

波浪中を航行する二艘旋網漁船に働く 流体力と船体動揺の計算

第2報：二艘旋網漁船に働く波浪強制力

升也 利一*

Calculations of hydrodynamic forces
acting on a pair of purse seiners and
their ship motions sailing in waves

2nd report : Wave exciting forces acting on a pair of purse seiners

Toshikazu Masuya*

* 水産工学研究所: National Research Institute of Fisheries Engineering

Abstract

The present study covers the hydrodynamic forces, moments, and resultant ships motions of a pair of purse seiners in waves.

In this paper, the author reports the formulation and results of calculations of the diffraction forces and moments acting on a pair of purse seiners in the waves. Following the latest strip method, the 2D modified Helmholtz equation is replaced by the 2D Laplace equation as the field equation for the diffraction problem. The interaction of the waves between two ships is taken into account by a method similar to the one used in the previous paper on the radiation problem.

The author also discusses the intractable problems faced when the Laplace equation was used instead of the modified Helmholtz equation as the field equation of the near field diffraction problem of ships.

1 緒言

本研究では、波浪中の二艘旋網漁船に働く流体力と船体動揺について、数値計算に基づく考察を行う。二艘旋網漁船は、2隻の網船が船長の1/2程度の間隔を保ちながら、船尾空中に網を吊り下げた状態で併走する。第1報[1]では、このような航走状態における2隻の網船に作用するラディエーション流体力の定式化と数値計算結果を示した。それによると、個々の網船は独立していても、

網船間の造波干渉流体力によって、2隻の船体動揺は連成することがわかった。この結果、船体の運動方程式は、surgeを除いた場合には、各船5自由度、合計10自由度の動揺が連成する形となり、慣性項、復原力項を除いたその流体力係数は100項を数えるに至った。

本論文では引き続き、併走する2隻の網船の間に働く造波干渉を考慮したディフラクション問題を取り上げる。二艘旋網漁船のディフラクション問題は、双胴船と同じ取り扱いとなる。文献[2]、[3]では双胴船断面の2次元ディフラクション問題を扱っているが、構造強度上、重要となる横波状態に限定したため、別所の逆時間ポテンシャルの理論[4]、[5]を応用することにより、ラディエーションポテンシャルからディフラクションポテンシャルを求めることが可能であった。しかしながら、本研究では全方位からの入射波を考慮するため、単船の場合のディフラクション問題は直接解く必要がある。

本報告では、前報[1]と同様の方法によって網船間の造波干渉を考慮した断面のディフラクション問題を解いた後、最新のストリップ法に従って船全体の波浪強制力を計算する。これと造波干渉を考慮しない単船状態との比較によって、二艘旋網漁船に働く波浪強制力の性質を明らかにする。また、最新のストリップ法の問題点についても考察する。

2 定式化

座標系、記号の定義は前報[1]と同じとする。前報と同様に、以下では記述の簡便のため右側船に関係する量には上付添え字 R 、左側船に関係する量には L を付け、ディフラクション問題に関連する量には下付添え字 D を付して表す。両船に共通の場合は、 $\psi_D^{R,L}$ のようにまとめて表記する。また、特に必要な場合以外は、 x 座標と time factor $e^{i\omega t}$ の表記は省略する。

Fig. 1 のように、2 隻の網船の中心に座標原点 o をもつ全体座標系 $o-xyz$ を、

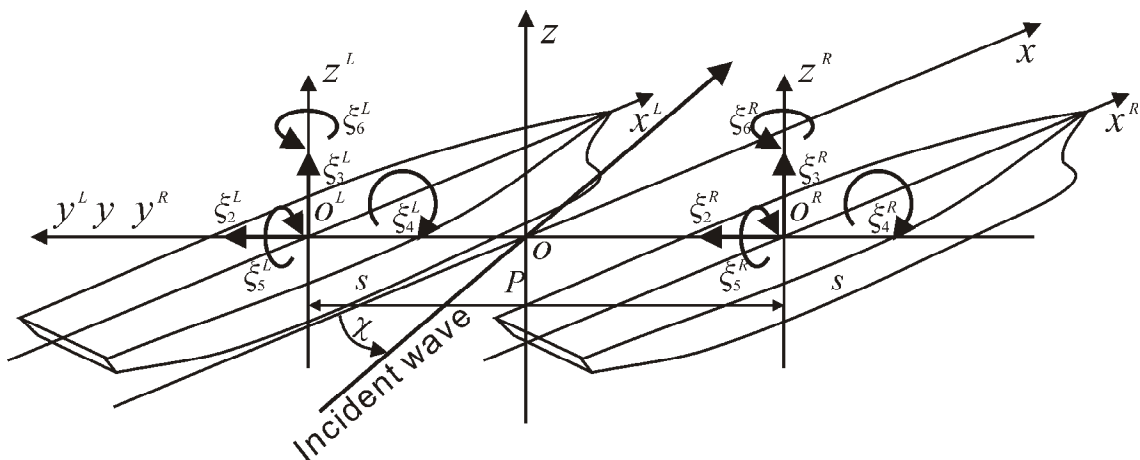


Fig. 1 Coordinate systems and the variable definitions

中心線間距離 P だけ離れた 2 隻の網船に、それぞれ座標系 $o^R - x^R y^R z^R$, $o^L - x^L y^L z^L$ をとる。3 つの座標系の間には、 $p = P/2$ とするとき次の関係がある。

$$x = x^R = x^L, \quad y = y^R - p = y^L + p, \quad z = z^R = z^L \quad (1)$$

両船は同型船とし、重心位置 $G(x_G, 0, z_G)$ も同じであると仮定する。入射波として、角周波数 ω , 振幅 ζ_a , 出会い角 χ , 波数 $K(=\omega^2/g)$, 波長 λ の規則波を考え、2 隻の網船はその中を平均速度 U で航行しているとする。

最初に横断面内の 2 次元ディフракション問題を定義する。入射波の速度ポテンシャルを次のように置く。

$$\phi_0(x, y, z) = \frac{ig\zeta_a}{\omega} e^{-iKx\cos\chi} \varphi_0(y, z), \quad \varphi_0(y, z) = e^{Kz - iKysin\chi} \quad (2)$$

断面内の 2 次元ディフракションポテンシャルも入射波のポテンシャルに合わせて次のように定義する。

$$\phi_4(x, y, z) = \frac{ig\zeta_a}{\omega} e^{-iKx\cos\chi} \varphi_4(y, z; x) \quad (3)$$

(3) 式のようにディフракションポテンシャルの x 方向変化を分離する方法は、Faltinsen[6]による短波長向い波の解析において初めて用いられた。細長船の仮定の下では船長方向の流場の変化は緩やかでなければならないが、ディフракション問題の場合、船長方向の流場は入射波の波長と出会い角に依存して変化するため、Faltinsen は入射波の船長方向の変動に対応するファクターを ϕ_4 から分離することによって、速度ポテンシャル ϕ_4 の船長方向変化は緩やかであり、細長船理論による解析が有効であるとした。

他方、溝口[7]は追い波中で出会い周波数が負になる場合について、Newman[8]に倣って、(3) 式のように入射波に依存するディフракションポテンシャルの船長方向変化を分離してこの問題に対処した。このとき、ディフракション問題は出会い周波数ではなく、入射波周波数に依存する。渡辺ら[9]は、溝口の方法と同様に船長方向変化を分離した上でディフракション問題を直接解くより厳密な方法を提案し、横運動にもその方法を拡張した。渡辺らの方法は、ストリップ法のバリエーションの中でも最新のものとされており、波浪変動圧などの計算において実験値と良好な一致を示している[10]。

(3) 式右辺の形を仮定し、細長体の仮定から船体近傍では $\partial/\partial x = O(1)$, $\partial/\partial y = O(\varepsilon^{-1})$, $\partial/\partial z = O(\varepsilon^{-1})$ であること、ストリップ法に準じて短波長を仮定すると $KL = O(\varepsilon^{-1})$ となることから、 ϕ_4 の船体近傍における支配方程式は次のような 2 次元変形ヘルムホルツ方程式に近似される。

$$\frac{\partial^2 \phi_4}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_4}{\partial z^2} = K^2 \cos^2 \chi \phi_4 \quad \text{in } z \leq 0 \quad (4)$$

$\chi = \pm\pi/2$ の横波状態とき、あるいは $KL = O(1)$ の長波長のときには近似的に上式は 2 次元ラプラス方程式となるが、数値計算の煩雑さを避けるため、これらの条件が成立しない場合に対しても、渡辺らの方法では支配方程式に 2 次元ラプラス方程式を用いる。

本論文でも渡辺らの方法に従って、ディフラクションポテンシャルの定式化を行う。まず、最初に単船の場合のディフラクションポテンシャルを定義する。(3)式のように定義したディフラクションポテンシャル φ_4 は、 $z \leq 0$ の領域に対して、2次元 Laplace 方程式

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} = 0 \quad \text{in } z \leq 0 \quad (5)$$

と、線形自由表面条件

$$K\varphi_4 - \frac{\partial \varphi_4}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (6)$$

断面外周 s 上で次の船体表面条件

$$\frac{\partial \varphi_4}{\partial n} = -\frac{\partial \varphi_0}{\partial n} = -K(n_2 - in_1 \sin \chi) e^{Kz - iK_y \sin \chi} \quad \text{on } s \quad (7)$$

を満足するものとする。ここで、 n_j は断面外周上外向きに立てた法線ベクトルを $n = (n_y, n_z)$ とするとき、次式で定義される広義の法線ベクトルの成分である。

$$(n_1, n_2, n_3) = (n_y, n_z, n_z y - n_y z) \quad (8)$$

この他に、 φ_4 は適当な放射条件を満足するものとする。

ディフラクション問題では、流場は一般に非対称となるため、出会い角 χ に対応する φ_4 を次のように表す。

$$\varphi_4^\chi = \sigma_4^\chi P_4^\chi + \mu_4^\chi Q_4^\chi \quad (9)$$

$$P_4^\chi = G + \text{wave free potential}, \quad Q_4^\chi = H + \text{wave free potential} \quad (10)$$

G , H は座標原点に置かれた吹出しおよび 2 重吹出しを表し、 E_1 を積分指数関数として次のように表される。

$$G(y, z) = -\lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{nz} \cos(ny)}{n - K + i\mu} dn = -\frac{1}{\pi} \text{Re} \left[e^{K(z+iy)} E_1 \{K(z+iy)\} \right] + i e^{K(z-iy)} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} H(y, z) &= -\frac{1}{K} \frac{\partial}{\partial y} G(y, z) \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[e^{K(z+iy)} E_1 \{K(z+iy)\} - \frac{1}{K(z+iy)} \right] - \text{sgn}(y) e^{K(z-iy)} \end{aligned} \quad (12)$$

$x^R = x^L = x$ の断面内の流体運動を取り上げ、この断面内の 2 次元ディフラクション問題を考える。このとき、(1)式の関係から(7)式は、右側船に対する速

度ポテンシャル φ_4^R , 左側船に対する φ_4^L について次のような関係となり,

$$\frac{\partial \varphi_4^R(y^R, z^R)}{\partial n} = -K(n_2 - in_1 \sin \chi) e^{Kz^R - iK(y^R - p) \sin \chi} = e^{iKp \sin \chi} \frac{\partial \varphi_4(y^R, z^R)}{\partial n},$$

$$\frac{\partial \varphi_4^L(y^L, z^L)}{\partial n} = -K(n_2 - in_1 \sin \chi) e^{Kz^L - iK(y^L + p) \sin \chi} = e^{-iKp \sin \chi} \frac{\partial \varphi_4(y^L, z^L)}{\partial n} \quad \text{on } s \quad (13)$$

これより,

$$\varphi_4^R(y^R, z^R) = e^{iKp \sin \chi} \varphi_4(y^R, z^R), \quad \varphi_4^L(y^L, z^L) = e^{-iKp \sin \chi} \varphi_4(y^L, z^L) \quad (14)$$

の関係が得られる。このことから, 左右の網船に対する速度ポテンシャル $\varphi_4^{R,L}$ は, 単船の場合の速度ポテンシャル φ_4 に, 波の位相の基準となる全体座標系原点からの y 方向の座標のズレを考慮すればよいことがわかる。

さて, Fig. 2 に示すように, 右側の網船の断面を R , 左側の網船の断面を L とし, 造波干渉を考慮した右側断面近傍のディフラクションポテンシャルを ψ_D^R と書き, 次のように置く (付録参照)。 ψ_D^R は右側船での内部解になる。

$$\psi_D^R(y^R, z^R) = e^{iKp \sin \chi} \{ \varphi_4^z(y^R, z^R) + C_D^R \varphi_s^-(y^R, z^R) + D_D^R \bar{\varphi}_s^-(y^R, z^R) \} \quad (15)$$

ここで, $\bar{}$ は複素共役を表す。 φ_s^\pm は $\varphi_s^\pm = \varphi_s^{\pm\pi/2}$ (複号同順) を表し, 以降の変数においても記述の簡略のため, 横波中の量には同様に上付添字 \pm を付して表す。

(15)式では, 単船時の船体表面条件は右辺第1項によって満足される。第2, 3項は2船間の干渉効果に対応する項であり, 同次船体表面条件を満足する。 $C_D^{R,L}$, $D_D^{R,L}$ は造波干渉の強さを表す未定係数であり, 後に述べるように, 船体遠方場について考えた外部解との接合によって確定する。

