

論 文

大韓造船學會誌
 第18卷 第3號 1981年 9月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 18, No. 3 September 1981

漂流을 고려한 船體運動

黃 宗 屹* · 金 容 直**

The Effect of The Drift Velocity on The Ship Motion

J. H. Hwang* · Y. J. Kim**

Abstract

In general the drift result in ship heeling, thus it seems to be necessary to analyze the ship motion by considering both the drifting and heeling phenomena.

In this paper, a drift velocity and a heeling angle are given as prior conditions, and then within the linear potential theory the hydrodynamic coefficients and wave exciting forces and moments are derived for a ship advancing and drifting with constant speeds. and numerical calculations are performed for a cylindrical body of shiplike cross section at zero forward velocity.

The 2-D hydrodynamic forces and moments of a heeled cylinder are calculated by using the Frank Close-Fit method. These numerical results for the oscillating cylinder without drift velocity have shown better agreements with experimental data than the numerical results of Kobayashi[2].

The motion responses for a drifting cylinder are caculated ignoring the drift velocity effect in the free surface condition. The accuracy of these caculations can not be verified, because the experimental data are not available. Through these numerical calculations it is concluded that drift velocity effects on the body motion are signifciant.

기 호	ϕ_S^V	potential ; 표류속도에 의한 steady perturbation potential
(o, x, y, z) ; 운동 중심 위치에 고정된 좌표계	ϕ_T	; 시간에 의존하는 potential
(o', x', y', z') ; 선체에 고정된 좌표계	ϕ_I	; 입사파의 potential
ζ_i ; 운동 amplitudes ($i=1, 2, \dots, 6$ 순서대로 surge, sway, heave, roll, pitch, yaw)	ϕ_D	; diffraction potential
$F(x', y', z')=0$; 선체 표면의 방정식	V	; Steady potential 에 의한 속도 vector $V = U\hat{i} - V\hat{j} + V(\phi_S^U + \phi_S^V)$
ω ; 조우 각속도	ϕ^*	; 운동에 의한 전체 potential $\phi^* = \phi_{*1} + \phi_{*2}$
ω_0 ; 입사파의 각속도	ϕ_{*1}	; 횡운 동에 의한 한 속도 potential $\phi_{*1} = \sum_{j=1}^3 \zeta_j \phi_j$
$\Phi(x, y, z, t)$; 전체 속도 potential		
ϕ_S^U ; 전진속도에 의한 steady perturbation potential		

接受日字 : 1981年 8月 20日

* 正會員, 서울大學校 工科大學

** 正會員, 서울大學校 大學院

- ϕ_*^2 ; 각 운동에 의한 속도 potential

$$\phi_*^2 = \sum_{j=1}^6 \zeta_j \phi_j$$
- r ; 위치 Vector, $r = xi + yj + zk$
- $\bar{\alpha}_1$; 선형 운동에 의한 최대 변위 Vector

$$\bar{\alpha}_1 = \zeta_1 i + \zeta_2 j + \zeta_3 k$$
- $\bar{\alpha}_2$; 각 운동에 의한 최대 변위 Vector

$$\bar{\alpha}_2 = \zeta_4 \times r = (\zeta_4 i + \zeta_5 j + \zeta_6 k) \times r$$
- $\bar{\alpha}$; 전체 운동에 의한 최대 변위 Vector

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2$$
- \bar{n} ; 선체 안으로 향한 단위 법선 vector

$$\bar{n} = (n_1, n_2, n_3)$$
- A_{ij} ; 부가질량계수 ($i, j = 1, 2, \dots, 6$)
 (예를 들면, A_{23} 는 heave운동에 의해 sway에 작용하는 부가질량 계수이다.)
- B_{ij} ; 감쇠 계수
- C_{ij} ; 정적 복원력 계수
- M_{ij} ; 질량 matrix
- F_j ; 파랑 강제력
- g ; 중력 가속도
- ρ ; 물의 밀도
- $a_j k, b_j k$; 표류하지 않는 경우에 대한 2-D 유체력 ($j, k = 2, 3, 4$)
- N_j ; 2-D 법선 Vector
- f_j ; 표류하지 않는 2-D 단면의 Froude-Kriloff force
- h_j ; 표류하지 않는 2-D 단면의 diffraction force
- $k = \frac{\omega^2}{g}$; 파수
- \bar{k} ; 관성반경
- A ; 입사파의 amplitude
- l_m ; 수선면 중점의 y좌표
- l_{Gy}, l_{Gz} ; 무게 중심의 y, z좌표
- V ; 물에 잠긴 부피
- $\omega, \bar{A}_{ij}, \bar{B}_{ij}, \bar{C}_{ij}$; 무차원화된 값들
- d ; 경사선의 흘수
- A_w ; 수선면적
- B_{33}^* ; roll의 등가 점성감쇠계수

1. 서 언

1975년에 표류가 없이 정지 상태에서, 경사된 단면의 추상체에 대한 운동해석이 Kobayashi에 의해 연구되기 시작하였다[1]. 이어지는 Kobayashi', Stream

fuction을 사용하여, 이차원 비대칭선체에 작용하는 유체력에 관한 발표를 하였다[2].

본 논문은 선체 운동 해석에 지금까지는 고려되지 않았던 표류를 어떻게 취급할 것인가하는 문제와 표류가 선체운동에 어떠한 영향을 미치는가를 밝히고자 했다. 이를 위하여 본 논문에서는 표류에 의한 선체 경사와 표류속도를 주어진 조건으로 하여 linear potential theory내에서 formulation한 후, strip theory의 가정을 적용하여 선체 운동 방정식의 등 유체력 계수들과 파랑 강제력을 도출했으며, 계산에로서 표류를 고려하여 선체 단면을 갖는 이차원 추상체의 경사지에 대한 sway, heave, roll 언성 운동을 계산하였다. 수치 계산에 사용된 이차원 선체 단면의 등 유체력들은 Frank의 특이점 분포 방식[3,4]을 이용하였으며, 또한 이차원 등유체력과 표류가 없을때의 운동에 대한 계산 결과도 Kobayashi의 계산결과와 비교하였다.

2. 운동 방정식의 등 유체력 계수들과 파랑 강제력

2-1. 수학적 Formulation

선체가 외적 원인에 의해 표류하게 되는 경우, 선체는 표류에 기인하는 저항등의 힘에 의해 경사되고 이 경사 상태를 중심으로 운동하게 된다.

따라서, 본 논문에서는 선체가 이 경사 상태를 중심으로 하여 선형조화운동을 하는 것으로 가정하고, 유체를 비점성 비압축성으로 가정하여 linear potential theory를 적용하기로 한다.

본 논문에서의 좌표계는 Fig. 1 에서와 같다.

