(昭和 57 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

追波中航走時の操縦微係数について

正員 藤 野 正 隆* 正員 山 崎 恵 一**
石 井 裕 司*

On the Stability Derivatives of a Ship Travelling in the Following Wave

by Masataka Fujino, *Member* Keiichi Yamasaki, *Member*
Yuji Ishii

Summary

The stability derivatives of a ship travelling in a following sea vary as functions of its longitudinal position in waves. As the primary cause of broaching-to phenomena, the loss of directional stability which a ship suffers when it is situated on the down slope of the following wave is pointed out. In order to examine the variation of directional stability in detail, to what extent the stability derivatives are affected by ship's position in waves should be more clarified both theoretically and experimentally. For this purpose, forced oscillation tests were carried out in following waves which was generated in an usual manner, that is to say, by the flap-type wave maker, and the stability derivatives were measured with both a rectangular flat plate which is a substitute for a ship, and a model with a realistic hull form. Simultaneously, stability derivatives of a rectangular flat plate with an aspect ratio equal to 0.2 were calculated by the numerical method advocated by Chapman. As the result of comparison between theoretical prediction and experimental results, it was shown that the numerical calculation performed for the flat plate can predict qualitatively the variation of stability derivatives of a ship due to its position in waves.

1 緒 言

中小船舶が追波中を高速で航行する際、突然操縦不能に陥り急速に回頭させられるブローチング現象の発生原因のひとつは、波の下り斜面上で船が針路不安定になることであるとの指摘がある^{1),2)}。しかし、著者の一人らは最近、舵の保針能力を越える波浪回頭モーメントが船体に作用することがブローチング発生の主原因であるとの見解を発表した³⁾。ブローチングの発生原因については、今後のより詳細な検討にまつところも少なくないが、そのような検討のためにも、追波中航走時の操縦微係数が平水中航走時とどのように異なり、かつ船体の波面上の位置によって、微係数がどのように変化するかをとらえておくことが重要である。この方面の研究は従来もなされていたが数少なく^{2)~4)}、前述の検討に十分な成果が得られているとはいいがたい。浜本⁴⁾は追波中の操縦微係数を測定するために、wave making board を曳航台車に取付け、曳航台車の走行に伴い発生される波の

なかで PMM 試験を実施して、操縦微係数が船体の波面上の位置いかんによって変化する様子を調べている。また、Renilson らも同様の手法で操縦微係数の測定を行っている²⁾。しかし、このような wave making board によって発生した波については、波の構造が通常の造波法により起された波の構造と厳密には同一でないとの意見もあり、いわゆるフラップ式造波板ないしはブランジャー式造波板により発生させた波浪中で PMM 試験を実施することが望まれている。元良らは通常の造波法によって発生させた波浪中で斜行試験を実施し、static derivatives Y_0 および N_0 が船体の波面上の位置によってどのように変化するかを明らかにしているが³⁾、実験上の制約から波の出会円周波数 ω_e は零ではない。

以上のような現状を鑑み、フラップ式造波板で起した波浪中で PMM 試験を実施し、追波中での操縦微係数の変化を実験的にとらえるとともに、理論計算により追波中航走時の波面上船体位置の変化に伴う操縦微係数の定性的かつ定量的変化の模様をとらえんとするのが本論文の主眼である。したがって理論計算が実施できるよう、小アスペクト比矩形平板によって実船型を置き換えて研

* 東京大学工学部

** 東京大学大学院工学系研究科

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (9)$$

また、自由表面の運動学的条件は

$$\left(U + \frac{\partial \varphi_w}{\partial x} \right) \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \xi_w \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 ξ は平板の運動により生じた水面変位を表す。さらに、自由表面の動力学的条件は

$$\left(U + \frac{\partial \varphi_w}{\partial x} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \varphi_w}{\partial z} + g\xi = 0 \quad \text{on } z = \xi_w \quad (11)$$

となる。以上の (8), (9), (10), (11) 式が支配方程式である。

2.2 動揺時の流場と流体力

動揺しながら U の速度で前進する平板周囲の流場において、場所 x 時刻 t における平板に垂直な流体速度成分を水面 ($z = \xi_w$) での値 $p(x, t)$ で代表すれば、 $p(x, t)$ は次のように表わせる (Fig. 2 を参照)。

$$p(x, t) = p\left(0, t - \frac{x}{U}\right) E(x) + \int_0^x p'\left(\sigma, t - \frac{x - \sigma}{U}\right) E(x - \sigma) d\sigma \quad (12)$$

ここで、 $E(x)$ は単位ステップ関数、 p' は $dp/d\sigma$ を表す。周期的に動揺させる PMM 試験の場合は

$$p(x, t) = b(x) e^{i\omega t} \quad (13)$$

と書ける。平板において、 $x = \sigma$ より後方の部分に単位の大さきの横速度を与えたとき、 $x = x$ でのポテンシャルを $f(x, y, z; \sigma)$ と表わせば、(13) 式に対応するポテンシャルは

