インデューサの交互翼キャビテーションに関する理論解析*

堀口 祐 憲^{*1}, 渡 邊 聡^{*2}
辻 本 良 信^{*3}, 青 木 正 則^{*4}

A Theoretical Analysis of Alternate Blade Cavitation in Inducer

Hironori HORIGUCHI, Satoshi WATANABE,
Yoshinobu TSUJIMOTO and Masanori AOKI

An analysis of steady cavitation on flat plate cascade is performed by a singularity method based on closed cavity model. As a result, it is found that two kinds of the steady cavitation patterns exist. One is equal length cavitation in which the cavity lengths of all blades are the same. The other is alternate blade cavitation in which the cavity length changes alternately from blade to blade. Although the present model fails to predict the range of cavitation number where alternate blade cavitation occurs, it predicts alternate blade cavitation in terms of cavity length fairly well. The static pressure losses in both the equal length cavitation and the alternate blade cavitation are estimated. A parameter study is carried out to educe the general characteristics of alternate blade cavitation.

Key Words: Cavitation, Inducer, Cascade, Alternate Blade Cavitation, Singularity Method, Stagger Angle, Solidity

1. 結 言

キャビテーション発生による主羽根車での揚程低下を防止するためにインデューサがしばしば用いられる。インデューサは低吸収圧力下におかれ、その翼面や翼端にキャビテーションが発生した状態で運転される。その流れ場は不安定な状態に陥りやすいことが知られており、キャビテーションサージ⁽¹⁾や旋回キャビテーション⁽²⁾⁽³⁾等の不安定現象および交互翼キャビテーション発生に伴う軸回り不釣り合い流体力が発生し問題となっている。

交互翼キャビテーションとはAcosta⁽⁴⁾により指摘されたもので、翼面やティップで発生するキャビテーションの長さが各翼で交互に異なるキャビテーション発生状態のことである。最近でも4枚羽根ロケット用ターボポンプインデューサでは広範囲のキャビテーション数で交互翼キャビテーションが発生することが報告されている⁽⁵⁾。また黄ら⁽⁶⁾により交互翼キャビテー

ション発生時の流れ場の詳細な検討が行われ、交互翼キャビテーション発生に伴う揚程低下について報告がなされている。このような揚程低下や不安定現象を伴うキャビテーション現象の解明は実務上大きな課題である。しかしながら交互翼キャビテーションを調査した研究は数少なく、理論的研究は未だ見あたらない。

そこで、本研究ではこの交互翼キャビテーションに着目し理論解析を行った。通常の翼列部分キャビテーションに関する理論的研究としてはWadeら⁽⁷⁾の定常時における等角写像法による解析、渡辺ら⁽⁸⁾の定常・非定常時における特異点法による線形解析がある。本研究では後者の特異点法を各翼でキャビティ長が異なることを許すように拡張し定常時の計算を行った。ここでは有限翼弦長の平板翼列の結果を示す。さらに交互翼キャビテーションによる揚程低下についてStriplingら⁽⁹⁾に従い混合損失を用いて検討を加える。それらの結果と実験結果の比較を通して、交互翼キャビテーションの諸性質や解析モデルについて検討する。また数種の翼列に関する計算を行い、弦節比と食違い角が交互翼キャビテーションの初生および発達形態に与える影響について検討する。

* 原稿受付 1997年10月13日。

^{*1} 准員, 大阪大学大学院(〒560-8531 豊中市待兼山町1-3)。^{*2} 正員, 日本学術振興会特別研究員, 大阪大学大学院基礎工学研究所。^{*3} 正員, 大阪大学大学院基礎工学研究科。^{*4} 正員, (株)荏原総合研究所(〒251-8502 藤沢市本藤沢421)。

2. 記 号 表

$A(l_n), B$: 係数行列および定数ベクトル [式(22)]

