

---

 論 文
 

---

大韓造船學會論文集  
 제 29卷 第 4號 1992年 11月  
 Transactions of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol.29, No. 4, November 1992

## 고차 판요소법을 이용한 물수체의 조파저항 계산

강창구\*, 김세은\*\*

### Calculation of Wave Resistance for a Submerged Body by a Higher Order Panel Method

by

Chang-Gu Kang\* and Se-Eun Kim\*\*

#### 요 약

본 논문에서는 물체표면을 겹 3차 B-Spline 방법에 의하여 표현하고, 특이점세기를 겹선형으로 근사하는 고차판요소법을 이용하여 물수체에 대한 조파저항을 계산하였다. 여기서 Neumann-Kelvin 문제는 소오스분포법과 범선다이폴분포법에 의하여 해석되었다.

고차 판요소법에 의하여 계산된 결과는 Hess & Smith가 사용한 최저차 판요소법 결과와 비교 하였으며, 고차 판요소법의 수렴도는 보통 판요소법보다 훨씬 좋은 것으로 나타났다. 그러나, 고차 판요소법에 의하여 계산된 조파저항도 최저차 판요소법에 의한 것과 마찬가지로 낮은 Froude 수에서는 해석해와의 차이를 보이고 있다.

#### Abstract

In this paper, wave resistance for a submerged body is calculated by a higher order panel method. The Neumann-Kelvin problem is solved by the source or normal dipole distribution method. The body surface is represented by a bicubic B-spline and the singularity strengths are approximated by a bilinear form.

The results calculated by the higher order panel method are compared with those by the lowest order panel method developed by Hess & Smith. The convergence rate of the higher order panel method is much better than the lowest order panel method. But the wave resistance calculated by the higher order panel method still shows discrepancy with an analytic solution at low Froude number like that by the lowest order panel method.

---

접수일자 : 1991년 10월 18일. 재접수일자 : 1992년 6월 11일

\* 정회원, 해사기술연구소

\*\* 정회원, 해사기술연구소(현재 일본 요코하마대 재학중)

1. 서 언

선형설계에 있어서 최소저항의 선형을 찾는 것이 중요하며 최적선형의 개발을 위해서 중요한 인자로 작용하는 조파저항의 성분을 보다 정확한 방법으로 추정할 필요가 있다. 특히 최근에 초고속선 개발에 대한 관심이 높아가고 있으며, 초고속선의 경우 조파저항이 차지하는 비중이 매우 높기 때문에 초고속선의 최적 선형 개발에는 정확한 조파저항 추정법이 필수적이다.

정수중을 일정속도로 진행하는 선박에 걸리는 저항 중 조파저항에 대한 이론적 연구가 1898년 Michell[1]에 의하여 시도된 이래 Havelock, Wigley, Lunde, Weinblum 등 많은 유체역학자들에 의하여 발전되어 왔고 근래에 들어 컴퓨터 산업의 발달과 더불어 조파 현상 및 이로 인한 조파저항의 연구와 계산이 활발히 진행되어 왔다. 1979, 1980년에는 "Workshop on Ship Wave-Resistance Calculations"[2, 3]가 개최되어 그동안 이룩된 여러 방법에 의한 계산결과를 서로 비교하여 각 방법의 장단점과 유용성이 검토된 바 있다.

조파저항을 계산하는 방법으로 크게 두가지 방법이 있는데 하나는 Green 함수(Havelock 쏘오스 또는 Rankine 쏘오스)를 이용하여 적분방정식을 푸는 것이고 다른 하나는 유한차분법이나 유한요소법을 사용하여 지배방정식을 직접 수치적으로 푸는 것이다. Green 함수로서 Havelock 쏘오스는 Thin-Ship Theory, 세장체 이론, Neumann-Kelvin 문제에 사용되고, Rankine 쏘오스는 흔히 저속이론(Low Speed Theory)에 사용되고 있다.

물체표면을 일정한 요소로 분할하고 각 요소에 특이점을 분포하여 물체주위의 유동을 해석하는 판요소법(Panel Method)은 Hess & Smith [4]에 의해 개발된 후 널리 이용되어 오고 있다. 그러나 최 저차 판요소법은 평판 요소를 사용하고 요소내에서 특이점의 세기가 일정하다는 가정을 하고 있으므로 실제 선체 주위의 유동을 표시하기 위해서는 많은 수의 요소가 필요하게 된다. 그 후 Hess & Smith[5]는 이러한 단점을 보완하기 위하여 포물선 요소를 사용하고 특이점의 세기가 요소내에서 선형적으로 변하는 고차 판요소법(Higher Order Panel Method)을 개발하여 자유표면이 없는 경우에 물체주위의 유동을 해석하였고 최근 SSPA의 Larsson을 중심으로 Xia, Ni, Kim 등은 고차 판요소법(Higher Order Panel Method)을 Dawson의 방법에 적용하여 선체 주위의

유동현상을 해석하였다[6].

