（昭和 59 年 11 月　日本造船学会秋季講演会において講演）

狭水路中を航行する船の操縦性能

正員　貴島勝郎*　正員　安川宏紀**

Manoeuvrability of Ships in Narrow Waterway

by Katsuro Kijima, *Member*　Hironori Yasukawa, *Member*

Summary

In restricted waters such as harbour, bay or cannal, it is necessary to know the precise manoeuvring characteristics of ship including the effects of water depth, channel bank or the another ships from viewpoint of safety of navigation. In narrow waterways, specially, the effects of channel bank and hydrodynamic interactions between ships are fairly significant.

This paper examines hydrodynamic behavior of ships during meeting and passing in narrow water channel, by using slender body theory. Furthermore, ship motions with rudder control during passing in channel by using these hydrodynamic forces are discussed. This paper concludes as follows.

(1) During passing, the interaction forces, such as lateral force and yaw moment, between two ships are affected by the differences of ship speed and ship length, and by lateral distance between ships.

(2) Lateral force and yaw moment acting on the ship are significant when the another larger ship passes nearby this ship.

(3) By simulation study of ship motions, some problems on two way traffic in channel are noted.

1 緒　言

港湾内や海峡のように多くの船が輻輳する水域では衝突などの海難事故の危険性が高くなり，特に航行の安全性は重要なものとなる。また最近ではこのような海域での海上交通管制の必要性も論じられている。このような輻輳水域での船舶航行の安全性を考える場合，船の持つ固有の操縦特性をはじめとして他船による影響を含めた種々の影響を考慮する必要がある。特に狭水路においては水路幅や航路幅に制約を受けるために必然的に追い越しや行き合いの場合互いに近接して航行することになり，したがって操縦特性に関しては側壁影響のみならず船体相互間の干渉力による影響も大きな要素になると考えられる。

これまでこの種の問題に関しての理論的研究例としては Newman[1] や Yeung[2] による 2 船間の相互干渉力に関する研究や Yeung & Tan[3] による不均一な岸壁影響の研究があるが，狭水路中を複数の船が航行する時の問題についてはほとんど検討されていない。

* 九州大学工学部

** 三菱重工業（株）長崎研究所（研究当時，九州大学大学院生）

そこで本論では細長体理論をもとにして狭水路中を複数の船が近接して航行する時の各々の船に作用する流体力を求める計算法を導き，その方法によって 2 隻の船の場合についての側壁影響と船体相互の干渉力を求めその特性について検討した。更にこの流体力を用いて狭水路中を 2 船が行き合う場合および追い越す場合の運動特性を調べ，狭水路航行時の安全性に対する一つの指針を得た。

2 基　礎　式

まず狭水路を航行する N 隻の船に働く流体力の定式化を行う。Fig. 1 に示すように空間に固定された座標系 o-xyz と i 番目の船（Ship i）に固定された座標系 o-$x_iy_iz_i$ を考える。N 隻の船はそれぞれ水路幅 W の直線上の狭水路を側壁に平行に船速 U_i で直進しており，また水路壁は垂直とする。

今自由表面を固定壁として船体の double model を考え，水深を h とすれば船体まわりの速度ポテンシャル $\phi(x, y, z\,;\,t)$ の境界条件は次のようになる。

$$\nabla^2\phi=0 \tag{1}$$

$$[\partial\phi/\partial n_i]_{B_i'}=U_i(n_x)_i \quad i=1, 2, \cdots, N \tag{2}$$

$$[\partial\phi/\partial z]_{z=\pm h}=0 \tag{3}$$

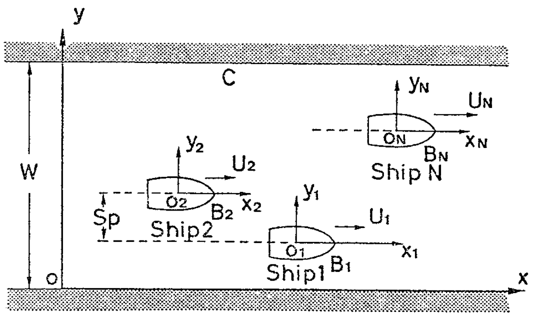


Fig. 1 Coordinate systems

$$[\partial\phi/\partial n]_C=0 \tag{4}$$

$$\phi\to 0 \quad \text{at} \quad \sqrt{x_i^2+y_i^2+z_i^2}\to\infty \tag{5}$$

ここで B_i' は Ship i の船体表面を，C は水路壁面を表わす。また $\vec{n}_i$ と $\vec{n}$ は B_i' と C における内向き単位法線ベクトルを，$(n_x)_i$ は単位ベクトル $\vec{n}_i$ の x_i 方向成分とする。(1)～(5) 式の条件を満たすような ϕ を求めればよいが，3次元問題として求めるのは非常に困難であるために以下に述べる仮定に従って船体まわりの流場を2つの領域，すなわち内部領域と外部領域に分けて考える。

すなわち

(i) 船体は細長体とする。

$$L_i=0(1), \quad B_i=0(\varepsilon), \quad d_i=0(\varepsilon)$$

ただし L_i, B_i, d_i はそれぞれ Ship i の船長，幅，吃水を表わし，ε は slenderness parameter ($\varepsilon\ll 1$) とする。

(ii) 水深 h および Ship i と Ship j 間の側方距離 S_{pij}, Ship i と近い方の側壁との距離 S_{pio} は次のオーダーとする。

$$h=0(\varepsilon), \quad S_{pij}=0(1), \quad S_{pio}=0(1)$$
$$i=1,2,\cdots,N, \quad j=1,2,\cdots,N, \quad i\neq j$$

2.1 内部領域問題

船体にごく近傍の次に示す領域，すなわち内部領域を考える。

$$x_i=0(1), \quad y_i, z_i=0(\varepsilon), \quad i=1,2,\cdots,N$$

内部領域における速度ポテンシャルを Φ_i とすると (1),(2),(3) 式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial^2\Phi_i}{\partial y_i^2}+\frac{\partial^2\Phi_i}{\partial z_i^2}=0 \tag{6}$$

$$[\partial\Phi_i/\partial N_i]_{\Sigma_i(x_i)}=U_i(n_x)_i \tag{7}$$

$$[\partial\Phi_i/\partial z_i]_{z=\pm h}=0 \tag{8}$$

ただし $\sum_i(x_i)$ は Ship i の x_i 断面，N_i は $\sum_i(x_i)$ における船体法線方向の内向き2次元ベクトルとする。すなわち Φ_i は2つの平行な壁（水底とその鏡像）の間にある物体の二次元問題に帰着する。この時の Φ_i は次の形で表わせる。

$$\begin{aligned}\Phi_i(y_i,z_i\,;\,x_i,t)&=U_i(t)\Phi_i^{(1)}(y_i,z_i)\\&\quad+V_i^*(x_i,t)\Phi_i^{(2)}(y_i,z_i)\\&\quad+f(x_i,t)\end{aligned} \tag{9}$$

