

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

VERS UNE METHODE DE PREDICTION DES PERFORMANCE DES VOILIERS COMPLETEMENT NUMERIQUE

TOWARDS A NUMERICAL VPP FOR SAILING BOAT PERFORMANCE PREDICTION

Y. ROUX¹, S.HUBERSON¹, F.HAUVILLE², J.-P.BOIN³, M.GUILBAUD⁴, M.BA⁵

¹ Laboratoire de Mécanique, Université du Havre, 25 Rue Lebon, BP540, 76058 Le Havre Cedex

² Institut de Recherche de l'Ecole Navale, IRENav, Ecole Navale de Brest et GEP, BP600, 29240 BREST
NAVAL

³ Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR CNRS n°6609)-CEAT, Université de Poitiers, 43 rue de
l'Aérodrome, 86036 Poitiers Cedex

⁴ Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR CNRS n°6609)-ENSMA, 1 rue C. Ader, BP 40109, 86960
Futuroscope Chasseneuil Cedex

Résumé

On présente un couplage des calculs de l'écoulement aérodynamique autour de voiles d'un bateau et de l'écoulement hydrodynamique autour de sa carène afin de déterminer ses performances en eau calme. Les calculs aérodynamiques utilisent une méthode de surface portante pour les voiles associée à une méthode particulière pour leur sillage. Les calculs hydrodynamiques sont effectués par une méthode de singularités d'ordre zéro utilisant la fonction de Green de résistance de vagues et tenant compte des effets portants. La caractéristique principale de cette méthode est l'interversion des intégrales de frontière dans la troisième formule de Green et celle de Fourier venant de la formulation de la fonction de Green, ce qui permet une intégration analytique pour l'intégrale de frontière. Finalement on résout les équations du mouvement en régime stationnaire dans un processus itératif qui permet de déterminer vitesse et position (dérive et gîte) pour des conditions de vent données.

Summary

In order to predict yachts performances in calm water, the coupling of an aerodynamic solver for the flow around the sail and a hydrodynamic solver for the flow around the hull of a sailing boat has been achieved. The aerodynamic code is based on a lifting surface model for the sails together with a vortex particle method for their wakes. The hydrodynamic code is a zero order Boundary Element Method using the steady wave resistance Green's function. The boundary and Fourier integrations are interchanged in order to integrate analytically the first one. The motion of the sailing boat is studied by computing the horizontal acceleration at each time step and then deducing the velocity and position of the boat. The present results are limited to steady flow cases.

1.-INTRODUCTION

La prédiction des performances des voiliers met en jeu un grand nombre de paramètres dont les actions sont loin d'être totalement comprises, même en utilisant les techniques théoriques et expérimentales les plus récentes. A cause de cette complexité, le développement de codes de prédiction de performances a été longtemps essentiellement basé sur de grandes bases de données, obtenues à partir de différents voiliers existants et un processus d'interpolation multidimensionnel. De tels codes, appelés VPP (Velocity Prediction Program) sont apparus à la fin du siècle dernier, ce qui a été probablement un pas très important, quoique que ces prédictions soient limitées à des bateaux de même type ou très proches de ceux utilisés pour la constitution de la base de données. Les premiers VPP ont été développés par Kerwin [1] et Lechter [2] et on peut citer aussi Larsson [3] ou Schlageter & Teeters [4]. De même, un autre aspect important de cette méthode est que les écoulements autour des carènes et des voiles doivent être évalués séparément et que les interactions se réduisent à un simple équilibre entre forces aérodynamiques et hydrodynamiques estimées.

Les progrès constants de la mécanique des fluides numérique a amené la simulation des écoulements autour des carènes et des voiles à un niveau permettant d'envisager la construction d'un outil numérique pouvant, à long terme, être utilisé par les architectes navals. Une des difficultés principales de tels calculs est que l'écoulement de chacun des composants pour un voilier réel – voiles et carènes – est déjà une combinaison très complexe de différents phénomènes, dont certains sont clairement non linéaires. De plus, un voilier est un système intégré dans lequel coque et voiles interagissent fortement. En conséquence, il est nécessaire de développer des recherches, non seulement pour améliorer la description de chaque élément isolément, mais aussi pour décrire les effets d'interaction. Utiliser la meilleure modélisation de chaque partie du système – probablement quelque chose comme des solveurs Navier-Stokes instationnaires – conduirait inévitablement à un problème très complexe avec des temps de calcul excédant les possibilités de toutes les puissances de calcul disponibles aujourd'hui.

Il faut donc introduire des simplifications, et autant que possible, les justifier a priori pour maintenir les temps de calcul dans des limites acceptables. En ce qui concerne l'interaction voile- carène, des progrès récents ont été obtenus en considérant que le comportement de l'ensemble du système peut être décrit par des outils non linéaires comme des systèmes dynamiques ou des réseaux de neurones. Un avantage important de cette approche est que l'on part de données venant du monde réel plutôt que des données simulées permettant de tenir compte de l'ensemble du phénomène en cause.

Dans le travail présenté ici, on part de l'autre bout de la chaîne en considérant seulement des modèles numériques comme éléments de base. Dans cette approche, la validité du "voilier virtuel" obtenu ne sera vérifiée qu'une fois la comparaison avec des données réelles établie. Ces données sont malheureusement encore rares et souvent incomplètes. Cette comparaison est cependant une étape nécessaire si on veut dériver un modèle numérique de voiliers auto consistant, notre but à long terme.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, nous avons besoin d'hypothèses restrictives pour construire un modèle utilisable. Nous avons donc supposé que les interactions entre les voiles et la carène pouvaient être convenablement approchées au moyen de modèles linéaires, quoique le modèle de voile ou celui de la carène puisse être non linéaires. Ainsi le modèle de voilier résultant peut aussi bien être non linéaire. Les premiers résultats obtenus avec cette méthode de couplage ont déjà été présentés dans Roux et al. [5,6]

Le modèle hydrodynamique utilisé est présenté dans la section 2 et le modèle aérodynamique dans la section 3. Dans la section 4, les principes retenus pour le couplage sont décrits et des exemples d'applications à un voilier First class 8 en écoulement stationnaire sont présentés.

2. CALCULS DES ECOULEMENTS HYDRODYNAMIQUES

La méthode utilisée est celle présentée dans Boin [7], Ba et al. [8]. On se place dans un système de référence fixe par rapport à la carène, l'origine O étant située sur la surface libre non perturbée. L'axe x est dirigé dans la direction du mouvement du bateau, supposé rectiligne avec une vitesse constante, et l'axe z est vertical orienté vers le haut. En supposant le fluide parfait et incompressible et le mouvement irrotationnel sauf sur quelques lignes et

surfaces, on peut utiliser le potentiel des vitesses. Celui-ci satisfait l'équation de Laplace au sein du domaine fluide, la condition aux limites linéarisée de surface libre la condition de radiation et des conditions à l'infini. La troisième formule de Green permet d'écrire la condition de glissement sur la carène S en utilisant un choix approprié du potentiel intérieur sous la forme suivante, C étant la ligne de flottaison:

$$\forall M \in S \quad \frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n_M} dS_{M'} + \frac{U_\infty^2}{4\pi g} \int_C \sigma(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n_M} (\vec{n}_{M'}, \vec{x}) dy_{M'} \quad (1)$$

$$- \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1 \cup S_2 \cup \Sigma} \mu(M') \frac{\partial^2 G(M, M')}{\partial n_M \partial n_{M'}} dS_{M'} = \frac{\partial \Phi_e}{\partial n_M}$$

La condition de Kutta-Joukowski est satisfaite en supposant qu'à une petite distance en aval du bord de fuite, la vitesse est parallèle à la bissectrice du bord de fuite. On utilise une distribution de doublets d'intensité μ sur la projection de la carène sur son plan de symétrie S_1 , sur son extension jusqu'à la surface libre prolongée par un sillage plan S_2 et sur un sillage s'étendant du bord de fuite des parties portantes de la carène à l'infini aval, Σ .

