

4e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

1, 2, 3 mars 1993 - Nantes

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES ECOULEMENTS AUTOUR DE VOILES DE NAVIRE

M.GUILBAUD, F.MAZZOUJI*

CEAT-ENSMA, Laboratoires d'Etudes Aérodynamiques(URA CNRS n°191)

43 rue de l'Aérodrome, 86036 POITIERS CEDEX

*maintenant Neyrpic(Alsthom)

D.R.RAJAONA⁺

Ecole Centrale de Nantes, DHN(LMF, URA CNRS n°1217)

1 rue de la Nöe, 44072 NANTES CEDEX

⁺maintenant, Laboratoire de Mécanique des Fluides,
Université du Havre

Résumé

On présente les résultats d'une étude de l'écoulement aérodynamique, stationnaire et instationnaire, autour de voiles de navire considérées comme rigides, à l'aide d'une méthode des singularités. En écoulement stationnaire, la formulation est adaptée aux corps sans épaisseur en utilisant une formulation mixte "potentielle-vitesse" qui évite les difficultés numériques quand l'épaisseur tend vers zéro. L'effet de surface libre(avec espace sous bordure) est pris en compte par l'intermédiaire d'un double modèle. On s'est attaché particulièrement à traiter l'interaction foc-grand voile en calculant la forme de la nappe tourbillonnaire issue du premier pour mieux prendre en compte les effets sur la seconde. Les résultats obtenus sont comparés avec des mesures faites en soufflerie sur des corps de forme simple ou des modèles de voile. L'extension de la méthode à des écoulements instationnaires (démarrage impulsif avec ou sans oscillations de tangage) bi ou tridimensionnel en milieu infini est présenté.

Summary

Results of a study of the steady and unsteady flow around boat sails, assumed to be rigid, are presented using a boundary element method. In steady flow, the formulation is adapted to zero thickness bodies using a so-called mixed formulation "potential-velocity" to avoid numerical difficulties. The free surface effect (with modelisation of the gap under the sail) is taken into account by a mirror image technique. For close interaction between fore and mainsail, the shape of the vortex sheet extending from the forebody is computed to take into account more precisely its influence on the aft body. Numerical results are compared with measurements done in wind tunnels on simple shape bodies and on real sail models. The extension of the method to two or three-dimensional unsteady flows (impulsive start with or without oscillatory flows) in infinite fluid is presented.

1. INTRODUCTION

Le développement des grandes courses de voiliers au large ou les traversées des océans ont mis les voiliers de course sous les feux des projecteurs. Durant ces dernières années, les performances de ces navires ne cessent de s'améliorer par l'utilisation de résultats d'études très diverses. Parmi les éléments ayant une grande influence sur les performances, on peut citer les voiles qui en sont les "moteurs". Il est donc nécessaire de disposer de méthodes de calcul permettant de prédire l'écoulement autour de voiles, supposées rigides dans une première approximation, en écoulement stationnaire pour étudier leurs performances, à différentes configurations de vent, en vue d'effectuer une optimisation des formes; un autre domaine d'intérêt est de posséder un code de calcul instationnaire capable de donner des informations sur les manoeuvres. Ces méthodes devront être adaptées aux caractéristiques des voiles qui sont, à leur position d'équilibre, des corps de forme très complexe, d'épaisseur très faible ou même nulle, et présentant, dans les conditions d'utilisation compatibles avec les hypothèses de calcul en fluide parfait, un recouvrement important entre le foc et la grand voile et donc, une interaction forte entre les deux.

Plusieurs méthodes de calcul des écoulements aérodynamiques incompressibles peuvent être utilisées: ligne portante (Kermarec[1]), surface portante, singularités ou méthode particulière. La méthode de surface portante convient évidemment aux corps sans épaisseur, toutefois nous l'avons écarté car elle ne convient pas pour traiter un ensemble de corps minces et épais (par exemple voiles, mats et bômes) et de plus, elle n'individualise pas les deux faces des voiles et ne permet que de calculer les différences de pression entre les deux côtés (Milne-Thompson [2], Rehbach[3]). La méthode particulière, développée par Rehbach[4] et Huberson[5], par exemple, présente des avantages, mais nous lui avons préféré celle des singularités (Hess et Smith[6]), pour sa simplicité. La formulation potentielle classique conduit à des résultats erronés quand l'épaisseur des corps tend vers zéro; nous l'avons remplacée par la formulation mixte (potentiel-vitesse) proposée par Morchoine, Lê et Ryan[7]. En écoulement instationnaire, on s'est contenté d'étudier la mise en mouvement impulsif d'un corps isolé bi ou tridimensionnel en milieu infini.

L'étude stationnaire est présentée au second paragraphe. Après la formulation, les résultats obtenus pour des corps de forme simples ou des voiles réelles en interaction sont présentés et comparés aux mesures effectuées en soufflerie. Le troisième paragraphe est consacré aux calculs instationnaires; après la présentation de la méthode, les résultats obtenus sont comparés aux résultats disponibles.

2 ECOULEMENT STATIONNAIRE

2.1 Présentation de la méthode

L'écoulement étudié concerne un ensemble de N corps ou voiles ($N \geq 1$) S_{b_i} rigides au-dessus d'une surface libre supposée horizontale (figure 1); la distance entre le bas du corps et cette surface est notée g (≥ 0). Le fluide est supposé incompressible et sans viscosité afin que chaque corps soit suivi d'un sillage S_{w_i} dont on pourra considérer l'épaisseur comme négligeable. Si l'angle α que fait la direction du vent avec l'axe Ox est faible, on peut considérer l'écoulement irrotationnel à l'extérieur du sillage, et la vitesse de perturbation dérive d'un potentiel ϕ , harmonique au sein du fluide. De plus, ce potentiel doit satisfaire une condition

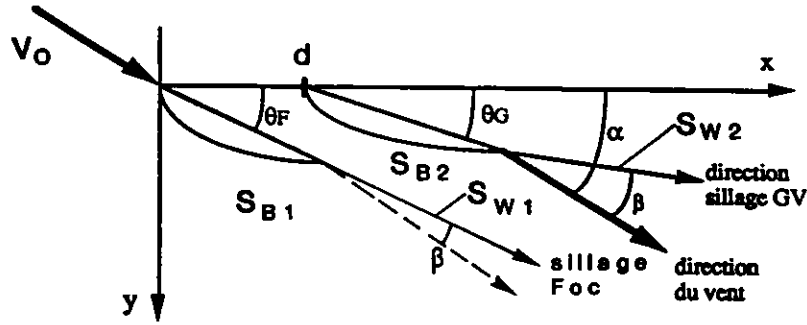


Figure 1 Schéma de l'écoulement

de glissement sur chacun des corps et une condition de non perturbation à l'infini amont. La circulation aux bords de fuite (la chute pour une voile), est fixée par la condition de Kutta-Joukovsky. Celle-ci est traduite par l'égalité des pressions aux bords de fuite de chacun des corps. De la continuité de la pression à travers le sillage et de l'application des théorèmes de Bernoulli et de Kelvin, on peut déduire la condition à satisfaire sur le sillage S_{wi} (cf. Mazzouji[8], Mazzouji, Guilbaud et Rajaona[9]):

$$\frac{\partial(\varphi^+ - \varphi^-)}{\partial t} + \frac{(\bar{V}^+ + \bar{V}^-)}{2} \cdot \text{grad}(\varphi^+ - \varphi^-) = 0 \quad (1)$$