국내에서도 오래전부터 다양한 방법으로 조파저항 문제를 해결하려는 연구가 이루어져 왔다. Yang[7]은 Havelock 쏘오스를 사용하여 국부파동항과 선적분항의 유·무에 따른 조파저항의 변화를 살펴보았다. 또한 Van[8]은 Rankine 쏘오스 분포법을 사용하고 방사 조건을 만족시키는 방법에 대하여 연구한 바 있다. 그러나 고차 판요소법(Higher Order Panel Method)을 이용하여 조파저항 문제를 해석한 것은 아직 발표된 바가 없다.

이론 선박유체역학 분야에서 조파저항에 대한 연구는 거의 1세기에 걸쳐 중요한 관심 분야였으나 임의의 선형에 대하여 조파저항을 계산한 것은 최근 Dawson[9]이 Rankine 쏘오스를 선체와 교란하지 않은 자유표면에 분포시키고 자유표면 경계조건을 이중모형 속도장함수로 선형화하는 방법을 제시한 이후이다. Dawson의 방법은 실험치와 잘맞는 결과를 보여주고 있어 실용적인 견지에서 응용이 되고 있지만 방사조건이 수학적으로 완벽하게 증명되지 못하였고 유한차분법 차수에 따라 불안정한 해를 보이기도 한다.

본 논문에서는 수학적으로 방사조건이 증명된 Havelock 쏘오스를 이용한 고차 판요소법(Higher Order Panel Method)으로 Neumann-Kelvin 문제를 해석하여 조파저항을 계산하고자 한다. 쏘오스와 법선 다이폴이 곡면 요소내에서 선형적으로 변하고, 물체 표면은 겹3차(bicubic) B-Spline으로 표현함으로써 수치계산 정도가 향상되도록 하였다. 또한, 쏘오스분포법과 다이폴분포법을 비교 검토하고, 수렴시험을 수행하였다. 몰수 수학선형(Submerged prolate spheroid)에 대하여 계산을 수행하여 이미 발표된 해석해와 비교하여 계산의 수렴 정도를 확인하였다.

2. 선형 조파저항 이론

좌표계는 Fig.1과 같이 균일 흐름 중에 정지되어 있는 선체에 고정시킨 우수직교 좌표계(x, y, z)를 택하였다. 유체는 비점성·비압축성인 이상유체로, 유동은 비회전 운동으로 가정하면 속도 포텐셜(velocity potential)이 존재한다.

균일 유속 U에 대하여 정지되어 있는 선체에 대한 속도 포텐셜  $\Phi(x, y, z)$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$\Phi(x, y, z) = Ux + \phi(x, y, z) \tag{1}$$

여기에서  $\phi(x, y, z)$ 는 교란 속도 포텐셜(pertur-

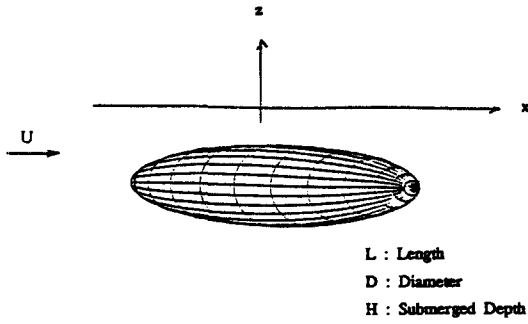


Fig. 1 Coordinate system

bation velocity potential)로서 Laplace 방정식을 만족하게 된다.

$$\nabla^2\phi(x, y, z)=0 \text{ in fluid domain} \quad (2)$$

또한 교란 속도 포텐셜의 경계치 문제는 다음과 같다.

① 선형화된 자유표면 경계조건:

$$\phi_{xx}(x, y, 0)+k_0\phi_z(x, y, 0)=0 \text{ on } z=0 \quad (3)$$

여기서  $k_0(=g/U^2)$ 은 파수 (wave number)이다.