C : 翼弦長

$C_q, C_{\gamma 1}, C_{\gamma 2}$: 式(19)で定義

$F(z, \xi)$: 式(3)で定義

$f(z, \xi)$: 式(5)で定義

h : ピッチ

H_{loss} : 損失ヘッド

i : 虚数単位

l : キャピティ長

n : 翼群番号

$p_{-\infty}$: 無限上流の圧力

p_v : 飽和蒸気圧

q : 吹き出しの強さ

U : 主流の速度

u, v : x, y 方向速度

W : 複素速度ポテンシャル

w : 複素速度

z : 複素平面座標, $=x+iy$

Z_N : 翼枚数

α : 迎え角

β : 食違い角

γ : 渦の強さ

η : キャピティの厚み

ξ : 翼前縁からの位置座標

ρ : 密度

σ : キャピテーション係数

下付き添字

0: 翼列入口

1, 2: キャピティ存在部および非存在部

$-\infty$: 無限上流

in: 翼間流路入口またはキャピティ厚み最大位置

out: 翼間流路出口

n : n 番目の翼群

c : キャピティ表面

s : 主流からの偏差成分

3. 基 礎 式

図1に示すように、翼弦長 C , ピッチ h , 食違い角 β の平板翼列に平均流速 U , 迎え角 α の流れが流入する場合を考える。翼枚数が Z_N の場合, x 軸上にある翼の番号を0番として, $y>0$ 側となり翼を1番, さらにとなりの翼を2番, Z_N 番目の翼を0番というように周期性を考慮して番号をつける。これにより翼列は Z_N 枚の翼の集合が周期的に現れるものとして表現

Fig.1 Model for present analysis

される。ここで n 番目の翼で構成される翼列を n 組目の翼群と呼ぶことにする。 n 組目の翼群中の翼には長さ l_n の部分キャピテーションが発生する。

流れ場は, (1)一様流と(2)キャピティを表す吹き出し q_n および(3)翼を表す渦 γ_{1n}, γ_{2n} による流れの重ね合わせで表現される。例えば n 番目の翼群中の翼の前縁から ξ の位置にある渦は, x 軸上に間隔 $Z_N h$ で並んだ渦列を x 軸から $[\pi/2-\beta]$ 傾けて, さらに $[\xi + nh \exp^{i(\pi/2-\beta)}]$ 並進させて配置することにより表される。この渦列の複素速度ポテンシャルは次のように表される。

$$\begin{aligned} & \frac{i\gamma_n}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \log [z - \{\xi + (kZ_N + n)he^{i(\pi/2-\beta)}\}] \\ &= \frac{i\gamma_n}{2\pi} \log \left[\sin \left\{ \frac{\pi}{Z_N h} (z - \xi) e^{-i(\pi/2-\beta)} - \frac{n}{Z_N} \pi \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで, γ_n は時計回りを正にとる。

以上のことから, すべての翼とそれに発生するキャピティを考慮した複素速度ポテンシャル $W(z)$ は, 無限上流で流れが一様である ($Ue^{-i\alpha}$) という条件を課すことにより次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} W(z) &= Ue^{-i\alpha} z \\ &+ \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{Z_N-1} \left[\int_0^{l_n} \{q_n(\xi) + i\gamma_{1n}(\xi)\} \{F_n(z, \xi) \right. \\ &+ \frac{\pi}{Z_N h} e^{i\beta} z\} d\xi \\ &+ i \int_{l_n}^c \gamma_{2n}(\xi) \{F_n(z, \xi) + \frac{\pi}{Z_N h} e^{i\beta} z\} d\xi \} \dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_n(z, \xi) &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \log [z - \{\xi + (kZ_N + n)he^{i(\pi/2-\beta)}\}] \\ &= \log \left[\sin \left\{ \frac{\pi}{Z_N h} (z - \xi) e^{-i(\pi/2-\beta)} - \frac{n}{Z_N} \pi \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただしキャピティ厚みは薄いとし, すべての特異点は翼を含む直線上に分布するものとする。

流れ場の速度 $w(z)=u-iv$ は複素速度ポテンシャルを z で微分することにより得られる。

$$\begin{aligned}
w(z) &= u - iv = dW/dz \\
&= Ue^{-i\alpha} \\
&+ \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{2N-1} \left[\int_0^{l_n} \{q_n(\xi) + i\gamma_{1n}(\xi)\} \left\{ f_n(z, \xi) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{\pi}{Z_{Nh}} e^{i\beta} \right\} d\xi \right. \\
&\quad \left. + i \int_{l_n}^C \gamma_{2n}(\xi) \left\{ f_n(z, \xi) + \frac{\pi}{Z_{Nh}} e^{i\beta} \right\} d\xi \right] \quad \cdots (4) \\
f_n(z, \xi) &= \partial F_n / \partial z \\
&= -\frac{\pi}{Z_{Nh}} e^{-i(\pi/2-\beta)} \cot \left\{ \frac{\pi}{Z_{Nh}} (z - \xi) e^{-i(\pi/2-\beta)} \right. \\
&\quad \left. - \frac{n}{Z_N} \pi \right\} \quad \cdots (5)
\end{aligned}$$

これらを一様流とそれからの偏差 (u_s, v_s) に分離する.

$$\begin{aligned}
u &= U + u_s \\
v &= U\alpha + v_s
\end{aligned} \quad \cdots (6)$$

ここで, $\alpha \ll 1$, $U \gg |u_s|, |v_s|$ と仮定する. 本解析における線形化はすべてこの仮定に基づいて行われる.

