(昭和55年5月　日本造船学会春季講演会において講演)

# 舵と船体の相互干渉に関する基礎的研究（第2報）

正員　藤　野　正　隆*　正員　加　納　敏　幸**
正員　元　良　誠　三*

## A Fundamental Study on Ship's Hull to Rudder Interaction (2nd Report)

by Masataka Fujino, *Member*　Toshiyuki Kano, *Member*
Seizo Motora, *Member*

Summary

In this report discussed are the shallow water effects on the ship's hull to rudder interaction on the same assumption as in the previous report that the main hull and the rudder can be replaced by rectangular flat plates placed in a line. However, the spanwise distribution of vorticity on the rudder is simplified to be constant in each of equal sections into which the total length of rudder's span is divided for convenience of numerical analysis. In consequence of this simplification, the computing time necessary to solve the integral equations which determine the vorticity distribution of the main hull and the rudder could be reduced remarkably.

From the results of numerical calculation, it is concluded that the hydrodynamic force induced on the main hull by deflecting the rudder increases as the water depth decreases. This conclusion is confirmed by quantitative agreement with the results of experiments in shallow water carried out recently by Nonaka and others. On the contrary, the hydrodynamic force of the rudder behind the main hull does not monotonously increase as the water depth decreases, but it may be less than that in infinitely deep water. The conclusion obtained in the previous report that the hydrodynamic force acting on the rudder itself is reduced by the presence of the main hull, however, remains true still in shallow water.

The effectiveness of the rudder as a means to keep a ship on her course and to make a ship turn is evaluated by the amount of the total force generated on the main hull and the rudder. The results of numerical calculation indicate that from the viewpoint just stated above the rudder effectiveness increases with decrement of the water depth. Besides, this conclusion agrees well with the results of experiments conducted previously by one of the authors.

## 1　緒　　言

矩形平板翼と見做すことにより，揚力体としての主船体および舵の流体力学的相互干渉を無限流体中の場合につき，前報[1]で検討した。本報では同様の観点から，浅水域での相互干渉を考察する。前報では舵に相当する平板翼面上の循環密度分布をスパン方向にも連続とする宮田[2]の方法を用いたが，これを浅水域での解析にそのまま適用すると計算時間がかかりすぎ得策でない。そこで本報では，舵面上の循環密度分布を次のように仮定することとした：すなわち，舵のスパン $2d_r$（前報 Fig. 1 中の $2S_f$ に相当する）を等区間に分割し，循環密度分布 $\gamma_r(\mu,\zeta)$ は各区間内でスパン方向に一定とする。さらに循環密度分布を決定するための境界条件を満足させるべき場所は，等分割各スパンの中心線上とする。主船体の取扱い方は前報同様で，その循環密度分布 $\gamma_h(\xi,\eta)$ は $\xi$ のみの関数とし，境界条件はスパン中心線上で合せる。また翼端から流出する自由渦の流出角についても前報同様の仮定をする。通常舵に見られる程度のアスペクト比を有する翼の揚力解析を前述の仮定にもとづいて行なうことの有効性については，上田・中武[3]によって詳細に検討されている。

自由表面を剛体壁と考えることも前報と同様であるので，浅水域にあるスパン $2d_h$（前報の $2S_m$ に相当）の主船体とスパン $2d_r$（前報の $2S_f$ に相当）の舵はそれぞれの水底に関する鏡像を考慮に入れて取扱えばよい。厳密には無限個の鏡像を考えねばならないが，実際の数値計算では有限個で打切る。

浅水域での主船体または舵の効果を解析的に検討した研究としては，菅・花岡[4]，井上・村山[5]，Newman[6]ら

* 東京大学工学部
** 東京大学大学院工学系研究科

の論文がある。ただし，これらはいずれも主船体または舵を単独に取扱ったもので，主船体・舵の相互干渉を取扱ったものではない。一方，Hess[7]は舵の効果を主船体の存在を考慮して議論している。主船体・舵を hinged flap 付きの翼と考えて，操舵によって全船体に誘起される流体力に及ぼす浅水影響を検討した。Hess の解析によれば，操舵により全船体に生ずる横力は水深の減少とともに一時減少するが，水深が一層浅くなると全横力は増大しはじめ，極端に浅くなった場合には無限水深時のそれより大きくなることが示されている。しかし，Hess の解析も主船体・舵の相互干渉という観点から浅水影響を検討してはいない。

## 2　数値解析の手法

前報 Fig. 1 に無限流体中に置かれた主船体・舵の配置および座標系を示したが，水深$H$の浅水域での主船体・舵を表わすには，$y$ 軸上 $y=\pm 2iH(i=1,2,\cdots)$ の位置にそれぞれスパン中心線を有する幾何学的に合同な平板翼を無限個並べればよい (Fig. 1 参照)。このとき，主船体本体上の循環密度分布と鏡像上の循環密度分布は同一であり，舵本体とその鏡像についても循環密度分布は同一となるので，$\boldsymbol{X}(\xi,\eta)$，$\boldsymbol{X}'(\xi',\eta')$ を本体上の点，$\overline{\boldsymbol{X}}_i(\xi_i,\bar{\eta}_i)$，$\overline{\boldsymbol{X}}_i'(\xi_i',\bar{\eta}_i')$ を $i$ 番目の鏡像 ($i=0$ は本体を表わすとする) 上での $\boldsymbol{X},\boldsymbol{X}'$ に対応する点 (Fig. 1 参照)

$$\left.\begin{aligned}&\xi_i=\xi_0\equiv\xi\\&\bar{\eta}_i=-\eta_0+2iH\equiv-\eta+2iH\\&\xi_i'=\xi'\\&\bar{\eta}_i'=-\eta'+2iH\end{aligned}\right\}\quad(i=\pm1,\pm2,\cdots)\qquad(1)$$

