

8^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE PALE D'HELICE SUR LA CAVITATION DE TOURBILLON MARGINAL (CTM)

INFLUENCE OF THE PROPELLER BLADE GEOMETRY ON THE TIP VORTEX CAVITATION (TVC)

V. NAVAZA^{*}, F. DENISET^{*}, F. HAUVILLE^{*}, J.Y. BILLARD^{*}, J.E. LE SOUDEER^{}**

^{*} IRENav, Institut de Recherche de l'Ecole Navale, B.P. 600, 29240 BREST Naval
^{**} acbLIPS, 2 rue Léon Durocher, 44945 NANTES CEDEX 9

Résumé

Pour un même projet d'hélice marine, deux hélices ayant des performances identiques et des géométries voisines présentent lors des essais des comportements très différents vis-à-vis de la cavitation de tourbillon marginal (CTM). L'objectif de ce papier est d'analyser l'écoulement en tête de pale à l'aide d'une double approche expérimentale et numérique menée sur deux géométries d'ailes déduites des géométries des pales des deux hélices par une "procédure de dévissage". Les résultats des calculs de type RANS¹ réalisés sur les deux ailes sont comparés aux mesures LDV² effectuées en tunnel de cavitation. Une attention particulière est portée aux distributions de vitesse et de pression calculées dans le voisinage de l'extrémité des deux ailes et met en évidence les caractéristiques des deux écoulements tourbillonnaires. De plus, un bon accord est observé entre les conditions d'apparition de CTM calculées et mesurées.

Summary

For the same ship propeller project, two propellers having identical performances and similar geometries show totally different behaviors versus tip vortex cavitation (TVC) during the trials. The aim of the paper is to analyze the blade tip vortex flow by both experimental and computational investigations. For that, an original method called "untwisting procedure" is proposed which transforms both propeller blades into two corresponding hydrofoils. The RANS¹ computations results are compared to LDV² measurements conducted in the cavitation tunnel. A peculiar attention is paid on the velocity and pressure distributions computed in the very near field closed to the both hydrofoil tips. It allows us to highlight the discrepancies between both propeller blade tip vortex flows. Moreover, a good agreement is observed between the computed and measured TVC inception conditions.

¹ RANS: Reynolds Averaged Navier-Stokes

² LDV: Laser Doppler Velocimetry

NOMENCLATURE

Paramètres de l'hélice

D	diamètre de l'hélice (m)	$K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}$	coefficient de poussée
R_{max}	rayon de l'hélice (m)		
r	rayon local (m)	$K_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5}$	coefficient de couple
$R = r / R_{max}$	rayon local adimensionnel		
$C_{0.7}$	corde (m) de la section en $R = 0.7$	$\eta = \frac{J K_T}{2\pi K_Q}$	rendement
(H/D) (R)	loi de pas réduit		
U_∞	vitesse d'avance du bateau (m/s)	Nombre d'apparition de cavitation: σ_n	
n	vitesse de rotation hélice (tr/s)		
P_v	pression de vapeur saturante (Pa)	$\sigma_n = \frac{P_{atm} + P_{modèle} - P_v}{\frac{1}{2}\rho n^2 D^2}$	
P_{atm}	pression atmosphérique (Pa)		
$J = U_\infty / (n D)$	paramètre d'avance hélice		
T	poussée de l'hélice (N)		
Q	couple de l'hélice (N.m)		

Nombre de Reynolds: Re

$$Re = \frac{C_{0.7} \sqrt{U_\infty^2 + (0.7\pi n D)^2}}{\nu}$$

Paramètres de l'aile

X	coordonnée axiale (m)	$C_L = \frac{F_p}{\frac{1}{2}\rho S V_0^2}$	coefficient de portance
Y	coordonnée verticale (m)		
Z	coordonnée transverse (m)	$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_0^2}$	coefficient de pression
C	corde maximale (m)		
S	surface de l'aile (m ²)	Nombre d'apparition de cavitation: σ_i	
V_0	vitesse amont dans le tunnel (m/s)		
β	incidence (degrés)	$\sigma_i = \frac{P_\infty - P_v}{\frac{1}{2}\rho V_0^2}$	
P_∞	pression de référence amont (Pa)		
F_p	force de portance (N)		

Nombre de Reynolds: Re

$$Re = \frac{V_0 C_{0.7}}{\nu}$$

INTRODUCTION

Tous les paramètres géométriques qui participent à la définition d'une hélice marine ont une influence directe sur le risque d'apparition de la cavitation. D'une part, l'analyse des essais d'hélices, en eau libre, ou installées sur des maquettes de bateaux autopropulsées ou tractées en bassin, ou encore parfois à l'échelle réelle in situ, permettent au concepteur de définir des lois plus ou moins empiriques qui reflètent les interactions existant entre ces différents paramètres vis-à-vis des performances et de la cavitation. D'autre part, les améliorations permanentes des matériels informatiques et des modèles physiques permettent de tester de nombreuses configurations, à des coûts très inférieurs à ceux des essais, et donnent accès à des grandeurs qu'il est parfois impossible de mesurer pendant les essais, malgré le développement de systèmes d'acquisition de plus en plus performants [capteurs, vélocimétrie laser (LDV), vélocimétrie par images de particules (PIV)], lesquels augmentent considérablement la taille et la diversité des bases de données issues de ces essais [1]. Lors de

la phase de dessin de l'hélice, c'est sur la base du retour d'expérience dû aux nombreux essais, mais aussi à l'aide de modélisations numériques complémentaires validées par les mesures, que le concepteur prend en compte les différents types de cavitation: lames, bulles, tourbillons de moyeu ou d'extrémité de pale [2]. Si la cavitation par lame est maintenant correctement maîtrisée, l'apparition de la **cavitation de tourbillon marginal (CTM)** [3,4] en revanche demeure difficile à prédire, malgré les nombreuses études expérimentales et numériques déjà réalisées sur ce thème [5] en laboratoire par les mécaniciens des fluides.