ただし，$\Phi_i^{(1)}$ は単位速度の直進運動による速度ポテンシャル，$\Phi_i^{(2)}$ は単位速度の横運動による速度ポテンシャルである。また V_i^* は横断面 $\sum_i(x_i)$ における cross flow の速度で f_i は無限遠方での条件が満たされないために生じる定数項である。ここで $\Phi_i^{(1)}$ に関しては船体内部からの吹き出しの総量が $-S_i'(x_i)$ で示されたとし，また2つの壁により制限を受けるとするとその outer limit は次式で表わされる[1),2)]。

$$\lim_{|y_i|\gg\varepsilon}\Phi_i^{(1)}=-\frac{S_i'(x_i)}{4h}|y_i| \tag{10}$$

ここで $S_i(x_i)$ は double-model を考えた時の船体横断面積である ($S'(x_i)=dS(x_i)/dx_i$)。一方，$\Phi_i^{(2)}$ に関しては水底に近接して船体が存在するために流れが妨げられることになり Sedov[4)] の考えを基にしてその影響を表わす係数として $C_i(x_i)$ (blockage coefficient) を用いればその outer limit は次式で表わされる[1),2)]。

$$\lim_{|y_i|\gg\varepsilon}\Phi_i^{(2)}=y_i\pm C_i(x_i) \tag{11}$$

ただし本論においてこの $C_i(x_i)$ の値は Taylor[5)] によって示された矩形断面についての近似式を用いる。以上より (9) 式の内部領域における速度ポテンシャルの outer limit は次式のように表わせる。

$$\begin{aligned}\lim_{|y_i|\gg\varepsilon}\Phi_i(y_i,z_i\,;\,x_i,t)&=-\frac{U_i(t)S_i'(x_i)}{4h}|y_i|\\&\quad+V_i^*(x_i,t)[y_i\pm C_i(x_i)]\\&\quad+f_i(x_i,t)\end{aligned} \tag{12}$$

2.2 外部領域問題

次に示す外部領域を考える。

$$x_i, y_i=0(1), \quad z_i=0(\varepsilon) \quad i=1,2,\cdots,N$$

外部領域における速度ポテンシャルを ϕ とし，これを $z=0$ で展開すると次のようになる。

$$\begin{aligned}\phi(x,y,z\,;\,t)&=\phi(x,y,0\,;\,t)+\phi_z(x,y,0\,;\,t)z\\&\quad+\frac{1}{2}\phi_{zz}(x,y,0\,;\,t)z^2+\cdots\\&=\phi_0(x,y\,;\,t)+\phi_1(x,y\,;\,t)z\\&\quad+\frac{1}{2}\phi_2(x,y\,;\,t)z^2+\cdots\end{aligned} \tag{13}$$

(13) 式に (1),(3) 式を適用し高次の項を無視すると次式で示す xy 平面における Laplace の式となる。

$$\frac{\partial^2\phi_0}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\phi_0}{\partial y^2}=0 \tag{14}$$

以後 ϕ_0 を ϕ と書くことにする。ここで船体中心線上に吹き出しと渦を分布させ，かつ側壁の境界条件を考慮して吹き出しと渦に関するグリーン関数を各々 $G_i^{(\sigma)}(x,y;\xi,\eta)$, $G_i^{(\gamma)}(x,y;\xi,\eta)$ として次のような形で表わすことにする (Appendix 参照)。

$$G_i^{(\sigma)}(x, y ; \xi, \eta)=\ln[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2]^{1/2}+H_i^{(\sigma)}(x, y ; \xi, \eta) \qquad (15)$$

$$G_i^{(\gamma)}(x, y ; \xi, \eta)=\tan^{-1}\left(\frac{y-\eta}{x-\xi}\right)+H_i^{(\gamma)}(x, y ; \xi, \eta) \qquad (16)$$

ここで (x, y) は control point を，(ξ, η) は吹き出しまたは渦のある位置を表わしている。また $H_i^{(\sigma)}$，$H_i^{(\gamma)}$ は側壁があるために付加される関数で，それらは次の条件を満たすように定められる。

$$\left[\frac{\partial G_i^{(\sigma,\gamma)}}{\partial n}\right]_C=0 \qquad (17)$$

以上より外部領域における速度ポテンシャルは次のように書ける。

$$\phi_i(x, y ; t)=\sum_{j=1}^{N}\frac{1}{2\pi}\left[\int_{\mathcal{L}_j}\sigma_j(S_j, t)G_j^{(\sigma)}(x, y ; \xi, \eta)dS_j+\int_{\mathcal{L}_j w_j}\gamma_j(S_j, t)G_j^{(\gamma)}(x, y ; \xi, \eta)dS_j\right] \qquad (18)$$

ここで $\sigma_j(S_j, t)$ は j 番目の船における吹き出しの強さを示し，$\gamma_j(S_j, t)$ は渦の強さを示している。$\mathcal{L}_j$ は j 番目の船体中心線上の船首から船尾までを，w_j は伴流域を示す。なお ξ, η は S_j の関数となっている。(18) 式を Taylor 展開して外部領域における速度ポテンシャルの inner limit $(y_i\to 0)$ を考えると次のように表わせる。

$$\begin{aligned}\lim_{|y_i|\ll 1}\phi_i(x, y ; t)&=\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\frac{1}{2\pi}\left[\int_{\mathcal{L}_j}\sigma_j(S_j, t)G_j^{(\sigma)}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\right.\\&+\int_{\mathcal{L}_j w_j}\gamma_j(S_j, t)G_j^{(\gamma)}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\\&+\left\{\int_{\mathcal{L}_j}\sigma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\right.\\&\left.\left.+\int_{\mathcal{L}_j w_j}\gamma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\right\}y_i\right]\\&+\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i}\sigma_i(S_i, t)[\ln|x_i-\xi_i|\\&+H_i^{(\sigma)}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)]dS_i\\&+\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i w_i}\gamma_i(S_i, t)[\theta_i+H_i^{(\gamma)}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)]dS_i\\&\pm\frac{1}{2}\int_{x_i}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i, t)d\xi_i\\&+\left[\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i}\sigma_i(S_i, t)\frac{\partial H_i^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_i\right.\\&+\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i w_i}\gamma_i(S_i, t)\left\{\frac{1}{x_i-\xi_i}\right.\\&\left.\left.+\frac{\partial H_i^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_i\right]y_i+\frac{1}{2}\sigma_i(x_i)|y_i|\end{aligned} \qquad (19)$$

ただし (x_0, y_0) は船体固定座標 o_i-x_iy_i において $(x_i, y_i=o^{\pm})$ に相当する空間固定座標 o-xy の点を表わしている。

2.3 積分方程式と流体力

以上では内部領域と外部領域の 2 つの領域について考えたが，それら 2 つの領域の重なる部分 $(\varepsilon\ll y_i\ll 1)$ では両者の速度ポテンシャルは等しくなければならない。すなわち matching の条件としては次式のようになる。

$$\lim_{|y_i|\gg\varepsilon}\Phi_i(y_i, z_i ; x_i, t)=\lim_{|y_i|\ll 1}\phi_i(x, y ; t) \qquad (20)$$

