

重力式 固定海洋構造物에 作用하는 波浪荷重에 관한 研究

Wave Load on Fixed Offshore Gravity Platform

金	鐵*
Kim,	Chul
片 宗	根**
Pyun, Chong	Kun

Abstract

In the arctic offshore regions, massive offshore gravity platforms are recommended to be constructed because of severe environments. In such structures which is so large that its characteristic length is of the order of the wave length, wave-structure interaction problem has been solved using linear diffraction theory.

Structural analysis of the large scale offshore structures requires wave force distribution along depth and wave pressure distribution on the body surface.

In this study, existing computer program⁽¹⁾ which calculates the total wave force acting on axisymmetric bodies has been modified to calculate wave force distribution along depth and wave pressure distribution on the body surface.

Numerical results of pressure distribution for a fixed vertical cylinder obtained from this analysis has been compared with the results of an analytic solution of MacCamy-Fuchs, and good agreements has been obtained. It is desirable to use 6 in the case of analytic solution, and 5 in the case of numerical solution as the Fourier Mode of Green function.

The results in this study are expected to be utilized for structural analysis such as pseudo-static analysis, dynamic analysis and fatigue analysis.

要 旨

極地 海域의 境遇 極甚한 環境 條件으로 因하여 肉重한 重力式 海洋構造物이 提案되고 있는데 이와 같이 構造物의 特性길이가 入射波의 波長에 比하여 無視할 수 없을 程度이면 線形 廻折 理論을 適用하여 構造物에 作用하는 全 波力을 計算하여 왔다.

그러나 構造解析과의 連繫를 考慮하면 水深別 波力의 分布와 波浪壓力의 分布가 要求되어 지므로 既開發된 鉛直 軸對稱 物體에 作用하는 全波力計算 프로그램⁽¹⁾을 一部 修正하였다.

壓力의 境遇 固定 圓筒에 대한 MacCamy-Fuchs의 解析的 解와 比較해본 結果 Green 函數의 Fourier Mode, l 값은 解析解를 計算할 境遇는 6을 使用하고 數值解를 計算할 境遇에는 5로

* 正會員 · 서울大學校 大學院 博士課程 修了

** 正會員 · 明知大學校 工科大学 副教授

하여 計算하면 充分한 正確度를 얻을 수 있었다.

이렇게 구한 波浪荷重 資料들은 構造物의 擬似 靜의 解析, 動的 解析 및 疲勞 解析時에 使用되어 질 것이다.

1. 序 論

海洋에 埋藏된 天然에너지 資源을 얻기 위한 海洋 構造物의 設置位置의 變遷趨勢를 보면 初期에는 海洋環境이 비교적 極甚하지 않고 水深이 얇은 海域에 位置하였으나 最近에는 점차 深海쪽으로 그리고 環境條件이 極甚하고 氷荷重 등으로 特殊한 北極海洋쪽으로 向하고 있다⁽¹⁾.

이에 따라 構造物의 形態도 그 海域의 環境條件에 알맞은 形態를 取하게 되어 一般적으로 水深이 얇은 海域에서는 jacket 형 platform이 設置되며 深海用으로는 guyed tower 및 tension leg platform(TLP) 등이 있으며 北極海域에서는 콘크리트 重力式 platform과 같이 肉重한(massive) 構造物이 提案되고 있다. 이 중 에서 重力式 platform의 境遇 그 規模가 매우 큰 固定構造物이므로 構造解析시 擬似靜의 方法을 使用할 수도 있는데 이때 필요한 하중자료로서는 波浪에 의한 全波力과 波浪壓力 등이 있다. 全波力은 線形廻折理論을 適用하여 計算한 結果^(2,3)가 많이 發表되어 있으나 波浪壓力의 境遇는 演算方式(algorithm)만 間接적으로 紹介되어 있는 程度이다.⁽⁴⁾ 이는 그 必要性에 關한 問題로 여겨지며 위에서 言及한 바와 같이 波浪壓力 分布가 必要할 境遇를 對備하여 鉛直軸對稱 構造物에 대한 電算 프로그램을 作成하였다.

鉛直軸對稱 構造物은 重力式 platform의 한 形態이긴 하나 波浪荷重 및 氷荷重의 作用方向의 任意性으로 볼 때 가장 普遍的인 形態라 할 수 있다.

프로그램의 妥當性을 檢證하기 위하여 固定圓筒에 대한 MacCamy-Fuchs의 解析的 解⁽⁵⁾와 比較하였다. 그리고 構造物에 대한 動的 解析 및 疲勞 解析時에 必要한 資料를 提供할 수 있도록 감안하였다.

2. 境界置 問題

그림 1과 같이 一定한 水深 h 의 海底에 固定

된 任意形狀을 가진 鉛直軸對稱物體를 생각한 다. 直交 座標系를 導入하여 靜水面 鉛直對稱軸과의 交點을 原點으로 하고 波의 進行方向을 x 축의 陽의 方向, 靜水面內에서 이의 直角方向을 y 축, 그리고 鉛直上向을 z 축의 陽의 方向으로 定한다.

