

Strip Method

1. 서론

Strip Method는 細長體이론과 연관지어서 이야기되는 경우가 많고, 그 경우 이 이론이 整合性이 부족하여 개선할 요소가 많다는 지적이 있다.

그러나 strip 이론은 선체운동이 가장 커지는 영역에서 충분한 精度를 갖는 것이 실험적으로 알려져 있다.

따라서, 이론적 정합성이 있고 어떤 범위 내에서 정확한 결과를 제공하는 이론이 있더라도 그 적용범위가 선박의 일반적인 항해조건 전반에 적용할 정도로 넓지 못하면, 실용적 계산법이라 할 수 없다.

strip 이론은 이와는 달리 세장선이라고 하는 이론적 범위에는 들어가나, 선체 운동의 실용적인 추정을 위해 공학적 고찰을 통해 補正과 실험에 의한 檢證을 통해 만들어진 것이다.

따라서, 실용상 만족할 만한 결과를 제공하는 이론으로, 지금도 그 유용성이 계속되고 있다.

단, strip법이 극복할 문제점도 많이 있다. 예를 들어, 短波長波중에서 船側에 작용하는 수압의 추정치가 부정확한 점등이 있다.

2. 정식화

波中을 일정속도로 전진하는 선박을 생각하자. 배는 길이에 비해 폭, 흘수 등이 작고, 좌우대칭이라 하자.

이 배에 생기는 운동, 변동수압, 파랑하중을 strip법으로 추정하는 방법을 설명한다.

波에 대해서는 미소파고를 가정한다. 따라서 이에 의해 유발되는 선체운동도 작다고 가정한다.

좌표계는 공간 고정좌표계 $O-XYZ$ 를 취하고, X축은 파의 진행방향을 +, Z축은 下向을 +로 한 우수계로 한다. 선체 고정좌표계를 $o-x'y'z'$ 라하고, 선체와 함께 일정속도 \bar{U} 로 이동하는 좌표계 $o-xyz$ 는 그 원점이 정지수면에 떠있는 배의 수선면 중심선상의 배 중앙에 있다고 하자.

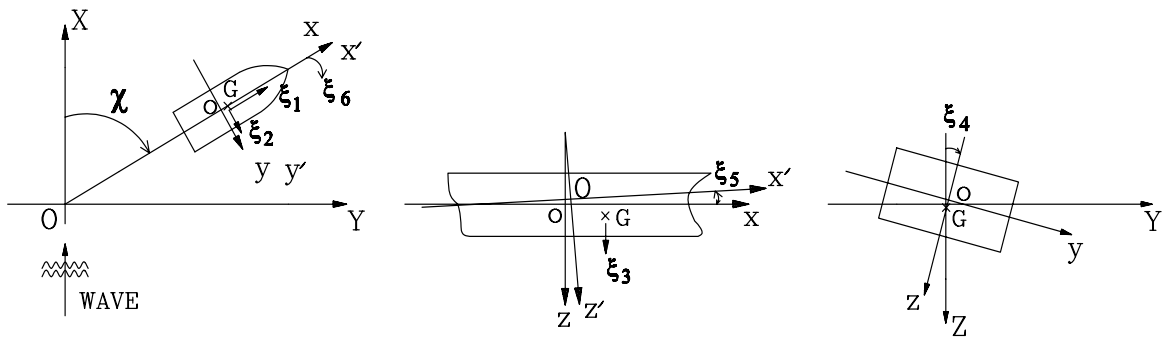


Fig.1: Coordinate System

입사파로서는, 임의방향 (χ)로부터 임의의 파장 (λ)를 가진 규칙파가 오는 경우를 가정한다.

배와 함께 움직이는 좌표계 (x, y, z)에서 보면

$$\zeta(x, y, t) = \zeta_a \cdot \text{Re} [e^{-i(kx \cos \chi - ky \sin \chi) + i\omega_e t}] \dots \dots \dots (1)$$

로 쓸 수 있다.

$\omega_e (= \omega_o - k\bar{U} \cos \chi)$ 는 Encounter Frequency로, ω_o 는 입사파의 각 주파수,

$k (= \frac{\omega_o^2}{g})$ 는 입사파의 波數(wave number)이다.

파는 $t=0$ 일 때 파의 골이 선체 중앙에 있는 것으로 한다.

이 이후, 시간변동에 대해서는 실수부분을 취하는 것으로 하고, 특별한 언급이 없는 한 복소진폭으로 이론전개를 진행하기로 하자.

파에 의한 선체운동은 선체 중심면에 대칭인 종운동과 반대칭인 횡운동으로 나눌 수 있다.

종운동은 전후요 (ξ_1), 상하요 (ξ_3), 종요 (ξ_5), 횡운동은 좌우요 (ξ_2), 횡요 (ξ_4)와 선수요 (ξ_6)로 나눌 수 있다.

이들은 모두 파와의 Encounter Freq.를 가진 정현운동으로 표시할 수 있다.

$$\xi_j = \bar{\xi}_j \cdot e^{i\omega_e t} \quad (j = 1, \dots, 6) \dots \dots \dots (2)$$

선체 운동을 구하기 위해서는 선체 주위의 非定常 흐름을 알아낼 필요가 있다.

2.1 경계치 문제

파랑중을 일정속도로 전진하며 동요하고 있는 배 주위의 흐름을 규정하는 경계치 문제를 생각하자.

비압축성을 가정하면 선체 주위의 유장교란은 속도 potential로 표현할 수 있다.

속도 potential을 Φ 라 하면

$$\Phi(x, y, z, t) = -Ux + \phi_0(x, y, z, t) + \phi(x, y, z, t) \quad \dots \dots (3)$$

$$\phi_0(x, y, z, t) = -\frac{ig\xi_a}{\omega_0} e^{-kz - ik(x \cos \chi - y \sin \chi) + i\omega_e t} = \varphi_0(x, y, z) e^{i\omega_e t} \quad \dots (4)$$

$$\phi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) e^{i\omega_e t} \quad \dots \dots \dots (5)$$

ϕ 는 비정상 성분으로, 배가 파를 교란시키는 효과를 나타내는 Diffraction 성분과 선체 운동이 유체를 교란시키는 효과를 나타내는 Radiation 성분으로 나눈다.

φ 는 Laplace 방정식과 주어진 경계조건을 만족해야 한다.

즉,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad \dots \dots \dots (6)$$

자유표면조건

$$\left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \varphi + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \dots \dots \dots (7)$$

선체표면조건

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = \left(i\omega_e a - U \frac{\partial a}{\partial x} \right) \cdot n - \frac{\partial \varphi_0}{\partial n} \quad \dots \dots \dots (8)$$

단, n 은 外向 단위 법선 vector이다.

a 는 선체표면의 변위 진폭으로

$$a = \sum_{j=1}^3 [\xi_j \cdot e_j + \xi_{j+3} \cdot (e_j \times (r - r_G))] = \{ \xi_1 + (z - z_G) \xi_5 - y \xi_6 \} e_1 + \{ \xi_2 - (z - z_G) \xi_4 + X \xi_6 \} e_2 + \{ \xi_3 + y \xi_4 - X \xi_5 \} e_3 \quad \dots \dots (9)$$

에 의해 선체운동 진폭과 연관되어 있다.

