

斜波中を航走する高速艇の運動の一実用計算法

正員 邱 逢 琛* 廖 元 進**

A Practical Method for Estimating Ship Motions of High-speed Crafts in Oblique Waves

by Forng-Chen Chiu, *Member* Yunn-Chin Liaw

Summary

In the previous paper, one of the authors and Prof. Fujino, based on a nonlinear strip synthesis, proposed a method to calculate the vertical motions and vertical wave loads of a high-speed craft in head sea. The validity of this method are verified practically through the comparison with model tests data. Furthermore, in this paper, following the similar synthesis scheme, a practical method for predicting the motions of a high-speed craft in oblique waves is presented and applied to an existing craft to clarify its fundamental characteristics of vertical and transverse motions in bow (or beam) sea.

In the method presented, the time-varying submerged hull surface and the coupling effect between transverse and vertical motions are considered. Moreover, using the momentum theory, the nonlinear flare impact and dynamic lift are also taken into account. Besides, the equations of motions are described by the body-fixed coordinte, rather than the vehicle-carried vertical frame which is used conventionally.

To prevent the numerical divergence due to the drift of sway and/or yaw motions in the time domain simulation, artificial springs in sway and yaw modes are introduced. The effects of the spring constants on the predicted ship motions are also discussed.

1. 結 言

近年、高速艇の大型化の急速な進展に伴い、波浪中性能が益々重要視されることは明らかである。そのうち、今まで第一義と見られてきたのは向波中性能である。そこで、向波中縦運動¹⁻³⁾、縦波浪荷重³⁻⁵⁾と船底水圧⁶⁻⁸⁾の推定および向波中性能向上のための船型改良^{9,10)}の努力が精力的に進められてきた。高速艇の向波中性能に対する推定法として、ストリップ法を基礎とした非線形計算法も確立され^{3,4)}、運動性能や船体強度問題を取り扱うには、実用に供される段階にきている。一方、高速艇運航の見地から言えば、最適航法、荒天航行法や横揺の制御などについて検討するためには、斜波中を航走する高速艇の運動計算法の確

立も必要であろうと考えられる。

そこで、本報では、高速艇の向波中性能を推定するのに、その有効性が今まで確認されてきたことを踏まえて、藤野・邱³⁾が提案した、ストリップ法を基礎とする非線形計算法に基づき、斜波中における、前後揺を除く5自由度連成運動計算法を提案することを試み、60フィート級クルーザー実艇のシミュレーション計算により、斜波中を航走する高速艇の運動に検討を加えた。5自由度連成運動方程式の記述については、通常耐航性能問題を取り扱うには、船の進行とともに平行移動する鉛直座標系 (Vehicle-carried vertical Frame) を用いるのに対し、本計算法では、船体固定座標系を用いることにした。そして、各時刻における船体固定座標系で表わす流体力係数は鉛直座標系で表わす船体姿勢によって決められ、一方、鉛直座標系で表わす船体姿勢は船体固定座標系で表わす運動方程式を解いて得られた船体運動から座標変換を通じなければ得られない。そこで、運動方程式の時間積分には、各時刻における船体固定座標系で表わす運動と鉛直座標系で表わす姿勢ともに収

* 台湾大学工学部

** 台湾大学大学院造船及海洋工学研究科

原稿受理 平成5年7月9日

秋季講演会において講演 平成5年11月9, 10日

束するまで、繰返し計算を行う。両座標系を区別して用いることは大振幅連成運動を取り扱うには必要と考えられる。また、本計算法では、水面下船体形状が時々刻々変化することを考慮に入れるとともに、高速航行中の船体に働く dynamic lift と flare impact などの非線形力も考慮に入れてある。

なお、この方面の研究としては、排水量型船を対象とするものの、藤野、尹¹¹⁾の大波高波浪による5自由度連成運動と波浪荷重計算法、de Kat¹²⁾の転覆までシミュレーション計算ができる数値計算法などがあげられる。

2. 定 式 化

2.1 座標系と座標変換

以下の定式化には、Fig. 1に示す右手系の直交座標系を用いる。空間固定座標系(以下 F_0 系と称す)を $O-XYZ$ とし、 X 軸を水平面上に、 Z 軸を鉛直下向きにとる。波は X 軸の負の方向から正の方向に進み、船は波の進行方向に対し χ なる角度をなす直線上を速度 U で進みながら動揺を行っているとする。船の進行とともに平行移動する鉛直座標系 (Vehicle-carried Vertical Frame, 以下 F_V 系と称す)を $o'-x'y'z'$ とし、 z' 軸を鉛直下向きに、 x' 軸を水平面上に、且つ X 軸に対し角度 χ をなす方向にとる。 F_V 系は x' 軸の方向に速度 U で移動する。また、船体固定座標系(以下 F_B 系と称す)を $o-xyz$ とし、 o は船体重心、 x 軸は基線に平行とする。 y 軸まわりの回転角は船首上げを正とする。平水中定常航走時、波に出会いはじまる時刻を、 $t=0$ とし、船体中央の水線中心が o' と O とともに重ね合っているものとする。そのとき、 F_V 系で表わす重心 o の座標を $(x'_0, y'_0, z'_0 + \zeta_s)$ とする。なお、 x 軸が $x'-y'$ 平面に対し角度 τ_s をなすとする。すなわち、平水中定常航走によるトリム増加量を τ_s 、重心沈下量を ζ_s とする。また、波との出会いによって生じた o の変位と F_B 系の向きの変動については、 F_V 系で表わせば、それぞれ x' 軸方向を ξ 、 y' 軸方向を η 、 z' 軸方向を ζ 、 $x'-y'$ 平面に対し x 軸がなす角度の変化を θ 、 $x'-z'$ 平面に対し $x-z'$ 平面がなす角度を ϕ 、 $x-z'$

平面に対し $x-z'$ 平面がなす角度を ϕ とする。以下、 ξ , η , ζ , ϕ , θ と ψ はそれぞれ前後揺、左右揺、上下揺、横揺、縦揺と船首揺と称する。ここで、 $\tau \equiv \tau_s + \theta$ を用いれば、 (ϕ, τ, ψ) は F_V 系と F_B 系が原点を一致するように平行移動した後に、 F_V 系に対する F_B 系の向き(または、船体姿勢)を表わすオイラー角である。すなわち、 F_V 系と F_B 系との間には、次の座標変換関係が成り立つ。

$$\begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} = L_{VB} \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} x'_0 + \xi \\ y'_0 + \eta \\ z'_0 + \zeta_s + \zeta \end{Bmatrix} \quad (1)$$

ただし、座標変換行列 L_{VB} は次の式で与えられる¹³⁾。

$$L_{VB} = \begin{bmatrix} \cos \tau \cos \phi & \sin \phi \sin \tau \cos \phi - \cos \phi \sin \phi \\ \cos \tau \sin \phi & \sin \phi \sin \tau \sin \phi + \cos \phi \cos \phi \\ -\sin \tau & \sin \phi \cos \tau \\ \cos \phi \sin \tau \cos \phi + \sin \phi \sin \phi \\ \cos \phi \sin \tau \sin \phi - \sin \phi \cos \phi \\ \cos \phi \cos \tau \end{bmatrix} \quad (2)$$

また、 F_0 系と F_V 系との間の関係も次の式で与えられる。

$$\begin{Bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{Bmatrix} = L_{OV} \left(\begin{Bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} Ut \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \right) \quad (3)$$

ただし、 L_{OV} は(2)式の右辺に、オイラー角 (ϕ, τ, ψ) のかわりに $(\chi, 0, 0)$ を代入して得られた座標変換行列である。

(1)式を(3)式の右辺に代入すれば、 F_0 系と F_B 系との間に次式の関係が得られる。

$$\begin{Bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{Bmatrix} = L_{OV} \left(L_{VB} \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} x'_0 + \xi + Ut \\ y'_0 + \eta \\ z'_0 + \zeta_s + \zeta \end{Bmatrix} \right) \quad (4)$$

さて、船体運動速度と角速度を F_B 系で表し、それぞれ x 軸方向に u 、 y 軸方向に v 、 z 軸方向に w 、 x 軸まわりに p 、 y 軸まわりに q 、 z 軸まわりに r とすれば、これらと F_V 系の船体運動の速度 $\dot{\xi}$, $\dot{\eta}$, $\dot{\zeta}$ 、角速度 $\dot{\phi}$, $\dot{\theta}$, $\dot{\psi}$ との間には、次の2式の関係が成り立つ。

$$\begin{Bmatrix} U + \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{Bmatrix} = L_{VB} \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} \quad (5)$$

$$\begin{Bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{Bmatrix} = R^{-1} \begin{Bmatrix} p \\ q \\ r \end{Bmatrix} \quad (6)$$

ただし、変換行列 R^{-1} は次の式で与えられる¹³⁾。

$$R^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & \sin \phi \tan \tau & \cos \phi \tan \tau \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi \sec \tau & \cos \phi \sec \tau \end{bmatrix} \quad (7)$$

(5)式は逆変換を用い、次の式で表わすこともできる。

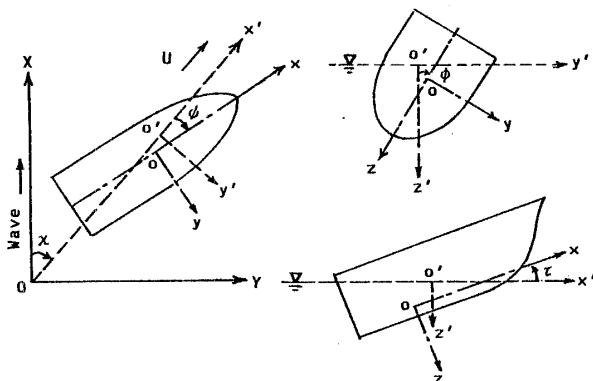


Fig. 1 Coordinate System

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = L_{BV} \begin{Bmatrix} U + \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{Bmatrix} = L_{BV} \begin{Bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} + L_{BV} \begin{Bmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{Bmatrix} \quad (8)$$

ただし、 $L_{BV} = L_{VB}^T$ は (2) 式の L_{VB} の転置行列である。

(8) 式の右辺の第 1 項は直進運動による速度成分、

$$L_{BV} \begin{Bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} U \cos \tau \cos \phi \\ U(\sin \phi \sin \tau \cos \phi - \cos \phi \sin \phi) \\ U(\cos \phi \sin \tau \cos \phi + \sin \phi \sin \phi) \end{Bmatrix} \quad (9)$$

