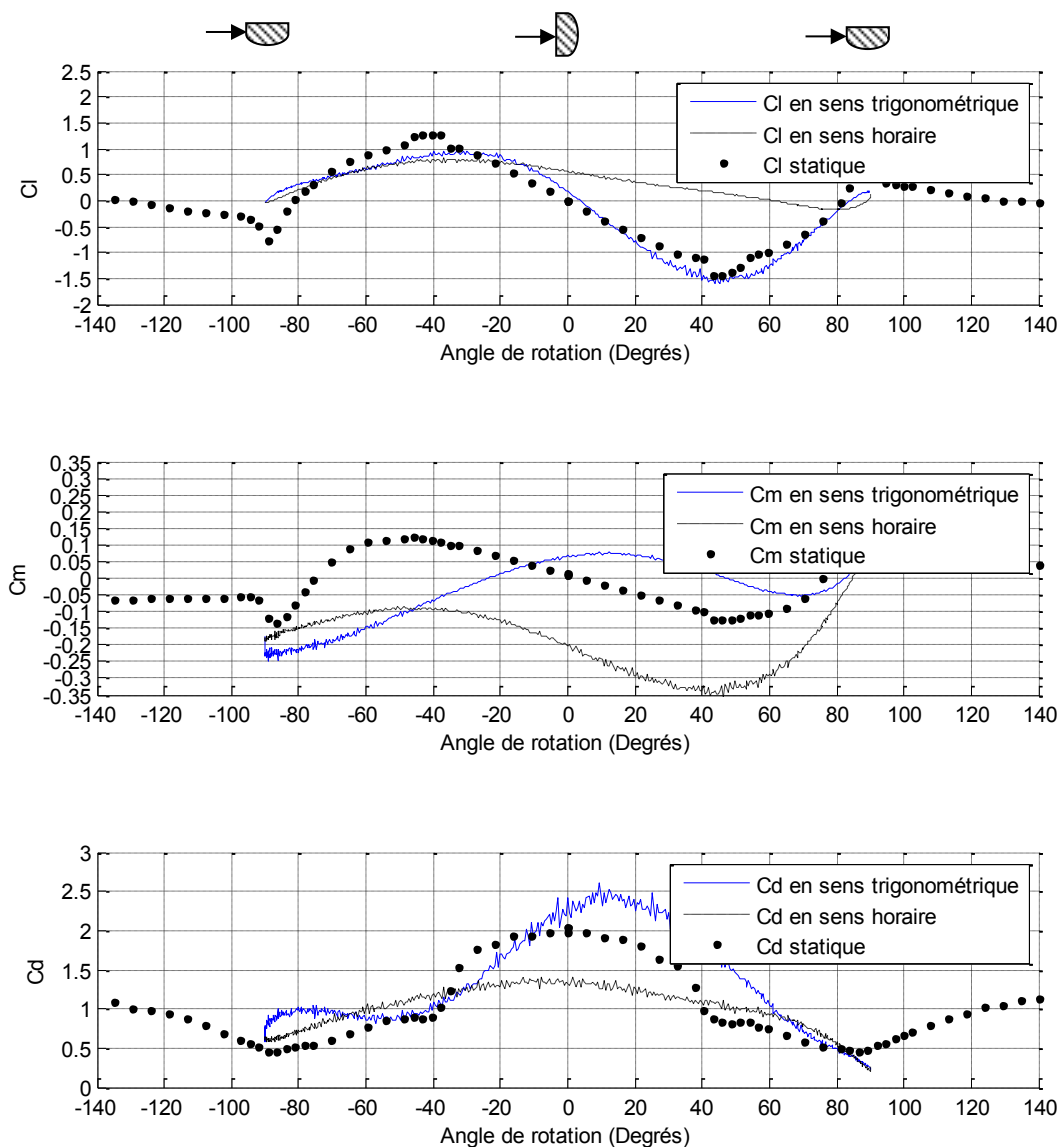


Figure 5.19: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 0,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent moyen de 3,3 m/s ($U_{osc}=0,149$)

5.3.2 Résultats en variant la vitesse de vent pour 1 Hz et 45° ($\varphi=90^\circ$)

Les figures 5.20 à 5.22 présentent les coefficients de force et de moment pour la fréquence d'oscillation de 1 Hz et pour l'amplitude de 45 degrés. Les vitesses de vent varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation diminue avec la vitesse de vent et varie de 0,083 à 0,181. Pour une faible fréquence réduite d'oscillation et une petite amplitude d'oscillation, les coefficients de force stationnaires sont similaires aux coefficients de force

statiques. La pente du coefficient de moment est plus faible entre -40 et 40 degrés pour les essais instationnaires.

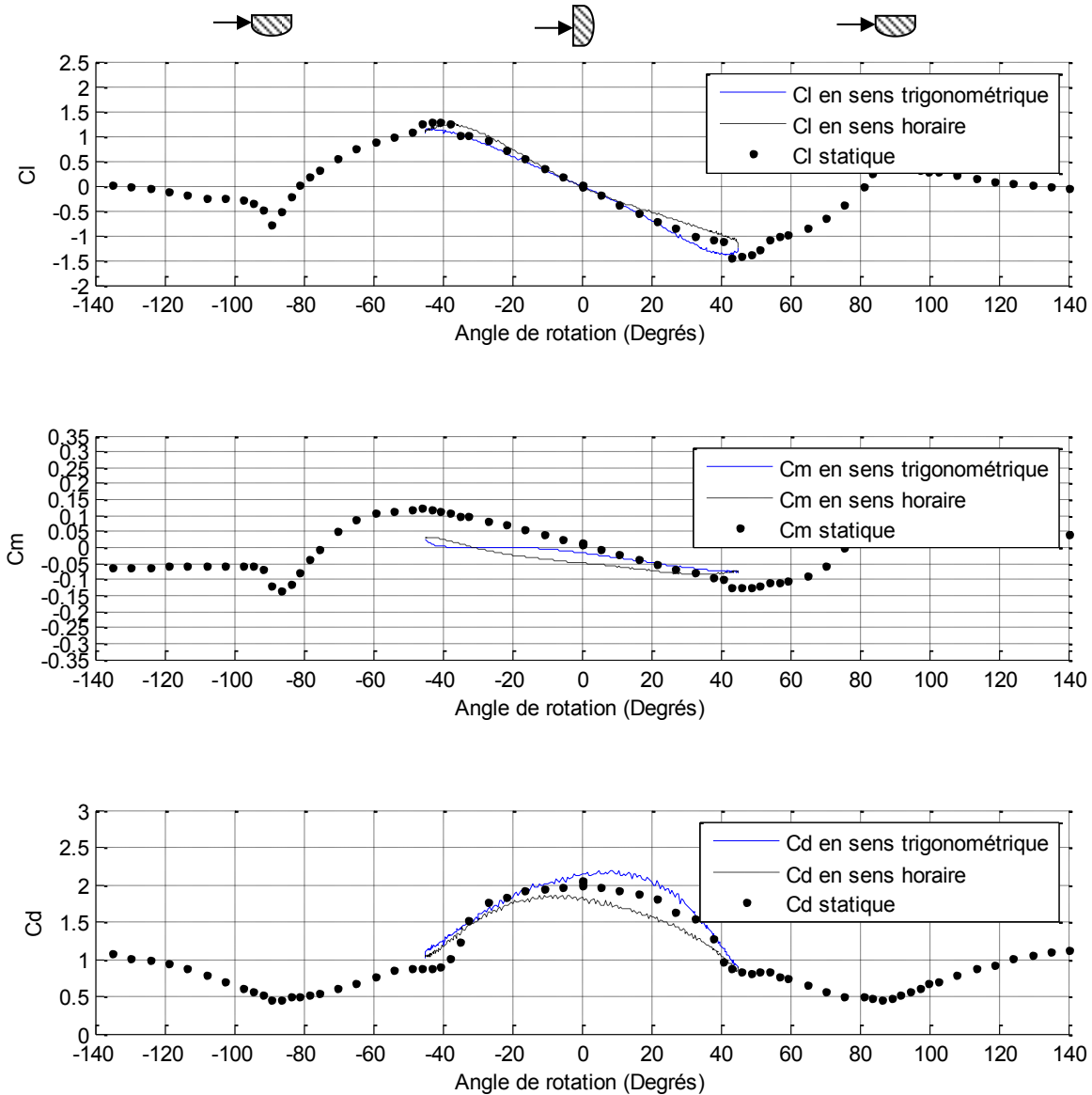


Figure 5.20: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 6,0 m/s ($U_{osc}=0,083$)

Tout comme pour les oscillations de 90° à 0,5 Hz, la différence entre les courbes dans les sens trigonométrique et horaire s'accroît lorsque la vitesse de vent diminue et que la fréquence réduite d'oscillation augmente. Par contre, cette différence est beaucoup moins importante lorsque l'amplitude d'oscillation est plus petite. Dans le cas des oscillations d'amplitude de 90 degrés, la surface courbe est exposée au vent sur l'un des côtés de la section en D; le point de

séparation de l'écoulement peut varier davantage sur la surface courbe et peut être influencé par le sens de rotation et par la vitesse angulaire. Par contre, pour des oscillations d'une amplitude de 45 degrés, le plat de la section en D fait toujours face au vent et les points de séparation de l'écoulement se situent aux coins de la section en D. Il est possible qu'il y ait moins de différence entre les coefficients mesurés en sens trigonométrique et horaire pour une amplitude de 45 degrés parce que les points de séparation sont fixes et donc peu influencés par le mouvement d'oscillation puisque le plat de la section D reste face au vent.

Tout comme pour les oscillations de 90° à 0,5 Hz, il est aussi possible d'observer une augmentation du coefficient maximum de traînée.

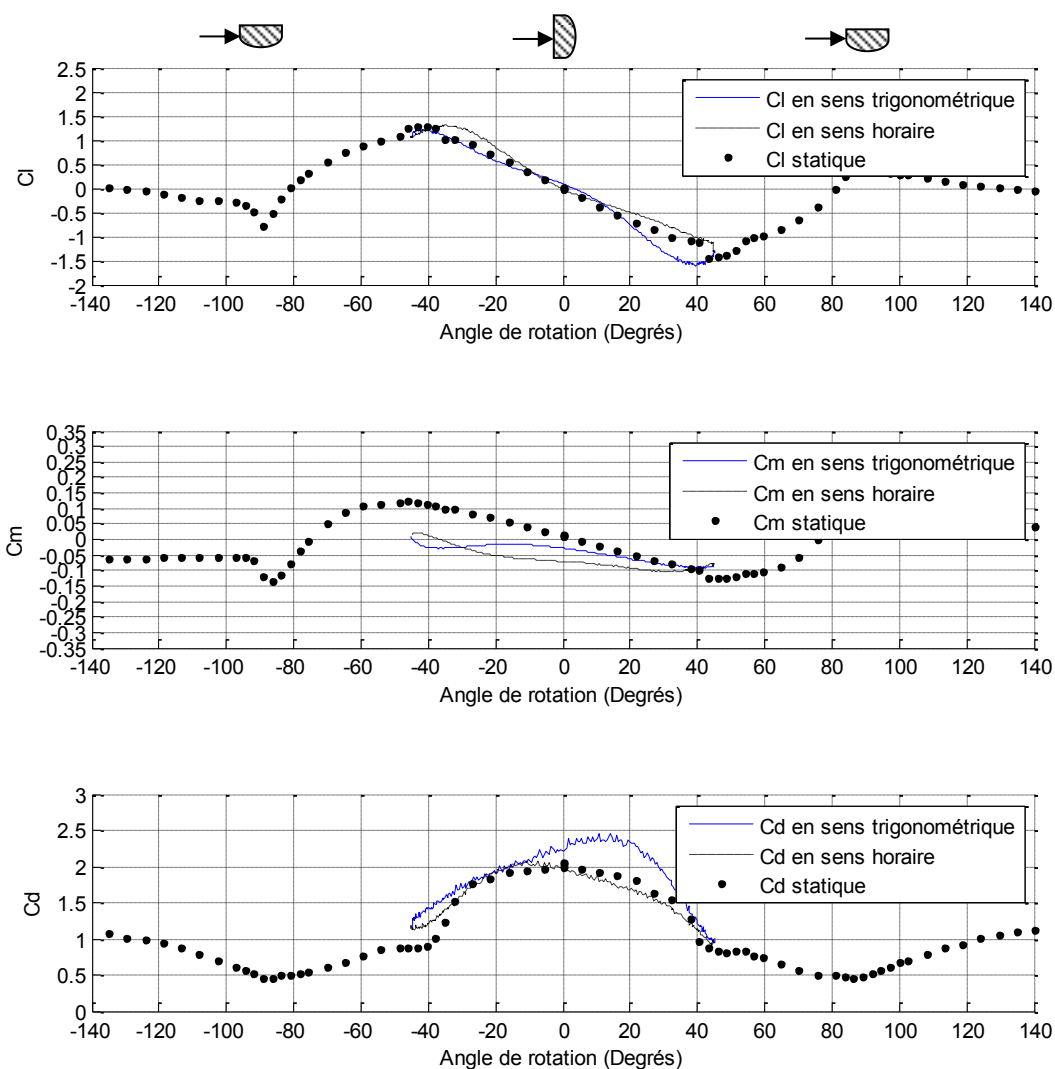


Figure 5.21: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 4,7 m/s ($U_{osc}=0,106$)

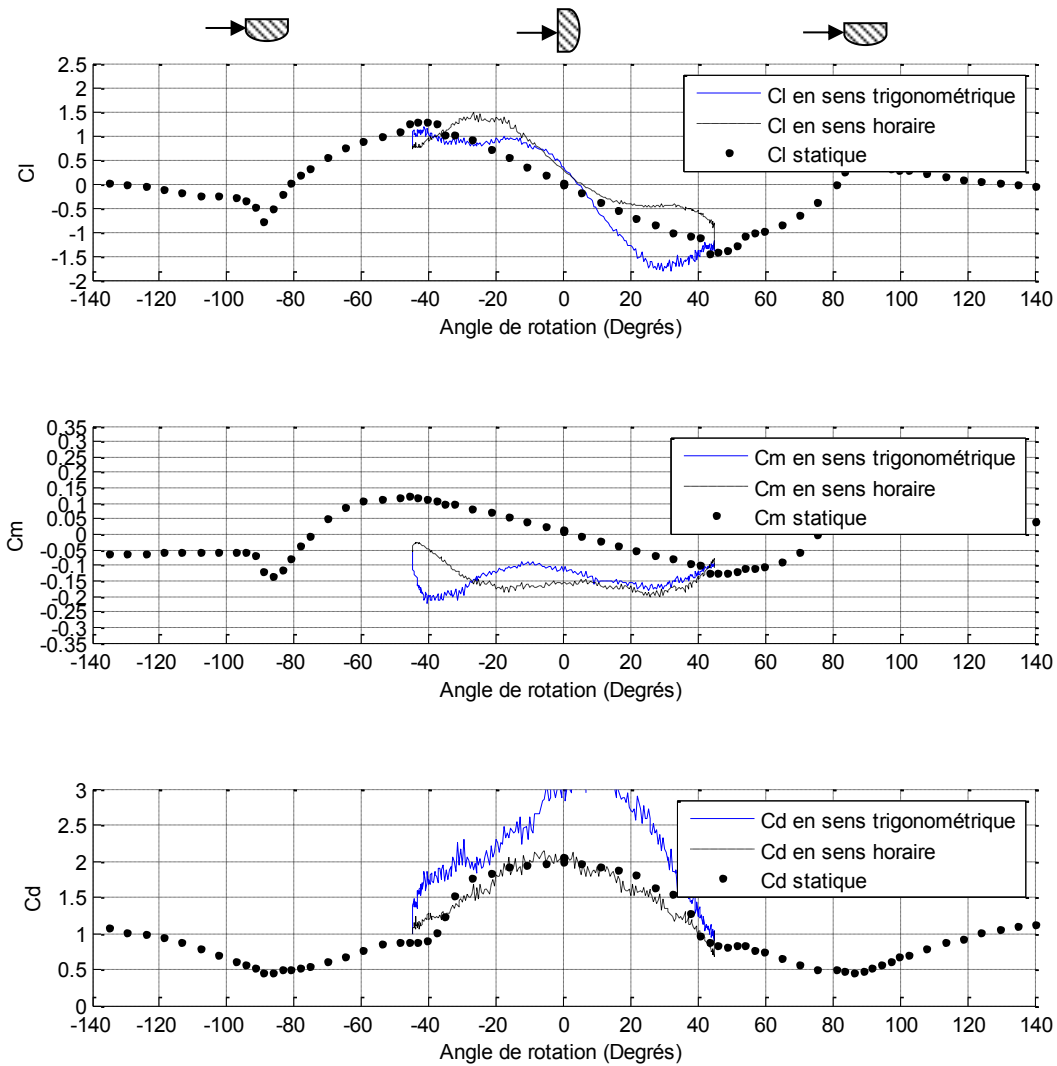


Figure 5.22: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 2,7 m/s ($U_{osc}=0,181$)

5.3.3 Résultats en variant la fréquence d'oscillation ($\varphi=90^\circ$)

Les figures 5.16 et 5.23 à 5.25 présentent les coefficients de force et de moment pour une amplitude d'oscillation de 90 degrés et pour une vitesse moyenne de vent entre 5,9 et 6,35 m/s. Les fréquences d'oscillation varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation augmente avec la fréquence d'oscillation et varie de 0,08 à 0,326.

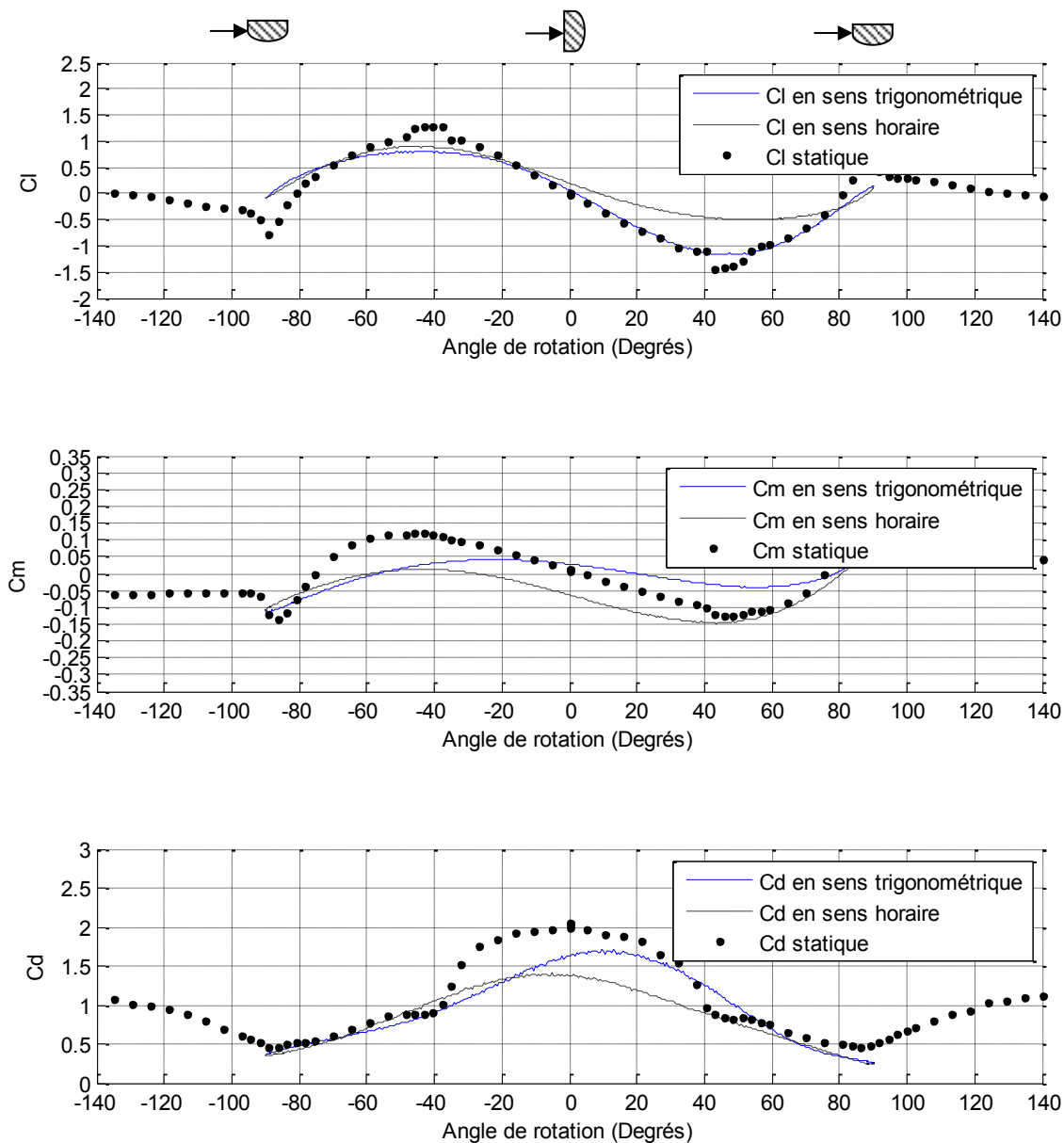


Figure 5.16: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 6,1 m/s et une fréquence de 0,5 Hz ($U_{osc}=0,08$)

Pour le coefficient de portance, l'augmentation de la fréquence d'oscillation a un effet similaire à la diminution de la vitesse du vent. Les coefficients de portance instationnaires, lorsque le profil se déplace dans le sens trigonométrique, sont très similaires aux coefficients de portance statiques, à l'exception des maximums à -45 et $+45$ degrés, où la courbe des coefficients instationnaires est un peu plus aplatie. Au retour dans le sens horaire, les coefficients sont différents et la pente est moins négative de -45 à 45 degrés. Plus la fréquence augmente, plus

l'écart entre les courbes dans le sens trigonométrique et dans le sens horaire est important dans la plage d'angle de -90 à -10 degrés, ce qui n'est pas le cas à $0,5$ Hz lorsque la vitesse du vent varie. Pour $0,5$ Hz, les coefficients de portance pour les deux sens de rotation ne varient presque pas pour des angles négatifs. Les courbes des coefficients de moment semblent devenir plus plates lorsque la fréquence augmente.

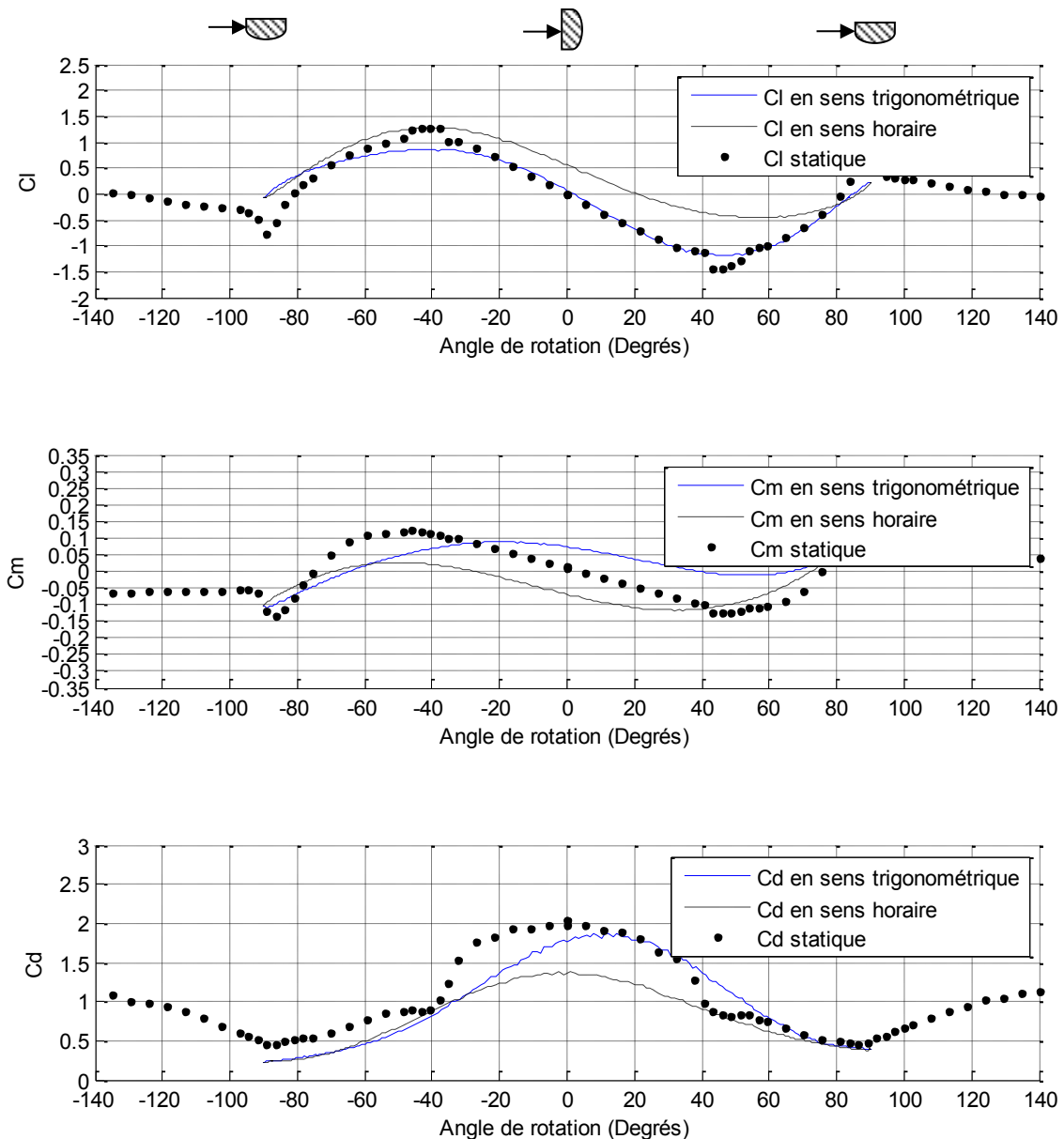


Figure 5.23: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de $5,9$ m/s et une fréquence de 1 Hz ($U_{osc}=0,167$)

Le coefficient de traînée ne semble pas augmenter en fonction de la fréquence de rotation, et donc de la fréquence réduite d'oscillation, comme c'était le cas à 0,5 Hz lorsque la vitesse du vent diminuait.

Plus la fréquence d'oscillation et la fréquence réduite d'oscillation augmentent, plus l'écart entre le sens trigonométrique et le sens horaire s'accroît, mais cet écart n'augmente pas aussi vite que c'était le cas pour la diminution de la vitesse du vent.

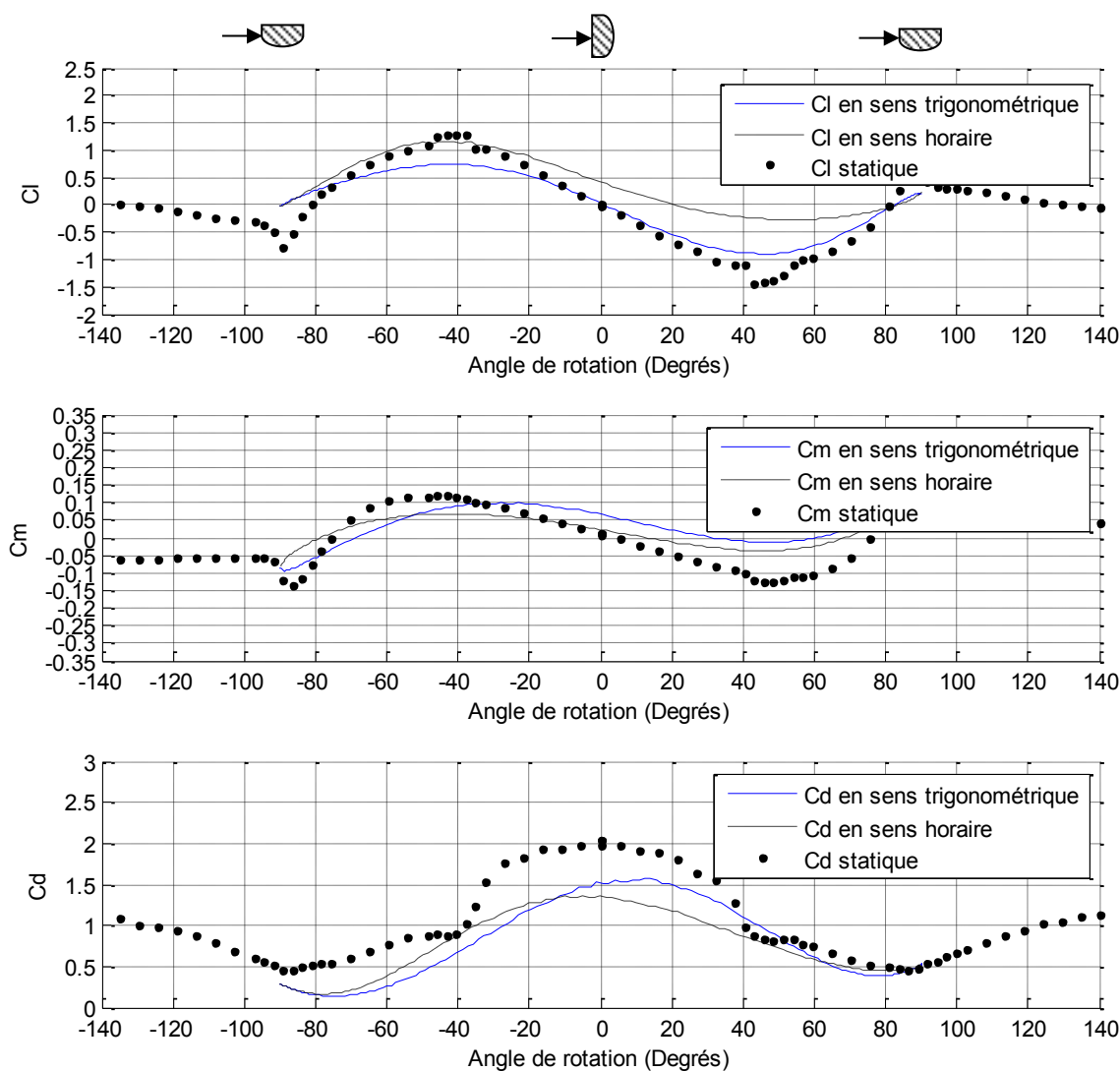


Figure 5.24: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 6,35 m/s et une fréquence de 1,5 Hz ($U_{osc}=0,233$)

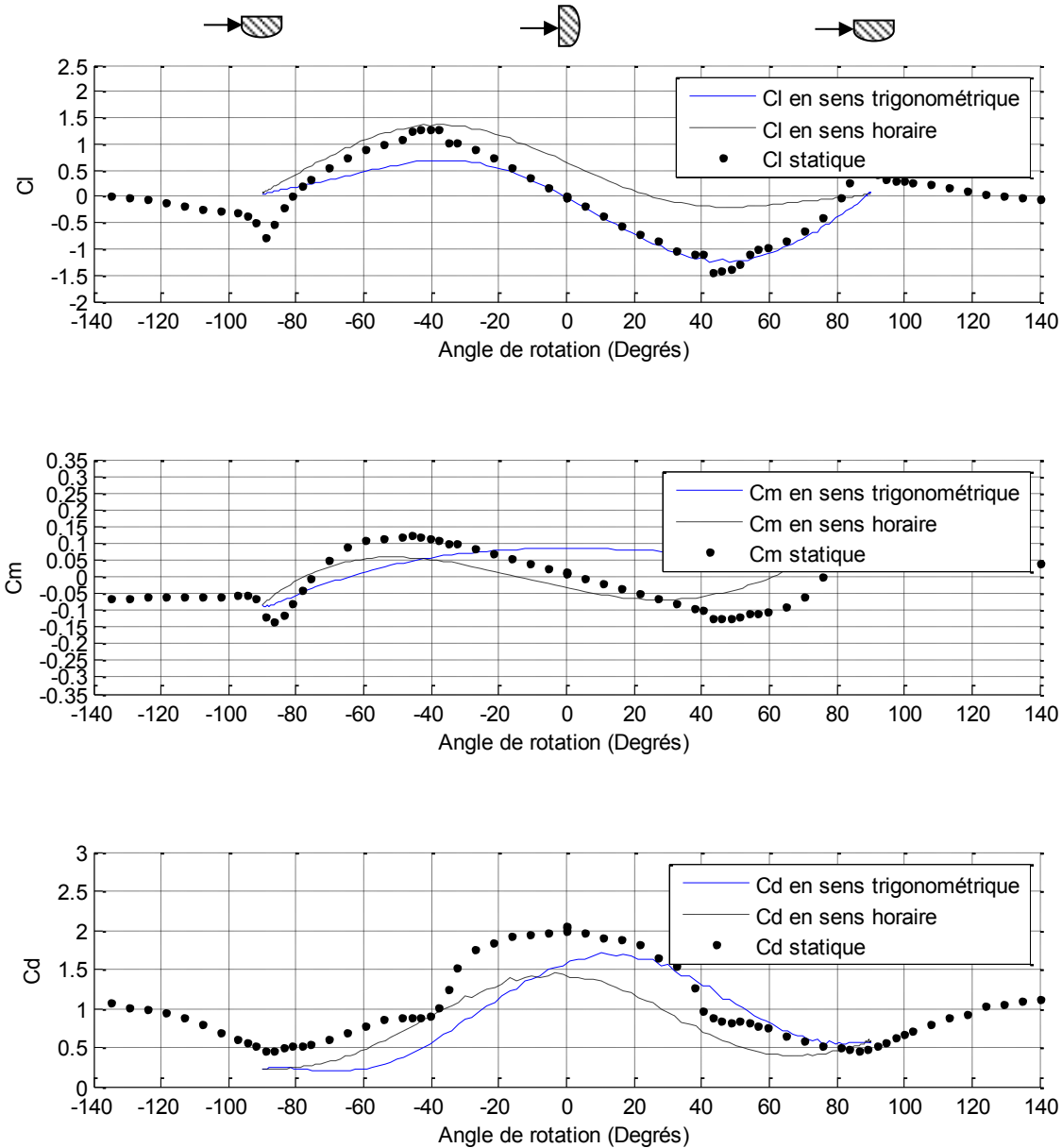


Figure 5.25: Coefficients de force et de moment pour une amplitude de 90 degrés, un vent de 6,1 m/s et une fréquence de 2 Hz ($U_{osc}=0,326$)

5.3.4 Résultats en variant l'amplitude d'oscillation ($\varphi=90^\circ$)

Les figures 5.20 et 5.23 présentent les coefficients de force et de moment pour la fréquence d'oscillation de 1 Hz et pour une vitesse moyenne de vent de 5,9 et 6,0 m/s. Les amplitudes d'oscillation varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation augmente avec l'amplitude d'oscillation et varie de 0,08 à 0,167. Les coefficients de force pour une amplitude

de 45 degrés sont très similaires aux coefficients de force statiques. Même le décalage du maximum de la courbe des coefficients de traînée semblent moins significatifs.

