

# スーパーキャビテーション翼の非線形理論

正員 五 通 貴 司\*    正員 加 藤 洋 治\*\*  
正員 山 口 一\*\*

Non-linear theory for supercavitating foil

by Takashi Gotu, *Member*, Hiroharu Kato, *Member*,  
Hajime Yamaguchi, *Member*

## Summary

This paper presents the non-linear theory of a supercavitating foil section, where the transient flow model is applied. The calculated model is based on the Hess & Smith method. The shape of cavity was obtained by the iteration.

The calculated result of a cavitating flat plate agreed well with the exact solution by Wu. The theory was applied to the several cavitating foil sections and compared with experiments. The results agreed well with experiments for the supercavitating as well as partially cavitating conditions except for the following cases;

(1) For the foil whose trailing edge is open, the effect of cavity from the trailing edge should be taken into consideration. Therefore, it is necessary to make the pressure of the trailing edge be the same as the pressure in cavity.

(2) Appropriate modification is indispensable for the foil with cup at the trailing edge. In this case, the separation at the trailing edge of back side of the foil might be important factor for this revision.

The theory has been extended to the foil between two parallel walls, and the cascade.

## 1. 結 言

従来のスーパーキャビテーション理論はほとんど線形理論であった。1953年に Tulin<sup>1)</sup> によって初めて行なわれて以来、線形理論によって数多くの解析が行なわれ、等角写像法や特異点分布法を用いて任意の形状の翼が計算されている。

これまでのスーパーキャビテーション翼の非線形理論としては Furuya<sup>2)</sup>, Sato<sup>3)</sup> のものなどがあるが、それらはいずれも等角写像法を用いているため、任意形状の翼型に適用するためには複雑な特異核積分を精度良く行なわねばならないという難点があった。一方、部分キャビテーション理

論では等角写像を用いた Tulin<sup>4)</sup>, 特異点分布を用いた山崎<sup>5)</sup>, 伊藤<sup>6)</sup> らの非線形理論があったが、山口<sup>7)</sup> は Hess & Smith 法, transient flow model を用いて自由流線の反復計算を行うことによってキャビティ形状, 圧力分布共に実験値と比較的よく合う計算法を提案している。そこでここでは山口の用いた方法をスーパーキャビテーション翼の計算にまで拡張し, 実験値と比較することによってその妥当性を検討し, 理論の統合をはかり, 汎用性の高いプログラムの開発を目的とする。

## 2. 理 論

本研究では, Hess & Smith 法の境界条件をキャビテーション状態のものに改めて計算を行う。

### 2.1 座標系

Fig. 1 のように一様流方向に x 軸, それと垂直に y 軸をとり翼の前縁, x 座標を 0 とする。翼の首尾線は x 軸と迎角  $\alpha$  をなす。

\* 日産自動車 (研究当時東京大学大学院)

\*\* 東京大学工学部

原稿受理 平成 4 年 7 月 25 日

秋季講演会において講演 平成 4 年 11 月 9, 10 日

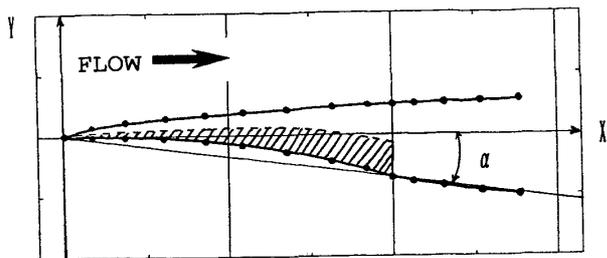


Fig. 1 Coordinate System and Discretization of Boundary

2.2 任意点での流速

翼面と自由流線を Fig. 1 に示すように、翼後縁上面、翼前縁、翼後縁下面の順に n 本の線分に分割する。ここに、各頂点の座標を  $(X_k, Y_k)$  とすれば、

$$\left. \begin{aligned} Z_k &= X_k + jY_k \\ S_j &= Z_{j+1} - Z_j \\ C_j &= \frac{1}{2}(Z_{j+1} + Z_j) \end{aligned} \right\} k=1, 2, \dots, n+1,$$

である。各線分上に一樣な強さの吹き出し分布  $m_j$ 、各線分全体に一樣強さの渦分布  $\gamma$  を分布させると、任意点  $z$  での複素共役速度  $W(z)$  は

(1) 無限流場中単独翼の場合、(Fig. 2-(a))

$$W(z) = U_\infty + \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^n m_j \frac{|S_j|}{S_j} \ln \frac{z-z_j}{z-z_{j+1}} + \frac{\gamma}{2\pi i} \sum_{j=1}^n \frac{|S_j|}{S_j} \ln \frac{z-z_j}{z-z_{j+1}} \quad (1)$$

で与えられる。

(2) 平行壁間の翼の場合 (Fig. 2-(b))

$$W(z) = U_\infty + \sum_{j=1}^n m_j \left[ \frac{|S_j|}{2b} + \frac{1}{2\pi} \frac{|S_j|}{S_j} \times \ln \frac{\sinh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-z_j)\right\}}{\sinh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-z_{j+1})\right\}} + \frac{1}{2\pi} \frac{|\bar{S}_j|}{\bar{S}_j} \ln \frac{\cosh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-\bar{z}_j)\right\}}{\cosh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-\bar{z}_{j+1})\right\}} \right] + \frac{\gamma}{2\pi i} \sum_{j=1}^n \left[ \frac{|S_j|}{S_j} \ln \frac{\sinh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-z_j)\right\}}{\sinh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-z_{j+1})\right\}} - \frac{|\bar{S}_j|}{\bar{S}_j} \ln \frac{\cosh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-\bar{z}_j)\right\}}{\cosh\left\{\frac{\pi}{2b}(z-\bar{z}_{j+1})\right\}} \right] \quad (2)$$

で与えられる。

(3) 翼列の場合 (Fig. 2-(c))

$$W(z) = U_\infty + \sum_{j=1}^n m_j \left[ \frac{|S_j|}{2b} + \frac{1}{2\pi} \frac{|S_j|}{S_j} \right]$$

$$\left. \begin{aligned} &\times \ln \frac{\sinh\left\{\frac{\pi}{b}(z-z_j)\right\}}{\sinh\left\{\frac{\pi}{b}(z-z_{j+1})\right\}} \\ &+ \gamma \sum_{j=1}^n \left[ \frac{1}{i} \frac{|S_j|}{2b} + \frac{1}{2\pi i} \frac{|S_j|}{S_j} \right. \\ &\left. \times \ln \frac{\sinh\left\{\frac{\pi}{b}(z-z_j)\right\}}{\sinh\left\{\frac{\pi}{b}(z-z_{j+1})\right\}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

