九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

大きな斜航角を伴う船の操縦流体力に関する研究

田中，進

https://doi.org/10.11501/3120515

出版情報：九州大学，1996，博士（工学），論文博士
バージョン：
権利関係：

第4章　船体に作用する cross flow drag に及ぼす前進速度影響

4.1　緒言

港湾域等における実際の船の操縦運動を考える場合、例えば着桟操船においては、港内速力への減速しながらの保針・変針、その場回頭、横移動の操船が連続的にあるいは交互に行われる。従ってこれらの船の操縦運動を予測する際には、前進速度を伴わない場合の船体に作用する流体力のみならず、種々の前進速度を有する時の流体力特性を精度良く推定することが必要となる。

ところが従来、操縦運動時の船体に働く流体力を理論的に取り扱う場合、船体の前進運動は横流れ運動や回頭運動に比べて相対的に大きい局面を対象として、船体に作用する流体力は揚力に基づく成分が支配的であることから、揚力面理論や細長体理論を用いた研究がなされてきた[16)21) ~ 31)]。従って船の前進運動に比べて横流れ運動や回頭運動が大きい局面を対象とした cross flow drag に基づく流体力成分に関しては、理論的にかつ詳細に検討した例はほとんど見当たらない。

そこで本章では、第 2 章および第 3 章で示した船体横断面に作用する cross flow drag の数値計算法を船が前進速度を有する場合に拡張することによって、船が種々の前進速度を有する場合すなわち任意の斜航角を伴って運動する時の船体に作用する流体力を理論的に求める方法について検討する。

第 2 節では、船体は細長体であるという仮定の下に、船体の 2 次元断面まわりの流れに対して、船の前進速度影響を考慮する場合の流場のモデル化とそれに基づく基礎式を導く。次に決定した流場から船体に作用する流体力を算定する方法を示すと共に、基礎式の数値計算法について述べる。さらに船が前進速度を有する場合の渦モデルを示す。

第 3 節においては、まず前進速度を有する場合の渦モデルに含まれる諸係数すなわち剥離点位置、渦の発生位置および循環を決める係数の設定について述べる。次に本計算法を種々の斜航角を伴って運動する時のコンテナ船型およびタンカー船型に適用し、各断面における自由渦の分布、断面に作用する cross flow drag の船長方向分布および船体全体に作用する横力・モーメントを求める。さ

らにこれらの計算結果と模型試験結果とを比較することにより、前進速度の影響を考慮した本計算法の妥当性について検証を行う。

第4節は、本章で得られた結果をまとめる。

4.2 理論計算法

4.2.1 基礎式

Fig.4.1 に示すように、船体固定の座標系は船体中央横断面の位置を原点として、船首から船尾方向に x 軸、船体左舷から右舷方向に y 軸、鉛直上方向に z 軸をとる。水面は造波の影響を無視して固定壁として取り扱うものとし、二重模型の船体が斜航角 β をなして、一定の一様流速 U の流れの中に置かれている場合を考える。この時船体まわりの流れは一般に 3 次元剥離渦を有するが、斜航角が大きくなるに従って船体に作用する流体力は、船体横断面まわりの流れが 2 次元的に剥離することによる cross flow drag が支配的になると考えられる。また斜航角がある程度小さくなり 3 次元剥離を有する場合、船長 L は、船幅 B や 吃水 d に比べて十分に大きいという細長体の仮定の下に、船体の各横断面近傍について見ると、やはり 2 次元の剥離流れと見なすことができると思われる[15)34)]。

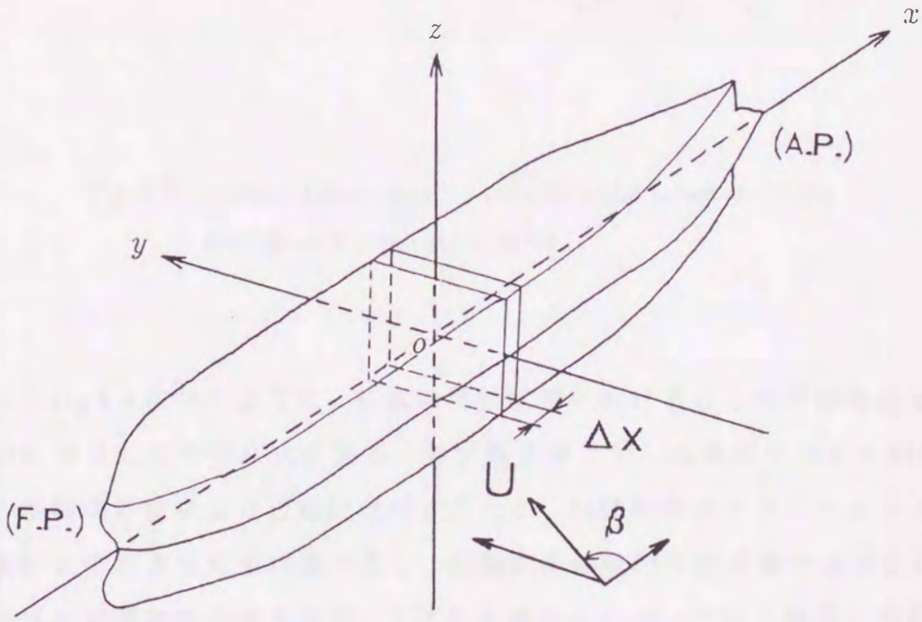


Fig.4.1 Coordinate system

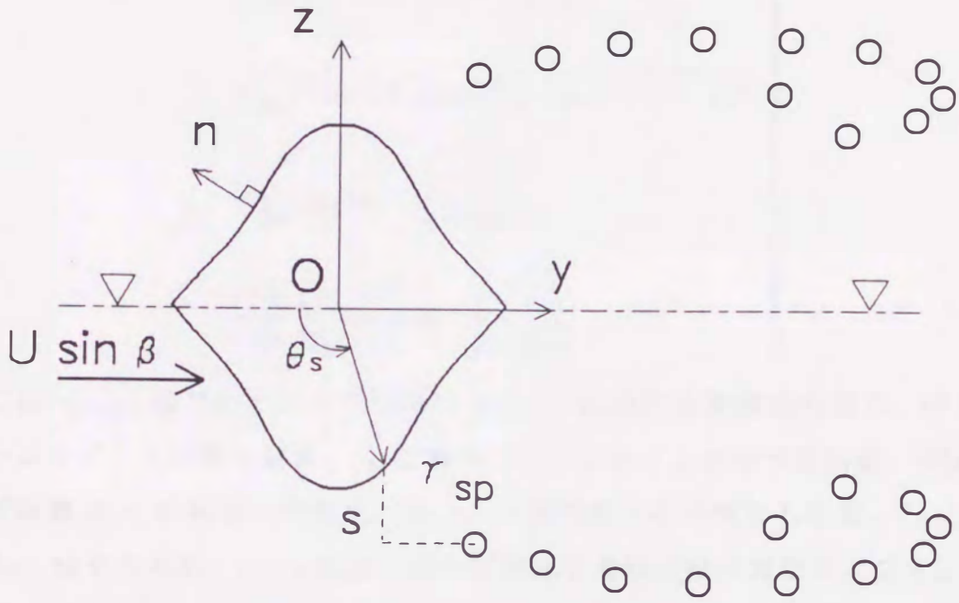


Fig.4.2 Nomenclature used to calculate the latest vorticity shed from a separation point

従って Fig.4.2 に示すように、任意の斜航状態における各 2 次元横断面まわりの流れに着目してモデル化を図る。まず第 2 章で示した流場モデルと同様に、船体の横断面形状をより正確に考慮するため、船体横断面をフレームライン上に連続的に分布させた束縛渦で表し、剥離渦を離散的な自由渦で近似する。ただし船体が前進速度を伴う場合、下流部の横断面においては上流部の横断面から流出して来た剥離渦の影響を考慮する必要がある。また船体の前進速度が大きくなるに従って、船体横断面積の船長方向への変化に起因する撹乱の影響が次第に大きくなる。以上の点を考慮して、船体が前進速度を有する場合の各 2

次元横断面まわりの速度ポテンシャル $\Phi_{2D}(x)$ を次式のように表す。

$$
\left.
\begin{aligned}
\Phi_{2D}(x) &= U\sin\beta \cdot y \\
&-\frac{1}{2\pi}\int_{S_B}\gamma(\eta,\zeta)\tan^{-1}\frac{z-\zeta}{y-\eta}d\ell \\
&+\frac{1}{2\pi}U\cos\beta A'(x)\ln\sqrt{(y-y_0)^2+(z-z_0)^2} \\
&-\frac{1}{2\pi}\Gamma_{W1}\tan^{-1}\frac{z-z_{W1}}{y-y_{W1}} \\
&-\frac{1}{2\pi}\sum_{k=2}^{N_L}\Gamma_{Wk}\tan^{-1}\frac{z-z_{Wk}}{y-y_{Wk}}
\end{aligned}
\right\} \tag{4.1}
$$

ここに $\gamma(\eta,\zeta)$ はフレームライン上の点 (η,ζ) における束縛渦の強さ、$d\ell$ はフレームライン上の微小線素、S_B は船体フレームラインに沿う閉曲線、$A'(x)$ は横断面積 $A(x)$ の船長方向変化、(y_0,z_0) は横断面中心の吹出し位置、Γ_{W1} および Γ_{Wk} はそれぞれ、$x=x$ 断面で新たに発生する自由渦の循環および $x=x$ 断面より上流部断面から流出した自由渦の循環 (ただし何れも時計回りを正とする。)、(y_{W1},z_{W1}) および (y_{Wk},z_{Wk}) はそれぞれ、$x=x$ 断面における自由渦の発生位置および $x=x$ 断面より上流部断面で発生した自由渦の位置、N_L は上流断面で発生した自由渦の個数を表す。また (4.1) 式の第 3 項および第 5 項が前進速度を有する場合に付加される項であり、船体横断面積の船長方向への変化に対応する撹乱影響および上流部断面で発生する自由渦の影響を表す。

(4.1) 式において、後述する渦モデルによって $x=x$ 断面での剥離点位置および渦の発生位置を仮定し、発生する渦の循環および上流部断面で発生した自由渦の位置をそれぞれ、剥離渦層に関する力学的条件および運動学的条件から既知なるものとすると、未知数は各断面のフレームライン上における束縛渦の強さとなる。

そこで船体フレームライン上の任意の点 (y_1,z_1) に誘起される速度の y 軸方向成分、z 軸方向成分をそれぞれ v_1、w_1、船体フレームラインに立てた外向き法線ベクトル n の y 軸成分および z 軸成分をそれぞれ、n_y および n_z とすると、

