

# 任意形態의 海洋構造物에 의한 海水波의 散亂

申承鎬\* · 李重雨\*\*

The Water Wave Scattering by the Marine Structure of Arbitrary Shape

*Seung-Ho Shin · Joong-Woo Lee*

〈 目 次 〉	
Abstract	3. 數值解釋
1. 序論	3.1 數值모델의 檢證
2. 問題의 定式化	3.2 數值實驗
2.1 境界積分方程式	4. 考察 및 結論
2.2 差分方程式	參考文獻
3.3 代數方程式	

## Abstract

Large offshore structures are to be considered for oil storage facilities, marine terminals, power plants, offshore airports, industrial complexes and recreational facilities. Some of them have already been constructed. Some of the envisioned structures will be of the artificial-island type, in which the bulk of structures may act as significant barriers to normal waves and the prediction of the wave intensity will be of importance for design of structure.

The present study deals wave scattering problem combining reflection and diffraction of waves due to the shape of the impermeable rigid upright structure, subject to the excitation of a plane simple harmonic wave coming from infinity.

In this study, a finite difference technique for the numerical solution is applied to the boundary integral equation obtained for wave potential. The numerical solution is verified with the analytic solution. The model is applied to various structures, such as the detached breakwater( $3L \times 0.1L$ ), bird-type breakwater( $3.18L \times 0.17L$ ), cylinder-type and crescent-type structure( $2.89L \times 0.6L$ ,  $0.8L \times 0.26L$ ).

\* 韓國海洋大學校 大學院

\*\* 韓國海洋大學校 理工大學 港灣運送工學科 教授

The results are presented in wave height amplification factors and wave height diagram. Also, the amplification factors across the structure or 1 or 2 wavelengths away from the structure are compared with each given case.

From the numerical simulation for the various boundary types of structure, we could figure out the transformation pattern of waves and predict the wave intensity in the vicinity of large artificial structures.

### 1. 序 論

최근 연안 및 외해의 구조물들은 종래의 항만에 정온수역을 제공하기 위한 방파제 뿐만 아니라 해상공항, 원유 저장고 등과 같이 소음이나 위험을 내포하는 시설의 격리를 위한 구조, 파랑에너지의 이용을 위한 구조등 특수한 목적을 가지고 계획되고 또한 건설되고 있으며 앞으로도 여러 형태의 인공적인 해상 구조물의 이용이 활발해 지리라는 것은 충분히 예상할 수 있다.

이와 같은 해상 또는 항만의 인공 구조물들은 정상적인 파의 진행에 대해 장애가 되고 이로 인한 구조물에 대한 파 변형의 효과는 구조물의 안정과 경제적인 설계, 구조물로 인한 부차효과의 예측 등에 실제적으로 중요한 요소가 되고 있다. 특히 해상 구조물이 입사파 파장의 1/2를 초과할 경우에는 차폐효과와 회절현상을 심각히 고려하여야 할 것으로 지적하고 있다(Harms, 1975).

항만이나 해양의 구조물은 그 형상이 박판형(thin wall), 쐐기형(wedge), 원형(circular), 장방형(rectangular) 등 다양하며 임의의 각을 가진 여러 형태의 구조물로 평면파가 구조물에 대해 임의의 각으로 진행해 올 때 파랑의 변환과정은 구조물 주위의 위치 및 침단의 형태에 따라 입사파의 일부는 반사하거나 쇠퇴하기도 하고 또한 일부는 구조물의 침단을 돌아서 파봉선(波峰線)을 따라 구조물의 후부까지 영향을 미치게 된다. 이러한 구조물 침단에서의 파랑의 변환은 에너지원이 침단을 중심으로 구조물 후부의 영역에 동심원 형태로 진폭이 지수적으로 감소하여 전파하며 전부에서도 산란파가 유사한 형태를 보이는데 이들 입사파와 반사파 그리고 회절파는 선형적으로 중첩하게 되어 서로 상쇄되기도 하고 증가하기도 하여 그 주위

영역은 매우 복잡한 양상을 띠게 된다. 따라서 복잡한 형태를 가진 구조물의 인접해역에 대한 파랑의 변형, 에너지 집적위치의 예측 등은 중요한 의의를 갖는다고 할 수 있다.

半無限 防波堤에 의한 파의 변환에 대한 해석적 해는 Stoker(1957)에 의해 잘 정식화되었으며 이를 확장한 임의의 침단각을 갖는 쐐기 형상의 경우에 대한 해석적인 해는 신 등(1991)에 의해 이미 유도된 바 있다. 그러나 전술한 바와 같이 해양 구조물의 설치 목적이 점차 다양해 지고 이에 따른 구조물 자체의 경계 형상이 더욱 복잡해짐에 따라 수치 해석적인 방법에 의한 파의 변화를 관찰하고자 하는 시도가 활발해 지고 있다.

본 연구는 다양한 형태의 인공 해양 구조물에 대한 파의 변형 예측을 위해 Weber의 경계적분방정식을 도입하고 유한차분 수치모델을 수립하여 구조물로 인한 반사와 회절이 혼란된 산란파의 반응을 분석하고자 한다. 경계적분방정식에 의한 유한 차분정식화는 유한 요소법과 같은 영역형(domain type) 수치해석법처럼 대상영역의 경계와 내부영역 전체를 이산화하는 것이 아니라 경계만을 이산화 하므로 입력이나 요소분할에 필요한 노력을 절감할 수 있으며 연립방정식의 계를 경계상으로 축소하여 연산시간을 감소할 수 있으므로 보다 다양하고 복잡한 형태의 구조물에 대한 적용이 용이하다는 장점을 가지고 있다.

해석을 위해 적용된 대상은 일반 이안제의 형태 및 경관을 고려한 bird-type 방파제, 실린더형 구조물, 초승달형 구조물에 대해 수치모델을 수립하여 계산을 행하기로 하고 이에 앞서 80°, 120°의 쐐기형 구조물을 이용하여 신 등(1991)에 의해 유도된 해석해와의 비교를 통해 수치해를 검증하기로 한다.

## 2. 問題의 定式化

### 2.1 境界積分方程式

이상유체에서 Laplace 방정식을 만족하는 전체 속도포텐셜  $\Phi(r, \theta, z, t)$ 를 변수분리하고 불투과성 해저 경계조건을 도입하면 이는 식 (1)과 같이 표현될 수 있다.

$$\Phi(r, \theta, z, t) = A_0 \frac{\cosh \kappa(z+h)}{\cosh \kappa h} \cdot \phi(r, \theta) \cdot e^{i\omega t} \dots (1)$$

여기서,  $A_0 = -iga_0/\omega$ 이고  $g$ 는 중력가속도,  $a_0$ 는 입사파의 진폭,  $\omega$ 는 각속도,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\kappa$ 는 파수,  $r$ 은 원점에서 속도 포텐셜이 계산되어지는 지점까지의 거리이고  $\phi(r, \theta)$ 는 속도포텐셜의 수평방향성분을 나타낸다.

식 (1)을 Laplace 방정식에 대입하고 이에 Cauchy-Poisson 경계조건을 도입하면 극좌표계에서 식 (2)와 같이 두개의 독립변수를 가지는 포텐셜로 변환되어 Helmholtz 방정식이 된다.

$$r^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + r \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \kappa^2 r^2 \phi = 0 \dots (2)$$

여기서  $\kappa$ 는 파수이며 분산관계식  $\omega^2 = kg \tanh \kappa h$ 를 만족한다.

구조물의 수직 벽면( $\theta=0, \theta_0$ )과 일치하는  $\Phi(r, \theta, z, t)$ 의 경계조건  $\partial\Phi/\partial\theta=0$ 은 식 (3)과 같이  $\phi(r, \theta)$ 에 대해 정리할 수 있고

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \text{ at } \theta=0, \theta=\theta_0 \dots (3)$$

불투과성 해저( $z=-h$ )에 대한 경계조건을 자동적으로 만족하며 또한 수평방향 속도포텐셜은 식 (4)와 같이 나눌 수 있고

$$\phi = \phi_I + \phi_S \dots (4)$$

여기서  $\phi_I$ 는 입사파,  $\phi_S$ 는 산란파의 속도포텐셜을 의미하며 이에 따라 구조물에 의한 산란파에 대한 경계조건으로 식 (5)와 같이 Sommerfeld 방사조건을 도입하였다.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} + i\kappa \right) \phi_S = 0 \dots (5)$$

식 (2), (3), (5)로 정의되어지는 속도포텐셜 문제는 Green 함수를 도입하여 풀이할 수 있는데 일반적으로 그 해는 식 (6)과 같다(Lepetit and Moreau, 1976). Fig. 1은 좌표계 정의를 나타낸다. 해의 유도에 관한 상세한 내용은 Helmholtz 방정식에 대한 Weber의 해로 인용되어 있으므로 여기서는 생략한다.

$$\phi_S(P) = \frac{i}{4} \int_C [\phi_S(C) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(\kappa r) - H_0^{(1)}(\kappa r) \frac{\partial \phi_S(C)}{\partial n}] ds \dots (6)$$

여기서  $r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2$ 은 관측점  $P(x, y)$

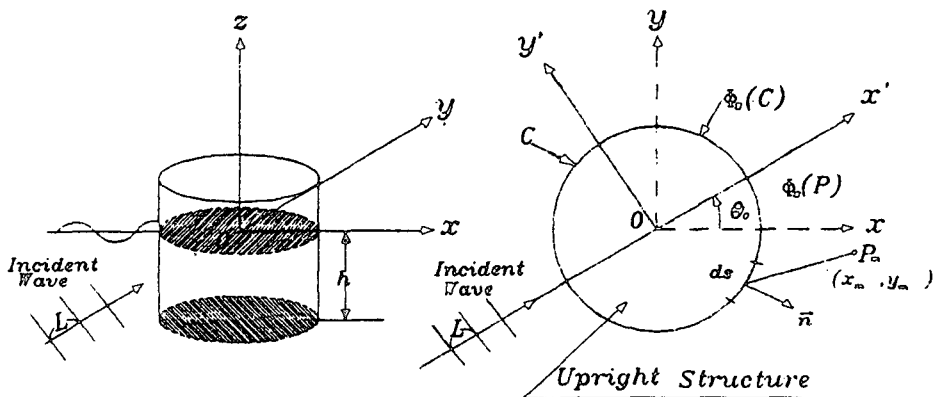


Fig. 1 Definition sketch near the structure of arbitrary shape for numerical model

에서 구조물위의 점  $P_0(x_0, y_0)$ 까지의 거리이며  $ds$ 는 곡선  $C$  위의 호 길이 증가분이다.  $H_0^{(1)}(\kappa r) = J_0(\kappa r) + Y_0(\kappa r)$ 은 제1종 0차 Hankel 함수,  $\phi_s(P)$ 는 구조물 외부에서의  $\phi_s$  값,  $\phi_s(C)$ 는 곡선  $C$  위의  $\phi_s$  값을 의미한다. 폐곡선  $C$ 는 구조물의 단면형상을 나타내며 호의 길이는  $C$ 가 반시계 방향으로 회전할 때 양의 값을 가진다.

