

(昭和 48 年 5 月日本造船学会春季講演会において講演)

追波を受ける船の針路安定性と その流体力微係数 (第 2 報)

正員 浜 本 剛 実*

On the Hydrodynamic Derivatives for the Directional Stability
of Ships in Following Seas (Part 2)

by Masami Hamamoto, *Member*

Summary

In order to estimate stability limit of the maneuverability of ship in following sea, an analytical method combining simplified potential flow theory and Froude-Kriloff hypothesis is developed to predict the course stability derivatives of ship located in any place of regular waves.

Comparison between the values calculated by this method and these obtained from experiment has been carried out. Calculated magnitudes are more or less different from experimental results, but they show quite good tendencies from the view point of the physical phenomena.

1 緒 言

追波の斜面で船体中心線が二次元波の波頂線に直角に向って操縦されている船では、少なくとも操縦運動の時定数よりも長い時間、その波のある斜面で波と並進する場合がある³⁾。そのとき波との出会周波数は零の近傍にあって、船の速力と波の間には、フルード数を F_n 、波長を λ 、船長を L とすれば、常に $F_n = \sqrt{\lambda/2\pi L}$ の関係がある。比較的高出力の中小型船舶では、荒天時の日本近海において、この関係は稀ではない。

この様な状態にあるとき、何らかの外乱によって船の針路が変化すると、船体は波からその三軸および各軸まわりの方向に複雑な流体力を受ける。その結果、波のある斜面では船は動的安定を保つことが困難になって、いわゆる波に対し船をたてることができなくなり、これが発達して、ブローチングとか波車²⁾とか呼ばれる現象を誘発することがある。この現象は屢々遭難の原因となり、古来船乗の間で恐れられて来た。

ブローチングは非線型の現象であるが、ブローチングが起ろうとする瞬間までの運動はそのきっかけを線型理論によって、捕えることができるのではなからうかと考えて、前報で波の任意の斜面で船体に作用する流体力を実験的に、強制振動法によって計測してみた。その結果を簡単な理論によって解析したので第 2 報として報告する次第である。

2 操縦運動に関与する波の力

波と並進する船がその波の任意の斜面で受ける流体力は上下揺³⁾の場合と同様に、波面に垂直に働くいわゆる、Displacement Force と船体運動による Hydrodynamic Force に分けて、分析的に取扱うのが統一的で便利である。この場合、Displacement Force については Froude-Kriloff の仮説が理論的取扱いの唯一の背景になるが、Hydrodynamic Force の中には船体自身が小縦横比揚力面としての挙動をする性質があるため、波の中でその理論的取扱いに複雑さもあって、これまで殆んど解析された例がない様である。

したがってここで、細長体理論にその活路を求めて、操縦運動の各方向に作用する力を導いて、その結果を実験値と比較しながら解析してみる。

ここでは船の針路安定性が損なわれる様な波の条件として、吃水と同程度の波高と $0.5L < \lambda < 2L$ ぐらいの

* 防衛庁技術研究本部第 1 研究所第 3 部

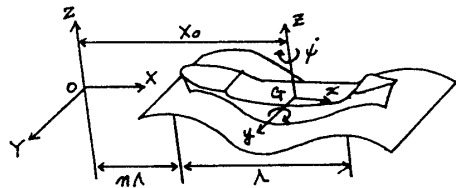


Fig. 1 Coordinate system

波長を想定するので、波の斜面で船の姿勢が変わりこれに伴って各断面の吃水の変化も著しくなる。

まず Fig. 1 に示す様な座標系に従ってこの関係を求めると、 x 断面の吃水 d_x は船体運動によって波面がみだされないと仮定して、平水中の吃水を d 、一方波面での平均沈下量を Δd 、そのトリム角を θ 、また波高を h 、その波長を L とすれば、

$$d_x = d - \Delta d + \theta x + h \cos \frac{2\pi}{L} (X_0 + x \cos \alpha) \quad (1)$$

で与えられる。(1) 式の Δd と θ は Froude-Kriloff の仮説を適用して求めるところができるが、今例えば船幅を、

$$B_x = B \left\{ 1 - \left(\frac{x}{L/2} \right)^2 \right\} \quad (2)$$

と仮定すれば、

$$\Delta d = C_d h \cos \frac{2\pi}{L} X_0 \quad (3)$$

$$C_d \doteq 3 \left(\frac{A}{\pi L} \right)^2 \left\{ \frac{\sin \pi L/A}{\pi L/A} - \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \left\{ 1 - 2 \left(\frac{d}{L} \right) \left(\frac{\pi L}{A} \right) C_S e^{-\pi L/A(d/L)} \right\} \quad (4)$$

$$\theta = C_\theta \left(\frac{h}{L} \right) \sin \frac{2\pi}{L} X_0 \quad (5)$$

$$C_\theta \doteq 30 \left(\frac{A}{\pi L} \right)^3 \left\{ \frac{3 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 3 \cos \frac{\pi L}{A} - \left(\frac{\pi L}{A} \right) \sin \frac{\pi L}{A} \right\} \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\pi L}{A} \right) \left(\frac{d}{L} \right) C_S e^{-\pi L/A(d/L)} \right\} \quad (6)$$

ただし C_S は断面係数で船体全長にわたって一定とし、またここでは波と船との偏角 α が微小な場合を取扱っているので $\cos \alpha \doteq 1$ とした。したがって、波のある斜面 X_0 に船の重心があるときの x 断面の吃水 d_x と平水中の吃水 d との比を次の様に求めることができる。

$$\frac{d_x}{d} = 1 - \left(\frac{h}{d} \right) \left\{ C_d \cos \frac{2\pi}{L} X_0 - \left(\frac{x}{L} \right) C_\theta \sin \frac{2\pi}{L} X_0 - \cos \frac{2\pi}{L} (X_0 + x) \right\} \quad (7)$$

なお C_d, C_θ を各 L/A について、Fig. 2 に図示してある。

さて、これで Displacement Force および Hydrodynamic Force を解析するために必要な船の姿勢が求められたので、夫々の力について次に節を改めて述べる。

3 浮力による波の強制力 (Displacement Force)

波面に垂直に働く Froude-Kriloff の力の y 方向の成分が操縦運動に関係する。今 Fig. 1 に示す座標系に従ってこの力を求めると、波形 ζ は

$$\zeta = h \cos \frac{2\pi}{L} (X_0 + x \cos \alpha - y \sin \alpha) \quad (8)$$