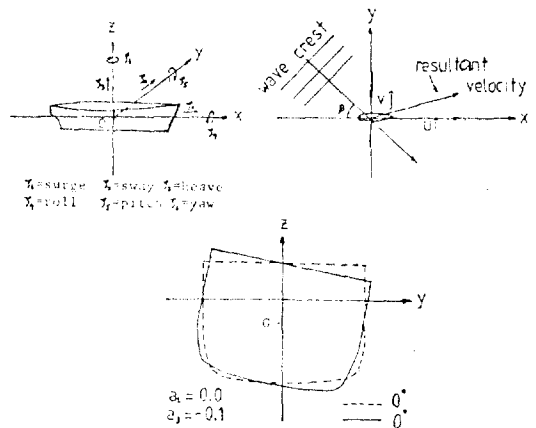


Fig. 1. Coordinate System.

이때 유체의 전체 속도 Potential은

$$\Phi(x, y, z, t) = -Ux + \phi_S^U(x, y, z) - Vy + \phi_S^V(x, y, z) + \phi_T(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (1)$$

(단, $e^{i\omega t}$ 를 포함하는 항은 실수부만을 취하기로 한다.)

$$\phi_T = \phi_I + \phi_D + \sum_{j=1}^6 \zeta_j \phi_j \quad (2)$$

문제를 선형화하기 위하여 $\phi_S^U, \phi_S^V, \phi_T$ 와 그 미계수들이 작다고 가정을 하게 되는데, 이때 표류에 의한 Steady perturbation potential ϕ_S^V 는 선체 단면의 bluffness로 어느정도의 비선형 효과도 있겠으나, 표류속도 V 가 작다는 조건하에서 위의 가정은 타당하다고 생각된다.

위 각각의 potential들의 경계조건들을 정수중의 선체 표면과 정수면에 대해 Taylor 전개하여 선형항들만 취하면 다음과 같다.

정수중의 선체표면에서

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial u} [-Ux + \phi_S^U - Vy + \phi_S^V] &= 0 \\ \frac{\partial \phi_I}{\partial n} + \frac{\partial \phi_D}{\partial n} &= 0 \\ \frac{\partial \phi_j}{\partial n} &= i\omega n_j + Um_j + Vl_j \end{aligned} \quad (3)$$

단, $m_5 = n_3 \quad m_6 = -n_2$
 $l_4 = -n_3 \quad l_6 = n_1$ 이외의 항은 $m_j = l_j = 0$

[부 록 1] 참조

정수면에서

$$\begin{aligned} \left[\left(-U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 + g \frac{\partial}{\partial z} \right] (\phi_S^U + \phi_S^V) &= 0 \\ \left[\left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 + g \frac{\partial}{\partial z} \right] (\phi_I, \phi_D) &= 0 \\ \left[\left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 + g \frac{\partial}{\partial z} \right] \phi_j &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

ϕ_j 대신 다음과 같은 ϕ_j^0 를 도입하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_j^0}{\partial n} &= i\omega n_j \quad \text{정수중의 선체표면에서} \\ \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \phi_j^0 + g \frac{\partial \phi_j^0}{\partial z} &= 0 \quad \text{정수면에서} \end{aligned} \quad (5)$$

ϕ_j^0 로서 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} \phi_j &= \phi_j^0 \quad j=1, 2, 3 \\ \phi_4 &= \phi_4^0 - \frac{V}{i\omega} \phi_3^0 \\ \phi_5 &= \phi_5^0 + \frac{U}{i\omega} \phi_3^0 \\ \phi_6 &= \phi_6^0 - \frac{U}{i\omega} \phi_2^0 + \frac{V}{i\omega} \phi_1^0 \end{aligned} \quad (6)$$

선형 Bernoulli's eq.으로 부터

$$P = -\rho \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi_T e^{i\omega t} - \rho g (\rho_3 + \rho_4 y - \rho_5 x) e^{i\omega t} \quad (7)$$

(7)식의 정압을 제외하고 선체표면에 대해 적분하므로써 선체가 받는 등 유체력을 얻을 수 있는데 이를 $\phi_I + \phi_D$ 에 의한 항과 ϕ_j 에 의한 항으로 분리하면

$$F_j = -\rho \iint_s n_j \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) (\phi_I + \phi_D) ds \quad (8)$$

$$\begin{aligned} G_j &= -\rho \iint_s n_j \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \sum_{k=1}^6 \zeta_k \phi_k ds \\ &= \sum_{k=1}^6 J_{jk} \zeta_k s \end{aligned} \quad (9)$$

를 얻으며

$$T_{jk} = \omega^2 A_{jk} - i\omega B_{jk} \quad (10)$$

라고 하면 선체 운동 방정식은

$$\sum_{k=1}^6 \left[-\omega^2 (M_{jk} + A_{jk}) + i\omega B_{jk} + C_{jk} \right] \zeta_k = F_j \quad (11)$$

이 된다. A_{jk} 는 부가 질량이고 B_{jk} 는 감쇠 계수, C_{jk} 는 유체정적 복원력 계수이다.

2-2. 등 유체력 계수

(5), (9)식의 변환을 위해 Stoke's theorem을 적용하면

[부 록 2] 참조

$$\begin{aligned} \iint_s n_j \left(U \frac{\partial}{\partial n} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi ds \\ = U \iint_s m_j \phi ds + V \iint_s l_j \phi ds - U \int_{cx} n_j \phi_x^0 ds \end{aligned} \quad (12)$$

단, $m_5 = n_3 \quad m_6 = -n_2$
 $l_4 = -n_3 \quad l_6 = n_1$ 이외의 $m_j, l_j = 0$

를 얻고 따라서 (9)식은

$$\begin{aligned} T_{jk} &= -\rho i\omega \iint_s n_j \phi_k ds + U\rho \iint_s m_j \phi_k ds \\ &\quad + V\rho \int_s l_j \phi_k ds - U\rho \int_{cA} n_j \phi_k^0 ds \end{aligned} \quad (13)$$

로 된다. T_{jk}^0 와 t_{jk} 를 다음과 같이 정의하면

$$T_{jk}^0 = -\rho i\omega \iint_s n_j \phi_k^0 ds \quad (14)$$

$$t_{jk} = -\rho i\omega \int_{cx} n_j \phi_k^0 ds \quad (15)$$

T_{jk} 는 T_{jk}^0 와 t_{jk} 로 표현될 수 있다.

여기까지의 formulation은 Strip theory approximation을 쓰지 않고 Steady Perturbation field와 unsteady field의 Coupling이 없다는 가정과 그 Potential들과 derivative들이 작다는 가정 아래 세워진 선형 이론이다.