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z, t) = & e^{i\omega t} \left[f(x, y, z; 0) b(0) e^{-i\omega(x/U)} \right. \\ & + \int_0^x f(x, y, z; \sigma) e^{-i\omega(x-\sigma/U)} \\ & \times \left. \left\{ \frac{i\omega}{U} b(\sigma) + b'(\sigma) \right\} d\sigma \right] \quad (14) \end{aligned}$$

ただし、 $b'(\sigma) = db(\sigma)/d\sigma$ である。また、本論文では専ら追波中の問題を取扱っているため、(12) 以降の式中の U には波の orbital velocity の効果を考慮に入れる必要がある。

物体表面での境界条件 (8) 式の右辺 $V_B(x, z, t)$ は (6) 式から明かなように、 z 方向に一様な部分 ((6) 式の右辺第 1 項と第 2 項の和) と z 方向に変化する部分、すなわち、波の orbital motion の影響を表す成分 ((6) 式右辺第 3 項) とからなるので、前述のポテンシャル $f(x, y, z; t)$ として 2 種類のポテンシャルが必要で、それぞれに対応させて $f_u(x, y, z; \sigma)$ 、 $f_w(x, y, z; \sigma)$ と書くことにすれば、各々が満足しなければならない方程式は、(9), (10), (11) 式に相当する方程式と、次の物体表面境界条件である。

Fig. 2 Representation of $p(x, t)$ by a sequence of step functions

$$\frac{\partial f_u}{\partial y} = E(x - \sigma) \quad \text{at } y = 0, -d \leq z \leq \xi_w \quad (15)$$

$$\frac{\partial f_w}{\partial y} = E(x - \sigma) e^{kz}, \quad \text{at } y = 0, -d \leq z \leq \xi_w \quad (16)$$

これらの解法については文献 [6, 7, 8] に詳述されているので、説明を省略する。ポテンシャル f_u 、 f_w に対応して、 $x = \sigma$ から $x = x$ までの部分に働く横力を $\rho U d^2/2$ で無次元化した係数 $C_{yu}(x; \sigma)$ 、 $C_{yw}(x; \sigma)$ と記せば

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} C_{yu}(x; \sigma) \\ C_{yw}(x; \sigma) \end{Bmatrix} = & -2\rho U \\ & \times \int_{-d}^{\xi_w} \begin{Bmatrix} f_u(x, 0, z; \sigma) \\ f_w(x, 0, z; \sigma) \end{Bmatrix} dz / \left(\frac{1}{2} \rho U d^2 \right) \quad (17) \end{aligned}$$

である。前述の f_u 、 f_w を用い、境界条件を満足するポテンシャル φ が求まると、平板の先端 $x = 0$ から $x = x$ までの部分に働く横力はベルヌーイの式より直ちに

$$\begin{aligned} Y(x, t) = & -2\rho U \int_{-d}^{\xi_w} \varphi(x, 0, z, t) dz \\ & - i 2 \omega \rho \int_0^x dx \int_{-d}^{\xi_w} \varphi(x, 0, z, t) dz \quad (18) \end{aligned}$$

で与えられ、また、中心まわりのモーメントは

$$N(x, t) = \frac{L}{2} Y(x, t) - \int_0^x \left\{ \frac{dY(x, t)}{dx} \right\} x dx \quad (19)$$

となる。ただし、 z 軸のまわり左回転を正としている。

(i) pure sway の場合

このときは $a(t) = \dot{a}(t) = 0$ であるから

$$V_B(x, z, t) = \dot{s}(t) = i\omega y_0 e^{i\omega t} \quad (y_0 : \text{sway の振幅}) \quad (20)$$

で、(13) 式中の $b(x)$ は $b(x) = i\omega y_0$ となる。流体のポテンシャルは (14) 式の f として前述の f_u を用いられ、したがって、先端から $x = x$ までの部分に加わる横力 $Y_s(x, t)$ は (18) 式より直ちに求められ、 $\rho U d^2 \cdot \omega y_0 e^{i\omega t}/2$ で割って無次元横力 $\bar{Y}_s(x, \omega)$ を定義すると

次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\bar{Y}_s(x, \omega) = & iC_{yu}(x; 0)e^{-i\omega(x/U)} \\ & - \frac{\omega}{U} \int_0^x C_{yu}(x; \sigma)e^{-i\omega(x-\sigma/U)} d\sigma \\ & - \frac{\omega}{U} \int_0^x C_{yu}(\sigma; 0)e^{-i\omega(\sigma/U)} d\sigma \\ & - \frac{i\omega^2}{U^2} \int_0^x d\sigma \int_0^\sigma C_{yu}(\sigma; \beta)e^{-i\omega(\sigma-\beta/U)} d\beta\end{aligned}\quad (21)$$

中央まわりのモーメントは (19) 式より求まり、これを $\rho U d^2 L \omega y_0 e^{i\omega t}/2$ で無次元化したものを $\bar{N}_s(x, \omega)$ とする。

(ii) pure yaw の場合

この場合は $V_0(t)=0$ であり、 $V_B(x, z, t)$ には orbital motion の影響が入る。そこで、船体の横運動のみによる成分と orbital motion による成分に分けて考える。

