

---

 論 文
 

---

大韓造船學會論文集  
 第 35 卷 第 2 號 1998年 5月  
 Journal of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol. 35, No. 2, May 1998

## 자유수면하에서 이동하는 2차원 수중익 주위의 비선형 유동특성

박일룡\*, 전호환\*\*

### Nonlinear Flow Characteristics of Two-Dimensional Hydrofoils moving below the Free surface

by

Il-Ryong Park\* and Ho-Hwan Chun\*\*

#### 요 약

본 논문에서는 자유수면하에서 이동하는 2차원 수중익 주위의 비선형 유동문제를 포텐셜 이론을 바탕으로 특이점 분포법을 도입하여 해석한 결과이다. Hess & Smith[12]의 방법에 따라 수중익의 표면에 소오스와 보텍스패널을 분포하고, 비선형해를 구하기 위해서 자유수면 위 일정 거리에 랭킨소오스패널(Rankine Source Panel)을 분포하는 수치기법(Raised Panel Method)을 사용하였다. Neumann-Kelvin 선형해로부터 반복계산법을 통해 비선형 자유수면 조건을 엄밀히 만족하는 비선형해를 구하였다. 수치계산결과에서 비선형해가 Duncan[11]의 실험결과(NACA0012, 입사각( $\alpha$ ) =  $5^\circ$ )와 비교적 잘 일치함을 보였으며 수치계산결과와 타당성을 검증할 수 있었다. 잠수깊이가 얇은 경우와 고속 영역에서도 수렴된 해를 구할 수 있었으며, 고속으로 갈수록 비선형해와 선형해의 차이는 미미함을 볼 수 있었다. 수중익의 두께 및 캠버(camber)등 기본적인 단면변화와 속도변화에 대한 수중익의 유체역학적 특징을 살펴보았다.

#### Abstract

Nonlinear flow characteristics of a hydrofoil running under the free surface are investigated based on potential flow theory using singularity distribution techniques. Following Hess & Smith's method[12], sources and vortices are distributed on the surface of the foil and Rankine

---

발 표 : 1995년도 대한조선학회 춘계연구발표회 ('95. 4. 21.)

접수일자 : 1997년 7월 15일, 재접수일자 : 1998년 3월 18일

\*학생회원, 부산대학교 조선해양공학과 대학원

\*\*정회원, 부산대학교 조선해양공학과 (기계기술연구소)

sources are distributed at a distance above the undisturbed free surface to solve the nonlinear free surface waves (so called Raised Panel Method). Using the linearized Neumann-Kelvin solution, the converged solutions which rigidly satisfy the nonlinear free surface condition is obtained through an iterative technique. It is validated that the nonlinear solutions are compared with Duncan's experimental results (NACA 0012,  $\alpha = 5^\circ$ ), showing good correlations with each other. At a very shallow submergence and a very high speed the converged solutions are obtained. As the speed increases higher, it is shown that the difference between the nonlinear and linear solutions are trivial. Finally, the effects of the camber and thickness on the nonlinear flow characteristics of the foil are investigated.

### 1. 서론

최근 선박의 초고속화를 위해 수중익을 부착한 선형에 대한 연구 및 개발이 증가하고 있다. 수중익의 작용 환경은 얇은 잠수깊이에서 초고속으로 운항하는 형태이므로 이러한 수중익에 대한 엄밀한 유체역학적 특성을 밝혀 내는 일은 매우 힘든 일이다. 그러나 최근까지 많은 실험적, 수치적 해석 연구들이 수행되어 왔으며, 수중익 주위 유동장 해석에 대한 다양하고 유용한 연구결과가 발표되고 있다.

본 논문에서는 자유수면 아래에서 항주하는 수중익에 대한 문제를 비점성 포텐셜 유동장의 문제로 취급하며, 자유수면을 포함한 유동장 경계면에 특이점을 분포하는 랜킨소오스패널법을 사용하여 반복계산법으로 자유수면 조건을 엄밀히 만족하는 수중익 주위의 비선형 유동특성을 연구하였다.

비선형 자유수면 조건식을 이중모형(double model)류 또는 균일 유동으로 선형화하고, 랜킨소오스패널법을 이용하여 선박 주위의 유동을 구하는 수치적인 방법이 많이 이용되어져 오고 있다. 이는 간단하면서도 3차원 조파문제 해석에서 비교적 유용한 결과를 주고 있기 때문인 것으로 본다. 이러한 랜킨소오스패널법을 수중익 주위 유동해석에 사용한 것은 최근 자유수면을 이중 모형류로 선형화한 자유수면 경계조건을 도입하여 2차원과 3차원 수중익 문제에 대한 연구를 Nakatake et al[1]의 논문에서 볼 수 있다. Bai & Han[2]은 2차원 수중익에 대한 자유수면의 비선형성을 고려한 해석을 유한요소법(FEM)을 도입하여 계산한 바

있다. 이들의 논문에서 Froude수와 잠수깊이에 따른 수중익의 기본적인 유체력과 조파특성을 다루었다. 한편, 자유수면 정상 비선형 조파저항문제 해석을 위해 랜킨소오스패널법을 사용하여 Raven[3], Xia[4], Jensen[5], Ni[6] 그리고 Kim[7] 등이 해를 구하는 효과적인 수치적 기법을 소개하였다. 수치기법에 대한 대략적인 내용은 해의 수렴성을 높이기 위해서 고차패널법 사용, 정확한 자유수면 조건식 사용, 유체영역 외부인 자유수면 위(above) 소오스패널분포 그리고 적절한 가중치(under-relaxation factor)사용 등이다.

본 연구에서는 위 논문들에 소개된 비선형해를 구하는 개념을 이용하여, 먼저 Neumann-Kelvin 선형해를 구하고, 반복계산법을 통해 자유수면 비선형 경계조건을 엄밀히 만족하는 비선형해를 구하였다. 자유수면 절단경계면에서 방사조건을 만족시켜 주는 방법은 Dawson[8]이 사용한 대류항을 4-점 유한차분법으로 이산화 하는 방법을 많이 사용해 왔으나, Jensen et al[5], Jensen[9], Ando[10]등에 의해서 소개된 다른 방법으로서 대류항에 대해 해석적 도함수를 사용하면서 자유수면의 첫 요소에서는 소오스를 분포시키지 않는 패널이동법(Shift Panel Method)을 본 논문에서 사용하였다. Ando[10]는 패널이동법이 Dawson의 방법과 비교해 볼 때 더 안정적이고 비교적 정확한 해를 주는 방법임을 밝힌 바 있다.