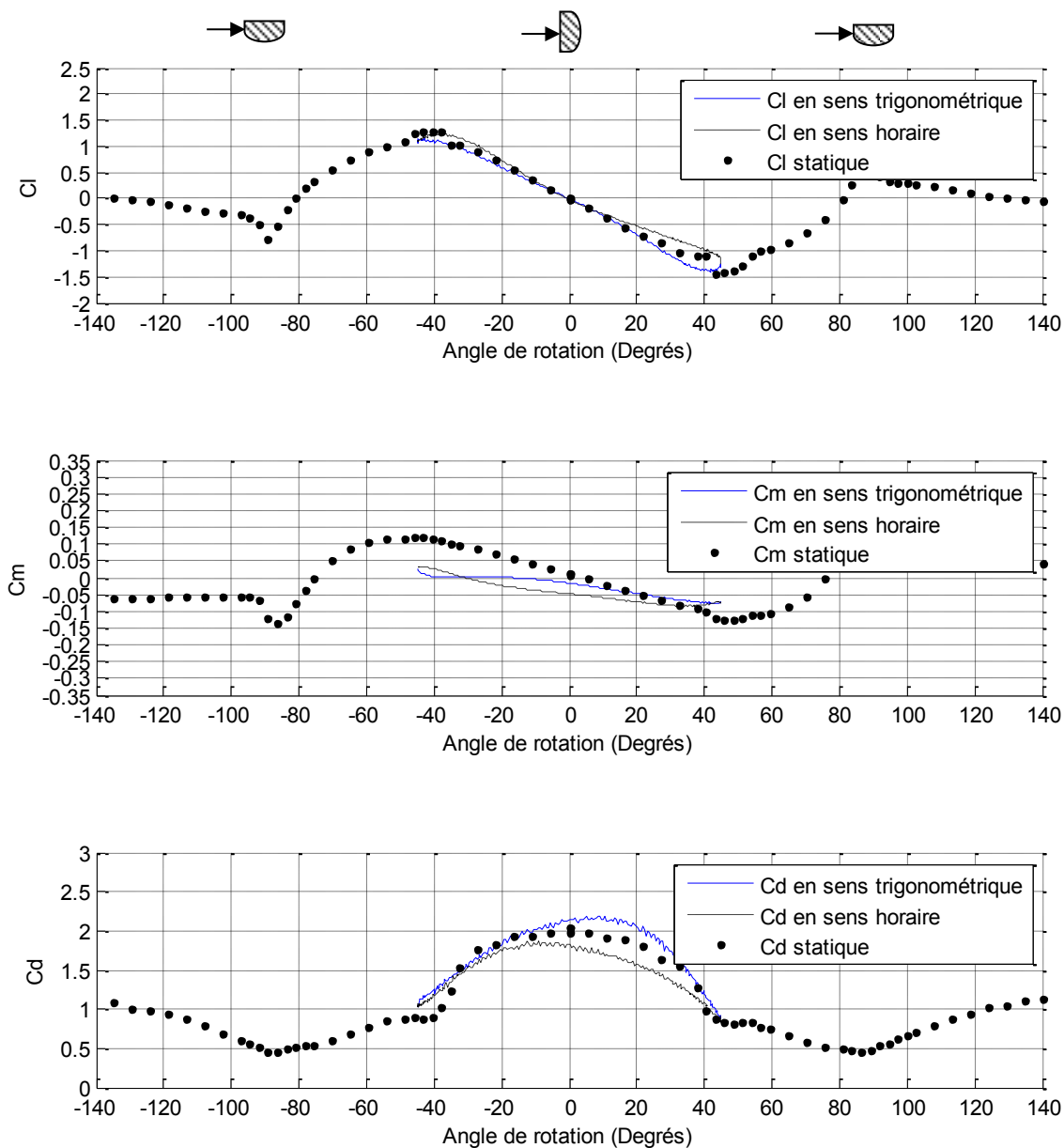


Figure 5.20: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, un vent de 6,0 m/s et une amplitude de 45 degrés ($U_{osc}=0,083$)

L'écart entre les courbes dans le sens trigonométrique et dans le sens horaire est beaucoup plus important pour l'amplitude de 90 degrés comparativement à l'amplitude 45 degrés.

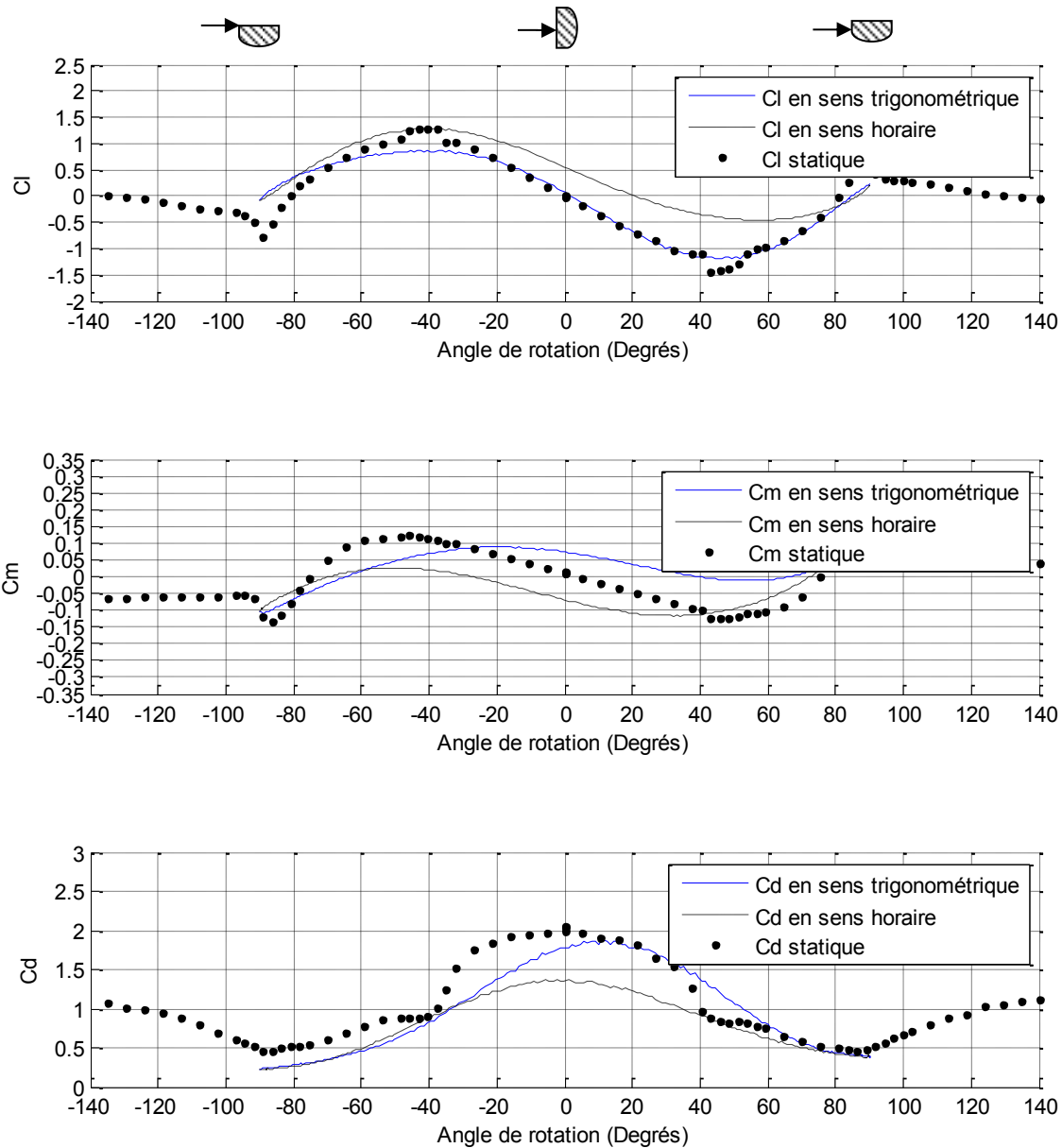


Figure 5.23: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, un vent de 5,9 m/s et une amplitude de 90 degrés ($U_{osc}=0,167$)

5.4 Effet de l'angle d'inclinaison

Des essais dynamiques ont également été effectués sur la section en D lorsqu'elle était inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale. Aucune étude portant sur des essais dynamiques sur une section inclinée n'a été répertoriée. Les coefficients de force et de moment sont calculés en utilisant la méthodologie présentée à la section 5.1. Dans le cas de la section inclinée, les essais permettant de mesurer les effets d'inertie mesurent également les forces de gravité que

la section flottante applique sur la balance. Ces forces sont soustraites des forces totales mesurées avec vent. Également, les coefficients de force et de moment sont calculés différemment pour tenir compte de l'inclinaison de la section. La section 4.1.4 explique les calculs. Les forces tangentielles et normales au plat de la section en D, mesurées par la balance, sont décomposées dans le plan perpendiculaire au tube en fonction de l'angle de rotation (θ) du modèle. La force de traînée D_{plan} et le moment dans ce même plan sont ramenés respectivement dans le sens du vent et autour d'un axe vertical en divisant par le sinus de l'angle d'inclinaison (φ). Finalement, la longueur de la section en D perpendiculaire au vent ($l \sin \varphi$) est utilisée dans le calcul des coefficients adimensionnels.

5.4.1 Résultats en variant la vitesse de vent pour 1 Hz et 90° ($\varphi=40^\circ$)

Les figures 5.26 et 5.27 présentent les coefficients de force et de moment pour la fréquence d'oscillation de 1 Hz et pour l'amplitude de 90 degrés. Les vitesses de vent varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation diminue avec la vitesse de vent et varie de 0,164 à 0,216.

Les courbes des coefficients de portance et de moment instationnaires ont des pentes et des maximums moins élevés que celles des coefficients statiques. Les coefficients de traînée instationnaires sont beaucoup plus faibles que ceux statiques. Plus la vitesse de vent diminue et plus la fréquence réduite d'oscillation augmente, plus l'écart se creuse entre le sens trigonométrique et le sens horaire. Comparativement à la section verticale, le coefficient de traînée maximum pour une section inclinée augmente de façon moins significative lorsque la vitesse de vent diminue.

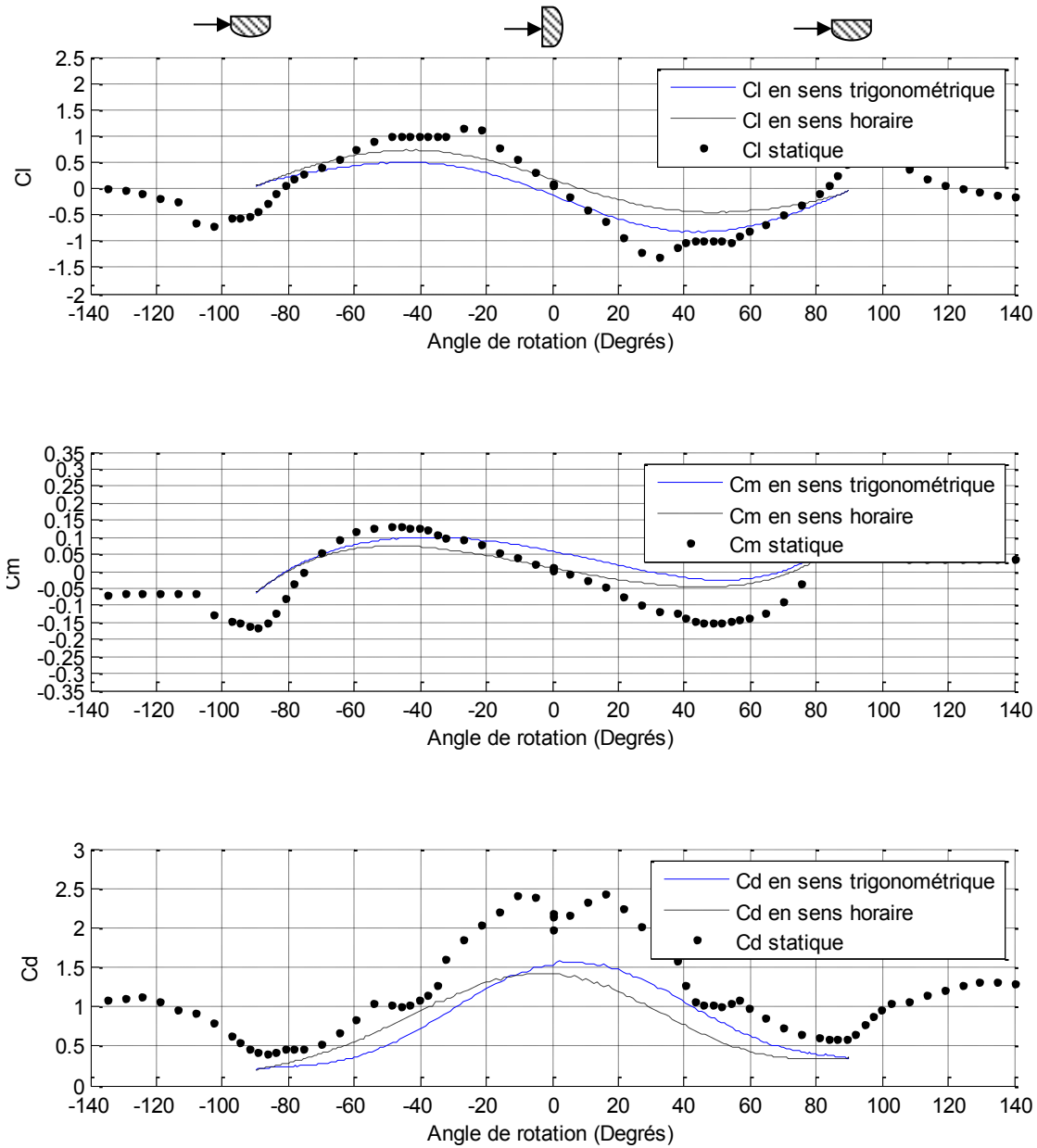


Figure 5.26: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,0 m/s ($U_{osc}=0,164$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

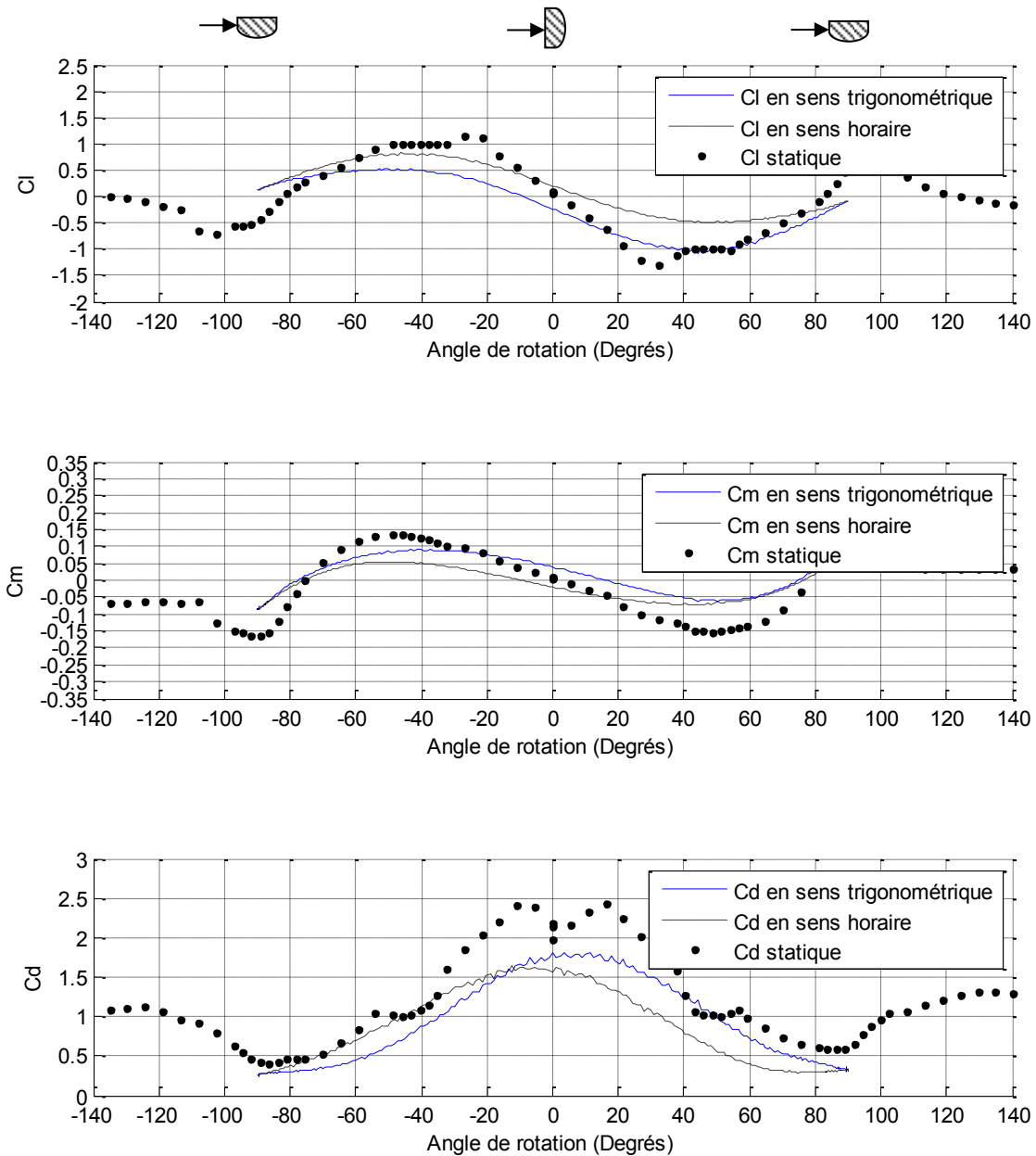


Figure 5.27: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 4,6 m/s ($U_{osc}=0,216$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

5.4.2 Résultats en variant la vitesse de vent pour 1,5 Hz et 90° ($\varphi=40^\circ$)

Les figures 5.28 à 5.30 présentent les coefficients de force et de moment pour la fréquence d'oscillation de 1,5 Hz et pour l'amplitude de 90 degrés. Les vitesses de vent varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation diminue avec la vitesse de vent et varie de 0,235 à 0,271. Entre 6,3 m/s et 5,4 m/s, les coefficients de force et de moment instationnaires

sont presque identiques. À 3,8 m/s, l'écart entre le sens trigonométrique et le sens horaire est plus important et le coefficient de portance maximum est légèrement plus élevé.

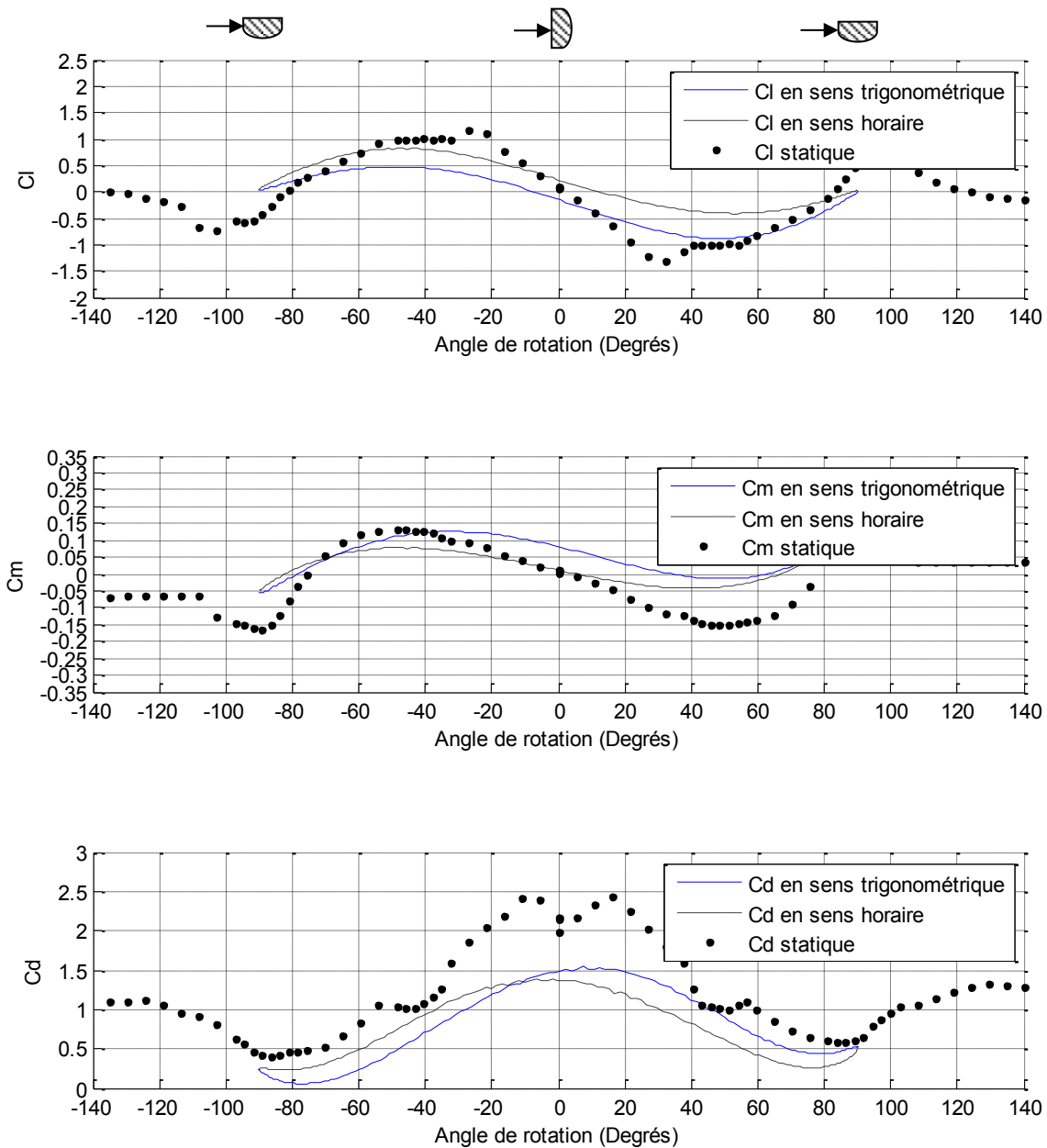


Figure 5.28: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,3 m/s ($U_{osc}=0,235$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

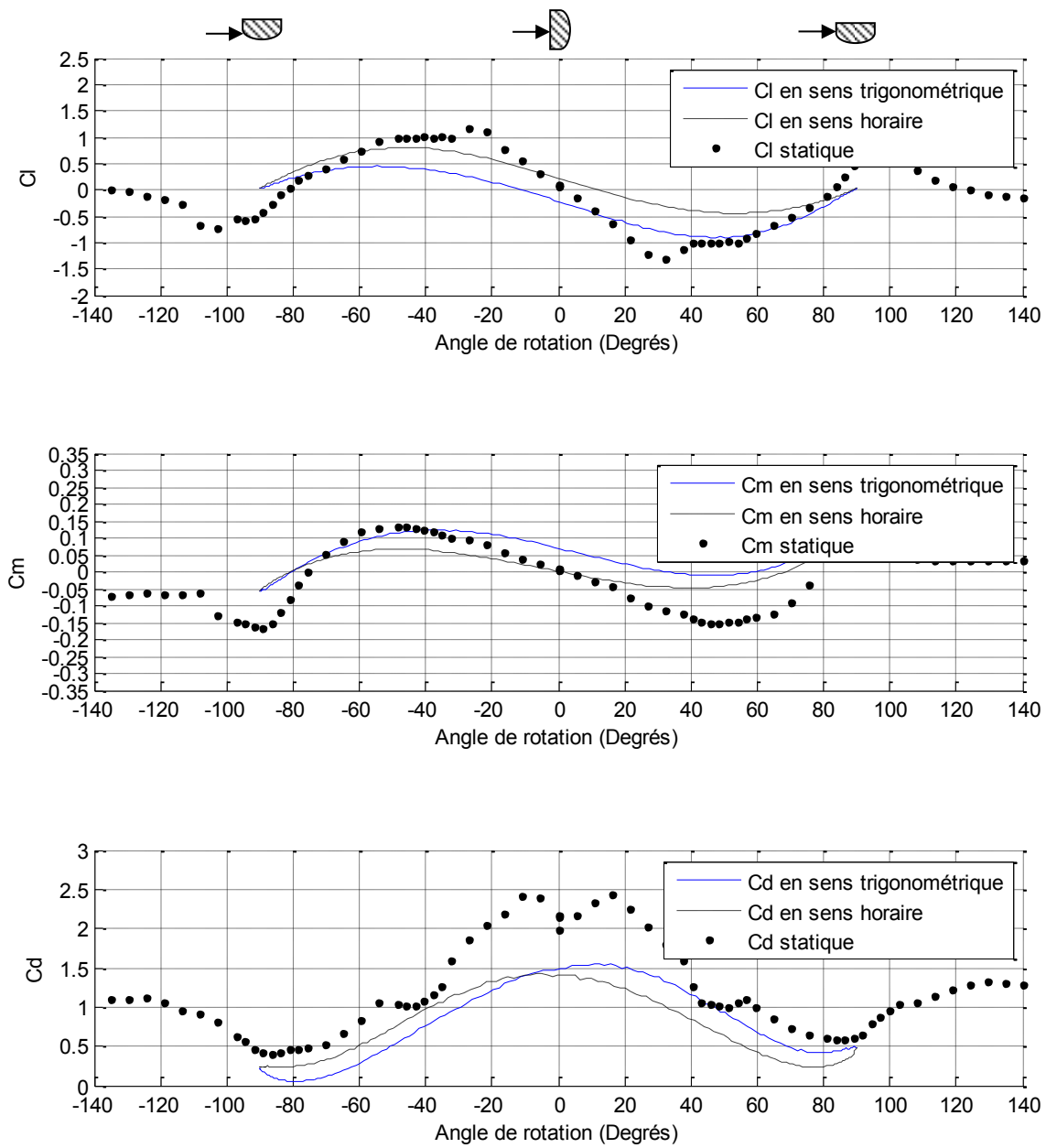


Figure 5.29: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 5,4 m/s ($U_{osc}=0,271$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

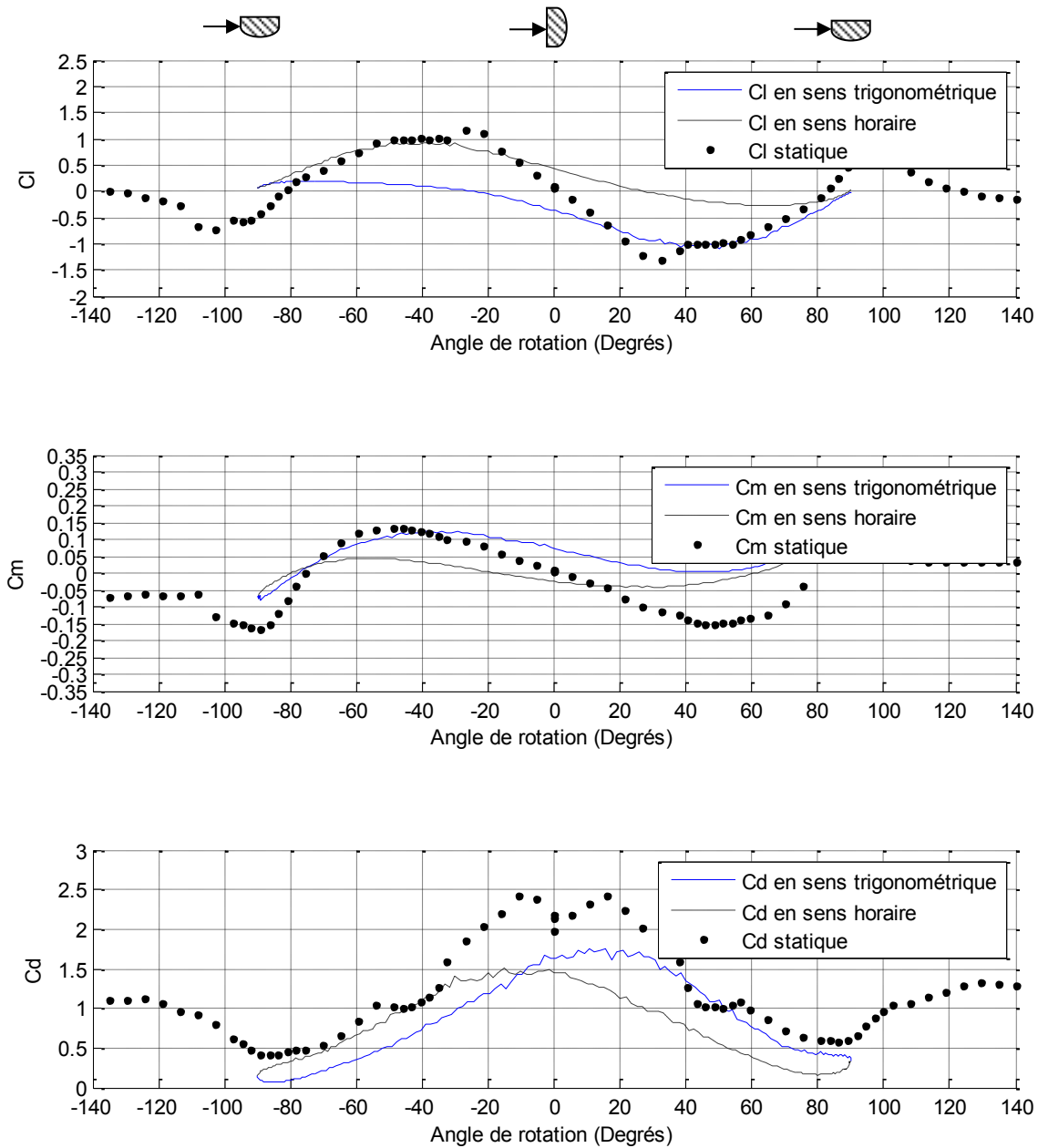


Figure 5.30: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 3,8 m/s ($U_{osc}=0,3899$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

5.4.3 Résultats en variant la fréquence d'oscillation ($\varphi=40^\circ$)

Les figures 5.26 et 5.28 présentent les coefficients de force et de moment pour une amplitude d'oscillation de 90 degrés et pour une vitesse moyenne de vent entre 6,0 et 6,3 m/s. Les fréquences d'oscillation varient pour en étudier l'effet. La fréquence réduite d'oscillation

augmente avec la fréquence d'oscillation et varie de 0,164 à 0,235. Les mêmes observations s'appliquent. Plus la fréquence d'oscillation et la fréquence réduite d'oscillation augmentent, plus l'écart entre le sens trigonométrique et le sens horaire s'accroît.

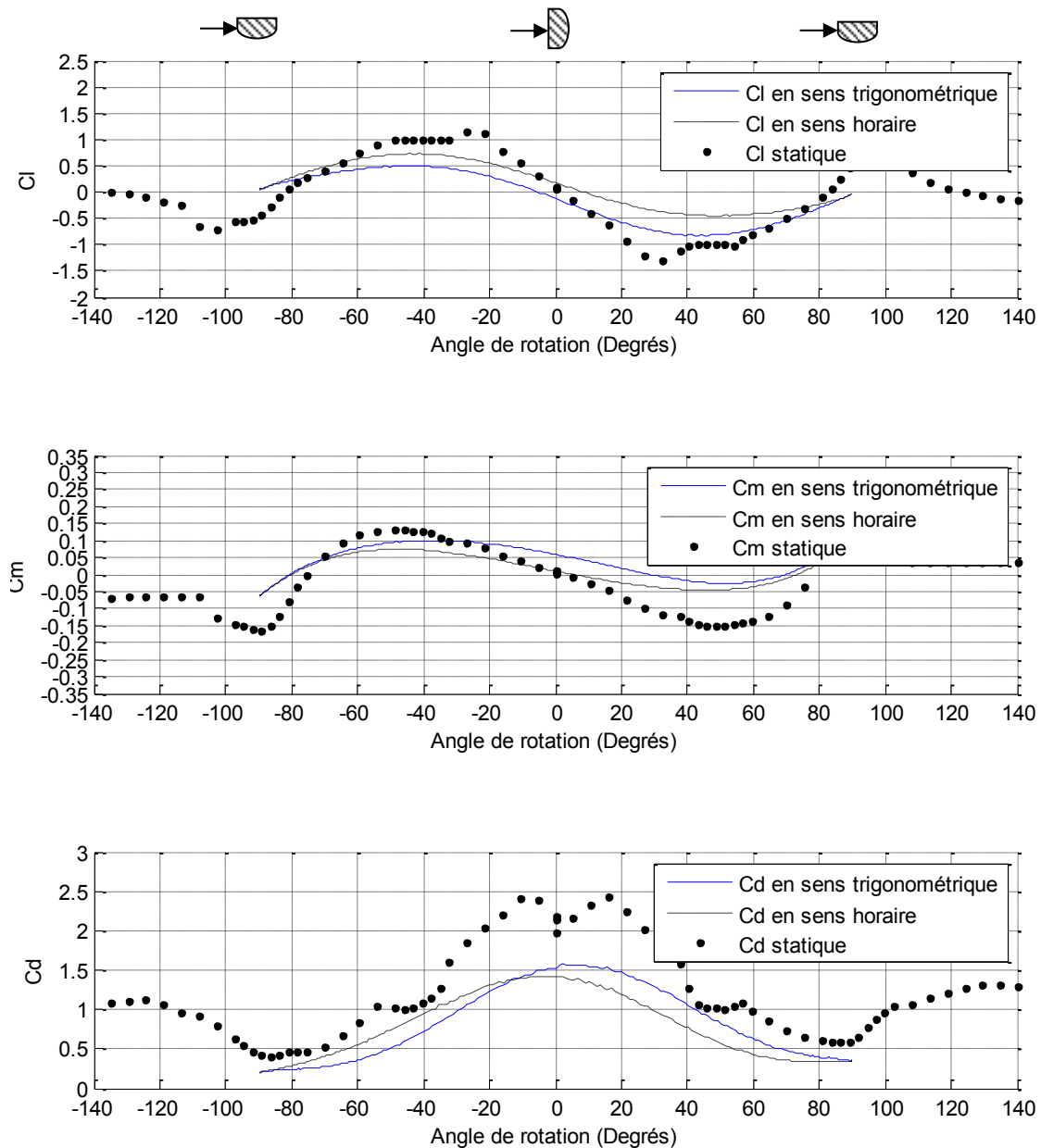


Figure 5.26: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,0 m/s ($U_{osc}=0,164$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

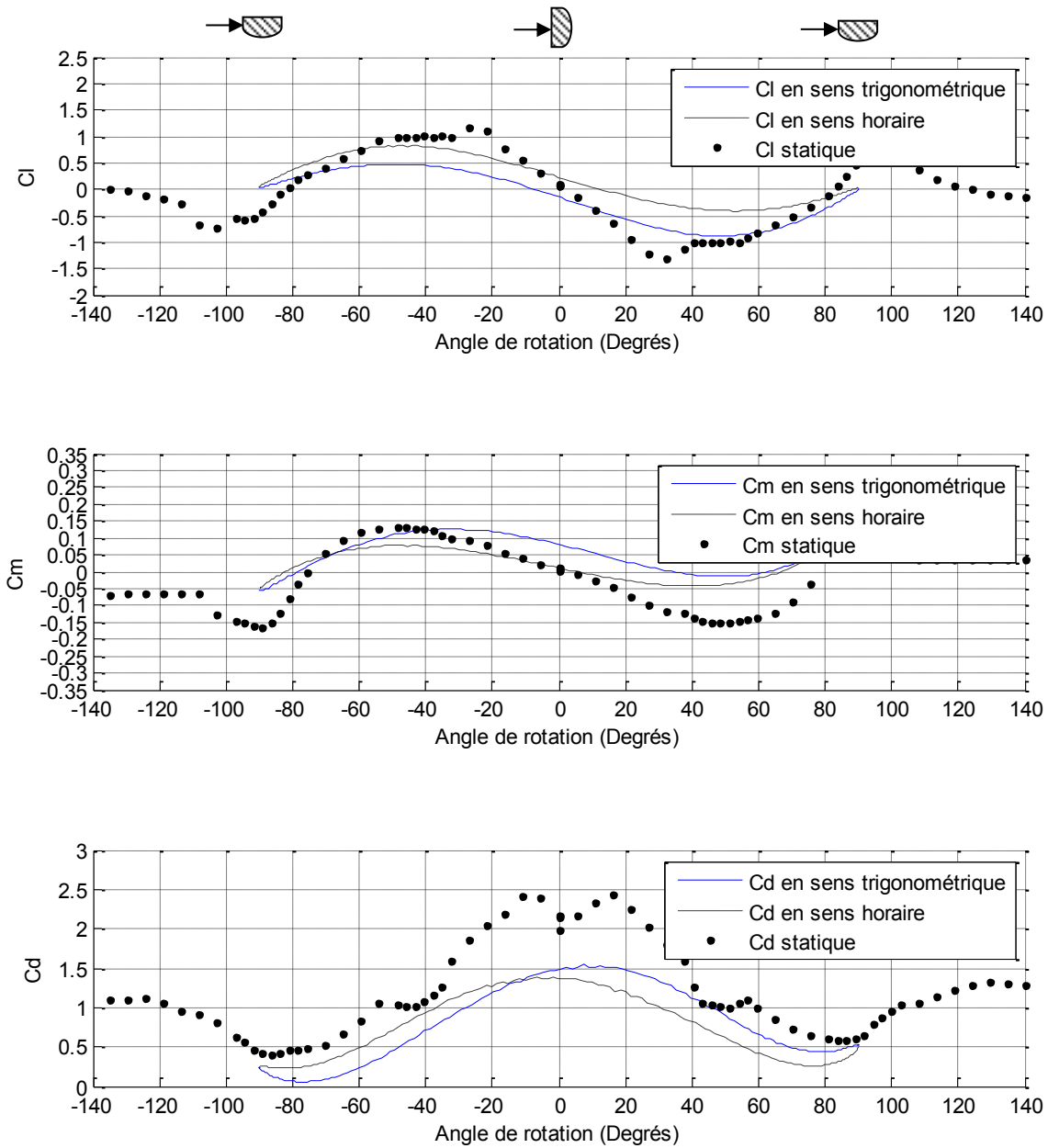


Figure 5.28: Coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés et un vent de 6,3 m/s ($U_{osc}=0,235$) pour une section en D inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

5.4.4 Comparaison des coefficients pour une section verticale et inclinée

Les figures 5.31 et 5.32 comparent les coefficients de force et de moment instationnaires obtenus pour la section verticale et pour la section inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale. L'angle d'inclinaison a très peu d'effet. La pente de la courbe des coefficients de

portance est très légèrement moins négative pour la section inclinée comparativement à la section verticale.

