



HAL
open science

Modélisation dynamique et commande d'un propulseur naval

Matthieu Vonnet

► **To cite this version:**

Matthieu Vonnet. Modélisation dynamique et commande d'un propulseur naval. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Nantes, 2008. Français. NNT : . tel-00460439

HAL Id: tel-00460439

<https://theses.hal.science/tel-00460439>

Submitted on 1 Mar 2010

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

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

UNIVERSITE DE NANTES

ECOLE DOCTORALE

SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION ET DE MATHÉMATIQUES

Année 2008

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

Spécialité : Electronique & Génie Electrique

Présentée et soutenue publiquement par

Matthieu VONNET

Le 9 Décembre 2008

Au Centre de Recherche et de Transfert de Technologie à Saint-Nazaire

**MODELISATION DYNAMIQUE ET COMMANDE D'UN
PROPULSEUR NAVAL**

Jury :

Président :	M. BILLARD Jean-Yves	Professeur des Universités à l'Ecole Navale - IRENav, Brest
Rapporteurs :	M. FADEL Maurice	Professeur des Universités à l'INPT - LAPLACE, Toulouse
	M. JOUVENCEL Bruno	Professeur des Universités à l'UMII - LIRMM, Montpellier
Examineurs :	Mme AÏT-AHMED Nadia	Maître de Conférences à l'EPUN - IREENA, Saint-Nazaire
	M. HETET Jean-François	Professeur des Universités à l'ECN - LMF de l'ECN, Nantes
	M. LORON Luc	Professeur des Universités à l'EPUN - IREENA, Saint-Nazaire

Directeur de thèse : Luc Loron

Laboratoire : IREENA – 37 Boulevard de l'Université – BP406 – 44602 SAINT NAZAIRE Cedex

Co-directeur de thèse : Jean-François Hetet

Laboratoire : LMF de l'ECN – Ecole Centrale de Nantes – BP92101 – 44321 NANTES Cedex 3

Co-encadrante : Nadia Aït-Ahmed

Laboratoire : IREENA – 37 Boulevard de l'Université – BP406 – 44602 SAINT NAZAIRE Cedex

Composante de rattachement du directeur de thèse : Ecole polytechnique de l'Université de Nantes

N°ED 503-038

Avant-propos

Ce mémoire présente les travaux effectués durant ma thèse de doctorat au sein de l'Institut de Recherche en Electrotechnique et Electronique de Nantes Atlantique (IREENA). Ma thèse s'est déroulée sous la codirection de Luc Loron et Jean-François Hetet, respectivement de l'IREENA et du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes (LMF ECN) et sous l'encadrement de Nadia Aït-Ahmed de L'IREENA. Mes travaux ont porté sur la modélisation dynamique et la commande des propulseurs navals électriques.

Je tiens tout d'abord à remercier le Conseil Régional des Pays de la Loire qui a financé ces travaux, ainsi que l'Association Inter-Universitaire des Pays de la Loire pour la Valorisation de la Recherche et le Développement des Relations Economiques (UNIVALOIRE) qui a géré mon financement au cours de ces trois années de thèse.

Mes remerciements vont également aux membres du jury qui ont accepté de considérer mes travaux :

- Monsieur Maurice Fadel, Professeur des Universités à l'Institut National Polytechnique de Toulouse, et Monsieur Bruno Jouvencel, Professeur des Universités à l'Université de Montpellier II, pour avoir accepté de rapporter mon mémoire de thèse.
- Monsieur Jean-Yves Billard, Professeur des Universités à l'Ecole Navale de Brest, pour avoir présidé mon jury.
- Monsieur Luc Loron, Professeur des Universités à L'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, et Monsieur Jean-François Hetet, Professeur des Universités à l'Ecole Centrale de Nantes, pour avoir codirigé ma thèse, pour leurs conseils judicieux.
- Madame Nadia Aït-Ahmed, Maître de Conférences à L'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, pour toute l'aide qu'elle a pu m'apporter.

Je tiens ensuite à remercier Franck Judic, le technicien du laboratoire IREENA, pour son aide précieuse et ses conseils avisés qui m'ont été d'un grand secours, notamment pour tout ce qui concerne la partie expérimentale de mes travaux. Un grand merci également à Christine Brohan, la secrétaire du laboratoire, pour m'avoir permis d'échapper en partie aux différentes démarches administratives pendant la durée de mon séjour à l'IREENA (j'avoue en effet être bien loin de tout cela).

Enfin, je remercie ma famille et notamment mes parents pour m'avoir soutenu tout au long de ma scolarité et avoir toujours cru en moi. J'en profite pour embrasser très fort Mour, qui se reconnaîtra sûrement en souriant en lisant ces lignes, et pour qui je n'ai pas été très disponible au cours des semaines qui ont précédé ma soutenance.

Finalement, cette page est à la fois le début et la fin de ma thèse de doctorat. C'est pour moi la dernière d'une époque révolue, mais pour vous la première d'une "aventure palpitante" qui commence tout de suite (et qui je l'espère ne vous ennuiera pas trop) . . .

Table des matières

Glossaire	vii
Introduction	1
Contexte	1
Objectifs de cette thèse	4
Organisation de ce mémoire	5
1 Modèle empirique quasi-statique d'un propulseur naval	7
1.1 Constitution d'un propulseur naval	8
1.2 Modélisation du moteur électrique	8
1.2.1 Modèle électromécanique du moteur	9
1.2.2 Modélisation du couple électromagnétique	9
1.2.3 Modèle des frottements secs de Coulomb	10
1.3 Modélisation empirique d'une hélice marine	11
1.3.1 Modèle K_T/K_Q	11
1.3.2 Représentation 4 quadrants	14
1.3.3 Modèle 4 quadrants C_T/C_Q	14
1.3.4 Passage du modèle K_T/K_Q au modèle C_T/C_Q	17
1.3.5 Modélisation des forces et couples tridimensionnels de l'hélice	17
1.3.6 Modélisation des pertes de couple et de poussée en ventilation	18
1.4 Modèle nominal d'une hélice	21
1.5 Modèles quasi-statiques d'un propulseur naval	23
1.5.1 Modèle quasi-statique 4 quadrants	23
1.5.2 Modèle quasi-statique nominal	23
1.6 Identification	24
1.6.1 Frottements	24
1.6.2 Paramètres statiques du propulseur	25
1.6.3 Inertie en rotation avec des essais en air	25
1.6.4 Rapport entre la poussée et le couple hydrodynamique de l'hélice	26
1.6.5 Inertie en rotation avec des essais en eau	27
1.7 Simulation et expérimentation	28
1.8 Résumé du chapitre 1	31
2 Modèle physique d'une hélice marine	33
2.1 Théorie du moment linéaire des hélices	35
2.2 Théorie des moments linéaire et angulaire des hélices	37

2.3	Théorie des éléments de pale	39
2.3.1	Théorie de l'aile portante	39
2.3.2	Application aux pales d'une hélice	40
2.4	Combinaison des théories du moment et des éléments de pale	42
2.4.1	Théorie combinée	43
2.4.2	Modification de la théorie combinée	44
2.4.3	Méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice marine	45
2.5	Changement de formalisme des théories des hélices	45
2.5.1	Problème des facteurs d'interférence divergents	45
2.5.2	Formalisme adopté	46
2.5.3	Application aux théories des hélices	46
2.5.4	Modification des méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice	47
2.5.5	Définition des 4 quadrants de fonctionnement hydrodynamique d'une hélice	48
2.6	Théorie dynamique du moment linéaire des hélices	50
2.6.1	Développement de la théorie dynamique	50
2.6.2	Courants variables et manœuvres	53
2.6.3	Théorie dynamique corrigée du moment linéaire	53
2.6.4	Théorie dynamique du moment linéaire exprimée dans le formalisme mathématique classique	53
2.6.5	Modèle dynamique présenté dans la littérature	54
2.7	Autres théories et méthodes numériques	54
2.8	Expérimentation des modèles théoriques	54
2.8.1	Expérimentation en régime permanent	55
2.8.2	Expérimentation en régime transitoire	63
2.9	Conclusion	82
2.10	Résumé du chapitre 2	84
3	Modèle comportemental et identification fréquentielle d'une hélice	85
3.1	Structures de Wiener et de Hammerstein	87
3.1.1	Structure de Wiener	88
3.1.2	Structure de Hammerstein	88
3.1.3	Structure en cascade de Wiener-Hammerstein	89
3.1.4	Modèle dynamique d'une hélice basé sur une structure de Wiener Hammerstein	89
3.1.5	Modèle dynamique nominal d'une hélice	90
3.1.6	Caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert linéaires	90
3.1.7	Forme d'état du modèle dynamique	91
3.2	Etude harmonique du modèle dynamique nominal	92
3.2.1	Séries de Fourier	92
3.2.2	Signal périodique de référence	92
3.3	Réponse de l'élément non-linéaire à une entrée sinusoïdale	93
3.3.1	Premier cas	93
3.3.2	Second cas	94

3.3.3	Troisième cas	95
3.4	Réponse du modèle dynamique nominal à une entrée sinusoïdale	96
3.5	Expérimentation	97
3.5.1	Réponse en poussée de l'hélice à une vitesse sinusoïdale	97
3.5.2	Evolution de la poussée moyenne avec la pulsation ω	97
3.6	Identification avec mesure de la poussée	98
3.6.1	Critère temporel	98
3.6.2	Critère fréquentiel	99
3.6.3	Autre critère fréquentiel	100
3.6.4	Expérimentation du modèle dynamique	103
3.7	Identification avec estimation du couple	108
3.8	Identification simultanée de l'inertie en rotation et du modèle dynamique de l'hélice sans capteur de force	110
3.9	Conclusion	114
4	Commande en poussée des propulseurs	117
4.1	Commandes en poussée sans observateur	118
4.1.1	Asservissement de la vitesse de rotation du moteur	118
4.1.2	Commandes en vitesse	121
4.1.3	Commandes en couple	123
4.1.4	Sensibilité des commandes statiques nominales aux variations du nombre d'avance	124
4.1.5	Sensibilité des commandes statiques nominales à la ventilation	126
4.1.6	Sensibilité totale des commandes statiques nominales	127
4.1.7	Expérimentation des commandes nominales	127
4.1.8	Conclusions sur les commandes en poussée sans observateur	133
4.2	Observation du couple hydrodynamique	133
4.2.1	Modèle mathématique du propulseur	134
4.2.2	Observabilité du modèle	134
4.2.3	Observateur	135
4.2.4	Equation de l'erreur d'estimation	136
4.2.5	Observateur non-perturbé	136
4.2.6	Observateur perturbé	137
4.2.7	Expérimentation en régime dynamique	138
4.2.8	Expérimentation en régime de ventilation	140
4.3	Commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique	140
4.3.1	Principe	142
4.3.2	Commande statique en poussée dans les 4 quadrants avec observation du couple	142
4.3.3	Commande dynamique nominale en poussée avec observation du couple	144
4.3.4	Expérimentation de la commande nominale en poussée	145
4.4	Conclusion	148
	Conclusion et perspectives	149
	Annexes	151

A Bassin d'essais du Laboratoire IREENA	153
A.1 Equipement	153
A.2 Instrumentation	154
A.2.1 Codeur incrémental	154
A.2.2 Capteur de force	154
A.2.3 Vélocimètre	154
A.3 Exploitation du bassin d'essais	154
B Valeurs numériques des paramètres	155
C Modèle hystérétique des frottements secs de Dahl	157
D Modèles hydrodynamiques d'une hélice marine	161
D.1 Simplification de la théorie des éléments de pale	161
D.1.1 Théorie macroscopique des pales	161
D.1.2 Discussion sur les théories des pales	162
D.2 Modèle dynamique de la poussée d'une hélice	162
D.3 Modèle dynamique du couple d'une hélice	164
D.4 Version simplifiée et dynamique de la théorie combinée	164
D.5 Extension empirique du modèle dynamique de la poussée d'une hélice	165
D.6 Extension numérique du modèle statique de la poussée d'une hélice	166
Bibliographie	167

Glossaire

Symboles

La plupart des symboles utilisés dans ce mémoire correspondent à ceux que l'on trouve le plus communément dans la littérature scientifique. Pour éviter au lecteur toute ambiguïté, la liste de ces symboles, qui se veut la plus exhaustive possible, est rappelée dans ce glossaire.

Minuscules

- a** : facteur d'interférence axiale à hauteur de l'hélice [–]
- a'** : facteur d'interférence tangentielle à hauteur de l'hélice [–]
- a_Q** : constante de couple hydrodynamique de l'hélice [$Nm/(m/s)^2$]
- a_T** : constante de poussée hydrodynamique de l'hélice [$N/(m/s)^2$]
- b** : facteur d'interférence axiale dans le sillage de l'hélice [–]
- b'** : facteur d'interférence tangentielle dans le sillage de l'hélice [–]
- c_D** : coefficient de traînée locale [–]
- c_L** : coefficient de portance locale [–]
- d** : diamètre de l'hélice [m]
- f** : (le plus souvent) la fréquence d'oscillation de la vitesse de rotation de l'hélice, lors des essais en régime harmonique [Hz]
- f_s** : frottements secs [Nm]
- f_v** : coefficient de frottement visqueux [$Nm/(rad/s)$]
- g** : accélération gravitationnelle terrestre [m/s^2]
- h** : profondeur d'immersion de l'arbre de l'hélice [m]
- h_Q** : coefficient de perte de couple de l'hélice lors de la ventilation [–]
- h_T** : coefficient de perte de poussée de l'hélice lors de la ventilation [–]
- i_m** : courant électrique statorique du moteur [A]
- k_m** : constante de couple du moteur électrique [Nm/A]
- l** : longueur du tube de courant (de Bernoulli) dans la théorie dynamique du moment linéaire des hélices [m]

- m_w : paramètre du modèle dynamique de la poussée d'une hélice, homogène à une masse [kg]
- n : vitesse de rotation de l'hélice [tr/s]
- p : pression statique de l'eau [N/m^2]
- r : distance ou position radiale par rapport à l'axe de rotation de l'hélice [m]
- v : vitesse de l'eau (dans les 3 directions d'espace) [m/s]
- v_z : vitesse axiale de l'eau [m/s]

Majuscules

- A_e : aire développée de la surface totale des pales [m^2]
- A_0 : aire du disque actuateur défini comme la surface dans laquelle s'inscrivent les pales en rotation [m^2]
- C_D : coefficient de traînée globale (ou totale) [-]
- C_L : coefficient de portance globale (ou totale) [-]
- C_Q : coefficient de couple du modèle 4 quadrants C_T/C_Q [-]
- C_T : coefficient de poussée du modèle 4 quadrants C_T/C_Q [-]
- C_{TQ} : rapport entre les coefficients de poussée et de couple du modèle 4 quadrants C_T/C_Q [-]
- D : traînée d'une aile ou des pales d'une hélice [N]
- J : nombre d'avance [-]
- J_m : inertie mécanique des parties tournantes du propulseur [$kg.m^2$]
- K_Q : coefficient de couple du modèle K_T/K_Q [-]
- K_T : coefficient de poussée du modèle K_T/K_Q [-]
- K_{TQ} : rapport entre les coefficients de poussée et de couple du modèle K_T/K_Q [-]
- K_ϵ, K_{β_I} : facteurs correcteurs de Goldstein-Tachmindji [-]
- K_γ : facteur correcteur intervenant dans le calcul du paramètre m_w [-]
- $K_{z\theta}$: rapport entre la vitesse axiale de l'eau à hauteur de l'hélice et la vitesse de rotation de l'hélice [m/rad]
- L : portance d'une aile ou des pales d'une hélice [N]
- P : pas métrique de l'hélice [m]
- P_{V_p} : profil radial normalisé de la vitesse axiale de l'eau [$m/s/(rad/s)$]
- $P_{V_p}^*$: profil radial hydrodynamique normalisé de la vitesse axiale de l'eau [-]
- P_{V_r} : profil radial normalisé de la vitesse radiale de l'eau [$m/s/(rad/s)$]
- $P_{V_r}^*$: profil radial hydrodynamique normalisé de la vitesse radiale de l'eau [-]
- P_{V_t} : profil radial normalisé de la vitesse tangente de l'eau [$m/s/(rad/s)$]

- $P_{V_t}^*$: profil radial hydrodynamique normalisé de la vitesse tangente de l'eau [–]
 Q : couple hydrodynamique de l'hélice [Nm]
 Q_d : couple hydrodynamique désirée de l'hélice [Nm]
 Q_{em} : (consigne de) couple électromagnétique du moteur [Nm]
 R : rayon de l'hélice [m]
 T : poussée hydrodynamique de l'hélice [N]
 T_d : poussée hydrodynamique désirée de l'hélice [N]
 V : vitesse relative totale de l'eau par rapport à une pale d'hélice [m/s]
 V_a : vitesse d'avance du propulseur relativement à l'eau [m/s]
 V_p : vitesse axiale de l'eau relativement à et à travers l'hélice [m/s]
 V_p^* : vitesse axiale de l'eau mesurée à 0.7 fois le rayon de l'hélice [m/s]
 V_w : vitesse axiale de l'eau dans le sillage de l'hélice, relativement au propulseur [m/s]
 V_0 : vitesse d'avance du navire relativement au sol [m/s]
 Z : nombre de pales [–]

Grecques

- α : angle d'attaque (ou d'incidence) géométrique [rad]
 α_0 : angle d'attaque de portance nulle [rad]
 α_I : angle d'attaque effectif [rad]
 β : angle d'avance [rad]
 β_I : angle d'avance effectif (ou angle de pas hydrodynamique) [rad]
 Δ_p : différence de pression entre les faces avant et arrière des pales d'une hélice et/ou saut de pression à travers le disque actuateur [N/m^2]
 ϵ : paramètre du modèle continu des frottements secs [–]
 η : rendement de l'hélice [–]
 λ_Q : constante de couple de l'hélice [$Nm/(rad/s)^2$]
 λ_T : constante de poussée de l'hélice [$N/(rad/s)^2$]
 λ_{TQ} : rapport entre les constantes de poussée et de couple de l'hélice [m^{-1}]
 ρ : masse volumique du fluide [kg/m^3]
 ϕ : pas angulaire de l'hélice (ou angle de calage) [rad]
 ϕ_I : pas angulaire effectif de l'hélice [rad]
 ω : vitesse angulaire de l'eau [rad/s]
 ω_p : vitesse angulaire de l'eau à hauteur de l'hélice [rad/s]
 ω_w : vitesse angulaire de l'eau dans le sillage de l'hélice [rad/s]
 Ω : vitesse de rotation de l'hélice [rad/s]
 Ω_d : vitesse de rotation désirée de l'hélice [rad/s]
 $\dot{\Omega}$: accélération angulaire de l'hélice [rad/s^2]

Systemes de coordonnées

x, y, z, t : coordonnées spatio-temporelles cartésiennes [m, m, m, s]

r, θ, z, t : coordonnées spatio-temporelles cylindriques [m, rad, m, s]

v_x, v_y, v_z : vitesses cartésiennes [m/s]

v_r, v_θ, v_z : vitesses cylindriques [m/s]

Notations mathématiques

Les notations mathématiques adoptées sont les suivantes :

$\dot{x}(t)$: dérivée de $x(t)$ par rapport au temps

$\frac{\partial x}{\partial y}$: dérivée partielle de x par rapport à y

∇x : gradient ou dérivées partielles selon toutes les directions de l'espace de x

$\hat{x}(t)$: estimation de $x(t)$

$\tilde{x}(t)$: écart entre les variables $x(t)$ et $\hat{x}(t)$ défini par $\tilde{x}(t) = x(t) - \hat{x}(t)$

x^* : conjugué du nombre complexe x

x^T : vecteur (ou matrice) transposé(e) de x

Introduction

Contexte

Les hélices marines modernes, possédant une forme hélicoïdale, sont devenues le principal moyen de propulsion des engins empruntant la voie des eaux, qu'ils soient employés pour le transport maritime, la pêche, la plaisance ou encore à des fins scientifiques ou militaires. Depuis plus d'un siècle [Ran65] [Fro89], ces effecteurs sont le sujet de nombreuses recherches qui visent à comprendre leur fonctionnement et à modéliser mathématiquement leur interaction physique avec l'eau. L'optimisation de leur géométrie, l'augmentation de leur rendement, la diminution des vibrations et de la cavitation, font parties des nombreux problèmes posés par les hélices [New77] [BA94] [Car94] [Kin96].

Les hélices possèdent un moyeu sur lequel sont fixées des pales, dont la forme et le nombre varient. L'hélice est entraînée en rotation par un actionneur embarqué, qui dans la majeure partie des cas est un moteur, afin de produire une force, *la poussée*, qui permet le déplacement du navire propulsé. L'association d'une hélice marine et d'un moteur électrique constitue ce qu'il est commun d'appeler aujourd'hui *un propulseur naval électrique*. Les premières propulsions navales à hélice utilisaient des machines à vapeur comme actionneur [Tsa96] [Car94]. Par la suite, des moteurs à combustion interne, fonctionnant grâce à des combustibles fossiles, furent employés. Ces dernières décennies, les moteurs électriques se sont peu à peu imposés, notamment grâce à leur rendement élevé, leur compacité et leur réactivité. Des moteurs à combustion interne sont cependant toujours employés, soit directement comme actionneur, pour les bateaux de petites et moyennes tailles, soit pour la génération de l'énergie électrique nécessaire à l'alimentation des moteurs électriques [Rad08], pour les navires de grande taille. Noter qu'il existe également des propulsions hybrides combinant soit un moteur électrique et un moteur à combustion interne [Orb], soit un moteur (électrique ou à combustion interne) et des voiles. Une propulsion éolienne auxiliaire peut même être réalisée à l'aide de cerfs-volants [BW85].

L'autonomie des engins propulsés est un problème important, pour lequel des solutions variées, reposant sur des moyens technologiques de plus en plus avancés, ont été proposées. Comme nous venons de le dire, des moteurs à combustion interne sont souvent employés pour entraîner des génératrices qui produisent l'énergie électrique nécessaire au fonctionnement du propulseur (ainsi qu'à celui de tous les appareils électriques embarqués), mais d'autres moyens peuvent être mis en œuvre. Nous pouvons notamment citer les batteries électriques de haute capacité, principalement employées pour les véhicules de très petite taille, ou bien les réacteurs nucléaires, majoritairement présents dans des bâtiments de guerre comme les sous-marins (dits à propulsion nucléaire) ou encore, épisodiquement, dans certains brise-glaces. Ainsi, les propulseurs électriques à hélice équipent aujourd'hui des engins dont la taille varie

très fortement.

Jusqu'à il y a quelques décennies, l'utilisation des propulseurs navals des plus grands navires était des plus basiques et consistait à générer une poussée suffisamment importante pour déplacer le navire à une vitesse donnée, sur des distances plus ou moins importantes. L'entrée et la sortie des ports des plus grands bâtiments flottants étaient auparavant toujours assistées par des navires de moindre taille, les remorqueurs, et une foule de personnes s'employait à amarrer ces derniers une fois correctement positionnés. De nos jours, la plupart de ces opérations sont toujours réalisées de la sorte, mais les choses tendent peu à peu à changer.

Les chantiers navals rivalisent dans la construction de bâtiments flottants de plus en plus grands et de plus en plus lourds, qui seraient devenus des plus difficiles à diriger si une évolution des propulseurs et de leur système de commande n'avait pas suivie. En effet, des propulseurs orientables, les *pod*, équipent un nombre grandissant de navires qui bénéficient ainsi d'une plus grande manœuvrabilité [SHT04]. De plus, les systèmes de commande des propulseurs, mais aussi (et surtout en l'état actuel des choses) les systèmes de positionnement des navires, facilitent les opérations, notamment dans les ports. L'amélioration de ces systèmes de positionnement nécessite une bonne maîtrise des propulseurs, ou plutôt de la poussée que ces derniers génèrent, surtout lors des opérations de positionnement ou d'amarrage dynamique [Fos94].

Une problématique identique se pose également pour la commande d'engins beaucoup moins imposants que sont les véhicules sous-marins inhabités (*Unmanned Underwater Vehicles* ou *UUV* en anglais) qu'ils soient télé-opérés (*Remotely Operated Vehicles* ou *ROV*) ou autonomes (*Autonomous Underwater Vehicles* ou *AUV*). Ces appareils, de plus en plus nombreux, sont employés dans des applications très variées [Bel97] [Yuh00] [Bli01], comme l'exploration des (grands) fonds marins [RMF⁺04] [CJB05], les interventions sur des épaves sous-marines [Cha06], la surveillance de pipeline [PJL05] [AICR07], le déminage [FMBF07] et interviennent parfois en flotte [JCB01].

L'optimisation du rendement des systèmes de propulsion, dans le but de réduire la consommation d'énergie, fait également partie des objectifs actuels, en accord avec les préoccupations modernes écologiques et économiques [Ins00] [ST04] [KS05] [BPJ07]. La minimisation des émissions de CO_2 et autres gaz à effets de serre représente effectivement un enjeu important, et ce, quelque soit la nature de l'engin propulsé.

La commande en poussée des propulseurs navals est un problème relativement récent. En effet, jusqu'à il y a peu, aucune application ne nécessitait réellement une très bonne maîtrise de la poussée générée par l'hélice. Pour déplacer un navire de taille imposante, l'hélice était simplement entraînée à une vitesse de rotation graduellement augmentée, jusqu'à ce que la vitesse de croisière du navire soit atteinte. La question qui se posait alors était simplement, comment correctement dimensionner une hélice pour obtenir à une vitesse de rotation donnée, une poussée suffisante et un rendement le plus élevé possible. Cette question, même si elle est toujours posée aujourd'hui, a été en grande partie résolue, à la fois expérimentalement et théoriquement [Car94] [VMVO88]. La commande en poussée, si elle existait, était alors des plus basiques. Elle n'était en fait qu'une commande en régime permanent de la vitesse de rotation du moteur et de l'hélice et apparaît aujourd'hui mal adaptée, pour réaliser correctement des opérations dynamiques.

Il faudra attendre les travaux de [YCS90] pour réaliser que le fonctionnement dynamique des propulseurs peut beaucoup influencer les performances des commandes en position des

navires et véhicules sous-marins, durant les opérations à faible vitesse. Le problème de la modélisation dynamique des propulseurs sera ainsi naturellement abordé au cours de plusieurs études et mènera finalement à un premier modèle dynamique de propulseur [HRC⁺95], combinant un modèle électromécanique du moteur, un modèle hydrodynamique de la poussée de l'hélice et un modèle statique (du couple et de la poussée) de l'hélice (voir annexe D). Le modèle statique proposé s'appuie sur une version simplifiée de la théorie des éléments de pales, similaire à la théorie de l'aile portante, et emprunte les notions d'angle d'attaque, de portance et de traînée, originellement employées pour décrire le fonctionnement d'une aile. Une hélice marine peut en effet être vue comme un ensemble d'ailes courtes, les pales, fonctionnant dans un fluide dense, l'eau. Plus tard, [WY95] s'intéresse au problème de la commande des propulseurs et propose différentes lois de commande s'appuyant sur le modèle dynamique proposé dans [HRC⁺95]. Il propose également une méthode d'identification des caractéristiques du modèle de l'aile portante de l'hélice [BWG00] [BW03]. Cependant, les résultats obtenus par les méthodes d'identification et les lois de commande proposées restent valables uniquement lorsque, d'une part, la vitesse d'avance de l'hélice dans l'eau est très faible, et donc que le véhicule propulsé ne se déplace presque pas, et d'autre part, que les conditions de fonctionnement du propulseur sont normales, c'est-à-dire que l'hélice ne ventile pas et ne cavite pas.

Suite aux résultats obtenus par [HRC⁺95], et parallèlement aux travaux de [WY95], d'autres méthodes de commande en poussée, dites en vitesse, en couple et en puissance, sont proposées par [SÅFS97]. Les commandes proposées s'appuient sur un modèle empirique d'une hélice, en l'occurrence le modèle K_T/K_Q , déterminé au cours d'essais en bassin de traction qui émulent le déplacement de l'hélice dans l'eau (l'hélice n'étant pas autopropulsée). L'auteur met clairement en évidence la sensibilité de ces commandes vis-à-vis de la vitesse d'avance de l'hélice dans l'eau, ainsi que des pertes de poussée et de couple dues aux conditions de fonctionnement dégradées du propulseur (par exemple lorsque la mer est très agitée), démontrant ainsi la nécessité de développer une commande plus perfectionnée et plus robuste. Plus tard, [BLF00] propose de modéliser une hélice marine en combinant différents modèles, qui sont le modèle hydrodynamique de la poussée de l'hélice (initialement proposé par [HRC⁺95]), le modèle de l'aile portante de l'hélice et le modèle K_T/K_Q . Le but recherché est alors de proposer un modèle dynamique qui permette de rendre compte de façon plus précise des effets du courant. [FB00] propose ensuite une méthode de commande d'un propulseur naval avec observation de la vitesse axiale de l'eau au niveau de l'hélice, supposant que la vitesse d'avance du véhicule est connue. Cette nouvelle loi de commande possède l'avantage de compenser, du moins en simulation, la variation de la poussée et du couple, lors du fonctionnement de l'hélice en courant. Cependant, les pertes observées lors d'un fonctionnement anormal, comme la cavitation ou la ventilation, ne sont pas compensées par ces lois de commande. De plus, la vitesse d'avance du véhicule doit être relativement bien connue, ce qui n'est pas toujours évident en pratique.

Une autre loi de commande des propulseurs navals, basée sur l'observation du couple hydrodynamique [GAAL04], est proposée dans [GFAAL05]. Cette nouvelle méthode de commande bénéficie du grand avantage de ne pas nécessiter la connaissance de la vitesse d'avance du véhicule contrairement à ce qui a été proposé par [FB00]. L'utilisation du modèle inverse de l'hélice permet en théorie de contrôler le propulseur dans une large plage de fonctionnement et de compenser les effets du déplacement de l'hélice dans l'eau. Malheureusement, cette loi de commande souffre de l'utilisation du modèle hydrodynamique de l'hélice, dont la validité

reste limitée en pratique. De plus, aucun résultat expérimental ne permet de s'assurer de la robustesse de cette commande lorsque l'hélice se déplace dans l'eau. La sensibilité aux pertes de poussée reste également un problème à résoudre.

Mis à part celles proposées dans [SÅFS97], presque toutes les commandes proposées jusqu'à [GFAAL05] utilisent le modèle hydrodynamique de la poussée, combiné à un ou plusieurs modèle empirique de l'hélice. Cependant, la validité du modèle hydrodynamique a été remise en question plusieurs fois [Gui05] [PFJ06] et sa théorie n'est pas encore rigoureusement établie.

Fort de ce constat, [SSF04] propose de commander le propulseur simplement à l'aide du modèle K_T/K_Q de l'hélice, dans la lignée de ce qui avait été proposé par [SÅFS97]. L'auteur complète les commandes proposées dans [SÅFS97] et développe le concept de commande anti-spin du propulseur [SAO⁺03] [SHSJ04] [SSM08], qui vise à améliorer les performances des commandes du propulseur en mer agitée, lorsque les pertes de couple et de poussée de l'hélice deviennent importantes. Tout comme dans [GFAAL05], cette méthode s'appuie sur l'observation du couple hydrodynamique. Néanmoins, une différence importante existe dans ce cas, car l'estimation du couple est utilisée, non pas pour estimer la poussée de l'hélice, mais pour détecter son mode de fonctionnement (normal si l'hélice ne subit pas de pertes, dégradé si elle en subit). Une stratégie adaptée au mode de fonctionnement est ensuite adoptée pour commander le propulseur. En pratique, le but de cette méthode n'est pas d'assurer que l'hélice produise bien la poussée désirée, mais plutôt que l'ensemble propulseur-commande reste stable et que la sollicitation des actionneurs ne devienne pas excessive pendant le fonctionnement anormal de l'hélice.

Dans un même temps, une commande en poussée du propulseur, dite dans les 4 quadrants, est proposée dans [PSJF06] [PSJF07]. La commande intègre un observateur du couple hydrodynamique, ainsi qu'un schéma original d'estimation de la poussée de l'hélice. La méthode décrite est similaire à celle présentée dans [GFAAL05] à la différence qu'ici, le modèle statique K_T/K_Q de l'hélice est employé. Pour réaliser cette commande, l'inversion du modèle de l'hélice est nécessaire, ce qui n'est pas toujours pratique, puisque toutes les hélices ne possèdent pas un modèle inversible [PSJF06] [PSJF07]. La commande proposée permet finalement d'assurer un bon suivi de la consigne de poussée, lorsque les dynamiques de fonctionnement du propulseur sont faibles et que l'hélice fonctionne dans des conditions normales.

Objectifs de cette thèse

Plusieurs objectifs ont conduit ce travail de thèse. Le premier objectif portait sur la modélisation du comportement dynamique d'une hélice marine. Deux approches ont été envisagées. Un premier travail a ainsi consisté à fournir un cadre théorique rigoureux pour *la théorie dynamique du moment linéaire des hélices*, à déterminer un modèle dynamique de l'hélice, puis à valider expérimentalement celui-ci. Une approche fréquentielle a également été utilisée pour modéliser précisément le comportement dynamique de l'hélice.

L'amélioration de la précision et de la robustesse de la commande en poussée d'un propulseur naval électrique a représenté le second objectif de cette thèse. Différentes méthodes de commande existantes ont été testées et l'une d'entre-elles a été étendue et améliorée grâce au modèle dynamique comportemental de l'hélice.

Un bassin d'essais équipé d'un propulseur naval électrique et développé au cours d'un travail de thèse antérieur [Gui05] a permis d'appuyer expérimentalement l'étude proposée

dans ce mémoire. Ce bassin d'essais est présenté dans l'annexe A.

Organisation de ce mémoire

Ce mémoire est organisé de la manière suivante :

- Chapitre 1 : Un état de l'art de la modélisation des propulseurs navals électriques est présenté. Le modèle mécanique d'un moteur électrique est rappelé, ainsi que les modèles statiques (empiriques) d'une hélice, obtenus dans des bassins de traction. L'identification d'un modèle quasi-statique nominal de propulseur est réalisée, puis la simulation de ce dernier est confrontée à des résultats expérimentaux.
- Chapitre 2 : La modélisation physique d'une hélice marine est abordée. Les théories du moment linéaire, des moments linéaire et angulaire, des éléments de pale et la théorie combinée sont rappelées, avant que la théorie dynamique du moment linéaire des hélices soit proposée. Un modèle dynamique de la poussée d'une hélice est déduit de cette dernière théorie. Son identification, sa simulation et la confrontation de ses prédictions à des résultats expérimentaux est réalisée.
- Chapitre 3 : La modélisation dynamique de l'hélice est abordée par une approche fréquentielle, à l'aide d'une structure de Wiener-Hammerstein en cascade. Les structures de Wiener, de Hammerstein et de Wiener-Hammerstein en cascade sont brièvement rappelées. La réponse harmonique du modèle dynamique de l'hélice (à une vitesse de rotation sinusoïdale) est calculée analytiquement, puis combinée à la méthode du premier harmonique pour réaliser l'identification des paramètres du modèle. Différentes méthodes d'identification sont proposées selon que la poussée de l'hélice est connue ou non. Le modèle et les méthodes d'identification sont validés expérimentalement.
- Chapitre 4 : La commande en poussée d'un propulseur naval est traitée dans ce dernier chapitre. Des méthodes sans observateur sont d'abord reportées et expérimentées. Un observateur du couple hydrodynamique de l'hélice est ensuite étudié théoriquement, puis validé expérimentalement. Enfin, des méthodes de commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique sont proposées. Une méthode intégrant le modèle dynamique nominal de l'hélice, décrit au chapitre 3, est introduite et expérimentée.

Chapitre 1

Modèle empirique quasi-statique d'un propulseur naval

Sommaire

1.1	Constitution d'un propulseur naval	8
1.2	Modélisation du moteur électrique	8
1.2.1	Modèle électromécanique du moteur	9
1.2.2	Modélisation du couple électromagnétique	9
1.2.3	Modèle des frottements secs de Coulomb	10
1.3	Modélisation empirique d'une hélice marine	11
1.3.1	Modèle K_T/K_Q	11
1.3.2	Représentation 4 quadrants	14
1.3.3	Modèle 4 quadrants C_T/C_Q	14
1.3.4	Passage du modèle K_T/K_Q au modèle C_T/C_Q	17
1.3.5	Modélisation des forces et couples tridimensionnels de l'hélice	17
1.3.6	Modélisation des pertes de couple et de poussée en ventilation	18
1.4	Modèle nominal d'une hélice	21
1.5	Modèles quasi-statiques d'un propulseur naval	23
1.5.1	Modèle quasi-statique 4 quadrants	23
1.5.2	Modèle quasi-statique nominal	23
1.6	Identification	24
1.6.1	Frottements	24
1.6.2	Paramètres statiques du propulseur	25
1.6.3	Inertie en rotation avec des essais en air	25
1.6.4	Rapport entre la poussée et le couple hydrodynamique de l'hélice	26
1.6.5	Inertie en rotation avec des essais en eau	27
1.7	Simulation et expérimentation	28
1.8	Résumé du chapitre 1	31

1.1 Constitution d'un propulseur naval

Dans ce chapitre, nous abordons la modélisation des propulseurs navals électriques (bien que certains résultats puissent facilement être étendus aux propulseurs navals en général). Les modèles présentés sont ceux que l'on rencontre couramment dans la littérature scientifique et aussi parfois dans l'architecture et la construction navale [Gui05] [Smo06] [Piv08] [Rad08]. Ces modèles ont maintes fois démontré leur capacité à modéliser une large gamme de puissance et de taille de propulseurs et sont aujourd'hui très répandus. Dans le cadre de nos travaux, nous nous restreindrons à l'étude des propulseurs fixes (en opposition aux propulseurs orientables comme les *pod*) constitués d'un moteur électrique et d'une hélice à pas fixe (en opposition aux hélices à pas ajustable ou réglable). Chaque partie peut être considérée indépendante de l'autre et être modélisée séparément. Les différents constituants interagissent entre eux comme indiqué dans la figure 1.1, dans laquelle la commande en poussée du propulseur est également représentée.

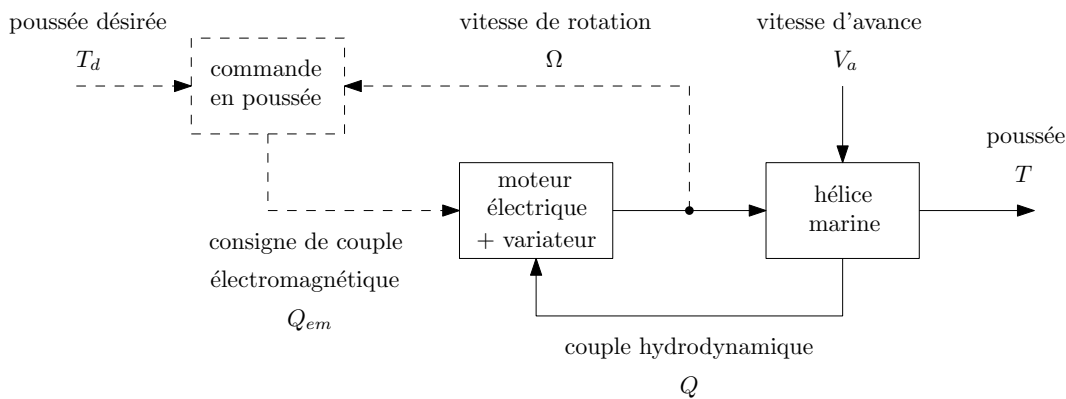


FIG. 1.1 – Représentation de l'interaction entre le moteur, l'hélice et la commande d'un propulseur naval

La commande calcule la consigne de couple électromagnétique du moteur qui doit permettre un bon suivi de la référence en poussée. Différentes méthodes de commande permettent d'assurer un bon suivi de la consigne de couple électromagnétique d'un moteur électrique [dFL07] (ou même de la consigne de vitesse de rotation [ZLF07]). Dans notre application, ce suivi est assuré par un variateur industriel. Nous verrons au chapitre 4 comment calculer la consigne de couple électromagnétique à partir de la référence en poussée et de la mesure de la vitesse de rotation.

1.2 Modélisation du moteur électrique

Si de nos jours la maîtrise des moteurs électriques a atteint des niveaux élevés, il n'en est pas toujours de même de la maîtrise des systèmes qui les impliquent. Un exemple de ces systèmes est tout simplement un propulseur naval que nous nous proposons justement d'étudier. Constitué d'un moteur électrique et d'une hélice, ce propulseur doit être commandé via son moteur électrique. La connaissance et la maîtrise de cet actionneur sont donc primordiales. Un modèle correct devrait nous permettre de reproduire et de prédire qualitativement, puis quantitativement une fois identifié, le comportement du moteur.

1.2.1 Modèle électromécanique du moteur

Une application simple du principe fondamental de la dynamique au rotor d'un moteur électrique permet d'écrire :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f(\Omega) - Q \quad (1.1)$$

où J_m est l'inertie de l'ensemble en rotation (rotor, transmission et hélice), Q_{em} est le couple électromagnétique du moteur, f_v est le coefficient de frottement visqueux, $f(\Omega)$ modélise les frottements secs et Q est le couple hydrodynamique de l'hélice (qui est également le couple de charge ou encore le couple résistant du moteur).

Différentes études [dFL07], ainsi que des tests sur notre banc d'essais, montrent que ce modèle permet de correctement reproduire le comportement du moteur dans de larges conditions de fonctionnement. A titre d'exemple, les vitesses mesurée et simulée du moteur, en réponse à un même couple électromagnétique, sont tracées dans la figure 1.2.

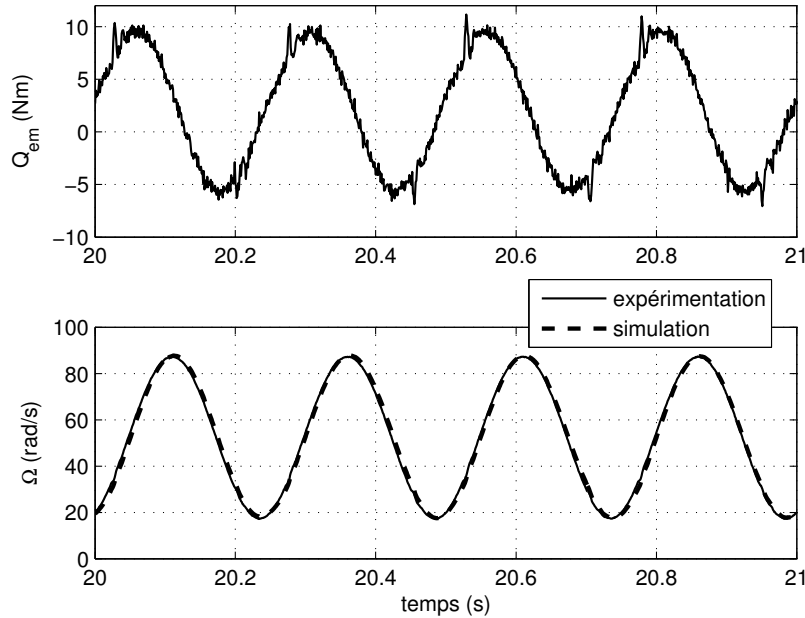


FIG. 1.2 – Vitesses de rotation mesurée et simulée du moteur en réponse à un même couple électromagnétique

1.2.2 Modélisation du couple électromagnétique

En règle générale, avec une machine triphasée, il est possible de recréer le comportement d'une simple machine à courant continu, grâce à une commande vectorielle [dFL07]. En supposant que la commande des courants électriques statoriques (et rotoriques) du moteur possède de bonnes performances en précision et en rapidité, le couple électromagnétique du moteur peut s'écrire de façon très simple [Leo85] :

$$Q_{em} = k_m i_m \quad (1.2)$$

avec k_m la constante de couple électromagnétique du moteur et i_m le courant statorique. En pratique, la constante de temps électrique du moteur est négligeable par rapport aux constantes de temps mécanique et hydrodynamique du propulseur. Le couple électromagnétique peut donc être considéré proportionnel au courant électrique.

1.2.3 Modèle des frottements secs de Coulomb

Plusieurs études ont permis de mettre en évidence l'importance de la modélisation et de la prise en compte des frottements secs pour le problème de la simulation et de la commande des propulseurs [BWG98] [BWG00]. Il a été montré expérimentalement que les frottements secs d'un propulseur naval pouvaient être assez précisément décrits par un modèle des frottements de Coulomb, tel que présenté dans l'équation (1.3) :

$$f(\Omega) = f_s \text{sign}(\Omega) \quad (1.3)$$

où la fonction sign est décrite de la manière suivante :

$$\text{sign}(\Omega) = \begin{cases} 1 & \text{si } \Omega > 0 \\ 0 & \text{si } \Omega = 0 \\ -1 & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

Lorsque la discontinuité en zéro du modèle (1.3) est problématique, un modèle continu (en zéro) peut être utilisé. La fonction sign peut alors être remplacée par la fonction arctan :

$$f(\Omega) = f_s \frac{2}{\pi} \arctan(\epsilon \Omega) \quad (1.5)$$

avec ϵ un paramètre adimensionnel choisi très grand. On montre que lorsque ϵ est choisi suffisamment grand, le modèle continu des frottements secs tend vers le modèle de Coulomb :

$$\lim_{\epsilon \rightarrow \infty} f_s \frac{2}{\pi} \arctan(\epsilon \Omega) = f_s \text{sign}(\Omega) \quad (1.6)$$

Remarque :

Il est commun dans la littérature scientifique de rencontrer un modèle des frottements secs associant des frottements de Coulomb f_s à des frottements statiques [dM98] [Ren98] [Cla02]. Pour une vitesse de rotation nulle, les frottements statiques sont compris entre deux extremums (pouvant être de valeurs supérieures aux frottements de Coulomb) et sont nuls pour toute autre valeur de la vitesse de rotation. L'utilisation de ce type de modèle pose alors le double problème de la discontinuité et de la détermination du point d'équilibre du modèle du propulseur pour une vitesse de rotation nulle. L'utilité des modèles de frottement statique pour le problème de la commande n'ayant pas été mise en évidence expérimentalement, nous n'en tiendrons pas compte par la suite.

Un autre modèle des frottements secs est présenté dans l'annexe C. Ce modèle permet notamment de reproduire le comportement hystérétique de la transmission par courroie du banc d'essais.

1.3 Modélisation empirique d'une hélice marine

La modélisation des hélices est un sujet qui présente une complexité très variable en fonction des objectifs à atteindre. Lorsque l'on souhaite uniquement connaître les performances statiques moyennes d'une hélice, des modèles empiriques très simples peuvent être employés. Les lois de ces modèles sont déduites d'une simple étude dimensionnelle des grandeurs physiques pouvant influencer les performances de l'hélice. Il ressort finalement de cette étude des coefficients adimensionnels qui sont ensuite identifiés expérimentalement dans des bassins de traction ou des tunnels de cavitation. Les grandeurs physiques considérées dans les modèles empiriques sont schématiquement représentées dans la figure 1.3.

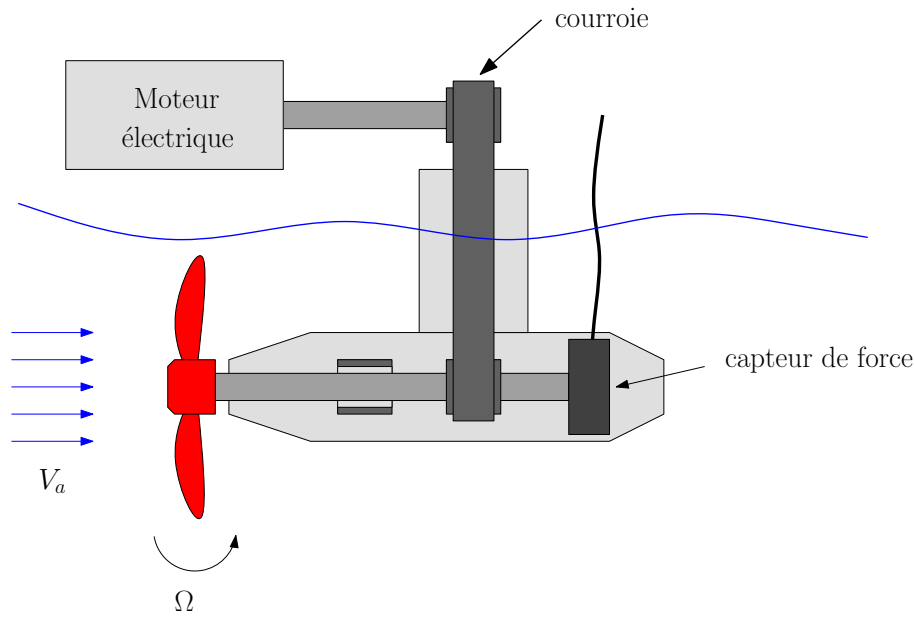


FIG. 1.3 – Représentation simplifiée d'un propulseur naval

1.3.1 Modèle K_T/K_Q

Dans la littérature, les performances des hélices sont fréquemment présentées sous forme d'abaques tels que ceux de la figure 1.4. Les coefficients de poussée K_T , de couple hydrodynamique K_Q ainsi que le rendement η de l'hélice sont généralement tracés en fonction du nombre d'avance J , tous ces termes étant adimensionnels. Le nombre d'avance est défini à partir des vitesses de rotation Ω de l'hélice et d'avance V_a du propulseur :

$$J = \frac{V_a}{n d} = \frac{2\pi V_a}{\Omega d} \quad (1.7)$$

et les coefficients K_T et K_Q à partir de la vitesse de rotation de l'hélice, du nombre d'avance et respectivement de la poussée T et du couple hydrodynamique Q :

$$K_T(J) = \frac{T}{\rho d^4 |n|n} = 4\pi^2 \frac{T}{\rho d^4 |\Omega|\Omega} \quad (1.8)$$

$$K_Q(J) = \frac{Q}{\rho d^5 |n|n} = 4\pi^2 \frac{Q}{\rho d^5 |\Omega|\Omega} \quad (1.9)$$

où n est la vitesse de rotation de l'hélice exprimée en *tour par seconde*, telle que $\Omega = 2\pi n$. Le rendement de l'hélice est déduit des équations précédentes :

$$\eta = \frac{TV_a}{Q\Omega} = \frac{K_T}{K_Q} \frac{J}{2\pi} \quad (1.10)$$

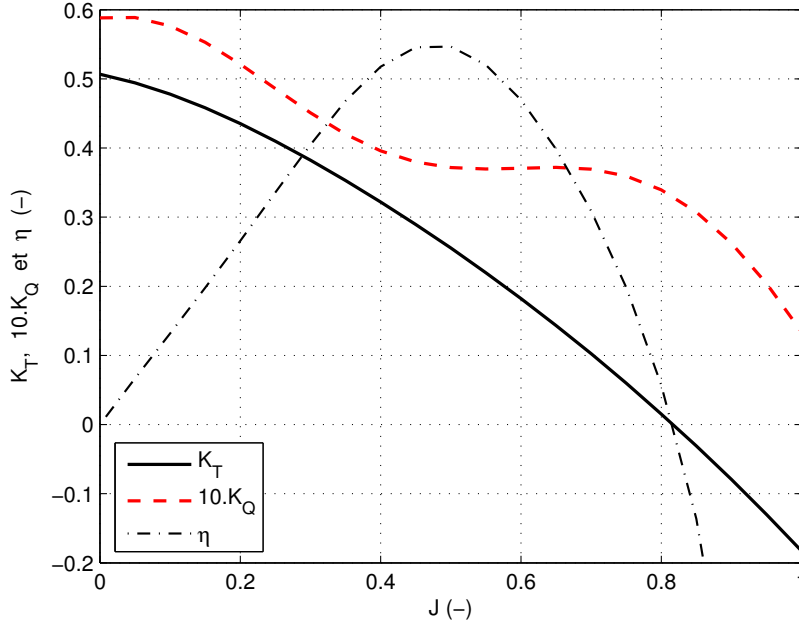


FIG. 1.4 – Exemple de courbes K_T/K_Q reconstruites à partir de données numériques tirées de [Car94]

En règle générale, les performances des hélices diffèrent selon le sens de rotation de celles-ci. Ceci peut en partie être dû à l'asymétrie des hélices elles-mêmes, mais aussi à l'interaction du propulseur avec la coque du navire. Lorsqu'il est nécessaire de connaître les performances d'une hélice dans les deux sens de rotation, les coefficients de poussée et de couple K_T et K_Q sont déterminés expérimentalement dans ces deux configurations. Les coefficients obtenus avec une vitesse de rotation (qui peut être arbitrairement choisie) positive seront indicés p , et ceux obtenus avec une vitesse de rotation négative seront indicés n :

$$K_T(J) = \begin{cases} K_{Tp}(J) & \text{si } \Omega > 0 \\ K_{Tn}(J) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

$$K_Q(J) = \begin{cases} K_{Qp}(J) & \text{si } \Omega > 0 \\ K_{Qn}(J) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

Par la suite, nous ne ferons pas explicitement référence aux coefficients K_{Tp} , K_{Tn} , K_{Qp} et K_{Qn} lorsque cela ne sera pas nécessaire. Ces derniers seront implicitement sous-entendus lorsque nous utiliserons les coefficients K_T et K_Q (De plus, nous verrons au paragraphe suivant que cette difficulté disparaît naturellement lorsqu'une représentation 4 quadrants des performances de l'hélice est adoptée).

A partir des équations (1.8) et (1.9), il est également possible de calculer le rapport K_{TQ} entre la poussée et le couple d'une hélice :

$$K_{TQ} = \frac{T}{Q} = \frac{K_T}{K_Q d} \quad (1.13)$$

où le rapport K_{TQ} comprend intrinsèquement les rapports K_{TQp} et K_{TQn} . Ce rapport est tracé dans la figure 1.5. Comme nous pouvons le constater, le rapport entre la poussée et le couple d'une hélice varie peu, pour de petites valeurs du nombre d'avance (ici pour tout $J < 0.4$). Une méthode de commande, présentée au chapitre 4, s'appuie sur cette propriété intéressante.

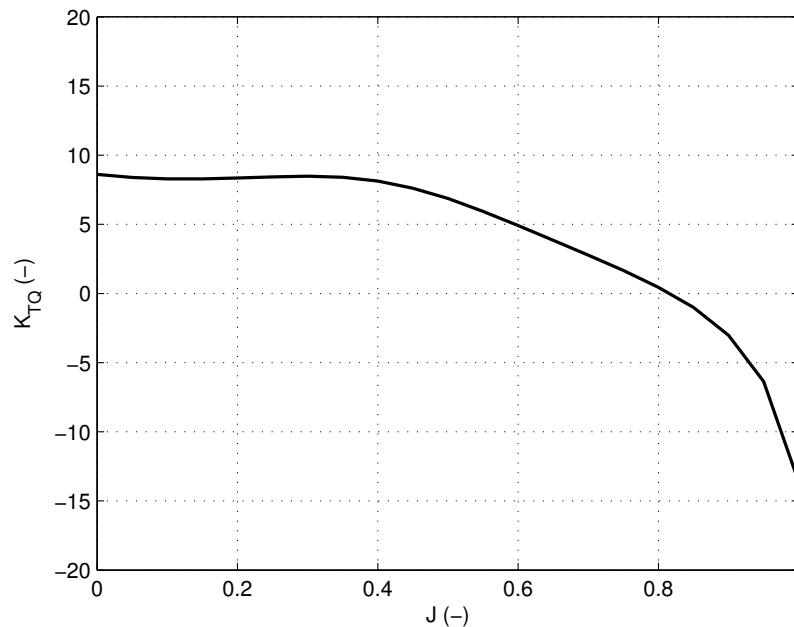


FIG. 1.5 – Rapport K_{TQ} entre la poussée et le couple d'une hélice, reconstruit à partir de données numériques tirées de [Car94]

Grâce à la relation (1.13), la poussée T d'une hélice peut être estimée à partir du couple hydrodynamique Q et du nombre d'avance J . Il a été montré au cours de plusieurs études [CMS89] [Zhi89] que le rapport K_{TQ} d'une hélice est très robuste vis-à-vis des conditions de fonctionnement de l'hélice, que ce soit en présence d'un courant non-uniforme, d'une interaction hélice-coque du navire ou lors du fonctionnement dynamique de l'hélice. Nous montrerons plus loin, dans ce chapitre, que la relation (1.13) n'est pas mise en défaut lors des régimes dynamiques rapides, même si les relations (1.8) et (1.9) ne sont plus valables.

Malheureusement, ce modèle ne permet pas une représentation globale des performances d'une hélice. En effet, lorsque la vitesse de rotation de l'hélice Ω tend à s'annuler, sans pour autant que sa vitesse d'avance V_a ne s'annule (lors d'une manœuvre de freinage par exemple), alors le nombre d'avance J et les coefficients de poussée et de couple K_T et K_Q deviennent extrêmement grands. Il n'est alors plus possible de représenter les performances de l'hélice à l'aide des coefficients décrits par les équations (1.8) et (1.9). Une autre représentation est alors nécessaire.

1.3.2 Représentation 4 quadrants

Une hélice est amenée à travailler dans des conditions variables au cours d'un cycle de fonctionnement quelconque, pouvant comporter différentes phases de manœuvre. Une représentation globale des performances d'une hélice apparaît donc indispensable. Il est possible de résumer le fonctionnement de l'hélice à l'aide d'une représentation 4 quadrants, qu'il est par exemple très commun de trouver dans la littérature pour des moteurs électriques pouvant fonctionner en moteur ou en générateur. Les 4 quadrants d'une hélice peuvent être décrits en fonction des vitesses d'avance V_a et de rotation Ω comme dans la figure 1.6 [VMVO88] [Car94].

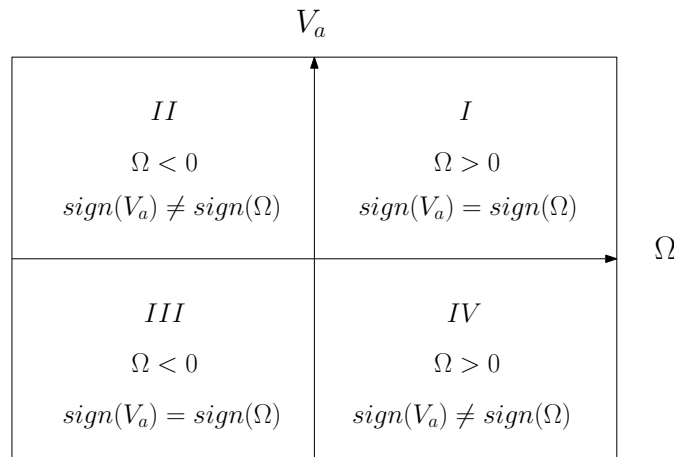


FIG. 1.6 – Représentation dans les 4 quadrants du fonctionnement d'une hélice

1.3.3 Modèle 4 quadrants C_T/C_Q

La représentation dans les 4 quadrants des performances d'une hélice nécessite une définition différente des coefficients de poussée et de couple [VMVO88] [Car94]. En choisissant de représenter ces coefficients en fonction de l'angle d'avance β défini par :

$$\beta = \arctan\left(\frac{V_a}{0.7R\Omega}\right) \quad (1.14)$$

on évite le problème de la divergence expérimenté avec le nombre d'avance J , pour des vitesses de rotation faibles. Pour éviter le problème de la divergence expérimenté avec l'inversion d'une vitesse de rotation très faible, la vitesse d'avance V_a de l'hélice est également considérée dans le calcul d'une vitesse d'avance totale V :

$$V^2 = V_a^2 + (0.7R\Omega)^2 \quad (1.15)$$

L'angle d'avance β est donc formé par la vitesse relative V et la vitesse tangente de l'hélice $0.7R\Omega$, comme indiqué dans la figure 1.7.

La vitesse relative de l'eau est calculée à 0.7 fois le rayon de l'hélice car c'est à ce rayon que la vitesse relative de l'eau est maximale et que la contribution des phénomènes hydrodynamiques à la génération de la poussée et du couple de l'hélice est maximale. Nous pourrions vérifier ce point au paragraphe 2.8.1 du chapitre suivant.

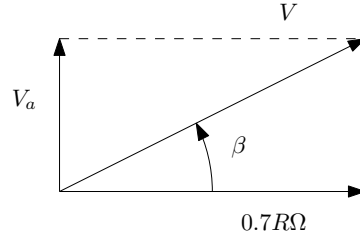


FIG. 1.7 – Vitesse d'avance, vitesse tangente et vitesse relative totale

Les coefficients de poussée et de couple sont ensuite redéfinis par les équations (1.16) et (1.17) :

$$C_T(\beta) = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_0 V^2} \quad (1.16)$$

$$C_Q(\beta) = \frac{Q}{\frac{1}{2}\rho A_0 d V^2} \quad (1.17)$$

Ces coefficients étant périodiques (et de période 2π), il est possible de les décomposer à l'aide d'une série de Fourier comme il est souvent d'usage dans la littérature [Car94] [Smo06] [Piv08] :

$$C_T(\beta) = A_{T_0} + \sum_{n=1}^{\infty} (A_{T_n} \cos(n\beta) + B_{T_n} \sin(n\beta)) \quad (1.18)$$

$$C_Q(\beta) = A_{Q_0} + \sum_{n=1}^{\infty} (A_{Q_n} \cos(n\beta) + B_{Q_n} \sin(n\beta)) \quad (1.19)$$

La figure 1.8 présente les coefficients C_T/C_Q d'une hélice Wageningen carénée à quatre pales, reconstruits à partir des données fournies dans [Car94].

Comme avec le modèle K_T/K_Q , il est possible de définir à l'aide des relations (1.16) et (1.17) le rendement de l'hélice :

$$\eta = \frac{T V_a}{Q \Omega} = \frac{0.7 C_T}{2 C_Q} \tan(\beta) \quad (1.20)$$

ainsi que le rapport C_{TQ} entre la poussée et le couple hydrodynamique représenté dans la figure 1.9 :

$$C_{TQ} = \frac{T}{Q} = \frac{C_T}{C_Q d} \quad (1.21)$$

La représentation 4 quadrants adoptée par ce modèle permet ainsi de représenter les performances statiques globales d'une hélice, en s'affranchissant partiellement des problèmes de divergence et de singularité du modèle précédent. Toutefois, des singularités existent toujours. En effet, pour certaines valeurs critiques de l'angle d'avance β , le rapport C_{TQ} diverge, comme nous pouvons le constater dans la figure 1.9. Ceci s'explique par le fait que les coefficients C_T et C_Q d'une l'hélice ne s'annulent pas simultanément, comme le montre la figure 1.8. Cependant, lorsque l'angle d'avance tend vers une valeur critique, la poussée et le couple diminuent

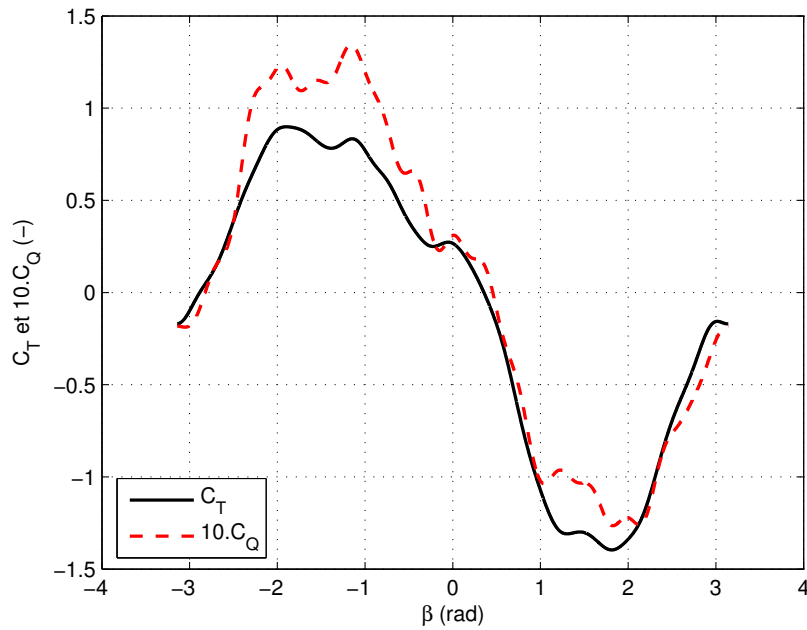


FIG. 1.8 – Coefficients C_T/C_Q d'une hélice Wageningen carénée à quatre pales

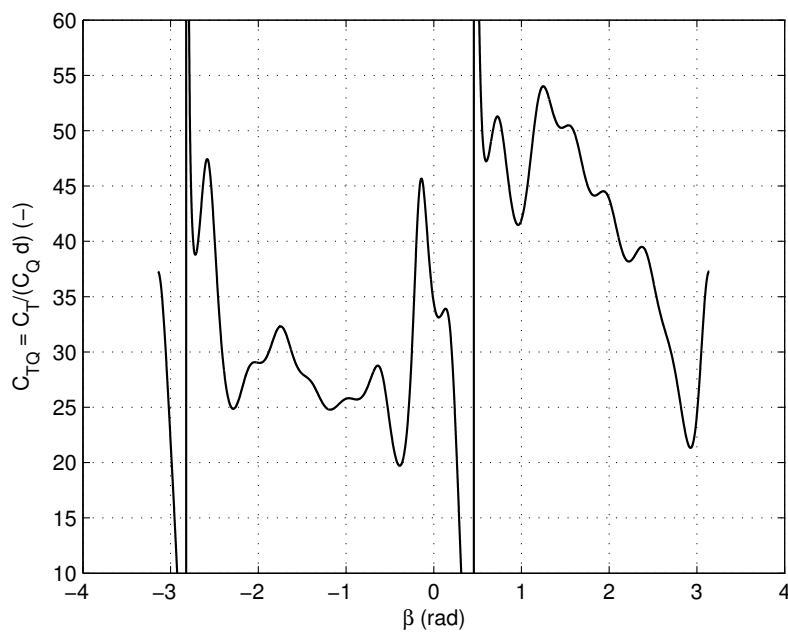


FIG. 1.9 – Rapport C_{TQ} entre la poussée et le couple de l'hélice en fonction de l'angle d'avance β

très fortement. Ainsi, l'erreur d'estimation de la poussée à partir du couple et du rapport C_{TQ} reste très faible pour ces valeurs particulières de l'angle d'avance.