L'application de la troisième formule de Green permet de calculer le potentiel φ en fonction des intensités de sources σ sur S_{bi} et de doublets μ sur S_{bi} et S_{wi} . Comme la solution n'est pas unique, on peut choisir comme distributions sur les corps (cf. Brard[10], Guével[11]):

$$\sigma(M) = -\bar{V}_0 \cdot \bar{n}, \quad \mu(M) = -\varphi(M) \text{ pour } M \in S_{bi} \quad (2)$$

où \bar{n} est la normale extérieure au corps et \bar{V}_0 la vitesse du vent à l'infini amont. L'application de la condition de Kutta aux bords de fuite en supposant $(\bar{V}^+ + \bar{V}^-)/2 = \bar{V}_0$, conduit à l'intensité des doublets des sillages en fonction de ceux des corps S_{bi} :

$$\mu_w(M) = -[\varphi^+(M) - \varphi^-(M)] = -[\varphi^+(M_{bf}) - \varphi^-(M_{bf})] \quad (3)$$

où bf signifie un point situé sur le bord de fuite. On obtient ainsi une équation intégrale en formulation potentielle, portant sur la distribution inconnue de doublets μ , qui est une équation intégrale de Fredholm de seconde espèce:

$$\frac{\mu(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_{S_w \cup S_{bi}} \mu(M') \frac{\partial}{\partial n_{M'}} \left(\frac{1}{MM'} \right) ds(M') = \frac{1}{4\pi} \int_{S_{bi}} \sigma(M') \frac{1}{MM'} ds(M'), \quad M \in S_{bi} \quad (4)$$

Le second membre est fonction de l'épaisseur et tend vers zéro avec celle-ci, conduisant à des difficultés numériques. Si on dérive cette équation par rapport à la normale au corps, on obtient une équation intégrale de Fredholm de première espèce. Quoique celle-ci conduise après discrétisation à un système linéaire dont la matrice est mal conditionnée, l'utilisation d'une équation intégrale obtenue par une combinaison linéaire des deux formulations, précédentes

avec un choix judicieux de la fonction $\lambda(M)$, permet de résoudre les difficultés numériques quand l'épaisseur est très faible:

$$\frac{\mu(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_{s_M \cup s_{M'}} \mu(M') \left[\frac{\partial}{\partial n_{M'}} \frac{1}{MM'} + \lambda(M) \frac{\partial}{\partial n_M} \frac{\partial}{\partial n_{M'}} \frac{1}{MM'} \right] ds(M') =$$

$$\lambda(M) \frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_{s_M} \sigma(M') \left[\frac{1}{MM'} + \lambda(M) \frac{\partial}{\partial n_M} \frac{1}{MM'} \right] ds(M'), M \in S_{bi} \quad (5)$$

Pour la résolution numérique, chaque corps est divisé en IMX facettes quadrangulaires et chaque sillage en NL bandes horizontales partant du bord de fuite et s'étendant jusqu'à l'infini aval, parallèles à une direction arbitraire, par exemple la vitesse à l'infini amont. En discrétisant l'équation précédente, on obtient :

$$\frac{\mu_i}{2} + \sum_{j=1}^{N^*IMX} \mu_j [D_{ij}^1 + \lambda_i D_{ij}^2] + \sum_{m=1}^{N^*NL} \mu_{wm} [D_{im}^1 + \lambda_i D_{im}^2] = \lambda_i \frac{\sigma_i}{2} + \sum_{j=1}^{N^*IMX} \sigma_j [S_{ij}^1 + \lambda_i S_{ij}^2] \quad (6)$$

Les coefficients D_{ij}^k et S_{ij}^k sont les contributions de l'intégration de la fonction $1/MM'$ et de sa dérivée normale sur le panneau j au point M_i ; $k=1$ correspond à la "formulation potentielle" et $k=2$ à la "formulation vitesse". La contribution des images dues au double modèle est incluse dans ces coefficients. Pour obtenir un système linéaire, on écrit l'équation (6) aux centres des N^*IMX facettes et on complète le système par les conditions de Kutta-Joukovsky sur les N^*NL bandes du sillage. Cette formulation fait intervenir des paramètres λ_i , non nuls, qui seront choisis tels que la diagonale de la matrice associée au système linéaire soit dominante. On obtient ainsi des résultats corrects même pour des épaisseurs nulles. Ce modèle donne des résultats corrects pour un corps isolé mais pour des corps très proches, on a noté une influence importante du sillage du corps amont sur le corps aval ([8], [9]) pouvant conduire à un échec du calcul si ce sillage coupe le corps suivant.

Pour supprimer cette indétermination, on a calculé la forme du sillage amont en le considérant comme une surface de courant en équilibre. On choisit un pas vers l'aval dx séparant deux points N_i et N_{i+1} du sillage, supposé parallèle à l'axe x (cf. figure 2 pour un cas bidimensionnel); on calcule la vitesse induite (V_{xi} , V_{yi} et V_{zi}) au milieu de ce segment. Le point aval est alors déplacé au point N'_{i+1} :

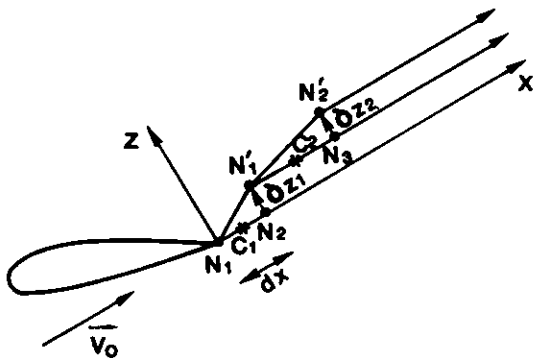


Figure 2 Calcul de la forme du sillage

$$\overrightarrow{N_{i+1}N'_{i+1}} = \frac{V_{xi}}{V_0} dx \bar{z} + \frac{V_{yi}}{V_0} dx \bar{y} \quad (7)$$

Le calcul s'effectue à partir du bord de fuite N_1 du corps et se propage vers l'aval. Les tests numériques ont montré qu'il était suffisant d'arrêter cette procédure à une longueur égale à

quatre fois l'envergure en aval du bord de fuite; le sillage est alors prolongé par un sillage cylindrique comme dans le calcul initial. Les coefficients d'influence sont alors recalculés donnant un nouveau système linéaire, qui résolu à son tour, permet de recalculer l'écoulement. La convergence de cette procédure itérative est atteinte dès la seconde itération et la solution est indépendante de la direction initiale choisie arbitrairement. Cette procédure n'est utilisée que pour le corps amont; on l'appellera la solution itérée.