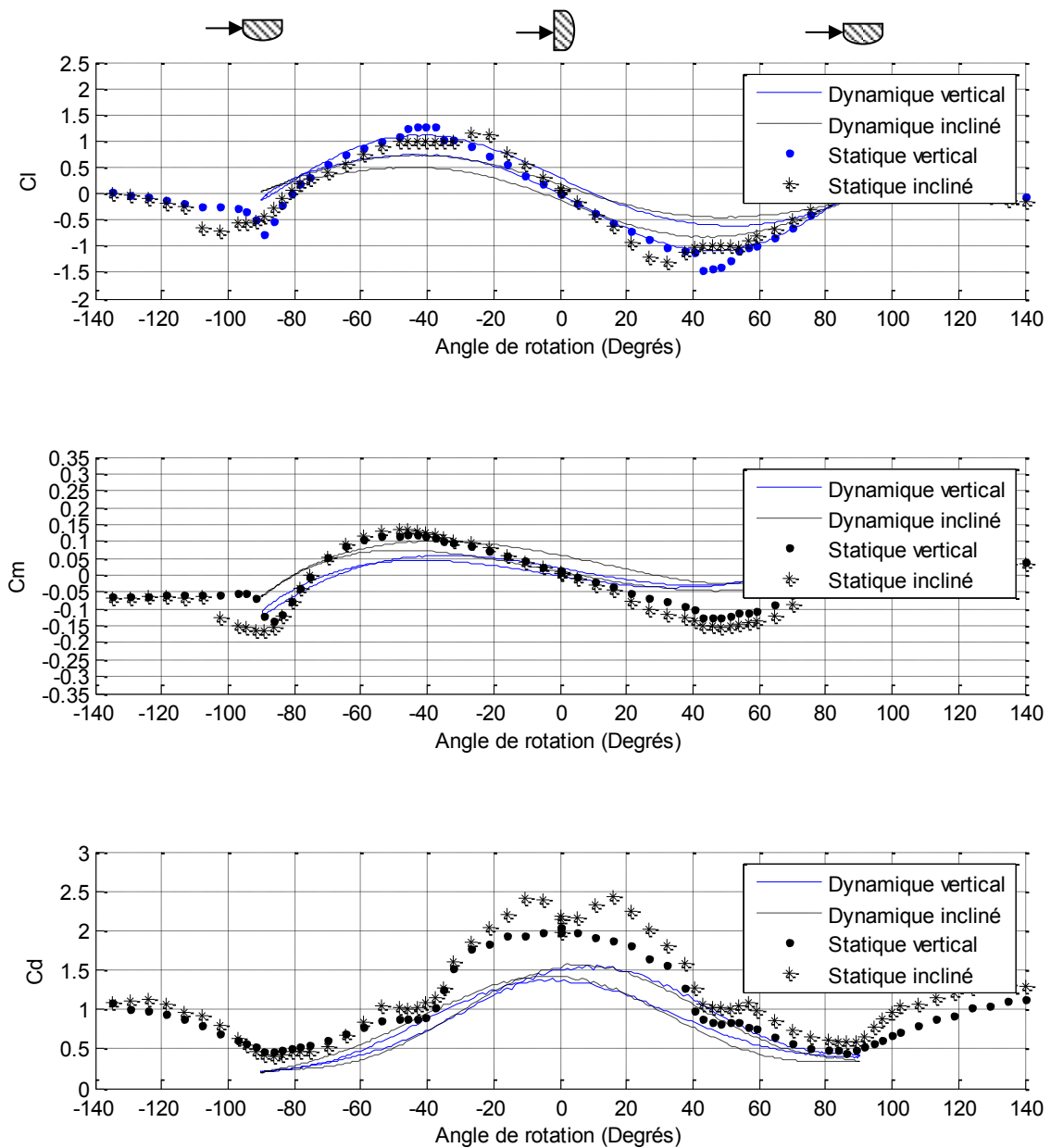


Figure 5.31: Comparaison des coefficients de force et de moment instationnaires pour une section en D verticale et inclinée (fréquence de 1 Hz, une amplitude de 90 degrés, vent de 6,3 m/s et $U_{osc}=0,235$)

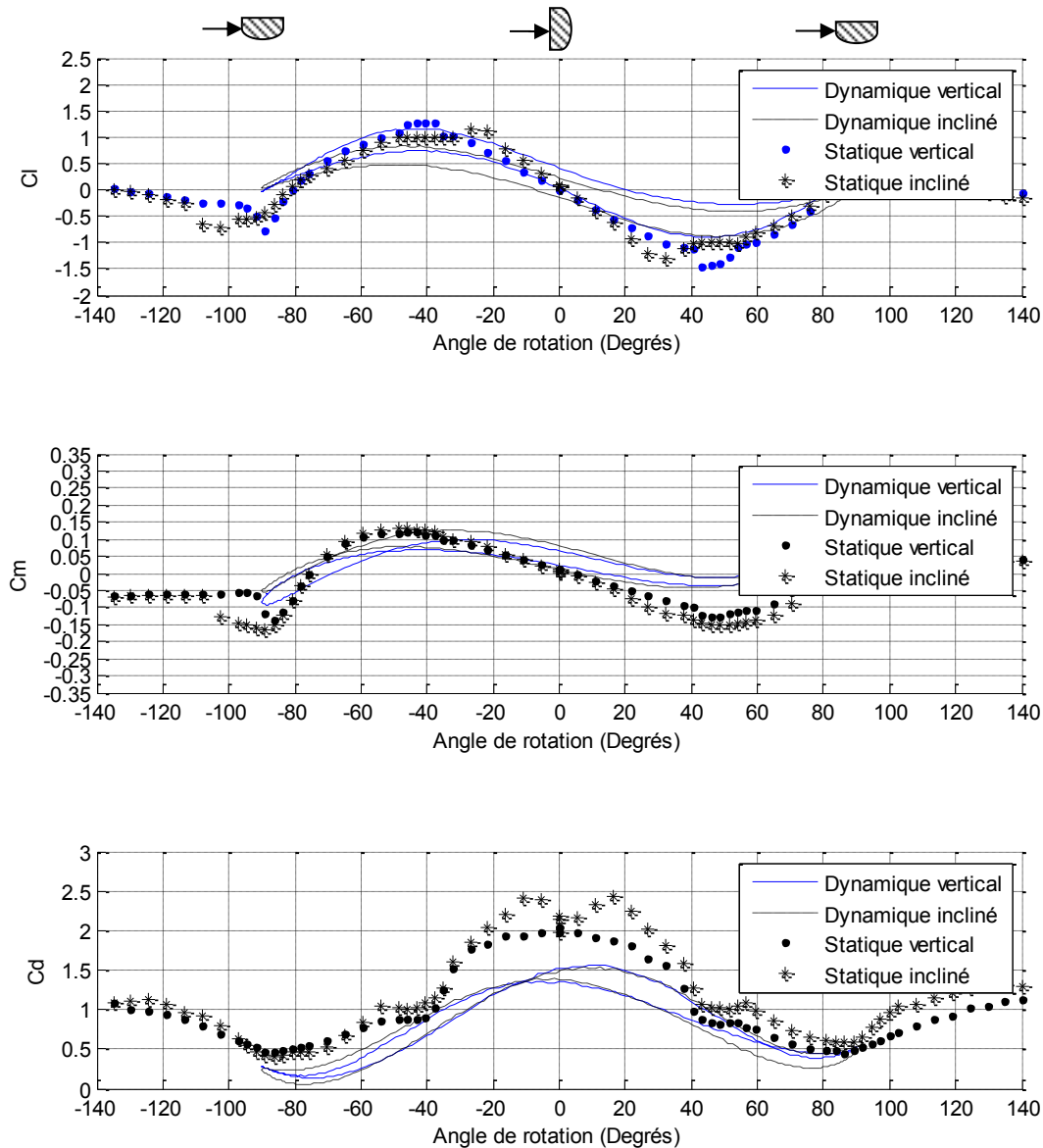


Figure 5.32: Comparaison des coefficients de force et de moment instationnaires pour une section en D verticale et inclinée (fréquence de 1,5 Hz, une amplitude de 90 degrés, vent de 6,3 m/s et $U_{osc}=0,235$)

5.4.5 Comparaison des fft pour une section verticale et inclinée

Les figures 5.33 et 5.34 sont des exemples des transformées de Fourier rapides des signaux provenant de la balance interne lors des essais instationnaires avec vent, pour la section en D verticale et inclinée de 40 degrés. La vitesse d'écoulement dans la soufflerie était la même (6,3 m/s). L'angle d'inclinaison n'a pas d'effet significatif sur le contenu fréquentiel des signaux comme c'était le cas pour les essais statiques. Les principales fréquences détectées sont des multiples de la fréquence d'oscillation.

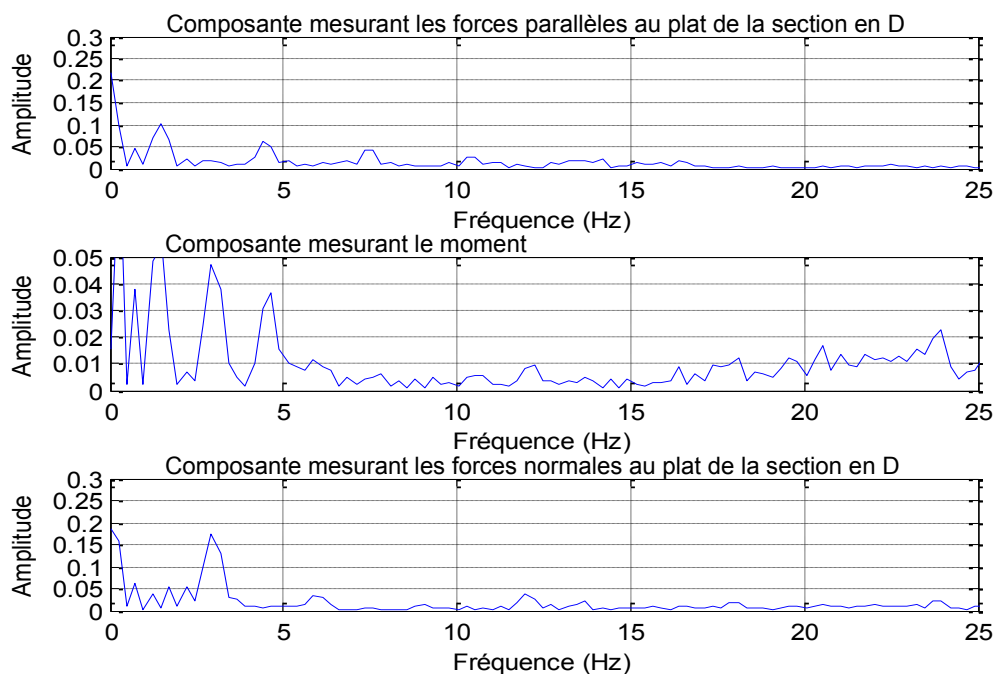


Figure 5.33: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 90 degrés et une fréquence de 1,5 Hz pour une section verticale

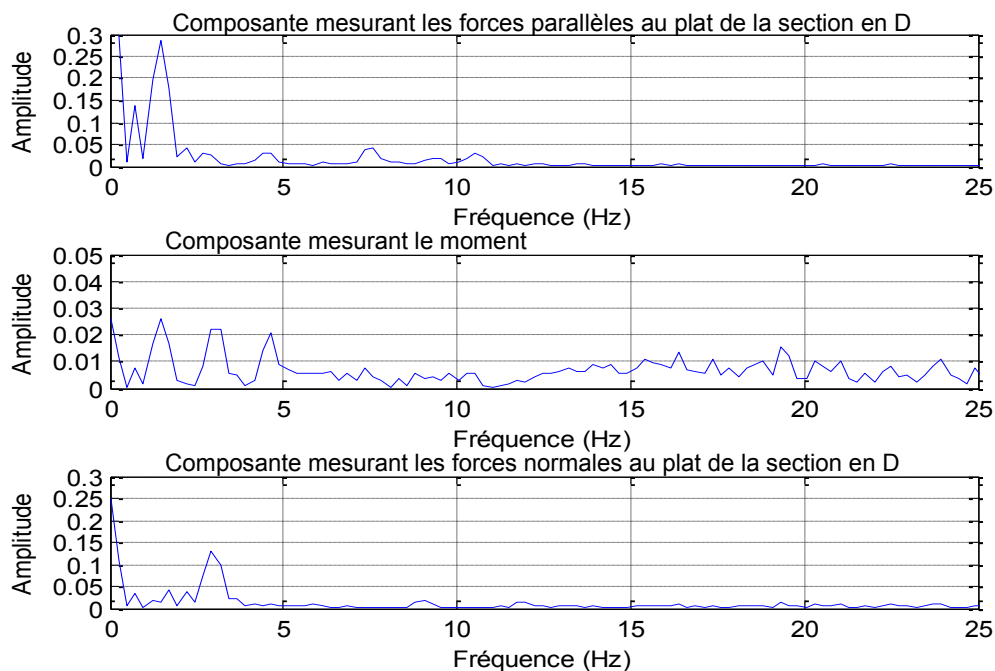


Figure 5.34: Amplitude des fréquences, entre 0 et 25 Hz, lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 90 degrés et une fréquence de 1,5 Hz pour une section inclinée de 40 degrés par rapport à l'horizontale

En comparant aux essais statiques (figures 4.12 à 4.14 et 4.20 à 4.26), il est possible de constater que la rotation de la section a pour effet que l'écoulement est en constant changement et qu'aucune fréquence de détachement tourbillonnaire n'est détectée en effectuant la fft des signaux des balances. Seul le mouvement d'oscillation est périodique en considérant les signaux d'une durée de 3 cycles d'oscillation.

5.5 Limite de l'hypothèse quasi stationnaire

La comparaison entre les coefficients de force et de moment instationnaires et stationnaires permet de conclure qu'appliquer des coefficients aérodynamiques mesurés sur un modèle stationnaire pour évaluer les efforts sur un conducteur en mouvement n'est pas une approche qui est toujours valide. L'augmentation de la fréquence de rotation et de l'amplitude de rotation ou la diminution de la vitesse du vent a pour effet d'augmenter les écarts entre les coefficients instationnaires et stationnaires. Cet écart est encore plus important lorsque la section en D est inclinée.

À cause des influences différentes qu'ont les variables entrant dans le calcul de la fréquence réduite d'oscillation, l'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires n'augmente pas nécessairement avec la fréquence réduite d'oscillation. On peut voir que pour la même fréquence réduite d'oscillation (figures 5.16 et 5.20) l'écart est plus important pour une amplitude angulaire plus grande à une fréquence plus petite.

Dans les résultats, la variation de la vitesse du vent semble avoir le plus grand impact sur ces écarts et est également accompagnée d'une augmentation du coefficient de traînée maximum. L'augmentation du coefficient de traînée est moins importante pour la section inclinée. Même si la fréquence réduite d'oscillation est plus grande dans le cas de la figure 5.24, l'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires est plus important pour la figure 5.19. Il est possible que pour de faibles vitesses de vent, le nombre de Reynolds influence les résultats, malgré que ce ne fût pas le cas pour la plage de vitesses testées pendant les essais statiques. Le mouvement de rotation et la traînée qui en résulte ont une plus grande contribution par rapport aux forces totales mesurées lorsque la vitesse d'écoulement est faible. Également, plus la

vitesse de vent est faible, moins les forces mesurées sont importantes et l'incertitude relative devient plus importante.

La différence entre les coefficients de force stationnaires et instationnaires peut s'expliquer en partie par le délai requis par l'écoulement pour réagir à la position changeante de la forme en D. L'écoulement est en quelque sorte toujours en retard. C'est particulièrement vrai aux changements de direction lorsque les accélérations angulaires sont importantes.

Nigol et Buchan [Nigol et Buchan, 1981] suggèrent que le mouvement du conducteur prévient la formation de point de détachement stable et résulte en une courbe de portance plus lisse avec des pentes moins élevées. Les résultats de ce projet ne sont pas toujours en accord avec cette conclusion. Pour de petites amplitudes angulaires, la pente de la courbe des coefficients de portance instationnaires est très similaire à celle des coefficients statiques (figures 5.20 et 5.21). Pour plusieurs autres cas (figures 5.16 à 5.18, 5.23 et 5.25), la pente est similaire, mais sur une plage restreinte d'angle et le coefficient maximum de portance est plus faible.

Une hystérésis a été observée entre les coefficients de force et de moment mesurés sur la portion du cycle en sens trigonométrique et en sens horaire. Cette même différence avait été observée par Clément [Clément, 1996] pour les oscillations en rotation d'un profil NACA où la visualisation de l'écoulement avait démontré que pour le même angle, le sillage était différent dans les deux portions de cycle. Clément suggère que le mouvement de rotation crée un effet de succion ou d'écrasement dépendamment de l'accélération angulaire. Les équations 5.1 à 5.3, illustrées aux figures 5.35 à 5.37, montrent que de l'angle positif à 0 degré, la vitesse angulaire augmente alors qu'elle diminue de 0 degré à l'angle négatif. Au retour, la vitesse angulaire augmente de l'angle négatif à 0 degré puis diminue de 0 degré à l'angle positif. Les changements de vitesse angulaire jouent certainement un rôle dans le comportement de la couche de discontinuité, dans la formation des vortex et dans leur cadence. Le manque de symétrie entre les portions où la vitesse angulaire varie de la même façon, par exemple entre la portion du cycle de l'angle positif à zéro degré et la portion du cycle de l'angle négatif et zéro degré, est plus difficilement explicable. Pour des essais instationnaires, l'angle auquel l'écoulement se rattache et la position des points de détachement et de rattachement de

l'écoulement peuvent varier de façon aléatoire. La visualisation de l'écoulement serait intéressante pour pouvoir mieux comprendre le comportement de l'écoulement.

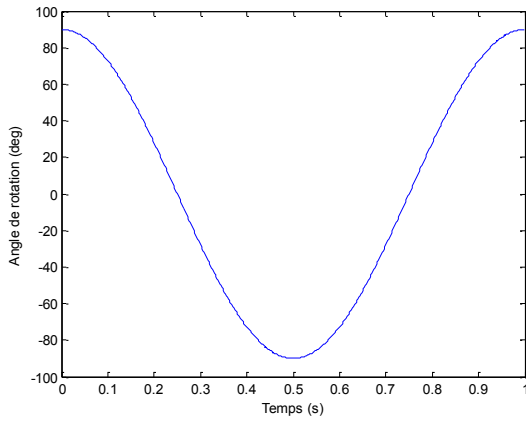


Figure 5.35: Position angulaire

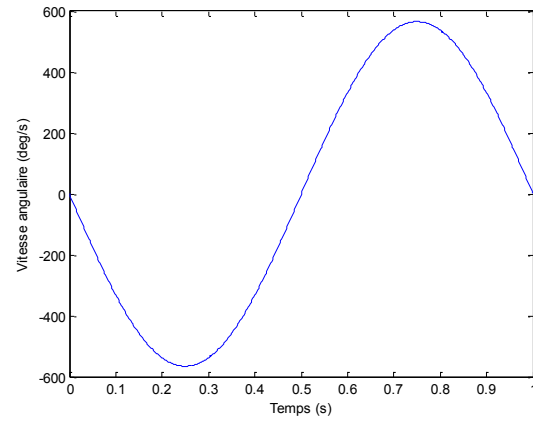


Figure 5.36: Vitesse angulaire

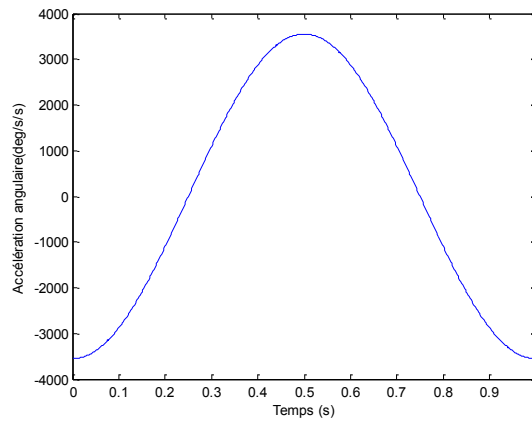


Figure 5.37: Accélération angulaire

CHAPITRE 6 CONCLUSION

6.1 Synthèse des résultats

Pour comparer la théorie quasi stationnaire aux résultats expérimentaux instationnaires, les coefficients de forces et de moment d'une section en D à différents angles d'attaque ont d'abord été mesurés en soufflerie lors d'essais statiques, puis lors d'essais dynamiques où la section oscillait en rotation. La vitesse et l'amplitude angulaires des oscillations forcées ont été variées afin d'observer leurs effets sur les coefficients instationnaires de portance, de traînée et de moment. L'effet de la vitesse du vent a également été étudié. Afin d'étudier l'effet de l'angle d'inclinaison, les essais statiques et dynamiques ont été réalisés avec le conducteur en position verticale, puis pour deux angles d'inclinaison.

Les forces aérodynamiques étaient captées par une section flottante qui est fixée uniquement à une balance interne à 3 composantes. La balance interne étant très sensible, il a été possible d'obtenir la fréquence de détachement tourbillonnaire aux différents angles d'attaque en faisant la transformée de Fourier rapide de ses signaux. Afin de corriger les effets du blocage solide lors des essais statiques et des essais dynamiques, la pression dynamique est obtenue en faisant la moyenne des différences de pression mesurées par deux tubes de Pitot de part et d'autre du montage.

Voici les principales conclusions de chacune des étapes du projet.

6.1.1 Essais statiques pour une section en D verticale

Les coefficients de force mesurés au cours de ce projet sont en bon accord avec les résultats obtenus par d'autres chercheurs. Il n'a pas été possible de valider les coefficients de moment en les comparant à d'autres études, car seulement deux articles présentent les coefficients de moment d'une forme en D et les résultats ne sont pas cohérents d'une étude à l'autre. Sur la plage d'angles de 0 à 40 degrés, les coefficients de moment obtenus sont similaires à ceux mesurés par Novak et Tanaka [Novak et Tanaka, 1974], par contre, il y a de grandes différences au-delà de 40 degrés.

Pour la plage de vitesses testées, soit de 1,9 m/s à 5,8 m/s, le nombre de Reynolds a peu d'influence sur les coefficients de force et de moment.

Le nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'attaque est également en bon accord avec les résultats d'une autre étude. Par contre cette autre étude ne mentionne pas d'angles où la fréquence de détachement tourbillonnaire n'était pas détectable. À 40,5 degrés, 89,1 et 91,8, les fréquences de détachement tourbillonnaire étaient indétectables par la balance interne. L'angle de 40,5 degrés correspond à un point d'inflexion dans la courbe des coefficients de portance et de traînée. Les angles de 89,1 et 91,8 correspondent à la position où les pentes des coefficients de portance et de moment sont nulles et où l'écoulement voit le plat de la section en D d'un côté et la courbe du D de l'autre côté. Pour ces angles où le détachement tourbillonnaire semble cesser d'être organisé, il est possible qu'il y ait une connexion entre les fluctuations de la couche de discontinuité de part et d'autre de la section en D, par conséquent, le rattachement peut être intermittent et la position du rattachement peut varier de façon aléatoire ne permettant pas de détecter une fréquence spécifique.

Peu de données étaient alors disponibles sur le nombre de Strouhal et le coefficient de moment d'une forme en D en fonction de l'angle d'attaque. Ce projet, par les essais statiques, contribue à fournir une référence supplémentaire pour ces données.

6.1.2 Essais statiques pour une section en D inclinée

Peu d'études ont étudié l'effet de l'angle d'inclinaison pour une section en D. Le projet a permis de comparer les coefficients de force et de moment d'une section verticale à ceux d'une section inclinée de 40 et 65 degrés par rapport à l'horizontale.

Les essais statiques ont démontré que la pente $dC_L/d\alpha$ est légèrement plus négative dans la plage d'angle de $0^\circ < \theta < 40^\circ$ et la traînée est légèrement supérieure pour la section inclinée. Le coefficient de moment maximal est plus élevé pour la section en D inclinée comparativement à la section en D verticale. Dans les plages d'angles $0^\circ < \theta < 45^\circ$ et $45^\circ < \theta < 90^\circ$, le coefficient de moment varie de façon moins progressive lorsque la section en

D est inclinée. Également, entre 80 et 100 degrés, la courbe est plus arrondie pour la section inclinée.

De plus, l'étude a permis de confirmer que l'écoulement autour de la section inclinée est différent, car les fréquences de détachement tourbillonnaire captées par la balance sont différentes dans le cas de la section inclinée et de plus faibles amplitudes.

Pour des angles de rotation de 0 à 40,5 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaire de la section en D verticale sont claires et varient progressivement à mesure que l'angle de rotation augmente. Pour les deux angles d'inclinaison, plusieurs fréquences, de plus faibles amplitudes, sont détectées entre 0 et 10 Hz résultant en plusieurs valeurs possibles pour le nombre de Strouhal. Certains articles suggèrent qu'un écoulement axial se propage le long du tube incliné, amplifiant la formation de vortex [Cheng et coll., 2004] [Jakobsen et coll., 2004]. L'écoulement axial devrait être plus important pour cette plage d'angles où le plat de la section en D fait face au vent.

Pour des angles de rotation de 43,2 à 86,4 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaires augmentent de façon importante pour la section en D verticale (St de 0,22 à 0,35). Pour un angle d'inclinaison de 40 degrés, les fréquences de détachement tourbillonnaire n'augmentent presque pas en fonction de l'angle de rotation (St de 0,16 à 0,17).

La plage d'angles pour lesquels le détachement tourbillonnaire cesse d'être organisé est plus grande pour la section en D inclinée de 40 degrés. En effet, il n'a pas été possible de détecter de fréquences spécifiques entre 81 et 102,6 degrés, alors que pour la section verticale et celle inclinée de 65 degrés, rien n'est capté seulement à 89,1 et 91,8 degrés.

Pour les angles où la surface courbe fait face au vent, la fréquence de détachement tourbillonnaire pour la section en D inclinée de 40 degrés (St=0,16) est inférieure à celle de la section verticale (St=0,23) et à celle d'un tube circulaire (St=0,2). Pour l'angle d'inclinaison de 65 degrés, les résultats (St de 0,19 à 0,22) sont plus similaires à la section en D verticale.

6.1.3 Essais dynamiques

La comparaison des coefficients de force et de moment stationnaires et instationnaires a permis de conclure qu'appliquer des coefficients aérodynamiques mesurés sur un modèle stationnaire pour évaluer les efforts sur un conducteur en mouvement n'est pas une approche qui est toujours valide. L'augmentation de la fréquence de rotation et de l'amplitude de rotation ou la diminution de la vitesse du vent a pour effet d'augmenter les écarts entre les coefficients instationnaires et stationnaires.

Par contre, à cause des influences différentes de ces variables, qui entrent dans le calcul de la fréquence réduite d'oscillation, l'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires n'augmente pas nécessairement avec la fréquence réduite d'oscillation.

Aucune étude n'a été répertoriée qui traitait d'essais dynamiques sur une section en D inclinée. L'angle d'inclinaison a peu d'influence sur les coefficients de force et de moment instationnaires. Ils sont très similaires à ceux d'une section en D verticale.

Par contre, l'écart entre les coefficients instationnaires et stationnaires est plus important lorsque la section en D est inclinée. La pente des courbes de coefficients de portance et de moment est alors moins élevée. Également, la traînée est beaucoup moins importante.

Dans les résultats, la variation de la vitesse du vent semble avoir le plus grand impact sur ces écarts et est également accompagnée d'une augmentation du coefficient de traînée maximum. L'augmentation du coefficient de traînée est moins importante pour la section inclinée.

Une hystérésis a été observée entre les coefficients de force et de moment mesurés sur la portion du cycle en sens trigonométrique et en sens horaire, pour la section verticale comme pour la section inclinée.

6.2 Limite de la méthode utilisée

Pour les essais dynamiques, la balance interne captait beaucoup de vibrations reliées aux changements de direction. Le traitement des données, entre autres le filtrage dans le domaine fréquentiel à une fréquence de coupure 5 fois supérieure à la fréquence d'oscillation, influence les résultats. L'effet de la fréquence de coupure a été étudié et le choix de cette fréquence de coupure est justifié.

Les effets d'inertie ont une influence importante sur les coefficients de force et de moment, particulièrement lorsqu'ils sont mesurés à de faibles vitesses de vent. Un biais dans ces signaux a une grande influence sur la pente des coefficients. Une attention particulière a été portée à la dérive des mesures et les séries présentant un biais par rapport aux autres séries pour les mêmes combinaisons de fréquence et d'amplitudes angulaires ont été rejetées.

Finalement, le programme Labview utilisé pour générer la commande envoyée au moteur pour faire osciller la section n'était pas toujours exact, particulièrement pour de grandes amplitudes ou de grandes fréquences d'oscillations. L'annexe F discute de cette limitation. Les commandes entrées dans le programme ont été corrigées pour limiter l'erreur sur l'angle. L'encodeur permet de vérifier l'angle, mais au changement de direction, à cause des vibrations, il perd en précision. L'effet d'une erreur sur l'amplitude d'oscillations ou sur la position zéro a été étudié et ne modifie pas les coefficients de force et de moment de façon significative.

6.3 Perspectives

Le projet a présenté des résultats intéressants qui feront l'objet d'études subséquentes. La visualisation de l'écoulement ou la mesure du champ de vitesse autour de la section en D devrait permettre de valider s'il y a bel et bien un écoulement axial lorsque la section en D est inclinée et d'expliquer pourquoi plusieurs fréquences ont été détectées dans les fft, comparativement à la section verticale.

Pour les angles de 40,5, 89,1 et 90, 5 où aucune fréquence n'a été détectée, la visualisation de l'écoulement permettrait de valider ou d'infirmer l'hypothèse qu'il y a une connexion entre les

fluctuations de la couche de discontinuité de part et d'autre de la section en D, qui crée un rattachement intermittent et une variation aléatoire de la position du rattachement.

La visualisation à certains angles statiques comparée à la visualisation à certains angles dynamiques permettrait de mieux expliquer les écarts non seulement entre les coefficients instationnaires et stationnaires mais également entre les coefficients instationnaires en sens horaire et trigonométrique.

Finalement, il serait intéressant de vérifier si les conclusions de cette étude sur la forme en D sont également applicables à des formes de glace plus représentative des conditions réelles.

ANNEXE A – ANALYSE DE LA STABILITÉ

La théorie quasi stationnaire permet de tirer des conclusions par rapport à la stabilité de la section. Ces conclusions, tirées de l'article de Parkinson et Smith de 1964, sont présentées ici.

Le point de départ est l'équation A.1 qui s'applique à un système linéaire élastique et où C_{Fy} est calculé à l'aide de l'équation A.2. Cette équation revient à faire une approximation polynomiale de la courbe des coefficients de force en fonction de α . Les coefficients A, B, C et D sont tous positifs.

$$m\ddot{y} + r\dot{y} + ky = \frac{1}{2} C_{Fy} \rho V^2 hl \quad (\text{A.1})$$

$$C_{Fy} = A \left(\frac{\dot{y}}{V} \right) - B \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^3 + C \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^5 - D \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^7 \quad (\text{A.2})$$

Après adimensionnalisation, l'équation A.3 est obtenue. Les termes sont détaillés dans la liste des symboles.

$$\ddot{Y} + \dot{Y} = nA \left\{ \left(U - \frac{2\beta}{nA} \right) \dot{Y} - \left(\frac{B}{AU} \right) \dot{Y}^3 + \left(\frac{C}{AU^3} \right) \dot{Y}^5 - \left(\frac{D}{AU^5} \right) \dot{Y}^7 \right\} \quad (\text{A.3})$$

En utilisant la première approximation de la méthode de Krylov et Bogoliubov et en faisant la moyenne sur un cycle, l'équation A.3 se transforme en l'équation A.4, qui peut être alors résolue. En remplaçant \bar{Y}^2 par R , on obtient l'équation A.5 qui est très intéressante pour tirer des conclusions sur la stabilité de la section.

$$\frac{d\bar{Y}^2}{d\tau} = nA \left\{ \left(U - \frac{2\beta}{nA} \right) \bar{Y}^2 - \frac{3}{4} \left(\frac{B}{AU} \right) \bar{Y}^4 + \frac{5}{8} \left(\frac{C}{AU^3} \right) \bar{Y}^6 - \frac{35}{64} \left(\frac{D}{AU^5} \right) \bar{Y}^8 \right\} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dR}{d\tau} = aR - bR^2 + cR^3 - dR^4 = F(R) \quad (\text{A.5})$$

Les oscillations sont stationnaires lorsque $dR/d\tau = 0$, donc à $R=0$ et aux racines positives de l'équation A.6. $R=0$ est un simple point qui correspond à la position initiale d'équilibre où il n'y a pas encore d'oscillations. Les racines R_i représentent des cycles limites.

$$a - bR + cR^2 - dR^3 = 0 \quad (\text{A.6})$$

Pour déterminer la stabilité de la position initiale et des différents cycles limites, il faut étudier la tendance de l'oscillateur à retourner à sa position après l'application d'une petite perturbation δR , ce qui s'exprime par l'équation A.7, où l'indice prime est une dérivée partielle par rapport à R .

$$\frac{d\delta R}{d\tau} \Big|_{R=R_i} = F'(R_i) \delta R \quad (\text{A.7})$$

La stabilité dépend donc du signe de $F'(R_i)$. En effet, lorsque la valeur de $F'(R_i)$, calculée à l'aide de l'équation A.8, est positive, négative ou nulle, le cycle limite sera respectivement instable, stable ou neutre.

$$F'(R) = a - 2bR + 3cR^2 - 4dR^3 \quad (\text{A.8})$$

Dans le cas de la position initiale, la stabilité est déterminée par le signe de l'équation A-9.

$$F'(0) = a = nA \left(U - \frac{2\beta}{nA} \right) \quad (\text{A.9})$$

Dans le cas où l'amortissement est négligeable, le critère de stabilité ne dépend que du paramètre A , puisque n et U sont positifs. Le paramètre A est exprimé par l'équation A.10 et correspond à la pente de la figure 2.5. Également, puisque la pente de la figure 2.5 est positive à $\alpha=0$, la section carrée est instable au repos, comme il a déjà été mentionné précédemment.

$$A = \frac{dC_{Fy}}{d\alpha} \quad \alpha=0 \quad (\text{A.10})$$

Lorsque $\beta > 0$, comme le démontre l'équation A.11, la vitesse nécessaire pour que la section soit instable dépend de l'amortissement. Pour une vitesse donnée, une augmentation de l'amortissement permet d'éviter le phénomène de galop.

$$U > U_0 = \frac{2\beta}{nA} \quad (\text{A.11})$$

Dans le cas où l'équation A.11 est respectée, il existe plusieurs possibilités pour la configuration des racines de l'équation A.6. Le premier cas est que la première racine (R_1) est la seule à être positive. Dans ces conditions, la position initiale au repos est instable et elle est entourée d'un cycle limite stable. Ainsi, le système va se mettre à osciller spontanément du repos, les oscillations augmenteront jusqu'à ce qu'elles atteignent le cycle limite stable dont l'amplitude est $\bar{Y}_{s_1} = \sqrt{R_1}$. Le second cas est semblable, puisque seule la troisième racine (R_3) est positive. Le système aura le même comportement, mais la valeur de l'amplitude sera $\bar{Y}_{s_3} = \sqrt{R_3}$. Le troisième cas consiste à obtenir trois racines positives où $R_1 < R_2 < R_3$. Les cycles limites associés à R_1 et R_3 sont stables, celui de R_2 est instable. Les cas de racines doubles sont également possibles. Si R_2 et R_3 sont une racine double, le système aura un comportement intermédiaire entre les cas 1 et 3. Si R_1 et R_2 sont une racine double, le système aura un comportement intermédiaire entre les cas 2 et 3.