이제 Strip theory approximation을 적용하면 적분 ds 는 $d\xi \cdot dl$ 로 표현되므로

$$T_{jk}^* = \int_L t_{jk} d\xi \quad (16)$$

이 되고 $\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}$, $\frac{\partial}{\partial z}$ 의 가정과 $n_1 \ll n_2, n_3$ 의 가정을 하면 n_j 는 이차원 법선 Vector N_j ($j=2, 3, 4$)로 표시될 수 있다.

이때 (15)식의 t_{jk} 에 관계된 ϕ_j^* 는 (5)식의 경계조건을 만족하는데 이때 $i\omega \gg U \frac{\partial}{\partial x}$ 의 high encounter frequency를 가정하면 ϕ_j^* 는 다음의 자유 표면 경계조건을 만족한다.

$$\left(i\omega - V \frac{\partial}{\partial y}\right)^2 \phi_j^* + g \frac{\partial \phi_j^*}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (17)$$

(17) 식에서 $V \frac{\partial}{\partial y}$ 의 Order는 (3)식의 Vl_j , (12)식의 $V \iint l_j \phi ds$ 비슷한 Order로 생각되며, 따라서 Order의 Consistency를 위해서는 무시될 수 없을 것으로 생각된다. 물론 표류속도 V 가 아주 작아서 $V \frac{\partial}{\partial y}$ 의 Order가 $U \frac{\partial}{\partial x}$ 의 Order와 같거나 작다면, 위의 high encounter frequency의 가정으로부터 분류속도는 Consistency를 위해 (17)식에서 뿐 아니라 문제 전체에서 제외되어야 한다.

Strip theory approximation를 써서 ϕ_k^* 를 이차원 potential ϕ_j 로 표시하면,

$$\phi_k^* = \phi_k \quad (k=2, 3, 4)$$

$$\phi_2^* = -x\phi_3$$

$$\phi_3^* = x\phi_2 \quad (18)$$

이때의 ϕ_j 는

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i\omega n_j \quad (19)$$

$$\left(i\omega - V \frac{\partial}{\partial y}\right)^2 \phi_j - g \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (20)$$

의 경계조건과 이차원 무한 원방의 경계조건, 이차원

$$T_{45}^* = - \int \xi t_{43} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{43} d\xi - \frac{V}{i\omega} \int \xi t_{33} d\xi - \frac{UV}{\omega^2} \int t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} x t_{43}^A - \frac{U^2}{\omega^2} t_{43}^A$$

$$T_{46} = \int \xi t_{42} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{42} d\xi + \frac{V}{i\omega} \int \xi t_{32} d\xi + \frac{UV}{\omega^2} \int t_{32} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{42}^A + \frac{U^2}{\omega^2} t_{42}^A$$

$$T_{52}^* = - \int \xi t_{32} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{32} d\xi - \frac{U}{i\omega} x t_{32}^A$$

$$T_{53} = - \int \xi t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} x t_{33}^A$$

$$T_{54}^* = - \int \xi t_{34} d\xi + \frac{V}{i\omega} \int \xi t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{34} d\xi - \frac{UV}{\omega^2} \int t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} x t_{34}^A - \frac{UV}{\omega^2} t_{33}^A$$

$$T_{55} = \int \xi^2 t_{33} d\xi + \frac{U^2}{\omega^2} \int t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} x^2 t_{33}^A + \frac{U^2}{\omega^2} x t_{33}^A$$

$$T_{56}^* = - \int \xi^2 t_{32} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int \xi t_{32} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int \xi t_{32} d\xi - \frac{U^2}{\omega^2} \int t_{32} d\xi - \frac{U}{i\omega} x^2 t_{32}^A - \frac{U^2}{\omega^2} x t_{32}^A$$

Laplace eq.을 만족하는 Potential이다.

(15)식의 t_{jk} 는

$$t_{jk} = -\rho i\omega \int_{cx} N_j \phi_k dl = \omega^2 a_{jk} - i\omega b_{jk} \quad (j, k=2, 3, 4) \quad (21)$$

로 되고 삼차원 동 유체력 계수 T_{jk} 는 이차원 계수 t_{jk} 로 표시되며 다음과 같다. (여기에서*는 선체 경사에 의한 선체 비대칭성으로부터 첨가되는 항이고,는 표류속도에 의해 발생하는 항이며, 첨자 A 는 선체 최후 단면에 대한 것이다.)

$$T_{22} = \int t_{22} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{22}^A$$

$$T_{23}^* = \int t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{23}^A$$

$$T_{24} = \int t_{24} d\xi - \frac{V}{i\omega} \int t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{24}^A + \frac{UV}{\omega^2} t_{23}^A$$

$$T_{25}^* = - \int \xi t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{23} d\xi - x \frac{U}{i\omega} t_{23}^A - \frac{U^2}{\omega^2} t_{23}^A$$

$$T_{26} = \int \xi t_{22} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{22} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{22}^A + \frac{U^2}{\omega^2} t_{22}^A$$

$$T_{32}^* = \int t_{32} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{32}^A$$

$$T_{33} = \int t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{33}^A$$

$$T_{34}^* = \int t_{34} d\xi - \frac{V}{i\omega} \int t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{34}^A + \frac{UV}{\omega^2} t_{33}^A$$

$$T_{35} = - \int \xi t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{33} d\xi - \frac{U}{i\omega} x t_{33}^A - \frac{U^2}{\omega^2} t_{33}^A$$

$$T_{36}^* = \int \xi t_{32} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int t_{32} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{32}^A + \frac{U^2}{\omega^2} t_{32}^A$$

$$T_{42} = \int t_{42} d\xi + \frac{V}{i\omega} \int t_{32} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{42}^A$$

$$T_{43}^* = \int t_{43} d\xi + \frac{V}{i\omega} \int t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{43}^A$$

$$T_{44} = \int t_{44} d\xi + \frac{V^2}{\omega^2} \int t_{33} d\xi + \frac{U}{i\omega} t_{44}^A + \frac{UV}{\omega^2} t_{43}^A$$

$$\begin{aligned}
 T_{62} &= \int \xi t_{22} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{22} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{22}^A \\
 T_{63}^* &= \int \xi t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{23}^A \\
 T_{61} &= \int \xi t_{21} d\xi + \frac{V}{i\omega} \int \xi t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} \int t_{24} d\xi \\
 &\quad + \frac{UV}{\omega^2} \int t_{23} d\xi + \frac{U}{i\omega} x t_{24}^A + \frac{UV}{\omega^2} x t_{23}^A \\
 T_{65}^* &= - \int \xi^2 t_{23} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int \xi t_{23} d\xi - \frac{U}{i\omega} \int \xi t_{23} d\xi \\
 &\quad - \frac{U^2}{\omega^2} \int t_{23} d\xi - \frac{U}{i\omega} x^2 t_{23}^A - \frac{U^2}{\omega^2} t_{23}^A \\
 T_{66} &= \int \xi^2 t_{22} d\xi + \frac{U^2}{\omega^2} \int t_{22} d\xi + \frac{U}{i\omega} x^2 t_{22}^A \\
 &\quad + \frac{U^2}{\omega^2} x t_{22}^A \quad (22)
 \end{aligned}$$

