

3차원파동장에 있어서 복수열불투과성잠제에 의한 파랑제어에 관한 연구

김도삼* · 배은훈** · 이봉재**

*한국해양대학교 토목환경공학부 교수, **한국해양대학교 대학원 토목환경공학과

Wave Control by Multi-Rowed Impermeable Submerged Breakwaters in Three-Dimensional Wave Fields

DO-SAM KIM*, EUN-HUN BAE** AND BONG-JAE LEE**

*Division of Civil & Environmental Eng., Korea Maritime Univ., Yeongdoku, Busan 606-791, Korea

**Graduate School of Civil & Environmental Eng., Korea Maritime Univ., Yeongdoku, Busan 606-791, Korea

KEY WORDS: Three-dimensional wave fields 3차원파동장, Multi-rowed impermeable submerged breakwater 복수열불투과성잠제, Green's theorem Green공식, Boundary element method 경계요소법, Eigenfunction expansion method 고유함수전개법

ABSTRACT: This study is focused on the wave control by economical multi-rowed impermeable submerged breakwaters which need less materials than a one-rowed submerged breakwater. A boundary element method and eigenfunction expansion method based on the Green's theorem are applied to analyze the characteristics of wave transformation. Submerged breakwaters are consisted of one and two-row with rectangular section. Wave transformation characteristics are investigated by the various combinations of placement distance and crown water depth.

1. 서 론

파랑제어구조물로서 잠제는 수중에서 주어진 목적을 수행하기 때문에 주변해역의 자연경관을 그대로 살릴 수 있을 뿐만 아니라, 잠제의 상면(천단)을 통한 해수교환이 우수하기 때문에 연안환경적인 측면에서 그 기능이 뛰어난 구조물로 평가되고 있다. 일반적으로 잠제구조물은 일렬로 설치하여 파랑제어를 수행하는 경우는 천단수심을 알게 하여 천단상의 강제쇄파로 인한 에너지 손실, 혹은 잠제의 천단을 넓은 폭으로 하여 구조물과 파와의 마찰효과 등을 이용하여 소파효과를 기대하게 된다. 그러나, 천단을 넓은 폭으로 하는 경우나 천단수심을 알게 하는 것은 건설비에 따른 재료량이 과다하게 소요되는 단점을 가진다. 이와 같은 넓은 폭을 가지는 일렬잠제의 단점을 보완하기 위하여 일렬잠제의 소요재료량보다 적은 복수열잠제에 의한 파랑제어 기능이 연구·검토되어 왔다. 예로, 선형해석의 경우 韓岡 등(1989), 윤 등(1995), 김(2000)이 있으며, 비선형해석으로 윤 등(1996), 김 등(1997), 織田 등(1993), 岩田 등(1995)의 연구를 들 수 있다. 또한, 경사입사파랑장에 복수열잠제의 파랑제어에 관해서는 김 등(2000)이 있으며, 이들의 연구결과로부터 일렬로 배치된 잠제보다 적은 재료량의 복수열잠제가 보다 탁월한 파랑제어효과를 나타낸다는 것을 알 수 있다. 그러나, 복수열잠제에 관한 이상의 연구들은 2차원적인 직각·경사입사파랑을 대상으로 하고 있으며, 본 연구에서 대상으로 하는 3차원파동장에 설치된 복수열잠제에 대한 파랑변

형을 검토한 연구에는 거의 없는 실정이다.

본 연구에서는 井島 등(1974)이 제안하고 있는 Green함수로서 특수함수(Hankel함수, 변형Bessel함수)를 사용하는 경계요소법과 고유함수전개법을 병용하는 해석수법을 적용하여 3차원파동장에 설치된 복수열불투과성잠제에 의한 파랑변형의 이론을 전개하고, 직사각형단면의 잠제에 대하여 잠제간격과 천단수심의 변화에 따른 일렬 및 복수열(이열)잠제에 의한 파랑변형의 특성을 수치해석적으로 검토한다. 이 때, 이열잠제의 경우는 일렬의 경우보다 적은 재료량으로 구성된다.

2. 이론적 배경

입의 단면형상의 복수열불투과성잠제가 일정수심 h 의 3차원파동장에 Fig. 1과 같이 놓여 있고, 수평한 천단이 정수면에서 $qh(0 \leq q \leq 1)$ 의 깊이에 있는 것으로 하며, 일정주파수 $\omega (=2\pi/T; T$ 는 주기)의 정현파가 입사하는 경우를 고려한다. Fig. 1에 나타내는 바와 같이, 정수면에 원점 O , 수평면내에 x, y 축, 연직상방으로 z 축을 취하는 좌표계에 있어서, 복수열불투과성잠제의 단면형은 $x-y$ 평면내의 폐곡선 D, D' 에 의해 표현되는 것으로 한다. 구조물의 외부유체영역을 I, 구조물의 상부유체영역을 II와 III으로 분할하고, I과 II의 경계를 D, I 과 III의 경계는 D' 로 한다. 또한, 유체를 비압축·비점성의 완전유체로, 유체운동을 비회전운동으로 가정하면, $\Phi(x, y, z, t) =$

