
Caractéristiques hydrodynamiques d'une quille latérale pour aéroglisseur

The hydrodynamic characteristics of hydrofoil skids

M. Guilbaud et Li F. Tsen

Université de Poitiers
Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques
43, rue de l'Aérodrome 86000 Poitiers, France

Notations

$C_{p\text{dyn}}$: Coefficient de pression dynamique,

C_n : Coefficient de force normale,

$$C_{n\beta} = \frac{\partial C_n}{\partial \beta},$$

d : Profondeur d'immersion ou $d(x)$ distance du fond de la quille à la surface libre,

$$F_r = \frac{U_\infty}{\sqrt{gl}}, \text{ Nombre de Froude,}$$

F_x, F_y : Résistance et force latérale,

F_{Mz} : Moment de lacet au milieu de la partie immergée de la quille,

g : Accélération de la pesanteur,

l : Longueur de la quille,

l_1, l_2 : Longueurs de l'étrave et de la partie cylindrique de la quille,

m : Distribution de source,

M_z : Coefficient de moment de lacet,

$$M_{z\beta} = \frac{\partial M_z}{\partial \beta},$$

\vec{n} : Normale à la carène dirigée vers l'intérieur du fluide,

$S(x, y, z) = 0$, équation de la quille,

S : Surface mouillée de la quille,

S_w : Surface du sillage,

$\vec{U} = \text{grad } \phi$: Vitesse de l'écoulement,

U_∞ : Vitesse à l'infini amont,

$Oxyz$: Trièdre direct lié à l'écoulement, x dans le sens du courant, z vertical vers le haut

β : Angle de dérapage,

$$\mu = \beta l / d$$

$\sigma = \phi^+ - \phi^-$: Distribution de doublets

ρ : Masse volumique

ϕ : Potentiel des vitesses de perturbation.

Introduction

Pour l'étude des écoulements d'eau à grande vitesse, le Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques de Poitiers dispose d'un tunnel à rafales permettant d'atteindre des vitesses jusqu'à 50 m/s. Ce moyen d'essais a été utilisé pour l'étude de l'écoulement autour de quilles de navire rapide.

Les véhicules à coussin d'air peuvent être classés en deux groupes, ceux à jupe périphérique et ceux à quilles latérales. Si les premiers sont amphibies, les seconds, pour lesquels ces quilles diminuent la surface de fuite du coussin, nécessitent une puissance de sustentation moindre [1, 2], compensant d'autant mieux l'augmentation de résistance due aux quilles immergées que les forces hydrodynamiques s'exerçant sur celles-ci leur fournissent une meilleure stabilité [3]. En outre, ces engins peuvent utiliser une propulsion sous-marine, contrairement à ceux à jupe périphérique qui doivent utiliser une propulsion aérienne, sous peine de perdre leur caractère amphibie. Le développement de tels engins requiert l'étude de l'écoulement à grand nombre de Froude autour de quilles minces, peu immergées. En effet, le nombre de Froude de ces engins atteint par exemple 0,7 pour le Zarnitsa (URSS) de 1972 et dépasse 2,7 pour le Bell SES 100 A (USA), (Cf. par exemple [4]).

Diverses méthodes approximatives peuvent être utilisées pour le calcul de l'écoulement potentiel autour de ces quilles. On peut partir de l'approximation des bateaux minces, développée à l'origine par Mitchell (Cf. par ex. Stoker [6]), dans laquelle l'épaisseur maximale de la quille est supposée petite devant l'immersion et la longueur totale. Smith et Shaw [7], ont ainsi étudié le cas d'une plaque plane en dérapage. La solution est cherchée à partir d'une distribution de doublets sur la plaque, donnée sous la forme d'une série en puissance inverse du nombre de Froude. Ils obtiennent le premier terme de ce développement quand l'immersion tend vers zéro ; on peut ensuite en déduire les efforts. D'autres méthodes de résolution dérivent de l'approximation des corps élancés (voir Ogilvie [8]), où, à la fois, l'épaisseur et l'immersion sont faibles devant la longueur totale de la quille. Ogilvie [9] et Hirata [10] ont ainsi étudié l'écoulement à grand nombre de Froude autour d'une étrave mince. Après séparation du problème en champ proche et lointain, la résolution est effectuée pour le problème intérieur à l'aide d'une transformation de Fourier (en y pour Ogilvie, en x pour Hirata). Tous deux calculent la forme de la surface libre le long d'un dièdre à faces planes d'immersion constante. Chapman [11] a étudié l'écoulement autour d'une plaque plane en dérapage à grand nombre de Froude en théorie des corps élancés. La résolution du problème intérieur, devenu un problème bidimensionnel, se fait par différences finies. Le passage d'un problème bidimensionnel d'abscisse x au problème bidimensionnel d'abscisse $x + \Delta x$ se fait en utilisant la forme différence finie des équations sur la surface libre. L'écoulement à l'intérieur de la grille de différences finies est raccordé à celui à l'extérieur induit par un dipôle placé sur l'axe de la quille. On calcule ainsi la forme de la surface libre, les coefficients de force normale et de moment de lacet sur la plaque.