본 논문의 수치계산 결과에서는 NACA0012 단면 수중익에 의해 발생한 자유수면의 비선형 자유수면 변위를 Duncan[11]의 실험결과와 비교하여 본 방법의 타당성을 검증하였다. 본 수치계산결과

들은 저차패널법을 사용하였으나, 가중치를 사용하지 않은 수렴된 결과이며, 수치계산 수행 결과로부터 실험에서 쇄파(breaking wave)가 발생하지 않은 속도 그리고 잠수깊이 영역이면 수렴된 해를 얻을 수 있을 것으로 예상된다. 비교적 잠수깊이가 얇은 조건과 수중익 단면변화에 따른 자유수면의 비선형성이 수중익 주위 유동에 미치는 영향을 살펴보았으며 선형해와 비선형해의 차이를 비교하였다.

2. 문제의 정식화

2차원 수중익을 포함하는 유동장은 Fig.1과 같으며, 좌표계는 중력작용의 반대 방향을 z축의 양으로 한다. x축과 평행하게 균일 유동이  $U_\infty$ 의 속도로 흐르고 있으며, 유체는 비점성, 비압축성인 것으로 가정하고 비회전성 유동으로 가정한다.

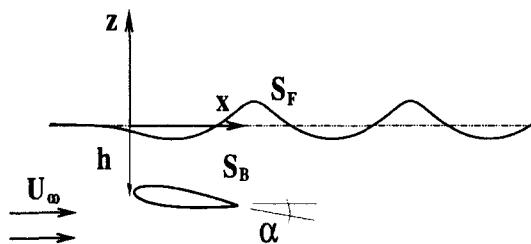


Fig.1 Coordinate system

일정한 잠수깊이(h)로 잠긴 수중익 주위 정상상태 유동해석을 위해 속도포텐셜  $\phi$ 를 도입하면 위의 가정에서 지배방정식은 라플라스(Laplace)방정식이 되고 유체를 둘러싼 경계에서 만족시켜야 할 경계조건은 아래와 같다.

지배방정식 ;

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \text{ in the fluid domain (1)}$$

자유수면의 운동학적(kinematic) 및 동역학적

(dynamic) 경계조건은 다음과 같다.

$$\phi_x \zeta_x - \phi_z = 0, \quad \text{on } z = \zeta(x) \quad (2)$$

$$\zeta = \frac{1}{2g} [U_\infty^2 - (\phi_x^2 + \phi_z^2)] \quad \text{on } z = \zeta(x) \quad (3)$$

여기서  $g$ 는 중력가속도를 나타내고, 첨자  $x, z$ 는 각각  $x$ 와  $z$ 방향에 관한 미분을 뜻한다.

(3)식을  $x$ 에 대해서 미분하고 식(2)에 대입하면 다음의 혼합자유수면경계조건이 된다.

$$\phi_x^2 \phi_{xx} + 2\phi_x \phi_z \phi_{xz} + \phi_z^2 \phi_{zz} + g\phi_z = 0 \quad \text{on } z = \zeta(x) \quad (4)$$

식(4)에서  $\nabla = (\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z})$ 을 도입하면 다음과 같이 표시된다.

$$\frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla (\nabla \phi \cdot \nabla \phi) + g\phi_z = 0 \quad \text{on } z = \zeta(x) \quad (5)$$

수중익의 표면에서는 다음의 조건들을 만족시켜야 한다.

$$\vec{n} \cdot \nabla \phi = 0 \quad \text{on } S_B \quad (6)$$

양력문제인 경우, 수중익의 후연(trailing edge)에서 Kutta조건을 만족시켜야 한다. 이러한 Kutta 조건은 수중익의 후연에서 압력이 연속인 다음과 같은 조건으로 나타낼 수 있다.

$$C_P|_{upper} = C_P|_{lower} \quad \text{at the trailing edge (7)}$$

방사조건(radiation condition)은 무한원방에서 교란속도포텐셜이 사라지는 조건이며 (즉,  $x=-\infty$ 에서 균일 유동  $U_\infty$ 가 되는 조건) 그리고  $z=-\infty$ 에서 바닥 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, \quad (8)$$

비선형해

혼합 자유수면 경계조건 식(5)를  $U_\infty$ 에 대해

선형화한 Neumann-Kelvin문제의 선형해를  $\phi_o$ ,  $\zeta_o$ 라 할 때, 이들을 운동학적 경계조건과 동역학적 경계조건 (2), (3)식에 대입하면 다음으로 된다.

$$\begin{aligned} \phi_{ox}\zeta_{ox} - \phi_{oz} &\neq 0 \\ g\zeta_o - \frac{1}{2}[U_\infty^2 - (\phi_{ox}^2 + \phi_{oz}^2)] &\neq 0 \end{aligned} \quad \text{on } z = \zeta_o \quad (9)$$

이러한 비선형 자유수면 경계조건을 엄밀히 만족하는 해를 구하기 위해서 비선형 경계조건을 적절한 선형 조건식으로 근사시키고 반복계산법을 도입할 수 있다. 이러한 비선형 자유수면 조건을 반복계산법을 사용하여 계산하기 위한 정식화는 다음과 같다. 속도포텐셜과 자유수면의 변위를 각각 이미 알고 있는 값(초기 값으로는 Neumann-Kelvin 선형해를 사용함.)  $\phi_o, \zeta_o$ 로 근사시키고, 미소 속도포텐셜  $\delta\phi$  와 미소 자유수면 변위  $\delta\zeta$ 를 사용하여 아래와 같이 속도포텐셜과 자유수면 변위를 가정할 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_o + \delta\phi & (10) \\ \zeta &= \zeta_o + \delta\zeta & (11) \end{aligned}$$

여기서  $|\delta\phi| \ll |\phi_o|$ ,  $|\delta\zeta| \ll |\zeta_o|$  인 것으로 가정한다.