とし，$\gamma(\overline{\boldsymbol{X}}_i')$ を点 $\overline{\boldsymbol{X}}_i'$ での循環密度分布，$K(\boldsymbol{X};\overline{\boldsymbol{X}}_i')$ を鏡像上の点 $\overline{\boldsymbol{X}}_i'$ が本体上の点 $\boldsymbol{X}$ に誘起する速度を決める影響関数とすれば

$$\gamma(\overline{\boldsymbol{X}}_i')K(\boldsymbol{X};\overline{\boldsymbol{X}}_i')=\gamma(\boldsymbol{X}')K(\overline{\boldsymbol{X}}_i;\boldsymbol{X}')\qquad(2)$$

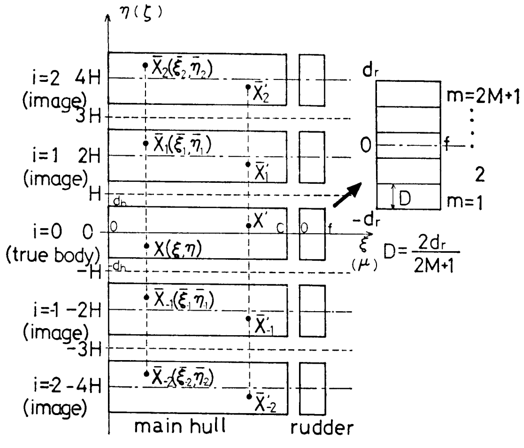


Fig. 1　Images of the main hull and the rudder

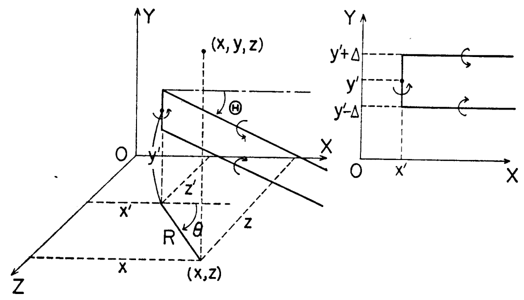


Fig. 2　Configuration of a horseshoe vortex placed at $(x',y',z')$

なる関係がある。すなわち，鏡像上の点 $\overline{\boldsymbol{X}}_i'$ が本体上の点 $\boldsymbol{X}$ に与える誘起速度は，本体上の点 $\boldsymbol{X}'$ が鏡像上の点 $\overline{\boldsymbol{X}}_i$ に与える誘起速度と同一である。

緒言で述べたように，循環密度分布は主船体上ではスパン方向に一定，舵面上でも等分割した各区間内でスパン方向一定としたので，Fig. 2に示したように点 $(x',y',z')$ に束縛渦の中心を有し，その $y$ 方向の長さが $2\varDelta$，$y'+\varDelta$ および $y'-\varDelta$ からは自由渦が $xz$ 平面に平行でかつ $xy$ 平面と $\Theta$ の角をなして流出する馬蹄渦が以下の解析法の基本となる。この馬蹄渦の強さを $4\pi$ と，それが主船体上または舵上に誘起する翼面に垂直な速度成分 (ただし，方向は down wash の方向とする) を $K_{y'-\varDelta}^{y'+\varDelta}(x,y,z;x',y',z')$ と書くとすれば

$$\begin{aligned}K_{y'-\varDelta}^{y'+\varDelta}(x,y,z;x',y',z')=\\-\Biggl[\frac{y-y'}{\sqrt{R^2+(y-y')^2}}\Biggl\{\frac{\cos\theta}{R}\\+\cos\Theta\frac{\sqrt{R^2+(y-y')^2}+R\cos(\Theta-\theta)}{R^2\sin^2(\Theta-\theta)+(y-y')^2}\Biggr\}\Biggr]_{y'-\varDelta}^{y'+\varDelta}\\\cdots\cdots(x,y,z)\ \text{on hull}\\-\Biggl[\frac{y-y'}{\sqrt{R^2+(y-y')^2}}\Biggl\{\frac{\cos(\theta-\delta)}{R}\\+\cos(\Theta-\delta)\cdot\frac{\sqrt{R^2+(y-y')^2}+R\cos(\Theta-\theta)}{R^2\sin^2(\Theta-\theta)+(y-y')^2}\Biggr\}\Biggr]_{y'-\varDelta}^{y'+\varDelta}\\\cdots\cdots(x,y,z)\ \text{on rudder}\end{aligned}\qquad(3)$$

ただし

$$R^2=(x-x')^2+(z-z')^2$$

$$\theta=\tan^{-1}\frac{z-z'}{x-x'}$$

$[\ \ ]_a^b$ は $y'=b$ での $[\ \ ]$ 内の関数値から $y'=a$ での関数値を差し引くことを表わす。

さて，$\gamma_{rm}$ で舵のスパンを $2M+1$ 個の等区間に分割したときの$m$番目のスパンにおける循環密度を表わすとすれば，主船体表面上の点 $\boldsymbol{X}_h$ において満たすべき条件は

$$U\sin\beta=\frac{1}{4\pi}\int_0^c\sum_{i=-\infty}^{\infty}\gamma_h(\boldsymbol{X}_h')K_{11}(\overline{\boldsymbol{X}}_{hi};\boldsymbol{X}_h')d\xi'+\frac{1}{4\pi}\int_0^f\sum_{i=-\infty}^{\infty}\sum_{m=1}^{2M+1}\gamma_{rm}(\boldsymbol{X}_r')K_{12m}(\overline{\boldsymbol{X}}_{hi};\boldsymbol{X}_r')d\mu' \quad (4)$$

