(昭和 44 年 5 月日本造船学会春季講演会において講演)

細長船に対する波浪中船体運動方程式の検討

高 木 又 男*
雁 野 昌 明*
松 井 政 博*

On the Equations of Motion of a Slender Ship
Advancing among the Regular Head Seas

By Matao Takagi, *Member*
Masaaki Ganno, *Member*
Masahiro Matsui, *Member*

Summary

To elevate the accuracy of the equations of motion of a ship advancing among the regular head seas, new equations have been developed for a slender ship by a modified method of slender-body theory. The coefficients of the equations contain three correction terms for the ordinary strip method which represent displacement effect, non-linear effect and three-dimensional effect, and can be calculated by making use of the well known velocity potential.

Results of numerical analysis of 4212 W ship(series 60, $C_B=0.7$) show that the three corrections improve qualitatively the common defects which are found in most numerical results by the ordinary strip method but the amounts of correction are still quantitatively too large. Since there are possibly some other effects such as hull-shape nonlinearities in the experimental results, the authors wish to defer for a while the final conclusion on the accuracy of the ordinary strip method until such effects are clarified.

1 緒 言

strip method による波浪中の船体運動方程式は、船体断面ごとの二次元値 (pure strip method) に、前進速度の影響を一部加えて求められている。そこでは、Munk¹⁾ が飛行船の運動の解析に用いた考え方が、自由表面のある船の場合にそのまま応用されており、現在、わが国では渡辺の方程式²⁾ (Abkowitz¹⁶⁾ はこの種の方式を、前進速度の影響が細長体理論的に一部取り入れられているところから、strip quasi-slender method と呼んでいるが、本論文ではこの方程式と田才の係数¹⁰⁾を用いるような方法を、田才¹⁵⁾に従って ordinary strip method と呼ぶことにする。) が一般に用いられている。この理論はかなり大胆な仮定を行なっているにもかかわらず、実用上満足すべき結果を与えることが数多く報告されている³⁾。この間の事情を明らかにするために、著者ら¹²⁾ は種々の影響が計算精度とどのような関係にあるかを調査し、特に三次元影響については、花岡⁴⁾ の thin ship theory を用いて詳細な検討を行なつたが、満足すべき結論を得ることができなかつた。そこで、今回は船体形状に関し strip method と同じ細長体の仮定を用いて、主として三次元および船速の影響について検討を加え、strip method の精密化を企図した。

細長体理論を用いてこの種の問題を取扱つた論文としては、Ursell⁵⁾, Newman⁶⁾, Newman-Tuck⁷⁾, Joosen⁸⁾ および丸尾⁹⁾ のものがあり、それぞれ興味ある理論的結論が得られているが、波浪中を前進する一般の船型について船体運動を具体的に計算した例は未だ報告されていないようである。

波浪中の船体運動を細長体理論によつて取扱うには、一般に、波高と船体の幅、深さ以外の長さの次元を有す

* 日立造船技術研究所

る物理量は船長と同じ order と仮定されるが、船舶の一般航行状況下では、波浪の波長を始め、フルード数、reduced frequency など必ずしも上記の仮定を満足しておらず、工学的に耐航性能をシステム全体の関連から必要かつ十分な精度で論ずるには、場合場合に応じて弾力的な取扱いをする必要がある。このために数学的厳正さを欠くのは止むを得ない。本論文では、従来得られている ordinary strip method による運動方程式を細長体理論的に修正する形で問題を論ずる。したがって、この論文の方法は strip slender method と呼ばれるべきものである。この際、ordinary strip method による二次元値を主要項と考え、それに対する直接的な修正項のみを取入れ、修正項の修正になつている項はできるだけ省略する。基本的な取扱いは丸尾⁹⁾にならつて細長船理論の手法を用いるが、船幅と波長の比は1に比べて必ずしも無視できないとし、そのほかに、フルード数および reduced frequency の逆数は小さいとして、その2次以上の高次の項を省略し数式の簡単化をはかる。

解析の結果によれば、運動方程式の修正は、船体上の速度に関する境界条件を pure strip method の場合と同じとした場合に、物体が三次元的であることおよび流速があることの二つの条件のために二次元計算値から変化する三次元影響と、前進速度のため船の自由表面からの変位に比例して生ずる流体力を表わす変位影響、および細長体の仮定から圧力方程式の中にあられる、前進速度のかく乱ポテンシャルと上下動ポテンシャルとの積からなる準非線形項の三つから成り立っている。このうち変位影響については、新谷¹³⁾が実用的な計算を行なっており、波長の長い、前進速度の高いところで、実験値との一致度は改良されるようである。しかしながら、波浪中の船体運動では船体前後部の運動は線形の仮定を越えており、船体運動の計算方法の妥当性の判断は、この問題を含めて総合的に行なわれるべきであろう。