이제 波高 H , 波長 L , 週期 T 를 가진 規則 波가 x 축의 陽의 方向으로 進行한다고 생각하고 그림 1에서와 같이 物體의 特性 길이를 B 로 나타낸다.

流體가 非壓縮性이고 $H/2B$ 의 값이 充分히 작아서 粘性의 效果를 무시할 수 있어 流體의 흐름이 非回轉流라고 가정하면 波浪-構造物의 相互作用問題는 포텐셜 흐름理論을 使用하여 나타낼 수 있다.

주어진 주기에 따른 角振動數(angular frequency) $\omega (= \frac{2\pi}{T})$ 를 가진 入射波에 대해 調和運動을 하는 全體流體運動의 速度 포텐셜을 다음과 같이 나타낼 수 있으며 式에서 R_n 는 複素數의 實數部分을 나타낸다.

$$\phi = R_n \{ \phi(x, y, z) e^{-i\omega t} \} \quad \dots(1)$$

(1)式에서 ϕ 는 時間에는 無關하고 空間적으로

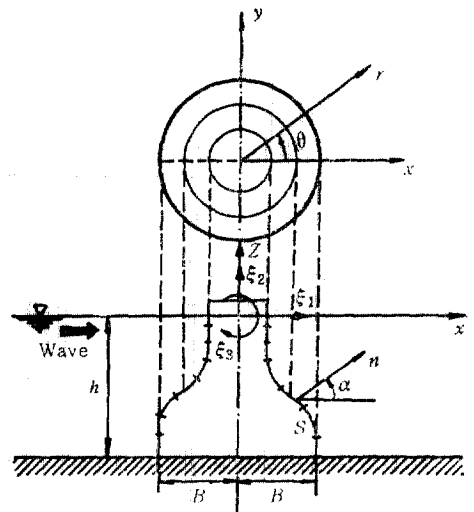


그림 1. 鉛直軸對稱 固定構造物

단 變化하는 函數이고 全流體領域에서 Laplace 方程式을 만족시킨다.

$$\nabla^2 \phi(x, y, z) = 0 \quad \dots(2)$$

이 方程式을 풀기 위한 境界條件으로는 微小 振幅波 理論에 의해 잘 알려져 있다시피

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y, -h) = 0 \quad \dots(3)$$

인 바닥조건과

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi(x, y, 0) - \frac{\omega^2}{g} \phi(x, y, 0) = 0 \quad \dots(4)$$

인 合成自由表面條件이 있으며, 物體表面의 座標를 나타내는 式을 $A(x, y, z) = 0$ 이라고 하면 物體表面에서 만족해야 하는

$$\frac{\partial}{\partial n} \phi(x, y, z) = 0 ; A(x, y, z) = 0 \quad \dots(5)$$

이른바 物體表面境界條件이 있다. 여기서 $\vec{n} = \vec{i} \cdot n_x + \vec{j} \cdot n_y + \vec{k} \cdot n_z$ 로서 物體表面에서 流體領域으로 향하는 單位法線벡터이다.

本問題의 경우 固定物體에 대한 問題이므로 廻折問題(Diffraction Problem)만 考慮하고 線形波理論으로 問題를 數式化하고 있으므로 重疊의 原理에 의해 全流體場의 速度포텐셜을 入射波의 것(ϕ_i)과 廻折波의 것(ϕ_D)의 疊으로 나타낼 수 있다.

$$\phi = \phi_i + \phi_D \quad \dots(6)$$

여기서

$$\phi_i = \frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} e^{ikx} \quad \dots(7)$$

이고 波數 $k = \frac{2\pi}{L}$ 는

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad \dots(8)$$

인 分散方程式(dispersion equation)에서 구할 수 있다.

이제 (6)式을 (2)(3)(4)(5)式에 代入하면 未知의 ϕ_D 에 관한 境界置 問題로 壓縮되어 다음과 같이 整理할 수 있다.

$$\nabla^2 \phi_D = 0 ; -h \leq z \leq 0 \quad \dots(9)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_D(x, y, 0) - k \cdot \tanh(kh) \cdot \phi_D(x, y, 0) = 0 \quad \dots(10)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_D(x, y, -h) = 0 \quad \dots(11)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \phi_D(x, y, z) = -\frac{\partial}{\partial n} \phi_i(x, y, z)$$

$$; A(x, y, z) = 0 \quad \dots(12)$$

그리고 無限遠方에서의 放射條件(radiation condition)

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{-r} \left(\frac{\partial}{\partial r} - ik \right) \phi_D = 0 \quad \dots(13)$$

을 만족하여야 한다.

3. Green 函數와 Fourier 級數

Green 의 整理에 物體의 內部問題(interior problem)를 고려하면⁽⁶⁾

$$\phi_D(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_A f(\xi, \eta, \zeta) G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta) dA(\xi, \eta, \zeta) \quad \dots(14)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 (ξ, η, ζ) 는 source 點의 座標이고 (x, y, z) 은 觀測點의 座標이며 f 는 未知의 source 強度, G 는 Green 函數이다.