Puisque les paramètres n et β , apparaissant dans l'équation A.4, sont des données du système, la vitesse adimensionnelle, U , déterminera lequel de ces comportements sera adopté par le système. En effet, les coefficients a , b , c , et d des équations A.6 et A.8 dépendent de la vitesse. Selon la vitesse, le système changera d'un comportement à un autre. Cette dépendance du système à la vitesse est clairement démontrée par la figure A.1.

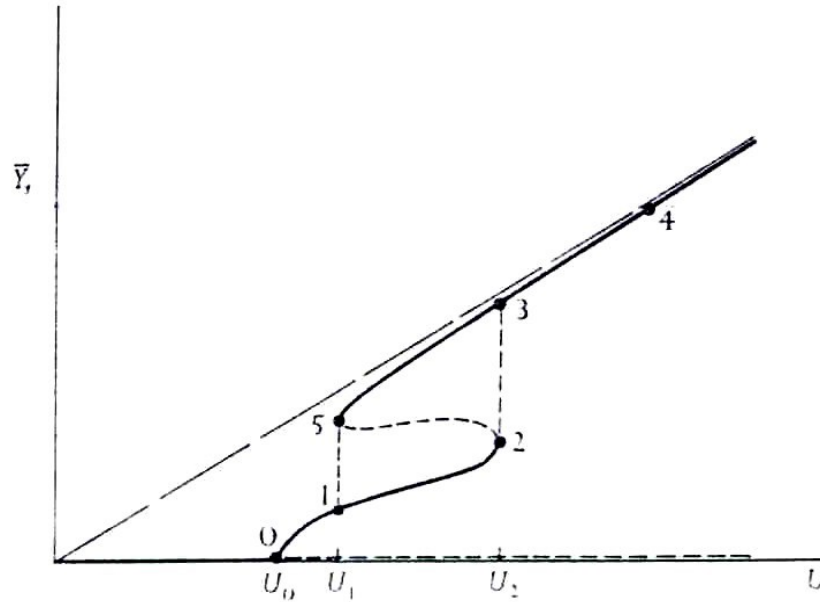


Figure A.1: Amplitude stationnaire en fonction de la vitesse pour une section carrée [Parkinson et Smith, 1964].

Cette figure montre qu'il y a de l'hystérésis dans l'amplitude des oscillations de galop pour de faibles vitesses de vent. En effet, dépendamment de si la vitesse de vent augmente ou diminue, l'amplitude prendra respectivement une plus basse ou une plus grande valeur. Pour $U < U_0$, la position initiale est stable, elle résiste aux petites oscillations et le système demeure au repos ($\bar{Y}_s = 0$). À $U = U_0$, le système adopte le comportement du cas 1 où l'amplitude d'oscillation stationnaire augmente avec U , tel que montré par la courbe 0-1 de la figure A.1. À $U > U_2$, c'est le cas 2 qui est adopté et représenté par la droite 3-4. Entre les vitesses U_1 et U_2 , le système adopte le comportement du cas 3 avec les comportements intermédiaires des racines doubles à U_1 et U_2 . La présence du cycle limite instable fait en sorte que l'amplitude stationnaire choisie dépendra de l'amplitude initiale du mouvement. Plus précisément, si l'amplitude initiale est inférieure à \bar{Y}_{s_2} , l'amplitude stationnaire atteinte sera \bar{Y}_{s_1} . À l'opposé, si l'amplitude initiale est supérieure à \bar{Y}_{s_2} , l'amplitude stationnaire atteinte sera \bar{Y}_{s_3} . Ainsi, le parcours 01234351 contient la boucle d'hystérésis 12351 qui est parcourue par l'amplitude stationnaire.

À des vitesses plus élevées, l'amplitude maximale moyenne est proportionnelle à U et peut être approximée par l'équation A.12.

$$Y_s \cong 0.3U \quad \text{où} \quad \bar{y}_s = 0.3 \frac{V}{\omega} \text{ pi} \quad (\text{A.12})$$

ANNEXE B – ANALYSE DIMENSIONNELLE

B.1 Liste des variables primitives et grandeurs fondamentales

Le tableau B.1 présente les 30 variables primitives pour l'étude du galop lors de ce projet de doctorat. Elles ont été choisies parce qu'elles sont des paramètres mesurés lors des expérimentations ou parce qu'elles serviront à l'analyse des données. Les mesures étant prises sur un modèle en soufflerie, les caractéristiques des lignes de transport, comme par exemple la tension mécanique dans le conducteur, ne sont pas prises en considération dans l'analyse.

Tableau B.1: Listes des variables primitives

<p>Variables géométriques</p> <p>Angle d'attaque : $\alpha \{ \}$</p> <p>Angle d'attaque de rattachement : $\alpha_R \{ \}$</p> <p>Angle d'inclinaison : $\varphi \{ \}$</p> <p>Diamètre du profil : $d \{L\}$</p> <p>Longueur du profil : $l \{L\}$</p>	<p>Variables énergétiques</p> <p>Température : $T \{ \ominus \}$</p> <p>Constante des gaz parfaits : $R \{L^2 T^{-2} \ominus^{-1}\}$</p>
<p>Variables cinématiques</p> <p>Angle de rotation du modèle : $\theta \{ \}$</p> <p>Vitesse angulaire du modèle : $\dot{\theta} \{T^{-1}\}$</p> <p>Accélération angulaire : $\ddot{\theta} \{T^{-2}\}$</p> <p>Déplacement vertical : $y \{L\}$</p> <p>Vitesse verticale : $\dot{y} \{LT^{-1}\}$</p> <p>Accélération verticale : $\ddot{y} \{LT^{-2}\}$</p> <p>Amplitude des oscillations : $\bar{y} \{L\}$</p> <p>Viscosité : $\mu \{ML^{-1}T^{-1}\}$</p> <p>Vitesse du vent normal : $V \{LT^{-1}\}$</p> <p>Vitesse relative : $V_{rel} \{LT^{-1}\}$</p> <p>Temps : $t \{T\}$</p> <p>Fréquence naturelle angulaire : $\omega \{T^{-1}\}$</p> <p>Fréquence de formation des vortex : $f \{T^{-1}\}$</p>	<p>Variables dynamiques</p> <p>Densité : $\rho \{ML^{-3}\}$</p> <p>Pression atmosphérique : $p \{ML^{-1}T^{-2}\}$</p> <p>Différence de pression au tube de Pitot : $\Delta p \{ML^{-1}T^{-2}\}$</p> <p>Masse : $m \{M\}$</p> <p>Amortissement visqueux : $r \{MT^{-1}\}$</p> <p>Raideur : $k \{MT^{-2}\}$</p> <p>Force de portance : $L \{MLT^{-2}\}$</p> <p>Force de traînée : $D \{MLT^{-2}\}$</p> <p>Force verticale : $F_y \{MLT^{-2}\}$</p> <p>Moment : $M \{ML^2T^{-2}\}$</p>

B.2 Variables de base

Comme quatre grandeurs fondamentales sont nécessaires pour exprimer les variables primitives, les quatre variables de base suivantes ont été sélectionnées : la densité (ρ), la vitesse du vent normal (V), le diamètre du profil (d) et la température (T).

B.3 Nombres en π obtenus à partir des autres variables

Tableau B.2: Termes en π obtenus par analyse dimensionnelle

$\pi_1 = \alpha$	$\pi_2 = \alpha_R$	$\pi_3 = \varphi$	$\pi_4 = l/d$
$\pi_5 = \theta$	$\pi_6 = \dot{\theta} d / V$	$\pi_7 = \ddot{\theta} d^2 / V^2$	$\pi_8 = y/d$
$\pi_9 = \dot{y}/V$	$\pi_{10} = \ddot{y}d / V^2$	$\pi_{11} = \bar{y}/d$	$\pi_{12} = \mu / \rho V d$
$\pi_{13} = V_{rel}/V$	$\pi_{14} = tV/d$	$\pi_{15} = \omega d/V$	$\pi_{16} = f d/V$
$\pi_{17} = p/\rho V^2$	$\pi_{18} = \Delta p/\rho V^2$	$\pi_{19} = m/\rho D^3$	$\pi_{20} = r/\rho V d^2$
$\pi_{21} = k/\rho V^2 d$	$\pi_{22} = L/\rho V^2 d^2$	$\pi_{23} = D/\rho V^2 d^2$	$\pi_{24} = F_y/\rho V^2 d^2$
$\pi_{25} = M/\rho V^2 d^3$	$\pi_{26} = RT^2/V^2$		

B.4 Comparaison avec la théorie de Parkinson

Ces termes doivent être combinés de façon à obtenir une forme plus courante. Le tableau B.3 présente les nouveaux termes obtenus qui serviront à l'analyse des résultats expérimentaux. Ils sont comparés aux nombres sans dimensions apparaissant dans la théorie développée par M. Parkinson [Parkinson, 1974] avec la collaboration de Brooks [Parkinson et Brooks, 1961], puis de Smith [Parkinson et Smith, 1964].

Tableau B.3: Combinaison des termes en π et comparaison avec Parkinson

#	Description des nombres sans dimension	Combinaison des termes en π	Théorie de Parkinson
1	Angle d'attaque	$\pi_1 = \alpha$	α
2	Angle d'attaque de rattachement	$\pi_2 = \alpha_R$	α_R
3	Coefficient de portance	$C_L = \frac{\pi_{22}}{\pi_4/2} = \frac{L}{(\rho/2)V^2 l d}$	$C_L = \frac{L}{(\rho/2)V^2 l b}$
4	Coefficient de traînée	$C_D = \frac{\pi_{23}}{\pi_4/2} = \frac{D}{(\rho/2)V^2 l d}$	$C_D = \frac{D}{(\rho/2)V^2 l b}$
5	Coefficient de force latérale	$C_{F_y} = \frac{\pi_{24}}{\pi_4/2} = \frac{D}{(\rho/2)V^2 l d}$	$C_{F_y} = \frac{F_y}{(\rho/2)V^2 l b}$
6	Nombre de Reynolds	$Re = 1/\pi_{12} = \rho V d / \mu$	$Re = \rho V b / \mu$
7	Nombre de Strouhal	$S = \pi_{16} = f d / V$	$S = f h / V$
8	Temps adimensionnel	$\tau = \pi_{14} \pi_{15} = \omega t$	$\tau = \omega t$
9	Déplacement adimensionnel	$Y = \pi_8 = y/d$	$Y = y/h$
10	Coefficient d'amortissement adimensionnel	$\beta = \pi_{20}/2\pi_{19}\pi_{15} = r/2m\omega$	$\beta = r/2m\omega$
11	Masse adimensionnelle	$n = \pi_4/2\pi_{19} = \rho d^2 l / 2m$	$n = \rho h^2 l / 2m$

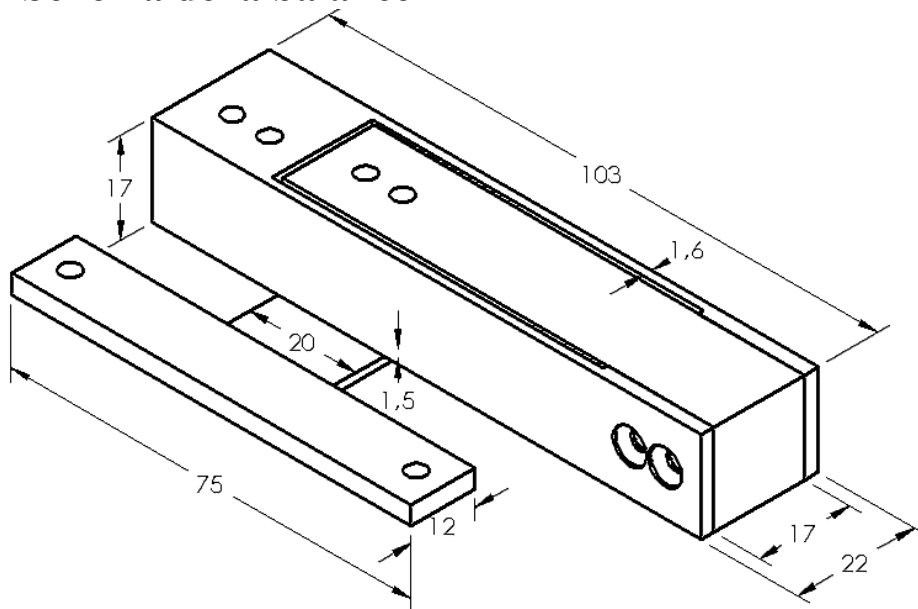
12	Vitesse de vent adimensionnelle	$U = 1/\pi_{15} = V/\omega d$	$U = V/\omega h$
13	Amplitude adimensionnelle	$\bar{Y} = \pi_{11} = \bar{y}/d$	$\bar{Y} = \bar{y}/h$
14	Vitesse de vent adimensionnelle minimale pour le galop	$U_0 = 2\pi_{20}/A\pi_{15}\pi_4 = 2\beta/nA$	$U_0 = 2\beta/nA$

Le tableau B.3 permet de constater que les principaux termes sans dimension de la théorie développée par Parkinson ont également été obtenus par l'analyse dimensionnelle. Dans les expressions obtenues, les variables b et h sont remplacées par d . M. Parkinson a développé sa théorie avec une section rectangulaire de largeur b alors que ce projet de recherche sera réalisé avec une section en D de diamètre d . La théorie de Parkinson a été développée pour un seul degré de liberté, il n'utilise donc pas le coefficient de moment, c'est pourquoi ce nombre sans dimension n'apparaît pas dans le tableau B.3. Par contre, dans cette étude, les coefficients de forces et de moment seront tracés en fonction de l'angle d'attaque.

La pression atmosphérique, la différence de pression lue par le tube de Pitot, la température et la constante des gaz parfaits servent dans le calcul de la vitesse dans la soufflerie. Ces variables ne seront pas directement utilisées dans des coefficients sans dimension pour analyser les données. Ce sera la vitesse qui apparaîtra dans plusieurs termes en π .

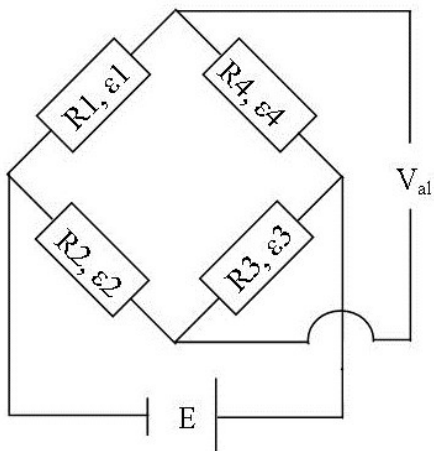
ANNEXE C – ÉTALONNAGE DE LA BALANCE

C.1 Schéma de la balance



C.2 Principe de la mesure

Pour chaque composante, 4 jauges extensométriques sont installées et câblées en pont de Wheatstone complet. On mesure E en utilisant un conditionneur de signal. Les formules suivantes permettent de calculer les déformations et les voltages mesurés en considérant que le pont est initialement équilibré, que les résistances ont la même valeur nominale et que la tension E n'est pas encore amplifiée. La tension d'alimentation (V_{al}) est de 7 V, le facteur de jauge (S_g) est 2,12 et la valeur de résistance nominale (R) est de 350 Ω .



$$\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \varepsilon_4 \quad (\text{C.1})$$

$$E = \frac{1}{4} V_{al} \times S_g \times \varepsilon \quad (\text{C.2})$$

$$\varepsilon = S_g \times \frac{\Delta R}{R} \quad (\text{C.3})$$

Figure C.1: Pont de Wheatstone

C.3 Principe d'étalonnage

Comme les déformations des composantes de la balance sont faibles, un modèle linéaire permet de représenter les relations entre les valeurs mesurées et les forces. Voici la forme matricielle de ces relations linéaires où l'on mesure le vecteur colonne E pour les 3 composantes.

$$\begin{pmatrix} E_N \\ E_T \\ E_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_N \\ F_T \\ M \end{pmatrix} = [A] \times [F] \quad (\text{C.4})$$

Les coefficients de la matrice $[A]$ sont obtenus par étalonnage et la matrice inverse $[A]^{-1}$ permet d'obtenir les forces à partir des tensions mesurées.

$$\begin{pmatrix} F_N \\ F_T \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E_N \\ E_T \\ E_M \end{pmatrix} = [A]^{-1} \times [E] \quad (\text{C.5})$$

Trois cas de charge permettent d'obtenir tous les coefficients. Un chariot est suspendu à la balance et les charges sont ajoutées en ordre croissant puis enlevées en ordre décroissant de façon à calculer l'hystérésis à l'aide de l'équation C.6.

$$\% \text{ d'hystérésis} = ABS \left(\frac{v_{\text{décroissant}} - v_{\text{croissant}}}{v_{\text{max}} - v_{\text{min}}} \right) \times 100 \quad (\text{C.6})$$

Les conditionneurs de signaux Vishay du modèle 2310 ont été utilisés en fixant la tension d'alimentation à 7 V, le gain à 600 et la fréquence de coupure du filtre à 1000 Hz. Pour chaque charge appliquée, les voltages étaient mesurés pendant 13,09 secondes à une fréquence d'acquisition de 500 Hz, puis la moyenne était utilisée comme résultat et l'écart-type comme incertitude.

C.4 Cas de charge 1 : Force normale au plat de la section en D

Un bras de levier a été installé pour suspendre le charriot avec les poids à la première rainure située à une distance de 40 mm de l'axe de rotation du tube et du centre de la balance. Le pont a été équilibré alors que la corde du charriot était déjà suspendue au bras de levier. La figure C.2 présente le premier cas de charge, appliqué dans la direction normale au plat de la section en D, ainsi que les équations permettant de calculer les coefficients de la matrice $[A]$.

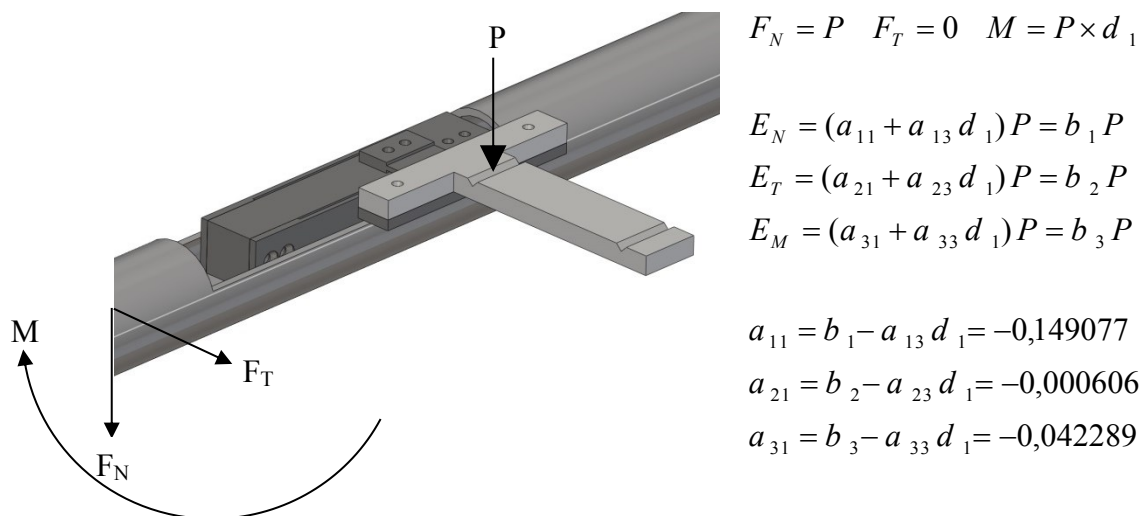


Figure C.2 : Cas de charge 1 et équations pour calculer les coefficients

Le tableau C.1 présente les charges appliquées et les voltages mesurés pour les 3 éléments de la balance. L'hystérésis dans l'élément mesurant la force normale est très faible.

Tableau C.1: Voltage mesuré en fonction des charges appliquées pour le cas 1

Masses (g)	Force (N)	Erreur (N)	F_T (V)	Écart-type (V)	M (V)	Écart-type (V)	F_N (V)	Écart-type (V)	Hystérésis (%)
0,00	0,0000	0,0002	0,0000	0,0010	0,0000	0,0006	0,0000	0,0006	0,03%
90,82	0,8909	0,0003	0,0008	0,0010	0,0859	0,0005	-0,1328	0,0006	0,05%
191,02	1,8739	0,0006	0,0019	0,0014	0,1805	0,0006	-0,2793	0,0006	0,06%
291,20	2,8567	0,0009	0,0027	0,0011	0,2757	0,0005	-0,4258	0,0006	0,06%
391,34	3,8390	0,0012	0,0036	0,0012	0,3704	0,0006	-0,5723	0,0006	0,05%
441,43	4,3304	0,0013	0,0038	0,0014	0,4179	0,0006	-0,6456	0,0006	0,06%
491,51	4,8217	0,0015	0,0039	0,0011	0,4653	0,0005	-0,7189	0,0006	0,05%
541,64	5,3135	0,0016	0,0041	0,0024	0,5128	0,0007	-0,7923	0,0006	0,02%
591,80	5,8056	0,0018	0,0042	0,0016	0,5603	0,0006	-0,8656	0,0006	0,02%
601,83	5,9040	0,0018	0,0041	0,0025	0,5698	0,0006	-0,8803	0,0006	
591,80	5,8056	0,0018	0,0040	0,0027	0,5602	0,0007	-0,8658	0,0006	
541,64	5,3135	0,0016	0,0036	0,0015	0,5128	0,0006	-0,7925	0,0006	
491,51	4,8217	0,0015	0,0034	0,0019	0,4653	0,0006	-0,7193	0,0006	
441,43	4,3304	0,0013	0,0029	0,0021	0,4180	0,0006	-0,6461	0,0006	
391,34	3,8390	0,0012	0,0026	0,0019	0,3707	0,0006	-0,5727	0,0006	
291,20	2,8567	0,0009	0,0019	0,0013	0,2759	0,0006	-0,4263	0,0006	
191,02	1,8739	0,0006	0,0013	0,0012	0,1812	0,0006	-0,2798	0,0006	
90,82	0,8909	0,0003	0,0002	0,0010	0,0863	0,0005	-0,1332	0,0006	
0,00	0,0000	0,0002	-0,0003	0,0010	0,0002	0,0006	-0,0003	0,0006	

La figure C.3 présente la relation entre les tensions mesurées et les forces appliquées pour chacun des éléments de la balance. Par linéarisation, les coefficients b_1 , b_2 et b_3 sont obtenus. Les barres

d'erreur pour la force parallèle semblent plus grandes, mais en fait, ce sont les valeurs mesurées qui sont très faibles, de l'ordre du bruit dans les jauges, étant donné la faible interaction entre les composantes.

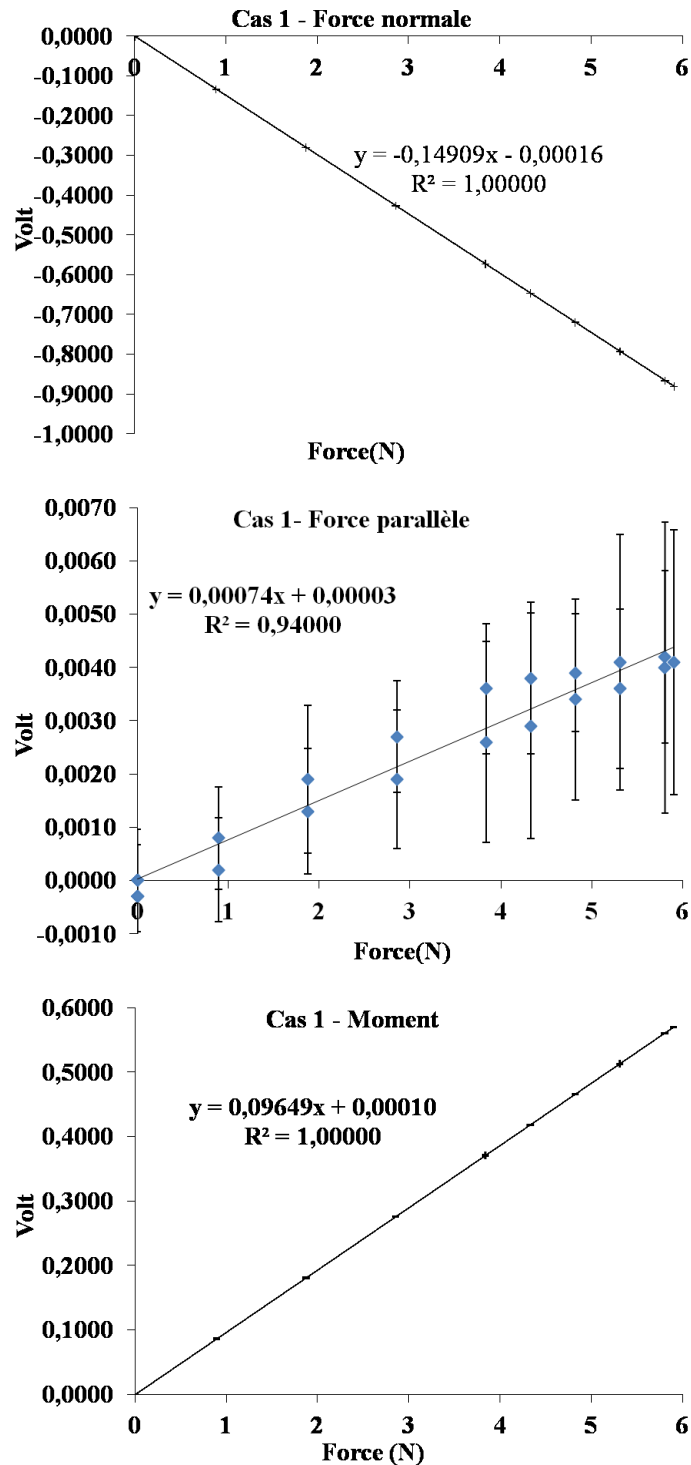
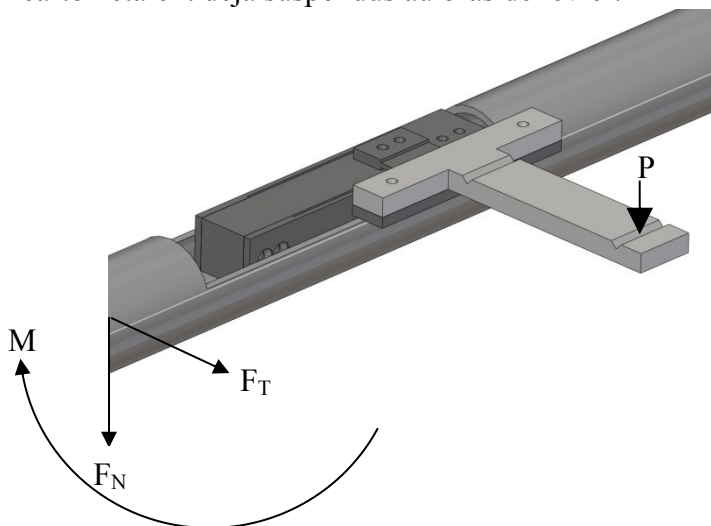


Figure C.3 : Relation entre les tensions mesurées et les charges appliquées pour le cas 1

C.5 Cas de charge 2 : Moment

Un bras de levier a été installé pour suspendre le charriot avec les poids à la deuxième rainure située à une distance de 100 mm de l'axe de rotation du tube et du centre de la balance. Étant donné que le moment maximal à étalonner est de 0,1 Nm, le charriot en métal a été remplacé par un charriot en carton de petite masse. Le pont a été équilibré alors que la corde et le chariot en carton étaient déjà suspendus au bras de levier.



$$F_N = P \quad F_T = 0 \quad M = P \times d_2$$

$$E_N = (a_{11} + a_{13} d_2) P = b_4 P$$

$$E_T = (a_{21} + a_{23} d_2) P = b_5 P$$

$$E_M = (a_{31} + a_{33} d_2) P = b_6 P$$

$$a_{13} = (b_4 - b_1) / (d_2 - d_1) = -0,000413$$

$$a_{23} = (b_5 - b_2) / (d_2 - d_1) = 0,033646$$

$$a_{33} = (b_6 - b_3) / (d_2 - d_1) = 3,469470$$

Figure C.4 : Cas de charge 2 et équations pour calculer les coefficients

Le tableau C.2 présente les charges appliquées et les voltages mesurés pour les 3 éléments de la balance. L'hystérésis dans l'élément mesurant le moment est faible. Encore une fois, les barres d'erreur pour la force parallèle semblent plus grandes, mais en fait, ce sont les valeurs mesurées qui sont très faibles étant donné la faible interaction entre les composantes.

Tableau C.2: Voltage mesuré en fonction des charges appliquées pour le cas 2

Masses (g)	Force (N)	Erreur (N)	F_T (V)	Écart-type (V)	M (V)	Écart-type (V)	Hystérésis (%)	F_N (V)	Écart-type (V)
0	0,0000	0,0002	0,0000	0,0010	0,0000	0,0006	0,03%	0,0000	0,0006
18,5	0,1815	0,0002	0,0008	0,0010	0,0550	0,0005	0,06%	-0,0271	0,0006
37,24	0,3653	0,0002	0,0013	0,0010	0,1111	0,0005	0,60%	-0,0545	0,0006
55,65	0,5459	0,0003	0,0017	0,0010	0,1672	0,0006	1,26%	-0,0814	0,0006
74,01	0,7260	0,0003	0,0022	0,0010	0,2208	0,0006	0,12%	-0,1083	0,0006
92,56	0,9080	0,0003	0,0026	0,0013	0,2765	0,0006	0,00%	-0,1354	0,0006
111,27	1,0916	0,0004	0,0031	0,0011	0,3322	0,0006		-0,1628	0,0006
92,56	0,9080	0,0003	0,0025	0,0010	0,2765	0,0005		-0,1354	0,0006
74,01	0,7260	0,0003	0,0020	0,0010	0,2212	0,0006		-0,1083	0,0006
55,65	0,5459	0,0003	0,0014	0,0010	0,1630	0,0005		-0,0814	0,0006
37,24	0,3653	0,0002	0,0010	0,0010	0,1091	0,0005		-0,0545	0,0006
18,5	0,1815	0,0002	0,0005	0,0010	0,0552	0,0005		-0,0271	0,0006
0	0,0000	0,0002	0,0000	0,0010	-0,0001	0,0005		0,0000	0,0006

La figure C.5 présente la relation entre les tensions mesurées et les forces appliquées pour chacun des éléments de la balance. Par linéarisation, les coefficients b_4 , b_5 et b_6 sont obtenus.

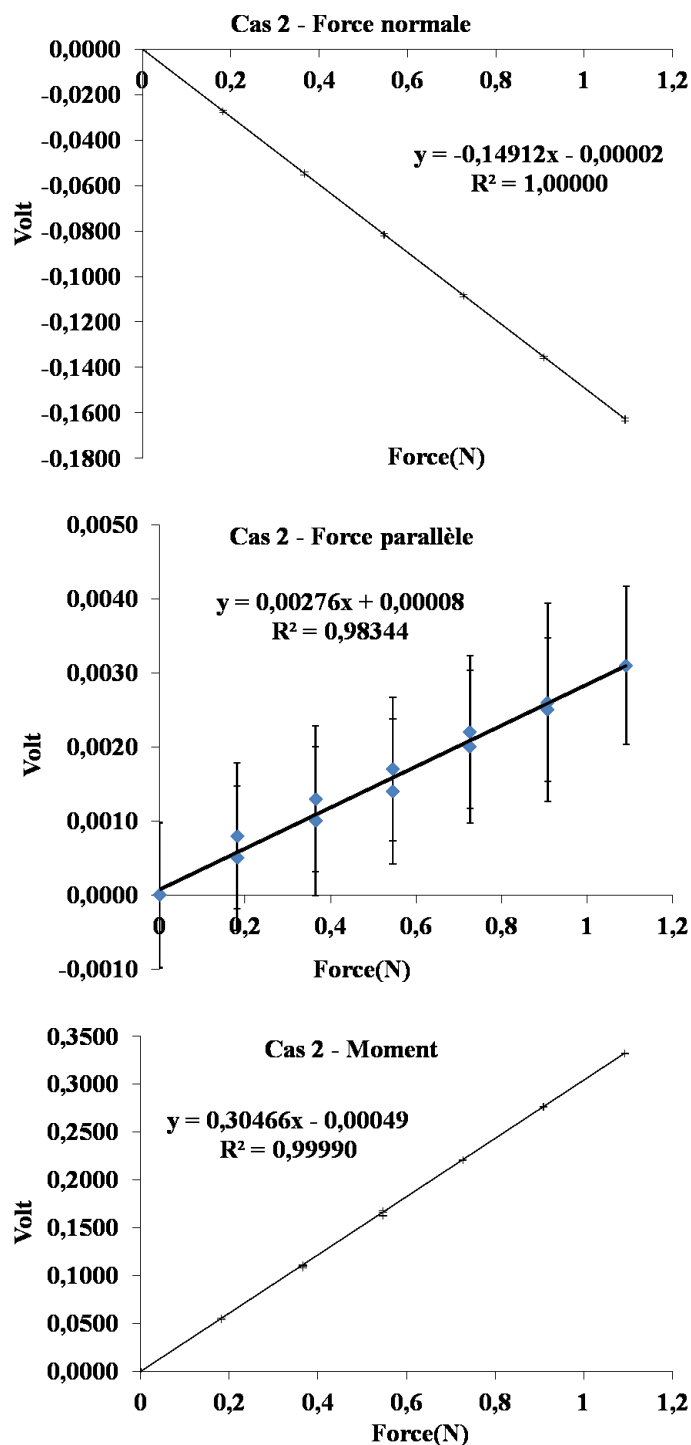
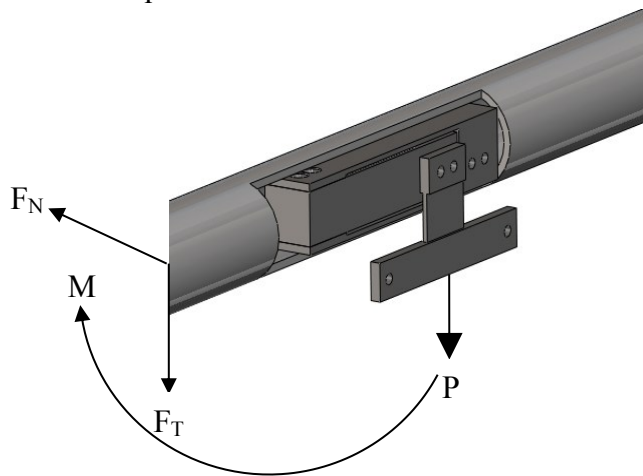


Figure C.5 : Relation entre les tensions mesurées et les charges appliquées pour le cas 2

C.6 Cas de charge 3 : Force parallèle au plat de la section en D

La corde du chariot a été fixée aux deux trous de l'élément mesurant le moment, puis le pont a été équilibré.



$$F_N = 0 \quad F_T = P \quad M = 0$$

$$E_N = a_{12} P \Rightarrow a_{12} = 0,001171$$

$$E_T = a_{22} P \Rightarrow a_{22} = -0,223288$$

$$E_M = a_{32} P \Rightarrow a_{32} = -0,006372$$

Figure C.6 : Cas de charge 3 et équations pour calculer les coefficients

Le tableau C.3 présente les charges appliquées et les voltages mesurés pour les 3 éléments de la balance. L'hystérésis dans l'élément mesurant la force parallèle au plat de la section est très faible.