La fonction de Green, calculée en prenant analytiquement la limite de celle de diffraction-radiation avec vitesse d'avance quand la fréquence tend vers zéro est définie, en suivant Delhommeau [9], par:

$$G_s(M, M') = G_0(M, M') + Gw_1(M, M'); \quad Gw_1(M, M') = \Re \left\{ \frac{-2}{\pi L_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} K_s g_1(K_s \xi) d\theta \right\} \quad (2)$$

$$G_0(M, M') = \frac{1}{L_0^2} \left[\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}} \right]$$

g_1 est la fonction exponentielle intégrale complexe modifiée définie par: $g_1(\xi) = e^\xi \varepsilon_1(\xi)$, avec $\varepsilon_1(\xi) = E_1(\xi)$ si $\Im(\xi) \geq 0$; $\varepsilon_1(\xi) = E_1(\xi) - 2i\pi$ si $\Im(\xi) < 0$. E_1 est la fonction exponentielle intégrale complexe d'ordre 1 défini par:

$$E_1(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad \text{si } -\pi < \arg(\xi) < \pi \quad E_1(\xi) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-\xi t}}{t} dt, \quad \text{si } \Re(\xi) > 0.$$

Le pole K_s est défini par: $K_s = \frac{1}{F^2 \cos^2 \theta}$, \Re et \Im représentent les parties réelles et imaginaires avec:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \xi' \end{pmatrix} = \frac{1}{L_0} \left\{ z + z' + i \left[(x - x') \cos \theta \pm (y - y') \sin \theta \right] \right\}.$$

On peut obtenir une autre forme de la fonction de Green en utilisant la fonction G'_0 , avec un signe + remplaçant le signe - dans les crochets de G_0

$$G_s(M, M') = G'_0(M, M') + Gw_2(M, M'); \quad Gw_2(M, M') = \Re \left\{ \frac{-2}{\pi L_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} K_s \left(g_1(K_s \xi) - \frac{1}{K_s \xi} \right) d\theta \right\} \quad (3)$$

les deux formes sont utilisées alternativement.

On divise la surface de la carène et les surfaces S_1 et S_2 en facettes quadrilatérales planes sur lesquelles les intensités de sources et de doublets sont approchées par des fonctions constantes. La ligne de flottaison est donc divisée en segments sur lesquels l'intensité de source est également approchée par une constante et prise égale à la valeur de l'intensité sur la facette adjacente. Le sillage est divisé en bandes semi-infinies. La condition de Kutta est appliquée à des points situés à une distance dds en aval du bord de fuite. Sur S_1 et S_2 , on adopte une loi d'évolution en x pour la variation des intensités des doublets. Sur Σ , l'intensité de doublets est constante et égale à sa valeur au bord de fuite.

Par discrétisation de l'équation (1), on doit intégrer la fonction de Green ou ses dérivées premières et secondes sur des facettes, des segments ou des bandes semi-infinies. Les intégrations sont effectuées après avoir permuté les intégrales de frontière et de Fourier. Les premières sont intégrées de manière analytique à l'aide du théorème de Stokes, selon Bougig [9]:

$$I_s = \iint_s \frac{d^2}{d\chi^2} f(\chi) ds' = \sum_{k=1}^m C_k \frac{f(\chi_{k+1}) - f(\chi_k)}{\chi_{k+1} - \chi_k} \quad (4)$$

$$\text{avec } \chi_k = \frac{K_s}{L_0} \left[z + z'_k + i \left[(x - x'_k) \cos \theta + (y - y'_k) \sin \theta \right] \right]$$

Par exemple, en utilisant l'équation (2), l'intégration de la partie dépendante du nombre de Froude sur une facette s'écrit:

$$\iint_S G_w ds' = \frac{-2}{\pi} \Re \left\{ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sum_{k=1}^m C_k D_k d\theta \right\}, \quad D_k = \frac{\left[\iint g_1(\xi) \right]_{\chi_k}^{\chi_{k+1}}}{\chi_{k+1} - \chi_k} \quad (5)$$

Des formules semblables ont été obtenues pour les dérivées ou les intégrations sur les segments de la ligne de flottaison, voir [5]. On doit aussi intégrer la dérivée seconde de la fonction de Green sur le sillage aval du bord de fuite. Des difficultés apparaissent pour $\theta = \pi/2$ ou $-\pi/2$. L'intégrand n'a pas de limite finie quand θ tend vers $\pi/2$ et $x' \rightarrow -\infty$. L'intégration du terme de Rankine est bien connue, voir par exemple [9]. En ce qui concerne le terme de vagues G_{w2} (ici on utilise la fonction de Green donnée par l'équation (3) qui est plus appropriée), le sillage est décomposé en une bande semi-infinie Σ_l et des facettes quadrilatérales Σ_0 . Les surfaces portant les doublets, Σ_l ont un bord amont vertical. Les détails de calcul sont donnés dans [7]. De même, une étude de convergence a été faite dans [7] ou dans Boin & al. [11]. Des résultats de validation y sont également présentés.

3. CALCULS DES ECOULEMENTS AERODYNAMIQUES

3.1 Le problème de la modélisation des voiles

L'écoulement autour des voiles dépend de leur forme ; celle-ci est le résultat d'un équilibre entre les forces aérodynamiques et les contraintes internes dans leur structure. Cette structure peut être très complexe, en particulier pour les voiles récentes. Par contre, les voiles constituent a priori un modèle idéal de surface portante car leur épaisseur relative est très faible. C'est donc une simple méthode de surface portante qui fournit la base de la modélisation de l'écoulement. Cette méthode est non linéaire ce qui est une nécessité absolue pour représenter d'une manière convenable l'effet du mouvement du bateau sur les sections les plus hautes de la voile.

Pour la modélisation, le problème est divisé en deux parties, un problème portant et un problème de sillage, couplés par une condition de Kutta- Joukovski obtenue en exprimant, le long de lignes de décollement prescrites, le débit de tourbillon dans le sillage du aux couches limites. On a choisi ici les bords de fuite des voiles pour lignes de décollement. L'écoulement est supposé non visqueux, sauf quand on écrit cette condition de Kutta- Joukovski.

Le problème portant est résolu au moyen d'une méthode d'éléments de frontière du premier ordre. Les surfaces des voiles sont divisées en facettes quadrilatérales. Pour satisfaire la condition de glissement, les intensités de doublets associées à chaque facette sont calculées de façon à avoir une composante normale de la vitesse nulle aux points de collocation situés au centre géométrique des facettes

La méthode utilisée pour le calcul du sillage est la méthode particulière. Elle est bien adaptée à la description des écoulements externes avec des répartitions de vorticités d'extension limitée. La couche limite turbulente le long des voiles est simplement représentée par une distribution surfacique de doublet sur les surfaces portantes et le sillage formé le long des bords de fuite est constitué par des nappes tourbillonnaires discrétisées en particules

porteuses de tourbillon. Leurs mouvements sont calculés dans un schéma Lagrangien et la vorticité de chaque particule doit satisfaire l'équation de transport du tourbillon de Helmholtz.

