

THÈSE

Présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

ECOLE DOCTORALE : MÉCANIQUE, ENERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

Par

Guilhem LEBEL

Ingénieur INSA

**Prévision des charges aéromécaniques des rotors d'hélicoptère
Application aux pales à double flèche**

Thèse soutenue le 23 mars 2012 devant la Commission d'Examen composée de :

Dr.	COSTES Michel	ONERA Meudon	Rapporteur
Pr.	DEU Jean François	CNAM Paris	Rapporteur
Pr.	GUYADER Jean-Louis	INSA de Lyon	Président
Pr.	DUFOUR Régis	INSA de Lyon	Directeur
Pr.	JACQUET-RICHARDET Georges	INSA de Lyon	Co-Directeur
Dr.	MAUCHER Christoph	EUROCOPTER Deutschland	
Ing.	BENOIT Bernard	EUROCOPTER Marignane	

LaMCoS - UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
20, avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex (FRANCE)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://ww2.ibcp.fr/ediss Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON	M. Jean-Yves BUFFIERE Secrétaire : Mériem LABOUNE INSA de Lyon École Doctorale Matériaux Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE (ED n°162)	M. Philippe BOISSE Secrétaire : Mériem LABOUNE INSA de Lyon École Doctorale MEGA Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 mega@insa-lyon.fr Site web : http://www.ed-mega.com
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

RESUME

Les récentes recherches sur les rotors d'hélicoptère conduisent au développement de pales de nouvelle génération présentant des géométries courbes. La double flèche de la pale BlueEdge™ proposée par Eurocopter impose de reconsidérer les outils de calcul des charges rotors pour déterminer le torseur des efforts appliqués aux pales et aux éléments constitutifs du moyeu rotor afin de satisfaire aux exigences de conception et de certification. Les charges rotors se décomposent en contributions aéro- et élasto-dynamiques prises en compte par des modélisations distinctes.

La thèse vise à définir une méthodologie de calcul de charges applicable aux pales à double flèche. Ainsi sont présentés les modèles aérodynamiques bi-dimensionnels pour calculer les vitesses induites du rotor et déterminer la répartition des efforts aérodynamiques sur le rotor. Le calcul des charges rotor nécessite de recourir à des modèles élasto-dynamiques. En résolvant les équations de la dynamique des solides pour un système mécanique, le code de mécanique du vol HOST considère une modélisation élastique de pale pour déterminer le torseur des efforts, les efforts de commande étant fournis par l'ensemble bielle de pas et plateaux cycliques. Le comportement non linéaire des adaptateurs de traînée interpales est décrit par des modèles de force de restitution.

Ces travaux ont utilisé des caractérisations expérimentales sur des machines de traction de laboratoire ainsi que des essais en vol afin d'évaluer le niveau de représentativité des outils et méthodes proposés. La mise en oeuvre de l'ensemble de ces modèles détermine avec satisfaction les charges dynamiques du rotor pour des vols stabilisés.

MOTS CLEFS : Mécanique du vol, charges rotor, modèles de vitesses induites, CFD, HOST, *elsA*, modèles rhéologiques, amortissement visqueux, équilibre dynamique de rotor.

ABSTRACT

New generation blades have led to new load computation problems due to the evolution of the general shape, with forward and backward sweep. The BlueEdge™ blade patented by Eurocopter imposes to reconsider the development methodology and thus it is no longer possible to speak of straight blades and the models used for load computation have to be evaluated.

The objective of this thesis is to determine what has to be modified and improved in current load computation methodology in order to reach an acceptable predictive level. This work considers both aerodynamic and dynamic models implemented in the HOST multi-body computer code. The aerodynamics models are based on the hypothesis of a two dimensional flow. The use of the CFD software *elsA* is evaluated. Attention is given to rotor dynamics models that have an impact on loads, such as lead-lag damper models, blade element models and hub models. This thesis presents the different models and gives orientations relating to efficient load computation methodology.

The aerodynamics models are compared to windtunnels experiments from the literature. This study leads also to perform flight tests and to investigate the dampers behavior on test benches in order to confront the computed loads to the reality of the helicopter operation. The proposed methodology is able to compute with a good accuracy rotor loads for stabilized flight cases.

KEY WORDS : Flight mechanics, rotor loads, inflow models, CFD, HOST, *elsA*, damping models, viscous damping, rotor dynamics.

REMERCIEMENTS

Si le travail de thèse fait l'objet d'une démarche personnelle, j'ai pu réaliser au cours de ces trois années combien l'entourage professionnel et personnel est important pour mener à bien un tel projet. En premier lieu, je voudrais remercier ceux qui ont collaboré de près ou de loin à mes travaux, ceux qui m'ont soutenu dans la réalisation de ce mémoire, et ceux qui ont été présents à mes côtés pendant ces trois ans.

Ces travaux ont été réalisés au sein du Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures de l'INSA de Lyon, UMR 5259, dont je remercie le directeur David Dureisseix pour son accueil, ainsi que l'ensemble de l'équipe Dynamique et Contrôle des Structures.

Je remercie très sincèrement Régis Dufour et Georges Jacquet-Richardet, Professeurs de l'INSA de Lyon pour leur encadrement et leur soutien.

Le Professeur Jean-François Deü du CNAM Paris et le Docteur Michel Costes de l'ONERA/DAAP ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, je leur en suis reconnaissant. Aussi, je remercie le Professeur Jean-Louis Guyader pour avoir accepté de présider le jury.

Je remercie la société Eurocopter et mon responsable Laurent Scannapieco pour avoir rendu possible cette thèse, Bernard Benoit pour ses conseils avisés et le temps qu'il a su me consacrer, et Christoph Maucher pour avoir accepté d'être membre du jury. J'exprime une attention particulière à l'endroit de Yan Skladanek, qui m'a accompagné pendant sa thèse et à Giuliano Giraudo pour sa collaboration. Aussi, je retiens mes collègues, David Alfano, Olivier Boussard, Antoine Baud, Guillaume Depommier, Frederic Beroul, Xavier Cottenot et Sebastien Finck pour les échanges que l'on a pu avoir, ainsi que l'ensemble des personnels du service aérodynamique avec qui j'ai eu l'occasion de travailler.

La société SIMPACK et son directeur François Barral ont soutenu une partie de mes travaux, qu'ils en soient remerciés.

Qu'il me soit permis d'adresser un salut particulier et de souhaiter un bon courage à Debbie, Thomas, Nicolas et Hadrien pour la fin de leur thèse.

Aussi, je ne pourrais oublier Damien, Rémy, Martin, Kévin, Victor et Benjamin qui m'ont hébergé, soutenu et distrait au cours de mes séjours dans la capitale des Gaules.

Enfin, je terminerai par une pensée pour ma famille, pour Emilie et pour Emy pour tout ce qu'ils m'ont apporté et ce qu'ils m'apporteront.

AVANT PROPOS

Ce doctorat a été effectué dans le cadre d'une collaboration industrielle associant le Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures de l'INSA de Lyon (LaMCoS - UMR 5259) à EUROCOPTER.

La Convention Industrielle de Formation par la Recherche (CIFRE) associant un laboratoire, un industriel et un doctorant a permis de bénéficier à la fois des connaissances et compétences du LaMCoS et des outils et moyens de calcul disponibles chez EUROCOPTER. Les professeurs Régis Dufour et Georges Jacquet-Richardet du LaMCoS ont assuré l'encadrement académique alors que Bernard Benoit, expert en aérodynamique auprès d'EADS a mené l'encadrement industriel.

Du fait de contraintes industrielles quant à la propriété et la confidentialité des résultats de cette étude, certaines données numériques des figures de ce rapport ne sont pas communiquées publiquement. Toute personne souhaitant avoir accès à ces informations devra se mettre en relation avec EUROCOPTER :

**EUROCOPTER - Service Aérodynamique
Aéroport International Marseille Provence
13725 Marignane Cedex France
Téléphone : +33 (0)4 42 85 85 85**

Table des matières

Liste des Figures	14
Nomenclature	19
1 Introduction	27
2 Mécanique du vol	37
1 Généralités aérodynamiques	38
1.1 Principe de sustentation du rotor	38
1.2 Puissance du rotor	40
1.3 Configurations de vol	41
1.4 Rotor anti-couple	44
1.5 Notions complémentaires propres à l'aérodynamique de l'hélicoptère	44
1.6 Synthèse	45
2 Mécanique du rotor articulé	46
2.1 Sollicitations mécaniques du rotor	46
2.2 L'articulation de pas	47
2.3 L'articulation de battement	47
2.4 L'articulation de traînée	50
2.5 La liaison K	52
2.6 L'adaptateur de traînée	52
3 Le rotor d'hélicoptère	53
3.1 Technologies de rotor	53
3.2 La chaîne de commande	55
4 Synthèse	56
3 Modèles aéro-dynamiques pour le rotor	57
1 Aérodynamique d'un corps	58
1.1 Comportement aérodynamique du profil	58
1.2 Variables de comparaisons aérodynamiques	61
2 Modélisation de l'aérodynamique du rotor	61
2.1 Modèles de vitesse induite sur l'harmonique fondamental	62
2.2 Modèle de vitesse induite dynamique sur plusieurs harmoniques - FiSUW	66
2.3 Modèle de vitesse induite avec sillage prescrit - METAR	69
2.4 Comparaison des vitesses induites calculées par les modèles Meijer-Drees, Fi-SUW et METAR	73
2.5 Calcul du chargement aérodynamique de la pale	75
2.6 Synthèse	76
3 Aérodynamique numérique	77
3.1 Formulation des équations de Navier-Stokes	77
3.2 Modèles turbulents	80

TABLE DES MATIÈRES

3.3	Calcul de l'écoulement en vol stationnaire	82
3.4	Calcul d'écoulement en vol d'avancement	85
3.5	Validation du calcul des efforts aérodynamiques pour le rotor 7A en vol d'avancement	87
3.6	Application au calcul des charges aérodynamiques de la pale BlueEdge™	92
4	Synthèse	96
4.1	Mise en oeuvre pratique de la CFD	96
4.2	Couplages aéro-mécaniques avec la CFD	97
4.3	Qualités des modèles aérodynamiques bi-dimensionnels	98
4	Modélisations élasto-dynamiques du Rotor	101
1	Modélisation de la pale - Modèle PALE	101
1.1	Définition des caractéristiques de la pale	102
1.2	Modèle de pale mono corps (Pale rigide)	102
1.3	Modèle de pale multi-corps articulés (Pale élastique)	103
1.4	Discussion sur les hypothèses du modèle	106
2	Modélisation du moyeu rotor principal (MRP)	108
2.1	Stratégies de modélisation	110
2.2	Confrontation des approches	113
3	Modélisation de la chaîne de commande - modèle PLATEAU	114
4	Modélisations de l'adaptateur de traînée - Modèle ADAPTATEUR	116
4.1	Description de l'adaptateur	116
4.2	Généralités sur le comportement non linéaire en déflexion et température	116
4.3	Expérience de caractérisation	118
4.4	Modèles de l'adaptateur de traînée	122
5	Charges rotor : simulations numériques et mesures	131
1	Outil de simulation numérique pour le calcul de charge : HOST	132
1.1	Charges rotor : définitions	132
1.2	Fonctionnement et articulation des modèles dans le logiciel HOST	132
1.3	Protocole d'analyse numérique	134
2	Approches expérimentales	135
2.1	Hélicoptère d'essais EC155	135
2.2	Essais en vol	135
3	Charges de l'adaptateur de traînée	138
3.1	Mesures des charges en vol	138
3.2	Mesures des charges sur banc avec sollicitations répliquées du vol	140
3.3	Calcul des charges adaptateur avec sollicitations répliquées du banc d'essais	141
3.4	Calcul des charges adaptateur - simulation de cas de vol	142
3.5	Synthèse sur la prévision des charges adaptateur	143
4	Influence des modèles pour la prévision des charges pales	143
4.1	Rôle du modèle adaptateur pour le calcul des charges pales	144
4.2	Rôle des modèles de pale	146
4.3	Rôle des modèles de vitesse induite	147
4.4	Efforts de commande	149

5	Synthèse sur la prévision des charges des rotors à pales à double flèche	150
5.1	Cartographie des charges pales	150
5.2	Comparaison calcul-mesure des charges dynamiques en fonction de la vitesse . . .	152
5.3	Analyses et critiques	152
6	Conclusions Générales	155
	Références	159
	Annexes	165
A	Aérodynamique numérique	167
A1	Equations de Navier-Stokes	167
A2	Equations de Navier-Stokes moyennées : RANS	168
A3	Formulation intégrale des équations RANS	170
A4	Modèles turbulents	171
A4.1	Modèle $k - \omega$	171
A4.2	Modèle $k - \omega$ SST-Menter	172
A5	Maillage pour l'aérodynamique numérique	173
A5.1	Topologies de maillage	173
A5.2	Maillage pour calcul de vol stationnaire	174
A5.3	Maillage pour calcul de vol d'avancement	177
A6	Charges aérodynamiques du rotor à pales à double flèche	179
B	Modèles élasto-dynamiques	181
B1	Expression des termes des équations de Lagrange du modèle de pale articulée	182
B2	Topologie d'un moyeu rotor principal Spheriflex à cinq pales	185
C	Charges Rotor sur des pales BlueEdge™	187
C1	Charges adaptateurs mesurées en vol	188
C2	Charges pales	191
	Folio Administratif	195

Liste des Figures

1.1	L'hélicoptère par Léonard de Vinci	27
1.2	Les débuts de l'hélicoptère	28
1.3	Evolutions technologiques de l'hélicoptère © <i>airliners.net</i>	28
1.4	Profils et loi de vrillage de la pale du rotor 7A	31
1.5	Interactions BVI avec pales de nouvelle génération [39]	32
1.6	De la pale droite de soufflerie à la pale d'hélicoptère BlueEdge™	33
1.7	Pale BlueEdge™ dimensionnée pour l'hélicoptère EC155	34
2.1	Flux induit par le rotor	38
2.2	Flux induit par le rotor	39
2.3	Répartition des vitesses sur le disque rotor	43
2.4	Caractéristiques d'un profil aérodynamique	44
2.5	Articulations de la pale	46
2.6	L'articulation de battement	47
2.7	Battement de la pale en fonction de l'azimut Ψ	48
2.8	Equilibre de la pale en traînée	50
2.9	Nomenclature d'un Moyeu Rotor Principal articulé de type Spheriflex	54
2.10	Chaîne de commande de l'hélicoptère	55
3.1	Torseur résultant sur un solide immergé	58
3.2	Profil plan	58
3.3	Coefficient de traînée et portance d'un profil NACA 0009 d'envergure infinie - $M=0.5$	60
3.4	Répartition de pression pour un profil NACA 4412 - $M=0,512$ et $\alpha=1,5^\circ$	61
3.5	Trièdre de référence du disque rotor	62
3.6	Principe de calcul de la vitesse induite	63
3.7	Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A avec les modèles de vitesse induite à mono-harmonique - $\mu = 0,25$	65
3.8	Coordonnées elliptiques, η et ν	67
3.9	Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A - calcul FiSUW à 8 harmoniques - $\mu = 0,25$	68
3.10	Principe de discrétisation de la pale pour le modèle METAR	69
3.11	Discrétisation du sillage proche	70
3.12	Propagation du sillage	71
3.13	Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A - calcul METAR - $\mu = 0,25$	72
3.14	Influence de la position de la mesure de la vitesse induite - $\mu = 0,30$ (D'après mesures LARC)	73
3.15	Calcul de vitesse induite en fonction du modèle - $\mu = 0,30$	74
3.16	Ligne de courant à travers le disque rotor en vol avançant	75
3.17	Apparition de la transition sur un profil	81
3.18	Maillage de rotor pour des calculs de vol stationnaire	82
3.19	Coupe des vitesses V_z en fonction du maillage et du choix de la condition aux limites	83
3.20	Figure de Mérite du rotor 7A en fonction des conditions aux limites	84

LISTE DES FIGURES

3.21	Vitesse induite en stationnaire du rotor 7A - Pas : 14°	85
3.22	Lignes de courant en vol d'avancement sur un rotor à 5 pales - maillage chimère	86
3.23	Comparaison du $C_z M^2$ pour $r/R=0,5$ et $r/R=0,7$ entre l'essai soufflerie, METAR et la CFD	88
3.24	Comparaison du $C_m M^2$ pour $r/R=0,5$ et $r/R=0,7$ entre l'essai soufflerie, METAR et la CFD	88
3.25	Repères de projection des efforts aérodynamiques des codes de CFD <i>elsA</i> et de mécanique du vol HOST	89
3.26	Calcul de l'effort $C_n M^2$ dans le repère section - rotor 7A - $\mu = 0,4$	90
3.27	Calcul du $C_m M^2$ sur le rotor 7A - $\mu = 0,4$	90
3.28	Calcul de l'effort $C_a M^2$ dans le repère section - rotor 7A - $\mu = 0,4$	91
3.29	Calcul de la traînée ($C_x M^2$) avec FiSUW et METAR sur le rotor 7A - $\mu = 0,4$	91
3.30	Calcul de la traînée ($C_x M^3$) avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$	92
3.31	Calcul de la portance ($C_z M^2$) avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$	93
3.32	Calcul du $C_m M^2$ avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$	94
3.33	Variables aérodynamiques calculées avec FiSUW - Palier à $\mu=0,25$	94
3.34	Division de l'écoulement incident au point d'arrêt créé par la double flèche	94
3.35	Calcul du $C_z M^2$ en fonction de la vitesse d'avancement avec le modèle FiSUW - $\mu=0,07$ à $\mu=0,3$	96
3.36	Couplage aéro-mécanique avec déformation de pale ©A. Joulain	98
4.1	Caractéristiques mécaniques et géométriques d'une pale à double flèche	102
4.2	Discrétisation de la pale	104
4.3	Repères locaux	104
4.4	Approximation de la discrétisation d'une pale courbe faite par le modèle de pale articulé	107
4.5	Discrétisations suivant l'axe de pas et suivant la ligne neutre de la pale	107
4.6	Déformées des modes avec les deux discrétisations présentées figure (4.5)	109
4.7	Maquette numérique d'un moyeu Spheriflex avec adaptateur de traînée interpale (CATIA)	110
4.8	Modélisation ADAMS du MRP Spheriflex	111
4.9	Modèle SIMPACK d'une tête rotor Spheriflex	112
4.10	Architecture de l'approche macro-modèle - Exemple du code HOST	112
4.11	Modèle PLATEAU	114
4.12	Repère plan du modèle PALE	115
4.13	Conception schématique d'un adaptateur de traînée visco-élastique	116
4.14	Influence de la température sur le module de Young E et le facteur de perte η du matériau polymère [68]	117
4.15	Répartition de la température dans l'élastomère à $t=28000$ secondes - simulation ANSYS [70]	117
4.16	Boucle d'hystérésis de réponse d'amortisseur	118
4.17	Adaptateur de traînée de l'EC155	119
4.18	Montage expérimental de l'adaptateur sur le banc d'essais 10 kN	119
4.19	Courbe de caractérisation expérimentale sur le banc 25kN	120
4.20	Dépendance à la fréquence et à la précharge de la raideur	121
4.21	Evolution de la force de restitution en fonction de la température de l'adaptateur	121

4.22	Prévision du comportement de l'adaptateur par le modèle standard	123
4.23	Paramètres du modèle visco-élastique	124
4.24	Prévision du comportement de l'adaptateur par le modèle à potentiel visco-élastique	125
4.25	Courbes enveloppes linéaires d'une caractérisation expérimentale de l'adaptateur	126
4.26	Interpolation polynomiale de l'enveloppe de la caractérisation de l'amortisseur	127
4.27	Identification de κ , tangente à l'extrémité	128
4.28	Prévision du comportement de l'adaptateur par le modèle de Dahl Généralisé	128
5.1	Hélicoptère EC155 Bristow Helicopter	135
5.2	Rotor de l'hélicoptère EC155	136
5.3	Instrumentation de l'adaptateur de traînée pour les essais en vol	137
5.4	Boucles effort-déflexion mesurées en vol et filtrées les 6 premiers harmoniques	138
5.5	Décomposition harmonique des signaux mesurés en vol - CAS C, $\mu=0,25$	139
5.6	Evolution temporelle des mesures en vol brutes et filtrées sur l'adaptateur de traînée - CAS C, $\mu=0,25$	139
5.7	Réplication des déflexions et force de restitution mesurées en vol sur le banc d'essais 10kN - autres cas en annexe figure (C.3)	140
5.8	Réponse des modèles adaptateurs de traînée à une déflexion imposée	141
5.9	Réponse temporelle des modèles d'adaptateur de traînée à une déflexion imposée - CAS C, $\mu=0,25$	142
5.10	Calcul des charges de l'adaptateur de traînée à partir d'une simulation d'équilibre avec HOST	143
5.11	Charges dynamiques en fonction du modèle d'adaptateur, FISUW - CAS C, $\mu = 0,25$	144
5.12	Influence des efforts centrifuges dûs à la masse de l'adaptateur ($M=0; 2,8$ et 28kg) sur les moments en fonction de l'azimut à $r/R=7\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$	145
5.13	Moments à $r/R=7\%$ avec des bases modales couplée et découplée - CAS C, $\mu = 0,25$	146
5.14	Effet du transfert de l'énergie élastique sur les moments à $r/R=7\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$	147
5.15	Charges pales globales calculées avec Meijer Drees et FiSUW comparativement au vol pour trois rayons $r/R=7\%$, 35% et 60% - CAS C, $\mu = 0,25$	148
5.16	Charges pales globales calculées avec FiSUW et METAR comparativement au vol à $r/R=35\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$	149
5.17	Comparaison entre la simulation et la mesure des efforts de commande sur des vols en palier	150
5.18	Cartographie des charges pales dynamiques calculées avec le modèle FiSUW pour le palier à $\mu = 0,25$ (CAS C)	151
5.19	Charges dynamiques maximales sur les pales en fonction de l'envergure pour des paliers à $\mu = 0, 18, 0, 25$ et $0, 3$	153
A.1	Méthodologie de maillage de profils - Dégénérescence du bord de fuite	173
A.2	Maillage en C d'un rotor quadri-pales avec dégénérescence du saumon et du bord de fuite	175
A.3	Maillage chimère d'un rotor quadri-pales 7A pour le calcul de vol stationnaire	176
A.4	Maillage de rotor 7A pour calcul en vol d'avancement	177
A.5	Dépendances des charges de traînée (CxM^3) à la vitesse d'avancement pour un rotor à pales BlueEdge TM	179
B.1	Topologie du moyeu MRP AS365N4 - Degrés de liberté et contraintes	186

LISTE DES FIGURES

C.1	Disparité de la mesure au cours d'un vol en palier à $\mu=0,25$; temps d'acquisition = 23sec .	188
C.2	Filtrage par décomposition harmonique des efforts et déflexions mesurés en vol pour obtenir les boucles force-déflexion	189
C.3	Réplication sur une machine de traction des forces et déflexions mesurées en vol	190
C.4	Moments calculés à trois rayon $r/R = 7\%$, 35% et 60% avec Meijer-Drees, FiSUW et METAR comparés aux mesures en vol	191
C.5	Cartographie des moments calculés , CAS A - $\mu=0,07$	192
C.6	Cartographie des moments calculés , CAS B - $\mu=0,18$	193
C.7	Cartographie des moments calculés , CAS D - $\mu=0,3$	194

Nomenclature

Abréviations

<i>elsA</i>	ensemble logiciel de simulation en Aérodynamique
ALE	Arbitrary Lagrangian Eulerian equations
BTP	Boite de Transmission Principale
BVI	Blade Vortex Interaction
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique, France
CFD	Computational Fluid Dynamics, aérodynamique numérique
DDL	Degrés de libertés
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- and Raumfahrt, Allemagne
EC155	Hélicoptère classe bi-moteur moyen avec un rotor à 5 pales, Eurocopter
ERATO	Etude d'un Rotor Aéroacoustique Technologiquement Optimisé
FFT	Fast Fourier Transform, transformée de Fourier
FiSUW	Finite State Unsteady Wake model
HOST	Helicopter Overall Simulation Tool, code de calcul de mécanique du vol d'Eurocopter
LARC	Langley Research Center, NASA, Virginie, Etats-Unis
LVDT	Linear Variable Differential Transformer
METAR	Modèle d'ETude de l'Aérodynamique des Rotors
MRP	Moyeu Rotor Principal
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics, Etats Unis
NASA	National Air and Space Administration, Etats Unis
NLR	Nationaal Lucht- en Ruimtevaartlaboratorium, Pays Bas
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, France
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes

Conventions

.. Dérivée temporelle seconde

Nomenclature

\cdot	Dérivée temporelle
\otimes	Produit de convolution
A	Notation matricielle à $i \times j$ dimensions, avec (i,j) entiers positifs
\vec{x}	Vecteur de coordonnées (x_1, x_2, x_3)
$C - C$	Amplitude Crête-à-Crête par azimut, représentée en fonction de l'envergure
Moy	Valeur moyennée sur les azimuts, représentée en fonction de l'envergure
$sgn()$	Fonction signe

Indices et Notations Générales

α	Incidence du profil, angle entre la corde et l'écoulement
β	Angle de battement de la pale
δ	Angle de traînée de la pale
γ_{cor}	Accélération de Coriolis
μ	Rapport d'avancement $\mu = \frac{V_H}{V_{tip}}$
Ψ	Azimut du rotor, $\Psi = \Omega \cdot t$
ρ	Masse volumique
σ	Solidité du rotor $\sigma = \frac{c_{moyenne} \cdot R}{\pi \cdot R^2}$
θ	Angle de pas de la pale
$\theta_0, \theta_1, \theta_2$	Commandes de pas collectif et cycliques de la pale
b	Nombre de pales du rotor
c	Corde du profil
e	Excentricité lorsque l'articulation est une rotule, cas des rotors Spheriflex
e_β	Excentricité de l'articulation de battement
e_δ	Excentricité de l'articulation de traînée
F_{cor}	Force de Coriolis
g	Gravité
I_p	L'inertie de la pale par rapport à l'articulation, $I_p = \int_e^R m_l (r - e)^2 dr$
m_H	Masse hélicoptère
m_l	Masse linéique de la pale
m_p	Masse de la pale
M_s	Moment statique de la pale, $M_s = \int_e^R m_l (r - e) dr$

R	Rayon du rotor
r	Rayon
S	Surface du disque rotor, $S = \pi \cdot R^2$
t	temps
v_β	Vitesse de battement
V_a	Vitesse incidente au profil
V_H	Vitesse horizontale
V_{tip}	Vitesse de l'extrémité de la pale, $V_{tip} = R \cdot \Omega$
Ω	Vitesse de rotation du rotor
Ω_H	Vitesse de rotation de l'hélicoptère

Notations Aéro-dynamiques

$(\vec{x}_{aero}, \vec{y}_{aero}, \vec{z}_{aero})$	Repère aérodynamique porté par la direction de la vitesse incidente V_a
$(\vec{x}_d, \vec{y}_d, \vec{z}_d)$	Repère non tournant porté par le disque rotor suivant la vitesse V_H
$(\vec{x}_{section}, \vec{y}_{section}, \vec{z}_{section})$	Repère section porté par la corde
α_d	Inclinaison du disque rotor par rapport à la direction de V_0
η_s	Figure de mérite, rendement aérodynamique du rotor
γ_t	Fonction d'intermittence pour le calcul de la transition variant de 0 à 1
C_a	Coefficient de traînée axiale dans le repère section
C_l	Coefficient de roulis
C_m	Coefficient de tangage
$C_m M^2$	Coefficient de tangage homogène à un effort
C_n	Coefficient de portance normale dans le repère section
C_p	Coefficient de pression
C_x	Coefficient de traînée
$C_x M^3$	Coefficient de traînée homogène à une puissance
C_z	Coefficient de portance
$C_z M^2$	Coefficient de portance homogène à un effort
F_{xa}, F_{ya}, F_{za}	Forces aérodynamiques générées par un solide immergé
K/B	Coefficient de correction de la vitesse induite dont la valeur communément admise est 1,15
M	Nombre de Mach, $M = \frac{V_{local}}{a_0}$

Nomenclature

$M_{aero\beta}$	Moment de battement des forces aérodynamiques
M_{xa}, M_{ya}, M_{za}	Moments aérodynamiques générés par un solide immergé
p	Pression locale dans l'écoulement
p_0	Pression à l'infini
P_r	Puissance du rotor
P_{r0}	Puissance induite nécessaire au vol stationnaire
Re	Nombre de Reynolds qui caractérise l'état turbulent ou laminaire d'un écoulement, $Re = \frac{V_a \cdot c_p}{\mu}$, avec μ la viscosité dynamique du fluide
u_d	Projection de V_0 dans le plan du disque rotor
V'_{i0}	Vitesse induite corrigée par le coefficient K/B
V_0	Vitesse de l'écoulement à l'infini : nulle en stationnaire, selon z en vol vertical et projetée sur (x, y, z) en vol d'avancement
V_i	Vitesse induite
V_z	Composante verticale de la vitesse de l'écoulement dans le repère de la pale
V_{i0}	Vitesse induite moyenne
V_{i_z}	Vitesse induite projetée sur l'axe z
w_d	Projection de V_0 sur la normale au plan du disque rotor
a_0	Vitesse du son
F_n	Poussée du rotor

Notations CFD

τ	Tenseur de contraintes
q	Vecteur flux de chaleur
U	Vecteur vitesse
ω	Taux de dissipation spécifique
E	Energie
k	Energie cinétique turbulente
K_T	Coefficient de conductivité thermique
Pr	Nombre de Prandtl
u	Champ quelconque
I	Matrice identité

Notations Elasto-dynamiques

$(\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$	Repère de référence de l'hélicoptère R_0 , porté par la direction de la poutre de queue
$(\vec{x}_{pf}, \vec{y}_{pf}, \vec{z}_{pf})$	Repère R_{pf} porté par le plateau cyclique fixe
$(\vec{x}_{pt}, \vec{y}_{pt}, \vec{z}_{pt})$	Repère R_{pt} porté par le plateau cyclique tournant
α_p	Angle d'inclinaison longitudinal des plateaux cycliques
β_p	Angle d'inclinaison latéral des plateaux cycliques
η	Viscosité du matériau visco-élastique
η_e	Coefficient de perte équivalent d'un matériau visco-élastique
γ_p	Potentiel visco-élastique variant de -1 à 1
κ	Pente de la courbe qui lie les enveloppes supérieure et inférieure
λ	Coefficient de relaxation du matériau visco-élastique
ω	Pulsation
ϕ_f, ϕ_t	Rotations des plateaux cycliques fixe et tournant induites par la présence des compas
$\vec{\Gamma}_i$	Accélération du solide i
$\vec{\Omega}_i$	Vecteur rotation du solide i
\vec{dep}_i	Vecteur déplacement du repère local i par rapport au repère tournant
\vec{M}_{fi}	Moment de flexion
$\vec{M}_{st,i}^M$	Moment statique du solide i au point M
\vec{M}_{ti}	Moment de torsion
\vec{rot}_i	Vecteur rotation du repère local i par rapport au repère tournant
\vec{V}_i	Vitesse du solide i
$\xi_{xi}, \xi_{yi}, \xi_{zi}$	Courbures suivant \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} associées à la déformation de la pale
A	Coefficient d'amortissement
E_C	Energie cinétique
E_{elast}	Energie élastique
F_R	Force de restitution
F_{BdP}	Force dans la bielle de pas
H	Demi-hystérésis, épaisseur de la boucle force-déflexion
h	Hauteur du plateau cyclique

Nomenclature

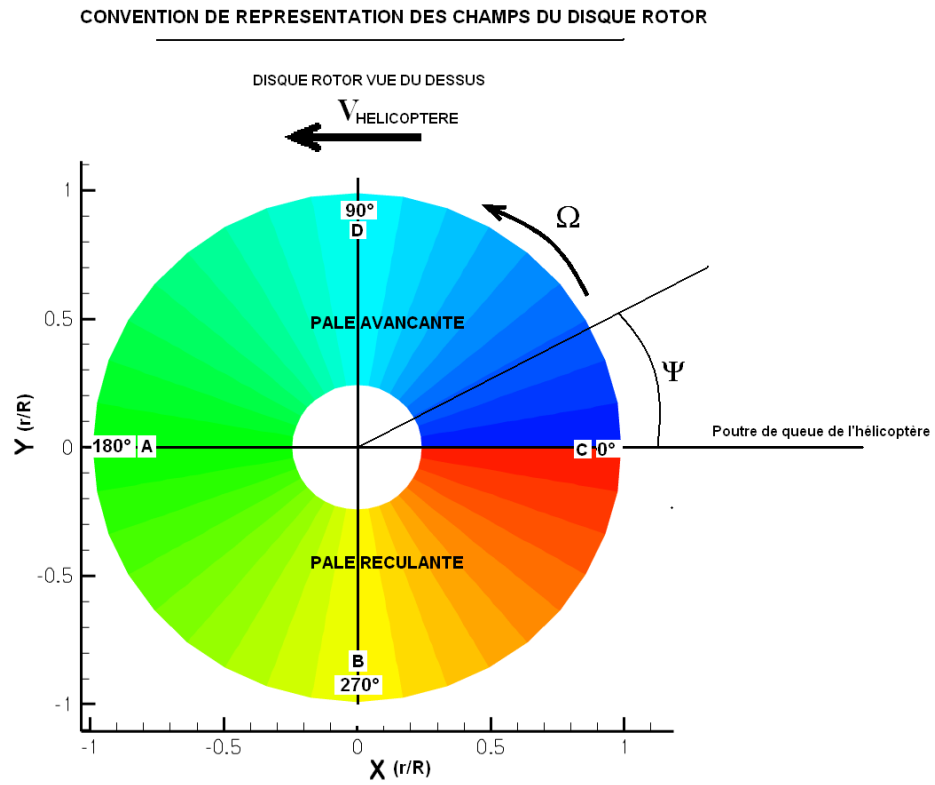
h_l	Courbe inférieure qui enveloppe la boucle force-déflexion
h_u	Courbe supérieure qui enveloppe la boucle force-déflexion
I_{Bi}, I_{Ti}, J_i	Moments quadratiques en battement, traînée et torsion
K_0	Raideur statique
K_d	Raideur dynamique
k_e	Raideur équivalente d'un matériau visco-élastique
K_l	Raideur limite (pente de la boucle force-déflexion)
$K_{\beta,i}$	Raideur équivalente en battement aux articulations
$K_{\delta,i}$	Raideur équivalente en traînée aux articulations
$K_{\theta,i}$	Raideur équivalente en torsion aux articulations
K_{int}	Raideur intermédiaire
K_{max}	Raideur maximale (pente maximale de la boucle force-déflexion)
l_i	Longueur du segment i
m_i	Masse d'un tronçon rigide de pale
N	Nombre de DDL du système
Q_j	Effort généralisé, travail des forces extérieures
q_j	$j^{\text{ème}}$ coordonnée généralisée
T	Température de l'élastomère
u	Déflexion
E	Module de Young
F_{xG}	Force radiale de la pale
F_{yG}	Force de traînée de la pale
F_{zG}	Force de portance de la pale
M_{xG}	Moment de torsion de la pale
M_{yG}	Moment de flexion en battement de la pale
M_{zG}	Moment de flexion en traînée de la pale

Glossaire

Adaptateur de traînée	Amortisseur permettant de réguler le mouvement en traînée de la pale
Amont	Région de l'écoulement située au dessus du rotor
Assiette latérale	Roulis, angle que fait l'hélicoptère autour de son axe longitudinal

Assiette longitudinale	Mouvement de tangage, angle que fait l'hélicoptère autour de son axe transversal et qui définit sa position à cabrer ou à piquer
Aval	Région de l'écoulement située sous le rotor, où se développe le souffle induit
Aéro-mécanique	Etude de systèmes mécaniques faisant intervenir un couplage fluide-structure
BlueEdge™	Pale de nouvelle génération à double flèche brevetée par Eurocopter
Chimère	Type de maillage de CFD
Compas	Système solidarissant le plateau cyclique fixe à la BTP et le plateau cyclique tournant au mât rotor pour assurer la transmission de l'effort de rotation.
Disque rotor	Disque qui contient le lieu des points décrits par l'extrémité des pales
Déflexion	Variation de la dimension, (m)
Déformation	Variation de la dimension relative, (SU)
Flèche d'une pale	Désigne le changement de direction de l'extrémité d'une pale pour satisfaire à des contraintes de compressibilité de l'écoulement
Rotor 7A	Rotor quadripale de 2,1m de rayon utilisé en soufflerie
Saumon	Extrémité raffinée de la pale
Solidité	Rapport de la surface des pales sur la surface du disque rotor

Conventions Graphiques



Convention de représentation des cartographies rotor

Introduction

Généralités

Si le terme d'hélicoptère, qui a pour origine les mots grecs *helikos* (hélice) et *ptéron* (aile), est apparu au XIX^{ème} siècle, son origine est bien plus ancienne. Des jouets chinois utilisant le principe d'ailes rotatives ont été identifiés dès le IV^{ème} siècle avant Jésus Christ. C'est cependant le dessin de "vis aérienne" de Léonard de Vinci, illustré figure (1.1) et datant de 1486 qui propose le premier concept de voilure tournante. Très novateur pour l'époque, ce projet n'eut pas de réalisation par manque de connaissances technologiques.

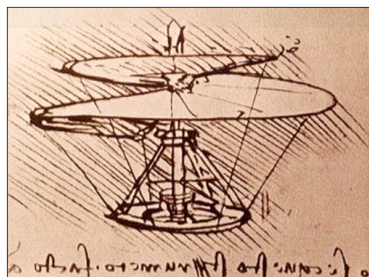


FIGURE 1.1: L'hélicoptère par Léonard de Vinci

C'est à partir de la fin du XVIII^{ème} siècle que s'accroissent les développements avec l'apparition de petits modèles comme celui des français Launoy et Bienvenu en 1784. Près d'un siècle plus tard, Enrico Forlanini fait décoller un appareil à vapeur.

Le développement du moteur à explosion favorise ensuite la fabrication d'appareils de plus grandes tailles, tel que celui des frères Breguet en 1907. La même année, le premier vol d'hélicoptère piloté est

CHAPITRE 1. INTRODUCTION

réalisé par Paul Cornu. Le pilotage reste toutefois très délicat, le comportement de l'appareil étant encore mal compris.

A partir des années 1930, le russe Igor Sikorski mène à bien l'une des dernières grandes évolutions en réalisant un hélicoptère à un seul rotor, le VS-300, utilisant pour contrer le couple, un rotor de queue appelé désormais rotor anti-couple.

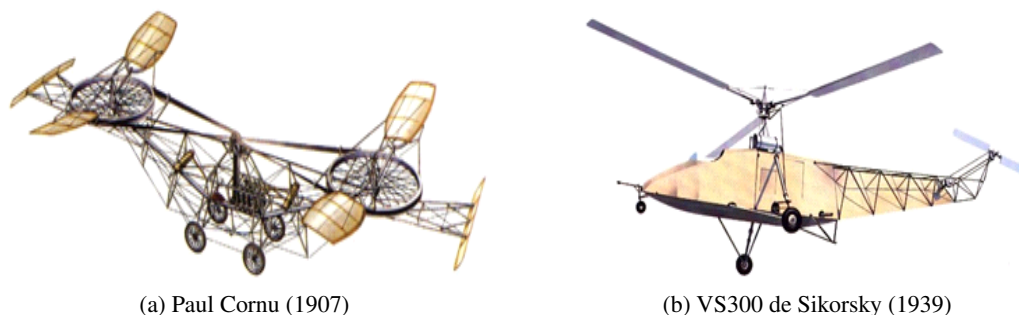


FIGURE 1.2: Les débuts de l'hélicoptère

L'autogire, dont de nombreux concepts ont été développés pendant la première moitié du XXème siècle, est similaire à l'hélicoptère puisque sa portance est assurée par un rotor. La propulsion est réalisée par une hélice comme sur un avion classique. La mise en rotation du rotor est alors permise par l'écoulement induit généré par la vitesse de déplacement de l'appareil. L'autogire peut être vu comme un hélicoptère qui n'autorise pas le vol stationnaire.

Les premières applications industrielles de l'hélicoptère datent des années 1950. Depuis cette période, les évolutions technologiques ont été importantes et ont apporté de notables améliorations des performances. Toutefois, l'architecture du concept actuel est très similaire à ce qui se faisait déjà à cette époque. Depuis les années 1960, le concept est figé : moteurs à turbines, rotor principal et second rotor de type anti-couple ou contra-rotatif.



FIGURE 1.3: Evolutions technologiques de l'hélicoptère ©airliners.net

Les constructeurs américains ont mis en vol le Sikorsky S55, premier hélicoptère de manoeuvre. Puis en 1956, le Bell UH1 connaît un succès technique important. Cet hélicoptère est encore très largement utilisé aujourd'hui. Le Vertol CH-47 Chinook a effectué son premier vol en 1961 et reste aujourd'hui encore la référence des hélicoptères lourds. Les soviétiques ont été tout aussi actifs et se sont fait remarquer par la puissance des hélicoptères alors développés dont le plus connu est le MI-8 datant 1961, un "best seller" encore d'actualité. Le plus gros hélicoptère de l'histoire restera le MI-12 développé en

1967 qui affichait une masse maximale de 105 tonnes pour une charge utile de 40 tonnes ; seuls trois prototypes ont vu le jour. En 1977, l'hélicoptère lourd MI-26 affichant une charge maximale de 56 tonnes effectue son premier vol et reste à ce jour le plus gros appareil opérationnel. Aujourd'hui, les constructeurs cherchent à augmenter la vitesse des appareils. Le prototype le plus abouti est l'hélicoptère X³ d'Eurocopter qui peut maintenir une vitesse de 232 noeuds.

L'hélicoptère est de nos jours utilisé à de multiples fins, que ce soit pour du transport de personnes (VIP, militaires, personnels OffShore), pour des missions de services publics (secours, évacuations sanitaires, polices), pour des travaux aériens (débardages, constructions, entretiens) ou des missions militaires (hélicoptère de reconnaissance, lutte anti sous-marine, hélicoptère de combat). La principale raison d'être de l'hélicoptère est sa capacité à effectuer du vol stationnaire qui requiert une puissance très importante au regard de la masse transportée (environ 150W par kilo transporté).

La sustentation de l'hélicoptère est assurée par au moins un rotor constitué de pales, dont la rotation crée un couple de réaction qui entraîne la cellule de l'appareil dans une rotation en sens inverse. La compensation de cet effet est réalisée par l'utilisation d'un deuxième rotor, qui sera soit :

- Un rotor anti-couple constitué d'une hélice, situé sur la poutre queue de l'hélicoptère. Le bras de levier dû à la position de ce rotor crée un moment résultant qui s'oppose au couple du rotor principal ;
- Un second rotor de sustentation, contra-rotatif et de dimensions équivalentes au rotor principal. Le couple de ce second rotor vient alors annuler l'action du premier rotor.

La puissance nécessaire au vol d'un hélicoptère est générée soit par un moteur à piston (type diesel), soit par une turbine à gaz. Le type de moteur va dépendre de la masse de l'appareil, à savoir qu'un hélicoptère de la classe des 5 tonnes va nécessiter une puissance de l'ordre du mégawatt. Le recours à une motorisation avec une ou plusieurs turbines à gaz est alors indispensable.

La boîte de transmission principale (BTP) est un composant stratégique de l'hélicoptère qui multiplie la vitesse de rotation de la turbine (plusieurs milliers de tours/minute) afin qu'elle soit acceptable pour le rotor principal (de l'ordre de 300 tours/minute). La BTP fournit également la puissance au rotor anti-couple, aux alternateurs et aux groupes hydrauliques.

Littérature sur la mécanique des rotors d'hélicoptère

Les fondamentaux de la mécanique du vol figurent dans les ouvrages de Legrand [1] et Rougier [2]. Les grands principes de la mécanique des fluides sont développés dans [3]. Dans son étude [4], Obert présente les principes fondamentaux du design aérodynamique des aéronefs. Hoerner a écrit deux ouvrages [5] et [6] très complets traitant de la traînée et de la portance des profils aérodynamiques, intéressants pour l'étude du comportement des voilures. Le livre de Leishman [7] est un ouvrage de référence qui décrit de manière très complète l'aérodynamique de l'hélicoptère.

Pour l'étude de la dynamique de l'appareil, l'ouvrage de Johnson [8] est particulièrement détaillé. En plus d'aborder des problématiques aérodynamiques et dynamiques, il s'attarde sur les problèmes de stabilité et sur l'étude de l'aéroélasticité du rotor.

Les publications consacrées à l'étude des hélicoptères sont principalement associées à des instituts

CHAPITRE 1. INTRODUCTION

de recherche aérospatiale comme la NASA, l'ONERA, le DLR ou le NLR. Les travaux des laboratoires universitaires sur les thèmes de la mécanique de l'hélicoptère sont peu nombreux, hormis les nombreuses contributions des universités Pennsylvania State University, Maryland University et Georgia Tech qui ont développé des compétences spécifiques dans ce domaine. Les contributions publiques des hélicoptéristes à l'avancée des recherches sont souvent le fruit de collaborations avec les organismes de recherche qui poussent à communiquer sur leurs travaux quand les industriels vont avoir tendance à protéger leurs connaissances.

Glauert a publié en 1926 un article [9] qui fait référence en matière d'étude de l'aérodynamique des voilures tournantes. En s'intéressant aux problématiques de l'autogire, il pose les bases de la théorie des vitesses induites. Tout au long du siècle passé de nombreux travaux ont été menés pour faire évoluer ces connaissances en proposant des formulations visant à approcher au mieux l'écoulement induit. La publication de Chen [10] propose une mise en perspective très intéressante de ces différents travaux en présentant notamment les contributions de Meijer-Drees [11], He [12] ou Pitt & Peters [13].

La modélisation des vitesses induites est une problématique essentielle pour la compréhension de la mécanique du vol. Basset propose dans [14] et [15] une étude s'intéressant à leur rôle dans la prévision du comportement en vol de l'hélicoptère en s'appuyant notamment sur les développements de Peters [13].

La vitesse induite est une composante de l'aérodynamique de l'hélicoptère. L'étude plus générale du comportement aérodynamique de l'hélicoptère s'est longtemps appuyée sur des essais en soufflerie qui conduisent à une analyse des lignes de courant de l'écoulement, à la mesure des vitesses au moyen de techniques de type PIV¹ ou fil chaud, ainsi qu'à des mesures de champs de pression. Hjärne présente dans [16] et [17] ses travaux pour la validation expérimentale des simulations numériques portant sur des profils aérodynamiques.

Le centre de la NASA à Ames dispose d'une soufflerie pour l'étude de rotors en vol avançant à l'échelle un. Ainsi, le rotor SMART du MD900 a été l'objet d'une campagne d'essais présentée dans [18] et [19]. La NASA a également étudié les rotors du UH-60, avec des essais dans la soufflerie de Ames [20] et a mené une campagne de mesures intensives présentée par Bousman [21]. Au cours de cette campagne, un UH-60 a vu son rotor totalement instrumenté pour effectuer des mesures de charges aérodynamiques des pales dans différents cas de vol. Cette rare base de données est la plus complète qui existe en terme d'étude aérodynamique des rotors. L'accès libre à ces données de la NASA suppose de travailler sur un rotor de UH-60, propriété de Sikorsky, ce qui rend l'exploitation compliquée pour les européens.

La présente recherche repose sur les moyens d'essais de l'ONERA qui possède à Modane une veine d'essais conséquente pour des mesures sur des rotors de 4,2 mètres de diamètre. En 1991, a eu lieu une campagne d'essais particulièrement complète sur le rotor 7A [22] qui sert toujours de base de référence pour la validation des modèles aérodynamiques utilisés par Eurocopter. Le rotor 7A a quatre pales de 2,1 mètres constituées de trois profils différents. La corde des profils est de 0,14 m et le vrillage atteint 4,5° selon la loi présentée figure (1.4). Les pales ont été instrumentées avec vingt prises de pression à cinq sections différentes. Ce rotor de soufflerie, très rigide comparativement à un rotor d'hélicoptère, est utilisé dans la thèse pour l'analyse des modèles aérodynamiques qui s'appuie aussi sur des mesures faites sur un

1. Particle Image Velocimetry.

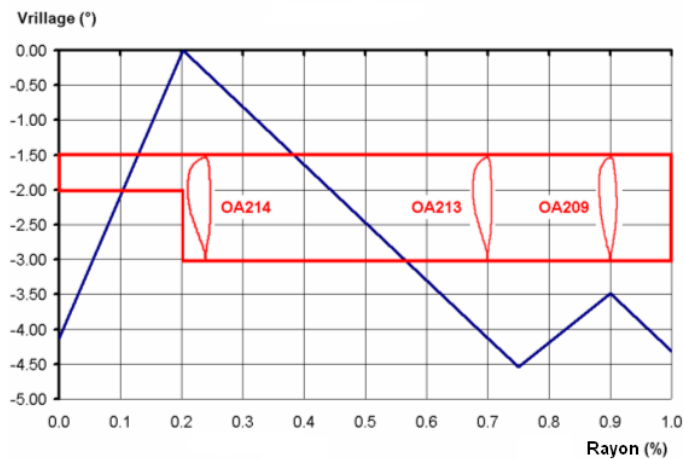


FIGURE 1.4: Profils et loi de vrillage de la pale du rotor 7A

rotor de la NASA qui a procédé dans les années 1980 à des mesures de vitesses induites à proximité du rotor [23]. Ce rotor possède deux pales rectangulaires constituées de profils NACA0012.

Les années 1980 ont vu l'apparition de moyens de calculs plus performants et plus accessibles, autorisant le développement de simulations numériques aérodynamiques dédiées à l'aérospatiale. Boeing a mis en oeuvre ces techniques à compter de 1985 [24] et c'est sous son impulsion que Spalart et Allmaras ont développé un modèle de turbulence destiné à la modélisation d'écoulements autour de profils d'ailes [25].

L'ONERA et le CERFACS proposent un code de calcul d'aérodynamique numérique externe, *elsA* [26] développé à l'origine pour des applications avions. Aujourd'hui, ce code dispose de modules propres au calcul de rotors d'hélicoptères et devient donc un outil incontournable pour l'étude de l'aérodynamique des voilures tournantes.

La thèse de Cranga [27] permet d'appréhender les problématiques dynamiques de base. Une étude complémentaire des problématiques vibratoires propres à ce type de systèmes mécaniques pourra se reposer sur l'ouvrage de Bielawa [28].

Le détermination des charges rotor requiert une modélisation aéroélastique qui suppose de discrétiser la pale en éléments pour représenter sa souplesse. Johnson [29] a largement contribué au développement des connaissances dans ce domaine. Dans son ouvrage [30], Miller présente ses travaux sur le calcul des charges vibratoires des pales. Une des principales difficultés dans ce domaine provient de la modélisation de la pale et des hypothèses choisies pour rester représentatif. Cette question fait l'objet de la publication [31] dans laquelle sont mises en regard des modélisations à une et trois dimensions. Enfin, parmi les derniers développements, le modèle présenté dans [32] porte sur les pales à fort angle de flèche, ce qui constitue aujourd'hui une avancée technologique majeure.

Le calcul des charges nécessite de modéliser la dynamique du rotor et le champ aérodynamique dans lequel il évolue. Si les couplages aéro-mécaniques avec des codes de Computational Fluid Dynamics ne sont pas encore une réalité industrielle, ils font l'objet de recherches approfondies. Des calculs de couplage faible sur le rotor de l'UH-60 s'appuyant sur les mesures de la soufflerie de Ames, ont été

réalisés par la NASA et sont présentés dans [33]. Hill fait état dans [34] d'une méthodologie de couplage basée sur le rotor HART-1 entre les codes de CFD OVERFLOW-2, de CSD RCAS ou CAMRAD. Au niveau européen, ce type de couplage a été initié dans le programme de recherche transnational CHANCE portant sur le rotor 7A et les essais en soufflerie à Modane. Les travaux présentés dans [35], [36], [37] et [38] donnent une vision d'ensemble des recherches effectuées pendant ce programme.

Développement des technologies de rotors

Le nombre de pales composant un rotor est variable et directement dépendant des performances souhaitées. Telle une aile d'avion, le profil d'une pale est choisi de manière à ce que, soumis à un écoulement d'air, la dépression créée entre l'intrados et l'extrados assure une portance maximale et une traînée minimale. La mise en rotation de la pale génère une vitesse de profil qui dépend de la position radiale : la vitesse incidente augmente avec le rayon. La force de portance locale dépend de la vitesse et de l'angle d'incidence du profil. Le vrillage permet d'équilibrer la portance le long de la pale, en diminuant l'angle d'incidence à mesure que la vitesse du profil augmente. Le vrillage décroît du pied vers l'extrémité de la pale.

En extrémité, se produisent les effets de bord générant un tourbillon qui contribue à augmenter la traînée du rotor. Pour réduire ce phénomène, le saumon de la pale est affiné et un dièdre est ajouté.

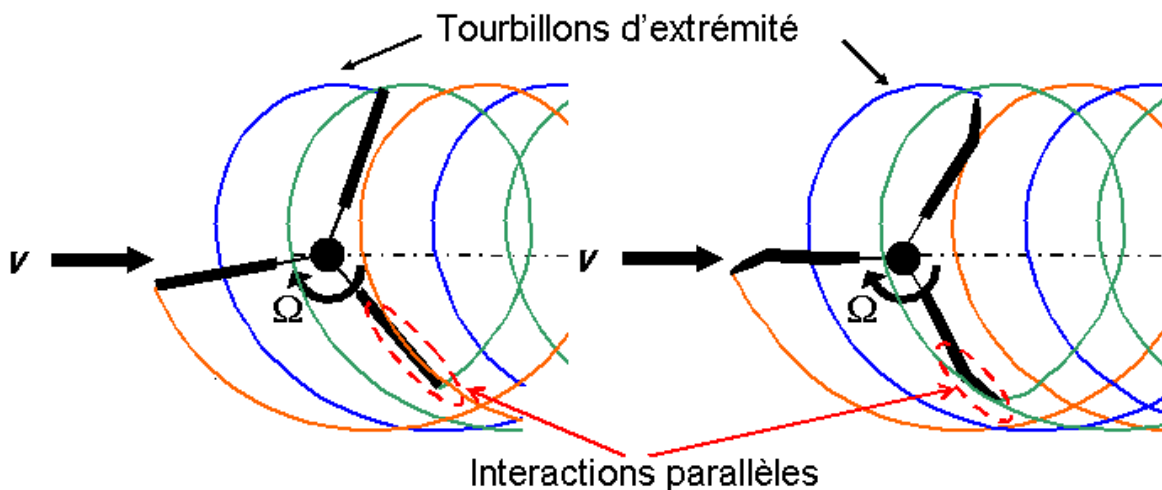


FIGURE 1.5: Interactions BVI avec pales de nouvelle génération [39]

Les solutions présentées étant désormais bien connues et maîtrisées, les innovations dans le domaine de la conception de pale portent maintenant sur de nouvelles géométries. Parmi celles-ci, on peut citer la technologie BERP [40] qui travaille sur l'extrémité. La corde est considérablement augmentée en extrémité, ce qui affecte le tourbillon de sorte que ce dernier soit sortant : le sens de rotation est tel que le flux d'air est éloigné de l'appareil et limite les interactions entre le sillage du rotor et la cellule. Cette géométrie a un impact sur la compressibilité. La vitesse d'avancement de l'hélicoptère est limitée par la

vitesse du profil en bout de pale : il est souhaitable que cette dernière n'excède pas $Mach = 1$ étant donné les effets de compressibilité qui vont alors apparaître. Cette technologie autorise donc une plus grande vitesse d'avancement à l'hélicoptère.

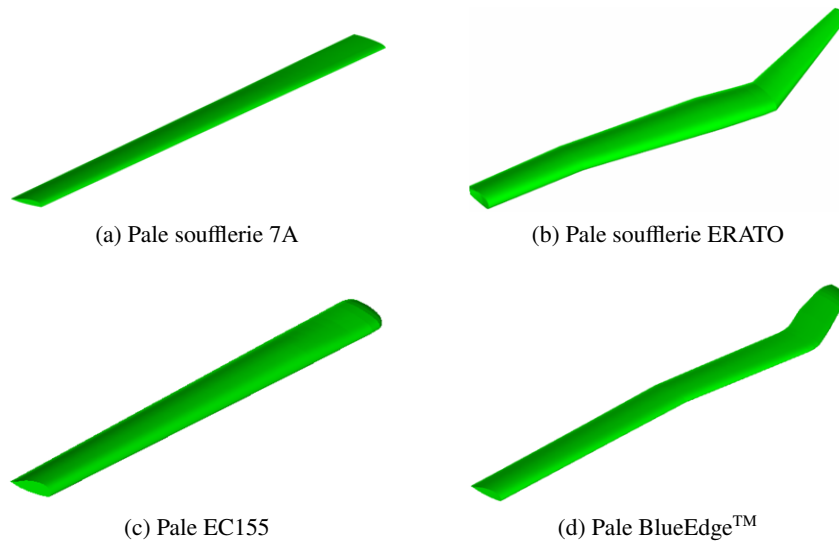


FIGURE 1.6: De la pale droite de soufflerie à la pale d'hélicoptère BlueEdge™

L'hélicoptère est générateur de fortes émissions acoustiques qui le contraignent à se conformer à des règles opérationnelles strictes, afin de minimiser les nuisances sonores pénalisant aussi bien les opérateurs civils que militaires. Une des composantes du bruit du rotor d'hélicoptère provient de l'interaction entre la pale et le tourbillon résultant de la pale précédente, appelé bruit BVI et particulièrement gênant dans les phases d'approche. Le bruit provoqué est d'autant plus important que la surface d'interaction entre le bord d'attaque de la pale et le tourbillon est importante. L'interaction est pénalisante lorsque le tourbillon est parallèle à la pale. Eurocopter et l'ONERA ont été initiateurs du programme ERATO [41] qui visait à développer une pale acoustiquement optimisée. Afin de limiter les interactions BVI, différentes géométries ont été testées et ont conduit au choix d'une pale à double flèche : une partie droite, une partie à flèche avant et une extrémité en flèche arrière. La figure (1.5) illustre l'intérêt de l'usage d'une pale à double flèche qui limite les interactions parallèles.

La pale ERATO, acoustiquement optimisée, a été conçue pour un rotor de soufflerie (figure (1.6)). La transposition de ce concept à l'hélicoptère a donné naissance à la pale BlueEdge™ [39] répondant également à des critères de performance et de chargement. Cette géométrie de pale, représentée figure (1.7) constitue une innovation majeure.

Objectifs et démarche de la thèse

L'apparition des nouvelles géométries de pale impose de reconsidérer les outils et technologies existantes. La méthode de calcul de charge, conçue en supposant des pales droites, doit être adaptée à l'utilisation de géométries courbes, induisant par exemple une dissociation de l'axe de pas et de la ligne



FIGURE 1.7: Pale BlueEdge™ dimensionnée pour l'hélicoptère EC155

de quart de corde.

Des travaux ont été engagés dans les domaines concernés par cette évolution majeure - aérodynamique, dynamique, fabrication - afin de valider les méthodes existantes et le cas échéant, les faire évoluer afin de conserver un bon niveau de représentativité.

Ce travail de thèse vise à contribuer au développement de la méthodologie du calcul de charge en évaluant et améliorant le niveau de prédictivité des outils utilisés par Eurocopter. Il est pour cela nécessaire de considérer d'abord les modèles aéro-dynamiques, qui calculent les excitations extérieures du rotor. Les modélisations élasto-dynamiques visent à prévoir le comportement global du rotor pour s'intéresser au calcul de charge.

Le calcul des charges rotor nécessite de s'intéresser aux phénomènes de couplage fluide-structure entre le rotor et l'air dans lequel évolue l'hélicoptère. Dans cette optique, les modélisations aéro-dynamiques déterminent le champ de chargement aérodynamique qui est alors utilisé comme un torseur d'efforts extérieurs agissant sur l'équilibre dynamique du système. Les modèles élasto-dynamiques s'intéressent à la tête rotor afin de décrire sa cinématique et sa dynamique. Les modèles d'amortissement sont utilisés pour décrire le comportement non-linéaire des adaptateurs de traînée qui ont un impact sur la dynamique du rotor. Enfin, la détermination du torseur des efforts locaux nécessite de modéliser les pales avec une description élastique prenant en compte leurs déformations.

Les charges rotors sont déterminées en utilisant ces modèles dans des calculs d'équilibre d'ensembles qui simulent le comportement de l'appareil dans des phases de vol. Les efforts de commandes, les charges adaptateurs de traînée et les charges pales déterminées par les méthodes numériques sont confrontés à des résultats expérimentaux. Les essais dynamiques effectués en vol et en laboratoire constituent une base de données permettant de valider les méthodes de calcul mises en oeuvre. En contre-partie cette approche expérimentale ne s'adresse qu'à un nombre limité de cas représentant une fraction du spectre de vol de l'hélicoptère.

La compréhension des phénomènes et leur modélisation est une étape dans l'élaboration d'une méthodologie de calcul de charge qui doit être robuste et industrialisable.

Dans cette optique, le chapitre 2 de cette thèse pose les bases de la mécanique du vol afin d'expliquer le principe de sustentation et de pilotage de l'hélicoptère. Ensuite, le chapitre 3 décrit les différentes modélisations aéro-dynamiques du rotor, en couvrant l'ensemble des modèles, de l'aéro-dynamique bi-dimensionnelle la plus simple aux représentations tri-dimensionnelles de type "aérodynamique numérique". Le chapitre 4 introduit l'approche mécanique de structure en proposant les modèles élasto-dynamiques qui représentent la pale déformable, la chaîne de commande du rotor et les modélisations d'amortissement utilisées. Enfin, le chapitre 5 assemble ces modélisations afin de déterminer les capacités de calcul de charges accessibles.

Mécanique du vol

Ce chapitre est consacré à l'explication du principe de vol de l'hélicoptère et du mécanisme de sustentation. Après avoir présenté les contributions aérodynamiques, la mécanique du rotor articulé est abordée. L'objectif est de présenter les différentes articulations qui constituent le rotor : l'articulation de pas, de battement et de traînée. Enfin, ce chapitre s'intéresse au mécanisme de commande et de contrôle du rotor avant de proposer une ouverture sur les différentes technologies existantes.

L'hélicoptère occupe une place à part dans le domaine des aéronefs puisque c'est le seul appareil conçu pour maintenir des vols stationnaires. Cette particularité est rendue possible par l'utilisation d'une voilure tournante. Les sollicitations dynamiques créées par la rotation nécessitent de recourir à des technologies particulières et d'adopter une conception pour à la fois contrôler le comportement en vol et résister aux efforts importants qui interviennent.

Cette thèse s'intéresse à la configuration d'hélicoptère la plus courante : un rotor principal et un rotor anti-couple sur la poutre de queue. Quelle que soit la configuration de vol - palier, montée, approche... - la vitesse de rotation du rotor est constante afin de limiter son impact vibratoire sur la cellule. La mise en translation verticale de l'hélicoptère est assurée par une modification de l'angle d'incidence des pales.

La compréhension du fonctionnement physique du rotor et des choix de conception requis par l'architecture de l'hélicoptère permet de comprendre les origines de la dynamique de la pale, nécessaire au calcul des charges.

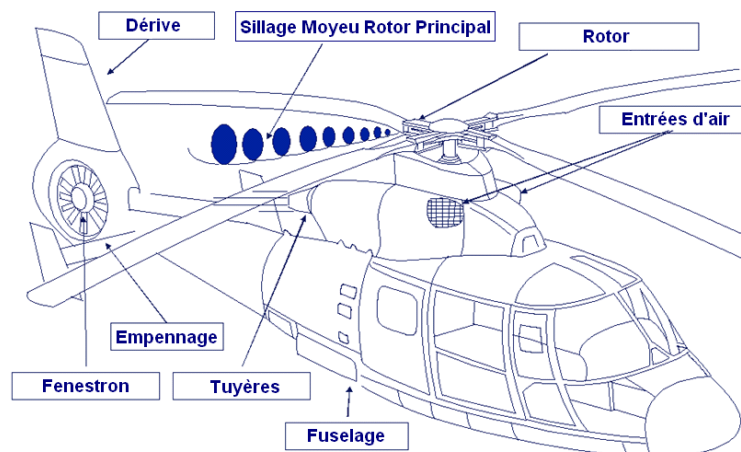


FIGURE 2.1: Flux induit par le rotor

1 Généralités aérodynamiques

L'aérodynamique de l'hélicoptère se décompose en différentes contributions illustrées sur la figure (2.1). Parmi celles-ci, la portance du rotor, l'anti-couple, la stabilité apportée par l'empennage et la dérive ont une action nécessaire au pilotage. Les sillages générés par les différents éléments sont par contre source d'efforts résistants qui dégradent les performances de la machine et doivent donc être réduits autant que possible.

L'équilibre aérodynamique de l'hélicoptère est la résultante de ces différentes contributions, qui vont positionner l'aéronef dans l'espace.

1.1 Principe de sustentation du rotor

Soit un écoulement d'air à travers le disque rotor, donc à travers le plan de rotation des pales. Le rotor transmet de l'énergie à une colonne d'air, et la met donc en mouvement. Ce modèle est issu du théorème de la quantité de mouvement initié par Rankine et Froude, dont une description est proposée notamment par Leishman [7].

Le rotor crée une aspiration de l'air situé à l'amont pour le refouler vers l'aval. La masse d'air, accélérée par l'action du rotor, voit sa pression et sa vitesse varier tout au long de la veine en mouvement :

- *A l'infini amont* : la pression atmosphérique de l'air est p_0 . La vitesse relative de l'air est alors V_0 , égale et opposée à la vitesse de déplacement de l'hélicoptère.
- *Dans le plan du disque rotor* : la vitesse de l'air augmente et vaut V_1 . Sur la face supérieure du disque, la pression statique est p_1 avec $p_1 < p_0$, c'est une zone de dépression. La face inférieure du disque est à la pression statique p_2 avec $p_2 > p_0$, donc en surpression.
- *A l'infini aval* : la vitesse de l'air a encore augmenté pour atteindre V_3 . La pression statique à l'infini p_3 est égale à p_0 , pression atmosphérique.

Le rotor est considéré comme un disque de surface S infiniment mince, qui comporte un nombre infini de pales. Chaque pale communique une variation de pression à toute particule de fluide traversant le disque. L'écoulement est purement axial et vertical. Il engendre une force de traction positive T opposée à la gravité (sustentation).

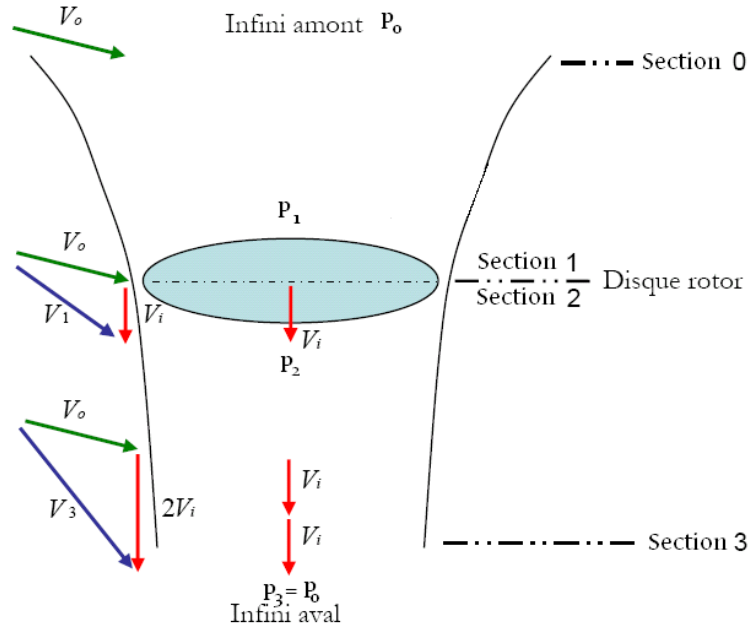


FIGURE 2.2: Flux induit par le rotor

L'application du principe de la conservation de la quantité de mouvement, à une ligne de courant de l'écoulement donne :

$$\begin{aligned} \vec{S}_1 \cdot \vec{V}_1 &= \vec{S}_2 \cdot \vec{V}_2 \\ \text{Or, } S_1 = S_2 = S \text{ d'où } \vec{V}_1 &= \vec{V}_2 = \vec{V} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Par hypothèse, la vitesse \vec{V} du fluide qui traverse le disque est uniforme.

La poussée F_n du rotor est calculée en appliquant le principe de conservation de la quantité de mouvement le long d'une ligne de courant, en supposant la masse volumique ρ constante :

$$p_0 + \frac{\rho}{2} S_0 V_0^2 = p_1 + \frac{\rho}{2} S_1 V_1^2, \quad (2.2)$$

$$p_2 + \frac{\rho}{2} S_2 V_2^2 = p_3 + \frac{\rho}{2} S_3 V_3^2, \quad (2.3)$$

Sachant que $p_0 = p_3$, $V_1 = V_2$ et $S_1 = S_2$, les équations (2.2) et (2.3) permettent d'écrire la poussée sous la forme :

$$\vec{F}_n = (p_2 - p_1) \vec{S} = \frac{\rho}{2} \vec{S}_0 \vec{V}_0^2 - \frac{\rho}{2} \vec{S}_3 \vec{V}_3^2 \quad (2.4)$$

Compte tenu de la relation sur la conservation de la quantité de mouvement, $\vec{S}_0 \vec{V}_0 = \vec{S}_3 \vec{V}_3 = \vec{S} \vec{V}$, l'équation (2.4) devient :

$$\vec{F}_n = \frac{1}{2} \rho \vec{S} \vec{V} (\vec{V}_0 - \vec{V}_3) \quad (2.5)$$

CHAPITRE 2. MÉCANIQUE DU VOL

La vitesse augmente continuellement et régulièrement entre les infinis amont et aval. Elle est égale sur les surfaces supérieure et inférieure du disque rotor selon le principe de conservation de la masse (équation 2.1). La vitesse créée par le rotor est appelée vitesse induite de Froude, notée \vec{V}_i .

