
 論 文

大韓造船學會誌
 第17卷 第2號 1980年 6月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 17, No. 2, June 1980

U, V船型的 縱搖 및 上下搖時的 流體力學的 特性比較

具 鍾 道*

 A Comparison of the Hydrodynamic Characteristics of U, V Type
 Ship in Pitching and Heaving

by

J. D. Koo

Abstract

This paper compared the seakeeping quality of U, V type ships in infinite depth and finite depth by using the finite element method.

From the calculated results, it is found that heaving and pitching motions of V type are comparatively better than those of U type ship in the water of infinite depth and the reversed phenomenon occurs in the water of finite depth.

And the seakeeping quality of U type is better than V type ship in larger ranges than the nondimensional wave number 2.0.

記 號

a : 附加質量

A : 附加慣性 *moment*

$[A]$: 無限水域에서의 未知 ϕ_i 의 係數 matrix

$[A']$: 制限水深에서의 未知 ϕ_i 의 係數 matrix

$A(t)$: Bernoulli 常數

b : 減衰係數

B : 減衰 *moment* 系數

$\{B\}, \{B'\}$: 無限水域에서의 ϕ_i 式의 input data matrix

B_1 : 배의 半幅

c : 復原力

C : 復原 *moment*

$\{c\}, \{c'\}$: 制限水深에서의 ϕ_i 式의 input data matrix

D : 流體의 領域

F_y : y 方向의 流體動力學的인 힘

F_c : F_y 의 cosine mode

F_s : F_y 의 sine mode

g : 重力加速度

H : 水深

I_a : 慣性 *moment*

I^c : 無限水域에서의 cosine mode functional

I^s : 無限水域에서의 sine mode functional

I'^c : 制限水深에서의 cosine mode functional

I'^s : 制限水深에서의 sine mode functional

K : wave number = ω^2/g

L : 배의 길이

L_w : 發生波의 波長

n : 法線方向의 單位 vector

n_1 : 法線方向의 單位 vector의 x 成分

n_2 : 法線方向의 單位 vector의 y 成分

接受日字: 1980年 6月 1日

* 正會員: 海軍士官學校

- N_i : 形狀係數
- p : 壓力
- P : 時間에 따라 變하는 壓力
- P_0 : 最大壓力
- P^c : 壓力的 cosine mode
- P^s : 壓力的 sine mode
- S : 水線面의 面積
- S_F : 自由表面
- S_R : 發散波 境界面
- S_B : 水底境界面
- S_0 : 배의 表面
- T : 吃水
- U : y 方向의 流
- v : 교환 流體 速度
- \vec{V} : 入射波의 速度
- v_n : 動搖速度의 法線成分
- V^c : 流體速度의 cosine mode
- V^s : 流體速度의 sine mode
- V_i^c : 強制動搖 節點速度의 cosine mode
- V_i^s : 強制動搖 節點速度의 sine mode
- x : 橫軸
- y : 垂直軸
- z : 縱軸
- Y : 배의 動搖變位
- ρ : 流體의 密度
- μ : 斷面의 附加質量
- λ : 斷面의 減衰力
- η_0 : 發生波의 最大振幅
- η : 發生波의 振幅
- ξ : 重心에서 斷面까지의 거리
- ω : 배의 強制振動數
- ϕ : velocity potential
- Φ : oscillating velocity potential
- ϕ_i : 節點의 velocity potential
- ϕ^c : velocity potential의 cosine mode
- ϕ^s : velocity potential의 sine mode
- ϵ_H : 上下搖時의 位相差
- ϵ_p : 縱搖時의 位相差
- μ_H : 上下搖時의 附加質量係數
- μ_p : 縱搖時의 附加慣性 moment 係數
- λ_H : 上下搖時의 減衰力係數
- λ_p : 縱搖時의 減衰 moment 係數
- ρ : 流體의 密度

1. 序 論

船舶의 波浪中에서 縱搖와 上下搖를 할 때의 流體力를 求하는 것은 耐航性能 및 航海性能面에서 매우 意義가 크다.

一般的으로 船舶에 關한 附加質量項과 減衰項의 問題는 船舶을 길이 方向으로 有限個의 二次元 斷面으로 나누고 各 斷面의 境界值 問題를 풀어 길이 方向으로 積分하는 方法[1]이 있고, 二次元 斷面의 上下搖할 때 이들을 求하는 計算法에는 圓形柱狀體의 上下搖에 對한 Ursell[2]의 方法과 이를 擴張한 Tasai[3]等의 方法이 있으나, 本論文에서는 任意의 主파수 범위와 水域에서 그 理論이 잘 맞는 것으로 되어 있는 Bai[7]의 variational method를 使用하여 U, V船型의 有限水域 및 無限水域에서의 流體力와 上下搖를 縱搖의 振巾을 求하여 그 耐航性能을 比較檢討하기로 했다.

대개 船舶이 縱搖하는 경우 반드시 上下搖를 수반하게 되나 船舶의 重心을 지나는 橫軸이 縱搖의 軸과 一致한다는 가정과 縱搖角度와 上下搖의 變位가 대단히 작고 流體粒子의 微小運動이란 가정아래 線型理論을 適用시켜 縱搖와 上下搖를 分離하여 解析하였고 境界條件의 無限遠에 位置한 境界面의 位置設定은 원점에 位置한 source의 pulsating potential이 원래의 5%以下로 無視할 수 있다는 가정아래 가상 境界面 位置를 設定하였다.