Au cours des quinze dernières années, cette méthode a été appliquée à des écoulements autour de voiles avec succès, en particulier en ce qui concerne la capture des détails des effets dynamiques dans les sillages [12   15].

3.2 Equations du problème continu :

Pour tenir compte des mouvements du bateau, on doit tenir compte de la vitesse d'entraînement du repère lié au bateau notée : U_e . On utilise une décomposition de Helmholtz du champ de vitesse donné par:

$$\vec{U} = \vec{U}_\infty + \vec{U}_\omega + \vec{U}_\phi + \vec{U}_{ext}$$

\vec{U}_∞ est la vitesse amont; \vec{U}_ϕ et \vec{U}_ω dérivent d'un potentiel scalaire ϕ et d'un potentiel vecteur $\vec{\psi}$, qui représentent respectivement les influences du corps et du sillage; \vec{U}_{ext} est le champ des vitesses induites par exemple par le sillage d'un autre corps portant.

En dehors des zones rotationnels, le potentiel scalaire ϕ est harmonique. On supposera que les voiles sont immergées dans une zone irrotationnelle, c'est à dire qu'il n'y a pas d'impact du sillage d'une voile placée en amont. Dans ces conditions, le potentiel scalaire ϕ permet de satisfaire la condition de glissement sur les voiles s'il est solution du problème :

$$\Delta\phi = 0 \text{ dans } R_3 - \{\text{Voiles}\}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = -(\vec{U}_\omega + \vec{U}_\infty + \vec{U}_{ext}) \cdot \vec{n} \quad \text{sur les voiles} \quad (5)$$

Ce problème est résolu en utilisant une formulation intégrale de frontière de double couche pour la répartition surfacique de doublet μ . Le gradient de cette répartition de doublet peut être interprété comme une répartition de tourbillon formant une couche tourbillonnaire représentant, de manière assez brutale, les couches limites.

Dans le sillage, la vorticité absolue ($\vec{\omega} = \overrightarrow{rot}\vec{U}_a$) doit satisfaire l'équation de Helmholtz écrite dans le repère mobile:

$$\frac{D\vec{X}_r}{Dt} = \vec{U}_a - \vec{U}_e; \quad \frac{D\vec{\omega}}{Dt} = -(\vec{\omega} \cdot \overrightarrow{grad})\vec{U}_a + (\vec{\Phi} \wedge \vec{\omega}) \quad (6)$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U}_r \cdot \overrightarrow{grad})$ est la dérivée convective dans le repère relatif mobile.

Le tourbillon du sillage est relié à la couche tourbillonnaire portée par les voiles en exprimant le débit à travers un plan perpendiculaire à la voile et contenant la ligne de décollement ici réduite à son bord de fuite. Ce débit peut être relié à la forme traditionnelle de la condition de Kutta- Joukovski en formant le long de la ligne de décollement la différence des limites, de part et d'autre de la voile, de l'intégrale première de Bernoulli. Notant $\vec{U}_{te} = \frac{1}{2}(\vec{U}^+ + \vec{U}^-)$, la vitesse au bord de fuite, nous obtenons :

$$\frac{\partial\mu}{\partial t} + \vec{U}_{te} \cdot \overrightarrow{grad}\mu = 0$$

3.3 Le problème discret

Sur les voiles, l'intensité de la distribution de doublet μ , utilisée pour calculer \vec{U}_ϕ , est choisie afin de satisfaire la condition de glissement. Les voiles sont discrétisées à l'aide d'un maillage structuré en facettes quadrangulaires sur lesquelles la distribution de doublet est approchée par une fonction constante. Ceci conduit pour chaque voile à un système matriciel linéaire:

$$[A][\mu] = [S] \quad (7)$$

dont le rang est le nombre de facette de la voile. $[S]$ est le vecteur, supposé connu, des conditions aux limites et $[A]$ est la matrice d'influence qui est une fonction de la géométrie des voiles, avec comme terme élémentaire:

$$a_{ij} = \frac{\vec{n}_i}{4\pi} \sum_{n=1}^4 \vec{U}_{ij}^n$$

L'expression de U_{ij}^n est donnée dans l'équation (10) ci dessous.

Pour calculer l'écoulement dans le sillage, on utilise les équations d'Euler dans la formulation vitesse-tourbillon. Le sillage est discrétisé en un ensemble de particule P_i caractérisée par un point X_i représentatif de leur position, par exemple leur centre de gravité relativement au tourbillon et $\vec{\Omega}_i$, qui est l'intégrale du tourbillon contenu dans la particule:

$$\vec{\Omega}_i = \iiint_{P_i} \vec{\omega} d\sigma; \quad \vec{\Omega}_i \wedge \vec{X}_i = \iiint_{P_i} \vec{\omega} \wedge \vec{x} d\sigma. \quad (8)$$

où $\vec{\omega}$ est la vorticité absolue. Les équations d'évolution discrètes pour $\vec{X}_i, \vec{\Omega}_i$ sont obtenues directement à partir de l'équation de transport du tourbillon (6) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\vec{X}_i}{Dt} = \vec{U}_\infty + \vec{U}_\omega + \vec{U}_\phi + \vec{U}_{ext}(\vec{X}_i, t) \\ \frac{D\vec{\Omega}_i}{Dt} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1(\neq i)}^{N_j+N_p(t)} \left(\frac{3}{|\vec{X}_p - \vec{X}_i|^5} (\vec{X}_p - \vec{X}_i) (\vec{\Omega}_i \cdot (\vec{\Omega}_p \wedge (\vec{X}_p - \vec{X}_i))) \right) \\ + \frac{1}{|\vec{X}_p - \vec{X}_i|^3} (\vec{\Omega}_p \wedge \vec{\Omega}_i) + (\vec{\Omega}_i \cdot \overline{grad}) (\vec{U}_\infty + \vec{U}_{ext})(\vec{X}_i, t) + \nu \Delta \vec{\Omega}_i \end{array} \right. \quad (9)$$

N_j , $N_p(t)$ et N_f sont respectivement les nombres de particules tourbillonnaires liées équivalentes aux doublets des surfaces portantes, des particules tourbillonnaires libres et des facettes.

Pour calculer une approximation du champ des vitesses, on a utilisé les formules suivantes:

$$\vec{U}_\omega(\vec{X}_i, t) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1(\neq i)}^{N_p(t)} \frac{\vec{\Omega}_p(t) \wedge (\vec{X}_p - \vec{X}_i)}{|\vec{X}_p - \vec{X}_i|^3}; \quad \vec{U}_\phi(\vec{X}_i, t) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1(\neq i)}^{N_f} \mu_p(t) \sum_{n=1}^4 \vec{U}_{ip}^n, \quad (10)$$

$$\vec{U}_{ip}^n = \frac{\vec{r}_{ip}^{n_1} \wedge \vec{r}_{ip}^{n_2}}{|\vec{r}_{ip}^{n_1} \wedge \vec{r}_{ip}^{n_2}|^2} \left[|\vec{r}_{ip}^{n_1}| + |\vec{r}_{ip}^{n_2}| \right] \left[1 - \frac{\vec{r}_{ip}^{n_1} \cdot \vec{r}_{ip}^{n_2}}{|\vec{r}_{ip}^{n_1}| |\vec{r}_{ip}^{n_2}|} \right]$$

Comme cela est habituel pour les méthodes particulières, on doit éliminer les singularités des intégrales discrètes précédentes quand \vec{X}_p tends vers \vec{X}_i . Ici, on a utilisé une fonction de régularisation algébrique : on remplace le noyau singulier de l'équation (10) par le produit de convolution de ce noyau avec la fonction régularisante f définie par:

$$f(r) = r^3 / (1 + r^6)^{1/2}.$$

En conséquence, grâce à cette méthode de « désingularisation » de l'intégrale de Biot-Savart, on obtient la forme discrète régularisée:

$$\vec{U}_\omega(\vec{X}_i, t) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1(p \neq i)}^{N_p(t)} f\left(\frac{|\vec{X}_p - \vec{X}_i|}{\delta_i}\right) \frac{\vec{\Omega}_p(t) \wedge (\vec{X}_p - \vec{X}_i)}{|\vec{X}_p - \vec{X}_i|^3} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1}^{N_p(t)} \frac{\vec{\Omega}_p(t) \wedge (\vec{X}_p - \vec{X}_i)}{\left((\vec{X}_p - \vec{X}_i)^6 + \delta_i^6 \right)^{1/2}} \quad (11)$$

où δ_i est la distance minimale entre le point de calcul et la particule en deçà de laquelle la régularisation est effectuée.