2.2 Calculs autour de corps de forme simple

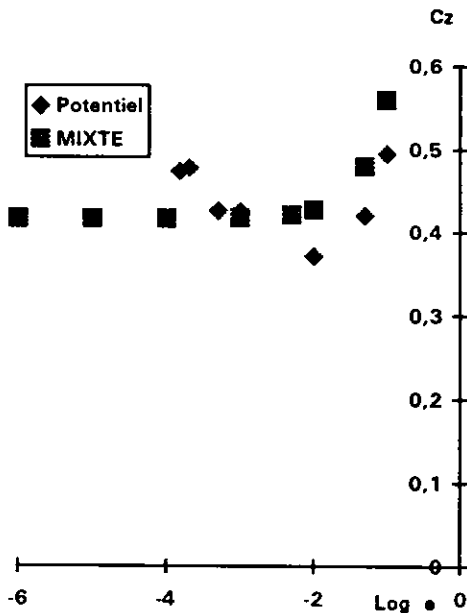


Figure 3 Influence de la formulation sur la portance

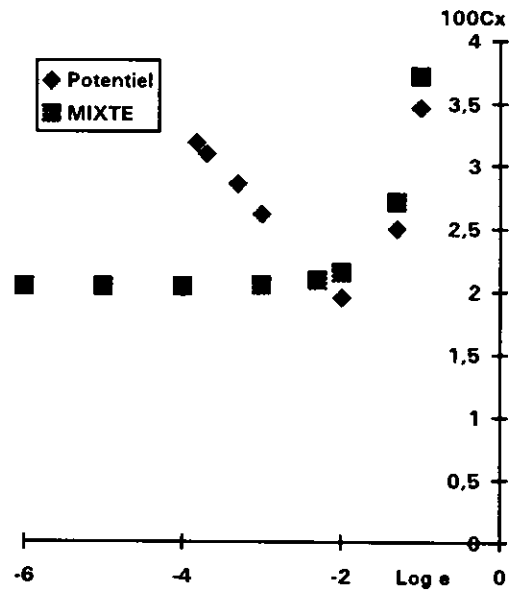
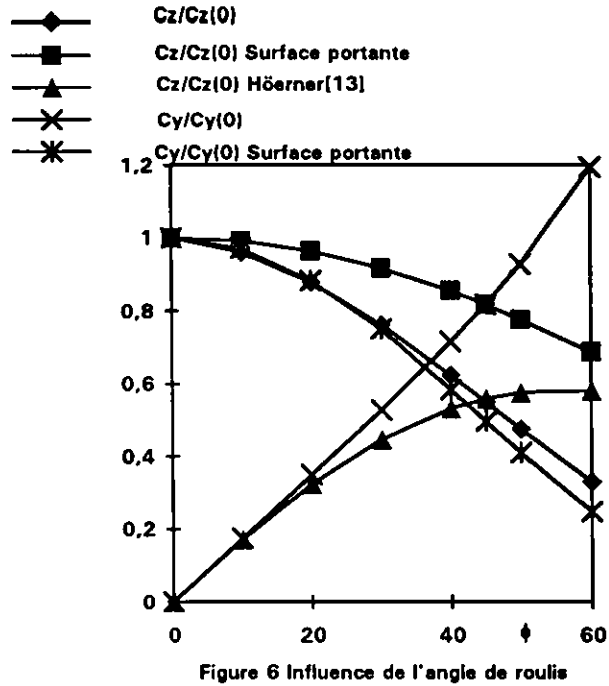
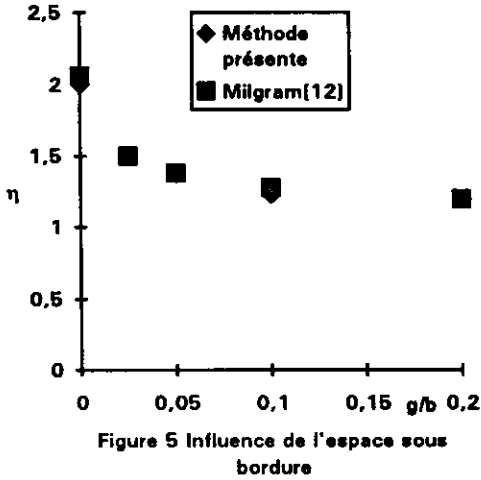


Figure 4 Influence de la formulation sur la traînée

Pour tester la validité de la formulation mixte, on a comparé sur la figure 3 les résultats obtenus avec ces deux formulations. Le coefficient de portance C_z pour une aile rectangulaire avec un profil NACA est tracé en fonction du logarithme de l'épaisseur relative e ; on observe que pour $e \leq 10^{-2}$, la formulation potentielle ne donne plus de résultats cohérents alors que la formulation mixte donne des résultats corrects même pour $e=0$. Les conclusions sont identiques pour le coefficient de traînée induite dont les résultats correspondants sont présentés sur la figure 4. Les figures 5 et 6 illustrent respectivement les influences de l'espace sous bordure g et de l'angle de gîte sur les efforts. Sur la figure 5 est représentée l'évolution du coefficient de traînée induite $\eta = C_z^2 / (\pi C_x \lambda)$, où λ est l'allongement de l'aile, en fonction de la hauteur relative sous bordure g/b (b envergure); la comparaison avec les résultats proposés par Milgram[12] est satisfaisante. On notera la grande variation de η pour de faibles variations de g/b . L'effet de l'angle de gîte ϕ sur une plaque plane carrée est présentée sur la figure 6 où les évolutions des coefficients de portance C_z et de force latérale C_y (par rapport à leurs valeurs pour $\phi=0^\circ$) sont tracées en fonction de l'angle de gîte; la comparaison avec les résultats obtenus à l'aide d'une méthode de surface portante sont tout à fait acceptables étant données les différences de schématisations. De même, pour les angles de gîte inférieurs à 40° , les résultats sont très proches d'une évolution en $(\cos\phi)^2$ proposée par Höerner[13].



Les figures 7 et 8 présentent les variations des coefficients de portance pour deux ailes rectangulaires d'allongement $\lambda=3$, de profil NACA0012, en interaction; leurs positions sont repérées par la distance relative des bords d'attaque d/c (c corde des ailes) et leurs orientations θ_F et θ_G (cf.fig1). La figure 7 montre l'influence de d/c (pour $\theta_F = \theta_G = 0^\circ$, $\alpha = 8^\circ$) et la figure 8 celle de θ_G ($d/c=1,1, \theta_F=8^\circ$ et $\alpha=15^\circ$), en comparaison avec des essais effectués en soufflerie ($c=0,4m$). Sauf à de très faibles valeurs de d/c , et ce seulement si les deux ailes

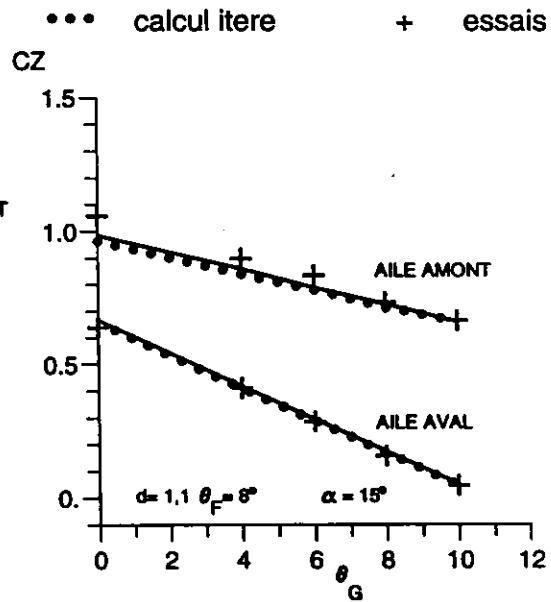
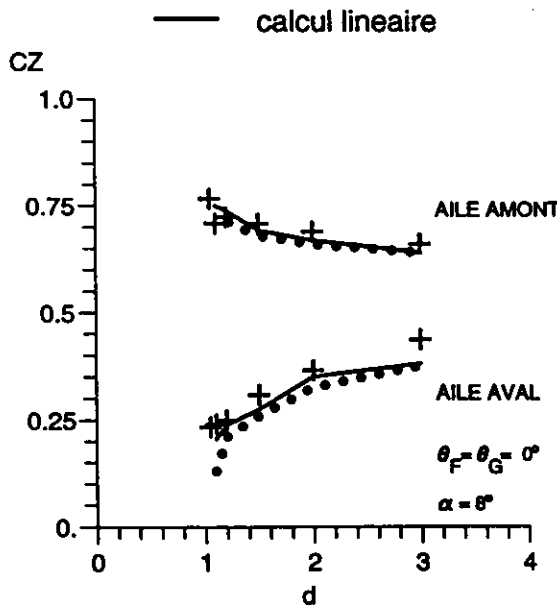