2 速度ポテンシャルの境界条件

図1 座標系

図1において XYZ-O は静止絶対座標を示し、XY 平面を静止自由表面に一致させ、Z 軸を鉛直上向きにとる。xyz-o は船に固定された移動座標で、船が静止しているときに xy 平面と XY 平面を一致させ、z 軸は船の重心 G を通り上向きを正にとる。船の様な前進速度を U (X 軸の正の方向に向うものとする)、上下動を Z_g 、縦揺れ角を時計方向に θ_g とする。流体運動の速度ポテンシャルは、海洋波のポテンシャル Φ_w と船の運動および海洋波と船体との相対運動によつて生じたかく乱ポテンシャル Φ との和である。 Φ_w としては波高の一次の order

のもののみを考えるから

$$\Phi_w = i\zeta_A \frac{\omega}{\kappa} \exp[\kappa Z + i(\kappa X + \omega T)] \quad (1)$$

である。ただし、ここに ζ_A : 海洋波の幅振、 ω : 円周波数、 $2\pi/\kappa$: 波長であり、実数部をとるものとする。また、 $\partial/\partial T$ は X, Y, Z を、 $\partial/\partial t$ は x, y, z をそれぞれ一定にしたときの時間微分を示すものとする。

かく乱ポテンシャルは、船の前進運動によるもの Φ_1 、上下運動によるもの Φ_2 、海洋波の粒子の上下運動によるもの Φ_{2w} より成立っており（波粒子の前後運動に関係するものは order が低いので無視する）、

$$\left. \begin{aligned} &\text{船体表面の方程式を } y = y_s(x, z), \\ &\text{海洋波の波面の方程式を } Z = \zeta(x), \\ &V \equiv -U\theta_g + x\dot{\theta}_g - \dot{Z}_g, \\ &V_w \equiv \left[\frac{\partial \Phi_w}{\partial Z} \right]_{Z=-dm} \\ &= i\zeta_A \omega \exp[-\kappa dm + i(\kappa x + \omega_e t)], \\ &\omega_e = \omega + \kappa U, \quad dm: \text{平均喫水} \\ &\Phi_2 = \phi_2 + \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} (Z_g - x\theta_g), \quad \Phi_{2w} = \phi_{2w} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \zeta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

とすれば、速度の境界条件は船体上で

$$-U \frac{\partial y_s}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0,$$

$$\left. \begin{aligned} & -\frac{\partial \phi_2}{\partial y} + \left(-\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y \partial z} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} \right) (Z_g - x \theta_g) + \frac{\partial y_s}{\partial z} \left(V + \frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right) = 0, \\ & -\frac{\partial \phi_{2W}}{\partial y} + \left(-\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y \partial z} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} \right) (-\zeta) + \frac{\partial y_s}{\partial z} \left(V_W + \frac{\partial \phi_{2W}}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

自由表面条件は船体近傍で

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0, \quad -\frac{\partial \phi_2}{\partial z} + \frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} = 0, \quad -\frac{\partial \phi_{2W}}{\partial z} + \frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 \phi_{2W}}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

また、船体より離れたところでは $\phi_2 = \phi_2$, $\phi_{2W} = \phi_{2W}$ となり、自由表面条件は

$$\left. \begin{aligned} & -\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0, \quad -\frac{\partial \phi_2}{\partial z} + \frac{1}{g_0} \left(\frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \phi_2 = 0, \\ & -\frac{\partial \phi_{2W}}{\partial z} + \frac{1}{g_0} \left(\frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \phi_{2W} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

となる。ただし、 g_0 は重力の加速度を示す。また、流体中では、船体近傍では二次元の、船体より離れたところでは三次元の Laplace の方程式を満足する。なお (4) 式で $\frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2}$ などを考慮した点が通常の slender body theory と異なり、船幅と波長の比を 1 に比して必ずしも無視できないことを考慮している。

3 速度ポテンシャルの解

船体近傍で無視できる項を含めれば、(4) 式、(5) 式は同じ形に書くことができるから、(5) を満足する Green 関数を $G_3(x, y, z; x', y', z')$ とすれば、船体表面に分布した吹出しを m として

$$\phi_2 = - \iint m(x', y', z') G_3(x, y, z; x', y', z') ds' \quad (6)$$

と書くことができる。ただし、積分の範囲は船体全表面にわたるものとする。また、(3) 式、(4) 式の形から船体近傍では

$$\phi_2 = \phi_{2D} + g(x) \quad (7)$$

と書くことができる。ただし、 ϕ_{2D} は (3) 式、(4) 式を満足する二次元ポテンシャルであり、 $g(x)$ は x のみの関数である。(7) 式は (4) 式を正確に満足することはできないが、ここでは $g(x)$ は ϕ_{2D} に対する修正項と考え、 $g(x)$ に対しては $\frac{1}{g_0} \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2}$ は無視する。 $g(x)$ は、Munk¹⁶⁾ が回転体の流線の計算に用いたのと同じような方法で、(6) 式を変形して求める。(付録 I 参照) 結果は

$$\phi_2 = \phi_{2D} - \int_{L_a}^{L_f} \frac{B(x') V(x')}{4\pi} G_{3m} dx' + \frac{B(x) V(x)}{2\pi} G_{2m} \quad (8)$$