物体表面条件より次式のような γ に関する境界積分方程式が得られる。

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \Phi_{2D}(y_1, z_1)}{\partial n} \\
&= v_1 \cdot n_y + w_1 \cdot n_z \\
&= \Bigg[U \sin\beta + \frac{1}{2\pi} \int_{S_B} \gamma(\eta, \zeta) \frac{z_1 - \zeta}{(y_1 - \eta)^2 + (z_1 - \zeta)^2} d\ell \\
&+ \frac{1}{2\pi} U \cos\beta A'(x) \frac{y_1 - y_0}{(y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2} \\
&- \frac{1}{2\pi} \Gamma_{W1} \frac{z_1 - z_{W1}}{(y_1 - y_{W1})^2 + (z_1 - z_{W1})^2} \\
&- \frac{1}{2\pi} \sum_{k=2}^{N_L} \Gamma_{Wk} \frac{z_1 - z_{Wk}}{(y_1 - y_{Wk})^2 + (z_1 - z_{Wk})^2} \Bigg] n_y \\
&+ \Bigg[- \frac{1}{2\pi} \int_{S_B} \gamma(\eta, \zeta) \frac{y_1 - \eta}{(y_1 - \eta)^2 + (z_1 - \zeta)^2} d\ell \\
&+ \frac{1}{2\pi} U \cos\beta A'(x) \frac{z_1 - z_0}{(y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2} \\
&- \frac{1}{2\pi} \Gamma_{W1} \frac{y_1 - y_{W1}}{(y_1 - y_{W1})^2 + (z_1 - z_{W1})^2} \\
&- \frac{1}{2\pi} \sum_{k=2}^{N_L} \Gamma_{Wk} \frac{y_1 - y_{Wk}}{(y_1 - y_{Wk})^2 + (z_1 - z_{Wk})^2} \Bigg] n_z = 0
\end{aligned}
\right\} \tag{4.2}
$$

従って船体が前進速度を有する場合、上流側の横断面から順次、(4.2) 式の境界積分方程式を解いて束縛渦強さ $\gamma(\eta, \zeta)$ を決定すれば、各船体横断面船体まわりの流れ $\Phi_{2D}(x)$ が求まることになる。

このように各横断面まわりの流れ $\Phi_{2D}(x)$ が決定されると、各断面間の運動量の変化から横断面に働く流体力を求める[25]。すなわち、船長方向への厚さ Δx の流体部分について考え、Green の定理、Gaußの定理および細長体の仮定を用いると、単位長さ当りの船体横断面に作用する横力 ΔY は、

$$
\left.
\begin{aligned}
\Delta Y = \rho U^2 \cos\beta \sin\beta \frac{d}{\Delta x} \oint_{S_B} \Phi_{pot}(x) n_y d\ell \\
+ \rho U \cos\beta \frac{d}{\Delta x} \oint_{S_B + S_W} \Phi_{vor}(x) n_y d\ell
\end{aligned}
\right\} \tag{4.3}
$$

ここで (4.3) 式における $\Phi_{pot}(x)$ および $\Phi_{vor}(x)$ はそれぞれ、$x = x$ 位置における自由渦を考慮しない場合の横運動によるポテンシャル成分および自由渦による成分を表し、S_W は自由渦を囲む閉曲線、ρ は流体の密度、d は吃水、n_y は各断面内においてフレームラインに立てた外向き法線ベクトルの y 軸方向成分を示

す。さらに ΔY の無次元化は次式に従う。

$$\Delta Y' = \frac{\Delta Y}{\frac{1}{2}\rho(\Delta x)(2d)U^2} \tag{4.4}$$

従って船体全体に働く横力 Y および船体中心まわりの回頭モーメント N の無次元値は、

$$\left.\begin{aligned} Y' &= \int_{-1/2}^{1/2} \Delta Y' dx' \\ N' &= \int_{-1/2}^{1/2} \Delta Y' x' dx' \end{aligned}\right\} \tag{4.5}$$

ここに

$$\left.\begin{aligned} x' &= x/L \\ Y' &= \frac{Y}{\frac{1}{2}\rho L d U^2} \\ N' &= \frac{N}{\frac{1}{2}\rho L^2 d U^2} \end{aligned}\right\} \tag{4.6}$$

なお、(4.5) 式で得られる流体力は、細長体理論における、いわゆる船体近傍での解であるため、3 次元影響を考慮する場合、船体遠方の解との matching を図る必要がある。従って自由渦を考慮しない時の流体力成分は、(4.5) 式で計算されるものと、Lagally の定理に基づく船長方向に分布させた吹出しによる流体力の成分との平均値を採用し[26]、matching によって得られる composite solution と同様の意味を持たせる。

4.2.2 渦モデル

次に船体が前進速度を有する場合の(4.1)、(4.2)式中における自由渦の位置と循環を与える渦モデルについて述べる。

Maskell の理論的な考察によれば[37)45)]、剥離渦層の力学的条件すなわち剥離渦層の上下両面で圧力が等しいという条件は、Bernoulli の式を用いて表すと、

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}(\Phi_{2D}^{+}-\Phi_{2D}^{-})+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\Phi_{2D}^{+}}{\partial y}+\frac{\partial\Phi_{2D}^{-}}{\partial y}\right)\frac{\partial}{\partial y}(\Phi_{2D}^{+}-\Phi_{2D}^{-})\\&+\left[U\sin\beta+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\Phi_{2D}^{+}}{\partial z}+\frac{\partial\Phi_{2D}^{-}}{\partial z}\right)\right]\frac{\partial}{\partial z}(\Phi_{2D}^{+}-\Phi_{2D}^{-}) \quad = \quad 0\end{aligned}\right\} \tag{4.7}$$

となる。ここに $\Phi_{2D}^{+},\Phi_{2D}^{-}$ はそれぞれ、剥離渦層の上下面の速度ポテンシャルを表す。この(4.7)式によると、剥離渦層のポテンシャル飛躍 $\Delta\Phi_{2D}=\Phi_{2D}^{+}-\Phi_{2D}^{-}$ は、流体の流れに沿って一定不変ということになる。

さらに(4.7)式は船体横断面と剥離渦層との交点である剥離点位置においても成立しなければならず、剥離点位置における渦層強さを γ_{sp}、平均流速を $\vec{V}_{sp}$、循環を Γ_{W1} は、

$$\left.\begin{aligned}\gamma_{sp} &= \nabla\Phi_{2D}^{+}-\nabla\Phi_{2D}^{-}\\ \vec{V}_{sp} &= (\nabla\Phi_{2D}^{+}+\nabla\Phi_{2D}^{-})/2\\ \Gamma_{W1} &= \Phi_{2D}^{+}-\Phi_{2D}^{-}\\ \nabla &= \frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{j}+\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{k}\end{aligned}\right\} \tag{4.8}$$

と表されるから

$$\vec{V}_{sp}\cdot\gamma_{sp}=-\partial\Gamma_{W1}/\partial t \tag{4.9}$$

なる関係が得られる。ここで(4.9)式の右辺は一般にゼロではないことから、(4.8)式で定義される $\vec{V}_{sp}$、γ_{sp} は共にゼロであってはならない。従って、

$$\left|\nabla\Phi_{2D}^{+}\right|=|\gamma_{sp}|,\quad \left|\nabla\Phi_{2D}^{-}\right|=0 \tag{4.10}$$

という条件が得られる。すなわち剥離点位置近傍における断面上の片側で流速が $|\gamma_{sp}|$、反対側でゼロとなるような流場が得られる。従って、自由渦が剥離点

位置から流出する速さ $\vec{V}_{sp}$ は、

$$\vec{V}_{sp} = \frac{1}{2}\gamma_{sp} \tag{4.11}$$

となる。(4.11) 式を (4.9) 式に代入すると、次式のような断面上の剥離点位置における束縛渦強さと流出する循環の時間変化率との関係式が得られる。

$$\frac{1}{2}\gamma_{sp}^2 = -\partial\Gamma_{W1}/\partial t \tag{4.12}$$

よって $x = x$ 断面で導入する自由渦の時間間隔を ΔT とすれば、導入される自由渦の循環は

$$\Gamma_{W1} = (1/2)\gamma_{sp}^2\Delta T \tag{4.13}$$

となる。

ここで $x = x$ 断面で導入する自由渦の時間間隔 ΔT は、船体が前進速度を有する場合、上流側の $x = x - \Delta x$ 断面における自由渦が、Δx の断面間を船長方向の流速 u_{Wk} にて移動する間の経過時間に相当するものと考えると、

$$\Delta T = \Delta x/u_{Wk} \tag{4.14}$$

で与えられる。

$x = x$ 断面における渦の発生位置 (y_{W1}, z_{W1}) は、前進速度を伴う場合にも前進速度を伴わない場合と同様に、次式のような渦の発生位置を表す係数 s' を定義してフレームライン上の剥離点近傍の固定点に仮定する[26]。

$$s' = \frac{s}{d} \tag{4.15}$$

ここで s は、Fig.4.2 に示すように、ある x 断面における剥離点位置 (y_{sp}, z_{sp}) から渦の発生位置までの z軸方向の距離を表す。この係数 s' を用いて渦の発生位置 $(y_{W1}、z_{W1})$ を次式のように仮定する。

$$\left.\begin{aligned} |y_{W1}| &= y_{sp} \\ |z_{W1}| &= |z_{sp}| + s' \cdot d \end{aligned}\right\} \tag{4.16}$$

(4.13) 式および (4.16) 式のように、$x = x$ 断面で発生する渦の循環および発生位置を与えると、これらの自由渦を剥離渦層の運動学的条件に基づいて流

線に沿って下流方向へ自由に移動させる。いま $x = x$ 断面における自由渦の位置 (x_{Wk}, y_{Wk}, z_{Wk}) に誘起される速度を (u_{Wk}, v_{Wk}, w_{Wk}) とすると、下流断面 $x = x + \Delta x$ における自由渦の位置 $(x'_{wk}, y'_{wk}, z'_{wk})$ をオイラー法で追跡すると次式のようになる。

$$\left.\begin{aligned} x'_{Wk} &= x_{Wk} + \Delta x \\ y'_{Wk} &= y_{Wk} + v_{Wk} \cdot \Delta x / u_{Wk} \\ z'_{Wk} &= z_{Wk} + w_{Wk} \cdot \Delta x / u_{Wk} \end{aligned}\right\} \tag{4.17}$$