FIGURE 7 INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE LES AILES

FIGURE 8 INFLUENCE DE L'ORIENTATION DE L'AILE AVAL

sont très proches (θ_F et θ_G voisins de 0°), les deux modèles de calcul donnent des valeurs très voisines. Dans ce cas pour $d/c \leq 1,5$, le modèle itéré donne de meilleurs résultats. On doit tenir compte ici du fait que les corrections d'incidence faites ont été déduites d'essais sur une aile isolée et ne sont peut être pas adaptées pour l'aile aval. Pour des configurations plus ouvertes, l'accord entre les calculs et les essais sont excellents.

2.3 Voiles réelles

Les efforts ont été calculés pour 5 génois différents de type JI 12m (jauge de la Coupe de l'Amérique) placées à des incidences de 11°, 15° et 19° afin de comparer à des essais effectués en soufflerie CRAIN[14]. Les résultats sont présentés sur la figure 9 en fonction de l'incidence. En ce qui concerne la portance, l'accord est excellent malgré les valeurs élevées des

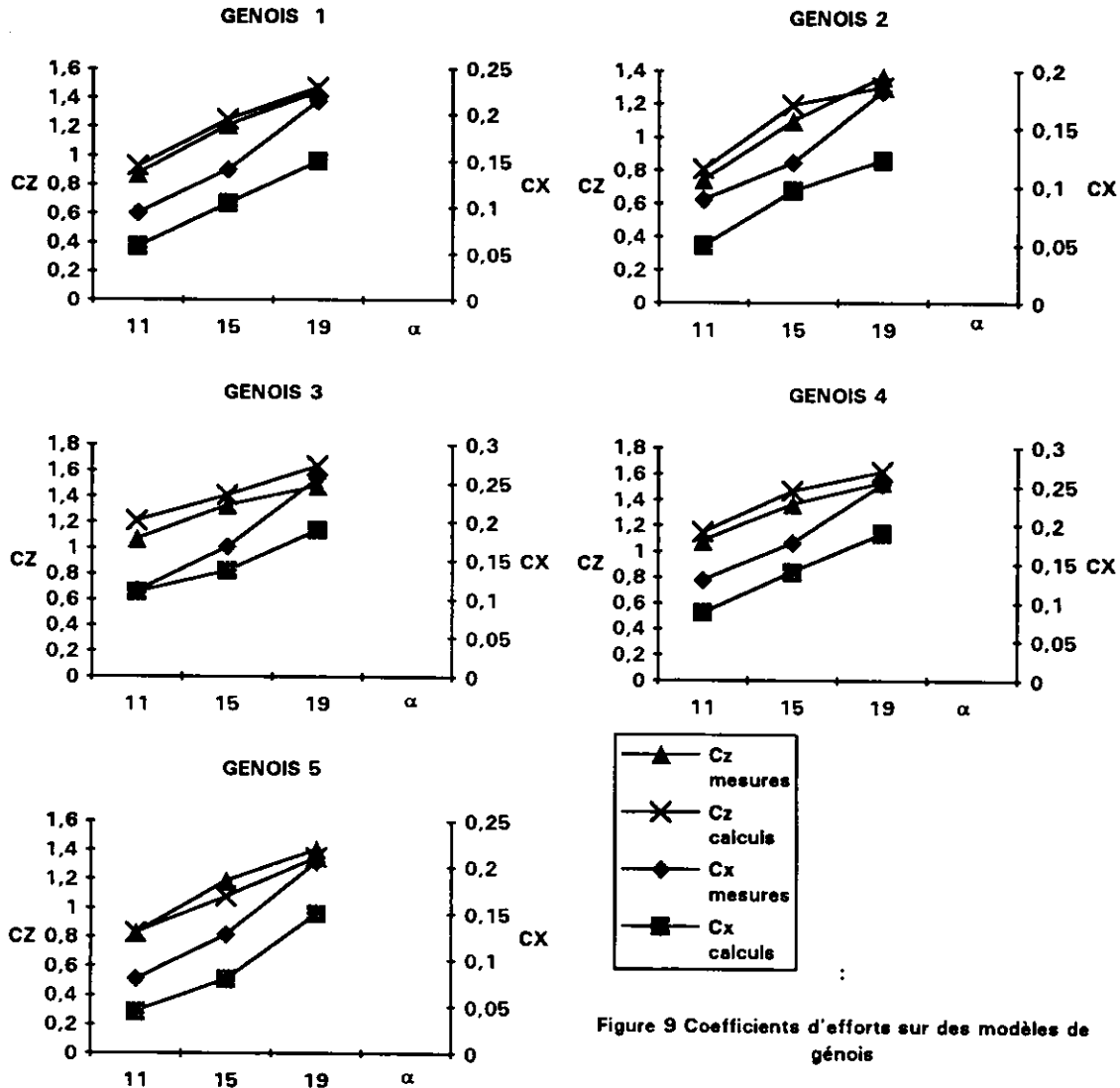


Figure 9 Coefficients d'efforts sur des modèles de génois

des incidences utilisées et l'incertitude sur la forme exacte des voiles mesurées sur quatre profils, donnés par 6 points et 2 tangentes. Pour la traînée, on n'a pas pu déterminer par extrapolation la traînée de frottement étant donné le petit nombre d'incidence, d'ailleurs très élevées; la comparaison porte donc sur la traînée totale. Si on excepte deux anomalies (génois 2 et 3), les mesures et les calculs sont situés sur deux courbes parallèles. On doit noter que ces calculs ont été effectués sans espace entre la bordure et le plan de symétrie.

Enfin, une interface a été réalisée entre notre code de calcul et le logiciel de conception et de fabrication par ordinateur FABRIC du CRAIN[15]. Elle a été utilisée pour effectuer des calculs sur un ensemble de deux voiles de classe Coupe de l'Amérique, F1 à l'échelle 1/15 dans les conditions ($\alpha=18^\circ$, $\theta_F=8,6^\circ$ et $\theta_G=2,2^\circ$, distance des points d'armure $d=0,507m$ en absence de gîte). Des difficultés sont apparues pour la comparaison avec les essais, la distance

entre la bordure et le pont du voilier n'étant pas précisée dans les données des essais en soufflerie et conduisant à des parties de voiles sous le plan de symétrie avec $b=0$. Trois solutions arbitraires ACC1, ACC2 et ACC3 ont été choisies pour les calculs soit en tronquant les voiles, soit en les surélevant (figure 10). Les coefficients de force globale mesurés et calculés sont présentés sur le tableau 1. Les calculs donnent des écarts avec les mesures variant de 2 à 20% suivant les configurations. Ce résultat est satisfaisant étant l'incertitude de la configuration étudiée en soufflerie. Des résultats similaires ont été trouvés par Charvet[16] qui utilise une méthode particulière.

