

## 鉛直 海洋構造物로 인한 波浪廻折의 境界要素 解析 Boundary Element Analysis for Diffraction of Water Waves with Vertical Cylinders

김성득\*·이성대\*·박종배\*

Seong Deuk Kim\*, Seong Dae Lee\* and Jong Bae Park\*

**要 旨** : 단일 및 2개의 연직 불투과성 구조물이 해역에 설치되어 있는 경우 파랑의 회절 및 상호간섭 효과를 일정요소를 사용한 경계요소법에 의해 수치해석하였다.

파랑은 2차원 선형 회절파 이론으로부터 해석하였으며 구조물 경계상에서 뿐만 아니라 구조물 주위에서의 회절계수를 계산하였다.

본 계산의 신뢰도를 검증하기 위하여 기존의 해석결과와 비교하였으며 대체로 잘 일치하고 있음을 알 수가 있었다.

**Abstract** □ A numerical analysis of the wave characteristics of wave diffraction and the interference effects for a single cylinder and for two cylinders were carried out by the Boundary Element Method using constant elements.

The present investigation was limited to the diffraction of 2-dimensional linear waves by vertical impervious cylinders. Numerical model has been written to calculate the wave diffraction coefficient both on the boundary of the cylinders and at points away from it.

The accuracy of the computational scheme was investigated by comparing the analytical results of the other reseraches. Good agreement was observed.

### 1. 서 론

최근 연안해역의 매립 및 해양개발 등의 목적으로 인공섬이나 여러가지 형태의 대형 연직구조물 등이 해상에 건설되고 있거나 계획되고 있다. 특히 파와 연직구조물의 상호작용에 의한 파랑의 회절에 관한 연구는 해안구조물의 안정과 경제적인 설계에 실제적으로 중요한 요소가 되고 있다.

연직 해안구조물의 수평방향 크기를  $D$ , 입사파장을  $L$  이라 두면,  $D/L$  이 미소한 경우에는 흐름의 박리현상이 일어나게 되나, 구조물의 크기가 파장에 비해 상대적으로 큰 경우( $D/L > 0.2$ )에는 박리현상(flow separation)의 영향을 적게 받으므로 이를 무시할 수 있고 점성의 영향은 물체의 경계층 내로 제한된다. 따라서 파랑의 회절이나 산란효과

(scattering effects)가 중요하게 되며 특히 연직구조물이 2개 이상 인접해 있는 경우에는 구조물 사이의 상호간섭 영향 등을 고려하여 해석하여야 한다.

종래 이같은 문제는 이론적으로 다루어져 왔으며 이에 관해서는 MacCamy and Fuchs(1954), 畠田等(1971)의 예가 있는데 이들은 포텐셜 이론으로부터 선형과 회절계수를 각각 Bessel 함수와 Mathieu 함수의 급수 전개형으로 나타내었다.

하지만 이들은 단일·연직구조물에 의한 파랑의 회절특성을 해석하였으며 2개 이상의 연직구조물이 인접해 있는 경우에는 Spring and Monkmeyer(1974) 등의 연구가 있고 Massel(1976)은 복소함수의 Laurent 급수 전개를 응용하여 임의 방향의 입사파에 대한 연직구조물 사이의 상호간섭과 파력을 검토하였으며, 梅田(1982)은 선형파의 회절이론

\*蔚山大學校 土木工學科(Department of Civil Eng., Ulsan University, Ulsan 690, Korea)

에 Bessel coordinate transformation 을 적용하여 구조물 주위의 회절계수를 계산하였다.

그러나 최근에는 연직 해안구조물이 점차 다양해지고 복잡해짐에 따라 이론적인 연구에 의해서는 거의 해석이 불가능해짐에 따라 수치해석 방법에 의해 해를 얻으려는 연구가 활발하다.

일반적으로 임의 형상의 연직 해안구조물에 의한 파의 회절문제를 수치적으로 푸는 방법에는 적분방정식법, 유한요소법 그리고 경계요소법으로 크게 3가지로 분류된다. 적분방정식법에 의한 해석은 항내의 부진동 문제를 다룬 Lee(1971)의 연구를 연직 원형 해안구조물에 적용하여 파의 회절효과를 계산한 Chakrabarti(1978)의 예가 있으며, Hwang(1983)은 여러가지 기하형상을 가진 연직구조물에 유한요소법을 적용하여 파와 구조물 상호관계에 대해 연구하였다.