식 (6)의 해는 피적분 함수에 Hankel 함수가 포함되어 Sommerfeld 방사조건을 만족하는 적절한 감소 진폭을 가진 파가 됨을 알 수 있다.

또한 피적분 함수에는  $\phi_s(C)$ 와  $\partial/\partial n\{\phi_s(C)\}$ 가 포함되어 있지만 임의 지점의 속도 포텐셜  $\phi = \phi_I + \phi_S$ 이고  $\phi_I$ 는 주어진 값이다. 따라서 벽면 경계조건  $\partial\phi/\partial n = 0$ 로부터  $\partial/\partial n\{\phi_s(C)\} = -\partial\phi_I/\partial n$ 이므로 그 값을 구할 수 있고  $\partial/\partial n\{\phi_s(C)\}$ 와  $\phi_s(C)$ 는 Green 함수 정리로부터 서로 독립이 아님을 알 수 있으므로(Ijima and Yoshida, 1976) 경계에서 이들 중 하나가 구해지면 다른 하나도 구해지고 식 (6)의 적분방정식은 앞서 결정된  $\phi_s(C)$ 와  $\partial/\partial n\{\phi_s(C)\}$ 로 완전해가 된다. 즉, 경계에서의  $\phi_s$ 와 구조물에서 떨어진 지점에서의  $\phi_s$ 로부터 최종적으로 파고비(wave height ratio)  $H_R(x, y)$ 를 식 (7)와 같이 산출할 수 있다.

$$H_R(x, y) \equiv \frac{\eta(x, y, t)_{max}}{\eta_I(x, y, t)_{max}} = \frac{|\phi|}{|\phi_I|} \dots\dots\dots (7)$$

여기서  $\eta_I(x, y, t)_{max}$ ,  $\eta(x, y, t)_{max}$ 는 각각 입사파 및  $(x, y)$  점에서의 최대 진폭이며 입사파가  $x'$  방향으로 진행하는 波라면  $|\phi_I| = |\text{ext}(ikx')| = 1$ 이므로

$$H_R(x, y) = |\phi_I + \phi_S| \dots\dots\dots (8)$$

$\phi_s(x, y) = f + ig$ 라 하고  $\phi_I(x, y) = \phi_{11} + i\phi_{21} = \cos\kappa x' + i \sin\kappa x'$  라 하면

$$H_R(x, y) = |(f + \cos\kappa x') + i(g + \sin \kappa x')| \dots (9)$$

따라서 식 (10)와 같이  $H_R(x, y)$ 를 결정할 수 있다.

$$H_R(x, y) = \sqrt{1 + f^2 + g^2 + 2(f \cos\kappa x' + g \sin\kappa x')} \dots\dots\dots (10)$$

식 (6)을 어떤 임의의 형상을 가진 구조물에 적용하면 식 (11)과 같다(Harms, 1975).

$$\phi_s(P) = \frac{i}{4} \int_C [\phi_s(C) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(\kappa r) - H_0^{(1)}(\kappa r) \frac{\partial \phi_s(C)}{\partial n}] ds + \frac{\alpha}{2\pi} \phi_s(P) \dots\dots\dots (11)$$

이 식은 임의의 곡선  $C$ ,  $x-y$  평면 어디에서나 적용할 수 있으나 계산하고자 하는 점  $P$ 가 곡선  $C$ 의 외부에 있을 때,  $C$  위에 있을 때 또는 내부에 있을 때로 구분하여 다룬다. 이때  $\alpha$ 는 다음과 같이 정의된다.

- (i)  $P$  점이 곡선의 외부에 존재할 경우  
:  $\alpha = 0$  -- 식 (6)와 같은 형태
- (ii)  $P$  점이 곡선  $C$  상에 존재할 경우  
:  $\alpha$ 는 그 위치에서의 곡선의 내부각
- (iii)  $P$  점이 곡선  $C$ 의 내부에 위치할 경우  
:  $\alpha = 2\pi$

위의 식 (11)은 피적분 함수가 특이(singular)하기 때문이 아니라  $P$  점이 경계를 가로지를 때 불연속적으로 변하므로 특이적분방정식(singular integral equation)이라 불리어지며 이는 과거 여러 학자들에 의해 광범위하게 연구되어 왔다(Harms, 1975).

여기서 관심있는 부분은  $P$  점이 외부에 존재할 경우(i)와 곡선 경계상에 존재할 경우(ii)이며 특히 (ii)와 같은 경우는 경계위의 점  $P$ 에서의 산란파 속도 포텐셜을  $\phi_s[P(C)]$ 라 할때 식 (12)로 해석한다.

$$\phi_s[P(C)] = \frac{i}{4} \int_C [\phi_s(C) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(\kappa r) - H_0^{(1)}(\kappa r) \frac{\partial \phi_s(C)}{\partial n}] ds + \frac{\alpha}{2\pi} \phi_s[P(C)] \dots (12)$$

### 2.2 差分方程式

식 (12)의 적분방정식은 곡선  $C$ 를 미소 호로 세분하면 이들의 합으로 대체할 수 있다. 곡선  $C$  위에  $n$ 개의 점을 두고 호의 길이 증가분  $\Delta S_n$ 과 관련하여 구조물, 즉 곡선위의  $n$ 점 각각에서 식 (12)을 유한차분형태로 표현함으로써  $\phi_s$ 에 대한

n개의 연립 방정식을 얻게 된다.

2.2.1 積分 方程式의 變形

전술한 바와 같이 구조물 경계 외부에서의 산란파와 속도포텐셜은 경계상에서의 산란파와 속도포텐셜을 구하면 그 해를 구할 수 있으므로 여기서는 경계상의 속도포텐셜  $\phi_s[P(C)]$ , 즉 식 (12)를 유한차분형태로 변환하여 구하기로 한다. 적용된 기법은 Banaugh(1962) 및 Harms(1975)의 기법과 유사하고 Hankel 함수의 수치해석은 Lee(1989)의 유도를 참고하였다.

$\phi_s$ 와  $\partial/\partial n\{\phi_s(C)\} = -\partial\phi_i/\partial n$ 은 계산의 편의를 위해 다음과 같이 둔다.

$$\left. \begin{aligned} \phi_s &= f + ig \\ \frac{\partial\phi_s}{\partial n} &= -\frac{\partial\phi_i}{\partial n} = u' + iv' \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

여기서  $i = \sqrt{-1}$ 이다. 또한 Hankel 함수의 도함수는 식 (14)와 같이 정리된다.

$$\frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(\kappa r) = -[J_1(\kappa r) + iY_1(\kappa r)] \cdot \kappa \cdot \frac{\partial r}{\partial n} \dots\dots\dots (14)$$

$r'_n = \partial r/\partial n$  이라 두면

$$\frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(\kappa r) = -\kappa r'_n H_1^{(1)}(\kappa r) \dots\dots\dots (15)$$

따라서 식 (12)는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$(f+ig)\left(1-\frac{\alpha}{2\pi}\right) = \frac{i}{4} \int_c \{(f+ig)[- \kappa r'_n (J_1+iY_1)] - (u'+iv')[J_0+iY_0]\} ds \dots\dots (16)$$

이를 실수부와 허수부로 나누면

$$f(C)\left(1-\frac{\alpha}{2\pi}\right) = \frac{\kappa}{4} \int_c (fY_1+gJ_1) r'_n ds + \frac{1}{4} \int_c (u'Y_0+v'J_0) ds \dots\dots\dots (17)$$

$$g(C)\left(1-\frac{\alpha}{2\pi}\right) = -\frac{\kappa}{4} \int_c (gY_1-fJ_1) r'_n ds + \frac{1}{4} \int_c (v'Y_0-u'J_0) ds \dots\dots\dots (18)$$

여기서 매개변수  $x=x(t)$ ,  $y=y(t)$ ,  $s=s(t)$ 를 이

용하여 구조물의 경계를 다시 정리하면

$$\frac{\partial x}{\partial n} = x_n = y_s = \frac{\partial}{\partial s} [y(t)] = \frac{\partial y}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial s} \dots\dots (19)$$

따라서

$$x_n = y_s = y_t \cdot t_s \dots\dots\dots (20)$$

같은 방법으로

$$y_n = -x_s = -x_t \cdot t_s \dots\dots\dots (21)$$

이때  $r^2 = x^2 + y^2$ 로 정의하면

$$\begin{aligned} r'_n &= \frac{\partial r(x,y)}{\partial n} = \frac{\partial r}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial r}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial n} \\ &= \frac{x}{r} x_n + \frac{y}{r} y_n \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

따라서  $r'_n = 1/r (x \cdot x_n + y \cdot y_n)$ 이고 여기에 식 (20), (21)을 대입하면

$$r'_n = \frac{1}{r} (x \cdot y_t - y \cdot x_t) t_s \dots\dots\dots (23)$$

$r_n = 1/r(x \cdot y_t - y \cdot x_t)$ 라 두어

$$r'_n = r_n t_s \dots\dots\dots (24)$$

일반적인 경계상의  $[x(t), y(t)]$ 은  $(x_j, y_j)$ 로 표시하며, 상기한 표현을 이용하여 관측점 m에서 임의의 목표점 j에 이르는 위치 벡터  $r_{jm}$ 의 j점에서의 법선 벡터 n에 대한 도함수  $(r_n)_{jm}$ 은 다음과 같이 표현할 수 있고 이때  $r_n$ 은 j점에서 구해진다.

