

大波高向い波中を航行する薄い船に働く 流体力の計算法

升也 利一*

A method for predicting hydrodynamic forces and moments
of thin ships in large amplitude head waves

Toshikazu MASUYA*

*独立行政法人 水産総合研究センター 水産工学研究所

*National Research Institute of Fisheries Engineering,
Fisheries Research Agency

Abstract

A method based on the thin-ship theory is proposed for predicting unsteady hydrodynamic forces and moments of ships sailing in large amplitude head waves. The present method is an extension of Bessho's theory for a two-dimensional body to three-dimensional ships with a forward velocity.

This paper describes about the formulation of the method and shows some numerical examples of the radiation forces and moments.

1 緒言

漁船は船規模が小さいために波浪の影響を受け易く、一般商船に比べ、船体動揺が安全性、作業性、居住性等に与える影響が大きい。従って、設計段階において、船体動揺やそれに基づく耐航性能を十分検討しておく必要がある。耐航性能の検討を、各船毎に実験的に行うには施設、経費等の面から大きな制約があり、一般的には推定計算によってなされている。耐航性能を正しく評価するには、波浪中の船体に働く流体力を正確に求めることが第一に必要である。

現在流体力の推定には、船体の二次元断面に働く流体力を求め、それを船の長さ方向に積分して船全体に働く流体力を推定する、所謂ストリップ法が広く用いられている。ストリップ法は二次元線形計算法であるにも拘わらず良好な推定結果を与え、一般商船では耐航性能の評価方法の中に定着している。漁船に対しても、その有効性

が検証されている[1]が、その後、200 海里体制下での日本の漁業構造の変化や、船型そのものの改良によって、今日では日本の漁船の要目・船型は、当時とは著しく異なっており、ストリップ法を有効とした当時の結論に疑問が投げかけられている[2], [3]。このため、それらの船型に対しても精度の高い推定値を与える流体力の推定法が必要となっている[3], [4]。

ストリップ法の推定精度が低下する漁船の船型には、高速沿岸漁船、長大なトランスラム船尾を持つトローラー等がある。推定精度低下の理由として、前者に対しては船の前進速度影響の考慮が不十分であることが考えられる。最近の研究[5]によると、ストリップ法の高速度域への適用限界は Froude 数で 0.4 程度とされており、沿岸漁船の速力は Froude 数 0.7 以上に達するから、明らかに適用限界を超えている。後者に対しては、3 次元影響の欠如の他に、トランスラム部が波浪や動揺によって離没水し、水面下の船体形状が著しく変化する場合には、微小振幅動揺の仮定が成り立たないことが考えられる。従って、流体力の推定精度を高めるためには、線形理論の範囲では、まず前進速度影響と 3 次元影響を取り入れること、次に有限の波高あるいは動揺振幅に対する非線形性を考慮することが必要である。

前進速度や 3 次元影響を考慮する方法としては、細長船理論による改良の他に、最近では、Neumann-Kelvin 近似[6]や Rankine-source 法[7]に代表される 3 次元計算法の研究が精力的に進められている。しかしながらこれらの計算法には、数学的な整合性、計算時間、ロバスト性等の点で問題があり、実用化には尚暫く時間が必要であると考えられる。

一方、流体力の非線形性については、摂動法の高次近似以外にも、最近では実用的な観点から、水面下の船体形状の変化は厳密に評価するが、自由表面条件は線形化したものを用いる方法が提案されている。このような方法としては、別所等[8], [9] 大松[10], 高木[11]の計算法や、一連のスラミングの計算法から発展した方法(例えば尹等[12]がある。これらの方法は、いずれもストリップ法的に二次元流体力に非線形性を考慮する方法である。一方、Lin-Yue[13]は前進速度が有る場合の 3 次元計算法を発表している。別所の方法を除くこれらの計算法では、計算量は周波数領域の線形理論に比べて膨大となり、またイレギュラー周波数の影響も避けられない。

本論では、薄い船の理論[14], [15]に基づく流体力と船体運動の推定法を提案する。本計算法は、別所によって提案された大振幅で上下動する薄い二次元物体に働く流体力の計算法[8], [9]を、薄い船の理論と組み合わせ、前進速度を持つ 3 次元問題に拡張したものである。本計算法では、別所の計算法に倣って、自由表面条件は線形化し流体力も線形成分のみ評価するが、動揺中の入射波波面下の船体形状変化は考慮する。本計算法では、薄い船の仮定から、吹き出し分布は船型から陽に求められる。従って、Green 関数は、前進速度と動揺の角周波数をパラメータに一度計算して

おけばよく、船型、入射波波高を変えた場合にも再計算の必要が無い。このため、3次元計算法では特に問題となる計算量を大幅に減らすことができる。また積分方程式を解く必要が無いので、所謂イレギュラー周波数の問題は本質的に生じない。速度ポテンシャルに対する境界値問題は、時々刻々変化する水面下の船体形状を表すため時間領域の問題となるが、流場の周期性により、各物理量はFourier級数に展開することができる。この結果、各周波数成分の速度ポテンシャルは、従来の周波数領域の問題に類似の表式で表され、時間積分の必要は無くなる。

既に文献[16]に定式化を纏めて記しており、文献[17]では1次の流体力については計算結果を発表しているが、以下では計算式の誘導の詳細を述べ、大振幅動揺する数式船型に対する高次のradiation流体力を含む計算結果を示す。

2 定式化[16], [17]

2.1 境界値問題

Fig.1 の様に、静止水面上に原点を持ち、船の平均速度 U と同じ速さで移動する等速移動座標系 $o-xyz$ を考える。波は x 軸の負から正の方向に向かう場合を向い波とし、 z 軸は鉛直上向きを正とし、 y 軸は静止水面内にそれらとは直交する方向にとる。船体に固定した座標系を $o'-x'y'z'$ とし、船体静止時に両者は一致するものとする。船体の上下揺れを $\xi_3(t)$ 、縦揺れを $\xi_5(t)$ とし、それぞれ図に示す方向を正とする。船の長さを L 、幅を B 、喫水を d とし、入射波の波面を ζ_w 、波長を λ_w とする。また、理想流体を仮定し、流れは速度ポテンシャルを用いて記述する。このとき等速移動座標系 $o-xyz$ と船体固定座標系 $o'-x'y'z'$ の関係は、

$$z^*(x; t) \equiv \xi_3(t) - x\xi_5(t) \tag{1}$$

と置くと、次の様になる。

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \xi_5 - (z - \xi_3) \sin \xi_5 \approx x \\ y' &= y \\ z' &= x \sin \xi_5 + (z - \xi_3) \cos \xi_5 \approx z - (\xi_3 - x\xi_5) = z - z^* \end{aligned} \tag{2}$$