となる。ただし、 $B(x)$ は水線部の幅、 L_f , L_a は船首、船尾の x 座標、 G_{3m} , G_{2m} は三次元、二次元の Green 関数の船体中心面での平均値である。(付録 I 参照)

ϕ_{2D} のうち変位影響を除いた部分については、Lewis Form に関する田才の解¹⁰⁾がある。変位影響の部分は非一様流場の解法を用いて求めることができる。(付録 II 参照) また、三次元修正部の計算に必要な G_3 については花岡の解¹¹⁾がある。ここで

$$\left. \begin{aligned} & \theta_A : \text{縦揺れの振幅} \quad Z_A : \text{上下揺れの振幅} \\ & D_0 = Z_g - x \theta_g, \quad \phi_{2D} = (\phi_s + i \phi_A) V + (\varphi_s + i \varphi_A) U D_0, \\ & G_3 = G_L + i G_W, \quad G_{2m} = G_{2L} + i G_{2W}, \\ & -\frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} B(x') G_L dx' - \frac{B}{2\pi} G_{2L} = A_s, \\ & -\frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} B(x') G_W dx' - \frac{B}{2\pi} G_{2W} = A_A, \\ & -\frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} B(x') x' G_L dx' + \frac{B \cdot x}{2\pi} G_{2L} = B_s, \\ & -\frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} B(x') x' G_W dx' + \frac{B \cdot x}{2\pi} G_{2W} = B_A \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

とすれば

$$\begin{aligned} \phi_2 = e^{i\omega_e t} & \left[-(\omega_e x \phi_A + U \phi_s - U A_s + \omega_e B_A + U x \varphi_s) \theta_A - \left(-x \phi_s + \frac{U}{\omega_e} \phi_A - \frac{U}{\omega_e} A_A - B_s + \frac{U x}{\omega_e} \varphi_A \right) i \omega_e \theta_A \right. \\ & \left. + (\omega_e \phi_A - \omega_e A_A + U \varphi_s) Z_A + \left(A_s - \phi_s + \frac{U}{\omega_e} \varphi_A \right) i \omega_e Z_A \right] \end{aligned} \quad (10)$$

となる。全く同様にして

$$\begin{aligned} C_s &= \frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} [B(x') \cos \kappa(x' - x) \times G_L - B(x') \sin \kappa(x' - x) \times G_W] dx' - \frac{B}{2\pi} G_{2L}, \\ C_A &= \frac{1}{4\pi} \int_{L_a}^{L_f} [-B(x') \sin \kappa(x' - x) \times G_L - B(x') \cos \kappa(x' - x) \times G_W] dx' + \frac{B}{2\pi} G_{2W} \end{aligned} \quad (11)$$

とおけば

$$\phi_{2W} = \zeta_A \omega \exp[-\kappa d m + i(\kappa x + \omega_e t)] \times \left[-\phi_A - \frac{e^{\kappa d m}}{\omega} U \varphi_s - C_A + i \left(\phi_s - \frac{e^{\kappa d m}}{\omega} U \varphi_A - C_s \right) \right] \quad (12)$$

を得る、

4 船体の受ける力と運動方程式

p_a を大気圧, p_1, p_2, p_{2W} をそれぞれ $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_{2W}$ に対応する圧力変化とすれば, 静圧および Froude-Krylov force を含んだ各圧力項の leading term は

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_1 - p_a}{\rho} &= -g_0 Z + U \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\}, \\ \frac{p_2}{\rho} &= -g_0 (Z_g - x \theta_g) - \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + U \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}, \\ \frac{p_{2W}}{\rho} &= -\frac{\partial \Phi_W}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_{2W}}{\partial t} + U \frac{\partial \Phi_{2W}}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \frac{\partial \Phi_{2W}}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \frac{\partial \Phi_{2W}}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