となる。ここで右辺第1項は主船体本体 $(i=0)$ およびその鏡像 $(i=\pm1,\pm2,\cdots)$ での束縛渦および自由渦が主船体上 $\boldsymbol{X}_h$ に誘起する鉛直下向きの速度，第2項は舵本体 $(i=0)$ およびその鏡像 $(i=\pm1,\pm2,\cdots)$ での束縛渦および自由渦が主船体上 $\boldsymbol{X}_h$ に誘起する鉛直下向きの速度を表わす。（4）式右辺被積分関数中の核関数 $K_{11}$, $K_{12m}$ は先の（3）式の表現法によれば，

$$K_{11}(\overline{\boldsymbol{X}}_{hi};\boldsymbol{X}_h')=K_{-d_h}^{d_h}(\bar{x}_{hi},\bar{y}_{hi},0;x_h',*,0)\equiv H_{11}(\bar{x}_{hi},\bar{y}_{hi},0;x_h',*,0) \quad (5)$$

$$K_{12m}(\overline{\boldsymbol{X}}_{hi};\boldsymbol{X}_r')=K_{-d_r+(m-1)D}^{-d_r+mD}(\bar{x}_{hi},\bar{y}_{hi},0;x_r',*,z_r')\equiv H_{12m}(\bar{x}_{hi},\bar{y}_{hi},0;x_r',*,z_r') \quad (6)$$

ただし

$$D=\frac{2d_r}{2M+1}$$

と書ける。同様に舵本体表面上の点 $\boldsymbol{X}_r$ において満たすべき条件は

$$U\sin(\beta-\delta)=\frac{1}{4\pi}\int_0^c\sum_{i=-\infty}^{\infty}\gamma_h(\boldsymbol{X}_h')K_{22}(\overline{\boldsymbol{X}}_{ri};\boldsymbol{X}_h')d\xi'+\frac{1}{4\pi}\int_0^f\sum_{i=-\infty}^{\infty}\sum_{m=1}^{2M+1}\gamma_{rm}(\boldsymbol{X}_r')K_{21m}(\overline{\boldsymbol{X}}_{ri};\boldsymbol{X}_r')d\mu' \quad (7)$$

で，右辺第1項は主船体本体とその鏡像が舵面上 $\boldsymbol{X}_r$ に誘起する舵面に鉛直な方向の速度成分であり，第2項は舵本体およびその鏡像が誘起する鉛直速度成分である。（7）式中の核関数も（3）式の記法に従えば

$$K_{21m}(\overline{\boldsymbol{X}}_{ri};\boldsymbol{X}_r')=K_{-d_r+(m-1)D}^{-d_r+mD}(\bar{x}_{ri},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};x_r',*,z_r')\equiv H_{21m}(\bar{x}_{ri},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};x_r',*,z_r') \quad (8)$$

$$K_{22}(\overline{\boldsymbol{X}}_{ri};\boldsymbol{X}_r')=K_{-d_h}^{d_h}(\bar{x}_{ri},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};x_h',*,0)\equiv H_{22}(\bar{x}_{ri},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};x_h',*,0) \quad (9)$$

となる。

主船体本体および舵本体上の循環密度コード方向分布は菅井[8]にならって，

$$\gamma_h(\theta)=\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}\cdot\frac{2}{n+1}U\sum_{p=0}^{n+1}\varepsilon_p a_{hp}\sum_{k=0}^{n+1}\cdot\varepsilon_k\cos k\theta_p\cos k\theta \quad (10)$$

$$\gamma_{rm}(\nu)=\frac{1+\cos\nu}{\sin\nu}\cdot\frac{2}{n'+1}U\sum_{p=0}^{n'+1}\varepsilon_p a_{rmp}\sum_{k=0}^{n'+1}\cdot\varepsilon_k\cos k\nu_p\cos k\nu \quad (11)$$

ただし

$$\xi=\frac{c}{2}(1-\cos\theta)\quad(0\le\theta\le\pi)$$

$$\mu=\frac{f}{2}(1-\cos\nu)\quad(0\le\nu\le\pi)$$

$$\theta_p=\frac{\pi}{n+1}p,\quad p=0,1,2,\cdots,n+1$$

$$\nu_p=\frac{\pi}{n'+1}p,\quad p=0,1,2,\cdots,n'+1$$

$$\varepsilon_p,\varepsilon_k=\begin{cases}\frac{1}{2}, & p,k=0,\quad n+1\quad(\text{または }n'+1)\\ 1 & p,k\neq0,\quad n+1\quad(\text{または }n'+1)\end{cases}$$

とする。この (10), (11) 式を（4），（7）式に代入しコード方向の積分を実行すれば，$a_{hp}$, $a_{rmp}$ に関する次の連立方程式を得る；

$$\sin\beta=\sum_{i=-\infty}^{\infty}\left[\frac{1}{4(n+1)}\cdot\frac{c}{2}\sum_{p=0}^{n+1}\varepsilon_p a_{hp}H_{11}(\theta_{0q},\bar{y}_{hi},0;\theta_p,*,0)C_p^q(\cos\theta_p-\cos\theta_{0q})+\frac{1}{4(n'+1)}\cdot\frac{f}{2}\sum_{m=1}^{2M+1}\sum_{p=0}^{n'+1}\varepsilon_p a_{rmp}H_{12m}(\theta_{0q},\bar{y}_{hi},0;\nu_p,*,z_r')(1+\cos\nu_p)\right] \quad (12)$$

$$\sin(\beta-\delta)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}\left[\frac{1}{4(n+1)}\cdot\frac{c}{2}\sum_{p=0}^{n+1}\varepsilon_p a_{hp}H_{22}(\nu_{0q},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};\theta_p,*,0)(1+\cos\theta_p)+\frac{1}{4(n'+1)}\cdot\frac{f}{2}\sum_{m=1}^{2M+1}\sum_{p=0}^{n'+1}\varepsilon_p a_{rmp}H_{21m}(\nu_{0q},\bar{y}_{ri},\bar{z}_{ri};\nu_p,*,z_r')\cdot C_p^q(\cos\nu_p-\cos\nu_{0q})\right] \quad (13)$$

