[논문] 태양에너지
Solar Energy
Vol. 17, No. 1, 1997

비선형이론에 의한 Supercavitation 익렬의 유동해석

박이동* · 황윤**

* 성균관대학교 기계공학과
** 서울산업대학교 기계공학과

The Flow Analysis of Supercavitating Cascade by Nonlinear Theory

Pak Ee-Tong* · Hwang Yoon**

* *Sung Kyun Kwan University*
** *Seoul National Polytechnic University*

Abstract

In this study comparison of experiment results with the computed results of linear theory and nonlinear theory using singularity method was obtainable. Specially singularity points like sources and vortexes on hydrofoil and freestreamline were distributed to analyze two dimensional flow field of supercavitating cascade using nonlinear theory, and governing equations of flow field were derived and hydraulic characteristics of cascade were calculated by numerical analysis of the governing equations.

The results compared linear theory and nonlinear theory with the experiment results of the study are as follows: The tolerances of nonlinear theory were larger than those of linear theory in case of $\alpha\langle 10°$.

Moreover the computational range of attack angles could be expanded from $\alpha = 10°$ to $\alpha = 25°$, the flow field of supercavitating cascade could be analyzed in the condition which the wake thickness and the length of cavity are a variable.

The shapes of cavity were changed sensitively according to various variable such as attack angles, pitches and wake thickness, and the pressure distribution of hydrofoil surface was identical almost disregarding wake thickness but changed largely according to attack angle and the length of cavity. Lift coefficient and drag coefficient were reduced according to increasing of wake thickness but the influences of wake thickness were very little in the situation of small pitch and long cavity.

I. 서 론

cavitation이 발생하는 익렬의 유동을 해석할 수 있는 방법 중에서 등각사상을 이용한 선형이론에 의한 해석적인 방법은 물리면을 단순화된 면으로 사상시킴으로써 유동장을 쉽게 해석할 수 있는 장점은 있으나, 복잡한 형상에 대하여 물리면을 사상시키기 위한 변환함수를 찾기가 어렵다는 결점이 있어서 기하학적 형상과 계산용량에 한계가 있으므로 supercavitation과 같이 복잡한 유동의 해석에는 적합하지 않다.

익의 성능을 해석하기 위한 현재까지의 연구에서 등각사상을 이용한 선형이론[1),2)]에서는 기하학적으로 단순한 형상의 익, 즉 익의 영각이나 camber가 작은 경우에만 지배방정식의 선형화를 이루어 해를 구할 수 있고, 또 기존의 연구[3),4)]와 특이점분포에 의한 선형이론에서도 계산결과에 나타난 바와 같이 특정한 영각외의 유동해석에는 적합하지 않으며 익형의 camber를 고려하거나 복잡한 형상의 익형을 유동해석하기에는 어렵고 3차원 유동의 해석은 더욱 어렵다.

또 현재까지의 연구결과들은 계산결과가 서로 일치하지 않으며 실험결과[5),6)]와 차이가 있는데, 이것은 cavitation이 발생하는 익의 유동을 정확하게 해석하기 위한 이론이 아직 확립되어 있지 않기 때문이다. 특히 cavitation이 발생하는 익의 유동장에서는 액체와 기체의 이상유동으로 인하여 cavity가 소멸되는 후단에서는 복잡한 난류류동이 일어나므로 후류의 모델화가 유동장의 해석에 중요한 문제로 된다.

본 연구에서는 선형이론에 의한 기존의 연구에서 제한되었던 변수의 계산범위를 확대하고 후류의 유동상태에 따른 익의 성능을 계산하기 위하여 cavitation을 발생시키는 평판형의 단일익과 익렬의 유동장을 지배하는 경계적분방정식을 복소포텐셜함수로 유도하고, 지배방정식을 수치계산하여 익의 성능을 해석하였다.

Ⅱ. 관련이론

2.1 2차원 포텐셜 유동

2차원 포텐셜유동장을 해석하기 위한 조건을 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \qquad (1)$$

포텐셜유동에서는 속도포텐셜 Φ와 유량함수 Ψ가 존재하며, Φ와 Ψ에 대한 관계식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad (2.a)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \qquad (2.b)$$

복소포텐셜 W는 복소변수 Z(= x + iy)의 해석함수, 즉 W = W(Z)라 하면 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$W = \phi(x, y) + i\,\psi(x, y) \qquad (3)$$

식(3)을 x에 대하여 미분하면, 2차원 포텐셜유동장에서의 복소속도를 다음과 같이 표시할수 있다.

$$\frac{dW}{dZ} = u - i\,v \qquad (4)$$

식(4)에서 x축 방향의 속도 u와 y축 방향의 속도 v는 복소좌표상에서 속도벡터가 x축과 이루는 각을 θ라 하면,

$$u = \left|\frac{dW}{dZ}\right| \cos\theta = Re\ \frac{dW}{dZ} \quad (5.a)$$

$$v = \left|\frac{dW}{dZ}\right| \sin\theta = -\ Im\ \frac{dW}{dZ} \quad (5.b)$$

로 표시할 수 있다.

무한한 상류의 속도를 $\mathbf{V}_{-\infty}$이라하면, 속도포텐셜 Φ는

$$\Phi = |\mathbf{V}_{-\infty}|x + \phi \quad (6)$$

로 표시할 수 있으며 , 여기서 Φ은 교란속도포텐셜이다.

식(6)을 x로 미분하면 유동장에서의 속도 $\mathbf{V}$는 다음과 같다.

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{-\infty} + (u - iv) \quad (7)$$

2.2 단일익의 유동에 관한 지배방정식

cavitation을 발생시키는 익의 유동장에서 익 주위의 유동의 속도가 무한히 커지면 유체입자가 익면으로부터 분리되는 자유류선이 형성되며, 이 자유류선과 익면사이에 cavity가 형성된다.

익면 주위의 유체는 비점성, 비압축성인 이상유체이고 유동은 비회전이라 가정하면 속도포텐셜이 존재하므로 익의 배면을 고정경계, 자유류선을 자유경계로 하여 경계상에 특이점을 분포시켜서 유동장의 임의의 점의 속도를 구하기 위한 포텐셜함수를 적분방정식으로 표시하고 경계조건을 만족시키는 특이점의 세기를 계산하여 자유유선의 형상을 구하고 cavity 주위의 속도분포와 익면에서의 압력분포를 구하여 supercavitation이 발생하는 익의 유동장을 해석할 수 있다.

그리고 패널법(pannel method)의 일종으로써 2차원 포텐셜유동의 해석에 유효한 특이점법에서는 유동의 해석에 이용되는 용출, 와 등의 특이점분포가 유동의 물리적파악이 쉬우며 유동장을 지배하는 미분방정식에 기초를 두는 영역형 해법에 비하여, 경계조건으로 부터 얻어지는 특이점분포에 대한 적분방정식이 유동장을 결정하는 기초식이 되어 경계만이 해석의 대상이 되므로 다른 수치해법에 비하여 1차원적으로 유동장을 해석할 수 있다. 또 경계면 주위의 유동도 비교적 정확하게 해석할 수 있어서 supercavitation이 발생하는 유동장의 해석에 매우 적합하다.

cavitation을 발생시키는 익의 유동장에서 익 주위 유동의 속도가 무한히 커지면 유체입자가 익면으로부터 분리되는 자유류선이 형성되며, 이 자유류선과 익면사이에 cavity가 형성된다.

Fig. 1은 단일익의 경우에 supercavitation을 발생시키는 익과 자유유선을 나타낸 그림이며, 직선 B−C는 익면을 나타내고 곡선 A−B, C−D는 익면과 분리되어 cavity를 형성하는 자유류선을 나타낸다.

