翼型前縁形状のスーパーキャビテーション 特性に対する影響

正員 山 口 一* 正員 加 藤 洋 治**

A Study on a Supercavitating Hydrofoil with Rounded Nose

by Hajime Yamaguchi, Member Hiroharu Kato, Member

Summary

Linearized theories on a supercavitating hydrofoil are not suitable for the foil with a rounded nose where a sheet cavity does not generate from the leading edge of the foil. The theoretical result gives a negative infinite pressure at the leading edge because of singularity.

Furuya proposed a new theoretical method to remove the singularity by applying the singular perturbation method. But it can not give a definite position of cavity tip for a given cavity end. Developing Furuya's theory, the authors propose a new iterative method in which the position of cavity tip agrees with the laminar separation point.

Cavitation experiment was made for a hydrofoil with parabolic section. The test result was modified to remove wall effects of tunnel, using a newly developed method by the authors.

The calculated results by the proposed theory agreed with the experimental results on the pressure distribution as well as the cavity shape.

1 緒 言

著者らは前論文¹⁾において、2次元の翼型に発生する部分キャビテーションのキャビティ長さとキャビテーション数の関係を測定し、線形理論の計算結果と比較した。それによると、翼厚が大きくて翼前縁の曲率の小さい翼型では、実験値と理論値の一致は良くない。その原因の一つとして、実際にはそのような翼型ではキャビティは翼前縁より後流側で発生しているが、理論では、翼前縁でキャビティが発生すると仮定していることが考えられる。本論文の主目的は、理論におけるこの仮定が、実験との不一致にどの程度影響しているかを調査することにある。しかし、部分キャビテーションにおいて、実際に即したキャビティ模型により理論解析を行なうには困難な点が多い。そこで、本論文では、そのアプローチの第1段階として、スーパーキャビテーションの場合を取り扱う。

2次元の非圧縮、非粘性、定常スーパーキャビテーションの理論において、非線形理論では、Riabouchinskyの模型、re-entrant 流模型、transient 流模型などのキャビティ模型が考えられ、それぞれ、平板やくさび型

などの単純な形状について解かれている。Wu らは、transient 流模型を使った平板翼の解²⁾を、任意形状の物体に発生するスーパーキャビテーション流場の計算に拡張するために functional iterative method を提案している³⁾。しかし、前縁部の丸い翼型に対して、実際にこの計算法を用いて成功した例は、著者らの知る限りでは、Furuya によるもの⁴⁾のみである。Furuya は、放物線形状の翼型に発生する無限長さのキャビテーションに対して計算を行なっているが、計算法が複雑で、計算機による計算時間もかなり必要としている。このように、現存する非線形理論で任意形状の物体に発生するキャビテーション流場を解くのは、かなりの困難があるといわざるを得ない。

一方、線形理論では、翼前縁の特異性のため、翼前縁とキャビティ前縁が一致しない場合には、理想迎角以外では、翼負圧面の前縁近傍で圧力が負の無限大に大きく発散するという不合理を生じる。そのため、線形理論は、翼前縁が十分鋭くて流れがそこから剥離するような翼型の流れはよく表わし得ると思われるが、翼前縁が丸く、キャビティ前縁が翼前縁より後流側にあるような場合は種々の矛盾のおきることが予想される。

Furuya⁵⁾はこの矛盾を解決するために、singular perturbation method⁶⁾を用いて、翼前縁の非線形性を考慮

* 東京大学大学院工学系研究科

** 東京大学工学部

した計算法を提案している。しかし、この計算法では、キャビティ後縁位置に対してキャビティ前縁位置が任意に与えられ、それに応じてキャビテーション数が変化するという欠点がある。一方、キャビティ前縁位置は層流剥離点に一致するということが、Arakeri らの実験⁷⁾⁸⁾などにより検証されている。従って、Furuya の計算法の欠点を解消するため、この計算法により得られる表面流速分布から層流剥離点を計算し、それとキャビティ前縁が一致するとして反復計算を行なう理論計算法を提案する。

この計算法を検証するため、放物線形状の2次元翼型を用い、キャビテーション・タンネルにおいて実験を行ない、キャビテーション数に対するシートキャビティの前・後縁位置および形状、表面圧力分布を測定した。

