

CALCUL DE L'HELICE MARINE : THEORIE LINEAIRE ET NON LINEAIRE

Design of marine propeller : linear and nonlinear theory

N. SETTOU*, A. ATIF**, S. BENMANSOUR**, B. OTHMANI*

*Département de Génie Mécanique, Centre Universitaire de Ouargla

** Laboratoire de Mécanique Avancée, Département de Génie Mécanique, USTHB, Alger

RESUME

L'hélice marine est traitée dans le cadre de la théorie linéaire et non linéaire de la surface portante. Le premier calcul est traité dans le cadre de la théorie linéaire de la surface portante. Les conditions aux limites sont écrites sur la trace de la pale (surface hélicoïdale), et le sillage tourbillonnaire est formé de nappe hélicoïdale à pas constant. Le deuxième calcul appelé non linéaire est lui effectué en deux parties complémentaires (calcul axisymétrique + calcul 3D singularités). Ce calcul permet de raffiner le tracé de l'hélice obtenu par le premier calcul en prenant en compte la géométrie des nappes tourbillonnaires du sillage (contraction + étirement), et des effets tridimensionnels et de l'écoulement amont rotationnel par un couplage entre le calcul axisymétrique et le calcul 3D singularités.

ABSTRACT

The marine propeller is treated with the linear and nonlinear theory of lifting surface. The first computation method based on the model of nonlinear lifting surface theory. The boundary conditions are written in the camber surface and the trailing vortex wake is considered as a helicoidal surface with a constant pitch. A nonlinear computation is subdivided into two complementary steps (axisymmetric computation + 3D panel method). This computation leads to the determination of axisymmetrical stream sheets as well as the approximate camber surface of the blades. The new aspects developed in this method are the involvement of the contraction and the stretching of the free vortex wake, the tridimensional effects and the rotational character of the incoming flow in the axisymmetric computation with the 3D panel method.

1. INTRODUCTION

La détermination de la géométrie des pales d'une hélice en résolvant le problème inverse a été effectué jusqu'à ces jours par la formulation linéarisée [1],[2],[3],[7]; afin de pouvoir prendre en compte l'effet d'épaisseur sans approximation, la méthode inverse actuellement développée est basée sur la théorie non linéaire. Dans cette méthode l'effet de l'état non uniforme du courant provenant de l'amont et de l'effet de la contraction et de l'étirement du sillage des tourbillons libres sont pris en compte. Pour avoir un problème inverse bien posé avec des conditions limites appliquées sur la superficie des pales, il convient de schématiser les pales par des tourbillons liés, ainsi on introduit la notion d'association des éléments facettes sur les deux faces de la pale. Lorsque la répartition de la charge sur la pale est imposée, on peut déduire la répartition des tourbillons liés que la pale doit engendrer. On traduit cette répartition par une loi sur la différence de potentiel que l'on impose aux éléments associés. D'autre part lorsque la géométrie de la pale n'est pas encore correctement définie, on doit admettre qu'il y

a une pénétration de flux à travers la pale, on impose que le flux pénétrant les éléments associés est conservatif. Avec des données aux limites ainsi établies, le problème du champ est bien posé et admet une solution même au moment où la géométrie des pales n'est pas encore correcte. La détection du flux pénétrant va conduire à la rectification du squelette de la pale. Le calcul itératif conduit à la détermination géométrique lorsque la pénétration se trouve complètement éliminée et la condition de glissement sur les pales est respectée [3]. Afin de pouvoir utiliser la notion de tourbillon lié, la méthode est développée dans le cadre de fluide non visqueux avec l'incorporation d'un schéma de dissipation lié au coefficient de frottement pour simuler la perte.

Si l'écoulement abondant l'hélice est axisymétrique et non uniforme, l'écoulement autour de l'hélice est donc tridimensionnel et rotationnel. Pour traiter cet écoulement, on se propose d'effectuer le calcul en deux étapes. En première étape, on étale les tourbillons liés et libres engendrés par les pales dans le sens azimutal, l'écoulement devient axisymétrique

et peut être analysé par un calcul méridien dans lequel l'évolution dynamique du rotationnel est pris en compte. Ce calcul en présence de l'hélice conduit à la détermination d'une part de la modification des tourbillons toriques liés au courant abordant, d'autre part la contraction et l'étirement du sillage tourbillonnaire. Ce calcul détermine également la géométrie des pales en première approximation. Dans la seconde étape, on traite l'écoulement tridimensionnel en admettant que le champ de vitesses est constitué par une partie rotationnelle (écoulement de base regroupant l'écoulement provenant de l'amont et les vitesses induites par le sillage éloigné de l'hélice), et une autre partie irrotationnelle induite par les tourbillons liés et libres du sillage proche de l'hélice. La partie rotationnelle déterminée par le calcul méridien est figée, elle reste axisymétrique. La méthode de singularités à répartition discrétisée conduit à la résolution et à la détermination de la géométrie définitive de la pale.

