

港灣 및 海岸工學波群에 따른 長週期波와 港灣의 振動

Group-Bounded Long Waves and Harbor Oscillation

李哲應* · 李吉成**

Lee, Cheol Eung · Lee, Kil Seong

Abstract

Effects of wave grouping on the harbor oscillation are studied in order to clarify the energy source of harbor resonance. The resonant periods of Donghae harbor and Imwon harbor are calculated using the boundary integral equation method. Also, the periods of the group-bounded long waves due to the irregular wave group are calculated using the theory developed in this study. Analyzing from the view point of period, it is concluded that the group-bounded long waves due to the irregular wave group can cause resonance in small harbors such as fishery harbours, and heavy ship motion in large harbors such as industrial ones.

요 지

港灣의 振動을 일으키는 發生原因을 규명하고자 港灣 振動解析에서 현재까지 고려되지 않았던 波群效果를 고려하였다. 東海港과 臨院港에 대한 항만의 공진주기는 境界積分 方程式法으로 구하였으며, 東海港 입구에서 관측된 不規則 波群에 따른 長週期波는 剩餘應力 理論과 에너지 履歷概念을 이용하여 유도된 理論式으로 구하였다. 週期の 관점에서 해석할 때 波群에 따른 長週期波는 漁港과 같은 소규모 港灣에 큰 진동을 일으킬 수 있으며, 産業港과 같은 대규모 港灣에는 正박중인 船舶의 動搖를 일으키는 에너지源이 될 수 있음을 淸明하였다.

1. 序 論

海象變動이나 氣象變動에 의하여 外해에서 발생한 파랑이 항내로 진입하여 항만에 진동을 유발하고, 이런 振動은 항내 정박중인 船舶이나 기타 제반 構造物 등에 커다란 피해요인으로 작용할 수 있다. 항내로 진입하는 파랑의 週期가 항만의 固有週期 중의 하나와 일치하면 共振現象이 발생하여 그에

따른 피해가 커질 수 밖에 없다. 따라서 기존 항만의 확장이나 개량, 新港灣의 건설시 임의의 入射波에 대한 항만의 波浪應答을 정확히 예측하여 그 피해를 최소화하는 것이 필요하다.

항만의 진동을 일으키는 에너지源으로 여러가지가 있을 수 있으나, 일반적으로 外해와 연결된 항만의 입구에 유입되는 파랑운동, 대기압 변동, 바람에 의하여 수면에 야기된 剪斷應力에 의한 수면경사와 후속적인 복원, 국부적인 地震活動 그리고 항만입구를 지나가는 흐름에 의하여 발생하는 소용돌이

* 正會員 · 江原大學校 工科大學 土木工學科, 講師
** 正會員 · 서울大學校 工科大學 土木工學科, 敎授

(eddy) 등이다. 현재까지 연구된 많은 해석들은 항만입구를 통하여 외해로 부터 직접적으로 항내로 유입되는 파랑을 주 에너지원으로 가정하여 해석하였다. 항만진동문제를 해석하기 위하여 많은 연구가 있었으나, 크게 수학적 해석방법 및 수치적 해석방법으로 대별할 수 있다. 수학적 해석방법은 주로 단순한 형상의 항만에 국한하여 진동문제에 미치는 제반 변수들의 기초적 이해를 도모하고자 연구되었으며, Fourier 해석법과 접합점근 전개법(matched asymptotic expansion method)이 있다. 최근에는 전산기의 발달과 함께 수치적 해석방법으로 임의형상을 갖는 실제 항만에 대한 진동특성을 해석하고자 연구되었으며, 유한 차분법, 유한 요소법 그리고 경계적분 방정식법 등이 있다. 李哲應⁽¹⁾이 이 때까지 이루어진 많은 연구결과들을 해석방법별로 자세히 언급하였기 때문에 본 논문에서는 실제 계산에 사용된 수치모형중 하나인 경계적분 방정식법에 대한 연구동향만 언급하겠다.

境界積分 方程式法은 微分方程式 형태의 支配方程式을 Green 定理를 이용하여 積分方程式 형태의 지배방정식으로 변환시킨 뒤 해석하는 방법이다. Miles와 Munk⁽²⁾의 기초적 연구를 토대로 Hwang과 Tuck⁽³⁾는 대상영역을 하나의 積分方程式(single layer density theory)으로 나타내어 해석하였다. 이때 임의의 점에서의 波浪函數는 외해에서 입사하는 入射函數에 의한 영향과 경계면을 따른 湧出函數(source function)에 의한 영향의 합으로 표시하였다. Lee⁽⁴⁾는 대상영역을 항만 내부영역과 외해영역으로 구분한 다음, 양 영역에서 두개의 境界積分 方程式을 유도하여 항만입구에서 접합시키는 방법(double layer density theory)을 이론적, 실험적으로 연구하였다. Table 1에 나타낸 바와 같이 그외의 많은 연구들은 위의 두가지 이론을 근간으로 수심변화의 효과나 안벽에서의 반사조건 그리고 외해경계조건 처리 등을 부가하여 해석하였다. 본 연구에서는 Lee⁽⁴⁾ 방법에 근간을 두고 외해 경계조건과 안벽에서의 부분 반사효과를 고려할 수 있게 수정한 李哲應 等⁽⁵⁾의 방법을 이용하여 해석하였다.

한편 불규칙 파군에 따른 장주기파에 대한 기초적 연구로서 먼저 Longuet-Higgins와 Stewart^(6,7)가 잉여에너지 이론을 사용하여 해석하였으며, Bowers⁽⁸⁾, Ottesen-Hansen⁽⁹⁾은 일정수심이라는 가정하에서 攝

動法(perturbation method)을 사용, 波動方程式을 2차까지 전개하여 波群에 의하여 발생되는 장주기파를 유도하였다. 그 후 Bowers⁽¹⁰⁾, Ottesen-Hansen 等⁽¹¹⁾, Flick와 Guza⁽¹²⁾, Sand⁽¹³⁾ 그리고 Kostense⁽¹⁴⁾ 등이 平均水位降下를 유발하는 파군을 실험실에서 재현하기 위한 여러 조건들에 대하여 연구하였다. 최근 Bowers⁽¹⁵⁾는 항만에서 관측된 여러 자료를 기초로 파군성과 관련된 가장 큰 동요는 平均水位降下라고 결론짓고, 그에 따른 여러 현상에 대하여 언급하였다. Battjes⁽¹⁶⁾도 파군에 의하여 발생하는 平均水位降下가 surf-zone내에 있는 長週期波의 80%를 차지한다고 하였다. 이와 같은 파군에 따른 장주기파의 특성에 대한 연구외에 장주기파와 항만과의 상호작용에 대한 연구로 Bowers⁽⁸⁾는 항만입구에서 발생하는 水位降下 차이에 의하여 발생할 수 있는 항만의 공진에 대하여 언급하였으며, Smallman과 Cooper⁽¹⁷⁾는 Boussinesq 方程式을 이용하여 파군의 平均水位降下에 의한 長週期波가 항내로 진입할때의 효과를 고려하기 위한 기초적 작업을 수행하였다.