また、スーパーキャビテーション翼の実験を行なうさい問題となるのは、実験水路の上下壁影響をいかに評価するかということである。本論文では、特異点分布法を用いた線形理論である「西山の方法」⁹⁾に対し、上下壁によって作られる鏡像効果を考え合わせて計算することによりその影響を調査し、実験値の上下壁修正を行なっている。

これらの実験値と計算値を比較し、この計算法の妥当性を調査する。

2 Furuya の計算法を用いた反復計算

2.1 Furuya の計算法の概要

前述したように、この計算法の大きな特色は、翼前縁部の非線形性を考慮しているところにある。以下にその概要を示す。ただし、原論文では、キャビテーション数 $\sigma \ll 1$ とした近似を行なっているが、比較的キャビティが短いときにはこの近似は適当でないため、その部分を修正して計算を行なっている。

(1) 翼前縁の形状が $y = \pm \varepsilon \sqrt{x}$ (ε : 微小量) の放物線で与えられるとして、Fig. 1 のように座標軸をとる。翼前縁の放物線形状から任意形状 $y = \varepsilon g(x)$, $y = \varepsilon h(x)$ への接点を B, C 点とし、翼後縁を D, キャビティ前・後縁を A, E 点とする。それぞれの x 座標は、 X_b , X_c , 1, X_a , l であり、一様流 U は x 軸と微小角度 α をなしてあたり、正圧側ではキャビティは D 点から発生して

いるものとする。 x, y 方向の流速成分 u, v とキャビティ上の流速 U_c の比が次のように ε のべき級数で表わされるとする。

$$\frac{u}{U_c} = 1 + \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \varepsilon^3 u_3 + \dots \quad (1)$$

$$\frac{v}{U_c} = \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + \varepsilon^3 v_3 + \dots \quad (2)$$

なお、 U_c と U の間にはベルヌイの定理により次式の関係がある。

$$U_c = U\sqrt{1+\sigma} \quad (3)$$

(2) X_a, l を適当に定め、「キャビティ上で圧力一定、それ以外の翼面では流れは接線方向に流れる」という境界条件を与える式に (1), (2) 式を代入し、 ε の項の係数を比較すると u_1, v_1 に関する境界条件式が求まる。それを解いて u_1, v_1 を求めるが、この解は σ の他に 2 つの未知数を含んでいる。しかし、それらは、無限遠での一様流の条件、キャビティの閉鎖条件を導入することにより定まる。これにより物体表面流速が ε の項まで求まり、これが外部線形解 (outer solution) となる。この解は、 $x \rightarrow 0$ で $x^{-1/2}$ の特異性を持つ。従って、この特異性を取り除くための内部非線形解が必要な内部領域 (inner region) は $x = O(\varepsilon^2)$ である。

(3) $X = x/\varepsilon^2$, $Y = y/\varepsilon^2$ の変数変換を行なうことにより内部変数 (inner variables) を導入する。そうすれば、翼前縁形状 $y = \pm \varepsilon \sqrt{x}$ は $Y = \pm \sqrt{X}$ となり、内部領域では翼形状はこれで与えられるとして、キャビティ前縁が内部領域の外にあるもの (regular case) と、内にあるもの (critical case) の 2 つに分け、それぞれ物体表面流速を求める。これが内部非線形解 (inner solution) であり、この解は、それぞれ 2 つずつの未知パラメータを含んでいる。これらは、次に示すような、外部解との matching を行なうことにより求まる。

(4) singular perturbation method⁶⁾における“asymptotic matching principle”により、外部解の第 2 項までを $x = O(\varepsilon^2)$, $X_a = O(1)$ (regular case) もしくは $X_a = O(\varepsilon^2)$ (critical case) として ε で展開した第 1 項と、内部解を $x = O(1)$ として ε で展開した第 2 項までとを等置して、内部解の未知パラメータを求める。

(5) 外部解と内部解をたし合わせて、(4) の matching に用いた共通部分 (common part) を差し引くという作業を行なうと、物体表面流速の一様有効解 (uniformly valid solution) が得られる。

以上の手順により翼表面の流速分布、特に翼前縁部での流速分布を厳密に求めることができ、さらに、ベルヌイの式を用いて圧力分布に換算することができる。しかし、この計算法では、キャビティ後縁位置に対してキャビティ前縁位置を任意に与えることができ、それに応じてキャビテーション数が変化することになり解は一意的

