論　文

大韓造船學會誌
第20卷 第2號 1983年 6月
Journal of the Society of
Naval Architects of Korea
Vol. 20, No. 2, June 1983

有限깊이의 물에 떠있는 柱狀體에 作用하는 橫漂流力

—— 運動量 理論 方法 ——

李　起　杓*

Lateral Drifting Force on a Cylinder in Water of Finite Depths

—Far Field Method—

K.P. Rhee*

Abstract

This paper presents a procedure within the framework of linear potential theory for predicting the lateral drifting forces on a cylinder floating on the free surface of a finite depth water. The disturbance of a regular incident wave caused by the presence of the floating body is represented by the sum of the diffracted and radiated wave potentials, which are determined by using Green's theorem. The lateral drifting forces are calculated by use of momentum theorem, and the scattered waves are expressed in their asymptotic forms.

The computed lateral drifting forces on a Lewis form cylinder ($b/T=1.25$, $\sigma=0.95$) for water depth to draft ratio of 5.0 are compared with the Kyozuka's experimental results for a deep water, and found to be in good agreement. The water depth effects on drifting forces of the same model are also calculated.

1. 序　言

一般的으로 船舶이나 半潛水式 海洋構造物의 有限깊이 물에서의 運動應答이 스트립 理論에 依해서 어느정도 正確하게 豫測될 수 있다고 알려져 있으므로, 위의 浮遊體에 作用하는 2次項 힘인 漂流力도 豫測이 可能할 것으로 짐작이 된다. 따라서 스트립 理論을 使用하여 有限깊이의 물에서 浮遊體가 받는 漂流力을 求하기 위해서는 2次元柱狀體에 作用하는 漂流力의 解析이 앞서야 될 것이다.

無限깊이의 물에서 2次元柱狀體가 받게되는 漂流力은 Maruo[1]가 運動量理論을 使用하여 解析的으로 求한바 있으며, Söding[2]은 이를 斷面表面에서의 壓力積分方法에 依해서 求하였다. Ogawa[3]는 Maruo의 方法과 스트립理論을 使用하여 船舶에 作用하는 漂流力을 求하고 實驗에 依해서 理論結果의 有用性을 확인하였다. 또 Kim等[4]은 壓力積分方法에 依해서 2次元斷面에 作用하는 漂流力을 求한 후 스트립理論에 依해서 船舶에 作用하는 漂流力을 求하고 實驗값과 비교하였다.

本 論文에서는 有限깊이의 물에서 2次元柱狀體가 받는 橫漂流力을 計算하기 위하여, 散亂波와 放射波의 速度포텐샬을 特異點 分布方法에 依해서 求한후, 運動量理論이 使用되었다. 또 本方法에 依한 計算結果를 Kyozuka[5]의 無限깊이에 對한 實驗結果와 比較함으로써, 本 方法의 타당성을 確認하였으며, 끝으로 水深의 變化에 따른 橫漂流力의 變化도 計算하였다.

接受日字：1983年 5月 14日；再接受日字：1983年 5月 31日.
* 正會員, 서울大學校 工科大學 造船工學科.

2. 速度 포텐샬

座標系는 Fig. 1에서와 같이 靜止時의 自由表面을 x軸으로 잡은 直角座標系가 使用되었으며, 重力의 作用方向을 y軸의 陽의 方向으로 택하였다.

流體는 非粘性, 非壓縮性 그리고 流動은 非回轉性이라고 假定하였으며, x軸의 陰의 方向에서 陽의 方向으로 進行하는 入射波의 振幅, 이로 인하여 發生된 2次元斷面의 動搖振幅 및 散亂波의 振幅 그리고 放射波의 振幅은 모두 작다고 假定하였다. 또한 斷面에 作用하는 2次項 힘인 橫漂流力중 2次項의 포텐샬에 의한 영

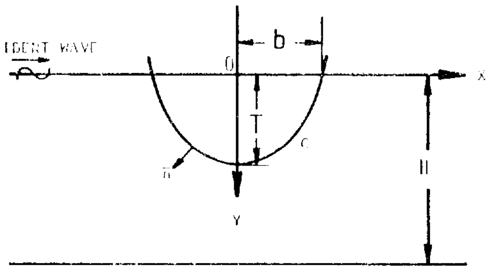

Fig. 1 Coordinate System.