ここで自由渦の移動は、$x = x$ 断面での横断面内速度を考慮し、また一様流の x 軸方向成分 $U\cos\beta$ に及ぼす船体および自由渦の影響は無視できる程度に小さいものと仮定すると、ある $x = x$ 断面において、i 番目の自由渦に誘起される速度 (u_{Wi}, v_{Wi}, w_{Wi}) は次式のように表される。

$$\left.\begin{aligned} u_{Wi} &\simeq U\cos\beta \\ v_{Wi} &= U\sin\beta - \frac{1}{2\pi}\int_{S_B}\gamma(\eta,\zeta)\frac{z_{Wi}-\zeta}{(y_{Wi}-\eta)^2+(z_{Wi}-\zeta)^2}d\ell \\ &+\frac{1}{2\pi}U\cos\beta A'(x)\frac{y_{Wi}-y_0}{(y_{Wi}-y_0)^2+(z_{Wi}-z_0)^2} \\ &-\frac{1}{2\pi}\Gamma_{W1}\frac{z_{Wi}-z_{W1}}{(y_{Wi}-y_{W1})^2+(z_{Wi}-z_{W1})^2} \\ &-\frac{1}{2\pi}\sum_{k=2}^{N_L}\Gamma_{Wk}\frac{z_{Wi}-z_{Wk}}{(y_{Wi}-y_{Wk})^2+(z_{Wi}-z_{Wk})^2} \\ w_{Wi} &= -\frac{1}{2\pi}\int_{S_B}\gamma(\eta,\zeta)\frac{y_{Wi}-\eta}{(y_{Wi}-\eta)^2+(z_{Wi}-\zeta)^2}d\ell \\ &+\frac{1}{2\pi}U\cos\beta A'(x)\frac{z_{Wi}-z_0}{(y_{Wi}-y_0)^2+(z_{Wi}-z_0)^2} \\ &-\frac{1}{2\pi}\Gamma_{W1}\frac{y_{Wi}-y_{W1}}{(y_{Wi}-y_{W1})^2+(z_{Wi}-z_{W1})^2} \\ &-\frac{1}{2\pi}\sum_{k=2}^{N_L}\Gamma_{Wk}\frac{y_{Wi}-y_{Wk}}{(y_{Wi}-y_{Wk})^2+(z_{Wi}-z_{Wk})^2} \end{aligned}\right\} \tag{4.18}$$

ここに $i \neq k$ とする。またこれらの自由渦は、流体の粘性による渦の拡散効果を考慮して、次式のような周速度 $v_{\theta k}$ を誘起する Chorin の渦構造[36]を与える。

$$v_{\theta k} = \begin{cases} \dfrac{1}{2\pi r_{*k}} \Gamma_{Wk} & r_{*k} \geq \sigma_k \\ \dfrac{r_{*k}}{2\pi \sigma_k^2} \Gamma_{Wk} & r_{*k} < \sigma_k \end{cases} \tag{4.19}$$

ここに $v_{\theta k}$ は k 番目の自由渦によって誘起される周速度、r_{*k} は渦中心からの半径、σ_k は渦核半径を表し、σ_k を次式のように与える[40]。

$$\sigma_k = 2.24\sqrt{\nu t_k^*} \tag{4.20}$$

ただし ν は動粘性係数、t_k^* は k 番目の自由渦が発生してからの経過時間を表すものとする。

さらに剥離点下流の逆流により、剥離点上流側の渦度とは逆方向の渦度が生成され、それが剥離位置に近づくことによって発生直後の循環が相殺されることを考慮し、各断面で発生する循環を決定する (4.13) 式に対して、前進速度を有する場合の発生する渦の循環を決める係数 γ_0' を乗じると、

$$\Gamma_{W1} = \gamma_0' \cdot (1/2)\gamma_{sp}^2 \{\Delta x/(U\cos\beta)\} \tag{4.21}$$

となる。

また各断面のフレームライン上に分布させた束縛渦と剥離渦を近似する自由渦の循環は、次式の Kelvin の循環保存則を満足する必要がある[40]。

$$\int_{S_B} \gamma(\eta,\zeta) d\ell + \Gamma_{W1} + \sum_{k=2}^{N_L} \Gamma_{Wk} = 0 \tag{4.22}$$

しかし水面を固定壁と考えた二重模型の船体の場合、船体フレームライン上の束縛渦および剥離渦を表す自由渦は共に、それらの位置と循環に関して常に y 軸に関して対称であるため、(4.22) 式は自動的に満足されることになる。

4.2.3 境界積分方程式の数値計算法

各船体横断面のフレームライン上に連続分布する束縛渦を離散化することによって、束縛渦強さ $\gamma(\eta,\zeta)$ に関する境界積分方程式 (4.2) 式の数値解を求めることができる。

まず各船体横断面のフレームラインを M 分割し、各要素をその両端の座標 (y_j, z_j), (y_{j+1}, z_{j+1}) を結ぶ線分で置き換える。ただし $j = 1, 2, \cdots, M$ である。次に線分要素の両端で束縛渦の強さ γ_j, γ_{j+1} を定義し、線分要素上で渦強さが直線的に変化するように束縛渦を分布させる。この時、j 番目の線分要素上の任意の点 (η,ζ) は、両端の座標 (y_j, z_j), (y_{j+1}, z_{j+1}) と線分要素上の局所座標 ξ を用いて

$$\left.\begin{aligned} \eta &= y_j + \frac{y_{j+1} - y_j}{\ell_j}\xi \\ \zeta &= z_j + \frac{z_{j+1} - z_j}{\ell_j}\xi \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

と表すことができる。また、j 番目の線分要素上の任意の点 (η,ζ) における束縛渦の強さ $\gamma(\eta,\zeta)$ は、線分要素の両端における束縛渦の強さ γ_j, γ_{j+1} を用いて次式のように表される。

$$\gamma(\eta,\zeta) = \gamma_j + \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{\ell_j}\xi \tag{4.24}$$

ここで ℓ_j は j 番目の線分要素の長さであり、ξ は (y_j, z_j) から (η,ζ) までの距離を表し、$0 \le \xi \le \ell_j$ である。次に各断面において、control point (y_{mi}, z_{mi}) は各線分要素の中点に置くと、

$$\left.\begin{aligned} y_{mi} &= \frac{1}{2}(y_i + y_{i+1}) \\ z_{mi} &= \frac{1}{2}(z_i + z_{i+1}) \\ i &= 1, 2, \cdots, M \end{aligned}\right\} \tag{4.25}$$

これら M 個の control point (y_{mi}, z_{mi}) のそれぞれにおいて (4.2) 式が成り立つもの

とすると、次式のような γ_j を未知数とする M 元連立代数方程式が得られる。

$$
\left.
\begin{aligned}
& U\sin\beta\cdot n_{yi} \\
& +\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{M}[[(z_{mi}-z_j)I_{0j}-\{(z_{mi}-z_j)+(z_{j+1}-z_j)\}I_{1j}+(z_{j+1}-z_j)I_{2j}]\gamma_j \\
& +\{(z_{mi}-z_j)I_{1j}-(z_{j+1}-z_j)I_{2j}\}\gamma_{j+1}]\ell_j\cdot n_{yi} \\
& +\left[\frac{1}{2\pi}U\cos\beta A'(x)\frac{y_{mi}-y_0}{(y_{mi}-y_0)^2+(z_{mi}-z_0)^2}\right. \\
& +\frac{1}{2\pi}\frac{z_{mi}-z_{W1}}{(y_{mi}-y_{W1})^2+(z_{mi}-z_{W1})^2}\Gamma_{W1} \\
& \left.+\frac{1}{2\pi}\sum_{k=2}^{N_L}\frac{z_{mi}-z_{Wk}}{(y_{mi}-y_{Wk})^2+(z_{mi}-z_{Wk})^2}\Gamma_{Wk}\right]n_{yi} \\
& -\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{M}[[(y_{mi}-y_j)I_{0j}-\{(y_{mi}-y_j)+(y_{j+1}-y_j)\}I_{1j}+(y_{j+1}-y_j)I_{2j}]\gamma_j \\
& +\{(y_{mi}-y_j)I_{1j}-(y_{j+1}-y_j)I_{2j}\}\gamma_{j+1}]\ell_j\cdot n_{zi} \\
& +\left[\frac{1}{2\pi}U\cos\beta A'(x)\frac{z_{mi}-z_0}{(y_{mi}-y_0)^2+(z_{mi}-z_0)^2}\right. \\
& -\frac{1}{2\pi}\frac{y_{mi}-y_{W1}}{(y_{mi}-y_{W1})^2+(z_{mi}-z_{W1})^2}\Gamma_{W1} \\
& \left.-\frac{1}{2\pi}\sum_{k=2}^{N_L}\frac{y_{mi}-y_{Wk}}{(y_{mi}-y_{Wk})^2+(z_{mi}-z_{Wk})^2}\Gamma_{Wk}\right]\cdot n_{zi} \quad = \quad 0 \\
& \gamma_{M+1}=\gamma_1 \\
& i=1,2,\cdots,M \\
& j=1,2,\cdots,M
\end{aligned}
\right\} \qquad (4.26)
$$

ただし (n_{yi}, n_{zi}) は i 番目の線分要素における外向き法線の方向余弦を表わし、I_{0j}, I_{1j} および I_{2j} は次式のように定義する。

$$
\left.
\begin{aligned}
& I_{0j}=\int_0^1\frac{1}{as_\ell^2+bs_\ell+c_\ell}ds_\ell \\
& I_{1j}=\int_0^1\frac{s_\ell}{as_\ell^2+bs_\ell+c}ds_\ell \\
& I_{2j}=\int_0^1\frac{s_\ell^2}{as_\ell^2+bs_\ell+c}ds_\ell \\
& s_\ell=\xi/\ell_j, 0\le s_\ell\le 1 \\
& a=\ell_j^2=(y_{j+1}-y_j)^2+(z_{j+1}-z_j)^2 \\
& b=2\{(y_{mi}-y_j)(y_{j+1}-y_j)+(z_{mi}-z_j)(z_{j+1}-z_j)\} \\
& c=(y_{mi}-y_j)^2+(z_{mi}-z_j)^2
\end{aligned}
\right\} \qquad (4.27)
$$

ただし、$i=j$ の場合には解析的に特異性の処理を行うこととする。結局、上流

部の横断面から順次、(4.26) に示した連立代数方程式を M 個の γ_j について解けば船体まわりの流れが求まる。

4.3 数値計算例および考察

4.3.1 計算対象船および船体形状の数値表現法

計算の対象とする船型は、第 3 章において前進速度を伴わない場合の cross flow drag の計算に供したコンテナ船型およびタンカー船型である。各断面のフレームライン形状の数値表現法は第 3 章で述べた方法と全く同様とする。

ただし船体が前進速度を有する場合、船体横断面積の船長方向変化を加味しつつ、上流部断面で発生した自由渦の位置を船長方向に追跡しながら各横断面まわりの流れを求めることになる。従って横断面形状の船長方向分布をより正確に考慮するために、前進速度を伴わない場合の計算に用いた 25 個の横断面に加え、それらを線形補間することによって F.P. ～ S.S. 9 を 8 等分、S.S.9 ～ S.S.1 を 32 等分、S.S. 1 ～ A.P. までを 8 等分し、合計 49 個の横断面を計算の対象とした。

4.3.2 渦モデルに含まれる諸係数の決定

(1) 剥離点位置

船体が任意の斜航角を有する場合の各横断面における剥離点位置を理論的に推定することは非常に困難であると思われる。一方実験的には、船の前進速度が横流れ速度に対して支配的な場合の船体まわりの流れを対象として、流場観測に基づく幾つかの研究がある。

例えば野中[60]や溝口[61]による流場観測結果によると、何れの船型についても、概ね船首正面側からの流れは船底をまわって背面側に流出し、船側で渦を形成している。これに対して船尾における流れは渦が背面側ビルジ部で発生し、その後上昇して大きな巻き込み渦を形成する。このような流場観測結果を参考にすると、船体まわりの流れをモデル化する場合、第一義的には何れの断面についても、背面側ビルジ部で発生する渦を考慮する必要があるように思われる。