Tableau C.3: Voltage mesuré en fonction des charges appliquées pour le cas 3

Masses (g)	Force (N)	Erreur (N)	F_T (V)	Écart-type (V)	Hystérésis (%)	M (V)	Écart-type (V)	F_N (V)	Écart-type (V)
0	0,0000	0,0002	0,0000	0,0010	0,33%	0,0000	0,0005	0,0000	0,0006
90,82	0,8909	0,0003	-0,1958	0,0010	0,55%	-0,0057	0,0005	0,0009	0,0006
191,02	1,8739	0,0006	-0,4136	0,0009	0,69%	-0,0122	0,0006	0,0020	0,0008
291,2	2,8567	0,0009	-0,6347	0,0010	0,60%	-0,0183	0,0008	0,0031	0,0014
391,34	3,8390	0,0012	-0,8549	0,0010	0,49%	-0,0246	0,0013	0,0044	0,0025
441,43	4,3304	0,0013	-0,9665	0,0009	0,30%	-0,0278	0,0010	0,0050	0,0018
491,51	4,8217	0,0015	-1,0748	0,0010	0,40%	-0,0310	0,0008	0,0056	0,0013
541,64	5,3135	0,0016	-1,1876	0,0010	0,10%	-0,0340	0,0006	0,0062	0,0007
591,8	5,8056	0,0018	-1,2969	0,0010	0,03%	-0,0371	0,0007	0,0068	0,0011
601,83	5,9040	0,0018	-1,3187	0,0010		-0,0377	0,0010	0,0070	0,0018
591,8	5,8056	0,0018	-1,2973	0,0010		-0,0374	0,0006	0,0069	0,0009
541,64	5,3135	0,0016	-1,1889	0,0010		-0,0344	0,0006	0,0062	0,0009
491,51	4,8217	0,0015	-1,0801	0,0009		-0,0310	0,0006	0,0056	0,0007
441,43	4,3304	0,0013	-0,9704	0,0010		-0,0280	0,0006	0,0051	0,0008
391,34	3,8390	0,0012	-0,8613	0,0010		-0,0247	0,0005	0,0045	0,0007
291,2	2,8567	0,0009	-0,6426	0,0012		-0,0188	0,0006	0,0033	0,0008
191,02	1,8739	0,0006	-0,4227	0,0009		-0,0124	0,0005	0,0023	0,0006
90,82	0,8909	0,0003	-0,2030	0,0091		-0,0064	0,0005	0,0011	0,0006
0	0,0000	0,0002	-0,0043	0,0010		-0,0002	0,0005	0,0002	0,0006

La figure C.7 présente la relation entre les tensions mesurées et les forces appliquées pour chacun des éléments de la balance. Par linéarisation, les coefficients a_{12} , a_{22} et a_{32} sont obtenus.

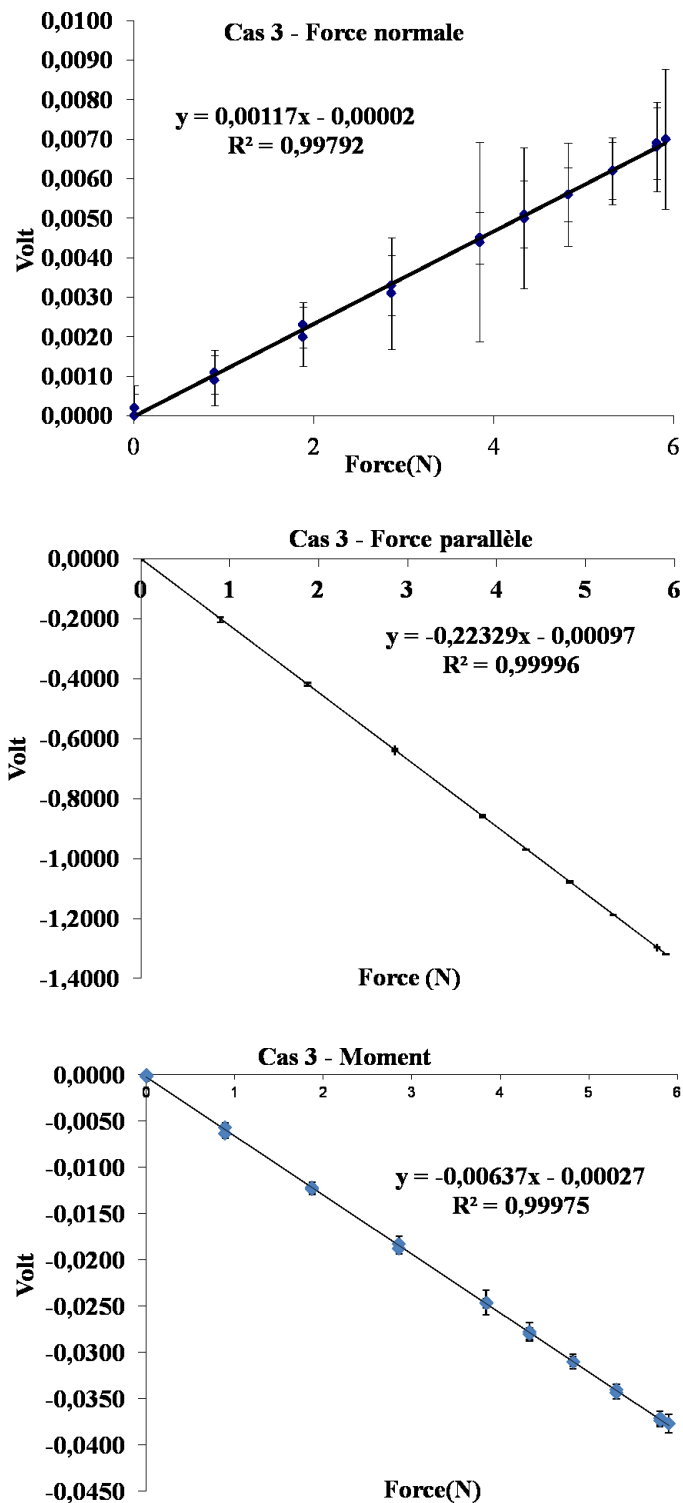


Figure C.7 : Relation entre les tensions mesurées et les charges appliquées pour le cas 3

ANNEXE D – TRAVAIL DE VISUALISATION

D.1 Développement du système

Les derniers essais avec visualisation de l'écoulement à avoir été effectués dans la soufflerie de l'Université de Sherbrooke ont été réalisés à l'aide d'un générateur de brouillard, une tranche laser et une caméra haute vitesse. Dans le cadre de son projet de maîtrise portant sur les vibrations éoliennes, Dallaire [Dallaire, 2008] avait utilisé ce système pour visualiser l'écoulement dans le sillage d'un tube circulaire en oscillation. Le tube circulaire était fixé horizontalement dans la soufflerie et un profil d'aile était utilisé pour injecter un plan vertical de fumée. Le système avait permis d'obtenir des images intéressantes des vortex de type 2S et 2P.

Comme la section en D est installée à la verticale ou inclinée dans le sens de la longueur de la soufflerie, un nouveau système d'injection de fumée devait être construit afin d'obtenir un plan horizontal de fumée. Une aile utilisant un profil symétrique NACA 0012, dont la corde est de 14,5 pouces, a été fabriquée en fixant une tôle d'aluminium de 0.5 mm sur des profils en aluminium évidés au maximum pour limiter le poids de l'aile. Pour faciliter le pliage de la tôle, des morceaux de mousse de polystyrène ont été ajoutés entre chacun des huit profils. Deux tubes supports d'un pouce de diamètre traversent l'aile et permettent à la fois de maintenir les profils entre eux et de fixer l'ensemble à la structure rigide à l'extérieur de la soufflerie. La figure D.1 présente les profils d'aluminium utilisés ainsi que l'aile installée dans la soufflerie.



Figure D.1: Aile NACA 0012 servant à injecter la fumée dans la soufflerie

Le générateur de brouillard MDG Max 5000 a été utilisé. Celui-ci transforme un fluide en particules de brume en le faisant chauffer. L'adjonction de gaz CO₂ (gaz inerte) entraîne ces particules. Le débit est ajustable et peut atteindre 283 m³ de fumée par minute. Le générateur fonctionne avec un principe d'étranglement et la pression de sortie en aval du col du générateur est normalement atmosphérique. Dans le montage, il est nécessaire de transporter la fumée jusqu'au centre de la soufflerie où la pression est un peu plus élevée que l'atmosphère, ainsi les conditions normales d'opération du générateur sont perturbées. Il est important de minimiser les pertes de charge dans le réseau ajouté à la sortie du générateur pour transporter la fumée. La buse à la sortie du générateur envoie la fumée dans un tube flexible de 3/4 pouces de diamètre qui se connecte au tube rigide de même diamètre qui est inséré à l'intérieur du profil d'aile. Trois tubes de 1/2 pouces sont soudés au tube de 3/4 pouces. Ces trois tubes sont aplatis à l'extrémité par

laquelle la fumée s'échappe et sont espacés de 50 mm centre à centre les uns des autres. La figure D.2 présente la structure à l'intérieur de l'aile ainsi que le réseau servant à transporter la fumée.

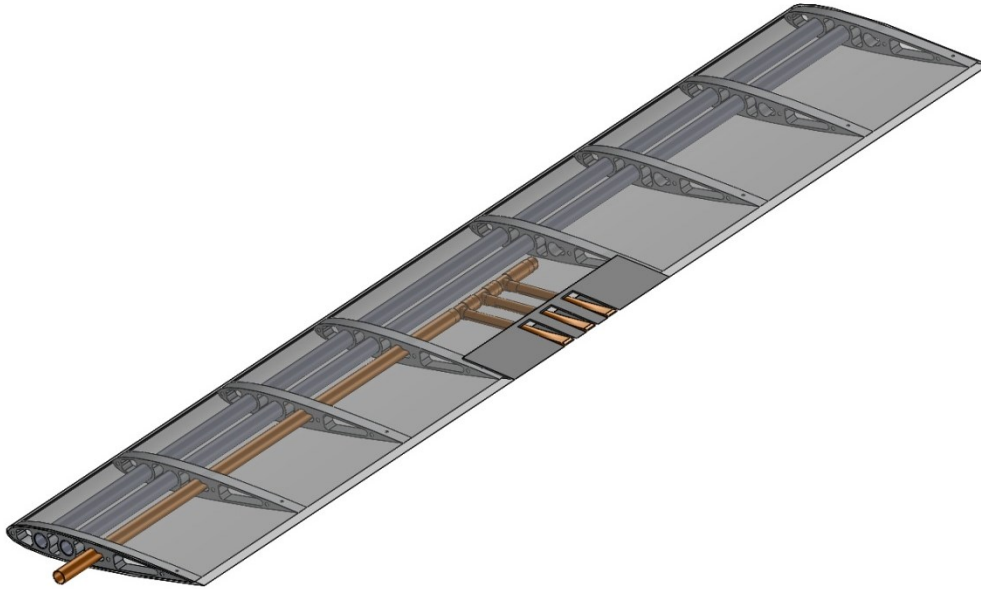


Figure D.2: Structure interne de l'aile et réseau de transport de fumée

Un laser à diode DPSS Melles Griot 2W est utilisé pour illuminer les particules de fumée. Sa longueur d'onde est de 532 nm (vert). Une fibre optique est adaptée à la sortie du laser et amène le rayon vers une lentille semi-cylindrique. Ce dernier crée une tranche lumineuse en 2D parallèle au plancher de la soufflerie, au niveau de la section du tube à étudier. Le laser est fixé sur la structure extérieure à la soufflerie pour éviter qu'il perçoive les vibrations du système. Le mur de la soufflerie opposé au laser est recouvert de velours noir pour éviter la réflexion du laser.

Une caméra numérique haute vitesse Redlake Motion Pro, couplée avec une carte d'acquisition de type PCI conçue par Xcitex, est synchronisée à l'acquisition des signaux de la balance interne, de l'encodeur et des capteurs de pression. L'acquisition des images et des signaux est réalisée à l'aide du logiciel MIDAS. La caméra possède une résolution de 1280*1024 en couleur. Il est possible d'échantillonner à 500 images par seconde à la résolution maximale. Au cours des essais de visualisation, la lentille Cosmicar Television Lens 2.5 mm 1 :1.4 a été utilisée. La caméra était fixée en dessous de la soufflerie par un support rigide permettant de positionner le haut de la lentille au niveau de la paroi interne de la soufflerie.

D.2 Optimisation du système

L'optimisation du système se fait de façon itérative et requiert énormément de temps. Le débit du générateur de fumée doit être important pour avoir suffisamment de fumée, par contre la vitesse d'écoulement de la fumée ne doit pas être supérieure à la vitesse de l'air dans la soufflerie. La distance entre l'aile et la section en D doit être variée pour déterminer la distance qui permet d'obtenir la meilleure image. La position du profil d'aile en amont contrôle la diffusion de la fumée. Il faut s'assurer que le sillage du profil d'aile n'oscille pas et que la fumée s'aligne avec

l'écoulement à une vitesse semblable. La position du laser doit être variée pour maximiser l'intensité d'éclairage sur le plan 2D observé. Le grossissement, le « focus » et les contrastes de l'image doivent aussi être ajustés. Plusieurs images doivent être prises pendant que ces paramètres sont ajustés. L'un des problèmes rencontrés est que la soufflerie se remplit rapidement de fumée, en environ 4 minutes. Ainsi, entre chaque prise d'image, il est nécessaire d'attendre que la fumée se dissipe.

L'objectif était de couvrir une zone de visualisation de 5 à 6 diamètres en aval de la section en D dans la direction de l'écoulement et de 4 à 5 diamètres dans la direction normale à l'écoulement.

Quelques semaines ont été consacrées à essayer d'obtenir des images de l'écoulement autour de la section en D en variant les différents paramètres du système de visualisation. La meilleure image obtenue, en noir et blanc et en couleur, est présentée à la figure D.3. L'image n'est pas suffisamment claire pour servir à expliquer le comportement de l'écoulement. À ce moment, il a été décidé de mettre les essais de visualisation de côté et d'attendre d'avoir analysé les résultats des essais statiques et dynamiques pour mieux cibler les cas pour lequel la visualisation de l'écoulement serait intéressante. Malheureusement, une fois les résultats analysés, le laser a rencontré des problèmes techniques et il n'a pas été possible de poursuivre le travail de visualisation de l'écoulement.

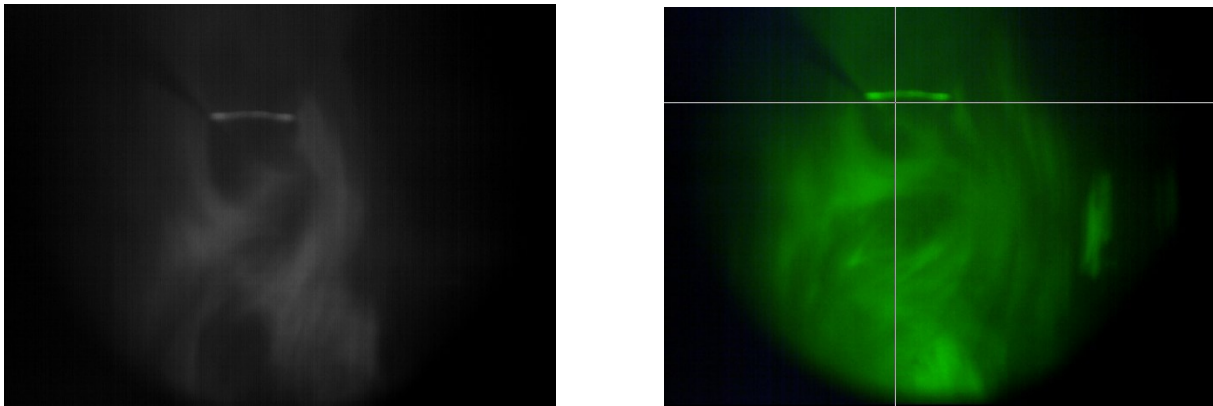


Figure D.3: Visualisation de l'écoulement autour de la section en D

ANNEXE E – PROCÉDURE D’ESSAIS

E.1 Essais statiques

Les étapes suivantes ont été répétées pour chaque nombre de Reynolds et angle d’inclinaison.

- 1) Allumer tous les appareils de mesure et attendre une dizaine de minutes.
- 2) Ajuster la résolution à 1280 x 256 pixels et la fréquence d’acquisition à 500 Hz dans le logiciel MIDAS. Le temps d’acquisition s’ajuste automatiquement à 13,09 secondes.
- 3) Prendre la mesure de la pression atmosphérique.
- 4) Positionner le tube à 0 degré et vérifier la position de référence avec la plaque de métal.
- 5) Faire Preset sur l’encodeur et équilibrer les ponts de jauge.
- 6) Prendre une acquisition de tous les instruments sans vent, noter la température dans la soufflerie et ajuster la pression sur le Betz pour qu’elle soit à zéro.
- 7) Démarrer la soufflerie et atteindre le nombre de Reynolds voulu.
- 8) Prendre une acquisition de tous les instruments à zéro degré avec vent.
- 9) Entrer la commande dans le programme Labview pour positionner le moteur à l’angle désiré.
- 10) Prendre une acquisition de tous les instruments, noter la température dans la soufflerie et la pression sur le Betz.
- 11) Inverser le sens de rotation pour revenir à 0 degré et prendre une acquisition à zéro degré.
- 12) Aller vérifier la position de référence dans la soufflerie avec la plaque de métal.
- 13) Refaire les étapes 8 à 11 pour chaque angle. Les forces sont mesurées à tous les 5,4 degrés de -180 à 180 degrés dans un ordre aléatoire. Dans les zones où la pente de portance est plus abrupte, les angles sont mesurés à tous les 2,7 degrés.
- 14) Prendre une acquisition de tous les instruments à zéro degré avec vent, noter la température et la pression sur le Betz.
- 15) Éteindre le moteur de la soufflerie et attendre jusqu’à ce que la pression sur le Betz indique zéro.
- 16) Prendre une acquisition de tous les instruments sans vent.

E.2 Essais dynamiques avec vent et sans vent

Les étapes suivantes ont été répétées pour chaque combinaison de nombre de Reynolds, d’amplitude et de fréquence de rotation.

- 1) Allumer tous les appareils de mesure et attendre une dizaine de minutes.

- 2) Ajuster la résolution à 1280 x 256 pixels et la fréquence d'acquisition à 500 Hz dans le logiciel MIDAS. Le temps d'acquisition s'ajuste automatiquement à 13,09 secondes.
- 3) Prendre la mesure de la pression atmosphérique.
- 4) Positionner le tube à 0 degré et vérifier la position de référence avec la plaque de métal.
- 5) Faire Preset sur l'encodeur et équilibrer les ponts de jauge.
- 6) Prendre une acquisition de tous les instruments sans vent, noter la température dans la soufflerie et ajuster la pression sur le Betz pour qu'elle soit à zéro.
- 7) Démarrer la soufflerie et atteindre le nombre de Reynolds voulu (pour les essais avec vent seulement).
- 8) Prendre une acquisition de tous les instruments à zéro degré avec vent (pour les essais avec vent seulement).
- 9) Entrer la commande dans le programme Labview *Initialisation* pour positionner le moteur à l'angle initial et prendre une acquisition pendant le déplacement du moteur.
- 10) Prendre une acquisition de tous les instruments à l'angle initial, noter la température dans la soufflerie et la pression sur le Betz.
- 11) Démarrer l'acquisition dans MIDAS avec la fonction Trigger Rising Edge (l'acquisition démarre au front montant du signal de direction envoyé au moteur).
- 12) Démarrer les oscillations avec le programme Labview *Contrôle moteur*.
- 13) Prendre une acquisition de tous les instruments à l'angle final, noter la température dans la soufflerie et la pression sur le Betz.
- 14) Revenir à 0 degré à l'aide du programme Labview *Initialisation* et prendre une acquisition pendant le déplacement du moteur.
- 15) Aller vérifier la position de référence dans la soufflerie avec la plaque de métal. Noter l'angle de déplacement si une correction doit être apportée.
- 16) Prendre une acquisition à zéro degré.
- 17) Faire Preset sur l'encodeur.
- 18) Refaire les étapes 8 à 17 pour chaque combinaison. Pour chaque combinaison, faire l'acquisition de 3 cycles et répéter 5 fois cette acquisition.
- 19) Prendre une acquisition de tous les instruments à zéro degré avec vent, noter la température et la pression sur le Betz.
- 20) Éteindre le moteur de la soufflerie et attendre jusqu'à ce que la pression sur le Betz indique zéro.
- 21) Prendre une acquisition de tous les instruments sans vent.

ANNEXE F – CONTRÔLE DU MOTEUR

Le premier logiciel à avoir été utilisé est CNCPro avec un code en G. Les changements de vitesse étaient saccadés et le changement de direction était trop brusque. C'est le logiciel Labview qui a finalement été utilisé pour développer deux programmes qui ont permis d'obtenir des oscillations selon un mouvement sinusoïdal afin que le moteur décélère avant de changer de direction pour réduire les vibrations reliées à ces changements de direction.

F.1 Programme Initialisation

Ce programme a été utilisé pendant les essais statiques pour atteindre l'angle désiré, puis pour revenir à zéro degré pour vérifier la position initiale (voir section 4.1.2). Il a aussi été utilisé lors des essais dynamiques pour faire le positionnement initial du tube. Le tube était alors pré-positionné à un angle, dans le sens horaire, représentant l'amplitude angulaire du mouvement, puis le second programme générerait les oscillations (voir section 5.1.1).

Le programme *Initialisation* permet de choisir le sens de rotation et l'angle de rotation du moteur. Dépendamment du sens de rotation, horaire ou trigonométrique, le programme génère respectivement un signal de 5 V ou de 0 V sur la sortie digitale 0 du module BNC 2090 de National Instrument.

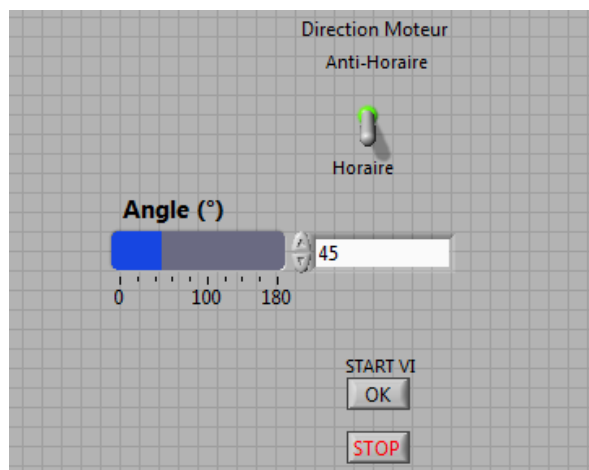


Figure F.1 : Panneau de contrôle du programme Initialisation

Le programme calcule le nombre de pulses nécessaires pour atteindre l'angle désiré en divisant l'angle par 1,8 (mode pas complet) et en prenant la valeur absolue. En effet, à chaque front descendant du signal des pulses, le moteur tourne d'un pas de 1,8°. La vitesse angulaire du moteur est constante et est de 180°/sec, c'est-à-dire que la génération des pulses se fait à une fréquence fixe de 100 Hz. Le programme génère les pulses en utilisant la sortie CTR0 de type « counter » du module BNC 2090 de National Instrument. Le nombre de pulses envoyés au moteur est toujours exact. Ensuite, l'angle de la section en D est calculé en divisant par le ratio entre les deux poulies, soit 2 ou 3,75. La précision a été vérifiée en fixant un crayon au tube et en traçant le mouvement puis en mesurant l'angle grâce à un rapporteur d'angle. L'incertitude sur l'angle est de moins de 0,5 degré. Avec ce programme qui utilise la sortie de type « counter », il

n'était pas possible de faire varier la fréquence de génération des pulses pour obtenir un mouvement sinusoïdal, c'est pourquoi un second programme a été développé.

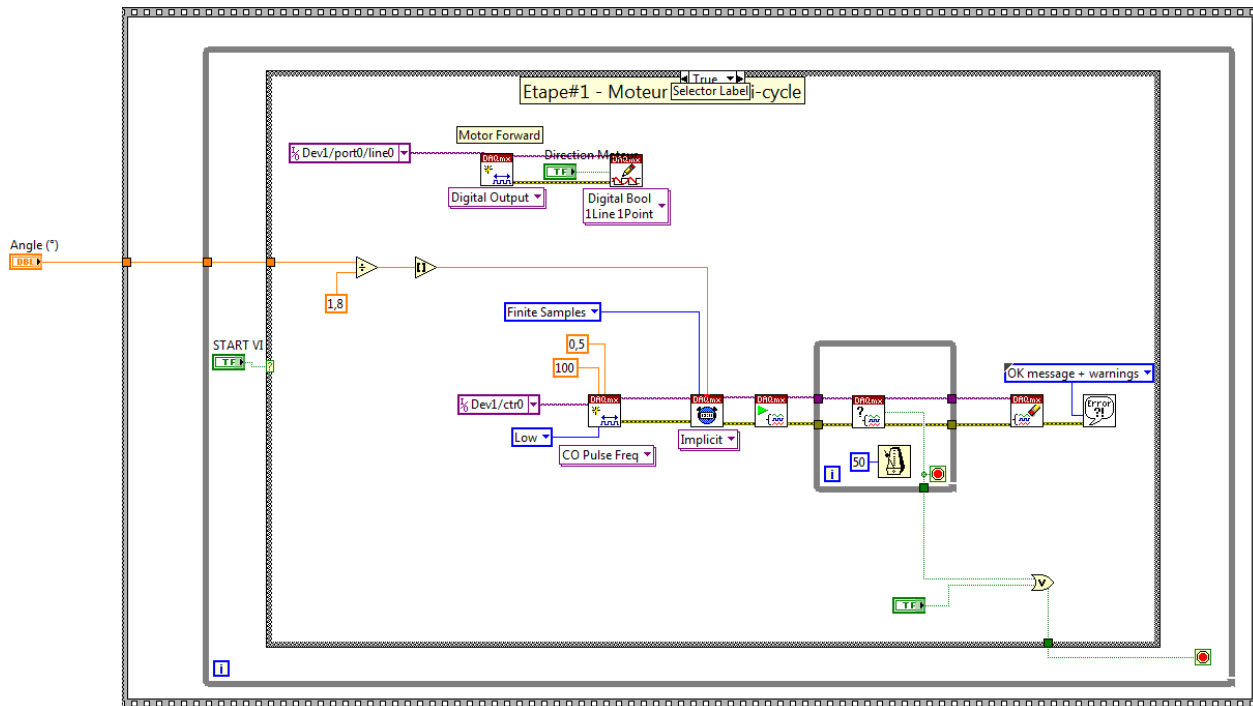


Figure F.2 : Diagramme du programme Initialisation

F.2 Programme Contrôle du moteur

La figure F.3 présente le panneau de contrôle du programme permettant de faire osciller le moteur. L'amplitude et la fréquence du mouvement peuvent être ajustées. La résolution peut être ajustée pour calculer le bon nombre de pulses selon que le moteur parcourt un pas complet à chaque pulse ou seulement un demi-pas. Le mode demi-pas n'a pas été utilisé car nous avons constaté qu'il y avait plus de vibrations.

Le premier signal créé sert à déterminer le sens de rotation du moteur. C'est un signal carré de 0-5 V. Le deuxième signal sert à déterminer la vitesse de rotation du moteur. C'est aussi un signal carré de 0-5 V dont la fréquence détermine la vitesse de rotation. Un signal de 200 Hz correspond à 1 tour par seconde. Pour avoir un profil de vitesse sinusoïdal, nous faisons varier la fréquence de façon sinusoïdale. Le panneau de contrôle affiche également ces signaux ainsi que la valeur absolue de la fonction sinusoïdale qui est utilisée comme fréquence de génération des pulses.

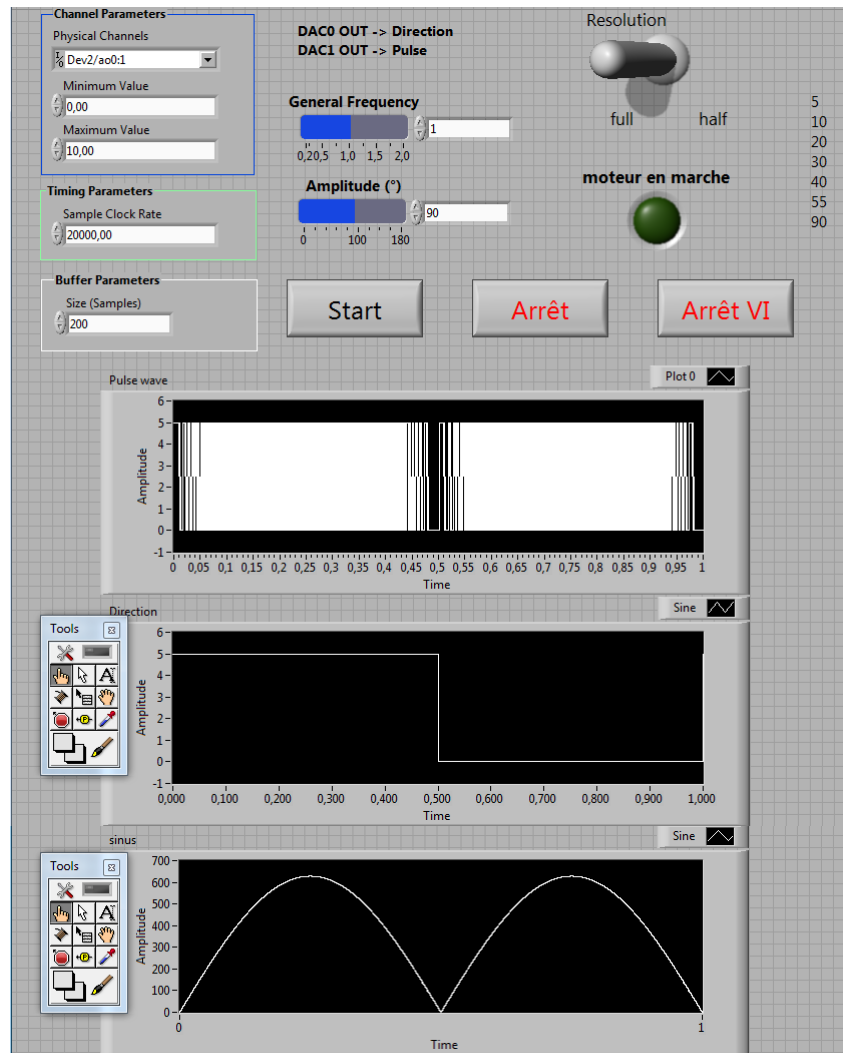


Figure F.3 : Panneau de contrôle du programme Contrôle moteur

A la figure F.3, ces signaux sont générés pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de rotation de $\pm 90^\circ$. Les 3 graphes sont en phase et nous pouvons voir que lorsque le signal « sinus » passe par 0, la fréquence du signal « pulse wave » tend vers 0. C'est à ce même moment que le sens de rotation change.

Voici une partie du programme Labview pour le contrôle du moteur pas-à-pas. Les éléments présents sont les plus importants pour comprendre la façon dont le signal est généré.

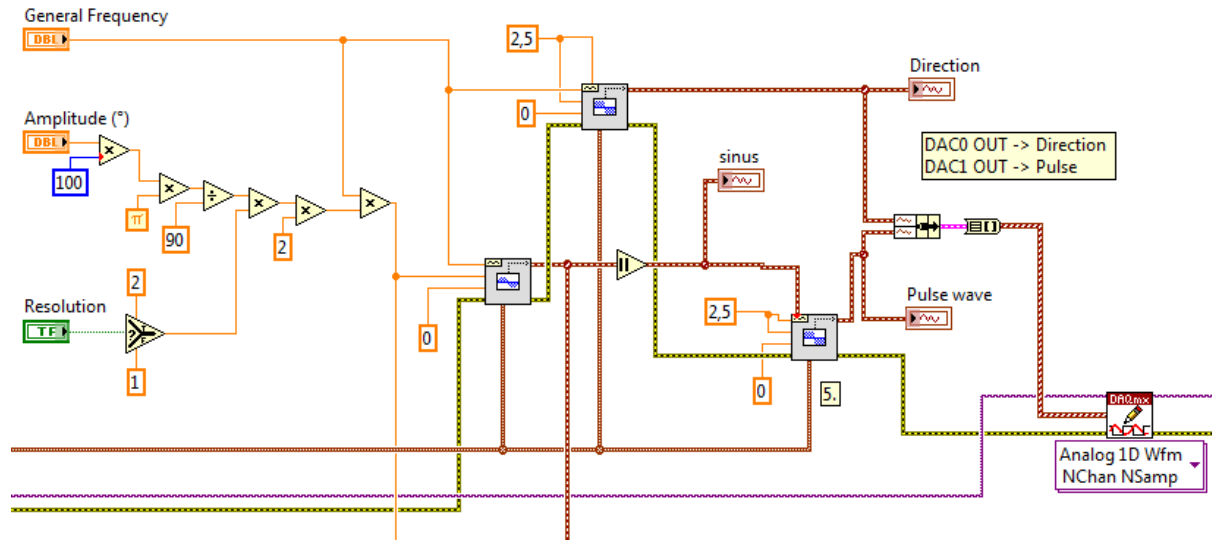


Figure F.4 : Diagramme du programme Contrôle moteur

Pour déterminer l'amplitude de la fonction sinusoïdale envoyée en tant que fréquence pour le signal carré « pulse wave » contrôlant la vitesse du moteur, nous partons du principe que lorsqu'on veut une amplitude de 90° pour un mouvement sinusoïdal à une fréquence de 1 Hz, il faut que le moteur fasse en théorie 1 tour en une seconde. Le programme Initialisation fait un positionnement initial à l'angle positif, dans ce cas-ci, à $+90$ degrés. Le programme *Contrôle moteur* produit ensuite une oscillation de $+90$ degrés à -90 degrés, puis de -90 degrés à $+90$ degrés en une seconde. Il faut une moyenne de 200 pas par seconde pour que le moteur effectue l'équivalent de 360 degrés en 1 seconde.