Fig. 1 Coordinate system for Furuya's method

定まらない。そこで、本論文では、キャビティ前縁位置を翼の境界層と関連づけて決定することにする。

2.2 層流剥離点とキャビティ前縁位置の関係

緒言でも述べたように、Arakeri ら⁷⁾による軸対称体の実験や、Casey¹⁰⁾による2次元翼型のシートキャビティ初生実験により、層流剥離点とシートキャビティ前縁がよく一致することが確かめられている。両者のこのような密接な関係は、以下のように解釈することができる。

水中の微小な気泡核が成長してキャビティとなるためには、十分な低圧と、成長するための十分な時間が与えられなければならない。しかし、気泡核が高速で流され、層流剥離点の上流側にある低圧領域が狭い場合は、核は成長してキャビティになることはできない。一方、層流剥離泡(separation bubble)の中には、流れが低速で逆流しているところであり、核が成長するのに十分な時間が与えられる。従って、この中が十分な低圧になれば核は成長して、物体にはりついた状態のシートキャビティになる。

本論文では、以上のことを再確認するため、キャビテーション状態の軸対称体の表面流速分布を測定し、それにより計算した層流剥離点とキャビティ前縁位置を比較した。実験は、東京大学のTE型キャビテーションタンネル¹¹⁾で行ない、試験体は半球試験体¹¹⁾(先端が直径 $D=30\text{mm}$ の半球で、それが滑らかに円筒に接続している軸対称体)を使用した。試験体およびキャビティ表面流速を、レーザー流速計を用いて測定し、ベルヌイの式により圧力係数 C_p に換算した。Fig. 2 に結果の1例を示す。 x は試験体先端を原点とした対称軸方向の距離である。太実線が非キャビテーション状態の圧力分布¹²⁾であるが、キャビテーション状態の圧力分布はこれと大きく異なり、細実線のようになっており、キャビティ前縁も非キャビテーション状態の層流剥離点¹²⁾より約 $0.09D$ mm 上流側にある。しかし、この圧力分布により層流剥離点を計算すると、キャビティ前縁とよく一致する。こ

Fig. 2 Pressure distribution, separation point and cavity tip on hemispherical headform

Fig. 3 Flow chart of iterative calculation to fix a unique position of cavity tip

のことは、キャビティが発生したことにより流れ場が変化し、層流剥離点の移動がおこったことを示している。また、この測定により、キャビティ上の圧力はほぼ水の蒸気圧に等しい($C_p = -\sigma$ となる)こと、キャビティ前縁より上流側の物体表面で圧力が水の蒸気圧より低い($C_p < -\sigma$ となる)ところが存在することが明らかになった。

2.3 反復計算法

以上により、キャビティ前縁位置と層流剥離点は一致し、キャビテーションの発生により圧力分布が変化することを考慮した計算を行なえば、その位置は計算により推定できることが明らかになった。そこで、Furuya の計算法により得られる表面流速分布から層流剥離点を計算し、それとキャビティ前縁を一致させるという Fig. 3 のような反復計算法を提案する。これにより、キャビティ後縁位置が与えられた時、キャビティ前縁位置、キャビテーション数、キャビティ形状、圧力分布等が一意に定まる。

2.4 キャビティ前縁位置の収束状況

翼形状全体が $y = \pm 0.15\sqrt{x}$ の放物線で表わされる翼型(これを放物線翼型と呼ぶ)に対して、反復計算の際のキャビティ前縁位置 X_a の収束状況を調査する。この翼型は翼後縁で厚みが最大になるため、Kutta-condition の意味がなくなり、 X_a の初期値となる非キャビテーション状態の層流剥離点 X_{s0} を計算できない。従っ

Fig. 4 Convergence of cavity tip on parabolic hydrofoil

て、迎角 α が 2° と 4° の場合に対して、 X_a の初期値を、0.08, 0.5, 1.0の3つに設定して、それぞれの収束状況を調べた。キャビティ後縁位置 $l=10.0$ 、 $\alpha=4^\circ$ の時の結果が Fig. 4 に示されている。初期値によっては収束は遅くなるが、収束する値、すなわちキャビティ前縁の位置はほぼ一定である。また、 $\alpha=2^\circ$ の場合は、初期値によらず $X_a=1.0$ (翼後縁) に収束し、くり返し回数も多い場合で4~5回である。なお、層流剥離点の計算には Thwaites の方法¹³⁾を使用した。