Etant donné le caractère approximatif des méthodes théoriques leurs résultats nécessitent un contrôle par voie expérimentale, d'autant que les essais de carènes au-delà d'un nombre de Froude de 1 sont relativement rares jusqu'à présent. On relève pour des nombres de Froude compris entre 0,45 et 2,25, une étude expérimentale de Van den Brug et alii [5] à l'aide d'essais en bassin des Carènes sur des quilles minces (rapport épaisseur sur longueur égal à 0,01). Les essais présents, aux nombres de Froude de $3,4 \leq F_r \leq 5,4$, portent sur des quilles minces, peu immergées, munies d'une étrave sur lesquelles les forces et les moments ont été mesurés dans un tunnel hydrodynamique à rafales.

Dans le second paragraphe, nous décrivons le montage expérimental et nous donnerons les conditions d'essais ; les résultats seront ensuite présentés. Dans le 3^e paragraphe, on présentera les résultats des diverses méthodes de prédiction et on les comparera à ceux des essais.

Expériences en tunnel

Tunnel hydrodynamique à rafales

Les essais ont été effectués dans une veine à surface libre, de 300 mm de large et 1360 mm de long du tun-

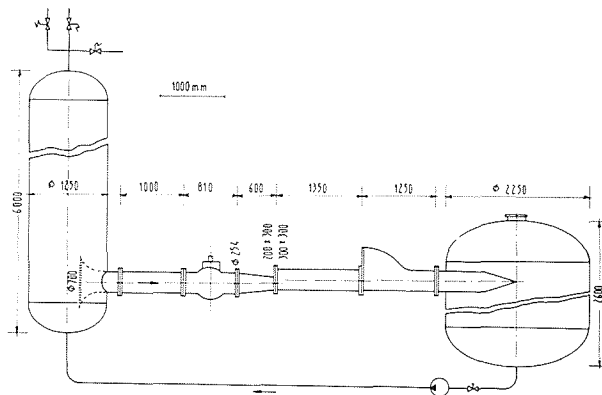


Figure 1

nel à rafales. Celui-ci, figure 1, se compose d'un réservoir amont, d'une conduite circulaire et d'une vanne à boisseau sphérique ; une pièce de transformation fait passer l'écoulement d'une section circulaire, dans la vanne, à une section rectangulaire à l'entrée de la veine. Enfin à l'aval, un récupérateur, dessiné de façon à limiter les projections d'eau, fait entrer l'écoulement dans le réservoir aval. Pour effectuer une rafale, on commence par remplir d'eau le premier réservoir de façon à ce qu'il reste 3 à 4 m³ d'eau à la fin de l'essai ; autrement, on aurait, au lieu d'eau, un mélange eau-air. On introduit ensuite de l'air comprimé, fourni par un compresseur alternatif de 200 bars dans 2 réservoirs de 50 m³, au-dessus de l'eau par l'intermédiaire d'un manodétendeur permettant d'imposer une pression génératrice P_i au niveau de la veine, P_i devant être inférieur à 16 bars (ce qui correspond à une vitesse de 56 m/s). Quand la valeur désirée de P_i est atteinte, on ouvre la vanne ; l'écoulement s'établit immédiatement dans la veine d'essais. Au cours de la rafale, on doit augmenter légèrement la pression dans le réservoir amont pour compenser la chute de hauteur d'eau et garder constante la vitesse dans la veine. Quand le réservoir aval est plein, un contact déclenche la fermeture de la vanne et l'arrivée de l'air comprimé, puis la mise à la pression atmosphérique du réservoir amont. Une pompe permet de remonter l'eau dans ce dernier. Dans ce montage, un couteau, placé à la sortie de la pièce de transformation, limite à 126 mm la hauteur de l'écoulement au milieu de la maquette. La durée maximale d'une rafale varie de 25 s environ à 6 m/s à 15 s à 10 m/s. En changeant la pièce de transformation, on peut modifier les dimensions de la veine. On dispose en particulier d'une autre veine de section 125 x 100 mm² et du convergent correspondant. L'ensemble de la veine et du montage est montré sur la photo 1.

Dynamomètre à quartz et maquettes

Le dynamomètre utilisé, figure 2, se compose de deux cylindres concentriques, le plus petit étant lié à la maquette le plus grand au bâti du tunnel. Au sommet se trouve un couvercle vissé sur la partie supérieure du cylindre extérieur. Les éléments sensibles sont des capteurs de force à quartz, vissés sur le cylindre extérieur, et s'appuyant sur le cylindre interne par