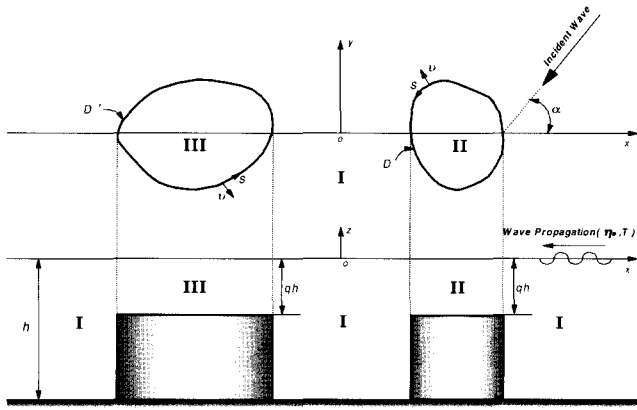


Fig. 1 Definition sketch

$\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ (i 는 허수, t 는 시간)형의 속도포텐셜이 존재하고, 공간속도포텐셜함수 $\phi(x, y, z)$ 는 다음의 Laplace방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{in the fluid domain} \quad (1)$$

2.1 공간속도포텐셜 $\phi(x, y, z)$ 의 표시

I, II 및 III에 대한 공간속도포텐셜함수를 각각 $\phi_1(x, y, z)$, $\phi_2(x, y, z)$ 및 $\phi_3(x, y, z)$ 로 나타내면, 자유수면과 해저경계 조건은 각각 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = -\frac{\omega^2}{g} \phi_j, \quad j=1, 2, 3 \quad \text{on } z=0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0, \quad j=1 \quad \text{on } z=-h; \quad j=2, 3 \quad \text{on } z=-qh \quad (3)$$

각 영역에 주어지는 경계조건을 만족하는 식(1)의 일반해는 다음과 같이 구해질 수 있다.

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{gH_0}{2\omega} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (4)$$

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{gH_0}{2\omega} \left[g_1(x, y) \frac{\cosh k'_0(z+qh)}{\cosh k'_0 qh} + \sum_{m=1}^{\infty} g_2^{(m)}(x, y) \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh} \right] \quad (5)$$

$$\phi_3(x, y, z) = \frac{gH_0}{2\omega} \left[r_1(x, y) \frac{\cosh k'_0(z+qh)}{\cosh k'_0 qh} + \sum_{m=1}^{\infty} r_2^{(m)}(x, y) \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh} \right] \quad (6)$$

여기서, $f_0(x, y), f_1(x, y), f_2^{(n)}(x, y)$ 는 I에서의 입사파, 회절산란파 및 정지회절산란파를, $g_1(x, y), g_2^{(m)}(x, y)$ 는 II에서의 회절산란파 및 정지회절산란파를, $r_1(x, y), r_2^{(m)}(x, y)$ 는 III에서의 회절산란파 및 정지회절산란파를 나타낸다. 또한, g 는 중력가속도, H_0 는 입사파의 파고, k_0, k_n, k'_0, k'_m 은 각각 다음 식의 근으로 주어지는 고유치이다.

$$k_0 h \tanh k_0 h = -k_n h \tan k_n h = -\frac{\omega^2 h}{g}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

$$k'_0 q h \tanh k'_0 q h = -k'_m q h \tan k'_m q h = -\frac{\omega^2 q h}{g}, \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

입사파성분의 $f_0(x, y)$ 및 파형 η_i 는 각각 다음 식의 실수부분으로 주어진다.

$$f_0(x, y) = -ie^{-ik_0(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \quad (9)$$

$$\eta_i = \frac{H_0}{2} \cos \{k_0(x \cos \alpha + y \sin \alpha) + \omega t\} \quad (10)$$

여기서, α 는 x 축에 대한 입사파향각이다.

$f_1(x, y), f_2^{(n)}(x, y); g_1(x, y), g_2^{(m)}(x, y)$ 및 $r_1(x, y), r_2^{(m)}(x, y)$ 은 식(1)로부터 각각 다음의 Helmholtz방정식을 만족하는 미지함수이다.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k_0^2 f_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_2^{(n)} = 0 \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 g_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_1}{\partial y^2} + k'_0{}^2 g_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 g_2^{(m)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_2^{(m)}}{\partial y^2} - k'_m{}^2 g_2^{(m)} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 r_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 r_1}{\partial y^2} + k'_0{}^2 r_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 r_2^{(m)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 r_2^{(m)}}{\partial y^2} - k'_m{}^2 r_2^{(m)} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

2.2 Green 공식에 의한 $f_1, f_2^{(n)}; g_1, g_2^{(m)}$ 및 $r_1, r_2^{(m)}$ 의 산정

I과 II 및 I과 III의 경계인 D 와 D' 상의 점을 (ξ, ζ) , 경계 이외의 임의점을 (x, y) 로 나타내면, 두 점간의 거리 r 에 대해 $r \rightarrow 0$ 에서 $\log r$ 의 오더(order)의 특이성을 갖고, $r \rightarrow \infty$ 에서 Sommerfeld의 방사경계조건을 만족하는 식(11)~(13)의 특이해인 Green함수는, f_1, g_1 및 r_1 의 경우에 각각 $-iH_0^{(1)}(k_0 r)/2, -iH_0^{(1)}(k'_0 r)/2$ 및 $-iH_0^{(1)}(k'_0 r)/2$ 으로, $f_2^{(n)}, g_2^{(m)}$ 및 $r_2^{(m)}$ 의 경우에 각각 $-K_0(k_n r)/\pi,$

$-K_0(k'_m r)/\pi$ 및 $-K_0(k'_m r)/\pi$ 로 주어진다. 따라서, I의 임의점 (x, y) 에 있어서 f_1 과 $f_2^{(m)}$; II 및 III의 임의점 (x, y) 에 있어서 g_1 과 $g_2^{(m)}$ 및 r_1 과 $r_2^{(m)}$ 의 값은 Green공식에 의해 다음의 경계적분방정식으로 표현될 수 있다.