2. CALCUL LINEAIRE

Dans cette partie, on considère le champ du potentiel des vitesses, les pales de l'hélice ainsi que son sillage tourbillonnaire sont schématisés par une répartition discrétisée de source et de doublet suivant la technique des effets élémentaires. Pour un projet, on peut se fixer le paramètre d'avancement, le contour développé de la pale, la loi d'épaisseur, la valeur du coefficient de traction que l'on désire atteindre. Par un calcul préliminaire en théorie de la ligne portante, on détermine la grandeur de la vitesse induite pour fixer le pas des surfaces hélicoïdales sur lesquelles on place les panneaux porteurs de singularités. On sait que dans ce cas, la densité de source et de doublet sur chaque panneau est connue. Par la composition des effets élémentaires de singularités, on déduit la dérivée normale du potentiel sur la trace de la pale, et par conséquent la loi de la cambrure et la loi du pas à chaque section. Les conditions aux limites à imposer sont donc :

Une condition de glissement appliquée sur la trace de la pale, qui est une surface approchée, on conçoit que la position d'une pale soit très proche de la surface hélicoïdale ayant un pas identique à celui des tourbillons libres d'échappement.

Une condition d'égalité de pression sur les deux faces de la nappe au bord de fuite, c'est la condition de Kutta-Joukowski.

3. CALCUL NON LINEAIRE

Il s'agit de développer une nouvelle approche de conception des hélices marines modérément ou fortement chargées, basée sur le modèle tourbillonnaire de surface portante, permettant d'optimiser les géométries des pales par une meilleure prise en compte de l'impact :

- des tourbillons toriques provenant de l'écoulement amont non uniforme;
- de l'étirement et de la contraction des nappes tourbillonnaires du sillage de l'hélice.

3.1 Calcul axisymétrique

Dans cette première étape, on mène un calcul axisymétrique en étalant suivant le sens azimutal les tourbillons liés et libres que doivent engendrer les pales, et dans lequel le rotationnel provenant de l'infini amont est pris en compte. Ce calcul permet de déterminer la géométrie approximative des pales et la contraction et l'étirement des nappes tourbillonnaires du sillage. Dans cette étape, la résolution du champ est faite par la fonction de courant. En utilisant des coordonnées curvilignes épousant les frontières du domaine, et en se basant sur la formulation tensorielle, on écrit l'équation discrétisée régissant le rotationnel, et ceci en prenant la circulation de la vitesse méridienne sur un circuit fermé élémentaire du maillage, on obtient l'équation régissant la variation du flux rotationnel traversant ce circuit considéré. Ce type de formulation permet d'avoir un contrôle rigoureux sur la variation dynamique du flux rotationnel dans le champ[6].

3.2 Formulation

Le calcul est effectué dans un plan méridien qui contient une zone constituée de pales mobiles appelée zone grille, et trois zones sans aubages (en amont, en aval et au dessus de l'hélice) appelées zones hors grille. Le fluide est considéré non visqueux, l'écoulement est supposé incompressible et permanent.

D'autre part, l'hypothèse d'axisymétrie nous permet d'écrire : $(\partial(\dots)/\partial\theta=0)$. Soient $(\xi^1, \xi^2 = \theta, \xi^3)$ les coordonnées curvilignes épousant les frontières du domaine du calcul, la vitesse méridienne donnée par : $U = V^1 e_1 + V^3 e_3 = W^1 e + W^3 e_3$. L'équation de continuité peut s'écrire :

$$\frac{1}{\sqrt{\tilde{g}}} \left[\frac{\partial \sqrt{\tilde{g}} U^1}{\partial \xi^1} + \frac{\partial \sqrt{\tilde{g}} U^3}{\partial \xi^3} \right] = 0 \quad (1)$$