익면에 용출 m(S), 와(渦) γ(S)가 분포하며 익면에서 용출에 의하여 발생한 유량이 cavity 內에서 무한한 후류로 유출하지 않도록 후단의 한점 E에 흡입 M이 존재한다면 경계곡선 S선에 분포하는 특이점들에 의하여 표시할 수 있는 복소좌표 Z상의 한 점 P에서 복소속도포텐셜 $W(Z_p)$는 다음식으로 나타낼 수 있다.

$$W(Z_p) = \frac{1}{2\pi}\int_f \{m(S) - i\gamma(S)\} \ln(Z_p - Z)\, dS + \frac{M}{2\pi}\ln(Z_p - Z_E) \quad (8)$$

여기서 θ는 미소구간 dS가 x축과 이루는 각도이다.

복소좌표 Z와 곡선좌표 S의 관계를 $Z=Se^{i\theta}$로 표시하면 $dS=e^{-i\theta}dZ$이므로 식(8)을 복소좌표 Z에 대하여 표시하면 다음과 같다.

$$W(Z_p) = \frac{1}{2\pi}\int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} \quad (9)$$

$$\ln(Z_p - Z)\, e^{-i\theta}\, dZ$$

$$+ \frac{M}{2\pi}\ln(Z_p - Z_E)$$

유동장의 임의의 점 P에서 복소속도는 식(9)를 미분하므로서 다음식으로 나타낼 수 있다.

$$u_P - iv_P = \frac{1}{2\pi}\int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\} \quad (10)$$

$$e^{-i\theta}\,\frac{dZ}{Z_p - Z}$$

$$+ \frac{M}{2\pi}\,\frac{1}{Z_p - Z_E}$$

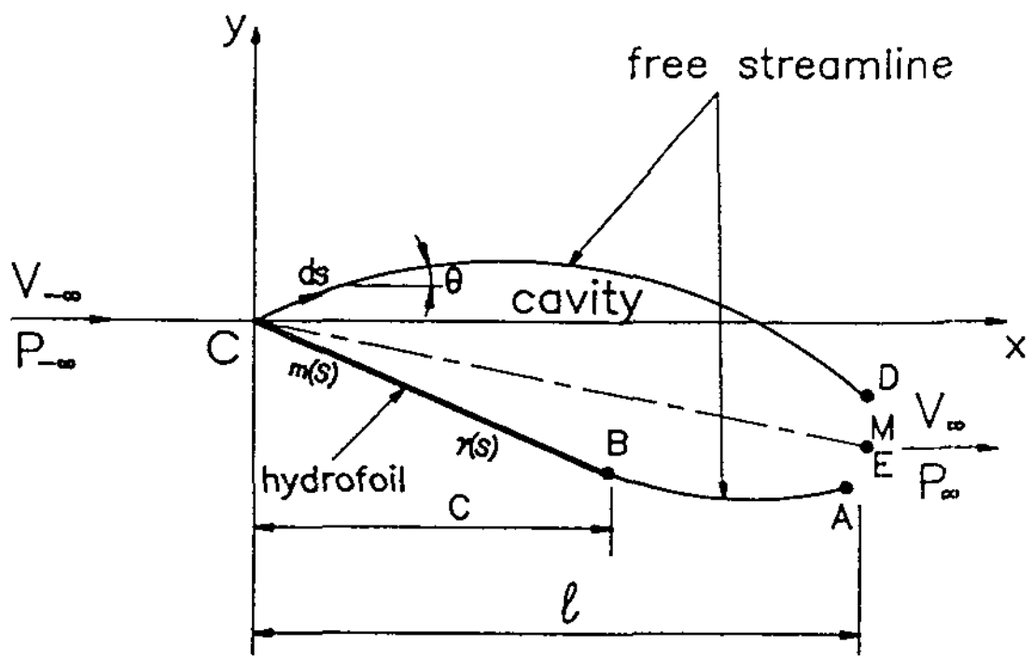

Fig. 1 Physical model for the supercavitating hydrofoil

2.3 익렬의 유동에 관한 지배방정식

Fig. 2와 같이 supercavitation이 발생하는 익렬의 유동장에서 복소좌표 Z의 한점 p에서의 복소포텐셜 $W(Z_p)$는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$W(Z_p) = \frac{1}{2\pi}\int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\}\sum_{n=-\infty}^{\infty} \quad (11)$$

$$\ln\left(Z_p - Z - n\,t\,e^{i(\pi/2-\beta)}\right)dZ$$

$$+ \frac{M}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\ln\left(Z_p\right.$$

$$\left. - Z_E - n\,t\,e^{i(\pi/2-\beta)}\right)$$

식(11)에서 β는 익렬의 축이 y축과 이루는 각, t는 익렬의 pitch, n은 익의 수를 나타낸다. 식(11)의 右邊 제1항은 식(12)로 변환할 수 있다.

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty}\ln\left(Z_p - Z - n\,t\,e^{i(\pi/2-\beta)}\right) \quad (12)$$

$$= \ln\frac{(Z_p - Z)\pi}{n\,t\,e^{i(\pi/2-\beta)}}\prod_{n=1}^{\infty}$$

$$\left\{1 - \frac{(Z_p - Z)^2}{t^2\,(t\,e^{i(\pi/2-\beta)})^2}\right\}$$

$$= \ln\left\{\sin\frac{(Z_p - Z)\pi}{t\,e^{i(\pi/2-\beta)}}\right\}$$

식(11)의 우변 제2항은 식 (13)으로 변환할 수 있다.

$$\frac{M}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\ln(Z_p - Z_E - nte^{i(\pi/2-\beta)}) \quad (13)$$

$$= \frac{M}{2\pi}\ln\left\{\sin\frac{(Z_p - Z_E)\pi}{t}\right.$$

$$\left. e^{i(\pi/2-\beta)}\right\}$$

익렬의 유동장에서 복소포텐셜 W(Zp)는 식(12)와 식(13)을 식(11)에 대입하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$W(Z_p) = \frac{1}{2\pi} \int_f \left[\{m(Z) - i\gamma(Z)\} e^{-i\theta} \ln \left\{ \sin \frac{(Z_p - Z)\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \right\} \right] dZ + \frac{M}{2\pi} \ln \left\{ \sin \frac{(Z_p - Z_E)\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \right\} \quad (14)$$

임의의 점 P에서의 복소속도는 식(14)를 미분하면 다음과 같다.

$$u_p - iv_p = \frac{1}{2\pi} \int_f \{m(Z) - i\gamma(Z)\}\, e^{-i\theta} \frac{\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \left\{ \cot \frac{(Z_p - Z)\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \right\} dZ + \frac{M}{2\pi} \frac{\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \left\{ \cot \frac{(Z_p - Z_E)\pi}{t\, e^{i(\pi/2-\beta)}} \right\} \quad (15)$$