Le modèle empirique C_T/C_Q n'a pas vocation à prédire les performances d'une hélice dans des configurations de fonctionnement variées, mais seulement à permettre de reproduire celles qui ont été mesurées et identifiées. Ce modèle est donc différent pour chaque hélice, même si les allures des coefficients C_T/C_Q varient généralement peu. Malgré tout, de part la robustesse de l'expression (1.21), cette représentation des performances d'une hélice représente un excellent outil pour le problème de la commande. Cette intéressante propriété est d'ailleurs à la base de la commande en poussée du propulseur présentée dans le chapitre 4.

1.3.4 Passage du modèle K_T/K_Q au modèle C_T/C_Q

Les similitudes entre les modèles K_T/K_Q et C_T/C_Q d'une hélice permettent de passer d'un modèle à l'autre, à l'aide d'un nombre fini de relations. La relation entre le nombre d'avance J et l'angle d'avance β est simplement :

$$J = 0.7\pi \tan(\beta) \quad (1.22)$$

Le passage d'un coefficient de poussée à l'autre peut être réalisé à l'aide de la relation suivante :

$$K_T = \frac{0.7^2\pi^3}{8} (1 + \tan(\beta)^2) C_T(\beta) \text{sign}(\Omega) \quad (1.23)$$

et de la même façon pour les coefficients de couple :

$$K_Q = \frac{0.7^2\pi^3}{8} (1 + \tan(\beta)^2) C_Q(\beta) \text{sign}(\Omega) \quad (1.24)$$

Nous pouvons remarquer que l'information sur le sens de rotation de l'hélice (à savoir $\text{sign}(\Omega)$) est intrinsèquement intégrée au modèle C_T/C_Q alors qu'elle apparaît explicitement dans l'expression des coefficients K_T/K_Q .

1.3.5 Modélisation des forces et couples tridimensionnels de l'hélice

Une hélice exerce en pratique des forces et des couples le long et autour des trois directions d'espace [BA94]. Les coefficients C_T/C_Q ne représentent que la force et le couple de l'hélice le long et autour de l'axe de rotation de celle-ci. Dans certains cas, il peut être nécessaire de connaître, ou du moins de pouvoir évaluer ces grandeurs, pour éviter par exemple un phénomène de dérive ou pour assurer une précision très importante lors d'une manœuvre de positionnement. Les forces et couples exercés par l'hélice sont représentées dans la figure 1.10.

Sur cette figure les poussée et couple hydrodynamique T et Q ont respectivement été remplacés par F_z et M_z , l'axe z étant choisi confondu (ou au moins parallèle) avec l'axe de rotation de l'hélice, comme il est souvent d'usage dans la littérature.

On calcule les grandeurs dans toutes les directions d'espace à l'aide des coefficients de forces et de couples de l'hélice définis dans les 4 quadrants par les relations suivantes :

$$C_{F_i}(\beta) = \frac{F_i}{\frac{1}{2}\rho A_0 V^2} \quad (1.25)$$

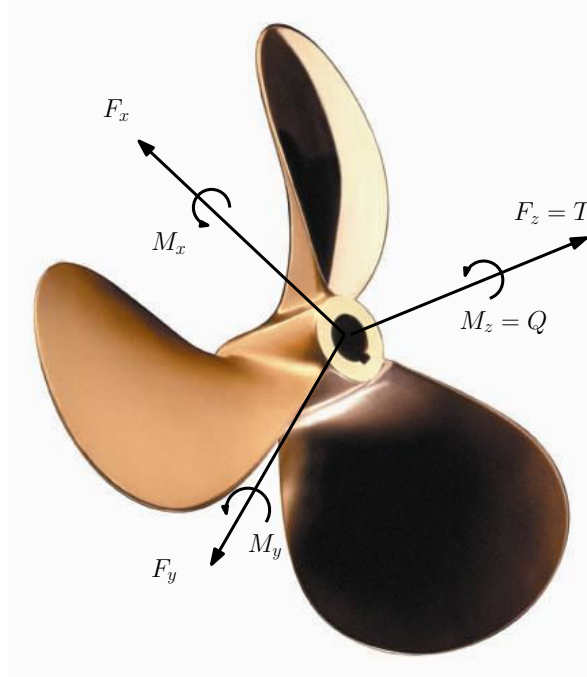


FIG. 1.10 – Forces et couples tridimensionnels d'une hélice à trois pales

$$C_{M_i}(\beta) = \frac{M_i}{\frac{1}{2}\rho A_0 d V^2} \quad (1.26)$$

avec i l'indice de la direction modélisée (x , y ou z). Notez que $C_{F_z} = C_T$ et $C_{M_z} = C_Q$.

Dans le cadre de notre étude, nous tiendrons uniquement compte des force et couple exercés le long et autour de l'axe de rotation de l'hélice. Il pourrait cependant être judicieux de connaître les autres forces et couples et de les prendre en compte à l'avenir, puisqu'ils pourraient avoir un impact notable sur les performances (dynamiques) des commandes en position.

1.3.6 Modélisation des pertes de couple et de poussée en ventilation

Lorsque l'hélice n'est pas suffisamment immergée et qu'elle fonctionne à proximité de la surface de l'eau, un phénomène de ventilation peut se produire. Lors de la ventilation, les pales de l'hélice fonctionnent partiellement dans l'air, ce qui provoque une diminution des performances en poussée et en couple. Deux cas de figure se présentent lors de la ventilation. Soit l'hélice est entièrement immergée et l'air est aspiré par un tourbillon provoqué par la rotation de l'hélice, soit l'hélice est en partie émergée et les pales dépassant de la surface de l'eau sont naturellement en contact avec l'air. Cette dernière situation est schématisée dans la figure 1.11.

Le phénomène de ventilation est un phénomène transitoire turbulent qu'il est difficile de modéliser et de quantifier sur un temps de fonctionnement court [Pol99] [Smo06]. Il ne doit pas être confondu avec la cavitation qui résulte d'une diminution de la pression statique de l'eau jusqu'à des valeurs inférieures à la pression de vapeur saturante, provoquant sa vaporisation, généralement sous forme de bulles [FAB⁺95]. A titre d'exemple, la mesure de la poussée de l'hélice lors d'un phénomène de ventilation est tracée dans la figure 1.12, ainsi que la poussée

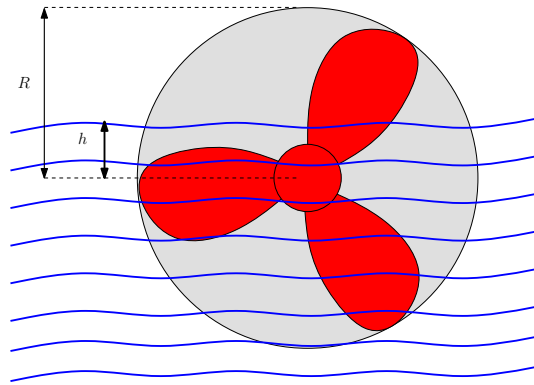


FIG. 1.11 – Représentation d'une hélice partiellement immergée

statique nominale normalement obtenue sans ventilation.

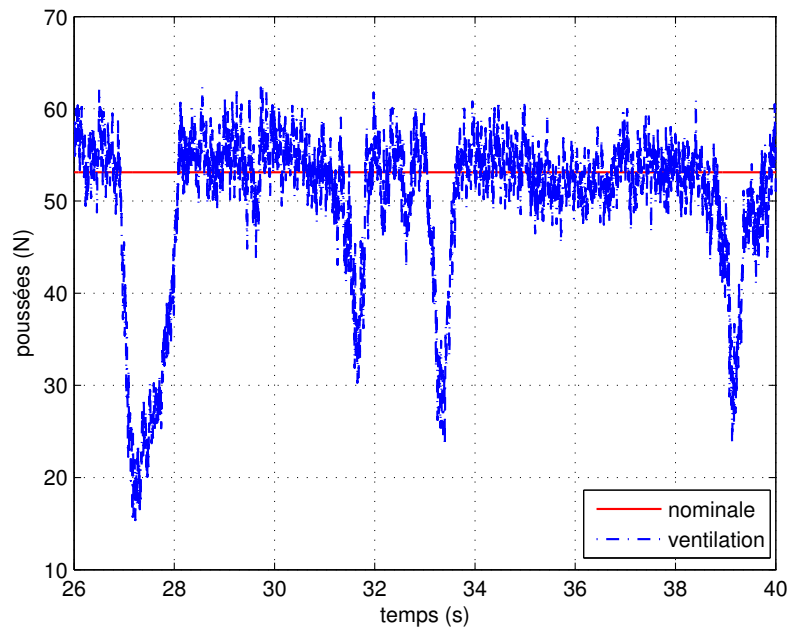


FIG. 1.12 – Mesure de la poussée d'une hélice pendant un phénomène de ventilation

Comme nous pouvons le voir, ce phénomène est très turbulent et occasionne de très importantes pertes de performance (jusqu'à 100% en pratique). Malgré la turbulence du phénomène, il est possible d'estimer les pertes moyennes de poussée et de couple occasionnées par la ventilation de l'hélice, en mesurant pour différentes hauteurs d'immersion h de l'hélice les poussées et couples moyens produits (sur un temps de fonctionnement relativement long comparé à la durée du phénomène observé). Les coefficients de pertes de poussée et de couple h_T et h_Q sont définis de la manière suivante :

$$h_T(\beta, h/R) = \frac{T_v}{T} = \frac{T_v}{\frac{1}{2}\rho A_0 V^2 C_T(\beta)} \quad (1.27)$$

$$h_Q(\beta, h/R) = \frac{Q_v}{Q} = \frac{Q_v}{\frac{1}{2}\rho A_0 d V^2 C_Q(\beta)} \quad (1.28)$$

avec T_v et Q_v les poussée et couple moyens de l'hélice pendant un fonctionnement en ventilation. La hauteur normalisée h/R est obtenue par simple division de la hauteur h par le rayon R de l'hélice. L'allure des coefficients de perte est présentée dans la figure 1.13 en fonction de la hauteur normalisée.

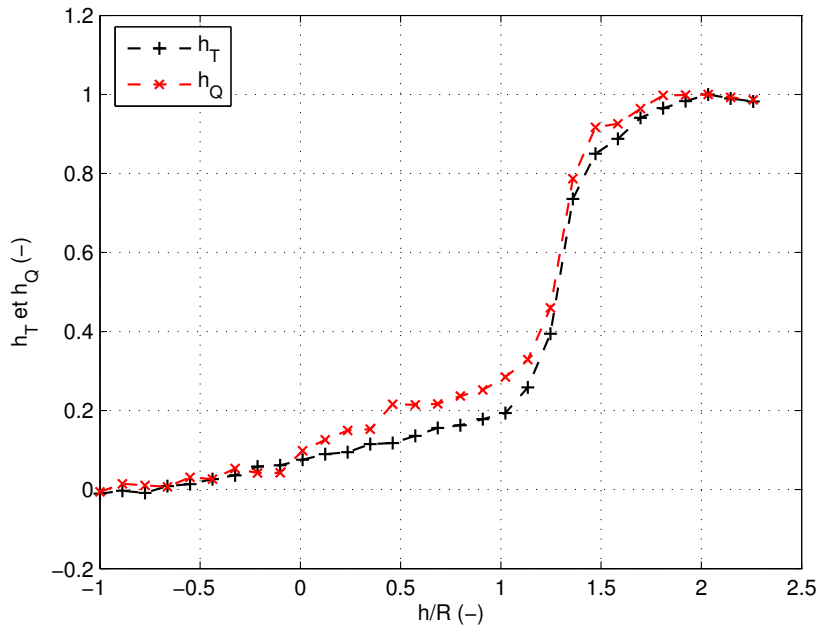


FIG. 1.13 – Coefficients de perte de poussée et de couple en fonction de la hauteur d'immersion

Comme nous pouvons le constater, les allures des coefficients de perte de poussée et de couple sont très similaires, notamment pour des hauteurs d'immersion importantes pour lesquelles les pertes restent faibles. Si nous traçons maintenant le rapport entre les coefficients de perte, nous obtenons le résultat présenté dans la figure 1.14.

D'après ce tracé, plus la hauteur d'immersion diminue, plus le rapport entre les coefficients de perte, et de ce fait le rapport entre la poussée et le couple de l'hélice, s'écarte de sa valeur nominale $C_{TQ}(0)$, obtenue sans ventilation. Dans ce cas, il semblerait que la relation (1.21) ne puisse plus être utilisée pour estimer la poussée de l'hélice à partir de son couple. Cependant, les pertes occasionnées par la ventilation deviennent si importantes que les poussée et couple produits ont de moins en moins d'influence sur le véhicule propulsé et sur le moteur. Par conséquent, même si la poussée calculée à partir du couple de l'hélice à l'aide de la relation (1.21) est erronée, l'erreur commise reste faible en valeur absolue et influence peu les performances de la commande. Noter que l'allure agitée du rapport h_T/h_Q , observée à faible hauteur d'immersion, est due aux très petites valeurs des coefficients de pertes h_T et h_Q , dont le rapport devient sensible à la moindre erreur. On constate effectivement dans la figure 1.13 que ces coefficients possèdent en réalité des allures très proches, à faible hauteur d'immersion.

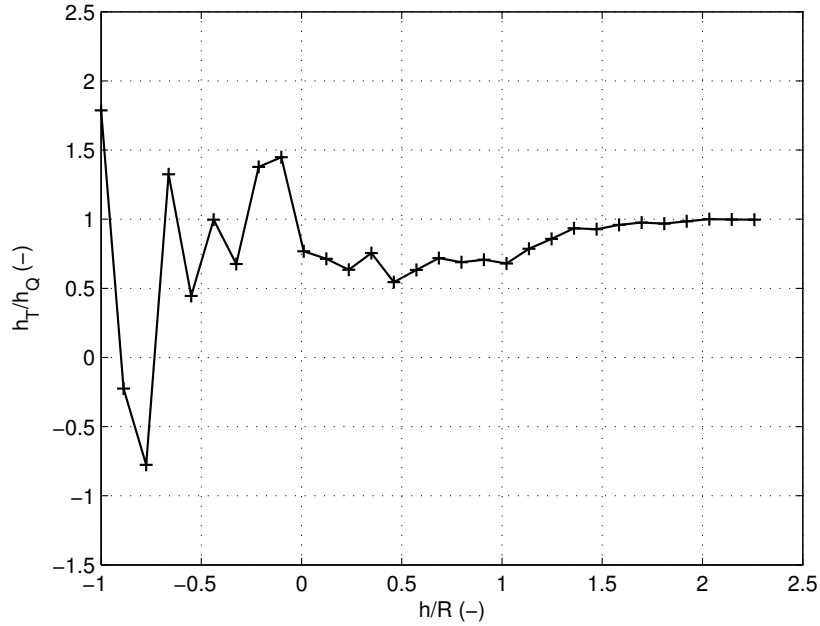


FIG. 1.14 – Rapport entre les coefficients de perte de poussée et de couple en fonction de la hauteur d'immersion

1.4 Modèle nominal d'une hélice

Le modèle nominal d'une hélice est obtenu lorsque le courant relatif de l'eau V_a est nul. Si de plus l'hélice tourne à une vitesse Ω constante, alors nous aboutissons à un modèle statique nominal. Dans ces conditions, les performances d'une hélice peuvent être déduites des équations (1.8) et (1.9) ou (1.16) et (1.17) en choisissant $J = 0$ ou $\beta = 0$ ou $-\pi$ (pour des vitesses de rotation positive ou négative). En définissant pour le modèle K_T/K_Q :

$$K_{T0} = \begin{cases} K_{Tp}(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ K_{Tn}(0) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.29)$$

$$K_{Q0} = \begin{cases} K_{Qp}(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ K_{Qn}(0) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.30)$$

et :

$$K_{TQ0} = \begin{cases} K_{TQp}(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ K_{TQn}(0) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.31)$$

et d'une manière similaire pour le modèle 4 quadrants C_T/C_Q :

$$C_{T0} = \begin{cases} C_T(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ -C_T(-\pi) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.32)$$

$$C_{Q0} = \begin{cases} C_Q(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ -C_Q(-\pi) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.33)$$

et :

$$C_{TQ0} = \begin{cases} C_{TQ}(0) & \text{si } \Omega > 0 \\ -C_{TQ}(-\pi) & \text{si } \Omega < 0 \end{cases} \quad (1.34)$$

il est possible d'écrire :

$$T = K_{T0} \frac{\rho d^4}{4\pi^2} |\Omega| \Omega = C_{T0} \frac{1}{2} \rho A_0 (0.7R)^2 |\Omega| \Omega \quad (1.35)$$

$$Q = K_{Q0} \frac{\rho d^5}{4\pi^2} |\Omega| \Omega = C_{Q0} \frac{1}{2} \rho A_0 d (0.7R)^2 |\Omega| \Omega \quad (1.36)$$

ou encore :

$$T = \lambda_T |\Omega| \Omega \quad (1.37)$$

$$Q = \lambda_Q |\Omega| \Omega \quad (1.38)$$

avec λ_T et λ_Q les paramètres du modèle nominal de l'hélice définis de la façon suivante :

$$\lambda_T = \frac{\rho d^4}{4\pi^2} K_{T0} = \frac{1}{2} \rho A_0 (0.7R)^2 C_{T0} \quad (1.39)$$

$$\lambda_Q = \frac{\rho d^5}{4\pi^2} K_{Q0} = \frac{1}{2} \rho A_0 d (0.7R)^2 C_{Q0} \quad (1.40)$$

Comme pour les autres modèles d'hélice, nous pouvons calculer le rapport entre la poussée et le couple à l'aide de l'expression suivante :

$$\lambda_{TQ} = \frac{T}{Q} = \frac{\lambda_T}{\lambda_Q} = \frac{K_{TQ0}}{d} = \frac{C_{TQ0}}{d} \quad (1.41)$$

On définit également :

$$\lambda_{QT} = \frac{Q}{T} = \frac{\lambda_Q}{\lambda_T} = d K_{QT0} = d C_{QT0} = 1/\lambda_{TQ} \quad (1.42)$$

Dans certains cas, il peut être intéressant de connaître les variations de la relation entre la poussée et le couple hydrodynamique d'une hélice fonctionnant dans les 4 quadrants par rapport à la valeur nominale. Le tracé du rapport C_{TQ} d'une hélice, normalisé par rapport aux performances nominales C_{TQ0} , est présenté dans la figure 1.15. Mis à part quelques valeurs critiques de l'angle d'avance pour lesquelles le rapport C_{TQ} diverge, ses variations autour de la valeur nominale C_{TQ0} s'avèrent modérées.

Ce modèle nominal nous sera très utile par la suite, quand nous aborderons le problème de la commande en poussée du propulseur au chapitre 4. Tout d'abord, parce qu'il est adapté à la description des performances statiques de l'hélice de notre banc d'essais, pour lequel le courant V_a est toujours nul. Ensuite, parce qu'il nous permettra d'évaluer les variations de poussée et de couple de l'hélice par rapport aux performances nominales choisies comme références. Enfin, nous pourrions remplacer la mesure du couple hydrodynamique par celle de la poussée grâce à la relation (1.41) (nous utiliserons cette méthode dans le paragraphe 1.6.5). Nous montrerons que cette relation reste valable même lorsque les dynamiques du propulseur sont fortement sollicitées.

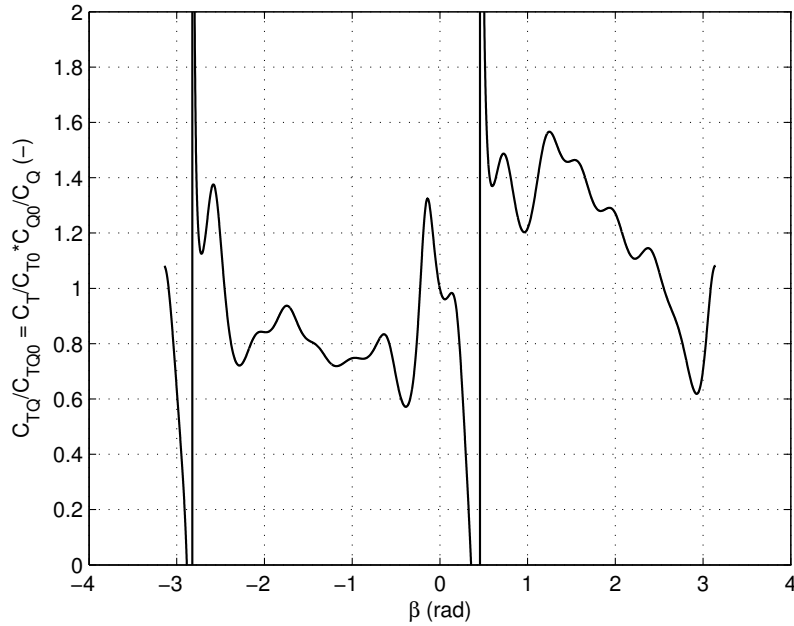


FIG. 1.15 – Rapport C_{TQ} normalisé d'une hélice en fonction de l'angle d'avance

1.5 Modèles quasi-statiques d'un propulseur naval

1.5.1 Modèle quasi-statique 4 quadrants

Nous pouvons maintenant proposer un modèle de propulseur naval en combinant les équations (1.1), (1.3), (1.16) et (1.17) :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - Q \quad (1.43)$$

$$Q = \frac{1}{2} \rho A_0 d V^2 C_Q(\beta) \quad (1.44)$$

$$T = \frac{1}{2} \rho A_0 V^2 C_T(\beta) \quad (1.45)$$

Ce modèle est qualifié de quasi-statique dans le sens où il ne prend en compte que la dynamique des parties tournantes du propulseur, via l'inertie en rotation totale J_m . Le comportement dynamique de l'hélice n'est pas considéré.

1.5.2 Modèle quasi-statique nominal

Puisque nous ne disposons pas d'un bassin d'essais nous permettant de réaliser des tests en courant, nous pouvons simplifier le modèle de propulseur (1.43)-(1.45). Pour cela, nous utilisons simplement le modèle nominal de l'hélice (1.37)-(1.38). Nous obtenons ainsi :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - \lambda_Q |\Omega| \Omega \quad (1.46)$$

$$T = \lambda_T |\Omega| \Omega \quad (1.47)$$

Les coefficients variables C_T et C_Q du modèle précédent se réduisent donc à λ_T et λ_Q qui sont des valeurs constantes. Dans les chapitres qui suivent, nous tenterons de déterminer les limites pratiques de ce modèle et proposerons une extension dynamique de ce dernier.

1.6 Identification

L'identification des paramètres du modèle de propulseur proposé peut être réalisée de diverses manières. Un moyen simple et efficace consiste à supposer que les paramètres dits statiques (c'est-à-dire f_v , f_s , C_T , C_Q , λ_T et λ_Q) et dynamiques (pour le moment uniquement J_m) du propulseur peuvent être identifiés séparément. On procède alors à des séries d'essais en régime permanent, puis en régime dynamique. Toutes les valeurs numériques des paramètres identifiés sont reportées dans le tableau B.2 de l'annexe B.

1.6.1 Frottements

Des tests en régime permanent et en air peuvent être réalisés pour identifier les paramètres des modèles de frottement proposés. Nous appelons *essais en air* des essais pendant lesquels l'hélice fonctionne simplement dans l'air et non dans l'eau. La poussée et le couple de l'hélice étant dans ce cas négligeables, le modèle du propulseur se réduit simplement à celui du moteur sans charge hydrodynamique :

$$Q_{em} = f_v \Omega + f_s \text{sign}(\Omega) \quad (1.48)$$

Les frottements secs et visqueux du propulseur, mesurés et estimés à partir du modèle identifié à l'aide de la méthode des moindres carrés, sont tracés ensemble dans la figure 1.16 en fonction de la vitesse de rotation.

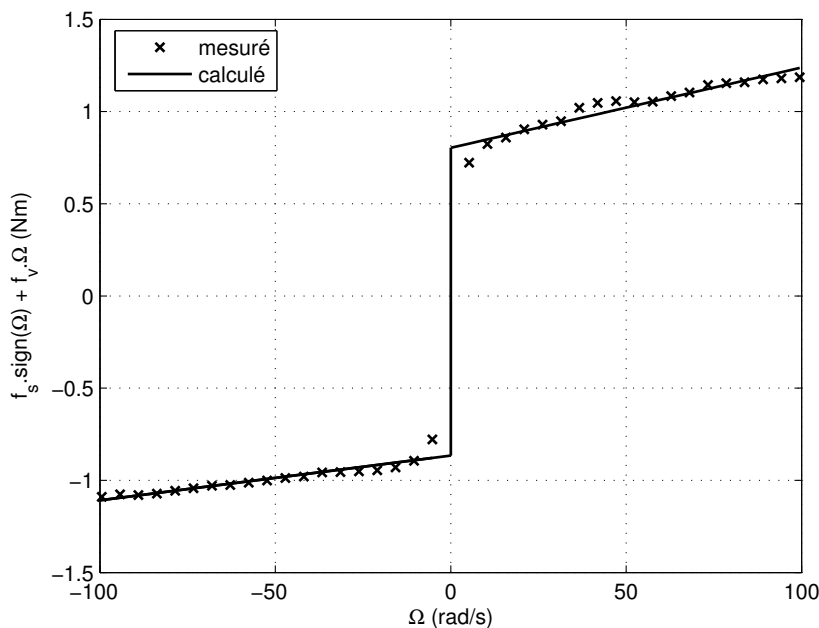


FIG. 1.16 – *Frottements secs et visqueux du propulseur*

Comme nous pouvons le constater, il existe une très bonne adéquation entre les différentes valeurs. Noter que ces mêmes tests sont nécessaires pour identifier le modèle hystérique des frottements, présenté en annexe C, afin de s'assurer que ces derniers tendent bien vers une valeur asymptotique (en l'occurrence f_s).

1.6.2 Paramètres statiques du propulseur

Nous avons procédé dans le paragraphe précédent à l'identification indépendante des paramètres de frottement à l'aide d'essais en air. Cependant, tous les paramètres statiques du propulseur peuvent être identifiés simultanément à l'aide d'essais en eau et en régime permanent. Nous simplifions donc le modèle quasi-statique nominal du propulseur pour obtenir son modèle statique nominal :

$$Q_{em} = f_v \Omega + f_s \text{sign}(\Omega) + \lambda_Q |\Omega| \Omega \quad (1.49)$$

$$T = \lambda_T |\Omega| \Omega \quad (1.50)$$

qui est linéaire vis-à-vis des paramètres.

Puisque le propulseur fonctionne en régime permanent, la poussée hydrodynamique T , la vitesse de rotation Ω et le couple électromagnétique Q_{em} mesurés sont moyennés sur un intervalle de temps de plusieurs secondes pour obtenir des valeurs les plus proches possible des valeurs moyennes réelles. Finalement, les paramètres statiques du modèle du propulseur sont calculés en utilisant la méthode des moindres carrés. La figure 1.17 montrent l'adéquation entre les couples électromagnétiques mesuré et calculé à partir du modèle statique identifié. La figure 1.18 permet également de constater la concordance entre les poussées mesurée et identifiée.

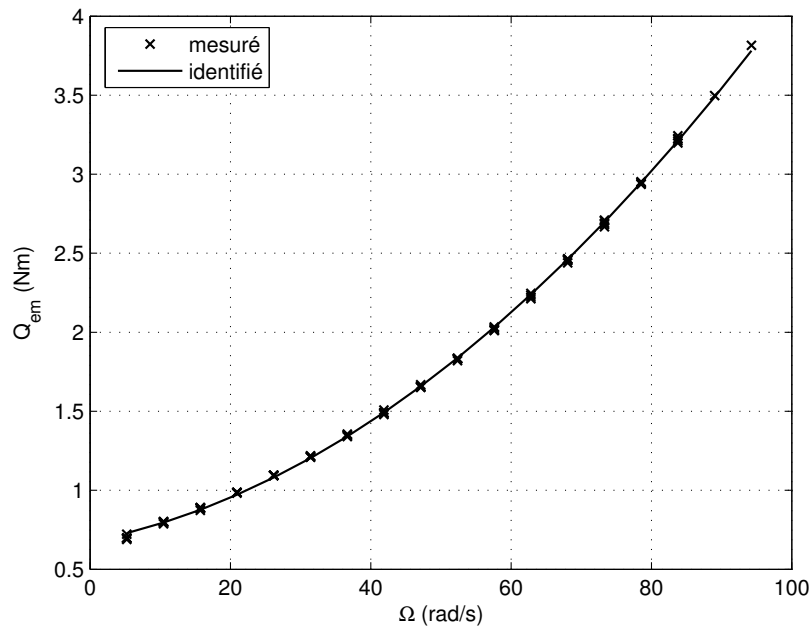


FIG. 1.17 – Couples électromagnétiques mesuré et calculé à partir du modèle statique identifié

1.6.3 Inertie en rotation avec des essais en air

L'identification de l'inertie peut être réalisée à partir d'essais en air, quand le couple de charge de l'hélice est négligeable, $Q \approx 0$. Dans ce cas, le modèle du propulseur se réduit

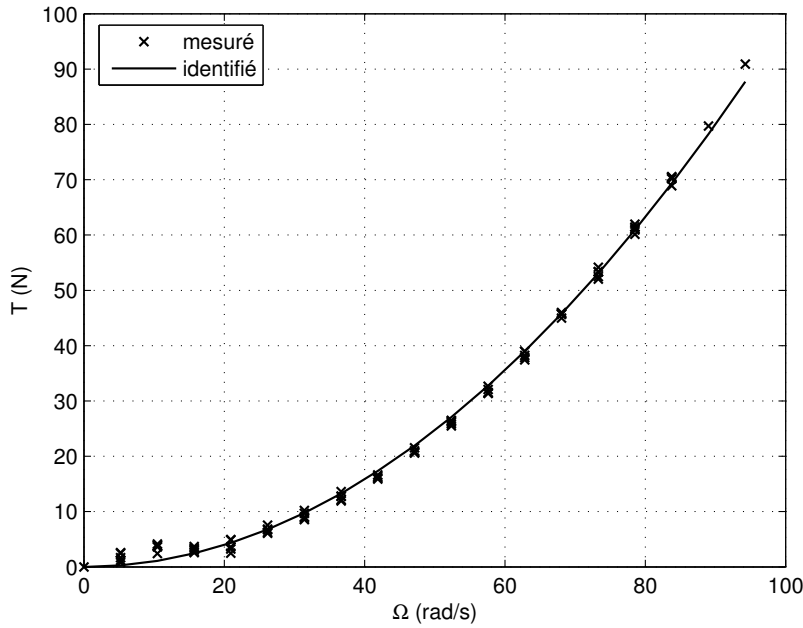


FIG. 1.18 – Poussées mesurée et calculée à partir du modèle statique identifié

simplement à celui du moteur associé à la transmission moteur-hélice :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) \quad (1.51)$$

qui est linéaire vis-à-vis de l'inertie J_m . La procédure d'identification retenue consiste à dériver la mesure de la vitesse de rotation Ω pour obtenir une estimation de l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$, puis à appliquer la méthode des moindres carrés.

Des précautions particulières doivent être prises lors de la dérivation numérique d'un signal, surtout quand ce dernier est bruité et qu'il est échantillonné avec une fréquence relativement faible. Un filtrage adapté permet souvent d'obtenir une dérivée correcte. Dans notre cas, la propreté du signal mesuré et la fréquence d'échantillonnage relativement élevée permettent ce calcul. L'accélération angulaire est donc calculée par différence centrée, puis filtrée à l'aide d'un filtre aller-retour de Butterworth d'ordre 4. La différence centrée et le filtrage aller-retour n'étant pas des opérations causales, le calcul de l'accélération par cette méthode est obligatoirement effectué hors-ligne. L'inertie ainsi identifiée peut donc être considérée proche de la valeur réelle et sera choisie comme référence par la suite.

1.6.4 Rapport entre la poussée et le couple hydrodynamique de l'hélice

Nous proposons dans ce paragraphe de vérifier la relation (1.41) entre la poussée et le couple de l'hélice en régime dynamique. Comme le couple n'est pas mesuré, nous le calculons à partir du modèle (1.43) du moteur, ainsi que des mesures du couple électromagnétique Q_{em} et de la vitesse de rotation Ω . Cette opération est réalisée hors-ligne car le calcul de l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$ fournit de meilleurs résultats dans ce cas. La poussée \hat{T} calculée à partir de la relation (1.41) et du couple hydrodynamique estimé \hat{Q} est ensuite comparée à la

poussée T mesurée. Les résultats d'un essai à vitesse de rotation sinusoidale oscillant à 2 Hz sont présentés dans la figure 1.19.

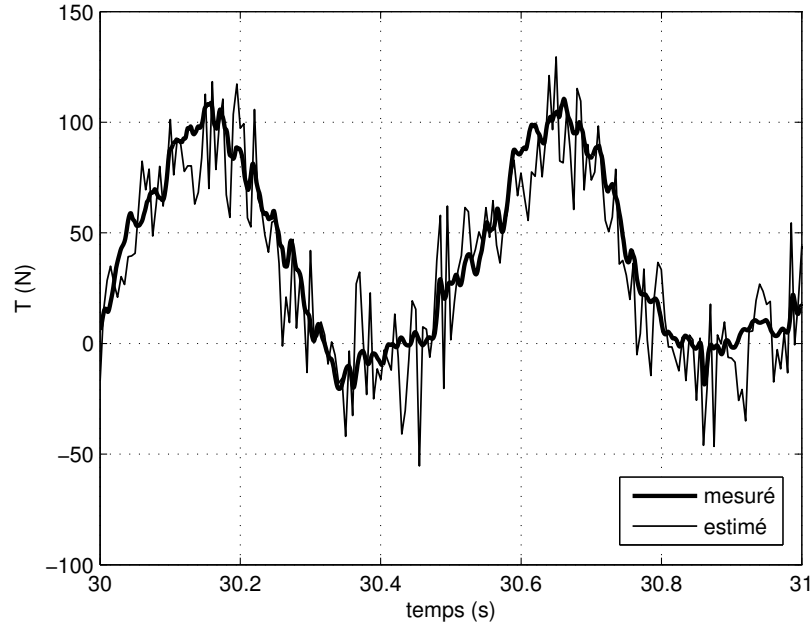


FIG. 1.19 – *Poussées mesurée et calculée à partir du couple hydrodynamique estimé et de la relation λ_{TQ} entre la poussée et le couple*

Comme nous pouvons le constater, le rapport entre la poussée et le couple reste valable, même lors des régimes dynamiques rapides. Ainsi, la poussée peut précisément être estimée à partir du couple hydrodynamique, qu'il soit mesuré ou lui-même estimé. En pratique, lorsque la poussée doit être estimée en temps réel, le couple hydrodynamique doit être calculé à l'aide d'une méthode utilisable en ligne. Un observateur de couple réalisant cette opération est présenté à la fin de ce mémoire, dans le chapitre 4.

1.6.5 Inertie en rotation avec des essais en eau

La question de la différence entre les inerties en eau et en air du propulseur est souvent posée. Des essais dynamiques tendent à montrer que la différence d'inertie entre les deux modes de fonctionnement reste extrêmement faible. Si toutefois la confiance accordée à la valeur identifiée à partir d'essais en air n'était pas suffisante, des essais en eau pourraient être réalisés.

Si le couple hydrodynamique est mesuré, alors il est possible d'utiliser l'équation (1.43) pour identifier l'hélice. La méthode utilisée reste celle de la dérivation numérique de la vitesse de rotation, puis l'application des moindres carrés.

Si la mesure du couple n'est pas disponible, celle de la poussée peut être utilisée conformément aux résultats du paragraphe précédent. On combine alors les équations (1.42) et (1.43) pour obtenir un modèle dynamique faisant intervenir la poussée à la place du couple :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - \lambda_{QT} T \quad (1.52)$$

Nous verrons dans le chapitre 3 que lorsque ni la poussée, ni le couple hydrodynamique ne sont mesurés, des précautions importantes sont nécessaires pour assurer une bonne estimation des paramètres dynamiques. Nous proposerons une méthode d'identification efficace permettant l'estimation des paramètres dynamiques du propulseur avec des essais en eau, sans aucune mesure de force.

1.7 Simulation et expérimentation

Afin de valider les modèles proposés et leur identification, nous comparons les prédictions effectuées à l'aide des modèles aux mesures réalisées sur le banc d'essais pour des conditions de fonctionnement variées. Les grandeurs que nous comparons sont la vitesse de rotation et la poussée de l'hélice qui sont toutes deux mesurées et simulées. Des tests en régime dynamique lent et rapide sont réalisés.

Dans un premier temps, nous choisissons de réaliser des essais à vitesse de rotation sinusoïdale. Le couple électromagnétique du moteur est calculé à l'aide d'un régulateur de vitesse, un régulateur IP, qui assure un bon suivi de la consigne de vitesse sinusoïdale (ce régulateur sera étudié dans le chapitre 4). Le couple électromagnétique, la vitesse de rotation et la poussée sont mesurés pendant ces tests, alors que le couple de l'hélice est estimé hors-ligne, à partir du modèle (1.43) du moteur électrique. Ensuite, nous calculons la réponse du modèle quasi-statique nominal du propulseur en termes de vitesse, de poussée et de couple hydrodynamique, pour les différents couples électromagnétiques relevés expérimentalement. Finalement, nous comparons les différentes grandeurs.

Un exemple d'expérimentation et de simulation du propulseur est présenté dans la figure 1.20 pour une vitesse de rotation sinusoïdale de fréquence relativement faible (en l'occurrence 0.5 Hz). Comme nous pouvons le constater, la vitesse de rotation, la poussée et le couple sont relativement bien prédits, ce qui confirme la validité du modèle quasi-statique nominal du propulseur pour des régimes à faible dynamique.

La figure 1.21 présente les résultats d'un essai à fréquence plus élevée (à savoir 4 Hz). Contrairement à l'essai réalisé à basse fréquence, nous observons un écart significatif entre les poussées et couples mesurés et simulés. Pourtant, la vitesse de rotation semble correctement prédite. Nous pouvons conclure de cet essai que les variations dynamiques du couple hydrodynamique restent faibles, comparées à la composante statique du couple hydrodynamique, aux couples de frottements secs et visqueux et au couple inertiel. Il n'en résulte donc pas d'erreur significative sur la prédiction de la vitesse.

Une autre explication simple (mais moins probable) à l'erreur de prédiction de la poussée observée sur la figure 1.21, serait que les mesures de la poussée en régime dynamique rapide sont corrompues par d'autres phénomènes. On pourrait invoquer l'imprécision du capteur de force lors de mesures dynamiques ou encore la résonance du banc d'essais. Nous verrons dans les chapitres qui suivent qu'il n'en est rien et nous proposerons un modèle dynamique de l'hélice afin de mieux prédire la poussée (et le couple) et ainsi réduire l'erreur de prédiction de ces grandeurs.

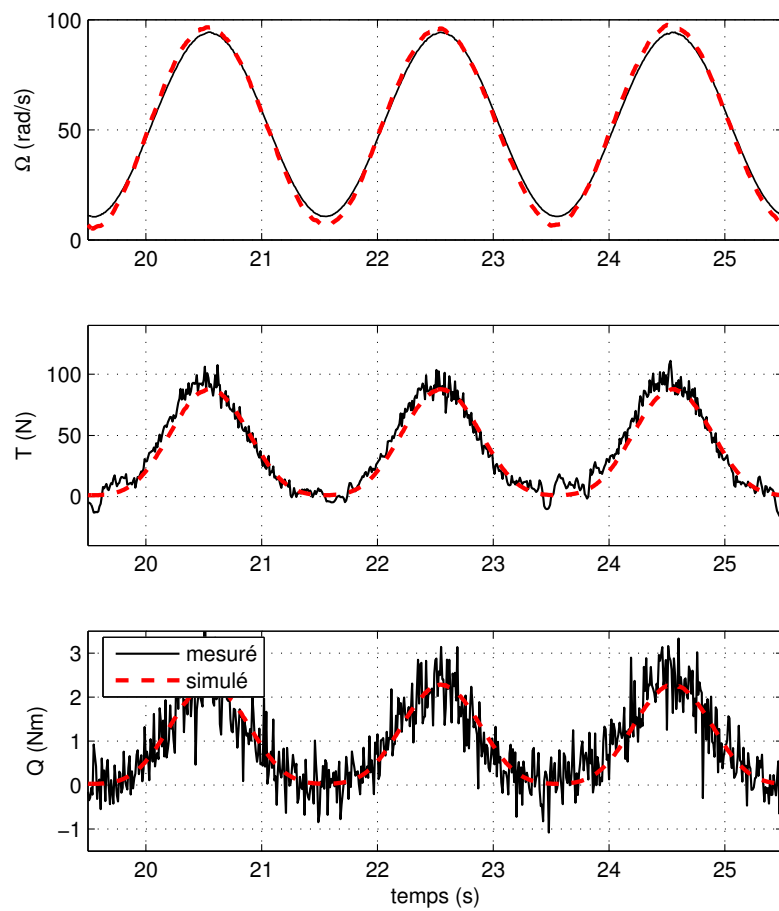


FIG. 1.20 – Vitesses de rotation, poussées et couples hydrodynamiques mesurés et calculés lors d'un essai à 0.5 Hz

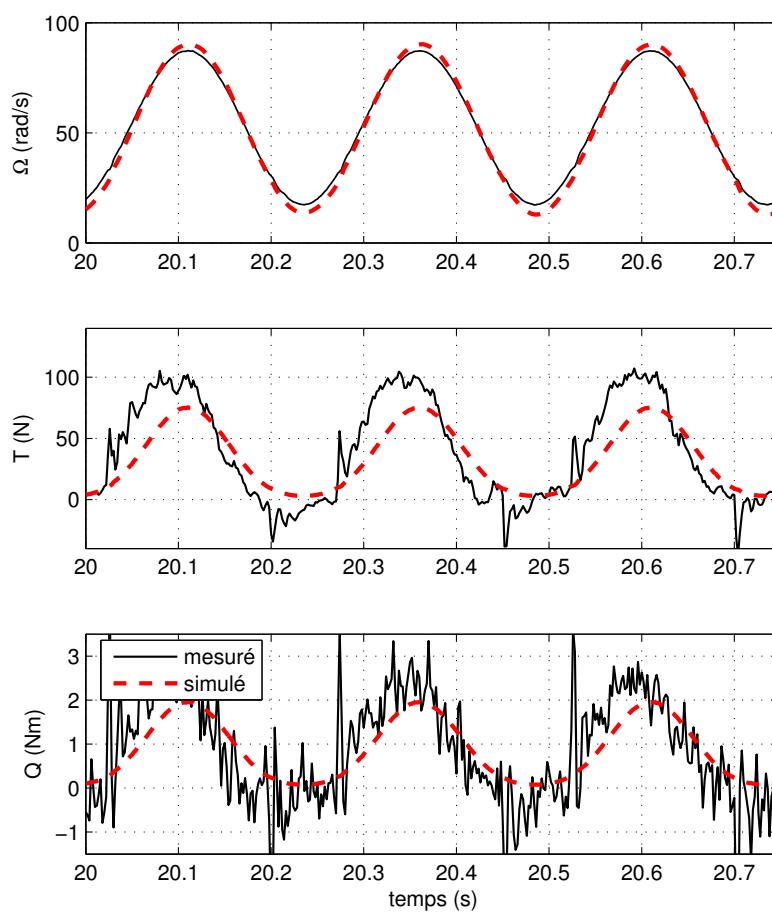


FIG. 1.21 – *Vitesses de rotation, poussées et couples hydrodynamiques mesurés et calculés lors d'un essai à 4 Hz*

1.8 Résumé du chapitre 1

- Le modèle dynamique du moteur électrique est obtenu en prenant en compte le couple électromagnétique Q_{em} , les frottements secs et visqueux, le couple de charge Q et l'inertie en rotation J_m de l'ensemble des parties tournantes du propulseur :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - Q$$

- Les performances statiques moyennes d'une hélice sont représentées dans les 4 quadrants de fonctionnement à partir des coefficients de poussée et de couple C_T et C_Q , de l'angle d'avance β et de la vitesse relative totale V :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} \rho A_0 V^2 C_T(\beta) \\ Q &= \frac{1}{2} \rho A_0 d V^2 C_Q(\beta) \end{aligned}$$

- Les poussée T et couple Q moyens de l'hélice lors de la ventilation sont exprimés à l'aide des coefficients de perte de poussée et de couple h_T et h_Q , de l'angle d'avance β et de la hauteur d'immersion normalisée h/R :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} \rho A_0 V^2 C_T(\beta) h_T(\beta, h/R) \\ Q &= \frac{1}{2} \rho A_0 d V^2 C_Q(\beta) h_Q(\beta, h/R) \end{aligned}$$

- Les modèles empiriques K_T/K_Q et C_T/C_Q sont obtenus expérimentalement en bassin de traction et ne sont valables que pour une géométrie unique d'hélice.
- Les paramètres du modèle quasi-statique nominal du propulseur sont identifiables à partir d'essais en air, puis en eau et en régime permanent, puis en régime dynamique. La linéarité du modèle par rapport aux paramètres permet d'appliquer la méthode des moindres carrés linéaires. La dérivation numérique de la vitesse de rotation est nécessaire. Les valeurs numériques des paramètres sont fournies en annexe B.
- Les prédictions du modèle quasi-statique nominal du propulseur s'accordent avec les relevés expérimentaux en régime permanent et en régime dynamique lent. Au contraire, lors des régimes dynamiques rapides, les résultats de mesure et de simulation ne s'accordent plus.

Chapitre 2

Modèle physique d'une hélice marine

Sommaire

2.1	Théorie du moment linéaire des hélices	35
2.2	Théorie des moments linéaire et angulaire des hélices	37
2.3	Théorie des éléments de pale	39
2.3.1	Théorie de l'aile portante	39
2.3.2	Application aux pales d'une hélice	40
2.4	Combinaison des théories du moment et des éléments de pale	42
2.4.1	Théorie combinée	43
2.4.2	Modification de la théorie combinée	44
2.4.3	Méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice marine	45
2.5	Changement de formalisme des théories des hélices	45
2.5.1	Problème des facteurs d'interférence divergents	45
2.5.2	Formalisme adopté	46
2.5.3	Application aux théories des hélices	46
2.5.3.1	Théorie du moment linéaire	46
2.5.3.2	Théorie des moments linéaire et angulaire	46
2.5.3.3	Théorie combinée modifiée des moments et des éléments de pale	47
2.5.4	Modification des méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice	47
2.5.5	Définition des 4 quadrants de fonctionnement hydrodynamique d'une hélice	48
2.6	Théorie dynamique du moment linéaire des hélices	50
2.6.1	Développement de la théorie dynamique	50
2.6.2	Courants variables et manœuvres	53
2.6.3	Théorie dynamique corrigée du moment linéaire	53
2.6.4	Théorie dynamique du moment linéaire exprimée dans le formalisme mathématique classique	53
2.6.5	Modèle dynamique présenté dans la littérature	54
2.7	Autres théories et méthodes numériques	54
2.8	Expérimentation des modèles théoriques	54
2.8.1	Expérimentation en régime permanent	55
2.8.1.1	Composante axiale de la vitesse de l'eau	55

2.8.1.2	Composante tangente de la vitesse de l'eau	59
2.8.1.3	Composante radiale de la vitesse de l'eau	60
2.8.1.4	Vitesse de l'eau en une position radiale donnée	60
2.8.1.5	Vitesse de l'eau en amont et en aval de l'hélice	63
2.8.1.6	Poussée et couple hydrodynamiques de l'hélice	63
2.8.2	Expérimentation en régime transitoire	63
2.8.2.1	Profil radial de la vitesse axiale	66
2.8.2.2	Vitesse axiale de l'eau en amont et en aval de l'hélice	69
2.8.2.3	Identification du modèle hydrodynamique	73
2.8.2.4	Comparaison entre les vitesses axiales mesurées et simulées	77
2.8.2.5	Comparaison entre les poussées mesurée et calculées	77
2.9	Conclusion	82
2.10	Résumé du chapitre 2	84

Nous avons présenté au chapitre précédent des modèles empiriques d'hélices marines. Ces modèles présentent l'avantage de pouvoir reproduire fidèlement les performances statiques moyennes d'une hélice. Lorsque les variations de la vitesse de rotation et de la vitesse d'avance sont faibles, ces modèles représentent un excellent outil pour la commande des propulseurs. Malheureusement, ces modèles ne permettent pas de correctement prédire les performances d'une hélice lors des régimes dynamiques rapides. Lorsque des performances dynamiques élevées de la commande sont nécessaires, la connaissance d'un modèle reproduisant fidèlement les couple et poussée de l'hélice, dans tous les régimes de fonctionnement, pourrait s'avérer très avantageuse (nous verrons cela plus en détail dans le chapitre 4 qui porte sur la commande). Des tentatives d'extension dynamique des modèles empiriques ont été menées sans grand succès [BA94]. Une approche plus physique et plus fondamentale pourrait éventuellement nous permettre de modéliser, ou au moins de mieux comprendre, les phénomènes hydrodynamiques ayant lieu pendant le fonctionnement, notamment en régime transitoire, d'une hélice.

Nous proposons de rappeler dans ce chapitre les théories basiques des hélices. Nous suivrons les présentations couramment employées dans la littérature scientifique spécialisée [VMVO88] [Car94]. Dans un premier temps, nous conserverons le formalisme mathématique classique proposé dans ces ouvrages, avant d'en adopter un autre, plus courant dans la littérature spécialisée sur la commande des propulseurs [HRC⁺95] [BWG98] [BLF00], et de présenter ses avantages. Les théories des moments linéaire et angulaire et la théorie des éléments de pale sont d'abord présentées, puis leur association dans la théorie combinée. Même si la validité de ces théories reste limitée en pratique, elles permettent tout de même la prédiction des performances d'une hélice dans un cadre de fonctionnement restreint, ainsi qu'une compréhension plus physique des phénomènes hydrodynamiques entourant une hélice. En nous appuyant sur la théorie du moment linéaire et sur la mécanique des fluides parfaits, nous proposerons un modèle hydrodynamique d'une hélice. Nous verrons que le modèle obtenu est identique à celui que l'on trouve couramment dans la littérature spécialisée sur la commande des propulseurs (voir annexe D), à la différence que dans notre cas, ce modèle est obtenu de façon formelle, à partir de lois fondamentales.

2.1 Théorie du moment linéaire des hélices

En 1865, Rankine propose une théorie relativement simple du fonctionnement en régime permanent d'une hélice marine se déplaçant à la vitesse V_a relativement à l'eau qui l'entoure [Ran65]. Il propose de remplacer l'hélice par un simple disque actuateur immatériel de surface A_0 , imposant au fluide qui le traverse un saut de pression Δp . Des tubes de courant sont définis en amont et en aval de l'hélice. La vitesse et la pression statique ambiante de l'eau sont supposées connues et de valeurs respectives V_a et p_1 . L'eau étant accélérée par l'hélice, sa vitesse augmente jusqu'au disque actuateur où elle atteint la valeur $(1+a)V_a$, pendant que sa pression statique diminue jusqu'à la valeur p_2 . L'eau traverse le disque actuateur sans que sa vitesse ne varie. Cependant, un saut de pression Δp est imposé à l'eau de sorte que la pression statique juste après le disque actuateur vaut p_3 . Finalement, l'eau continue sa course dans le sillage du disque, jusqu'à atteindre la vitesse $(1+b)V_a$. Tous les effets rotationnels, dus à la fois à la rotation de l'hélice et de l'eau, sont négligés dans cette théorie. La figure 2.1 illustre la configuration décrite.

Les variables a et b sont appelés facteurs d'interférence axiale, car ils représentent la

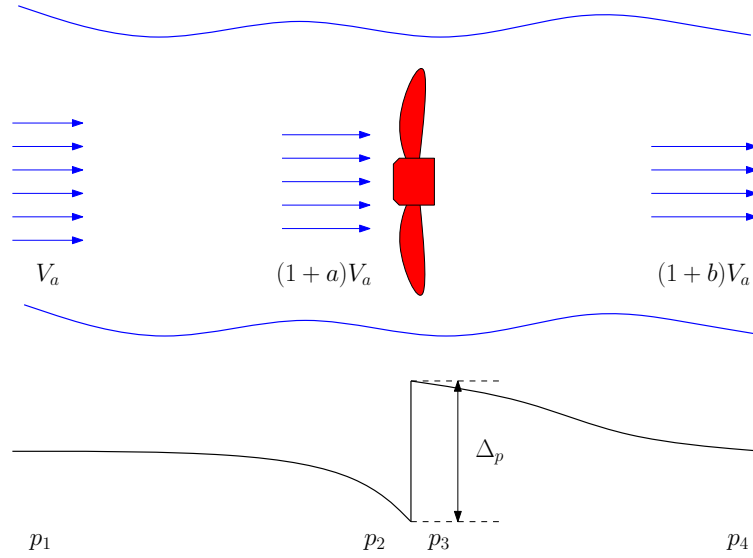


FIG. 2.1 – Variation de la vitesse et de la pression de l'eau autour du disque actuateur

quantité relative (de vitesse) dont est augmentée (ou diminuée) la vitesse ambiante de l'eau V_a , respectivement au niveau et en aval du disque.

En considérant l'eau comme un fluide idéal incompressible (non visqueux et adiabatique), en négligeant les pertes (comme celles occasionnées en bout de pales, *tip losses* dans la littérature anglo-saxonne), les effets de la gravité et la rotation de l'eau, l'application du théorème de Bernoulli sur le tube amont permet d'écrire :

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho V_a^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho(1+a)^2 V_a^2 \quad (2.1)$$

et de façon équivalente pour le tube aval :

$$p_3 + \frac{1}{2}\rho(1+a)^2 V_a^2 = p_4 + \frac{1}{2}\rho(1+b)^2 V_a^2 \quad (2.2)$$

Le saut de pression imposé par l'hélice est donc :

$$\Delta p = (p_3 - p_2) = (p_4 - p_1) + \frac{1}{2}\rho b(2+b)V_a^2 \quad (2.3)$$

En considérant de plus que la pression p_4 du fluide en aval du disque est égale à la pression p_1 ambiante du fluide en amont, le saut de pression devient :

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho b(2+b)V_a^2 \quad (2.4)$$

La poussée étant le produit de la différence de pression entre les faces amont et aval du disque et de sa surface A_0 , elle vaut :

$$T = A_0 \Delta p = \frac{1}{2}\rho A_0 b(2+b)V_a^2 \quad (2.5)$$

A partir des mêmes hypothèses, il est possible d'appliquer le principe fondamental de la dynamique à l'eau qui traverse le disque actuateur. Nous obtenons ainsi :

$$T = \rho A_0 b(1+a)V_a^2 \quad (2.6)$$

En identifiant les expressions (2.5) et (2.6) de la poussée, nous déduisons :

$$b = 2a \quad (2.7)$$

Cela signifie que l'augmentation de la vitesse de l'eau a lieu pour moitié dans le tube amont et pour moitié dans le tube aval. L'expression (2.7) nous permet finalement d'écrire :

$$T = 2\rho A_0 a(1+a)V_a^2 \quad (2.8)$$

Ce modèle est le résultat de la première tentative de modélisation théorique d'une hélice marine. Même s'il a été démontré par l'expérience et la théorie que celui-ci s'éloigne souvent de la situation réelle, il permet tout de même une compréhension physique de l'action d'une hélice sur l'eau. Des résultats intéressants sur le rendement théorique des hélices idéales ont également été déduits de ce modèle [VMVO88] [Car94]. La principale contribution (théorique) de ce chapitre est l'extension de la validité de cette théorie au régime dynamique, qui sera présentée au paragraphe 2.6.

2.2 Théorie des moments linéaire et angulaire des hélices

En 1887, Robert Edmund Froude propose une théorie plus complète du fonctionnement en régime permanent d'une hélice se déplaçant à la vitesse V_a à travers l'eau et tournant à la vitesse angulaire Ω [Fro89]. Il intègre les résultats de la théorie de Rankine et les augmente en prenant en compte la rotation de l'hélice et de l'eau. La vitesse angulaire relative de l'eau est considérée par rapport au disque actuateur en rotation à la vitesse Ω . En procédant d'une manière similaire à Rankine, il définit les vitesses angulaires relatives de l'eau $(1-a')\Omega$ et $(1-b')\Omega$ qui sont respectivement les vitesses relatives loin en amont, au niveau et loin en aval du disque actuateur. Les vitesses angulaires absolues sont déduites des vitesses relatives en les soustrayant de la vitesse de rotation de l'hélice Ω . La vitesse absolue initiale de l'eau en amont de l'hélice est donc nulle dans notre cas (il existe pourtant des configurations particulières dans lesquelles la vitesse de rotation absolue de l'eau en amont de l'hélice n'est pas nulle, comme c'est le cas, par exemple, pour la deuxième hélice d'une paire d'hélices contrarotatives). La figure 2.2 illustre la configuration décrite.

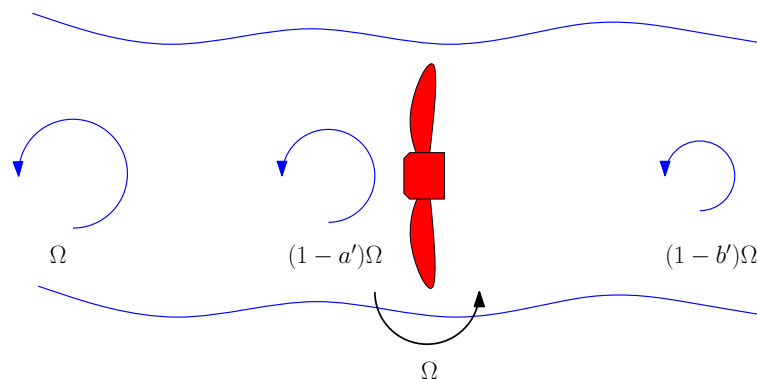


FIG. 2.2 – Variation de la vitesse angulaire relative de l'eau autour du disque actuateur

Comme précédemment, la vitesse absolue de l'eau augmente à travers les tubes de courant (en opposition à la vitesse relative qui diminue). Les facteurs d'interférence tangentielle sont

notés a' et b' par analogie avec ceux qui ont été définis au paragraphe 2.1 pour la vitesse axiale de l'eau.

Froude propose également de diviser le disque actuateur en bandes sur lesquelles les forces, couples et pressions s'exercent circonférentiellement de façon uniforme. L'action du disque sur l'eau est alors décomposée en éléments différentiels. On définit ainsi la poussée différentielle dT et le couple différentiel dQ pour chaque bande de surface différentielle $dA_0 = 2\pi r dr$. La figure 2.3 schématise la décomposition en bandes du disque.

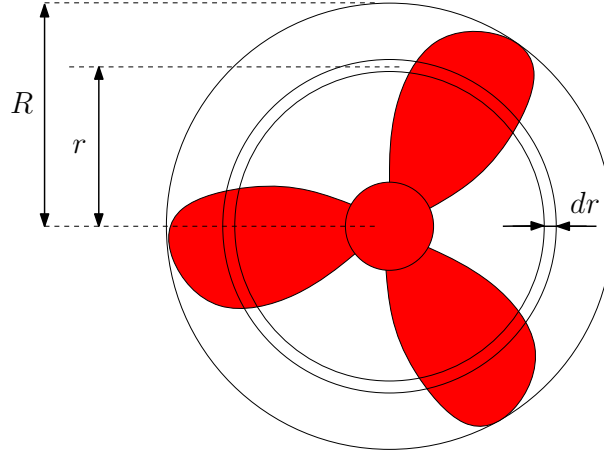


FIG. 2.3 – Découpage en bandes circulaires concentriques du disque actuateur

Un bilan du moment angulaire de l'eau entre l'amont et l'aval du disque permet d'écrire :

$$dQ = \rho dA_0 V_a (1 + a) r^2 b' \Omega \quad (2.9)$$

avec $\rho dA_0 V_a (1 + a)$ la quantité d'eau qui traverse une bande de surface dA_0 du disque actuateur et $\rho dA_0 V_a (1 + a) r^2$ l'inertie en rotation de ce volume d'eau.

L'application du théorème de la puissance cinétique mène au résultat suivant :

$$dQ a' \Omega = \frac{1}{2} \rho dA_0 V_a (1 + a) r^2 b'^2 \Omega^2 \quad (2.10)$$

Par identification des relations (2.9) et (2.10), nous pouvons déduire que :

$$b' = 2a' \quad (2.11)$$

L'augmentation de la vitesse de rotation de l'eau a donc lieu pour moitié dans le premier tube et pour moitié dans le second. D'après cette théorie, il existe donc une analogie directe entre les composantes axiales et tangentes de la vitesse de l'eau. Le couple différentiel peut finalement s'écrire :

$$dQ = 2\rho dA_0 V_a (1 + a) r^2 a' \Omega \quad (2.12)$$

Puisque les pertes dues à la viscosité, aux effets tridimensionnels et autres ont été négligées dans cette théorie, il est possible d'écrire que la puissance absorbée par l'hélice est intégralement transmise à l'eau :

$$dQ(1 - a')\Omega = dT(1 + a)V_a \quad (2.13)$$

et en remplaçant dT et dQ par leurs expressions respectives :

$$(1 - a')a'r^2\Omega^2 = (1 + a)aV_a^2 \quad (2.14)$$

La relation (2.14) est très importante, puisqu'elle permet de déduire, des vitesses de rotation Ω et d'avance V_a du disque, les facteurs d'interférence axiale a et tangentielle a' .

Tout comme la théorie du moment linéaire, cette théorie (des moments linéaire et angulaire) fournit de précieux résultats quant à l'efficacité et au rendement d'une hélice [VMVO88] [Car94]. La prise en compte des effets rotationnels apporte un complément indispensable à la théorie précédente du moment linéaire qui ne considérerait pas le phénomène fondamental qu'est la rotation de l'hélice.

2.3 Théorie des éléments de pale

Les théories du moment permettent d'estimer les effets d'une hélice sur l'eau (les vitesses induites) lorsqu'une différence de pression (résultant en des poussées et couples différentiels) s'exercent sur celle-ci. Cependant, l'hélice est remplacée par un disque actuateur et les phénomènes ayant lieu au niveau des pales ne sont pas décrits. La théorie des éléments de pale permet de mieux décrire ces phénomènes en adaptant la théorie de l'aile portante aux pales des hélices [VMVO88] [Car94]. La théorie de l'aile portante a déjà fait l'objet de recherches dans le cadre de la commande des propulseurs [HRC⁺95] [BWG98].

2.3.1 Théorie de l'aile portante

Pour faciliter la compréhension de la théorie des éléments de pale d'une hélice, nous présentons d'abord la théorie de l'aile portante (nous pourrions dire des éléments d'aile portante). Cette théorie s'appuie sur le calcul différentiel pour définir les portance L et traînée D totales d'une aile. Ces grandeurs sont simplement définies comme les intégrales sur la surface totale A des ailes, des portances dL et traînées dD différentielles :

$$L = \int_A dL \quad (2.15)$$

$$D = \int_A dD \quad (2.16)$$

Les ailes sont découpées en section de surface dA , pour lesquelles on détermine les coefficients de portance et de traînée locaux c_L et c_D . Les portances et traînées différentielles, dL et dD , sont déterminées (pour une surface différentielle dA) à partir de la vitesse relative V de l'air par rapport à l'aile, de l'angle d'attaque α et des coefficients de portance et de traînée c_L et c_D à partir des équations (2.17) et (2.18) :

$$dL = \frac{1}{2}\rho dA V^2 c_L(\alpha) \quad (2.17)$$

$$dD = \frac{1}{2}\rho dA V^2 c_D(\alpha) \quad (2.18)$$

Noter bien que les coefficients de portance et de traînée c_L et c_D sont définis localement pour chaque section. La figure 2.4 représente une section d'aile ainsi que les différentes grandeurs

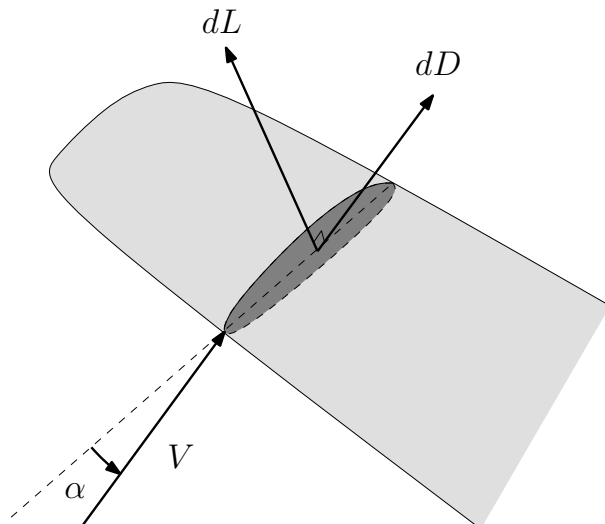


FIG. 2.4 – Représentation d'une section d'aile portante

précédemment définies. La traînée s'exerce selon une direction parallèle à la vitesse relative alors que la portance s'exerce perpendiculairement à celle-ci.