となる。ただし, $\frac{U}{\omega_e L}$ に関して高次の項は無視している。

(13) 式に (10) 式および (12) 式を代入すれば船体上任意の点の圧力を計算することができる。(13) 式の z 方向の分圧力を積分すれば船体の strip に作用する力が求まり, さらにこれを長さ方向に積分して運動方程式を求めると, 運動方程式を

$$\left. \begin{aligned} a \ddot{Z}_g + b \ddot{Z}_g + c Z_g - d \ddot{\theta}_g - e \dot{\theta}_g - g \theta_g &= F_c \cos \omega_e t - F_s \sin \omega_e t, \\ A \dot{\theta}_g + B \dot{\theta}_g + C \theta_g - D \ddot{Z}_g - E \dot{Z}_g - G Z_g &= M_s \sin \omega_e t - M_c \cos \omega_e t \end{aligned} \right\} \quad (14 \cdot A)$$

と書いて, その係数は

$$\left. \begin{aligned} b &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e R - A_A \omega_e B - I + U M] dx \\ c - a \omega_e^2 &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e^2 S + g_0 B - \omega_e^2 A_s B + \omega_e J - U \omega_e N] dx - \frac{\omega_e^2 M_{s0}}{\rho}, \\ e &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e x R + U S - U A_s B + B_A \omega_e B - x I + \frac{U}{\omega_e} J + U x M] dx, \\ g - d \omega_e^2 &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e^2 x S - \omega_e U R + g_0 x B + \omega_e U A_A B + \omega_e^2 B_s B + U I \\ &\quad + \omega_e x J - \omega_e U x N] dx, \\ B &= \int_{L_a}^{L_f} \left[\omega_e x^2 R + \frac{U^2}{\omega_e} R - U x A_s B + B_A \omega_e x B - x^2 I + \frac{U}{\omega_e} x J + U x^2 M \right] dx, \\ C - A \omega_e^2 &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e^2 x^2 S + U^2 S + g_0 x^2 B + \omega_e U A_A B x + \omega_e^2 B_s B x \\ &\quad + U x I + \omega_e x^2 J - \omega_e U x^2 N] dx - \omega_e^2 \frac{I_{s0}}{\rho}, \\ E &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e R x - U S - \omega_e x A_A B - I x + U M x] dx, \\ G - D \omega_e^2 &= \int_{L_a}^{L_f} [\omega_e^2 x S + U \omega_e R + g_0 x B - \omega_e^2 x A_s B + \omega_e J x - U \omega_e N x] dx, \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
F_c &= \int_{L_a}^{L_f} [P_c \cos \kappa x - P_s \sin \kappa x] dx, \\
F_s &= \int_{L_a}^{L_f} [P_s \cos \kappa x + P_c \sin \kappa x] dx, \\
M_c &= \int_{L_a}^{L_f} [Q_s \sin \kappa x - Q_c \cos \kappa x] dx, \\
M_s &= \int_{L_a}^{L_f} [-Q_c \sin \kappa x - Q_s \cos \kappa x] dx, \\
\frac{P_c}{\zeta_A} &= g_0 \int_{-b}^b e^{\kappa z} dy + \omega \omega_e e^{-\kappa d m} S - \omega^2 e^{-\kappa d m} C_s B + \omega e^{-\kappa d m} J - U \omega N, \\
\frac{P_s}{\zeta_A} &= \omega \omega_e e^{-\kappa d m} R + \omega^2 e^{-\kappa d m} C_A B - \omega e^{-\kappa d m} I + \omega U M, \\
Q_c &= -P_c x - \zeta_A \omega U e^{-\kappa d m} R, \quad Q_s = -P_s x + \zeta_A \omega U e^{-\kappa d m} S, \\
\int_{-b}^b \phi_s dy &= S(x), \quad \int_{-b}^b \phi_A dy = R(x), \quad \int_{-b}^b \varphi_s dy = M(x), \quad \int_{-b}^b \varphi_A dy = N(x), \\
I &= 2 \int_0^b \left[-\frac{\partial \phi_s}{\partial z} \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \left(\frac{\partial z_s}{\partial y} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \right) + \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \frac{\partial y_s}{\partial z} \right] dy + U [\phi_s]_{z=0} \times \frac{\partial B}{\partial x}, \\
J &= 2 \int_0^b \left[\frac{\partial \phi_A}{\partial z} \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} \left(\frac{\partial z_s}{\partial y} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \right) dy + U [\phi_A]_{z=0} \times \frac{\partial B}{\partial x}, \right. \\
b &= \frac{B}{2}, \quad Z = Z_s(x, y) : \text{船体方程式}, \\
M_{s0} &: \text{船の質量}, \quad I_{s0} : \text{船の慣性モーメント}
\end{aligned} \tag{14・B}$$