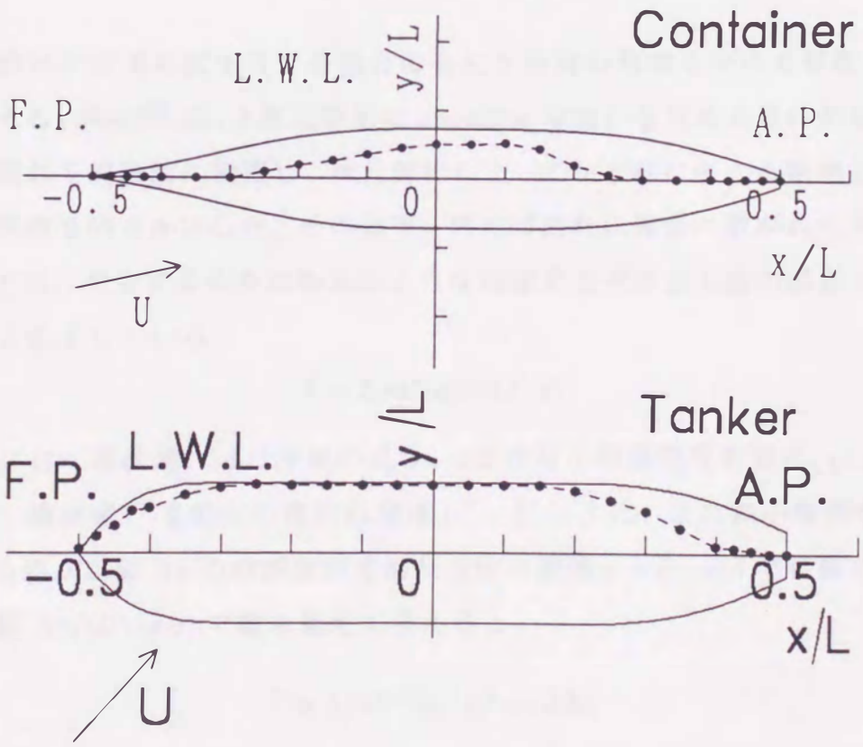


Fig.4.3 Assumed separation points for a container ship and tanker during oblique motions

そこで各横断面における剥離位置は背面側に仮定し、その位置は第 2 章および第 3 章で述べた方法すなわち、自由渦を考慮しない場合の船体の各横断面まわりのポテンシャル流れにおいて、表面流速が最大となる点に固定する。Fig.4.3 は、コンテナ船型およびタンカー船型のそれぞれについて、自由渦を考慮しない場合の各横断面のポテンシャル流れにおいて、表面流速が最大となる背面側の点を $x-y$ 平面上で船長方向に連ねて示したものである。しかし実際の剥離点位置は斜航角に応じて変化するものと思われるが、何れの斜航角についても、Fig.4.3 に示した位置を剥離点と仮定する。

(2) 発生する渦の位置と循環を決める係数

渦の発生位置を表す係数 s' は、前進速度を伴わない場合と同様に、船型、横断面の船長方向に対する位置および斜航角によらず $s' = 0.06$ として計算を試みる。

次に船体が前進速度を有する場合の発生する渦の循環を決める係数 γ_0' について考える。Rott[62] は、2 次元断面に impulsive な流れを与える時に発生するかど部の流れを実験的に調査し、次元解析によってかど部に生じる循環と一様流速との関連を明らかにした。その結果、例えば流れに垂直に置かれた平板の場合、かど部に発生する流れは次式のような循環 Γ を有する 1 個の渦点で近似できることを示している。

$$\Gamma = 3.94Ud(U\Delta T/d) \tag{4.28}$$

ここに U は一様流速、$2d$ は平板の高さ、ΔT は微小時間間隔を表す。(4.28) 式における一様流速 U を船体の横流れ速度 $|v| = U\sin\beta$ に、また微小時間間隔 ΔT を、自由渦が距離 Δx の横断面間を船長方向の流速 $u = U\cos\beta$ で移動する時の時間間隔 $\Delta x/(U\cos\beta)$ で置き換えて考えると、

$$\Gamma = 3.94U^2\sin^2\beta/\cos\beta\Delta x \tag{4.29}$$

となる。(4.29) 式によると、斜航角 βの自乗に比例する大きさの循環を生ずるが、β が 90° に近づくにつれて発生する循環は無限に大きくなることを示して

いる。しかし循環の保存則より、各横断面から流出する自由渦の循環は断面間における循環の船長方向への変化分に一致しなければならない。従って前進速度を伴わない $\beta = 90°$ の場合には、横断面間の船長方向変化に対応する循環はゼロとなる必要がある。

そこで(4.21)式のように各断面で発生する循環を与える場合、前進速度が次第に小さくなり、β が 90° に限りなく近づくにつれて発生する循環がゼロに漸近することを表現するため、γ_0' を次式のような β の関数として仮定する。

$$\gamma_0' = C_\gamma(1 - \sin\beta) \tag{4.30}$$

(4.30)式は、$\beta = 0$ の時 $\gamma_0' = C_\gamma$ となることから、C_γ は、直進時の渦の循環を決める係数となる。本研究では、C_γの値は第2章で示した円柱断面に対する循環の相殺量に等しいものとして、船型および横断面の船長方向への位置に関わらず 0.6 と仮定する。

4.3.3 船体の cross flow drag に及ぼす前進速度影響

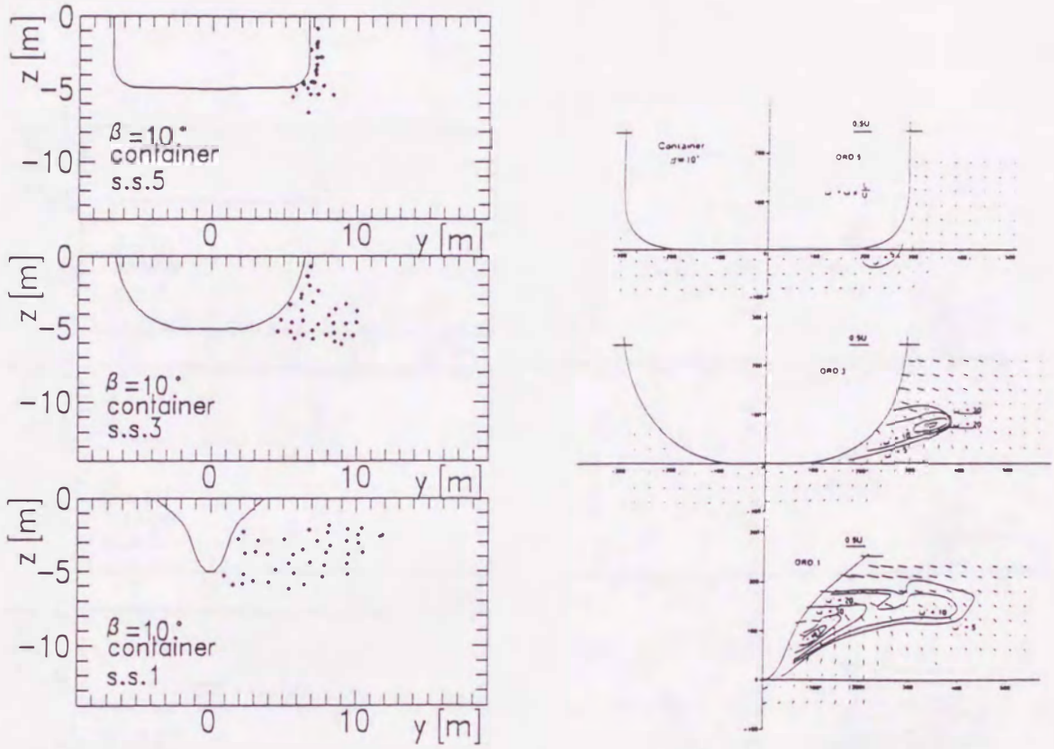
上述の計算方法によって、コンテナ船型およびタンカー船型の各横断面に作用する cross flow drag が前進速度によってどのような影響を受けるのかを調べる。斜航角 β は、$0° < \beta < 90°$ (すなわち $1.0 > u/U > 0.0,\ 0.0 < v/U < 1.0$ [u : 船の前進速度、v :船の横流れ速度、U : 船速]) の範囲について計算した。ここで $0° < \beta < 10°$ の範囲においては β は 2° 刻み、$10° < \beta < 20°$ では 2.5° 刻み、$30° < \beta < 90°$ では 5° 刻みとし、各々の船型についてそれぞれ、計 22 状態について計算を行った。

(1) 船の前進速度が支配的な場合

大洋航行中における船の保針性能や旋回性能等は、船の基本的な操縦性能であり、操縦運動時における船の前進速度は横流れ速度や回頭角速度に比べて一般に大きい。このような通常の操縦運動時における船体に作用する流体力を精度良く推定することは、船の基本的な操縦性能を精度良く予測する上で極めて重要であることから、揚力面理論や細長体理論を用いた理論的な研究が多くなされていることは第 1 章で述べたとおりである。実験的にも、拘束模型試験による流体力データの収集が各機関によって数多く実施されており、併せて詳細な船体まわりの流場観測や船体に作用する横力分布の計測を行った研究例がある。

そこでまず、船体の 2 次元横断面まわりの流れに着目した本計算法を、船の前進速度が支配的な状態に対して適用し、得られた自由渦位置や横力の船長方向分布について、実験結果との比較を試みた。

Fig.4.4 は、斜航角$\beta = 10°$ におけるコンテナ船型の各横断面まわりの流れを示したものである。ここに Fig.4.4-(a) は計算で得られた自由渦の位置を表し、Fig.4.4-(b) は溝口[61]による渦度分布の計測結果である。また Fig.4.4-(a) および Fig.4.4-(b) は何れも、上から順に S.S.5(x/L =0) 、S.S.3 (x/L = +0.2) 、S.S.1(x/L = +0.4) の横断面まわりの流れを表す。



(a) Calculated (b) Observed

Fig.4.4 Calculated free vortex positions and measured vorticity distribution of a container ship for $\beta = 10°$

ただし Fig.4.4 において、自由渦の分布と渦度の分布を直接定量的に比較することは出来ないものと考える。しかし渦の集中度については、船体中央横断面まわりの計算結果と計測結果は、共にビルジ付近に渦が集中する傾向が見られる。また船尾断面については、計測結果は計算結果に比べてより船体に近い位置に渦が集中しており差異が現れている。しかし S.S.3 の断面では吃水程度の領域に、S.S.1 では吃水の 2 倍程度の領域に渦が分布していることから、大略の