여기서 e_j 는 각각 x, y, z 축 방향의 단위 vector,

$r = (x, y, z)$: 선체 표면의 점

$r_G = (x_G, 0, z_G)$: 선체 중심의 위치 vector

또 $X = x - x_G \quad \dots \dots \dots (10)$

로 정의하자.

이밖에 배로부터의 교란파가 外方으로 전파되어 간다는 방사조건을 추가하면 해를 구할 수 있는 조건들이 확정되게 된다.

2.2 細長船의 가정

이제까지 파의 운동이 미소하다고 가정하였다. 이제 선체형상의 특징을 살려, 문제의 간략화를 피하여 근사해를 구해보자.

즉 선체가 길고 좁은 것(細長 : slender)에 착안하여(즉 보통 배의 경우 L은 B, d 등에 비해 order가 하나 크다) 보면, 선체표면의 법선 vector 성분中 $n_1 \ll n_2, n_3 \dots \dots \dots (11)$

이라 할 수 있다.(단, 선수 선미 부분은 제외).

말을 바꾸면, 선체 주위의 유장의 변화는 x방향의 변화가 y, z방향의 변화보다 매우 약하다는 것이다.

式으로 표현하면

$$\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \dots \dots \dots (12)$$

이 관계를 이용, x방향의 미분성분에 관계되는 부분을 생략해도 큰 오차는 생기지 않는다.

이것이 「세장체 가정」의 要點이다.

이런 사고방식을 사용하면 Laplace 방정식은 y, z만에 관계된 식이 된다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \dots \dots \dots (13)$$

선체 표면조건에서는 n_1 에 관계된 부분이 떨어져,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial N} = & (i\omega_e \xi_3 - i\omega_e X \xi_5 + U \xi_5) n_3 + (i\omega_e \xi_2 + i\omega_e X \xi_6 - U \xi_6 + i\omega_e z_G \xi_4) n_2 \\ & + i\omega_e \xi_4 (y n_3 - z n_2) - \frac{\partial \phi_0}{\partial N} \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

이 된다. 여기서

$$\frac{\partial}{\partial N} = n_2 \frac{\partial}{\partial y} + n_3 \frac{\partial}{\partial z} \dots \dots \dots (15)$$

로 정의된다.

(14)식의 우변 제1항은 단면의 종운동에 의한 좌우대칭인 유장을 나타내고, 제2항은 횡운동에 의한 좌우비대칭인 유장을 나타내고, 제3항은 횡요회전에 의한 반대칭 유장을 나타내고, 제4항은 Diffraction 유장의 경계치를 나타낸다.

Diffraction 유장은 대칭, 반대칭 성분을 모두 포함한다.

여기서 다음과 같은 속도 potential ϕ_j 를 정의한다.

$$\begin{aligned} \phi = & (i\omega_e \xi_3 - i\omega_e X \xi_5 + U \xi_5) \phi_1 \\ & + (i\omega_e \xi_2 + i\omega_e X \xi_6 - U \xi_6) \phi_2 + i\omega_e \xi_4 \phi_3 - i\omega_0 \zeta_a \phi_4 e^{-ikx \cos \chi} \dots \dots (16) \end{aligned}$$

이를 (14)식에 대입하여 우변의 각 항과 대응시키면 다음과 같은 경계조건을 얻는다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial N} = n_3 \dots \dots \dots (17)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial N} = n_2 \quad \dots \dots \dots (18)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial N} = yn_3 - zn_2 \quad \dots \dots \dots (19)$$

$$\frac{\partial \phi_4}{\partial N} = [-in_2 \sin \chi + n_3] e^{-kz + ikysin \chi} \quad \dots \dots \dots (20)$$

대응하는 자유표면조건에서 ϕ_j 의 x 미분항을 미소하다고 하여 생략한다.
 그 결과 Radiation 문제에 대해서는

$$\omega_e^2 \frac{\partial \phi_j}{\partial x} - g \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad (j = 1, 2, 3) \quad \dots \dots \dots (21)$$

이 부과되고, 한편으로 Diffraction 문제에 대해서는 (16)식에서 가정한 x 의존성 때문에 그분에 x 미분항이 남아 $\omega_e + \overline{U}k \cos \chi = \omega_0$ 로 부터 좌면 제1항은 ω_e^2 이 아니고, ω_0^2 이 된다.

즉

$$\omega_0^2 \frac{\partial \phi_4}{\partial x} - g \frac{\partial \phi_4}{\partial z} = 0 \quad \dots \dots \dots (22)$$

이 자유표면조건으로 부과된다.

이밖에 Laplace 방정식, 방사조건 등 관련조건을 만족해야 하는 것은 물론이다.

여기서 설명한 Diffraction의 경계치 문제는 종래의 방법과 약간 다른 점이 있다. 종래의 방법에서는 Radiation 문제에서 설명했듯이 (21)식을 사용했다. 이 방법으로는 초과상태에서 해가 발산하는 문제가 생기므로, 이를 개량하기 위해 Mizoguchi가 중운동 mode에 (22)식을 사용하는 것을 제안하여 성공을 거두었다.

그 후, Watanabe는 종, 횡 모두 diffraction potential에 x 방향의 파동을 가정한 쪽이 좋다는 것을 보였다. 이것이 최근 Strip 법에 도입된 새로운 경계조건이다.

지금까지의 식의 전개로부터 선체 주위의 유장은 각 단면 (y, z)에서의 2차원 문제로서 Laplace 방정식, 선체표면조건, 자유표면조건을 만족하는 해를 구하면, 배 전체의 유장이 알려지게 된다.

2.3 2차원 potential 해법

2차원 potential 해법은 많은 연구가 진행되어, 현재 거의 확립된 방법이 있다. 그것이 바로 Ursell-Tasai 法과 Close-Fit 法이다.

(1) Ursell-Tasai 法

이 방법은 원점에 발산파를 나타내도록 source와 多重極을 조합하여 배치함으로써, 원주 주위의 유장을 나타내는 방법에 기초한다.

Tasai에 의해 등각사상을 이용, 선체형상과 비슷한 Lewis Form을 원주 주위의 흐름으로 사상하여 푸는 방법이 확립되고, 그 후 계산의 간편함과 결과가 양호한 이유로 널리 사용되게 되었다.

속도 potential ϕ 를

$$\phi(y, z, k) = \phi^S(y, z, k) + \phi^A(y, z, k) \quad \dots \dots \dots (23)$$

라 하자.

