

**EXTENSIONS DU CODE DE CALCUL DE RESISTANCE DE VAGUES REVA :
PRISE EN COMPTE DES EFFETS DE FOND ET DE PORTANCE**

G. DELHOMMEAU (*)

J.J. MAISONNEUVE ()**

**(*) Laboratoire d'Hydrodynamique Navale
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique, Nantes, France**

() SIREHNA
Quai de la Jonellère, Nantes, France**

RESUME

Nous présentons ici les derniers tests et développements du programme de calcul de résistance de vagues par une méthode de singularités de Rankine, REVA. Plusieurs schémas de différences finies ont été testés dans le cas d'une source ponctuelle en bidimensionnel et en tridimensionnel pour le problème de Neumann-Kelvin dont la solution analytique est connue. La résistance de vagues d'une carène de type Série 60 a été calculée en présence d'un fond et comparée à la méthode de Schlichting. Le programme a de plus été développé dans le cas d'un profil portant en gîte et dérive, perçant la surface libre. Les résultats mettent en évidence l'influence du champ de vagues sur la traînée et la portance pour différents nombres de Froude, ils sont comparés à l'approximation du double modèle.

SUMMARY

Here we present the last tests and developments of the code REVA which computes wave resistance, using a Rankine source method. Several finite difference schemes have been tested and compared for the Neumann-Kelvin problem of a point source moving at a constant forward speed below the free surface, problem for which analytical solutions are known. The wave resistance of a Serie 60 cargo ship in shallow water has been calculated. The results are compared with those obtained by the Schlichting's method. The computer code has been improved to treat the case of a lifting body, with heel and yaw angles. The results show the influence of the waves on the lift and drag coefficients for several Froude numbers ; comparison is made with the double-model approximation.

I - INTRODUCTION

Parmi les différentes méthodes possibles pour calculer numériquement la résistance de vagues d'une carène donnée, une des plus employées actuellement est la méthode des singularités de Rankine. Depuis les travaux initiaux de Dawson (DTNSRDC) en 1977 [1], de nombreuses équipes de chercheurs travaillent sur cette méthode. En 1986, les principales équipes étrangères ayant présenté des publications sur ce sujet sont les suivantes : G.Jensen, Z-X. Mi, H. Söding [2], F.Xia, L.Larsson [3][4] au 16th Symposium on Naval Hydrodynamics, S.Ogiwara, A.Masuko [5], B.H.Cheng, G.G.Borda, J.S.Dean, S.C.Fischer [6], G.E.Gadd [7] à la conférence CADMO, ainsi que le NSMB [8]. On peut approximativement regrouper les sujets traités par thèmes : mise en oeuvre de la méthode [4][8], étude des problèmes de tableau arrière [6], non-linéarités de surface libre [2][4][5][7] profils portants en dérive [4][5].

Depuis Juin 1985, nous avons mis au point, au Laboratoire d'Hydrodynamique Navale de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes, un code de calcul de la résistance de vagues par une méthode de singularités de Rankine. Les résultats obtenus pour différents types de carènes (ellipsoïde, carène de Wigley, Série 60, pétrolier HSVA, vedette Athena, chalutier mono-coque et catamaran) ont été présentés à la session 1986 de l'ATMA [9]. L'influence d'un bulbe sur une carène donnée (chalutier), ainsi que l'effet de fond a été étudié [10]. L'étape suivante consiste donc à prendre en compte les effets de portance pour une carène en gîte et en dérive.

Dans ce qui suit, nous présentons tout d'abord quelques tests sur le comportement des opérateurs de différences finies à l'intérieur et à l'extérieur de la partie maillée de la surface libre, puis une comparaison du calcul direct de la résistance de vagues en présence d'un fond avec la méthode de Schlichting, et enfin l'influence de la surface libre sur la trainée et la portance d'une quille en gîte et dérive.

II - METHODE DE RESOLUTION

II.1. Rappels

II.1.1. *Position du problème*

Le problème consiste à déterminer l'écoulement autour d'un corps avançant à vitesse constante en eau calme en présence d'une surface libre.

II.1.2. *Notations*

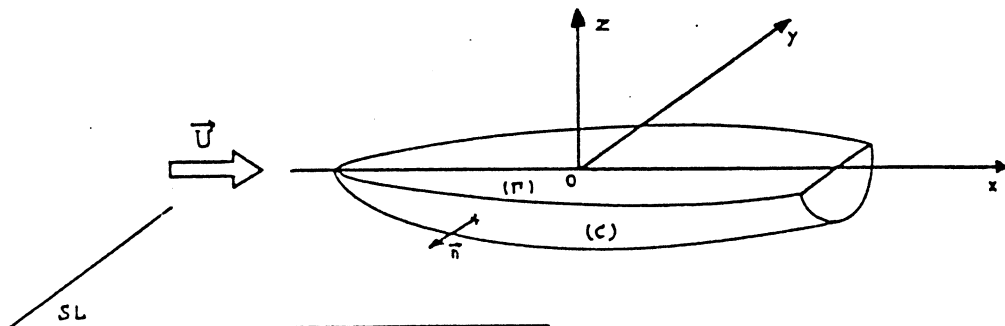


Figure 1 : Notations

L'écoulement est représenté dans le repère relatif lié au corps.

- (C) : carène
 (Γ) : contour de la flottaison de la carène
 SL_m : surface libre maillée
 \overline{SL}_m : surface libre non maillée
 (O, x, y, z) : repère direct lié à la carène (Oz verticale ascendante)
 $\vec{U} = U \cdot \vec{1}_x$: vitesse du fluide à l'infini amont
 L : longueur de référence
 $F_n = U/\sqrt{gL}$: Nombre de Froude (g = accélération de la pesanteur)
 $k_0 = g/U^2$: Nombre d'ondes
 Φ : potentiel relatif de l'écoulement
 l : abscisse curviligne le long des lignes de courant

$\vec{n} \begin{matrix} p \\ q \\ r \end{matrix}$: normale extérieure à la carène

- ζ : élévation de la surface libre
 σ : densité de source
 μ : densité de doublet (profils portants)
 ρ : masse volumique du fluide
 NC : nombre de facettes sur la carène
 NJ : nombre de points de Joukowski (profils portants)
 NS : nombre de facettes sur la surface libre

$X_{ij}^s, Y_{ij}^s, Z_{ij}^s$: coefficients d'influence de sources de la facette j au point i

$X_{ij}^d, Y_{ij}^d, Z_{ij}^d$: coefficients d'influence de doublets de la facette j au point i

$\vec{T} = L_x \vec{1}_x + L_y \vec{1}_y + L_z \vec{1}_z$: vecteur tangent à une ligne de courant de la surface libre
 $e_k, k=0, K-1$: coefficients de l'opérateur de différences finies à K points

II. 1. 3. Hypothèses

Le fluide est supposé parfait, isovolume.
 Les vitesses dans le domaine fluide dérivent d'un potentiel scalaire.