で与えられる。

2.3 境界条件式 (スーパーキャビテーション)

Fig. 3 に示すように、境界条件として以下のものを考え、各線分の中点  $C_j$  で境界条件式をあたえる。

(A) 接線流れ条件

Fig. 3 の実線部では、流れの方向が線分の傾きに一致する。すなわち

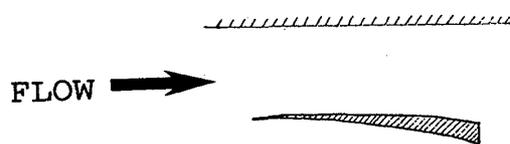
$$I_m(W(C_j) \times S_j) = 0 \quad (4)$$

(B) 圧力一定条件

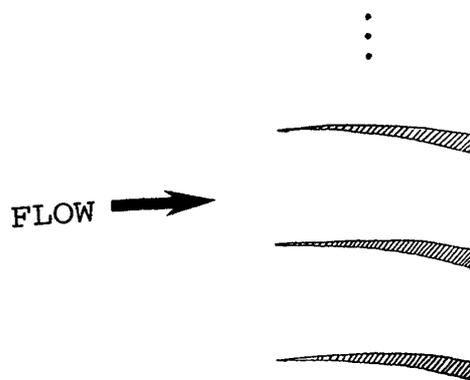
Fig. 3 の点線部では、流速の大きさがある一定値  $U_c$  に



(a) An Isolated Foil in Infinite Flow Field



(b) A Foil between Parallel Walls



(c) A Cascade in Infinite Flow Field

Fig. 2 Calculation Models

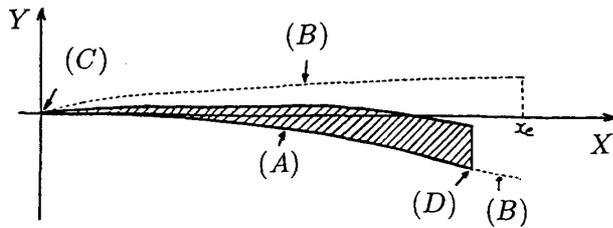


Fig. 3 Boundary Condition of Supercavitating Case

等しい。すなわち、

$$\operatorname{Re}\{W(c_j) \times S_j\} = U_c \quad (5)$$

(C) キャビテーション前縁条件

キャビテーションの前縁において、Fig. 3の点線部最左端の線分が常に流線方向となるようにする。その線分の番号を  $n$  とすると、

$$I_m\{W(c_n) \times S_n\} = 0 \quad (6)$$

(D) 下面側キャビティ流出条件

自由流線の流出方向が翼後縁下部の傾きと同じになるようにする。翼後縁 (TE) 下面の線分の番号を  $m$  とすると、

$$I_m\{W(c_{m+1}) \times S_m\} = 0 \quad (7)$$

境界条件(A)~(D)をそれぞれ線分の上で満足させることにより、 $(n+2)$ 個の未知数  $m_j, \gamma, U_c$  に関する  $(n+2)$ 本の連立一次方程式がえられる。また、キャビテーション数  $\sigma$  はベルヌーイの方程式を用いることにより次式で求められる。

$$\sigma = \frac{P_\infty - P_v}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = \left(\frac{U_c}{U_\infty}\right)^2 - 1 \quad (8)$$

ここに

$P_\infty$ : 無限遠方の圧力

$P_v$ : キャビテーション内の圧力

$\rho$ : 流体密度

揚力係数、抗力係数等を求める際、圧力分布を翼表面にわたり積分する。しかしながら自由流線形状が未知であるためこのままでは各線分の位置を決定できず、計算を行うことができない。その為以下に示す反復計算により自由流線形状を求める。

#### 2.4 自由流線形状の決定とその初期形状

Fig. 4-(a)に示すようにキャビテーション厚さを0とし、圧力一定部終端の位置を翼後縁として、翼面に  $m_j, \gamma$  分布をおく。Fig. 3の境界条件のもとに  $m_j, \gamma$  の大きさを求め、(1), あるいは(2), (3)式により流速一定部の各線分の中点における  $x, y$  方向の流速  $u_j, v_j$  を求める。つぎに各線分の両端の  $x$  座標は変えずに、その傾きが  $v_j/u_j$  になるように新しく線分をとりなおす。これを新たな自由流線形状とする。この計算を繰返し行い圧力一定部終端が翼後縁の場合の自由流線形状を求める。それが Fig. 4-(b)である。つぎに翼後縁より後流の流線を Fig. 4-(b)におかれた

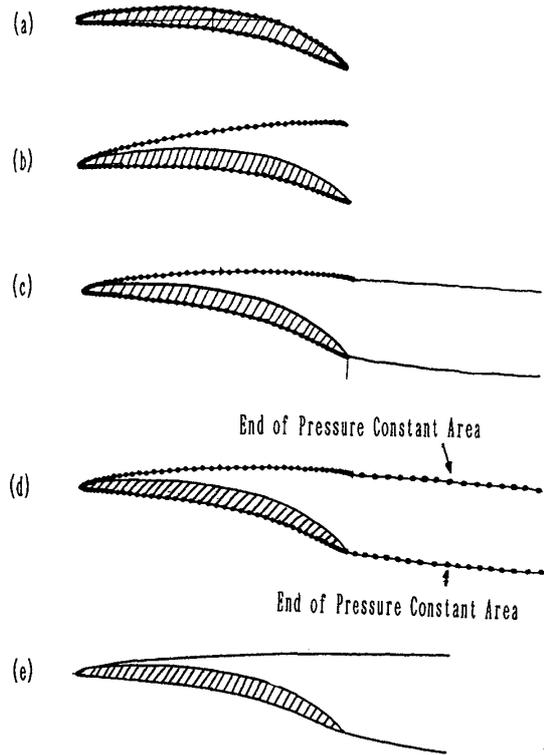


Fig. 4 Method of Calculation

$m_j, \gamma$  分布による誘起速度と一樣流速により Fig. 4-(c)に示すように求める。

この後流流線に圧力一定部の  $x$  位置を仮定してやりスーパーキャビテーション用計算の初期形状とする。Fig. 4-(d)に示すように、 $m_j, \gamma$  分布をこの初期形状の上に置きなおす。そこで Fig. 3の境界条件のもとに、 $m_j, \gamma$  分布を求める。先程と同様に各線分が流速方向と一致するように新しく線分をとりなおす。このままでは流線が多少振動しているため、収束性を高める意味で、この新しい線分を最小二乗近似してスムージングした後、その上にまた  $m_j, \gamma$  分布をおき同じことを繰り返し自由流線を求める。この最小二乗近似の際に次の様な多項式を用いて翼前縁の特異性を考慮した。

$$y = \sqrt{x} (a_1 + a_2x + a_3x^2 + a_4x^3 + a_5x^4) \quad (9)$$

#### 2.5 境界条件式 (部分キャビテーション)

部分キャビテーション計算における境界条件は山口<sup>7)</sup>が行った様に Fig. 5に示すようにとった。

(A) 接線流れ条件。(B) 圧力一定条件。(C) キャビティ流出方向条件 (圧力一定部の終端  $X=X_e$  において流速方向が翼面に平行)。(D) Kuttaの流出条件。