où $\sqrt{\tilde{g}}$ représente le tenseur métrique modifié due à la striction de la section de passage du fluide, qui compte tenu de la conservation du débit, entraîne une augmentation de la vitesse méridienne. Par conséquent \sqrt{g} représente le volume élémentaire du cube : $(e_3 \times e_1) e_2$, dans l'espace hors grille $|e_2| = \sqrt{g_{22}} = r$, par contre dans l'espace grille l'épaisseur des pales réduit la section de passage, si on représente par $r \delta\theta_e$ l'épaisseur d'une section mesurée dans la direction périphérique et par N_b le nombre de pales de l'hélice, le terme modifié \tilde{g}_{22} du

tenseur métrique sera donnée par :

$$\tilde{g}_{22} = \left(1 - \frac{N_b \delta \theta_e}{2\pi}\right)^2 r^2$$

représente donc le volume élémentaire avec effet de

striction utilisé seulement dans l'équation de continuité. En utilisant la fonction de courant ψ pour représenter le champ de vitesses, on pourra écrire :

$$U^1 = \frac{1}{\rho\sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^3} \text{ et } U^3 = -\frac{1}{\rho\sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^1} \quad (2)$$

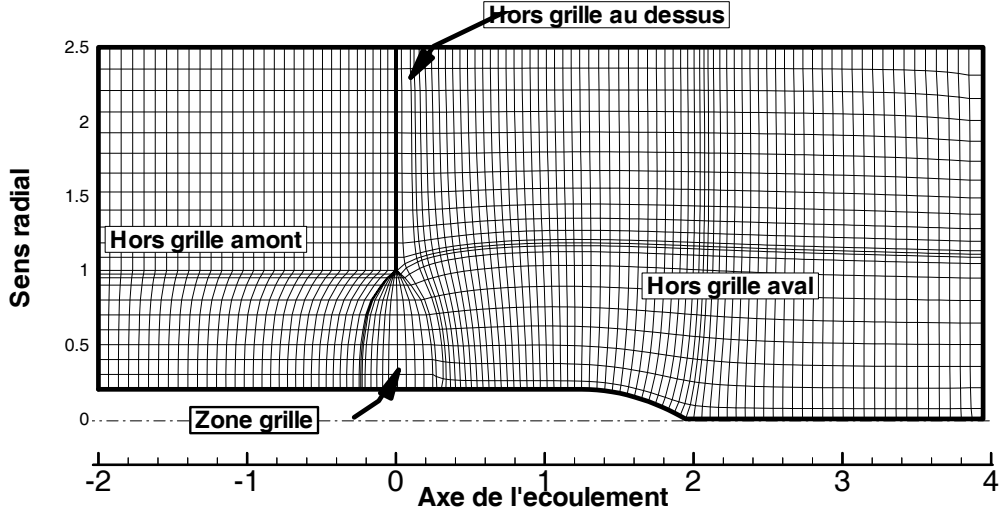


Figure 1 : Maillage du domaine de calcul dans le plan méridien

L'équation gouvernant la fonction de courant ψ est obtenue à partir de la définition de la composante azimutale du rotationnel Ω_2 , qui s'écrit :

$$\frac{\partial U_1}{\partial \xi^3} - \frac{\partial U_3}{\partial \xi^1} = \sqrt{g} \Omega^2$$

où U_1 et U_3 sont les composantes covariantes de la vitesse s'exprimant à partir de la fonction de courant ψ , en utilisant les relations $U_m = g_{mn} U_n$ et la relation 2. L'équilibre dynamique du rotationnel dans le sens radial permet d'avoir la composante azimutale du rotationnel. Soient H l'enthalpie et I la rothalpie données par :

$$\left\{ (\phi'_n d\Sigma)^+ + (\phi'_n d\Sigma)^- \right\} + \left\{ (W_{base} nd\Sigma)^+ + (W_{base} nd\Sigma)^- \right\} = 0$$

L'équation de quantité de mouvement peut s'écrire :

$$\begin{cases} \Omega \times W = -\nabla I + \frac{F_b}{\rho} + \frac{F_d}{\rho} & \text{zone grille} \\ \Omega \times V = -\nabla H + \frac{F_b}{\rho} + \frac{F_d}{\rho} & \text{zone hors grille} \end{cases}$$

