
 論 文

大韓造船學會論文集
 제 30 卷 第 1 號 1993 年 5 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 30, No. 2, May 1993

자유수면 아래서 유한 Froude 수로 전진하는
 2차원 수중익의 부분 및 초월 공동 유동 문제 해석

류재문*, 이창섭*, 김영기*

Application of a Potential-Based Panel Method for Analysis of a
 2-Dimensional Cavitating Hydrofoils Advancing Beneath a Free-Surface

by

J. -M Lew*, C. -S Lee,* and Y. -G Kim*

요 약

자유수면하에서 유한한 속도로 진행하는 2차원 수중익 주위에 발생하는 부분 및 초월 공동문제를 포텐셜을 기저로 하는 양력판 이론에 의해 해석 하였다. 2차원 수중익 주위에 선형화된 자유표면 조건, 방사조건 및 무한수심 경계조건을 만족하는 범선 다이폴과 쏘오스를 분포함으로써 양력 및 캐비티 문제를 표현하였다. 수중익 표면에서의 역학적 경계조건은 수중익 내부의 전유동이 0이라는 조건으로 등치 되었고, 캐비티 표면에서의 역학적 경계조건인 압력이 일정 하다는 조건을 만족 시키기 위해 Bernoulli 방정식에 나타나는 정수압을 고려하였다.

계산결과로부터 공동 발생으로 인해 수중익 주위의 파형이 많이 변화함을 알 수 있었다. 또한 지금까지의 공동현상 해석문제에서 무시되었던 정수압의 영향이 자유수면 아래에서 발생하는 초월공동현상에 중요한 역할을 하고 있음이 확인 되었다. 즉 수중익의 몰수깊이가 작을 때는 중력의 영향으로 캐비티의 크기가 커지게 되나 깊이 잠김에 따라 감소되고 있으며 양력은 몰수깊이가 커짐에 따라 감소하는 것 알 수 있었다.

Abstract

A potential-based panel method is presented for the analysis of a partially or super-cavitating two-dimensional hydrofoil at a finite submergence beneath a free surface, treating without approximation the effects of the finite Froude number and the hydrostatic pressure.

접수일자 : 1992년 12월 3일, 재접수일자 : 1993년 4월 19일

* 정회원, 충남대학교 선박해양공학과

Free surface sources and normal dipoles are distributed on the foil and cavity surfaces, their strength being determined by satisfying the kinematic and dynamic boundary conditions on the foil-cavity boundary. The cavity surface is determined iteratively as a part of the solution.

Numerical results show that the wave profile is altered significantly due to the presence of the cavity. The buoyancy effect due to the hydrostatic pressure, which has usually been neglected in most of the cavitating flow analysis, is found playing an important role, especially for the supercavitating hydrofoil; the gravity field increases the cavity size in shallow submergence, but decreases it when deeply submerged, while the lift reduces at all submergence depth.

1. 서 언

고속화물 수송의 필요성이 점점하고 있어 고속 수중익선에 관한 연구의 필요성이 어느때 보다도 높아지고 있다. 수중익선이 고속으로 달리게 되면 필연적으로 수중익 날개에 걸리는 하중이 증가 하게 되어 수중익 날개에 발생하는 공동현상을 피할 수 없게 된다. 따라서 수중익 날개면에 발생하는 공동범위 및 공동기동의 정확한 예측이 필요하게 되었다.

수중익 주위에 발생하는 캐비티에 관한 연구는 지금으로부터 100여년 전인 1868년 Helmholtz, 1869년 Kirchoff가 Hodograph법을 적용하여 캐비티에 관한 결과를 발표한 것이 효시이다. 그후 1907년 Levi-Civita는 곡면주위의 캐비티 유동에 대한 결과로 확장하였으나 이러한 해석적 기법에 의한 결과는 반세기 가 지나 초월공동 문제에 처음으로 공학적 적용이 가능하게 되었고 이후 캐비티 문제에 활발한 연구가 진행되게 되었다.

캐비티에 관한 해석은 비압축성, 비점성 및 비회전성의 가정과 함께 받음각 α , 캐비티 두께에 대한 선형/비선형 이론의 적용, 캐비티 길이, 자유수면 그리고/또는 Bernoulli방정식에 나타나는 정수압의 고려 및 캐비티의 닫힘 조건에 따르는 가정등에 따라 구분될 수 있다. 이와같은 기본가정의 차이에 따라 지금까지 발표된 결과들을 분류하면 무한유체중에서 정수압을 무시한 연구, 무한유체중에서 정수압을 고려한 연구 그리고 자유수면하에서 정수압을 무시한 연구의 세가지로 대별된다.

첫번째 유형의 주요연구로 1961년 Geurst[1], 1964년 Tulin[2] 등은 물체와 캐비티 두께가 작다는 가정하에 선형이론에 의한 연구를 수행 하였고, 그후 1968년 Wu[3]는 비선형 이론에 의해 무한길이의 초

월공동문제를 해석적으로 수행하였다. Green정리를 이용하여 적분방정식을 푸는 수치해석기법은 1972년 Golden[4] 에 의해 발표된 이후 Jiang[5], Lee[6] 등에 의해 선박용 프로펠러의 캐비티 추정에 적용된 바 있으나 이들의 결과는 두께가 없는 날개주위에 대한 선형이론에 의한 것 이었다. 이에 반해 날개두께를 정확히 고려하는 비선형 해석은 Uhlman[7], [8]에 의해 발표된 이래 최근 포텐셜을 기저로 하는 양력판 이론을 사용하는 연구가 Lee[9], [10], Kim등[11] 및 Kinnas등[12]에 의해 발표되고 있다.

두번째 유형인 무한 유체중에서 캐비티 문제에 정수압의 영향을 고려한 결과는 처음 Street[13]에 의해 발표 되었는데, 대칭인 썰기 단면 주위에 발생하는 초월공동 문제에 선형이론을 적용하고 정수압의 효과를 고려하였으며 실험으로 이를 확인하였다. Kicenuick등[14]은 초월공동 문제에 미치는 정수압의 영향을 실험적으로 밝혔으며 정수압을 고려함에 따라 음의 양력이 발생함을 보였다. Larock등[15]은 초월공동 문제에 등각사상법 및 비선형 이론을 적용하였으며 캐비티 마감 모형으로 single-spiral모형을 사용하였고, 정수압의 영향으로 양력과 캐비티 크기가 감소함을 밝혔다.

