

RESOLUTION NUMERIQUE DE PROBLEMES NON-LINEAIRES
DE L'HYDRODYNAMIQUE NAVALE

A.Hémon*, S.Huberson**

* Société GENIMAR, 21,23 rue Lalande, 75014, Paris

** L.I.M.S.I., BP 30, 91406 Orsay cedex

Résumé

Ce travail a pour objet l'évaluation des performances d'un propulseur caréné de chalutier. Nous nous efforçons de placer l'hélice dans une configuration aussi réaliste que possible. L'écoulement autour de l'ensemble hélice + tuyère est calculé par une méthode particulière. L'écoulement autour de la carène du bateau et la détermination de la forme de la surface libre sont calculés par une méthode intégrale. Nous présentons des résultats relatifs à chacun de ces éléments ainsi que pour l'ensemble navire + hélice.

Summary

This paper deal with the computation of the performances of a ducted propeller designed for a fishing boat. Our goal is to study the propeller with an account to a geometry as realistic as possible. The flow around the ducted propeller is computed using a vortex method. The flow around the hull of the boat, and the shape of the free surface are determined using a boundary integral approach. We present numerical results relative to each one of these elements and to the complete configuration of the boat and its propeller.

1. Introduction

Le calcul du propulseur d'un chalutier est délicat car ce type de navire a deux régimes de fonctionnement bien distincts :

1. Le navire est en route entre le port et le lieu de pêche: il doit avoir une vitesse maximale.
2. Le navire est en chalutage: sa vitesse est très réduite mais en revanche, le remorquage du chalut nécessite une puissance importante. Dans ce régime, l'intérêt de l'utilisation d'une tuyère est reconnu.

La société GENIMAR a entrepris de traiter ce problème, pour lequel deux types de solutions peuvent être envisagés: celle du propulseur ayant de bonnes caractéristiques aux deux régimes, et celle du propulseur à géométrie variable. Dans le premier cas, l'une des motivations a été l'existence de travaux sur les propulseurs à tuyère - Sulmont (1966) - prometteurs au sens où les rendements obtenus avec ces propulseurs permettaient de justifier leur utilisation pour une gamme du paramètre d'avance particulièrement étendue. Dans le second cas, un dispositif à tuyère escamotable a été mis au point - Ebersolt (1987). Nous étudions la réalisation d'outils de prédiction des caractéristiques pour ces deux types de solution. Du point de vue de la mécanique des fluides, les deux régimes du bateau ont en commun d'être des problèmes avec surface libre. Cependant, ils se distinguent nettement. En effet, dans le premier cas, le fonctionnement de l'hélice est perturbé principalement par le passage dans l'eau de la carène du navire qu'elle propulse. Cette perturbation apparaît comme un écoulement où les effets de la viscosité peuvent être considérables puisque la totalité de l'hélice est immergée dans la couche limite rotationnelle créée par le navire. Dans le second cas, le navire avance lentement. L'essentiel de l'énergie fournie par le propulseur est alors utilisée pour vaincre la résistance du chalut. Les perturbations créées par ce chalut se développent très à l'aval du bateau, et il est donc vraisemblable que leur influence sur l'hélice se résume à une diminution du paramètre de fonctionnement. Nous nous plaçons dans cette optique, en supposant le champ des vitesses irrotationnel en première approximation.

2. Calcul d'hélice par méthode particulière

Nous utilisons une extension de la méthode particulière initialement développée par Rehbach (1977) pour calculer l'écoulement tridimensionnel instationnaire d'un fluide parfait incompressible autour d'ailes minces. Nous nous intéressons dans cette partie au calcul de l'écoulement incompressible autour d'une hélice nue, en l'absence de la carène du navire. Ceci a pour but de simplifier l'exposé. Nous verrons par la suite comment cette méthode est complétée de façon à prendre en compte les différents éléments décrits dans l'introduction. De plus nous supposons le fluide non visqueux, c'est à dire que nous ne décrivons pas le développement de la couche limite sur les surfaces solides, et que nous ne tenons pas compte de la diffusion du tourbillon dans le sillage de l'hélice. L'hélice elle même est représentée dans un premier temps comme un ensemble de surfaces portantes correspondants aux squelettes des pales, éventuellement complété d'un moyeu. Enfin l'écoulement calculé est une perturbation d'un écoulement uniforme de vitesse \vec{U}_∞ et il ne sera évidemment pas tenu compte d'éventuels phénomènes de cavitation.

Le principe de la méthode repose sur l'utilisation d'une formulation vitesse-tourbillon des équations d'Euler, écrite en coordonnées lagrangiennes, avec utilisation de la rela-

tion intégrale de Biot-Savart entre la vitesse et le tourbillon. Les conditions aux limites sont ainsi satisfaites par la résolution d'équations intégrales sur les parois solides cependant que le sillage tourbillonnaire est discrétisé au moyen de particules porteuses de tourbillon que l'on suit dans leur évolution. Les avantages de ce type de méthode sont les suivants:

- Il ne faut mailler que les parois solides.
- Il n'est pas nécessaire d'avoir des points de discrétisation hors des zones où le rotationnel est non nul.
- Les conditions aux limites à l'infini sont satisfaites automatiquement.