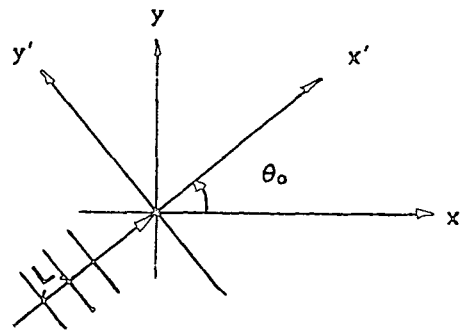


Fig. 2 Transformation of coordinate system in terms of wave direction

$$(r_n)_{jm} = \frac{1}{r_{jm}} [(x_j - x_m)(y_i)_j - (y_j - y_m)(x_i)_j] \dots (25)$$

$$r_{jm}^2 = (x_j - x_m)^2 + (y_j - y_m)^2 \dots (26)$$

한편  $u'$ 와  $v'$ 에 관한 표현은 입사각이 다음 그림에서와 같이 입사각  $\theta_0$ 를 가진  $x'$  방향으로 진행한다고 가정하여 유도한다.

여기서  $x' = x'(x, y, \theta_0)$ ,  $y' = y'(x, y, \theta_0)$ 은 다음과 같이 좌표변환으로 구한다.

$$\left. \begin{aligned} x' &= x \cos\theta_0 + y \sin\theta_0 \\ y' &= -x \sin\theta_0 + y \cos\theta_0 \end{aligned} \right\} \dots (27)$$

$\partial\phi_s/\partial n = -\partial\phi_1/\partial n = u' + iv'$  이고 식 (20)으로부터  $x'_n = y'_t$  ts 이므로

$$u' + iv' = -\frac{\partial}{\partial n}(e^{ikx'}) = -ik \frac{\partial x'}{\partial n}(e^{ikx'}) = -iky'_t t_s e^{ikx'} \dots (28)$$

따라서  $u' + iv' = ky'_t t_s \sin kx' - i ky'_t t_s \cos kx'$ 가 되고  $u, v$ 를 식(29)로 두어 최종적으로 식 (30)을 유도할 수 있다.

$$\left. \begin{aligned} u' &= u \cdot t_s \\ v' &= v \cdot t_s \end{aligned} \right\} \dots (29)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= \kappa y'_t \sin \kappa x' \\ v &= -\kappa y'_t \cos \kappa x' \end{aligned} \right\} \dots (30)$$

식 (17), (18)에서 변수  $s$ 를  $t$ 로 바꾸면

$$f(t)(1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c (fY_1 + gJ_1) r'_n (\frac{ds}{dt}) dt + \frac{1}{4} \int_c (u'Y_0 + v'J_0) (\frac{ds}{dt}) dt \dots (31)$$

$$g(t)(1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c (gY_1 - ff_1) r'_n (\frac{ds}{dt}) dt + \frac{1}{4} \int_c (v'Y_0 - u'J_0) (\frac{ds}{dt}) dt \dots (32)$$

여기에 식 (24), (29)를 대입하면

$$f(t)(1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c [f(t)Y_1(\kappa r) + g(t)J_1(\kappa r)] r'_n dt$$

$$+ \frac{1}{4} \int_c [u(t)Y_0(\kappa r) + v(t)J_0(\kappa r)] dt \dots (33)$$

$$g(t)(1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c [g(t)Y_1(\kappa r) - f(t)J_1(\kappa r)] r'_n dt + \frac{1}{4} \int_c [v(t)Y_0(\kappa r) - u(t)J_0(\kappa r)] dt \dots (34)$$

이제 식 (33), (34)는 유한차분형태로 전환하여 식 (13)에 대입, 구조물의 경계상에서의 산란파 속도포텐셜을 구하게 된다.

이 식에서  $\alpha = 0$ 로 두어 다음과 같이 임의의 경계 외부의 점  $m$ 에서의 속도포텐셜을 쉽게 얻을 수 있다.

$$f(m) = \frac{\kappa}{4} \int_c [f(t)Y_1(\kappa r) + g(t)J_1(\kappa r)] r'_n dt + \frac{1}{4} \int_c [u(t)Y_0(\kappa r) + v(t)J_0(\kappa r)] dt \dots (35)$$

$$g(m) = \frac{\kappa}{4} \int_c [g(t)Y_1(\kappa r) - f(t)J_1(\kappa r)] r'_n dt + \frac{1}{4} \int_c [v(t)Y_0(\kappa r) - u(t)J_0(\kappa r)] dt \dots (36)$$

여기서,

$\phi_s(m) = f(m) + ig(m)$  : 경계 외부의 점  $m$ 에서의

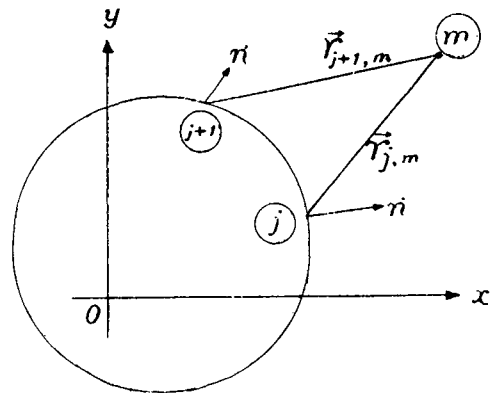


Fig. 3. Notation for definition of the fundamental solution

산란파 속도포텐셜  
 $r$ : 관측점  $m$ 에서 경계상의  
 목표점  $j$ 까지의 위치벡터

2.3 代數方程式

구조물 경계상에서의 산란파의 속도포텐셜  $\phi_s(t) = f(t) + ig(t)$ 를 구하기 위해 Fig. 4에서 보는 바와 같이 구조물의 경계를  $\Delta t$ 의 미소길이를 가진  $n$ 개의 구간으로 나누었다. 이들중  $k$ 번째와 마지막  $n$ 번째 만이 뾰족한 첨단을 가졌고 이외의 점들은 모두  $\alpha = \pi$ 의 부드러운 곡선부에 위치한다고 가정하여 식 (33), (34)를 선택된 길이의 증가분에 대한 유한개의 합으로 대체시켜 이를 대수방정식으로 변환하였다.

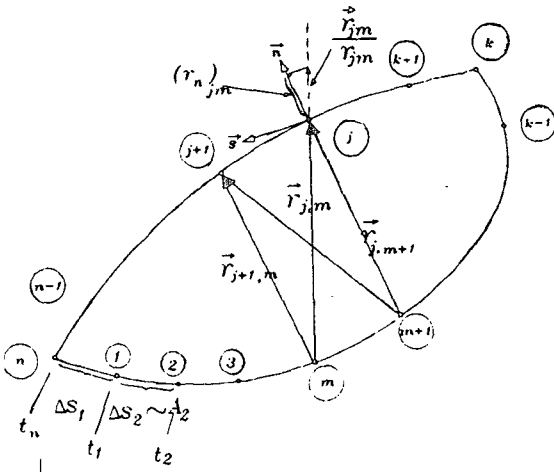


Fig. 4. Nodal points geometry and size of boundary element

Fig. 4에서  $j$ 는 목표점(target point) 즉 벡터  $r$ 의 시점이 되어 이점에서 포텐셜이 계산된다. 구조물의 경계는  $x=x(t)$ ,  $y=y(t)$ 로 정의되어 구간의 길이는  $s=s(t)$ 로 주어진다. 따라서  $(\Delta t)_j = \Delta t_j = t_j - t_{j-1} = A_j$ 는 호의 길이  $\Delta S_j$ 에 일치하는 변수  $t$ 의 변화가 된다. 이에 따라 점  $m$ 에서  $j$ 로의 위치 벡터는  $\vec{r}_{jm}$ 로 표시하고 점  $j$ 에서 법선 벡터방향으로 단위 벡터  $\vec{r}_{jm}/r_{jm}$ 의 투영을  $(r_n)_{jm}$ 로 나타낸다. 즉,

$$(r_n)_{jm} = \frac{1}{r_{jm}} (\vec{r}_{jm} \cdot \vec{n}) \dots\dots\dots (37)$$

이제 식 (33)을 일반적인 관측점  $m$ 으로 고려하여 유한차분형태로 쓰면

$$f_m [1 - \frac{\alpha}{2\pi}] = \frac{\kappa}{4} \sum_{j=1}^n [f_j Y_1(\kappa r_{jm}) + g_j J_1(\kappa r_{jm})] (r_n)_{jm} A_j + \frac{1}{4} \sum_{j=1}^n [u_j Y_0(\kappa r_{jm}) + v_j J_0(\kappa r_{jm})] A_j \dots\dots\dots (38)$$

그러나 이 식은 다음과 같은 2가지 이유로 인해 완전한 식이 아님을 알 수 있다.