이상에서 살펴본 바와 같이 波群에 따라 발생하는 長週期波는 항만의 共振이나 船體運動과 밀접하게 관련되어 진동의 에너지源으로 중요한 역할을 한다고 판단된다. 본 연구에서는 李哲應과 李吉成⁽¹⁸⁾이 剩餘應力 理論과 에너지 履歷概念을 이용하여 제시한 理論式을 이용하여 불규칙 파군에 따른 장주기파를 유도한 후, 그와 같은 장주기파가 실제 대상항만과 어떠한 관계를 갖는지에 대하여 해석하였다.

2. 港灣의 共振特性

실제 항만의 진동특성을 비교적 정확하게 해석할 수 있도록 수정 보완한 境界積分 方程式法을 이용하여 실제 항만의 共振週期를 구하였다. 境界積分 方程式法은 서론에서 언급한 것 처럼 Green 定理를 이용하여 지배방정식을 경계상을 따르는 적분방정식으로 변환하여 계산하는 방법으로 항만내부에 있는 모든 특성들을 항만 경계상으로 이동시켜 계산하기 때문에 항만내부의 수심변화나 기타 효과를 고려하기 어렵다는 문제점을 내포하고 있다. 그러나 미지수가 경계상에 한정되어 있기 때문에 有限 差分法이나 有限 要素法보다 미지수가 적게되어 동해

Table 1. Comparison of Governing Equations and Boundary Conditions of Boundary Integral Equation Methods

연구자	지배방정식	정제적분방정식	용출함수	외해계처리	비고
Biesel & Ranson (1961)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = \frac{1}{4i} \int \frac{\partial \phi}{\partial n} G \, ds$	$G = 2H_0^{(1)}(kr)$	용출함수로 접합	DLDT, 임의 반사율 일정수심
Hwang & Tuck (1970)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = \phi_\infty + \int \frac{\partial \phi}{\partial n} G \, ds$	$G = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr)$	*	SLDT, 입사각 변화 완전반사, 일정수심
Lee (1971)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = -\frac{i}{4} \left[\int \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \phi}{\partial n} G \right] ds$	$G = H_0^{(1)}(kr)$	용출함수로 접합	DLDT 완전반사, 일정수심
Mattilo (1978)	$\nabla \cdot (h \nabla \phi) + \frac{\omega^2}{g} \phi = 0$	$h_\phi = \frac{\omega^2}{g} \iint [L_\phi \, dA - \iint [\nabla L \cdot \nabla \phi] \, dA + \int \frac{\partial L}{\partial n} h_\phi \, ds - \int L h \frac{\partial \phi}{\partial n} \, ds]$	$G = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr)$ $L = \frac{1}{2\pi} \log r$	용출함수 (G)로 접합	DLDT, 수심변화 완전반사
Yoshida & Ijima (1983)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = \iint [L \frac{\partial \phi}{\partial n} + \frac{\partial L}{\partial n} \phi] \, dA$	$G = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr)$ $L = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{r^2}$	용출함수 (G)로 접합	DLDT, 수심변화 완전반사
Gerber (1986)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi + i\gamma \phi = 0$	$\phi = 2 \iint [G \frac{\partial \phi}{\partial n} + \frac{\partial G}{\partial n} \phi] \, ds + i \iint \gamma \phi G \, dA$	$G = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr)$	용출함수로 접합	DLDT, 박리효과 마찰효과 고려 완전반사, 일정수심
Kusaka (1988)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = \frac{i}{4} \iint [\frac{\partial G}{\partial n} + \frac{\partial \phi}{\partial n} G] \, ds$	$G = H_0^{(1)}(kr)$	급수해로 접합	DLDT, 임의 반사율 수심변화 고려
Isaacson & Qu (1990)	$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$	$\phi = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial \phi}{\partial n} G \, ds$	$G = \text{in } H_0^{(1)}(kr)$	용출함수로 접합	DLDT, 임의 반사율 일정수심

$H_0^{(1)}(kr)$: hankel function
 k : Wave number ($\omega^2 = gk \tanh kh$)
 SLDT: Single layer density theory
 DLDT: Double layer density theory
 ϕ_∞ : Incident wave potential
 (x, y) : Target point
 (ξ, η) : Source point
 $r = | (x - \xi) + (y - \eta) |$
 ϕ : Velocity potential
 γ : Dissipation coefficient
 G : Green function
 L : Source function
 $r^* = | (x - \xi) + (y - \eta) + (z - \zeta) |$

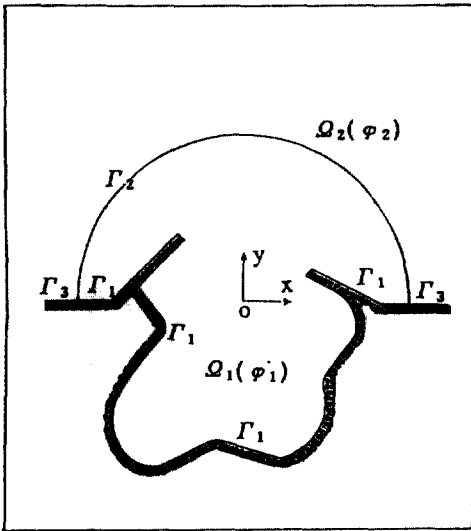


Fig. 1. Definition Sketch for a Boundary Integral Equation Method.

항과 같이 규모가 크고 복잡한 형태를 가지는 항만의 적용이 용이하다는 장점이 있다.