Pour exposer plus en détail la méthode de calcul, nous considérons momentanément l'écoulement plan dans le domaine \mathcal{D} autour d'une aile cylindrique. Le calcul se fait en deux parties. La figure 1. illustre cette décomposition du calcul:

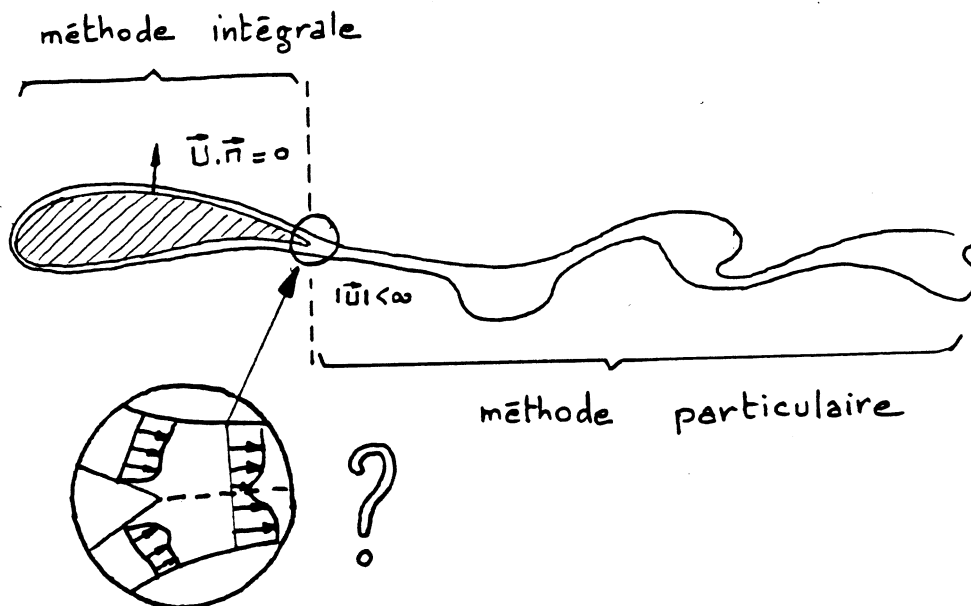


Figure 1. Décomposition du domaine de calcul.

Les conditions sur les parois solides notées $\mathcal{S} = \partial\mathcal{D}$ sont vérifiées par superposition à l'écoulement \vec{U}_ω induit par le rotationnel présent dans le sillage d'un écoulement à potentiel des vitesses ϕ . Ce potentiel vérifie les équations:

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= 0. & \text{dans } \mathcal{D} \\ \frac{\partial\phi}{\partial n} &= -(\vec{U}_\infty + \vec{U}_\omega) \cdot \vec{n} & \text{sur } \mathcal{S} \end{aligned} \quad (1)$$

où \vec{n} est la normale extérieure à la paroi.

Le calcul de l'évolution du tourbillon dans le sillage de l'hélice se fait par la méthode de discrétisation particulière. Nous rappelons ici les bases de cette méthode. Pour cela, nous considérons le cas d'une distribution de tourbillon initialement à support fini, et en supposant que toute interaction avec les parois solides peut se réduire à la superposition au champ des vitesses induit par cette distribution de tourbillon de l'écoulement à potentiel des vitesses ϕ . Dans le cas d'un écoulement plan, les équations d'Euler écrites en coordonnées lagrangiennes se réduisent à:

$$\frac{D\vec{X}}{Dt} = \vec{U}_\omega(\vec{x}, t) + \vec{\nabla}\phi \quad (2)$$

$$\frac{D\vec{\Omega}}{Dt} = 0.$$

Le champ des vitesses est calculé à partir du tourbillon par la relation intégrale de Biot-Savart:

$$\vec{U}_\omega(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi} \iint_{R^2} \frac{\vec{\omega}(\vec{y}) \wedge (\vec{x} - \vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|^2} d\sigma \quad (3)$$

Le support du tourbillon est discrétisé en particules définies par le tourbillon qu'elles transportent, et un point qui peut être par exemple le barycentre de la particule à l'instant initial:

$$\vec{\Omega}_i = \iint_{P_i} \vec{\omega} d\sigma \quad (4)$$

$$\vec{\Omega}_i \wedge \vec{X}_i = \iint_{P_i} \vec{\omega} \wedge \vec{x} d\sigma$$

En utilisant les définitions précédentes, les équations discrètes à résoudre sont:

$$\frac{D\vec{X}_i}{Dt} = \vec{U}_i \quad (5)$$

$$\frac{D\vec{\Omega}_i}{Dt} = \vec{0}. \quad (6)$$

$$\vec{U}_i = \frac{1}{2\pi} \sum_{i \neq j} \frac{\vec{\Omega}_i \wedge (\vec{X}_i - \vec{X}_j)}{|\vec{X}_i - \vec{X}_j|^2} + \vec{\nabla}\phi|_{\vec{X}_i} \quad (7)$$

Cette méthode a été utilisée pour calculer des écoulements très variés. Chorin en 1973 a proposé une méthode de traitement de la diffusion et des conditions aux limites faisant

appel à une modélisation de ces effets par adjonction d'une promenade aléatoire aux trajectoires des particules:

$$\frac{D\vec{X}_i}{Dt} = \vec{U}_i + \vec{\eta}_i \quad (8)$$

$$\eta_i/f(\eta_i) = \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \exp\left(-\frac{|\vec{\eta}|^2}{\sigma}\right) \quad (9)$$

Cet algorithme est d'une précision très faible, c'est pourquoi nous ne l'utiliserons pas.

Rehbach (1977) a étendu la méthode aux écoulements tridimensionnels. Dans ce cas, l'équation de transport du tourbillon comporte un terme supplémentaire, le terme de déformation qui peut être obtenu en dérivant la relation intégrale de Biot et Savart:

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{\Omega}_i}{Dt} &= (\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla})\vec{U}(\vec{X}_i) & (10) \\ (\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla})\vec{U}(\vec{X}_i) &= \frac{3}{8\pi} \sum_{i \neq j} \frac{1}{|\vec{X}_i - \vec{X}_j|^5} \\ &\quad [((\vec{X}_i - \vec{X}_j) \cdot \vec{\Omega}_i)((\vec{X}_i - \vec{X}_j) \wedge \vec{\Omega}_j) \\ &\quad + (((\vec{X}_i - \vec{X}_j) \wedge \vec{\Omega}_j) \cdot \vec{\Omega}_i)(\vec{X}_i - \vec{X}_j)] \end{aligned} \quad (11)$$

Le lien entre la distribution de tourbillon du sillage et la représentation discrète des parois solides se fait au moyen d'un modèle d'émission tourbillonnaire le long de lignes supposées connues. Dans le cas d'une hélice marine, ce sera par exemple les bords de fuite des pales. Un tel modèle représente en fait le débit de tourbillon dans le fluide dû aux deux couches limites intrados et extrados qui se rejoignent au bord de fuite pour former le sillage. Nous ne traiterons pas ici le cas d'écoulement décollés. Pour évaluer ce débit de tourbillon, nous écrivons de part et d'autre de la ligne considérée la relation de Bernoulli. En additionnant les deux équations résultantes, nous obtenons l'équation suivante où les indices + et - représentent des quantités relatives à chacun des cotés de la ligne, par exemple pour un bord de fuite, extrados et intrados.