향은 무시할 수 있을 정도로 작다고 假定하였으며 散亂波의 速度포텐샬도 Laplace方程式을 만족한다고 假定하였다.

위의 假定 아래서, Laplace方程式을 만족하는 全速度포텐샬은

$$\Phi_T=\frac{igA}{\omega}\left(\phi_I+\phi_D+K\sum_{j=1}^{3}\xi_j\ \phi_M^{(j)}\right) \tag{1}$$

와 같이 적을 수 있으며, 여기서 A는 入射波의 振幅, $i=\sqrt{-1}$, g는 重力加速度, ω는 動搖圓振動數, $K=\omega^2/g$이며 ξ_j는 入射波의 振幅 A로 無次元化된 動搖의 振幅이고 ϕ_I, ϕ_D 그리고 ϕ_M는 각각 入射波, 散亂波 그리고 放射波의 速度포텐샬이다.

위의 速度포텐샬들은 각각 斷面의 表面에서

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi_I+\phi_D)=0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial n}\ \phi_M^{(j)}=\bar{n}_j;\ j=\begin{cases}1: \text{水平動搖}\\ 2: \text{上下動搖}\\ 3: \text{橫動搖}\end{cases} \tag{3}$$

의 境界條件과 自由表面, 水底面 그리고 x軸의 無限遠方에서의 境界條件들도 滿足하여야 한다.

x軸의 陰의 方向에서 陽의 方向으로 進行하는 入射波의 速度포텐샬을

$$\phi_I=\frac{\cosh k_0(H-y)}{\cosh k_0H}\ e^{i(-k_0x+\omega t)} \tag{4}$$

라고 하였으며, 散亂波의 速度포텐샬은

$$\phi_D(x,y)=\int_C\sigma_D(a,b)G(x,y;\ a,b)dl \tag{5}$$

로 적을 수 있다.

入射波의 速度포텐샬 ϕ_I를 y軸에 관하여 對稱인 것과 非對稱인 것으로 나누어서

$$\phi_I=\phi_I^{(4)}+i\phi_I^{(5)} \tag{6}$$

여기서

$$\phi_I^{(4)}=\frac{\cosh k_0(H-y)}{\cosh k_0H}\ \cos k_0x \tag{7}$$

$$\phi_I^{(5)}=\frac{\cosh k_0(H-y)}{\cosh k_0H}\ \sin k_0x \tag{8}$$

라고 적으며, 이에 따라 散亂波의 速度포텐샬 ϕ_D도

$$\phi_D^{(j)}(x,y)=\int_C\sigma_D^{(j)}(a,b)G(x,y;\ a,b)dl\quad(j=4,5) \tag{9}$$

로 적을 수 있다. 여기서 $\sigma_D^{(j)}$는 斷面表面에 分布된 特異點의 세기를 나타내고, G는 點(a,b)에 놓여있는 單位세기를 갖는 pulsating source의 포텐샬로써 Wehausen & Laitone[6]等에 依해서 求해진 것이다.