Différentes méthodes permettent en pratique de déterminer les coefficients c_L et c_D d'une section d'aile portante. Une première approche consiste à mesurer expérimentalement ces caractéristiques en testant en soufflerie des ailes dont le profil est uniforme sur toute leur longueur et dont la section est constante et équivalente à celle de la section de l'aile étudiée. On mesure alors les performances globales de l'aile, puis on détermine les caractéristiques d'une section unique. L'aile étudiée possédant généralement une section variable sur sa longueur, la procédure doit être répétée aussi souvent que nécessaire (le nombre de répétitions dépend directement du nombre de sections d'aile choisi). Une seconde approche consiste simplement à calculer ces caractéristiques en utilisant l'une des théories des ailes portantes. Citons de façon non exhaustive les théories de la ligne portante et de la surface portante, ou encore les théories s'appuyant sur les notions de vortex et de circulation [VMVO88] [Car94].

Remarque :

Par définition, l'angle d'attaque α est référencé par rapport à la ligne de portance nulle. Cela signifie que pour un angle d'attaque nul, la portance totale de l'aile doit également être nulle. En pratique, il existe souvent un angle de décalage α_0 entre la ligne de portance nulle et la ligne de pas par rapport à laquelle l'angle d'attaque est référencé. On définit alors l'angle d'attaque géométrique α et l'angle d'attaque effectif α_I . La portance nulle est alors obtenue lorsque l'angle d'attaque α_I est nul ou de façon équivalente quand α vaut $-\alpha_0$. Ces angles sont liés par la relation suivante :

$$\alpha_I = \alpha_0 + \alpha \quad (2.19)$$

2.3.2 Application aux pales d'une hélice

En 1878, William Froude propose, quelques années avant la théorie du moment angulaire de son fils Robert Edmund Froude, la théorie des éléments de pale [Fro78]. En effet, le fonctionnement d'une hélice peut s'apparenter à celui d'un ensemble d'ailes courtes, les

pales, fonctionnant dans un fluide dense, l'eau. Partant de ce constat, il est alors possible d'emprunter la théorie de l'aile portante à l'aérodynamique.

Connaissant les portances et traînées différentielles des pales de l'hélice, les poussées et couples hydrodynamiques différentiels peuvent être déterminés simplement, en utilisant les relations suivantes :

$$dT = dL \cos \beta - dD \sin \beta \quad (2.20)$$

$$dQ = r (dL \sin \beta + dD \cos \beta) \quad (2.21)$$

Les différentes forces différentielles d'une section de pale sont représentées dans la figure 2.5. Noter qu'une pale d'hélice est inclinée d'un angle $\frac{\pi}{2} - \phi$ par rapport à son axe de rotation, ϕ étant le pas angulaire de l'hélice.

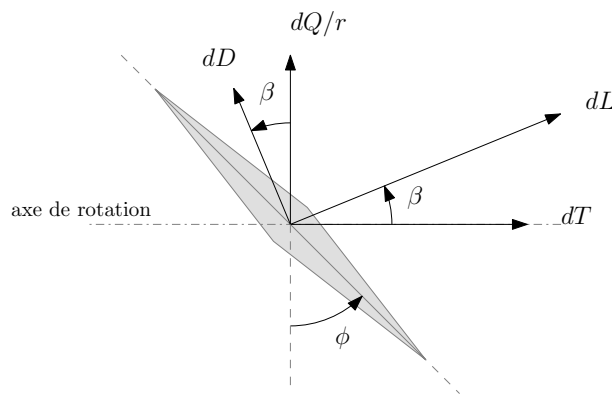


FIG. 2.5 – Représentation des forces différentielles d'une section de pale

La poussée totale T et le couple hydrodynamique total Q de l'hélice sont ensuite calculés par intégration sur la surface totale des pales :

$$T = \int_A dT \quad (2.22)$$

$$Q = \int_A dQ \quad (2.23)$$

Une différence importante existe cependant entre les définitions des portances et traînées différentielles de la théorie de l'aile portante et de la théorie des éléments de pale. En effet, les pales sont en rotation à la vitesse angulaire Ω et la vitesse tangente $r\Omega$ générée à une distance r du centre de l'hélice doit être prise en compte, à la fois dans la détermination de l'angle d'attaque α et dans la détermination de la vitesse relative V . Les relations suivantes permettent, dans une première approximation, de calculer ces grandeurs :

$$V^2 = V_a^2 + (r\Omega)^2 \quad (2.24)$$

$$\beta = \arctan \left(\frac{V_a}{r\Omega} \right) \quad (2.25)$$

$$\alpha = \phi - \beta \quad (2.26)$$

où β est l'angle d'avance défini localement (en opposition à l'angle d'avance global (1.14) calculé en $r = 0.7R$ et défini au chapitre 1).

Les portances et traînées différentielles de l'ensemble des pales sont ensuite calculées à l'aide des relations (2.17) et (2.18) modifiées pour prendre en compte le nombre de pales Z :

$$dL = \frac{1}{2} \rho dAZ V^2 c_L(\alpha) \quad (2.27)$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho dAZ V^2 c_D(\alpha) \quad (2.28)$$

La figure 2.6 représente une section de pale d'hélice et les grandeurs qui lui sont associées.

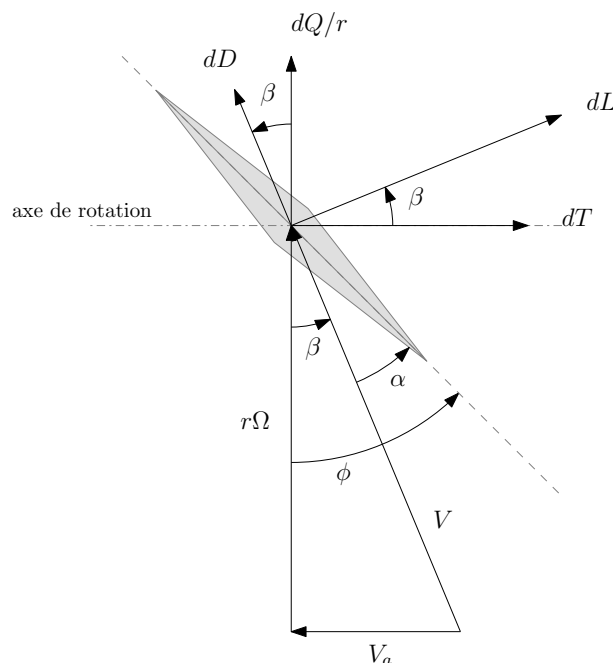


FIG. 2.6 – Représentation, complétée des vitesses, d'une section de pale

Cette théorie permet finalement de mieux apprécier les similitudes, mais aussi les différences de fonctionnement qui existent entre une aile et une pale d'hélice. L'application directe de cette théorie aux hélices fournit cependant de mauvais résultats, notamment à cause du fait que les vitesses induites, prédites par les théories du moment, sont négligées.

2.4 Combinaison des théories du moment et des éléments de pale

La théorie des éléments de pale nous a permis de franchir la première étape de la modélisation des hélices marines à partir de celle des ailes portantes. Comme indiqué précédemment, la prise en compte de la vitesse de rotation des pales est un point important, puisqu'elle permet de corriger le calcul de l'angle d'attaque et de la vitesse relative de l'eau, nécessaire à la détermination des performances d'une hélice. Cependant, cette correction n'est pas suffisante et

elle ne permet pas, du moins telle quelle, une prédiction correcte des performances des hélices. En effet, les résultats importants des théories du moment, qui prédisent une augmentation de la vitesse de l'eau à travers l'hélice, n'ont pas été pris en compte. Les vitesses induites étant omises dans les calculs de l'angle d'attaque et de la vitesse relative, il en résulte des erreurs importantes. La combinaison des théories du moment et des éléments de pale permet de corriger ces erreurs.

2.4.1 Théorie combinée

En utilisant les résultats des théories du moment, l'angle d'attaque α et la vitesse relative V de l'eau par rapport à une section de pale peuvent être calculés grâce aux relations suivantes :

$$V^2 = (1 + a)^2 V_a^2 + (1 - a')^2 (r\Omega)^2 \quad (2.29)$$

$$\tan(\beta_I) = \frac{(1 + a)V_a}{(1 - a')r\Omega} = \frac{(1 + a)}{(1 - a')} \tan(\beta) \quad (2.30)$$

$$\alpha = \phi - \beta_I \quad (2.31)$$

Ces grandeurs sont représentées dans la figure 2.7.

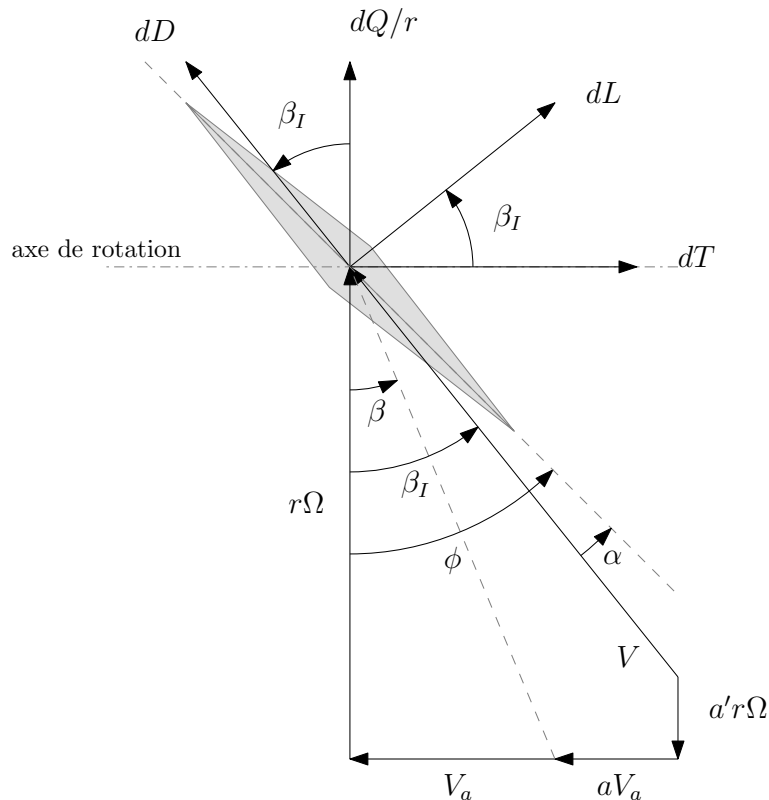


FIG. 2.7 – Représentation, complétée des vitesses induites, d'une section de pale

Les portance et traînée différentielles des pales sont ensuite calculées, de manière similaire à la théorie des éléments de pale, grâce aux relations (2.27) et (2.28) dont nous rapellons les

expressions :

$$dL = \frac{1}{2} \rho dAZ V^2 c_L(\alpha)$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho dAZ V^2 c_D(\alpha)$$

Finalement, les valeurs de la poussée et du couple de l'hélice sont calculées par intégration sur la surface des pales des poussées et couples différentiels :

$$dT = dL \cos \beta_I - dD \sin \beta_I \quad (2.32)$$

$$dQ = r (dL \sin \beta_I + dD \cos \beta_I) \quad (2.33)$$

2.4.2 Modification de la théorie combinée

Quelques modifications de la théorie combinée sont nécessaires pour permettre des prédictions correctes des performances d'une hélice. En effet, les théories du moment supposent qu'une hélice peut être remplacée par un disque actuateur (équivalent à une hélice qui posséderait une infinité de pales) et que ce dernier produit sur l'eau un saut de pression uniforme sur toute sa surface. Il en résulte ainsi une répartition circonférentielle uniforme des vitesses (axiale et tangente) de l'eau autour de l'hélice. Cependant, ce modèle idéal est loin de la réalité et l'on sait, simplement par expérience, que la vitesse de l'eau à proximité des pales est loin d'être uniforme. Le nombre fini de pales implique que des variations de vitesse existent sur la circonférence du disque [BA94]. Le même constat peut être fait pour la vitesse de l'eau dans le sillage de l'hélice. Ainsi, plusieurs études ont été menées pour estimer l'impact de ces variations et tenter, soit de les prendre en compte explicitement dans le calcul des performances d'une hélice, soit de corriger a posteriori les prédictions établies. Il résulte de ces études, initiées par Betz et Prandtl, des coefficients correcteurs nommés coefficients correcteurs de Goldstein-Tachmindji [TM57] (du nom des scientifiques qui participèrent à la détermination de leur expression). Ces derniers dépendent directement du nombre de pales Z de l'hélice, de la position radiale normalisée r/R et soit de l'angle hydrodynamique β_I , soit de l'angle hydrodynamique du sillage β_ϵ , selon que la correction de la vitesse de l'eau est appliquée au niveau du disque ou dans le sillage :

$$K_{\beta_I} = K(Z, r/R, \beta_I) \quad (2.34)$$

$$K_\epsilon = K(Z, r/R, \beta_\epsilon) \quad (2.35)$$

La valeur de ces coefficients est disponible sous forme tabulée dans [Car94]. L'emploi de ces coefficients permet de prendre en compte le caractère non uniforme de la vitesse de l'eau à une valeur donnée du rayon de l'hélice et de corriger la vitesse induite initialement calculée à l'aide des théories du moment. On obtient ainsi des expressions corrigées des poussée et couple différentiels :

$$dT = 2\rho dA_0 K_\epsilon a (1 + K_{\beta_I} a) V_a^2 \quad (2.36)$$

$$dQ = 2\rho dA_0 K_\epsilon V_a (1 + K_{\beta_I} a) r^2 a' \Omega \quad (2.37)$$

avec K_{β_I} et K_ϵ les facteurs correcteurs de Goldstein-Tachmindji respectivement évalués à hauteur du disque actuateur et à l'extrémité du sillage de l'hélice (Pour mémoire, les expressions originales étaient $dT = 2\rho dA_0 a(1+a)V_a^2$ et $dQ = 2\rho dA_0 V_a(1+a)r^2 a' \Omega$).

Le nombre fini de pales et les fluctuations de vitesse et de pression au niveau du disque ont également pour conséquence la modification des performances des pales. En effet, les pales en rotation fonctionnent en cascade les unes par rapport aux autres. Des coefficients de portance et de traînée modifiés permettent de corriger ces phénomènes [VMVO88].

2.4.3 Méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice marine

Plusieurs méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice ont été proposées dans la littérature. La plupart s'appuient sur la méthode de Burrill qui proposa le premier un algorithme de calcul pratique, basé sur la théorie combinée modifiée [Bur44]. Ces méthodes consistent simplement à déterminer de manière itérative le facteur d'interférence axiale a (ou de façon équivalente toute grandeur qui permet d'évaluer indirectement ce facteur comme par exemple l'angle d'attaque α) de sorte que ce dernier assure l'équivalence entre les prédictions de la théorie du moment linéaire corrigée et de la théorie combinée corrigée.

Les résultats obtenus avec ce type de méthode sont corrects lorsque l'hélice fonctionne à l'intérieur du premier et du troisième quadrants, à proximité de ses points de fonctionnement optimaux (c'est-à-dire quand les vitesses de rotation Ω et d'avance V_a sont non nulles et de même signe et que le rendement η est proche de son maximum) car les pertes engendrées par des effets non modélisés (comme la viscosité, les tourbillons en bout de pales ou encore la recirculation) sont relativement faibles comparées au travail utile de l'hélice. Au contraire, lorsque l'hélice fonctionne à un faible rendement (par exemple avec une vitesse d'avance V_a très petite) les performances de ces méthodes deviennent médiocres et les prédictions s'éloignent des valeurs réelles [Ben04].

Nous allons montrer dans la suite de ce chapitre que l'utilisation du présent formalisme mathématique, qui s'appuie sur les facteurs d'interférence, n'est pas toujours pratique et aboutit parfois à des problèmes de calcul numérique, empêchant l'estimation des performances d'une hélice. Un formalisme différent est donc présenté.

2.5 Changement de formalisme des théories des hélices

2.5.1 Problème des facteurs d'interférence divergents

Pour mettre en évidence le problème inhérent au formalisme mathématique classiquement employé par les théories précédentes, considérons simplement le modèle de la poussée de l'hélice (2.8), dérivé de la théorie du moment linéaire, dont l'expression est rappelée ici :

$$T = 2\rho A_0 a(1+a)V_a^2$$

On sait par l'expérience que la poussée nominale d'une hélice fonctionnant en condition de bollard pull, c'est-à-dire lorsque la vitesse d'avance V_a est nulle, est proportionnelle au carré

signé de la vitesse de rotation de l'hélice et peut être modélisée à l'aide de la relation (1.37) par $T = \lambda_T |\Omega| \Omega$.

Si nous souhaitons maintenant connaître la valeur du facteur d'interférence a , de l'expression (2.38) de la poussée, lorsque la vitesse d'avance tend à s'annuler, $V_a \rightarrow 0$, alors nous constatons que $a \rightarrow \infty$. Ainsi, le formalisme mathématique couramment présenté dans les ouvrages spécialisés et utilisé par un grand nombre d'hydrodynamiciens peut mener à des divergences gênantes, surtout lors d'une application numérique des théories précédentes. Un formalisme différent est donc nécessaire.

2.5.2 Formalisme adopté

Le problème de divergence des facteurs d'interférence se produit généralement lorsqu'une vitesse donnée est exprimée de façon proportionnelle à une autre vitesse de référence qui tend à s'annuler. Pour illustrer notre propos, considérons le cas simple de la vitesse d'avance de l'hélice V_a et de la vitesse axiale de l'eau au niveau du disque définie par V_p et relierons ces deux grandeurs. Jusqu'ici, nous utilisons que $V_p = (1 + a)V_a$, en faisant intervenir le facteur d'interférence axiale a . Le problème, déjà présenté précédemment, est alors de définir une vitesse V_p non nulle à partir d'une vitesse d'avance V_a nulle en utilisant un facteur a infini et ceci, parce que les résultats de la modélisation des hélices tendent à ne faire intervenir que les vitesses bien connues comme V_a et Ω . Ce problème est simplement contourné en faisant intervenir explicitement les grandeurs comme la vitesse de l'eau V_p au niveau du disque. Les résultats obtenus grâce aux théories précédentes sont simplement réécrits sans utiliser de facteurs d'interférence, le problème de la divergence de ces termes étant ainsi éliminé.

2.5.3 Application aux théories des hélices

2.5.3.1 Théorie du moment linéaire

Nous présentons dans ce paragraphe la théorie du moment linéaire des hélices de Rankine réécrite sans facteurs d'interférence. Nous notons la vitesse de l'eau au niveau du disque actuateur V_p et à l'extrémité du sillage de l'hélice V_w . Ces grandeurs s'exprimaient auparavant respectivement $(1+a)V_a$ et $(1+b)V_a$. On obtient finalement le modèle suivant pour la poussée :

$$T = 2\rho A_0 V_p (V_p - V_a) \quad (2.38)$$

La relation (2.7) $b = 2a$ reste bien évidemment valable et a pour équivalent :

$$V_p = \frac{1}{2} (V_a + V_w) \quad (2.39)$$

2.5.3.2 Théorie des moments linéaire et angulaire

En procédant de façon similaire à ce qui a été fait juste avant, nous pouvons réécrire la théorie des moments linéaire et angulaire d'une hélice. Avant cela, nous définissons les vitesses angulaires de l'eau au niveau du disque ω_p et à l'extrémité du sillage ω_w . Ces grandeurs s'exprimaient auparavant respectivement $a'\Omega$ et $b'\Omega$. Nous pouvons alors écrire :

$$dQ = 2\rho dA_0 V_p r^2 \omega_p \quad (2.40)$$

La relation (2.11) devient :

$$\omega_p = \frac{\omega_w}{2} \quad (2.41)$$

La relation (2.14) reste également valable et peut être écrite :

$$r^2\omega_p(\Omega - \omega_p) = V_p(V_p - V_a) \quad (2.42)$$

2.5.3.3 Théorie combinée modifiée des moments et des éléments de pale

A partir des définitions de la vitesse relative de l'eau et de l'angle hydrodynamique, nous pouvons écrire dans le nouveau formalisme utilisé :

$$V^2 = V_p^2 + r^2(\Omega - \omega_p)^2 \quad (2.43)$$

$$\tan(\beta_I) = \frac{V_p}{r(\Omega - \omega_p)} \quad (2.44)$$

Il reste également possible de corriger les prédictions de la théorie combinée à l'aide des coefficients correcteurs de Goldstein-Tachmindji grâce aux relations suivantes :

$$dT = 2\rho dA_0 K_\epsilon (V_p - V_a) \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) \quad (2.45)$$

$$dQ = 2\rho dA_0 K_\epsilon \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) r^2 \omega_p \quad (2.46)$$

Nous montrons dans l'annexe D qu'un modèle (semi-empirique) similaire à (2.45)-(2.46) a été incorrectement déduit par [PFJ06] à partir d'hypothèses simplificatrices fausses (et parfois très éloignées des conditions réelles). Nous proposons également une étude et une critique de celui-ci en accord avec les considérations théoriques présentées jusqu'ici.

Les expressions (2.45) et (2.46) permettent également de calculer les expressions de la répartition radiale de la poussée et du couple le long des pales :

$$\frac{dT}{dr} = 4\pi\rho r K_\epsilon (V_p - V_a) \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) \quad (2.47)$$

$$\frac{dQ}{dr} = 4\pi\rho r^2 K_\epsilon \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) r \omega_p \quad (2.48)$$

où la relation $dA_0 = 2\pi r dr$ a été employée. Nous ferons référence à ces relations dans le paragraphe 2.8.2 de ce même chapitre, à l'occasion de l'étude du régime dynamique de l'hélice.

2.5.4 Modification des méthodes itératives de prédiction des performances d'une hélice

D'après la littérature scientifique [Ben04], les méthodes itératives échouent dans la prédiction des performances des hélices lorsque celles-ci fonctionnent en dehors des premier et troisième quadrants (Ω et V_a de signes contraires) et quand les hélices fonctionnent aux limites de ces mêmes quadrants (quand Ω et V_a sont de même signe mais de rapport déséquilibré, *i.e.* $\beta = \{-\pi/2, 0, \pi/2, \pi\}$). Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour expliquer ce problème.

Tout d'abord, comme nous l'avons déjà précisé avant, la viscosité de l'eau, les effets tridimensionnels en bout de pale et au niveau du moyeu, la composante radiale de la vitesse de l'eau ou encore le phénomène de recirculation sont autant d'éléments négligés par principe et non modélisés, qui peuvent conduire à des erreurs de prédiction grossières lorsqu'ils deviennent importants relativement au travail utile de l'hélice. Ensuite, et ce point est très certainement le plus important, les théories du moment ne sont valables que pour des conditions bien définies sur les valeurs des vitesses [Gui05]. Ce point sera abordé dans le paragraphe 2.5.5 qui suit. Enfin, les problèmes de divergence des facteurs de vitesse induite que nous avons mis en évidence perturbent l'application numérique de la théorie combinée modifiée. L'utilisation d'un formalisme alternatif devrait permettre d'éviter ce dernier problème.

2.5.5 Définition des 4 quadrants de fonctionnement hydrodynamique d'une hélice

Dans le chapitre 1, nous avons montré la représentation 4 quadrants du fonctionnement d'une hélice en fonction des vitesses de rotation Ω et d'avance V_a . L'utilisation de ces grandeurs était alors très pratique, car elles permettaient de connaître facilement le quadrant de fonctionnement de l'hélice en fonction du sens d'avance du véhicule propulsé, et du sens de rotation de l'hélice. Malheureusement, cette représentation 4 quadrants est mal adaptée à la modélisation hydrodynamique d'une hélice, notamment dans le cadre de la théorie du moment linéaire qui ne fait pas explicitement intervenir la vitesse de rotation Ω . Une représentation 4 quadrants différente, définie à partir de la vitesse d'avance V_a et de la vitesse de l'eau V_p , est donc employée [HRC⁺95] [Gui05]. Cette représentation est proposée dans la figure 2.8.

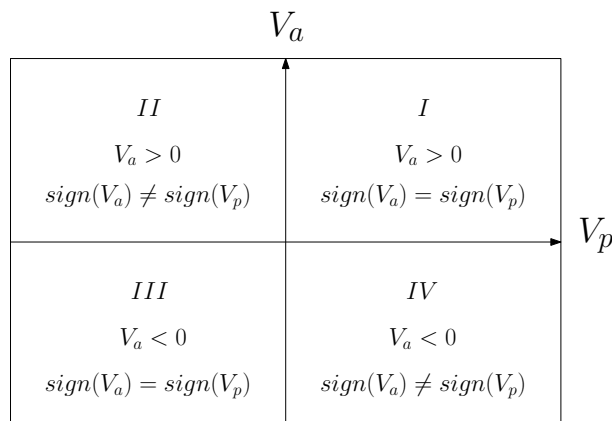


FIG. 2.8 – Représentation des 4 quadrants de fonctionnement hydrodynamique d'une hélice

Si nous étudions la théorie du moment linéaire, nous constatons que cette dernière n'est valable que si les vitesses de l'eau V_a et V_p sont de même signe. En effet, cette théorie suppose un débit d'eau constant à travers les tubes de courant en amont et en aval de l'hélice. Ainsi, des vitesses de signes opposés impliqueraient des aires de tube de courant négatives. La théorie du moment linéaire est donc théoriquement limitée aux seuls premier et troisième quadrants.

En pratique, cette théorie connaît des limites encore plus restrictives. En effet, lorsque l'eau est freinée par l'hélice, la vitesse au niveau du disque est plus faible que celle en amont, $V_p < V_a$. Dans ce cas, l'aire du tube de courant est censée augmenter à l'approche du disque. Si le débit d'eau dans le tube de courant et à travers l'hélice est constant, alors l'eau ralentit

effectivement. Cependant, toutes les lignes de courant influencées par l'hélice ne passent pas au travers de celle-ci. Certaines s'échappent du disque et le contourne. Le débit d'eau est alors toujours constant, mais il a lieu pour partie à travers le disque, et pour partie autour de celui-ci. La théorie du moment ne permet plus alors de correctement décrire les faits. Les différentes situations évoquées sont schématisées dans la figure 2.9. La validité de la théorie du moment linéaire est donc limitée à deux demi-quadrants comme indiqué dans la figure 2.10.

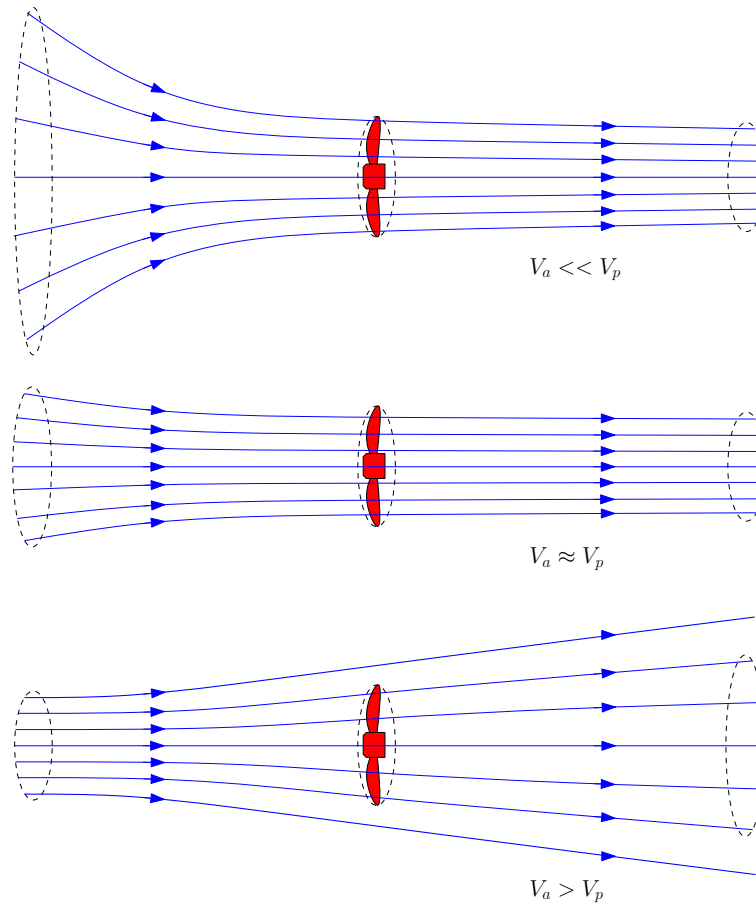


FIG. 2.9 – Représentation simplifiée des lignes de courant autour et à travers de l'hélice pour différents rapports entre les vitesses de l'eau

Si la plage utile de fonctionnement de l'hélice se limite à ces deux demi-quadrants, alors la théorie du moment linéaire peut être utilisée pour la commande du propulseur. Si toutefois l'hélice est amenée à travailler dans tous les quadrants, alors la validité de la théorie précédente peut être étendue numériquement [Gui05] ou encore expérimentalement [PFJ06]. Deux méthodes, qui conduisent à un modèle d'hélice valable dans plusieurs quadrants complets, sont présentées et discutées dans l'annexe D. Enfin, la théorie du moment linéaire peut être étendue au régime dynamique. Cette extension (modification) a déjà fait l'objet de recherches publiées dans la littérature spécialisée sur la commande des propulseurs [HRC⁺95] [WY95] [BLF00]. Cependant, aucun cadre théorique rigoureux ne semble avoir été fourni quant à la détermination de ces résultats. Nous proposons donc d'en établir un dans le paragraphe qui suit.

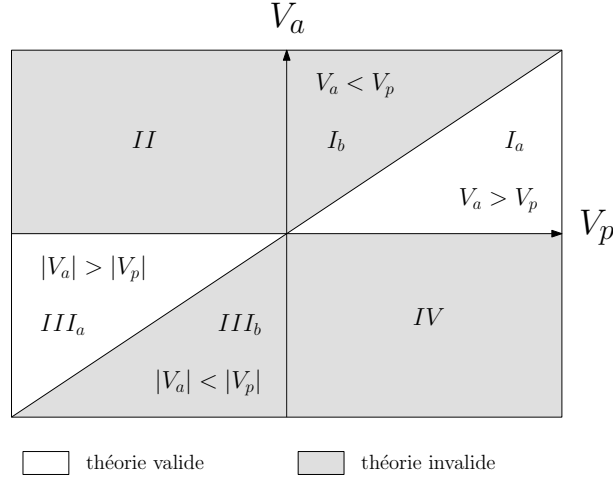


FIG. 2.10 – Validité de la théorie du moment linéaire représentée dans les 4 quadrants du fonctionnement hydrodynamique d'une hélice

2.6 Théorie dynamique du moment linéaire des hélices

Nous proposons maintenant une théorie dynamique du moment linéaire d'une hélice qui permet la détermination des forces inertielles dues à l'accélération de l'eau autour de l'hélice. Il est important de noter que nous parlons ici de l'accélération de l'eau au sens Eulérien du terme et non au sens Lagrangien. En effet, lors du fonctionnement en régime permanent de l'hélice, l'eau est accélérée en permanence par celle-ci pour atteindre la vitesse V_p au niveau du disque et la vitesse V_w à l'extrémité du sillage. Cependant, cette accélération doit être entendue comme une accélération Lagrangienne, dans le sens où l'on peut considérer qu'un volume infinitésimal d'eau subit une accélération tout au long de sa trajectoire. On parle notamment en mécanique des fluides, d'accélération convective [Com02]. Cela signifie que l'accélération ne dépend pas explicitement du temps, mais seulement des variables d'espace :

$$\dot{v}_z = \frac{dv_z}{dt} = v \cdot \nabla v_z \quad (2.49)$$

où v est le vecteur vitesse de l'eau, v_z est la vitesse de l'eau le long de l'axe z et ∇ l'opérateur gradient. Si nous considérons maintenant la vitesse de passage des particules d'eau en un point donné (par exemple au niveau du disque), nous obtenons en régime permanent une vitesse constante (à savoir $V_p = cste$ avec le même exemple). Par contre, lors du fonctionnement en régime dynamique, l'eau subit une accélération à la fois au sens Eulérien et au sens Lagrangien. L'accélération d'une particule d'eau dépend donc explicitement de l'espace et du temps :

$$\dot{v}_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v \cdot \nabla v_z \quad (2.50)$$

La théorie dynamique du moment linéaire d'une hélice est donc dynamique, dans le sens où elle tend à modéliser l'accélération Eulérienne de l'eau.

2.6.1 Développement de la théorie dynamique

En conservant une partie des hypothèses faites dans la théorie du moment linéaire de Rankine, il est possible de déterminer une expression théorique de la poussée d'une hélice

fonctionnant en régime transitoire et avançant à la vitesse V_a constante dans l'eau. En effet, dans le cadre de la théorie du moment linéaire, le théorème de Bernoulli en régime transitoire [Com02] peut être appliqué à l'eau qui entoure le disque actuateur.

A la différence de ce qui a été fait au paragraphe 2.1, et similairement à ce qui a été fait au paragraphe 2.2, nous considérons ici que la poussée totale T générée est constituée d'une multitude de poussées différentielles dT , résultantes du travail d'une multitude de lignes de courant. L'application du théorème de Bernoulli aux lignes de courant en amont du disque permet d'écrire :

$$\rho \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial v_z}{\partial t} dz + (p_2 - p_1) + \frac{1}{2} \rho (V_p^2 - V_a^2) = 0 \quad (2.51)$$

et de façon équivalente pour les lignes de courant en aval du disque :

$$\rho \int_{z_2}^{z_3} \frac{\partial v_z}{\partial t} dz + (p_4 - p_3) + \frac{1}{2} \rho (V_w^2 - V_p^2) = 0 \quad (2.52)$$

où z_1 , z_2 et z_3 représentent les positions selon l'axe z des particules d'eau respectivement en amont, au niveau et en aval de l'hélice.

En combinant les relations (2.51) et (2.52) et en supposant que les pressions ambiantes loin en amont et en aval de l'hélice sont égales, $p_1 = p_4$, nous pouvons exprimer le saut de pression de la manière suivante :

$$p_3 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (V_w^2 - V_a^2) + \rho \int_{z_1}^{z_3} \frac{\partial v_z}{\partial t} dz \quad (2.53)$$

Finalement, à partir de l'expression suivante de la poussée différentielle :

$$dT = dA_0 (p_3 - p_2) \quad (2.54)$$

nous pouvons écrire :

$$dT = \frac{1}{2} \rho dA_0 (V_w^2 - V_a^2) + \rho dA_0 \int_{z_1}^{z_3} \frac{\partial v_z}{\partial t} dz \quad (2.55)$$

En utilisant la propriété de conservation de la masse de l'eau tout au long de la trajectoire des lignes de courant, nous pouvons écrire :

$$da \frac{\partial v_z}{\partial t} = dA_0 \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (2.56)$$

avec da l'aire différentielle de la ligne de courant en z et $da \frac{\partial v_z}{\partial t}$ et $dA_0 \frac{\partial V_p}{\partial t}$ les expressions respectives de la variation du débit d'eau par rapport au temps, en un point quelconque de la ligne de courant et au niveau du disque actuateur.

En utilisant la propriété (2.56) de la masse d'eau dans les lignes de courant, nous déduisons l'expression suivante de la poussée différentielle :

$$dT = \frac{1}{2} \rho dA_0 (V_w^2 - V_a^2) + \rho dA_0 \frac{\partial V_p}{\partial t} \left(dA_0 \int_l \frac{1}{da} dz \right) \quad (2.57)$$

avec $l = z_3 - z_1$ la longueur de la ligne de courant considérée.

La poussée en régime dynamique possède donc deux composantes. Le premier terme est équivalent à celui déterminé par la théorie du moment linéaire et le second est un terme

dynamique qui semble a priori nécessiter la connaissance de la section des lignes de courant $da(z)$ en fonction de la position axiale z .

Continuons notre développement de la théorie dynamique du moment linéaire en calculant maintenant la variation du moment linéaire des lignes de courant, égale à la poussée différentielle :

$$dT = \rho \int_l \dot{v}_z da dz \quad (2.58)$$

où \dot{v}_z est l'accélération absolue (Lagrangienne) des particules d'eau.

En recourant à la relation (2.50) et en ne considérant que la vitesse axiale selon l'axe z , nous pouvons décomposer l'expression de \dot{v}_z dans (2.58) pour obtenir :

$$dT = \rho \int_l \frac{\partial v_z}{\partial z} v_z da dz + \rho \int_l \frac{\partial v_z}{\partial t} da dz \quad (2.59)$$

En notant que le produit $v_z da$ représente le débit d'eau à travers la section d'une ligne de courant et que celui-ci est spatialement constant (grâce à la loi de conservation de la masse) et en utilisant à nouveau la relation (2.56), nous obtenons :

$$dT = 2\rho dA_0 V_p (V_p - V_a) + \rho dA_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (2.60)$$

L'identification des équations (2.57) et (2.60), nous permet de déduire les relations suivantes :

$$V_p = \frac{1}{2} (V_w + V_a) \quad (2.61)$$

$$\frac{1}{dA_0} = \frac{1}{l} \int_l \frac{1}{da} dz \quad (2.62)$$

et finalement de calculer l'expression de la poussée en régime dynamique :

$$dT = 2\rho dA_0 V_p (V_p - V_a) + \rho dA_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (2.63)$$

L'expression (2.63) de la poussée différentielle dépend donc de plusieurs grandeurs déjà employées dans la théorie du moment linéaire, ρ , dA_0 , V_a , V_p , et d'une variable supplémentaire, $\frac{\partial V_p}{\partial t}$, ainsi que d'un paramètre géométrique supplémentaire, la longueur l des lignes de courant.

Il est très intéressant de constater que la relation (2.61) déduite de la théorie dynamique du moment est parfaitement équivalente à la relation (2.39) déduite de la théorie statique, non-dynamique ou encore classique du moment. Cette relation semble donc fondamentale pour toutes les théories du moment des hélices.

La relation (2.62) semble indiquer qu'en régime dynamique, la forme géométrique des lignes de courant est imposée de sorte que la moyenne de l'inverse de l'aire d'une ligne de courant sur sa longueur totale soit égale à l'inverse de l'aire du disque considérée. Ces notions de géométrie spatiale et de position de l'hélice se retrouvent parfois dans la littérature [DB19].

2.6.2 Courants variables et manœuvres

Nous avons considéré dans la théorie dynamique du moment linéaire que l'hélice se déplace à la vitesse V_a constante par rapport à l'eau ambiante et que, par conséquent, l'accélération de l'eau au niveau du disque $\frac{\partial V_p}{\partial t}$, est uniquement provoquée par l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$ de l'hélice. Dans ce cas particulier, l'accélération relative de l'eau $\frac{\partial V_p}{\partial t}$ par rapport au disque est égale à l'accélération de l'eau par rapport au repère inertiel de base (la terre) et la relation (2.63) est donc correcte. Cependant, en pratique, l'accélération relative de l'eau peut être due à la fois à l'accélération angulaire de l'hélice et à l'augmentation de la vitesse relative V_a de l'eau. Ce genre de situation se rencontre couramment, tout simplement quand la vitesse des courants marins varient ou encore quand le véhicule propulsé accélère pendant une manœuvre. Malheureusement, la relation (2.63) n'est plus valable dans ce cas, puisqu'elle ne modélise que l'accélération relative $\frac{\partial V_p}{\partial t}$ de l'eau qui doit obligatoirement être égale à l'accélération absolue (l'hélice doit donc être elle-même un repère inertiel). L'expression (2.63) de la poussée différentielle doit donc être modifiée et tenir compte de la loi de composition des accélérations. Nous obtenons ainsi :

$$dT = 2\rho dA_0 V_p (V_p - V_a) + \rho dA_0 l \left(\frac{\partial V_p}{\partial t} + \frac{\partial V_0}{\partial t} \right) \quad (2.64)$$

où $\frac{\partial V_0}{\partial t}$ représente l'accélération de l'hélice par rapport à un repère inertiel et la somme $\frac{\partial V_p}{\partial t} + \frac{\partial V_0}{\partial t}$ représente l'accélération de l'eau au niveau du disque par rapport à un repère inertiel.

D'un point de vue pratique, la variation de la vitesse de l'eau $\frac{\partial V_p}{\partial t}$ est souvent prépondérante sur $\frac{\partial V_0}{\partial t}$. Dans notre cas, le banc d'essais ne permet pas de réaliser des essais en courant et nous avons donc toujours $\frac{\partial V_0}{\partial t} = 0$.

2.6.3 Théorie dynamique corrigée du moment linéaire

En nous appuyant sur les résultats obtenus par Goldstein et Tachmindji pour la théorie classique des moments, nous proposons de corriger à l'aide de leurs facteurs l'expression (2.63) de la poussée en régime dynamique. L'expression corrigée proposée est donc la suivante :

$$dT = 2\rho dA_0 K_\epsilon (V_p - V_a) \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) + \rho dA_0 l K_\gamma \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (2.65)$$

avec K_γ un facteur correcteur du terme inertiel, utilisé de façon similaire aux facteurs correcteurs de Goldstein-Tachmindji. Celui-ci permet de prendre en compte le fait que l'accélération de l'eau $\frac{\partial V_p}{\partial t}$ n'est pas uniforme sur la circonférence du disque. En théorie, K_γ devrait dépendre des mêmes paramètres que K_ϵ et K_{β_I} . Malheureusement, nous devons admettre que nous ne disposons pas des outils et connaissances théoriques nécessaires à la détermination de son expression analytique. Nous admettrons donc que ce terme est constant (au moins pour une position radiale donnée).

2.6.4 Théorie dynamique du moment linéaire exprimée dans le formalisme mathématique classique

Nous donnons dans ce paragraphe, les résultats de la théorie dynamique du moment linéaire, exprimés dans le formalisme classique. La poussée différentielle en régime dynamique devient :

$$dT = 2\rho dA_0 V_a^2 (1 + a) a + \rho dA_0 l \frac{\partial V_a}{\partial t} (1 + a) \quad (2.66)$$

La relation (2.61) devient :

$$b = 2a \quad (2.67)$$

et la relation (2.62) reste inchangée.

L'expression corrigée de la poussée différentielle en régime dynamique s'écrit :

$$dT = 2\rho dA_0 V_a^2 K_\epsilon (1 + K_{\beta_1} a) a + \rho dA_0 l K_\gamma \frac{\partial V_a}{\partial t} (1 + a) \quad (2.68)$$

2.6.5 Modèle dynamique présenté dans la littérature

Depuis les travaux de [HRC⁺95], il est courant de rencontrer dans la littérature scientifique dédiée à la commande des propulseurs, un modèle dynamique de la poussée d'une hélice similaire à (2.63). Ce modèle était obtenu à partir de la théorie (statique) du moment linéaire et du principe fondamental de la dynamique, qui étaient appliqués à un volume d'eau, défini empiriquement, entourant l'hélice. La relation (2.7) était alors supposée valide en régime dynamique sans aucune démonstration formelle. Ce modèle est présenté en annexe D.

La démonstration proposée dans ce chapitre permet donc de formaliser la théorie dynamique du moment linéaire (de la poussée d'une hélice) et de vérifier que la relation (2.7) reste valide en régime dynamique.

2.7 Autres théories et méthodes numériques

Les théories des hélices que nous avons présentées dans les sections précédentes ont été développées voilà déjà plusieurs décennies (exception faite de la théorie dynamique). Depuis, de nouvelles théories, plus complètes, ont été proposées et validées par l'expérience. Elles ont permis une amélioration très nette, par le biais de facteurs correcteurs, des prédictions établies par les théories, plus simples, des moments et des éléments de pale. De plus, les performances des ordinateurs modernes permettent de modéliser à l'aide de méthodes numériques évoluées le fonctionnement des hélices marines, en travaillant directement avec les équations de Navier-Stokes de la mécanique des fluides (ou une version alternative généralement notée *RANS equations* dans la littérature anglo-saxonne). Ces nouvelles approches autorisent désormais la prise en compte des nombreux phénomènes que la théorie combinée modifiée négligeait auparavant. Il est maintenant possible d'étudier la cavitation [FAB⁺95], ou encore le fonctionnement d'une hélice à contre courant [VM07].

Cependant, toutes ces méthodes évoluées nécessitent des moyens de calcul importants et une mise en œuvre relativement lourde. Les méthodes basées sur la théorie combinée modifiée restent donc des alternatives intéressantes pour les non-spécialistes des hélices. De plus, ces dernières semblent mieux adaptées au problème de la commande des propulseurs qui est le nôtre et ont déjà été le sujet de recherches [HRC⁺95] [BLF00] [BWG98] (voir annexe D).

2.8 Expérimentation des modèles théoriques

Nous nous proposons dans cette partie d'expérimenter les théories qui ont été présentées dans ce chapitre. Comme le bassin d'essais à notre disposition ne permet pas de réaliser des essais en courant, la plupart de ces théories se simplifient grandement.

Si nous abordons l'hélice d'un point de vue pratique pour le problème de la commande, il est possible de la représenter comme un système possédant un nombre fini de variables d'entrée et de variables de sortie (elles-mêmes fonction des variables d'entrée). Une telle représentation est schématisée dans la figure 2.11.

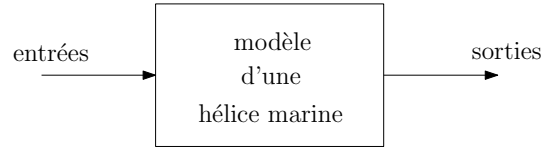


FIG. 2.11 – Représentation entrée-sortie d'une hélice marine

Les vitesses de rotation Ω et d'avance V_a de l'hélice peuvent être choisies comme variables d'entrée, tandis que la poussée T , le couple Q et la vitesse axiale de l'eau V_p sont choisies comme variables de sortie. Ce choix semble le plus naturel puisqu'il permet normalement une détermination complète des performances de l'hélice, tout autre paramètre, tel que la densité de l'eau ρ ou la géométrie de l'hélice, étant connu a priori. Des exemples simples et concrets utilisent d'ailleurs cette approche entrée-sortie. Le modèle 4 quadrants C_T/C_Q permet de calculer les performances en poussée et en couple d'une hélice, pour un couple de valeur $\{\Omega, V_a\}$ donné, la densité de l'eau ρ , le diamètre de l'hélice d et les coefficients de poussée et de couple C_T et C_Q étant connus. Nous pouvons également citer les méthodes itératives qui s'appuient sur la théorie combinée modifiée et dont l'initialisation nécessite la connaissance de ce même couple de vitesses. D'autres grandeurs importantes auraient pu être utilisées comme variables d'entrée. Par exemple, la profondeur d'immersion h de l'arbre de l'hélice influence fortement les performances de l'hélice, lorsque celle-ci n'est pas suffisamment immergée. Une autre alternative consisterait à considérer le couple Q de l'hélice, le couple utile du moteur électrique, comme l'entrée. Enfin, il est important de noter que toutes les entrées ne sont pas commandables. Si la vitesse de rotation Ω peut facilement être asservie par un correcteur de type PID, la profondeur d'immersion h est plus difficilement contrôlable.

Dans notre cas, le courant V_a est toujours nul et le système représenté dans la figure 2.11 possède une seule et unique entrée : la vitesse de rotation Ω . Noter que nous aurions pu choisir l'accélération angulaire de l'hélice $\dot{\Omega}$ comme une entrée supplémentaire puisqu'elle influence les performances de l'hélice en régime dynamique. Nous préférons cependant n'indiquer que la vitesse de rotation Ω , ses dérivées, mais également ses primitives, successives étant sous-entendus.

Nous étudions donc la réponse de l'hélice à une vitesse de rotation Ω qui peut soit être de valeur constante, lors du fonctionnement en régime permanent, soit être de valeur variable, lors du fonctionnement en régime dynamique et en régime transitoire. Les valeurs numériques des paramètres identifiés sont reportées dans le tableau B.3 de l'annexe B.

2.8.1 Expérimentation en régime permanent

2.8.1.1 Composante axiale de la vitesse de l'eau

La théorie du moment linéaire prédit que lorsque l'hélice fonctionne en régime permanent et que sa vitesse d'avance est nulle, la poussée totale peut être calculée à partir de la relation

(2.45) simplifiée et intégrée sur la surface des pales :

$$T = 2\rho \int_{A_0} K_\epsilon K_{\beta_I} |V_p| V_p dA_0 \quad (2.69)$$

Nous pouvons également supposer que la vitesse axiale V_p de l'eau (sa valeur moyenne sur un tour complet en fait) est fonction uniquement de la vitesse de rotation Ω et de la position radiale normalisée r/R . Ainsi, nous pouvons écrire que $V_p = V_p(\Omega, r/R)$. Si nous mesurons la valeur moyenne de la vitesse axiale de l'eau V_p au niveau de l'hélice pour différentes positions radiales r , nous obtenons, pour une vitesse de rotation Ω donnée, un profil (radial) de la vitesse axiale de l'eau. En pratique, il est très difficile de mesurer la vitesse de l'eau exactement à l'emplacement du disque, d'une part à cause des turbulences qui y résident, et d'autre part à cause des ondes acoustiques du vélocimètre qui sont intensément réfléchies par les pales de l'hélice et qui faussent la mesure de la vitesse. On se contente donc de mesurer cette dernière à quelques centimètres seulement de l'hélice. Cette configuration expérimentale est montrée dans la figure 2.12.

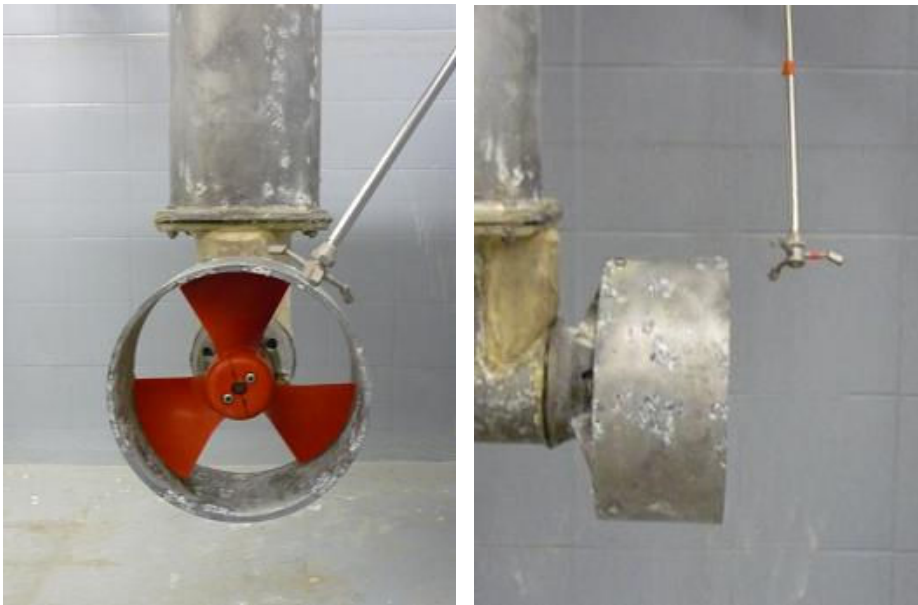


FIG. 2.12 – L'hélice marine et son vélocimètre

Si nous réitérons les mesures précédentes pour différentes vitesses de rotation de l'hélice, nous obtenons plusieurs profils de la vitesse de l'eau. Trois de ces profils, obtenus pour trois vitesses de rotation différentes, sont tracés dans la figure 2.13.

Définissons maintenant le profil radial normalisé de la vitesse axiale de l'eau comme le rapport entre la vitesse axiale de l'eau et la vitesse de rotation de l'hélice :

$$P_{V_p}(r) = \frac{V_p(r)}{\Omega} \quad (2.70)$$

Si nous appliquons la relation (2.70) aux mesures précédentes, nous obtenons trois profils radiaux normalisés qui sont tracés ensemble dans la figure 2.14.

Nous pouvons finalement conclure de ces tracés que le profil normalisé de la vitesse axiale de l'eau est conservé, quelque soit la vitesse de rotation, quand l'hélice fonctionne en régime

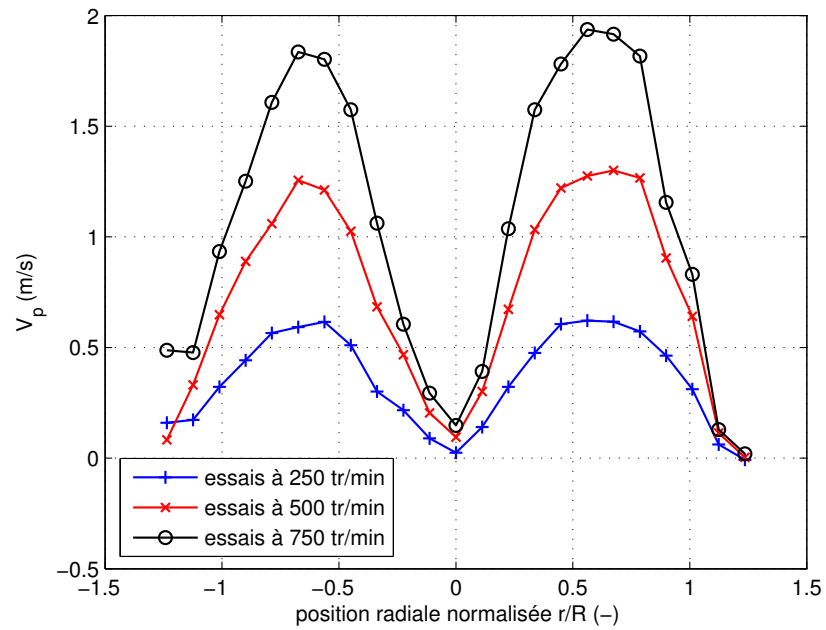


FIG. 2.13 – Profils radiaux de la vitesse axiale de l'eau

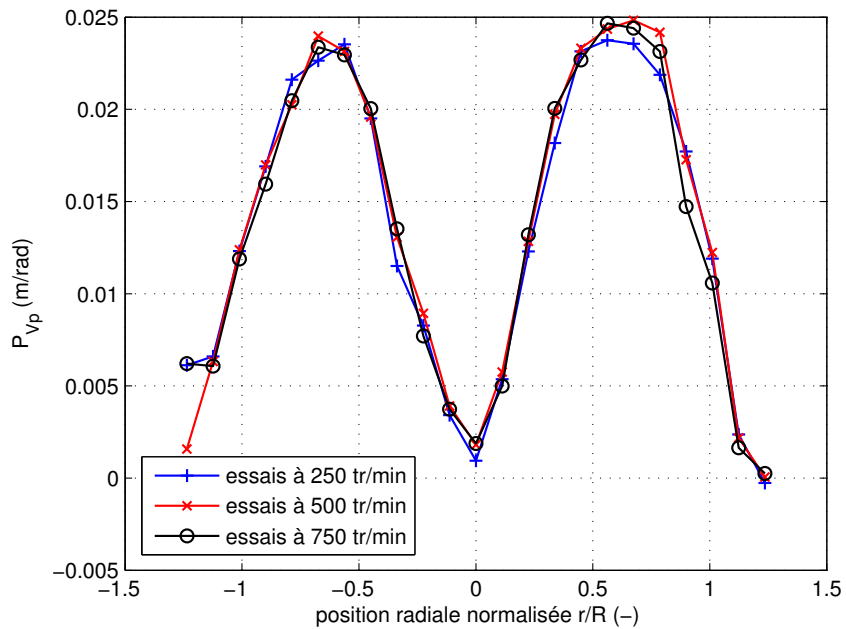


FIG. 2.14 – Profils radiaux normalisés de la vitesse axiale de l'eau

permanent, sans courant :

$$\frac{\partial P_{V_p}(r)}{\partial \Omega} = 0 \quad (2.71)$$

En utilisant la propriété (2.71), nous pouvons encore simplifier l'expression (2.69) de la poussée pour l'écrire sous la forme suivante :

$$T = 2\rho|\Omega|\Omega \int_{A_0} K_\epsilon K_{\beta_I} |P_{V_p}| P_{V_p} dA_0 \quad (2.72)$$

Comme tous les termes à l'intérieur de l'intégrale ne dépendent que de la position radiale normalisée et du nombre de pale, nous pouvons en déduire que :

$$T = \lambda_T |\Omega|\Omega \quad (2.73)$$

avec λ_T tel que :

$$\lambda_T = 2\rho \int_{A_0} K_\epsilon K_{\beta_I} |P_{V_p}| P_{V_p} dA_0 \quad (2.74)$$

Si toutefois nous souhaitons conserver explicitement l'information sur la vitesse de l'eau, nous pouvons adopter une définition alternative du profil normalisé de la vitesse axiale, en utilisant comme référence la vitesse de l'eau à la position radiale $r = 0.7R$. Cette position radiale est couramment choisie pour définir les performances globales d'une hélice, car la vitesse axiale de l'eau y est généralement maximale. Par la suite, nous noterons parfois $V_p^* = V_p(0.7R)$ afin d'alléger les notations. On obtient ainsi :

$$P_{V_p}^*(r) = \frac{V_p(r)}{V_p^*} \quad (2.75)$$

Le profil obtenu est alors de forme rigoureusement identique à celui présenté dans la figure 2.14 au rapport constant $K_{z\theta}$ près, défini de la manière suivante :

$$K_{z\theta} = \frac{P_{V_p}(r)}{P_{V_p}^*(r)} = \frac{V_p}{\Omega} \quad (2.76)$$

On obtient de la même façon que précédemment l'expression suivante de la poussée :

$$T = a_T |V_p^*| V_p^* \quad (2.77)$$

avec a_T tel que :

$$a_T = 2\rho \int_{A_0} K_\epsilon K_{\beta_I} |P_{V_p}^*| P_{V_p}^* dA_0 \quad (2.78)$$

En observant les tracés de la vitesse axiale de l'eau, nous constatons que celle-ci décroît rapidement au delà du disque actuateur et que les effets de l'hélice sur l'eau restent en grande partie localisés. Ensuite, la vitesse au niveau du moyeu est faible et la contribution des phénomènes qui s'y produisent est certainement réduite. Enfin, les mesures effectuées semblent indiquer que la vitesse de l'eau est maximale à environ 0.7 fois le rayon de l'hélice, ce qui corrobore un fait largement relaté dans la littérature scientifique [BA94].

2.8.1.2 Composante tangente de la vitesse de l'eau

Nous avons uniquement étudié, dans le paragraphe précédent, la composante axiale de la vitesse de l'eau. Cependant, le vélocimètre installé sur notre banc d'essais permet de mesurer la vitesse de l'eau dans les trois directions d'espace. Ainsi, il nous paraît intéressant d'étudier les autres composantes de la vitesse. Dans un premier temps, nous nous contentons d'étudier la vitesse tangente V_t , qui nous fournit une information indirecte de la valeur de la vitesse angulaire ω_p de l'eau par la relation $V_t = r\omega_p$. Cette vitesse angulaire est notamment introduite par la théorie du moment angulaire que nous nous proposons d'expérimenter.

De façon similaire à ce qui a été fait au paragraphe précédent, la relation (2.46) du couple différentiel est simplifiée et intégrée sur la surface des pales, comme indiqué ci-dessous :

$$Q = 2\rho \int_{A_0} r^2 K_\epsilon K_{\beta_I} V_p \omega_p dA_0 \quad (2.79)$$

Puisque le vélocimètre mesure la vitesse de l'eau dans les trois directions, nous disposons déjà, via les mesures précédentes de la vitesse axiale, des informations nécessaires à la détermination de la vitesse tangente V_t de l'eau. Le tracé des profils radiaux normalisés de la vitesse tangente de l'eau est présenté dans la figure 2.15.

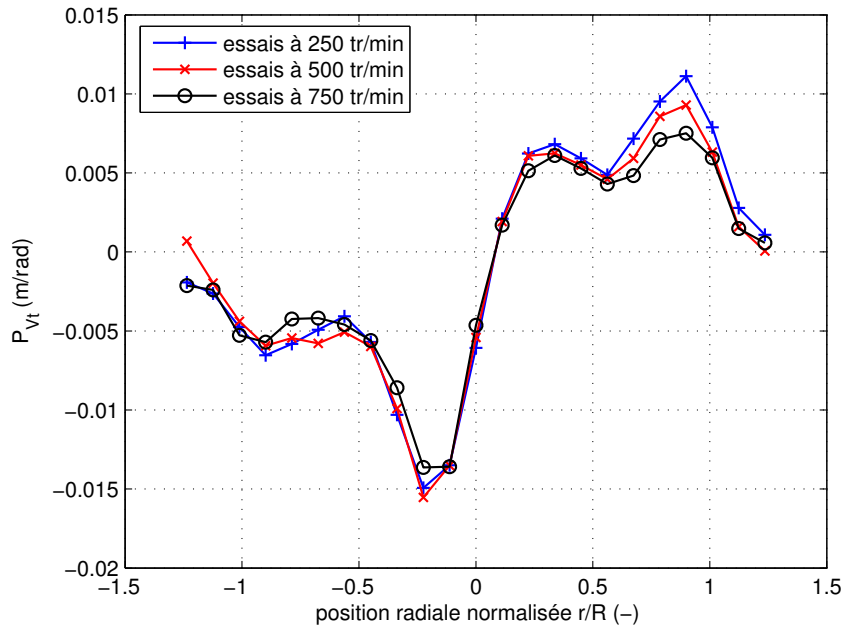


FIG. 2.15 – Profils radiaux normalisés de la vitesse tangente de l'eau

Comme précédemment, nous pouvons conclure de ces essais que le profil normalisé de la vitesse tangente est conservé, quelque soit la vitesse de rotation de l'hélice. Nous pouvons alors définir le profil normalisé de la vitesse tangente de l'eau :

$$P_{V_t}(r) = \frac{V_t(r)}{\Omega} \quad (2.80)$$

ainsi que le profil normalisé qui tient explicitement compte de la vitesse axiale de l'eau :

$$P_{V_t}^*(r) = \frac{V_t(r)}{V_p^*} \quad (2.81)$$

L'expression (2.79) du couple peut alors être simplifiée sous la forme suivante :

$$Q = 2\rho\Omega\Omega \int_{A_0} r K_\epsilon K_{\beta_I} P_{V_p} P_{V_t} dA_0 \quad (2.82)$$

qui avec la définition suivante de λ_Q :

$$\lambda_Q = 2\rho \int_{A_0} r K_\epsilon K_{\beta_I} P_{V_p} P_{V_t} dA_0 \quad (2.83)$$

devient :

$$Q = \lambda_Q |\Omega| \Omega \quad (2.84)$$

La prise en compte de la vitesse axiale de l'eau mène à l'expression :

$$Q = a_Q |V_p^*| V_p^* \quad (2.85)$$

avec a_Q tel que :

$$a_Q = 2\rho \int_{A_0} r K_\epsilon K_{\beta_I} P_{V_p}^* P_{V_t}^* dA_0 \quad (2.86)$$

2.8.1.3 Composante radiale de la vitesse de l'eau

La suite logique de notre expérimentation voudrait que l'on étudie maintenant la composante radiale de la vitesse de l'eau qui ne joue pas de rôle particulier dans les théories présentées. Pourtant, on peut facilement montrer en appliquant le principe bien connu de la conservation de la masse, qu'en pratique cette composante existe obligatoirement. De plus, la rotation de l'hélice provoque sur l'eau une accélération radiale dont résultent des forces centrifuges.

Le tracé de la vitesse radiale et son étude montrent que, comme précédemment, un profil normalisé constant peut être déterminé. Pour illustrer cela, le tracé des profils normalisés est reproduit dans la figure 2.16.

Par soucis d'uniformité dans la présentation de nos résultats, nous définissons les profils normalisés de la vitesse radiale de l'eau de la même manière que précédemment :

$$P_{V_r}(r) = \frac{V_r(r)}{\Omega} \quad (2.87)$$

et :

$$P_{V_r}^*(r) = \frac{V_r(r)}{V_p^*} \quad (2.88)$$

Puisque la composante radiale de la vitesse reste très faible relativement aux composantes axiales et tangentes, nous la considérerons négligeable par la suite.

2.8.1.4 Vitesse de l'eau en une position radiale donnée

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes (volontairement) limités à la mesure des profils de la vitesse de l'eau, pour trois vitesses de rotation différentes. Pour compléter les résultats obtenus, nous mesurons, pour une large gamme de vitesses de rotation, la vitesse de l'eau, dans toutes les directions, à 0.7 fois le rayon de l'hélice, $r = 0.7R$. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 2.17, 2.18 et 2.19 avec les grandeurs calculées à partir des relations (2.70), (2.80) et (2.87) identifiées à l'aide de la méthode des moindres carrés. Ces résultats nous seront très utiles dans le paragraphe qui suit.

