

〈論 文〉

## 수퍼캐비테이션 익열의 유동특성 해석

이명호\* · 이종원\*\*

(1992년 1월 10일 접수)

### Analysis of Flow Characteristics of Supercavitating Cascade

Myeong-Ho Lee and Jong-Won Lee

**Key Words :** Cavitation(캐비테이션), Supercavitating Cascade(수퍼캐비테이션 익열), Singular Point(특이점), Cavity(캐비티), Wake(후류)

#### Abstract

With increases in the rotational speed of hydraulic machine, studies on the hydrodynamic characteristics of supercavitating cascade are important on the view of flow analysis and design of fluid machinery. In the present paper, the complex functions of nonlinear theory corresponding to the flow of supercavitating cascade can be obtained by distributing singular points such as sources, vortexes and doublets on hydrofoil and free streamline. The numerical calculations on the closed wake model and semi-closed wake model are carried out in order to show the flow characteristics around the supecavitating cascade with finite cavity length. As the result of this study, the flow characteristics such as lift, drag and cavitation coefficients are predicted by the flow conditions of supercavitating cascade in the fluid machinery.

#### 기 호 설 명

$f$  : 익, 익의 길이

$c$  : 캐비티, 캐비티의 길이

$m$  : 용출의 세기

$\gamma$  : 와의 세기

$\mu$  : 이중용출의 세기

$b$  : 익열에서 익의 피치

$n$  : 익열에서 익의 수

$\alpha$  : 영각

$\beta$  : 익열의 축이  $x$ 축과 이루는 각

$\theta$  : 곡선  $s$ 의 미소구간이  $x$ 축과 이루는 각

$U_1$  : 익열상류에서의 속도벡터

$U_2$  : 익열하류에서의 속도벡터

$P_1$  : 익열상류에서의 압력

$P_2$  : 익열하류에서의 압력

$u$  : 속도벡터의  $x$ 축방향 성분

$v$  : 속도벡터의  $y$ 축방향 성분

$\lambda$  : 평균속도벡터가  $x$ 축과 이루는 각

$Z$  : 복소좌표 ( $=x+iy$ )

$W(Z)$  : 복소포텐셜

$S$  : 곡선좌표

$\rho$  : 밀도

$\sigma$  : 캐비테이션계수

$C_D$  : 항력 ( $D$ ) 계수

$C_L$  : 양력 ( $L$ ) 계수

$\delta$  : 캐비티후류의 폭

$\mathcal{F}$  : 익면에 작용하는 수력벡터

$N$  : 경계의 분할수

$T$  : 익열축에 수직인 방향의 단위벡터

$M$  : 캐비티의 후단에서 흡입의 세기

$\zeta$  : 복소수 ( $=\zeta+in$ )

\*정회원, 경희대학교 기계공학과 대학원

\*\*정회원, 경희대학교 기계공학과

## 1. 서 론

액체를 작동유체로 하는 펌프, 수력터빈 등의 유체기계에서 액체가 가속되어 액체의 정압이 포화증기압 이하로 낮아지면 기포가 형성되고 소음과 진동이 발생하면서 익면이 침식(erosion)되고 유체기계의 성능이 저하하게 된다. 이러한 현상을 캐비테이션(cavitation)이라 하는데, 일반적인 유체기계에서 동일한 중량과 치수로 더 높은 출력을 얻기 위해서는 불가피하게 고속화되어야 하므로 캐비테이션의 발생을 피할 수 없게 된다. 또 유동의 정압이 더욱 낮아지면 캐비티(cavity)의 길이가 익의 길이보다 길어지고 일반적인 익에서는 성능이 급격하게 저하 되는데, 이 현상을 수퍼캐비테이션(supercavitation)이라 하며 설계시에 수퍼캐비테이션상태가 되지 않도록 익형이나 사용조건을 고려해야 한다. 그러나 수퍼캐비테이션상태에서 유체기계를 작동하면 (1) 초고속운전이 가능하므로 기기를 소형화 할 수 있고, (2) 익면보다 하류에서 캐비티가 붕괴하므로 익면에서의 침식은 발생하지 않으며, (3) 익의 배면(back surface)에 캐비티가 형성되므로 배면에서 익과 캐비티의 마찰저항이 거의 없으며, (4) 3차원익의 경우 일반적인 익에서는 익단에서부터 와류(vortex)가 발생하여 양력이 감소하고 항력이 증가하지만 수퍼캐비테이션이 발생하는 익에서는 배면의 압력이 증기압과 같으므로 중형비가 작은 익에서도 성능의 저하는 2차원의 익에 비하여 크지않다고 하는 잇점이 있으므로<sup>(1)</sup> 수퍼캐비테이션익을 이용하여 캐비테이션에 의한 부정적인 영향을 감소시키면서 유체기계를 소형화, 고속화하 하려는 연구가 이루어지고 있는데 이러한 초고속 유체기계의 성능해석 혹은 합리적인 설계에 있어서 중요한 과제는 익줄주위의 유동과 익열의 수력학적 특성을 해석하는 것이다.