G 는 John⁽⁷⁾에 의해 積分形態 및 級數形態로 誘導된 바 있으며 Fenton⁽⁸⁾은 이 $G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta)$ 를 圓筒座標系로 變換하면서 Fourier 級數를 使用하여

$$G(r, \theta, z/R, \alpha, \zeta) = \sum_{j=0}^{\infty} \left(G_{j0} + \sum_{m=1}^{\infty} G_{jm} \right) (2 - \delta_{j0}) \cos j(\theta - \alpha) \quad \dots(15)$$

로 나타내었는데 여기서

$$G_{j0} = C_0 \cosh[k(z+h)] \cosh[k(\zeta+h)]$$

$$J_j \left(k \frac{R}{r} \right) \left\{ Y_j \left(k \frac{r}{R} \right) - i J_j \left(k \frac{r}{R} \right) \right\}$$

$$G_{jm} = 4C_m \cos[\mu_m(z+h)] \cos[\mu_m(\zeta+h)]$$

$$K_j \left(\mu_m \frac{r}{R} \right) J_j \left(\mu_m \frac{R}{r} \right)$$

$$C_0 = \frac{2\pi(\nu^2 - k^2)}{(k^2 - \nu^2)h + \nu}$$

$$C_m = \frac{\mu_m^2 + \nu^2}{(\mu_m^2 + \nu^2)h - \nu}$$

이고, k 와 μ_m 은

$$\nu = \frac{\omega^2}{g} = k \tanh(kh)$$

$$\nu + \mu_m \tan(\mu_m h) = 0$$

에서 구하며 $(-)$ 에서는 $r \geq R$ 일 경우 윗부분을 $r < R$ 일 경우 아래 부분을 취하고

δ_{j0} = Kronecker delta
 $J_j(\cdot)$ = order j 인 第 1 種 Bessel 函數
 $Y_j(\cdot)$ = order j 인 第 2 種 Bessel 函數

$J_j(\cdot)$ = order j 인 第 1 種 變形 Bessel 函數
 $K_j(\cdot)$ = order j 인 第 2 種 變形 Bessel 函數
 이다. 式 (15)에서 j 는 Fourier mode 를, m 은
 evanescent mode 를 나타내고 있다.

4. 積分方程式

ϕ_D 를 구하기 위해 (14)式을 (12)式에 代入하
 면 다음과 같은 第 2 種 Fredholm 積分方程式⁽⁹⁾
 을 얻을 수 있다.

$$-2\pi f(x, y, z) + \frac{\partial}{\partial n} \iint_A f(\xi, \eta, \zeta) G(x, y, z / \xi, \eta, \zeta) dA(\xi, \eta, \zeta) + \frac{\partial}{\partial n} \phi_i(x, y, z) = 0 \quad \dots(16)$$

윗式의 座標系를 圓筒座標系로 變換하면서
 (15)式의 G 를 使用하고, 物體表面位置의 函數
 인 source 強度 f 를 物體表面의 한 點을 나타
 낼 수 있는 $s(r, z)$ 座標를 使用하면서 本問題가
 x 軸에 대해 對稱임을 감안하여

$$f(s, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(s) \cos l\theta \quad \dots(17)$$

와 같이 f 를 餘弦級數로 展開하고 式(7)을 Ja-
 cobi-Anger 方法에 의해 Bessel 函數로 展開한
 後⁽¹⁰⁾

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{dx}{ds} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{dr}{ds} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial r} \dot{z} - \frac{\partial}{\partial z} \dot{r}$$

인 演算子로 微分한 結果 등을 式(16)에 代入하
 면

$$-2\pi \sum_{l=0}^{\infty} f_l(s) \cos l\theta + \frac{\partial}{\partial n} \iint_A \left[\sum_{l=0}^{\infty} f_l(S) \cos l\alpha \right] \times \left[\sum_{j=0}^{\infty} (2-\delta_{j0}) (G_{j0} + \sum_{m=1}^{\infty} G_{jm}) \cos j(\theta-\alpha) \right] dA(R, \alpha, \zeta) + 4\pi \left[\frac{igHk}{2\omega} \operatorname{sech}(kh) \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2-\delta_{l0}) \{ \dot{z} \cos h[k(x+h)] J_l'(kr) - \dot{r} \sin h[k(x+h)] J_l(kr) \} \cos l\theta \right] = 0 \quad \dots(18)$$

와 같이 바뀌어진다.