で与えられ、第 2 項は周期運動による速度成分として、次式の定義を用いる。

$$\begin{Bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w} \end{Bmatrix} = L_{BV} \begin{Bmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{Bmatrix} \quad (10)$$

また、平水中定常航走時、 F_b 系で表わす船体運動速度は (9) 式に $\phi = \psi = 0$, $\tau = \tau_s$ を代入すれば、次の式で与えられる。

$$\begin{Bmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} U \cos \tau_s \\ 0 \\ U \sin \tau_s \end{Bmatrix} \quad (11)$$

2.2 入射波

F_0 系で表わす波面と副波面の上下変位 ζ_w と ζ_e はそれぞれ

$$\zeta_w = \zeta_a \cos(\kappa X - \omega t) \quad (12)$$

$$\zeta_e = \zeta_a e^{-\kappa z} \cos(\kappa X - \omega t) \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 ζ_a : 波の振幅、 κ : 波数 $2\pi/\lambda$, ω : 波の円周波数。また、 X と Z は (4) 式により、

$$\begin{aligned} X = & (x_0 + \xi + Ut) \cos \chi - (y_0 + \eta) \sin \chi \\ & + x \cdot (\cos \chi \cos \tau \cos \phi - \sin \chi \cos \tau \sin \phi) \\ & + y \cdot (\cos \chi \sin \phi \sin \tau \cos \phi - \cos \chi \cos \phi \sin \phi \\ & - \sin \chi \sin \phi \sin \tau \sin \phi - \sin \chi \cos \phi \cos \phi) \\ & + z \cdot (\cos \chi \cos \phi \sin \tau \cos \phi + \cos \chi \sin \phi \sin \phi \\ & - \sin \chi \cos \phi \sin \tau \sin \phi + \sin \chi \sin \phi \cos \phi) \end{aligned} \quad (14)$$

$$Z = z_0 + \zeta_s + \zeta - x \sin \tau + y \sin \phi \sin \tau + z \cos \phi \cos \tau \quad (15)$$

となる。ここで、 $\tilde{X} \equiv X - Ut \cos \chi$ とすれば、(12) 式と (13) 式は

$$\zeta_w = \zeta_a \cos(\kappa \tilde{X} - \omega_e t) \quad (16)$$

$$\zeta_e = \zeta_a e^{-\kappa z} \cos(\kappa \tilde{X} - \omega_e t) \quad (17)$$

で表わせる。ただし、 ω_e : 波との出会い円周波数 ($\omega_e = \omega - \kappa U \cos \chi$)。また、入射波のポテンシャル ϕ_w は次の式で表わせる。

$$\begin{aligned} \phi_w = & -\frac{g\zeta_a}{\omega} e^{-\kappa z} \sin(\kappa \tilde{X} - \omega_e t) \\ = & -\frac{g\zeta_a}{\omega} e^{-\kappa z} \sin(\kappa \tilde{X} - \omega_e t) \end{aligned} \quad (18)$$

ただし、 g : 重力加速度。

さて、船体各点の各時刻における攪乱のない波面よりの没水深度 Z_d は (12) 式と (15) 式を用いて、次の式で与えられる。

$$Z_d = Z - \zeta_w \quad (19)$$

(19) 式を用いて、波浪中各時刻における船体断面と攪乱のない波面との交点 ($Z_d = 0$) を求め、没水形状を決めることができる。

また、波粒子の運動速度の X 方向の成分 V_x と Z 方向の成分 V_z は

$$V_x = \partial \phi_w / \partial X = -\omega \zeta_e \quad (20)$$

$$V_z = \partial \phi_w / \partial Z = \omega \zeta_a e^{-\kappa z} \sin(\kappa \tilde{X} - \omega_e t) = \dot{\zeta}_e \quad (21)$$

で表すと、そして、波粒子の運動速度を F_b 系で表わせば、次の式となる。

$$\begin{Bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{Bmatrix} = L_{BV} L_{V0} \begin{Bmatrix} V_x \\ 0 \\ V_z \end{Bmatrix} \quad (22)$$

ただし、 $L_{V0} = L_{0V}^T$ は (3) 式に示した L_{0V} の転置行列である。

入射波による水圧 P は Bernoulli's equation を用いて、次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} P = & \rho g Z_d - \rho \left[\frac{\partial \phi_w}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_w}{\partial t} \right)_{z=0} \right] \\ & - \frac{1}{2} \rho [(\nabla \phi_w)^2 - (\nabla \phi_w)_{z=0}^2] \\ = & \rho g (Z - \zeta_e) + \frac{1}{2} \rho \omega^2 \zeta_a^2 (1 - e^{-2\kappa z}) \end{aligned} \quad (23)$$

ただし、 ρ : 水の密度。

2.3 断面流体力係数行列の座標変換

断面流体力係数行列の座標変換を行うには、Fig. 2 に示す右手系の直交座標系を用いる。 $\bar{o}-\bar{y}$ 軸は平水面上にあるとし、座標系 $\bar{o}-\bar{y}z$ を F_{V0} 系と称する。 F_b 系の $o-x$ 軸が断面を貫通する点を b とすれば、 b を原点とする鉛直座標系 $b-\bar{y}z$ を F_{Vb} 系と称し、断面とともに回転する断面固定座標系 $b-yz$ を F_b 系と称する。この左右対称と限らない断面の周期運動付加質量行列は F_{V0} 系で $[m^{\bar{o}}]$, F_{Vb} 系で $[m^b]$, F_b 系で $[m]$ とする。すなわち、

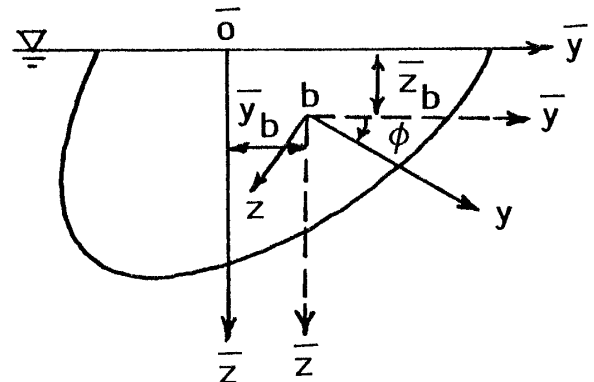


Fig. 2 Coordinate System for Defining Sectional Hydrodynamic Coefficients

$$\begin{aligned}
[m^{\bar{o}}] &= \begin{bmatrix} m_{\bar{x}\bar{x}}^{\bar{o}} & m_{\bar{x}\bar{y}}^{\bar{o}} & m_{\bar{x}\bar{z}}^{\bar{o}} \\ m_{\bar{y}\bar{x}}^{\bar{o}} & m_{\bar{y}\bar{y}}^{\bar{o}} & m_{\bar{y}\bar{z}}^{\bar{o}} \\ m_{\bar{z}\bar{x}}^{\bar{o}} & m_{\bar{z}\bar{y}}^{\bar{o}} & m_{\bar{z}\bar{z}}^{\bar{o}} \end{bmatrix} \\
[m^b] &= \begin{bmatrix} m_{\bar{x}\bar{x}}^b & m_{\bar{x}\bar{y}}^b & m_{\bar{x}\bar{z}}^b \\ m_{\bar{y}\bar{x}}^b & m_{\bar{y}\bar{y}}^b & m_{\bar{y}\bar{z}}^b \\ m_{\bar{z}\bar{x}}^b & m_{\bar{z}\bar{y}}^b & m_{\bar{z}\bar{z}}^b \end{bmatrix} \\
[m] &= \begin{bmatrix} m_{xx} & m_{xy} & m_{xz} \\ m_{yx} & m_{yy} & m_{yz} \\ m_{zx} & m_{zy} & m_{zz} \end{bmatrix} \quad (24)
\end{aligned}$$

2.3.1 $F_{V\bar{o}}$ 系と F_{Vb} 系との間の変換関係

断面並進速度と回転角速度を F_{Vb} 系で表わし、 $b-\bar{y}$ 軸方向に v 、 $b-\bar{z}$ 軸方向に w 、 $b-\bar{x}$ 軸まわりに p とすれば、 $F_{V\bar{o}}$ 系はそれぞれ $\bar{o}-\bar{y}$ 軸方向に $v+\bar{z}_b p$ 、 $\bar{o}-\bar{z}$ 軸方向に $w-\bar{y}_b p$ 、 $\bar{o}-\bar{x}$ 軸まわりに p となる。また、 $F_{V\bar{o}}$ 系で表わす運動量も F_{Vb} に書きなおすと、次式の関係が成り立つ。

$$[m^b] \begin{Bmatrix} p \\ v \\ w \end{Bmatrix} = [m^{\bar{o}}] \begin{Bmatrix} p \\ v+\bar{z}_b p \\ w-\bar{y}_b p \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} P^* \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (25)$$

ただし、 $P^* = [m_{\bar{y}\bar{x}}^{\bar{o}} p + m_{\bar{y}\bar{y}}^{\bar{o}} (v + \bar{z}_b p) + m_{\bar{y}\bar{z}}^{\bar{o}} (w - \bar{y}_b p)] \bar{z}_b - [m_{\bar{z}\bar{x}}^{\bar{o}} p + m_{\bar{z}\bar{y}}^{\bar{o}} (v + \bar{z}_b p) + m_{\bar{z}\bar{z}}^{\bar{o}} (w - \bar{y}_b p)] \bar{y}_b$

、 $\bar{y}_b$ 、 $\bar{z}_b$ は $F_{V\bar{o}}$ 系で表わす b の座標である。

$[m^{\bar{o}}]$ 、 $[m^b]$ の対称性及び次の関係式

$$\begin{bmatrix} m_{\bar{y}\bar{y}}^b & m_{\bar{y}\bar{z}}^b \\ m_{\bar{z}\bar{y}}^b & m_{\bar{z}\bar{z}}^b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{\bar{y}\bar{y}}^{\bar{o}} & m_{\bar{y}\bar{z}}^{\bar{o}} \\ m_{\bar{z}\bar{y}}^{\bar{o}} & m_{\bar{z}\bar{z}}^{\bar{o}} \end{bmatrix} \quad (26)$$