수퍼캐비테이션이 발생하는 익형에 관한 선형이론은 1953년 Tulin<sup>(2)</sup>에 의하여 처음으로 발표된 이후, Wu<sup>(3)</sup>와 Street<sup>(4)</sup>가 등각사상법 의한 선형이론을 이용하여 임의의 압력분포에 따른 익의 특성을 구하였으며, 西山<sup>(5),(6)</sup>과 Nishiyama<sup>(7)</sup>이 특이점법을 이용한 적분방정식을 유도하고 급수에 의한 해법으로써 수력특성을 구하였으며 大腸<sup>(8,9)</sup>과 Oba<sup>(10)</sup>은 유동의 모델을 가정한 해석은 운동량보존 법칙을 만족시킬 수 없다는 사실을 지적하여 운

동량 보존법칙을 적용한 해석을 제시하고 유동특성을 구하였으며 Leehey<sup>(11)</sup>은 중형비, 영각 그리고 캐비티의 길이의 변화에 따른 양력계수와 항력계수를 실험에 의하여 계측하였고 Kurata<sup>(12)</sup>은 기존의 선형이론에 의한 결과들을 비교하여 후류의 모델화에 관한 문제점을 지적하였다. 그러나 기존의 연구에서 이용되었던 등각사상에 의한 해석<sup>(2-4),(8-10)</sup>은 적용범위가 좁고 간단한 형상의 물체가 아니면 해를 구하기 어려우며 3차원유동으로의 확장이 어렵다는 결점이 있으며 기존의 선형이론<sup>(2-10)</sup>에 의한 연구결과들을 비교해보면 수치계산 결과가 서로 일치하지 않으며 실험결과와 차이가 있는데, 이것은 수퍼캐비테이션익열의 유동해석에 관한 이론이 아직 확립되어 있지 않으며 또한 캐비티의 후단에서 캐비티의 붕괴로 인하여 복잡한 난류유동이 되므로 캐비티내에서 압력이 일정하다는 조건을 실제 유동에서는 만족시킬 수 없으며 캐비티후류의 난류 유동속도는 무한한 후방에서 소멸하므로 익열전후에서 운동량이 보존되지 않기 때문이다. 이러한 배경하에서 본 연구의 목적은 西山<sup>(5),(6)</sup>과 Nishiyama<sup>(7)</sup>이 제시한 특이점 분포법에 의한 기초식을 비선형으로 해석하기 위하여 익과 유한한 길이의 캐비티의 자유유선에 용출, 와, 이중용출 등의 특이점을 분포시켜서 수퍼캐비테이션을 발생시키는 익열의 유동장을 지배하는 비선형의 적분방정식을 복소포텐셜로 나타내고 경계 요소법을 이용하여 수치계산함으로써 수퍼캐비테이션익열의 유동에서의 수력특성을 구하는 데 있다.

## 2. 이론해석

### 2.1 지배방정식

캐비테이션이 발생하는 익형에서는 익 또는 작동 유체와 박리되는 자유유선(free streamline)이 캐비티를 형성하므로 익면과 자유유선의 경계에 관한 문제로 모델링 하기 위하여 익면과 캐비티의 자유유선상에 특이점을 분포시켜서 구한 유동장의 지배방정식이 자유경계조건을 만족하도록하면 익면에 작용하는 압력분포나 유체역학적 관계를 해석할 수 있다.

Fig. 1에서와 같이 수퍼캐비테이션을 발생시키는 단독 익의 유동을 나타낼 때,  $b-c$ 는 익면을 나타내며  $a-b$ ,  $c-d$ 는 익 혹은 유체와 박리되어 캐비티를 형성하는 자유유선(free streamline)을 나타

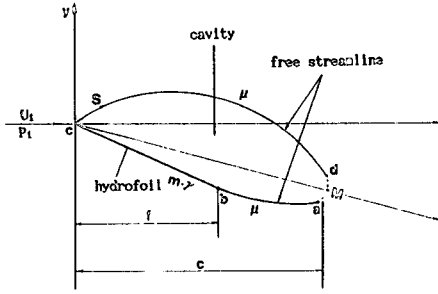


Fig. 1 Physical plane for the supercavitating hydrofoil

낸다. 익주위의 유동은 비압축성, 비점성유체의 2차원유동, 캐비티의 외측유동을 비회전유동으로 가정하면 속도포텐셜이 존재하므로 익면상의 점  $Z_0(Z)$ 에 용출  $m(Z)$ , 와  $\gamma(Z)$ 가 분포하고 자유유선상의 점  $Z_0(Z)$ 에 이중용출  $\mu(Z)$ 가 분포한다면 경계면상에 분포하는 특이점들에 의한 복소 포텐셜  $W(Z)$ 를 복소좌표  $Z(=x+iy)$ 에 대하여 표시하면 다음과 같다<sup>(13)</sup>.

