

## 1. 緒言

浅水域における船体操縦流体力(浅水時と深水時の流体力の比)の実用的な計算法の一つに井上らの方法<sup>1)</sup>がある。この方法は、船体を矩形平板翼で置き換え、Bollayの非線形揚力面理論<sup>2)</sup>を応用したものである。この方法では自由渦の流出角は水深に無関係に一定とされるが、著者はさきに束縛渦強さと流出角の双方を未知として積分方程式を解き、流出角に対する水深影響を考慮した計算結果を示している<sup>3)</sup>。後者の方法によると、流体力に対しては実測値とさらに良い対応が得られるが、流出角については定量的には比較的大きな隔たりがある<sup>4)</sup>。

本報告は、流出角についても良い一致が得られることを目標として、井上らの方法を基にしこれに補正を加える取扱いによる簡易計算法について検討を行なったものである。なお、最も基本的な場合として斜航状態を対象とする。

## 2. 自由渦流出角に対する浅水影響

流出角を求めるさきの計算<sup>3)</sup>では、簡単のため翼面における誘導速度を用いているが<sup>2)</sup>、より正しくは翼面から離れた位置での値による必要がある。そこで、まず各々の方法により流出角、流体力にどの程度の差異が現われるか、また後者の取扱いは流出角に対し実測値により近い値を与える働きをするかについて検討を行なっておく。

## 2.1 計算方法

自由表面を固定壁と考え吃水 $d$ の2倍を翼幅 $b$ に、船の長さ $L$ を翼弦長 $c$ に対応させる。翼が単独に存在する状態(深水の場合に相当)での座標系をFig.1に示す。図中、 $V$ は一様流速度、 $\beta$ は迎角を表わす。束縛渦の強さ $\gamma$ は幅方向に一定とし、翼端からの自由渦は端部の垂直平面にあり、無限遠方まで一定の角度 $\theta$ で流れ去るものとする。水深 $H$ の浅水状態に対しては、 $y$ 軸方向に中心線間隔 $2H$ の無限個の鏡像を配置すればよい。

浅水時の翼端位置における誘導速度を求める。以下では $\xi = x/(c/2)$ 、 $\eta = y/(b/2)$ および $\zeta = z/(c/2)$ の無次元変数を用いる。いま束縛渦強さ $\gamma(\xi)$ および流出角 $\theta$ が与えられているとき、束縛渦と自由渦のそれぞれに基づくものに添字 $b, f$ を付すと、全渦系による $z$ 方向および $x$ 方向の誘導速度は次式のように表わされる。

$$w = w_b + w_f \quad (1)$$

$$u = u_b + u_f \quad (2)$$

ここに

$$w_b = -\frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \frac{\xi - \xi_1}{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2} \left[ \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 + \zeta^2}} + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1+m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2 + \zeta^2}} + \frac{1-m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right\} \right] d\xi_1$$

$$u_b = \frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \frac{\zeta}{(\xi - \xi_1)^2 + \zeta^2} \left[ \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 + \zeta^2}} + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1+m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1+m\lambda)^2 + \zeta^2}} + \frac{1-m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right\} \right] d\xi_1$$

$$w_f = -F(\xi, \zeta) \cos \theta$$

$$u_f = F(\xi, \zeta) \sin \theta$$

ただし

$$F(\xi, \zeta) = \frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \left[ \frac{1}{4\Lambda^2 + ((\xi - \xi_1) \sin \theta - \zeta \cos \theta)^2} \times \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta + \zeta \sin \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 + \zeta^2}} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1+m\lambda}{4\Lambda^2(1+m\lambda)^2 + ((\xi - \xi_1) \sin \theta - \zeta \cos \theta)^2} \times \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta + \zeta \sin \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + (4\Lambda^2(1+m\lambda)^2 + \zeta^2)}} \right) + \frac{1-m\lambda}{4\Lambda^2(1-m\lambda)^2 + ((\xi - \xi_1) \sin \theta - \zeta \cos \theta)^2} \times \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta + \zeta \sin \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2(1-m\lambda)^2 + \zeta^2}} \right) \right\} \right] d\xi_1$$