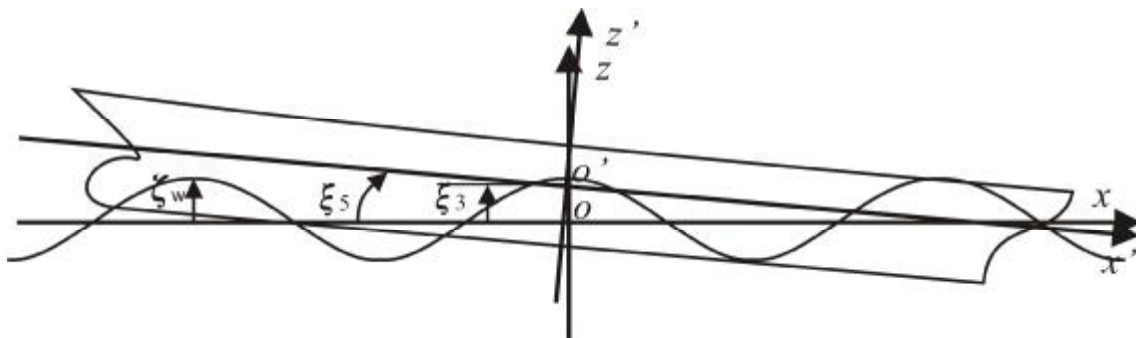


Fig.1 Coordinate systems

船体が薄いことから船体による水面の攪乱は小さいと考えられるので、発散波、散乱波の波高の影響は無視し、入射波波面下の船体の没水形状変化のみ考慮する。このとき船体形状を、

$$y' = f(x', z') \quad (3)$$

と書き、(2)式の関係と入射波波高の影響を考慮すると、入射波波面下の船体形状は次式で表される。

$$y = f(x, z - z^* + \zeta_w) \quad (4)$$

(4)式の表現では、船体が入射波波面とは逆方向に変形すると置くことにより、入射波の有限波高の影響が入射波波面下の船体没水形状変化として、近似的に考慮されている(Fig.2 参照)。

さて、最初に船体表面条件を求める。船体表面条件は一般に次式の様に表される。

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial \Phi_T}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

船体周囲の全速度ポテンシャル Φ_T を、

$$\Phi_T = Ux + \Phi_D, \quad \Phi_D = \Phi_w + \Phi \quad (6)$$

と置く。ここで Φ_w は入射波の速度ポテンシャル、 Φ は船体による攪乱の速度ポテンシャルである。これを(5)式に代入し、向い波であることを考慮すると次式が得られる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(U + \frac{\partial \Phi_w}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \frac{\partial f}{\partial x} + \left(\frac{\partial \Phi_w}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

ここで薄い船の仮定を用いると、 Φ に対する船体表面条件として次式が得られる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial t} + \left(U + \frac{\partial \Phi_w}{\partial x} \right) \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_w}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z}, \quad \text{on } y=0 \quad (8)$$

上式に(4)式を代入すると次式が得られる。

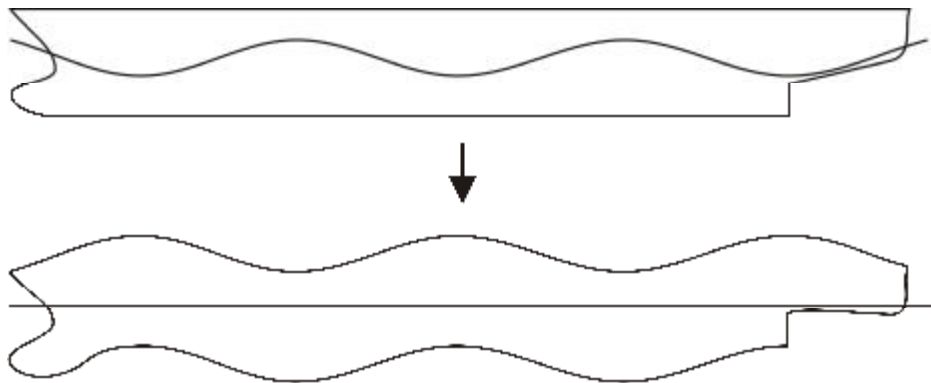


Fig.2 The method to take into account of the finite wave height

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = -\frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial}{\partial t} (z^* - \zeta_w) + \left(U + \frac{\partial \Phi_w}{\partial x} \right) \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_w}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z}, \quad \text{on } y=0 \quad (9)$$

次に自由表面条件については、別所の理論と同様に線形化して取り扱う。即ち、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \Phi + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad \text{on } z = \zeta_w \quad (10)$$

である。(9), (10)式の条件と無限遠での波の放射条件, または初期条件, 水底での条件, 及び3次元 Laplace 方程式によって、船体による攪乱の速度ポテンシャル Φ に対する境界値問題が構成される。

2.2 速度ポテンシャル

船体による攪乱ポテンシャル Φ を次式の様に表す。

$$\Phi(x, y, z; t) = \int_{-\infty}^t d\tau \iint_{S(\tau)} \sigma(\xi, \zeta; \tau) \hat{G}(x, y, z; \xi, 0, \zeta; t - \tau) d\zeta d\xi \quad (11)$$

ここで、 σ は船体中心面上に分布した船体に等価な吹き出し分布の密度、 $S(\tau)$ は時刻 τ での船体中心面上の積分を表すものとする。また、 \hat{G} は次の条件

$$\frac{\partial^2 \hat{G}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{G}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \hat{G}}{\partial z^2} = 0, \quad z < \zeta_w,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \hat{G} + g \frac{\partial \hat{G}}{\partial z} = 0, \quad z = \zeta_w,$$

$$\hat{G} = \frac{\partial \hat{G}}{\partial t} = 0, \quad z = 0, \quad t \leq 0,$$

$$\hat{G} \rightarrow 0, \quad z \rightarrow -\infty \quad (12)$$

を満足する初期値問題に対する時間領域の Green 関数であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \hat{G}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta; t) = & -\frac{1}{4\pi} \delta(t) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) \\ & - \frac{1}{4\pi^2} H(t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikUt} \sin(\sqrt{k^2 + l^2} \sqrt{gt}) \frac{\exp(\sqrt{k^2 + l^2} \bar{z} + ik\bar{x} + il\bar{y})}{\sqrt{k^2 + l^2}} dldk \end{aligned} \quad (13)$$

ここで、 $R = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2}$, $R' = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2}$, $\bar{x} = x - \xi$, $\bar{y} = y - \eta$, $\bar{z} = z - \zeta$, $\bar{z} = z + \zeta$ であり、 $\delta(t)$ は Dirac のデルタ関数、 $H(t)$ は Heaviside の単位ステップ関数を表している。(11)式は、 \hat{G} の性質により、船体表面条件以外の境界条件、支配方程式を満足するので、吹き出し密度 σ を船体表面条件(9)式が満足されるように決定すれ

ばよい。即ち、 $y=0$ の船体中心面上での流量の連続性

$$\frac{\sigma(x,z;t)}{2} = \frac{\partial \Phi(x,y,z;t)}{\partial y}, \quad \text{on } y=0 \quad (14)$$