一致は認められる。従って大局的には、前進速度が支配的な場合の流場の特性を本計算法は把握しているように思われる。

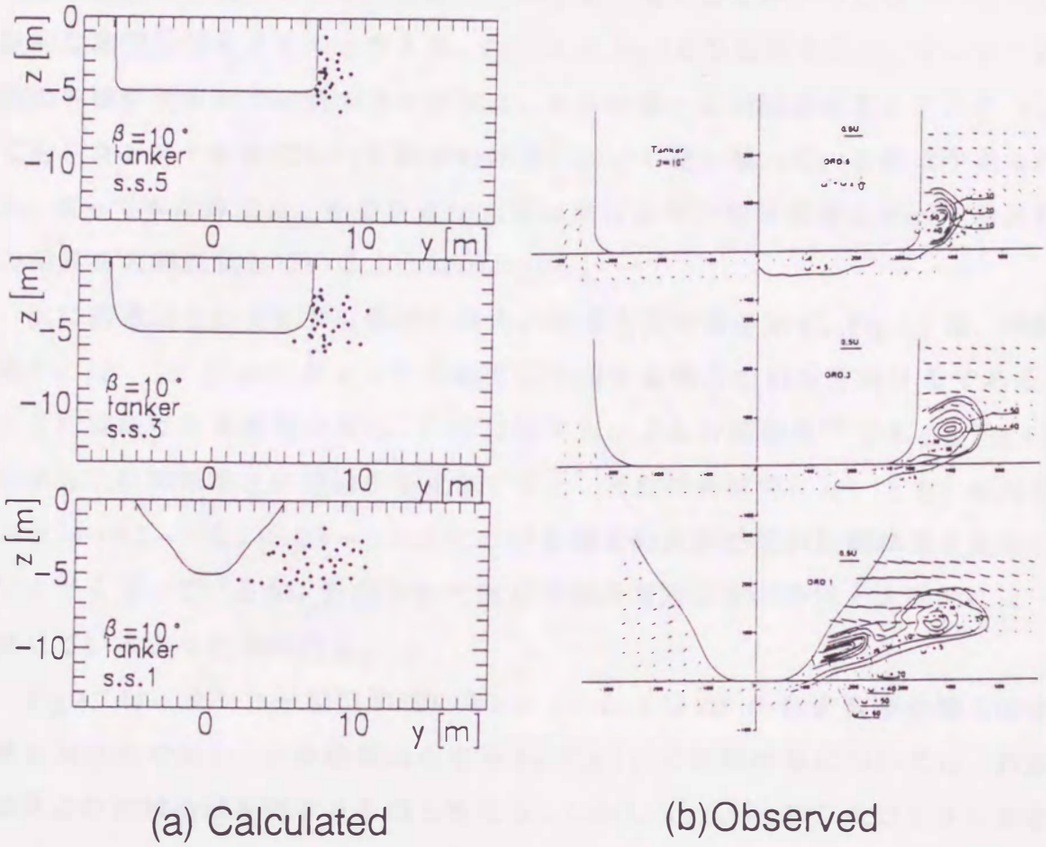


Fig.4.5 Calculated free vortex positions and measured vorticity distribution of a tanker for $\beta = 10°$

タンカー船型についても、Fig.4.4-(b) に示したコンテナ船型と同様に流場観測が行われており、その結果を Fig.4.5-(b) に示す。Fig.4.4-(b) におけるコンテナ船型の場合の流場観測結果と比較すると、タンカー船型の場合、各断面における渦の集中度がより高くなっている。

Fig.4.5-(a) には、Fig.4.5-(b) におけるタンカー船型の線図が公表されていないことから、主要目の類似した本計算対象船 (タンカー船型) に関する自由渦位置の計算結果を示した。従って、本計算法の厳密な検証という意味では、比較の対象とはならないものの、流場観測結果に見られるような、コンテナ船等の痩せ型船型における船体まわりの流れと、タンカー等の肥大船型における船体まわりの流れとの違いを、本計算法はどの程度把握できるかどうかについての定性的な確認は行えるものと考える。Fig.4.4 と Fig.4.5 を比較すると、タンカー船型の各横断面まわりの渦の分布状況は、計算結果と流場観測結果の何れについても、コンテナ船型に比べて渦が船体近くにより密に集っている傾向が見られる。従って本計算法は、船型要素が大幅に異なる時の船体横断面まわりの流れの相異を大略説明しているように思われる。

次に前進速度が支配的な場合の横力の船長方向分布を示す。Fig.4.6 は、斜航角$\beta = 10°$、$20°$ におけるコンテナ船型に作用する横力の船長方向分布である。ここに実線は計算結果を表し、○印は松本らによる計測結果[16)]である。Fig.4.6 に示した計算結果と計測結果を比較すると、何れの斜航角においても、船尾部の $x' = +0.2 \sim +0.4$ (S.S.3 ~ S.S.1) における横力の計算結果が計測結果と比較して小さくなっているが、計測された横力の船長方向分布の特性と大局的には一致しているように思われる。

Fig.4.7 は、タンカー船型が斜航角$\beta = 10°$ および $20°$ を有する時の横力の船長方向分布であり、計算結果のみを示す。Fig.4.7 の計算結果については、計測結果との比較検証を要するものと考える。しかし Fig.4.6 に示したコンテナ船型に関する計算結果と比較すると、船首部の $x' = -0.5 \sim -0.3$ (F.P. ~ S.S.8) における横力がコンテナ船型の場合に比べて大きくなっている。また船体後半部の $x' = 0 \sim +0.3$ (S.S.5 ~ S.S.2) における横力は、タンカー船型の場合コンテナ船型に比べて大きく、大略船体中央断面に作用する横力と同程度の値である。このようなタンカー船型における横力分布は、肥大船の場合、船長に対して比較的船体平行部の占める割合が大きく、また船首船尾における横断面形状の船長方向への変化が大きいという船型上の特徴が反映された結果であるように思われる。

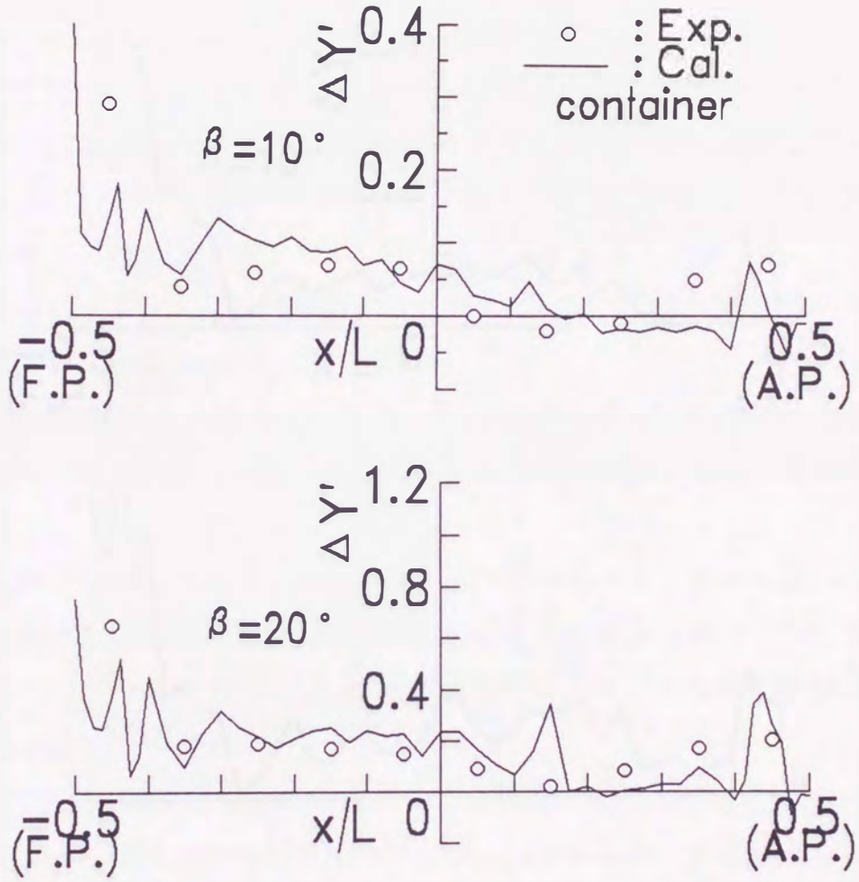


Fig.4.6 Distributions of lateral force acting on a container ship over ship's length for small drift angles β

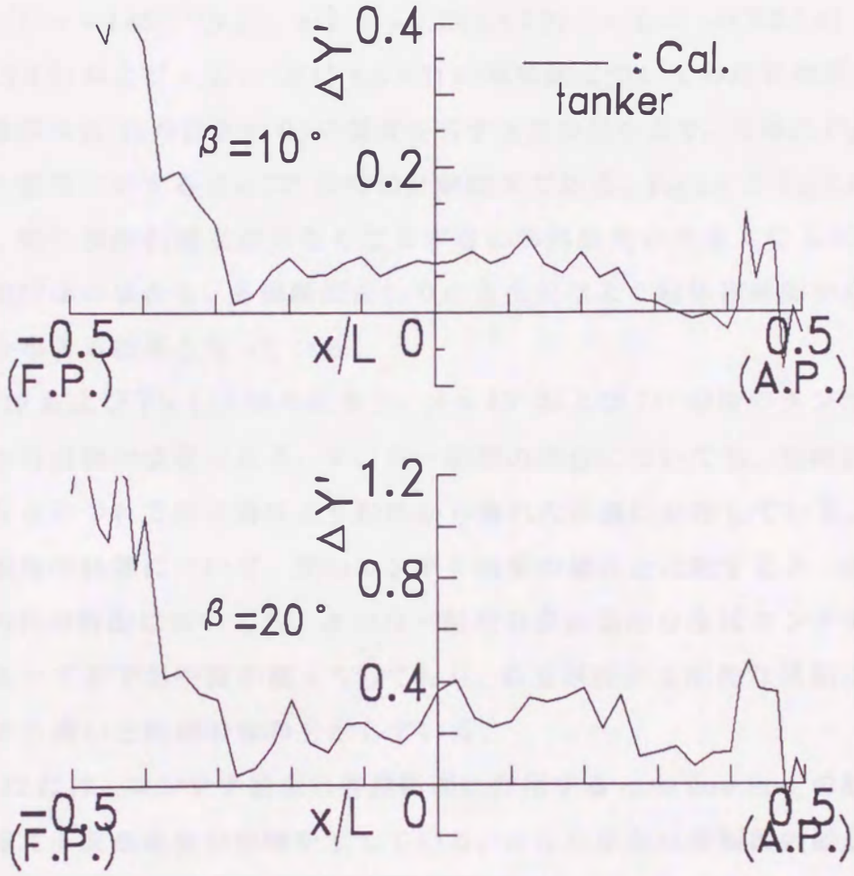


Fig.4.7 Distributions of lateral force acting on a tanker over ship's length for small drift angles β