上式において $\Lambda = b/c$ (縦横比)、 $\lambda = H/(b/2)$ (水深・吃水比)である。また $\zeta$ の値として

$$\zeta = (1 + \xi) \tan \theta \quad (3)$$

を用いる。各誘導速度の翼弦にわたる平均値を $w_b, w_f, u_b, u_f$ で表わし、新たな $\theta$ の値を

$$\theta = \tan^{-1} \frac{V \sin \beta + \bar{w}_b + \bar{w}_f}{V \cos \beta + \bar{u}_b + \bar{u}_f} \quad (4)$$

により求める。これを一段階近似を進めた $\theta$ の値とする。この $\theta$ を用いて $\zeta$ の値および $\gamma(\xi)$ の計算を行なう。以後、この操作を繰り返す。

ここで $\gamma(\xi)$ の計算は次の方法による<sup>3)</sup>。束縛渦分布として

$$\gamma(\xi) = Va(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} \quad (5)$$

の形を仮定し、境界条件式

$$V \sin \beta + w = 0 \quad (6)$$

より  $a(\xi)$  と  $\theta$  を未知関数とする積分方程式を得る。同式中の  $w$  は全渦系による翼中央における  $z$  方向の誘導速度とする。反復法における  $\theta$  の第1近似は、Bollay に従い  $\beta/2$  としている。直圧力係数  $Y'$  およびモーメント係数  $N'$  (翼弦中心まわり) は、近似的に

$$\left. \begin{aligned} Y' &= \cos \beta \int_{-1}^1 a(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} d\xi \\ N' &= \frac{1}{2} \cos \beta \int_{-1}^1 a(\xi) \sqrt{\frac{1-\xi}{1+\xi}} \xi d\xi \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

により求める。

## 2. 2 計算結果と検討

### (1) 計算条件

計算に用いた矩形平板の要目を Table 1 に示す。これは、さきの自由渦流出状態の観測実験などに用いた模型<sup>4)</sup>であり、前後部の断面形状については長さの12%の範囲で厚みを滑らかに減少させている。

### (2) 計算結果

水深・吃水比  $H/d$  を変化させた場合の前節の方法による  $\theta$  の値 ( $\xi \neq 0$  の場合と略称する) の例を示すと Fig. 2 のごとくなる。同図には、翼面上の誘導速度を用いた値<sup>4)</sup> ( $\xi = 0$  の場合と略称する) および実測値<sup>4)</sup> を併記している。この結果によると、深水の状態では  $\xi \neq 0$  の場合の方が小さい値を示すが、浅水状態では逆に大きい値を示す。浅水状態では  $\xi \neq 0$  の取扱いを行なうと実測値との差がさらに大きくなり、近似計算方法が不一致の要因にはなり得ないことが分かる。

Fig. 3 には例として、両取扱いによる  $Y'$  の比較を示している。深水状態では大きな差は見られないが、浅水状態では  $\xi \neq 0$  の取扱いの方が大きい値を与え、実測値との一致度が低下する方向に働く。

## 3. 翼端における循環保存性の影響

### 3. 1 計算方法

浅水時の自由渦流出角に対して、より実測値に近い値を得る方法の一つとして、翼端すきまが小さい場合の翼端循環の保存性を考慮する方法<sup>5), 6)</sup> について検討する。一般にすきまが減少すると翼端における循環は零とならず、ある量が保存されることが知られている。このことは、翼端すきまが小さくなるに従い2次元特性に移行することを意味している。

翼弦方向の任意の位置  $x_1$  での束縛渦強さを  $\gamma(x_1)$  とすると、通常取扱いではこの位置の翼端から流出する自由渦の強さも  $\gamma(x_1)$  となるが、ここでは保存率を  $k$  としてその強さを  $(1-k)\gamma(x_1)$  とする。ここで  $k$  の値は翼弦にわたり一定と仮定する。なお、文献<sup>5)</sup> における

保存率は端部の循環と2次元翼のそれとの比に相当する量で表わされているが、本報告では便宜上、端部の循環とそのときの翼幅にわたる循環との比で定義する。

このような保存率を導入したときの流出角および流体力の計算を以下の方法により行なう。ただし、前章で述べた流出角に対する補正よりも循環の保存性がより本質的な意味をもつと見なし、また簡易な計算法を得ることを目的としていることから、ここでは流出角は翼面上の誘導速度から定める方法によるものとする。