Dans le cas réel, la présence des pales va créer une dépression sur l'extrados et une surpression sur l'intrados de chaque pale. Cette différence de pression se traduit dans l'espace inter-pales par un gradient de pression dans la direction azimutale qui donnera la déviation nécessaire à l'écoulement. Un schéma axisymétrique ne va retenir que le niveau de pression moyenné dans l'espace inter-pales, et il est alors bien clair qu'un gradient azimutal ne peut plus

exister dans ce schéma. Il est nécessaire de traduire l'effort exercé par les pales sur le fluide par l'introduction d'une force de pales qui devient une force volumique F_b/ρ . Cette force est supposé dirigée suivant la direction normale au squelette des pales. L'approche inverse est développée dans le cadre de fluide non visqueux afin de pouvoir utiliser la notion de tourbillons liés pour schématiser les pales. Il est donc nécessaire d'introduire un schéma de pertes où l'on traduit les effets visqueux sur les pales par une force volumique de dissipation F_a/ρ selon l'approche suggéré par Horlock [5], qui consiste à écrire que F_a/ρ est un vecteur colinéaire et de sens opposé au vecteur vitesse relatif W .

$$\frac{F_d}{\rho} = -C_f \frac{|U|^2}{d \cos \beta} \frac{U}{|U|}$$

où $d = r(2\pi/N_b - \delta\theta_e)$, β l'angle d'inclinaison du squelette et C_f un coefficient de frottement constant et ajustable en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement et de la rugosité des pales.

La répartition du moment cinétique $V\theta r$ dans une nappe de courant est liée à la circulation produite par les tourbillons liés engendrés par les sections de pales. En effet, si on considère un circuit fermé autour d'une section de pale clé, et compte tenu de la périodicité des circuits inter-pales, la circulation de la vitesse absolue V prise sur ce circuit fermé se réduisant aux contributions prises seulement à l'entrée et à la sortie de l'écoulement.

La projection de l'équation de mouvement suivant \mathbf{e}_3 traduit l'équilibre dynamique du rotationnel suivant le sens radial, donnée par :

$$\sqrt{g}\Omega^2 = \frac{1}{W^1} \frac{\partial I}{\partial \xi^3} - \frac{F_{d_3}}{\rho} + \frac{n_1}{n_2} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^3} - \frac{n_3}{n_2} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^1}$$

$$\sqrt{g}\Omega^2 = \frac{1}{V^1} \left(\frac{\partial H}{\partial \xi^3} - \frac{(V_\theta r)}{r^2} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^3} \right)$$

L'incorporation du schéma de pertes conduit à une dégradation de la rothalpie dans la zone grille. En prenant le produit scalaire de l'équation de mouvement par la vitesse \mathbf{W} , on obtient :

$$\frac{\partial I}{\partial m} = (1-\eta)\omega \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial m} \quad \text{grille}$$

$$\frac{\partial H}{\partial m} = 0 \quad \text{hors grille}$$

Ces équations permettent la mise à jour de l'enthalpie H et de la rothalpie I au cours du calcul itératif. En écrivant $\nabla \times \mathbf{U} = \Omega^2 \mathbf{e}_2$, nous obtenons l'équation gouvernant la fonction de courant ψ :

$$\frac{\partial}{\partial \xi^3} \left(\frac{g_{11}}{\rho \sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^3} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi^1} \left(\frac{g_{33}}{\rho \sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^1} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi^3} \left(\frac{g_{13}}{\rho \sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^1} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi^1} \left(\frac{g_{31}}{\rho \sqrt{g}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi^3} \right) = \sqrt{g}\Omega^2$$

3.3 Conditions aux limites

Les conditions relatives au problème méridien sont les suivantes :

- à l'infini amont, l'écoulement est supposé à entrée axiale, le profil de vitesse est *a priori* connu. Le débit massique et l'enthalpie sont calculés, ceci nous conduira à imposer une condition de type Dirichlet sur la fonction de courant ψ ;
- le moyeu et la limite supérieure du domaine de calcul seront des lignes de courant ($\psi = \text{cte}$);
- à l'infini aval, l'écoulement est supposé redevenu axial ($\partial \psi / \partial n = 0$, où \mathbf{n} est la direction de la normale extérieure à la section de sortie de l'écoulement);
- au bord d'attaque, on impose une condition d'adaptation, c'est-à-dire que la vitesse sur l'extrados V^+ y est égale à celle sur l'intrados V^- , ceci se traduit par une pente nulle de la fonction de répartition de charge;
- au bord de fuite, on impose une condition de Kutta-Joukowski qui revient à y imposer une égalité des pressions extrados et intrados, ce qui se traduit par la relation $\mathbf{W} \cdot \nabla (V_\theta r) = 0$.
- une condition de glissement sur les pales ($\mathbf{W} \cdot \mathbf{n} = 0$, où \mathbf{n} est la normale au squelette de la pale), cette condition permet de définir la

géométrie des pales.