- 1)  $r \rightarrow 0$  즉  $j \rightarrow m$ 일 경우  $Y_0(\kappa r)$ 과  $Y_1(\kappa r)$ 이 공히  $-\infty$ 이므로 이에 대한 값이 정해지지 않았다.
  - 2) 목표점  $j$ 가 모서리에 위치할 경우(즉  $j=k, n$ )는 그의 도함수  $\partial(r_{jm})/\partial n$ 의 값이 2개가 되므로 유일한 값이 되도록 정의되어야 한다.
- 식 (33), (34)는 다음과 같이 요약하여 나타낼 수 있다.

$$f(t) (1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c \zeta_1 r_n dt + \frac{1}{4} \int_c \zeta_2 dt \dots (39)$$

$$g(t) (1 - \frac{\alpha}{2\pi}) = \frac{\kappa}{4} \int_c \xi_3 r_n dt + \frac{1}{4} \int_c \xi_4 dt \dots (40)$$

이때 식 (39), (40)의 우변항의 변수는 다음과 같이 정의한다.

$$\begin{aligned} \zeta_{1m} &= f_j Y_1(\kappa r_{jm}) + g_j J_1(\kappa r_{jm}) \\ \zeta_{2m} &= u_j Y_0(\kappa r_{jm}) + v_j J_0(\kappa r_{jm}) \\ \xi_{3m} &= g_j Y_1(\kappa r_{jm}) - f_j J_1(\kappa r_{jm}) \dots\dots\dots (41) \\ \xi_{4m} &= v_j Y_0(\kappa r_{jm}) - u_j J_0(\kappa r_{jm}) \end{aligned}$$

$$\zeta_i = f(t) Y_1(\kappa r) + g(t) J_1(\kappa r)$$

이와 같이하여 식 (38)을 정리하면

$$f_m [1 - \frac{\alpha_m}{2\pi}] = \frac{\kappa}{4} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m, k, n}}^n \zeta_{1m}(r_n)_{jm} A_j + \frac{\kappa}{4} \sum_{j=m, k, n} \zeta_{1m}(r_n)_{jm} A_j + \frac{1}{4} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m}}^n \zeta_{2m} A_j + \frac{1}{4} \{ \zeta_{2m} A_j \}_{j=m} \dots\dots\dots (42)$$

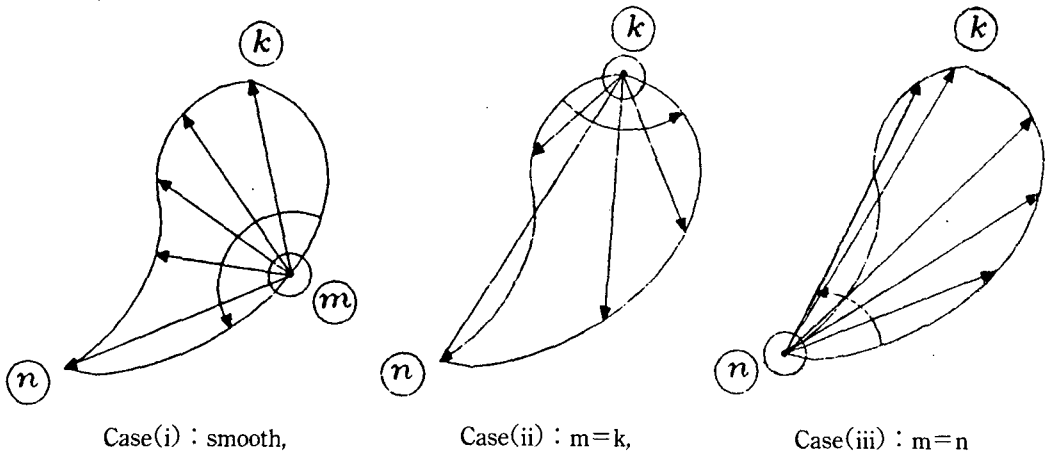


Fig. 5. Definition sketch of each case for the observation point

식 (42)의 1)  $r \rightarrow 0$ , 2)  $r_n$  정의되지 않은 경우 (모서리)에 대한  $\zeta_{1m}$ ,  $\zeta_{2m}$ 의 값은 Fig. 5에 나타낸 바와 같이 관측점  $m$ 이 위치할 수 있는 3가지 경우를 두고 계산하면 그의 해는 다음과 같이 정리할 수 있다.

(i) 관측점이 부드러운 경계의 한점인

경우 .....  $m \neq k, n$

$$\begin{aligned}
 f_m \left[ 1 - \frac{\alpha_m}{2\pi} \right] &= \frac{\kappa}{4} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m, k, n}}^u \zeta_{1m}(r_n)_{jm} A_j \\
 &+ \frac{\kappa}{4} \left\{ -\frac{1}{\kappa\pi} f_m A_m K_m \right\} \\
 &+ \frac{\kappa}{4} \{ \zeta_{1m} R_{jm} \}_{j=k} + \frac{\kappa}{4} \{ z_{1m} R_{jm} \}_{j=n} \\
 &+ \frac{1}{4} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m}}^u \zeta_{2m} A_j \\
 &+ \frac{1}{4} \{ u_m A_{mm} + v_m A_m \} \\
 &\dots\dots\dots (43)
 \end{aligned}$$

이를 다시 정리하여

$$\begin{aligned}
 f_m \left[ 1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_m - A_m K_m) \right] \\
 &= \frac{\kappa}{4} \sum_{j \neq m, k, n} \zeta_{1m}(r_n)_{jm} A_j \\
 &+ \frac{\kappa}{4} \zeta_{1m} R_{km} + \frac{\kappa}{4} \zeta_{1m} R_{nm}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ \frac{1}{4} \sum_{j \neq m} \zeta_{2m} A_j + \frac{1}{4} \{ u_m A_{mm} + v_m A_m \} \\
 &\dots\dots\dots (44)
 \end{aligned}$$

(ii) 관측점이 첫번째 모서리인 경우 .....  $m = k$

$$\begin{aligned}
 f_k \left[ 1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_k - K_{kk}) \right] &= \frac{\kappa}{4} \sum_{j \neq k, n} \zeta_{1k}(r_n)_{jk} A_j \\
 &+ \frac{\kappa}{4} \zeta_{1k} R_{nk} + \frac{1}{4} \sum_{j \neq k} \zeta_{2k} A_j \\
 &+ \frac{1}{4} \{ u_k A_{kk} + v_k A_k \} \dots\dots\dots (45)
 \end{aligned}$$

(iii) 관측점이 두번째 모서리인 경우 ...  $m = n$

$$\begin{aligned}
 f_n \left[ 1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_n - K_{nn}) \right] &= \frac{\kappa}{4} \sum_{j \neq k, n} \zeta_{1n}(r_n)_{jn} A_j \\
 &+ \frac{\kappa}{4} \zeta_{1n} R_{kn} + \frac{1}{4} \sum_{j \neq n} \zeta_{2n} A_j \\
 &+ \frac{1}{4} \{ u_n A_{nn} + v_n A_n \} \dots\dots\dots (46)
 \end{aligned}$$

식 (44), (45), (46)은  $f$ 에 관한 방정식인 (39)를 두개의 모서리에 관해 유한차분형태로 쓴 결과이다. 이와 같은 방법으로  $g$ -방정식 (40)의 유한차분형태를 표현하면 다음과 같다.

(ia)  $m \neq k, n$

$$g_m \left[ 1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_m - A_m K_m) \right] = \frac{\kappa}{4} \sum_{j=m, k, n} \zeta_{3m}(r_n)_{jm} A_j$$



$$\begin{aligned}
 & + \frac{\kappa}{4} \xi_{3m} R_{km} + \frac{k}{4} \xi_{3m} R_{nm} \\
 & + \frac{1}{4} \sum_{j \neq m} \xi_{4m} A_j + \frac{1}{4} \{v_m A_{mm} - u_m A_m\} \dots (47)
 \end{aligned}$$

(iia) m=k

$$\begin{aligned}
 g_k [1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_k - K_{kk})] &= \frac{\kappa}{4} \sum_{j \neq k, n} \xi_{3k} (r_n)_{jk} A_j \\
 & + \frac{\kappa}{4} \xi_{3k} R_{nk} + \frac{1}{4} \sum_{j \neq k} \xi_{4k} A_j \\
 & + \frac{1}{4} \{v_k A_{kk} - u_k A_k\} \dots \dots \dots (48)
 \end{aligned}$$

(iia) m=n

$$\begin{aligned}
 g_n [1 - \frac{1}{4\pi} (2\alpha_n - K_{nn})] &= \frac{\kappa}{4} \sum_{j \neq k, n} \xi_{3n} (r_n)_{jn} A_j \\
 & + \frac{\kappa}{4} \xi_{3n} R_{kn} + \frac{1}{4} \sum_{j \neq n} \xi_{4n} A_j \\
 & + \frac{1}{4} \{v_n A_{nn} - u_n A_n\} \dots \dots \dots (49)
 \end{aligned}$$

관측점이 경계상의 일반적인 점에 위치하였을 경우(식 (44), (47))를 대수방정식의 형태로 표현하기 위해 다음과 같이 바꿀 수 있다.

$$\sum_{j=1}^n \alpha_{jm} f_j + \sum_{j=1}^n \beta_{jm} g_j = F_m \dots \dots \dots (50)$$

$$- \sum_{j=1}^n \beta_{jm} f_j + \sum_{j=1}^n \alpha_{jm} g_j = G_m \dots \dots \dots (51)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 \alpha_{jm} &= \kappa/4 \cdot A_j Y_1(\kappa r_{jm})(r_n)_{jm} \\
 \beta_{jm} &= \kappa/4 \cdot A_j J_1(\kappa r_{jm})(r_n)_{jm} \\
 F_m &= - \sum_{j=1}^n \gamma_{jm}, \quad G_m = - \sum_{j=1}^n \theta_{jm} \\
 \gamma_{jm} &= 1/4 A_j [u_j Y_0(\kappa r_{jm}) + v_j J_0(\kappa r_{jm})] \\
 \theta_{jm} &= 1/4 A_j [v_j Y_0(\kappa r_{jm}) - u_j J_0(\kappa r_{jm})]
 \end{aligned}$$

단, 다음과 같은 특별한 경우는 예외이다.