II. 1. 4. Formulation

L'équation de continuité dans le domaine fluide se traduit par :

$$\Delta \Phi = 0$$

La condition de glissement sur la carène s'écrit :

$$\Phi_n = 0$$

La condition de surface libre exacte est donnée par les équations :

$$\Phi_l^2 \Phi_{ll} + g \Phi_z \Big|_{z=\zeta} = 0$$

avec :

$$\zeta = \frac{1}{2g} [U^2 - \Phi_l^2]$$

A l'infini : $\Phi = Ux$

La condition de surface libre n'est pas linéaire, et s'applique sur une surface inconnue a priori. Des simplifications supplémentaires doivent donc être faites pour pouvoir résoudre le problème. En fonction des approximations consenties, on peut obtenir plusieurs formulations de la condition de surface libre. Dans ce qui suit, nous avons utilisé la formulation préconisée par Dawson. Après avoir décomposé le potentiel cherché ϕ en un potentiel de double modèle ϕ_r et un potentiel complémentaire ϕ_w , on peut développer l'expression précédente de la condition de surface libre affichée dans le plan $z=0$ en négligeant les termes en ϕ_w^2 . On obtient la condition de surface libre suivante :

$$\left(\frac{\phi_{rl}^2}{2} - \phi_l \right) + g \phi_z|_{z=0} = 2\phi_{rl} \phi_{rl}^2|_{z=0}$$

II. 1. 5. Equations Intégrales

Ce problème peut être résolu par une méthode de singularités de Rankine en maillant la carène et une partie de la surface libre SL_m entourant celle-ci. Les équations intégrales du problème s'écrivent :

$$\frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_{CUSL_m} \sigma(M') K_1(M, M') dS(M') = - \bar{U} \cdot \bar{n}_M \quad \text{pour } M \in C$$

$$\frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_{CUSL_m} \sigma(M') K_1(M, M') dS(M') = - \phi_z \quad \text{pour } M \in SL_m$$

avec :

$$K_1(M, M') = \frac{\partial}{\partial n_M} \left[\frac{1}{|MM'|} + \frac{1}{|MM'_1|} \right] \quad \text{pour } M' \in C$$

$$K_1(M, M') = \frac{\partial}{\partial n_M} \left[\frac{1}{|MM'|} \right] \quad \text{pour } M' \in SL_m$$

M'_1 étant le symétrique de M' par rapport au plan $z=0$.

On peut remarquer que le fait de tronquer la surface libre revient à écrire $\phi_z = 0$ sur \bar{SL}_m .

Après résolution, on obtient les densités de singularités cherchées, ce qui permet de calculer la cinématique dans le fluide, donc les pressions, les efforts et le champ de vagues.

II. 1. 6 Calcul des efforts

Les efforts sur la carène sont calculés par intégration des pressions au second ordre, ce qui permet de tenir compte de la modification dynamique de la position de la carène. Au second ordre, on obtient :

$$\bar{R} = - \iint_C \frac{\rho}{2} (U^2 - \phi_1^2) \bar{n}_g \, dS - \int_{\Gamma} \frac{\rho g}{2} (\zeta^2 - z^2) \bar{n}_g \, d\Gamma$$

où \bar{n}_g est la normale généralisée à la carène (\bar{n} , $\vec{OM} \wedge \bar{n}$), ζ la hauteur de vagues au premier ordre, Z la cote de la flottaison et Γ le contour de la flottaison au repos.

II. 1. 7. Discrétisation du problème

Les équations intégrales précédentes peuvent être résolues par discrétisation, le seul problème étant le calcul des dérivées le long des lignes de courant dans l'équation de surface libre. Ce calcul est effectué selon un schéma de différences finies décentré amont, le démarrage du schéma étant assuré en écrivant que les vitesses induites par les facettes de la surface libre sont nulles sur les premiers points d'une ligne de courant [11]. Plusieurs schémas de différences finies peuvent être utilisés. Les systèmes linéaires, ainsi que les détails concernant la méthode de calcul sont donnés dans la référence [9].

II. 2. Fond et parois

La méthode consiste à mailler le fond et les parois de la même façon que la carène, et à y imposer une condition de glissement. La taille du système linéaire à résoudre est augmentée, les équations supplémentaires correspondent aux facettes du fond et des parois. Ces limitantes sont maintenues fixes lorsqu'on itère sur la position de la carène.

II. 3. Problème portant

II. 3. 1. Modélisation du problème

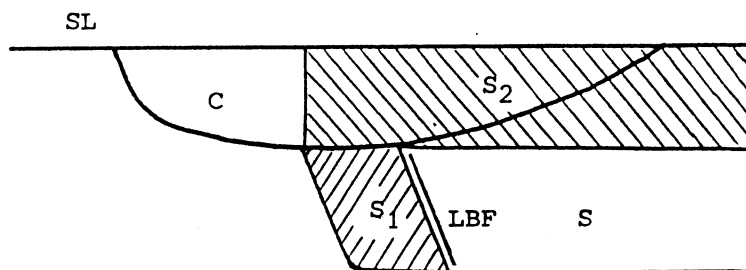


Figure 2 : Modélisation du problème portant

L'effet de portance est traduit par une équation supplémentaire dans la formulation du problème, correspondant à une condition de Joukowski imposée au bord de fuite du profil portant, au début du "sillage" représenté ici par une surface de discontinuité du potentiel. On prend comme condition de Joukowski :

$$\phi_{n_s} \Big|_{LBF} = 0$$

LBF étant une ligne du sillage très proche du bord de fuite

Le problème complet s'écrit donc :

$$\begin{array}{ll}
 \Delta\phi = 0 & \text{dans le fluide} \\
 \phi_n = 0 & \text{sur la carène, y compris le profil portant.} \\
 \phi_x \phi_{xx} + g\phi_z \Big|_{z=\zeta} = 0 & \text{sur la partie de la surface libre proche de} \\
 & \text{C (SL}_m\text{), d'élévation } \zeta : \\
 \phi_z = 0 & \text{sur la partie lointaine de la surface libre} \\
 & \text{(}\overline{\text{SL}}_m\text{)} \\
 \phi_{n_s} = 0 & \text{près du bord de fuite, sur LBF} \\
 \phi - Ux & \text{à l'infini}
 \end{array}$$

La discontinuité de potentiel sur le "sillage" sera représentée par une distribution de doublets normaux sur la surface S. Les surfaces S₁ (squelette du profil) et S₂ sont présentées pour éviter des vitesses infinies correspondant à la discontinuité de potentiel, sur les bords de S. La distribution de doublets sur S₁ sera telle que la discontinuité de potentiel soit nulle au bord d'attaque, et égale à l'intensité des doublets du sillage au bord de fuite. Sur S₂, la distribution de doublets prolongera de façon constante celle du bord supérieur de S₁ et S, la continuité du potentiel à la surface libre étant assurée par la prise en compte du double modèle.