$$W(Z) = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} \ln(Z - Z_0) dZ - \int_c \mu(Z) \frac{1}{Z - Z_0} dZ \quad (1)$$

여기서  $f$ 는 익표면의 적분경로,  $c$ 는 캐비티의 자유유선의 적분경로를 나타내며  $\theta$ 는 곡선  $S$ 의 미소구간  $dS$ 가  $x$ 축과 이루는 각도이다. 임의점에서의 속도  $-\frac{dW}{dZ}(=u-iv)$ 는 (1)식으로부터 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$u-iv = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} \frac{1}{Z - Z_0} dZ + \int_c \mu(Z) \frac{1}{(Z - Z_0)^2} dZ \quad (2)$$

익열인 경우에는 특이점들이 익열축을 따라서 익의 피치와 같은 간격으로 반복되는 것을 의미하므로 익열의 축이  $x$ 축과 이루는 각을  $\beta$ , 익열사이의 간격을  $b$ , 익의 수를  $n$ 이라 하면 익열전체에서 특이점분포에 의한 복소포텐셜  $W(Z)$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$W(Z) = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} \sum_{n=1}^{\infty} \ln\{Z - (Z_0 + npe^{i\theta})\} dZ + \int_c [\mu(Z) \sum_{n=1}^{\infty} \ln\{Z - (Z_0 + npe^{i\theta})\} - m(Z)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \ln\{Z - (Z_0 - npe^{i\theta})\}] dZ \quad (3)$$

사인함수의 무한곱정리로부터  $\sin \frac{\pi Z}{a} = Z \prod_{n=1}^{\infty} (1 - \frac{a^2}{n^2 a^2}) = \sum_{n=1}^{\infty} \ln(Z - na)$  이므로<sup>(13)</sup>  $Z = (Z - Z_0)$ ,  $a = pe^{i\theta}$ 로 하면 식(3)의 우변 제1항에서 급수전개의 항을 사인함수로 나타낼 수 있으며, 또 이중용출의 정의로부터  $\frac{d}{dZ} m(Z) = \mu(Z)$ 를 이용하면 식(3)은 다음과 같이 표시된다.

$$W(Z) = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} [\ln(\sin \frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\theta}}) + \frac{\pi Z}{b}] dZ - \int_c \mu(Z) \frac{\pi}{pe^{i\theta}} \cot\{\frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\theta}}\} dZ \quad (4)$$

임의점에서의 복소속도는 (4)식으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$u-iv = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} \frac{\pi}{pe^{i\theta}} \cot\{\frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\theta}}\} dZ - \int_c \mu(Z) \frac{\pi^2}{(pe^{i\theta})^2} \csc^2\{\frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\theta}}\} dZ \quad (5)$$

### 2.2 익열특성

Bernoulli의 정리로부터 익면에서의 압력차는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$P - P_f = 1/2\rho(U_f^2 - U^2) \quad (6)$$

익면에 작용하는 수력벡터  $F$ 의  $x, y$ 방향의 분력  $F_x, F_y$ 는

$$F_x = \int_f ((P - P_f) \sin \theta) dZ \quad (7)$$

$$F_y = -\int_f ((P - P_f) \cos \theta) dZ \quad (8)$$

로 되며,  $\theta$ 는 미소구간이  $x$ 축과 이루는 각을 의미한다. 따라서 익에 작용하는 항력 계수  $C_D$ 와 양력 계수  $C_L$ 은 속도벡터  $U_1$ 과  $U_2$ 의 평균벡터가  $x$ 축과 이루는 각을  $\lambda$ 라 하면 다음과 같이 표시된다.

$$C_D = \frac{F_x \cos \lambda}{(1/2)\rho|U_1|^2 f} \quad (9)$$

$$C_L = \frac{F_y \sin \lambda}{(1/2)\rho|U_1|^2 f} \quad (10)$$

또 캐비테이션계수  $\sigma$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\sigma = \frac{P_1 - P_2}{(1/2)\rho|U_1|^2} \quad (11)$$

2.3 경계조건

캐비테이션이 발생하지 않는 보통의 익에서는 익의 기하학적 형상과 유동의 방향이 일치한다고 하는 경계조건하에서 해를 구할 수 있지만 캐비테이션이 발생하는 익에서는 익 또는 작동유체와 박리되는 자유유선이 캐비티를 형성하므로 자유경계조건하에서 해를 구하여야 하며 캐비티내에서는 압력이 일정하다고 하는 경계조건을 추가하여야 한다.