2. 供試船型과 座標系

本論文에서 使用된 供試船型은 U 및 V型船型의 流體動力學的인 特性을 比較하기 爲하여 排水量과 主要 尺寸을 같게 하고 다만 水面下의 船首 形狀이 U, V型인 船型을 選擇하였으며 그 船型의 橫斷面圖와 主要 尺寸은 Fig. 1과 Table 1에 表示했다.[24]

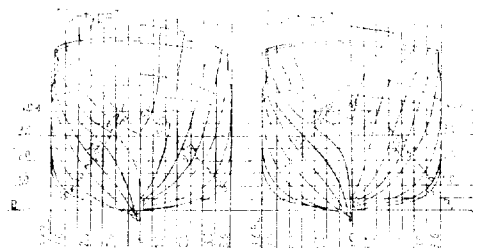


Fig. 1. Body plans of U, V type ships

Table 1. Principal Dimension

Length between perpendiculars	41.00m
Breadth moulded	7.00m
Depth moulded	4.00m
Draft moulded	3.35m
Displacement Δ_{mtd}	590.70t
Displacement Δ_{opp}	597.60t
Block coefficient	0.5825
Midship section coefficient	0.8920

座標系는 Fig. 2와 같이 右手座標系로 하고, x軸은 縱搖의 回轉軸이고 x-z平面은 自由表面과 一致되도록 했다.

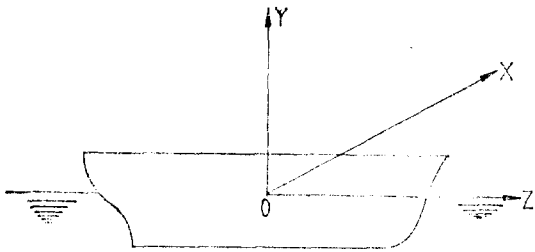


Fig. 2. Right-handed coordinate system

3. 基礎方程式과 境界條件

流體는 非粘性, 非壓縮性, 非回轉性인 理想流體로 하고, 自由表面을 갖는 無限水域과 制限水深에 걸쳐 있고 船體運動과 自由表面의 波高는 微小하다고 하고, 二次元 動搖問題를 풀기 위해 前節에서 表示한 x-y 平面에서 Fig. 3처럼 문제를 설정하였다. [13][14][15][21]

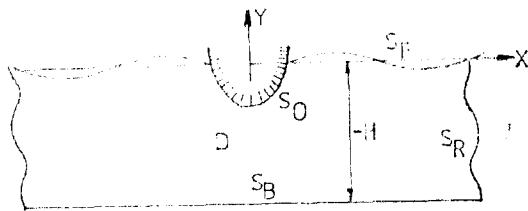


Fig. 3.

流體中 微小部分에 關한 Euler의 運動方程式에서 velocity potential은

$$\vec{V} = \nabla\phi \tag{3.1}$$

라 하고 高次項을 無視하고 壓力과 velocity potential

이 주기 함수인 것을 고려하여 流體中 任意의 位置에서 動流體力을 求하면

$$\frac{P}{\rho} = -i\omega\phi \tag{3.2}$$

가 되고 非壓縮性 流體란 가정으로부터 連續方程式은 (3.1)式에 의해

$$\nabla^2\phi = 0 \tag{3.3}$$

이 된다. 또한 自由表面의 變位를 η 라 하고 高次項을 無視하여 自由表面上의 流體粒子的 上下方向의 速度를 求하고 變位와 壓力과 velocity potential이 시간의 주기 함수인 것을 고려하면 自由表面條件에서

$H = -\infty$ (無限水域)인 경우

$$\left[\frac{\partial\phi}{\partial y} - K\phi \right]_{y=0} = 0 \tag{3.4}$$

이고 $H = -2T$ (制限水域)인 경우

$$\left[\frac{\partial\phi}{\partial y} - \nu_0\phi \right]_{y=0} = 0 \text{ (단, } \nu_0 = K \tanh KH \text{)} \tag{3.5}$$

이다.

無限遠 境界條件은 無限水域에서는

$$\phi \rightarrow 0 \text{ (} y \rightarrow -\infty \text{)} \tag{3.6}$$

制限水域($y = -2T$)에서는

$$\phi = 0$$

이고 $|x| \rightarrow \infty$ 에서 調和發散波를 發生시킴으로

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} \mp iK\phi = 0 \text{ (} x \rightarrow \pm\infty \text{)} \tag{3.7}$$

이 되고 搖角이 작다는 가정과 船體表面에 近接한 流體粒子가 船體表面과 같은 法線速度를 갖고 y가 시간의 주기 함수인 것을 고려하면 船體表面條件은

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = i\omega Y \frac{dy}{dn} = i\omega Y \cdot n_2 \tag{3.8}$$

이 된다.

3.1. 境界值問題

以上の 支配方程式 및 境界條件을 나누어던 다음의 境界值問題가 된다. [7][9][10][11][12]

無限水域($H = -\infty$)인 경우

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2\phi &= 0 && \text{in } D \\ \left[\frac{\partial\phi}{\partial y} - K\phi \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \phi &\rightarrow 0 && \text{on } S_B(y \rightarrow -\infty) \\ \frac{\partial\phi}{\partial x} \mp iK\phi & && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \frac{\partial\phi}{\partial n} = v_n \text{ 또는 } \frac{\partial\phi}{\partial n} &= i\omega Y \cdot n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} \tag{3.9}$$

을 만족해야 하고 壓力條件에서 cosine mode와 sine mode가 연립되어 있으므로 부득이 $\phi = \Phi^c \cos \omega t + \Phi^s \sin \omega t$, 即

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \phi^c + i\phi^s \\ p &= p^c + ip^s \end{aligned} \right\} (3.10)$$

가 되고 (3.9)式도 境界値問題로 분리되어 구성된다.

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi^c &= 0 && \text{in } D \\ \left. \frac{\partial \phi^c}{\partial y} - K\phi^c \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \phi^c &\rightarrow 0 && \text{on } S_B(y \rightarrow -\infty) \\ \left. \frac{\partial \phi^c}{\partial x} - K\phi^c \right] &= 0 && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \frac{\partial \phi^c}{\partial n} &= V^c n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} (3.11)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi^s &= 0 && \text{in } D \\ \left. \frac{\partial \phi^s}{\partial y} - K\phi^s \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \phi^s &\rightarrow 0 && \text{on } S_B(y \rightarrow -\infty) \\ \left. \frac{\partial \phi^s}{\partial x} + K\phi^s \right] &= 0 && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \frac{\partial \phi^s}{\partial n} &= V^s n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} (3.12)$$

이 되고 壓力도

$$\left. \begin{aligned} p^c &= \omega \rho \phi^c \\ p^s &= -\omega \rho \phi^s \end{aligned} \right\} (3.13)$$

이 된다.