ただし

$$x=\frac{c}{2}(1-\cos\theta_0)$$

$$\mu=\frac{f}{2}(1-\cos\nu_0)$$

$$\theta_{0q}=\frac{\pi}{n+1}q,\quad q=0,1,2,\cdots,n+1$$

$$\nu_{0q}=\frac{\pi}{n'+1}q,\quad q=0,1,2,\cdots,n'+1$$

$C_p^q$ は前報 (40) 式で定義されるもの

これを解けば $a_{hp}$, $a_{rmp}$ が決定され，循環密度分布 $\gamma_h(\xi)$, $\gamma_r(\mu)$ が決まり，主船体・舵が同時に存在するとき主船体および舵に生ずる揚力 $L_{HR}$, $L_{RH}$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$L_{HR}=\rho U^2cd_h\frac{\pi}{n+1}\sum_{p=0}^{n+1}\varepsilon_p a_{hp}(1+\cos\theta_p) \quad (14)$$

$$L_{RH}=\frac{1}{2}\rho U^2f\sum_{m=1}^{2M+1}D\frac{\pi}{n'+1}\sum_{p=0}^{n'+1}\varepsilon_p a_{rmp}(1+\cos\nu_p) \quad (15)$$

また無次元係数を

$$\left.\begin{aligned}CL_{HR}&=L_{HR}/(\rho U^2cd_h)\\ CN_{HR}&=CL_{HR}\cos\beta\\ CL_{RH}&=L_{RH}/(\rho U^2fd_r)\\ CN_{RH}&=CL_{RH}\cos(\beta-\delta)\end{aligned}\right\} \quad (16)$$

さらに主船体と舵の間隔を表わすパラメーター $d^*$ を $d^*=d/c$ と前報同様に定義する。

## 3　数値計算の結果と考察

以下に示す数値計算例はいずれも，主船体および舵を表わす矩形平板のアスペクト比が $\Lambda_h=2d_h/c=0.15$, $\Lambda_r=2d_r/f=2.0$ (ただし計算例では $d_h=d_r$ としている) の場合のものである。循環密度分布を (10), (11) 式で表現するときの $n, n'$ は $n=n'=17$ とした。舵をスパン方向に等分割する区間の数 $2M+1$ の適正な値を選ぶため，無限流体中に置かれた舵の揚力係数 $CL_R$ を $2M+1=1,3,5,7,9$ について調べたところ $2M+1$ をふやすほど $CL_R$ は小さくなり，$2M+1=5,7,9$ で $CL_R$ の値はほとんど変らず $2M+1=5$ と 9 での相対差異は 0.3% 程度であることがわかったので以下の計算では $2M+1=5$ とすることにした。Fig. 3 に主船体・舵が $d^*=0.025$ の間隔で無限流体中 ($\beta=0°, \delta=-15°$) に置かれた場合の循環密度分布を示した。主船体の $\gamma_h(\xi)$ については舵を本論文のように取扱った場合と前報での方法による場合とはほとんど同じ結果を与えている。一方，舵の $\gamma_r(\mu)$ のスパン中央におけるコード方向分布も本論文の方法によるものと前報の方法によるものとではほとんど差がないが，trailing edge に近いところでのスパン方向分布には両方法による分布に差がみられる。しかし，舵の全揚力に与える寄与は少ないので $2M+1=5$ のままとした。$2M+1$ を 7, 9 と増せばスパン方向分布も前報のものと一致する方向に変化するので詳しい循環密度分布を議論するには，さらに分割数を多くすべきであると思われる。

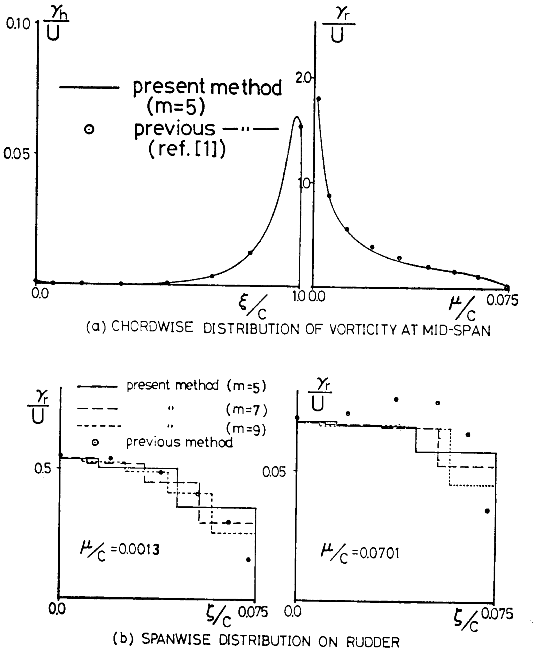


Fig. 3　Vorticity distributions on the main hull and the rudder ($\beta=0°$, $\delta=-15°$, $d^*=0.025$)

本論文の方法にて浅水時の流体力を計算する際，鏡像の個数は有限個で打切らざるを得ない。実際の計算では鏡像の個数を2個ずつ (片側では1個) ふやしてゆき，その都度流体力を求め，前段階での流体力との相対変化が 0.0005 以内になるか，鏡像の総数が 78 個 (片側 39 個) に達した段階での流体力をもって，無限個の鏡像がある場合の流体力に換えた。比較的深い場合には前者の制限が，浅い場合には後者の制限が効き，このときの流体力と鏡像総数 76 の流体力との相対変化は 0.001 以内であった。

単独矩形平板翼に対する浅水影響については，極小アスペクト比の場合が井上・村山によって，舵程度のアスペクト比の場合は菅・花岡により示されている。Fig. 4 は本論文の方法によって求めた主船体単体への浅水影響および舵単体への浅水影響を，浅水域での垂直力係数 $CN_H$ または $CR_R$ を無限水深での垂直力係数 $CN_{H\infty}$ または $CN_{R\infty}$ に対する比で示したものである。主船体への浅水影響については本方法による計算値と井上・村山による値は当然のことながら良く一致している。一方，舵への浅水影響を表わす菅・花岡の計算値は両氏の論文よりの直接の引用ではなく，Bollay[9] の論文から $\Lambda_r=2.0$ の翼の揚力係数を援用し，菅・花岡にならい計算したもので，本方法による計算値とは量的に若干の相違があるものの比較的良い一致を示している。

