サブキャビテーション領域における超高速平頭 SC 翼形まわりのベースベンテド特性の 数値シミュレーション*

大山 信^{*1}, 阿部 淳平^{*1}, 砂山 良彦^{*1}
祖山 均^{*2}, 山部 正博^{*3}, 大場 利三郎^{*2}

Base-Vented Performance Simulation for Supercavitating Hydrofoils with Pseudo-Kirchhoff Nose Operating within the Subcavitating Region

Makoto OHYAMA, Junpei ABE, Yoshihiko SUNAYAMA,
Hitoshi SOYAMA, Masahiro YAMABE and Risaburo OBA

In order to clarify supercavitating hydrofoil performance numerically, especially in the base-vented state at a low incidence, we try to make numerical simulations for three typical thin supercavitating hydrofoils with pseudo-Kirchhoff noses by means of the QUICK method. The precise water-tunnel tests on the supercavitating steady lift- and drag-performance for the foils are examined, after the marked effects of leading edge and the peculiar behavior of disc drag have been clarified. We find that the analyses agree well with the experiments, especially in the base-vented flow at low incidences, showing several interesting facts.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Numerical Analysis, Cavitation, Blade, Base Vented Flow, Vortex

1. 緒 言

船用プロペラなどの流体機器を飛躍的に高速化し得るスーパーキャビテーション⁽¹⁾(以下SCと略称)機器がようやく実用段階に達した昨今,これらの機器の最重要構成要素であるSC翼形,特に低抗力をねらった薄翼形の低迎え角時の性能改善と,この改善を可能とするための翼形まわりの流れの十分な把握が重要課題となってきた。

文献によれば,「十分に発達したSC状態では,測定部の上下壁影響が著大になる」^{(1)~(3)},「翼形試片を支持する円盤抗力の複雑な挙動」⁽⁴⁾,「翼形前縁の極微小形状差が性能に敏感に効く」⁽⁵⁾⁽⁶⁾などの問題があり,これまでのところ翼形性能に関する信頼するに足る実験データ,特に低迎え角時のベースベンテド(以下BVと略称)特性のそれは残念ながらほとんどない。したがって,このような現状では,やむなくSC機器の設計に際しては理論解析によってBV特性を大まかに

推定はされてはいるが,しばしば全く実態に合わない等の問題に遭遇しており,より妥当な解析法または実験法の確立が切望されている。

著者らは,SC流れの詳細な観察⁽⁷⁾から,「サブキャビテーション(Sub.Cと略称)状態,遷移状態に連なる実用的な擬似SC状態⁽⁸⁾が十分広いキャビテーション係数 σ の範囲において認められ,この擬似SC状態では上下壁影響はあまり大きくない」という興味ある事実を見出し,この事実を踏まえて3種の実用的な薄い平頭翼形のSC揚抗力定常特性の水槽実験を試みた⁽⁹⁾。次いで,著しい前縁形状差の影響,さらに,測定部における翼形支持円盤の抗力の特異な挙動も解明し⁽⁴⁾,十分な精度の特性試験法を確立した。一方,詳細な組織的データ(特に変動データ)を得る目的で,上記の水槽実験と平行して高レイノルズ数領域における数値不安定性を抑えるために対流項にQUICK法を適用して差分化した差分法⁽¹⁰⁾によるSub.C特性の数値シミュレーションも試みたが,前縁形状差の影響,円盤抗力の特異挙動が解明されていなかった当時では実験とあまり合わないと誤認されてしまった。

さて,前縁形状差の顕著な影響や円盤抗力の挙動を

* 平成4年10月13日 第7回キャビテーションに関するシンポジウムにおいて講演,原稿受付 平成4年12月9日。

^{*1} 正員,スズキ(株)(〒432-91 浜松市高塚町300)。

^{*2} 正員,東北大学流体科学研究所(〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*3} 正員,いわき明星大学理工学部(〒970 いわき市中央台飯野5-5-1)。

明確にして、上記の解析を見直してみたところ、低迎え角時のBV流れにおける特性は実験と一致する事実が判明したので、本報ではこれらについて報告する。

2. 解析法

問題の簡単化のために、対象を小迎え角 α_i で、SC翼形背面にはSC空洞が発生しない二次元BV流れに限定する。さらに、「翼形後縁から下流側に発達するキャピテーションによって、翼形まわりの基本的な流れパターンは変化しない」といういわゆる Sub.C 領域⁽⁸⁾に問題を限定**1すれば、このような流れ場の本質的部分は、キャピテーションを伴わないSC翼形まわりの非圧縮性粘性流れに帰着される。