ここで，内部領域での速度ポテンシャルの outer limit (12) 式と外部領域での速度ポテンシャルの inner limit (19) 式において，同じ性質の項を等しいとおくと次式が得られる。

$$\sigma_i(x_i, t)=-\frac{U_i(t)S_i'(x_i)}{2h} \qquad (21)$$

$$V_i^*(x_i, t)C_i(x_i)=\frac{1}{2}\int_{x_i}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i, t)d\xi_i \qquad (22)$$

$$\begin{aligned}V_i^*(x_i, t)&=\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\frac{1}{2\pi}\left[\int_{\mathcal{L}_i}\sigma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\right.\\&\left.+\int_{\mathcal{L}_j w_j}\gamma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\right]\\&+\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i}\sigma_i(S_i, t)\frac{\partial H_i^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_i\\&+\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i w_i}\gamma_i(S_i, t)\left[\frac{1}{x_i-\xi_i}\right.\\&\left.+\frac{\partial H_i^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)\right]dS_i\end{aligned} \qquad (23)$$

(22), (23) 式より V_i^* を消去すると γ_i に関する基礎積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}&\frac{1}{2C_i(x_i)}\int_{x_i}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i, t)d\xi_i\\&-\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i w_i}\gamma_i(S_i, t)\left\{\frac{1}{x_i-\xi_i}+\frac{\partial H_i^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)\right\}dS_i\\&-\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_j w_j}\gamma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\gamma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\\&=\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_i}\sigma_i(S_i, t)\frac{\partial H_i^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_i\\&+\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{L}_j}\sigma_j(S_j, t)\frac{\partial G_j^{(\sigma)}}{\partial y_i}(x_0, y_0 ; \xi, \eta)dS_j\\&\qquad i=1, 2, \cdots, N\end{aligned} \qquad (24)$$

したがってこの積分方程式を γ_i について解けばよいことになる。ただしこの時 γ_i に関しては次の条件も満足する必要がある。すなわち伴流を横切って圧力は連続であること，また Kelvin の定理，Kutta の条件である。すなわち

$$\gamma_i(x_i, t)=\gamma_i(x_i) \quad \text{for} \quad x_i<-L_i/2 \qquad (25)$$

$$\int_{-\infty}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i,t)d\xi_i=0 \tag{26}$$

$$\gamma_i\left(x_i=-\frac{L_i}{2},\,t\right)=-\frac{1}{U_i}\cdot\frac{d\Gamma_i}{dt} \tag{27}$$

ただし Γ_i は Ship i のまわりの循環を表わす。

以上から渦分布がわかればベルヌーイの定理より船体に働く x_i 軸における圧力差 $\Delta p(x_i,t)$ は次のように表わされる。

$$\Delta p(x_i,t)=-\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}-U_i\frac{\partial}{\partial x_i}\right)\Delta\phi(x_i,t) \tag{28}$$

$\Delta\phi$ は (19) 式より

$$\Delta\phi(x_i,t)=\int_{x_i}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i,t)d\xi_i \tag{29}$$

したがって (28) 式は

$$\Delta p(x_i,t)=-\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_{x_i}^{L_i/2}\gamma_i(\xi_i,t)d\xi_i+U_i\gamma_i(x_i,t)\right] \tag{30}$$

となり，船体にわたって積分すると横力 F と yaw moment M が求められる。

$$\left.\begin{aligned}F_i(t)&=-\int_{-L_i/2}^{L_i/2}\Delta p(x_i,t)dx_i\\ M_i(t)&=-\int_{-L_i/2}^{L_i/2}x_i\Delta p(x_i,t)dx_i\end{aligned}\right\} \tag{31}$$

得られた F_i, M_i は xy 平面において2次元的に考えたものであるため，実際に船体に働く力およびモーメントは (31) 式に h を乗じたものとなる。

2.4 数値計算法

ここでは (24) 式の積分方程式を数値的に解く。まず各々の船体を長さ方向に M_i 等分し，等分された一つの要素の長さを Δx_i とする。その要素中では渦の強さは一定で要素中のすべての渦は1点で代表されると仮定する。また一つの time-step に船の進む距離を $\Delta\tilde{x}_i$ とし船尾から後方の伴流域ではこの $\Delta\tilde{x}_i$ の長さを一つの要素とすると，基礎積分方程式 (24) 式は次のような代数方程式に変換される。

$$\sum_{j=1}^{N}\left\{\sum_{n=1}^{M_j}{}_{ij}A_{mn}^{(k)}\gamma_{in}^{(k)}+\sum_{n=1}^{k}{}_{ij}B_{mn}^{(k)}\tilde{\gamma}_{in}^{(k)}\right\}=g_{im}^{(k)}$$
$$m=1,2,\cdots,M_i \qquad i=1,2,\cdots,N \tag{32}$$

ただし，

$${}_{ij}A_{mn}^{(k)}=\begin{cases}-\dfrac{1}{2\pi}\left\{\dfrac{1}{x_{im}-\xi_{jn}}+\dfrac{\partial H_i^{(\Gamma)}}{\partial y_i}\right\} & :\text{for}\quad j=i,\ \xi_{jn}<x_{im}\\ -\dfrac{1}{2\pi}\left\{\dfrac{1}{x_{im}-\xi_{jn}}+\dfrac{\partial H_i^{(\Gamma)}}{\partial y_i}\right\}+\dfrac{1}{2C_i(x_i)} & :\text{for}\quad j=i,\ \xi_{jn}>x_{im}\\ -\dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial G_j^{(\Gamma)}}{\partial y_i} & :\text{for}\quad j\neq i\end{cases}$$

$${}_{ij}B_{mn}^{(k)}=\begin{cases}-\dfrac{1}{2\pi}\left\{\dfrac{1}{x_{im}-\tilde{\xi}_{jn}}+\dfrac{\partial H_i^{(\Gamma)}}{\partial y_i}\right\} & :\text{for}\quad j=i\\ -\dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial G_j^{(\Gamma)}}{\partial y_i} & :\text{for}\quad j\neq i\end{cases}$$

$$g_{im}^{(k)}=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=1}^{M_i}\left\{-\frac{U_iS_i'(\hat{\xi}_{in})}{2h}\cdot\frac{\partial H_i^{(\sigma)}}{\partial y_i}\right\}+\frac{1}{2\pi}\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N}\sum_{n=1}^{M_j}\left\{-\frac{U_jS_j'(\hat{\xi}_{jn})}{2h}\cdot\frac{\partial G_j^{(\sigma)}}{\partial y_i}\right\}$$

なお $\tilde{\xi}_{jn}$ のように ~ の付いたものは伴流要素を，$\hat{\xi}_{jn}$ のように ^ のついたものは吹き出し点を，k は time-step を表わしている。