となる。

(14・B) 式において M, N が変位影響, I, J が準非線形影響, A_s, A_A, B_s および B_A が三次元影響を示す。これらを 0 とおき, 渡辺の記号²⁾と $S = -S_2$, $R = \frac{g_0^2}{\omega_e^4} \bar{A}^2$ なる関係があることを考慮すれば, (14・B) 式は渡辺の方程式と一致する。ただし, 渡辺の方程式では船体に作用する流体力の計算で, $U \frac{\partial \phi_2}{\partial x}$ などに基づく項のなかで散乱波と関係のある ϕ_A の項を考慮していないので R に関する項で二, 三一致しない点があるが, 数量的な影響は小さい。本論文では各修正を行なう前の基本形としては (14・B) 式で各修正項を 0 とおいたものを用いるので, 渡辺の方程式と区別するため新谷¹³⁾に従ってこれを高木の strip method と呼ぶことにする。

5 運動方程式の係数と運動の関係

次節に本論文の理論を用いて実際に数値計算を行なった例について述べるが, その前に運動方程式の各係数の変化が運動に及ぼす影響を調べ, 数値計算結果の検討の便宜に供する。

図 2~11 は運動方程式の各係数を非連成項および強制力項については 2 割づつ基の値から増減し, 連成項については基の値を 2 倍および 0 とした場合の運動の変化の模様を示したものである。計算に用いた船型は Todd の series 60¹⁵⁾ $C_B = 0.7(4212 \text{ W})$ で基の係数は ordinary strip method によつて求めたものである。ただし, 前

図 2 a, A の変化の影響

図 3 c, C の変化の影響

進速度のない場合は連成の影響が少ないので、影響の顕著な復原力項と強制力項の場合についてのみ示す。これらの計算結果によつて、前進速度のある場合は、非連成項の各係数の変化率と運動の大きさの変化率はだいたい

図4 F_0, M_0 の変化の影響

図5 a, A の変化の影響

同じ程度で、当然の事ながら減衰項よりも慣性項、復原力の項の影響が波長の広い範囲にわたり大きいことがみられる。連成項の影響は変化率をベースに考えると一般に小さいが、後に示されるように係数の変化率は連成項

図6 b, B の変化の影響

図7 c, C の変化の影響

の場合非連成、項強制力の項に比べて大きいので、運動を論ずる場合連成項の計算は非連成項と同じオーダーで論ずることはできない。

図8 d, D の変化の影響

図9 e, E の変化の影響

図 10 g, G の変化の影響 図 11 F_0, M_0 の変化の影響 図 12 b, B の修正 図 13 $c-a\omega_1^2, C-A\omega_1^2$ の修正 図 14 $e, g-d\omega_1^2$ の修正 図 15 F_c, F_s の修正 図 16 M_c, M_s の修正 図 17 b, B の修正

図 18 $c - a\omega_1^2, C - A\omega_1^2$ の修正 図 19 e, E の修正 図 20 $g - d\omega_1^2, G - D\omega_1^2$ の修正 図 21 F_c, F_s の修正 図 22 M_c, M_s の修正

図 23 上下揺れ

次に、表1は各係数の変化に対する運動の変化率の最大値（各波長に対する値のうちで）を概略示したものである。

表 1 係数と運動の関係

	$b'\omega_1$	$c' - a'\omega_1^2$	$e'\omega_1$	$g' - d'\omega_1^2$	$B'\omega_1$	$C' - A'\omega_1^2$	$E'\omega_1$	$G' - D'\omega_1^2$
Z_A/ζ_A	-13	-15	-10	-60	-36	-95	-5	-7
$\theta_A/\kappa\zeta_A$	-2	4	-6	38	-42	-75	-8	-20

注) 上表でたとえば $b'\omega_1$ と Z_A/ζ_A の欄の値 -13 は $\frac{\partial(Z_A/\zeta_A)}{\partial(b'\omega_1)} = -13$ であることを示す。ただし、 $B', C' \dots$ などに対しては $\frac{\partial(Z_A/\zeta_A)}{\partial(B'\omega_1)} \frac{M_0'}{F_0'}$ などを示す。ただし、 M_0'/F_0' は強制力の比を、 b' などは b などの無次元値¹²⁾を示す。

この表から上下動は縦揺れからの復原力項による連成影響を強く受け、全般に連成を無視しては運動を正確に計算することができないことがわかる。一方、縦揺れに対する上下動の連成は比較的弱く、 $g-d\omega_e^2$ のみが影響する。また、運動全体に及ぼす影響は $C-A\omega_e^2$ と $g-d\omega_e^2$ によるものが大きい。このことから前回の論文¹²⁾で復原力の項にも現われる dynamic lift の影響を無視したのは当を失しているといえる。