上述のように、このようなSC翼形では、前縁形状の微小差により抗力特性が著しく変化する⁽⁶⁾ことのほかに、古くから Kutta の条件として知られているように、後縁形状の微小差により揚力特性が著しく変化することが十分予想されることから、前縁、後縁付近で十分密な計算格子となる一般座標に拡張した差分法⁽¹⁰⁾を用いてこのような流れを解くことにしよう。

基礎式は、質量保存式と二次元非圧縮ナビエーストークスの式である。さて、物理面のデカルト座標 (x, y) から一般曲座標 (ξ, η) に変換された基礎方程式は、高速流れでは微小となる重力の影響を無視すると、次のようになる。

$$q_t + E_\xi + F_\eta = R_e^{-1}(R_\xi + S_\eta) \quad (1)$$

ここに、 u, v は流速の x, y 成分、 p は圧力、 t は時間であり、

$$q = J^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ v \end{pmatrix},$$

$$E = J^{-1} \begin{pmatrix} U \\ uU + \xi_x p \\ vU + \xi_y p \end{pmatrix}, \quad F = J^{-1} \begin{pmatrix} V \\ uV + \eta_x p \\ vV + \eta_y p \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$R = J^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ g_1 u_\xi + g_2 u_\eta \\ g_1 v_\xi + g_2 v_\eta \end{pmatrix}, \quad S = J^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ g_2 u_\xi + g_3 u_\eta \\ g_2 v_\xi + g_3 v_\eta \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$g_1 = \xi_x^2 + \xi_y^2, \quad g_2 = \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y, \quad g_3 = \eta_x^2 + \eta_y^2 \quad (4)$$

ここで、添字 t, ξ, η, x, y はこれらの変数による偏微分を示し、また、 $R_e = v_i C / \nu$ はレイノルズ数、 J は座標変換のヤコビアンで

$$J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x \quad (5)$$

を示し、

$$U = \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v \quad (6)$$

は反変速度成分、 v_i は平均流速、 C は翼弦長、 ν は水の動粘度である。

計算条件として、まず、既報⁽⁹⁾の実験を参照して、仮定したようにBV流れとなる迎え角 $\alpha_i = 0^\circ$ (後記の図2のように、前縁まわりの流れが無衝突流入となるように定めた) の $R_e = 5.89 \times 10^5$ の場合を取り上げる。

図1には計算格子の生成例を示す。ここに(a)は全領域、(b)、(c)は前・後縁近傍を拡大したものを示す。ここに、一般座標 (ξ, η) において、物体表面に沿う方向を ξ 方向、物体から離れる方向を η 方向として、格子点数は ξ 方向に198点、 η 方向に74点としている。なお、翼形表面上では、境界層内の解析も可能のように η 方向の格子間隔が十分小さい 5.0×10^{-4} としている。また、計算を進めた無次元時間ステップ ΔT (=実時間ステップ $\times v_i / C$) は 2.5×10^{-4} で、 $T = 20.0$ まで計算をしている。したがって、一つの翼形当たりの計算に要したCPU時間はHITACS-810 / SHAPで約220分であった。

解析する翼形には、使用実績も多く、既報⁽⁶⁾⁽⁹⁾の実験データもある図2に示すPSC1, 2, 3の3種の翼形を選定した。図中の横軸 x は、前縁付近の平均反りが x 軸

図1 計算格子

図2 供試翼形

**1 この仮定は、翼面負荷が後縁側に極度に集中(したがって翼形循環と後流との干渉が著しい)している例えば後述のPSC1翼形では少々怪しくなる。

方向を向き、無衝突流入となると考えられる方向に選定してあるから、BV 流れを対象とした本解析は $\alpha_i \cong 0^\circ$ において有効と考えられる。前・後縁の形状は、解析の収れん性を考慮して、 $x/C \cong 0, 1.0$ における翼形上下面を円弧で結んだものとしているから、やや丸みをつけて切り下げた前縁と鋭く切り下げた後縁を持つ実験翼形とはやや異なるから、実験と解析の間にやや差が出るのはやむを得ないと言える。

3. 解析結果

3・1 実験との対比 翼形の呈する揚力 L 、抗力 D を翼形表面積 A 、動圧 $\rho v_i^2/2$ で無次元化した揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D の時間平均値 $\overline{C_L}$ 、 $\overline{C_D}$ の解析値および実験値⁽⁴⁾⁽⁹⁾を、翼形 PSC 1, 2, 3 に対してそれぞれ、表 1 に示す。