実翼の翼幅中央における  $z$  方向の誘導速度は次式のように表される<sup>3)</sup>。

$$w = w_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} w_m \quad (8)$$

ここに

$$\begin{aligned} w_0 &= -\frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \left[ \frac{1}{(\xi - \xi_1) \sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2}} + \frac{(1-k) \cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + \Lambda^2} \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2}} \right\} \right] d\xi_1 \\ w_m &= -\frac{\Lambda}{4\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \left[ \frac{1+2m\lambda}{(\xi - \xi_1) \sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2 (1+2m\lambda)^2}} \right. \\ &\quad + \frac{1+2m\lambda}{(\xi - \xi_1) \sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2 (1-2m\lambda)^2}} \\ &\quad + (1-k) \left\{ \frac{(1-2m\lambda) \cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + \Lambda^2 (1+2m\lambda)^2} \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2 (1+2m\lambda)^2}} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{(1-2m\lambda) \cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + \Lambda^2 (1-2m\lambda)^2} \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \Lambda^2 (1-2m\lambda)^2}} \right) \right\} \right] d\xi_1 \end{aligned}$$

$\theta$  が既知であると(6)式の積分方程式から  $\gamma(\xi)$  が得られ、これらの結果から翼端における誘導速度が求められる<sup>3)</sup>。  $z$  方向の誘導速度を(1)式のように表わすと、

$$w_b = -\frac{\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma(\xi_1)}{\xi - \xi_1} \left[ \frac{1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2}} + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1+m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 (1+m\lambda)^2}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1-m\lambda}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 (1-m\lambda)^2}} \right\} \right] d\xi_1 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} w_f &= -\frac{(1-k)\Lambda}{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\xi_1) \left[ \frac{\cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + 4\Lambda^2} \left( 1 + \frac{(\xi - \xi_1) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2}} \right) \right. \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{(1+m\lambda) \cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + 4\Lambda^2 (1+m\lambda)^2} \left( 1 + \frac{(1+m\lambda) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + 4\Lambda^2 (1+m\lambda)^2}} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{(1-m\lambda) \cos \theta}{(\xi - \xi_1)^2 \sin^2 \theta + 4\Lambda^2 (1-m\lambda)^2} \left( 1 + \frac{(1-m\lambda) \cos \theta}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + 4\Lambda^2 (1-m\lambda)^2}} \right) \right\} \right] d\xi_1 \quad (10) \end{aligned}$$

となる。前章と同様に各誘導速度の翼弦にわたる平均値を  $w_b, w_f, u_b, u_f$  で表わすと、一段階近似を進めた  $\theta$  の値が(4)式より求められる。  $\gamma(\xi)$  の収束値が得られると(7)式によって流体力が求められる。

理想流体では渦定理により翼のすきま部分にも束縛渦が存在することになる。本来はこれの誘導速度への寄与を考慮する必要があるが、以上では第1段階の取扱いとして、この寄与を無視して考えている。

3. 2 計算結果と検討

ここで問題となることはkの値をどのように定めるかである。これに関しては、たとえば文献5)の実験結果があるが縦横比が8程度と十分に大きく、Table 1の形状とは大幅に異なる。そこで、ここではH/d=1.2, 1.5の浅水状態について、循環保存率をk=0~0.6の範囲で系統的に変化させてθの計算を行なう。その結果と実験値との比較を行なうとFig.4のようになる。また、流体力についての同様の比較をFig.5に示す。循環の保存性を考慮すると、浅水状態での流出角に対してより実測値に近い値が得られることが分かる。ただし流体力については逆に隔たりが大きくなる。従って循環保存性を考慮することにより、双方に対して正しい推定値を得ることはできない。

一方、純粋に流体力の観点から適切なkの値を定めることを考える。θの値としてFig.4に示している実験値を用いる。例として、kの値を変化させたときのY'の計算結果をFig.6に示す。N'の結果も考え合わせるとkの値は大略0.2~0.4の範囲にある。Y'についてはk=0.4程度とすると計算値と実験値は比較的良く対応する。なお、kの値は水深が浅くなるに従い増加する傾向が見られ、一応もっともらしい結果が得られている。