(a) 船体横運動による流体力

$$V_B(x, z, t) = \left(\frac{L}{2} - x\right) \dot{a}(t) \quad (22)$$

であることから、 $a(t) = a_0 e^{i\omega t}$ とすれば

$$b(x) = \left(\frac{L}{2} - x\right) i \omega a_0 \quad (23)$$

となる。したがって、(22) 式の運動に対応するポテンシャル φ は、(14) 式の f に前述の f_u を代入すれば与えられ、平板に加わる横力 $Y_F(x, t)$ も直ちに (18) 式から求まる。これを $\rho U d^2 L a_0 \omega e^{i\omega t}/2$ で割って無次元化し $\bar{Y}_F(x, \omega)$ と記せば

$$\begin{aligned}\bar{Y}_F(x, \omega) = & \frac{1}{2} \bar{Y}_s(x, \omega) + \frac{1}{L} \\ & \times \left[\frac{\omega}{U} \int_0^x \sigma C_{yu}(x; \sigma) e^{-i\omega(x-\sigma/U)} d\sigma \right. \\ & - i \int_0^x C_{yu}(x; \sigma) e^{-i\omega(x-\sigma/U)} d\sigma \\ & + \frac{i\omega^2}{U^2} \int_0^x d\sigma \int_0^\sigma C_{yu}(\sigma; \beta) e^{-i\omega(\sigma-\beta/U)} \beta d\beta \\ & \left. + \frac{\omega}{U} \int_0^x d\sigma \int_0^\sigma C_{yu}(\sigma; \beta) e^{-i\omega(\sigma-\beta/U)} d\beta \right]\end{aligned}\quad (24)$$

となる。平板中央まわりのモーメントは (19) 式より求まり $\sigma U d^2 L^2 a_0 \omega e^{i\omega t}/2$ で無次元化し $\bar{N}_Y(x, \omega)$ と記す。

(b) 波の orbital motion に起因する流体力

$$V_B(x, z, t) = h a_0 \omega_0 e^{*z} \cos \kappa(x - x_c) e^{i\omega t} \quad (25)$$

であるから、

$$b(x) = h a_0 \omega_0 \cos \kappa(x - x_c) \quad (26)$$

となり、求むるポテンシャル φ は (14) 式の f として前述の f_w を用いれば直ちに与えられる。このとき、(18) 式で与えられる横力 $Y_W(x, t)$ を $\rho U d^2 h a_0 \omega_0 e^{i\omega t}/2$ で割って無次元化し $\bar{Y}_W(x, \omega)$ と記せば、

$$\bar{Y}_W(x, \omega) = C_{yw}(x; 0) e^{-i\omega(x/U)} \cos \kappa x_c$$

$$\begin{aligned}& + \frac{i\omega}{U} \int_0^x C_{yw}(x; \sigma) e^{-i\omega((x-\sigma)/U)} \cos \kappa(\sigma - x_c) d\sigma \\ & - \kappa \int_0^x C_{yw}(x; \sigma) e^{-i\omega((x-\sigma)/U)} \sin \kappa(\sigma - x_c) d\sigma \\ & + \frac{i\omega}{U} \int_0^x C_{yw}(\sigma; 0) e^{-i\omega((\sigma)/U)} \cos \kappa x_c d\sigma \\ & - \frac{\omega^2}{U^2} \int_0^x d\sigma \int_0^\sigma C_{yw}(\sigma; \beta) e^{-i\omega(\sigma-\beta/U)} \cos \kappa(\beta - x_c) d\beta \\ & - \frac{i\kappa\omega}{U} \int_0^x d\sigma \int_0^\sigma C_{yw}(\sigma; \beta) e^{-i\omega(\sigma-\beta/U)} \sin \kappa(\beta - x_c) d\beta\end{aligned}\quad (27)$$

となる。これに対応し (19) 式で決まるモーメント $N_W(x, t)$ を $\rho U d L h a_0 \omega_0 e^{i\omega t}/2$ で無次元化し $\bar{N}_W(x, \omega)$ と記す。

2.3 操縦微係数

前節までに示した計算で流体力が求められたので、船体横運動を線形方程式

$$\text{sway} : m(\dot{v} + Ur) = Y_{\dot{v}}\dot{v} + Y_v v + Y_{\dot{r}}\dot{r} + Y_r r + Y_E \quad (28)$$

$$\text{yaw} : I_{zz}\dot{r} = N_{\dot{v}}\dot{v} + N_v v + N_{\dot{r}}\dot{r} + N_r r + N_E \quad (29)$$

で記述するときの操縦微係数が次のように定まる。ただし、(28)、(29) 式の m は船体質量、 I_{zz} は z 軸まわりの慣性モーメント、 Y_E, N_E は波浪強制力およびモーメントで、慣用に従い船体固定の座標系は原点を中央に移し x 軸は前方に向かい、 y 軸は右舷方向、 z 軸は鉛直下向きとする。