で表わされるので波の速度ポテンシャル ϕ_k は波速を c とすれば、

$$\phi_k = h c e^{(2\pi/L)z} \sin \frac{2\pi}{L} (X_0 + x \cos \alpha - y \sin \alpha) \quad (9)$$

圧力 p_k は

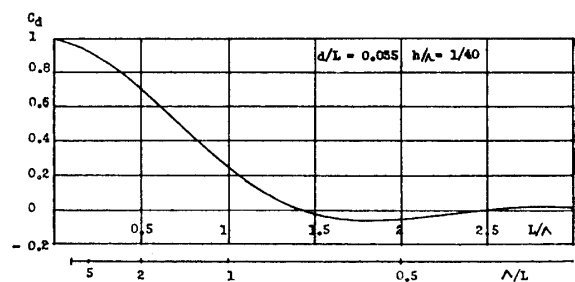
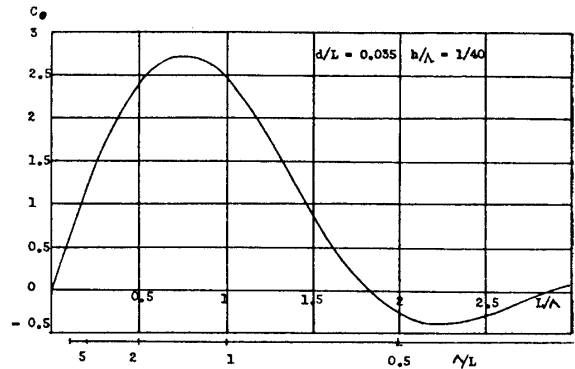


Fig. 2 Dipping and trimming coefficient of ship in following sea

$$\dot{p}_k = -\rho \frac{d\phi_k}{dt} - \rho g z \quad (10)$$

であるから、船体単位表面積 dS に作用する圧力は、 $p_k \cdot dS$ 、この圧力の y 方向の成分 $Y^{(F \cdot K)}$ は波長に比べて船幅がずっと小さいので、その方向余弦を $\cos(\hat{ny})$ とすれば、

$$Y^{(F \cdot K)} = - \int_S p_k \cos(\hat{ny}) dS \doteq \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{\partial p_k}{\partial y} \right)_{y=0} C_S d_X B_X dx \quad (11)$$

となる。したがって (7) 式の関係を用いて次の様に求めることができる。

$$\begin{aligned} Y^{(F \cdot K)} \doteq & \rho g \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} d \sin \alpha \sin \frac{2\pi}{A} X_0 \int_{-L/2}^{L/2} C_S B_X \cos \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) dx \\ & - \rho g \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \frac{h}{2} \sin \alpha \sin \frac{4\pi}{A} X_0 \int_{-L/2}^{L/2} C_S B_X \left\{ C_d \cos \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) \right. \\ & \left. - C_\theta \frac{x}{L} \sin \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) - \cos \left(\frac{4\pi}{A} x \cos \alpha \right) \right\} dx \end{aligned} \quad (12)$$

ここで船幅 B_X に (2) 式、 C_d, C_θ に (4), (6) 式を用いてこの積分を計算した結果を $\sin \alpha \doteq \alpha$, $\cos \alpha \doteq 1$ とし、操縦運動の他の微係数と同じ様に $1/2 \rho U^2 L \cdot d$ でこの力の無次元にした係数を $C_{Y_\alpha}^{(F \cdot K)}$ とすると、

$$Y^{(F \cdot K)} = \frac{1}{2} \rho U^2 L \cdot d C_{Y_\alpha}^{(F \cdot K)} \alpha \quad (13)$$

で表わされる。また (12) 式の様この力は X_0 の三角函数の函数であるから一般的にはフーリエの級数に展開するのが便利である。そうすると、

$$C_{Y_\alpha}^{(F \cdot K)} = a_0^{(F \cdot K)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(F \cdot K)} \cos n \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n^{(F \cdot K)} \sin n \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (14)$$

ここで

$$b_1^{(F \cdot K)} = 8 \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} C_S \left(\frac{B}{L} \right) \left(\frac{A}{\pi L} \right) \left\{ \frac{\sin \pi L/A}{\pi L/A} - \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} b_2^{(F \cdot K)} = & 4 \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} C_S \left(\frac{B}{L} \right) \left(\frac{h}{d} \right) \left\{ C_d \left(\frac{A}{\pi L} \right) \left[\frac{\sin \pi L/A}{\pi L/A} - \cos \frac{\pi L}{A} \right] \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} C_\theta \left(\frac{A}{\pi L} \right)^2 \left[\frac{3 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 3 \cos \frac{\pi L}{A} - \left(\frac{\pi L}{A} \right) \sin \frac{\pi L}{A} \right] \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{A}{2\pi L} \right) \left[\frac{\sin 2\pi L/A}{2\pi L/A} - \cos \frac{2\pi L}{A} \right] \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

他の係数は零である。

また z 軸まわりのモーメント $N^{(F \cdot K)}$ は、 x 断面に作用する力が $(\partial p_k / \partial y)_{y=0} C_S d_X B_X dx$ であるから、次の様に求めることができる。

$$N^{(F \cdot K)} = \int_{-L/2}^{L/2} x \left(\frac{\partial p_k}{\partial y} \right)_{y=0} C_S d_X B_X dx \quad (17)$$

力の場合と同様に整理すると、

$$\begin{aligned} N^{(F \cdot K)} = & \rho g \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} L \sin \alpha \cos \frac{2\pi}{A} X_0 \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{x}{L} \right) C_S d B_X \sin \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) dx \\ & - \frac{1}{2} \rho g \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} L \left(\frac{h}{d} \right) \sin \alpha \cos \frac{4\pi}{A} X_0 \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ C_d \left(\frac{x}{L} \right) C_S d B_X \sin \frac{2\pi}{A} \left(x \cos \alpha \right) \right. \\ & \left. + C_\theta \left(\frac{x}{L} \right)^2 C_S d B_X \cos \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) - \left(\frac{x}{L} \right) C_S d B_X \sin \left(\frac{4\pi}{A} x \cos \alpha \right) \right\} dx \\ & - \frac{1}{2} \rho g \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} L \left(\frac{h}{d} \right) \sin \alpha \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ C_d \left(\frac{x}{L} \right) C_S d B_X \sin \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) \right. \\ & \left. - C_\theta \left(\frac{x}{L} \right)^2 C_S d B_X \cos \left(\frac{2\pi}{A} x \cos \alpha \right) \right\} dx \end{aligned} \quad (18)$$