Le théorème de Bernoulli permet de déterminer la vitesse induite de Froude, entre les sections 0 et 1 d'une part, et entre les sections 2 et 3 d'autre part, soit :

$$p_0 + \frac{1}{2}\rho V_0^2 = p_1 + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (2.6)$$

$$p_3 + \frac{1}{2}\rho V_3^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (2.7)$$

La poussée, exprimée à partir des termes des équations de Bernoulli devient :

$$\vec{F}_n = (p_2 - p_1) \vec{S} = \frac{1}{2}\rho \vec{S} (\vec{V}_0^2 - \vec{V}_3^2) \quad (2.8)$$

L'égalité des deux équations de poussée (2.5) et (2.8) donne la relation sur les vitesses :

$$\vec{V}_1 = \vec{V}_2 = \frac{\vec{V}_0 + \vec{V}_3}{2} \quad (2.9)$$

Dans le plan du disque rotor, la vitesse \vec{V} est la somme de la vitesse à l'infini et de la vitesse induite \vec{V}_i qui est définie par la relation :

$$\vec{V}_i = \vec{V}_1 - \vec{V}_0 = \vec{V}_3 - \vec{V}_2 \quad (2.10)$$

La poussée du rotor peut alors s'exprimer en fonction des vitesses induite et de déplacement :

$$\vec{F}_n = 2\rho \vec{S} \vec{V}_i \cdot (\vec{V}_i + \vec{V}_0) \quad (2.11)$$

1.2 Puissance du rotor

Le rotor exerce sur l'air une force de réaction opposée à la sustentation \vec{F}_n . La vitesse de l'air étant au niveau du disque \vec{V} , la puissance P_r communiquée à l'air est :

$$P_r = -\vec{F}_n \cdot \vec{V} \quad (2.12)$$

Qui devient :

$$P_r = -\vec{F}_n \cdot (\vec{V}_0 + \vec{V}_i) \quad (2.13)$$

La puissance P_r se décompose en une puissance de propulsion $-\vec{F}_n \cdot \vec{V}_0$, et une puissance induite $-\vec{F}_n \cdot \vec{V}_i$.

1.3 Configurations de vol

La vitesse induite et la puissance à fournir au rotor dépendent du type de vol : stationnaire, vertical de montée ou de descente, ou d'avancement. Le déplacement de l'hélicoptère s'entend relativement à l'air et non pas au repère terrestre : un hélicoptère qui effectue un vol stationnaire par rapport au sol peut être physiquement en configuration vol d'avancement en présence de vent par exemple. La vitesse par rapport au sol n'est donc pas considérée en mécanique du vol.

Vol stationnaire

Dans le cas particulier du vol stationnaire idéal, la vitesse de l'hélicoptère par rapport à l'air est nulle, soit $\vec{V}_0 = \vec{0}$. Il vient :

$$\vec{V}_1 = \vec{V}_{i0} \quad (2.14)$$

$$\vec{V}_3 = \vec{V}_{i0} \quad (2.15)$$

avec \vec{V}_{i0} la vitesse induite en vol stationnaire. D'après l'équation (2.11), la poussée s'exprime :

$$\vec{F}_n = 2\rho\vec{S} \cdot \vec{V}_{i0}^2 \quad (2.16)$$

La vitesse induite générée par le rotor s'exprime donc en fonction de la poussée nécessaire à la sustentation. La puissance induite en stationnaire P_{ri0} à fournir à la masse d'air traversant le rotor pour lui donner la vitesse V_{i0} a pour valeur :

$$P_{ri0} = \vec{F}_n \cdot \vec{V}_{i0} \quad (2.17)$$

donc,

$$P_{ri0} = \frac{F_n^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\rho\vec{S}}} \quad (2.18)$$

L'expression (2.18) permet d'évaluer la puissance nécessaire au vol stationnaire selon la théorie de Froude détaillée dans [7]. En première approche, la poussée du rotor doit compenser la masse du rotor et donc satisfaire à la relation $F_n = m_H g$, m_H étant la masse appareil et g la gravité.

Au cours de la rotation apparaissent des tourbillons marginaux aux extrémités des pales. Ces derniers ont pour principal effet de réduire la portance locale, et donc dégradent la portance globale du disque rotor. Les pertes ainsi générées par rapport au modèle théorique sont prises en compte à l'aide du coefficient K/B . La valeur moyenne de K est 1,07 et représente le coefficient d'irrégularité de vitesse induite. B représente le coefficient d'irrégularité de portance qui dépend du nombre de pales et de la poussée demandée au rotor.

Vol vertical

Dans cette situation, l'expression de la poussée est donnée par la relation (2.11) et peut s'écrire :

$$\frac{\vec{F}_n}{2\rho\vec{S}} = (\vec{V}_0 + \vec{V}_i) \vec{V}_i \quad (2.19)$$

En vol vertical, la **vitesse** \vec{V}_0 **représente la vitesse ascensionnelle** du rotor. Les formules (2.16) et (2.19) donnent :

$$\frac{\vec{V}_i}{\vec{V}_{i0}} \left(\frac{\vec{V}_0}{\vec{V}_{i0}} + \frac{\vec{V}_i}{\vec{V}_{i0}} \right) = 1 \quad (2.20)$$

Dans le cas d'une vitesse verticale ascendante, et en supposant une faible perturbation de l'écoulement due à la translation verticale, la combinaison des équations (2.11) et (2.16) correspondant au vol stationnaire, permet de déterminer la vitesse induite \vec{V}_i :

$$\vec{V}_i = \vec{V}_{i0} - \frac{\vec{V}_0}{2} \quad (2.21)$$

en supposant \vec{V}_0 connu, avec \vec{V}_{i0} vitesse induite en stationnaire. En admettant que la vitesse à l'infini aval soit identique en vols stationnaire et vertical :

$$2\vec{V}_{i0} = \vec{V}_0 + 2\vec{V}_i \quad (2.22)$$

La puissance nécessaire au vol est donnée par le produit de la poussée et la vitesse :

$$P_r = \vec{F}_n (\vec{V}_0 + \vec{V}_i) = \vec{F}_n \left(\vec{V}_{i0} + \frac{\vec{V}_0}{2} \right) \quad (2.23)$$

Pour une puissance et une masse appareil données, la vitesse verticale est calculée par :

$$\vec{V}_0 = 2 \times \left(\frac{P_r}{m_H \vec{g}} - \vec{V}_{i0} \right) \quad (2.24)$$

en négligeant la traînée verticale de la cellule supposée faible en vol vertical.

En vol de descente, la vitesse \vec{V}_0 devient négative. La puissance nécessaire diminue en fonction de la vitesse de descente, jusqu'à atteindre une valeur nulle caractéristique du régime du moulinet-frein pour lequel le rotor fonctionne en mode de vortex (le rotor aspire son propre souffle). Pour de grandes vitesses de descente, l'air fournit de la puissance au rotor.

Vol d'avancement

Le régime du vol d'avancement modifie l'écoulement de l'air. La poussée \vec{F}_n du rotor reste orthogonale au plan du disque, mais ce dernier est incliné de manière à créer une composante verticale \vec{F}_{n_v} qui compense la masse appareil et une composante horizontale \vec{F}_{n_h} qui assure la mise en translation en compensant la traînée de l'hélicoptère.

La spécificité du vol d'avancement est la différence des vitesses de l'écoulement autour des pales : lors de la première partie de la rotation, la pale est dite "avançante" : la vitesse de rotation s'ajoute à celle de l'hélicoptère, la vitesse incidente au profil est alors importante. En pale "reculante", la vitesse de la

pale est opposée à celle de l'hélicoptère, ce qui se traduit par une faible vitesse incidente.

En nommant Ψ l'azimut du rotor, \vec{V}_H la vitesse horizontale de l'hélicoptère, $\vec{\Omega}$ la vitesse de rotation du rotor et R son rayon, la vitesse normale des profils \vec{V}_a évolue en fonction du rayon r :

- En pale avançante à $\Psi=90^\circ$, $\vec{V}_a = \vec{\Omega} r + \vec{V}_H$;
- En pale reculante à $\Psi=270^\circ$, $\vec{V}_a = \vec{\Omega} r - \vec{V}_H$. Il est ici nécessaire d'avoir $\vec{\Omega} r > \vec{V}_H$ pour éviter de se trouver dans la situation où la vitesse incidente devient négative qui correspondrait alors à un écoulement allant du bord de fuite au bord d'attaque comme illustré sur la figure (2.3a) ;
- A $\Psi=0^\circ$ ou $\Psi=180^\circ$, $\vec{V}_a = \vec{\Omega} r$ la composante de déplacement suivant x n'intervenant pas.

La vitesse maximale incidente est obtenue en extrémité de pale pour un rayon R avec $\vec{V}_{a_{max}} = R\vec{\Omega} + \vec{V}_H$. En vol d'avancement, un cercle d'inversion des vitesses est localisé en pied de pale reculante. Ce cercle d'inversion doit rester limité, ce qui impose de limiter la vitesse d'avancement de l'hélicoptère.

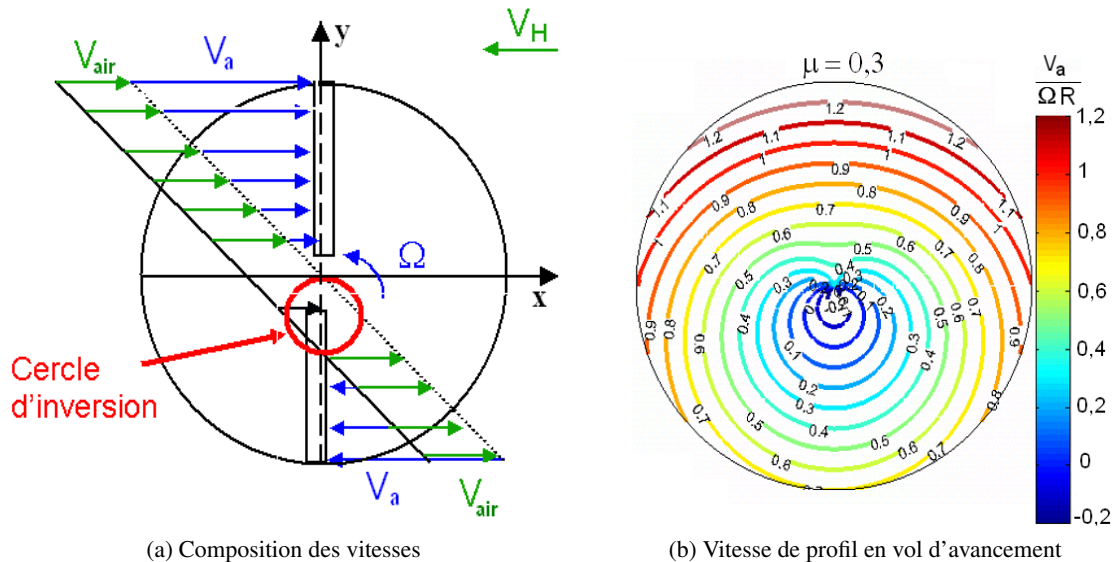


FIGURE 2.3: Répartition des vitesses sur le disque rotor

La figure (2.3b) présente l'iso-distribution de la vitesse $\frac{V_a}{\Omega r}$ pour un rapport d'avancement $\mu = 0,3$. Le cercle d'inversion des vitesses en pied de pale reculante est nettement visible. En ce lieu, la pale attaque l'écoulement par le bord de fuite ce qui a pour conséquence de dégrader la portance et donc de déséquilibrer le disque rotor.

En vol d'avancement, la poussée du rotor F_n se décompose en des composantes de sustentation et de propulsion, rendues possibles par l'inclinaison du disque. L'angle que fait le disque rotor induit alors une déviation du souffle rotor. La vitesse de l'écoulement incident dépend de l'azimut des pales, la répartition de vitesses induites ne peut alors plus être considérée homogène sur l'ensemble du disque rotor. Toutefois, il est possible d'approximer la valeur de la poussée par la relation :

$$\vec{F}_n = 2\rho \vec{S} \vec{V}_i (\vec{V}_0 + \vec{V}_i) \quad (2.25)$$

avec \vec{V}_0 vitesse à l'infini, équivalente à la vitesse de l'hélicoptère.

1.4 Rotor anti-couple

Considérant l'architecture d'hélicoptère classique, le comportement aérodynamique du rotor anti-couple doit être pris en compte puisqu'il assure d'une part l'anti-couple et d'autre part le contrôle en lacet.

Le couple généré par le rotor principal dépend de l'effort de traction demandé et varie en fonction des phases et des conditions de vol. La poussée de l'anti-couple doit donc être ajustable. Le fonctionnement du rotor anti-couple est similaire à celui du rotor principal en mode vertical : produire une poussée orthogonale au plan du disque.

Dans le cas du vol d'avancement, le rotor anti-couple peut être soulagé par l'ajout d'une dérive constituée de profils aérodynamiques qui, soumise à un écoulement, crée un effort de portance latérale. Placée verticalement, cette dérive crée donc en vol d'avancement un effort orthogonal au déplacement qui contribue à l'anti-couple. Sur un cas de vol en palier, la dérive assure la quasi totalité de l'effort nécessaire.

Les rotors arrières carénés de type Fenestron ont un comportement légèrement différent du rotor simple. Le carénage permet d'isoler une veine d'air, ainsi, le flux traversant le rotor est strictement orthogonal. En vol d'avancement, le rotor anti-couple ne fournit qu'une poussée résiduelle, la majorité de l'effort étant assurée par la dérive [42].

1.5 Notions complémentaires propres à l'aérodynamique de l'hélicoptère

Profils et pales

Une pale, tout comme une aile d'avion est un empilement radial de profils aérodynamiques qui, soumis à un écoulement génère une force de portance et une force de traînée.

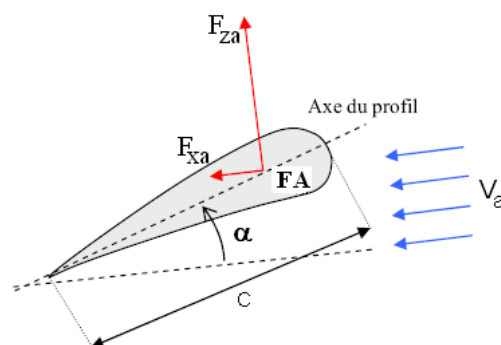


FIGURE 2.4: Caractéristiques d'un profil aérodynamique

L'air animé d'une vitesse V_a par rapport au profil, sous une incidence α par rapport à l'axe du profil génère l'effort de portance nommé F_{za} et l'effort de traînée F_{xa} auxquels sont associés les coefficients

de portance et de traînée C_z et C_x qui caractérisent l'efficacité du profil et dont la valeur varie avec l'incidence (figure (2.4)). Ces coefficients sont déterminés numériquement ou expérimentalement, et consignés dans une table appelée "polaire de profil".

Un profil aérodynamique possède les caractéristiques suivantes qui dépendent de l'incidence α et de la vitesse V_a :

- Le foyer aérodynamique FA : point où s'applique la résultante des forces aérodynamiques, aussi appelé centre de poussée ;
- La corde c : longueur du profil entre le bord d'attaque et le bord de fuite ;
- Le point de d'arrêt : point où la pression est maximale sur le profil au niveau du bord d'attaque.

La portance et la traînée augmentent avec la vitesse et l'angle d'incidence. La rotation de la pale entraînant une répartition de vitesse incidente qui augmente du pied de pale vers l'extrémité, la modification de l'incidence des profils en fonction de l'envergure permet d'homogénéiser la portance sur l'ensemble de la pale. La pale a un vrillage décroissant du pied à l'extrémité de pale afin de générer un effort de portance le plus constant possible en fonction de l'envergure.

Le calcul de la portance nécessite de connaître avec précision la vitesse incidente relativement à la position de la pale. Ces notions d'aérodynamique des pales sont présentées en détail dans le chapitre 3.

La figure de mérite

Deux rotors sont qualitativement comparés en vol stationnaire à l'aide de la figure de mérite. Ce coefficient permet d'adimensionner les performances du rotor. Il peut être assimilé au rendement du rotor. La figure de mérite est le rapport entre la puissance induite théorique optimale et la puissance réellement consommée par le rotor, elle prend donc une valeur comprise entre 0 et 1 et permet d'évaluer simplement la qualité d'un rotor.

$$\eta_s = \frac{Fn}{P_r} \cdot \sqrt{\frac{Fn}{2 \cdot \rho \cdot S}} \quad (2.26)$$

Conditions de vol particulières

Le vol en auto rotation est un vol de descente tel que la vitesse induite assure la mise en rotation du rotor et permet un fonctionnement à puissance nulle, utilisé en cas de perte de puissance moteur.

Lorsque l'altitude de l'hélicoptère par rapport au sol est faible (quelques mètres), la proximité du sol perturbe le souffle du rotor et génère un surplus de portance qui permet de réduire la puissance nécessaire au vol d'environ 10%. Ce phénomène est particulièrement intéressant puisque le vol stationnaire est le plus consommateur de puissance.

1.6 Synthèse

Les principes aérodynamiques rappelés dans cette partie permettent d'introduire les phénomènes qui régissent le vol de l'hélicoptère. La modélisation aérodynamique a pour but de calculer la portance et la traînée du rotor qui dépendent directement des composantes de l'écoulement incident. Aussi, la rotation du rotor génère une vitesse induite qui varie en fonction des cas de vol et qui est une composante de

l'écoulement dans lequel évolue le rotor. Son calcul est une étape essentielle pour la détermination des vitesses incidentes à la pale.

Le comportement aérodynamique du rotor et des pales a une incidence sur leur comportement dynamique. Le pilotage de la portance du rotor nécessite de pouvoir influencer sur l'incidence des pales et donc de contrôler leur cinématique.

2 Mécanique du rotor articulé

2.1 Sollicitations mécaniques du rotor

Les efforts aérodynamiques qui s'appliquent sur la pale sont principalement la traînée et la portance. En considérant la pale comme une poutre encastree au centre de rotation du rotor, ces deux forces créent deux moments de flexion significatifs en pied de pale.

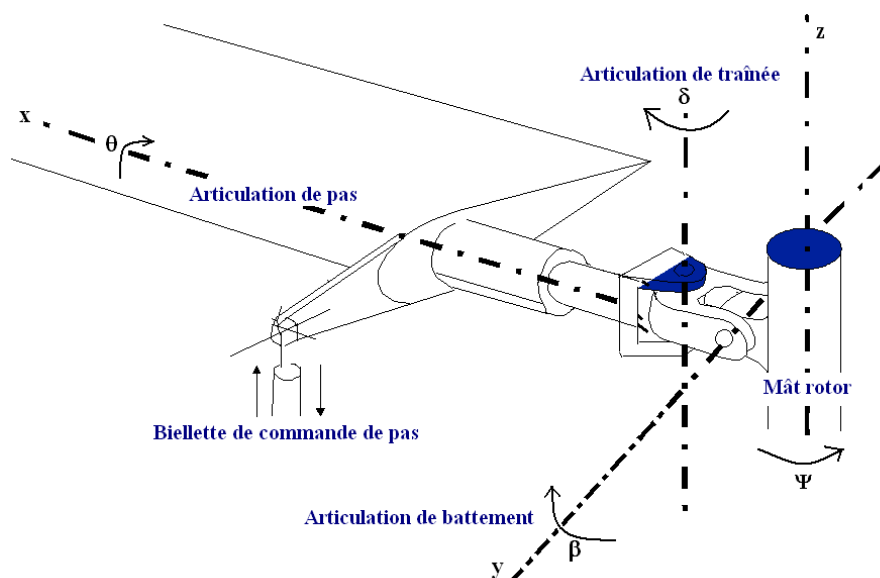


FIGURE 2.5: Articulations de la pale

En vol stationnaire la charge sur le disque rotor est constante quel que soit l'azimut des pales, les moments sont donc également constants.

En vol d'avancement, la pale avançante porte plus que la pale reculante du fait de l'inégalité des vitesses incidentes de l'air. La traînée suit la même évolution. Le point d'application et l'intensité de ces deux efforts varient donc à la fréquence Ω au cours d'une révolution. Les contraintes alternées ainsi créées génèrent un phénomène de fatigue important des matériaux. Autre impact, la dissymétrie de portance décale le centre de poussée du rotor du côté de la pale avançante, créant ainsi un mouvement de roulis.

Des articulations de battement et de traînée, représentées figure (2.5) sont placées en pied de pale et annulent les moments. S'y ajoutent l'articulation de pas, qui fait varier l'incidence de la pale autour de son axe longitudinal.

2.2 L'articulation de pas

Pour faire varier la portance du rotor, et donc générer une poussée F_n qui assure la sustentation de l'hélicoptère, l'incidence des pales varie. Ceci est permis grâce à l'articulation de pas qui libère la rotation θ autour de l'axe de la pale, et par l'ajout d'une commande mécanique, la bielle de pas qui contrôle ce mouvement. Il est à noter que l'hélicoptère fonctionne à régime de rotation constant, la portance ne varie donc que par une action sur le pas.

Afin de diminuer les efforts de commande, l'axe de pas est situé au voisinage du foyer aérodynamique pour diminuer le moment à piquer ou à cabrer. De la même manière, afin de réduire le moment dû aux efforts inertiels, le centre massique de la pale est situé proche de cette position.

La commande de pas fait varier l'incidence des profils selon deux modes : le mode collectif et le mode cyclique, suivant la loi $\theta = \theta_0 - \theta_1 \cos(\Omega.t) - \theta_2 \sin(\Omega.t)$. θ_0 représente le mode collectif, indépendant de l'azimut alors que θ_1 et θ_2 représentent les modes cycliques longitudinal et latéral caractérisant la variation d'incidence en fonction de l'azimut. La commande de pas fait varier la portance d'une pale en fonction de son azimut et incline donc le disque rotor pour diriger l'effort de poussée qui contrôle le déplacement de l'hélicoptère.

2.3 L'articulation de battement

L'articulation de battement est une liaison pivot d'axe y qui libère la rotation de la pale soumise à l'effort de portance. La force centrifuge applique un effort radial dans la direction x .

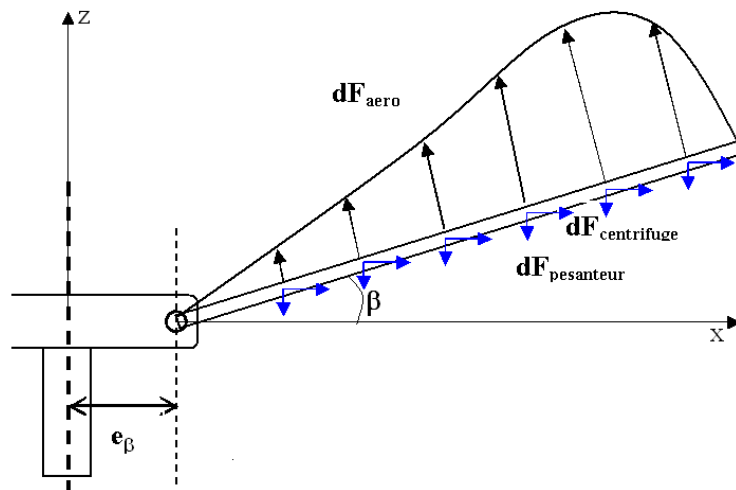


FIGURE 2.6: L'articulation de battement

L'équilibre de la pale se fait selon la résultante des efforts de pesanteur, de portance et de la force centrifuge comme indiqué sur la figure (2.6). En fonctionnement, la pale fait ainsi un angle β avec le plan horizontal, appelé angle de battement et qui varie en fonction de la portance pour un azimut Ψ donné. Technologiquement, l'articulation possède une excentricité e_β par rapport à l'axe de rotation.

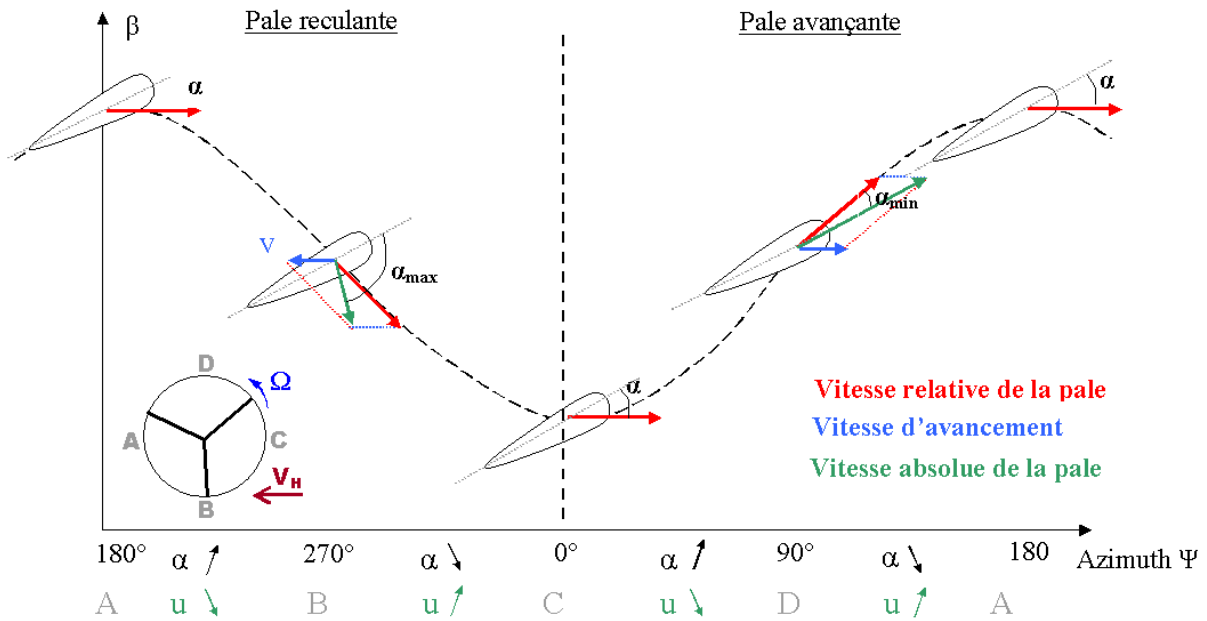


FIGURE 2.7: Battement de la pale en fonction de l'azimut Ψ

L'angle β dépend de la portance qui est maximale en pale avançante et minimale en pale reculante. L'effet de précession gyroscopique [28] appliqué au rotor implique que le battement se produit avec un retard d'environ 90° sur sa cause. Ainsi, comme illustré sur la figure (2.7), le battement est maximal pour un angle $\Psi=180^\circ$ et minimal pour un angle $\Psi=0^\circ$. La pale avançante étant plus chargée que la pale reculante, le disque rotor s'incline vers l'arrière.

Le mouvement de battement induit une vitesse relative qui a pour effet de modifier la vitesse incidente qui est alors une fonction de β et qui se décompose en V_x et V_z :

$$\begin{cases} V_x = V \sin(\psi) + \Omega r \\ V_z = V_i + r\dot{\beta} \end{cases} \quad (2.27)$$

Equation de battement dans le vide

Considérant un rotor en fonctionnement dans le vide, l'équation du mouvement de la pale est, en négligeant les termes d'ordre 2, obtenue par équilibre des moments :

$$I_p \ddot{\beta} = -K_\beta \beta + \beta \Omega^2 \int_{e_\beta}^R r (r - e_\beta) m_l dr \quad (2.28)$$

en supposant que β reste petit et avec R le rayon de la pale, e_β l'excentricité de l'articulation de battement, m_l la masse linéique de la pale, $I_p = \int_{e_\beta}^R m_l (r - e_\beta)^2 dr$, l'inertie de la pale par rapport à l'articulation, K_β , la raideur de l'articulation, $M_s = \int_{e_\beta}^R m_l (r - e_\beta) dr$, le moment statique de la pale.

L'équation différentielle (2.28) donne l'expression de la fréquence propre de battement :

$$\omega_\beta = \Omega \sqrt{1 + \frac{3 e_\beta}{2(R - e_\beta)}} \quad (2.29)$$

qui est légèrement supérieure à la fréquence de rotation du rotor. Il est considéré ici que la pale a une masse linéique constante et que la raideur à l'articulation peut être négligée.

Equation de battement en vol stationnaire

En fonctionnement, le rotor est soumis au chargement aérodynamique. Le moment de battement des forces aérodynamiques doit alors être considéré.

L'effort élémentaire de portance s'exprime en fonction du coefficient C_z par :

$$dF_z = \frac{1}{2} \rho c \alpha V_a^2 \frac{dC_z}{d\alpha} dr \quad (2.30)$$

avec α l'angle d'incidence de la pale et c la corde, qui permet d'écrire le moment de battement aérodynamique :

$$M_{Aero\beta} = \int_0^R \frac{1}{2} \rho c \Omega^2 r^3 \frac{dC_z}{d\alpha} \alpha dr \quad (2.31)$$

Le pas est donné par la relation :

$$\theta = \theta_0 - \theta_1 \cos(\psi) - \theta_2 \sin(\psi) \quad (2.32)$$

L'angle que fait le vecteur vitesse incidente V_a avec le plan d'entraînement s'écrit :

$$\theta_{Vitesse} = \frac{r\dot{\beta}}{\Omega r} - \frac{V_i + V_0}{\Omega r} \quad (2.33)$$

donc :

$$\alpha = \theta_0 - \theta_1 \cos(\psi) - \theta_2 \sin(\psi) - \frac{r\dot{\beta}}{\Omega r} - \frac{V_i + V_0}{\Omega r} \quad (2.34)$$

L'équation de battement en vol stationnaire est :

$$\ddot{\beta} + \omega_\beta^2 \beta = \frac{M_{Aero\beta}}{I_p} \quad (2.35)$$

Le moment aérodynamique contient le terme en $\dot{\beta}$ qui représente l'amortissement du mode de battement dû aux efforts aérodynamiques. En supposant ω_β proche de Ω , l'équation du mouvement libre de la pale en battement s'exprime par :

$$I_p \ddot{\beta} + \frac{1}{8} \rho c \Omega \frac{dC_z}{d\alpha} R^4 \dot{\beta} + \Omega^2 I_p \beta = 0 \quad (2.36)$$

Equation de battement en vol d'avancement

En vol d'avancement, la vitesse des profils devient $V_{ax} = \Omega r + V_H \sin(\psi)$. L'équation de battement est alors (2.35) avec le moment des efforts aérodynamiques décrit par le système :

$$\begin{cases} \alpha = \theta_0 - \theta_1 \cos(\psi) - \theta_2 \sin(\psi) - \frac{r\dot{\beta}}{V_{ax}} - \frac{V_i + V_0}{V_{ax}} \\ M_{Aero\beta} = \int_0^R \frac{1}{2} \rho c \Omega^2 r^3 \frac{dC_z}{d\alpha} \alpha dr \end{cases} \quad (2.37)$$

La loi de pas induit une variation de la portance en fonction de l'azimut. Aussi, le battement étant dépendant de la portance, donc indirectement du pas, il est régi par une loi similaire. Les pales décrivent alors un cône dont l'axe est différent de l'axe du rotor, c'est l'axe virtuel. Il représente l'inclinaison du disque rotor (plan dans lequel évolue l'extrémité des pales) qui permet la mise en translation de l'appareil.

2.4 L'articulation de traînée

La libération du mouvement en traînée implique comme pour le battement un équilibre faisant intervenir la force centrifuge. Afin de permettre l'entraînement en rotation de la pale, l'articulation de traînée doit être suffisamment éloignée de l'axe de rotation. Le rappel de la pale permet de trouver l'équilibre sous un angle de traînée δ à la manière de l'équilibre en battement.

Les efforts inertiels importants imposent une vitesse de rotation constante de l'extrémité de la pale. Or, la vitesse de battement $\dot{\beta}$ de la pale varie selon que la pale monte ou descend. L'ajout d'une articulation de traînée en pied de pale autorise d'avoir une vitesse de rotation qui varie tout en conservant une vitesse d'extrémité de pale constante. Sans cette dernière, les moments inertiels et de traînée aérodynamique en pied de pale seraient trop importants, l'alternance cyclique induisant une plus grande fatigue.

La vitesse d'extrémité de la pale est :

$$\vec{V}_{tip} = R \vec{\Omega} + \vec{\beta} + \vec{\delta} \quad (2.38)$$

β et δ variant de manière à ce que V_{tip} reste constante.

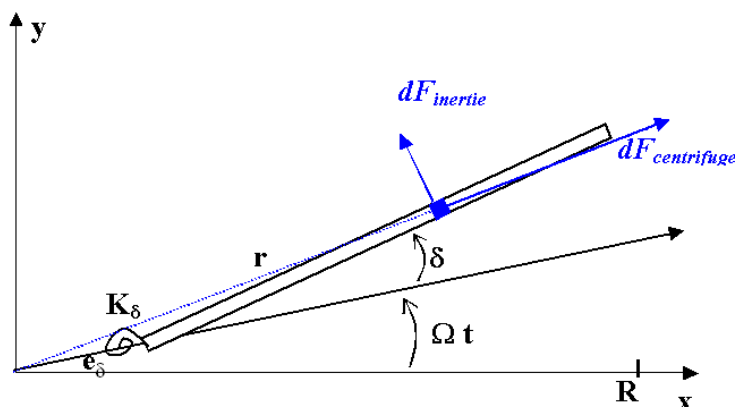


FIGURE 2.8: Equilibre de la pale en traînée

La pale est soumise aux efforts élémentaires inertiels et centrifuges suivants :

$$dF_i = (r - e_\delta) \frac{d^2\delta}{dt^2} m_l dr \quad (2.39)$$

$$dF_c = \Omega^2 r m_l dr \quad (2.40)$$

D'après la figure (2.8), en considérant l'expression de l'effort élémentaire inertiel et centrifuge, l'équation du mouvement d'oscillations libres s'écrit :

$$\ddot{\delta} + \frac{C_\delta \dot{\delta} + (K_\delta + \Omega^2 e_\delta M_s)\delta}{I_p} = 0 \quad (2.41)$$

avec K_δ la raideur, C_δ l'amortissement, e_δ l'excentricité de l'articulation de traînée et $\Omega^2 e_\delta M_s$ le moment de l'effort centrifuge, [27].

En supposant l'articulation de traînée idéale, la solution de l'équation différentielle (2.41) s'exprime sous la forme : $\delta = -d_1 \cos(\Omega_1 t) - d_2 \sin(\Omega_2 t)$, d'où il vient :

$$\omega_\delta = \Omega \sqrt{\frac{e_\delta M_s}{I_p} + \frac{K_\delta}{\Omega^2 I_p}} \quad (2.42)$$

Pratiquement, la valeur de ω_δ varie de $\frac{\Omega}{3}$ à $\frac{\Omega}{2}$. Cette fréquence propre est importante pour l'analyse de la résonance sol. Lorsque la pale est articulée en traînée, le mouvement en battement implique, par l'action des forces d'inertie, une modification de l'angle de traînée δ qui diminue lorsque la pale accélère et augmente lorsqu'elle ralentit.

L'angle de battement peut donc s'écrire $\delta = \delta_0 + \delta(\beta)$. L'angle de traînée a une valeur moyenne δ_0 et est modulé en fonction du battement.

L'effet de l'accélération de Coriolis est à prendre en compte. Avec v_β vitesse de battement de la pale, et en supposant que β reste petit, l'accélération de Coriolis s'écrit :

$$\gamma_{cor} = 2 \Omega v_\beta \quad , \quad v_\beta = r \dot{\beta} \quad (2.43)$$

La force de Coriolis ainsi créée s'exprime en intégrant l'accélération sur la pale, d'où :

$$F_{cor} = 2 \Omega \beta \dot{\beta} \int_{e_\delta}^R r dm = 2 \Omega \beta \dot{\beta} m_l (R - e_\delta) \quad (2.44)$$

A partir de l'intégration de la force centrifuge, l'expression de la force de Coriolis est :

$$F_{cor} = 2 F_c \frac{\beta \dot{\beta}}{\Omega} \quad (2.45)$$

Le moment de l'effort de Coriolis s'exprime alors en fonction de I_p sous la forme :

$$M_{cor} = 2 \Omega \beta \dot{\beta} I_p \quad (2.46)$$

En introduisant le moment aérodynamique et le moment de la force de Coriolis, l'équation 2.41 s'écrit

alors finalement :

$$\ddot{\delta} + \frac{C_{\delta} \dot{\delta} + (K_{\delta} + \Omega^2 e_{\delta} M_s) \delta}{I_p} = \frac{M_{Aero/\delta}}{I_p} + 2 \Omega \beta \dot{\beta} \quad (2.47)$$

Le mouvement de traînée est lié au battement. Dans la pratique, la traînée est nulle lorsque le battement atteint des points extrêmes : pour $\psi = 0^\circ$ et 180° . Dans la zone de pale avançante où l'angle de battement croît, la traînée est positive - vers l'arrière - alors qu'elle devient négative dans la zone où l'angle de battement diminue, en pale reculante. La traînée évolue cycliquement au cours de la révolution.

2.5 La liaison K

En réalité, la conception cinématique du moyeu implique que le battement de la pale ait une action sur le pas, c'est le couplage "pas-battement". Considérant que la commande de pas - la bielle de pas - est appliquée en un point distinct de l'articulation de battement, le battement de la pale induit une rotation de cette dernière autour de son axe propre. Le pas est donc modifié au cours du mouvement de battement. Ce phénomène est appelé liaison K.

2.6 L'adaptateur de traînée

Le degré de liberté en traînée introduit sur le rotor est à l'origine d'instabilités dynamiques. Deux perturbations existent : les modes du mouvement de la pale peuvent se coupler avec des modes fuselage, et le premier mode de traînée, proche de $\Omega/2$ est à une fréquence faible facilement excitable.

Les adaptateurs de traînée ajoutés au rotor ont pour rôle de contrôler le mouvement de traînée en introduisant une raideur qui re-positionne la fréquence propre de traînée des pales de manière à l'éloigner des fréquences auxquelles pourraient intervenir des couplages avec la cellule. Par ailleurs, l'amortissement apporté réduit les excitations et limite la résonance.

En introduisant dans K_{δ} et C_{δ} les raideurs et amortissements des adaptateurs, l'équation du mouvement libre de la pale en traînée, dans le vide, s'écrit :

$$I_p \ddot{\delta} + C_{\delta} \dot{\delta} + (K_{\delta} + \Omega^2 M_s e_{\delta}) \delta = 0 \quad (2.48)$$

Les charges augmentent avec la raideur de l'adaptateur qui dissipe inutilement de l'énergie. L'amortisseur idéal doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Faible raideur et fort amortissement à la fréquence Ω pour amortir les modes collectifs ;
- Amortissement important pour les déplacements à la fréquence ω_{δ} qui restent généralement petits.

Les adaptateurs de traînée peuvent prendre diverses formes. Tout dispositif dissipatif capable de se déformer en restituant une raideur peut être considéré. L'adaptateur linéaire peut être hydraulique, mécanique ou viscoélastique.

Le terme adaptateur de traînée est spécifique au domaine des hélicoptéristes.

3 Le rotor d'hélicoptère

Le fonctionnement du rotor impose de considérer des articulations de pas, de battement et de traînée qui permettent de s'adapter à la dynamique des pales. Si d'un point de vue théorique, cette cinématique particulière apparaît incontournable, sa mise en oeuvre sur un rotor nécessite des technologies spécifiques qui pourront à la fois autoriser les mouvements tout en supportant les contraintes de fonctionnement importantes.

Le moyeu rotor principal - MRP - est l'assemblage mécanique situé entre la boîte de transfert de puissance et les pales. Autrement dit, le MRP est l'élément qui assure la transmission des mouvements et des efforts entre la cellule et les pales et fait donc transiter les commandes de pilotage de pas et la puissance nécessaire à l'entraînement en rotation du rotor. Les trois degrés de liberté, en pas, battement et traînée sont gérés par le moyeu rotor principal.

3.1 Technologies de rotor

La mécanique des rotors décrite précédemment suppose un rotor articulé en pied de pale, doté d'une excentricité et d'une raideur aux articulations.

Les contraintes mécaniques auxquelles sont soumis les rotors ont fait émerger quatre technologies différentes, répertoriées en termes anglo-saxons :

- *See-Saw Rotor* : rotor bi-pale articulé en battement (avec balancier) et en pas ;
- *Fully Articulated Rotor* : rotor articulé en battement, traînée et pas ;
- *Hingeless Rotor* : rotor articulé uniquement en pas ;
- *Bearingless Rotor* : rotor non articulé.

Les rotors considérés ici sont du type *Fully Articulated Rotor*. Conformément à ce qui a été présenté précédemment, le rotor doit libérer les trois degrés de liberté en rotation de la pale. Le rotor consiste alors en une succession de liaisons pivots ordonnées, voir la figure (2.5) :

- Pivot d'axe x libérant le pas ;
- Pivot d'axe z libérant la traînée ;
- Pivot d'axe y libérant le battement.

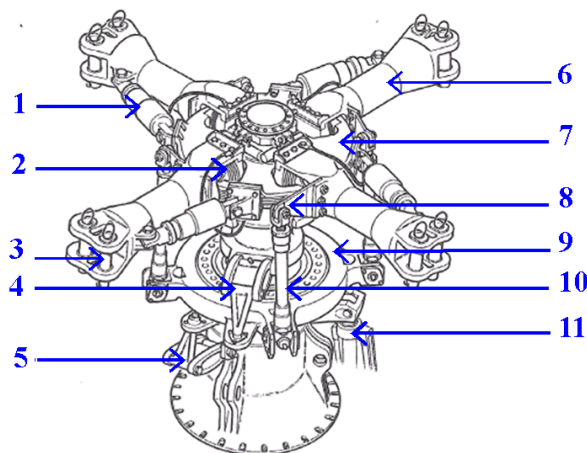
L'inconvénient majeur de ce type de configuration est le décalage en envergure des articulations. L'excentricité propre aux mouvements de traînée et de battement est alors différente. La butée sphérique, qui est une liaison rotule libérant les trois rotations, présente l'avantage de colocaliser les trois articulations.

Le deuxième point important pour le choix d'un rotor articulé concerne l'amortissement de traînée. Il est ainsi possible d'avoir recours à des adaptateurs de traînée linéaire ou angulaire. L'adaptateur de traînée linéaire peut être soit inter-pales, soit entre le moyeu et une pale. Dans le premier cas, les pales sont dynamiquement liées entre elles par l'intermédiaire de ce composant. L'adaptateur de traînée angulaire sera lui uniquement positionné entre le moyeu et la pale.

CHAPITRE 2. MÉCANIQUE DU VOL

Les trois exemples de rotors articulés cités ci-dessous représentent des solutions technologiques réalisant un rotor articulé :

- Rotor Starflex : rotor à butées sphériques, l'amortissement est assuré au moyen d'une étoile élastique qui relie toutes les pales au rotor ;
- Rotor Spheriflex : rotor à butées sphériques, l'amortissement est assuré au moyen d'un adaptateur de traînée linéaire qui relie chaque pale au moyeu ;
- Rotor Spheriflex inter-pales : rotor à butées sphériques élastomériques, dont l'adaptateur de traînée relie deux pales successives par les manchons. Ce type de rotor est étudié en détail dans la suite de l'étude.



- 1 : Adaptateur de traînée ;
2 : Articulation Pas/Battement/traînée - présentée ici, butée sphérique qui assure les trois degrés de liberté et un amortissement. Assure la liaison entre le mât rotor et le manchon ;
3 : Goupilles d'attache pale, au nombre de deux pour assurer l'encastrement de la pale dans le manchon ;
4 : Compas tournant - assure la transmission du mouvement de rotation au plateau cyclique tournant ;
5 : Compas fixe - empêche la rotation du plateau cyclique fixe ;
6 : Manchon ;
7 : Mât rotor ;
8 : Attache bielle de pas - liaison K ;
9 : Plateau cyclique ;
10 : Bielle de pas ;
11 : Servos commandes - 3 pour assurer un pilotage suivant 3 directions du plateau cyclique.

FIGURE 2.9: Nomenclature d'un Moyeu Rotor Principal articulé de type Spheriflex

L'articulation liant le mât rotor au manchon est une rotule. La rotule élastomérique assure également un amortissement calé par rapport aux fréquences propres de battement et de traînée. Le pas de la pale est entièrement piloté au moyen de la chaîne de commande qui comprend : les servos commandes, les plateaux cycliques et les bielles de pas. Le comportement de l'adaptateur de traînée est développé dans le chapitre 4.

Avec les matériaux composites élastiquement déformables, les rotors peuvent s'affranchir d'articulations. Le recours à une souplesse en pied de pale joue le rôle d'une articulation virtuelle et limite la valeur des moments de battement et de traînée transmis. Leur modélisation peut alors s'effectuer au moyen soit d'une modélisation élastique capable de décrire la déformée, soit d'un système rigide équivalent

composé d'éléments rigides et d'une raideur à l'articulation. Cette architecture permet de s'affranchir de l'adaptateur de traînée. En effet, son action peut être remplacée par un dimensionnement adéquat du manchon, on trouve ce type de technologie sur les moyeux BMR ¹.

L'emploi de matériaux dont la raideur est importante crée des rotors dits rigides, un des intérêts étant de limiter les risques d'interaction entre le rotor et la cellule pour les appareils amenés à évoluer à fort facteur de charge.

3.2 La chaîne de commande

L'inclinaison du disque rotor permet le contrôle et donc le pilotage de l'hélicoptère en orientant la poussée. Le comportement du disque rotor est piloté par les commandes de pas qui font varier la portance des pales en fonction de l'azimut créant ainsi une dissymétrie de portance génératrice de composantes verticale (sustentation) et horizontale (propulsion). Le pas des pales est régi par la cinématique de la chaîne de commande.

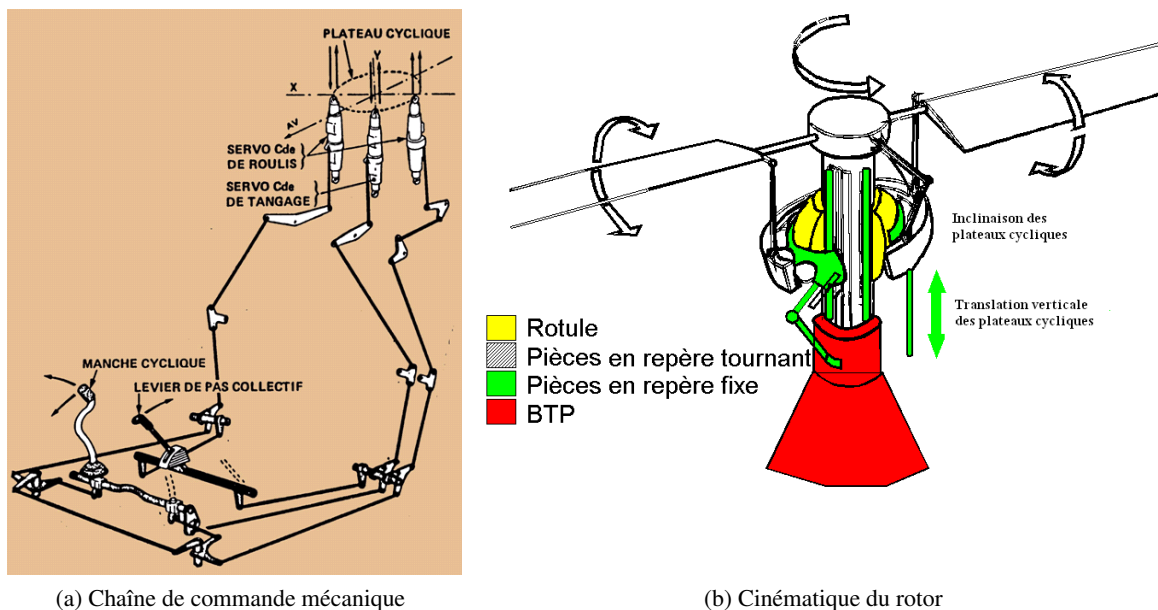


FIGURE 2.10: Chaîne de commande de l'hélicoptère

Le chaîne de commande relie mécaniquement le manche de pilotage à chacune des pales. La figure 2.10 illustre la partie fixe de la chaîne de commande, à savoir du manche pilote jusqu'au plateau cyclique fixe ; ainsi que la partie tournante de la chaîne de commande qui commence au plateau cyclique tournant pour atteindre les pales.

La partie fixe de la chaîne de commande est composée des manches cyclique et collectif qui sont les points d'entrées de l'action du pilote. La commande des manches est transmise par câble aux servo-commandes qui imposent le mouvement au plateau cyclique fixe. La partie en rotation de la chaîne de commande est composée du plateau cyclique tournant, auquel sont liées les bielles de pas, elles-mêmes

1. Bearingless Main Rotor

en liaison avec les pales via le levier de pas.

Les deux plateaux cycliques sont les éléments essentiels de la chaîne de commande : ils transmettent le mouvement des commandes effectuées dans le repère fixe (repère cellule de l'appareil) aux pales liées au repère tournant. Tous les deux possèdent trois degrés de liberté : la translation verticale le long du mât et deux rotations d'inclinaison. Le plateau supérieur est entraîné en rotation par le mât rotor auquel il est lié par le compas tournant. Le plateau inférieur, lié à la cellule par le compas fixe ne tourne pas.

La position des plateaux cycliques définit alors la commande. Les servo-commandes ont pour rôle de transformer la cinématique appliquée par le pilote en un effort de commande suffisant pour qu'il agisse sur le pas des pales, soumises aux excitations aéromécaniques.

La relation $\theta = \theta_0 - \theta_1 \cos(\Omega.t) - \theta_2 \sin(\Omega.t)$ décrit la loi de contrôle du pas et inclut sa dépendance à l'azimut. Les efforts de commande représentent les forces transitant dans la chaîne de commande : bielle de pas, plateaux cycliques, servo-commandes.

4 Synthèse

Le rotor qui génère une poussée orientable pour satisfaire à la sustentation et la propulsion de l'hélicoptère induit une dynamique complexe. Les degrés de liberté en traînée et battement, ainsi que la commande de pas imposent une cinématique particulière de la pale dont les vitesses relatives dépendent du déplacement de l'hélicoptère, de la vitesse de rotation du rotor et des contraintes dynamiques et aérodynamiques qui génèrent les déplacements en battement et traînée. Le couplage fluide-structure est donc permanent.

Le rotor répondant à des interactions aéro-mécaniques voit s'équilibrer les efforts de portance et de traînée avec les efforts inertiels. En conséquence, toute modélisation nécessite de s'intéresser simultanément aux contributions aérodynamiques et dynamiques qui doivent être définies à tout instant pour déterminer le comportement du rotor. Le développement des modèles aérodynamiques autorise le calcul du torseur d'efforts aérodynamiques qui définit la portance et la traînée du rotor. Parallèlement les modèles élasto-dynamiques déterminent le comportement des pales et du moyeu rotor afin de calculer les sollicitations auxquels ils doivent faire face.

Modèles aéro-dynamiques pour le rotor

La théorie de Froude présentée au chapitre 2 calcule une répartition homogène de vitesse induite dans le plan du disque rotor. En vol stationnaire, l'application de ce principe détermine les vitesses créées par le rotor en fonction de la poussée nécessaire. En vol d'avancement, cette théorie trouve ses limites car incapable de déterminer la variation azimutale de la vitesse induite observée. Il est alors nécessaire de recourir à des modélisations prenant en compte ces variations. Les théories développées par Meijer-Drees [11] et Pitt & Peters [13] proposent de projeter la vitesse induite en stationnaire en fonction de l'inclinaison du disque rotor. Le modèle FiSUW détaillé ci-après discrétise en rayon et en azimut le disque rotor afin de calculer une vitesse induite locale. Le modèle METAR tient compte du sillage des pales pour calculer la répartition de vitesse induite locale.

Ces différents modèles calculent une répartition de vitesse induite utile au calcul de la portance et de la traînée locale des pales à partir des polaires des profils.

Le modèle de calcul du chargement fait l'hypothèse d'une aérodynamique bi-dimensionnelle en discrétisant la pale en rayon. La portance et la traînée sont calculées au centre de chacun de ces segments avant d'être intégrées pour déterminer le chargement total. L'équilibre du rotor est déterminé en couplant ces modèles aérodynamiques à des modèles de mécanique des structures qui régissent le comportement dynamique de l'ensemble.

L'alternative à ce choix de modélisation repose sur l'utilisation de l'aérodynamique numérique qui consiste à résoudre les équations de Navier Stokes sur l'ensemble de l'écoulement en considérant alors les effets tri-dimensionnels. Cette approche, très intéressante pour le calcul du chargement aérodynamique pour une cinématique donnée, complique le calcul du comportement global du rotor puisque son couplage avec des modèles de dynamique est lourd à mettre en oeuvre.

1 Aérodynamique d'un corps

1.1 Comportement aérodynamique du profil

Tout corps solide immergé dans un écoulement est soumis à un torseur d'efforts créé par l'action du fluide. Si le corps a une position arbitraire, le fluide crée des efforts et moments suivant les trois directions comme présenté sur la figure (3.1). Ce principe général est avantageusement exploité en aérodynamique afin de pouvoir piloter l'équilibre d'un corps par un écoulement.

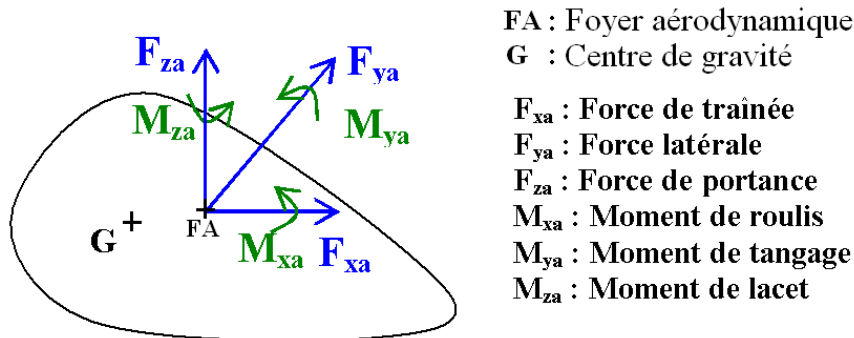


FIGURE 3.1: Torseur résultant sur un solide immergé

Le torseur créé par l'écoulement - l'air dans le cas présent - est la traduction des surpressions et dépressions locales observées sur l'objet qui vont tendre à modifier son équilibre.

Le torseur des efforts aérodynamiques dépend de la géométrie du solide. Ainsi, il est possible de maximiser l'effort F_{za} tout en minimisant l'effort F_{xa} en modifiant sa géométrie.

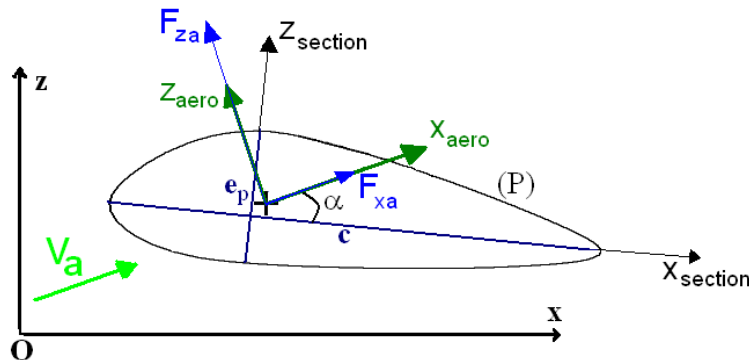


FIGURE 3.2: Profil plan

Soit le plan (O, \vec{x}, \vec{z}) et le profil aérodynamique plan P représenté figure (3.2), de faible épaisseur au regard de sa corde ($e_p/c < 0.24$). Le rapport F_{za}/F_{xa} de l'effort de portance sur celui de traînée définit sa finesse.

Dans la réalité, le profil est un solide tridimensionnel. Sa troisième dimension, suivant \vec{y} , est nommée l'envergure l . Le coefficient de traînée C_x est défini en fonction de la surface "mouillée" A du solide vu de dessus :

$$C_x = \frac{F_{xa}}{\frac{1}{2}\rho V_a^2 A} \tag{3.1}$$

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

avec ρ la masse volumique de l'air, V_a la vitesse incidente au profil et F_{xa} l'effort de traînée.

Il est nécessaire de distinguer la traînée de frottement, détaillée dans l'ouvrage de White[3], due à l'état de surface, de la traînée de pression, due à la forme du solide. La traînée totale du profil est donc $C_x = C_{x,pression} + C_{x,frottement}$.

Le coefficient de portance C_z obéit à la relation :

$$C_z = \frac{F_{za}}{\frac{1}{2}\rho V_a^2 A} \quad (3.2)$$

avec F_{za} l'effort de portance.

Le coefficient de tangage C_m est défini par :

$$C_m = \frac{M_{ya}}{\frac{1}{2}\rho V_a^2 A c} \quad (3.3)$$

avec M_{ya} le moment de tangage autour du foyer aérodynamique.

C_m représente la tendance au tangage du profil donc son mouvement à cabrer ou à piquer. Pour une pale, le C_m d'une section peut être assimilé à un coefficient de torsion. Ce coefficient détermine le point d'équilibre de la pale. Afin de minimiser le moment de torsion, l'axe de pas - axe de rotation du profil - est situé à 25% de la corde. Cette position minimise le C_m du profil quel que soit son incidence.

Il est souhaitable d'avoir un profil dont la finesse est maximale afin d'assurer la sustentation tout en réduisant l'effet négatif de la traînée qui induit une perte de puissance. Les forces F_{xa} et F_{za} et le moment de tangage M_{ya} dépendent de la position du profil par rapport à l'écoulement. Ainsi, les coefficients C_x , C_z et C_m sont des fonctions de la vitesse de l'écoulement et de l'angle d'incidence α du profil.

Il existe différents types de profils aérodynamiques définis dans des abaques. Les plus connus sont les profils NACA dont une liste non exhaustive est répertoriée dans l'ouvrage [43]. L'ONERA a également développé une gamme de profils connus sous le nom de "profils OA".

L'évolution des coefficients C_x et C_z en fonction de l'incidence pour une vitesse donnée permet de tracer la polaire de profil comme illustré figure (3.3). La polaire de profil trace la portance comme une fonction de l'incidence. Pour le profil NACA0009 présenté, lorsque l'angle que fait le profil avec l'écoulement reste compris entre -12° et 7° , la portance croît. Lorsque cet angle dépasse 7° , la portance chute brutalement jusqu'à devenir nulle : c'est le décrochage aérodynamique du profil. Les polaires de profils peuvent aussi être tracées à iso-Mach afin de représenter la dépendance des C_z et C_x à la vitesse incidente V_a .

Les coefficients caractéristiques du profil sont adimensionnés, si bien qu'ils sont applicables quelle que soit la taille du profil : une aube de turbine et une aile d'avion peuvent avoir la même géométrie et auront donc les mêmes polaires de profil. Les coefficients C_x , C_z et C_m sont fonctions de la position du profil et des caractéristiques de l'écoulement qui sont donnés en fonction de l'incidence et du nombre de

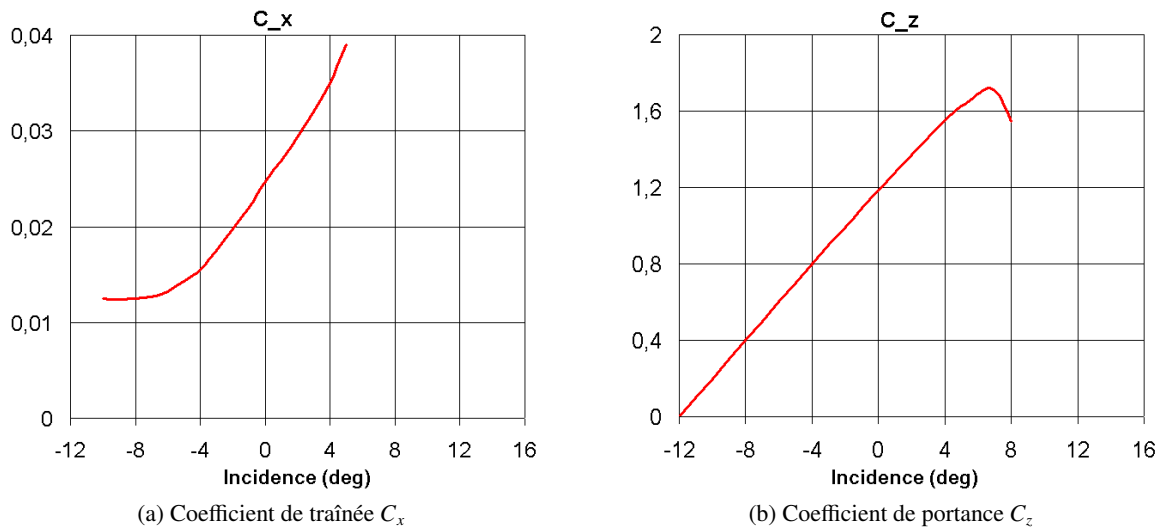


FIGURE 3.3: Coefficient de traînée et portance d'un profil NACA 0009 d'envergure infinie - $M=0.5$

Mach par :

$$C_x = f_{c_x}(\alpha, M) \quad , \quad C_z = f_{c_z}(\alpha, M) \quad , \quad C_m = f_{c_m}(\alpha, M) \quad (3.4)$$

Les profils peuvent aussi être définis en fonction du nombre de Reynolds Re qui adimensionne l'écoulement et définit son état laminaire ou turbulent.

Le bord d'attaque est arrondi afin de réduire le gradient de pression le long du profil et donc de reculer la zone de transition entre l'écoulement laminaire et turbulent. Le bord de fuite est une arête nette qui crée un sillage tangent et génère la portance.

La distribution de pression autour d'un solide se caractérise par le coefficient C_p défini tel que :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho V_a^2} \quad (3.5)$$

où p est la pression de surface, p_0 la pression ambiante et V_a la vitesse de l'écoulement.

La figure (3.4) représente la répartition du C_p sur un profil NACA. L'extrados est soumis à une dépression, l'intrados à une faonme surpression. La différence de pression crée une aspiration qui est à l'origine de la portance. A chaque profil est associée une courbe de C_p caractéristique qui dépend de l'incidence et des nombres de Mach et de Reynolds. Le calcul du C_p est possible pour n'importe quel solide, il représente les zones de surpression et de dépression. Dans le cas de l'hélicoptère, les profils sont utilisés à trois niveaux : les pales, la dérive et l'empennage. Les profils situés sur la pale ont pour rôle de créer une portance et de mettre en vol l'hélicoptère, les profils de la dérive ont pour objectif de soulager le fonctionnement du rotor anti-couple en vol d'avancement. L'empennage génère une force de portance négative. Etant situé à l'arrière de l'appareil, cette force négative crée un moment d'amortissement aérodynamique qui stabilise l'appareil autour du centre d'inertie.

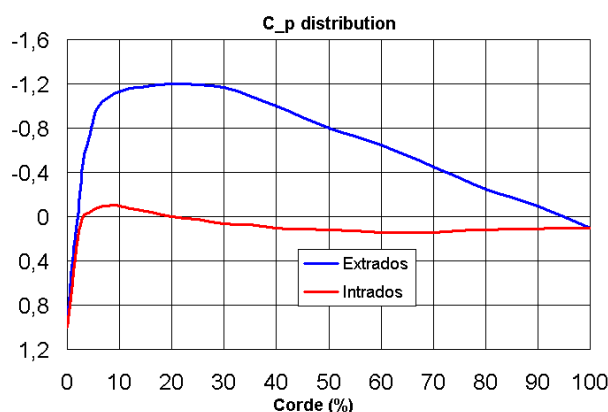


FIGURE 3.4: Répartition de pression pour un profil NACA 4412 - $M=0,512$ et $\alpha=1,5^\circ$

1.2 Variables de comparaisons aérodynamiques

Les coefficients adimensionnés C_z , C_x et C_m déterminent les propriétés d'un profil fonctionnant à iso-conditions. Cependant, dans le cas spécifique des voilures tournantes, les vitesses incidentes aux profils sont dépendantes de leur position en envergure. Ainsi, l'étude des efforts aérodynamiques se basant sur ces coefficients n'a pas de sens puisque les profils ont des conditions de fonctionnement différentes. La prise en compte de la variation de vitesse V_a en envergure se fait en définissant des coefficients faisant intervenir le nombre de Mach local :

- $C.M$: Proportionnel à une quantité de mouvement car équivalent à $\frac{Force}{Vitesse}$;
- $C.M^2$: Proportionnel à un effort ;
- $C.M^3$: Proportionnel à une puissance car équivalent à $Force \times Vitesse$;

Ces coefficients déterminent la contribution de chaque section aux efforts aérodynamiques. Ainsi, l'analyse des charges aérodynamiques pour une pale se fait à partir des variables $C_z M^2$, $C_m M^2$ et $C_x M^3$. Le $C_z M^2$ permet de comparer les efforts de portance, le $C_x M^3$ représente la puissance de traînée du profil alors que le $C_m M^2$ permet d'estimer la tendance au tangage du profil.

2 Modélisation de l'aérodynamique du rotor

A partir de la connaissance de l'écoulement et donc de la vitesse incidente sur les profils, l'interpolation des polaires de profils permet de déterminer le torseur des effort aérodynamiques s'appliquant sur les pales.

Les principales composantes de la vitesse incidente aux profils sont : vitesse de déplacement du rotor, vitesse de déplacement des pales (rotation, battement, traînée). Le calcul de la vitesse induite est donc un préalable à la détermination de la vitesse incidente V_a .

La représentation de l'aérodynamique du rotor développée dans cette partie fait l'hypothèse d'un écoulement bi-dimensionnel autour des pales et revient donc à considérer des sections de pale.

2.1 Modèles de vitesse induite sur l'harmonique fondamental

L'équation fondamentale de la théorie de Froude qui donne la poussée sur le disque rotor est rappelée ici :

$$\vec{F}_n = -2\rho S \cdot \vec{V}_{i0} \cdot \|\vec{V}_0 + \vec{V}_{i0}\| \quad (3.6)$$

avec \vec{V}_{i0} la vitesse induite moyenne normale au disque rotor, $\vec{V}_0 = -\vec{V}$ la vitesse de l'air à l'infini amont et \vec{F}_n la poussée.

Soit le trièdre (O, X_d, Y_d, Z_d) lié au disque rotor tel que présenté sur la figure (3.5). (OX_d) est un axe porté par la projection de la vitesse-air dans le plan du disque rotor, (OZ_d) est un axe normal au disque rotor.

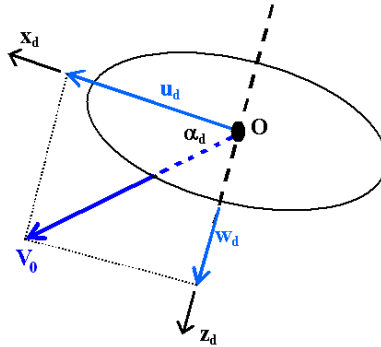


FIGURE 3.5: Trièdre de référence du disque rotor

Soit u_d la projection de la vitesse à l'infini (donc vitesse d'avancement) dans le plan du disque rotor et w_d sa projection sur la normale au disque rotor. L'angle α_d qui détermine l'inclinaison du disque rotor avec la direction de l'écoulement à l'infini est donné par :

$$\alpha_d = \text{Arctg}\left(\frac{w_d}{u_d}\right) \quad (3.7)$$

Vitesse induite moyenne

La poussée devient d'après la relation (3.6) :

$$\vec{F}_n = -2\rho S \cdot \sqrt{u_D^2 + (\vec{V}_{i0} - \vec{w}_D)^2} \cdot \vec{V}_{i0} \quad (3.8)$$

La présence de tourbillons marginaux et d'effets de bord impose d'appliquer un facteur correctif dépendant de $\frac{K}{B}$, si bien que la vitesse induite moyenne \vec{V}'_{i0} s'obtient alors par la relation :

$$\vec{V}'_{i0} = \frac{K}{B} \vec{V}_{i0} \quad (3.9)$$

Pour satisfaire une condition de vol donnée, la poussée du rotor assure la sustentation (compensation du poids de l'appareil) et la propulsion (compensation de la traînée appareil). La vitesse induite est calculée par un processus itératif (figure (3.6)) qui calcule la portance en fonction de la vitesse induite (détaillé à la fin de cette section), et la vitesse induite en fonction de la portance avec par exemple l'équation (3.8).

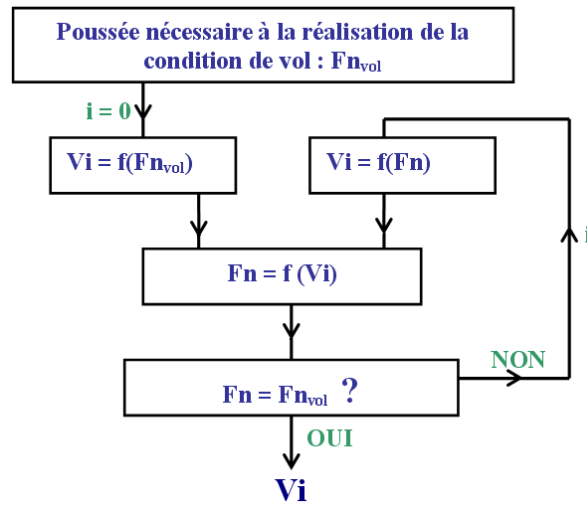


FIGURE 3.6: Principe de calcul de la vitesse induite

Modélisation à coefficients statiques

La relation (3.8) calcule la vitesse induite moyenne (donc constante sur le disque rotor) en fonction de l'incidence du disque relativement à la direction de la vitesse de déplacement. Cependant, la répartition de la vitesse sur le disque rotor n'est pas uniforme, elle dépend notamment des variations locales de la vitesse incidente. En première approche, l'évolution de la vitesse induite peut être estimée comme linéaire entre l'avant du disque rotor où elle est minimale et l'arrière où elle atteint un maximum.