식(10)에 가정한 속도포텐셜을 식(5)에 대입한 후 자유수면 변위  $z = \zeta_o$ 에 대해 Taylor전개를 한 다음 비선형 항들은 무시한다. 또한 남은 식에서  $\phi_o$ 에 대해 선형화하고  $\delta\phi$ 의 미분값들과  $\delta\zeta$ 와 곱해진 항들도 역시 앞의 가정에 의해서 작은 값으로 보고 무시하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} &\nabla\phi_o \cdot \nabla[\frac{1}{2}(\nabla\phi_o \cdot \nabla\phi_o) + \nabla\phi_o \cdot \nabla\delta\phi] \\ &+ \frac{1}{2}\nabla\delta\phi \cdot \nabla(\nabla\phi_o \cdot \nabla\phi_o) + g(\phi_o + \delta\phi)_z \\ &+ [\frac{1}{2}\nabla\phi_o \cdot \nabla(\nabla\phi_o \cdot \nabla\phi_o) + g\phi_{oz}]_z \delta\zeta = 0 \end{aligned}$$

$$\text{on } z = \zeta_o(x) \quad (12)$$

여기서, 미소변위  $\delta\zeta$ 는 다음과 같다.

$$\delta\zeta = \frac{U_\infty^2 - ((\nabla\phi_o \cdot \nabla\phi_o) + 2\nabla\phi_o \cdot \nabla\delta\phi) - 2g\zeta_o}{2(g + \phi_{ox}\phi_{oxz} + \phi_{oz}\phi_{ozz})} \quad (13)$$

식(12)을 사용하여 비선형 자유수면 조건식(5)를 엄밀히 만족시키는 수렴된 비선형해를 구한다.

### 3. 수치해석법

전체 포텐셜  $\phi$ 는 균일흐름을 나타내는 포텐셜  $U_\infty x$ 와 함께 수중익 표면에 분포한 보텍스와 자유수면 위에 분포한 수면 등의 특이점 분포에 의한  $\phi_s, \phi_v, \phi_F$ 의 속도포텐셜의 중첩의 형태로 다음과 같이 되고

$$\phi = U_\infty x + \phi_s + \phi_v + \phi_F \quad (14)$$

각각의 포텐셜은 다음으로 표현된다.

$$\phi_s(x, z) + \phi_v(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{SB} [\sigma(x', z') \ln r - \Gamma \tan^{-1}(\frac{z-z'}{x-x'})] ds \quad (15)$$

$$\phi_F(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{SF} \sigma_F(x', z') \ln r ds \quad (16)$$

여기서  $r = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}$   
 $\sigma(x', z'), \sigma_F(x', z')$ : 수중익과 자유수면에  
 분포한 소오스강도  
 $\Gamma$ : 수중익 주위 순환강도  
 $(x', z')$ : 특이점 분포점

위 적분함수는 수치적인 방법으로서 자유수면과 수중익 표면을 선요소(패널)로 표현하고, 각 요소에서 특이점 강도는 일정하다는 가정아래 계산할 수 있다. NF, NS를 각각 수중익 표면의 분할 수와 자유수면 분할 수라 할 때 물체 경계조건(6),

자유수면 경계조건(12) 그리고 Kutta 조건(7)로부터  $NF+NS+1$ 개의 연립방정식을 생성하고, 이 방정식을 풀어서 특이점 강도를 구하게 된다. 여기서 방정식이  $NF+NS+1$ 개인 것은 패널법을 사용한 날개문제의 해석방법의 차이에서 나타난 것으로 다음과 같이 설명될 수 있다. 최근 날개문제 해석에 많이 적용되고 있는 포텐셜기저패널법(Potential Based Panel Method)에서는 Morino[14]형태의 Kutta조건을 사용할 경우, 이 조건을 날개표면에 대한  $NS$ 개의 연립방정식에 함께 포함시킬 수 있다. 그러나 본 논문에서는 날개문제 해석을 위해서 소위 소오스기저패널법(Source Based Panel Method)을 선택하였으며, Bernoulli방정식에서 식(7)은 날개의 후연의 상·하면의 접선방향속도가 같다는 한 개의 연립방정식으로 나타나기 때문에 날개표면에 대해  $NS+1$ 의 연립방정식이 구성된다. 물체경계와 자유수면에 분포한 특이점의 강도가 알려지면 포텐셜을 알 수 있으며 각각 미분을 통해서 속도와 자유수면의 변위 그리고 수중익 표면에서의 압력을 구할 수 있다. 자유수면 상에서 절단경계면에서 파의 반사를 방지하는 방사조건은 대류항을 Dawson[8]의 경우와 같이 유한차분법으로 나타내지 않고, 해석적인 도함수를 그대로 사용하여 수치방사조건을 만족시키는 패널이동법(Shift Panel Method)을 사용하였다.

비선형해를 구하기 위해서 반복계산 단계에서 생성된 자유수면의 변위는 새로운 계산점으로 입력되기 때문에 자유수면 상에서 패널을 자유수면의 변위에 따라 새롭게 재배치해야 하는 과정이 필요하다. 그러나 Raven[3]과 Xia[4], Ni[6], Kim[7]의 논문에서 소개한 방법으로서 소오스패널을 유체영역 외부인 자유수면 위에 분포방법을 사용하면, 특히 3차원 문제에서 제기되는 자유수면에서의 소오스패널을 매 반복단계에서 재배치해야 하는 어려움을 해소시켜 주며 효과적인 방법으로 알려져 있다. 해의 수렴판정은 혼합 자유수면 경계조건인 식(5)로부터 영의 값에 대한 표준편차로 주어지는 아래의 식을 이용한다.

$$Ec = \left[ \frac{1}{NF} \sum_{i=1}^{NF} \left( \frac{1}{2} \nabla \phi_o \cdot \nabla (\nabla \phi_o \cdot \nabla \phi_o) + g\phi_{oz} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \text{ on } z = \zeta_o(x) \quad (17)$$

위의 값이  $10^{-5}$  이하이면 본 논문의 계산결과에서는 수렴된 해로 간주한다. 비선형해를 구하는 과정에서 다음 단계의 해를 구하기 위해 입력되는 해들을 그대로 사용했을 때 해가 수렴되지 않고 발산하는 경우가 있어서 3차원 선박의 조파저항문제에서 Raven[3]과 Xia[4]는 적절한 가중치를 사용하여 수치적 안정을 얻었다. 그러나 Chun et al[13]의 2차원 수중익 문제에서 쇄파가 발생하지 않는 조건에서는 가중치의 사용은 수렴속도를 느리게 만들뿐 결과에는 영향을 거의 미치지 않는 것으로 보고되었다. 쇄파가 생기지 않는 영역에서는 가중치의 사용이 불필요함을 본 연구결과로부터 알았으며, 쇄파가 발생하는 영역에서는 가중치를 사용하여도 수렴된 해를 구하기가 어려움을 알았다. 다만 임계영역에서는 가중치의 사용은 수렴된 해를 주는 경우가 있었으나 일관성을 유지하기 위해 본 연구에서는 가중치를 사용하지 않았다.