② 선체표면에서의 경계조건:

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}=-Un_x \quad \text{on } S_H, z \leq 0 \quad (4)$$

여기서  $\vec{n}$ 은 선체 표면  $S_H$  상의 단위 외향 벡터이다.

③ 무한수심에서의 해저면 경계조건:

$$\phi_z=0 \text{ as } z \rightarrow -\infty \quad (5)$$

④ 방사조건(radiation condition):

$$\phi = \begin{cases} o(\frac{1}{r}), & x < 0 \\ 0(\frac{1}{r}), & x > 0 \end{cases} \quad \text{as } r = \sqrt{x^2+y^2} \rightarrow \infty \quad (6)$$

이상의 식 (2), (3), (4), (5), (6)의 경계치 문제를 통상 Neumann-Kelvin문제라고 한다.

### 2.2 쏘오스분포법

속도 포텐셜은 Green 정리에 의하여 수학적 처리를

하면 다음과 같은 관계가 얻어진다.

즉, 선체에 의한 속도 포텐셜은

$$\phi_H(P)=\iint\sigma_H(Q)G(P,Q)dS \quad (7)$$

여기서

$G(P, Q)$ :Green 함수

$\sigma_H(Q)$ :선체 표면에 분포된 쏘오스의 세기

$P(x, y, z)$ :계산점

$Q(x, y, z)$ :쏘오스 분포점

선체표면에 분포된 쏘오스의 세기  $\sigma_H(Q)$ 는 선체 표면에서의 경계 조건에 의해 구한다. 즉 식(7)을 식(4)에 대입하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi_H(P)}{\partial n_p} &= \frac{\sigma_H(P)}{2} + \iint_{S_H} \sigma_H(Q) \frac{\partial G(P,Q)}{\partial n_p} dS \\ &= -Un_x(P) \end{aligned} \quad (8)$$

$\vec{n}_p$ :점 P에서의 단위 법선 벡터

$S_H$ :선체표면

을 얻으며, 이 식은  $\sigma_H(Q)$ 에 관한 제2종의 Fredholm 적분 방정식(Fredholm Integral Equation of the second kind)이다.

Green 함수는 Laplace 방정식과 경계조건(선형화된 자유표면 조건, 무한수심 해저면 조건, 방사조건)에 의해서 구해지며, Havelock 쏘오스로도 불리운다.

$$G(x, y, z;x', y', z')=G_1+G_d+G_s \quad (9)$$

여기에서

$$G_1=-\frac{1}{4\pi r_1}-\frac{1}{4\pi r_2} \quad (10)$$

$$G_d=\text{Re} \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{k}{k-k_0 \sec^2\theta} \exp [k\{(z+z')+i\tilde{\omega}\}] dk d\theta$$

$$G_s=\text{Re} \frac{i}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} k_0 \sec^2 \theta \exp [k_0 \sec^2 \theta \{(z+z')+i\tilde{\omega}\}] d\theta, z+z' < 0$$

$$r_1=[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]^{1/2}$$

$$r_2=[(x-x')^2+(y-y')^2+(z+z')^2]^{1/2}$$

$$\tilde{\omega}=(x-x') \cos\theta+(y-y') \sin\theta$$

특이점 분포 문제의 수치계산은 식 (9)의 미분처리로 가능하다. 그러나 식(10)에서  $G_d$ 의 이중 적분처리는 복잡하고 시간이 많이 소요되며 본 논문에서는 Shen & Farell [11]의 방법을 이용하였다. 즉 2중 적분을 복소지수 적분(complex exponential integral)을 이용하여 수치계산이 보다 용이한 피적분 함수 형태 (11)로 바꾸어 나타내었다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} G(P, Q) &= \frac{x-x'}{4\pi_1^3} + \frac{x-x'}{4\pi_2^3} - \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \\ &\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^3 \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &- \text{Re} \frac{k_o^2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \sec^3 \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} G(P, Q) &= \frac{y-y'}{4\pi_1^3} + \frac{y-y'}{4\pi_2^3} - \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \\ &\sec^3 \theta \tan \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &- \text{Re} \frac{k_o^2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \\ &\sec^3 \theta \tan \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} G(P, Q) &= \frac{z-z'}{4\pi_1^3} + \frac{z+z'}{4\pi_2^3} - \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \\ &\sec^4 \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &+ \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \\ &\sec^4 \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (11c)$$