이 中의 대칭성분을

$$\phi^S = A_0 G_0(y, z, k) + \sum A_m \phi_m^S(y, z, k) \quad \dots \dots \dots (24)$$

로 하고, 반대칭인 부분을

$$\phi^A = B_0 G_1(y, z, k) + \sum B_m \phi_m^A(y, z, k) \quad \dots \dots \dots (25)$$

로 놓는다.

여기서 G_0 는 원점에 놓인 source에 대한 Green Function, G_1 은 G_0 의 y 방향 미분을 나타낸다.

$$G_0 = G(y, z; 0, 0), \quad G_1 = \frac{\partial G}{\partial y'}(y, z; 0, 0) \quad \dots \dots \dots (26)$$

여기서 G 는 Laplace 방정식, 자유표면조건을 만족하는 Green 함수로

$$G(y, z; y', z') = \frac{1}{2\pi} \log \frac{\sqrt{(y-y')^2 + (z+z')^2}}{\sqrt{(y-y')^2 + (z-z')^2}} + \frac{1}{\pi} \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{e^{-k(z+z') + ik(y-y')}}{k - K + i\mu} dk \quad \dots \dots \dots (27)$$

이다. 또, ϕ_m^S, ϕ_m^A 는 田才의 waveless potential로

$$\phi_m^S = \frac{\cos 2m\theta}{r^{2m}} + \frac{\xi_b}{1 + a_1 + a_3} \left[\frac{1}{2m-1} \frac{\sin(2m-1)\theta}{r^{2m-1}} - \frac{a_1}{2m+1} \frac{\sin(2m+1)\theta}{r^{2m+1}} - \frac{a_3}{2m+3} \frac{\sin(2m+3)\theta}{r^{2m+3}} \right] \quad \dots \dots \dots (28)$$

$$\phi_m^A = \frac{\cos(2m+1)\theta}{r^{2m+1}} + \frac{\xi_b}{1 + a_1 + a_3} \left[\frac{1}{2m} \frac{\sin(2m)\theta}{r^{2m}} - \frac{a_1}{2m+2} \frac{\sin(2m+2)\theta}{r^{2m+2}} - \frac{a_3}{2m+4} \frac{\sin(2m+4)\theta}{r^{2m+4}} \right] \quad \dots \dots \dots (29)$$

여기서, 물체의 水線幅을 $2b$ 라 하면

$$\xi_b = \frac{\omega^2}{g} b \text{ 이다.}$$

또, (y, z) 와 (r, θ) 의 관계는

$$y + iz = re^{i\theta} + \frac{a_1 e^{-i\theta}}{r} + \frac{a_3 e^{-i3\theta}}{r^3} \dots \dots \dots (30)$$

이다. a_1, a_3 가 바로 Lewis Form Parameter로, 흡수를 T , 단면적 S_0 , 面積係數 σ 라 하면

$$H_0 = \frac{b}{T} = \frac{1 + a_1 + a_3}{1 - a_1 + a_3} \dots \dots \dots (31)$$

$$\sigma = \frac{S_0}{2bT} = \frac{\pi}{4} H_0 \frac{1 - a_1^2 - a_3^2}{(1 + a_1 + a_3)^2} \dots \dots \dots (32)$$

가 되고, σ 와 H_0 를 주면 a_1, a_3 를 구할 수 있다.

따라서, 경계조건으로 (17)~(20)식을 代入하여 A_m, B_m 에 대해 풀면, 각각의 ϕ 가 구해진다.

단, 선수미 형상과 같이 Lewis Form으로 표현하기 힘든 형상의 유체력을 구하는 경우는 Close-Fit 법이 좋다.

(2) Close-Fit 法

이 방법은 선체 단면형상과 거기서의 경계치를 가능한 한 정확히 반영시킬 것을 목적으로 만들어진 것으로, source 분포로 속도 potential을 나타내는 source 법과 Green 공식으로부터 유도되는 적분 방정식을 직접 푸는 직접법 등이 있다.

source 법은 속도 potential을 source 분포 σ 와 Green 함수 G 를 이용하여 나타내면

$$\phi(y, z) = - \int_C \sigma(y', z') G(y, z; y', z') ds(y', z') \dots \dots \dots (33)$$

이 된다. 이로부터 σ 에 대한 적분방정식

$$\frac{\partial \phi(y, z)}{\partial N} = \frac{\sigma(y, z)}{2} - \int_C \sigma(y', z') \frac{\partial G(y, z; y', z')}{\partial N} ds(y', z') ds(y', z') \dots \dots \dots (34)$$

을 풀면, 속도 potential 은 다시 (33)식에 의해 구해진다.

여기서 $G(y, z; y', z')$ 는 (27)식으로 주어지는 Green 함수이다.

또, potential에 의하지 않고 유함수를 이용하는 방법도 있다.

직접법의 적분방정식은

$$\begin{aligned} & \frac{\phi(y, z)}{2} + \int_C \phi(y', z') \frac{\partial G(y, z; y', z')}{\partial N} ds(y', z') \\ & = - \int_C \frac{\partial \phi(y', z')}{\partial N} G(y, z; y', z') ds(y', z') \dots \dots \dots (35) \end{aligned}$$

이다. 선체표면 c 를 이산화하여 (17)~(20)식의 경계조건을 $\frac{\partial \psi}{\partial N}$ 에 대입하여, 각각 만족토록 ψ 를 수치적으로 정하면 된다.

이제, 이들 속도 potential로부터 변동수압, 단면力, 유체력계수, 파랑하중 등이 어떻게 구해지느냐를 살펴보자.

2.4 壓力

각 단면의 압력場을 시간항도 포함한 꼴로 구해보자. (16)식에서 시간항을 갖는 속도 potential ϕ 는

$$\begin{aligned} \phi &= \varphi e^{i\omega_e t} = \frac{DS_1}{Dt} \phi_1 + \frac{DS_2}{Dt} \phi_2 + \frac{DS_3}{Dt} \phi_3 - i\omega_o \xi_a \phi_4 e^{-ikx \cos \chi + i\omega_e t} \\ &\equiv \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 \quad \dots \dots \dots (36) \end{aligned}$$

로 쓸 수 있다.