を(25)式に代入して整理すれば、対称行列 $[m^b]$ の $b-\bar{x}$ 軸まわりに関する3成分と $[m^{\bar{o}}]$ との間の関係は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
m_{\bar{x}\bar{y}}^b &= m_{\bar{x}\bar{y}}^{\bar{o}} + m_{\bar{y}\bar{y}}^{\bar{o}} \bar{z}_b - m_{\bar{y}\bar{z}}^{\bar{o}} \bar{y}_b \\
m_{\bar{x}\bar{z}}^b &= m_{\bar{x}\bar{z}}^{\bar{o}} + m_{\bar{y}\bar{z}}^{\bar{o}} \bar{z}_b - m_{\bar{z}\bar{z}}^{\bar{o}} \bar{y}_b \\
m_{\bar{x}\bar{x}}^b &= m_{\bar{x}\bar{x}}^{\bar{o}} + (m_{\bar{y}\bar{y}}^{\bar{o}} + m_{\bar{x}\bar{y}}^b) \bar{z}_b - (m_{\bar{x}\bar{z}}^{\bar{o}} + m_{\bar{x}\bar{y}}^b) \bar{y}_b \quad (27)
\end{aligned}$$

2.3.2 F_{Vb} 系と F_b 系との間の変換関係

F_{Vb} 系で表わす断面運動速度と回転角速度を $\begin{Bmatrix} p \\ v \\ w \end{Bmatrix}$ とす

れば、 F_b 系で表わすと $l_{bv} \begin{Bmatrix} p \\ v \\ w \end{Bmatrix}$ となる。また、 F_b 系で表わす運動量も F_{Vb} 系に表わし直せば、次式の関係が成り立つ。

$$[m^b] \begin{Bmatrix} p \\ v \\ w \end{Bmatrix} = l_{bv} [m] l_{bv} \begin{Bmatrix} p \\ v \\ w \end{Bmatrix} \quad (28)$$

そして、

$$[m^b] = l_{vb} [m] l_{bv} \quad (29)$$

または、

$$[m] = l_{bv} [m^b] l_{vb} \quad (30)$$

が得られる。

ただし、変換行列 l_{vb} は(2)式の L_{VB} に、 $\tau = \phi = 0$ を代入して得られるものである。すなわち、

$$l_{vb} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (31)$$

また、

$$l_{bv} = l_{vb}^T \quad (32)$$

(31)式と(32)式を(30)式に代入すれば、対称行列 $[m]$ の6成分と $[m^b]$ との間の関係は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
m_{xx} &= m_{\bar{x}\bar{x}}^b \\
m_{xy} &= m_{\bar{x}\bar{y}}^b \cos \phi + m_{\bar{x}\bar{z}}^b \sin \phi \\
m_{xz} &= -m_{\bar{x}\bar{y}}^b \sin \phi + m_{\bar{x}\bar{z}}^b \cos \phi \\
m_{yy} &= m_{\bar{y}\bar{y}}^b \cos^2 \phi + m_{\bar{z}\bar{z}}^b \sin^2 \phi + 2m_{\bar{y}\bar{z}}^b \sin \phi \cos \phi \\
m_{yz} &= m_{\bar{y}\bar{z}}^b (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi) + (m_{\bar{z}\bar{z}}^b - m_{\bar{y}\bar{y}}^b) \cos \phi \sin \phi \\
m_{zz} &= m_{\bar{z}\bar{z}}^b \cos^2 \phi + m_{\bar{y}\bar{y}}^b \sin^2 \phi - 2m_{\bar{y}\bar{z}}^b \sin \phi \cos \phi \quad (33)
\end{aligned}$$

2.3.3 F_b 系と $F_{V\bar{o}}$ 系との間の変換関係

(26)式と(27)式を(33)式に代入すれば、 $F_{V\bar{o}}$ 系で表わす断面付加質量行列 $[m^{\bar{o}}]$ から、 F_b 系で表わすもの $[m]$ が求められる。

造波減衰係数行列も付加質量行列の場合と同様に、 $F_{V\bar{o}}$ 系で $[N^{\bar{o}}]$ 、 F_{Vb} 系で $[N^b]$ 、 F_b 系で $[N]$ とすれば、(27)式と(33)式が m のかわりに N さえ用いれば適用できる。

2.4 船体断面に働く力の成分

F_b 系で表わす船体運動速度と角速度を u, v, w, p, q, r とすれば、船体断面の水に対する平均相対速度 $\bar{u}_r, \bar{v}_r, \bar{w}_r$ と平均相対回転角速度 $\bar{p}_r$ は F_b 系で表わすと次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\bar{u}_r &= u - \bar{V}_x \\
\bar{v}_r &= v + x r - \bar{V}_y \\
\bar{w}_r &= w - x q - \bar{V}_z \\
\bar{p}_r &= p - \bar{p}_w \quad (34)
\end{aligned}$$

ここで、船体における $y=z=0$ の点の運動速度を断面の平均速度とする。なお、 $\bar{V}_x, \bar{V}_y, \bar{V}_z$ は(22)式で与えられる波粒子の運動速度の断面形状における平均を表わして、次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\bar{V}_x &= \frac{1}{c} \int_c V_x dc \\
\bar{V}_y &= \frac{1}{c} \int_c V_y dc \\
\bar{V}_z &= \frac{1}{c} \int_c V_z dc \quad (35)
\end{aligned}$$

ただし, $\int_c$ は断面形状に沿う積分を意味する。また, $\bar{p}_w$ は波粒子の運動速度の $y=z=0$ の点に対する相当回転角速度の断面における平均を表わし, 次の式で与えられる。

$$\bar{p}_w = \frac{1}{c} \int_c p_w dc \quad (36)$$

$$\text{ただし, } p_w = \frac{V_x y - V_y z}{y^2 + z^2}$$

本論文でも, 藤野, 邱³⁾ のと同様に, 定常航走状態を基準状態として, O. S. M. の考え方に従って運動方程式を導くため, 相対速度と流体力係数とも出会い周期運動に対応するものと定常直進運動に対応するものを区別することにする。そこで, (34)式は(8)式~(11)式を用いて, 次式で表わし直せる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_r &= U \cos \tau \cos \phi + \bar{u} - \bar{V}_x \approx U \cos \tau \cos \phi \\ \bar{v}_r &= -U \cos \phi \sin \phi + \bar{v} + x r - \bar{V}_y \equiv V - \bar{V}_y \\ \bar{w}_r &= (\bar{w}_r - w_0) + w_0 \\ &= (U \cos \phi \sin \tau \cos \phi + \bar{w} - x q - \bar{V}_z - w_0) + w_0 \\ &\equiv (W - \bar{V}_z - w_0) + w_0 \\ \bar{p}_r &= p - \bar{p}_w \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

ただし, (9)式を用いるさい, 右辺の $\cos \phi$ の項と比較した上, $\sin \phi$ の項を便宜上省略することにした。また, ほかの運動モードに対する前後揺の影響が無視できると仮定して, 前後揺を取り扱わないことにした。なお, $V \equiv -U \cos \phi \sin \phi + \bar{v} + x r$, $W \equiv U \cos \phi \sin \tau \cos \phi + \bar{w} - x q$ の定義が用いられる。

2.4.1 運動量の時間変化による力 F^m とモーメント M^m

断面の流体運動量の時間変化によって働く力とモーメントは

$$\left\{ \begin{aligned} M_x^m \\ F_y^m \\ F_z^m \end{aligned} \right\} = \frac{d}{dt} \left\{ [m] \begin{bmatrix} p - \bar{p}_w \\ V - \bar{V}_y \\ W - \bar{V}_z - w_0 \end{bmatrix} \right\} + \left\{ \begin{bmatrix} m_{xz}^* - m_{xz,0}^* \\ m_{yz}^* - m_{yz,0}^* \\ m_{zz}^* - m_{zz,0}^* \end{bmatrix} w_0 \right\} \quad (38)$$

で表わせる。ただし, 上つき“*”は定常直進運動に対応する断面付加質量を意味し, 高速航走の条件より, 周波数無限大での値を用いる。なお, 下つき“0”は平水中定常航走時の喫水状態に対する断面付加質量を意味する。船体断面の左右対称性により, $m_{yz,0}^* = m_{xz,0}^* = 0$ を(38)式に代入できる。

2.4.2 造波減衰力 F^r とモーメント M^r

F^m, M^m の場合と同様に, 相対速度によって働く減衰力も周期運動成分と直進運動成分に分けて考える。すなわち,

$$\left\{ \begin{aligned} M_x^r \\ F_y^r \\ F_z^r \end{aligned} \right\} = [N] \begin{bmatrix} p - \bar{p}_w \\ V - \bar{V}_y \\ W - \bar{V}_z - w_0 \end{bmatrix} + \left\{ \begin{bmatrix} N_{xz}^* - N_{xz,0}^* \\ N_{yz}^* - N_{yz,0}^* \\ N_{zz}^* - N_{zz,0}^* \end{bmatrix} w_0 \right\} \quad (39)$$

ただし, 上つき“*”と下つき“0”の意味は前述と同

様である。そこで, 右辺の第1項しか寄与がないとなる。

2.4.3 復原力と Froude-Krylov force F^s とモーメント M^s

平水中定常航走時の攪乱のない平水面より下方にある断面没水形状を c_0 , 水圧 P_0 , 波浪中を航走するときの攪乱のない元の入射波より下方にある断面没水形状を c , 水圧 P とすれば, 復原力と Froude-Krylov force とモーメントは

$$\left. \begin{aligned} F_y^s &= - \int_c P dz \\ F_z^s &= \int_c P dy - \int_{c_0} P_0 dy \\ M_x^s &= \int_c P (y dy + z dz) + mg(z'_0 - z'_0) \sin \phi \\ &\quad + mg(y'_0 - y'_0)(1 - \cos \phi) \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

ただし, $\int_c$ は左舷から右舷へ方向で, 没水形状に沿う積分とする。 y'_0, z'_0 は平水中静止状態の断面重心位置を F_v 系で表わす座標である。 m は断面の質量である。 P_0 は(15)式により,

$$P_0 = \rho g Z_0 = \rho g(z'_0 + \zeta_s - x \sin \tau_s + z \cos \tau_s) \quad (41)$$

で与えられる。一方, P は(23)式で表わせる。

2.4.4 船体慣性力 F^i とモーメント M^i

船体慣性力とモーメントは

$$\left. \begin{aligned} F_y^i &= m(\dot{v} + x \dot{r}) \\ F_z^i &= m(\dot{w} - x \dot{q}) \\ M_x^i &= i_{xx} \dot{p} \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