Afin d'avoir la plus grande généralité, deux repères Cartésien sont utilisés dans le cas où le mouvement du bateau ne se réduit pas à une translation uniforme. Le premier est fixe et le second se déplace par rapport au premier avec la vitesse de translation \vec{V}_0 et la vitesse angulaire $\vec{\Phi}$:

$$\vec{U}_e(M) = \vec{V}_0(O) + \vec{\Phi} \wedge \overrightarrow{OM}$$

La vitesse relative $\vec{U}_r(M)$ dans le repère mobile peut se déduire de la vitesse $\vec{U}_a(M)$ du fluide dans le repère absolue par :

$$\vec{U}_r(M) = \vec{U}_a(M) - \vec{U}_e(M),$$

ce qui conduit à l'expression suivante pour le membre de droite de l'équation (7), venant de la condition de glissement :

$$S(t) = -\left(\overrightarrow{U}_\infty(t) + \overrightarrow{U}_\omega(t) + \overrightarrow{U}_{ext}(t) - \overrightarrow{U}_e(t)\right) \cdot \vec{n}$$

Enfin, pour mieux représenter l'écoulement réel autour des voiles, on utilise dans les calculs un gradient de vent reproduisant celui de la couche limite terrestre donné par :

$$U(z) = U_\infty(z_0 = 20m)(z/z_0)^{1/7}$$

Pendant un pas de temps δt , de nouvelles particules sont émises. Leur position et leur vorticité sont calculées à l'aide des équations suivantes :

$$\vec{\Omega}_i = \left[\delta l_i (\mu_i(t + \Delta t) - \mu_i(t))\right] \vec{i} + \left[\Delta t \left| \vec{U}_{te} \right| \frac{\mu_{i+1} - \mu_{i-1}}{2}\right] \vec{j}; \quad \vec{X}_i = \vec{X}_{te} + \vec{U}_{te} \frac{\Delta t}{2} \quad (12)$$

$(\vec{X}_{te}, \vec{i}, \vec{j}, \vec{n}_i)$ est le repère local à la facette i , \vec{n}_i est le vecteur normal unitaire et \vec{i} , le vecteur tangent au bord de fuite. δl_i est la longueur de la partie du contour de la facette i sur le bord de fuite.

Au cours des quinze dernières années, cette méthode a été appliquée à des écoulements autour de voiles avec succès, en particulier en ce qui concerne la capture des détails des effets dynamiques dans les sillages [12 à 14].

4. COUPLAGE AERO-HYDRODYNAMIQUE

L'ensemble du problème est décrit dans un repère de référence $Oxyz$ dont l'axe Oz est vertical, le plan Oxz étant un plan de symétrie du bateau au repos. L'axe Ox est orienté vers l'avant et l'origine O est choisie au centre de gravité du bateau. On définit un deuxième repère $Ox'y'z'$ lié au bateau et coïncidant avec le premier au repos. Le couplage entre les efforts aéro et hydrodynamique a pour objectif premier de déterminer les composantes de la vitesse ainsi que la position du bateau. Cette dernière est caractérisée ici par trois angles qui sont l'assiette, la gîte et la dérive. On ne tient pas compte des variations de l'enfoncement. La vitesse est supposée horizontale. Elle est représentée par son module ainsi que par l'angle de dérive dans le repère du bateau. Ces différentes quantités sont fixées de manière à équilibrer les forces et les moments résultants de l'action de la mer et du vent. Dans la suite, les quantités aérodynamiques sont caractérisées par un indice s et les quantités hydrodynamiques par un indice h . L'angle de gîte du bateau est noté : φ . Tous ces éléments sont représentés sur la figure 1.

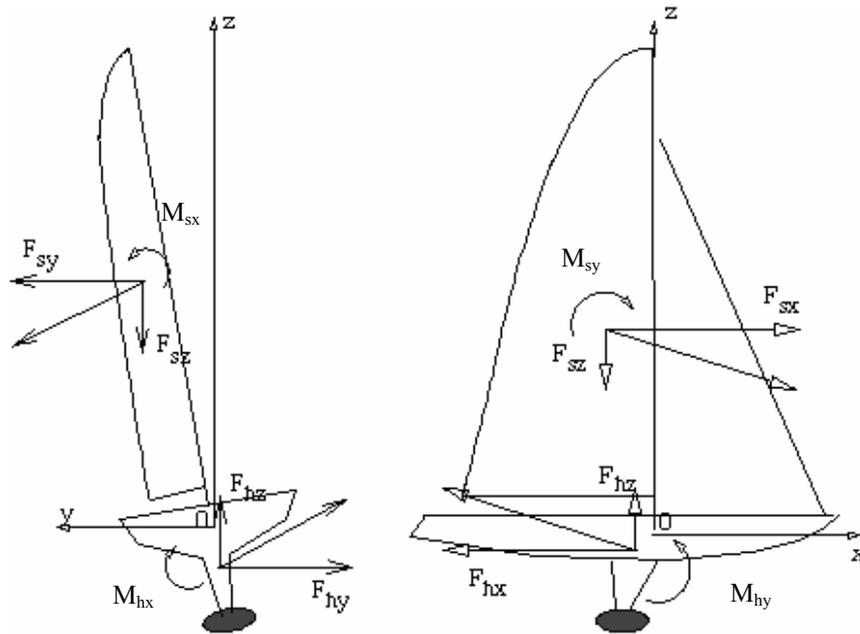


Figure 1 : Définition des forces et des moments aérodynamiques et hydrodynamiques d'un voilier

Les équations d'équilibre du bateau constituent un système de six équations que des hypothèses simplificatrices vont nous permettre de réduire.

En premier lieu, l'assiette et l'enfoncement du bateau ont été négligés. La composante verticale de la force aérodynamique et ses moments n'ont donc pas d'action sur le résultat. Par ailleurs, pour un voilier bien équilibré, le safran est peu utilisé pour maintenir la route et la portance de celui-ci sera donc également négligée. On supposera ainsi que $M_{sz} = M_{hz}$. Une dernière simplification concerne le moment de la force hydrodynamique par rapport à l'axe Ox qui a été lui aussi négligé en conséquence des simplifications précédentes. L'angle de gîte résultera donc simplement de l'équilibre statique entre les actions de la force aérodynamique et du poids du bateau et de son équipage. Nous pouvons ainsi ramener le problème à résoudre à trois équations seulement pour le module de la vitesse du bateau, l'angle de gîte et l'angle de dérive :

$$\begin{cases} F_{sx} = F_{hx} ; F_{sy} = F_{hy} ; \\ M_{sx} + \overline{OG} \wedge (-M_k g \vec{z}) + \overline{OG'} \wedge (-M_c g \vec{z}) = 0 \end{cases} \quad (12)$$

Ces trois paramètres sont utilisés pour définir l'hypersurface représentant les efforts hydrodynamiques calculés, comme nous l'avons dit plus haut, par le code Poséidon. Leurs variations sont limitées aux intervalles suivants, pour la vitesse $0 \leq U_\infty \leq 6\text{m/s}$, pour l'angle de dérive α compris entre 0° et $\pm 10^\circ$ et pour l'angle de gîte φ compris entre 0° et $\pm 15^\circ$.