$$\begin{cases} f_1(x, y) = -\frac{1}{\beta} \int_{D, D'} \left[f_1(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k_0 r) \right) - \left(-\frac{i}{2} k_0 H_0^{(1)}(k_0 r) \right) \bar{f}_1(\xi, \zeta) \right] ds \\ f_2^{(m)}(x, y) = -\frac{1}{\beta} \int_{D, D'} \left[f_2^{(m)}(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n r)}{\pi} \right) - \left(-\frac{k_0 K_0(k_n r)}{\pi} \right) \bar{f}_2^{(m)}(\xi, \zeta) \right] ds \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} g_1(x, y) = \frac{1}{\beta} \int_D \left[g_1(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k'_0 r) \right) - \left(-\frac{i}{2} k'_0 H_0^{(1)}(k'_0 r) \right) \bar{g}_1(\xi, \zeta) \right] ds \\ g_2^{(m)}(x, y) = \frac{1}{\beta} \int_D \left[g_2^{(m)}(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k'_m r)}{\pi} \right) - \left(-\frac{k'_0 K_0(k'_m r)}{\pi} \right) \bar{g}_2^{(m)}(\xi, \zeta) \right] ds \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} r_1(x, y) = \frac{1}{\beta} \int_{D'} \left[r_1(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k'_0 r) \right) - \left(-\frac{i}{2} k'_0 H_0^{(1)}(k'_0 r) \right) \bar{r}_1(\xi, \zeta) \right] ds \\ r_2^{(m)}(x, y) = \frac{1}{\beta} \int_{D'} \left[r_2^{(m)}(\xi, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k'_m r)}{\pi} \right) - \left(-\frac{k'_0 K_0(k'_m r)}{\pi} \right) \bar{r}_2^{(m)}(\xi, \zeta) \right] ds \end{cases} \quad (16)$$

여기서,

$$\begin{cases} \bar{f}_1(\xi, \zeta) = \frac{\partial f_1(\xi, \zeta)}{k_0 \partial \nu}, \quad \bar{f}_2^{(m)}(\xi, \zeta) = \frac{\partial f_2^{(m)}(\xi, \zeta)}{k_0 \partial \nu} \\ \bar{g}_1(\xi, \zeta) = \frac{\partial g_1(\xi, \zeta)}{k'_0 \partial \nu}, \quad \bar{g}_2^{(m)}(\xi, \zeta) = \frac{\partial g_2^{(m)}(\xi, \zeta)}{k'_0 \partial \nu} \\ \bar{r}_1(\xi, \zeta) = \frac{\partial r_1(\xi, \zeta)}{k'_0 \partial \nu}, \quad \bar{r}_2^{(m)}(\xi, \zeta) = \frac{\partial r_2^{(m)}(\xi, \zeta)}{k'_0 \partial \nu} \end{cases} \quad (17)$$

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \zeta)^2} \quad (18)$$

여기서, $H_0^{(1)}$ 과 K_0 는 각각 0차 제1종 Hankel함수와 0차 제1종 변형Bessel함수를, ν 는 경계 D 와 D' 에 있어서 외향법선방향을, β 는 (x, y) 가 경계 D 와 D' 상의 (ξ', ζ') 에 있을 때는 $\beta=1$, 그 이외는 $\beta=2$ 로 되는 정수이며, r 은 유동점과 고정점간의 거리로 식(18)로 주어지며, 적분은 D 와 D' 를 따르는 반시계방향의 선적분을 나타낸다.

2.3 이산화

Fig. 2에 나타내는 바와 같이, 경계 D 와 D' 를 총 $2N$ 개의 절점에 의해 $2N$ 개의 미소길이 $\Delta s_j (j=1, 2, 3, \dots, 2N)$ 로 분할하고, f_1, \bar{f}_1, \dots 등의 값을 각 미소길이 Δs_j 상의 중점

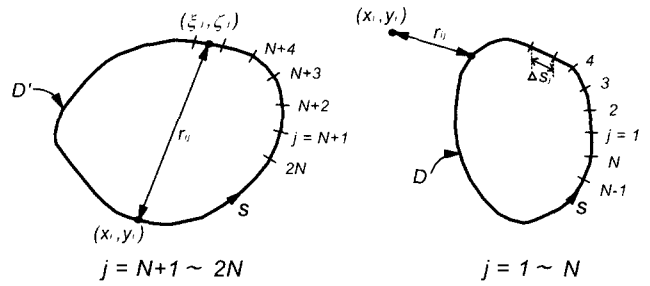


Fig. 2 Nodal point in numerical analysis

(ξ_j, ζ_j) 에서 평가하면, 적분방정식(14)~(16)은 다음과 같은 1차대수연립방정식으로 고쳐 쓸 수 있다.