그리고 制限水深 $H = -2T$ 인 경우는 無限水域인 경우와 마찬가지로

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi &= 0 && \text{in } D \\ \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} - \nu_0 \phi \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} - iK\phi \right] &= 0 && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \phi &= 0 && \text{on } S_B(y = -2T) \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} &= v_n \text{ 또는 } \frac{\partial \phi}{\partial n} = i\omega Y n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} (3.14)$$

條件들에서 cosine mode와 sine mode가 연립되므로

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi^c &= 0 && \text{in } D \\ \left. \frac{\partial \phi^c}{\partial y} - \nu_0 \phi^c \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \phi^c &= 0 && \text{on } S_B(y = -2T) \\ \left. \frac{\partial \phi^c}{\partial x} - K\phi^c \right] &= 0 && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \frac{\partial \phi^c}{\partial n} &= V^c n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} (3.15)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi^s &= 0 && \text{in } D \\ \left. \frac{\partial \phi^s}{\partial y} - \nu_0 \phi^s \right]_{y=0} &= 0 && \text{on } S_F \\ \phi^s &= 0 && \text{on } S_B(y = -2T) \\ \left. \frac{\partial \phi^s}{\partial x} + K\phi^s \right] &= 0 && \text{on } S_R(x \rightarrow \pm\infty) \\ \frac{\partial \phi^s}{\partial n} &= V^s n_2 && \text{on } S_0 \end{aligned} \right\} (3.16)$$

또 분리되어 境界値問題가 구성된다.

3.2. 附加質量과 減衰 係數

船體表面에 作用하는 動流體力은 $p = -i\omega\rho\phi$ 를 船體表面에 걸쳐 적분함으로써 얻어지며 [1][22][23] 上下搖의 경우는

$$F_y = \int_{S_e} p \cdot n_2 ds \quad (3.17)$$

이고 上下搖 變位가 시간의 주기함수이므로

$$\left. \begin{aligned} F_c^y &= \int_{S_e} \omega_f \phi^c n_2 ds \\ F_s^y &= \int_{S_e} -\omega_f \phi^s n_2 ds \end{aligned} \right\} (3.18)$$

가 되고 本論文에서는 (3.18)式의 두 힘을 上下搖時增加하는 浮力으로 無次元化시켜 附加質量과 減衰力係數를 다음과 같이 정의했다.

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \frac{1}{\rho S Y} \int_{S_e} \omega_f \phi^c n_2 ds \\ \lambda &= \frac{-1}{\rho S Y \omega} \int_{S_e} \omega_f \phi^s n_2 ds \end{aligned} \right\} (3.19)$$

3.3. 有限要素法에 依한 解析

前節에서 세운 두 쌍들의 境界値問題에 關하여 有限要素法을 適用시켰다. [7][9][11][16]

3.3.1. 形象函數

有限要素法에 關한 形象函數 $N_i(x, y)$ 는 N 개의 節點中 節點 (x_j, y_j) 에서 $i=j$ 인 경우 1이고 $i \neq j$ 인 경우 0의 값을 갖는 것으로 정의하고 또 이 形象函數는 모든 流體領域 D 에서 정의되며 그 값은 i 節點으로 둘러싸인 要素內部에서 0에서 1까지 變한다. [10][14][17][18] 그러므로 velocity potential ϕ 는

$$\phi(x, y) \cong \sum_{i=1}^N N_i(x, y) \phi_i \quad (3.20)$$

本論文에서는 流體領域의 分割要素로써 4節點을 꼭지점으로 하는 四角形 要素를 利用했으며 (Fig. 4) 이 경우 四角形內部的 任意的 點에서

$$\phi_e(x, y) = \sum_{i=1}^4 N_i(x, y) \phi_i \quad (\text{단, } e \text{는 해당 分割要素}) \quad (3.21)$$

이고 形象函數 $N_i(x, y)$ 는 [8]

$$\left. \begin{aligned} N_1(x, y) &= \frac{1}{4ab} (a-x)(b+y) \\ N_2(x, y) &= \frac{1}{4ab} (a-x)(b-y) \\ N_3(x, y) &= \frac{1}{4ab} (a+x)(b-y) \\ N_4(x, y) &= \frac{1}{4ab} (a+x)(b+y) \end{aligned} \right\} (3.22)$$

또한 流體領域內에 分布된 여러가지 형상을 갖는 四角形要素를 원점에 位置시키고 $a=b=1$ 인 正四角形要素

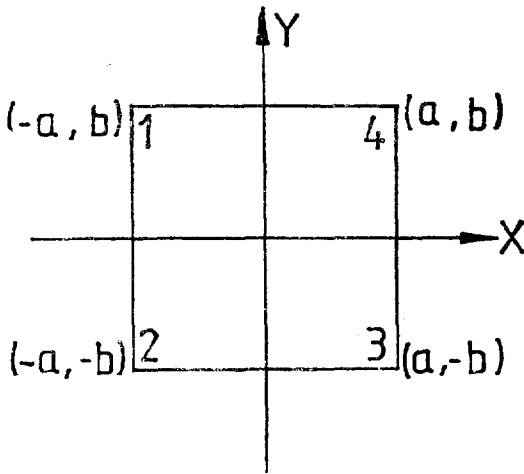


Fig. 4. 4 mode quadrilateral element

로 本論文中에서 모두 정규화했으며 變換函數에 關해서는 설명을 생략한다.