ただし, i_{xx} は $o-x$ 軸まわりの断面慣性モーメントである。

2.5 運動方程式

平水中定常航走時の船体姿勢を初期状態として, この状態よりの運動に関する5自由度連成運動方程式はまず(37)式を(38)式~(40)式, (42)式に代入してから F_b 系で表わす力およびモーメントのつり合い

$$\left. \begin{aligned} y \text{ 方向: } & \int_A^F (F_y^m + F_y^r + F_y^s + F_y^i) dx = 0 \\ z \text{ 方向: } & \int_A^F (F_z^m + F_z^r + F_z^s + F_z^i) dx = 0 \\ x \text{ 軸まわり: } & \int_A^F (M_x^m + M_x^r + M_x^s + M_x^i) dx = 0 \\ y \text{ 軸まわり: } & \int_A^F (-x)(F_z^m + F_z^r + F_z^s + F_z^i) dx = 0 \\ z \text{ 軸まわり: } & \int_A^F x(F_y^m + F_y^r + F_y^s + F_y^i) dx = 0 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

に代入して整理すれば, 次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} [m_{ij}] \begin{bmatrix} \ddot{v} \\ \ddot{w} \\ \dot{p} \\ \dot{q} \\ \dot{r} \end{bmatrix} + [N_{ij}] \begin{bmatrix} \bar{v} \\ \bar{w} \\ p \\ q \\ r \end{bmatrix} + \{R_i\} + \{L_i\} \\ = \{F_i\} + \{D_i\} \end{aligned} \quad (44)$$

式中の諸係数は Appendix に示す。

ここでは $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} - U \cos \tau \cos \phi \frac{\partial}{\partial x}$ を用いる。

2.6 数値計算の取扱い

実際の計算は次のように取り扱う。

2.6.1 断面流体力係数の計算

2.4 節の船体固定座標系で表された断面流体力係数行列 $[m]$, $[N]$ と $[\partial m/\partial t]$ の求め方の概略について述べる。

まず船体各断面の何種類かの喫水と b 点を回転中心とする横揺角に対し出会い周波数および周波数無限大での付加質量行列と減衰係数行列を Frank の close-fit 法¹⁴⁾ で求め求めておき、2.3 節で示した F_v 系で表わす $[m^b]$, $[m^b]^*$, $[N^b]$ とする。なお、波浪中における船体断面の波面に対する相対喫水 d_r と相対横揺角 ϕ_r は(15)式と(19)式により

$$\left. \begin{aligned} d_r &= d + \zeta_s + \zeta - x \sin \tau - \frac{1}{2}((\zeta_w)_1 + (\zeta_w)_2) \\ \phi_r &= \phi + \frac{1}{2}((\partial \zeta_w / \partial y)_1 + (\partial \zeta_w / \partial y)_2) \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

のように与えられる。ただし、 d は平水中静止状態での断面喫水である。また、下ツキ“1”と“2”はそれぞれ波浪中における船体断面の左右両舷と撓乱のない波面との交点を指す。波浪中における断面の d_r と ϕ_r が求まれば、まず前記の $[m^b]$, $[m^b]^*$ と $[N^b]$ により、通常有限要素法に用いられる四辺形4節点要素の形状関数で補間することによって、その没水状態での $[m^b]$, $[m^b]^*$ と $[N^b]$ が求められるので、(33)式を用いて $[m]$, $[m^*]$ と $[N]$ に変換する。

また、 $[\partial m/\partial t]$ と $[\partial m^*/\partial t]$ を計算するには、まず(33)式の両辺を時間偏微分 $(\partial/\partial t)$ して、 $[\partial m/\partial t]$ と $[\partial m^b/\partial t]$ との間の変換関係を得る。この場合、 $\partial m^b/\partial t$ は次式によって与えられる。

$$\frac{\partial m^b}{\partial t} = \frac{\partial m^b}{\partial d_r} \frac{\partial d_r}{\partial t} + \frac{\partial m^b}{\partial \phi_r} \frac{\partial \phi_r}{\partial t} \quad (46)$$

ここで、(45)式により、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial d_r}{\partial t} &= \dot{\zeta} - x \dot{\theta} \sin \tau - \frac{1}{2}((\partial \zeta_w / \partial t)_1 + (\partial \zeta_w / \partial t)_2) \\ \frac{\partial \phi_r}{\partial t} &= \dot{\phi} + \frac{1}{2}((\partial^2 \zeta_w / \partial y \partial t)_1 + (\partial^2 \zeta_w / \partial y \partial t)_2) \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

$\partial m^b/\partial d_r$ と $\partial m^b/\partial \phi_r$ は前記何種類かの喫水と横揺角に対し $[m^b]$ と $[m^b]^*$ を求めたときと同時に、 $\partial m^b/\partial d_r$, $\partial m^b/\partial \phi_r$, $\partial m^{b*}/\partial d_r$, $\partial m^{b*}/\partial \phi_r$ も求めておく。 d_r と ϕ_r が求まれば、(46)式に代入して $[\partial m^b/\partial t]$ と $[\partial m^{b*}/\partial t]$ を求め、 $[\partial m/\partial t]$ と $[\partial m^*/\partial t]$ に変換する。

2.6.2 数値積分法

(44)式の船体固定座標系で記述した運動方程式の積分には Newmark- β 法 ($\beta=1/4$ とする) を使用した。ただし、各時刻における船体断面の流体力係数、復原力と Froude-Krylov force を決めるには、2.6.1 節で述べたとおり、 F_v 系で表わす船体運動が必要である。そこで、(5)式と(6)式の変換を行った上、 F_v 系で表わす運動にも Newmark-

β 法が適用され、両座標系で表わす運動加速度とも収束するまで、繰り返し計算を行う。

また、時間ステップは出会い周期の 200 分の 1 とした。

2.6.3 人工的な復原力 (バネ) の取扱い

左右揺と船首揺の運動モードに静的復原力がないため、この両モードの運動にドリフトを生じ、運動計算の安定性が悪くなることは、当然ながら本報でも見られる。そこで、もっとも簡単な方法と思われる人工的なバネをこの両モードに加えて、ドリフトの影響を抑えることにした。バネの強さについては、応答に大きな影響を及ぼさずにドリフトが抑えられると推奨された、 $(\omega_e/2)^2 M$ を用いた^{15,16)}。ここで、 M は左右揺、船首揺それぞれのモードに対する質量と慣性モーメントである。なお、バネの強さの影響を検討するため、本報では上記の強さに対しその倍数を K とする。

なお、本報では、人工的なバネを F_v 系の η と ψ との方向に加えるとし、(5)式と(6)式の変換を通じて F_b 系の各方向に働くようにした。本報の計算により、人工的なバネが直接 F_b 系の v と r との方向に加わるとすれば、ドリフトを抑えることができて安定な運動振幅が得られない。

3. 供試船型と計算条件

供試船型としてはその主要目を Table 1 に示す。60 フォート級クルーザー実艇を使用した⁹⁾。また、波浪中における運動計算を行うには予め知る必要のある平水中航走時の船体上下量 ζ_s とトリム量 τ_s については前報⁹⁾ の模型実験結果を用いることにした。

計算は主に次の条件で行った。

- (1) 出会う角 $\chi=90^\circ, 112.5^\circ, 135^\circ, 157.5^\circ, 180^\circ$
- (2) 波長船長比 $\lambda/L=0.4 \sim 5.6$ (χ によって変化する)
- (3) 波高波長比 $H_w/\lambda=1/40$ (波高影響を示すには、 $1/250 \sim 1/20$)
- (4) フルード数 $F_n (=U/\sqrt{gL})=0.693$ (船速影響を示すには、 $0.0 \sim 0.693$)
- (5) 人工的なバネの強さを表わす倍数 $K=1.0$ (バネの影響を示すには、 $0.1 \sim 10.0$)

Table 1 Principal Particulars of Ship

Length Overall L	18.20 m
Breadth (〓) B	4.94 m
Depth (〓) D	3.0 m
Draft (〓) d	0.84 m
Displacement W	31.4 ton
Vertical Position of C. G. KG	0.84 m
Longitudinal Position of C. G	2.01 m aft. (〓)
Transverse GM	2.88 m
Longitudinal Gyradius	0.22 L
Gyradius in Roll	0.27 B

4. 計算結果と考察

4.1 人工的なバネの強さの影響

$\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$ の斜波中を $F_n=0.693$ で航走するときの船体運動の peak to peak 値を出会角ごと、人工的なバネの強さを表わす倍数 K の対数 ($\log_{10} K$) ベースにまとめ Fig. 3 と Fig. 4 に示した。出会角によらず、横揺だけは $K=1.0$ 付近に、バネの強さの影響が比較的顕著に見られる。そこで、 $\chi=135^\circ$ の場合につき、低速 $F_n=0.124$ の場合に対し計算をし、その結果も合わせて Fig. 3 に示したが、上記の現象が顕著でなくなる。すなわち、高速になると、人工的なバネの強さが $K=1.0$ 付近で、横揺に対する影

響が顕著になることを伺わせる。

シミュレーション計算結果の一例として、 $F_n=0.693$, $\chi=135^\circ$, $\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$, $K=1.0$ の場合を Fig. 5 に示す。また、同様の航走条件につき、運動時間履歴に対するバネの強さの影響を Fig. 6 に示す。 $K=10.0$ の場合は、バネが比較的強く左右揺を拘束しておることがわかる。一方、 $K=0.1$ の場合、左右揺と船首揺とのドリフトが比較的に大きくなり、安定な計算結果を得るまで、比較的に長い計算時間を要する。そこで、倍数 $K=1.0$ 人工的なバネが横揺振幅に多少影響を及ぼすものの、比較的に早く安定な計算結果が得られることを鑑みれば、斜波中を高速で航走する船体運動の一般的傾向の検討を目的とする本報では、

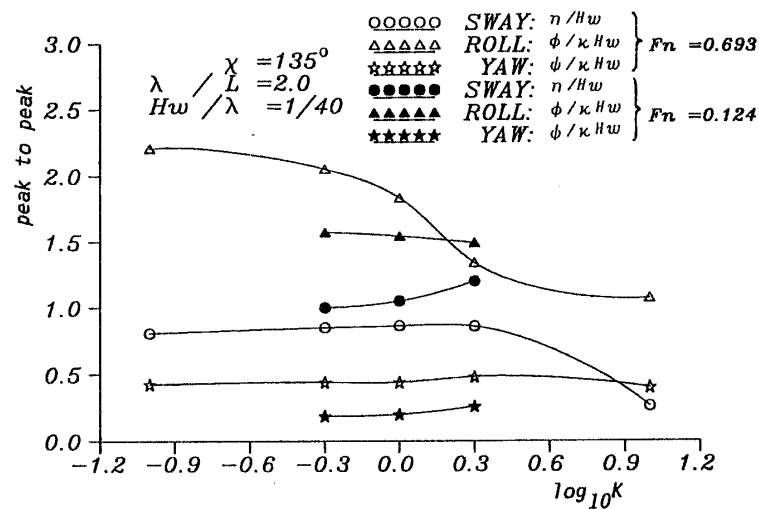


Fig. 3 Effects of Artificial Spring Constant on Transverse Motions with Different Ship Speed ($\chi=135^\circ$, $\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$)