II.3.2. Equations Intégrales

Les équations intégrales peuvent être établies de la même façon que pour le problème non portant. Les termes supplémentaires sont dus aux distributions de doublets sur les surfaces S, S₁ et S₂. On a donc :

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_{\text{CUSL}_m} \sigma(M') K_1(M, M') dS(M') + \frac{1}{4\pi} \iint_S \mu(M') K_2(M, M') dS(M') \\
 + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1 \cup S_2} \mu_o(M') K_2(M, M') dS(M') = \phi_n - \bar{U} \cdot \bar{n}_M
 \end{aligned}$$

avec :

K₁(M, M') défini comme au II.1.5.

$$K_2(M, M') = \frac{\partial}{\partial n_M} \frac{\partial}{\partial n_{M'}} \left[\frac{1}{(MM')} + \frac{1}{(MM'_1)} \right] \quad \text{pour } M \in S \cup S_1 \cup S_2$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma(M)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_{\text{CUSL}_m} \sigma(M') K_1(M, M') dS(M') \\
 + \frac{1}{4\pi} \iint_S \mu(M') K_2(M, M') dS(M') + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1 \cup S_2} \mu_o(M') K_2(M, M') dS(M') = \begin{cases} -\bar{U} \cdot \bar{n}_M & \text{sur C} \\ -\phi_z & \text{sur SL}_m \\ -\bar{U} \cdot \bar{n}_S & \text{sur LBF} \end{cases}
 \end{aligned}$$

11.3.3. Discrétisation

Comme pour le problème classique, les frontières sont maillées en facettes, de façon à discrétiser les équations intégrales. Pour faciliter le calcul, les profils portants doivent être maillés comme indiqué sur la figure 3.

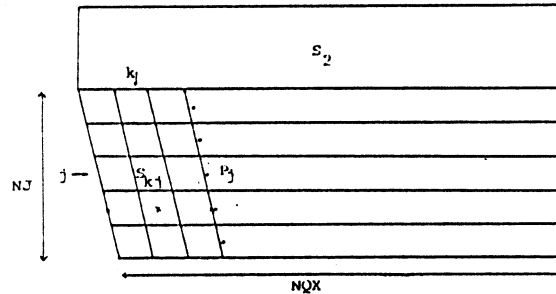


Figure 3 : Maillage du profil portant

Ceci permet de calculer les coefficients d'influence des bandes de doublets au lieu de calculer l'influence de chaque facette, et donc de réduire le nombre de coefficients de doublets au nombre de points de Joukowski NJ : Le nombre de doublets Inconnus μ_j est aussi égal à NJ. Sur chaque bande, on a donc :

$$\mu_{0j}(X) = f(X) \mu_j(X)$$

Les coefficients d'influence des bandes de doublets sont donc :

$$\begin{matrix} X^D \\ Y^D \\ Z^D \end{matrix} \Bigg|_{ij} = \sum_{k=1}^{NQX} \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{kj}} f(x_{kj}) \frac{\partial}{\partial x} \Bigg|_i \frac{\partial}{\partial x} \Bigg|_{kj} \left[\frac{1}{|M_i M_{kj}|} + \frac{1}{|M_i M'_{kj}|} \right] ds$$

Pour $j=1$, il faut rajouter à ce terme l'influence de la surface S_2 .

La fonction $f(X)$ est définie ici de la façon suivante :

$$\begin{aligned} f(X) &= 32 X^2/9 && \text{pour } X \leq 3/8 \\ f(X) &= -32 X^2/9 + 16 X/3 - 1 && \text{pour } 3/8 \leq X \leq 3/4 \\ f(X) &= 1 && \text{pour } X \geq 3/4 \end{aligned}$$

avec : $X = (x_c - x_a) / (x_b - x_a)$

Les équations intégrales discrétisées s'écrivent :

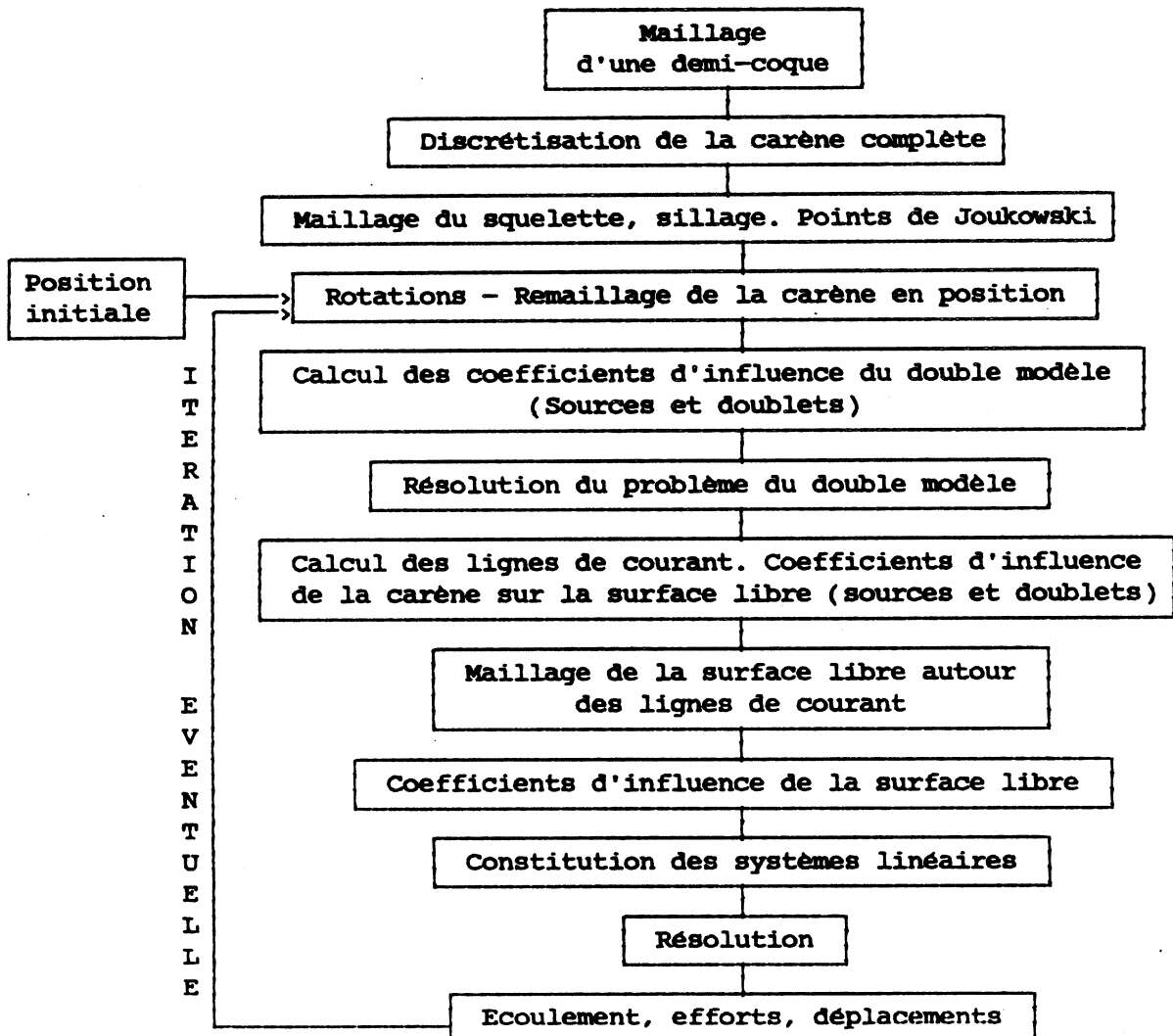
$$\frac{\sigma_i}{2} + \sum_{j=1}^{NC} (X_{ij}^S p_i + Y_{ij}^S q_i + Z_{ij}^S r_i) \sigma_j + \sum_{j=1}^{NJ} (X_{ij}^D p_i + Y_{ij}^D q_i + Z_{ij}^D r_i) \mu_j = \begin{cases} -\bar{U} \cdot \bar{n}_M \text{ sur } C \\ -\bar{U} \cdot \bar{n}_S \text{ sur } LBF \end{cases}$$