여기서 S_1, S_2, S_3 는 선체 횡단면의 종운동, 횡운동, 회전운동을 나타내고, 선체 전체의 운동을 ξ_j 라 하면

$$S_1 = \xi_3 - X \xi_5 \quad \dots \dots \dots (37)$$

$$S_2 = \xi_2 + X \xi_6 + z_G \xi_4 \quad \dots \dots \dots (38)$$

$$S_3 = \xi_4 \quad \dots \dots \dots (39)$$

이 된다. 이 단면과 유체의 상대속도는

$$\frac{DS_1}{Dt} = \dot{\xi}_3 - X \dot{\xi}_5 + U \xi_5$$

$$\frac{DS_2}{Dt} = \dot{\xi}_2 + X \dot{\xi}_6 + z_G \dot{\xi}_4 - U \xi_6$$

$$\frac{DS_3}{Dt} = \dot{\xi}_4 \quad \dots \dots \dots (40)$$

단,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \quad \dots \dots \dots (41)$$

前節까지 계산된 단위속도진폭에 대한 속도 potential

$$\varphi_j = \varphi_{Rj} + i\varphi_{Ij} \quad (j = 1, \dots, 4) \quad \dots \dots \dots (42)$$

로부터 j mode의 2차원 운동을 할 때의 선박 주위의 potential ϕ_j 는

$$\phi_j = \frac{DS_j}{Dt} \{ \varphi_{Rj} + i\varphi_{Ij} \} \quad \dots \dots \dots (43)$$

로 쓸 수 있다.

대응하는 압력은

$$\frac{p_j}{\rho} = - \frac{D\phi_j}{Dt} = - \left\{ i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right\} \phi_j \quad \dots \dots \dots (44)$$

로 주어진다. 다음으로 각 mode의 속도 potential을 mode별로 나타내자.

이 때

$$\dot{\xi}_j = i\omega_e \xi_j$$

$$\ddot{\xi}_j = -\omega_e^2 \cdot \xi_j$$

인 관계를 이용, ψ 에 관한 속도항과 가속도항으로 나누어 식을 변형하였다.

(1) 종운동 mode ($j = 1$)

$$\begin{aligned} \phi_1 &= (\ddot{\xi}_3 - X\dot{\xi}_5 + U\xi_5)(\psi_{R1} + i\psi_{I1}) \\ &= \ddot{\xi}_3\psi_{R1} - \omega_e\dot{\xi}_3\psi_{I1} - \dot{\xi}_5\left(X\psi_{R1} - \frac{U}{\omega_e}\psi_{I1}\right) + \xi_5(\omega_e X\psi_{I1} + U\psi_{R1}) \dots (46) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\frac{p_1}{\rho} &= \ddot{\xi}_3\left\{\psi_{R1} - \frac{U}{\omega_e}\frac{\partial\psi_{I1}}{\partial x}\right\} - \dot{\xi}_3\left\{\omega_e\psi_{I1} + U\frac{\partial\psi_{R1}}{\partial x}\right\} \\ &\quad - \dot{\xi}_5\left\{X\psi_{R1} - \frac{U}{\omega_e}\psi_{I1} - \frac{U}{\omega_e}\frac{\partial}{\partial x}(X\psi_{I1}) - \frac{U^2}{\omega_e^2}\frac{\partial\psi_{R1}}{\partial x}\right\} \\ &\quad + \xi_5\left\{\omega_e X\psi_{I1} + U\psi_{R1} + U\frac{\partial}{\partial x}(X\psi_{R1}) - \frac{U^2}{\omega_e}\frac{\partial\psi_{I1}}{\partial x}\right\} \dots (47) \end{aligned}$$

(2) 횡운동 mode ($j = 2$)

$$\begin{aligned} \phi_2 &= (\ddot{\xi}_2 + z_G\dot{\xi}_2 + X\dot{\xi}_6 - U\xi_6)(\psi_{R2} + i\psi_{I2}) \\ &= \ddot{\xi}_2\psi_{R2} - \omega_e\dot{\xi}_2\psi_{I2} + \dot{\xi}_6\left(X\psi_{R2} - \frac{U}{\omega_e}\psi_{I2}\right) - \xi_6\{\omega_e X\psi_{I2} + U\psi_{R2}\} \\ &\quad + z_G\{\dot{\xi}_4\psi_{R2} - \omega_e\xi_4\psi_{I2}\} \dots \dots \dots (48) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\frac{p_2}{\rho} &= \ddot{\xi}_2\left\{\psi_{R2} - \frac{U}{\omega_e}\frac{\partial\psi_{I2}}{\partial x}\right\} - \dot{\xi}_2\left\{\omega_e\psi_{I2} + U\frac{\partial\psi_{R2}}{\partial x}\right\} \\ &\quad + \dot{\xi}_6\left\{X\psi_{R2} - \frac{U}{\omega_e}\psi_{I2} - \frac{U}{\omega_e}\frac{\partial}{\partial x}(X\psi_{I2}) - \frac{U^2}{\omega_e^2}\frac{\partial\psi_{R2}}{\partial x}\right\} \\ &\quad - \xi_6\left\{\omega_e X\psi_{I2} + U\psi_{R2} + U\frac{\partial}{\partial x}(X\psi_{R2}) - \frac{U^2}{\omega_e}\frac{\partial\psi_{I2}}{\partial x}\right\} \\ &\quad + z_G\left[\dot{\xi}_4\left\{\psi_{R2} - \frac{U}{\omega_e}\frac{\partial\psi_{I2}}{\partial x}\right\} - \xi_4\left\{\omega_e\psi_{I2} + U\frac{\partial\psi_{R2}}{\partial x}\right\}\right] \dots (49) \end{aligned}$$

(3) 횡요 mode ($j = 3$)

$$\phi = \xi_4 \{ \psi_{R3} + i\psi_{I3} \} = \xi_4 \psi_{R3} - \omega_e \xi_4 \psi_{I3} \quad \dots \dots \dots (50)$$

$$-\frac{p_3}{\rho} = \xi_4 \left\{ \psi_{R3} - \frac{U}{\omega_e} \frac{\partial \psi_{I3}}{\partial x} \right\} - \xi_4 \left\{ \omega_e \psi_{I3} + U \frac{\partial \psi_{R3}}{\partial x} \right\} \quad \dots \dots \dots (51)$$

(4) Diffraction mode ($j = 4$)

$$\phi_4 = -i\omega_0 \zeta_a (\psi_{R4} + i\psi_{I4}) e^{-ikx \cos \chi + i\omega_e t} \quad \dots \dots \dots (52)$$

$$-\frac{p_4}{\rho} = -i\omega_0 \zeta_a \left\{ i\omega_0 \psi_4 - U \frac{\partial \psi_4}{\partial x} \right\} e^{-ikx \cos \chi + i\omega_e t} \quad \dots \dots \dots (53)$$

여기에서

$$\zeta_w = \zeta_a e^{-ikx \cos \chi + i\omega_e t} \quad \dots \dots \dots (54)$$

로 정의하면

$$\begin{aligned} -\frac{p_4}{\rho} &= -i\omega_0 \zeta_a \left\{ i\omega_0 (\psi_{R4} + i\psi_{I4}) - U \frac{\partial}{\partial x} (\psi_{R4} + i\psi_{I4}) e^{-ikx \cos \chi + i\omega_e t} \right\} \\ &= \zeta_w \left\{ -\frac{\omega_0^2}{\omega_e^2} \psi_{R4} + U \frac{\omega_0}{\omega_e^2} \frac{\partial \psi_{I4}}{\partial x} \right\} + \xi_w \left\{ \frac{\omega_0^2}{\omega_e} \psi_{I4} + U \frac{\omega_0}{\omega_e} \frac{\partial \psi_{R4}}{\partial x} \right\} \quad (55) \end{aligned}$$

여기서 나타낸 압력식은 x 미분항을 포함한다. 유체력의 계산에는 불가결한 항이므로 나타나 있으나, 압력을 구할 경우에는 ϕ_j 의 x 방향 변화가 작다고 보아

$\frac{\partial \phi_j}{\partial x}$ 항은 생략한다.