#### 4. 유체력 계산

압력계수  $C_P$ , 양력계수  $C_L$ 과 조파저항계수  $C_W$ 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$C_P = \frac{p - p_o}{0.5\rho U_\infty^2} = 1 - \frac{|\nabla \phi|^2}{U_\infty^2} \quad (18)$$

$$C_W = - \int_{SB} C_P n_x ds \quad (19)$$

$$C_L = - \int_{SB} C_P n_z ds \quad (20)$$

여기서  $n_x$ 와  $n_z$ 는 단위법선벡터의  $x$  및  $z$ 방향성분이다.

#### 5. 수치계산 결과

Fig.2에서 Fig.6에 나타난 그림들은 NACA0012 단면의 2차원 수중익이 입사각( $\alpha$ ) =  $5^\circ$ , 잠수깊

이  $h/c = 1.03$ 에서  $F_N = 0.567$ 로 전진하는 조건을 선택하여 수렴성을 조사한 결과들이다.

Fig.2는 날개표면의 분할수  $NB=80$ 으로 고정하고 자유수면의 계산영역 변화에 대한 파형 변화를 보여주고 있다. 수중익의 상류영역은 코드길이의 2배 이상 잡으면 수렴함을 볼 수 있었으며, 하류영역은 수중익에 의해 생성된 파길이 ( $L_w = 2\pi F_N^2 c$ ,  $L_u = \text{파장}$ ,  $F_N = U_\infty / \sqrt{gc}$ ,  $c = \text{수중익코드길이}$ )의 2~3배까지 확장하면 수렴함을 볼 수 있었다.

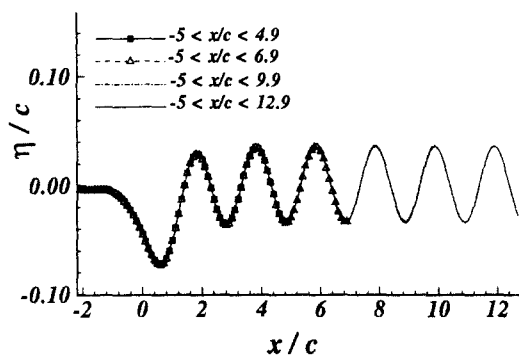


Fig.2 Effect of the free surface range on the wave elevation ( $F_N = 0.567$ ,  $h/c = 1.03$ ,  $\alpha = 5^\circ$ )

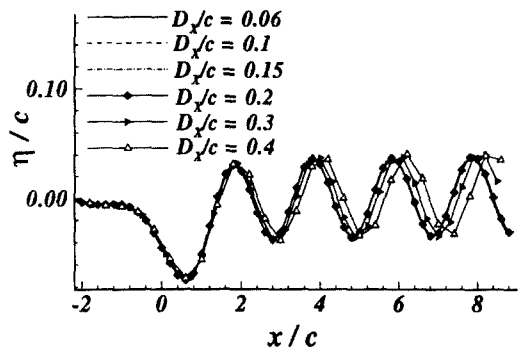


Fig.3 Effect of the free surface segment length on the wave elevation ( $F_N = 0.567$ ,  $h/c = 1.03$ ,  $\alpha = 5^\circ$ )

Fig.3은 자유수면의 계산영역을 고정시키고 자유수면 요소의 길이  $D_X$ 의 변화에 따른 파형의 변화를 보여주고 있다. 계산결과를 보면  $D_X = 0.1c$  이전(파장 당 20~30패널)에 수렴함을 보이며 이후 계산결과는 특별한 언급이 없는 한 파장 당 자유수면 패널수를 20~30이상으로 하였다.

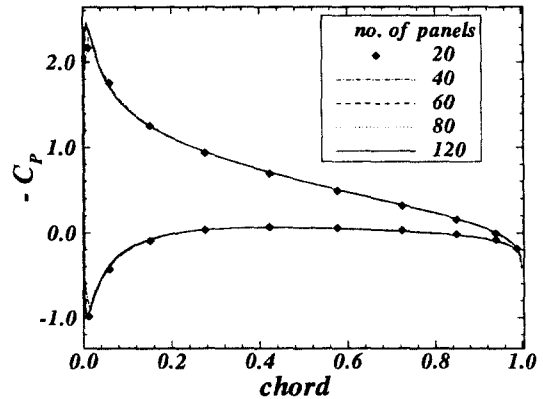


Fig. 4 Effect of the hydrofoil surface panel number on  $C_p$  ( $F_N = 0.567$ ,  $h/c = 1.03$ ,  $\alpha = 5^\circ$ )

Fig.4는 수중익 표면의 패널 분할수의 영향을 보여주고 있다. 분할수가 40개 이상이면 일정 값으로 수렴함을 보여주고 있으며, 이후의 계산결과들은 80개의 패널로 고정하였다

비선형해를 구하기 위해 반복계산에 들어갈 때 자유수면의 새로운 계산점들은 이전 계산에서 얻어진 자유수면 변위  $\zeta_0$ 가 입력되기 때문에 자유수면의 변위보다 소오스패널 분포점이 높아야 한다. Fig.5는 소오스패널분포 높이  $z_j$ 를 자유수면 요소길이  $D_X$ 의 2배에서 5.9배까지 변화시킬 때 비선형 파형 변화를 보여주고 있으며, Fig.6에서는 양력과 조파저항계수  $C_L$ ,  $C_W$ 의 변화를 보여준다. Fig.5에서 알 수 있듯이  $z_j / D_X$ 의 값이 2~5.9까지는 파형의 변화가 거의 없고 하류영역에서  $z_j / D_X$ 의 값이 증가할 수록 약간의 차이가 나

타나는 것을 볼 수 있다. 그 이상으로 올라가면 수치계산이 힘든 것을 알 수 있었다. Fig.6의 양력과 조파저항계수  $C_L$ 과  $C_W$ 의 변화를 살펴보면 계산영역 내에서는 거의 변화가 없음을 알 수 있다.