また渦の条件 (25), (26) 式は次のように表わされる。

$$\tilde{\gamma}_{in+1}^{(k)}=\tilde{\gamma}_{in}^{(k-1)} \quad :\text{for}\quad n=1,2,\cdots,k-1 \qquad k=2,3,\cdots\cdots \qquad i=1,2,\cdots,N \tag{33}$$

$$\sum_{n=1}^{M_i}\gamma_{in}^{(k)}+\sum_{n=1}^{k}\tilde{\gamma}_{in}^{(k)}=0 \quad :i=1,2,\cdots,N \tag{34}$$

これらの式を用いて次式を得る。

$$\left.\begin{aligned}&\sum_{j=1}^{N}\left[\sum_{n=1}^{M_j}{}_{ij}A_{mn}^{(k)}\gamma_{in}^{(k)}+{}_{ij}B_{mk}^{(k)}\tilde{\gamma}_{ik}^{(k)}\right]\\ &\quad=g_{im}^{(k)}-\sum_{j=1}^{N}\sum_{n=1}^{k-1}{}_{ij}B_{mn}^{(k)}\tilde{\gamma}_{in}^{(k-1)}\\ &\sum_{n=1}^{M_i}\gamma_{in}^{(k)}+\tilde{\gamma}_{ik}^{(k)}=-\sum_{n=1}^{k-1}\tilde{\gamma}_{in}^{(k-1)}\end{aligned}\right\} \tag{35}$$
$$m=1,2,\cdots,M_i,\quad i=1,2,\cdots,N$$

また Kutta の条件 (27) 式は各要素の先端から $1/4\,\Delta x_i$ ($1/4\,\Delta\tilde{x}_i$) の位置に渦点を，$3/4\,\Delta x_i$ の位置に control point を置くことによって自動的に満足される[2]。本計算においては船体の分割数 M_i は 40 とした。

3 数値計算例

3.1 浅水域における2船間の相互干渉力

前章で述べた計算法の有効性を検証するために，まず無限水路幅で浅水域を2隻の船が近接して平行に航行する時の相互干渉力を数値的に求める。計算の対象船は Table 1 に示す一般貨物船型である。Fig. 2 に示すように2隻の船（本節では同型船）が行き合う（meeting）の場合の ship 1 に作用する横力 (F_1) と yaw moment (M_1) の計算結果を次式による無次元値 CF_1 と CM_1 で

Table 1 Main particulars of ship for numerical calculation and model experiment

	FULL SCALE SHIP	MODEL SHIP
LENGTH Lpp (m)	155.0	2.5
BREADTH B (m)	26.0	0.419
DRAFT d (m)	8.7	0.140
L/B	5.967	
L/d	17.857	
B/d	2.993	
Block Coeff. Cb	0.698	
Aspect Ratio K	0.112	
Trim τ/d	0.0	

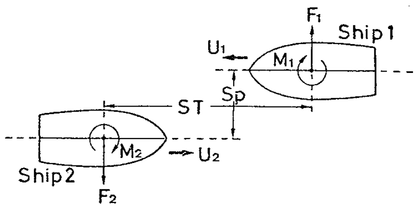


Fig. 2 Coordinate systems in meeting

示した例が Fig. 3 である。これらの図の横軸は Fig. 2 に示すように 2 船間の x 軸方向の距離 S_T の無次元値 $S_T'(S_T'=S_T/(1/2)(L_1+L_2))$ で示し，側方距離 S_P の無次元値 $S_P'(S_P'=S_T/(1/2)(L_1+L_2))$ が変化した時の CF_1 および CM_1 と S_T' との関係を示している。

$$CF_i=\frac{F_i}{\frac{1}{2}\rho U_1U_2B_id_i},\quad CM_i=\frac{M_i}{\frac{1}{2}\rho U_1U_2B_id_iL_i}$$

また Fig. 3 における計算条件は $L_1=L_2=2.5\,\mathrm{m}$, $U_1=U_2=0.3279\,\mathrm{m/s}$, $H/d_1=1.3$, 1.5 ($H=h$: 水深) である。ここで $S_T'=0$ は ship 1 と ship 2 の midship が一致した時で，2 船が行き合う以前を $S_T'<0$, 行き合った後を $S_T'>0$ とする。また Fig. 3 には Table 1 に示した $L=2.5\,\mathrm{m}$ の模型船を用いて著者の一人が実験を行った結果[6]を示し計算結果との比較を行った。CF_1, CM_1 共に実験値と計算値の比較では定性的にはよく一致しているが，それぞれの流体力の peak の値については約 0.3 S_T' の位相の遅れがみられる。これは一つには実験値は粘性や自由表面の影響を受けていることに起因するものと考えられる。

3.2 狭水路中を航行する船体相互間の干渉力

3.1 において計算結果と実験結果との比較により両者がほぼ一致していることから本計算法の有効性が確かめられたので，今度は同じ方法で狭水路中を船が行き合う場合 (meeting) や追い越す場合 (passing) の計算結果を次に示す。対象船型は Table 1 に示す船を用いる。まず Fig. 4 に示す定義に従い，$W/L_1=2.0$, (W：水路幅), $L_1/L_2=1.0$, $U_1/U_2=1.0$, $S_P/L_1=0.5$, $H/d_1=1.3$ の状態で同型船が行き合う場合の S_{P1}/L_1 を変化させた時の計算結果を Fig. 5 に示す。また一般に 2 隻の船が近接して航行する場合，行き合い時よりも追い越し時の方が近接している状態が時間的に長く続くために相互干渉もまた長時間受けることになる。したがって操船上は行き合い時よりも追い越し時の方がより重要と思われるので，ここでは以下主に ship 1 が ship 2 を追い越