Glauert définit dans son ouvrage sur les autogires [9] une formulation de la vitesse induite qui traduit la répartition linéaire des vitesses dans le plan :

$$V_i(r, \psi) = V_{i0} \cdot \left(1 + \frac{r}{R} \cdot K_c \cdot \cos \psi\right) \quad (3.10)$$

avec V_{i0} la vitesse induite moyenne obtenue par l'équation (3.8), K_c une constante dont la valeur n'est pas fixée. Différentes propositions ont été faites successivement par Wheatley [44], Coleman [45] puis Brotherhood & Steward [46] qui ont cherché à proposer une valeur de K_c dépendante des conditions de fonctionnement du rotor. La constante K_c retenue répond à la formulation de Meijer Drees [11] qui complète la proposition de Glauert en introduisant une composante sinusoïdale. La vitesse induite locale est alors définie en tout point du disque en fonction du rayon r et de l'azimut géométrique ψ par les relations :

$$\begin{cases} V_i = V_{i0} + V_{iCD} \cdot \frac{r}{R} \cos \psi - V_{iSD} \cdot \frac{r}{R} \sin \psi \\ V_{iCD} = \frac{4}{3} V_{i0} (1 - 1,8 \mu^2) \cdot \frac{\sin \alpha_D}{\cos \alpha_D} \\ V_{iSD} = 2\mu V_{i0} \end{cases} \quad (3.11)$$

avec μ le rapport d'avancement. Le coefficient en cosinus introduit le gradient constant entre l'avant et l'arrière du disque rotor alors que celui en sinus introduit un gradient entre la zone de pale avançante et la zone de pale reculante, afin de prendre en compte la dissymétrie induite par la différence de vitesse incidente entre les pale avançante et reculante. Cette représentation est paramétrée par la vitesse de déplacement globale prise en compte par le paramètre d'avancement μ et par la direction relative du

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

déplacement représentée par le rapport $\frac{\sin \alpha_D}{\cos \alpha_D}$ (inclinaison du souffle rotor).

Numériquement cette modélisation est une décomposition en série de Fourier à l'ordre un de la vitesse induite. Les coefficients de Fourier sont ici constants ce qui suppose que la valeur de la vitesse induite calculée est dépendante de la position sur le disque rotor et indépendante du temps. Ce modèle est donc à formulation statique.

La modélisation présentée ci-dessus est largement utilisée dans la suite de ce document et est appelée Vitesse Induite de Meijer Drees.

Modélisation à coefficients dynamiques

Une alternative à la modélisation de Meijer Drees est proposée par Pitt & Peters [13] qui expriment les coefficients de la décomposition de Fourier comme des variables instationnaires, introduisant une dépendance temporelle du calcul de la vitesse induite. Cette représentation établit des relations dynamiques entre les efforts aérodynamiques et les vitesses induites au niveau du disque rotor.

L'expression de la vitesse induite devient alors :

$$V_i = V_{i0}(\phi) + V_{iCD}(\phi) \cdot \frac{r}{R} \cos \psi - V_{iSD}(\phi) \cdot \frac{r}{R} \sin \psi \quad (3.12)$$

avec $V_{i0}(\phi)$, $V_{iCD}(\phi)$ et $V_{iSD}(\phi)$ les coefficients de Fourier à l'ordre un. La variable ϕ représente le temps adimensionné. Ces trois coefficients sont regroupés au sein d'un vecteur \mathbf{V}_p tel que :

$$\mathbf{V}_p = \begin{pmatrix} V_{i0} \\ V_{iCD} \\ V_{iSD} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

qui vérifie alors l'équation différentielle du 1^{er} ordre :

$$\mathbf{M} \dot{\mathbf{V}}_p + \mathbf{L}^{-1} \mathbf{V}_p = \begin{pmatrix} C_z \\ -C_l \\ -C_m \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

relation entre vitesse induite et charge rotor dans le repère tournant, C_z , C_l et C_m étant respectivement le coefficient de portance, le moment de roulis et le moment de tangage. Peters [47] définit la matrice de masse apparente \mathbf{M} et la matrice de gain \mathbf{L} en cohérence avec les temps de réponse expérimentaux :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \frac{8}{3\pi} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-16}{45\pi} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-16}{45\pi} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{L} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & \frac{15\pi}{64} \frac{\sqrt{1-\sin\alpha_s}}{\sqrt{1+\sin\alpha_s}} \\ 0 & \frac{-4}{1+\sin\alpha_s} & 0 \\ \frac{15\pi}{64} \frac{\sqrt{1-\sin\alpha_s}}{\sqrt{1+\sin\alpha_s}} & 0 & \frac{-4 \sin\alpha_s}{1+\sin\alpha_s} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

La matrice \mathbf{M} contient les caractéristiques massiques et inertielles de la masse d'air traversant le disque rotor. La matrice \mathbf{L} quant à elle, réalise le couplage quasi-statique entre les vitesses induites et les efforts aérodynamiques. Elle fait intervenir l'angle de sillage ici appelé α_s défini par $\alpha_s = \alpha_D + 90^\circ$.

Les coefficients de Fourier instationnaires sont obtenus par résolution de l'équation différentielle

(3.14). Cette représentation introduit une dépendance temporelle dans la résolution de l'équation différentielle sur les composantes de V_p .

Calcul de la vitesse induite

Ces deux modèles de calcul des vitesses induites se basent sur l'hypothèse de Froude (aussi appelé disque porteur). La vitesse induite V_i est normale au plan du disque rotor.

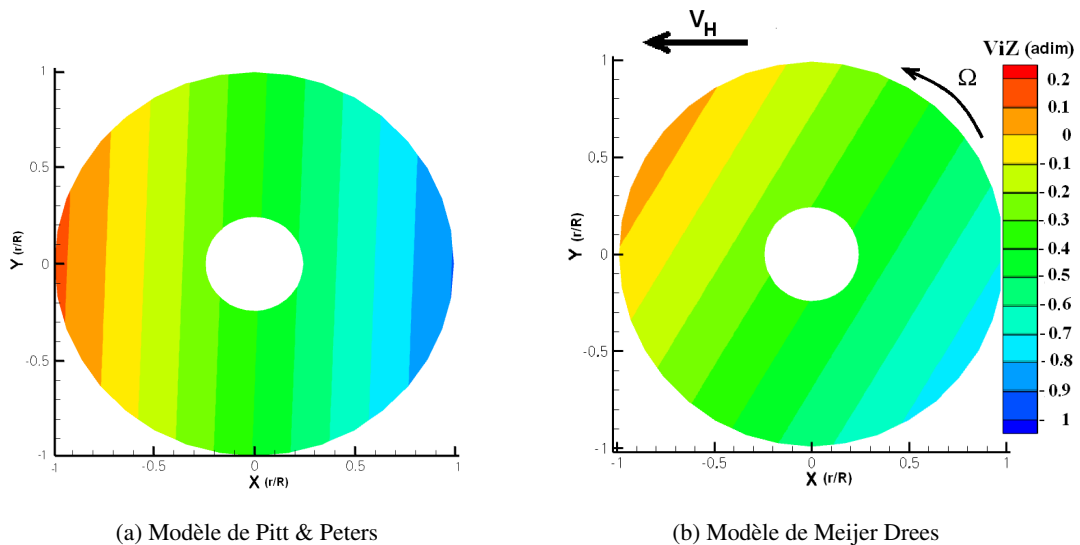


FIGURE 3.7: Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A avec les modèles de vitesse induite à mono-harmonique - $\mu = 0,25$

La figure (3.7) présente le calcul de la vitesse induite avec les deux modèles détaillés précédemment. Le calcul est effectué sur le rotor 7A, pour un rapport d'avancement $\mu=0,25$. Les deux modèles calculent une répartition de vitesse induite qui évolue linéairement de l'avant à l'arrière du disque en raison de la contribution de la composante sinusoïdale. La composante sinusoïdale de la description induit un gradient entre les zones de pale avançante et reculante. Pour le calcul effectué par le modèle de Meijer-Drees, la vitesse induite est maximale pour un azimuth de 330° . Le modèle de Pitt & Peters ne contient qu'une très faible composante sinusoïdale. La représentation sous forme de plan incliné illustre le comportement sur le premier harmonique des vitesses calculées : à iso-rayon, l'évolution de la vitesse induite se fait sur une période.

L'amplitude de la vitesse est plus importante avec le modèle de Pitt & Peters puisqu'elle varie de 2 à -10m/s alors que le modèle de Meijer Drees la calcule entre 1 et -8m/s.

L'ordre de grandeur et le comportement de la vitesse induite calculés par ces deux modèles sont similaires. La vraie plus-value de Pitt & Peters repose sur la représentation dynamique qui prend en compte des évolutions temporelles, notamment utiles pour des calculs de simulation pour lesquels la vitesse de l'hélicoptère varie. Le calcul de charge repose sur un calcul d'équilibre à conditions fixes, les coefficients dynamiques de Pitt & Peters ne présentent pas d'avantage particulier pour le cas qui intéresse cette recherche.

2.2 Modèle de vitesse induite dynamique sur plusieurs harmoniques - FiSUW

Les modèles décrits précédemment sont limités à l'harmonique fondamental. En vol d'avancement, les mouvements de la pale en battement, traînée, et éventuellement torsion - sous l'hypothèse d'une pale déformable - se décomposent sur plusieurs harmoniques. Pour un rotor articulé, la description des déplacements des pales se doit de considérer les premiers harmoniques. Pour s'intéresser à la valeur locale de la vitesse induite sur le disque rotor, il est intéressant de pouvoir décrire ces harmoniques supérieurs.

Peters & He [12] ont développé un modèle de vitesse induite dynamique avec un nombre d'états finis. Par simplification, le modèle s'appelle ici FiSUW - acronyme de Finite State Unsteady Wake model. Ce modèle développé par Basset [48] reprend les travaux de Peters & He et est présenté dans la suite de cette section.

Hypothèses de base du modèle

L'écoulement est supposé pouvoir être décrit sous les hypothèses d'existence d'un potentiel d'accélération, qui suppose un rotationnel nul. La modélisation de l'écoulement à travers le rotor d'hélicoptère se satisfait de cette hypothèse, comme en attestent les résultats obtenus avec cette modélisation. La vitesse induite est maintenant considérée comme un vecteur à trois composantes spatiales (x,y,z).

L'existence d'un potentiel d'accélération impose la condition suivante :

$$\overrightarrow{rot}\left(\frac{d\overrightarrow{V}_i}{dt}\right) = \overrightarrow{0} \quad (3.16)$$

Ce qui implique le rotationnel de l'équation d'Euler :

$$\overrightarrow{rot}\left(\frac{d\overrightarrow{V}_i}{dt}\right) = \frac{\overrightarrow{grad}\rho \wedge \overrightarrow{grad}p}{\rho^2} + \overrightarrow{rot}\overrightarrow{F} \quad (3.17)$$

avec \overrightarrow{F} la force massique et p la pression dans l'écoulement. Pour que l'accélération dérive d'un potentiel, donc que son rotationnel soit nul il est nécessaire que :

– La force massique dérive d'un potentiel, ce qui est le cas de la force de pesanteur :

$$\overrightarrow{rot}\overrightarrow{F} = \overrightarrow{rot}(\overrightarrow{grad} f) = \overrightarrow{0} \quad (3.18)$$

– L'écoulement fluide doit être incompressible, soit :

$$\rho = \text{constante} \Rightarrow \overrightarrow{grad}\rho = \overrightarrow{0} \Rightarrow \overrightarrow{grad}\rho \wedge \overrightarrow{grad}p = \overrightarrow{0} \quad (3.19)$$

Système de coordonnées elliptiques

La rotation des pales développe une portance et crée donc une discontinuité de pression qui perturbe le potentiel d'accélération à l'origine des vitesses. En considérant un disque porteur - et en lui associant

un système de coordonnées adaptées - l'équation de Laplace s'écrit :

$$\Delta\Phi = 0 \quad (3.20)$$

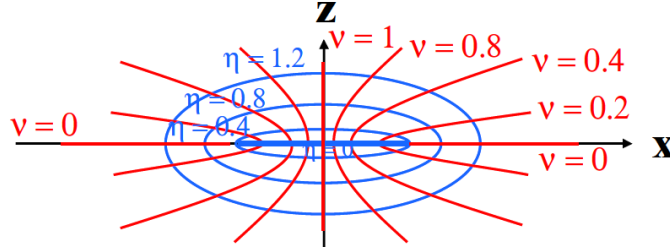


FIGURE 3.8: Coordonnées elliptiques, η et ν

qui, développée en coordonnées elliptiques (figure (3.8)), donne :

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \left[(1 - \nu^2) \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{\psi}} \left[\frac{(\nu^2 + \eta^2)}{(1 - \nu^2)(1 + \eta^2)} \frac{\partial \Phi}{\partial \bar{\psi}} \right] = 0 \quad (3.21)$$

avec $\bar{\psi}$ l'azimut adimensionné. Cette équation se résout analytiquement par la méthode de séparation de variables. Soit alors le potentiel Φ dépendant des trois coordonnées :

$$\Phi(\nu, \eta, \bar{\psi}) = \phi_1(\nu) \cdot \phi_2(\eta) \cdot \phi_3(\bar{\psi}) \quad (3.22)$$

Le modèle propose de discrétiser le disque rotor dans ses deux dimensions, en rayon et en azimut. En notant alors m_h le nombre d'harmoniques et n le nombre de modes radiaux et en combinant les équations (3.22) et (3.21), la solution est obtenue par la résolution du système :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \phi_3}{d\bar{\psi}^2} + m_h^2 \phi_3 & = 0 \\ \frac{d}{d\nu} \left[(1 - \nu^2) \frac{d\phi_1}{d\nu} \right] + \left[\frac{m_h^2}{1 - \nu^2} + n(n + 1) \right] \phi_1 & = 0 \\ \frac{d}{d\eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{d\phi_2}{d\eta} \right] + \left[-\frac{m_h^2}{1 - \eta^2} + n(n + 1) \right] \phi_2 & = 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

La forme générale des solutions de ce problème est alors :

- Les fonctions trigonométriques circulaires, $\cos(m_h \bar{\psi})$, $\sin(m_h \bar{\psi})$
- Les polynômes de Legendre de première espèce, $P_n^{m_h}(\nu)$
- Les polynômes de Legendre de seconde espèce, $Q_n^{m_h}(i\eta)$

L'introduction des polynômes de Legendre et des fonctions trigonométriques circulaires aboutit à une discrétisation du champ de vitesse induite dans le disque rotor. Le degré de précision dépendra alors du nombre d'harmoniques et du nombre de modes radiaux retenus pour représenter respectivement les évolutions en azimut et en rayon.

Mise en équation de la vitesse induite

Le champ de pression Φ , décrit comme un potentiel d'accélération, et représentatif de l'effort est décomposé par un développement en série de Fourier pour l'analyse azimutale et en série de Legendre

pour l'analyse radiale, soit :

$$\Phi(v, \eta, \bar{\psi}, \bar{t}) = -\frac{1}{2} \sum_{m_h=0}^{\infty} \sum_{n=m_h+1, m_h+3, \dots}^{\infty} \bar{P}_n^{m_h}(v) \cdot \bar{Q}_n^{m_h}(i\eta) \times [(\tau_c)_n^{m_h} \cos(m_h \psi) + (\tau_s)_n^{m_h} \sin(m_h \psi)] \quad (3.24)$$

avec τ_c et τ_s les coefficients de Fourier décrivant la répartition de pression dépendant du temps adimensionné \bar{t} . L'effort aérodynamique est obtenu à partir du champ de pression.

La formulation de la vitesse induite dans le plan du disque rotor, selon la direction normale au disque, s'exprime par le développement en série de Legendre :

$$V_{i_z}(v, \psi, \bar{t}) = \sum_{m_h=0}^{\infty} \sum_{n=m_h+1, m_h+3, \dots}^{\infty} \frac{\bar{P}_n^{m_h}(v)}{v} \times [(w_c)_n^{m_h} \cos(m_h \psi) + (w_s)_n^{m_h} \sin(m_h \psi)] \quad (3.25)$$

où $(w_c)_n^{m_h}$ et $(w_s)_n^{m_h}$ sont les états de l'écoulement dépendants de la fonction de forme $\frac{\bar{P}_n^{m_h}(v)}{v}$. La vitesse induite est alors calculable sur plusieurs harmoniques.

Les coefficients $(w_c)_n^{m_h}$ et $(w_s)_n^{m_h}$ sont obtenus par identification. La convergence du modèle s'obtient par une boucle itérative entre le calcul du champ de pression et le calcul des vitesses induites. Le processus est répété jusqu'à obtention de l'équilibre. Elle permet de décrire la vitesse induite à partir d'une discrétisation harmonique, le nombre d'états de calcul influençant la robustesse et le temps de calcul.

Calcul de la vitesse induite avec FiSUW

Comme réalisé précédemment avec les modèles Meijer Drees et Pitt & Peters, le champ de vitesse induite du rotor 7A à $\mu=0,25$ est calculé avec le modèle FiSUW. La composante normale au disque rotor V_{i_z} est représentée figure (3.9).

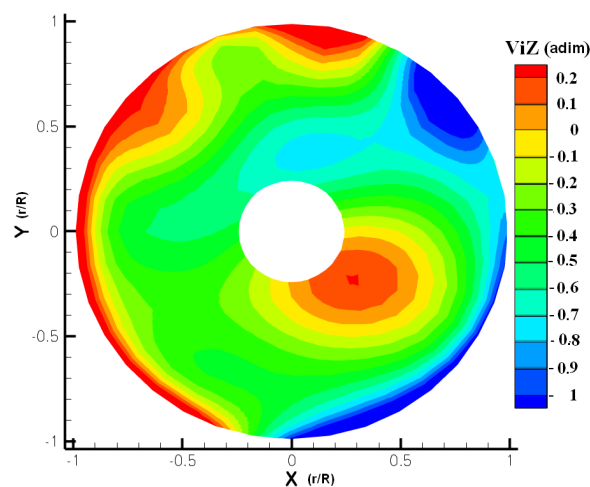


FIGURE 3.9: Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A - calcul FiSUW à 8 harmoniques - $\mu = 0,25$

L'effet de la discrétisation spatiale est nettement visible : la valeur de la vitesse induite varie sur l'ensemble du disque rotor. En partie avant, les vitesses induites semblent remonter à travers le disque rotor, principalement à l'extrémité de la pale où la vitesse est positive (donc dirigée vers le haut). Le cercle d'inversion, où l'écoulement rencontre le bord de fuite, est observée ce qui n'était pas possible avec les précédents modèles. La zone de pale avançante produit une vitesse induite importante qui atteste d'une forte contribution à la portance. L'extrémité de pale en zone arrière du disque induit également de fortes vitesses.

Par rapport aux modèles de Meijer Drees et de celui de Pitt & Peters limités au premier harmonique, la considération des harmoniques supérieurs dans FiSUW calcule un champ de vitesse induite dont le contenu est très riche. Ce modèle qui semble complet ne prend pas en compte le sillage des pales et les interactions pales tourbillons engendrées qui peuvent affecter l'écoulement.

2.3 Modèle de vitesse induite avec sillage prescrit - METAR

Le sillage généré par chaque pale peut sous certaines conditions de fonctionnement (incidence, inclinaison du disque rotor, rapport d'avancement) interagir avec l'écoulement incident sur la pale suivante. Ces interactions pales-tourbillons, lorsqu'elles se produisent, sont de nature à affecter la portance et donc les vitesses induites.

Le Modèles d'ETude de l'Aérodynamique du Rotor [49] propose une modélisation du sillage qui affecte le calcul de la vitesse induite qui reste effectuée par une méthode de disque porteur. Le principe de fonctionnement est présenté dans cette section.

Hypothèses du modèle

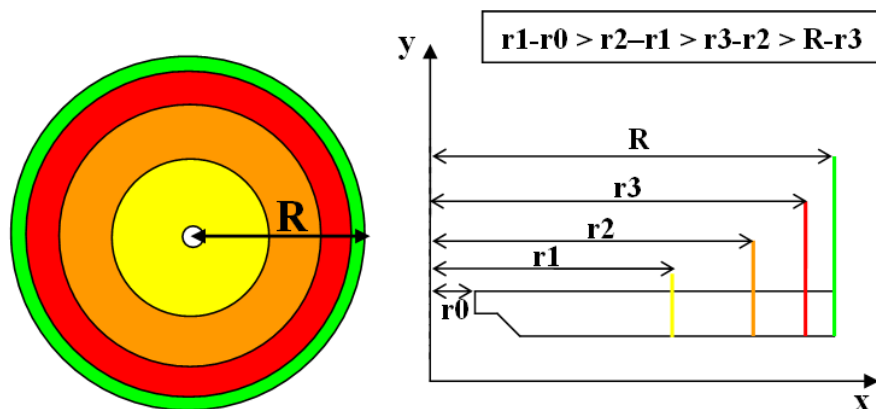


FIGURE 3.10: Principe de discrétisation de la pale pour le modèle METAR

Chaque pale est modélisée par une ligne droite représentant l'empilement des foyers aérodynamiques (ligne des 25% équivalente à l'axe de pas dans cette modélisation). Chaque profil de pale est soumis à un écoulement bidimensionnel. La pale est discrétisée en segments rigides dont la taille est choisie de manière à ce que sa circulation sur l'ensemble du disque rotor soit une aire de même dimension pour tous les éléments comme schématisé sur la figure (3.10). Les points de discrétisation se resserrent donc

à mesure que l'on s'approche de l'extrémité de la pale. Les discontinuités géométriques - vrillage de la pale, évolution du profil avec l'envergure - doivent coïncider avec un changement de section.

Sillage tourbillonnaire

Le sillage est représenté par des lanières tourbillonnaires. Les lanières tangentielles issues des frontières entre les éléments de pale représentent le sillage du bord de fuite alors que les lanières radiales dont l'intensité est fixée par la conservation de la circulation correspondent à chaque azimuth de calcul. La vitesse induite locale est obtenue par intégration des effets de segments tourbillonnaires prenant en compte la représentation de la pale et du sillage : la ligne portante et les lanières tourbillonnaires. En considérant les vitesses propres des tourbillons faibles, l'hypothèse d'incompressibilité nécessaire à l'application de la loi de Biot & Savart¹ est possible.

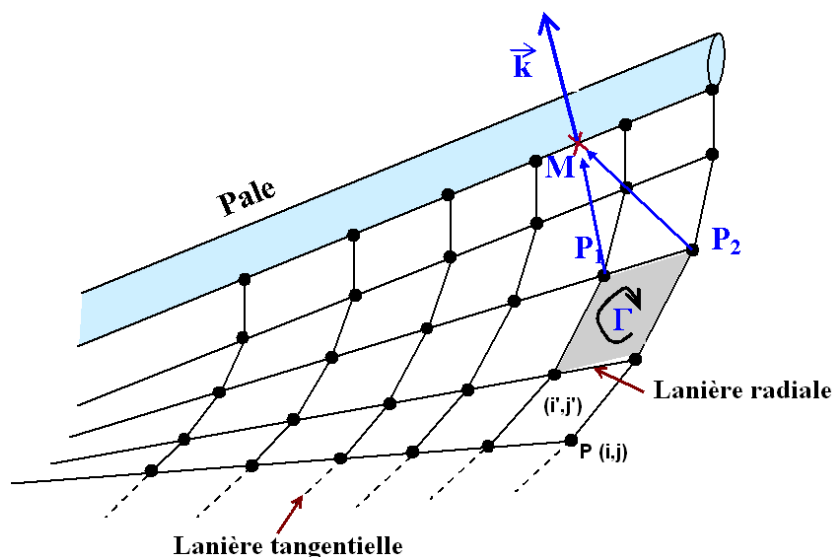


FIGURE 3.11: Discrétisation du sillage proche

Le maillage (représenté figure (3.11)) est discrétisé en quadrilatères parcourus par une circulation Γ , obtenue en sommant les contributions de chaque côté. Les circulations de chaque quadrilatère ayant été émises au même rayon et azimuth sont ensuite sommées afin d'avoir une contribution des tourbillons émis au passage des pales précédentes.

Tous les points du sillage sont déplacés en bloc à une vitesse constante $V_0 + V_{i0}$, ils se déplacent en translation avec le rotor, et sont convectés verticalement en fonction de la vitesse induite moyenne calculée par le modèle de Meijer Drees. Le sillage forme une hélice qui croît à l'aval, comme représenté figure (3.12) et se décompose en sillages proche et lointain. La géométrie du sillage est fixée en fonction des conditions de calcul et n'est donc pas évolutive.

1. Loi propre à la magnéto-statique applicable à l'aérodynamique en assimilant la vitesse induite à l'intensité du champ magnétique et l'intensité tourbillonnaire au courant.

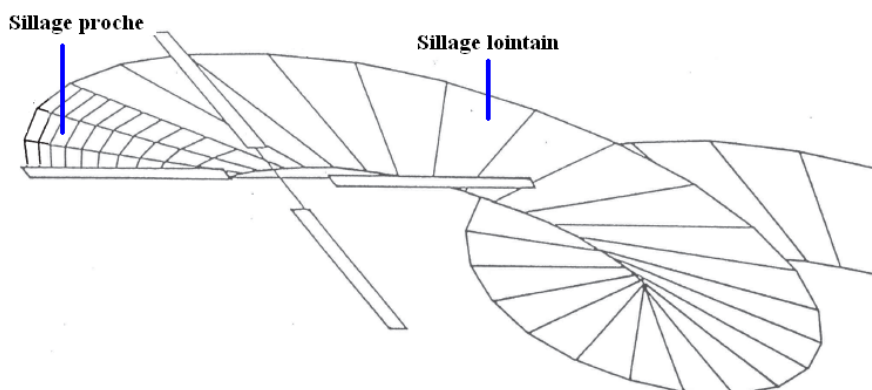


FIGURE 3.12: Propagation du sillage

Equation de la vitesse induite

Soit M le point où est calculée la vitesse induite qui s'exprime alors par l'application de la formule de Biot & Savart :

$$\vec{V}_{ir}(M) = \frac{\Gamma}{4.\pi} \cdot \frac{(\overrightarrow{P_1M} \wedge \overrightarrow{P_2M})}{\|\overrightarrow{P_1M} \wedge \overrightarrow{P_2M}\|^2} \left[\overrightarrow{P_1P_2} \cdot \left(\frac{\overrightarrow{P_1M}}{\|P_1M\|} - \frac{\overrightarrow{P_2M}}{\|P_2M\|} \right) \right] \quad (3.26)$$

La formule (3.26) donne une représentation de la vitesse induite à trois composantes en prenant en compte les contributions du sillage proche. Cette expression comporte des singularités qui nécessitent des corrections locales : interactions pales tourbillons qui induisent un calcul de vitesses locales très élevées ou lorsque le point de calcul M est situé sur un segment P_1P_2 .

Principe de fonctionnement du modèle

Le calcul fonctionne en trois phases. Premièrement, la phase d'initialisation consiste à discrétiser la pale en envergure et à calculer un champ initial de vitesse induite avec le modèle de Meijer Drees.

Ensuite intervient le calcul de la matrice d'influence $V_{i\Gamma}$. Les efforts aérodynamiques locaux sont obtenus par les polaires expérimentales. Le sillage et la vitesse induite locale \vec{V}_{ir} sont calculés. Pour terminer, la recherche d'équilibre entre circulation et vitesse induite se fait de manière itérative :

- 1 : Calcul des efforts aérodynamiques locaux à partir de la vitesse induite connue à cet instant ;
- 2 : Calcul de la circulation locale Γ en fonction du C_z local :

$$\Gamma = \frac{c}{2} V_a C_z \quad (3.27)$$

- 3 : Calcul des nouvelles vitesses induites :

$$\vec{V}_i^* = \vec{V}_{i\Gamma} \cdot \vec{\Gamma} \quad (3.28)$$

– 4 : Relaxation des vitesses induites :

$$(\bar{V}_i^*)^{n+1} = (\bar{V}_i)^n + \omega [(\bar{V}_i^*)^n - (\bar{V}_i)^n] \quad (3.29)$$

avec ω le coefficient de relaxation de la vitesse induite.

Cette boucle itérative est réalisée jusqu'à obtenir la convergence des vitesses. En pratique, un critère de convergence de 0,1 m/s est suffisant. Le coefficient de relaxation ω utilisé doit être inférieur à 0,5 pour faciliter la convergence.

Calcul de la vitesse induite avec METAR

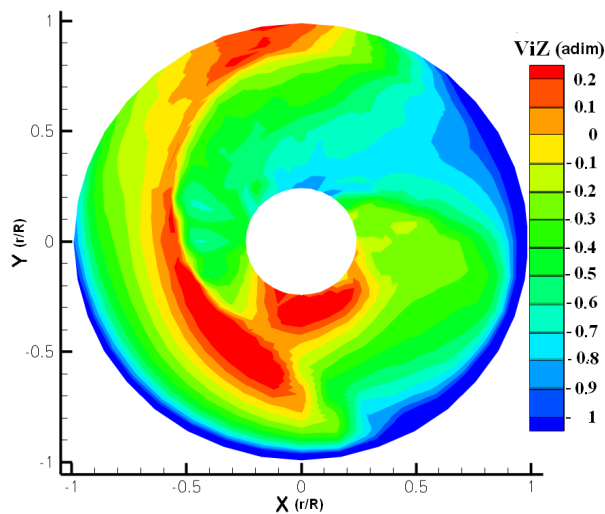


FIGURE 3.13: Répartition de la vitesse induite sur le rotor 7A - calcul METAR - $\mu = 0,25$

Dans la continuité des calculs réalisés avec les modèles précédents, METAR est utilisé pour la détermination du champ de vitesse induite du rotor 7A en vol d'avancement à $\mu = 0,25$.

Le champ calculé est présenté sur la figure (3.13). Le comportement en bout de pale sur l'avant du disque diffère de celui obtenu avec le module FiSUW présenté figure (3.9). La zone de vitesse induite positive synonyme de déportance locale est marquée notamment en pale avançante.

En pale avançante, la partie du disque située entre 0 et 90° montre une vitesse induite importante. A partir de 90° se produit un phénomène de déportance en bout de pale dû à une faible incidence du profil, qui tend à inverser la vitesse. Cette région se transmet jusqu'à la zone de recirculation en pied de pale reculante. L'extrémité de pale sur une majeure partie du disque rotor induit une vitesse très forte ce qui tend à attester de la forte contribution de cette zone à la portance et donc des charges aérodynamiques importantes subies par l'extrémité de la pale.

Ce modèle est sensiblement moins robuste que FiSUW, Meijer-Drees et Pitt & Peters. L'apport de la modélisation du sillage doit être évalué en comparant qualitativement les champs de vitesses induites calculés par les différents modèles.

2.4 Comparaison des vitesses induites calculées par les modèles Meijer-Drees, FiSUW et METAR

L'écoulement à travers le rotor se compose de la vitesse due au déplacement de l'hélicoptère et de la vitesse induite créée par l'action du rotor. En retenant la seule composante verticale V_{i_z} (qui est la composante principale), la validation des modèles de vitesse induite peut avantageusement s'appuyer sur des mesures.

La vitesse induite correspond à la vitesse créée par la section de pale lorsqu'elle est soumise à l'écoulement incident. Sa mesure doit donc être effectuée au niveau de la pale. Cependant, la présence de la pale en rotation contraint de mesurer la vitesse induite à proximité de la pale et non pas à cette position exacte.

Les mesures effectuées par le LARC² [23] sont exploitées afin de confronter les modèles de vitesse induite à des mesures sur des écoulements réels. Le rotor comporte deux pales rectangulaires, constituées de profil NACA0012. Les mesures ont été effectuées par vélocimétrie laser, avec la discrétisation suivante : douze azimuts et quatorze points en envergure. L'intérêt particulier de ces mesures réside dans la finesse du maillage des points mesurés. Les essais réalisés en soufflerie se sont concentrés sur des rapports d'avancement μ allant de 0,15 à 0,40. La vitesse de rotation vaut $\Omega = 2200 \text{ tr/min}$

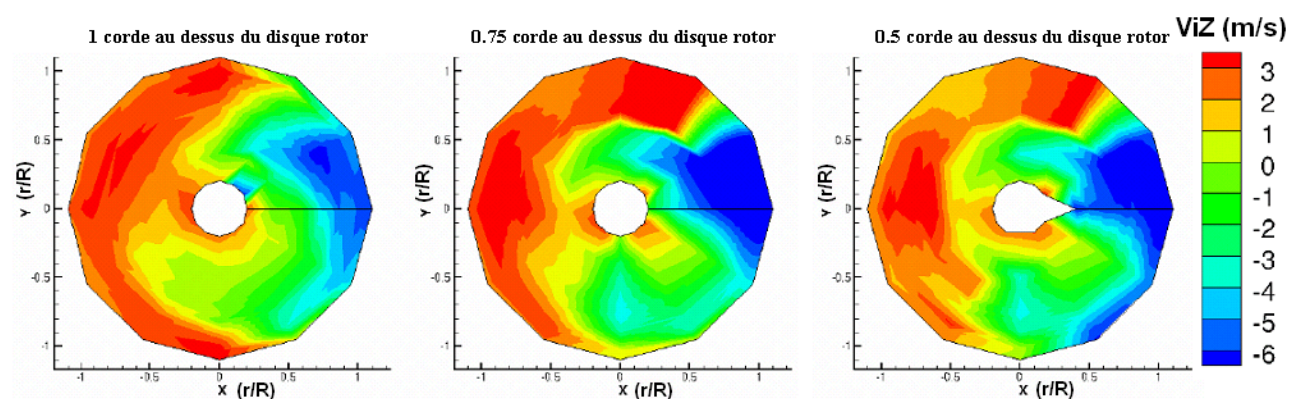


FIGURE 3.14: Influence de la position de la mesure de la vitesse induite - $\mu = 0,30$ (D'après mesures LARC)

En se focalisant sur un cas de vol d'avancement à $\mu=0,30$, le traitement des données de la NASA permet de tracer les cartographies de la figure (3.14) qui présentent les mesures de la vitesse induite dans trois plans parallèles au disque rotor, situés respectivement à 1 corde, 0,75 corde et 0,5 corde en amont. L'intensité de la vitesse induite figure (3.14) augmente à mesure que l'on s'approche du disque rotor, ce qui est cohérent avec la théorie de Froude. Une variation de l'ordre de 10% est observée entre la position à 0,5 corde et celle à 1 corde au-dessus du disque. Le gradient semble plus important dans la zone de pale avançante à mesure que l'on s'approche du plan du disque. La vitesse induite dans le plan du disque rotor doit donc être majorée relativement à ce qui est mesuré à cette position.

Le rotor du LARC est modélisé afin de calculer la vitesse induite par les différents modèles : Meijer-Drees, FiSUW et METAR. Les résultats sont présentés figure (3.15).

2. NASA Langley Research Center, Hampton, Virginie, Etats-Unis

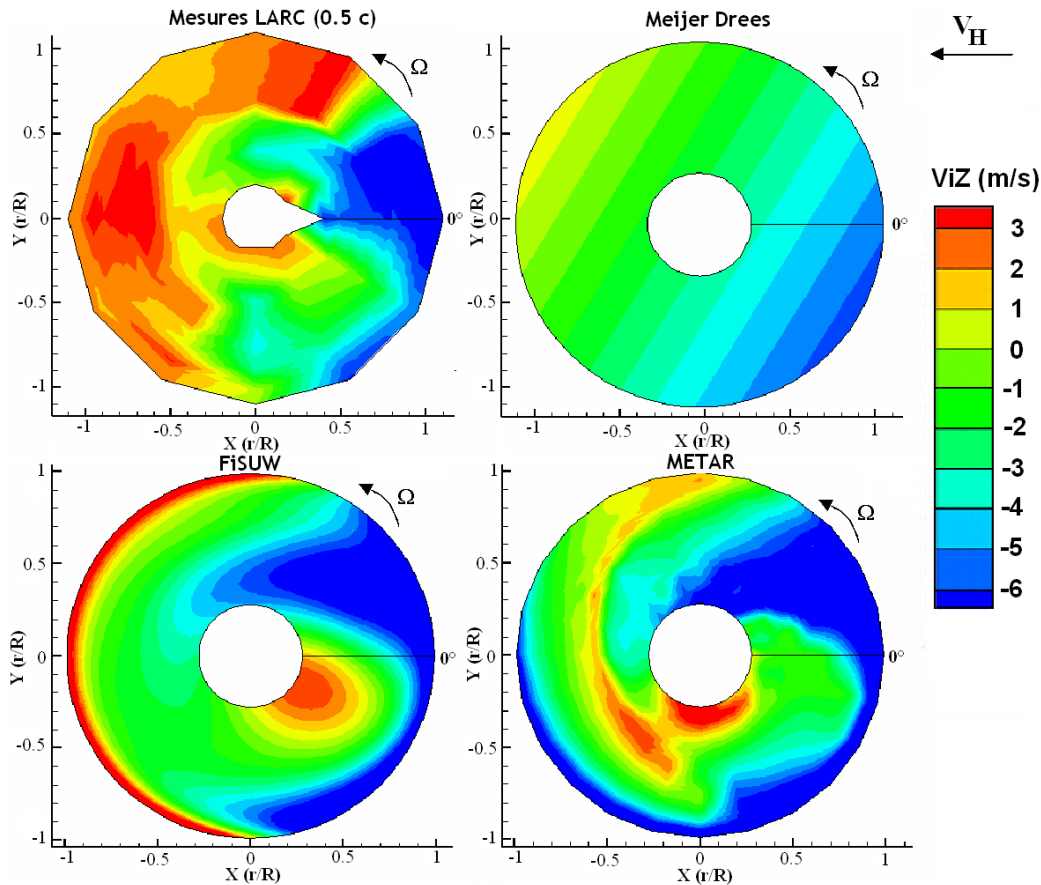


FIGURE 3.15: Calcul de vitesse induite en fonction du modèle - $\mu = 0,30$

Le modèle Meijer Drees qui suppose une répartition linéaire de vitesse induite sous estime les vitesses positives, la vitesse variant de $-4,5$ à $0,5$ m/s. La représentation mono-harmonique montre ses limites puisque le champ mesuré évolue à la fois en envergure et en azimuth. Le terme sinusoïdal en $(2\mu V_{i0})$ de la représentation de Meijer-Drees incline le disque de vitesse induite pour calculer un minimum aux environs de 330° et un maximum (avec vitesse positive) à 150° . Cette tendance semble se retrouver sur les résultats mesurés, pour lesquels le demi-disque avant situé entre les azimuths 60° et 240° est la région de maximum. Les deux cartographies montrent une rotation de -30° du plan d'inclinaison du disque rotor. Si le modèle Pitt & Peters calcule des amplitudes supérieures à Meijer-Drees, la composante sinusoïdale de ce dernier permet de capter le phénomène d'inclinaison latérale du souffle rotor.

Les champs calculés avec FiSUW et METAR peuvent être analysés simultanément en raison des grandes similitudes de comportement. Le champ calculé avec METAR montre des discontinuités et présente des fluctuations plus marquées. Globalement, la vitesse induite oscille entre -5 et 2 m/s, la région de vitesses très fortes (zone bleue) est principalement localisée sur la partie arrière du disque, avec notamment la région de pale avançante ($0^\circ < \Psi < 60^\circ$) très contributive. L'extrémité de pale reculante a également un impact important ($270^\circ < \Psi < 360^\circ$). La zone avant du disque montre des différences importantes. FiSUW perçoit une zone de vitesse induite positive assez forte à l'extrémité de pale quand METAR calcule cette zone avec de fortes vitesses négatives. La pale dont il est question possède une extrémité carrée qui n'est pas sensée générer d'effets particuliers, hormis l'influence du vrillage. METAR prévoit une zone de

vitesse positive au milieu de la pale, région qui rejoint la zone d'inversion des vitesses. En vol d'avancement, les lignes de courant de l'écoulement ont tendance à remonter à l'avant du disque avant de traverser le rotor, comme illustré sur la figure (3.16), contribuant au calcul de vitesse induite positive, une partie de l'écoulement remontant à travers le rotor.



FIGURE 3.16: Ligne de courant à travers le disque rotor en vol avançant

Comparativement à la mesure en soufflerie, la région arrière du disque est globalement bien calculée avec une répartition des vitesses calculées sur l'ensemble de cette zone proche de ce qui est mesuré. La région avant est plus sujette à question. La mesure fait apparaître des vitesses positives pour un rayon supérieur à 60%, ce qui n'est pas rendu par le calcul. La vérité semble se trouver entre les modèles FiSUW et METAR.

Ces comparaisons calculs-mesures autorisent deux conclusions :

- Le modèle de premier ordre Meijer Drees approxime de manière satisfaisante les amplitudes et l'angle de répartition des vitesses induites, sans être capable de capter les phénomènes locaux ;
- Hormis une faiblesse en extrémité de pale sur la partie avant du disque, les modèles FiSUW et METAR recourent bien les mesures de vitesse induite ce qui tend à attester de la qualité de leur description.

Ces comparaisons, réalisées à partir de calculs sur un rotor particulier devront être généralisées sur d'autres rotors afin d'estimer la représentativité des vitesses induites calculées.

Les modèles présentés reposent tous sur le même principe : à partir de la poussée nécessaire à la réalisation de la condition de vol, vitesses induites et efforts aérodynamiques sont calculés itérativement. Le principe du calcul des efforts aérodynamiques est présenté ci-après.

2.5 Calcul du chargement aérodynamique de la pale

Il est impossible de déterminer analytiquement et avec une précision raisonnable les coefficients C_x , C_z et C_m d'un profil dans l'air [43]. Le recours à des méthodes empiriques est donc nécessaire.

Le modèle de calcul des efforts aérodynamiques développé repose sur ce constat et se décompose en une table de données et un système d'équations.

La pale est un empilement de profils vrillés définis sur n sections. Les forces et moments aérodynamiques sont calculés par interpolation des polaires de profil. Les polaires sont paramétrées en incidence et en Mach et s'appliquent à un point situé sur la ligne du quart de corde.

Le terme essentiel au calcul des efforts aérodynamiques est le vecteur vitesse absolue calculé en un point de la ligne des 25% qui détermine la cinématique de la section. Il est calculé de proche en proche en partant du pied de pale, jusqu'à la section d'extrémité :

$$\vec{V}_{M_{i+1}} = \vec{V}_{M_i} + \vec{\Omega} \wedge \overrightarrow{M_i M_{i+1}} \quad (3.30)$$

avec $\vec{\Omega}$ vecteur rotation instantanée par rapport à un repère absolu, M_i et M_{i+1} deux points courants successifs sur le quart de corde. La vitesse incidente de la section i s'écrit en considérant les principales contributions :

$$\vec{V}_{a_i} = \vec{V}_{M_i} + \vec{V}_0 + \vec{V}_i \quad (3.31)$$

avec \vec{V}_{M_i} la vitesse absolue du profil, \vec{V}_i la vitesse induite locale et \vec{V}_0 la vitesse à l'infini de l'écoulement (comprenant les composantes de translation et de rotation de l'hélicoptère).

Connaissant l'incidence et le Mach local, les valeurs des coefficients aérodynamiques C_z , C_x et C_m sont obtenues par interpolation à partir des polaires. Ainsi, les efforts élémentaires d'un segment s'expriment comme :

$$\frac{dF_z}{dx} = \frac{1}{2} \rho c V_a^2 (C_z \cos(\phi) - C_x \sin(\phi)) \quad (3.32)$$

$$\frac{dF_y}{dx} = -\frac{1}{2} \rho c V_a^2 (C_z \sin(\phi) + C_x \cos(\phi)) \quad (3.33)$$

avec $\phi = \text{Arctg} \frac{V_z}{V_y}$, V_a la vitesse incidente, et c corde du profil sur le segment.

Dans le cas où l'axe de pas ne serait pas confondu avec l'axe des 25%, un moment supplémentaire intervient en transportant le moment aéro de la ligne de quart de corde vers l'axe de pas :

$$\vec{M}_p = \vec{M}_a + \overrightarrow{PA} \wedge \vec{F}_{aero} \quad (3.34)$$

Ces efforts sont sommés pour les transposer en pied de pale et obtenir ainsi le chargement aérodynamique complet de la pale.

Cette formulation est valable à condition de considérer la pale comme un solide indéformable. Avec une pale déformable, la vitesse du profil est modifiée et il faut tenir compte des variations instantanées d'incidence. Le modèle tel que décrit ici repose sur l'hypothèse de profils plans. Par conséquent il est nécessaire d'y adjoindre des modèles correctifs pour considérer les effets tridimensionnels.

2.6 Synthèse

Les quatre modèles de vitesse induite présentés se caractérisent par une gradation dans le niveau de représentativité : Meijer Drees est un modèle de premier ordre, Pitt & Peters ajoute une dépendance temporelle, FiSUW calcule une vitesse induite locale sur l'ensemble du disque rotor à partir d'une représentation multi-harmonique et un polynôme de Legendre, METAR modélise le sillage pour représenter la vitesse induite localement en prenant en compte l'historique de l'écoulement. Ces différents niveaux de représentation induisent un écart de robustesse et de convergence des modèles qui conditionnent le choix de modélisation. Si le modèle Meijer Drees est parfaitement stable, le modèle METAR ne converge pas pour tous les calculs réduisant ainsi ses possibilités d'utilisation.

L'intérêt premier de ces modèles est leur caractère bi-dimensionnel qui rend les calculs rapides. Le

calcul sur le rotor 7A en vol d'avancement illustre ces propos : le calcul Meijer Drees dure moins de cinq secondes alors que le modèle FiSUW nécessite quinze secondes. Sur de faibles temps de calcul, ce rapport de un à trois n'est pas significatif. Le cas de METAR est légèrement différent, la convergence des résidus pouvant être longue à atteindre, le calcul nécessitera quelques minutes. Si les temps évoqués ne sont que des exemples, dépendant avant tout des capacités de l'outil de calcul utilisé, ils indiquent la rapidité de ces modèles.

La combinaison d'un modèle de calcul des efforts aérodynamiques par une représentation en élément de pale avec un modèle de vitesse induite autorise la détermination des conditions de fonctionnement aérodynamique des pales. Cette philosophie, basée sur une modélisation bi-dimensionnelle de l'écoulement peut être complétée par les méthodes d'aérodynamique numérique qui représentent l'écoulement en trois dimensions.

3 Aérodynamique numérique

Les équations de Navier-Stokes décrivent tout type d'écoulement, composé d'un fluide éventuellement compressible et turbulent, en permettant une représentation tri-dimensionnelle. Ce système d'équations est complexe à résoudre analytiquement, cependant des méthodes numériques proposent désormais des algorithmes de résolution qui caractérisent l'ensemble d'un écoulement : c'est l'aérodynamique numérique, ou CFD.

3.1 Formulation des équations de Navier-Stokes

Le développement détaillé des équations et des modèles de turbulence fait l'objet de l'annexe (A).

L'écoulement est contenu dans un domaine doté de conditions aux limites et discrétisé en volumes élémentaires, dont les frontières sont des surfaces planes et constituant un maillage. Deux volumes élémentaires voisins échangent par leur frontière commune les propriétés de l'écoulement local à un instant imposant une condition de continuité. Les équations de transport sont résolues dans chaque volume élémentaire en fonction des conditions aux limites du volume à chaque itération.

Equations de Navier-Stokes

Par hypothèse, l'écoulement est constitué d'un gaz unique de densité ρ , dont le comportement dynamique et aérodynamique est décrit macroscopiquement. La densité du fluide est supposée suffisamment faible pour pouvoir négliger les effets de gravité.

Soit $\rho \times \mathbf{U}$ la quantité de mouvement par unité de volume, et $\rho \times E$ l'énergie par unité de volume. L'énergie élémentaire E est la somme des énergies interne et cinétique. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent sous forme différentielle :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho \mathbf{U}] = 0 \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}] = 0 \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho E \mathbf{U} + p \mathbf{U} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{U} + \mathbf{q}] = 0 \quad (3.37)$$

avec \mathbf{U} la vitesse absolue de l'écoulement, p la pression, \mathbf{I} la matrice identité, $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes dues à la viscosité et \mathbf{q} le flux de chaleur dû à la conductivité thermique. La fermeture de ce problème nécessite de déterminer le tenseur $\boldsymbol{\tau}$, le vecteur \mathbf{q} et le scalaire p .

La CFD discrétise en temps et en espace l'écoulement pour résoudre le système d'équations de Navier-Stokes dans chaque maille. La turbulence impose que la taille des plus petites mailles corresponde à la dimension des plus petites structures turbulentes à calculer.

Pour des écoulements à grand nombre de Reynolds, la solution la plus précise est la méthode DNS³ de résolution directe des équations de Navier-Stokes qui requiert un maillage très raffiné afin de pouvoir capter les plus petites échelles dissipatives de la turbulence. Ce type d'approche n'est cependant pas envisageable industriellement en raison de son coût, particulièrement dans le cas de géométries complexes.

Deux alternatives sont alors possibles. Dans les méthodes LES⁴, les grandes échelles sont résolues numériquement alors que les petites échelles sont simulées, ce qui autorise l'utilisation d'un maillage moins raffiné. Dans le cas de la méthode RANS⁵ l'approche statistique de l'écoulement, moyenne les équations de Navier-Stokes en temps afin de filtrer les petites échelles, en considérant un champ fluctuant représentatif des variations aléatoires de la turbulence. Le maillage peut là aussi être sensiblement moins raffiné. Le code de CFD *elsA* retenu utilise l'approche RANS permettant des gains de calcul significatifs par rapport aux méthodes LES.

Equations de Navier-Stokes moyennées : RANS

Soit un champ $u(M, t)$ considéré comme la somme du champ moyen \bar{u} et du champ fluctuant u' :

$$u(M, t) = \bar{u} + u' \quad (3.38)$$

Le champ moyen pour un écoulement variant lentement dans le temps s'exprime pour une période T :

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(M, t + \tau) d\tau \quad (3.39)$$

Les quantités \mathbf{U} , $\boldsymbol{\tau}$, E , ρ , \mathbf{q} et p sont décomposées selon ce principe de champ moyen, pour aboutir au système d'équations RANS :

3. Direct Numerical Simulation
 4. Large Eddy Simulation
 5. Reynolds Average Navier-Stokes

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div} [\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}] = 0 \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \text{div} [\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}} + \bar{\rho} \mathbf{I} - \bar{\boldsymbol{\tau}} - \boldsymbol{\tau}_r] = 0 \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}(\bar{E} + k)}{\partial t} + \text{div} [\rho(\bar{E} + k)\bar{\mathbf{U}} + \bar{\rho} \bar{\mathbf{U}} - (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_r) \cdot \bar{\mathbf{U}} + \bar{\mathbf{q}} \mathbf{q}_t] = 0 \quad (3.42)$$

où les quantités moyennes sont surlignées, et les quantités deux fois surlignées correspondent à la moyenne pondérée par la masse.

Le terme k introduit représente l'énergie cinétique du mouvement turbulent et s'exprime :

$$k = \frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{U}^2} / \bar{\rho} \quad (3.43)$$

La fermeture du système RANS nécessite de modéliser la turbulence, donc de donner la meilleure approximation de son effet sur le champ moyen. A cette fin, les quantités k , $\boldsymbol{\tau}_r$ et \mathbf{q}_t doivent être déterminées.

Déformation de maillage

Dans le cas de l'étude de systèmes mécaniques animés d'un mouvement permanent - ici les pales par rapport à l'air dans lequel évolue l'hélicoptère - il est nécessaire d'avoir recours à une formulation des équations de transport qui permettent un déplacement arbitraire du maillage (équations (A.16), (A.17) et (A.18) en annexe).

La formulation arbitraire Lagrangienne-Eulerienne - notée ALE - considère aussi bien des mouvements rigides que des déformations.

Soit $\Omega(t)$ le domaine indéformable de l'écoulement et $\partial\Omega(t)$ ses limites. Le repère de référence est noté $R_E(e_E^1, e_E^2, e_E^3)$, le repère déformé $R_A(e_A^1, e_A^2, e_A^3)$.

Le second membre des équations de Navier-Stokes, nul, devient par l'application d'une déformation le terme source qui s'exprime par :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\omega_E(R_E/R_A) \times (\rho \mathbf{U}_E) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

avec \mathbf{U}_E le terme de vitesse exprimé dans le repère R_E , et $\omega_E(R_E/R_A)$ la rotation du repère R_E par rapport à R_A .

Cette formulation décrit la cinématique à l'intérieur du domaine de l'écoulement, pour prendre en compte le mouvement des pales.

3.2 Modèles turbulents

Le modèle de turbulence, qui vise à déterminer k a une influence importante sur l'écoulement. Les fluctuations de vitesse dans l'écoulement turbulent mélangent les quantités transportées : moments, énergies, concentrations. La faible taille des structures turbulentes et leurs hautes fréquences induisent un coût de calcul important. C'est la raison de l'utilisation d'une approche statistique du calcul de la turbulence moyenne en dissociant les champs moyen et fluctuant. La détermination du champ fluctuant nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence.

La complexité des phénomènes turbulents explique la difficulté rencontrée dans leurs modélisations. De nombreux modèles ont été proposés, mais aucun consensus ne se dégage réellement. Le modèle de Spalart-Allmaras, les modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$, le modèle du tenseur de Reynolds (RSM), les modèles DES et LES sont parmi les plus courants. Le choix du modèle de turbulence dépend de considérations physiques (type de fluide, propriétés), de la configuration géométrique de l'écoulement, de la précision et des capacités de calculs disponibles. Un compromis est à trouver.

Les modèles les plus courants, notamment dans l'aérodynamique des avions sont celui de Spalart-Allmaras, développé par Boeing pour les voilures fixes et les modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ dont les avantages et inconvénients sont notamment décrits dans [50].

La détermination du tenseur de Reynolds est indispensable à la fermeture du système d'équations RANS. Les contraintes de Reynolds sont exprimées en fonction du champ moyen. Les modèles considérés déterminent le tenseur de Reynolds en se basant sur le principe de la viscosité turbulente. Pour l'hélicoptère, les modèles du type $k - \omega$ ont montré leurs avantages [51] et sont donc retenus dans cette étude. Les modèles, $k - \omega$, $k - \omega$ Wilcox et enfin $k - \omega$ Menter sont intéressants puisqu'ils sont utilisés sans avoir de définition exacte du champ lointain.

Modèle $k - \omega$

Ce modèle se base sur les travaux de Wilcox [52] qui a introduit des modifications pour un faible nombre de Reynolds, les effets de compressibilité et de cisaillement de l'écoulement. Ce modèle semble ainsi indiqué pour l'étude des sillages, des écoulements de jet...

Dans ce modèle à deux équations, les quantités transportées sont l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique $\omega = \varepsilon/(\beta^* k)$, β^* étant une constante qui se réfère au modèle $k - \varepsilon$, non traité ici. Cette constante représente une fréquence caractéristique de la turbulence :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.45)$$

Ce modèle est préféré au plus classique $k - \varepsilon$. La formulation est simplifiée dans la sous-couche visqueuse et le découplage des variables k et ω à proximité de la paroi le rend plus robuste numériquement. Son point faible est la condition externe arbitraire pour ω et surtout la sensibilité de la solution vis à vis de cette condition.

Le modèle $k - \omega$ Kok [53] est une variation du modèle de Wilcox qui a l'avantage de limiter la dépendance de la solution à la valeur de ω à l'infini.

Modèle $k - \omega$ SST-Menter

Le modèle de Menter [54] a été développé pour améliorer le comportement du modèle de Wilcox. Ainsi, ce modèle est une combinaison de l'expression du modèle $k - \omega$ dans la couche limite et du modèle $k - \varepsilon$ au loin. La formulation avec les variables k et ω reste valide. La transition est assurée par une fonction modifiant les coefficients du modèle.

La correction SST⁶ se base sur l'observation de limitations dans les modèles à deux équations de transport : le ratio de la contrainte de cisaillement par la valeur de ρk ne recoupe pas les mesures faites dans la couche limite :

$$\frac{\tau}{\rho k} = a_1 \sqrt{\frac{P_k}{D_k}} \text{ numériquement ;} \quad (3.46)$$

$$\frac{\tau}{\rho k} = a_1 \text{ expérimentalement ;} \quad (3.47)$$

Dans le cas d'écoulements ayant des gradients de pression positifs, le rapport P_k/D_k peut être supérieur à l'unité impliquant une sur-estimation de la contrainte de cisaillement avec les modèles à deux équations de transport et alors une sous-estimation des gradients de pression. Pour répondre à cette inconsistance, Menter propose donc de limiter la viscosité turbulente en modifiant l'expression du transport du cisaillement turbulent μ_t .

La transition des coefficients entre la partie $k - \omega$ de la couche limite et la partie $k - \varepsilon$ dans la zone de cisaillement se fait par l'ajout d'un terme dans les équations de transport.

Le modèle $k - \omega$ SST avec correction de Menter est utilisé pour les calculs de CFD fait sur les rotors.

Position de la transition

En supposant l'écoulement incident laminaire, les vitesses et dimensions mises en jeu impliquent un passage à la turbulence sur l'extrados du profil dans la zone de transition, illustrée sur le schéma (3.17). Le fonctionnement du profil est impacté par le type d'écoulement dans lequel il évolue.

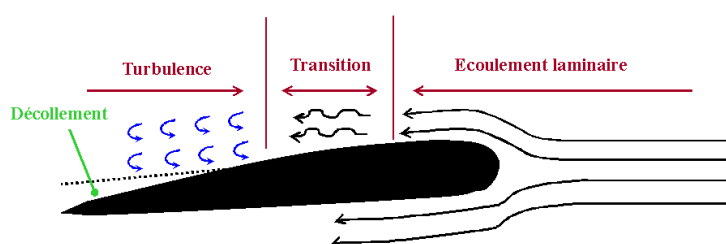


FIGURE 3.17: Apparition de la transition sur un profil

La zone de transition est un état particulier de la couche limite. A son entrée, l'écoulement est laminaire alors qu'il est totalement turbulent à la sortie.

Soit une fonction d'intermittence γ_t dont la valeur varie de 0 pour une couche limite laminaire à 1 pour la couche limite turbulente. La viscosité effective μ_{eff} utilisée dans les équations RANS s'écrit alors :

$$\mu_{eff} = \mu_{laminaire} + \gamma_t \cdot \mu_{turbulent} \quad (3.48)$$

6. Shear Stress Transport

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

La transition est définie pour chaque maille se situant dans la couche limite.

Les travaux présentés dans [55] s'intéressent au calcul de la transition sur le rotor d'hélicoptère qui s'avère complexe à mettre en oeuvre. Le calcul exact de l'apparition de la transition est problématique et très dépendant des conditions aux limites. En conséquence, il est difficile de déterminer cette position quel que soit le régime de fonctionnement du rotor. Sur des configurations de vol stationnaire, pour lesquelles l'incidence de la pale est constante avec l'azimut, il est possible d'imposer la position de transition sur l'extrados de la pale.

Les calculs sur rotors d'hélicoptère doivent donc se satisfaire de l'hypothèse d'un écoulement complètement turbulent. C'est cette hypothèse qui sera retenue par la suite. Quoique réductrice, elle permet de travailler à iso-conditions et de ne pas se trouver influencé par la position de la transition qui varie, notamment en fonction du mouvement cyclique des pales.

Les calculs de CFD présentés ont été réalisés à partir du code de calcul *elsA* en utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST-Menter. Pour assurer une cohérence des résultats, l'ensemble des calculs est effectué à partir de la même stratégie (modèle de turbulence, transition, loi de paroi...)

3.3 Calcul de l'écoulement en vol stationnaire

L'annexe (A5) présente les différentes topologies de maillage utilisées pour les rotors en vols stationnaire et d'avancement.

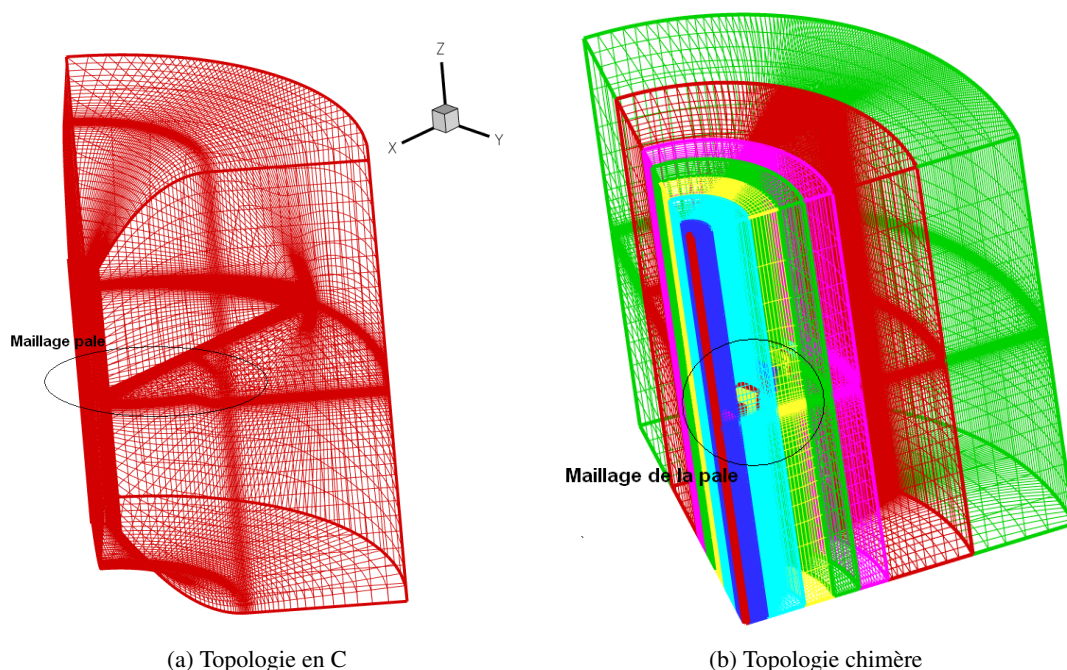


FIGURE 3.18: Maillage de rotor pour des calculs de vol stationnaire

La figure (3.18) présente les deux topologies de maillage utilisées. En raison de la symétrie de révolution en vol stationnaire, le maillage considéré est une portion de cylindre contenant une seule pale.

La modélisation du rotor complet est faite par l'application d'une condition de périodicité sur les faces planes. La topologie en C autorise des maillages relativement légers, qui ont l'inconvénient de dégrader la géométrie de la pale. A l'inverse, la topologie chimère qui consiste à superposer un maillage de pale avec un maillage du domaine fluide respecte parfaitement la géométrie, mais implique un maillage plus important. Le détail de ces deux topologies est développé dans l'annexe (A5).

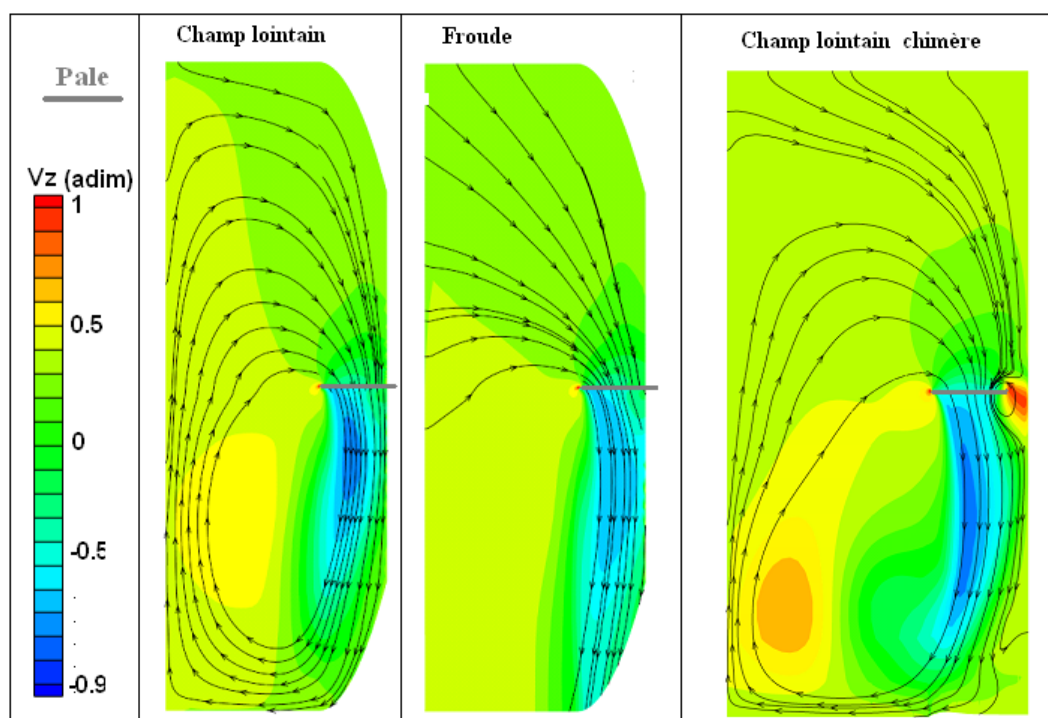


FIGURE 3.19: Coupe des vitesses V_z en fonction du maillage et du choix de la condition aux limites

Soit un écoulement stationnaire idéal : le rotor est maintenu en position dans l'espace, avec une inclinaison nulle et un champ de vitesse au loin V_0 nul. Le champ de vitesse généré dans cette configuration s'apparente à la vitesse induite, l'écoulement étant créé par la seule action des pales. En vol stationnaire pur, la vitesse induite est la seule composante de l'écoulement. En vol d'avancement, ce n'est qu'une contribution.

Pour ce régime de vol, l'écoulement macroscopique est donc régi par la théorie de Froude : l'écoulement est un convergent, les vitesses augmentent au passage du disque rotor. Le saumon de la pale génère des tourbillons d'extrémités de pale, et la rotation des pales induit une rotation du sillage à proximité du rotor. Le calcul d'un tel écoulement en CFD est très dépendant des conditions aux limites.

La condition aux limites de Froude force l'écoulement en entrée et sortie de domaine afin de reproduire le convergent caractéristique du fonctionnement.

Le calcul réalisé sur un rotor 7A avec deux types de maillages et différentes conditions aux limites est présenté figure (3.19) : un calcul avec topologie en C, conditions aux limites de champ lointain ; un calcul avec topologie en C et conditions aux limites de type Froude (forçant le convergent de l'écoulement) ; et un calcul avec topologie chimère avec des conditions aux limites de champ lointain. Le domaine

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

maillé est un quart de cylindre. L'écoulement calculé avec la condition aux limites de champ lointain présente un profil des vitesses comparable à Froude. Le souffle rotor est visible par l'accélération des vitesses. Une zone de très forte accélération semble située à un rayon sous le disque rotor. L'observation des lignes de courant est par contre parlante. L'écoulement est contenu à l'intérieur du domaine, et fait apparaître des recirculations. En comparaison, l'application de la condition de Froude calcule un souffle rotor dont les vitesses sont plus homogènes. Le souffle est transmis à une plus grande distance du disque rotor. L'écoulement sort clairement du domaine. Les lignes de courant dessinent un convergent. Cette représentation illustre l'intérêt de l'utilisation de la condition de Froude.

Les conditions aux limites appliquées au calcul chimère sont choisies en champ lointain sur toutes les frontières du domaine. Comme pour le cas du maillage en C, la frontière inférieure bloque l'écoulement générant une recirculation dans l'ensemble du domaine. Les vitesses calculées restent cohérentes pour les trois cas présentés.

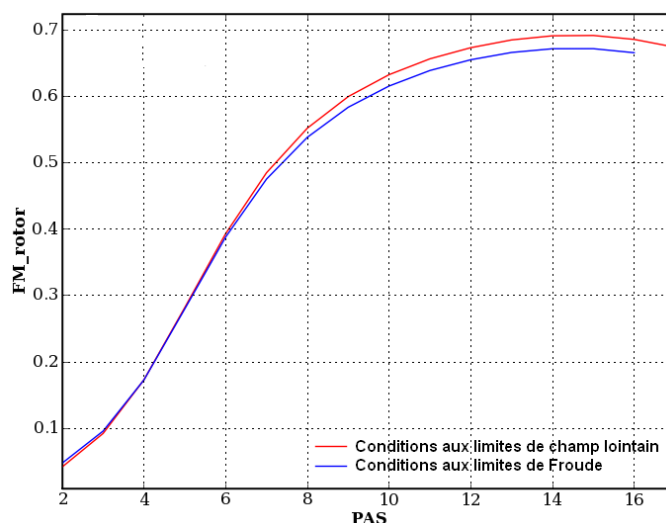


FIGURE 3.20: Figure de Mérite du rotor 7A en fonction des conditions aux limites

L'effet de la condition aux limites est représenté sur la figure (3.20) qui présente la figure de mérite obtenue pour un même maillage en C, avec une condition aux limites de Froude et de champ lointain. L'écart sur la figure de mérite est important, atteignant deux points pour la valeur maximale. Il apparaît que la condition de champ lointain est meilleure que la condition de Froude, certainement en raison des proportions du maillage mal adaptées (dimension du domaine autour de la pale).

Le choix de la condition aux limites sur les frontières amont et aval a une influence directe sur les vitesses calculées. Il est observé que la convergence du calcul dépend du maillage (dimension, nombre de mailles, raffinement). La condition aux limites de Froude tend à forcer l'écoulement convergent, alors que la condition aux limites de champ lointain semble faire un blocage.

Les études de vols stationnaires ont permis de mettre en évidence l'influence du raffinement du maillage en zone aval où la dissipation est très importante dès lors que les mailles grossissent trop rapidement. La dimension des mailles est déterminée par une loi géométrique avec un ratio de 1,2 signifiant que la taille double toutes les quatre mailles. La dissipation est problématique puisqu'elle

affecte le calcul de la portance du rotor.