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_{km} &= b_m & \beta_{km} &= c_m \\
 \alpha_{mm} &= \bar{a}_m & \beta_{mm} &= 0 \\
 \alpha_{nm} &= e_m & \beta_{nm} &= h_m \\
 \gamma_{mm} &= d_m & \theta_{mm} &= w_m
 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (52)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 \bar{a}_m &= \frac{1}{4\pi} (2\alpha_m - A_m K_m) - 1 \\
 b_m &= \frac{\kappa}{4} Y_1(\kappa r_{km}) \cdot R_{km} \\
 c_m &= \frac{\kappa}{4} J_1(\kappa r_{km}) \cdot R_{km} \\
 e_m &= \frac{\kappa}{4} Y_1(\kappa r_{nm}) \cdot R_{nm} \\
 h_m &= \frac{\kappa}{4} J_1(\kappa r_{nm}) \cdot R_{nm} \\
 d_m &= \frac{1}{4} (u_m A_{mm} + v_m A_m) \\
 w_m &= \frac{1}{4} (v_m A_{mm} - u_m A_m)
 \end{aligned}$$

관측점이 모서리점 k일 때(식 (45), (48))는 식 (50)와 (51)에서 첨자 m을 k로 두어 유도할 수 있다.

$$\sum_{j=1}^n \alpha_{jk} f_j + \sum_{j=1}^n \beta_{jk} g_j = F_k \dots \dots \dots (53)$$

$$- \sum_{j=1}^n \beta_{jk} f_j + \sum_{j=1}^n \alpha_{jk} g_j = G_k \dots \dots \dots (54)$$

이에 대한 특별한 경우는 다음과 같고

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_{kk} &= \bar{b}_k & \beta_{kk} &= 0 \\
 \alpha_{nk} &= e_k & \beta_{nk} &= h_k \\
 \gamma_{kk} &= d_k & \theta_{kk} &= w_k
 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (55)$$

여기서 우측항은 (52)의 변수정의에 m을 k로 치환한 것과 같으며 다음 변수는 새로이 정의된 다.

$$\bar{b}_k = \frac{1}{4\pi} (2\alpha_k - K_{kk}) - 1$$

관측점이 모서리점 n일 경우(식 (46), (49))는 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^n \alpha_{jn} f_j + \sum_{j=1}^n \beta_{jn} g_j = F_n \dots \dots \dots (56)$$

$$-\sum_{j=1}^n \beta_{jn} f_j + \sum_{j=1}^n \alpha_{jn} g_j = G_n \dots\dots\dots (57)$$

특별한 경우는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \alpha_{nn} &= \bar{b}_n & \beta_{nn} &= 0 \\ \alpha_{kn} &= b_n & \beta_{kn} &= c_n & \dots\dots\dots (58) \\ \gamma_{nn} &= d_n & \theta_{nn} &= w_n \end{aligned}$$

식 (58)의 우측항은 식 (52)에서 m 또는 k에 n을 치환하여 얻는다.

f-방정식 (50), (53), (56)을 나열하면

$$\left. \begin{aligned} \sum \alpha_{j1} f_j + \sum \beta_{j1} g_j &= F_1 \\ \sum \alpha_{j2} f_j + \sum \beta_{j1} g_j &= F_2 \\ &\vdots \\ \sum \alpha_{i, k-1} f_j + \sum \beta_{i, k-1} g_j &= F_{k-1} \\ \sum \alpha_{jk} f_j + \sum \beta_{jk} g_j &= F_k \\ &\vdots \\ \sum \alpha_{i, n-1} f_j + \sum \beta_{i, n-1} g_j &= F_{n-1} \\ \sum \alpha_{jn} f_j + \sum \beta_{jn} g_j &= F_n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (59)$$

$$\begin{pmatrix} (\alpha_{11} \dots \alpha_{j1} \dots \alpha_{n1}) (\beta_{11} \dots \beta_{j1} \dots \beta_{n1}) \\ (\alpha_{12} \dots \alpha_{j2} \dots \alpha_{n2}) (\beta_{12} \dots \beta_{j2} \dots \beta_{n2}) \\ \vdots \\ (\alpha_{1k} \dots \alpha_{jk} \dots \alpha_{nk}) (\beta_{1k} \dots \beta_{jk} \dots \beta_{nk}) \\ \vdots \\ (\alpha_{1, n-1} \dots \alpha_{n, n-1}) (\beta_{1, n-1} \dots \beta_{n, n-1}) \\ (\alpha_{1n} \dots \alpha_{jn} \dots \alpha_{nn}) (\beta_{1n} \dots \beta_{jn} \dots \beta_{nn}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_j \\ \vdots \\ f_n \\ g_1 \\ \vdots \\ g_j \\ \vdots \\ g_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ \vdots \\ F_k \\ \vdots \\ F_{n-1} \\ F_n \end{pmatrix} \dots (60)$$

식 (60)은 2n개의 미지수 즉, f<sub>1</sub>...f<sub>n</sub>, g<sub>1</sub>...g<sub>n</sub>을 가진 n개의 선형 대수방정식이고, 두번째의 n개의 방정식은 g-방정식((51), (54), (57))을 통해 얻어진다.

$$\begin{pmatrix} -(\beta_{11} \dots \beta_{j1} \dots \beta_{n1}) (\alpha_{11} \dots \alpha_{j1} \dots \alpha_{n1}) \\ -(\beta_{12} \dots \beta_{j2} \dots \beta_{n2}) (\alpha_{12} \dots \alpha_{j2} \dots \alpha_{n2}) \\ \vdots \\ -(\beta_{1k} \dots \beta_{jk} \dots \beta_{nk}) (\alpha_{1k} \dots \alpha_{jk} \dots \alpha_{nk}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_j \\ \vdots \\ f_n \\ g_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ \vdots \\ G_k \end{pmatrix} \dots\dots (61)$$

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ -(\beta_{1, n-1} \dots \beta_{n, n-1}) (\alpha_{1, n-1} \dots \alpha_{n, n-1}) \\ -(\beta_{1n} \dots \beta_{jn} \dots \beta_{nn}) (\alpha_{1n} \dots \alpha_{jn} \dots \alpha_{nn}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_j \\ \vdots \\ g_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{N-1} \\ G_n \end{pmatrix}$$

식 (60)과 (61)을 조합하여 2n개의 미지수를 갖는 2n개의 선형 대수방정식을 얻는다.

$$\begin{pmatrix} 1 \dots j \dots n & n+1 \dots n+j \dots 2n \\ \vdots & \vdots \\ m & m \\ \vdots & \alpha & \vdots & \beta \\ n & n \\ n+1 \dots j \dots n & n+1 \dots n+j \dots 2n \\ \vdots & \vdots \\ n+m & n+m \\ \vdots & -\beta & \vdots & \alpha \\ 2n & 2n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \\ g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ \vdots \\ F_n \\ G_1 \\ G_2 \\ \vdots \\ G_n \end{pmatrix} \dots (62)$$

이와 같이 조합된 정방행렬(2n×2n)은 Gauss 소거법을 이용하여 식 (63)과 같이 LU 분해를 행하고 이를 전진 및 후진대입법으로 대수방정식을 풀 수 있다(홍, 1991).

$$\begin{aligned} [F] \cdot \{X\} &= \{b\} \\ [L] \cdot [U] \cdot \{X\} &= \{b\} \\ [L] \cdot \{Y\} &= \{b\} \\ [U] \cdot \{X\} &= \{Y\} \end{aligned} \dots\dots\dots (63)$$

이때, [F]는 식 (62)에서의 full matrix를 가리키고 {X}는 결정하여야 할 산란파 속도포텐셜의 f, g의 값을 나타내는 column matrix, {b}는 load vector를 의미하며 [L], [U]는 각각 full matrix를 분해한 lower, upper triangular matrix를 나타낸다.

### 3. 數値解釋

#### 3.1 數値모델의 檢證

본 연구에서의 수치모델을 검증하기 위해 신 등(1991)에 의해 유도된 바 있고 그의 타당성이 입증된 임의 썬기형 수치구조물 주위에서 반사와 회절을 혼합한 파에 대한 해인 식 (64)를 80°, 120°의 썬기 형상의 구조물에 도입하여 각각 첨

단에 수직으로 입사하는 파에 대해 비교해 보았다.

$$\phi(r, \theta) = \frac{2}{m} \left[ J_0(\kappa r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(i \frac{n\pi}{2m}) \cdot \right.$$

$$\left. J_{n/m}(\kappa r) \cos \frac{n\alpha}{m} \cos \frac{n\theta}{m} \right] \dots\dots\dots (64)$$

여기서 m은 썰기의 침단각에 관계하는 실수이고 J는 제 1종 Bessel 함수를 의미한다.

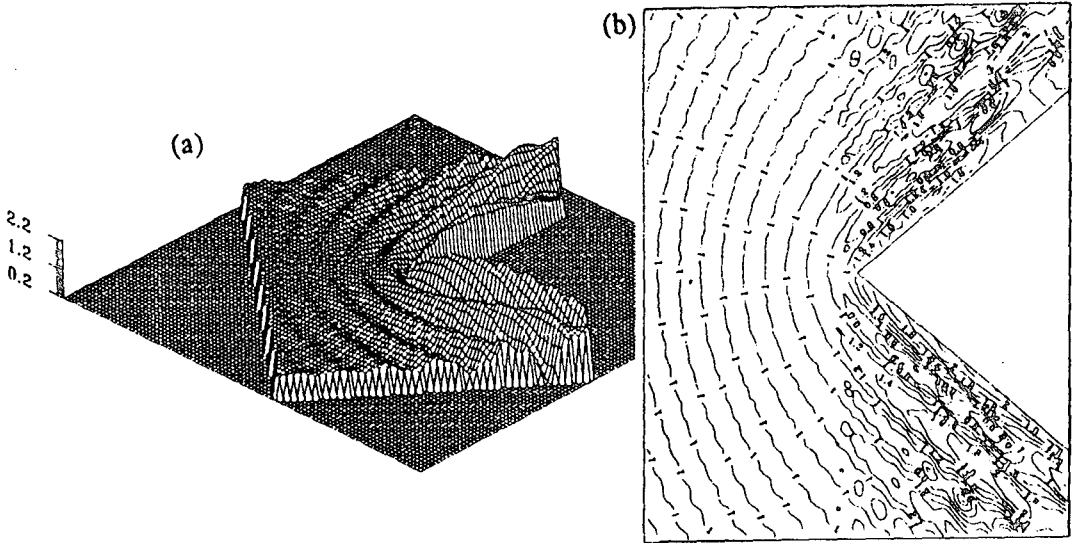


Fig. 6. Result of analytical calculation for wedge and 3-D wave height amplification factor 80°(incident dir. 90°), (a), (b) : 2-D

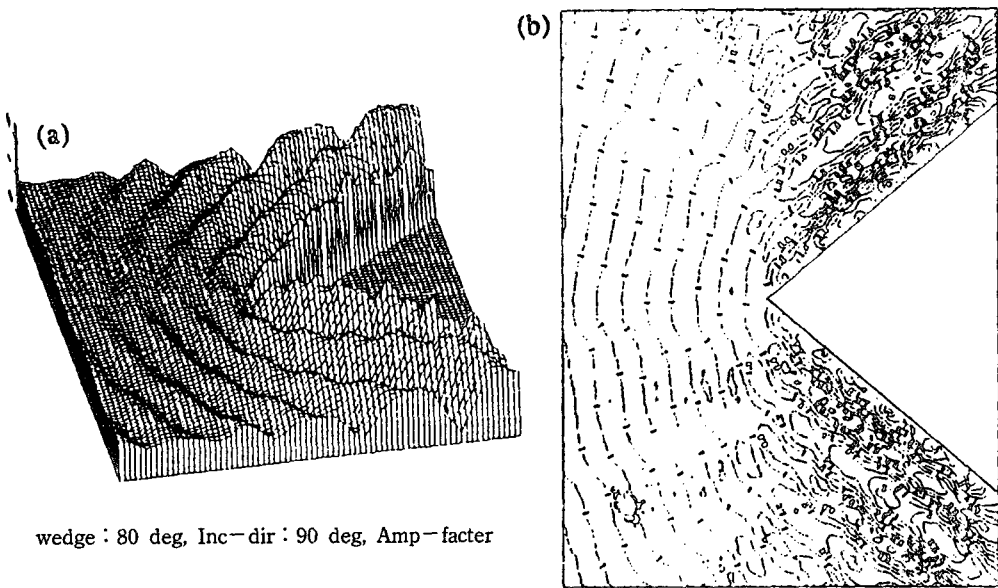


Fig. 7. Result of numerical calculation for wedge and 3-D wave height amplification factor 80°(Incident dir. 90°), (a), (b) : 2-D

Fig. 6은 각각  $80^\circ$ 의 쐐기형 구조물에 파가  $90^\circ$ 로 입사할 경우의 파의 변화 양상을 해석해로 계산하여 그 결과를 2차원, 3차원으로 나타낸 것이며, Fig. 7은 이를 수치해로써 구한 결과이다.