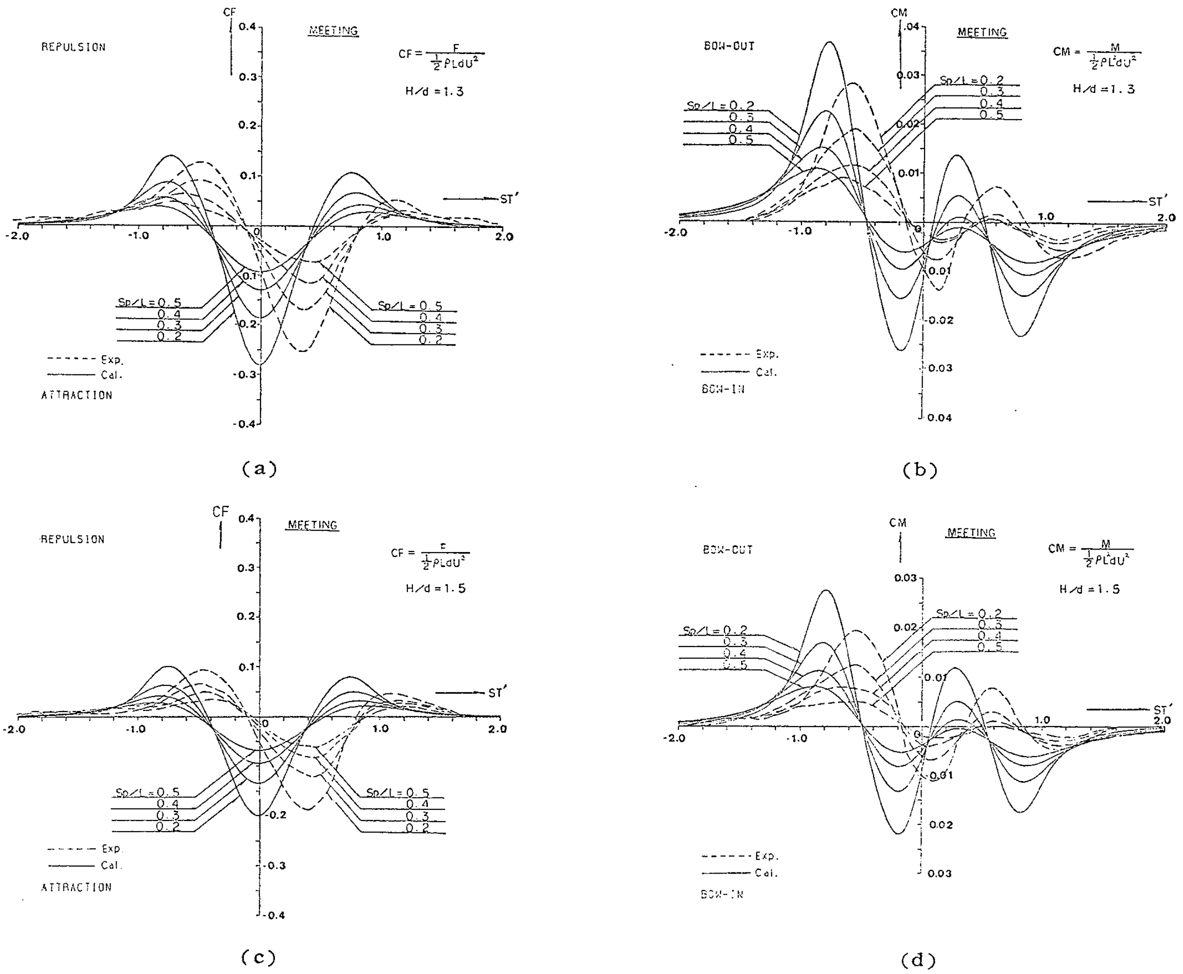


Fig. 3 Lateral force and yaw moment acting on ship 1 in meeting

す時についてのみ述べることにする。Fig. 6～Fig. 7 には $L_1/L_2=1.0$, $U_1/U_2=2.0$, $H/d_1=H/d_2=1.3$, $S_P/L_1=0.5$, $W/L_1=2.0$ の状態で ship 1 が ship 2 を追い越す時の CF_i, CM_i $(i=1,2)$ を示している。Fig. 6 の a, b には ship 1 に働く CF_1, CM_1, また Fig. 7 の a, b にはその時の ship 2 に働く CF_2, CM_2 を示す。これらの図では ship 1 と ship 2 の側方距離 S_P を一定にして S_{P1}/L_1 を 0.25 から 1.25 まで 0.25 ごとに変化した時の計算結果を示している。なお $S_{P1}/L_1=0.75$ の時が $S_{P1}=S_{P2}$ となり両船共に等しい側壁影響を受けている状態を現わす。また S_{P1}/L_1 が大きく，すなわち ship 1 が ship 2 側の側壁に近づいて追い越す時に ship 1 に働く相互干渉力は大きくなり，逆に S_{P1}/L_1 が小さくなると ship 2 に働く干渉力が大きくなることがわかる。同様にして水深の影響を Fig. 8～Fig. 9 に示している。また水路幅の影響に関しては ship 1 については横力，モーメント共に $W/L>1.0$ ではほとんど影響はなく，ship 2 には水路幅の影響はほとんど現われない。

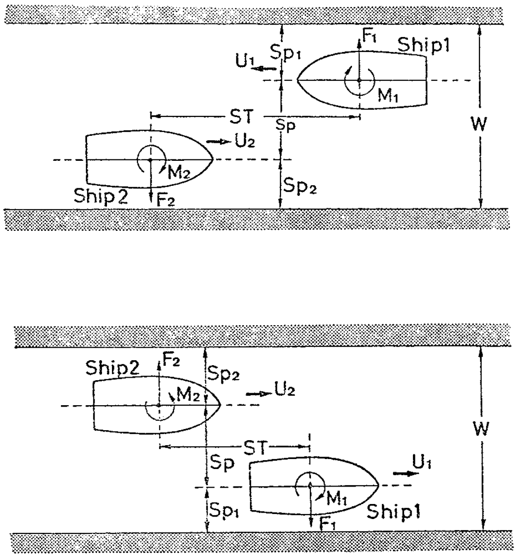
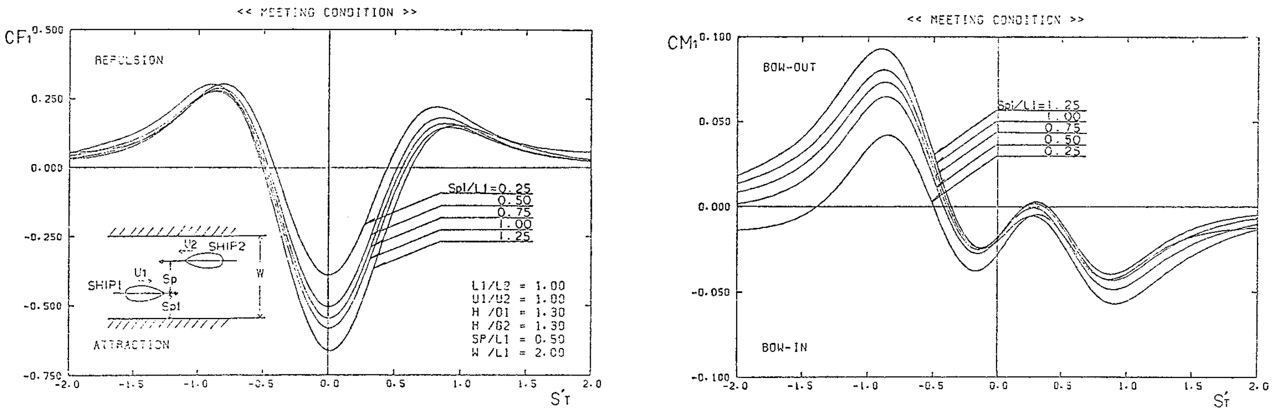