Le maillage utilisé a les dimensions suivantes : 4 rayons en amont, 4 rayons en aval, 3 rayons en envergure. Les frontières sont considérées suffisamment éloignées du rotor pour que la condition aux limites de champ lointain puisse être appliquée, alors qu'elles sont probablement trop loin pour la condition de Froude, dont l'intérêt est de pouvoir réduire la taille des maillages (2 rayons amont, aval et en envergure). Le choix du meilleur maillage devrait faire l'objet d'une étude exhaustive qui n'a pas pu être menée ici. Ainsi, pour les calculs sur ce maillage, l'utilisation de la condition aux limites de Froude n'a pas lieu d'être. Les travaux présentés dans [56] donnent les critères importants pour l'étude de la qualité d'un rotor en vol stationnaire. L'influence du point de stagnation sur le bord d'attaque et les développements des tourbillons en extrémité de pale y sont indiqués.

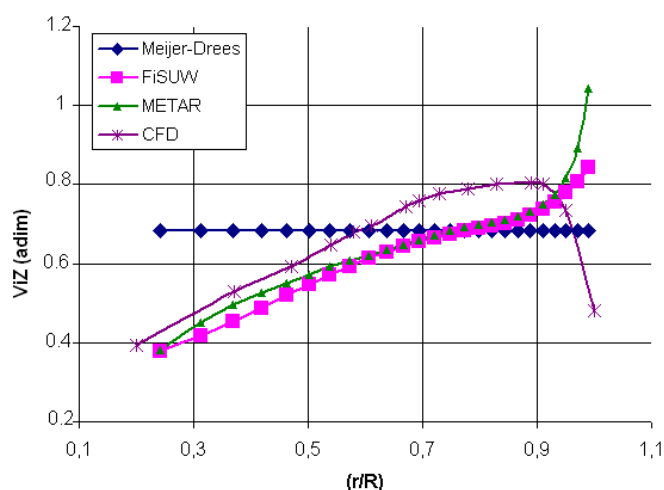


FIGURE 3.21: Vitesse induite en stationnaire du rotor 7A - Pas : 14°

La figure (3.21) présente la comparaison de la vitesse de l'écoulement pour un rotor en vol stationnaire idéal : vitesse V_0 à l'infini nulle. Ainsi, la vitesse de l'écoulement calculée en CFD correspond à la vitesse induite puisqu'elle est due à la seule action du rotor. Le modèle Meijer-Drees en stationnaire adopte la description de Froude et calcule une vitesse induite constante en envergure. Les modèles FiSUW et METAR sont par contre à même de prendre en compte la représentation de l'évolution en envergure de la vitesse induite, qui croît fortement. La CFD calcule un phénomène similaire, toutefois la représentation tridimensionnelle prend en compte la discontinuité en bout de pale qui tend à faire chuter la vitesse. En ce point, la vitesse calculée est due à la vitesse induite, mais aussi aux éventuelles recirculations et tourbillons de bout de pale. Si ce comportement s'avère physique, il convient d'être prudent dans la comparaison des vitesses en ce point.

Globalement, les modèles FiSUW, METAR et la CFD sont proches sur ce cas. La simplicité du modèle Meijer Drees le pénalise.

3.4 Calcul d'écoulement en vol d'avancement

Le calcul par CFD de vols d'avancement nécessite l'application d'une méthodologie différente. Le maillage doit représenter l'intégralité de l'écoulement - il se présente sous la forme d'un cylindre - dans lequel évoluent les b pales du rotor. C'est une extension du maillage pour le vol stationnaire. En outre les

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

pales doivent pouvoir suivre la cinématique des mouvements de pas, de traînée et de battement. Selon que le maillage est du type C ou chimère, le déplacement des pales est rendu possible par une déformation du maillage ou par un mouvement relatif de blocs.

La loi de commande rotor est basée sur la représentation harmonique du mouvement. Le pas, la traînée et le battement sont alors décrits par les coefficients en cosinus et sinus ($\theta_0, \theta_{C1}, \theta_{C1}, \dots, \beta_0, \beta_{C1}, \beta_{C1}, \dots, \delta_0, \delta_{C1}, \delta_{C1}, \dots$) choisis sur un nombre suffisant d'harmoniques.

Le positionnement du maillage par rapport à l'écoulement varie en fonction de la topologie retenue. Pour les maillages en C, les pales ont une position fixe dans les blocs. L'écoulement à l'infini, qui représente la translation de l'hélicoptère, est appliqué par une condition aux limites définissant sa direction. Le maillage est fixe en rotation ; c'est l'écoulement à l'infini qui est affecté d'une composante rotationnelle pour modéliser la rotation du rotor. Le positionnement relatif du rotor dans l'espace (inclinaison mât rotor, assiette, roulis, tangage appareil) est modélisé par projection de l'écoulement incident. A l'inverse, le maillage chimère fixe le rotor dans l'espace, et ce sont les blocs de maillage pale qui tournent à l'intérieur du domaine de fond. L'écoulement à l'infini est donc fixe par rapport au maillage de fond. La loi de commande rotor prend en compte l'angle d'inclinaison du mât rotor.

La définition du pas de temps est fonction du pas azimutal choisi : $\Delta t = \Delta\Psi/\Omega$. A chaque pas azimutal est effectué un calcul stationnaire avec des sous-itérations définissant une convergence locale et contribuant à l'établissement de l'écoulement global. Le pas de temps retenu a une influence sur la vitesse de convergence du calcul. En règle générale, il est intéressant de faire plusieurs tours avec un pas de temps grand pour établir l'écoulement. La convergence fine s'obtient en raffinant le pas de temps. La discrétisation azimutale peut être par exemple de 3 tours à 10° , 2 tours à 5° et 2 tours à 1° pour atteindre une bonne convergence.

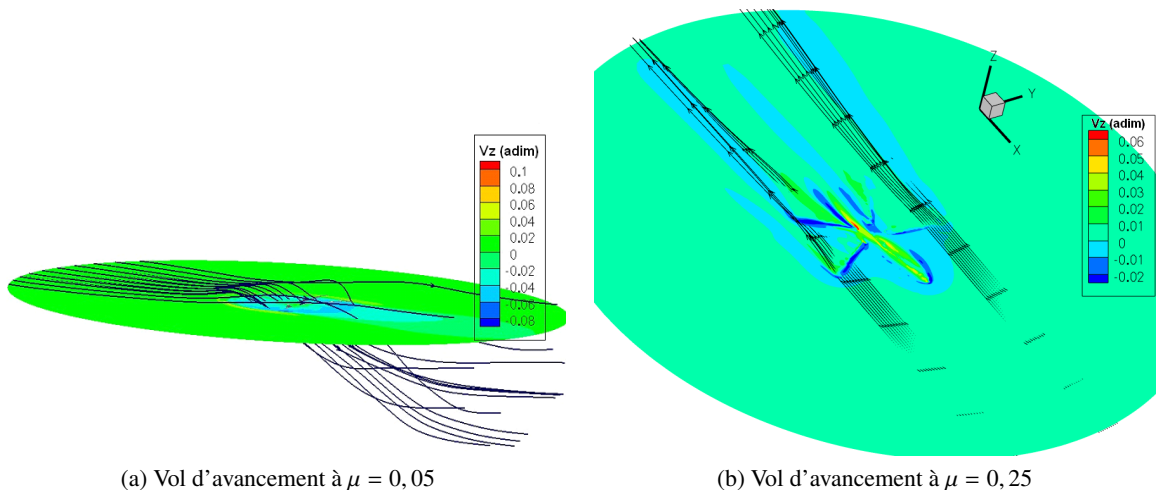


FIGURE 3.22: Lignes de courant en vol d'avancement sur un rotor à 5 pales - maillage chimère

En vol d'avancement, la vitesse à l'infini est très importante par rapport aux vitesses induites. Pour des rapports d'avancement μ supérieurs à 0,1 les lignes de courant sont alors presque unidirectionnelles et l'influence du rotor semble réduite. La zone de transition entre vol stationnaire et vol d'avancement, caractérisée par des rapports d'avancement inférieurs à 0,1 montre bien la déviation du souffle rotor induite par l'avancement (figure (3.22a)).

Le disque rotor génère une aspiration qui induit une vitesse verticale à l'amont du disque rotor. Au passage du rotor, le flux est fortement dévié créant alors une importante composante verticale.

La comparaison des vitesses induites calculées par les modèles d'aérodynamique bi-dimensionnels et la CFD n'a pas de sens sur les cas de vol d'avancement, étant donnée l'influence de la vitesse d'avancement, l'écart étant d'un ordre de grandeur. Cependant, les modèles bi-dimensionnels et la CFD calculent le chargement aérodynamique ; ils sont comparés ci-après.

3.5 Validation du calcul des efforts aérodynamiques pour le rotor 7A en vol d'avancement

La validation des codes pour le calcul des efforts aérodynamiques est un processus compliqué puisqu'il faut pour cela avoir des mesures disponibles. La campagne d'essais effectuée à Modane en 1991 [57] a permis de recueillir une base de données importante. Les résultats numériques sont comparés aux pressions et efforts mesurés sur la pale.

Les essais en soufflerie portent sur des rotors en vol d'avancement. Etant donnée leur plus fine discrétisation azimutale, il est choisi de retenir pour cette validation les modèles FiSUW et METAR qui vont être comparés à des calculs de CFD et aux essais. Les modèles de vitesses induites, combinés à la représentation bidimensionnelle du calcul des efforts aérodynamiques développée précédemment dans la section (2.5), sont intégrés dans le code de mécanique du vol HOST (présenté au chapitre 5). Les calculs de CFD portent sur un maillage du rotor avec une topologie en C (illustrée en annexe (A.4a)), en utilisant le code *elsA*. La cinématique des pales utilisée pour la CFD est identique à celle obtenue avec le code de mécanique du vol.

La validation repose sur la comparaison des efforts aérodynamiques créés par les pales, exprimés par les coefficients de portance $C_z M^2$, de traînée $C_x M^2$ et de tangage $C_m M^2$.

Comparaison avec des mesures en soufflerie

Soit le rotor 7A à quatre pales, placé dans un écoulement ayant un rapport d'avancement $\mu = 0,4$. Le Mach en extrémité de pale pour cette configuration est $M = 0,644$. Le champ de pression est mesuré en plusieurs azimuts pour calculer le $C_z M^2$ et le $C_m M^2$ à un rayon donné.

Les figures (3.23) et (3.24) représentent une comparaison à iso-rayon de l'évolution des $C_z M^2$ et $C_m M^2$ entre les mesures en soufflerie et les simulations numériques. Le $C_z M^2$ évolue principalement sur les deux premiers harmoniques. Un premier maximum est atteint en pale avant pour un azimut de 60° . Le maximum absolu est atteint en pale avant à 180° . Le minimum calculé à 80° intervient expérimentalement à 120° , soit un écart de 40° . L'interaction entre le sillage et la pale n'est pas calculée au bon endroit, ce qui constitue une faiblesse notable. Le $C_m M^2$ évolue principalement sur une période. L'amplitude mesurée expérimentalement est très importante, signifiant une tendance importante à la torsion de la pale. Les calculs de CFD sont capables de percevoir ces phénomènes, en les minimisant mais en gardant une prédiction azimutale correcte. A l'inverse, METAR ne calcule qu'un très faible moment de tangage, en raison de l'interpolation linéaire des polaires.

Macroscopiquement, la comparaison entre l'expérience et la simulation est bonne. L'ordre de grandeur des coefficients est estimé avec précision. L'amplitude crête à crête du $C_z M^2$ fait apparaître

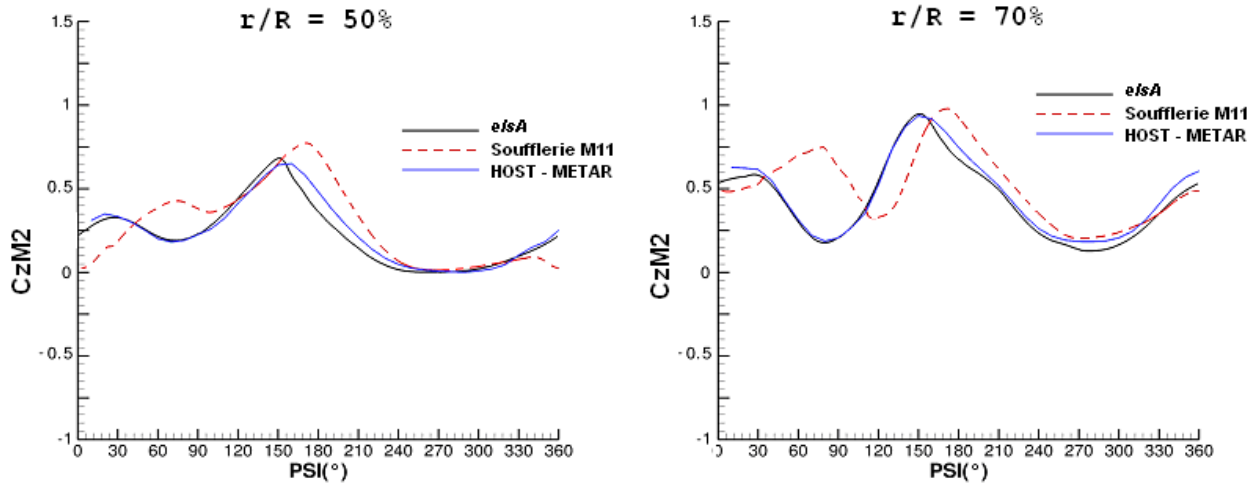


FIGURE 3.23: Comparaison du $C_z M^2$ pour $r/R=0,5$ et $r/R=0,7$ entre l'essai soufflerie, METAR et la CFD

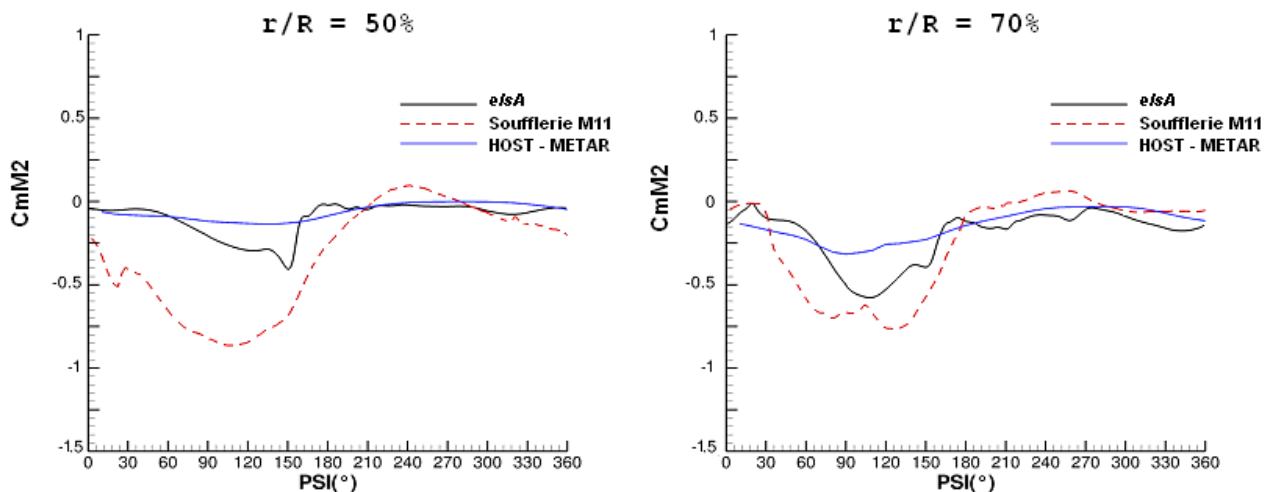


FIGURE 3.24: Comparaison du $C_m M^2$ pour $r/R=0,5$ et $r/R=0,7$ entre l'essai soufflerie, METAR et la CFD

un écart de 10% entre la mesure et le calcul. La principale faiblesse se trouve dans le déphasage de l'apparition du premier maximum entre l'expérience et la simulation. La simulation calcule un pic à 30° d'azimut qui se retrouve à 80° dans les mesures. Les calculs METAR et *e/sA* sont très proches. L'évolution des $C_z M^2$ en envergure est cohérente sur les deux sections présentées.

L'évolution du $C_m M^2$ est par contre moins satisfaisante. Le calcul METAR et le calcul CFD proposent une dynamique correcte dans la mesure où les maximums et minimums se trouvent aux environs des mêmes azimuts. Par contre, l'amplitude du moment de tangage calculée est largement sous estimée par les méthodes numériques. En considérant que la mesure de la portance est correcte, un tel écart dans le calcul du $C_m M^2$ provient d'une mauvaise estimation de la position du centre de poussée aérodynamique. Le tangage représente le moment des efforts autour du foyer aérodynamique. Un trop faible moment de tangage est dû à un bras de levier trop faible entre le centre de poussée aérodynamique et le point d'équilibre du solide.

Comparaison des cartographies des modèles bi-dimensionnels FiSUW et METAR avec la CFD

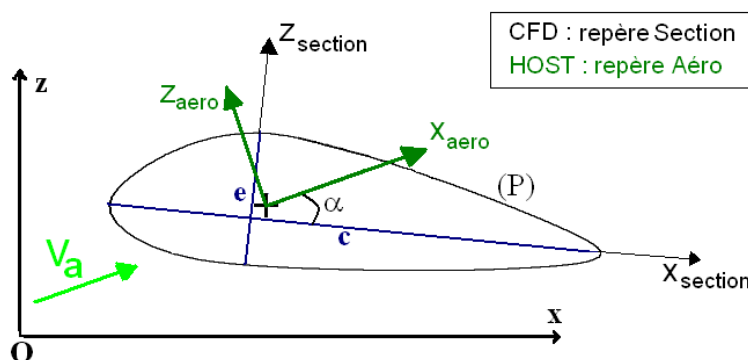


FIGURE 3.25: Repères de projection des efforts aérodynamiques des codes de CFD *elsA* et de mécanique du vol HOST

Les efforts aérodynamiques obtenus par le post-traitement de la CFD sont exprimés dans le repère section ⁷, dont le centre est situé sur le quart de corde. Par convention, les C_x et C_z sont des grandeurs exprimées dans le repère aérodynamique. Ainsi, les efforts adimensionnés obtenus par la CFD, dans le repère section sont nommés $C_a M^2$ (axial) et $C_n M^2$ (normal), le $C_m M^2$ exprimé au quart de corde étant identique dans les deux repères.

Ainsi, les précédentes observations sur le $C_z M^2$ sont entachées d'une erreur puisque l'incidence α varie de -2 à 10° ce qui a pour effet d'induire une erreur approximative de 4% sur la valeur obtenue en CFD ($C_z M^2 = -C_a M^2 \times \sin(\alpha) + C_n M^2 \times \cos \alpha$).

La comparaison précise des chargements aérodynamiques calculés avec les modèles bi-dimensionnels et la CFD nécessite de se placer dans le même repère. Le code HOST calculant l'incidence locale des profils, il est choisi de transposer les $C_x M^2$ et $C_z M^2$ du repère aérodynamique dans le repère section. La projection des $C_x M^2$ et $C_z M^2$ dans le repère section a pour effet de créer des $C_a M^2$ négatifs, en raison de l'importance de l'effort de portance relativement à la traînée.

Si des écarts existent entre les mesures effectuées dans l'écoulement en soufflerie et les simulations, il faut souligner la bonne cohérence des calculs bi-dimensionnels et *elsA* pour l'étude du $C_n M^2$. La figure 3.26 propose de comparer la portance calculée avec FiSUW et METAR, et la portance calculée à partir de la CFD sur un rotor à pale droite 7A à fort rapport d'avancement μ . La principale différence provient du recours à un modèle élastique dans HOST, donc à une pale déformable, alors que le calcul de CFD suppose une pale rigide, pilotée en pas-battement-traînée au niveau des articulations de pied de pale.

La comparaison du champ de portance sur l'ensemble du disque rotor est très satisfaisante. L'amplitude des maximums et minimums locaux, en fonction du rayon et de l'azimut est identique. La comparaison de l'erreur locale ferait certainement ressortir des erreurs importantes, mais l'objectif ici est de valider qualitativement le calcul de la portance par les méthodes bi-dimensionnelles ⁸. Les

7. repère porté par la corde du profil, alors que le repère aérodynamique est porté par la direction de la vitesse incidente

8. Modèles de vitesse induite Meijer-Drees, FiSUW ou METAR associé à une représentation semi-empirique des efforts aérodynamiques

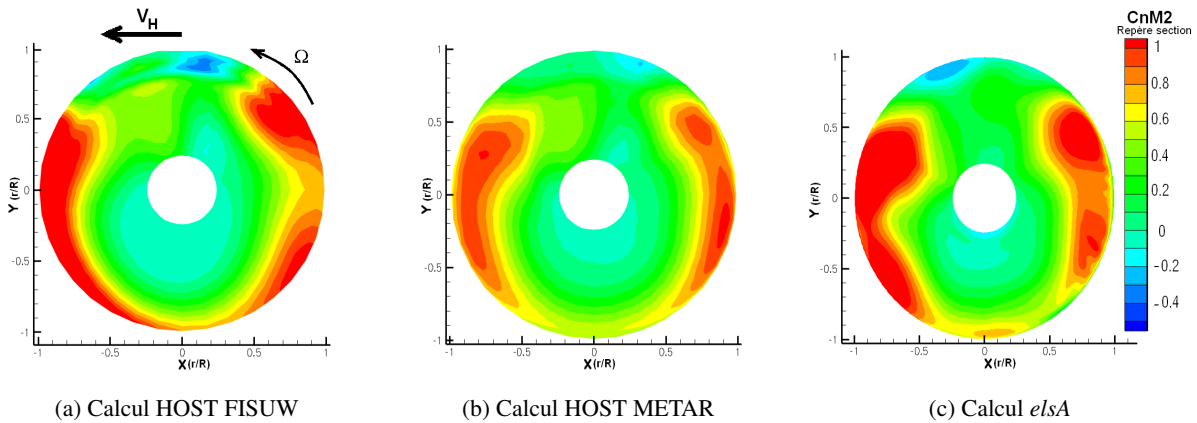


FIGURE 3.26: Calcul de l'effort $C_n M^2$ dans le repère section - rotor 7A - $\mu = 0,4$

cartographies FiSUW et METAR sont proches avec toutefois un écart d'amplitude en partie arrière du disque rotor et sur la zone avant pour un azimut d'environ 180° où le maximum couvre une plus grande envergure de la pale. La comparaison avec le calcul CFD est également très intéressante avec un comportement global similaire et surtout des amplitudes identiques. En zone avant du disque, METAR et la CFD calculent des résultats similaires alors qu'en zone arrière du disque c'est plutôt FiSUW qui recoupe le calcul CFD. En dépit de ces légères différences, il apparaît que CFD et modèles de vitesse induite sont cohérents pour le calcul des efforts de portance.

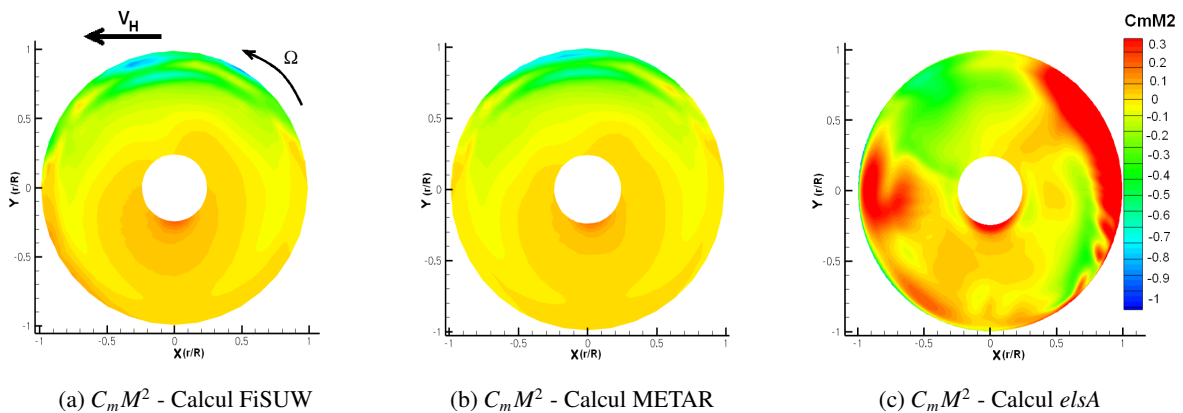


FIGURE 3.27: Calcul du $C_m M^2$ sur le rotor 7A - $\mu = 0,4$

La cartographie des $C_m M^2$ présentée figure (3.27) montre des différences d'amplitudes entre les calculs HOST et CFD. Les cas FiSUW et METAR sont proches, avec des moments négatifs en tout point, hormis en pale reculante. A l'opposé, la CFD calcule des moments qui évoluent beaucoup en fonction du rayon et de l'azimut. Des zones de forts moments positifs sont observées en extrémité de pale, plutôt dans la région de pale reculante. La tendance est cependant similaire, avec des moments négatifs importants en pale avançante, et des $C_m M^2$ positifs en extrémité de pale reculante.

L'écart entre les modèles bi-dimensionnels et la CFD rappelle ce qui a été observé figure (3.24), où il apparaissait que les $C_m M^2$ calculés par la CFD étaient plus importants que ceux obtenus par HOST. Dans les deux cas, l'amplitude est faible relativement aux essais.

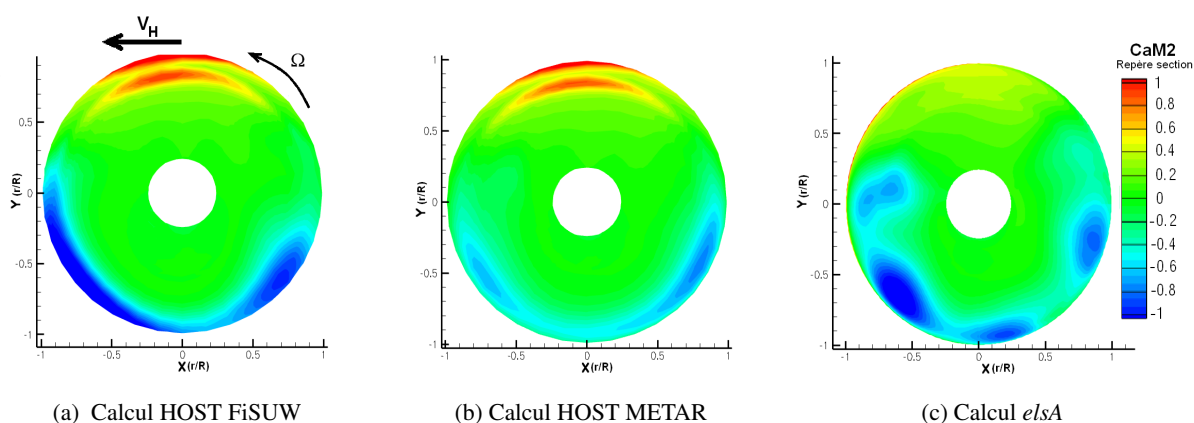


FIGURE 3.28: Calcul de l'effort $C_a M^2$ dans le repère section - rotor 7A - $\mu = 0,4$

Le calcul de la traînée $C_a M^2$ avec FiSUW et METAR est très proche. Comme illustré par les cartographies de la figure (3.28), l'amplitude et la variation azimutale sont similaires. Un $C_a M^2$ positif signifie que le profil génère de la traînée. La traînée, dépendant du carré de la vitesse est donc maximale en extrémité de pale. En pale reculante, l'incidence des profils est relativement importante ($5 < \alpha < 10$). Le changement de repère (aérodynamique vers section) engendre une influence de l'effort de portance sur les efforts de traînée. L'analyse physique de ces figures n'est donc pas particulièrement parlante, il faut retenir l'importance des contributions de l'extrémité des pales.

La figure(3.28c) présente le résultat du calcul CFD. L'amplitude et l'évolution azimutale est très proche de ce qui a été obtenu avec les modèles bi-dimensionnels, FiSUW présentant un avantage. L'effort en extrémité de pale avançante est minimisé par la CFD relativement à HOST.

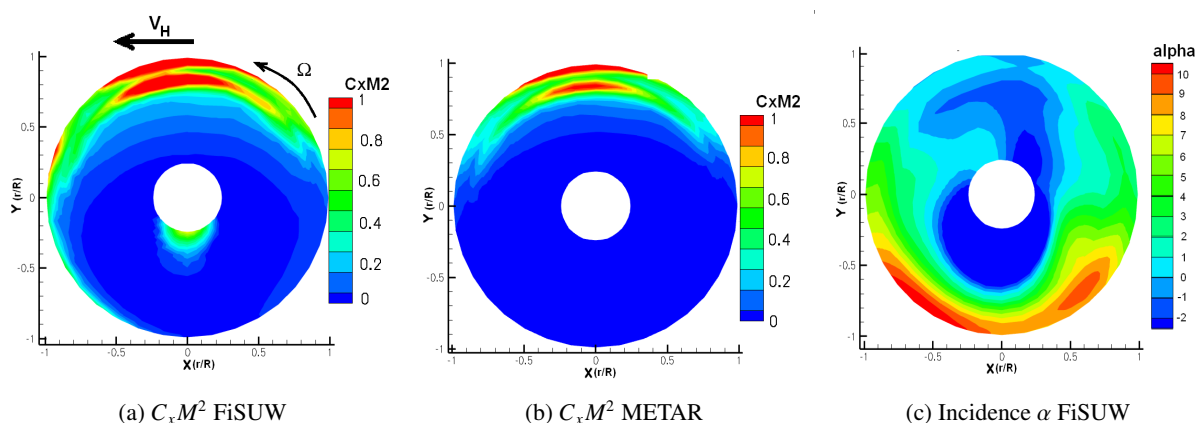


FIGURE 3.29: Calcul de la traînée ($C_x M^2$) avec FiSUW et METAR sur le rotor 7A - $\mu = 0,4$

La compréhension du comportement en traînée nécessite de s'intéresser aux variables $C_x M^2$ présentées figure (3.29). L'effort de traînée est strictement positif, tant que l'écoulement est incident au bord d'attaque. Le rôle de la vitesse sur l'effort est notable, la traînée est maximale en extrémité de pale avançante et minimale en pale reculante. Les incidences sont légèrement négatives en pale avançante et dans la zone de recirculation. En extrémité de pale reculante, l'incidence atteint 10° sans que cela n'impacte la traînée.

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

Le rapport $C_z M_{max}^2 / C_x M_{max}^2$ du calcul HOST est supérieur à dix, illustrant l'importance de l'effort de portance relativement à la traînée.

L'utilisation de la CFD et des essais en soufflerie permet de critiquer qualitativement le calcul de charges aérodynamiques effectué avec les modèles d'aérodynamique bi-dimensionnelle. Les calculs de portance sont cohérents avec les essais en soufflerie, hormis un effet d'interaction pale tourbillons qui décale le calcul du minimum en pale avançante. Les calculs de traînée sont par contre problématiques, HOST et la CFD n'étant pas cohérents, en raison de l'influence du repère d'extraction. En valeur absolue, la traînée étant sensiblement moins importante que la portance, l'impact sur les charges aérodynamiques est réduit. Cependant, les moments de déformation en traînée de la pale pourront être affectés par cette erreur.

Les moments de tangage sont sous-estimés par les modèles bi-dimensionnels en raison du calcul du point d'équilibre de la pale. Le C_m est constant sur le quart de corde, quelle que soit l'incidence du profil. Il est en effet constaté que le $C_m M^2$ évolue peu avec le rayon et l'azimut, ce qui tendrait à signifier qu'il est calculé proche de la ligne du quart de corde, ce qui n'est manifestement pas le cas d'après la soufflerie. Cette faiblesse de la modélisation HOST va influencer sur le calcul des moments de déformation en torsion et peut être les minimiser. L'écart est surtout sensible pour la zone de pale avançante.

3.6 Application au calcul des charges aérodynamiques de la pale BlueEdge™

Les comparaisons de calculs des modèles bi-dimensionnels et de la CFD sur le rotor 7A avec des données expérimentales issues de la littérature pointent les capacités respectives des deux approches, pour des pales droites. Fort de ces observations, il convient maintenant de s'intéresser aux charges aérodynamiques des pales à double flèche.

Charges aérodynamiques pour un vol en palier à $\mu = 0,25$

Soit l'étude des forces aérodynamiques effectuée avec les modèles de vitesse induite Meijer-Drees, FiSUW et METAR appliqués à une pale BlueEdge™.

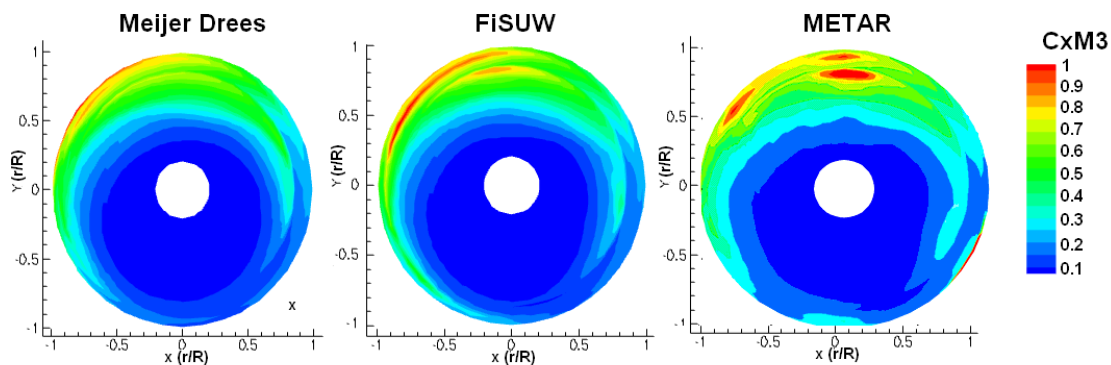


FIGURE 3.30: Calcul de la traînée ($C_x M^3$) avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$

La figure (3.30) compare les $C_x M^3$ (représentatifs de la puissance nécessaire au profil) calculés avec les trois modèles. Macroscopiquement, les traînées calculées sont similaires : maximale en pale avançante et minimale en pale reculante. L'effet de la double flèche est notable avec un fort gradient au passage de la flèche avant à la flèche arrière pour un rayon $r/R=85\%$. L'écart provient du comportement en extrémité de pale avançante où la traînée est la plus importante. Le modèle de Meijer-Drees semble calculer une traînée importante en bout de pale alors que FiSUW et METAR la calculent sur l'ensemble de la flèche arrière.

Il y a lieu de remarquer que les profils les plus contributeurs à la traînée sont ceux de l'extrémité de pale avançante. Cette observation est physique puisque que c'est la région où la vitesse des profils par rapport à l'air est maximale, bien que l'angle d'incidence soit le plus faible. Cependant, la traînée est dépendante du carré de la vitesse et des effets de compressibilités.

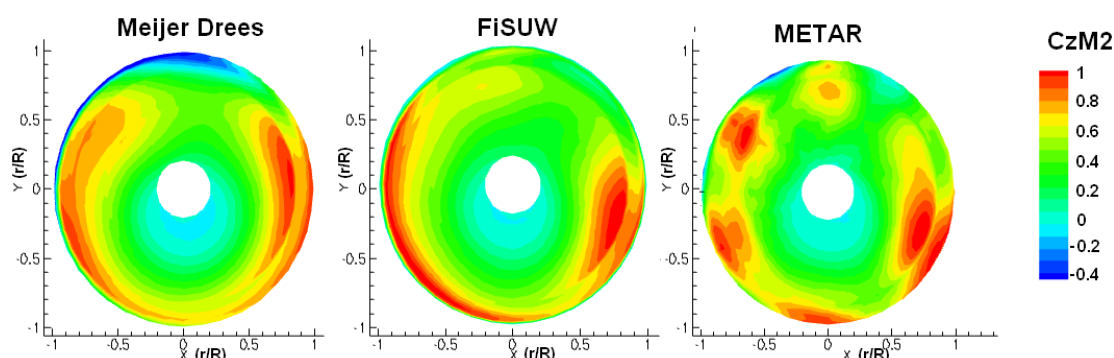


FIGURE 3.31: Calcul de la portance ($C_z M^2$) avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$

La cartographie des $C_z M^2$ est présentée figure (3.31). Les zones de portance maximale se trouvent sur les parties frontale et arrière du disque rotor. Au centre, la portance est réduite notamment en raison d'une plus faible vitesse incidente sur les profils. La zone d'inversion des vitesses en pale reculante pour laquelle la portance chute apparaît clairement, elle est calculée avec beaucoup de similitude par les trois modèles. Meijer-Drees prévoit une déportance importante en extrémité de pale avançante, moins présente avec les deux autres modèles. La portance obtenue par le modèle METAR est influencée par le sillage prescrit et son historique. Les discontinuités de $C_z M^2$ observées sont dues à la séparation de l'écoulement induit par la présence de la double flèche, détaillée plus loin. La comparaison macroscopique est cependant satisfaisante et il faut retenir que les valeurs maximale et minimale sont identiques pour les différents modèles.

L'analyse des $C_m M^2$ complète cette étude. D'un point de vue aérodynamique, le moment de tangage tend à créer un moment piqueur pour les profils, hormis dans la région d'inversion des vitesses où les moments sont cabreurs. La cohérence des trois modèles est très bonne sur ce critère.

Les $C_x M^3$, $C_z M^2$ et $C_m M^2$ calculés avec les trois modèles de vitesse induite montrent l'effet de la géométrie à double flèche sur le chargement aérodynamique. La partie courante de la pale ($\frac{r}{R} < 0.6$), région où la vitesse incidente est plutôt faible présente des coefficients relativement constant. La zone d'inversion des vitesses en pale reculante fait chuter la portance et modifie le signe du coefficient de tangage. La traînée est également réduite même si ce n'est pas évident sur les illustrations présentées

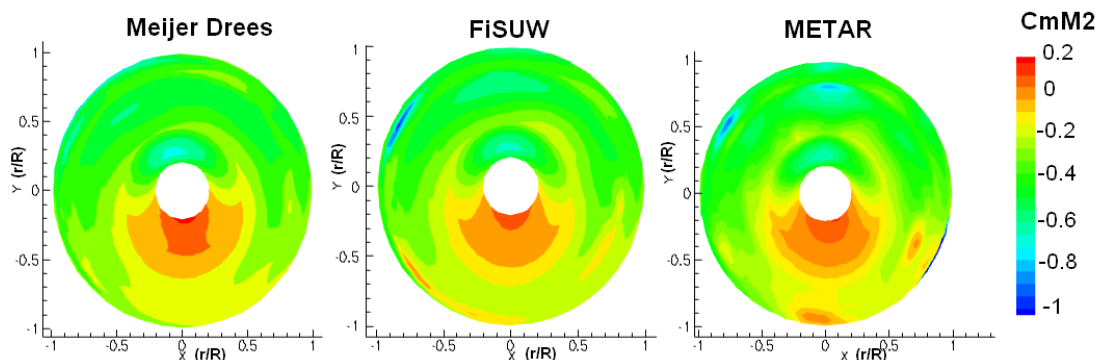


FIGURE 3.32: Calcul du $C_m M^2$ avec les modèles Meijer Drees, FiSUW et METAR pour un vol en palier à $\mu=0,25$

en raison d'un effet d'échelle. La zone de flèche avant, ($0.6 < \frac{r}{R} < 0.85$), contribue grandement à la portance quel que soit l'azimut.

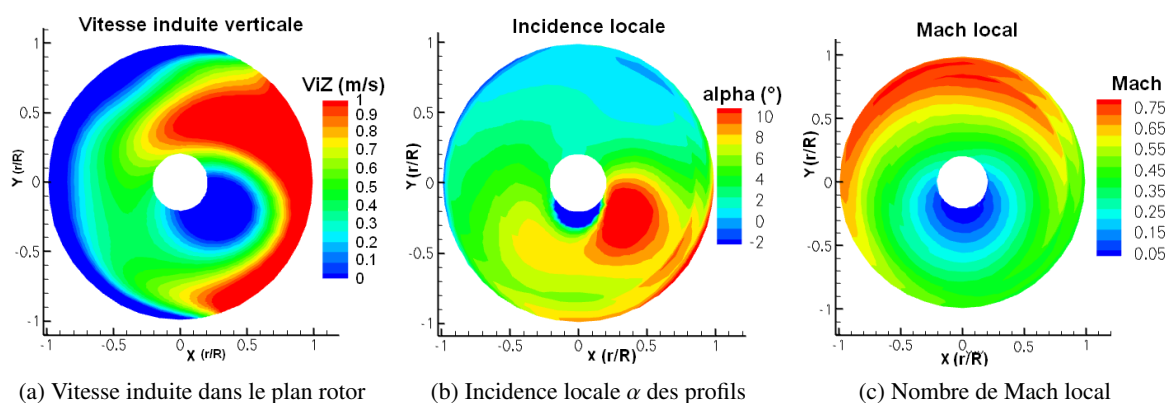


FIGURE 3.33: Variables aérodynamiques calculées avec FiSUW - Palier à $\mu=0,25$

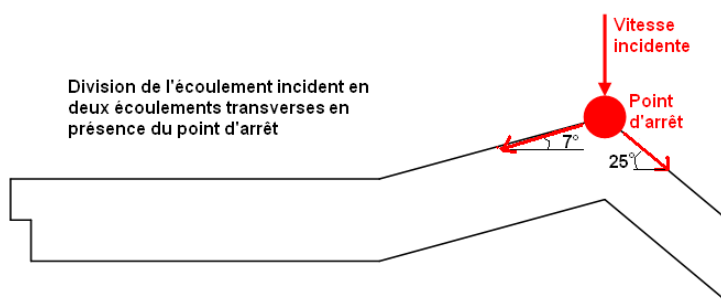


FIGURE 3.34: Division de l'écoulement incident au point d'arrêt créé par la double flèche

Les différents coefficients font état d'un gradient très important qui se situe au passage de la flèche avant à la flèche arrière à $r/R=85\%$. Ce point singulier de la pale fait apparaître un point d'arrêt où la pression est maximale (figure (3.34)). L'écoulement se sépare alors en deux composantes, l'une ayant tendance à partir vers l'emplanture et l'autre vers l'extrémité de pale. Ces deux composantes s'ajoutent alors localement à la vitesse incidente au profil. La figure (3.33c) montre la répartition de Mach local

ainsi calculée (le calcul du Mach se fait à partir de la vitesse normale au profil). La différence d'angle de flèche (7° et 25°) pour les flèches avant et arrière implique une discontinuité dans le calcul du Mach due à la projection de ces deux angles.

La prise en compte de l'angle d'attaque oblique induit par la flèche de la pale est modélisée par une projection de la vitesse incidente qui est alors affectée d'un facteur $\cos(\lambda)$, λ étant l'angle que fait l'écoulement avec la corde du profil pour modéliser l'effet de la courbure de la pale.

La figure (3.33) présente les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement pour un palier à $\mu=0,25$. Les vitesses induites sont plus importantes dans la partie arrière du disque rotor, tout comme l'incidence.

Evolution du chargement aérodynamique en fonction de la vitesse

En vol d'avancement, la poussée générée par le rotor s'incline, créant alors une contribution verticale assurant la sustentation (qui compense la gravité $m_H \cdot g$) et une contribution horizontale assurant la propulsion (qui compense la traînée de l'hélicoptère) :

$$Fn = \sqrt{F_{zportance}^2 + F_{xtraînée}^2} \quad (3.49)$$

en supposant la résultante des efforts de portance orthogonale au disque rotor. Alors, en première approche, la portance en vol d'avancement est dépendante de la vitesse d'avancement par la relation :

$$Fn = \sqrt{(m_H g)^2 + \left(\frac{1}{2} C_x \rho V_H^2 A\right)^2} \quad (3.50)$$

avec A la surface frontale de l'hélicoptère et m_H sa masse. La relation (3.50) montre la dépendance de la poussée à la vitesse d'avancement.

Les figures (3.35) présentent l'évolution de la portance en fonction de la vitesse d'avancement à iso-échelle. L'augmentation de la vitesse impose d'augmenter la poussée afin de générer en plus de la sustentation, la propulsion. Pour une faible vitesse de 30 kts, le $C_z M^2$ varie faiblement en fonction de l'azimut alors que les dissymétries de portance sont plus présentes aux vitesses plus élevées. La portance maximale est atteinte en pale reculante et en extrémité ce qui laisse présager d'importants moments de flexion sur cette partie de la pale. Le $C_x M^3$ dont la représentation est présentée dans l'annexe (A6) montre le même type d'évolution. La traînée de profil est particulièrement importante en extrémité de pale avançante dans une région où la vitesse incidente est la plus élevée bien que l'angle d'incidence soit par contre plus réduit.

Les modèles de vitesse induite calculent des charges aérodynamiques qui semblent physiquement cohérentes. L'effet de la double flèche est marqué pour les différentes vitesses. Le moment de tangage a une influence sur les moments de torsion ; il est sous-estimé, ce qui doit être pris en compte pour l'analyse de la torsion.

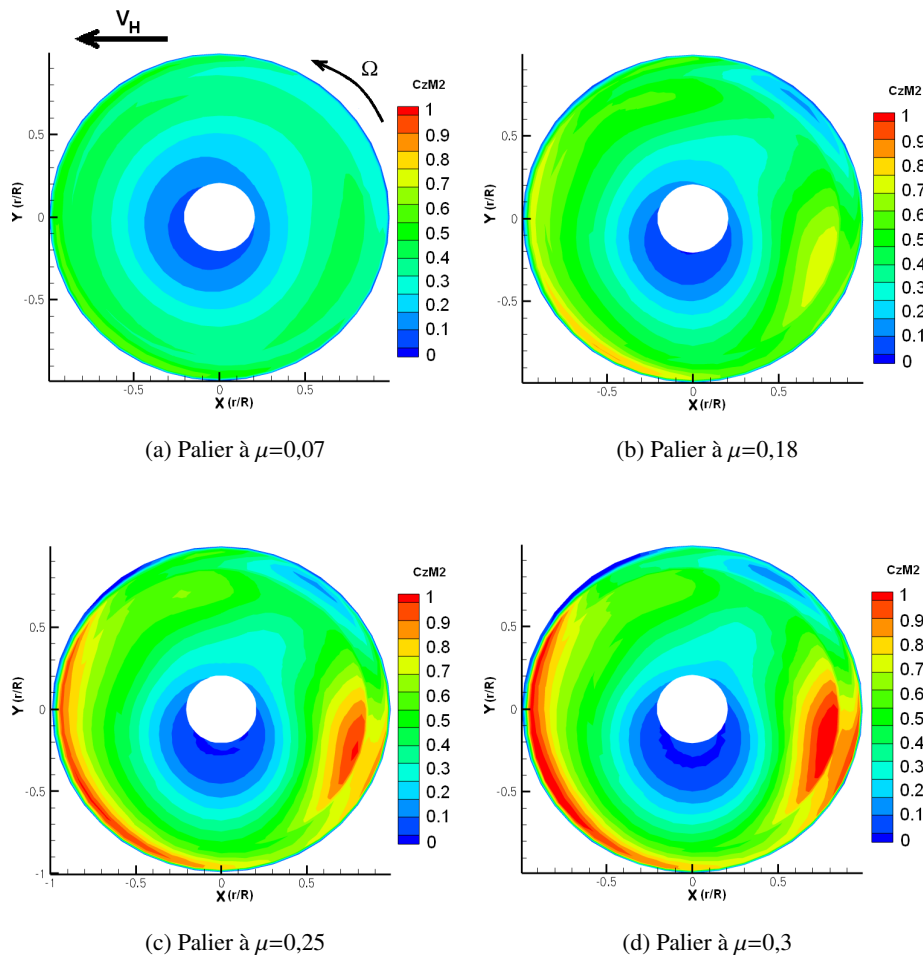


FIGURE 3.35: Calcul du $C_z M^2$ en fonction de la vitesse d'avancement avec le modèle FiSUW - $\mu=0,07$ à $\mu=0,3$

4 Synthèse

Les modèles d'aérodynamique bi-dimensionnelle et la CFD ont la même finalité : calculer le chargement aérodynamique. Ils présentent cependant chacun des avantages et inconvénients qui sont ici détaillés.

4.1 Mise en oeuvre pratique de la CFD

La problématique principale pour l'utilisation de la CFD réside dans l'établissement du modèle de calcul. Le code de calcul, les modèles de turbulence et le maillage sont autant de paramètres qui affectent le résultat. Ainsi, la difficulté réside dans le choix de la stratégie à appliquer. De plus, les mesures d'écoulements sont rares compliquant la validation expérimentale des modèles.

Pour cette recherche, il a été choisi de recourir au code de calcul CFD *elsA*. Le modèle de turbulence retenu, $k - \omega$ SST avec correction de Menter est adéquat puisqu'il permet de limiter la taille des maillages et de résoudre la turbulence sans connaître l'écoulement à l'infini. La prise en compte de la transition n'étant pas réaliste [55] pour ces rotors, le calcul considère donc un écoulement turbulent. Ces différents choix sont effectués car ils correspondent aux bonnes pratiques concernant les calculs de CFD pour les

rotors d'hélicoptère.

Une étude poussée de CFD pourrait s'intéresser à la détermination du meilleur modèle de calcul CFD afin de s'assurer que les choix ici faits reproduisent au mieux un écoulement mesuré.

Enfin reste la difficulté concernant les choix de maillages et de conditions aux limites, qui sont liés. Pour limiter au maximum les effets des frontières, et dans la mesure où il était possible de s'autoriser des coûts de calcul élevés, il a été choisi de s'intéresser à des maillages de grandes dimensions : 4 rayons rotor en amont, 4 rayons rotor en aval, et 3 rayons rotor en envergure. Les conditions aux limites sont dépendantes de la dimension du maillage, si bien que pour un maillage de vol stationnaire pour lequel il aurait pu sembler préférable d'utiliser la condition de Froude, il s'avère que la condition champ lointain est plus intéressante.

4.2 Couplages aéro-mécaniques avec la CFD

Les modèles d'aérodynamique bi-dimensionnelle sont couplés avec un code de mécanique du vol (HOST par exemple) afin de pouvoir calculer l'équilibre global de l'hélicoptère soumis aux excitations aérodynamiques et dynamiques.

Les outils de CFD autorisent l'application d'un mouvement au maillage. Connaissant la cinématique des pales, il est possible de la reproduire au cours du calcul. Cependant, la détermination de cette cinématique qui caractérise le comportement du rotor nécessite de coupler une analyse de dynamique des structures avec une analyse aérodynamique pour caractériser le couplage aéro-mécanique qui intervient sur le rotor. Si les outils de mécanique du vol sont conçus pour travailler sur ces couplages en associant des modèles d'aérodynamique bi-dimensionnelle avec des modèles de dynamique des solides, la réalisation d'un couplage utilisant la CFD présente des difficultés.

Un couplage aéro-mécanique entre le code de mécanique du vol HOST et le code de CFD *elsA* a été initié dans le cadre de programmes de recherche européen. Les premières études sur ces travaux sont présentées entre autres dans [58], [59] et [60]. En particulier, le couplage entre le code de CFD *elsA* et le code aéro-mécanique HOST est décrit dans [61]. La validation se fait relativement à l'expérience sur le Rotor 7A, effectuée dans la soufflerie de l'ONERA à Modane. Les différences observées entre les méthodes numériques et expérimentales semblent provenir de l'influence des moyens d'essais et notamment de l'importance du moyeu qui supporte le rotor.

Le schéma figure (3.36) présente le processus de couplage. Le premier équilibre est réalisé par le code de mécanique du vol. Il détermine la position et les composantes du mouvement des pales, en modélisant l'aérodynamique du rotor par un modèle bi-dimensionnel. Un module de déformation de maillage du code de CFD décrit le mouvement de la pale, en prenant en compte ses déformations élastiques. Le calcul de CFD se fait sur ce maillage déformé, évolutif dans le temps (fonction de Ψ). Le chargement aérodynamique du rotor est extrait à la fin de la convergence sous forme de variables locales CM^2 . Le chargement aérodynamique est réinjecté dans le code de mécanique du vol à partir de la variation obtenue à l'itération précédente.

CHAPITRE 3. MODÈLES AÉRO-DYNAMIQUES POUR LE ROTOR

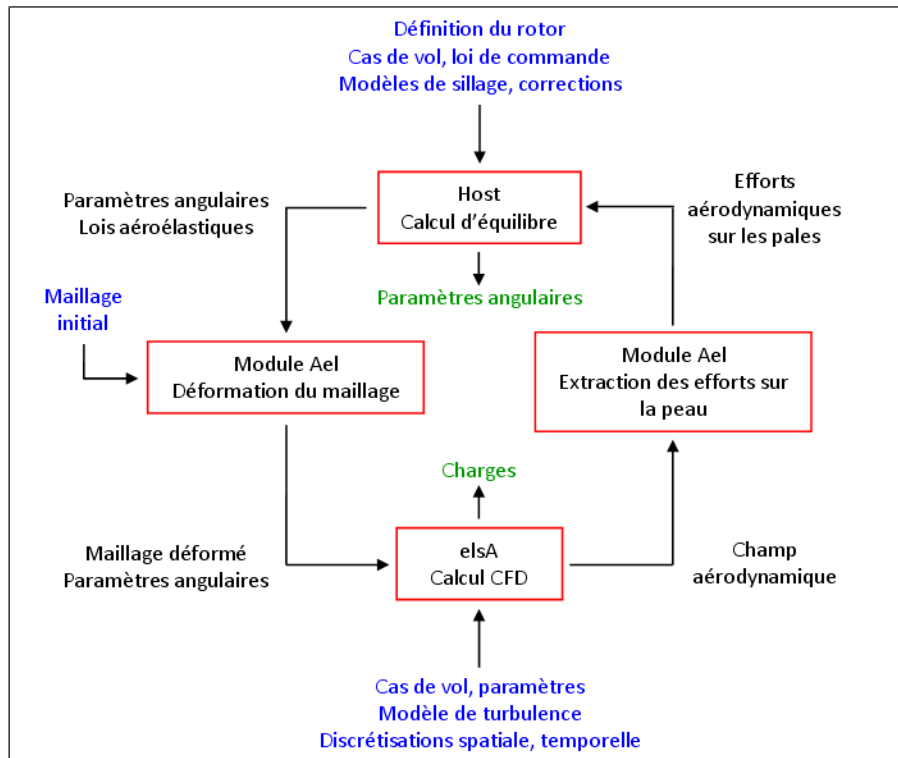


FIGURE 3.36: Couplage aéro-mécanique avec déformation de pale ©A. Joulain

Le code de CFD fait accéder au chargement aérodynamique, alors que le code de mécanique du vol fournit la cinématique des pales et éventuellement leur chargement dynamique.

Ce processus de couplage est dit faible puisque la communication entre les deux codes est effectuée à chaque tour rotor. Le couplage dit fort fait communiquer les deux codes à chaque pas de temps. Ces méthodes sont prometteuses mais ne sont à l'heure actuelle pas industrialisables.

Le couplage aéro-mécanique entre la CFD et un code de mécanique du vol peut avoir deux objectifs : améliorer la prédictivité de la CFD, qui pourra se baser sur une meilleure cinématique des pales, ou améliorer la mécanique du vol en recourant à des modèles aérodynamiques potentiellement plus complets. Le choix de la CFD présente l'inconvénient majeur d'augmenter considérablement les coûts de calcul. La mise en œuvre du calcul (établissement du modèle, maillage, robustesse) et la convergence sont des processus longs, qui se chiffrent en dizaines d'heures. A l'inverse le couplage aéro-mécanique entre HOST et les modèles bi-dimensionnels est particulièrement robuste et rapide.

4.3 Qualités des modèles aérodynamiques bi-dimensionnels

La combinaison de modèles de vitesses induites avec une modélisation bi-dimensionnelle des efforts aérodynamiques offre des calculs à moindre coût pour déterminer les vitesses et efforts appliqués sur le rotor. La CFD ajoute en plus la connaissance de l'intégralité de l'écoulement, utile pour des études de sillage par exemple.

Relativement aux essais en soufflerie, le modèle METAR et la CFD sont satisfaisants pour le calcul des portances. Les moments de tangage calculés sont par contre très sous-estimés, ce qui peut affecter le

calcul des déformations de torsion.

Les modèles FiSUW et METAR ont été comparés avec la CFD sur des cas de vol stationnaire et d'avancement. Il ressort que la prédiction des vitesses induites en vol stationnaire est satisfaisante aussi bien avec FiSUW que METAR. L'étude de vol d'avancement porte sur le rotor 7A pour lequel les efforts de portance et de traînée calculés avec les deux méthodologies sont très proches. Le moment de tangage est sous-estimé, ce qui présente un point faible des modèles bi-dimensionnels.

Cependant, les comparaisons qui ont été menées dans ce chapitre, tant sur des cas de vols stationnaires que pour des vols d'avancements montrent qu'il est pertinent de travailler avec les modèles bi-dimensionnels. En effet, si des différences sont observées entre les essais en soufflerie et les simulations numériques, les différences entre les simulations bi-dimensionnelles et CFD sont faibles. Ainsi, compte tenu des problématiques de mise en oeuvre de la CFD, et considérant la qualité des résultats obtenus par les modèles bi-dimensionnels, il est tout à fait pertinent de recourir à l'utilisation des modèles Meijer Drees, FiSUW ou METAR pour le calcul des charges.

Si les modèles aérodynamiques calculent les sollicitations aérodynamiques auxquelles sont soumises les pales, la détermination du torseur d'effort global du rotor nécessite de développer des modèles de mécanique des structures qui ont pour objectifs de décrire la dynamique du système. La connaissance du chargement aérodynamique, qui agit comme une sollicitation extérieure du système, est indispensable à l'application du principe fondamental de la dynamique qui est la base des modèles développés dans le chapitre 4.

Modélisations élasto-dynamiques du Rotor

Après s'être intéressé à la description aérodynamique du rotor, ce chapitre a l'objectif de présenter l'ensemble des modèles élasto-dynamiques pour le calcul d'équilibre du rotor, et d'aboutir à la détermination des efforts.

La pale est un élément central couplant les contributions aérodynamiques et élasto-dynamiques du rotor. Si la modélisation rigide de la pale satisfait les études de mécanique du vol qui ne s'intéressent pas au comportement précis du rotor, l'étude des charges et du comportement des pales nécessite de recourir à des modèles élastiques.

La modélisation du moyeu rotor intègre le comportement de divers composants, tels que la chaîne de commande et les adaptateurs de traînée. Le modèle moyeu lie les pales à la commande par l'intermédiaire des plateaux cycliques. Les adaptateurs de traînée étudiés, constitutifs du moyeu Spheriflex, sont visco-élastiques. La prise en compte des non-linéarités est complexe et pousse à s'intéresser à trois modèles d'amortisseurs adoptant des philosophies différentes. Leur paramétrisation nécessite une caractérisation expérimentale.

L'ensemble de ces modélisations permet la création d'un modèle global de rotor, capable de considérer les couplages fluide-structure entre les modèles aérodynamiques bi-dimensionnels présentés au chapitre 3 et les modèles élasto-dynamiques ici présentés.

1 Modélisation de la pale - Modèle PALE

Le modèle de pale est un élément du couplage fluide-structure, qui accepte comme chargement extérieur les efforts aérodynamiques pour calculer la dynamique des pales. Le modèle PALE décrit les

paramètres géométriques et cinématiques d'une pale en fonctionnement.

1.1 Définition des caractéristiques de la pale

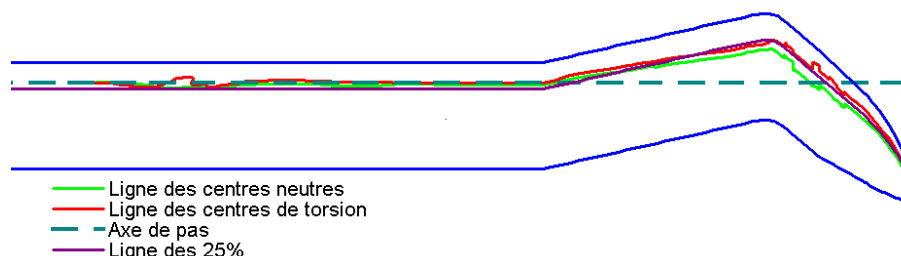


FIGURE 4.1: Caractéristiques mécaniques et géométriques d'une pale à double flèche

Soit une pale à double flèche, schématiquement représentée sur la figure (4.1), qui a les caractéristiques suivantes :

- La ligne neutre ne subit aucun allongement au cours d'une déformation en flexion ;
- La ligne des centres de torsion ne subit pas de déplacement au cours d'une déformation en torsion de la section ;
- La ligne du quart de corde est située à 25 % du bord d'attaque de la pale ;
- L'axe de pas est localisé proche de la ligne des 25% (voir figure (2.5)).

La pale est une poutre dont les sections sont homogènes. En pratique, la pale est réalisée en matériaux composites. L'homogénéisation des sections est réalisée au moyen du code de calcul CPAO [62] et [63].

1.2 Modèle de pale mono corps (Pale rigide)

La modélisation rigide suppose de considérer une pale indéformable et s'attache à décrire la cinématique des articulations de battement et de traînée. Ce modèle prend en compte les degrés de liberté de traînée δ et de battement β du rotor, l'angle de pas θ étant une commande du système. Les accélérations sont obtenues à partir de la résolution d'un système de 3 équations à 3 inconnues qui sont les rotations δ et β et l'effort dans la bielle de pas F_{BDP} . Le mouvement de chaque articulation est obtenu en fonction de celui de l'articulation précédente.

Soit un système ayant un maximum de trois articulations $i = (1, 2, 3)$, donc constitué de trois segments inter-articulations de masse m_i . Les vitesses du système s'expriment par les relations :

$$\begin{cases} \vec{V}_{i+1} &= \vec{V}_i + \vec{\Omega}_i \wedge d\vec{r}_{i+1} \\ \vec{\Omega}_{i+1} &= \vec{\Omega}_i + \vec{\omega}_{i+1} \\ \vec{\Gamma}_{i+1} &= \vec{\Gamma}_i + \dot{\vec{\Omega}}_i \wedge d\vec{r}_{i+1} + \vec{\Omega}_i \wedge (\vec{\Omega}_i \wedge d\vec{r}_{i+1}) \\ \vec{\Omega}_{i+1} &= \vec{\Omega}_i + \vec{\omega}_{i+1} + \vec{\Omega}_i \wedge \vec{\omega}_{i+1} \end{cases} \quad (4.1)$$

avec \vec{V}_i et $\vec{\Gamma}_i$ les vitesse et accélération à l'articulation i , $d\vec{r}_i$ la position de l'articulation $i + 1$ par rapport à l'articulation i , $\vec{\omega}_i$ et $\dot{\vec{\omega}}_i$ les vitesse et accélération angulaires entre deux segments consécutifs. Les efforts d'inertie sont calculés pour chaque segment :

$$d\vec{F}_{inert,i} = m_i \vec{\Gamma}_i + \dot{\vec{\Omega}}_i \wedge \vec{M}_{stat,i} + \vec{\Omega}_i \wedge (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{stat,i}) \quad (4.2)$$

$$d\vec{M}_{inert,i} = [I]_i \cdot \dot{\vec{\Omega}}_i + \vec{\Omega}_j \wedge ([I]_i \cdot \vec{\Omega}_i) + \vec{M}_{stat,i} \wedge \vec{\Gamma}_i \quad (4.3)$$

avec $d\vec{F}_{inert,i}$, $d\vec{M}_{inert,i}$, $\vec{M}_{stat,i}$ et $[I]_i$ respectivement la force d'inertie, le moment d'inertie, le moment statique et la matrice d'inertie du segment qui lie les articulations i et $i + 1$.

Ainsi, les efforts d'inertie s'expriment par transport des contributions élémentaires au niveau de la tête rotor :

$$\vec{F}_{inert,i} = \vec{F}_{inert,i+1} + d\vec{F}_{inert,i} \quad (4.4)$$

$$\vec{M}_{inert,i} = \vec{M}_{inert,i+1} + d\vec{M}_{inert,i} + d\vec{r}_{i+1} \wedge \vec{F}_{inert,i+1} \quad (4.5)$$

La mise en équation du système pale-moyeu se fait alors par équilibre des moments d'inertie aux articulations avec les moments des efforts extérieurs. Le système d'équations sur les moments extérieurs (aérodynamiques) et inertiels à résoudre fait intervenir la matrice d'influence \mathbf{M}_{inf} des termes d'accéléra-tions sur les moments, définie par :

$$\mathbf{M}_{inf} = \begin{vmatrix} M_{\theta\theta} & M_{\theta\beta} & M_{\theta\delta} \\ M_{\beta\theta} & M_{\beta\beta} & M_{\beta\delta} \\ M_{\delta\theta} & M_{\delta\beta} & M_{\delta\delta} \end{vmatrix} \quad (4.6)$$

donnant l'équation de comportement de la pale :

$$\begin{vmatrix} M_{ext}(\theta) \\ M_{ext}(\beta) \\ M_{ext}(\delta) \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} M_{inert}(\theta) \\ M_{inert}(\beta) \\ M_{inert}(\delta) \end{vmatrix} = \mathbf{M}_{inf} \cdot \begin{vmatrix} d\ddot{\theta} \\ d\ddot{\beta} \\ d\ddot{\delta} \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} d_\theta \\ d_\beta \\ d_\delta \end{vmatrix} \cdot F_{BdP} \quad (4.7)$$

avec $d\ddot{\theta}$, $d\ddot{\beta}$ et $d\ddot{\delta}$ les écarts entre les accélérations angulaires calculées localement et les accélérations obtenues au noeud précédent, d_θ , d_β et d_δ les variations de pas, battement et traînée entre deux articulations successives, M_{ext} les moments des forces aérodynamiques et M_{inert} les moments des efforts inertiels. Lorsque l'articulation de pied de pale est une butée sphérique, les accélérations en pas, battement et traînée sont calculées en un même point ce qui évite le transport des vitesses.

Le modèle pale rigide est utilisé pour l'initialisation de calculs de niveau plus élevé. La définition rigide présentée ne permet pas de s'intéresser au calcul des charges aéro-élastiques de la pale, les défor-mations et efforts locaux ne pouvant être calculés qu'avec une modélisation élastique.

1.3 Modèle de pale multi-corps articulés (Pale élastique)

L'étude aéroélastique de la pale met en oeuvre un modèle capable de représenter ses déformations. Le modèle retenu fait l'hypothèse que l'élongation et le cisaillement sont négligeables. Seuls les comportements en flexion et torsion sont pris en compte.

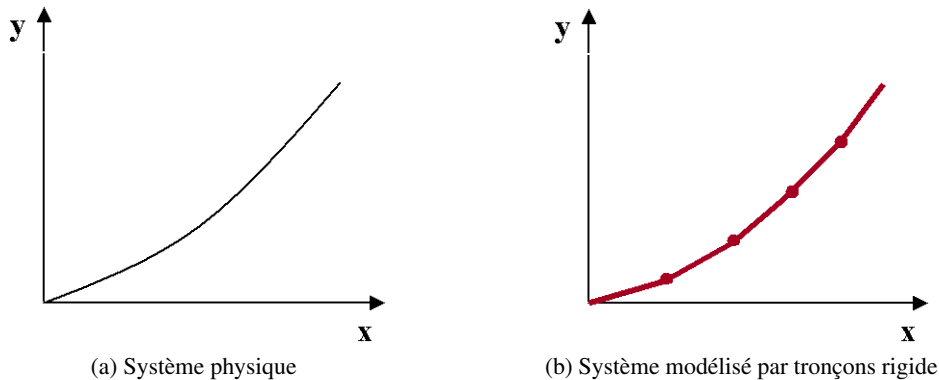


FIGURE 4.2: Discretisation de la pale

1.3.1 Choix de modélisation

La pale est discrétisée en tronçons rigides indéformables homogènes reliés entre eux par des articulations virtuelles reprenant à leur compte les flexions et torsion des tronçons attenants. Les articulations et les propriétés mécaniques sont prises sur l'axe des 25% de la pale. Les mouvements aux articulations de pas, battement et traînée reprennent la formulation du modèle mono-corps. Le calcul de la cinématique de la déformation est fait en se basant sur un système de repère local présenté figure (4.3).

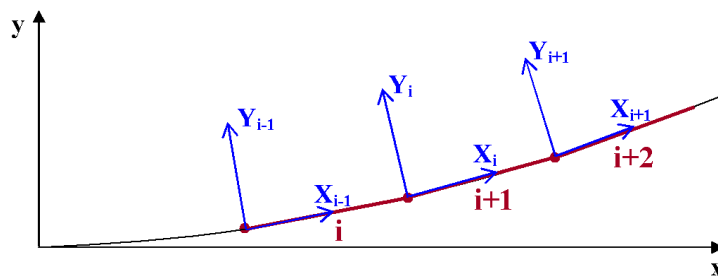


FIGURE 4.3: Repères locaux

C'est à l'origine du tronçon $i + 1$ (donc au niveau du repère i) que sont exprimés le tenseur d'inertie $[I]_{i+1}$ et le moment statique $M_{s_{i+1}}$. Il est également nécessaire d'exprimer en ce point les rigidités équivalentes, le déport des centres neutre, d'inertie et de torsion.

Deux tronçons successifs sont reliés par une liaison rotule élastique artificiellement modélisée comme l'empilement de trois pivots d'axe \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} . Sont alors successivement effectuées suivant les angles d'Euler les rotations en flexion puis la rotation en torsion pour passer d'un tronçon au suivant. Les raideurs à l'articulation dépendent du module de rigidité des deux segments adjacents. Il est ici supposé que la ligne des centres élastiques et la ligne des centres neutres sont confondues avec la ligne des 25%, elle même proche de l'axe de pas, ce qui est vrai en zone droite mais devient problématique en présence de flèche.

1.3.2 Equation du mouvement

La pale est supposée répondre aux hypothèses de poutre droite (grand élanement, sections homogènes) et aux hypothèses de Bernoulli [64] : les sections restent droites et perpendiculaires à la courbe

moyenne au cours de la déformation car le cisaillement est négligé.

