

4e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

1, 2, 3 mars 1993 - Nantes

Contribution à la conception des hélices marines

N.SETTOU - T.S. LUU

Laboratoire d'Informaique pour la Mécanique
et les Sciences de l'Ingénieur
91403 - ORSAY Cedex

Résumé

L'écoulement autour d'une hélice marine non carénée fonctionnant derrière un corps axisymétrique est rotationnel et tridimensionnel. Une méthode de calcul inverse basée sur les modèles de fluide parfait, rotationnel partagée en deux parties complémentaires (calcul axisymétrique+ calcul 3D singularités) est proposée en vue de concevoir des hélices marines. Les aspects nouveaux développés dans cette méthode sont la prise en compte de la contraction et l'étirement des nappes du sillage tourbillonnaire; des effets tridimensionnels et de l'écoulement amont rotationnel par un couplage entre le calcul axisymétrique et le calcul 3D singularités.

Summary

The flow around the unshrouded marine propellers operating in the wake of an axisymmetric body is rotational and tridimensional. An inverse computation method based on the model of inviscid and rotational fluid subdivided into two complementary steps (axisymmetric computation + 3D panel method) is proposed for design of the marine propellers. 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] ; 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 surface 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 abordant 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 Objectif

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.

L'application de la méthode sera faite pour améliorer le projet d'une hélice marine initialement dessinée par Hydronautics Inc.

3 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.

3.1 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 : $(\partial(..)/\partial\theta = 0)$. Soient $(\xi^1, \xi^2 = \theta, \xi^3)$ les coordonnées curvilignes épousant les frontières du domaine du calcul, la vitesse méridienne donnée par : $\vec{U} = V^1\vec{e}_1 + V^3\vec{e}_3 = W^1\vec{e}_1 + W^3\vec{e}_3$. L'équation de continuité peut s'écrire :

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

où \sqrt{g} représente le tenseur métrique modifié dû 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 : $(\vec{e}_3 \times \vec{e}_1) \cdot \vec{e}_2$, dans l'espace hors grille $|\vec{e}_2| = \sqrt{g_{22}} = r$, 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_p le nombre de pales de l'hélice, le terme modifié \tilde{g}_{22} du tenseur métrique sera donnée par :

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

$\sqrt{\tilde{g}}$ 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 :

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

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 1. 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 :

$$H = \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \frac{p_t}{\rho} \quad \text{et} \quad I = \frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2} = H + \omega(V_\theta r)$$

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

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

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 \vec{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 \vec{F}_d/ρ selon l'approche suggéré par Horlock

[4], qui consiste à écrire que \vec{F}_d/ρ est un vecteur colinéaire et de sens opposé au vecteur vitesse relatif \vec{W} .

$$\frac{\vec{F}_d}{\rho} = - \left(\frac{C_f |\vec{W}|^2}{d \cos \beta} \right) \frac{\vec{W}}{|\vec{W}|}$$

où $d = r(2\pi/N_p - \delta\theta_e)$, 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 \vec{V} prise sur ce circuit fermé se réduisant aux contributions prises seulement à l'entrée et à la sortie de l'écoulement, et est égale à :

$$\Gamma_{m,\psi} = \int_0^{\frac{2\pi}{N_p}} [(V_\theta r)_{m,\psi} - (V_\theta r)_{ba,\psi}] d\theta$$

D'après l'hypothèse d'axisymétrie, on peut écrire :

$$(V_\theta r)_{m,\psi} = (V_\theta r)_{ba,\psi} + \frac{2\pi}{N_p} \Gamma_\psi f(m, \psi)$$

où $f(m, \psi)$ est une fonction de charge soigneusement choisie pour vérifier la condition d'adaptation au bord d'attaque et la condition de Kutta-Joukowski au bord de fuite.