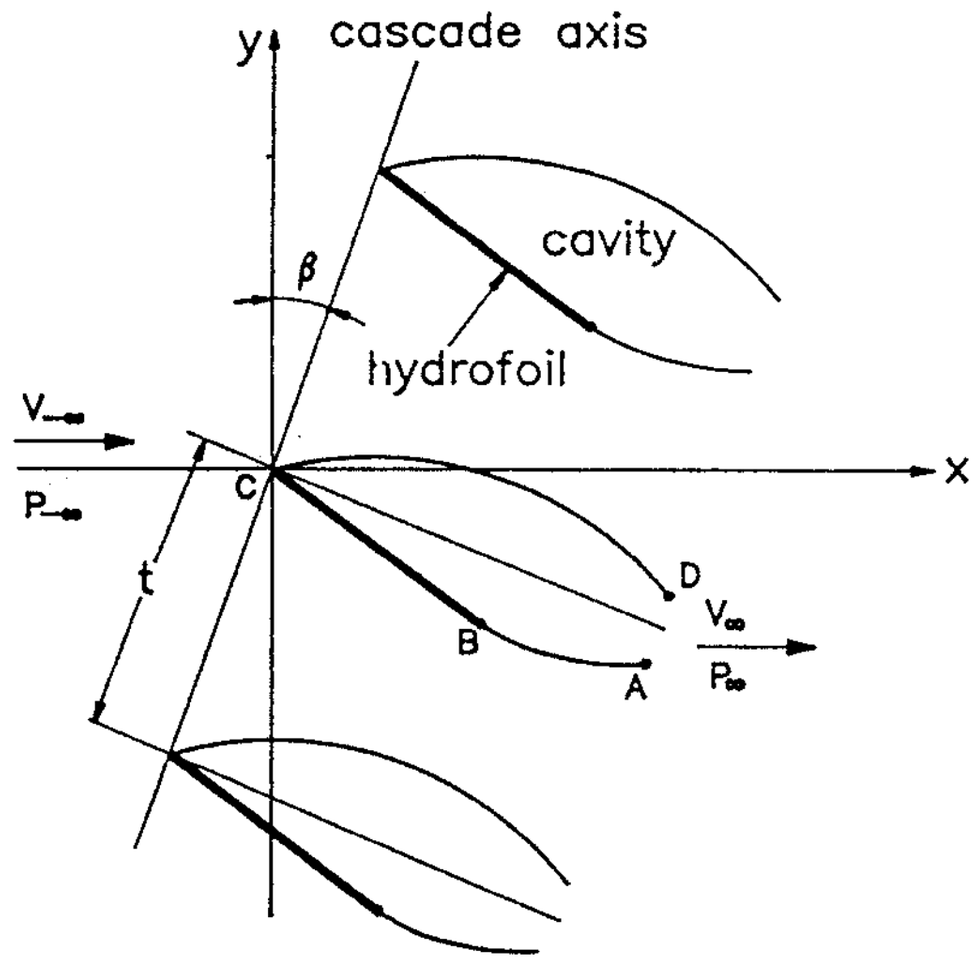

Fig. 2 Configuration of supercavitating cascade

2.4 경계조건

cavitation이 발생하지 않는 익에서는 익의 기하학적 형상과 유동의 방향이 일치한다고 하는 경계조건하에서 해를 구할 수 있지만 cavitation이 발생하는 익에서는 cavity 내에서의 압력이 일정하다는 경계조건을 추가하여야 해를 구할 수 있다.

cavitation이 발생하는 익에서는 cavity의 외부는 액체이지만 cavity 내부에서는 기체인 2상유동이므로 cavity 내부에서는 압력이 일정하다는 가정을 하여 Fig. 3에서 B−C의 고정경계와 A−B, C−D의 자유경계상에 다음과 같은 경계조건을 적용한다.

검사점 p에서 법선방향의 단위벡터를 Np라 하면 경계에서 임의점 P의 접선방향속도를 T_p, 법선방향속도를 N_p로 놓으면,

$$T_p = Re\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} + V_{-\infty} \cos\alpha_p \quad (16)$$

$$N_p = -Im\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} - V_{-\infty} \sin\alpha_p \quad (17)$$

로 된다. 그러므로 경계조건을 만족하는 식은 다음과 같이 표시할 수 있다.

(1) 경계 A−B, C−D에서는 법선방향속도 $T_p=0$

$$Im\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} = -V_{-\infty} \sin\alpha_p \quad (18)$$

(2) 경계 B−C에서는 법선방향속도 $N_p=0$

$$Im\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} = -V_{-\infty}\sin\alpha_p \quad (19)$$

(3) 경계 A−B에서는 접선방향속도 $T_p = -V_c$

$$Re\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} + V_c = -V_{-\infty}\cos\alpha_p \quad (20)$$

(4) 경계 C−D에서는 접선방향속도가 일정하고, 경계 A−B의 접선방향속도와 반대방향이므로

$$Re\{(u_p - iv_p)e^{i\alpha_p}\} - V_c = -V_{-\infty}\cos\alpha_p \quad (21)$$

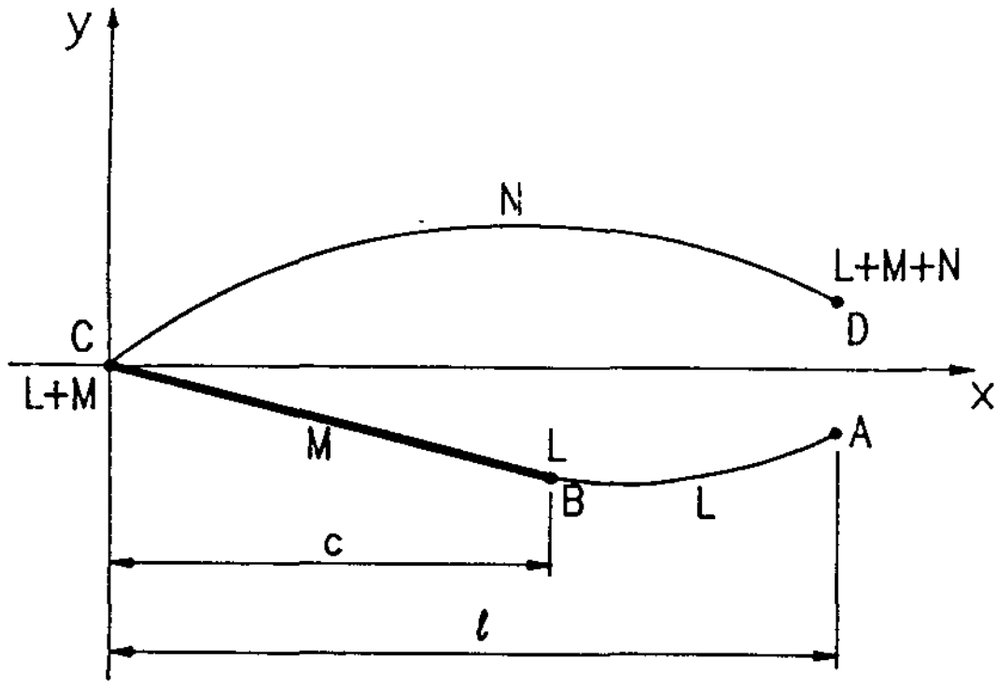

Fig. 3 Distribution of boundary

2.5 후류의 모델화

cavitation이 발생하는 익렬의 유동장에서는 cavity의 후단에서 cavity가 붕괴하여 액체와 기체의 혼합상태로 되고, 또 난류류동이 되므로 cavity 내에서 압력이 일정하다는 조건을 만족할 수 없다. 즉 후단에서 cavity의 붕괴로 인하여 운동량의 손실이 발생하므로 다음과 같이 익 주위의 검사역에 운동량방정식을 적용하여 후류의 두께 δ를 구하고, 후류두께의 변화에 따라 유동장을 해석하여야 한다.

Fig. 4으로부터 경계 C−B, A−D에서 유동은 동일한 상태로 되며 익렬축에 평행인 단면의 상류 및 하류에서 유동의 상태가 동일하다고 하면 경계 CBADC를 검사역으로 취할 수 있으며 후류에서 유속이 무한한 하류에서의 유속 V_x와 같은 것으로 간주하여 두께 δ인 후류의 검사역 abef에서 운동량을 보존하면 식(22)로 표시할 수 있다.

$$\rho|V_{-\infty}|tV_{-\infty} + P_{-\infty}T = F + \rho|V_\infty|(t\cos\beta - \delta)\cdot V_\infty + P_\infty T - \rho|V_\infty|\delta(V_\infty) \quad (22)$$

여기서 T는 익렬축에 수직인 방향을 갖는 단위벡터이다.

또 Fig.3에 연속의 정리를 적용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\rho|V_{-\infty}|t = \rho|V_\infty|(t\cos\beta - \delta) \quad (23)$$

식(23)으로부터 후류의 두께 δ를 구할 수 있다.