4. 境界条件と付帯条件

キャビティの厚みが十分薄いことを仮定し, 境界条件はすべて翼面上で適用する.

4.1 キャビティ表面上で圧力一定 キャビティ表面上では圧力が飽和蒸気圧 p_v で一定である. キャビティ表面上 $[z = nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi + 0i, 0 < \xi < l_n]$ で速度 u_c を次式で表す.

$$u_c(\xi) = U + u_{cs}(\xi) \quad \cdots (7)$$

キャビティの厚みが十分薄いと仮定し運動方程式を線形化すると

$$U \frac{\partial u_{cs}}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_v}{\partial \xi} = 0 \quad \cdots (8)$$

となる. したがってキャビティ表面上の速度 u_c の偏差成分 u_{cs} は次式で表される.

$$u_{cs}(\xi) = u_{cs} = \text{const.} \quad \cdots (9)$$

以上のことからキャビティ表面上の境界条件は式(4)から得られる速度 u と式(9)を連立させることにより得られる. すなわち,

$$\begin{aligned}
\text{Real}\{w(nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi + 0i)\} &= U + u_{cs} \\
(0 < \xi < l_n) &\quad \cdots (10)
\end{aligned}$$

4.2 キャビティ非存在部の翼面上で $v=0$ キャビティ非存在部の翼面上 $[z = nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi - 0i, 0 < \xi < l_n]$ および $[z = nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi \pm 0i, l_n < \xi < C]$ では, 翼に垂直な速度成分が 0 であることから次式が成立する.

$$\begin{aligned}
\text{Imag}\{w(nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi - 0i)\} &= 0 \quad (0 < \xi < l_n) \\
&\quad \cdots (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{Imag}\{w(nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi \pm 0i)\} &= 0 \\
(l_n < \xi < C) &\quad \cdots (12)
\end{aligned}$$

4.3 キャビティの閉鎖条件 キャビティの厚み $\eta_n(\xi)$ は次の運動学的境界条件を満足する.

$$\begin{aligned}
U \frac{\partial \eta_n}{\partial \xi} &= v(nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi + 0i) = q_n(\xi) \\
(0 < \xi < l_n) &\quad \cdots (13)
\end{aligned}$$

このとき, 圧力面側の速度が $v(nh \exp^{i(\pi/2-\beta)} + \xi - 0i) = 0$ となることを考慮している. 式(13)を解くと次式が得られる.

$$\eta_n(\xi) = \frac{1}{U} \int_0^\xi q_n(\xi) d\xi \quad \cdots (14)$$

キャビティ後縁でキャビティ厚みが 0 という条件を課すことにより次式が成立する.

$$\eta_n(l_n) = 0 \quad \cdots (15)$$

4.4 Kutta の条件 翼後縁では翼圧力面と負圧面間で圧力差が生じないものと仮定すると次式 (Kutta の条件) が得られる.

$$\gamma_{2n}(l_n) = 0 \quad \cdots (16)$$

4.5 圧力の条件 Bernoulli の式からキャビティ表面での速度 u_c を求める. 無限上流とキャビティ表面の間で Bernoulli の式を適用すると以下のようになる.

$$\frac{1}{2} U^2 + \frac{p_\infty}{\rho} = \frac{1}{2} (U + u_{cs})^2 + \frac{p_v}{\rho} \quad \cdots (17)$$

ここで p_∞, p_v はそれぞれ無限上流の静圧および飽和蒸気圧である. u_{cs}^2 が他の項に比べて微小であるとして無視すると次式が得られる.

$$u_{cs} = \frac{p_\infty - p_v}{\rho U} = \frac{\sigma U}{2} \quad \cdots (18)$$

ただし $\sigma = 2(p_\infty - p_v)/\rho U^2$ はキャビテーション係数である.