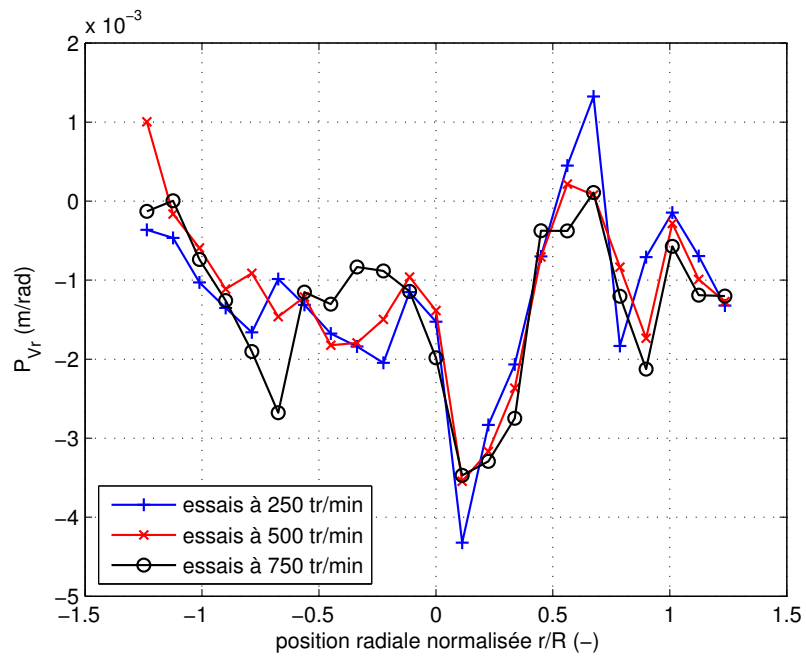
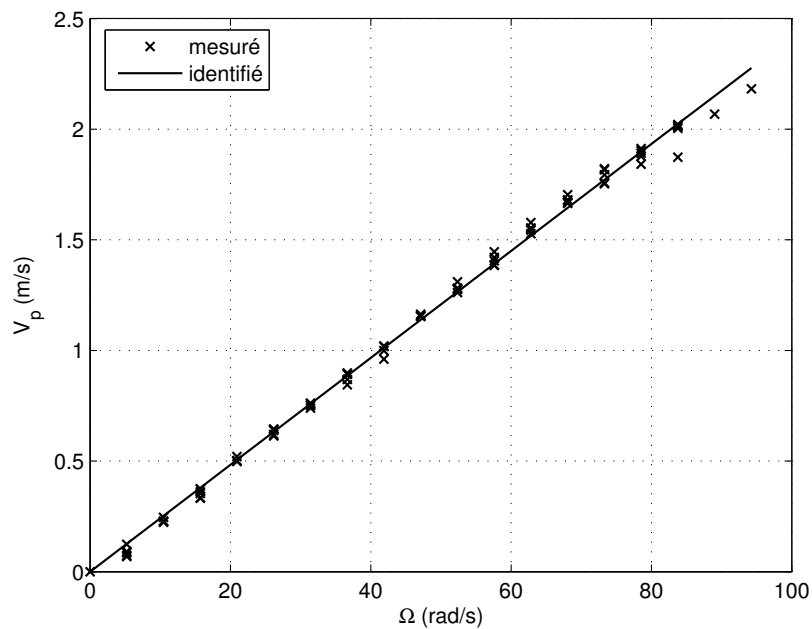


FIG. 2.16 – Profils radiaux normalisés de la vitesse radiale de l'eau

FIG. 2.17 – Tracé de la vitesse axiale de l'eau à $r = 0.7R$ pour différentes valeurs de la vitesse de rotation

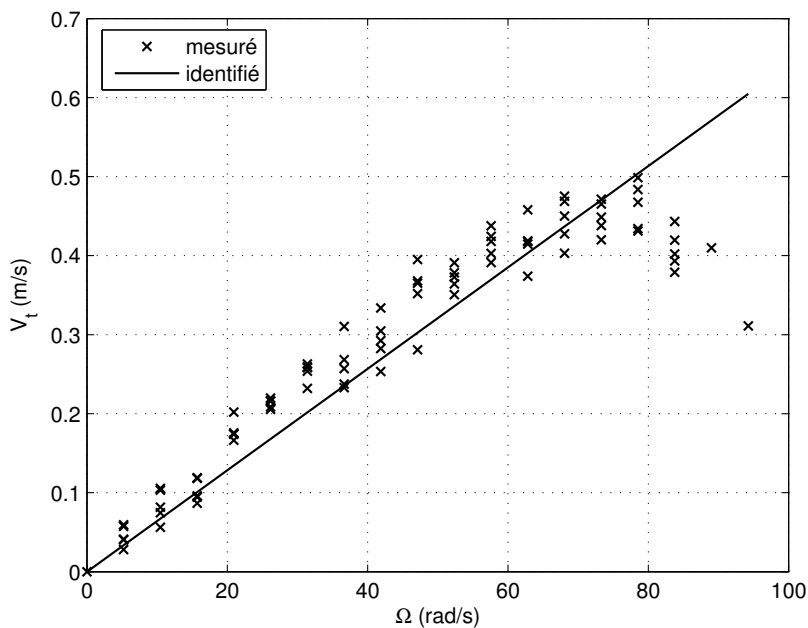


FIG. 2.18 – Tracé de la vitesse tangente de l'eau à $r = 0.7R$ pour différentes valeurs de la vitesse de rotation

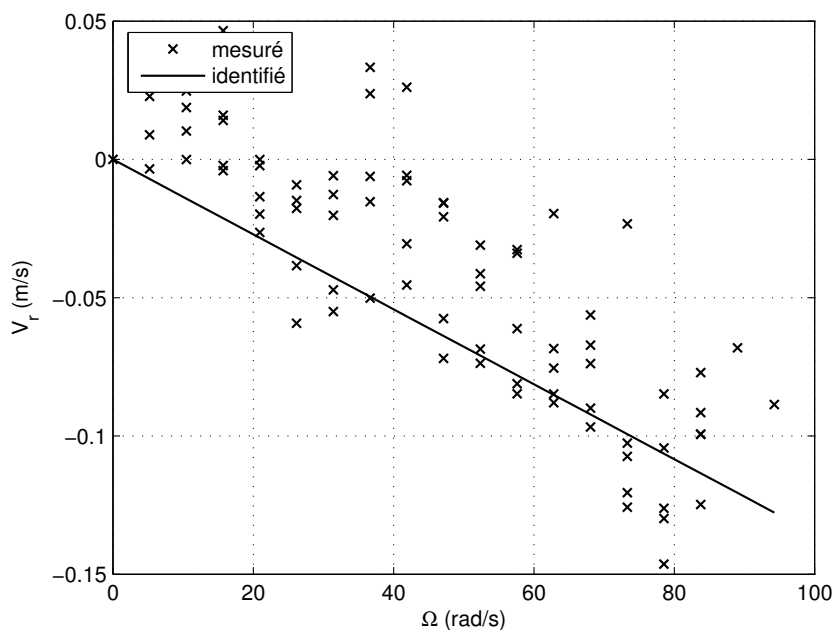


FIG. 2.19 – Tracé de la vitesse radiale de l'eau à $r = 0.7R$ pour différentes valeurs de la vitesse de rotation

2.8.1.5 Vitesse de l'eau en amont et en aval de l'hélice

Il est également possible de mesurer la vitesse de l'eau à 0.7 fois le rayon, à différentes distances, en amont et en aval, de l'hélice. Les vitesses axiale v_z , tangente v_t et radiale v_r sont reproduites dans la figure 2.20. Expérimentalement, la proximité du vélocimètre et de l'hélice est limitée par le carénage de cette dernière. La mesure de la vitesse de l'eau n'est ainsi pas disponible sur une petite distance (autour de 0 qui représente la position axiale de l'hélice, choisie comme référence). Il est intéressant de noter que la composante radiale de la vitesse est plus importante en amont de l'hélice, alors que la composante tangente est plus importante en aval. Ce résultat tend à confirmer l'hypothèse de la théorie du moment angulaire des hélices, présentée au paragraphe 2.2, selon laquelle l'eau acquiert à travers le disque actuateur un certain moment angulaire et donc une certaine vitesse angulaire. Les trois figures présentées montrent bien que la vitesse de l'eau varie rapidement à proximité de l'hélice. Axialement, par exemple, la vitesse v_z double presque entre l'amont et l'aval de l'hélice, acquérant ainsi une vitesse importante sur une dizaine de centimètres seulement. Ainsi, si nous souhaitions réellement connaître la vitesse de l'eau au niveau du disque actuateur, nous devrions normalement corriger la valeur mesurée, pour tenir compte du fait que la mesure est effectuée à quelques centimètres de l'hélice et non au niveau du disque. Cependant, au moins dans le cas du fonctionnement en régime permanent de l'hélice, la vitesse de l'eau au niveau de l'hélice peut être supposée proportionnelle à la vitesse de rotation de l'hélice. Les coefficients de poussée et de couple hydrodynamiques a_T et a_Q peuvent donc intrinsèquement tenir compte d'une correction de la vitesse de l'eau, puisque ces derniers sont déterminés *en régime permanent*, à partir de la vitesse de l'eau, mesurée en aval de l'hélice.

2.8.1.6 Poussée et couple hydrodynamiques de l'hélice

L'expérimentation des relations quadratiques (2.73) et (2.84) entre la vitesse de rotation et les poussée et couple de l'hélice a déjà été réalisée et présentée au paragraphe 1.6. Seules les relations hydrodynamiques (2.77) et (2.85) sont donc expérimentées dans cette partie. Les coefficients de poussée a_T et de couple hydrodynamique a_Q sont identifiés à l'aide de la méthode des moindres carrés. Les poussées mesurée et calculée à partir du modèle (2.77) identifié sont tracées dans la figure 2.21.

Concernant le couple hydrodynamique, ce dernier n'est pas mesuré sur notre banc d'essais. Nous traçons donc, dans la figure 2.22 et toujours en fonction de la vitesse axiale de l'eau, le couple de charge total du moteur qui est égal au couple électromagnétique Q_{em} en régime permanent :

$$Q_{em} = a_Q |V_p^*| V_p^* + f_v \Omega + f_s \text{sign}(\Omega) \quad (2.89)$$

Les résultats obtenus montrent une très bonne corrélation entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées à partir des modèles identifiés.

2.8.2 Expérimentation en régime transitoire

Le problème de la commande des propulseurs navals peut nécessiter de connaître un modèle dynamique d'hélice, lorsque l'application le justifie. Typiquement, un navire de plusieurs milliers de tonnes (à titre d'exemple le Queen Mary 2 pèse environ 150 000 tonnes) sera peu,

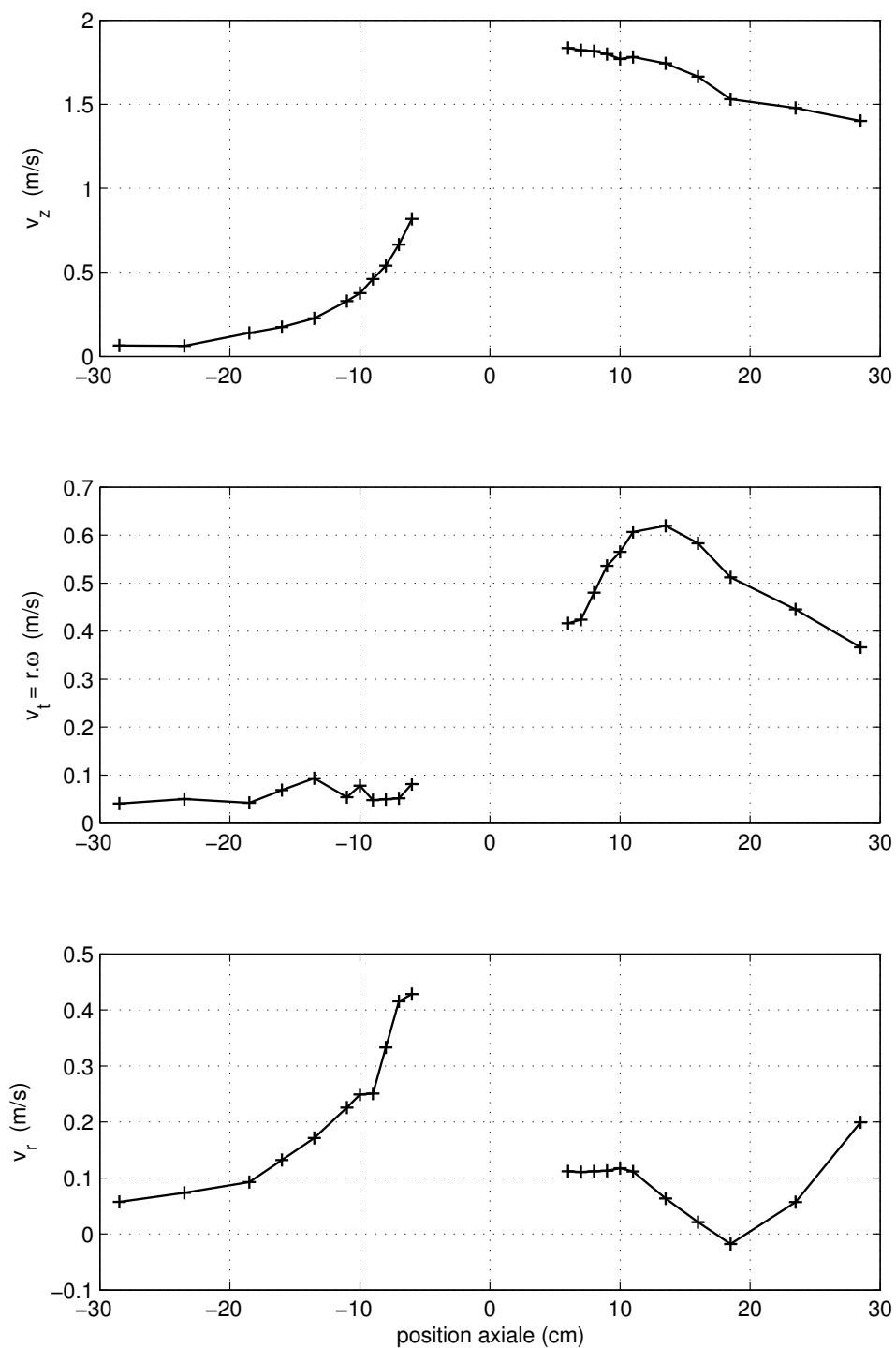


FIG. 2.20 – Tracé des vitesses axiale, tangente et radiale de l'eau à $r = 0.7R$ en amont et en aval de l'hélice

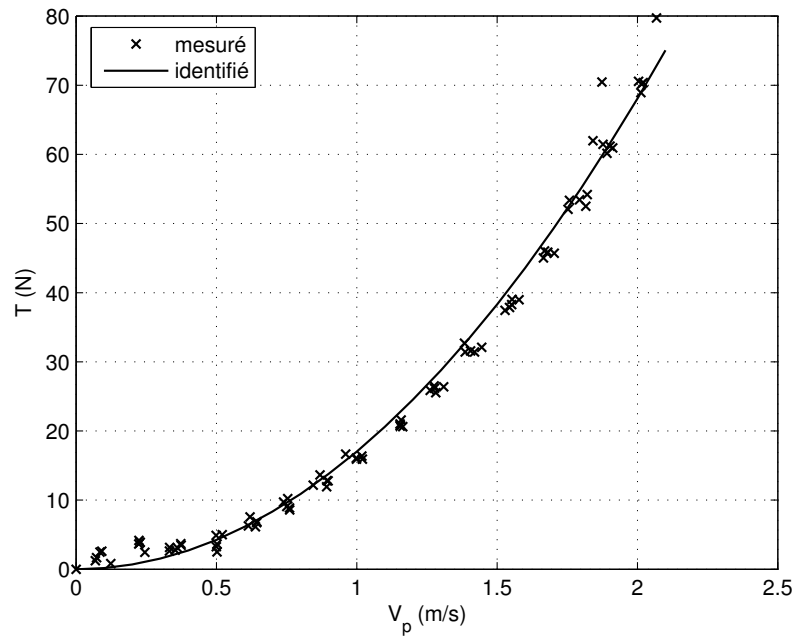


FIG. 2.21 – Tracé de la poussée hydrodynamique en fonction de la vitesse axiale de l'eau

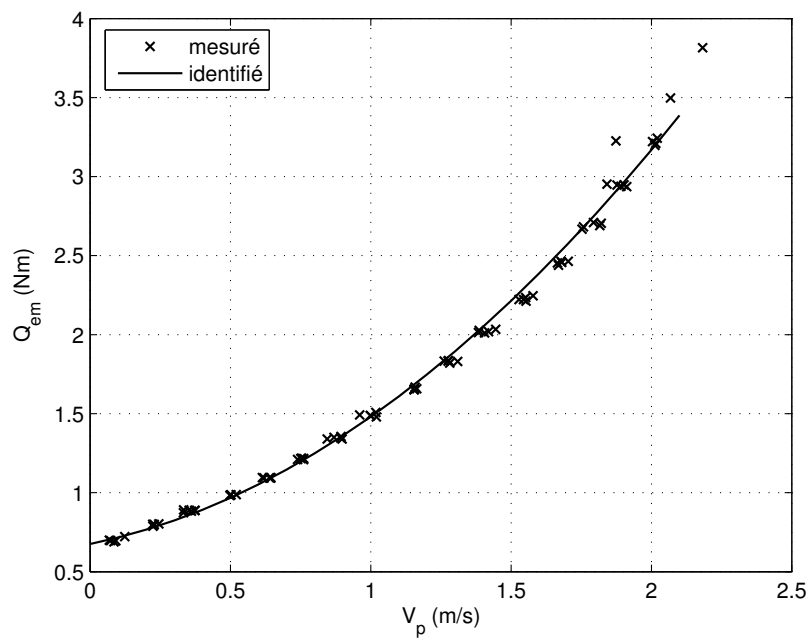


FIG. 2.22 – Tracé du couple de charge total du propulseur en fonction de la vitesse axiale de l'eau

pour ne pas dire absolument pas, influencé par le régime transitoire du fonctionnement de l'hélice, alors qu'un robot sous-marin de seulement quelques dizaines de kilogrammes en ressentira indéniablement les effets.

La figure 2.23 montre le couple électromagnétique Q_{em} , la vitesse de rotation Ω , la poussée T et la vitesse axiale V_p de l'eau à $0.7R$, mesurés durant des phases d'accélération et de décélération classiques que nous proposons d'étudier. Dans les paragraphes suivants, nous étudierons les phénomènes qui entourent l'hélice durant les régimes dynamiques (notamment harmoniques), proposerons un modèle dynamique de l'hélice et enfin, confronterons les prédictions du modèle, auparavant identifié, aux mesures.

2.8.2.1 Profil radial de la vitesse axiale

Si nous mesurons, pendant une phase d'accélération identique à celle présentée dans la figure 2.23, le profil (radial) de la vitesse axiale de l'eau, nous obtenons le tracé présenté dans la figure 2.24.

Nous pouvons remarquer que la vitesse de l'eau au niveau du moyeu et en bout de pale est inversée (négative) au début du régime transitoire. Ces phénomènes sont dus, d'une part, à la viscosité de l'eau et, d'autre part, à la longueur finie des pales, au bout desquelles des phénomènes turbulents peuvent apparaître. Si nous nous affranchissons de ces phénomènes, nous pouvons remarquer que le profil P_{V_p} de la vitesse axiale de l'eau n'est pas parfaitement conservé en régime transitoire. En effet, ce dernier est susceptible d'être déformé en fonction de la répartition radiale des poussées différentielles le long des pales. Nous rappelons ici l'expression corrigée (2.47) de cette répartition en régime permanent :

$$\frac{dT}{dr} = 4\pi\rho r K_\epsilon (V_p - V_a) \left((1 - K_{\beta_I}) V_a + K_{\beta_I} V_p \right) \quad (2.90)$$

Ainsi, l'eau peut être localement propulsée à des vitesses et des accélérations variant radialement, puisque $\frac{dT}{dr}$ n'est pas constant. Cela démontre que le fonctionnement en régime transitoire de l'hélice ne peut rigoureusement pas être décomposé en la somme d'un terme statique global auquel serait ajouté un terme dynamique global. L'adjectif *global* est ici employé pour indiquer qu'une simple variable (scalaire) décrit l'ensemble des phénomènes hydrodynamiques entourant l'hélice.

Dans le paragraphe 2.8.1, nous avons démontré expérimentalement que le profil radial $P_{V_p}^*$ de la vitesse de l'eau est conservé quelque soit la vitesse de rotation Ω lors du fonctionnement en régime permanent de l'hélice. Dans ce cas, le comportement global de l'eau peut être complètement décrit à partir du comportement de l'eau en un point unique. En effet, la mesure de la vitesse axiale V_p^* à 0.7 fois le rayon permet, dans le cas du régime permanent, de décrire complètement la distribution radiale de la vitesse axiale de l'eau $V_p(r)$ quand le profil $P_{V_p}^*$ est connu. La poussée totale peut alors être calculée connaissant seulement la valeur de la vitesse axiale de l'eau en un point particulier. Dans le cas du régime dynamique, les poussées différentielles doivent être calculées localement (par exemple à l'aide de la relation (2.65)), puis ajoutées (par intégration sur la surface des pales) pour obtenir les performances globales (ou totales) de l'hélice. Cette différence majeure entre les deux régimes de fonctionnement est principalement due à la dépendance explicite au temps de la vitesse de l'eau en régime dynamique ($\frac{\partial V_p}{\partial t} \neq 0$). Dans ce cas, la vitesse axiale de l'eau dépend à la fois de la vitesse de rotation Ω , de la position radiale r/R et du temps et s'écrit $V_p = V_p(r/R, \Omega, t)$, alors qu'elle

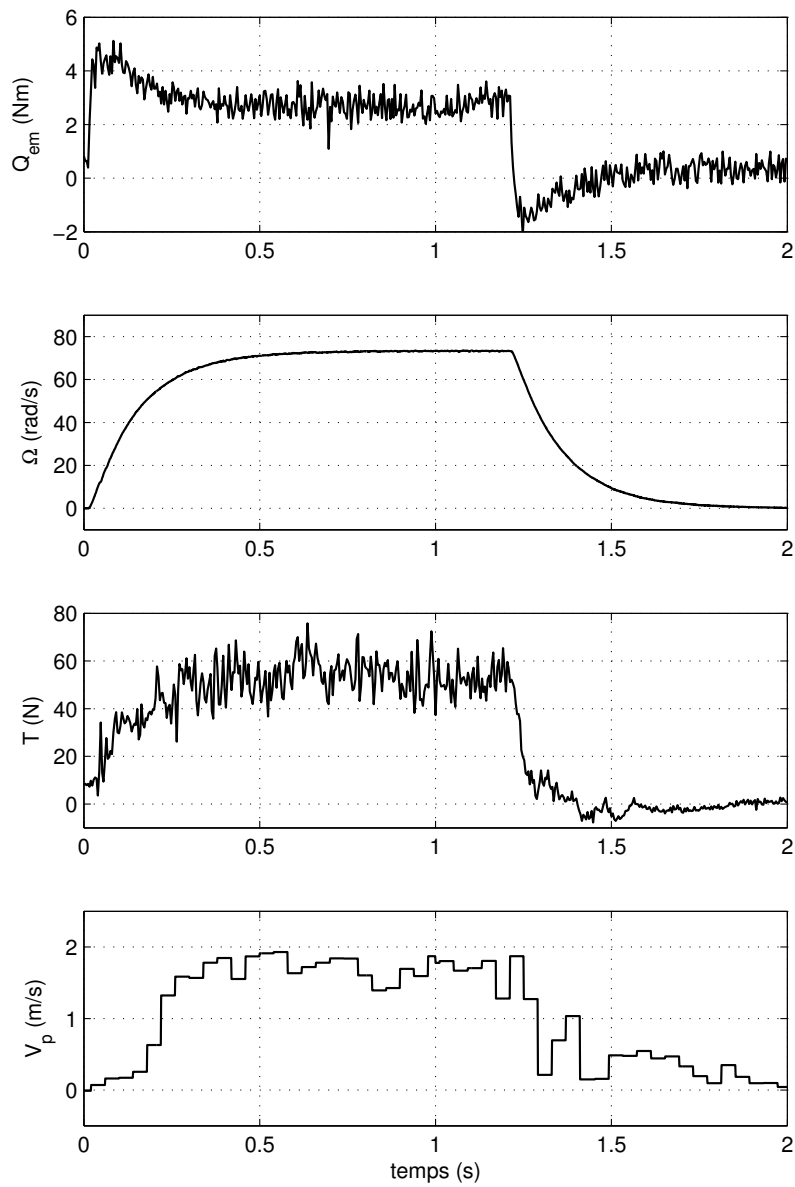


FIG. 2.23 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, vitesse axiale de l'eau et poussée du propulseur pendant un régime transitoire comportant des phases d'accélération et de décélération

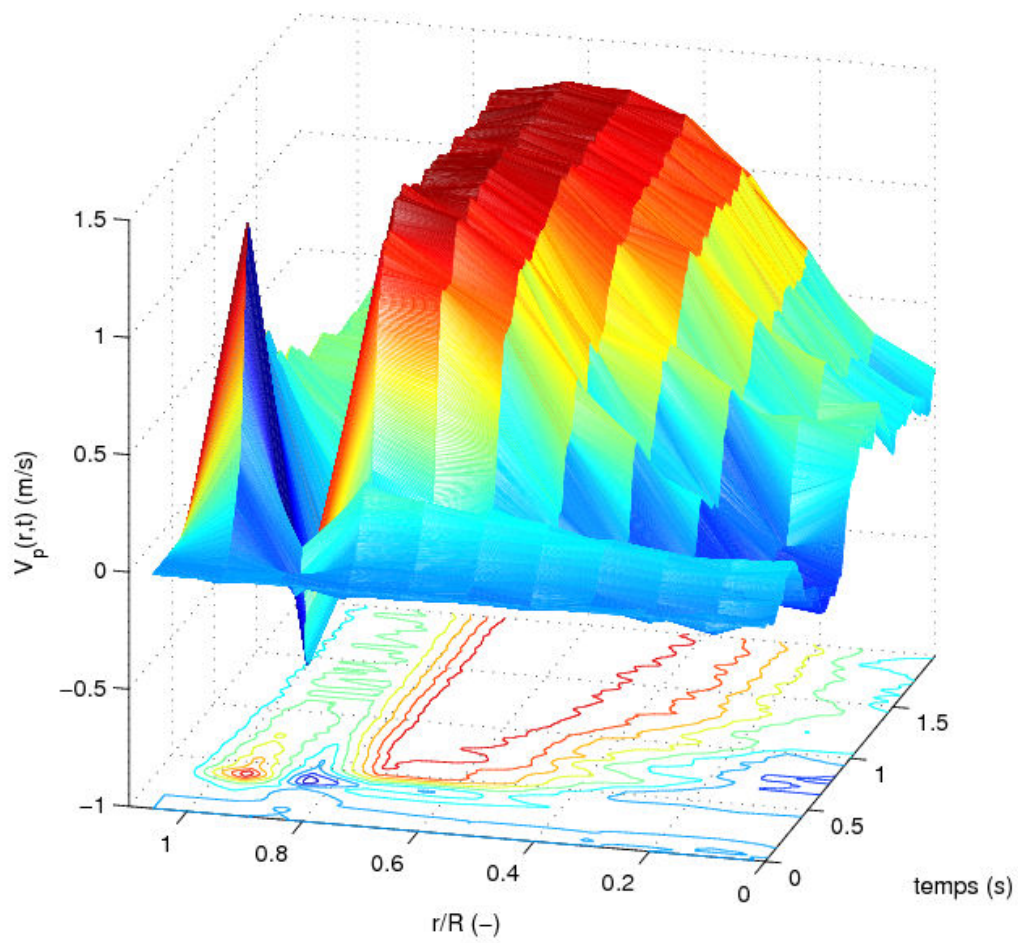


FIG. 2.24 – Profil de la vitesse axiale de l'eau pendant un régime transitoire

s'écrivait simplement $V_p = V_p(r/R, \Omega)$ en régime permanent. De plus, en régime dynamique, le découplage entre la position radiale, la vitesse de rotation et le temps ne semble pas possible. En régime permanent, la vitesse axiale de l'eau pouvait être calculée à partir du produit de deux termes qui dépendaient chacun d'une seule et unique grandeur, à savoir la position radiale r pour le profil $P_{V_p}^*(r)$ et la vitesse de rotation Ω pour la vitesse axiale V_p^* . On obtenait finalement $V_p(r) = P_{V_p}^*(r)V_p^*$. Un découplage entre la vitesse de rotation et la position radiale était alors possible. Malheureusement, cette manipulation n'est plus possible en régime dynamique.

Malgré tout, il est possible d'obtenir une formulation approximative de la réponse de l'hélice en supposant que le profil de la vitesse est conservé en régime dynamique. On suppose alors intrinsèquement, comme au paragraphe 2.8.1, que le comportement global de l'eau peut être décrit si on connaît son comportement local. La poussée différentielle, obtenue dans des conditions nominales, c'est-à-dire quand $V_a = 0$, peut alors être approximée par la relation suivante :

$$dT = 2\rho|V_p^*|V_p^* K_\epsilon K_{\beta_I} |P_{V_p}^*(r)|P_{V_p}^*(r)dA_0 + \rho l K_\gamma \frac{\partial V_p^*}{\partial t} dA_0 \quad (2.91)$$

où les vitesse et accélération axiales V_p^* et $\frac{\partial V_p^*}{\partial t}$ sont mesurées à $r = 0.7R$.

Les termes statique et dynamique de la poussée différentielle peuvent ensuite être intégrés indépendamment l'un de l'autre :

$$T = 2\rho|V_p^*|V_p^* \int_{A_0} K_\epsilon K_{\beta_I} |P_{V_p}^*(r)|P_{V_p}^*(r)dA_0 + \rho \frac{\partial V_p^*}{\partial t} \int_{A_0} l K_\gamma dA_0 \quad (2.92)$$

soit finalement :

$$T = a_T |V_p^*|V_p^* + m_w \frac{\partial V_p^*}{\partial t} \quad (2.93)$$

les vitesse et accélération de l'eau étant choisies, nous le rappelons, pour une position radiale de $0.7R$. Noter que cette expression est équivalente à celle que nous aurions déterminée au paragraphe 2.6 si nous avons considéré une vitesse axiale uniforme sur toute la surface du disque.

L'expression (2.93), sans avoir été totalement justifiée théoriquement, est souvent évoquée et utilisée dans la littérature dédiée à la commande des propulseurs navals depuis les travaux de [HRC⁺95] et jusqu'à plus récemment dans [PFJ06] (voir l'annexe D). La suite de ce chapitre va maintenant nous permettre d'expérimenter et d'identifier le modèle dynamique (2.93).

2.8.2.2 Vitesse axiale de l'eau en amont et en aval de l'hélice

Comme dans le paragraphe 2.8.1.5, nous proposons d'étudier la vitesse axiale de l'eau à différentes distances de l'hélice, mais cette fois lors d'un régime harmonique. Pour cela, nous réalisons des essais à vitesse de rotation sinusoïdale, oscillant à des fréquences de $0.5 Hz$, $1 Hz$ et $2 Hz$. Dans un premier temps, la vitesse axiale v_z de l'eau est mesurée à 0.7 fois le rayon de l'hélice et à différentes distances en amont et en aval de celle-ci. Enfin, sa valeur moyenne est calculée, puis représentée dans la figure 2.25. La valeur moyenne de la vitesse axiale de l'eau, obtenue en régime permanent pour une vitesse de rotation moyenne égale à celle utilisée en régime harmonique, est représentée dans cette même figure.

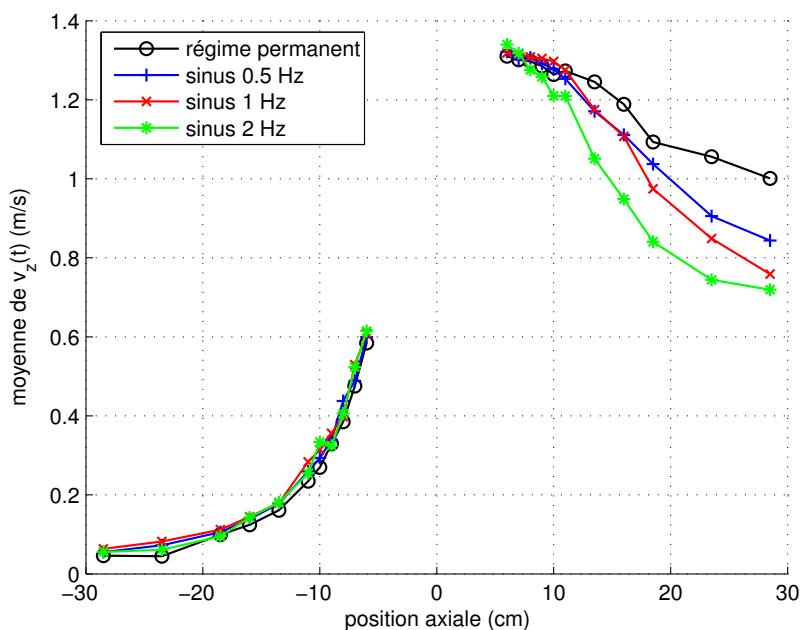


FIG. 2.25 – Vitesse axiale moyenne de l'eau mesurée à différentes distances de l'hélice, en régime permanent et en régime harmonique

Comme nous pouvons le constater en amont de l'hélice, la vitesse axiale moyenne de l'eau varie exactement de la même manière en régime harmonique et en régime permanent. En aval, au plus près de l'hélice, la vitesse axiale (que nous notons V_p^*) moyenne est également identique à celle que l'on obtiendrait en régime permanent avec une vitesse de rotation moyenne équivalente. Par contre, à mesure que l'on s'éloigne en aval de l'hélice, la vitesse moyenne de l'eau diminue d'autant plus que la fréquence est élevée. En moyenne (temporelle), l'essentiel des phénomènes transitoires semble donc se concentrer dans le sillage de l'hélice. Cependant, une étude limitée aux valeurs moyennes de ces phénomènes masque en grande partie leurs principales caractéristiques. En effet, d'autres informations importantes peuvent être tirées d'essais en régime harmonique, comme nous allons le montrer.

Etudions donc de plus près les ondulations de la vitesse axiale v_z de l'eau. La figure 2.26 montre la valeur quadratique moyenne de ces ondulations en fonction de la distance de l'hélice et de la fréquence d'oscillation de la vitesse de rotation. Sur cette figure, la valeur efficace obtenue à partir des essais en régime permanent est tracée à titre d'indication. Cette valeur n'est pas nulle en pratique, car le régime permanent "expérimental" correspond à une vitesse de rotation presque constante (de toutes petites ondulations de vitesse existent) et à une vitesse axiale de l'eau qui présente une certaine variabilité à cause du nombre fini de pales, de phénomènes hydrodynamiques turbulents, des effets de bord dus à la petitesse de notre bassin ...

Comme nous pouvons le constater, la valeur quadratique moyenne des ondulations de la vitesse axiale diminue lorsque la fréquence augmente. Il semblerait que cette valeur soit inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence d'ondulation de la vitesse de rotation de l'hélice comme le montre la figure 2.27, dans laquelle la valeur efficace des ondulations de la vitesse axiale a été multipliée par \sqrt{f} . Ce résultat reste valable aussi bien en amont de

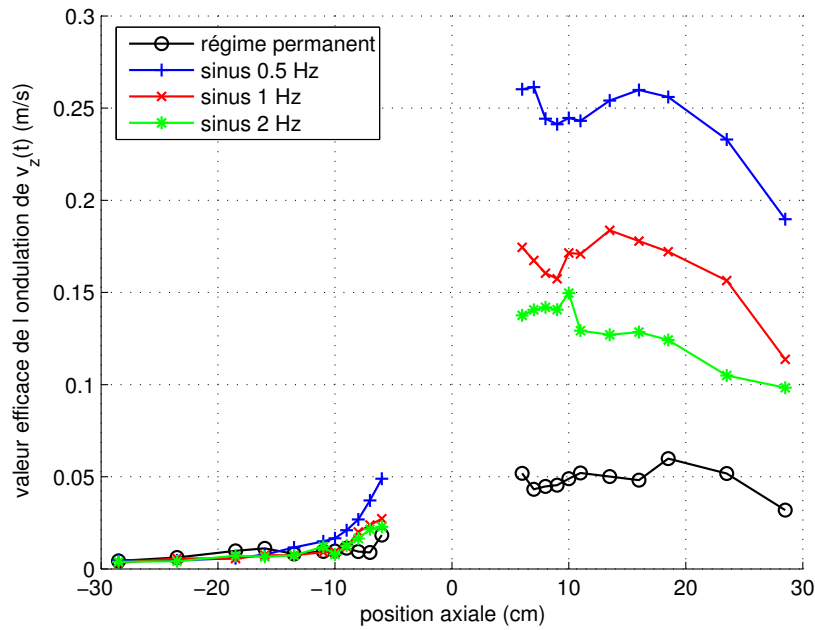


FIG. 2.26 – Valeur quadratique moyenne de l'ondulation de la vitesse axiale de l'eau, mesurée à différentes distances de l'hélice, en régime permanent et en régime harmonique

l'hélice, que dans son sillage.

Pour compléter les résultats liés à l'amplitude (en termes de valeurs moyennes et de valeurs quadratiques moyennes) des grandeurs mesurées, une étude de la phase de celles-ci est indispensable en régime harmonique. Si nous traçons sur une même figure, les parties oscillantes de la vitesse axiale mesurée au plus proche de l'hélice (la vitesse V_p^*) et au plus loin en aval de celle-ci, nous obtenons deux signaux apériodiques de valeurs moyennes nulles. Ces derniers sont représentés dans la figure 2.28.

Le tracé des oscillations montre clairement qu'il existe un décalage temporel entre les différentes vitesses. Les oscillations sont donc déphasées en fonction de la distance qui sépare les lieux de mesure. La vitesse mesurée loin en aval de l'hélice apparaît en retard par rapport à la vitesse mesurée à proximité de l'hélice. Pour estimer ce retard, nous utilisons la fonction mathématique d'intercorrélacion (ou de corrélation croisée) que nous appliquons aux oscillations de la vitesse axiale. La vitesse de rotation de l'hélice est choisie comme référence, de sorte que l'intercorrélacion se calcule à l'aide de la relation suivante :

$$\Gamma_z(\tau) = \int \Omega(t)v_z(t - \tau)dt \quad (2.94)$$

Etant donné que la mesure de la vitesse de l'eau s'effectue pendant une durée finie (environ une minute en pratique) et que la vitesse oscille de façon apériodique, nous obtenons une fonction d'intercorrélacion $\Gamma_z(\tau)$ elle aussi oscillante et présentant *approximativement* un maximum en zéro (c'est justement l'évaluation quantitative de cette approximation qui est intéressante) comme représenté dans la figure 2.29.

La recherche du maximum de cette fonction d'intercorrélacion permet finalement d'estimer le déphasage que la vitesse de l'eau loin en aval de l'hélice possède relativement à la vitesse

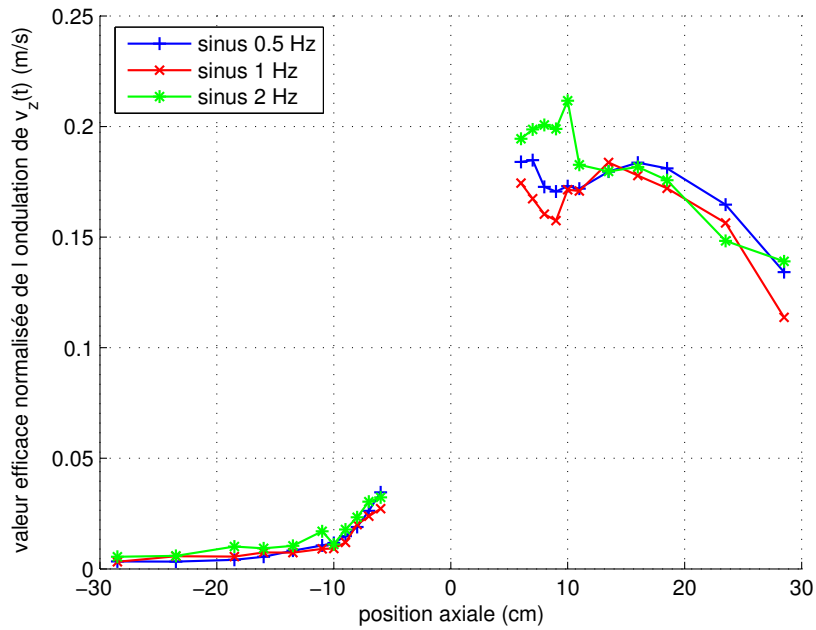


FIG. 2.27 – Valeur quadratique moyenne normalisée de l'ondulation de la vitesse axiale de l'eau, mesurée à différentes distances de l'hélice, en régime permanent et en régime harmonique

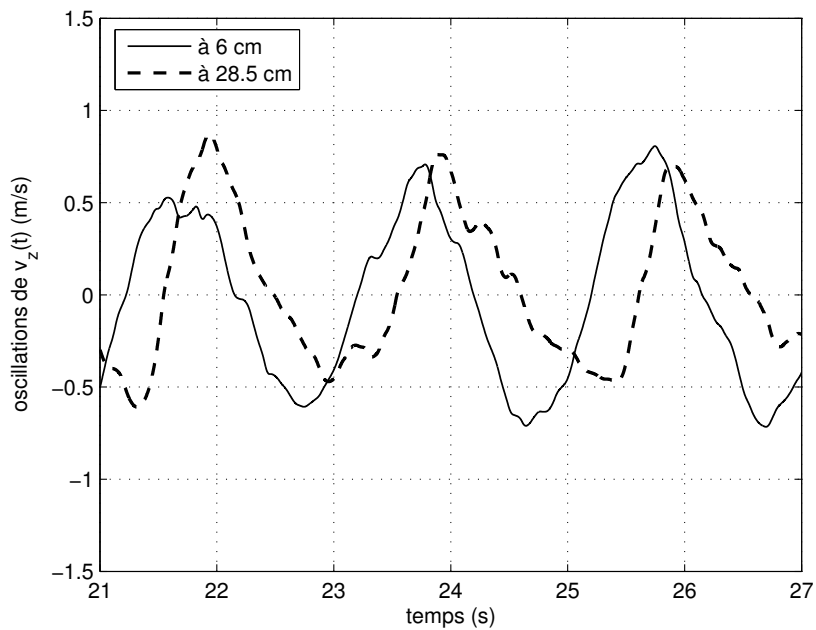


FIG. 2.28 – Oscillations de la vitesse axiale de l'eau mesurées au plus près de l'hélice et loin en aval de celle-ci, pour une fréquence de 0.5 Hz

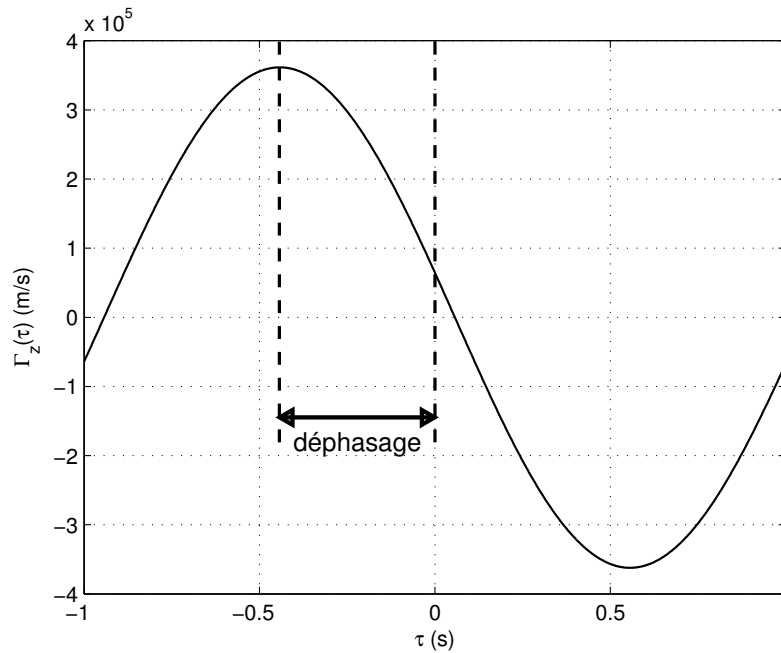


FIG. 2.29 – Fonction d'intercorrélation $\Gamma_z(\tau)$ des oscillations de la vitesse axiale de l'eau et de la vitesse de rotation sinusoïdale de l'hélice, pour une fréquence de 0.5 Hz

de l'eau au plus près de l'hélice. Si nous évaluons pour chaque distance le déphasage de la vitesse axiale de l'eau, à l'aide de la fonction d'intercorrélation $\Gamma_z(\tau)$, nous obtenons le résultat présenté dans la figure 2.30. Le déphasage étant relatif, un déphasage négatif signifie que la vitesse de l'eau oscille en retard par rapport à la vitesse de rotation. Comme le montre bien la figure 2.30, la vitesse de l'eau oscille toujours en retard et ce dernier augmente progressivement à mesure que l'on s'éloigne de l'hélice, en amont comme en aval. Cependant, dans le sillage de l'hélice, le retard semble croître avec la fréquence contrairement à ce qui est observé en amont de l'hélice, où le retard semble diminuer avec la fréquence.

2.8.2.3 Identification du modèle hydrodynamique

Les paragraphes précédents nous ont permis d'étudier expérimentalement les phénomènes hydrodynamiques qui entourent l'hélice lors des régimes dynamiques, notamment sinusoïdaux. Nous souhaitons maintenant confronter les prédictions du modèle dynamique (2.93) aux mesures effectuées, afin de valider celui-ci. Pour cela, nous devons d'abord identifier le paramètre dynamique m_w (homogène à une masse) qui intervient dans l'expression (2.93) de la poussée. Pour réaliser cette identification, nous nous appuyons sur des essais en régime harmonique similaires à ceux que nous avons déjà employés, notamment au paragraphe 2.8.2.2, c'est-à-dire avec une vitesse de rotation sinusoïdale. Le résultat d'un essai effectué avec une fréquence faible de 0.1 Hz est reproduit dans la figure 2.31.

Le modèle dynamique (2.93) de la poussée étant linéaire par rapport au paramètre m_w , la méthode des moindres carrés pourrait être employée pour réaliser son identification. Cependant, il semblerait qu'en pratique cet estimateur soit biaisé et que l'estimation du paramètre m_w soit incorrecte. Une méthode de minimisation de l'erreur de prédiction de la vitesse axiale

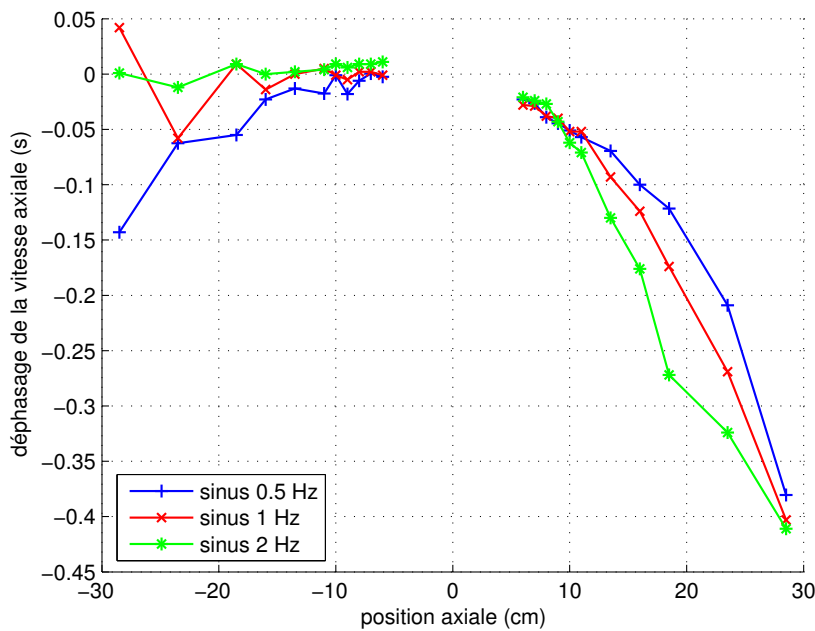


FIG. 2.30 – Déphasage des ondulations de la vitesse axiale de l'eau par rapport à la vitesse de rotation sinusoïdale de l'hélice pour des fréquences de 0.5 Hz, 1 Hz et 2 Hz

V_p est donc préférée. La poussée T de l'hélice et son modèle dynamique permettent d'estimer, par intégration numérique de l'équation différentielle (2.93), la vitesse axiale \hat{V}_p . Un algorithme d'optimisation (dans notre cas la fonction *fmincon* de Matlab) minimise ensuite l'erreur quadratique moyenne de prédiction de cette grandeur et fournit la valeur optimale du paramètre m_w , comme schématisé dans la figure 2.32. Plusieurs essais à vitesse de rotation sinusoïdale de basse et haute fréquence (*i.e.* compris entre 0.1 Hz et 4 Hz) sont employés pour établir cette valeur.

A titre d'information, l'erreur de prédiction de la vitesse axiale de l'eau, pour différentes valeurs de la masse m_w et pour différentes fréquence d'oscillation de la vitesse de rotation sinusoïdale, est présentée dans la figure 2.33. Comme nous pouvons le constater, le minimum de l'erreur de prédiction est obtenu pour une valeur m_w presque constante qui paraît insensible à la fréquence d'oscillation de la vitesse de rotation. Nous pouvons également noter que l'erreur croît de façon plus importante quand le paramètre m_w est sous estimé, que lorsqu'il est surestimé.

L'erreur de prédiction obtenue à partir du modèle dynamique et de la valeur optimale du paramètre m_w est présentée dans la figure 2.34. L'erreur quadratique tracée semble augmenter linéairement avec la fréquence, même si l'augmentation de l'erreur reste faible (environ 0.1 m/s à 4 Hz). Diverses raisons expliquent ce phénomène. Tout d'abord, le modèle n'est pas parfait et un écart peut exister entre ses prédictions et ce qui est mesuré expérimentalement. Ensuite, la mesure de la vitesse axiale de l'eau est d'autant plus déformée que la fréquence d'oscillation de la vitesse de rotation devient importante et s'approche de la fréquence d'échantillonnage de la vitesse de l'eau. Ainsi, il apparaît cohérent que l'erreur augmente légèrement avec la fréquence.

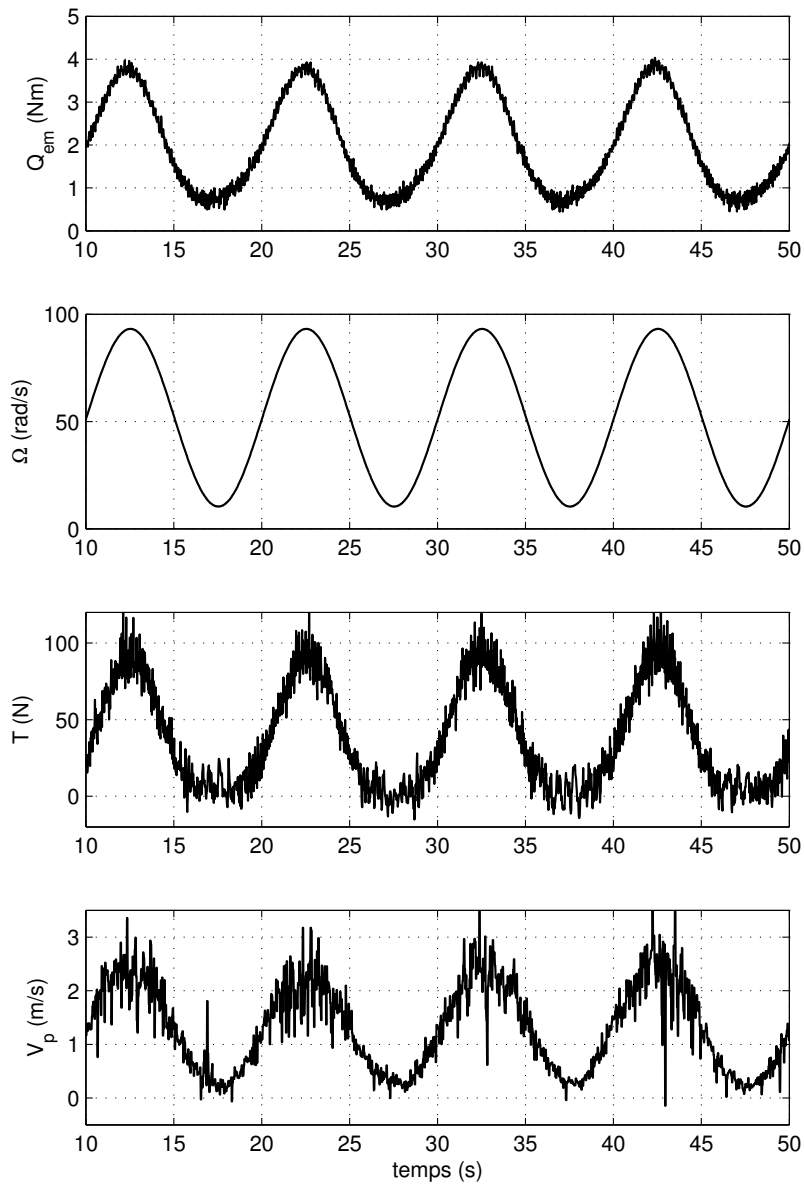


FIG. 2.31 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée de l'hélice et vitesse axiale de l'eau, lors d'un essai à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à 0.1 Hz

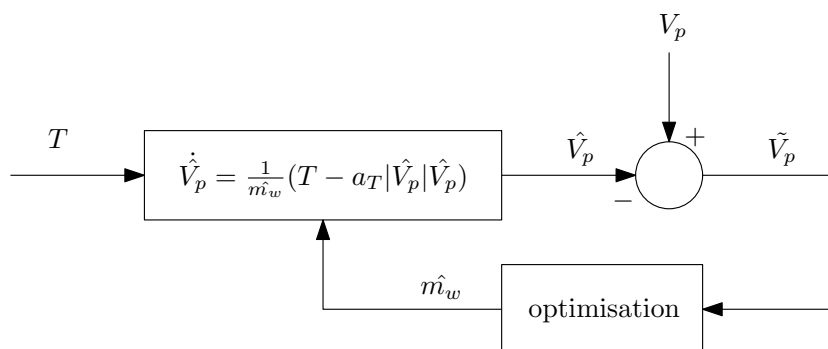


FIG. 2.32 – Représentation de l'identification du paramètre dynamique m_w à l'aide d'une méthode de minimisation de l'erreur quadratique moyenne de prédiction de la vitesse axiale de l'eau

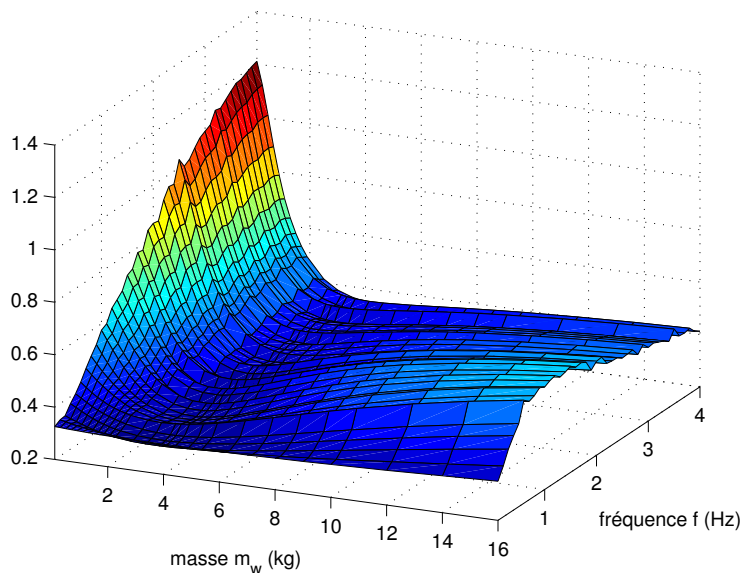


FIG. 2.33 – Erreur de prédiction de la vitesse axiale de l'eau, à partir du modèle dynamique de la poussée et de la poussée mesurée, pour des essais à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à différentes fréquences f et pour différentes valeurs du paramètre dynamique m_w

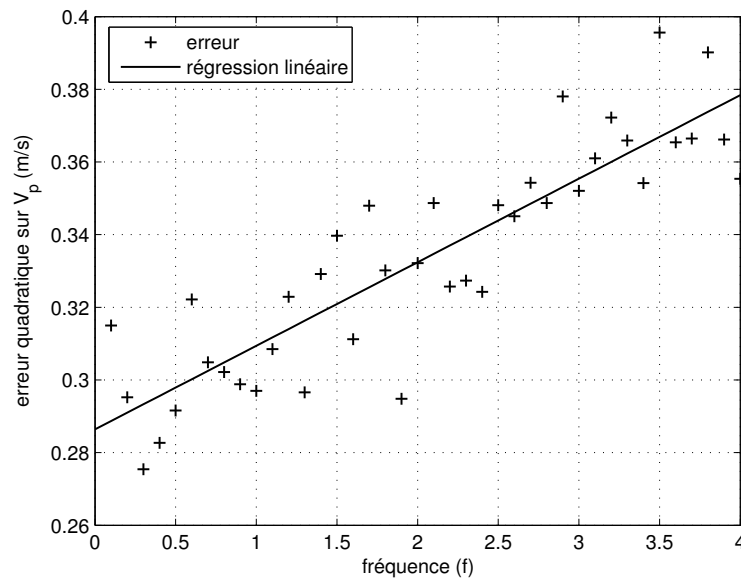


FIG. 2.34 – Erreur de prédiction de la vitesse axiale de l'eau, à partir du modèle dynamique de la poussée et de la poussée mesurée, pour des essais à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à différentes fréquences f et pour la valeur optimale du paramètre dynamique m_w

2.8.2.4 Comparaison entre les vitesses axiales mesurées et simulées

Nous proposons dans ce paragraphe de comparer les prédictions de la vitesse axiale de l'eau obtenues à l'aide de deux méthodes distinctes. La première s'appuie sur la relation statique (2.70) entre la vitesse de rotation de l'hélice et la vitesse axiale de l'eau, et la seconde utilise le modèle hydrodynamique (2.93) de la poussée en régime transitoire que nous venons juste d'identifier. La première méthode nécessite donc de connaître la vitesse de rotation Ω de l'hélice et la seconde, la poussée T . La vitesse de rotation de l'hélice et la poussée étant mesurées, il est facile d'estimer la vitesse axiale de l'eau à l'aide des différentes méthodes citées, puis de calculer l'erreur quadratique de prédiction de celle-ci.

Les figures 2.35, 2.36 et 2.37 montrent les vitesses axiales de l'eau mesurées et filtrées (par filtrage aller-retour) $V_{pf}(t)$, calculées à l'aide de la relation statique (2.70) (pour $r = 0.7R$) et simulées à l'aide du modèle dynamique (2.93) pour des essais à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant respectivement à $0.5 Hz$, $2 Hz$ et $4 Hz$.

Nous pouvons constater que le modèle dynamique de la poussée permet une meilleure prédiction de la vitesse axiale de l'eau que la relation statique entre les vitesses de rotation et de l'eau. Le modèle dynamique de la poussée, tiré de la théorie dynamique du moment linéaire des hélices, semble donc permettre de relier la vitesse axiale de l'eau, à 0.7 fois le rayon, à la poussée de l'hélice en régime dynamique (ou, au moins, en régime harmonique).

2.8.2.5 Comparaison entre les poussées mesurée et calculées

Nous venons de montrer qu'il est possible de prédire approximativement l'allure de la vitesse axiale de l'eau, à partir du modèle dynamique de la poussée et de la poussée mesurée. La question qui se pose naturellement est maintenant de savoir si la démarche inverse, à

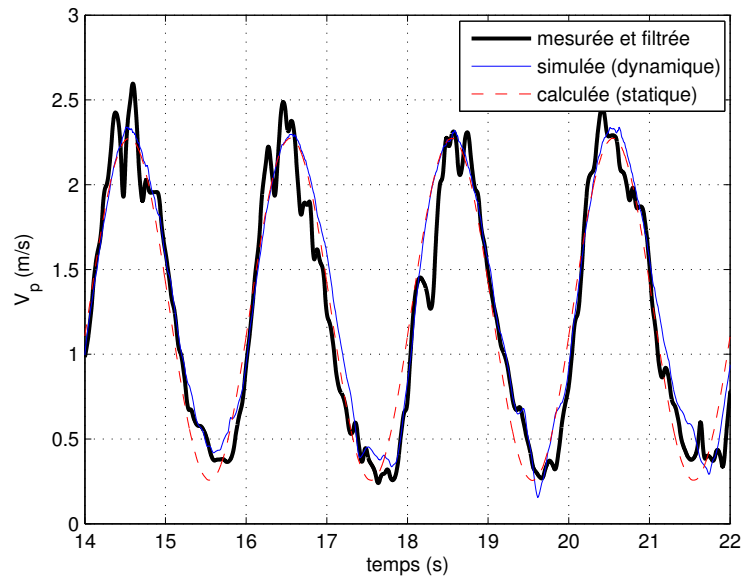


FIG. 2.35 – Vitesses axiales de l'eau mesurée et filtrée, estimée à l'aide du modèle dynamique de la poussée et calculée à partir de la relation statique entre la vitesse de rotation de l'hélice et la vitesse axiale de l'eau en régime permanent. Essai à 0.5 Hz

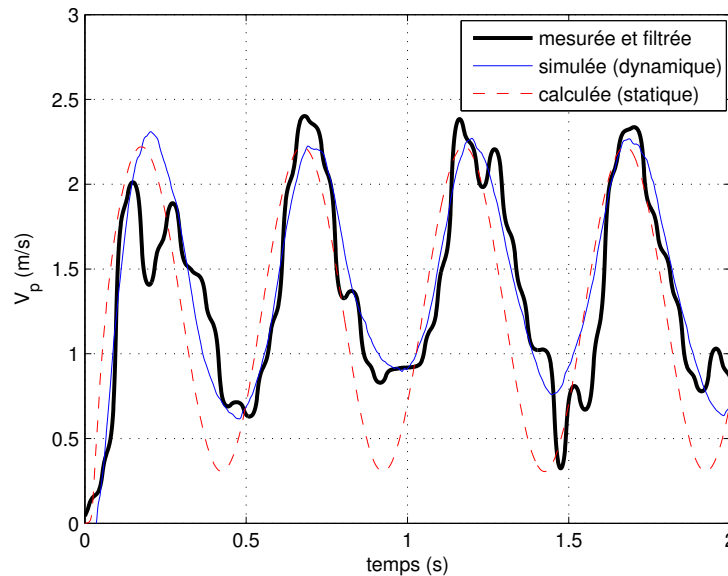


FIG. 2.36 – Vitesses axiales de l'eau mesurée et filtrée, estimée à l'aide du modèle dynamique de la poussée et calculée à partir de la relation statique entre la vitesse de rotation de l'hélice et la vitesse axiale de l'eau en régime permanent. Essai à 2 Hz

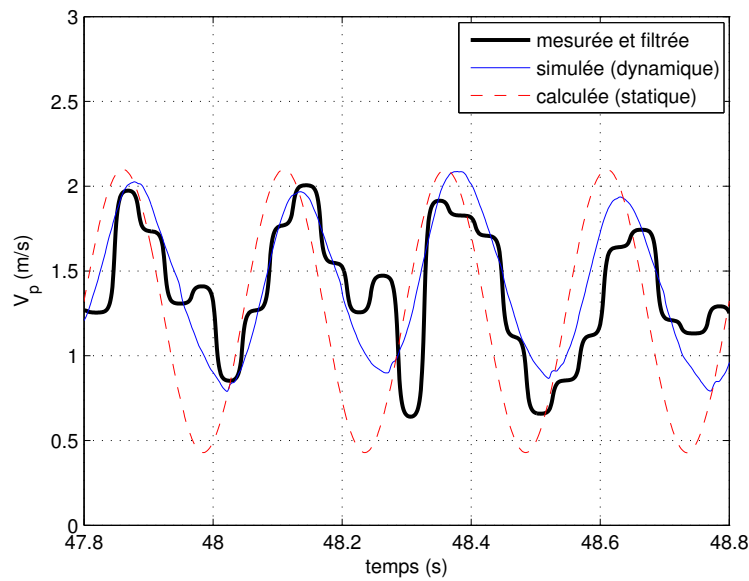


FIG. 2.37 – Vitesses axiales de l'eau mesurée et filtrée, estimée à l'aide du modèle dynamique de la poussée et calculée à partir de la relation statique entre la vitesse de rotation de l'hélice et la vitesse axiale de l'eau en régime permanent. Essai à 4 Hz

savoir l'estimation de la poussée de l'hélice à partir de la vitesse axiale mesurée, fournit de bons résultats.

Pour estimer la poussée de l'hélice à partir du modèle dynamique (2.93), nous devons calculer numériquement l'accélération (axiale) de l'eau par dérivation de la vitesse mesurée. Cette dérivation numérique doit cependant être réalisée avec précautions. En effet, la mesure de cette vitesse est échantillonnée à une fréquence basse, seulement 25 Hz , relativement à la fréquence d'échantillonnage à laquelle nous travaillons, à savoir 1 kHz soit 40 fois plus. On obtient donc en pratique un signal sur-échantillonné, constant par partie (un même échantillon est répété 40 fois) et formé de créneaux successifs d'amplitude variable. Sans précaution particulière, la dérivation numérique directe de la vitesse mesurée aboutit à un signal inexploitable en pratique. En appliquant d'abord un filtrage aller-retour à la vitesse de l'eau mesurée, puis en la dérivant numériquement par différence centrée et enfin en appliquant à nouveau un filtrage aller-retour au signal dérivé, nous obtenons une estimation de l'accélération de l'eau au niveau du disque. La méthode de filtrage et de dérivation utilisée est schématisée dans la figure 2.38, tandis que le résultat obtenu pour un essai à 0.1 Hz est tracé dans la figure 2.39.

Le filtrage aller-retour possède le grand avantage de filtrer de manière quasi-symétrique les créneaux et de n'occasionner aucun déphasage si les filtres aller et retour sont identiques. De plus, la déformation du signal dans la bande de fréquence utile (en filtrage on parle de distorsion harmonique) peut être limitée si le filtre est habilement choisi. En pratique cependant, cette méthode est exclusivement réservée au calcul hors-ligne, puisque le filtrage aller-retour des données est *non-causal*. En effet, la valeur, à un instant donné, du signal filtré dépend à la fois des valeurs précédentes et suivantes.