여기서

$$\tau = -k_o \sec^2 \theta (|z+z'| - i\tilde{\omega})$$

$E_1(\tau)$ : 복소지수 적분

$$E_1(\tau) = \begin{cases} \int_{\tau}^{\infty} \frac{e^{-\mu}}{\mu} d\mu \\ \int_{\tau}^{\infty} \frac{e^{-\mu}}{\mu} d\mu, \text{Im } \tau = 0, \text{Re } \tau < 0 \end{cases} \quad (12)$$

$$\tilde{\omega} = (x-x') \cos \theta + (y-y') \sin \theta$$

$$(1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) = 0 \text{ for } y-y' > 0 (0 < \alpha < \pi),$$

$$-\frac{\pi}{2} \leq \theta < \alpha - \frac{\pi}{2}$$

$$y-y' < 0 (\pi < \alpha < 2\pi), \alpha - \frac{3}{2}\pi < \theta < \frac{\pi}{2}$$

### 2.3 법선 다이폴분포법

법선 다이폴분포법에 의한 속도 포텐셜은 다음과

같은 관계가 얻어진다. 즉, 선체에 의한 속도 포텐셜은

$$\phi_H(P) = \iint_{S_H} \mu_H(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} G(P, Q) dS \quad (13)$$

여기서

$\mu_H(Q)$ : 선체 표면에 분포된 법선 다이폴의 세기

$\vec{n}_Q$ : 점 Q에서의 단위 법선 벡터

선체 표면에 분포된 법선 다이폴의 세기  $\mu_H(Q)$ 는 선체표면에서의 경계조건에 의해 구한다. 경계조건식(4)를 만족하기 위해서는 선체 내부의 포텐셜이  $U_x$ 와 같아야 한다[13]. 즉,

$$U_x(P) = \frac{\mu_H(P)}{2} \iint_{S_H} \mu_H(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_Q} dS \quad (14)$$

을 얻으며, 이 식은  $\mu_H(Q)$ 에 관한 제2종의 Fredholm 적분 방정식(Fredholm Integral Equation of the second kind)이다.

이 경우 쏘오스분포법과는 달리 Green 함수의 미분치는 x에 관한 것이 아니라 x'에 관한 것이다. 그래서 식(9)의 x'에 관한 미분 결과는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x'} G(P, Q) &= -\frac{x-x'}{4\pi_1^3} - \frac{x-x'}{4\pi_2^3} + \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \\ &\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^3 \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &+ \text{Re} \frac{k_o^2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \sec^3 \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y'} G(P, Q) &= -\frac{y-y'}{4\pi_1^3} - \frac{y-y'}{4\pi_2^3} + \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \\ &\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^3 \theta \tan \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &+ \text{Re} \frac{k_o^2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \sec^3 \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z'} G(P, Q) &= -\frac{z-z'}{4\pi_1^3} + \frac{z+z'}{4\pi_2^3} + \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi^2} \\ &\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^4 \theta \left[ \frac{1}{\tau} - e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \\ &+ \text{Re} \frac{ik_o^2}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 + \text{sgn } \tilde{\omega}) \sec^4 \theta e^\tau d\theta \end{aligned} \quad (15c)$$

### 2.4 조파저항

선체표면을 표면에 분포된 쏘오스나 법선 다이폴로 나타내었을 때의 조파 저항은 Havelock [17]의 결과를 이용하여 다음과 같이 구해진다.

$$R_W = \pi \rho U^2 \int_0^{\pi/2} [C^2(\theta) + S^2(\theta)] \cos^3 \theta d\theta \quad (16)$$

여기에서  $C(\theta)$ 와  $S(\theta)$ 는 진폭함수 (amplitude function)이다. 먼저, 쏘오스분포에 의한 진폭함수는 다음과 같다.

$$\frac{C(\theta)}{S(\theta)} = \frac{k_0}{\pi U} \sec^3 \theta \left[ \iint_{S_H} \sigma_H \exp(k_0 z' \sec^2 \theta) \frac{\cos}{\sin} \{k_0 \sec^2 \theta (x' \cos \theta + y' \sin \theta)\} dS \right] \quad (17)$$

법선 다이폴분포에 의한 진폭함수는 다음과 같다.

$$\frac{C(\theta)}{S(\theta)} = \frac{k_0}{\pi U} \sec^3 \theta \left[ \iint_{S_H} \mu_H \exp(k_0 z' \sec^2 \theta) \frac{\cos}{\sin} \{k_0 \sec^2 \theta (x' \cos \theta + y' \sin \theta)\} dS \right] \quad (18)$$