La projection de l'équation de mouvement suivant la direction azimutale donne :

$$\frac{(F_b)_2}{\rho} = V^1 \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^1} + V^3 \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^3}$$

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

$$\begin{cases} \sqrt{g}\Omega^2 = \frac{1}{W^1} \left[\frac{\partial I}{\partial \xi^3} - \frac{(F_d)_3}{\rho} \right] + \frac{n_1}{n_2} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^3} - \frac{n_3}{n_2} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^1} & \text{grille} \\ \sqrt{g}\Omega^2 = \frac{1}{V^1} \left(\frac{\partial H}{\partial \xi^3} - (V_\theta r) \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial \xi^3} \right) & \text{hors grille} \end{cases}$$

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 \vec{W} , on obtient :

$$\begin{cases} \vec{W} \cdot \nabla I = - \frac{C_f |\vec{W}|}{d \cos \beta} |\vec{W}|^2 & \text{grille} \\ \vec{V} \cdot \nabla H = 0 & \text{hors grille} \end{cases}$$

Ces équations permettent la mise à jour de l'enthalpie H et de la rothalpie I au cours du calcul itératif.

En écrivant $\nabla \times \vec{U} = \Omega^2 \vec{e}_2$, nous obtenons l'équation gouvernant la fonction de courant ψ :

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

3.2 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 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 estrados et intrados, ce qui se traduit par la relation $\vec{W} \cdot \nabla(V_{\theta} r) = 0$.
- une condition de glissement sur les pales ($\vec{W} \cdot \vec{n} = 0$, où n est la normale au squelette de la pale), cette condition permet de définir la géométrie des plaes.

4 Calcul 3D singularités

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.

4.1 Formulation

Le champ de vitesses est constitué par deux parties, un écoulement de base axisymétrique déterminé par la première étape et désigné par \vec{V}_{base} , et un écoulement irrotationnel induit par les singularités surfaciques réparties sur l'hélice et le sillage proche. La deuxième partie du champ de vitesses peut être définie par un potentiel scalaire des vitesses ϕ . Le champ total est donnée par :

$$\vec{V} = \vec{V}_{base} + \nabla\phi$$

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

4.2 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 \vec{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 \vec{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 ,

$$(\phi^+ - \phi^-) + \int_{P^-}^{P^+} \vec{V}_{base} \cdot \vec{dl} = \Gamma(r)f(s) \quad (2)$$

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 :

$$\left\{ (\phi'_n d\Sigma)^+ + (\phi'_n d\Sigma)^- \right\} + \left\{ (\vec{W}_{base} \cdot \vec{n} d\Sigma)^+ + (\vec{W}_{base} \cdot \vec{n} d\Sigma)^- \right\} = 0 \quad (3)$$

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 : $\vec{W}_{base} = \vec{V}_{base} + \vec{\omega} \times \vec{r}$.

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 :

$$\vec{W} \cdot \vec{n} = 0 \quad (4)$$

\vec{n} est la normale à un élément de surface pris sur le moyeu, il en résulte de l'égalité 4 une condition de Neuman portée sur le potentiel ϕ ,

$$\phi'_n = - \left(\vec{V}_{base} - \vec{\omega} \times \vec{r} \right) \cdot \vec{n}$$

4.3 Expression matricielle des équations et mode de résolution

En appliquant les conditions aux limites traduites par les équations 2, 3 et 4 aux points de contrôle des facettes, celles-ci se traduisent finalement par un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les densités de sources et de tourbillons sur la pale représentées par le vecteur $[\sigma]$. Le système linéaire d'équations s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$[A][\sigma] = [S]$$

Afin de calculer les vecteurs inconnus $[\sigma_k]$ relatifs à l'ensemble des bandes (pale+siillage et moyeu), on utilise une procédure de résolution par blocs, un bloc correspond à une matrice $[A_{kk}]$ pour une bande k donnée. L'algorithme itératif utilisé sur les blocs est du type Gauss-Seidel. Supposant connus les vecteurs $[\sigma]^{(n-1)}$ à l'itération $(n-1)$, le calcul d'une nouvelle valeur $[\sigma]^{(n)}$ s'effectue en résolvant le système suivant :

$$[A_{kk}][\sigma_k]^{(n)} = [S_k] - \sum_{m \neq k} [A_{km}][\sigma_m]^{(n-1)} \quad (5)$$

La solution complète est obtenue en satisfaisant le système 5 pour les différentes bandes y compris celles du moyeu. La résolution du système 5 s'effectue lui aussi par la méthode itérative du type Gauss-Seidel.