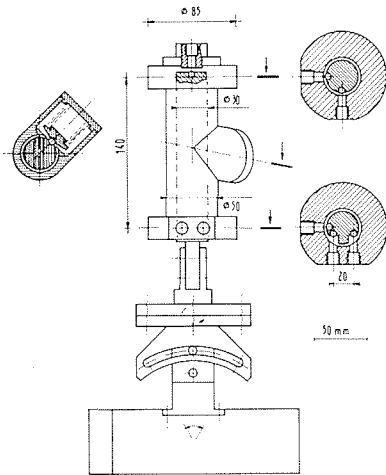
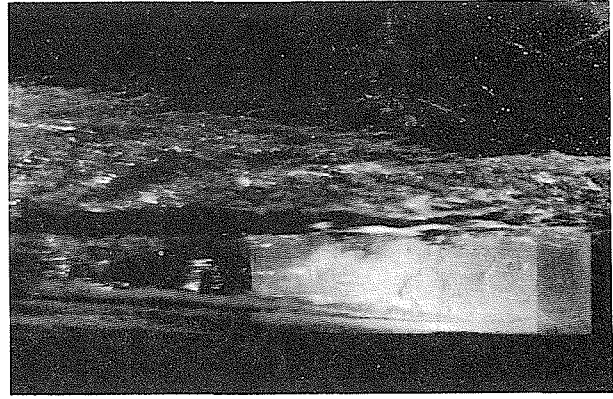
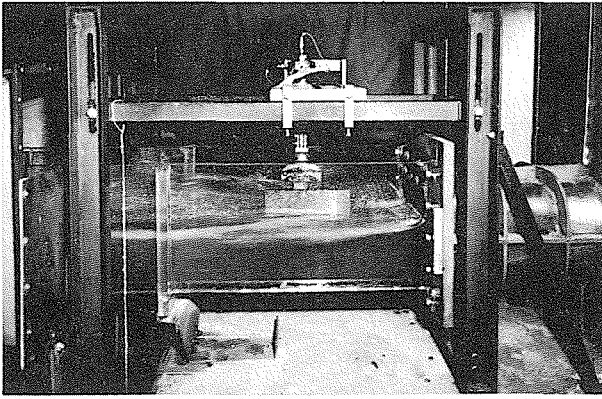


Figure 2

l'intermédiaire de billes, placées entre deux pastilles d'acier dur, l'une collée à l'extrémité du capteur, l'autre placée dans un logement du petit cylindre ; un ressort maintient l'ensemble en équilibre, l'effort étant appliqué par l'intermédiaire d'une bille supplémentaire. La portance est mesurée par un capteur monté verticalement sur le couvercle, la traînée et le moment de tangage par deux capteurs à axe horizontal séparés verticalement de 140 mm ; enfin, la force latérale et le moment de roulis sont mesurés par 3 capteurs, également à axe horizontal. Le premier est situé à 140 mm au-dessus des deux autres, eux-mêmes séparés latéralement de 20 mm ce qui leur permet de mesurer en outre le moment de lacet. Le dynamomètre a été préalablement étalonné et la matrice 6×6 des coefficients d'étalonnage (y compris les interactions) a été déterminée. Les capteurs de force utilisés permettent la mesure de forces, entre quelques grammes et ± 50 Kgf avec une très faible déformation ($12 \mu\text{m}$ pour 50 Kgf), dynamiques ou quasi-statiques : au bout d'une minute, les signaux produits par un effort constant commencent à dériver. Comme la durée d'une rafale est inférieure à 30 s on n'a eu à noter aucune dérive des signaux. Les capteurs produisent des charges électriques qui sont transformées en tensions proportionnelles par des amplificateurs de charge. Après filtrage passe-bas, à 5 Hz de fréquence de coupure, pour supprimer les perturbations dues aux vibrations méca-

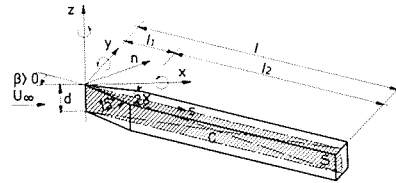


Figure 3

niques lors des essais, les signaux sont mesurés par un ordinateur d'acquisition de données.

Les trois maquettes d'essais sont fixées sur le dynamomètre à l'aide d'un dispositif permettant la mise en assiette et en dérapage. Elles se composent, figure 3, d'une étrave à arête verticale, d'angle frontal 15° , de longueur $l_1 = 38$ mm, prolongée par une partie à épaisseur constante 10 mm et à longueur variable ; les longueurs totales des quilles sont $l = 138, 238$ et 338 mm. Elles ont toutes trois même hauteur 120 mm ; les immersions utilisées sont $d = 19, 38, 57$ et 76 mm. Les mesures ont été effectuées à assiette nulle, pour des angles de dérapage β compris entre -7° et $+2^\circ$, à une vitesse d'écoulement $U_\infty \approx 6$ m/s, correspondant à des nombres de Froude, $F_r = U_\infty / \sqrt{g l}$ compris entre 3,4 et 5,4. Après avoir réglé l'assiette, l'angle de dérapage et l'immersion, on déclenche la rafale et on effectue deux mesures séparées par quelques secondes. Chaque mesure est en fait la moyenne de 50 mesures sur chaque voie, effectuées toutes les 50 ms.

Méthode de dépouillement des essais

Un capteur de pression placé dans le réservoir amont du tunnel mesure la pression génératrice P_i de l'écoulement. Une correction de perte de charge est effectuée sur le signal de ce capteur, afin de déterminer la pression dynamique de l'écoulement au droit de la maquette.

Un sondage de pression totale dans la veine a montré qu'au voisinage du fond, l'épaisseur de la couche limite était de 15 mm environ et près de la surface libre 5 mm (pour atteindre 95 % de la vitesse, calculée à partir de P_i). Les pertes de charges correspondent environ à 3 % de cette vitesse. Pour chaque immersion, on a calculé une pression totale moyenne dans la veine par intégration des valeurs de la pression totale mesurée lors du sondage entre cette immersion et la surface libre. On a déterminé une suite de coefficients (rapport

de cette pression moyenne à la pression mesurée dans le réservoir amont pour les différentes immersions). Ils sont utilisés lors du dépouillement pour calculer la pression dynamique et la vitesse moyenne U_∞ à partir de P_i .