(i) sway の微係数

pure sway では $r = \dot{r} = 0$ であり波との出会角は零とするから、 $Y_E = N_E = 0$ である。一方、平板に作用する流体力は $Y_S(L, t), N_S(L, t)$ であるから、

$$Y_{\dot{v}}\dot{v} + Y_v v = Y_S(L, t) \quad (30)$$

$$N_{\dot{v}}\dot{v} + N_v v = N_S(L, t) \quad (31)$$

である。各微係数は次式のように無次元化する。

$$\left. \begin{aligned}Y_{\dot{v}}' &= Y_{\dot{v}}/(\rho L^2 d^*/2), & Y_v' &= Y_v/(\rho L d^* U/2) \\ N_{\dot{v}}' &= N_{\dot{v}}/(\rho L^3 d^*/2), & N_v' &= N_v/(\rho L^2 d^* U/2)\end{aligned} \right\} \quad (32)$$

ただし、 d^* は波面下に没した部分の面積を L で除した平均喫水である。(32) 式と $\bar{Y}_S(L, \omega), \bar{N}_S(L, \omega)$ を (30)、(31) 式に代入すれば、無次元操縦微係数は次式で与えられる。

$$Y_{\dot{v}}' = -\epsilon \frac{d}{d^*} \text{Re} \{ \bar{Y}_S(L, \omega) \} / (\omega L/U) \quad (33)$$

$$Y_v' = \epsilon \frac{d}{d^*} \text{Im} \{ \bar{Y}_S(L, \omega) \} \quad (34)$$

$$N_{\dot{v}}' = -\epsilon \frac{d}{d^*} \text{Re} \{ \bar{N}_S(L, \omega) \} / (\omega L/U) \quad (35)$$

$$N_v' = \epsilon \frac{d}{d^*} \text{Im} \{ \bar{N}_S(L, \omega) \} \quad (36)$$

ここで、 ϵ は d/L で、 $\text{Re} \{ \}$ 、 $\text{Im} \{ \}$ はそれぞれ $\{ \}$ 内の複素数の実数部、虚数部を表わす。

(ii) yaw の微係数

pure yaw であるので $\dot{\psi}=\psi=0$ であるが、平板は波と零でない出会角をもつため、平板には波浪強制力も同時に作用する。出会角 χ は追波を $\chi=0$ と定義し、 Y_E , N_E を

$$Y_E = Y_\chi \chi, \quad N_E = N_\chi \chi \quad (37)$$

と記すことにすれば、pure sway の場合の (30), (31) 式に対応して

$$Y_{\dot{r}} \dot{r} + Y_r r + Y_\chi \chi = Y_Y(L, t) + Y_W(L, t) \quad (38)$$

$$N_{\dot{r}} \dot{r} + N_r r + N_\chi \chi = N_Y(L, t) + N_W(L, t) \quad (39)$$

と表わせる。各微係数の無次元値を

$$\left. \begin{aligned} N_{\dot{r}}' &= N_{\dot{r}} / (\rho L^4 d^* / 2), \quad N_r' = N_r / (\rho L^3 d^* U / 2) \\ Y_{\dot{r}}' &= Y_{\dot{r}} / (\rho L^3 d^* / 2), \quad Y_r' = Y_r / (\rho L^2 d^* U / 2) \\ N_\chi' &= N_\chi / (\rho U L^2 d^* h \omega_0 / 2), \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

$$Y_\chi' = Y_\chi / (\rho U L d^* h \omega_0 / 2) \quad (41)$$

と定義すれば、

$$N_{\dot{r}}' = -\varepsilon \frac{d}{d^*} \operatorname{Re} \{ \bar{N}_Y(L, \omega) \} / (\omega L / U) \quad (42)$$

$$\begin{aligned} N_r' &= \varepsilon \frac{d}{d^*} [\operatorname{Im} \{ \bar{N}_Y(L, \omega) \} \\ &\quad + h \omega_0 \operatorname{Im} \{ \bar{N}_W(L, \omega) \} / (L \omega)] \end{aligned} \quad (43)$$

$$Y_{\dot{r}}' = -\varepsilon \frac{d}{d^*} \operatorname{Re} \{ \bar{Y}_W(L, \omega) \} / (\omega L / U) \quad (44)$$

$$\begin{aligned} Y_r' &= \varepsilon \frac{d}{d^*} [\operatorname{Im} \{ \bar{Y}_Y(L, \omega) \} \\ &\quad + h \omega_0 \operatorname{Im} \{ \bar{Y}_W(L, \omega) \} / (L \omega)] \end{aligned} \quad (45)$$

$$N_\chi' = \varepsilon \frac{d}{d^*} \operatorname{Re} \{ \bar{N}_W(L, \omega) \} \quad (46)$$

$$Y_\chi' = \varepsilon \frac{d}{d^*} \operatorname{Re} \{ \bar{Y}_W(L, \omega) \} \quad (47)$$

で与えられる。PMM 試験で計測される流体力には波浪強制力が含まれるので、波浪強制力を含む微係数 $\bar{N}_{\dot{r}}$, $\bar{Y}_{\dot{r}}$ を次式で定義し、実験結果との比較に用いる。

$$\bar{N}_{\dot{r}} = N_{\dot{r}}' + N_\chi^*, \quad \bar{Y}_{\dot{r}} = Y_{\dot{r}}' + Y_\chi^* \quad (48)$$