3 上下壁影響に関する考察

キャビテーションタンネルにおいて、スーパーキャビテーション翼の実験を行なう場合、水路の上下壁影響をどう評価するかが大きな問題となる。本論文では、この上下壁影響を定量的に評価するため、特異点分布法を用いた既存の線形理論「西山の方法」⁹⁾に、以下のような修正を加え計算を行なう。

まず、「西山の方法」の大略を以下に記す。

(1) Fig. 5 のように、一様流方向に x 軸、翼前縁を原点にとり、キャビティは翼前縁から発生しているものとする。翼型とキャビティを x 軸上の渦分布 $\gamma(x)$ (時間回り方向を正とする) と吹出し分布 $m(x)$ で表わし、それによるじょう乱の速度場を求める。

(2) x 軸上における線形の接線流れの条件とキャビティ上で圧力一定の条件より、 γ, m に関する連立の積分方程式を導く。

(3) 特異点分布 γ, m を、流れ場の線形化による特

Fig. 5 Coordinate system for Nishiyama's method

Fig. 6 Coordinate system of point source or point vortex in the middle of channel

異性と収束性を考慮して級数表示する。

(4) キャビティの閉鎖条件を導入し、 x 軸上で適当な標点位置をとることにより、 γ と m の連立積分方程式を連立一次方程式に帰着させ解を得る。

上下壁間距離を H とし、 $y=\pm H/2$ の位置に固体壁があるとして、まず、Fig. 6 のように原点に点吹出し q 、もしくは渦点 κ がある時を考える。

複素座標

$$z = x + iy \quad (4)$$

と複素速度

$$w = u - iv \quad (5)$$

を導入すれば、上下壁の鏡像によって作られる y 方向に周期的な流れ場における速度は¹⁴⁾、吹出し、渦それぞれに対し、

$$w_q = u_q - iv_q = \frac{q}{2H} \coth\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (6)$$

$$w_\kappa = u_\kappa - iv_\kappa = -\frac{\kappa}{2iH} \frac{1}{\sinh\left(\frac{\pi z}{H}\right)} \quad (7)$$

となる。従って、 q, κ の鏡像のみによる z での誘起速度は、(6), (7)式から、それぞれ $q/2\pi z, -\kappa/2\pi iz$ を差し引いたものになる。この2つの式を基本にして、 x 軸上の吹出し分布、渦分布による x 軸上の誘起速度を求め、

Fig. 7 Wall effect on cavitation number

Fig. 8 Wall effect on pressure distribution of parabolic hydrofoil

西山の計算法のじょう乱速度場にたし合わせて境界条件式に代入し、新しい連立方程式を作る。

以上の手順で得られる σ_H/σ と H/l の関係を示したものが Fig. 7 である。ここで、 σ_H : 上下壁がある時のキャビテーション数, σ : 無限流場中のキャビテーション数, H : 上下壁間距離, l : キャビティ後縁位置, であり、実線が放物線翼型, 1点鎖線が平板翼の計算結果である。両方の曲線とも迎角によらず1つにまとまる。どちらの翼型でも, l が同一ならば上下壁のある方がキャビテーション数が大きい, 逆にいえば, 同一のキャビテーション数なら, 壁のある方が l が大きいことを示している。また, H/l が小さくなれば, 上下壁の影響は急激に増大することもわかる。なお, Fig. 7 の点線は, 線形の部分キャビテーション翼理論に本論文と同様の上下壁修正を行なったものである¹⁴⁾。スーパーキャビテーションの場合と同様のことがこの曲線からわかる。ただし, この曲線の横軸は H/l ではなく H/C (C : 翼弦長) である。

Fig. 8 に, $l=2.0$, 迎角 $\alpha=4^\circ$ の場合の上下壁がない時と上下壁がある時 ($H/l=1.5$) の放物線翼型の圧力分布を示す。上下壁がある時の方が全体として負圧側にずれて出ているが, 全体的な揚力は増加している。