自由流線形状の決定はスーパーキャビテーション計算に準ずる。

#### 2.6 キャビティ前縁及び後縁

本研究室で行われた実験によると今回用いたスーパーキャビテーション翼型についてはキャビティは翼前縁から出ている事がわかったので、それに対応しキャビティ前縁位

置をLEとして計算を行った。キャビテーション後縁部では、キャビテーションは微細な気泡に分裂して崩壊しているものと考えられる。そのため  $X \geq X_e$  では、球形気泡の成長崩壊に関する Rayleigh の方程式

$$R' \frac{d^2 R'}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR'}{dt} \right)^2 = \frac{P_b - P}{\rho} \quad (10)$$

ここに、

$R'$  : 気泡半径

$t$  : 時間

$\rho$  : 気泡外の流体の密度

$P_b$  : 気泡壁の圧力

$P$  : 気泡周囲の圧力

を、数値的に解いて、 $R'=0$  となるところをキャビテーション後縁位置 ( $l_{max}$ ) とする (fig. 6 に示す)。ただし、(10) 式の諸量は全て次元を持っているので、次のように無次元化して用いる。

$t=0$  からの気泡の移動距離を  $S'$  (有次元)、移動速度を  $U'$  (有次元) とすれば、次式が成り立つ。

$$\frac{dS'}{dt} = U' \quad (11)$$

$R', S'$  を翼弦長で、 $U'$  を一様流速  $U_\infty$  で無次元化してそれぞれ  $R, S, U$  と表わすと、

$$2U^2 R \frac{d^2 R}{dS^2} + 2U \frac{dU}{dS} R \frac{dR}{dS} + 3U^2 \left( \frac{dR}{dS} \right)^2 = -\sigma - C_p \quad (12)$$

ここに

$$U : \frac{U'}{U_\infty}$$

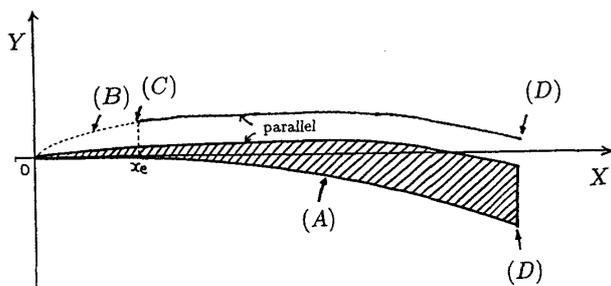


Fig. 5 Boundary Condition of Partially Cavitating Case

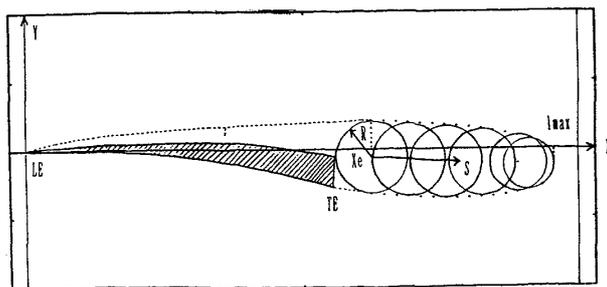


Fig. 6 Modeling of Cavity Collapsing Resion

$$R : \frac{R'}{C}$$

$C$  : 翼弦長

$S$  :  $X = X_e$  からの表面距離を  $C$  で無次元化したもの

### 2.7 粘性力の計算

CL, CD を求めるには、圧力分布を翼表面にわたり積分し、さらに翼正面の粘性力の影響を考慮するために次の様な計算をおこなった。まず翼面の速度分布を求める。その速度分布による境界層の発達を以下に示すような方法でおこなう。翼面はその境界層の運動量厚さに応じた摩擦力を受けるとする。この摩擦力積分を圧力積分に加えて CL, CD を算出する。層流境界層の計算には Thwaites の方法、乱流境界層の計算には Head の Entrainment の方法を用いた。

## 3. 計算結果及び考察

### 3.1 平板翼による既存の非線形理論との比較

当理論の妥当性の検証とプログラムのデバッグを兼ねて平板翼による CL の比較をおこなった。Fig. 7, Fig. 8 に流線形状及び圧力分布を示す。

今回比較の対象としたのは Wu による非線形理論の厳

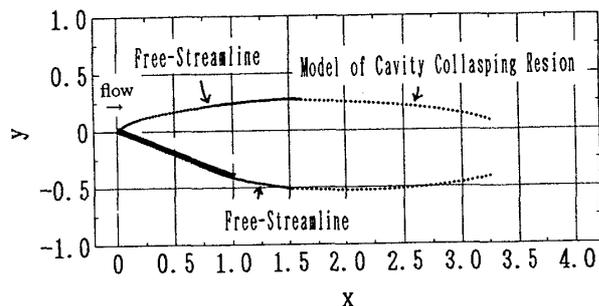


Fig. 7 Shape of Free-Streamline (Flat Plate) Angle of Attack = 25 deg

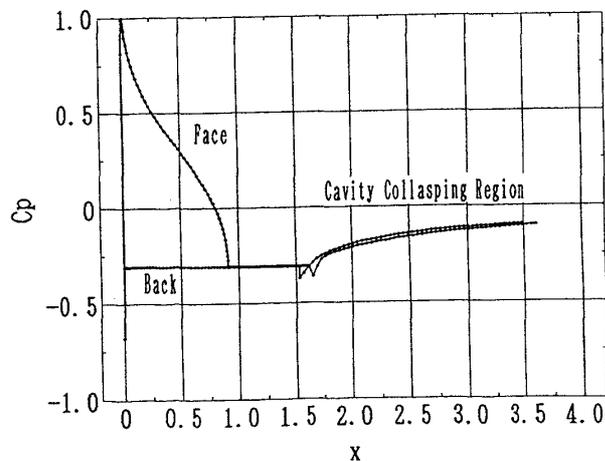


Fig. 8 Cp Distribution (Flat Plate) Angle of Attack = 25 deg

密解<sup>8)</sup>である。その結果を Fig. 9 にしめす。これを見ると迎角 4 deg. から迎角 25 deg. と線形理論では困難な高迎角まで解の収束を得、かつ高迎角まで非常によく一致し本理論の妥当性が示された。