세번째 유형인 자유수면하에서 발생하는 캐비티 문제에 관한 연구로는 1967년 Green등 [16]이 선형이론과 무한 Froude수의 가정하에 유한길이의 초월공동 문제를 처음 해석한 이래 같은 해 Larock등 [17]은 Riemann-Hilbert의 사상을 사용하여 이차원 평판주위의 비선형 초월공동문제를 해석하였다. Larock등은 유한한 공동길이 문제를 다루었으며 캐비티 마감모형으로 이중나선모형(double-spiral model)을 사용하였다. 1974년 Furuya[18]는 임의형상의 수중익 단면에 대해 비선형 이론을 적용하였으

며 반복계산에 의해 해를 구하였다. 그러나 이들의 연구는 모두 무한 Froude수의 가정하에 이루어진 것으로 정수압의 효과를 무시한 것이 특징이다. 1986년 Doctors[19]는 Green함수법을 적용하여 선형화된 자유 수면조건과 방사조건 및 무한수심 경계조건을 만족하는 Kelvin쏘오스를 분포하는 방법으로 유한한 Froude수에 대해 계산을 수행하였다. 여기서는 특이 점을 분포하여 자유수면 하에서 발생하는 초월공동 문제를 다루었으나 수치계산으로부터 얻어진 쏘오스의 세기가 심하게 진동하는 특성을 보이고 있어 최소자승법으로 세기를 근사 시켜 해석하였고, 유한 Froude 수를 다루었으나 정수압의 영향은 무시하였다.

본 논문에서는 자유수면 아래서 유한한속도로 진행되는 2차원 수중익 주위에 발생하는 부분 및 초월공동 문제를 수치계산으로 해석하였다. 포텐셜을 기저로 하는 정식화를 사용하여 수중익 표면 및 캐비티 표면에 선형화된 자유수면조건과 방사조건 및 무한수심조건을 만족하는 범선 다이폴과 쏘오스를 분포하여 양력 및 캐비티 문제를 각각 표현하였고, 자유수면과 정수압을 동시에 고려 하였다. 본 연구의 결과로 캐비티의 형상 및 특성에 미치는 자유수면과 정수압의 영향을 알 수 있었고, 특히 자유수면 아래서 발생하는 초월공동 문제에는 정수압의 영향이 크게 나타나고 있음을 알 수 있었다.

2. 경계치 문제의 정식화

이차원 수중익이 양의 방향으로 일정한 속도로 유입되는 비점성, 비압축성, 비회전성인 유체중에 놓여 있다고 하자. 좌표계는 Fig.1과 같이 x 축이 교란되지 않은 자유수면에 위치하고 y 축이 연직상방인 직교 좌표계를 택하였다. 수중익 코오드의 길이를 c 라 하고 앞날이 x=0, 앞날이 정수면으로부터 d만큼 잠겨있으며 받음각 α 로 놓여 있다고 한다.

유체중에서의 전 속도벡터 \vec{V} 는 유입유동 \vec{U}_∞ 를 포함하는 전체 속도 포텐셜 ϕ 로써 표현된다. 즉,

$$\vec{V} = \nabla \phi \tag{1}$$

전체 속도 포텐셜 ϕ 는 유입유동 \vec{U}_∞ , 위치벡터 \vec{x} 와 유기포텐셜 ϕ 를 포함하는 다음식으로 나타낼 수 있다.

$$\phi = \vec{U}_\infty \cdot \vec{x} + \phi \tag{2}$$

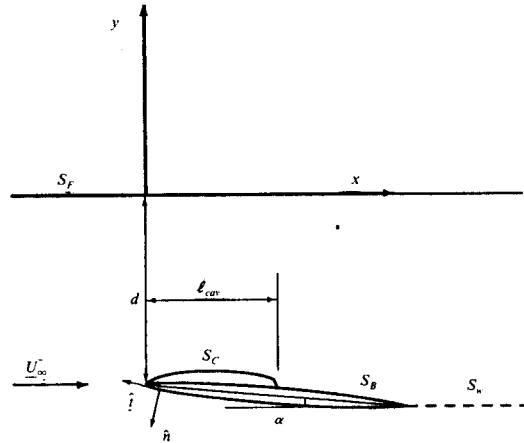


Fig. 1 Coordinate system and definition sketch of a cavitating hydrofoil

유체 내부의 질량보존법칙인 연속방정식 으로부터 전체 속도 포텐셜을 지배하는 Laplace 방정식을 얻는다. 즉,

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad \text{throughout the fluid} \tag{3}$$

이 방정식의 해는 유체를 둘러싸고 있는 경계면에서의 조건을 기술 함으로써 유일하게 정의 되는데, Lee [10]는 무한 유체중에서 이차원 수중익에 발생하는 부분 및 초월공동 문제 해석을 수행한 바 있다. 본 논문에서는 Lee의 정식화를 자유수면아래에서 발생하는 부분 및 초월공동 문제로 확장 하였다. 무한 유체중의 문제와 달리 자유수면 아래에서 발생하는 수중익 문제를 풀기 위해 필요한 자유수면 경계조건은 자유수면상 교란이 작아 선형화 된 자유수면 조건을 사용하였고, 방사조건 및 무한 수심면의 경계조건은 각각 다음과 같은 경계조건을 만족하도록 하였다.

(1) 선형화된 자유수면조건 및 파형식

$$\phi_{xx} + v\phi_y = 0 \quad \text{on } y=0 \tag{4}$$

여기서 파수 v 및 파형의 식 ζ_w 는 다음식과 같다.

$$v = \frac{k}{U^2} \tag{5}$$

$$\zeta_w = -\frac{U}{g} \phi_x \quad \text{at } y=0 \tag{6}$$

(2) 무한원방에서의 방사조건

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} |\nabla \phi| = |\vec{U}_\infty| \quad (7)$$

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} |\nabla \phi| < \infty$$

(3) 무한 해저면의 교란속도 정지조건

$$\lim_{y \rightarrow -\infty} \nabla \phi = \vec{U}_\infty \quad (8)$$

그밖에 필요한 수중익 표면의 비 침투조건, Kutta 조건, 공동 표면상의 운동학적 조건과 공동 마감조건등은 Lee[10]의 정식화와 동일하게 적용 하였다. 그러나 캐비티 표면에서의 역학적 조건은 Bernoulli 방정식에 나타나는 중력, 즉 정수압의 고려 여부에 따라 날개면 및 캐비티 면상의 압력 계수 C_p 로 표시 하였고 이때 캐비티 면상의 캐비테이션수 σ 는 다음과 같이 나타내 진다. 즉,