•Equation de Lagrange

On obtient les équations du mouvement par application des équations de Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_C}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial E_C}{\partial q_j} + \frac{\partial E_{elast}}{\partial q_j} = Q_j \quad (4.8)$$

E_C l'énergie cinétique, E_{elast} l'énergie élastique, q_j les coordonnées généralisées aux articulations de chaque segment et Q_j l'effort généralisé qui représente le travail des forces aérodynamiques.

•Energie cinétique

L'énergie cinétique E_C de la pale est la somme des énergies E_{C_i} de chaque segment, exprimées par :

$$E_{C_i} = \frac{1}{2} \cdot m_i \cdot \vec{V}_{M,i}^2 + \frac{1}{2} \vec{\Omega}_i \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \vec{V}_{M,i} \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) \quad (4.9)$$

avec $[I_M]$ le tenseur d'inertie au point M centre du segment, $\vec{M}_{st,i}^M$ son moment statique en ce même point, m_i sa masse. Les vitesses $\vec{V}_{M,i}$ sont obtenues de proche en proche selon le même principe que précédemment par le système d'équations (4.1).

•Energie élastique

L'énergie élastique totale E_{elast} est la somme des contributions élémentaires de chaque segment $E_{elast,i}$ qui se décomposent entre les contributions de torsions $E_{\theta,i}$ et de flexions en battement $E_{\beta,i}$ et traînée $E_{\delta,i}$, soit :

$$E_{elast,i} = E_{\theta,i} + E_{\beta,i} + E_{\delta,i} \quad (4.10)$$

qui devient alors, en introduisant les notions de raideur en torsion $K_{\theta,i}$, en battement $K_{\beta,i}$ et en traînée $K_{\delta,i}$:

$$E_{elast,i} = \frac{1}{2} K_{\theta,i} \cdot \xi_{xi}^2 + \frac{1}{2} K_{\beta,i} \cdot \xi_{yi}^2 + \frac{1}{2} K_{\delta,i} \cdot \xi_{zi}^2 \quad (4.11)$$

avec $K_{\theta,i} = \frac{G_i J_i}{l_i}$, $K_{\beta,i} = \frac{E_i I_{B,i}}{l_i}$ et $K_{\delta,i} = \frac{E_i I_{T,i}}{l_i}$, G_i étant le module de cisaillement du segment, E_i son module de Young, J_i , $I_{B,i}$, $I_{T,i}$ respectivement les moments quadratiques en torsion, battement et traînée et l_i sa longueur. ξ_{xi} , ξ_{yi} et ξ_{zi} sont les courbures en torsion, battement et traînée qui expriment la différence d'angle entre les segments i et $i + 1$.

L'expression de la dérivée de l'énergie élastique fait intervenir les moments élastiques M_{xi} , M_{yi} et M_{zi} aux articulations calculés aux centres neutre et de torsion :

$$\frac{\partial E_{elast,i}}{\partial q_j} = M_{xi} \cdot \frac{\partial \xi_{xi}}{\partial q_j} + M_{yi} \cdot \frac{\partial \xi_{yi}}{\partial q_j} + M_{zi} \cdot \frac{\partial \xi_{zi}}{\partial q_j} \quad (4.12)$$

Cependant, le modèle élastique supposant une déformation de l'axe de pas, les moments de flexion

$\vec{M}_{fi}(O)$ et de torsion $\vec{M}_{ti}(O)$ doivent être transposés depuis les centres élastiques :

$$\vec{M}_{fi}(O) = \vec{M}_{fi}(E) + \vec{F}_i \wedge \vec{OE}_i \quad (4.13)$$

avec O le lieu de l'axe de pas dans la section i , \vec{F}_i l'effort à l'articulation et \vec{OE}_i la distance entre l'axe de pas et le centre neutre, et :

$$\vec{M}_{ti}(O) = \vec{M}_{ti}(T) + \vec{F}_i \wedge \vec{OT}_i \quad (4.14)$$

avec \vec{OT}_i la distance entre l'axe de pas et le centre de torsion.

• Efforts généralisés

Le torseur des efforts aérodynamiques est calculé au milieu de chaque tronçon. Pour satisfaire aux exigences du modèle élastique, le torseur est ensuite réduit à l'origine du repère local correspondant au repère i pour le tronçon $(i + 1)$.

Soit (\vec{dep}_i) le vecteur représentant le déplacement du repère local i par rapport au repère tournant et (\vec{rot}_i) sa rotation. L'effort généralisé est la dérivée du travail des efforts extérieurs par rapport à la coordonnée généralisée :

$$Q_j = \frac{\partial W_i}{\partial q_j} = \vec{F}_{ext,i} \cdot \frac{\partial}{\partial q_j}(\vec{dep}_i) + \vec{M}_{ext,i} \cdot \frac{\partial}{\partial q_j}(\vec{rot}_i) \quad (4.15)$$

Les rotations entre les repères i et $i + 1$ se décomposent en une rotation de flexion (déflexion en traînée et battement local) et une rotation de torsion. L'effort intégré sur la pale est la somme des efforts élémentaires.

Le développement complet des termes des équations de Lagrange est présenté en annexe (B1).

1.3.3 Résolution des équations du mouvement

L'application des équations de Lagrange établit les équations du mouvement résolues dans le domaine temporel. Pour diminuer le nombre d'inconnues à traiter, ces équations sont projetées sur une base modale bâtie sur les matrices symétriques ou rendues symétriques, ce qui conduit à des équations modales découplées. La base est tronquée aux neuf premiers modes, impliquant un maximum de 10 équations de Lagrange, 9 coordonnées généralisées plus l'équation en θ pour résoudre l'effort de la bielle de pas.

Le modèle élastique discrétise la pale selon l'axe de pas, et suppose alors une pale droite. Une analyse de l'effet de cette hypothèse lorsque le modèle est appliqué à une pale courbe, est développée ci-après.

1.4 Discussion sur les hypothèses du modèle

Le modèle élastique suppose que les sections de calcul sont orthogonales à l'axe de pas et homogènes. Cette hypothèse est parfaitement valide pour une pale droite, cependant le passage à des géométries à flèche induit un écart important entre la position réelle de la section et sa modélisation, tel qu'illustré par la figure (4.4). Le calcul de l'énergie élastique est effectué sur l'axe de pas. Les équations (4.13) et (4.14) ont pour objet de compenser l'écart entre les axes élastiques et l'axe de pas en transportant l'énergie

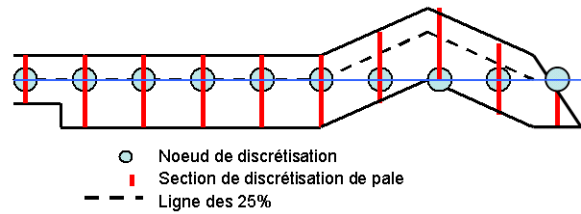


FIGURE 4.4: Approximation de la discrétisation d'une pale courbe faite par le modèle de pale articulée élastique.

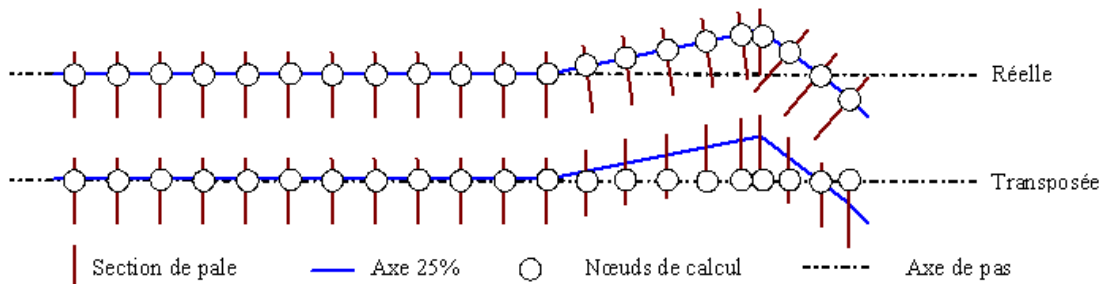


FIGURE 4.5: Discrétisations suivant l'axe de pas et suivant la ligne neutre de la pale

L'effet de cette hypothèse de discrétisation droite est évalué à l'aide du code MAB développé par Skladanek, [32] et [65]. L'élément fini de poutre développé calcule la déformation de la pale le long de sa ligne neutre, respectant la géométrie de flèche. Soit une poutre à double flèche, de section rectangulaire homogène, de flèche avant 7° et flèche arrière 25° . La poutre est plate, non vrillée. Les caractéristiques géométriques et inertielles sont proches d'une vraie pale, et exprimées sur la ligne des 25%.

La poutre est discrétisée suivant deux modélisations, comme illustrée figure (4.5) :

- Suivant la ligne neutre : les sections sont orthogonales à la ligne neutre et suivent la double flèche ;
- Suivant l'axe de pas : les sections sont orthogonales à l'axe de pas, et les inerties sont transposées par le théorème de Huygens des centres élastiques vers l'axe de pas.

Les fréquences propres sont calculées à partir du code MAB et les résultats reportés dans le tableau (4.1). Pour reproduire les conditions de fonctionnement, la poutre est mise en rotation (application d'une force centrifuge) à la vitesse de 342 tr/min (5,7Hz). En pied de pale, la condition aux limites libre les mouvements en traînée et battement, en extrémité la pale est libre. Le pas est imposé à zéro. Par rapport à un rotor réel, la raideur en traînée apportée par l'adaptateur n'est pas prise en compte. Les articulations sont confondues avec l'axe de rotation.

La modélisation suivant la ligne neutre fait ressortir un couplage battement/torsion pour tous les modes, ce qui ne se voit que pour les modes supérieurs dans le cas de la pale droite. La traînée est généralement pure, ce qui est dû à la forme de la poutre, non vrillée à pas nul.

Le premier mode de traînée est à 0Hz dans les deux cas et correspond au mode de corps rigide. Les articulations étant confondues avec l'axe de rotation, l'absence d'excentricité empêche l'action de rappel par la force centrifuge qui se retrouve sur un rotor réel. En battement, la raideur centrifuge empêche le mode de corps rigide, d'où la présence d'un mode de fréquence non-nulle. Sur le rotor, la butée sphérique qui réalise la liaison du mât rotor avec la pale (via les manchons) génère une raideur en battement, traînée

CHAPITRE 4. MODÉLISATIONS ÉLASTO-DYNAMIQUES DU ROTOR

Mode	Poutre discrétisée sur l'axe de pas		Poutre discrétisée sur la ligne neutre		Ecart (%)
	Forme des modes	Fréquence (Hz)	Forme des modes	Fréquence (Hz)	
1	Traînée 1	0.00	Traînée 1	0.00	0.00
2	Battement 1	5.69	Battement 1	5.66	0.49
3	Battement 2 - Torsion 1	15.50	Torsion 1 - Battement 2	15.51	0.04
4			Battement 2 - Torsion 1	29.60	
5	Battement 3	23.31	Battement 3 - Torsion 1	41.42	43.72
6	Traînée 2	36.60	Traînée 2	42.19	13.25
7	Torsion 2 - Battement 4	62.50	Battement 4 - Torsion 2	63.85	2.11
8	Battement 5 - Torsion 2	89.79	Battement 5 - Torsion 2	90.26	0.52
9	Battement 6 - Torsion 2	104.96	Torsion 2	119.45	12.13
10	Traînée 3	137.55	Traînée 3	123.23	11.62

TABLE 4.1: Positionnement fréquentiel des modes de la poutre pour les discrétisations suivant l'axe de pas et suivant la ligne neutre

et pas. Le positionnement fréquentiel des modes évolue sensiblement. Le troisième mode de battement est particulièrement modifié. Les fréquences des autres modes ne sont pas modifiées de plus de 13%.

La comparaison fréquentielle des modes illustre l'effet de l'hypothèse de poutre droite, qui modifie la forme des modes et leur fréquence. Le choix de la discrétisation a une influence notable sur les couplages des modes. Aussi, pour une poutre vrillée, le mode de traînée se couple avec la torsion et le battement.

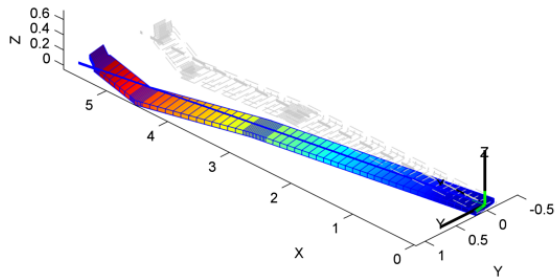
La figure (4.6) présente la déformée de certains modes obtenus avec les deux discrétisations. La forme des modes est proche et donc peu affectée par le type de discrétisation. Ces observations portent sur les fréquences des modes qui sont utiles pour l'étude de la stabilité du système. Pour le calcul de charge, il convient d'étudier la forme des modes, qui n'est pas quantifiée ici. Les couplages entre déformations sont importants sur la pale à double flèche comme illustré par les résultats du calcul de la base modale avec MAB.

Le nombre de modes influe sur le calcul de la déformée; il est cependant difficile de relier les différences observées sur un mode, à la réponse et donc la déformation calculée pour une poutre. Il faut retenir de cette étude que les hypothèses du modèle de poutre sont limitées pour l'application à une pale avec de fortes flèches puisque les phénomènes de couplage sont minimisés. Une étude de stabilité devra aussi prendre en considération les écarts de positionnement fréquentiel.

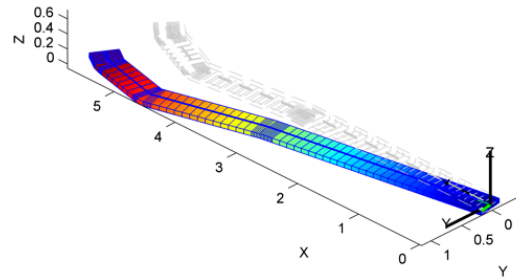
Outre les équations modales découplées calculées en interne par le modèle, il peut être fait appel à des équations modales couplées fournies par d'autres codes de calcul. Ceci peut être risqué notamment à cause des hypothèses de calcul sur les sections des poutres.

2 Modélisation du moyeu rotor principal (MRP)

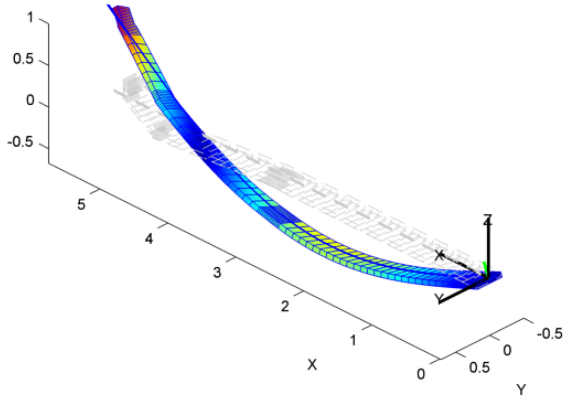
Le moyeu rotor est constitué du mât rotor, du sous ensemble plateaux cycliques fixe et tournant, des manchons, des bielles de pas et des adaptateurs de traînée. Ces éléments font l'objet d'un modèle d'ensemble décrivant la cinématique et la transmission des efforts.



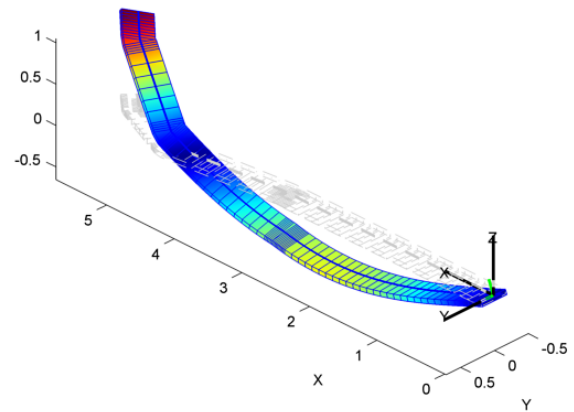
(a) Discrétisation axe de pas - Traînée rigide - $\omega = 0Hz$



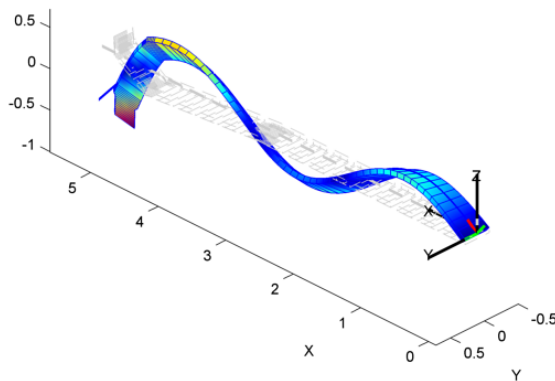
(b) Discrétisation ligne neutre - Traînée rigide - $\omega = 0Hz$



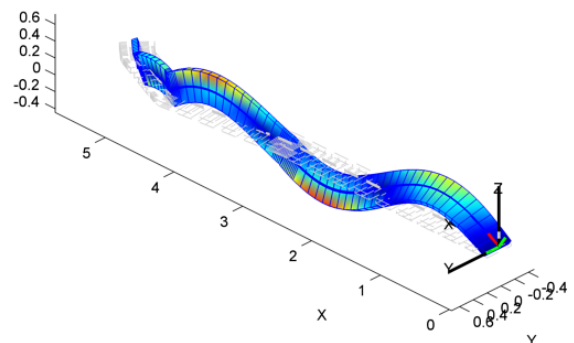
(c) Discrétisation axe de pas - battement2/Torsion1 - $\omega = 15,5Hz$



(d) Discrétisation ligne neutre - battement2/Torsion1 - $\omega = 15,5Hz$



(e) Discrétisation axe de pas - Battement4/Torsion2 - $\omega = 62,5Hz$



(f) Discrétisation ligne neutre - Battement4/Torsion2 - $\omega = 63,8Hz$

FIGURE 4.6: Déformées des modes avec les deux discrétisations présentées figure (4.5)

Les servo-commandes contrôlent la position des plateaux cycliques et ont donc une action sur la cinématique d'ensemble du rotor car pilotant le pas des pales en fonction de leur azimut.

La principale problématique réside dans le choix du niveau de modélisation et il s'agit de déterminer s'il est pertinent de modéliser les souplesses des éléments. Les modèles développés sont donc hybrides : ils associent des éléments souples à des éléments rigides.

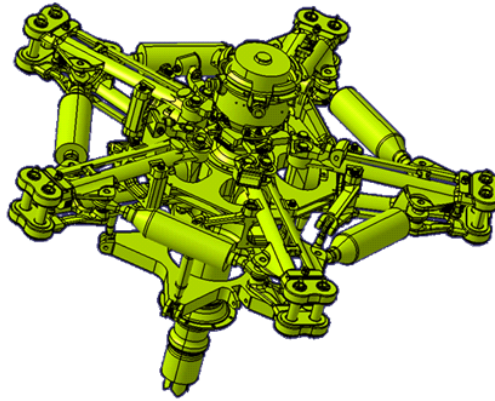


FIGURE 4.7: Maquette numérique d'un moyeu Spheriflex avec adaptateur de traînée interpale (CATIA)

Soit le rotor ©Spheriflex de l'hélicoptère EC155 présenté figure 4.7 qui se décompose en sous-éléments :

- Le mât rotor transmet le mouvement de rotation à la vitesse Ω ;
- L'ensemble plateaux cycliques transmet les commandes du rotor θ_0 , θ_1 et θ_2 dans le repère tournant ;
- La bielle de commande de pas transmet la cinématique du plateau tournant aux pales pour créer le pas ;
- Le manchon lie la pale, le mât, les adaptateurs et les bielles ;
- L'adaptateur de traînée inter-pale lie successivement les pales entre elles selon un mouvement unidirectionnel.

2.1 Stratégies de modélisation

Chaque pale a deux degrés de liberté en traînée et battement (δ et β) et une commande θ imposée qui régit le pas pour tout azimut. Deux approches de modélisation sont envisagées, l'une repose sur la dynamique des multi-corps de codes commerciaux et l'autre sur des macro-modèles d'un code développé spécifiquement pour une application hélicoptère.

2.1.1 Approche multi-corps

Il s'agit de décrire le système mécanique à partir des propriétés de chaque corps. L'équilibre du système est déterminé à partir des équations de liaisons (contraintes dans une liaison), des équations de comportement et des équations de la dynamique. Les contributions des éléments élastiques peuvent faire l'objet de modélisations complémentaires qui agissent comme des sollicitations extérieures au système.

Les codes multi-corps résolvent ces équations pour déterminer la cinématique, la statique et la dynamique du système. Deux codes commerciaux ont été testés dans cette thèse : ADAMS et SIMPACK.

• Modélisation ADAMS

Le code ADAMS est un code multi-corps développé par la société MSC Software. Le modèle consiste à décrire l'ensemble du système mécanique par les solides qui le constituent (masse, inertie, dimensions caractéristiques) et les liaisons (degrés de liberté, lois de comportement). Les éléments élastiques tels que les ressorts ou amortisseurs sont eux aussi décrits par une loi de comportement.

Le torseur des sollicitations extérieures peut être ajouté au système d'équations à résoudre qui est composé de six degrés de liberté par solide.

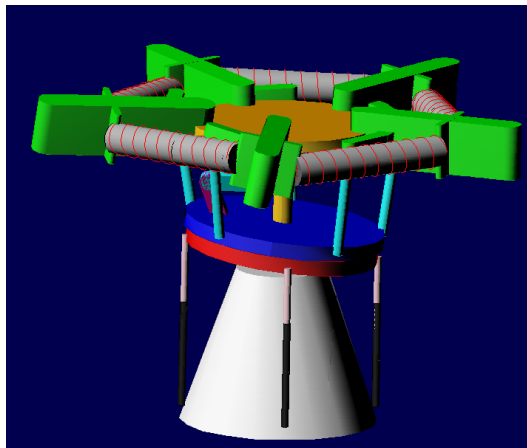


FIGURE 4.8: Modélisation ADAMS du MRP Spheriflex

La figure (4.8) présente le modèle de moyeu d'hélicoptère développé. La représentation schématique des solides sert à visualiser le système. Le système MRP a un total de $10 + 3$ degrés de liberté qui correspondent aux battement et traînée des cinq pales, ainsi qu'aux déplacements imposés par les trois servo-commandes qui actionnent les plateaux cycliques et donc le pas des pales. Cette modélisation n'est pas aboutie puisque le torseur d'effort des pales ne prend en compte que le premier harmonique. Néanmoins, elle modélise simplement la cinématique du rotor pour étudier le mouvement d'ensemble du MRP. ADAMS établit pour chaque solide une équation par degré de liberté, soit pour le système modélisé figure (4.8), un total de 168 équations à résoudre.

• Modélisation SIMPACK

Le code multi-corps SIMPACK est dédié à l'aéronautique puisque initialement développé par le DLR. Le modèle décrit un assemblage de solides liés entre eux par des liaisons cinématiques. Le concept est similaire à ADAMS, avec toutefois une mise en équation simplifiée. Le code fonctionne sur le principe de coordonnées relatives, chaque solide est positionné dans un repère local propre à la liaison qui le lie au solide précédent. Un élément a alors une liaison unique qui est modélisée par des degrés de liberté. La modélisation de toute liaison supplémentaire pour l'élément est faite par des équations de contraintes (suppression de degrés de liberté).

Une contrainte joue le rôle d'une liaison ou d'une loi de comportement. La modélisation du système mécanique repose sur une topologie qui décrit la cinématique de l'ensemble telle qu'elle est présentée en annexe (B2). Le nombre d'équations à résoudre dans cette approche est alors : (Nombre d'équations) =

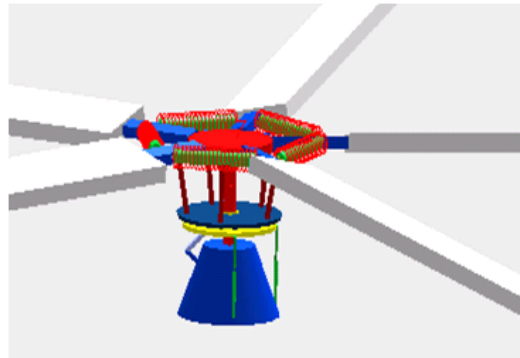


FIGURE 4.9: Modèle SIMPACK d'une tête rotor Spheriflex

(Nombre DDL Liaison) + (Nombre contraintes totales). La modélisation de la tête rotor présentée figure (4.9) nécessite de résoudre 90 équations de mouvement et 10 équations de comportement correspondant aux composants élastiques (butées et adaptateurs). Cette approche réduit sensiblement les coûts de calcul.

2.1.2 Approche macro-modèles

L'alternative aux codes multi-corps est l'approche par macro-modèles schématisée figure (4.10) qui se prête bien au cas de l'hélicoptère. Chaque sous-ensemble est l'objet d'un modèle dédié (cellule avec les trains, rotor arrière, rotor principal...). Pour le rotor, l'intérêt est de le modéliser avec ses sous-ensembles décrits par des modèles spécifiques. En fonction de leur rôle et de leur nature, ces sous-ensembles ont une modélisation soit cinématique pure, soit combinée à la dynamique. Les modèles implémentés peuvent également représenter les sollicitations extérieures comme l'aérodynamique.

Le système mécanique à modéliser est décomposé en couches qui comportent un ou plusieurs sous-ensembles, liés à la couche supérieure par une liaison cinématique. Les sous-ensembles peuvent être utilisés plusieurs fois pour satisfaire la symétrie de révolution du rotor.

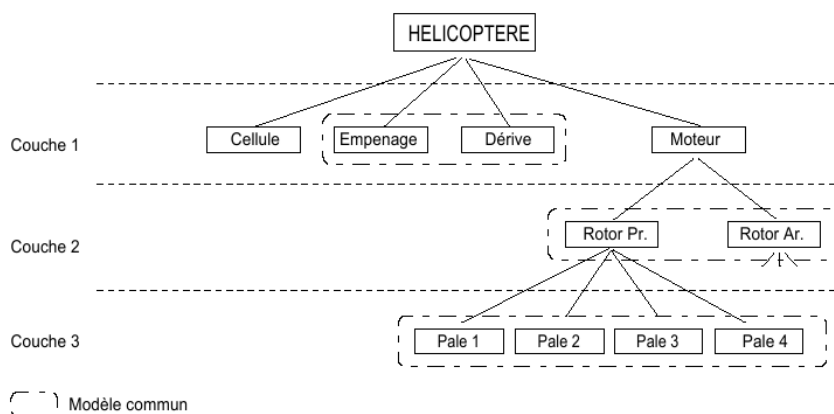


FIGURE 4.10: Architecture de l'approche macro-modèle - Exemple du code HOST

La description interne des modèles de sous-ensembles peut être du type multi-corps, solide indéformable, ou corps élastique dont l'équilibre propre est calculé en fonction des données cinématiques et des

efforts fournis par les modèles des couches supérieure et inférieure.

La recherche d'équilibre de l'ensemble obéit à deux étapes. D'abord, la description de la cinématique est faite de la couche amont vers les couches aval. Les mouvements sont propagés de proche en proche d'un élément à l'autre. Les efforts quant à eux sont calculés de la couche la plus aval vers la plus amont. Le torseur des efforts globaux est ainsi calculé par transmission progressive des efforts s'appliquant sur les éléments aval. Ainsi, la cinématique de la pale est calculée au cours du parcours cinématique et permet de calculer le chargement aérodynamique.

2.2 Confrontation des approches

L'intérêt de l'approche multi-corps et du recours à des codes commerciaux réside dans leur robustesse et optimisation. Ils modélisent rapidement des systèmes simples, à partir d'algorithmes éprouvés. Ils sont efficaces pour la recherche des caractéristiques dynamiques d'un système ou des études de stabilité par exemple car dotés d'un grand nombre de fonctionnalités répondant au besoin du plus grand nombre d'utilisateurs.

L'étude de systèmes multi-physiques met cependant en lumière des limitations. En effet, les codes ne sont pas conçus pour des calculs de mécanique des fluides. Il faut donc recourir à des modèles développés parallèlement qui doivent être couplés aux codes en question. Les modèles aérodynamiques peuvent être issus d'autres codes commerciaux (type CFD), ou de modèles développés pour une application spécifique. La mise en oeuvre du couplage est alors un processus compliqué puisque n'ayant pas accès aux sources du code ce qui complique les possibilités d'interfaçage. Par ailleurs, l'utilisation d'un code dont la propriété appartient à un tiers entraîne toujours le risque d'une dépendance qui présente un risque à long terme.

A l'inverse, l'approche par macro-éléments présentée ici est développée pour le cas spécifique du rotor d'hélicoptère en prenant en compte les couplages fluide-structure. Il est ainsi possible de modéliser différentes architectures et d'intégrer des sous-modèles évolués. Le comportement complexe des adaptateurs de traînée fait par exemple l'objet de modèles indépendants. Aussi, le modèle de pale rigide, restrictif dans le cadre de la pale d'hélicoptère peut laisser la place à un modèle élastique plus complet. Cette approche intègre des modèles aérodynamiques qui autorisent la réalisation d'une boucle itérative prenant en compte le calcul des couplages aéro-mécaniques.

La mise en parallèle de ces deux approches pointe l'intérêt de la solution retenue, à savoir l'approche macro-modèle du code HOST qui associe des modèles d'aérodynamique pour les calculs de chargement aérodynamique sur les pales, avec des modèles élasto-dynamiques capables de décrire l'ensemble des composants du rotor. Pour une approche strictement dynamique, ADAMS ou SIMPACK pourraient suffire ; la nécessité de la modélisation de la vitesse induite et de la portance des pales impose d'utiliser HOST.

Le choix de décrire le moyeu rotor avec des macro-éléments impose alors de s'intéresser aux sous-modèles. La modélisation de pale joue le rôle d'un sous-modèle au même titre que la chaîne de commande et que les adaptateurs de traînée qui sont développés dans la suite de ce chapitre.

3 Modélisation de la chaîne de commande - modèle PLATEAU

La chaîne de commande comprend les servo-commandes, les plateaux cycliques et les bielles de pas.

Soient les repères des plateaux cycliques tournant $R_{pt} = (x_{pt}, y_{pt}, z_{pt})$ et fixe $R_{pf} = (x_{pf}, y_{pf}, z_{pf})$ et le repère hélicoptère $R_0 = (x_0, y_0, z_0)$ dans lequel sont positionnées les servo-commandes.

Le modèle PLATEAU a pour but d'imposer la cinématique de l'attache basse de la bielle de pas. Il est utilisé lorsque l'étude s'intéresse aux commandes rotor en reliant la commande du pilote, au déplacement du plateau cyclique fixe. L'inclinaison du plateau cyclique génère le mouvement cyclique de la bielle. Le modèle calcule en premier lieu la cinématique du plateau fixe, qui est dépendante de l'allongement des trois servo-commandes. La position du plateau fixe est définie dans le repère R_{pf} par les variables représentées sur la figure (4.11a) : h la hauteur du centre du plateau, α_p et β_p l'inclinaison du plateau autour des axes x et y , et ϕ_f la rotation du plateau fixe lors de son inclinaison (légère rotation due à la présence du compas fixe).

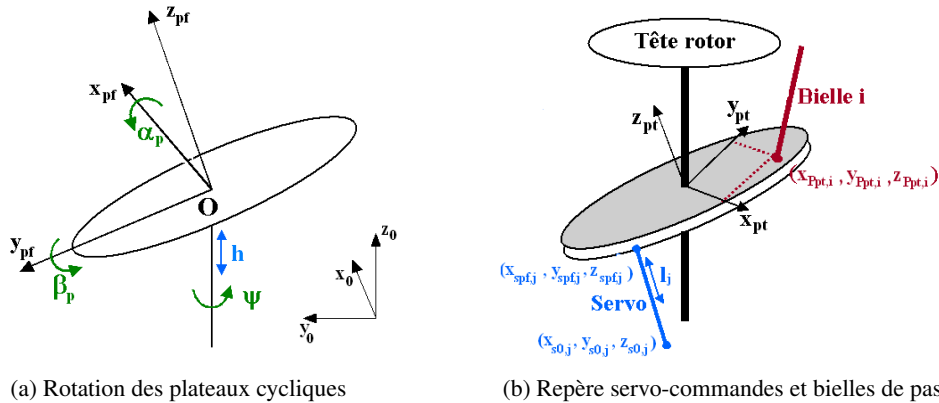


FIGURE 4.11: Modèle PLATEAU

Dans un deuxième temps, le changement de repère ($R_{pf} \rightarrow R_{pt}$) exprime la cinématique du plateau tournant, dont la position est donnée par les mêmes paramètres h , α_p et β_p que le plateau fixe. Sa rotation est définie par la variable ϕ_t composée de la rotation du plateau tournant autour du mât rotor (dans le repère tournant) et de la rotation du mât ψ . Aussi, la rotation relative du plateau tournant par rapport au mât restant faible, il est retenu que $\phi_t \approx \Psi$.

Soient les points P_i des attaches basses des bielles i , de coordonnées $(x_{P_{pti}}, y_{P_{pti}}, z_{P_{pti}})$ dans le repère plateau tournant. Les positions $(x_{P_{0i}}, y_{P_{0i}}, z_{P_{0i}})$ de ces points dans le repère absolu R_0 s'expriment :

$$\begin{pmatrix} x_{P_{0i}} \\ y_{P_{0i}} \\ z_{P_{0i}} \end{pmatrix}_{R_0} = \mathbf{M}_{rt \rightarrow R_0} \cdot \begin{pmatrix} x_{P_{pti}} \\ y_{P_{pti}} \\ z_{P_{pti}} \end{pmatrix}_{R_{pt}} \quad (4.16)$$

avec la matrice de passage du repère plateau tournant au repère absolu $M_{pt \rightarrow R0}$ donnée par :

$$M_{pt \rightarrow R0} = \begin{pmatrix} \cos\beta_p \cos\psi & \cos\beta_p \sin\psi & \sin\beta_p \\ -\cos\alpha_p \sin\psi - \sin\alpha_p \sin\beta_p \cos\psi & \cos\alpha_p \cos\psi - \sin\alpha_p \sin\beta_p \sin\psi & \cos\psi \sin\alpha_p \\ -\sin\alpha_p \cos\psi - \sin\beta_p \cos\alpha_p \cos\psi & -\sin\alpha_p \sin\psi - \cos\alpha_p \sin\beta_p \sin\psi & \cos\beta_p \cos\alpha_p \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Soient $(x_{s0,j}, y_{s0,j}, z_{s0,j})$ et $(x_{spf,j}, y_{spf,j}, z_{spf,j})$ les positions d'attaches de la servo j sur la BTP et sur le plateau cyclique non tournant. L'allongement de la servo-commande j est donné par la relation :

$$l_j = \sqrt{(x_{spf,j} - x_{s0,j})^2 + (y_{spf,j} - y_{s0,j})^2 + (z_{spf,j} - z_{s0,j})^2} \quad (4.18)$$

avec $(x_{spf,j}, y_{spf,j}, z_{spf,j})$ dépendant de l'inclinaison du plateau α_p et β_p .

Les équations (4.16) et (4.18) lient l'allongement de la servo-commande j à la position de l'attache de la bielle de pas i sur le plateau tournant.

Ces équations sont intégrées dans le modèle du plateau cyclique (PLATEAU). A partir de la position de l'attache des bielles sur le plateau tournant, le calcul du pas de la pale est effectué directement par le modèle de pale. En utilisant les positions des articulations, les mouvements de battement et de traînée qui sont connus, le modèle exprime la position du point d'attache de la bielle de pas sur la pale dans le repère lié à l'articulation précédant le levier de pas.

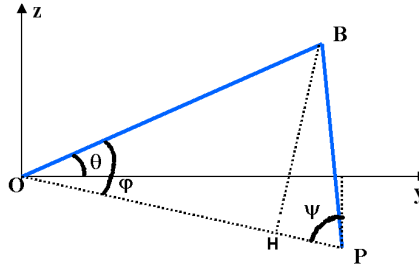


FIGURE 4.12: Repère plan du modèle PALE

Soit le plan (O, \vec{y}, \vec{z}) perpendiculaire à l'axe de pas et comprenant l'extrémité du levier de pas B (attache de la bielle sur la pale). P est la projection dans ce plan de l'attache basse de la bielle sur le plateau tournant. L'angle de pas θ s'exprime par les équations :

$$\theta = \psi + \varphi - \frac{\pi}{2} \quad (4.19)$$

$$\cos\psi = -\frac{z_p}{OP} = -\frac{z_p}{\sqrt{z_{pi}^2 + y_{pi}^2}} \quad (4.20)$$

$$\cos\varphi = \frac{OH}{I_v} = \frac{(OP^2 + I_v^2 - I_{proj}^2)}{2 \cdot OP \cdot I_v} \quad (4.21)$$

Avec I_v le bras de levier (longueur du levier de pas) et I_{proj} longueur de la biellette projetée dans le plan. Les équations (4.16), (4.18) et (4.19) lient à tout instant le pas de la pale avec la position des trois servo-commandes qui pilotent son comportement.

Les modèles PLATEAU et PALE (rigide ou élastique) fournissent les commandes et la cinématique

des pales en fonctionnement, soumises aux efforts aérodynamiques qui sont perçus comme un chargement extérieur par le modèle pale. Toutefois, dans le cas particulier des rotors articulés, l'adaptateur de traînée agit dynamiquement sur la pale et influence donc la cinématique. La prochaine section s'intéresse à la modélisation des adaptateurs de traînée interpale qui constituent le MRP Spheriflex de l'EC155.

4 Modélisations de l'adaptateur de traînée - Modèle ADAPTATEUR

4.1 Description de l'adaptateur

L'adaptateur de traînée est positionné entre deux pales successives (cf. figure (4.7)) pour agir sur le mouvement de traînée en apportant raideur et amortissement au moyen d'un élastomère. La raideur repositionne le mode de traînée afin de l'éloigner d'une position facilement excitable alors que l'amortissement contrôle l'amplitude des réponses.

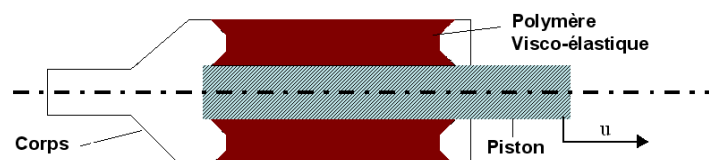


FIGURE 4.13: Conception schématisée d'un adaptateur de traînée visco-élastique

L'adaptateur de traînée étudié, schématisé figure (4.13) est constitué d'un axe coaxial au corps cylindrique. La liaison rhéologique est réalisée par un manchon élastomère monté serré afin d'éviter tout glissement. La déflexion axiale de l'adaptateur cisaille le manchon en élastomère qui est alors soumis à une sollicitation uni-directionnelle. Le cisaillement induit une dissipation thermique qui modifie la température de fonctionnement du système.

Soumis à une déflexion u , l'adaptateur de traînée restitue une force F_R , qui lorsque le comportement est linéaire, prend la forme $F_R = k.u + c\dot{u}$, avec k et c les coefficients constants de raideur et d'amortissement. Les modèles d'amortissement retenus suivent cette approche et prévoient l'effort restitué en fonction de la déflexion et de la vitesse sous la forme :

$$F_R = f(u, \dot{u}, p_1 \dots p_i) \quad (4.22)$$

avec $p_1 \dots p_i$ les i paramètres qui peuvent être choisis pour décrire le comportement.

4.2 Généralités sur le comportement non linéaire en déflexion et température

Les élastomères sont des polymères dans lesquels les liaisons secondaires entre les chaînes polymériques sont si faibles qu'ils sont visqueux à température ambiante ([66] et [67]). Ils sont généralement thermodurcissables, constitués de longues chaînes polymères faiblement réticulées et fabriqués en réalisant des pontages (courts ou longs) entre les chaînes moléculaires, en utilisant un système de réticulation souvent complexe, sous l'action de la température et éventuellement de la pression. La grande déformation des élastomères est permise par la présence d'enchevêtrements et de noeuds de réseau créés après vulcanisation qui empêchent les translations des chaînes les unes par rapport aux

autres grâce aux noeuds de réticulation. Aussi, un élastomère est une matière amorphe présentant une température de transition vitreuse (T_g) faible (souvent inférieure à -40 °C). Il doit être utilisé à une température supérieure à la transition visqueuse afin de le rendre "caoutchouteux". Ces deux propriétés permettent l'utilisation des élastomères dans des applications demandant de grandes déformations avec dissipation d'énergie. Comme pour tout matériau polymère, les caractéristiques des élastomères dépendent de plusieurs paramètres [68] : température, déflexion, fréquence de sollicitation, pré-contrainte.

La vitesse de rotation du rotor d'hélicoptère et la précharge de l'adaptateur de traînée étant constantes, l'intérêt se porte sur les non-linéarités induites par la température et la déflexion.

Température

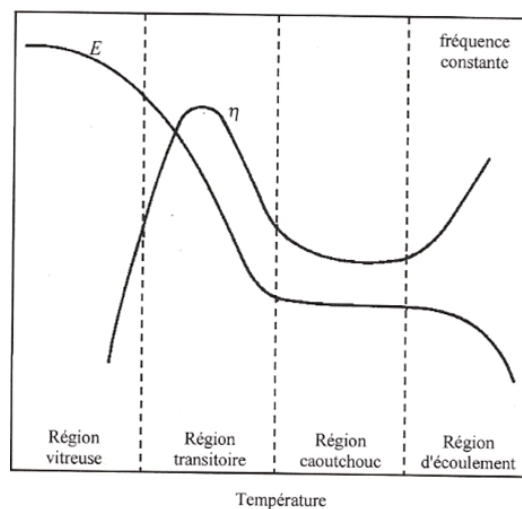


FIGURE 4.14: Influence de la température sur le module de Young E et le facteur de perte η du matériau polymère [68]

La température est habituellement considérée comme le facteur le plus important affectant les propriétés des élastomères [69]. Son effet est illustré figure (4.14) sur laquelle quatre régions distinctes avec des caractéristiques très différentes sont observées. L'élastomère étant un polymère vulcanisé, il ne présente pas de région d'écoulement.

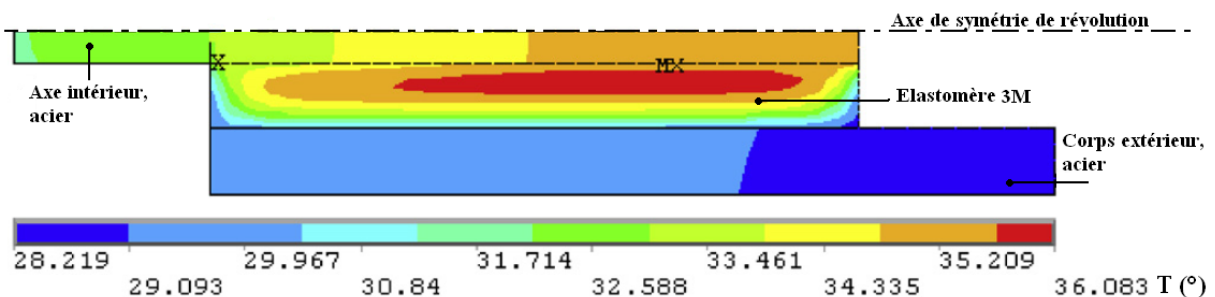


FIGURE 4.15: Répartition de la température dans l'élastomère à $t=28000$ secondes - simulation ANSYS [70]

L'évolution de température à l'intérieur d'un amortisseur visco-élastique, de conception similaire à un

adaptateur de traînée, est étudié dans [70]. La température augmente en premier dans la zone de cisaillement, avant de se propager par conduction aux éléments métalliques de l'amortisseur. La partie extérieure reste à température contenue par action de la convection avec la température de l'air environnant. Au bout d'un temps long, la répartition de température est présentée figure (4.15) sur laquelle apparaît l'importance des phénomènes de convection et conduction, imposant une température élevée pour les éléments internes à l'amortisseur et montrant l'influence du refroidissement par convection.

Déflexion

Les matériaux visco-élastiques soumis à un cycle d'élongation-compression restituent une force F_R qui dépend de la déflexion et de son sens, comme illustré figure (4.16).

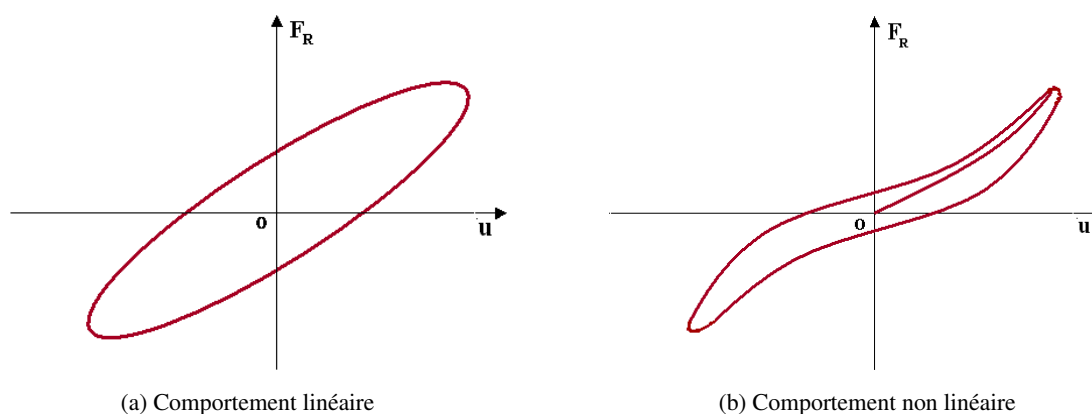


FIGURE 4.16: Boucle d'hystérésis de réponse d'amortisseur

La boucle elliptique d'hystérésis effort-déflexion de la figure (4.16a) est caractéristique d'un comportement linéaire alors que la figure (4.16b) présente un comportement non linéaire [71]. L'aire des boucles correspond à la dissipation thermique et visqueuse, représentative de l'amortissement. Pour un ressort élastique linéaire pur, ces courbes sont des droites. Il est possible d'extraire de ces boucles efforts-déflexions une raideur k_e et un coefficient de perte η_e équivalents [72] définis par :

$$k_e \approx \frac{F_{max} - F_{min}}{u_{max} - u_{min}}, \quad \eta_e \approx \frac{(F_{max} - F_{min})_{u=0}}{F_{max} - F_{min}} \quad (4.23)$$

qui constituent des approximations dans le cas de comportements non linéaires. Ces caractéristiques sont aussi utilisées pour des calculs de fréquences et modes.

4.3 Expérience de caractérisation

4.3.1 Dispositifs expérimentaux

L'adaptateur de traînée uni-axial testé est fabriqué par Vibrachoc-Paulstra, il mesure 47,6 cm pour une masse de 2,8 kg. Il est schématisé figure (4.13) et photographié figure (4.17).

Afin de modéliser et comprendre le comportement des adaptateurs de traînée, des caractérisations expérimentales sont effectuées grâce à deux bancs d'essais.

CHAPITRE 4. MODÉLISATIONS ÉLASTO-DYNAMIQUES DU ROTOR



FIGURE 4.17: Adaptateur de traînée de l'EC155

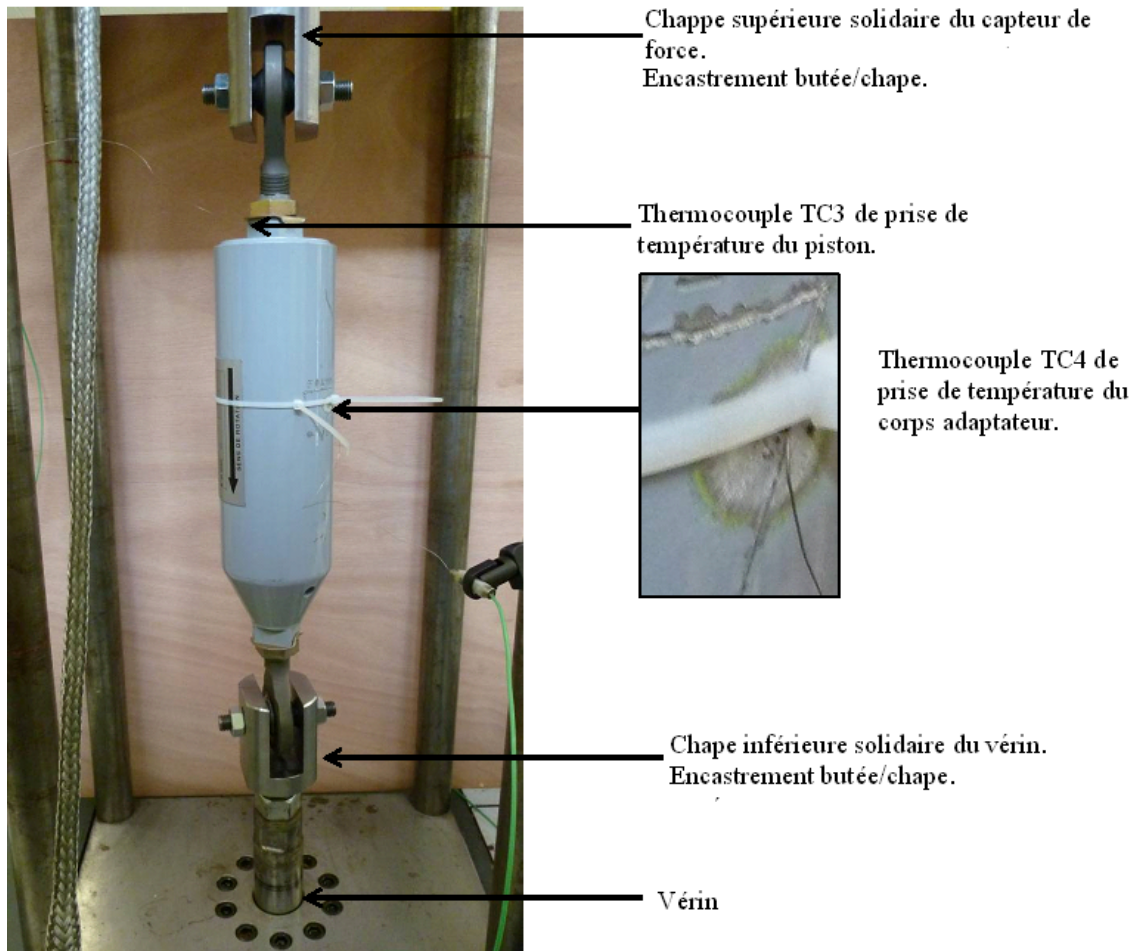


FIGURE 4.18: Montage expérimental de l'adaptateur sur le banc d'essais 10 kN

Le premier banc d'essais, est une machine de traction qui applique des efforts allant jusqu'à 25 kN (Banc d'essais MTS d'Eurocopter) et qui accepte des fréquences de 5,7 Hz. Le second, illustré figure (4.18), est limité à une force maximale de 10 kN (Banc d'essais LaMCoS) mais travaille avec des fréquences nettement plus élevées (jusqu'à 25 Hz), tout en mesurant la température. Ces deux bancs fournissent la déflexion et la force axiale qui sont enregistrées à l'aide d'un analyseur dynamique des signaux.

Les essais pratiqués pour extraire la boucle effort-déflexion sont constitués d'un cyclage sinusoïdal asservi en déplacement, de fréquence 5,7 Hz, effectués sur le banc 25 kN.

Les essais de suivi de l'évolution de température dans l'adaptateur sont réalisés avec un cyclage de ± 3 mm en enregistrant l'évolution de la température avec deux thermocouples (banc 10 kN). Le premier mesure la température de surface du corps extérieur, le second celle intérieure du piston. Un refroidissement à air à flux constant limite l'échauffement.

La température ambiante au cours des essais est de 27°C . L'adaptateur, initialement neuf, est soumis à un cycle de fatigue effectué à 5,7 Hz pendant 10 heures. Un cycle de chauffe préalable à toute mesure est effectué.

4.3.2 Boucle effort-déflexion de l'adaptateur

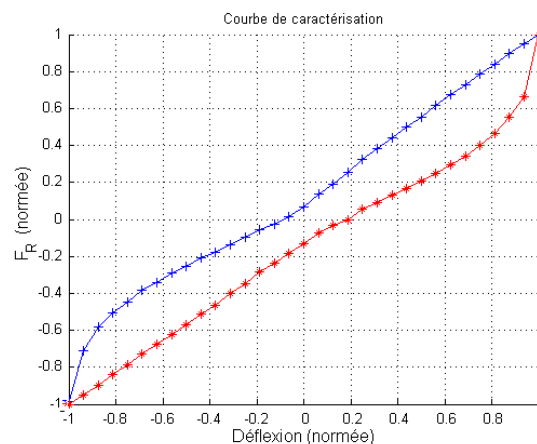


FIGURE 4.19: Courbe de caractérisation expérimentale sur le banc 25kN

La boucle présentée figure (4.19) est symétrique par rapport à l'origine car le manchon élastomère travaille en cisaillement, sans pré-contraintes. Sa raideur équivalente k_e vaut 200 daN/mm alors que sa raideur maximale, caractérisée par la pente maximale de la courbe à l'extrémité du cycle (tangente à la déflexion maximale) vaut 1170 daN/mm.

4.3.3 Mise en évidence expérimentale de l'effet de la fréquence et de la précharge

L'adaptateur est sollicité sur le banc de traction à 10kN suivant deux protocoles :

- Pour une précharge nulle sont effectués des cyclages quasi-statique (0,1Hz) et dynamique (5,7Hz) pour une déflexion de ± 4 mm. Le résultat, présenté figure (4.20a) met en évidence l'augmentation de la raideur et de l'amortissement équivalent avec la fréquence ;
- L'adaptateur est sollicité dynamiquement à la fréquence de 5,7Hz pour des amplitudes de ± 2 mm. Trois précharges sont successivement appliquées en imposant une déflexion initiale d'abord nulle, puis en compression (-1mm), et enfin en traction (+1mm). La figure (4.20b) montre que l'amortissement comme la raideur évoluent très légèrement.

Le rotor d'hélicoptère ayant une vitesse de rotation constante, les modèles d'adaptateur sont paramétrés à partir d'une caractérisation expérimentale dont la fréquence correspond à l'harmonique fondamental, soit 5,7Hz. Il sera en effet montré au chapitre 5 que cet harmonique est largement prépondérant dans le spectre de fréquence de l'adaptateur en vol.

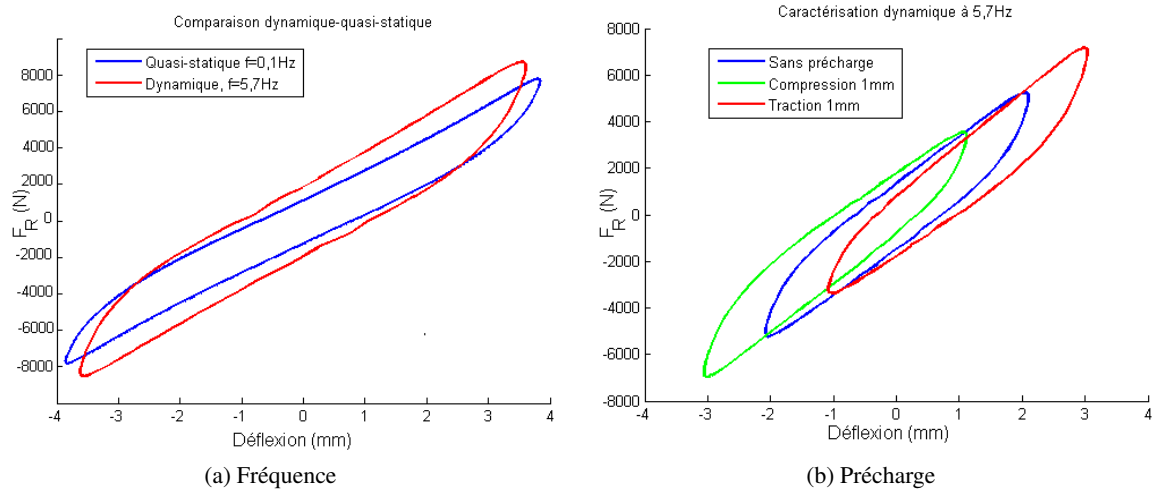


FIGURE 4.20: Dépendance à la fréquence et à la précharge de la raideur

4.3.4 Effet de la température sur la force de restitution

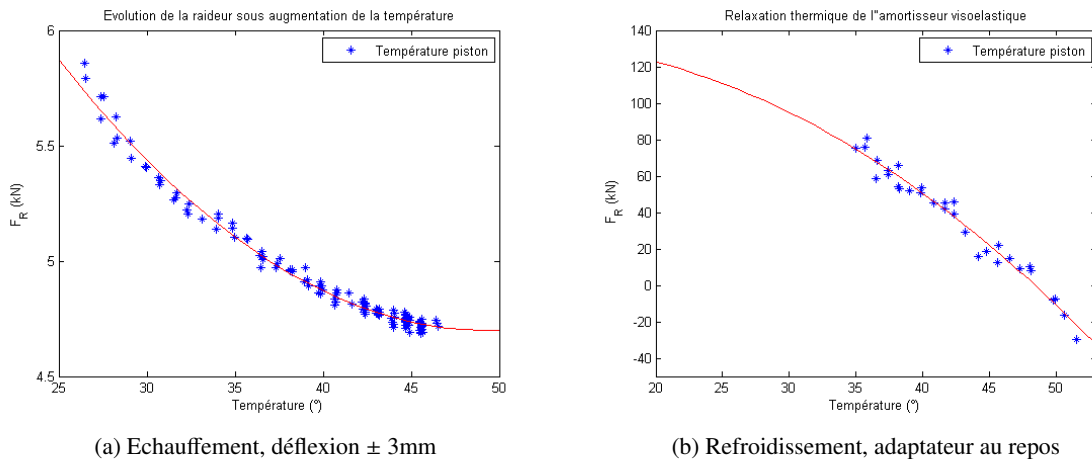


FIGURE 4.21: Evolution de la force de restitution en fonction de la température de l'adaptateur

Les figures (4.21a) et (4.21b) illustrent l'évolution de la force de restitution en fonction de la température. L'élévation de la température T implique une baisse de la raideur de l'adaptateur et donc une diminution de la force de restitution F_R qui évolue selon la régression :

$$F_R = 2.T^2 - 197.T + 9544 \quad (4.24)$$

La loi tend vers une asymptote qui limite la force F_R à 4,7kN pour un déplacement de ± 3 mm. Au cours de l'essai, la température se stabilise à 50° impliquant de facto une stabilisation de l'effort. La raideur diminue avec la température.

La hausse de température est fortement dépendante du refroidissement. Ainsi, à l'air libre, la température de l'adaptateur atteint 90° alors que l'utilisation d'un dispositif de ventilation la contient à 50° . En condition de vol réel, le refroidissement apporté par la rotation implique certainement une température plus faible.

CHAPITRE 4. MODÉLISATIONS ÉLASTO-DYNAMIQUES DU ROTOR

Le refroidissement est mesuré pour une déflexion nulle de l'adaptateur. A mesure que la température décroît, la force de restitution augmente, faisant passer l'adaptateur de la compression à la traction. La régression régissant le refroidissement est donnée par l'équation :

$$F_R = -8.37e^{-2}.T^2 + 1,412.T + 127,8 \quad (4.25)$$

Ces deux régressions mettent en lumière la dépendance au carré de la température de la force de restitution produite par cet adaptateur. La température extérieure conditionne le fonctionnement de l'amortisseur en modifiant la force de restitution, donc la raideur.

La relation (4.25) et la figure (4.21b) illustrent l'effet de la relaxation visqueuse du matériau. Après une période de fonctionnement et un cycle d'échauffement/refroidissement, l'adaptateur ne retrouve pas sa position initiale : un effort résiduel de 100 Newton est mesuré. Cet écart est dû à la viscosité du matériau qui évolue dans le temps lorsque l'adaptateur travaille.

L'influence de la relaxation visqueuse devrait être étudiée à partir d'un essai à température constante, afin de suivre l'évolution de la force de restitution dans le temps. La viscosité diminue avec le fonctionnement, ce qui a tendance à assouplir l'adaptateur et à modifier sa position non chargée. Sur un spectre de vol, les forces mises en jeu sont supérieures à 5000 Newtons. L'effet de la relaxation visqueuse modifie de quelques pourcents l'effort restitué.

4.4 Modèles de l'adaptateur de traînée

Les modèles d'adaptateur de traînée ont pour objectif de restituer la boucle effort déflexion. Il est fait l'hypothèse que l'adaptateur fonctionne à conditions environnantes imposées.

Les modèles à force de restitution ont l'avantage d'intégrer les effets non-linéaires provenant à la fois des effets élastiques et dissipatifs. Ils sont bien adaptés pour retranscrire la phénoménologie du comportement non-linéaire. Trois modèles de ce type sont étudiés.

4.4.1 Modèle standard

•Formulation à paramètres constants

Le modèle standard, sous sa forme linéaire, s'exprime par :

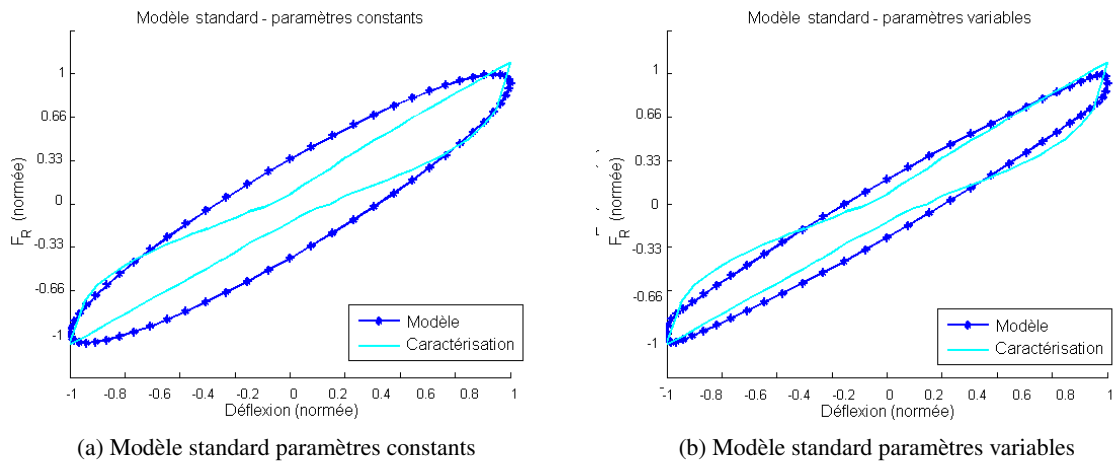
$$F_R = K_0.u_0 + K_d.(u - u_0) + A.\dot{u} \quad (4.26)$$

avec u_0 la déflexion moyenne, $u - u_0$ la déflexion dynamique, \dot{u} la vitesse, K_0 la raideur statique, K_d la raideur dynamique, A l'amortissement, ces paramètres sont obtenus à partir de la caractérisation expérimentale.

•Formulation à paramètres variables

Pour améliorer la description du modèle, les paramètres K_d et A peuvent être décrits comme des fonctions du déplacement $K_d(u)$ et $A(u)$ créant alors un modèle non-linéaire. Ces paramètres variables sont intéressants pour la prévision de l'amortissement.

Ce modèle considère une raideur statique dépendante de la déformation moyenne de l'adaptateur et une raideur dynamique qui dépend de la déflexion de l'adaptateur à un instant donné. L'amortissement est directement lié à la vitesse de déplacement.



(a) Modèle standard paramètres constants

(b) Modèle standard paramètres variables

FIGURE 4.22: Prédiction du comportement de l'adaptateur par le modèle standard

La figure (4.22) présente la réponse de la modélisation à paramètres constants, et la réponse obtenue en ajustant les paramètres en fonction de l'amplitude de la déflexion. L'intérêt de la modélisation variable est de pouvoir ajuster l'amortissement. Ce modèle standard restitue une raideur moyenne équivalente à l'expérience (pente de l'hystérésis). Cependant, la raideur maximale est mal calculée. Pour de fortes sollicitations, le modèle n'est pas capable de prendre correctement en compte le passage de la traction à la compression.

La raideur maximale, qui dépend des non linéarités du matériau visco-élastique n'est pas identifiable. Il est donc nécessaire de s'intéresser à une modélisation capable de capter ces phénomènes de forte raideur.

4.4.2 Modèle à potentiel visco-élastique

La force de restitution d'un adaptateur est supposée ici être constituée de la somme d'un effort élastique linéaire et d'une composante dépendante d'un potentiel visco-élastique telle que :

$$F_R = K_l \cdot u + \gamma_p \cdot H \quad (4.27)$$

où u est la déflexion, γ_p le potentiel visco-élastique dont la valeur varie entre 1 et -1 et H la demi-hystérésis. La force de restitution est ici dépendante de la raideur limite et de l'amortissement qui évoluent avec le potentiel (donc la déflexion).

Les paramètres obtenus empiriquement sont :

- K_l : la raideur limite de l'amortisseur pour un allongement maximal ($\gamma_p = +1$);

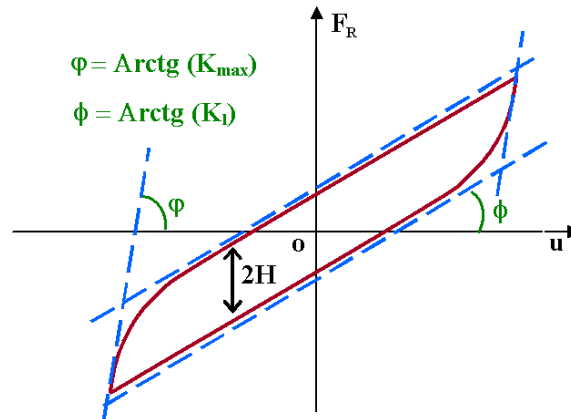


FIGURE 4.23: Paramètres du modèle visco-élastique

- K_{max} : la raideur maximale, représentative de la force maximale restituée pour un cycle de relâchement ($\gamma_p = -1$);
- K_{int} : la raideur intermédiaire restituée pour un déplacement nul ($\gamma_p = 0$).
- H : la demi-hystérésis, aire de la boucle pour un u donné qui représente l'amortissement.

La valeur du potentiel visco-élastique γ_p est liée à la déflexion et évolue dans le même sens ; le gradient $\frac{\partial \gamma_p}{\partial u}$ diminue avec la déflexion. La vitesse d'évolution du potentiel est donnée par l'expression :

$$\frac{d\gamma_p}{dt} = \frac{\partial \gamma_p}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_p}{\partial u} \cdot \dot{u} = -\lambda \cdot \gamma_p + \frac{\partial \gamma_p}{\partial u} \cdot \dot{u} \quad (4.28)$$

avec λ le coefficient de relaxation du matériau visco-élastique. Le gradient du potentiel qui intervient dans l'équation (4.28) représente sa vitesse d'évolution dans le temps. Il peut également être déterminé à partir de deux approches : paramètres constants ou variables.

•Formulation à paramètres constants

Sous l'hypothèse d'une hystérésis régulière comme celle de la figure (4.23), les paramètres peuvent être considérés constants quelle que soit la déflexion. Le gradient du potentiel est déterminé à partir de la formulation :

$$\frac{\partial \gamma_p}{\partial u} = k \cdot \left(\frac{1 - \varepsilon(\dot{u}) \cdot \gamma_p}{2} \right)^{\chi} \quad (4.29)$$

avec :

$$\begin{cases} \varepsilon(\dot{u}) = +1 & \text{si } \dot{u} > 0 \\ \varepsilon(\dot{u}) = 0 & \text{si } \dot{u} = 0 \\ \varepsilon(\dot{u}) = -1 & \text{si } \dot{u} < 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} k = \frac{(K_{max} - K_l)}{H} \\ \chi = \frac{\text{Log}\left(\frac{K_{max} - K_l}{K_{int} - K_l}\right)}{\text{Log}(2)} \end{cases}$$

Le gradient du potentiel est dépendant de la vitesse de déflexion de l'adaptateur, pour prendre en compte les spécificités de son comportement visqueux.

•Formulation à paramètres variables

Dans le cas d'une hystérésis fortement non linéaire comme celle de la figure (4.16b), la raideur et l'amortissement évoluent en fonction de la déflexion. Il faut alors ajuster les paramètres pour représenter au mieux le cycle de fonctionnement.

Le gradient du potentiel s'exprime en fonction de la raideur et de l'amortissement :

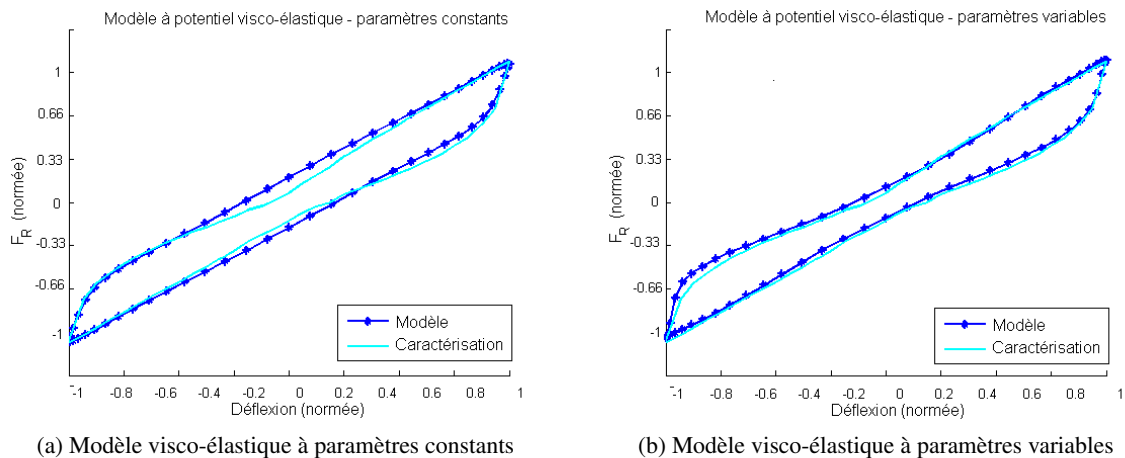
$$K(\gamma_p) = \frac{\partial F_R}{\partial u} = K_l + H(u) \cdot \frac{\partial \gamma_p}{\partial u} \quad (4.30)$$

soit :

$$\frac{\partial \gamma_p}{\partial u} = \frac{K(\gamma_p) - K_l}{H(u)} \quad (4.31)$$

Le gradient du potentiel, donc l'effort de restitution, considère les raideurs (K) et amortissements (H) en fonction de la déflexion. La connaissance du gradient du potentiel pour toute déflexion u permet d'intégrer l'équation (4.28) afin de déterminer la force de restitution donnée par l'équation (4.27). Le modèle est résolu par une formulation tronquée aux neufs premiers harmoniques, ce qui peut induire des difficultés de convergence.