$$N^{(F \cdot K)} = \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d C_{N_\alpha}^{(F \cdot K)} \alpha \quad (19)$$

$$C_{N_\alpha}^{(F \cdot K)} = a_0'^{(F \cdot K)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n'^{(F \cdot K)} \cos n \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n'^{(F \cdot K)} \sin n \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (20)$$

$$a_0^{(F,K)} = -\frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} C_S \left(\frac{h}{d}\right) \left(\frac{B}{L}\right) \left\{ 2 C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \left[\frac{3 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 3 \cos \frac{\pi L}{A} - \left(\frac{\pi L}{A}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \right] + 2 C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right)^3 \left[\frac{6 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 6 \cos \frac{\pi L}{A} - \frac{5}{2} \left(\frac{\pi L}{A}\right) \sin \frac{\pi L}{A} + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos \frac{\pi L}{A} \right] \right\} \quad (21)$$

$$a_1^{(F,K)} = \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} C_S 4 \left(\frac{B}{L}\right) \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \left\{ \frac{3 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 3 \cos \frac{\pi L}{A} - \left(\frac{\pi L}{A}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (22)$$

$$a_2^{(F,K)} = -\frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} C_S \left(\frac{h}{d}\right) \left(\frac{B}{L}\right) \left\{ 2 C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \left[\frac{3 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 3 \cos \frac{\pi L}{A} - \left(\frac{\pi L}{A}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \right] - 2 C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right)^3 \left[\frac{6 \sin \pi L/A}{\pi L/A} - 6 \cos \frac{\pi L}{A} - \frac{5}{2} \left(\frac{\pi L}{A}\right) \cos \frac{\pi L}{A} + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos \frac{\pi L}{A} \right] - \left(\frac{A}{2\pi L}\right)^2 \left[\frac{3 \sin 2\pi L/A}{2\pi L/A} - 3 \cos \frac{2\pi L}{A} - \left(\frac{2\pi L}{A}\right) \sin \frac{2\pi L}{A} \right] \right\} \quad (23)$$

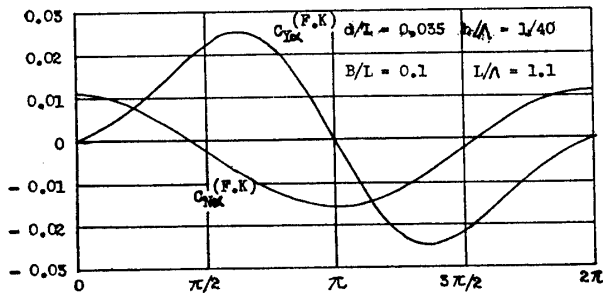


Fig. 3 Coefficient of Froude-Kriloff forces

となる。この波と並進する船に作用する Displacement Force の微係数 $C_{Y\alpha}^{(F,K)}$, $C_{N\alpha}^{(F,K)}$ を X_0/A について Fig. 3 に図示した。なお実験値については直接この力だけを測定できないので他の力と複合して計測した結果を後で図示してある。

4 船体運動による力 (Hydrodynamic Force)

横流れ又は回頭運動をともなつて操縦されている船に作用する流体力は、船体まわりの三次元流れを船長方向に直角な断面まわりの二次元流に帰着させて取扱う細長体理論によって考えることができる。波の斜面で操縦されている船にこれを適用すると、船体の存在によって波のポテンシャルが影響を受けないという Froude-Kriloff の仮説に従つて、船体二次元断面のまわりの流れは船体運動によって誘発される流れに波のポテンシャルによる y 方向の流れが単純に重ね合されると仮定することができる。そうすると、船体まわりの流れによる速度ポテンシャル ϕ_h は Fig. 1 に示す座標系に従つて次の様に表わすことができる。

$$\phi_h = \left\{ U \sin \beta - x\dot{\psi} + \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \right\} \varphi(x; y, z) \quad (24)$$

ただし、 $\varphi(x; y, z)$ は船体の形状のみに依存する函数である。この ϕ_h によって船体表面上に誘発される圧力 p_h は高次の微小量をはずすと、

$$\frac{p_h}{\rho} = -\frac{\partial \phi_h}{\partial t} + \frac{\partial \phi_h}{\partial x} \left\{ U \cos \beta - \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial x}\right)_{y=0} \right\} \doteq -\left\{ U\dot{\beta} - x\ddot{\psi} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \right\} \varphi(x; y, z) + U^2 \beta \frac{\partial \varphi}{\partial x} - U\dot{\psi} \left\{ \varphi + x \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) \right\} + U \left\{ \varphi \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \right\} \quad (25)$$

となる。ただし、 $U \sin \beta \doteq U\dot{\beta}$, $U \cos \beta - (\partial \phi_k / \partial x)_{y=0} \doteq U$

したがつて、 y 方向に作用する x 断面の Hydrodynamic Force $\Delta Y^{(Hyd)}$ は鏡像効果を考えた閉ループ s についての線積分によって得られ、

$$\Delta Y^{(Hyd)} = -\frac{1}{2} \oint p_h \cos(\hat{ny}) ds \quad (26)$$

であるから、これを船長方向に積分して $Y^{(Hyd)}$ は

$$Y^{(Hyd)} = \frac{\pi}{2} \rho d^2 \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \left\{ U\dot{\beta} - x\ddot{\psi} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \right\} dx - \frac{\pi}{2} \rho d^2 U^2 \beta \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X dx + \frac{\pi}{2} \rho d^2 U \dot{\psi} \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X + x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \right\} dx - \frac{\pi}{2} \rho d^2 U \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} + \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \right\} dx \quad (27)$$

となる。ただし、 $\oint \varphi \cos(\widehat{ny}) ds = -\pi d_x^2 C_X$

C_X : 慣性係数 d_x : x 断面の吃水

また船体各断面に作用する Hydrodynamic Force による船体重心まわりのモーメント $N^{(Hyd)}$ は同様にして次の様に求めることができる。

$$\begin{aligned} N^{(Hyd)} = & \frac{\pi}{2} \rho d^2 \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \left\{ x U \dot{\beta} - x^2 \ddot{\psi} + x \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right)_{y=0} \right\} dx \\ & - \frac{\pi}{2} \rho d^2 U^2 \beta \int_{-L/2}^{L/2} x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X dx + \frac{\pi}{2} \rho d^2 U \dot{\psi} \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ x \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X + x^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \right\} dx \\ & - \frac{\pi}{2} \rho d^2 U \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ x \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right)_{y=0} + x \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right)_{y=0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \right\} dx \quad (28) \end{aligned}$$