### 3.2 スーパーキャビテーション翼型による実験及び線形理論との比較

本研究室で行われたシリーズ試験に用いた翼型の計算結果を示し、実験および既存の線形理論と比較する。

#### 3.2.1 翼型の説明

今回計算に用いたスーパーキャビテーション翼型はつぎの通りである。

- (a) Newton-Rader 翼形…Hollow Face 翼型の前縁正面側をカットしてウォッシュバックをつけることにより、フェイスキャビテーションが発生しにくくしたもの。
- (b) Std 翼型…モーターボート競走(競艇)用の標準プロペラの半径 0.7 R 位置の翼型である。
- (c) Cup 翼型…Std 翼型を経験的にモディファイした翼型である。Std 翼型より性能がよいとされている。
- (d) Waid 翼型…Waid が実験に用いた翼型で、Tulin2 項翼を実験強度を増す為 Waid 自身が修正を加えた翼型である。
- (e) Johnson 翼型…Tulin2 項翼型を Johnson が改良した 5 項翼型である。

各翼型の断面形状を Fig. 10-(a)~(e) に示す。

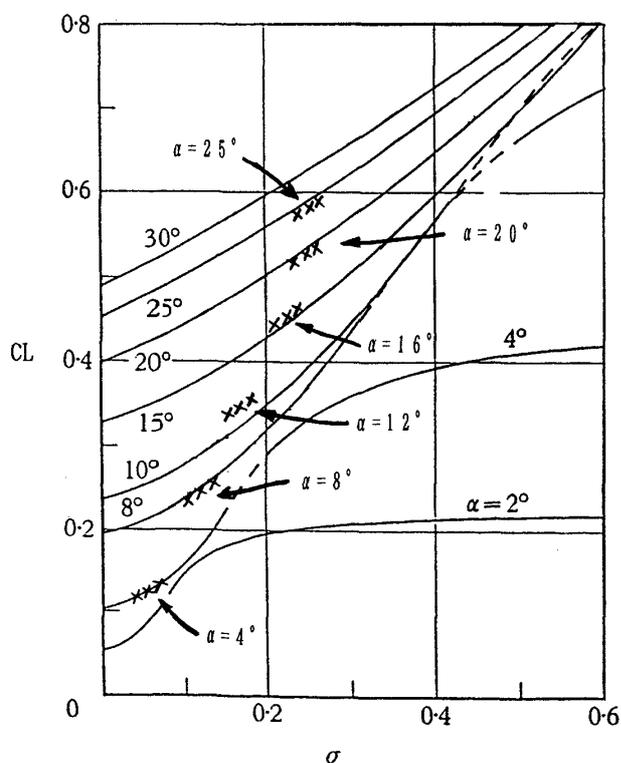


Fig. 9 Comparison of CL between Present Non-linearized Theory and Exact Solution by Wu

#### 3.2.2 CL, CD の比較

それぞれの翼型について CL, CD の比較を行った結果次の様にまとめることが出来た。

まず、翼型を翼後縁が閉じているものと、開いているものに分類した。さらに翼後縁が閉じている翼に付いてカップが付いているか、いないかに分類した。スーパーキャビテーション用計算においては、すべてのタイプの翼型について良好な一致をみせた。部分キャビテーション用計算においては、翼後縁が閉じていてカップの付いていない翼型に対しては良好な一致をみせた。後縁が開いてカップが付いた翼型と、後縁が開いた翼型については、後に示す検討(1), 検討(2)に述べる。本理論の計算結果と実験(東大), 実験(Waid), 線形理論(閉鎖モデル)との CL, CD の比較を Fig. 11~Fig. 15 にしめす。Fig. 11, 12 は Std 翼型の CL, CD の比較で CL, CD 共、理論と実験との一致が良い。Fig. 13 は Cup 翼型の CL の比較を示している。σの小さいスーパーキャビテーション状態では理論は実験とよく一致しているが、σが大きくなり部分キャビテーション状態になると理論結果は実験より大きな値を与える。Fig. 14, 15 は Waid 翼型の比較で CL (Fig. 14) はよく一致しているが、CD (Fig. 15) については実験値は理論値よりも 2 倍程度大