2.5 2차원 유체력의 표시

운동에 대한 압력을 선체 횡단면에 따라 적분하면 단면당 유체력이 얻어진다.

여기서 $(\overline{N}_1, \overline{N}_2, \overline{N}_3) = \{n_3, n_2, yn_3 - (z - z_G)n_2\}$ 로 정의하면, 각 운동 mode에 대해서는

$$\frac{1}{\rho} \frac{dF_j}{dx} = \int_C \frac{p_j}{\rho} \overline{N}_j ds \quad (j = 1, 2, 3) \quad \dots \dots \dots (56)$$

Diffraction mode에 대해서는

$$\frac{1}{\rho} \frac{dF_{4j}}{dx} = \int_C \frac{p_4}{\rho} \overline{N}_j ds \quad (j = 1, 2, 3) \quad \dots \dots \dots (57)$$

로 된다. 여기서 다음의 量

$$M_j = \int_C \psi_{Rj} \overline{N}_j ds \quad \dots \dots \dots (58)$$

$$N_j = -\omega_e \int_C \phi_{I_j} \overline{N_j} ds \quad \dots \dots \dots (59)$$

을 정의한다. M_j 는 부가질량, N_j 는 조파 감쇠력이다.

또, 좌우요와 횡요의 연성항을 나타낼 때, 좌우요의 부가질량과 조파감쇠력의着力点을 l_η , l_w 라고 정의하면

$$-l_\eta M_2 = \int_C \phi_{R3} \overline{N_2} ds = \int_C \phi_{R2} (y n_3 - z n_2) ds \quad \dots \dots \dots (60)$$

$$-l_w N_2 = -\omega_e \int_C \phi_{I3} \overline{N_2} ds = \int_C \phi_{I2} (y n_3 - z n_2) ds \quad \dots \dots \dots (61)$$

이로부터 각 운동 mode의 단면당 유체력은 다음과 같이 표시된다.

(1) 횡운동 mode ($j = 1$)

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{dF_1}{dx} &= \left\{ M_1 + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial N_1}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_3 + \left\{ N_1 - U \frac{\partial M_1}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_3 \\ &\quad - \left\{ X M_1 + \frac{U}{\omega_e^2} N_1 + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial}{\partial x} (X N_1) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial M_1}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_5 \\ &\quad - \left\{ X N_1 - U M_1 - U \frac{\partial}{\partial x} (X M_1) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial N_1}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_5 \quad \dots \dots (62) \end{aligned}$$

(2) 종운동 mode ($j = 2$)

Sway, Yaw, Roll이 동시에 존재하므로 압력으로서의 p_2, p_3 양쪽을 병행하여 생각한다.

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{dF_2}{dx} &= \left\{ M_2 + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial N_2}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_2 + \left\{ N_2 - U \frac{\partial M_2}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_2 \\ &\quad + \left\{ X M_2 + \frac{U}{\omega_e^2} N_2 + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial}{\partial x} (X N_2) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial M_2}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_6 \\ &\quad + \left\{ X N_2 - U M_2 - U \frac{\partial}{\partial x} (X M_2) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial N_2}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_6 \\ &\quad + \left\{ M_2 l'_\eta + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial}{\partial x} (N_2 l'_w) \right\} \ddot{\xi}_4 + \left\{ N_2 l'_w - U \frac{\partial}{\partial x} (M_2 l'_\eta) \right\} \dot{\xi}_4 \quad (63) \end{aligned}$$

여기서 $l'_\eta = z_G - l_\eta$, $l'_w = z_G - l_w$ 이다.

(3) 횡요 mode ($j = 3$)

$j = 2$ 의 경우와 같이, 압력으로서의 p_2, p_3 양쪽을 같이 생각한다.

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho} \frac{dF_3}{dx} &= \left\{ M_2 l'_\eta + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial N_2 l'_w}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_2 + \left\{ N_2 l'_w - U \frac{\partial M_2 l'_\eta}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_2 \\
&+ \left\{ X M_2 l'_\eta + \frac{U}{\omega_e^2} N_2 l'_w + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial}{\partial x} (X N_2 l'_w) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial M_2 l'_\eta}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_6 \\
&+ \left\{ X N_2 l'_w - U M_2 l'_\eta - U \frac{\partial}{\partial x} (X M_2 l'_\eta) - \frac{U^2}{\omega_e^2} \frac{\partial N_2 l'_w}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_6 \\
&+ \left\{ M_3 + \frac{U}{\omega_e^2} \frac{\partial}{\partial x} N_3 \right\} \ddot{\xi}_4 + \left\{ N_3 - U \frac{\partial}{\partial x} M_3 \right\} \dot{\xi}_4 \quad \dots \dots (64)
\end{aligned}$$

(4) Diffraction 성분 ($j = 4$)

단면살의 diffraction 유체력은 $\frac{\partial \psi_4}{\partial x}$ 항을 남긴 (55)식의 압력으로부터 구한다.

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho} \frac{dF_{4k}}{dx} &= - \left\{ \frac{\omega_0^2}{\omega_e^2} M_{4k} + U \frac{\omega_0}{\omega_e^3} \frac{\partial N_{4k}}{\partial x} \right\} \ddot{\xi}_w \\
&+ \left\{ - \frac{\omega_0^2}{\omega_e^2} N_{4k} + U \frac{\omega_0}{\omega_e} \frac{\partial N_{4k}}{\partial x} \right\} \dot{\xi}_w \quad (k = 1, 2, 3) \quad \dots \dots (65)
\end{aligned}$$

2.6 Froude-Krylov力, 浮力 성분

앞서 보인 압력, 유체력은 속도나 가속도에 의존하는 동적인 성분이다. 이밖에 입사파 자체의 압력에 의한 것(Froude-Krylov力)이나, 침수부분 변동에 의한 靜的浮力 성분을 고려해야 한다. 오히려 이들 성분은 큰 몫을 차지하므로 이것의 취급방법에 의해 계산의 精度가 좌우된다.