4.4 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 :

$$\delta\Theta \vec{b} = 0.5 \left[\tan^{-1} \left(\frac{|W_n|}{\sqrt{W_{t_1}^2 + W_{t_2}^2}} \right)^+ \vec{b}^+ + \tan^{-1} \left(\frac{|W_n|}{\sqrt{W_{t_1}^2 + W_{t_2}^2}} \right)^- \vec{b}^- \right]$$

où W_{t_1} et W_{t_2} les deux composantes tangentielles de la vitesse. $\delta\Theta$ est l'angle de correction pour une facette squelette, et calculé dans le plan perpendiculaire à \vec{b} et orienté par ce même vecteur, \vec{b}^\pm définis par :

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

Soit \vec{u}_r un vecteur unitaire perpendiculaire au plan (X^1, X^2) défini par : $\vec{u}_r = (\delta m \vec{u}_r - \delta r \vec{u}_z) / \sqrt{(\delta m)^2 + (\delta r)^2}$, où m est l'abscisse curviligne. En projetant l'angle $\delta\Theta \vec{b}$ sur \vec{u}_r , on obtient l'angle de correction $\delta\vartheta$ dans le plan (X^1, X^2) , soit : $\delta\vartheta = \delta\Theta \vec{b} \cdot \vec{u}_r$. Dans le calcul méridien, les valeurs de $X_{i,k}^2$ ont été calculés par intégration à partir des valeurs $X_{réf,k}^2$ 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.

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

$$\text{où} \quad \vartheta_i^{(n)} = \tan^{-1} \left(\frac{(X_{i\pm 1}^2 - X_i^2)^{(n)}}{X_{i\pm 1}^1 - X_i^1} \right)$$

4.5 Résultats

Une amélioration des performances de l'hélice initialement dessinée par Hydro-nautics Inc. consiste à augmenter le coefficient du couple propulsion K_T , tout en gardant inchangé le coefficient du couple moteur délivré par le moteur K_Q , par conséquent, on augmentera le rendement propulsif de l'hélice η . Plusieurs solutions peuvent être envisagées :

- choisir une répartition optimale de la circulation comme l'a proposé SIES-TRUNCK [5], peut conduire à un rendement meilleur. Cependant cette répartition implique une charge importante aux sections proches du bout de pale. Dans le cas de l'hélice étudiée qui est modérément chargée, ceci peut conduire à provoquer la cavitation, c'est la raison pour laquelle, on a écarté cette solution;
- diminuer la corde pour les sections proches du bout de pale, où la vitesse relative est importante. Cette solution nous permet de réduire la force de traînée, et par conséquent augmenter le coefficient de propulsion de l'hélice. Nous avons opté pour cette solution, pour ce faire, nous avons modifié la charge imposée suivant l'envergure à la sortie de l'hélice. On présente sur la figure 1 la charge pour l'hélice étudiée initialement et la charge modifiée.