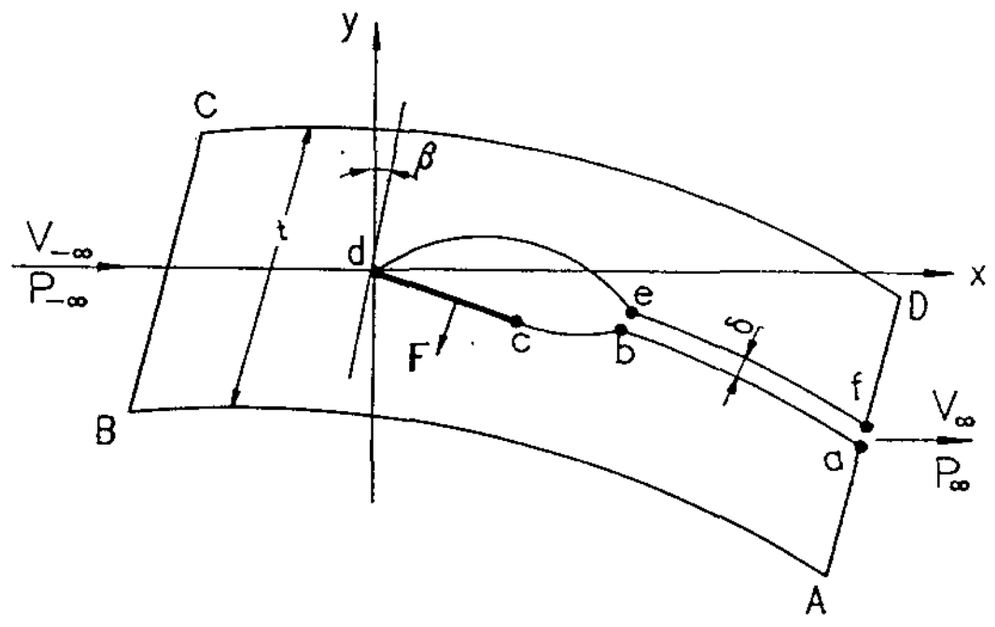

Fig. 4 Control surface for application of the momentum theory

2.6 수력계수의 계산

2.6.1 Cavitaion 수와 압력계수의 계산

익면상의 한 점과 cavity 내의 한 점에 Bernoulli의 정리를 적용하면

$$\frac{\rho}{2}|\mathbb{V}|^2+P=\frac{\rho}{2}|\mathbb{V}_c|^2+P_c \quad (24)$$

여기서 $\mathbb{V}$는 익면 상의 한점에서의 속도벡터, P는 익면 상의 한점에서의 압력, $\mathbb{V}_C$는 cavity 내에서의 속도벡터, P_C는 cavity 내에서의 압력이다. 익면과 cavity 내외의 압력차는

$$P-P_c=\frac{\rho}{2}(|\mathbb{V}_c|^2-|\mathbb{V}|^2) \quad (25)$$

로 되며, cavitation 수 σ와 압력계수 C_p는 각각 다음과 같이 정의 된다.

$$\sigma=\frac{P_{-\infty}-P_c}{\frac{1}{2}|\mathbb{V}_{-\infty}|^2} \quad (26)$$

$$C_p=\frac{P-P_{-\infty}}{\frac{1}{2}|\mathbb{V}_{-\infty}|^2} \quad (27)$$

그러므로 익면의 압력차는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$P-P_c=\frac{1}{2}\rho|\mathbb{V}_{-\infty}|^2(\sigma+C_p) \quad (28)$$

2.6.2 양력계수와 항력계수의 계산

Fig. 5와 같이 1개의 판넬 $\triangle S_P$에 작용하는 힘 $\triangle F_P$의 x, y방향 성분의 크기를 각각 $\triangle X_P$, $\triangle Y_P$라 하면

$$\triangle X_p=(P-P_c)\sin\alpha_p \quad (29)$$

$$=(1/2)\rho|\mathbb{V}_{-\infty}|^2(\sigma+C_p)\triangle S_p\cdot\sin\alpha_p$$

$$\triangle Y_p=(P-P_c)(-\cos\alpha_p) \quad (30)$$

$$=-(1/2)\rho|\mathbb{V}_{-\infty}|^2(\sigma+C_p)\triangle S_p\cdot\cos\alpha_p$$

로 되며, 여기서 a_P는 x축과 판넬이 이루는 각도이다.

익면 전체에 작용하는 힘의 x방향성분 F_X, y방향성분 F_Y는 다음과 같다.

$$F_X=\sum_{k=L+1}^{L+M}\triangle X_k \quad (31)$$

$$F_Y=\sum_{k=L+1}^{L+M}\triangle Y_k \quad (32)$$

따라서 익면에 작용하는 항력계수 C_D와 양력계수 C_L은 다음과 같이 표시된다.

$$C_D=\frac{F_X}{(1/2)\rho|V_{-\infty}|^2c} \quad (33)$$

$$=\frac{\sum_{k=L+1}^{L+M}(\sigma+C_p)\triangle S_p\cdot\sin\alpha_p}{c}$$

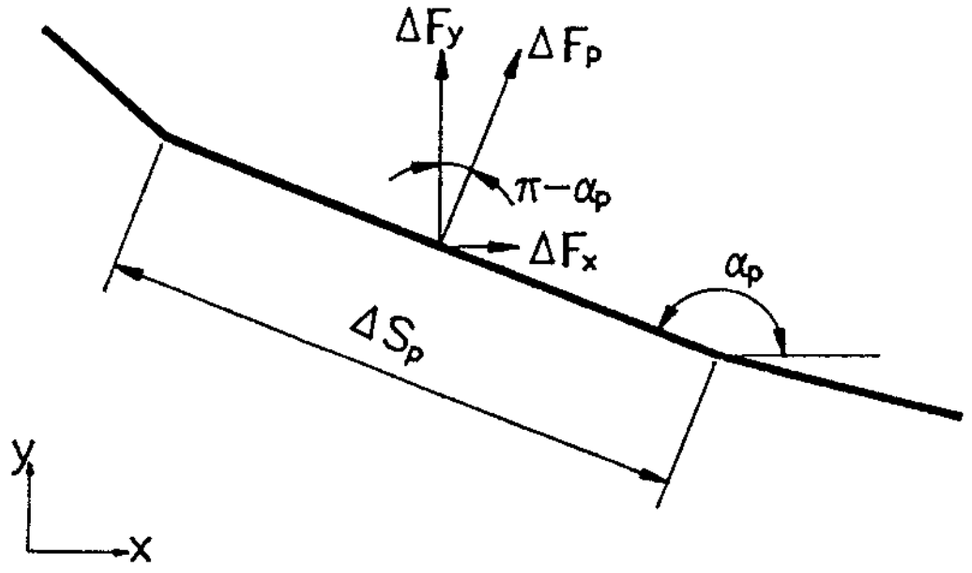

Fig. 5 Hydraulic vector acting on the hydrofoil surface

$$C_L = \frac{F_Y}{(1/2)\rho \mid V_{-\infty} \mid^2 c} = \frac{-\sum_{k=L+1}^{L+M}(\sigma + C_p)\triangle S_p \cdot \cos\alpha_p}{c} \quad (34)$$

Ⅲ. 결과 및 고찰

3.1 선형이론에 의한 계산치 및 실험치와의 비교

본 연구에서는 익의 두께를 무시할 수 있는 얇은 평판형 단일익의 유동에 대하여 유한한 길이의 supercavitation이 발생하였을 때, 익의 x축 방향의 투영길이 c=1인 익에 대하여 익렬의 상류에서의 속도 V_{-x}=1, 익의 상류에서의 압력 P_{-x}=1, 익의 전연이 좌표의 영점에 위치하도록 한 유동장에 대하여 익과 직선 익렬의 유동특성을 계산하였다.