Fig. 4 Coordinate systems in meeting and passing in narrow water channel

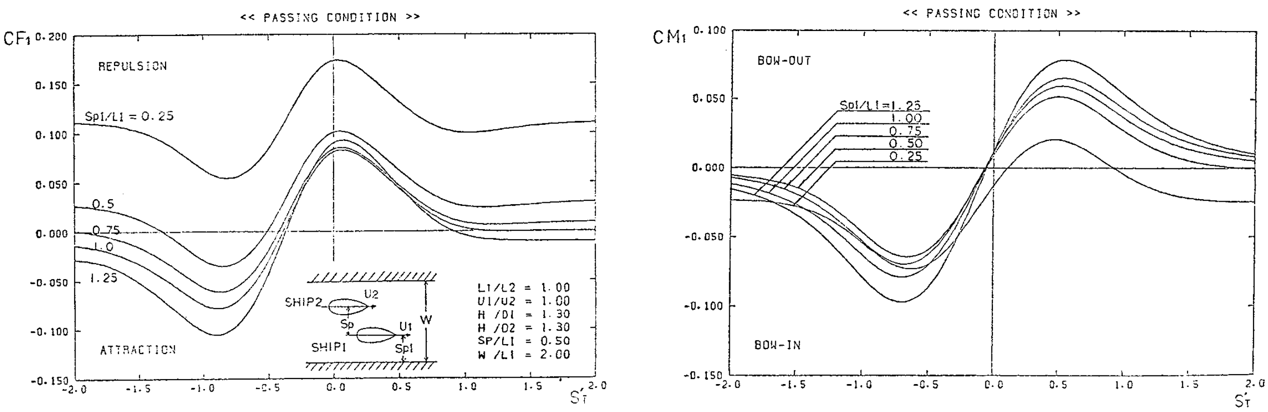
4 考　　察

前章において狭水路中を近接して航行する2船間相互の干渉力と側壁影響を求めた。ここではこれらの流体力が船の運動にどのような影響を及ぼすかについて検討する。まず，航路幅 310 m の直線状の狭水路中において ship 1 が ship 2 を追い越す場合の運動のシミュレー



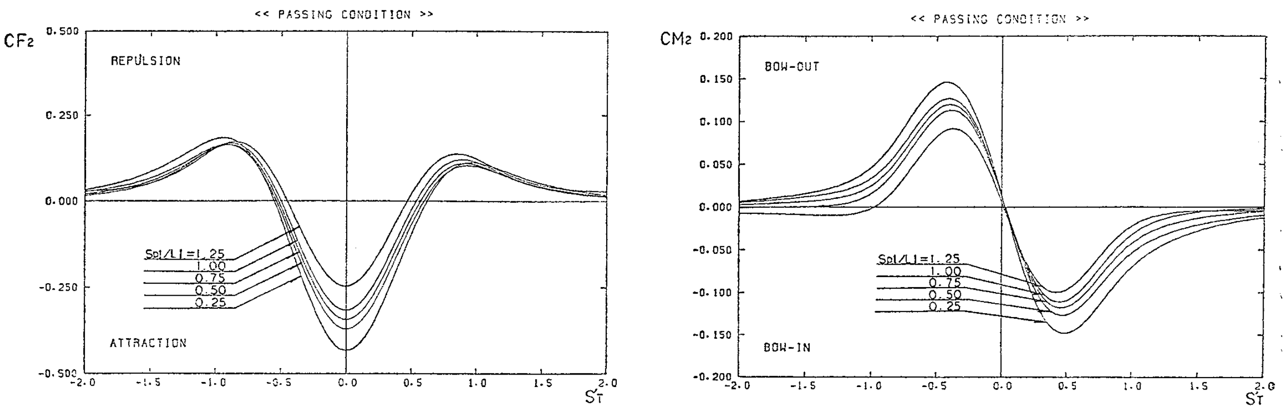
(a) (b)

Fig. 5 The effect of S_{P1} on lateral force and yaw moment acting on ship 1 in meeting



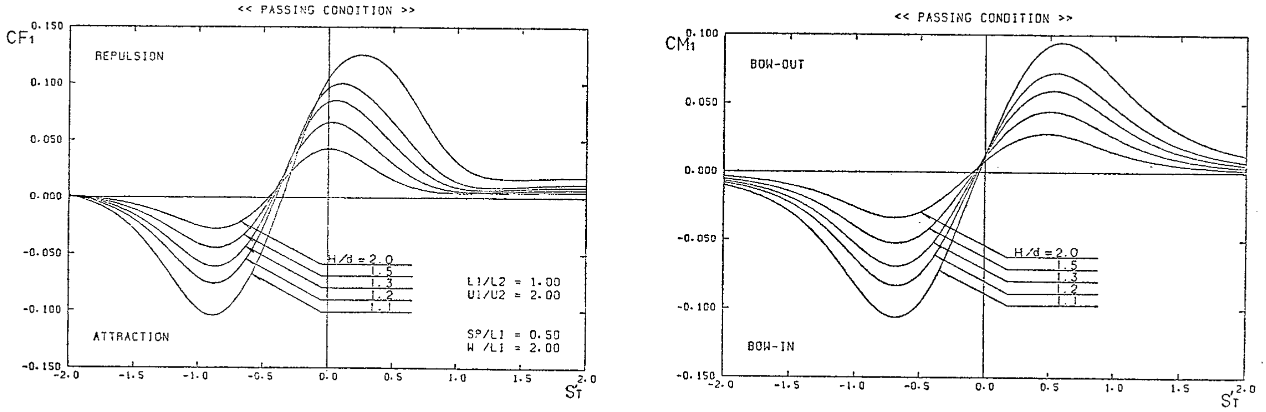
(a) (b)

Fig. 6 The effect of S_{P1} on lateral force and yaw moment acting on ship 1 in passing



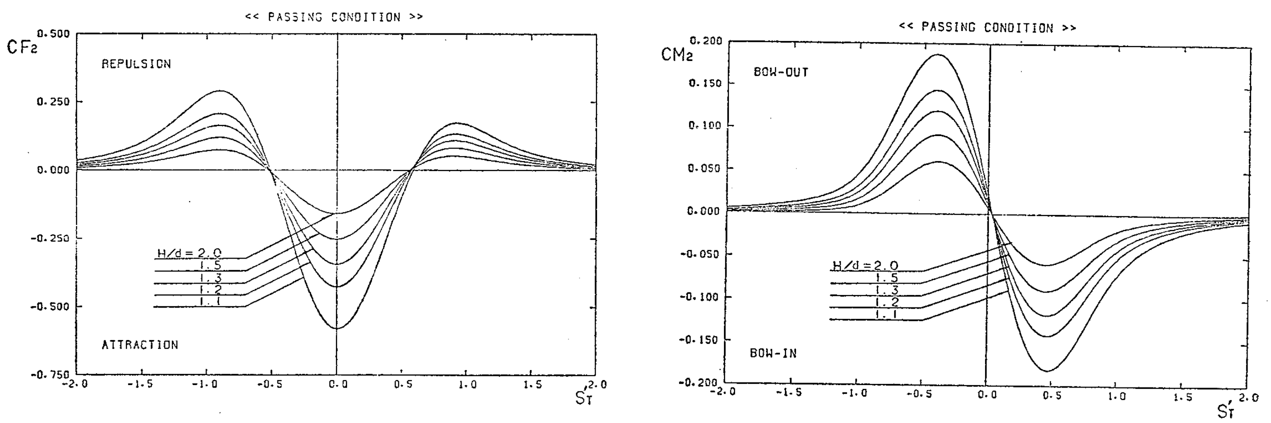
(a) (b)

Fig. 7 The effect of S_{P1} on lateral force and yaw moment acting on ship 2 in passing