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^{2N} A_{ij} \bar{f}_1(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=1}^{2N} \alpha_{ij}^{(0)} f_1(\xi_j, \zeta_j) \\ \sum_{j=1}^{2N} B_{ij}^{(m)} \bar{f}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=1}^{2N} \alpha_{ij}^{(m)} f_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^N C_{ij} \bar{g}_1(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=1}^N \beta_{ij}^{(0)} g_1(\xi_j, \zeta_j) \\ \sum_{j=1}^N D_{ij}^{(m)} \bar{g}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=1}^N \beta_{ij}^{(m)} g_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} \sum_{j=N+1}^{2N} C_{ij} \bar{r}_1(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} \beta_{ij}^{(0)} r_1(\xi_j, \zeta_j) \\ \sum_{j=N+1}^{2N} D_{ij}^{(m)} \bar{r}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} \beta_{ij}^{(m)} r_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \end{cases} \quad (21)$$

여기서,

$$\begin{cases} \alpha_{ij}^{(0)} = \delta_{ij} + \bar{A}_{ij}, \quad \alpha_{ij}^{(m)} = \delta_{ij} + \bar{B}_{ij}^{(m)} \\ \beta_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{C}_{ij}, \quad \beta_{ij}^{(m)} = -\delta_{ij} + \bar{D}_{ij}^{(m)} \end{cases} \quad (22)$$

$$\begin{cases} A_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k_0 r_{ij}) \right) k_0 ds \\ \bar{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k_0 r_{ij}) \right) ds \\ B_{ij}^{(m)} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{K_0(k_n r_{ij})}{\pi} \right) k_0 ds \\ \bar{B}_{ij}^{(m)} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k_n r_{ij})}{\pi} \right) ds \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} C_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k'_0 r_{ij}) \right) k'_0 ds \\ \bar{C}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k'_0 r_{ij}) \right) ds \\ D_{ij}^{(m)} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{K_0(k'_m r_{ij})}{\pi} \right) k'_0 ds \\ \bar{D}_{ij}^{(m)} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{K_0(k'_m r_{ij})}{\pi} \right) ds \end{cases} \quad (24)$$

r_{ij} 는 유동점 (ξ_j, ζ_j) 과 고정점 (x_i, y_i) 사이의 거리를 나타내고, δ_{ij} 는 Kronecker의 델타로 $\delta_{ij}=0, \delta_{ii}=1$ 이다.

2.4 영역분할경계에 있어서 접합조건

I, II 및 III의 가상경계면상의 임의점 (ξ, ζ, z) 에 있어서는 각 영역의 유체운동에 의한 질량 Flux와 에너지 Flux는 연속되어야

하기 때문에 영역분할의 가상경계면에서는 다음의 조건이 만족되어야 한다.

1) I과 II (경계 D)

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_1(\xi, \zeta, z)}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi_2(\xi, \zeta, z)}{\partial \nu} & (-qh \leq z \leq 0) \\ = 0 & (-h \leq z \leq -qh) \\ \phi_1(\xi, \zeta, z) = \phi_2(\xi, \zeta, z) & (-qh \leq z \leq 0) \end{cases} \quad (25)$$

위의 식에 식(4)와 (5)를 대입하면, 다음의 관계식을 얻는다.

$$\begin{cases} \left\{ \bar{f}_0(\xi, \zeta) + \bar{f}_1(\xi, \zeta) \right\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \zeta) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ = \frac{k'_0}{k_0} \left[\bar{g}_1(\xi, \zeta) \frac{\cosh k'_0(z+qh)}{\cosh k'_0 qh} \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \bar{g}_2^{(m)}(\xi, \zeta) \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh} \right], \quad -qh \leq z \leq 0 \\ = 0, \quad -h \leq z \leq -qh \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \left\{ f_0(\xi, \zeta) + f_1(\xi, \zeta) \right\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(\xi, \zeta) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ = g_1(\xi, \zeta) \frac{\cosh k'_0(z+qh)}{\cosh k'_0 qh} \\ + \sum_{m=1}^{\infty} g_2^{(m)}(\xi, \zeta) \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh}, \quad -qh \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (27)$$

식 (26)에 $\cosh k_0(z+h)$ 와 $\cos k_n(z+h)$ 를 곱하여 $-h \leq z \leq 0$ 에 걸쳐 적분을 수행하고, 또한 식(27)에 $\cosh k'_0(z+qh)$ 와 $\cos k'_m(z+qh)$ 를 곱하여 $-qh \leq z \leq 0$ 에 걸쳐 적분을 수행하면, 고유함수의 직교성에 의해서 다음의 관계식이 얻어진다.

$$\begin{cases} \bar{f}_1 = \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \frac{\lambda'_0}{q\lambda_0} \left[\frac{1}{(\lambda'_0/q\lambda_0)^2 - 1} \frac{\bar{g}_1}{\cosh \lambda'_0} \right. \\ \left. - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(\lambda'_m/q\lambda_0)^2 + 1} \frac{\bar{g}_2^{(m)}}{\cos \lambda'_m} \right] - \bar{f}_0 \\ \bar{f}_2^{(n)} = -\frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \frac{\lambda'_0}{q\lambda_0} \left[\frac{1}{(\lambda'_0/q\lambda_n)^2 + 1} \frac{\bar{g}_1}{\cosh \lambda'_0} \right. \\ \left. - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(\lambda'_m/q\lambda_n)^2 - 1} \frac{\bar{g}_2^{(m)}}{\cos \lambda'_m} \right] \end{cases}$$

$$\begin{cases} g_1 = \frac{1}{N'_0 \sinh \lambda'_0} \left[\frac{\lambda'_0/q\lambda_0}{(\lambda'_0/q\lambda_0)^2 - 1} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\cosh \lambda_0} \{f_0 + f_1\} \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda'_0/q\lambda_n}{(\lambda'_0/q\lambda_n)^2 + 1} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} f_2^{(n)} \right] \\ g_2^{(m)} = -\frac{1}{N'_m \sin \lambda'_m} \left[\frac{\lambda'_m/q\lambda_0}{(\lambda'_m/q\lambda_0)^2 + 1} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\cosh \lambda_0} \{f_0 + f_1\} \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda'_m/q\lambda_n}{(\lambda'_m/q\lambda_n)^2 - 1} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} f_2^{(n)} \right] \end{cases} \quad (29)$$