Des mesures de la traînée F_x , et de la force latérale F_y , on peut calculer le coefficient de force normale

$$C_n = \frac{F_y \cos \beta + F_x \sin \beta}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S}$$

où S est la surface mouillée de la quille et β , l'angle de dérapage. Le coefficient de moment de lacet, défini à partir du moment de lacet F_{Mz} mesuré au milieu de la quille est donné par :

$$M_z = \frac{F_{Mz}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 Sl}$$

l longueur totale de la quille.

Résultats des essais

Les résultats des essais sont présentés en fonction de l'angle de dérapage β sur les figures 4 (coefficient de force normale, C_n) et 5 (coefficient de moment de lacet, M_z). Les origines des ordonnées sur ces deux figures sont décalées pour les différentes quilles ; chaque symbole correspond à une immersion et représente la moyenne des essais effectués avec les mêmes paramètres. Pour des angles de dérapage $|\beta|$ petits, ces coefficients varient linéairement avec β . Toutefois, on observe des effets non linéaires dès $\beta = -4^\circ$. A $\beta = -6^\circ$ ou -7° , on voit apparaître un nouveau régime d'écoulement dans lequel la face sous le vent de la quille est ventilée à l'air atmosphérique ; à faible immersion, $d \leq 38$ mm, la poche s'étend en outre sous le fond de la quille. On note alors pour ce régime ventilé une diminution impor-

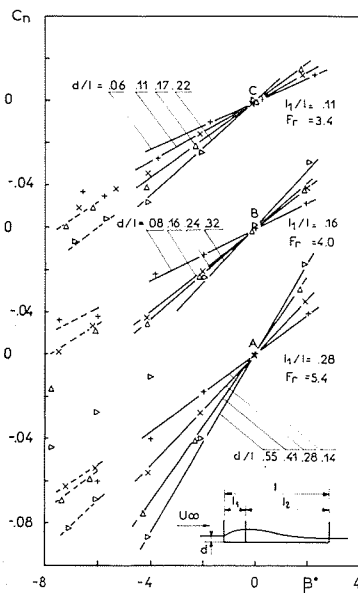


Figure 4

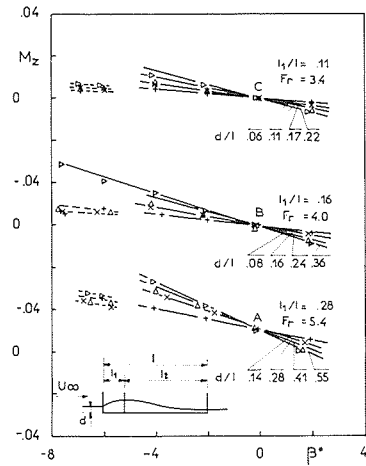


Figure 5

tante des efforts, en valeur absolue. Ce régime d'écoulement est plus facilement atteint, à vitesse U_∞ égale, que la quille est plus courte. On note que la pente du moment de lacet est négative, c'est-à-dire que la quille est instable par rapport à son milieu. A partir des figures 4 et 5, nous avons déterminé les pentes $C_{n\beta} = \partial C_n / \partial \beta$ et $M_{z\beta} = \partial M_z / \partial \beta$, que nous avons portées respectivement sur les figures 6 et 7 en fonction de l'immersion relative d/l ; la détermination des pentes a été faite pour $-2 \leq \beta \leq 2^\circ$. Les résultats se placent sur trois courbes différentes, $C_{n\beta}$ augmentant légèrement avec le nombre de Froude, figure 6, ce que l'on