Des études menées sur des ailes bidimensionnelles testées en tunnel ont permis de caractériser l'effet de la géométrie des sections droites sur l'apparition et le développement des poches de cavitation. D'autres études menées sur des ailes d'envergure finie et de différentes formes en plan ont également été réalisées afin d'évaluer en particulier l'influence du dévers sur la CTM [6, 7]. Cependant, l'application systématique aux hélices marines des résultats de ces études à caractère généralement fondamental demeure délicate, en particulier en ce qui concerne la prédiction de la CTM . Quelles sont les principales raisons de ces limitations ? D'une part, les géométries des ailes testées en tunnel sont la plupart du temps trop éloignées de celles des pales d'hélice. Par exemple, les ailes testées n'ont ni vrillage, ni inclinaison, et généralement leur dévers est faible. Ces géométries simples (ailes rectangulaires ou elliptiques) permettent de caractériser les différents phénomènes hydrodynamiques en isolant les effets des différents paramètres géométriques. D'autre part, les ailes sont testées en tunnel dans un écoulement de translation amont rectiligne uniforme tandis que les pales de l'hélice sont animées d'un mouvement composé d'une translation et d'une rotation. De plus, l'influence des effets d'échelle lors de l'extrapolation au réel des résultats obtenus sur les modèles à échelle réduite demeure délicate [8].

La plupart du temps, malgré le savoir faire et le recours aux modélisations, les essais d'hélices se révèlent incontournables et apportent des réponses aux problèmes les plus délicats, tel la prédiction de la CTM. Ce sont essentiellement le coût important de ces essais et leur difficulté de mise en œuvre qui amènent les concepteurs d'hélices à rechercher d'autres moyens d'investigation pour caractériser et améliorer la prévention de la CTM.

Comment parvenir à transposer aux hélices les connaissances relatives à la cavitation observée sur les ailes et comment prendre correctement en compte les différences qui existent au niveau des géométries et des conditions d'écoulement ?

Les faibles dimensions de la section d'essais à notre disposition empêchent la mise en œuvre d'une hélice complète. Afin de caractériser le comportement de la CTM sur la pale d'hélice, la présente étude propose d'avoir recours à une aile de géométrie proche de celle de la pale, placée en translation dans le tunnel hydrodynamique. Comment obtenir la géométrie de l'aile qui reproduira le plus fidèlement possible le comportement de la CTM observée en tunnel sur la pale d'hélice en eau libre ?

L'approche numérique qui a permis de mettre au point la transformation géométrique permettant de passer du système "pale en rotation" au système "aile en translation" est exposée ci-après. Cette procédure dite "procédure de dévrillage" est appliquée aux pales de deux hélices P1 et P2 et permet de comparer leur comportement vis à vis de la CTM à partir d'une étude réalisée sur les deux ailes H1 et H2 issues des dévrillages respectifs des pales des hélices P1 et P2.

1 POSITION DU PROBLEME

Pour un même projet d'hélice, le concepteur a dessiné deux hélices P1 et P2. Leurs géométries sont très voisines et leurs courbes de fonctionnement sont similaires, puisque les deux hélices assurent la même poussée (même coefficient de poussée K_T) à leur régime nominal de fonctionnement repéré par la valeur nominale du paramètre d'avance J . Par contre, les essais effectués en bassin dépressurisé par traction de la maquette sur laquelle sont montées successivement les hélices P1 et P2 à l'échelle $1/16^{\text{ème}}$ ont révélé des comportements en cavitation voisins, excepté en ce qui concerne la CTM, pour laquelle les comportements sont très différents. Les courbes d'apparition de la CTM obtenues lors de ces essais et extrapolées au réel par l'intermédiaire de la loi de McCormick [8] sont reportées sur la figure 1 où le paramètre σ d'apparition de CTM est représenté en fonction du coefficient de poussée K_T de l'hélice. Pour de faibles chargements, on observe la cavitation d'un tourbillon marginal généré sur la face (CTM face) tandis que pour de forts chargements, la cavitation d'un tourbillon marginal généré sur le dos (CTM dos) est observée. On appelle bucket la zone dans laquelle la CTM passe de la face sur le dos de la pale. Les deux branches de la courbe d'apparition de CTM formant un "V", le bucket correspond à la pointe inférieure de ce "V". Le bucket de l'hélice P2 est centré sur la courbe de fonctionnement du bateau. De plus, lorsque la vitesse d'avance du bateau est augmentée progressivement, la CTM apparaît beaucoup plus tard sur P2 que sur P1, la vitesse d'apparition de la CTM de P2 étant nettement supérieure à celle de P1. Pour un régime de fonctionnement donné, l'hélice P2 est donc plus silencieuse que l'hélice P1.