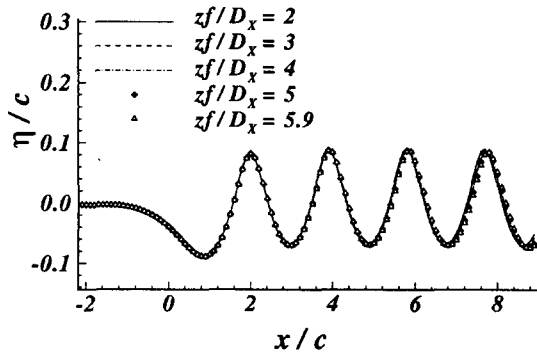


Fig.5 Effect of the height of the free surface source panel on the wave elevation  
(  $F_N = 0.567, h/c = 1.03, \alpha = 5^\circ$  )

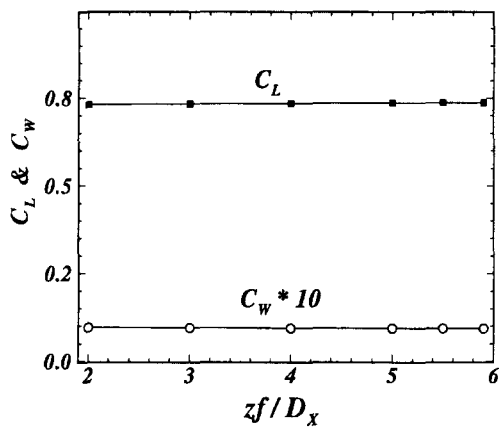


Fig.6 Effect of the height of the free surface source panel on  $C_L, C_W$   
(  $F_N = 0.567, h/c = 1.03, \alpha = 5^\circ$  )

자유수면 위 소오스패널의 높이  $zj$ 의 값의 선택은 수중익에 의해 생성된 자유수면의 변위에 의해 결정되며 자유수면의 변위보다는 높고 가능한 낮은 값을 선택하는 것이 안정적인 수렴해를 얻을 수 있음을 알았다.

Fig.7은 NACA0012수중익에 대해 계산된 선형과 비선형 자유수면 변위의 결과와 Duncan[11]의 실험값과 비교한 것이다. 속도는  $F_N = 0.567$ 로 고정하고 잠수깊이  $h/c$ 를 1.28, 1.16, 1.03, 0.95로 변화한 것으로서, 전반적으로 비선형해가 실험값과 비교적 잘 일치함을 보여주고 있다. 계산된 결과들은 모두 5-6회의 반복에서 수렴하였으며, 가중치 사용이 필요 없이 안정적으로 수렴결과를 얻을 수 있었다.

본 수치계산결과로 살펴볼 때 Duncan이 실험한 조건에서는 다른 유체역학적 특성보다 자유수면의 비선형성이 수중익 주위 유동장에 지배적으로 작용하는 것으로 보인다. 일반적으로 쇄파가 발생하지 않는 수중익 이동조건이라면 본 계산법으로 충분히 비선형해를 구할 수 있음을 많은 수치실험에서 알았다.

Fig.8은 잠수깊이  $h/c = 1.03$ 인 경우 전 자유수면 영역에서 혼합 자유수면 경계조건 식 (5)의 좌변의 값 (즉 오차)을 보여주고 있다. 선형해로부터 반복적인 계산을 통해 비선형해를 구할 때 얻어진 비선형해의 수렴판정은 자유수면 전 영역에서 이들 오차의 표준편차인 식 (17)이  $10^{-5}$  이하의 범위에 들면 수렴한 것으로 판정하였다.

Fig.9는 잠수깊이  $h/c = 0.2$ 의 계산결과를 나타내며 수중익의 입사각은  $5^\circ$ 이다. 앞선 계산보다 잠수깊이가 낮은 경우로서  $F_N = 0.7, 0.9, 1.2$ 에서의 선형과 비선형 파형을 보여주고 있다. Fig.10에서는  $F_N = 0.7$ 에서 반복계산에 따른 자유수면의 변위가 선형해로부터 비선형해로 수렴하는 과정을 볼 수 있으며, 반복계산 5회 이후 거의 엄밀하게 비선형 자유수면 경계조건을 만족하는 수렴정도를 보여 준다.

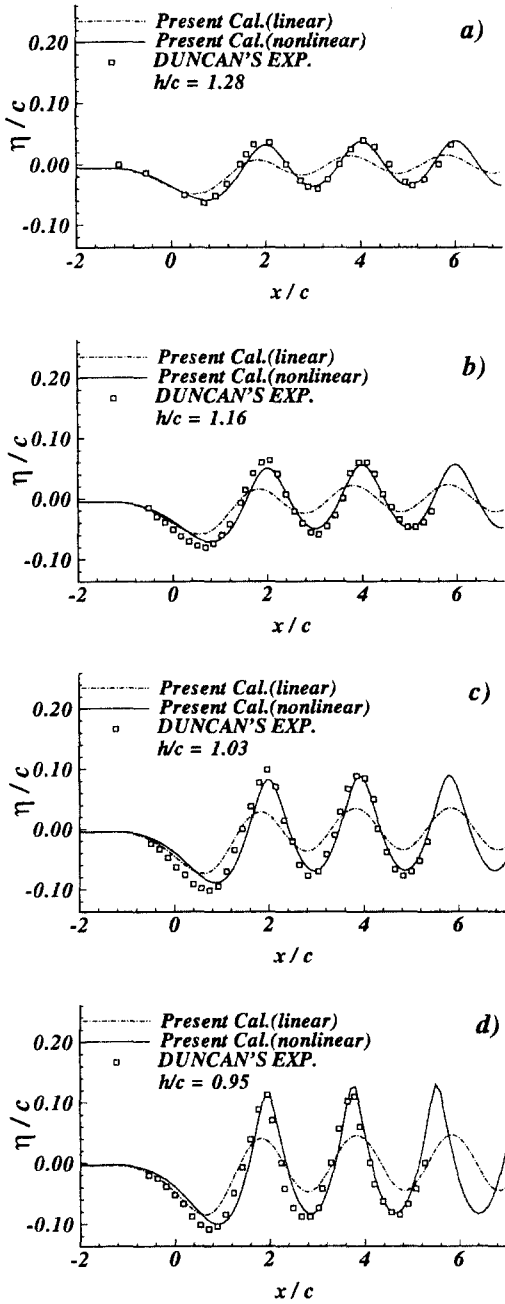


Fig.7 Calculated and measured wave profiles for NACA0012. ( $F_N = 0.567, \alpha = 5^\circ$ )