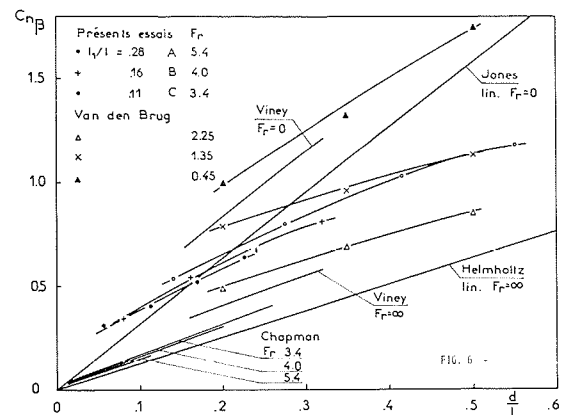


Figure 6

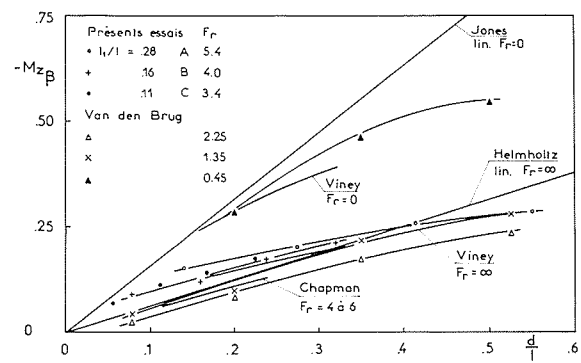


Figure 7

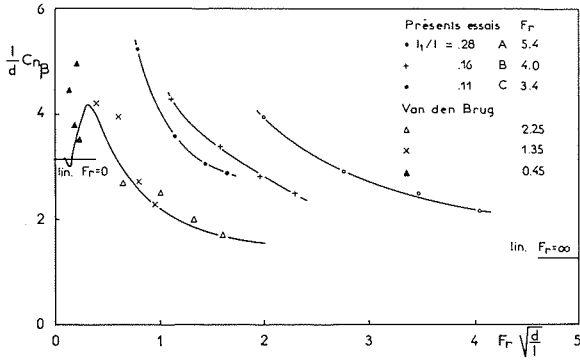


Figure 8

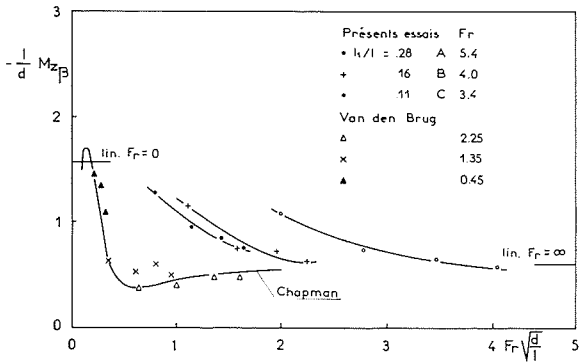


Figure 9

peut attribuer à un effet non-linéaire dû à l'épaisseur importante de ces quilles. On a également porté, sur ces courbes, les valeurs correspondantes obtenues par Van den Brug (Cf. [5], figures 39 et 40) pour des quilles plus minces. Quant au moment de lacet, figure 7, les essais aux nombres de Froude les plus faibles, $F_r = 3,4$ et $F_r = 4$, se regroupent sur une seule courbe. Comme précédemment, les présentes mesures sont plus élevées que celles en bassin de Van den Brug. On a également tracé sur les figures 8 et 9, $1/d C_{n\beta}$ et $-1/d M_{z\beta}$ en fonction de $F_r \sqrt{d/l}$ pour tous les essais disponibles. On obtient des courbes différentes selon le nombre de Froude, décroissantes quand $F_r \sqrt{d/l}$ augmente, nos valeurs étant plus élevées que celles de Van den Brug. Chapman [11] a calculé à partir de ces essais les valeurs de $C_{n\beta} = C_n/\beta$ pour des valeurs élevées de β (Cf. [5], figure 9 ou [11], figure 14 pour $\beta = 9^\circ$). Il a obtenu des valeurs beaucoup plus élevées que précédemment, se rapprochant nettement des nôtres et cela d'autant plus que le nombre de Froude est grand. Les maquettes présentes constituées par des dièdres d'angle frontal 15° , ne sont pas tout à fait minces ; leurs épaisseurs relatives à la longueur totale varient de 0,03 à 0,07 contre 0,01 pour les maquettes de [5]. Il apparaît donc un effet non linéaire dû à l'épaisseur d'autant plus important que le nombre de Froude est grand.

D'autres résultats d'essais, plus détaillés sont rapportés dans [14, 15].

Comparaison avec les résultats théoriques

Théorie des corps élancés linéarisée

Le potentiel de perturbation ϕ de l'écoulement autour d'une quille mince en dérapage doit vérifier l'équation de Laplace au sein du fluide :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \text{ pour } z < 0,$$

la condition de glissement sur la carène :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -U_\infty \vec{x} \cdot \vec{n} \text{ sur } S(x, y, z) = 0,$$

les conditions cinématiques et dynamiques linéarisées à la surface libre :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{1}{F_r^2 \cdot l} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ sur } z = 0,$$

et la condition de non perturbation à l'infini amont :

$$|\text{grad } \phi| \rightarrow 0, \text{ quand } x \rightarrow -\infty$$

Pour un navire mince, si on linéarise la condition de glissement, on peut séparer le problème en 2, le premier représentant l'effet d'épaisseur et le second le problème de dérapage. La plaque plane représente donc l'effet de dérapage de toute quille. Si en plus le navire est élancé et le nombre de Froude est nul, le problème de dérapage est ramené à celui de l'écoulement sur une aile plane élancée, cf. par exemple Jones et Cohen [12], en y ajoutant une continuation analytique par réflexion à travers la surface libre. La distribution de doublets [12] :

$$\sigma = \phi^+ - \phi^- = 2U_\infty \beta \sqrt{d^2(x) - z^2}$$

sur la quille permet de calculer la différence de pression de part et d'autre de celle-ci puisqu'elle est proportionnelle à $\partial \sigma / \partial x$. Par intégration, on obtient les coefficients d'efforts, qui pour une plaque rectangulaire sont :

$$\begin{cases} C_{n\beta} = \pi \frac{d}{l} \\ M_{z\beta} = -\frac{\pi}{2} \cdot \frac{d}{l} \end{cases}$$

Ces résultats sont représentés figures 6 à 9 en comparaison avec les mesures.