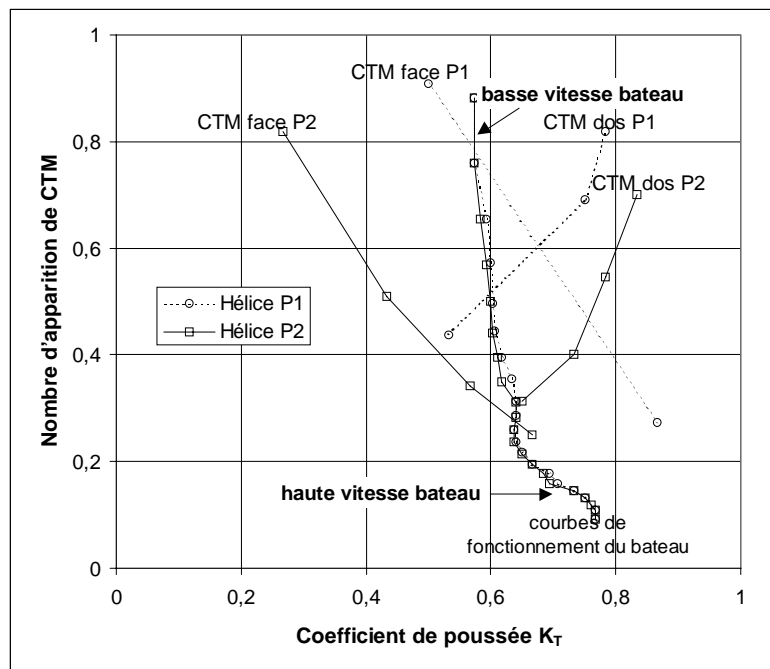


Figure 1: Hélices P1 et P2: cartes de CTM (K_T, σ) extrapolées au réel.

Comment expliquer ces différences ? Les essais d'hélice mettent en évidence l'influence de la charge sur la CTM. Plus que la valeur du K_T qui traduit l'état de chargement global de la pale, la CTM dépend surtout de la géométrie et du chargement local en tête de pale.

Dans un premier temps, les étapes qui ont abouti à la détermination de la procédure de dévissage sont détaillées. Ensuite, les moyens expérimentaux et numériques mis en œuvre ainsi que les méthodes utilisées sont présentés. Enfin, les résultats obtenus par cette double approche expérimentale et numérique sont analysés et permettent de comparer les comportements de H1 et H2 vis à vis de la CTM.

2 CHOIX DE LA METHODE DE DEVRILLAGE

L'objectif de l'étude est d'obtenir et de comparer entre elles les cartes de CTM ($C_L, -C_{p_{min}}$) des deux ailes H1 et H2 issues du dévissage des deux pales des hélices P1 et P2 (figure 2).

Les pales sont définies par des sections inscrites dans des cylindres centrés sur le moyeu. La géométrie des sections droites (épaisseur, cambrure et corde) est conservée ainsi que l'inclinaison et le dévers de la pale. Les cylindres sont développés sur des plans et seul le vrillage, c'est-à-dire le calage de l'incidence des sections, est modifié de manière à conserver l'incidence de l'écoulement amont au bord d'attaque des sections (figure 3).

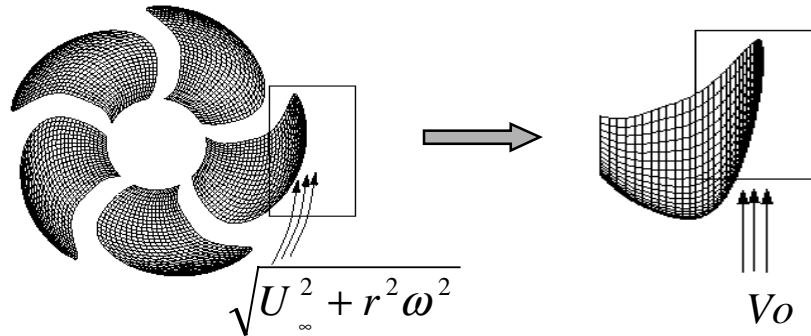


Figure 2: Formes en plan de l'hélice et de l'aile.

Dans le plan des sections développées, le module de la vitesse incidente sur les sections de la pale vaut : $U'_{incid}(R) = U_{\infty} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi R}{J}\right)^2}$. Il dépend de R et ne peut donc pas être reproduit sur les sections de l'aile puisque dans le tunnel l'écoulement amont est uniforme. La conséquence immédiate est que le chargement des sections de l'aile situées près de l'implanture est supérieur à celui des sections de la pale situées près du moyeu, dans le cas où l'on conserve le même chargement sur la section en tête.

Le nombre de Reynolds relatif à la pale de l'hélice est estimé à partir des conditions réelles d'écoulement dans la section repérée par $R = 0.7$. Dans le tunnel, le Reynolds, calculé de la même manière peut atteindre $1/20^{\text{ème}}$ du Reynolds réel, tandis que lors des essais en bassin de traction, ce rapport vaut $1/64$. L'étude dans le tunnel permet donc de gagner un facteur 3 sur le rapport d'échelles réel/modèle et donc d'en réduire ses effets.

Si l'on ne tient pas compte des vitesses induites par la pale, l'incidence $\varphi_J(R)$ de la vitesse au bord d'attaque par rapport à la corde de la section s'écrit :

$$\varphi_J(R) = \psi(R) - \alpha_J(R) \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \psi(R) = \arctan\left(\frac{H}{\pi R}\right) \\ \alpha_J(R) = \arctan\left(\frac{J}{\pi R}\right) \end{array} \right.$$

Par contre, si les vitesses induites par la pale sont prises en compte, $\varphi_J(R)$ est transformée en $\varphi_{hydro}(R)$.

L'écoulement amont dans le tunnel hydrodynamique étant horizontal et uniforme, il est donc nécessaire de modifier l'incidence des sections si l'on veut conserver au bord d'attaque de chaque section la même incidence entre l'écoulement amont et la corde locale. Mais que faut-il conserver en priorité ? Doit-on respecter l'incidence géométrique (mêmes vrillages sur la pale et sur l'aile) ou l'incidence hydrodynamique des sections ? De plus, faut-il prendre en compte les vitesses induites par la pale lorsque l'on considère l'incidence géométrique ou hydrodynamique de la vitesse au bord d'attaque ?