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = 0.5(\vec{U}_+ + \vec{U}_-) \cdot (\vec{U}_+ - \vec{U}_-) \quad (12)$$

Cette relation est en fait une adaptation de la classique condition de Joukovski. Connaissant ainsi le débit de tourbillon en chaque point de la ligne d'émission, il nous est facile de créer à chaque itération en temps de nouvelles particules, chaque particule correspondant au tourbillon émis à travers un petit segment δl_i de la ligne d'émission de vecteur unitaire tangent \vec{r}_i pendant un pas de temps Δt :

$$\vec{\Omega}_i = \Delta t \delta l_i (\vec{U}_m \cdot [\vec{U}]) \vec{r}_i \quad (13)$$

$$\vec{U}_m = 0.5(\vec{U}_+ + \vec{U}_-) |_{\vec{X}_{bf,i}} \quad (14)$$

$$[\vec{U}] = (\vec{U}_+ - \vec{U}_-) |_{\vec{X}_{bf,i}} \quad (15)$$

$$\vec{X}_i = \vec{X}_{bf,i} + 0.5\Delta t \vec{U}_m \quad (16)$$

où $\vec{X}_{bf,i}$ est un point caractérisant la portion de la ligne d'émission tourbillonnaire que l'on considère.

Pour compléter la description de la méthode particulière, nous revenons maintenant sur quelques aspects particuliers:

- Les intégrales discrète (7) et (11) sont singulières pour $\vec{X}_i = \vec{X}_j$. Ceci entraîne que la méthode numérique n'est pas convergente lorsque l'on augmente le nombre de particules. Ce problème a été remarqué par un grand nombre d'auteurs et différentes solutions ont été proposées. En fait, la correction nécessaire consiste à remplacer le noyau singulier de ces intégrales par un noyau plus régulier. Ceci revient à prendre comme noyau régularisé le produit de convolution du noyau singulier par une fonction suffisamment régulière. Par exemple, on peut voir que l'intégrale (7) redevient régulière si on multiplie l'intégrand par la fonction gaussienne:

$$\zeta_\epsilon(|\vec{X}_i - \vec{X}_j|) = \frac{1}{\epsilon^2} \exp -\frac{|\vec{X}_i - \vec{X}_j|^2}{\epsilon} \quad (17)$$

- L'équation de Laplace pour ϕ est résolue sous forme intégrale. On introduit pour cela une nouvelle inconnue définie sur les parois solides qui est ici une distribution de doublet, correspondant au saut du potentiel ϕ à travers la surface représentant la paroi et dont la valeur est déterminée par la résolution de l'équation :

$$\int \int_S \mu(\vec{x}) \vec{\nabla} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{y}|} \cdot \vec{n}(\vec{y}) dx = (\vec{U}_\omega(\vec{y}) + \vec{U}_\infty(\vec{y})) \cdot \vec{n}(\vec{y}) \quad (18)$$

où μ est la distribution de doublet cherchée. L'intégrale (18) est discrétisée en approchant la surface S par un ensemble de facettes quadrilatères planes, et la fonction μ par une fonction constante par facette. Dans l'état actuel du programme, le maillage de chaque surface portante est structuré, c'est à dire qu'il est construit à partir de deux réseaux de courbes dont les intersections déterminent les sommets des facettes. Par exemple sur les pales de l'hélice, nous utilisons les lignes $r = \text{cst}$ (cordes) et les lignes de direction approximativement perpendiculaire. Un tel maillage est illustré par la figure 2.

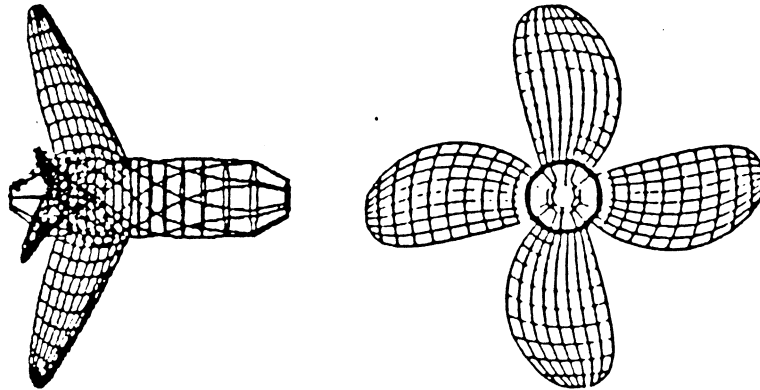


Figure 2. Maillage de l'hélice B 4-55 du N.S.M.B. (Wageningen).