그리고 조파 저항 계수는 선속과 침수 표면적으로 무차원하여 표시된다.

$$C_W = R_W / \frac{1}{2} \rho S U^2 = \frac{2\pi}{S} \int_0^{\pi/2} [C^2(\theta) + S^2(\theta)] \cos^3 \theta d\theta \quad (19)$$

여기서 S: 침수표면적

또한 자유표면의 파형은 선형화된 동력학적 자유 표면조건에 의해서 구해진다.

$$\zeta(x) = -\frac{U}{g} \phi_x \quad \text{at } z=0 \quad (20)$$

### 3. 수치 계산 방법

적분 방정식(8)을 수치적으로 풀기 위하여 겹3차 (bicubic) B-spline을 이용하여 물체 표면을 작은 곡면요소  $\Delta S_{ij}(x, y, z)$ 로 분할한다. 곡면 요소  $\Delta S_{ij}(x, y, z)$ 는 매개변수  $u, v$ 를 사용하여 다음식과 같이 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} x_{ij}(u, v) &= \sum_{s=-2}^1 \sum_{t=-2}^1 b_s(u) V_{i+s, j+t}^x b_t(v) \\ y_{ij}(u, v) &= \sum_{s=-2}^1 \sum_{t=-2}^1 b_s(u) V_{i+s, j+t}^y b_t(v) \\ z_{ij}(u, v) &= \sum_{s=-2}^1 \sum_{t=-2}^1 b_s(u) V_{i+s, j+t}^z b_t(v) \end{aligned} \quad (21)$$

여기서,  $b_s(u)$ 와  $b_t(v)$ 는 3차(cubic) B-spline의 기본 함수이고,  $V_{ij}$ 는 정점(vertices)이라고 한다 [15]. 이러한 방법으로 곡면 요소를 표시할 수 있다. 또한, 쏘오스세기  $\sigma$ 와 법선 다이폴 세기  $\mu$ 는 곡면 요소내에서 곱선형(bilinear)으로 가정하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \sigma &= a_0 + a_1 u + a_2 v + a_3 uv \\ \mu &= b_0 + b_1 u + b_2 v + b_3 uv \end{aligned} \quad (23)$$

for  $0 \leq u \leq 1$  and  $0 \leq v \leq 1$

곡면 요소의 네 모서리에서  $\sigma$ 와  $\mu$ 의 값이 주어지면 윗 식의  $a_i$ 와  $b_i$ 가 결정된다. 분할된 요소에 대한 적분을 수행하기 위하여 부록에서와 같이 면적분 및 법선 벡터에 대한 식을 이용한다. 수치적분 공식으로서는 2점 Gauss 구적법(Gaussian Quadrature)이 이용된다[6].

이상의 방법을 적용하면 적분방정식 (8)은 다음과 같은 선형 연립방정식으로 바뀌어진다.

$$\begin{aligned} \sum A_{ij} \sigma_j &= B_i \\ \text{or} \\ \sum A'_{ij} \mu_j &= B'_i \end{aligned} \quad (24)$$

이 선형 연립 방정식을 풀면 쏘오스 세기  $\sigma$ 나 다이폴 세기  $\mu$ 를 얻게 된다.

### 4. 압력 분포와 힘

쏘오스 세기  $\sigma$ 나 다이폴 세기  $\mu$ 가 구해지면 Bernoulli방정식을 이용하여 물체 표면에서의 압력을 구할 수 있다. 본 논문에서는 유체 정력학적 힘인 중력의 영향을 고려하지 않는다.

$$\frac{p}{\rho} = \frac{1}{2} (U^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi)$$

압력이 알려지면 이것을 적분함으로써 물체에 작용

하는 힘과 모멘트를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \underline{F} &= \iint_s p n ds \\ &= \rho \iint_s \frac{1}{2} (U^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) ds \\ \underline{M} &= \iint_s p r \times n ds \end{aligned}$$

5. 수치 계산 결과

2절에 있는 이중적분을 Shen & Farell[11]과 같이  $u = \tan \theta$ 를 도입하여 다시 정리하면 수치적으로 적분하는 것이 용이하다. 이에 대한 자세한 결과는 Shen & Farell에 있기 때문에 여기에서는 생략한다. 본 연구에서는 선수, 선미에 많은 요소가 분포될 수 있도록 종방향으로 cosine spacing을 하였으며, 좀 더 자세한 수치계산방법은 Kang & Gong[20]에 기술되어 있다.