以上で本方法による計算がほぼ妥当な値を与えることが判明したので，本方法により得られた計算結果をもとに浅水時での主船体・舵の相互干渉を検討してゆくことにする。

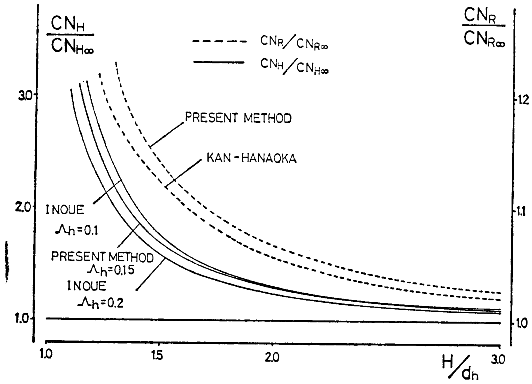


Fig. 4　Shallow water effects on the normal forces of rectangular flat plates with attack angle

### 3.1 舵が存在するときの主船体に生ずる流体力

主船体の迎角$\beta$および舵角$\delta$の組合せ $(\beta,\delta)=(0°,-15°)$, $(10°,-15°)$, $(10°,15°)$ の三状態につき，水深$H$と喫水$d_h$の比$H/d_h$および主船体・舵間の間隙$d^*$を種々に変え，主船体および舵に働く流体力を計算した。以下にその結果を示す。

Fig. 5 は $(\beta,\delta)=(0°,-15°)$ の場合で，(a)は各水深における主船体または舵垂直力の間隙 $d^*$ に伴う変化を示し，(b)は無限水深時の垂直力に対する比を水深の変化に対して示したものである。$\beta=0°$ であるので，このとき主船体に働く流体力は操舵によって主船体に誘起された付加流体力で，水深の減少および間隙 $d^*$ の減少とともに付加流体力は一様に増加し鏡像効果が明らかである。この付加流体力の水深の減少に伴う増加率は，間隙 $d^*$ が大なるほど大きいことがわかる((b)図参照)。

同様に Fig. 6(a)，(b) は $(\beta,\delta)=(10°,-15°)$ の場合である。このときの主船体垂直力には，船体が迎角を有するために生ずる流体力が含まれ，しかもこの成分が全流体力の主要な部分を占めるので，先の Fig. 5 の場合に比し $d^*$ の減少による $CN_{HR}$ の増大はそれほど顕著でない((a)図参照)。したがって，主船体垂直力に対する浅水影響も主船体単体に対する浅水影響とほとんど等しい。Fig. 7 には $(\beta,\delta)=(10°,15°)$ の場合を示した。このときも $CN_{HR}$ には主船体が迎角を有することによる流体力が含まれているので，$d^*$ の減少による $CN_{HR}$ の変化は顕著ではない。$\beta=10°$, $\delta=15°$ であるので主船体が迎角をもつことによる流体力と舵に発生する流体力とは作用方向が反対であるため，$d^*$ が $d^*=\infty$ より減少するに伴ない $CN_{HR}$ が減少した分だけが操舵によって主船体に誘起された付加流体力である。この場合は先の場合に比べ，舵への流入角も小さく舵の発生する流体力が小さいため，主船体垂直力への浅水影響に対する間隙 $d^*$ の相違も著しく小さい。

$(\beta,\delta)=(0°,-15°)$ かつ $d^*=0.025$ における主船体および舵上の循環密度分布のスパン中心線上コード方向分布を Fig. 8 に示した。主船体循環密度は水深の減少とともに一様に増大する。コード中央付近から前方に操舵の結果誘起される循環密度は無限水深では無視できる程度

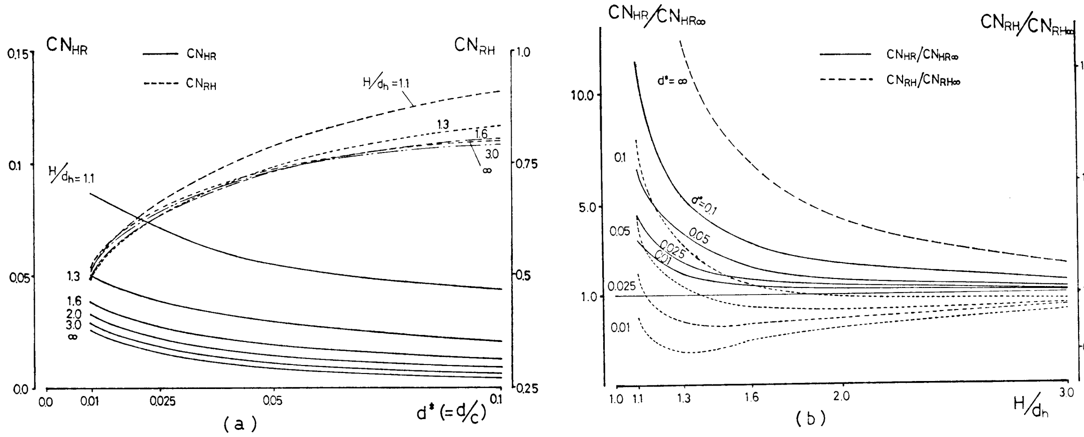


Fig. 5 Normal forces acting on the main hull and the rudder in shallow water ($\beta=0°$, $\delta=-15°$)