2) I과 III (경계 D')

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_1(\xi, \zeta, z)}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi_3(\xi, \zeta, z)}{\partial \nu} & (-qh \leq z \leq 0) \\ = 0 & (-h \leq z \leq -qh) \\ \phi_1(\xi, \zeta, z) = \phi_3(\xi, \zeta, z) & (-qh \leq z \leq 0) \end{cases} \quad (30)$$

식 (30)에 식 (4)와 (6)을 대입하여, 1)의 방법과 동일하게 하면, 다음식을 얻는다.

$$\begin{cases} \bar{f}_1 = \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{N_0 \sinh \lambda_0} \frac{\lambda'_0}{q\lambda_0} \left[\frac{1}{(\lambda'_0/q\lambda_0)^2 - 1} \frac{\bar{r}_1}{\cosh \lambda'_0} \right. \\ \left. - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(\lambda'_m/q\lambda_0)^2 + 1} \frac{\bar{r}_2^{(m)}}{\cos \lambda'_m} \right] - \bar{f}_0 \\ \bar{f}_2^{(n)} = -\frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \frac{\lambda'_0}{q\lambda_0} \left[\frac{1}{(\lambda'_0/q\lambda_n)^2 + 1} \frac{\bar{r}_1}{\cosh \lambda'_0} \right. \\ \left. - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(\lambda'_m/q\lambda_n)^2 - 1} \frac{\bar{r}_2^{(m)}}{\cos \lambda'_m} \right] \end{cases} \quad (31)$$

$$\begin{cases} r_1 = \frac{1}{N'_0 \sinh \lambda'_0} \left[\frac{\lambda'_0/q\lambda_0}{(\lambda'_0/q\lambda_0)^2 - 1} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\cosh \lambda_0} \{f_0 + f_1\} \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda'_0/q\lambda_n}{(\lambda'_0/q\lambda_n)^2 + 1} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} f_2^{(n)} \right] \\ r_2^{(m)} = -\frac{1}{N'_m \sin \lambda'_m} \left[\frac{\lambda'_m/q\lambda_0}{(\lambda'_m/q\lambda_0)^2 + 1} \frac{\sinh \bar{\lambda}_0}{\cosh \lambda_0} \{f_0 + f_1\} \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda'_m/q\lambda_n}{(\lambda'_m/q\lambda_n)^2 - 1} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\cos \lambda_n} f_2^{(n)} \right] \end{cases} \quad (32)$$

여기서,

$$\begin{cases} \lambda_0 = k_0 h, \lambda_n = k_n h, \bar{\lambda}_0 = \bar{q}\lambda_0, \bar{\lambda}_n = \bar{q}\lambda_n \\ \lambda'_0 = k'_0 qh, \lambda'_m = k'_m qh, \bar{q} = 1 - q \\ N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right), N_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_n}{\sin 2\lambda_n} \right) \\ N'_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda'_0}{\sinh 2\lambda'_0} \right), N'_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda'_m}{\sin 2\lambda'_m} \right) \end{cases} \quad (33)$$

이상의 이산화방정식 (19)~(21)과 접합조건식 (28), (29), (31), (32)는 $2N$ 개의 점 (ξ_j, ζ_j) 의 각각에 대해서 성립하는 방정식이며, 미지수 $f_1, f_2^{(n)}; g_1, g_2^{(m)}; r_1, r_2^{(n)}$ 및 $\bar{f}_1, \bar{f}_2^{(n)}; \bar{g}_1, \bar{g}_2^{(m)}; \bar{r}_1, \bar{r}_2^{(m)}$ 에 관하여, n 에 대한 합을 n^* 항까지, m 에 대한 합을 m^* 항까지 취하는 것으로 하면, 총 미지수의 개수는 $(n^*+1+m^*+1)N \times 2$ 로 방정식수와 동일하므로, 모든 미지수를 산정할 수 있다. 이와 같은 경계상의 값으로부터 I, II 및 III의 임의점에서 $f_1, f_2^{(n)}; g_1, g_2^{(m)}; r_1, r_2^{(n)}$ 은 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{cases} f_1(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{A}_{xj} f_1(\xi_j, \zeta_j) - A_{xj} \bar{f}_1(\xi_j, \zeta_j)] \\ f_2^{(m)}(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{B}_{xj}^{(m)} f_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \\ - B_{xj}^{(m)} \bar{f}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j)] \end{cases} \quad (34)$$

$$\begin{cases} g_1(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{C}_{xj} g_1(\xi_j, \zeta_j) - C_{xj} \bar{g}_1(\xi_j, \zeta_j)] \\ g_2^{(m)}(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{D}_{xj}^{(m)} g_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \\ - D_{xj}^{(m)} \bar{g}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j)] \end{cases} \quad (35)$$

$$\begin{cases} r_1(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=N+1}^{2N} [\bar{C}_{xj} r_1(\xi_j, \zeta_j) - C_{xj} \bar{r}_1(\xi_j, \zeta_j)] \\ r_2^{(m)}(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=N+1}^{2N} [\bar{D}_{xj}^{(m)} r_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j) \\ - D_{xj}^{(m)} \bar{r}_2^{(m)}(\xi_j, \zeta_j)] \end{cases} \quad (36)$$