と(8)式から、吹き出し密度は次の様に決定される。

$$\sigma(x,z;t) = -2 \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial}{\partial t} (z^* - \zeta_w) + 2 \left(U + \frac{\partial \Phi_w}{\partial x} \right) \frac{\partial f}{\partial x} + 2 \frac{\partial \Phi_w}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z}, \quad \text{on } y=0 \quad (15)$$

さて、入射波として波振幅 $\bar{\zeta}_w$ 、角周波数 ω_0 の規則波を考え、船体の動揺は動揺開始から十分時間が経過して定常状態に達しているものとする。波面 ζ_w は、波の山が船体中央に来た時を位相の規準にとると、次式で表される。

$$\zeta_w = \bar{\zeta}_w \cos(\omega t - Kx) \quad (16)$$

但し、 $K = \omega_0^2 / g$ 、 $\omega = \omega_0 + UK$ である。対応する入射波の速度ポテンシャルは、

$$\Phi_w(x,z;t) = -\frac{\bar{\zeta}_w}{\omega_0} e^{Kz} \sin(\omega t - Kx) \quad (17)$$

で表される。このとき、(11)式に含まれる流れを表す関数は、周期性を持つと考えられるので、Fourier 級数展開できる。即ち、

$$\Phi(x,y,z;t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n(x,y,z) e^{in\omega t} \quad (18)$$

$$\sigma(x,z;t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sigma_n(x,z) e^{in\omega t} \quad (19)$$

ここで、

$$\sigma_n(x,z) = \frac{1}{T} \int_0^T \sigma(x,z;t) e^{-in\omega t} dt \quad (20)$$

である。但し T は、 $T = 2\pi / \omega$ とする。(19)式を(11)式に代入し、 $t \rightarrow \infty$ とすると、速度ポテンシャルの n 次成分の係数として次式が得られる。

$$\Phi_n(x,y,z) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sigma_n(\xi,\zeta) G_n(x,y,z;\xi,0,\zeta) d\zeta d\xi \quad (21)$$

ここで、 G_n は角周波数 $n\omega$ に対する周波数領域の Green 関数であり、次式で与えられる。

$$G_n(x,y,z;\xi,\eta,\zeta) = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) - \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(\sqrt{k^2 + l^2} \bar{z} + i l \bar{y} + i k \bar{x})}{\sqrt{k^2 + l^2} - (n\omega + Uk - i\mu)^2 / g} dl dk \quad (22)$$

これらの物理量で、 $\bar{\quad}$ が複素共役をとるものとする、 n 次の物理量 Q_n と、 $-n$ 次の物理量 Q_{-n} の間には次の関係がある。

$$Q_n = \overline{Q_{-n}} \quad (23)$$

(14)式についても同様に Fourier 級数展開すると, n 次成分の係数として次式が得られる。

$$\begin{aligned} \sigma_n(x, z) = & -2in\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_m}{\partial z} z_{n-m}^* + 2U \frac{\partial f_n}{\partial x} \\ & + 2 \sum_{m=-1}^1 \left\{ in\omega \frac{\partial f_m}{\partial z} \zeta_{wn-m} + \frac{\partial \Phi_{wm}}{\partial x} \frac{\partial f_{n-m}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{wm}}{\partial z} \frac{\partial f_{n-m}}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

ここで,

$$f_n(x, z) = \frac{1}{T} \int_0^T f(x, z - z^* + \zeta_w) e^{-in\omega t} dt \quad (25)$$

$$z_n^*(x) = \frac{1}{T} \int_0^T z^*(x; t) e^{-in\omega t} dt \quad (26)$$

$$\Phi_{wn}(x, z) = in \frac{\bar{\zeta}_w}{2} \frac{g}{\omega_0} \exp\{K(z - inx)\}, \quad \zeta_{wn}(x) = \frac{\bar{\zeta}_w}{2} \exp(-inKx), \quad (n = \pm 1) \quad (27)$$

であり, これらを用いると,

$$f(x, z; t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(x, z) e^{in\omega t} \quad (28)$$

$$z^*(x; t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} z_n^*(x) e^{in\omega t} \quad (29)$$

$$\Phi_w(x, z; t) = \sum_{n=-1}^1 \Phi_{wn}(x, z) e^{in\omega t}, \quad \zeta_w(x; t) = \sum_{n=-1}^1 \zeta_{wn}(x) e^{in\omega t} \quad (30)$$

と表される。(24)式を(21)式に代入すると, 船体による攪乱速度ポテンシャルの n 次の係数は次式となる。

$$\begin{aligned} \Phi_n(x, y, z) = & -2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} z_{n-m}^* G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & + 2U \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \frac{\partial f_n(\xi, \zeta)}{\partial \xi} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & + 2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \zeta_{wn-m} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} \frac{\partial f_{n-m}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & +2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \frac{\partial f_{n-m}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \quad (31)
 \end{aligned}$$

部分積分すると、次式を得る。

$$\begin{aligned}
 \Phi_n(x, y, z) = & -2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} z_{n-m}^* G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & +2U \left[\int_{-\infty}^0 f_n(\xi, \zeta) G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta \right]_{-L/2}^{L/2} \\
 & +2U \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 f_n(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial x} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & +2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \zeta_{wn-m} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & +2 \left[\int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} f_{n-m}(\xi, \zeta) G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta \right]_{-L/2}^{L/2} \\
 & +2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} f_{n-m}(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial x} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & -2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial^2 \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi^2} f_{n-m}(\xi, \zeta) G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\
 & +2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \frac{\partial f_{n-m}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} G_n(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \quad (32)
 \end{aligned}$$

薄い船の仮定からは、上式の端部影響は省略されるべきであるが、漁船は船首バルブやトランスム船尾を持つ場合が多く、また前進速度が大きいときには、その寄与も無視できないと考えられるので、ここではこれらの項は残すことにする。

これを(11)式に代入すれば、船体による攪乱速度ポテンシャルが得られる。ここで、(32)式右辺第1～4項は船体の動揺によって生じる発散波の成分、第5～8項は入射波の船体による散乱波の成分を表している。

2.3 非定常流体力

船体表面に作用する圧力は、圧力方程式

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \Phi_T}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi_T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_T}{\partial z} \right)^2 \right\} - gz + \frac{1}{2} U^2 \quad (33)$$

によって求められる。上式に(6)式を代入し、 Φ_D の2次の項を省略すると、次式が得られる。

$$\frac{p}{\rho} = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \Phi_D - gz \quad (34)$$

このとき(34)式右辺第1項は、船体による攪乱と入射波の線形加速度ポテンシャルになっている。(21)式の数値ポテンシャルに対応する n 次の線形加速度ポテンシャルは、 $e^{in\omega t}$ を省略すると次式で与えられる。

$$\phi_n(x, y, z) = \left(in\omega + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \Phi_n(x, y, z) \quad (35)$$