後述のように、定常一様流が流入する唯今の場合にも、周期的渦放出に対応する後縁よみ点の変動に伴って、 C_L 、 C_D は時々刻々大幅に変動しているから、 $\overline{C_L}$ 、 $\overline{C_D}$ の解析値を求めるに際しては、十分に多数の周期を含む無次元時間 T の区間 15.0 ~ 20.0 における平均を取っている。なお、実験の $\overline{C_D}$ には正確に円盤抗力の補正⁽⁴⁾を行っている。

まず、抗力係数の解析値は、解析した翼形と実験した翼形の前縁形状差の影響⁽⁶⁾から期待されるように、実験値より約 20% 小となるのは合理的である。また、予想されるように、抗力の主要部分が形状抗力であることも分かる。

また、揚力係数 $\overline{C_L}$ の解析値も、PSC2, 3 翼形では実験値と良く合っており、このような簡単な仮定の下の数値シミュレーションの十分な有効性を明示している。しかしながら、「解析した翼形の後縁は図 1 のように円弧で丸められているが、実験の供試翼形は図 2 のように鋭く切り下げられている」という後縁の形状差の影響が効くためか、あるいは、SC 状態において翼面負荷を極度に後縁側に集中するよう^{**2}に設計され、かつ、後

縁の厚みも大きい PSC1 翼形では、このような集中負荷と後流中の渦とが厚い後縁丸みを介して著しく干渉するためか、あるいは、また、上記の前縁形状差による前縁はく離等に大差が現れるためか、やや差が目立つようである。この辺については、問題の本質に触れるものもあるので、より詳細な研究が必要であろうが、この種の流れの大勢を知ろうという本報の目的からはやや外れるので、これらは別報に譲ることにする。

3・2 BV 状態の翼面負荷 この状態における実用的な PSC1, 2, 3 翼形の時間平均翼面負荷すなわち表面圧力分布は未知なので、図 3 には、無次元時間 T の区間 20.00 ~ 20.25 において時間平均的^{**3}に求めた $\alpha_i = 0^\circ$ におけるこれらの 3 翼形の圧力分布 (縦軸の圧力

図 3 時間平均翼形表面圧力分布

図 4 時間平均圧力分布

図 5 圧力分布と速度分布の濃度の無次元値

表 1 翼形 PSC1, PSC2, PSC3 における時間平均揚力係数 $\overline{C_L}$ および時間平均抗力係数 $\overline{C_D}$ の実験値と解析値の比較

		PSC1	PSC2	PSC3
$\overline{C_L}$	Experiments	0.43	0.38	0.42
	Analysis	0.31	0.34	0.41
$\overline{C_D}$	Experiments	0.027	0.025	0.023
	Analysis	0.021	0.019	0.018
	Form drag	0.016	0.015	0.015
	Friction drag	0.005	0.004	0.003

^{**2} 腹面にキャビテーションが発生しないという条件下に、Tulin らがポテンシャル理論⁽¹¹⁾から好適翼形としたものに近い。

^{**3} 3 翼形のいずれに対しても、この区間に少なくとも 1 周期以上の変動が含まれてはいる (図 9, 10 参照) が、後縁が厚い PSC1 の周期に比べ PSC2, 3 のそれは当然短い。したがって、これらの圧力分布は厳密な意味で平均圧力分布ではない。

係数 C_p は翼表面圧を動圧 $\rho v_i^2/2$ で無次元化したものを、また、図4には翼形まわりの空間圧力分布(黒の濃淡が C_p の大きさを示す、図5参照)を示してみた。

これらの翼形は、いずれも「SC状態において負荷が主として腹面で支持されているので、背面形状は任意でよい」という従来のSC翼形の設計指針に基づいて設計されているが、ここで注目している小迎え角のBV状態においては、明らかに、腹面負荷が微小で、むしろ、背面負荷が主となっている。したがって、「低抗力の小迎え角の状態まで考慮すれば、SC翼形と言えども背面形状の設計が予想外に重要となる」わけで、この点は今後のSC翼形の設計に際して十分考慮すべきであろう。

さて、前縁正面近傍には、前縁への衝突流(図4の円状領域を参照)と腹・背面の負圧とそれに伴う圧力上昇とがあり、前縁丸みに特有の前縁厚みに比例した強さを持つ渦流^{**4}の存在を明示している。また、いずれの翼形においても、 $0.8 < x/C < 0.9$ の腹面上には、腹面の主湾曲部内に不安定な渦流の発生(表面圧力分布には急な凹凸が発生)が認められ、BV流れにおける腹面流れの不安定さを暗示している。