2.1 境界積分 方程式法

Fig. 1과 같이 대상영역을 항내영역 Ω_1 과 외해영역 Ω_2 로 구분한 후, 각 영역에서의 支配方程式을 다음 식 (1)과 같은 Helmholtz 方程式으로 한다.

$$\nabla^2 \varphi(x, y) + k^2 \varphi(x, y) = 0 \quad (1)$$

여기서 $\varphi(x, y)$ 는 표면포텐셜(surface potential)이고, k 는 波數(wave number)이다. 식 (1)을 가지고 Green 定理를 이용하여 항내영역 $\Omega_1(\varphi_1)$ 과 외해영역 $\Omega_2(\varphi_2)$ 에 적용하면 각 영역에 대하여 다음 식 (2)와 (3)을 얻을 수 있다. 이때 Helmholtz 方程式을 만족하는 解를 제 1종 0차 Hankel 함수 $H_0^{(1)}(kr)$ 로 선택한다.

$$\varphi_1(x, y) = \lambda \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left[\varphi_1(\mu, \nu) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \zeta_1(\mu, \nu)}{\partial n} \right] ds(\mu, \nu), \text{ in } \Omega_1 \quad (2)$$

$$\varphi_s(x, y) = \lambda \int_{\Gamma_3 + \Gamma_4} \left[\varphi_s(\mu, \nu) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} \right. \quad (3)$$

$$\left. - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \zeta_s(\mu, \nu)}{\partial n} \right] ds(\mu, \nu) \quad (2)$$

$$- \varphi_s(x, y) = \lambda \int_{\Gamma_2} \left[\varphi_s(\mu, \nu) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} \right. \quad (3)$$

$$\left. - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \zeta_s(\mu, \nu)}{\partial n} \right] ds(\mu, \nu), \text{ in } \Omega_2 \quad (3)$$

여기서 $\varphi^1(x, y)$ 는 항내영역 Ω_1 에서의 포텐셜이고 $\varphi_s(x, y)$ 는 외해영역 Ω_2 에서의 산란파 포텐셜이다. 또한 λ 는 항내영역에서는 $-i/4$, 경계선상에 있을 때에는 $-i/2$, 그리고 경계외부에 있을 때에는 0이다. (x, y) 는 영향점의 좌표, (μ, ν) 는 경계상에 있는 용출점이며, $r^2 = (x - \mu)^2 + (y - \nu)^2$ 이다.

한편 항내안벽 Γ_1 을 따른 고정경계조건으로 부분 반사조건은 다음 식 (4)와 같으며, 외해영역의 경계 Γ_2 를 따른 방사조건은 다음 식 (5)와 같다.

$$ik \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} + \alpha k^2 \varphi_1 = 0, \text{ on } \Gamma_1 \quad (4)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \varphi_s}{\partial r} - ik \varphi_s \right) = 0, \text{ on } \Gamma_2 \quad (5)$$

여기서 $\alpha = (1 - K_R)/(1 + K_R)$ 이고, K_R 은 임의 반사율이다. 그러므로 식 (2)와 (3)에 식 (4)와 (5)를 대입하여 정리하면 다음의 최종적인 境界積分 方程式 (6)과 (7)을 얻을 수 있다.

$$\varphi_1(x, y) = \lambda \int_{\Gamma_1} \left[\frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - ik \alpha H_0^{(1)}(kr) \right] \varphi_1(\mu, \nu) ds(\mu, \nu) + \lambda \int_{\Gamma_2} \left[\varphi_1(\mu, \nu) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \varphi_1(\mu, \nu)}{\partial n} \right] ds(\mu, \nu), \text{ in } \Omega_1 \quad (6)$$

$$\varphi_s(x, y) = \lambda \int_{\Gamma_3} \left[\frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - ik \alpha H_0^{(1)}(kr) \right] \varphi_s(\mu, \nu) ds(\mu, \nu) - \lambda \int_{\Gamma_2} \left[\varphi_s(\mu, \nu) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \varphi_s(\mu, \nu)}{\partial n} \right] ds(\mu, \nu), \text{ in } \Omega_2 \quad (7)$$

식 (6)과 (7)을 수치적으로 풀기 위하여는 $\mathbf{X} = (x, y)$ 를 Γ_1, Γ_2 및 Γ_3 상에서 택한 다음, 경계면을 작은

要素 Δs 로 나누어 각 요소상에서 포텐셜이 일정하다고 가정한다. 이와 같이 양 영역의 경계상에서 정의된 포텐셜을 결정하기 위하여 Γ_2 경계상에서 다음 식 (8)과 (9)의 接合境界條件을 이용한다.

$$\phi_1 = \phi_0 + \phi_s, \text{ on } \Gamma_2 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial n} = \frac{\partial (\phi_0 + \phi_s)}{\partial n}, \text{ on } \Gamma_2 \quad (9)$$

여기서 ϕ_0 는 입사파와 반사파 포텐셜의 합이다. 즉, 식 (6)과 (7)을 경계상에서 이산화된 작은 요소를 이용하여 聯立方程式으로 변환시킨 뒤, 식 (8)과 (9)를 이용하여 경계상의 포텐셜을 결정한다. 또한 경계상에서 결정된 포텐셜을 가지고 다시 식 (6)과 (7)을 이용하면 항만내부와 외해영역의 포텐셜을 구할 수 있다. 연립방정식의 구성과정은 李哲應 等⁽⁵⁾에 자세히 설명되어 있어 본 논문에서는 언급하지 않겠다.

2.2 港灣의 共振週期

2.1節에서 설명한 경계적분 방정식법을 이용하여 실제 항만의 공진주기를 구하였다. 이때 대상항만은 Fig. 2와 Fig. 11에 나타난 바와 같이 우리나라에서 항만의 共振現象이 주로 발생하는 東海岸에 위치한 東海港과 臨院港으로 선택하였다. 이와 같은 항만을

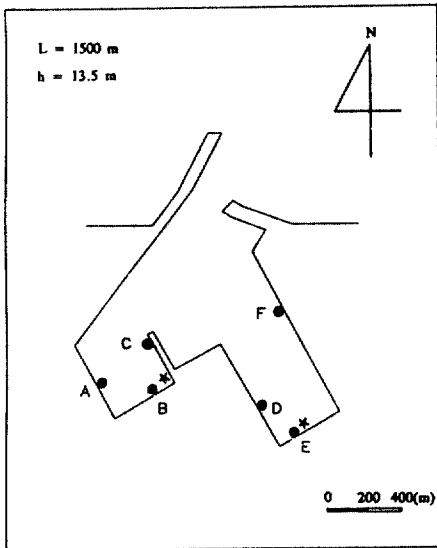


Fig. 2. Configuration of Dong Hae Harbor.

선택한 배경으로 東海港인 경우에는 港灣의 규모가 비교적 큰 產業港으로서 현재 확장계획을 가지고 있으며 1992년 海洋研究所에서 관측한 자료가 있다. 또한 臨院港인 경우에는 東海港에 비하여 상대적으로 그 규모가 작아 항만의 공진주기가 단주기 파군에 의하여 유발되는 장주기파의 주기 범위내에 있을 것으로 예상되어 이에 대한 해석이 용이하리라 생각된다. Table 2와 Table 3에 경계적분 방정식법으로 구한 東海港과 臨院港의 공진주기를 나타내었다. 이 결과에 의하면 처음에 기대하였던 것처럼 양 항만의 共振週期가 크게 다르게 나타나고 있다. 즉, 東海港인 경우에는 共振週期가 약 17분에서 2분사이로 나타나고 있으며, 臨院港인 경우에는 대략 4분에서 30초 전후의 共振週期를 가지고 있다.