(1) 정수압을 고려하지 않은 경우

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho |\vec{U}_\infty|^2} = 1 - \left(\frac{|\vec{V}_t|}{|\vec{U}_\infty|} \right)^2 \quad (9)$$

$$\sigma = \frac{p_\infty - p}{\frac{1}{2} \rho |\vec{U}_\infty|^2} = -C_p = \left(\frac{|\vec{V}_t|}{|\vec{U}_\infty|} \right)^2 - 1 \quad (10)$$

(2) 정수압을 고려한 경우

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho |\vec{U}_\infty|^2} = 1 - \left(\frac{|\vec{V}_t|}{|\vec{U}_\infty|} \right)^2 \quad (11)$$

$$+ \frac{2(y - y_{ref})/c}{F_c^2}$$

$$\sigma = \frac{p_\infty - p}{\frac{1}{2} \rho |\vec{U}_\infty|^2} = -C_p = \left(\frac{|\vec{V}_t|}{|\vec{U}_\infty|} \right)^2 \quad (12)$$

$$- 1 - \frac{2(y - y_{ref})/c}{F_c^2}$$

여기서 $|\vec{V}_t|$ 는 접선방향 속도, $F_c = \frac{|U \rightarrow_\infty|}{\sqrt{gc}}$, c 는 코오드의 길이이며, y_{ref} 는 기준점의 연직좌표로 여기

서는 수중의 앞날을 택하였다.

식(9)와 식(10) 으로부터 정수압을 고려하지 않을 때는 캐비티면상 압력이 일정하다는 역학적 경계 조건은 $|\vec{V}_t|$ 가 일정하다는 운동학적 조건으로 치환될 수 있다. 즉,

$$|\vec{V}_t| = \text{const. on the cavity surface} \quad (13)$$

그러나 식(11)과 식(12)로부터 정수압을 고려하였을 때 캐비티면에서의 역학적 경계조건은 $|\vec{V}_t|$ 가 Froude 수와 캐비티 두께, $(y - y_{ref})$, 에 따라 변하고 있으므로 식(12)의 C_p 가 일정하다는 조건이 적용되어야 한다.

본 논문에서는 공동 내부의 압력 p_c 를 계산하기 위해 공동표면에서의 접선 방향 속도 성분 $|\vec{V}_t|$ 를 구하여 식(12)가 만족되도록 반복계산을 수행하였다.

수치계산시 특이점을 분포하여 공동을 표현하기 위하여는 공동의 범위를 알아야 하는데, 공동의 범위는 전체 경계치 문제의 일부로 결정되어야 함으로 미리 알 수 없다. 따라서 본 논문에서는 공동의 범위, l_{cav} , 를 가정하고, 이에 대응하는 공동 표면에서의 접선 방향 속도 성분 $(|\vec{V}_t|)$, 캐비테이션수(σ) 공동체적(V_{ol}), 양력계수(C_L), 항력계수(C_D), 그리고 모멘트 계수(C_M)등을 계산하였다. 무차원화 된 양력계수(C_L), 항력계수(C_D), 모멘트 계수(C_M) 및 공동체적(V_{ol})은 각각 다음과 같이 계산하였다.

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho |\vec{U}|} = \oint_{s_s} C_p \hat{t} \cdot \frac{\vec{U}_\infty}{|\vec{U}_\infty|} ds \quad (14)$$

$$C_D = \oint_{s_s} C_p \hat{n} \cdot \frac{\vec{U}_\infty}{|\vec{U}_\infty|} ds \quad (15)$$

$$C_M = \oint_{s_s} C_p \vec{x} \times \hat{n} ds \quad (16)$$

$$V_{ol} = \int_0^{l_m} (h^+ - h^-) dx \quad (17)$$

여기서 C_p 는 수중익 면 및 캐비티 면상의 무차원화 압력 계수이며, \vec{x} 는 수중익 앞날부터 수중익 표면까지의 거리이며, h^+ 와 h^- 는 각각 공동의 상부 표면과 하부 표면의 식이다.

3. 특이함수 분포법

유수면 하에서의 경계치 문제 해석을 위하여 수중의 표면 및 캐비티 표면에 Kelvin 쏘오스와 그로부터 유도된 범선 다이폴을 분포하였다. 본 논문에서는 유동해석을 수행하기 위해 전체 속도포텐셜을 기저로 하는 방법을 사용 하였으며, 이때 전체 속도 포텐셜은 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi(\vec{\xi}) = U_{\infty} x &+ \int_{S_B \cup S_C} \frac{\mu(\vec{\xi})}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_{\xi}} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \\ &+ \int_{S_C} \frac{q(\vec{\xi})}{2\pi} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \\ &+ \int_{S_A} \frac{\mu(\vec{\xi})}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_{\xi}} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \end{aligned} \quad (18)$$

여기서

$q(\vec{\xi})$ = 자유수면 쏘오스 세기

$\mu(\vec{\xi})$ = 자유수면 범선 다이폴 세기

$\vec{x}(x, y)$ = 유기속도 포텐셜이 계산되는 field point

$\vec{\xi}(x, y)$ = 특이점 위치

$$\begin{aligned} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) &= \ln(\vec{x} - \vec{\xi}) + \ln(\vec{x} - \vec{\xi}') \\ &- 2 \int \frac{e^{-ik(\xi - \xi')}}{v - k} dk \\ &- 2\pi i v e^{-iv(\xi - \xi')} \end{aligned}$$

또한 S_B, S_C, S_W 는 물체 표면, 캐비티 표면 및 후류면을 각각 뜻한다.