본 연구에서 다루고자 하는 경계요소법은 유한요소법 등과 같은 영역형(domain type) 수치방법처럼 대상영역의 경계와 내부영역 전체를 이산화하는 것이 아니라 경계상에서만 이산화하므로 입력이나 요소분할에 필요한 노력을 절감하며 연립방정식의 계를 축소하여 연산시간을 감소시키며 대상이 되는 문제영역에 관계되는 Green 함수를 사용함으로써 무한영역 혹은 반무한영역의 문제를 상대적으로 쉽게 처리할 수 있다는 장점 때문에 공학적 문제에 적용되어 이미 효율적인 수치기법으로 인정되어 왔다(Beskos, 1987). 특히 연직구조물에 의한 파랑의 회절문제에 관해서는 Au and Brebbia(1983), Masetti and Wrobel(1983) 등에 의해 연구되어져 왔으나 이들은 구조물 경계상에서의 회절계수나 파

력 등을 다루어 왔다.

따라서 본 연구에서는 하나 이상의 대형 연직 불투과성 구조물이 해역에 인접해서 설치되어 있는 경우 파랑의 변형을 선형파 회절의 관점에서 다루었으며 이를 경계요소법으로 해석하여 연직구조물 상에서 뿐만 아니라 구조물 주위에서의 파고분포를 예측하였다. 이들의 결과를 검증하기 위하여 포텐셜 이론에 의한 급수전개법의 결과와 비교하여 본 수치계산법의 타당성을 확인하였다.

## 2. 경계치 문제

Fig. 1에 제시한 바와 같이 수심  $h$ 의 일정수심 해역상에 놓인 임의 형상의 하나 이상의 대형 연직구조물에 작용하는 파고  $H$ , 진동수  $\sigma(=2\pi/T; T$ 는 주기)를 가진 단일 선형파를 생각한다. 정수면상방향을  $z$ 축으로 취한 직교좌표계를 생각하고 입사파 방향은 Fig. 1에서와 같이  $\alpha$  각으로 입사한다고 가정한다.

임의 단면의 구조물과 해저지형이 비압축성, 비점성의 완전유체속에 고정되어 있다면 이 유체는 비회전 운동을 한다고 생각할 수 있다. 따라서 속도포텐셜  $\Phi(x, y, z, t)$ 가 존재하며, 유속은 속도포텐셜의 기울기로서 유도된다. 그리고 여기에 질량보존법칙을 적용하면 연속방정식은 다음과 같은 Laplace 방정식이 된다.

$$\nabla^2 \Phi(x, y, z, t) = 0 \quad (1)$$

식 (1)은 다음의 경계조건을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = -h \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = 0 \quad (3)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) \quad \text{at } z = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{at body surface} \quad (5)$$

여기서  $x, y, z$ 는 Fig. 1에 나타낸 바와 같은 직교좌표계의 수평 및 연직 좌표축이며,  $\eta$ 는 자유수면변위,  $t$ 는 시간,  $g$ 는 중력가속도,  $\Phi$ 는 선형조

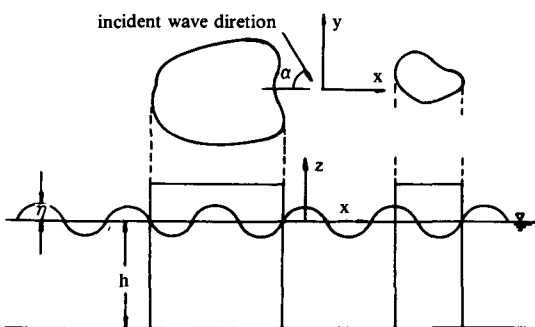


Fig. 1. Definition of the problem.

화함수의 속도포텐셜이다.

본 문제는 선형이므로 속도포텐셜  $\Phi$ 는 입사파와 회절파 속도포텐셜의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_D \quad (6)$$

여기서  $\Phi_I$ 는 입사파포텐셜,  $\Phi_D$ 는 회절파포텐셜이며, 이들은 Laplace 방정식 (1)과 물체표면조건식 (5)을 각각 만족하여야 한다. 그리고 입사파포텐셜  $\Phi_I$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Phi_I = -\frac{igH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \phi_I(x, y) e^{-i\sigma t} \quad (7)$$

여기서  $\phi_I(x, y)$ 는  $\exp [ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)]$ ,  $k$ 는 파수,  $i = \sqrt{-1}$ .