윗 式에서 $dA(R, \alpha, \zeta) = R \cdot d\alpha \cdot dS(R, \zeta)$ 를 使用하여 α 에 대한 積分을 遂行하면 表面積分方

程式이 다음과 같이 線積分方程式으로 바뀌며,
 이 點이 바로 軸對稱 Green 函數를 使用할 때의
 特徵인 것이다.

$$-f_l(s) + \int_S f_l(S) R \frac{\partial}{\partial n} (G_{l0} + \sum_{m=1}^{\infty} G_{lm}) dS \\ = \frac{igHk}{\omega} \operatorname{sech}(kh) i^l (2-\delta_{l0}) \{ \dot{r} \sin h[k(x+z)] J_l(kr) - \dot{z} \cosh[k(x+h)] J_l'(kr) \} ; \\ l=0, 1, 2 \quad \dots(19)$$

(19)式과 같은 積分方程式은 매우 복잡하여
 解析的 解는 구할 수 없으므로 數值解析方法으
 로 近似解를 구하게 된다. 이를 위하여 그림 1
 과 같이 物體表面을 N 개의 線分으로 分割하고
 各 線分內에서는 f 가 一定하다고 假定하여 各
 線分의 中間點에 (19)式을 適用시키면 다음과 같
 이 離散化된 式으로 바뀐다.

$$-f_l(s_i) + \sum_{j=1}^N f_l(S_j) \int_{S_j} R \frac{\partial}{\partial n} G_{l0} \\ + \sum_{m=1}^{\infty} G_{lm} dS = \frac{igHk}{\omega} \operatorname{sech}(kr) \cdot i^l (2-\delta_{l0}) \\ \{ \dot{r} \sin h[k(z+h)] J_l(kr) - \dot{z} \cos h[k(z+h)] J_l'(kr) \} ; \\ l=0, 1, 2, \dots \\ i, j=1, 2, \dots, N \quad \dots(20)$$

(20)式에서 i 點은 計算對象地點이고 j 點은
 source 의 分布點이며

$$a_{ij} = \int_{S_j} R \frac{\partial}{\partial n} (G_{l0} + \sum_{m=1}^{\infty} G_{lm}) dS \\ f_j = f_l(S_j) \\ b_i = \frac{igHk}{\omega} \operatorname{sech}(kh) \cdot i^l \cdot (2-\delta_{l0}) \{ \dot{r} \sin h[k(x+h)] J_l(kr) - \dot{z} \cosh[k(x+h)] J_l'(kr) \}$$

을 使用하면

$$[a_{ij} - \delta_{ij}] \{f_j\} = \{b_i\} \quad \dots(21)$$

와 같이 行列式으로 나타낼 수 있고 이 連립방
 程式을 풀면 未知의 source 強度 f 를 구할 수
 있다.

a_{ij} 는 特異點을 포함하고 있어 취급에 주의를
 요하나 기발표된 논문⁽¹¹⁾을 참고하면 되겠다.

5. 壓力分布와 全波力

이제 各 Fourier mode l 에 대한 $f_l(s)$ 를 알

면 (17)식에 의해 $f(s, \theta)$ 를 알 수 있고, 이를 다시 (14)식에 代入하고 離散化 形態를 취하면

$$\phi_D(r, \theta, z) = \sum_{l=0}^{\infty} \phi_{Dl}(s) \cos l\theta \quad \dots(22)$$

인데, 여기서

$$\phi_{Dl}(s) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N f_j(s) C_{ij}$$

$$C_{ij} = R_j \int_{S_j} (G_{i0} + \sum_{m=1}^{\infty} G_{im}) dS \quad \dots(23)$$

이다. C_{ij} 역시 文獻⁽¹¹⁾을 참고하면 되므로 자세한 言及은 略하기로 한다. 앞서 言及했던 바와 같이 入射波의 速度 포텐셜도 Fourier mode l 로 나타낼 수 있으므로

$$\begin{aligned} \phi_i(r, \theta, z) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{igH}{2\omega} \frac{\cos h[k(h+z)]}{\cos h(kh)} \\ & i^l (2 - \delta_{l0}) J_l(kr) \cos l\theta \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \phi_{il}(s) \cos l\theta \quad \dots(24) \end{aligned}$$

이어서, 全流動場의 速度 포텐셜

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_i + \phi_D = \sum_{l=0}^{\infty} (\phi_{il} + \phi_{Dl}) \cos l\theta \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \phi_l \cos l\theta \quad \dots(25) \end{aligned}$$

이 된다.

物體에 作用하는 動壓은 線形化된 Bernoulli 整理로부터

$$\begin{aligned} P &= R_e \left\{ \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\} \\ &= R_e \left\{ -ig\omega \sum_{l=0}^{\infty} \phi_l(s) \cdot \cos l\theta \cdot e^{-i\omega t} \right\} \quad \dots(26) \end{aligned}$$

이고, 物體에 作用하는 全波力은

$$\begin{aligned} \vec{F}(t) &= R_e \left\{ - \iint_A P \vec{n} dA \right\} \\ \vec{M}(t) &= R_e \left\{ - \iint_A P (\vec{r} \times \vec{n}) dA \right\} \quad \dots(27) \end{aligned}$$

인데, \vec{r} 는 모멘트 中心으로부터 떨어진 거리며 모멘트 中心은 $(0, 0, -h)$ 로 하였다.