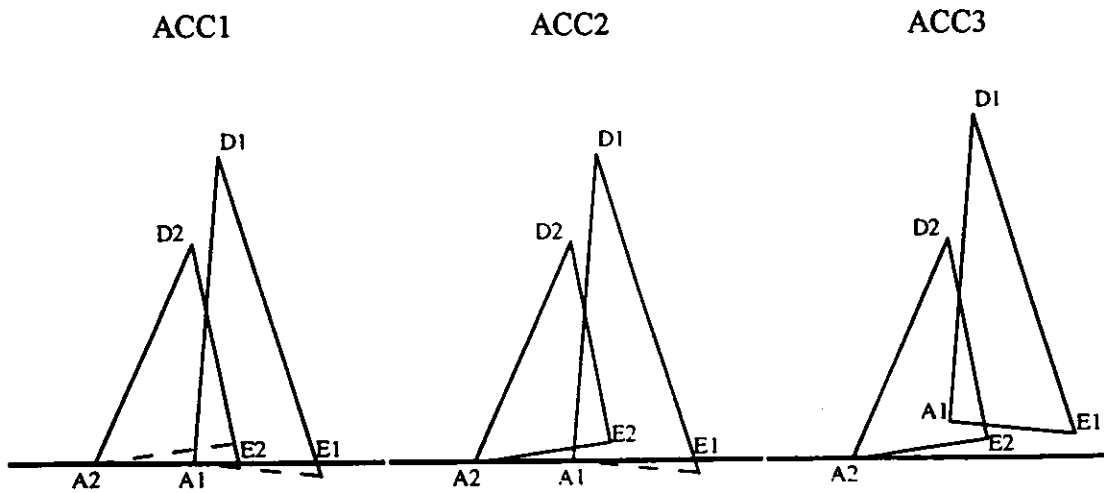


Figure 10 Modèles des voiles

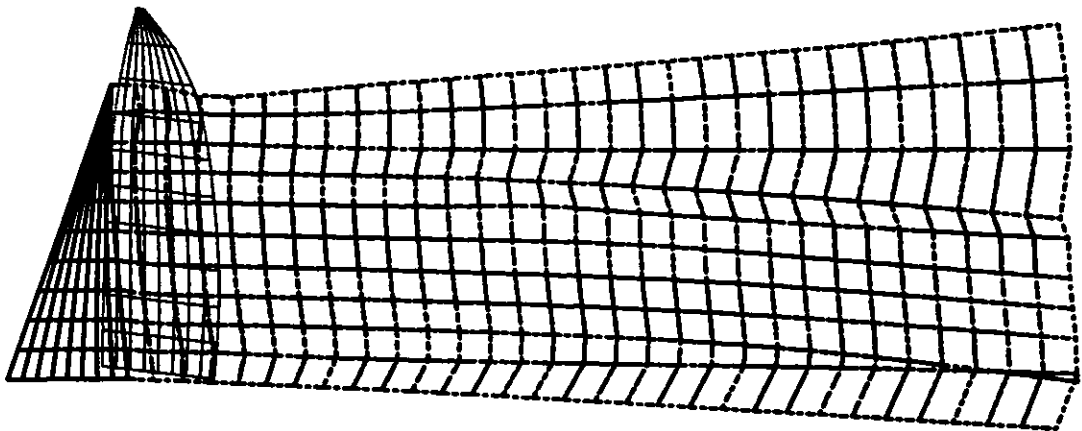


Figure 11 Enroulement du sillage

	C_z	$100C_x$
Calculs ACC1	0,756	3,059
Calculs ACC2	0,729	3,484
Calculs ACC3	0,871	6,128
Mesures	0,724	5,5

3 MOUVEMENT INSTATIONNAIRE

Cette section est consacrée à l'étude de l'écoulement se produisant lors de la mise en mouvement impulsif d'un corps dans un milieu infini. Pour des raisons de simplicité, la formulation sera présentée en écoulement bidimensionnel, puis on indiquera les modifications à faire pour l'extension à l'étude des mouvements tridimensionnels.

3.1 Formulation bidimensionnelle

Comme dans le paragraphe précédent, le sillage est assimilé à une surface sans épaisseur, dépendant du temps, $S_w(t)$, se développant à partir du bord de fuite. On peut en effet considérer que l'écoulement reste attaché au bord d'attaque à faible incidence. Le référentiel est tel que l'origine O coïncide avec le bord d'attaque du profil, fixe, et que l'axe Ox soit confondu avec la corde (figure 12).

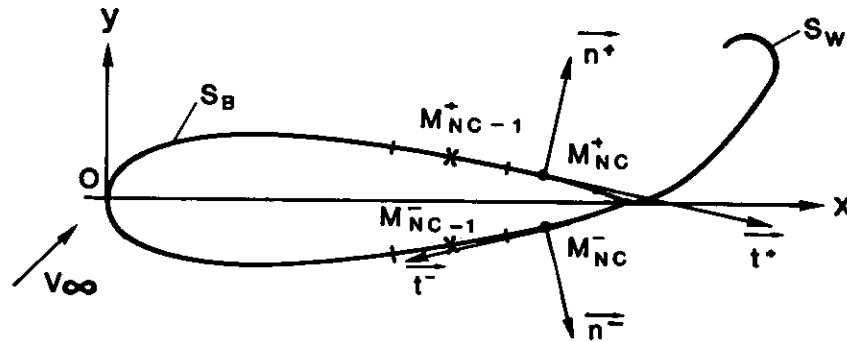


Figure 12 Profil en écoulement instationnaire

Le temps $t=0$ correspond au démarrage du profil ($V_0=0$ pour $t<0$ et $V_0=Cte$ pour $t\geq 0$). Dans ces conditions, il existe un potentiel de perturbation $\varphi(x, y, t)$ dans ce repère, dépendant du temps et satisfaisant la condition de glissement sur le corps et une condition de Kutta-Joukovsky, qui sera précisée plus tard, au bord de fuite. Le sillage est considéré comme une ligne de courant, de géométrie inconnue, partant du bord de fuite. La troisième formule de Green en bidimensionnel conduit à une équation de Fredholm de seconde espèce:

$$\frac{\varphi(x, y, t)}{2} = \frac{1}{2\pi} \int_{S_b} (-\vec{V}_0 \cdot \vec{n}) \text{Log} r \, ds - \frac{1}{2\pi} \int_{S_w} \varphi \frac{\partial}{\partial n} \text{Log} r \, ds - \frac{1}{2\pi} \int_{S_w} (\varphi^+ - \varphi^-) \frac{\partial}{\partial n} \text{Log} r \, ds \quad (8)$$