회절파포텐셜  $\Phi_D$ 는 산란문제를 의미하고 있으므로 방사조건이 요구된다. 그리고 물체표면조건은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial n} \quad (8)$$

Fig. 1에서 구조물의 단면은 수심에 대해 일정하므로 회절파포텐셜은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Phi_D = -\frac{igH}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \phi_D(x, y) e^{-i\sigma t} \quad (9)$$

여기서,  $\phi_D(x, y)$ 는 스칼라 회절파포텐셜이다.

식 (9)를 Laplace 방정식에 대입하면 x-y 평면에 대한 2차원 Helmholtz 방정식을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 \phi_D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial y^2} + k^2 \phi_D = 0 \text{ in Domain } \Omega \quad (10)$$

합성자유수면조건식 (3)과 해저경계조건식 (2)는 식 (9)를 만족하므로 다음과 같은 분산관계를 얻게 된다.

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (11)$$

이제 식 (10)은 다음의 경계조건을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad (12)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\partial \phi_D}{\partial R} = \left( ik - \frac{1}{2R} \right) \phi_D \quad (13)$$

여기서  $R$ 은 물체로부터 x-y 평면상의 거리이다.

식 (13)은 회절파가 방사방향으로 무한히 진행하면서 감소됨을 나타내고 있으며 극좌표인 경우 회절파포텐셜은 다음과 같이 된다.

$$\phi_D \propto R^{-\frac{1}{2}} \exp [i(kR - \sigma t)] \quad (14)$$

평면파인 경우는 식 (13)에서부터 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} - ik \phi_D = 0 \quad (15)$$

무한원방상에서는 식 (13), (14)의 방사조건은 경계적분방정식으로부터 동일한 결과가 얻어지나 방사경계가 좌표의 원점에서 그다지 멀지않은 경우는 식 (13)을 사용하는 것이 효과적이다.

### 3. 경계요소법

Fig. 2에서  $\Gamma$ 와  $\Gamma_\infty$ 로 경계지어지는 유체영역  $\Omega$ 에 따른 경계치 문제의 해를 경계요소법으로 얻기 위하여 식 (10), (12), (15)를 적분방정식의 형태로 나타낸다. 그러면, 상기한 경계치 문제는 다음과 같은 기중잔차형으로 나타낼 수 있다.

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial y^2} + k^2 \phi_D \right) \phi^* d\Omega = \int_{\Gamma} \left( \frac{\partial \phi_D}{\partial n} + \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \right) \phi^* d\Gamma + \int_{\Gamma_\infty} \left( \frac{\partial \phi_D}{\partial n} - ik \phi_D \right) \phi^* d\Gamma \quad (16)$$

여기서  $\Omega$ 는  $\Gamma$ 와  $\Gamma_\infty$ 에 의해 유계된 영역이며  $\Gamma$ 는 물체상의 경계이고  $\Gamma_\infty$ 는 무한원방상의 경계 그

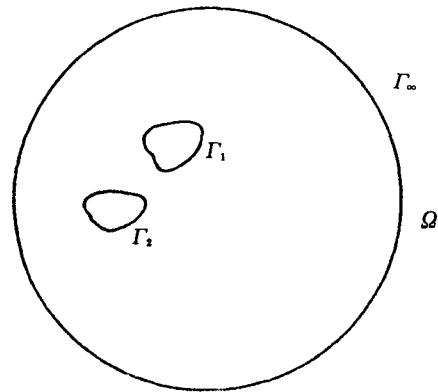


Fig. 2. Region  $\Omega$  bounded by surface  $\Gamma$  and  $\Gamma_\infty$ .

리고  $\phi^*$ 는 가중함수이다.

식 (16)의 좌변을 두번 부분적분하면 다음과 같이 된다.