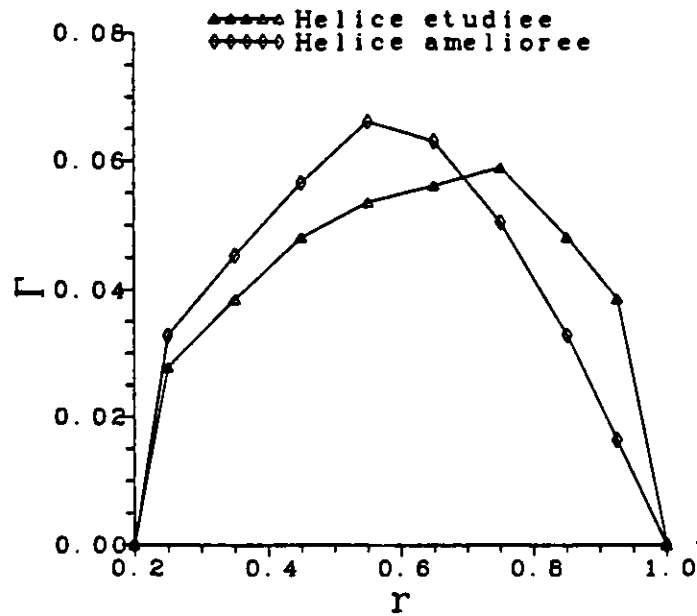


Fig.1: modification de la charge de l'hélice

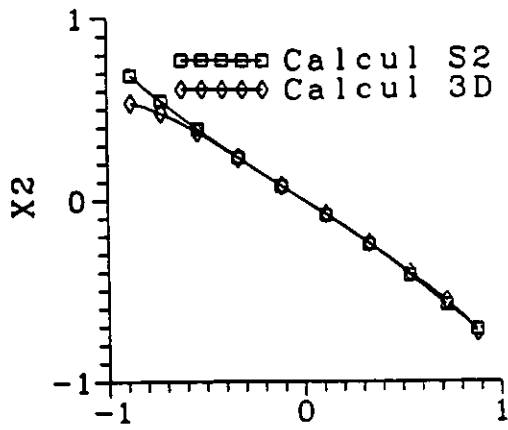
On présente sur la figure 2 une comparaison entre les profils des pales obtenus par le calcul axisymétrique et le calcul 3D singularités, pour les trois sections moyeu, centrale et bout de pale. Sur la figure 3 sont présentés les profils de pression pour ces mêmes sections.

Les performances de l'hélice améliorée ainsi que l'hélice étudiée obtenues par les deux calculs axisymétrique et 3D singularités sont présentées sur le tableau 1.

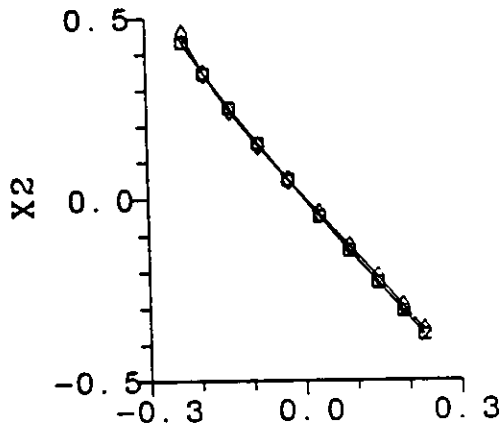
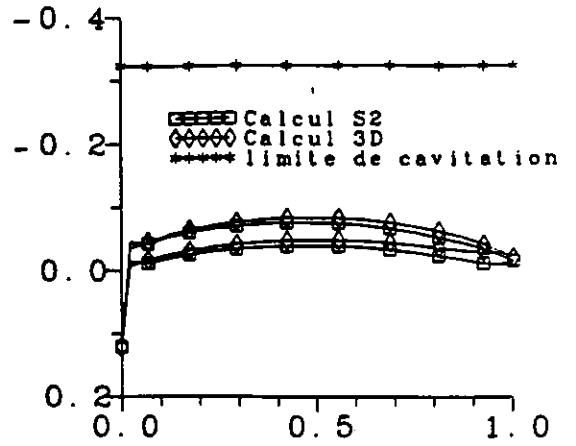
	Calcul axisymétrique		Calcul 3D singularités	
	K_T	η	K_T	η
hélice étudiée	0.268	62.3%	0.263	61.2%
hélice améliorée	0.2768	64.4%	0.274	63.7%

Tableau 1 : Performances de l'hélice

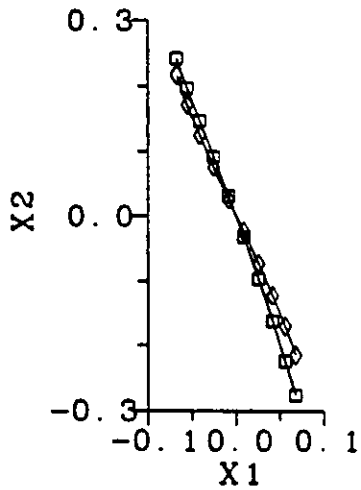
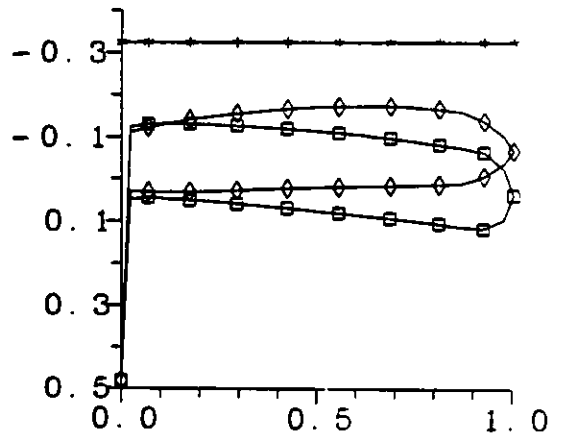
On remarque que le gain sur le rendement est de l'ordre de 2%.