軸對稱 構造物이므로 水平力, 鉛直力 및 바닥 中心에 대한 廻轉 모멘트가 問題가 될 것이며, 우선 水平力의 경우

$$\begin{aligned} F_1(t) &= \left\{ \iint_A i\rho\omega \left[\sum_{l=0}^{\infty} \phi_l(s) \cdot \cos l\theta \right] \right. \\ & \left. n_r \cos \theta dA \right\} e^{-i\omega t} = \int_s ig\omega \left(\frac{dz}{ds} \right) \sum_{l=0}^{\infty} \phi_l(s) \cdot \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & r \left[\int_{-\pi}^{\pi} \cos l\theta \cos \theta d\theta \right] ds \cdot e^{-i\omega t} \\ &= \pi \int_s i\rho\omega \left(\frac{dz}{ds} \right) r \cdot \phi_1(s) ds \cdot e^{-i\omega t} \quad \dots(28) \end{aligned}$$

와 같이 Fourier mode $l=1$ 만 기여를 하고 다 찬가지 방법으로 鉛直力을 계산해보면

$$F_3(t) = -2\pi \int_s i\rho\omega \left(\frac{dr}{ds} \right) r \phi_0(s) ds \cdot e^{-i\omega t} \quad \dots(29)$$

이어서 $l=0$ 만 기여를 한다.

모멘트의 경우

$$\begin{aligned} M_5(t) &= -\pi \int_s i\rho\omega r \phi_1(s) \left[r \left(\frac{dr}{ds} \right) \right. \\ & \left. + (z+d) \left(\frac{dz}{ds} \right) \right] ds \cdot e^{-i\omega t} \quad \dots(30) \end{aligned}$$

으로 역시 $l=1$ 만 기여를 한다. 그러므로 全波力의 경우 式(20)을 전부 풀 必要가 없고 $l=0, 1$ 두번만 풀면 充分하다.

그러나 壓力自體에 關心이 있게 되면 式 (26)에서 보다시피 $l=0, 1, 2, \dots$ 에 대해서 점차적으로 풀지 않을 수 없으며 적어도 다음 추가 Fourier mode에 의한 값을 더하여도 더 이상의 값의 變動이 없을 l 까지는 계산하여야 하는 것이다.

6. 數值計算 및 檢討

그림 1과 같은 一般의 形態의 鉛直軸對稱 固定構造物에 作用하는 波浪壓力을 計算하기 위해 지금까지의 理論을 基礎로 computer program을 作成하였으며 그림 2와 같은 바닥에 固定된

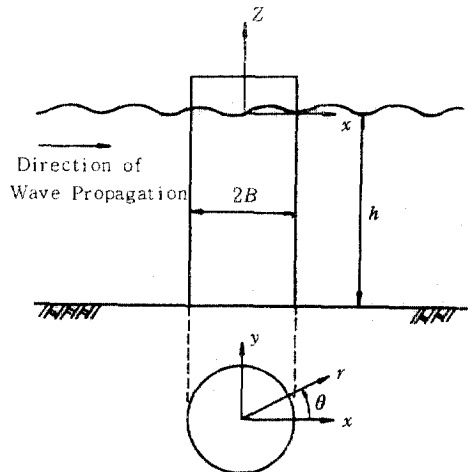


그림 2. 바닥에 固定된 圓形 Cylinder

表 1. 數值計算結果와 解析解와의 比較(N=10인 境遇:單位는 KPa)