2.5 파고분포

수면파형은 공간속도포텐셜함수 $\phi(x, y, z)$ 에 의해 $\eta(x, y, t) = i\omega e^{-i\omega t} \phi(x, y, 0)/g$ 로 주어지기 때문에, 식 (34)~(36)을 식 (4)~(6)에 적용하여 I, II 및 III의 임의점 (x, y) 에서 진폭과 입사파의 진폭 $\eta_0 = H_0/2$ 의 비로 정의되는 $K_d^{(1)}$, $K_d^{(2)}$ 및 $K_d^{(3)}$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} K_d^{(1)} = \left| f_0(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \right| \\ K_d^{(2)} = \left| g_1(x, y) + \sum_{m=1}^{\infty} g_2^{(m)}(x, y) \right| \\ K_d^{(3)} = \left| r_1(x, y) + \sum_{m=1}^{\infty} r_2^{(m)}(x, y) \right| \end{cases} \quad (37)$$

3. 수치해석결과

3.1 수치해석결과와 타당성 검토

파랑변형에 대한 본 연구의 수치해석결과와 타당성을 검증하기 위해, 단수수중원통주상체와 단수수중직사각형의 주상체에 대해 경계적분법에 의한 井高 등(1974)의 수치해석결과와 비교·분석한다.

Fig. 3은 단수수중원통주상체에 있어서 입사파향각 $\alpha=0^\circ$ 의 경우에 구조물의 표면틀레에서 파고분포를 나타낸 예이다. Fig. 3에서 알 수 있듯이, $\theta=180^\circ$ 를 기점으로 좌우대칭의 파고분포를 나타내고, 두 해석결과는 완전히 일치한다. $\theta=110^\circ$ 와 250° 에서 최소의 무차원파고가 나타나고, 구조물 배후 $\theta=180^\circ$ 에서 최대파고가 발생한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는 단수수중직사각형의 주상체에 있어서 $\alpha=90^\circ$ 의 경우에 $x=0$ 의 지점에서 y/L 의 변화에 따른 파고분포를 나타낸 것으로 (a)는 $q=0.25$ ($q=qh/h$), (b)는 $q=0.5$ 의 경우이다. Fig. 4의 결과로부터 천단상에서 파고가 급격히 증가하며, 이러한 현상은 천단수심 qh 가 작을수록 현저하다는 것을 알 수 있

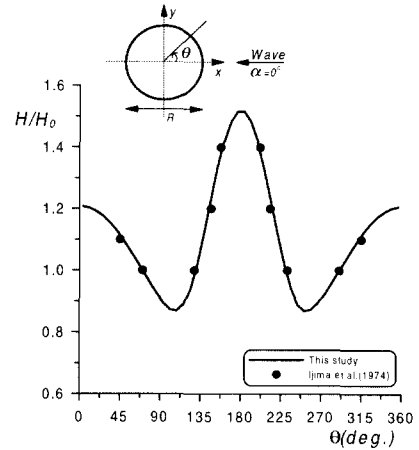


Fig. 3 Wave height of submerged cylinder with circular section ($\omega^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $R/h=2.5$, $q=0.5$)

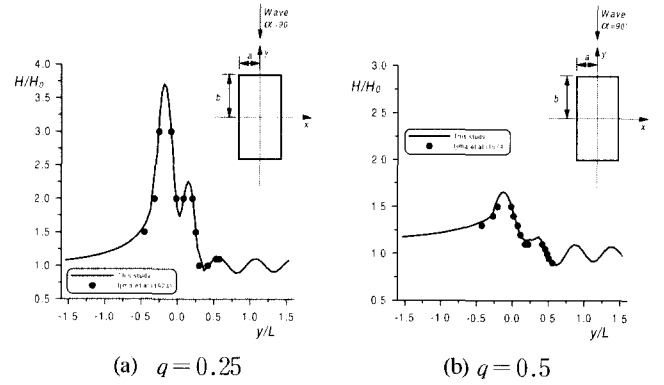


Fig. 4 Wave height of submerged cylinder with rectangular section ($\omega^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=2.5$, $a/b=0.5$)

다. 또한, 두 해석결과는 매우 잘 일치한다.

이상의 결과로부터 무차원파고분포에 대해 두 해석결과가 완전히 일치하는 경향을 나타내므로, 본 연구의 수치해석의 타당성이 검증된다고 판단된다.

3.2 직사각형잡제에 의한 파랑변형

Fig. 6은 Fig. 5(a)에 제시된 일열잡제가 동일한 파랑 및 배치 구조에 대해 2기 및 3기로 배치된 경우에 있어서 파랑변형을 나타낸 예이다. Fig. 6으로부터 3기로 배치된 경우가 2기의 경우보다 반사파가 약간 크게 나타나며, 이로 인하여 잡제 배후해역이 보다 넓은 정온역이 형성된다는 것을 나타내고 있다. 또한, 잡제의 천단상에서 파고가 급격히 증가하는 현상을 알 수 있다.