section du moyeu



section centrale



section du bout de pale

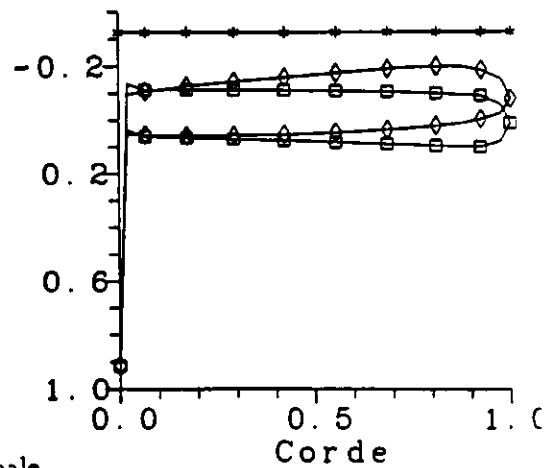


Fig.2: profils de sections des pales

Fig.3: profils de pression

Etude du sillage: La contraction des nappes tourbillonnaires lâchées par les pales est d'autant plus importante qu'on se rapproche du bout de pale, puisqu'elle dépend essentiellement du gradient du moment cinétique le long de l'envergure. Sur la figure 4, on présente les trois paramètres géométriques choisis pour caractériser cette contraction, qui sont :

- β , l'angle que fait la nappe tourbillonnaire lâchée par le bout de pale par rapport à l'horizontale;
- Z , la distance entre le bout de pale et le point d'établissement radial de la nappe;
- H , la distance entre l'axe de la machine et la ligne tourbillonnaire établie.

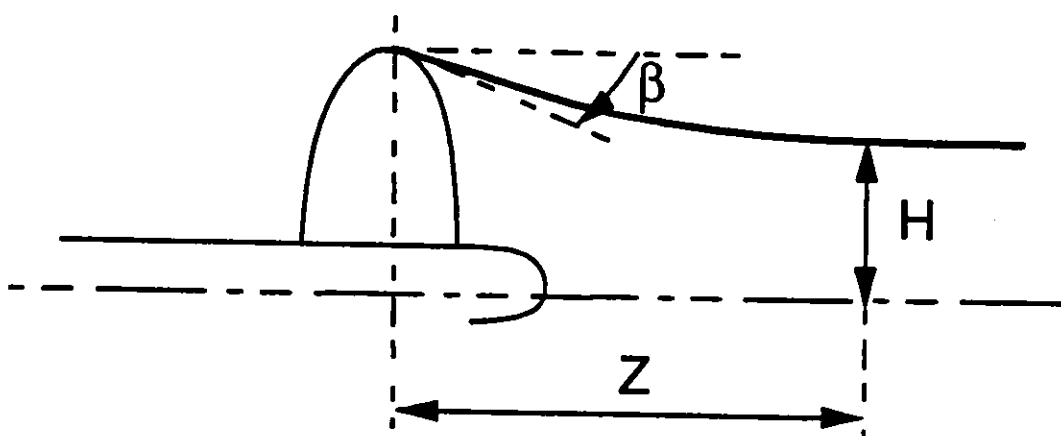


Fig.4: paramètres géométriques définissant la contraction

Le tableau 2 indique la valeur de ces paramètres géométriques pour deux valeurs du couple moteur ($K_Q = 0.052$ et $K_Q = 1.5 * 0.052$)

K_Q	$\beta(^{\circ})$	Z	H
0.052	12.8	2.57	0.895
1.5*0.052	17.9	3.29	0.793

Tableau 2: Paramètres géométriques de la contraction du sillage

On présente sur la figure 5 les sillages tourbillonnaires projetés dans le plan méridien pour les deux valeurs du couple moteur.