6 数値計算例とその検討

計算に用いた船型は前節に述べた Todd series 60 $C_B=0.7$ (4212 W) で、フルード数が 0 と 0.2 の二つの場合について計

図 24 縦揺れ

図 25 上下揺れ

図 26 縦揺れ

算を行なった。

図 12~22 は運動方程式の各係数の変化の模様を示す。図には比較の基礎になる ordinary strip method によるもの、本論文の基本値になる高木の strip method によるもののほかに、変位影響、準非線形影響および三次元影響による各修正項を示した。これら三つの修正量を高木の strip method の値に加えたものが、本論文の計算方式による係数となる。ただし、各係数は無次元値¹²⁾で示している。また、 $\omega_1 = \omega_e \sqrt{L/g_0}$ である。

フルード数が 0 の場合には三次元修正のみが行なわれることになるが、この定性的・定量的傾向は前回の計算¹²⁾とほぼ同じである。各運動方程式の係数で最も大きな影響を受けるのは縦揺れの減衰項であつて、波長の長い所では元の半分程度にもなる。一方、フルード数が 0.2 の場合の三次元修正も傾向は前回の計算と一致している。また、変位影響については本論文の計算値と新谷¹³⁾の近似計算値は大略一致しており、新谷の近似計算の実用性が立証された。各修正量の大きさは三次元影響が最も大きく、非線形影響、変位影響の順でこれにつぐ。この場合には最終の係数が最も大きく変化するのは連成項で、特に g および G は変化が大きい。

以上の係数を用いて船体運動を計算した結果を図 23~26 に示す。図中 displacement effect, nonlinear effect, three-dimensional effect とあるのは、それぞれの響影響を個別的に考慮して計算したものである。また、斜線をほどこした部分は第 11 回 I. T. T. C. で報告された⁹⁾各研究所の実験点の群を示す。実線および点線は ordinary strip method によるものおよび三つの修正を総合的に行なつたものをそれぞれ示す。渡辺の strip method と高木のそれとの差は船速のある場合に生ずるが、フルード数が 0.2 の場合上下動には殆んど差がなく、縦揺れは ordinary strip method と nonlinear effect の丁度中間に出る。

これらの結果によれば、フルード数が 0 の場合には、係数の変化の図から当然予想されるように上下動は殆ん

ど影響を受けず、本論文の計算方法によるものも ordinary strip method によるものも実験値ときわめてよく一致している。一方、縦揺れは復原力と強制力の変化の影響がほぼ打消し合い、減衰項が減少しただけ本論文の計算値は高くなっており、その分だけ実験値からはずれている。一方、船速のあるフルード数が 0.2 の場合には、上下動に対し変位影響と非線形影響は運動を減少させる方向にあり、三次元影響は運動を増加させる方向にあるが、全体としては運動を小さくする傾向にあり、最終的には実験値よりやや下目に出る。また、縦揺れに対しては三つの影響は大小はあるがいずれも運動を増加させる方向にあり、最終的な計算値は実験値より高く出ている。これら各運動に及ぼす係数の変化の影響を 5 節の図および表によつて検討すれば、 B , $|e|$, $|E|$, $|g|$, $|G|$ の諸係数がいずれも減少していることに原因のあることが了解でき、特に g , G は反対符号にまで大きく変化しており、これが最も大きな原因であることは明らかである。

以上に述べたように、本論文の修正計算は上下動に対しては運動を減少させ、縦揺れに対しては運動を増加させる傾向にあり、このことは従来行なわれて来た多くの ordinary strip method による計算と実験との共通した相異点（上下動では計算値が高く、縦揺れでは実験値が高い）を改善する方向にあるが、定量的には修正量が大き過ぎるように思われる。ここで緒言に述べた非線形影響および 5 節に述べた dynamic lift の影響を考えると、これらによつて特に縦揺れに対し減衰項および復原力項がかなり変化することが予想され、計算値は改善されることが予想される。したがつて、船体運動理論の耐航性問題への応用を考えた場合の全体の精度の水準からみて、ordinary strip method はそれに付加される種々の二次的影響がほとんど相互干渉的に消し合っているため、かなり精度のよい計算方法であり、実用的には十分な精度を持つていと結論できそうである。しかしながら、最終的結論は非線形影響などの問題を十分検討した後に行ないたい。

7 結 言

波浪中の船体運動方程式の精密化を企図して、通常の船形が従う細長体の仮定のもとに流体力の解析を行ない、ordinary strip method による方程式を修正する形式の新しい運動方程式を導き、Todd の series 60, $C_B = 0.7(4212 W)$ 船形について数値計算を行なつた。今回得られた成果と結論を示せば次のとおりである。

(1) ordinary strip method に対する修正は、物体が三次元であるために起こる三次元影響、細長体の仮定によつて圧力項に生ずる前進速度ポテンシャルと上下運動ポテンシャルとの積よりなる準非線形影響および船体の自由表面よりの変位によつて前進速度に基づく流体力が変化して起こる変位影響の三つよりなつている。