Il serait intéressant de comparer les prédictions de la poussée établies à l'aide du modèle dynamique, aux prédictions obtenues à l'aide du simple modèle statique nominal (1.37) de

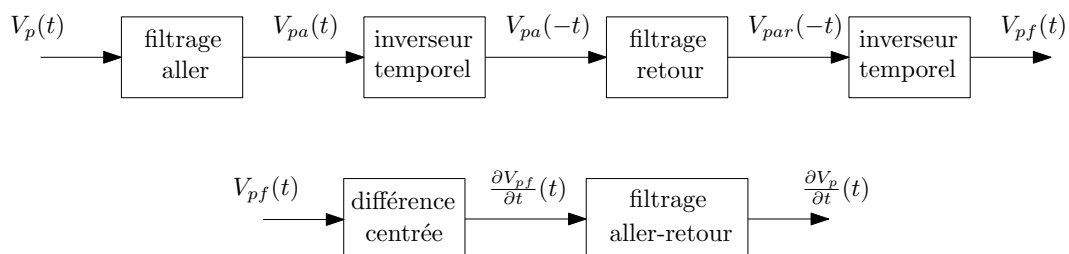


FIG. 2.38 – Méthode de filtrage et de dérivation de la vitesse axiale de l'eau employée pour le calcul de l'accélération

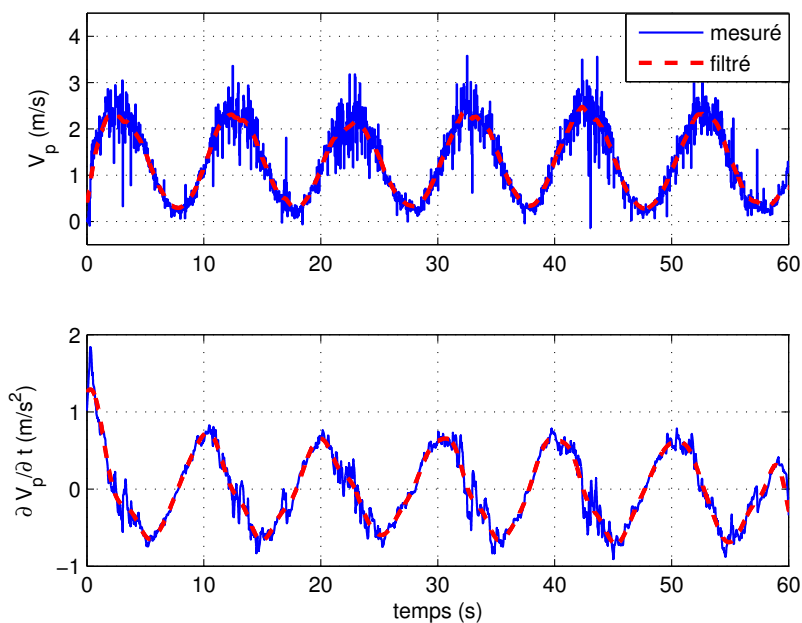


FIG. 2.39 – Vitesse axiale de l'eau mesurée et filtrée et accélération calculée et filtrée

l'hélice, dont nous rappelons ici l'équation :

$$T = \lambda_T |\Omega| \Omega$$

La figure 2.40 montre la poussée mesurée et filtrée et les poussées prédites à l'aide des modèles dynamique et statique, pour un essai à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à 2 Hz . La figure 2.41 montre l'erreur quadratique moyenne de la prédiction de la poussée de l'hélice à partir des deux modèles testés, pour des essais à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à différentes fréquences comprises entre 0.1 Hz et 4 Hz .

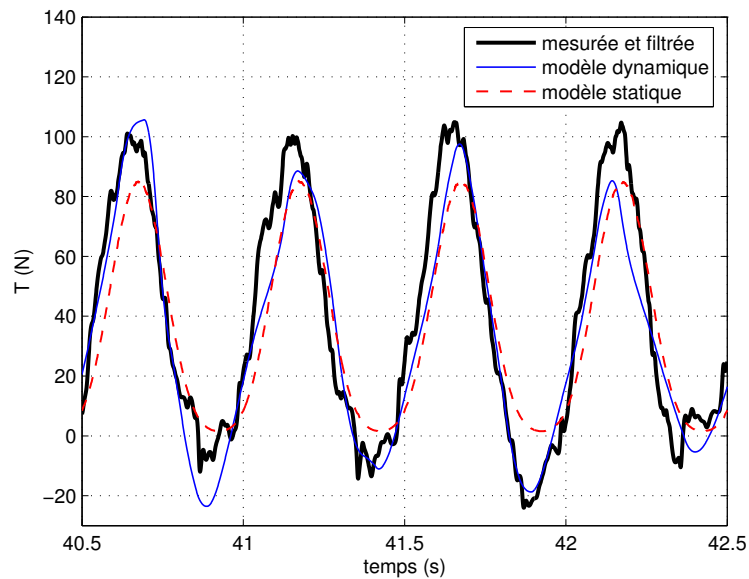


FIG. 2.40 – *Poussées de l'hélice mesurée et filtrée, estimée à l'aide du modèle dynamique de la poussée et calculée à partir du modèle statique nominal, lors d'un essai à 2 Hz*

Force est de constater qu'en l'état actuel des choses, le modèle dynamique ne permet pas d'améliorer, du moins de façon vraiment significative, la prédiction de la poussée de l'hélice que l'on obtient avec un simple modèle statique. Il faut tout de même noter que les phénomènes hydrodynamiques qui entourent une hélice fonctionnant en régime dynamique sont complexes et que l'utilisation de la vitesse axiale de l'eau dans le calcul de la poussée apporte un nombre important de problèmes difficiles à quantifier, à modéliser ou encore à compenser. En effet, la mesure de la vitesse de l'eau est échantillonnée à faible fréquence, et la déformation occasionnée au signal d'origine ne peut plus être négligée lorsque l'hélice travaille en régime dynamique rapide. Ajouter à cela que la vitesse de l'eau n'est pas mesurée exactement en lieu et place de l'hélice ou du disque actuateur, mais à une distance, certes faible, mais de tout de même quelques centimètres. De plus, des perturbations hydrodynamiques, certainement dues en partie à la petitesse de notre bassin d'essais et à la forme du propulseur, entourent l'hélice pendant son fonctionnement, et ce, même en régime permanent. Ainsi, la mesure de la vitesse axiale de l'eau est perturbée par plusieurs phénomènes qui la rendent, non pas inexploitable comme nous venons de le montrer dans la fin de ce chapitre, mais au moins incommode lorsque celle-ci est manipulée numériquement (comme dans ce paragraphe où elle a été filtrée et dérivée et contrairement au paragraphe précédent où elle n'était utilisée que pour valider

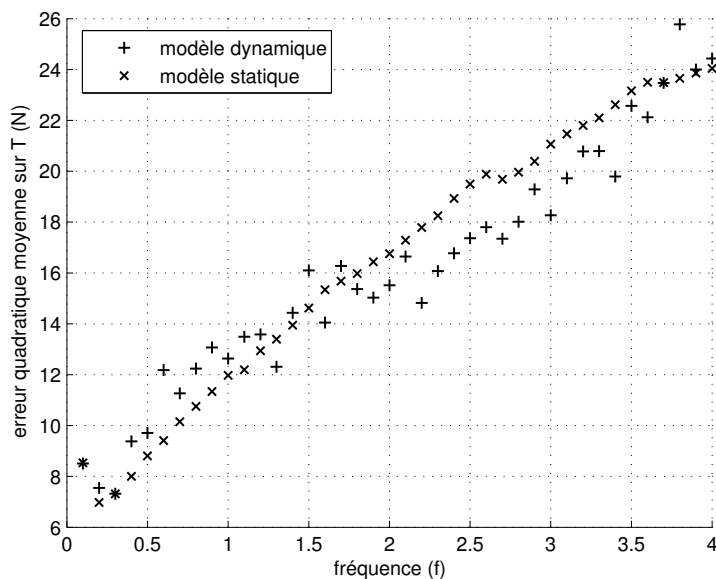


FIG. 2.41 – Erreur de prédiction de la poussée de l'hélice, à partir du modèle dynamique de la poussée et de la vitesse axiale de l'eau mesurée et à partir du modèle statique nominal de l'hélice et de la vitesse de rotation, pour des essais à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à différentes fréquences f

l'allure de la prédiction du modèle dynamique). La lecture des résultats présentés doit donc absolument tenir compte des difficultés évoquées. Une configuration expérimentale mieux adaptée aux recherches conduites sur le fonctionnement en régime dynamique des hélices permettrait très certainement d'aboutir à de meilleurs résultats et démontrerait clairement l'avantage du modèle dynamique par rapport au modèle statique.

2.9 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'étudier, à la fois d'un point de vue théorique et d'un point de vue expérimental, le fonctionnement d'une hélice de propulsion navale travaillant en régime permanent et surtout, en régime dynamique. Les théories basiques des moments linéaire et angulaire, la théorie des éléments de pales et la théorie combinée ont tout d'abord été rappelées. La théorie dynamique du moment linéaire des hélices a ensuite été rigoureusement développée et a abouti à un modèle hydrodynamique de la poussée d'une hélice fonctionnant en régime dynamique. Les prédictions des différentes théories présentées ont ensuite été confrontées à l'expérimentation afin de les valider, ou le cas échéant de les réfuter. Malgré certaines difficultés inhérentes à notre bassin d'essais, des résultats encourageants ont pu être obtenus, validant ainsi en partie la théorie dynamique du moment linéaire des hélices. De plus, certains phénomènes hydrodynamiques ayant lieu à distance de l'hélice et au cours du fonctionnement en régime harmonique de celle-ci, ont été mis en évidence.

D'un point de vue pragmatique, vis-à-vis du problème de la commande qui se pose à nous, le modèle dynamique se comporte comme un filtre passe-bas non linéaire du premier ordre qui atténue et déphase le signal d'entrée, qui est ici la poussée, et fournit un signal

de sortie, qui est ici la vitesse axiale de l'eau. Des filtres linéaires simples dont l'action est similaire, pourraient très bien être employés pour corriger ces problèmes d'amplification et de déphasage. Le modèle comportemental obtenu permettrait alors une bonne prédiction de la vitesse axiale de l'eau. Cependant, encore une fois d'un point de vue pragmatique, l'utilisation de la vitesse axiale de l'eau pour la commande du propulseur n'est pas commode. En effet, cette grandeur n'est pas aisée à mesurer précisément, ni même à estimer comme nous venons de le voir. De plus, elle ne constitue pas une entrée du système qu'est l'hélice, mais résulte de l'action de celle-ci lorsqu'elle tourne et avance dans l'eau. Il serait donc plus judicieux d'appliquer la correction par filtres linéaires proposée à un modèle statique qui emploierait plutôt la vitesse de rotation et la vitesse d'avance de l'hélice comme entrées. Ce modèle bénéficierait alors de la précision de mesure de la vitesse de rotation de l'hélice et de sa robustesse par rapport aux phénomènes hydrodynamiques. Le chapitre 3 qui suit présente justement un modèle dynamique comportemental d'hélice, qui comme nous le verrons, permet une reproduction correcte des performances d'une hélice fonctionnant en régime dynamique.

2.10 Résumé du chapitre 2

- La théorie dynamique du moment linéaire des hélices aboutit à l'expression suivante de la poussée différentielle :

$$dT = 2\rho dA_0 V_p (V_p - V_a) + \rho dA_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t}$$

- La validité de la théorie dynamique du moment linéaire des hélices est limitée à deux demi-quadrants hydrodynamiques, tout comme celle du modèle dynamique de la poussée. Des extensions numériques (par simulation) ou empiriques de ce modèle ont été proposées.
- A courant nul et en régime permanent, le profil radial de la vitesse de l'eau est conservé, quelque soit la vitesse de rotation :

$$P_{V_p}(r) = \frac{V_p(r)}{\Omega} ; \quad P_{V_t}(r) = \frac{V_t(r)}{\Omega} ; \quad P_{V_r}(r) = \frac{V_r(r)}{\Omega}$$

- En supposant que le profil radial de la vitesse axiale V_p de l'eau est constant en régime dynamique, le modèle dynamique de la poussée d'une hélice, fonctionnant à courant nul, est :

$$T = a_T |V_p^*| V_p^* + m_w \frac{\partial V_p^*}{\partial t}$$

avec V_p^* la vitesse axiale de l'eau à 0.7 fois le rayon de l'hélice.

- Le modèle dynamique de la poussée et la poussée mesurée permettent de correctement reproduire l'allure de la vitesse axiale de l'eau à 0.7 fois le rayon de l'hélice, en régime dynamique. Le même résultat est obtenu lorsque la poussée est calculée à partir du modèle dynamique et de la vitesse axiale de l'eau mesurée.
- La mesure, à faible fréquence d'échantillonnage, de la vitesse de l'eau est problématique lors des essais à dynamique rapide. L'apport du modèle dynamique est de ce fait certainement sous-évalué.

Chapitre 3

Modèle comportemental et identification fréquentielle d'une hélice

Sommaire

3.1 Structures de Wiener et de Hammerstein	87
3.1.1 Structure de Wiener	88
3.1.2 Structure de Hammerstein	88
3.1.3 Structure en cascade de Wiener-Hammerstein	89
3.1.4 Modèle dynamique d'une hélice basé sur une structure de Wiener Hammerstein	89
3.1.5 Modèle dynamique nominal d'une hélice	90
3.1.6 Caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert linéaires . .	90
3.1.7 Forme d'état du modèle dynamique	91
3.2 Etude harmonique du modèle dynamique nominal	92
3.2.1 Séries de Fourier	92
3.2.2 Signal périodique de référence	92
3.3 Réponse de l'élément non-linéaire à une entrée sinusoïdale . . .	93
3.3.1 Premier cas	93
3.3.2 Second cas	94
3.3.3 Troisième cas	95
3.4 Réponse du modèle dynamique nominal à une entrée sinusoïdale	96
3.5 Expérimentation	97
3.5.1 Réponse en poussée de l'hélice à une vitesse sinusoïdale	97
3.5.2 Evolution de la poussée moyenne avec la pulsation ω	97
3.6 Identification avec mesure de la poussée	98
3.6.1 Critère temporel	98
3.6.2 Critère fréquentiel	99
3.6.2.1 Série de Fourier tronquée de la poussée mesurée	99
3.6.2.2 Définition du critère fréquentiel	100
3.6.3 Autre critère fréquentiel	100
3.6.4 Expérimentation du modèle dynamique	103
3.7 Identification avec estimation du couple	108
3.8 Identification simultanée de l'inertie en rotation et du modèle dynamique de l'hélice sans capteur de force	110

3.9 Conclusion 114

Dans le chapitre 1, il a été rappelé et montré que les modèles empiriques d'hélice fournissent de bonnes prédictions des performances statiques moyennes de celle-ci lorsque les conditions de fonctionnement sont maîtrisées et connues et que le propulseur fonctionne soit en régime permanent, soit en régime dynamique lent. Par contre, lors des régimes dynamiques rapides où les variations de la vitesse de rotation de l'hélice sont importantes, l'utilisation de ces modèles mène à des estimations erronées.

Le chapitre 2 nous a ensuite permis d'étudier, d'un point de vue théorique simple, la physique des phénomènes hydrodynamiques que nous cherchons à maîtriser. Comme nous avons pu le constater, les modèles théoriques retenus semblent permettre de correctement reproduire les phénomènes observés, même lorsque les dynamiques de fonctionnement de l'hélice sont importantes. Malheureusement, notre configuration expérimentale ne nous a pas permis de véritablement quantifier l'apport du modèle dynamique, notamment à cause d'une mesure inadéquate de la vitesse de l'eau. De plus, les modèles hydrodynamiques semblent mal adaptés au problème de la commande des propulseurs, parce qu'ils impliquent la vitesse de l'eau qui est très sensible aux différents phénomènes hydrodynamiques perturbateurs.

Face à ce constat, une méthode différente, partiellement évoquée dans la conclusion du chapitre précédent, est envisagée pour la modélisation de l'hélice. Une approche fréquentielle, basée sur les structures de Wiener et de Hammerstein, est présentée dans ce chapitre [VAAL08]. L'étude est menée à la fois analytiquement et expérimentalement.

En pratique, le modèle dynamique proposé s'appuie sur les modèles empiriques du chapitre 1 et se veut une extension de ces modèles. Ainsi, si nous reprenons l'approche système déjà évoquée aux chapitres précédents, les vitesses de rotation et d'avance de l'hélice constituent les entrées de notre modèle, comme schématisé dans la figure 2.11.

Comme nous ne disposons pas d'un banc d'essais permettant des tests en courant, nous nous contenterons ici de développer et d'expérimenter le présent modèle dynamique dans les conditions que nous pouvons définir de nominales, dans le sens où nous avons toujours un courant relatif nul et que l'hélice ne subit pas de pertes dues à la ventilation ou à d'autres phénomènes perturbateurs. La vitesse de rotation sera donc l'unique entrée du modèle dynamique nominale de l'hélice proposé. Le modèle de propulseur qui intègre ce modèle dynamique pourra donc être qualifié de *modèle dynamique nominal de propulseur* par analogie au titre des modèles présentés dans le chapitre 1.

3.1 Structures de Wiener et de Hammerstein

Les structures de Wiener et de Hammerstein constituent un groupe de modèles couramment utilisés dans la littérature scientifique et permettent de modéliser une grande variété de systèmes non-linéaires [BF82]. Ils sont généralement constitués de un ou plusieurs systèmes linéaires et non-linéaires reliés entre eux en cascade. Les modèles ont donc généralement une structure en boucle ouverte, mais des structures plus complexes en boucle fermée existent également. Dans le cadre de notre étude, nous présenterons les structures classiques de Wiener et de Hammerstein, puis la structure en cascade de Wiener-Hammerstein que nous utiliserons pour modéliser l'hélice.

3.1.1 Structure de Wiener

La structure de Wiener est constituée d'un système linéaire, de fonction de transfert $f(\omega)$, et d'un système non-linéaire statique (ou encore sans mémoire, *i.e.* du type $y = h(x)$, [Kha02]) montés en cascade comme dans la figure 3.1. L'action du système linéaire peut être vue comme une *correction amont* en amplitude et en phase.

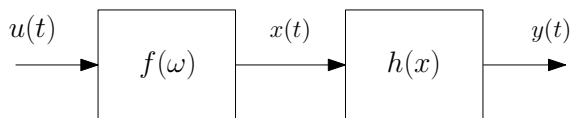


FIG. 3.1 – Structure de Wiener

Cette structure permet par exemple de modéliser la puissance dissipée par effet Joule d'une résistance électrique placée dans un circuit RL alimenté par une source de tension $u(t)$ quelconque comme représenté dans la figure 3.2.

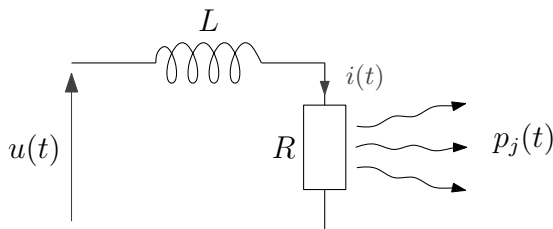


FIG. 3.2 – Circuit RL

Le courant électrique $i(t)$ peut alors être représenté par la variable intermédiaire $x(t)$ et la puissance dissipée $p_j(t)$ par $y(t)$. Nous aurions dans ce cas la fonction de transfert linéaire suivante :

$$f(\omega) = \frac{i}{u} = \frac{1}{jL\omega + R} \quad (3.1)$$

ainsi que la fonction statique non linéaire :

$$p_j = h(i) = Ri^2 \quad (3.2)$$

3.1.2 Structure de Hammerstein

La structure de Hammerstein est constituée d'un système non-linéaire sans mémoire et d'un système linéaire, de fonction de transfert $g(\omega)$, montés en cascade comme dans la figure 3.3. Comparée à la structure précédente, les éléments sont en ordre inversé. La *correction aval* en amplitude et en phase est donc réalisée après l'opération non-linéaire.

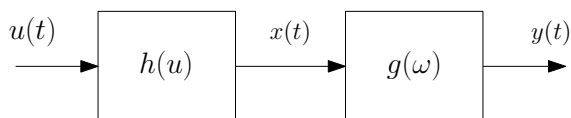


FIG. 3.3 – Structure de Hammerstein

3.1.3 Structure en cascade de Wiener-Hammerstein

La structure de Wiener-Hammerstein est constituée d'un premier système linéaire, de fonction de transfert $f(\omega)$, suivi d'un système non-linéaire sans mémoire et d'un second système linéaire, de fonction de transfert $g(\omega)$, comme dans la figure 3.4.

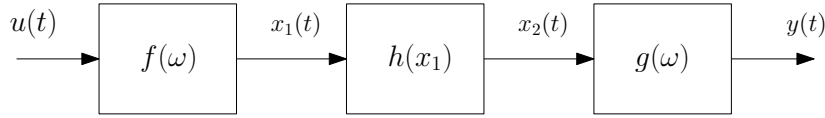


FIG. 3.4 – Structure en cascade de Wiener-Hammerstein

La structure de Wiener-Hammerstein est donc une combinaison en cascade des deux premières structures présentées. Elle possède ainsi le double avantage de pouvoir corriger l'amplitude et la phase d'un signal à la fois avant et après l'opération non linéaire.

3.1.4 Modèle dynamique d'une hélice basé sur une structure de Wiener Hammerstein

Nous avons montré au chapitre 1 que les modèles empiriques K_T/K_Q et 4 quadrants C_T/C_Q reproduisent correctement les performances statiques d'une hélice lors des régimes permanents et des régimes dynamiques lents. Ces modèles représentent ainsi une base solide, sur laquelle nous pouvons nous appuyer pour développer un modèle dynamique. Dans ce chapitre, nous proposons de modéliser l'hélice marine à l'aide d'une structure en cascade de Wiener-Hammerstein afin d'étendre la validité des modèles empiriques aux régimes dynamiques rapides. En nous appuyant sur le modèle K_T/K_Q , nous proposons le modèle dynamique représenté sous forme de schéma-bloc dans la figure 3.5. Pour obtenir ce modèle, nous avons remplacé l'élément non linéaire de la structure de Wiener-Hammerstein par l'élévation au carré signé de la vitesse de rotation initialement employée par le modèle K_T/K_Q . Ensuite, les dynamiques du couple et de la poussée ont été supposées identiques. Pour justifier cela, nous utilisons la relation (1.13) entre le couple et la poussée et supposons que celle-ci reste toujours valable en régime dynamique, même rapide. De plus, puisqu'en pratique les régimes dynamiques rapides sont presque uniquement dus aux variations rapides de la vitesse de rotation, seule cette grandeur est *corrigée* par les fonctions de transfert linéaires (nous pouvons en effet voir sur la figure 3.5 que la vitesse d'avance V_a est directement utilisée dans le calcul du nombre d'avance J et donc des coefficients de poussée et de couple).

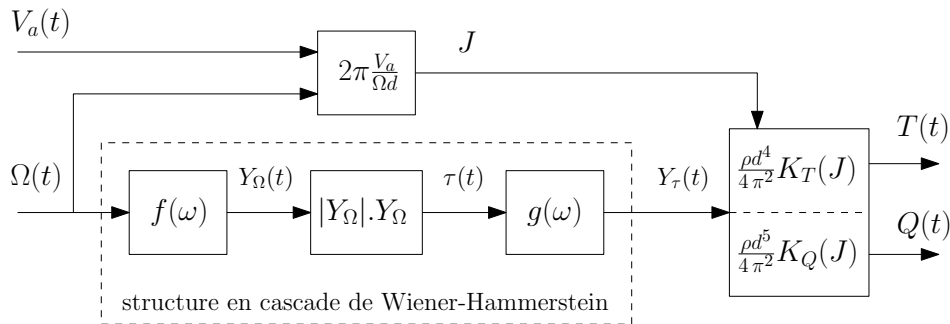


FIG. 3.5 – Schéma-bloc du modèle dynamique d'une hélice marine

3.1.5 Modèle dynamique nominal d'une hélice

Notre bassin d'essais ne permettant pas de réaliser des essais en courant, le modèle précédent de l'hélice peut être simplifié en un *modèle dynamique nominal* obtenu en supposant que le courant V_a est nul. On obtient alors le modèle simplifié présenté dans la figure 3.6.

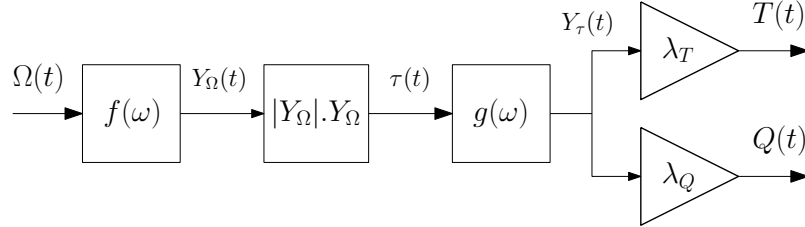


FIG. 3.6 – Schéma-bloc du modèle dynamique nominal d'une hélice marine

3.1.6 Caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert linéaires

Les fonctions de transfert $f(\omega)$ et $g(\omega)$ sont choisies à partie réelle strictement positive (*strictly positive real functions* ou *SPR functions* dans la littérature anglo-saxonne). Cette propriété assure que les fonctions de transfert sont stables et à minimum de phase [SL91] [Kha02]. Elles possèdent également un degré relatif nul et sont donc des fonctions propres. Par définition, le modèle inverse possède exactement les mêmes propriétés. Les fonctions de transfert peuvent être décrites par les formes génériques suivantes :

$$f(\omega) = k_1 \prod_{m=1}^M \left(\frac{j\omega - z_m}{j\omega - p_m} \right) \quad (3.3)$$

$$g(\omega) = k_2 \prod_{n=1}^N \left(\frac{j\omega - z_n}{j\omega - p_n} \right) \quad (3.4)$$

avec k_i les gains et p_i et z_i respectivement les pôles et les zéros des fonctions de transfert qui sont tous placés dans le demi-plan complexe à partie réelle négative. M et N représentent respectivement le nombre de pôles (et donc aussi de zéros) des fonctions de transfert $f(\omega)$ et $g(\omega)$.

Les amplitudes et phases des fonctions de transfert sont décrites de la manière suivante :

$$F(\omega) = |f(\omega)| \quad (3.5)$$

$$\phi_f(\omega) = \arg(f(\omega)) \quad (3.6)$$

$$G(\omega) = |g(\omega)| \quad (3.7)$$

$$\phi_g(\omega) = \arg(g(\omega)) \quad (3.8)$$

Afin d'assurer l'équivalence dans les basses fréquences des modèles dynamique (de Wiener-Hammerstein) et statique, la condition suivante sur les gains statiques des fonctions de transfert doit être vérifiée :

$$F(0)^2 G(0) = 1 \quad (3.9)$$

soit :

$$\left(k_1 \prod_{m=1}^M \frac{z_m}{p_m} \right)^2 \cdot k_2 \prod_{n=1}^N \frac{z_n}{p_n} = 1 \quad (3.10)$$

La condition suivante sur les phases doit également être vérifiée :

$$\phi_f(0) + \phi_g(0) = 0 \quad (3.11)$$

Celle-ci sera toujours vérifiée si les pôles et zéros des fonctions de transfert sont choisis réels et négatifs (condition suffisante pour que le système soit SPR et que la condition (3.11) soit vérifiée).

3.1.7 Forme d'état du modèle dynamique

Il est possible de présenter sous forme d'état le modèle dynamique de l'hélice. Sous forme matricielle, le modèle dynamique s'écrit :

$$\dot{X}_\Omega = A_\Omega X_\Omega + B_\Omega \Omega \quad (3.12)$$

$$Y_\Omega = C_\Omega X_\Omega + D_\Omega \Omega \quad (3.13)$$

$$\tau = |Y_\Omega| Y_\Omega \quad (3.14)$$

$$\dot{X}_\tau = A_\tau X_\tau + B_\tau \tau \quad (3.15)$$

$$Y_\tau = C_\tau X_\tau + D_\tau \tau \quad (3.16)$$

$$Q = \frac{\rho d^5}{4\pi^2} K_Q Y_\tau \quad (3.17)$$

$$T = \frac{\rho d^4}{4\pi^2} K_T Y_\tau \quad (3.18)$$

Le modèle dynamique inverse s'écrit quant à lui :

$$\dot{X}_\tau^* = A_\tau^* X_\tau^* + B_\tau^* Y_\tau \quad (3.19)$$

$$\tau = C_\tau^* X_\tau^* + D_\tau^* Y_\tau \quad (3.20)$$

$$Y_\Omega = |\tau|^{1/2} \text{sign}(\tau) \quad (3.21)$$

$$\dot{X}_\Omega^* = A_\Omega^* X_\Omega^* + B_\Omega^* Y_\Omega \quad (3.22)$$

$$\Omega = C_\Omega^* X_\Omega^* + D_\Omega^* Y_\Omega \quad (3.23)$$

avec :

$$Y_\tau = \frac{4\pi^2}{\rho d^4 K_T} T \quad (3.24)$$

ou :

$$Y_\tau = \frac{4\pi^2}{\rho d^5 K_Q} Q \quad (3.25)$$

selon que la poussée ou le couple est utilisé comme entrée du modèle inverse.

3.2 Etude harmonique du modèle dynamique nominal

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous attarder sur l'identification du modèle dynamique nominal de notre hélice. Toute l'étude que nous allons mener s'appuiera sur des fonctions périodiques. Ces dernières seront déduites des réponses des systèmes linéaires, $f(\omega)$ et $g(\omega)$, et non-linéaire qui composent la structure de Wiener-Hammerstein. Nous utiliserons comme entrée principale un signal périodique de référence très simple (que nous identifierons à la vitesse de rotation). Tous les signaux seront décrits à l'aide de séries de Fourier, que nous pourrions parfois tronquer au premier harmonique pour simplifier l'étude.

3.2.1 Séries de Fourier

Nous étudions dans la suite de ce chapitre, des signaux périodiques de pulsation ω . Ces signaux sont décomposables, sous certaines conditions, en séries de Fourier. Nous empruntons deux formalismes différents dans nos calculs. La première forme adoptée pour décrire les séries de Fourier est la suivante :

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)) \quad (3.26)$$

où a_n et b_n sont les coefficients de la série de Fourier. Dans la première partie de cette section, toutes les fonctions étudiées sont paires. Quand cela n'est pas indiqué, nous supposons donc que tous les coefficients b_n sont nuls.

La seconde forme utilisée est la suivante :

$$f(t) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos(n\omega t + \varphi_n) \quad (3.27)$$

où les coefficients c_n sont définis positifs pour tout $n > 0$ et les phases φ_n sont comprises dans l'intervalle $]-\pi, \pi]$.

Le passage d'une forme à l'autre se fait simplement à l'aide du système d'équations suivant :

$$c_0 = a_0 \quad (3.28)$$

$$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (3.29)$$

$$\varphi_n = \arg(a_n + j b_n) \quad (3.30)$$

Dans le cas simple où les fonctions sont paires, les coefficients b_n sont nuls et nous obtenons simplement :

$$c_n = |a_n| \quad (3.31)$$

$$\varphi_n = \frac{1 - \text{sign}(a_n)}{2} \pi \quad (3.32)$$

L'emploi de plusieurs définitions des séries de Fourier peut paraître maladroit, mais a pour but de simplifier les calculs dans certains cas et d'éviter certaines lourdeurs dans les notations.

3.2.2 Signal périodique de référence

Nous avons précisé dans le paragraphe précédent, que nous allons étudier des signaux périodiques. Tous ces signaux sont obtenus à partir d'un signal périodique de référence dont nous

déduisons les réponses asymptotiques des systèmes linéaires et non-linéaires qui composent le modèle dynamique.

Pour étudier, puis identifier le modèle de l'hélice, une vitesse de rotation Ω sinusoïdale est utilisée :

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \Omega_1 \cos(\omega t) \quad (3.33)$$

avec $\Omega_1 \geq 0$ et $\Omega_0 \geq 0$. La série de Fourier de cette fonction est triviale à calculer :

$$a_0 = \Omega_0 \quad (3.34)$$

$$a_1 = \Omega_1 \quad (3.35)$$

$$a_n = 0 \text{ pour tout } n \geq 2 \quad (3.36)$$

Remarque :

Tous les résultats obtenus au cours de cette étude restent valables si une vitesse de rotation négative, $\Omega(t) < 0$, est considérée. Dans ce cas, il suffit simplement, quand nécessaire, d'inverser les signes des grandeurs considérées et de tenir compte des déphasages occasionnés, en ajoutant parfois π radians aux phases des harmoniques.

3.3 Réponse de l'élément non-linéaire à une entrée sinusoïdale

Dans la section suivante, nous établirons l'expression analytique de la réponse harmonique asymptotique du modèle de Wiener-Hammerstein de l'hélice afin de pouvoir la comparer qualitativement, puis quantitativement, avec la réponse réelle mesurée sur notre banc d'essais. Avant d'aller plus loin, nous proposons d'étudier seulement la réponse de l'élément non-linéaire à une entrée sinusoïdale. En effet, si la vitesse de référence utilisée comme entrée est sinusoïdale et décrite par l'équation (3.33), alors, en régime permanent, l'entrée Y_Ω du bloc non-linéaire sera également sinusoïdale, puisque la fonction de transfert $f(\omega)$ est linéaire. La réponse du bloc non-linéaire est donc de la forme générale :

$$\tau(t) = |Y_\Omega(t)| Y_\Omega(t) = |Y_{\Omega_0} + Y_{\Omega_1} \cos(\omega t)| (Y_{\Omega_0} + Y_{\Omega_1} \cos(\omega t)) \quad (3.37)$$

où le déphasage occasionné par la fonction de transfert linéaire $f(\omega)$ a volontairement été omis puisqu'il n'apporte aucune information utile dans cette partie de l'étude.

Nous allons vérifier qu'en pratique, la richesse spectrale de la sortie de l'élément non-linéaire dépend directement des valeurs relatives de Y_{Ω_0} et Y_{Ω_1} .

3.3.1 Premier cas

Dans le premier cas, la valeur moyenne du signal $Y_\Omega(t)$ est supérieure à l'amplitude de ses oscillations, $Y_{\Omega_0} > Y_{\Omega_1}$, et le signal $Y_\Omega(t)$ est donc toujours positif. Nous pouvons ainsi écrire $|Y_\Omega(t)| Y_\Omega(t) = Y_\Omega(t)^2$. L'expression de $\tau(t)$ s'écrit donc simplement :

$$\tau(t) = \left(Y_{\Omega_0}^2 + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \right) + 2Y_{\Omega_0}Y_{\Omega_1} \cos(\omega t) + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \cos(2\omega t) \quad (3.38)$$

Dans ce premier cas, la série de Fourier est triviale à déterminer :

$$a_0 = Y_{\Omega_0}^2 + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \quad (3.39)$$

$$a_1 = 2Y_{\Omega_0}Y_{\Omega_1} \quad (3.40)$$

$$a_2 = \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \quad (3.41)$$

$$a_n = 0 \text{ pour tout } n \geq 3 \quad (3.42)$$

Le premier constat qui peut être fait ici est celui de l'apparition d'un harmonique à la pulsation 2ω que ne contient pas le signal de départ. Cela traduit bien le fait que l'opération mathématique appliquée n'est pas linéaire. Notons tout de même que dans ce cas, l'amplitude de l'harmonique de rang 2 ne dépassera jamais 25% de l'amplitude du fondamental :

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{2Y_{\Omega_0}Y_{\Omega_1}}{Y_{\Omega_1}^2/2} \geq 4 \quad (3.43)$$

Notons ensuite que la valeur moyenne de $\tau(t)$ dépend de la valeur moyenne de $Y_{\Omega}(t)$ mais aussi de l'amplitude de ses oscillations.

3.3.2 Second cas

Le second cas qui nous intéresse est celui où $Y_{\Omega_0} < Y_{\Omega_1}$. Dans ce cas, le signal $Y_{\Omega}(t)$ n'est plus strictement positif, mais alternatif, comme représenté dans la figure 3.7.

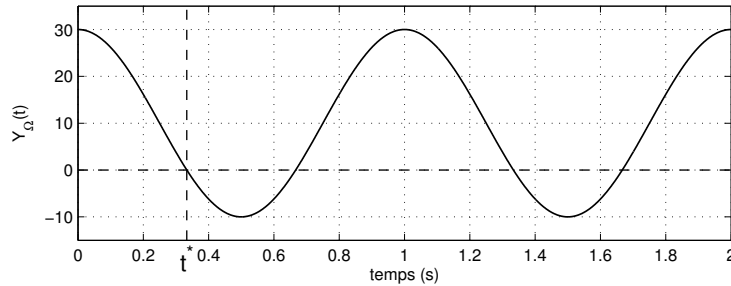


FIG. 3.7 – Tracé d'un signal alternatif de moyenne positive

La série de Fourier est alors plus compliquée à déterminer. Pour la calculer, nous introduisons l'angle θ^* , compris entre 0 et π , qui correspond à l'instant $t^* > 0$ pour lequel la fonction $Y_{\Omega}(t)$ s'annule pour la première fois :

$$\omega t^* = \theta^* = \arccos\left(-\frac{Y_{\Omega_0}}{Y_{\Omega_1}}\right) \quad (3.44)$$

Les coefficients de la série de Fourier valent finalement :

$$a_0 = \left\{ \left(\frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} + Y_{\Omega_0}^2 \right) \left(\frac{2\theta^*}{\pi} - 1 \right) + 2Y_{\Omega_0}Y_{\Omega_1} \frac{2\sin(\theta^*)}{\pi} + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \frac{\sin(2\theta^*)}{\pi} \right\} \quad (3.45)$$

$$a_n = \left(\frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} + Y_{\Omega_0}^2 \right) 2 \frac{2\theta^*}{\pi} \text{sinc}(n\theta^*)$$

$$\begin{aligned}
& + 2 Y_{\Omega_1} Y_{\Omega_0} \left\{ \frac{2\theta^*}{\pi} (\text{sinc}((n-1)\theta^*) + \text{sinc}((n+1)\theta^*)) - \delta_{1n} \right\} \\
& + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \left\{ \frac{2\theta^*}{\pi} (\text{sinc}((n-2)\theta^*) + \text{sinc}((n+2)\theta^*)) - \delta_{2n} \right\}
\end{aligned} \tag{3.46}$$

avec δ_{mn} le symbole de Kronecker qui est la fonction de deux variables décrite de la manière suivante :

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = n \\ 0 & \text{si } m \neq n \end{cases} \tag{3.47}$$

Comme pour le cas précédent, l'opération non-linéaire fait apparaître des harmoniques que le signal de départ ne contient pas. Cependant, le spectre est beaucoup plus riche dans ce deuxième cas. On notera que plus la fréquence est élevée, plus l'amplitude de l'harmonique correspondant est faible. Une analyse numérique de ces valeurs montre que le fondamental reste dominant par rapport aux harmoniques de rang plus élevé.

On vérifie que lorsque la fonction $Y_{\Omega}(t)$ tend à ne plus s'annuler, c'est-à-dire quand $Y_{\Omega_0} \rightarrow Y_{\Omega_1}$ ou de façon équivalente quand $\theta^* \rightarrow \pi$, on obtient rigoureusement la même série de Fourier que dans le premier cas :

$$\lim_{\theta^* \rightarrow \pi} a_0 = Y_{\Omega_0}^2 + \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \tag{3.48}$$

$$\lim_{\theta^* \rightarrow \pi} a_1 = 2Y_{\Omega_0}Y_{\Omega_1} \tag{3.49}$$

$$\lim_{\theta^* \rightarrow \pi} a_2 = \frac{Y_{\Omega_1}^2}{2} \tag{3.50}$$

$$\lim_{\theta^* \rightarrow \pi} a_n = 0 \text{ pour tout } n \geq 3 \tag{3.51}$$

3.3.3 Troisième cas

Le dernier cas étudié correspond simplement à celui où la valeur moyenne de $Y_{\Omega}(t)$ est nulle : $Y_{\Omega_0} = 0$. La réponse du bloc non-linéaire est dans ce cas paire et de moyenne nulle. Le calcul des coefficients de la série de Fourier est plus simple :

$$a_0 = 0 \tag{3.52}$$

$$a_n = -\frac{4Y_{\Omega_1}^2}{\pi} (1 - (-1)^n) \frac{1}{n(n^2 - 4)} \tag{3.53}$$

Nous pouvons remarquer que tous les harmoniques de rang pair sont nuls, $a_{2p} = 0$. Les harmoniques de rang élevé décroissent rapidement en amplitude. L'amplitude de l'harmonique de rang 3 atteint 20% de celle du fondamental, et celle de l'harmonique 5 moins de 3%.

Les différents résultats obtenus dans cette partie nous seront utiles dans la suite de ce chapitre, lorsque nous calculerons la réponse analytique du modèle dynamique et identifierons ce dernier à l'aide de la méthode du premier harmonique [SL91] [Kha02].

3.4 Réponse du modèle dynamique nominal à une entrée sinusoïdale

En partant de l'expression (3.33) de la vitesse de rotation sinusoïdale et des résultats du paragraphe précédent, nous pouvons facilement calculer l'expression analytique de la réponse harmonique asymptotique du modèle dynamique. Nous présentons ici uniquement les résultats obtenus dans le cas 1 du paragraphe 3.3 qui est le plus simple et le mieux adapté à l'identification de notre modèle. En effet, nous montrerons par la suite une méthode d'identification limitée au premier harmonique qui fournira des résultats d'autant plus précis que le spectre de la sortie (dont nous calculons l'expression analytique) sera pauvre en harmoniques de fréquence élevée.

Le système linéaire de fonction de transfert $f(\omega)$ amplifie et déphase le signal d'entrée (la vitesse de rotation) de la manière suivante :

$$Y_{\Omega}(t) = F(0)\Omega_0 + F(\omega)\Omega_1 \cos(\omega t + \phi_f(\omega)) \quad (3.54)$$

ou :

$$Y_{\Omega}(t) = Y_{\Omega_0} + Y_{\Omega_1} \cos(\omega t + \phi_f(\omega)) \quad (3.55)$$

Cette fonction attaque ensuite le système non linéaire dont la sortie $\tau(t)$ est alors :

$$\begin{aligned} \tau(t) = & \left\{ F(0)^2\Omega_0^2 + \frac{F(\omega)^2\Omega_1^2}{2} \right\} + F(0)F(\omega) 2\Omega_0\Omega_1 \cos(\omega t + \phi_f(\omega)) \\ & + F(\omega)^2\frac{\Omega_1}{2} \cos(2(\omega t + \phi_f(\omega))) \end{aligned} \quad (3.56)$$

La sortie de la seconde fonction de transfert $g(\omega)$ est :

$$\begin{aligned} Y_{\tau}(t) = & G(0) \left\{ F(0)^2\Omega_0^2 + \frac{F(\omega)^2\Omega_1^2}{2} \right\} \\ & + G(\omega) F(0)F(\omega) 2\Omega_0\Omega_1 \cos(\omega t + \phi_f(\omega) + \phi_g(\omega)) \\ & + G(2\omega)F(\omega)^2\frac{\Omega_1}{2} \cos(2(\omega t + \phi_f(\omega)) + \phi_g(2\omega)) \end{aligned} \quad (3.57)$$

En multipliant Y_{τ} par λ_T , on obtient finalement la poussée de l'hélice dont la série de Fourier est :

$$T_0 = \lambda_T G(0) \left\{ F(0)^2\Omega_0^2 + \frac{F(\omega)^2\Omega_1^2}{2} \right\} \quad (3.58)$$

$$T_1 = \lambda_T G(\omega) F(0)F(\omega) 2\Omega_0\Omega_1 \quad (3.59)$$

$$T_2 = \lambda_T G(2\omega)F(\omega)^2\frac{\Omega_1}{2} \quad (3.60)$$

$$\phi_1 = \phi_f(\omega) + \phi_g(\omega) \quad (3.61)$$

$$\phi_2 = 2\phi_f(\omega) + \phi_g(2\omega) \quad (3.62)$$

3.5 Expérimentation

3.5.1 Réponse en poussée de l'hélice à une vitesse sinusoïdale

Dans le paragraphe précédent, nous avons calculé la réponse du modèle dynamique de l'hélice à une vitesse de rotation sinusoïdale. Afin de pouvoir comparer cette réponse calculée à la réponse réelle de l'hélice, nous mesurons celle-ci pour différentes valeurs de pulsation ω . La réponse de l'hélice pour une valeur particulière de la pulsation ω est présentée dans la figure 3.8.

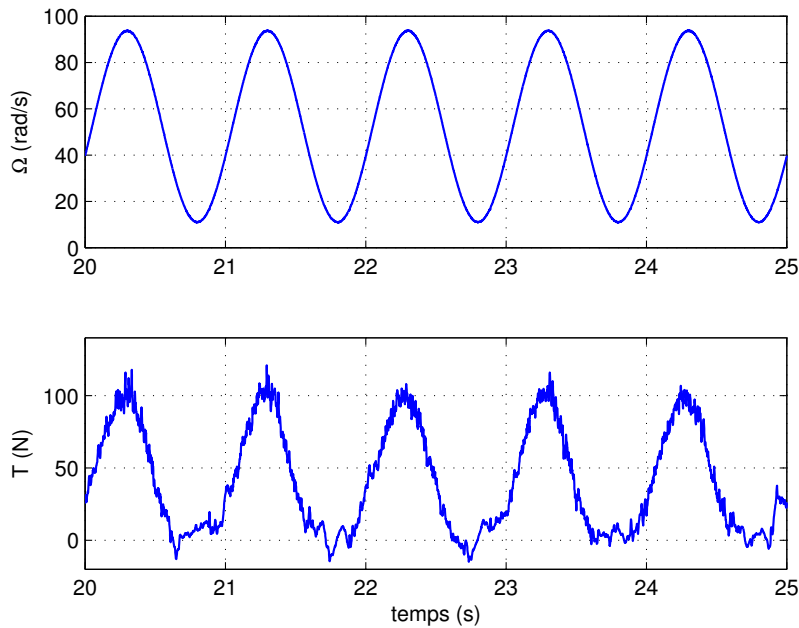


FIG. 3.8 – Réponse en poussée de l'hélice à une vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à une fréquence de 1 Hz

Notez qu'en pratique, la puissance et le couple électromagnétique du moteur électrique sont évidemment limités. Ainsi, il ne nous est pas possible de dépasser la valeur $f = 4 \text{ Hz}$ (soit $\omega = 8\pi \text{ rad/s}$) sans excéder les limites de fonctionnement normales de notre banc d'essais.

3.5.2 Evolution de la poussée moyenne avec la pulsation ω

Disposant des réponses de l'hélice pour différentes valeurs de pulsation ω , nous déterminons la valeur moyenne T_0 des poussées mesurées en fonction de la pulsation. Nous calculons ensuite le rapport entre la poussée moyenne mesurée T_0 et la poussée moyenne prédite à l'aide du modèle statique nominal (1.37) de l'hélice :

$$R_T(\omega) = \frac{T_0}{\lambda_T \left(\Omega_0^2 + \frac{\Omega_1^2}{2} \right)} \quad (3.63)$$

La figure 3.9 montre l'évolution du rapport R_T avec la pulsation ω . Nous pouvons constater expérimentalement que le rapport R_T varie avec la pulsation ω , ce qui indique que la valeur moyenne de la poussée est sensible à celle-ci, contrairement à ce que prédit le modèle statique

nominal. Si nous étudions maintenant la réponse (3.58) à (3.62) du modèle dynamique nominal, présentée au paragraphe 3.4, nous constatons que cette dernière permet de reproduire ce phénomène, et ce, grâce aux *corrections* des fonctions de transfert, puisque le terme $F(\omega)$ intervient dans l'expression de la poussée moyenne T_0 . Ce résultat expérimental simple a en partie motivé le développement d'un modèle "fréquentiel" de l'hélice et a finalement abouti aux résultats présentés dans ce chapitre.

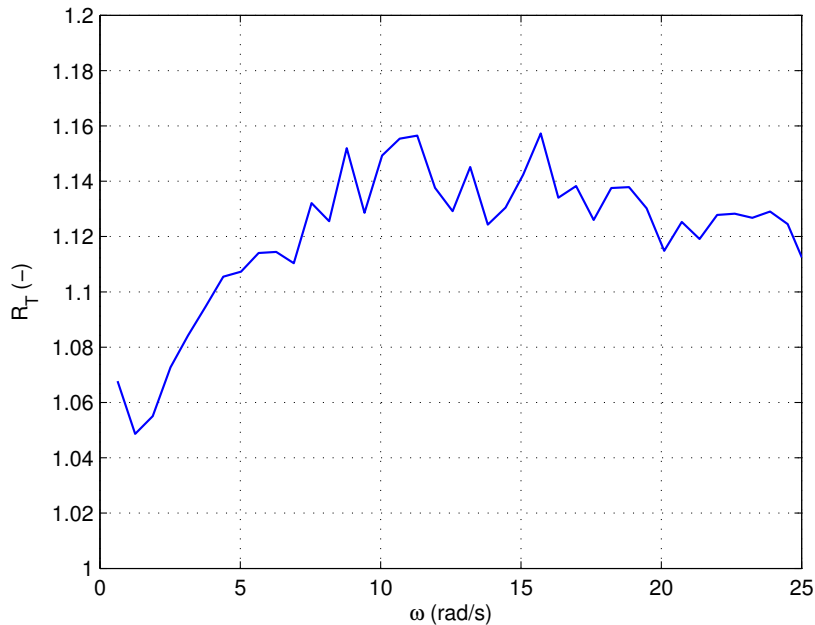


FIG. 3.9 – Rapport entre la poussée moyenne mesurée et la poussée moyenne prédite par le modèle statique nominal de l'hélice en fonction de la pulsation d'oscillation ω de la vitesse de rotation

3.6 Identification avec mesure de la poussée

Nous présentons dans la suite de ce chapitre plusieurs méthodes qui permettent d'identifier le modèle dynamique nominal de l'hélice. La première, qui est la plus simple et la plus directe, nécessite de connaître la poussée (ou le couple). Nous supposons donc que celle-ci est mesurée.

3.6.1 Critère temporel

Une méthode itérative de minimisation de l'erreur de prédiction de la poussée (*prediction error method* ou *PEM* dans la littérature anglo-saxonne) peut être utilisée pour identifier les paramètres du modèle dynamique en cascade. Dans ce cas, le critère quadratique à minimiser peut être simplement choisi comme :

$$\sum_{n=1}^q \left\{ \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \|T(\omega_n, t) - \hat{T}(\omega_n, t)\|^2 dt \right\} \quad (3.64)$$

où q est le nombre de pulsations ω testées expérimentalement et utilisées pour l'identification, ω_n est la n -ième pulsation ω (testée et utilisée) et $T(\omega_n)$ et $\hat{T}(\omega_n)$ sont respectivement les poussées mesurées et simulées pour la valeur de pulsation ω_n .

Si nous choisissons d'utiliser une vitesse de rotation sinusoïdale strictement positive pour l'identification des paramètres du modèle dynamique, comme il a été proposé auparavant, alors nous obtenons une poussée largement dominée par les harmoniques de basse fréquence. Il est alors possible de décrire celle-ci sans erreur importante à l'aide d'une série de Fourier tronquée au premier harmonique. Dans ce cas, le critère précédent devient :

$$\sum_{n=1}^q \left\{ \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \left\| T_0 + T_1 \cos(\omega_n t + \phi_1) - \hat{T}_0 - \hat{T}_1 \cos(\omega_n t + \hat{\phi}_1) \right\|^2 dt \right\} \quad (3.65)$$

où la référence à la pulsation ω_n a été omise dans les expressions de T_0 , T_1 , ϕ_1 , \hat{T}_0 , \hat{T}_1 et $\hat{\phi}_1$ afin d'alléger les notations.

Les méthodes d'optimisation itératives utilisant ces critères fournissent généralement des résultats corrects, mais ont le gros désavantage de nécessiter un temps de calcul assez long, puisqu'à chaque itération, la réponse du modèle dynamique doit être simulée et ce, pour chaque valeur ω_n de la pulsation ω . Ce problème peut en partie être résolu en utilisant l'expression analytique de la réponse du modèle dynamique calculée au paragraphe 3.4. Le calcul de la série de Fourier de la poussée mesurée est également nécessaire.

3.6.2 Critère fréquentiel

Nous montrons dans cette partie comment transformer le critère temporel (3.65) en un critère fréquentiel équivalent qui permet une diminution très importante du temps de calcul nécessaire à l'identification.

3.6.2.1 Série de Fourier tronquée de la poussée mesurée

Une méthode simple de calcul de la série de Fourier tronquée de la poussée périodique est présentée. Cette méthode a l'avantage de fournir une expression analytique de la série de Fourier tronquée au sens des moindres carrés et d'éviter l'utilisation d'un algorithme d'optimisation. Tout d'abord, la poussée est exprimée sous forme linéaire par rapport aux paramètres de sa moyenne et de son fondamental en utilisant la définition (3.26) de la série de Fourier :

$$T = \begin{pmatrix} 1 & \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} + \text{harmoniques de rang supérieur} \quad (3.66)$$

Cette forme permet d'appliquer directement la méthode des moindres carrés linéaires. Ensuite, la série de Fourier tronquée est calculée et écrite sous la forme qui nous intéresse :

$$T_0 = a_0 \quad (3.67)$$

$$T_1 = \sqrt{a_1^2 + b_1^2} \quad (3.68)$$

$$\phi_1 = \arg(a_1 + jb_1) \quad (3.69)$$

Dans le cadre de notre application, cette méthode peut être utilisée directement sous cette forme, car les harmoniques de rang supérieur ou égal à 2 sont très faibles, et l'estimateur (des moindres carrés) est très faiblement biaisé.

3.6.2.2 Définition du critère fréquentiel

Connaissant les séries de Fourier des poussées simulées et mesurées, il est possible de transformer le critère temporel (3.65) en un critère fréquentiel qui dépend uniquement de caractéristiques fréquentielles :

$$\sum_{n=1}^q \left(\|T_0(\omega_n) - \hat{T}_0(\omega_n)\|^2 + \|T_1(\omega_n) - \hat{T}_1(\omega_n)\|^2 + \gamma \|\phi_1(\omega_n) - \hat{\phi}_1(\omega_n)\|^2 \right) \quad (3.70)$$

où γ est un facteur de pondération scalaire qui permet d'amplifier ou de minimiser l'importance de la phase dans le critère fréquentiel. Dans notre cas, ce terme a été choisi égal à $\left(\frac{180}{\pi}\right)^2$ (ce qui revient à convertir la phase en degrés), de sorte que l'erreur (pondérée) de phase soit du même ordre de grandeur que les erreurs d'amplitude. Les grandeurs T_0 , T_1 et ϕ_1 sont calculées à partir des équations (3.66) à (3.69) et \hat{T}_0 , \hat{T}_1 et $\hat{\phi}_1$ à partir des équations (3.58) à (3.61) qui impliquent de calculer les caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert définies par les équations (3.5) à (3.8). Noter qu'en pratique, seul le déphasage total de la poussée mesurée est identifiable et que par conséquent, seul le déphasage total est considéré dans le critère (3.70). Le temps t n'intervient plus dans ce critère quadratique et il n'est plus nécessaire de simuler la réponse asymptotique du modèle dynamique de l'hélice, puisque nous en connaissons l'expression analytique.

La figure 3.10 montre les séries de Fourier tronquées des poussées mesurées et simulées après identification des paramètres du modèle dynamique (pour information, le temps de calcul total nécessaire à l'identification avec ce critère fréquentiel est de quelques secondes seulement). Dans cet exemple, la fonction de transfert $f(\omega)$ possède $M = 1$ pôles, tandis que $g(\omega)$ en possède $N = 2$. Les valeurs numériques des gains, pôles et zéros identifiés avec cette méthode sont reportées dans le tableau B.5 de l'annexe B. Nous pouvons observer une très bonne correspondance entre les valeurs mesurées (ou plutôt déduites des mesures) et celles déduites du modèle identifié. Les diagrammes de Bode des fonctions de transfert linéaires $f(\omega)$ et $g(\omega)$ sont respectivement présentés dans les figures 3.11 et 3.12.

3.6.3 Autre critère fréquentiel

Les caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert peuvent également être calculées par inversion des équations (3.58), (3.59) et (3.61), ce qui produit le système d'équations suivant :

$$F(\omega) = \frac{\sqrt{2\left(\frac{T_0}{\lambda_T G(0)} - F(0)^2 \Omega_0^2\right)}}{\Omega_1} \quad (3.71)$$

$$G(\omega) = \frac{T_1/\lambda_T}{2\Omega_0 F(0)^2 \sqrt{2\left(\frac{T_0}{\lambda_T G(0)F(0)^2} - \Omega_0^2\right)}} \quad (3.72)$$

$$\phi_f(\omega) + \phi_g(\omega) = \phi_1 \quad (3.73)$$

La relation (3.9) peut ensuite être utilisée pour faire disparaître le terme $F(0)$, ce qui donne finalement :

$$\sqrt{G(0)}F(\omega) = \frac{\sqrt{2(T_0/\lambda_T - \Omega_0^2)}}{\Omega_1} \quad (3.74)$$

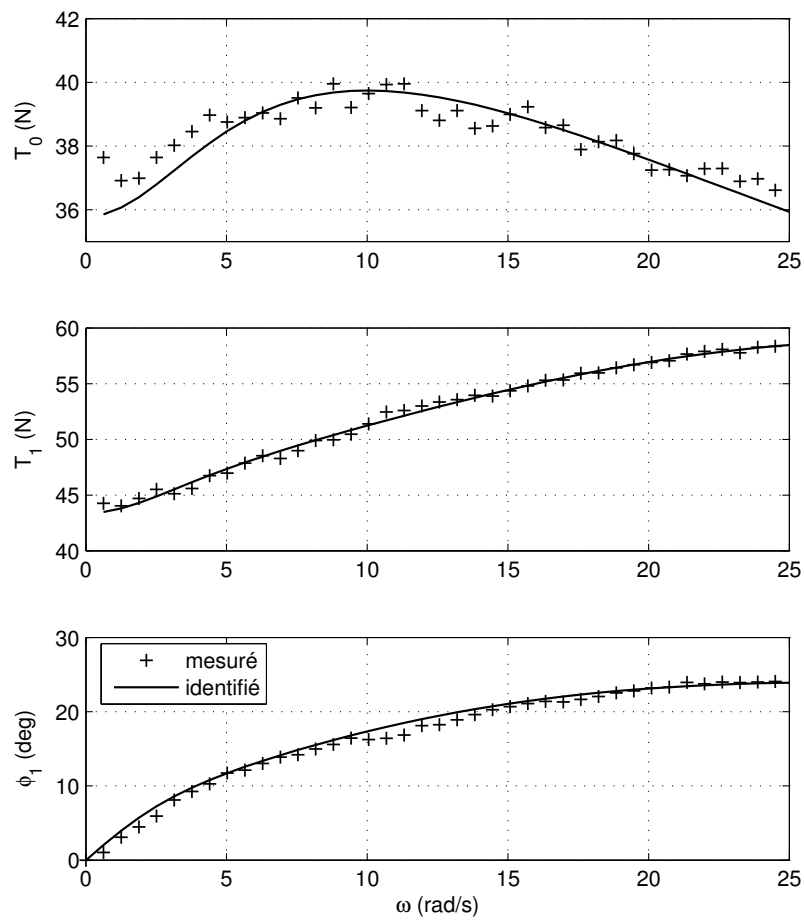
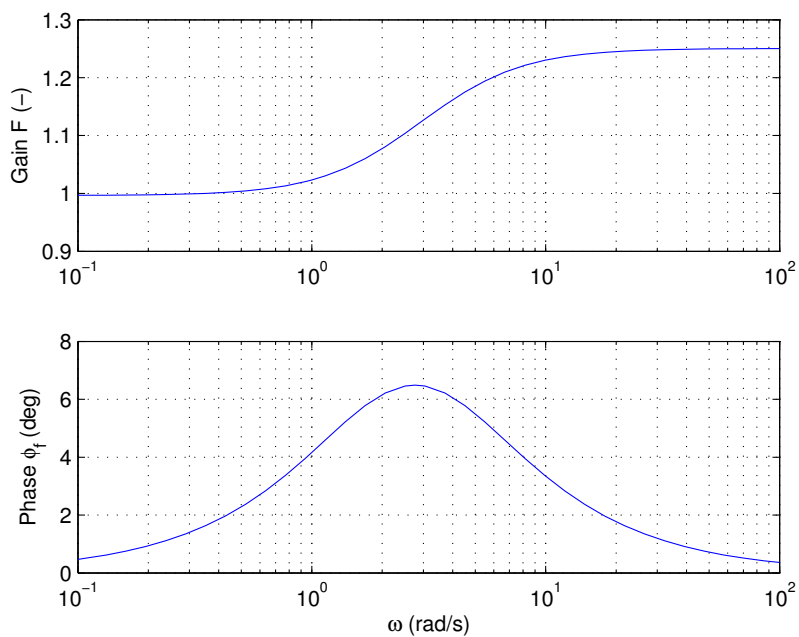
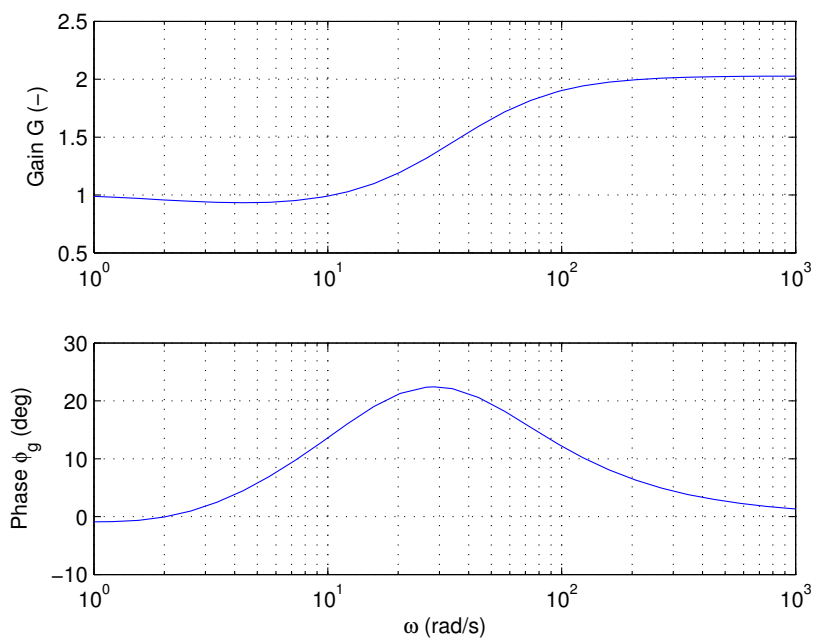


FIG. 3.10 – Séries de Fourier tronquées des poussées mesurées et simulées en fonction de la pulsation ω

FIG. 3.11 – *Diagramme de Bode de la fonction de transfert $f(\omega)$* FIG. 3.12 – *Diagramme de Bode de la fonction de transfert $g(\omega)$*

$$\frac{G(\omega)}{G(0)} = \frac{T_1/\lambda_T}{2\Omega_0\sqrt{2(T_0/\lambda_T - \Omega_0^2)}} \quad (3.75)$$

$$\phi_f(\omega) + \phi_g(\omega) = \phi_1 \quad (3.76)$$

où Ω_0 , Ω_1 , T_0 , T_1 et ϕ_1 sont calculés à partir des vitesses de rotation et poussées mesurées lors d'essais à vitesse de rotation sinusoïdale. Ce système d'équations est malheureusement sous déterminé. Il n'est donc pas possible d'identifier rigoureusement les caractéristiques $F(\omega)$, $G(\omega)$ et $\phi_f(\omega) + \phi_g(\omega)$. Cependant, en définissant de nouvelles fonctions de transfert dont les amplitudes et les phases sont définies de la manière suivante :

$$F'(\omega) = \sqrt{G(0)}F(\omega) \quad (3.77)$$

$$G'(\omega) = \frac{G(\omega)}{G(0)} \quad (3.78)$$

$$\phi'_f(\omega) + \phi'_g(\omega) = \phi_1(\omega) \quad (3.79)$$

et en considérant que seul le déphasage total nous intéresse, il est possible de déterminer un nouveau système d'équations complètement déterminé :

$$F'(\omega) = \frac{\sqrt{2(T_0/\lambda_T - \Omega_0^2)}}{\Omega_1} \quad (3.80)$$

$$G'(\omega) = \frac{T_1/\lambda_T}{2\Omega_0\sqrt{2(T_0/\lambda_T - \Omega_0^2)}} \quad (3.81)$$

$$\phi'_f(\omega) + \phi'_g(\omega) = \phi_1(\omega) \quad (3.82)$$

L'identification du modèle dynamique s'appuie alors sur le critère fréquentiel suivant :

$$\sum_{n=1}^q \left(\left\| F'(\omega_n) - \hat{F}'(\omega_n) \right\|^2 + \left\| G'(\omega_n) - \hat{G}'(\omega_n) \right\|^2 + \gamma \left\| \phi_1(\omega) - \hat{\phi}'_f(\omega_n) - \hat{\phi}'_g(\omega_n) \right\|^2 \right) \quad (3.83)$$

où les grandeurs F' , G' et ϕ_1 sont calculées à partir des équations (3.80) à (3.82) et les grandeurs \hat{F}' , \hat{G}' et $\hat{\phi}'_f + \hat{\phi}'_g$ sont calculées à partir des équations (3.5) à (3.8).

La figure 3.13 présente les amplifications et déphasages totaux des fonctions de transfert calculés à partir des équations (3.80) à (3.82) et identifiés à l'aide du critère fréquentiel (3.83).

On montre en pratique que les résultats obtenus avec cette méthode sont aussi bons que ceux obtenus avec le critère fréquentiel précédent.

3.6.4 Expérimentation du modèle dynamique

Afin de valider la méthode d'identification proposée, nous testons le modèle dynamique de l'hélice avec des vitesses de rotation de formes variées. Les prédictions du modèle dynamique sont comparées à celle du modèle statique ainsi qu'aux mesures de la poussée.

Dans un premier temps, une comparaison avec les mesures effectuées lors des essais à vitesse de rotation sinusoïdale et utilisées pour l'identification, est réalisée. Le résultat obtenu avec une fréquence de 4 Hz est présenté dans la figure 3.14.