(15)式の右側断面近傍での展開を考える。(15)式に(2), (9), (10)式を代入し, 記述の簡単のため, $\sigma_4 \equiv \sigma_4^\pm$, $\mu_4 \equiv \mu_4^- = -\mu_4^+$ (σ_4 , μ_4 は, 通常の2次元問題と同様に, y 軸の \pm の方向に進行する発散波に対応する定義とした) と置くと,

$$\psi_D^R(y^R, z^R) = e^{iKp \sin \chi} \{ (\sigma_4^z P_4^z + \mu_4^z Q_4^z) + C_D^R (e^{Kz^R + iKy^R} + \sigma_4 P_4^- + \mu_4 Q_4^-) + D_D^R (e^{Kz^R - iKy^R} + \bar{\sigma}_4 \bar{P}_4^- + \bar{\mu}_4 \bar{Q}_4^-) \} \quad (16)$$

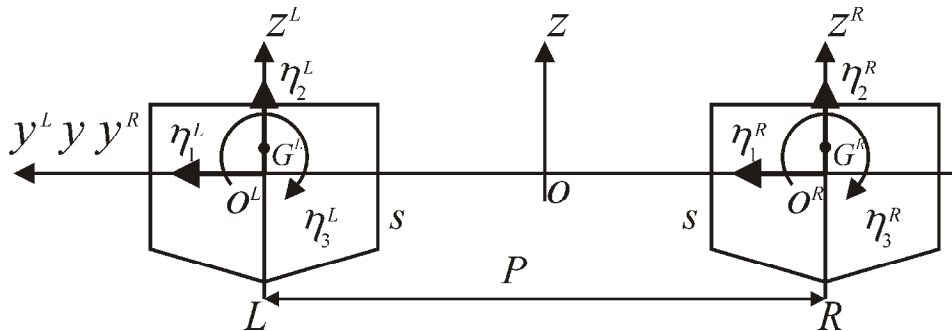


Fig. 2 Coordinate systems and the variable definitions in cross sections

$$\begin{aligned}
 &= e^{iKp\sin\chi} \{ \sigma_4^\chi P_4^\chi + (C_D^R \sigma_4 + D_D^R \bar{\sigma}_4) P_4^- + C_D^R e^{Kz^R + iKy^R} - D_D^R \bar{\sigma}_4 (P_4^- - \bar{P}_4^-) \\
 &\quad + \mu_4^\chi Q_4^\chi + (C_D^R \mu_4 + D_D^R \bar{\mu}_4) Q_4^- + D_D^R e^{Kz^R - iKy^R} - D_D^R \bar{\mu}_4 (Q_4^- - \bar{Q}_4^-) \} \quad (17)
 \end{aligned}$$

ここで、 $r_0 = |z - iy|$ と置くと、 P_4^χ 、 Q_4^χ は Kr_0 が大きいとき、

$$P_4^\chi(y, z) \sim G(y, z) \sim -\frac{1}{\pi} \frac{Kz}{(Kr_0)^2} + i e^{K(z-iy)}, \quad Q_4^\chi(y, z) \sim H(y, z) \sim -\text{sgn}(y) e^{K(z-iy)} \quad (18)$$

と近似できるから、

$$P_4^\chi(y, z) - \bar{P}_4^\chi(y, z) \sim 2i e^{Kz} \cos Ky, \quad Q_4^\chi(y, z) - \bar{Q}_4^\chi(y, z) \sim 2i e^{Kz} \sin Ky \quad (19)$$

と表せる。これらを(15)式に代入すると、

$$\begin{aligned}
 \psi_D^R(y^R, z^R) &\sim e^{iKp\sin\chi} \{ (\sigma_4^\chi + C_D^R \sigma_4 + D_D^R \bar{\sigma}_4) G(y^R, z^R) + C_D^R e^{Kz^R + iKy^R} - 2i D_D^R \bar{\sigma}_4 e^{Kz^R} \cos Ky^R \\
 &\quad + \{ (\mu_4^\chi + C_D^R \mu_4 + D_D^R \bar{\mu}_4) H(y^R, z^R) + D_D^R e^{Kz^R - iKy^R} - 2i D_D^R \bar{\mu}_4 e^{Kz^R} \sin Ky^R \} \} \quad (20)
 \end{aligned}$$

さらに z^R 、 y^R について展開すると、

$$\begin{aligned}
 \psi_D^R(y^R, z^R) &\sim e^{iKp\sin\chi} [(\sigma_4^\chi + C_D^R \sigma_4 + D_D^R \bar{\sigma}_4) G(y^R, z^R) + (\mu_4^\chi + C_D^R \mu_4 + D_D^R \bar{\mu}_4) H(y^R, z^R) \\
 &\quad + \{ C_D^R + D_D^R (1 - 2i \bar{\sigma}_4) \} (1 + Kz^R) + i \{ C_D^R - D_D^R (1 + 2\bar{\mu}_4) \} Ky^R] \quad (21)
 \end{aligned}$$

が得られる。

同様に、左側断面近傍における速度ポテンシャル ψ_R^L を次のように置く。 ψ_R^L は左側船での内部解になる。

$$\psi_D^L(y^L, z^L) = e^{-iKp\sin\chi} \{ \varphi_4^\chi(y^L, z^L) + C_D^L \varphi_S^+(y^L, z^L) + D_D^L \bar{\varphi}_S^+(y^L, z^L) \} \quad (22)$$

(9)式を用いると(22)式は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 \psi_D^L(y^L, z^L) &= e^{-iKp\sin\chi} \{ \sigma_4^\chi P_4^\chi + (C_D^L \sigma_4 + D_D^L \bar{\sigma}_4) P_4^+ + C_D^L e^{Kz^L - iKy^L} - D_D^L \bar{\sigma}_4 (P_4^+ - \bar{P}_4^+) \\
 &\quad + \mu_4^\chi Q_4^\chi - (C_D^L \mu_4 + D_D^L \bar{\mu}_4) Q_4^+ + D_D^L e^{Kz^L + iKy^L} + D_D^L \bar{\mu}_4 (Q_4^+ - \bar{Q}_4^+) \} \quad (23)
 \end{aligned}$$

ψ_R^L の左側断面近傍での展開は、

$$\begin{aligned}
 \psi_D^L(y^L, z^L) &\sim e^{-iKp\sin\chi} \{ (\sigma_4^\chi + C_D^L \sigma_4 + D_D^L \bar{\sigma}_4) G(y^L, z^L) + C_D^L e^{Kz^L - iKy^L} - 2i D_D^L \bar{\sigma}_4 e^{Kz^L} \cos Ky^L \\
 &\quad + (\mu_4^\chi - C_D^L \mu_4 - D_D^L \bar{\mu}_4) H(y^L, z^L) + D_D^L e^{Kz^L + iKy^L} + 2i D_D^L \bar{\mu}_4 e^{Kz^L} \sin Ky^L \} \quad (24)
 \end{aligned}$$

と表され、右側断面近傍と同様に z^L 、 y^L について展開すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 \psi_D^L(y^L, z^L) &\sim e^{-iKp\sin\chi} [(\sigma_4^\chi + C_D^L \sigma_4 + D_D^L \bar{\sigma}_4) G(y^L, z^L) + (\mu_4^\chi - C_D^L \mu_4 - D_D^L \bar{\mu}_4) H(y^L, z^L) \\
 &\quad + \{ C_D^L + D_D^L (1 - 2i \bar{\sigma}_4) \} (1 + Kz^L) - i \{ C_D^L - D_D^L (1 + 2\bar{\mu}_4) \} Ky^L] \quad (25)
 \end{aligned}$$

次に船体から遠く離れた位置での流場，即ち外部解を考える。外部解は2隻の船全体の攪乱を表すので ψ_R と書く。外部解は， x^R ， x^L 上の吹出し分布 $\Sigma_D^{R,L}$ と2重吹出し分布 $M_D^{R,L}$ によって次のように表される。

$$\psi_D(y, z) = \Sigma_D^R G(y+p, z) + M_D^R H(y+p, z) + \Sigma_D^L G(y-p, z) + M_D^L H(y-p, z) \quad (26)$$

右側断面への内部展開は，座標系 $o^R - x^R y^R z^R$ について， $y^R/P, z^R/P \ll 1$ として展開すると，

$$\psi_D(y^R, z^R) = \Sigma_D^R G(y^R, z^R) + M_D^R H(y^R, z^R) + \Sigma_D^L G(y^R - P, z^R) + M_D^L H(y^R - P, z^R) \quad (27)$$

$$\begin{aligned} G(y^R - P, z^R) &\sim (1 + Kz^R)g_S^R + Ky^R g_A^R \\ H(y^R - P, z^R) &\sim (1 + Kz^R)h_S^R + Ky^R h_A^R \end{aligned} \quad (28)$$

ここで， $g_S^R \sim h_A^R$ は次のように表される。

$$g_S^R = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Re}[e^{-iKP} E_1(-iKP)] + i e^{-iKP} \quad (29)$$

$$g_A^R = \frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Im}[e^{-iKP} E_1(-iKP)] - \frac{1}{KP} \right\} - e^{-iKP} \quad (30)$$

$$h_S^R = -\frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Im}[e^{-iKP} E_1(-iKP)] - \frac{1}{KP} \right\} + e^{-iKP} \quad (31)$$

$$h_A^R = -\frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Re}[e^{-iKP} E_1(-iKP)] - \frac{1}{(KP)^2} \right\} + i e^{-iKP} = g_S^R + \frac{1}{\pi} \frac{1}{(KP)^2} \quad (32)$$

以上をまとめると，(27)式の右側断面近傍への内部展開は次のように表される。

$$\begin{aligned} \psi_D(y^R, z^R) &\sim \Sigma_D^R G(y^R, z^R) + (1 + Kz^R)(\Sigma_D^L g_S^R + M_D^L h_S^R) \\ &\quad + M_D^R H(y^R, z^R) + Ky^R (\Sigma_D^L g_A^R + M_D^L h_A^R) \end{aligned} \quad (33)$$

(21)式と(33)式を比較すると，右側断面近傍について次の接合条件が得られる。

$$\begin{cases} e^{iKp \sin \chi} (\sigma_4^R + C_D^R \sigma_4 + D_D^R \bar{\sigma}_4) = \Sigma_D^R \\ e^{iKp \sin \chi} (\mu_4^R + C_D^R \mu_4 + D_D^R \bar{\mu}_4) = M_D^R \\ e^{iKp \sin \chi} \{C_D^R + D_D^R (1 - 2i\bar{\sigma}_4)\} = \Sigma_D^L g_S^R + M_D^L h_S^R \\ i e^{iKp \sin \chi} \{C_D^R - D_D^R (1 + 2\bar{\mu}_4)\} = \Sigma_D^L g_A^R + M_D^L h_A^R \end{cases} \quad (34)$$

同様に，(26)式の左側断面近傍への内部展開を座標系 $o^L - x^L y^L z^L$ について， $y^L/P, z^L/P \ll 1$ として展開すると，

$$\psi_D(y^L, z^L) = \Sigma_D^R G(y^L + P, z^L) + M_D^R H(y^L + P, z^L) + \Sigma_D^L G(y^L, z^L) + M_D^L H(y^L, z^L) \quad (35)$$

$$\begin{aligned} G(y^L + P, z^L) &\sim (1 + Kz^L)g_S^L + Ky^L g_A^L \\ H(y^L + P, z^L) &\sim (1 + Kz^L)h_S^L + Ky^L h_A^L \end{aligned} \quad (36)$$

ここで， $g_S^L \sim h_A^L$ は次のように表される。

$$g_S^L = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Re}[e^{iKP} E_1(iKP)] + i e^{-iKP} = g_S^R \quad (37)$$

$$g_A^L = \frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Im}[e^{iKP} E_1(iKP)] + \frac{1}{KP} \right\} + e^{-iKP} = -g_A^R \quad (38)$$

$$h_S^L = -\frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Im}[e^{iKP} E_1(iKP)] + \frac{1}{KP} \right\} - e^{-iKP} = -h_S^R \quad (39)$$

$$h_A^L = -\frac{1}{\pi} \left\{ \operatorname{Re}[e^{iKP} E_1(iKP)] - \frac{1}{(KP)^2} \right\} + i e^{-iKP} = h_A^R \quad (40)$$

である。これらから (32) 式の左側断面近傍への内部展開は次のように表される。

$$\begin{aligned} \psi_D^L(y^L, z^L) \sim & \Sigma_D^L G(y^L, z^L) + (1 + Kz^L)(\Sigma_D^R g_S^L + M_D^R h_S^L) \\ & + M_D^L H(y^L, z^L) + Ky^L(\Sigma_D^R g_A^L + M_D^R h_A^L) \end{aligned} \quad (41)$$

(25) 式と (38) 式を比較すると、左側断面近傍について次の接合条件が得られる。

$$\begin{cases} e^{-iKp \sin \chi} (\sigma_4^\chi + C_D^L \sigma_4 + D_D^L \bar{\sigma}_4) = \Sigma_D^L \\ e^{-iKp \sin \chi} (\mu_4^\chi - C_D^L \mu_4 - D_D^L \bar{\mu}_4) = M_D^L \\ e^{-iKp \sin \chi} \{C_D^L + D_D^L(1 - 2i\bar{\sigma}_4)\} = \Sigma_D^R g_S^L + M_D^R h_S^L \\ -i e^{-iKp \sin \chi} \{C_D^L - D_D^L(1 + 2\bar{\mu}_4)\} = \Sigma_D^R g_A^L + M_D^R h_A^L \end{cases} \quad (42)$$