$$\frac{k \sigma_i}{2} - \sum_{j=1}^{NC+NS} \left[\sum_{k=0}^3 e_k \phi_{rl_{i-k}}^2 (x_{i-k,j}^S L_{x_{i-k}} + y_{i-k,j}^S L_{x_{i-k}}) \right] \sigma_j$$

$$- \sum_{j=1}^{NJ} \left[\sum_{k=0}^3 e_k \phi_{rl_{i-k}}^2 (x_{i-k,j}^D L_{x_{i-k}} + y_{i-k,j}^D L_{x_{i-k}}) \right] \mu_j \quad \text{sur } SL_m$$

$$= - 2\phi_{rl_i}^2 \left(\sum_{k=0}^3 e_k \phi_{rl_{i-k}} \right) + \sum_{k=0}^3 e_k \phi_{rl_{i-k}}^2 L_{x_{i-k}}$$

II.3.4. Structure du calcul



III. TEST DES SCHEMAS DE DIFFERENCES FINIES

Le problème test est celui d'une source ponctuelle d'intensité σ_0 se déplaçant à vitesse constante U sous la surface libre, à une profondeur H . La condition de surface libre utilisée est celle de Neumann-Kelvin. Une variation systématique des paramètres du schéma de différences finies a été effectuée. Ces paramètres sont :

- le nombre de points du schéma
- l'ordre des dérivées dont la contribution est annulée dans le développement en série de Taylor.

La comparaison avec la formulation analytique [11] a été réalisée avec

$$\text{en bidimensionnel} \quad \sigma_0 = 2\pi U/k_0 \cdot gH/U^2 = 1$$

$$\text{en tridimensionnel} \quad \sigma_0 = 4\pi U/k_0 \cdot gH/U^2 = 1$$

III.1. Cas bidimensionnel

Les résultats les plus significatifs sont représentés sur la figure 4. On remarque que les schémas où la contribution des dérivées d'ordre 2 n'est pas neutralisée présentent un amortissement très important. Les schémas d'ordre élevé ont plus tendance à diverger que les autres. Dans le cas du schéma à 4 points, dont les dérivées 2 et 3 sont annulées, l'amplitude augmente. Dans la plupart des autres cas, l'amplitude est correcte, et le choix des dérivées à annuler d'ordre supérieur à 2 est assez peu important.

Malgré un léger déphasage par rapport à la solution analytique, le schéma qui semble le mieux adapté est celui à 4 points dont on annule les contributions des dérivées d'ordre 2 et 4. C'est le schéma préconisé par Dawson [11].

III.2. Cas tridimensionnel

Quelques résultats sont présentés figure 5, sous forme de lignes de niveau (à droite), et de coupes (à gauche). Les courbes A et B représentent les élévations de surface libre sur le bord et au milieu de la zone de maillage, calculées par une formulation analytique. Les courbes C et D représentent les mêmes élévations obtenues par notre méthode. Le comportement des schémas est similaire à celui observé en bidimensionnel, les phénomènes observés étant toutefois beaucoup moins accentués en tridimensionnel. Des instabilités apparaissent lorsque le schéma démarre loin de la première vague (courbes C des coupes). Ceci confirme le choix qui a été fait du maillage de la surface libre s'appuyant sur des hyperboles. Le schéma le plus satisfaisant est encore dans ce cas celui choisi par Dawson.

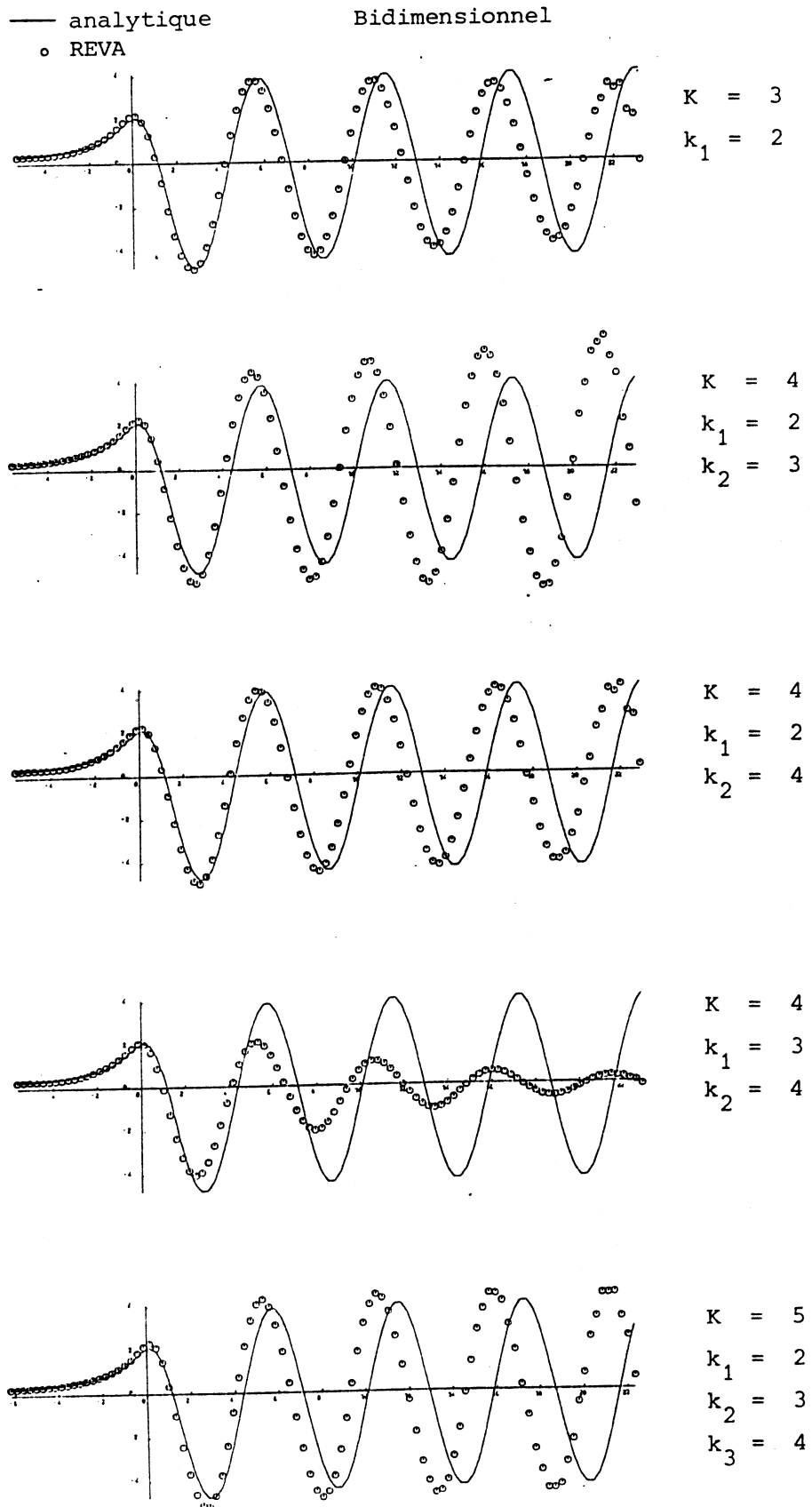
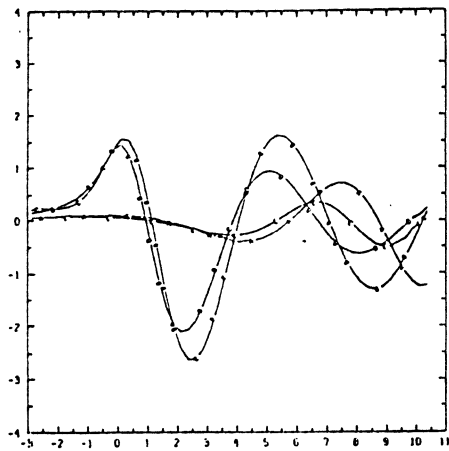
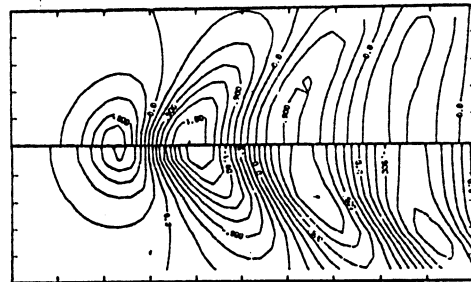