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^2} + k^2 \phi^* \right) \phi_b d\Omega = \int_r \left( \frac{\partial \phi_b}{\partial n} \phi^* + \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \phi_b \right) d\Gamma + \int_{r_{\infty}} \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - ik\phi^* \right) \phi_b d\Gamma \quad (17)$$

여기서  $\phi^*$ 는 Green 함수에 해당하므로 다음의 관계로부터  $\phi^*$ 의 값을 알 수가 있다.

$$\Delta^2 \phi^* + k^2 \phi^* + \Delta^i = 0 \quad (18)$$

여기서  $\Delta^i$ 는 내부점  $i$ 에서만 값을 가지는 Dirac 델타함수이다.

Helmholtz 방정식에서의 기본해가 되는 가중함수  $\phi^*$ 는 다음과 같다.

$$\phi^* = \frac{i}{4} H_0^1(kr) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial n} = -\frac{i}{4} k H_1^1(kr) \quad (20)$$

여기서  $r$ 은 요소내부의 점  $i$ 에서 경계면에 이르는 거리이고  $H_0^1(\ )$ ,  $H_1^1(\ )$ 은 각각 1종 0차 및 1종 1차 Hankel 함수이다.

회절파포텐셜  $\phi_b$ 에 의해 가중되는 가중함수  $\phi^*$ 는 다음과 같은 성질이 있다.

$$\int_{\Omega} \phi_b (\nabla^2 \phi^* + k^2 \phi^* + \Delta^i) d\Omega = \int_{\Omega} \phi_b (\nabla^2 \phi^* + k^2 \phi^*) d\Omega + \phi_b^i = 0 \quad (21)$$

식 (21)을 식 (17)에 대입하면 요소내부의 점  $i$ 에 대해 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\phi_b^i + \int_r \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \phi_b + \phi^* \frac{\partial \phi_b}{\partial n} \right) d\Gamma + \int_{r_{\infty}} \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - ik\phi^* \right) \phi_b d\Gamma = 0 \quad (22)$$

식 (22)의 좌변 세번째 항은 무한원방에서의 방사 조건임을 알 수가 있다. 무한원방인 경우, Helmholtz 방정식의 기본해는 다음과 같이 점근식으로

나타낼 수 있다(Brebbia and Walker, 1979).

$$\phi^* \approx \frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp \{ i(kr - \frac{\pi}{4}) \} \quad (23)$$

그리고,

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial n} = \frac{\partial \phi^*}{\partial r} = -\frac{k}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp \{ i(kr - \frac{\pi}{4}) \} \quad (24)$$

식 (23), (24)로부터 다음 식이 성립된다.

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial n} - ik\phi^* = 0 \quad (25)$$

식 (25)로부터 식 (22)는 다음과 같이 간단히 쓸 수 있다.

$$\phi_b^i + \int_r \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \phi_b + \phi^* \frac{\partial \phi_b}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 \quad (26)$$

식 (26)은 구조물 경계상에서의 기지의 회절파포텐셜을 적분함으로써 영역  $\Omega$ 의 임의 내부점에서의 회절파포텐셜을 계산할 수 있음을 보여주고 있다. 그러나  $\Gamma$ 에 의한  $\phi_b$ 의 값은 처음에는 미지이므로 경계상의 점  $i$ 에 대한 경계적분방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$C^i \phi_b^i + \int_r \left( \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \phi_b + \phi^* \frac{\partial \phi_b}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 \quad (27)$$

식 (27)은 수치적분을 행함으로써 근사적으로 해를 구할 수 있으며 대상 구조물의 전체 경계를 요소 분할하여 각 요소에 대해 차례로 적분함으로써 해를 얻을 수 있다. Au and Brebbia(1983)는 일정요소, 선형요소 및 곡선요소에 의한 경계요소를 사용하여 파랑의 회절특성을 조사한 결과 연직 해안구조물인 경우에는 실제적인 적용을 위해서는 일정요소로서도 충분한 정도의 해를 얻는다고 하였다.

속도포텐셜과 이의 도함수 값은 일정요소라 가정하면 요소의 중앙점에서의 값과 동일하게 된다.