Cette surface est construite par interpolation par Spline cubique à partir d'un réseau discret de valeurs.

Pour un point de fonctionnement $(U_\infty, \alpha, \varphi)$, les caractéristiques des efforts hydrodynamiques ainsi calculés sont injectées dans le codes aérodynamique et utilisés pour évaluer les efforts aérodynamiques correspondant à la nouvelle position du bateau et à sa nouvelle vitesse. Ce dernier calcul est non linéaire et une procédure itérative a dû être utilisée. Le système d'équations d'équilibre suivant est ainsi résolu à chaque étape, jusqu'à la convergence.

$$\begin{cases} M_t A_{bx} = F_{sx} - F_{hx} & (a) \\ M_t A_{by} = F_{sy} - F_{hy} & (b) \\ M_{sx} + \overline{OG} \wedge (-M_k g \vec{z}) + \overline{OG}^i \wedge (-M_c g \vec{z}) = 0 & (c) \end{cases} \quad (13)$$

où A_{bx} et A_{by} sont les composantes en x et y de l'accélération dans un plan horizontal. On obtient alors par intégration la vitesse du bateau, l'angle du vent apparent sur la voile (AVA) ainsi que sa vitesse apparente (VVA). Il faut de 150 à 250 itérations pour obtenir un état d'équilibre ($A_{bx} \cong A_{by} \cong 0$). Une fois celui-ci atteint, il est possible de calculer la vitesse du bateau ainsi que les angles de gîte et de dérive par intégration à l'aide d'un schéma d'Adam-Bashford. Deux stratégies de couplage peuvent être utilisées. La première vient d'être décrite. La seconde consiste à fixer un angle de gîte cible et à adapter le positionnement ou le poids de l'équipage de manière à l'obtenir. On se rapproche ainsi des conditions réelles d'utilisation du bateau.

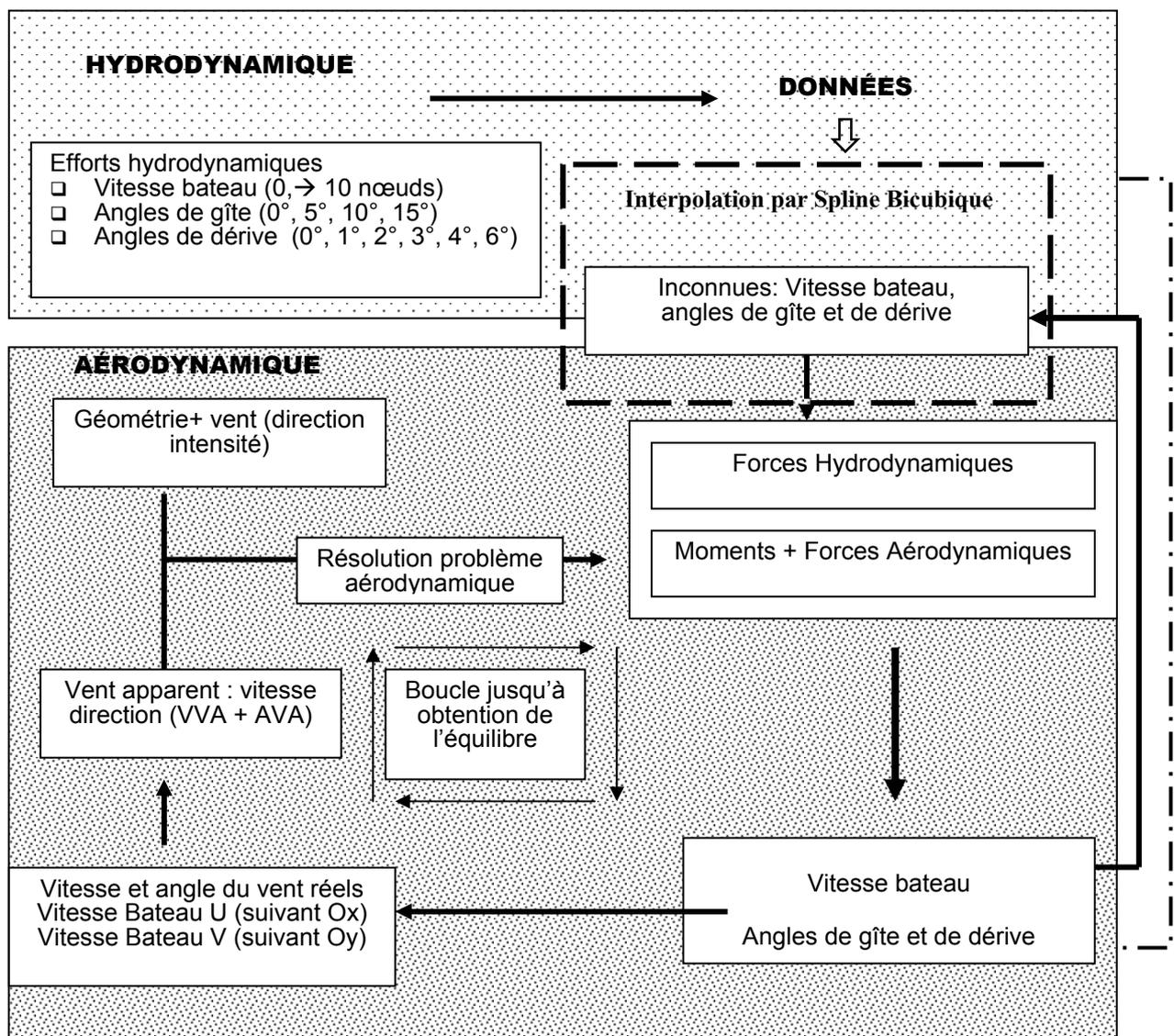


Figure 2 Principes du couplage

Cette procédure de couplage a été adaptée de manière à résoudre un certain nombre de difficultés dues aux limitations du modèle.

- Le démarrage impulsif de l'écoulement sur les voiles génère une force momentanément très élevée. Dans la réalité, on établit la voile progressivement en augmentant son incidence. Cette procédure est formellement reproductible avec notre modèle, mais demande un temps de calcul qu'il est plus intéressant d'investir ailleurs. Le bateau est donc maintenu immobile pendant que l'effet du démarrage s'atténue.
- Dans une deuxième phase, seul l'angle de gîte et la composante selon Ox de la vitesse sont pris en compte. En effet, la portance de la quille aux faibles vitesses est principalement due aux frottements par la viscosité qui sont ignorés ici. La dérive n'est donc prise en compte que dans une troisième phase, lorsque la vitesse du bateau est suffisante pour générer une portance équilibrant la force aérodynamique. On peut alors poursuivre le calcul jusqu'à la convergence

Dans cette étude, seuls les mouvements d'un bateau au près sont pris en compte (angle du vent apparent avec l'axe du bateau inférieur à 70°) pour éviter les décollements sur les voiles. Ces conditions de navigation assurent que l'incidence aérodynamique réelle des voiles ne dépasse jamais 10° , limite à partir de laquelle des décollements peuvent se produire.