(34), (42) 式を連立させて $\Sigma_D^{R,L}$, $M_D^{R,L}$ を消去し、第1報で述べた次の関係

$$g_S \equiv g_S^R = g_S^L, \quad g_A \equiv g_A^R = -h_S^R = -g_A^L = h_S^L, \quad h_A \equiv h_A^R = h_A^L \quad (43)$$

を用いて整理すると、4 個の未知数 $C_D^{R,L}$, $D_D^{R,L}$ に対する次のような連立方程式が得られる。

$$\begin{cases} e^{iKp \sin \chi} C_D^R + e^{iKp \sin \chi} (1 - 2i\bar{\sigma}_4) D_D^R - (\sigma_4 g_S + \mu_4 g_A) C_D^L - (\bar{\sigma}_4 g_S + \bar{\mu}_4 g_A) D_D^L = \sigma_4^\chi g_S - \mu_4^\chi g_A \\ i e^{iKp \sin \chi} C_D^R - i e^{iKp \sin \chi} (1 + 2\bar{\mu}_4) D_D^R - (\sigma_4 g_A - \mu_4 h_A) C_D^L - (\bar{\sigma}_4 g_A - \bar{\mu}_4 h_A) D_D^L = \sigma_4^\chi g_A + \mu_4^\chi h_A \\ -(\sigma_4 g_S + \mu_4 g_A) C_D^R - (\bar{\sigma}_4 g_S + \bar{\mu}_4 g_A) D_D^R + e^{-iKp \sin \chi} C_D^L + e^{-iKp \sin \chi} (1 - 2i\bar{\sigma}_4) D_D^L = \sigma_4^\chi g_S + \mu_4^\chi g_A \\ -(\sigma_4 g_A - \mu_4 h_A) C_D^R - (\bar{\sigma}_4 g_A - \bar{\mu}_4 h_A) D_D^R + i e^{-iKp \sin \chi} C_D^L - i e^{-iKp \sin \chi} (1 + 2\bar{\mu}_4) D_D^L = \sigma_4^\chi g_A - \mu_4^\chi h_A \end{cases} \quad (44)$$

ラディエーション問題とは異なり、上式は左辺の係数に未知数を含まないため代数的に解く必要はなく、数值的に解くことで煩雑な演算を回避できる。

得られた $C_D^{R,L}$, $D_D^{R,L}$ を (15), (22) 式に代入すれば、右側網船及び左側網船の周りのディフラクションポテンシャル $\psi_D^{R,L}$ が得られる。

左右の網船の断面に対する造波干渉を考慮したスキヤタリングポテンシャル $\psi_S^{R,L}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \psi_S^R(y^R, z^R) &= e^{iKp \sin \chi} \varphi_0(y^R, z^R) + \psi_D^R(y^R, z^R) \\ \psi_S^L(y^L, z^L) &= e^{-iKp \sin \chi} \varphi_0(y^L, z^L) + \psi_D^L(y^L, z^L) \end{aligned} \quad (45)$$

波浪変動圧 $P_S^{R,L}$ は入射波波圧 $P_I^{R,L}$ と回折波波圧 $P_D^{R,L}$ の和として次式で計算される。

$$P_S^R(y^R, z^R) = P_I^R(y^R, z^R) + P_D^R(y^R, z^R) = \frac{\rho g \zeta_a}{i\omega} \left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right) e^{-iKx \cos \chi} \psi_S^R(y^R, z^R) \quad (46)$$

$$P_S^L(y^L, z^L) = P_I^L(y^L, z^L) + P_D^L(y^L, z^L) = \frac{\rho g \zeta_a}{i\omega} \left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right) e^{-iKx \cos \chi} \psi_S^L(y^L, z^L)$$

波浪強制力は、(46)式を船体表面で積分して得られるが、単船の場合の j モード方向の断面の波浪強制力を e_j^χ とすると、

$$e_j^\chi = \rho g \zeta_a \int_s n_j \varphi_S^\chi ds \quad (47)$$

これを用いて f_j^R , f_j^L を次のように定義する。

$$f_j^R \equiv \rho g \zeta_a \int_s n_j \psi_S^R ds = e^{iKp \sin \chi} e_j^\chi + C_D^R e_j^+ + D_D^R \bar{e}_j^+ \quad (48)$$

$$f_j^L \equiv \rho g \zeta_a \int_s n_j \psi_S^L ds = e^{-iKp \sin \chi} e_j^\chi + C_D^L e_j^- + D_D^L \bar{e}_j^-$$

$x_b = x - x_G$ と置くと、波浪強制力 $E_i^{R,L}$ は次式によって得られる。

$$E_i^{R,L} = \int_{-L/2}^{L/2} f_{i-1}^{R,L} e^{-iKx \cos \chi} dx - \frac{U}{i\omega} \left[e^{-iKx \cos \chi} f_{i-1}^{R,L} \right]_{-L/2}^{L/2} \quad (i = 2, 3, 4)$$

$$E_5^{R,L} = - \int_{-L/2}^{L/2} x_b e^{-iKx \cos \chi} f_2^{R,L} dx + \frac{U}{i\omega} \left[x_b e^{-iKx \cos \chi} f_2^{R,L} \right]_{-L/2}^{L/2} \quad (49)$$

$$E_6^{R,L} = \int_{-L/2}^{L/2} x_b e^{-iKx \cos \chi} f_1^{R,L} dx - \frac{U}{i\omega} \left[x_b e^{-iKx \cos \chi} f_1^{R,L} \right]_{-L/2}^{L/2}$$

3 波浪強制力の計算結果と考察

前報と同様に、単船の場合の 2 次元速度ポテンシャル、流体力係数などは文献[13]に掲載されたプログラムを利用し、積分方程式法によって求めた船体外周上の速度ポテンシャルから(9)式の σ_4^χ , μ_4^χ , σ_4 , μ_4 を計算した。計算対象とした船も前報と同じ旋網船とした。計算対象船の詳細は第1報を参照されたい。

Fig. 3~7 にフルード数 $F_n=0.0$ の場合の、Fig. 8~12 に 0.3 の場合の波浪強制力の計算結果を示す。(49)式のエンドタームは、船尾項のみ考慮した。図の凡例中、 F_m は造波干渉を無視した場合、 F_t は造波干渉を考慮した場合の波浪強制力を示し、以下のように無次元化して表している。

$$E_2 = \frac{E_2^{R,L}}{\rho g \zeta_a LB}, \quad E_3 = \frac{E_3^{R,L}}{\rho g \zeta_a LB}, \quad E_4 = \frac{E_4^{R,L}}{\rho g \zeta_a LB^2}, \quad E_5 = \frac{E_5^{R,L}}{\rho g \zeta_a L^2 B}, \quad E_6 = \frac{E_6^{R,L}}{\rho g \zeta_a L^2 B} \quad (50)$$