식 (27)을  $n$ 개의 일정요소를 사용하여 다음과 같이 이산화 할 수 있다.

$$C^i \phi_b^i + \sum_{j=1}^n \phi_{b_j} \int_{r_j} \frac{\partial \phi^*}{\partial n} d\Gamma = - \sum_{j=1}^n \frac{\partial \phi_{b_j}}{\partial n} \int_{r_j} \phi^* d\Gamma \quad (28)$$

일정요소의 경우  $i$ 점은 각 요소의 중앙에 의

며  $C=1/2$ 이 된다. 식 (28)에서  $\int_{r_j} \frac{\partial \phi^*}{\partial n} d\Gamma$  와  $\int_{r_j} \phi^* d\Gamma$  는  $i \neq j$ 인 경우 4점 Gauss 적분공식에 의해 수치적분하여 해석하며,  $i=j$ 인 경우는 첫 번째 적분항은  $n$ 과  $\Gamma$ 의 직교성질에 의해 0이 되며, 두 번째 적분항은 해석적으로 적분하면 다음과 같이 된다.

$$\int_{r_j} \phi^* d\Gamma = \Gamma_j \left[ \frac{1}{2\pi} (1-r) \ln \frac{k\Gamma_j}{4} + \frac{i}{4} \right] \quad (29)$$

식 (19), (20)을 식 (28)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 행렬식으로 바꾸어 쓸 수 있다.

$$\frac{1}{2} \begin{Bmatrix} \phi_{b_1}^i \\ \vdots \\ \phi_{b_n}^i \end{Bmatrix} = \frac{i}{4} \left[ \int_{r_j} H_1^i(kr) \frac{\partial r}{\partial n} \right] \begin{Bmatrix} \phi_{b_1}^i \\ \vdots \\ \phi_{b_n}^i \end{Bmatrix} - \frac{i}{4} \left[ \int_{r_j} H_0^i(kr) d\Gamma \right] \begin{Bmatrix} \left( \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right)_1 \\ \vdots \\ \left( \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right)_n \end{Bmatrix} \quad (30)$$

식 (30)으로부터  $n$ 개의 경계상의 점에 대한 회절 파포텐셜  $\phi_b = p + iq$ 를 구하면 식 (26)을 이용하여 경계상에서의 기지값으로부터 구조물에서 멀리 떨어진 임의의 내부영역에서의  $\phi_b^i$ 를 구할 수 있다 (Fig. 3).

식 (26)을 이산화하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_b^i = - \left[ \sum_{j=1}^n \phi_{b_j}^i \int_{r_j} \frac{\partial \phi^*}{\partial n} d\Gamma - \sum_{j=1}^n \frac{\partial \phi_{b_j}^i}{\partial n} \int_{r_j} \phi^* d\Gamma \right] \quad (31)$$

선형과 이론으로부터 회절계수  $K_D$ 는 다음과 같이 정의되며,

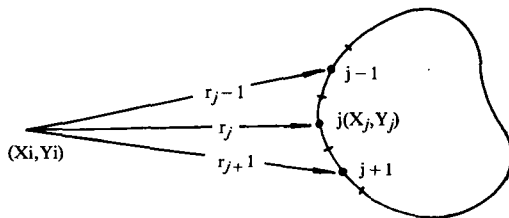


Fig. 3. Discretization of two dimensional domain into constant boundary elements.

$$K_D = |\phi_i + \phi_b| \quad (32)$$

이는 다음과 같이 하여 구할 수 있다.

$$K_D = \left[ (p + \cos k(x \cos \alpha + y \sin \alpha))^2 + (q + \sin k(x \cos \alpha + y \sin \alpha))^2 \right]^{1/2} \quad (33)$$

#### 4. 수치계산 적용 예

앞 절에서 설명한 방법에 따라 연직 해양구조물에 의한 파랑의 회절특성을 계산하기 위한 수치모델을 개발하여 해석하였으며 본 계산결과의 신뢰성을 검증하기 위하여 우선 구조물상에서의 회절계수를 단일, 원형 및 구형 연직구조물에 적용하여 기존의 해석결과와 비교·검토하였다. 그리고 구조물 주위의 파고분포를 계산하기 위하여 원형 연직구조물이 단일 및 2개가 인접하여 설치된 경우에 적용하여 해석하였다.

##### 4.1 구조물상에서의 파랑회절

###### 4.1.1 단일 원형 연직구조물

$x$ - $y$  방향에서의 직경  $2a$ 가 같은 단일 원형 연직 구조물에 파가 진입하는 경우  $2a=1.6L$ 이고  $a/h=0.5$ 인 경우에 대해 적용하였다.