La figure 2 présente le principe du couplage. Le temps CPU nécessaire est de 2h30 à 4h sur un Pentium 1,6 Ghz.

5. RESULTATS NUMERIQUES.

Le bateau utilisé pour les applications numériques est un First Class 8 dessiné par J.M. Finot et J. Fauroux et construit par les chantiers Bénéteau. Les caractéristiques principales de la carène sont la longueur de flottaison $L=6.75m$, la largeur à la flottaison $l = 1,92m$ et le tirant d'eau $T=1.8 m$. La surface mouillée de la coque est $10.5 m^2$ et celle de la quille est $2.06 m^2$. Le centre de gravité du bateau dont la masse est de $1835 kg$ est supposé fixe dans le repère $Ox'y'z'$ et situé au point de coordonnées $(0,0,-1)$, les unités de longueur étant en mètres. L'équipage est représenté par une masse de $391 kg$ concentrée au point $(0, -1.2, 0)$.

Le gréement du First Class 8 est fractionné. Il se compose d'un génois et d'une grand voile. L'angle d'ouverture de la corde, défini comme l'angle entre la ligne joignant le point d'amure au point d'écoute de la voile avec l'axe du bateau est de 12° pour le génois. La longueur du guindant de la grand-voile est de $10m$, celle de sa bordure est de $3.4m$. L'angle d'ouverture de la bôme est de 4° . La distribution du volume, de l'angle de vrillage, et les caractéristiques des voiles ont été données par Bernard Mallaret de la voilerie Delta Voile. La version du code aérodynamique utilisée dans cette étude ne prend pas en compte l'interaction fluide-structure qui sera incluse plus tard. Ces conditions de navigation assurent que l'incidence aérodynamique réelle des voiles ne dépasse jamais 10° , limite à partir de laquelle on peut rencontrer des décollements de la couche limite avant le bord de fuite sur l'extrados de la voile

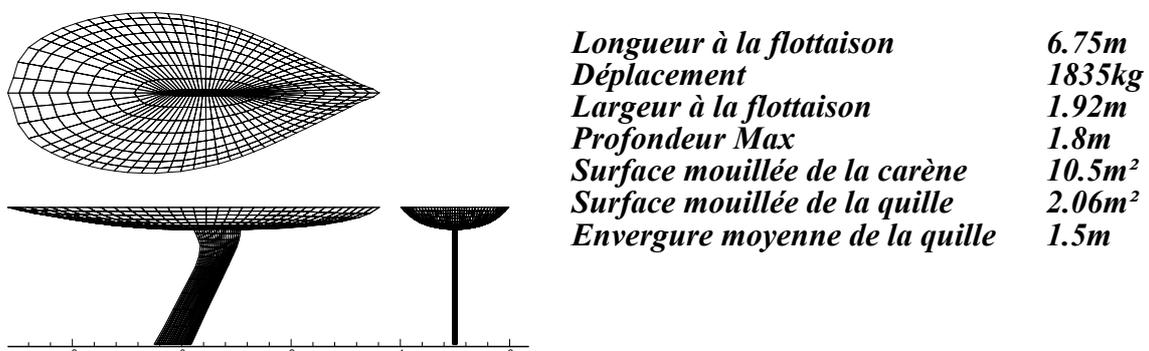


Figure 3 : Définition de la carène du First Class 8

Dans le calcul hydrodynamique, on utilise une grille de 960 facettes pour la carène et une grille de 10 bandes de 20 facettes pour la quille, figure 3. Pour obtenir une bonne convergence des résultats dans le calcul des intégrales de la ligne de flottaison, on a légèrement immergé la carène avec $z=- 0.05 m$.

On a calculé la traînée d'onde pour des vitesses du navire de 0 à 6 m/s ($F=0$ à 0.7), avec des angles de dérapage variant de $\alpha = 0$ à 10° et des angles de gîte de 0 à 15° par pas de 5° , en supposant la symétrie par rapport à un angle de gîte nul. La résistance de frottement est calculée à l'aide d'une formule dérivée de la formule ITTC1957, avec un coefficient de forme k :

$$R_f = \frac{1}{2} \rho_w U^2 S_m C_f (1 + k), \quad C_f = \frac{0.075}{(\log R_L - 2)^2}, \quad R_L = \frac{U.L}{\nu}$$

où R_f est la résistance visqueuse, S_m la surface mouillée totale et C_f le coefficient de frottement local calculé à partir du nombre de Reynolds R_L avec $\nu=1.1610^{-6}$ m²/s. ρ_w est la masse volumique de l'eau. Des calculs ont été effectués en prenant une valeur nulle pour le coefficient de forme de la carène et une expression déduite d'essais en bassin des carènes à l'échelle 1/2.7 obtenue par Roncin [15] et tenant compte des angles de gîte et de dérive:

$$k = 0.15 - 0.19|\phi| + 0.02\phi^2 + 1,3\alpha^2 + 0.35\alpha\phi \quad (14)$$

où les angles sont donnés en radians.

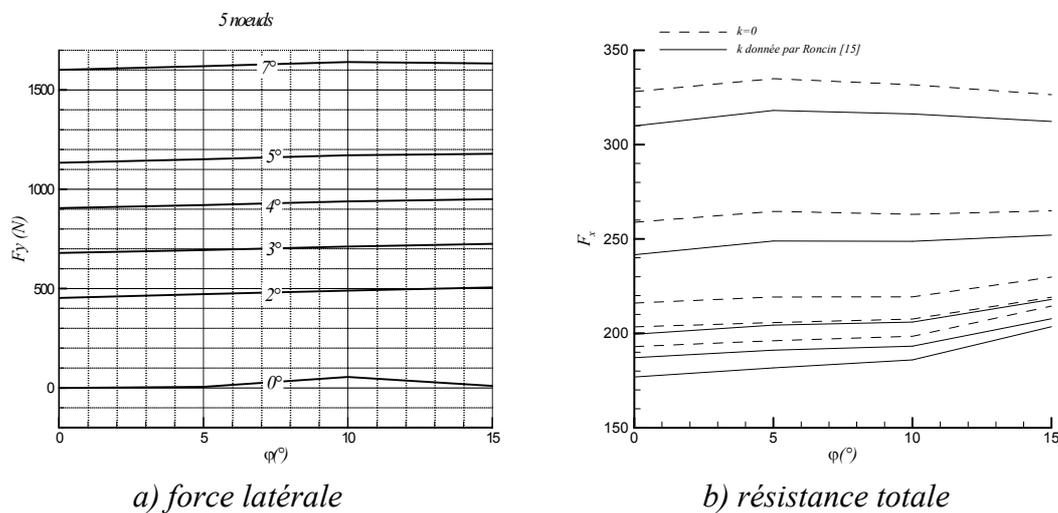


Figure 4 Variation des forces en fonction de l'angle de gîte pour diverses valeurs de l'angle de dérapage pour la carène du First Class 8 (vitesse 5 nœuds)

La figure 4 présente la force latérale (graphe a) et la résistance totale (graphe b) en fonction de l'angle de gîte ϕ pour différentes valeurs de l'angle de dérive pour une vitesse du navire de 5 nœuds. Sur la figure 4b, les courbes en trait pleins correspondant à $k=0$ et ceux en traits pointillés à k donné par la formule (14). On peut observer que F_y augmente avec l'angle de dérive mais dépend très peu de celui de gîte. Pour la traînée, F_x augmente avec l'angle de dérive. La variation avec l'angle de gîte est plus complexe : elle est très faible sauf aux faibles valeurs de l'angle de dérive ($\alpha \leq 4^\circ$) où l'on peut observer que pour $\phi > 10^\circ$, la résistance totale augmente avec l'angle de gîte. L'effet du coefficient de carène reste faible. Les deux courbes sont parallèles entre elles, la résistance augmentant un peu quand on passe de $k=0$ à la valeur donnée par l'équation (14).

