

세장선 이론에 의한 조파저항의 수치해석

김 인 철

釜山水産大學
(1987년 6월 30일 수리)

Numerical Analysis on the Wave Resistance by the Theory of Slender Ships

In-Chull KIM

National Fisheries University of Pusan.

(Received June 30, 1987)

The accurate prediction of the ship wave resistance is very important to design ships which operate satisfactorily in a wave environment. Thus, work should continue on development and validation of methods to compute ship wave patterns and wave resistance.

Research efforts to improve the prediction of ship waves and wavemaking resistance are categorized in two major areas. First is the development of higher-order theories to take account of the nonlinear effect of the free surface condition and improved analytical treatment of the body boundary condition. Second is the development of direct numerical methods aimed at solving body and free-surface boundary conditions as accurately as possible.

A new formulation of the slender body theory for a ship with constant speed is developed by Maruo. It is quite different from the existing slender ship theory by Vossers, Maruo and Tuck. It may be regarded as a substitute for the Neumann-Kelvin approximation.

In present work, the method of asymptotic expansion of the Kelvin source is applied to obtain a new wave resistance formulation in fluid of finite depth. It takes a simple form than existing theory.

기 호 설 명

$O-xyz$: 오른손 직교 좌표계 (Fig. 2)

$\phi(x, y, z)$: 고정 좌표계에서의 전체 속도 포텐셜

ϕ : 물체의 존재로 인하여 교란된 유체의 속도 포텐셜

U : 평행류의 유속

ρ : 유체의 밀도

g : 중력가속도

P_0 : 자유표면에서의 대기압

ζ : 수면의 상승 높이

K_0 : $K_0 = g/U^2$

ϕ_1 : 소오스 자체의 속도 포텐셜

ϕ_2 : 해저조건을 만족하는 속도 포텐셜

ϕ_3 : 자유 표면 조건을 만족하는 속도 포텐셜

$P = P(x, y, z)$: 유동장의 점

$Q = Q(x_1, y_1, z_1)$: 소오스의 점

$\sigma(x_1, y_1, z_1)$: 소오스의 밀도

$G(x, x, z; x_1, y_1, z_1)$: 단위 밀도를 가지는 점 소오스의 Green 함수

l : 길이

b : 폭

$b/l = \varepsilon \ll 1$: 길이에 대한 폭의 비

* 본 연구는 1986년도 문교부 학술연구 조성비에 의하여 연구되었음.

이 론 해 석

- \bar{n} : S에 대한 단위 외향 법선 벡터
- S : 정수면 아래의 선체 표면(Fig. 3)
- S_∞ : S를 둘러싼 큰 표면
- S_F : S와 S_∞ 사이의 교란되지 않은 자유표면
- C : 선체 표면과 정수면의 교절선
- C_∞ : 큰 표면 S_∞ 와 정수면의 교절선
- $\Phi(x, y)$: 비선형항의 속도 포텐시얼
- L : 배의 길이
- B : 배의 폭
- T : 배의 흘수
- $c(x)$: 각 횡단면 x에서 선자 표면의 contour
- N : $c(x)$ 에 대한 외향 법선성분
- $ds(y_1, z_1)$: $c(x)$ 의 길이 요소

서 론

선체의 저항에 대하여 정확한 해석을 할 수 있다. 이런 해석 자료를 이용하여 보다 안전하고 경제적인 배를 설계할 수 있을 것이다. 실용 선형의 조파저항을 이론에 의하여 구하려고 하는 기도는 항상 조선학자들의 관심을 모아온 문제이지만, 3차원 문제로서 배의 조파저항을 이론에 의하여 직접 구한다는 것은 아직도 불가능한 일이다.

Michell(1898)은 배의 길이와 파장에 비하여 배의 폭이 매우 작다는 소위 thin-ship theory를 발표하여 배의 조파저항에 대한 일반적인 표현방법을 보여 주었다. 그러나 실용 선형의 폭이 선형 이론의 적용 범위를 넘기 때문에 항상 무시할 수 없는 정도의 오차를 발생한다는 것이 자주 지적되어 왔다(Haskind: 1946, Birkhoff & Kotik: 1954 등).