2-3. 파랑 강제력

(8)식의 F_j 를 F_j^I 와 F_j^D 로 분리하면

$$F_j^I = -\rho \iint_s n_j \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi_I ds \quad (23)$$

$$F_j^D = -\rho \iint_s n_j \left(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi_D ds \quad (24)$$

로 표시되며 ‘

$$\phi_I = \frac{igA}{\omega_0} e^{-ik(x \cos \beta - y \sin \beta)} e^{kz} \quad (25)$$

$$\omega_0 = \omega + Uk \cos \beta - Vk \sin \beta \quad (26)$$

을 이용하면

$$F_j^I = -\rho i \omega_0 \iint_s n_j \phi_I ds \quad (27)$$

로 되며 (24)식에 (12)식의 Stoke's theorem을 적용하면

$$\begin{aligned}
 F_j^D &= -\rho \iint (i\omega n_j - Um_j - Vl_j) \phi_D ds \\
 &\quad - \rho U \int_{CA} n_j \phi_D dl \quad (28)
 \end{aligned}$$

을 얻고 n_j 와 $\frac{\partial \phi_j^o}{\partial n}$ 의 관계를 이용하면

$$\begin{aligned}
 F_j^D &= -\rho \iint_s \frac{\partial}{\partial n} \left(\phi_j^o - \frac{U}{i\omega} \phi_j^v - \frac{V}{i\omega} \phi_j^y \right) \phi_D ds \\
 &\quad - \frac{\rho U}{i\omega} \int_{CA} \frac{\partial \phi_j^o}{\partial n} \phi_D dl \quad (29)
 \end{aligned}$$

를 얻고, Green's second identity를 적용하고 선체표면 경계조건을 이용하면

$$\begin{aligned}
 F_j^D &= \rho \iint_s \left(\phi_j^o - \frac{U}{i\omega} \phi_j^v - \frac{V}{i\omega} \phi_j^y \right) \frac{\partial \phi_j^o}{\partial n} ds \\
 &\quad + \frac{\rho U}{i\omega} \int_{CA} \phi_j^o \frac{\partial \phi_I}{\partial n} dl \quad (30)
 \end{aligned}$$

를 얻는다. 이상을 종합하면 F_j 는 단면의 Froude-

Kriloff force f_j 와 diffraction force h_j 로써 다음과 같이 표시된다.

$$f_j(x) = J e^{-ikx \cos \beta} \int_{cx} N_j e^{iky \sin \beta} e^{kz} dl \quad j=2, 3, 4 \quad (31)$$

$$h_j(x) = \omega_0 e^{-ikx \cos \beta} \int_{cx} (iN_3 - N_2 \sin \beta) e^{iky \sin \beta} e^{kz} \phi_j dl \quad (j=2, 3, 4) \quad (32)$$

$$F_j = \rho A \int_L (f_j + h_j) d\xi + \rho A \frac{U}{i\omega} h_j^A \quad (j=2, 3) \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
 F_4 &= \rho A \int_L \left[(f_4 + h_4) + \frac{V}{i\omega} h_3 \right] d\xi \\
 &\quad + \rho A \frac{U}{i\omega} h_4^A \quad (34)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_5 &= -\rho A \int_L \left[\xi (f_3 + h_3) + \frac{U}{i\omega} h_3 \right] d\xi \\
 &\quad - \rho A \frac{U}{i\omega} x_A h_3^A \quad (35)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_6 &= \rho A \int_L \left[\xi (f_2 + h_2) + \frac{U}{i\omega} h_2 \right] d\xi \\
 &\quad + \rho A \frac{U}{i\omega} x_A h_2^A \quad (36)
 \end{aligned}$$

3. 주상체에 대한 운동방정식

선체가 경사되어 표류하므로 sawy, heave, roll이 생성되고 파의 입사방향에 따라 파랑 강제력도 다르다. 표류하지 않는 경사선체에 대한 파랑 강제력은 좌우의 서로 다른 kochin함수를 계산함으로써 얻을 수 있으나, 표류하는 선체의 경우에는 kochin함수로 부터 (34)식의 roll 강제력을 얻을 수 없으므로 (31), (32) 식의 적분과 (34)식을 이용하여 계산하여야 한다.

삼차원 운동방정식의 특수한 예로서 주상체에 대한 운동방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 (\rho V + A_{HH}) \ddot{Z}_G + B_{HH} \dot{Z}_G + C_{HH} Z_G \\
 + A_{HS} \dot{Y}_G + B_{HS} Y_G \\
 + A_{HR} \ddot{\phi} + B_{HR} \dot{\phi} + C_{HR} \phi = F_{z_2}^+ \cdot e^{i\omega t} \quad (37)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\rho V + A_{SS}) \dot{Y}_G + B_{SS} Y_G \\
 + A_{SR} \ddot{\phi} + B_{SR} \dot{\phi} \\
 + A_{SH} \ddot{Z}_G + B_{SH} \dot{Z}_G = F_{y_2}^+ \cdot e^{i\omega t} \quad (38)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\rho V k^2 + A_{RR}) \ddot{\phi} + B_{RR} \dot{\phi} + C_{RR} \phi \\
 + A_{RH} \ddot{Z}_G + B_{RH} \dot{Z}_G + C_{RH} Z_G \\
 + A_{RS} \dot{Y}_G + B_{RS} Y_G = M_{z_3}^+ \cdot e^{i\omega t} \quad (39)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{단. } A_{HH} &= a_{hh} & B_{HH} &= b_{hh} & C_{HH} &= \rho g A w \\
 A_{HS} &= a_{hs} & B_{HS} &= b_{hs} & & \\
 A_{HR} &= a_{hr} + \frac{V}{\omega^2} b_{hh} & B_{HR} &= b_{hr} - V a_{hh} & &
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_{HR} &= \rho g (l_m - l_{Gy}) Aw \\
 A_{SS} &= a_{ss} \quad B_{SS} = b_{ss} \\
 A_{SR} &= a_{sr} + \frac{V}{\omega^2} b_{SH} \quad B_{SR} = b_{SR} - Va_{sn} \\
 A_{SH} &= a_{sh} \quad B_{SH} = b_{sh} \\
 A_{RR} &= a_{rr} - \frac{V^2}{\omega^2} a_{nn} \quad B_{RR} = b_{RR} - \frac{V^2}{\omega^2} b_{HH} \\
 C_{RR} &= \rho g \Gamma GM + \rho g (l_m - l_{Gy})^2 Aw \\
 A_{RH} &= a_{rn} - \frac{V}{\omega^2} b_{HH} \quad B_{RH} = b_{RH} + Va_{nn} \\
 C_{RH} &= \rho g (l_m - l_{Gy}) Aw \\
 A_{RS} &= a_{rs} - \frac{V}{\omega^2} b_{HS} \quad B_{RS} = b_{RS} + Va_{ns} \\
 F_{\epsilon z}^{\pm} &= \rho A (f_{\bar{H}}^{\pm} + h_{\bar{H}}^{\pm}) \\
 F_{\epsilon y}^{\pm} &= \rho A (f_{\bar{S}}^{\pm} + h_{\bar{S}}^{\pm}) \\
 M_{\epsilon \phi}^{\pm} &= \rho A (f_{\bar{R}}^{\pm} + h_{\bar{R}}^{\pm} - \frac{V}{i\omega} h_{\bar{H}}^{\pm}) \\
 f_j^{\pm} &= g \int_c n_j e^{\pm iky} e^{kz} dl \\
 g_j^{\pm} &= \omega_0 \int_c (in_2 \mp n_1) e^{\pm iky} e^{kz} \phi_j^{\pm} dl \quad (j=2, 3, 4)
 \end{aligned}$$