3.4 Calcul 3D singularités

grille

hors grille

En seconde étape, on ramène les tourbillons étalés précédemment sur les pales. On décompose le champ en une partie rotationnelle et une autre irrotationnelle, la partie rotationnelle vient du calcul méridien S2 ; la partie irrotationnelle est caractérisée par un potentiel de vitesses induit par une distribution de sources et de doublets à axes normaux répartis sur l'extrados et l'intrados des pales, et une distribution de doublets à axes normaux sur le sillage proche. La géométrie des pales et des nappes tourbillonnaires étant assurée initialement par la première étape du calcul.

3.5 Formulation

Le champ de vitesses est constitué par deux parties, un écoulement de base axisymétrique déterminé par la première étape et désigné par \mathbf{V}_{base} , et un écoulement irrotationnel induit par les singularités surfaciques réparties sur l'hélice et le sillage proche [7],[8]. La deuxième partie du champ de vitesses peut être définie par un potentiel

scalaire des vitesses ϕ . Le champ total est donnée par :

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{\text{base}} + \nabla \phi$$

L'équation de continuité implique que ϕ doit satisfaire à l'équation de Laplace ($\nabla^2 \phi = 0$).

3.6 Conditions aux limites

L'écoulement autour de l'hélice est calculé en fonction de l'imposition de la loi d'épaisseur normale à la pale, la répartition des tourbillons liés suivant l'envergure désignée par Γ , la loi de la charge le long de la corde désignée par f , ainsi que l'écoulement infini amont rotationnel dont le champ de vitesse est désigné par \mathbf{V}_{base} . La géométrie de la pale est déterminée par un calcul itératif. La condition de charge et la condition de conservation de flux de pénétration sont considérées comme conditions aux limites concernant le champ de l'écoulement.

Condition de charge : On considère la répartition de charge en écrivant que la différence du potentiel des vitesses et la circulation produite par \mathbf{V}_{base} prise entre deux points de contrôle P^+ et P^- d'éléments associés d'extrados et d'intrados, est une fonction de la corde s et du rayon r ,

$$(\phi^+ - \phi^-) + \int_{P^-}^{P^+} \mathbf{V}_{\text{base}} \cdot d\mathbf{l} = \Gamma(r)f(s)$$

Condition de conservation de flux de pénétration:

La condition de glissement ne peut être respectée que si le profil, après un certain nombre de cycles de calcul itératif, évolue vers sa forme définitive. Pour chaque cycle, il convient d'admettre qu'il y a une pénétration de flux à travers les facettes de la pale. On se propose d'imposer, pour chaque couple d'éléments associés d'extrados et d'intrados, que le flux de pénétration se conserve, on peut donc écrire :

$$\left\{ \left(\phi'_n d\Sigma \right)^+ + \left(\phi'_n d\Sigma \right)^- \right\} + \left\{ \left(W_{base} nd\Sigma \right)^+ + \left(W_{base} nd\Sigma \right)^- \right\} = 0$$

où la première partie de l'équation représente le flux produit par les tourbillons liés et libres, et l'autre partie représente le flux produit par l'écoulement de base donnée par :

$$W_{base} = V_{base} + \omega \times r.$$

Condition sur le sillage: Comme le champ de tourbillons est conservatif, la condition sur le sillage se traduit par :

$$\mu_w(k) = \mu_{ext}(k) - \mu_{int}(k)$$

avec μ_{ext} et μ_{int} , les intensités de doublets associés au bord de fuite, correspondant respectivement à l'extrados et à l'intrados, et ceci pour chaque section k donnée de la pale.

Condition de glissement sur le moyeu: Sur la surface du moyeu, la condition de glissement implique que la vitesse relative est tangentielle à celui-ci, soit : $W \cdot n = 0$, n est la normale à un élément de surface pris sur le moyeu.