즉 (5)식으로 부터 해를 구하기 위한 경계조건은 Fig. 1로 부터

(1) 캐비티의 자유유선(a-b, c-d)상에서는 유동의 법선방향속도는 영이다.

$$\{U_1 + (u - iv)\}N = 0 \quad (12)$$

(2) 익면(b-c)상에서는 유동의 방향과 익의 기하학적형상이 일치한다. 즉 법선방향 속도는 영이므로

$$\{U_1 + (u - idv)\}N = 0 \quad (13)$$

(3) 캐비티내에서 압력이 일정하다면 하측의 자유유선(a-b)상에서는 접선방향 속도가 일정하므로

$$|U_1 + (u - iv)|T = -|U_r| \quad (14)$$

(4) 상측의 자유유선(c-d)상에서도 접선방향 속도는 일정하고 방향은 하측과 반대이므로

$$|U_1 + (u - iv)|T = |U_r| \quad (15)$$

(5) 후류에서는 캐비티가 붕괴하여 난류유동이 되므로 후단을 모델화 하여야 하는데 일반적으로 semi-closed모델에 대하여 다음과 같이 표시할 수 있다<sup>(1)</sup>.

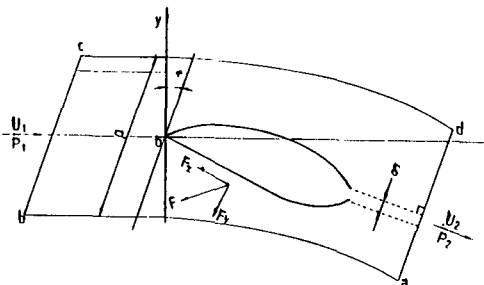


Fig. 2 Control surface for the momentum theorem

$$\int \rho m(Z) dZ + M = \delta |U_2| \quad (16)$$

2.4 운동량평형을 고려한 후류모델

수퍼캐비테이션익열 유동의 캐비티후류에서 후단이 붕괴함에 따라 난류속도는 무한한 하류에서 소멸하기 때문에 익열전후에서 운동량평형을 고려할 필요가 있다. Fig. 2와 같은 제어역 abcd에 연속의 식과 Oba등<sup>(10)</sup>의 모델에 의한 운동량평형식을 적용하여 표시하면

$$\rho |U_1| \rho = \rho |U_2| (\rho \cos \varphi - \delta) \quad (17)$$

$$\rho |U_1| \rho U_1 + P_1 \rho T = F + \rho |U_2| (\rho \cos \varphi - \delta) U_2 + P_2 \rho T - \rho |U_2| \delta U_2 \quad (18)$$

로 되며, (17)식으로부터 후류의 폭  $\delta$ 를 구할 수 있으며 (18)식으로부터 운동량평형에 의한 수력계수를 계산할 수 있다.

3. 수치계산

경계적분방정식 (2), (5)에서 특이점을 나타내는 미지량은 경계면상에만 분포하므로 경계요소법을 이용하여 초기조건으로부터 주어진 캐비티의 자유유선이 경계조건을 만족시키도록 특이점의 세기를 계산하면 수퍼캐비테이션익열의 유동형상과 수력특성을 구할 수 있다. 경계의 분할은 Fig. 3에서와 같이 익면상에서는 코사인분할<sup>(14)</sup>, 캐비티의 자유유선상에서는 등분할하였으며 익면상에서의 표점 위치는 다음식으로부터 X좌표를 구할 수 있다.

$$X\nu = \frac{c}{2} (1 - \cos \left( \frac{\pi \nu}{j} \right)) (\nu = 0, 1, 2, 3, \dots, j) \quad (19)$$

(19)식에 의한 수직선을 세워서 익면과의 교점을 분할점으로하고 익 이외의 캐비티의 자유유선은 캐비티의 길이의 변화에 따라 하면은  $i$ 개, 상면은  $k$

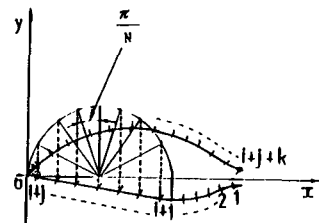


Fig. 3 Discretization of boundary

개로 분할하여 각 판넬의 중심점을 표점위치로 하였다. (5)식을 수치계산을 위한 이산화방정식으로 표시하면

$$u - iv = \frac{1}{2\pi} \sum_{N=i+1}^{i+j} (m - i\gamma) e^{-i\theta} \int_{N-1}^N \frac{\pi}{pe^{i\beta}} \\ \left( \cot \left( \frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\beta}} \right) dZ + \frac{\pi^2}{(pe^{i\beta})^2} \right. \\ \left. \left( \sum_{N=1}^i + \sum_{N=i+j+1}^{i+j+k} \right) \mu \int_{N-1}^N \csc^2 \left( \frac{(Z - Z_0)\pi}{pe^{i\beta}} \right) dZ \right) \quad (20)$$