4. 수치계산

4.1. 강제 등요시의 이차원 등 유체력

표류가 있는 경우의 이차원 속도 potential ϕ_j 는 (19) (20)식의 경계조건과 이차원 Laplace eq., 무한 원방의 경계조건들을 만족해야 한다. 그러나 (20)식의 자유표면 경계조건에서 $V \frac{\partial}{\partial y}$ 항은 Order의 consistency를 위해서는 고려되어야 하겠으나, 실제 ϕ_j 의 계산에 많은 어려움을 주고, 또한 표류속도 V 가 작다는 조건에서는 큰 양이 아니므로 본 논문의 수치계산에서는 무시하기로 한다. 따라서 ϕ_j 는 자유 표면 경계조건

$$\omega^2 \phi_j - g \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (40)$$

을 만족한다.

비 대칭선체에 대한 이차원 유체력을 구하기 위해서는 기존의 대칭성을 이용한 formulation과 computer program을 수정하여 전체 contour에 미지의 특이점을 분포시켜야 한다. 본 논문의 수치계산에는 Frank의 Close-Fit method를 사용하였다. 이에 대한 formulation은 생략하기로 한다.

4.2. 계산예

Lewis form 단면 ($H_0=1.0$, $\sigma=0.9405$, $a_1=0.0$, $a_3=-0.1$)에 대하여 10° 경사시의 운동을 표류 Froude number ($\frac{V}{\sqrt{gd}}$) 0.0, 0.05, 0.1과 좌우에서 입사하는 여

러 파수의 파에 대해 각각 계산하였다. 계산에 사용된 요목들은 다음과 같다.

표 1

GM/d	0.1872 (10° 경사시)
l_{Gy}/d	0.0207
l_{Gz}/d	0.316
k/d	0.6

Roll의 진폭을 줄이기 위해 b_{RR}^* 의 equivalent viscous damping coefficient를 b_{RR} 에 부가하여 계산하였다. b_{RR}^* 는 자유 형요 실험 감쇠식 $\Delta\varphi = a\varphi + b\varphi^2$ 의 식 중 Kobayashi가 위단면에 대해 정지 상태에서의 10° 경사시 운동 실험에서 구한 $b=0.04177$ 의 값으로부터 계산하였다.

또한 입사파의 경사는 $\frac{2A}{\lambda} = \frac{1}{50}$ 로 주었다. 표류속도가 있는 경우의 Roll viscous damping은 실험치가 없어 위의 값을 그대로 사용하였다.

같은 Lewis 단면에 대해 경사각 $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 일때의 이차원 유체력을 계산하였고 그중 20° 경사시의 $A_{\epsilon z}^{\pm}$

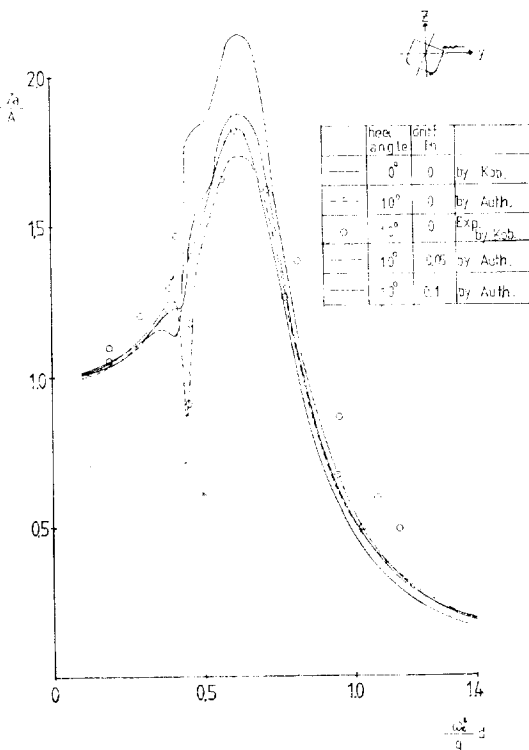


Fig. 2. Heave Amplitude (Case 1)

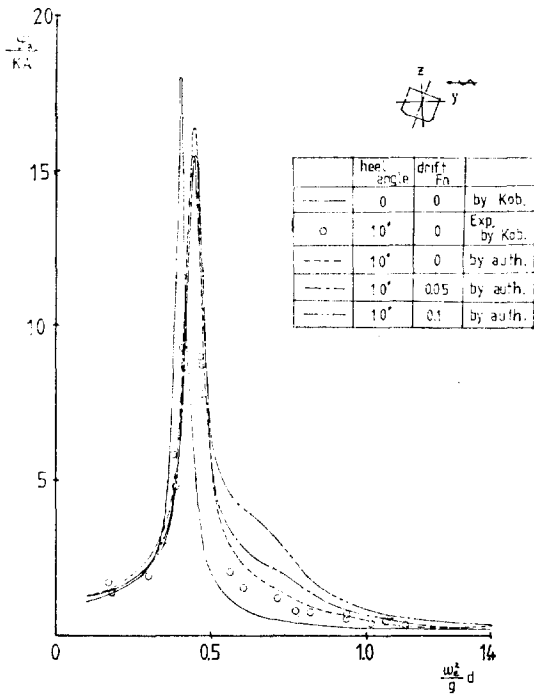


Fig. 3. Roll Amplitude (Case I)