(35)式に(33)式を代入すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \phi_n(x, y, z) = & -2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} z_{n-m}^* G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & + 2U \left[\int_{-\infty}^0 f_n(\xi, \zeta) G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta \right]_{-L/2}^{L/2} \\ & + 2U \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 f_n(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial x} G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & + 2in\omega \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial f_m(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \zeta_{wn-m} G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & + 2 \left[\int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} f_{n-m}(\xi, \zeta) G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta \right]_{-L/2}^{L/2} \\ & + 2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi} f_{n-m}(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial x} G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \\ & - 2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^0 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial^2 \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \xi^2} f_{n-m}(\xi, \zeta) G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \end{aligned}$$

$$+2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^1 \sum_{m=-1}^1 \frac{\partial \Phi_{wm}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} \frac{\partial f_{n-m}(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} G_n^{(1)}(x, y, z; \xi, 0, \zeta) d\zeta d\xi \quad (36)$$

ここで、 $G_n^{(p)}$ は次の様に定義される。

$$G_n^{(p)}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \left(in\omega + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^p G_n(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) \quad (37)$$

$G_n^{(p)}$ は、数値計算に便利な花岡の表示式[14]に従えば、次式で表される。

$$\begin{aligned} G_n^{(p)}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = & -\frac{g^{p/2}}{2\pi} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\{D_n(k_r)\}^p e^{-\sqrt{k_r^2 + l^2} |y| + ik_r \bar{x}}}{X \sqrt{k_r^2 + l^2}} \cos(lz + \varepsilon) \cos(l\zeta + \varepsilon) dl \\ & + \frac{g^{p/2}}{2\pi} \left\{ \int_{k_{1n}}^{k_{2n}} + \int_{k_{3n}}^{k_{4n}} \right\} \frac{\{D_n(k)\}^{2+p}}{E_n(k)} e^{-D_n^2(k) \bar{z} - E_n(k) |y| + ik \bar{x}} dk \\ & + i \frac{g^{p/2}}{2\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{k_{1n}} - \int_{k_{2n}}^{k_{3n}} - \int_{k_{4n}}^{\infty} \right\} \frac{\{D_n(k)\}^{2+p}}{E_n(k)} e^{-D_n^2(k) \bar{z} - i\varepsilon_n(k) E_n(k) |y| + ik \bar{x}} dk \end{aligned} \quad (38)$$

X は、 x 方向の局部波の存在範囲から決定される値である。また、

$$\begin{aligned} D_n(k) &= i(n\omega + Uk) / \sqrt{g}, \quad E_n(k) = \sqrt{|D_n^4(k) - k^2|}, \quad \varepsilon = \tan^{-1} \{D_n^2(k_r) / l\}, \\ k_r &= \pi r / X, \quad \varepsilon_n(k) = \text{sgn}(n\omega + Uk) \end{aligned} \quad (39)$$

であり、さらに、 $K_0 = g / U^2$, $\Omega_n = n\omega U / g$ と置くと、

$$\left. \begin{matrix} k_{1n} \\ k_{2n} \end{matrix} \right\} = -\frac{K_0}{2} \left(1 + 2\Omega_n \pm \sqrt{1 + 4\Omega_n} \right), \quad \left. \begin{matrix} k_{3n} \\ k_{4n} \end{matrix} \right\} = \frac{K_0}{2} \left(1 - 2\Omega_n \mp \sqrt{1 - 4\Omega_n} \right) \quad (40)$$

である。但し、 $\Omega_n > 1/4$ のときには $k_{3n} = k_{4n}$ とする。

同様にして、入射波の線形加速度ポテンシャルは、次式の様になる。

$$\phi_{wn}(x, z) = \begin{cases} -\frac{\bar{\zeta}_w}{2} g e^{K(z - inx)}, & (n = \pm 1) \\ 0, & (n \neq \pm 1) \end{cases} \quad (41)$$

従って、船体に働く動的な流体力 F_D は、力とモーメントを纏めて表すと次式で得られる。

$$F_D(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_{Dn} e^{in\omega t} \quad (42)$$

$$F_{Dn} = -2\rho \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Psi(m, n-m) - 2\rho \sum_{m=-1}^1 \Psi_w(m, n-m) \quad (43)$$

$$\Psi(m, l) = \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \begin{matrix} 1 \\ -x \end{matrix} \right\} \int_{-\infty}^0 \phi_m(x, 0, z) \frac{\partial f_l(x, z)}{\partial z} dz dx \quad (44)$$

$$\Psi_w(m, l) = \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \begin{matrix} 1 \\ -x \end{matrix} \right\} \int_{-\infty}^0 \phi_{wm}(x, 0, z) \frac{\partial f_l(x, z)}{\partial z} dz dx \quad (45)$$

(43)式右辺第1項は船体による波の放射・散乱に基づく力、第2項は Froude-Krylov 力である。但し上式の定常力には、定常航走によって生じる sinkage 力, trim モーメントも含まれていることに注意する必要がある。

3 計算例

前章の定式化に従って、船が静水中を大振幅で動揺しながら航行する場合(強制動揺問題)に対して試算を行い、松永等[18]の実験値と比較した。計算対象とした船型は、横裁面の形状が Lewis form で表される数式船型である。この船型の主要目を Table1 に、正面線図を Fig.3 に示す。動揺の振幅は、上下揺れの場合は喫水 d の 1/4 と 1/2 縦揺れの場合は 5° と 10° とし、Froude 数は 0.0, 0.2 について、pure heave と pure pitch の強制動揺流体力を計算した。

Table 1 Principal dimensions of the mathematical hull form

L	2.000	C_b	0.500
B	0.250	C_p	0.600
D	0.125	C_M	0.833
V	0.3125		

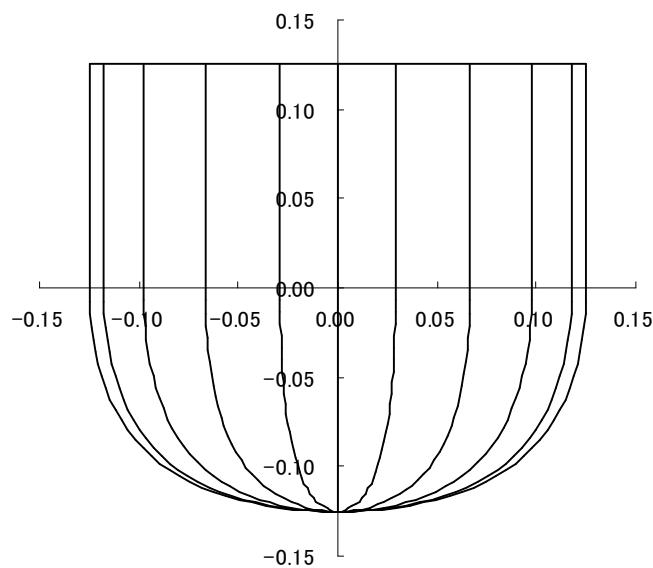


Fig. 3 Body plan of the mathematical hull form

実際の漁船では Froude 数はさらに高いが、実験的では Froude 数 0.3 程度から復原力に顕著な前進速度影響が現れ、計測された実験値から付加質量を分離する段階で大きな誤差が混入することも考えられるため、計算法の妥当性の検証とが困難になると判断し、比較的低い Froude 数の実験値を用いた。