Figure 4 : Schémas à K points dont les contributions des dérivées d'ordre $(k_i), i=1, K-2$ sont annulées.

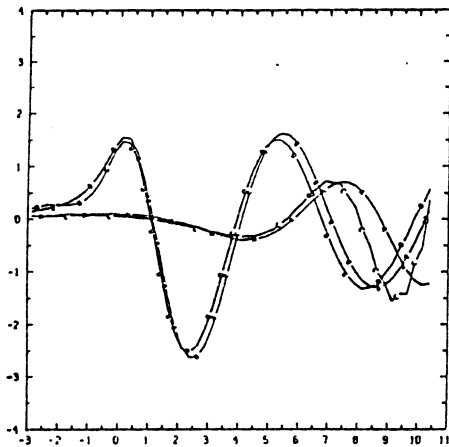
Tridimensionnel



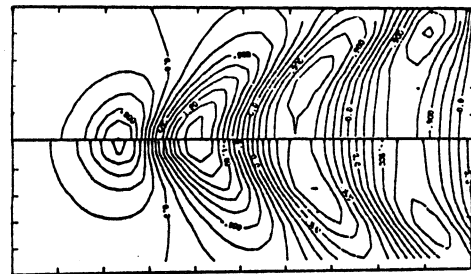
Numérique


 $K = 3$
 $k_1 = 3$

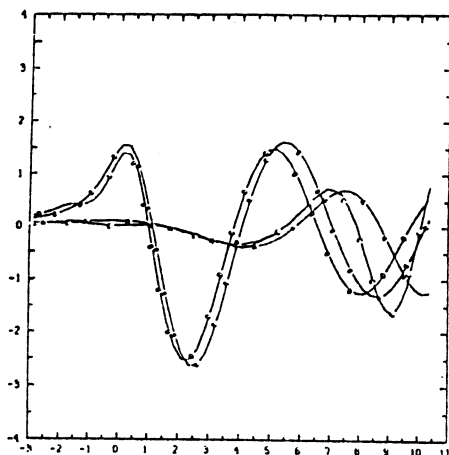
Analytique



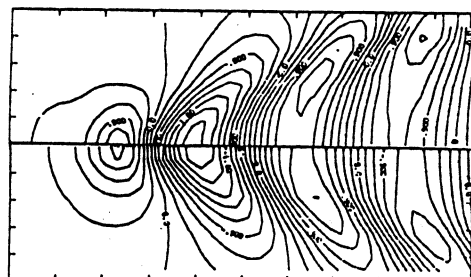
Numérique


 $K = 4$
 $k_1 = 2$
 $k_2 = 4$

Analytique



Numérique


 $K = 6$
 $k_1 = 2$
 $k_2 = 3$
 $k_3 = 4$
 $k_4 = 5$

Analytique

Figure 5 : Schémas à K points dont les contributions des dérivées d'ordre $(k_i), i=1, K-1$ sont annulées.

III. 3. Evolution à l'extérieur de la zone de maillage

Le calcul de la déformée de surface libre a été poursuivi, avec le même exemple, au-delà de la zone maillée de la surface libre. On observe que les élévations décroissent rapidement vers 0 (fig. 6), conformément à la condition de surface libre imposée dans cette zone.

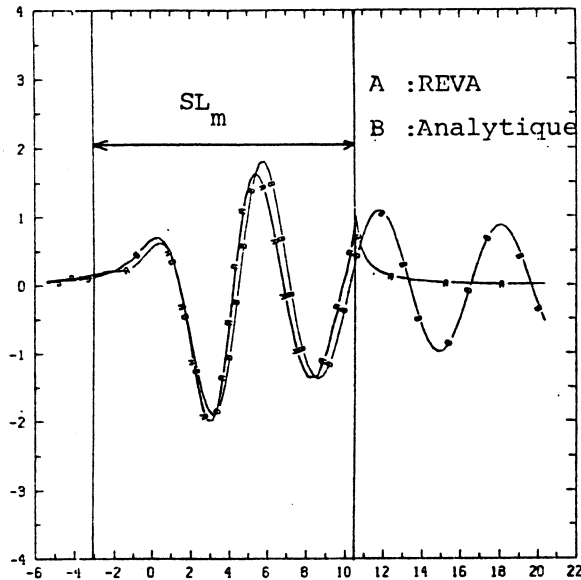


Figure 6 : Evolution à l'extérieur de la zone maillée

IV. RESISTANCE DE VAGUES EN PRESENCE D'UN FOND

La figure 7 montre la courbe de résistance de vagues issue d'un calcul direct pour une carène de type Série 60 ($B=16,25$ m, $L=124$ m, $T=6,5$ m) en présence d'un fond situé à une profondeur $H=12,7$ m. Le nombre de Froude critique de l'écoulement est de $F_n=0,32$. La carène a été maillée en 229 facettes, la surface libre en 252 facettes et le fond en 96 facettes. Les résultats du calcul direct pour les modèles fixe et libre sont comparés à ceux de la méthode de Schlichting. Cette méthode suppose que la résistance de vagues en profondeur finie est la même qu'en profondeur infinie lorsque les longueurs d'ondes des vagues engendrées sont identiques, la courbe de résistance en profondeur finie s'en déduit immédiatement. On constate que l'accord est satisfaisant lorsque l'on est relativement éloigné du nombre de Froude critique (pour $F_n < 0,28$). Lorsqu'on se rapproche de celui-ci (au-delà de $F_n = 0,29$), les résultats des calculs ne sont plus satisfaisants, il en est de même au-delà du nombre de Froude critique. L'explication de ce phénomène devra être recherchée lors d'une étude complémentaire.