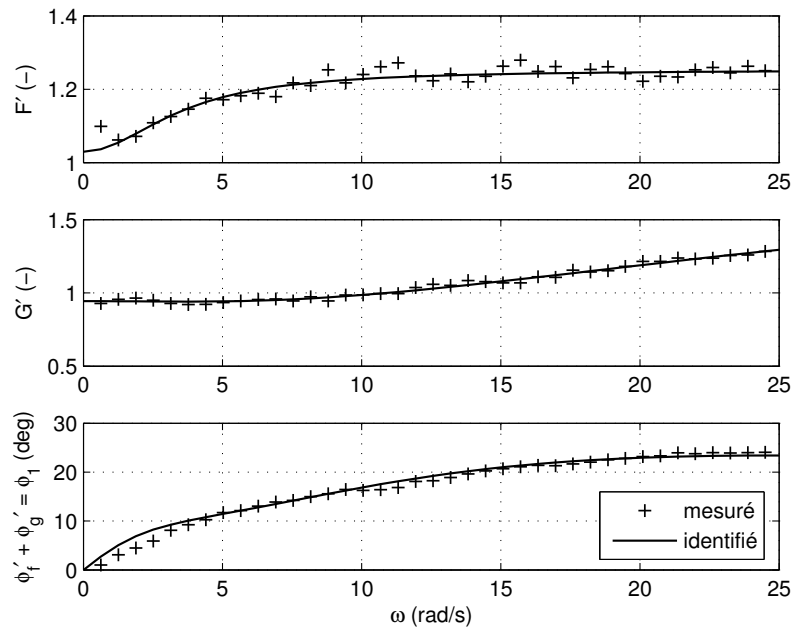


FIG. 3.13 – Caractéristiques des fonctions de transfert $f'(\omega)$ et $g'(\omega)$

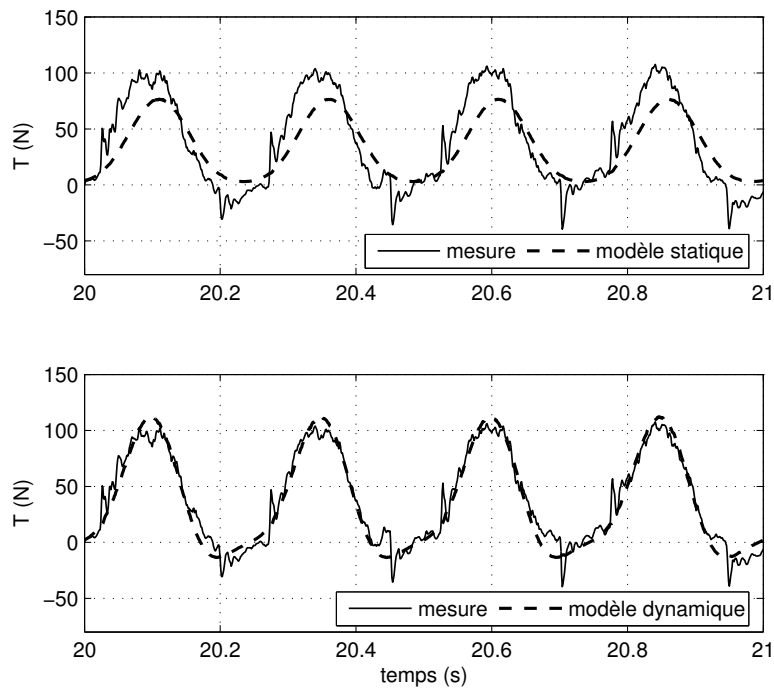


FIG. 3.14 – Comparaison des poussées mesurée, simulée à l'aide du modèle statique et simulée à l'aide du modèle dynamique de l'hélice pour une vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à 4 Hz

Nous constatons que le modèle dynamique reproduit beaucoup mieux la poussée mesurée que le modèle statique. L'amplitude et la phase de la poussée simulée semblent correctement corrigées par les fonctions de transfert de la structure de Wiener-Hammerstein. Pour mieux apprécier les performances du modèle dynamique, nous comparons les poussées mesurées et simulées pour toutes les valeurs de pulsation ω testées expérimentalement. L'erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée est ensuite calculée. Celle-ci est représentée dans la figure 3.15 en même temps que l'erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée du modèle statique nominal (1.37). Comme nous pouvons le constater, les performances du modèle dynamique sont bien meilleures que celles du modèle statique. L'erreur "dynamique" est approximativement moitié moins importante que l'erreur "statique".

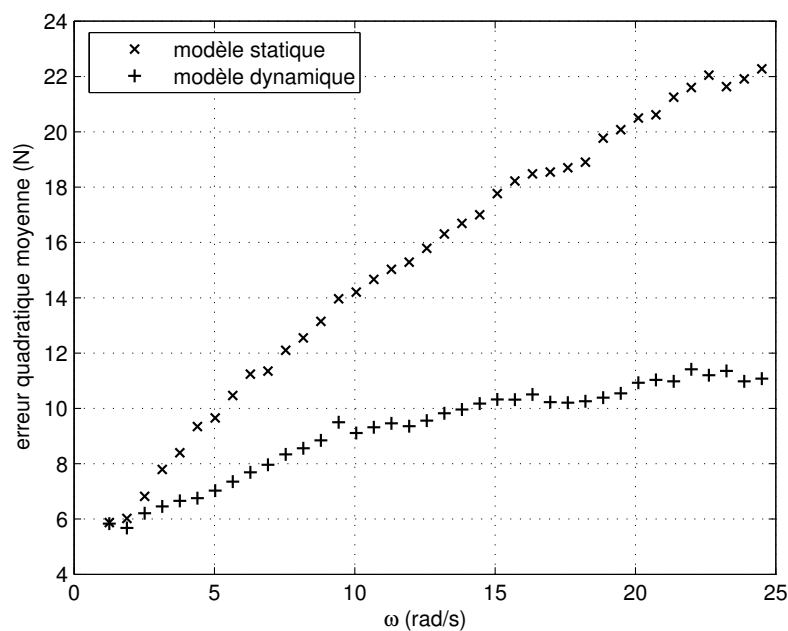


FIG. 3.15 – Erreurs de prédiction de la poussée des modèles statique et dynamique de l'hélice lors d'essais à vitesse de rotation sinusoïdale

Les tests de validation que nous venons de présenter ont été réalisés à partir des résultats employés lors de l'identification du modèle. Pour plus d'objectivité, des vitesses de rotation de forme différente, qui n'ont pas été utilisées lors de l'identification, doivent être testées. La réponse réelle de l'hélice à une vitesse de forme (quasi-)triangulaire est présentée dans la figure 3.16 avec les prédictions des modèles statique et dynamique. Comme précédemment, la poussée simulée à l'aide du modèle dynamique de l'hélice est beaucoup plus proche de la poussée réelle que celle prédite par le modèle statique.

Nous nous sommes limités jusqu'ici à la comparaison des poussées, la vitesse de rotation de l'hélice étant connue par mesure. Cependant, même si le modèle dynamique de l'hélice est valable pour la poussée, il reste à vérifier que ce dernier est également valable pour le couple hydrodynamique. Malheureusement, l'instrumentation de notre banc d'essais ne permet pas de mesurer le couple hydrodynamique de l'hélice. Une méthode de comparaison indirecte doit donc être utilisée. Pour cela, nous simulons la vitesse de rotation, supposée inconnue, à l'aide du couple électromagnétique mesuré et des modèles nominaux quasi-statique et dynamique

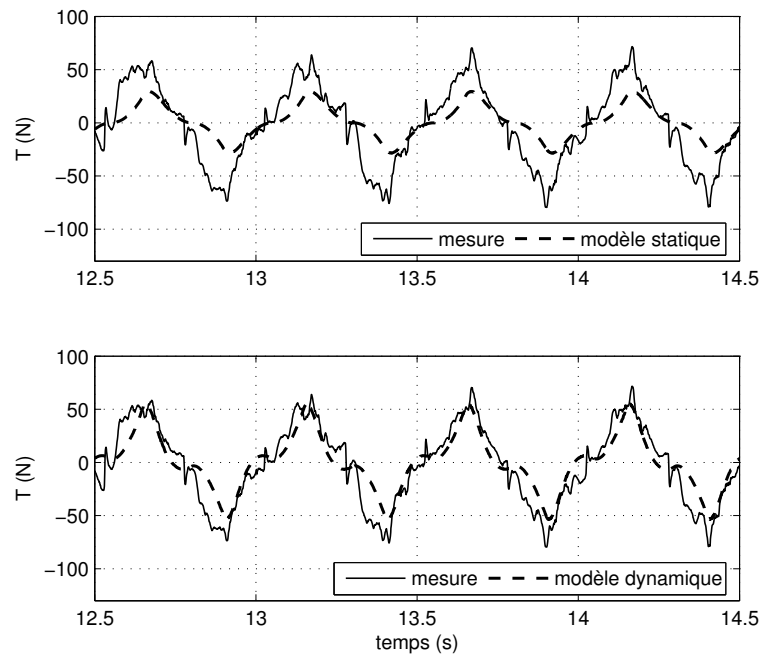


FIG. 3.16 – Comparaison des poussées mesurée, simulée à l'aide du modèle statique et simulée à l'aide du modèle dynamique de l'hélice pour une vitesse de rotation triangulaire oscillant à 2 Hz

du propulseur. Les erreurs de prédiction de la vitesse de rotation et de la poussée sont ensuite calculées. Les résultats obtenus à partir des essais à vitesse de rotation sinusoïdale sont tracés dans les figures 3.17 et 3.18. Pour la vitesse de rotation, l'erreur quadratique moyenne relative est présentée.

Concernant la poussée de l'hélice, les mêmes conclusions que précédemment peuvent être tirées, à savoir que le modèle dynamique prédit bien mieux cette grandeur que le modèle statique. L'erreur quadratique moyenne est légèrement supérieure lorsque la vitesse de rotation est obtenue par simulation que lorsque cette dernière est mesurée. L'augmentation de l'erreur reste cependant très faible. Concernant la vitesse de rotation, les résultats sont plus mitigés. Comme nous pouvons le constater, cette dernière reste toujours faible (de l'ordre de 3%), quel que soit le modèle utilisé. Il semblerait donc qu'aucune amélioration significative de la vitesse de rotation ne soit permise par l'utilisation du modèle dynamique de l'hélice. Cependant, il est important de noter que lors des essais en régime dynamique rapide, le couple inertiel du propulseur est prépondérant sur les autres couples, à savoir le couple des frottements et le couple hydrodynamique (dans ce cas, le simple modèle $J_m \dot{\Omega} \approx Q_{em}$ permet même de prédire de façon assez précise la vitesse de rotation). Ainsi, les dynamiques du couple de l'hélice influencent peu la vitesse de rotation.

Finalement, la structure en cascade de Wiener-Hammerstein apparaît comme un excellent moyen de modéliser le fonctionnement dynamique d'une hélice. La comparaison des poussées mesurée et simulée démontre à la fois que la structure en cascade est adaptée à la modélisation de l'hélice et que celle-ci est correctement identifiée.

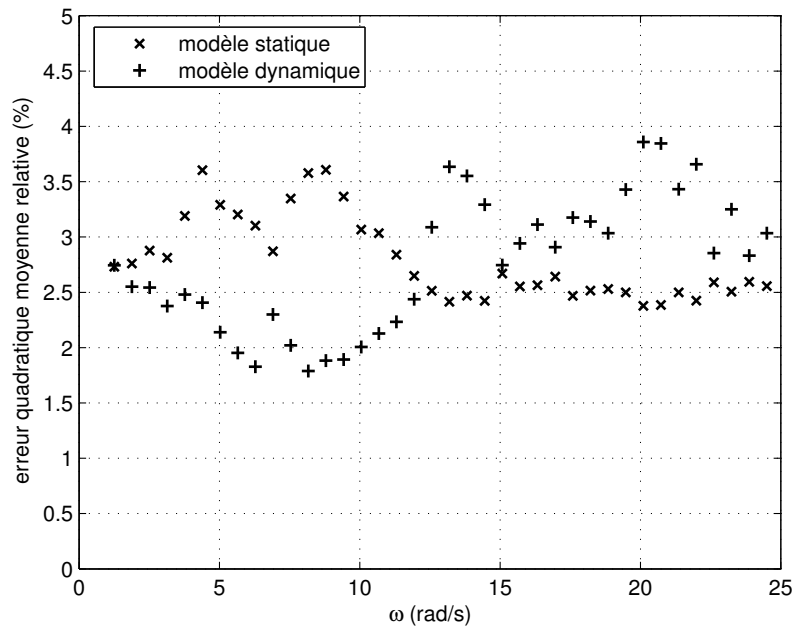


FIG. 3.17 – Erreurs de prédiction de la vitesse de rotation des modèles nominaux statique et dynamique du propulseur lors d'essais à vitesse de rotation sinusoïdale

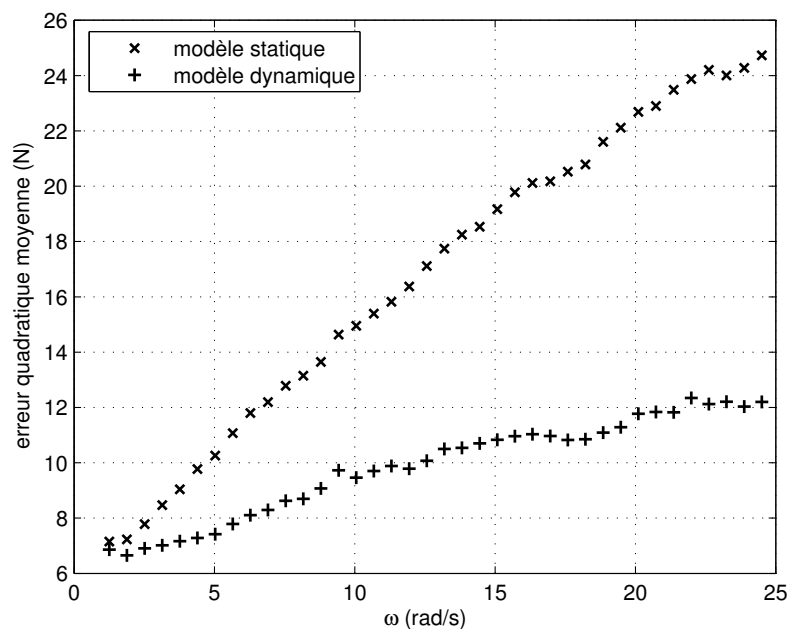


FIG. 3.18 – Erreurs de prédiction de la poussée des modèles nominaux quasi-statique et dynamique du propulseur lors d'essais à vitesse de rotation sinusoïdale

3.7 Identification avec estimation du couple

Nous avons présenté dans le paragraphe 3.6 une méthode d'identification du modèle dynamique de l'hélice qui utilise la mesure de la poussée. Cependant, comme nous l'avons déjà indiqué et vérifié précédemment, lorsque le couple hydrodynamique est connu, il est possible d'estimer la poussée à l'aide de la relation (1.41) (valable à courant V_a nul) dont nous rappelons ici l'expression :

$$\lambda_{TQ} = \frac{\lambda_T}{\lambda_Q} = \frac{T}{Q}$$

Ce faisant, nous pouvons identifier les paramètres du modèle dynamique de l'hélice à partir du couple estimé plutôt que de la poussée. Le couple de l'hélice peut être estimé, soit hors-ligne à partir du modèle du moteur, soit en ligne à l'aide d'un observateur. Dans les deux cas, le couple électromagnétique et la vitesse de rotation doivent être mesurés. Dans cette partie, nous proposons d'estimer le couple hydrodynamique hors-ligne, à partir de l'équation mécanique du moteur :

$$Q = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - J_m \dot{\Omega} \quad (3.84)$$

où l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$ est calculée hors-ligne. Cette méthode nécessite de connaître les paramètres f_v , f_s et J_m à l'avance. Les paramètres de frottement sont donc préalablement identifiés à l'aide d'essais en eau et en régime permanent et l'inertie en rotation à l'aide d'essais en air et en régime dynamique. Les séries de Fourier tronquées des poussées mesurées et estimées hors-ligne sont présentées dans la figure 3.19.

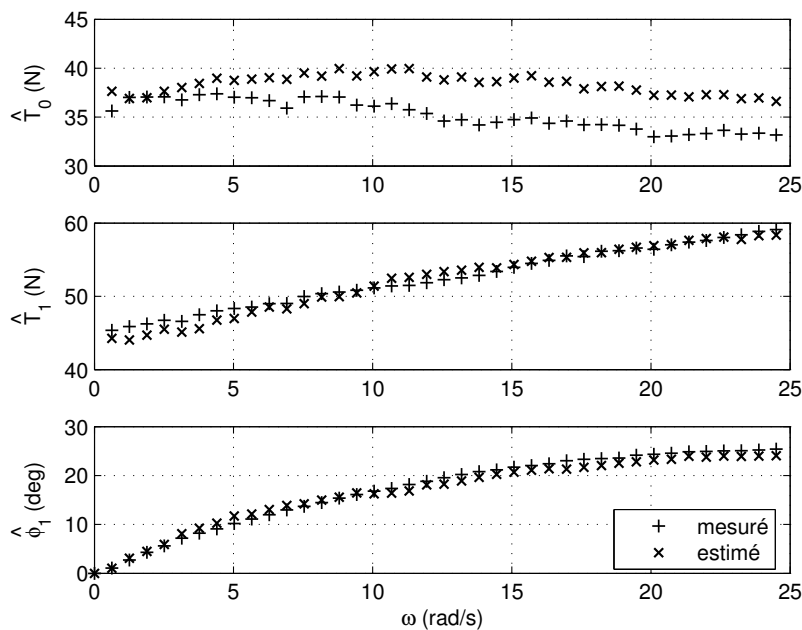


FIG. 3.19 – Séries de Fourier tronquées des poussées mesurée et calculée à partir du couple hydrodynamique estimé

L'amplitude et la phase du premier harmonique de la poussée sont correctement prédites, tandis que la poussée moyenne peut être surestimée jusqu'à 10%. Cette différence pourrait

être réelle (dans le sens physique du terme) ou simplement virtuelle. Dans ce dernier cas, une simple sous estimation de $0.1 Nm$ du couple hydrodynamique moyen engendrerait un écart identique à celui observé sur la figure 3.19.

Connaissant désormais le couple de l'hélice, nous pouvons appliquer la méthode d'identification présentée au paragraphe 3.6, en remplaçant la poussée T par le couple estimé \hat{Q} et la constante de poussée λ_T par la constante de couple λ_Q (identifiée lors des essais en eau et en régime permanent).

Les erreurs quadratiques moyennes de prédiction des modèles dynamiques identifiés avec et sans capteur de poussée sont présentées dans la figure 3.20. Comme nous pouvons le constater avec ces essais à vitesse de rotation sinusoïdale, nous parvenons à des résultats équivalents à ceux que nous obtenions avec un capteur de force. La différence observée dans la figure 3.19 sur les poussées moyennes simulées et estimées ne semble pas, *a priori*, provoquer de dégradation des résultats.

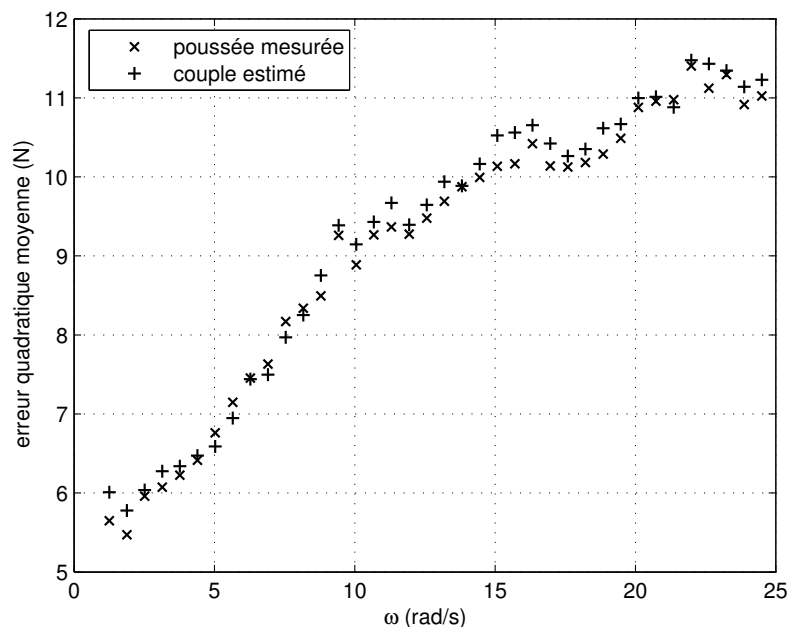


FIG. 3.20 – Erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée des modèles dynamiques de l'hélice identifiés avec et sans capteur de poussée (le couple hydrodynamique étant, dans ce dernier cas, estimé)

Les erreurs de prédiction de la vitesse de rotation, obtenues par simulation des modèles quasi-statique et dynamique du propulseur (le couple électromagnétique étant donc utilisé comme entrée) sont du même ordre de grandeur que celles obtenues au paragraphe précédent et ne sont donc pas présentées ici. Comme précédemment, l'utilisation du modèle dynamique de l'hélice ne dégrade pas, ni n'améliore significativement la prédiction de cette grandeur. Les erreurs de prédiction de la poussée, obtenues uniquement à partir des modèles dynamiques du propulseur, sont présentées dans la figure 3.21. On constate dans ce cas une légère amélioration des performances du modèle dynamique du propulseur.

Le modèle dynamique de l'hélice peut donc être correctement identifié sans capteur de force. Cependant, la connaissance *a priori* du coefficient de poussée λ_T est nécessaire pour es-

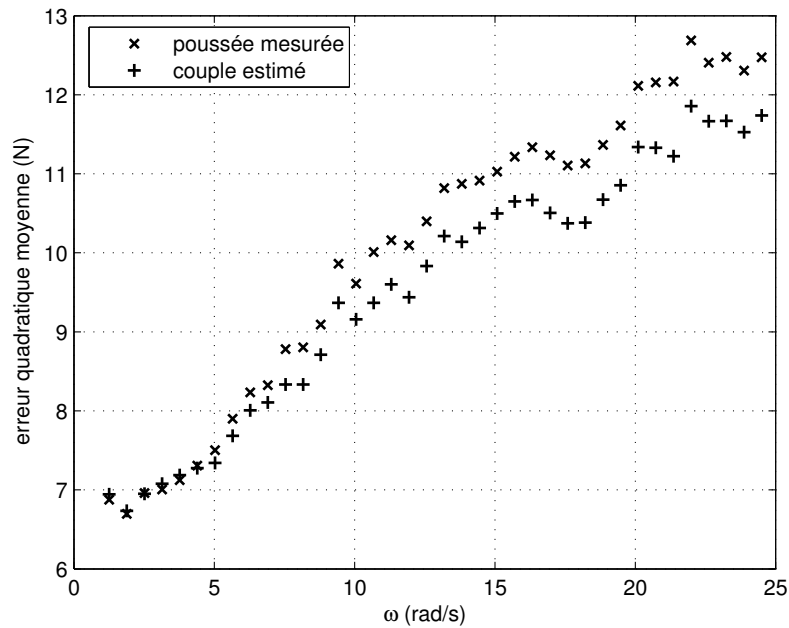


FIG. 3.21 – Erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée des modèles dynamiques du propulseur identifiés avec et sans capteur de poussée (le couple hydrodynamique étant, dans ce dernier cas, estimé)

timer la poussée. Cette valeur peut être déduite de tests en condition de bollard pull [HRC⁺95] [WY95]. Le véhicule propulsé est alors amarré à un point de traction fixe par un lien solide intégrant un capteur de force [SMVB07]. Dans ce cas, un capteur est donc nécessaire. Néanmoins, les mesures de la poussée en condition de bollard pull sont expérimentalement beaucoup moins contraignantes que les mesures en régime dynamique rapide. Elles ne nécessitent pas de capteur de force avec une fréquence de coupure élevée (tous les capteurs de force ne permettent effectivement pas des mesures précises lors des régimes dynamiques rapides) et ce dernier n'a pas besoin d'être intégré au propulseur, comme c'est le cas sur notre banc d'essais. Elles ne nécessitent pas non plus une structure rigide comme celle de notre banc d'essais (rigidité qui ne peut pratiquement jamais être obtenue à l'aide de simples liens à des points d'amarrage). Un autre moyen simple de connaître la constante de poussée est de se référer aux données du constructeur de l'hélice. Dans ce cas, la grandeur est trivialement déterminée. Il faudra tout de même, dans le cas général, tenir compte du facteur de réduction de la poussée [VMVO88].

Ainsi, il semble aisé de connaître la valeur de la constante de poussée λ_T à l'aide d'une configuration expérimentale simple (des tests en bollard pull et l'emploi d'un lien rigide intégrant un capteur de force basique) ou des données constructeurs.

3.8 Identification simultanée de l'inertie en rotation et du modèle dynamique de l'hélice sans capteur de force

Nous venons de présenter deux méthodes d'identification avec, puis sans capteur de force, du modèle dynamique de l'hélice. La première méthode (paragraphe 3.6) s'appuie sur les séries

de Fourier tronquées des signaux d'entrée et de sortie du modèle et du système réel pour réaliser l'identification. La seconde méthode (paragraphe 3.7) fait usage d'un estimateur pour évaluer la sortie du système réel, le couple ou la poussée de l'hélice, et évite ainsi l'utilisation d'un capteur de force. La première méthode est ensuite appliquée.

Pour que l'estimation du couple soit correcte, notamment lors des régimes dynamiques rapides, une très bonne estimation de l'inertie en rotation J_m est indispensable. Pour évaluer cette grandeur, plusieurs méthodes d'identification sont applicables. La première s'appuie sur des essais en air. Dans cette configuration, le couple de l'hélice est négligeable, et la méthode présentée au paragraphe 1.6.3 peut être employée pour identifier l'inertie. Si des essais en air ne sont pas réalisables, alors des essais en eau doivent être effectués. Dans ce cas, le couple de l'hélice n'est plus négligeable et l'une des forces, le couple ou la poussée, doit absolument être mesurée pour que la méthode du paragraphe 1.6.5 puisse être appliquée. En pratique, ces méthodes fournissent généralement d'excellents résultats.

Lorsqu'aucune des forces n'est mesurée et que des essais en air ne sont pas réalisables, les procédures d'identification précédentes ne sont plus applicables. En effet, l'inertie en rotation J_m ne peut plus être correctement identifiée. Le modèle statique de l'hélice pourrait alors être utilisé pour estimer le couple hydrodynamique : $Q = \lambda_Q |\Omega| \Omega$. Malheureusement, cette pratique résulte inévitablement en une mauvaise estimation de l'inertie, puisque ce modèle statique échoue dans la prédiction des performances dynamiques de l'hélice. Le modèle dynamique de l'hélice pourrait alors être utilisé à son tour pour estimer le couple. Malheureusement, les paramètres dynamiques de ce modèle ne sont pas encore identifiés, puisque dans le cas qui nous intéresse, la poussée n'est pas mesurée et le couple n'est pas estimable car l'inertie n'est pas encore connue. Une autre procédure d'identification doit alors être utilisée.

Comme nous venons de le préciser, nous ne connaissons pas *a priori* les forces de l'hélice, ni par mesure (puisque nous ne disposons pas de capteur de force), ni par estimation (puisque l'inertie en rotation n'est pas connue). Une méthode d'identification envisageable est alors d'estimer *simultanément* tous les paramètres dynamiques du modèle dynamique nominal du propulseur. L'inertie en rotation et les paramètres dynamiques de l'hélice sont donc évalués en même temps.

La méthode d'identification hors ligne proposée dans cette partie nécessite de mesurer au cours de différents essais dynamiques le couple électromagnétique Q_{em} et la vitesse de rotation Ω du moteur. Elle s'appuie sur la forme suivante du modèle du moteur :

$$J_m \dot{\Omega} + Q = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) \quad (3.85)$$

où l'on peut constater que tous les paramètres dynamiques du propulseur interviennent uniquement dans le terme de gauche de l'équation. Connaissant le couple électromagnétique Q_{em} et la vitesse de rotation Ω du moteur, ainsi que les paramètres de frottement identifiés à l'aide de la procédure présentée au paragraphe 1.6.2 (qui permet également de connaître la constante de couple hydrodynamique λ_Q), nous pouvons calculer la valeur totale des couples inertiel $J_m \dot{\Omega}$ et hydrodynamique Q de l'hélice à l'aide de l'équation (3.85). Parallèlement, à partir d'une estimation *a priori* des paramètres dynamiques du propulseur, nous pouvons calculer une estimation du couple inertiel $\hat{J}_m \dot{\Omega}$ et du couple hydrodynamique \hat{Q} de l'hélice, l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$ étant calculée par dérivation numérique de la vitesse de rotation Ω mesurée. Une erreur de prédiction de la somme des couples inertiel et hydrodynamique de l'hélice peut alors être calculée comme dans la figure 3.22.

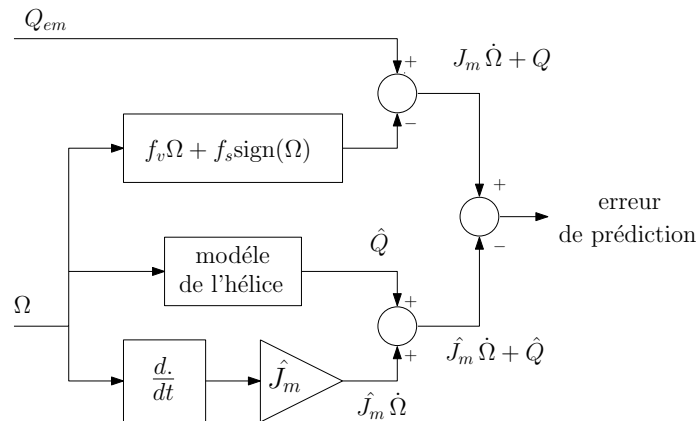


FIG. 3.22 – Calcul de l'erreur de prédiction de la somme des couples inertiel et hydrodynamique

Noter que tous les modèles d'hélice présentés dans ce mémoire pourraient être utilisés avec cette méthode. Cependant, comme nous l'avons déjà indiqué, nous limitons notre étude au modèle dynamique nominal de l'hélice.

Finalement, en utilisant par exemple les essais à vitesse de rotation sinusoïdale, et en cherchant à minimiser à l'aide d'un algorithme d'optimisation le critère temporel suivant :

$$\sum_{n=1}^q \left\| J_m \dot{\Omega} + Q - \hat{J}_m \dot{\Omega} - \hat{Q} \right\|^2 \quad (3.86)$$

nous pouvons estimer la valeur des paramètres dynamiques du propulseur.

Les valeurs de l'inertie identifiées, premièrement à l'aide d'essais en air (voir paragraphe 1.6.3), deuxièmement à l'aide d'essais en eau et avec mesure de la poussée (voir paragraphe 1.6.5), troisièmement avec le couple estimé à l'aide du modèle statique nominal de l'hélice, quatrièmement avec le couple estimé à l'aide du modèle dynamique identifié au paragraphe 3.6 et dernièrement à l'aide de la présente méthode, sont reportées dans le tableau 3.1. L'erreur relative est calculée en choisissant comme référence la valeur de l'inertie identifiée à partir des essais en air.

essais	air	eau	eau	eau	eau
couple	négligé	poussée mesurée	simulé en statique	simulé en dynamique	simulé en dynamique
modèle dynamique de l'hélice	inutile	inutile	inutile	(pré-) identifié	à identifier
méthode de minimisation	moindres carrés	moindres carrés	moindres carrés	moindres carrés	algorithme itératif
valeur ($kg.m^2$)	7.74	7.74	8.55	7.73	7.98
erreur relative (%)	-	≈ 0	10.5	< 0.2	3.1

TAB. 3.1 – Valeur de l'inertie en rotation identifiée à l'aide de différentes méthodes

Comme nous pouvons le constater, lorsque ni la poussée ni le couple n'est mesuré, l'erreur relative d'estimation de l'inertie en rotation J_m est beaucoup moins importante lorsque le modèle dynamique est utilisé. Les inerties identifiées avec des essais en air (sans charge hydrodynamique) et en eau (avec la mesure de la poussée) fournissent des résultats équivalents,

ce qui tend encore une fois à prouver que la relation (1.41) entre le couple et la poussée de l'hélice reste valable en régime dynamique, même si le modèle statique nominal (1.37)-(1.38) est mis en défaut.

Remarque :

La quatrième méthode d'identification de l'inertie en rotation présentée dans le tableau 3.1 n'est fournie qu'à titre d'information. En effet, cette méthode suppose que la poussée est mesurée lors d'essais en eau et que le modèle dynamique de l'hélice est identifié à partir de ces mesures. L'inertie est alors identifiée en utilisant le couple estimé à partir du modèle dynamique identifié au lieu de la poussée mesurée. Cette procédure n'est pas d'une grande utilité en pratique. Cependant, la précision des résultats obtenus à l'aide de celle-ci permet de valider à la fois la structure du modèle dynamique de l'hélice et la méthode d'identification proposée.

La méthode présentée dans ce paragraphe permettant également d'identifier le modèle dynamique de l'hélice, nous pouvons comparer les prédictions des modèles dynamiques du propulseur identifiés à partir de plusieurs méthodes. Dans un premier temps, nous comparons uniquement, à l'aide d'essais à vitesse de rotation sinusoïdale, les poussées prédites par les modèles dynamiques de l'hélice identifiés à l'aide d'une des méthodes présentées aux paragraphes 3.6 et 3.7 et identifiés à l'aide de la présente méthode. Les résultats sont tracés dans la figure 3.23.

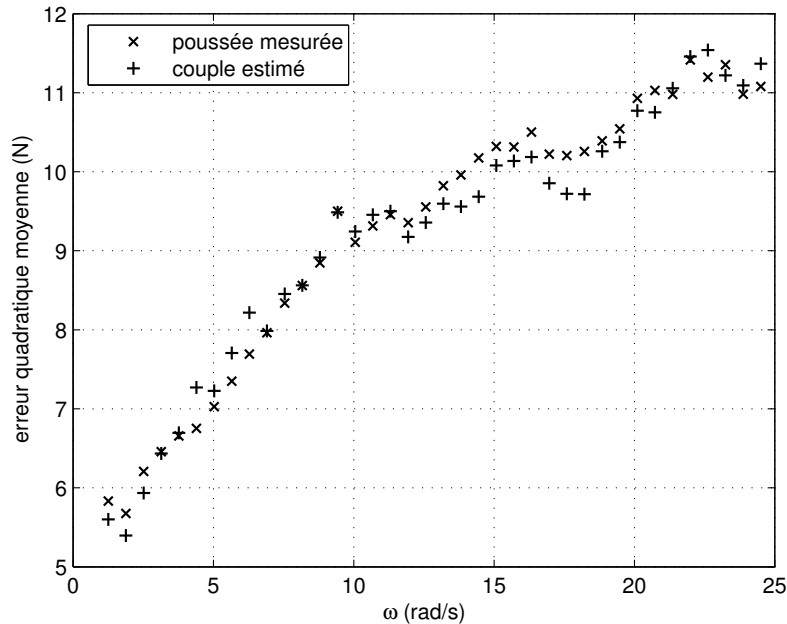


FIG. 3.23 – Erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée des modèles dynamiques de l'hélice identifiés avec et sans capteur de poussée

Les erreurs de prédiction de la poussée à partir de la vitesse de rotation sont très proches, voir confondues. Si nous simulons maintenant l'ensemble du modèle dynamique du propulseur, nous pouvons comparer à la fois les vitesses de rotation et les poussées prédites. Encore une

fois, la vitesse de rotation est correctement prédite et l'erreur est du même ordre de grandeur que précédemment. La figure 3.24 présente l'erreur de prédiction de la poussée, à l'aide du modèle dynamique identifié sans capteur de force. Comme nous pouvons le voir, l'erreur commise reste très proche de celle que l'on obtient en utilisant un capteur de force.

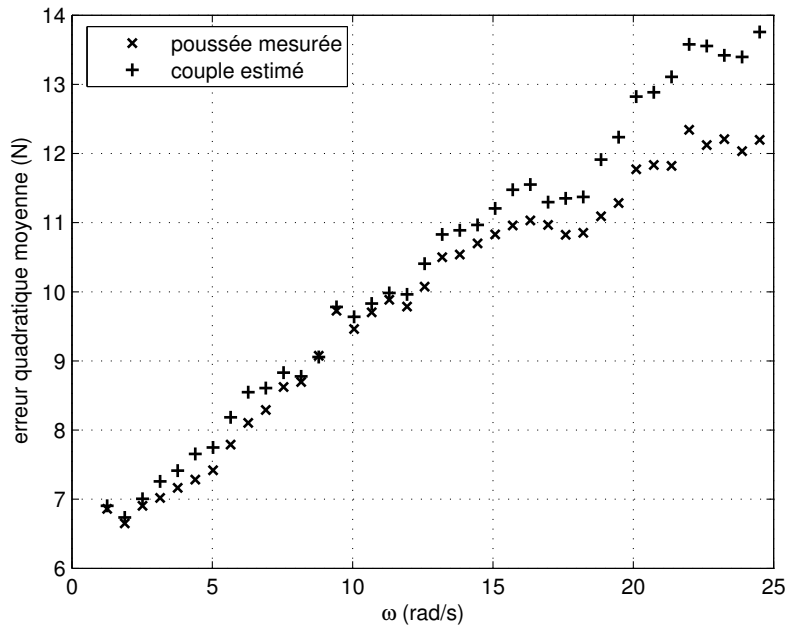


FIG. 3.24 – Erreur quadratique moyenne de prédiction de la poussée des modèles dynamiques du propulseur identifiés avec et sans capteur de poussée

Finalement, l'identification sans capteur de force, des paramètres dynamiques d'un propulseur à l'aide d'essais en eau, peut être correctement réalisée à l'aide de la procédure proposée. Une méthode d'optimisation itérative doit alors être employée pour identifier simultanément tous les paramètres dynamiques du modèle du propulseur, à savoir l'inertie en rotation et les paramètres dynamiques du modèle de l'hélice. La mise en œuvre plus importante de cette méthode se justifie pleinement, lorsque l'inertie en rotation doit être assez précisément connue et que les conditions expérimentales sont réduites (à ce titre, la méthode proposée pourrait même être utilisée comme une méthode d'identification sans capteur de l'inertie en rotation, les autres paramètres dynamiques ne servant alors qu'à permettre une estimation correcte de celle-ci).

3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle dynamique d'hélice a été décrit puis identifié expérimentalement. Ce modèle comportemental s'appuie sur une structure en cascade de Wiener-Hammerstein pour reproduire (avec une précision relativement bonne) la poussée et le couple hydrodynamique d'une hélice de propulsion navale, fonctionnant en régime dynamique (même rapide), à courant marin nul et ne subissant aucune perte (ni ventilation, ni cavitation, ni aucun autre phénomène ne perturbe donc le fonctionnement de l'hélice).

La structure en cascade de Wiener-Hammerstein intègre deux fonctions de transfert linéaires, chacune d'elles étant respectivement placée en amont et en aval d'une fonction statique non linéaire. Elle étend ainsi la validité du modèle statique K_T/K_Q d'une hélice au régime dynamique, grâce à des corrections linéaires en amplitude et en phase de la vitesse de rotation de l'hélice (et de son carré signé).

Une première méthode d'identification nécessitant l'usage d'un capteur de force pour mesurer soit la poussée, soit le couple a été présentée. La réponse harmonique du modèle dynamique, à une vitesse de rotation sinusoïdale, a été analytiquement calculée en prenant explicitement en compte la nature non linéaire du modèle. Une méthode du premier harmonique a ensuite été employée pour comparer les réponses harmoniques réelles (de l'hélice) et calculées (de son modèle) et identifier les paramètres dynamiques du modèle.

Une seconde méthode d'identification, sans capteur de force cette fois, a ensuite été proposée. Cette méthode s'appuie sur le modèle du moteur électrique, complètement identifié, pour estimer le couple de l'hélice. Cette estimation remplace finalement la mesure de force et permet l'application de la première méthode.

Le problème de l'identification simultanée de tous les paramètres dynamiques du modèle dynamique nominal du propulseur a finalement été abordé et résolu avec une précision satisfaisante, grâce à une troisième méthode d'identification. Cette dernière permet de s'affranchir totalement d'un capteur de force (à condition qu'un minimum de données constructeur soit disponible) et s'appuie intégralement sur des essais en eau. Une mise en œuvre plus importante est cependant nécessaire et l'utilisation d'une méthode d'optimisation itérative est indispensable.

Une amélioration très nette des prédictions des performances dynamiques d'une hélice a été obtenue avec chaque méthode, démontrant ainsi que la structure choisie pour modéliser l'hélice est bien adaptée à notre problème et que son identification est correctement réalisée. L'intégration de ce modèle dans une commande en poussée du propulseur, basée sur l'observation du couple hydrodynamique de l'hélice, est abordée dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Commande en poussée des propulseurs

Sommaire

4.1	Commandes en poussée sans observateur	118
4.1.1	Asservissement de la vitesse de rotation du moteur	118
4.1.2	Commandes en vitesse	121
4.1.2.1	Commande statique en vitesse dans les 4 quadrants	122
4.1.2.2	Commande statique nominale en vitesse	123
4.1.2.3	Commande dynamique nominale en vitesse	123
4.1.3	Commandes en couple	123
4.1.3.1	Commande en couple dans les 4 quadrants	124
4.1.3.2	Commande nominale en couple	124
4.1.4	Sensibilité des commandes statiques nominales aux variations du nombre d'avance	124
4.1.5	Sensibilité des commandes statiques nominales à la ventilation	126
4.1.6	Sensibilité totale des commandes statiques nominales	127
4.1.7	Expérimentation des commandes nominales	127
4.1.8	Conclusions sur les commandes en poussée sans observateur	133
4.2	Observation du couple hydrodynamique	133
4.2.1	Modèle mathématique du propulseur	134
4.2.2	Observabilité du modèle	134
4.2.3	Observateur	135
4.2.4	Equation de l'erreur d'estimation	136
4.2.5	Observateur non-perturbé	136
4.2.6	Observateur perturbé	137
4.2.7	Expérimentation en régime dynamique	138
4.2.8	Expérimentation en régime de ventilation	140
4.3	Commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique	140
4.3.1	Principe	142
4.3.2	Commande statique en poussée dans les 4 quadrants avec observation du couple	142
4.3.3	Commande dynamique nominale en poussée avec observation du couple	144
4.3.4	Expérimentation de la commande nominale en poussée	145
4.4	Conclusion	148

Les chapitres précédents nous ont permis d'introduire et de développer différents modèles de propulseurs, et notamment d'hélices. Dans le chapitre 1, nous avons introduit le modèle quasi-statique d'un propulseur naval, comprenant le modèle dynamique d'un moteur électrique (son équation mécanique), ainsi qu'un des modèles statiques empiriques d'hélice (K_T/K_Q ou C_T/C_Q). Nous avons tâché de mettre en évidence les avantages de ces modèles, comme la stabilité de la relation entre le couple et la poussée hydrodynamique, ainsi que leurs inconvénients, tout particulièrement le fait que ces modèles échouent dans la prédiction des performances dynamiques d'une hélice. Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques entourant le fonctionnement d'une hélice marine, nous avons abordé sa modélisation d'un point de vue physique dans le chapitre 2. Cette étude a finalement abouti à un modèle hydrodynamique de la poussée d'une hélice. Malheureusement, ce modèle était mal adapté à la commande des propulseurs et un modèle dynamique comportemental de l'hélice, mieux adapté, a donc été proposé et identifié dans le chapitre 3. Ce dernier nous a finalement permis une très bonne prédiction du couple et de la poussée d'une hélice lors des régimes dynamiques, même rapides.

Dans le présent chapitre, nous allons aborder le problème qui a motivé cette étude, à savoir la commande en poussée des propulseurs navals. Nous commencerons par rapporter des méthodes de commande classiques, dans le sens où elles ne nécessitent pas une connaissance approfondie d'un modèle de propulseur et n'utilisent pas d'observateur. Nous tenterons dans cette partie de mettre à profit les résultats des chapitres précédents. Ensuite, nous présenterons un observateur du couple hydrodynamique de l'hélice. Nous étudierons sa stabilité, sa convergence et sa sensibilité à différentes perturbations. Finalement, une méthode de commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique sera introduite et expérimentée à la fin de ce chapitre.

4.1 Commandes en poussée sans observateur

Dans cette partie, nous allons présenter deux méthodes de commande, sans observateur, des propulseurs navals et mettre en évidence leurs avantages et inconvénients. Ces deux méthodes sont nommées *commande en vitesse* et *commande en couple* selon que la poussée de l'hélice est commandée par l'intermédiaire de la vitesse de rotation ou du couple hydrodynamique. Des variantes de chaque méthode existent selon que le modèle d'hélice utilisé est statique ou dynamique et nominale ou 4 quadrants.

4.1.1 Asservissement de la vitesse de rotation du moteur

A plusieurs reprises, nous utiliserons dans les différentes méthodes de commande en poussée du propulseur un asservissement de la vitesse de rotation de l'hélice. Cet asservissement est simplement réalisé à l'aide d'un correcteur IP.

Si nous considérons l'équation mécanique du moteur électrique, nous constatons qu'il est possible d'exprimer la transformée de Laplace de la vitesse de rotation de l'hélice en fonction du couple hydrodynamique, des frottements secs et du couple électromagnétique :

$$\Omega(p) = \frac{1}{f_v + J_m p} \left(Q_{em}(p) - Q(p) - \frac{1}{p} f_s \text{sign}(\Omega) \right) \quad (4.1)$$

où p est la variable de Laplace. Cette transformée de Laplace reste valable tant que le signe de la vitesse de rotation ne change pas, $\frac{d}{dt}(\text{sign}(\Omega)) = 0$. Au passage par zéro de la vitesse de

rotation, le signe des frottements secs s'inverse et l'expression change.

Définissons maintenant le correcteur IP qui calcule la consigne de couple électromagnétique du moteur de la manière suivante :

$$Q_{em}(p) = K_p \left(\frac{K_i}{p} (\Omega_d(p) - \Omega(p)) - \Omega(p) \right) \quad (4.2)$$

Par combinaison des équations (4.1) et (4.2) nous obtenons :

$$\Omega(p) = \frac{1}{f_v + J_m p} \left(K_p \left(\frac{K_i}{p} (\Omega_d(p) - \Omega(p)) - \Omega(p) \right) - Q(p) - \frac{1}{p} f_s \text{sign}(\Omega) \right) \quad (4.3)$$

La solution $\Omega(p)$ de l'équation (4.3) s'exprime :

$$\Omega(p) = \frac{\Omega_d(p) - \frac{pQ(p)}{K_p K_i} - \frac{f_s \text{sign}(\Omega)}{K_p K_i}}{1 + \frac{f_v + K_p}{K_p K_i} p + \frac{J_m}{K_p K_i} p^2} \quad (4.4)$$

L'équation (4.4) sera stable si et seulement si les racines du polynôme du dénominateur sont à partie réelle négative et si la vitesse de rotation désirée Ω_d et le couple hydrodynamique Q sont bornés, ce qui est toujours le cas en pratique. L'étude de la stabilité de la vitesse de rotation passe donc dans un premier temps par l'étude du polynôme caractéristique :

$$P_c(p) = \frac{K_p K_i}{J_m} + \frac{f_v + K_p}{J_m} p + p^2 \quad (4.5)$$

Ses racines, les pôles, peuvent être arbitrairement choisies à l'aide de la technique du placement de pôles, par l'intermédiaire des gains K_p et K_i .

Le polynôme P_c étant d'ordre 2, il possède 2 racines réelles ou complexes conjuguées p_1 et p_2 , définies dans le plan complexe de la manière suivante :

$$p_1 = a_1 + j b_1 \quad (4.6)$$

$$p_2 = a_2 + j b_2 \quad (4.7)$$

et peut donc s'écrire :

$$P_c(p) = (p - p_1)(p - p_2) = p_1 p_2 - (p_1 + p_2)p + p^2 \quad (4.8)$$

Par identification des relations (4.5) et (4.8), nous déduisons les expressions des gains K_p et K_i dans le cas où les pôles sont réels ($b_1 = b_2 = 0$) :

$$K_p = -(a_1 + a_2) J_m - f_v \quad (4.9)$$

$$K_i = -\frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2 + \frac{f_v}{J_m}} \quad (4.10)$$

et dans le cas où les pôles sont complexes conjugués ($p_2 = p_1^*$) :

$$K_p = -2a_1 J_m - f_v \quad (4.11)$$

$$K_i = -\frac{a_1^2 + b_1^2}{2a_1 + \frac{f_v}{J_m}} \quad (4.12)$$

Un choix correct des pôles p_1 et p_2 assure finalement la stabilité de la vitesse de rotation. En règle générale, les pôles sont choisis réels, afin d'éviter par exemple des phénomènes d'oscillations de la vitesse.

Etudions maintenant la convergence de la vitesse de rotation vers la valeur désirée. Considérons dans un premier temps le fonctionnement en air de l'hélice, $Q = 0$. En utilisant le théorème de la valeur finale, nous pouvons calculer, pour le fonctionnement en régime permanent, la valeur finale de la vitesse de rotation réelle en fonction de la valeur désirée :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Omega(t) = \lim_{p \rightarrow 0} p\Omega(p) \quad (4.13)$$

En choisissant une vitesse de rotation désirée constante :

$$\Omega_d(t) = \Omega_d = cste \quad (4.14)$$

nous obtenons :

$$\Omega_d(p) = \frac{\Omega_d}{p} \quad (4.15)$$

et d'après (4.4) la vitesse de rotation finale est :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Omega(t) = \Omega_d \quad (4.16)$$

Le régulateur IP compense asymptotiquement les frottements secs tant que la vitesse de rotation ne change pas de signe. Le changement de signe de la vitesse de rotation, et donc des frottements secs, sera vu par le régulateur IP comme une perturbation constante qui sera à nouveau asymptotiquement rejetée.

Lorsque la vitesse de rotation désirée est constante et que le couple hydrodynamique est nul, le régulateur IP assure la convergence asymptotique de la vitesse de rotation réelle vers cette valeur.

En choisissant des gains K_p et K_i suffisamment grands, nous pouvons supposer que les effets du couple hydrodynamique, et par la même occasion des frottements secs, deviennent négligeables :

$$\frac{\Omega(p)}{\Omega_d(p)} \approx \frac{1}{1 + \frac{f_v + K_p}{K_p K_i} p + \frac{J_m}{K_p K_i} p^2} \quad (4.17)$$

Ainsi, nous obtenons approximativement une fonction de transfert du second ordre entre la vitesse de rotation réelle et la vitesse de rotation désirée, qui peut s'écrire sous la forme classique :

$$\frac{\Omega(p)}{\Omega_d(p)} \approx \frac{1}{1 + 2\xi \frac{p}{\omega_0} + \left(\frac{p}{\omega_0}\right)^2} \quad (4.18)$$

où ω_0 est la pulsation naturelle de la fonction de transfert et ξ le facteur d'amortissement. Le calcul des gains K_p et K_i à partir des grandeurs ω_0 et ξ peut être effectué à partir des équations suivantes :

$$K_p = 2\xi\omega_0 J_m - f_v \quad (4.19)$$

$$K_i = \frac{\omega_0^2}{2\xi\omega_0 - \frac{f_v}{J_m}} \quad (4.20)$$

Le diagramme de Bode de la fonction de transfert (4.17) est tracé dans la figure 4.1, pour des gains K_p et K_i calculés à partir des relations (4.19) et (4.20), en choisissant $\omega_0 = 150 \text{ rad/s}$ et $\xi = 1.5$. Les gains et phases des réponses harmoniques réelles du propulseur, asservi en vitesse, sont reportés sur cette même figure.

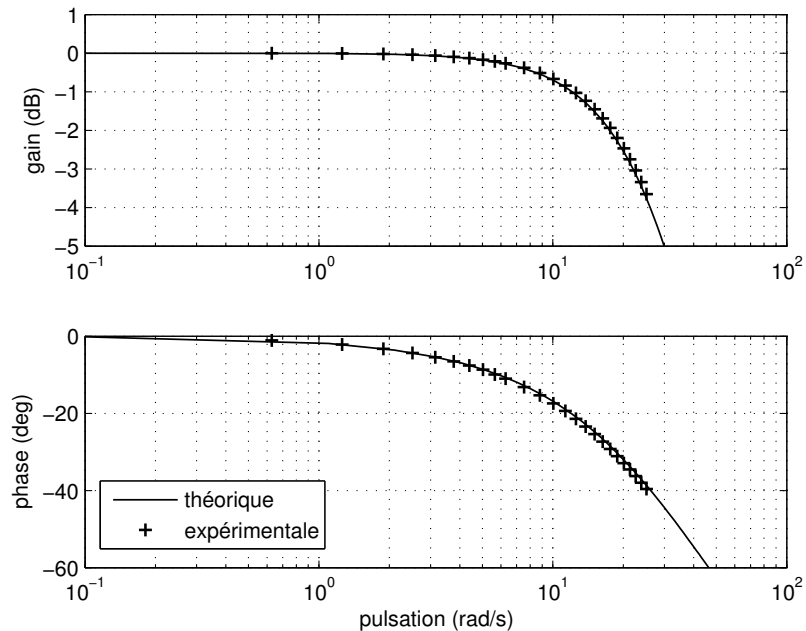


FIG. 4.1 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert entre la vitesse de rotation désirée et la vitesse de rotation réelle. Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour une pulsation naturelle ω_0 et un facteur d'amortissement ξ donnés

Nous pouvons constater que les gains et phases théoriques et expérimentaux concordent remarquablement bien. Ces résultats attestent que l'asservissement de la vitesse de rotation de l'hélice, réalisé expérimentalement avec un régulateur IP, permet d'obtenir les performances d'un système du second ordre, dont le facteur d'amortissement et la pulsation naturelle peuvent être arbitrairement choisis (Il faudra tout de même choisir des gains suffisamment grands pour permettre le rejet du couple hydrodynamique et des frottements secs vus comme des perturbations).

Remarque :

Si toutefois la mesure de la vitesse de rotation était très bruitée, il faudrait alors veiller à ne pas choisir des gains K_p et K_i trop importants, sans quoi le bruit de mesure risquerait d'être excessivement amplifié [dFL07]. Le choix des gains reposerait, dans ce cas, sur un compromis entre la robustesse et la rapidité du système.

4.1.2 Commandes en vitesse

La commande en vitesse consiste à asservir, comme son nom l'indique, la vitesse de rotation de l'hélice, dans le but de commander la poussée du propulseur. Lorsque la vitesse de rotation de l'hélice est mesurée, celle-ci peut aisément être asservie grâce à une méthode quelconque

d'asservissement en vitesse, comme celle que nous venons de présenter, qui calcule le couple électromagnétique nécessaire au moteur électrique pour assurer un bon suivi de la consigne de vitesse. Différentes variantes de la commande en vitesse peuvent être proposées en fonction des grandeurs connues et des performances (dynamiques) souhaitées. La structure générique d'une commande en vitesse est présentée dans la figure 4.2.

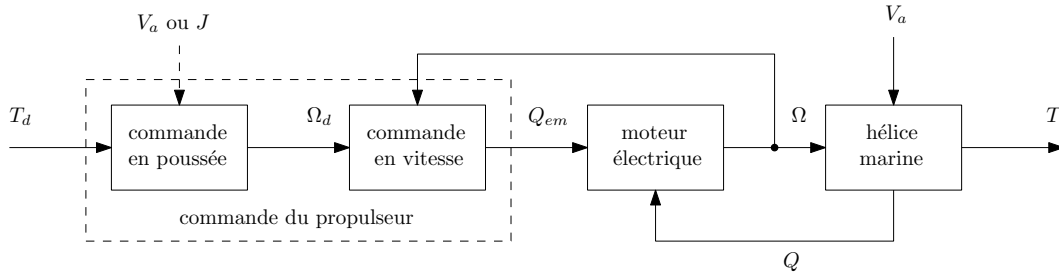


FIG. 4.2 – Structure d'une commande en vitesse de la poussée d'un propulseur naval

4.1.2.1 Commande statique en vitesse dans les 4 quadrants

Dans [PJSF07], l'auteur propose une méthode de commande dans les 4 quadrants, de la poussée d'un propulseur naval, basée sur le modèle statique K_T/K_Q d'une hélice (voir paragraphe 1.3.1). La vitesse d'avance V_a de l'hélice doit être connue pour pouvoir calculer le nombre d'avance J . La consigne de vitesse Ω_d est déduite de la consigne en poussée T_d , grâce à la relation suivante :

$$\Omega_d = \left| \frac{4\pi^2 T_d}{\rho d^4 K_T(J)} \right|^{1/2} \cdot \text{sign} \left(\frac{T_d}{K_T(J)} \right) \quad (4.21)$$

Remarque :

Nous avons précisé au chapitre 1 que le modèle K_T/K_Q d'une hélice ne permet pas de décrire le fonctionnement d'une hélice dans les 4 quadrants, et qu'il faut pour cela employer le modèle C_T/C_Q . Cependant, si nous souhaitons calculer la vitesse de rotation Ω de l'hélice à partir de la poussée T et de l'angle d'avance β , nous devons utiliser l'expression suivante de la poussée :

$$T = \frac{1}{2} \rho A_0 (V_a^2 + (0.7R\Omega)^2) C_T(\beta) \quad (4.22)$$

qui après factorisation de la vitesse de rotation Ω devient :

$$T = \frac{1}{2} \rho A_0 (0.7R)^2 (1 + \tan(\beta)^2) C_T(\beta) \Omega^2 \quad (4.23)$$

et permet finalement d'écrire :

$$\Omega = \left(\frac{T}{\frac{1}{2} \rho A_0 (0.7R)^2 (1 + \tan(\beta)^2) C_T(\beta)} \right)^{1/2} \quad (4.24)$$

En pratique, le calcul de la vitesse de rotation, à partir du modèle 4 quadrants de l'hélice, ne s'appuie donc pas directement sur le coefficient de poussée $C_T(\beta)$ seul, mais sur le produit

$(1 + \tan(\beta)^2)C_T(\beta)$ qui s'apparente au coefficient de poussée $K_T(J)$ (à un rapport constant près entre le nombre d'avance J et la tangente de l'angle d'avance β , voir paragraphe 1.3.4). Ainsi, [PJSF07] a préféré utiliser directement le modèle K_T/K_Q de l'hélice plutôt que le modèle 4 quadrants C_T/C_Q et, par abus de langage, a titré sa commande de 4 quadrants.

4.1.2.2 Commande statique nominale en vitesse

Lorsque le nombre d'avance J n'est pas connu (la vitesse d'avance V_a de l'hélice n'étant pas connue), le modèle nominal de l'hélice (voir paragraphe 1.4) peut être utilisé pour calculer la consigne de vitesse à l'aide de la relation suivante :

$$\Omega_d = \sqrt{\frac{|T_d|}{\lambda_T}} \cdot \text{sign}(T_d) \quad (4.25)$$

La vitesse de rotation est ensuite asservie à l'aide du régulateur IP. Nous verrons un peu plus loin que cette méthode présente une erreur systématique qui dépend notamment du nombre d'avance J auquel fonctionne l'hélice.

4.1.2.3 Commande dynamique nominale en vitesse

Lorsque des performances dynamiques importantes sont nécessaires, le modèle dynamique comportemental de l'hélice (voir paragraphe 3.1.5) peut être utilisé pour calculer la consigne de vitesse à l'aide des équations suivantes :

$$Y_{\tau d} = \frac{T_d}{\lambda_T} \quad (4.26)$$

$$\dot{X}_{\tau d}^* = A_{\tau}^* X_{\tau d}^* + B_{\tau}^* Y_{\tau d} \quad (4.27)$$

$$\tau_d = C_{\tau}^* X_{\tau d}^* + D_{\tau}^* Y_{\tau d} \quad (4.28)$$

$$Y_{\Omega d} = |\tau_d|^{1/2} \text{sign}(\tau_d) \quad (4.29)$$

$$\dot{X}_{\Omega d}^* = A_{\Omega}^* X_{\Omega d}^* + B_{\Omega}^* Y_{\Omega d} \quad (4.30)$$

$$\Omega_d = C_{\Omega}^* X_{\Omega d}^* + D_{\Omega}^* Y_{\Omega d} \quad (4.31)$$

L'utilisation de cette commande se justifie essentiellement lorsque le propulseur fonctionne en régime dynamique rapide. L'asservissement de la vitesse de rotation devra être d'autant plus précis et rapide que la dynamique du système sera importante, sans quoi l'emploi du modèle dynamique n'améliorera pas la précision de la commande en poussée.

4.1.3 Commandes en couple

La commande en couple de la poussée d'une hélice consiste à commander le couple hydrodynamique de l'hélice, plutôt que la vitesse de rotation, afin d'assurer le suivi de la consigne de poussée. Cette méthode de commande profite de la robustesse de la relation entre la poussée et le couple de l'hélice [Zhi89] [SÅFS97]. Nous avons en effet pu constater dans les paragraphes 1.3.6 et 1.6.4, que cette relation reste globalement valable lorsque l'hélice ventile, ainsi que durant les régimes dynamiques rapides. Comme pour la commande en vitesse, des variantes de la commande en couple existent, selon que le nombre d'avance J est connu ou non. La structure générique d'une commande en couple est montrée dans la figure 4.3.

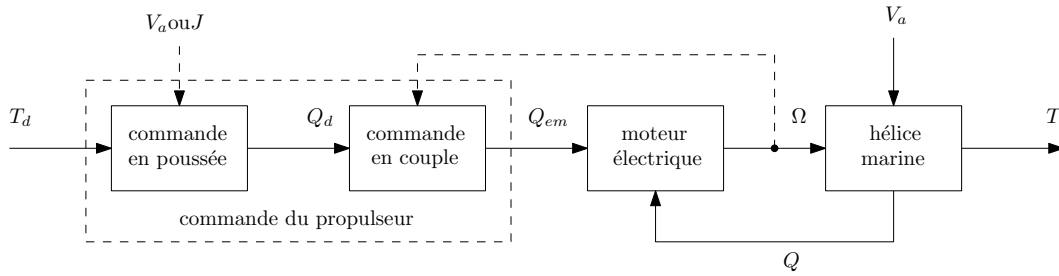


FIG. 4.3 – Structure d'une commande en couple de la poussée d'un propulseur naval

4.1.3.1 Commande en couple dans les 4 quadrants

Lorsque le nombre d'avance J est connu, le couple de référence Q_d de l'hélice peut être calculé à l'aide de la relation suivante :

$$Q_d = K_{QT}(J) T_d \quad (4.32)$$

Le couple électromagnétique du moteur électrique peut ensuite être calculé à partir de l'équation mécanique du moteur et du couple hydrodynamique de référence Q_d et de la vitesse de rotation mesurée Ω :

$$Q_{em} = Q_d + J_m \dot{\Omega} + f_v \Omega + f_s \text{sign}(\Omega) \quad (4.33)$$

où la vitesse de rotation Ω doit être dérivée numériquement pour déterminer l'accélération angulaire $\dot{\Omega}$.

Malgré la robustesse de la relation entre la poussée et le couple hydrodynamique, cette méthode de commande est très sensible aux erreurs de modélisation et d'identification des paramètres intervenant dans la relation (4.33). De plus, la dérivation de la vitesse de rotation doit être effectuée en ligne. Enfin, la vitesse de rotation de l'hélice n'est pas intrinsèquement contrôlée. Seul le couple électromagnétique peut être limité pour éviter une vitesse de rotation excessive.

4.1.3.2 Commande nominale en couple

Comme pour la commande en vitesse, lorsque le nombre d'avance J n'est pas connu, le modèle nominal de l'hélice peut être utilisé. Dans ce cas, la consigne de couple est calculée à l'aide de la relation nominale entre la poussée et le couple :

$$Q_d = \lambda_{QT} T_d \quad (4.34)$$

Le couple électromagnétique est ensuite calculé à l'aide de la relation (4.33).

4.1.4 Sensibilité des commandes statiques nominales aux variations du nombre d'avance

Les méthodes de commande statique nominale en vitesse et en couple s'appuient sur le modèle statique nominal de l'hélice sans tenir compte des variations du nombre d'avance J . Ainsi, une erreur systématique existe entre la poussée désirée et la poussée réelle. Dans le cas particulier où le modèle de l'hélice est idéal, que tous les paramètres sont parfaitement

identifiés, qu'aucune perturbation n'existe et que l'asservissement en vitesse est parfaitement réalisé, il est possible d'estimer le rapport entre la poussée réelle T et la poussée désirée T_d . Ce rapport traduit la sensibilité des commandes statiques nominales aux variations du nombre d'avance J [SÅFS97]. Pour la commande en vitesse, la sensibilité est :

$$s_{\Omega}(J) = \frac{T}{T_d} = \frac{K_T(J)}{K_T(0)} \quad (4.35)$$

tandis que pour la commande en couple, elle vaut :

$$s_Q(J) = \frac{T}{T_d} = \frac{K_T(J)}{K_T(0)} \frac{K_Q(0)}{K_Q(J)} \quad (4.36)$$

soit :

$$s_Q(J) = \frac{T}{T_d} = s_{\Omega}(J) \frac{K_Q(0)}{K_Q(J)} \quad (4.37)$$

Une sensibilité proche de 1 signifie que l'erreur de poussée est faible et est donc une "bonne sensibilité". Au contraire, plus la sensibilité s'éloigne de 1, plus elle est mauvaise. La figure 4.4 présente la sensibilité des commandes en vitesse et en couple d'une hélice Wageningen identique à celle qui a été présentée au paragraphe 1.3 (et dont les coefficients de poussée K_T et de couple K_Q ont été reconstruits à partir des données numériques tirées de [Car94]).