4. RECTIFICATION DE LA FORME DU SQUELETTE

La condition de pénétration est définie de sorte que l'on puisse se référer à la valeur non nulle du flux pour rectifier la forme du squelette avant de passer au cycle de calcul suivant. Grâce à la notion d'association des éléments à l'extrados et à l'intrados avec l'élément squelette, on peut utiliser la relation suivante pour définir la modification $\delta\Theta$ liée aux éléments facettes du squelette :

où W_{t1} et W_{t2} les deux composantes tangentielles de la vitesse. $\delta\Theta$ est l'angle de correction pour une

$$\delta\Theta b = 0.5 \left[\tan^{-1} \left(\frac{|W_n|}{\sqrt{W_{t1}^2 + W_{t2}^2}} \right)^+ b^+ + \tan^{-1} \left(\frac{|W_n|}{\sqrt{W_{t1}^2 + W_{t2}^2}} \right)^- b^- \right]$$

facette squelette, et calculé dans le plan perpendiculaire à b et orienté par ce même vecteur, b^\pm définis par :

$$b^\pm = \frac{W^\pm \times n^\pm}{|W^\pm \times n^\pm|}$$

Soit u_τ un vecteur unitaire perpendiculaire au plan (X^1, X^2) défini par :

$$u_\tau = (\delta m u_r - \delta r u_z) / \sqrt{(\delta m)^2 + (\delta r)^2}, \text{ où } m \text{ est}$$

l'abscisse curviligne. En projetant l'angle $\delta\Theta b$ sur u_τ , on obtient l'angle de correction $\delta\mathcal{G}$ dans le plan (X^1, X^2) , soit : $\delta\mathcal{G} = \delta\Theta b \cdot u_\tau$. Dans le calcul méridien, les valeurs de $X_{i,k}^2$ ont été calculés par intégration à partir des valeurs $X_{ref,k}^2$ prises sur une colonne de référence et qui doivent rester inchangées dans la rectification de la forme du squelette. On distingue deux cas pour la correction de la valeur de X^2 suivant que la facette se trouve en amont ou en aval de la colonne de référence.

$$\left(X_{i\pm 1}^2 - X_i^2 \right)^{(n+1)} = \left(X_{i\pm 1}^1 - X_i^1 \right) \tan \left(v_i^{(n)} + \delta v_i \right)$$

5. SPECIFICATION HELICE

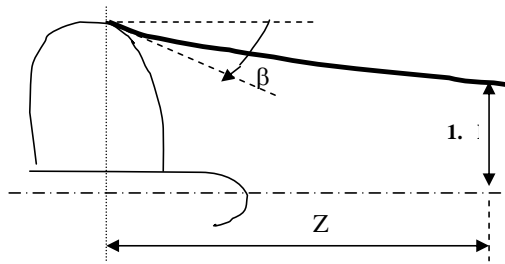
Les principales caractéristiques de fonctionnement exigées par le constructeur sont utilisées comme données initiales pour la conception de l'hélice et respectées dans les deux cas de calcul (linéaire et non linéaire) sont :

Vitesse	=	10.6m/s
Diamètre D	=	0.71m
Vitesse de rotation	=	937 tr/mn
Diamètre moyeu/D	=	0.18
Puissance	=	240 kw

Une poussée de 14700 Newtons est recherchée, correspondant à un couple moteur $Q=2316Nm$. L'hélice est maillée en dix sections suivant le sens de l'envergure. Dans le tableau suivant on présente pour chaque section : la corde, l'épaisseur maximale et le dévers. Ces données sont inchangées lors des deux étapes du calcul.

Le tableau suivant indique la valeur des paramètres géométriques définissant la contraction de la nappe tourbillonnaire s'échappant du bout de pale.

r/R	c/R	E/R	Dévers/R
0.2	0.674	0.0655	0.1272
0.3	0.734	0.05812	0.1636
0.4	0.794	0.0507	0.1939
0.5	0.846	0.0433	0.2060
0.6	0.872	0.03594	0.1712
0.7	0.857	0.02854	0.0910
0.8	0.766	0.02115	-0.0152
0.9	0.539	0.01375	-0.1606
0.95	0.363	0.0082	-0.2818
0.975	0.220	0.0082	-0.3600
1.0	0.080	0.0063	-0.4242



K_Q	$\beta(^{\circ})$	Z	H
0.0556	10.42	3.27	0.877

Nous représentons ci-dessus le sillage d'une pale clé de l'hélice déterminé par le calcul axisymétrique.