図の縦軸は、 $|E_j|$ が波浪強制力の振幅を $\angle E_j$ が位相を示し、位相は座標原点 o

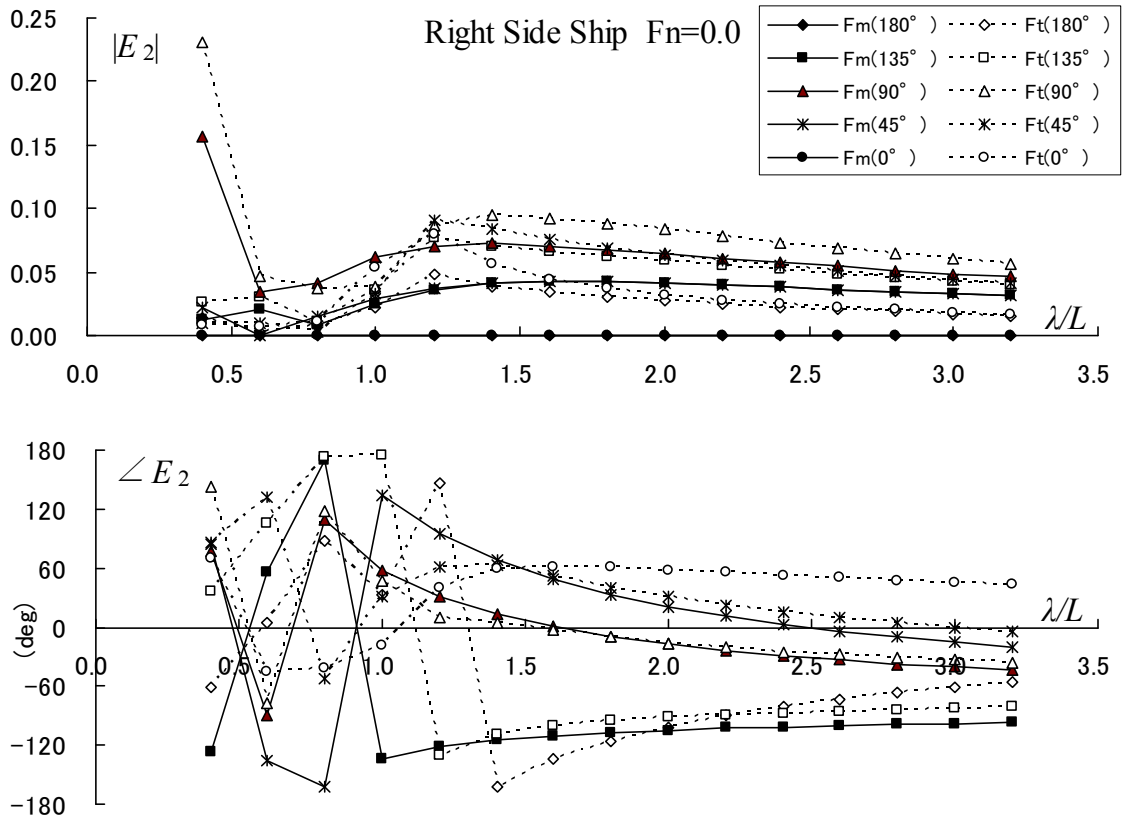


Fig. 3-1 Wave exciting sway force of the right side ship at $F_n=0.0$

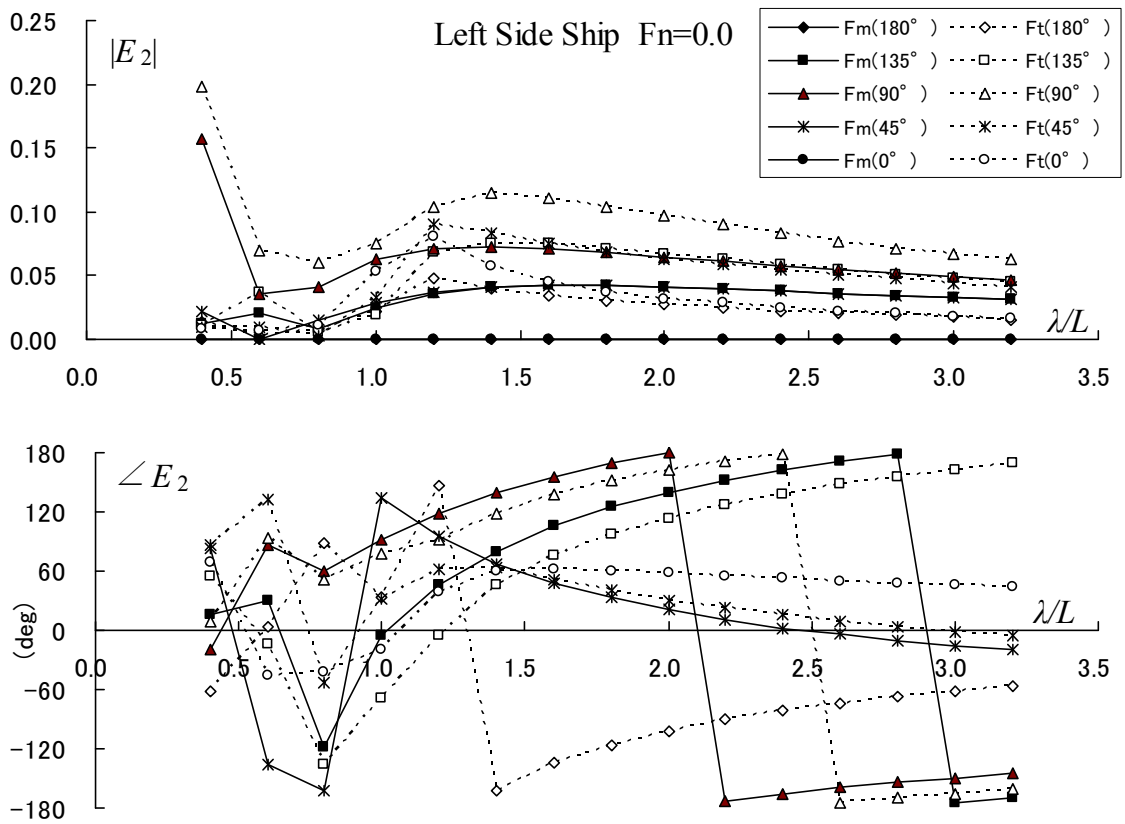


Fig. 3-2 Wave exciting sway force of the left side ship at $F_n=0.0$

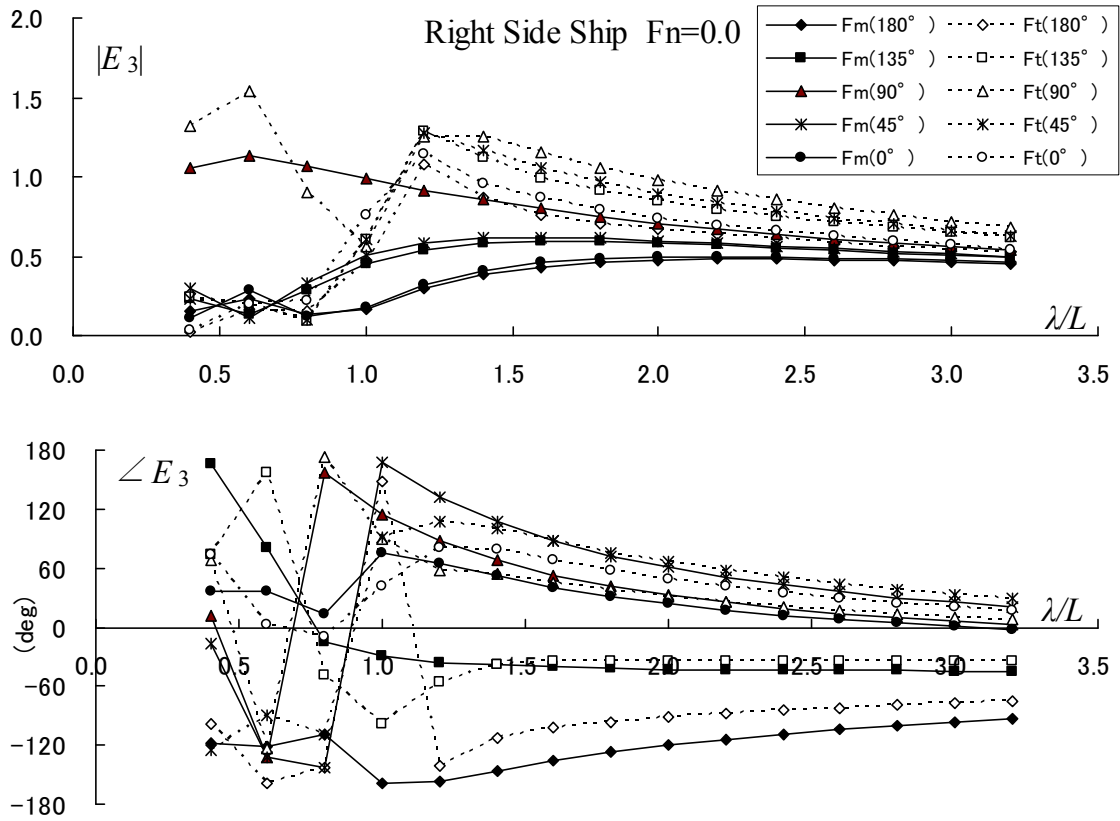


Fig. 4-1 Wave exciting heave force of the right side ship at $F_n=0.0$

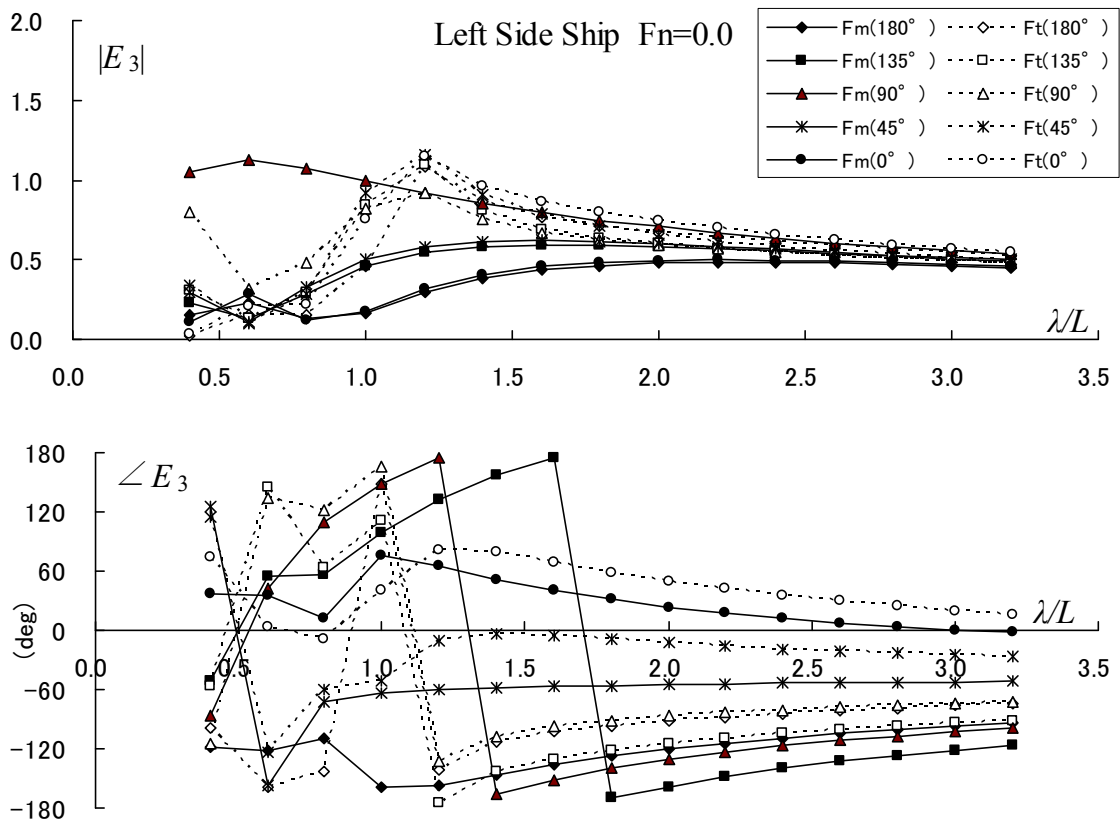


Fig. 4-2 Wave exciting heave force of the left side ship at $F_n=0.0$

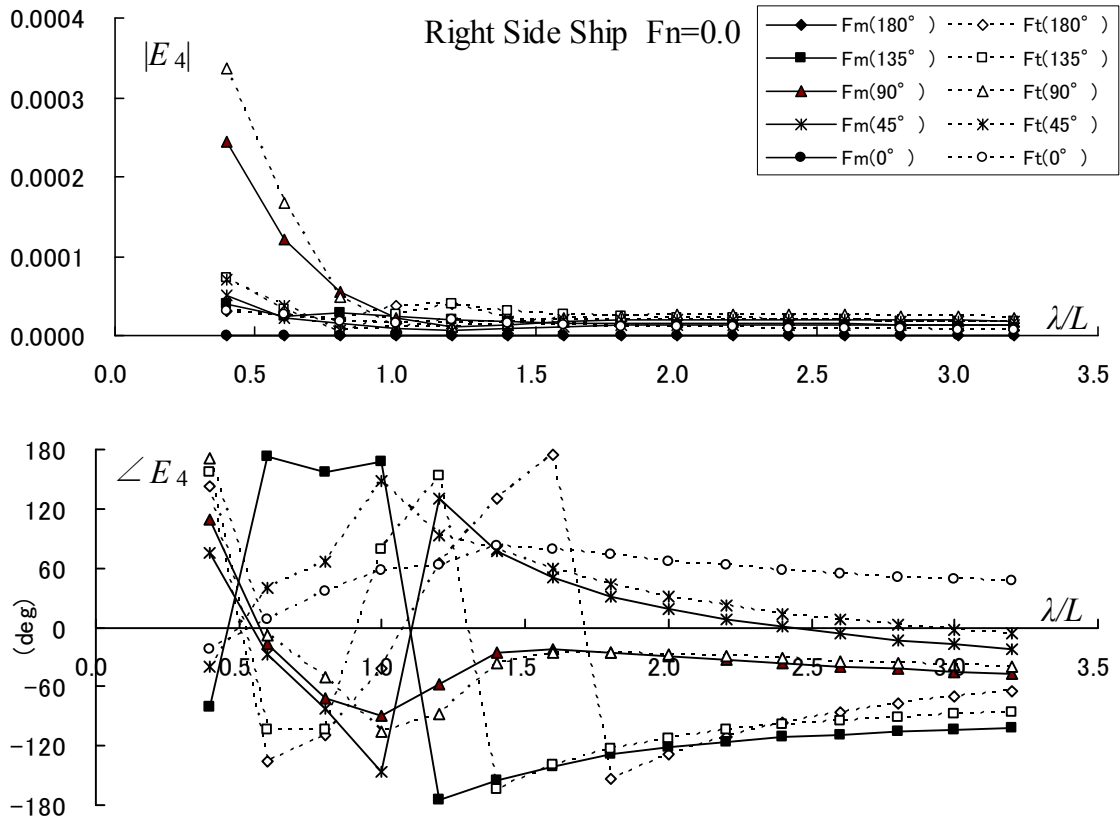


Fig. 5-1 Wave exciting roll moment of the right side ship $F_n=0.0$