Toujours à partir du cyclage expérimental à 5,7Hz d'amplitude $\pm 8\text{mm}$, le comportement du modèle est comparé à l'expérience.



(a) Modèle visco-élastique à paramètres constants (b) Modèle visco-élastique à paramètres variables
 FIGURE 4.24: Prédiction du comportement de l'adaptateur par le modèle à potentiel visco-élastique

La modélisation par potentiel prend en compte la vitesse d'évolution à proximité du changement de signe de la vitesse. Il apparaît sur la figure (4.24a) que la décomposition en raideurs limite, maximale et intermédiaire définit parfaitement le comportement en extrémité de cycle.

Une difficulté provient de l'amortissement à faible amplitude qui est sur-estimé avec cette modélisation. Les paramètres variables déterminent l'amortissement en fonction de la déflexion à partir des données expérimentales, et calculent alors une courbe très proche de l'expérience (figure (4.24b)).

Ces observations montrent l'intérêt d'un modèle évolué pour rendre compte du comportement de ces amortisseurs. Dans la pratique, l'adaptateur de traînée est soumis à une excitation multi-harmoniques. Le comportement de l'adaptateur devra alors être étudié en terme de dynamique.

4.4.3 Modèle non linéaire de Dahl Généralisé

•Principe

Dahl a proposé en 1968 [73] un modèle unidimensionnel de comportement dynamique qui intègre une loi de comportement de matériaux dissipatifs. Les élastomères et matériaux visco-élastiques entrent dans la catégorie des matériaux concernés. L'objectif du modèle est de déterminer l'évolution de la force de restitution en fonction du temps. Soit l'évolution temporelle de la force de restitution F_R qui peut s'exprimer par :

$$\frac{dF_R}{dt} = \frac{dF_R}{du} \cdot \frac{du}{dt} \tag{4.32}$$

avec t le temps et u le déplacement en translation du système.

D'après Dahl, le problème revient à déterminer $\frac{dF_R}{du}$ tout en prenant en compte le sens de variation de cette force et de la vitesse. Le modèle considéré est alors :

$$\frac{dF_R}{du} = k_\sigma \left(1 - \frac{F_R}{k_c} \cdot \text{sgn}(\dot{u}) \right)^i \cdot \text{sgn} \left(1 - \frac{F_R}{k_c} \cdot \text{sgn}(\dot{u}) \right) \tag{4.33}$$

avec k_σ une constante strictement positive, k_c la constante de Coulomb et i un entier positif.

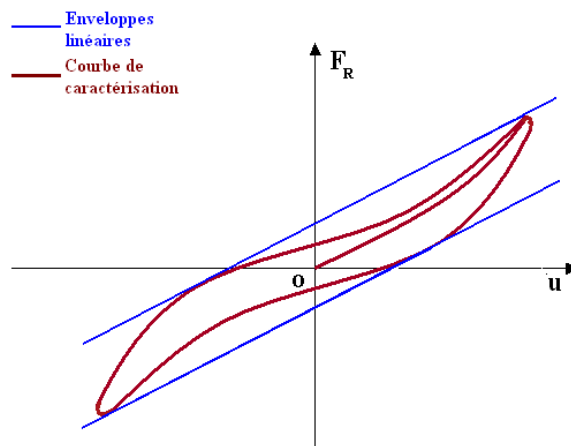


FIGURE 4.25: Courbes enveloppes linéaires d'une caractérisation expérimentale de l'adaptateur

Avec ce modèle, la boucle effort-déflexion évolue entre deux droites parallèles. Pour élargir le champ de ces hypothèses, Al Majid a développé le modèle de Dahl Généralisé [69] et [74] . Les courbes enveloppes sont alors des fonctions d'ordre plus élevé qui approchent mieux la caractérisation réelle de l'amortisseur. La vitesse de déplacement, la dépendance à la température de l'élastomère, son temps de relaxation, la fréquence de déplacement sont autant de paramètres qui peuvent être intégrés dans cette approche. Cependant, les courbes enveloppes de l'hystérésis (courbes supérieure et inférieure) doivent demeurer symétriques. La loi proposée par Al Majid représente le raidissement ou l'assouplissement du matériau en fonction de ses conditions de fonctionnement :

$$\frac{dF_R}{dt} = \kappa \cdot \frac{du}{dt} \cdot \left(h - F_R \cdot \text{sgn} \left(\frac{du}{dt} \right) \right) \quad (4.34)$$

avec κ constante représentant la pente de la force qui relie les courbes limites supérieure et inférieure et h une constante représentant les courbes enveloppes qui répond à l'équation :

$$h = \frac{1}{2} \left((h_u + h_l) \cdot \text{sgn} \left(\frac{du}{dt} \right) + (h_u - h_l) \right) \quad (4.35)$$

où h_u et h_l représentent les courbes supérieure et inférieure de l'enveloppe [74]. Ces différents paramètres sont identifiés à partir d'une courbe expérimentale. La vitesse d'évolution est cette fois prise en compte dans la détermination des courbes enveloppes. La réponse d'une structure est alors déterminée en intégrant l'équation différentielle de ce modèle dans les équations au second d'ordre régissant son comportement. La résolution est faite par une intégration temporelle pas à pas, car, F_R n'étant pas connue elle ne peut être directement intégrée.

•Extrapolation des paramètres

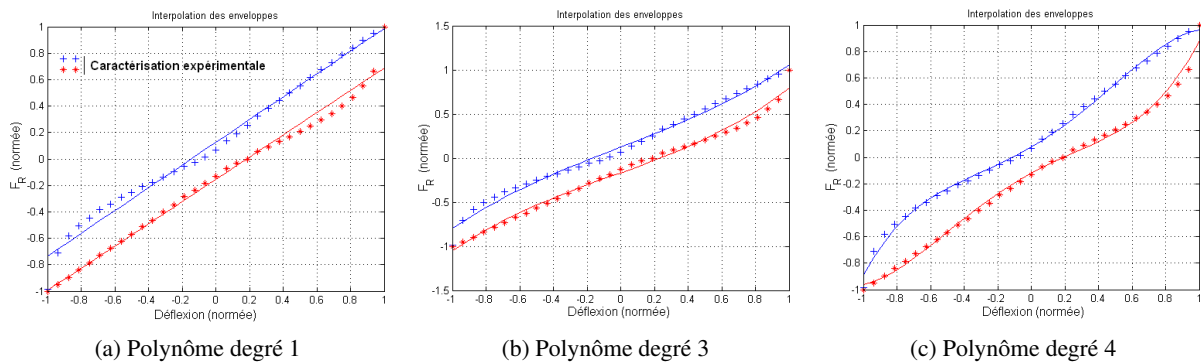


FIGURE 4.26: Interpolation polynomiale de l'enveloppe de la caractérisation de l'amortisseur

Le modèle de Dahl Généralisé présenté modélise le comportement de matériaux visco-élastiques mais nécessite de recourir à des données empiriques. La courbe effort-déflexion, obtenue expérimentalement, est divisée en deux courbes enveloppes supérieure et inférieure symétriques. Les paramètres κ , h_u et h_l du modèle sont alors obtenus par une interpolation polynomiale des points expérimentaux, présentés en figure (4.26). Un polynôme de degré 4 approche avec une bonne précision les courbes enveloppes.

Le paramètre κ est représentatif de la raideur de l'amortisseur. Il correspond à la pente de la tangente à l'extrémité des courbes comme illustré par la figure (4.27). La valeur de κ traduit aussi la dissipation de l'adaptateur : plus la pente est raide, plus l'aire de la boucle est importante. κ est très dépendant de l'amplitude de la déflexion et sa valeur doit être ajustée en fonction de la force de restitution. Aussi la dépendance aux conditions extérieures (température, relaxation) peut être modélisée en exprimant les coefficients κ , h_u et h_l comme des fonctions de ces conditions.

Finalement, ce modèle reproduit le cyclage expérimental, comme illustré figure (4.28). Une faiblesse est observée aux extrémités de l'hystérésis, la raideur étant sous-estimée dans cette zone. La région de déflexion entre -6 et 6 mm est par contre très bien calculée.

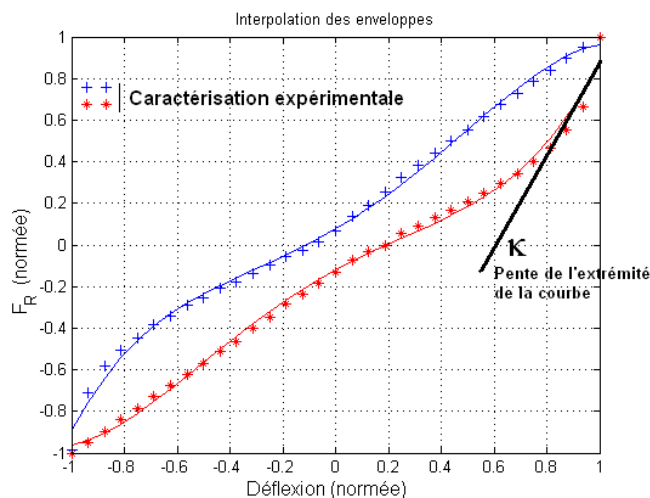


FIGURE 4.27: Identification de κ , tangente à l'extrémité

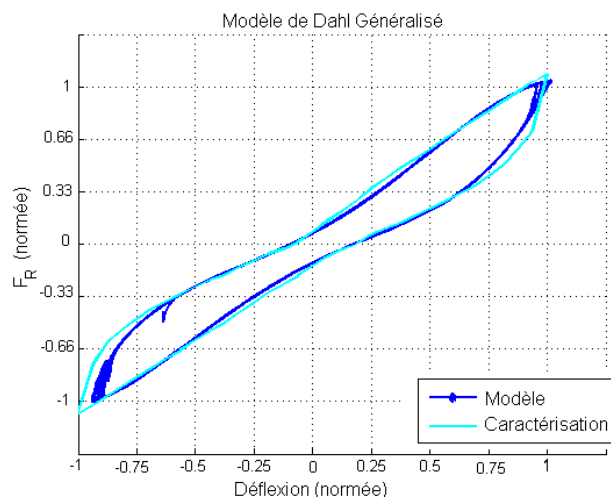


FIGURE 4.28: Prédiction du comportement de l'adaptateur par le modèle de Dahl Généralisé

Le modèle à force de restitution de Dahl Généralisé requiert une équation différentielle ordinaire (4.34) par adaptateur, ce qui alourdit quelque peu le système à résoudre. Aussi, son utilisation dans le cas d'une excitation sinusoïdale (figure (4.28)) n'apporte rien de plus par rapport au modèle à potentiel visco-élastique. Sa mise en oeuvre est plus compliquée et nécessite un processus numérique pour déterminer les paramètres h_u , h_l et κ .

4.4.4 Synthèse

L'analyse des modèles d'adaptateur de traînée retenus montre leurs capacités de représentation des boucles de caractérisation expérimentales. Le modèle standard approche grossièrement le comportement de la boucle, en permettant toutefois une détermination de la raideur cohérente. Les modèles à potentiel visco-élastique et de Dahl Généralisé reproduisent le cycle avec plus de précision. Le modèle à Potentiel visco-élastique semble plus précis dans ce cas. Le modèle de Dahl Généralisé présente l'inconvénient majeur d'être nettement plus lourd en terme de résolution, en raison de l'ajout d'une équation différentielle

supplémentaire par adaptateur.

Aussi, la détermination des paramètres caractéristiques (raideur et amortissement) des modèles standard et à potentiel visco-élastique effectuée dans ce chapitre, à partir d'une caractérisation expérimentale à 5,7Hz, établit définitivement ces deux modèles. Leurs utilisations ultérieures sont donc faites à partir de ce jeu de paramètres. De plus, ce modèle de Dahl Généralisé n'est pas actuellement implanté dans le code de mécanique du vol HOST. Le calcul des charges adaptateur de traînée sera donc réalisé à partir des modèles d'amortissement standard et visco-élastique, déjà implantés.

Charges rotor : simulations numériques et mesures

Les modèles aéro- et élasto-dynamiques sont combinés pour créer un ensemble représentatif du comportement dynamique du rotor.

La modélisation aérodynamique repose sur une représentation bi-dimensionnelle de la portance et de la traînée, à laquelle sont couplés des modèles de vitesse induite permettant de déterminer la vitesse incidente aux profils. Parallèlement, les modèles élasto-dynamiques représentent la chaîne de commande, l'adaptateur de traînée et la pale.

La mise en oeuvre de ces modélisations est réalisée avec le code de mécanique du vol HOST, qui considère l'assemblage complet de l'hélicoptère. Ici, l'étude se concentre sur le moyeu rotor et les modèles associés.

Le calcul des charges rotor repose sur l'évaluation des modèles et leur comparaison avec des mesures. Une campagne d'essais a été menée et a permis de construire une base de données contenant les efforts auxquels est soumis le rotor. L'effet des différents modèles est évalué relativement à ces mesures.

La finalité du chapitre est de présenter le rôle de chaque modèle sur le résultat des simulations numériques et donc sur les charges calculées. Cette analyse a pour objectif d'établir le niveau de précision des simulations et de déterminer l'influence de chaque modèle. Ainsi, il sera possible de choisir le meilleur compromis précision/coût/robustesse pour rendre les études de charges sur les pales à double flèche fiables et industrialisables.

1 Outil de simulation numérique pour le calcul de charge : HOST

1.1 Charges rotor : définitions

Il convient de dissocier les charges **statiques** des charges **dynamiques**. Les charges statiques sont déterminées en calculant des cas dit "forfaitaires" qui sont des virages ou des ressources à forts facteurs de charge, des vols en sur-vitesse et en sur-couple, qui ont pour but de couvrir les charges maximales que l'appareil pourrait être amené à subir au cours de son cycle de vie (en étant toutefois hors du domaine de vol). Les charges dynamiques servent au dimensionnement en fatigue, c'est à dire déterminer le nombre de cycles admissibles sous une certaine charge. Elles sont obtenues en analysant la fréquence d'apparition des charges maximales au cours du fonctionnement du rotor. Les deux types de charges sont calculés pour des régimes permanents, le régime transitoire n'entrant pas pour l'heure dans le cadre des études de charges dimensionnantes. Les charges pales servent à étudier l'ensemble du spectre de chargement du rotor et sont donc exprimées à partir de la discrétisation radiale et azimutale du calcul.

Les sollicitations dynamiques sont induites par la rotation du rotor (inertie, centrifuge, Coriolis) et par l'excitation aérodynamique qui agit sur la structure. Les charges moyeu sont les efforts de commande, représentés par l'effort F_{BDP} dans les bielles de pas et la force de restitution F_R de l'adaptateur. Les charges pales sont les moments de flexions M_yG et M_zG , les moments de torsion M_xG , et les forces F_xG , F_yG et F_zG , exprimées tout au long de l'empilement des sections de pale.

La vitesse de rotation du rotor est un compromis entre puissance nécessaire, Mach en extrémité de pale, émissions acoustiques du rotor et vitesse d'avancement. L'effort centrifuge équivalent à un effort radial par section raidit la pale en flexion et limite ses déformations. Ce phénomène est facilement observable : au repos, la flèche de la pale sous son poids propre est importante, alors qu'en rotation, la déflexion est faible.

Les charges globales - forces et moments globaux - représentent le chargement total résultant de la mise en équilibre du rotor sous efforts aéro-mécaniques.

Les moments globaux représentent l'équilibre entre les sollicitations extérieures et intérieures au système mécanique, pour déterminer l'équilibre de la pale (voir aussi l'équation (4.7)) :

$$M_{globaux} = M_{aero+ext.} - M_{inertiels} \quad (5.1)$$

Les charges globales sont étudiées en s'appuyant sur des essais réalisés en laboratoire et en vol, pour le moyeu de l'hélicoptère EC155.

1.2 Fonctionnement et articulation des modèles dans le logiciel HOST

Le code HOST[75] a pour objectif de proposer une représentation de l'hélicoptère dans sa globalité en simulant des cas de vol. L'architecture du code, à partir de couches (figure (4.10)), liées par des liaisons cinématiques associe différents modèles en fonction des objectifs de la simulation. Ses principales fonctionnalités sont :

- La mise en équilibre de systèmes mécaniques pour déterminer les conditions d'équilibre du système en fonction des conditions initiales.

- Les simulations temporelles d'un système soumis à une loi de commande évolutive ce qui permet par exemple d'analyser les qualités de vol de l'appareil.
- La linéarisation de systèmes sous forme d'équations d'états afin d'étudier la stabilité et la réponse en fréquence.

Ces diverses fonctionnalités font de HOST un code utilisé pour les calculs de mécanique du vol, le calcul de charges, l'analyse vibratoire et la simulation d'entraînement.

Les macro-modèles à considérer sont les suivants :

- Le modèle PALE gère la pale, le manchon, la bielle de pas et le calcul de l'aérodynamique de la pale décrite par la méthode bi-dimensionnelle, présentée au chapitre 3.
- Le modèle ROTOR gère le mât rotor et les modélisations de la vitesse induite (Meijer-Drees et FiSUW).
- Le modèle PLATEAU calcule le pas des pales à partir des contributions collective θ_0 et cycliques θ_1 et θ_2 . Ce modèle décrit donc le mouvement des attaches basses des biellets de pas.
- Le modèle ADAPTATEUR regroupe les différentes modélisations d'adaptateurs de traînées.
- Le modèle SILLAGE est dédié à la modélisation du sillage tourbillonnaire des pales (modèle METAR).

Les modèles développés dans les chapitres 3 et 4 s'intègrent dans ces sous-ensembles. HOST calcule l'équilibre du système par résolution des équations de la dynamique. Le principe consiste à effectuer en premier lieu une itération qui décrit la cinématique de l'ensemble à partir des commandes imposées (couches amont → couches aval), puis dans un second temps une itération de calcul des efforts à partir des pales (couches aval → couches amont).

Soit le **vecteur de décision** V_D constitué de commandes (collectives, cycliques, rotor arrière), de composantes du mouvement (vitesses, assiettes...) et de composantes harmoniques de variables d'états (variable à rechercher lors de l'équilibre). Ce vecteur comporte l'ensemble des inconnues à déterminer.

Soit le **vecteur des fonctions de décision** F_D constitué d'observations (des accélérations, vitesses) et de fonctions d'états. Il représente l'ensemble des variables imposées conditionnant le problème et définissant donc son état initial.

La résolution de l'équilibre du système détermine l'ensemble des inconnues à partir des fonctions d'états. Parmi ces inconnues se trouvent donc les variables du vecteur de décision qui sont obtenues par annulation des fonctions d'état du vecteur de décision.

Un vecteur de perturbation est associé au vecteur de décision et précise la perturbation à appliquer à chaque variable de décision lors du calcul de la matrice d'influence définie par :

$$\left(\frac{\partial F_D}{\partial V_D} \right) \quad (5.2)$$

Les critères de convergence sur les itérations sont définis dans un **vecteur de précision**.

Modèle de vitesse induite	1.A. Meijer-Drees - Description mono-harmonique
	1.B. FiSUW - Description multi-harmoniques (8)
	1.C. METAR - Sillage prescrit
Modèle élastique de pale	2.A. Base avec modes découplés de HOST
	2.B. Base avec modes couplés de MODPAL
	3.A. Transfert des moments des axes élastiques vers l'axe de pas
	3.B. Sans transfert des moments
Modèle de l'adaptateur de traînée	4.A. Masse adaptateur non modélisée
	4.B. Masse adaptateur modélisée
	5.A. Modélisation adaptateur standard à paramètres constants
	5.B. Modélisation adaptateur standard à paramètres variables
	5.C. Modélisation adaptateur à potentiel visco-élastique à paramètres constants
	5.D. Modélisation adaptateur à potentiel visco-élastique à paramètres variables

TABLE 5.1: Liste des modèles (et options) à étudier pour le calcul de charge

La résolution est effectuée par une méthode de gradient (Newton). Deux niveaux itératifs sont définis : l'itération de calcul de la matrice d'influence et l'itération de résolution de Newton à proprement parler qui vise à calculer le vecteur de décision en fonction du vecteur fonctions de décision. Une macro-itération permet de re-calculer la matrice d'influence pour poursuivre la recherche d'équilibre. L'itération de résolution est définie par :

$$(\mathbf{V}_D)_{i+1} = (\mathbf{V}_D)_i - \left(\frac{\partial \mathbf{F}_D}{\partial \mathbf{V}_D} \right)^{-1} \cdot (\mathbf{F}_D)_i \quad (5.3)$$

1.3 Protocole d'analyse numérique

Les premiers chapitres de cette thèse ont développé les différentes modélisations pour simuler le comportement de l'hélicoptère, et alors calculer les charges. L'objectif étant de déterminer la méthode la plus appropriée pour des pales à double flèche, l'étude s'intéresse à l'effet de chaque modèle.

Les différents modèles et leurs options à déterminer sont listées dans le tableau (5.1). Considérant les précédentes conclusions, le modèle de vitesse induite de Pitt & Peters, le recours à la CFD et le modèle de Dahl Généralisé pour l'adaptateur de traînée sont écartés de l'étude. La modélisation mono-corps de la pale n'a pas lieu d'être pour l'étude des charges.

Cependant l'ensemble de ces modèles induit un total de 96 combinaisons. Pour en limiter le nombre, il est choisi de s'intéresser à la contribution de chaque modèle relativement à une configuration de référence qui garantit la plus grande robustesse, détaillée ci après :

- Modèle de vitesse induite de Meijer Drees ;
- Modèle de pale multi-corps articulé (élastique), avec base modale découplée et sans transfert des moments ;
- Modèle adaptateur de traînée standard à paramètres variables, masse prise en compte.

A partir de cette configuration de référence, l'effet de chaque modèle est analysé en cherchant à comprendre la phénoménologie induite. Les charges calculées avec les différentes combinaisons de modélisations sont comparées aux mesures faites pendant les vols d'essais.

2 Approches expérimentales

Les mesures en vol sont un élément clef pour la validation des simulations numériques, et portent sur des pales à double flèche qui ont été testées sur l'hélicoptère EC155.

2.1 Hélicoptère d'essais EC155



FIGURE 5.1: Hélicoptère EC155 Bristow Helicopter

L'hélicoptère EC155 (5.1) est un bi-moteur moyen ayant une masse de quatre à cinq tonnes. Le rotor principal est composé de cinq pales, habituellement droites de rayon 6,3m. Pour les essais, il est équipé de pales BlueEdge™.

Le moyeu présenté figure (5.2a) est du type spheriflex, les articulations de pas, battement et traînée de chaque pale sont donc assurées par une rotule élastomérique excentrée de 0,245m. L'amortissement et le repositionnement des fréquences propres de traînée sont réalisés par un adaptateur inter-pale visco-élastique présenté dans le chapitre précédent.

La pale BlueEdge™, brevetée par Eurocopter a une géométrie à double flèche. La partie courante de la pale ($0 < \frac{r}{R} < 0.6$) est droite et vrillée. La zone de flèche avançante fait un angle de 7° avec l'axe de pas ($0.6 < \frac{r}{R} < 0.85$). La zone de flèche arrière fait un angle de 25° jusqu'à l'extrémité.

Les sections de pale situées dans la zone de double flèche sont déportées de l'axe de pas, tout comme les axes élastiques qui suivent globalement la ligne des 25%. L'écart entre l'axe de pas et la position des axes élastiques crée un bras de levier qui augmente les moments de torsion de la pale et qui est susceptible de générer un couplage battement-torsion.

2.2 Essais en vol

L'étude des charges rotors en vol nécessite de mesurer le torseur d'effort des pales, des bielles de pas et des adaptateurs de traînée. La transmission de l'information du repère tournant au repère fixe est

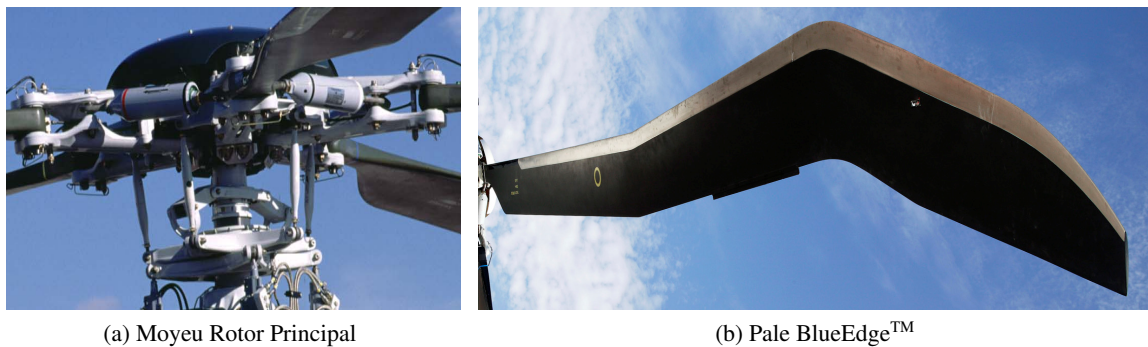


FIGURE 5.2: Rotor de l'hélicoptère EC155

effectuée par un collecteur tournant monté sur le rotor qui limite le nombre de capteurs embarqués.

Instrumentation de la pale

L'instrumentation est réalisée sur deux pales identifiées en rouge et noir. Les jauges de déformation permettent d'accéder aux moments de flexion et de torsion à diverses positions radiales selon le protocole explicité dans [76]. Les jauges pour la flexion sont situées sur l'axe neutre et montées par paire afin de compenser l'écart de mesure dû à l'épaisseur de la pale. La mesure de la torsion est par contre nettement plus complexe, la pale n'étant pas un corps à symétrie de révolution. Deux jauges par station faisant un angle de 90° entre elles sont montées en configuration de pont complet de Wheastone pour compenser les effets de flexion et de traction. Six postes de mesure de flexion et quatre de torsion sont installés entre $0,03R$ et $0,84R$.

Instrumentation de la bielle de pas

Les déformations axiales des biellettes de pas des pales rouge et noire sont aussi mesurées par des jauges de déformation.

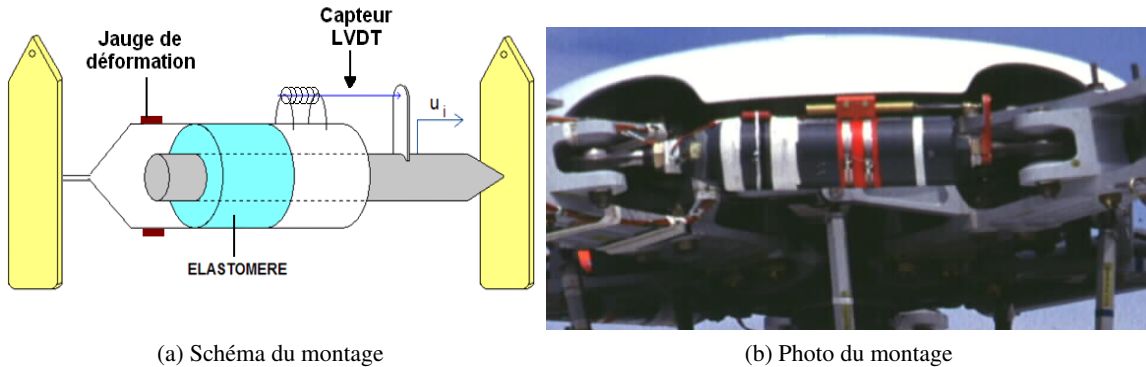
Instrumentation des adaptateurs

Les charges de l'adaptateur de traînée sont mesurées par deux jauges de déformations placées sur la surface extérieure. Un capteur LVDT¹ mesure la déflexion axiale relative par rapport à une patte métallique positionnée perpendiculairement à l'axe, comme illustré par la figure (5.3).

Protocole

La campagne d'essais, réalisée à l'été 2008 a été menée par le département des essais en vol d'Eurocopter à Marignane et a porté sur des vols de palier et de virage. La principale difficulté réside dans le maintien en régime stabilisé de la machine pour l'obtention des mesures. Les conditions d'équilibre de ce

1. Linear Variable Differential Transformer



(a) Schéma du montage
 (b) Photo du montage
 FIGURE 5.3: Instrumentation de l'adaptateur de traînée pour les essais en vol

vol stabilisé sont ensuite répliquées avec un calcul d'équilibre HOST. L'analyse des opérations standard de vol de l'hélicoptère EC155 montre la prédominance du vol en palier qui représente plus de 60% du spectre de vol. Les cas de virage et le stationnaire hors effet de sol contribuent chacun pour 9% à ce spectre. Les cas de vols retenus sont représentatifs d'un spectre simplifié et sont présentés dans le tableau (5.2) :

CAS	Vol	μ	ZP	IAS	Vz	Pitch	Roll	NZ	M
-	-	-	Alti.	V. Air	V. Verticale	Assiette	Roulis	F. Charge	Masse
-	-	-	(ft)	(kt) ¹	(ft/min)	(degré)	(degré)	(g)	(kg)
A	Palier	0,07	2077	31,79	50,2	3,07 ²	1,96	1	4319,75
B	Palier	0,18	6988	82,02	-55,22	-0,15	-0,18	1	4741,67
C	Palier	0,25	10044	110,52	112,63	-1,68	0	0,98	4697,46
D	Palier	0,29	10078	128,91	34,2	-1,44	0,02	1,03	4677,59
E	Virage	0,28	9800	125	-1120	-6,5	-43 ³	1,43	4670

¹ Par convention, les vitesses horizontales s'expriment en noeuds et les verticales en pied/minute.

² Le mât rotor est incliné de 4° vers l'avant, ce qui explique qu'en vol à faible vitesse l'assiette longitudinale de l'appareil reste positive. L'assiette longitudinale est négative à piquer et la latérale est positive pour un virage à droite.

³ Ce cas n'est pas stabilisé, le facteur de charge évoluant de 1,2 à 1,45 pour un angle de roulis variant de 41 à 45°.

TABLE 5.2: Configuration des essais en vol

Ces cas de vol ne génèrent pas des chargements particulièrement importants ; il faudrait par exemple étudier des vols à des rapports d'avancement $\mu = 0,4$ pour en atteindre. L'objectif de l'étude est de caractériser la fiabilité du calcul de charge et le recours à des mesures en vol restreint les cas étudiés. Cette base de données est très intéressante car elle donne l'évolution azimutale des charges, ne se limitant pas aux charges moyennes et maximales souvent utilisées. Le cas E, non stabilisé, correspond à un virage à gauche avec une machine inclinée vers l'avant ; il est utilisé pour les charges adaptateur.

Au chapitre 3, les cas d'étude du chargement aérodynamique sur la pale à double flèche ont été menés sur des paliers correspondant aux cas A à D présentés dans le tableau (5.2).

Les mesures sont analysées en fonction de l'azimut Ψ du rotor. La fréquence d'échantillonnage de 53Hz correspond à une mesure tous les 6,8° d'azimut. Pour les différents cas de vol, la durée d'acquisition est de plusieurs secondes, qui correspond donc à de nombreux tours de rotor. Les paramètres de vol n'étant jamais parfaitement stabilisés (cf. annexe (C.1)), il a été choisi d'analyser les résultats à partir

d'une moyenne glissante sur cinq périodes.

3 Charges de l'adaptateur de traînée

La prévision des charges adaptateur dépend donc de la cinématique des pales tout autant que de la qualité intrinsèque du modèle d'amortissement. La démarche adoptée pour la prévision des charges se décompose en trois étapes :

- Une analyse du comportement en vol de l'adaptateur, les mesures en vols étant complétées par des essais au banc ;
- A partir de la réplique des signaux expérimentaux, la validation des modèles lorsqu'ils sont soumis à une excitation en déplacement ;
- Enfin, la détermination des charges de l'adaptateur pour des cas de vol entièrement simulés en utilisant HOST.

Les paramètres caractéristiques des modèles ont été établis au chapitre 4 à partir du cyclage à 5,7Hz. Dans le cas d'excitations purement sinusoïdales à 5,7Hz (vitesse du rotor $\Omega=342\text{tr/min}$ soit $f=5,7\text{Hz}$), le comportement des modèles est très bon. L'objet de cette section est alors d'appliquer ces modèles à des cas de vol réels. Le fonctionnement des adaptateurs a été mesuré au cours des vols d'essais, en enregistrant les déflexions et forces de restitution.

3.1 Mesures des charges en vol

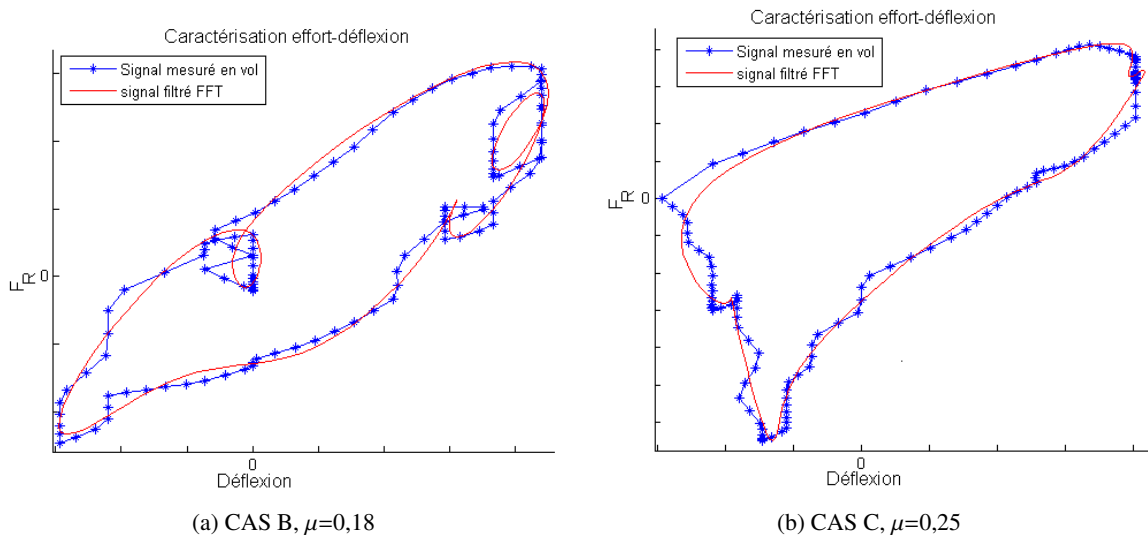


FIGURE 5.4: Boucles effort-déflexion mesurées en vol et filtrées les 6 premiers harmoniques

La figure (5.4) présente les boucles effort-déflexion mesurés en vol de l'adaptateur. Le tracé bleu représente les points de mesure alors que la courbe rouge répond à un filtrage par FFT qui lisse les courbes. L'utilité du filtrage est explicité plus loin, à partir des figures (5.6) et (5.5).

Pour le cas à $\mu=0,18$, l'adaptateur est soumis pendant un tour rotor à plusieurs changements de sollicitation alternant traction et compression à quatre reprises, entraînant la création de petites boucles. Le passage de la traction à la compression entraîne une chute de raideur soudaine. L'étude du cas à

$\mu=0,25$ est par contre plus surprenante. En traction, le comportement semble cohérent avec une évolution presque linéaire entre $-0,4$ et $0,4\text{mm}$. En compression, le comportement sur la gamme de déflexion $(0,4 ; -0,2)\text{mm}$ est logique mais un point singulier apparaît à $-0,2\text{mm}$ avec un raidissement très important de l'adaptateur. Pour une déflexion très faible, la force de restitution passe de -3kN à $-6,5\text{kN}$. En poursuivant la compression la force de restitution décroît finalement jusqu'à retrouver une valeur cohérente avec l'hystérésis à $-0,4\text{mm}$ et $-2,5\text{kN}$. Ce type de comportement s'observe sur d'autres cas avec à chaque fois un raidissement très important lorsque la force de restitution atteint -4kN . La position en compression varie entre $-0,2$ et $-0,5\text{mm}$. Cette observation est faite pour un azimut $\Psi=230^\circ$.

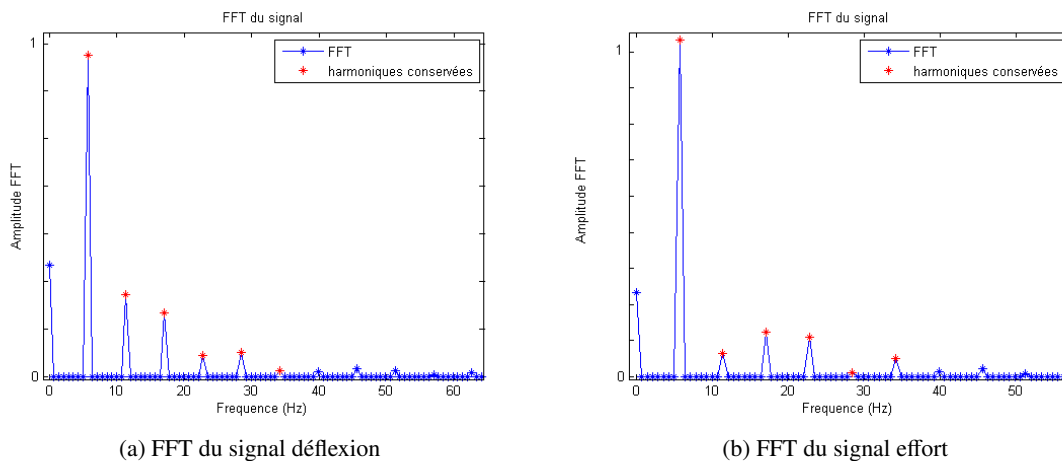


FIGURE 5.5: Décomposition harmonique des signaux mesurés en vol - CAS C, $\mu=0,25$

Les décompositions en série de Fourier de ces signaux tracées sur la figure (5.5) illustrent la prédominance de l'harmonique fondamental par rapport aux suivants. Le signal se décompose avec 6 harmoniques principaux (éventuellement 9) aux fréquences multiples de la fréquence de rotation Ω . Le premier harmonique prépondérant à la fréquence de 1Ω est dû à la rotation du rotor dans un écoulement à vitesse non nulle. La figure (C.2) en annexe confirme ces observations.

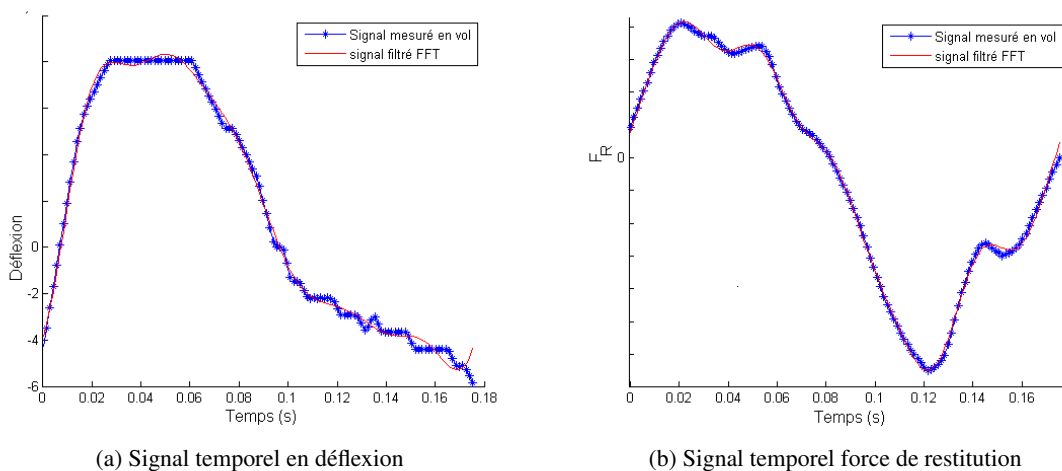


FIGURE 5.6: Evolution temporelle des mesures en vol brutes et filtrées sur l'adaptateur de traînée - CAS C, $\mu=0,25$

Les figures (5.6a) et (5.6b) présentent les signaux temporels de la déflexion et de l'effort de restitution de l'adaptateur de traînée mesurés au cours d'un vol à $\mu=0,25$ et moyennés sur cinq périodes. La résolution du capteur de déplacement LVDT est de 5.10^{-5} mm et apparaît clairement sur la figure (5.6a). Le lissage prend ici son importance, alors que c'est moins sensible pour la mesure d'effort, réalisée au moyen de jauges de déformation. Outre de lisser la résolution du capteur de déplacement, la décomposition harmonique sera utile pour évaluer les modèles, les coefficients de la décomposition étant utilisés comme variable d'entrée. Il est choisi d'utiliser les six premiers harmoniques.

Au regard de la conception de l'adaptateur, son comportement ne trouve aucune explication rationnelle. En effet il semblerait que pour une compression d'environ -0,4mm par rapport à la position initiale, une force de restitution en compression supérieure à 3kN entraîne un soudain raidissement du matériau viscoélastique, avant qu'il n'atteigne un état de relâchement entraînant un rapide relâchement de la raideur. Une rupture brusque du matériau viscoélastique s'explique cependant assez difficilement.

Ce comportement particulier invite à compléter l'analyse en s'appuyant sur des mesures complémentaires.

3.2 Mesures des charges sur banc avec sollicitations répliquées du vol

Des essais complémentaires répliquant les déflexions et forces de restitution mesurées en vol sont effectués en laboratoire. Les cas de vol du tableau (5.2) sont répliqués. L'essai est réalisé sur un adaptateur neuf (ce n'est pas celui utilisé pour les vols). La raideur diminuant avec l'usure du matériau viscoélastique, l'adaptateur d'essai peut présenter un effort de restitution qui majore les mesures en vol. A partir du banc d'essais 10kN (cf. chapitre 4, figure (4.18)), le protocole est le suivant :

- Réplique de la déflexion mesurée en vol en asservissant le banc en déflexion, et en mesurant la force de restitution ;
- Réplique de la force mesurée en vol en asservissant le banc en effort et en mesurant la déflexion.

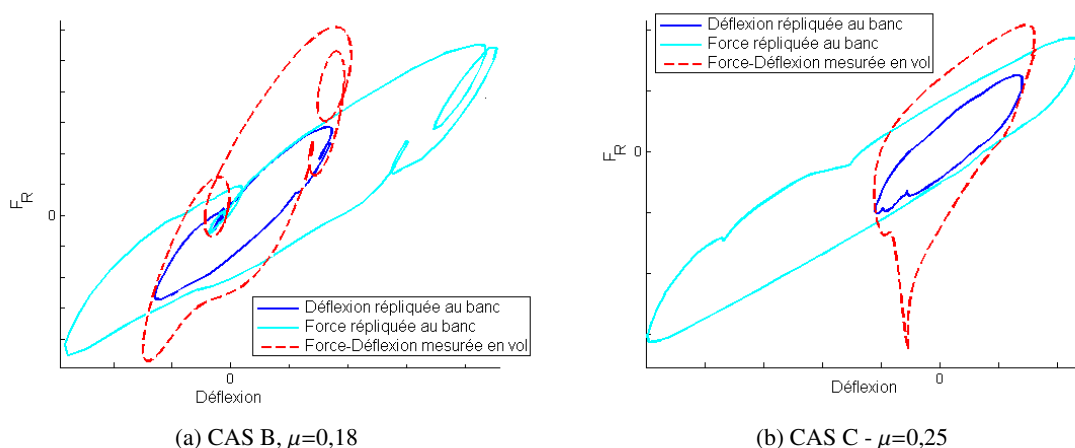


FIGURE 5.7: Réplication des déflexions et force de restitution mesurées en vol sur le banc d'essais 10kN - autres cas en annexe figure (C.3)

La figure (5.7b) présente les résultats de la réplique des essais en vol pour le cas qui pose question à $\mu=0,25$. Le banc est asservi avec la déflexion mesurée en vol puis avec l'effort. Le raidissement

apparaissant sur la boucle de l'essai en vol à partir de -3kN n'est pas reproduit par les essais au banc. L'asservissement en déplacement produit une force de restitution dont l'amplitude est inférieure à celle du vol alors que l'asservissement en effort donne une déflexion dont l'amplitude, surtout en compression ($u < 0$ mm), est faible.

Cependant, en ignorant le "pic" d'effort à -6kN mesuré en vol, il apparaît que les raideurs limite (pente des boucles) des trois essais sont proches. Ces observations laissent penser que la mesure de la déflexion en vol est erronée. Le capteur LVDT utilisé présenterait une défaillance en compression qui affecterait la mesure de déflexions inférieures à -0,3mm. La deuxième figure (5.7) fait également apparaître un important écart entre la mesure en vol et la réplification.

Le capteur LVDT se présente sous la forme d'une tige métallique qui coulisse dans un solénoïde et qui crée par induction une différence de potentiel convertie en distance. Ce capteur, embarqué sur l'adaptateur est soumis à une force centrifuge importante. Aussi, la vitesse de rotation du rotor impose la fréquence du premier harmonique à 5,7Hz. Ces conditions de fonctionnement particulières autorisent de remettre en cause la mesure de la déflexion. L'effort est mesuré par des jauges de déformation, certainement moins affectées par les effets centrifuges et fréquentiels.

Etant données ces conclusions, il sera choisi dans la suite de retenir les données suivantes :

- Déflexion : obtenue au banc d'essais asservi en effort (réplication de l'effort mesuré en vol) ;
- Effort : mesuré en vol par les jauges de déformation.

3.3 Calcul des charges adaptateur avec sollicitations répliquées du banc d'essais

Ayant constitué une base de données expérimentales combinant des mesures en vol et des essais au banc, il est possible de s'intéresser à la qualité des modèles.

Les modèles standard et à potentiel visco-élastique (formulation à paramètres constants et variables) sont soumis à une excitation en déflexion répliquée des essais au banc.

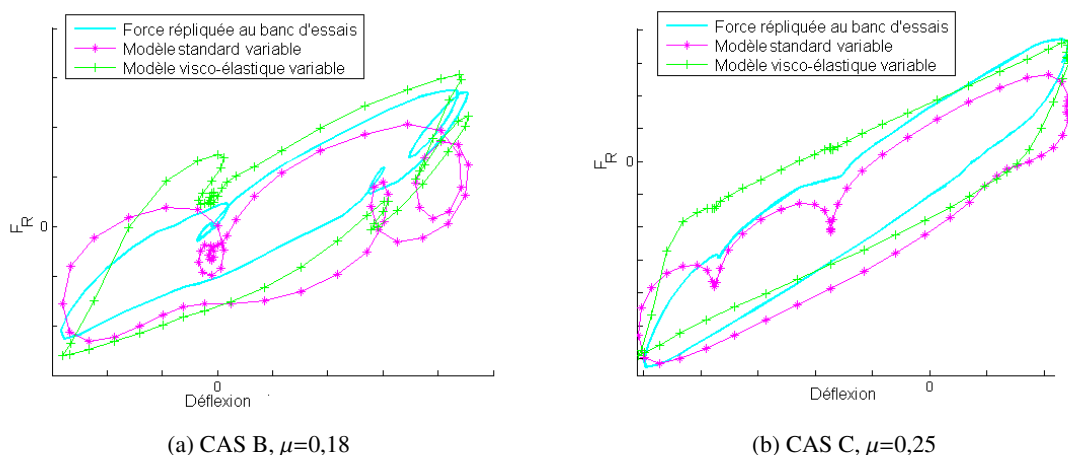


FIGURE 5.8: Réponse des modèles adaptateurs de traînée à une déflexion imposée

La figure (5.8) présente les boucles effort-déflexion des deux modèles pour les cas à $\mu=0,18$ et $\mu=0,25$. La force de restitution calculée est proche de celle donnée par la mesure. Le modèle standard a

tendance à sous-estimer l'effort restitué en traction. La raideur maximale, caractérisée par la pente de la boucle en extrémité de cycle (traction ou compression maximale) n'est pas prédite. L'amortissement (aire de l'hystérésis) reste dans un ordre de grandeur proche. Le modèle à potentiel visco-élastique présente l'avantage d'un meilleur comportement pour les raideurs limites en prenant en compte le changement de sens de déplacement, son amortissement est par contre largement sur-estimé pour le cas de cet adaptateur.

L'amplitude des efforts calculés par le modèle à potentiel visco-élastique est très satisfaisante, l'erreur étant d'environ 10% alors que le modèle standard induit une erreur double.

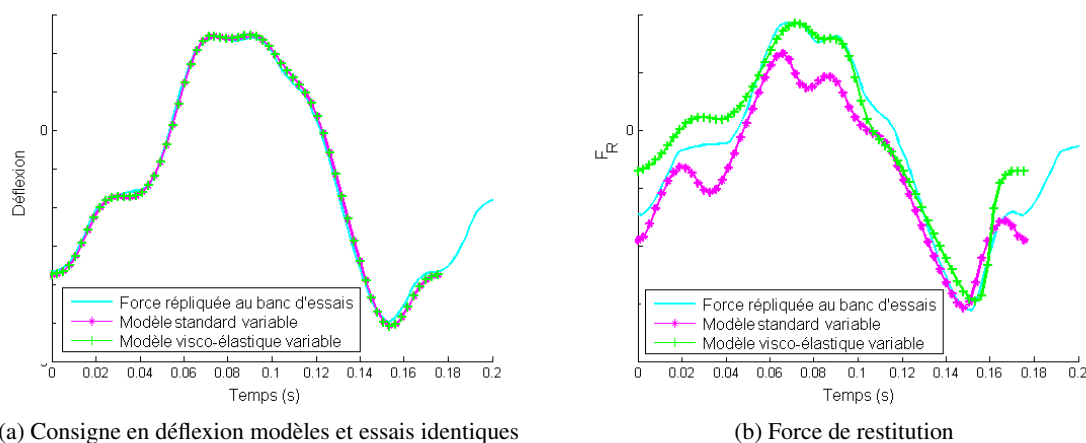


FIGURE 5.9: Réponse temporelle des modèles d'adaptateur de traînée à une déflexion imposée - CAS C, $\mu=0,25$

Les réponses temporelles en déflexion et force sont présentées figure (5.9). L'amplitude et la phase de la force de restitution sont conformes à la mesure. Le modèle standard sous-estime la force de restitution alors que le modèle visco-élastique donne de bons résultats.

Lorsqu'ils sont sollicités en déflexion, les modèles d'adaptateur apportent une précision satisfaisante pour le calcul de la force de restitution. Intégrés à un modèle de mécanique du vol, leur réponse évolue notamment en raison de leur action sur la cinématique des pales (en battement et traînée).

3.4 Calcul des charges adaptateur - simulation de cas de vol

Les modèles sont maintenant intégrés dans le code HOST. Les cas de vol sont simulés à partir des conditions d'équilibre répertoriées dans le tableau (5.2).

Les figures (5.10a) et (5.10b) présentent les résultats des simulations pour les deux cas de vol traités. La première remarque importante est que les adaptateurs fonctionnent principalement en compression. En effet, les boucles du modèle standard sont centrées autour de -1mm alors que celle du modèle à potentiel visco-élastique autour de -1,8mm. La précharge est due à la condition de montage, l'adaptateur devant être comprimé lorsqu'il est installé sur le rotor. Aussi, en fonctionnement, la conicité du rotor accentue cette précharge de l'adaptateur.

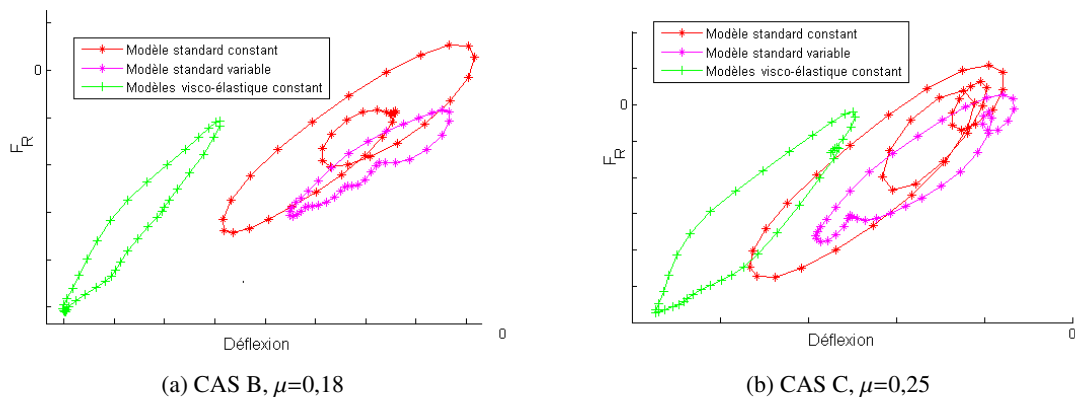


FIGURE 5.10: Calcul des charges de l'adaptateur de traînée à partir d'une simulation d'équilibre avec HOST

Ensuite, concernant la forme des boucles calculées, il faut distinguer le comportement du modèle standard et du modèle à potentiel visco-élastique. La raideur moyenne représentée par la pente de la boucle est sensiblement identique. La raideur calculée en extrémité de cycle par le modèle à potentiel est plus importante, le modèle standard présentant seulement une boucle arrondie.

Le comportement des deux modèles diffère en raison de la précharge, le modèle à potentiel visco-élastique étant plus sollicité en compression et restituant alors des efforts plus importants.

3.5 Synthèse sur la prévision des charges adaptateur

La paramétrisation des modèles permet une bonne représentation du comportement pour des sollicitations mono-fréquentielles sinusoïdales. Pour ces cas, le modèle à potentiel visco-élastique à paramètres variables apparaît particulièrement bon.

La prévision des charges en fonctionnement peut s'effectuer selon deux approches : soit en connaissant le mouvement en traînée, mesuré en vol par exemple, et en imposant alors une déflexion au modèle qui restitue la force ; soit en simulant un vol avec HOST pour un modèle d'hélicoptère complet. Pour ce cas, il faudra prêter une attention particulière à la pré-contrainte.

4 Influence des modèles pour la prévision des charges pales

Le calcul des charges pales suppose l'examen des différents modèles élasto-dynamiques et aérodynamiques afin de déterminer leur effet. Dans l'optique de la validation du calcul pour les pales à double flèche, il convient de déterminer la meilleure configuration de calcul disponible.

Les charges pales peuvent être présentées sous trois formes : en fonction de l'envergure, en exprimant la valeur dynamique maximale et la moyenne sur les azimuts ; en fonction de l'azimut en exprimant la dynamique pour une position radiale donnée ; ou enfin par une représentation tridimensionnelle établissant les moments dynamiques pour l'ensemble du disque rotor.

Les besoins industriels s'intéressent à la représentation des valeurs dynamiques maximales et moyennes, par contre cette étude s'intéresse plus à l'évolution en fonction de l'azimut.

A partir de la configuration de référence (présentée précédemment section 1.3), l'étude s'intéresse aux modélisations de l'adaptateur de traînée, aux modèles de pale ainsi qu'aux modèles de vitesse induite.

4.1 Rôle du modèle adaptateur pour le calcul des charges pales

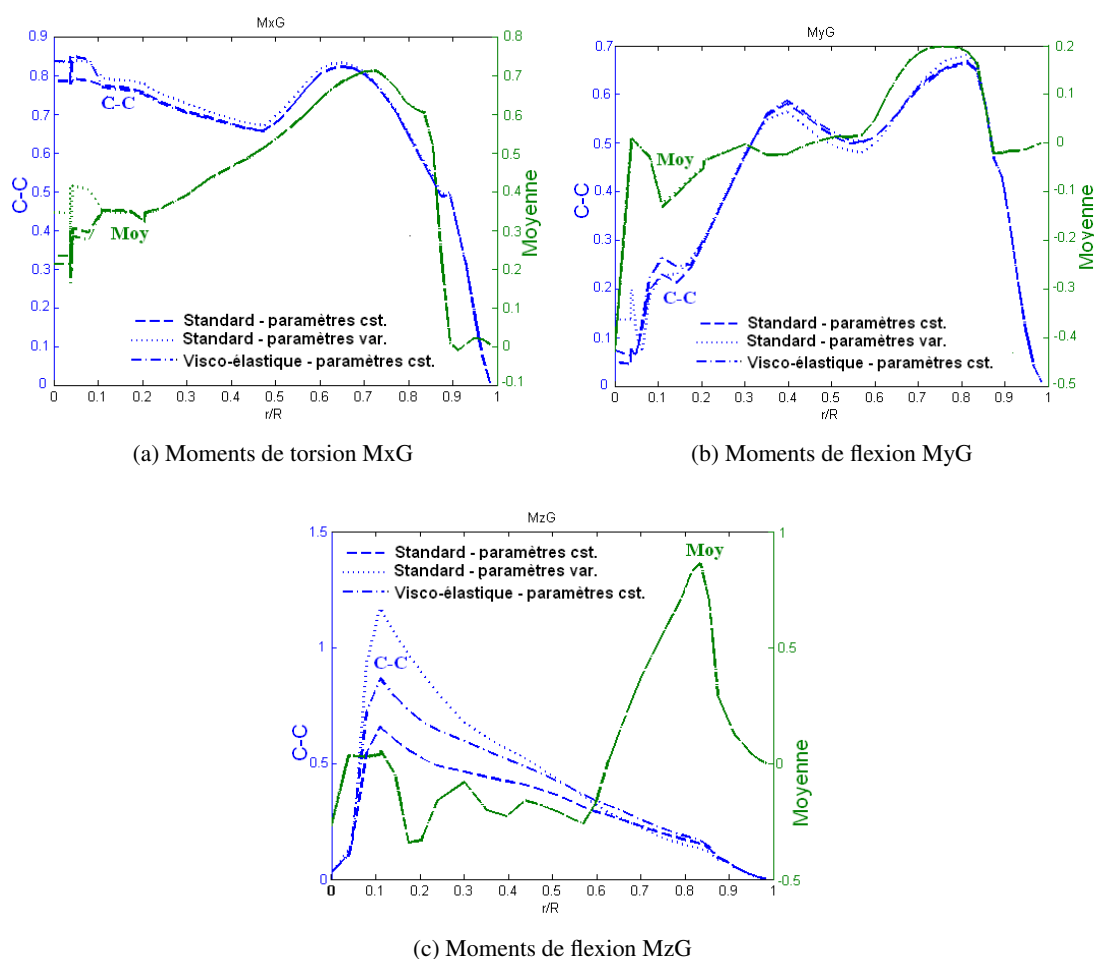


FIGURE 5.11: Charges dynamiques en fonction du modèle d'adaptateur, FISUW - CAS C, $\mu = 0,25$

La figure (5.11) présente les moments dynamiques le long de la pale, en valeur crête-à-crête (C-C) et en valeur moyenne (Moy). Les trois modèles présentés en détails dans le chapitre précédents sont :

- Le modèle standard à paramètres constants modélise la raideur comme une fonction linéaire de la déflexion ;
- Le modèle standard à paramètres variables accepte des coefficients de raideur et d'amortissement variables en fonction de plages de déflexion ;
- Le modèle à potentiel visco-élastique à paramètres constants² modélise la raideur avec un potentiel

2. Retenus à la place des paramètres variables pour améliorer la robustesse.

dépendant du signe de la vitesse de déflexion.

Les moments de battement et de torsion sont très peu affectés par le modèle utilisé contrairement à celui de traînée. La moyenne des moments est presque inchangée. La dynamique représentée par la valeur crête à crête est très influencée surtout en pied de pale à proximité de l'articulation et donc au niveau de l'attache adaptateur. Le rapport de deux entre les modèles à paramètres constants et variables s'explique notamment par le calcul de la raideur maximale qui est erronée avec le modèle à paramètres constants : cette raideur étant sous estimée, le moment de traînée est également sous estimé. L'écart entre le modèle visco-élastique et le standard à paramètres variables atteint 35% sur maximum du moment de traînée.

Le modèle standard à paramètres constants a montré ses limites (cf. section précédente) et ne doit pas être retenu. Par contre, les modèles visco-élastique et standard à paramètres variables calculent des moments de torsion et de battement très proches. La moyenne n'est donc que peu affectée, seule l'amplitude dynamique varie. De manière générale, la plus grande fiabilité du modèle standard pousse à l'utiliser autant que possible.

Le modèle ROTOR repose sur des hypothèses simplificatrices dans la description de la tête rotor, les propriétés massiques de l'adaptateur n'interviennent pas. Etant donnée l'importance de la force centrifuge agissant sur les composants du rotor, l'effet des masses sur les charges pales est étudié.

La force centrifuge d'un corps rigide s'exprime par la formule :

$$F_c = m \cdot r_G \cdot \Omega^2 \quad (5.4)$$

avec m la masse du solide, r_G la distance du centre d'inertie au centre de rotation et Ω la vitesse de rotation. Les attaches des adaptateurs sont à 0,7m de l'axe de rotation du rotor qui tourne à 342tr/min. La force centrifuge agissant sur un adaptateur de 2,8kg est donc de 2500N.

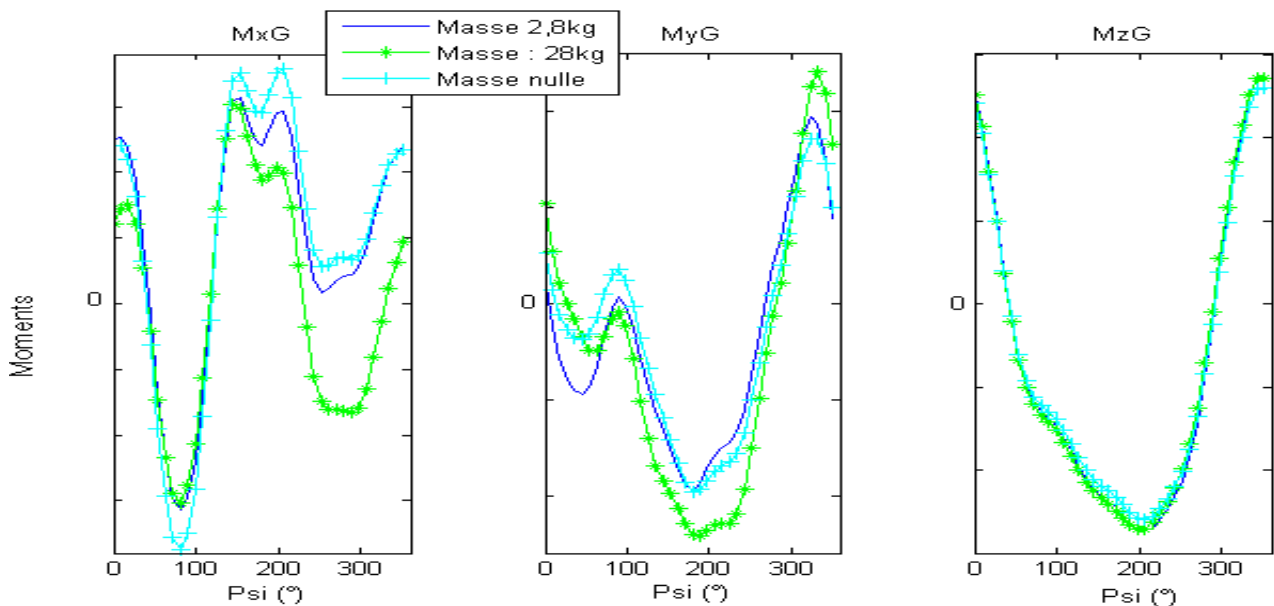


FIGURE 5.12: Influence des efforts centrifuges dus à la masse de l'adaptateur ($M=0$; 2,8 et 28kg) sur les moments en fonction de l'azimut à $r/R=7\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$

La figure (5.12) montre le faible effet de la masse de l'adaptateur sur les moments : le moment de torsion M_xG diminue alors que celui de battement M_yG augmente avec la masse. L'effet sur les moments de traînée M_zG est négligeable.

Les modélisations de l'adaptateur n'ont qu'une faible influence sur l'évolution des charges pales.

4.2 Rôle des modèles de pale

Le modèle de pale élastique (articulée) est soupçonné d'être à la source des écarts entre les calculs et les mesures en vol observées lors des premières campagnes de vol réalisées avec des pales à double flèche qui sortent des hypothèses de pale droite. Le modèle calcule l'énergie élastique sur l'axe de pas et non sur les axes élastiques. La double flèche induit des couplages torsion-battement à considérer.

Le logiciel MODPAL repose sur l'utilisation de matrices de transfert [77] et donne une base dont les modes sont couplés, qui peut être utilisée dans HOST en lieu et place de la base découplée. Ce code respecte les hypothèses de pale droite de HOST.

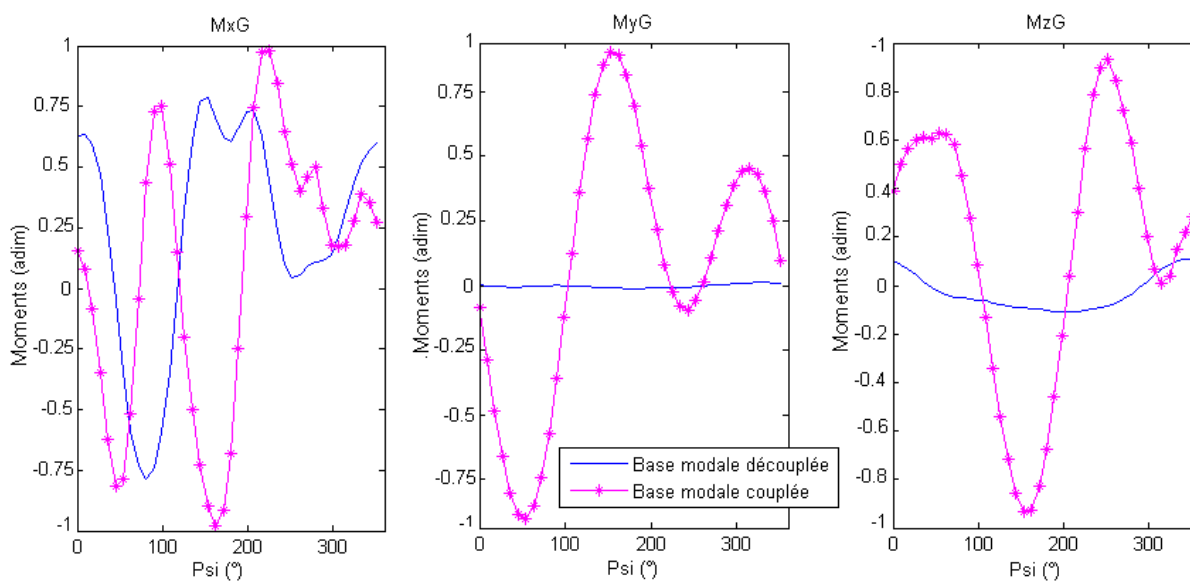


FIGURE 5.13: Moments à $r/R=7\%$ avec des bases modales couplée et découplée - CAS C, $\mu = 0,25$

Les résultats présentés figure (5.13) comparent les charges en pied de pale obtenues avec les bases modales découplée et couplée. Le calcul du moment de torsion donne une amplitude dont l'ordre de grandeur est acceptable, cependant la dynamique est sensiblement modifiée. Par contre, les moments de flexions obtenus ne sont pas cohérents avec les efforts mis en jeu sur le rotor d'hélicoptère.

La base modale couplée utilisée ne permet pas de faire converger le modèle. Cette base a pu montrer des résultats satisfaisants, notamment sur les pales droites du rotor 7A. Il semblerait donc que ce soit l'influence de la double flèche qui pose des problèmes, certainement en raison des hypothèses sur les axes élastiques et sur les sections considérées orthogonales à l'axe de pas.

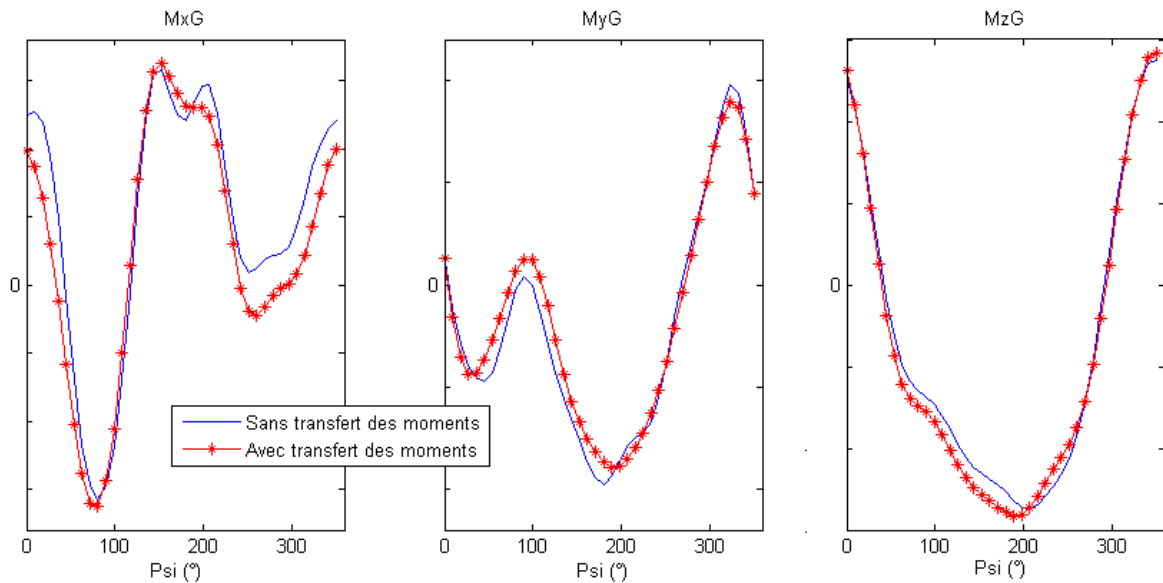


FIGURE 5.14: Effet du transfert de l'énergie élastique sur les moments à $r/R=7\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$

Le transfert des moments³ intervenant dans le calcul de la dérivée de l'énergie élastique par les équations (4.13) et (4.14) agit sur les équations du mouvement et affecte les moments calculés en pied de pale. La torsion est particulièrement impactée.