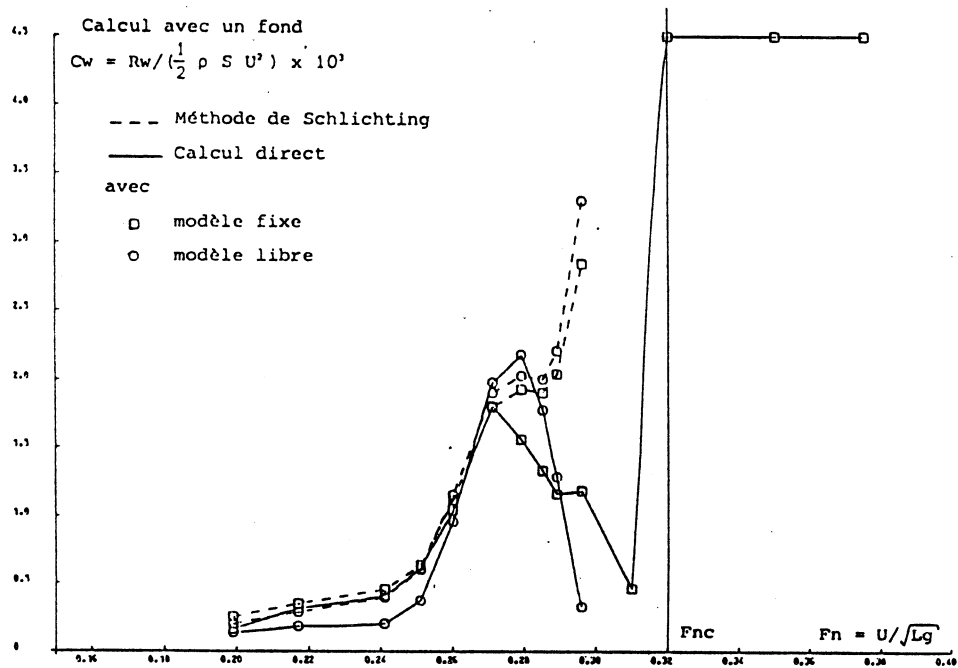


Figure 7 : Série 60-Résistance de vagues en présence d'un fond

V. PROFILS PORTANTS

Le cas étudié est celui d'une quille seule en forme d'aile RAE[12] coupant la surface libre (fig. 8). Les caractéristiques de cette quille sont les suivantes : flèche moyenne : 30° , tirant d'eau : 2 m, corde à la flottaison : 1 m, corde au tirant maximum : 0.5 m, épaisseur : 0.15, profil symétrique NACA FOUR-DIGIT AIRFOIL.