また今回は、船体中心面と船体が動揺する範囲を 40×20 の矩形領域に分割し、その中央に一定の強さを持つ点吹き出しを分布させて計算を行った(Fig.4 参照)。

Pure heave と pure pitch の radiation 問題なので、船体動揺振幅の絶対値を δ_j とするとき、(43)式の F_{Dn} は j モード運動による i モードの流体力となるので F_{Dnij} と書き、次式のように実部と虚部に分ける。

$$F_{Dnij} = F_{ijc}^{(n)} + iF_{ijs}^{(n)} \quad (46)$$

このとき、1 次の流体力係数 A_{ij} , B_{ij} は次式で求められる。

$$\begin{aligned} A_{33} &= 2F_{33s}^{(1)} / (\rho\omega^2 L^3 \delta_3), & B_{33} &= 2F_{33c}^{(1)} / (\rho\omega L^3 \sqrt{g/L} \delta_3), \\ A_{55} &= 2F_{55s}^{(1)} / (\rho\omega^2 L^5 \delta_5), & B_{55} &= 2F_{55c}^{(1)} / (\rho\omega L^5 \sqrt{g/L} \delta_5) \end{aligned} \quad (47)$$

但し、 $\delta_3 = h$, $\delta_5 = \theta L / 2$ とし、 h , θ はそれぞれ heave 及び pitch の動揺振幅である。

Fig.4~7 に流体力係数の計算結果の一部を示す。図の凡例中、“Exp”は実験値、 $h=d/$, $\theta = 5^\circ$ などの動揺振幅を記したのが本計算法の推定値を表している。同様に、1 次の連成流体力を Fig.8~11 に、定常流体力を Fig.12~15 に示す。

計算結果からは、この船型の場合、動揺振幅が大きくなるにつれて各流体力係数も増大するようである。松永等による実験値[18]の動揺振幅は明らかではないが、研究の目的からは微量であると推測される。

実験値には花岡のパラメータと呼ばれる $\Omega (= U\omega / g)$ が $1/4$ となる無次元周波数 $\omega\sqrt{g/L} = 1.25$ の付近に前進速度の影響によるピークや跳躍が現れているが、これは船体から造波される波の性質が大きく変化するためである。本計算法の結果は、その傾向を良く捉えており、前進速度影響が的確に表現されていることがわかる。