5. 解析方法

流れ場の未知量は, 各特異点の強さ $q_n(\xi), \gamma_{1n}(\xi), \gamma_{2n}(\xi)$, キャビティ長 l_n , キャビティ表面速度 u_c である. これらの未知量は, 式(10), (11), (12), (15), (16), (18)を解くことにより得られる. この際, 各特異点の強さに関して以下の量を定義する.

$$\begin{aligned}
C_{qn}(\xi) &= q_n(\xi)/U\alpha \\
C_{\gamma_{1n}}(\xi) &= \gamma_{1n}(\xi)/U\alpha \\
C_{\gamma_{2n}}(\xi) &= \gamma_{2n}(\xi)/U\alpha
\end{aligned} \quad \cdots (19)$$

次に特異点分布の離散化を行う. このとき, 分割点 ξ がキャビティ前後縁, 翼後縁に多く分布するよう次のように与え, これらの点における特異点の強さを未知量と考える.

$$\xi_k = \frac{l_n}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{k-1}{N_c-1} \pi \right) \right\} \quad (0 < \xi < l_n, k=1 \sim N_c) \quad (20)$$

$$\xi_{k+N_c} = l_n + \frac{(C-l_n)}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{k-1}{N_B-1} \pi \right) \right\} \quad (l_n < \xi < C, k=1 \sim N_B) \quad (21)$$

ここで、 N_c 、 N_B はそれぞれキャビティ存在部、非存在部の分割点数であり、本研究では $N_c=N_B=37$ とした。境界条件を適用する標点はすべて各分割点間の中点とした。特異点の強さは基本的に各分割点間で直線状に分布すると仮定する。しかしキャビティ前後縁近傍では特異点の強さの特異性⁽¹⁰⁾を考慮し、キャビティ前縁近傍で $q_n(\xi) \sim \xi^{-1/4}$ 、 $\gamma_{1n}(\xi) \sim \xi^{-1/4}$ 、後縁近傍で $q_n(\xi) \sim (l_n - \xi)^{-1/2}$ 、 $\gamma_{2n}(\xi) \sim (l_n - \xi)^{-1/2}$ とする。

以上の離散化を行い、各境界条件および付帯条件に現れる積分を未知量を用いて評価すると、これらの条件は次のように表される。

$$A(l_n) \begin{Bmatrix} C_{q_0}(\xi_k) \\ \vdots \\ C_{\gamma_{10}}(\xi_k) \\ \vdots \\ C_{\gamma_{20}}(\xi_k) \\ \vdots \\ C_{q_n}(\xi_k) \\ \vdots \\ C_{\gamma_{1n}}(\xi_k) \\ \vdots \\ C_{\gamma_{2n}}(\xi_k) \\ \vdots \\ \sigma/2\alpha \end{Bmatrix} = B \quad (22)$$

ただし $A(l_n)$ は係数行列、 B は定数ベクトルである。本解析においては、 $\sigma/2\alpha$ を与え、その $\sigma/2\alpha$ に対してキャビティ長さ l_n を決定する。実際の計算は以下の手順を通して行われる。まずキャビティ長さ l_n を仮定し、式(22)から閉鎖条件を除いた式で他の未知量を決定する。そして、得られた未知量を閉鎖条件に代入し、閉鎖条件が満足されるかどうかを確認する。閉鎖条件が満足されない場合には、キャビティ長さ l_n に関して補正を行い、閉鎖条件が満足されるまで以上の手順を繰り返す。

6. 解析結果と考察

6.1 実験結果との比較 図2にキャビテーション係数に対するキャビティ長の計算結果と黄ら⁽⁶⁾の実験結果を示す。計算条件は実験条件と同じく、食違い角 $\beta=71.41^\circ$ 、羽根枚数 $Z_N=2$ 、弦節比は2.0とし

(a) Numerical results

(b) Experimental results⁽⁶⁾

Fig. 2 Steady cavity length for the cascade with $C/h=2.0$ and $\beta=71.41^\circ$, $\phi=0.10$

た。本研究の計算結果では、 $\sigma=0.33 \sim 0.40$ の範囲において各翼で長さが等しいキャビテーション(以下、等長キャビテーション)および交互翼キャビテーションに相当する解が得られている。等長キャビテーションに関する本研究での解はWade⁽⁷⁾の等角写像法による結果と一致している。交互翼キャビテーションが発生するキャビテーション係数の領域は計算のほうが大きい、ピッチ h で無次元化したキャビティ長 l/h で比べると交互翼キャビテーションが発生し始める点は両者とも $l/h \approx 0.65$ となりよい一致が見られる。またキャビテーション係数が減少するにしたがってある翼ではキャビティ長が長く、一方の翼では短くなるという様子が計算によってよくとらえられている。