로 되며, (20)식을 계수와 미지수에 관한 식으로 정리하면

$$u - iv = \sum_{N=i+1}^{i+j} (m - i\gamma) \zeta + \left( \sum_{N=1}^i + \sum_{N=i+j+1}^{i+j+k} \right) \mu \zeta \quad (21)$$

로 되며, (21)식에 경계조건을 적용하고  $\zeta = \xi + i\eta$ 로 표시하면 연립방정식의 형태로 나타낼 수 있다. 즉

(1) 캐비티의 자유유선의 하측에서는

$$\sum_{N=i+1}^{i+j} m\xi + \left( \sum_{N=1}^i + \sum_{N=i+j+1}^{i+j+k} \right) \mu \xi + \sum_{N=i+1}^{i+j} \gamma \eta + U_f = -U_1 \cos \theta \quad (22)$$

(2) 익면상에서는

$$\sum_{N=i+1}^{i+j} m\eta + \left( \sum_{N=1}^i + \sum_{N=i+j+1}^{i+j+k} \right) \mu \eta - \sum_{N=i+1}^{i+j} \gamma \xi = -U_1 \sin \theta \quad (23)$$

(3) 캐비티의 자유유선의 상측에서는

$$\sum_{N=i+1}^{i+j} m\xi + \left( \sum_{N=1}^i + \sum_{N=i+j+1}^{i+j+k} \right) \mu \xi - \sum_{N=i+1}^{i+j} \gamma \eta = -U_1 \sin \theta \quad (24)$$

로 된다. 위의 식들로부터 특이점의 세기를 계산할 수 있으며, 본연구에서는 초기의 캐비티의 자유유선이 경계조건을 모두 만족하여 최적형상이 되도록 반복계산하였다.

#### 4. 계산결과 및 고찰

먼저 해의 타당성검토를 위하여 단독 익의 유동에 대하여 Leehey<sup>(11)</sup>의 실험결과와  $Wu$ <sup>(3)</sup>의 선형이론에 의한 계산결과를 비교하여 Fig. 4~5에 캐비테이션계수  $\sigma=0.1$  일때 영각의 변화에 따른 양력

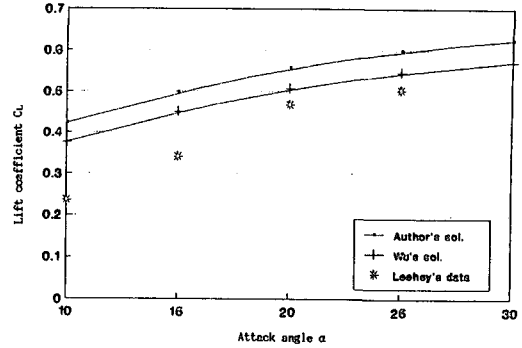


Fig. 4 Comparison between the measured and theoretical lift coefficients for hydrofoil at  $\sigma=0.1$

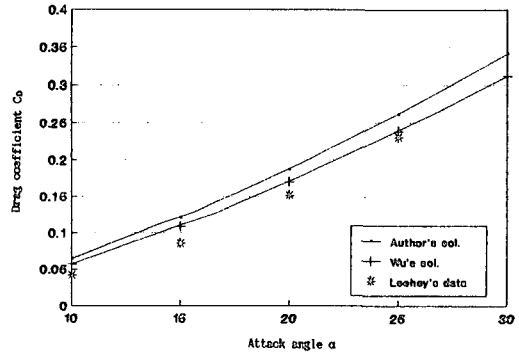


Fig. 5 Comparison between the measured and theoretical drag coefficients for hydrofoil at  $\sigma=0.1$

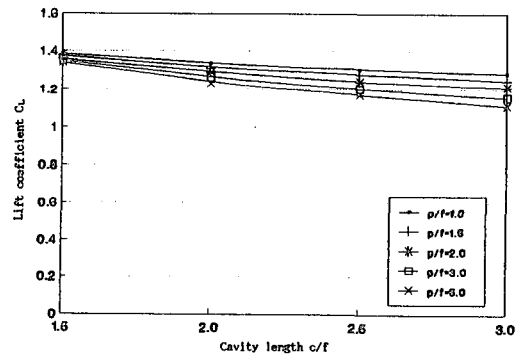


Fig. 6 Variation of lift coefficients with cavity length for closed wake model

계수와 항력계수의 변화를 나타내었다. Fig. 4~5에서 실험결과와의 차는 종횡비 등의 실제유동장에서의 손실을 고려하지 않았기 때문으로 판단되며, 선형이론과의 차는 경계조건 차이 때문으로 판단된다.