La sinusoïde générée dans le cas présent est de la forme $\sin(2\pi ft)$. La moyenne de la valeur absolue de ce sinus est de $2/\pi$ pour une durée de 1 seconde. Pour avoir une moyenne de 200 pas pour un tour de moteur en 1 seconde, il faut donc multiplier l'amplitude du sinus par 100 et par π . Mais on commande l'amplitude avec un nombre de 90° , donc on divise préalablement l'amplitude du mouvement d'oscillation par 90. De ce fait, si on choisit une amplitude de 180° , le moteur doit en théorie parcourir 2 tours (de $+180^\circ$ à -180° et de -180° à $+180^\circ$) donc il nous faut une moyenne de 400 pas soit 2 fois plus, ce qui est bien réalisé par l'opération $180/90=2$. L'amplitude de la fonction sinusoïdale doit également être multipliée par la fréquence du mouvement d'oscillation, ainsi, si la fréquence est de 2 Hz plutôt que 1 Hz, le programme génèrera une moyenne de 400 pas par seconde pour effectuer l'équivalent de 2 tours par seconde. Il reste à multiplier le tout par le rapport de démultiplication de la courroie entre le moteur et le tube, dans le cas présent, ce ratio était de 2. Lorsque la grande poulie était utilisée, cette constante était changée pour 3,75. La valeur absolue de ce signal est ensuite envoyée en tant que fréquence pour le signal carré « pulse wave » qui lui a une amplitude fixe de 2.5 V et un offset de 2.5 V afin de générer une onde carrée de 0V à 5V. Sa fréquence est donc variable.

Le signal carré contrôlant la direction du moteur a également une amplitude fixe de 2.5 V et un offset de 2.5 V afin de générer une onde carrée de 0V à 5V. Par contre, sa fréquence est fixe et est celle du mouvement d'oscillation indiquée dans le panneau de contrôle du programme, 1 Hz dans le cas présent.

Les 2 signaux « direction » et « pulse wave » sont assemblés et envoyés vers le bloc de connexion entrées-sorties. Ce sont les sorties analogiques du module BNC 2090 de National Instrument qui sont utilisées.

Les premiers essais pour valider le programme étaient qualitatifs. Il s'agissait d'observer les vibrations du montage. Ces essais ont été concluants. Il y a peu de vibrations créées et grâce au profil sinusoïdal de la vitesse, les changements de sens de rotation se font en « douceur ».

Pour vérifier la précision du mouvement, à savoir l'amplitude et la fréquence des oscillations, les signaux de commande ont été enregistrés et le mouvement du moteur a été calculé en sachant qu'un pulse équivaut à un mouvement du moteur de 1,8 degrés. La fréquence d'acquisition était d'au moins deux fois supérieures à la fréquence maximale de génération des pulses présentée dans le tableau suivant. Les figures F.5 à F.11 montrent des exemples du mouvement que le moteur devrait avoir en fonction de la commande envoyée.

Tableau F.1: Fréquence maximale de génération des pulses

Fréquence d'oscillation (Hz)	Amplitude (°)	Fréquence maximale de génération des pulses (Hz)	Ratio des poulies
0,3	270	565	3,75
0,5	180	628	3,75
0,5	270	942	2
1	90	628	2
1	180	1257	2
1	270	1885	2
1,5	45	471	3,75
1,5	180	1885	2
2	45	628	3,75
2	180	2513	2

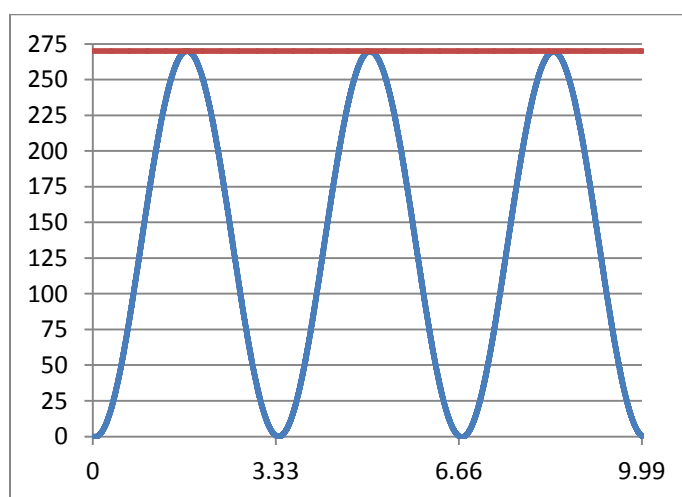


Figure F.5 : Commande du moteur à 0,3 Hz et 270 degrés

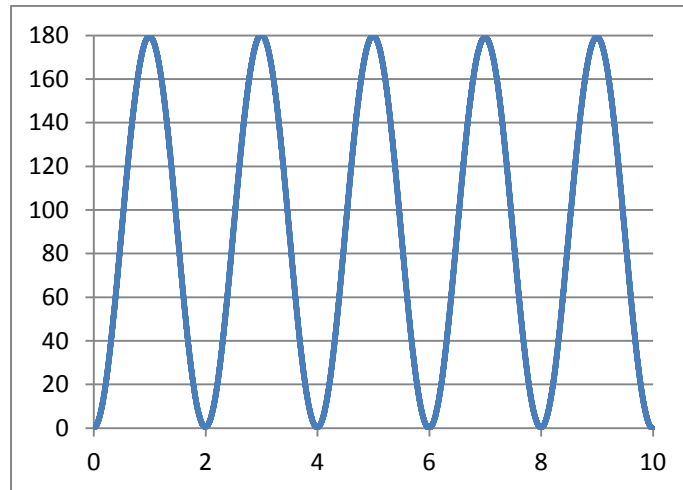


Figure F.6 : Commande du moteur à 0,5 Hz et 180 degrés

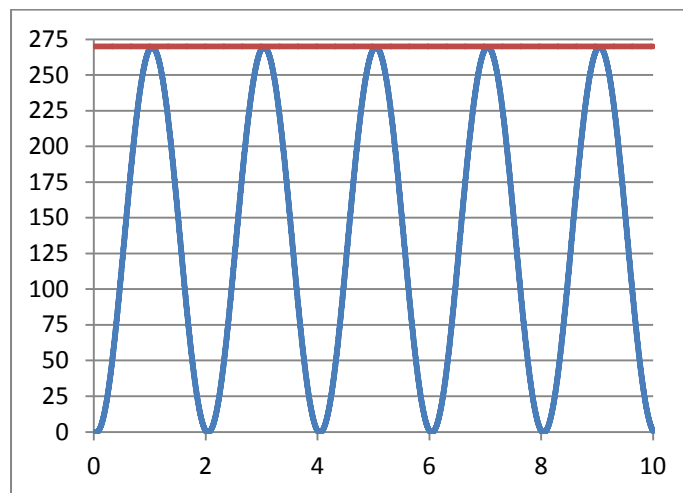


Figure F.7 : Commande du moteur à 0,5 Hz et 270 degrés

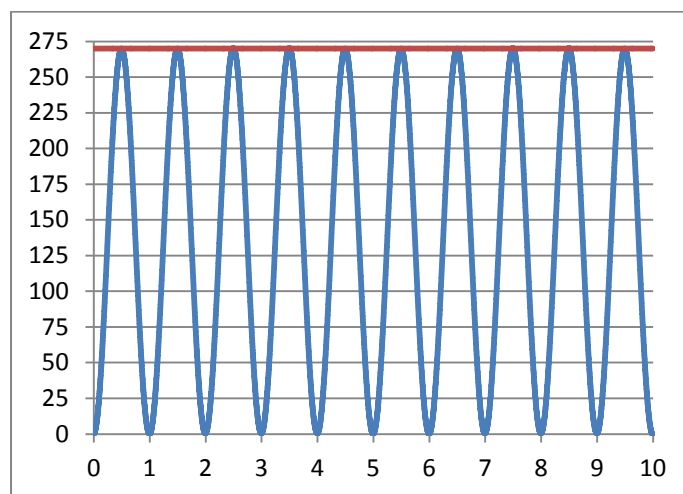


Figure F.8 : Commande du moteur à 1 Hz et 270 degrés

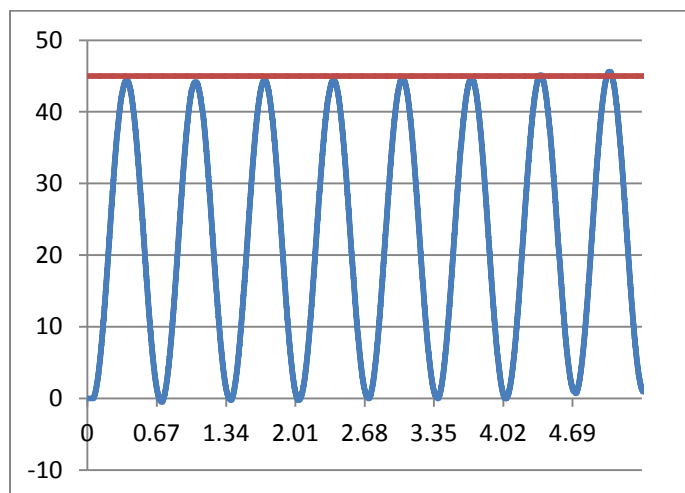


Figure F.9 : Commande du moteur à 1,5 Hz et 45 degrés

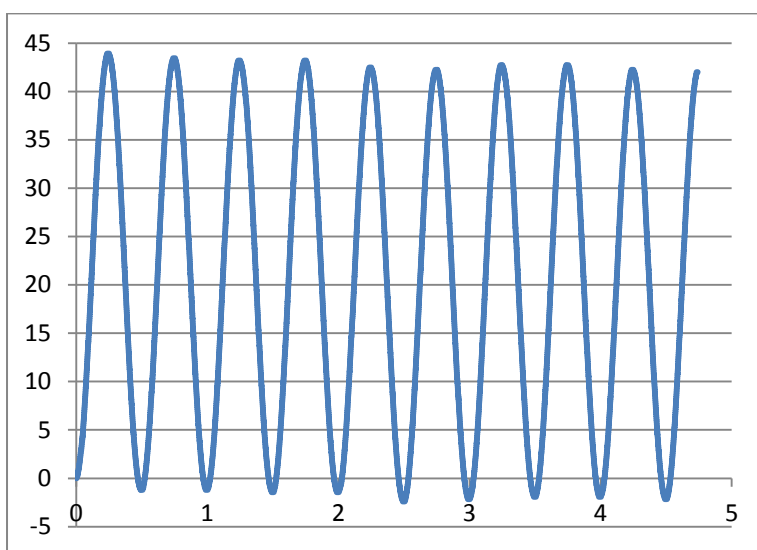


Figure F.10 : Commande du moteur à 2 Hz et 45 degrés

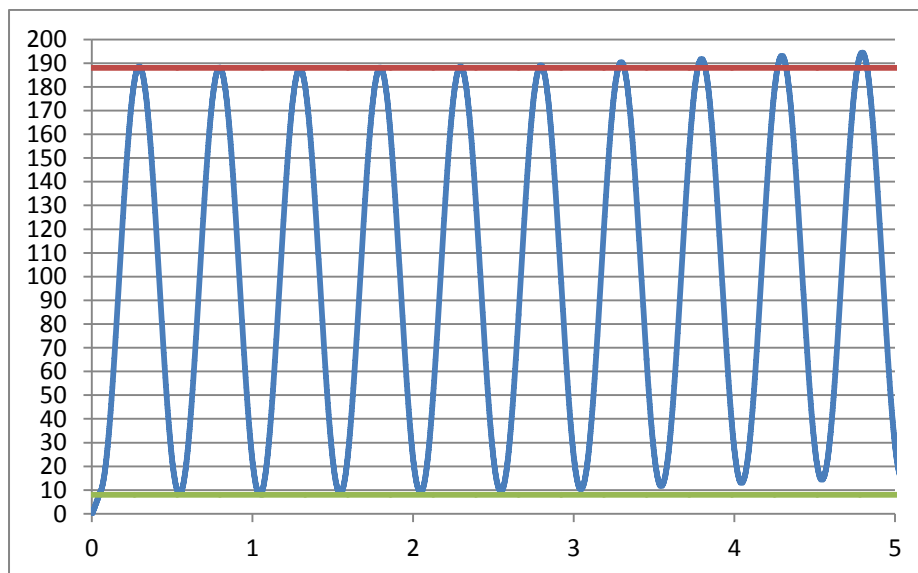


Figure F.11 : Commande du moteur à 2 Hz et 180 degrés

Pour les plus basses fréquences, de 0,3 Hz à 1 Hz, la commande du moteur est exacte et stable. Pour les fréquences de 1,5 Hz et 2 Hz, la commande envoyée au moteur est décalée. La figure F.10 montre des oscillations allant de -2,5 degrés à 42,5 degrés. Également, la figure F.11 présente un décalage de 9 degrés pour la première oscillation, puis la commande génère des oscillations de 9 degrés à 189 degrés avec un décalage progressif. Il n'a pas été possible de régler le problème dans le programme. Nous croyons que c'est la fréquence des pulses qui est trop grande, étant donné que le programme utilise une sortie analogique. Pour contrer ce décalage, le positionnement initial a été corrigé à l'aide du programme *Initialisation*.

ANNEXE G – COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES

G.1 Effets d'inertie

Pour chacune des combinaisons de fréquence et d'amplitude d'oscillations testée, les forces d'inertie ont été mesurées sur une période de 3 cycles pour 5 séries d'acquisition. Les signaux de direction envoyés au moteur ainsi que les signaux provenant de l'encodeur ont été comparés entre les 5 séries d'acquisition pour s'assurer qu'il n'y avait pas de décalage temporel entre les 5 séries ou pour le corriger. Comme l'acquisition démarre sur le front montant du signal d'acquisition en utilisant la fonction Trigger Rising Edge du logiciel Midas, il n'y a souvent aucun décalage. Lorsqu'il y en a, le décalage est corrigé.

Au début de chaque série, le tube était positionné à un angle de rotation de zéro degré et une mise à zéro des appareils était effectuée. Une acquisition des zéros était prise au début et à la fin de chaque série. Également, des acquisitions étaient prises pendant le pré-positionnement du tube à l'angle initial dans le sens horaire et pendant son retour à zéro à la fin des oscillations. Avant de démarrer les oscillations et à la fin de celles-ci, des acquisitions étaient prises à l'angle de pré-positionnement (à +45 degrés dans l'exemple ci-dessous). Ces 7 prises de mesure, illustrées à la figure G.1, constituent une série d'acquisition pour les essais mesurant les forces d'inertie

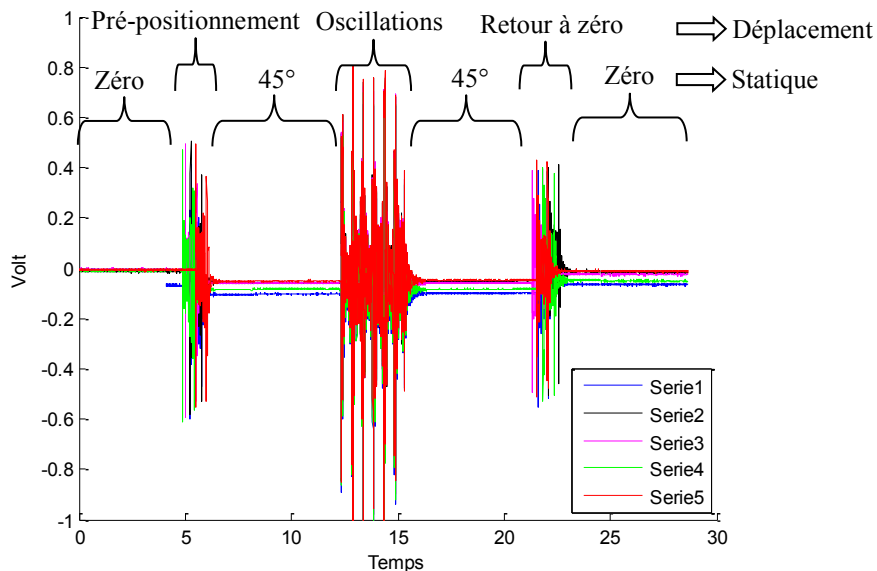


Figure G.1 : Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces d'inertie parallèles au plat de la section en D pour les 7 prises de mesure constituant une série d'acquisition

Pour chaque zéro et pour chaque acquisition à l'angle de pré-positionnement (45°), la moyenne du signal est calculée. La dérive a d'abord été analysée en comparant la moyenne du zéro au début et à la fin de l'essai. Pour plusieurs séries d'essais, dont celles présentées à la figure G.1, il a été observé qu'il y avait une différence entre le voltage à zéro et le voltage à l'angle de pré-positionnement. Cette différence n'était pas la même d'une série d'acquisition à l'autre. Par contre, les voltages moyens obtenus à l'angle de pré-positionnement au début et à la fin des

oscillations varient très peu, généralement la différence est de l'ordre de 5 mV, ce qui démontre qu'il n'y avait pas de dérive pendant l'oscillation. Pour tenir compte de cette différence de voltage non constante entre le zéro et l'angle de pré-positionnement, les zéros sont considérés être les moyennes des signaux à l'angle de pré-positionnement, au début et à la fin des oscillations. Les voltages mesurés par la balance à un moment donné sont corrigés de façon linéaire en utilisant ces moyennes à l'angle de pré-positionnement.

Pour chacune des 5 séries d'acquisition et une fois ces « zéros » soustraits, la transformée de Fourier rapide est calculée à l'aide de la fonction *fft* de Matlab. La fréquence d'acquisition est de 500 Hz (une acquisition à toutes les 0,002 secondes). Le nombre de points (N) dépend de la fréquence d'oscillation et du temps nécessaire pour avoir 3 cycles complets. Pour l'exemple présenté dans cette annexe, la fréquence d'oscillation est de 1 Hz et l'amplitude angulaire est de 45 degrés. N est de 2045 points, la période d'acquisition est de 4,088 secondes et la résolution fréquentielle de la *fft* est de 0,24 Hz.

L'effet de la fenêtre Hanning, qui peut être utilisée pour limiter la fuite spectrale, a été testé pour vérifier si les transformées de Fourier rapides seraient différentes. Il est à noter que l'acquisition débute sur le front montant du signal de direction envoyé au moteur, donc au début du cycle et se termine quelques secondes après que l'oscillation du moteur soit terminée, donc à la fin du cycle. Pour les essais sans vent, le signal est donc à zéro au début et à la fin de l'acquisition, ce qui explique qu'il n'y a pas de problème associé à la fuite spectrale. Par contre, pour les essais avec vent, la balance interne mesure des forces aérodynamiques au début et à la fin de l'acquisition et ces forces sont composées de différentes fréquences. La figure G.2 présente la comparaison des *fft* avec et sans fenêtre Hanning pour les essais instationnaires avec vent. L'application de la fenêtre Hanning ne change rien aux fréquences détectées par la *fft* et il a été décidé de ne pas l'utiliser comme elle modifie l'amplitude des fréquences. L'effet de la fenêtre Hanning a également été testé sur les *fft* des essais statiques et aucune différence n'a été observée, à l'exception de l'amplitude.

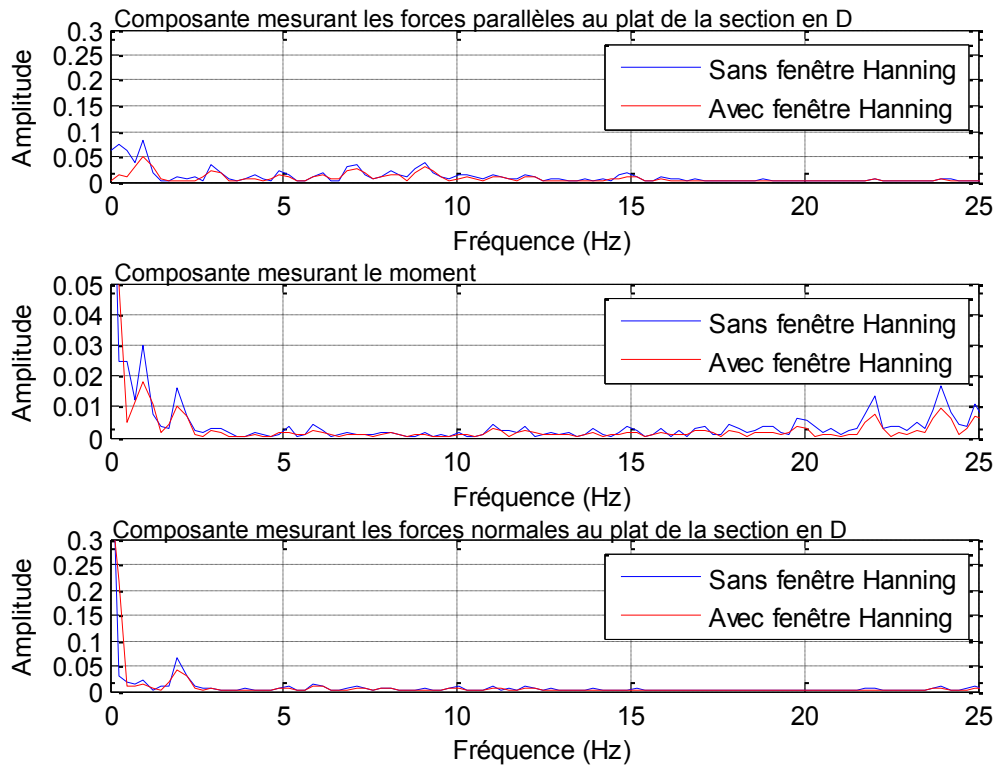


Figure G.2 : Effet de la fenêtre Hanning sur les fft des signaux lus par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

Une fois la fft calculée, des valeurs nulles sont ensuite imposées aux raies spectrales des fréquences supérieures ou égales à la fréquence de coupure. Par la suite, la transformée de Fourier rapide inverse est calculée grâce à la fonction *ifft* de Matlab pour obtenir le signal filtré dans le domaine temporel. Ce filtre dans le domaine fréquentiel a l'avantage de permettre d'éliminer complètement différentes fréquences et de ne pas déphaser le signal. La figure G.3 présente le signal temporel filtré et non filtré provenant de la composante de la balance mesurant les forces parallèles au plat de la section en D. Cette technique de filtrage avait été utilisée par Clément [Clément, 1996] pour des essais similaires où il comparait les coefficients de force obtenus lors d'essais statiques et d'essais dynamiques sur un profil NACA 63-612. Les essais dynamiques consistaient également à faire osciller en rotation le profil et à mesurer les coefficients de force à l'aide d'une balance interne. Un filtre passe-bas de type Butterworth pourrait également être utilisé sur le signal temporel, mais il aurait pour effet de déphaser le signal.

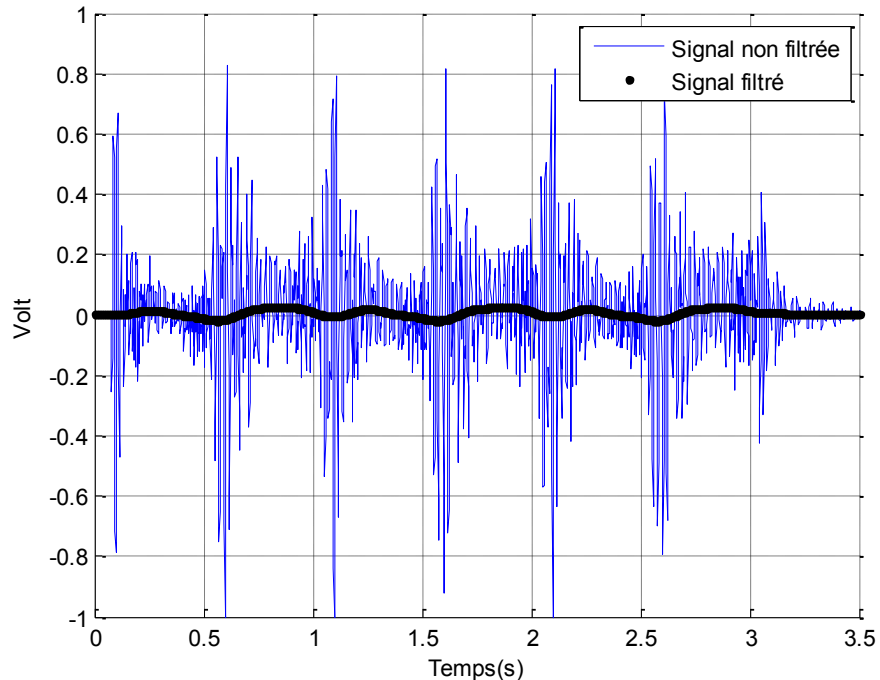


Figure G.3 : Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les essais mesurant les forces d'inertie pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

Pour ses essais sans vent avec gaine, Clément [Clément, 1996] utilisait une fréquence de coupure 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations. Plusieurs fréquences de coupure ont été testées pour vérifier leur effet sur les résultats. La figure G.4 présente l'effet de la fréquence de coupure sur le signal temporel filtré provenant de la composante de la balance mesurant les forces parallèles au plat de la section en D.

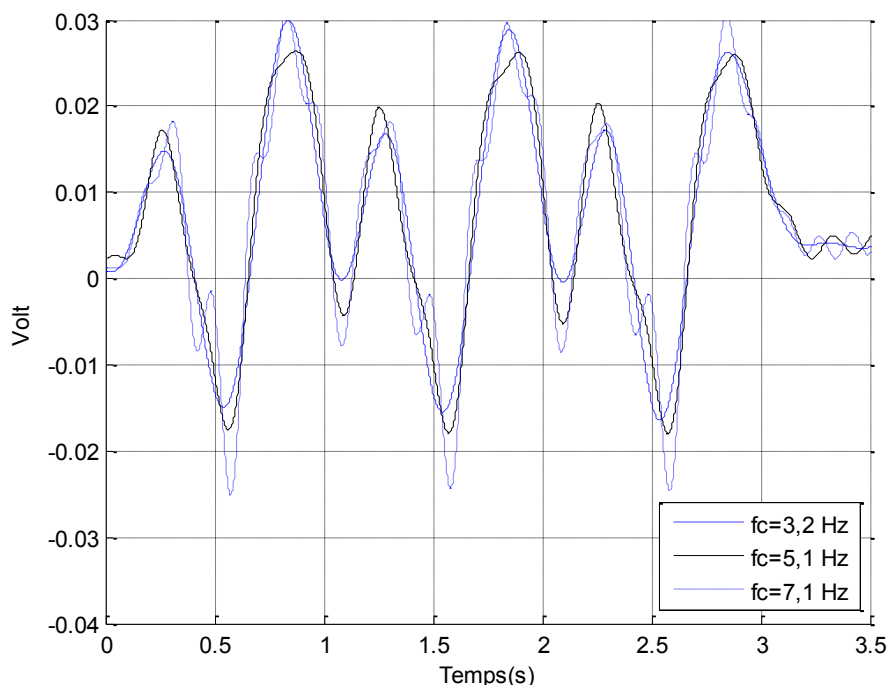


Figure G.4 : Effet de la fréquence de coupure sur le signal temporel filtré provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les essais mesurant les forces d'inertie pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

Quoique la fréquence de coupure pour le traitement des essais mesurant les forces d'inertie modifie de façon importante le signal temporel, la section G.4.1 montrera que cette fréquence a peu d'influence sur les coefficients de force. Il a été décidé d'adopter une fréquence de coupure 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations (5 Hz dans le cas présent).

Finalement, pour chaque instant t , on calcule la moyenne des signaux temporels filtrés des 5 séries d'essais. Cette moyenne sera soustraite du signal temporel filtré avec vent pour éliminer les effets d'inertie et conserver seulement les forces aérodynamiques. La figure G.5 présente les signaux temporels filtrés des 5 ainsi que leur moyenne. Les signaux des différentes séries sont généralement très cohérents. Dans le cas présent, la plus grande différence entre deux séries est de 7 mV et la plus grande différence entre une série et la moyenne est de 3 mV. Dans les cas où l'une des séries était différente des autres (écart de plus de 10 mV), cette série n'était pas prise en compte dans le calcul de la moyenne.

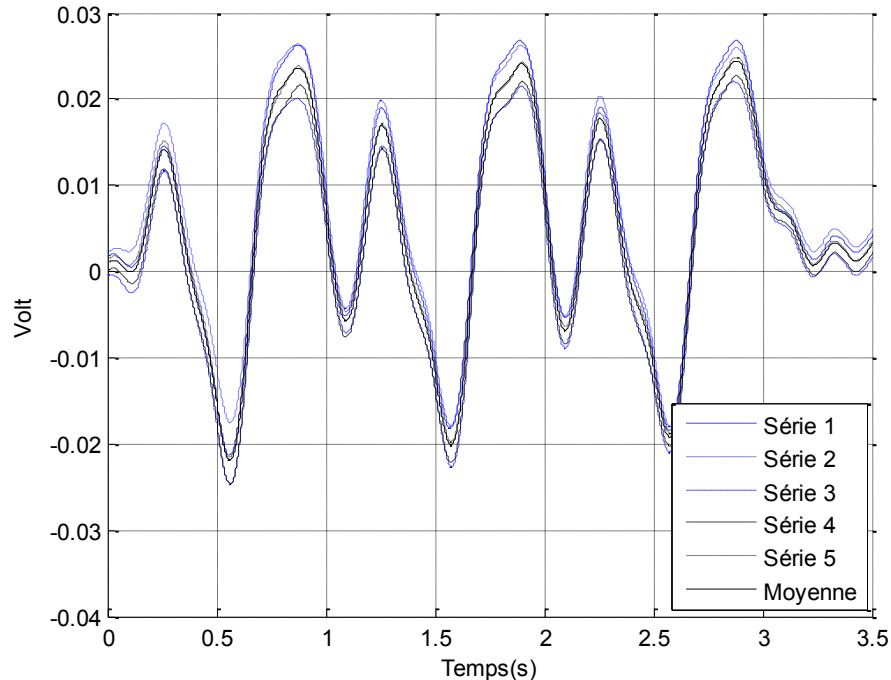


Figure G.5 : Signaux filtrés des séries 2 et 5 ainsi que leur moyenne pour la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pendant les essais mesurant les forces d'inertie pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

G.2 Traitement des signaux pour les essais avec vent

G.2.1 Soustraction des zéros et filtrage

Pour les essais avec vent, une méthodologie similaire a été utilisée. Pour chacune des combinaisons de vitesse de vent et de fréquence et d'amplitude d'oscillations, les forces instationnaires ont été mesurées sur une période de 3 cycles pour 5 séries d'acquisition. La vérification du décalage temporelle, à l'aide des signaux de direction envoyés au moteur ainsi que les signaux provenant de l'encodeur, est effectuée non seulement entre les 5 séries, mais également avec les essais mesurant les forces d'inertie. Même si l'acquisition démarre sur le front montant du signal d'acquisition en utilisant la fonction Trigger Rising Edge du logiciel Midas, un décalage est parfois observé entre les séries ou entre les essais avec vent et sans vent. Lorsqu'il y en a, le décalage est corrigé.

Au début des 5 séries d'acquisition, avant de démarrer le vent, le tube était positionné à un angle de rotation de zéro degré et une mise à zéro des appareils était effectuée. Une acquisition des zéros était prise au début et à la fin de l'ensemble des 5 séries d'acquisition, une fois la soufflerie arrêtée. Pour chacune des 5 séries, lorsqu'il y avait du vent dans la soufflerie, une acquisition était prise à zéro degré, au début et à la fin de la série. Également, des acquisitions étaient prises pendant le pré-positionnement du tube à l'angle initial dans le sens horaire et pendant son retour à zéro à la fin des oscillations. Avant de démarrer les oscillations et à la fin de celles-ci, des acquisitions étaient prises à l'angle de pré-positionnement (à +45 degrés dans l'exemple ci-

dessous). Ces 7 prises de mesure, illustrées à la figure G.6, constituent une série d'acquisition pour les essais dynamiques avec vent.

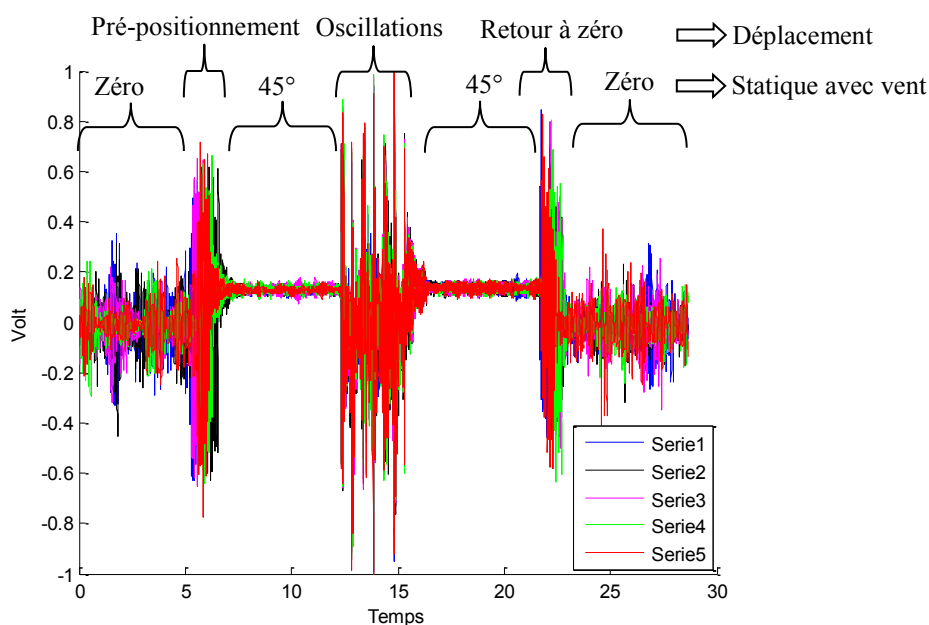


Figure G.6 : Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces instationnaires parallèles au plat de la section en D pour les 7 prises de mesure constituant une série d'acquisition

Pour chaque zéro (avec et sans vent) et pour chaque acquisition à l'angle de pré-positionnement (45°), la moyenne du signal est calculée. La dérive a d'abord été analysée en comparant la moyenne du zéro sans vent au début et à la fin des 5 séries d'acquisition. Le zéro sans vent est soustrait de tous les signaux. Également, pour s'assurer qu'il n'y avait pas de dérive pendant une série et entre les séries, les voltages moyens à zéro degré avec vent ont été comparés entre les séries, même chose pour l'angle de pré-positionnement au début des oscillations. Pour un angle donné, ces voltages moyens varient très peu entre les séries, généralement la différence est de l'ordre de 5 mV, ce qui démontre qu'il n'y avait pas de dérive pendant les oscillations. Si une différence plus importante était observée, la série n'était pas prise en compte dans le calcul de la moyenne.

Pour chacune des 5 séries d'acquisition et une fois les zéros soustraits, le filtrage numérique est appliqué de la même façon dans le domaine fréquentielle en imposant des valeurs nulles aux fréquences non désirées. La figure G.7 présente le signal temporel filtré (fréquence de coupure de 5 Hz) et non filtré provenant de la composante de la balance mesurant les forces parallèles au plat de la section en D.