ただし、

$$N_\chi^* = -\frac{h \omega_0 U}{L^2 \omega^2} N_\chi', \quad Y_\chi^* = -\frac{h \omega_0 U}{L^2 \omega^2} Y_\chi' \quad (49)$$

(43), (45) 式で注目すべきは、 N_r' , Y_r' には船体横運動の影響を表す右辺第 1 項のほか、波の orbital motion の影響を表す右辺第 2 項が付け加わることで、これは出会角の時間変化 $\chi(t)$ が $r(t)$ と同位相であることによる。

3 操縦微係数の計測および計算値との比較

Fig. 3 に示す長さ 1,000 mm, 高さ 300 mm の矩形平板を平水中での喫水が 200 mm となるよう、検力計を介して planar motion mechanism (PMM) に拘束した平板モデルと実船型モデルとして Series 60, $C_b=0.60$ の裸殻模型(プロペラ、舵なし)を選び、追波中での PMM

Table 1 Principal particulars of the ship model

Length: L(m)	1.500
Breadth: B(m)	0.218
Draft: d(m)	0.076
Displacement: W(kg)	14.910
Block coefficient: C_b	0.600
L.C.B. % of L from ∇	1.5aft
Radius of gyration for yaw (m)	0.360

Fig. 3 Flat plate model

試験を実施した。実船型モデルの主要目を Table 1 に、平板モデルの取付け状態を Fig. 3 にそれぞれ示した。

曳航台車に取付けた wave making board によって起した波浪中で PMM 試験を行う場合、模型船と wave making board の距離を調整することにより、模型船の波面上での位置を任意に変え、かつ、 $\omega_e=0$ の状態を常に実現できるが、本論文では水槽端に装備されたフラップ式造波板による波浪中を航走し、 $\omega_e=0$ を満足しかつ模型船の波面上位置を調整できるように、次のような試験方法を用いた。模型は PMM 装置を介して曳航台車に取付けられているので、曳航台車の速度を波の位相速度に合せれば、 $\omega_e=0$ となる。一方、本実験に使用した曳航台車は走行開始後、所定の速度に到達するまでの加速の過程がほとんど一定していることが判明しているため、走行開始のタイミングを調整することにより、走行速度が一定になったときの模型船の波面上の位置を適宜変えることが可能である。そこで、曳航台車に取付けた波高計で計測している波面が平水面レベルを下方から上方へ横切るゼロ・クロスの瞬間からある指定された時間、経過した後曳航台車の走行開始指令が働くよう制御回路を新たに製作し使用したところ、指定時間間隔が一定なら、定常走行時の模型船の波面上の位置はほぼ一変に保

たれることが確認された。

3.1 平板モデルによる計測および計算値との比較

平水面下のアスペクト比 e が 0.2 となるよう PMM 装置に取付けた平板を、波長・船長比 $\lambda/L=2$ 、波高・波長比 $H_w/\lambda=1/25$ の追波中において、無次元円周波数 $\omega' (= \omega\sqrt{L/g})$ が 0.548 および 0.276 で強制動揺させ、操縦微係数を計測した (Fig. 4 参照)。結果を Fig. 5~Fig. 12 に示す。図中の横軸は、模型の前方にある波頂から模型重心 (平板の場合は中心) までの距離 l を波長 λ で割った値で、 $0 < l/\lambda < 0.5$ は模型が波の上り斜面にあることを、 $0.5 < l/\lambda < 1$ は模型が波の下り斜面に位置することをそれぞれ表わしている。図には前述の計算法による操縦微係数の計算値も併記した。ただし、船体の波面上の位置により操縦微係数がどのように変化するかを、計算値がどの程度正確に評価しているかを見やすくするために、追波中の計算結果は、平水中航行時の実験値 (点線) と計算値 (縦軸に記された矢印) の差異分だけ平行移動されていることに注意する必要がある。

まず、平水中航行時の実験値と計算値を比較すると、いずれの微係数も良好な一致度を示しているとはいいがたいが、強制動揺の駆動周波数によって微係数が増大または減少する傾向については、実験値および計算値ともほぼ同一の傾向を与えており、計算値の妥当性を裏付けている。計算値と実験値の一致度をさらに詳しく比較してみると、一般に yaw の微係数における一致度が sway の微係数の一致度にくらべて良好であるといえる。sway の微係数において一致度の悪くなった一つの理由として、流体力の計測を容易にするため pure sway の実験に際し、運動振幅を大きくしたため、平板に流入する cross flow の速度が大きく、cross flow drag の寄与が顕著になったためと考えられる。また、興味ある事実として、yaw の付加慣性モーメント $-N_{\dot{\gamma}}'$ が、実験値および計

Fig. 4 Forced oscillation tests of a flat plate in a following wave

算値ともに負の値をとることがあげられる。このことは、すでに Chapman による平水中航走時の計算結果および Van Den Brug らの実験結果によっても示されていた。