4. 結 言

井上らの方法に基づき、浅水時流体力と自由渦流出角のより合理的な簡易計算法について検討を行ない、おおよそ以下の結果を得た。

- (1) 自由渦の流出角について、翼面上の誘導速度を用いる近似方法と翼面から離れた位置でのそれを用いる方法による結果の比較を行ない、後者の取扱いが浅水状態での実測値との差を減少させる改良法とはなり得ないことを示した。
- (2) 浅水時の自由渦流出角の算定に際し、翼端すきまが小さい場合の翼端における循環の保存性を考慮する方法について検討した。この取扱いは浅水状態での流出角に対して、より実測値に近い値を与える。
- (3) 流出角として実測値を用いることにより、流体力の観点から適切な循環保存率kの値を定めた。本報告で対象としている形状については、水深・吃水比H/d = 1.2~1.5においてk=0.2~0.4程度となる。この値は水深が浅くなるに従い増加する傾向が認められる。

参 考 文 献

1)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

2)W.Bollay: A Non-Linear Wing Theory and its Application to Rectangular Wings of Small Aspect Ratio, Z.A.M.M, Vol.19, No.1, 1939  
 3)湯室彰規:浅水域における船体操縦微係数の推定法に関する一検討,石川島播磨技報,第24巻,第4号,1984  
 4)湯室彰規:浅水時操縦微係数に及ぼす船幅影響に関する一検討,関西造船協会誌,第205号,1987  
 5)B.Lakshminarayana and J.H.Horlock: Tip Clearance Flow and Losses for an Isolated Compressor Blade, A.R.C. R&M, No.3316, 1962  
 6)西山哲男,高木武夫:翼端にすきまのある翼の揚力線理論,日本機械学会論文集,第35巻,第273号,1969

Table 1 Principal dimension of model

|      |        |
|------|--------|
| L(m) | 1.200  |
| B(m) | 0.0120 |
| d(m) | 0.0720 |
| L/B  | 100    |
| 2d/L | 0.120  |

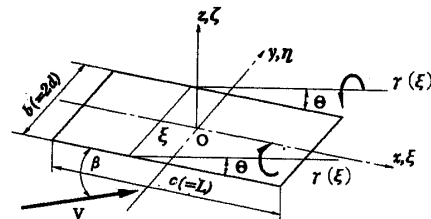


Fig.1 Coordinate system used for plate-wing representation

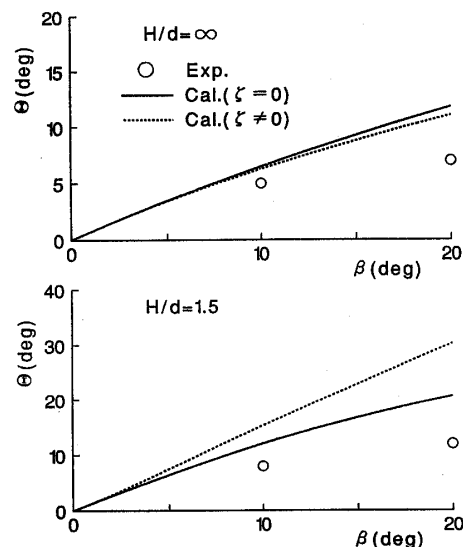


Fig.2 Comparison of measured and calculated inclination angles of trailing vortices