정수압 성분은 운동 mode와 입사파 성분을 전부 합한 꼴로

$$\begin{aligned}
-\frac{p_{s1}}{\rho} &= g(S_1 + yS_4) + p_w(y, z) \\
&= g(\xi_3 - X\xi_5 + y\xi_4) + p_w(y, z) \quad \dots \dots \dots (66)
\end{aligned}$$

로 된다. 여기서

$$p_w(y, z) = \zeta_a g e^{-kz} \cos(kx \cos \chi - ky \sin \chi - \omega_e t) \quad \dots \dots \dots (67)$$

이다.

유체력은 압력을 운동의 각 방향 성분에 대해 적분하면 얻어진다. 그 결과는 다음과 같다.

(1) 중운동 mode ($j = 1$)

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho} \frac{dF_{s1}}{dx} &= b(x)S_1 + \int_C p_w(y, z) n_3 ds \\
&= b(x)(\xi_3 - X\xi_5) + \int_C p_w(y, z) n_3 ds \quad \dots \dots (68)
\end{aligned}$$

(2) 횡운동 mode ($j = 2$)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dF_{s2}}{dx} = \int_C p_w(y, z) n_2 ds \quad \dots \dots \dots (69)$$

(3) 횡요 mode ($j = 3$)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dF_{s3}}{dx} = gm(x)\xi_4 + \int_C p_w(y, z) \overline{N}_3 ds \quad \dots \dots \dots (70)$$

단, $b(x)$ 는 x 에 있어 수선폭, $S(x)$ 는 침수부분의 단면적, $\overline{gm}(x)$ 는 단면의 복원정을 나타낸다.

2.7 배 전체의 유체력 계수

배 전체의 유체력은 위에 나타난 각 단면의 유체력 분포를 x 방향으로 적분하면 구해진다. 여기서, l mode운동에 의한 j mode 유체력 中 가속도항(부가질량계수)을 A_{jl} , 감쇠계수를 B_{jl} , 복원력계수를 C_{jl} 이라 하자.

각 항의 구체적 꼴은 Table 1.~5에 나타낸다. 파 강제력(모멘트) 성분은 Froude-Krylov力과 Diffraction 유체력의 합으로 표시되고, $F_{\omega j}$ ($j = 1, 2, 3$), $M_{\omega j}$ ($j = 4, 5, 6$)으로 정의한다.

또 pitching과 yawing 성분의 계산에 있어, x 방향으로 적분할 때 전후 방향의 lever를 \overline{X} 라 한다. 이 \overline{X} 는 배 전체의 유체력을 구할 때는 $\overline{X} = X = x - x_G$ 이다.

과랑하중을 구할 때의 \overline{X} 는 X 와 다른 의미로 해석한다.

(1) 종운동

heaving과 pitching에 대한 유체력은

$$\begin{aligned}
-\overline{F}_3 &= \int_{AP}^{FP} \left\{ \frac{dF_1}{dx} + \frac{dF_{s1}}{dx} + \frac{dF_{41}}{dx} \right\} dx \\
&= A_{33}\ddot{\xi}_3 + B_{33}\dot{\xi}_3 + C_{33}\xi_3 + A_{35}\ddot{\xi}_5 + B_{35}\dot{\xi}_5 + C_{35}\xi_5 - F_{w3} \quad \dots (71)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\overline{M}_5 &= - \int_{AP}^{FP} \left\{ \frac{dF_1}{dx} + \frac{dF_{s1}}{dx} + \frac{dF_{41}}{dx} \right\} \overline{X} dx \\
&= A_{53}\ddot{\xi}_3 + B_{53}\dot{\xi}_3 + C_{53}\xi_3 + A_{55}\ddot{\xi}_5 + B_{55}\dot{\xi}_5 + C_{55}\xi_5 - M_{w5} \quad \dots (72)
\end{aligned}$$

(2) 횡운동

swaying과 yawing에 대한 유체력은

$$\begin{aligned}
 -\overline{F}_2 &= \int_{AP}^{FP} \left\{ \frac{dF_2}{dx} + \frac{dF_{s2}}{dx} + \frac{dF_{42}}{dx} \right\} dx \\
 &= A_{22}\ddot{\xi}_2 + B_{22}\dot{\xi}_2 + C_{22}\xi_2 + A_{24}\ddot{\xi}_4 + B_{24}\dot{\xi}_4 + C_{24}\xi_4 \\
 &\quad + A_{26}\ddot{\xi}_6 + B_{26}\dot{\xi}_6 + C_{26}\xi_6 - F_{w2} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (73)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 -\overline{M}_6 &= \int_{AP}^{FP} \left\{ \frac{dF_2}{dx} + \frac{dF_{s2}}{dx} + \frac{dF_{42}}{dx} \right\} \overline{X} dx \\
 &= A_{62}\ddot{\xi}_2 + B_{62}\dot{\xi}_2 + C_{62}\xi_2 + A_{64}\ddot{\xi}_4 + B_{64}\dot{\xi}_4 + C_{64}\xi_4 \\
 &\quad + A_{66}\ddot{\xi}_6 + B_{66}\dot{\xi}_6 + C_{66}\xi_6 - M_{w6} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (74)
 \end{aligned}$$

rolling에 대한 유체력은

$$\begin{aligned}
 -\overline{M}_4 &= \int_{AP}^{FP} \left\{ \frac{dF_3}{dx} + \frac{dF_{s3}}{dx} + \frac{dF_{43}}{dx} \right\} dx \\
 &= A_{42}\ddot{\xi}_2 + B_{42}\dot{\xi}_2 + C_{42}\xi_2 + A_{44}\ddot{\xi}_4 + B_{44}\dot{\xi}_4 + C_{44}\xi_4 \\
 &\quad + A_{46}\ddot{\xi}_6 + B_{46}\dot{\xi}_6 + C_{46}\xi_6 - M_{w4} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (75)
 \end{aligned}$$

2.8 운동방정식

위에 제시한 유체력이 배의 관성력과 같다고 놓아서 운동방정식을 얻는다.

$$M\ddot{\xi}_j = \overline{F}_j \quad (j = 1, 2, 3) \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (76)$$

$$I_{jj}\ddot{\xi}_j = \overline{M}_j \quad (j = 4, 5, 6) \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (77)$$

위식의 우변에 각 운동 mode의 유체력을 대입하고 좌변에 동요에 관계되는 항을, 우변에 波力에 관계되는 항으로 정리하면

(1) 종운동의 운동방정식

$$(M + A_{33})\ddot{\xi}_3 + B_{33}\dot{\xi}_3 + C_{33}\xi_3 + A_{35}\ddot{\xi}_5 + B_{35}\dot{\xi}_5 + C_{35}\xi_5 = F_{w3} \quad \cdot \cdot (78)$$

$$A_{53}\ddot{\xi}_3 + B_{53}\dot{\xi}_3 + C_{53}\xi_3 + (I_{55} + A_{55})\ddot{\xi}_5 + B_{55}\dot{\xi}_5 + C_{55}\xi_5 = M_{w5} \quad \cdot \cdot (79)$$