(2) 前進速度がない場合は、三次元修正のみが行なわれるが、この修正によつて縦揺れの減衰項が減少し、縦揺れの振幅が増大する。上下動に対しては影響はほとんどない。

(3) 前進速度のある場合は、運動方程式の係数のうち、減衰項および連成項が比較的大きく変化し、三つの修正の総合結果は上下動を減少させ、縦揺れを増大させる。

(4) (2) および (3) の傾向は多くの ordinary strip method による計算値と実験値との相異を改良するが定量的には修正量が大き過ぎるようである。しかし、これは非線形影響などを考慮すると緩和される方向にあるので、ordinary strip method の精度に関する最終的な結論は上記の研究が完了するまで差控えたい。

8 謝 辞

本研究の遂行にあたり、横浜国立大学工学部丸尾教授には誤りの指摘を含む種々の貴重なご教示を賜わつた。また、九州大学応用力学研究所田才教授、大阪大学工学部中村教授にはご指導、ご鞭撻を賜わつた。ともに厚くおん礼申し上げる次第である。

参 考 文 献

- 1) M. Munk: "Fundamentals of fluid dynamics for aircraft designer"
- 2) 渡辺恵弘: "船の上下動および縦揺れの理論について", 九大工学集報, 第 31 巻第 1 号 (1958) p. 26
- 3) S. Nakamura: "Comparison of Measured Ship Motions and Thrust Increase of Series 60 Ship Models in Regular Head Waves", 11th I.T.T.C (1966) p. 420
- 4) 花岡達郎: "波浪中の船の運動と造波抵抗理論", 造船協会論文集第 98 号 (1956) p. 1
- 5) F. Ursell: "Slender oscillating ships at zero forward speed", J. Fluid Mech. Vol. 14 (1962), p. 496

- 6) J.N. Newman: "A slender-body theory for ship oscillations in waves", J. Fluid Mech. Vol. 18 (1963) p. 602
- 7) J.N. Newman, E.O. Tuck: "CURRENT PROGRESS IN THE SLENDER BODY THEORY FOR SHIP MOTIONS" 5th Symp. on Naval Hyd., Bergen (1964) p. 129
- 8) W.P.A. Joosen: "SLENDER BODY THEORY FOR AN OSCILLATING SHIP AT FORWARD SPEED", 5th Symp. on Naval Hyd., Bergen (1964) p. 167
- 9) 丸尾孟: "向い波の中の船体運動に対する細長体理論の応用", 造船協会論文集第120号 (1966) p. 51
- 10) 田才福造: "船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力および付加質量について", 造船協会論文集, 第105号 (1959) p. 47
- 11) 花岡達郎: "On the Velocity Potential in Michell's System and the Configuration of the Wave-ridges due to a Moving Ship", 造船協会論文集第93号 (1953) p. 1
- 12) 高木又男, 雁野昌明: "波浪中の船体運動の計算に用いられるストリップ法の精度について", 造船協会論文集, 第121号 (1967) p. 48
- 13) 新谷厚: "ストリップ法による上下縦揺計算に関する一考察", 造船学会論文集, 第123号 (1968) p. 74
- 14) F.H. Todd: "Some further experiments on single screw merchant ship forms-Series 60", T. SNAME Vol. 61 (1953)
- 15) F. Tasai: "Improvements in the Theory of Ship Motions in Longitudinal Waves", 水槽委員会耐航性分科会資料 (昭和43年11月)
- 16) M.M. Munk: "'Fluid Mechanics", Vol. I, Part II of Aerodynamics Theory, Edited by W.F. Durand.
- 17) M.A. Abkowitz, L.A. Vassilopoulos and F.H. Sellars: "Recent Developments in Seakeeping Research and Its Application to Design", T. SNAME Vol. 74 (1966) p. 194

〔付録 I〕 三次元修正の計算

$$\begin{aligned}
 \dot{\phi}_z &= - \iint_{s_0} m(x', y', z') G_3(x, y, z; x', y', z') ds' \\
 &= \phi_{2D} - \iint_{s_0} m(x', y', z') G_3(x, y, z; x', y', z') ds' \\
 &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_l m\{x, y'(x), z'(x)\} G_3(x, y, z; x', y', z') dl
 \end{aligned} \tag{I-1}$$

とすることが出来る。ただし、 l は x における船体断面の girth length を示す。

第2, 第3項を同時に考えると $|x-x'|$ の小さい所では両者消し合つて積分の値は小さくなるから、一般に $|x-x'| \gg |y'|$ or $|z'|$ と考えてよい。そこで、第2項, 第3項の計算は船体表面上の特異点を船体中心面上の一点に集中し、 G_3 としては z or $z'=0 \sim -2dm$ における平均値をとる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} G_{3m} &= \frac{1}{4dm^2} \int_{-2dm}^0 dz \int_{-2dm}^0 G_3(x, 0, z; x', 0, z') dz' \\ G_{2m} &= \frac{1}{4dm^2} \int_{-2dm}^0 dz \int_{-2dm}^0 G_2(0, z; 0, z') dz' \end{aligned} \right\} \tag{I-2}$$