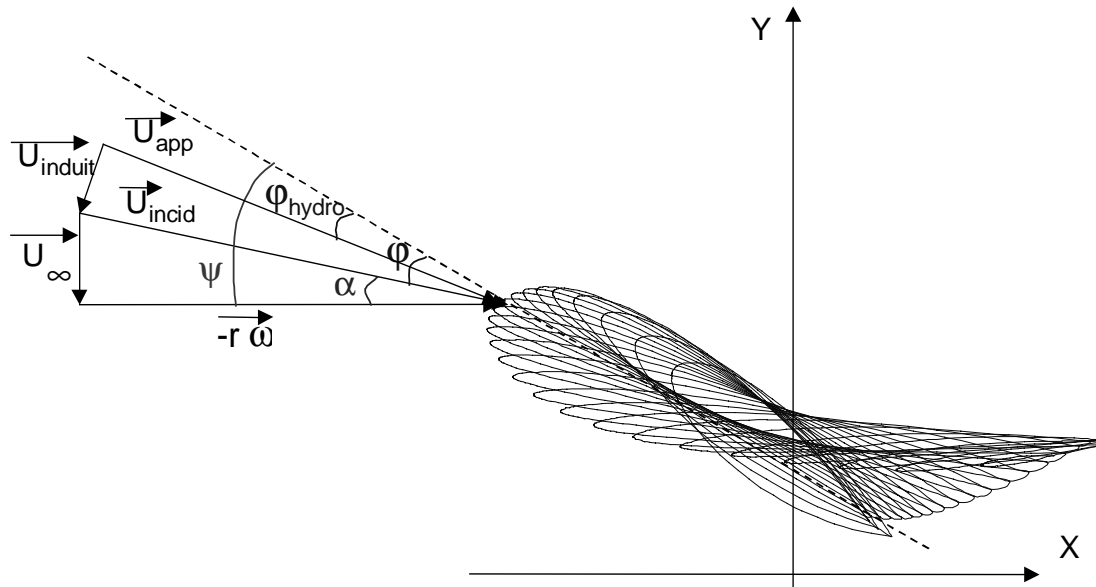


Figure 3: Triangles des vitesses au bord d'attaque des sections.

Lors de cette étude, trois méthodes de dévissage ont été développées, mises en œuvre et analysées successivement. Le choix de la méthode adoptée a été guidé par l'analyse de résultats numériques obtenus à partir d'un code hélice (surface portante), d'un code aile (corps épais) et d'un code RANS.

La première approche a consisté à prendre en compte les vitesses induites et à modifier le vrillage de la pale de manière à conserver $\varphi_{\text{hydro}}(R)$ sur chacune des sections de l'aile. Or il est apparu que ces vitesses induites résultant de l'écoulement autour de la pale en rotation perturbent l'écoulement autour de l'aile en translation, l'aile générant elle-même son propre écoulement induit. Cette approche a été abandonnée car elle revient à prendre en compte deux écoulements induits qui s'additionnent.

La deuxième approche a consisté à conserver le vrillage de la pale et à conserver, pour la section en extrémité uniquement, l'incidence de la vitesse en bord d'attaque $\varphi_j(R=1)$. La loi d'incidence de l'aile suivant l'envergure s'écrit alors : $\psi(R) - \alpha_j(R=1)$ (figure 4.a). Par cette approche nous avons privilégié le respect de la géométrie de la pale ($\partial\varphi/\partial R = \partial\psi/\partial R$), tout en conservant les conditions de l'écoulement en tête de pale. Le vrillage de l'aile obtenu par cette méthode est trop important. L'incidence des sections de l'aile varie entre -5 degrés à l'extrémité et 25 degrés à l'emplanture. Les sections situées à mi-envergure et dont la corde est de l'ordre de l'envergure sont alors très fortement chargées. Dans ce cas, les conditions d'écoulement autour l'aile sont très éloignées de celles autour de la pale. En effet, les risques de décollement ont été mis en évidence par les calculs. Le tourbillon se décroche au bord d'attaque d'une section éloignée de l'extrémité. L'écoulement est dans ce cas totalement régi par les sections les plus chargées. Le respect des conditions de fonctionnement sur la section

située à l'extrémité uniquement se révèle donc insuffisant. Pour ces raisons, cette seconde méthode a été abandonnée également.

La troisième approche, celle qui a été retenue, consiste à modifier le vrillage de la pale de manière à conserver les incidences de l'écoulement en bord d'attaque, sans prendre en compte les vitesses induites. La loi d'incidence suivant l'envergure de l'aile s'écrit alors : $\varphi_J(R) = \psi(R) - \alpha_J(R)$ (figure 4.a). A chaque point de fonctionnement de la pale d'hélice P1 (respectivement P2) est associée une loi d'incidence et donc une géométrie d'aile, que l'on appellera $H1^J$ (respectivement $H2^J$). Les valeurs de J sont associées aux valeurs de K_T obtenues par calcul potentiel 3D de l'écoulement autour des hélices en eau libre. A leur régime de fonctionnement nominal (J nominal), les hélices P1 et P2 ont le même coefficient de poussée. Cette valeur correspond à la vitesse d'avance nominale du bateau. Les valeurs nominales du paramètre d'avance des hélices P1 et P2 valent respectivement $J_{\text{nominal P1}} = 1.194$ et $J_{\text{nominal P2}} = 1.217$ et les ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$ issues des dévillages respectifs des pales des hélices P1 et P2 fonctionnant au régime nominal, ont alors les lois d'incidence selon l'envergure présentées sur la figure 4.b.