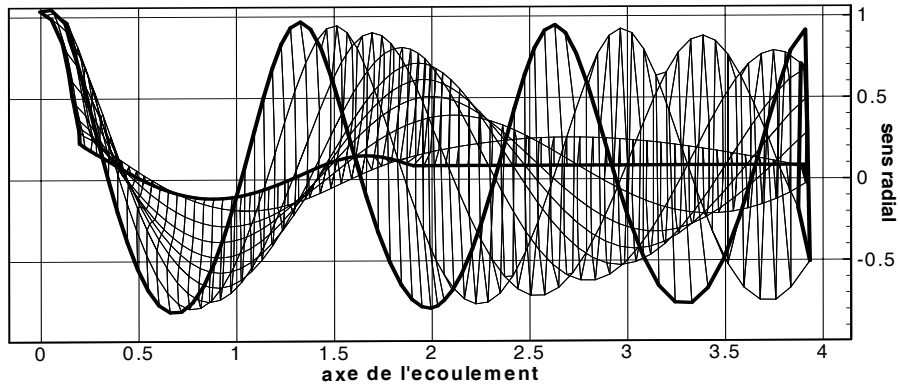


Figure 2 : Sillage d'une pale clé de l'hélice dans le plan méridien

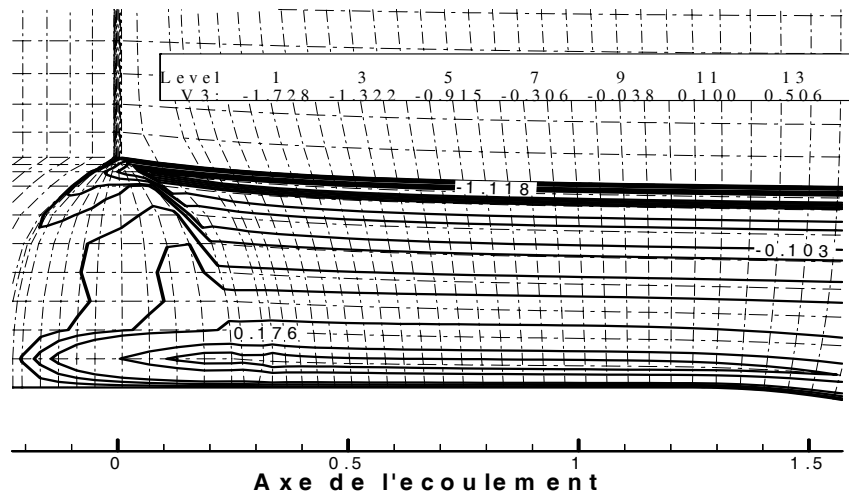


Figure 3 : Répartition tourbillonnaire dans le plan méridien

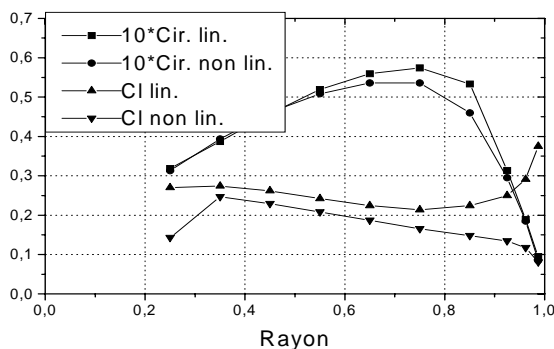


Figure 4 : Répartition de la circulation et du coefficient portance suivant l'envergure

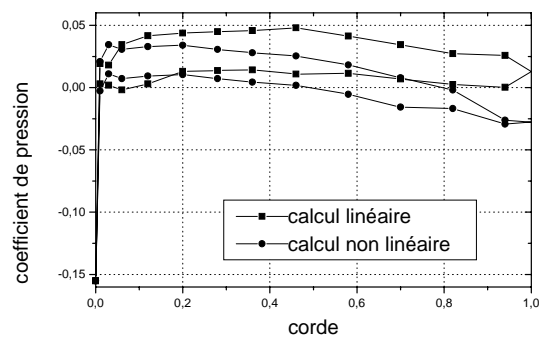


Figure 5 : Coefficient de pression en fonction de la de corde

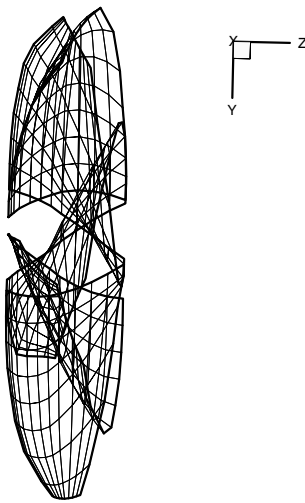
Sur la figure.3, nous représentons la distribution tourbillonnaire azimutale dans le plan méridien de l'écoulement. Nous distinguons deux zones