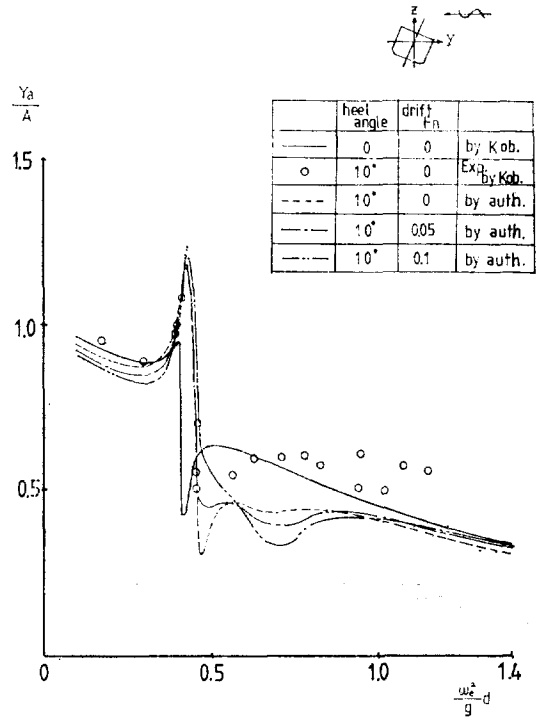


Fig. 4. Sway Amplitude (Case I)

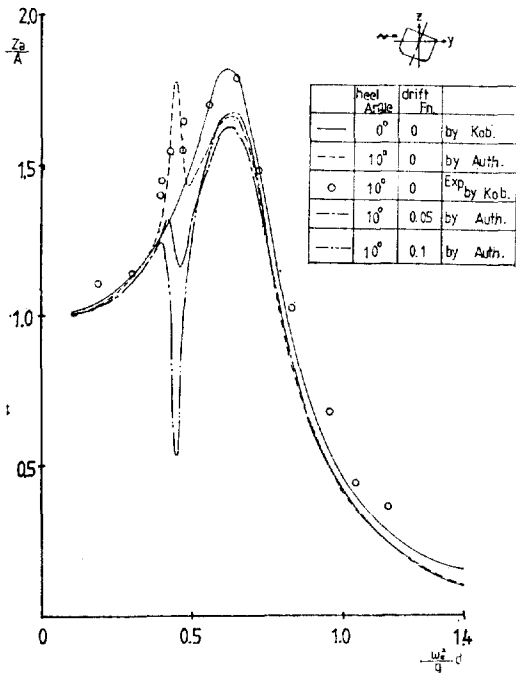


Fig. 5. Heave Amplitude (Case I)

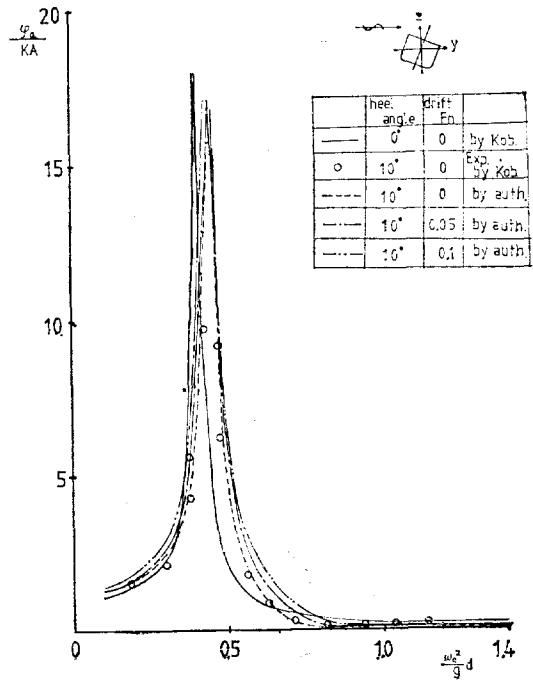


Fig. 6. Roll Amplitude (Case II)

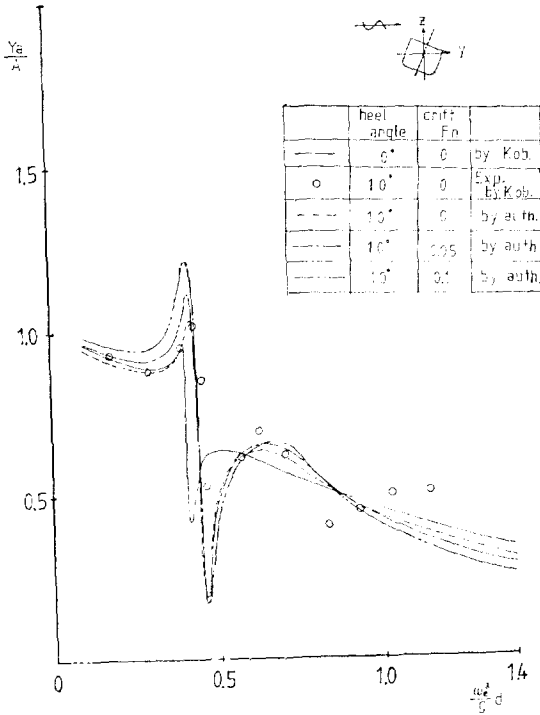


Fig. 7. Sway Amplitude (Case II)

를 Kobayashi와 비교하였다.

위 Lewis 단면의 경사에 따른 이차원 유체력의 특성에 대해 요약해 보면

f_{SR} 와 f_{RR} 은 f_{SS} , f_{HH} 의 10~20% 정도이고 f_{HS} , f_{HR} 은 f_{SR} 의

0° 경사시	10° 경사시	20° 경사시	30° 경사시
0%	약 10%	약 50%	같은 Order

정도이었다.

운동응답 계산결과는 Fig. 2에서 Fig. 7에 수록하였다. 그림에서 y축의 양의 방향에서 파가 입사되는 경우를 case I, 축의 음의 방향에서 파가 입사되는 경우를 case II라 하였다.

5. 고 찰

표류없이 경사된 경우 Fig. 2,5에서 알 수 있듯이 파수 0.45 부근에서의 roll의 공진상태가 heave에 연성작용을 하여 경사축에서 파가 입사되는 경우 진폭을 크게 감소시키고, 반대축에서 입사되는 경우 진폭을 크게 증가시킨다. Sway도 roll의 연성작용을 경사진

보다 더 크게 받을 뿐 아니라 heave의 영향도 있을 것으로 보여진다.