Kelvin 쏘오스와 범선 다이폴을 분포함으로써 자유수면 조건, 방사조건 및 무한 해저면의 경계조건은 자동으로 만족된다. 전체 속도 포텐셜을 기저로 하는 방법에서는 수중의 표면의 역학적 경계조건식이 내부유동 0 이라는 식으로 대치 되므로 다음과 같은 적분방정식을 얻게 된다.

$$\begin{aligned} \pi\phi^-(\vec{x}) = 0 &= 2\pi\phi_{\infty} + \pi\mu(\vec{x}) \\ &+ \int_{S_B \cup S_C} \mu(\vec{\xi}) \frac{\partial}{\partial n_{\xi}} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \int_{S_A} q(\vec{\xi}) G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \\ &+ \int_{S_A} \Delta\mu_{TE} \frac{\partial}{\partial n_{\xi}} G_s(\vec{x}; \vec{\xi}) dS \end{aligned} \quad (19)$$

공동표면에서의 역학적 경계조건으로부터 얻어지는 식(11)과 식(12)로부터 정수압이 고려될 때는 $|\vec{V}_t|$ 가 Froude수 와 캐비티 두께에 따라 변하게 됨을 알 수 있다. 따라서 임의의 공동표면에서의 접선속도는 기준점 접선속도의 상수배, 즉 $|\vec{v}_t| = a(s)|\vec{v}_t|_{cle}$ 로 표시되므로, 공동표면에서의 범선 다이폴 세기의 변화는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \mu(\vec{\xi}) &= -\{\phi^+(\vec{\xi}) - \phi^-(\vec{\xi})\} \\ &= -\{\phi_{cle}^+ + |\vec{V}_t|_{cle} \int_{cle}^{\xi} a(s) ds\} \\ &= \mu_{cle} - |\vec{V}_t|_{cle} \int_{cle}^{\xi} a(s) ds \end{aligned} \quad (20)$$

식(20)은 공동 표면에서의 접선방향 속도 성분 $|\vec{V}_t|$ 와 범선 다이폴 세기, $\mu(\vec{\xi})$ 의 관계를 직접 보여 주는 식으로 간단하면서도 유용한 식이다. 여기에서 ϕ_{cle}^+ 와 μ_{cle} 는 각각 공동이 시작되는 기준점에서의 전체 속도 포텐셜과 범선 다이폴 세기이며 $|\vec{V}_t|_{cle}$ 는 기준점에서의 가정된 접선 속도이다. 본 논문에서는 기준점으로 공동이 시작되는 앞날의 연직좌표를 택하였다. 식(20)의 관계식은 정수압을 무시 하였을 때 $a(s)$ 가 1로 표시되어 간단히 처리될 수 있었으나 정수압을 고려 하였을 때는 공동이 시작된 점에서의 접선방향 속도 및 공동면을 미리 알 수 없기 때문에 쉽게 처리할 수 없다. 본 논문에서는 정수압을 무시하였을 때의 경계조건인 식(10)을 만족하는 공동면 및 $|\vec{V}_t|$ 를 계산하여 기준점에서의 접선속도로 가정하고 중력이 고려된 식(11), 식(12) 및 식(20)을 만족하는 계수 $a(s)$ 를 반복계산으로 구하여 캐비티 형상을 찾도록 하였다. 공동을 표현하는 쏘오스의 세기 $q(\vec{\xi})$ 는 얇은 비행익 이론에서와 마찬가지로 공동표면에서의 속도 벡터의 기울기와 공동두께(t^c) 사의 선형화된 관계식을 사용하여 구하였다. 즉,

$$q = |\vec{U}_{\infty}| \frac{dt^c}{ds} \quad (21)$$

쏘오스의 세기는 공동 닫힘 조건식에 의해 공동의 뒤 끝 위치에서 공동의 두께가 0이 되는 조건을 적용하여야 하며 본 논문에서는 다음식을 적용 하였다.

$$\int_0^{l_c} q ds = 0$$

윗식을 공동 표면을 따라서 적분하면 공동의 두께를 나타내는 식을 얻는다.

$$t^c(\vec{x}) = \int_0^{\vec{x}} \frac{q}{U_\infty} ds \quad (23)$$

4. 수치계산 및 고찰

특이함수를 분포하여 해를 구하는 패널법을 적용하기 위해 먼저 수중익 표면 및 공동표면을 유한 길이의 판요소로 분할 한다. 본 논문에서는 분할된 판요소에 분포된 쏘오스와 범선 다이폴은 각 요소에서 일정한 세기를 가진다는 가정하에 적분 방정식을 이산화 하고 경계조건을 적용한 Kim등[11]의 방법을 따라 수치계산을 수행하였다.

수치계산의 첫 단계로써 캐비티가 발생 되지 않은

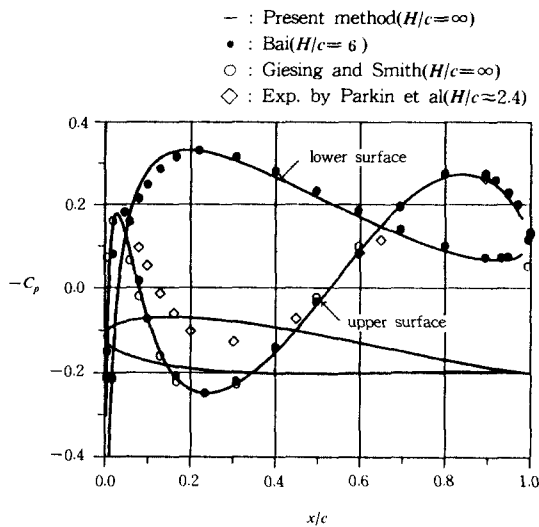


Fig. 2 Pressure distribution on a 12% thick Joukowski hydrofoil at $\alpha=5$ deg, $F_c=0.617$, and the leading edge submergence $d/c=0.113$. Fluid depth, H , is infinite. Data taken from Bai[20].

2차원 수중익에 대한 검증 계산을 수행하였다. 검증 계산은 Bai[20]가 계산을 수행한 바 있는 12% 두께를 가지는 Joukowski 단면을 택하여 수행하였다. Fig.2에는 $\alpha=5^\circ$, $F_c = 0.617$, $d/c = 0.113$ (Bai는 뒷날의 물수깊이가 0.2임)에 대한 계산결과를 Bai의 논문에서 인용한 결과와 함께 도시하였다. 이로부터 계산결과는 Giesing 등이 무한수심에 대해 계산한 결과와 일치하고 있음이 확인 되었다.