경계상의 요소는 Fig. 4에 도시한 바와 같이 36개

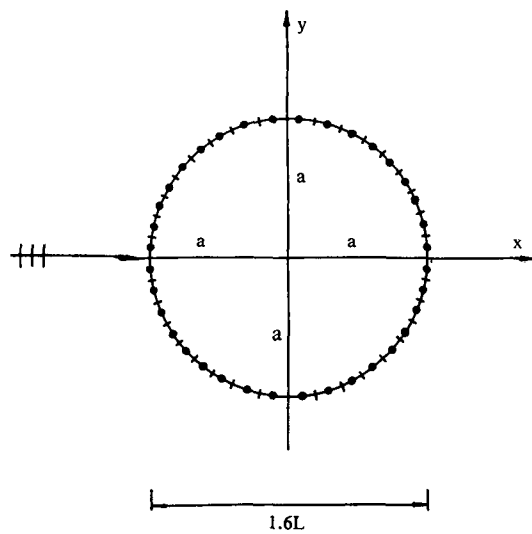


Fig. 4. Discretization for a circular cylinder.

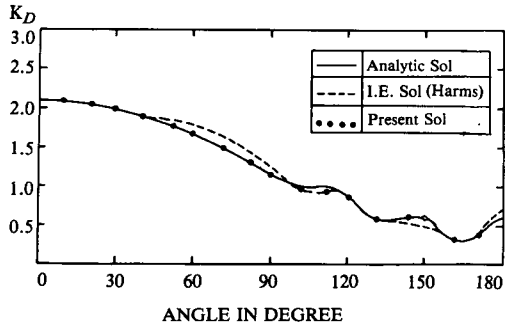


Fig. 5. Discretization coefficient on a circular cylinder.

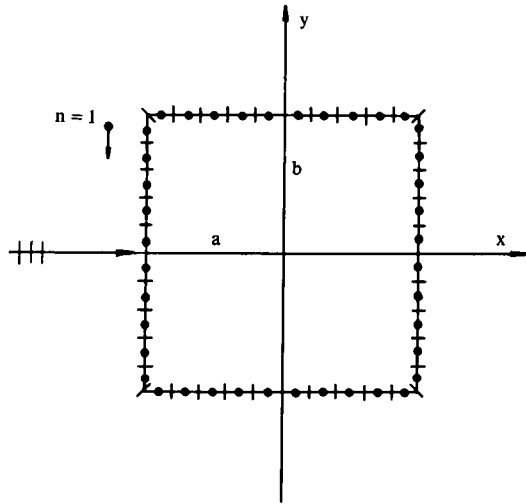


Fig. 6. Discretization for a rectangular cylinder.

의 절점을 취하였다. 이의 결과는 Fig. 5에서 보듯이 종축에는 회절계수  $K_D$ 를 그리고 횡축에는  $x$  축에서부터 시계방향에 대한 각으로 나타내었으며 본 계산결과는 해석해, 적분방정식법의 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수가 있다.

4.1.2 단일 구형 연직구조물

$x, y$  방향에서의 직경이 각각  $2a, 2b$  인 구형 연직 해양구조물에  $x$  축으로부터 입사각  $\alpha=0^\circ$ 로 진입하는 경우  $a=b$ 이고  $a/h=0.5$ 인 경우에 대해 적용되었다(Fig. 6).

일반적으로 연직구조물인 경우 경계점에서의 요소 간격은 한 파장의 1/8보다 적게 취하면 만족할만한 결과를 얻을 수 있다고 알려져 있으나 여기서는 Fig. 6에 도시한 바와 같이 전체 경계상에 40개의 요소를 취하여 각 요소 사이의 간격이  $0.06L$ 이 되

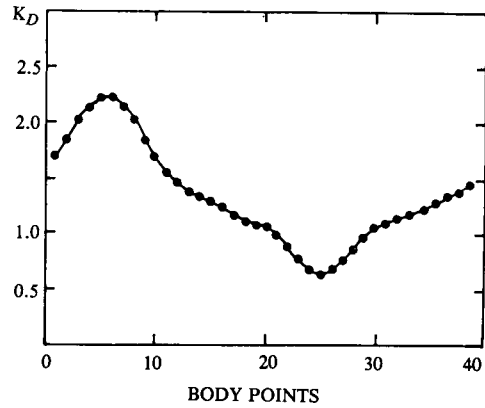


Fig. 7. Diffraction coefficient on a rectangular cylinder.