3.3.2. Functional의 最小化

(3.11)式과 (3.12)式 및 (3.15)式과 (3.16)式의 境界問題에 關한 functional은 [19][20]

無限水域인 경우

$$I^c(\phi^c) = \iint_D \frac{1}{2} (\nabla \phi^c)^2 dx dy - \frac{1}{2} \int_{S_F} K (\phi^c)^2 ds - K \int_{S_R} \phi^c \phi^c ds - \int_{S_s} V^c n_2 ds \quad (3.23)$$

$$I^s(\phi^s) = \iint_D \frac{1}{2} (\nabla \phi^s)^2 dx dy - \frac{1}{2} \int_{S_F} K (\phi^s)^2 ds + K \int_{S_R} \phi^s \phi^s ds - \int_{S_s} V^s n_2 ds$$

制限水域인 경우

$$I'^c(\phi^c) = \iint_D \frac{1}{2} (\nabla \phi^c)^2 dx dy - \frac{1}{2} \nu_0 \int_{S_F} (\phi^c)^2 ds - K \int_{S_R} \phi^c \phi^c ds - \int_{S_s} V^c n_2 ds \quad (3.24)$$

$$I'^s(\phi^s) = \iint_D \frac{1}{2} (\nabla \phi^s)^2 dx dy - \frac{1}{2} \nu_0 \int_{S_F} (\phi^s)^2 ds + K \int_{S_R} \phi^s \phi^s ds - \int_{S_s} V^s n_2 ds$$

이고

(3.23)式과 (3.24)式에 정의한 I^c 와 I^s 및 I'^c 와 I'^s 의

functional을 최소화시키는 ϕ^c 와 ϕ^s 는 (3.11)式과 (3.15)式 및 (3.12)式과 (3.16)式의 境界值問題의 唯一한 解이며 (3.23)式과 (3.24)式을 變分하여 이를 部分積分함으로 等價問題임을 확인할 수 있다. 即

$$\frac{\partial I^c}{\partial \phi^c} = 0 \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial I^s}{\partial \phi^s} = 0$$

$$\frac{\partial I'^c}{\partial \phi^c} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial I'^s}{\partial \phi^s} = 0$$

를 구함으로써 前章의 境界值問題解를 얻을 수 있다.

4. 數值計算

4.1. 有限要素 分割

4.1.1. 無限水域($H=-\infty$)인 경우

前章에서 全流體領域에 關한 functional I^c 와 I^s 를 各 分割要素의 functional들의 線型的인 합으로 近似시킬 수 있다.

$$I^c(\phi^c) \cong \sum_e I_e^c(\phi^c) \quad (4.1)$$

$$I^s(\phi^s) \cong \sum_e I_e^s(\phi^s)$$

여기서

$$I_e^c(\phi^c) = \iint_e \frac{1}{2} (\nabla \phi^c)^2 dx dy - \frac{1}{2} K \int_{e \cap S_F} (\phi^c)^2 ds - K \int_{e \cap S_R} \phi^c \phi^c ds - \int_{e \cap S_s} V^c n_2 \phi^c ds \quad (4.2)$$

$$I_e^s(\phi^s) = \iint_e \frac{1}{2} (\nabla \phi^s)^2 dx dy - \frac{1}{2} K \int_{e \cap S_F} (\phi^s)^2 ds + K \int_{e \cap S_R} \phi^s \phi^s ds - \int_{e \cap S_s} V^s n_2 \phi^s ds$$

(단, $e \cap S_F$ 등은 해당 要素와 境界條件의 境界面과의 공통 부분)

이고 (4.2)式은 functional의 最小과정인 (3.25)式에 依해

$$\frac{\partial I_e^c}{\partial \{\phi_i^c\}_e} = \iint_e \left[\frac{\partial \phi^c}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \phi_i^c} \left(\frac{\partial \phi^c}{\partial x} \right) + \frac{\partial \phi^c}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \phi_i^c} \left(\frac{\partial \phi^c}{\partial y} \right) \right] dx dy - \frac{1}{2} K \int_{e \cap S_F} \phi^c \frac{\partial \phi^c}{\partial \phi_i^c} ds - K \int_{e \cap S_R} \phi^s \frac{\partial \phi^c}{\partial \phi_i^c} ds - \int_{e \cap S_s} V_i^c n_2 \frac{\partial \phi^c}{\partial \phi_i^c} ds = 0$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_e^s}{\partial \{\phi_i^s\}} &= \iint_e \left[\frac{\partial \phi^s}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \phi_i^s} \left(\frac{\partial \phi^s}{\partial x} \right) \right. \\ &+ \left. \frac{\partial \phi^s}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \phi_i^s} \left(\frac{\partial \phi^s}{\partial y} \right) \right] dx dy \\ &- \frac{1}{2} K \int_{\epsilon_n S_F} \phi^s \frac{\partial \phi^s}{\partial \phi_i^s} ds + K \int_{\epsilon_n S_R} \phi^c \frac{\partial \phi^s}{\partial \phi_i^s} ds \\ &- \int_{\epsilon_n S_0} V_i^s n_2 \frac{\partial \phi^s}{\partial \phi_i^s} ds = 0 \end{aligned} \right\} (4.3)$$

이 되고 上記 式에 나타난 項들을 形상함수와 節點에 서의 velocity potential 값으로 表示하면,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi^c}{\partial x} &= \sum_{i=1}^4 \frac{\partial N_i}{\partial x} \phi_i^c \\ \frac{\partial \phi^c}{\partial y} &= \sum_{i=1}^4 \frac{\partial N_i}{\partial y} \phi_i^c \\ \frac{\partial}{\partial \phi_i^c} \left(\frac{\partial \phi^c}{\partial y} \right) &= \frac{\partial N_i}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi^c}{\partial \phi_i^c} &= N_i \end{aligned} \right\} (4.4)$$