Cette correction a été implémentée à l'origine pour compenser le faible déport existant sur les pales droites. Pour des pales à flèches importantes, son influence illustrée par la figure (5.14), ainsi que l'ensemble des configurations étudiées pendant la thèse ont montré qu'il était plus pertinent de pas appliquer ce déport.

4.3 Rôle des modèles de vitesse induite

Comme illustré au chapitre 3, les modèles Meijer-Drees, FiSUW et METAR calculent des répartitions de vitesse induite différentes, affectant le chargement aérodynamique. Il s'agit d'étudier l'influence respective des trois modèles sur les charges pale.

Dans un premier temps par souci de clarté, seuls les modèles Meijer-Drees et FiSUW sont comparés aux mesures en vol sur la figure (5.15).

Les moments de torsion MxG augmentent en s'approchant du pied de pale ($r/R=7\%$). FiSUW est meilleur pour le calcul du contenu harmonique et de l'amplitude des oscillations. Cependant, les modèles Meijer Drees et FiSUW sont proches au niveau de l'amplitude crête à crête. Les écarts sur les moments de battement MyG sont différents. L'évolution en fonction de l'azimut est calculée avec précision, cependant l'amplitude est largement sous estimée. Le battement en pied de pale atteint 200 daN·m en vol alors que les modèles calculent un moment maximum de 100 daN·m. Cette différence se trouve au niveau d'une oscillation de battement qui apparaît en pale avançante ($\psi = 90^\circ$) pour laquelle les modèles calculent une amplitude trop faible. Le moment de traînée MzG est également sous-estimé. Le contenu harmonique

3. Transfert de moment visant à compenser le déport des centres élastiques par rapport à l'axe de pas.

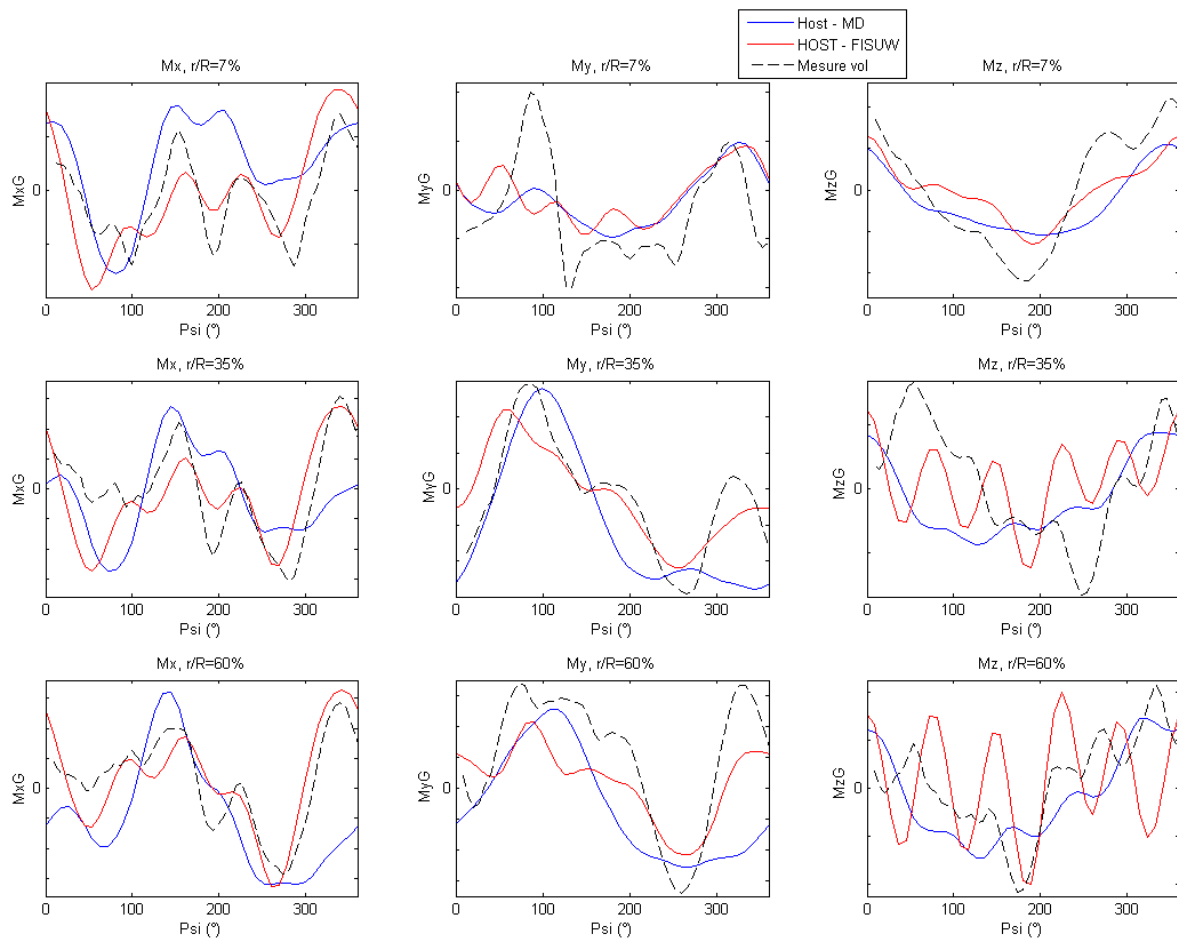


FIGURE 5.15: Charges pales globales calculées avec Meijer Drees et FiSUW comparativement au vol pour trois rayons $r/R=7\%$, 35% et 60% - CAS C, $\mu = 0,25$

du signal qui a une phase cohérente fait apparaître des différences d'amplitude importantes. Ainsi, FiSUW calcule une traînée qui évolue sur 5 périodes, alors que la mesure en vol se compose d'une période prédominante.

De manière générale, le calcul des moments avec le modèle FiSUW est intéressant puisque capable de reproduire avec une bonne précision les oscillations mesurées. Il est retenu pour effectuer des comparaisons avec le modèle METAR.

Les résultats des calculs utilisant le modèle METAR sont présentés figure (5.16) (un complément est présenté en annexe figure (C.4)), comparativement à FiSUW et au vol. Les maximums des moments de torsion sont nettement amplifiés, en raison de l'interaction de la pale avec le sillage. La présence de la flèche augmente la tendance à la torsion du profil. Le signal présente le même nombre de périodes que pour le cas de vol, mais les amplitudes sont plus marquées. L'amplitude calculée des moments de traînée et de battement est proche de la mesure.

Comparativement au modèle FiSUW, le modèle METAR n'apporte pas d'améliorations pour le calcul des charges pale. FiSUW est plus approprié notamment pour sa capacité à reproduire le contenu harmonique mesuré en torsion et battement. Le moment de traînée MzG calculé par ces deux modèles

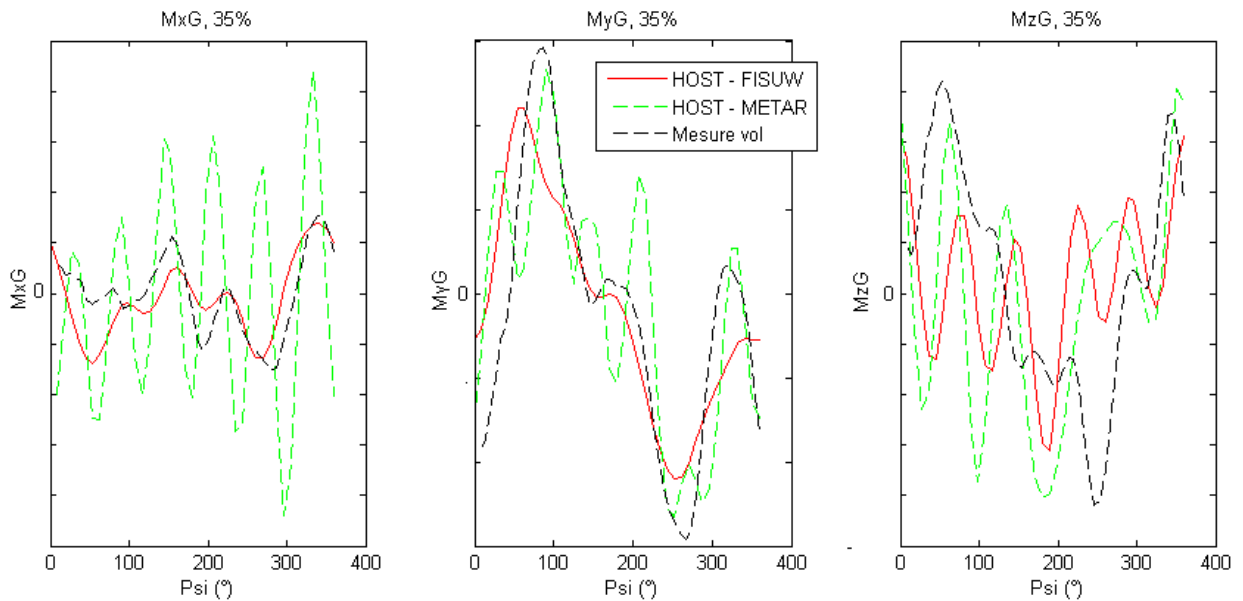


FIGURE 5.16: Charges pales globales calculées avec FiSUW et METAR comparativement au vol à $r/R=35\%$ - CAS C, $\mu = 0,25$

est par contre moins satisfaisant, peut-être en raison de l'impact de la double flèche qui a tendance à augmenter le moment sous l'effet de la force centrifuge.

4.4 Efforts de commande

Les efforts dans la bielle dépendent de la consigne de pas et de la torsion en pied de pale. Ils sont mesurés par des jauges collées sur le corps cylindrique de deux bielles déphasées de 72° . Les efforts présentés dans ce qui suit sont calculés avec HOST, basé sur les modèles adaptateur standard, pale sans déport et FiSUW.

La figure (5.17) compare les efforts calculés et mesurés pour 4 cas de vol. Le cas de basse vitesse ($\mu=0,07$) est à considérer séparément. En effet, cette vitesse correspond à la transition entre le vol stationnaire et le vol d'avancement. Le souffle du rotor est alors en interaction avec les ensembles arrières de l'appareil. Cette phase de transition dans laquelle les vibrations sont importantes n'est pas modélisée, les efforts de commandes calculés qui paraissent négligeables au regard de ceux mesurés doivent être observés avec prudence.

Pour les cas de palier à vitesse plus élevée, la prévision du contenu harmonique de l'effort de bielle est satisfaisante. L'amplitude de l'effort dynamique est sous estimée d'environ 40%. L'effort dans la bielle est complexe à déterminer puisqu'il dépend de la tendance à cabrer ou à piquer de la pale. La position du foyer aérodynamique a une influence importante sur le signe de cet effort. La présentation des répartitions de coefficients de tangage C_m a montré que les modèles aérodynamiques calculent un chargement trop faible par rapport aux essais en soufflerie. Cette contribution, négligeable au regard de la réalité peut expliquer les trop faibles efforts calculés.

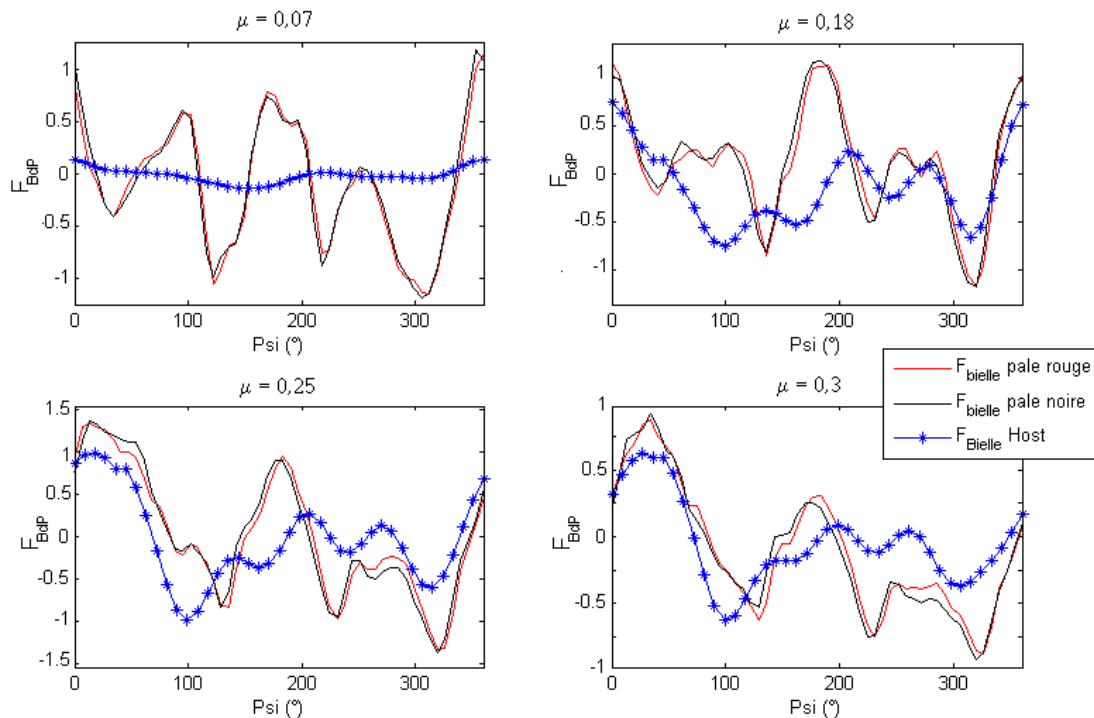


FIGURE 5.17: Comparaison entre la simulation et la mesure des efforts de commande sur des vols en palier

5 Synthèse sur la prévision des charges des rotors à pales à double flèche

L'analyse des modèles aéro- et élasto-dynamiques et de leurs options rend possible la bonne pratique de modélisation pour un calcul fiable des charges [78].

5.1 Cartographie des charges pales

L'intérêt des outils de simulation est de déterminer une cartographie du chargement pour obtenir les sollicitations dans la pale quel que soit son azimut, à l'inverse des mesures en vol qui fournissent une évaluation des charges à un nombre réduit de rayons et qui sont délicates à mettre en oeuvre et à exploiter.

Les conclusions des sections précédentes permettent de dégager la combinaison optimale de modèles :

- Vitesse induite calculée avec FiSUW ;
- Base modale découplée, calculée par HOST ;
- Modèle pale sans transfert des moments des axes élastiques vers l'axe de pas ;
- Prise en compte de la masse de l'adaptateur ;
- Modèle adaptateur standard à paramètres variables.

Le torseur des charges rotor sur le disque est présenté sur la figure (5.18) sur laquelle sont tracés les efforts locaux F_x , F_y et F_z , les moments de flexion M_y et M_z , et de torsion M_x .

La force F_x est principalement due à l'action centrifuge qui s'applique à l'ensemble de la pale, et atteignant $2 \cdot 10^5 \text{N}$ au centre du rotor. La force F_y représente l'effort en traînée appliqué à la pale. La mise en équilibre sous l'action de la force centrifuge implique un effort important dans la zone de double

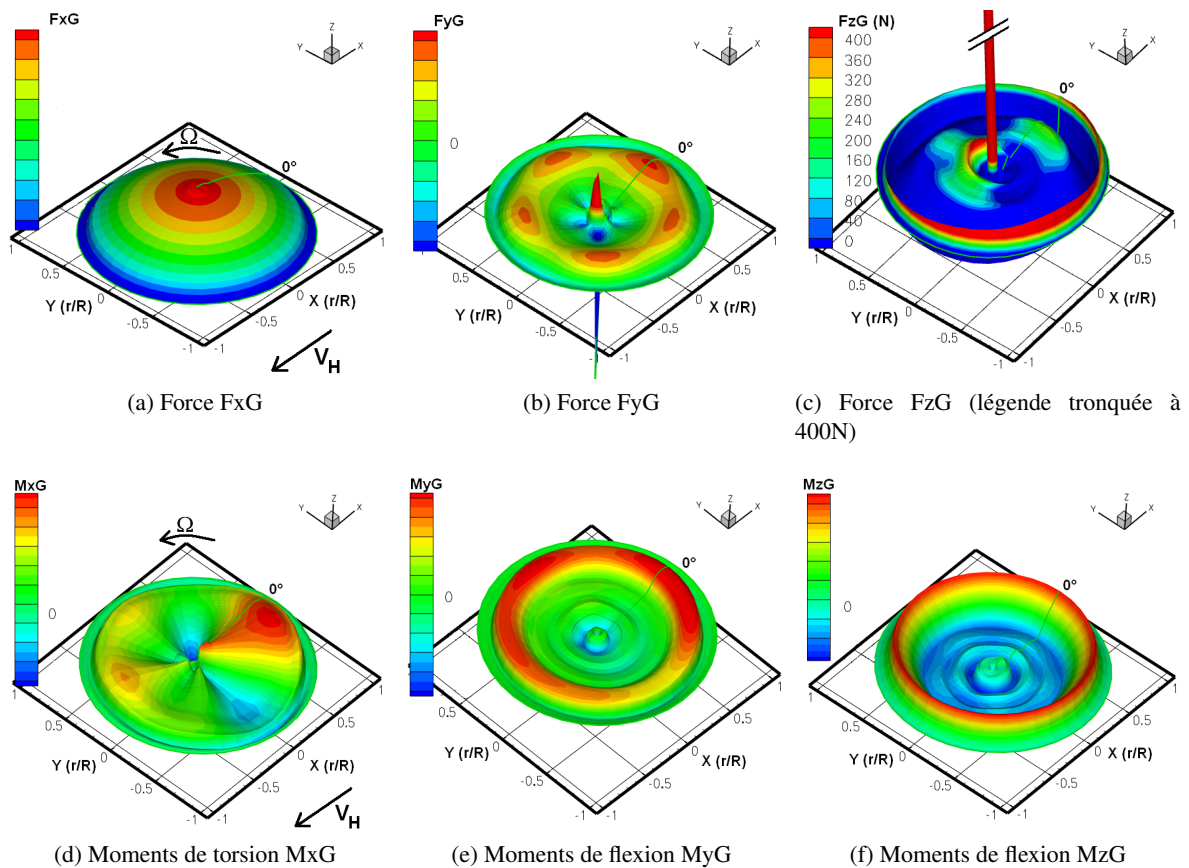


FIGURE 5.18: Cartographie des charges pales dynamiques calculées avec le modèle FiSUW pour le palier à $\mu = 0,25$ (CAS C)

flèche dépendant de l'azimut. L'étude de la force F_z est instructif. Le pic d'effort observé au centre tête rotor représente la résultante des efforts élémentaires de portance F_z le long de la pale et atteint une valeur approchant 1000daN qui correspond à la portance générée par une pale. Un disque sur lequel la force est importante se trouve au niveau du changement de flèche. F_z représente l'effort tranchant auquel est soumis la pale en fonctionnement. Sa mise en équilibre, due majoritairement à la force de portance suivant \vec{z} et à la force centrifuge suivant \vec{x} positionne la pale en battement avec un angle β . Il apparaît que la pale est soumise à de faibles sollicitations en cisaillement.

La représentation des moments dans le plan du disque rotor montre les régions de fort chargement. Le moment de torsion MxG est maximal en pale reculante, entre 300 et 360°, avec un maximum de 220 daN·m atteint pour un rayon de 67% et un azimut de 340°. La torsion dans cette région tend à faire cabrer la pale donc à augmenter son incidence. Inversement, en pied de pale, pour des azimuts avoisinant 80° et 250°, le moment de torsion est à piquer.

Le moment de battement MyG suit une évolution dépendant principalement de l'envergure. L'évolution azimutale du M_y est faible comparativement à son évolution radiale. Ainsi, le maximum est atteint sur un anneau en envergure situé entre les abscisses 65 et 85%, correspondant à la région de flèche avant. Sur cet anneau, le moment maximum est de 920 daN.m pour un azimut de 320°. La région de maximums correspond à la zone de double flèche. Il s'agit d'une région où la portance générée par la pale est très

importante induisant un moment de flexion en battement significatif.

Le moment de traînée M_{zG} doit être analysé en considérant la partie droite puis la double flèche. En partie droite, le moment est négatif et oscille entre -1000 et -4000 daN·m correspondant à une traînée vers l'arrière. En zone de double flèche, le moment de traînée augmente soudainement pour atteindre un maximum de 8000 daN·m à un rayon de 85% correspondant au changement de flèche. Le déport du centre d'inertie des sections dû à la double flèche donne un rôle à la force centrifuge qui va tendre à "redresser" la pale, donc à créer un moment de flexion positif dans cette région. La force centrifuge est de loin la composante d'effort la plus importante dans la mise en équilibre des pales et a pour effet de créer ce moment de flexion particulièrement intense.

En annexe C2 sont présentés les moments de flexion et de torsion pour les autres cas de vol. Ils ont un comportement similaire.

La région de double flèche joue un rôle très important dans le chargement de la pale, en induisant des efforts de traînée importants mais surtout en étant à l'origine des moments de flexion les plus élevés.

5.2 Comparaison calcul-mesure des charges dynamiques en fonction de la vitesse

La validation des calculs de charge repose sur la comparaison avec les mesures effectuées en vol. La figure (5.19) montre les moments dynamiques calculés et mesurés à trois rayons. Il apparaît que les moments calculés à $\mu=0,18$ sont sous-estimés alors que la prévision des deux autres cas de vol est nettement meilleure. Il y a lieu d'être satisfait du niveau de prévision des charges calculées compte tenu des hypothèses retenues dans la chaîne des différents modèles.

5.3 Analyses et critiques

Le calcul des charges rotor dépend à la fois des modèles élasto-dynamiques et aéro-dynamiques. Les modèles adaptateur, lorsqu'ils sont soumis à une sollicitation en déflexion, calculent une force de restitution qui approche bien les mesures. Ainsi, la qualité intrinsèque des modélisations est satisfaisante, notamment le modèle à force de restitution visco-élastique qui prévoit bien les raideurs maximales. La simulation de cas de vol réels présente plus de difficultés, la cinématique d'ensemble des pales influant la déflexion à laquelle est soumis l'adaptateur. Aussi, l'adaptateur de traînée est monté en compression sur la tête rotor. Ainsi, l'action de la relaxation visqueuse va modifier sa raideur sous précharge qui peut alors légèrement varier par rapport à ce qui a été caractérisé au banc d'essais.

Les faiblesses présentes dans le calcul des charges de l'adaptateur de traînée n'affectent finalement pas le calcul des charges globales des pales. En effet, il est constaté que les modèles standard et visco-élastique calculent des charges pales proches. Ainsi, pour des raisons de robustesse et de précision en simulation de vol, le modèle standard à paramètres variables est plus intéressant.

La modélisation élastique de pale est très sensible au choix de la base modale, la solution découplée étant a priori la plus pertinente. Le déport qui a pour objectif de compenser l'hypothèse de pale droite ne semble pas pertinent.

CHAPITRE 5. CHARGES ROTOR : SIMULATIONS NUMÉRIQUES ET MESURES

Les modèles de vitesses induites ont une influence importante sur les charges globales. Logiquement, les descriptions FiSUW et METAR sont plus précises que Meijer-Drees en raison du plus grand nombre d'harmoniques considérés. Le modèle Meijer Drees calcule une dynamique crête à crête proche de l'expérience. Cependant, le contenu harmonique du signal est trop faible ; cette faiblesse est bien compensée par FiSUW qui présente une évolution en fonction de l'azimut cohérente avec le vol. L'effet de l'interaction pale/sillage de METAR ne donne pas de bons résultats, plus particulièrement en torsion. Finalement, le calcul des charges pales, en utilisant le modèle de vitesse induite FiSUW recoupe avec une précision satisfaisante les essais en vol.

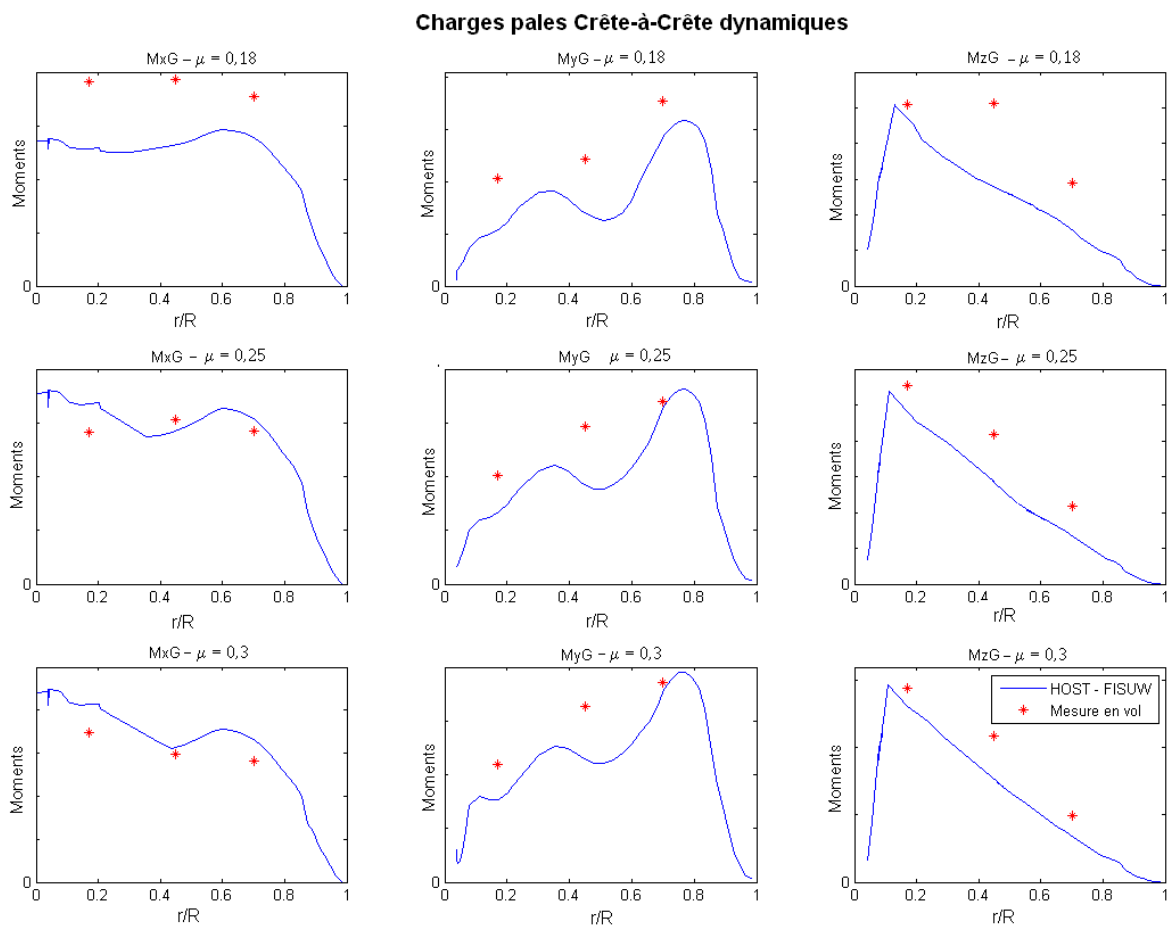


FIGURE 5.19: Charges dynamiques maximales sur les pales en fonction de l'envergure pour des paliers à $\mu = 0,18, 0,25$ et $0,3$.

Conclusions Générales

Les nouvelles technologies de pale envisagées pour les prochains développements d'hélicoptères font apparaître des géométries à double flèche constituant une évolution majeure au regard des pales droites actuelles. La présence d'une flèche avant suivie d'une flèche arrière modifie le comportement dynamique en agissant sur la torsion et la flexion, par l'introduction d'un bras de levier de nature à amplifier les moments mis en jeu. Le calcul de charge rotor détermine les efforts appliqués aux adaptateurs de traînée, aux bielles de pas et aux pales.

Considérant les codes de calcul utilisés jusqu'à présent comme validés pour la détermination des charges sur les rotors à pales droites, les nouvelles géométries courbes imposent de remettre en question ces outils afin de les faire évoluer pour qu'ils puissent rester représentatifs. Ces travaux de thèse ont proposé une méthodologie de calcul de charge rotor à pales à double flèche validée par expérimentation. Les modélisations aérodynamiques sont reconsidérées en prenant en compte l'évolution des moyens de calcul qui autorisent désormais le recours à des codes plus consommateurs de ressources. Les nouvelles géométries présentent un effet important sur les modèles dynamiques en raison de la double flèche qui augmente les moments de flexion en traînée par le rappel d'effort généré par la force centrifuge et accroît les moments de torsion dus au couplage créé par l'action du battement.

Les charges rotor sont calculées avec le logiciel de mécanique du vol HOST, qui associe des modèles aéro-dynamiques pour le calcul de portance et de traînée à des modèles élasto-dynamiques fournissant les efforts inertiels du système.

Le rotor en fonctionnement génère une vitesse induite qu'il est nécessaire de déterminer pour accéder aux vitesses incidentes du profil. Il est ensuite possible de calculer le torseur des efforts aérodynamiques de la pale en interpolant des polaires de profils obtenues expérimentalement.

CHAPITRE 6. CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Les modèles de vitesse induite à coefficients statiques (Meijer Drees et Pitt & Peters) calculent une répartition de vitesse induite linéaire et croissante de l'avant à l'arrière du disque rotor. Les mesures effectuées sur des rotors de soufflerie montrent les limites de cette approche. La description du champ de vitesse induite à partir d'une discrétisation spatiale effectuée en séries de Fourier et en polynômes de Legendre permet de décrire la vitesse induite locale comme proposé dans le modèle FiSUW. Le modèle METAR modélise le sillage proche et lointain. Pour le calcul de la vitesse induite, METAR n'apporte cependant pas d'amélioration notable ce qui tendrait à signifier que le choix d'un sillage prescrit est trop restrictif pour impacter positivement le calcul de la vitesse induite.

Les moyens de calcul actuels autorisent l'utilisation de méthodes de volumes finis pour décrire l'écoulement dans sa globalité. L'intérêt de ces méthodes et de pouvoir considérer un domaine volumique complet qui n'est pas réduit au disque rotor tel que c'est le cas dans les modèles de vitesse induite. La forte dépendance des résultats obtenus en CFD aux conditions d'établissement du modèle complique sa mise en oeuvre. Le temps d'établissement d'un écoulement convergé dépend fortement du choix de maillage et il apparaît sur des calculs convergés que les figures de mérite calculées pour le vol stationnaire sont trop faibles par rapport aux mesures.

Les recoupements entre les mesures en soufflerie, les calculs HOST et la CFD montrent la capacité de ces codes de calcul à capter les principaux phénomènes, même si les amplitudes observées diffèrent. Les portances calculées par les deux méthodes sont similaires, ce qui permet d'envisager l'utilisation des modèles d'aérodynamique bi-dimensionnelles de HOST qui sont capables de calculer les efforts aérodynamiques créés par le rotor. Une faiblesse réside dans la prévision du moment de tangage C_m qui est sous estimé. Ainsi, il a été montré que l'aérodynamique bi-dimensionnelle, reposant sur les modèles FiSUW et METAR, était capable de calculs de chargement aérodynamique proches de ceux obtenus en CFD, pour un coût de mise en oeuvre nettement moindre.

Les charges aérodynamiques sont perçues comme des actions extérieures au système, influençant son équilibre, qui nourrissent alors le calcul des charges rotor, qui lui s'appuie pour une grande part sur les modèles élasto-dynamiques. Parmi ceux-ci, il convient de distinguer les modèles qui décrivent la cinématique et les efforts internes au moyeu, les modèles rhéologiques qui décrivent le comportement non-linéaire de l'adaptateur de traînée et les modélisations par éléments de pale capables de considérer son élasticité.

Le modèle ROTOR décrit la cinématique et la dynamique du rotor, afin de déterminer son équilibre pour une configuration de vol donnée. Ce modèle réalise l'interface entre la cellule et les pales.

Les modèles dénomés ADAPT de modélisation de l'amortissement ont pour objectif de représenter le comportement non-linéaire des adaptateurs de traînée visco-élastiques. A cette fin, trois approches sont envisagées, pour prendre en compte le comportement linéaire en déflexion et température de l'adaptateur. La capacité des modèles à répliquer des excitations sinusoïdales est satisfaisante, particulièrement le modèle à potentiel visco-élastique. En effet, le modèle standard qui décrit la force de restitution comme la somme d'une force élastique et d'une force visqueuse ne calcule pas les phénomènes de forte raideur qui apparaissent lors des changements de sens de fonctionnement de l'adaptateur. En raison des faibles non-linéarités en jeu, le modèle de Dahl Généralisé, lourd à mettre en oeuvre et qui n'est pas implanté dans HOST, ne donne pas de meilleurs résultats. Ces modèles sont validés à partir de mesures en vol et sur banc

d'essais. Les capteurs embarqués sur le rotor sont soumis à de fortes sollicitations dynamiques qui peuvent affecter la qualité de la mesure, ce qui semble le cas pour le capteur de déflexion de l'adaptateur de traînée.

Le modèle multi-corps articulé de pale a l'objectif de se substituer à une modélisation élastique. Il satisfait aux hypothèses d'une pale droite et doit être remis en question étant donnée l'importance des flèches des pales étudiées, qui modifie fortement la position des centres élastiques. La prise en compte de déport des axes caractéristiques de la pale se fait en introduisant un terme de transport dans le calcul de l'énergie élastique afin de la ramener à une poutre droite équivalente.

Les modèles d'adaptateur de traînée utilisés pour la prévision des charges semblent bon. En effet, considérés individuellement, ils sont capables de reproduire le comportement obtenu expérimentalement. Bien que caractérisé expérimentalement sur l'harmonique fondamental, l'application de signaux multi-harmoniques fait accéder à des résultats qui restent satisfaisants. Leur intégration dans un modèle d'hélicoptère global pour simuler des cas de vol met en lumière leur importance sur la cinématique des pales. Le modèle à potentiel visco-élastique est intéressant puisque capable de capter les phénomènes de forte raideur en extrémité de cycle traction-compression.

Les efforts de commande calculés sont dépendants des efforts aérodynamiques qui vont induire une tendance au tangage du profil et des efforts inertiels qui vont solliciter la bielle en traction-compression, en fonction du moment de torsion en pied de pale. La dynamique réelle des bielles est assez bien perçue par la simulation qui capte les cinq oscillations mesurées.

Les calculs des charges pales déterminent le spectre de chargement des pales. L'évolution des charges calculées est cohérente avec la géométrie de la pale pour laquelle la zone de double flèche génère des moments de flexion importants. Le moment de torsion varie en fonction de l'azimut. Les contributions des différents éléments constitutifs du rotor sont dans l'ensemble faibles. La prise en compte de la masse des éléments tournants n'a qu'un faible impact sur les charges, tout comme l'amortissement en traînée qui n'affecte que les charges de traînée. Les modèles de vitesses induites à considérer doivent prendre en compte la dynamique d'évolution dépendante de l'azimut afin de capter les phénomènes présents sur les harmoniques supérieurs. Dans cette optique, le modèle Meijer-Drees est trop limité et le modèle FiSUW lui sera préféré. La comparaison des moments dynamiques calculés avec les moments mesurés en vol est très satisfaisante, l'erreur sur la valeur crête à crête n'excédant pas 25% pour les cas les moins bien prédits.

Ainsi, il y a lieu d'être satisfait de la précision des charges rotor calculées pour les pales à double flèche. L'association des modèles aéro- et élasto-dynamique retenus permet d'atteindre une précision satisfaisante. Il ne faudra pas négliger que l'étude a porté sur l'EC155, et que l'extension de ces conclusions à d'autres rotors pourra nécessiter des validations complémentaires.

Une part importante de ces travaux concerne des expériences sur des bancs d'essais et en vol. La richesse des mesures est d'une grande utilité pour la validation des modèles. Cependant, il faut regretter de ne pas avoir pu prendre part à la réalisation des mesures en vol. Certaines données importantes pour le calcul telles que la précharge des adaptateurs n'ont pas été relevées. Les conclusions de cette thèse pourraient avantageusement être complétés par d'autres campagnes de mesures.

Dans un futur proche, l'évolution du calcul de charge semble résider dans l'implémentation d'un

CHAPITRE 6. CONCLUSIONS GÉNÉRALES

modèle élastique de pale créé à partir d'une modélisation par éléments finis de poutre qui pourra alors être fidèle aux centres élastiques. Le positionnement des modes et le calcul des déformées s'en trouveront alors améliorés. A plus long terme, l'évolution des méthodes de couplage fluide-structure permettrait de coupler des codes éléments finis et de CFD pour affiner les prévisions. La mise en oeuvre de ces méthodes pour le calcul de charge risque cependant de se heurter à un coût important, pas forcément acceptable lorsqu'il est nécessaire de simuler un grand nombre de conditions de vol.

Références

- [1] F. Legrand. *GIRAVIONS*. Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique, Deuxième édition, 1958. (Cité en page 29.)
- [2] P. Rougier. *Mécanique du vol de l'hélicoptère*. Lavoisier, 2007. (Cité en page 29.)
- [3] F.M. White. *Fluid Mechanics*. Fifth Edition, Mc Graw Hill, International Edition 2005. (Cité en pages 29, 59 et 174.)
- [4] E. Obert. *Aerodynamic Design of Transport Aircraft*. IOS Press, 2009. (Cité en page 29.)
- [5] S.F. Hoerner. *FLUID-DYNAMIC LIFT*. Hardcover, 1985. (Cité en page 29.)
- [6] S.F. Hoerner. *FLUID-DYNAMIC DRAG*. Hardcover, 1985. (Cité en page 29.)
- [7] J. Gordon Leishman. *Principle of HELICOPTER AERODYNAMICS*. Cambridge Aerospace Series, 2000. (Cité en pages 29, 38 et 41.)
- [8] W. Johnson. *Helicopter Theory*. Dover, 1980. (Cité en page 29.)
- [9] H. Glauert. A general theory of the autogyro. *R&M No. 1111, British A.R.C*, 1926. (Cité en pages 30 et 63.)
- [10] R. Chen. A survey of nonuniform inflow models for rotorcraft flight dynamics and control applications. *NASA Technical Memorandum 102219*, 1989. (Cité en page 30.)
- [11] I.J. Meijer Drees. A theory of airflow through rotors and its application to some helicopter problems. *Journal of the Helicopter Association of Great Britain*, vol. 3, n°2, July-Sept. 1949. (Cité en pages 30, 57 et 63.)
- [12] D.A. Peters and C.J. He. Finite state induced flow models - three-dimensional rotor disk. In *Journal of Aircraft*, Vol. 32, pp. 323-333, 1995. (Cité en pages 30 et 66.)
- [13] D.M. Pitt and D.A. Peters. Theoretical prediction of dynamic-inflow derivatives. In *Vertica*, vol. 15, N°1, pp. 21-34, Mars 1981. (Cité en pages 30, 57 et 64.)
- [14] P.M. Basset. Influence de la dynamique des vitesses induites sur la simulation de la mécanique du vol hélicoptère. In *31^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Paris*, 1995. (Cité en page 30.)
- [15] P.M. Basset, O. Heuze, J.V.R. Prasad, and M. Hamers. Finite state rotor induced flow model for interferences and ground effect. In *American Helicopter Society, 57th Annual Forum, Washington DC*, May 9-11, 2001. (Cité en page 30.)
- [16] J. Hjarne, W.K. George, and Y.O. Hant. Effect of a contraction on turbulence. Part I : Experiment. *AIAA journal*, paper 2005 - 1119, January, 2005. (Cité en page 30.)
- [17] J. Hjarne, V. Chernoray, J. Larsson, and L. Löfdahl. Numerical validations of secondary flows and loss development downstream of a highly loaded low pressure turbine outlet guide vane cascade. In *Proceedings of GT2007, ASME Turbo Expo 2007 : Power for Land, Sea and Air, Montreal, Canada*, May 14-17, 2007. (Cité en page 30.)
- [18] S. Kottapalli. Low speed and high speed correlation of smart active flap rotor loads. In *American Helicopter Society Specialists Conference on Aeromechanics*, Jan. 2010. (Cité en page 30.)
- [19] F. Straub, V. Anand, T. Birchette, and B. Lau. Smart rotor development and wind-tunnel test. In *35th European Rotorcraft Forum, Hamburg, Germany*, 22-25 September 2009. (Cité en page 30.)

RÉFÉRENCES

- [20] P.M. Shinoda. Rotor performance of a UH-60 Rotor System in the NASA Ames 80- by 120-foot wind tunnel. In *AHS 58th Annual Forum, Montreal, Canada*, 11-13 June 2002. (Cité en page 30.)
- [21] W. Bousman. Full scale rotor airloads measurements - Extraordinary costs, extraordinary benefits. In *Alexander A. Nikosky Honorary Lectureship, AHS 67th forum, Virginia Beach, USA*, 3-5 may 2011. (Cité en page 30.)
- [22] P. Beaumier, L. Burgaden, D. Declerck, and R. Gaveriaux. Exploitation de la 11^{ème} campagne d'essais de rotors d'hélicoptère à S1MA et comparaison à des calculs. *RTS n°9/3716 AY, ONERA*, Juin 1992. (Cité en page 30.)
- [23] J.W. Elliott, S.L. Althoff, and H. Sailey. Inflow measurements made with a laser velocimeter helicopter model in forward flight. *NASA Technical Memorandum 100541, Vol.1 to Vol.11*, 1988. (Cité en pages 31 et 73.)
- [24] E. N. Tinoco. CFD codes applications at Boeing. *Sadhana Vol. 16, Part. 2, pp. 141-163*, October 1991. (Cité en page 31.)
- [25] P.R. Spalart and S.R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA Paper 92-0439*, 1992. (Cité en page 31.)
- [26] L. Cambier and J.-P. Veullot. Status of the elsa cfd software for flow simulation and multidisciplinary applications. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, January 7-10, 2008. (Cité en page 31.)
- [27] P. Cranga. *Comportement Dynamique de l'Hélicoptère, Contribution à la Définition de l'Architecture Générale*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2005. (Cité en pages 31 et 51.)
- [28] R.L. Bielawa. *Rotary Wing - Structural Dynamics and Aeroelasticity*. AIAA Education Series, 1992. (Cité en pages 31 et 48.)
- [29] Y. Hyeonsoo and W. Johnson. Assessment of comprehensive analysis calculation of airloads on helicopter rotors. In *American Helicopter Society 4th Decennial Specialists Conference on Aeromechanics, San Francisco, California*, January 21-23, 2004. (Cité en page 31.)
- [30] R. H. Miller. The prediction of the vibratory airloads of helicopter rotors in forward flight. *Journal of Fluids and Structures 1*, 107-119, 1987. (Cité en page 31.)
- [31] K.V. Truong and A. Ormiston. Assessment of 1-D versus 3-D methods for modeling rotor blade structural dynamics. In *51st AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference, Orlando, Florida*, 12-15 April 2010. (Cité en page 31.)
- [32] Y. Skladanek, P. Cranga, G. Jacquet-Richardet, G. Ferraris, and R. Dufour. A highly accurate beam finite element model for curved and twisted helicopter blades. In *ASME 2011 International Design Engineering Technical Conferences*, august 2011. (Cité en pages 31 et 107.)
- [33] M. Postdam, Y. Hyeonsoo, and W. Johnson. Rotor airloads prediction using loose aerodynamic/structural coupling. Juin 2004. (Cité en page 32.)
- [34] M.J. Hill. *Coupled Fluid-Structure Simulations of Rotors*. PhD thesis, The Pennsylvania State University, 2006. (Cité en page 32.)
- [35] M. Costes, K. Pahlke, A. D'Alascio, C. Castellin, and A. Altmikus. Overview of results obtained during the 6-year French-German CHANCE Project. In *American Helicopter Society 61st Annual Forum, Grapevine (usa)*, 1-3 June 2005. (Cité en page 32.)

- [36] B. Rodriguez, C. Benoit, and P. Gardarej. Unsteady computations of the flowfield around a helicopter rotor with model support. In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting , Reno, Nevada*, 10-13 January 2005. (Cité en page 32.)
- [37] M. Dietz, M. Kessler, and E. Krämer. Aeroelastic simulations of isolated rotors using weak fluid-structure coupling. *High Performance Computing in Science and Engineering, Part. 4*, pp. 407-420, 2007. (Cité en page 32.)
- [38] F. Le Chuiton. Actuator disc modelling for helicopter rotors. *Aerospace Science and Technology, Vol.8, Iss. 4*, pp. 285-297, 2004. (Cité en page 32.)
- [39] P. Rauch, M. Gervais, P. Cranga, A. Baud, J.F. Hirsch, A. Walter, and P. Beaumier. Blueedge™ : The design, development and testing of a new blade concept. In *American Helicopter Society, 67th Annual Forum, Virginia Beach*, 3-5 mai 2011. (Cité en pages 15, 32 et 33.)
- [40] B. Hansford, R. Harrison, and S. Stacey. BERP IV, the design, the development and testing of an advanced rotor blade. In *American Helicopter Society, 64th Annual Forum, Montreal*, 29 avril - 1 mai 2008. (Cité en page 32.)
- [41] P. Prieur and Spletstoesser. ERATO, an ONERA-DLR cooperative programme on aeroacoustic rotor optimisation. In *25th European Rotorcraft Forum, Roma*, September 1999. (Cité en page 33.)
- [42] E. Mouterde. *Simulation Numérique de l'Aérodynamique du ©FENESTRON et Contribution à son Optimisation pour les Hélicoptères*. PhD thesis, Université d'Aix-Marseille I - Provence, 2008. (Cité en page 44.)
- [43] I.H. Abbot and A.E. Von Doenhoff. *Theory of Wing Sections*. Dover, 1959. (Cité en pages 59 et 75.)
- [44] J.B. Wheatley. An aerodynamic analysis of the autogiro rotor with a comparison between calculated and experimental results. In *NACA Report No. 487*, 1934. (Cité en page 63.)
- [45] R.P. Coleman, A.M. Feingold, and C.W. Stempin. Evaluation of the induced velocity field of an idealized helicopter rotor. In *NACA ARR L5E10*, 1945. (Cité en page 63.)
- [46] P. Brotherhood and W. Steward. An experimental investigation of the flow through a helicopter rotor in forward flight. In *R&M No. 2734*, Sept. 1949. (Cité en page 63.)
- [47] D.A. Peters. On the adequacy of modeling dynamic inflow for helicopter flap-lag stability. In *8th European Rotorcraft Forum, Aix en Provence*, 1982. (Cité en page 64.)
- [48] P.M. Basset and M. Hamers. Finite state unsteady wake model in helicopter flight dynamic simulation. In *26th European Rotorcraft Forum, The Hague*, 26-29 Septembre 2000. (Cité en page 66.)
- [49] F. Toulmay. Modele d'étude de l'aérodynamique du rotor. In *H/DE.R 371.76, Aerospatiale Division Helicoptere*, 1987. (Cité en page 69.)
- [50] D.C. Wilcox. *Turbulence for Modeling in CFD*. Third Edition, DCW Industries, 2006. (Cité en page 80.)
- [51] D. Leusink, D. Alfano, and P. Cinnella. Second order turbulence modelling for tip vortex computations : An industrial assessment. In *AAAF forum aérodynamique, Orléans*, 28-30 mars 2011. (Cité en page 80.)
- [52] D. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. In *AIAA Journal, 26(11) : 1299-1310*, 1988. (Cité en pages 80 et 171.)
- [53] J. Kok. Improvement of two-equation turbulence models in multi-block flow solvers : Free-stream dependency and transition. In *Rapport Technique, AVTAC/TR/NLR/JCK990520/Draft2*, 1999. (Cité en pages 80 et 172.)

RÉFÉRENCES

- [54] F. Menter. Zonal two-equations $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. In *AIAA Paper*, 1993. (Cité en page 81.)
- [55] G. Depommier, D. Alfano, D. Leusink, and G. Leymary. Computation of transition to turbulence on rotor blades. In *37th European Rotorcraft Forum, Milan*, September 2011. (Cité en pages 82 et 96.)
- [56] A. Le Pape and P. Beaumier. Numerical optimization of helicopter rotor aerodynamic performance in hover. *Aerospace Science and Technology* 9, p191-201, 2005. (Cité en page 85.)
- [57] P. Beaumier, R. Gaveriaux, and Y. Semezis. Fin d'exploitation de la 11^{ème} campagne d'essais de rotors d'hélicoptère à S1MA et comparaison à des calculs. In *25th European Rotorcraft Forum*, aout 1993. (Cité en page 87.)
- [58] G. Servera. *Développement d'une Méthodologie de Couplage Dynamique/Aérodynamique pour les Rotors d'Hélicoptère*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2002. (Cité en page 97.)
- [59] G. Servera, P. Beaumier, and M. Costes. A weak coupling method between the dynamic code HOST and the 3D unsteady Euler code WAVES. *Aerospace Science and Technology* 5, p397-408, 2001. (Cité en page 97.)
- [60] M. Dietz, E. Krämer, S. Wagner, and A. Altmikus. Weak coupling for active advanced rotor. In *31th European Rotorcraft Forum, Milan*, 2005. (Cité en page 97.)
- [61] M. Costes and P. Beaumier. Weak and strong coupling between the *elsA* CFD Solver and the HOST helicopter comprehensive analysis. In *31th European Rotorcraft Forum, Milan*, 2005. (Cité en page 97.)
- [62] G. Puspita. *Conception assisté par ordinateur de poutre composites (application aux pales d'hélicoptère)*. PhD thesis, SUPAERO Toulouse, 1993. 344p., 93 ESAE 0018. (Cité en page 102.)
- [63] Atik Taufik, Jean Jacques Barrau, and François Lorin. Composite beam analysis with arbitrary cross section. *Composite Structures*, 44 :189 – 194, 1999. (Cité en page 102.)
- [64] J.L. BATOZ and G. DHATT. *Modélisation des structures par éléments finis*. Edition Hermès, Paris, Vol 2, 1990. (Cité en page 104.)
- [65] PhD thesis. (Cité en page 107.)
- [66] G. Petitet and M. Barquins. *Matériaux caoutchouteux*. Presse polytechniques et universitaires romandes, 2008. (Cité en page 116.)
- [67] P. Oswald. *Rhéophysique*. Belin, Paris, 2005. (Cité en page 116.)
- [68] A.D. Nashif, D.I.G. Jones, and J.P. Henderson. *Vibration Damping*. John Wiley and Sons, 1985. (Cité en pages 16 et 117.)
- [69] A. Al Majid. *Dissipation de l'énergie en mécanique vibratoire. Opérateur d'hystérésis. Phénomène métrique*. PhD thesis, MEGA. Laboratoire de Mécanique des Structures, INSA Lyon, 2002. (Cité en pages 117 et 126.)
- [70] J. de Cazenove, D.A. Rade, A.M.G. de Lima, and C.A. Araujo. A numerical and experimental investigation on self-heating effects in visco elastic dampers. *Mechanical Systems and Signal Processing* No.27, pp. 433445, 2011. (Cité en pages 16, 117 et 118.)
- [71] K. Gjika, R. Dufour, and G. Ferraris. Transient response of structures on viscoelastic of elastoplastic mounts : prediction and experiment. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 198(3), pp. 361-378, 1996. (Cité en page 118.)

- [72] A. Al Majid and R. Dufour. Formulation of a hysteretic restoring force model. Application to vibration isolation. In *Nonlinear Dynamics*, vol.27, pp 69-85, 2002. (Cité en page 118.)
- [73] P.A. Bliman. Mathematical study of the dahl's friction model. *European Journal of Mechanics A-Solids* 11 (6), p835-848, 1992. (Cité en page 126.)
- [74] P. Saad, A. Al Majid, and R. Dufour. Equivalent rheological and restoring force models for predicting the harmonic response of elastomer specimens. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 290, pp.619-639, 2006. (Cité en pages 126 et 127.)
- [75] B. Benoit, A.M. Dequin, K. Kampa, W. Grünhagen, P.M. Basset, and B. Gimonet. Host, a general helicopter simulation tool for germany and france. In *American Helicopter Society, 56th Annual Forum, Virginia Beach*, 2-4 mai 2000. (Cité en page 132.)
- [76] N. Tourjansky and E. Szecheny. Mesures des déformations de pales : Une nouvelle mise en oeuvre de l'analyse des répartitions de contrainte. In *13th European Rotorcraft Forum, Avignon (FRANCE)*, September 15-18, 1992. (Cité en page 136.)
- [77] J.R. Banerjeet, S. Guot, and W.P. Howson. Exact dynamic stiffness matrix of a bending-torsion coupled beam including warping. *Computer & Structures Vol. 59, No.4*, pp. 613-621, 1996. (Cité en page 146.)
- [78] G. Lebel, B. Benoit, R. Dufour, and G. Jacquet-Richardet. Aerodynamic and dynamic model for rotor load prediction - application to new generation blade. In *American Helicopter Society, 67th Annual Forum, Virginia Beach*, 3-5 mai 2011. (Cité en page 150.)
- [79] M. Lazareff. Theoretical manual, *elsA*. In *DSNA, Edition 2.1*, Février 2010. (Cité en page 171.)

Annexes

Aérodynamique numérique

Cette annexe a pour objet de développer les équations de base régissant le code d'aérodynamique numérique utilisé, *elsA*. Les développements introduits au chapitre 3, section 3 sont repris et complétés.

A1 Equations de Navier-Stokes

Par hypothèse, l'écoulement est constitué d'un gaz unique de densité ρ , dont le comportement dynamique et aérodynamique est décrit macroscopiquement. La densité du fluide est supposée suffisamment faible pour pouvoir négliger les effets de gravité.

Soit $\rho \times \mathbf{U}$ la quantité de mouvement par unité de volume, et $\rho \times E$ l'énergie par unité de volume. L'énergie élémentaire E est la somme des énergies, interne et cinétique. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent sous forme différentielle :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho \mathbf{U}] = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}] = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho E \mathbf{U} + p \mathbf{U} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{U} + \mathbf{q}] = 0 \quad (\text{A.3})$$

avec \mathbf{U} la vitesse absolue de l'écoulement, p la pression, $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes dues à la viscosité et \mathbf{q} le flux de chaleur dû à la conductivité thermique. La fermeture de ce problème nécessite de déterminer le tenseur $\boldsymbol{\tau}$, le vecteur \mathbf{q} et le scalaire p .

La loi de comportement pour un fluide newtonien permet d'exprimer le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\tau}$ sous la forme :

$$\boldsymbol{\tau} = \lambda (\operatorname{div}\mathbf{U}) \mathbf{I} + 2\mu \mathbf{D} \quad (\text{A.4})$$

avec \mathbf{D} le tenseur du taux de déformation, λ le coefficient de viscosité volumique fonction de la viscosité μ en admettant les hypothèses de Stokes :

$$3\lambda + 2\mu = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$(\text{A.6})$$

Le flux de chaleur est donné en fonction du coefficient de conductivité thermique K_T et de la température absolue T :

$$\mathbf{q} = -K_T \operatorname{grad} T \quad (\text{A.7})$$

Les lois d'état permettent d'exprimer les coefficients d'état du fluide en fonction de la température T . En supposant le gaz parfait, le coefficient de chaleur spécifique $\gamma = C_p/C_v$, l'énergie interne e et la pression p sont liées par les expressions :

$$p = (\gamma - 1)\rho \cdot e \quad (\text{A.8})$$

$$T = \frac{\gamma - 1}{r_g} \cdot e \quad (\text{A.9})$$

avec r_g le ratio de la constante des gaz parfaits sur la masse moléculaire du gaz considéré. La viscosité dynamique μ est dépendante de la température et des paramètres C_s, μ_s qui caractérisent le gaz considéré à la température T_s , c'est la loi de Sutherland :

$$\mu = \mu_s \sqrt{\frac{T}{T_s} \frac{1 + C_s/T_s}{1 + C_s/T}} \quad (\text{A.10})$$

Le coefficient de conductivité thermique est donné en fonction du nombre de Prandtl Pr par l'expression :

$$K_T = c_p \frac{\mu}{Pr} \quad (\text{A.11})$$

A2 Equations de Navier-Stokes moyennées : RANS

Soit le champ $u(M, t)$ décomposé en un champ moyen \bar{u} et un champ fluctuant u' par :

$$u(M, t) = \bar{u} + u' \quad (\text{A.12})$$

Ce champ moyen varie lentement et s'exprime sur une période temporelle T par la relation :

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(M, t + \tau) d\tau \quad (\text{A.13})$$

Dans le cas de fluides à densité variable, la moyenne pondérée par la masse permet d'harmoniser la description :

$$\bar{\bar{u}} = \frac{\bar{\rho} \bar{u}}{\bar{\rho}} \quad (\text{A.14})$$

ce qui permet de décomposer le champ par :

$$u(M, t) = \bar{u} + u'' \quad (\text{A.15})$$

Les équations de Navier-Stokes deviennent dans cette approche moyennée :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div} [\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}] = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \text{div} [\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}} + \bar{p} \mathbf{I} - \bar{\boldsymbol{\tau}} - \boldsymbol{\tau}_r] = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} (\bar{E} + k)}{\partial t} + \text{div} [\rho (\bar{E} + k) \bar{\mathbf{U}} + \bar{p} \bar{\mathbf{U}} - (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_r) \cdot \bar{\mathbf{U}} + \bar{\mathbf{q}} \mathbf{q}_t] = 0 \quad (\text{A.18})$$

qui représente le système RANS, contenant les quantités moyennées surlignées et les quantités moyennées et pondérées par la masse deux fois surlignées.

Moyenner les équations de Navier-Stokes fait apparaître des termes de corrélation dont les principaux à retenir sont :

- L'énergie cinétique du mouvement turbulent : $k = \frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{U}''^2} / \bar{\rho}$
- Le tenseur de Reynolds : $\boldsymbol{\tau}_r = -\overline{\rho \mathbf{U}'' \otimes \mathbf{U}''}$
- Le flux de diffusion turbulent de l'enthalpie : $\mathbf{q}_t = \overline{\rho \mathbf{U}'' h''}$

La fermeture du système RANS nécessite de modéliser la turbulence, donc de donner la meilleure approximation de son effet sur le champ moyen. A cette fin, les quantités k , $\boldsymbol{\tau}_r$ et \mathbf{q}_t doivent être déterminées.

Sous l'hypothèse de Boussinesq, le modèle de turbulence répond aux lois de gradient :

$$\boldsymbol{\tau}_r = -\frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \text{div} \mathbf{U}) \mathbf{I} + 2 \mu_t \mathbf{D} \quad (\text{A.19})$$

$$\mathbf{q}_t = -\frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \text{grad} T \quad (\text{A.20})$$

μ_t et Pr_t étant les viscosités et le nombre de Prandtl turbulent. L'hypothèse de Boussinesq conduit à réduire le problème turbulent à la détermination des trois nombres k , μ_t et Pr_t . Alors, il est possible de combiner les équations de Navier-Stokes et les équations RANS en introduisant les quantités suivantes :

$$\begin{cases} E^* = e + \frac{1}{2} \mathbf{U}^2 + k = E + k \\ p^* = p + \frac{2}{3} \rho k \\ \boldsymbol{\tau}^* = \boldsymbol{\tau} + \left(\boldsymbol{\tau}_r + \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} \right) = \left(1 + \frac{\mu_t}{\mu} \right) \boldsymbol{\tau} \\ \mathbf{q}^* = \mathbf{q} + \mathbf{q}_t = \left(1 + \frac{\mu_t}{\mu} \frac{Pr_t}{Pr} \right) \mathbf{q} \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

Les équations RANS sont ainsi obtenues à partir des équations instantanées de Navier-Stokes en remplaçant les quantités E , p , $\boldsymbol{\tau}$ et \mathbf{q} par des valeurs du système A.21.

A3 Formulation intégrale des équations RANS

Pour décrire l'écoulement autour d'un système mécanique en mouvement, il convient de considérer les déformations dans la formulation des équations de transport. La formulation arbitraire Lagrangienne-Eulerienne - notée ALE - prend en compte aussi bien des mouvements rigides que des déformations.

Soit $\Omega(t)$ le domaine indéformable de l'écoulement et $\partial\Omega(t)$ ses limites. Le repère de référence est noté $R_E(e_E^1, e_E^2, e_E^3)$ alors que $R_A(e_A^1, e_A^2, e_A^3)$ est le repère déformé/déplacé. $n(t)$ et $s(t)$ sont respectivement la normale à la surface et la vitesse.

Le système RANS s'écrit sous forme intégrale :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \mathbf{W}_E d\Omega + \oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}c[\mathbf{W}, \mathbf{s}]_E \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma + \oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}d[\mathbf{W}, \mathbf{grad}\mathbf{W}]_E \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma = \mathbf{0} = \int_{\Omega(t)} \mathbf{T}[\mathbf{W}]_E d\Omega \quad (\text{A.22})$$

Avec pour cette formulation l'expression des différents termes :

– Le vecteur des variables conservatives :

$$\mathbf{W}_E = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{U}_E \\ \rho E^* \end{vmatrix} \text{ avec } \begin{cases} \rho & = \text{la densité} \\ \mathbf{U}_E & = \text{la composante de la vitesse absolue dans le repère E} \\ E^* & = \text{l'énergie totale} \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

– Le flux convectif :

$$\oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}c[\mathbf{W}, \mathbf{s}]_E \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma = \begin{vmatrix} \oint_{\partial\Omega(t)} \rho (\mathbf{U} - \mathbf{s})_E^T \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma \\ \oint_{\partial\Omega(t)} [\rho \mathbf{U} \otimes (\mathbf{U} - \mathbf{s}) + p^* \cdot \mathbf{I}]_E \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma \\ \oint_{\partial\Omega(t)} [\rho E (\mathbf{U} - \mathbf{s}) + p^* \cdot \mathbf{U}]_E^T \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma \end{vmatrix} \quad (\text{A.24})$$

– Le flux de diffusion :

$$\oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}d[\mathbf{W}, \mathbf{grad}\mathbf{W}]_E \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma = \begin{vmatrix} 0 \\ - \oint_{\partial\Omega(t)} \boldsymbol{\tau}_E^* \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma \\ - \oint_{\partial\Omega(t)} [\boldsymbol{\tau}^* \cdot \mathbf{U}_q^*]_E^T \cdot \mathbf{n}_E d\Sigma \end{vmatrix} \quad (\text{A.25})$$

– La source volumique :

$$\int_{\Omega(t)} \mathbf{T}[\mathbf{W}]_E d\Omega = \begin{vmatrix} 0 \\ -\omega_E(R_E/R_A) \times \int_{\Omega(t)} \rho \mathbf{U}_E d\Omega \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{A.26})$$

Ce terme n'existe que dans le cas où un mouvement relatif impose la différenciation des repères R_E et R_A .

A4 Modèles turbulents

Soit l'équation de transport A.22. Les modèles de turbulence peuvent être écrits sous forme générique dans n'importe quel repère en fonction du nombre d'équations qu'ils contiennent ($e_1 e_2 \dots e_n$) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \mathbf{W}_{(e_1 \dots e_n)} d\Omega + \oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}c_{(e_1 \dots e_n)}[\mathbf{W}_{(e_1 \dots e_n)}, \mathbf{s}] \cdot \mathbf{n} d\Sigma + \oint_{\partial\Omega(t)} \mathbf{F}d_{(e_1 \dots e_n)}[\mathbf{W}_{(e_1 \dots e_n)}, \mathbf{grad} \mathbf{W}_{(e_1 \dots e_n)}] \cdot \mathbf{n} d\Sigma \\ = \int_{\Omega(t)} \mathbf{T}_{(e_1 \dots e_n)}[\mathbf{W}, \mathbf{W}_{(e_1 \dots e_n)}] d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

De manière générale, l'énergie cinétique e_1 et une autre quantité, e_2 sont associées à cette formulation à deux équations. Les différents termes sont détaillés dans [79].

A4.1 Modèle $k - \omega$

Les quantités transportées sont l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique $\omega = \varepsilon / (\beta^* k)$, β^* est une constante qui se réfère au modèle $k - \varepsilon$.

Soit :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{A.28})$$

Ainsi :

$$\mathbf{W}_{k,\omega} = [\rho k, \rho \omega]^T \quad (\text{A.29})$$

Le terme source s'écrit donc :

$$\int_{\Omega(t)} \mathbf{T}_{(k,\omega)}[\mathbf{W}, \mathbf{W}_{(k,\omega)}] d\Omega = \int_{\Omega(t)} \left| \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta^* \rho \omega^2 + C_D \right| d\Omega \quad (\text{A.30})$$

Ces deux quantités vérifient les équations de transport :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j k - (\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = P_k - \beta^* \rho \omega k \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j \omega - (\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta^* \rho \omega^2 + C_D \quad (\text{A.32})$$

avec $P_k = \tau_{i,j} \cdot S_{i,j}$ le terme de production de l'énergie cinétique, $\tau_{i,j}$ le tenseur de Reynolds. Pour ce modèle, aucune correction des effets de parois n'apparaît dans la formulation des équations. Aussi, les constantes du terme diffusif sont des multiples de la viscosité qui sont dans la formulation de Wilcox [52] :

$$C_D = 0; \beta = 0.075; \beta^* = 0.09; \sigma = 0.5; \sigma^* = 0.5; \alpha = 5/9 \quad (\text{A.33})$$

$$(\text{A.34})$$

Les conditions aux limites pour ω à proximité de la paroi sont déterminées par une analyse asymptotique

tique. Si Δ_y est la distance de la première maille à la paroi, alors :

$$k = 0 \quad \text{et} \quad \omega = 10 \frac{6\mu}{\beta\rho(\Delta_y)^2} \quad (\text{A.35})$$

Les conditions aux limites externes sont définies selon Wilcox :

$$\omega_\infty = \lambda \frac{U_{ref}}{L_{ref}} \quad \mu_{t\infty} = 10^{-3}\mu \quad k_\infty \equiv \frac{\mu_{t\infty}\omega_\infty}{\rho} \quad (\text{A.36})$$

U_{ref} et L_{ref} sont les grandeurs de référence, λ peut varier de 1 à 10.

Ce modèle est préféré au plus classique $k - \varepsilon$. La formulation est simplifiée dans la sous-couche visqueuse et le découplage des variables k et ω à proximité de la paroi le rend plus robuste numériquement. Son point faible est la condition externe arbitraire pour ω et surtout la sensibilité de la solution vis à vis de cette condition.

Le modèle $k - \omega$ *Kok* [53] est une variation du modèle de Wilcox qui propose une valeur pour la constante C_D dépendante de ω telle que :

$$C_D = \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \max(\mathbf{grad} k \cdot \mathbf{grad} \omega, 0) \quad \sigma_d = 0,5 \quad (\text{A.37})$$

L'intérêt de ce modèle est de limiter la dépendance de la solution à la valeur de ω à l'infini.

A4.2 Modèle $k - \omega$ SST-Menter

Ce modèle est une combinaison de l'expression du modèle $k - \omega$ dans la région interne de la couche limite et du modèle $k - \varepsilon$ au loin. La formulation avec les variables k et ω reste valide. La transition est assurée par une fonction modifiant ses coefficients.

La correction SST se base sur l'observation de limitations dans les modèles à deux équations de transport : le ratio de la contrainte de cisaillement par la valeur de ρk ne recoupe pas les mesures faites dans la couche limite :

$$\frac{\tau}{\rho k} = a_1 \sqrt{\frac{P_k}{D_k}} \quad \text{numériquement ;} \quad (\text{A.38})$$

$$\frac{\tau}{\rho k} = a_1 \quad \text{expérimentalement ;} \quad (\text{A.39})$$

$$(\text{A.40})$$

Dans le cas d'écoulements ayant des gradients de pression positifs, le rapport P_k/D_k peut être supérieur à 1 impliquant une sur-estimation de la contrainte de cisaillement avec les modèles à deux équations de transport et alors une sous-estimation des gradients de pression. Pour répondre à cette inconsistance, Menter propose donc de limiter la viscosité turbulente en utilisant le transport du cisaillement turbulent :

$$\mu_t = \frac{\rho K/\omega}{\max[1, \Omega F_2/(a_1\omega)]} \quad (\text{A.41})$$

avec $a_1 = 0,31$. Ω représente la vorticité. La fonction auxiliaire F_2 est définie à partir de la distance à la paroi d :

$$F_2 = \tanh \left(\left[\max \left(2 \frac{\sqrt{K}}{0.09d\omega^2}, \frac{500\mu}{\rho d^2\omega} \right) \right]^2 \right) \quad (\text{A.42})$$

Les équations de transport incluent une fonction auxiliaire F_1 réalisant la transition entre le modèle original et le modèle basé sur la variable ε . Cette fonction auxiliaire définie par :

$$F_1 = \tanh \left(\left[\min \left(\max \left(2 \frac{\sqrt{K}}{0.09d\omega^2}, \frac{500\mu}{\rho d^2\omega}, \frac{4\rho\sigma_\omega k}{CD_{k\omega}d^2} \right) \right) \right]^4 \right) \quad (\text{A.43})$$

avec :

$$CD_{k\omega} = \max \left[\frac{2\rho\sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right] \quad (\text{A.44})$$

réalise la transition des coefficients entre la partie $k - \omega$ de la couche limite et la partie $k - \varepsilon$ dans la zone de cisaillement.