(2) 船の横流れ速度が支配的な場合

次に、船の横流れ速度が次第に大きくなる場合の計算結果を示す。

Fig.4.8 は、斜航角 $\beta = 45°$ におけるコンテナ船型まわりの自由渦の位置を表し、$x/L = -0.45$(S.S.9.5)、$x/L = -0.30$(S.S.8.0)、$x/L = +0$(S.S.5.0)、$x/L = +0.30$(S.S.2.0) および $x/L = +0.45$(S.S.0.5) の横断面についての計算結果である。ここに●印は負(反時計まわり)の循環を有する自由渦を表す。同様に Fig.4.9 は、コンテナ船型に対する $\beta = 75°$ の時の計算結果である。Fig.4.8 と Fig.4.9 を比較すると、船の横流れ速度が大きくなるすなわち斜航角が大きくなるに従って、何れの横断面の場合も、各横断面まわりの自由渦はより船体横断面から離れた位置に分布する結果となっている。

Fig.4.10 および Fig.4.11 はそれぞれ、$\beta = 45°$ および 75° の時のタンカー船型まわりの自由渦の位置である。タンカー船型の場合についても、横流れ速度が大きくなるにつれて自由渦はより船体から離れた位置に分布している。また同一の斜航角の状態について、先のコンテナ船型の場合と比較すると、何れの斜航角、何れの断面においても、タンカー船型の自由渦の分布はコンテナ船型の場合に比べて若干集中度が高くなっており、前進速度が支配的な状態における船型による違いと同様の傾向を示している。

Fig.4.12 には、コンテナ船型の各横断面に作用する cross flow drag の船長方向分布に与える前進速度の影響を示している。ここに横軸は横断面の船長方向への位置 $x' = x/L$ を表し、$x' = -0.5$ が船首 (F.P.)、$x' = +0.5$ が船尾 (A.P.) に対応する。また縦軸は (4.3) 式より計算される船体断面に作用する横力 ΔY の無次元値を表している。無次元化は、次式に従うものとする。

$$\Delta Y' = \frac{\Delta Y}{\frac{1}{2}\rho(\Delta x)(2d)U^2}$$

また図中の一点鎖線、破線、点線および実線はそれぞれ、$\beta = 30°$、45°、75° および 90° における ΔY の計算結果を船長方向に直線で結んで示したものである。ただし前進速度を伴わない $\beta = 90°$ の時の計算結果は、第 3 章で示したものと同一のものであり、○印は $\beta = 90°$ の時の松本らによる計測結果である。

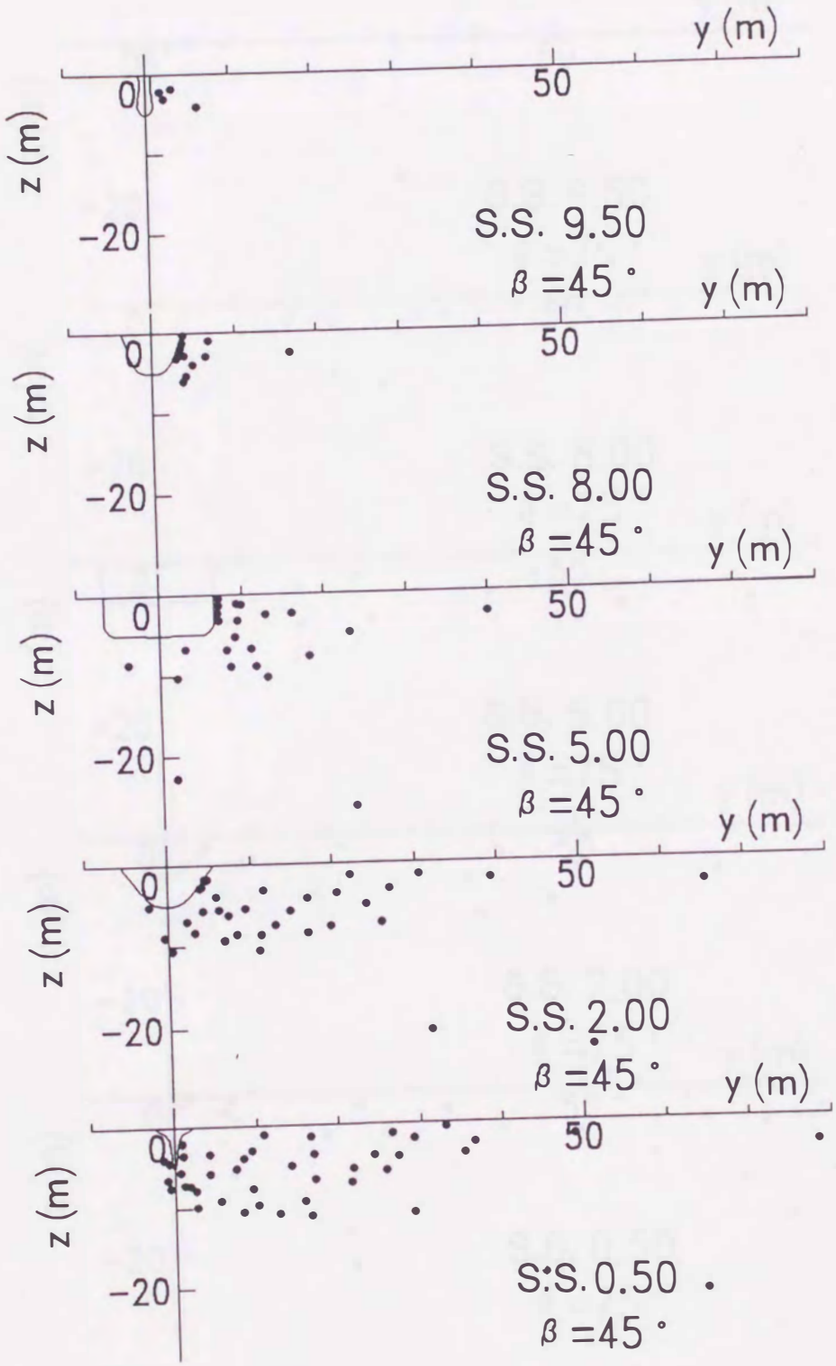


Fig.4.8 Calculated free vortex positions around cross-sections of a container ship ($\beta = 45°$)

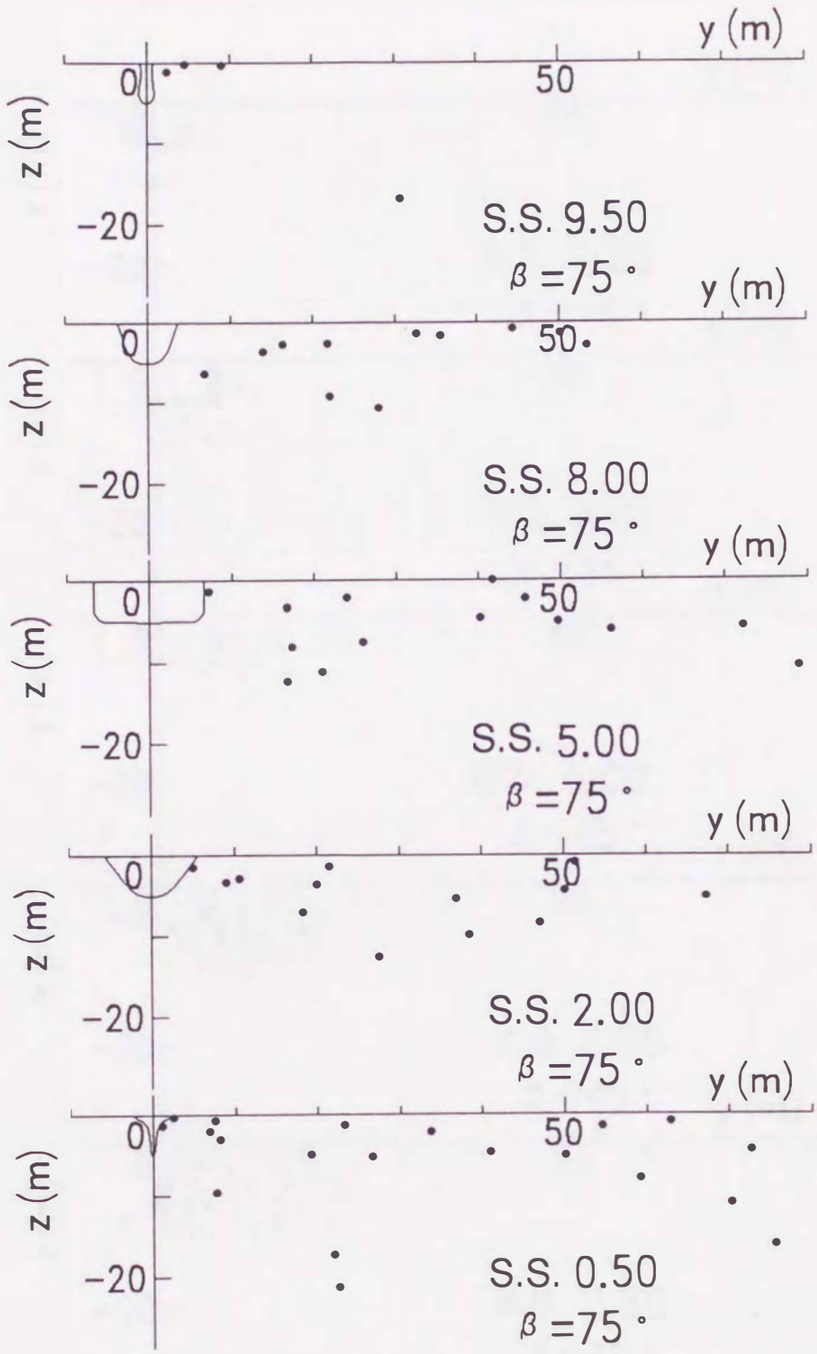


Fig.4.9 Calculated free vortex positions around cross-sections of a container ship ($\beta = 75°$)