위의 斷面表面에 分布된 特異點의 세기를 求하기 위해서

$$\sigma_D^{(j)}=\sigma_{DC}^{(j)}+i\sigma_{DS}^{(j)}$$

$$G=G_C+iG_S \tag{10}$$

라고 하면, 散亂波의 速度포텐샬은

$$\phi_D^{(j)}=\int_C(\sigma_{DC}^{(j)}G_C-\sigma_{DS}^{(j)}G_S)dl$$

$$+i\int_C(\sigma_{DS}^{(j)}G_C+\sigma_{DC}^{(j)}G_S)dl \tag{11}$$

로 되고, 斷面表面에서의 境界條件(2)는

$$\frac{\partial}{\partial n}\ \phi_D^{(j)}=-\frac{\partial}{\partial n}\ \phi_I^{(j)} \tag{2'}$$

로 된다. 따라서 이 境界條件으로부터 求한 散亂波의 速度포텐샬은

$$\phi_D=\phi_D^{(4)}+i\phi_D^{(5)} \tag{5'}$$

이 된다.

한편 放射波의 速度포텐샬 $\phi_M^{(j)}$도 위의 散亂波의 경우와 同一하게 求해질 수 있으며, 다만 斷面表面에서의 境界條件을 式(2')대신에 式(3)을 使用하면 된다. [7].

3. 速度포텐샬의 漸近式

散亂波와 放射波의 速度포텐샬을 漸近式으로 표시

하기 위해서, $X\to\pm\infty$에서의 速度포텐샬을

$$\phi_{\pm}^{(j)}(x,y)=\int_C \sigma^{(j)}G_{\pm}(x,y;\ a,b)dl \tag{12}$$

과 같이 ±를 아래에 붙여서 表示하기로 한다.

$X\to\pm\infty$에서의 그린 函數 $G_{\pm}$는

$$G_{\pm}(x,y;\ a,b)=4\pi i\frac{\cosh k_0(H-b)\cosh k_0(H-y)}{2k_0H+\sinh 2k_0H}e^{\mp ik_0(x-a)} \tag{13}$$

로 적을 수 있으므로, $X\to\pm\infty$에서의 速度포텐샬은

$$\phi_{\pm}^{(j)}=\begin{cases} if(y)e^{\mp ik_0x}(K_{ac}^{(j)}+iK_{as}^{(j)});\ j=2,4 \\ \mp f(y)e^{\mp ik_0x}(K_{bc}^{(j)}+iK_{bs}^{(j)});\ j=1,3,5\end{cases} \tag{14}$$

이며, 여기서

$$f(y)=4\pi\frac{\cosh k_0(H-y)}{2k_0H+\sinh 2k_0H}, \tag{15}$$

$$\left.\begin{matrix}K_{ac}^{(j)}\\K_{as}^{(j)}\end{matrix}\right\}=\int_C\left\{\begin{matrix}\sigma_c^{(j)}\\\sigma_s^{(j)}\end{matrix}\right\}\cosh k_0(H-b)\cos k_0a\,dl \tag{16}$$

그리고

$$\left.\begin{matrix}K_{bc}^{(j)}\\K_{bs}^{(j)}\end{matrix}\right\}=\int_C\left\{\begin{matrix}\sigma_c^{(j)}\\\sigma_s^{(j)}\end{matrix}\right\}\cosh k_0(H-b)\sin k_0a\,dl \tag{17}$$

이다.

따라서 散亂波 그리고 放射波의 x軸의 無限遠方에서의 變位는

$$\zeta_{\pm}^{(j)}=\begin{cases}\dfrac{\omega}{g}f(0)e^{\mp ik_0x}(K_{ac}^{(j)}+iK_{as}^{(j)});j=2,4\\ \pm i\dfrac{\omega}{g}f(0)e^{\mp ik_0x}(K_{bc}^{(j)}+iK_{bs}^{(j)});\ j=1,3,5\end{cases} \tag{18}$$

과 같이 적을 수 있다.