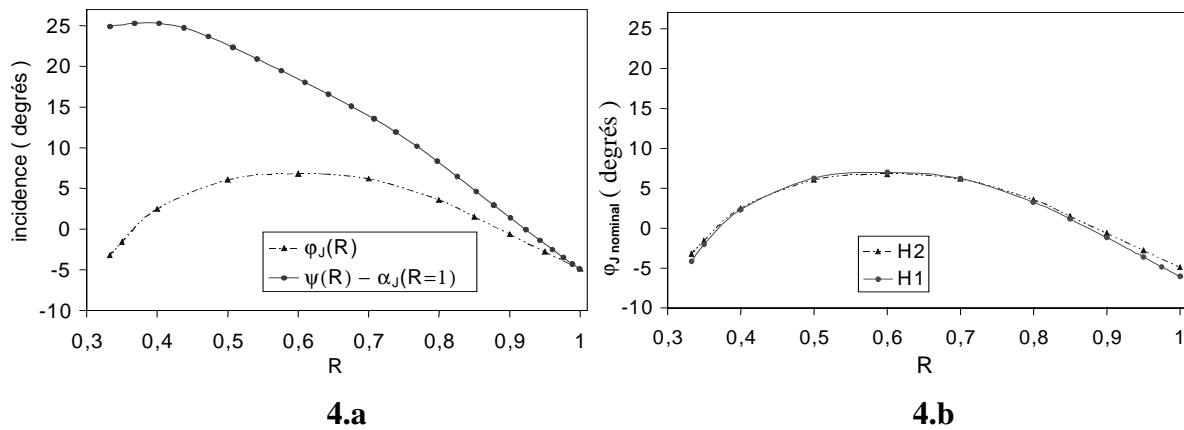


Figure 4: Lois d'incidence suivant l'envergure des ailes H1 et H2.

A chaque point de fonctionnement de l'hélice correspond donc une aile dévillée particulière.

Dans le cadre de l'étude, l'aile $H2^{1.217}$ a été fabriquée et testée. Cependant, nous avons montré, sur la base des résultats des calculs RANS, que la mise en incidence en bloc d'un angle β de l'aile $H2^{1.217}$ par rapport au centre de la section située à l'emplanture permet de reproduire le comportement de la CTM pour les conditions de fonctionnement les plus intéressantes, celles voisines du régime nominal. Les calculs effectués montrent qu'à chaque valeur de β peut être associée une valeur de J, la correspondance entre β et J étant assurée par l'intermédiaire du coefficient de portance. Les lois d'incidence suivant l'envergure obtenues par mises en incidence en bloc de l'aile $H2^{1.217}$: $\varphi_\beta(R) = (\varphi_{J=1.217}(R) + \beta)$ sont très voisines de celles des ailes particulières $H2^J$: $\varphi_J(R)$, lorsque J est proche de J_{nominal} , les écart observés ne dépassant pas $0,4^\circ$ lorsque $|\beta| < 2^\circ$. Pour des régimes de fonctionnement plus éloignés du régime nominal, l'approche numérique permet de générer à moindre coût les ailes $H1^J$ et $H2^J$ spécifiques associées à ces conditions. L'observation de comportements identiques de la CTM sur l'aile $H2^{1.217}$ en tunnel et sur l'hélice P2 lors d'essais complémentaires en eau libre est venue renforcer le choix de cette méthode de dévillage.

3 MOYENS EXPERIMENTAUX

Les essais en cavitation sont réalisés dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique de l'Ecole Navale. Cette veine a une section carrée de 192 mm de côté et une longueur de 1 m. Ce tunnel autorise une vitesse dans la veine d'essais comprise entre 3 et 15 m/s et une pression statique comprise entre 20 mbar et 3 bar. Il peut être régulé indépendamment en pression et en vitesse. L'aile H2^{1.217} issue du dévissage de la pale de l'hélice P2 fonctionnant à son régime nominal a été fabriquée et testée (figure 5). Son envergure est de 120 mm, égale à 1/12^{ème} de l'envergure de la pale réelle. Les essais sont effectués à des nombres de Reynolds compris entre 1.44×10^6 et 2.16×10^6 .



Figure 5: Aile H2^{1.217} – vue de dessus

Les mesures de vitesse dans le sillage proche de l'aile ont été effectuées par vélocimétrie laser-Doppler. Un système LDV à deux composantes utilisé en mode de rétrodiffusion donne l'accès aux composantes axiales et verticales de la vitesse. Le traitement du signal Doppler est fait à l'aide de deux analyseurs de spectre (Dantec BSA).

4 MODELISATIONS NUMERIQUES

Les calculs sont effectués à l'aide du logiciel Fluent5TM basé sur la méthode des volumes finis. Les calculs Navier-Stokes sont en effet incontournables pour assurer la prise en compte des structures tourbillonnaires d'extrémité qui sont fortement liées au développement de la couche limite. Les maillages ont été réalisés pour les ailes H1^J et H2^J ainsi que pour l'aile H2^{1.217}, mise en incidence en bloc. Les parois de la veine sont prises en compte. Le maillage structuré, de type H permet une bonne description du bord d'attaque et de l'extrémité. La dimension des grilles atteint 600 000 cellules. Environ dix mailles sont présentes dans la couche limite, tandis que le cœur du tourbillon marginal en contient une quinzaine. La vitesse à l'entrée de la veine vaut $V_0 = 10$ m/s et le nombre de Reynolds vaut 1.68×10^6 . A la sortie du domaine de calcul, la condition outflow est imposée, tandis que des conditions de symétrie sont fixées sur les parois. Les calculs effectués en régime laminaire fournissent des profils de vitesse tangentielle au cœur du tourbillon plus proches des mesures que ceux obtenus en régime turbulent [9]. On ne s'intéresse pas à la diffusion du tourbillon en aval de l'aile mais à l'apparition de la CTM sur l'aile ou dans son sillage proche ainsi qu'à la répartition de la circulation.