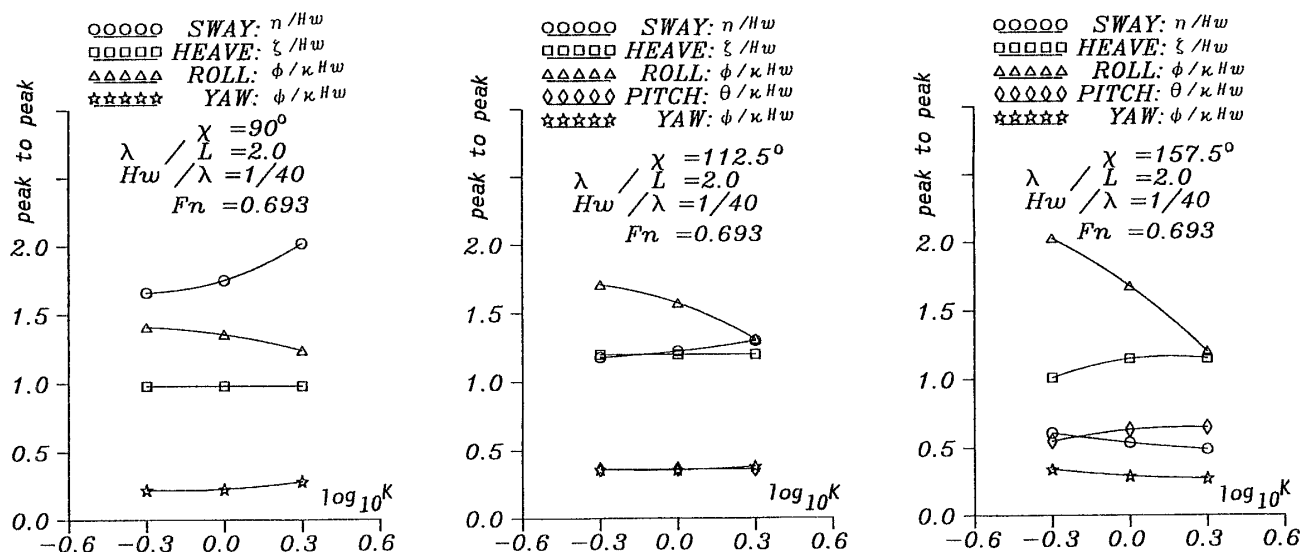


Fig. 4 Effects of Artificial Spring Constant on Ship Motions ($F_n=0.693$, $\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$)

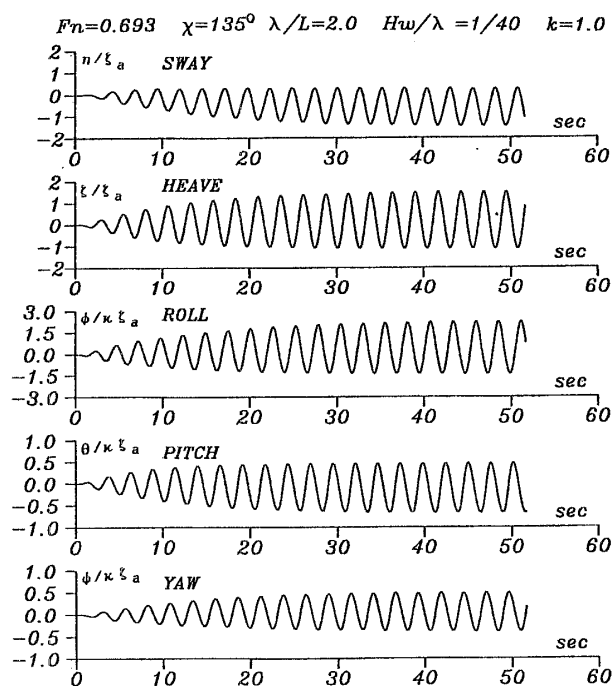


Fig. 5 An Example of Time Histories of Ship Motions ($F_n=0.693$, $\chi=135^\circ$, $\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$, $K=1.0$)

バネの強さについて、 $(\omega_e/2)^2 M$ (すなわち、 $K=1.0$) を使用することも差し支えないと思われる。以下、 $K=1.0$ を用いた計算結果を示すことにした。

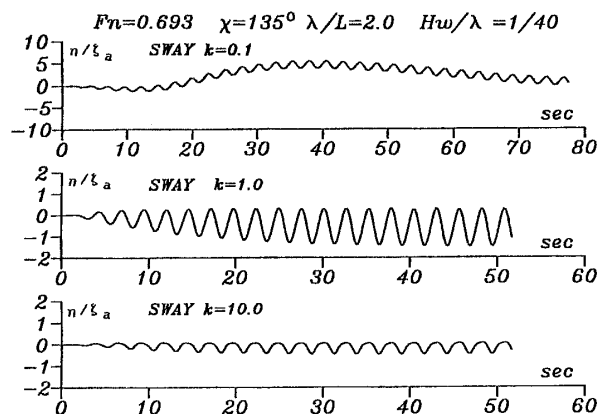
4.2 出会角の影響

斜波中航走時の5自由度運動の peak to peak 値を各運動モードごと、出会角につき無次元周波数 $(\omega/\sqrt{L/g})$ ベースにまとめ Fig. 7(a)~(e) に示した。左右揺は出会角が 90° に近付くとともに一様に増加するのに対し、船首揺と横揺は同調する波長に出会うと、 $\chi=135^\circ$ 付近に顕著となる。なお、本計算では粘性影響を考慮に入れてないにもかかわらず、 $\chi=90^\circ$ の場合、 $\omega/\sqrt{L/g}=2.0$ 付近に横揺が同調になっても、その無次元化 peak to peak 値は通常の排水量型船のと比較したら、かなり小さいと言える。それは供試船の GM が 2.88 m もあり、比較的に大きい値がその原因と思われる。縦揺は短波長の場合を除けば、 $\chi=180^\circ$ に近いほど、ほぼ一様に増加する傾向が見られる。

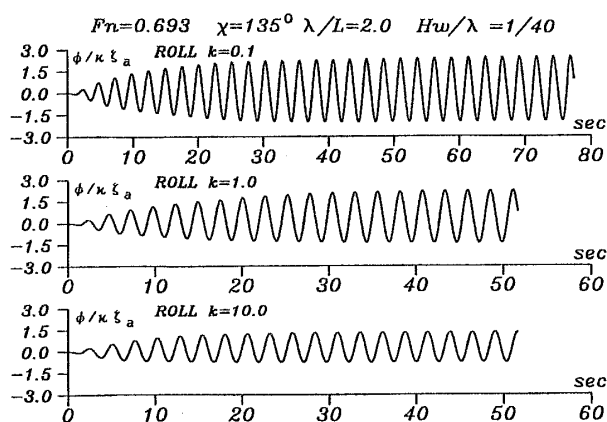
また、船尾と船首にそれぞれ一点 P_A (S. S. 0, C. G. より上 2.1 m, 中心線より右 2.6 m), P_F (S. S. 10, C. G. より上 2.9 m, 中心線より右 1.1 m) とし、この二点の左右揺と上下揺の peak to peak 値も $\omega/\sqrt{L/g}$ ベースにまとめ Fig. 7(f)~(i) に示した。 $\chi=90^\circ$ を除いた各出会角につき、船尾にある P_A の左右揺は船首にある P_F のそれよりほぼ一様に大きいのに対し、 P_A の上下揺は P_F のそれよりほぼ一様に小さいことが見られる。

4.3 船速の影響

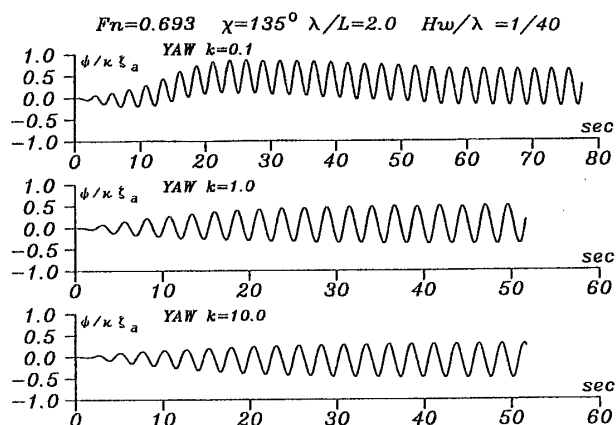
Fig. 8 は $\lambda/L=1.5$, $H_w/\lambda=1/40$, $\chi=135^\circ$ の斜波中を種々



(a) Sway



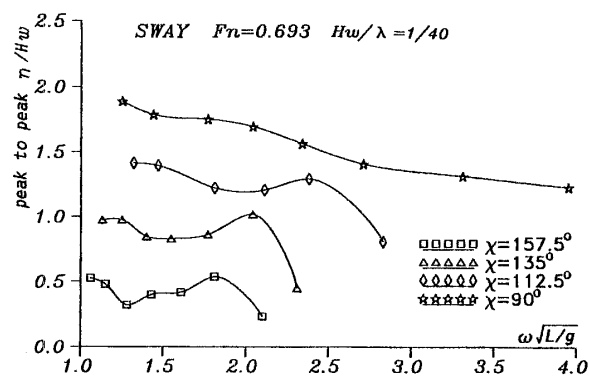
(b) Roll



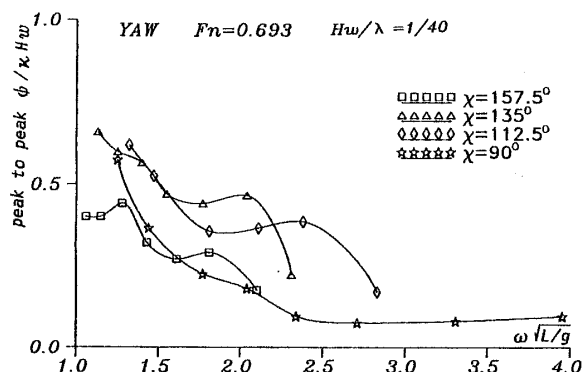
(c) Yaw

Fig. 6 Effects of Artificial Spring Constant on Time Histories of Transverse Motions ($F_n=0.693$, $\chi=135^\circ$, $\lambda/L=2.0$, $H_w/\lambda=1/40$)