Si le nombre de Froude est élevé, le problème de dérapage peut être traité par la méthode proposée par Smith et Shaw [7], qui consiste à construire une solution à partir d'une distribution inconnue de doublets, $\sigma = \phi^+ - \phi^-$, et d'une fonction de Green G . σ est alors déterminé par la résolution de la condition de glissement qui s'écrit :

$$\lim_{y \rightarrow 0} \int_{S+S_w} \sigma(x', 0, z') \frac{\partial^2 G}{\partial y^2}(x, y, z; x', 0, z')$$

$$\cdot dydz = 4\pi U_\infty \beta,$$

où S et S_w sont respectivement la surface de la quille et celle du sillage (supposés tous deux dans le plan $y = 0$), les intégrales sur la surface libre et la demi-sphère à l'in-

fini étant nulles. La profondeur du sillage est égale au tirant d'eau de la quille. Smith et Shaw cherchent un développement en série de puissance en $F_r^{-1/2}$ de la fonction de Green G et de la distribution de doublets σ :

$$\sigma = {}^0\sigma + {}^1\sigma + \dots + {}^i\sigma + \dots ,$$

$$G = {}^0G + G + \dots + {}^iG + \dots .$$

A tout ordre i , l'approximation du navire élané correspond à la limite $d/\ell \rightarrow 0$ de chacun des termes de cette série. En substituant dans la condition de glissement et en prenant la limite, la distribution inconnue ${}^i\sigma$ vérifie alors l'équation :

$$2 \int_{-d(x)}^{d(x)} \frac{\partial^i \sigma}{\partial z'}(x, z') \frac{dz}{z - z'} =$$

$$4\pi U_\infty \beta - 2z \int_0^\ell \frac{{}^i\sigma(x, 0) dx}{(x - x')^2 \{(x - x')^2 + z^2\}^{1/2}}$$

$d(x)$ étant l'équation du fond de la quille plane. Pour $i = 0$, l'équation précédente peut se résoudre et Smith et Shaw donnent la valeur de la distribution de doublets correspondant à un nombre de Froude $F_r = \infty$ ([7], eq. (48)):

$$\sigma(x, z) = -\frac{4z U_\infty \beta}{\pi} \ln \left| \frac{\{d^2(x) - z^2\}^{1/2} + d(x)}{-z} \right| ,$$

d'où l'on peut calculer les efforts pour une quille rectangulaire :

$$\left[\begin{array}{l} C_{n\beta} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{d}{\ell} , \\ M_{z\beta} = -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{d}{\ell} . \end{array} \right.$$

Ces valeurs de $C_{n\beta}$ et $M_{z\beta}$ ont également été portées sur les figures 6 à 9, pour les comparer aux résultats expérimentaux. Paradoxalement, les valeurs de $C_{n\beta}$, à $F_r = 0$ recourent mieux les mesures que celles obtenues à $F_r = \infty$. Pour le moment de lacet, figure 7, les valeurs mesurées de $M_{z\beta}$ sont plus proches de la courbe calculée à $F_r = 0$ pour d/ℓ faible mais se rapprochent de la courbe calculée à $F_r = \infty$ quand d/ℓ augmente.

Si le nombre de Froude est grand, mais fini, il faut calculer le 2^e terme du développement de σ , et résoudre l'équation intégrale précédente pour $i = 1$. Smith et Shaw ont donné la valeur de $\partial^1 \sigma / \partial z$ ainsi obtenue ([7], eq. (59)).

Chapman [11] traite le problème linéaire de l'écoulement autour d'une plaque plane rectangulaire élanée ($\mu = \frac{\beta \ell}{d} \rightarrow 0$). En supposant les dérivées $\partial/\partial x$ petites devant $\partial/\partial y$ et $\partial/\partial z$, ce problème tridimensionnel est ramené à une suite de problèmes bidimensionnels dans des plans transversaux $x = \text{Cte}$. Dans chaque plan $x = x_i$, le potentiel inconnu $\phi(x_i, y, z)$ vérifie une équation de Laplace bidimensionnelle :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad , \quad z < 0 ,$$

et la condition de glissement

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = U_\infty \beta \quad y = 0, \quad -d(x) \leq z \leq 0 .$$

La résolution est effectuée par une méthode de différences finies sur une grille à mailles carrées de dimensions limitées. Le potentiel à la surface libre est dérivé de sa valeur au plan précédent $x_{i-1} = x_i - \Delta x$, supposé connu, en utilisant la forme en différences finies des conditions cinématiques et dynamiques quand $\mu = 0$:

$$U_\infty \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{et} \quad U_\infty \frac{\partial \phi}{\partial x} = -g\xi \quad \text{sur} \quad z = 0 ,$$

où ξ représente la déformation de la surface libre par rapport à sa position non perturbée $z = 0$. L'écoulement à l'extérieur de la grille est remplacé par celui résultant d'une distribution de doublets le long de la grille, placés à la mi-immersion et d'axe horizontal. L'intensité du doublet à $x = x_i$ est obtenue par raccordement des écoulements à l'intérieur et à l'extérieur de la grille. Le calcul se fait en partant de l'étrave $x = 0$ et en progressant, avec un pas Δx , vers la poupe.