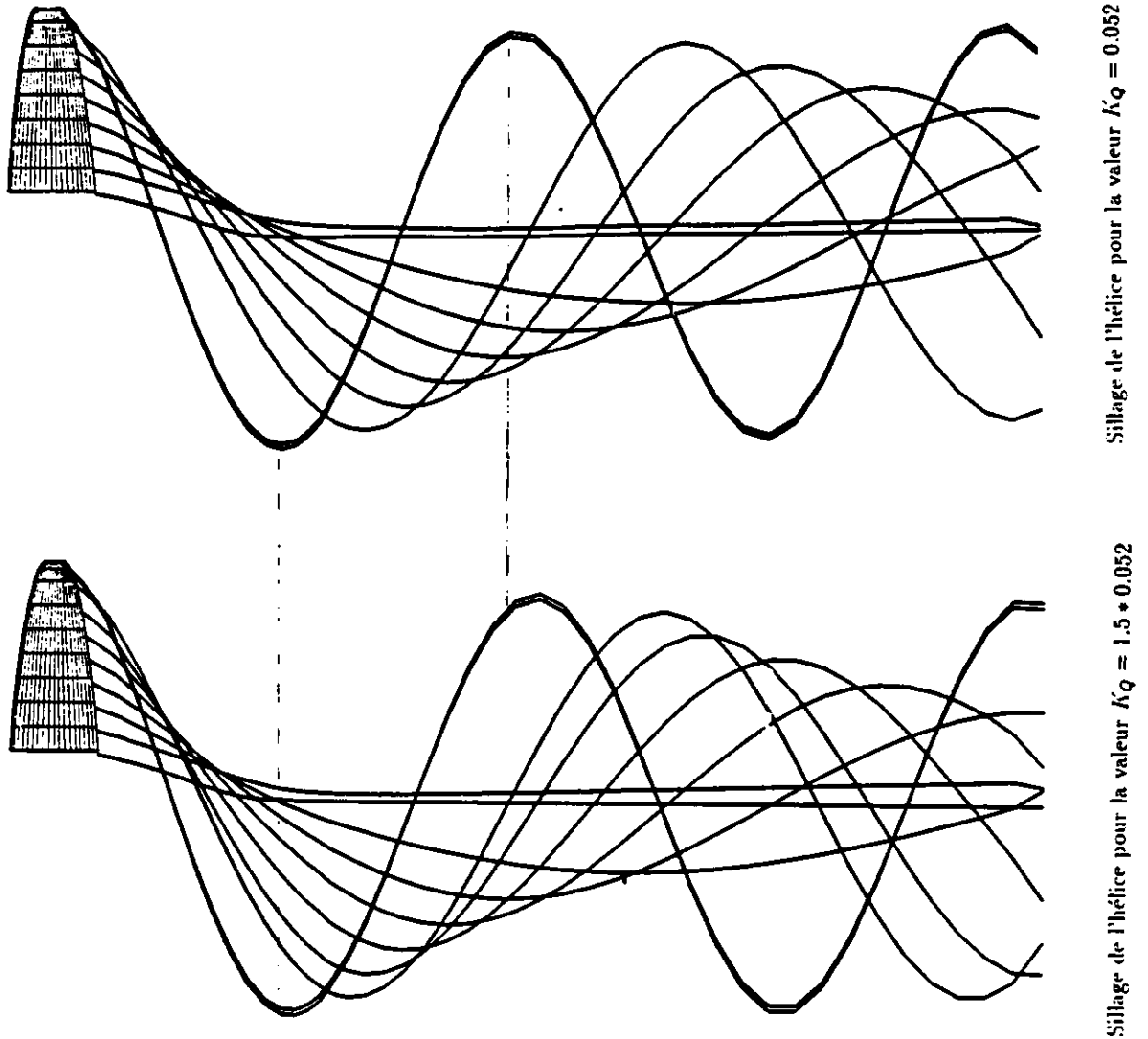


Fig.5: sillage tourbillonnaire de l'hélice

5 Conclusion

L'approche développée pour traiter le problème inverse nous a permis de prendre en compte :

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

Cette approche présente plusieurs avantages qui résident essentiellement sur l'imposition correcte des conditions aux limites, et peuvent se résumer comme suit :

- respect de la loi d'épaisseur des pales exigée par la structure;

- contrôle de la déviation de l'écoulement liée au niveau d'échange énergétique souhaité;
- possibilité d'optimiser le traçage des pales pour l'amélioration des performances du propulseur.

Références

- [1] BROCKETT S.E., *Lifting surface Hydrodynamics for Design of Rotating Blades*, SNAME Propellers 81 Symposium, Virginia Beach, May (1981).
- [2] GREELEY D.S. & 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] 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).
- [4] HORLOCK J.H., *An entropy production in adiabatic flow in Turbomachines*, J. of Basic Eng. Tr. ASME serie **D**, (1984).
- [5] SIESTRUNCK R., *Le développement moderne de la théorie de l'hélice*, Gauthier-Villars, (1947).