(27) 式, (28) 式の積分を実行する場合, 慣性係数 C_X は一般に, 船体の x 断面を Lwis Form Section に写像して求められるので, その Sectional Area Ratio と Draft Beam Ratio によって表わされ, 勿論 x の函数であるが全船長にわたってその変化は小さいので計算を簡単にするために, 一定と考えて積分からははずすことにする。また (dx/d) は (7) 式で, $(\partial \phi_k / \partial y)_{y=0}$ は (9) 式で与えられるので, (27), (28) の両式から慣性項および減衰項を夫々求めることができる。

i) 慣性項

(27), (28) 式の第1項の積分が加速度に比例する慣性項である。まず (27) 式の第1項の積分の $U \dot{\beta}$ の項

$$\frac{\pi}{2} \rho d^2 L C_X U \dot{\beta} \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 \frac{dx}{L} \quad (29)$$

において平水中の y 方向の付加質量 m_y は

$$m_y = \frac{\pi}{2} \rho d^2 L C_X \quad (30)$$

であるから波の斜面での付加質量を $m_y^{(k)}$ として, この両者の比を $k^{(A \cdot M)}$ とすると,

$$k^{(A \cdot M)} = \frac{m_y^{(k)}}{m_y} = \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 \frac{dx}{L} = a_0^{(A \cdot M)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(A \cdot M)} \cos \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n^{(A \cdot M)} \sin \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (31)$$

で表わされるからフーリエの係数は次の様に求めることができる。

$$a_0^{(A \cdot M)} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ C_d^2 + \frac{1}{12} C_\theta^2 + 1 - C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \sin \frac{\pi L}{A} + C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (32)$$

$$a_1^{(A \cdot M)} = -2 \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ C_d - \frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} \right\} - 2 \left(\frac{h}{d}\right)^2 C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \quad (33)$$

$$a_2^{(A \cdot M)} = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ C_d^2 - \frac{1}{12} C_\theta^2 + \frac{A}{\pi L} \sin \frac{2\pi L}{A} + C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \sin \frac{\pi L}{A} - C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (34)$$

(31) 式の計算結果を Fig. 4 に実験値と合せて図示した。

次に $\ddot{\psi}$ の項は

$$\frac{\pi}{2} \rho d^2 \ddot{\psi} \int_{-L/2}^{L/2} x \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X dx = m_y \left(\frac{dI}{L}\right)^{(k)} L \ddot{\psi} \quad (35)$$

となるから,

$$\left(\frac{dI}{L}\right)^{(k)} = \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{x}{L}\right) \left(\frac{dx}{d}\right)^2 \frac{dx}{L} = a_0^{(dI)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(dI)} \cos n \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n^{(dI)} \sin n \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (36)$$

$$b_1^{(dI)} = \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \frac{1}{6} C_\theta - \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \sin \frac{\pi L}{A} + \left(\frac{A}{\pi L}\right) \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} b_2^{(dI)} = & - \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \frac{1}{16} \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \sin \frac{2\pi L}{A} - \frac{1}{8} \left(\frac{A}{\pi L}\right) \cos \frac{2\pi L}{A} \right. \\ & \left. + \frac{1}{12} C_d C_\theta - \frac{1}{12} C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \sin \frac{\pi L}{A} + \frac{1}{2} C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \cos \frac{\pi L}{A} \right\} \quad (38) \end{aligned}$$

となる。また (27) 式の第1項の積分の最後の項

$$\frac{\pi}{2} \rho d^2 \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right)_{y=0} dx \quad (39)$$

において, $(\partial \phi_k / \partial y)_{y=0}$ は (9) 式から,

$$\left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} = -\frac{2\pi h}{A} C e^{-\pi L/A(d/L)} \sin \alpha \cos \frac{2\pi}{A} (X_0 + x \cos \alpha) \quad (40)$$

となる。ここで α が微小であるから、 $\sin \alpha \doteq \alpha$ 、 $\cos \alpha \doteq 1$ 、また $C \doteq U$ として、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \doteq -\frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} U \dot{\alpha} \cos \frac{2\pi}{A} (X_0 + x) \quad (41)$$

と近似できる。したがって (39) 式の積分は次の様書き直すことができる。

$$-\frac{\pi}{2} \rho d^2 L C_X U \dot{\alpha} \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right) \cos \frac{2\pi}{A} (X_0 + x) \frac{dx}{L} = -m y k^{(Y\dot{\alpha})} U \dot{\alpha} \quad (42)$$

$$k^{(Y\dot{\alpha})} = \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 \cos \frac{2\pi}{A} (X_0 + x) \frac{dx}{L} \\ = a_0^{(Y\dot{\alpha})} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(Y\dot{\alpha})} \cos n \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n^{(Y\dot{\alpha})} \sin n \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (43)$$

$$a_0^{(Y\dot{\alpha})} = -2 \left(\frac{h}{d}\right) \left\{ \frac{1}{2} C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} + \frac{1}{4} C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} - \cos \frac{\pi L}{A}\right) - \frac{1}{2} \right\} \frac{2\pi L}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \quad (44)$$

$$a_1^{(Y\dot{\alpha})} = \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} + \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \frac{3}{4} C_d^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \right. \\ + \frac{1}{8} C_\theta^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\pi L}{A} \sin \frac{\pi L}{A} - \frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} + \cos \frac{\pi L}{A}\right) + \frac{3}{4} \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} \\ + \frac{1}{4} C_d C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} - \cos \frac{\pi L}{A}\right) - C_d \left(1 + \frac{1}{4} \frac{A}{\pi L} \sin \frac{2\pi L}{A}\right) \\ \left. - \frac{1}{8} C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{1}{2} \frac{A}{\pi L} \sin \frac{2\pi L}{A} - \cos \frac{2\pi L}{A}\right) \right\} \quad (45)$$

$$a_2^{(Y\dot{\alpha})} = -\frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \left(\frac{h}{d}\right) \left\{ C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} - \frac{1}{2} C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} - \cos \frac{\pi L}{A}\right) \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{2\pi L}{A} \right\} \quad (46)$$