Sur la Figure 5, on présente l'historique de la convergence, c'est-à-dire les variations de l'angle de vent apparent (AVA) et de la vitesse du bateau pendant la convergence. Le vent réel est de 7 nœuds et l'angle entre le vent et l'axe du bateau est de 44° . L'angle de gîte cible est de 4° . La limite entre les étapes 1 et 2 est à $T=1,75$ s et la limite entre les étapes 2 et 3 est à $T=4,25$ s.

Sur la Figure 6, ce sont les évolutions de la dérive et du poids de l'équipage situé en un point fixe G' qui sont indiqués. La convergence sur ces quantités est obtenue pour $T=12$ s.

On remarque que le poids de l'équipage est très perturbé lorsque les variations de la dérive sont prises en compte dans le calcul.

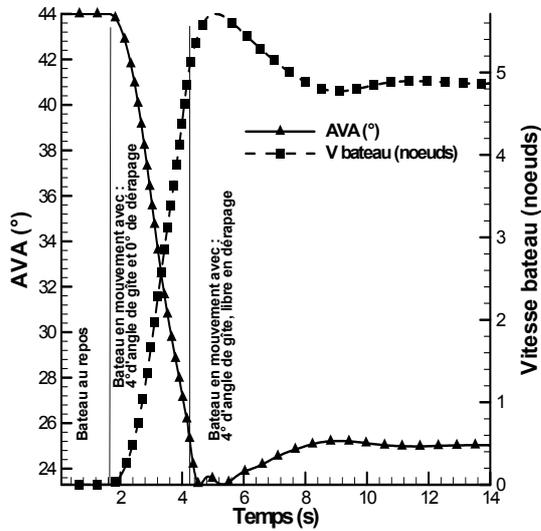


Figure 5 : Angle de vent apparent et vitesse du bateau pendant la convergence. (gîte fixée) Vitesse du vent : 7 noeuds

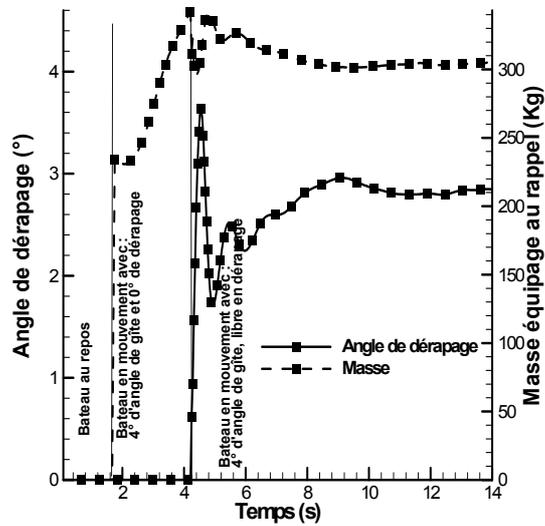


Figure 6 : Angle de dérive et poids de l'équipage au rappel pendant la convergence (gîte fixée). Vitesses du vent : 7 noeuds.

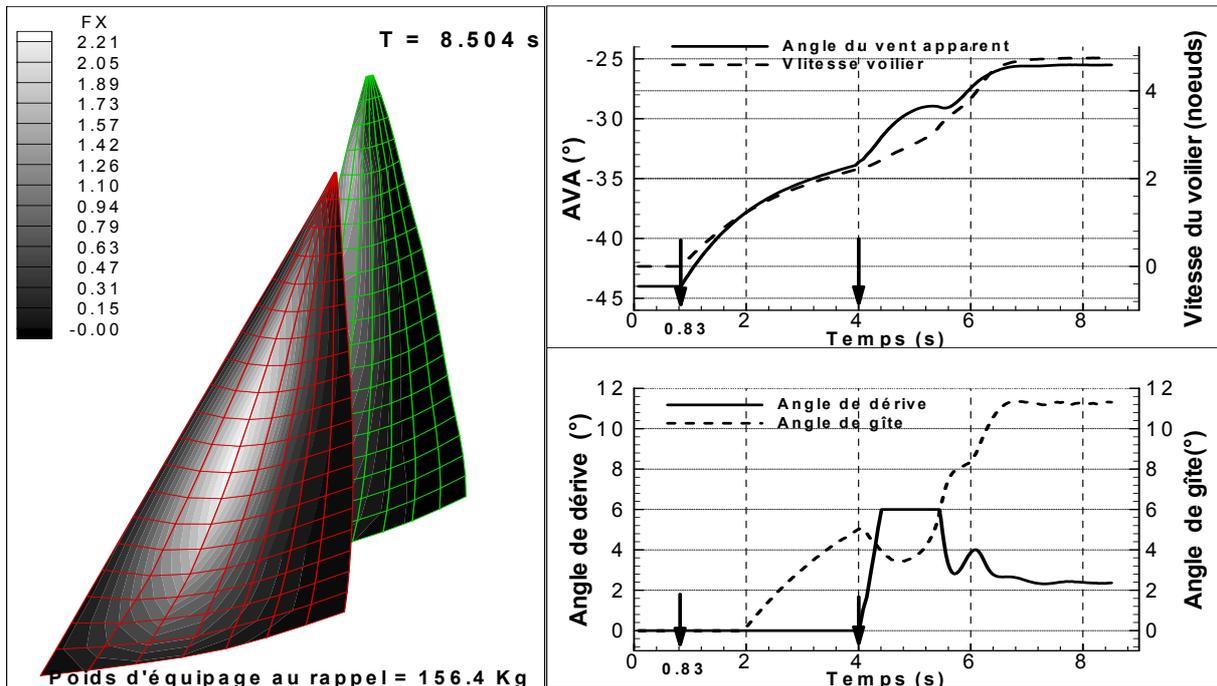


Figure 7 : Convergence des calculs, angle de gîte libre. Vitesse du vent 7 noeuds

La figure 7 présente des résultats pour l'autre option des calculs. L'angle de gîte est libre et on impose une masse d'équipage de 156,4kg au rappel (sur une masse totale de 391kg, soit 40%). La partie droite en haut montre l'évolution de l'angle de vent apparent et de la vitesse du bateau en fonction du temps. La partie inférieure montre les évolutions des angles de dérive et de gîte. L'angle de vent réel est de 44° et la vitesse du vent est de 7 noeuds. Le mouvement du bateau débute à T=0,83s et l'angle de dérive est laissé libre à T=4s. On observe une convergence franche sans oscillations qui est atteinte après environ 8s. Les

oscillations de l'angle de gîte au début de la phase 3 du calcul sont moins brutales que dans l'exemple précédent. La partie gauche de la figure montre la distribution de force propulsive locale sur les voiles quand la convergence est atteinte.

Les variations de la vitesse du vent apparent en fonction de l'angle du vent réel sont illustrées sur la Figure 8 pour des angles de gîte variant de 0 à 12 degrés. Les formes de ces courbes sont très semblables avec un maximum situé entre 44 et 52 degrés du vent réel et une décroissance marquée ensuite. La validité de cette observation doit être toutefois limitée car l'angle d'incidence de la voile est alors de plus en plus élevée et sort des hypothèses du modèle aérodynamique. La prise en compte des déformations de la voile permettrait de remédier en partie à ce problème car le déplacement du creux vers l'avant limiterait dans ce cas l'incidence au bord d'attaque. Il faut enfin noter que les valeurs calculées pour $\varphi=12^\circ$ sont très proches de celles obtenues avec un VPP traditionnel par l'architecte du bateau J.M. Finot, en particulier pour $AVA > 50^\circ$.