먼저 동해항에 대한 적용결과를 살펴보기로 하자. 항만의 기하학적인 형상은 Fig. 2와 같으며, 항만의 平均水深 h는 13.5m로 하였다. 또한 수치계산시 요구되는 경계면을 따른 요소의 분할은 최대파장의 0.1 배를 기준으로 하여, 전 경계면의 요소수(N)는 250개로 의해 경계면 Γ_2 의 요소수(NP)는 56개로 분할하였다. 入射角은 기존의 觀測資料에서 그 발생빈

Table 2. Resonant Periods of Dong Hae Harbor (Unit: sec)

Points	1st mode	2nd mode	3rd mode	4th mode
A	982.59	389.93	236.22	143.69
B	982.59	389.93	236.22	143.69
C	982.59	389.93	236.22	143.69
D	982.59	389.93	236.22	143.69
E	982.59	389.93	236.22	143.69
F	982.59	389.93	236.22	143.69

Table 3. Resonant Periods of Im Won Harbor (Unit: sec)

Points	1st mode	2nd mode	3rd mode	4th mode
A	231.09	64.05	34.21	26.18
B	231.09	64.05	27.16	21.62
C	231.09	64.05	34.21	21.62
D	231.09	64.05	26.81	21.62
E	231.09	64.05	34.21	21.62
F	231.09	64.05	26.64	*

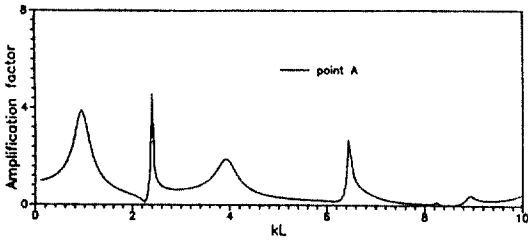


Fig. 3. Resonse Curve at Point A of Dong Hae Harbor.

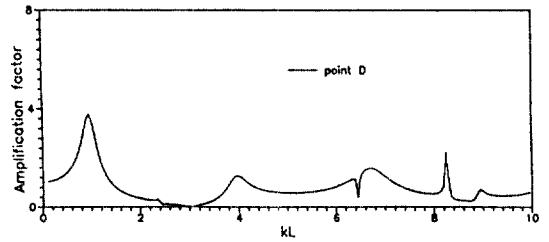


Fig. 6. Response Curve at Point D of Dong Hae Harbor.

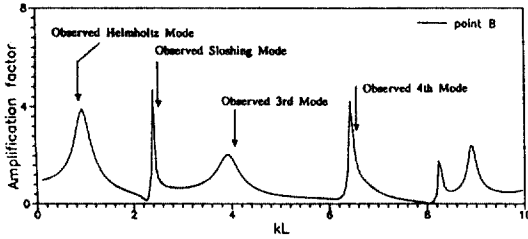


Fig. 4. Response Curve at Point B of Dong Hae Harbor.

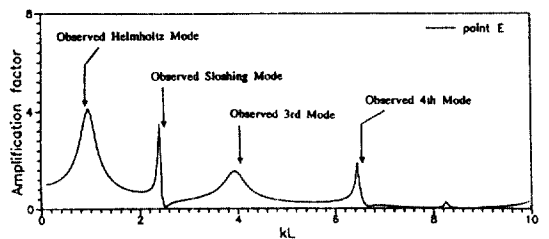


Fig. 7. Response Curve at Point E of Dong Hae Harbor.

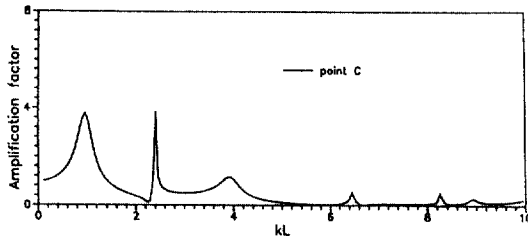


Fig. 5. Response Curve at Point C of Dong Hae Harbor.

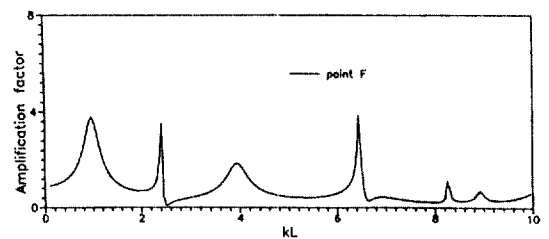


Fig. 8. Response Curve at Point F of Dong Hae Harbor.

도가 가장 높은 ENE로 하였다. 수치계산은 항만내부에 선택된 입의의 지점에서 파장에 대한 입사파고 증폭比(amplification factor)의 크기로 하였다. 그에 대한 항만 공진주기를 Table 2에 나타내었다. 이때 선택된 계산지점은 Fig.2에 나타냈듯이 선박의 荷役作業이 이루어지는 안벽부근의 지점으로 A~F까지 6개소를 선택하였다. 이중 B와 E 지점은 海洋研究所에서 압력식 파고계를 사용하여 관측한 지점(☆)과 동일한 위치이다.

이들 결과를 나타낸 Fig.3~Fig.8에 의하면 항만 내부의 위치에 따른 振動特性이 조금씩 다르게 나타나고 있다. 먼저 지점 A에 대한 결과를 나타낸 Fig.3을 보면 Helmholtz 모드(1st mode)를 비롯하여

모두 4개의 공진모드가 발생하고 있다. Fig.4의 지점 B에서는 A지점의 공진모드를 포함하면서 추가로 두개의 공진모드가 더 발생되고 있음을 알 수 있으며, Helmholtz 모드 뿐만 아니라 sloshing 모드(2nd mode), 제 3, 4의 공진모드가 Fig.9에 나타난 관측치와 잘 일치하고 있다. 그러나 지점 C에 대한 결과를 나타낸 Fig.5에서는 Helmholtz 모드와 sloshing 모드 그리고 미소한 3차 공진모드만 발생되고 있다. 반면 Fig.6의 D에 대한 결과에서는 sloshing 모드가 다른 모든 지점의 주기보다 短週期 領域에서 발생한다는 것이 특이하다. 또한 현장 관측지점과 동일한 위치인 Fig.7의 E지점의 경우는 지점 A의 결과와 유사하며, Fig.10에 나타난 관측치와 잘 일

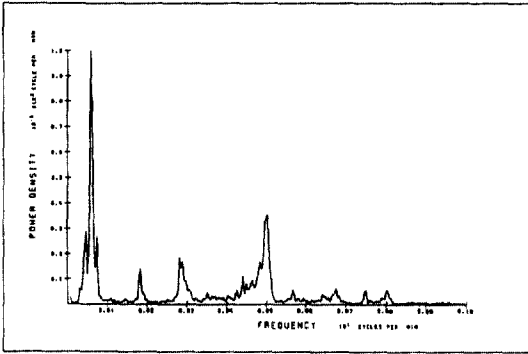


Fig. 9. Spectral Density of an Observed Wave Record at Point B.