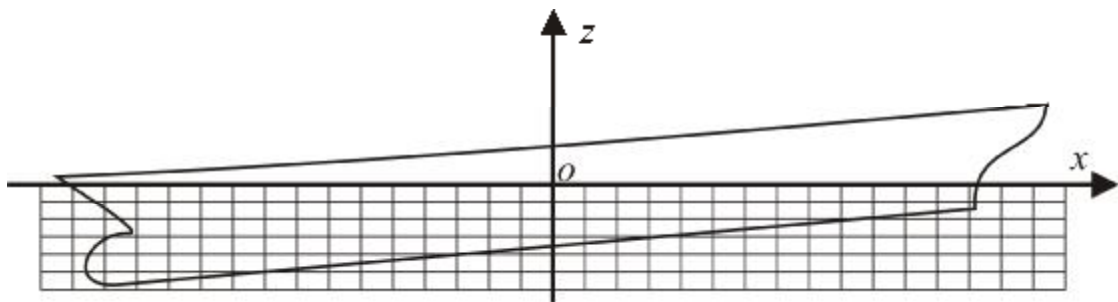


Fig.4 Source panel arrangement on the ship's center plane

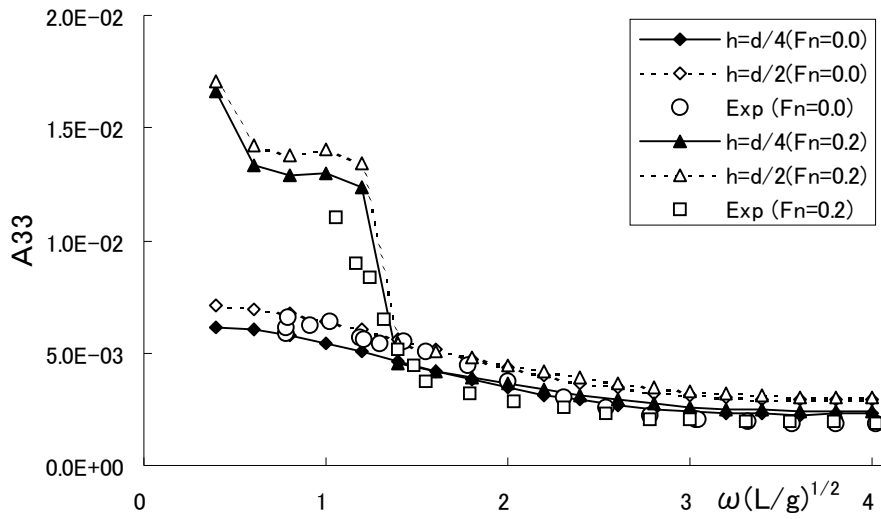


Fig.4 Heave added mass coefficient

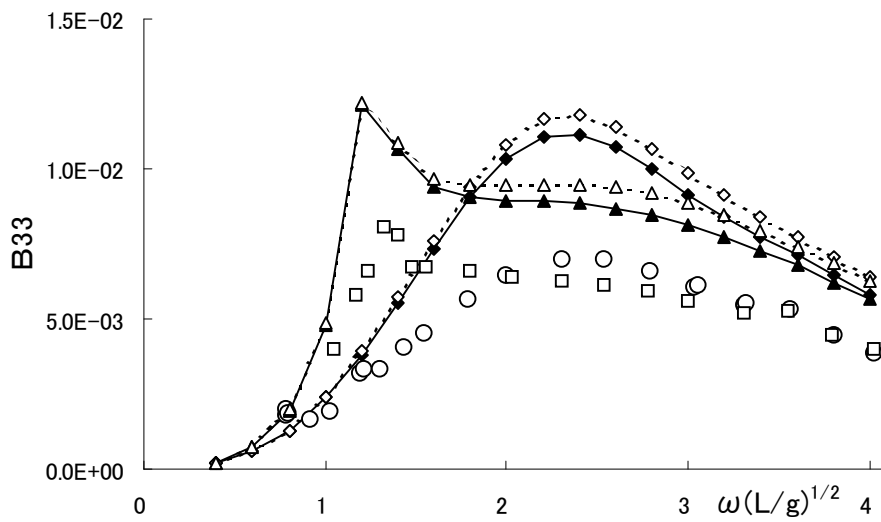


Fig.5 Heave damping coefficient

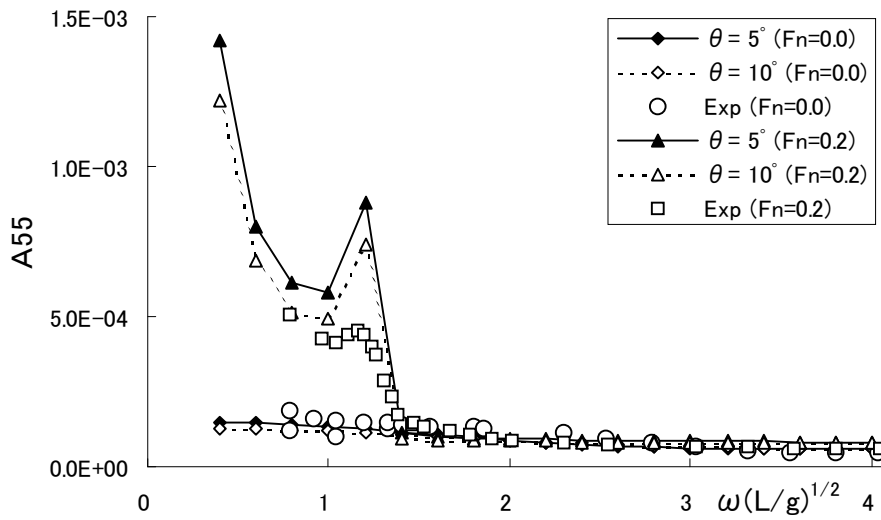


Fig.6 Pitch added moment coefficient

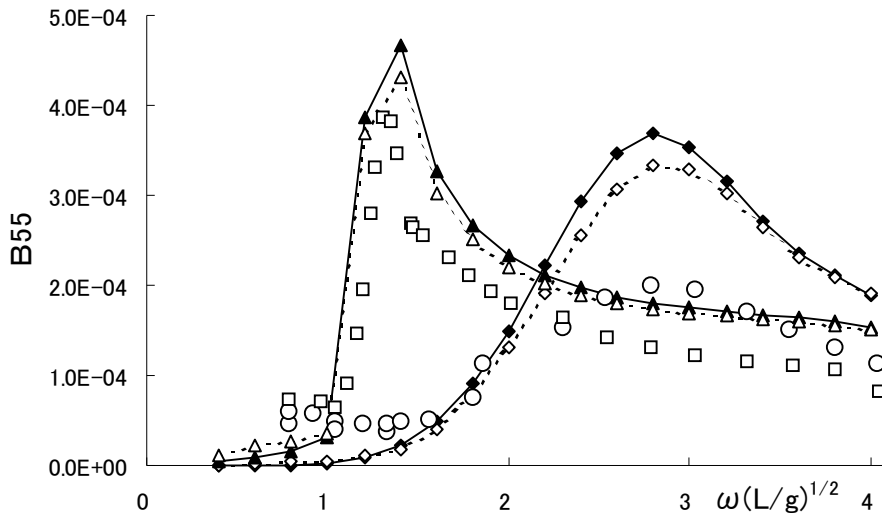


Fig.7 Pitch damping moment coefficient

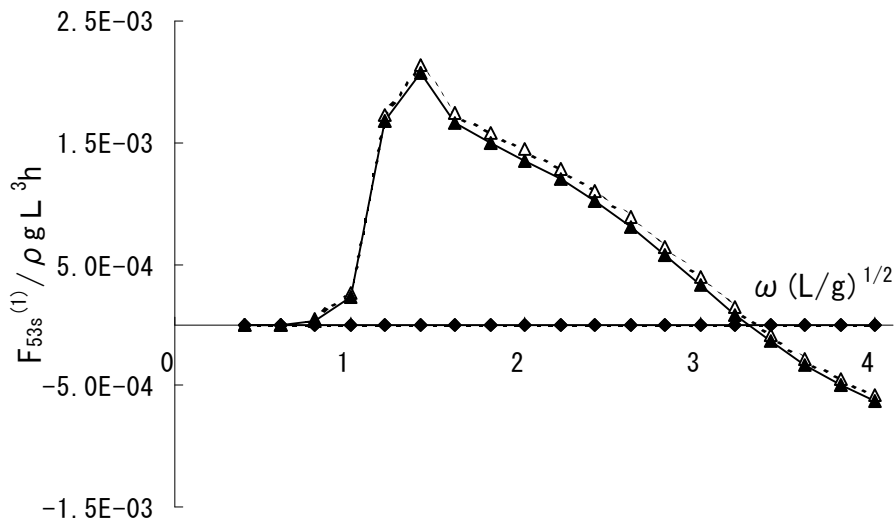


Fig.8 Sin-component of the 1-st order heave to pitch moment

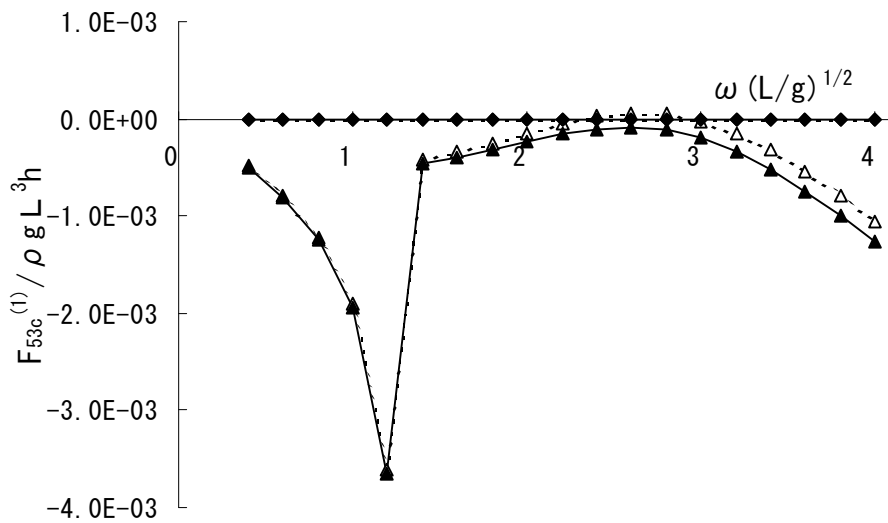


Fig.9 Cos-component of the 1-st order heave to pitch moment

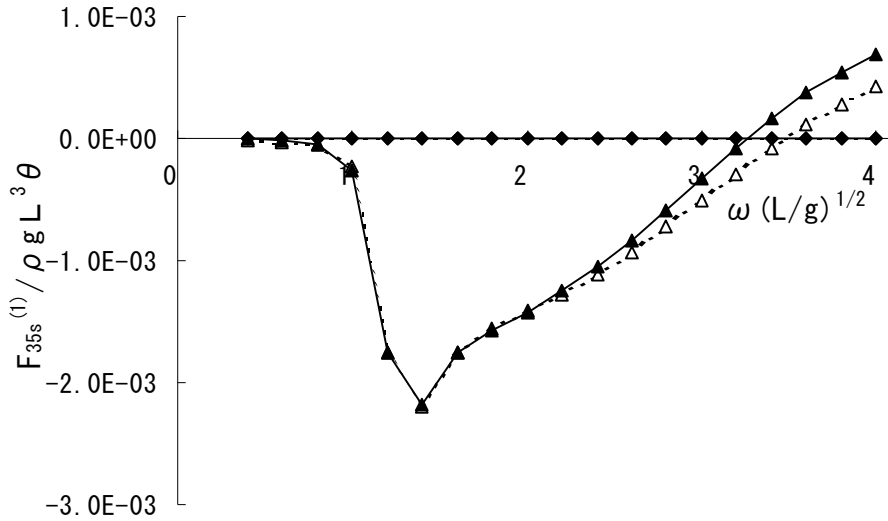


Fig.10 Sin-component of the 1-st order pitch to heave force

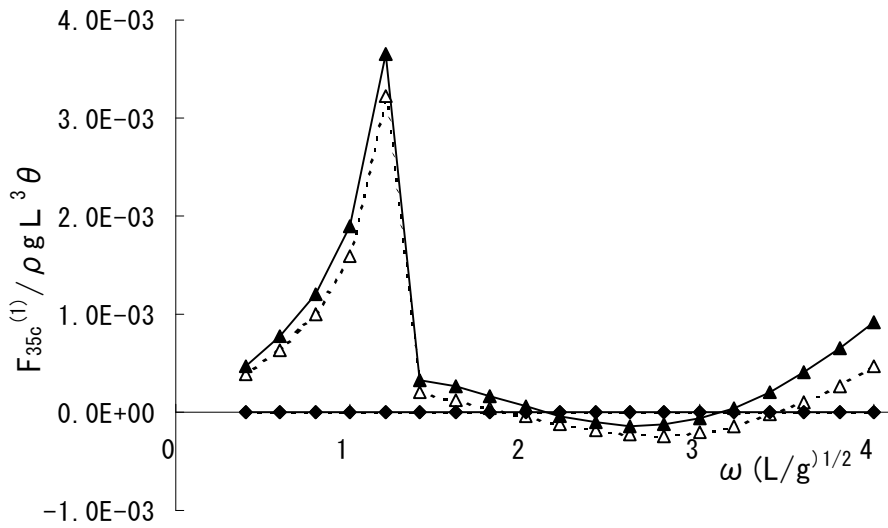


Fig.11 Cos-component of the 1-st order pitch to heave force

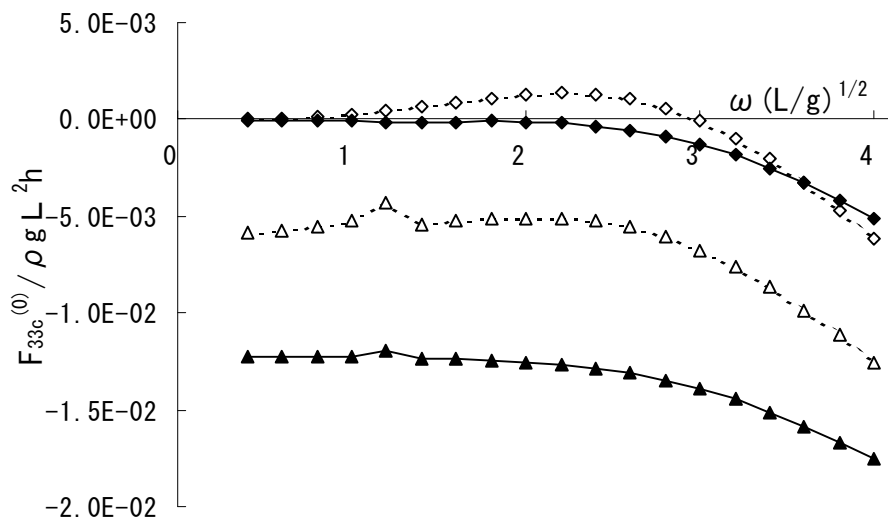


Fig.12 The 0-th order steady heave force

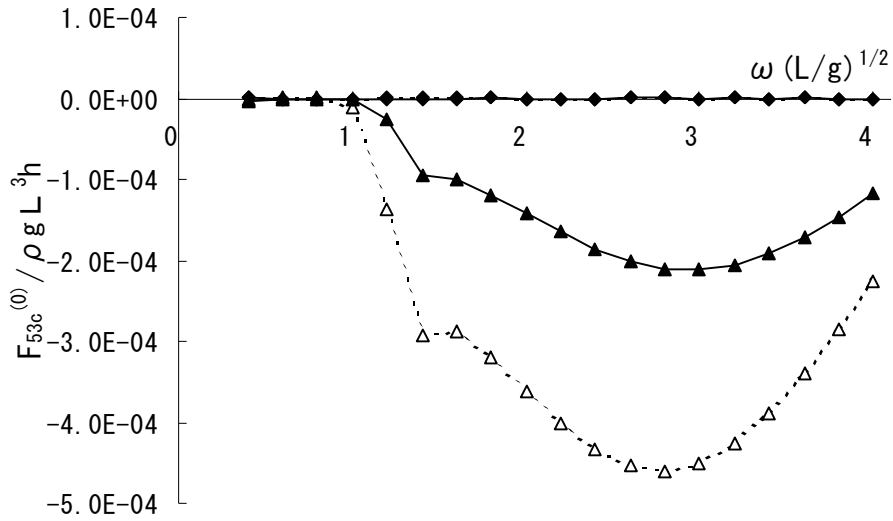


Fig.13 The 0-th order steady heave to pitch moment

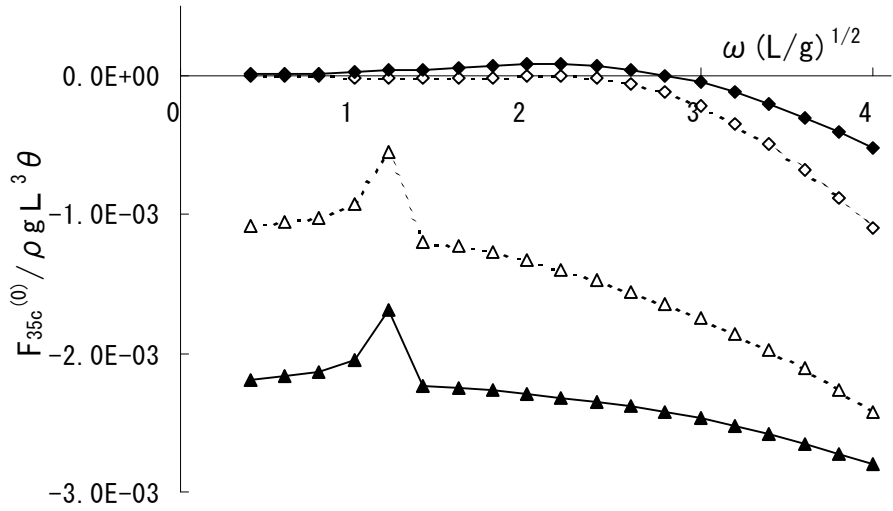


Fig.14 The 0-th order steady pitch to heave force

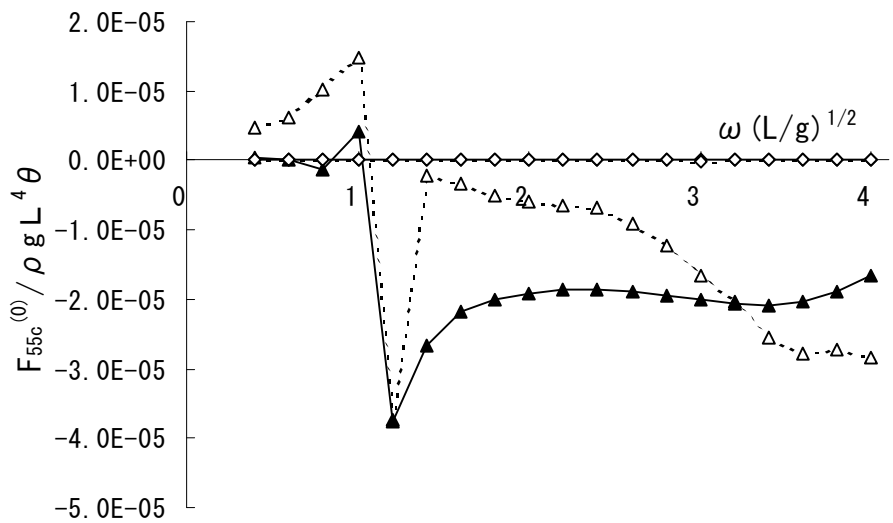


Fig.15 The 0-th order steady pitch moment

4 結言

本論では、別所の大振幅動揺する二次元物体に働く流体力の計算法[8], [9]を、前進速度を持つ3次元問題に拡張し、強制動揺問題に対する計算結果を示した。

本計算法の特徴と数値計算の結果を纏めると次の様になる。