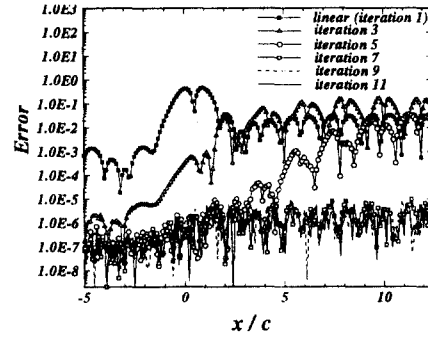


Fig.8 Error of eqn (5) on the free surface (vertical axis is log-scale)

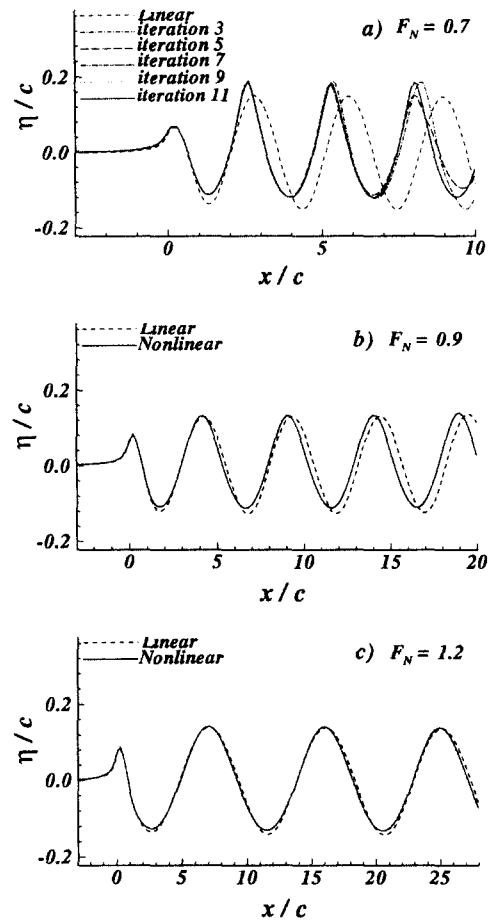


Fig.9 Calculated wave profiles of NACA0012 ( $\alpha = 5^\circ$ ) at  $h/c = 0.2$



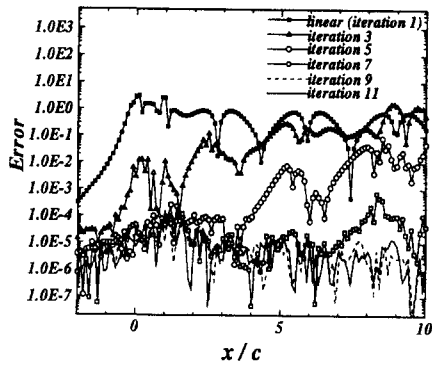


Fig.10 Error of eqn'(5) on the free surface (vertical axis is log-scale)

Fig.11에서는 위 3가지 조건에 대해 자유수면의 선형과 비선형성이 수중익의 압력분포에 미치는 영향을 보여주고 있으며, 특히 자유수면과 접하고 있는 수중익의 흡입면에서의 선형해와 비선형해의 차이를 볼 수 있다.

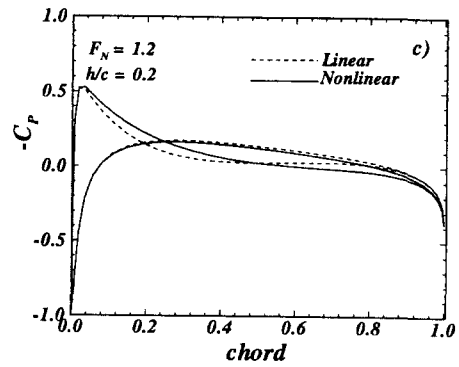


Fig.11 Pressure distribution

Fig.12는  $h/c = 0.2$ 에서 속도변화에 따른 조파 저항과 양력계수의 변화를 보여주고 있다.  $F_N = 0.7$ 이하에서와 고속영역에서 수렴된 비선형해를 구하기 힘들었으며, 일반적으로 포텐셜 이론 계산에 나타나는 현상으로서 잠수깊이가 작을 때 저속영역에서 선형해의 양력과 조파저항이 큰 값을 나타내는 것을 볼 수 있다. 속도가 증가함에 따라  $C_W$ 보다는  $C_L$ 이 빠른 속도로 감소하다가  $C_L$ 은 증가하고  $C_W$ 는 작은 비율로 감소하는 경향을 보인다.

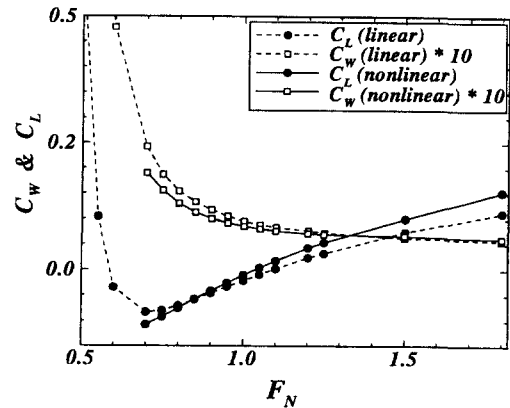
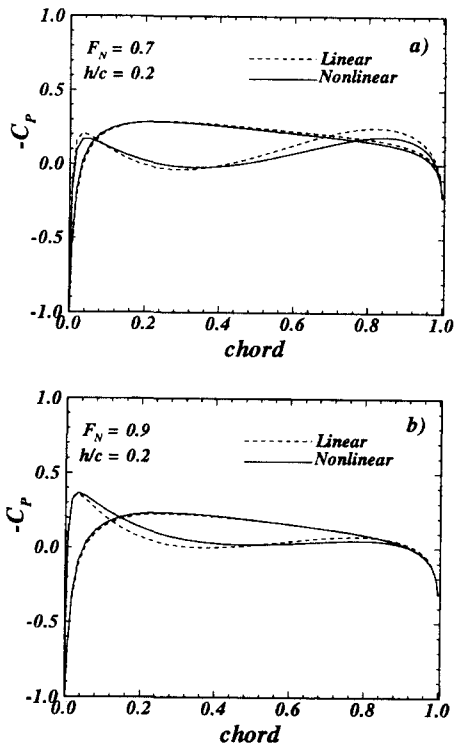