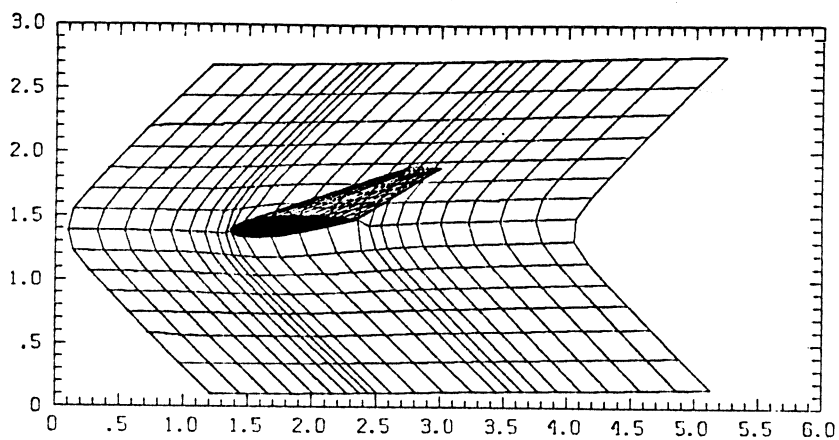


Figure 8 : Maillage de la quille et de la surface libre

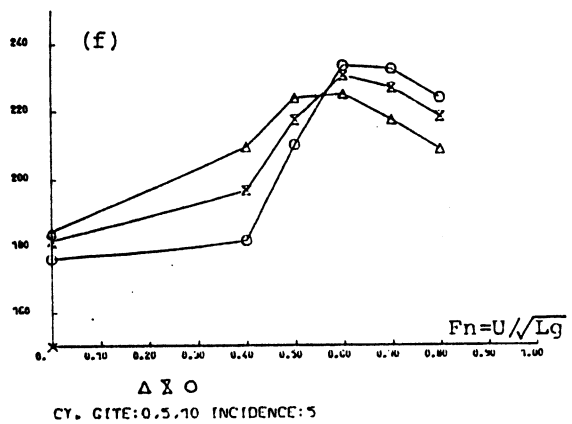
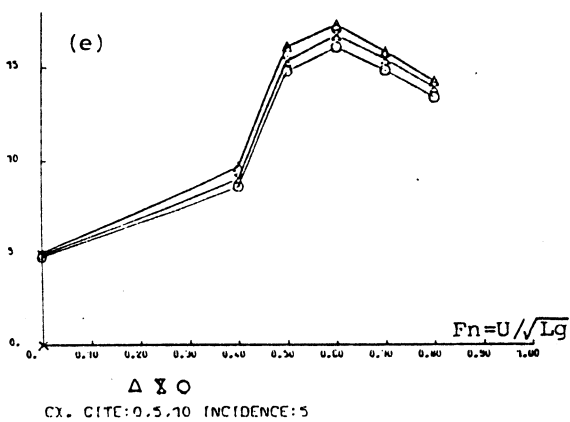
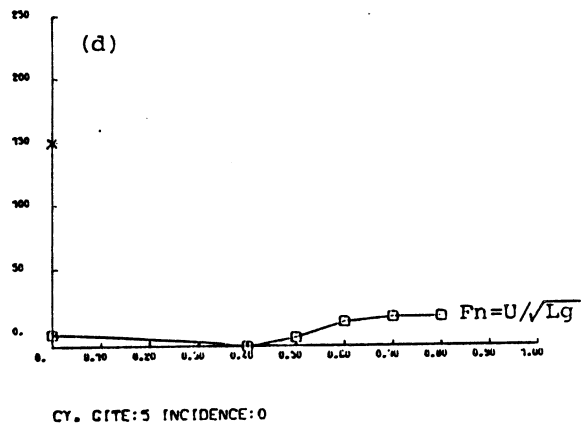
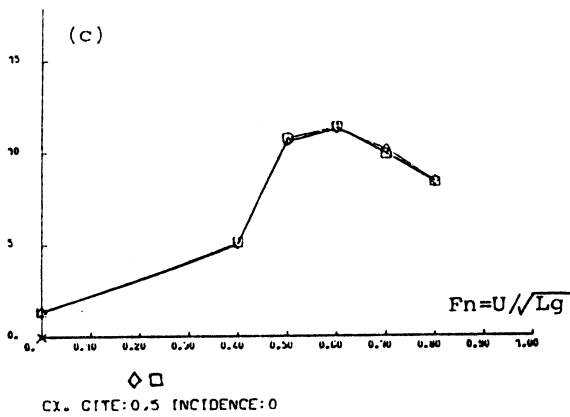
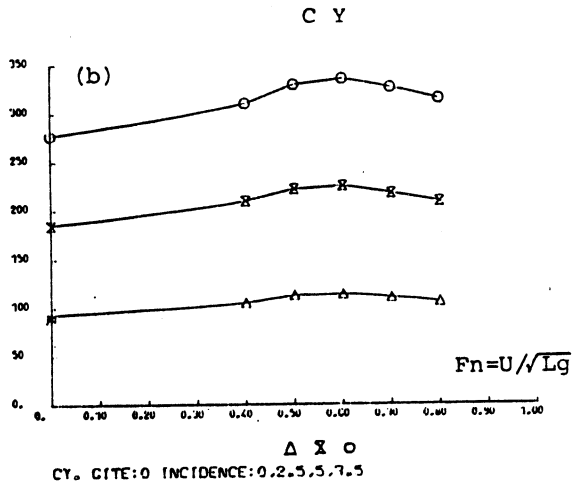
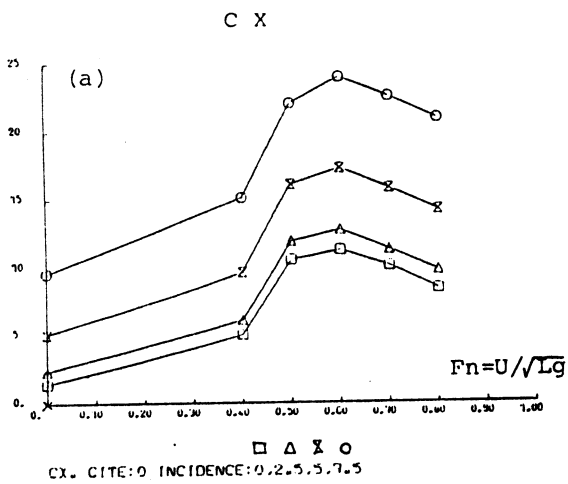


Figure 9 : Profil portant en présence d'une surface libre , en gîte et incidence

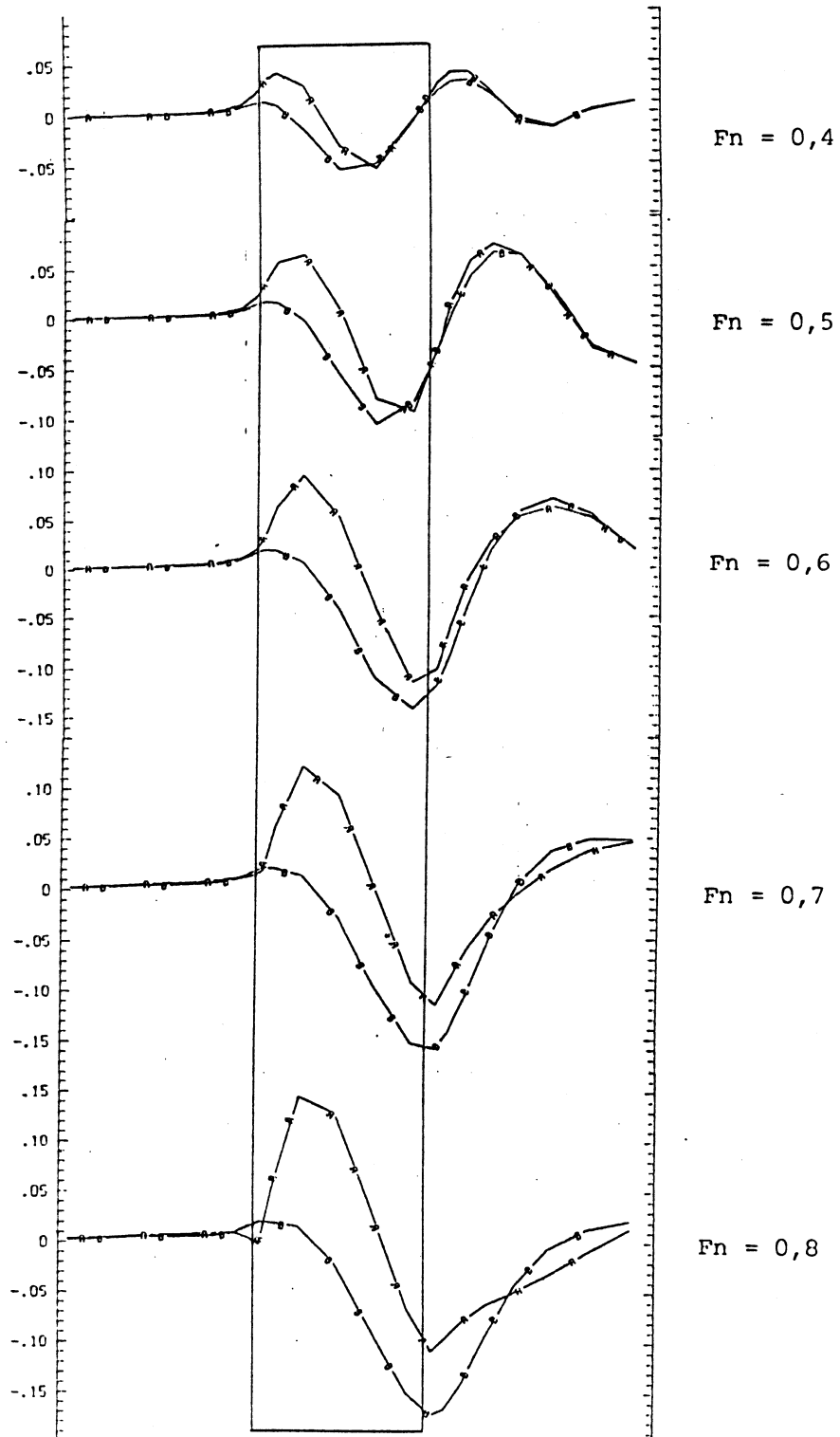


Figure 10 : Profil de la vague le long de l'aile
 (A : Intrados , B : Extrados)

Le premier test a été de comparer notre programme portant pour l'aile en milieu infini (double modèle) avec plusieurs autres méthodes performantes utilisées en aéronautique [12]. Nous avons constaté que l'accord est satisfaisant. La stabilité du résultat en fonction de la distance entre le bord de fuite et les points de Joukowski, a également été étudiée. On observe qu'au-dessous d'une certaine distance (0,05 % de la corde par notre méthode), les coefficients de trainée et de portance ne varient pratiquement plus.