Fig. 6과 Fig. 7은 supercavitation을 발생시키는 단일 평판익에 대하여 특이점법을 이용한 비선형 적분방정식의 수치계산 해를 검증

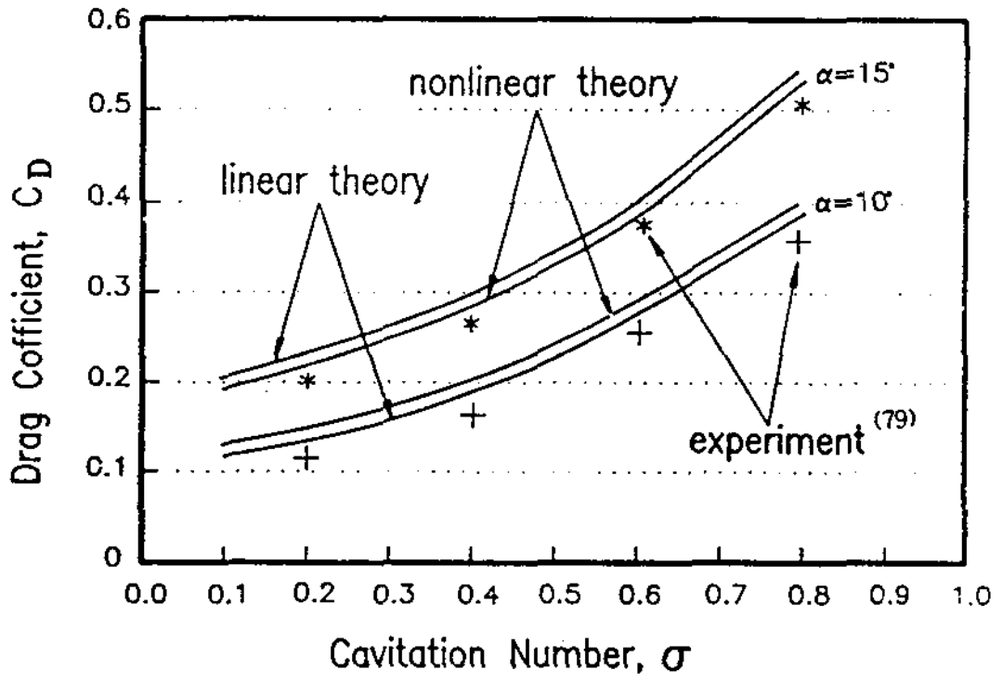

Fig. 6 Comparison of drag coefficients for supercavitating flat hydrofoil at ℓ/c=1. 5, δ=0.5

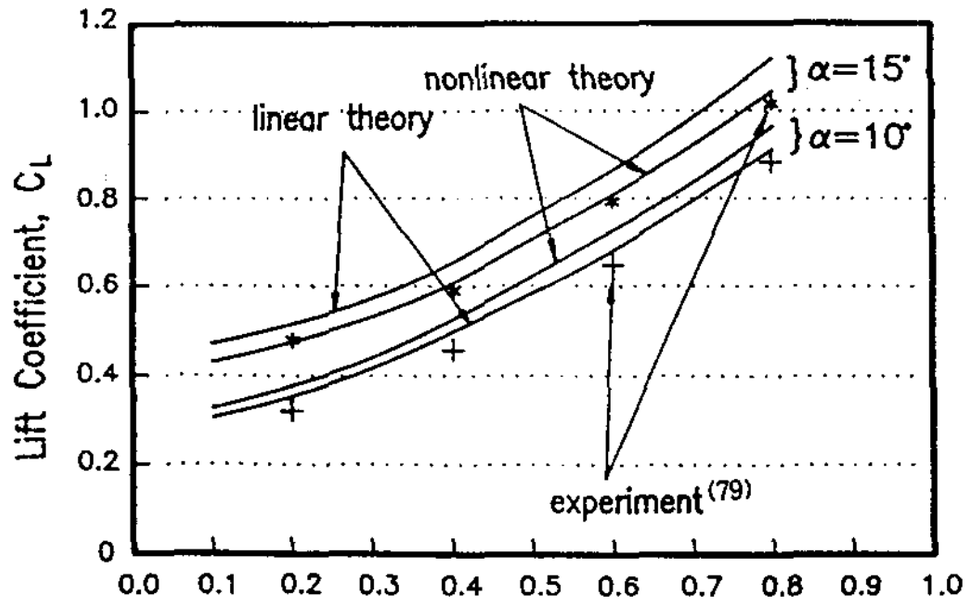

Fig. 7 Comparison of lift coefficients for supercavitating flat hydrofoil at ℓ/c=1.5, δ=0.5

하기 위해서 선형이론에 의하여 구한 계산치와 Dinh[5]이 실험에 의하여 구한 실험치를 비교한 것이다. 실험조건과 계산조건을 일치시키기 위해서 평판 단일익의 길이 C=1로 하였을 때 cavity의 길이 ℓ/c=1.5, cavity 후류의 모델은 후류두께 δ=0.5인 semi-closed모델, 익의 영각 α=10°, 15°로 하였을 때 cavitation 수 σ의 변화에 따른 항력계수 C_D, 양력계수 C_L을 선형이론에 의하여 구한 계산치 및 Dinh[5]이 실험에 의하여 구한 실험치와 비교하였다.

3.2 Cavity의 형상

Fig. 8과 Fig. 9는 cavity를 형성하는 자유유선의 형상을 유동조건의 변화에 따라서 나타낸 것으로 익 c의 길이가 x축상의 투영된 길이를 1로 하고 cavit의 길이는 x축상에 투영된 익의 길이와의 비를 나타내었으며 x=−∞에서의 속도는 V_{-x} 압력은 $P_{-\infty}$으로 하였다.

Fig. 8은 영각 α=25°, 익렬의 pitch t=3.0,

cavity의 길이 ℓ/c=1.5인 평판형의 직선 익렬에서 후류의 폭 δ=0,0.5,1.0인 경우에 대하여 cavity를 형성하는 자유유선을 나타낸 것으로 cavity의 면적은 후류의 폭 δ에 비례하여 넓어진다.

Fig. 9는 영각 α=15°,20°,25°인 경우로써 영각이 클수록 자유유선의 구배는 커져서 하면에 형성되지만 cavity의 면적은 거의 동일하다.

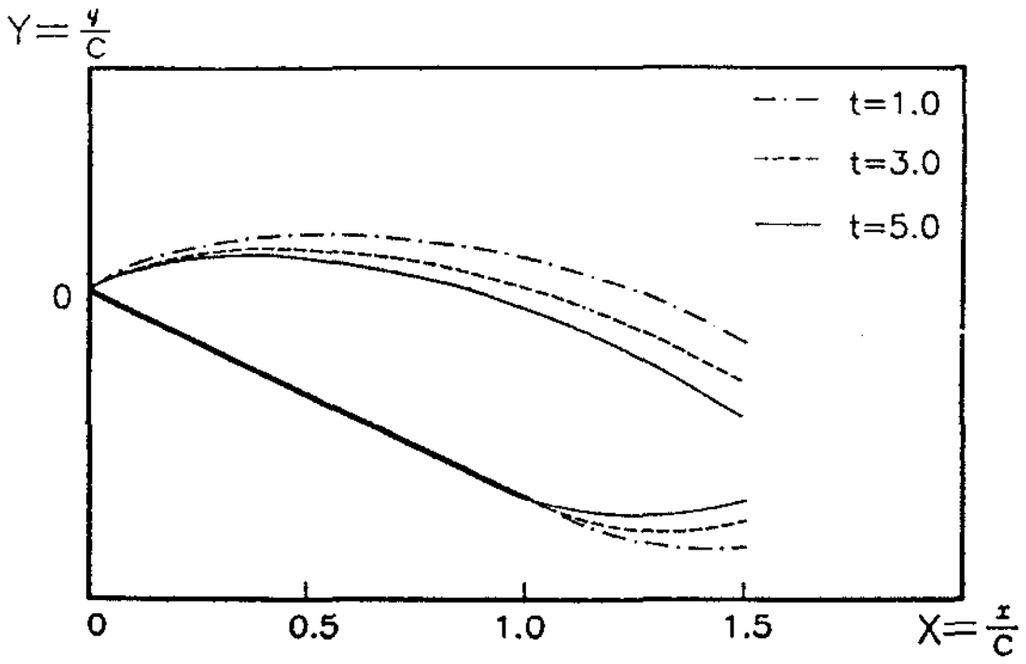

Fig. 8 Cavity profiles on flat hydrofoil for supercavitating flow at t/c=3.0, ℓ/c=1.5, α=25°