Pour la discrétisation de (8), la voilure S_b est divisée en IMX segments et le sillage en NSI segments, NSI augmentant de 1 à chaque itération en temps. L'intensité de source est donnée par $\sigma_j = -\vec{V}_0 \cdot \vec{n}_j$ et en écrivant, comme en écoulement stationnaire, que $\mu_{wm}^{(k)} = f(\varphi^+, \varphi^-, t)$ sur S_w au temps (k) , l'équation précédente peut s'écrire:

$$\sum_{j=1}^{IMX} D_{ij} \mu_j^{(k)} + W_{i1} \mu_{w1}^{(k)} = \sum_{j=1}^{IMX} S_{ij} \sigma_j - \sum_{m=2}^{NSI} W_{im} \mu_{wm}^{(k)} \quad (9)$$

où D_{ij} et W_{im} sont les coefficients des segments de doublets sur le corps S_b et le sillage S_w et S_{ij} , les coefficients d'influence des sources sur le profil. Les quantités inconnues à chaque itération sont dans le membre de gauche de l'équation (9). Pour compléter ce système de IMX

équations à $IMX+1$ inconnues, la condition de Kutta-Joukovsky est écrite au bord de fuite à l'aide de l'équation (1). Si on utilise l'indice bf pour le bord de fuite et en supposant que $(\bar{V}^+ + \bar{V}^-)_{bf}/2$ est la vitesse de convection des doublets μ_w dans le sillage, on peut récrire l'équation (1) sous la forme:

$$-\frac{\mu_w^{(k)} - \mu_w^{(k-1)}}{\Delta t} + \frac{\bar{V}^+ + \bar{V}^-}{2} \Big|_{bf}^{(k-1)} \cdot (\bar{V}^+ - \bar{V}^-)_{bf}^{(k-1)} = 0 \quad (10),$$

de façon que $(\bar{V}^+ + \bar{V}^-)_{bf}/2$ soit calculé à la fin de chaque itération pour être utilisé à l'itération suivante. On utilise $(\bar{V}^+ + \bar{V}^-)/2 = \bar{V}_0$ comme valeur à l'initialisation, pour $t=0$. Si on considère que l'extrados et l'intrados sont découpés en $NC(=IMX/2)$ segments chacun, les vitesses \bar{V}^\pm sont calculées par:

$$\bar{V}^{\pm(k)} = - \frac{\mu_{NC}^{\pm(k)} - \mu_{NC-1}^{\pm(k)}}{\left\| \vec{M}_{NC}^{\pm} - \vec{M}_{NC-1}^{\pm} \right\|} \vec{t}_{NC}^{\pm} + \sigma_{NC}^{\pm} \cdot \vec{n}_{NC} \quad (11)$$

En utilisant ces expressions dans (10), on obtient une équation linéaire (en t et φ). Les tangentes \vec{t}_{NC}^{\pm} et les normales \vec{n}_{NC}^{\pm} sont définies sur la figure 12. Pour calculer la forme du sillage à chaque itération (k), les extrémités des segments de doublets émis au cours des ($k-1$) itérations précédentes sont déplacés de :

$$\vec{\delta M}_m^{(k)} = \left[\bar{V}_0 + \frac{1}{2}(\vec{VD}_m^{(k)} + \vec{VG}_m^{(k)}) \right] \Delta t \quad (12)$$

$\vec{VD}_m^{(k)}$ et $\vec{VG}_m^{(k)}$ sont les vitesses induites par l'ensemble des singularités à l'instant $k\Delta t$ aux centres des segments dont l'extrémité commune est le noeud m ; chaque segment garde dans le sillage l'intensité de doublets qu'il avait lors de l'émission au bord de fuite. Ainsi, à chaque instant, le potentiel des vitesses sur le corps et le sillage ainsi que la géométrie de ce dernier sont connus. On obtient des formes de sillage plus régulières en utilisant un pas de temps évolutif ($\Delta t=0,1(1,1)^k$, pour $t \leq 2s$).

Pour le calcul en écoulement tridimensionnel, l'aile est découpé en NL bandes dans la direction longitudinale et chaque bande est divisée en NC facettes, comme en stationnaire. Le nombre total de facettes sur chaque face est $NT=NC*NL$. Au lieu d'un seul segment, on émet une bande de NL facettes d'intensité inconnue au bord de fuite à chaque instant. La différence avec ce qui vient d'être exposé concerne les NL équations supplémentaires venant de la condition de Kutta-Joukovsky écrite sur chacune des nouvelles facettes, équations beaucoup plus compliquées que pour un profil bidimensionnel:

$$\begin{aligned} & \vec{f}(\mu_{wi}^{(k)}, \mu_{iNC}^{(k)}, \mu_{iNC-1}^{(k)}, \mu_{(i-1)NC}^{(k)}, \mu_{(i+1)NC}^{(k)}, \mu_{iNC+NT}^{(k)}, \mu_{iNC-1+NT}^{(k)}, \\ & \mu_{(i-1)NC+NT}^{(k)}, \mu_{(i+1)NC+NT}^{(k)}) = \vec{g}(\mu_{wi}^{(k-1)}, \sigma_{iNC+NT}^{(k)}, \sigma_{iNC}^{(k)}) \end{aligned}$$

où f représente une fonction linéaire et g une fonction connue. Le détail des expressions pour les fonctions f et g est donné dans [8]. Le reste du calcul est semblable au cas bidimensionnel. Une extension de ce travail a été faite en bidimensionnel au cas où une oscillation harmonique de tangage du profil se rajoute au démarrage impulsif.

3.2 Résultats en écoulement bidimensionnel

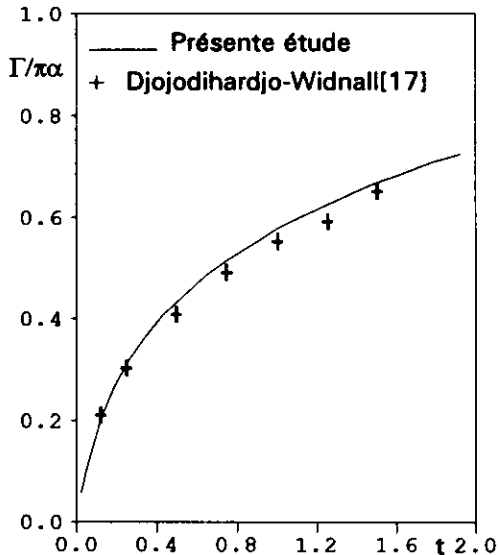


Figure 13 Circulation sur une plaque plane ($\alpha=0,1\text{rd}$)

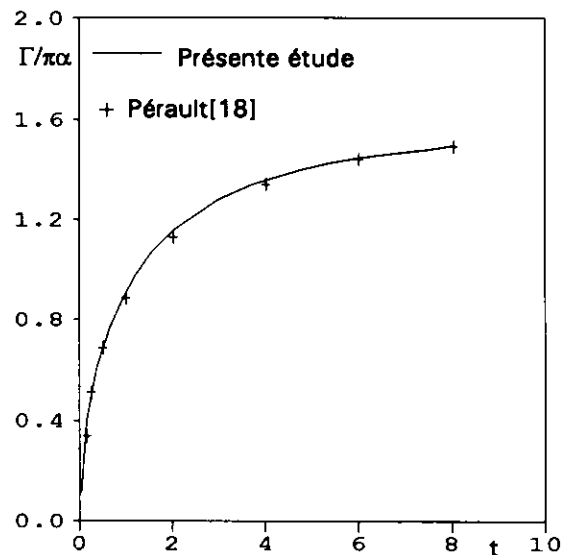


Figure 14 Circulation sur une plaque plane ($\alpha=30^\circ$)