4. 橫漂流力

有限깊이의 물의 自由表面에 떠 있는 浮遊體에 入射波가 들어오는 경우에, 浮遊體의 存在로 인하여 發生된 攪亂波는 散亂波와 放射波의 合으로 表示된다. 따라서 x軸의 陰의 方向으로 進行하는 波를 動搖의 형태에 따라

$$\bar{\zeta}_{-}^{(j)}=\frac{\zeta_{-}^{(j)}}{A}=\bar{A}_{-}^{(j)}e^{i(k_0x+\omega t)} \tag{19}$$

로 적으면, 振幅 $\bar{A}_{-}^{(j)}$는 式 (18)으로 부터

$$\bar{A}_{-}^{(j)}=\begin{cases}f(0)(K_{ac}^{(j)}+iK_{as}^{(j)});\ j=2,4\\ -if(0)\ (K_{bc}^{(j)}+iK_{bs}^{(j)});\ j=1,3,5\end{cases} \tag{20}$$

인 관계가 있다.

이로부터 攪亂波의 振幅 $\bar{A}_{-}$는

$$\bar{A}_{-}=\left[\sum_{j=4}^{5}\bar{A}_{-}^{(j)}\right]_{散亂波}+\left[K\sum_{j=1}^{3}\xi_j\bar{A}_{-}^{(j)}\right]_{放射波} \tag{21}$$

과 같이 散亂波와 放射波振幅의 벡타合으로 표시된다. 또 振幅 $\bar{A}_{-}$는 複素函數이므로, 이를 實部와 虛部로 나누면

$$\bar{A}_{-}=\bar{A}_{c-}+i\bar{A}_{s-} \tag{22}$$

여기서

$$\bar{A}_{c-}=\left[\bar{A}_{c-}^{(4)}-\bar{A}_{s-}^{(5)}\right]+K\sum_{j=1}^{3}\left(\xi_{jc}\bar{A}_{c-}^{(j)}-\xi_{js}\bar{A}_{s-}^{(j)}\right)$$

$$\bar{A}_{s-}=\left[\bar{A}_{s-}^{(4)}+\bar{A}_{c-}^{(5)}\right]+K\sum_{j=1}^{3}\left(\xi_{js}\bar{A}_{c-}^{(j)}+\xi_{jc}\bar{A}_{s-}^{(j)}\right) \tag{23}$$

이다.

따라서 Maruo의 理論에 의한 2次元斷面에 作用하는 橫漂流力 D는

$$\bar{D}=\frac{D}{\frac{1}{2}\rho gA^2}=|\bar{A}_{-}|^2 \tag{24}$$

로써 표시되고, 여기서 $\bar{D}$는 無次元化된 橫標流力이다.

5. 計算結果 및 考察

본 方法에 의한 橫漂流力의 計算結果를 검증하기 위하여 計算用模型으로써 Kyozuka[5]가 無限깊이의 물에 대한 實驗을 수행한 Lewis型 斷面이 使用되었으며, 이 斷面의 제원은 Table 1과 같다. Lewis型 斷面은 水線 아래의 表面을 20개의 直線成分으로 쪼개어서 計算을 하였으며, 動搖振幅 ξ_j을 구하기 위하여 아래와 같은 運動方程式이 使用되었다.

$$(M+\mu_{11})\ddot{\xi}_1+\lambda_{11}\dot{\xi}_1+(\mu_{31}-M\cdot\overline{OG})\ddot{\xi}_3+\lambda_{31}\dot{\xi}_3=F_1$$
$$(M+\mu_{22})\ddot{\xi}_2+\lambda_{22}\dot{\xi}_2+\rho gB\xi_2=F_2$$
$$(I+\mu_{33})\ddot{\xi}_3+\lambda_{33}\dot{\xi}_3+\rho gM\cdot\overline{GM}\xi_3+(\mu_{13}-M\cdot\overline{OG})\ddot{\xi}_1+\lambda_{13}\dot{\xi}_1=F_3 \tag{25}$$

위의 운동 方程式에 의해서 求해진 動搖振幅 ξ_j를 Fig. 2~4에 斷面의 半幅(b)으로 無次元化된 波數(Kb)를 橫軸으로 취하여 圖示하였으며, 無限깊이의 물에 對한 Kyozuka의 實驗結果를 같이 圖示하였다. Fig. 4의 橫動搖振幅은 粘性에 依한 減衰力을 無視한 관계로