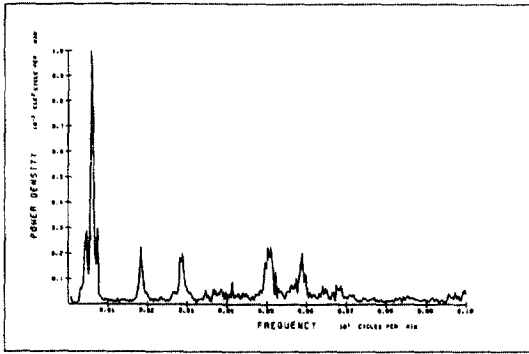


Fig. 10. Spectral Density of an Observed Wave Record at Point E.

치하고 있다. 마지막으로 Fig. 8의 F지점 결과는 지점 A, E의 결과와 동일한 공진특성을 보여주고 있다. 이와 같은 결과에 의하면 東海港에서는 수십분 단위의 長週期波가 내습될 때 대규모 공진이 발생되며, 수분 단위의 長週期波가 내습하면 소규모의 共振이 일어날 수 있다.

臨院港은 東海港에 비하여 상대적으로 그 규모가 작아 동해항보다는 작은 항만의 共振週期를 가질 것이라 생각된다. 즉 이것은 동해항과 같이 수십분 단위의 長週期波가 아니라 분단위의 長週期波가 내습하여도 항만전체에 대규모 共振現象이 발생될 수 있음을 의미한다. 현실적으로 이와 같은 현상의 발생 가능성은 상당히 높다고 할 수 있다. 왜냐하면 분단위의 長週期波는 초단위를 갖는 短週期波에 의하여 형성된 波群에 의하여도 발생될 수 있기 때문이다. 그러므로 이와 같이 규모가 작아 어항의 성

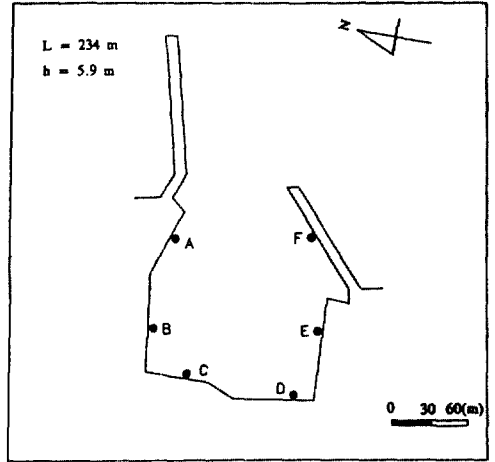


Fig. 11. Configuration of Im won Harbor.

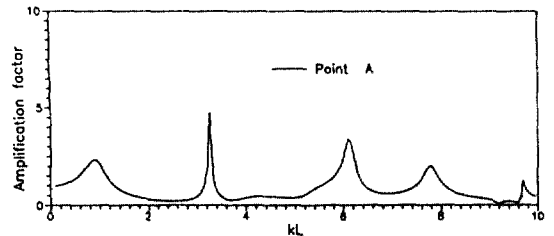


Fig. 12. Response Curve at Point A of Im Won Harbor.

격이 강한 임원항을 해석한 이유는 후에 3節에서 언급할 파군에 의하여 유발되는 長週期波가 임원항과 같은 소규모 항만에 내습할때 항만의 공진이 일어날 수 있음을 보이기 위함이다. Fig. 11의 기하학적인 형상을 가지는 임원항에 대한 요소분할은 $N=127$, $NP=48$ 개로 하였으며, 항만의 平均水深 h 는 5.9m, 入射角은 90° 로 하였다. 臨院港의 경우에도 東海港과 마찬가지로 Fig. 11에 나타낸 것처럼 항만내부의 임의지점 6개소를 선택하여 그 지점의 振動特性을 해석하였다. 이에 대한 항만의 공진특성 결과를 Fig. 12~Fig. 17에 나타내었다. 계산 결과에 의하면 앞의 東海港과 같이 각 지점별로 약간씩 다른 共振特性을 보여주고 있다. 먼저 Fig. 12의 지점 A의 결과에서는 모두 4개의 共振점이 발생되고 있으며, 특히 sloshing 모드에서의 공진이 제일 크게 나타나고 있다. 또한 Fig. 13에서는 제 3차 공진모드의 크기가 sloshing 모드의 공진크기에 근접하고 있고,

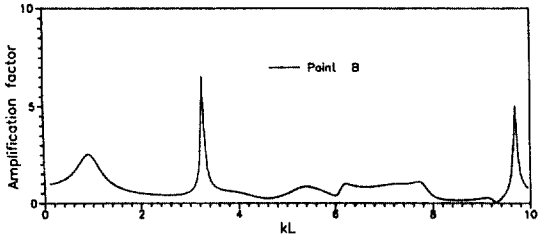


Fig. 13. Response Curve at Point B of Im Won Harbor.

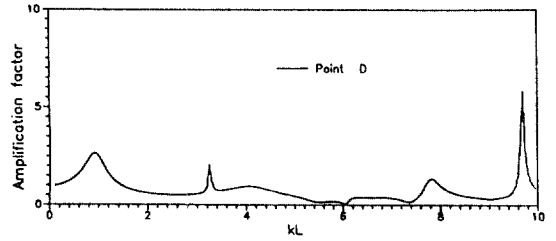


Fig. 15. Response Curve at Point D of Im Won Harbor.

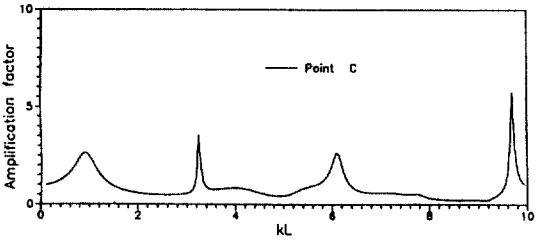


Fig. 14. Response Curve at Point C of Im Won Harbor.