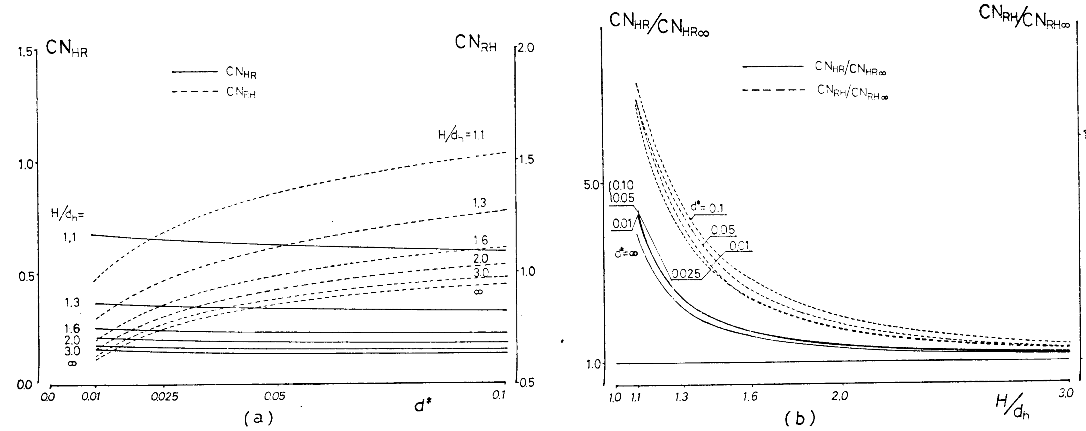


Fig. 6 Normal forces acting on the main hull and the rudder in shallow water ($\beta=10°$, $\delta=-15°$)

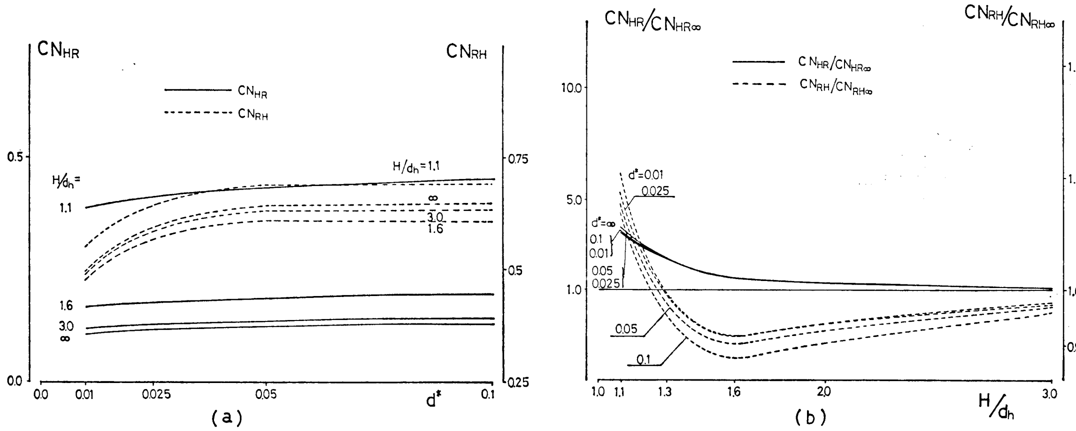


Fig. 7 Normal forces acting on the main hull and the rudder in shallow water ($\beta=10°$, $\delta=15°$)

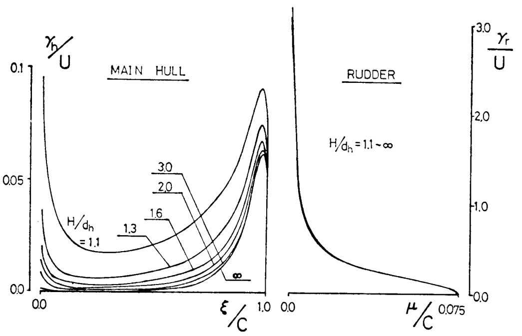


Fig. 8 Chordwise distribution of vorticity at mid-span of the main hull and the rudder ($\beta=0°$, $\delta=-15°$, $d^*=0.025$)

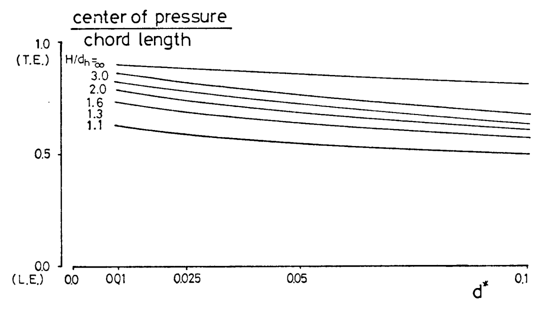


Fig. 9 Point of application of normal force generated on the main hull by deflecting the rudder ($\beta=0°$, $\delta=-15°$)

であったが，浅水とともに増加し，その増加率は後端付近でのそれより際立って大きい。このことはFig. 9に示した付加流体力の着力中心が水深の減少とともに前端に向って移動することからも明らかである。一方，舵の循環密度のスパン中心上コード方向分布は水深によってはほとんど影響を受けないといってよい。Hessのhinged flap翼（$d^*=0$に相当）の解析では，主船体前端から後端付近までの主船体上での循環密度は水深の減少とともに増加し，本論文の結果と一致するが，後端付近の循環密度は逆に水深の減少とともに減少するとしており，先のFig. 8に示した本論文での解析結果とは異なっている。

操舵の結果，主船体に誘起される付加横力がそのとき舵が発生している流体力の船体中心線に直角な成分に対して有する比をFig. 10に示した。（a）図中，$H/d_h=\infty$の線は本論文の方法による数値解析の結果で，前報Fig. 17に示した計算結果より極くわずか小さいが，実用上は同じと見てよい。この$\Delta N_{HR}$は日本造船学会試験水槽委員会第2部会操縦運動数学モデル検討グループ[10]で使用されている$a_H F_N \cos\delta$なる横力成分と対応している。通常の船舶では$d^*\approx 0.02$程度と考えてよさそうであるので，$a_H$は$H/d_h=\infty$, 1.6, 1.3でそれぞれ0.41, 0.68, 0.95程度である。一方，最近の野中ら[11]のSeries 60, $C_b=0.7$模型船を用いた実験結果によれば，$a_H$は$H/d_h=13.6$, 1.6, 1.3でそれぞれ0.35, 0.45, 0.70程度であり，本解析結果がほぼ妥当であるといえる。