(4.4) 式을 (4.3) 式에 代入하고 全流體領域으로 확장하면

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I^c}{\partial \phi_i^c} &= \sum_e \left[\iint_e \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) dx dy \{\phi_i^c\} \right. \\ &- \frac{1}{2} K \int_{\epsilon_n S_F} N_i N_j ds \{\phi_i^c\} \\ &- K \int_{\epsilon_n S_R} N_i N_j ds \{\phi_i^c\} \\ &- \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^c\} \right] = \{0\} \\ \frac{\partial I^s}{\partial \phi_i^s} &= \sum_e \left[\iint_e \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) dx dy \{\phi_i^s\} \right. \\ &- \frac{1}{2} K \int_{\epsilon_n S_F} N_i N_j ds \{\phi_i^s\} \\ &+ K \int_{\epsilon_n S_R} N_i N_j ds \{\phi_i^s\} \\ &- \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^s\} \right] = \{0\} \end{aligned} \right\} (4.5)$$

(4.5) 式을 행렬의 형태로 나타내면

$$\left. \begin{aligned} [A] \{\phi_i^c\} &= [B] \\ [A] \{\phi_i^s\} &= [B'] \end{aligned} \right\} (4.6)$$

여기서

$$\left. \begin{aligned} a_{ij} &= h_{ij} + g_{ij} \\ h_{ij} &= \sum_e \iint_e \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) dx dy \\ b_i &= \sum_e \left[\int_{\epsilon_n S_R} K N_i N_j ds \{\phi_i^s\} \right. \\ &+ \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^c\} \right] \\ g_{ij} &= - \sum_e \int_{\epsilon_n S_F} \frac{1}{2} K N_i N_j ds \\ b_i^s &= \sum_e \left[- \int_{\epsilon_n S_R} K N_i N_j ds \{\phi_i^c\} \right. \\ &+ \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^s\} \right] \end{aligned} \right\} (4.7)$$

윗式에서 보는 바와 같이 行列 [A]가 對稱行列이고 (4.6) 式의 [B]와 [B'] 行列에는 未知의 값 $\{\phi_i^s\}$ 와 $\{\phi_i^c\}$ 가 포함되어 있다. 卽 velocity potential의 cosine mode와 sine mode가 연립되어 있으므로 (4.6) 式은 혼합하여 나타낼 수 없으며 아래와 같은 形態로 表示해야만 한다.

$$[A] \begin{Bmatrix} \phi_1^s \\ \phi_1^c \\ \vdots \\ \phi_N^s \\ \phi_N^c \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b_1^c \\ b_1^s \\ \vdots \\ b_N^c \\ b_N^s \end{Bmatrix} \quad (4.8)$$

4.1.2. 制限水域(H=-2T)인 경우

無限水域에서와 마찬가지로 라틴을 거치서 아래의 행렬 형태로 나타내면

$$\left. \begin{aligned} [A'] \{\phi_i^c\} &= \{c\} \\ [A'] \{\phi_i^s\} &= \{c'\} \end{aligned} \right\} (4.9)$$

여기서

$$\left. \begin{aligned} a'_{ij} &= h'_{ij} + g'_{ij} \\ h'_{ij} &= \sum_e \iint_e \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) dx dy \\ g'_{ij} &= - \sum_e \int_{\epsilon_n S_F} \frac{1}{2} \nu_0 N_i N_j ds \\ c_i &= \sum_e \left[\int_{\epsilon_n S_R} K N_i N_j ds \{\phi_i^s\} \right. \\ &+ \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^c\} \right] \\ c'_i &= \sum_e \left[- \int_{\epsilon_n S_R} K N_i N_j ds \{\phi_i^c\} \right. \\ &+ \left. \int_{\epsilon_n S_0} N_i n_2 ds \{V_i^s\} \right] \end{aligned} \right\} (4.10)$$

그러므로

$$[A'] \begin{Bmatrix} \phi_1^c \\ \phi_1^s \\ \vdots \\ \phi_N^c \\ \phi_N^s \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} c_1^c \\ c_1^s \\ \vdots \\ c_N^c \\ c_N^s \end{Bmatrix} \quad (4.11)$$

로 구성된다.

本文에서는 無限水域이나 制限水域인 경우에도 똑같이 各 斷面에 關한 流體領域을 대개 160~170個 四角形要素와 190~200個의 節點으로 分割하였으며, square st. 9에 對한 有限要素의 分割例를 Fig. 5에 表示했다.

4.2. 無限遠 境界面의 假想的 位置

數值計算을 수행하기 위해서는 有限個의 要素가 必要하므로 無限遠에 位置한 境界面(水底境界面과 發散波 境界面)을 無限遠境界條件에 영향을 미치지 않는 限度內에서 有限 거리에 假想적으로 設定하였다.

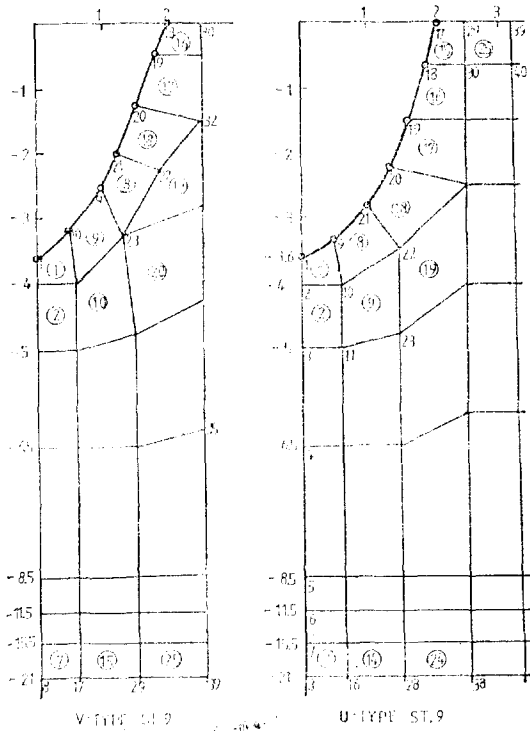


Fig. 5. Division Example of Fluid Domain at St. 9

그리고 원점에서 動搖하는 船體에 依한 流體領域內의 粒子들의 교란 程度를 파악하기 위해 $\cos \omega t / 2\pi$ 의 pulsating strength를 갖는 source의 流體領域內 任意點에서 교란 potential의 減少狀態를 조사해 보면 원점에서 作用하는 pulsating source로부터 流體領域內의 교란 potential은 source의 位置와 振動數의 函數로 주어 진다. [2][21]