도록 하였다.

이의 결과는 Fig. 7에 도시하였으며 입사파가 진입하는 구조물의 전면부에서 회절계수가 2.0보다 크게 나타나는 경우도 발생하였는 바 이러한 현상을 Bose *et al.* (1985)은 마하반사로 설명하고 있고 이 같은 영역에서는 파에너지가 집중하므로 실제 구조물의 설계시 신중히 고려하여야 할 것이다.

4.2 구조물 주위에서의 파랑회절

원형 연직구조물의 직경  $2a=L, a/h=1.0$ 인 구조물 전면부와 후면부에서 파가 어떻게 변형하고 상호간섭을 일으키는 가를 조사하기 위하여 구조물 주위에서의 회절계수를 계산하였다. 이 때 연직구조물이 2개 인접해 있는 경우 구조물 사이의 간격은  $P_0=2L$ 이다. 또한 계산 좌표점 사이의 간격은, 연직구조물 전면 및 배후영역의  $x$  방향에 대해서는 1파장까지는 0.1파장 간격으로, 1파장 이상은 0.5파장 간격으로 4파장까지 구하였으며,  $y$  방향에서는 0.25파장 간격으로 2파장까지 계산하였다.

Fig. 8과 9에 원형 연직구조물의 직경  $2a=L$ 인 단일 연직구조물과 2개가 인접해 있는 경우의 회절계수의 분포를 각각 도시하였다. 그림에서 종축은  $y/L$ 을, 그리고 횡축은  $x/L$ 을 나타내고 있으며 회절계수의 분포는  $x$  축에 대해 대칭을 이루고 있으므로 구조물을 중심으로  $y/L$ 이 양(+ )인 영역에 대해서만 도시하였다.

본 수치계산의 결과는 梅田(1982)의 Bessel Coordinate transformation에 의한 해석해의 결과와 비교하여 대체로 잘 일치하고 있음을 알 수가

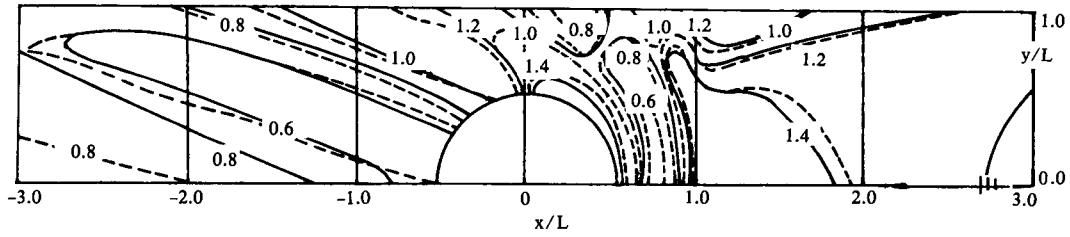


Fig. 8. Diffraction coefficient on a vertical cylinder.

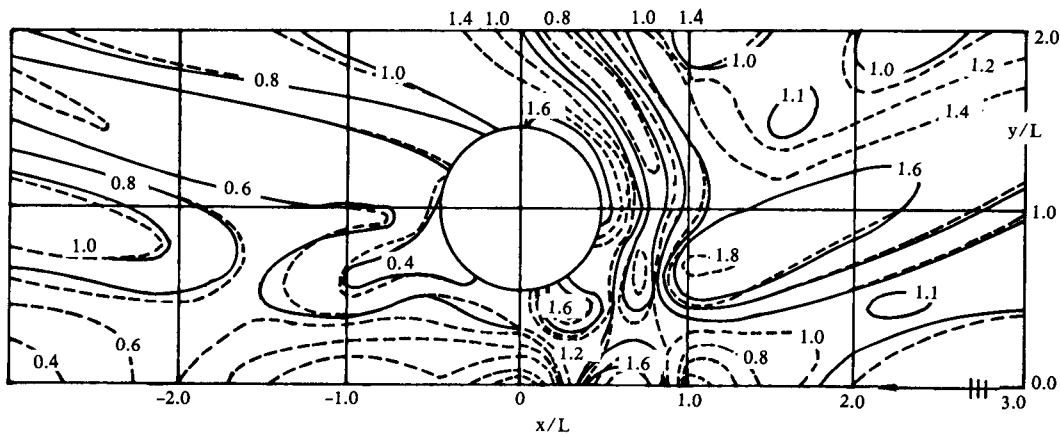


Fig. 9. Diffraction coefficient on two vertical cylinders.