Fig.12  $C_L$ ,  $C_W$  variations of NACA0012 ( $\alpha = 5^\circ$ ,  $h/c = 0.2$ )

Fig.13은  $F_N = 0.9$ 에서 보다 얇은 잠수깊이  $h/c = 0.12$  경우 수렴된 해를 보여주고 있으며, Fig.14에서는 수중익 표면에서의 압력분포를 나타내고 있다. 그러나  $h/c = 0.2$ 에서 계산결과에서와 같이 얇은 잠수영역에서는 포텐셜유동 가정의 한계 또는 수치계산조건의 불안정성 등으로 인해 수렴된 해를 얻기 어려운 경우가 많은 것을 볼 수 있었다.

Fig.15는 잠수깊이  $h/c = 1.0$ , 수중익의 입사각  $5^\circ$ ,  $F_N = 5$ 의 고속에서의 선형해와 수렴된 비선형해를 보여주고 있다. 수중익 부근과 과정부근의 상세그림을 살펴보면 선형해와 비선형해의 차이를

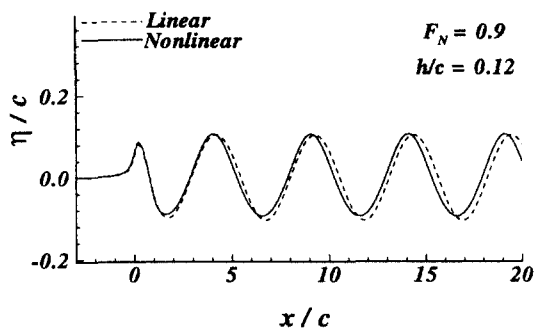


Fig.13 Calculated wave profiles of NACA0012 ( $\alpha=5^\circ$ ,  $h/c=0.12$ )

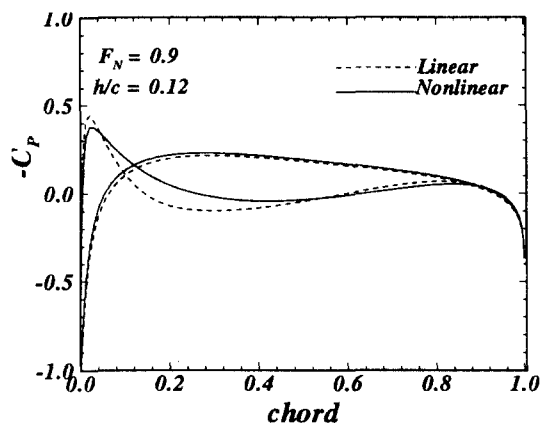


Fig.14 Pressure distributions of NACA0012 ( $\alpha=5^\circ$ ,  $h/c=0.12$ )

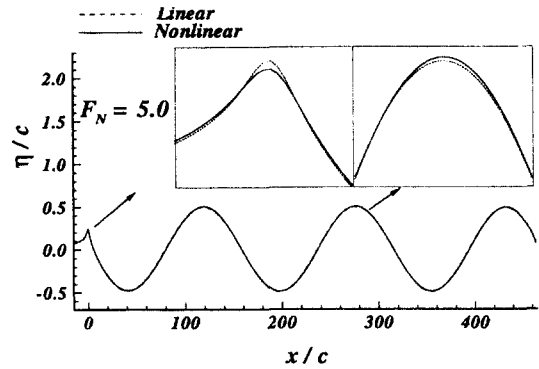


Fig.15 Calculated wave profiles of NACA0012 ( $\alpha=5^\circ$ ,  $h/c=1.0$ )

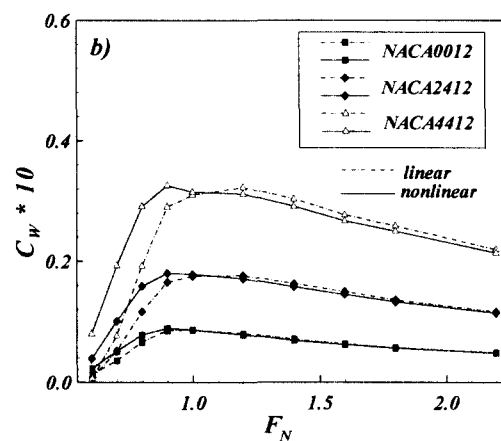
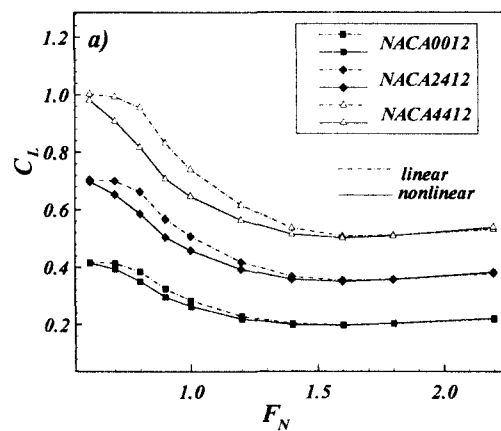


Fig.16 Effect of the camber of the NACA section on  $C_L$ ,  $C_w$  ( $\alpha=3^\circ$ ,  $h/c = 1.25$ )