Fig. 10（b），（c）は主船体が迎角を有する場合の$a_H$を示しているが，先の（a）図をも含めて比較検討すると，$a_H$が主船体の横運動によって明らかに異なる値をとることがわかり，先に述べた操縦運動数学モデル検討グループによって提案されている数学モデルの基本的な考え方と符合する結果を与えている。

### 3.2 主船体の背後に置かれた舵に生ずる流体力

Fig. 5, 6, 7にすでに，主船体背後に置かれた舵に生ずる流体力の計算結果が示されている。主船体が直進する$(\beta,\delta)=(0°, -15°)$のFig. 5（a）によれば，船体背後に置かれた舵の発生する流体力は水深のいかんによらず，主船体・舵間の間隙$d^*$の減少とともに一様に低下

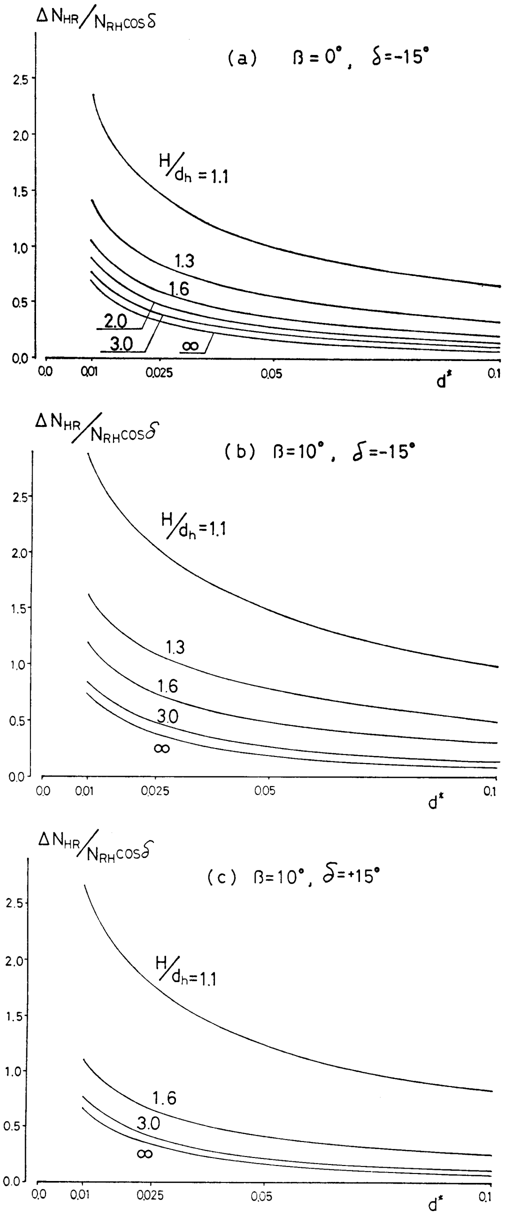


Fig. 10　Ratio of normal force induced on the main hull by deflecting the rudder to rudder normal force

するが，間隙 $d^*$ を一定に保ちつつ水深を減じた場合(同図(b))の舵流体力の水深による変化には $d^*$ のいかんによって明らかな差異がある。

$d^*$ が十分大きい場合は，主船体の存在はなんら舵に影響せず，このとき舵が発生する流体力への浅水影響は舵が単独に存在する場合の浅水影響と同一と考えてよく，水深の減少は鏡像効果により舵の効きを一様に良くする。しかし，舵の近傍前方に主船体が存在する場合(たとえば $d^*=0.025$ の場合）では，浅水効果によって舵自身の効果が増加する前に，より小さいアスペクト比をもつ主船体に対する浅水影響が早く現われ（Fig. 4 参照)，主船体上に誘起された循環の舵の効果を減ずる効果が卓越し，無限水深時より舵の発生する流体力は減ずる。しかし，水深が著しく浅くなると水底による舵自身の鏡像効果が優り，舵の発生する流体力は無限水深時のそれより大となる。この傾向は主船体から流出する自由渦が舵近傍を通る Fig. 7(b）の場合は一層顕著で，主船体自身も迎角をもつため主船体から流出する渦も強く，先の Fig. 5(b）の場合に比べ $d^*=0.1$ でも舵の発生する流体力は目立って減少する。

一方，主船体からの自由渦が舵から離れて流出する Fig. 6 の場合は，いずれの $d^*$ の場合も水深の減少とともに舵が発生する流体力が減少することはない。しかし，この場合でも主船体・舵間の間隙が減少するにつれて舵の発生する流体力は一様に減じ，主船体の存在によって舵効きが減少することには変りない（Fig. 6(a）参照)。

船体背後の舵効きの低下が水深の減少に伴い，どのように変化するかを $d^*$ をパラメーターに示したのが Fig. 11 である（図中，単独舵の $CN_R$ は浅水影響が考慮されたものであることに注意)。浅水域では船体背後の舵の効きが，いかに舵単独の効果より減じているかがわかる。

保針および旋回時の舵の効果は，操舵によって全船体に生ずる流体力の大小で議論される。操縦運動を記述する運動方程式に現われる流体力微係数 $Y_\delta, N_\delta$ などがそれで[12]，たとえば $Y_\delta$ は舵角 $\delta$ に比例して全船体に生ずる横力の大きさを表わす比例係数である。本論文での数値解析の結果，主船体および舵それぞれに発生する流体