Les résultats des calculs de l'écoulement autour d'une plaque plane d'épaisseur relative 10^{-3} , découpée en 24 segments et placée à une incidence $\alpha=0,1$ rd ont été comparés avec ceux obtenus par Djojodihardjo-Widnall[17] à l'aide d'une formulation potentielle en méthode de surface portante. La figure 13 montre l'évolution de la circulation $\Gamma/\pi\alpha$ en fonction du temps t lors du démarrage impulsif. La figure 14 donne les résultats correspondants pour une plaque plane à incidence $\alpha=30^\circ$, cette fois en comparaison avec des résultats obtenus par une méthode particulière, Pérault[18]. Dans les deux cas l'accord est excellent avec nos résultats. La circulation croît rapidement d'abord avec le temps puis plus lentement pour atteindre la valeur qu'elle aurait prise en écoulement stationnaire. La forme du sillage à $t=2\text{s}$ a été comparée avec la forme obtenue par ce dernier auteur sur la figure 15 pour une plaque plane sans épaisseur, pour une incidence (irréaliste de $\alpha=43^\circ$); le pas de temps est $\Delta t=0,05\text{s}$. Sauf dans l'enroulement lui-même, les formes sont très voisines. La figure 16 montre l'évolution de la forme du sillage pour 5 valeurs du temps, $t=0,1 - 0,3 - 0,95 - 1,95$ et 4s , en utilisant un pas évolutif. Nous remarquons la formation du sillage dès le démarrage (5^{ème} itération); il s'enroule au fur et à mesure qu'il est entraîné par le fluide à une vitesse relativement proche de la vitesse à l'infini amont. La partie non enroulée de ce sillage tend à être parallèle à celle-ci. Enfin la figure 17 compare les évolutions de la portance, en fonction du temps pour un profil NACA0030, placée à une incidence $\alpha=6^\circ$, subissant un démarrage impulsif seul ou avec une oscillation de tangage d'amplitude 3° et de période 5s . Dans ce dernier cas, la portance varie d'une manière sinusoïdale en même temps que l'incidence instantanée. Toutefois la portance moyenne avec oscillations est supérieure à celle sans

oscillations. Par contre la direction moyenne des doublets du sillage n'est pas affectée par le mouvement de tangage.

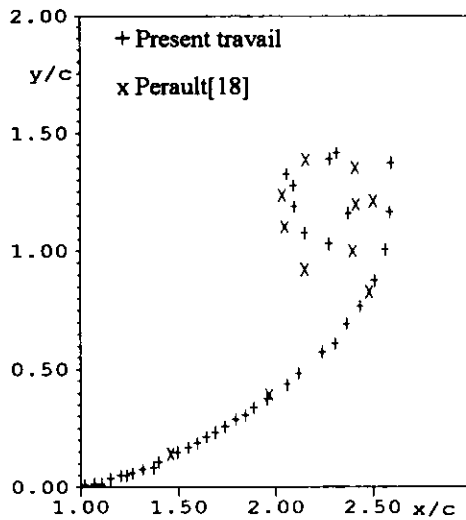


Figure 15 . Forme du sillage pour une plaque plane ($\alpha=43^\circ, t=2s$)

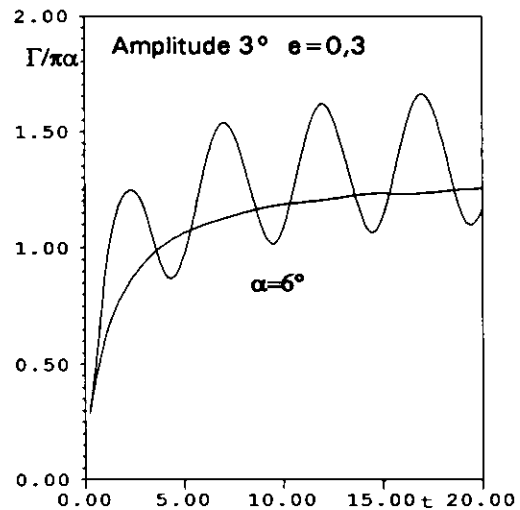


Figure 17 Portance avec et sans oscillations de tangage

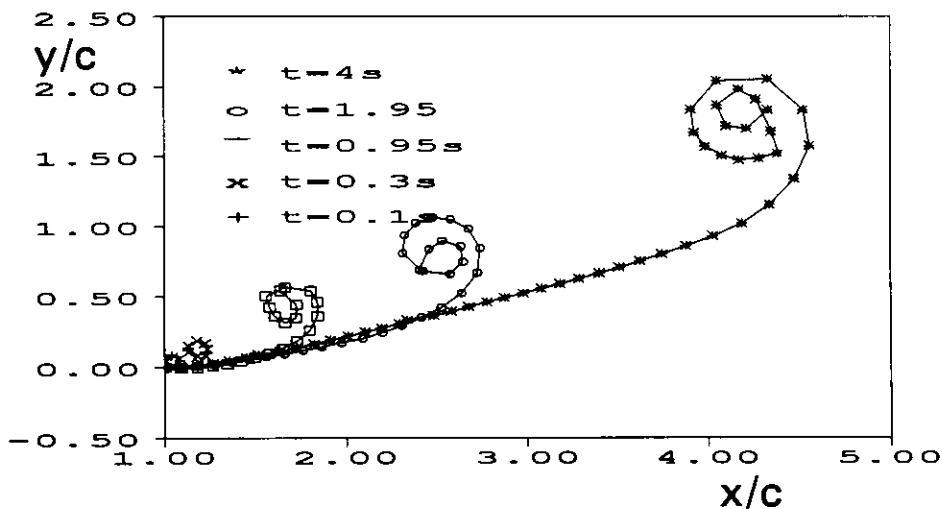


Figure 16 Enroulement du sillage (bidimensionnel)

3.3 Résultats tridimensionnels

Pour modéliser une plaque plane rectangulaire tridimensionnelle, placée à une incidence $\alpha=14,5^\circ$, nous avons choisi un profil NACA0001. Chaque face a été discrétisée en 8 bandes horizontales, elles-mêmes divisées en 32 facettes (loi sinusoïdale suivant la corde). La figure 18 montre l'évolution du coefficient de force normale, décomposée en ses composantes "stationnaires" et "instationnaires", suivant le terme du coefficient de pression responsable, en fonction du temps. Les résultats sont en bon accord avec ceux correspondants de Rehbach[4] qui utilise la méthode particulaire et des émissions de tourbillons en outre sur les bords latéraux. Ainsi les écarts sont au maximum de 12% entre les deux calculs et tendent vers 0 quand le temps augmente. On doit noter lors du démarrage des facettes très déformées qui induisent des instabilités numériques.