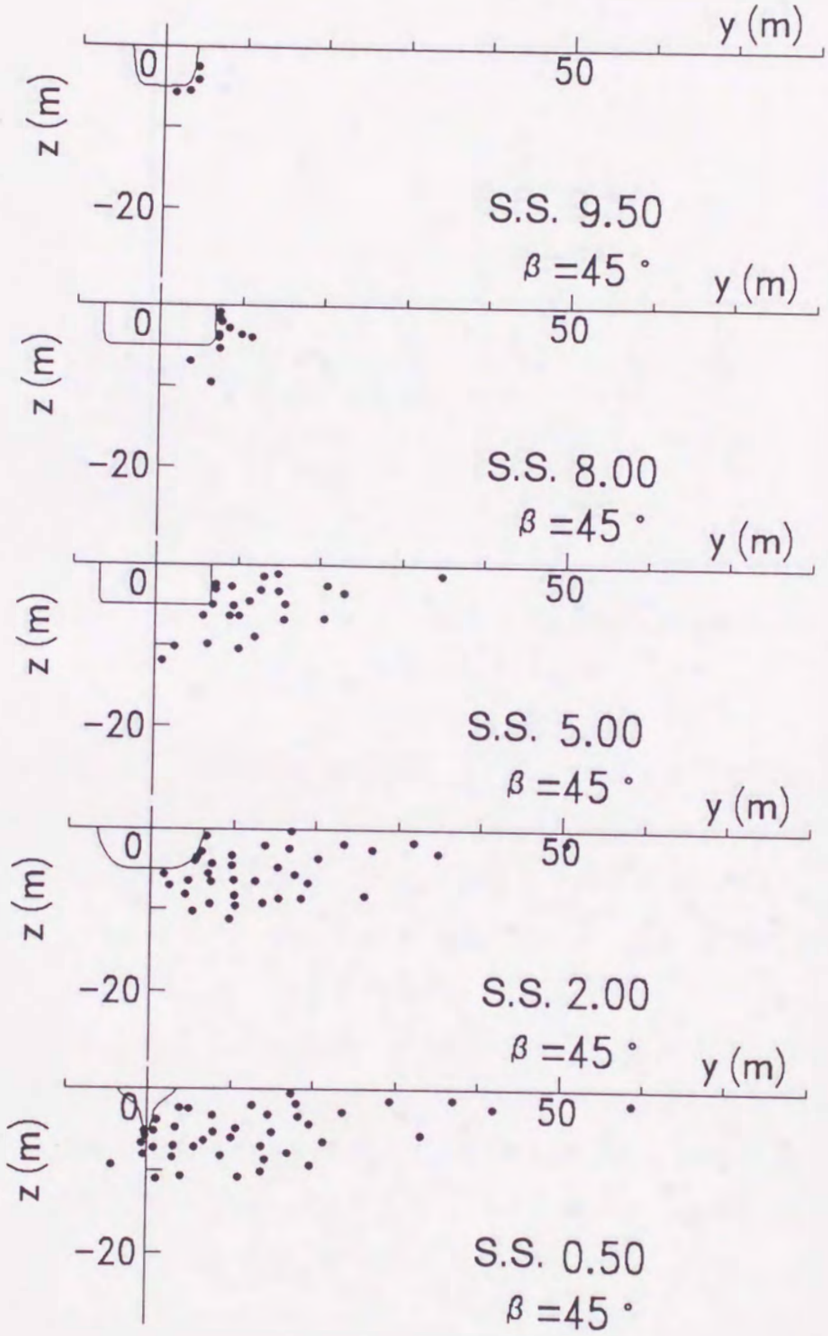


Fig.4.10 Calculated free vortex positions around cross-sections of a tanker ($\beta = 45°$)

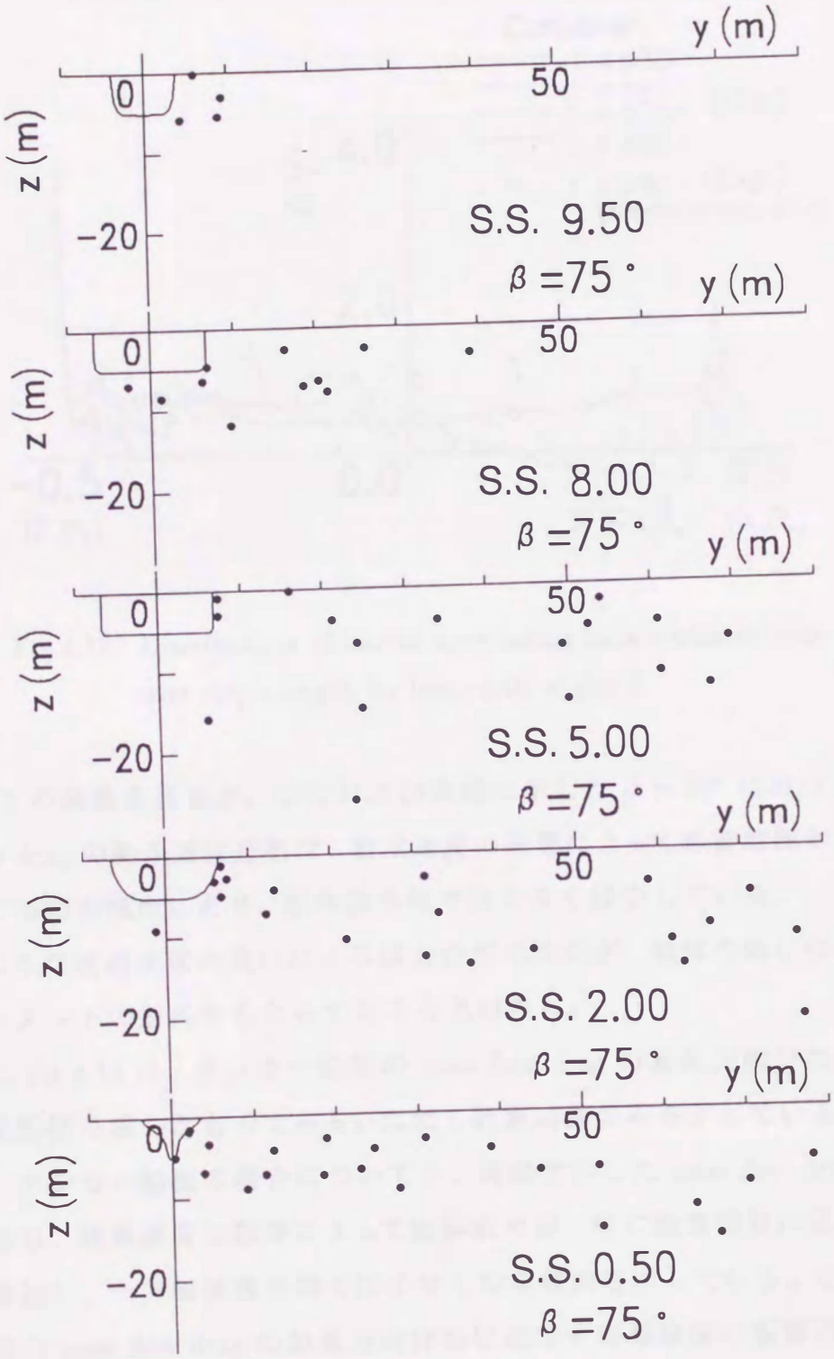


Fig.4.11 Calculated free vortex positions around cross-sections of a tanker ($\beta = 75°$)

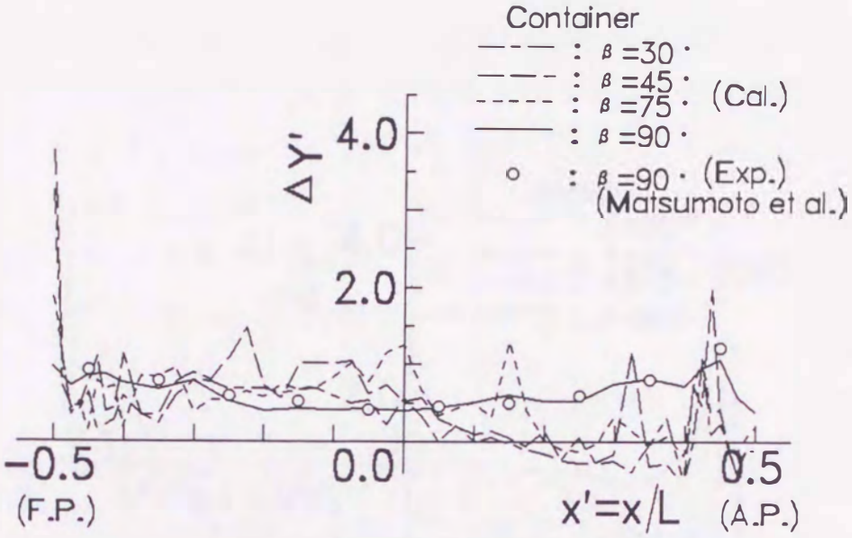


Fig.4.12 Distributions of lateral force acting on a container ship over ship's length for large drift angles β

Fig.4.12 の結果を見ると、○印および実線で示した $\beta = 90°$ における船体の cross flow drag の船長方向分布は、前進速度の影響によって船首端部および船体前半部で増加の傾向にあり、船体後半部では大きく減少している。

このような前進速度の違いによる横力分布の変化が、船体全体に作用する横力とモーメントの差異をもたらすものと思われる。

同様に Fig.4.13 は、タンカー船型の cross flow drag の船長方向分布に及ぼす前進速度影響を表したものである。ただし計算結果のみを示している。同図によると、タンカー船型の場合についても、実線で示した cross flow drag の船長方向分布は、前進速度の影響によって船体前半部、特に船首端部に近い断面において増加し、一方船体後半部では小さくなる傾向を示している。従ってタンカー船型の cross flow drag の船長方向分布に及ぼす前進速度の影響は、大略の傾向についてはコンテナ船型の場合と同様であると思われる。しかしタンカー船型の船体後半部の断面における cross flow drag の減少はコンテナ船型ほど顕著ではない。また船体前半部では、船首端部を除く cross flow drag は前進速度

の影響によって概ね小さくなっており、コンテナ船型の場合と異なっている。

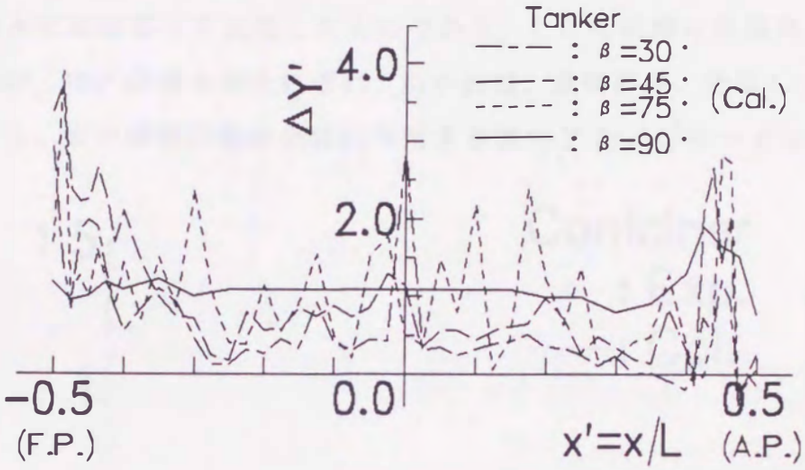


Fig.4.13 Distributions of lateral force acting on a tanker over ship's length for large drift angles β

(3) 船体全体に作用する横力およびモーメント

船体全体に作用する横力とモーメントに関する計算結果と実験結果との比較を通して、船の前進速度を考慮した本計算法の妥当性について検証する。Fig.4.14 はコンテナ船型に作用する横力と船体中心まわりの回頭モーメントの計算結果と実験結果とを比較したものである。ここに横軸は斜航角 β を表し、$\beta = 0°$、$90°$、$180°$ の場合がそれぞれ、船が前進、真横移動、後進している状態に対応する。また縦軸は船体全体に作用する横力 Y およびモーメント N の無