4.1 초월공동 해석

초월공동 문제에서는 먼저 무한유체 중에서의 정수압 영향을 조사하였다. 이를 위해 쇄기단면에 대해 캐비티의 길이에 따르는 양력의 변화를 계산하고, Street[21]의 선형해 및 Kiceniuk과 Acosta[14]의 실험치와 함께 비교 하였다. Fig.3에는 쇄기 앞날각 7.5° 에 대한 계산결과를 Street의 선형해 및 Kiceniuk등의 실험치와 함께 도시 하였다. 도시된 그림의 횡축은 코오드 길이로 무차원화된 캐비티 길이를 나타내며 종축은 단위면적당의 양력비를 나타낸다. 또 Fig. 3에는 쇄기 앞날각 1° 에 대한 계산결과를 도시하여 Street의 선형해와 비교하였다. 쇄기 앞

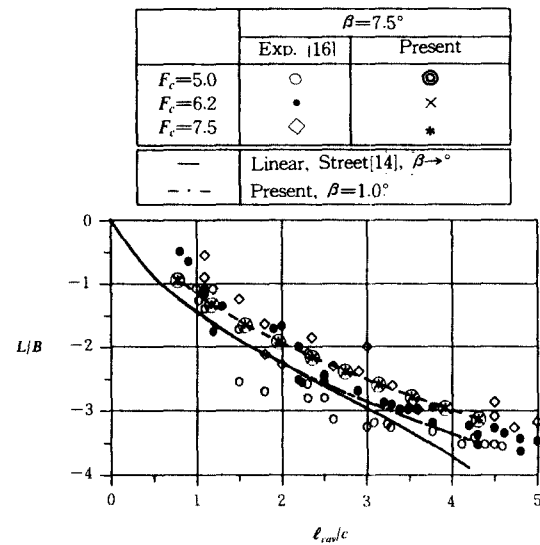


Fig. 3 Ratio of the buoyancy induced lift to the displaced weight of the wedge versus the cavity length for $\beta=7.5^\circ$. Comparison with the linear theory of Street[21] and experiments of Kiceniuk and Acosta[14].

날각 1°에 대한 계산 결과는 Street의 선형해와 공동 길이의 2배 정도까지는 잘 맞으나 공동의 길이가 길어지면서 차이가 나는 것을 알 수 있다. 이 차이는 공동의 길이가 길어지면서 공동에 정수압의 영향, 즉 부력이 발생하는 효과, 이 나타나게 되어 공동의 형상이 다소 떠오르기 때문 이라 여겨진다. 즉 선형해에서는 공동 중심선상에 얇은 공동이 있는 것으로 가정하여 해를 구하게 되므로 공동 길이가 길어지면서 나타나는 부력의 영향을 고려할 수 없게 된다. 그러나 캐비티 표면에 특이점을 분포하는 패널법에서는 캐비티 길이가 길어짐에 따라 발생하게 되는 부력의 영향을 고려 할 수 있게 되므로 캐비티 길이가 길어지면서 선형해와의 차이가 나타날 것으로 생각된다. 췌기 앞날각 7.5°에 대한 계산은 Kiceniuk등이 실험을 수행한 Froude 수, $F_c=5.0, 6.2, 7.5$, 를 택하여 수행 하였다. 계산 결과로부터 정수압을 고려함에 따라 음의 양력, 즉 양력의 손실, 이 발생하며, 양력의 손실은 캐비티 길이가 길어짐에 따라 증가하는 것을 알 수 있다. 그러나 이 효과는 Froude 수에 거의 영향을 받지 않는 것을 알 수 있으며 이 결과는 이미 Street에 의해 알려진 결과와 일치한다. 한편 계산 결과는 Kiceniuk등의 실험치와 정성적으로 일치하고 있으나 정량적으로는 실험치에 비해 상당히 분산 되어 나타나고 있음을 볼 수 있다. 이것은 Kiceniuk등

의 지적과 같이 실험장비의 축벽효과(blockage effect)에 기인하는 것으로 생각된다. Fig. 4에는 췌기 앞날각이 15°일 때 위와 동일한 세가지 Froude 수에 대한 계산결과 및 실험치를 도시하였다. 계산결과는 Fig.3의 특성과 동일하게 얻어 졌으나, 이 경우에는 계산치와 실험치가 더욱 많은 차이를 보이고 있는데 이것은 췌기 앞날각이 커짐에 따라 축벽효과가 더욱 두드러지게 나타났기 때문 이라 여겨진다.

다음에는 자유수면하에서 유한한 속도로 진행되는 수중익에 미치는 정수압의 영향에 대한 계산을 수행 하였다. 조사된 참고문헌의 범위내에서는 자유수면하에서 유한속도로 진행할 때 정수압을 고려한 계산 및 실험결과가 발표되어 있지 않아 이후에는 본 논문에서 제안된 방법에 의한 계산결과만을 보였다.

Fig.5 에는 $d/c = \infty, =10^\circ, F_c=4.0$ 일 때 평판에 발생한 초월공동 계산결과를 도시 하였다. 또한 Table 1에 양력계수, 항력계수, 캐비티 수 및 캐비티 면적을 보였다. 이때 가정된 공동의 길이는 코오드 길이의 4.4배 이다. 이 결과로부터 자유수면 아래에 깊이 잠겨 빠르게 진행하는 수중익에는 정수압으로 인한 부력의 영향이 작게 나타나고 있으나, 캐비티의 크기 및 양력이 감소함을 알 수 있으며 이 경향은 수면하에 깊이 잠겨 있으므로 Street의 결과와 일치하고 있다.

Fig.6에는 자유수면 가까운 위치에 대한 계산 예로써, $d/c=0.7, =10^\circ, F_c=4.0$ 일 때 정수압이 고려된 경우와 고려되지 않은 경우에 대한 캐비티 형상 및 파형 변화를 도시 하였다. 이로부터 몰수깊이가 작을 때는 공동형상 및 파형에 심한 변화가 나타나고 있음을 알 수 있다. 정수압이 고려될 때 공동의 형상은 공동면 상부의 앞부분 형상이 다소 낮아지며 뒷부분은 전체적으로 뜨는 경향을 보이고 있다. 이 현상은 정수압을 고려하지 않을 때는 공동면에서의 경계조건