한편 이와 다른 근사는 항공역학 분야에서 커다란 성공을 거둔 세장체(slender body)의 이론을 선체에 적용시킨 것으로, Cumins(1956), Vossers(1962), Maruo(1962) 그리고 Tuck(1963) 등에 의하여 확장되었다.

세장선 이론은 배의 폭과 흘수가 길이에 비하여 매우 작다는 가정을 함으로써 thin-ship의 근사보다 더욱 실용 선형에 접근시킨 것이다. 그러나 세장선 이론의 1차 근사해는 Michell의 근사로부터 유도되고(Chung: 1975), Newman(1970)은 2차 근사의 결과가 신뢰성이 적다고 지적하였다.

본 연구에서는 유한 수심중을 움직이는 소오스의 접근거동을 조사하여 세장선 이론의 새로운 적용을 시도하고 2차식 수식 선형에 대한 수치계산을 행하였다.

1. 문제의 정식화

이 문제에서 취하는 직교 좌표계는 원점 O를 자유 표면위에 두고 z를 연직 상방향, x를 운동 방향에 평행하게 둔다. 완전 유체의 비회전 운동을 생각하여 속도 포텐시얼 ϕ 를 정의하고, 유동장은 Laplace 방정식을 만족한다. 따라서 전체속도 포텐시얼은 다음과 같다.

$$\phi(x, y, z) = -Ux + \phi \quad (1)$$

압력 방정식은

$$\begin{aligned} \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} \left[\left(U + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + g(z + \zeta) \\ = \frac{P_a}{\rho} + \frac{1}{2} U^2 + gz \end{aligned} \quad (2)$$

이고, 자유표면에서의 압력은 일정하므로 고차항을 무시하여

$$\zeta = -\frac{U}{g} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (3)$$

이 된다.

자유표면 $z = \zeta(x, y)$ 가 경계면이므로 경계조건은 고차항을 무시하여

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

가 되고, 여기서 $K_0 = g/U^2$ 이다.

해저의 조건은 그곳에서 유체입자의 법선속도가 0이다.

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=-d} = 0 \quad (5)$$

위의 조건을 모두 만족하는 속도 포텐시얼은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \exp [K(iw - z)] [\exp (-Kz_1) \\ + \exp \{K(z_1 - 2d)\}] dK \\ + \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \cosh [K(z \\ + d)] F(\theta, K) \exp (iKw) dK \end{aligned} \quad (6)$$

여기서

$$\begin{aligned} F(\theta, K) = -\frac{\cosh [K(d - z_1)] (K + K_0 \sec^2 \theta)}{\pi \cosh (Kd) (K - K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd)} \\ \times \exp (-Kd) \end{aligned} \quad (7)$$

이다.

2. 소오스의 접근전개

유한 수심에 대하여 소오스를 두면 Green 함수를 사용하여 다음과 같이 표현된다.

$$G(P, Q) = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \frac{\cosh [K(z+d)] \cosh [K(d-z_1)]}{\cosh (Kd)(K-K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd)} \times (K+K_0 \sec^2 \theta) \exp [K(iw-d)] dK \quad (8)$$

여기서

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z+z_1)^2} \quad (9)$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z+2d-z_1)^2} \quad (10)$$

$$w = (x-x_1) \cos \theta + (y-y_1) \sin \theta \quad (11)$$

이다.

(8)식의 오른쪽 변의 적분에 대하여 적분변수 K , θ 를 다음과 같이 변환시키면

$$\alpha = K \cos \theta, \quad \beta = K \sin \theta \quad (12)$$

$$G' \approx -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha^2 + K_0 \beta}{\alpha^2 - K_0 \beta \tanh \delta} \exp(i\alpha \bar{x} + i\beta \bar{y} - \delta) \times [\cosh(\beta \bar{z}_1) \operatorname{sech} \delta + \cosh(\beta \bar{z}_2) A_1 + 2 \sinh(\beta \bar{z}_2) \sinh \delta] d\alpha d\beta \quad (13)$$

이 된다. 여기서

$\delta = \beta d$ 이고, $A_1 = \cosh \delta + \sinh \delta \tanh \delta$ 이다. 그리고 이 근사는 $K_0 = O(1)$ 과 $K_0 = O(\varepsilon)$ 인 양 경우에 모두 유효하다.