- 1) 流体力は動揺の基本周波数の n 倍周波数成分($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)の線形結合、即ち Fourier 級数の形で表される。入射波波面下の物体形状の変化を取り入れたことで高次の周波数成分($n = 0, \pm 2, \pm 3, \dots$)が現れるが、数値計算の結果によると、1次の流体力にも振幅依存性が見られる。
- 2) 薄い船の仮定から、吹き出し分布は船型から陽に定められるので、積分方程式を解く必要が無い。このため、イレギュラー周波数の問題は生じない。
- 3) 薄い船の理論は船体表面条件こそ近似的な扱いをしているが、本質的に3次元の計算法であり、前進速度の影響も的確に捉えることができる。このためストリップ法に基づく計算法などでは再現できない高次流体力に対する前進速度の影響なども把握することが可能である。
- 4) 計算に必要となる Green 関数の範囲は、入射波波高と船体動揺をカバーする船体中心面上の範囲だけである。従って、Froude 数と動揺周波数をパラメータに、Green 関数の値を中心面の適当な範囲について予め求めておけば、その値は異なる船型、波高、動揺振幅に対しても用いることができる。このため、Green 関数の再計算の必要が無く、他の3次元計算法に比べ、計算時間は著しく節約される。

但し薄い船の理論[14], [15]では、発散波、散乱波の船体による回折、所謂 diffraction 効果は無視される。このため、短波長域では本計算法は推定誤差が大きくなることが予想されるが、船体の動揺が入射波に同調するのは波長船長比が1以上の領域であるから、実用上の大きな問題は無いと考えられる。また今後、本文中で触れた復原力の前進速度影響についても同様な手法で数値計算を行い、実験値を再現できるか否かを検討する必要がある。

なお、本論の数値計算には、農林水産研究情報総合センターを利用したことを付記する。

参考文献

- [1] 山越康行, 他: 漁船の波浪中耐航性について(第1報), 漁船研究技報, 28(63), pp.1-46, 1975
- [2] 菅信, 他: 底曳網漁船の曳網時の運動性能に関する模型実験, 船舶技術研究所研究報告, 24(4), pp.37-63, 1987
- [3] 古香孝典: 漁船の波浪中の運動に関する基礎的研究, 長崎総合科学大学紀要, 29(1), pp.129-136, 1988

- [4] 中野雄一:漁船の波浪中の運動に関する基礎的研究(その2),長崎総合科学大学紀要, **30**(1), pp.113-121, 1989
- [5] 運動性能委員会:高速艇の耐航性能推定法に関する現状,高速船の耐航性能研究専門委員会報告書, pp.3-60, 1994
- [6] 小林正典:前進速度を有する任意形状の3次元物体に働く流体力について,日本造船学会論文集, **150**, pp.175-189, 1981.