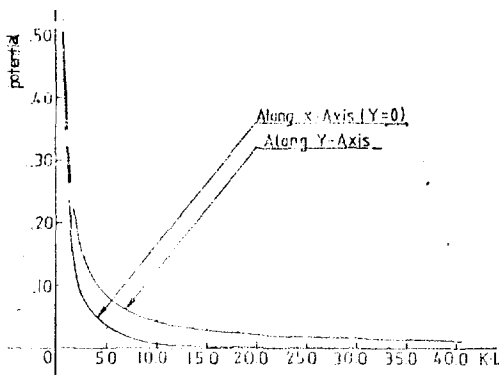


Fig. 6. Decreasing of Pulsating Potential

$$\phi_D = \sin \sigma^t \left[2\pi e^{K_y \sin K|x| + 2} \int_0^\infty \frac{e^{-k|x|}}{K^2 + k^2} \{-k \cos k_y - K \sin k_y\} dk \right] + \cos \sigma t [2\pi e^{K_y \cos Kx}] \quad (4.12)$$

(4.12)式的 교란 potential의 變化를 自由表面($y=0$)과 浮遊體의 수직 方向($x=0$)으로 表示한 Fig. 6에서 알 수 있는 바와 같이, 發散波 境界面은 $L_w/B_1=4.5$ 에서 水底境界面은 無限水域에서는 $H/T=9.0$ 에 制限水域에서는 $H/T=2.0$ 에 가상적으로 설정해도 대부분의 可能動搖領域에서 無限流體의 效果를 기대할 수 있다.

4.3. 運動方程式

波浪中 船體의 上下揺와 縦揺의 運動方程式은

$$\left. \begin{aligned} (m+a)y + by + cy &= F_0 \sin \omega t \\ (I_a + A)\ddot{\theta} + B\dot{\theta} + c\theta &= M_0 \cos \omega t \end{aligned} \right\} (4.13)$$

이고 前節에서 求한 各 斷面주위의 流體粒子가 三次元的인 運動을 않는다는 가정아래 船體의 길이 方向으로 적분하면 船體全體에 對한 上下揺와 縦揺時の 附加質量項과 減衰項 係數는 아래와 같다. [1, 23]

$$\left. \begin{aligned} a &= \int \mu d\xi \\ b &= \int \lambda d\xi \\ A &= \int \mu \xi^2 d\xi \\ B &= \int \lambda \xi^2 d\xi \end{aligned} \right\} (4.19)$$

5. 計算結果 및 考察

Fig. 7과 Fig. 8는 上下揺時, Fig. 9과 Fig. 10는 縦揺時の 各 斷面別 附加質量項과 減衰項係數들을 U, V船型에 對하여 길이 方向으로 積分하여 얻은 附加質量, 減衰力, 附加慣性 moment 및 減衰 moment를 나타낸 것이다.

대체로 上下揺時の 附加質量은 無限水域($H=-\infty$)의 경우 U船型이 $KB_1/2=0.15$ 以上에서 크고 制限水域($H=-2T$)의 경우 V船型이 $KB_1/2=0.35$ 以上에서 약간 큰 값을 가지나 두 水域間의 比較로부터 $KB_1/2=0.38$ 以上에서는 無限水域이 큰 값을 가지며 減衰力은 無限水域의 경우 $KB_1/2=0.25$ 以上에서 V船型이 약간 큰 값을 가지며 制限水域에서는 U船型이 $KB_1/2=0.45$ 以上에서 약간 큰 값을 갖는다.

특히 制限水域인 경우는 無限水域인 경우보다 상당히 큰 값을 갖는데 이것은 流體가 난류화한 것에 기인 되는 것 같다.

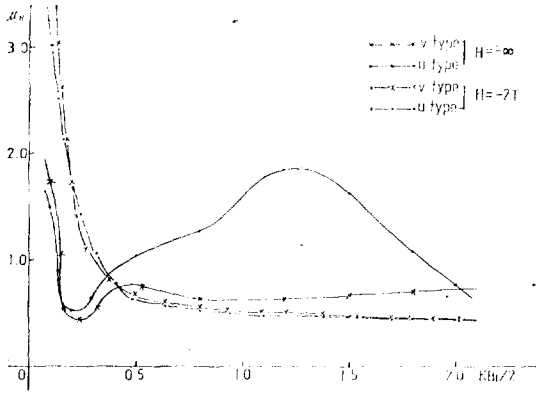


Fig. 7.

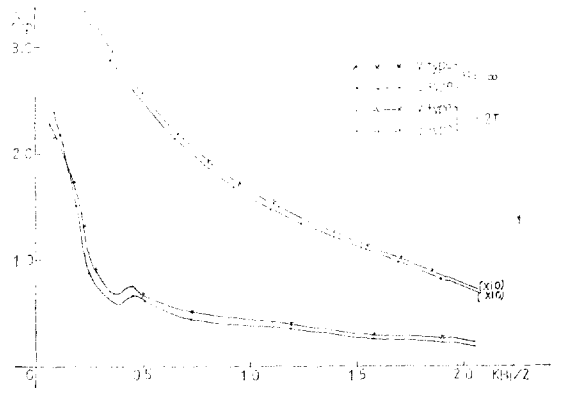


Fig. 10. Damping moment coefficient(Pitch)