먼저 다음과 같은 적분을 행한다.

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\alpha^2 + K_0 \beta) \exp(i\alpha \bar{x})}{\alpha^2 - K_0 \beta \tanh \delta} d\alpha \quad (14)$$

Fig. 1과 같은 폐적분로를 따라

$F(\alpha) = \frac{(\alpha^2 + K_0 \beta) \exp(i\alpha \bar{x})}{\alpha^2 - K_0 \beta \tanh \delta}$ 를 적분하면 chauchy의 적분정리와 Jordan's lemma에 의해

$$I = i\sqrt{K_0} A_2 \sin(\sqrt{K_0 \beta \tanh \delta} \bar{x}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\alpha \bar{x}}}{\alpha} d\alpha \quad (15)$$

를 얻는다. 여기서 $A_2 = \beta(\tanh \delta + 1) / \sqrt{\beta \tanh \delta}$ 이다. 따라서 적분로의 방향에 유의하여

$$G' \approx \frac{\sqrt{K_0}}{4} \int_0^{\infty} A_2 e^{-\delta} \cos(\beta \bar{y}) \sin(\sqrt{K_0 \beta \tanh \delta} \bar{x}) \times [\cos(\beta \bar{z}_1) \operatorname{sech} \delta + \cosh(\beta \bar{z}_2) A_1 + 2 \sinh(\beta \bar{z}_2) \sinh \delta] (1 + \operatorname{sgn} \bar{x}) d\beta \quad (16)$$

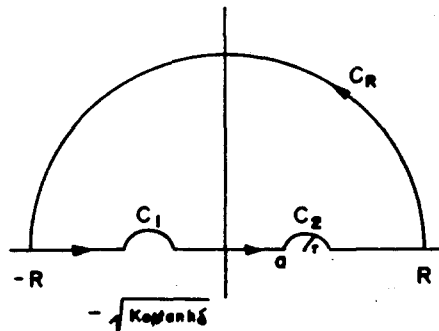


Fig. 1. Contour of integration.

을 얻는다.

3. 외부 영역 문제

정수 중에 배를 고정시키고 흐름은 y 축의 무한원 방에서 일정한 속도 U 로 흘러 들어온다. 좌표계는 Fig. 2와 같이 취한다.

선유체의 비회전운동을 가정하면 유체 영역내에서 Laplace의 방정식을 만족한다.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (17)$$

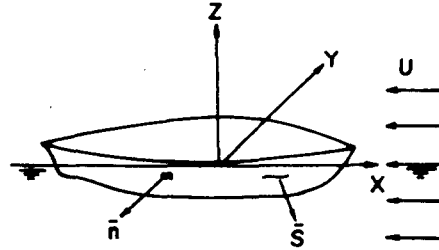


Fig. 2. Coordinate system.

선체표면에서 운동학적 경계조건은

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -U \frac{\partial n}{\partial x} \quad (18)$$

이고, 자유표면 조건은

$$\left(U + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (19)$$

$$U \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\zeta = 0 \quad (20)$$

이다.

선체 주변의 속도 포텐셜은 Green 함수 $G(P, Q)$ 를 가정하여 Q 공간에서 $\phi(Q)$ 와 $G(P, Q)$ 에 Green 정리를 적용하여 외부해를 다음과 같이 얻는다.

$$\begin{aligned} \phi(P) = & \frac{1}{4\pi} \left[\iiint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right. \\ & + \iint_{S_\infty} dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \\ & \left. + \iint_{S_F} dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right] \quad (21) \end{aligned}$$

수평면 $z=0$ 에서 큰 표면 S_∞ 에 대한 적분은 S_∞ 를 무한원방에 두면 사라진다. 따라서 P 점에서의 속도 포텐셜은

$$\begin{aligned} \phi(P) = & \frac{1}{4\pi} \left[\iiint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right. \\ & \left. + \iint_{S_F} dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right] \quad (22) \end{aligned}$$

가 된다.