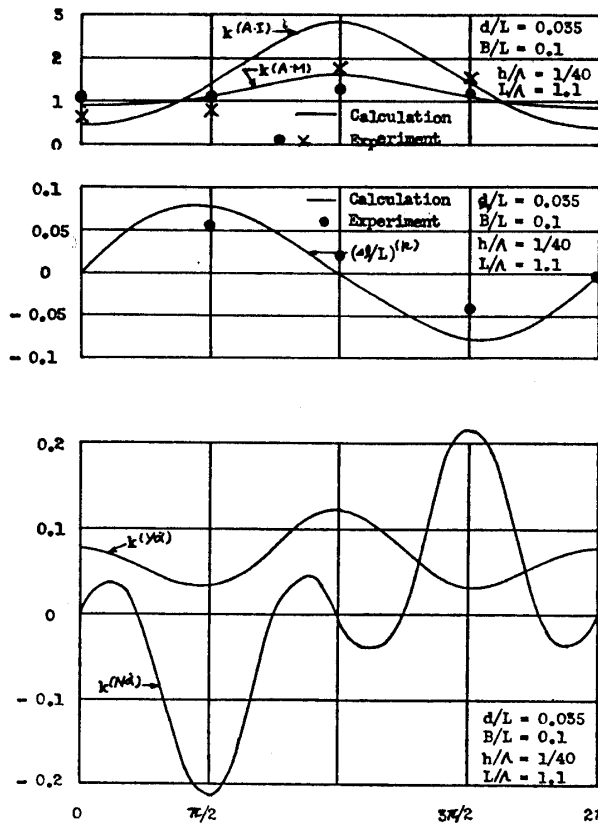


Fig. 4 Ratio of inertia forces in still water and in waves

$$a_3^{(Y\dot{\alpha})} = \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \left(\frac{h}{d}\right)^2 \\ \times \left\{ \frac{1}{4} C_d^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{\pi L}{A} - \frac{1}{8} C_\theta^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right)^2 \right. \\ \times \left(\frac{1}{2} \frac{\pi L}{A} \sin \frac{\pi L}{A} - \frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} + \cos \frac{\pi L}{A}\right) \\ + \frac{1}{12} \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{3\pi L}{A} - \frac{1}{4} C_d C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \\ \times \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{A} - \cos \frac{\pi L}{A}\right) \\ \left. - \frac{1}{4} C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin \frac{2\pi L}{A} + \frac{1}{8} C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{2} \frac{A}{\pi L} \sin \frac{2\pi L}{A} - \cos \frac{2\pi L}{A}\right) \right\} \quad (47)$$

以上の (29), (35), (39) 式の結果を用いて、波の斜面で各運動方向に誘発される慣性力の変化する様子を解析することができる。その結果を Fig. 4 に図示した。

(28)式で与えられるモーメントについても同様に計算することができる。

ii) 減衰力

(27), (28) 式の減衰力を表わす項の積分を実行する場合、Fig. 5 に示す様な Simple Flow Model によって考えてみると、ある程度その物理的性質をくみとる

ことができる。この力は船体表面が揚力面としての挙動をするために誘発される力であると考えられているが、船尾で流線が閉じないため、その流出条件が翼の場合のように鮮明でない。そこでこの不鮮明な流出条件を流体の粘性による因子 ε によって表わす考え方⁴⁾がある。波浪中の運動の様に複雑な系の中では詳細な取扱いは困難であるので、これに従ってこの力を求めると次のようになる。まず、(27)式の第2の積分から

$$\frac{\pi}{2} \rho d^2 U^2 \beta \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d} \right)^2 C_X dx \quad (48)$$

この項は船の横流れ運動による力であるから Fig. 5 に示す Flow Model によって次の様に書きかえることができる。

$$-\frac{1}{2} \rho U^2 L d \cdot \frac{\pi}{2} \left(\frac{2d}{L} \right) C_X \left\{ \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=L/2} - \varepsilon \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=-L/2} \right\} \beta = -\frac{1}{2} \rho U^2 L d C_{Y\beta} k^{(Y\beta)} \beta \quad (49)$$

$$k^{(Y\beta)} = \left\{ \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=L/2} - \varepsilon \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=-L/2} \right\} = a_0^{(Y\beta)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(Y\beta)} \cos n \frac{2\pi}{L} X_0 + b_n^{(Y\beta)} \sin n \frac{2\pi}{L} X_0 \right) \quad (50)$$

$$a_0^{(Y\beta)} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d} \right)^2 \left\{ \left(C_d - \cos \frac{\pi L}{L} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} C_\theta - \sin \frac{\pi L}{L} \right)^2 \right\} \quad (51)$$

$$a_1^{(Y\beta)} = 2 \left(\frac{h}{d} \right) \left(C_d - \cos \frac{\pi L}{L} \right) \quad (52)$$

$$a_2^{(Y\beta)} = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d} \right)^2 \left\{ \left(C_d - \cos \frac{\pi L}{L} \right)^2 - \left(\frac{1}{2} C_\theta - \sin \frac{\pi L}{L} \right)^2 \right\} \quad (53)$$

$$b_1^{(Y\beta)} = 2 \left(\frac{h}{d} \right) (1+2\varepsilon) \left(\frac{1}{2} C_\theta - \sin \frac{\pi L}{L} \right) \quad (54)$$

$$b_2^{(Y\beta)} = - \left(\frac{h}{d} \right)^2 (1+2\varepsilon) \left(C_d - \cos \frac{\pi L}{L} \right) \left(\frac{1}{2} C_\theta - \sin \frac{\pi L}{L} \right) \quad (55)$$

ここで波の斜面での横流れ角 β による力の微係数を $C_{Y\beta}^{(k)}$ とすると、平水中の $C_{Y\beta}$ との比が $k^{(Y\beta)}$ となる。この結果を実験値と比較して図示すると Fig. 6 の様になる。

次に (27) 式の第3の積分から、

$$\frac{\pi}{2} \rho d^2 U \dot{\psi} \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \left(\frac{dx}{d} \right)^2 C_X + x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d} \right)^2 C_X \right\} dx \quad (56)$$