Table 1 Principal Dimensions of a Model

Half-beam/Draft	1.25
Sectional Area Coef.	0.95
Center of gravity: $\overline{OG}/b$	0.031
Metacentric Height: $\overline{GM}/b$	0.080
Radius of gyration: k/b	1.182

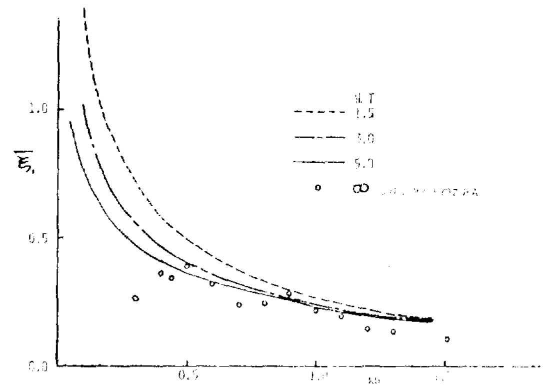

Fig. 2 Sway Amplitude of a Lewis Form Cylinder.

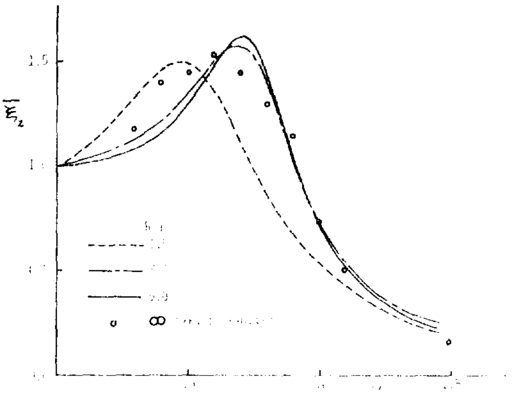

Fig. 3 Heave Amplitude of a Lewis Form Cylinder.

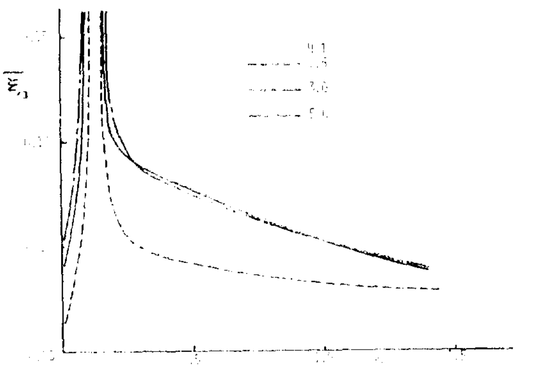

Fig. 4 Roll Amplitude of a Lewis Form Cylinder.

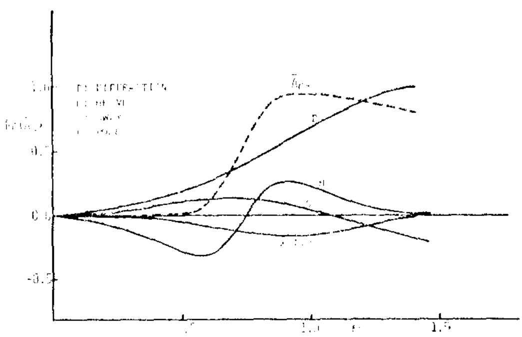

Fig. 5 Real part of Scattering Wave Components at $H/T=5.0$.

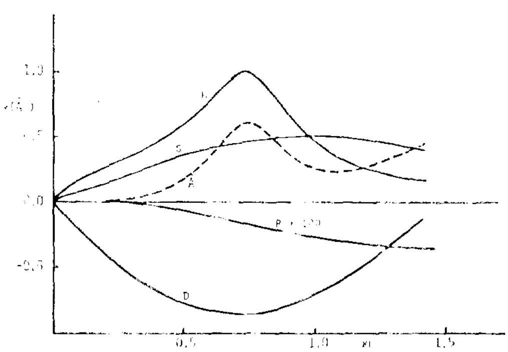

Fig. 6 Imaginary part of Scattering Wave Components at $H/T=5.0$.