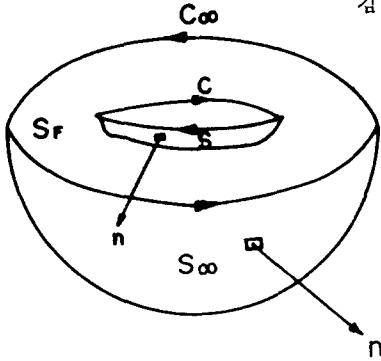


Fig. 3. Schematic diagram.

정수면 아래의 전체 경계면에서 ϕ 의 해석적인 연속을 가정한다. Green 함수로 소오스를 취하면 수평면 $z=0$ 에서

$$\left(U \frac{\partial G}{\partial x}\right)^2 + g \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

을 만족하고, S_F 가 정수면이므로 적분은

$$\begin{aligned} & \iint_{S_F} dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \\ &= \iint_{S_F} dx_1 dy_1 \left[-\phi(Q) \frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{\partial \phi}{\partial z_1} \right] G(P, Q) \\ &= \iint_{S_F} dx_1 dy_1 \left[\frac{U^2}{g} \phi(Q) \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial \phi}{\partial z_1} \right] G(P, Q) \end{aligned} \quad (24)$$

와 같이 변환되고, 자유표면의 조건으로부터 유도된 관계에서

$$U^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\Phi(x, y) \quad (25)$$

이라 하면 속도 포텐시얼은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \phi(P) &= \frac{1}{4\pi} \left[\iint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right. \\ &\quad \left. - \frac{U^2}{g} \oint dy_1 \left[\phi \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{g} \iint_{S_F} dx_1 dy_1 \Phi(x_1, y_1) G(P, Q) \right] \end{aligned} \quad (26)$$

여기서 C 는 정수면과 선체 표면과의 교선이다.

4. 세장선에 대한 근사

세장선 이론에서는 배의 길이에 대한 폭의 비가 대단히 작다고 가정한다. 따라서 선체표면적은 $O(\varepsilon)$, 교란 속도 포텐시얼은 $O(\varepsilon^2)$ 으로 가정할 수 있다.

교차항들을 생략하면 속도 포텐시얼은 다음과 같이 표시된다.

$$\phi(P) = \frac{1}{4\pi} \left[\iint_S dS(Q) \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right] \quad (27)$$

Green 함수를 소오스로 취하면

$$G(P, Q) = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + G'(x-y_1, y-y_1, z-z_1) \quad (28)$$

이 되고, Green 정리를 S 와 $z=0$ 에 의하여 경계지어진 선체의 안쪽에 적용하면 S 의 바깥 P 점에 대하여 다음의 속도 포텐시얼을 얻는다.

$$\phi(P) = \frac{1}{4\pi} \left[\iint_S dS(Q) \left[\phi_1 \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi_1}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) \right] \quad (29)$$

선체 근처의 속도 포텐시얼에 대한 표현은 세장체의 가정에 의하여 간단하게 할 수 있다.

선체근처의 ϕ_1 에 대한 표현은

$$\begin{aligned} \phi_1(P) &= \frac{1}{4\pi} \left[\iint_{C(x)} \left[\phi_1 \frac{\partial}{\partial N} - \frac{\partial \phi_1}{\partial N} \right] \right. \\ &\quad \times \{ I_n | 2 \sqrt{(y-y_1)^2 + (z+z_1)^2} | \\ &\quad \left. + I_n | 2 \sqrt{(y-y_1)^2 + (z+2d-z_1)^2} | \right] \\ &\quad \times dS(y_1, z_1) \end{aligned} \quad (30)$$