Fig. 7은 Fig. 5(a)에 제시된 일열잡제가 Fig 5(b)와 같이 이열로 배치된 경우에 있어서의 파랑변형을 나타낸 것으로, (a), (b) 및 (c)는 배치간격을 변화시킨 경우이고, (b)와 (d)는 천단수심을 변화시킨 경우이다. 이 때, 이열잡제는 일열의 단면적 1/3씩(임의로)을 이열로 배치한 것으로 일열잡제의 단면적의 총 2/3로 구성되어 있다. 먼저, Fig. 6(a)와 Fig. 7(a),(b),(c)를 비교하여 보

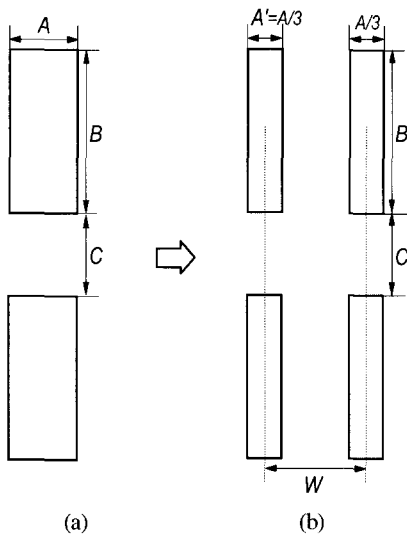


Fig. 5 Calculating condition of one and two-rowed rectangular submerged breakwaters

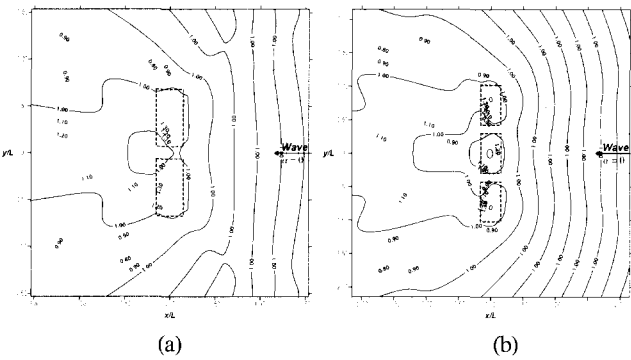


Fig. 6 Wave height distribution of one-rowed rectangular submerged breakwater
($kh = 0.772, A/h = 2.5, A/B = 0.5, C/h = 1.0, q = 0.5$)

면, 전체적으로 적은 단면적으로 배치된 이열잠제의 경우가 구조물의 전면에서 반사파가 다소 크고, 큰 차이는 없지만, 구조물 배후가 보다 정온한 해역으로 된다는 것을 나타내고 있다. 이로 부터 동일한 정도의 정온역이 형성된다고 하여도 소요재료량의 절감이라는 측면에서도 이열잠제의 장점이 있다고 판단된다. 다음으로, Fig. 7의 (a), (b) 및 (c)를 비교하여 보면, 배후해역에서는 동일정도의 파고분포 변화를 나타내지만, (c)의 경우가 다소 정온한 해역을 나타낸다. 그리고, 구조물전면에서는 (c)의 경우가 가장 큰 반사파를 나타내며, 이로 인하여 가장 급격한 파고의 변화를 나타낸다. 이와같이 전후 잠제간의 이격거리 W 에 따른 파랑변형은 2차원파동장(김, 2000) 혹은 경사입사파동장(김 등, 2000)의 경우에 논의된 Bragg반사의 영향으로 판단된다. 여기서,

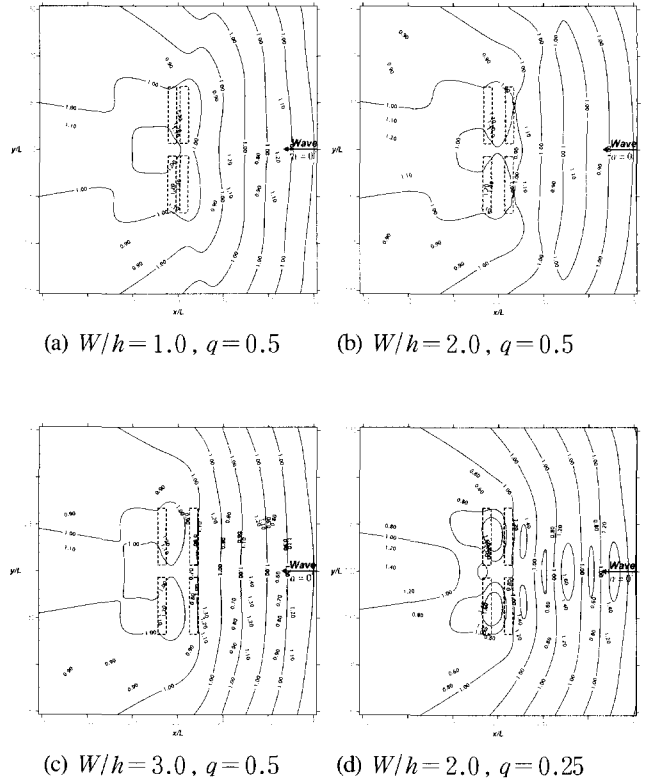


Fig. 7 Wave height distribution of two-rowed rectangular submerged breakwaters
($kh = 0.772, A'/h = 0.83, A'/B = 0.167, C/h = 1.0$)

입사파의 파장과 잠제간의 이격거리에 관계로부터 발생되는 Bragg반사의 영향은 구조물배후해역보다 전면에서 보다 큰 영향이 나타나는 것을 알 수 있다. Fig. 7의 (b)와 (d)를 비교하면, 천단수심이 알아짐에 따라 구조물전면에서 반사파가 현저히 나타나고, 이로 인하여 전면에서 파고분포의 변화가 크게 나타난다. 그리고, 구조물배후에서는 (b)의 경우보다 파고가 큰 곳도 나타나지만, 전체적으로 (d)의 경우가 정온한 배후해역을 형성하고 있다는 것을 알 수 있다.