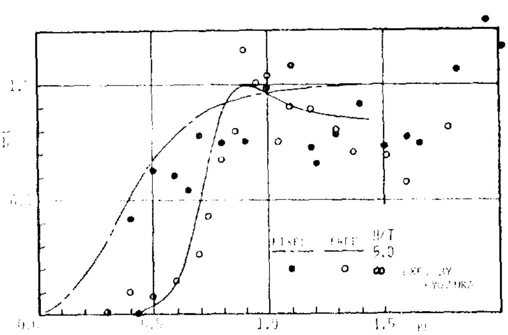

Fig. 7 Drifting Forces on a Fixed and Freely Floating Lewis Form Cylinder in Waves.

공진 圓振動數에서 振幅이 無限히 커지고 있다. 또 全波數에 걸쳐서 水平動搖振幅은 水深이 얕아질수록 키지고 있으며, 橫動搖振幅은 작은값을 갖고 있다. 이 結果는 3次元半球에 對한 崔[8]의 結果와도 一致하고 있다. Fig. 3의 上下動搖振幅은 水深이 얕아짐에 따라 꼭지점이 작은 波數쪽으로 옮겨오고 있다. 水深과 吃水와의 比(H/T)가 5.0일때에 式(23)으로 表示된 x軸의 陰의 無限遠方에서의 攪亂波振幅의 實部와 虛部를 各各Fig. 5와 Fig. 6에 動搖別로 나누어서 圖示하였으며, 이로부터 橫動搖에 依한 放射波의 振幅은 無視할 수 있을 정도로 작으며, 實部에서는 散亂波의 振幅이 放射波의 振幅보다 크고, 虛部에서는 放射波의 振幅이 散亂波의

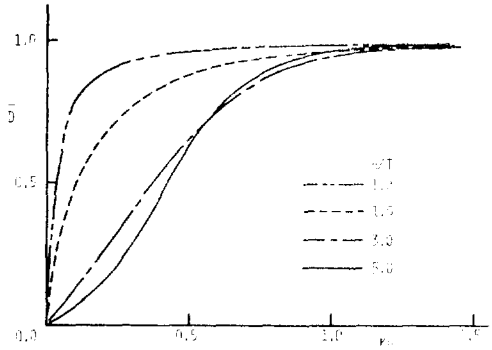

Fig. 8 Depth Variation of a Drifting Forces on a Fixed Lewis Form Cylinder.

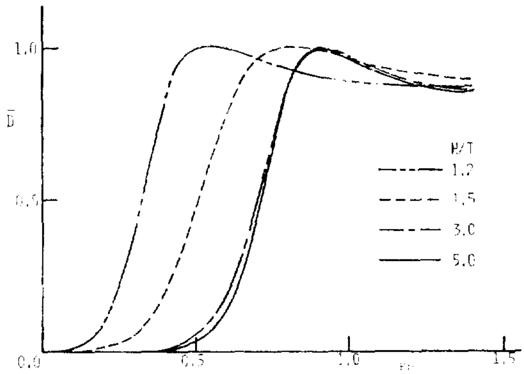

Fig. 9 Depth Variation of a Drifting Forces on a Freely-Floating Lewis Form Cylinder.