으로 쓸 수 있고, ϕ_2 에 대한 표현은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \phi_2(P) &= \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\sqrt{K_0}}{2} \iint_S dS(Q) \left[\phi_1 \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi_1}{\partial n_Q} \right] \right. \\ &\quad \times \int_0^\infty A_2 e^{-\delta} \cos(\beta \bar{y}) \sin(\sqrt{K_0 \beta} \tanh \delta \bar{x}) \\ &\quad \times [\cosh(\beta \bar{z}_1) \operatorname{sech} \delta + \cosh(\beta \bar{z}_2) A_1 \\ &\quad \left. + 2 \sinh(\beta \bar{z}_2) \sinh \delta] (1 + \operatorname{sgn} \bar{x}) d\beta \end{aligned} \quad (31)$$

5. 정상운동에 대한 조파저항

유한 수심에 대한 포텐시얼은

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{m}{r_1} + \frac{m}{r_2} - \frac{m}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \\ &\quad \int_0^\infty \frac{\cosh[K(z+d)] \cosh[K(d-z_1)]}{\cosh(Kd) (K - K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd)} \\ &\quad \times (K + K_0 \sec^2 \theta) \exp[K(iw-d)] dK \end{aligned} \quad (32)$$

이고, 이에 대응하는 파형은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{mUx}{g(x^2 + y^2 + z_1^2)^{3/2}} + \frac{mUx}{g[x^2 + y^2 + (2d-z_1)^2]^{3/2}} \\ &\quad - \frac{4mU}{\pi g} \int_0^{\pi/2} \cos \theta d\theta \int_0^\infty \frac{\cosh[K(d-z_1)]}{K - K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd} \\ &\quad \times (K + K_0 \sec^2 \theta) \sin(Kx \cos \theta) \cos(Ky \sin \theta) \\ &\quad \times \exp(-Kd) K dK \end{aligned} \quad (33)$$

여기서 피적분 함수는

$$K = K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd \quad (34)$$

에서 극을 가진다.

다시 \bar{x} 축 주위에서 소오스의 접근 거동을 조사한 것으로부터 이에 대한 파형을 얻을 수 있고, 이것은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \zeta &= -\frac{1}{4\pi U} \iint_S dS \left[\phi_1 \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi_1}{\partial n_Q} \right] \\ &\quad \int_0^\infty e^{-\delta} \beta (1 + \tanh \delta) \cos(\beta \bar{y}) \\ &\quad \times \cos(\sqrt{K_0 \beta} \tanh \delta \bar{x}) \cosh(\beta \bar{z}_1) \\ &\quad (1 + \operatorname{sgn} \bar{x}) d\beta \end{aligned} \quad (35)$$

따라서 유한 수심에 대한 완전한 속도 포텐시얼은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 G(x, y, z; x_1, y_1, z_1) &= \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \\
 &\times \int_0^\infty \frac{\cosh [K(z+d)] \cosh [K(d-z_1)]}{\cosh (Kd)(K-K_0 \sec^2 \theta \tanh Kd)} \\
 &\times (K+K_0 \sec^2 \theta) \exp [K(iw-d)] dK \\
 &+ \frac{\sqrt{K_0}}{2\pi} \int_0^\infty dx \int_{\delta(x)}^\infty V_Z dz \int_0^\infty A_2 e^{-\delta} \cos (\beta \bar{y}) \\
 &\times \sin (\sqrt{K_0 \beta} \tanh \delta \bar{x}) \cos (\beta \bar{z}_1 + \delta) \\
 &(1 + \operatorname{sgn} \bar{x}) d\beta \quad (36)
 \end{aligned}$$

수 치 계 산

수치계산에 사용한 선형의 방정식은

$$y = \pm \varepsilon (1-x^2) \left\{ 1 - \left(\frac{z}{t} \right)^2 \right\} \quad (37)$$

이다. 여기서 $\varepsilon = B/L$, $t = T/l$ 이며 B 는 선폭, T 는 흘수를 표시한다. 실제 계산은 $L = 200 \text{ cm}$, $B = 20 \text{ cm}$, $T = 12.5 \text{ cm}$, $T = 10 \text{ cm}$ 의 두 종류에 대하여 행하였다. Fig.4와 Fig.5에 그 결과를 도시하고 Michell의 적분과 비교하여 표시하였다. 조파저항의 계산 결과에서 Michell 적분보다 파정과 파고가 현저하게 나타나는 것은 유한 수심의 효과 때문이다.