5 RESULTATS ET ANALYSE

Les calculs relatifs aux ailes spécifiques associées à différents régimes de fonctionnement, c'est-à-dire à différentes valeurs de J , ont permis d'établir la relation entre le coefficient de portance de l'aile et le paramètre d'avance, lui-même lié au coefficient de poussée K_T de l'hélice. Cette relation est représentée sur la figure 6. Elle montre qu'au voisinage du régime nominal la différence entre le C_L de l'aile $H1^J$ et le C_L de l'aile $H2^J$ correspondant au même régime est inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$. Le C_L nominal vaut 0.33. L'égalité de la charge globale entre les ailes correspondant à un même régime de fonctionnement est donc respectée par la méthode de dévissage.

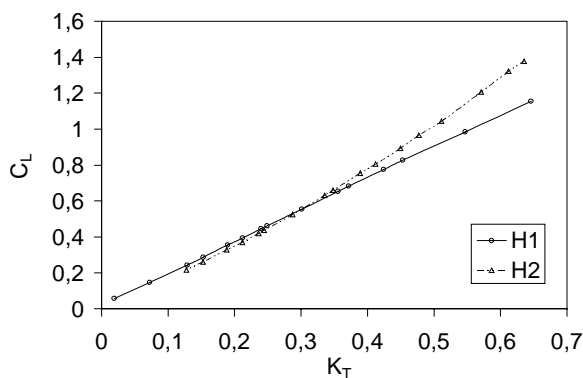


Figure 6: Relation entre le coefficient de portance C_L de $H1^J$ et $H2^J$ et le coefficient de poussée K_T de P1 et P2.

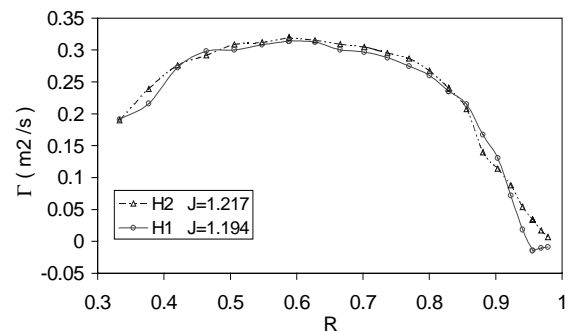


Figure 7: Circulation suivant l'envergure des ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$, $Re=1.68 \cdot 10^6$.

Les circulations suivant l'envergure sont données sur la figure 7 pour les ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$. Les sections situées près de l'emplanture et près de l'extrémité sont moins chargées que les sections situées à mi-envergure. Cette distribution de circulation est caractéristique des pales d'hélice. En effet la cavitation de tourbillon peut apparaître en deux sites privilégiés sur les hélices : en tête de pale et derrière l'hélice, dans le prolongement de l'axe de rotation. Afin de limiter ces types de cavitation liés au chargement, le concepteur diminue la portance des sections situées en tête et près du moyeu. Rappelons que la distribution de charge suivant l'envergure n'est pas conservée lors du dévissage puisque la vitesse amont constante dans le tunnel conduit à une surcharge de toutes les sections de l'aile. Par conséquent, la répartition de circulation selon l'envergure de l'aile est supérieure à celle de la pale. Cependant, le dévissage assure la conservation des différences de chargement local. En effet, P1 se différencie de P2 par une charge plus faible pour ses sections en tête de pale, caractéristique que l'on retrouve sur les ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$ issues du dévissage.

Les essais en tunnel sur l'aile $H2^{1.217}$ ont mis en évidence des comportements de la CTM d'intrados et de la CTM d'extrados identiques à ceux observés sur l'hélice P2 testée en eau libre. Pour les conditions nominales de fonctionnement, le tourbillon marginal cavite par intermittence dans le sillage de l'aile. La valeur du nombre d'apparition de cavitation σ_i est alors faible. Lorsque l'aile est mise en incidence positive, la CTM d'extrados apparaît dans le sillage proche de l'aile, voire sur l'aile elle-même, en $R=0.95$. On parle dans ce cas de tourbillon de bord d'attaque. Lorsque l'aile est mise en incidence négative, la CTM d'intrados apparaît en $R=0.9$. Le tourbillon est alimenté par une poche située en bord d'attaque à l'intrados des sections. Il se détache du profil beaucoup plus en amont que le tourbillon d'extrados.

Lors des essais d'hélices, le passage d'une CTM d'extrados intermittente observée dans le sillage à une CTM attachée (tourbillon de bord d'attaque) s'effectue de manière plus progressive que pour l'aile. Ce fait s'explique par le non respect de la charge par section lors du dévissage. Ainsi, les sections les plus portantes de l'aile contribuent à l'enroulement du tourbillon et à sa cavitation de manière précoce lorsqu'on s'éloigne du régime nominal.