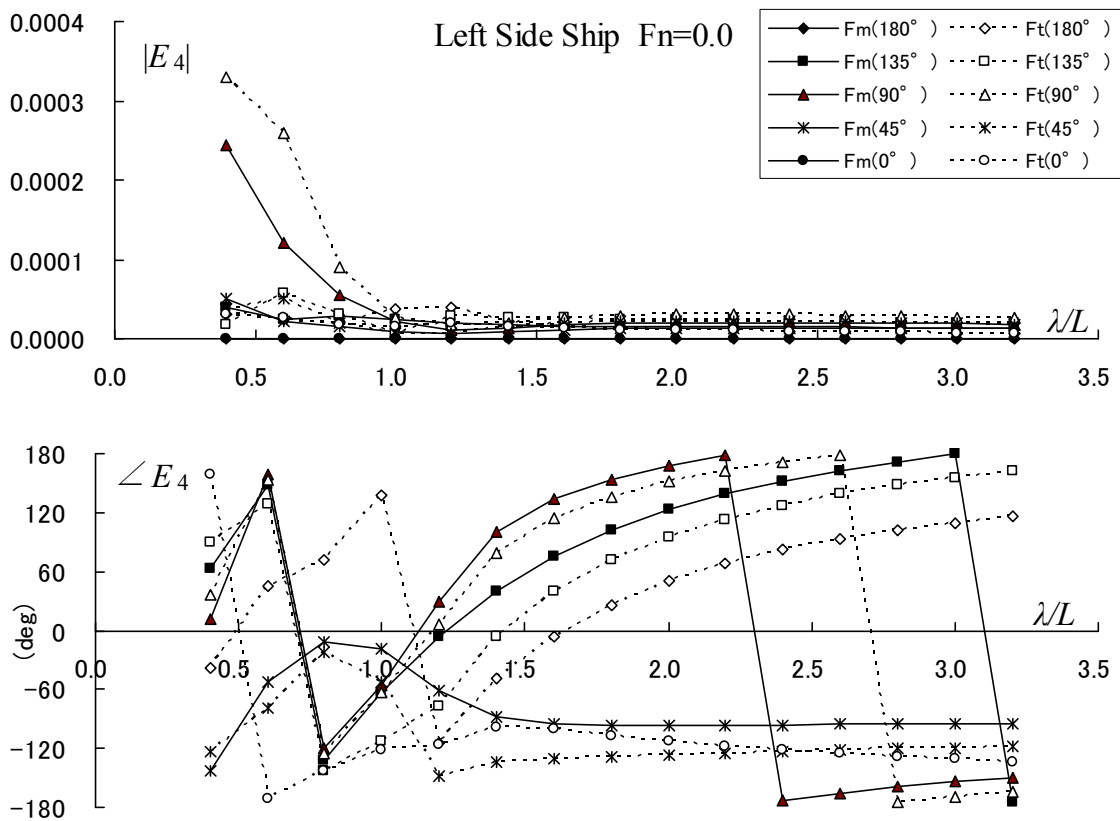


Fig. 5-2 Wave exciting roll moment of the left side ship $F_n=0.0$

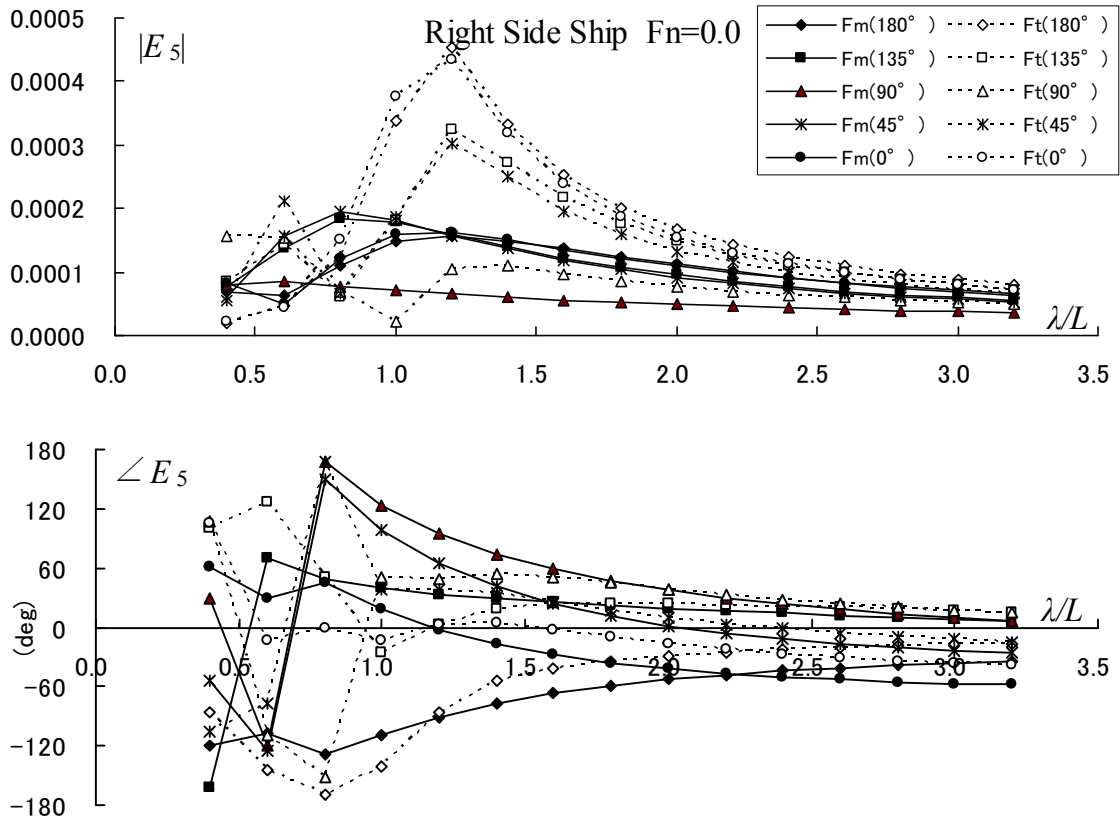


Fig. 6-1 Wave exciting pitch moment of the right side ship $F_n=0.0$

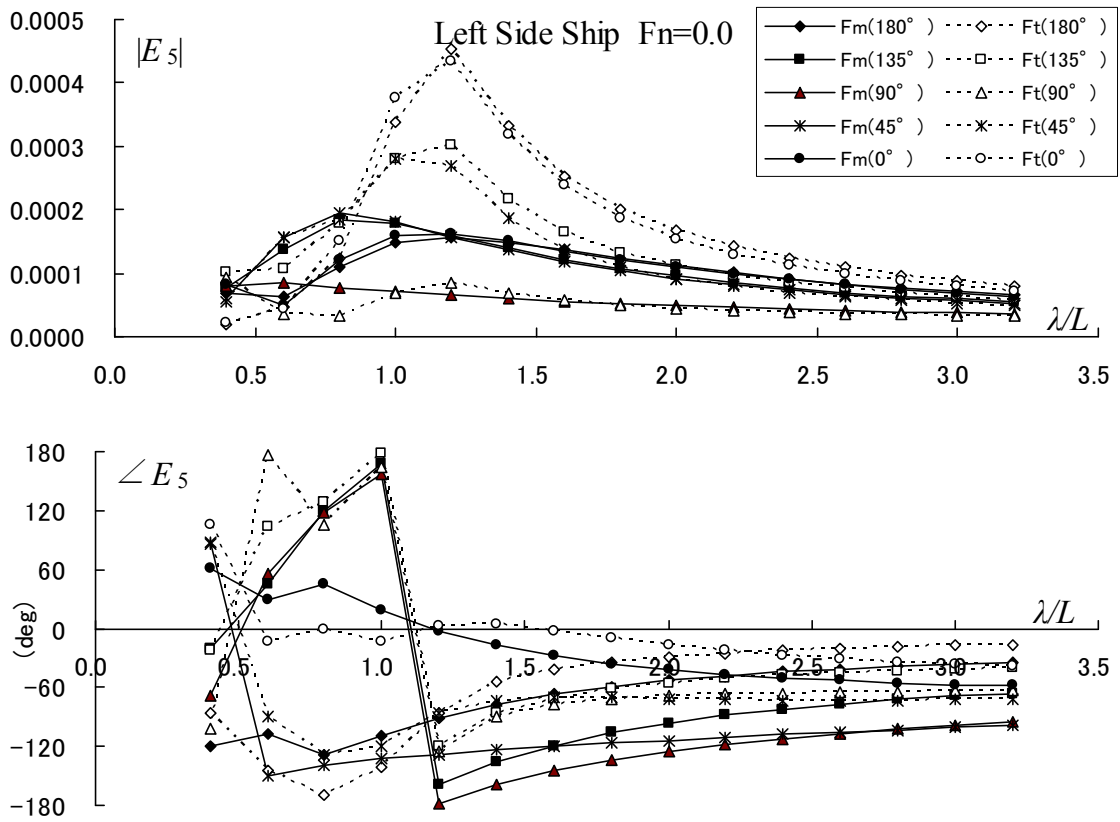


Fig. 6-2 Wave exciting pitch moment of the left side ship $F_n=0.0$

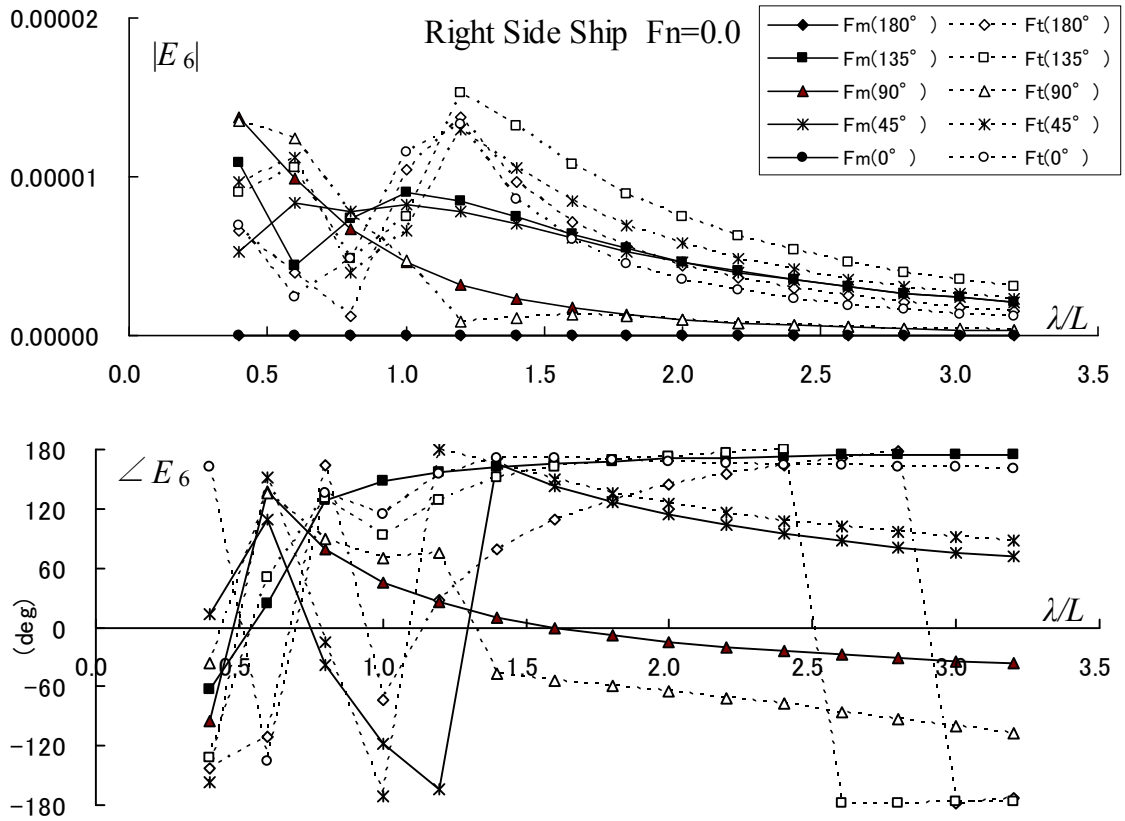


Fig. 7-1 Wave exciting yaw moment of the right side ship $F_n=0.0$

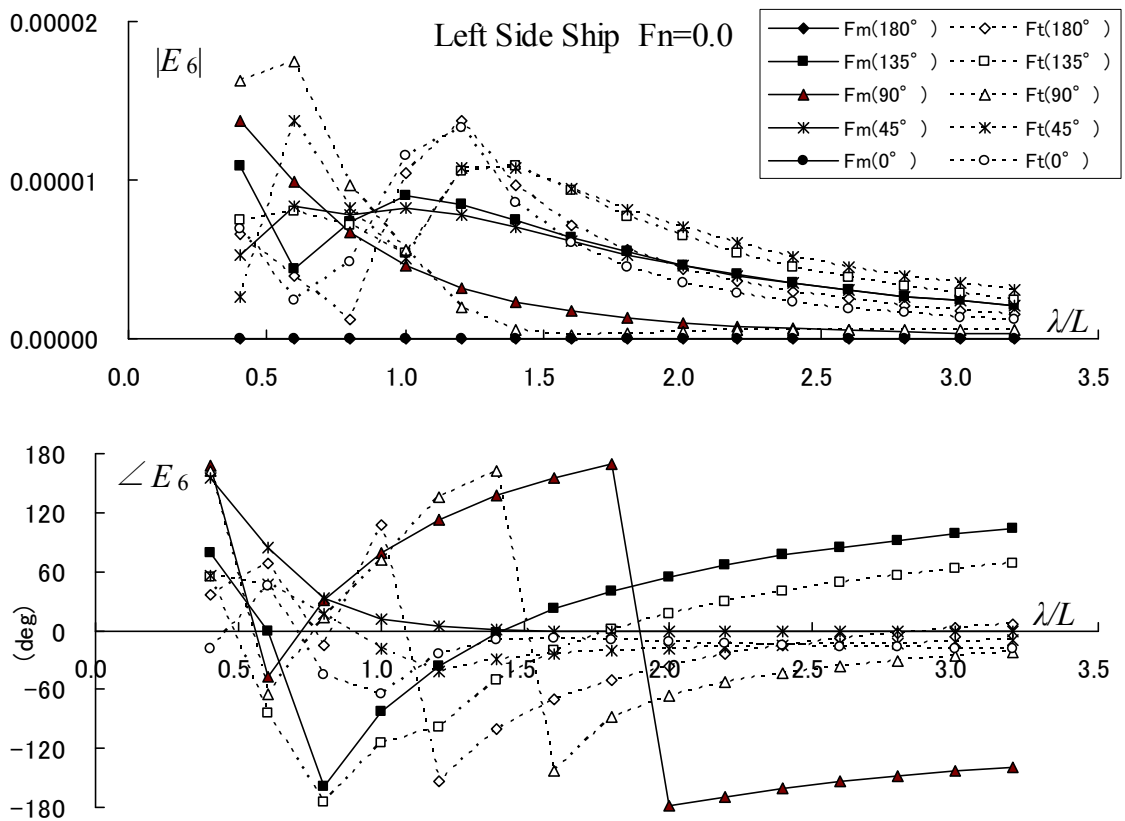


Fig. 7-2 Wave exciting yaw moment of the left side ship $F_n=0.0$

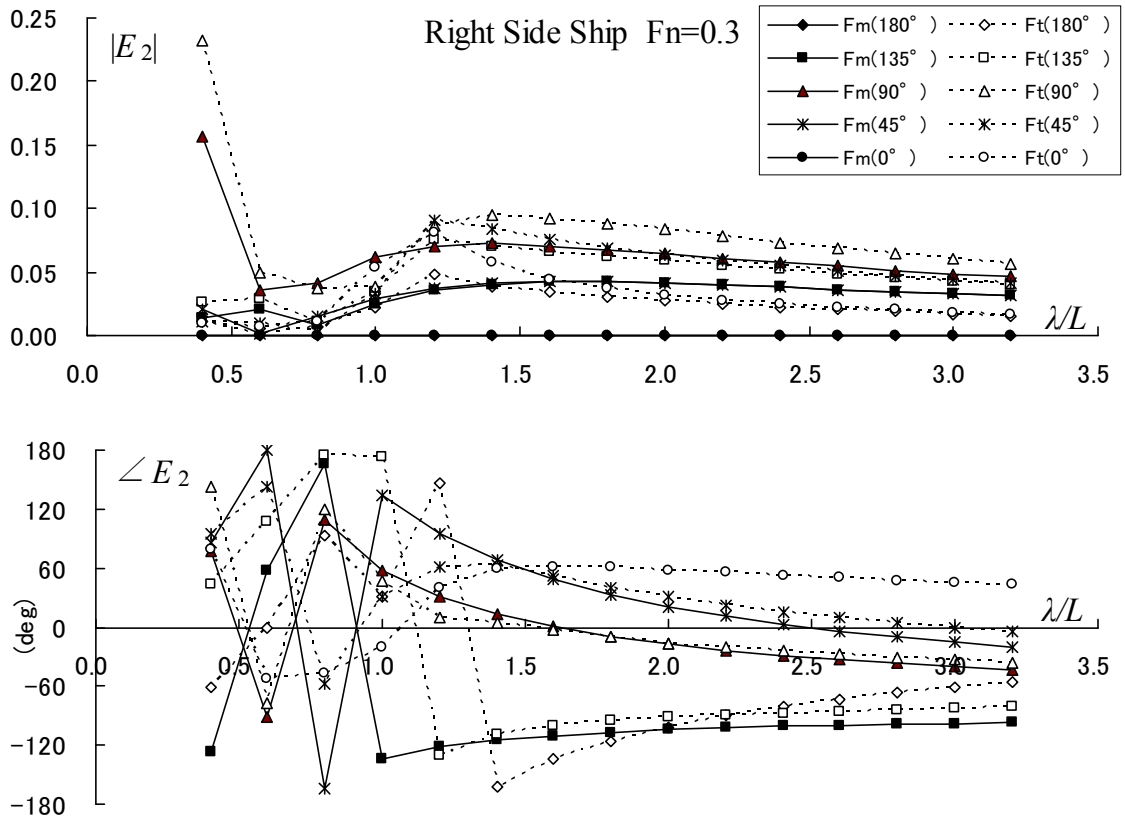