(a) (b)

Fig. 8 The effect of water depth on lateral force and yaw moment acting on ship 1 in passing



(a) (b)

Fig. 9 The effect of water depth on lateral force and yaw moment acting on ship 2 in passing

ション計算による航跡を Fig. 10 と Fig. 11 に示す。ここで Fig. 10 においては船の大きさの影響を調べるため，被追い越し船 ship 2 の船長 $L_2=155\,\mathrm{m}$ (主要目等は Table 1 に示す)，$U_2=3\mathrm{kt}$ とし追い越し船 ship 1 は ship 2 の相似船で船長が $L_1/L_2=0.8$～1.4 の 4 状態で，かつ $U_1=4.5\,\mathrm{kt}$ の場合の運動の航跡を示している。ただし水深は大きい方の船に対して $H/d_i=1.2$ ($i=1$ または 2)，船体相互間の側方距離は小さい船に対して $S_P/L_i=0.5$ ($i=1$ または 2) としている。シミュレーション計算の方法は文献 7) に従い，両船共に針路を一定に保つように方位角 ψ，回頭角速度 r' に比例する操舵を行うものとし舵角 δ は次式で与えている。

$$\delta=\delta_0+k_1(\psi-\psi_0)+k_2r'$$

ここで δ_0 は初期状態での舵角，ψ_0 は原針路の方位角，k_1，k_2 は比例定数とする。Fig. 10 と 11 の計算では $k_1=k_2=6.0$ とした。

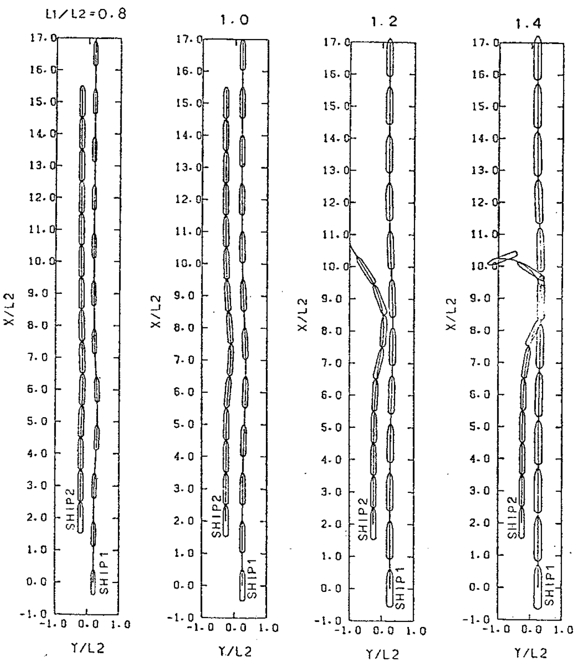


Fig. 10 Ship trajectories as a parameter of difference of length between ships

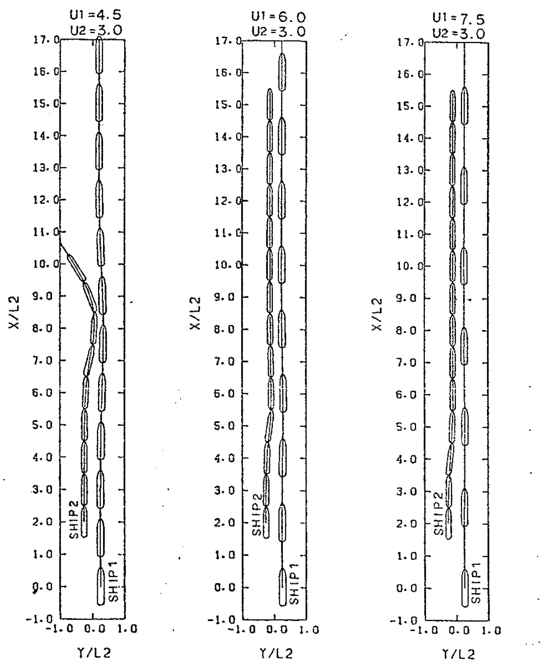


Fig. 11 Ship trajectories as a parameter of difference of speed between ships

Fig. 11 では船速影響を検討している。$L_1/L_2=1.2$, $S_P/L_2=0.5$, $H/d_1=1.2$, また $U_2=3$ kt として U_1 を 4.5, 6.0, 7.5 kt の3状態についての両船の航跡を示している。なお Fig. 10, Fig. 11 共に図中の下側から両船共に同時に出発し，かつ同一時刻での船影は下からの順番に対応している。Fig. 10 において ship 2 より ship 1 が大きくなると ship 2 に大きな影響が現われ，図中の $L_1/L_2=1.4$ では ship 2 が追い越し船の ship 1 に

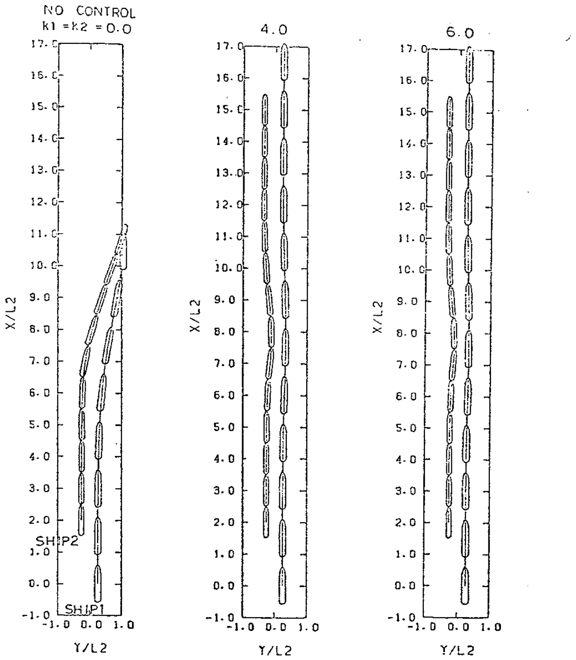


Fig. 12 Ship trajectories as a parameter of rudder control

引き込まれて衝突している（図中現実にはあり得ないが，衝突後の航跡も引き続き計算した結果も示している）。Fig. 11 の船速影響に関しては両船の速度差が小さい程衝突の危険性が現われており，これは両船が近接して航行する時間が長くなるため干渉力の作用する時間も長いためと考えられる。また Fig. 12 には Fig. 10 の $L_1/L_2=1.2$ の場合（ただし $h/d_2=1.6$）の操舵の応答による変化を示している。ただし $k_1=k_2=0$, 4, 6 の3状態について示した。

これらのシミュレーション計算結果から追い越し船が被追い越し船より大きい場合，被追い越し船には大きな干渉力が働き，水深が浅くまた両船の速度比が小さく，側方距離も小さい場合には舵力よりもこれらの干渉力が大きくなる場合もあり，操舵による他船や側壁との衝突回避も困難な状態もあり得ることになる。今，この干渉力が舵力よりも大きくなり，且つ側壁や他船に衝突した時を仮に操船の限界として定義づけ，この限界線を以上のシミュレーション計算から被追い越し船 ship 2 について求めたものを Fig. 13 に示す。すなわちこの図で示した S_P より小さい側方距離で他船から追い越される場合被追い越し船が操船不能になる危険性を示していることになる。