Quelques remarques peuvent être faites:

- La corde la plus extérieure n'est pas définie à rayon constant mais épouse le mieux possible le contour de la pale.
 - Dans chacune des directions du maillage de la pale, la taille des mailles varie continûment afin d'être minimale près du contour de la pale.
 - L'arbre est représenté par une partie cylindrique, pincée à ses extrémités.
 - L'une des directions du maillage structuré de l'arbre est obtenue à partir de la trace du pied de pale, afin qu'il y ait raccord du maillage de ces deux éléments.
 - Un point d'émission de particule tourbillonnaire $\vec{X}_{bf,i}$ est défini au milieu de chaque côté de facette définissant le bord de fuite de la pale. Des points d'émission placés dans la région aval de l'arbre permettent de simuler l'émission tourbillonnaire due au décollement de la couche limite sur la partie arrière de l'arbre.
- Le modèle peut être complété par la prise en compte des effets d'épaisseur sous forme linéarisée. Pour cela, nous utilisons une extension aux écoulements tridimensionnels de la théorie des corps élancés. Considérons sur le squelette de la pale la coordonnée curviligne s associée à la ligne $r = \text{cst}$. Le long de cette ligne, nous définissons une densité de source:

$$q = | \vec{U}_\infty + r\dot{\theta}\vec{e}_r | \quad \frac{\partial e}{\partial s} \quad (19)$$

où $\dot{\theta}$ désigne la vitesse de rotation de l'hélice, et e l'épaisseur de la pale en s . L'extension aux écoulements tridimensionnels nous permet de définir une densité surfacique, qui sera approchée par une fonction constante sur chaque facette. Cette densité correspond à un champ de vitesse de perturbation dérivant d'un potentiel ϕ_e additionné au potentiel ϕ défini par (1).

- Pour tenir compte de la rotation de l'hélice, nous devons modifier les équations. Nous écrivons pour cela les équations (1), (2) (10) et (12) dans le repère entraîné avec l'hélice. Toutefois, nous conservons le tourbillon absolu comme fonction inconnue. Cette technique a déjà été utilisée par Huberson (1984) et Cantaloube et Huberson (1987) Les équations modifiées s'écrivent :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -(\vec{U}_e + \vec{U}_\infty + \vec{U}_\omega) \cdot \vec{n} \quad (20)$$

$$\frac{D\vec{X}}{Dt} = \vec{U}_e + \vec{U}_\omega(\vec{x}, t) + \vec{\nabla}\phi \quad (21)$$

$$\frac{D\vec{\Omega}_i}{Dt} = (\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla})(\vec{U}(\vec{X}_i) + \vec{U}_e(\vec{X}_i)) \quad (22)$$

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = (0.5(\vec{U}_+ + \vec{U}_-) + \vec{U}_e) \cdot (\vec{U}_+ - \vec{U}_-) \quad (23)$$

3. Calcul des efforts

Ce calcul peut être fait par une discrétisation de l'équation de Bernoulli instationnaire tenant compte de la singularité au bord d'attaque (Guermont 1988), ou directement à partir du formalisme des méthodes de singularités (Luu et Dulieu 1977). C'est cette deuxième méthode qui est retenue ici. Les singularités portées par les surfaces sont d'une part les segments tourbillonnaires dérivés de la distribution de doublet constante par facettes, et d'autre part la distribution surfacique de source. La force élémentaire associée au segment tourbillonnaire d'intensité totale Γ_i portée par le coté i s'exprime par:

$$\vec{f}_{\omega,i} = \vec{U}(\vec{X}_{M,i}) \wedge \vec{\Gamma}_i \quad (24)$$

où $\vec{U}(\vec{X}_{M,i})$ désigne la partie finie de la vitesse au milieu $\vec{X}_{M,i}$ du coté i . Par ailleurs, la force élémentaire associée, pour l'effet d'épaisseur, à la facette j portant la source d'intensité totale Q_j s'écrit :

$$\vec{f}_{e,j} = Q_j \vec{U}(\vec{X}_j^M) \quad (25)$$

où $\vec{U}(\vec{X}_j^M)$ est la partie finie de la vitesse au point de contrôle \vec{X}_j^M de la facette j . La force totale et le moment par rapport à un point O s'expriment alors par :

$$\vec{F} = \sum_i \vec{f}_{\omega,i} + \sum_j \vec{f}_{e,j} \quad (26)$$

$$\vec{M}_O = \sum_i \vec{f}_{\omega,i} \wedge \vec{OX}_{M,i} + \sum_j \vec{f}_{e,j} \wedge \vec{OX}_j^M \quad (27)$$

Cette formulation tient compte directement de la force de succion additionnée dans le cas des surfaces portantes aux efforts issus de la différence des pressions de part et d'autre de la surface.

L'une des validations de la méthode est obtenue par confrontation à des résultats expérimentaux, ce qui impose la prise en compte du plus grand nombre possible des phénomènes qui accompagne le fonctionnement de l'hélice. Deux de ces phénomènes ne sont pas contenus dans le modèle de fluide parfait et doivent être pris en compte de façon empirique.

- Le premier de ces effets est le frottement pariétale. Nous adoptons ici les équations utilisée par Pellone (1988) qui tiennent compte des divers régimes d'écoulement possibles à partir d'une analyse tirée de Schlichting (1955).
- Le deuxième effet empirique concerne le décollement de bord d'attaque. L'intérêt de représenter cet effet, même de façon empirique, dépasse la possibilité de confrontation à l'expérience. En effet, son estimation au bord d'attaque de chaque corde de la surface portante permet d'apprécier l'adaptation de cette portion d'hélice à l'incidence locale de l'écoulement. La prise en compte de cet effet (Greeley & Kerwin 1982) s'apparente à la définition d'un coefficient d'efficacité atténuant, à partir d'un certain seuil, l'effort associé à chaque segment tourbillonnaire du bord d'attaque de la surface portante.