- [7] Nakos, D., Sclavounos, P.: Ship motions by a three dimensional Rankine panel method, Proceedings of the 18th symposium on naval hydrodynamics, pp.21-40, 1991.
- [8] 別所正利:薄い物体の大振幅上下動について,試験水槽委員会第II部会資料, 1975.
- [9] 山下誠也:薄い物体の大振幅上下動における流体力の計算,日本造船学会論文集, **141**, pp.61-70, 1977.
- [10] 大松重雄:柱体の動揺初期における造波現象の理論について,日本造船学会論文集, **134**, pp.75-84, 1973
- [11] 高木健:大振幅動揺する船舶に働く流体力の計算(第1報),日本造船学会論文集, **160**, pp.131-140, 1981
- [12] 尹範相, 他:大波高波浪による船体の波浪荷重に関する研究(第2報),日本造船学会論文集, **157**, pp.155-167, 1985
- [13] Lin, W.M., Yue, D.K.P.: Numerical Solutions for Large-Amplitude Ship Motions in the Time Domain, 18th ONR, pp.41-66, 1990
- [14] 花岡達郎:縦波中の船の運動に関する理論的研究,花岡達郎博士論文集, pp.53-107, 1976
- [15] 渡辺巖:薄い船の理論に基づく非定常流体力計算法,関西造船協会誌, **217**, pp.85-94, 1992
- [16] 升也利一:大波高向波中を航行する薄い船に働く流体力と船体運動の計算法,水産工学研究所研究報告, **17**, pp.51-63, 1996.
- [17] 升也利一:大波高向い波中を航行する薄い船に働く流体力の計算, CONVEX user conference, pp.1-14, 1994.
- [18] 松永康二, 丸尾孟:前進速度をもつ細長物体のRadiation問題について,日本造船学会論文集, **150**, pp.190-200, 1981.

受付日 2011年7月28日 受理日2011年11月15日

著者略歴

1983 横浜国立大学工学部船舶海洋工学科卒業

1986 東京大学大学院工学系研究科船舶工学専門課程修士課程修了

1986 水産庁 水産工学研究所 漁船工学部 船体性能研究室

1995 同上 漁船工学部 主任研究官

1997 同上 漁船工学部 海洋測器研究室長

1998 同上 漁業生産工学部 船体研究室長

2010 同上 漁業生産・情報工学部 漁船工学グループ 船体研究チーム長

研究対象:船舶・海洋構造物の造波問題, 水棲生物の音響散乱モデル

所属学会:日本船舶海洋工学会, 日本水産工学会, 数理水産科学会