principales de concentration tourbillonnaire ; une zone négative située vers l'extrémité de la pale appelée tourbillon de bout de pale, et une zone

positive de moindre importance proche du moyeu.
 Dans le tableau suivant, on donne la valeur de la fraction de surface pour les deux cas de calcul, vu que le calage a changé;

Calcul	Fraction de surface
Linéaire	1.13
Non linéaire	0.98

La figure.4 donne les deux circulations (choisie pour le calcul linéaire en fonction de la circulation optimale) et calculée pour le calcul non linéaire pour respecter la valeur du couple moteur (puissance disponible), ainsi que les deux coefficients de portance C_L .



On présente sur la figure.5 la répartition de pression sur les deux faces de la pale pour les deux cas de calcul et ceci pour la section proche du moyeu $r/R=0.25$.

Le tableau suivant donne les performances de la machine et ceci pour les deux cas de calcul.

calcul	K_T	Poussée(Newton)	η
Linéaire	0.2515	15500	0.6989
Non linéaire	0.2443	15060	0.6686

Nous représentons ci-dessous la géométrie des pales de l'hélice obtenu après le couplage entre le calcul axisymétrique et le calcul 3D singularités.

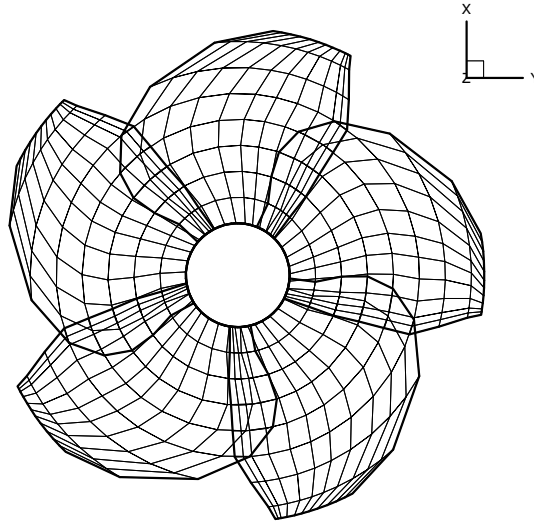


Figure 6 : géométrie de l'hélice

REFERENCES

[1] BROCKETT S.E., *Lifting surface Hydrodynamics for Design of Rotating Blades*, SNAME Propellers 81 Symposium, Virginia Beach, May 1981.

[2] GREELEY D.S. and KERWIN J.E., *Numerical Methods for Propellers Design and Analysis in steady Flow*, S.N.A.M.E., Transactions, **90** pp 415-453, 1982.

[3] KERWIN J.E. and LEOPOLD R., *A design Theory for subcavitating propellers*. Trans. SNAME, vol. **72**, 1964

[4] LUU T.S., Viney B., Bencherif L., *The inverse Problem using S2-S1 Approach for the Design of the Turbomachine Blading*, International Symposium on "Recent Advances in Compressor and Turbine Aerothermodynamics", France, Nov. 24-25, 1992.

[5] HORLOCK J.H., *An entropy production in adiabatic flow in Turbomachines*, J. of Basic Eng. Tr. ASME serie **D**, 1984.

[6] SETTOU N., LUU T.S., *Contribution à la conception des hélices marines*, Quatrièmes Journées de l'Hydrodynamique, 1-3 Mars 1993, Nantes, France.

[7] KERWIN J.E., LEE C.S., *Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performance by Numerical Lifting Surface Theory*, Trans. SNAME, Vol. **86**, 1978.

[8] GREELEY D.S., KERWIN J.E., *Numerical Methods for Propeller Design and Analysis in Steady Flow*, Trans. SNAME, Vol. 90, pp. 415-453, 1982