Fig. 8-1 Wave exciting sway force of the right side ship at $F_n=0.3$

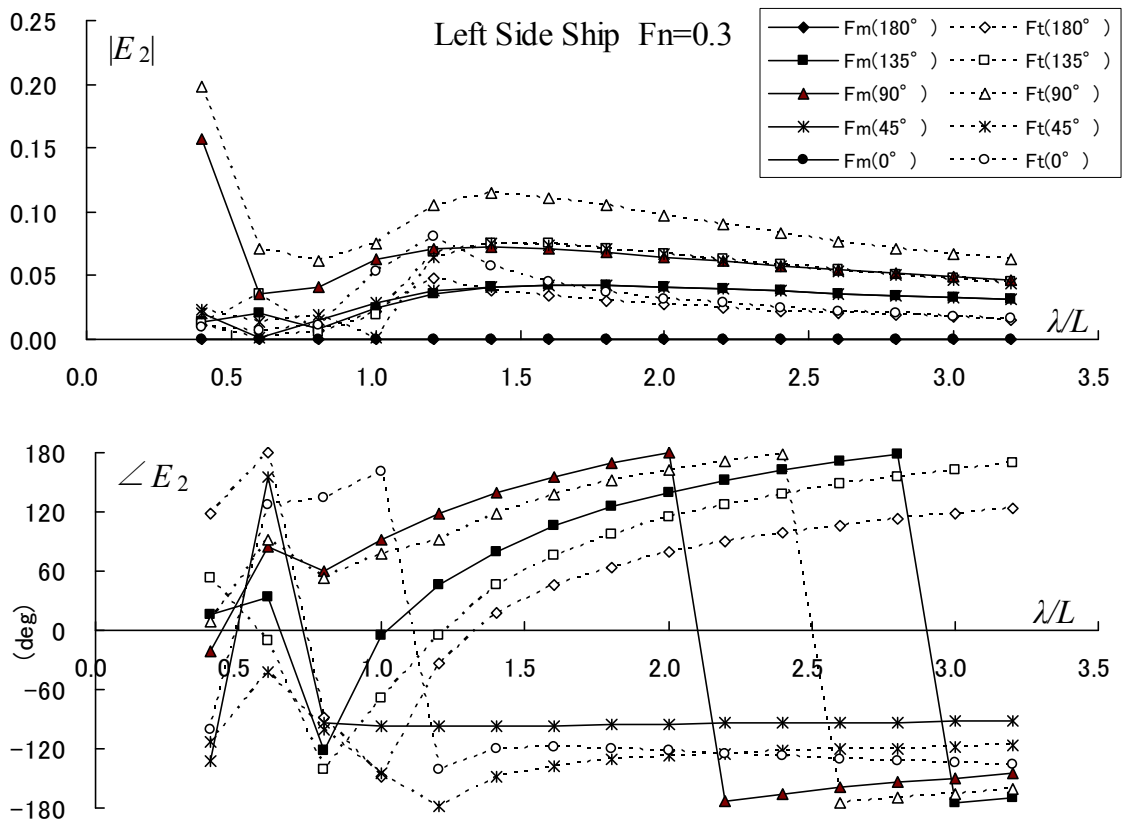


Fig. 8-2 Wave exciting sway force of the left side ship at $F_n=0.3$

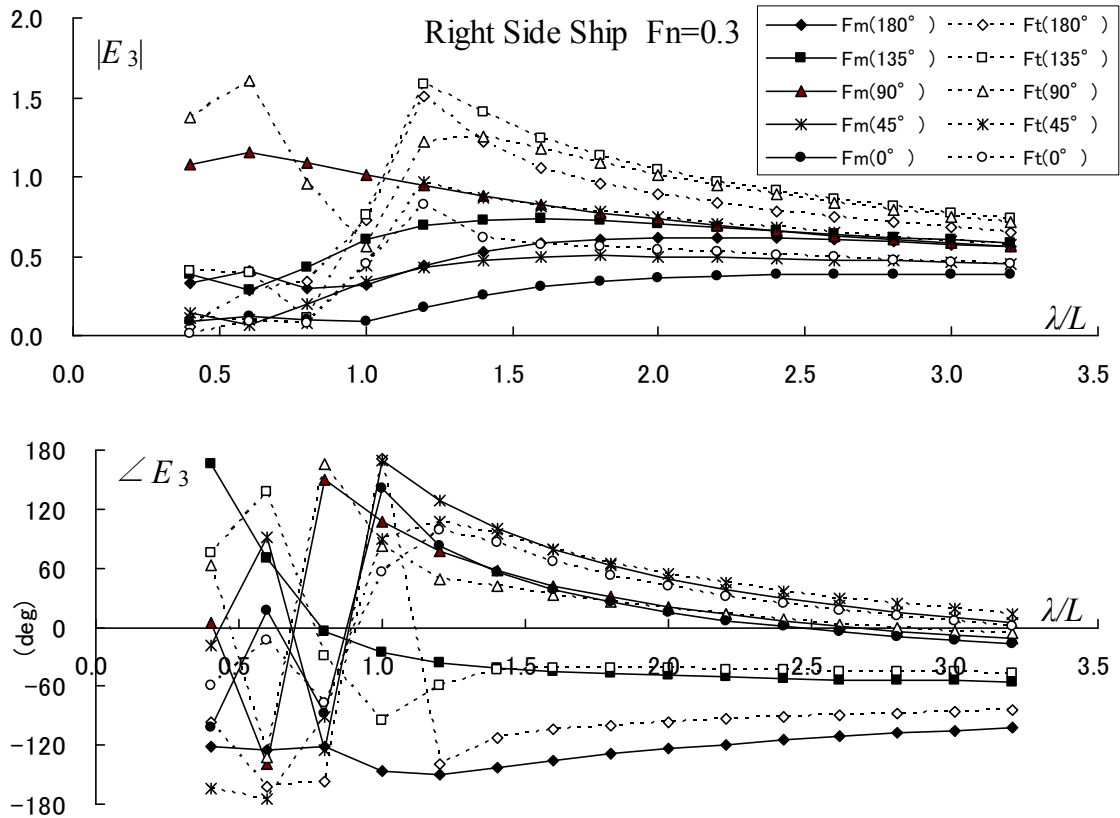


Fig. 9-1 Wave exciting heave force of the right side ship at $F_n=0.3$

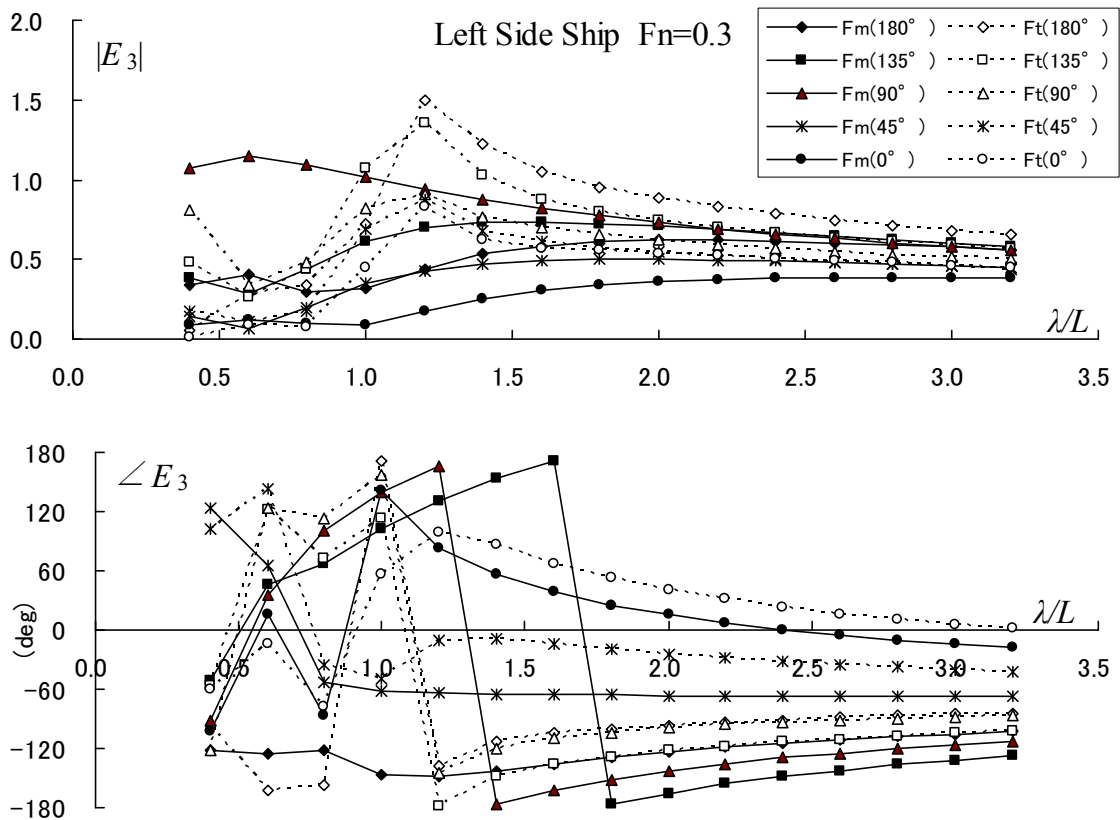


Fig. 9-2 Wave exciting heave force of the left side ship at $F_n=0.3$

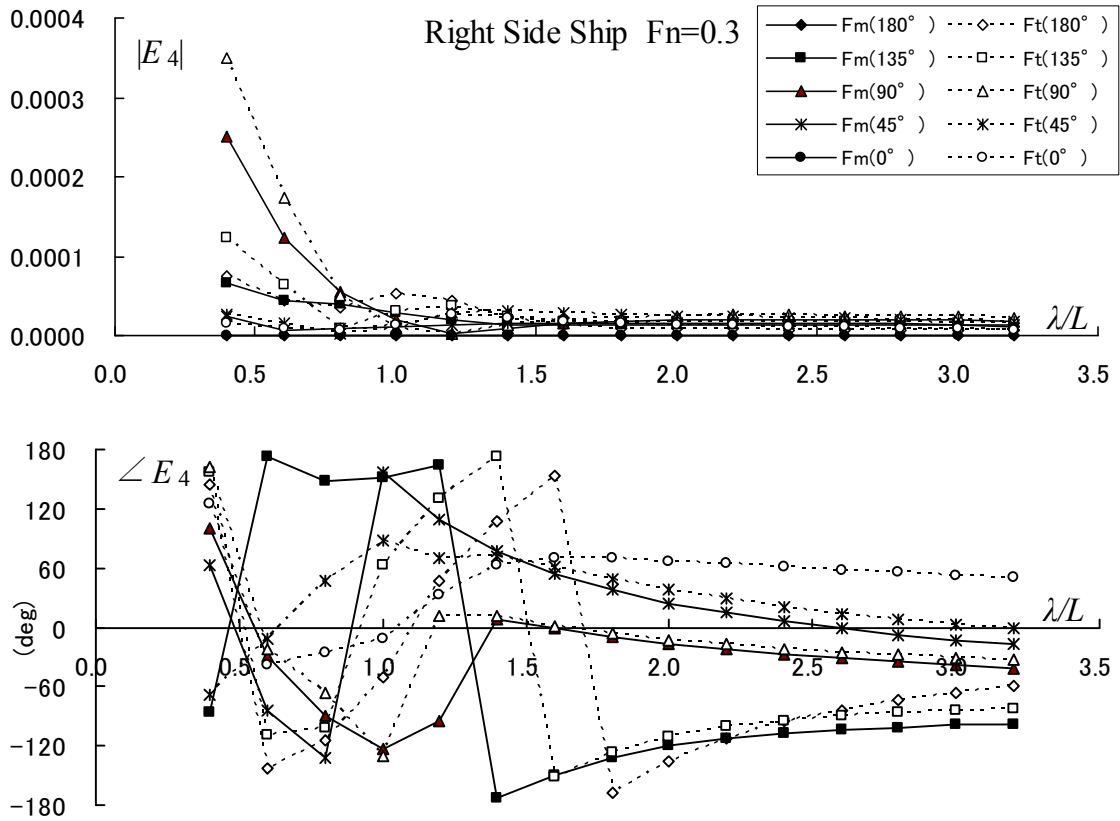


Fig. 10-1 Wave exciting roll moment of the right side ship $F_n=0.3$

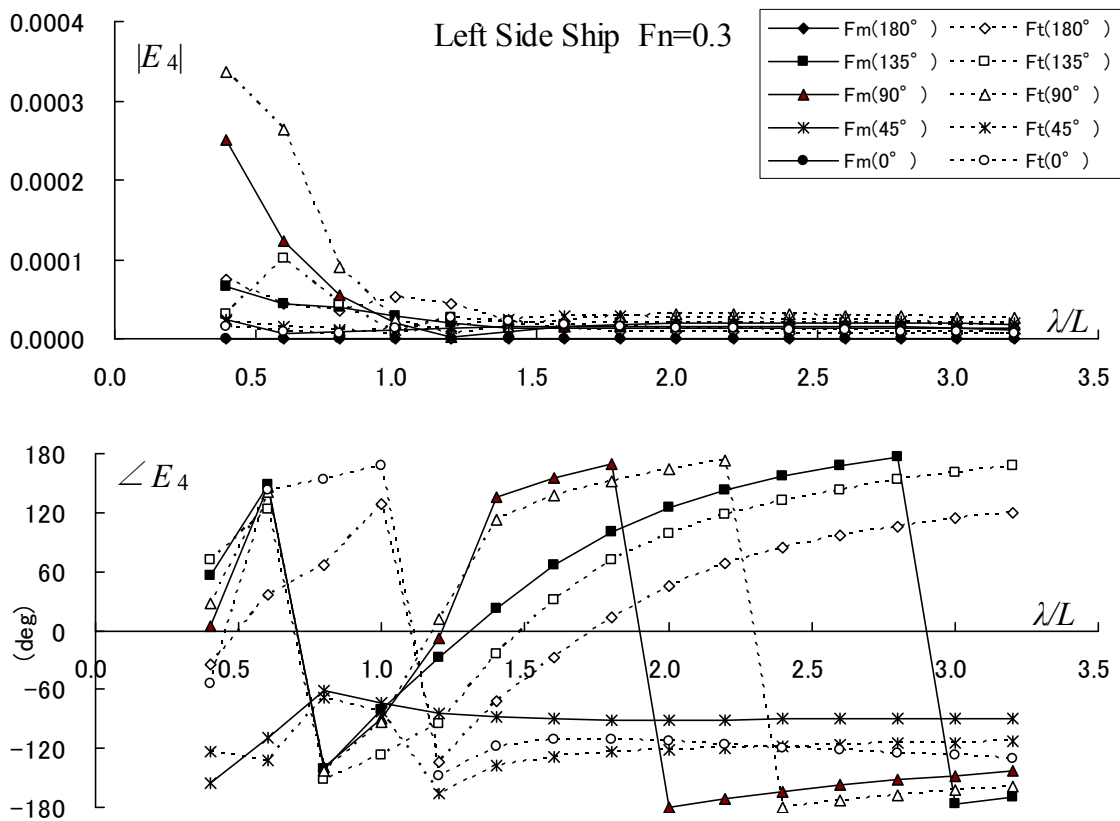


Fig. 10-2 Wave exciting roll moment of the left side ship at $F_n=0.3$