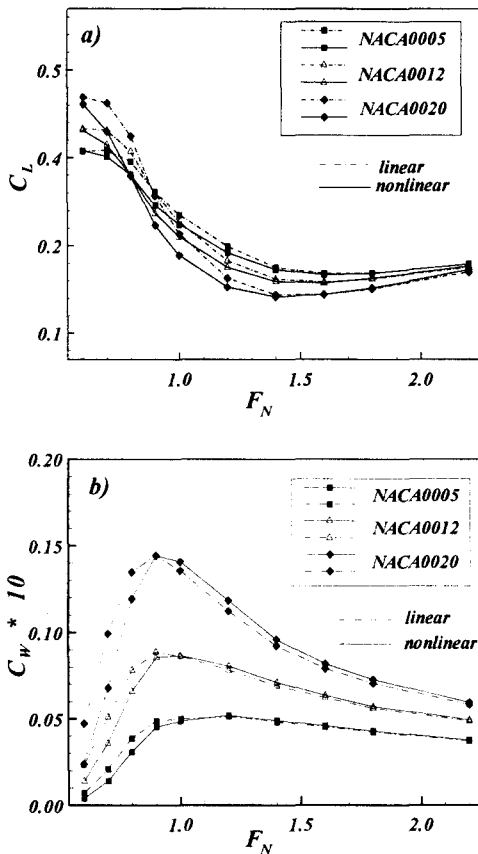


Fig.17 Effect of the thickness of the NACA section on  $C_L, C_W$  ( $\alpha = 3^\circ, h/c = 1.25$ )

볼 수 있다. 그러나 전체 그림에서 생성된 파의 파장에 비해 선형해에 대한 비선형해의 변화 크기는 작다고 볼 수 있다.

Fig.16과 Fig.17은 잠수깊이  $h/c = 1.25$ , 수중익의 입사각  $3^\circ$  에서 캠버와 두께등 기본적인 수중익단면의 변화에 따른 양력과 조파저항계수변화를 수중익의 이동속도에 대해 선형해와 비선형해를 비교해서 나타낸 결과이다. 캠버의 변화의 경우는 단면의 두께는 고정하였으며 사용한 수중익은 각각 NACA0012, NACA2412, NACA4412이고, 수중익 단면의 두께변화에 대해서는 캠버가 없는 단면으로 NACA0005, NACA0012, NACA0020을 사

용하였다.

Fig.16에서 캠버가 클 경우는 양력과 조파저항 모두 큰 것을 볼 수 있다. 두께가 얇은 수중익은 전속도 영역에서 선형과 비선형해의 차이가 적은 편이고 저속에서는 두께가 두꺼운 수중익보다 양력은 적다. 그러나 고속으로 갈수록 양력계수의 크기가 두꺼운 경우보다 크며 전체적으로 조파저항이 작기 때문에 두꺼운 수중익보다 이점이 있다고 볼 수 있다. 본 계산으로 볼 때 고속에서는 선형과 비선형해의 차이가 미소한 것을 볼 수 있다.

### 5. 결론

수중익의 표면에 랜킨소오스와 보텍스패널을 분포하고, 비선형해를 구하기 위해서 유체외부영역인 자유수면 위에 소오스패널을 분포하는 방법을 도입하여 2차원 수중익의 정상 비선형 유동문제(자유수면 변위, 양력 및 조파저항)를 해석하는 수치기법을 개발하였다.

Neumann-Kelvin 선형해로부터 반복계산법을 도입하여 비선형 자유수면 경계조건을 엄밀히 만족하는 해를 구할 수 있었으며, 계산된 비선형해들은 실험결과와 비교적 잘 일치하였다. 잠수깊이가 낮은 경우 ( $h/c = 0.12$ )와 고속 ( $F_N = 5.0$ )에서도 가중치의 사용 없이 비선형해를 구할 수 있었으며, 쇄파가 발생하지 않는 수중익의 속도, 잠수깊이 및 입사각 조건이라면 본 방법으로 수렴된 비선형해를 얻을 수 있음을 많은 수치적 실험에서 확인할 수 있었다. 수중익 단면의 두께와 캠버의 변화에 대해서 자유수면의 비선형 특성이 수중익에 작용하는 유체력에 미치는 영향을 볼 수 있었다.

앞으로 3차원 문제로 확장하는 것과 함께 점성과 수중익에서 발생하는 캐비테이션을 고려한 수치기법의 개발이 필요할 것으로 본다.

### 참고 문헌

[1] Nakatake, et al., "Calculation of the Hydrodynamic Forces Acting on a Hydrofoil",

- 서부조선회보 제76호, 1988
- [2] Bai K. J. and Han J. H., "A Localized Finite-Element Method for the Nonlinear Steady Waves Due to a Two-Dimensional Hydrofoil", *Journal of Ship Research*, Vol. 38, No. 1, March 1994, pp. 42-51
- [3] Raven H. C., "Nonlinear Ship Wave Calculations Using the RAPID Method", ONR., Naval Hydrodynamics Symposium, Seoul, 1994
- [4] Xia Fei, "Numerical Calculations of Ship Flows with Special Emphasis on the Free Surface Potential Flow", Ph.D. Thesis Chalmers University of Technology, Sweden, 1986
- [5] Jensen, G., Mi, Z. X. and Soding, H., "Rankine Source Methods for Numerical Solutions of the Steady Wave Resistance Problem", 16th Symposium on Naval Hydrodynamics, 1986
- [6] Ni, S. Y., "Higher Order Panel Method for Potential Flow with Linear or Nonlinear Free Surface Boundary Condition", Ph.D Thesis, Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 1987
- [7] 김근제, 김수형, "자유표면으로부터 일정거리 상방위치에 패널분포에 의한 비선형 조파저항 계산", 대한조선학회 추계학술발표대회, 1993
- [8] Dawson, C. W., "A Practical Computer Method for Solving Ship-Wave Problems", 2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, University of California, Berkeley, 1977
- [9] Jensen, P. S., "On the Numerical Radiation Condition in the Steady-State Ship Wave Problem", *Journal of Ship Research*, Vol. 31, No. 1, pp. 14-22, 1987
- [10] Ando, J. and Nakatake, K., "A Method to Calculate Wave Flow by Rankine Source", 서부조선회보, 제75호, 1987
- [11] Duncan J. H., "The Breaking and Non-breaking Wave Resistance of a Two Dimensional Hydrofoil", *Journal of Fluid Mech.*, vol 26, pp. 507-520, 1983
- [12] Hess, J. L. and Smith, A. M. O., "Calculation of Potential Flow About Arbitrary Bodies", *Prog. Aeronaut. Sci.* 8, 1-138 (1966)
- [13] Chun H.H., Park I.R. and Kwon S.H., "Two Dimensional Nonlinear Free Surface Flow Computations", *Proc. of 2nd Int. Workshop on Hull Form and Flow Phenomena*, Korea, Aug. 1996
- [14] Morino, L. and Kuo, C. C., "Subsonic Potential Aerodynamics for Complex Configurations: A General Theory", *AIAA Paper*, 77-641, 1977