図3に本解析と実験⁽⁶⁾により得られた相対速度ベクトルを示す。ただし計算結果におけるキャビテーション係数は長い方と短い方のキャビティ長の比が実験結果と等しくなるよう選んだ。実験結果ではキャビテーション係数が $\sigma=0.10$ であるのに対して計算結果では $\sigma=0.37$ である。線形解析を図3のような厚みの厚いキャビティに適用した結果について定量的な議論はできないが、交互翼キャビテーションに対して定性的な考察は可能であろう。実験において長い方のキャビ

Fig. 3 Relative velocity vector, $\phi=0.10$

テーションが存在する流路下流の負圧面側で流れの停滞領域が見られるが、計算結果では見られない。しかしキャビテーションが大きく発達している流路の入口付近では、その閉そく効果により軸流速が増大し、またそのために隣の翼では入射角が小さくなってキャビテーションが発達しにくい状態にあるという実験での指摘が計算においても確認された。

以上の検討から、交互翼キャビテーションが発生するキャビテーション係数の範囲が本解析による結果の方が実験結果よりも大きいなどの相違が見られるものの、キャビテーション係数が減少するに従って交互翼キャビテーションが発達する様子や交互翼キャビテーション状態での速度場を定性的にとらえているといえる。

6.2 キャビテーション発生に伴う揚程低下 キャビテーション発生による揚程低下を検討する。実験では交互翼キャビテーションによる揚程低下の原因として以下の機構が指摘されている⁽⁶⁾。キャビティ後縁から翼後縁までの翼負圧面近傍の圧力こう配は、キャビティ内部の圧力が飽和蒸気圧で一定であるので長さが長い方のキャビティが存在する流路の方が大きくなる。そのため長さが長い方のキャビティが存在する流路の負圧面付近では流れが大きく減速して逆流領域を形成する。それゆえ有効な流路面積が減少し流出相対速度が大きくなり周方向絶対速度は小さくなる。その結果、揚程が低下するというものである。

Fig. 4 Model for estimation of mixing losses

本解析は非粘性解析であり、キャビティ後方に見られる後流の存在を仮定していないため、実験で見られるような逆流領域は存在しない。そこで本解析では Stripling ら⁽⁹⁾ に従ってキャビティ後流を最も単純な急拡大管における急拡大部のはく離領域に対応させ、混合損失により揚程低下をどの程度説明し得るのか検討した。図4に示すモデルを考える。キャビティ後縁が翼間流路入口よりも下流に到達した場合に急拡大損失を評価する。図4に示すようにスロートとしてキャビティ表面と隣接翼間の距離が最小となる部分を選び、この部分の平均流速を u_{in} とする。また、翼列出口の平均速度を u_{out} とし運動量保存則を用いると着目する翼間の混合損失は次式で評価される。

$$H_{loss} = (u_{in} - u_{out})^2 / 2g \quad \dots\dots\dots (23)$$

全体としての揚程低下は各翼間での混合損失を流量平均して評価する。流量係数 $\phi=0.10$ において揚程低下を評価した結果を実験結果⁽⁶⁾ とともに図5に示す。

Fig. 5 Cavitation performance

Fig. 6 Steady cavity length for the cascade with various solidities and stagger angles

図2(a)と図5(a)を比較すると、交互翼キャビテーションの長さが $l/h=1.0$ に近づくと揚程が低下し始めることがわかる。一方、図2(b)と図5(b)を比較すると実験においても計算結果と同様にキャビティ長さが $l/h=1.0$ に近づくと揚程が低下し始める傾向[図5(b)中のAとBの間]が見られる。計算結果と実験結果の揚程低下量も同オーダーであることから、混合損失によっても交互翼キャビテーションによる揚程低下を定性的に説明できるといえる。

6・3 翼列形状の影響 交互翼キャビテーションに対する翼列パラメータの影響について考える。図6に弦節比 C/h が3.0, 2.0, 1.5, 1.0, 0.5, 食違い角 β が60, 70, 80°の場合の計算結果を示す。横軸は $\sigma/2\alpha$ 、縦軸はキャビティ長 l をピッチ h あるいは翼弦長 C で無次元化したものである。