수심 방 법		각 도									
		-0.91	-2.74	-4.57	-6.40	-8.23	-10.06	-11.89	-13.72	-15.55	-17.37
0	N	4.28	3.47	2.84	2.34	1.95	1.65	1.42	1.26	1.16	1.11
	A	4.09	3.34	2.75	2.27	1.90	1.61	1.39	1.24	1.14	1.09
15	N	5.46	4.43	3.63	2.99	2.50	2.12	1.83	1.62	1.49	1.43
	A	5.28	4.32	3.55	2.93	2.45	2.08	1.80	1.60	1.47	1.41
30	N	8.78	7.15	5.86	4.85	4.05	3.43	2.96	2.63	2.42	2.32
	A	8.63	7.06	5.80	4.80	4.01	3.40	2.94	2.62	2.41	2.31
45	N	13.58	11.09	9.10	7.53	6.29	5.33	4.61	4.10	3.77	3.61
	A	13.49	11.03	9.07	7.50	6.27	5.32	4.60	4.09	3.77	3.60
60	N	18.91	15.46	12.70	10.50	8.78	7.44	6.44	5.72	5.26	5.04
	A	18.89	15.45	12.69	10.50	8.78	7.45	6.45	5.73	5.27	5.05
75	N	23.72	19.40	15.94	13.18	11.02	9.34	8.09	7.19	6.61	6.33
	A	23.75	19.42	15.96	13.21	11.04	9.36	8.11	7.21	6.63	6.35
90	N	27.13	22.19	18.24	15.09	12.61	10.70	9.26	8.23	7.57	7.25
	A	27.19	22.24	18.27	15.12	12.64	10.72	9.28	8.25	7.59	7.27
105	N	28.71	23.49	19.30	15.97	13.35	11.32	9.80	8.71	8.01	7.67
	A	28.77	23.53	19.33	16.00	13.38	11.35	9.82	8.73	8.03	7.69
120	N	28.55	23.35	19.19	15.88	13.27	11.26	9.74	8.66	7.97	7.63
	A	28.59	23.38	19.21	15.90	13.29	11.28	9.76	8.68	7.98	7.64
135	N	27.22	22.26	18.28	15.13	12.64	10.78	9.28	8.25	7.59	7.27
	A	27.22	22.26	18.29	15.14	12.65	10.73	9.29	8.26	7.60	7.28
150	N	25.48	20.83	17.11	14.16	11.83	10.03	8.68	7.72	7.10	6.80
	A	25.44	20.81	17.10	14.15	11.83	10.03	8.68	7.72	7.10	6.80
165	N	24.09	19.69	16.17	13.38	11.18	9.48	8.21	7.30	6.71	6.42
	A	24.03	19.65	16.14	13.36	11.17	9.47	8.20	7.29	6.71	6.42
180	N	23.57	19.26	15.82	13.09	10.94	9.27	8.03	7.14	6.56	6.28
	A	23.49	19.21	15.79	13.06	10.92	9.26	8.02	7.13	6.56	6.28

* 方法中 N ; Numerical Solution
A ; Analytical Solution

圓形 cylinder 에 作用하는 波壓을 計算하여 그 結果를 MacCamy-Fuchs 의 解析解와 比較檢討 하였다.

水深이 18.288 m(60ft)인 海域에 設置된 실린더의 直徑을 12.192 m(40ft)로 假定하고, 波高 6.096 m(20ft), 週期 6 초인 規則波가 x 축의 陽의 方向에서 物體를 향해 入射한다고 假定하면 波長에 대한 直徑의 比는 약 0.22 로서 0.2 보다 큰값을 보여주므로 線形廻折理論을 使用하여 問

題를 解決하여야 한다.

計算上 실린더의 鉛直區間을 N 개의 線分으로 分割하고 0 도부터 180 도까지의 區間을 12 개의 角度로 分割하여 各 線分의 中間點에 作用하는 壓力分布를 구하였으며 그 結果를 使用하여 개략적인 形態를 그려보니 그림 3 과 같은 形態를 나타내었다. 壓力分布는 時刻에 따라 變化하므로 그림 3 의 結果는 時刻이 0 일 때의 경우이며 x 축에 관해 對稱 形態이므로 半圓 區間에서 단 壓

表 2. Fourier Mode 에 따른 壓力分布比較
(單位: KPa)

Fourier Mode	4	5	6
수심			
-0.91	4.219	4.284	4.284
-2.74	3.417	3.470	3.470
-4.57	2.792	2.835	2.835
-6.40	2.304	2.340	2.340
-8.23	1.922	1.952	1.952
-10.06	1.627	1.652	1.652
-11.89	1.405	1.427	1.427
-13.72	1.249	1.268	1.268
-15.54	1.148	1.166	1.166
-17.37	1.098	1.115	1.115

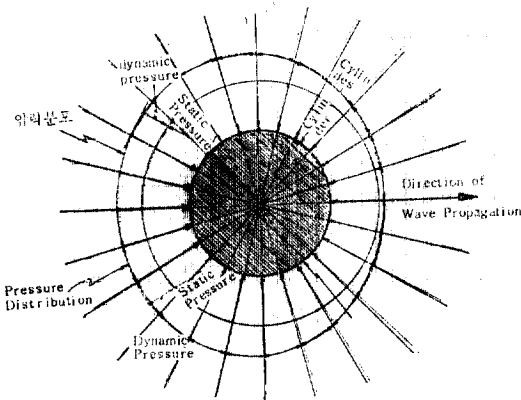


그림 3. 圓形 Cylinder 周圍의 壓力分布

力을 구하였다.

數值計算된 結果를 檢證하기 위해 MacCamy-

Fuchs 가 圓形 cylinder 에 대해 計算한 解析解와 서로 比較하였다. 表 1 에 數值解析 結果와 解析解를 정리하였으며 두 값들을 서로 比較해 보면 거의 비슷한 값을 알 수 있다.