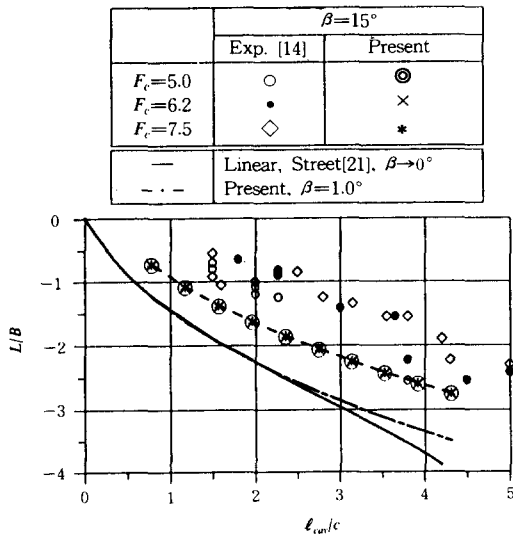


Fig. 4 Ratio of the buoyancy induced lift to the displaced weight of the wedge versus the cavity length for $\beta = 15.0$ deg

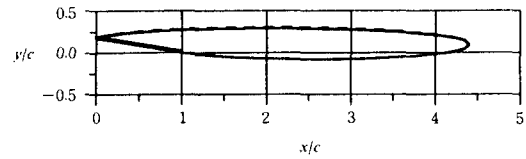


Fig. 5 Effect of the transverse gravity field upon the cavity shape on a supercavitating flat-plate hydrofoil at $\alpha=10$ deg, $F_c=4.0$ and $d/c=\infty$; Predicted with(—) and without(---) the hydrostatic pressure.

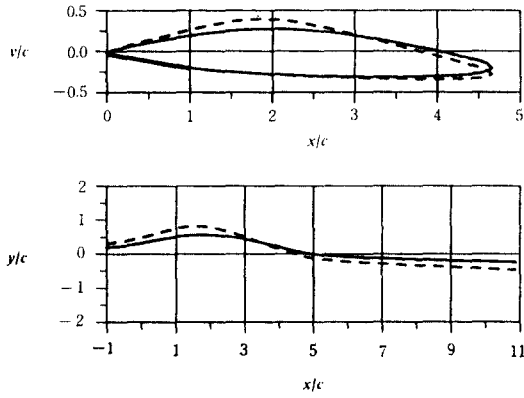


Fig. 6 Effect of the transverse gravity field upon the cavity shape(above) and wave profile(below) past a supercavitating flat-plate hydrofoil at $\alpha = 10$ deg, $F_c = 4.0$ and $d/c = 0.70$: Predicted with(---) and without(-.-) the buoyancy effect

이 접선속도가 일정하다는 조건이 되지만 정수압이 고려될 때는 공동면에서 압력이 일정해야 함으로 접선속도가 변화하게 되는데 기인한다. 즉 정수압이 고려될 때 공동면에서의 접선속도는 정수압의 영향으로 공동면 상부의 속도가 낮아지게 되어 공동면 상부 형상은 곡률이 감소하는 방향으로 변화하게 되며 공동면 하부의 형상은 공동면 상부와 반대로 변화하게 된다. 그러나 하부의 속도변화는 상부의 속도변화 보다 작게 나타남으로 전체적인 형상변화는 공동면 상부에 많이 나타나게 된다. 이러한 공동면 형상변화로 인해 자유수면의 파형은 심한 변화를 보이고 있다. 이 결과로부터 자유수면하에서 초월공동해석에는 정수압의 영향이 고려되어야함을 알 수 있다.

몰수 깊이 및 Froude 수의 변화에 따른 정수압의 영향을 조사하기 위해 Fig.7에는 $\alpha = 10^\circ$, $F_c = 3.0$ 일 때 $d/c = 0.7, 1.5, 3.5$ 일 때의 캐비티 크기, 길이, 양력 및 항력계수의 변화를, Fig. 8에는 $\alpha = 10^\circ$, $d/c = 1.5$ 일 때 $F_c = 2.0, 3.0, 4.0$ 일 때의 계산결과를 캐비티 수의 변화에 따라 도시하였다. 자유수면하의 몰수 깊이에 대한 정수압의 영향은 공동크기 및 공동길이 변화에 두드러지게 나타나고 있음을 볼 수 있다. 동일한 캐비티수에서의 공동크기 및 길이는 몰수 깊이가 클 때는 정수압을 고려함에 따라 감소하는 경향을 가지나 자유수면 근처에서는 오히려 증가하는 것으로 나타났다. 그러나 양력 및 항력계수는 정수압을

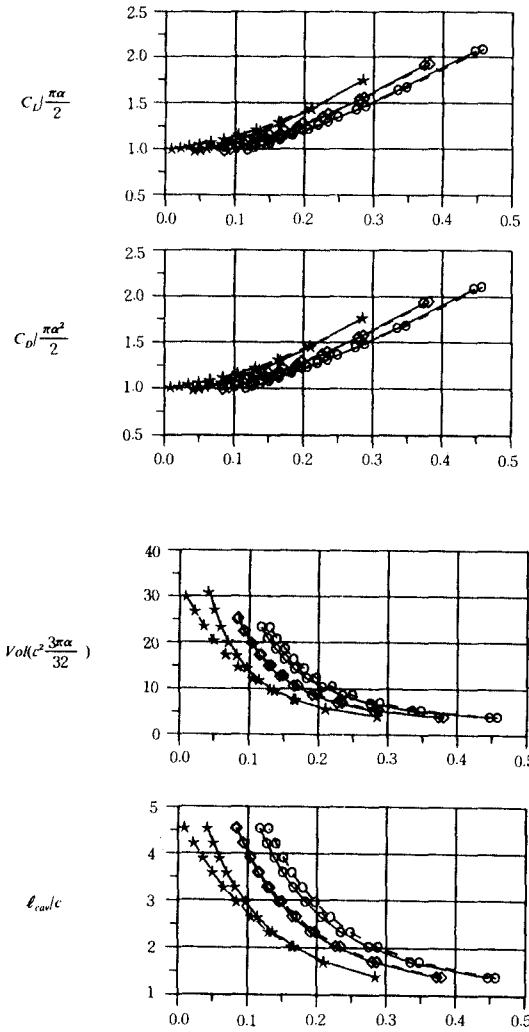


Fig. 7 Effect of the transverse gravity field upon the cavity volume, the cavity length, the lift coefficient and the drag coefficient for a supercavitating hydrofoil at $\alpha = 10$ deg, $F_c = 3.0$, for three submergence depths, $d/c = 0.7$ (★), 1.5 (◇) and 3.5 (○): Predicted with(---) and without(-.-) the buoyancy effect.