표류 속도는 F_n 0.05에서도 10°경사에 의한 연성효과에 비해 무시할 수 없는 연성 효과를 나타내며, 선체 운동에 상당한 영향을 준다는 것을 알 수 있다.

Heave의 경우 roll 공진 파수 0.45부근에서 진폭이 표류없이 경사되었을 경우와는 반대 방향으로 크게 변함을 볼 수 있다. 이는 표 2.에서 보듯이 roll이 heave에 미치는 연성력 f_{RH} 이 표류 속도가 커짐에 따라 반대 부호로 크게 바뀌는 것이 원인인것 같다 또한 Fig. 2로부터 파수 0.65일때 경사축에서 파가 입사되는 경우 표류 속도의 증가에 따라 진폭이 상당히 증가하는 것도 눈에 띈다.

Roll의 경우 Fig. 2에서 보듯이 파수 0.65부근에서 표류속도에 따라 증가된 heave 진폭과, 표 2에서의 f_{RH} 의 값의 변화에 따른 heave, roll 연성 효과의 증가로 Fig. 3에서의 roll진폭의 상당한 증가를 볼 수 있다.

Table 2.

	$\frac{\omega e^2}{g} d=0.4427$		$\frac{\omega e^2}{g} d=0.6$	
	$F_n=0.0$	$F_n=0.1$	$F_n=0.0$	$F_n=0.1$
$-\omega^2 \cdot A_{SR}$	0.137	0.140	0.112	0.117
$-\omega^2 \cdot A_{HR} + \bar{C}_{HR}$	0.0454	0.0334	0.0511	-0.0143
$-\omega^2 \cdot A_{RS}$	0.187	0.133	0.112	0.106
$-\omega^2 \cdot A_{RH} + \bar{C}_{RH}$	0.0454	0.1242	0.0511	0.117
$\bar{\omega} \cdot B_{SR}$	0.144	0.141	0.165	0.192
$\bar{\omega} \cdot B_{HR}$	-0.0267	0.0603	-0.0364	0.0627
$\bar{\omega} \cdot B_{RS}$	0.144	0.147	0.195	0.199
$\bar{\omega} \cdot B_{RH}$	-0.0267	-0.114	-0.0364	-0.136

Sway의 경우 Fig. 4,7에서 보듯 이상의 heave, roll의 변화에 따라 적지않은 영향을 받고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8에서 Kobayashi와 author의 A_{\dagger} 가 high frequency에서 차이를 보여주고 있으며 대체로도 author의 결과가 실험치와 더 잘 일치하고 있다[부록 3].

6. 결 론

선체의 경사현상은 heave, sway, roll을 연성시키며, 그 연성정도가 roll공진점 부근에서는 특히 심하여 경사의 영향을 무시할 수 없다.

표류 속도는 이 세 운동의 연성 특성을 다양하게 변

화시키며, 그 연성효과를 상당히 증가시키므로 무시할 수 없다. 특히, 경사 축에서 파가 입사되는 경우 대체로 전체적인 운동 진폭들의 증가를 가져온다. 따라서 어느 정도의 표류속도라도 선체운동에 상당한 영향을 주는 것으로 생각된다.

앞으로 표류를 고려한 삼차원 heave, pitch, sway, roll, yaw의 연성 운동 방정식을 풀어보는 것이 기대되며, 실험에 의한 연구도 있어야겠다. 또한 여기에서 고려되지 않은 자유표면에서의 표류속도의 영향도 밝혀졌으면 한다.

참 고 문 헌

1. Kobayshi, M.; "On the Motion of Inclined Ship in Waves (Part 1)", 西部造船會 第51回 例會講演, Japan, 1975.
2. Kobayashi, M.; "Hydrodynamic Forces and Moments Acting on Two Dimensional symmetrical Bodies", International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, Glasgow, 1975.
3. Frank, W.; "Oscillation of Cylinders In or Below the Free Surface of Deep Fluids", NSRDC, Report 2375, 1967.
4. Bedel, J.W. and Lee, C.M.; "Numerical Calculation of the Added Mass and Damping Coefficients of Cylinders Oscillating In or Below a Free Surface", NSRDC, Report 3551, March 1971.

부 록

[부 록 1]

경수중에서 전진속도 U 표류속도 V 로 움직이며 운동을 하므로 이때의 속도 Vector는 $V + e^{i\omega t} V \phi^*$ 이다.

따라서 exact선체표면 경계조건은

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + (V + e^{i\omega t} V \phi^*) \cdot \nabla F = 0 \quad (A.1)$$

윗식중 $\bar{\alpha}$ 의 선형 항들만을 취하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^*}{\partial n} &= [i\omega \bar{\alpha} - V \times (\bar{\alpha} \times \nabla)] \cdot \bar{n} \\ &= i\omega \bar{\alpha} \cdot \bar{n} + [(\nabla \cdot \nabla) \bar{\alpha} - (\bar{\alpha} \cdot \nabla) \nabla] \cdot \bar{n} \\ (\because \nabla \cdot \bar{n} = 0, \nabla \cdot \nabla = 0) \end{aligned} \quad (A.2)$$

여기에 ϕ_S^U, ϕ_S^V 와 그 미계수들이 작다는 가정과 $\bar{\alpha}$ 역시 작다는 가정을 적용하여 정리하면

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial n} = i\omega \bar{\alpha} \cdot \bar{n}$$

$$+ \left\{ \left[(-Ui - Vj) \cdot \nabla \right] \bar{\alpha} \right\} \cdot \bar{n} \quad (A.3)$$

(A.3)식을 선형운동에 적용하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_1^*}{\partial n} &= i\omega \bar{\alpha}_1 \cdot \bar{n} \\ &+ \left\{ \left[(-Ui - Vj) \cdot \nabla \right] \bar{\alpha}_1 \right\} \cdot \bar{n} \\ &\simeq i\omega (\zeta_1 n_1 + \zeta_2 n_2 + \zeta_3 n_3) \end{aligned} \quad (A.4)$$

각 운동에 적용하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_2^*}{\partial n} &= i\omega \bar{\alpha}_2 \cdot \bar{n} + \left\{ \left[(-Ui - Vj) \cdot \nabla \right] \bar{\alpha}_2 \right\} \cdot \bar{n} \\ &= i\omega (\bar{\zeta}_2 \times r) \cdot \bar{n} \\ &+ \left\{ \left[(-Ui - Vj) \cdot \nabla \right] (\bar{\zeta}_2 \times r) \right\} \cdot \bar{n} \\ &\simeq i\omega (n_4 \zeta_4 + n_5 \zeta_5 + n_6 \zeta_6) \\ &+ Un_3 \zeta_5 - Un_2 \zeta_6 - Vn_3 \zeta_4 + Vn_1 \zeta_6 \end{aligned} \quad (A.5)$$

(A.4), (A.5)식으로부터 단위운동에 대하여

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i\omega n_j + U m_j + V l_j \quad (A.6)$$

$$\begin{aligned} \text{단, } (n_1, n_2, n_3) &= \bar{n} \quad (n_4, n_5, n_6) = r \times \bar{n} \\ m_5 &= n_3 & m_6 &= -n_2 & \text{그의 } m_j &= 0 \\ l_4 &= -n_3 & l_6 &= n_1 & \text{그의 } l_j &= 0 \end{aligned}$$

를 얻는다.