5 結　　　言

狭水路中を航行する2隻の船体相互の干渉力と側壁影響を理論的に求め，かつそれらの特性を調べた。更にこれらの流体力を基にして狭水路中を航行する時の安全性

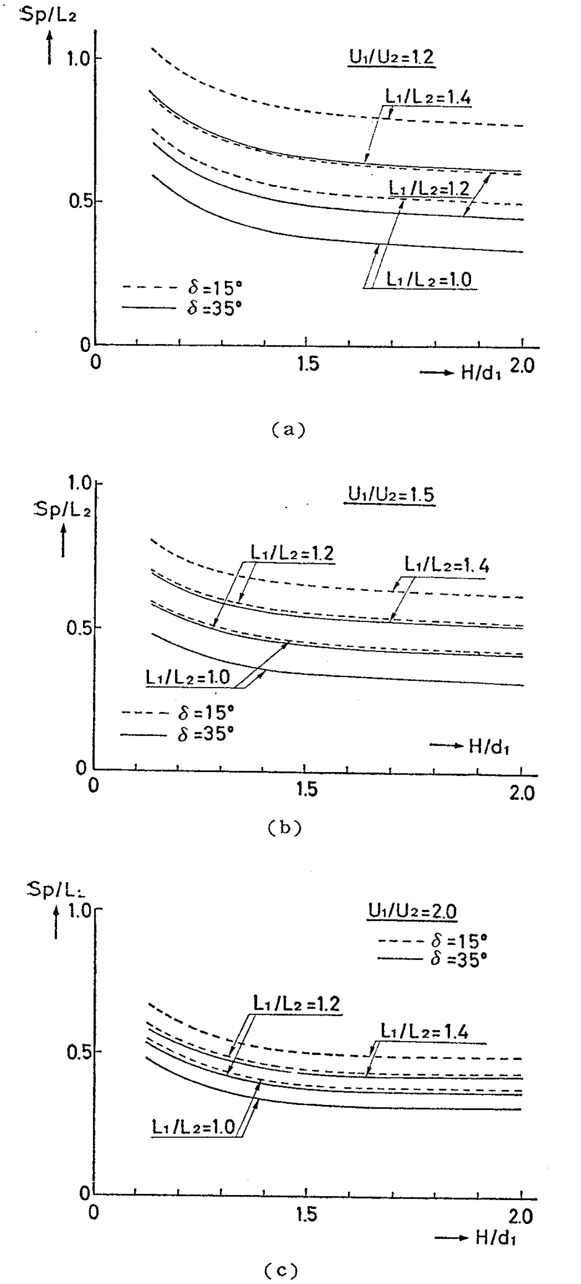


Fig. 13 Minimum lateral distance between ships indicating that the rudder force and moment are much smaller than the hydrodynamic interactions during passing

の問題についての検討も行った。その結果，狭水路における追い越しの場合一般に被追い越し船に働く流体力が重要となり，特に追い越し船より被追い越し船が小さい場合には被追い越し船には大きな干渉力が働く。更にこの干渉力は両船の船長比の他，船速比，側方距離，水深によって影響を受け，船速比に関しては同程度の船速で追い越される場合が操船上最も注意を要する度合の大きい結果が得られている。またこれらの流体力を用いた運動のシミュレーション計算によって狭水路を安全に航行するための一つの指針を得た。

最後に本研究の一部は文部省の科学研究費補助金により実施されたものであり，また数値計算は九州大学大型計算機センターの FACOM M-382 を使用したことを付記し関係各位に謝意を表します。

参 考 文 献

1) J. N. Newman: Lateral motion of a slender body between two parallel walls, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 39, 1969.
2) R. W. Yeung : On the interaction of slender ships in shallow water, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 85, 1978.
3) R. W. Yeung & W. T. Tan: Hydrodynamic interactions of ships with fixed obstacles, Jour. of Ship Research, Vol. 24, 1979.
4) L. I. Sedov: Two dimensional problems in hydrodynamic and Aerodynamic, John Willy & Sons, N. Y., 1965.
5) P. J. Taylor : The blockage coefficient for flow about on arbitrary body immersed in a channel, Jour. of Ship Research, Vol. 17, 1973.
6) 貴島勝郎：2船間の相互干渉力に関する模型実験，西部造船会性能部会，SP 88-30，1981.
7) 貴島勝郎：旋回運動のシミュレーション計算，日本造船学会運動性能研究委員会第5回 JAMP 委員会資料，1983.

APPENDIX

(15)，(16)，(17) 式で定義されたグリーン関数は次に述べる方法で求められる。

今，Fig. 1 のような狭水路で制限された2次元水域を z 平面とし，複素平面 $z=x+iy$ とする。今，この平面を上半平面（ζ 平面）に等角写像する次の写像関数を考える。

$$\zeta=e^{(\pi/W)z} \tag{36}$$

ζ 平面において $\zeta=\zeta_0$ の点に吹き出しまたは渦がある時の複素ポテンシャル $f^{(\sigma)}$，$f^{(\Gamma)}$ は鏡像モデルを考えて次のように表わされる。

$$\left.\begin{aligned} f^{(\sigma)}&=\ln(\zeta-\zeta_0)+\ln(\zeta-\bar{\zeta}_0)\\ f^{(\Gamma)}&=-i\ln(\zeta-\zeta_0)+i\ln(\zeta-\bar{\zeta}_0)\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

$\bar{\zeta}_0$ は ζ_0 の共役複素数である。上式の実数部をとるとグリーン関数が求まり，それを z で微分すれば複素速度 $(w=u-iv)$ が求まる。

$$\left.\begin{aligned} w^{(\sigma)}&=\frac{df^{(\sigma)}}{dz}=\left[\frac{1}{\zeta-\zeta_0}+\frac{1}{\zeta-\bar{\zeta}_0}\right]\frac{\partial\zeta}{\partial z}\\ w^{(\Gamma)}&=\frac{df^{(\Gamma)}}{dz}=\left[-\frac{i}{\zeta-\zeta_0}+\frac{i}{\zeta-\bar{\zeta}_0}\right]\frac{\partial\zeta}{\partial z}\end{aligned}\right\} \tag{38}$$

また (24) 式中の y_i 方向の速度成分は次式で与えられる。

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial G^{(\sigma)}}{\partial y_i}&=-\mathrm{Im}\left[w^{(\sigma)}e^{i\theta_i}\right]\\ \frac{\partial G^{(\Gamma)}}{\partial y_i}&=-\mathrm{Im}\left[w^{(\Gamma)}e^{i\theta_i}\right]\end{aligned}\right\} \tag{39}$$

ただし Im は虚数部を表わし，θ_i は空間固定座標と船体固定座標とのなす角を示し，船が x の正方向に進行する時は $\theta_i=0$，負方向の時は $\theta_i=\pi$ となる。