Les essais en tunnel ont permis d'établir la carte d'apparition de CTM pour l'aile H2^{1.217} en fonction de l'incidence. Ces cartes ne sont pas comparables de manière directe aux cartes de CTM obtenues lors des essais en bassin sur les hélices (figure 1) car dans le tunnel le Reynolds est fixé alors qu'en bassin le Reynolds est modifié avec le régime de fonctionnement. Les calculs effectués pour différentes incidences de l'aile H2^{1.217} ont permis d'établir la carte de risque d'apparition de CTM. La prévision théorique de l'apparition de la cavitation dans l'écoulement initialement subcavitant s'appuie sur la comparaison de la valeur minimale de la pression statique relevée dans le tourbillon avec la valeur de la pression de vapeur saturante. Il y a risque d'apparition de cavitation lorsque la pression devient localement inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide c'est-à-dire lorsque $C_{p\min} < -\sigma$. Une série de calculs permet de s'assurer de la convergence du maillage. Après validation des résultats par comparaison des vitesses tangentielles calculées à celles mesurées par LDV, on observe une correcte superposition des cartes d'apparition de CTM obtenues expérimentalement et numériquement (figure 8). L'approche numérique mise en œuvre se révèle donc performante dans la prédiction de l'apparition de la CTM pour ce type d'écoulement.

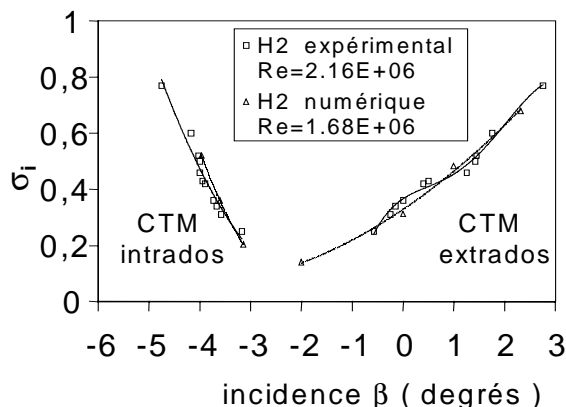


Figure 8: Cartes de CTM expérimentale ($Re=2.16*10^6$) et numérique ($Re=1.68*10^6$) pour H2^{1.217}.

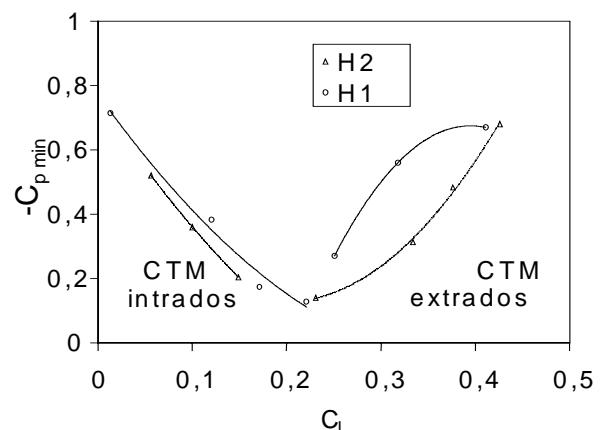


Figure 9: Carte de CTM numérique pour H1^J et H2^J, $Re=1.68*10^6$.

Les calculs effectués pour différentes ailes H1^J et H2^J associées à différentes valeurs de J ont également permis d'établir les cartes de risque d'apparition de CTM en fonction du coefficient de portance C_L (figure 9). Au régime nominal, le tourbillon marginal se situe sur l'extrados pour les deux ailes mais le tourbillon généré par H1^{1.194} cavite plus tôt que celui généré par H2^{1.217}. Un autre résultat important concerne le bucket de CTM, zone d'intersection des courbes de CTM d'intrados et de CTM d'extrados. Il est beaucoup plus étroit pour H1^J que pour H2^J.

Une analyse plus fine des résultats numériques permet de mieux caractériser le processus d'enroulement du tourbillon marginal généré par les différentes ailes et d'en comprendre les différences. Le rôle de la géométrie et notamment du dévers sur l'enroulement et la cavitation du tourbillon marginal a été mis en évidence par des études faites sur des ailes de différentes

formes en plan [8]. Ainsi, pour une aile elliptique, le tourbillon marginal se détache en extrémité mais son enroulement est déjà avancé à l'extrémité. Les dévers des ailes $H1^J$ et $H2^J$ sont plus importants que celui de l'aile elliptique. Au régime nominal, le tourbillon apparaît sur la section située en $R = 1$ mais pour des chargements plus élevés, il est totalement enroulé avant l'extrémité en $R = 0.95$. Toute la partie déversée de l'aile contribue à la formation du tourbillon. Pour des chargements plus faibles, le tourbillon est généré sur l'intrados en $R = 0.9$ et se détache de l'aile avant l'extrémité.

Les évolutions de la pression au centre du tourbillon en aval des ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$ sont tracées sur la figure 10. D'une part, la dépression est plus forte au cœur du tourbillon de l'aile $H1^{1.194}$ ($C_{p_{min}} = -0.56$ pour $H1^{1.194}$ et $C_{p_{min}} = -0.31$ pour $H2^{1.217}$). D'autre part, la pression atteint sa valeur minimale au voisinage immédiat de la section d'extrémité.

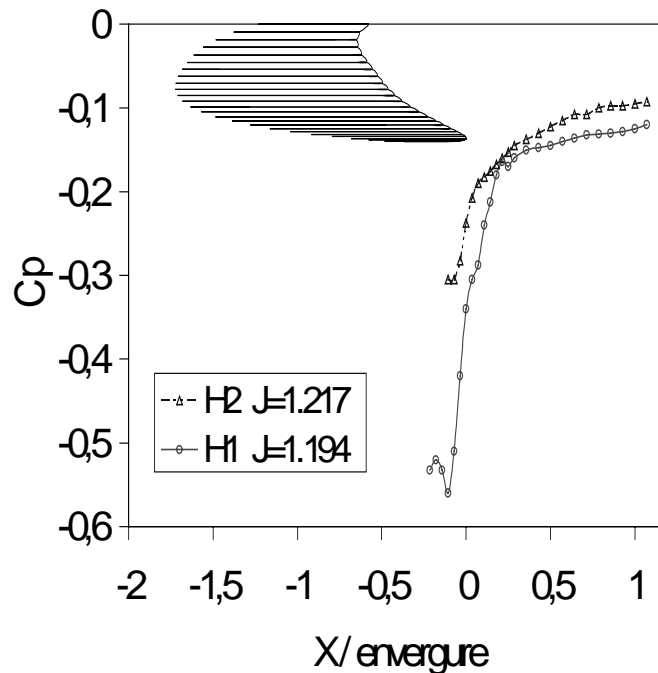


Figure 10: Niveau de pression au cœur du TM de $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$, $Re=1.68 \cdot 10^6$.