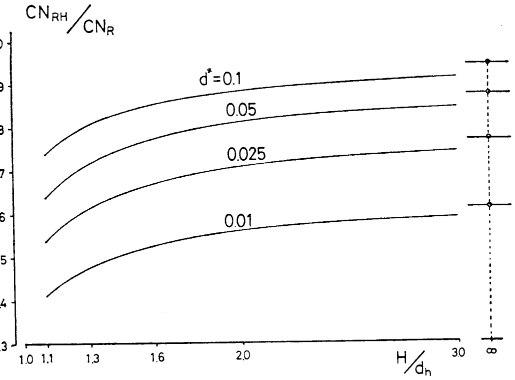


Fig. 11　Reduction of rudder normal force caused by the presence of main hull ($CN_R$ : coefficient of rudder normal force when the rudder is solely placed in shallow water ; $\beta=0°$, $\delta=-15°$)

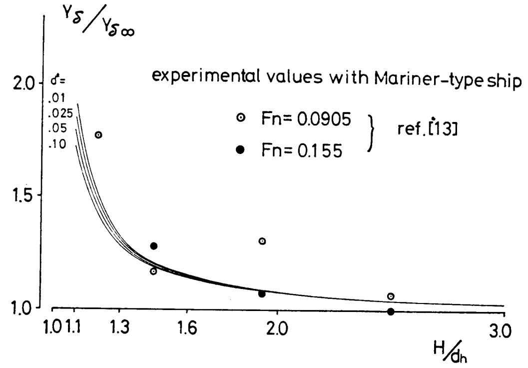


Fig. 12 Increase of rudder effectiveness in shallow water ($\beta=0°$)

力が明らかとなったので，それらより操舵によって生ずる全横力に対する浅水影響を調べたのが Fig. 12 である。船体背後の舵に生ずる流体力は，浅水域で無限水深時の流体力より減ずることはあっても，操舵によって全船体に生ずる横力は水深の減少とともに一様に増加することがわかる。図中の実験点は著者の一人によって，マリナー・クラスの貨物船を用いて実験された結果である[13]。$H/d_h=1.93$, $F_n=0.0905$ の計測点を除けば，計算結果と実験結果の一致度は大概良好である。なお，操舵による全横力に対する浅水影響については Hess も解析しているが，$H/d_h\approx2.5$ で無限水深時の約 92% (ただし，$d_h=0.05L$, $f=0.02L$ ($L$=船長) に対する解析) に減少し，$H/d_h\approx1.45$ で無限水深時の全横力に回復し，さらに水深が減じてはじめて無限水深時のそれより大となるという結論を得ており，明らかに本論文での結果と異なる結果を与えている。

## 4 結 言

前報では主船体および舵を矩形平板翼に置きかえて，無限流体中の主船体・舵間の流体力学的相互干渉を論じたが，本報では浅水域での検討に便なるよう舵の循環密度分布を簡単化して取扱った。その結果，次のようなことが明らかとなった。

1) 船体・舵の相互干渉を論じ，あるいはさらに相互干渉に対する浅水影響を論ずるために水底に関する鏡像を考慮に入れるなど複雑な計算を実行せねばならないときには，舵上の循環密度分布を簡易化して取扱う本論文で採用した手法は計算時間の短縮にかなり有効である。

2) 操舵によって主船体に誘起される付加流体力に対する浅水影響は顕著で，水深の減少に伴い付加流体力は増加する。

3) 主船体背後に置かれた舵の発生する流体力は，浅水域においても無限水深時と同様，単独舵のそれより低下する。舵流体力を減少させるという主船体存在の効果は水深の減少とともに一層顕著になる。

4) 操舵によって全船体に生ずる横力は水深の減少とともに一様に増大する。本論文の解析によって求められた，水深の減少に伴なう舵効きの増加は実験結果ともかなり良く一致している。

本研究を進めるにあたり広島大学 工藤君明助手，三井海洋開発(株)技術第一部 沼田敏晴の両氏より貴重なコメントをいただいたことを感謝する。また本研究は昭和54年度文部省科学研究費補助金を受けて実施されたものであることを付記する。

## 参 考 文 献


1) 藤野正隆，沼田敏晴，元良誠三：舵と船体の相互干渉に関する基礎的研究，日本造船学会論文集，第 146 号 (1979).
2) 宮田秀明：舵の総合性能の最適化に関する研究，東京大学博士論文 (1978).
3) 上田耕平，中武一明：揚力面理論の一数値解法，九大工学集報，第 51 巻，第 5 号 (1978).
4) 菅 信，花岡達郎：旋回性に及ぼす浅水影響の計算，造船協会論文集，第 115 号 (1964).
5) 井上正祐，村山紘二：浅水中を旋回する船の微係数の計算について，西部造船会々報，第 37 号 (1969).
6) Newman, J. N.: Lateral motion of a slender body between two parallel walls, J. Fluid Mech., Vol.39 (1969).
7) Hess, F.: Rudder effectiveness and course-keeping stability in shallow water, Inter. Shipbuilding Prog., Vol.24, No. 276 (1977).
8) 菅井和夫：小縦横比翼に対する新しい線型近似法，造船協会論文集，第 117 号 (1965).
9) Bollay, W.: A nonlinear wing theory and its application to rectangular wings of small aspect ratio, ZAMM. Bd.19, Nr.1 (1939).
10) 小川陽弘，小山健夫，貴島勝郎：操縦運動の数学モデルについて(MMG報告-I)，日本造船学会誌，第 575 号 (1977).
11) 野中晃二，二村 正，吉野良枝：浅水中で斜航する船体に働く流体力の計測，第 34 回船舶技術研究所研究発表会講演集 (1979).
12) 日本造船学会：第2回操縦性シンポジウムテキスト (1970).
13) 藤野正隆：制限水路における船の操縦性について，日本造船学会論文集，第 124 号 (1968).