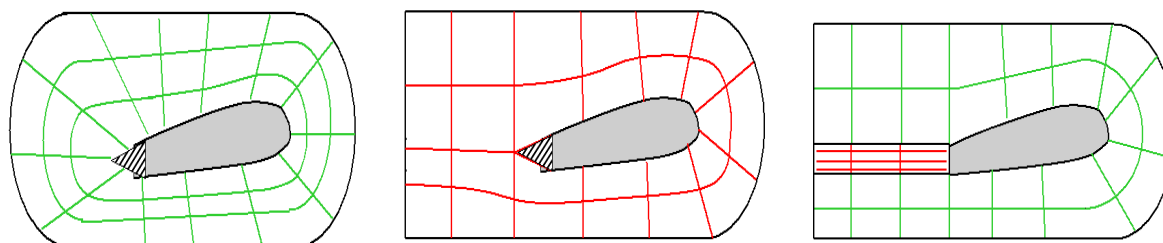
Le critère déterminant pour la qualité des calculs obtenus est le choix des modèles de turbulence. Le modèle $k-\omega$ Menter SST est le plus couramment utilisé pour les calculs de rotor. La viscosité moléculaire de Sutherland est appliquée comme loi de paroi. Etant sous l'hypothèse de Boussinesq, le nombre de Prandtl est constant et défini pour les deux états, laminaire et turbulent ($Pr_{lam.} = 0.7$ et $Pr_{turb.} = 0.92$).

A5 Maillage pour l'aérodynamique numérique

Le maillage est un processus indépendant du code de CFD. Plusieurs techniques permettant de décrire avec plus ou moins de précision la géométrie existent.

A5.1 Topologies de maillage

Il existe trois techniques de maillage de profils : les maillages en O, C et C-H illustrés sur la figure (A.1). Ces trois topologies sont dites structurées.



(a) Maillage en O

(b) Maillage en C

(c) Maillage en C-H

FIGURE A.1: Méthodologie de maillage de profils - Dégénérescence du bord de fuite

Le maillage de type O est optimisé pour une forme n'ayant pas de point d'inflexion (type d'une ellipse). Celui en C maille des formes ayant un point d'inflexion (type goutte d'eau). Le bord de fuite d'une pale a une épaisseur, impliquant la présence de deux points d'inflexion, qui forment une arrête.

Comme illustré sur la figure (A.1), les topologies O et C imposent de dégénérer le bord de fuite (partie hachurée). La géométrie du profil est alors modifiée ce qui revient à calculer un profil alternatif.

Le recours à une topologie C-H permet de s'affranchir de cette difficulté en utilisant la notion de blocs. Sur la figure (A.1c), la zone maillée en rouge est un bloc situé dans le sillage du profil et la verte est un second bloc qui maille le contour du profil. Ainsi, l'épaisseur du bord de fuite est respectée.

Un profil étant plan, son maillage est bidimensionnel ce qui nécessite de déterminer la répartition des noeuds de maillage sur l'enveloppe du profil, pour raffiner suffisamment les régions de fort gradient que sont le bord d'attaque, le bord de fuite et l'ensemble de la couche limite. La loi de répartition des noeuds dans la direction normale à la surface est déterminée en fonction de l'épaisseur de la première maille qui doit permettre de modéliser la couche limite, définie par le nombre adimensionné y^+ [3].

Le maillage du profil en deux dimensions peut être utilisé pour effectuer des calculs sous l'hypothèse d'un écoulement plan et notamment créer les polaires de profil. Le maillage de l'ensemble de la pale est obtenu par extension à l'envergure.

A5.2 Maillage pour calcul de vol stationnaire

En vol stationnaire, la pale conserve une position connue déterminée par les angles de pas, de battement et de traînée induisant une symétrie de révolution entre les b pales constitutives du rotor. Le maillage est une portion de cylindre d'angle au sommet $2 \times \pi/b$. La mise en position de la pale dans l'écoulement se fait soit en la maillant directement dans sa position, soit en utilisant un processus de déformation de maillage. La méthode ALE trouve ici une application. Il est nécessaire de déformer chaque maille de proche en proche afin de maintenir une continuité des tailles de maille et éviter des sauts de maille trop importants qui induisent des risques de divergence du calcul.

• Maillage en C

Le maillage en C du profil d'une pale de rotor 7A est représenté figure (A.2a). Il n'est pas régulier et possède de nombreuses mailles allongées qui peuvent induire des erreurs de calcul de l'écoulement. La portion de cylindre représentant l'écoulement est représentée figure (A.2d). La pale est positionnée au centre du domaine. La géométrie du moyeu rotor n'est pas prise en compte, seule la partie efficace (constituée de profils) de la pale est maillée. Le maillage monobloc de type C présenté figure (A.2) pose les problèmes de dégénérescence du saumon et du bord de fuite qui modifient la géométrie de la pale. Il faut noter que le maillage est fait autour de la pale, l'intérieur de la pale étant alors vide de toute maille, contrairement à un code élément fini.

La rotation est simulée par l'application d'une condition aux limites rotationnelle sur l'écoulement : c'est le fluide qui tourne et non le maillage. Les conditions aux limites des frontières supérieure et inférieure peuvent être du type "champ lointain" ou "Froude", en fonction de la distance les séparant du rotor. Les faces rectangulaires sont définies par des conditions de périodicité, imposant ainsi une continuité de l'écoulement due à la symétrie de révolution.

La mise en oeuvre de ce maillage pour des calculs est facilitée par un outil de maillage automatique.

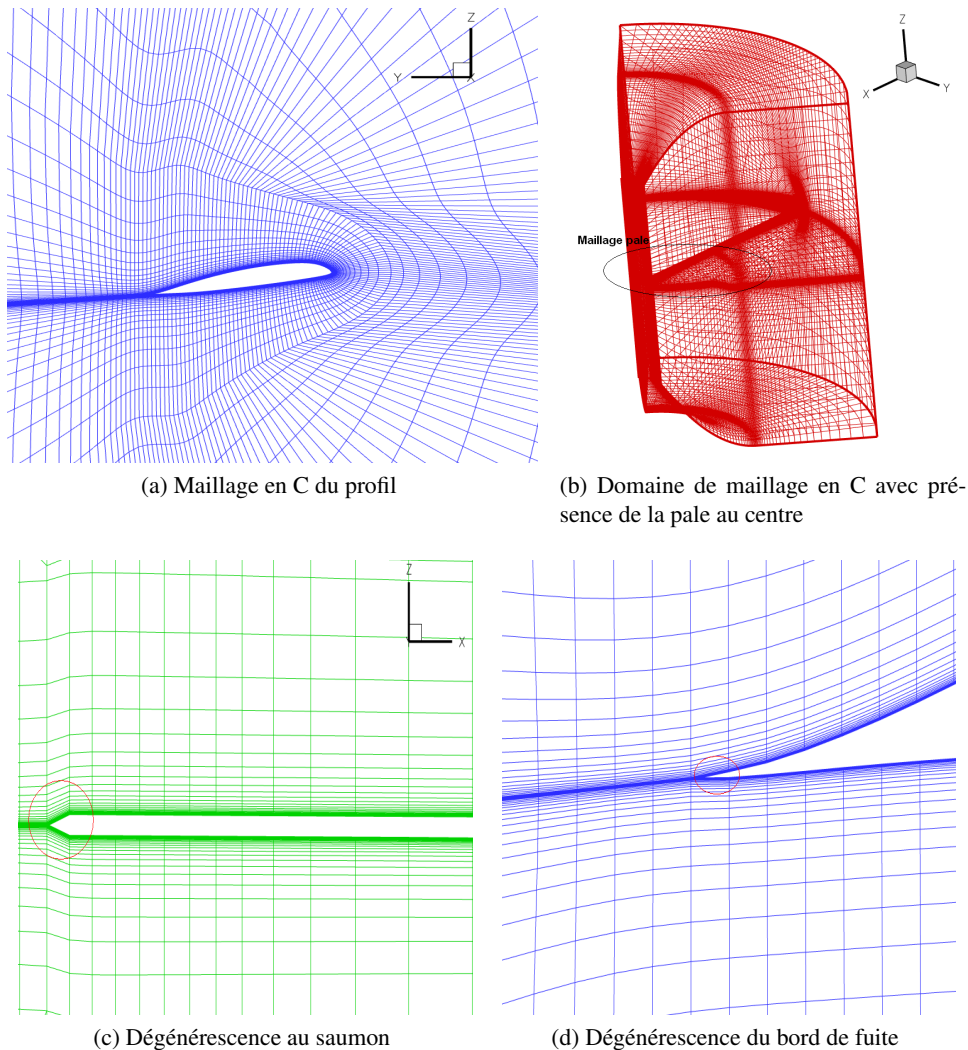


FIGURE A.2: Maillage en C d'un rotor quadri-pales avec dégénérescence du saumon et du bord de fuite

La faiblesse réside dans les déformations du bord de fuite et du saumon imposées par la topologie en C. Aussi, l'application d'un pas θ élevé génère des mailles très déformées en amont du bord d'attaque qui peuvent engendrer des divergences de calcul. Cette topologie de maillage peut être discrétisée en envergure sur plusieurs blocs de dimensions (nombres de mailles) sensiblement identiques afin de paralléliser la charge de calcul sur plusieurs processeurs pour économiser du temps.

• Maillage Chimère

Le maillage Chimère est une philosophie radicalement différente qui permet d'imposer des déplacements de solides sans déformer le maillage. Deux domaines volumiques doivent être considérés : le maillage du domaine de fond et le maillage du domaine de la pale.

Le maillage du profil, en deux dimensions, adopte une topologie en C-H, présentée figure (A.3a). L'épaisseur du bord de fuite détermine la hauteur du bloc de sillage, comme présenté figure (A.3b). Les zones de fort raffinement correspondent au bord de fuite qui est nécessairement maillé plus finement en raison de la densité de maille dans la couche limite.

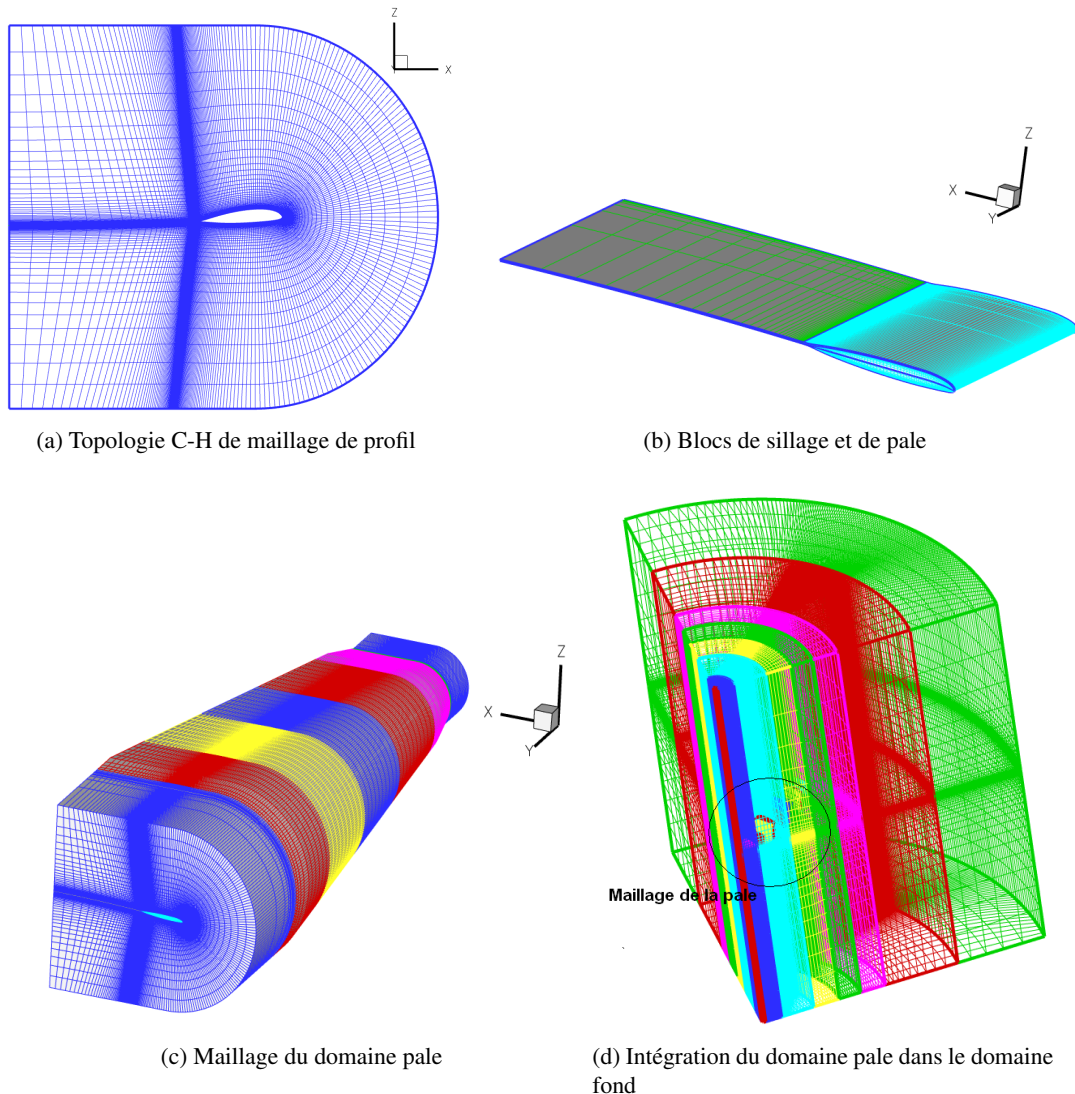


FIGURE A.3: Maillage chimère d'un rotor quadri-pales 7A pour le calcul de vol stationnaire

Le maillage du domaine de la pale est fait par extension du maillage de profil en envergure (cf figure (A.3c)). Le domaine de maillage de la pale garde une topologie C-H, avec une zone amont en demi-cercle et la zone aval droite. La dimension du domaine est choisie entre deux et trois cordes autour de la pale. Le maillage en envergure peut être divisé en plusieurs blocs aux dimensions sensiblement identiques pour paralléliser le calcul. Un bloc volumique est placé en pied de pale et en extrémité de pale pour assurer la condition aux limites entre la pale et l'écoulement, et ainsi bien représenter la géométrie de ces régions (il est représenté en turquoise sur la figure (A.3c)). La taille du domaine de pale en envergure correspond à la longueur de la pale à laquelle s'ajoute la longueur des blocs volumiques de pied de pale et d'extrémité.

Le maillage du domaine de fond est une fraction de cylindre, d'angle au sommet $2 \times \pi/b$. Le rayon du cylindre doit être d'un minimum de 4 rayons rotor, et la position des frontières, supérieure et inférieure, doit correspondre au choix des conditions aux limites, de champ lointain ou de Froude. La condition aux

limites sur les faces rectangulaires latérales est périodique.

La technique Chimère consiste à positionner le maillage du domaine pale dans le domaine de fond, tel qu'illustré figure (A.3d). Le domaine de pale doit être positionné en respectant les angles de traînée, pas et battement de la pale en stationnaire. Une loi de commande rotor impose le mouvement de la pale en fonction du temps. Le masquage permet le recouvrement des mailles du domaine de fond par celles du domaine pale afin de respecter l'écoulement et la présence des pales. Pour un calcul de vol stationnaire, la mise en rotation est faite par l'application de la condition aux limites rotationnelle, qui impose un écoulement tangentiel.

L'intérêt de ce type de maillage réside dans le respect exact de la géométrie des pales et dans la qualité des mailles qui sont plus régulières qu'avec une topologie en C. Le mouvement des pales est facilité, les mailles n'étant pas déformées. L'inconvénient majeur réside dans l'augmentation considérable du nombre de mailles.

Le maillage chimère est privilégié lorsque les moyens de calcul disponibles sont importants. La discrétisation en blocs autorise la parallélisation du calcul sur plusieurs processeurs en équilibrant la charge de calcul. A chaque itération, les processeurs communiquent entre eux afin de transmettre l'état de l'écoulement aux frontières des blocs. Au cours d'une itération, le calcul est effectué à l'intérieur du bloc, par un processeur dédié.

Les maillages présentés ont les dimensions suivantes :

- Topologie en C : Maillage du quart de cylindre avec 0,5 millions de mailles ;
- Topologie en C-H : Maillage du fond en 8 blocs pour un total de 1,4 millions de mailles ; maillage du blocs de pale en 22 blocs (10 blocs pale, 10 blocs sillage et 2 blocs volumiques en extrémité et pied de pale) pour un total de 3 millions de mailles.

A5.3 Maillage pour calcul de vol d'avancement

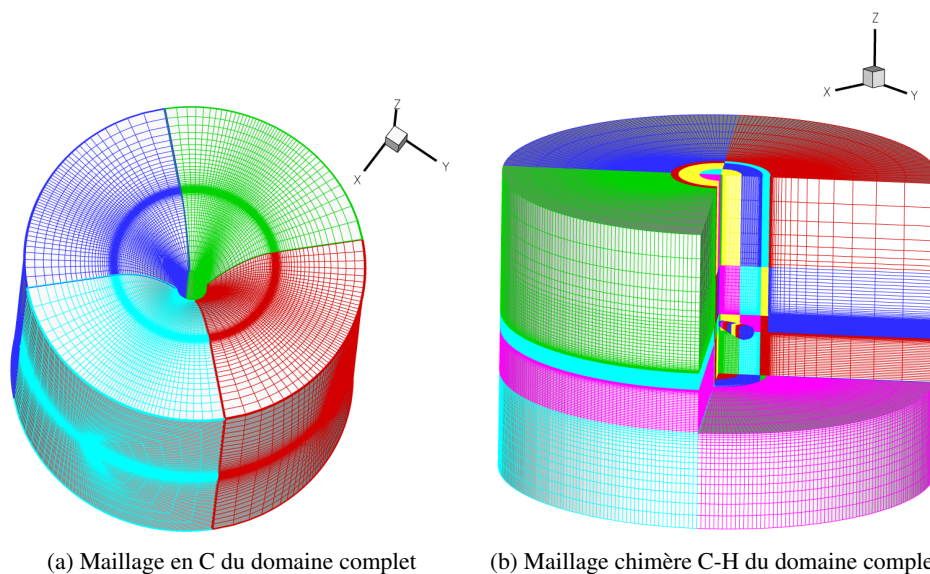


FIGURE A.4: Maillage de rotor 7A pour calcul en vol d'avancement

En vol d'avancement, la cinématique de la pale évolue avec l'azimut. La loi de commande rotor

décrivant le mouvement des pales est obtenue à partir d'un calcul réalisé par un code de mécanique du vol ou d'essais en soufflerie. Le maillage du vol d'avancement est une extension du cas stationnaire à 360° . Les b pales du rotors doivent être intégrées au maillage. Le domaine de fond devient un cylindre dans lequel tourne le rotor. La topologie peut être Chimère ou en C.

Le choix des conditions aux limites diffère du cas stationnaire. Sur la surface cylindrique du domaine, la condition est choisie en champ lointain tout comme les faces, supérieure et inférieure. En vol d'avancement, l'écoulement de Froude n'a plus lieu d'être, les lignes de courant sont influencées par la vitesse d'avancement qui incline le souffle du rotor. L'avancement du rotor est modélisé par une condition aux limites imposant un écoulement en entrée et en sortie du domaine.

En considérant alors un maillage de domaine cylindrique, chacune des pales constitutives du rotor est représentée. Avec la topologie en C (figure (A.4a)), le domaine est divisé en autant de blocs qu'il y a de pales. Chaque bloc est une rotation de $2 \times \pi/b$ par rapport au domaine qui le précède. Le maillage total est donc constitué de b blocs - ou d'un de ses multiples si les blocs sont sub-divisés en sous blocs en envergure. Les mouvements de la pale sont réalisés par le module ALE qui transcrit la loi de commande rotor. Physiquement, la pale se déplace dans le domaine via la déformation de maillage. Ceci implique donc un risque de divergence du calcul dans le cas où une trop grande amplitude de mouvement impliquerait une déformation excessive des mailles. La rotation du domaine de pale est effectuée par l'application d'un champ rotationnel.

Les différences sont moindres pour le maillage chimère (figure (A.4b)). Le domaine de fond est un cylindre dans lequel évoluent les pales chacune représentée par un maillage. La mise en position des b pales (azimut, pas, battement, traînée) est faite en utilisant la loi de commande rotor qui crée aussi le mouvement harmonique des pales en fonction de la variable d'azimut Ψ du rotor. Le domaine de fond est fixe dans l'espace alors que les domaines de pale tournent à la vitesse Ω .

Le coût de calcul augmente significativement d'une part en raison de l'augmentation de la taille du domaine maillé ; d'autre part en raison de la convergence qui est plus longue à atteindre. Ce type de maillage permet bien évidemment de faire des calculs de vol stationnaire, par l'application d'une condition aux limites de vitesse nulle sans que cela ne présente cependant d'intérêt. Le calcul est résolu par un processus pseudo-stationnaire. Le pas de temps Δt est converti en pas azimutal $\Delta\Psi$ ($\Psi = \Omega \cdot t$). A chaque pas de temps est calculée une convergence locale par un processus stationnaire avec des sous-itérations. La convergence finale du calcul est obtenue lorsqu'à la fois les sous-itérations et les itérations principales ont convergé.

Les maillage de vol d'avancement sont plus lourds :

- Topologie en C : Maillage complet à 2 millions de mailles ;
- Topologie en C-H : Maillage du fond en 84 blocs pour un total de 7 millions de mailles ; maillage des blocs pale identiques au cas du stationnaire, induisant un total de 12 millions de mailles. Le maillage chimère est dix fois plus lourd que le maillage en C.

A6 Charges aérodynamiques du rotor à pales à double flèche

Le paramètre d'étude des charges aérodynamiques de traînée est le $C_x M^3$ qui est homogène à une puissance. L'évolution des efforts de traînée est dépendante du carré de la vitesse d'avancement.

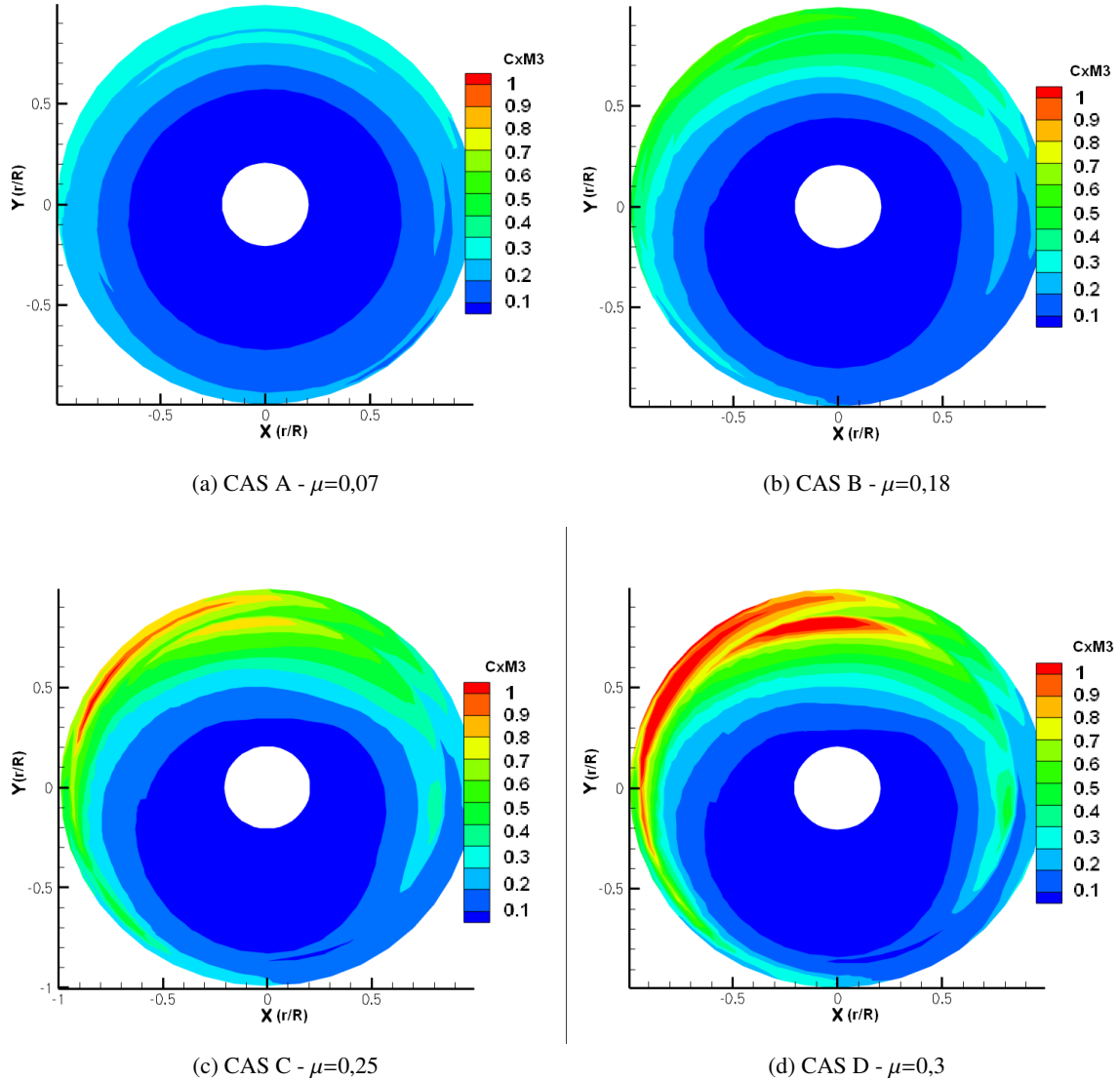


FIGURE A.5: Dépendances des charges de traînée ($C_x M^3$) à la vitesse d'avancement pour un rotor à pales BlueEdge™

Modèles élasto-dynamiques

B1 Expression des termes des équations de Lagrange du modèle de pale articulée

Soit le système d'équations de Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_C}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial E_C}{\partial q_j} + \frac{\partial E_{elast}}{\partial q_j} = Q_j \quad (\text{B.1})$$

Avec q_j les coordonnées généralisées (coordonnées "modales"), E_C l'énergie cinétique, E_{elast} l'énergie élastique et Q_j l'effort généralisé.

L'énergie cinétique

L'énergie cinétique E_C de la pale est la somme des énergies cinétiques élémentaires E_{C_i} de chaque segment telle que :

$$E_{C_i} = \frac{1}{2} \cdot m_i \cdot \vec{V}_{M,i}^2 + \frac{1}{2} \cdot \vec{\Omega}_i \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \vec{V}_{M,i} \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) \quad (\text{B.2})$$

avec $[I_M]$ le tenseur d'inertie au point M et $\vec{M}_{st,i}^M$ le moment statique en ce même point, m_i la masse, G le centre d'inertie, $\vec{V}_{M,i}$ le vecteur vitesse de ce point et $\vec{\Omega}_i$ sa rotation.

Le calcul des termes de l'équation de Lagrange donne :

$$\frac{\partial E_{C_i}}{\partial \dot{q}_j} = m_i \cdot \vec{V}_{M,i} \cdot \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \frac{1}{2} \cdot \vec{\Omega}_i \cdot \left([I_M] \cdot \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) + \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) + \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) \quad (\text{B.3})$$

en considérant que $\frac{\partial [I_M]}{\partial \dot{q}_j} = [0]$ et $\frac{\partial \vec{M}_{st,i}^M}{\partial \dot{q}_j} = \vec{0}$.

Aussi, la matrice $[I_M]$ est symétrique, donc :

$$\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) = \vec{\Omega}_i \cdot \left([I_M] \cdot \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) \quad (\text{B.4})$$

Et finalement :

$$\frac{\partial E_{C_i}}{\partial \dot{q}_j} = m_i \cdot \vec{V}_{M,i} \cdot \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} + \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) + \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_{C_i}}{\partial \dot{q}_j} \right) &= m_i \cdot \vec{\Gamma}_{M,i} \cdot \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} + m_i \cdot \vec{V}_{M,i} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \cdot \frac{d}{dt} \left(([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) \right) \\
 &+ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \right) \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) + \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \cdot \left(\frac{d \vec{\Omega}_i}{dt} \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) + \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial \dot{q}_j} \cdot \left(\vec{\Omega}_i \wedge \frac{d \vec{M}_{st,i}^M}{dt} \right) \\
 &+ \vec{\Gamma}_{M,i} \cdot \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) + \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) + \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial \dot{q}_j} \wedge \frac{d \vec{M}_{st,i}^M}{dt} \right)
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E_{C_i}}{\partial q_j} &= m_i \cdot \vec{V}_{M,i} \cdot \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial q_j} + \frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial q_j} \cdot ([I_M] \cdot \vec{\Omega}_i) + \frac{1}{2} \cdot \vec{\Omega}_i \cdot \left(\frac{\partial [I_M]}{\partial q_j} \cdot \vec{\Omega}_i \right) + \frac{\partial \vec{V}_{M,i}}{\partial q_j} \cdot (\vec{\Omega}_i \wedge \vec{M}_{st,i}^M) \\
 &+ \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\frac{\partial \vec{\Omega}_i}{\partial q_j} \wedge \vec{M}_{st,i}^M \right) + \vec{V}_{M,i} \cdot \left(\vec{\Omega}_i \wedge \frac{\partial \vec{M}_{st,i}^M}{\partial q_j} \right)
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

Les dérivées de l'énergie cinétique sont calculées pour chaque tronçon de proche en proche en partant du pied de pale.

L'énergie élastique

Soit l'énergie élastique élémentaire pour un segment i , exprimée à l'articulation i :

$$E_{elast,i} = E_{\theta,i} + E_{\beta,i} + E_{\delta,i} \tag{B.8}$$

qui devient en introduisant les raideurs en torsion $K_{\theta,i}$, en battement $K_{\beta,i}$ et en traînée $K_{\delta,i}$:

$$E_{elast,i} = \frac{1}{2} K_{\theta,i} \cdot \xi_{xi}^2 + \frac{1}{2} K_{\beta,i} \cdot \xi_{yi}^2 + \frac{1}{2} E_{\delta,i} \cdot \xi_{zi}^2 \tag{B.9}$$

avec $K_{\theta,i} = \frac{G_i J_i}{l_i}$, $K_{\beta,i} = \frac{E_i I_{B,i}}{l_i}$ et $K_{\delta,i} = \frac{E_i I_{T,i}}{l_i}$, G_i étant le module de cisaillement du segment, E_i son module de Young, J_i , $I_{B,i}$, $I_{T,i}$ respectivement les moments quadratiques en torsion, battement et traînée et l_i sa longueur. ξ_{xi} , ξ_{yi} et ξ_{zi} sont les courbures en torsion, battement et traînée qui expriment la différence d'angle entre les segments i et $i + 1$.

ξ_{xi} , ξ_{yi} et ξ_{zi} sont les courbures en torsion, battement et traînée, obtenues à partir de la dérivation de la matrice de passage du repère rotor au repère section. La dérivation de la matrice de passage du repère rotor R au repère torsion Ti donne les courbures de l'axe de torsion :

$$\frac{\partial (M_{R \rightarrow Ti})}{\partial r} \cdot (M_{R \rightarrow Ti})^t = \begin{vmatrix} 0 & -\xi_{zi} & \xi_{yi} \\ \xi_{zi} & 0 & -\xi_{xi} \\ -\xi_{yi} & \xi_{xi} & 0 \end{vmatrix} \tag{B.10}$$

ANNEXE B. MODÈLES ÉLASTO-DYNAMIQUES

et les courbures de flexion ξ_{yi}^* et ξ_{zi}^* sont obtenue par :

$$\frac{\partial(M_{R \rightarrow Ri})}{\partial r} \cdot (M_{R \rightarrow Ri})^t = \begin{vmatrix} 0 & -\xi_{zi}^* & \xi_{yi}^* \\ \xi_{zi}^* & 0 & 0 \\ -\xi_{yi}^* & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (\text{B.11})$$

avec Ri le repère flexion de la section.

Les courbures totales avec prise en compte de la torsion θ_i sont alors :

$$\begin{cases} \xi_{xi} = \frac{\partial \theta_i}{\partial r} \\ \xi_{yi} = \xi_{yi}^* \cdot \cos(\theta_i) + \xi_{zi}^* \cdot \sin(\theta_i) \\ \xi_{zi} = \xi_{zi}^* \cdot \cos(\theta_i) - \xi_{yi}^* \cdot \sin(\theta_i) \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

La dérivée de l'énergie élastique devient :

$$\frac{\partial E_{elast,i}}{\partial q_j} = (K_{\theta,i} \cdot \xi_{xi}) \cdot \frac{\partial \xi_{xi}}{\partial q_j} + (K_{\beta,i} \cdot \xi_{yi}) \cdot \frac{\partial \xi_{yi}}{\partial q_j} + (K_{\delta,i} \cdot \xi_{zi}) \cdot \frac{\partial \xi_{zi}}{\partial q_j} \quad (\text{B.13})$$

$$= M_{xi} \cdot \frac{\partial \xi_{xi}}{\partial q_j} + M_{yi} \cdot \frac{\partial \xi_{yi}}{\partial q_j} + M_{zi} \cdot \frac{\partial \xi_{zi}}{\partial q_j} \quad (\text{B.14})$$

En pratique, les moments de flexions et torsions sont calculés aux centres neutre et de torsion. Pour satisfaire à la formulation du modèle qui discrétise la pale sur l'axe de pas, il est nécessaire de transposer les moments. En nommant (y_{cni}, z_{cni}) les coordonnées du centre neutre, (y_{cti}, z_{cti}) les coordonnées du centre de torsion et (F_{xi}, F_{yi}, F_{zi}) les efforts à l'articulation i , les moments s'expriment :

$$\begin{cases} M_{xi} = \frac{G_i J_i}{l_i} \cdot \xi_{xi} - z_{cti} \cdot F_{yi} + y_{cti} \cdot F_{zi} \\ M_{yi} = \frac{E_i I_{B,i}}{l_i} \cdot \xi_{yi} + z_{cni} \cdot F_{xi} \\ M_{zi} = \frac{E_i I_{T,i}}{l_i} \cdot \xi_{zi} - y_{cni} \cdot F_{xi} \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

L'effort généralisé

L'effort généralisé est le travail des forces extérieures défini par :

$$Q_j = \frac{\partial W_i}{\partial q_j} = \vec{F}_{ext,i} \cdot \frac{\partial}{\partial q_j} (\vec{dep}_i) + \vec{M}_{ext,i} \cdot \frac{\partial}{\partial q_j} (\vec{rot}_i) \quad (\text{B.16})$$

Les rotations entre les repères i et $i+1$ se décomposent en (\vec{rot}_i) pour les déformations en flexion (traînée et battement local) et en (\vec{rot}_{Ti}) pour la torsion. En nommant $(M_{Ri \rightarrow R})$ la matrice de passage du repère local Ri au repère rotor R , les dérivées partielles des vecteurs de déplacement sont alors calculées de proche en proche :

$$(\vec{rot}_{i+1})_R = (\vec{rot}_i)_R + (M_{Ri \rightarrow R}) \cdot \begin{vmatrix} 0 \\ d\beta_{i+1} \\ d\delta_{i+1} \end{vmatrix}_{Ri} \quad (\text{B.17})$$

et :

$$(\vec{rot}_{T_{i+1}})_R = (M_{R_{i+1} \rightarrow R}) \cdot \begin{vmatrix} \theta_{i+1} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}_{R_i} \quad (\text{B.18})$$

Les dérivées partielles de ces déformations angulaires s'expriment :

$$\left(\frac{\partial \vec{rot}_{i+1}}{\partial q_j} \right)_R = \left(\frac{\partial \vec{rot}_i}{\partial q_j} \right)_R + \frac{\partial (M_{R_i \rightarrow R})}{\partial q_j} \cdot \begin{vmatrix} 0 \\ d\beta_{i+1} \\ d\delta_{i+1} \end{vmatrix}_{R_i} + (M_{R_i \rightarrow R}) \cdot \begin{vmatrix} 0 \\ d\beta_{i+1}^i \\ d\delta_{i+1}^i \end{vmatrix}_{R_i} \quad (\text{B.19})$$

$$\left(\frac{\partial \vec{rot}_{T_{i+1}}}{\partial q_j} \right)_R = \frac{\partial (M_{R_{i+1} \rightarrow R})}{\partial q_j} \cdot \begin{vmatrix} \theta_{i+1} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}_{R_i} + (M_{R_{i+1} \rightarrow R}) \cdot \begin{vmatrix} \theta_{i+1}^i \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}_{R_i} \quad (\text{B.20})$$

La déformation linéaire, calculée de proche en proche est :

$$(\vec{dep}_{i+1})_R = (\vec{dep}_i)_R + (M_{R_i \rightarrow R}) \cdot \begin{vmatrix} dr_{i+1} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}_{R_i} \quad (\text{B.21})$$

et donc la dérivée partielle :

$$\left(\frac{\partial \vec{dep}_{i+1}}{\partial q_j} \right)_R = \left(\frac{\partial \vec{dep}_i}{\partial q_j} \right)_R + \frac{\partial (M_{R_i \rightarrow R})}{\partial q_j} \cdot \begin{vmatrix} dr_{i+1} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}_{R_i} \quad (\text{B.22})$$

L'effort intégré sur la pale est donné par $Q_G^j = \sum Q_{G_i}^j$ avec :

$$Q_{G_i}^j = \left(\frac{\partial \vec{dep}_i}{\partial q_j} \right)_R \cdot (\vec{F}_{ext,i})_R + \left(\frac{\partial \vec{rot}_{T_i}}{\partial q_j} \right)_R \cdot (\vec{M}_{ext,i})_R \quad (\text{B.23})$$

B2 Topologie d'un moyeu rotor principal Spheriflex à cinq pales

La modélisation multi-corps du moyeu rotor de l'hélicoptère nécessite d'établir un modèle cinématique décrivant les liaisons et contraintes internes au système. L'approche SIMPACK impose que chaque solide ait une liaison unique (symbolisée en rouge) qui libère des degrés de liberté. Les liaisons complémentaires sont modélisées par des équations de contraintes (symbolisées en vert). L'établissement du modèle complet peut passer par des modèles intermédiaires qui sont ensuite assemblés par des corps fictifs (**D**) encastres (zéro DDL) au solide précédent.

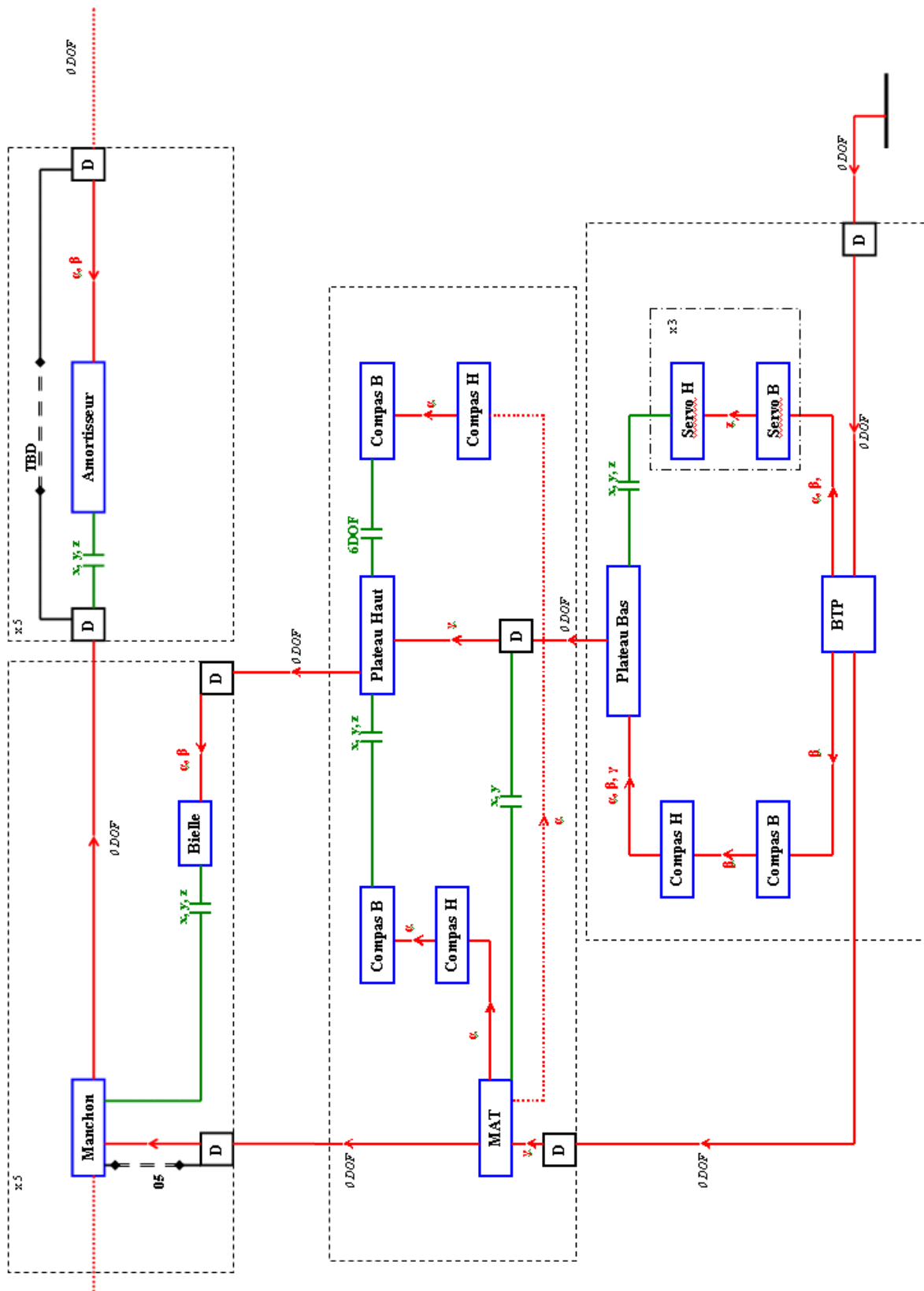


FIGURE B.1: Topologie du moyeu MRP AS365N4 - Degrés de liberté et contraintes

ANNEXE C

Charges Rotor sur des pales BlueEdgeTM

C1 Charges adaptateurs mesurées en vol

Cette section présente des résultats complémentaires sur le calcul des charge de l'adaptateur de traînée.

Disparité des mesures

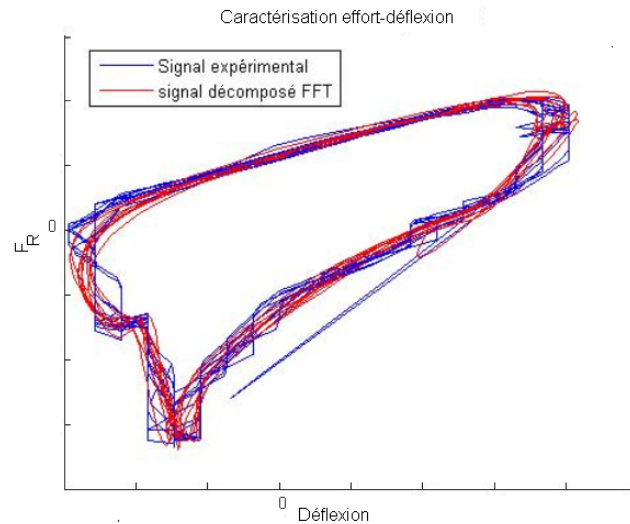


FIGURE C.1: Disparité de la mesure au cours d'un vol en palier à $\mu=0,25$; temps d'acquisition = 23sec

Au cours des essais en vol la réalisation d'un palier en vol d'avancement parfaitement stabilisé n'est techniquement pas possible. En conséquence, l'échantillon de mesures est affecté d'une erreur représentée figure (C.1) pour un cas de palier stabilisé. Il est choisi dans cette thèse de retenir des mesures moyennées sur 5 périodes, soit presque une seconde (fréquence de rotation : 5,7Hz).

Boucles force-déflexion de caractérisation mesurées en vol

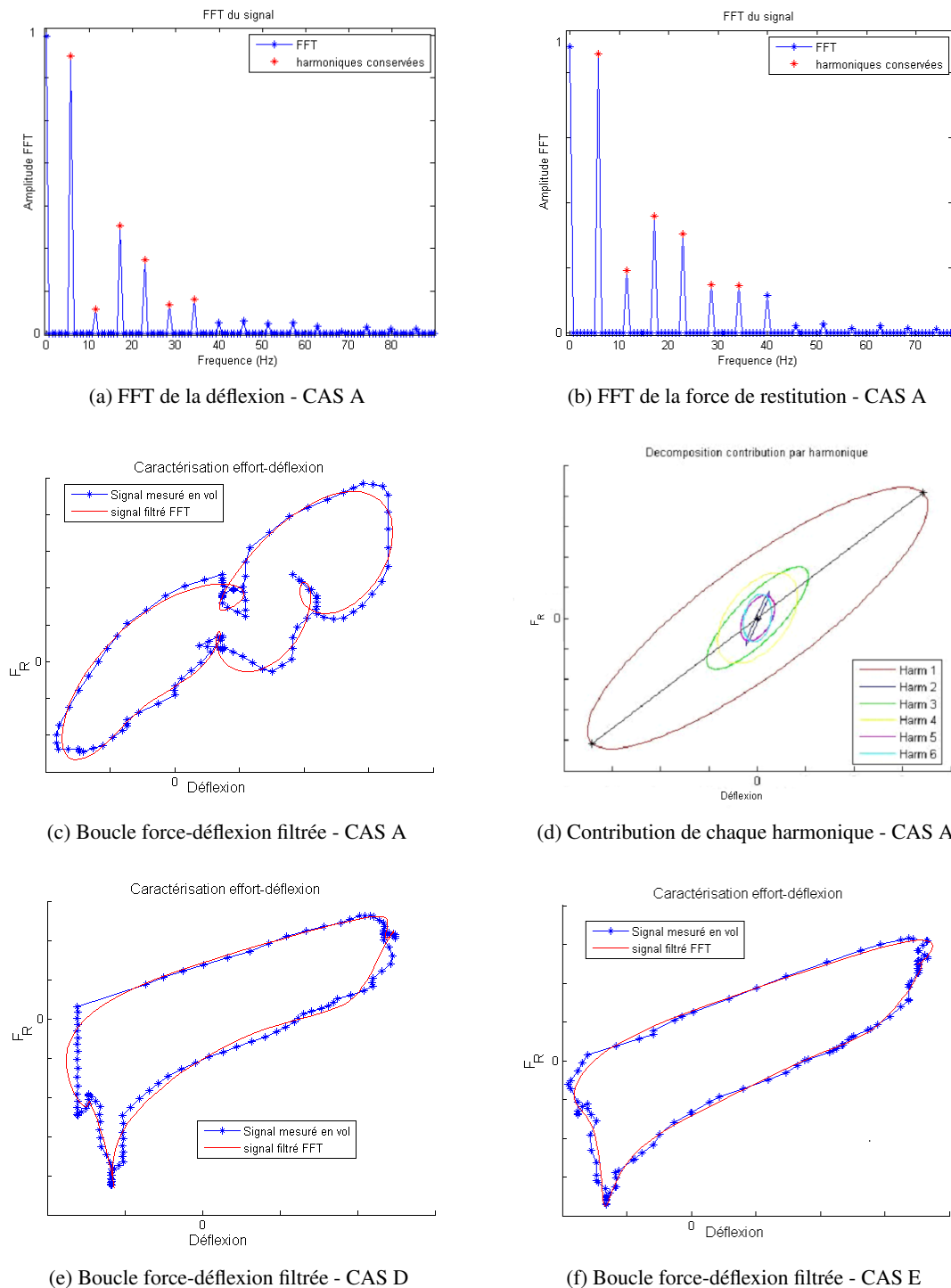


FIGURE C.2: Filtrage par décomposition harmonique des efforts et déflexions mesurés en vol pour obtenir les boucles force-déflexion

Caractérisation sur un banc d'essai de l'adaptateur de traînée

Le comportement mesuré en vol faisant état de pics d'efforts qui ne trouvent pas d'explication rationnelle, l'adaptateur de traînée de l'EC155 est soumis à des cycles de réplication en force et en déflexion sur une machine de traction 10kN.

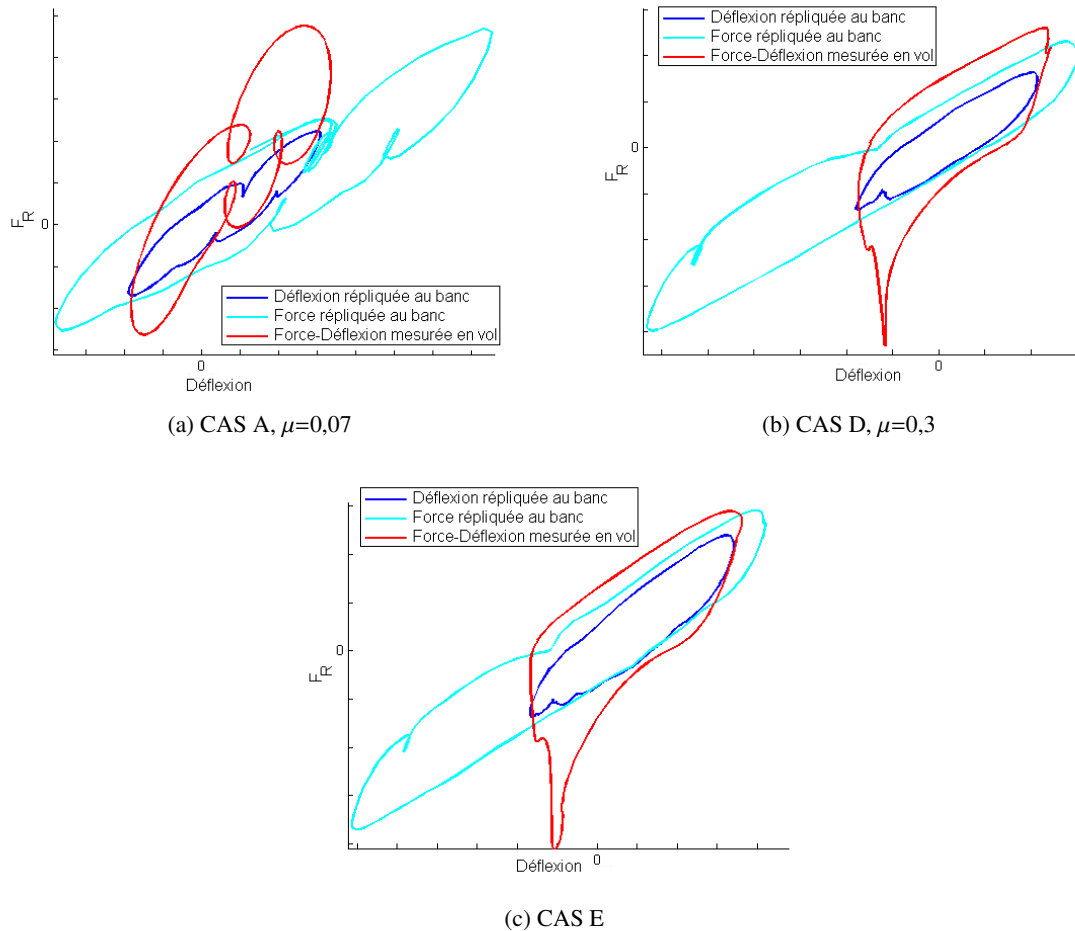


FIGURE C.3: Réplication sur une machine de traction des forces et déflexions mesurées en vol

A partir de la sollicitation mesurée en vol (courbe rouge), l'adaptateur est testé avec un asservissement en déflexion (on impose à l'adaptateur une déflexion qui reproduit la mesure en vol) représentée par les courbes bleu foncé et avec un asservissement en force (on impose la force représentative du vol) représenté par les courbes bleu clair. Le comportement de l'adaptateur ne reproduit pas ce qui a été mesuré en vol. La pente de l'hystérésis montre une raideur plus faible, cohérente pour les deux types d'asservissements, qui suppose alors une erreur sur la mesure faite en vol.

C2 Charges pales

Comparaison des moments calculés en fonction des modèles de vitesse induite

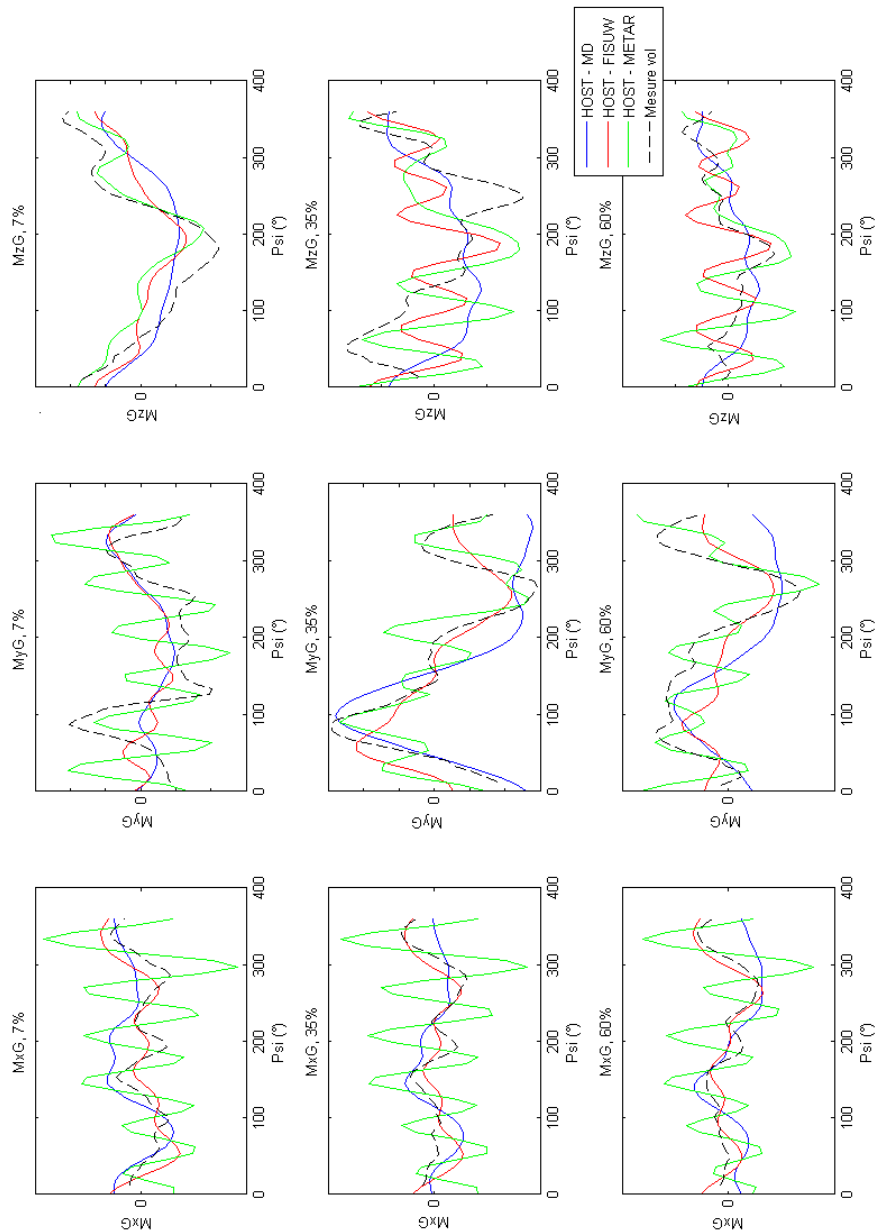


FIGURE C.4: Moments calculés à trois rayon $r/R = 7\%$, 35% et 60% avec Meijer-Drees, FiSUW et METAR comparés aux mesures en vol

Cartographie des charges pales

Les cartographies présentées ici ont été obtenues par un calcul HOST, en retenant les modèles de vitesse induite FiSUW et adaptateur standard à paramètres variables. La masse de l'adaptateur est prise en compte, la base modale est découplée et le déport des centres élastiques n'est pas considéré.

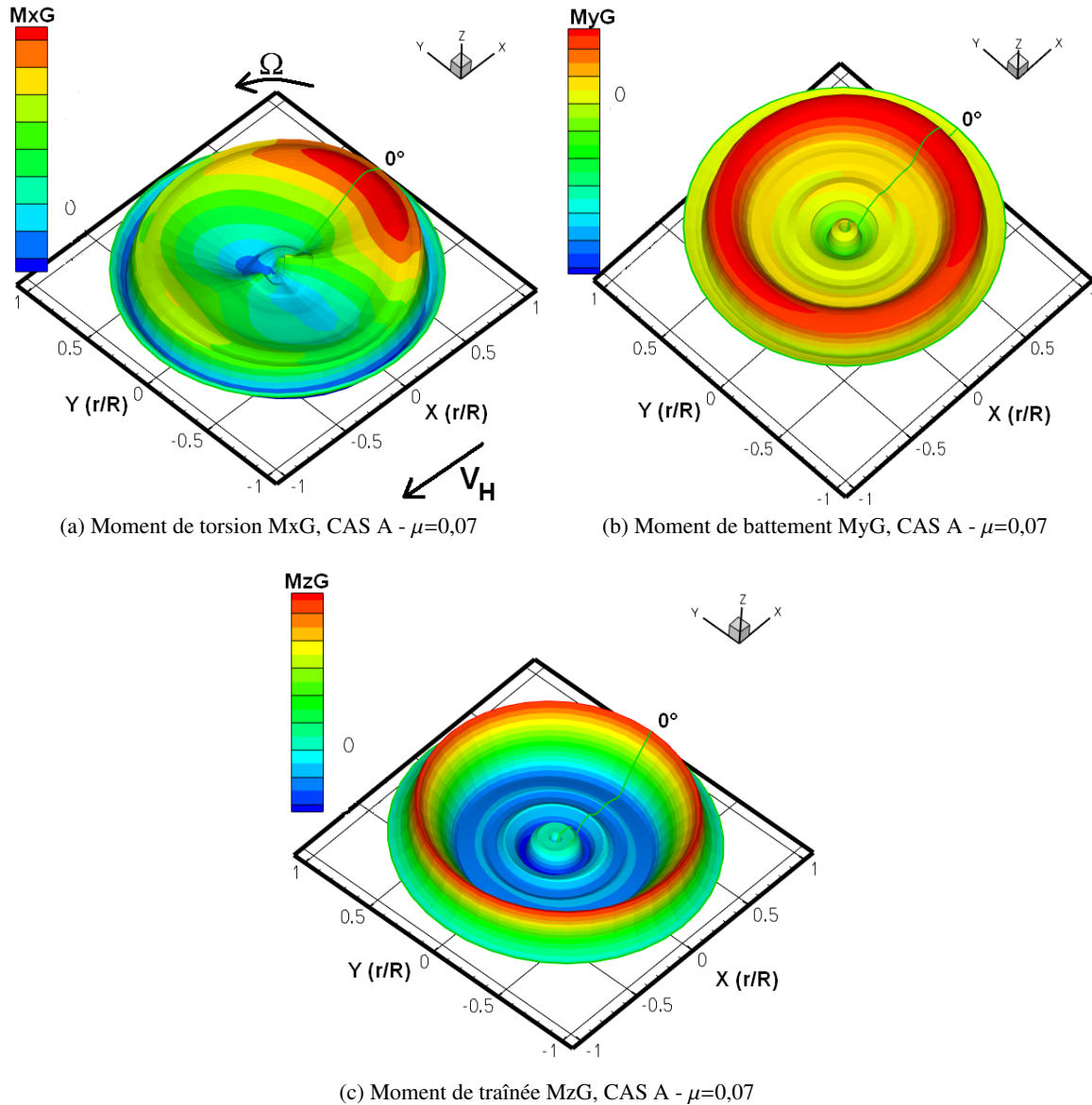


FIGURE C.5: Cartographie des moments calculés , CAS A - $\mu=0,07$

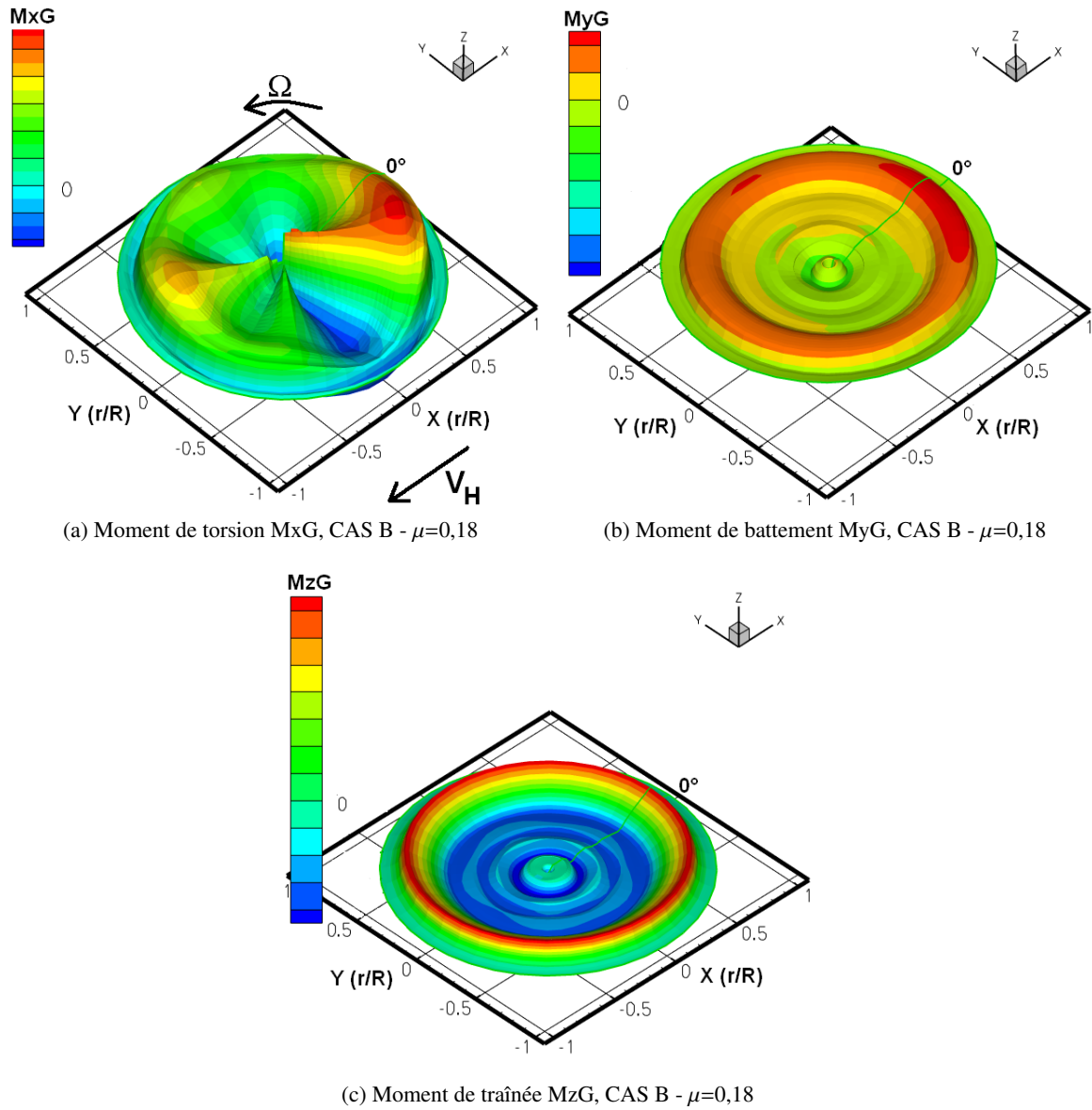


FIGURE C.6: Cartographie des moments calculés , CAS B - $\mu=0,18$

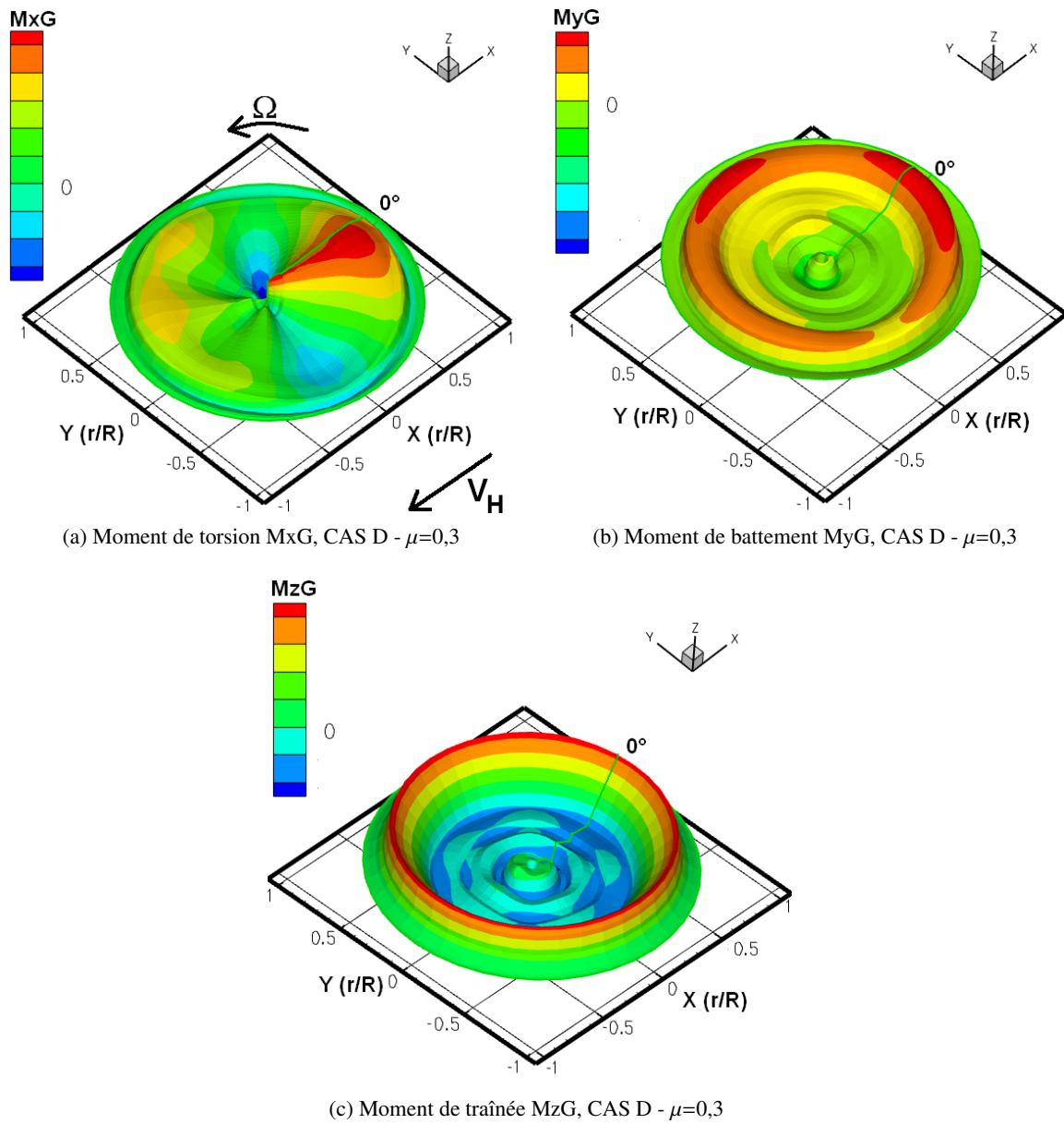


FIGURE C.7: Cartographie des moments calculés , CAS D - $\mu=0,3$

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : **LEBEL**

DATE de SOUTENANCE : **23 mars 2012**

Prénoms : **Guilhem**

TITRE : **PREVISION DES CHARGES AEROMECAIQUES DES ROTORS D'HELICOPTERE – APPLICATION AUX PALES A DOUBLE FLECHE**

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2012ISAL0025

Ecole doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Spécialité : Mécanique

RESUME :

Les récentes recherches sur les rotors d'hélicoptère conduisent au développement de pales de nouvelle génération présentant des géométries courbes. La double flèche de la pale BlueEdge™ proposée par Eurocopter impose de reconsidérer les outils de calcul des charges rotors pour déterminer le torseur des efforts appliqués aux pales et aux éléments constitutifs du moyeu rotor afin de satisfaire aux exigences de conception et de certification. Les charges rotors se décomposent en contributions aéro- et élasto-dynamiques prises en compte par des modélisations distinctes.

La thèse vise à définir une méthodologie de calcul de charges applicable aux pales à double flèche. Ainsi sont présentés les modèles aérodynamiques bi-dimensionnels pour calculer les vitesses induites du rotor et déterminer la répartition des efforts aérodynamiques sur le rotor. Le calcul des charges rotor nécessite de recourir à des modèles élasto-dynamiques. En résolvant les équations de la dynamique des solides pour un système mécanique, le code de mécanique du vol HOST considère une modélisation élastique de pale pour déterminer le torseur des efforts, les efforts de commande étant fournis par l'ensemble bielle de pas et plateaux cycliques. Le comportement non linéaire des adaptateurs de traînée interpales est décrit par des modèles de force de restitution.

Ces travaux ont utilisé des caractérisations expérimentales sur des machines de traction de laboratoire ainsi que des essais en vol afin d'évaluer le niveau de représentativité des outils et méthodes proposés. La mise en oeuvre de l'ensemble de ces modèles détermine avec satisfaction les charges dynamiques du rotor pour des vols stabilisés.

MOTS-CLES : Mécanique du vol, charges rotor, modèles de vitesses induites, CFD, HOST, *elsA*, modèles rhéologiques, amortissement visqueux, équilibre dynamique de rotor.

Laboratoire (s) de recherche : LaMCoS

Directeur de thèse : Régis DUFOUR

Co-directeur de thèse : Georges JACQUET-RICHARDET

Président de jury :

GUYADER Jean-Louis, Professeur, INSA de Lyon

Composition du jury :

COSTES Michel, Docteur-Ingénieur, ONERA DAAP Meudon
DEÛ Jean-François, Professeur, CNAM Paris
GUYADER Jean-Louis, Professeur, INSA de Lyon
DUFOUR Régis, Professeur, INSA de Lyon
JACQUET-RICHARDET Georges, Professeur, INSA de Lyon
MAUCHER Christoph, Docteur-Ingénieur, EUROCOPTER GmbH.
BENOIT Bernard, Ingénieur, EUROCOPTER SAS