次に、追波中での操縦微係数が平板の波面上の位置によってどのように変化するかを見ると、いずれの微係数も平板中央が波の下り斜面または上り斜面に位置するときに、平水中航走時と顕著に異なり、波の山または谷に位置するときはその変化の小さいことが実験結果からわかる。この傾向は計算値によっても示され、実験値の傾向がよく計算によって説明されているといえる。なお、Fig. 9 および Fig. 11 には、波浪強制力の成分をも含んだ微係数 $\tilde{N}_{\dot{\gamma}}$ 、 $\tilde{Y}_{\dot{\gamma}}$ を図中に 1 点鎖線で併記し、実験結果との直接比較の便をはかった。実験値は波浪強制力の成分を含んだ微係数であるので、直接比較が可能なのは 1 点鎖線で示された計算値である。微係数 $\tilde{Y}_{\dot{\gamma}}'$ については、 l/λ に伴う変化の振幅は計算値と実験値がよく対応しているが変化の位相に相違がある。一方、微係数 $\tilde{N}_{\dot{\gamma}}'$ の計算値と実験値の一致度は良好である。ただし、Fig. 9 および Fig. 11 の実線で示された $N_{\dot{\gamma}}'$ および $Y_{\dot{\gamma}}'$ の変化をみると $\tilde{N}_{\dot{\gamma}}'$ および $\tilde{Y}_{\dot{\gamma}}'$ に比べて明らかに小さく、 $\tilde{N}_{\dot{\gamma}}$ と $\tilde{Y}_{\dot{\gamma}}$ の l/λ に伴う変動量の大半は波浪強制力およびモーメントの l/λ に伴う変動量に基因するといえる。

Fig. 5 から Fig. 8 に示された sway の微係数の l/λ に伴う変化の定性的傾向を Renilson らの実船型の実験結果と比較すると、微係数 Y_{δ}' 、 N_{δ}' については良好な対応を示しているが、 Y_{δ}' 、 N_{δ}' については両者の間に l/λ に伴う変化の位相に差がある。一方、yaw の微係数について同様の比較をすると、微係数 $Y_{\dot{\gamma}}'$ の対応は良好である。著者らの微係数 $\tilde{N}_{\dot{\gamma}}$ 、 $\tilde{Y}_{\dot{\gamma}}$ は波浪強制力の成分を含むので Renilson らの実験結果との直接比較はできない。しかし、総じて、著者らの平板の実験結果は Renilson らの実験結果と、ほぼ対応がつくと考えられる。ただし、Renilson らの実験は $\lambda/L=1.07$ の波長・船長比の波浪中で行われたものであるのに対し、本研究の平板モデルの実験は $\lambda/L=2.0$ で実施された点の相違に注意する必要がある。一方、元良らは半滑走型の漁船模型を用いて追波中での斜行試験を実施している³⁾。その結果によれば、微係数 Y_{δ} は船体の波面上位置によってさほど変化せず、 Y_{δ} の値は l/λ が 0 または 1.0 近辺のとき一すなわち船体中央がほぼ波頂近傍にあるとき一最大で、他の l/λ ではこの値に比べ減少する傾向が見られたが、本論文の平板の実験結果も同様の傾向であることが Fig. 6 よりわかる。これに対し、 N_{δ} は l/λ により顕著に変化し、船体中央が $l/\lambda=7/8$ あたりに位置するとき著しく減少していたが³⁾、本論文の平板の結果でも、この傾

Fig. 6 Variation of stability derivative Y_v' in waves (flat plate)

Fig. 8 Variation of stability derivative N_v' in waves (flat plate)

Fig. 5 Variation of stability derivative Y_v' in waves (flat plate)

Fig. 7 Variation of stability derivative N_v' in waves (flat plate)

Fig. 10 Variation of stability derivative N_r' in waves (flat plate) Fig. 12 Variation of stability derivative Y_r' in waves (flat plate) Fig. 9 Variation of stability derivatives N_r' and $\tilde{N}_r$ in waves (flat plate) Fig. 11 Variation of stability derivatives Y_r' and $\tilde{Y}_r$ in waves (flat plate)

向は明らかである (Fig. 8 参照)。

以上, 平板モデルを用いた実験および計算結果がおおよそ, 実船型を有する模型船による実験結果と対応することがわかったが, wave making board による波ではなく, 通常の造波方法による波浪中でかつ $\omega_b=0$ で実船型モデルを用いた PMM 試験のデータは皆無に近いので次に述べる実船型モデルの実験を実施した。