(2) 횡운동의 운동방정식

$$\begin{aligned}
 (M + A_{22})\ddot{\xi}_2 + B_{22}\dot{\xi}_2 + C_{22}\xi_2 + A_{24}\ddot{\xi}_4 + B_{24}\dot{\xi}_4 + C_{24}\xi_4 \\
 + A_{26}\ddot{\xi}_6 + B_{26}\dot{\xi}_6 + C_{26}\xi_6 = F_{w2} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (80)
 \end{aligned}$$

$$A_{42}\ddot{\xi}_2 + B_{42}\dot{\xi}_2 + C_{42}\xi_2 + (I_{44} + A_{44})\ddot{\xi}_4 + B_{44}\dot{\xi}_4 + C_{44}\xi_4 + A_{46}\ddot{\xi}_6 + B_{46}\dot{\xi}_6 + C_{46}\xi_6 = M_{w4} \quad \dots \dots \dots (81)$$

$$A_{62}\ddot{\xi}_2 + B_{62}\dot{\xi}_2 + C_{62}\xi_2 + A_{64}\ddot{\xi}_4 + B_{64}\dot{\xi}_4 + C_{64}\xi_4 + (I_{66} + A_{66})\ddot{\xi}_6 + B_{66}\dot{\xi}_6 + C_{66}\xi_6 = M_{w6} \quad \dots \dots \dots (82)$$

(3) 전후요 운동방정식

전후요는 같은 대칭운동이지만, 지금까지 細長船 가정으로 전개해 왔으므로, 고차 성분으로 생략되어 버리고, 표면에 나오지 못했다. 전후요가 문제될 때는 상호 간섭이 없는 단독 mode의 운동으로서 Froude-Krylov 성분만으로 파랑 강제력을 계산하여 방정식을 세운다.

$$(M + A_{11})\ddot{\xi}_1 = F_{w1} \quad \dots \dots \dots (83)$$

이것으로부터 알 수 있듯이 복원력, 감쇠력 성분이 없다. 그 때문에 회합주파수가 작아지면 매우 큰 응답 진폭을 보이게 되고, 실제와 다른 양상이 된다. 이 점을 주의하면 상당히 타당한 추정치를 얻을 수 있다.

2.9 파랑하중

유체력의 분포, 운동이 알려지면, 주선체 구조에 작용하는 하중을 계산할 수 있다. 지금까지 구한 단위길이 상의 관성력, 유체력에서 전단력과 굽힘 모멘트의 계산식은

$$F_V(x_1) = - \int_{AP}^{x_1} \left\{ \frac{w}{g} \ddot{S}_1 - \frac{dF_1}{dx} - \frac{dF_{41}}{dx} - \frac{dF_{s1}}{dx} \right\} dx$$

$$F_H(x_1) = - \int_{AP}^{x_1} \left\{ \frac{w}{g} \ddot{S}_2 - \frac{dF_2}{dx} - \frac{dF_{42}}{dx} - \frac{dF_{s2}}{dx} \right\} dx$$

$$M_V(x_1) = \int_{AP}^{x_1} \left\{ \frac{w}{g} \ddot{S}_1 - \frac{dF_1}{dx} - \frac{dF_{41}}{dx} - \frac{dF_{s1}}{dx} \right\} (x - x_1) dx$$

$$M_H(x_1) = - \int_{AP}^{x_1} \left\{ \frac{w}{g} \ddot{S}_2 - \frac{dF_2}{dx} - \frac{dF_{42}}{dx} - \frac{dF_{s2}}{dx} \right\} (x - x_1) dx \quad (84)$$

여기서 F_V 는 선수측 단면에서 z 축의 - 방향으로 작용하는 전단력을 +, F_H 는 y 축의 - 방향으로 작용하는 전단력을 +로 한다.

M_V 는 hogging 모멘트를 +, M_H 는 좌현의 直應力이 압축이 되는 상태를 +로 한다.

또 위에 나타낸 식의 구체적인 꼴은 Table 1~5에 있다.

이 때, 운동의 유체력과는 달리 $\bar{X} = x - x_1$ 으로, 하중 작용위치 x 와 하중 계

산위치 x_1 과의 차를 나타내는 것으로 하고, 한편 X 는 $X = x - x_G$ 로 정의한다.

이런 식으로 해석하면 Table 1~5의 식을 전단력, 굽힘 모멘트의 식으로 쓸 수 있다.

비틀림 모멘트는

$$M_T(x_1) = - \int_{AP}^{x_1} \left\{ i_{xx} \ddot{S}_3 - \frac{dF_3}{dx} - \frac{dF_{43}}{dx} - \frac{dF_{s3}}{dx} \right\} dx \quad \dots \dots (85)$$

단, w 는 단위길이당의 중량, i_{xx} 는 단위길이당의 x 축에 관한 단면의 2차 모멘트이다. 또 M_T 는 선수측 단면에서 zy 방향으로 작용하는 모멘트를 +로 한다.

2. 10 횡요 감쇠력

과랑중의 선체운동에 있어 횡요문제는 복원성에 연결되는 큰 문제이다.

그러나渦의 발생 등 점성효과가 크기 때문에 이제까지 설명한 potential 이론으로는 충분히 취급할 수 없다. 이에 대신하여 몇 가지 수법이 시도되었으나 대부분 경험적 또는 실험식에 의한 것이었다. 여기서는 간단히 횡요감쇠계수에 대해 고찰한다.

횡요감쇠는 진폭과 함께 급격히 변화하므로 다음과 같은 비선형성을 가정하자.

$$B_{44} \dot{\phi} = B_1 \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}| \quad \dots \dots \dots (86)$$

여기서 B_1, B_2 는 수조실험 또는 과거의 Data로부터 추정한다.

여기서 중요한 점은 횡요감쇠계수가 전진속도에 의해 크게 변하는 경향이 있다는 것으로, 이를 정확히 파악할 필요가 있다.

신뢰할 수 있는 추정법이 없는 현재로서는 모형시험 또는 그에 기초한 Data Base가 잘 사용된다. Ikeda 등은 실험결과와 이론 Model을 이용, 선형(船型)의 영향을 넣은 추정식을 제안하였다.

여기서는 모형시험으로부터 구하는 법을 소개한다. 모형시험에서는 선속을 여러가지로 바꾸며 자유 횡요시험을 하여 횡요 감멸곡선을 구한다.

$$\Delta\phi = a\phi_m + b\phi_m^2 \quad \dots \dots \dots (87)$$

여기서 $\phi_m = \frac{\phi_n + \phi_{n+1}}{2}$ 로 평균횡요각, $\Delta\phi = \phi_n - \phi_{n+1}$ 로 감멸각을 나타낸다.

a, b 와 B_1, B_2 사이에는

$$B_1 = 2(I_{xx} + A_{xx}) \left\{ \frac{\omega_0}{\pi} a \right\} \quad \dots \dots \dots (88)$$

$$B_2 = (I_{xx} + A_{xx}) \left\{ \frac{3}{4} \frac{180}{\pi} b \right\} \quad \dots \dots \dots (89)$$

의 관계가 있다.