본 방법의 계산 정도를 확인하기 위하여 물수타원체(장축/단축=6.0, 물수 수심/단축=1.491)에 대한 계산을 수행하여 Farell[12]의 결과와 비교하였다(Table 1). 여기서  $C_W$ 는  $\frac{1}{2} \rho S U^2$ 로 무차원화되었다.

Table 1에는 쏘오스분포법보다 수렴이 더 빠르고 해석적인 해에 빨리 접근함을 보여주고 있다. Guevel, et al [13]의 결과는 다이폴분포법이 쏘오스분포법보다 나쁜 것으로 보여주고 있으며 해석해에 단조 수렴을 하지 않은 이유는 Green 함수의 계산시 충분한 수렴이 이루어지지 않은 것으로 볼 수 있다.

Fig.2는 Doctors & Beck[19]의 결과와 비교하기 위하여 참고문헌[19]의 그림상에 본 방법의 결과를 표시한 것이다. 이 그림에서  $N_p$ 는 총 판요소의 갯수이며,  $N_x$ 는 x-방향 요소의 갯수,  $N_z$ 는 z-방향 요소의 갯수이다. Fig.2에서 보는 바와 같이 Doctors & Beck[19]은 물체상에 분포된 요소의 갯수에 따른 수렴성을 시험했으며, 이로부터 총요소갯수가 무한대로 되었을 때에 대한 2가지 방법(최저차 판요소법과 Galerkin 방법)에 대한 수렴치가 0.005630과 0.005417이다. 또한, Farell[12]의 해석해는 0.005325이다. 이 그림에는 쏘오스분포 및 다이폴분포의 고차 판요소법에 의한 결과가 함께 표시되어 있다.

Fig.2에서 보는 바와 같이 고차 판요소법의 수렴성은 최저차 판요소법[19]보다 좋은 것으로 나타나고 있으며, 해석적인 해에 빨리 접근하고 있다. 특히 범선 다이폴분포법은  $N_p=100$ 일때 해석적인 해의

Table 1 Comparison of wave resistance by source and dipole distribution method

		$C_W \times 10^3$					
		$F_n$					
$N_x \times N_z$		0.3972	0.4468	0.4965	0.5958	0.6951	0.7944
A	10 x 5	25.27					
	20 x 10	24.08	31.39	30.30	21.31	13.71	8.872
	40 x 10	23.03	30.79	29.91	21.13	13.60	8.811
	20 x 20	23.77					
B	10 x 5	25.50					
	20 x 10	23.78	31.07	30.02	21.17	13.63	8.825
	40 x 10	22.87	30.20	29.33	20.75	13.36	8.655
	20 x 20						
Farell[12]		22.08	29.71	28.92	20.59	13.25	8.599

A: Source Distribution Method  
 B: Dipole Distribution Method  
 Body: Spheroid (major axis/minor axis=6.0)  
 Submerged Depth/minor axis=1.491  
 $N_x$ : number of panels in longitudinal direction  
 $N_z$ : number of panels in vertical direction on half body (use of symmetry)

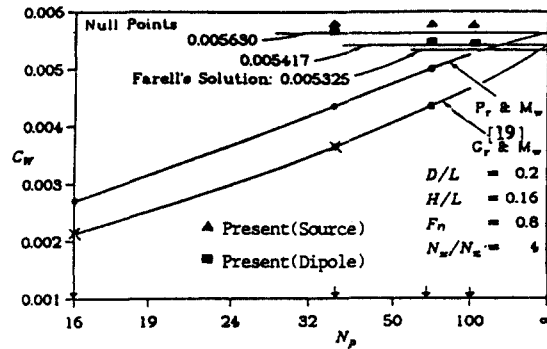


Fig. 2 Convergence of wave resistance for a submerged spheroid at  $F_n=0.8$

2.8%의 오차를 갖고 있으며  $N_p=400$ 일 때 1.6%의 오차를 갖는다. Fig.3에는 Froude 수에 따른 조파저항 결과를 보여주고 있다. 이 그림에서  $C_W$ 는 식(16)과 같이 진폭함수에 의한 조파저항 계수이고,  $C_D$ 는 물체표면에서 압력을 적분한 저항계수이다[19]. 이 그림에서 보는 바와 같이 본 방법(Dipole 분포)의 계산결과는 Froude 수 0.3이상에서 Farell[12]의 해석해나 Doctors & Beck[19]의 수치계산과 잘 일치하고 있다. 그렇지만 본 방법에 의한 계산결과가 세장체 이론이나 Havelock[17]결과와는 잘 일치하지 않고 있으며 이는 경계조건의 적용방법의 차이에 기인한 것으로 생각한다.