그래픽 처리 구간의 차이로 인한 파수의 차를 제외하고는 전체적으로 같은 양상의 파고형태를 관찰할 수가 있다. 증폭비는 0.1에서 2.5사이의 값을 보이고 있다.

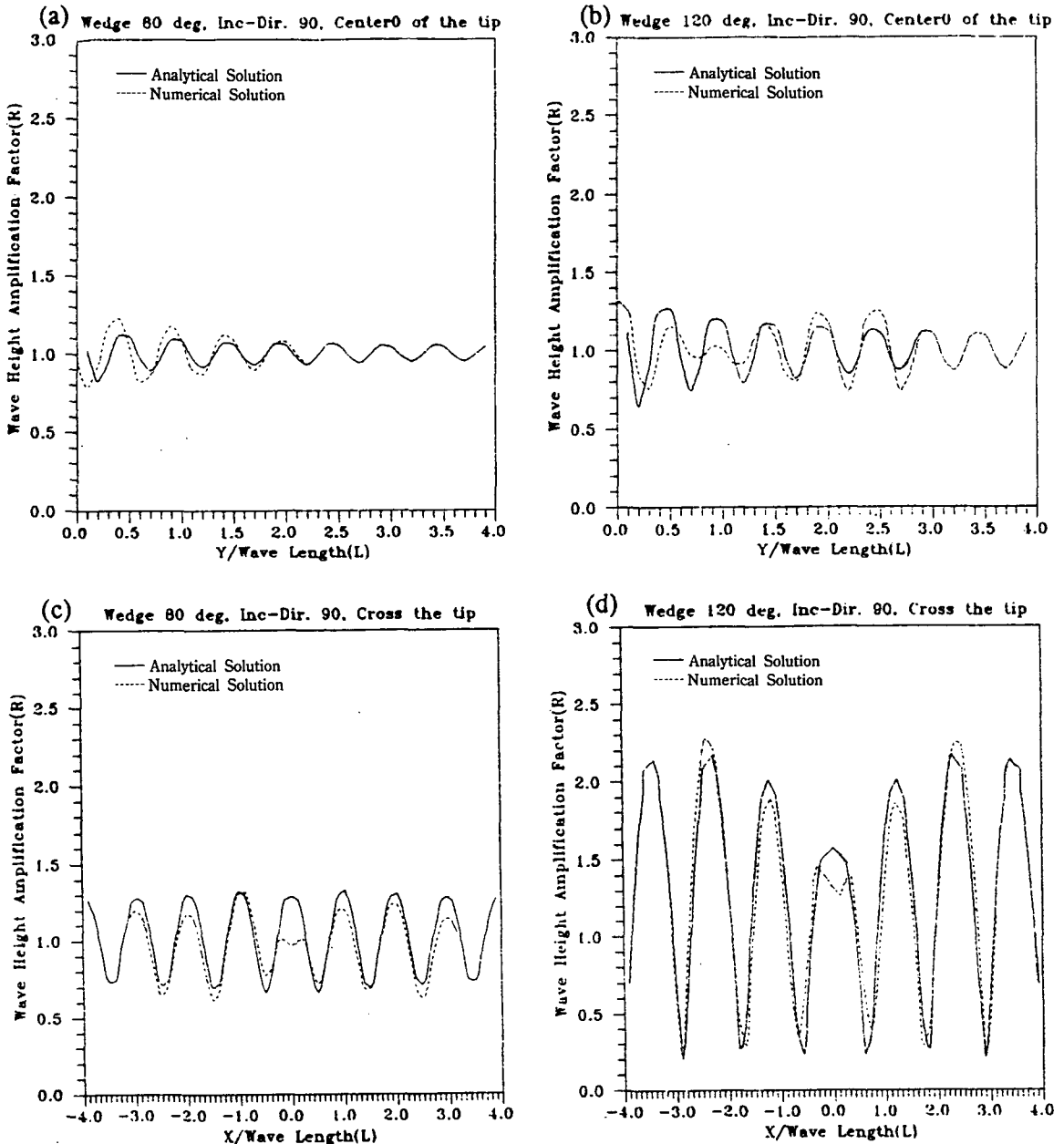


Fig. 8. Comparison of amplification factor(Incident wave  $90^\circ$ ), (a), (b) : Center line of the tip, (c), (d) : Cross line of the tip

수치모델의 검증은 보다 정량적으로 분석하기 위해 이를 구조물의 침단에 수직한 방향의 파고 증폭비와 침단을 지나는 횡방향으로의 증폭비를 비교하여 Fig. 8에 나타내었다.

Fig. 8(a), (b)는 80°, 120°구조물의 침단에 수직한 방향을 나타내었고, (c), (d)는 침단을 지나는 횡방향의 2차원 파고 증폭비이며 이를 통해서도 해석해의 결과와 수치해의 결과는 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있어 경제적분방정식의 유한 차분화를 통한 수치모델을 검증해주고 있다.

### 3. 2 數值實驗

본 연구에서 다루어 본 모델은 해상에서 설계될 수 있는 여러형태의 구조물중 Fig. 9와 같은 4가지 형상에 대한 파의 변형을 고찰해 보았다.

Fig. 9 (a)는 일반적으로 볼수 있는 이안제의 형태로써 총길이 3L, 폭 0.1L의 크기이며 경계를 62개의 절점으로 이산화하고 계산에서 다루어진 모서리점의 갯수는 4개로 모두 90°의 내부각을

가지고 있다.

Fig. 9 (b)는 주위 경관과의 조형미 등을 고려하여 고안해본 방파제 형태로 총길이 3.18L, 폭 0.17L의 크기이며 82개의 절점으로 나누고 모서리점을 12개로 취하였으며 그 내부각은 각각 249°, 93.5°를 취하였다.

Fig. 9 (c)는 해상에 건설될 수 있는 해상도시 또는 각종 저장고 형태를 염두에 두고 구상해본 구조물로서 총길이, 폭은 각각 2.89L, 0.6L이며 절점수는 80개, 모서리수는 12개로 구성하였다. 내부각은 모두 245°이다.

Fig. 9 (d)는 해상도시 형상의 경계를 고려한 구조물이며 가로방향 0.8L, 폭 0.26L이며 경계는 40으로 이산화 하였으며 모서리는 2개로 35°의 내부각을 가지고 있다.

4가지 임의 형태의 구조물에 대한 계산은 -3L에서 3L까지의 영역을 3721개의 영역으로 나누어 계산하고 이를 해석해에서 다루었던 것과 같이 전체파고를 입사파고에 대한 비로하여 증폭비를 계산하여 2차원 및 3차원으로 그래픽 처리하

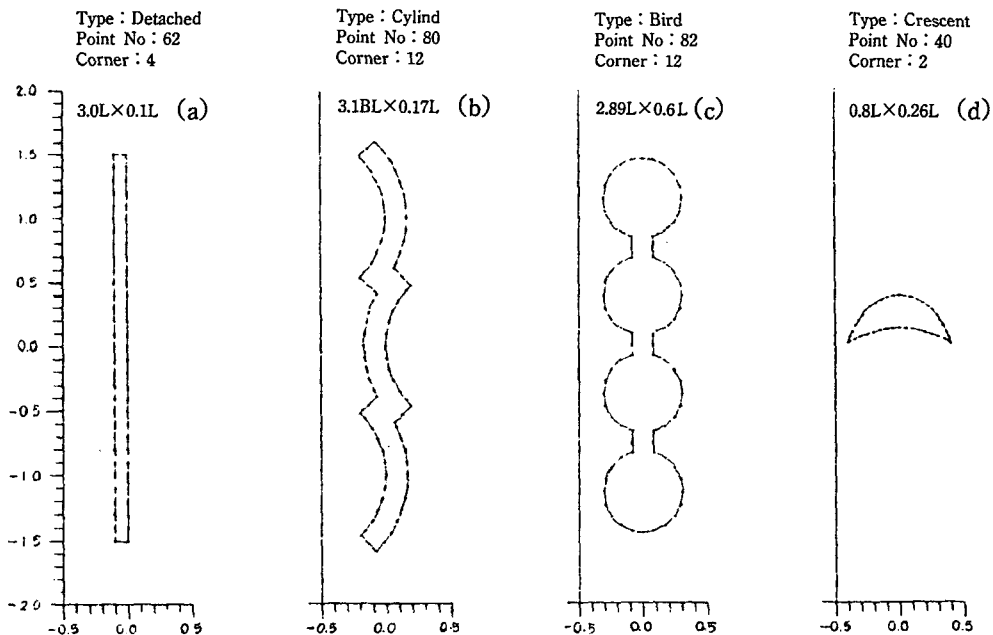


Fig. 9. Discretization for numerical analysis, (a) : Detached breakwater (b) : Bird-type breakwater, (c), (d) : Cylinder & crescent-type structure

였고, 입사파각은 모두 구조물에 대해  $90^\circ$ ,  $45^\circ$ 의 각을 가질 경우에 대한 파의 변화 양상을 관찰하였다. 또한 정량적인 비교를 위해 구조물의 전·후, 좌·우 일정거리에서의 증폭비를 2차원으로 나타내었다.