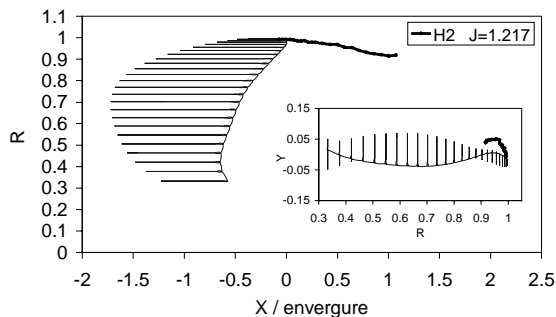


Figure 11: Trajectoire du TM de $H2^{1.217}$.

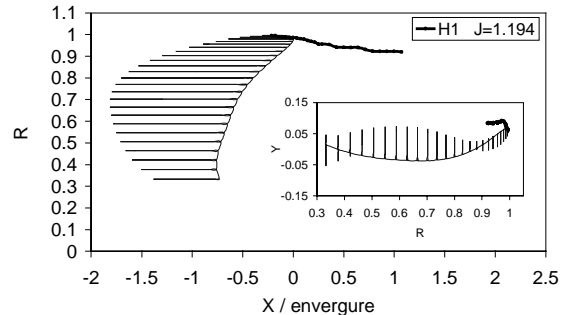


Figure 12: Trajectoire du TM de $H1^{1.194}$.

Les trajectoires des tourbillons générés par les ailes $H1^{1.194}$ et $H2^{1.217}$ sont représentées sur les figures 11 et 12. Dans les deux cas, la trajectoire du tourbillon juste en aval de l'aile s'inscrit dans le prolongement de la corde de la section d'extrémité. Ce phénomène est à rapprocher de

ce que l'on observe sur les hélices, à savoir, l'importance du choix du pas en tête pour contrôler la CTM. Le tourbillon subit dans le même temps une déviation vers l'emplanture.

CONCLUSION

Les essais en tunnel sur l'aile H2^{1.217} ont mis en évidence des comportements de la cavitation de tourbillon marginal (CTM) identiques à ceux observés sur l'hélice P2 testée en eau libre. Ils ont également permis de valider les résultats des calculs RANS. Cette approche numérique a conduit à la comparaison des risques d'apparition de CTM sur les ailes H1^J et H2^J et montre que les ailes H2^J ont un meilleur comportement que les ailes H1^J, en retardant l'apparition de la CTM.

La méthode de dévissage mise au point se révèle donc pertinente lorsque l'on s'attache à caractériser un écoulement en tête de pale pour un régime de fonctionnement voisin du régime nominal.

Cette étude se poursuit actuellement par l'analyse de l'état de la couche limite sur l'aile, ce qui devrait nous permettre de relier la répartition de la vorticité contenue dans la couche limite à la répartition de l'intensité tourbillonnaire observée en aval de l'aile.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Chow J.S., Bradshaw P., "Mean and Turbulence Measurements in the Near Field of a Wingtip Vortex", AIAA Journal, Vol. 35, No. 10, October 1997.
- [2] Kinnas, S.A., H Lee, Mueller, A.C., "Prediction of Propeller Blade Sheet and Developed Tip Vortex Cavitation, 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, pp. 182-198, Washington D.C., USA, August 9-14, 1998.
- [3] Dacles-Mariani, J., Zilliac, G.G., Chow J.S., Bradshaw P., "Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field", AIAA Journal, Vol. 33, No. 9, September 1995.
- [4] Hsiao C.T., Pauley L.L., "Numerical Study of the Steady-State Tip Vortex Flow Over a Finite-Span Hydrofoil", Journal of Fluids Engineering, Vol. 120, pp. 345-353, June 1998.
- [5] Fruman, D.H., "The *Action Concertée Cavitation* Research Program and Accomplishments", International Symposium on Cavitation, pp.211-217; CAV'95, Deauville, France, 1995.
- [6] Pauchet, A., Briancon-Marjollet, L., Gowing, S., Cerrutti, P., Pichon, T., "Effects of Foil Size and Shape on Tip Vortex Cavitation Occurrence", 2nd International Symposium on Cavitation, Tokyo, Japan, April 5-7, 1994.
- [7] Fruman, D.H., Cerrutti, P., Pichon, T., Dupont, P., "Effect of Hydrofoil Planform on Tip Vortex Roll-up and Cavitation", Journal of Fluids Engineering, Vol. 117, pp.162-169, March 1995.
- [8] McCormick, B.W., "On Cavitation Produced by a Vortex Trailing from a Lifting surface", ASME, J. Basic Engineering, pp. 369-379, 1962.
- [9] Viot, X., Fruman, D.H., Deniset, F., Billard, J.Y., "Numerical Simulation of Tip Vortices Roll-up", 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington D.C., USA, August 9-14, 1998.

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée dans le cadre de la thèse de Virginie Navaza grâce au soutien de la société acb-LIPS.