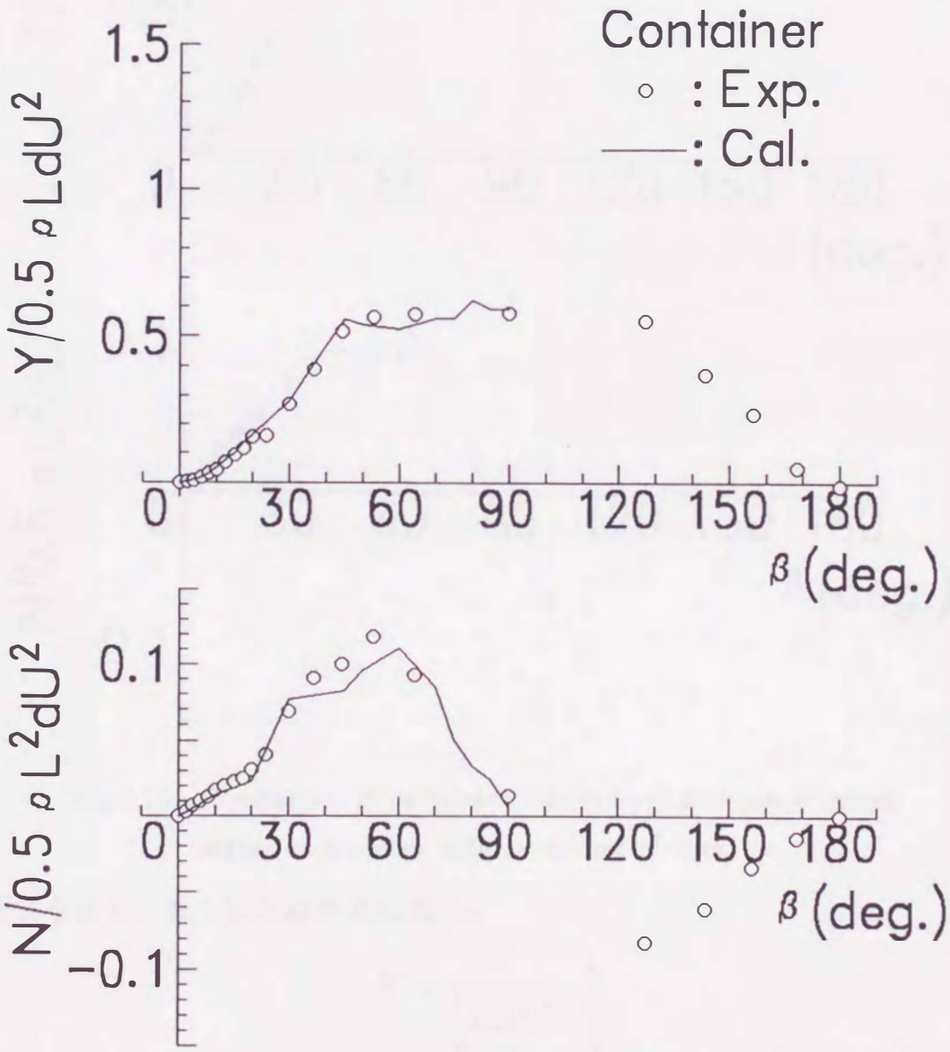


Fig.4.14 Comparison of calculated lateral force and yaw moment acting on a container ship with experimental ones

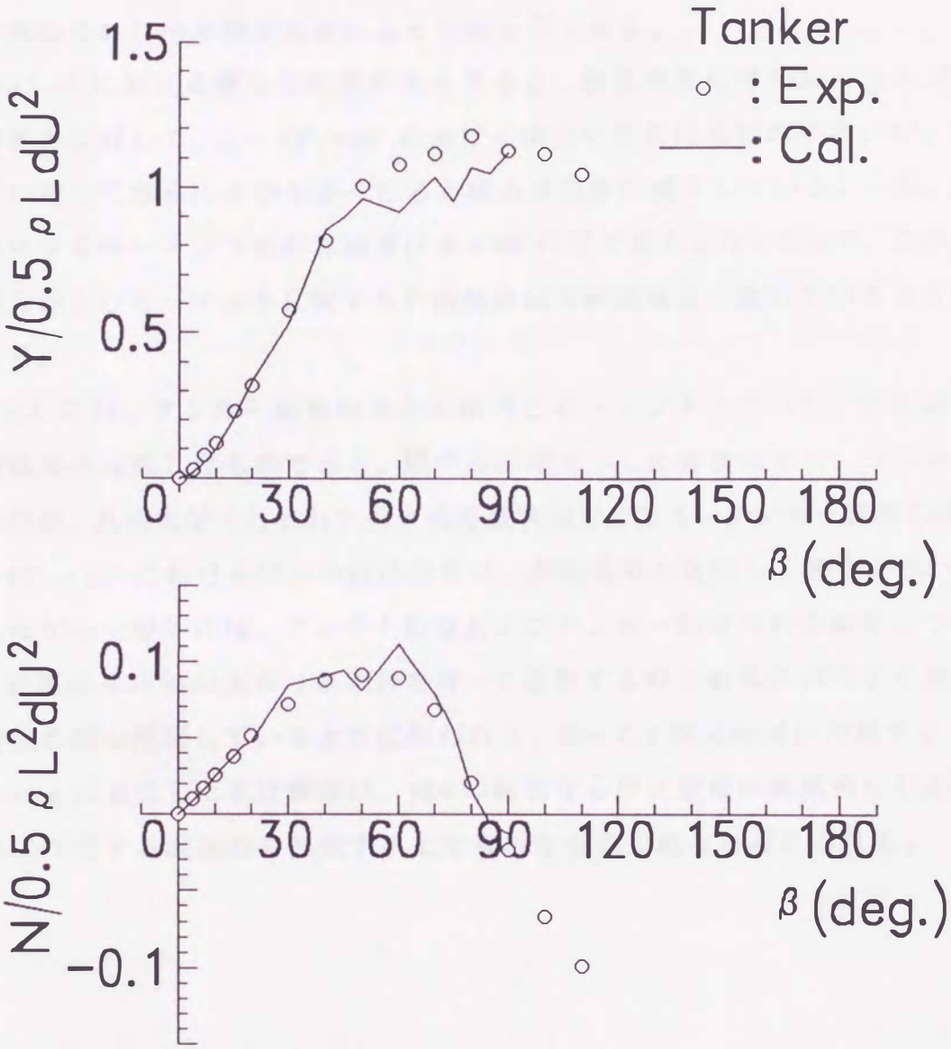


Fig.4.15 Comparison of calculated lateral force and yaw moment acting on a tanker with experimental ones

次元値を表し、無次元化は次式に従う。

$$\left.\begin{aligned} Y' &= \frac{Y}{\frac{1}{2}\rho L d U^2} \\ N' &= \frac{N}{\frac{1}{2}\rho L^2 d U^2} \end{aligned}\right\}$$

同図の実線は計算結果を表し、計算で得られた cross flow drag の船長方向分布の結果を (4.5) 式によって船長方向に積分したものである。また○印は、九州大学で実施された拘束模型試験による実験結果である。

Fig.4.14 における横力の計算結果を見ると、前進速度を伴わない $\beta = 90°$ の時の横力に対して、$\beta = 45°$ ~90° における横力の変化は比較的小さいが、前進速度が増してさらに β が小さくなると横力は急激に減少している。一方、船体に作用するモーメントの計算結果は $\beta = 60°$付近で最大となっており、このような横力およびモーメントに関する斜航特性は実験結果と一致しているように思われる。

Fig.4.15 は、タンカー船型の場合の横力とモーメントについて、計算結果と実験結果を比較したものである。図中の○印で示した実験結果は、コンテナ船型と同様、九州大学で行われた拘束模型試験結果である。タンカー船型の場合、$\beta = 45° \sim 90°$ における横力の計算結果は、実験結果と比較して幾分小さい。しかしながら全般的には、コンテナ船型およびタンカー船型何れの船型についても、計算結果は船が大きな斜航角を伴って運動する時の船体に作用する流体力の特性を概ね把握しているように思われる。従って 2 次元断面に作用する cross flow drag に着目した本計算法は、種々の船型ならびに任意の斜航角に対応した船体に作用する流体力を推定する上で有用なものであると考えられる。

4.4 結言

本章では、船体の各 2 次元断面に作用する cross flow drag の数値計算法を船が前進速度を有する場合に拡張する方法について示した。次に本計算法を実用船型に適用して船が種々の前進速度を有する場合の船体に作用する流体力を求めた。本章を要約すると次のようになる。

(1) 第 2 章および第 3 章で船体の 2 次元断面に作用する cross flow drag の数値計算法に対して、上流部断面で発生した自由渦の影響と船体横断面積の船方向への変化による撹乱の影響を加味することによって、前進速度を有する場合の船体に作用する流体力を求める理論計算法を示した。

(2) 計算を行う際に必要となる各断面の剥離点位置は、前進速度を伴わない場合と同様に自由渦を考慮しない場合の表面流速分布を基に仮定するが、流場観測結果を参考に、背面側における表面流速の最大点に固定した。

(3) また渦モデル中に含まれる各断面における渦の発生位置を定義する係数は、前進速度を有する場合にも前進速度を伴わない場合と同一の値を用いて計算を試みた。

(4) さらに本渦モデルにおける発生する渦の循環を表す係数を、斜航角の関数として与えることにより、前進速度が小さくなるにつれて断面間における循環の船長方向への変化が小さくなることを表現した。

(5) 上記計算法をコンテナ船型とタンカー船型に適用し、まず船の前進速度が支配的な場合について計算を行った。

  (a) コンテナ船型に対する各横断面まわりの渦の分布状況について、計算結果と流場観測結果を比較した結果、船尾断面において計算結果は計測結果に比べて多少船体から離れた近い位置に渦が集中する傾向を示しているものの、大略の一致が認められる。

  (b) 計算結果によると、何れの斜航角についても、タンカー等肥大船型の場合、コンテナ船等痩せ型船型の場合に比べて渦がより船体近く

に集中する傾向を示しており、同様の傾向は流場観測結果にも現れている。

(c) またコンテナ船型の横力の船長方向分布について、計算結果と計測結果を比較した結果、船尾部における横力の計算結果が計測結果と比較して若干小さくなっているものの、概ね横力の分布特性は一致している。

(6) さらに船の横流れ速度が次第に大きくなる状態について計算を行い、cross flow drag の船長方向分布に及ぼす前進速度の影響について調べた。その結果、コンテナ船型、タンカー船型何れの場合も、$\beta = 90°$ における cross flow drag の船長方向分布は、前進速度の影響によって船体前半部の断面では増加の傾向を示し、船体後半部の断面では大きく減少する。このような cross flow drag の船長方向分布に及ぼす前進速度影響が、船体全体に作用する横力とモーメントに差異をもたらすものと思われる。

(7) 船体全体に作用する横力とモーメントに関する計算結果と実験結果との比較を通して、船の前進速度を考慮した本計算法の検証を行った。その結果、何れの船型についても、本計算法は船が大きな斜航角を伴って運動する時の船体に作用する流体力の特性を概ね良好に把握していることが分った。従って種々の船型ならびに斜航角に対応した船体に作用する流体力を推定する上で本計算法は有用であると考えられる。