Fig. 10은 절점 62개로 처리한 일반 이안제에 형상의 구조물에 대해 각각 파가  $90^\circ$ 로 입사할 경우를  $ds=0.1$ 로 나누어  $-3L$ 에서  $3L$ 까지의 구간을 총 3721 절점에 대해 계산을 행한 결과이다. 전반적인 파고양상은 반무한 방파제와 유사한 패턴을 보이고 있으며 구조물 전면에서의 반사파와의 혼합으로 인한 증폭파의 현상이 두드러져 파고가 2.3까지 증폭됨을 보이고 있다. 전형적인 유한 고립 방파제의 형태로 구조물 좌, 우 끝단에서 회절이 일어나고 있는 구조물 후부의 증폭비에 영향을 미치고 있음이 잘 나타나 있다.

Fig. 11 (a), (b)는 이안제의 경우 입사파  $90^\circ$ 에 대해 구조물 좌·우 2L, 중심선 상에서의 파고 증폭비(a)와 구조물 전·후 1L과 측면의 증폭비(b)를 비교한 것이다. (a)에서 구조물 전후의 파

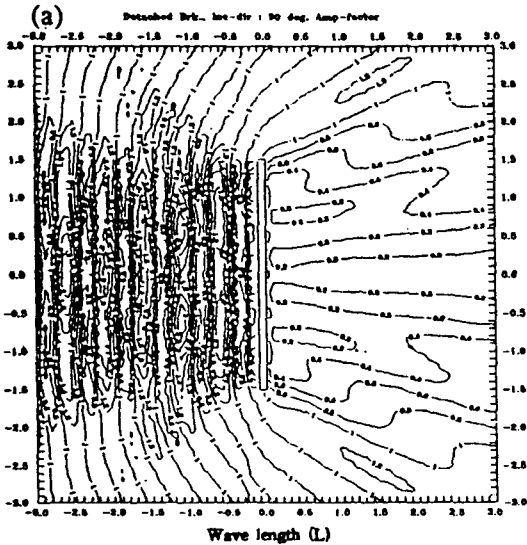


Fig. 10. Result of numerical solution for the detached breakwater( $3L \times 0.1L$ ) (Incident wave direction  $90^\circ$ ), 2-D wave height amplification factor

고 증폭이 2.3에서 0.2로 현저히 변화됨을 관찰할 수가 있다.

Fig. 12는 bird-type의 방파제에 파가  $90^\circ$ 로 입사해 올 때의 수치실험 결과를 그래픽 처리한 것

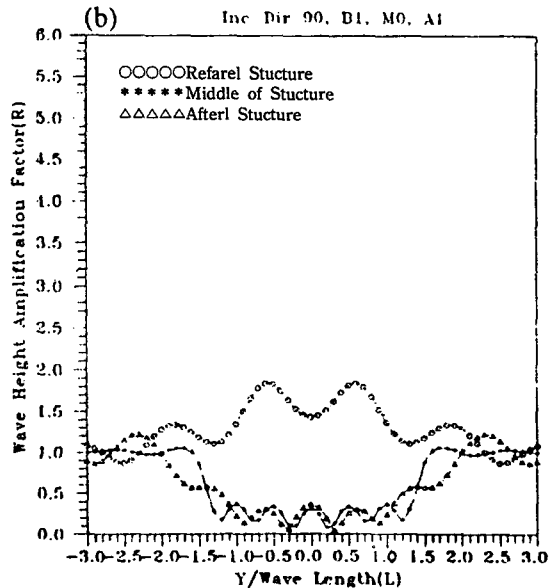
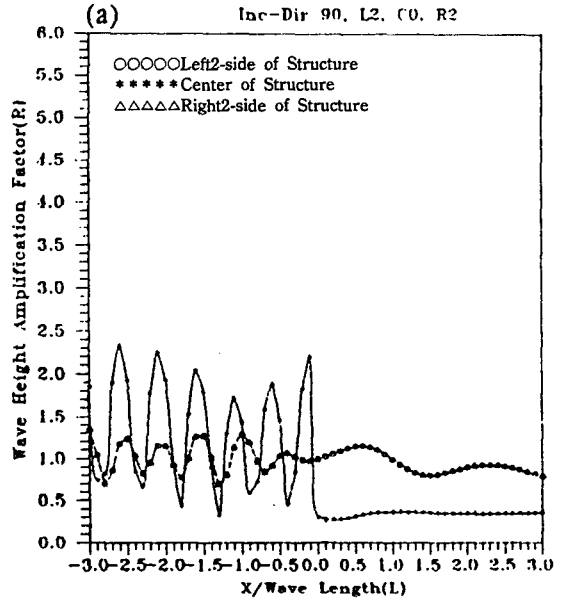


Fig. 11. Comparison of amplification factor for the detached breakwater, (a), (b) : Incident direction  $90^\circ$

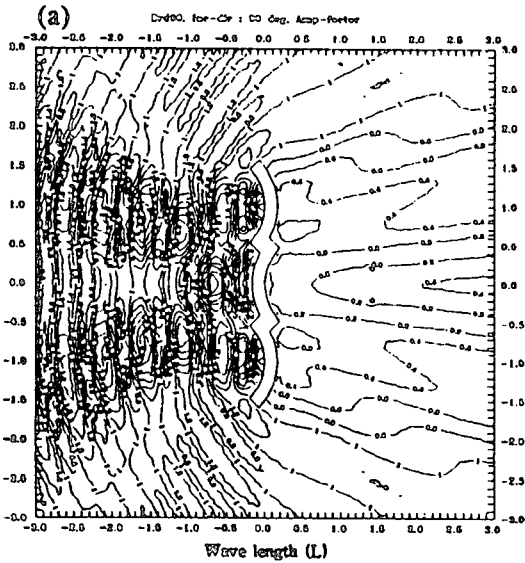
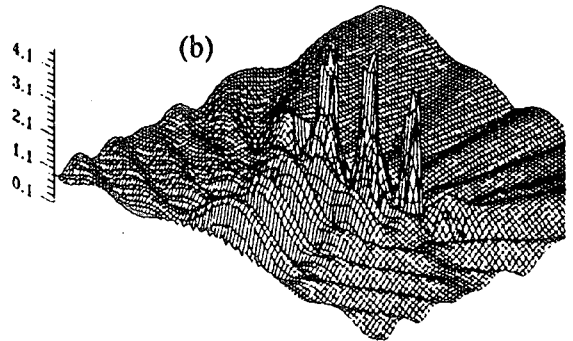
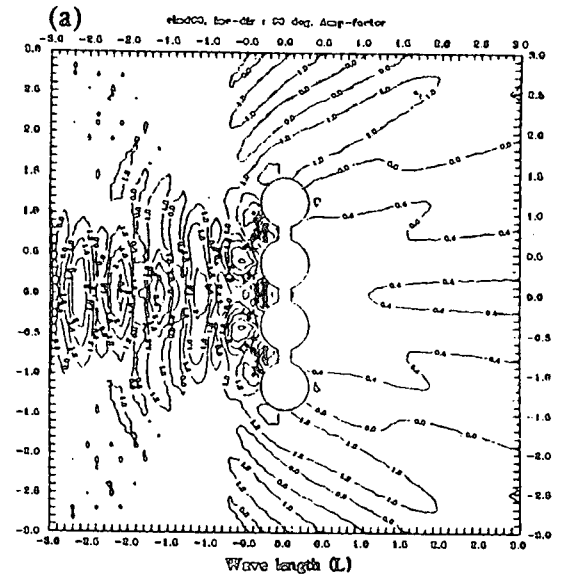


Fig. 12. Result of numerical solution for the bird-type breakwater (Incident wave direction  $90^\circ$ ), 2-D wave height amplification factor

으로 방파제 후면의 정온도를 유지하는 폭은 이안제의 경우보다 다소 넓어진 것을 관찰할 수 있고, 방파제의 전면에서는 파의 반사로 인한 증폭파의 형태가 좌·우 대칭인 형태로 뚜렷이 나타나 있다.

특히 bird-type의 좌·우 날개 전면에서의 반사파와 입사파의 중첩으로 파의 집적현상이 관측되어 파고 증폭비가 2.74까지 상승되고 있으며 방파제 중앙부에서는 반사면의 원형을 이루고 있음에 기인한 반사각의 변화로 좌·우 날개부의 파고 증폭에 영향을 주고 있고, 중앙부 전면 1L 거리 이전에서는 이로 인해 파고 증폭이 거의 1에 가까운 것을 관찰할 수 있다.

Fig. 13은  $90^\circ$ 의 입사파에 대한 실린더형 구조물에서의 파의 변화를 나타낸 것이며 Fig. 14는 이를 Fig. 11과 같은 위치에서의 증폭비를 비교한 것이다. Fig. 10의 이안제의 형상과 비교해 볼 때 구조물의 양끝단 경계가 원으로 처리되어 측면으로의 반사파가 발생하여 이안제의 경우 투과역이었던 구조물 좌·우의 영역이 1.2로 증폭되어 있음이 보이고, 후부에서도 증폭비가 0.4에서 0.8로



Cld90. Inc-dir :  $90^\circ$  deg, Amp-factor

Fig. 13. Result of numerical solution for the cylinder-type structure (Incident wave direction  $90^\circ$ ), (a), (b) : 2-D and 3-D wave height amplification factor

이안제에 비해 다소 높은 증폭비를 보이고 있다. 특히,  $90^\circ$ 의 입사파를 고려한 경우는 만입되어진 구조물 형상으로 인한 반사파의 집중으로 파고가 더욱 증폭되어 만입부(灣入部)내에서는 파고가 5.5에 달하는 증폭비를 보이고 있음이 주목되며 Fig. 14의 2차원 파고 증폭비에서도 이를 관찰할 수 있다. 실제의 해상에서는 쇄파, 공기 흡입, 파랑의 비선형성 등으로 인해 이와 같은 만입부(灣入部)

에서의 증폭이 다소 약화되리라는 것이 예상되나 최악의 경우로 하여 파랑의 반응특성을 파악하고 해상 인공도시 등 해양 구조물을 설계시 심각한 증폭 양상을 나타내는 만입부(灣入部)에 파랑 에

너지를 흡수하거나 또는 이용하기 위한 구조를 도입하여 에너지 원으로 활용하도록 고려할 수 있다. 현재 일본, 영국 등(谷本 : 1990, McMormick : 1981)에서는 방파제에서 이를 적극적으로 활용하고 있는 실정이다.