4. Calcul de la surface libre

Nous utilisons pour calculer la forme de la surface libre autour de la carène du navire une méthode de résolution numérique non linéaire due à O. Daube (1981). Bien que cette méthode est fait l'objet d'un certain nombre de publications (O. Daube & A. Dulieu (1981)), nous en rappelons ici le principe. On s'intéresse à la détermination de la résistance de vague d'un navire avançant en eau calme avec une vitesse constante \vec{U}_∞ . L'écoulement au voisinage de la surface et de la carène du navire est supposé irrotationnel. Les zones rotationnelles, si elles existent, sont dans cette partie supposées connues, par exemple comme le résultat du calcul décrit en [2] (voir aussi [5.4]). Dans ces conditions, le problème se réduit à la détermination d'un écoulement de perturbation à potentiel des vitesses ϕ vérifiant sur la surface libre S_f et sur la carène

du navire C les conditions aux limites suivantes:

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -(\vec{U}_\omega + \vec{U}_\infty) \cdot \vec{n} \quad \text{sur } S_l \cup C \quad (28)$$

$$\frac{1}{F^2} z + (\vec{U}_\omega + \vec{U}_\infty + \vec{\nabla} \phi)^2 - 1 = 0 \quad \text{sur } S_l \quad (29)$$

où z est la cote de la surface libre, F le nombre de Froude formé avec la longueur L du navire, l'accélération de la pesanteur g , et le module de la vitesse d'avancement du navire $|\vec{U}_\infty|$. La première condition indique que la carène et la surface libre sont des surfaces de courant, cependant que la deuxième indique qu'il n'y a pas de discontinuité de pression à travers la surface libre entre l'eau et l'air où la pression est supposée uniforme. L'écoulement étant supposé à divergence nulle, on a pour ϕ l'équation vérifiée dans tout le domaine occupé par l'eau :

$$\Delta \phi = 0. \quad \text{dans } \mathcal{D} \quad (30)$$

Le domaine \mathcal{D} est inconnu et la condition (29) est non linéaire. Pour résoudre le problème (28),(29),(30), on est donc amené à utiliser une méthode itérative qui est ici constituée de deux étapes que l'on répète jusqu'à convergence, c'est à dire jusqu'à ce que la position de la surface libre soit stabilisée.

- La première étape consiste à résoudre le problème pour ϕ constitué de l'équation (30) et d'une condition aux limites obtenue par combinaison et dérivation des équations (28) et (29):

$$\frac{\partial^2}{\partial s^2} (\phi_\infty + \phi_\omega + \phi) + \frac{1}{2.F^2 (\vec{U}_\infty + \vec{U}_\omega + \vec{\nabla} \phi)^2} \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0. \quad \text{sur } S_l \quad (31)$$

où s est l'abscisse curviligne le long de la ligne de courant passant par le point de la surface libre considéré, ϕ_ω le potentiel induit par la distribution de tourbillon au voisinage de la surface libre et de la carène du navire, et ϕ_∞ le potentiel dont dérive le champ des vitesses non perturbé.

• ϕ est calculé par une méthode de résolution intégrale similaire à celle que nous avons décrite en [2].

- On calcule alors la nouvelle position de la surface libre de façon à vérifier l'une des équations (28) ou (29).

Enfin, du fait de la stationnarité du problème, il est nécessaire de tenir compte de la classique condition de radiation de façon que les vagues se propagent vers l'arrière du navire avançant. Cette condition est satisfaite par un décentrement de la formule de

différences finies utilisée pour calculer la dérivée seconde de ϕ dans la discrétisation de la condition (31). Nous présentons sur la figure 3 un exemple classique de champ de vague sur une coque C60. Ce calcul est tiré de O. Daube (1981).

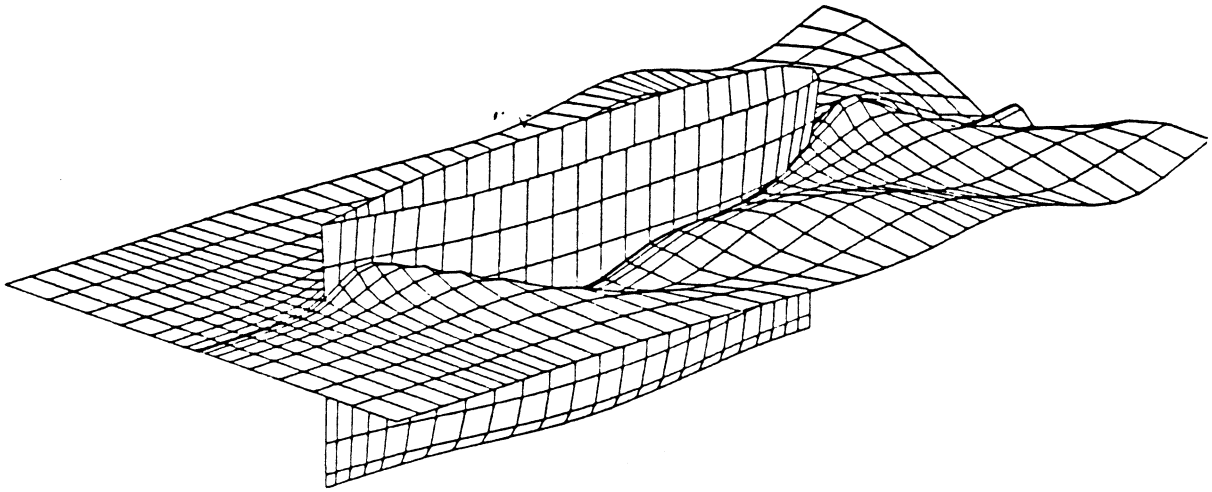


Figure 3. Forme de la surface libre C.60 Froude = 0.35 (d'après O.Daube 1981).