3.2 実船型モデルによる計測

前述のように実船型の例として Series 60, $C_b=0.6$ の 1.5 m 木製模型を用いて, 追波中 PMM 試験を実施した。実験時の λ/L は 1.5, 無次元円周波数 ω' は 0.814 である。実船型モデルでは, その波面上の位置のいかんによって自由にヒープおよびトリムできるように工夫されている。実験結果を Fig. 13~20 に示す。各図の右側は実船型の実験結果を, 左側は $\omega'=0.814$ に相当する平板 (アスペクト比=0.2) の計算値を示す。実験結果を Fig. 5~12 に示した平板モデルと実船型モデルでは実験時の波長・船長比および無次元円周波数が異なるため厳密な比較はできないが, 実船型モデルの操縦微係数は微係数 N_r' を除き, 波面上での位置 l/λ に伴う変化量は平板モデルの場合に比べ小さい。また, l/λ に伴う微係数の変化の定性的傾向を平板モデルと実船型モデルの間で比較すると, 連成効果を表わす微係数 Y_b' および N_b' を除く主要微係数のうち, Y_b' , N_b' および N_r' については両モデルの傾向は一致しているが, N_r' では変化の位相は全く逆であり, Y_r' についても変化の位相に差異が見られる。これに対し, 実船型モデルの Y_b' は l/λ によらずほとんど一定である。前述のように, 実船型モデルでは総体的に微係数の l/λ に伴う変化量が小さくなっていることを計算によっても確認するため, 実船型モデルの実験の際に計測された船体のトリムを, 平板モデルに適用し, 波面下の浸水部分の側面積は平水中の側面積と変わらないとして, 微係数を計算した結果を Fig. 13~20 の左側の図に○印で示した。同図中には, トリムおよび船体上下変位を考慮しない計算値も実線で示されている。両者を比較すると, いずれの微係数も波面上での船体上下変位およびトリムを考慮に入れると, l/λ に伴う変化の割合が船体姿勢の変化を考慮に入れない場合に比べ, 高々同程度かないしは小さくなることがわかり, 先に述べた実船型モデルの各微係数が平板モデルでの実験による微係数に比べ, l/λ に伴う変化が相対的に小さな理由は波面上での船体姿勢の変化であるといえる。また, 微係数 Y_b' , N_b' および N_r' については, 波面上の船体姿勢の変化を考慮に入れた平板の微係数の計算値は, 実船型モデルでの l/λ に伴う微係数の変化の傾向をよく説明しているが, N_r' では l/λ に伴う変化の位相が全く逆であり, Y_r' についても位相に差がある。

なお, Fig. 17, Fig. 19 に図示した N_r' および Y_r' は PMM 試験の結果から, 波浪強制力計測試験で求められた N_x^* , Y_x^* に相当する部分を $\tilde{N}_r'$ および $\tilde{Y}_r'$ より差し引いて得られたものである。

Renilson らの実船型モデルでの実験結果²⁾ と本実験結果を主要な操縦微係数について比較すると, 次のようなことがわかる。

(a) Y_b' , N_b' , N_r' の値の l/λ に伴う変化の傾向は互いに良く一致している。

(b) 本実験の Y_b' は l/λ によらずほぼ一定であるのに対し, Renilson らの実験結果では, Y_b' は l/λ により著しく変化している。

(c) N_b' および Y_r' については両実験結果の間に, l/λ に伴う変化の位相に差がある。

先にも述べたように, Renilson らの実験は $\lambda/L=1.07$ であり, 本論文では $\lambda/L=1.5$ と, 波長・船長比が大幅に異なることが, 両実験結果の相違の一つの原因であろうが, 今後, より多くの研究がなされ, 追波中の操縦微係数の変化の実例が集められることが望まれる。

4 考 察

平板モデルと実船型モデルを用いた実験および平板に対する計算によって, 操縦微係数の値が船体の波面上の位置とともにどのように変化するかを検討したが, その結果を踏まえ, 以下に若干の考察を加える。

(1) 操縦微係数に及ぼす船体の波面上位置の影響

追波中航走時の操縦微係数が船体の波面上の位置によって変化する主な要因として,

(a) 波面下の船型の変化

(b) 波の粒子運動に基づく船体への流入流速の変化が考えられる。これら (a) および (b) の要因が与える影響を明確にするために, 前述のアスペクト比 0.2 の平板について, 波の粒子運動の効果を考えずに平板に流入する速度は平板の前進速度 U であるとし, l/λ の値のいかんによって水面の形状が変化することのみを考慮に入れて計算した結果の一部を Fig. 21 に示した。図中の (a) と記した点線がそれで, 同図中, (a)+(b) と記した実線は波の粒子運動に基づく流入流速の変化をも考慮に入れた計算結果である。波面下の船型変化の影響は, 微係数 N_b' および Y_r' に対しては支配的でないが, 微係数 N_b' および N_r' に対しては支配的で, いずれの微係数も前述の両効果とともに考慮に入れることにより, l/λ に伴い滑に変化する。実船型では船体の波面上の位置によって船体姿勢を変えるので, 波面下の船型変化の割合が相対的に小さくなる。この場合には, 姿勢を固定した平板に対するときほど, 前述 (a) の影響は小さくなり, N_b' および Y_r' についても (b) の

Fig. 14 Experimental values of stability derivative Y_{δ}' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 16 Experimental values of stability derivative N_{δ}' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 13 Experimental values of stability derivative Y_{δ}' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 15 Experimental values of stability derivative N_{δ}' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 17 Experimental values of stability derivative N_r' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 18 Experimental values of stability derivative N_r' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 19 Experimental values of stability derivative Y_r' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 20 Experimental values of stability derivative Y_r' measured with Series 60 model and theoretical values predicted by flat-plate approximation

Fig. 21 Both effects of the deformation of water surface due to the wave and the orbital motion of wave particles ((a) indicates that stability derivatives are predicted by taking account of deformation of water surface only, and (a)+(b) that stability derivatives are predicted by taking account of orbital motion besides deformation of water surface)