Le calcul en présence d'une surface libre a ensuite été effectué. Les résultats pour le coefficient de trainée C_x (dans le sens de l'écoulement incident) et pour le coefficient de portance C_y (perpendiculaire à l'écoulement incident) sont présentés figure 9. On peut tout d'abord noter que l'influence de la surface libre sur les coefficients est loin d'être négligeable. Les valeurs obtenues en milieu infini sont représentées à $Fn=0$ (sur l'axe vertical). Dans tous les cas, les coefficients augmentent avec le nombre de Froude, pour atteindre un maximum vers $Fn=0,6$, puis diminuent. L'influence d'une mise en incidence à gîte nulle est montrée figure 9 a) et b). L'augmentation de portance induit une trainée supplémentaire, qui varie d'ailleurs avec la vitesse. Les figures 9 c) et d) montrent le peu de changement sur la trainée et la portance qu'implique une mise en gîte à incidence nulle. Enfin, les figures 9 e) et f) représentent l'évolution des courbes en fonction de la gîte, pour une incidence de 5 degrés. Lorsque l'angle de gîte augmente, le C_x diminue légèrement. Le C_y diminue également pour des nombres de Froude inférieurs à 0,55, puis augmente avec la gîte au-delà de ce point. Ces phénomènes peuvent probablement être expliqués par l'évolution de la forme des vagues de part et d'autre de l'aile, en fonction du nombre de Froude. (Fig. 10) La figure 11 montre l'allure des champs de vagues autour de la quille.

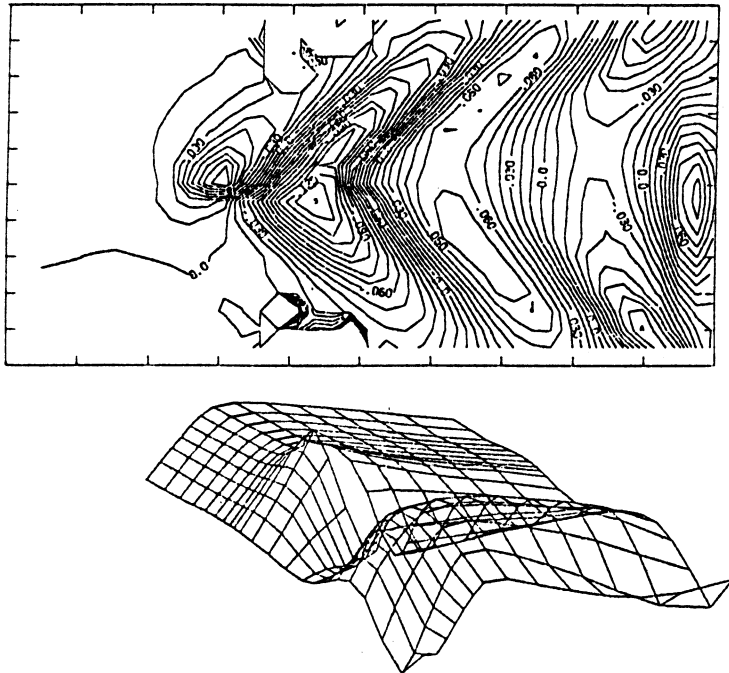


Figure 11 : Champ de vagues autour de l'aile.

Gîte = 5° , Incidence = 5° , $Fn = 0,6$

VI. CONCLUSION

Les essais effectués sur les schémas de différences finies montrent que le schéma à 4 points préconisé par Dawson [1] semble le mieux adapté au problème posé.

Le problème de la résistance de vagues en présence d'un fond peut être traité moyennant des modifications mineures. Les résultats du calcul direct sont en bon accord avec ceux de la méthode de Schlichting en-deça du nombre de Froude critique. Des investigations complémentaires devront être entreprises pour expliquer le comportement de la solution numérique dans la zone critique et au-delà.

L'extension du programme au cas des profils portants donne des résultats intéressants pour une quille en gîte et dérive. Ils mettent en évidence l'influence de la déformée de la surface libre sur la trainée et la portance. L'exploitation systématique pour des carènes complètes en gîte et dérive avec des profils portants pourra être entreprise lorsque les limitations de taille mémoire actuelles seront supprimées (taille maximum des systèmes linéaires : 730x730 sur le CRAY 1S).

REMERCIEMENTS

Les moyens de calcul utilisés ont été attribués par le Conseil Scientifique du Centre de Calcul Vectoriel pour la Recherche.

REFERENCES

- [1] C.W. DAWSON - "A practical computer method for solving ship-wave problems"
Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics.
1977, University of California, Berkeley
- [2] G. JENSEN, Z.-X. MI, H. SOEDING - "Rankine source method for numerical solutions of the steady wave resistance problem"
16th Symposium on Naval Hydrodynamics, July 1986, Berkeley
- [3] F. XIA, L. LARSSON - "A calculation method for the lifting potential flow around yawed surface-piercing 3-D bodies"
16th Symposium on Naval Hydrodynamics, July 1986, Berkeley
- [4] F. XIA - "Numerical calculations of ship flows, with special emphasis on the free surface potential flow"
Doctoral Thesis, May 1986, Goeteborg.
- [5] S. OGIWARA, A. MASUKO - "A method of computation for steady ship waves by means of Rankine sources and its application to hull form design"
International Conference CADMO, September 1986, Washington.

- [6] B.H. CHENG, G.G. BORDA, J.S. DEAN, S.C. FISHER - "A numerical/experimental technique for wave resistance prediction"
International Conference CADMO. September 1986. Washington.
- [7] G.E. GADD - "Improved methods for the calculation of ship resistance"
International Conference CADMO. September 1986. Washington.
- [8] NSMB - "Dawson : a new solution for a classical problem"
Marin report. september 1986
- [9] G. DELHOMMEAU, J-J. MAISONNEUVE - "Application de la méthode des singularités de Rankine au calcul de la résistance de vagues de différents types de carènes"
ATMA. Avril 1986. Paris
- [10] G. DELHOMMEAU, J-J. MAISONNEUVE - "Calculation of flow around several ship hulls by a Rankine source method"
Hydrosoft. September 1986. Southampton
- [11] K. MORI, H. NISHIMOTO - "On numerical techniques of the Rankine source method"
Continued Workshop on Ship Wave Resistance Calculation. 1980.
Izu Shuzenji, Japan
- [12] H.S. SYTSLA, B. LEWITT, P.E. RUBBERT - "A comparison of panel methods for subsonic flow computation"
AGARD-AG-241. February 1979.