본 연구에서는 영각  $\alpha=25^\circ$ , 익열의 축이  $x$ 축과 이루는 각  $\beta=90^\circ$ , 익의 길이  $f=1$ 인 평판형상 익형의 직선익열에 대하여 익열상류의 속도  $U_1=1$ , 익열상류의 압력  $P_1=1$ 인 유동장에서 캐비티의 길이, 익열의 피치, 후류에서 유출량의 변화에 따른 수력계수를 계산하였다. Fig. 6~11는 후류의 폭  $\delta=0$ 인 closed 후류모델에 대하여 수력계수의 변화를 나타낸 것이다. Fig. 6는 익열의 피치의 변화에 따른 캐비티의 길이와 양력계수의 관계를 나타낸 것이다. 양력계수는 캐비티의 길이가 클수록 작고 익열의 피치가 클때 그 변화는 심하다. Fig. 7는 캐비티의 길이의 변화에 따른 익열의 피치와 양력계수의 관계를 나타낸 것이다. 익열의 피치가 클수록 양력계수는 작고  $c/f=1.5$ 일 때 변화는 작으나  $c/f=2.0$ 이상에서는 변화가 심하며  $p/f=5$ 이상에서는 변화가 작다. Fig. 8은 피치의 변화에 따른 캐비티의 길이와 항력계수의 관계를 나타낸 것이다. 항력계수는 캐비티의 길이가 클수록 작으며  $p/f=$

1.0일 때 거의 일정하고 익열의 피치가 클수록 그 변화는 심하다. Fig. 9은 캐비티의 길이의 변화에 따른 익열의 피치와 항력계수의 관계를 나타낸 것이다. 항력계수는 익열의 피치가 클수록 크고 익열의 피치가 클때 익열의 피치가 작을때 보다 더 영향을 받는다. Fig. 6~9로부터 양력계수와 항력계수는 피치의 영향을 많이 받는데, 이것은 익열이 작동유체에 미치는 간섭효과 때문이며 캐비티의 길이에 의한 영향이 작은 것은 캐비티의 길이가 변화하더라도 익면에서의 압력분포는 크게 변화하지 않기 때문으로 판단된다. Fig. 10은 피치의 변화에 따른 캐비티의 길이와 캐비테이션계수의 관계를 나타낸 것이다. 캐비테이션계수는 캐비티의 길이가 커짐에 따라 작아지고 익열의 피치가 클 때 캐비티의 길이의 영향이 크다. Fig. 11은 캐비티의 길이의 변화에 따른 익열의 피치와 캐비테이션계수의 관계를 나타낸 것이다. 익열의 피치가 작아질수록 캐비테이션 계수는 크고 익열의 피치가 클때 그 영

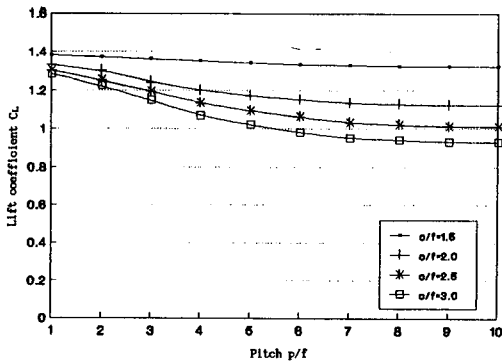


Fig. 7 Variation of lift coefficients with pitch for closed wake model

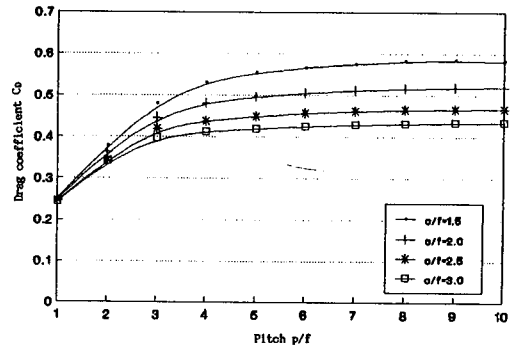


Fig. 9 Variation of drag coefficients with pitch for closed wake model

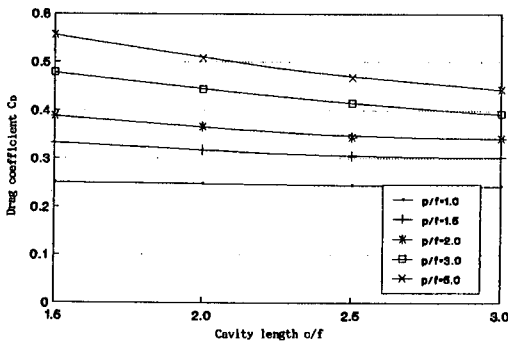


Fig. 8 Variation of drag coefficients with cavity length for closed wake model

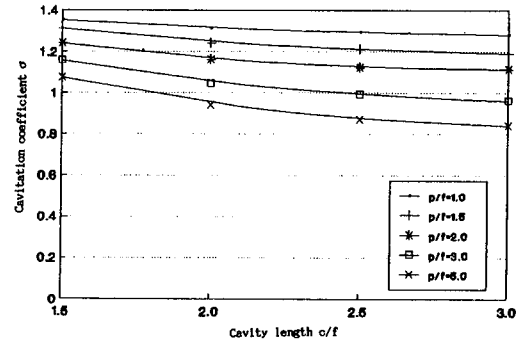


Fig. 10 Variation of cavitation coefficients with cavity length for closed wake model