また, キャビティ形状に関しては, キャビティ後縁位置が同じなら, 形状の変化を図示するのが困難な程, 上下壁影響のないことがわかった。

4 計算値と実験値の比較

2で述べた計算法が妥当なものであるかどうかを確かめるため, 放物線翼型で実験を行ない, キャビテーション数に対するキャビティ前・後縁位置, キャビティ形状, キャビテーション状態での圧力分布を測定した。実験は, 東京大学の特殊空洞水槽 (ベンチュリー型キャビテーショントンネル) で行なった。試験部は, 縦 120

Fig. 9 Relations between cavitation number and cavity end

Fig. 10 Relations between cavity tip and cavity end

mm, 横 25mm の矩形断面で, 翼弦長は 40mm である。すなわち, 上下壁間距離は翼弦長の 3 倍となる。また, 一様流速は約 25m/s, 迎角は, 翼の対称軸に対して $2^\circ, 4^\circ$ の 2 種類である。

キャビテーション数 σ に対するキャビティ後縁位置の逆数 $1/l$ を比較したのが Fig. 9 である。実験値は Fig. 7 を使って上下壁影響の修正を行なっている。これらの実験値は, 各キャビテーション数で約 35 枚の写真を撮影し, それぞれのキャビティ後縁位置を平均したものである。Fig. 9 には, 「西山の方法」による計算値も併記しているが, 本論文の計算法による計算値が実験値とよく一致している。

迎角 4° において, キャビティ前縁位置 X_a と $1/l$ の関係を比較したのが Fig. 10 である。キャビティ前縁位置についても, 実験値と計算値はよく一致している。迎角 2° の場合は, 計算値, 実験値とも $X_a=1$, すなわちキャビティは翼後縁から発生した。

Fig. 9 の No. 1~4 の実験点に対し, キャビティ形状を, キャビティ後縁位置を一致させた計算値と比較したのが Fig. 11 である。No. 5 のものは, キャビティ後縁

が実験装置の観測窓より後方にあるためキャビティ後縁位置の実験値が得られず、仮に $l=3.500$ として計算したものである。No. 2, 4 には、「西山の方法」の計算値も併記している。ここで、 σ_e : 上下壁修正を行なったキャビテーション数の実験値、 σ_l : 本論文の計算法によるキャビテーション数、 σ_i : 「西山の方法」によるキャビテーション数、である。「西山の方法」がキャビティを過大評価しているのに比べ、本論文の計算値は、キャビティ後縁付近を除いて、実験値とよく一致している。また、Fig. 9 からわかるように、キャビテーション数につ

いても、本論文の計算値の方が、「西山の方法」よりも実験値に近い。

同様に、Fig. 9 の No. 1, 4 の実験点に対し圧力分布の比較を行なったのが Fig. 12 である。No. 5 の計算は、

Fig. 11 Comparisons of cavity shape

Fig. 12(1) Comparisons of pressure distribution

Fig. 12(2) Comparisons of pressure distribution

Fig. 11 の場合と同様 $l=3.500$ として行なっている。これらの実験値は、2.2 の軸対称体における測定と同様に、レーザー流速計で表面流速を測定し、それを圧力係数 C_p に換算したものである。前述したように、圧力分布に関しては上下壁の影響がかなりあるため、キャビティ形状の比較の時のように、計算値と実験値を直接比較することはできないが、両者はかなりの範囲でよく一致している。また、軸対称体の時と同様、キャビティ前縁より上流側で、蒸気圧より低い圧力の部分が存在することが確かめられた。

5 結果および考察

翼前縁の曲率が比較的小さく、キャビティ前縁が翼前縁と一致しないようなスーパーキャビテーション翼型に対して、Furuya の計算法と層流剥離点の計算を組み合わせて計算する方法を提案した。

この計算法を検証するため、放物線形状の翼型において、キャビテーション数に対するキャビティ前・後縁位置、キャビティ形状、キャビテーション状態の翼表面圧力分布の測定を行ない、上下壁修正を施した実験値と計算値がよく一致することを確認した。それにより、翼前縁の曲率が比較的小さな翼型に発生するシートキャビテーションを理論的に取り扱うには、キャビティ前縁が翼前縁と一致しないこと、すなわち、翼前縁部での流れの回り込みを考慮しなければならないことが明らかになっ