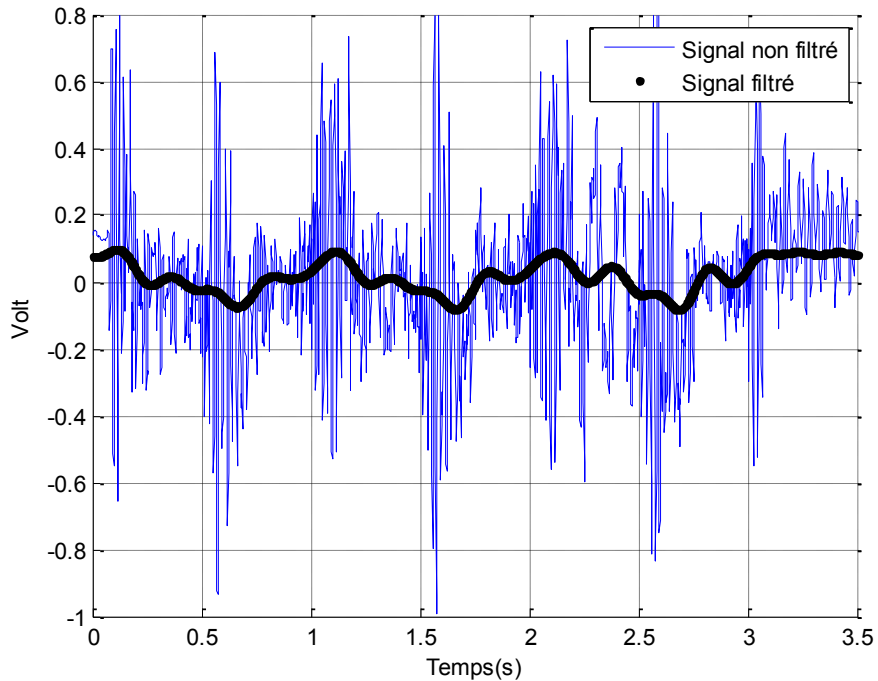


Figure G.7 : Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les essais instationnaires pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

Plusieurs fréquences de coupure ont été testées pour vérifier leur effet sur les résultats. La figure G.8 présente l'effet de la fréquence de coupure sur le signal temporel filtré provenant de la composante de la balance mesurant les forces parallèles au plat de la section en D. Idéalement, il est souhaitable de conserver les fréquences qui pourraient être associées aux forces aérodynamiques. Pour la plage d'angles de -180° à 180° , les fréquences de détachement tourbillonnaire détectées lors des essais statiques allaient jusqu'à 25 Hz. Pour la plage d'angles de -45° à $+45^{\circ}$, comme dans le présent exemple, les fréquences de détachement tourbillonnaire détectées lors des essais statiques n'excédaient pas 14 Hz. Les coefficients de force statique étaient calculés en effectuant la moyenne du signal pour chaque angle statique, ce qui revenait à considérer la composante DC du signal. Pour les essais dynamiques, nous cherchons à obtenir un coefficient moyen qui varie en fonction de l'angle et donc du temps. Plus les fréquences conservées par le filtre sont élevées, plus il y a des oscillations dans le signal temporel qui rendent difficile la comparaison avec les essais statiques.

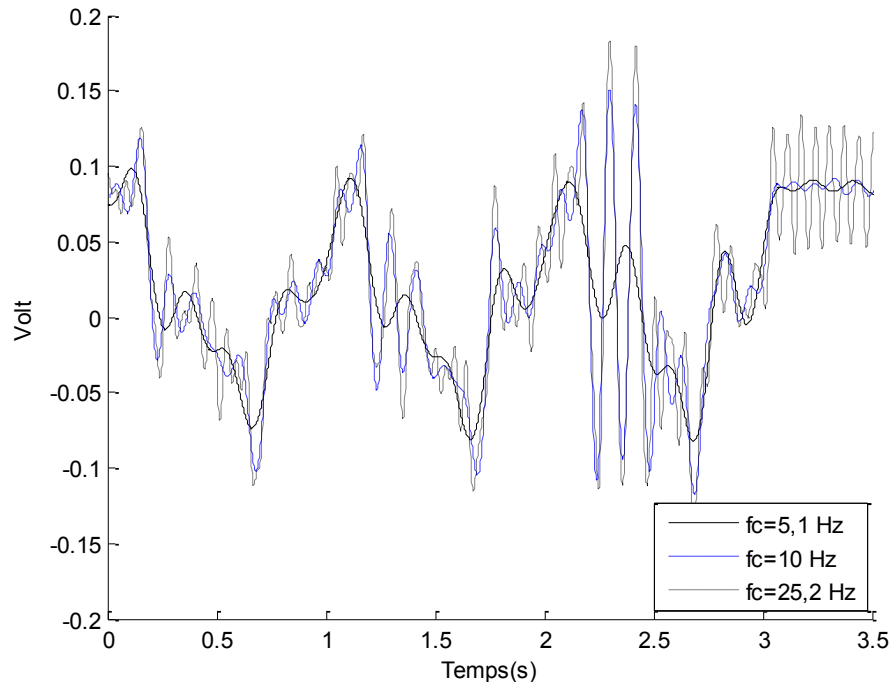


Figure G.8 : Effet de la fréquence de coupure sur le signal temporel filtré provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les essais instationnaires pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

Les figures G.9 et G.10 sont les transformées de Fourier rapide, de 0 à 25 Hz, obtenues pour chacune des composantes de la balance pour les essais sans vent lorsque la section flottante était recouverte d'une gaine et pour les essais instationnaires avec vent. La résolution fréquentielle est de 0,24 Hz. Pour les essais sans vent avec gaine, les raies spectrales de la fréquence d'oscillations de 1 Hz et de son harmonique à 2 Hz ont les plus grandes amplitudes. Pour les essais avec vent, les raies spectrales ayant les plus grandes amplitudes semblent toutes coïncider aux multiples de la fréquence d'oscillations.

Les figures G.16 et G.17 montrent également l'effet de la fréquence de coupure sur les coefficients de force.

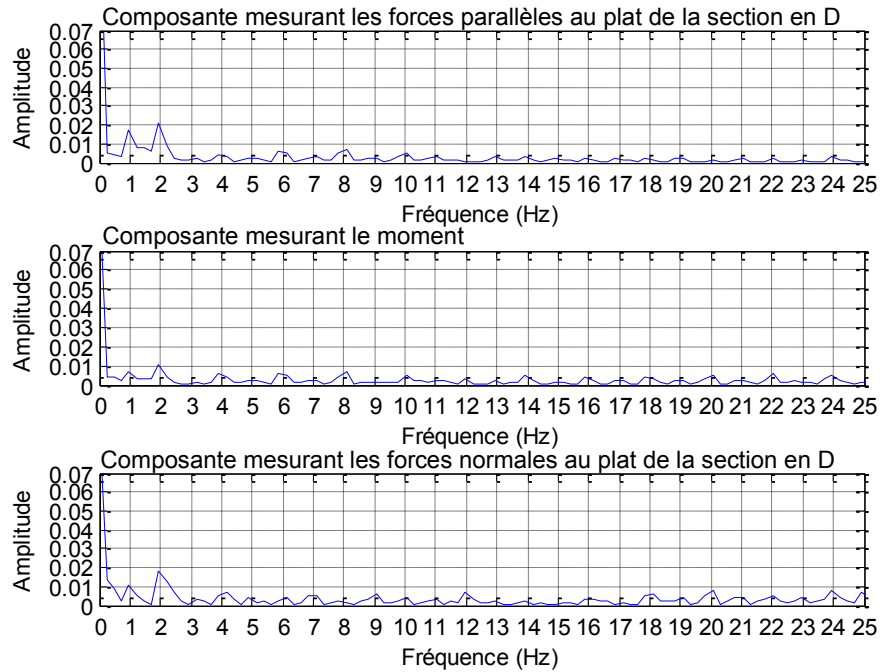


Figure G.9 : Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais sans vent avec gaine pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

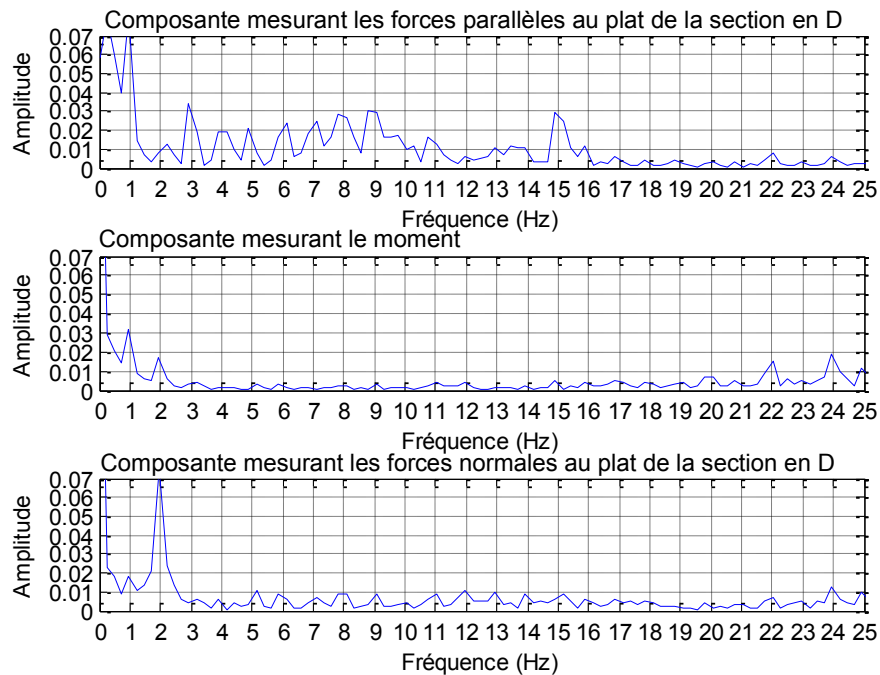


Figure G.10 : Amplitude des fréquences lues par la balance pour les essais avec vent pour une amplitude de 45 degrés et une fréquence de 1 Hz

G.2.2 Soustraction des effets d'inertie

La moyenne des signaux temporels filtrés pour les forces d'inertie est ensuite soustraite des signaux temporels provenant de la balance pour chacune des 5 séries d'acquisition avec vent. La figure G.11 présente le signal filtré mesuré pendant les essais instationnaires, la moyenne des signaux filtrés pour les forces d'inertie et le signal résultant de la soustraction des forces d'inertie. Pour cet exemple, la fréquence de coupure utilisée est de 5 Hz.

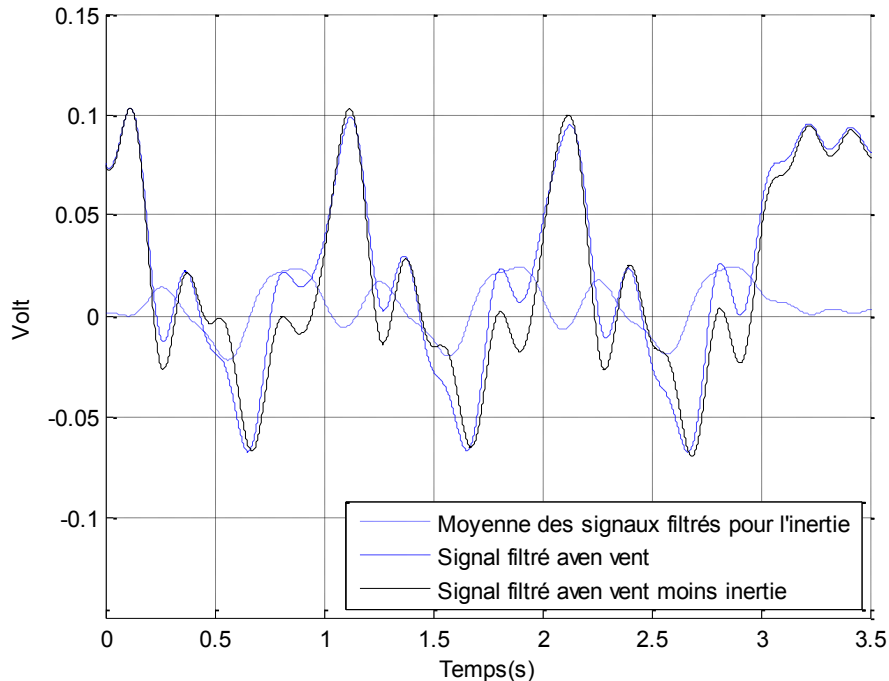


Figure G.11 : Signal temporel provenant de la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pour les essais instationnaires pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

G.3 Coefficients de force en fonction de l'angle de rotation θ

En utilisant les courbes d'étalonnage présentées à la figure 3.9 et en multipliant le résultat par la pression qu'exerce un millimètre d'eau, les voltages provenant des capteurs de pression de modèle Ashcroft XLDP sont convertis en différence de pression (Δp), et ce, pour chaque point d'acquisition à un moment donné.

En utilisant la matrice obtenue lors de l'étalonnage de la balance (équation 3.2), les voltages sont convertis en forces tangentielle (F_T) et normale (F_N) au plat de la section flottante et en moment par rapport à l'axe du conducteur.

Les forces tangentielle et normale au plat de la section en D sont ensuite décomposées selon le système d'axes présenté à la figure G.12 afin d'obtenir la traînée (D) dans la direction du vent et la portance (L) perpendiculaire au vent. Les équations G.1 et G.2 sont utilisées pour ce calcul, et ce, pour chaque point d'acquisition à un moment donné qui correspond à un angle (θ) donné.

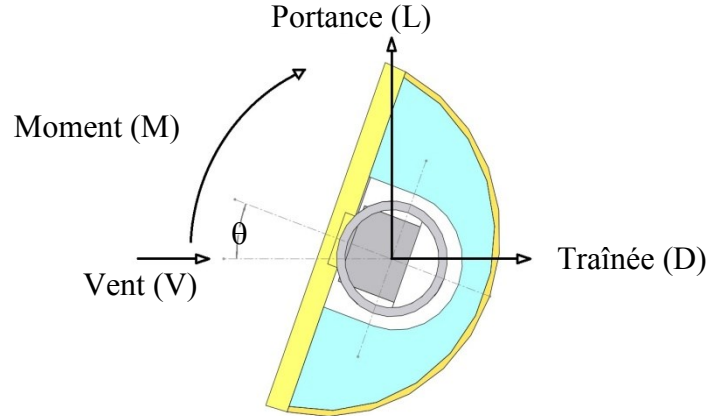


Figure G.12: Vue de haut de la section en D et système d'axes

$$D = F_N \cos \theta + F_T \sin \theta \quad (\text{G.1})$$

$$L = -F_N \sin \theta + F_T \cos \theta \quad (\text{G.2})$$

Pour les essais statiques, l'angle d'attaque (α) est égal à l'angle de rotation du modèle (θ). Ce n'est pas nécessairement le cas pour les essais dynamiques en raison de la vitesse de rotation du profil. Dans les projets similaires où des essais dynamiques étaient réalisés en utilisant des oscillations forcées en rotation, l'angle d'attaque et le vent dans la soufflerie n'étaient pas corrigés pour tenir compte de la vitesse de rotation [Kimura et coll., 1999] [Phuc et coll., 2004] [Clément, 1996]. Les coefficients de force ont été calculés en fonction du vent dans la soufflerie et de l'angle de rotation θ du profil. La section 5.1.3 discute de l'angle d'attaque et du vent relatif.

Dans la littérature, il est d'usage de calculer les coefficients de force adimensionnels en utilisant le diamètre de la section en D ou le diamètre du conducteur dans le cas de profil de glace très mince. Le diamètre de la section en D (d) ainsi que la longueur de la section flottante (l) ont été utilisés dans les équations G.3 à G.5.

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l} = \frac{D}{\Delta p d l} \quad (\text{G.3})$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho V^2 d l} = \frac{L}{\Delta p d l} \quad (\text{G.4})$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho V^2 d^2 l} = \frac{M}{\Delta p d^2 l} \quad (\text{G.5})$$

La pression dynamique est directement utilisée dans le calcul des coefficients. Cette pression est obtenue en faisant la moyenne des différences de pression mesurées par les tubes de Pitot de chaque côté du modèle (voir section 3.7). Pour chacune des 5 séries d'essais, les coefficients de force et de moment ont été calculés à chaque point d'acquisition à un moment donné.

G.4 Sélection du cycle milieu et moyenne

Chacune des 5 séries d'acquisition, à une vitesse de vent donnée et à une fréquence et amplitude d'oscillation données, consistait en 3 cycles d'oscillation. Le cycle du milieu de chaque série est conservé et la moyenne de ces 5 cycles milieu est calculée.

Pour sélectionner les cycles du milieu, le signal de direction envoyé au moteur est utilisé. Sur la figure G.13, il est possible de voir que le cycle du milieu débute au 2^e front montant du signal de direction et se termine au 3^e front montant. Une boucle dans Matlab avec des fonctions logiques détermine les points de début et de fin du cycle du milieu en comparant un à un les voltages du signal de direction pour retenir le point où la différence entre deux voltages consécutifs est plus grande que 3 V. Par contre, il y a un petit décalage à corriger entre la commande qui est envoyée au moteur et le mouvement réel du moteur. La figure G.14 présente un exemple du cycle du milieu qui a été retenu ainsi que le décalage de 0.014 seconde qui a été corrigé pour bien avoir le premier et dernier point d'un cycle pour un sinus théorique. Ce décalage est constant, peu importe la combinaison de fréquence et d'amplitude angulaire.

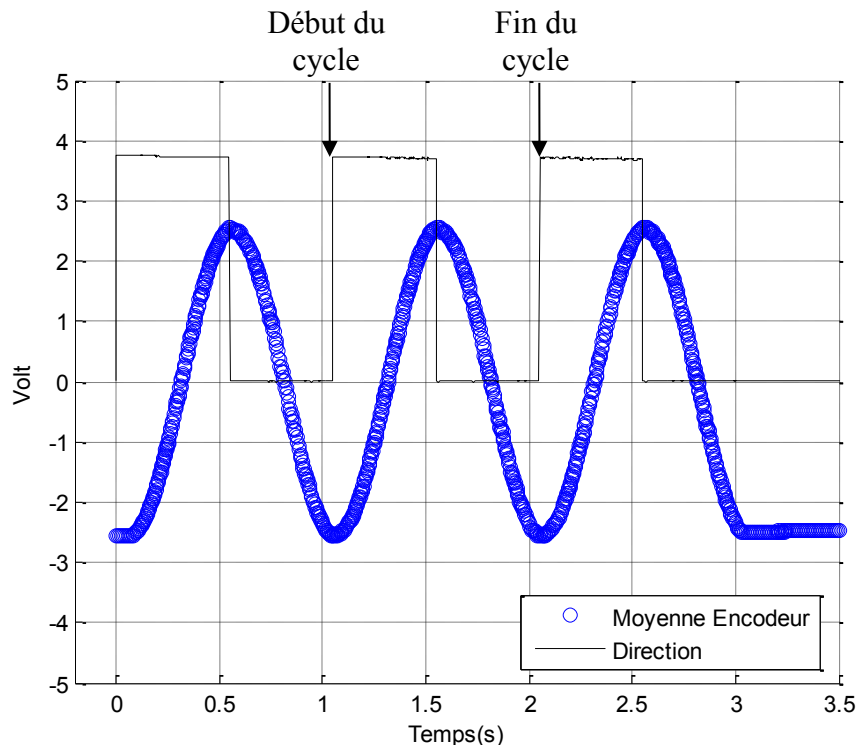


Figure G.13 : Signal de direction et moyenne des signaux de l'encodeur pour les 5 séries

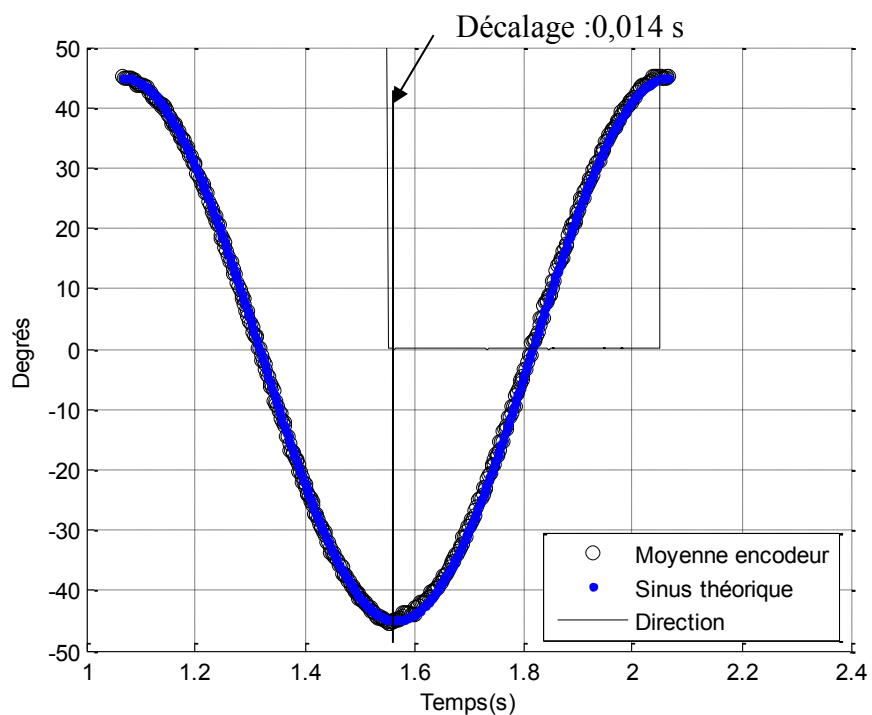


Figure G.14 : Cycle moyen après avoir corrigé le décalage entre le signal de direction et le mouvement du moteur

Finalement, pour chaque instant t , on calcule la moyenne des signaux temporels filtrés des 5 séries d'essais. La figure G.15 présente les signaux temporels filtrés des 3 premières séries d'essais ainsi que la moyenne des 5 séries pour le cycle du milieu. Les deux dernières séries d'essais ne sont pas présentées pour ne pas alourdir la figure.

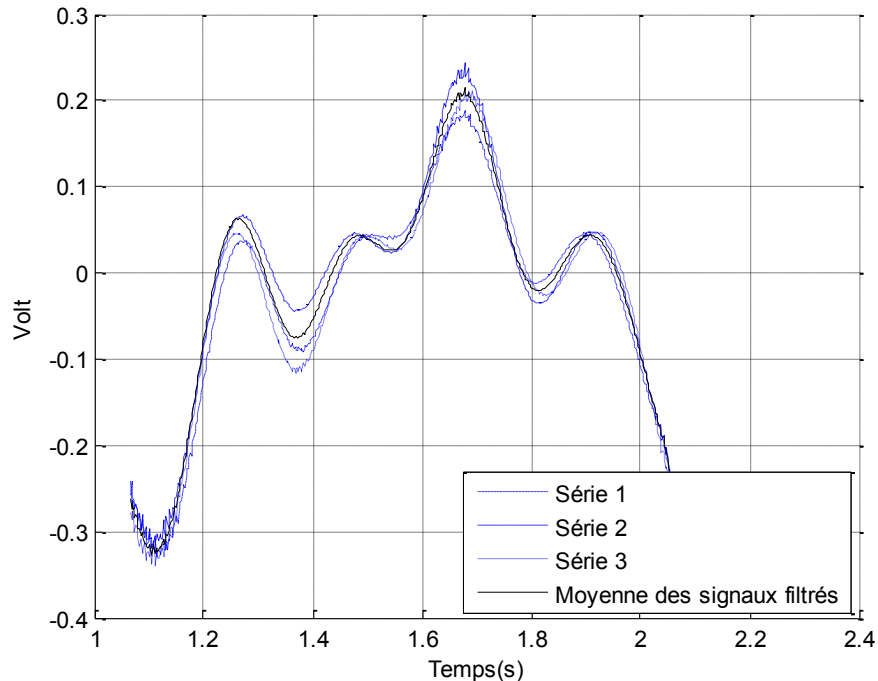


Figure G.15 : Signaux filtrés des séries ainsi que leur moyenne pour la composante mesurant les forces parallèles au plat de la section en D pendant les essais instationnaires pour une fréquence de 1 Hz et une amplitude de 45 degrés

G.5 Résultats et effets de certains paramètres

Pour évaluer les incertitudes sur les coefficients instationnaires, certains paramètres ou variables entrant dans le calcul des coefficients ou influençant le traitement de signal ont été variés pour en étudier l'effet sur les coefficients. Les sections suivantes présentent l'effet des paramètres suivants sur les coefficients de force et de moment instationnaires :

- fréquence de coupure pour le filtrage des effets d'inertie;
- fréquence de coupure pour le filtrage des essais instationnaires avec vent;
- effet de décaler les oscillations par rapport à la position zéro;
- effet d'une erreur sur l'amplitude des oscillations.

G.5.1 Effet de la fréquence de coupure pour les essais d'inertie

Quelques fréquences de coupure ont été testées pour le filtrage des signaux de la balance pour les essais mesurant les forces d'inertie sans vent lorsque la section flottante était recouverte d'une gaine. L'effet de cette fréquence de coupure a été étudié sur les coefficients instationnaires de force et de moment. Les figures G.16 et G.17 présentent les coefficients de force et de moment en fonction de l'angle de rotation (θ). Pour la figure G.16, une fréquence de coupure de 5,1 Hz a été utilisée pour filtrer les signaux provenant de la balance lors des essais dynamiques avec vent. Pour la figure G.17, c'est une fréquence de coupure de 10 Hz qui a été utilisée pour traiter ces signaux. La fréquence de coupure pour les essais mesurant les forces d'inertie a pour effet de décaler les courbes des coefficients. Les courbes restent parallèles. Le décalage maximum des courbes est respectivement de 0,015, 0,008 et 0,025 pour les coefficients de portance, de moment

et de traînée. Il a été décidé d'utiliser une fréquence de coupure de 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations (5,1 Hz dans cet exemple) telle qu'utilisée par Clément [Clément, 1996].

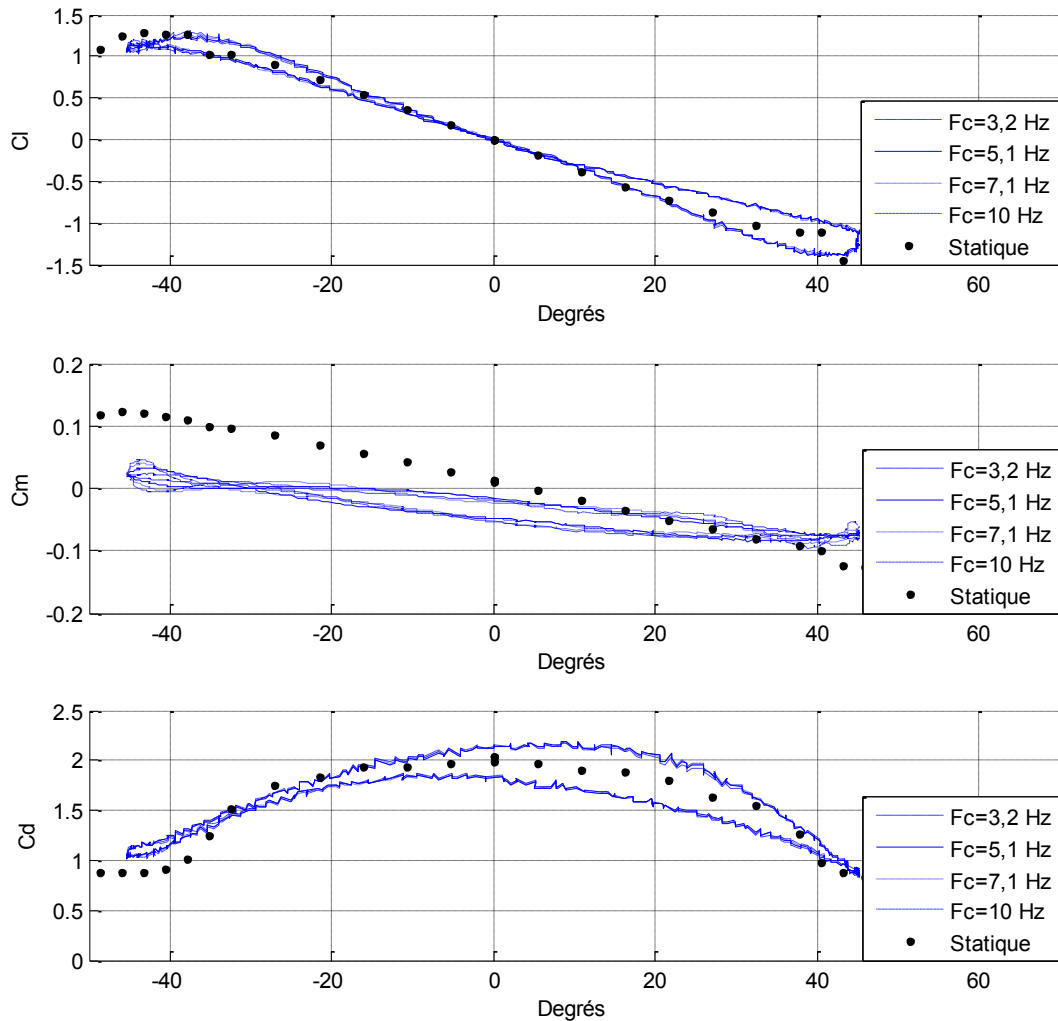


Figure G.16 : Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais mesurant les forces d'inertie sur les coefficients instationnaires de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés, un vent de 5,97 m/s et une fréquence de coupure du filtrage des essais stationnaires de 5,1 Hz

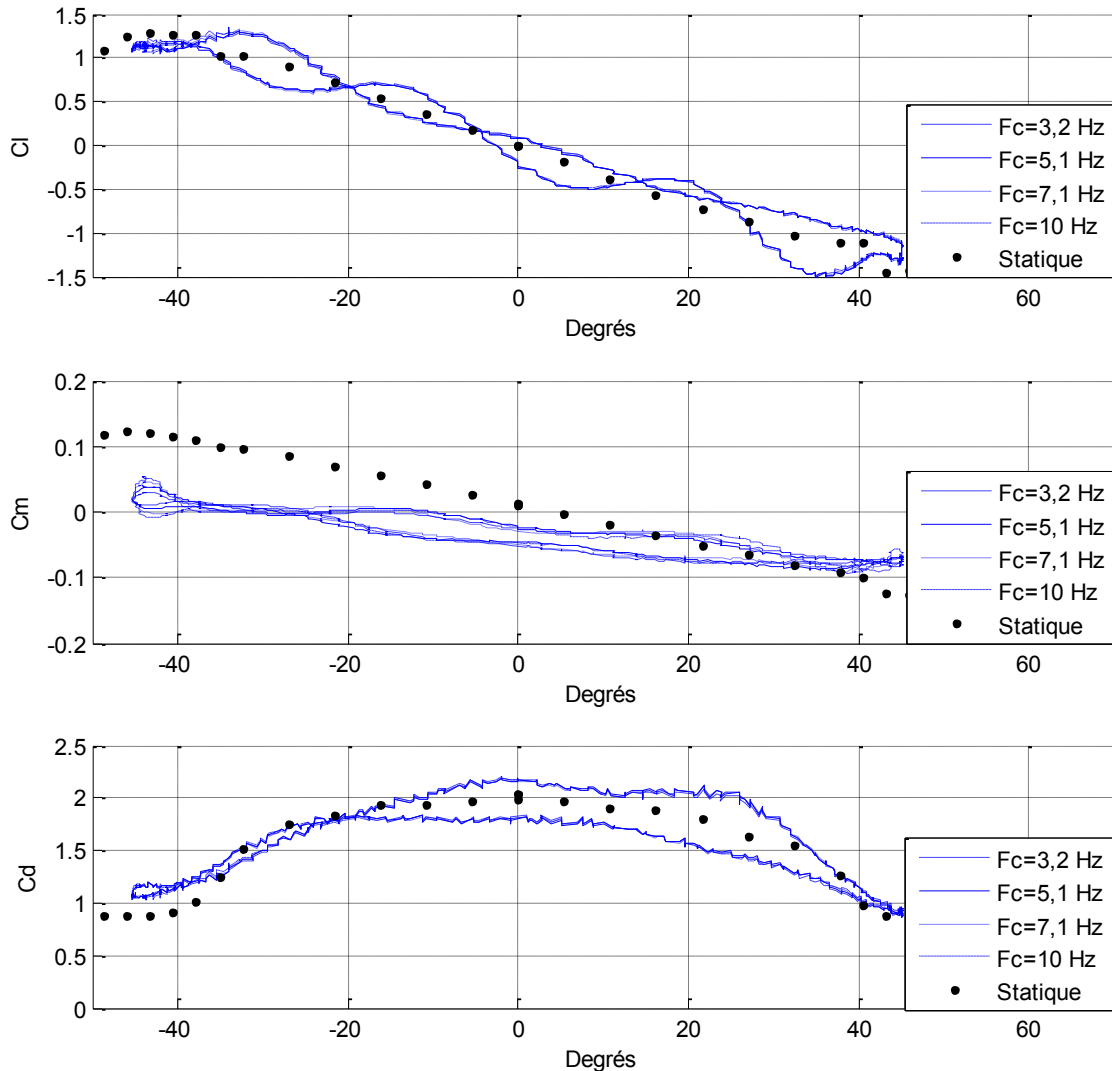


Figure G.17 : Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais mesurant les forces d'inertie sur les coefficients instationnaires de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés, un vent de 5,97 m/s et une fréquence de coupure du filtrage des essais stationnaires de 10 Hz

G.5.2 Effet de la fréquence de coupure pour les essais dynamiques

Quelques fréquences de coupure ont également été testées pour le filtrage des signaux de la balance pour les essais dynamiques avec vent. L'effet de cette fréquence de coupure a été étudié sur les coefficients instationnaires de force et de moment. Les figures G.18 à G.20 présentent chacun des coefficients en fonction de l'angle de rotation (θ). Pour ces figures, une fréquence de coupure de 5,1 Hz a été utilisée pour filtrer les signaux provenant de la balance lors des essais mesurant les forces d'inertie.