항을 받지 않는다. Fig. 12~15은 후류의 폭  $\delta=0$  이 아닌 semi-closed 모델에 대하여 후류의 폭  $\delta$ 의 변화에 따른 양력계수와 항력계수의 변화를 나타낸 것이다. Fig. 12은 피치의 변화에 따른 후류의 폭과 양력계수, 항력계수의 관계를 나타낸 것이며 양력계수와 항력계수는 후류의 폭에 관계없이 거의 일정하다. Fig. 13은  $c/f=1.5$ 일때 피치의 변화에 따른 후류의 폭과 양력계수, 항력계수의 관계를 나타낸 것이다. 양력계수는 후류의 폭이 클수록 작고 익열의 피치가 클수록 그변화는 심하지만 항력계수는 거의 일정하다. Fig. 14는  $p/f=1.5, c/f=1.5$  일 때 압력분포에 의하여 구한 수력계수  $C_{L1}, C_{D1}$  과 운동량이론에 의하여 구한 수력계수  $C_{L2}, C_{D2}$  를 비교한 것이다. 압력분포에 의하여 구한 양력계수는 후류의 폭에 관계없이 거의 일정하지만 운동량이론에 의하여 구한 양력계수는 후류의 폭이 클수록 작고  $\delta=0.5$ 일 때 양자의 양력계수는 거의 일치한다. 또 압력분포에 의하여 구한 항력계수는

후류의 폭에 거의 무관하지만 운동량이론에 의하여 구한 항력 계수는 후류의 폭에 거의 비례하여 커진다. Fig. 15는  $p/f=3.0, c/f=3.0$ 일때 압력분포에 의하여 구한 수력계수와 운동량이론에 의하여 구한 수력계수를 비교한 것이다. 여기서도 압력분

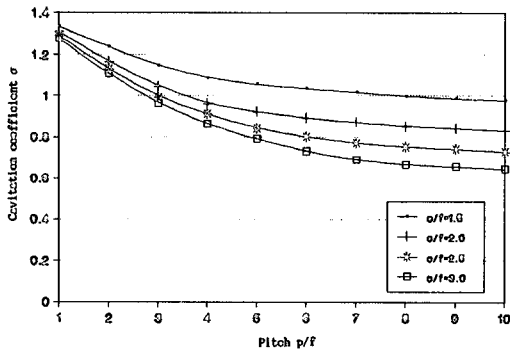


Fig. 12 Variation of cavitation coefficients with pitch for closed wake model

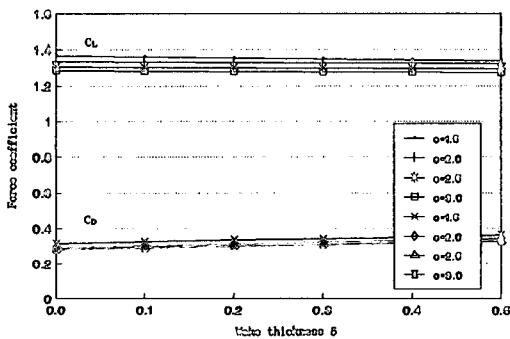


Fig. 13 Relation between force coefficients and wake thickness with cavity length at  $p/f=1.5$  for semi-closed wake model

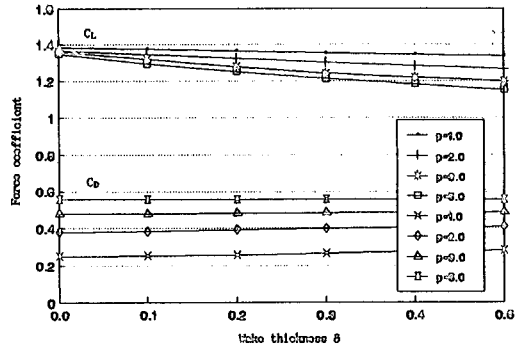


Fig. 14 Comparison with force coefficients by momentum theory at  $p/f=1.5, c/f=1.5$  for semi-closed wake model