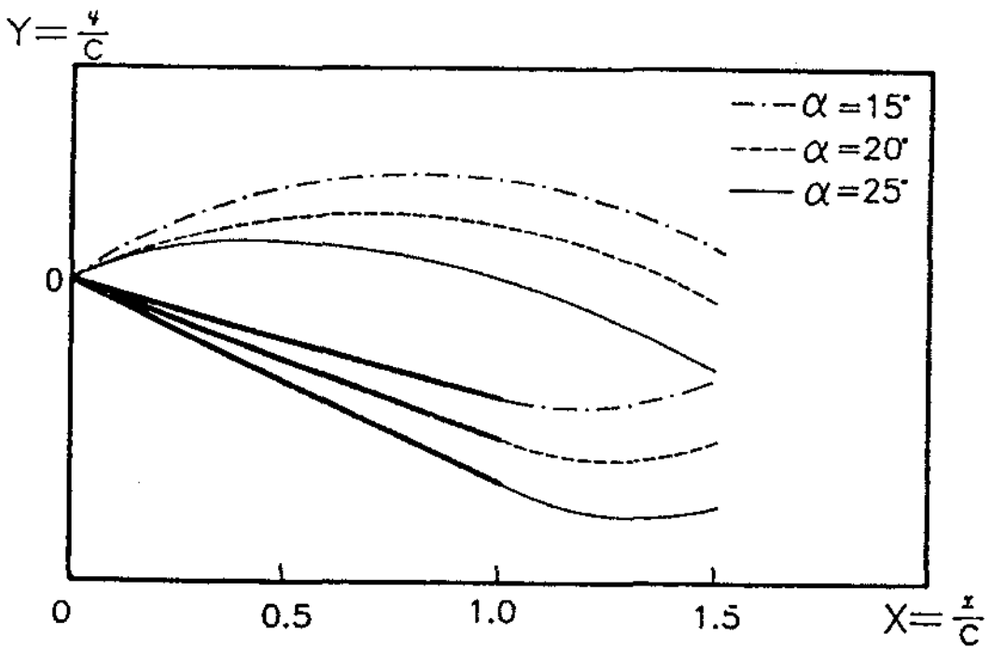

Fig. 9 Cavity profiles on flat hydrofoil for supercavitating flow at δ=0,t/c=3.0, ℓ/c=1.5

3.3 익면의 압력분포

cavitation이 발생하지 않는 일반적인 익면에서의 압력분포와 cavitation이 발생하는 익면에서의 압력분포를 비교하면 익의 정면에서의 압력분포는 거의 같은 모양으로 되지만, cavitation이 발생하지 않는 익에서는 배면의 압력이 전연에서 최저로 되고 후연으로 갈수록 정상으로 회복되지만, cavitation이 발생하면 cavity가 형성되고 있는 배면의 압력은 어느 지점에서나 동일하며 액체의 증기압과 같다.

Fig. 10은 영각 α=25°, pitch t/c=1.0, cavity의 길이 ℓ/c=1.5, 후류의 폭 δ=0인 경우이다. 전연의 cavitation이 발생하기 시작하는 점에서의 압력계수의 절대치가 cavitation 수 σ(=1.221)이며 익의 전연 부근에서 압력은 최대로 되었다가 후연으로 향할수록 익의 길이에 거의 비례해서 압력은 낮아지며 후단에서의 압력계수는 전단에서와 동일한 값을 취한다.

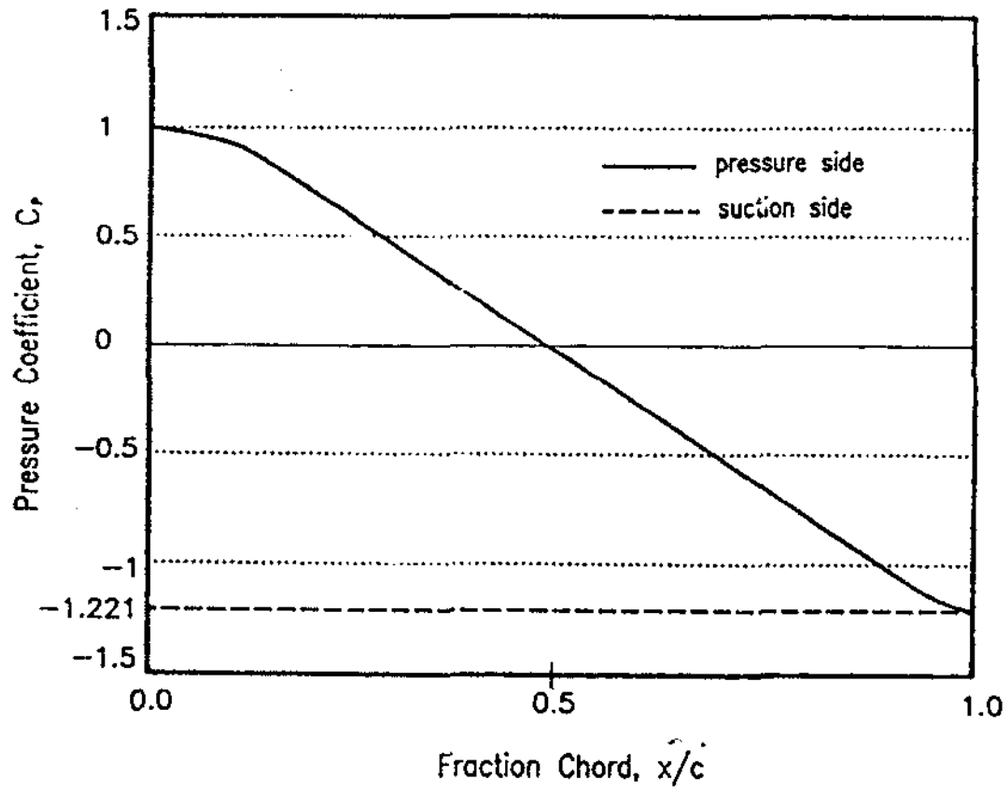

Fig. 10 Pressure distribution on surface of supercavitating hydrofoil at t/c=1, ℓ/c=1. 5, α=25°

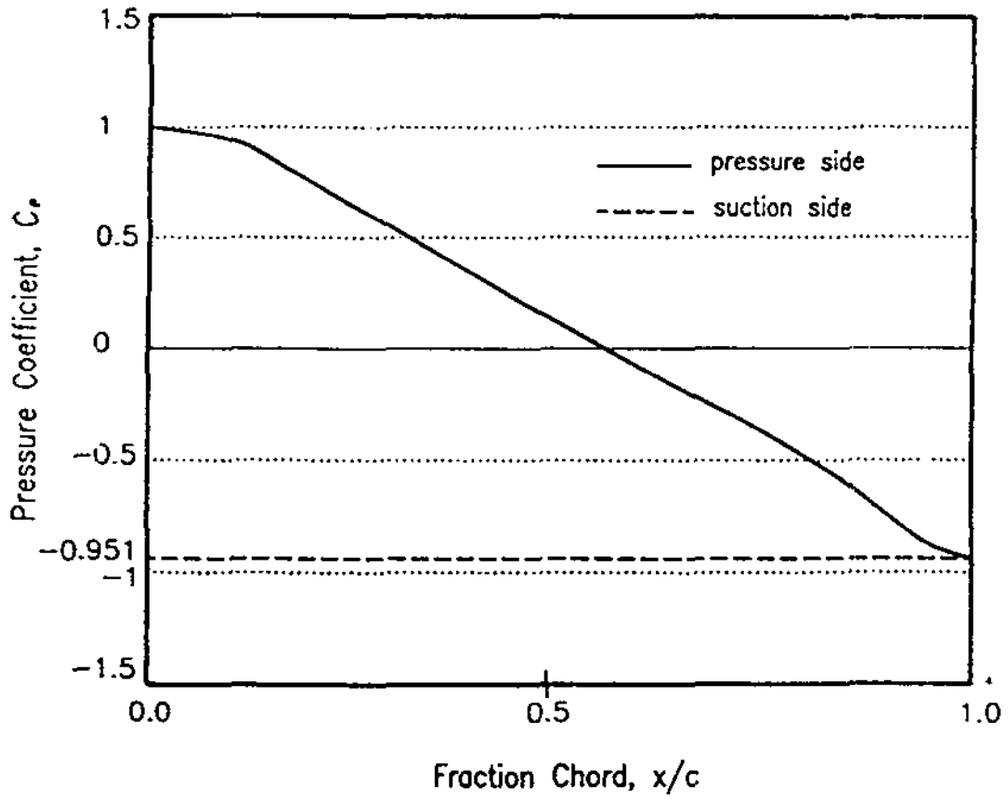

Fig. 11 Pressure distribution on surface of supercavitating hydrofoil at t/c=3, ℓ/c=3, α=25°

Fig. 11에서 cavitation 수 0=0.951로써 cavity의 길이가 길면 익면의 동일한 지점에서의 압력은 높다는 것을 보여준다.