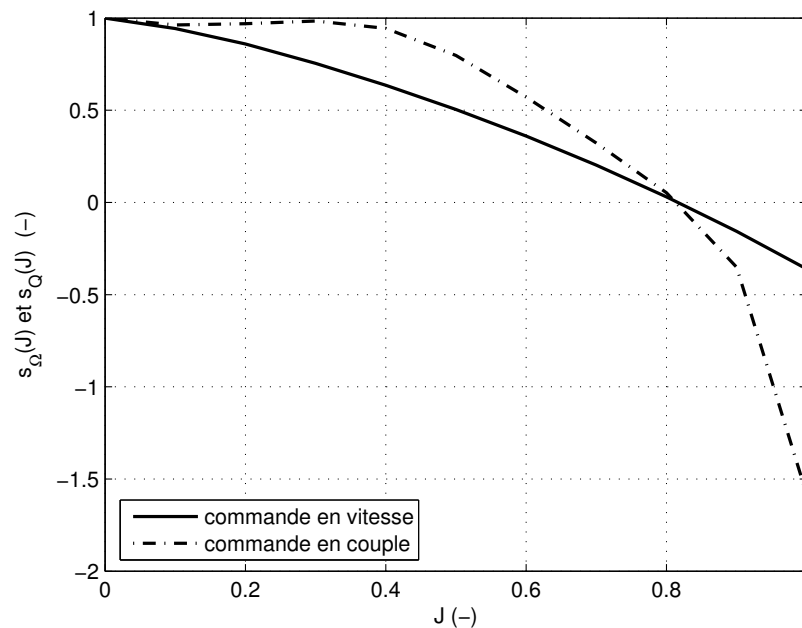


FIG. 4.4 – Sensibilités des commandes statiques nominales, en vitesse et en couple, de la poussée d'un propulseur naval, aux variations du nombre d'avance

La commande en couple présente généralement une meilleure sensibilité aux variations du nombre d'avance que la commande en vitesse, lorsque le nombre d'avance est relativement faible. Par contre, à grand nombre d'avance, la sensibilité devient très mauvaise (par exemple, pour une valeur de $J \approx 0,8$, la poussée obtenue est nulle alors que la poussée désirée ne l'est

pas). Ce résultat permet de mettre en évidence la nécessité de connaître le nombre d'avance J ou du moins une bonne approximation. Ce problème pourra en partie être résolu en intégrant un observateur dans la commande du propulseur. Nous verrons cela plus loin dans ce chapitre.

4.1.5 Sensibilité des commandes statiques nominales à la ventilation

Les commandes statiques nominales sont également sensibles aux pertes de poussée et de couple occasionnées par la ventilation de l'hélice [Smo06]. La sensibilité de la commande en vitesse est dans ce cas :

$$s_{\Omega}(h/R) = \frac{T}{T_d} = h_T(h/R) \quad (4.38)$$

et celle de la commande en couple :

$$s_Q(h/R) = \frac{T}{T_d} = \frac{h_T(h/R)}{h_Q(h/R)} \quad (4.39)$$

avec h_T et h_Q les coefficients de perte de poussée et de couple, présentés au paragraphe 1.3.6. La figure 4.5 présente la sensibilité des commandes statiques nominales en fonction de la profondeur d'immersion de l'hélice.

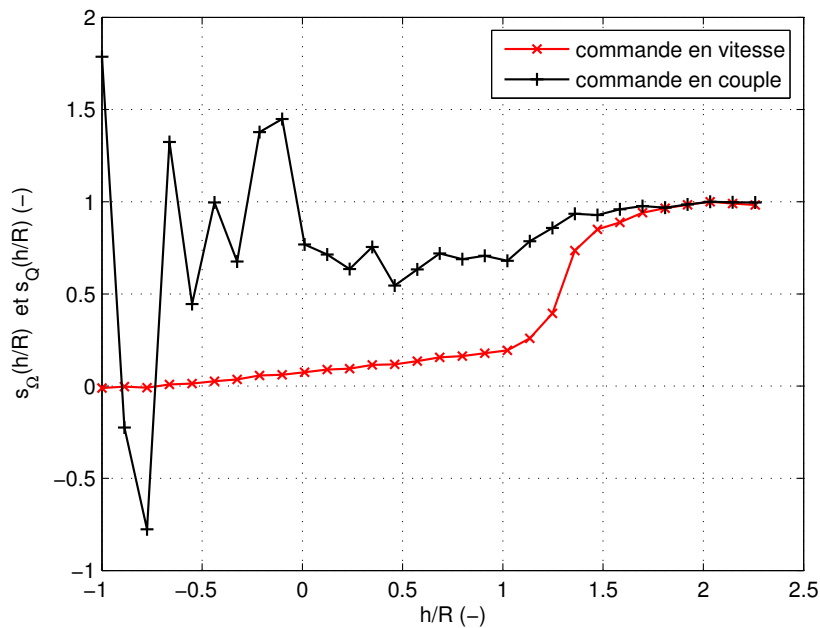


FIG. 4.5 – Sensibilités des commandes statiques nominales, en vitesse et en couple, de la poussée d'un propulseur naval, en fonction de la profondeur d'immersion normalisée de l'hélice

Encore une fois, la commande en couple montre une sensibilité réduite aux pertes de poussée et de couple. Ce constat est relativement bien mis en évidence dans la figure 4.5 pour des profondeurs d'immersion assez importantes. En revanche, pour des profondeurs moins importantes, on retrouve sur la sensibilité de la commande en couple, l'allure agitée du rapport h_T/h_Q (voir paragraphe 1.3.6).

4.1.6 Sensibilité totale des commandes statiques nominales

Il est finalement possible de calculer la sensibilité totale de chacune des méthodes de commande en fonction du nombre d'avance et de la profondeur d'immersion. Cette sensibilité est simplement le produit des sensibilités précédentes. La commande en vitesse présente donc la sensibilité totale suivante :

$$s_{\Omega}(J, h/R) = \frac{T}{T_d} = h_T(h/R) \frac{K_T(J)}{K_T(0)} \quad (4.40)$$

et la commande en couple :

$$s_Q(J, h/R) = \frac{T}{T_d} = \frac{h_T(h/R)}{h_Q(h/R)} \frac{K_T(J)}{K_T(0)} \frac{K_Q(0)}{K_Q(J)} \quad (4.41)$$

Les commandes statiques nominales sont en pratique sensibles à de nombreux phénomènes. Nous pouvons par exemple citer des phénomènes de nature hydrodynamique, tels que les courants marins non-uniformes ou l'interaction entre le propulseur et la coque du navire propulsé, ou des phénomènes de nature mécanique comme les variations paramétriques des frottements avec la température. Les erreurs de modélisation et d'identification provoquent également une dégradation des performances de ces commandes. Un mauvais asservissement de la vitesse de rotation pourrait aussi être responsable d'un écart important entre la poussée réelle et la poussée désirée.

4.1.7 Expérimentation des commandes nominales

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats expérimentaux obtenus en testant les trois commandes nominales sur notre banc d'essais : les commandes nominales statique et dynamique en vitesse et la commande nominale en couple. Ces premiers essais sont réalisés en eau suffisamment profonde pour éviter à l'hélice de ventiler. Deux consignes de poussée différentes, l'une oscillant lentement à 0.5 Hz et l'autre rapidement à 3 Hz , ont été utilisées avec chaque méthode de commande. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 4.6 et 4.7. La puissance mécanique totale, définie comme le produit du couple électromagnétique et de la vitesse de rotation, est également tracée.

Comme nous pouvons le constater, dans les conditions expérimentales de ces essais, les performances des trois méthodes de commande sont voisines, sinon équivalentes en régime dynamique lent. Au contraire, durant un régime dynamique rapide, les performances de la commande statique nominale en vitesse et de la commande en couple sont surpassées par celles de la commande dynamique nominale en vitesse. La commande dynamique permet sur cet exemple, une réduction d'environ 40% de l'erreur quadratique moyenne entre la poussée désirée et la poussée réelle, ainsi qu'une économie significative d'énergie, d'environ 20%.

Pour tester la robustesse des différentes méthodes de commande, des essais en régime permanent à faible profondeur d'immersion sont réalisés. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 4.8 à 4.10.

Dans le cas des essais à faible profondeur d'immersion, il est difficile de rigoureusement comparer les performances des différentes méthodes de commande, puisque la ventilation est un phénomène transitoire turbulent, dont les caractéristiques peuvent varier fortement d'un essai à l'autre et le *critère de reproductibilité* n'est pas rigoureusement observé. Cependant, nous pouvons tout de même observer que les performances de la commande nominale en

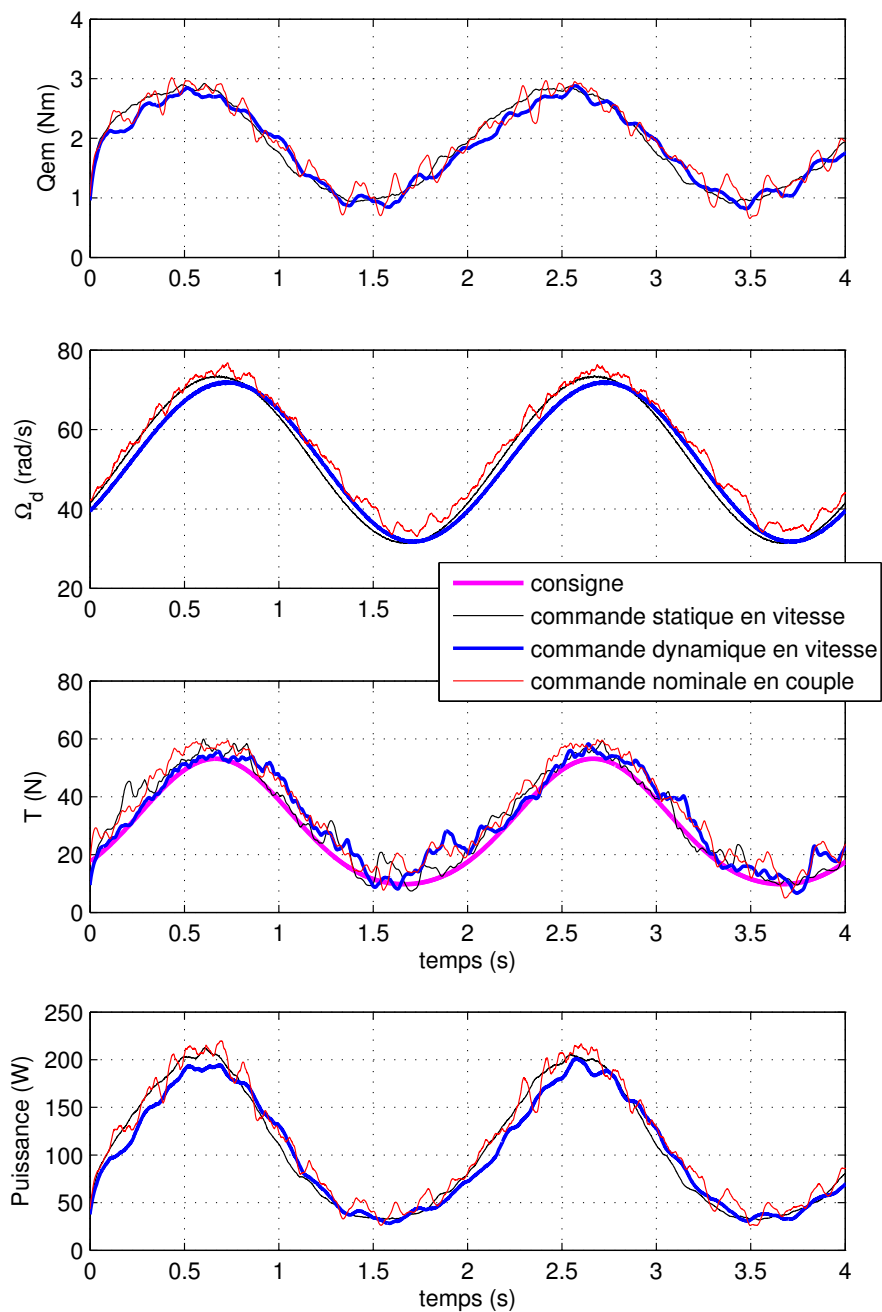


FIG. 4.6 – Couples électromagnétiques, vitesses de rotation, poussées de l'hélice et puissances mécaniques totales obtenus avec les trois méthodes de commande nominale pour une consigne de poussée oscillant lentement à 0.5 Hz

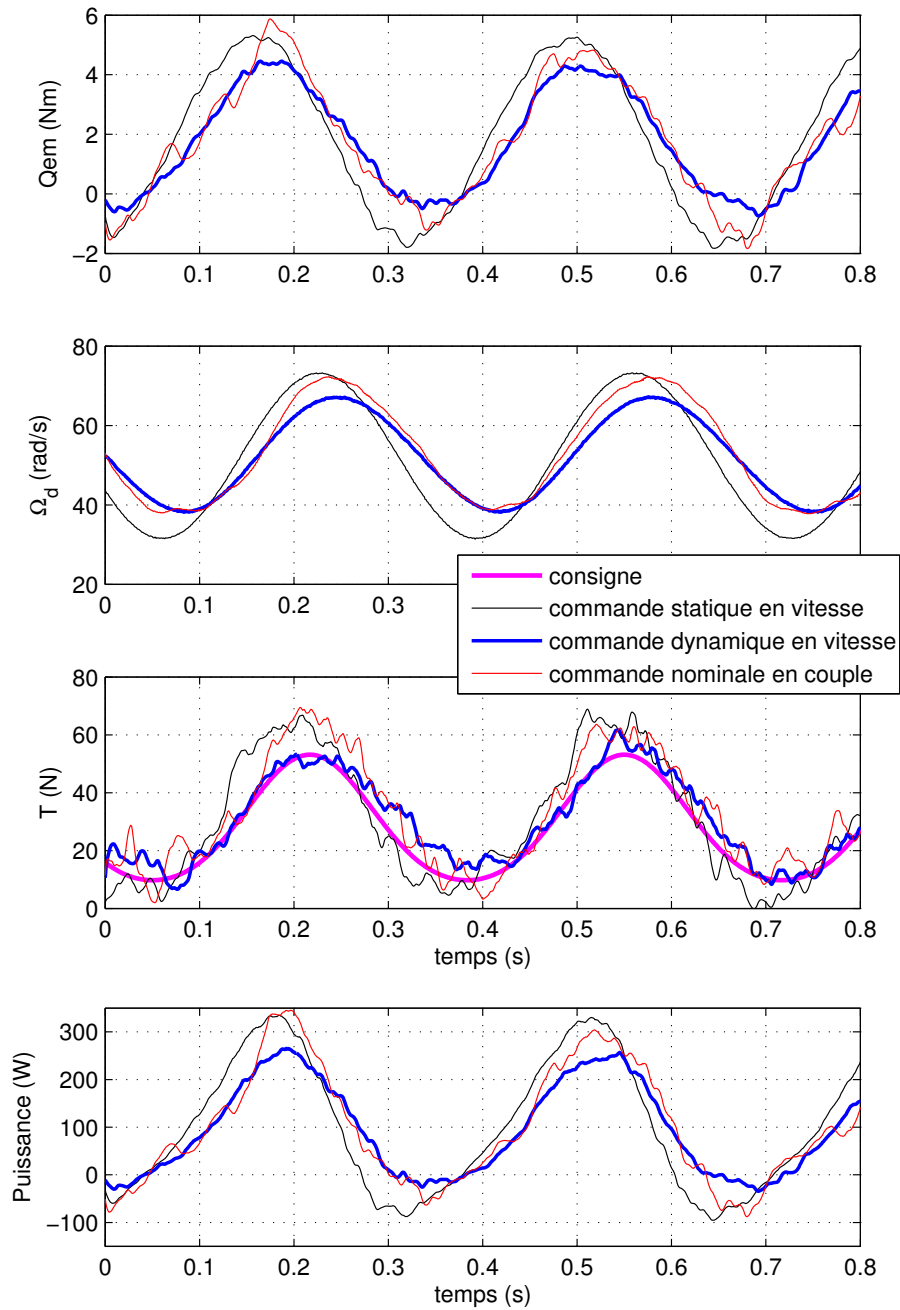


FIG. 4.7 – Couples électromagnétiques, vitesses de rotation, poussées de l'hélice et puissances mécaniques totales obtenus avec les trois méthodes de commande nominale pour une consigne de poussée oscillant rapidement à 3 Hz

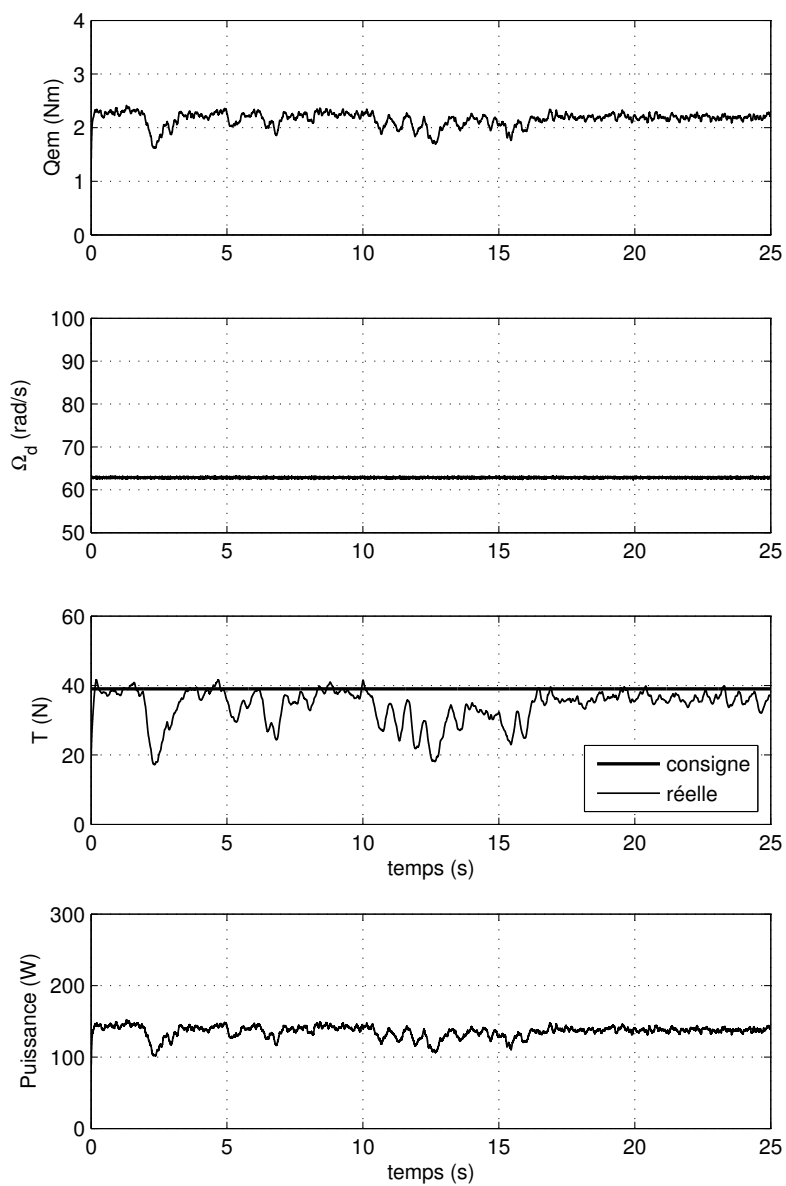


FIG. 4.8 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée de l'hélice et puissance mécanique totale obtenus avec la commande nominale statique en vitesse pour une consigne en poussée constante lorsque l'hélice ventile

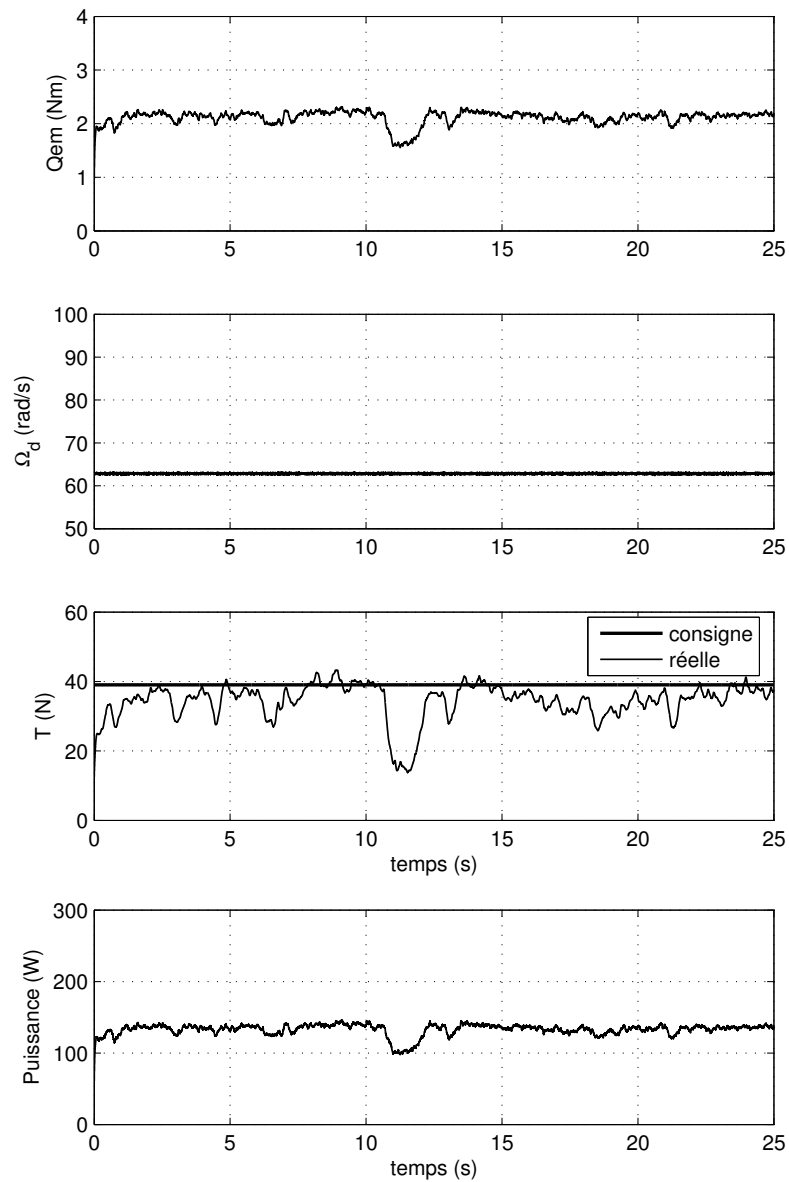


FIG. 4.9 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée de l'hélice et puissance mécanique totale obtenus avec la commande nominale dynamique en vitesse pour une consigne en poussée constante lorsque l'hélice ventile

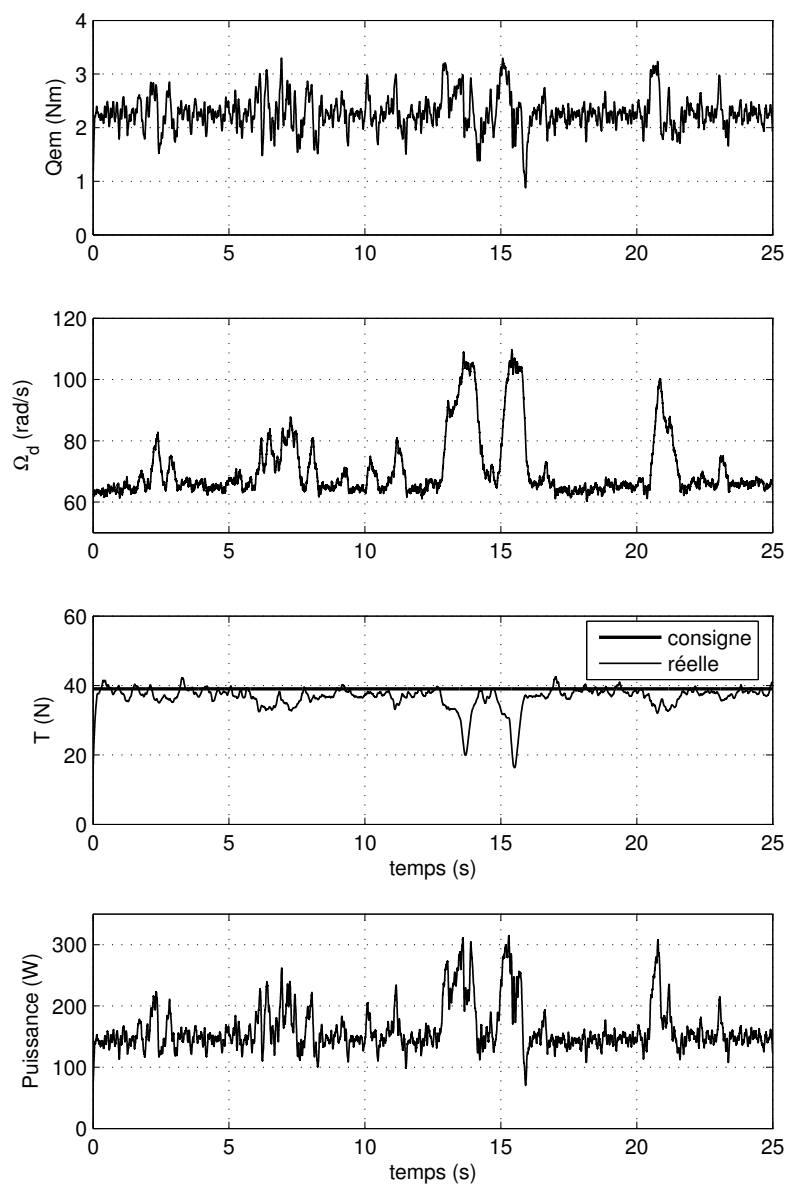


FIG. 4.10 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée de l'hélice et puissance mécanique totale obtenus avec la commande nominale en couple pour une consigne en poussée constante lorsque l'hélice ventile

couple sont supérieures à celles des commandes en vitesse. Par contre, la commande en couple présente le désavantage de ne pas maîtriser la vitesse de rotation de l'hélice. Sans limitation du couple électromagnétique, la vitesse de rotation deviendrait excessive avec cette commande, contrairement à ce qui serait obtenu avec les commandes en vitesse.

4.1.8 Conclusions sur les commandes en poussée sans observateur

Lorsque l'hélice fonctionne à une profondeur d'immersion suffisante en régime permanent, les différentes méthodes de commande semblent fournir des résultats équivalents. En régime dynamique, la commande statique nominale en vitesse souffre des effets dynamiques de la poussée et du couple hydrodynamique, ce qui produit une dégradation de ses performances d'autant plus grande que le régime dynamique est rapide. La commande en couple souffre pour sa part des erreurs de modélisation et d'identification du propulseur. Dans cette configuration de fonctionnement, la commande dynamique nominale en vitesse affiche les meilleures performances.

Lorsque le propulseur n'est pas suffisamment immergé, l'hélice ventile aléatoirement et la poussée produite est alors diminuée par rapport à sa valeur nominale. Dans ce cas, les commandes en vitesse sont peu robustes même si elles présentent l'avantage de ne pas occasionner de divergence de la vitesse de rotation. Par contre, la commande en couple compense intrinsèquement les pertes de poussée au détriment de la vitesse de rotation qui peut croître de façon très importante si aucune limitation n'est mise en œuvre (dans notre cas c'est, d'une part, une limitation du couple électromagnétique et, d'autre part, la limitation en vitesse, imposée par le variateur de vitesse, qui jouent ce rôle. Il serait cependant intéressant de disposer d'une commande permettant de réaliser la limitation de ces deux grandeurs à la fois).

Enfin, le calcul des sensibilités aux variations du nombre d'avance montre que la méconnaissance de celui-ci peut engendrer une erreur importante, d'où la nécessité de l'estimer.

Dans la suite de ce chapitre, une méthode de commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique, tirée de [PBJ08], est présentée. Cette méthode présente l'avantage de compenser les pertes de poussée occasionnées par la variation du nombre d'avance, tout en contrôlant la vitesse de rotation de l'hélice. Elle ne permet cependant pas de compenser les pertes de poussée dues à la ventilation de l'hélice, notamment à cause de la rapidité du phénomène.

4.2 Observation du couple hydrodynamique

Avant de présenter une autre méthode de commande en poussée, nous proposons d'étudier un observateur du couple hydrodynamique Q de l'hélice. Un observateur, souvent appelé capteur logiciel, permet d'estimer la valeur d'une grandeur particulière sans la mesurer [Kha02]. Il s'appuie pour cela sur le modèle mathématique du système observé et sur les entrées et les sorties de celui-ci, pour reconstruire (ou estimer) la valeur d'une grandeur particulière, généralement une (ou éventuellement plusieurs) des variables d'état du système, mais aussi parfois un paramètre, ou encore un biais de mesure [Ala05]. Un observateur permet par exemple de réaliser une commande par retour d'état reconstruit, plutôt qu'une commande par retour d'état mesuré [dFL07]. En effet, en règle générale, toutes les variables d'état d'un système ne sont pas mesurées, ou parfois même mesurables.

Remarque :

En pratique, un observateur reconstruit généralement plusieurs, parfois l'intégralité, des variables d'état d'un système dynamique. Cependant, par abus de langage, le titre de l'observateur est souvent associé à la variable d'état qui n'est pas mesurée et qui est seulement connue grâce à l'observateur. Dans notre cas, les variables reconstruites sont la vitesse de rotation de l'hélice, ainsi que le couple hydrodynamique. La vitesse de rotation étant mesurée, le titre de notre observateur ne fait référence qu'au couple hydrodynamique.

4.2.1 Modèle mathématique du propulseur

Le modèle mathématique du propulseur comprend l'équation mécanique de la partie tournante du propulseur, ainsi qu'un modèle du couple hydrodynamique :

$$J_m \dot{\Omega} = Q_{em} - f_v \Omega - f_s \text{sign}(\Omega) - Q + w_1 \quad (4.42)$$

$$\dot{Q} = w_2 \quad (4.43)$$

où les termes w_1 et w_2 représentent l'ensemble des erreurs de modélisation et d'identification du processus. La mesure de la vitesse de rotation Ω est également entachée d'une erreur w_y :

$$y = \Omega + w_y \quad (4.44)$$

Par abus de langage, nous appellerons par la suite w_1 , w_2 et w_y des "bruits". Nous admettrons que ces bruits sont bornés, sans émettre d'hypothèses particulières quant à leurs propriétés statistiques.

Noter que ce modèle mathématique est couramment employé pour réaliser des observateurs du couple de charge d'un moteur électrique [dFL07] et a déjà été appliqué à un propulseur naval électrique [GAAL04] [SSF04].

En définissant $x = [\Omega \ Q]^T$, $w_x = [w_1 \ w_2]^T$, $u = Q_{em}$ et $z = \text{sign}(\Omega)$, nous pouvons réécrire le système d'équations sous la forme matricielle suivante :

$$\dot{x} = Ax + Bu + Fz + Ew_x \quad (4.45)$$

$$y = Cx + w_y \quad (4.46)$$

avec :

$$A = \begin{pmatrix} -\frac{f_v}{J_m} & -\frac{1}{J_m} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad B = \begin{pmatrix} \frac{1}{J_m} \\ 0 \end{pmatrix} \quad C = \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$F = \begin{pmatrix} -\frac{f_s}{J_m} \\ 0 \end{pmatrix} \quad E = \begin{pmatrix} \frac{1}{J_m} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

4.2.2 Observabilité du modèle

Le critère de Kalman permet de vérifier l'observabilité (locale faible dans le cas des systèmes non-linéaires) d'un système dynamique [CMP99]. En pratique, tout l'état d'un système dynamique linéaire pourra être reconstruit si et seulement si le modèle mathématique du système est observable. Dans le cas d'un système non-linéaire, cette condition devient suffisante,

mais pas nécessaire. La vérification du critère de Kalman consiste à calculer la matrice d'observabilité de notre système, puis à calculer son rang. Le système sera alors dit observable si la matrice d'observabilité est de rang plein.

La matrice d'observabilité d'un système dynamique de dimension n se calcule de la manière suivante [CMP99] :

$$O = \begin{pmatrix} \frac{\partial y}{\partial x} \\ \frac{\partial y}{\partial \dot{x}} \\ \frac{\partial y}{\partial \ddot{x}} \\ \dots \\ \frac{\partial y^{(n-1)}}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

La matrice d'observabilité O de notre système mono-sortie, de dimension 2, est donc :

$$O = \begin{pmatrix} \frac{\partial y}{\partial x} \\ \frac{\partial y}{\partial \dot{x}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C \\ C \left(A + F \frac{\partial z}{\partial x} \right)^T \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

soit :

$$O = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{f_v}{J_m} - \frac{f_s}{J_m} 2\delta_\Omega & -\frac{1}{J_m} \end{pmatrix} \quad (4.49)$$

avec δ_Ω est la fonction de Dirac de la variable Ω .

Cette matrice étant carrée, nous pouvons vérifier son rang en calculant son déterminant :

$$\det(O) = -\frac{1}{J_m} \quad (4.50)$$

Le déterminant de la matrice d'observabilité O n'étant pas nul, celle-ci est de rang plein et le modèle de notre système est observable.

4.2.3 Observateur

L'observateur du couple hydrodynamique proposé est le suivant :

$$J_m \dot{\hat{\Omega}} = Q_{em} - f_v \hat{\Omega} - f_s \text{sign}(y) - \hat{Q} + L_1(y - \hat{y}) \quad (4.51)$$

$$\dot{\hat{Q}} = L_2(y - \hat{y}) \quad (4.52)$$

où L_1 et L_2 sont les gains de l'observateur qui doivent être choisis de façon à assurer la stabilité et la convergence des estimations de la vitesse de rotation $\hat{\Omega}$ et du couple hydrodynamique \hat{Q} vers les valeurs réelles Ω et Q . Dans ce processus, seul le bruit de mesure w_y de la vitesse de rotation intervient (par l'intermédiaire de y).

Sous forme matricielle, l'observateur s'écrit :

$$\dot{\hat{x}} = A\hat{x} + Bu + F\hat{z} + L(y - \hat{y}) \quad (4.53)$$

$$\hat{y} = C\hat{x} \quad (4.54)$$

avec $\hat{z} = \text{sign}(y) = \text{sign}(\Omega + w_y)$ et :

$$L = \begin{pmatrix} L_1 \\ J_m \\ L_2 \end{pmatrix}$$

4.2.4 Equation de l'erreur d'estimation

Il est possible de déterminer l'expression de l'erreur d'estimation de la vitesse de rotation et du couple hydrodynamique de l'hélice à partir du modèle du processus et des équations de l'observateur. En définissant les erreurs d'estimation par $\tilde{\Omega} = \Omega - \hat{\Omega}$ et $\tilde{Q} = Q - \hat{Q}$, nous pouvons écrire :

$$J_m \dot{\tilde{\Omega}} = -(f_v + L_1)\tilde{\Omega} - f_s (\text{sign}(\Omega) - \text{sign}(\Omega + w_y)) - \tilde{Q} + w_1 - L_1 w_y \quad (4.55)$$

$$\dot{\tilde{Q}} = -L_2 \tilde{\Omega} + w_2 - L_2 w_y \quad (4.56)$$

Comme nous pouvons le constater, la dynamique de l'erreur d'estimation est régie par des équations différentielles non-autonomes. En effet, la vitesse de rotation Ω et les bruits w_1 , w_2 et w_y interviennent explicitement dans les équations (4.55) et (4.56).

En définissant $\tilde{x} = [\tilde{\Omega} \ \tilde{Q}]^T$, $w = [w_1 \ w_2 \ w_y]^T$ et $\tilde{z} = (\text{sign}(\Omega) - \text{sign}(\Omega + w_y))$, nous pouvons emprunter une notation matricielle du système d'équations (4.55)-(4.56) :

$$\dot{\tilde{x}} = A_f \tilde{x} + F \tilde{z} + E_2 w \quad (4.57)$$

avec :

$$A_f = (A - LC) = \begin{pmatrix} -\frac{f_v + L_1}{J_m} & -\frac{1}{J_m} \\ -L_2 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

$$E_2 = [E \ -L] = \begin{pmatrix} \frac{1}{J_m} & 0 & \frac{-L_1}{J_m} \\ 0 & 1 & -L_2 \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

4.2.5 Observateur non-perturbé

Nous proposons dans un premier temps de démontrer la stabilité de l'observateur du couple hydrodynamique dans le cas particulier où aucune perturbation ne gêne le processus d'estimation, c'est-à-dire quand les bruits w_1 , w_2 et w_y sont nuls. Dans ce cas, l'équation différentielle qui régit l'évolution de l'erreur d'estimation se simplifie et devient :

$$\dot{\tilde{x}} = A_f \tilde{x} \quad (4.60)$$

qui est linéaire, invariante dans le temps et autonome.

Le système d'équations différentielles linéaires et autonomes (4.60) est uniformément globalement exponentiellement stable (*UGES*) si et seulement si la matrice A_f est Hurwitz, c'est-à-dire si toutes ses valeurs propres $\lambda_i(A_f)$ sont à partie réelle strictement négative $Re\lambda_i(A_f) < 0$, [SL91] [Kha02]. De plus, si le critère de Kalman est vérifié, alors toutes les valeurs propres de la matrice A_f peuvent être choisies arbitrairement.

Pour calculer les gains L_1 et L_2 qui assurent la stabilité de la matrice A_f , nous proposons d'utiliser la méthode du placement de pôles (ou pourrait-on dire de façon équivalente du placement de valeurs propres). Le polynôme caractéristique P_{A_f} de la matrice A_f est :

$$P_{A_f}(p) = \det(pI - A_f) = p^2 + \frac{f_v + L_1}{J_m} p - \frac{L_2}{J_m} \quad (4.61)$$

La matrice A_f étant de dimension 2×2 , elle possède 2 valeurs propres réelles ou complexes conjuguées p_1 et p_2 , définies dans le plan complexe de la manière suivante :

$$p_1 = a_1 + j b_1 \quad (4.62)$$

$$p_2 = a_2 + j b_2 \quad (4.63)$$

et son polynôme caractéristique vaut :

$$P_{A_f}(p) = (p - p_1)(p - p_2) = p^2 - (p_1 + p_2)p + p_1 p_2 \quad (4.64)$$

Par identification des deux expressions (4.61) et (4.64) du polynôme caractéristique de A_f , nous déduisons les expressions des gains L_1 et L_2 dans le cas où les pôles sont réels $b_1 = b_2 = 0$:

$$L_1 = -(a_1 + a_2)J_m - f_v \quad (4.65)$$

$$L_2 = -J_m a_1 a_2 \quad (4.66)$$

et dans le cas où les pôles sont complexes conjugués, $s_2 = s_1^*$:

$$L_1 = -2a_1 J_m - f_v \quad (4.67)$$

$$L_2 = -J_m (a_1^2 + b_1^2) \quad (4.68)$$

Un résultat équivalent aurait pu être obtenu en utilisant la théorie de Lyapunov sur la stabilité des systèmes linéaires invariants. Dans ce cas cependant, la détermination des valeurs propres de la matrice A_f n'est pas directe et le choix des gains de l'observateur est moins intuitif.

4.2.6 Observateur perturbé

Lorsque l'équation d'erreur est perturbée par des bruits de mesure et des erreurs de modélisation et d'identification, sa stabilité et sa convergence ne sont plus assurées par le choix de gain précédent. Nous devons donc vérifier que l'erreur d'estimation de la vitesse de rotation et du couple hydrodynamique reste faible, même en présence des bruits w_1 , w_2 et w_y non nuls. Pour cela, calculons la fonction de transfert H_w entre l'erreur d'estimation \tilde{x} et les bruits w :

$$H_w(p) = \frac{\tilde{x}}{w} = (pI - A_f)^{-1} E_2 \quad (4.69)$$

dont l'expression développée est :

$$H_w(p) = \frac{\begin{pmatrix} \frac{p}{J_m} & -\frac{1}{J_m} & \frac{-L_1 p + L_2}{J_m} \\ -\frac{L_2}{J_m} & p + \frac{f_v + L_1}{J_m} & -L_2 \left(p + \frac{f_v}{J_m} \right) \end{pmatrix}}{p^2 + \frac{f_v + L_1}{J_m} p - \frac{L_2}{J_m}} \quad (4.70)$$

Calculons également la fonction de transfert H_z entre l'erreur d'estimation \tilde{x} et l'erreur d'estimation du signe de la vitesse de rotation \tilde{z} , due au bruit de mesure w_y :

$$H_z(p) = \frac{\tilde{x}}{\tilde{z}} = \frac{\begin{pmatrix} -\frac{f_s}{J_m}p \\ L_2 \frac{f_s}{J_m} \end{pmatrix}}{p^2 + \frac{f_v + L_1}{J_m}p - \frac{L_2}{J_m}} \quad (4.71)$$

Comme nous pouvons le vérifier, toutes ces fonctions de transfert sont stables car elles possèdent les mêmes pôles que la matrice A_f . Nous pouvons donc en conclure que pour toutes perturbations bornées, l'erreur d'estimation de la vitesse de rotation et du couple sera également bornée. Encore une fois, ce résultat aurait pu être obtenu à partir de la théorie de Lyapunov sur la stabilité des systèmes dynamiques non-autonomes perturbés. L'avantage de l'approche par fonctions de transfert est qu'elle permet de décrire précisément la dynamique de l'erreur quand les perturbations sont connues.

4.2.7 Expérimentation en régime dynamique

Nous venons de démontrer que l'erreur d'estimation du couple hydrodynamique de l'hélice est toujours bornée et que celle-ci diminue d'autant plus que le modèle du propulseur est juste, que ce dernier est correctement identifié et que le bruit de mesure de la vitesse de rotation est faible. Les paramètres du propulseur ayant déjà été identifiés au cours des précédents chapitres, nous pouvons tester expérimentalement l'observateur proposé. Cette validation expérimentale permet de confirmer non seulement les résultats théoriques sur la stabilité et la convergence de l'erreur d'estimation, mais aussi la justesse de l'estimation des paramètres du propulseur.

Malheureusement, notre banc d'essais n'est pas instrumenté pour réaliser la mesure du couple hydrodynamique. La validation directe de l'observateur, par comparaison des couples hydrodynamiques réel et estimé ne peut donc pas être effectuée. Cependant, nous avons vu au chapitre 1 que la relation (1.41) entre la poussée et le couple de l'hélice est très robuste et qu'elle reste valable en régime dynamique. Ainsi, si nous disposons d'une estimation du couple hydrodynamique, nous pouvons en déduire une estimation de la poussée (cette manipulation est d'autant plus justifiée que nous souhaitons en pratique commander la poussée de l'hélice).

Si nous comparons maintenant les poussées mesurée et estimée lors d'un régime harmonique à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant rapidement, nous obtenons le résultat de la figure 4.11. Les figures 4.12 et 4.13 montrent également les résultats obtenus lors d'un essai à vitesse de rotation triangulaire et lors d'un essai en régime dynamique quelconque.

Nous pouvons constater que la poussée estimée à partir du couple reconstruit par l'observateur est très proche de la poussée mesurée. Par contre, le passage par zéro de la vitesse de rotation engendre une erreur d'estimation qui peut être assez importante. Il faudra donc veiller à ce que cette erreur ne cause pas d'instabilité, ou du moins d'imprécision importante, dans la commande en boucle fermée du propulseur.

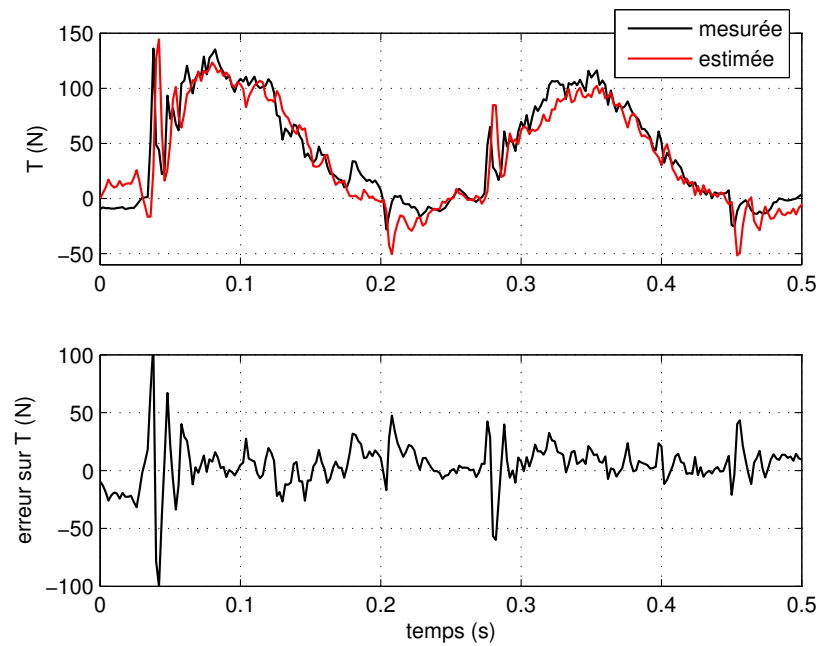


FIG. 4.11 – *Poussées mesurée et estimée de l'hélice et erreur de prédiction de la poussée, lors d'un essai à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à 4 Hz*

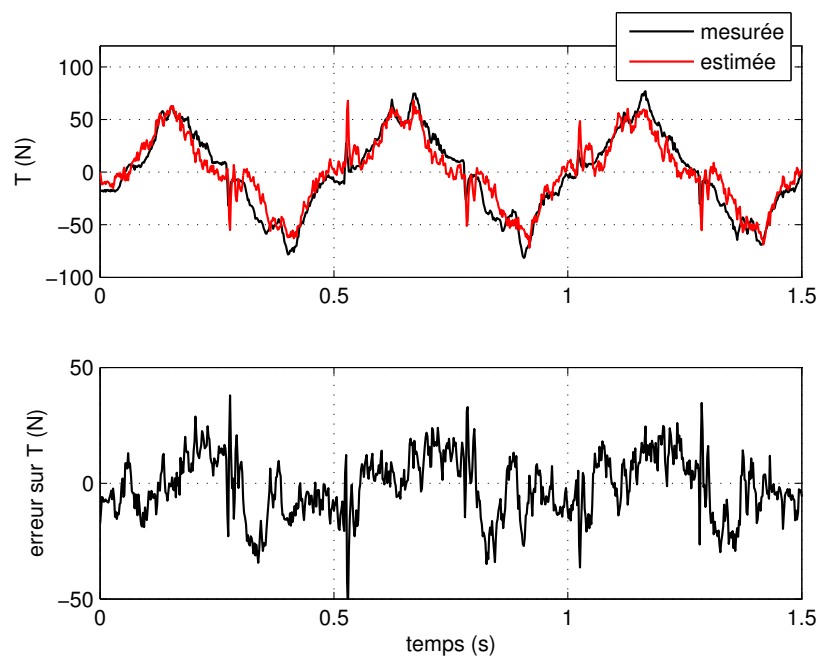


FIG. 4.12 – *Poussées mesurée et estimée de l'hélice et erreur de prédiction de la poussée, lors d'un essai à vitesse de rotation triangulaire à 2 Hz*

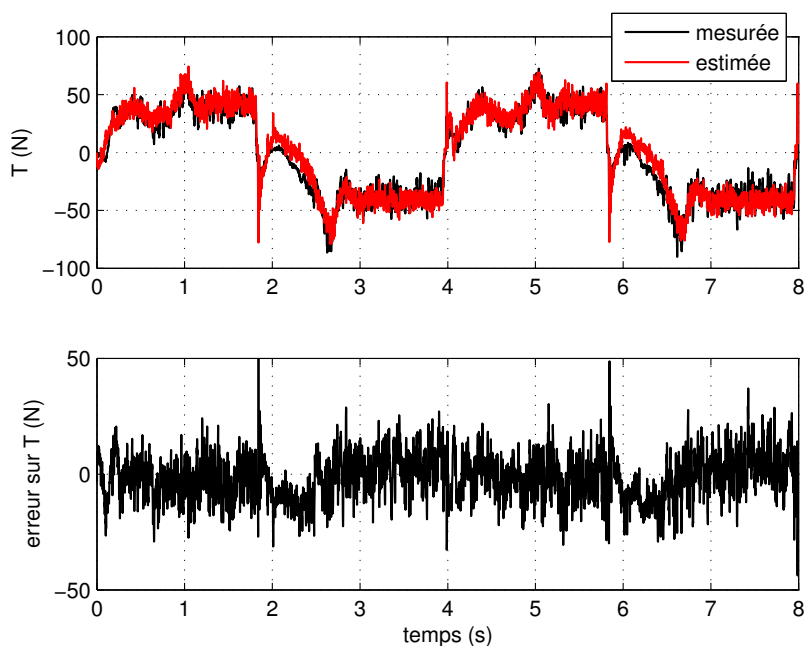


FIG. 4.13 – *Poussées mesurée et estimée de l’hélice et erreur de prédiction de la poussée, lors d’un essai en régime dynamique*

4.2.8 Expérimentation en régime de ventilation

Nous avons évoqué au chapitre 1 le problème de la ventilation d’une hélice. Ce phénomène occasionne des pertes de poussée et de couple que nous devrions pouvoir estimer à l’aide de l’observateur proposé. L’estimation de la poussée lors d’un fonctionnement de l’hélice à vitesse de rotation constante et en ventilation est présentée dans la figure 4.14 (les instants pendant lesquels l’hélice ventile sont repérés à l’aide d’un trait épais). Les résultats d’un essai à vitesse de rotation sinusoïdale oscillant à 0.25 Hz sont indiqués dans la figure 4.15.

Les résultats présentés démontrent que l’estimation de la poussée, et donc du couple hydrodynamique, est réalisée avec succès, aussi bien en régime dynamique, que durant la ventilation.

4.3 Commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique

Nous avons pu constater dans le premier paragraphe 4.1 de ce chapitre, que les méthodes classiques de commande en vitesse d’un propulseur naval souffrent d’un manque de robustesse vis-à-vis des variations du nombre d’avance J et de la profondeur d’immersion insuffisante de l’hélice h . La commande en couple, souffre moins de ces problèmes, mais ne permet malheureusement pas un bon contrôle de la vitesse de rotation. Une commande employant un observateur du couple hydrodynamique de l’hélice a alors été évoquée pour tenter de résoudre les différents problèmes cités. L’observation du couple hydrodynamique a donc naturellement fait l’objet d’une étude approfondie dans le second paragraphe 4.2. L’expérimentation de cet observateur, en boucle ouverte, a démontré que ce dernier était capable de correctement esti-

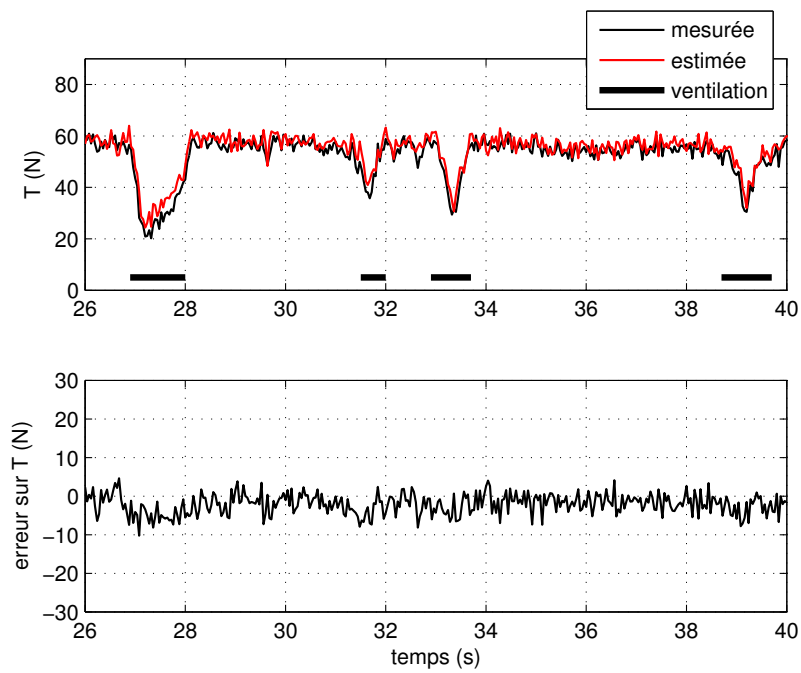


FIG. 4.14 – *Poussées mesurée et estimée de l’hélice et erreur de prédiction de la poussée, lors du fonctionnement de l’hélice à vitesse de rotation constante et en ventilation*

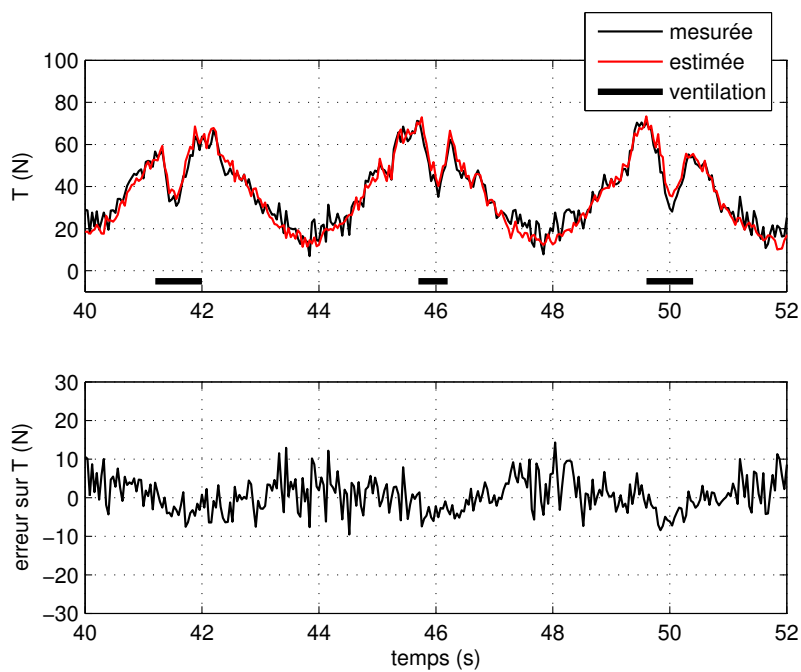


FIG. 4.15 – *Poussées mesurée et estimée de l’hélice et erreur de prédiction de la poussée, lors du fonctionnement de l’hélice à vitesse de rotation sinusoïdale et en ventilation*

mer le couple hydrodynamique, et de ce fait la poussée, aussi bien en régime permanent, qu'en régime dynamique, ainsi que pendant la ventilation de l'hélice. Nous présentons maintenant une méthode de commande en vitesse avec observation du couple hydrodynamique, qui a été initialement proposée dans [PJSF07].

4.3.1 Principe

Quelques soient les conditions de fonctionnement de l'hélice, il est toujours possible de décomposer le couple hydrodynamique de l'hélice sous la forme suivante :

$$Q = \lambda_Q |\Omega| \Omega + \Delta_Q \quad (4.72)$$

où Δ_Q représente les variations du couple hydrodynamique Q autour de sa valeur statique nominale $\lambda_Q |\Omega| \Omega$. Elles dépendent en pratique de nombreux paramètres, comme la profondeur d'immersion h , la vitesse d'avance de l'hélice dans l'eau V_a , les dynamiques de la vitesse de rotation, la cavitation, etc... Par exemple, lorsque l'hélice fonctionne à vitesse d'avance nulle et que celle-ci ventile, son couple hydrodynamique vaut :

$$Q = h_Q \lambda_Q |\Omega| \Omega = \lambda_Q |\Omega| \Omega + (h_Q - 1) |\Omega| \Omega \quad (4.73)$$

et la chute de couple due à la ventilation de l'hélice vaut :

$$\Delta_Q = (h_Q - 1) |\Omega| \Omega \quad (4.74)$$

Le principe de la commande en poussée avec observation du couple est de combiner les commandes en vitesse et en couple de façon à bénéficier de leurs avantages respectifs et de compenser les variations du couple hydrodynamique autour de sa valeur nominale, afin d'assurer à la poussée réelle un bon suivi de la poussée désirée.

4.3.2 Commande statique en poussée dans les 4 quadrants avec observation du couple

La commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique est réalisée en plusieurs étapes. La première étape consiste à estimer le couple hydrodynamique Q à l'aide d'un observateur, puis à estimer la chute de couple Δ_Q à l'aide de la relation (4.72) et de la vitesse de rotation mesurée :

$$\hat{\Delta}_Q = \hat{Q} - \lambda_Q |\Omega| \Omega \quad (4.75)$$

Parallèlement, le coefficient de couple K_Q est estimé à partir du couple hydrodynamique et de la vitesse de rotation :

$$\hat{K}_Q = 4\pi^2 \frac{\hat{Q}}{\rho d^5 |\Omega| \Omega} \quad (4.76)$$

puis le nombre d'avance \hat{J} est estimé par inversion du coefficient $K_Q(J)$:

$$\hat{J} = \hat{K}_Q^{-1}(\hat{Q}, \Omega) \quad (4.77)$$

Le couple hydrodynamique désiré est ensuite calculé à partir de la poussée désirée, comme dans le cas de la commande en couple :

$$Q_d = K_{QT}(\hat{J}) T_d \quad (4.78)$$

et la vitesse de rotation désirée Ω_d est ensuite déduite de la relation (4.72) en remplaçant la chute de couple (désirée) par sa valeur estimée :

$$Q_d = \lambda_Q |\Omega_d| \Omega_d + \hat{\Delta}_Q \quad (4.79)$$

soit :

$$\Omega_d = \sqrt{\left| \frac{Q_d - \hat{\Delta}_Q}{\lambda_Q} \right|} \cdot \text{sign}(Q_d - \hat{\Delta}_Q) \quad (4.80)$$

La vitesse de rotation est finalement asservie à l'aide du régulateur IP développé au paragraphe 4.1.1. En pratique, la vitesse de rotation de l'hélice et du moteur est limitée à la valeur absolue maximale Ω_{max} . Ainsi, pour éviter toute détérioration du matériel, la valeur absolue de la vitesse de rotation désirée est volontairement limitée à cette valeur maximale. Il résulte de cette limite physique, une limite effective pour la compensation des variations de couple. Ainsi, si en théorie une vitesse de rotation extrême permettrait d'obtenir un couple hydrodynamique significatif qui compenserait parfaitement les variations Δ_Q , en pratique elles ne pourront pas toujours être compensées.

Cette méthode permet de bénéficier à la fois de la robustesse de la relation entre la poussée et le couple de l'hélice et de la régulation de la vitesse de rotation. En supposant, d'une part, que l'estimation de la chute de couple hydrodynamique $\hat{\Delta}_Q$ est correcte et, d'autre part, que la vitesse de rotation Ω de l'hélice suit bien la vitesse de rotation désirée Ω_d , alors il est possible d'affirmer que le couple hydrodynamique réel Q de l'hélice suivra la consigne de couple Q_d . Si de plus, la relation entre le couple et la poussée de l'hélice est correcte, elle le sera si le nombre d'avance J est correctement estimé, alors la poussée réelle de l'hélice T tendra vers la poussée désirée T_d .

Cette méthode de commande doit être employée lorsque les variations de couple sont essentiellement dues à des variations importantes du nombre d'avance J . En effet, en l'état actuel des choses, la commande en poussée ne permet pas de différencier les variations de couple dues aux variations du nombre d'avance, des variations de couple dues à la ventilation ou à tout autre phénomène. Ainsi, si nous nous plaçons dans le cas d'une hélice en ventilation à faible nombre d'avance, nous obtiendrons une évaluation d'autant plus mauvaise du nombre d'avance, que l'hélice ventilera. Cela se traduira finalement par un mauvais suivi de la consigne de poussée. De plus, en pratique, l'estimation du couple hydrodynamique \hat{Q} et la consigne de vitesse Ω_d doivent être filtrées pour atténuer les effets du bruit et éviter un comportement instable du propulseur à faible vitesse de rotation. Cela se traduit par une diminution des performances dynamiques de la commande qui compense mal les chutes de poussée dues à la ventilation de l'hélice, qui est un phénomène transitoire rapide. Dans le cas particulier où l'hélice fonctionne à très faible nombre d'avance, une variante de la commande en poussée dans les 4 quadrants peut être proposée.

4.3.3 Commande dynamique nominale en poussée avec observation du couple

Lorsque le nombre d'avance J est proche de zéro, les variations du rapport $K_{QT}(J)$ autour de sa valeur nominale K_{QT0} sont généralement très faibles (voir figure 1.5 du paragraphe 1.3.1). Dans ce cas, la commande en poussée 4 quadrants peut se simplifier en une commande en poussée nominale qui s'appuie sur un modèle nominal de l'hélice et non plus sur le modèle K_T/K_Q de celle-ci. Nous proposons ici de mettre à contribution le modèle dynamique nominal de l'hélice, développé au chapitre précédent. Une reformulation dynamique de la relation (4.72) est également proposée :

$$Q = \lambda_Q Y_\tau + \Delta_Q \quad (4.81)$$

Cette relation permet de découpler les effets dynamiques (par l'intermédiaire de la variable Y_τ) des autres phénomènes (inclus dans Δ_Q), alors que la version statique (4.72) mélange tous les phénomènes perturbateurs (par rapport aux performances nominales statiques) dans Δ_Q .

Pour la commande nominale en poussée, le couple hydrodynamique désiré peut être directement calculé à partir de la poussée désirée, sans connaissance du nombre d'avance, via la relation suivante :

$$Q_d = \lambda_{QT} T_d \quad (4.82)$$

Parallèlement, le couple hydrodynamique Q est estimé à l'aide d'un observateur, tandis que la grandeur Y_τ est estimé à l'aide du modèle dynamique nominal et de la vitesse de rotation mesurée :

$$\dot{\hat{X}}_\Omega = A_\Omega \hat{X}_\Omega + B_\Omega \Omega \quad (4.83)$$

$$\hat{Y}_\Omega = C_\Omega \hat{X}_\Omega + D_\Omega \Omega \quad (4.84)$$

$$\hat{\tau} = |\hat{Y}_\Omega| \hat{Y}_\Omega \quad (4.85)$$

$$\dot{\hat{X}}_\tau = A_\tau \hat{X}_\tau + B_\tau \hat{\tau} \quad (4.86)$$

$$\hat{Y}_\tau = C_\tau \hat{X}_\tau + D_\tau \hat{\tau} \quad (4.87)$$

puis, la chute de couple Δ_Q est estimée à l'aide de la relation (4.81) :

$$\hat{\Delta}_Q = \hat{Q} - \lambda_Q \hat{Y}_\tau \quad (4.88)$$

La vitesse de rotation désirée Ω_d est ensuite calculée à partir de la relation (4.81), en remplaçant la chute de couple (désirée) par sa valeur estimée :

$$Q_d - \hat{\Delta}_Q = \lambda_Q \hat{Y}_\tau \quad (4.89)$$

et du modèle dynamique inverse :

$$Y_{\tau d} = \frac{Q_d}{\lambda_Q} \quad (4.90)$$

$$\dot{X}_{\tau d}^* = A_\tau^* X_{\tau d}^* + B_\tau^* Y_{\tau d} \quad (4.91)$$

$$\tau_d = C_\tau^* X_{\tau d}^* + D_\tau^* Y_{\tau d} \quad (4.92)$$

$$Y_{\Omega d} = |\tau_d|^{1/2} \text{sign}(\tau_d) \quad (4.93)$$

$$\dot{X}_{\Omega d}^* = A_\Omega^* X_{\Omega d}^* + B_\Omega^* Y_{\Omega d} \quad (4.94)$$

$$\Omega_d = C_\Omega^* X_{\Omega d}^* + D_\Omega^* Y_{\Omega d} \quad (4.95)$$

La vitesse de rotation est finalement asservie à l'aide du régulateur IP développé au paragraphe 4.1.1. En pratique, la vitesse désirée est toujours limitée à sa valeur maximale, comme dans la commande 4 quadrants. Le schéma de la commande nominale en poussée avec observation du couple est présenté dans la figure 4.16.

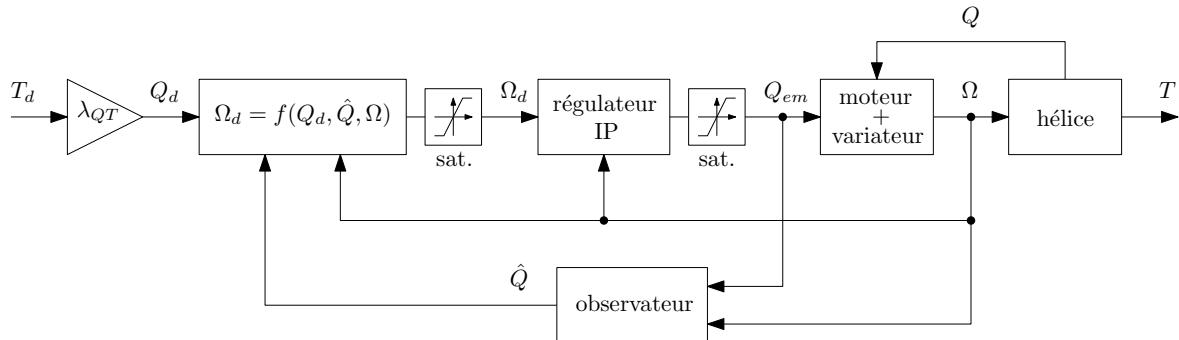


FIG. 4.16 – Représentation de la commande en poussée nominale d'un propulseur naval électrique, avec observation du couple hydrodynamique

La commande nominale en poussée devra être utilisée lorsque le nombre d'avance J reste faible et que le propulseur fonctionne dans des conditions quasi-nominales, comme c'est par exemple le cas pendant des manœuvres dynamiques ou pendant une tentative de maintien d'une position. Dans cette configuration de fonctionnement, les différentes commandes nominales (en vitesse et en couple) présentées montrent leurs avantages qui sont ici réunis dans une même commande dynamique nominale en poussée.

En pratique, la commande en poussée permet également de limiter la puissance mécanique totale du moteur pendant le fonctionnement du propulseur. En effet, les limitations en couple électromagnétique et en vitesse de rotation peuvent être combinées afin de forcer le moteur à fonctionner dans des limites raisonnables, aussi bien en termes de couple électromagnétique, de vitesse de rotation et de puissance.