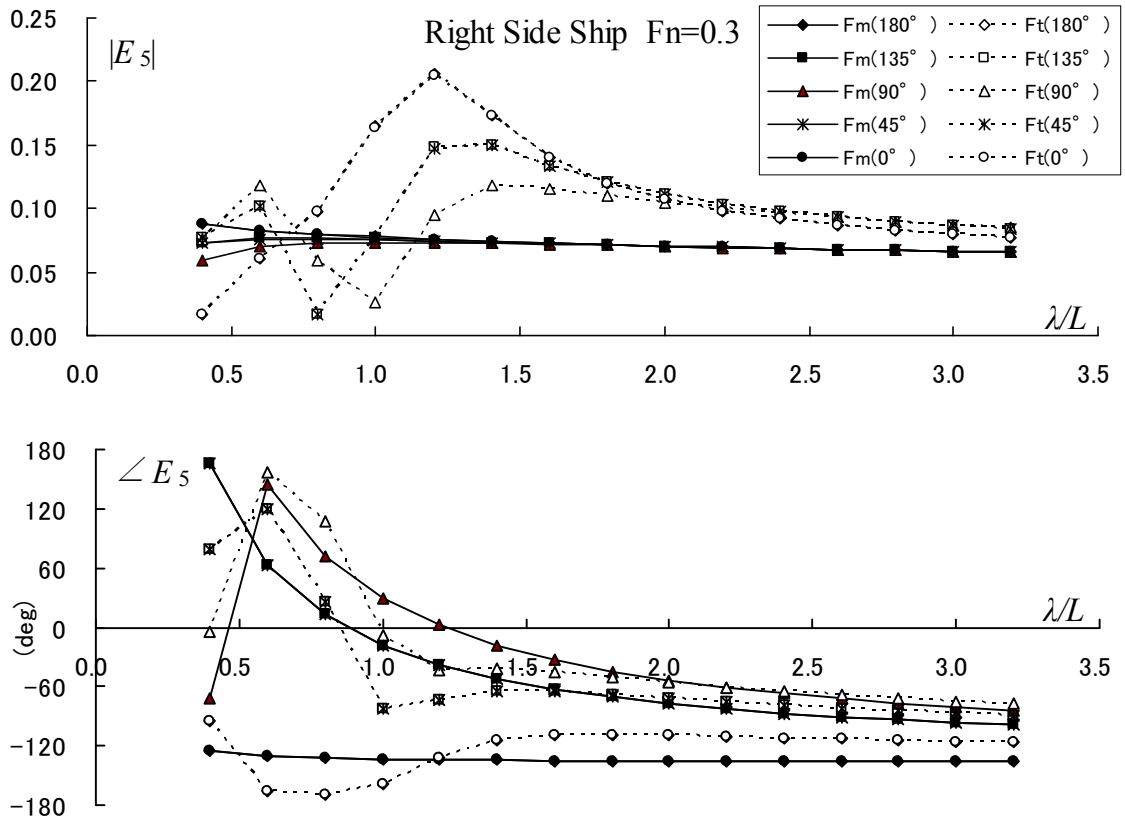


Fig. 11-1 Wave exciting pitch moment of the right side ship $F_n=0.3$

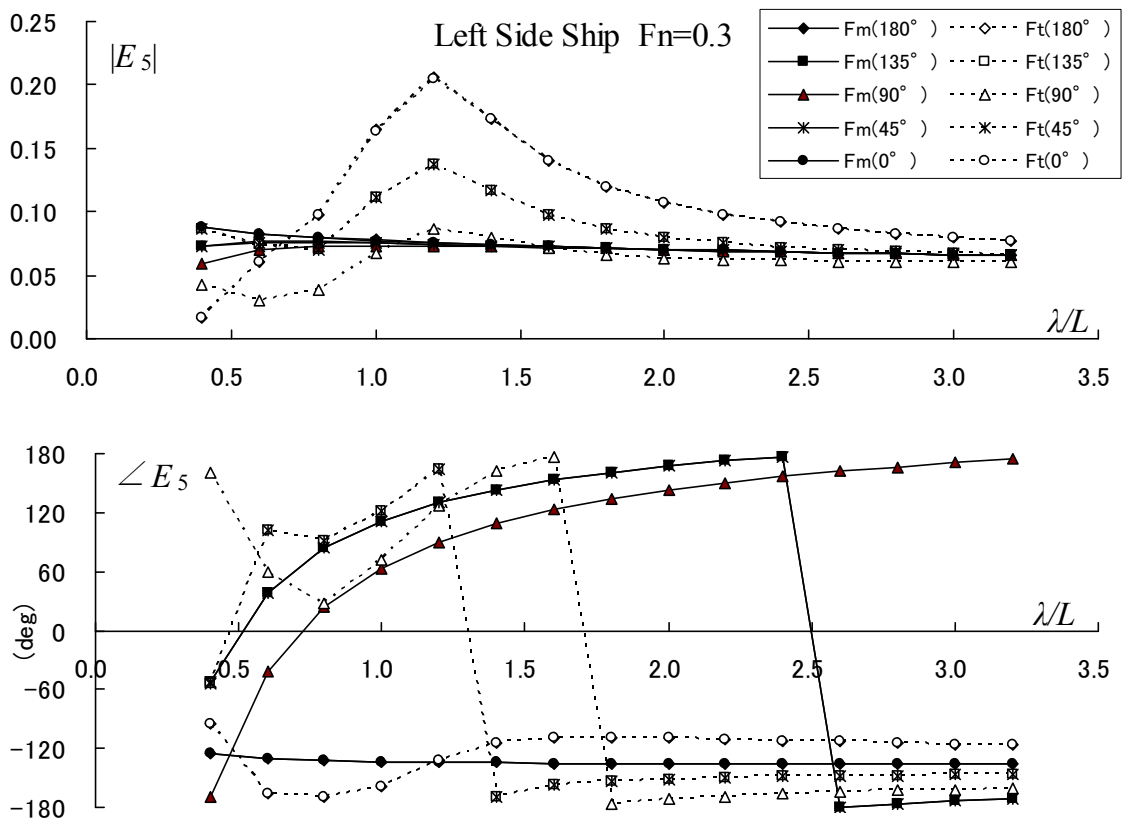


Fig. 11-2 Wave exciting pitch moment of the left side ship at $F_n=0.3$

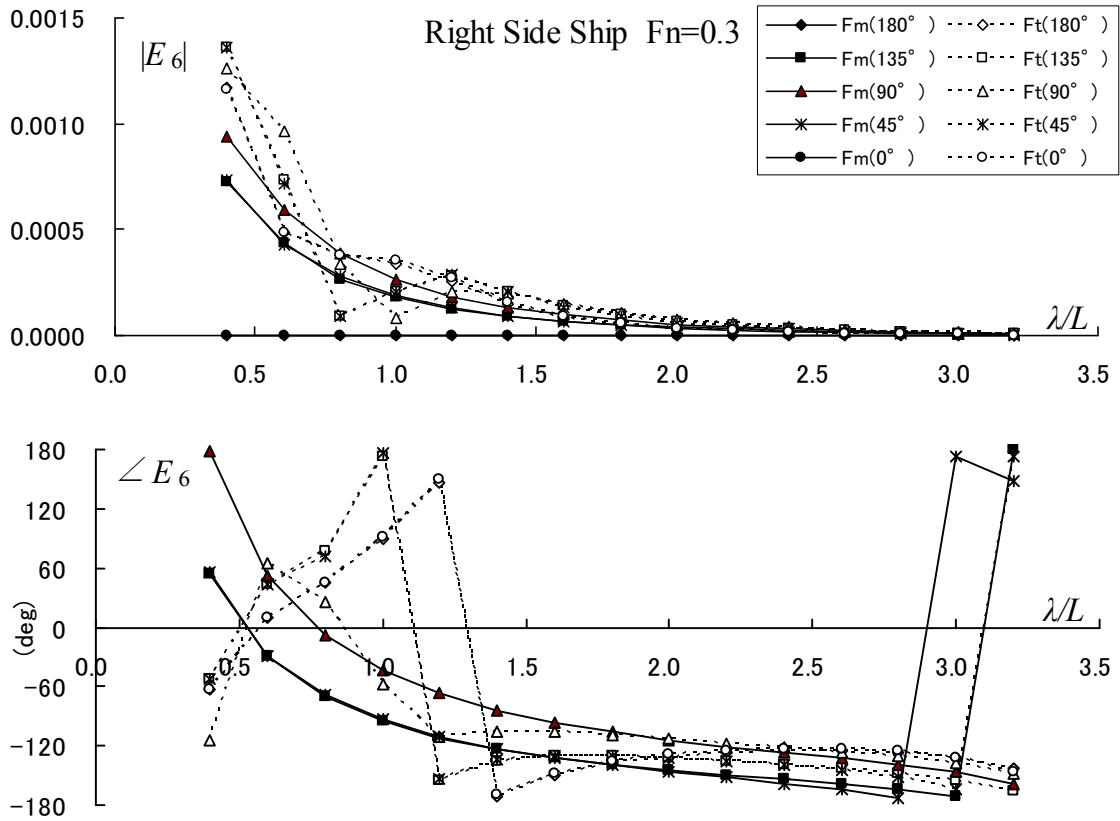


Fig. 12-1 Wave exciting yaw moment of the right side ship $F_n=0.3$

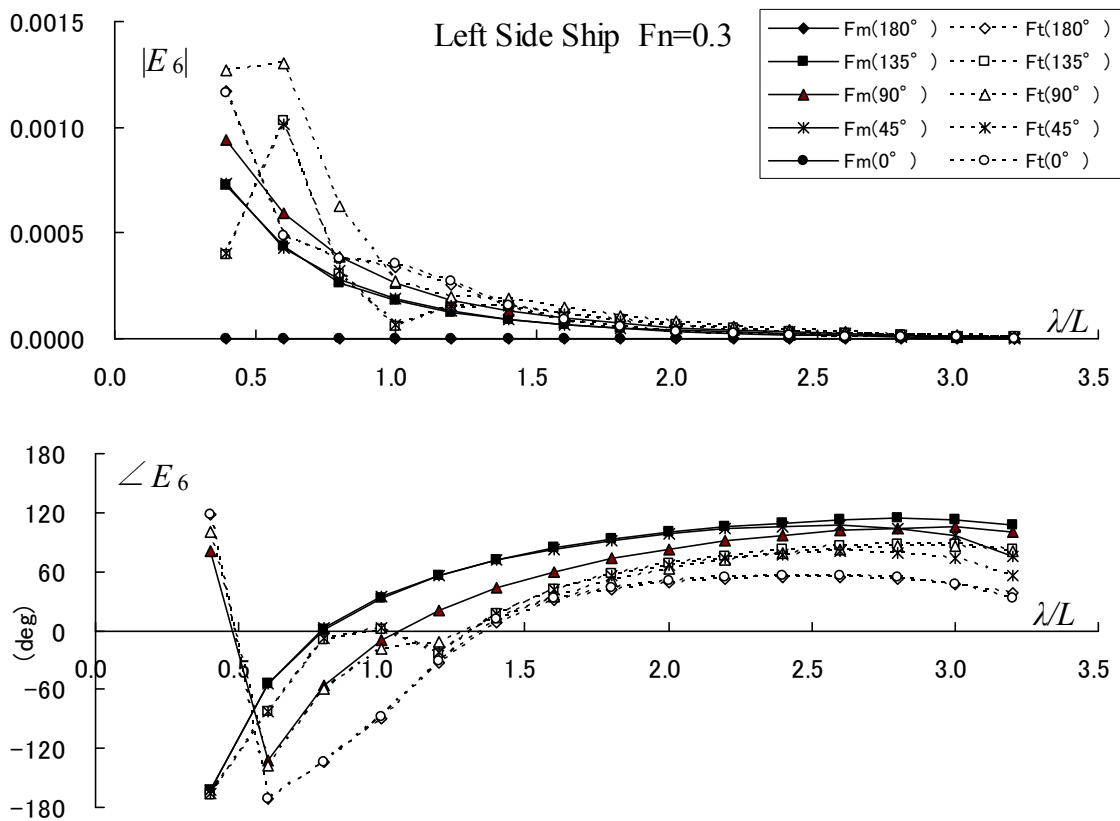


Fig. 12-2 Wave exciting yaw moment of the left side ship at $F_n=0.3$

に対するものなので、造波干渉を考慮しない場合の計算においても左右の船では位相が異なっている。波浪強制力の主要成分はフルード・クリロフ力のため、造波干渉を考慮した計算結果には、ラディエーション流体力のような振動は現れていないが、特に対称運動系の流体力には顕著なピークが現れ、ピーク値も干渉を考慮しない場合より大きくなっていることがわかる。また、位相についても変化が見られる。