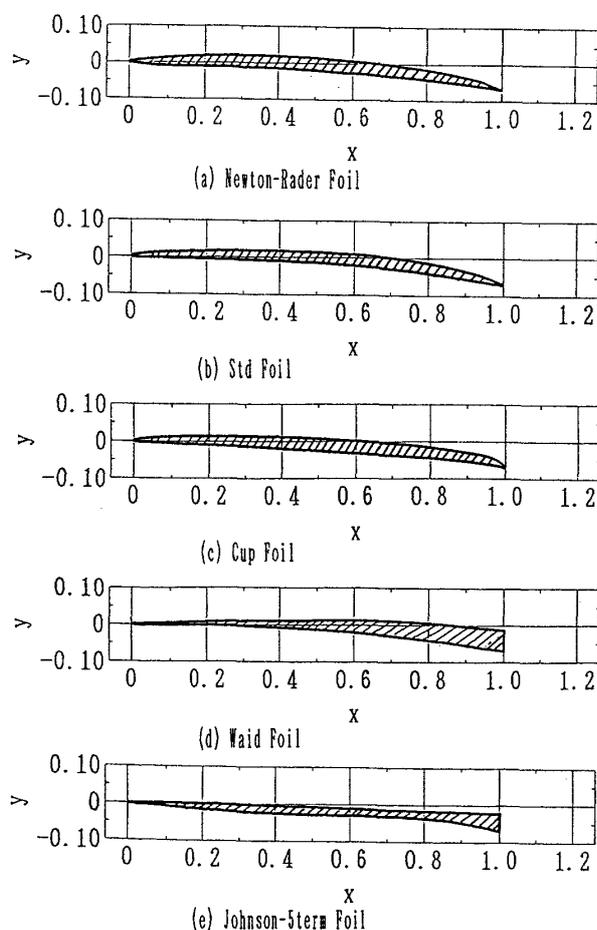
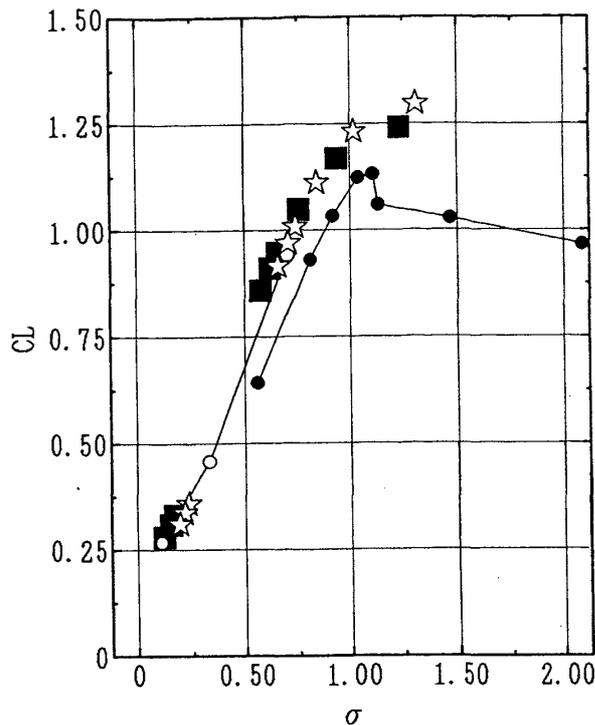
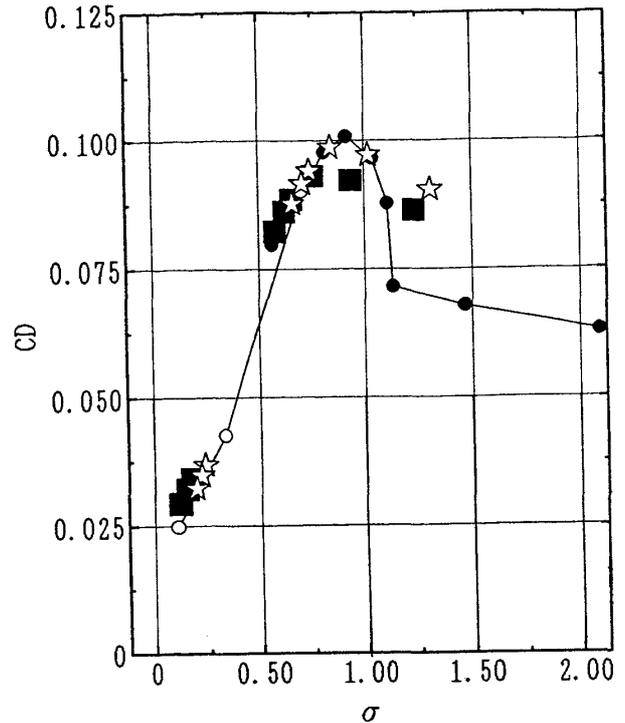


Fig. 10 Shape of Foils



■ Non-linearized Theory (An Isolated Foil in Infinite Flow Field)  
 ☆ Non-linearized Theory (An Isolated Foil between the Parallel Walls)  
 ○ Linearized Theory (Closed Type Model)  
 ● Experiment (Univ of Tokyo)

Fig. 11 Relationship between CL and  $\sigma$  (Cavitation Number)  
 Std Foil, Angle of Attack =  $6^\circ$



■ Non-linearized Theory (An Isolated Foil in Infinite Flow Field)  
 ☆ Non-linearized Theory (An Isolated Foil between the Parallel Walls)  
 ○ Linearized Theory (Closed Type Model)  
 ● Experiment (Univ of Tokyo)

Fig. 12 Relationship between CD and  $\sigma$  (Cavitation Number)  
 Std Foil, Angle of Attack =  $6^\circ$

きくなっている。

Fig. 13, Fig. 15 についてはそれぞれ検討(1), (2)で後述する。

### 3.3 検討(1): 翼後縁が閉じ, カップが付いた翼型における部分キャビテーション計算

モーターボート競走 (いわゆる競艇) において各選手による艇の改造はプロペラを自動車の板金を行うようにたたいて形状を変えることのみ許されている。そこで各選手はプロペラの性能を上げようといろいろな形状を試行錯誤で作るわけである。そこでひとつの高性能とされているカップ付 (本論文中 Cup) 翼型がある。この翼型はもとの標準 (本論文中 Std) 翼型の全体的なキャンバは減少させ翼後縁付近のみに急激にキャンバを付けたものである。

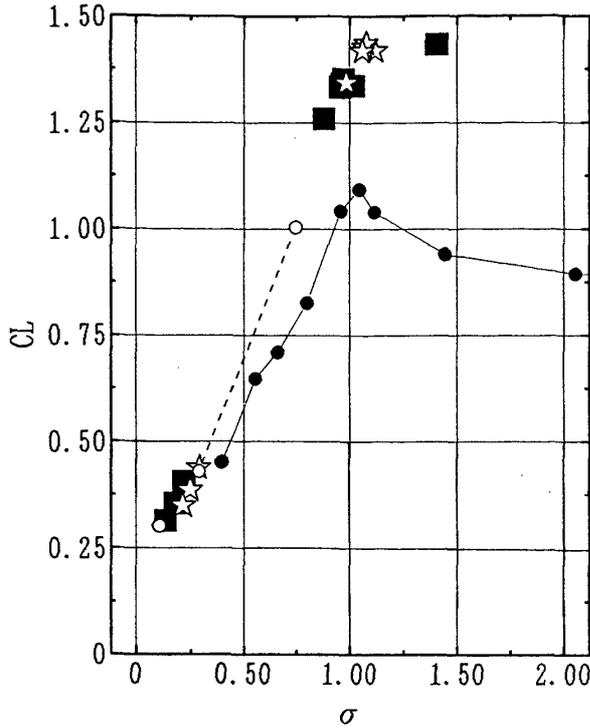
今回計算した翼型のうちで, Cup 翼型のように翼後縁が閉じて, かつ翼後縁部で急激なキャンバ変化のある翼型において, CL, CD ともに部分キャビテーション状態において実験との良好な一致がみられなかった。(Fig. 13) この理由として以下のことが考えられる。Fig. 16 に示すように部分キャビテーション計算の境界条件において圧力一定部後流で流れが翼面に平行に流れるとしているため, 剥離を起

こすようなところでも無理やり流れの方向を決められてしまう。そのため, その部分で流速が速くなり, 圧力が蒸気圧より低く計算され (Fig. 17), そのため CL が高く計算されてしまうということが考えられる。