고려함에 따라 몰수깊이와 무관하게 감소하는 것으로 나타나고 있다. Fig.8로부터 Froude수 변화에 따른 영향을 볼 수 있다. Froude 수가 커짐에 따라 정수압의 영향이 감소하고 있음을 알 수 있으며 이 결과는 식(19) 및 식(20)으로부터 이해할 수 있다. 한

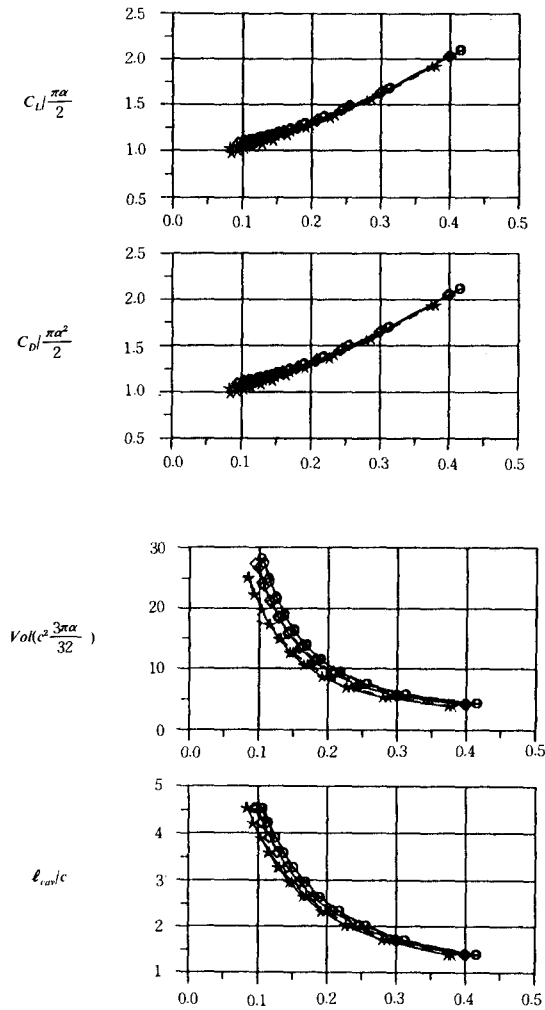


Fig. 8 Effect of the transverse gravity field upon the cavity volume, the cavity length, the lift coefficient and the drag coefficient for a supercavitating hydrofoil at $\alpha=10\text{deg}$, $d/c=1.0$, for three Froude numbers, $F_c=2.0, 3.0(\diamond)$ and $4.0(\circ)$; Predicted with (—) and without (---) the buoyancy effect.

편 무한 유체중에서 정수압의 영향은 Froude 수의 변화에 거의 영향을 받지 않고 있는데 비해 자유수면 하에서는 Froude 수가 작을 때 많은 영향이 나타나고 있음을 알 수 있다.

Fig. 9에는 정수압의 영향이 파형변화에 미치는 영향을 조사하기 위해 $F_c=2.0, 3.0$ 및 $d/c=1.0$ 일 때

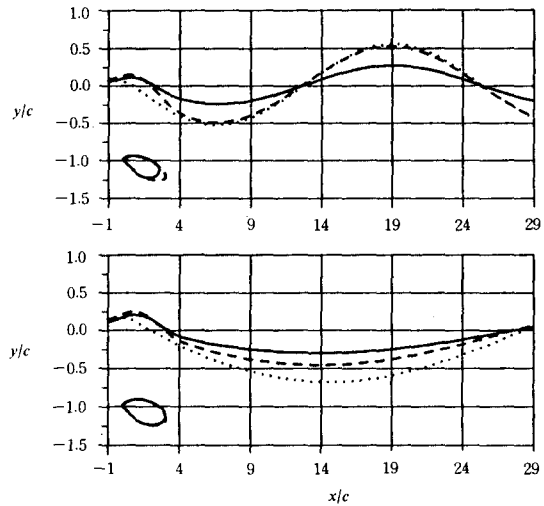


Fig. 9 Buoyancy effect upon the cavity and wave profiles past a supercavitating flat-plate hydrofoil at $\alpha=10\text{deg}$, $d/c=1.0$ for two Froude numbers, $F_c=2.0$ (upper) and 3.0 (lower); Predicted with (—) and without (---) the buoyancy effect. Non-cavitating case(···) is added for comparison.

정수압을 고려했을 때와 고려하지 않았을 때의 파형변화를 도시하였다. 계산된 공동길이는 2.7에 대한 것이다. 이 결과로부터 정수압의 영향으로 공동형상이 변화하게 되며, 이로부터 공동형상의 변화에 따라 파형이 변화함을 알 수 있다. 즉, 정수압을 고려하였을 때는 정수압을 무시 하였을 때 보다 공동형상의 차이로 인해 파고가 감소하는 경향을 보이며 위상에 많은 변화가 나타나고 있음을 알 수 있다. 특히 정수압을 고려할 때 특정한 길이의 초월 공동형상으로 인해 파고가 현저히 감소하는 경우가 있음을 볼 수 있다. 이 결과로부터 본 계산방법은 초월공동의 설계에 확장, 적용 될 수 있으리라 여겨진다.

4.2 부분공동 해석

Fig.10에는 자유수면하에서 부분공동이 발생한 경우에 대한 계산예를 보였다. 계산은 NACA 16-006 단면에 50%의 부분공동이 발생한 것으로 가정하였다. $d/c=0.6$, $\theta=5^\circ$, $F_c=0.5$ 일 때 캐비티 형상변화와 파형 변화를 공동이 발생하지 않은 수중의 결과와 함께 도시하였다. 계산결과로부터 부분공동에 미치는 정수압의 영향은 크지 않음을 알 수 있다. 이것은

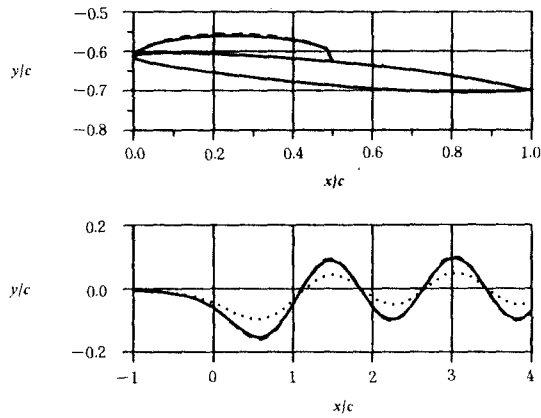


Fig. 10 Effect of the transverse gravity field upon the cavity shape and the wave profile past a partially cavitating hydrofoil with NACA 16-006 section at $d/c=0.6$, $\alpha=5\text{deg}$ and $F_c=0.5$, for a cavity length, $l_{cav}/c=0.5$. The cavity and wave profiles predicted with (—) and without (---) the hydrostatic pressure term are not distinguishable. Non-cavitating case(.....) is added for comparison.