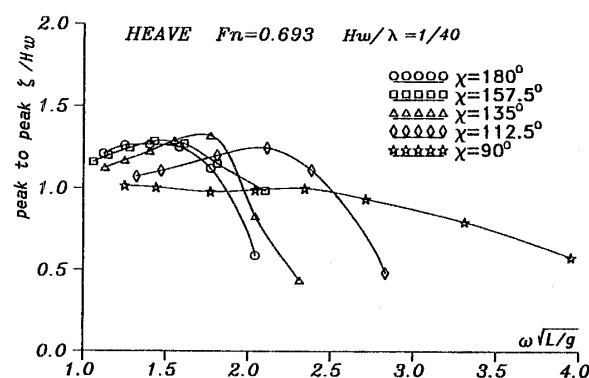
の船速で航走するときの各運動モードおよび P_A 点と P_F 点の左右揺と上下揺の peak to peak 値の船速に対する変化を示しものである。Fig. 8(a) によれば、船速の増加とともに、縦揺が減少するのに対し、横揺、船首揺が同調に近付く傾向があつて、増大する。また、船首にある P_F 点も、



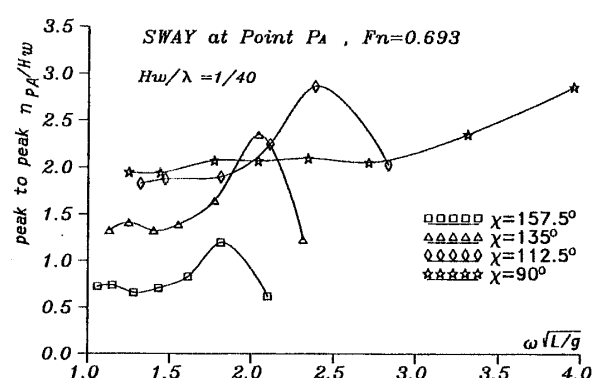
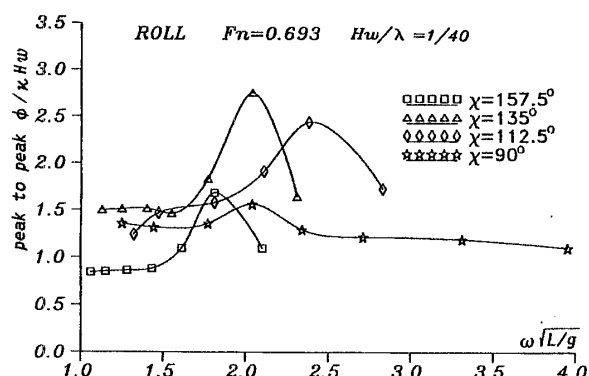
(a) Sway



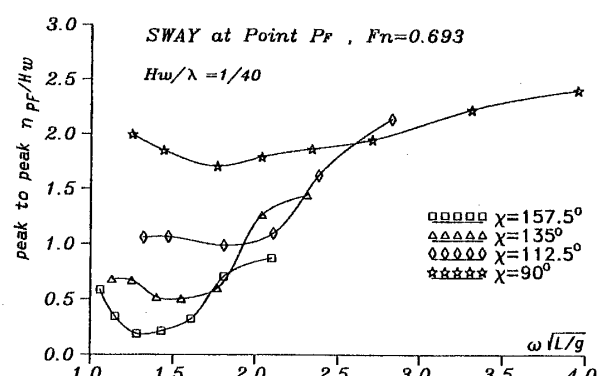
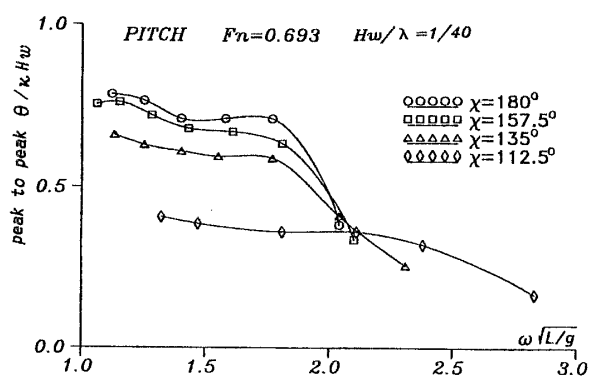
(e) Yaw



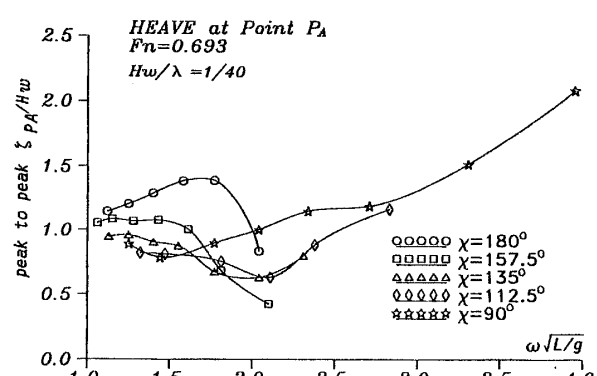
(b) Heave

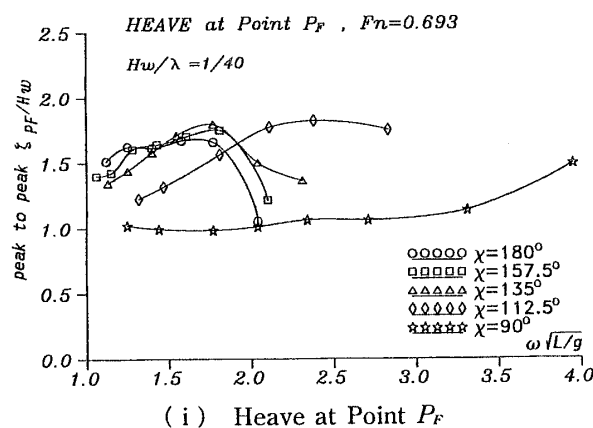
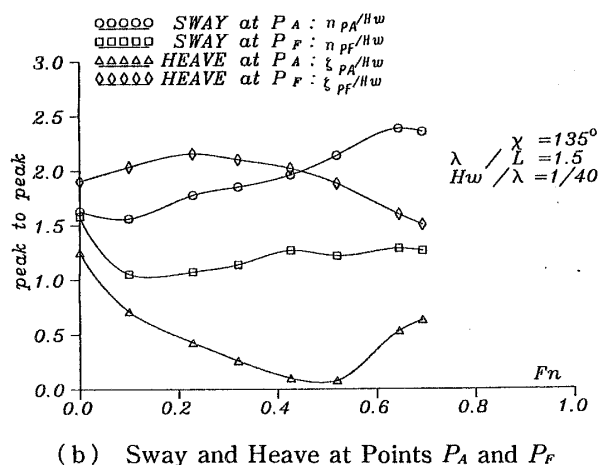
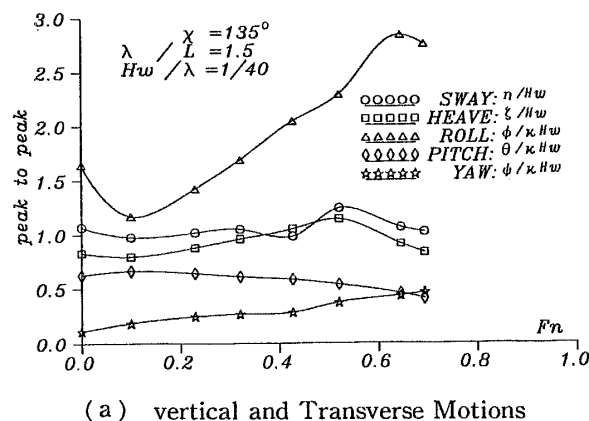
(f) Sway at Point P_A 

(c) Roll

(g) Sway at Point P_F 

(d) Pitch

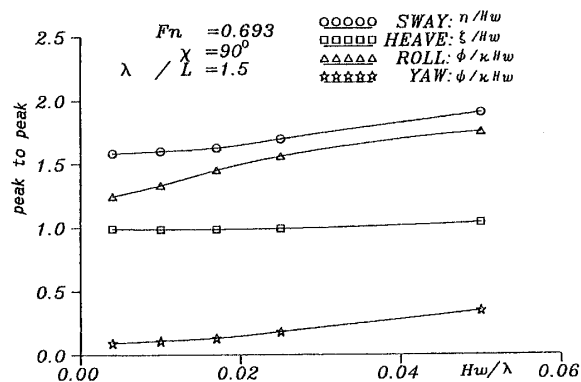
(h) Heave at Point P_A

Fig. 7 Motion Responses ($F_n=0.693$, $H_w/\lambda=1/40$)Fig. 8 Effects of Ship Speed on Ship Motions ($\chi=135^\circ$, $\lambda/L=1.5$, $H_w/\lambda=1/40$)

船速の増加とともに減小する縦揺の影響を受け、高速になるとかえって上下揺が小さくなる。一方、船尾にある P_A 点の左右揺も、船速の増加とともに大きくなる船首揺によって増大する。

4.4 波高の影響

Fig. 9 は $F_n=0.693$, $\lambda/L=1.5$, $\chi=90^\circ$ の横波中を種々の波高をかえて計算した各運動モードの peak to peak の無

Fig. 9 Effects of Wave Height on Motion Responses ($F_n=0.693$, $\chi=90^\circ$, $\lambda/L=1.5$)

次元値の波高波長比に対する変化を示したものである。横揺と船首揺の波高に対する非線形性が比較的に顕著に現われる。Fig. 10(a)と(b)にそれぞれ $H_w/\lambda=1/60$ と $1/20$ の場合につき、各モードの運動時間履歴をまとめて示した。それらの波形を見ても、同様のことが言える。