4.3.4 Expérimentation de la commande nominale en poussée

Nous réalisons dans un premier temps un essai à poussée désirée constante. Le propulseur est faiblement immergé et l'hélice ventile de façon aléatoire. La figure 4.17 montre les résultats obtenus avec la commande dynamique nominale en poussée. Comme nous pouvons le constater, la poussée réelle reste presque constante, même lorsque l'hélice ventile. Les instants pendant lesquels l'hélice ventile sont reconnaissables aux augmentations importantes de la vitesse de rotation pour compenser les pertes de couple et de poussée observées. La compensation des pertes de poussée est correctement réalisée en temps réel.

Le résultat d'un essai à poussée désirée variable est présenté dans la figure 4.18. La poussée réelle suit relativement bien la consigne fixée, et ce, sans retard. Cette propriété de la commande est directement liée à l'emploi du modèle dynamique comportemental de l'hélice. Ce dernier permet en effet de compenser les effets dynamiques en termes d'amplitude et de phase.

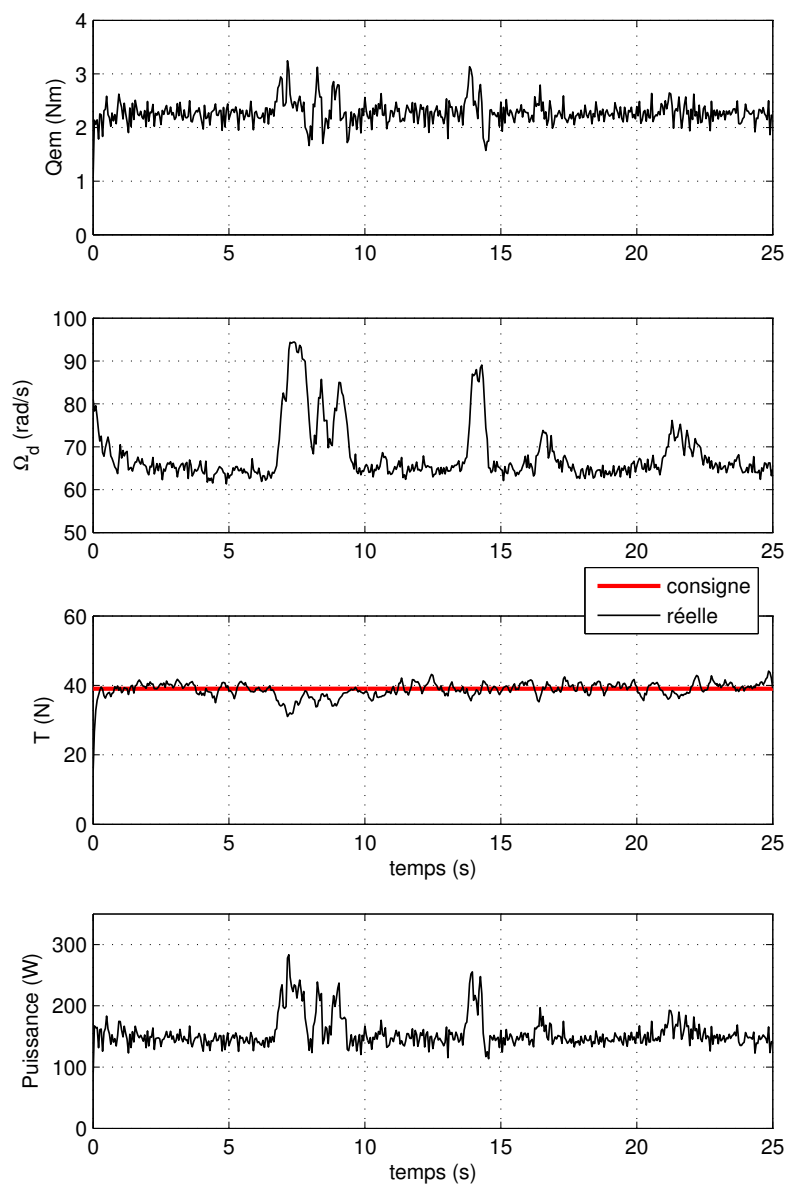


FIG. 4.17 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée et puissance mécanique totale lors d'un essai à faible profondeur du propulseur pour une consigne de poussée constante

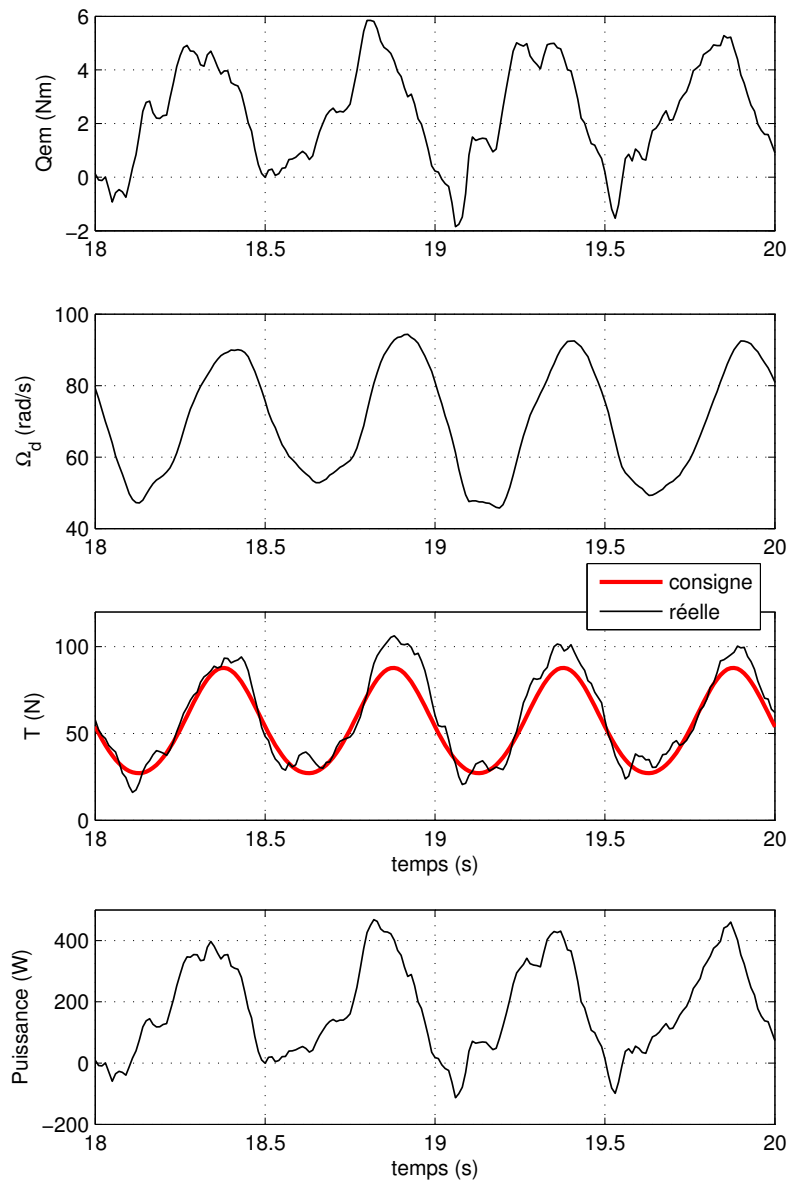


FIG. 4.18 – Couple électromagnétique, vitesse de rotation, poussée et puissance mécanique totale lors d'un essai avec une consigne de poussée variable oscillant à 2 Hz

4.4 Conclusion

Différentes méthodes de commande en poussée d'un propulseur naval électrique ont été présentées dans ce chapitre. Une première partie nous a permis de décrire des commandes simples, sans observation du couple hydrodynamique, basées sur les modèles statiques et dynamiques d'une hélice. Il a été montré que l'avantage de la robustesse de la commande en couple vis-à-vis des variations du nombre d'avance et des pertes de poussée est malheureusement atténué par le fait que cette commande présente une forte sensibilité aux inexactitudes de modélisation et d'identification du modèle du propulseur. De plus, la limitation de la vitesse de rotation doit être réalisée par un organe extérieur, qui dans notre cas est le variateur de vitesse. Les commandes en vitesse, par contre, affichent une bonne robustesse vis-à-vis des problèmes de modélisation et d'identification et permettent de limiter très facilement la vitesse de rotation dans toutes les situations. Par contre, des pertes importantes de poussée peuvent avoir lieu et empêchent un bon suivi de la consigne de poussée.

Dans la seconde partie, un observateur du couple hydrodynamique de l'hélice a été proposé et étudié. Nous avons démontré que cet observateur est stable lorsqu'aucune perturbation extérieure ne gêne le processus d'estimation du couple, et que l'erreur d'estimation est bornée lorsque des bruits de mesure ou des erreurs de modélisation et d'identification existent. Des résultats expérimentaux ont permis de confirmer la justesse de l'estimation du couple de l'hélice, quelque soit son régime de fonctionnement (permanent, dynamique ou encore durant la ventilation).

Deux méthodes de commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique ont ensuite été présentées dans la dernière partie de ce chapitre. Nous avons proposé une commande dynamique nominale en poussée permettant de compenser les pertes de poussée de l'hélice en temps réel, durant la ventilation. En pratique, cette méthode de commande s'avère très utile lorsque les dynamiques du propulseur sont sollicitées et que des perturbations, comme la ventilation, existent.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Le problème de la modélisation et de la commande en poussée d'un propulseur naval électrique a été abordé au cours du travail de thèse présenté dans ce mémoire. Le premier objectif visé était de proposer un cadre rigoureux de *la théorie dynamique du moment linéaire* des hélices. Le deuxième objectif consistait à déterminer, éventuellement à l'aide de la théorie citée, un modèle dynamique de l'hélice, capable de reproduire le comportement du propulseur lors des régimes dynamiques rapides. Enfin, les performances dynamiques des commandes en poussée des propulseurs navals devaient être améliorées et leur robustesse (vis-à-vis des perturbations de fonctionnement) augmentée.

Dans le chapitre 1, nous avons rapporté différents modèles de propulseurs existants et avons expérimentalement identifié les paramètres d'un modèle quasi-statique de propulseur, en nous appuyant sur le bassin d'essais du Laboratoire IREENA. Nous avons montré que ces modèles n'étaient pas à même de reproduire correctement la poussée et le couple d'une hélice, lors des régimes dynamiques rapides et qu'il serait intéressant de développer un modèle dynamique plus précis. La relation qui existe entre la poussée et le couple d'une hélice a également été étudiée expérimentalement, aussi bien en régime permanent et en régime dynamique, que durant la ventilation de l'hélice. Nous avons ainsi pu vérifier, en accord avec ce qui était présenté dans la littérature scientifique, que cette relation était effectivement robuste. Ces différents résultats justifiaient la recherche d'un modèle dynamique d'hélice. Deux approches différentes, sujets des deux chapitres suivants, ont alors été envisagées.

Plusieurs théories du fonctionnement d'une hélice marine, souvent empruntées et adaptées pour réaliser la commande des propulseurs, ont été rappelées dans le chapitre 2. Un cadre théorique rigoureux a été fourni pour la théorie dynamique du moment linéaire des hélices, en accord avec les théories précédentes et les résultats disponibles dans la littérature, et un modèle dynamique de la poussée de l'hélice a ensuite été déterminé. De nombreux résultats expérimentaux sont venus appuyer les théories existantes, ainsi que la théorie dynamique. La comparaison des résultats de simulation et des mesures expérimentales a permis de mettre en évidence l'intérêt du modèle dynamique de la poussée de l'hélice. Cependant, la configuration expérimentale de notre bassin d'essais ne nous a pas permis de réaliser tous les tests nécessaires pour entièrement valider ce modèle. De plus, des difficultés inhérentes au système étudié empêchent de correctement quantifier l'apport du modèle dynamique, par rapport au modèle statique. Une approche différente au problème de la modélisation dynamique de l'hélice a ainsi été proposée dans le chapitre suivant.

Dans le chapitre 3, la modélisation du comportement dynamique d'une hélice marine a été abordée par une approche fréquentielle. Une structure de Wiener-Hammerstein, re-

liant les structures plus simples de Wiener et de Hammerstein en cascade, a été utilisée et appliquée avec succès à une hélice. Une méthode d'identification basée sur le calcul analytique de la réponse harmonique du modèle dynamique de l'hélice a été développée, puis mise en pratique expérimentalement. Une comparaison des résultats de simulation et des mesures expérimentales a permis de quantifier numériquement l'apport du modèle dynamique de Wiener-Hammerstein. Les prédictions de la poussée et du couple de l'hélice ont ainsi été nettement améliorées. Après avoir démontré l'intérêt du modèle dynamique, deux autres méthodes d'identification ont été proposées. La première méthode permet d'identifier sans capteur de force (ou de couple) les paramètres du modèle dynamique de l'hélice, en utilisant une estimation du couple hydrodynamique. Pour ce faire, le modèle mécanique du moteur, préalablement identifié, est employé. La seconde méthode permet d'identifier simultanément tous les paramètres dynamiques du propulseur, toujours sans capteur de force. Dans ce cas cependant, seuls les paramètres statiques du modèle du propulseur nécessitent d'être préalablement identifiés. Ces deux méthodes d'identification sans capteur de force ont fourni des résultats très proches de ce qui peut être obtenu lorsqu'un capteur de force est disponible.

Le problème de la commande en poussée d'un propulseur naval a finalement été abordé dans le chapitre 4. Des méthodes de commande sans observateur, dites en vitesse et en couple, ont été reportées et testées expérimentalement. Les performances dynamiques de la commande en vitesse ont été améliorées grâce au modèle dynamique de l'hélice, obtenu au chapitre 3. Des problèmes de robustesse vis-à-vis de la ventilation de l'hélice ont été mis en évidence à la fois théoriquement et expérimentalement. Un observateur du couple hydrodynamique de l'hélice a ensuite été présenté, étudié théoriquement, puis validé expérimentalement en boucle ouverte. Il a été montré que l'estimation de la poussée, à partir du couple hydrodynamique reconstruit, était possible quelque soit le régime de fonctionnement de l'hélice. Deux méthodes de commande en poussée avec observation du couple hydrodynamique ont ensuite été présentées. La première, tirée de la littérature, permet de contrôler un propulseur dans les 4 quadrants de fonctionnement et n'a pas pu être testée expérimentalement. La seconde méthode est une version alternative inédite de la première, qui fonctionne à faible nombre (ou vitesse) d'avance. La structure proposée permet d'améliorer les performances dynamiques de la commande en poussée et de compenser, en temps réel, les perturbations de la poussée, dues à la ventilation de l'hélice. En pratique, cette aptitude est intéressante lorsque le propulseur avance lentement dans l'eau et que l'hélice se trouve à proximité de la surface. Ce genre de situation se rencontre, par exemple, lorsque un engin tente de se positionner en surface alors que la mer est agitée. Dans ce cas de figure, la bonne maîtrise dynamique de la poussée peut s'avérer un atout important.

Perspectives

La théorie dynamique du moment linéaire des hélices a été présentée dans ce mémoire et un modèle dynamique de la poussée de l'hélice en a été déduit. Des résultats expérimentaux ont permis d'attester partiellement la validité de cette théorie, ou du moins du modèle qui en découle.

- La validation (ou invalidation) de ce modèle, dans des conditions expérimentales plus variées représente logiquement l'étape suivante de cette étude. Des essais en courant pourraient ainsi être réalisés.

-
- Il serait également intéressant de s'attarder sur *la théorie dynamique du moment angulaire des hélices* de façon à obtenir une théorie dynamique des moments des hélices, qui soit complète.

Un modèle dynamique comportemental de l'hélice a été développé au cours de ce travail de thèse. Ce modèle a été étudié dans des conditions dites nominales, dans le sens où le propulseur ne se déplace pas dans l'eau.

- Des essais en courant permettraient de quantifier les effets du régime dynamique sur les performances des hélices se déplaçant à une vitesse importante. Il serait alors possible de savoir si les dynamiques de la poussée et du couple de l'hélice restent similaires à celles que l'on observe en conditions nominales, ou si, au contraire, une étude plus poussée est nécessaire.
- Des essais dynamiques réalisés avec des hélices différentes (notamment en termes de nombre de pales et de fraction de surface développée des pales) permettraient de tester l'adaptabilité de la structure du modèle dynamique employée. Une quantification des effets dynamiques, pour différentes géométries d'hélices, pourrait ainsi être réalisée.

Annexe A

Bassin d'essais du Laboratoire IREENA

Un bassin d'essais équipé d'un propulseur naval électrique a été développé au cours d'un travail de thèse antérieur [Gui05] et a permis d'appuyer expérimentalement l'étude proposée dans ce mémoire. Ce bassin d'essais, présenté dans la figure A.1, se trouve au sein du Laboratoire IREENA à Saint-Nazaire et a été en grande partie financé par la Région des Pays de la Loire.



FIG. A.1 – Photographie du bassin d'essais du Laboratoire IREENA

A.1 Equipement

Le propulseur naval est constitué d'un ensemble convertisseur statique et machine synchrone à aimants permanents et d'une hélice symétrique à trois pales. La liaison entre le rotor

du moteur et l'arbre de rotation de l'hélice est réalisée à l'aide d'une transmission par courroie et poulies. L'environnement *Matlab/Simulink* et une carte entrées/sorties *Dspace 1103* permettent de réaliser l'implantation des commandes de la vitesse de rotation et de la poussée de l'hélice, ainsi que l'acquisition des données envoyées par les différents capteurs.

A.2 Instrumentation

A.2.1 Codeur incrémental

Un codeur incrémental 17 *bits* réalise la mesure de la position angulaire de l'arbre moteur. Ce codeur possède 32768 points par tour.

A.2.2 Capteur de force

Un capteur de force de marque *FGP (Sensors & Instrumentations)* mesure la poussée de l'hélice dans les deux sens de rotation du moteur. La plage d'utilisation du capteur est comprise entre $\pm 500 N$. La précision de mesure est de l'ordre de 1%. L'erreur d'offset est estimée à $\pm 5 N$.

A.2.3 Vélocimètre

Un vélocimètre à effet Doppler de marque *Sontek* mesure la vitesse de l'eau dans toutes les directions. Le modèle employé est un *ADV 10 MHz*. La mesure est réalisée en plusieurs étapes. Une première étape consiste à mesurer et échantillonner la vitesse de l'eau à 1 *kHz* (une mesure toutes les *ms* donc). Une moyenne est ensuite réalisée sur 40 échantillons de mesure. Le vélocimètre fournit finalement la vitesse moyenne de l'eau toutes les 40 *ms*, soit à une fréquence de 25 *Hz*. La précision de mesure est de l'ordre de 1%.

A.3 Exploitation du bassin d'essais

La fréquence d'échantillonnage des mesures et consignes (issues des lois de commande) est fixée à 1 *kHz*. Au cours des différents tests présentés dans ce mémoire, le convertisseur statique asservit la machine synchrone en courant et donc en couple électromagnétique. Une loi de commande externe, que nous définirons plus loin, réalise l'asservissement de la vitesse de rotation et/ou de la poussée de l'hélice.

Annexe B

Valeurs numériques des paramètres

TAB. B.1 – Caractéristiques de l'hélice

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
diamètre de l'hélice	d	0,178	m
aire du disque actuateur	A_0	0,025	m^2
fraction de surface développée	A_e/A_0	$\approx 0,5$	–
nombre de pales	Z	3	

TAB. B.2 – Paramètres identifiés du modèle quasi-statique du propulseur

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
frottements secs	f_s	0,676	Nm
coefficient de frottement visqueux	f_v	$8,9 \cdot 10^{-3}$	$Nm/(rad/s)$
inertie des parties tournantes	J_m	$7,74 \cdot 10^{-3}$	$kg \cdot m^2$
constante de couple	λ_Q	$2,53 \cdot 10^{-4}$	$Nm/(rad/s)^2$
constante de poussée	λ_T	0,01	$N/(rad/s)^2$

TAB. B.3 – Paramètres hydrodynamiques identifiés

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
constante hydrodynamique de couple	a_Q	0,446	$Nm/(m/s)^2$
constante hydrodynamique de poussée	a_T	17,1	$N/(m/s)^2$
rapport des vitesses axiale et de rotation	$K_{z\theta}$	$2,42 \cdot 10^{-2}$	m/rad
masse de l'eau	m_w	3,7	kg

TAB. B.4 – Profils normalisés de la vitesse de l'eau

Position radiale (cm)	Profil axial P_{V_p} (-)	Profil tangent P_{V_t} (-)	Profil radial P_{V_r} (-)
-11	$4,63.10^{-3}$	$-1,13.10^{-3}$	$1,71.10^{-4}$
-10	$6,33.10^{-3}$	$-2,34.10^{-3}$	$-2,08.10^{-4}$
-9	$1,22.10^{-2}$	$-4,81.10^{-3}$	$-7,86.10^{-4}$
-8	$1,66.10^{-2}$	$-6,01.10^{-3}$	$-1,24.10^{-3}$
-7	$2,08.10^{-2}$	$-5,17.10^{-3}$	$-1,49.10^{-3}$
-6	$2,33.10^{-2}$	$-4,96.10^{-3}$	$-1,71.10^{-3}$
-5	$2,32.10^{-2}$	$-4,58.10^{-3}$	$-1,23.10^{-3}$
-4	$1,97.10^{-2}$	$-5,76.10^{-3}$	$-1,60.10^{-3}$
-3	$1,27.10^{-2}$	$-9,61.10^{-3}$	$-1,49.10^{-3}$
-2	$8,30.10^{-3}$	$-1,47.10^{-2}$	$-1,48.10^{-3}$
-1	$3,69.10^{-3}$	$-1,35.10^{-2}$	$-1,08.10^{-3}$
0	$1,54.10^{-3}$	$-5,38.10^{-3}$	$-1,63.10^{-3}$
1	$5,37.10^{-3}$	$1,91.10^{-3}$	$-3,78.10^{-3}$
2	$1,28.10^{-2}$	$5,81.10^{-3}$	$-3,1.10^{-3}$
3	$1,93.10^{-2}$	$6,38.10^{-3}$	$-2,4.10^{-3}$
4	$2,30.10^{-2}$	$5,57.10^{-3}$	$-5,94.10^{-4}$
5	$2,43.10^{-2}$	$4,59.10^{-3}$	$9,68.10^{-5}$
6	$2,43.10^{-2}$	$5,98.10^{-3}$	$5,03.10^{-4}$
7	$2,31.10^{-2}$	$8,40.10^{-3}$	$-1,29.10^{-3}$
8	$1,66.10^{-2}$	$9,31.10^{-3}$	$-1,52.10^{-3}$
9	$1,16.10^{-2}$	$6,72.10^{-3}$	$-3,3.10^{-4}$
10	$2,06.10^{-3}$	$1,95.10^{-3}$	$-9,58.10^{-4}$
11	$1,34.10^{-5}$	$5,74.10^{-4}$	$-1,27.10^{-3}$

TAB. B.5 – Paramètres identifiés du modèle dynamique comportemental

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
gain de $f(\omega)$	k_1	1,25	–
zéro de $f(\omega)$	z_1	-2,47	<i>rad/s</i>
pôle de $f(\omega)$	p_1	-3,1	<i>rad/s</i>
gain de $g(\omega)$	k_2	2,03	–
zéros de $g(\omega)$	$[z_1 \ z_2]$	$[-18,4 \ -2,39]$	<i>rad/s</i>
pôles de $g(\omega)$	$[p_1 \ p_2]$	$[-41,9 \ -2,11]$	<i>rad/s</i>

Annexe C

Modèle hystérétique des frottements secs de Dahl

Pour de faibles variations de vitesse autour de zéro, nous avons pu constater un écart relativement important entre les prédictions du modèle du propulseur et les valeurs mesurées sur le banc d'essais. Les vitesses simulée (avec les frottements de Coulomb) et mesurée lors d'un tel essai sont représentées dans la figure C.1.

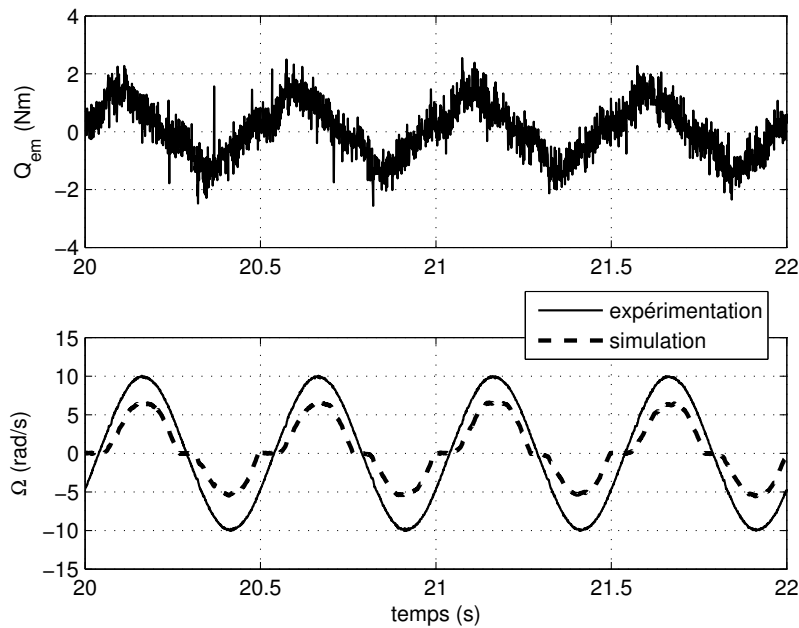


FIG. C.1 – *Problème des oscillations de vitesse de rotation autour de zéro*

L'hypothèse avancée pour expliquer ce phénomène est celle d'un défaut de modélisation des frottements secs pour de petites valeurs de vitesse oscillant autour de zéro, puisque ce phénomène ne se produit que dans cette configuration de fonctionnement. Le modèle des frottements de Coulomb peut alors être remplacé par un modèle hystérétique des frottements : le modèle de Dahl [AHDdW94]. Pour un choix particulier de ses paramètres, le modèle de

Dahl peut être représenté par l'équation (C.1) :

$$\dot{f} = \sigma \left(1 - \frac{f}{f_s} \text{sign}(\Omega) \right) \Omega \quad (\text{C.1})$$

où f représente les frottements secs (de Dahl), f_s est la valeur asymptotique des frottements secs (dans notre cas égale à la valeur utilisée pour le modèle des frottements de Coulomb) et σ est le paramètre qui permet de déterminer la pente de \dot{f} en $f = 0$. Un cycle hystérétique obtenu à partir de ce modèle, en réponse à une vitesse de rotation sinusoïdale, est représenté dans la figure C.2.

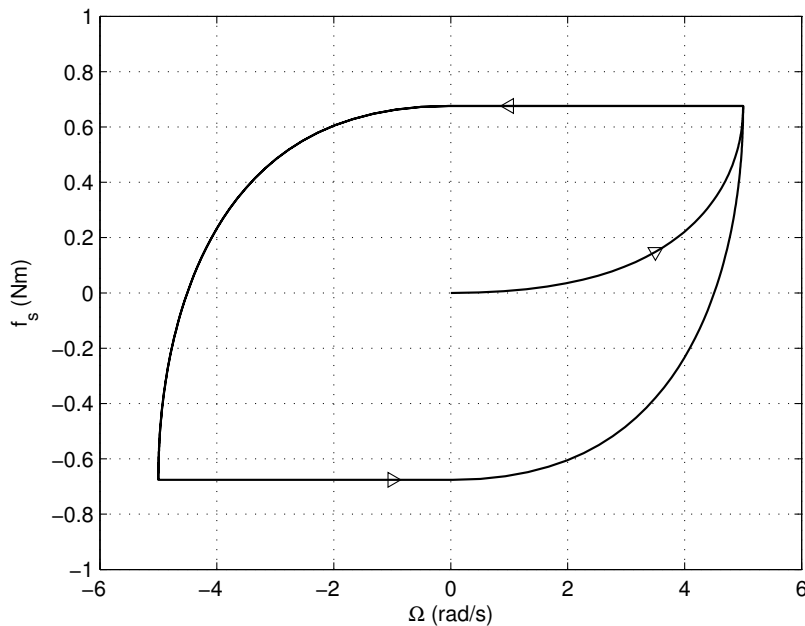


FIG. C.2 – Cycle hystérétique des frottements secs obtenus avec un modèle de Dahl

Le paramètre f_s peut être identifié lors d'essais en régime permanent, en supposant que les frottements secs ont atteint leur valeur asymptotique. Le paramètre σ est ensuite identifié lors d'essais en régime dynamique, pour de petites variations de la vitesse de rotation autour de zéro.

La figure C.3 permet d'apprécier l'amélioration de la prédiction de la vitesse de rotation du moteur à l'aide du modèle de Dahl en utilisant le même essai que celui présenté dans la figure C.1.

Sur notre banc d'essais, la liaison entre l'arbre moteur (le rotor) et l'arbre de rotation de l'hélice est réalisée à l'aide d'une transmission par courroie et poulies. Ce type de transmission possède intrinsèquement un comportement hystérétique puisque l'inversion du sens de rotation de l'arbre moteur est transmise avec un retard à l'arbre entraîné (l'arbre de l'hélice). En effet, lors de l'inversion du sens de rotation des arbres, les brins mou et tendu de la courroie s'inversent également. Ce faisant, un retard de transmission de l'inversion du sens de rotation peut être observé sur l'arbre entraîné. Ainsi, contrairement à ce qui est obtenu avec un modèle de Coulomb, la valeur des frottements secs varie progressivement après l'inversion du sens de rotation et non de façon discontinue au passage par zéro.

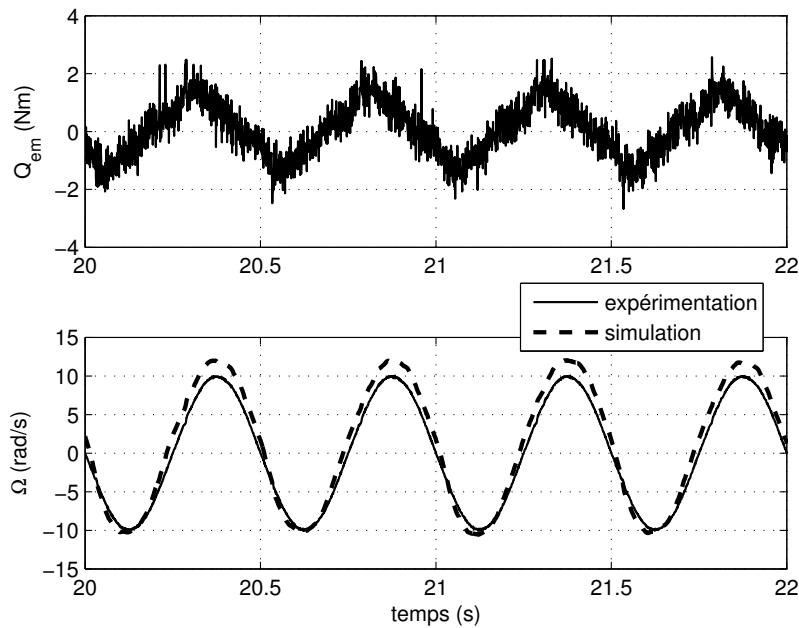


FIG. C.3 – Amélioration de la prédiction de la vitesse de rotation avec un modèle de Dahl

Il est important de noter que le phénomène observé n’a lieu que pour de petites variations de vitesse autour de zéro. Ce mode de fonctionnement n’est pas courant en pratique. De plus, dans cette configuration, la poussée et le couple de l’hélice sont extrêmement faibles. *Nous n’intégrons donc pas ce modèle de frottements au modèle du propulseur.* Cependant, certaines méthodes de commande présentent des cycles limites très marqués qui peuvent provoquer de petites oscillations autour de zéro. Dans le cas particulier où ces oscillations pourraient provoquer une gêne importante, le modèle de Dahl serait un outil intéressant.

Dans le cadre d’une commande en poussée utilisant un observateur du couple hydrodynamique de l’hélice, ce modèle de frottements présente le grand désavantage de rendre le système de “moins en moins observable” à mesure que la vitesse de rotation s’approche de zéro. Ainsi, l’observabilité du modèle du système est-elle perdue au profit d’une meilleure prédiction de la vitesse de rotation de l’hélice autour de zéro.

Annexe D

Modèles hydrodynamiques d'une hélice marine

Il est courant de rencontrer dans la littérature scientifique portant sur la commande des propulseurs, des modèles d'hélice empiriques ou semi-empiriques qui intègrent des relations hydrodynamiques. Ces modèles sont destinés à être employés dans la commande et ne reproduisent donc pas l'ensemble des phénomènes réels. Ces modèles sont souvent obtenus à partir de relations fondamentales ou de lois empiriques, mais aussi parfois par un subtil mélange des deux. Nous proposons dans cette annexe de rappeler une partie de ces modèles.

D.1 Simplification de la théorie des éléments de pale

D.1.1 Théorie macroscopique des pales

Nous avons présenté au chapitre 2 la théorie de l'aile portante, ainsi que la théorie des éléments de pale. Cette dernière théorie nécessite une décomposition des pales en éléments de petite taille, pour calculer les performances globales d'une hélice. Lorsque seules ces performances globales importent, une version *macroscopique* simplifiée de la théorie des éléments de pale peut être proposée et aboutit à un modèle des pales, similaire à un modèle de l'aile portante [HRC⁺95] [WY95].

On généralise pour ce faire les expressions (2.27) et (2.28) des portances et traînées différentielles à celles des portance L et traînée D totales. On suppose de plus que ces dernières agissent à environ 0.7 fois le rayon de l'hélice et l'aire totale des pales est remplacée par l'aire dans laquelle s'inscrivent les pales en rotation A_0 :

$$L = \frac{1}{2} \rho A_0 V^2 C_L(\alpha) \quad (\text{D.1})$$

$$D = \frac{1}{2} \rho A_0 V^2 C_D(\alpha) \quad (\text{D.2})$$

Les relations (2.43) et (2.44) permettant de calculer la vitesse relative totale V du fluide et l'angle d'attaque α sont simplifiées en négligeant les effets rotationnels du fluide ($\omega_p = 0$ et $\omega_w = 0$) et en considérant la vitesse à 0.7 fois le rayon de l'hélice :

$$V^2 = V_p^2 + (0.7R\Omega)^2 \quad (\text{D.3})$$

$$\beta_I = \arctan\left(\frac{V_p}{0.7R\Omega}\right) \quad (\text{D.4})$$

$$\alpha = \phi - \beta_I \quad (\text{D.5})$$

Les relations (2.32) et (2.33) sont également simplifiées pour calculer la poussée et le couple de l'hélice :

$$T = L \cos \beta_I - D \sin \beta_I \quad (\text{D.6})$$

$$Q = 0.7R(L \sin \beta_I + D \cos \beta_I) \quad (\text{D.7})$$

Ce modèle s'avère beaucoup plus simple à utiliser, que ce soit en simulation ou en pratique. Il présente cependant le défaut de ne plus fournir de détails sur la répartition des efforts sur les pales, et la généralisation des grandeurs (par exemple la poussée totale au lieu de la somme des poussées différentielles) ne permet plus de garantir la réalité des grandeurs calculées.

D.1.2 Discussion sur les théories des pales

Deux théories des pales ont été présentées dans ce mémoire. La première, *microscopique*, nécessite un grand nombre de calculs et s'avère plus propice à des simulations qu'à une utilisation dans un système de commande (qui peut parfois "calculer" une ou plusieurs fois le modèle toutes les millisecondes). Un modèle *macroscopique*, plus simple et plus rapide à calculer, a ensuite été rappelé dans cette annexe. Ce modèle est couramment présenté et utilisé dans la littérature portant sur la commande des propulseurs [HRC⁺95] [WY95]. Il présente pourtant un intérêt limité, dans le cas où l'on ne s'intéresse qu'à la poussée et au couple de l'hélice.

En effet, les hypothèses qui mènent au modèle macroscopique des pales ne permettent pas d'assurer que les variables intermédiaires calculées (l'angle d'attaque, la portance et la traînée) correspondent bien à des grandeurs physiques. La décomposition des poussée et couple de l'hélice en portance et traînée des pales s'appuie sur des expressions simplifiées et passe par le calcul de la vitesse relative totale et de l'angle d'attaque. Le calcul de ces grandeurs s'appuie lui aussi sur des équations simplifiées, dont le résultat est assurément erroné. Ainsi, les portance et traînée calculées sont-elles très certainement différentes (voir éloignées) des valeurs réelles. Il serait plus simple en pratique de définir un modèle d'hélice similaire au modèle 4 quadrants C_T/C_Q , à la différence qu'ici l'angle d'attaque α pourrait être choisi au lieu de l'angle d'avance β , pour permettre la prise en compte de la vitesse axiale V_p .

D.2 Modèle dynamique de la poussée d'une hélice

Nous avons présenté au chapitre 2 la théorie dynamique du moment linéaire des hélices (voir paragraphe 2.6), ainsi qu'un modèle dynamique de la poussée (voir paragraphe 2.8.2). Un modèle dynamique, dont la forme est similaire, était déjà connu et employé pour réaliser la commande des propulseurs [HRC⁺95] [WY95] [BLF00]. La théorie dynamique proposée dans ce mémoire fournit cependant un cadre théorique formel, qui permet de justifier complètement le modèle dynamique de la poussée. Jusqu'à maintenant, le principe fondamental

de la dynamique et le théorème de Bernoulli devaient être combinés pour déterminer celui-ci. Comme nous allons le montrer, en rappelant la méthode qui était employée, le calcul du modèle dynamique comportait de nombreuses erreurs.

Les différents auteurs invoquent le principe fondamental de la dynamique et l'appliquent à un volume d'eau défini empiriquement et entourant l'hélice, pour obtenir l'équation suivante :

$$\gamma\rho A_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} = T - A_0(p_3 - p_2) \quad (\text{D.8})$$

où γ est un coefficient de masse ajoutée empirique et la longueur l est censée être égale à la longueur du carénage de l'hélice (et non à la longueur des lignes de courant comme nous l'avons proposé). Une première incohérence apparaît d'ores et déjà dans cette équation, car la poussée T et le produit de la différence de pression et de l'aire du disque sont considérés comme deux phénomènes physiques distincts dont la différence provoquerait l'accélération d'un volume d'eau de masse $\gamma\rho A_0 l$. En réalité, ces deux quantités sont simplement deux expressions différentes d'une seule et même grandeur, à savoir la poussée qui est *définie* de la manière suivante :

$$T = A_0(p_3 - p_2) \quad (\text{D.9})$$

La première équation (D.8) est donc formellement fautive. La démonstration continue et le théorème de Bernoulli, pour un écoulement permanent, est appliqué à des tubes de courant situés en amont et en aval d'une hélice fonctionnant *en régime permanent* et permet d'obtenir :

$$A_0(p_3 - p_2) = 2\rho A_0 |V_p| (V_p - V_a) \quad (\text{D.10})$$

ainsi que la relation (2.39) qui est rappelée ici :

$$V_p = \frac{1}{2} (V_a + V_w)$$

Comme nous l'avons montré dans ce mémoire, l'équation (D.10) n'est valide qu'en régime permanent. La relation (2.39) est bien valide en régime dynamique, mais aucune démonstration ne permettait alors de l'affirmer. Les auteurs supposaient donc, sans démonstration, que celle-ci était valide en régime dynamique.

La combinaison des équations (D.8) et (D.10) permet finalement d'écrire :

$$T = 2\rho A_0 |V_p| (V_p - V_a) + \gamma\rho A_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (\text{D.11})$$

Toutes les vitesses sont généralement considérées uniformes dans le calcul théorique du modèle, alors que V_p est mesurée expérimentalement à 0.7 fois le rayon de l'hélice. Un coefficient de forme empirique Δ_β (théoriquement égal à 2 lorsque la vitesse de l'eau est uniforme) est donc ajouté pour prendre en compte la variabilité de la vitesse de l'eau sur la surface du disque :

$$T = \Delta_\beta \rho A_0 |V_p| (V_p - V_a) + \gamma\rho A_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (\text{D.12})$$

Dans des conditions nominales, c'est-à-dire quand $V_a = 0$, le modèle (D.12) devient :

$$T = \Delta_\beta \rho A_0 |V_p| V_p + \gamma\rho A_0 l \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (\text{D.13})$$

Finalement, l'équation (D.13) ressemble à l'équation (2.93), développée au chapitre 2, dont nous rappelons l'expression :

$$T = a_T |V_p^*| V_p^* + m_w \frac{\partial V_p^*}{\partial t} \quad (\text{D.14})$$

D'un point de vue pratique, les coefficients empiriques γ et Δ_β sont inclus dans les paramètres m_w et a_T et les prédictions des deux modèles, une fois identifiés, sont équivalentes.

La théorie dynamique du moment linéaire permet de corriger les différentes erreurs que comportait la démonstration que nous venons de rappeler. L'incohérence qui menait à l'équation (D.8) a été levée. La relation (2.39) utilisée a été démontrée valide en régime dynamique, ce qui n'était pas évident a priori. La définition du volume d'eau accéléré est également différente. Enfin, la théorie dynamique proposée permet de prendre explicitement en compte le fait que la vitesse de l'eau n'est pas uniforme sur toute la surface du disque. Auparavant, celle-ci était toujours considérée uniforme dans le calcul du modèle, puis était corrigée à l'aide d'un coefficient empirique.

D.3 Modèle dynamique du couple d'une hélice

Comme pour la poussée, un modèle dynamique du couple de l'hélice a été proposé dans la littérature [BWG98]. Ce modèle rotationnel empirique est décrit de la manière suivante :

Pour $V_p \geq 0$:

$$\dot{\omega}_1 = -\frac{K_\theta}{l_\omega} \omega_1 V_p \quad (\text{D.15})$$

$$\dot{\omega}_2 = -\frac{K_\theta}{l_\omega} (\omega_2 - \omega_1) V_p + \frac{2}{\frac{1}{3} \rho A_0 R^2 l_\omega} Q \quad (\text{D.16})$$

Pour $V_p \leq 0$:

$$\dot{\omega}_1 = \frac{K_\theta}{l_\omega} (\omega_1 - \omega_2) V_p + \frac{2}{\frac{1}{3} \rho A_0 R^2 l_\omega} Q \quad (\text{D.17})$$

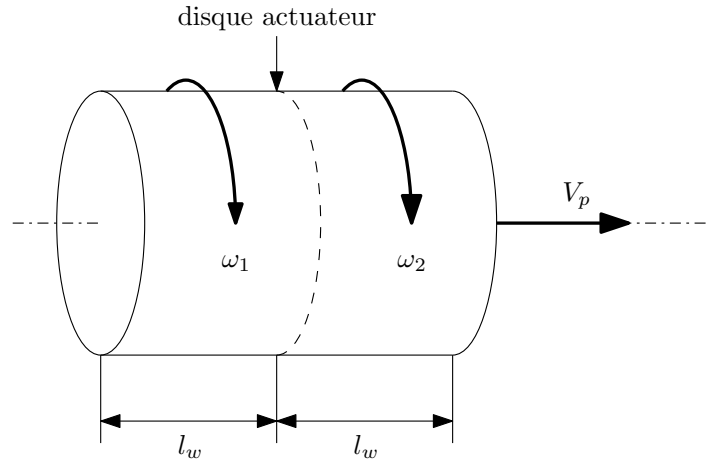
$$\dot{\omega}_2 = \frac{K_\theta}{l_\omega} \omega_2 V_p \quad (\text{D.18})$$

La figure D.1 illustre les différentes grandeurs impliquées dans ce modèle.

D'après la littérature, ce modèle ne permet pas d'améliorer les prédictions des performances d'une hélice en régime dynamique. Ce dernier a cependant été peu étudié, tant théoriquement que expérimentalement.

D.4 Version simplifiée et dynamique de la théorie combinée

La théorie combinée a été présentée dans le paragraphe 2.4.1. Cette théorie combine les théories des moments linéaire et angulaire et la théorie des éléments de pale pour prédire les performances statiques d'une hélice. Une version alternative de la théorie combinée, qui s'appuie sur les résultats présentés au début de cette annexe, a été proposée dans [HRC⁺95], puis améliorée dans [BWG98]. La première version combine le modèle (macroscopique) des pales et le modèle dynamique de la poussée, que nous venons de présenter. Tous les effets


 FIG. D.1 – *Modèle rotationnel “par morceaux” du couple hydrodynamique*

rotationnels sont dans un premier temps négligés et les coefficients de portance et de traînée sont choisis sinusoïdaux [HRC⁺95] :

$$C_L(\alpha) = C_{Lmax} \sin(2\alpha) \quad (D.19)$$

$$C_D(\alpha) = C_{Dmax} (1 - \cos(2\alpha)) \quad (D.20)$$

Plus tard, les effets rotationnels sont considérés et les coefficients de portance et de traînée sont identifiés à l'aide d'une méthode particulière [BWG98]. Les prédictions apparaissent finalement meilleures lorsque les nouveaux coefficients de portance et de traînée sont utilisés. Par contre, la prise en compte des effets rotationnels ne permet pas d'amélioration.

D.5 Extension empirique du modèle dynamique de la poussée d'une hélice

Nous avons précisé au paragraphe 2.5.5 que le modèle statique (2.38) d'une hélice, issu de la théorie du moment linéaire, n'est valable que dans deux demi-quadrants de fonctionnement hydrodynamique (définis à partir des vitesses V_a et V_p). L'expression de la poussée est rappelée ici :

$$T = 2\rho A_0 |V_p| (V_p - V_a)$$

Une extension empirique de ce modèle a été proposée dans [PFJ06] [Piv08]. Une version macroscopique de la relation (2.57) est d'abord déterminée à partir du théorème de Bernoulli et du principe fondamental de la dynamique :

$$T = \frac{1}{2} \rho A_0 (V_w^2 - V_a^2) + m_w \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (D.21)$$

où m_w est une masse définie empiriquement. La relation fondamentale (2.61) connue pour être valide en régime permanent et en régime dynamique (par la théorie classique du moment linéaire et par la théorie dynamique que nous avons proposée) est alors modifiée, sans

justification particulière, pour devenir :

$$V_p = cV_w + (1 - c)V_a \quad (\text{D.22})$$

où c est une constante comprise entre 0 et 1 que les théories du moment linéaire prédisent égale à 1/2. La relation (D.22) est ensuite injectée dans l'équation (D.21), pour finalement obtenir :

$$T = \frac{1}{2c^2} \rho A_0 |V_p| V_p - \frac{1-c}{c^2} \rho A_0 |V_p| V_a - \frac{2c-1}{2c^2} \rho A_0 |V_a| V_a + m_w \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (\text{D.23})$$

Cette équation s'apparente à l'expression (2.65) de la poussée différentielle déterminée au chapitre 2, dont nous donnons ici une version développée :

$$\begin{aligned} dT = & 2K_\epsilon K_{\beta_I} \rho dA_0 |V_p| V_p - 2K_\epsilon (2K_{\beta_I} - 1) \rho dA_0 |V_p| V_a \\ & - 2K_\epsilon (1 - K_{\beta_I}) \rho dA_0 |V_a| V_a + dm_w \frac{\partial V_p}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{D.24})$$

où $dm_w = \rho dA_0 l K_\gamma$.

Il semblerait donc que le modèle dynamique de la poussée présenté dans [PFJ06] puisse être partiellement justifié par la théorie dynamique du moment linéaire corrigée qui a été proposée au paragraphe 2.6.3 de ce mémoire. Cette extension empirique du modèle dynamique permet à ce dernier d'être valable dans les premier et troisième quadrants. Ce modèle a été testé et identifié expérimentalement et semble fournir de bons résultats.

D.6 Extension numérique du modèle statique de la poussée d'une hélice

Une extension numérique du modèle statique de la poussée a également été proposée dans [Gui05]. Le modèle proposé est normalement valide dans deux quadrants complets de fonctionnement hydrodynamique (le premier et le troisième).

Un cylindre, dont la section est égale à l'aire A_0 du disque actuateur, est simulé en lieu et place de l'hélice à l'aide du logiciel *Fluent*. Différentes contraintes sur les vitesses V_a et V_p sont imposées de sorte que les points de fonctionnement hydrodynamique couvrent l'ensemble des premier et troisième quadrants. L'approximation polynomiale suivante de la poussée est ensuite proposée :

$$T = P_n(V_p, V_a) \cdot (V_p - V_a)$$

Le polynôme P_n est identifié à l'aide des résultats des simulations précédentes. Noter qu'un polynôme d'ordre 1 permet de conserver une expression homogène en termes de grandeurs physiques et mène naturellement à une expression proche de l'équation (D.24). Un polynôme d'ordre supérieur peut également être employé et fournit généralement de meilleurs résultats [AAVLG07].

Bibliographie

- [AAVLG07] N. Aït-Ahmed, M. Vonnet, L. Loron, et C. Guibert. On modeling of marine thrusters for underwater vehicles. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems (CAMS)*, 2007.
- [AHDdW94] B. Armstrong-Hélouvry, P. Dupont, et C. C. de Wit. A survey of models, analysis tools and compensation methods for the control of machines with friction. *Automatica*, 30(7) :1083–1138, 1994.
- [AICR07] G. Acosta, O. Ibanez, H. Curti, et A. Rozenfeld. Low-cost autonomous underwater vehicle for pipeline and cable inspections. Dans *Proceedings of the Symposium on Underwater Technology and Workshop on Scientific Use of Submarine Cables and Related Technologies*, pages 331–336, 2007.
- [Ala05] D. Alazard. Introduction au filtre de Kalman, Supaero. 2005.
- [BA94] J. Breslin et P. Andersen. *Hydrodynamics of Ship Propellers*. Cambridge University Press, 1994.
- [Bel97] J. Bellingham. New oceanographic uses of autonomous underwater vehicles. *Marine Technology Society Journal*, 31(3) :34–47, 1997.
- [Ben04] E. Benini. Significance of blade element theory in performance prediction of marine propellers. *Ocean Engineering*, 31(8-9) :957–974, 2004.
- [BF82] S. Billings et S. Fakhouri. Identification of systems containing linear dynamic and static nonlinear elements. *Automatica*, 18(1) :15–26, 1982.
- [BLF00] M. Blanke, K. Lindegaard, et T. Fossen. Dynamic model for thrust generation of marine propellers. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Maneuvering and Control of Marine Craft (MCMC)*, 2000.
- [Bli01] D. Blidberg. The development of autonomous underwater vehicles (AUVs) : a brief summary. Dans *Proceedings of the IEEE International Conference on Robotics and Automation (ICRA)*, volume 4, 2001.
- [BPJ07] M. Blanke, L. Pivano, et T. A. Johansen. An efficiency optimizing propeller speed control for ships in moderate seas - model experiments and simulation. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems (CAMS)*, 2007.
- [Bur44] L. Burrill. Calculation of marine propeller performance characteristics. *Transactions of the North East Coast Institution of Engineers and Shipbuilders (NECIES)*, 60 :269–294, 1944.

- [BW85] N. Burgin et P. Wilson. The influence of cable forces on the efficiency of kite devices as a means of alternative propulsion. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 20(1-3) :349–367, 1985.
- [BW03] R. Bachmayer et L. Whitcomb. Adaptive parameter identification of an accurate nonlinear dynamical model for marine thrusters. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 125 :491–494, 2003.
- [BWG98] R. Bachmayer, L. Whitcomb, et M. Grosenbaugh. A four quadrant finite dimensional thruster model. Dans *Proceedings of the OCEANS'98 Conference*, volume 2, 1998.
- [BWG00] R. Bachmayer, L. Whitcomb, et M. Grosenbaugh. An accurate four-quadrant nonlinear dynamical model for marine thrusters : Theory and experimental validation. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 25(1) :146–159, 2000.
- [Car94] J. Carlton. *Marine Propellers and Propulsion*. Butterworth-Heinemann, 1994.
- [Cha06] L. Chauveau. 8500 épaves menacent l'océan. *Sciences et Avenir*, 711 :10–15, 2006.
- [CJB05] V. Creuze, B. Jouvencel, et P. Baccou. 3d-bottom tracking based on acoustic diffraction for autonomous underwater vehicles. Dans *Proceedings of the 12th International Conference on Advanced Robotics (ICAR)*, pages 45–50, 2005.
- [Cla02] A. Clavel. *Modélisation et identification paramétrique de systèmes hystériques. Application à la suspension des véhicules routiers*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 2002.
- [CMP99] G. Conte, C. Moog, et A. Perdon. *Nonlinear control systems*. Springer, 1999.
- [CMS89] P. Cassella, M. Mandarino, et A. Scamardella. Systematic tests with B-Wageningen screw propellers in non-axial flow : Presentation and analysis of the experimental results. Dans *Proceedings of the Fourth International Symposium on Practical Design of Ships and Mobile Units (PRADS)*, volume 3, pages 120–1–120–8. PRADS, 1989.
- [Com02] R. Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides. Tome 1 : statique et dynamique des fluides non visqueux*. Masson, 5 édition, 2002.
- [DB19] G. De Bothezat. The general theory of blade screws. Technical Report 29, NACA, 1919.
- [dFL07] B. de Fornel et J.-P. Louis. *Identification et observation des actionneurs électriques 2 : exemples d'observateurs (Traité EGEM, série génie électrique)*. 2007.
- [dM98] J. A. de Marchi. *Modeling of dynamic friction, impact backlash and elastic compliance nonlinearities in machine tools, with applications to asymmetric viscous and kinetic friction identification*. Thèse de doctorat, Rensselær Polytechnic Institute, 1998.
- [FAB⁺95] J. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J.-Y. Billard, L. Briancon-Marjolle, D. Frechou, D. Fruman, A. Karimi, J. Kueny, et J. Michel. *La cavitation - mécanismes physiques et aspects industriels*. EDP sciences, 1995.
- [FB00] T. Fossen et M. Blanke. Nonlinear output feedback control of underwater vehicle propellers using feedback from estimated axial flow velocity. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 25(2) :241–255, 2000.

- [FMBF07] J. Ferrand, J.-P. Malkasse, N. L. Bouffant, et F. Florin. Automatic mine counter measure mission control for AUV systems. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems (CAMS)*, 2007.
- [Fos94] T. Fossen. *Guidance and Control of Ocean Vehicles*. 1994.
- [Fro78] W. Froude. On the elementary relation between pitch, slip and propulsive efficiency. *Transactions of the Royal Institute of Naval Architects*, 19, 1878.
- [Fro89] R. Froude. On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. *Transactions of the Royal Institute of Naval Architects*, 30 :390–405, 1889.
- [GAAL04] C. Guibert, N. Aït-Ahmed, et L. Loron. Adaptive torque estimation of electrical marine thrusters. Dans *Proceedings of the 16th International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, volume 2, pages 5–8, 2004.
- [GFAAL05] C. Guibert, E. Foulon, N. Aït-Ahmed, et L. Loron. Thrust control of electric marine thrusters. Dans *Proceedings of the 32nd Annual Conference of IEEE Industrial Electronics Society (IECON)*, pages 321–326, 2005.
- [Gui05] C. Guibert. *Modélisation et commande en poussée de moteurs à courants alternatifs en propulsion navale*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2005.
- [HRC⁺95] A. Healey, S. Rock, S. Cody, D. Miles, et J. Brown. Toward an improved understanding of thruster dynamics for underwater vehicles. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 20(4) :354–361, 1995.
- [Ins00] M. Insel. Design techniques for advanced marine vehicles - handout I : Characteristics and relative merits of advanced marine vehicle types. 2000.
- [JCB01] B. Jouvencel, V. Creuze, et P. Baccou. A new method for multiple AUV coordination : a reactive approach. Dans *Proceedings of the 8th IEEE International Conference on Emerging Technologies and Factory Automation*, pages 51–55, 2001.
- [Kha02] H. Khalil. *Nonlinear systems*. Prentice Hall Upper Saddle River, NJ, 2002.
- [Kin96] S. Kinnas. *Advances in Marine Hydrodynamics*, chapter Theory and numerical methods for the hydrodynamic analysis of marine propulsors. Computational Mechanics Publications, 1996.
- [KS05] H. Kermorgant et D. Scourzic. Interrelated functional topics concerning autonomy related issues in the context of autonomous inspection of underwater structures. Dans *Proceedings of the Oceans 2005 - Europe Conference*, volume 2, pages 1370–1375, 2005.
- [Leo85] W. Leonhard. *Control of Electrical Drives*. Springer-Verlag, 1985.
- [New77] J. Newman. *Marine Hydrodynamics*. MIT Press, 1977.
- [Orb] T. Orberger. Elfa hybrid marine propulsion system. Technical report, Siemens.
- [PBJS08] L. Pivano, J. Bakkeheim, T. Johansen, et Ø. Smogeli. A four-quadrant thrust controller for marine propellers with loss estimation and anti-spin. Dans *Proceedings of the 17th IFAC World Congress*, 2008.
- [PFJ06] L. Pivano, T. Fossen, et T. Johansen. Nonlinear model identification of a marine propeller over four-quadrant operations. Dans *Proceedings of the 14th IFAC Symposium on System Identification (SYSID)*, 2006.

- [Piv08] L. Pivano. *Thrust estimation and control of marine propellers in four-quadrant operations*. Thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, Faculty of Engineering Science and Technology, 2008.
- [PJL05] P. Paim, B. Jouvencel, et L. Lapierre. A reactive control approach for pipeline inspection with an AUV. Dans *Proceedings of the MTS/IEEE OCEANS 2005 Conference*, pages 201–206, 2005.
- [PJSF07] L. Pivano, T. Johansen, Ø. Smogeli, et T. Fossen. Nonlinear thrust controller for marine propellers in four-quadrant operations. Dans *Proceedings of the American Control Conference (ACC)*, 2007.
- [Pol99] G. Politis. Ventilated marine propeller performance in regular and irregular waves ; an experimental investigation. *International Series on Computational Engineering*, pages 175–184, 1999.
- [PSJF06] L. Pivano, Ø. Smogeli, T. Johansen, et T. Fossen. Marine propeller thrust estimation in four-quadrant operations. Dans *Proceedings of the 45th IEEE Conference on Decision and Control (CDC)*, pages 1333–1338, 2006.
- [PSJF07] L. Pivano, Ø. Smogeli, T. Johansen, et T. Fossen. Experimental validation of a marine propeller thrust estimation scheme. *Modeling, Identification and Control*, 28(4) :105–112, 2007.
- [Rad08] D. Radan. *Integrated Control of Marine Electrical Power Systems*. Thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, Faculty of Engineering Science and Technology, 2008.
- [Ran65] W. Rankine. On the mechanical principles of the action of propellers. *Transactions of the Royal Institute of Naval Architects*, 6 :13–39, 1865.
- [Ren98] Y. Renard. *Modélisation des instabilités liées au frottement sec des solides élastiques, aspects théoriques et numériques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 1998.
- [RMF⁺04] V. Riquaud, J. L. Michel, J. Ferguson, J. Laframboise, T. Crees, P. Leon, J. Opperbecke, et Y. Chardard. First steps in Ifremer’s autonomous underwater vehicle program - a 3000m depth operational survey AUV for environmental monitoring. Dans *Proceedings of the 14th International Offshore and Polar Engineering Conference*, 2004.
- [SÅFS97] A. Sørensen, A. Ådnanes, T. Fossen, et J. Strand. A new method of thruster control in positioning of ships based on power control. Dans *Proceedings of the 4th IFAC Conference on Manoeuvring and Control of Marine Craft (MCMC)*, pages 172–179, 1997.
- [SAO⁺03] Ø. Smogeli, L. Aarseth, E. Overå, A. Sørensen, et K. Minsaas. Anti-spin thruster control in extreme seas. Dans *Proceedings of the 6th IFAC Conference on Manoeuvring and Control of Marine Craft (MCMC)*, pages 221–226, 2003.
- [SHSJ04] Ø. Smogeli, J. Hansen, A. Sørensen, et T. Johansen. Anti-spin control for marine propulsion systems. Dans *Proceedings of the 43rd IEEE Conference on Decision and Control (CDC)*, 2004.

- [SHT04] J. Stettler, F. Hover, et M. Triantafyllou. Preliminary results of testing on the dynamics of an azimuthing podded propulsor relating to vehicle maneuvering. Dans *Proceedings of the first T-POD conference*, 2004.
- [SL91] J. Slotine et W. Li. *Applied nonlinear control*. Prentice Hall Englewood Cliffs, NJ, 1991.
- [Smo06] Ø. Smogeli. *Control of Marine Propellers : from Normal to Extreme Conditions*. Thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, Faculty of Engineering Science and Technology, 2006.
- [SMVB07] M. Stipanov, N. Miskovic, Z. Vukic, et M. Barisic. ROV autonomization - yaw identification and automarine module architecture. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems (CAMS)*, 2007.
- [SSF04] Ø. Smogeli, A. Sørensen, et T. Fossen. Design of a hybrid power/torque thruster controller with loss estimation. Dans *Proceedings of the IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems (CAMS)*, 2004.
- [SSM08] Ø. Smogeli, A. Sørensen, et K. Minsaas. The concept of anti-spin thruster control. *Control Engineering Practice*, 16(4) :465–481, 2008.
- [ST04] M. S. Seif et M. T. Tavakoli. New technologies for reducing fuel consumption in marine vehicles. Dans *Proceedings of the 16th Symposium on Theory and Practice of Shipbuilding (SORTA)*, 2004.
- [TM57] A. Tachmindji et A. Milam. The calculation of the circulation distribution for propellers with finite hub having three, four, five and six blades. Technical Report n° 1141, DTMB, 1957.
- [Tsa96] J. Tsai. <http://www.history.rochester.edu/steam/stevens/>, décembre 1996.
- [VAAL08] M. Vonnet, N. Aït-Ahmed, et L. Loron. Marine propeller dynamics modeling using a frequency domain approach. Dans *Proceedings of the 5th International Multi-Conference on Systems, Signals and Devices (IEEE SSD)*, 2008.
- [VM07] M. Vysohlíd et K. Mahesh. Understanding crashback in marine propellers using an unsteady actuator disk model. Dans *Proceedings of the 45th American Institute of Aeronautics and Astronautics Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (AIAA)*, 2007.
- [VMVO88] J. Van Manen et P. Van Ossanen. *Principles of Naval Architecture, Second Revision*. The SNAME, 1988.
- [WY95] L. Whitcomb et D. Yoerger. Comparative experiments in the dynamics and model-based control of marine thrusters. Dans *Proceedings of the MTS/IEEE OCEANS'95 'Challenges of Our Changing Global Environment' Conference*, volume 2, 1995.
- [YCS90] D. Yoerger, J. Cooke, et J. Slotine. The influence of thruster dynamics on underwater vehicle behavior and their incorporation into control system design. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 15(3) :167–178, 1990.
- [Yuh00] J. Yuh. Design and control of autonomous underwater robots : A survey. *Autonomous Robots*, 8(1) :7–24, 2000.

- [Zhi89] V. Zhinkin. Determination of the screw propeller thrust when the torque or shaft power is known. Dans *Proceedings of the Fourth International Symposium on Practical Design of Ships and Mobile Units (PRADS)*, volume 3, pages 121–1–121–4, 1989.
- [ZLF07] Z. Zheng, Y. Li, et M. Fadel. Sensorless control of PMSM based on extended Kalman filter. Dans *Proceedings of the European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*, pages 1–8, 2007.

Modélisation dynamique et commande d'un propulseur naval

Ce mémoire de thèse porte sur la modélisation dynamique et la commande en poussée des propulseurs navals. Un état de l'art de la modélisation des propulseurs électriques est d'abord présenté. Un modèle quasi-statique de propulseur est étudié et identifié expérimentalement en employant le bassin d'essais du Laboratoire IREENA. La nécessité d'un modèle dynamique d'hélice plus précis est mise en évidence. Deux approches sont alors envisagées. La première consiste à modéliser physiquement une hélice marine. Les théories des moments et la théorie des éléments de pale sont rappelées, puis la théorie dynamique du moment linéaire des hélices, développée dans un cadre rigoureux, est exposée. Un modèle dynamique d'hélice est déduit de cette dernière théorie et est étudié. La modélisation dynamique de l'hélice est ensuite envisagée par une approche fréquentielle, mieux adaptée à la commande. Des méthodes d'identification sans mesure hydrodynamique sont proposées et validées expérimentalement. La commande en poussée des propulseurs est abordée dans la dernière partie. Des méthodes de commande existantes sont brièvement étudiées et testées expérimentalement. Les tests réalisés mettent en évidence la nécessité de disposer d'une méthode de commande plus robuste vis-à-vis de la ventilation de l'hélice, qui occasionne des pertes de poussée importantes. Une nouvelle loi de commande, s'appuyant sur un observateur du couple hydrodynamique et sur le modèle dynamique de l'hélice, est finalement proposée. Des résultats expérimentaux, attestant la précision de la commande proposée, sont présentés.

Mots-clés : propulseur naval, hélice, modélisation hydrodynamique, commande en poussée, observateur

Dynamic modelling and control of a marine thruster

This thesis deals with the dynamic modelling and the thrust control of electric marine thrusters. A state of the art of electric thrusters modelling is first proposed. A thruster quasi-static model is studied and experimentally identified on our test bench in the IREENA Laboratory. The need of a more precise marine propeller dynamic model is shown. Two approaches are then considered. The first one is the physical modelling of the marine propeller. The momentum theories and the blade elements theory are recalled, and then the dynamic linear momentum theory, developed in a rigorous way, is exposed. A propeller dynamic model is deduced from this last theory and is experimentally studied. Next, a frequency domain approach is used to model the propeller dynamics. Two identification methods of the proposed dynamic model, without hydrodynamic measurements, are developed and experimentally validated. The thrust control of thrusters is tackled in the last part of this report. Existing control methods are briefly studied and experimentally tested. The tests show the need of improving the control robustness. An original control law, involving a propeller hydrodynamic torque observer and the propeller dynamic model, is finally proposed. Experimental tests are presented to assert the control method accuracy.

Keywords : thruster, marine propeller, dynamic modelling, thrust control, observer

Discipline : Sciences de l'ingénieur

N°ED 503-038