5. Résultat numériques

5.1 hélice nue

L'exemple de calcul exposé ici concerne une hélice de type B-4.55 du bassin d'essais des carènes de Wageningen (Troost 1951). Son maillage est représenté sur la figure 2. La moyenne radiale des valeurs maximales de l'épaisseur de chaque corde rapportée à la corde à $0.6 R_{max}$ est inférieure à 0.07. La finesse choisie pour le maillage est compatible avec la précision globale du modèle et de la méthode de calcul. On présente tout d'abord, pour une valeur moyenne du paramètre d'avance $\lambda = (\pi |\vec{U}_\infty|) / (\theta R_{max})$ de 0.7, la répartition spatiale des particules représentant le sillage. A chaque particule est associé, sur la figure 4, son vecteur vitesse, et sur la figure 5, son vecteur tourbillon. L'effet instationnaire du démarrage apparaît nettement. La figure 6 représente, pour trois valeurs de λ , la distribution radiale de circulation au bord de fuite, normalisée pour chaque courbe à la valeur maximale. Les résultats dynamiques concernent la poussée et le couple pour lesquels des mesures existent (Troost 1951). Ces résultats sont présentés sous formes adimensionnalisées sur la figure 7. On peut remarquer en particulier que l'accord entre les résultats de calcul et les mesures restent bons pour des valeurs de λ bien inférieures aux conditions normales d'utilisation, correspondant en général à une valeur de K_t comprise entre 0.1 et 0.25. Cela est probablement dû à la méthode de calcul du sillage dont la géométrie est construite de façon à vérifier les équations de transport du tourbillon. Il faut noter enfin que le caractère instationnaire

du calcul permet d'étudier l'extinction de l'étape transitoire, et donc de connaître, pour chaque valeur de λ , le nombre de tours d'hélice nécessaire à l'établissement du régime stationnaire.



Figure 5.

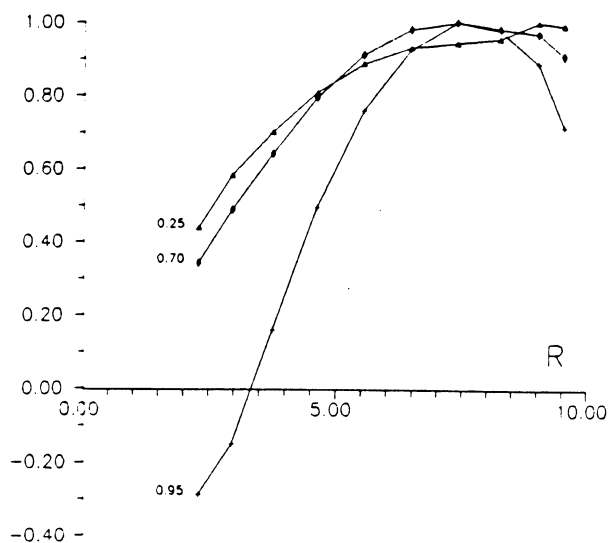


Figure 6.

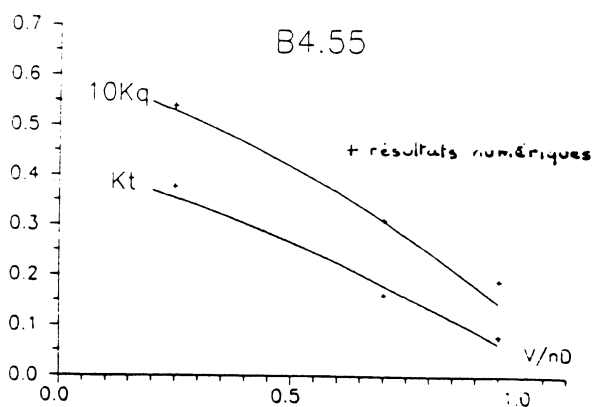


Figure 7.



Figure 4.

- Figure 4. Sillage de l'hélice B 4-55 discrétisé en particules - Champs des vitesses.
 Figure 5. Sillage de l'hélice B 4-55 discrétisé en particules - Champs de tourbillon.
 Figure 6. Distribution de la circulation en envergure pour différents λ .
 Figure 7. Poussée et couple de l'hélice B 4-55.

5.2 hélice dans un cylindre

La méthode traditionnelle, dite de Froude, permettant de prévoir les caractéristiques dynamiques d'une hélice placée dans une tuyère, s'appuie sur les mesures de performances de cette hélice dans un cylindre. La simulation numérique de ce cas est donc intéressante pour l'utilisation de cette méthode traditionnelle, mais aussi pour amorcer l'élaboration d'une méthode de décomposition de calcul d'un propulseur à tuyère. De plus, l'intérêt pratique de cette géométrie est de disposer de nombreux essais. Enfin, pour le modèle utilisé ici, cette disposition évite de tenir compte de l'épaisseur du corps annulaire tout en permettant d'aborder l'étude de l'interaction forte entre ce corps et les pales. L'utilisation d'une équation de transport pour le calcul du sillage est particulièrement intéressante ici, car elle évite celle d'hypothèses restrictives sur la forme de ce sillage. Dans l'optique de la tuyère escamotable, l'hélice choisie ici pour présenter des résultats est celle étudiée au [5.1], à bout de pale rond, et pour laquelle des essais existent (van Manen (1957)). La figure 8 représente le maillage d'une période du dispositif, constitué par une pale d'hélice, la partie d'arbre attachée au pied de pale, ainsi que la partie de cylindre associée, obtenue à partir d'une projection de la pale sur ce cylindre. Elle représente également l'état cinématique du sillage obtenu. Pour une valeur normale du paramètre d'avance λ , la poussée et le couple obtenus correspondent à une précision de l'ordre de 10 %.