振幅보다 큼을 알 수 있다. Lewis形斷面에 作用하는 橫漂流力은 H/T가 5.0인 경우에 Kyozuka의 無限깊이의 물에 대한 實驗結果와 比較하여 Fig.7에 圖示하였으며, 本方法에 依한 計算結果의 타당성을 보여주고 있다. 水深의 變化에 따른 橫漂流力의 變化는 斷面이 固定된 경우와 自由로이 떠 있을 때를 나누어서 Fig. 8~9에 圖示하였으며, 이로부터 H/T가 5.0일때와 3.0일때는 거의 같은 값을 갖고 있으나 1.5 그리고 1.2가 됨에 따라 급하게 변함을 볼수 있다. Fig.8에 圖示된 斷面이 固定되 있을 때의 橫漂流力은 全無次元波數에 걸쳐 水深이 얕아짐에 따라 커지고 있으나 H/T가 5.0 그리고 3.0인 두 경우에는 波數가 약 0.55보다. 큰지역에서 서로 뒤 바뀌고 있다 이결과는 Naftzger 等[9]이 計算한 半圓型斷面에 대한 反射係數에서도 同一하게 나타나고 있다. 斷面이 自由로이 떠있을 때의 橫漂流力 Fig.9은 에서 보듯이 水深이 얕아짐에 따라 그 꼭지점이 낮은 波數지역으로 옮겨오고 있다.

6. 結　論

앞절의 計算結果 및 考察로 부터 아래의 結論을 얻었다.

1) 本方法에 依해서 有限水深의 自由表面에 떠있는 2次元 柱狀體에 作用하는 橫漂流力을 豫測할 수 있다.

2) 橫漂流力은 水深의 變化에 관계없이 斷面이 固定되었을 때가 自由로이 떠 있을 때 보다 큰 값을 갖는다.

3) 斷面이 固定되있을 때는 全無次元波數의 지역에서 水深이 얕아질수록 큰 橫漂流力을 받게되고

4) 斷面이 自由로이 떠 있을 때는 水深이 얕아짐에 따라 橫漂流力曲線에서의 꼭지점이 낮은 波數쪽으로 옮겨오고 있다.

本 研究는 著者가 IBRD차관에 의해 美國의 스티븐스工科大學의 데비드슨 연구소에서 1년간 머물면서 遂行한 것이며, 本研究의 遂行과정에서 많은 도움을 주신 C.H. Kim교수와 H. Eda교수에게 감사를 드립니다. 더불어 문교부 대학제정과여러분께도 감사를 드립니다.

參 考 文 獻

[1] Maruo, H., "The Drift of a Body Floating on Waves," Journal of Ship Research, Vol. 4, No. 3, Dec. 1960.

[2] Söding, H., "Second Order Forces on Oscillating Cylinders in Waves," Schiffstechnik, Bd. 23, 1976.

[3] Ogawa, A., "The Drifting Force and Moment on a Ship in Oblique Regular Waves," International Shipbuilding Progress, Vol. 14, No. 149, Jan. 1967.

[4] Kim, C.H. and Dalzell, J.F., "Analysis of the Quadratic Frequency Response for Lateral Drifting Force and Moment," Journal of Ship Research, Vol. 25, No. 2, June 1981.

[5] Kyozuka, Y., "Experimental Study on Second-Order Forces Acting on a Cylindrical Body in Waves," 14th Symposium on Naval Hydrodynamics, Aug. 1982.

[6] Wehausen, J.V. and Laitone, E.V., "Surface Waves," Handbuch der Physik, Vol. IX, 1960.

〔7〕 Rhee, K.P., "2-dimensional Hydrodynamic Forces of Heaving, Swaying and Rolling Cylinders on a Free Surface of a Water of Finite Depth," Journal of Society of Naval Architects of Korea, Vol. 14, No. 3, Sep. 1977.

〔8〕 崔恒洵, 金盛均, "有限水深의 海上에서 規則波에 놓인 球의 運動特性," 大韓造船學會誌, 第19卷, 第1號, 1982.

〔9〕 Naftzger, R.A. and Chakrabarti, S.K., "Scattering of Waves by Two-Dimensional Circular Obstacles in Finite Water Depths", Journal of Ship Research, Vol. 23, No. 1, March 1979.