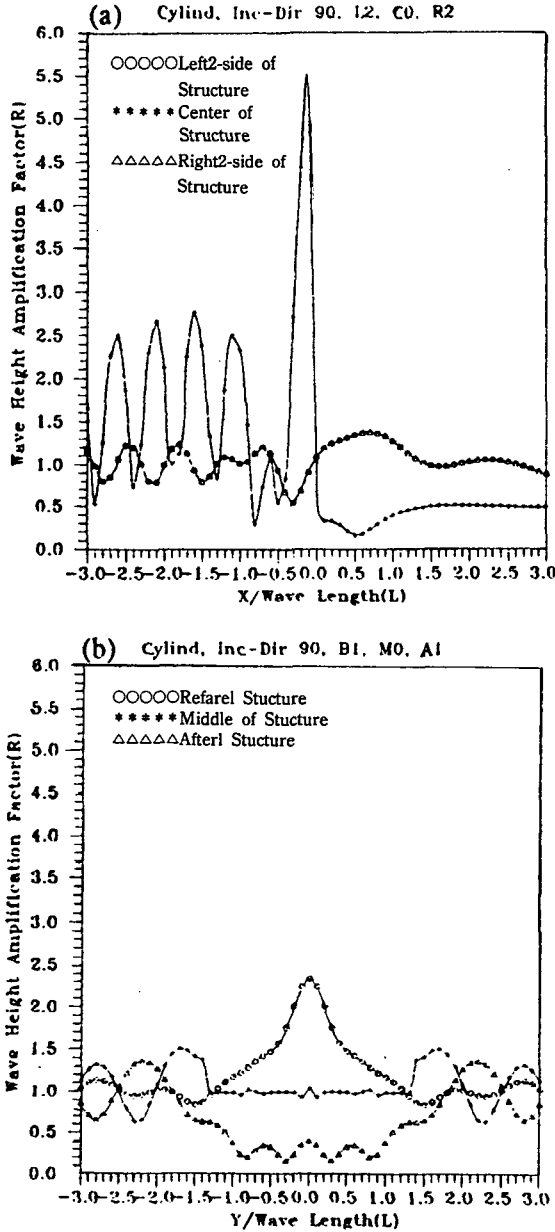


Fig. 14. Comparison of amplification factor for the cylinder-type structure (a), (b) : Incident direction 90°

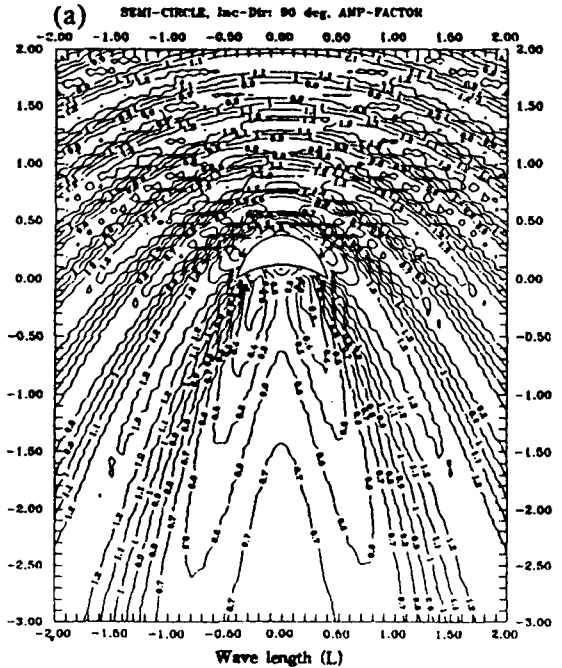


Fig. 15. Result of numerical solution for the crescent-type structure(Incident wave direction 90°), 2-D wave height amplification factor

Fig. 15는 초승달형 구조물 주위의 파고 양상을 계산한 결과이다. 입사파가 원형인 구조물 전면과 만남으로 인해 전체적인 파고 양상은 90°로 파가 입사할 경우는 0.2에서 1.6, 45°의 경우 0.4에서 1.79의 파고 증폭을 보이고 구조물 후부에서 파고 증폭비가 최저의 증폭비(0.2~0.5)를 보이고 있으며 이후는 점차 증가하고 있음을 관측할 수 있으며 전면에서의 파고 증폭은 반사파의 일부가 작용한 것으로 생각되어진다.



#### 4. 考察 및 結論

임의 형태를 가진 연직 불투과성 구조물이 해역에 설치되어 있는 경우 반사와 회절이 혼합된 산란파의 변환양상을 고찰하였다.

다양한 형태의 구조물에 대한 파랑해석을 위해 경계치 문제의 기본방정식은 Green 함수로 해석한 Weber의 경계적분방정식을 도입하고 구조물의 경계를 이산화시킨 유한 차분기법(Finite Difference Method)을 적용, 이를 대수방정식으로 변환하여 계산을 행하도록 수치모델을 수립하였다. 수치모델의 검증은 80°, 120°의 쉐기형 구조물에 대한 해석해로 행하였으며 대체로 잘 일치하고 있음을 알 수 있었다.

수치모델을 구조물의 형상에 따라 이안제(3L×0.1L), bird-type 방파제(3.18L×0.17L), cylinder-type 구조물(2.89L×0.6L) 및 초승달형 구조물(0.8L×0.26L)에 적용하여 시뮬레이션을 행하였다. 그 결과 이안제의 경우는 반무한 방파제의 경우와 비교해 볼 때 구조물 전면에서는 거의 같은 양상을 나타내었으나 후면에서는 양 끝단에서 회절된 파로 인해 0.2에서 0.4의 증폭비를 보였고, bird-type 방파제의 경우는 반사로 인해 구조물의 전면에서의 파고집적이 두드러져 2.74의 증폭비를 나타내었다. 특히 실린더형 구조물의 만입부(灣入部)에서는 증폭비가 5.5에 달하여 비선형 효과에 의한 파고의 감쇄 효과가 예상되긴 하지만 구조물 형태의 변화에 따른 파랑 에너지가 집적될 수 있는 부분을 사전에 예측하고 파랑 에너지 흡수 장치 또는 이를 적극적으로 이용하기 위한 구조 도입의 위치를 선정함에 참고로 할 수 있는 토대를 마련할 수 있었다.

이러한 분석의 결과는 향후 임의 형태의 해양 구조물 설계시 구조물의 형태로 인한 구조물 주위의 파랑변화 예측 및 구조물과 해안선간의 상관관계, 이로 인한 표시의 이동 예견, 에너지 집적부의 사전 파악 등에 도움이 될 것으로 본다.

본 연구에서 사용된 기법은 유한 요소법보다 계산시간 및 기억용량을 대폭 줄이면서 문제에 대한 해석을 기할 수 있다는 점에서 유리하나 대수방정식으로 변환된 매트릭스를 대칭형 또는 밴드형으

로 변환시키기 위한 노력이 필요한 것으로 생각된다.

앞으로의 연구 과제로는 해저 마찰과 수심의 변화를 고려한 경우와 경사제 및 소파형 구조물에 대한 파의 산란 및 부분적인 에너지 흡수가 포함된 반응 등이며 이를 이용하여 효율적인 해역관제를 수행할 수 있으리라 사료된다.

#### 參 考 文 獻

- 신승호, 국승기, 염원기, 이중우(1991), “직립 방파제 주위에서 파랑의 반사 및 회절의 혼합”, 한국항만학회지, 제5권, 제1호, 1991, 8, pp. 71-82.
- 홍준표(1991), “컴퓨터 수치해석”, 문운당, pp. 45-58.
- 伊澤岬(1990), “海洋空間のデザイン”, 彰國社, pp. 94-214.
- 谷本 勝利(1990), “靜穩化海域の造成と波浪制御構造物”, 海域制御と科學技術, 海洋科學技術センター, 海域制御技術研究會, pp. 213-283.
- Abramowitz, M. and Stegun, I. A.(1964), “Handbook of Mathematical Functions”, National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55, pp. 358-494.
- Banaugh, R. P.(1962), “The Scattering of Acoustic and Elastic Waves by Surfaces of Arbitrary Shape”, Ph. D Thesis in Engineering Science, University of California.
- Harms, V. W.(1975), “Diffraction of Water Waves by Cylindrical Structures of Arbitrary Shape”, University of California, Berkeley, Ph. D. Dissertation.
- Ijima, T., Chou, C. R. and Yoshida, A.(1976), “Method of Analysis for Two-Dimensional Wave Problems by Means of Green's Identity Formormula”, 15th Coastal Engineering Conference July 11-17 1976, Honolulu, Hawaii American Society of Civil Engineers, pp. 164-167.

- Lee, J. W.(1989), "Hybrid Element Analysis of Water Waves for Harbor Design", University of Hawaii, Ph. D. Dissertation.
- Lepetit, J. P. and Moreau, S.(1976), "Method of Analysis for Two-Dimensional Wave Problems by Means of Green's Identity Formula", 15th Coastal Engineering Conference July 11-17 1976, Honolulu, Hawaii American Society of Civil Engineers, pp.432-433.
- McCormick, M. E.(1981), "Ocean Wave Energy Conversion", John Wiley & Sons. Inc., pp. 115-117.
- Mei, C. C.(1983), "The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves", Pub. by John Wiley & Sons, Inc., New York, pp.159-162.
- Penny, W. G. and A. T. Price(1944), "Diffraction of Sea Waves by Breakwaters", Directorate of Miscellaneous Weapons Development, TH No.16, Artificial Harbors, Sec. 3D.
- Stoker, J. J.(1957), "Water Waves", Interscience Publishers, Inc., New York, pp.109-133.
- Wiegel R. L.(1964), "Oceanographical Engineering", Prentice-Hall, Inc., N. J., pp.180-194.