[부록 2]

먼저 응용된 Stoke's theorem 을도입하면

$$\iint_S (\bar{n} \times \nabla) \times \bar{q} ds = \int_C \bar{dl} \times \bar{q} \quad (A.7)$$

윗식에서 $\bar{q} = \phi V$ 로 놓으면

$$\iint_S (\bar{n} \times \nabla) \times (\phi V) ds = \int_C \bar{dl} \times \phi V \quad (A.8)$$

(A.8)식의 좌변은

$$\begin{aligned} &(\bar{n} \times \nabla) \times (\phi V) \\ &= \phi (\bar{n} \cdot \nabla) V - \bar{n} (\nabla \cdot \nabla \phi) \\ &\simeq -\bar{n} (\nabla \cdot \nabla \phi) \\ &\simeq \bar{n} \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi \end{aligned} \quad (A.9)$$

우변은 Fig. A를 참조하면

$$\begin{aligned} &\int_C \bar{dl} \times \phi V \\ &= \int_{CW} \bar{dl} \times \phi V + \int_{CA} \bar{dl} \times \phi V \end{aligned} \quad (A.10)$$

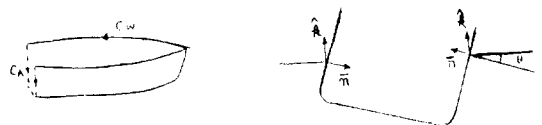


Fig. A.

첫 항은 $\bar{dl} = -\frac{1}{\cos \theta} (k \times \bar{n}) dl$ 일을 고려하면

$$\begin{aligned} \int_{CW} \bar{dl} \times \phi \nabla &= -\frac{1}{\cos\theta} \int_{CW} (\hat{k} \times \bar{n}) \times \phi \nabla dl \\ &= -\frac{1}{\cos\theta} \int_{CW} \bar{n} (\hat{k} \cdot \phi \nabla) dl \end{aligned} \quad (A.11)$$

두번째 항은 $\bar{dl} \simeq -(\bar{n} \times \hat{i}) dl$ 임을 고려하면 (선축과 x 축과의 교각이 작다고 가정)

$$\begin{aligned} \int_{CA} \bar{dl} \times \phi \nabla &\simeq -\int_{CA} dl (\bar{n} \times \hat{i}) \times \phi \nabla \\ &= \int_{CA} \bar{n} (\hat{i} \cdot \phi \nabla) dl \\ &\simeq -U \int_{CA} \bar{n} \phi dl \end{aligned} \quad (A.12)$$

따라서 (A.8)식은

$$\begin{aligned} \iint_S \bar{n} \left(U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi ds &= -U_{CA} \bar{n} \phi dl \end{aligned} \quad (A.13)$$

또 다른 응용된 Stoke's theorem으로부터

$$\begin{aligned} \iint_S ds [(\bar{n} \times \nabla) \times \phi \nabla] \times \bar{r} &= \int_C (\bar{dl} \times \phi \nabla) \times \bar{r} \end{aligned} \quad (A.14)$$

앞에서와 유사한 방법으로 좌변은

$$\begin{aligned} [(\bar{n} \times \nabla) \times \phi \nabla] \times \bar{r} &\simeq \phi (\nabla \cdot \bar{n}) + (\bar{r} \times \bar{n}) (\nabla \cdot \nabla) \phi \\ &\simeq \phi (-V n_3 \hat{i} + U n_3 \hat{j} - U n_2 \hat{k} + V n_1 \hat{k}) \\ &\quad + (\bar{r} \times \bar{n}) \left(-U \frac{\partial}{\partial x} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi \end{aligned} \quad (A.15)$$

우변은

$$\begin{aligned} \int_{CW} (\bar{dl} \times \phi \nabla) \times \bar{r} &= -\frac{1}{\cos\theta} \int_{CW} (\hat{k} \times \bar{n}) \times \phi \nabla \times \bar{r} dl \\ &\simeq 0 \end{aligned} \quad (A.16)$$

$$\begin{aligned} \int_{CA} (\bar{dl} \times \phi \nabla) \times \bar{r} &\simeq \int_{CA} (\hat{i} \times \bar{n}) \times \phi \nabla \times \bar{r} dl \\ &\simeq \int_{CA} \phi (\bar{r} \times \bar{n}) U dl \end{aligned} \quad (A.17)$$

따라서 (A.14)식은

$$\begin{aligned} -\iint_S (\bar{r} \times \bar{n}) \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi ds &+ U \iint_S \phi (n_3 \hat{j} - n_2 \hat{k}) ds \\ &+ V \iint_S \phi (-n_3 \hat{i} + n_1 \hat{k}) ds \\ &= U \int_{CA} (\bar{r} \times \bar{n}) \phi dl \end{aligned} \quad (A.18)$$

이제 (A.13) 식과 (A.18)식으로부터

$$\begin{aligned} \iint_S n_j \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \phi ds &= U \iint_S m_j \phi ds + V \iint_S l_j \phi ds - U \int_{CA} n_j \phi dl \end{aligned} \quad (A.19)$$

단, m_j 와 l_j 는 (A.6)에서와 같다.

[부 록 3]

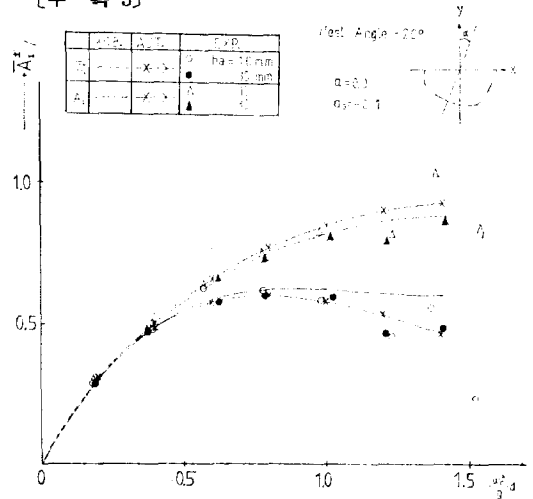


Fig. 8. Two Dimensional Damping.