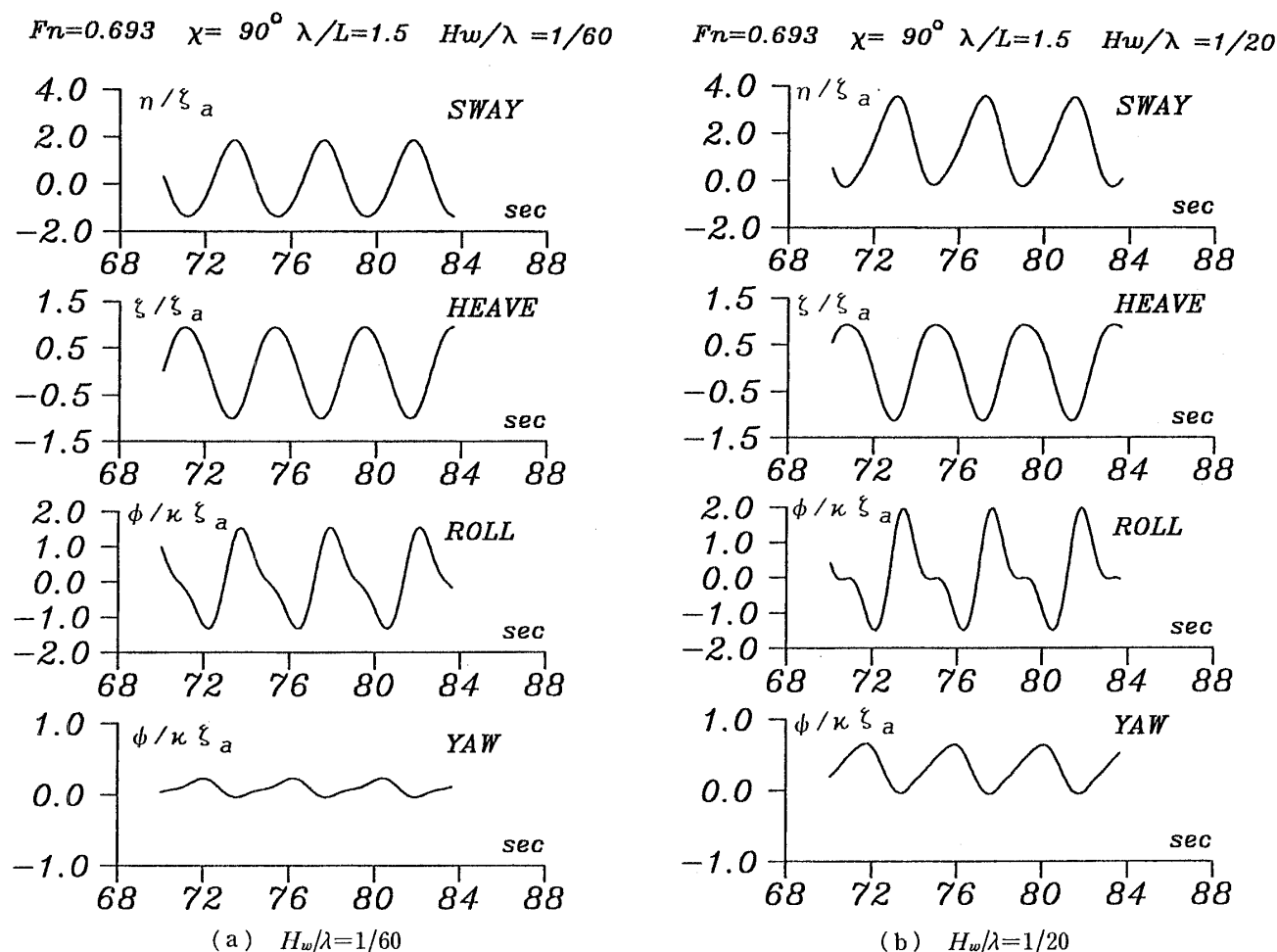
5. 結 言

本論文では、今までその有効性が確認されてきた高速艇の向波中の運動計算法に基づき、斜波中における高速艇の5自由度連成運動の計算法を提案し、実艇のシミュレーション計算を行った。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) 喫水が比較的に小さい高速艇が斜波中を航走するときの大運動を取り扱うには必要と思われる、鉛直座標系と船体固定座標系との区別を考慮に入れたシミュレーション計算法が可能であることを明らかにした。
- (2) 本計算によれば、高速艇の運動に対する波高、出会角および船速の影響を定量的に把握できるので、高速艇の運航を検討する道具として有効に利用できるであろう。
- (3) 左右揺や船首揺のドリフトが原因となる数値計算の不安定さを取り除くために加えた人工的な復原力(バネ)の強さについて、通常排水量型船に対し推奨されたものを用いて計算した結果、横揺振幅に多少の影響を及ぼすものの、本計算に適用しても差し支えないことを明らかにした。

一方、デジタルフィルタによる方法¹⁵⁾や舵力を考慮に入れる方法¹²⁾などの適用に関する検討も今後に残された課題と言える。なお、スネーク型多分割造波装置によって長水槽に斜め規則波を発生させ、高速艇の斜波中における実験をすることや高速艇実船計測などによって、本計算法に対しさらに検討を加える余地はまだ残っており、今後引き続き、この方面の研究を続けてゆく計画である。

本研究の一部は中華民国行政院国家科学委員会 NSC 80-0403-E 002-01 および聯合船舶設計センターの援助のもとになされ、計算には台湾大学造船及海洋工程学科計算機室の HP-9000 を使用させていただいたことを付記する。

Fig. 10 Effects of Wave Height on Time Histories of Ship Motions ($Fn=0.693$, $\chi=90^\circ$, $\lambda/L=1.5$)

参 考 文 献

- 1) Fridsma, G.: A Systematic Study of the Rough-water Performance of Planing Boats, Davidson Laboratory, Stevens Institute of Technology Report 1275 (1969)
- 2) Zanick, E. E.: A Nonlinear Mathematical Model of Motions of a Planing Boat in Regular Waves, DTNSRDC Report 78-0032 (1978)
- 3) 藤野正隆, 邱逢琛: 向波中を航走する高速艇の縦運動および波浪荷重, 日本造船学会論文集 154 号 (1983)
- 4) 金子幸雄, 高橋雄: 半排水量型高速艇の波浪縦曲げモーメントに関する模型実験と推定計算, 西部造船会々報 71 号 (1985)
- 5) 邱逢琛, 李雅榮, 周顯光: 大型高速艇の縦波浪荷重に関する一考察, 日本造船学会論文集 163 号 (1988)
- 6) Stavovy, A. B. and Chuang, S. L.: Analytical Determination of Slamming Pressures for High Speed Vehicle in Waves, J. of Ship Research, Vol. 20, No. 4 (1976)
- 7) 元良誠三, 藤野正隆, 寺尾裕, 尼子清夫, 桜井和之: 高速艇の船底衝撃圧発生メカニズムについて, 日本造船学会論文集 144 号 (1978)
- 8) 邱逢琛, 周顯光, 李雅榮: 向波中を航走する高速艇の船底水圧について, 日本造船学会論文集 171 号 (1992)
- 9) 木原和之: 耐航性能を考慮した高速艇の設計法に関する研究, 西部造船会々報 71 号 (1986), 72 号 (1992)
- 10) 邱逢琛, 陳良駿: 高速艇の運動性能に対する船型要素の影響, 日本造船学会論文集 169 号 (1991)
- 11) 藤野正隆, 尹範相: 大波高波浪による船体の波浪荷重に関する研究 (第 1~3 報), 日本造船学会論文集 156 号 (1984), 157 号 (1985), 158 号 (1985)
- 12) de Kat J. O.: The Numerical Modeling of Ship motions and Capsizing in Severe Seas, J. of Ship Research, Vol. 34, No. 4 (1990)
- 13) Etkin Bernard: Dynamics of Atmospheric Flight, John Wiley & Sons, Inc., (1972)
- 14) Bedel, T. W. and Lee, C. M.: Numerical Calculation of the Added mass and Damping Coefficients of Cylinders Oscillating in or below a Free Surface, NSRDC Report 3551 (1971)
- 15) 深沢塔一: 斜波中非線形船体運動/波浪荷重の時間領域における数値計算法に対する一考察, 日本造船学会論文集 167 号 (1990)
- 16) 宮田恵, 相良裕司: Sway-yaw-roll 連成運動方程式の時間積分法に関する研究, 東京大学卒業論文 (1989)