이 횡요감쇠항과 더불어, 관성항이나 복원항에 대해서도 실험으로 추정하는 방법도 있다.

감쇠계수 계측시, Sway 등과의 연성이 작은 경우, 자유 횡요시험으로 계측되는 횡요주기 T_R , 횡메타센터 GM 이 알려지면, 횡요와 연관되어

$$C_{44}\phi = \bar{W} \cdot GM \cdot \phi \quad \dots \dots \dots (90)$$

$$I_{44} + A_{44} = \bar{W} \cdot GM \cdot \left(\frac{T_R}{2\pi}\right)^2 \quad \dots \dots \dots (91)$$

다. 단 Sway나 yaw와의 연성항은 앞절까지의 계산결과를 쓰게 된다.

이 된다. \bar{W} 는 배의 배수량이다. 이들 관계를 (81)식의 대응항에 대입하여 사용할

2.11 새로운 정식화에 의한 Diffraction 성분과 종래법에 의한

결과의 비교

여기서는 종래의 방법과 다른 정식화로 Diffraction 성분을 구하는 것을 제안했다. 이 방법에 의한 결과를 종래의 Tasai나 Mizoguchi의 결과와 비교하여 특히 차이가 명확히 드러나는 단과장 영역에서 변동압력분포를 고찰하였다. 여기서 취급한 Diffraction 성분 계산법은 다음 3종류이다.

1. 2차원 경계조건을 엄밀히 만족시키고 파의 주파수 ω_0 를 사용한 자유표면조건을 이용한 방법(실선)
2. Mizoguchi 방법 : 2차원 경계조건을 엄밀히 만족시키고, 중운동(대칭성분)에 대해서는 ω_0 를, 횡운동(반대칭성분)에 대해서는 ω_e 를 사용한 자유표면조건을 사용하는 방법(一點쇄선)
3. 종래의 방법 : Diffraction 성분을 Radiation 성분과 등가 흡수위치에서 파입자 속도의 조합으로 근사시키는 방법. 대칭성분에 대해서는 ω_0 를, 반대칭성분에 대해서는 ω_e 를 사용(파선)

상기의 각 계산결과와 실험결과를 비대선 선체중앙단면(구속상태)에 작용하는 파랑변동압력분포를 예로 들어 검토한다.

그 결과가 Fig 2와 Fig3이다. 선저 중앙을 0으로 하여 파상측을 -90° , 파하측을 90° 로 하여 각 점에서 변동압의 진폭을 표시하였다. 배는 $\lambda/L = 0.3$ 인 파중을 $F_n = 0.1, 0.2$ 로, 각종 회합각으로 항주하고 있다.

이들 그림에서 다음과 같은 것을 알 수 있다.

◆ 2차원 경계조건을 엄밀히 만족시킨 본 방법이 다른 방법보다 전반적으로 실험치에 가까운 추정치를 보이고 있다. 특히, 파상측 (-90°)의 선측부 압력은 현저히 그 경향을 보인다. 한편, 종래의 Diffraction 성분을 Radiation 성분으로 근사시키는 방법은 파상측에서 진폭 추정치는 실험치의 $\frac{1}{2}$ 정도이다. 또 선측부에서의 파의 반사를 충분히 고려하고 있지 않으므로 파하측 및 선저부분에서는 오히려 파장변동압이 높게 추정된다.

◆ $F_n = 0.1$ 에서는 계산법 1, 2는 거의 차가 없다. 그러나 $F_n = 0.2$ 의 사추파에서는 1의 결과에 비해 2의 결과는 실험치와 상당히 떨어져있다. 이 부근은 회합 주파수 ω_e 가 작아지는 곳이고, 반대칭성분의 유체력이 커지기 때문으로 생각된다.

◆ 어떤 계산법이나 향파중, 추파중의 선저압력변동은 실험치보다 큰 값을 주고 있다. 이 원인으로는, 2차원 경계조건을 사용하고 있으므로 선수미에서의 파의 반사영향이 고려되지 않기 때문으로 생각된다.

3. 계산결과와 실험의 비교

앞장에서 논한 방법에 의한 계산 결과와 최근의 실험결과의 비교를 VLCC 선형 ($F_n = 0.131$) 과 Container 선형 ($F_n = 0.25$) 두 경우에 대해 제시한다. 양 船의 주요요목은 Table. 6과 같다.

Table 6 : Particulars of Models

	VLCC	Container船
L_{pp} (m)	4.500	5.000
B (m)	0.793	0.617
d (m)	0.285	0.232
排水量(Kg)	820.5	408.2
F_n	0.131	0.250
横遙週期 (s)	1.86	4.18

그 결과, 선체운동 계산결과는 실험과 대체로 잘 맞음을 볼 수 있다. 이들 그림은 입사파장 (λ) 와 배길이의 비를 횡축으로 잡고, 각 운동성분의 진폭의 무차원값을 plot하였다. 무차원화는

Sway, Heaving : $y_A/\zeta_A, z_A/\zeta_A$

Roll, Pitch, Yaw : $\phi_A/k\zeta_A, \theta_A/k\zeta_A, \psi_A/k\zeta_A$

여기서 ζ_A : 입사파 진폭

k : 파수(wave number)

일반적으로 횡요는 횡파상태에서 커질 것으로 생각되나, 대형 컨테이너선의 경우 횡파中の 횡요값은 극히 작고, 오히려 회합각이 $30^\circ \sim 60^\circ$ 의 사추파 상태에서 크게 된다.

이는 대형 컨테이너선에서는 횡요 고유주기가 극히 길어지고, 해양에서 만나는 파를 횡방향에서 만나면 동조가 생기지 않고, 사추파 상태가 되어 회합주기가 커지는 경우에 비로소 동조현상이 발생하기 때문이다.

Fig. 3의 (3)에서는 회합각이 30° 인 경우 횡요가 크게 되었고, 이런 특성도 포함

하여 계산결과는 실험과 개략적으로 일치를 보이고 있으나, 회합각 30° 에서 횡요의 진폭의 입사과장에 대한 변화 경향은 미묘한 차이가 있다. 특히 과장이 긴 곳에서 실험치가 계산치보다 커지는 경향이 있으나, λ/L 이 1 이상인 영역에서 yawing 진폭도 실험치가 과대하게 되어있는 것을 보면 모형시험에서는 Auto-Pilot으로 보침하고 있으나, 계산에서는 이를 고려치 않은데서 오는 차이라고 생각된다.

즉, Container선은 복원정이 작으므로 Auto-Pilot에 의해 조타시마다 타에 횡력이 작용하여 대응되는 횡경사가 생기는 것으로 추측된다.