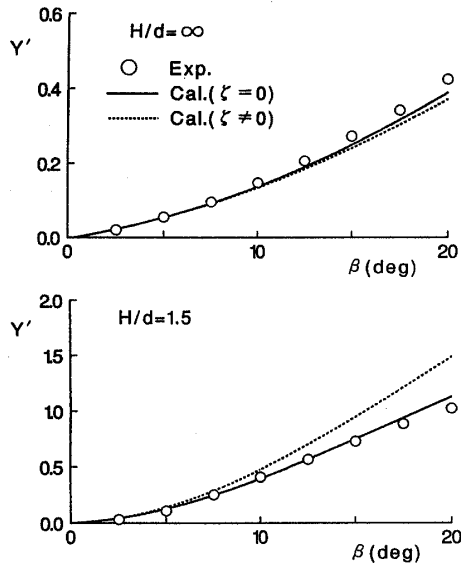


Fig. 3 Comparison of measured and calculated hydrodynamic forces

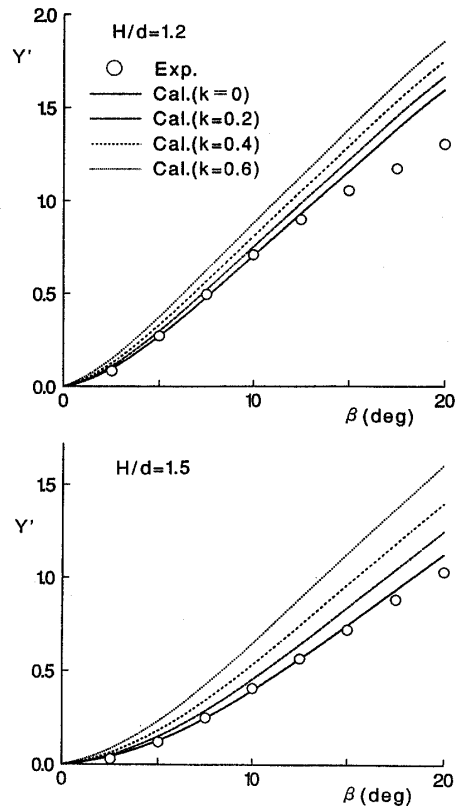


Fig. 5 Circulation retention effect on hydrodynamic forces

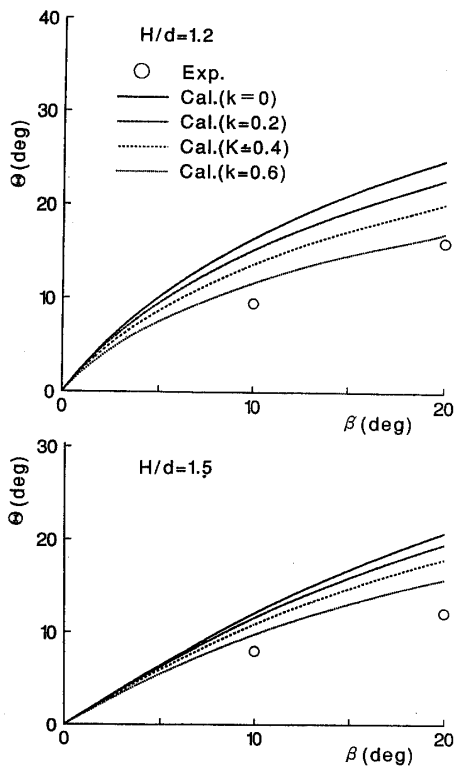


Fig. 4 Circulation retention effect on inclination of trailing vortices

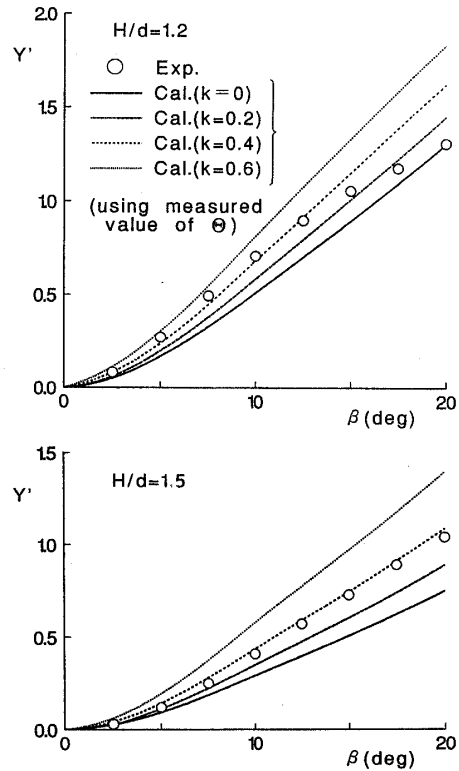


Fig. 6 Calculated hydrodynamic forces when measured inclination is used