次に、「上記のように、PSC1の C_L の解析値が実験値よりやや小となる」理由の理解を少し助けるために、揚力に支配的に効く(Kuttaの条件として知られる)、かつ、周期的に渦を下流に放出し、 C_p が激しく変動している後縁近傍を見てみよう。3翼形のいずれにおいても、後縁に向かい腹面側の表面圧力係数 C_{pf} は次第に低下して、背面側の C_{pb} に接近していくが、後縁の厚みが特に大きいPSC1では、後縁点で再び小圧力回復が生じ、 $C_{pfmin} \cong |C_{pb}|_{x/C=0.97}$ と C_{pfmin} が小さいのに対し、他の翼形では C_{pf} も C_{pb} も後縁で急低下し、最小値を取っている。この事実は、PSC1における時間平均の後縁よどみ点は、翼形反り曲線と後縁円弧の交点よりやや上方(Kuttaの条件から C_L は小となる)にあり、他の2翼形ではほぼ交点に一致しているという図4の結果と当然のことながら良く符合し、PSC1の C_L の解析値が小さい理由を説明している。なお、PSC1の背面の $x/C < 0.2$ の付近に明かなはく離の徴候が認められ、これも C_L の小さい理由の一つになっている。

3・3 圧力分布の著しい変動 図6～8には、無次元時間 $T = 20.005 \sim 20.165$ (ほぼ1周期が入る、図9

参照)におけるPSC1, 2, 3のまわりの圧力分布の経時変化を示した。

本報で取り上げた定常流入の場合においても、周期的に後縁から流出する渦流(したがって、後縁よどみ点

図6 PSC1の圧力分布の経時変化

図7 PSC2の圧力分布の経時変化

^{**4} これは、Auslaenderの線形理論⁽¹²⁾の「前縁インパル圧力分布(概Kirchhoff平頭前縁形状に対応⁽¹³⁾)」に良く符合している。なお、前縁厚みは、PSC1では0.54 mm、PSC2では0.63 mm、PSC3では0.50 mmであるから、上下の渦の大小は、前縁における局所迎え角に対応していることを考慮しても、衝突圧がPSC2のそれが、PSC3のそれより大きいのは理屈に合っているし、また、PSC1では局所迎え角が小さく、前縁近傍では無衝突に流入しているために、衝突圧がPSC3のそれより小さいことも納得がいくことであろう。

図8 PSC3の圧力分布の経時変化

は周期的に上下に著しく移動する)によって誘起されたとみられる顕著な圧力変動がいずれの翼形でも明瞭に認められる。しかし、その変動の様相は後述のように翼形によってかなり特徴的に異なっている。後縁厚みが最も大きく、まず、前縁近くに無衝突に流入し、しかも、腹面が後縁の近傍でひどく凹に湾曲しているPSC1のそれを見ると、「変動が翼形後半部に限定されている」という特徴がある。特に、SC状態で主に負荷を支持する凹に湾曲した腹面の正圧を見ると、そこには特徴的な数個の渦の流下が認められるが、その発生はほとんど $x/C = 0.80 \sim 0.95$ の狭い範囲に限定されており、かつ、その変動幅も比較的小さい。前縁特有の渦の経時変化がほとんどなく、しかも、 $x/C < 0.5$ の圧力がほとんど流入流れのそれと同一であることから、翼前半部は流入流れと同様に静的状態が保たれていると言える。また、この図からも、後縁よどみ点がやや上方にあり、 C_L を小さくしていることが見て取れる。

これとは対比的に、他の翼形では、変動が翼形のほぼ全面に及んでおり、その当然の結果として、前縁衝突圧を示す円状領域の大きさも、上下の渦対の大きさも著しく変動している。特に、PSC3では、渦対の内の背面側のそれが異常に発達している(局所的迎え角がかなりの大きい正の値となっている)ためか、この周期的

図9 揚力係数 C_L の経時変化 ($T = 15.0 \sim 20.0$)

図10 抗力係数 C_D の経時変化 ($T = 15.0 \sim 20.0$)

図11 時間平均速度分布

分裂も発生している。なお、これらの翼形の腹面の凹状の湾曲部にも不安定な3個の渦を認める。

3・4 揚・抗力の変動波形 図9, 10には、やはり3種の翼形の揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D の時間的変動波形を示す。なお、ここには時間平均値 $\overline{C_L}$ 、 $\overline{C_D}$ も合わせて示す。