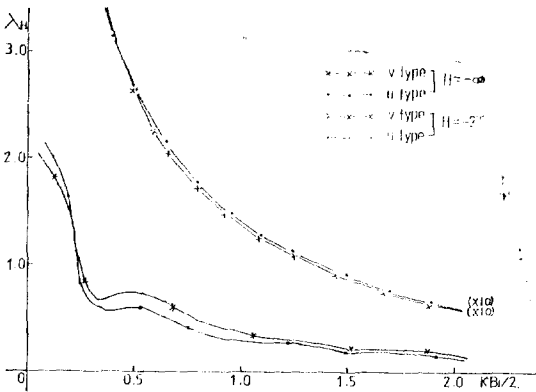


Fig. 8. Damping coefficient(Heave)

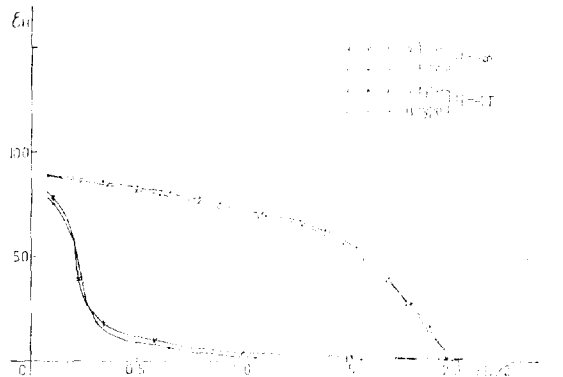


Fig. 11. Phase difference(Heave)

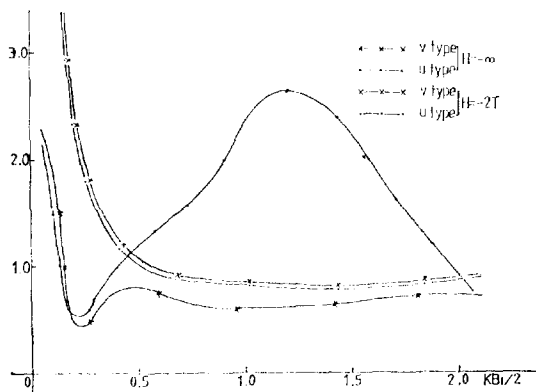


Fig. 9. Added mass moment of Inertia coefficient(Pitch)

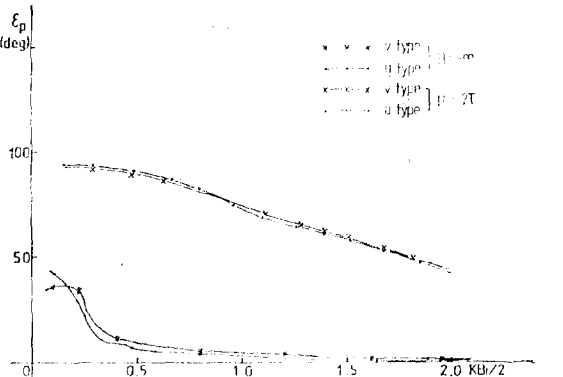


Fig. 12. Phase difference(Pitch)

縱搖時 附加慣性 moment와 減衰 moment는 上記의 경우와 같은 경향이 있으나 制限水域의 減衰 moment만은 반대의 경향이 있고 Fig. 11와 Fig. 12은 上下搖時와 縱搖時의 入射波와 船體動搖와의 位相差를 나타내었으며 制限水域인 경우가 上下搖時와 縱搖時 無

限水域인 경우보다 위상차가 크나 U船型과 V船型사이의 차이는 상당히 적다.

그리고 Fig. 13은 $KB_1/2$ 의 변화에 따른 動搖振幅比를 圖示했으며 大體로 縱搖時 制限水域인 경우 U船型이 無限水域에서는 V船型이 運動性能이 우수하다.

또한 上下搖時는 $KB_1/2$ 가 적은 범위에서는 V船型

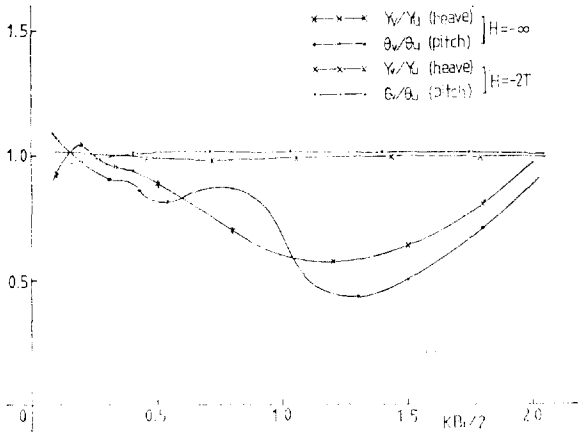


Fig. 13. Amplitude Ratio(Heave and Pitch)

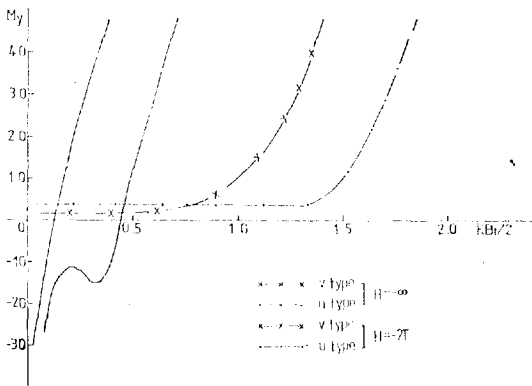


Fig. 14. Pressure coefficient(Heave)

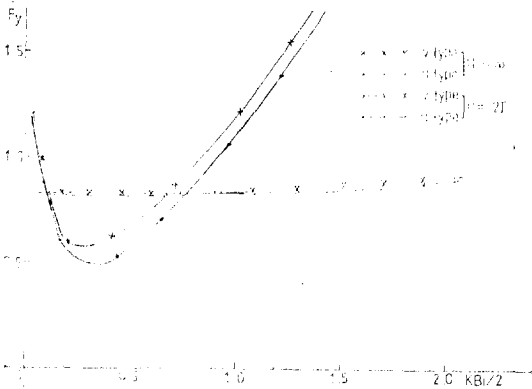


Fig. 15. Pressure moment coefficient(Pitch)

이, 큰 범위에서는 U船型이, 制限水域과 無限水域에서도 위와 같이 運動性能이 우수한 것으로 判明되었다.