図6(a)に弦節比 C/h が3.0と2.0の結果を示す。弦節比が2.0以上に対しては弦節比の影響は見られない。キャビテーション係数の減少に伴い、等長キャビ

テーションの長さが $l/h \approx 0.65$ に達すると食違い角によらず交互翼キャビテーションが初生することがわかる。

図6(b)に弦節比が1.0の結果を示す。弦節比が1.0の場合にはキャビテーション係数を下げると、ある $\sigma/2\alpha$ の値で突然 $l/C \approx 1.0$ と $l/C \approx 0.0$ の交互翼キャビテーション解が現れ、キャビテーション係数の低下に伴い長いキャビテーションと短いキャビテーションの長さが近づき $l/C = l/h \approx 0.65$ で等しくなる。

図6(c)に弦節比が0.5の結果を示す。キャビテーション係数の低下に伴う交互翼キャビテーションの発達形態は弦節比が1.0の場合と同様である。ただし交互翼キャビテーションの解と等長キャビテーションの解を表す曲線の交点は $l/C = 2l/h \approx 0.65$ になっている。なお、文献(6)の一連の実験で(結果は文献で示されていない)弦節比0.5の場合には交互翼キャビテーションは見られなかった。今後、交互翼キャビテーションの安定解析を行うことにより、交互翼キャビテーションの安定性を調査する予定である。

弦節比が1.5の場合の結果を図6(d)に示す。食違い角が 60° の場合に、交互翼キャビテーションが徐々に発達する弦節比2.0以上の場合の発達形態と突然 $l/C \approx 1.0$ と $l/C \approx 0.0$ の交互翼キャビテーション解が現れる弦節比1.0以下の発達形態の中間形態が見られる。このことから上述のようなキャビテーション発達形態の入れ替わりは $\beta = 60 \sim 80^\circ$ の範囲では弦節比1.5程度で生じることがわかる。

7. 結 言

(1) 交互翼キャビテーションの存在は実験によってのみ知られていたが、理論的にも存在し得ることが本解析から明らかになった。

(2) キャビティの存在による翼間流路の急拡大を仮定しその混合損失を評価することにより、交互翼キャビテーション発生に伴う揚程低下を定性的に評価することができた。

(3) 弦節比が2.0以上に対しては弦節比の影響は見られない。キャビテーション係数の減少に伴い、 $\beta = 60 \sim 80^\circ$ では等長キャビテーションが $l/h \approx 0.65$ に達すると食違い角によらず交互翼キャビテーションが初生する。

(4) 弦節比が1.0の場合にはキャビテーション係数を下げると突然 $l/C \approx 1.0$ と $l/C \approx 0.0$ の交互翼キャビテーションの解が現れ、キャビテーション係数の低下に伴い長いキャビテーションと短いキャビテーションの長さが近づき $l/C = l/h \approx 0.65$ で等しくなる。

(5) 弦節比が0.5の場合、キャビテーション係数の低下に伴う交互翼キャビテーションの発達形態は弦節比が1.0の場合と同様である。ただし交互翼キャビテーションの解と等長キャビテーションの解を表す曲線の交点は $\beta = 60 \sim 80^\circ$ に対し $l/C = 2l/h \approx 0.65$ になっている。

(6) 交互翼キャビテーションが徐々に発達する弦節比2.0以上の場合の発達形態と突然 $l/C \approx 1.0$ と $l/C \approx 0.0$ の交互翼キャビテーション解が現れる弦節比1.0以下の場合の発達形態の入れ替わりは、 $\beta = 60 \sim 80^\circ$ に対し弦節比がほぼ1.5程度で生じる。

文 献

- (1) Young, W. E., NASA-CR, 123939 (1972).
- (2) Kamijo, K., ほか2名, *AIAA J. Prop. Power*, **6** (1993), 819-826.
- (3) Tsujimoto, Y., ほか2名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **115** (1993), 135-141.
- (4) Acosta, A. J., An Experimental Study of Cavitation Inducer, *Proc. 2nd Symp. Naval HydroDyn.* (1958), 533-557.
- (5) de Bernardi, J., ほか2名, Experimental Analysis of Instabilities Related to Cavitation in a Turbopump Inducer, *Proc. 1st Int Symp. Pump Noise Vib.* (1993), 1-9.
- (6) 黄建徳・ほか2名, 機論, **62**-600, B(1996), 162-167.
- (7) Wade, R. B., *Appl. Sci. Res.*, **17** (1967), 169-188.
- (8) 渡辺聡・ほか3名, 機講論(III), **97**-1 (1997), 1728-1729.
- (9) Stripling, L. B. and Acosta, A. J., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **84**-3 (1962), 326-338.
- (10) Geurst, J. A., *Int. Shipbuild. Prog.* **6** (1959), 369-384.