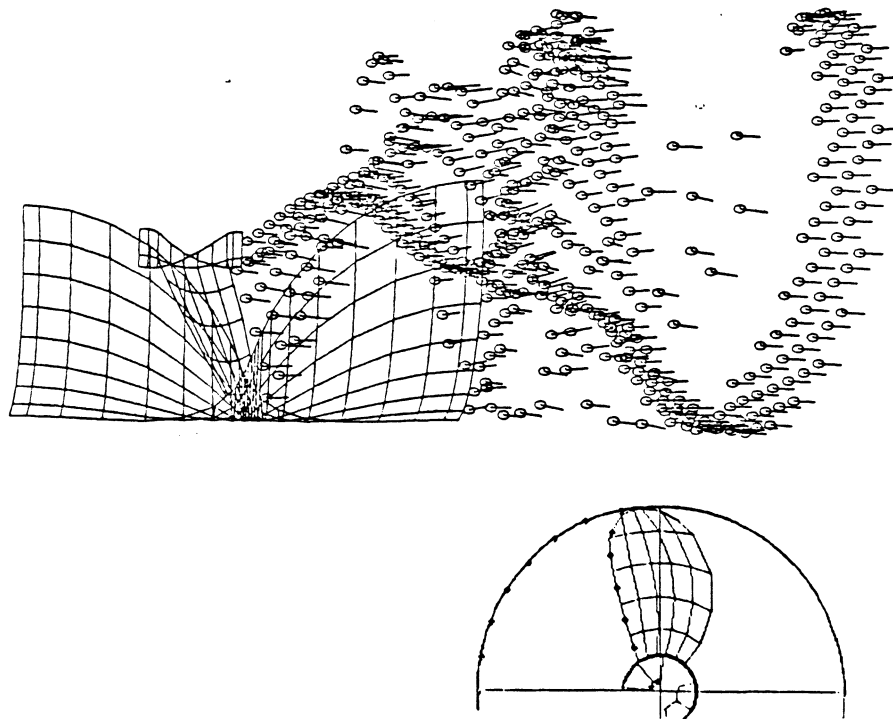


Figure 8. Sillage de l'hélice B 4-55 dans un cylindre.

5.3 résistance de vague d'une carène sans propulseur

Le calcul de résistance de vague est effectué dans un premier temps en l'absence de propulseur. Le navire considéré est un chalutier de 60 mètres dont une maquette a été testée au Laboratoire d'Hydrodynamique Navale de l'Ecole Nationale Supérieure

de Mécanique (Nantes). Le maillage de la carène considéré pour cette simulation est représenté sur la figure 9. Le calcul a été fait pour les quatre valeurs du nombre de Froude testées en bassin. La figure 10, qui visualise les lignes iso-altitude de la surface libre, permet d'apprécier l'allure du sillage.

La figure 11 montre, sous forme adimensionnalisée, la résistance calculée, ainsi que la résistance totale mesurée. Selon l'hypothèse de Froude, cette résistance mesurée peut être décomposée en résistance visqueuse (estimée ici selon la règle I.T.T.C. 57), et en résistance résiduelle. Cette dernière, qui peut être comparée au résultat du calcul fait en fluide parfait, est également figurée. On peut remarquer l'accord satisfaisant entre les deux courbes

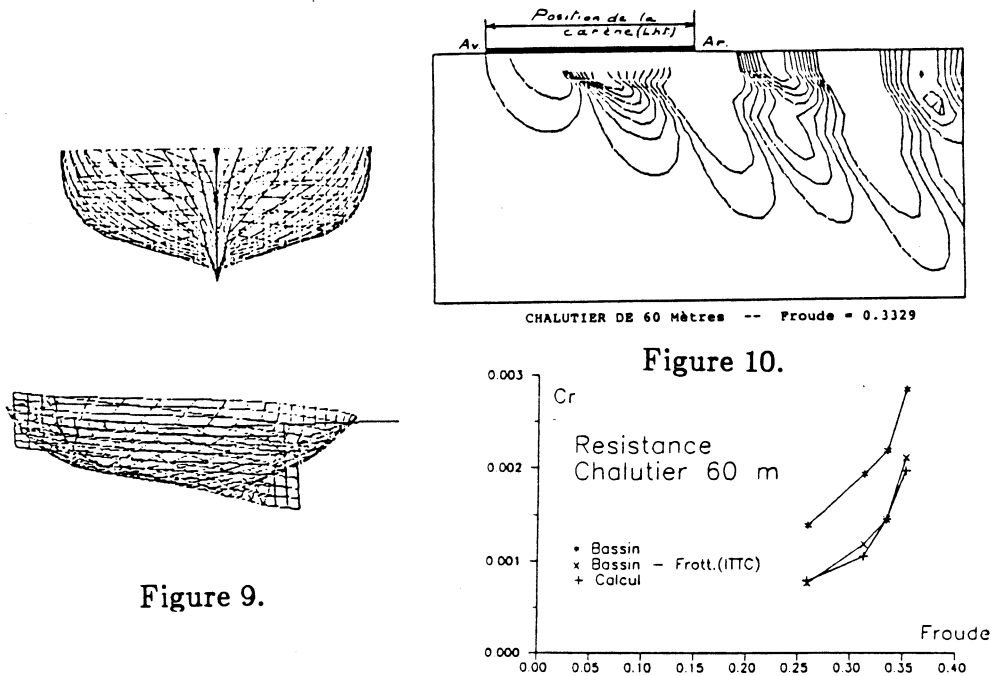


Figure 9.

Figure 10.

Figure 11.

Figure 9. Maillage de la carène d'un chalutier de 60m.

Figure 10. Hauteur de vague calculée. Froude = 0.3329.

Figure 11. Résistance de vague. Chalutier de 60m.

5.4 Influence de la carène et de la surface libre sur le propulseur

L'interaction entre la carène du navire et la surface libre d'une part et le propulseur d'autre part peut être prise en compte par une démarche itérative entre le calcul de résistance de vague et le calcul d'écoulement autour de surfaces portantes. Le principe de ce couplage, fait par le champ des vitesses, est simple: l'écoulement de perturbation calculé dans chaque programme est considéré comme invariant dans l'autre étape. Plus précisément, le champ des vitesses de perturbation calculé par la méthode particulière est représenté par le champ \vec{U}_ω dans le calcul de surface libre, et le champ associé aux singularités calculées dans le calcul de surface libre est directement additionné au champ des vitesses \vec{U}_∞ dans le calcul particulière. Les résultats présentés ici concernent la première étape de ce processus: le champ issu de [5.3] est considéré comme une perturbation de l'écoulement autour de l'hélice, d'une part lorsque la surface libre est horizontale, et d'autre part pour une valeur du Froude de 0.2.