Les résultats obtenus par Chapman, en théorie linéaire, ont été portés sur les figures 6 et 7. On obtient des courbes séparées pour les différents nombres de Froude pour $C_{n\beta}$, figure 6; les valeurs obtenues sont très proches des résultats de Smith et Shaw à $F_r = \infty$, mais plus faibles que les mesures. Il en est de même pour le moment de lacet, figure 7. Tous ces résultats ont été reportés sur les figures 8 et 9. Les mesures de Van den Brug se situent près des courbes calculées par Chapman; nos essais, avec des maquettes plus épaisses en sont plus éloignés, mais la forme générale reste identique.

Chapman présente également une méthode à surface libre non-linéaire. L'écart le plus important avec les résultats linéaires se situe vers $F_r \sqrt{d/\ell} = 0,3$; la théorie non linéaire donne $\frac{\ell}{d} C_{n\beta} = 4,6$ et $\frac{\ell}{d} \pi_{z\beta} = -2,0$

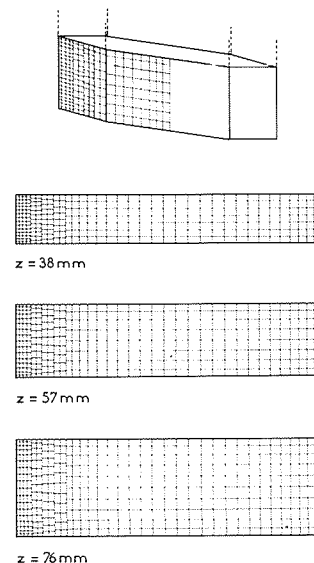


Figure 10

contre 4 et $-1,78$ en théorie linéaire. Quand $F_r \sqrt{d/\ell}$ augmente, les résultats se rapprochent très vite.

Méthode des sources

Pour des quilles non minces, il est plus indiqué de satisfaire exactement la condition de glissement. Si l'on suppose que la perturbation est encore suffisamment faible pour justifier la linéarisation de la condition de surface, le problème peut se ramener à un problème standard de l'aérodynamique dans les deux cas limites de $F_r = 0$ et $F_r = \infty$. Dans le premier cas, la condition sur la surface libre $z = 0$ se réduit à $\partial\phi/\partial z = 0$ et dans le second cas à $\phi = 0$. La méthode des sources peut être utilisée pour la résolution de ces 2 cas (Cf. Viney [13]). On construit le potentiel des vitesses à partir d'une distribution inconnue de sources $m(x, y, z)$ placées sur la surface de la quille :

$$\phi(x, y, z) = \int_S m(x', y', z') G(x', y', z'; x, y, z) dS'$$

où

$$G(x', y', z'; x, y, z) = -\frac{1}{4\pi\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}}$$

Pour calculer cette distribution inconnue m , on résoud l'équation intégrale suivante, provenant de la condition de glissement :

$$\int_S m(x', y', z') \frac{\partial}{\partial n} G(x', y', z'; z, y, z) dS' = -U_\infty \vec{x} \cdot \vec{n}$$

La résolution numérique approximative consiste à remplacer la distribution continue $m(x, y, z)$ par des sources d'intensité constante m_j sur un petit pavé de surface S_j . La surface S est remplacée par un nombre fini de petits pavés de surface S_j . Un exemple de découpage de la partie immergée de la quille en petits pavés utilisé par Viney [13] est présenté sur la figure 10. On y observe que sur l'étrave où la pression varie rapidement, les pavés sont plus petits que sur le reste de la quille. L'équation précédente devient un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les intensités m_j :

$$\sum_{j=1}^N m_j \frac{\partial \phi_{ij}}{\partial n} = -U_\infty \vec{x} \cdot \vec{n}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

ϕ_{ij} représentant le potentiel induit au point de contrôle i , par l'élément inducteur j , porteur d'une répartition uniforme de source d'intensité unité (n_i est la normale extérieure au centre de l'élément S_j).

Si $F_r = 0$ (surface libre rigide), on associe à chaque élément S_j de l'obstacle (avec une intensité m_j), l'élément symétrique par rapport au plan $z = 0$, avec une source de même intensité m_j . Pour simuler le sillage, on place une carène symétrique par rapport au plan $x = \ell$. Si $F_r = \infty$, on associe à chaque élément son symétrique par rapport à $z = 0$, avec une intensité $-m_j$. Si la quille est en dérapage, le mouvement peut être décomposé en 2, l'un parallèle à son plan médian et l'autre perpendi-

culaire à celui-ci, les vitesses respectives étant données par l'angle de dérapage. Si la quille est, en outre, symétrique par rapport à son plan médian, on peut limiter le calcul à la moitié de la carène ; chaque élément est alors associé à 7 autres.

A partir de la distribution $m(x, y, z)$ on peut calculer la vitesse locale \vec{U} sur la quille puis le coefficient de pression dynamique

$$C_{P_{\text{dyn}}} = 1 - \frac{\vec{U}^2}{U_\infty^2},$$

et obtenir par intégration la force normale, la traînée et le moment de lacet. Ces calculs ont été effectués [13], pour la quille essayée en tunnel de longueur $l = 238$ mm, à 3 profondeurs d'immersion $d = 38,57$ et 76 mm, pour des angles de dérapage $\beta = 0 - 2 - 4$ et 6° . Les valeurs des pentes $C_{n\beta}$ et $M_{z\beta}$ ont été reportées sur les figures 6 et 7.