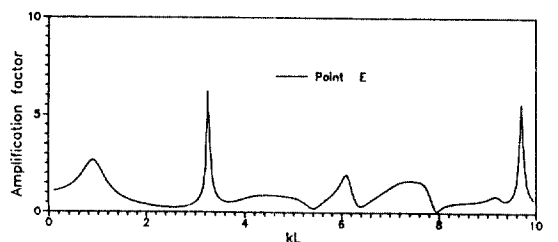


Fig. 16. Response Curve at Point E of Im Won Harbor.

Fig. 14와 Fig. 15에서는 오히려 제 4차 공진모드가 제 1, 2, 3차 공진모드 보다 크게 나타나고 있다. 또한 E지점의 결과를 나타낸 Fig. 16은 B 지점의 결과와 유사하게 나타나고 있으며, Fig. 17의 F지점에 대한 결과에서는 Helmholtz 모드와 sloshing 모드만이 발생되고 있다.

3. 波群에 따른 長週期波

서론에서 언급한 항만에서 실질적으로 共振現象이 유발될 수 있는지를 살펴보기 위하여 본 절에서는 대상항만 주변에서 관측된 자료를 가지고 실제 발생될 수 있는 長週期波의 주기를 유도하였다. 이와 같은 장주기파는 순수하게 波群의 相互作用에 의하여 유발되는 長週期波에 국한하였다.

波群에 의하여 발생하는 長週期波의 기본특성을 해석하기 위하여 李哲應과 李吉成⁽¹⁸⁾이 2次 非線形理論 및 잉여응력 이론 그리고 에너지 이력개념의 방법을 이용하여 波群에 따른 長週期波를 유도하였다. 이 결과에 의하면 2차 비선형 이론으로 구한 규칙파군에 따른 장주기파의 진폭은 파군의 진폭의 자승에 비례하며 180°의 위상차이를 갖는다. 그러나 이 이론은 規則波群에서만 적용될 수 있어 실제

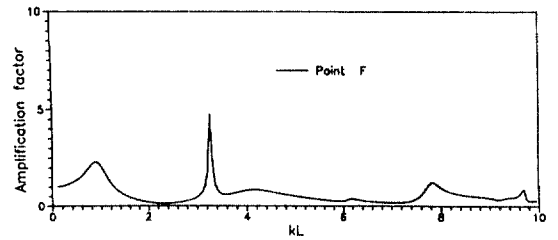


Fig. 17. Response Curve at Point F of Im Won Harbor.

해양에서 관측된 不規則 波群에 따른 長週期波를 유도할 수 없다. 따라서 本 研究에서는 이론적으로 증명된 규칙파군에 따른 장주기파의 특성을 토대로 에너지 履歷概念을 이용하여 不規則 波群에 따른 長週期波를 유도하였다. 자세한 식의 유도과정은 앞에서 언급한 문헌에 자세히 설명되어 있어 본 연구에서는 제안된 식에 대한 간단한 배경과 그 특성만을 설명하겠다.

먼저 에너지 이력개념이란 어느 한지점에서 관측된 시간에 따른 파고변화를 시간에 따른 에너지 변동으로 나타낸 것이다. 즉, 스펙트럼의 첨두주파수에 해당하는 주기상에서 진폭을 제곱 평균하여 시간에 따른 에너지의 크기로 나타낸 것이다. 이와

같은 에너지 이력개념은 포락함수와 대응되는 개념으로 주로 파군의 크기를 정의하기 위하여 Funke와 Mansard⁽¹⁹⁾에 의하여 제안된 개념이다. 한편 파군에 따른 장주기파는 다음과 같은 개념으로 해석할 수 있다. 파랑운동에 따른 고파군의 수입자 속도는 저 파군(파군과 파군 사이)의 수입자 속도보다 당연히 크게 된다. Bernoulli정리에 따라 이것은 수입자 속도의 자승에 비례하는 압력강화를 유발하여 고파군 아래에서 수압이 낮아지게 된다. 만약 일정 대기압을 가정한다면 평균수면은 파군아래에서 강해되고 상대적으로 그에 대응하는 평균수면의 상승은 파군사이에서 일어나게 된다. 이와 같은 수면동요가 수면 아래에서 파랑과 같은 흐름을 유발하여 장주기파가 발생하게 된다.

본 연구에서는 이와 같은 특성들, 즉 에너지 이력의 크기는 파군진폭의 자승에 비례하며 그 형태는 파군의 포락선을 나타낸다. 이것은 파군에 의하여 유발되는 장주기파의 크기와 위상을 에너지 이력으로 해석할 수 있다는 것을 의미한다. 따라서 剩餘應力 理論과 에너지 履歷概念을 이용하여 다음과 같이 해석하였다. 먼저 규칙파군인 경우, 에너지이력을 다음 식 (10)과 같이 정의할 수 있다.

$$E(x, t) = \bar{E}[1 + \cos\{\Delta k(x - C_g t)\}] \quad (10)$$

여기서 \bar{E} 는 에너지 이력의 평균치이고 C_g 는 군속도이다. $kh \ll 1$ 이라는 가정에서 진행파의 잉여응력, $S_{xx} = 3\rho g a^2/4$ 이다. 따라서 $a^2 = 2E$ 인 관계를 이용하여 정리하면 다음 식 (11)을 얻을 수 있다.

$$S_{xx}(x, t) = \frac{3}{2}\rho g \bar{E}[1 + \cos\{\Delta k(x - C_g t)\}] \quad (11)$$

한편, 잉여응력 이론으로부터 다음 식 (12)를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho(gh - C_g^2)} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (12)$$

그러므로 식 (11)을 x 에 대하여 미분한 후, 식 (12)에 대입하면 다음 식 (13)이 된다.

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = \frac{3g}{2(gh - C_g^2)} \Delta k \bar{E} \sin[\Delta k(x - C_g t)] \quad (13)$$

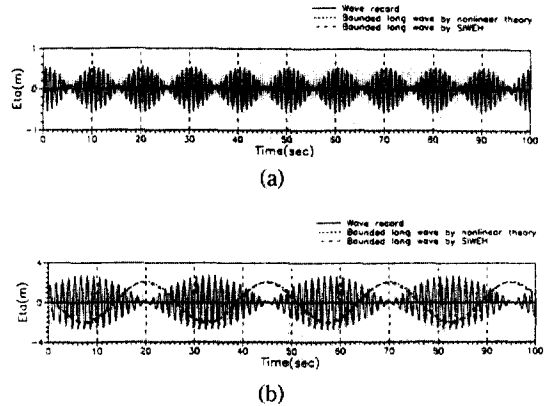


Fig. 18. (a) Group-Bounded Long Wave of Regular Wave Group-A.
(b) Group-Bounded Long Wave of Regular Wave Group-B.