부분공동의 크기가 작은 반면 Froude 수가 상대적으로 크기 때문이라 생각된다. 한편 자유수면하에서 부분공동이 발생한 경우에 나타나는 파형은 공동이 발생하지 않은 수중익의 파형에 비해 파고가 커지는 것으로 나타났다. 이로부터 자유수면 하에서 수중익 주위에 발생하는 부분공동은 파형 변화에 영향을 주는 것을 알 수 있었다.

5. 결 언

자유수면하에서 일정한 속도로 진행하는 수중익 주위에 발생하는 부분 및 초월 공동 문제를 해석하였다. 지금까지는 정수압의 영향을 무시하거나(무한 Froude수 가정) 또는 자유수면이 없는 경우에 대한 연구결과만이 발표되어 왔으나 본 연구에서는 정수압의 영향 및 자유수면의 영향을 동시에 고려하고 수치계산을 수행 하였으며 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 자유수면 근처에서 유한속도로 전진하는 초월 공동 수중익에는 정수압의 영향이 공동형상 및 파형에 많은 영향을 준다.

(2) 자유수면 근처에서의 초월공동 문제에서 물수 깊이가 작을 때는 중력의 영향으로 캐비티의 크기가 커지게 되나 깊이 잠김에 따라 감소된다. 그러나 물수 깊이가 증가함에 따라 양력 및 항력은 모두 감소하고 있다.

(3) 물수 깊이와 Froude수가 증가함에 따라 정수압의 영향은 작아진다.

(4) 부분공동 수중익에 대해서는 정수압의 영향이 크지 않다.

이 방법은 3 차원 문제 및 비 정상 문제로의 확장에 어려움이 없을 것으로 생각 되며 앞으로 이러한 문제에 대한 해석이 이루어 져야 할 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

- [1] Geurst, J. A., "Linearized Theory of Two Dimensional Cavitating Lifting Flow," Ph. D. Thesis, Delft Technical Institute, The Netherlands, 1961.
- [2] Tulin, M. P., "Supercavitating Flows-Small Perturbation Theory," J. of Ship Research, Vol. 7, No. 3, Jan., 1964, pp.16-37
- [3] Wu, T. Y., "Inviscid Cavity and Wake Flows," Basic Developments in Fluid Dynamics, Vol. 2, Academic Press Inc., New York, 1968.
- [4] Golden, D. W., "A Numerical Method for Two Dimensional, Cavitating, Lifting Bodies," Douglas Aircraft Company, MDC J567091, 1972.
- [5] Jiang, C. W., "Experimental and Theoretical Investigation of Unsteady Supercavitating Hydrofoils of Finite Span," Ph. D. Thesis, M. I. T., Department of Ocean Engineering, Cambridge, Mass., 1977.
- [6] Lee, C. S., "Prediction of Steady and Unsteady Performance of Marine Propellers with or without Cavitation by Numerical Lifting Surface Theory," Ph. D. Thesis, Department of Ocean Engineering, M. I. T., Cambridge, Mass., 1979.
- [7] Uhlman, J. S., "The Surface Singularity Method Applied to Partially Cavitating Hydrofoils," J. of Ship Research, Vol. 31,

- No. 2, June, 1987, pp.107-124.
- [8] Uhlman, J. S., "The Surface Singularity or Boundary Integral Method Applied to Supercavitating Hydrofoils," *J. of Ship Research*, Vol.33, No. 1, March 1989, pp.16-20.
- [9] Lee, C.-S., "A Potential-Based Panel Method for the Analysis of a 2-Dimensional Partially Cavitating Hydrofoil," *J. of SNAK*, Vol. 26, No. 4, Dec., 1989.
- [10] Lee, C.-S., Kim, Y.-G., Lee, J.-T., "A Potential-Based Panel Method for the Analysis of a Two Dimensional Super- or Partially Cavitating Hydrofoil," *Cavitation '91 Symp.*, Oregon, U. S. A., 1991.
- [11] Kim, Y.-G., Lee, C.-S., Lee, J.-T., "A Potential-Based Panel Method for the Analysis of a Two Dimensional Super-Cavitating Hydrofoil," *SNAK Autumn Meeting*, 1990.
- [12] Kinnas, S.A., Fine, N. E., "Non-Linear Analysis of the Flow Around Partially or Super-Cavitating Hydrofoils by a Potential Based Panel Method," *IABEM-90 of the International Association for Boundary Element Method*, 1990.
- [13] Street, R. L., "A Note on Gravity Effects in Supercavitating Flow," *J. of Ship Research*, Vol. 8, No. 4, March, 1965, pp.39-46
- [14] Kicenuick, T., Acosta, A. J. "Experiments on Gravity Effects in Supercavitating flow," *J. of Ship Research*, June, 1966.
- [15] Larock, B. E., Street, R.L., "A Non-linear Theory for a Fully Cavitating Hydrofoil in a Transverse Gravity Field," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 29, 1967, pp. 317-336.
- [16] Green, T. III, Street, R. L., "Two Supercavitating Hydrofoils Near a Free Surface," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 27, 1967, pp.1-28.
- [17] Larock, B. E., Street, R. L., "A Nonlinear Solution for a Fully Cavitating Hydrofoil Beneath a Free Surface," *J. of Ship Research*, June, 1967.
- [18] Furuya, O., "Nonlinear Calculation of Arbitrarily Shaped Supercavitating Hydrofoils near a Free Surface," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 68, 1975, pp. 21-40.
- [19] Doctors, L. J., "Effects of a Froude Number on a Supercavitating Hydrofoil," *J. of Ship Research*, Vol. 30, No.1, March, 1986.
- [20] Bai, K. J., "A Localized Finite-Element Method for Two-Dimensional Steady Potential Flows with a Free Surface," *J. of Ship Research*, Vol. 22, No. 4, Dec., 1978.
- [21] Street, R. L., "Supercavitating Flow About a Slender Wedge in a Transverse Gravity Field," *J. of Ship Research*, Vol. 7, NO. 1, June, 1963, pp.14-24