4 結言

二艘旋網漁船を対象に、2隻の網船間の造波干渉を考慮したディフラクション流体力の計算法を示し数値計算を行った。その結果、2船間の造波干渉を考慮した場合には、波浪強制力にも顕著な干渉効果が現れた。既報[2]で述べたように、この計算法は、単船の場合の流体力が求められていれば、その1%程度の計算時間の増加で2船間の干渉を考慮した流体力を求めることができ、波浪変動圧を求めることも可能である。

後掲の付録2では、2次元ラプラス方程式を場の方程式とする最新のストリップ法についても考察を行い、発散波に関する矛盾点を指摘した。場の方程式を2次元ラプラス方程式とする最新のストリップ法の問題点は、それを基にした本計算法にも何らかの誤差を与えているものと考えられるが、本研究ではこの問題にはこれ以上立ち入らず、前進速度影響の取り扱いも含め、改めて別報において取り上げる。

本報で示した波浪中を航行する二艘二艘旋網漁船に働く流体力と船体動揺の推定値の妥当性については、今後模型実験により検証を行う予定である。

参考文献

- [1] 升也利一：波浪中を航行する二艘旋網漁船に働く流体力と船体動揺の計算，第1報：二艘旋網漁船に働くラディエーション流体力，数理水産科学，**12**，(2015)，1-37.
- [2] 升也利一：高速沿岸双胴漁船の開発研究(第2報：双胴間の造波干渉を考慮した2次元流体圧力の計算)，水工研技報，**22**，(2000)，69-100.
- [3] Masuya, T. : Calculation of the hydrodynamic pressures acting on catamaran's cross sections with wave interaction, *Math. Phys. Fish. Sci.* **7** (2009), 1-19.
- [4] 別所正利：逆時間ポテンシャルについて，関船誌，**159** (1975)，75-84.

- [5] 前田久明：船体運動特論Ⅱ，東京大学大学院講義ノート。(1985).
- [6] Faltinsen, O. : Wave forces on a restrained ship in head-sea waves, 9th Symposium on Naval Hydrodynamics, (1971), 1763-1843.
- [7] 溝口純敏：高速コンテナ船の斜め波中波浪強制力について—ストリップ法による波浪強制力における周波数のとり方—，関西誌，**187**，(1982)，71-83.
- [8] Newman, J. N. : Marine Technology, The MIT Press, (1977).
- [9] 渡辺巖：斜め波中を航走する船体に働く Diffraction Pressure の実用的計算法，関西誌，**221**，(1994)，83-89.
- [10] 渡辺巖，土岐直二，伊藤章雄：第2章 ストリップ法，耐航性理論の設計への応用シンポジウム，日本造船学会，(1994)，167-203.
- [11] Sclavounos, P.D. : On the diffraction of free-surface waves by a slender ship, Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., (1981).
- [12] Sclavounos, P.D. : The diffraction of free-surface waves by a slender ship, *J. Ship Res.*, **28(1)** (1984), 29-47.
- [13] (社)日本造船学会海洋工学委員会性能部会編：実践浮体の流体力学【前編】—動揺問題の数値計算法—，成山堂書店，(2003).

付録1 内部解の形式について

前報[1]で扱ったラディエーション問題では，2隻の網船間の干渉を表す速度ポテンシャルに，対称流場と反対称流場に対応するラディエーションポテンシャルから船体表面条件を攪乱しない同次ポテンシャルを構成して用いた。具体的には，対称流場に対して $\varphi_2 - \bar{\varphi}_2$ を，反対称流場に対して $\varphi_1 - \bar{\varphi}_1$ を用い，両者の流れを独立に取り扱うため，それぞれに未定係数を乗じ，外部解との接合によってその値を確定した。

今回取り上げたディフラクション問題では，これらの同次ポテンシャルの代わりに，横波に対するスキヤタリングポテンシャル φ_s^\pm とその複素共役ポテンシャル $\bar{\varphi}_s^\pm$ を用いた。しかし，これらが表す流れには，対称流場と反対称流場が同時に存在する。このため本節では，今回用いたディフラクション問題の内部解の干渉項がラディエーション問題の内部解の干渉項とどのように対応するのか，以下では別所の逆時間ポテンシャル[4]，[5]を用いて考察する。

まず，船体表面条件より， φ_s^\pm と $\bar{\varphi}_s^\pm$ の間には次の関係があることがわかる(複号同順，以下同様)。

$$\varphi_s^\pm = \bar{\varphi}_s^\mp \quad (\text{A1})$$

別所の逆時間ポテンシャルの理論によれば，動揺モード $j(=1\sim 3)$ のラディエー

シヨンポテンシャル φ_j の逆時間ポテンシャル $\bar{\varphi}_j$ は、 φ_j とそのコチン関数 h_j^\pm を用いて、

$$\bar{\varphi}_j = \varphi_j - i(\bar{h}_j^+ \varphi_j^+ + \bar{h}_j^- \varphi_j^-) \quad (\text{A2})$$

と表すことができる。 $j \neq k$ となる動揺モード k についても (A2) 式を考え、両者を連立させて φ_S^\pm について解くと次式が得られる [2], [3]。

$$\varphi_S^\pm = \frac{\bar{h}_k^\mp (\varphi_j - \bar{\varphi}_j) - \bar{h}_j^\mp (\varphi_k - \bar{\varphi}_k)}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^\pm - \bar{h}_j^\pm \bar{h}_k^+)} \quad (\text{A3})$$

但し、 j, k として 1 の sway と 3 の roll を同時に選ぶことはできない。何故ならば、これらの動揺によって生じる流場は何れも反対称流場であり、この組み合わせでは対称流場を再現できないためである。

(A1), (A3) 式を用いると、網船間の干渉を表す項は以下のように表される。

$$C_D^{R,L} \varphi_S^\pm + D_D^{R,L} \bar{\varphi}_S^\pm = C_D^{R,L} \frac{\bar{h}_k^\mp (\varphi_j - \bar{\varphi}_j) - \bar{h}_j^\mp (\varphi_k - \bar{\varphi}_k)}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^\pm - \bar{h}_j^\pm \bar{h}_k^+)} - D_D^{R,L} \frac{\bar{h}_k^\pm (\varphi_j - \bar{\varphi}_j) - \bar{h}_j^\pm (\varphi_k - \bar{\varphi}_k)}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^\pm - \bar{h}_j^\pm \bar{h}_k^+)} \quad (\text{A4})$$

上式において、未定係数 $C_D^{R,L}$, $D_D^{R,L}$ の上付き添字 R には \pm の複号は下部の符号が、 L に対しては上部の符号が、それぞれ対応するものとする。(A4) 式の右辺を整理すると、

$$= \frac{C_D^{R,L} \bar{h}_k^\mp - D_D^{R,L} \bar{h}_k^\pm}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^\pm - \bar{h}_j^\pm \bar{h}_k^+)} (\varphi_j - \bar{\varphi}_j) - \frac{C_D^{R,L} \bar{h}_j^\mp - D_D^{R,L} \bar{h}_j^\pm}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^\pm - \bar{h}_j^\pm \bar{h}_k^+)} (\varphi_k - \bar{\varphi}_k) \quad (\text{A5})$$

ここで、次の関係 ([2], [3])

$$h_j^\pm = \sigma_j \pm i\mu_j \quad (\text{A6})$$

を用い、 $j=1, k=2$ とすると、 $\sigma_1 = \mu_2 = 0$ であるから、未定係数を $E_D^{R,L}$, $F_D^{R,L}$ として以下のように定義し直せば、

$$E_D^{R,L} = i \frac{C_D^{R,L} + D_D^{R,L}}{2\bar{\sigma}_2}, \quad F_D^{R,L} = \frac{C_D^{R,L} - D_D^{R,L}}{2\bar{\mu}_1} \quad (\text{A7})$$

結局 (A4) 式は以下のように書ける。

$$C_D^{R,L} \varphi_S^\pm + D_D^{R,L} \bar{\varphi}_S^\pm = E_D^{R,L} (\varphi_2 - \bar{\varphi}_2) \mp F_D^{R,L} (\varphi_1 - \bar{\varphi}_1) \quad (\text{A8})$$

従って、ラディエーション問題の内部解と同じく、(15), (22) 式のディフラクション問題の内部解についても、2 隻の間の干渉によって生じる対称流場、反対称流場を独立に決定できていることがわかる。

付録2 発散波に関する考察

以上に展開してきた方法は、船長方向の変動を分離し、2次元ラプラス方程式を場の方程式としたディフラクション問題を直接解く最新のストリップ法に基づいている。しかし、このような解法には以下のような矛盾点がある。

(5)～(7)式で定義される2次元ディフラクション問題のグリーン関数 G は、 $\bar{y} = y - \eta$, $\bar{z} = z + \zeta$, $\tilde{z} = z - \zeta$, $r = \sqrt{\bar{y}^2 + \tilde{z}^2}$, $r' = \sqrt{\bar{y}^2 + \bar{z}^2}$ と置くととき、

$$G(y, z; \eta, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r}{r'} \right) + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{(K \sin lz - l \cos lz) e^{l\bar{y}}}{l^2 + K^2} dl + i e^{-K(\bar{z} + i|\bar{y}|)} \quad (A9)$$

と表される。回折波のポテンシャルは上式に示されるように、2次元の断面内では $i e^{K(z-i|y|)}$ であり、分離した船長方向変化分 $i e^{-iKx \cos \chi}$ を乗じると $i e^{K(z-i|y|-ix \cos \chi)}$ となる。従って、(5)～(7)式で定義されるディフラクション問題では回折波の波長 λ_D は $\lambda_D = \lambda / \sqrt{1 + \cos^2 \chi}$ となるが、一方で入射波の波長は $\lambda (= 2\pi / K)$ である。

ここで、本来の2次元変形ヘルムホルツ方程式のグリーン関数 \tilde{G} は、 K_n を n 次の第2種変形ベッセル関数、 $v = K \cos \chi$ として次式のように表される。

$$\tilde{G}(y, z; \eta, \zeta) = -\frac{1}{2\pi} \{K_0(|v|r) - K_0(|v|r')\} - \frac{1}{\pi} \int_v^\infty \frac{\sqrt{l^2 - v^2} \cos(\sqrt{v^2 + l^2} \bar{z}) + K \sin(\sqrt{v^2 + l^2} \bar{z})}{l^2 + K^2 \sin^2 \chi} e^{-l|\bar{y}|} dl + i \csc \chi e^{-K\bar{z} - iK|\bar{y} \sin \chi|} \quad (A10)$$

上式の発散波に船長方向変化分を乗じると、 $i \csc \chi e^{K(z-i|y \sin \chi| - ix \cos \chi)}$ となり、波長は入射波と同じ λ になる。このように、場の方程式を2次元ラプラス方程式で置き換える最新のストリップ法では回折波の波長が出会い角に依存して変化し、向い波、追い波状態でその誤差は最大となって、本来あるべき波長の1/2となる。従って厳密に言うならば、2次元ラプラス方程式を場の方程式としたディフラクション問題が正確な結果を与えるのは $\chi = \pm \pi / 2$ の横波状態だけである。一方で、(A10)式の発散波項では $\chi \rightarrow 0, \pi$ のとき $\csc \chi \rightarrow \infty$ となり、Sclavounos [11], [12]に見られるような何らかの取り扱い上の工夫が必要である。

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修士課程船舶工学専門課程修了

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

2011 同上 漁業生産工学部 漁船工学グループ 主幹研究員

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