있다.

이들 결과로부터 구조물이 2개인 경우  $x/L$  축과  $y/L$  축이 0인 근방에서 회절계수가 1.6 이상으로 크게 나타나는 바 이는 구조물의 인접으로 인한 파랑의 상호간섭에 의한 영향으로 생각된다. 또한, 단일 연직구조물과 2개의 연직구조물에 대한 회절계수의 분포상황을 보면 Fig. 9의  $y/L=1.0$ 을 축으로 상부영역( $y/L > 1.0$ )에서는 거의 비슷한 분포를 보여주고 있으나 하부영역에서는 상호간섭 등의 영향으로 현저하게 다른 양상을 보여주고 있다.

### 5. 결 론

대형 연직불투과성 구조물들이 해역에 설치되어 있는 경우 파랑의 변형을 선형파회절의 관점에서 다루었으며 이를 경계요소법으로 해석하여 연직구조물 상에서 뿐만 아니라 구조물 주위에서의 회절계수를 계산한 결과 파와 연직구조물에 의한 파랑의 회절특성을 수치해석하는 데 있어 경계요소법은 경계상에

서만 이산화하므로 입력이나 요소수가 다른 수치기법에 비해 상대적으로 적어 연산시간을 감소하며 영역 내부점에서의 회절계수는 경계상에서의 회절파포텐셜 값과 임의 내부점의 좌표로부터 간단히 계산된다.

본 수치계산의 결과와 기존의 해석결과는 대체로 잘 일치하고 있으며 구조물이 2개인 경우 구조물 전면부와 사이에서 구조물에 의한 파랑의 상호간섭상을 확인할 수 있었다.

### 참고문헌

- 合田良實, 吉田知司, 伊藤喜行, 1971. 島堤による 波の反射および廻折に関する研究. 港灣技術研究所報告, 10(2).
- 梅田眞三郎, 1982. 海岸構造物による波の變形の解析に関する研究. 神戸大學工學 博士學位論文.
- Au, M.C. and Brebbia, C.A., 1983. Diffraction of water waves for vertical cylinders using boundary elements, *Appl. Math. Modelling*, 7: 106-114.
- Beskos, D.E., 1987. Boundary element Methods in mechanics, Noth-Holland, Elsevier.

- Bose, S. Chanda, B.N. and Biswas, A.N., 1985. Wave diffraction in offshore harbour, Inter. Conf. Numerical and Hydraulic Modelling of Ports and Harbours: 279-284.
- Brebbia, C.A. and Walker, S., 1979. Dynamic analysis of offshore structures, Newnes-Butterworths.
- Chakrabarti, S.K., 1978. Wave forces on multiple vertical cylinders, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, **104**: 147-161.
- Harms, V.W., 1979. Diffraction of water waves by isolated structures, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, **105**: 131-147.
- Hwang, M.C., 1983. Finite element analysis of wave interference effects between large structures, Oregon State Univ. Ph.D. Thesis.
- Lee, J.J.. 1971. Wave induced oscillations in harbours of arbitrary shape, *J. Fluid Mech.*, **42**: 375-394.
- MacCamy, R.C. and Fuchs, R.A., 1954. Wave forces on a pile: a diffraction theory, Technical Memo. No. 69, Us Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board.
- Masetti, I.Q. and Wrobel, L.C., 1983. A study of the interaction between cylinders in waves using boundary elements, *Proc. 4th Offshore Engrng*: 163-185.
- Massel, S.R., 1976. Interaction of water waves with cylinder barrier, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, **102**: 165-187.
- Spring, B.H. and Monkmeyer, P.L., 1974. Interaction of plane waves with vertical cylinders, *Proc. 14th ICCE*, ASCE: 1828-1847.
- Sommerfeld, A., 1949. Partial differential equations in physics, Academic Press.