この項は回頭角速度 $\dot{\psi}$ による力であるから次の様に書きかえることができる。

$$\frac{1}{2} \rho U^2 L d \frac{\pi}{4} \left(\frac{2d}{L} \right) C_X \left(\frac{L\dot{\psi}}{U} \right) 2 \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d} \right)^2 \frac{dx}{L} - \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=L/2} - \frac{1}{2} \varepsilon \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=-L/2} \right\} \\ = \frac{1}{2} \rho U^2 L d C_{Yr} k^{(Yr)} \left(\frac{L\dot{\psi}}{U} \right) \quad (57)$$

$$k^{(Yr)} = 2 \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{dx}{d} \right)^2 \frac{dx}{L} - \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=L/2} - \varepsilon \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{d} \right)^2_{x=-L/2} \right\} \\ = a_0^{(Yr)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(Yr)} \cos n \frac{2\pi}{L} X_0 + b_n^{(Yr)} \sin n \frac{2\pi}{L} X_0 \right) \quad (58)$$

$$a_0^{(Yr)} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d} \right)^2 \left\{ 1 + C_d^2 - \frac{1}{12} (1+4\varepsilon) C_\theta^2 + (1+2\varepsilon) \left(2 C_d \cos \frac{\pi L}{L} + C_\theta \sin \frac{\pi L}{L} \right) \right. \\ \left. - 2(1+\varepsilon) C_\theta \left(\frac{A}{\pi L} \right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{L} - \cos \frac{\pi L}{L} \right) \right\} \quad (59)$$

$$a_1^{(Yr)} = -2 \left(\frac{h}{d} \right) \left\{ C_d + (1+2\varepsilon) \cos \frac{\pi L}{L} - 2(1+\varepsilon) \frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{L} \right\} - 4 \left(\frac{h}{d} \right)^2 (1+\varepsilon) C_d \left(\frac{A}{\pi L} \right) \sin \frac{\pi L}{L} \quad (60)$$

$$a_2^{(Yr)} = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{d} \right)^2 \left\{ C_d^2 + \frac{1}{12} (1+4\varepsilon) C_\theta^2 + 2(1+2\varepsilon) \left(C_d \cos \frac{\pi L}{L} - \frac{1}{2} C_\theta \sin \frac{\pi L}{L} - \frac{1}{2} \cos \frac{2\pi L}{L} \right) \right. \\ \left. + 2(1+\varepsilon) \left(\frac{A}{\pi L} \right) \sin \frac{2\pi L}{L} + 2(1+\varepsilon) C_\theta \left(\frac{A}{\pi L} \right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin \frac{\pi L}{L} - \cos \frac{\pi L}{L} \right) \right\} \quad (61)$$

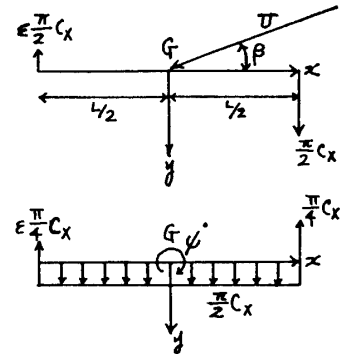


Fig. 5 Simple flow model

$$b_1^{(Yr)} = -\left(\frac{h}{d}\right)\left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \quad (62)$$

$$b_2^{(Yr)} = \frac{1}{2}\left(\frac{h}{d}\right)^2\left\{\sin\frac{2\pi L}{A} + C_d C_\theta - 2C_d \sin\frac{\pi L}{A} - C_\theta \cos\frac{\pi L}{A}\right\} \quad (63)$$

となる。また (27) 式の第4の積分から

$$\frac{\pi}{2}\rho d^2 U \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} + \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial y}\right)_{y=0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2 C_X \right\} dx \quad (64)$$

この項は波の orbital motion の y 方向の水流によって船体表面に誘発される力を表わしているの、同様に Fig. 5 の Flow Model と (40) 式の関係を用いて次の様に書きかえることができる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}\rho U^2 L \cdot d \frac{\pi}{2} C_X (1-\epsilon) \left(\frac{2d}{L}\right) \left(\frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)}\right) \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{d}\right)^2\right] \cos\frac{2\pi}{A}(X_0+x) dx \right. \\ & \left. + \left(\frac{dx}{d}\right)_{x=-L/2}^2 \cos\frac{2\pi}{A}\left(X_0 - \frac{L}{2}\right) \right\} = \frac{1}{2}\rho U^2 L d C_{Y\alpha} \alpha \end{aligned} \quad (65)$$

ここで、

$$C_{Y\alpha} = C_{Y\beta} k^{(Y\alpha)} \frac{2\pi h}{A} e^{-\pi L/A(d/L)} \quad (66)$$

と置くと、 $k^{(Y\alpha)}$ は次の様にフーリエの級数で表わされる。

$$k^{(Y\alpha)} = a_0^{(Y\alpha)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n^{(Y\alpha)} \cos n \frac{2\pi}{A} X_0 + b_n^{(Y\alpha)} \sin n \frac{2\pi}{A} X_0 \right) \quad (67)$$

ここで

$$a_0^{(Y\alpha)} = -\left(\frac{h}{d}\right) \left\{ C_d - \cos\left(\frac{\pi L}{A}\right) \cos\frac{\pi L}{A} + \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \sin\frac{\pi L}{A} \right\} \quad (68)$$

$$\begin{aligned} a_1^{(Y\alpha)} = & \cos\frac{\pi L}{A} + \frac{1}{4}\left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos\frac{\pi L}{A} \right. \\ & \left. + 2\left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \sin\frac{\pi L}{A} + 3\left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos\frac{\pi L}{A} \right\} \end{aligned} \quad (69)$$

$$a_2^{(Y\alpha)} = -\left(\frac{h}{d}\right) \left\{ \left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \cos\frac{\pi L}{A} - \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \sin\frac{\pi L}{A} \right\} \quad (70)$$

$$\begin{aligned} a_3^{(Y\alpha)} = & \frac{1}{4}\left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos\frac{\pi L}{A} - \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right)^2 \cos\frac{\pi L}{A} \right. \\ & \left. - 2\left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \sin\frac{\pi L}{A} \right\} \end{aligned} \quad (71)$$