La Figure 9 présente de la même manière les résultats obtenus pour la vitesse du bateau V_b (en nœuds). La vitesse augmente avec l'angle du vent réel (AVR) mais décroît avec l'angle de gîte pour une valeur donnée de cet angle AVR. La même remarque sur l'angle d'incidence des voiles peut être faite avec la conséquence supplémentaire qu'il en résulte une légère surestimation de la vitesse sur la partie droite de la figure. La comparaison avec les résultats de J.M. Finot montre cependant un bon accord, même pour les plus grandes valeurs de AVR.

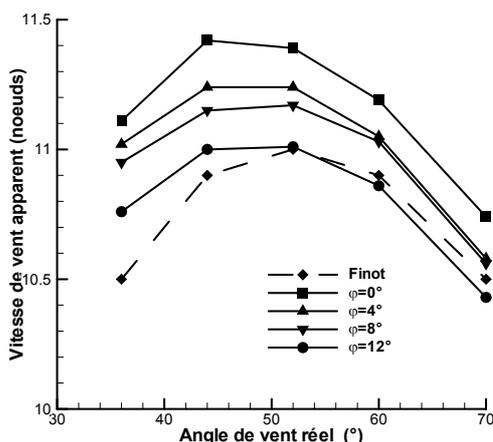


Figure 8 : Variation de la vitesse du vent apparent en fonction de l'angle du vent réel. Vitesse du vent réel : 7 nœuds

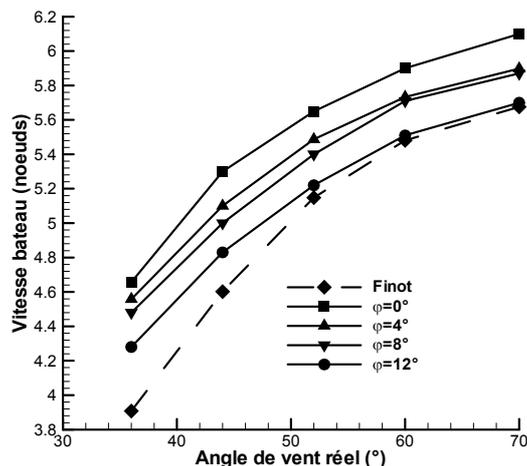


Figure 9 : Variation de la vitesse du bateau en fonction de l'angle du vent réel. Vitesse du vent réel : 7 nœuds.

6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons présenté les premiers résultats obtenus par couplage de notre code aérodynamique et de notre code hydrodynamique. Ces résultats sont ici limités à des cas stationnaires incluant cependant des effets de portance hydrodynamique. L'application à un voilier de type First Class 8 montre que ce modèle peut d'ores et déjà être utilisé pour la prédiction de performances de bateau au stade de la conception.

Malgré les simplifications que nous avons retenues, les résultats fournis par notre modèle sont proches de ceux des VPP existants. Rappelons d'abord que ceux-ci sont basés pour une part importante sur des données expérimentales alors que nous sommes partis de la seule définition géométrique du voilier. Par ailleurs, ce bon accord confirme a posteriori la légitimité des simplifications introduites. Comme nous l'avons vu, la stratégie utilisée pour accélérer la convergence peut être remplacée par une démarche plus proche de la réalité sans avoir besoin de développer de nouveaux outils numériques. Il se posera alors le problème de trouver des données de validation car la description de ces situations transitoires est complètement hors de portée des VPP traditionnels.

Une autre amélioration ne demandant pas de nouveaux développements des codes aéro et hydrodynamiques est la prise en compte des six composantes des tenseurs représentant les efforts correspondants. Ceci demandera toutefois l'adjonction d'un calcul permettant de déterminer la position d'équilibre de la carène, en particulier les variations d'assiette résultant de la gîte.

Enfin, les possibilités instationnaires des codes, fréquentielle pour le modèle hydrodynamique, temporelle pour le modèle aérodynamique n'ont pas encore été exploitées, de même que l'interaction fluide/structure dont nous avons vu qu'elle pouvait avoir une influence non négligeable sur les performances des voiles dans certains cas.

REFERENCES

1. Kerwin, J.E. (1978), "A velocity prediction program for ocean racing yachts revised to February, 1978, *M.I.T. Ocean Engineering Report number 78-11*.
2. Leechter, J.S. (1974), "Handicapping rules and performances of sailing yachts", *Proc. of the 1st Chesapeake Sailing Yacht Symposium, Annapolis (USA)*.
3. Larsson, L. (1990), "Scientific methods in yacht design", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **22**, 349-385.
4. Schlageter, E.C. & Teeters, J.R. (1999), "Performance prediction software for IACC Yachts", *Proc. of the 11th Chesapeake Sailing Yacht Symposium*, 289-304.
5. Roux, Y., Hauville, F., Boin, J.P., Guilbaud, M. and Ba, M (2002), "Coupling of hydrodynamic and aerodynamic computations to predict the behaviour of a sailing boat" *Proc. of ISOPE2002, Kyushu, Japon*, 570-577.
6. Roux, Y., Huberson, S., Hauville, F., Boin, J.P., Guilbaud, M. and Ba M. (2002), "Yacht performance prediction : towards a numerical VPP", *High Performance Yacht Design Conference 2002, Auckland, New Zeland*, 213-220.
7. Boin, J.-P. (2001), "Calcul des efforts hydrodynamiques sur un navire soumis à une houle régulière; applications d'une méthode de singularités de Kelvin", *Thèse de doctorat, Université de Poitiers*.
8. Ba, M., Boin, J.-P., Delhommeau, G., Guilbaud, M., & Maury, C. (2001), "Sur l'intégrale de ligne et les fréquences irrégulières dans les calculs de tenue à la mer avec la fonction de Green de diffraction-radiation avec vitesse d'avance", *C.R. Acad. Sci. Paris*, **329**, Série Iib, 141-148.
9. Delhommeau, G. (1987), "Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues: Etude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités", *Thèse de doctorat d'état, Université de Nantes*.
10. Bougis, J. (1981), "Etude de la diffraction-radiation dans le cas d'un flotteur indéformable animé d'une vitesse moyenne constante et sollicité par une houle sinusoïdale de faible amplitude", *Thèse de doctorat, Université de Nantes*.
11. Boin, J.-P., Guilbaud, M. & Ba, M. (2002), "Lifting effects for wave resistance or seakeeping calculations", *Paper OMAE2002-28102, Oslo, Norway*.
12. Charvet, T. & Huberson, S. (1992), "Numerical calculation of the flow around sails", *Eur. J. Mech., B/Fluids*, **11**(5), 599-610.
13. Charvet, T., Hauville, F. & Huberson, S. (1996), "Numerical simulation of the flow over sails in real sailing conditions", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics – Special Issue of Sail Aerodynamics*, **63**, 111-129.
14. Hauville, F. (1996), "Optimisation des méthodes de calculs d'écoulement tourbillonnaires instationnaires", *Thèse de doctorat, Université du Havre*.
15. Roncin K., "Simulation dynamique de la navigation de deux voiliers en interaction", *Thèse de doctorat, Université et Ecole Centrale de Nantes*, 2002.