まず、 C_L 経時変化曲線上の最大値 C_{Lmax} 、最小値 C_{Lmin} は、PSC1では0.451および0.195、PSC2では0.465および0.222、PSC3では0.539および0.299であったから、それぞれの翼形の変動率は41%、36%、29%となり、後縁の厚みの順になっており、容易に予想されるように、この種の振動には後縁の形状が支配的に効いていることを明示している。なお、既報⁽¹⁴⁾で示したように、これらの翼形の迎え角 $\alpha_i = 4^\circ \sim 6^\circ$ と大にし、背面から十分はく離が発生している状態における実測した変動率はキャビテーション係数 σ のほぼ全域においても高々

30%であり、ここで取り上げたサブキャビテーション領域では数分の1に低下していたから、BV流れでは変動率が著しく高いことになる。この点は実用的見地から注目に値しよう。

また、変動波形は翼形により特徴的に変化している。すなわち、PSC1ではかなり不規則性を持つ長波長振動を、PSC2では規則的な調和振動を、そして、PSC3では高周波成分を含んだ調和振動をしている。

念のため、図9より平均的無次元周期を求め、平均流速 v_t 、翼形後縁厚み δ によったストローハル数 $S_{r\delta}$ を計算してみると、PSC1, 2, 3 に対して、それぞれ 0.15, 0.18, 0.06 となり、いわゆるカルマン渦列の約 0.20 に近いことから、このような変動流の支配因子はカルマン渦列であると言えよう。なお、後縁をやや急に減厚 (boot tail) している PSC3 では、図 11 に示す時間平均速度分布から明らかなように、後縁の上流約 10% 弦長点より離れが発生しており、カルマン渦列の有効厚さが約 3 倍になっていることを考慮すると、PSC3 の $S_{r\delta}$ は実質的に 0.18 程度となり、より 0.20 に近づく。

4. 結 論

超高速モータボートの船外機用 SC プロペラの性能改善を目途として、比較的良好な性能を呈する PSC1, 2, 3 の 3 種の翼形に定常一様流が流入する場合を取り上げ、下流への周期的渦放出に対応する後縁よどみ点の変動に伴う翼形まわりの流れの大幅な変動を、低迎え角のベースペンテド状態において、数値シミュレーションを試みた。得たる結果を要約すると次のようになる。

- (1) 低抗力の小迎え角の状態まで考慮すれば、SC 翼形と言えども背面形状の設計が予想外に重要であると言える。
- (2) 定常流が流入する場合においても、SC 翼形表面には顕著な変動が発生している。そして、この変動

の挙動は翼形によって大いに異なる。

- (3) 揚抗力の変動率は 40% に達しており、また、この値は、翼形後縁の形状によって大差がある。また、ベースペンテド状態では特に変動率が高いと言える。

- (4) 平均流速 v_t 、後縁厚み δ により定義したストローハル数は約 0.2 となり、この種の変動が、翼形下流に放出するカルマン渦により支配されていると言える。

- (5) 「翼形 PSC2, 3 に対する時間変動の揚抗力係数 $\overline{C_L}$, $\overline{C_D}$ の実験値と計算値が一致している」ことから、この種の数値シミュレーションの妥当性が見い出され、また、翼形後縁形状差の影響が無視できないことも本数値シミュレーションは示している。

文 献

- (1) 齊藤, スーパーキャビテーション, 葉根出版, (1972).
- (2) 木下・篠田, 造船協会会報, 74(1944), 119.
- (3) Oba, R., Proc. IAHR Sympo., Sendai, (1962), 167.
- (4) 仲・ほか 4 名, 翼の揚抗力測定装置における抗力の補正, 機論へ投稿中.
- (5) Heinrich, H., Schiffbauforsch., Jahrgang., (1968), Sonderheft, 52.
- (6) Abe, J. ほか 5 名, Proc. 16th IAHR Sympo., San Paulo, 1992.
- (7) 緒方・ほか 4 名, ターボ機械, 17-4(1989), 242.
- (8) Oba, R. ほか 3 名, J. Fluids Eng., Trans. ASME, 102-4(1980), 433.
- (9) 緒方・ほか 5 名, 機論, 55-511, B(1989), 565.
- (10) Nakamura, Y. and Takemoto, Y., Proc. Int. Sympo. Fluid Dynamics, (1985), 386.
- (11) Tulin, M.P. and Burkhart, M.P., DTMB Rep. C 638, (1955).
- (12) Auslaender, J., J. Ship Res., 6-2(1962), 8.
- (13) 大場・安, 東北大学速研報告, 35-340(1974), 51.
- (14) 宮川・ほか 3 名, 機講論, B(1992), 920-17, 146.