$$\begin{aligned} b_1^{(Y\alpha)} = & \sin\frac{\pi L}{A} + \frac{1}{4}\left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ 2\left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \cos\frac{\pi L}{A} + \left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right)^2 \sin\frac{\pi L}{A} \right. \\ & \left. + 3\left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right)^2 \sin\frac{\pi L}{A} \right\} - 2(1+\epsilon) \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \frac{1}{4}C_\theta C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin\frac{\pi L}{A} \right. \\ & \left. - \frac{3}{8}C_\theta^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin\frac{\pi L}{A} - \cos\frac{\pi L}{A}\right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4}C_d\right) \sin\frac{2\pi L}{A} \right. \\ & \left. + \frac{1}{8}C_\theta \left(\frac{A}{2\pi L} \sin\frac{2\pi L}{A} + \cos\frac{2\pi L}{A} - 4\right) \right\} \end{aligned} \quad (72)$$

$$\begin{aligned} b_2^{(Y\alpha)} = & -\left(\frac{h}{d}\right) \left\{ \left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \sin\frac{\pi L}{A} + \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \cos\frac{\pi L}{A} \right\} \\ & + 2(1+\epsilon) \left(\frac{h}{d}\right) \left\{ \frac{1}{2}C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin\frac{\pi L}{A} - \frac{1}{2} \sin\frac{2\pi L}{A} \right\} \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} b_3^{(Y\alpha)} = & \frac{1}{4}\left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ 2\left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right) \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right) \cos\frac{\pi L}{A} + \left(C_d - \cos\frac{\pi L}{A}\right)^2 \sin\frac{\pi L}{A} \right. \\ & \left. - \left(\frac{1}{2}C_\theta - \sin\frac{\pi L}{A}\right)^2 \sin\frac{\pi L}{A} \right\} - 2(1+\epsilon) \left(\frac{h}{d}\right)^2 \left\{ \frac{1}{4}C_\theta C_d \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin\frac{\pi L}{A} - \frac{1}{4}C_d \sin\frac{2\pi L}{A} \right. \\ & \left. + \frac{1}{8}C_\theta^2 \left(\frac{A}{\pi L}\right) \left(\frac{A}{\pi L} \sin\frac{\pi L}{A} - \cos\frac{\pi L}{A}\right) - \frac{1}{8}C_\theta \left(\frac{A}{\pi L}\right) \sin\frac{\pi L}{A} \right\} \end{aligned} \quad (74)$$

となる。これで (27) 式の減衰力の項がすべて求められた。同様にして (28) 式も解けるが、省略してその計算

結果のみを Fig. 6 に (27) 式の結果と一緒に示してある。ここで $Y^{(Hyd)}$ に対応する $N^{(Hyd)}$ は次の様に表わされる。

$$N^{(Hyd)} = m_y \left(\frac{dI}{L} \right)^{(k)} LU\dot{\beta} - I_z^{(k)} \ddot{\psi} - m_y k^{(N\dot{\alpha})} LU\dot{\alpha} + \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 dC_{N\dot{\beta}}^{(k)} \beta - \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 dC_{N\dot{\tau}}^{(k)} \left(\frac{L\dot{\psi}}{U} \right) - \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 dC_{N\alpha} \alpha \quad (75)$$

5 計算結果と実験結果

ここで解析的に求めた各方向の力は実験的には第1報で示した強制振動法によって求めるのが現実的であるが、直接その力が求められるものと、複合された形でしか求められないものがある。このことは、波の斜面での操縦運動が前節までの結果から、

$$-mU\dot{\beta} + mU\dot{\psi} = Y^{(F\cdot K)} + Y^{(Hyd)} + \text{Rudder Force} \quad (76)$$

$$I\ddot{\psi} = N^{(F\cdot K)} + N^{(Hyd)} + \text{Rudder Force Moment} \quad (77)$$

で表わされるとすれば、横流れおよび回頭の夫々の単純運動において分析的に調べることができる。つまり、Pure Swaying Motion においては運動は $\beta = (y_0\omega/U) \cos \omega t$ であるから

$$-(m + m_y^{(k)}) U\dot{\beta} - \frac{1}{2} \rho U^2 L dC_{Y\dot{\beta}}^{(k)} = Y_{\text{pure sway}} \quad (78)$$