となる。

一方、丸尾⁹⁾によれば

$$\int_l m dl = \frac{BV}{4\pi} + \frac{1}{4\pi} (Z_\theta - x\theta_\theta) U \frac{\partial B}{\partial x} \tag{I-3}$$

であるが、(I-1) の第2, 第3項は三次元修正部であり、(I-3) の第2項は第1項に対し $O(U/\omega_c L)$ であるから、これを無視すれば

$$\dot{\phi}_z = \phi_{2D} - \int_{L_a}^{L_f} \frac{B(x') V(x')}{4\pi} G_{3m} dx' + \frac{B(x) V(x)}{2\pi} G_{2m} \tag{I-4}$$

を得る。

〔付録 II〕 変位影響のポテンシャルの計算

Ursell-田才¹⁰⁾の方法に従つて Lewis Form について求める。 yz 平面の図形は

$$\left. \begin{aligned} y/M^* &= r \sin \theta + a_1 r^{-1} \sin \theta - a_3 r^{-3} \sin 3\theta, \\ z/M^* &= -r \cos \theta + a_1 r^{-1} \cos \theta - a_3 r^{-3} \cos 3\theta, \\ M^* &= \frac{B}{2(1+a_1+a_3)}, \quad a_1, a_3 : \text{const} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}\cdot 1)$$

図 27 断面の変化

によつて $y_1 z_1$ 平面の単位円に写像される (図 27 参照)

物体の変位を $D_0 = \bar{D}_0 \sin(\omega_e t + \epsilon_0)$ とすれば、このとき求める速度ポテンシャル ϕ_d の境界条件は本文 (3) 式より

$$-\frac{\partial \phi_d}{\partial y} + \left(-\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y \partial z} + \frac{\partial y_s}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} \right) D_0 + \frac{\partial y_s}{\partial z} \frac{\partial \phi_d}{\partial z} = 0$$

あるいは、物体の外向き法線を ν とすれば

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial \nu} = -\frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right) D_0 \quad (\text{II}\cdot 2)$$

これを (II・1) を使つて書きかえると、 Ψ_d を ϕ_d の流線関数として、

$$\Psi' \equiv \frac{\Psi_d}{D_0} = -\int_0^\theta \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right) d\theta' \quad (\text{II}\cdot 3)$$

を得る。slender-body theory によつて Φ_1 を求め、(II・1) 式を使つて (II・3) 式の右辺の値を θ の数点について求めれば、Ursell-田才と全く同様にして Ψ_d のなかの未定係数 p_{2m} , q_{2m} の連立方程式が得られ、これを解いて p_{2m} , q_{2m} を求めることができる。この p_{2m} , q_{2m} を使うと本文中の φ_s , φ_A は

$$\begin{aligned} \varphi_s &= \frac{1}{\left[\Psi' \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]_{r=1}} \{ A_0 \phi_{dc} + B_0 \phi_{ds} \}, \\ \varphi_A &= \frac{1}{\left[\Psi' \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]_{r=1}} \{ B_0 \phi_{dc} - A_0 \phi_{ds} \}, \\ A_0 &= \pi \sin Kb + \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) (-1)^{m-1} \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \\ &\quad \times \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\}, \\ B_0 &= \int_0^\infty \frac{K e^{-Kb}}{K^2 + k^2} dk - \pi \cos Kb \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) (-1)^{m-1} \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\}, \\ \phi_{dc} &= \pi e^{Kz} \cos Ky + \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \left[r^{2m} \cos 2m\theta \right. \\ &\quad + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{r^{-(2m-1)}}{2m-1} \cos(2m-1)\theta + \frac{a_1 r^{-(2m+1)}}{2m+1} \cos(2m+1)\theta \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3a_3 r^{-(2m+3)}}{2m+3} \cos(2m+3)\theta \right\} \right], \\ \phi_{ds} &= \pi e^{Kz} \sin Ky - \int_0^\infty \frac{e^{-ky}}{K^2 + k^2} \{ k \cos kz + K \sin kz \} dk \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) \left[r^{2m} \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{r^{-(2m-1)}}{2m-1} \cos(2m-1)\theta \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{a_1 r^{-(2m+1)}}{2m+1} \cos(2m+1)\theta - \frac{3a_3 r^{-(2m+3)}}{2m+3} \cos(2m+3)\theta \right\} \right], \\ K &= \frac{\omega_e^2}{g_0} \end{aligned} \quad (\text{II}\cdot 4)$$