た。本論文の計算法はスーパーキャビテーションに対するものであるが、Furuya の計算法を部分キャビテーションの計算に拡張することも可能である¹⁴⁾。数値計算上の若干の問題を解決すれば、本論文の計算法は、そのまま部分キャビテーションの計算に拡張することができる。

また、キャビティ前縁と層流剥離点の関係を確かめるため、キャビテーション状態の軸対称体の圧力分布を測定し、以下の結果を得た。

- (1) 測定した圧力分布に基いて計算した層流剥離点とキャビティ前縁はほぼ一致する。
- (2) キャビティ前縁より上流で、圧力が水の蒸気圧より低いところが存在する。
- (3) キャビテーション状態の層流剥離点、キャビティ前縁は、非キャビテーション状態の層流剥離点と違った位置にある。
- (4) キャビティ上の圧力は、水の蒸気圧にほぼ等しい。

一方、実験水路の上下壁影響を定量的に評価するため、既存線形理論の「西山の方法」に上下壁の鏡像効果を組み入れて計算し、以下の結果を得た。

- (1) キャビテーション数が同じなら、上下壁のある方がキャビティは長い、本論文の計算法により無限流場中のものに修正できる。
- (2) キャビティ後縁位置が同じなら、キャビティ形状は上下壁の有無にほとんど影響されない。一方、圧力分布は、上下壁のある方が翼の揚力を増す方向に変化する。

終わりに、本研究を進めるにあたり、前田正二技官をはじめとして東京大学高速力学研究室の諸氏には多大なる御助力を賜った。ここに、厚く感謝の意を表する。なお、本論文の数値計算は、東京大学大型計算機センターの旧システム HITAC 8800/8700 を使用し、そのライブラリ・プログラムの中から、連立方程式の解を求める DLINS 2、超越方程式の解を求める DNLBIT の2つのサブルーチンプログラムを借用した。

参考文献

- 1) 泉田泰弘, 田宮 真, 加藤洋治, 山口 一: 二次元翼に発生するキャビテーションの研究, 日本造船学会論文集, Vol.146 (1979), pp.82~92.
- 2) Wu, T. Y.: A wake model for free-streamline flow theory Part 1. Fully and partially developed wake flows and cavity flows past an oblique flat plate, J. Fluid Mech. Vol.13(1961), pp.161~181.
- 3) Wu, T. Y. and Wang, D. P.: A wake model for free-streamline flow theory Part2. Cavity

- flows past obstacles of arbitrary profile, J. Fluid Mech. Vol.18 (1963), pp.65~93.
- 4) Furuya, O.: Numerical computations of supercavitating hydrofoils of parabolic shape with Wu and Wang's exact method, Office of Naval Research Department of the Navy Report No. E79 A. 15 (1973).
 - 5) Furuya, O.: A singular perturbation method of calculating the behavior of supercavitating hydrofoils with rounded noses, Office of Naval Research Department of the Navy Report No. E 79 A. 14 (1972).
 - 6) Van Dyke, M.: Perturbation methods in fluid mechanics, ACADEMIC PRESS (1964), pp.45~120.
 - 7) Arakeri, V.H. and Acosta, A.J.: Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies, J. Fluid Engineering, Trans. of ASME. Vol. 95 (1973), pp.519~527.
 - 8) Arakeri, V.H.: Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies, J. Fluid Mech. (1975), pp.779~799.
 - 9) 西山哲男: 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, 日本機械学会論文集 (第2部), Vol.35, No.277 (1969), pp.1895~1902.
 - 10) Casey, M.V.: The inception of attached cavitation from laminar separation bubbles on hydrofoils, Conference on Cavitation, Edinburgh (1974), pp.9~16.
 - 11) 児玉良明他: キャビテーションの初生に関する研究(第1報), 日本造船学会論文集, Vol.144(1978), pp.78~87.
 - 12) 児玉良明他: キャビテーションの初生に関する研究(第2報)——シートキャビテーション初生——, 日本造船学会論文集, Vol.146 (1979), pp.93~100.
 - 13) Lachmann, G.V.: Boundary layer and flow control —Volume 1—, PERGAMON PRESS (1961), pp.144~185.
 - 14) 山口 一: 翼型に発生するシート・キャビティの形状と圧力分布, 東京大学船舶工学科修士論文 (1980).
-