3.4 양력계수와 항력계수

Fig. 12 ~ Fig. 14는 후류의 두께 δ, 익렬의 pitch t, cavity의 길이 ℓ, 영각 α의 변화에 대한 양력계수 C_L과 항력계수 C_D의 관계를 도시하여 나타낸 것이다.

Fig. 12는 영각 α=25°,pitch t/c=3.0인 경우에 후류의 두께 δ를 0에서 0.5까지 0.1씩 증가시키면서 변화시켰을 때 양력계수 C_L과 항력계수 C_D의 관계를 나타낸 것이다. 양력계수와 항력계수는 후류의 폭의 변화와 관계없이 거의 같은 값을 가지며 다만 cavity의 길이가 커지면 약간 커지는 것을 알 수 있다.

Fig. 13은 영각 α=25°, 후류의 폭 δ=0인 경우로써 양력계수와 항력계수는 cavity의 길이가 클수록 약간 작아지는 경향을 나타내고 있으며 pitch가 클수록 작아진다. 또 양력계수는 cavity의 길이 ℓ/c=1.5인 점에서 pitch와 관계없이 거의 같은 값을 갖지만 항력계수는 cavity의 길이 ℓ/c=3.0일 경우에 pitch와 관계없이 거의 같은 값을 갖는다.

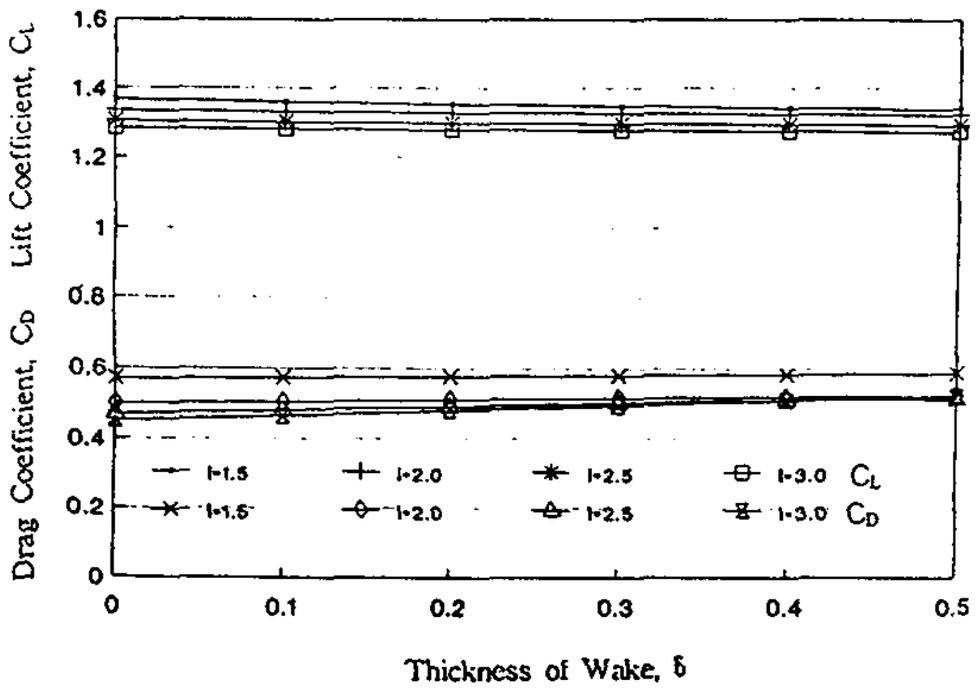

Fig. 12 Lift coefficient C_L and drag coefficient C_D with thickness of wake δ at t/c=3 , α=25°

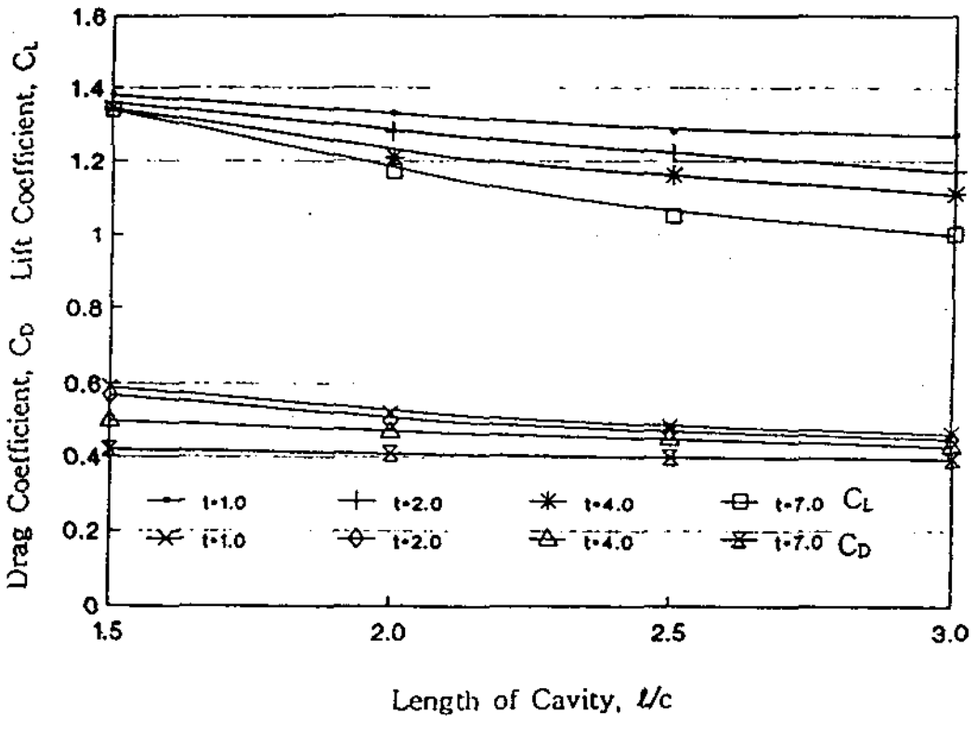

Fig. 13 Lift coefficient C_L and drag coefficient C_D with length of cavity at δ=0, α =25°

3.5 Cavitation 수

Fig. 14 ~ Fig. 15는 후류의 폭 δ, 익렬의 pitch t, cavity의 길이 ℓ, 영각 a의 변화에

대한 cavitation 수 0의 관계를 도시하여 나타낸 것이다.

Fig. 14는 영각 α=25°, cavity의 길이 ℓ/c=1.5인 경우로써 cavitation 수는 pitch가 클수록 작아지고 후류의 폭이 클수록 작아진다.

Fig. 15는 영각 α=25°, 후류의 폭 δ=0인 경우이며 cavitation 수는 pitch가 커짐에 따라서 작아지지만 pitch t/c=6이상인 범위에서는 pitch에 의한 변화가 매우 작다.