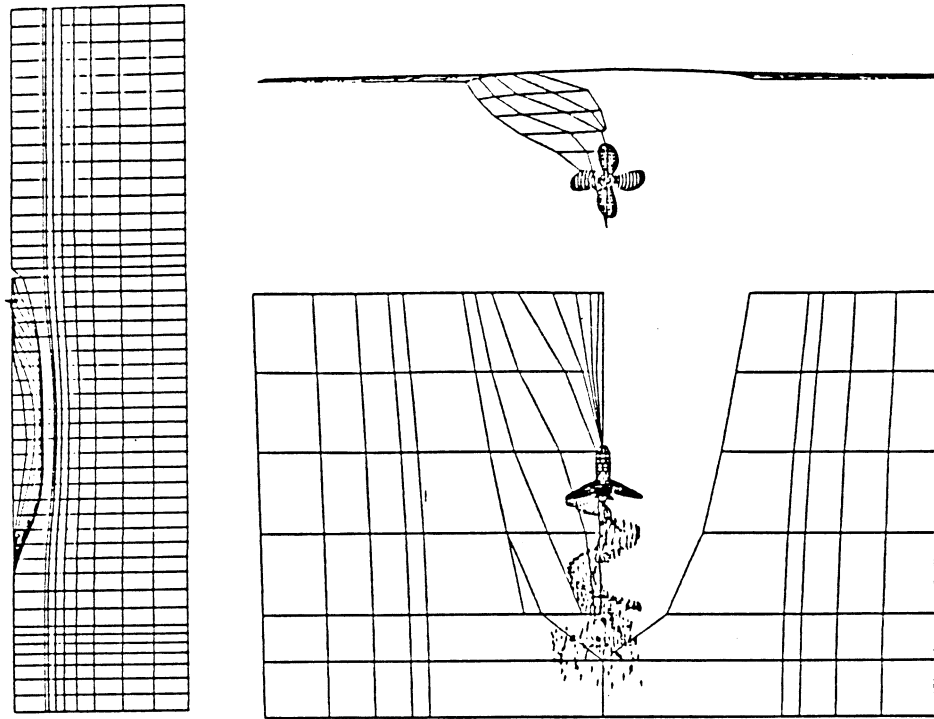


Figure 12. Maillage et sillage calculé pour l'ensemble bateau + hélice + surface libre.

6. Conclusion

Deux problèmes de l'hydrodynamique navale ont été abordés ici en fluide parfait, par méthode intégrale :

- La méthode particulière a été utilisée pour le calcul du propulseur. Dans cette méthode, l'utilisation d'une équation de transport du tourbillon a permis un calcul explicite et instationnaire de la forme du sillage, ce qui donne à la méthode de grandes qualités prédictives. Les résultats obtenus montrent que le calcul des hélices nues fortement chargées est possible, et que l'interaction forte avec d'autres éléments, tel qu'un élément de cylindre circulaire entourant l'hélice peut être abordée.
- Un calcul de résistance de vague a été utilisé sur un chalutier et a conduit à une bonne concordance avec les essais en bassin. La prise en compte de la géométrie réelle des vagues a permis d'utiliser la condition non-linéaire sur la surface libre. Pour le cas réaliste testé, ceci n'a conduit à aucune oscillation de la méthode, même à faible nombre de froude.

Ainsi, le comportement des méthodes utilisées, tout comme la confrontation des résultats obtenus à des mesures, se sont avérés satisfaisants, ce qui montre l'intérêt de l'utilisation des méthodes non-linéaires pour les applications présentées ici.

A propos du mécanisme de couplage entre les deux calculs présentés ici, on peut remarquer qu'il peut être utilisé pour d'autres applications, telle que le navire en rotation, asymétrique, ou porteur d'appendices portants.

Nous remercions O. Daube, qui a mis à notre disposition son programme de calcul de résistance de vague.

Nous remercions également G. Delorme et P. Poupon, qui par l'utilisation du logiciel

"Sculptor", ont permis la réalisation du maillage de la carène du chalutier.

Bibliographie

B. Cantaloube, S. Huberson : 'A new approach using vortex point method for prediction of rotor performance in hover and forward flight' Vertica - 1985

O. Daube : 'Contribution au calcul non linéaire de la résistance de vague d'un navire' Thèse Sc. Phys. - Paris - 1980

O. Daube, A. Dulieu : 'A numerical approach of the nonlinear wave resistance problem' Third international conference on numerical ship hydrodynamics - Paris - June 1981

M. Ebersolt : 'La tuyère escamotable' Colloque A.T.M.A. - 1986

J.L. Guermond : 'Collocation methods and lifting surfaces' - soumis pour publication - European Journal of Mechanics

D.S. Greeley, J.E. Kerwin : 'Numerical method for propeller design and analysis in steady flow' S.N.A.M.E. Transaction - vol. 90 - p. 415 à 453

S. Huberson : 'Calcul d'écoulement instationnaire incompressible par une méthode particulière' Journal de mécanique théorique et appliquée - vol.3 n°1 - 1984

T.S. Luu, A. Dulieu : 'Calcul de l'hélice fonctionnant en arrière d'un corps à symétrie axiale' Session A.T.M.A. 1977

C. Pellone : 'Calcul non linéaire instationnaire de l'écoulement subcavitant autour d'une hélice marine' Journal de Mécanique théorique et appliquée - vol.7,n°3 - p. 281 à 303 - 1988

C. Rehbach : 'Calcul numérique d'écoulements tridimensionnels instationnaires avec nappes tourbillonnaires' La Recherche Aérospatiale - n°5 - 1977

H. Schlichting : 'Boundary layer theory' Mac Graw Hill - 1955

P. Sulmont : 'Applications de la théorie des surfaces portantes au calcul des hélices marines sub- et supercavitantes' Thèse Sc. Math. - Paris - 1966

I.L. Troost : 'Open water test series with modern propeller forms' publ. 92 of the N.S.M.B. - 1951

J.D. van Manen : 'Recent research on propellers in nozzles' International Shipbuilding Progress - Rotterdam - 1957 ; publ. 136 of the N.S.M.B.