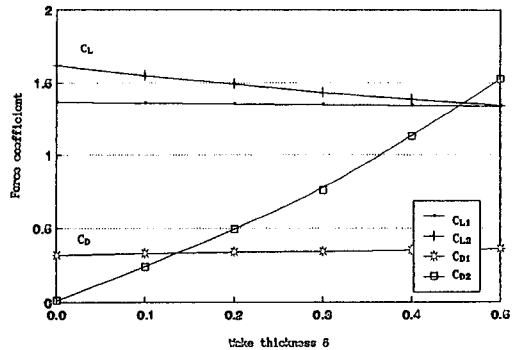


Fig. 15 Comparison with force coefficients by momentum theory at  $p/f=3.0, c/f=3.0$  for semi-closed wake model

포에 의하여 구한 양력계수, 항력계수는 거의 일정하지만 운동량이론에 의하여 구한 양력계수의 변화는 Fig. 14에서 보다 작고 항력계수는 후류의 폭에 거의 비례하여 커진다. Fig. 14와 Fig. 15으로부터 양자에 의한 수력계수의 차는 후단에서 캐비티의 붕괴로 인한 난류유동과 실제의 유동장에서 중황비 등에 의한 유동손실 때문으로 판단되며 이와 관련된 후류의 모델이 필요하다는 것을 알 수 있다.

## 5. 결 론

캐비테이션이 유체기계에 미치는 영향을 극복하고 유체기계의 성능을 향상시키기 위하여 수퍼캐비테이션익열에 대한 합리적인 해석과 설계가 필요하며 이에 관한 본 연구의 결론을 요약하면 다음과 같다.

(1) 수퍼캐비테이션익열의 유동장을 지배하는 비선형 적분방정식을 특이점분포법에 의하여 구하고 그것을 수치계산하여 유동특성을 구하는 방법을 제시하였다.

(2) 초고속 유체기계의 설계에 필요한 항력계수, 양력계수, 캐비테이션계수 등의 익열특성을 계산하였다.

(3) 캐비티후류의 모델은 운동량평형을 고려하여 결정할 필요가 있으며 보다 합리적인 해석을 위해서는 최적의 후류모델을 결정하는 것이 중요하다.

## 참고문헌

- (1) 加藤洋治, 1980, “キャビテーション,” 横書店
- (2) Tulin, M.P., 1953, “Steady Two Dimensional Cavity Flow About Slender Bodies,” Report No. 834, David Taylor Model Basin, Washing, D.C., May
- (3) Yao-Ysu Wu, T., 1964, “An Approximate Numerical Scheme for the Theory of Cavity Flows Past Obstacles of Arbitrary Profile,” 1964, Trans. ASME, J. of Fluids Eng., Vol.86, No.1, pp. 556~560.
- (4) Street, R.L., 1964, “Symmetric, Rotational, Supercavitating Flow About a Slender Wedge,” Trans. ASME, J. of Basic Eng., Vol.93, No.3, pp. 569~575.
- (5) 西山哲男, 1969, “特異點法による超空どう翼の流れ場の基礎式とその解法,” 日本機械學會論文集(第2部), 35卷277號, pp. 1895~1902.
- (6) 西山哲男, 伊藤, 1973, “特異點法による超空どう翼列の流れ場の基礎式とその解法,” 日本機械學會論文集(第2部), 39卷321號, pp. 1533~1541.
- (7) Nishiyama, T. and Ota, T., 1971, “Linearized Potential Flow Models for Hydrofoils in Supercavitating Flow,” Trans. ASME, J. of Basic Eng., Vol.93, No.3, pp. 550-564.
- (8) 大場利三郎, 井小萩利明, 1972, “運動量保存則に基づくスーパーキャビテーション翼列まわりの流れの解明(第1報, 基礎理論),” 日本機械學會論文集(第2部), 38卷315號, pp. 2833~2842.
- (9) 大場利三郎, 井小萩利明, 1975, “運動量定理に基づくスーパーキャビテーション翼列まわりの解明(第2報, 揚抗力特性) 東北大學高速力學研究所報告, 第36卷347號, pp. 65~87.
- (10) Oba, R. and Igohagi, T., 1973, “Supercavitating Cascade Analysis Based on Momentum Theorem,” Trans. ASME, J. of Fluids Eng., Vol. 95, No.1, pp. 113~121.
- (11) Leehey, P. and Stellingner, T.S., 1975, “Force and Measurements of Supercavitating Hydrofoils of Finite Span With Comparison to Theory,” Trans. ASME, J. of Fluids Eng., Vol.95, No.1, pp. 453~464.
- (12) Kurata, M. and Kita, T., 1983, “A Remark of Linearized Theory of Supercavitating Cascade Based on the Momentum Theorem,” Trans. ASME, 83-WA/FE-12
- (13) Victor L. Streeter, 1985, “Fluid Dynamics,” McGraw Hill, pp. 85~135.
- (14) 日本機械學會, 1988, “流れの数値シミュレーション,” コロナ社, pp. 207~264.