### 3.4 検討(2): 部分キャビテーション用非線形計算における翼後縁の圧力評価について

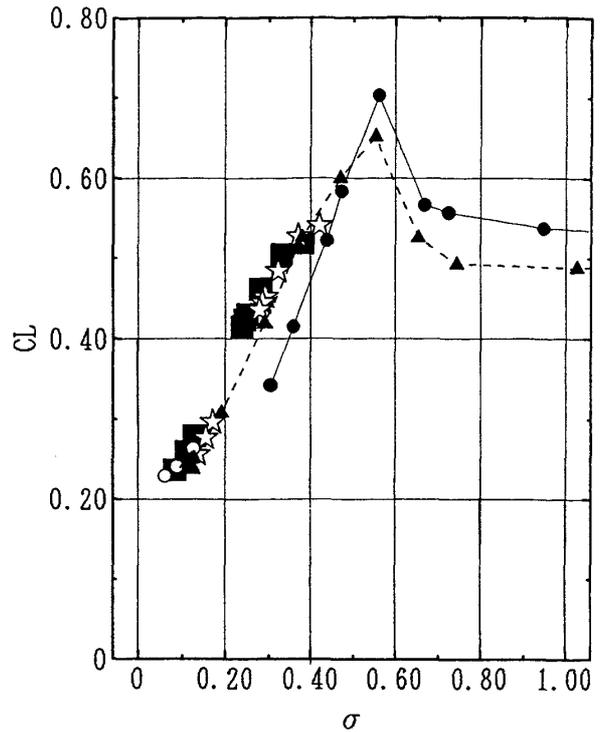
Waid 翼型, Johnson 翼型のように翼後縁 (TE) が開いた翼型の部分キャビテーション計算において Fig. 15 でもわかるように, 良好な一致が見られなかった。これについて以下の様に検討した。CL, CD を求める際, 圧力分布を翼表面にわたり積分するが, 部分キャビテーション理論に於て翼の TE の face 面の流速と TE の back 側の自由流線上の流速が等しいという境界条件を与えている。すなわち圧力は等しい。

それが Fig. 18 に示す Pte である。そこで CL, CD を計算する際に用いる TE の圧力はこの Pte としている。これは Newton-Radar, Std, Cup, 等の TE が閉じた翼断面形状をもつ翼型に関しては問題はないが, Waid 翼型, Johnson 翼型などの TE が開いた断面形状をもつ翼型においてその開いた部分の圧力に用いる値を TE の face 面の圧力を用



■ Non-linearized Theory(An Isolated Foil in Infinite Flow Field)  
 ☆ Non-linearized Theory(An Isolated Foil between the Parallel Walls)  
 ○ Linearized Theory(Closed Type Model)  
 ● Experiment(Univ of Tokyo)

Fig. 13 Relationship between CL and  $\sigma$  (Cavitation Number)  
 Cup Foil, Angle of Attack=6°



■ Non-linearized Theory(An Isolated Foil in Infinite Flow Field)  
 ☆ Non-linearized Theory(An Isolated Foil between the Parallel Walls)  
 ○ Linearized Theory(Closed Type Model)  
 ● Experiment(Univ of Tokyo)  
 ▲ Experiment(Waid)

Fig. 14 Relationship between CL and  $\sigma$ (Cavitation Number)  
 Waid Foil, Angle of Attack=4°

いた場合、実験による観察から得られたものとくいちがう。実験によれば翼前縁 (LE) からキャビテーションが初生しているキャビテーション数においてはすでに Fig. 19 の様に開いた TE 部分にはキャビテーションが発生している。この為 TE の圧力にこの Pte を用いるのは不適切である。そこでそのときの LE に発生したキャビテーション中の圧力を参考にして圧力を変えて計算を行ってみた。Fig. 18 に示すようにキャビテーション中の圧力を下限にして A, B, C と変えてみた。それらの圧力に対応する CD の図を Fig. 15 に示す。翼型は Waid, 迎角は 4 deg. である。CL に関してはほとんど差がでなかったので省略する。この Fig. 15 をみると LE キャビテーション中の圧力 C を用いた場合、実験 (東大) のデータと非常によく一致することが分った。

### 3.5 境界条件に関する考察

#### 3.5.1 上下壁影響について

実験はキャビテーショントンネルで行われる。キャビテーショントンネルは翼型に対して無限に大きいわけではなく、トンネルの上下壁の影響は無視できない。上下壁影響を考慮したモデル (平行壁間モデル) による実験との比較を Fig. 11~Fig. 15 に示す。この平行壁間モデルの場合上

下の壁の存在により流路が狭められ、その結果流速が速くなり圧力が下がる。このキャビティ内の圧力低下により一様流中のときより  $\sigma$  が大きくなるほうにシフトしている。また Waid 翼型においてはスーパーキャビテーション状態において、実験 (Waid) とよく一致することがわかった。

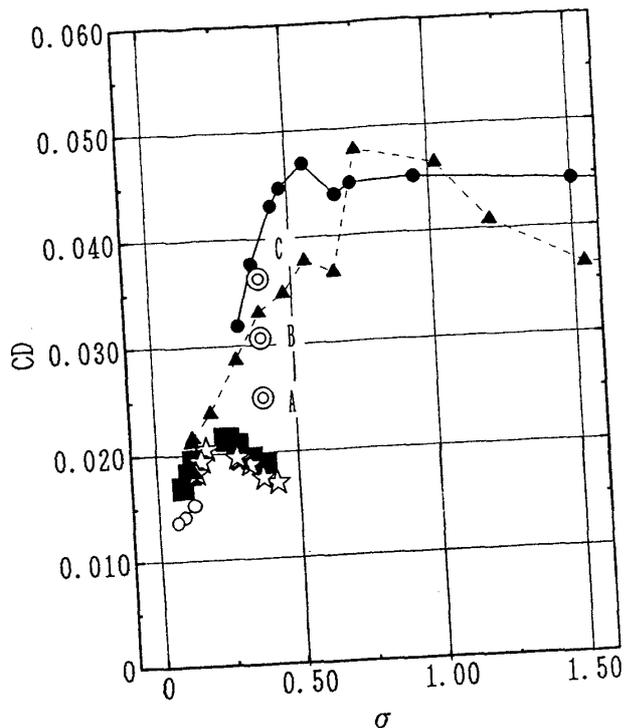
### 3.6 非線形理論の利点を生かした試算

スーパーキャビテーション翼の非線形理論には線形理論に較べて次の様な利点がある。

- (1) 高迎角にも対応できる。
  - (2) 任意の翼形状に対応できる。とくに Cup 翼型のように翼途中に急激なキャンバ変化がある場合にも対応できる。
- (1) については平板翼による計算のところ、十分に示されたと思われる。

次に (2) については Cup 翼型でその一例を示したがさらにそのカップのキャンバをきつくしたものを計算し線形理論と比較した。今回考えたカップ付翼型は次のようである。