마지막으로 식 (13)을 x 에 대하여 적분하면 다음 식 (14)를 얻을 수 있다.

$$\bar{\eta}(x, t) = -\frac{3g}{2(gh - C_g^2)} \bar{E} \cos[\Delta k(x - C_g t)] \quad (14)$$

또한 앞에서 언급한 $kh \ll 1$ 인 조건하에서 $C_g^2 \cong gh[1 - (kh)^2]$, $\omega^2 \cong gk^2 h$ 와 식 (14)를 같이 사용하면, 다음의 식 (15)를 얻을 수 있다.

$$\bar{\eta}(x, t) = -\frac{3g}{2\omega^2 h^2} [E(x, t) - \bar{E}] \quad (15)$$

식 (15)는 에너지 이력개념을 사용한 파군특성 해석에서 나타나는 물리적 특성에 기초를 두고, 剩餘應力 理論과 에너지 履歷概念을 이용하여 새롭게 유도된 식이다. 제안된 식은 淺水域에 대한 2차 비선형 이론의 결과 뿐만 아니라 잉여응력에 의한 결과와도 일치하고 있다. 따라서 2次 非線形 理論과 剩餘應力 理論으로 계산할 수 있는 규칙파군 뿐만 아니라 불규칙파군에 내재된 長週期波도 적용할 수 있다.

제안된 식의 검증으로, 규칙파군인 경우에는 Fig. 18(a), (b)에 나타난 바와 같이 2차 비선형 이론에서 얻은 결과와 비교 검토하였다. 또한 불규칙파군인 경우에는, 먼저 규칙파군을 합성하여 발생시킨 Fig. 19의 불규칙파군에 대하여 검증한 후, 해양에서 관측된 Fig. 20(a), (b)의 불규칙파군에 적용하였다.

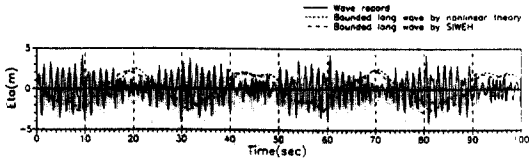


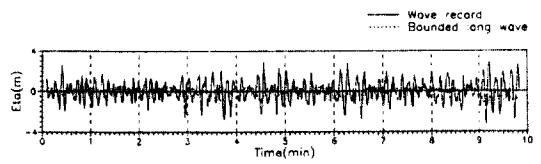
Fig. 19. Group-Bounded Long Wave of a Synthesized Irregular Wave Group.

적용결과에 의하면 약 9초~10초의 短週期波에 의하여 형성된 波群에 따른 長週期波의 주기가 약 1분 30초에서 2분 15초의 週期를 가지고 있다. 따라서 이와 같은 파군에 따른 長週期波의 주기는 2.2節에서 언급한 항만의 共振週期帶와 어느 정도 일치하고 있어 항만의 공진을 발생시킬 가능성이 높음을 알 수 있다.

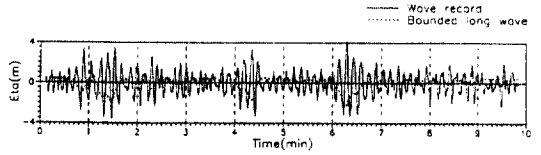
4. 東海 및 臨院港의 振動特性 解析

항만의 共振週期和 파군에 따른 長週期波의 특성을 2.2節과 3.2節에서 해석하였다. 특히 3.2節에 나타난 波群에 따른 長週期波는 실제 항만의 공진을 일으킬 수 있는 에너지源이 될 수 있음을 확인할 수 있었다.

本節에서는 항만의 공진주기가 파군에 따라 유발된 長週期波와 어떻게 작용하는지를 살펴보았다. 먼저 東海港의 共振週期는 앞에서 언급한것 처럼 약 17분에서 2분 사이에서 나타나고 있다. 그러므로 제 1, 2, 3 공진주기에서는 波群에 따른 長週期波에 의한 항만의 공진이 발생되지 않는다. 그러나 제 4 공진 주기는 2분 24초로 波群에 따라 유발되는 長週期波의 주기대와 대략적으로 일치하고 있어 그에 따른 共振이 유발될 수 있다. 특히 2.2節에서 계산된 결과에 의하면 港灣内部의 지점 B와 F인 경우에는 제 4 공진주기의 크기가 제 1, 2, 3 공진주기의 크기와 거의 같기 때문에 그에 따른 영향이 크리라 판단된다. 또한 浦項新港에서 약 30초 정도의 주기대에서 船舶에 매우 유해한 대규모 船體運動이 발생한 사례가 있어, 東海港과 같이 규모가 큰 항만에서는 波群에 의한 영향이 전체적인 항만의 진동보다 船體運動에 더 큰 영향을 주리라 생각된다. 한편 臨院港의 共振週期帶는 대략 4분에서 30초 전후로 나타나고 있다. 따라서 제 1 공진주기인 Helmholtz



(a)



(b)

Fig. 20. (a) Group-Bounded Long Wave of Observed Irregular Wave Group-A. (b) Group-Bounded Long Wave of Observed Irregular Wave Group-B.

모드를 제외하고는 波群에 따른 長週期波의 주기와 거의 일치하고 있어 그에 따른 항만의 공진이 일어날 가능성이 상당히 높다고 판단된다. 또한 臨院港의 전체적인 共振特性을 나타낸 2.2節을 살펴보면 1분 정도의 주기가 매우 강하게 작용되고 있다. 그러므로 臨院港과 같이 규모가 작은 항만인 경우에는 항만의 공진을 일으키는 長週期波의 주요한 에너지 원으로 波群의 영향이 지배적임을 알 수 있다.

이상과 같이 실제 해양에서 관측된 자료를 토대로 하여 波群에 의하여 유발된 長週期波가 항만의 공진을 일으킬 수 있는 에너지源으로 작용될 수 있다는 것을 확인할 수 있었다. 비록 不規則波浪에 의하여 형성되는 波群 자체가 매우 불규칙하여 그에 따라 波群에 의하여 유발되는 長週期波의 주기를 정확하게 유도할 수 없지만 일반적인 주기대가 1분에서 3분사이임을 감안할 때 臨院港과 같은 소규모 港灣일수록 이에 대한 대책이 요구된다.