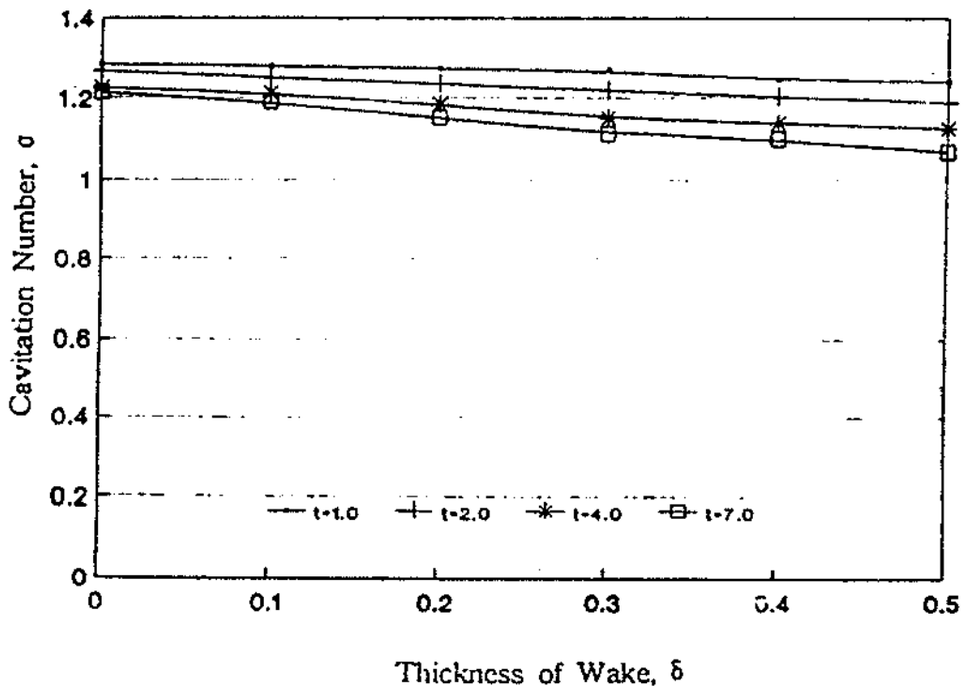

Fig. 14 Cavitation number σ with thickness of wake δ at ℓ/c=1.5, α=25°

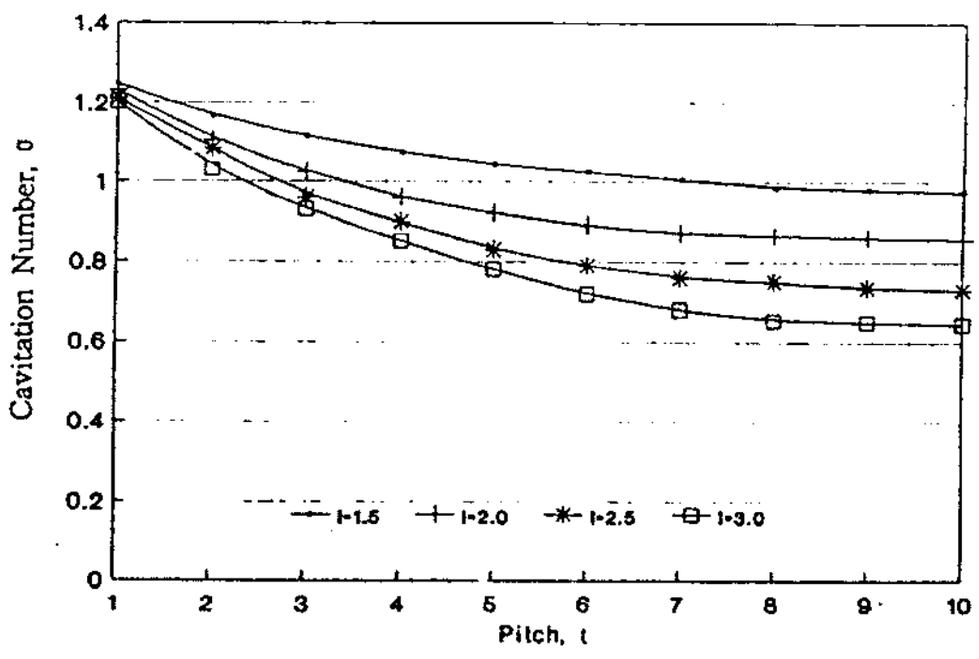

Fig. 15 Cavitation number σ with pitch t at δ=0, α=25°

Ⅳ. 결 론

본 연구에서는 선형이론을 이용한 기존의 연구에서 제한되었던 익의 영각, cavity의 길이 등의 변수의 계산범위를 확대하고 후류의 유동상태에 따른 익과 익렬의 수력특성을 계산하기 위하여 supercavitation이 발생하는 평판형의 단일익과 익렬의 유동장을 지배하는 비선형의 지배방정식을 복소포텐셜함수로 유도하고 지배방정식을 수치계산하여 익과 익렬의 성능을 해석하였으며 그 결과를 요약하면 다음과 같다.

1. 본 연구의 비선형이론에 의하여 구한 수력특성을 선형이론에 의하여 구한 계산치와 비교하면 영각이 10°인 경우에는 선형이론에 의하여 구한 계산치가 다소 작은 값을 갖지만 영각이 15°인 경우에는 선형이론에 의하여 구한 계산치가 오히려 큰 값을 갖는다.
2. 본 연구의 비선형이론에 의하여 구한 수력특성을 Dinh[23]이 실험에 의하여 구한 실험치와 비교하면 영각이 10°인 경우에는 선형이론에 의하여 구한 계산치가 실험치에 근접하지만 迎角이 15°인 경우에는 비선형이론에 의하여 구한 계산치가 실험치에 근접한다.
3. 기존의 연구에서 10°이하로 제한되었던 영각의 범위를 25°까지로 확대하였으며 후류의 두께를 변수로 하였고, 또 cavity 길이의 변화에 따른 익의 성능을 해석하였다.
4. cavity의 형상은 여러 변수의 변화에 따라서 민감하게 변화하였으며, 익면의 압력 분포는 후류의 두께에 관계없이 거의 동일하지만 영각과 cavity길이의 변화에 따라서 크게 변화 한다.

5. 양력계수와 항력계수는 후류의 두께가 커짐에 따라서 작아지지만 pitch가 작은 경우와 cavity 길이가 큰 경우에는 후류의 두께에 의한 영향은 거의 없다.

참 고 문 헌

(1) F. Numachi, "Cavitation Tests on Hydrofoils Designed for Accelerating Flow Cascade/Report 3, Five Profiles Generated From Prescribed Pressure Configurations of Types 1 and 3", Trans. ASME, Journal of Basic Eng., Vol. 86, PP. 543-555, 1964

(2) R. Oba, "Theory for Supercavitating Flow Through an Arbitary Form Hydrofoil", Trans. ASME, Journal. of Fluids Eng., Vol. 86, No. 1, PP. 285-290, 1964

(3) T. Nishiyama and T. Ota, "Linealized Potential Flow Models for Hydrofoils in Supercavitating Flow", Trans. ASME, Journal of Basic Eng., Vol. 93, No. 3, PP. 550-564, 1971

(4) K. Sato, "Analysis of Supercavitating Cascade Performance Based on Momentum Theorem", Trans. JSME, Vol. 48, No. 427, PP. 424-429, 1982

(5) N. N. Dinh, "Some Experiment on a Supercavitating Plane Hydrofoil with Jet Flap", J. of Ship Research Vol. 13, 1969

The Flow Analysis of Supercavitating Cascade by Nonlinear Theory

Pak Ee-Tong* · Hwang Yoon**

* *Sung Kyun Kwan University*

** *Seoul National Polytechnic University*

Abstract

In this study comparison of experiment results with the computed results of linear theory and nonlinear theory using singularity method was obtainable. Specially singularity points like sources and vortexes on hydrofoil and freestreamline were distributed to analyze two dimensional flow field of supercavitating cascade using nonlinear theory, and governing equations of flow field were derived and hydraulic characteristics of cascade were calculated by numerical analysis of the governing equations.

The results compared linear theory and nonlinear theory with the experiment results of the study are as follows: The tolerances of nonlinear theory were larger than those of linear theory in case of $\alpha\langle 10°$.

Moreover the computational range of attack angles could be expanded from $\alpha = 10°$ to $\alpha = 25°$, the flow field of supercavitating cascade could be analyzed in the condition which the wake thickness and the length of cavity are a variable.

The shapes of cavity were changed sensitively according to various variable such as attack angles, pitches and wake thickness, and the pressure distribution of hydrofoil surface was identical almost disregarding wake thickness but changed largely according to attack angle and the length of cavity. Lift coefficient and drag coefficient were reduced according to increasing of wake thickness but the influences of wake thickness were very little in the situation of small pitch and long cavity.