Fig. 8은 Fig. 7과 동일한 경우이지만, 각 열이 3기로 배치된 경우에 대한 파랑변형의 계산예를 나타내고 있다. 여기서, 이열의 경우는 일열의 경우보다 단면적이 2/3로 구성된 경우이다. 먼저, 일열 3기로 배치된 Fig. 6(b)와 이열 3기로 배치된 경우의 Fig. 8(a),(b) 및 (c)를 비교하면, Fig. 7의 2기의 경우와 동일하게, 각각 동일한 크기의 파고분포를 나타내고 있지만, Fig. 8(c)의 경우가 다소 정온한 해역을 형성하고 있고, 이 경우가 가장 큰 반사파를 발생시킨다는 것을 알 수 있다. 또한, Fig. 8(b)와 (d)를 살펴보면, 천단수심이 알아짐에 따라, Fig. 7의 경우와 동일하게 구조물의 전면에서 반사파가 증대하고, 이에 따라 파고분포의 변화가 크게 나타나며, 배후에서는 전체적으로 보다 다소 정온한 해역으로 된다는 것을 알 수 있다.

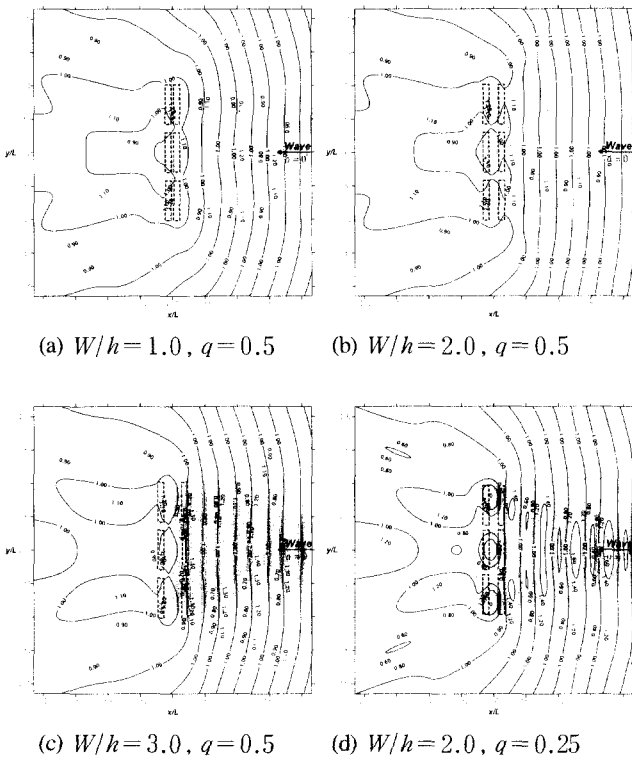


Fig. 8 Wave height distribution of two-rowed rectangular submerged breakwaters

($kh = 0.772$, $A'/h = 0.83$, $A'/B = 0.167$, $C/h = 1.0$)

4. 결 론

3차원파동장에 多列 및 多基로 배치된 잠제에 의한 3차원파랑 변형을 해석하기 위하여 Green 공식에 기초한 경계요소법과 고유함수전개법을 병용하는 수치기법을 적용하여 일열잠제보다 적은 소요재료량으로 구성된 복수열잠제의 잠제간의 이격거리 및 천단수심의 변화에 따른 파랑변형특성을 일열의 경우와 대비하면서 그의 특성을 검토하였다. 이로부터, 일열보다 적은 단면적의 이열잠제로 동일한 정도 혹은 다소 정온한 배후해역을 얻을 수 있으므로, 소요재료량의 절감이라는 측면에서 이열잠제가

유리한 구조물이라고 판단된다.

감사의 글

본 연구는 한국건설기술연구소의 2000년 산·학·연 연구개발사업의 일환인 해상도시건설을 위한 해역정온화 종합기술개발의 한 과제로 수행된 것으로, 연구비의 지원에 감사드립니다.

참 고 문 헌

김도삼(2000). “다열잠제에 의한 파랑의 전달율과 반사율”, 대한토목학회논문집, 제20권 제1-B호, pp 85~94.
 김도삼, 정성호, 이봉재, 김인철(2000). “경사입사파랑중의 수중 구조물에 의한 Bragg반사”, 대한토목학회논문집, 제20권, 제5-B호, pp 737~745.
 김도삼, 허동수, 윤덕영, 정연태(1997). “수치파동수조중에 놓인 잠제에 의한 쇄파의 수치해석에 관한 연구”, 대한토목학회논문집, 제17권 제II-3호, pp 251~259.
 윤덕영, 허동수, 김도삼, 강주복(1995). “장주기파의 효율적인제어를 위한 이열잠제의 최적간격”, 한국항만학회지, 제9권, 제2호, pp 51~64.
 윤덕영, 허동수, 김도삼, 강주복(1996). “약비선형모델에 의한 파와 잠제와의 비선형간섭에 관한 연구”, 대한토목학회논문집, 제16권 제II-6호, pp 597~609.
 喜岡 涉, 松野忠幸, 源川秀樹(1989). “複數列配置した潛堤による波浪制御”, 海岸工学論文集, 第36卷, pp 549~553.
 織田幸伸, 岩田好一朗, 金度三(1993). “潛水構造物による碎波の数値解析”, 海岸工学論文集, 第40卷, pp 601~605.
 岩田好一朗, 川崎浩司, 金度三(1995). “水中構造物による碎波の数値解析”, 海岸工学論文集, 第42卷, pp 781~785.
 井島武士, 湯村やす, 周宗仁, 吉田明德(1974). “水底および水面附近の任意斷面の固定柱狀体による波の散亂と波力”, 土木學會論文報告集, 第228号, pp 29~43.

2001년 4월 30일 원고 접수

2001년 6월 21일 수정본 채택