Les valeurs calculées de $C_{n\beta}$ à $F_r = 0$ et $F_r = \infty$ encadrent bien les valeurs expérimentales en tunnel à nombre de Froude fini, $3,4 \leq F_r \leq 5,4$. Il en est de même pour les mesures de Van den Brug [5]. On remarque que, pour $F_r = 0,45$, les valeurs mesurées de $C_{n\beta}$ sont un peu plus élevées que celles calculées à $F_r = 0$ (fig. 6). On retrouve là probablement l'effet non-linéaire signalé plus haut. La non-linéarité est d'autant plus forte que l'immersion est faible. Pour le moment de lacet, figure 7, $|M_{z\beta}|$ calculé par Viney est plus grand que les valeurs mesurées par Van den Brug ($F_r = 0,45$ pour $F_r = 0$, $F_r = 1,35$ et $2,25$ pour $F_r = \infty$). Les présentes mesures à plus haut nombre de Froude sont proches de la courbe $F_r = \infty$.

Conclusion

La mesure de forces et de moments dans la gamme de nombre de Froude $F_r = 3,4$ à $5,4$, a été effectuée dans un tunnel hydrodynamique à rafales sur des modèles de quilles munies d'une étrave en dièdre prolongée par une partie cylindrique. Les résultats sont présentés sous forme de l'influence du nombre de Froude, de la profondeur d'immersion relative, et de l'angle de dérive sur les coefficients hydrodynamiques de la force latérale et du moment de lacet. Comparés aux résultats théoriques obtenus à partir de la théorie des corps élanés linéarisée, ces résultats montrent un écart substantiel qui met en évidence une influence de l'épaisseur de la quille, se manifestant par des effets non-linéaires d'autant plus importants que le rapport immersion sur longueur est petit. Les théories linéaires s'avèrent inadéquates pour prévoir les efforts sur des quilles pas tout à fait minces.

Le calcul par la méthode des sources de l'écoulement autour des quilles essayées, dans les cas limites de $F_r = 0$ et ∞ et sous l'hypothèse d'une surface libre linéarisée, a donné des résultats en meilleur accord avec les essais parce que la condition de glissement sur la quille n'est plus linéarisée mais appliquée à sa position réelle. Pour une épaisseur relative donnée, les résultats sont d'autant meilleurs que l'immersion relative est grande. La surface libre, étant alors relativement moins déformée, se rapproche mieux de l'hypothèse de linéarisation postulée.

Références

- [1] HANLEY Jr. H.J. – Surface effect ships, *Hovering Craft and Hydrofoil*, Vol. 6, 7, pp. 22-30, April 1967.
- [2] FORD A.G. – Captured air bubble vehicle progress report. *J. of Hydronautics*, 2, pp. 51-56, April 1968.
- [3] ANON. – Overwater access to London's third airport. *Hovering Craft and Hydrofoil*, Vol. 10, n° 7, pp. 22-30, April 1971.
- [4] JANE'S surface skimmers, *Hovercraft and Hydrofoils 1974-75*, Roy. Mac Leavy.
- [5] VAN DEN BRUG J.B., BEUKELMAN W. and PRINS G.J. – Hydrodynamic forces on a surface piercing flat plate, Ship Building Laboratory, Delft University of Technology, Report NR 325, August 1971.
- [6] STOKER J.J. – *Water waves*, Interscience Publishers Inc., New-York, 1957.
- [7] SMITH G.C.C. and SHAW R.P. – Theoretical hydrodynamic coefficients of laterally oscillating profiles at high Froude number, *J. of Hydronautics*, Vol. 10, n° 3, pp. 82-88, July 1976.
- [8] OGILVIE T.F. – Non-linear high Froude number free surface problems, *J. of Eng. Math.*, 1, pp. 215-235, 1967.
- [9] OGILVIE T.F. – The waves generated by a fine ship bow, *Ninth Symposium on Naval Hydrodynamics*, Paris, 1972.
- [10] HIRATA M.H. – The flow near the bow of a steadily turning ship, *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 71, n° 2, pp. 283-291, 1975.
- [11] CHAPMAN R.B. – Free surface effects for yawed surface piercing flates, *J. of Ship Research*, Vol. 20, 3, pp. 125-136, 1976.
- [12] JONES R.T. and COHEN D. – Aerodynamics of wings at high speeds, in "Aerodynamic components of aircraft at High Speeds", Ch. 1, pp. 3-119, "High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion", Vol. VII, Princeton University Press, 1957.
- [13] VINEY B. – Contribution à l'étude d'une carène animée d'une vitesse de translation uniforme, Rapport final, contrat DRME, n° 73/673, 2^e Partie, Décembre 1975.
- [14] GUILBAUD M., TILLET Y., TSEN L.F. – Quilles latérales pour navires à bulle d'air captive, Rapport final, contrat DRME, n° 73/673, 1^{re} Partie, Décembre 1975.
- [15] GUILBAUD M., TILLET Y., TSEN L.F. – Etude hydrodynamique des quilles latérales pour navires aéroglisseurs, Rapport final, contrats DRME 73/673 – 75/393, Novembre 1976.