- (a) 基準を Std 翼型とした。



■ Non-linearized Theory (An Isolated Foil in Infinite Flow Field)  
 ☆ Non-linearized Theory (An Isolated Foil between the Parallel Walls)  
 ○ Linearized Theory (Closed Type Model)  
 ● Experiment (Univ of Tokyo)  
 ▲ Experiment (Waid)

Fig. 15 Relationship between CD and  $\sigma$  (Cavitation Number)  
Waid Foil, Angle of Attack =  $4^\circ$

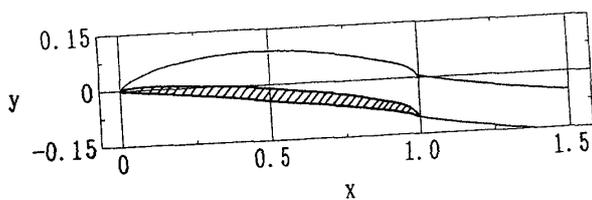


Fig. 16 Shape of Free-Streamline

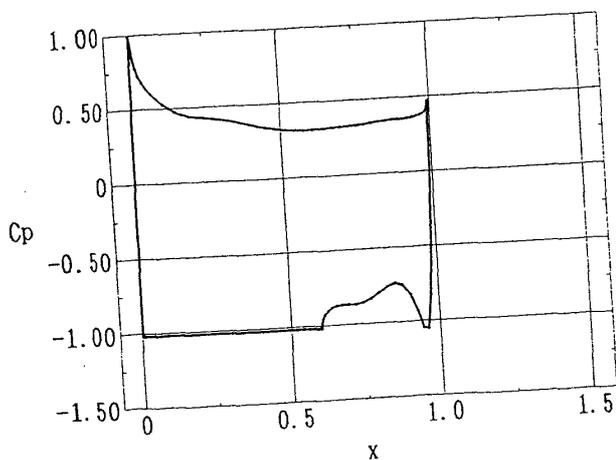


Fig. 17 Cp Distribution

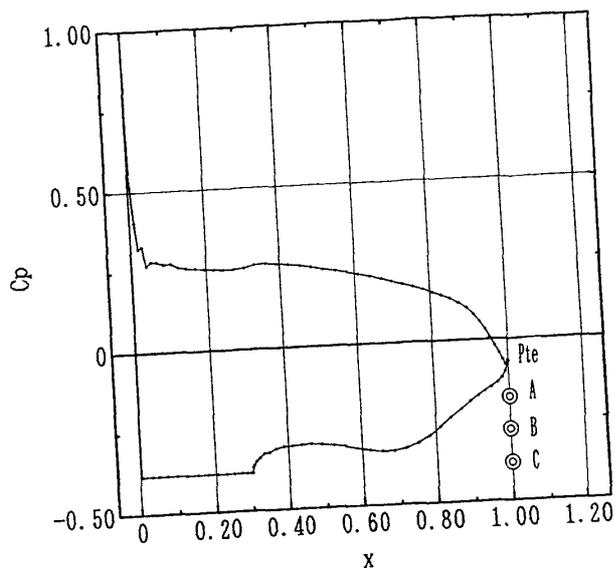


Fig. 18 Cp Distribution  
Waid Foil, Angle of Attack =  $4^\circ$

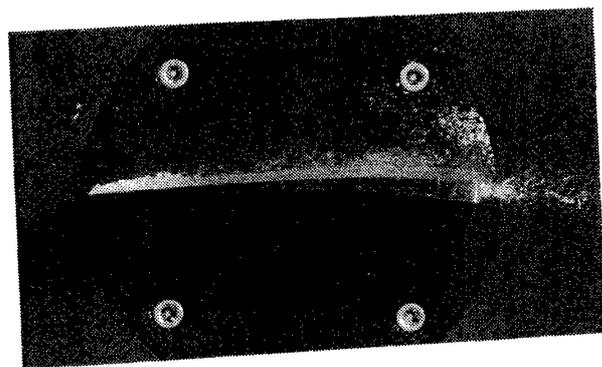


Fig. 19 Picture Experiment  
Waid Foil (Partially Cavitating)

(b) TE から 5% のところで翼コード長さの 1% だけ face 側にオフセットしたものを Stdcl 翼型, 2% だけオフセットしたものを Stdcl2 翼型とする。

Fig. 20 に翼断面形状の図を示す。カップ形状と圧力分布の比較図を Fig. 21 に示す。カップの影響で有効迎角が異なるため圧力分布は大きく異なるが、定性的にはカップ部分の圧力のピークがカップのオフセットがきつくなるにつれて、大きくなっていることが示された。CL についての線形理論との比較を Fig. 22 に示す。この場合、Std 翼型では非線形理論と線形理論の間にあまり差がないが、Stdcl, Stdcl2 とカップのきつい翼になるにつれ、非線形理論と線形理論との差が大きくなることが示された。このことによりカップのきつい翼型を計算する際には非線形理論によらなければならないことが示された。