Appendix

$$\begin{aligned}
m_{22} &= \int (m + m_{yy}) dx \\
m_{23} &= m_{32} = \int m_{yz} dx \\
m_{24} &= m_{42} = \int m_{xy} dx \\
m_{25} &= m_{52} = \int m_{yz} x dx \\
m_{26} &= m_{62} = \int (m + m_{yy}) x dx \\
m_{33} &= \int (m + m_{zz}) dx \\
m_{34} &= m_{43} = \int m_{xz} dx \\
m_{35} &= m_{53} = - \int (m + m_{zz}) x dx \\
m_{36} &= m_{63} = \int m_{yz} x dx \\
m_{44} &= \int (m_{xx} + i_{xx}) dx \\
m_{45} &= m_{54} = - \int m_{xz} x dx \\
m_{46} &= m_{64} = \int m_{xy} x dx \\
m_{55} &= \int (m + m_{zz}) x^2 dx \\
m_{56} &= m_{65} = - \int m_{yz} x^2 dx \\
m_{66} &= \int (m + m_{yy}) x^2 dx \\
N_{22} &= \int \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{yy}]_A^F + \int N_{yy} dx \\
N_{23} &= N_{32} = \int \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{yz}]_A^F \\
&+ \int N_{yz} dx \\
N_{24} &= N_{42} = \int \frac{\partial m_{xy}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{xy}]_A^F \\
&+ \int N_{xy} dx \\
N_{25} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{yz} dx - \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{yz}]_A^F - \int N_{yz} x dx \\
N_{26} &= -U \frac{\cos \phi}{\cos \tau} \int m_{yy} dx + \int x \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{yy}]_A^F + \int N_{yy} x dx \\
N_{33} &= \int \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{zz}]_A^F + \int N_{zz} dx \\
N_{34} &= N_{43} = \int \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{xz}]_A^F \\
&+ \int N_{xz} dx \\
N_{35} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{zz} dx - \int x \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{zz}]_A^F - \int N_{zz} x dx \\
N_{36} &= -U \frac{\cos \phi}{\cos \tau} \int m_{yz} dx + \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{yz}]_A^F + \int N_{yz} x dx \\
N_{44} &= \int \frac{\partial m_{xx}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [m_{xx}]_A^F + \int N_{xx} dx \\
N_{45} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{xz} dx - \int x \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{xz}]_A^F - \int N_{xz} x dx \\
N_{46} &= -U \frac{\cos \phi}{\cos \tau} \int m_{xy} dx + \int x \frac{\partial m_{xy}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{xy}]_A^F + \int N_{xy} x dx \\
N_{52} &= -U \cos \tau \cos \phi \int m_{yz} dx - \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{yz}]_A^F - \int N_{yz} x dx \\
N_{53} &= -U \cos \tau \cos \phi \int m_{zz} dx - \int x \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{zz}]_A^F - \int N_{zz} x dx \\
N_{54} &= -U \cos \tau \cos \phi \int m_{xz} dx - \int x \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx \\
&+ U \cos \tau \cos \phi [xm_{xz}]_A^F - \int N_{xz} x dx \\
N_{55} &= \int x^2 \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [x^2 m_{zz}]_A^F \\
&+ \int x^2 N_{zz} dx \\
N_{56} &= N_{65} = - \int x^2 \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx + U \cos \tau \cos \phi [x^2 m_{yz}]_A^F \\
&- \int x^2 N_{yz} dx \\
N_{62} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{yy} dx + \int x \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{yy}]_A^F + \int N_{yy} x dx \\
N_{63} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{yz} dx + \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{yz}]_A^F + \int N_{yz} x dx \\
N_{64} &= U \cos \tau \cos \phi \int m_{xy} dx + \int x \frac{\partial m_{xy}}{\partial t} dx \\
&- U \cos \tau \cos \phi [xm_{xy}]_A^F + \int N_{xy} x dx \\
N_{66} &= \int x^2 \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx - U \cos \tau \cos \phi [x^2 m_{yy}]_A^F \\
&+ \int x^2 N_{yy} dx \\
R_2 - F_2 &= - \iint_c P dz dx \\
R_3 - F_3 &= \iint_c P dy dx - \iint_{c_0} P_0 dy dx \\
R_4 - F_4 &= \iint_c P (y dy + z dz) dx
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +g \sin \phi \int m(z'_0 - z'_0) dx \\
& +g(1 - \cos \phi) \int m(y'_0 - y'_0) dx \\
R_5 - F_5 = & - \int x \int_c P dy dx + \int x \int_{c_0} P_0 dy dx \\
R_6 - F_6 = & - \int x \int_c P dz dx \\
L_2 = U \sin \tau_s \{ & \int \frac{\partial m_{yz}^*}{\partial t} dx - \int \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi [(m_{yz}^*)_A - (m_{yz})_A] \\
& - U \cos \tau_s (m_{yz,0}^*)_A - \int N_{yz} dx \} \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int N_{yy} dx \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int N_{yz} dx \\
& - U^2 \cos \phi \sin \phi \cos \tau \cos \phi (m_{yy})_A \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx \\
& + U^2 \cos \phi \sin \tau \cos \tau \cos^2 \phi (m_{yz})_A \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
L_3 = U \sin \tau_s \{ & \int \frac{\partial m_{zz}^*}{\partial t} dx - \int \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi [(m_{zz}^*)_A - (m_{zz})_A] \\
& - U \cos \tau_s (m_{zz,0}^*)_A - \int N_{zz} dx \} \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int N_{zz} dx \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int N_{yz} dx \\
& + U^2 \cos \phi \sin \tau \cos \tau \cos^2 \phi (m_{zz})_A \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int \frac{\partial m_{zz}}{\partial t} dx \\
& - U^2 \cos \phi \cos \tau \sin \phi \cos \phi (m_{yz})_A \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
L_4 = U \sin \tau_s \{ & \int \frac{\partial m_{xz}^*}{\partial t} dx - \int \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi [(m_{xz}^*)_A - (m_{xz})_A] \\
& - U \cos \tau_s (m_{xz,0}^*)_A - \int N_{xz} dx \} \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int N_{xy} dx \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int N_{xz} dx \\
& - U^2 \cos \phi \cos \tau \sin \phi \cos \phi (m_{xy})_A \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int \frac{\partial m_{xy}}{\partial t} dx \\
& + U^2 \cos \phi \sin \tau \cos \tau \cos^2 \phi (m_{xz})_A \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx \\
L_5 = & - U \sin \tau_s \left\{ \int x \frac{\partial m_{xz}^*}{\partial t} dx - \int x \frac{\partial m_{xz}}{\partial t} dx \right. \\
& \left. - U \cos \tau \cos \phi [(xm_{xz})_A - (xm_{xz}^*)_A] \right. \\
& \left. - \int m_{xz}^* dx + \int m_{xz} dx \right\} - U \cos \tau_s [(xm_{xz,0}^*)_A \\
& + \int m_{xz,0}^* dx] - \int x N_{xz} dx \\
& - U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int x N_{xz} dx \\
& + U \cos \phi \sin \phi \int x N_{yz} dx \\
& - U^2 \cos \phi \sin \tau \cos \tau \cos^2 \phi \{ (xm_{yz})_A \\
& + \int m_{yz} dx \} \\
& - U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
& + U^2 \cos \phi \cos \tau \sin \phi \cos \phi \{ (xm_{yz})_A \\
& + \int m_{yz} dx \} \\
& + U \cos \phi \sin \phi \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
L_6 = U \sin \tau_s \{ & \int x \frac{\partial m_{yz}^*}{\partial t} dx - \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
& - U \cos \tau \cos \phi [(xm_{yz})_A - (xm_{yz}^*)_A] \\
& - \int m_{yz}^* dx + \int m_{yz} dx \} \\
& - U \cos \tau_s [(xm_{yz,0}^*)_A + \int m_{yz,0}^* dx] \\
& - \int x N_{yz} dx + \int x N_{yz}^* dx \} - U \cos \phi \\
& \times \sin \phi \int x N_{yy} dx \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int x N_{yz} dx \\
& - U^2 \cos \phi \sin \phi \cos \tau \cos \phi \{ (xm_{yy})_A \\
& + \int m_{yy} dx \} \\
& - U \cos \phi \sin \phi \int x \frac{\partial m_{yy}}{\partial t} dx \\
& + U^2 \cos \phi \sin \tau \cos \tau \cos^2 \phi \{ (xm_{yz})_A \\
& + \int m_{yz} dx \} \\
& + U \cos \phi \sin \tau \cos \phi \int x \frac{\partial m_{yz}}{\partial t} dx \\
D_2 = & \int \{ m_{yy} (\partial \bar{V}_y / \partial t) + m_{yz} (\partial \bar{V}_z / \partial t) \\
& + m_{xy} (\partial \bar{p}_w / \partial t) + \left(\frac{\partial m_{yy}}{\partial t} + N_{yy} \right) \bar{V}_y \\
& + \left(\frac{\partial m_{yz}}{\partial t} + N_{yz} \right) \bar{V}_z + \left(\frac{\partial m_{xy}}{\partial t} + N_{xy} \right) \bar{p}_w \} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (m_{yy} \bar{V}_y)_A \\
& + (m_{yz} \bar{V}_z)_A + (m_{xy} \bar{p}_w)_A \} \\
D_3 = & \int \{ m_{yz} (\partial \bar{V}_y / \partial t) + m_{xz} (\partial \bar{V}_z / \partial t) \\
& + m_{xz} (\partial \bar{p}_w / \partial t) + \left(\frac{\partial m_{yz}}{\partial t} + N_{yz} \right) \bar{V}_y \\
& + \left(\frac{\partial m_{xz}}{\partial t} + N_{xz} \right) \bar{V}_z + \left(\frac{\partial m_{xz}}{\partial t} + N_{xz} \right) \bar{p}_w \} dx
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{\partial m_{zz}}{\partial t} + N_{zz} \right) \bar{V}_z + \left(\frac{\partial m_{xz}}{\partial t} + N_{xz} \right) \bar{p}_w \} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (m_{yz} \bar{V}_y)_A \\
& + (m_{zz} \bar{V}_z)_A + (m_{xz} \bar{p}_w)_A \} \\
D_4 = & \int \left\{ m_{xy} (\partial \bar{V}_y / \partial t) + m_{xz} (\partial \bar{V}_z / \partial t) \right. \\
& + m_{xx} (\partial \bar{p}_w / \partial t) + \left(\frac{\partial m_{xy}}{\partial t} + N_{xy} \right) \bar{V}_y \\
& + \left(\frac{\partial m_{xz}}{\partial t} + N_{xz} \right) \bar{V}_z + \left(\frac{\partial m_{xx}}{\partial t} + N_{xx} \right) \bar{p}_w \} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (m_{xy} \bar{V}_y)_A \\
& + (m_{xz} \bar{V}_z)_A + (m_{xx} \bar{p}_w)_A \} \\
D_5 = & - \int \left\{ x m_{yz} (\partial \bar{V}_y / \partial t) + x m_{zz} (\partial \bar{V}_z / \partial t) \right. \\
& + x m_{xz} (\partial \bar{p}_w / \partial t) + x \left(\frac{\partial m_{yz}}{\partial t} + N_{yz} \right) \bar{V}_y
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + x \left(\frac{\partial m_{zz}}{\partial t} + N_{zz} \right) \bar{V}_z + x \left(\frac{\partial m_{xz}}{\partial t} + N_{xz} \right) \bar{p}_w \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (m_{yz} \bar{V}_y + m_{zz} \bar{V}_z + m_{xz} \bar{p}_w) \} dx \\
& - U \cos \tau \cos \phi \{ (x m_{yz} \bar{V}_y)_A \\
& + (x m_{zz} \bar{V}_z)_A + (x m_{xz} \bar{p}_w)_A \} \\
D_6 = & \int \left\{ x m_{xy} (\partial \bar{V}_y / \partial t) + x m_{yz} (\partial \bar{V}_z / \partial t) \right. \\
& + x m_{xy} (\partial \bar{p}_w / \partial t) + x \left(\frac{\partial m_{xy}}{\partial t} + N_{xy} \right) \bar{V}_y \\
& + x \left(\frac{\partial m_{yz}}{\partial t} + N_{yz} \right) \bar{V}_z + x \left(\frac{\partial m_{xy}}{\partial t} + N_{xy} \right) \bar{p}_w \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (m_{xy} \bar{V}_y + m_{yz} \bar{V}_z + m_{xy} \bar{p}_w) \} dx \\
& + U \cos \tau \cos \phi \{ (x m_{xy} \bar{V}_y)_A \\
& + (x m_{yz} \bar{V}_z)_A + (x m_{xy} \bar{p}_w)_A \}
\end{aligned}$$