表 3. 分割線分의 갯수에 따른 計算結果와 計算時間

갯수 방법 번호	5			10			15			20		
	數值解	M-F	正確度	數值解	M-F	正確度	數值解	M-F	正確度	數值解	M-F	正確度
1	4275	3694	1.157	4284	4087	1.048	4325	4228	1.023	4356	4300	1.01
2	2792	2496	1.119	3470	3342	1.038	3762	3694	1.018	2925	3885	1.01
3	1922	1747	1.100	2835	2746	1.032	3287	3234	1.016	3545	3513	1.01
4	1426	1311	1.088	2340	2273	1.029	2878	2837	1.014	3206	3108	1.01
5	1201	1111	1.081	1752	1900	1.027	2528	2491	1.013	2903	2883	1.01
6				1652	1612	1.025	2231	2204	1.012	2633	2617	1.01
7				1427	1395	1.023	1979	1956	1.012	2395	2381	1.01
8				1268	1241	1.022	1766	1747	1.011	2183	2171	1.00
9				1166	1141	1.022	1588	1571	1.011	1996	1985	1.01
10				1115	1093	1.020	1441	1427	1.010	1880	1820	1.00
11							1323	1311	1.009	1685	1677	1.00
12							1231	1221	1.008	1558	1551	1.00
13							1164	1155	1.008	1449	1443	1.00
14							1121	1111	1.009	1356	1351	1.00
15							1099	1090	1.008	1279	1274	1.00
16										1215	1121	1.00
17										1166	1161	1.00
18										1128	1124	1.00
19										1104	1100	1.00
20										1091	1088	1.00
平均 正確度		1.109			1.0286			1.012			1.005	
相對的 計算時間		0.271			1.000			2.181			3.846	

數值計算時 나타내는 Fourier級數中 l 값에 대해 Isaacson 은 l 이 8 程度이면 充分히 正確한 값을 얻을 수 있다고 하였는데 實際로 l 을 4 와 5, 6 으로 놓고 計算을 實施하여 그 結果를 表 2 에 整理하였다.

表에서 알 수 있는 바와 같이 l 이 4 일 境遇와 5 일 境遇에는 그 값들이 약간씩 다르지만 l 이 5 일 境遇와 6 일 境遇는 그 변화가 0.1% 이 하이므로 l 을 5 로 하면 充分히 正確한 結果를 얻을 수 있겠다.

또한 鉛直分割區間의 갯수 N 의 影響을 보기 위해 N 의 값이 5, 10, 15, 20 인 境遇에 대해 各 各 計算을 遂行하고 그 結果를 表 3 에 나타내었다.

表에서 正確度는 數值解를 解析解로 나눈값으로 나타내었으며 表에서 알 수 있는 것은 N 이 10 이상이면 거의 正確한 結果를 얻을 수 있다고 생각된다.

또한 表 3 에는 N 이 10 일 때를 基準으로 算定된 相對的 計算 時間이 表示되어 있는데 N 이 20 의 境遇에는 N 이 10 인 境遇에 比해 約 4 倍로 나타나 있으므로 分割區間(N)의 수를 너무 많지 않게 하여 불필요한 計算時間을 줄여야 할 것이다.

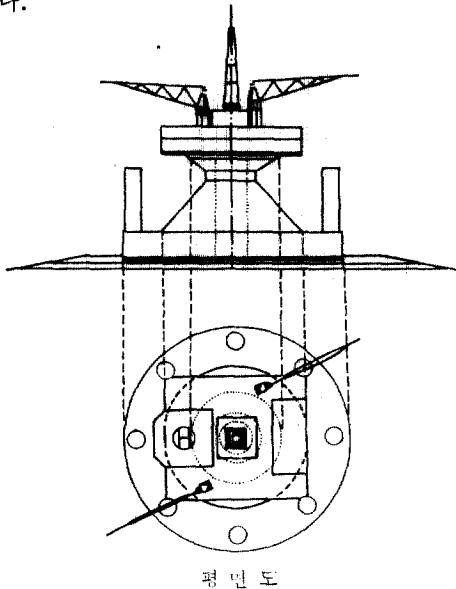


그림 4. Bottom Founded Slope Sided Structure (Concrete Cone)

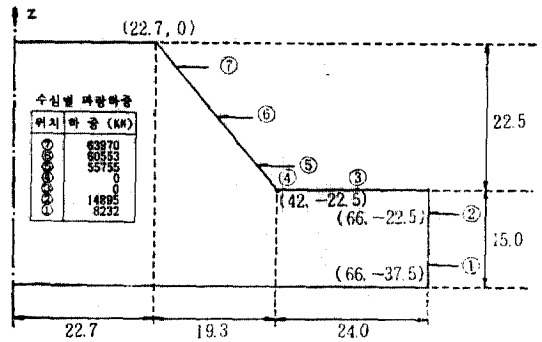


그림 5. Bottom Founded Slope Sided Structure 에 작용하는 波浪荷重

이상에서 鉛直軸對稱物體의 하나인 바닥에 固定된 圓形 cylinder 를 對象으로 解析의 檢證을 하였으며 그 結果 妥當성이 證明되었으므로 좀 더 一般的인 鉛直軸對稱物體에 作用하는 波浪荷重을 구하기 위해 最近에 設計 妥當성이 檢討된 bottom founded slope sided structure (concrete cone)⁽¹²⁾를 選擇하였으며 이 構造物에 作用하는 波浪荷重을 計算하였다.