저속에서의 계산치가 해석적인 해와 잘 일치하지

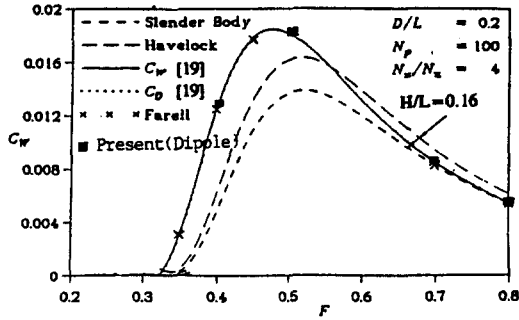


Fig. 3 Wave resistance at various froude numbers

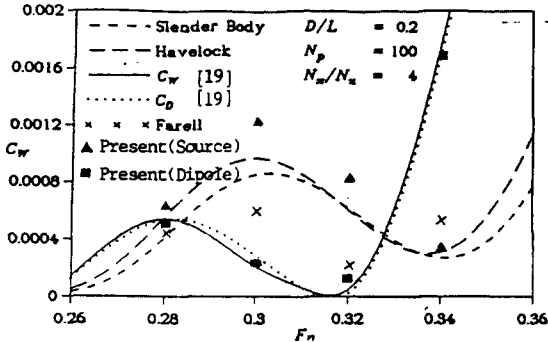


Fig. 4 Wave resistance at low froude numbers

Table 2 Wave resistance at low froude numbers  
H/L=0.16, Cw x 10<sup>3</sup>

		Fn			
		0.28	0.30	0.32	0.34
A	20 x 5	0.6408	1.2220	0.8133	0.3426
	40 x 10	0.6389	1.2150	0.8085	0.3400
B	20 x 5	0.5102	0.2474	0.1301	1.6910
	40 x 10	0.5092	0.2224	0.1567	1.8040

A:Source Distribution Method

B:Dipole Distribution Method

Body:Spheroid(major axis /minor axis=5.0)

Nx:number of panels in longitudinal direction

Nz:number of panels in vertical direction on half body  
(use of symmetry)

않는다는 것이 Doctors & Beck[19]에서 논의되어 있으며, 본 연구에서도 저속에 대한 계산을 수행하였다. 이 결과들은 Fig.4에 보여지고 있으며, 범선 다이폴분포법의 결과는 Doctors & Beck[19]의 결과와 같은 경향을 갖지만 쏘오스분포법의 결과는 Havelock[17]이나 세장체 이론과 같은 경향을 보인다. Farell[12]의 해석해는 이들의 중간을 지나가고 있다. Table 2를 보면 쏘오스분포법의 결과와 범선 다이폴분포법의 결과가 일치하지 않으나 각각은 수렴

한 것으로 나타나고 있다. 저속에서의 조파저항 계산에 대한 고찰이 더 요구되고 있다.

## 6. 결 론

본 연구에서는 조파저항 계산의 수렴도와 정확도를 향상시키기 위하여 물체의 기하학적 형상을 겹3차(bicubic) B-spline으로 표시하였으며, 쏘오스와 다이폴의 세기는 요소내에서 겹선형적으로 변화도록 하였다.

본 연구에서 사용된 두가지 방법(쏘오스분포법, 범선 다이폴분포법)의 수렴성은 특이점의 세기가 일정한 최저차 판요소법보다 좋은 것으로 밝혀졌다. 특히, 고속에서 좋은 결과를 보여주고 있다. 계산 결과에 의하면, 다이폴 분포법이 쏘오스분포법보다 수렴이 더 빠르며, 해석적인 해에 빨리 접근한다.

또한 저속에서는 두가지 방법의 해가 일치하지 않으며, 이미 발표된 다른 연구결과와 마찬가지로 해석적인 해와도 일치하지 않은 경향을 갖고 있다. 이에 대한 수학적 고찰이 필요한 것으로 생각된다.

앞으로 이 방법을 수중익이나 선체-수중익 복합선형에 적용함으로써 초고속선의 자세 제어시스템 설계자료를 확보할 수 있을 것이다.

## 7. 후 기

이 연구는 과학기술처의 기본연구과제로 수행된 것입니다.