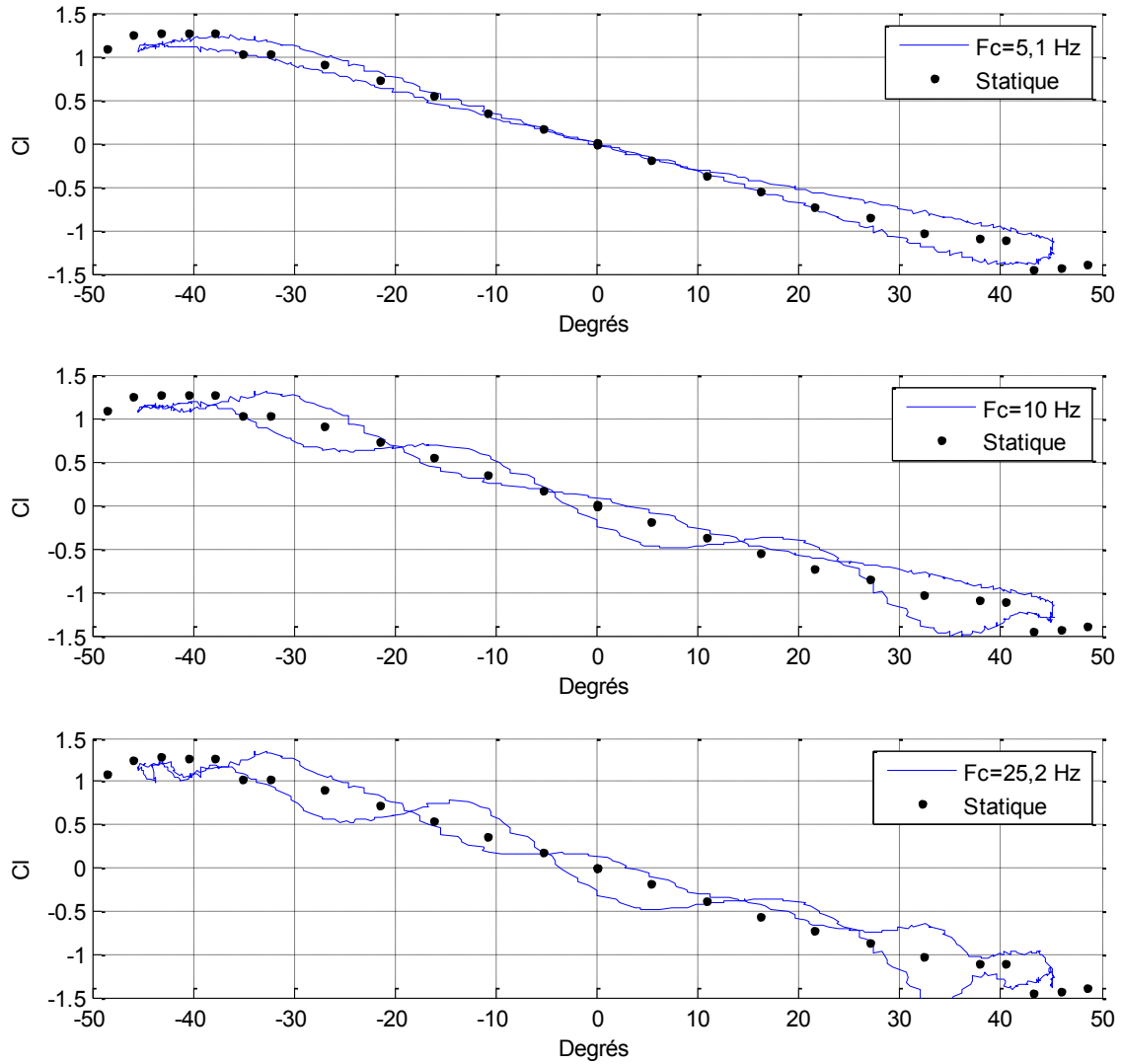


Figure G.18 : Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais dynamiques sur le coefficient de portance pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

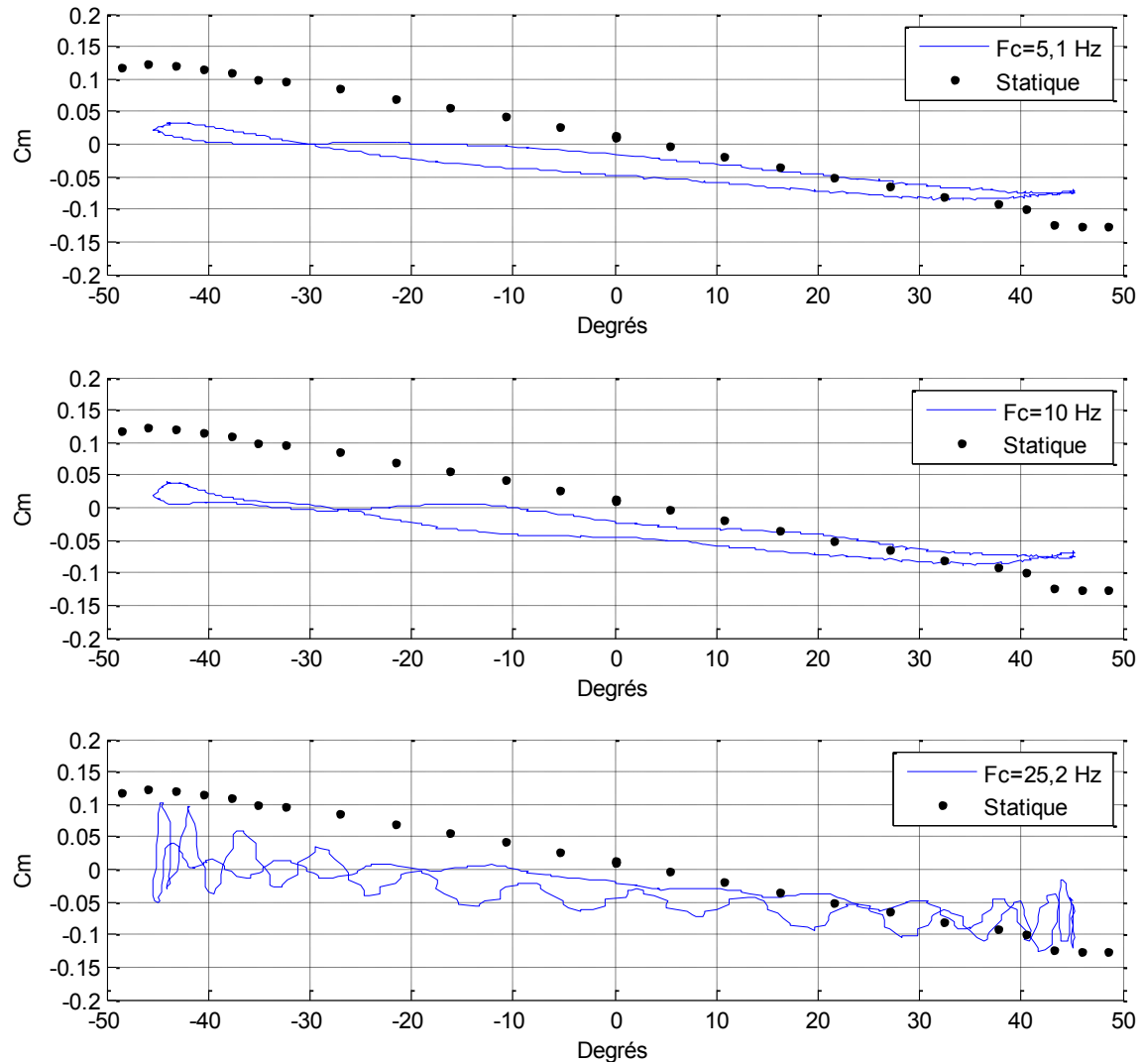


Figure G.19 : Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais dynamiques sur le coefficient de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

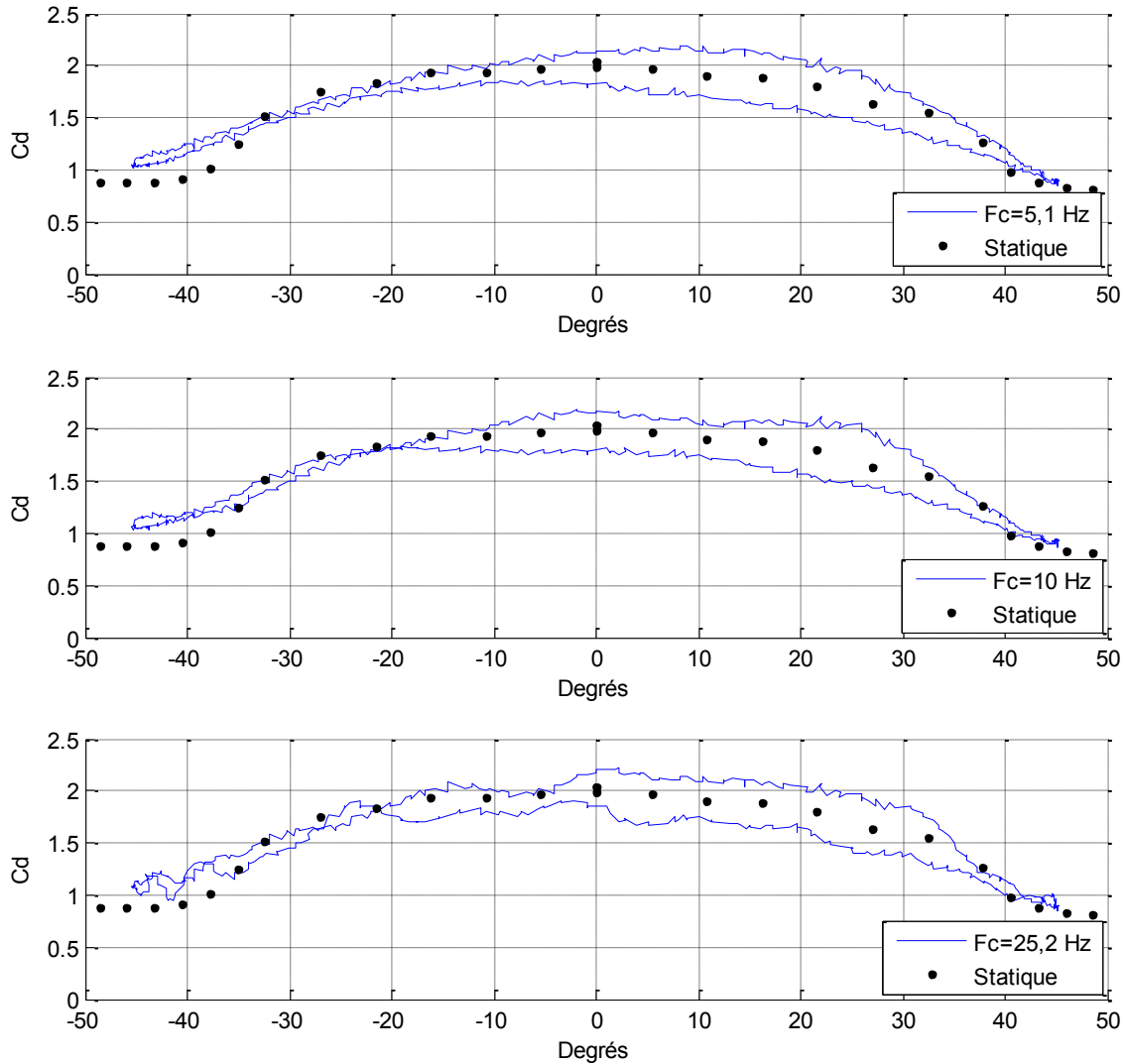


Figure G.20 : Effet de la fréquence de coupure du filtrage des essais dynamiques sur le coefficient de traînée pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

Pour cette combinaison de vitesse de vent, de fréquence et d'amplitude d'oscillation, des ondulations apparaissent dans les courbes de coefficients lorsque la fréquence de coupure est au-delà de 7 Hz. Ces ondulations ne semblent pas avoir d'explications physiques liées aux forces aérodynamiques. D'ailleurs, dans les fft présentées à la figure G.10 pour les essais avec vent, les raies spectrales ayant les plus grandes amplitudes semblent toutes coïncider aux multiples de la fréquence d'oscillations. Comme l'objectif est d'obtenir des coefficients moyens en fonction de l'angle de rotation, et donc du temps, afin de les comparer aux essais statiques, il a été décidé qu'une fréquence de coupure 5 fois supérieure à la fréquence des oscillations serait utilisée pour traiter les autres combinaisons de vent, fréquence et amplitude d'oscillation.

G.5.3 Effet du décalage des oscillations par rapport au zéro

La figure G.21 présente l'effet de décaler les oscillations par rapport à la position zéro. Le décalage étudié est de 2 et de 5 degrés respectivement, c'est-à-dire que la section en D oscille de +43 degrés à -47 degrés et de +40 degrés à -50 degrés. Un décalage de 5 degrés est très peu probable.

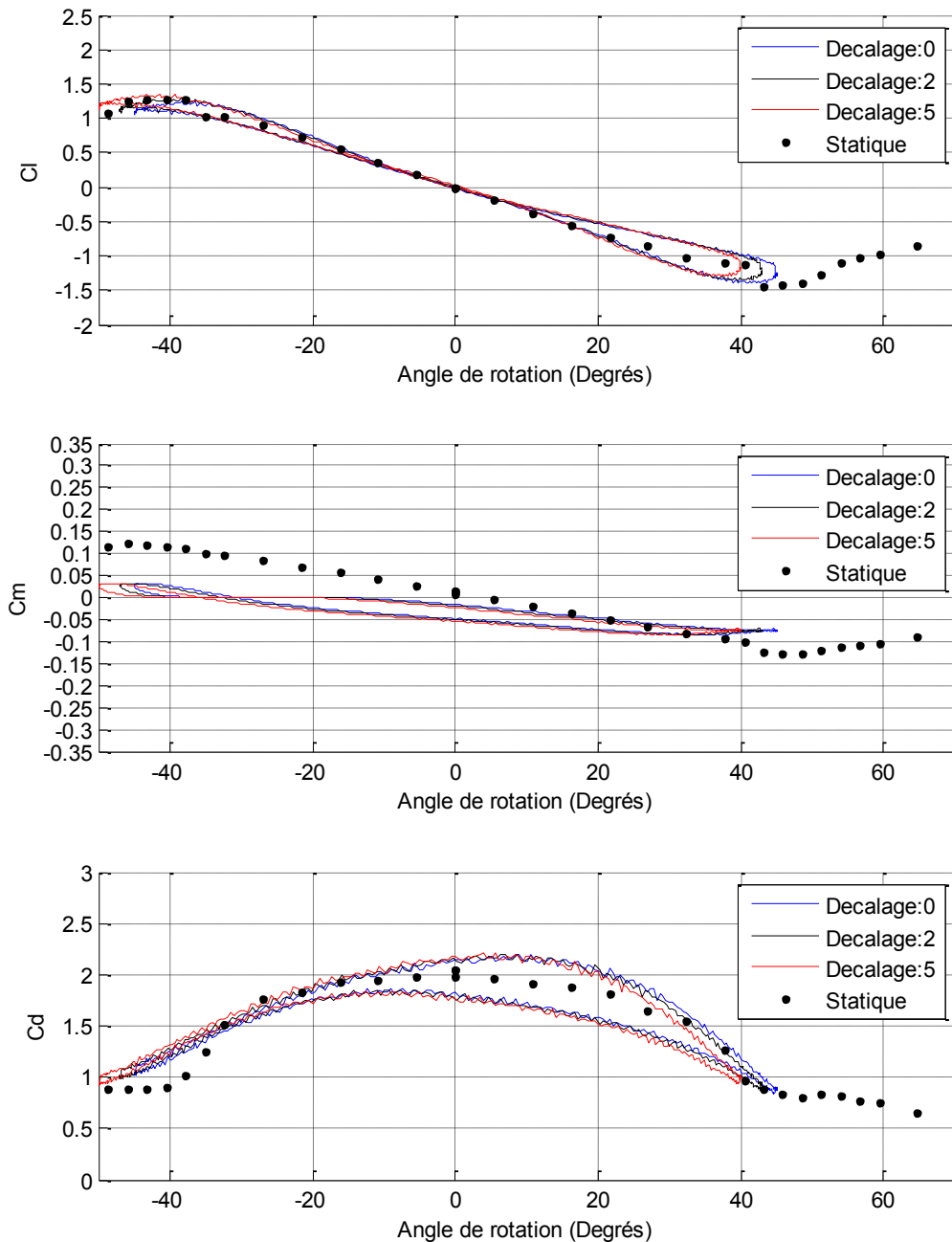


Figure G.21 : Effet de décaler les oscillations par rapport à la position zéro sur les coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

G.5.4 Effet d'une erreur sur l'amplitude des oscillations

La figure G.22 présente l'effet d'une erreur sur l'amplitude des oscillations. L'erreur étudiée est de 2 et de 5 degrés respectivement, c'est-à-dire que la section en D oscille de +47 degrés à -47 degrés et de +50 degrés à -50 degrés. Une erreur sur l'amplitude de 5 degrés est très peu probable.

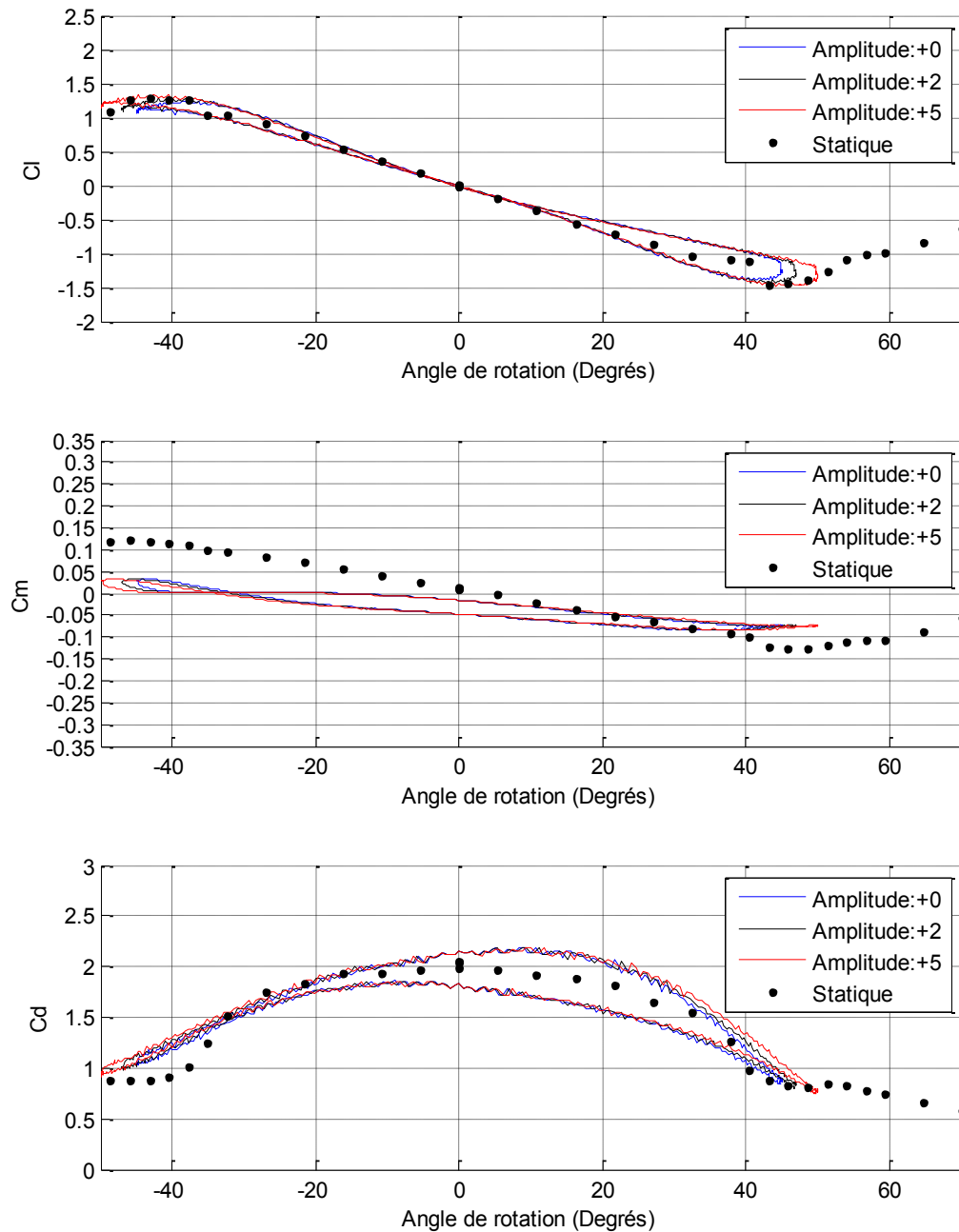


Figure G.22 : Effet d'une erreur d'amplitude sur les coefficients de force et de moment pour une fréquence de 1 Hz, une amplitude de 45 degrés et un vent de 5,97 m/s

ANNEXE H – CALCUL D’INCERTITUDES

H.1 Erreurs et incertitudes sur les mesures expérimentales

Le tableau H.1 présente les incertitudes des différentes mesures expérimentales entrant dans le calcul des coefficients de force et de moment.

Tableau H.1: Incertitudes des mesures expérimentales

Mesures	Incertitudes	Description
Moyenne des voltages corrigés pour F_{\parallel}	0,0014 V à Re=1,3E04 0,004 V à Re=3,0E04 0,004 V à Re=3,9E04	Différence observée entre les moyennes corrigées (voir explication ci-bas)
Moyenne des voltages corrigés pour F_{\perp} et M	0,001 V à Re=1,3E04 0,002 V à Re=3,0E04 0,002 V à Re=3,9E04	Différence observée entre les moyennes corrigées (voir explication ci-bas)
Moyenne des voltages corrigés des capteurs de pression AC0 et AC1	0,0005 V	Différence observée entre les moyennes corrigées (voir explication ci-bas)
Longueur de la section en D	0,5 mm	Demi-mesure de la règle
Diamètre de la section en D	0,5 mm	Demi-mesure de la règle
Angle de rotation	0,5°	Demi-mesure du rapporteur d’angle
Angle d’inclinaison	1°	Précision possible avec le localisateur d’angle

Les voltages mesurés par les trois composantes de la balance interne et par les deux capteurs de pression sont d’abord corrigés pour tenir compte des zéros sans vent au début et à la fin de l’essai à l’aide de l’équation H.1.

$$V_{\text{corrigé}} = V - \left((Zéro_{\text{fin}} - Zéro_{\text{début}}) \frac{i-1}{n-1} + Zéro_{\text{début}} \right) \quad (\text{H.1})$$

Ces voltages corrigés sont ensuite utilisés dans les calculs des coefficients de force et de moment pour chaque instant t . La moyenne de ces coefficients de force et de moment, calculés à chaque instant t , est ensuite effectuée pour obtenir les coefficients stationnaires moyens. Les incertitudes aléatoires reliées aux bruits des signaux sont réduites lorsque l’on fait la moyenne. Pour évaluer les incertitudes sur les moyennes des signaux, l’acquisition de ces signaux a été répétée 5 fois pour certains angles statiques aux différents nombres de Reynolds. Pour chaque nombre de Reynolds, la plus grande différence entre les moyennes corrigées a été utilisée comme incertitude sur ces moyennes. Ces valeurs sont présentées dans le tableau H.1.

H.2 Incertitudes sur les courbes d’étalonnage

Les courbes d’étalonnage de la balance interne et des capteurs de pression comportent également des incertitudes. Un exemple de calcul est présenté pour le coefficient a_{22} de la matrice d’étalonnage de la balance. Le premier point et le dernier point de la courbe sont utilisés dans les équations H.2 et H.3 pour calculer la pente maximale ainsi que la pente

minimale possible, en considérant que l'incertitude sur les mesures de voltage correspond à l'écart-type de l'échantillon. Le tableau H.2 présente les données utilisées pour ce calcul.

Tableau H.2: Premier et dernier point de la courbe d'étalonnage

Points	Voltage	Écart-type	Force (N)	Incertitude
Dernier	$y_2=-1,3187$	$\sigma_{y_2}=0,001$	$x_2=5,9040$	$\sigma_{x_2}=0,0018$
Premier	$y_1=0,0000$	$\sigma_{y_1}=0,001$	$x_1=0,0000$	$\sigma_{x_1}=0,0002$

$$|m_{min}| = \frac{(|y_2| - \sigma_{y_2}) - (|y_1| + \sigma_{y_1})}{(|x_2| + \sigma_{x_2}) - (|x_1| - \sigma_{x_1})} = 0,2229 \quad (\text{H.2})$$

$$|m_{max}| = \frac{(|y_2| + \sigma_{y_2}) - (|y_1| - \sigma_{y_1})}{(|x_2| - \sigma_{x_2}) - (|x_1| + \sigma_{x_1})} = 0,2238 \quad (\text{H.3})$$

L'erreur sur la pente est la plus grande différence entre les pentes maximale ou minimale et la pente de la courbe d'étalonnage. Dans ce cas-ci, la pente de la courbe d'étalonnage (a_{22}) est de 0,22329. La pente maximale présente la plus grande différence, soit 0,00005. Ainsi, le coefficient a_{22} est de $0,22329 \pm 0,00005$.

Le même principe de calcul a été utilisé pour obtenir les incertitudes de tous les coefficients de la matrice d'étalonnage de la balance interne et l'incertitude sur les courbes d'étalonnage des capteurs de pression AC0 et AC1.

H.3 Méthode de calcul [Kline et McClintock, 1953]

Lorsque des mesures expérimentales sont utilisées dans le calcul d'un résultat, ce résultat R est une fonction des variables indépendantes $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ et peut être exprimé selon l'équation H.4

$$R = R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{H.4})$$

En considérant que w_R est l'incertitude du résultat R et que $w_1, w_2, w_3, \dots, w_n$ sont les incertitudes associées aux variables indépendantes $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ entrant dans le calcul de R, l'incertitude w_R peut être calculée à partir de l'équation H.5.

$$w_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_3} w_3 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{H.5})$$

H.4 Calcul des incertitudes des coefficients stationnaires

Les coefficients de force et de moment statique pour la section en D en position verticale sont calculés en suivant les étapes suivantes. Pour chaque étape de calcul, les incertitudes sont calculées à l'aide de la méthode de Kline et McClintock et utilisées dans les étapes subséquentes.

Calcul des différences de pression

Les voltages mesurés par les capteurs de pression sont transformés en pression grâce à l'équation H.6. L'équation H.7 permet de calculer les incertitudes.

$$\Delta p = V_{\Delta p \text{ corrigé}} m_{\text{étalonnage}} * 0.01 * 998 * 9,81 \quad (\text{H.6})$$

$$w_{\Delta p} = \left[\left(m_{\text{étalonnage}} * 0.01 * 998 * 9,81 * w_{V_{\Delta p \text{ corrigé}}} \right)^2 + \left(V_{\Delta p \text{ corrigé}} * 0.01 * 998 * 9,81 * w_{m_{\text{étalonnage}}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{H.7})$$

Application de la matrice d'étalonnage

Les voltages corrigés mesurés par les 3 trois composantes de la balance sont multipliés par la matrice A pour obtenir les forces (équation H.8). Les équations H.9 à H.11 sont utilisées pour calculer les incertitudes sur les forces normales et tangentielles au plat de la section en D ainsi que sur le moment.

$$\begin{pmatrix} F_N \\ F_T \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{H.8})$$

$$w_{F_N} = [(E_1 w_{A_{11}})^2 + (A_{11} w_{E_1})^2 + (E_2 w_{A_{12}})^2 + (A_{12} w_{E_2})^2 + (E_3 w_{A_{13}})^2 + (A_{13} w_{E_3})^2]^{1/2} \quad (\text{H.9})$$

$$w_{F_T} = [(E_1 w_{A_{21}})^2 + (A_{21} w_{E_1})^2 + (E_2 w_{A_{22}})^2 + (A_{22} w_{E_2})^2 + (E_3 w_{A_{23}})^2 + (A_{23} w_{E_3})^2]^{1/2} \quad (\text{H.10})$$

$$w_M = [(E_1 w_{A_{31}})^2 + (A_{31} w_{E_1})^2 + (E_2 w_{A_{32}})^2 + (A_{32} w_{E_2})^2 + (E_3 w_{A_{33}})^2 + (A_{33} w_{E_3})^2]^{1/2} \quad (\text{H.11})$$

Calcul des coefficients de force et de moment

Les équations H.12 à H.14 permettent de calculer les coefficients de force et de moment. Leurs incertitudes sont calculées à l'aide des équations H.15 à H.17.

$$C_{FN} = \frac{FN}{\Delta p d l} \quad (\text{H.12})$$

$$C_{FT} = \frac{FT}{\Delta p d l} \quad (\text{H.13})$$

$$C_M = \frac{M}{\Delta p d^2 l} \quad (\text{H.14})$$

$$w_{C_{FN}} = \left[\left(\frac{w_{FN}}{d l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{FN w_{\Delta p}}{d l \Delta p^2} \right)^2 + \left(\frac{FN w_d}{d^2 l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{FN w_l}{d l^2 \Delta p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{H.15})$$

$$w_{C_{FT}} = \left[\left(\frac{w_{FT}}{d l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{FT w_{\Delta p}}{d l \Delta p^2} \right)^2 + \left(\frac{FT w_d}{d^2 l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{FT w_l}{d l^2 \Delta p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{H.16})$$

$$w_{C_M} = \left[\left(\frac{w_M}{d^2 l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{M w_{\Delta p}}{d^2 l \Delta p^2} \right)^2 + \left(\frac{2M w_d}{d^3 l \Delta p} \right)^2 + \left(\frac{M w_l}{d^2 l^2 \Delta p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{H.17})$$

Décomposition pour obtenir la portance et la traînée

Les coefficients de forces tangentiels et normales sont finalement décomposés à l'aide des équations H.18 et H.19 pour obtenir le coefficient de portance dans le sens du vent et le coefficient de traînée perpendiculaire au vent. Les équations H.20 et H.21 permettent de calculer les incertitudes sur les coefficients de portance et de traînée.

$$C_L = -C_{FN} \sin \theta + C_{FT} \cos \theta \quad (\text{H.18})$$

$$C_D = C_{FN} \cos \theta + C_{FT} \sin \theta \quad (\text{H.19})$$

$$w_{CL} = [(\sin \theta w_{CFN})^2 + (C_{FN} \cos \theta w_\theta)^2 + (\cos \theta w_{CFT})^2 + (C_{FT} \sin \theta w_\theta)^2]^{1/2} \quad (\text{H.20})$$

$$w_{CD} = [(\cos \theta w_{CFN})^2 + (C_{FN} \sin \theta w_\theta)^2 + (\sin \theta w_{CFT})^2 + (C_{FT} \cos \theta w_\theta)^2]^{1/2} \quad (\text{H.21})$$

H.5 Calcul des incertitudes des coefficients instationnaires

Les incertitudes des coefficients instationnaires sont supérieures à celles des coefficients stationnaires. En effet, en plus des mêmes étapes de calcul, les effets d'inertie sont soustraits aux forces totales mesurées et les signaux sont filtrés dans le domaine fréquentiel avant d'être convertis en forces et moment à l'aide de la matrice d'étalonnage de la balance interne. L'incertitude causée par le filtrage des données est plus difficile à quantifier. Des paramètres pouvant influencer le résultat final ont été variés pour en vérifier l'effet. L'annexe G explique en détail le calcul des coefficients de force et de moment instationnaires. La section G.5 présente l'effet des paramètres suivants sur ces coefficients :

- fréquence de coupure pour le filtrage des effets d'inertie;
- fréquence de coupure pour le filtrage des essais instationnaires avec vent;
- effet de décaler les oscillations par rapport à la position zéro;
- effet d'une erreur sur l'amplitude des oscillations.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- CARASSALE, L., FREDA, A., PICCARDO, G. (juillet 2004) *Quasi-static model for aerodynamic instability of yawed circular cylinders*, Summary Papers, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, p. 401-404.
- CHADHA, J., JASTER, W., (septembre/octobre 1975) *Influence of turbulence on the galloping instability of iced conductors*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-94, no. 5, p. 1489-1499.
- CHAN, J.K. (août 1992) *Modélisation du galop des conducteurs – Volumes I et II*, Association canadienne de l'électricité, ACE No.321T672, 196 p.
- CHEERS, F. (juin 1950) *A Note on Galloping Conductors*, National Research Council of Canada, Rapport no.MT-14.
- CHENG, S., TANAKA, H., LAROSE, G.L., SAVAGE, M.G., IRWIN, P.A., JAKOBSEN, J.B. (juillet 2004) *Aerodynamic forces on an inclined circular cylinder*, Summary Papers, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, p. 393-396.
- CLÉMENT, S. (1996) *Étude expérimentale des caractéristiques statiques et dynamiques du profil NACA 63-612 à faibles nombres de Reynolds*, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, 216 p.
- DALLAIRE, P.-O. (2008) *Étude des vibrations éoliennes instationnaires*, Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke.
- DAVISON, A.E. (1930) *Dancing Conductors*, AIEE Transactions, vol. 49, Octobre, p. 1444-1449.
- DEN HARTOG, J. P. (1932) *Transmission Line Vibration due to Sleet*, AIEE Transactions, vol. 51, p. 1074-1086.
- EDWARDS, A.T. (1970) *Conductor Galloping*, Electra, no. 12
- EDWARDS, A.T., MADEYSKI, A. (1956) *Progress Report on the Investigation of Galloping of Transmission Line Conductors*, AIEE Transactions, Vol. 75, p. 666-86
- JAKOBSEN, J.B., LAROSE, G.L., SAVAGE, M.G. (juillet 2004) *On the flow structure on inclined and yawed circular cylinders in the critical Reynolds number range*, Summary Papers, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, p. 389-392.

- KIMURA, K., INOUE, M., FUJINO, Y., YUKINO, T., INOUE, H., MORISHIMA, H. (1999) *Unsteady forces on an ice-accreted four-conductor bundle transmission line*, Wind Engineering into the 21st Century, Larsen, Larose & Livesey (eds), Balkema, Rotterdam, p. 467-472.
- KLINE, S. J., MCCLINTOCK, F. A. (janvier 1953) *Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments*, Mechanical Engineering, Vo. 75. No. 1, p. 3-8.
- KNISELY, C.W. (1990) *Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence: a review and new data*, Journal of Fluids and Structures, vol. 4, p.371-393.
- LANEVILLE, A. (mai 1973) *Effects of turbulence on wind induced vibrations of bluff cylinders*, Thèse de doctorat, University of British Columbia, 129 p.
- LANEVILLE, A., GARTSHORE, I.S., PARKINSON, G.V. (1977) *An Explanation of Some Effects of Turbulence on Bluff Bodies*, Proceedings of the 4th International Conference of Wind Effects on Buildings and Structures, Cambridge University Press., p. 333-341.
- LANEVILLE, A., PARKINSON, G.V. (1971) *Effects of turbulence on galloping of bluff cylinders*, Wind effects on buildings and structures.
- LE GOURIERES, D. (2008) *Les éoliennes: théorie, conception et calcul pratique*, Paris, 2^e édition, Éditions du Moulin Cadiou, 306 p.
- LILIEN, J.L., HAVARD, D., VAN DYKE, P. (March 2009), *Transmission line reference book: Wind induced conductor motion*, Second Edition, Chapter 4: Galloping Conductors, Electric Power Research Institute (EPRI), 614 p.
- LUO, S.C., CHEW, Y.T., NG, Y.T. (2003) *Hysteresis phenomenon in the galloping oscillation of a square cylinder*, Journal of Fluids and Structures, vol. 18, p.103-118.
- MACDONALD, J.H.G., LAROSE, G.L. (2006) *A unified approach to aerodynamic damping and drag/lift instabilities, and its application to dry inclined cable galloping*, Journal of Fluids and Structures, No. 22, p. 229-252.
- NAKAMURA, Y., TOMONARI, Y. (mai 1981) *The aerodynamic characteristics of D-section prisms in a smooth and in a turbulent flow*, Aeronautical Quarterly, vol. 32, p. 153-168.
- NG, Y.T., LUO, S.C., CHEW, Y.T. (2005), *On using high-order polynomial curve fits in the quasi-steady theory for square-cylinder galloping*, Journal of Fluids and Structures, vol. 20, p. 141-146.
- NIGOL, O., BUCHAN, P.G. (1981) *Conductor Galloping, Part I: Den Hartog Mechanism, Part II: Torsional Mechanism*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-100, No. 2, p. 699-720.

-
- NOVAK, M., TANAKA, H. (février 1974) *Effect of turbulence on galloping instability*, Journal of Engineering Mechanics, vol. 100, p. 27-47.
- PARKINSON, G.V. (1974) *Mathematical Models of Flow-Induced Vibrations of Bluff Bodies*, In: Naudascher, E. (Ed.), Flow-Induced Structural Vibrations, Springer-Verlag, Berlin, p.81-127.
- PARKINSON, G.V. (1971) *Wind-induced instability of structures*, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A.269, p.395-409.
- PARKINSON, G.V., SMITH, J.D., (1964) *The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator*, Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, vol. 17, p.225-239.
- PARKINSON, G.V., BROOKS, N.P.H. (juin 1961) *On the aeroelastic instability of bluff cylinders*, Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics, vol.28, p.252-258.
- PHUC, P.V., ISHIHARA, T., FUJINO, Y., SHIMIZU, M. (juillet 2004) *A wind tunnel study on unsteady forces of ice accreted transmission lines*, Summary Papers, 5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, p. 373-376.
- PRICE, S.J. (1975) *Wake induced flutter of power transmission conductors*, Journal of Sound and Vibration, vol. 38, no. 1, p.125-147.
- RAE, Jr, W.H., POPE, A. (1984) *Low-Speed Wind Tunnel Testing*, New York, 2^e édition, John Wiley & Sons, 534 p.
- RAWLINS, C.B. (1979), *Transmission line reference book: Wind induced conductor motion*, Chapter 4, EPRI Research Project 792, 244 p.
- SIMIU, E., SCANLAN, R.H. (1978) *Wind effects on structure: an introduction to wind engineering*, New York, John Wiley & Sons, 458 p.
- VAN DYKE, P., LANEVILLE, A. (juillet 2004) *Galloping of a single conductor covered with a D-section on a high voltage overhead test line*, Summary Papers, 5th International Aerodynamics and Applications, p. 377-380.
- VAN DYKE, P. (2007) *Galop induit sur une ligne expérimentale à l'aide de profils en D sur conducteur simple avec ou sans entretoises interphases*, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, 337 p.
- VAN DYKE, P., LANEVILLE, A. (2008) *Galloping of a single conductor covered with a D-section on a high voltage overhead test line*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Volume 96, p. 1141-1151.

VITTECOQ, P., LANEVILLE, A. (Septembre 1982) Étude en soufflerie d'un rotor de type Darrieus, volume 1, Sherbrooke, Université de Sherbrooke, Département de génie mécanique, 217 p.

WEAVER, D.S., VELJKOVIC, I. (2005) *Vortex shedding and galloping of open semi-circular and parabolic cylinders in cross-flow*, Journal of Fluids and Structures, vol. 21, p.65-74.