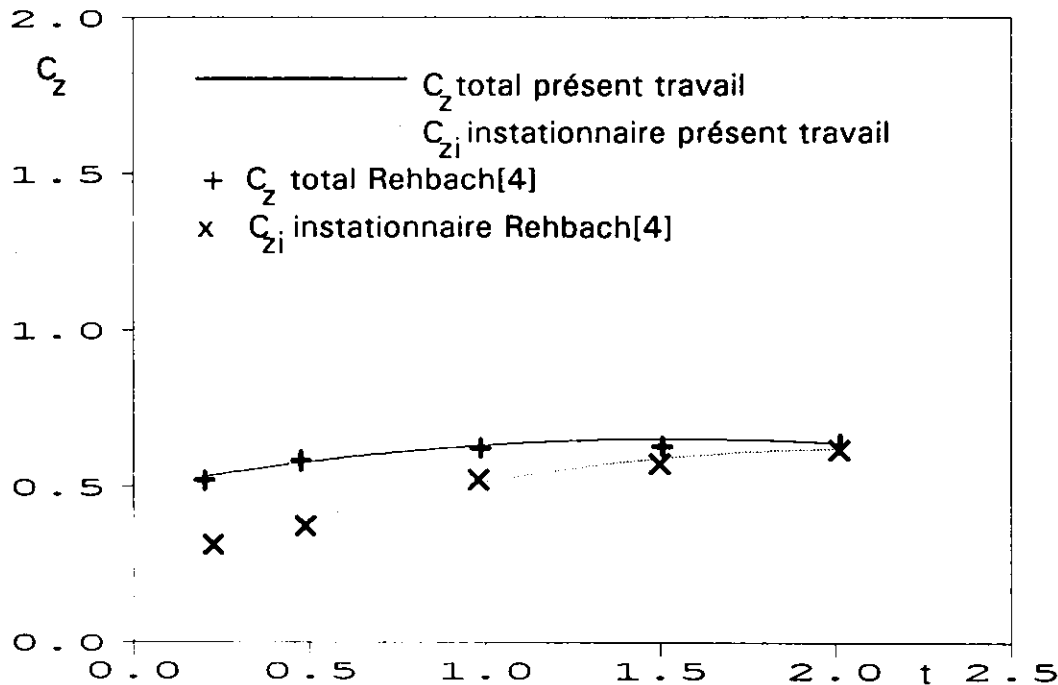


Figure 18 Evolution du coefficient de force latérale
(aile rectangulaire $\lambda=1, \alpha=14,5^\circ$, profil NACA0001)

Les différences peuvent être attribuées aux différences de formulation, mais aussi aux émissions de la nappe tourbillonnaire qui dans [4] partent non seulement du bord de fuite comme dans notre méthode, mais aussi des bords marginaux.

4. CONCLUSION

Nous avons développé une méthode de calcul particulièrement adaptée aux écoulements autour des voiles de navires, considérées comme rigides, à l'aide d'une méthode de singularité. En écoulement stationnaire, deux modèles de calcul ont été présentés. Le premier, simple, utilise des directions arbitraires des sillages pour deux corps en interaction mais pas trop près l'un de l'autre. Le second, plus coûteux en temps de calcul, après le calcul précédent, calcule la forme de la nappe tourbillonnaire derrière le corps amont et supprime ainsi le caractère arbitraire du premier modèle. Les résultats ont pu être comparés avec des essais que nous avons réalisés en soufflerie sur deux profils NACA identiques et qui nous ont permis de choisir le modèle de calcul suivant les positions relatives des corps. Nous avons pu aussi comparer nos résultats à ceux des essais du CRAIN pour des modèles de voiles réelles, foc seul ou foc grand voile et réaliser une interface entre un logiciel de CFAO pour celles-ci et notre code. Les résultats sont satisfaisants mais malheureusement lors des essais avec interaction, seule la force totale a été mesurée. Des validations supplémentaires sont nécessaires avec mesures des forces sur chacune des voiles et prise en compte de la position exacte de chacune par rapport à la surface libre. Les résultats seraient probablement améliorés par la prise en compte de la forme de la coque du bateau. En ce qui concerne les calculs en écoulement instationnaire, les résultats ont pu être validés dans les cas déjà traités dans la littérature. Il reste à étendre ces calculs au cas d'une voile oscillante ou d'une voile à laquelle on fait subir un changement de position, brusque ou progressif. On dispose maintenant d'outil permettant de prévoir les performances d'une voile dès la phase de conception de celle-ci.

Remerciements

Les auteurs remercient le Centre de Recherche pour l'Architecture et les Industries Nautiques et plus particulièrement son Directeur, P. Pallu de la Barrière, pour la communication de résultats d'essais en soufflerie sur les voiles et pour le travail de deux stagiaires, Mrs Darres et Petermann, qui ont réalisé la liaison informatique entre le logiciel FABRIC du CRAIN et notre code de calcul et effectué les calculs sur les voiles en interaction

Références

- [1] M.Kermarec, "Méthode de ligne portante", Rapport interne, Centre de Recherches pour l'Architecture et les Industries Nautiques, 1980.
- [2] L.M.Milne-Thompson, "Theoretical Aerodynamics", Macmillan and Co LTD, London, 1958.
- [3] C.Rehbach, "Calcul d'écoulement autour d'ailes sans épaisseur avec nappes tourbillonnaires évolutives", La Recherche Aérospatiale, n°2, pp53-61, 1973.
- [4] C.Rehbach, "Etude numérique de nappes tourbillonnaires issues d'une ligne de décollement près du bord d'attaque", La Recherche Aérospatiale, n°6, pp325-330, 1976.
- [5] S.Huberson, "Calculs d'écoulements tridimensionnels instationnaires incompressibles par une méthode particulière", J. de Mécanique Théorique et Appliquée, vol.3, n°1, pp805-19, 1984.
- [6] J.L.Hess and A.M.O.Smith, " Calculation of potential flow about arbitrary three dimensional lifting bodies", Douglas Aircraft Co. Rep. ES40622, 1962.
- [7] Y.Morchoisne, T.-H.Lê, J.Ryan "Condition de Fourier dans les méthodes intégrales: application aux corps minces", La Recherche Aérospatiale, n°4 pp71-74,1987.
- [8] F.Mazzouji, "Contribution à l'étude des écoulements stationnaires et instationnaires autour de voiles de navire", Thèse de l'Université de Poitiers, Mai 1992.
- [9] F.Mazzouji, M.Guilbaud and D.R.Rajaona, "A boundary element method applied to the computation of sail loading", Proc. of the 14th Boundary Element Int. Conf., pp41-58, Séville, Espagne, 1992.
- [10] R.Brard, "Vortex theories for bodies moving in water", 9th Symp. on Naval Hydrodynamics, R.Brard and A.Castera Editors, US Gover. Printing Office, pp1187-1284, 1972.
- [11] P.Guével, G.Delhommeau and J.P.Cordonnier, "Numerical solution of the Neumann-Kelvin problem by the method of singularities", Second Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Berkeley, USA, pp107-123, 1977.
- [12] J.H. Milgram, "The analytical design of yacht sails", Trans. SNAME, 76, pp118-160, 1978.
- [13] S.F.Hoerner, "Fluid-dynamic lift", Hoerner Fluid Dynamics, Albuquerque, 1965.
- [14] P.Pallu de la Barrière, " Mesures des forces appliquées à une voile en soufflerie", Centre de Recherches pour l'Architecture et les Industries Nautiques, Communication privée, 1990.
- [15] Notice du logiciel F.A.B.R.I.C., Centre de Recherches pour l'Architecture et les Industries Nautiques.
- [16] T.Charvet, "Résolution numérique des problèmes liés au comportement des voiles de navires", Thèse de l'Ecole Polytechnique, Paris, Novembre 1992.
- [17] R.H.Djojodihardjo and S.E.Widnall, "A numerical method for the calculation of nonlinear, unsteady lifting potential flow problems", AIAA Journal, vol N°7,pp2001-2009, 1969.
- [18] L.Pérault, " Contribution au traitement numérique des écoulements tourbillonnaires décollés. Proposition d'une méthode cellulaire de convection des singularités libres", Thèse de l'Université de Poitiers, Décembre 1990.