構造物의 形態는 그림 4 에 나타내었으며 構造物에 대한 자세한 치수와 각점에 作用하는 波浪荷重의 鉛直分布는 그림 5 에 나타내었으며, 이 구조물의 전체 깊이는 정수면으로부터 37.5 m 이고 정수면으로부터 경사가 진 부분까지의 깊이는 22.5 m, 그 이하 연직부분의 깊이가 15.0 m 이므로 구조물을 격자점으로 분할하기 위해 전체 깊이를 5 등분하면 경사진 부분이 3 등분으로, 연직부분이 2 등분으로 나누어지며 각 등분점의 中央에 作用하는 파랑하중을 구하였다.

또한 계산시 Fourier mode l 값은 5 를 사용하였으며 구조물 표면에 作用하는 파랑압력분포를 구하고 이를 表 4 에 나타내었다.

7. 結 論

部材의 크기가 入射波의 波長에 比해 相對的으로 크기 때문에 Morison 方程式을 適用할 수 없는 鉛直軸對稱固定物體에 대해서는 線形 廻折理論을 適用하여 構造物에 作用하는 全波力을

表 4. 波浪壓力分布

(單位 : KN/m²)

角 度 깊 이	0	30	60	90	120	150	180
-3.75	-4.028	-0.998	6.092	12.596	15.163	14.633	13.920
-11.25	4.340	6.861	12.780	18.041	19.682	18.714	17.968
-18.75	12.429	14.596	19.747	24.174	25.072	23.699	22.870
-22.50	16.307	18.825	20.247	27.376	27.743	25.960	25.035
-26.25	21.867	22.838	26.256	29.009	27.251	24.267	23.348
-33.75	29.621	30.439	33.529	36.007	34.153	31.229	30.365

計算하여 왔다.

既存의 全波力計算 프로그램⁽¹¹⁾을 使用하여 바닥부터 水面까지 이르는 圓形실린더에 適用해 본 結果 解析의으로 求한 解와 거의 一致된 값을 보였다.

이제 이를 修正하고 補完하여 水深別 波力の 分布와 波浪壓力的 分布를 計算하는 프로그램을 作成하였다.

計算中에 使用되는 Fourier Mode, l 의 값은 解析解를 計算할 境遇는 6을 使用하고 數值解를 計算할 境遇에는 5를 使用하던 充分히 正確한 結果를 얻을 수 있었다.

最近 北極海洋地域(Arctic Offshore)에 많이 記置되고 있는 重力式 Platform 등을 靜의 解析, 動的 解析, 疲勞 解析할 때 必要한 波浪荷重, 全波力, 水深別波力分布와 波壓分布를 計算할 수 있는 Algorithm을 開發하였으므로 이의 利用이 期待된다.

感謝의 말씀

本 研究는 1986年度 文敎部 自由課題 學術研究 조 성비에 의하여 이루어진 것으로 文敎部 當局에 感謝드 린다.

참 고 문 헌

- Nehring, R.D., "Prospects For offshore Petroleum Resources", OTC 4875, 1985, pp.507~508.
- Garrison, C.J., "Hydrodynamic Loading of Large Offshore Structures: Three Dimensional Source Distribution Methods", Numerical Methods in Offshore Engineering, Edited by Zienkiewicz, O.C. et al, Wiley, New York, 1978,

Ch. 3, pp.87~140.

- Sarpkaya, T. and Isaacson, M., *Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures*, Van Nostrand, New York, 1981, Ch. 6, pp.381~472.
- Isaacson, M., "Fixed and Floating Axisymmetric Structures in Waves", *Journ. of the W.P.C.O. Div., Proc. ASCE*, Vol. 108, No. WW2, May, 1982, pp.180~199.
- MacCamy, R.C. and Fuchs, R.A., "Wave Forces on Piles: A Diffraction Theory", Tech. Memo., No. 69, U.S. Army Corps of Engineers, BEB, 1954.
- Mei, C.C., "Numerical Methods in Water Wave Diffraction and Radiation", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 10, 1978, pp.393~416.
- John, F., "On the Motion of Floating Bodies II", *Comm. Pure Appl. Math.* 3, 1950, pp.45~101.
- Fenton, J.D., "Wave Forces on Vertical Bodies of Revolution", *JFM*, Vol. 85, 1978, pp.241~255.
- Hildebrand, F.B., *Methods of Applied Mathematics*, 2nd ed., Prentice-Hall, New Jersey, 1965, Ch. 3, pp.222~223.
- Watson, G.N., *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Cambridge Univ. Press, 1944, pp.22.
- 片宗根, "鉛直軸對稱 浮遊體의 動的 應答", 大韓土木學會論文集, 第4卷第1號, 1984年 3月, pp.113~124.
- PMB Systems Engineering Inc., *Beaufort Sea Exploratory Drilling and Production Structure Study-OCS Lease Sale 87*, 1984.

(接受 : 1988. 1. 8)