## 참 고 문 헌

- [1] Michell, J.H., "The Wave Resistance of a Ship", Phil. Mag., 1898.
- [2] Bai, K.J. and McCarthy, J.H., Proceedings of the Workshop on Ship Wave-Resistance Computations, DTNSRDC, Bethesda, Maryland, Nov. 1979.
- [3] Mori, K., Proceedings of the Continued Workshop on Ship Wave-Resistance Computations, Izu Shuzenji, Japan, Oct. 1980.
- [4] Hess, J.L. and Smith, A.M.O., "Calculation of Non-Lifting Potential Flow about Arbitrary Three-Dimensional Bodies", Report E. S.40622, Douglas Aircraft Company, Inc.,

Aircraft Division, Long Beach, CA, March 1962.

[ 5 ] Hess, J.L., "Higher Order Panel Method for Three-Dimensional Potential Flow", Douglas Report N62269-77-C-0437, 1979.

[ 6 ] Ni, S.Y., Kim, K.J., Xia, F. and Larsson, L., "A Higher Order Panel Method for Calculating Free Surface Potential Flows with Linear Surface Boundary Conditions", International Symp. on Ship Resistance and Powering Performance, Shanghai, April 1989.

[ 7 ] Yang, S.I., "Numerical Analysis of Powering Performance of a Ship in Calm Water", Ph. D Thesis, SNU, 1984.

[ 8 ] Van, S.H., "Numerical Calculation of the Flow around a Ship by Rankine Source Distributions", Report UCE404-1301.D, KIMM, 1988.

[ 9 ] Dawson, C.W., "A Practical Computer Method for Solving Ship-Wave Problems", 2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, University of California, Berkeley, 1977.

[10] Brard, R., "The Representation of a Given Ship Form by Singularity Distributions when the Boundary Condition on the Free Surface is Linearized", JSR, Vol.16, 1972.

[11] Shen, H.-T. and Farell, C., "Numerical Calculation of the Wave Integrals in the Linearized Theory of Water Waves", JSR, Vol. 21, 1977.

[12] Farell, C., "On the Wave Resistance of a Submerged spheroid", JSR, Vol. 17, 1973.

[13] Guével, P., Delhommeau, G., and Cordonnier, J.P., "Numerical Solution of the Neumann-Kelvin Problem by the Method of Singularities", Proc. of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 1977.

[14] Kaplan, W., Advanced Mathematics for Engineers, Addison-Wesley Publishing Co., 1981.

[15] Barsky, B.A. & Greenberg, D.P., "Determining a set of B-Spline Control Ver-

tices to Generate an Interpolating Surface," Computer Graphics and Image Process, 14, pp.203-226, 1980.

[16] Abramowitz, M. & Stegun, I.A., Handbook of Mathematical Functions, Government Printing Office, Washington, 1964.

[17] Havelock, T.H., "The Wave Resistance of a spheroid," Proc. Roy. Soc., Vol. A131, 1931.

[18] 어민우, 손봉룡, 강신형, "Neumann-Kelvin 이론에 의한 조파저항의 수치계," 대한조선학회지 제24권 제2호, 1987.

[19] Doctors, L. J. and Beck, R.F., "Convergence Properties of the Neumann-Kelvin Problem for a Submerged Body," JSR Vol. 31, No. 4, 1987.

[20] Kang, C.-G. and Gong, I.-Y., "A Numerical Simulation of Three-Dimensional Nonlinear Free Surface Flows," 대한조선학회 논문집 제28권 제1호, 1991.

부록: 면적분 및 법선 벡터 계산

면적분은 다음과 같이 계산된다 [14].:

$$\iint_S H(x, y, z) d\sigma = \iint_{S_{uv}} H[f(u, v), g(u, v), h(u, v)] \sqrt{EG - F^2} du dv$$

여기서,

$$x=f(u, v), y=g(u, v), z=h(u, v)$$

$$\underline{P}_1 = x_u \underline{i} + y_u \underline{j} + z_u \underline{k}$$

$$\underline{P}_2 = x_v \underline{i} + y_v \underline{j} + z_v \underline{k}$$

$$E = |\underline{P}_1|^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)^2$$

$$F = \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial y}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} + \frac{\partial z}{\partial u} \frac{\partial z}{\partial v}$$

$$G = |\underline{P}_2|^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2$$

면 S상에서의 법선벡터는 다음 공식을 이용하여 계산된다.

$$\underline{n} = \frac{\underline{P}_1 \times \underline{P}_2}{|\underline{P}_1 \times \underline{P}_2|}$$