#### 4. 結 論

本研究の結論は次の通りである。

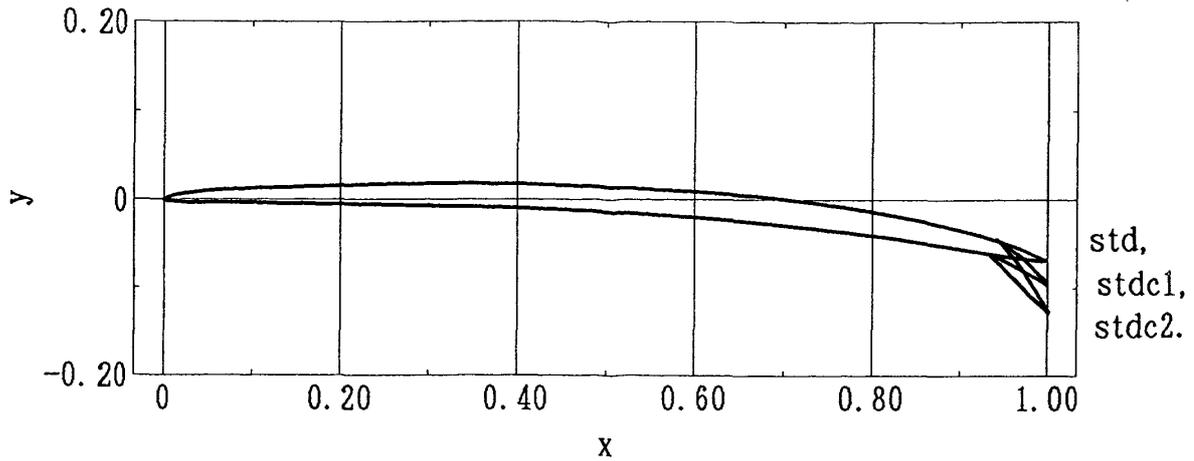


Fig. 20 Shape of Trailing Edge

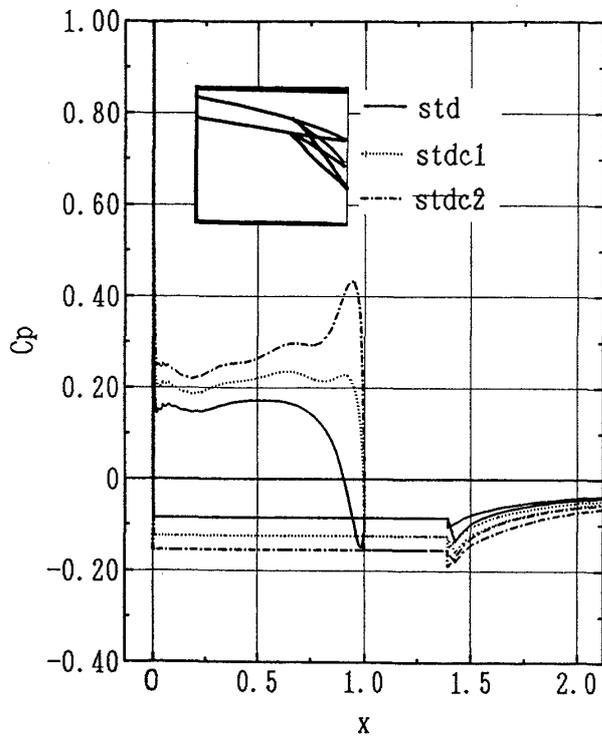
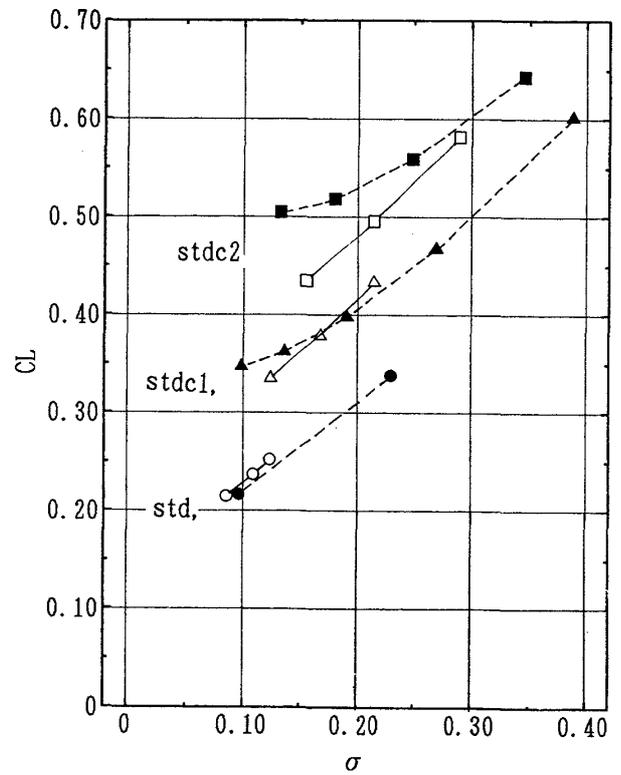


Fig. 21 Cp Distribution (Std, Stdcl, Stdc2)



- std Linearized Theory (Closed Type Model)
- std Present Non-linearized Theory
- ▲ stdc1 Linearized Theory (Closed Type Model)
- △ stdc1 Present Non-linearized Theory
- stdc2 Linearized Theory (Closed Type Model)
- stdc2 Present Non-linearized Theory

Fig. 22 Comparison of CL with Shape Variation of Trailing Edge

- (1) 部分キャビテーション, スーパーキャビテーション両方の理論の統合が出来, 汎用性の高い計算プログラムを作成した。本理論では無限流場中の単独翼の他に, 平行壁間の翼, 翼列も計算出来, 解の収束性も優れている。
- (2) 多種類の翼型について, 本理論の計算結果と実験の比較を行った。その結果スーパーキャビテーション状態では, 実験結果との良好な一致を得た。部分キャビテーション状態でも, 以下に示す一部の翼型を除いては良い一致が得られた。
- (3) 翼後縁が開いた翼に対しては, 翼後縁から発生するキャビティの影響も考慮し翼後縁の圧力をキャビティ内圧力

- にして CD を計算する必要がある。
- (4) 翼後縁にカップがある翼に対しては, 翼上面後縁部の流れの剥離を考慮し適切な修正をする必要がある。

## 謝辞

本論文で報告したスーパーキャビテーション翼型の実験は、(社)日本造船研究協会第214研究部会(委員長:加藤洋治)および(社)全国モーターボート競走会連合会 競走用モーターボート性能調査研究委員会(委員長:矢崎敦生氏)の研究の一部として行われたことを記し、関係各位に厚くお礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) Tulin, M. P.: Supercavitating Flow Past Foils and Struts, Proc. NPL Symp. Cavitation Hydrodynamics, 1955, Paper No. 16, pp. 1-9
- 2) Furuya, O.: A Singular Perturbation Method of Calculating the Behavior of Supercavitating Hydrofoils with Rounded Noses, Office of Naval Research Department of the Navy, No. E-79 A. 14 1972
- 3) Sato, K.: Nonlinear Theory on Supercavitating Hydrofoils of an Arbitrary Shape, Second International Conference on Cavitation C 214/83 1983. 8
- 4) Tulin, M. P. and Hsu, C. C.: New Applications of Cavity Flow Theory, Proc. 13th Symp. Naval Hydrodynamics, Tokyo, 1981, pp 107-131
- 5) 山崎正三郎, 高橋通雄: 特異点分布法を用いた二次元厚翼の部分空洞の解法, 日本造船学会論文集, 第146号, 1979, pp. 112-118
- 6) 西山哲男, 伊藤淳: 特異点法による超空どう翼の流れ場の基礎式とその解法(第5報, 反り及び厚みの大きい単独翼), 日本機械学会論文集(B編47巻424号)1981, pp 2229-2234
- 7) 山口一: 翼型に発生する部分キャビテーションの非線形理論と耐キャビテーション性能の優れた翼型の開発(東京大学博士論文)1983
- 8) Wu, T. Y.-T.: A Wake Model for Free-streamline Flow Theory, Part 1, J. Fluid Mech., Vol. 13, 1962, pp. 161-181