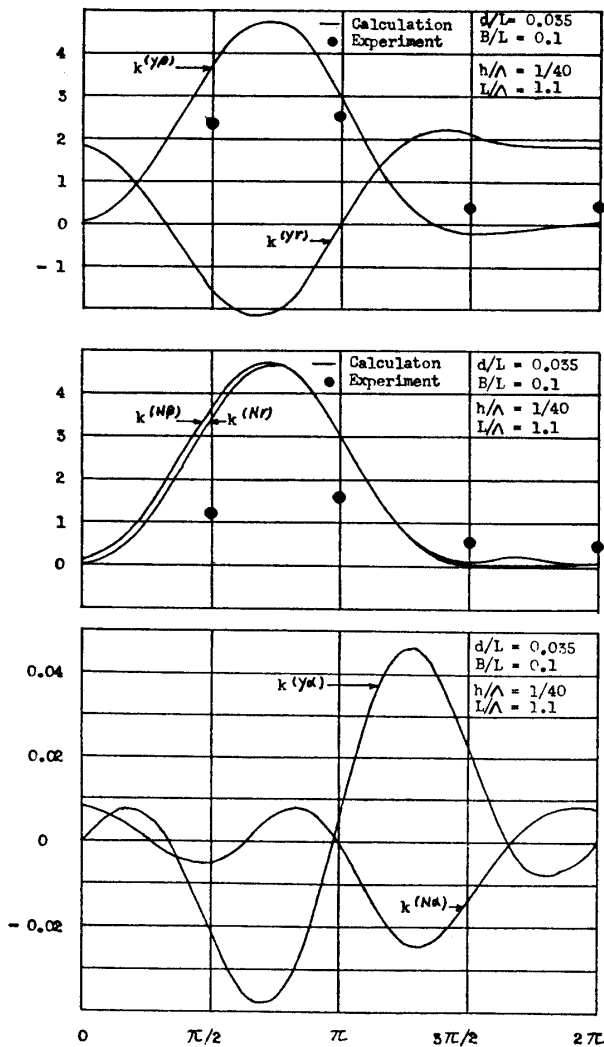


Fig. 6 Ratio of damping forces in still water and in waves

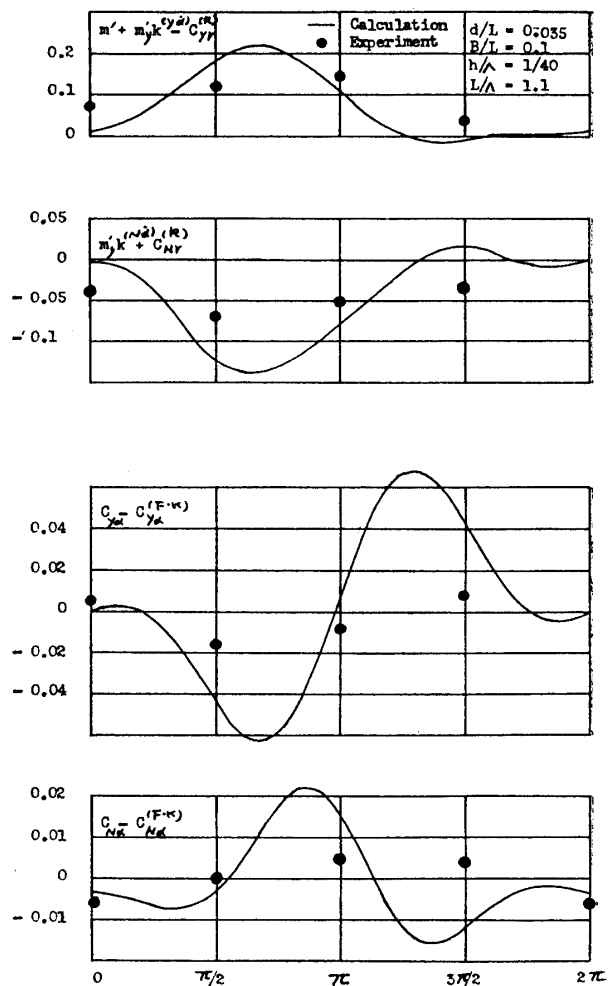


Fig. 7 Comparison of experimental values from pure yawing tests and these calculated values

$$-m_y \left(\frac{\Delta l}{L} \right)^{(k)} LU\dot{\beta} - \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d C_{N\beta}^{(k)} \beta = N_{\text{pure sway}} \quad (79)$$

となり, $(m+m_y^{(k)})$, $m_y(\Delta l/L)^{(k)}$, $C_{Y\beta}^{(k)}$, $C_{N\beta}^{(k)}$ は直接求められるので平水中の値との比を Fig. 4 に示した。

また Pure Yawing Motion においては運動は, 船が波と並進する場合は $\alpha = \psi$ であるから,

$$m_y \left(\frac{\Delta l}{L} \right)^{(k)} L\ddot{\psi} + \left\{ m + m_y k^{(Y\dot{\alpha})} - \frac{1}{2} \rho L^2 d C_{Y\dot{\alpha}}^{(k)} \right\} U\dot{\psi} + \frac{1}{2} \rho U^2 L d \{ C_{Y\alpha} - C_{Y\alpha}^{(F\cdot K)} \} \psi = Y_{\text{pure yaw}} \quad (80)$$

$$(I + I_z^{(k)}) \ddot{\psi} + \left\{ m_y k^{(N\dot{\alpha})} + \frac{1}{2} \rho L^2 d C_{N\dot{\alpha}}^{(k)} \right\} LU\dot{\psi} + \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d \{ C_{N\alpha} - C_{N\alpha}^{(F\cdot K)} \} \psi = N_{\text{pure yaw}} \quad (81)$$

ここで $\psi = \psi_0 \cos \omega t$ の運動を与えると, $\ddot{\psi}$ と ψ の項は位相が 180 度ずれて同じ成分として測定されるので, その成分を $Y_{\text{pure yaw}}(\cos)$ とすると, (80) 式から,

$$Y_{\text{pure yaw}}(\cos) = -m_y \left(\frac{\Delta l}{L} \right)^{(k)} L\omega^2 + \frac{1}{2} \rho U^2 L d \{ C_{Y\alpha} - C_{Y\alpha}^{(F\cdot K)} \} \quad (82)$$

また $\dot{\psi}$ の項の成分を $Y_{\text{py}}(\sin)$ とすると

$$Y_{\text{pure yaw}}(\sin) = m + m_y k^{(Y\dot{\alpha})} - \frac{1}{2} \rho L^2 d C_{Y\dot{\alpha}}^{(k)} \quad (83)$$

モーメントについても同様にすると, (81) 式から

$$N_{\text{pure yaw}}(\cos) = -(I + I_z^{(k)}) \omega^2 + \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d \{ C_{N\alpha} - C_{N\alpha}^{(F\cdot K)} \} \quad (84)$$

$$N_{\text{pure yaw}}(\sin) = m_y k^{(N\dot{\alpha})} + \frac{1}{2} \rho L^2 d C_{N\dot{\alpha}}^{(k)} \quad (85)$$

と微係数が複合された形で測定される。この (82) と (84) 式で表わされる力の中に ω^2 の関数になっているものがあるが, $\omega \rightarrow 0$ の低周波の所の値を考えると, 近似的に

$$Y_{\text{pure yaw}}(\cos) \doteq \frac{1}{2} \rho U^2 L d \{ C_{Y\alpha} - C_{Y\alpha}^{(F\cdot K)} \} \quad (86)$$

$$N_{\text{pure yaw}}(\cos) \doteq \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 d \{ C_{N\alpha} - C_{N\alpha}^{(F\cdot K)} \} \quad (87)$$

となる。またこの結果から ω の関数として $(I + I_z^{(k)})$ を求めることができるので, これらの実験結果を Fig. 7 に計算値と比較して図示してある。

6 結 語

- 1) 波の斜面で操縦されている船に作用する流体力を理論的に解析して実験値と比較した。
- 2) その結果, ここで展開した方法によってある程度, 定性的傾向を解析できることを確かめた。

おわりにこの研究にご支援を賜った第1研究所第3部永井部長をはじめ, 関係諸官および数値計算にご協力いただいた伊東技官に謝意を表するとともに, ご鞭撻ならびにご注意を賜った野本教授に厚くお礼を申し上げる次第である。

参 考 文 献

- 1) Ott. Grim: The Ship in a Following Sea, D. T. M. B. AD. No. 458, 061.
- 2) 野本謙作: 操縦運動の解析ノート.
- 3) Prof. B. V. Korvin-Kroukovsky and Winnifred R. Jacobs: Pitching and heaving motions of a ship in regular waves, T. S. N. A. M. E., (1957).
- 4) Von Gerhard Schmitz: Anwendung der Theorie des Schlanken Körpers auf die dynamische Gierstabilität und Steuerbarkeit von Schiffen, Schiff und Haffen, (1961).