요 약

이상으로부터 다음의 결론을 얻는다. 조파저항 이론의 전개에서 Michell 적분보다 더욱 정밀한 Neumann-Kelvin 문제가 복잡한 kernel 함수 때문에 많은 시간과 노력이 필요하지만, 원점 부근에서 Kelvin 소오스의 점근거동을 조사하여 세장체 근사를 행함으로써 N-K 문제의 kernel 함수에 대한 근사와 동등하게 처리될 수 있었다. 조파저항의 계산 결과가 Michell 적분과 비슷한 경향을 보이나, 실험치와의 정확한 비교를 할 수 없었다. 그러나 세장선 이론을 적용함으로써 훨씬 복잡하고 지루한 작업을 들 수 있었다. 진진 속도를 갖는 경우에는 수정된 Green 정리를 이용하면 될 것으로 기대된다.

참 고 문 헌

Michell, J.H. (1898) : The Wave Resistance of a Ship. Phil. Mag. 45, 106-123.
 Haskind, M.D. (1946) : The Hydrodynamic Theory of Ship Oscillations in Rolling and Pitching,

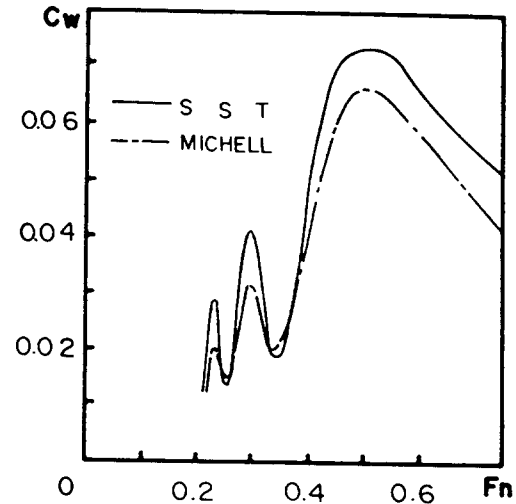


Fig.4. Comparison of Wave Resistance.

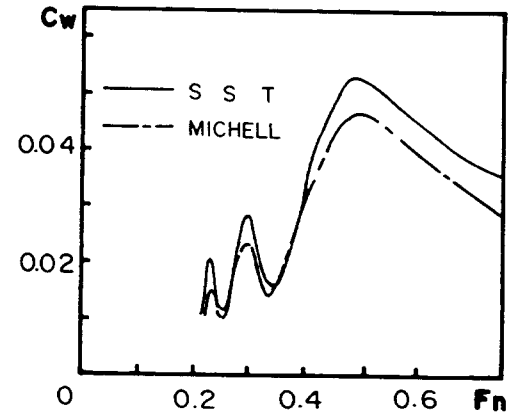


Fig.5. Comparison of Wave Resistance.

Prikl, Mat, Mekh, 10, 33-66.
 Birkhoff, G. & Kotik, J. (1954) : Some Transformations of Michell's Integral, Publ, Nat. Tech. Univ. Athens 10, 26.
 Cumins, W.E. (1956) : The Wave Resistance of a Floating Slender Body. Ph.D Thesis, American Univ.
 Vossers, G. (1962) : Some Applications of the Slender Body Theory in Ship Hydrodynamics. Dissertation, Delft Tech. Univ.
 Maruo, H. (1962) : Calculation of the Wave Resistance of Ships, the Draught of which is as small as the Beam. J. Zosen Kiokai, 11, 21-37.
 Tuck, E.O. (1963) : The Steady Motion of a Slender

김 인 철

Ship. Dissertation, Univ. of Cambridge,
190.
Chung, J.H.(1975): A Study on the Modification
of the Slender Ship Theory. Res. Rep. Ind.

Tech. PNU 14, 1-34.
Newman, J.N. (1970): Applications of Slender-
Body Theory in Ship Hydrodynamics. Annu.
Rev. Fluid Mech.2, 67-94.