Fig. 14과 Fig. 15는 上下揺時 船體가 받는 壓力과 縦揺時 船體가 받는 壓力 moment를 圖示했다.

6. 結 論

上記計算結果로부터 다음의 結論을 얻을 수 있다.

1) 運動性能은 無限水域에서는 上下揺時와 縦揺時 共に V船型이 우수하고 制限水域에서는 上下揺時 V船型이 縦揺時 U船型이 우수하나 $KB_1/2=2.0$ 이상인 경우 大體로 U船型이 우수함이 判明되었다.

2) 位相差는 制限水域인 경우 無限水域인 경우 보다 큰 값을 가지나 大體로 無限水域에서는 V船型이 制限水域에서는 U船型이 큰 값을 가지며 U船型과 V船型 共に $KB_1/2$ 가 큰 값일수록 0에 접근하여 減衰項이 0에 가까워진다.

3) 船體가 받는 壓力은 無限水域에서는 V船型이 上下揺時 U船型보다 크나 制限水域에서 $KB_1/2=0.9$ 을 기점으로 서로 상반된다.

그리고 壓力 moment는 縦揺時 無限水域에 있어서 大體로 V船型이 크게 받으나 制限水域에서는 $KB_1/2=0.9$ 를 기준하여 작은 쪽에서는 U船型이, 큰 쪽에서는 V船型이 큰 moment를 받는다.

또한 $KB_1/2$ 의 값이 큰 쪽에서 받는 壓力 moment의 크기의 차가 대단히 크다.

4) 制限水域에서 無限水域보다 一般적으로 附加質量, 減衰力, 附加慣性 moment 및 減衰 moment가 급격히 증가하는 경향이 있다.

後 記

本研究을 수행하는데 지도 評단을 아끼지 않으셨던 仁荷工大 造船科 禹奉九教授任과 海士 造船科 教授任 들께 깊은 감사를 드립니다.

또한 수치계산에 협조를 주신 김 국보先生과 본 연구의 동기를 만들어 준 산하 協동 재단에 감사드립니다.

參 考 文 獻

1. Korvin-Kroukovsky, B.V. and Jacobs, W.R.; "Pitching and Heaving of a ship in Regular Waves," *SNAME Trans.*, Vol. 65 (1957)
2. F. Ursell; "On the Heaving Motion of a circular Cylinder on the Surface of a Fluid," *Q.J. Mech. and Applied Math.* Vol. 2 (1949)

3. 田才福造; “船の上下揺並びに縦動揺における減衰力及び附加質量について”, 日本造船協會論文集 105 號 (1959)
4. 前田久明; “任意船型におよぼす 波の強制力について”, 日本造船學會誌 (1969)
5. 李起杓; “有限깊이의 물에서의 2次元 浮遊體의 動揺問題”, 博士學位論文 (1976)
6. Fujino, M.; “The effect of the Restricted waters on the Added mass of a Rectangular Cylinder,” *The 11th Naval Hydrodynamic Symposium*, London (1976)
7. Bai, K.J.; “Dual extreme principles for the added mass of Two-Dimensional Cylinders heaving in water of finite Depth,” (submitted to) *Journal Fluid Mechanics* (1976)
8. 黃宗屹, 金潤鎬; “On the Added Mass and Damping of chine Sections in Heaving Oscillation,” *SNAK* (1973)
9. Bai, K.J.; “A Localized Finite Element Method for Steady Three-Dimensional free surface Flow Problem,” *Second International Conference of Ship Hydrodynamic* (1977)
10. J.H. Hwang and B.S. Yoon; “Upper Bound Formulas by Finite Element Approximation for the Added mass of a Rectangular cylinder in a Rectangular Canal,” *PRADS-International Symposium*, Tokyo, Oct. (1977)
11. Bai, K.J.; “Added Mass of Rectangular Cylinder in a Rectangular Canal,” *Journal of Hydronautics*, Vol. 11 (1977)
12. Bai, K.J.; “The added mass of two-dimensional cylinders heaving in water of finite depth,” *J. Fluid Mech.* (1977)
13. 具鍾道, 尹範相, 金載福; “Variational Method in the Heaving Motion of a Two Dimensional Circular Cylinder with a free surface in water of infinite Depth,” 海士研究報告誌 (1978)
14. 具鍾道, 尹範相, 金載福; “On the study of the Hydrodynamic forces and Wetness in U and V type ships pitching,” 海士研究報告誌 (1980)
15. Gallagher, Oden, Taylor, Zienkiewicz; “*Finite Elements in Fluids, Vol. 1*” JOHN WILEY & SONS, London (1974)
16. J.J. Conner, and C.A. Brebbia; “*Finite Element Techniques for Fluid Flow*,” Newnes-Butterworths London, Boston (1976)
17. Zienkiewicz, O.C.; “*The Finite Element Method in Engineering Science*,” McGraw-Hill, London (1971)
18. Larry J. Segerlind; “*Applied Finite Element Analysis*,” John Wiley & Sons, Inc. New York, London, Sydney (1976)
19. Courant, R. and Hilbert, D.; “*Methods of Mathematical Physics, Vol. 1*,” Interscience Publishers, New York (1953)
20. Arthurs, A.H.; “*Complementary Variational Principles*,” Clarendon Press, Oxford (1970)
21. W. Frank; “Oscillation Cylinders in or below the free surface of Deep Fluids,” *Ship Hydrodynamic Laboratory* (1971)
22. S.N. Blagoveschensky; “*Theory of Ship Motion, Vol. 1*,” Dover Publications, Inc. New York (1962)
23. Edward, V. Lewis; “The motion of ships in Waves (PNA)” *SNAME* (1967)
24. 金辰安; “The Effect of Forebody Forms on the Ship Motion in Regular Head Waves” *SNAK* (1975)