影響の占める割合が増すものと思われる。このことは、Fig. 13 から Fig. 20 に示した平板の微係数の計算結果において、波面上での船体姿勢の変化を考慮に入れた計算値が、姿勢変化を考慮に入れない計算値に比べて、 l/λ に伴う値の変化が極端に小さくなっていることからわかる。

(2) $\tilde{N}'_r$ および $\tilde{Y}'_r$ に含まれる波の粒子運動による成分

船体が sway および yaw の横運動をせず波との出会う角 χ で直進するとき船体に加わる流体力は波の粒子運動に基づく力であり、通常、波浪強制力と呼ばれている。波浪強制力は一般にフルード・クリロフ力と diffraction

force とからなる。平板ではフルード・クリロフ力は零であるから、Fig. 9 および Fig. 11 に示されている波浪強制力の成分は diffraction による流体力である。しかし、本論文では専ら $\omega_e=0$ の場合を取扱っているから、この流体力は通常のスリップ法の考え方では無視されているものである。この力は通常は小さいものであるが、Fig. 9 および Fig. 11 から明らかのように、 $\omega_e=0$ では N'_r や Y'_r に比べて大きな量であるから、実船型の場合にも $\omega_e=0$ 近傍では必ずしも無視できない量となると予想される。今後、 $\omega_e=0$ 近傍での波の粒子運動に基づく流体力の評価法を確立していく必要がある。

(3) 実用船型の操縦微係数

浜本⁴⁾、Renilson⁵⁾、元良³⁾なども実用船型の模型船を用い、追波中での操縦微係数が船体の波面上位置によってどのように変わるかを実験的に調べている。本論文での実船型モデルの実験結果と比較すると、必ずしも互いに良く対応しているとはいえない。総じて、本研究の結果は、船体の波面上の位置 l/λ による微係数の変化量が小さいことを示している。前述の諸研究では、造波方法^{2),4)}や試験法³⁾が本論文と異なっているが、本論文の結果との相違が実験法の相違によるとは断定しがたい。なぜならば、浜本⁴⁾は斜行試験と PMM 試験とから static derivatives を求めているが、両試験法に

よる結果は互いに良く対応している。船型の相違、特に船型の相違による追波中航走時の姿勢の違いが、波面上の船体位置による操縦微係数の変化の傾向に相違を生ずるものと考えられる。

5 結 言

追波中航走時の操縦微係数が、船体の波面上の位置に伴いどのように変化するかを、平板モデルに対する計算と実験および実船型モデルによる実験によって検討したところ、次の結論を得た。

(1) 姿勢が固定された平板モデルの追波中の実験結果と計算結果が良い対応を示すことから、本論文で使用

した計算法の妥当性が裏付けられた。

(2) 姿勢が固定された平板モデルでは、平板の波面上の位置変化に伴う操縦微係数の変動は大きく、実船型モデルでの計測された微係数の変化に比べ過大である。しかし、実船型モデルで観測されたトリムの変化などを考慮に入れた平板モデルの微係数の計算結果は、実船型モデルの実験結果の定性的傾向を良く説明している。

(3) 操縦微係数が船体の波面上位置により変化する要因には、波面上での位置変化に伴う没水部の形状変化と波の粒子運動による流入流速の変化が考えられるが、どちらの要因がより支配的であるかは個々の微係数によって異なる。

終りに臨み、本研究を実施するにあたりご指導いただいた東京大学名誉教授元良誠三先生および実験実施に際しご協力いただいた東京大学工学部船舶工学科運動性能研究室の諸氏に心から感謝いたします。なお、計算には東京大学大型計算機センターの HITAC M-200 H/280 H を使用したことを付記する。

参 考 文 献

- 1) Wahab, R. and Swaan, W. A. : Course Keeping and Broaching of Ship in Following Sea, *Journal of Ship Research*, Vol. 7, No. 1964.
- 2) Renilson, M. R. and Driscoll, A.: Broaching—An Investigation into the Loss of Directionary Control in Severe Following Seas, Read at Spring Meeting of R. I. N. A., 1981.
- 3) 元良誠三, 他: ブローチング現象発生機構に関する考察, 日本造船学会論文集, 第 150 号, 1981.
- 4) 浜本剛実: 追波を受ける船の針路安定性とその流体力 (第 1 報, 第 2 報), 日本造船学会論文集, 第 130 号, 1971, 第 133 号, 1973.
- 5) 貴島勝郎: Yawing しつつ前進する矩形板に働く力の計算, 西部造船会会報, 第 42 号, 1971.
- 6) Chapman, R. B.: Free-Surface Effects for Yawed Surface-Piercing Plates, *Journal of Ship Research*, Vol. 20, No. 3, 1976.
- 7) Chapman, R. B.: Numerical Solution for Hydrodynamic Forces on a Surface-Piercing Plate Oscillating in Yaw and Sway, 1st International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 1975.
- 8) 寺尾 裕: 追波中を航行する船体に働く流体力について (第 1 報), 日本造船学会論文集, 第 148 号, 1980.
- 9) Van Den Brug, J. B. and others : Hydrodynamic Forces on a Surface-Piercing Flat Plate, Report NR 325, Shipbuilding Laboratory, Delft University, 1971.