5. 結論 및 앞으로의 研究課題

波群에 따른 長週期波와 港灣과의 상호작용에 대한 本 研究로부터 다음과 같은 結論을 얻을 수 있었다.

境界積分 方程式法을 이용하여 臨院港과 東海港의 共振週期를 얻을 수 있었다. 특히 東海港의 공진 주기는 實測値와 매우 잘 일치하고 있다. 波群에 따른

長週期波의 해석에서는 規則波群의 특성을 근간으로 에너지 履歴概念과 剩餘應力 理論을 함께 이용하여 새롭게 제시된 방법을 사용함으로써 不規則波群속에 내재된 장주기파를 波浪資料로부터 직접 유도할 수 있었다. 제시된 방법에 의한 결과는 2次 非線形 理論에 의한 결과와 매우 잘 일치하였으며, 실제 관측자료를 해석한 결과에 의하면 스펙트럼의 尖頭週期가 9~10초의 파랑속에 약 1~3분 정도의 주기를 갖는 長週期波가 존재하고 있음을 알 수 있었다. 이와 같이 파군속에 내재된 장주기파의 크기는 波群의 크기에 비하여 매우 작지만 주기가 길어 에너지 損失이 적은 경우에는 臨院港과 같이 규모가 작은 漁港의 港灣共振을 일으킬 수 있는 에너지源이 될 수 있다. 또한 東海港이나 浦項港과 같은 규모가 큰 産業港인 경우에는 계류중인 船舶의 動搖에 커다란 영향을 줄 수 있다. 따라서 현재까지 항만의 공진 해석에서 무시되었던 波群效果를 고려함으로써 실제 항만에서 발생될 수 있는 共振現狀에 대하여 보다 정확히 豫測, 解析할 수 있다고 판단된다.

한편 本 研究에서 해석하지 못하였으나 앞으로 더 연구되어야 할 課題로서는 항만의 공진해석에서 간과되어왔던 공진의 크기에 대한 정확한 豫測이다. 즉 대상항만에 내습할 가능성이 있는 週期帶의 파를 입력자료로 하여 항만내부의 諸般 特性에 따른 共振의 크기에 대한 해석이 요구된다.

參考文獻

1. 李哲應, 波群效果를 고려한 港灣의 振動解析, 서울 大學校, 博士學位論文, 1993, 2.
2. Miles, J. and W. Munk, "Harbor Paradox", *J. Waterways and Harbors Div., ASCE*, 1961, Vol. 87, No. WW3, pp. 111-130.
3. Hwang, L-S. and E.O. Tuck, "On the Oscillation of Harbors of Arbitrary Shape", *J. Fluid Mech.*, 1970, Vol. 42, pp. 447-464.
4. Lee, J.J., "Wave-Induced Oscillations in Harbors of Arbitrary Geometry", *J. Fluid Mech.*, 1971, Vol. 45, pp. 375-394.
5. 李哲應, 片宗根, 李吉成, "境界積分 方程式法에 의한 港灣 靜穩度 解析", *韓國海岸·海洋工學會誌*, 第3卷, 第4號, 1991, pp. 223-234.
6. Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart, "Radiation Stress and Mass Transport in Gravity Waves,

- with Application to 'Surf Beat'", *J. Fluid Mech.*, 1962, Vol. 13, pp. 481-504.
7. Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart, "Radiation Stresses in Water Waves; A Physical Discussion, with Applications", *Deep-Sea Res.*, 1964, Vol. 11, pp. 529-562.
8. Bowers, E.C., "Harbor Resonance due to Set-Down Beneath Wave Groups", *J. Fluid Mech.*, 1977, Vol. 79, pp. 71-92.
9. Ottesen-Hansen, N.E., "Long Period Waves in Natural Wave Trains", Progress Report No. 46, Inst. of Hydrodynamical and Hydraulic Eng., Tech. Univ. of Denmark, Denmark, 1978, pp. 13-24.
10. Bowers, E.C., "Long Period Disturbances due to Wave Groups", *Proc. 17th ICCE*, 1980, pp. 610-623.
11. Ottesen-Hansen, N.E., S.E. Sand, H. Lundgren, T. Sorensen and H. Gravesen, "Correct Reproduction of Group-Induced Long Waves", *Proc. 17th ICCE*, 1980, pp. 784-800.
12. Flick, R.E. and R.T. Guza, "Paddle Generated Waves in Laboratory Channels", *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, Vol. 106, No. WW1, 1980, pp. 79-97.
13. Sand, S.E., "Long Wave Problems in Laboratory Models", *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE*, 1982, Vol. 108, No. WW4, pp. 492-503.
14. Kostense, J.K., "Measurements of Surf Beat and Set-Down Beneath Wave Groups", *Proc. 14th ICCE*, 1984, pp. 724-740.
15. Bowers, E.C., "Wave Grouping and Harbor Design", *Proc. Inst. Civil Eng., Maritime Eng. Groups*, 1988, pp. 237-258.
16. Battjes, J.A., "Surf-Zone Dynamics", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1988, Vol. 20, pp. 257-293.
17. Smallman, J.V. and A.J. Cooper, "A Mathematical Model for Set Down in Harbors", *Coastal Eng.*, 1989, Vol. 13, pp. 247-261.
18. 李哲應, 李吉成, "波群에 따른 長週期波의 舉動特性", *韓國海岸·海洋工學會誌*, 1994, 3.
19. Funke, E.R. and E.P.D. Mansard, "On the Synthesis of Realistic Sea States", *Proc. 17th ICCE*, 1980, pp. 2974-2991.
20. Biesel, F. and D. Ransen, "Calculs de diffraction da la houle", AIRH, Dubrovnik, 1961, pp. 688-699.
21. Gerber, M., "Modeling Dissipation in Harbor Resonance", *Coastal Eng.*, 1986, Vol. 10, pp. 211-252.
22. Isaacson, M. and S. Qu, "Waves in a Harbor with

- Partially Reflecting Boundaries”, *Coastal Eng.*, 1990, Vol. 14, pp. 193-214.
23. Kusaka, T., “Wave-Induced Oscillations in Harbor with Arbitrary Reflectivity and Variable Depth”, *Coastal Eng in Japan*, 1988, Vol. 31, pp. 53-67.
24. Mattioli, F., “Wave-Induced Oscillations in Har-
bors of Variable Depth”, *Computer and Fluids*, 1978, Vol. 6, pp. 161-172.
25. Yoshida, A. and T. Ijima, “Resonance in Harbors of Arbitrary Topography”, *Proc. 5th Int. Conf. on Boundary Elements in Eng.*, 1983, pp. 217-226.
(接受：1994. 1. 19)