

論 文

急傾斜 海底面에 대한 波浪의 反應特性

廉 元 基* · 李 重 雨**

The Characteristics of Waves on the Steep Sloping Sea Bottom

W. G. Yeom · J. W. Lee

Key Words : 波高振幅比(Wave height amplification factor), 反射係數(reflection coefficient), 無次元波壓分布(dimensionless pressure distribution), 潛堤(submerged breakwater), 放射條件(Radiation condition), 湧出点分布(Source distribution), 境界要素法(B.E.M), 假想境界面(Radiation boundary), 湧出線分(Source segment)

Abstract

This study discusses the interacting with deep water waves approaching from deep water based on the linear wave theory and steep sloping sea bottom floor by the numerical procedure.

The results of particular interest are particle velocity and acceleration in x, y, z direction, wave height amplification factor, reflection coefficient, and dimensionless pressure distribution on the steep sloping bottom with respect to the various incident wave angle.

The wave loads relative to various bottom slopes, incident wave angles and wave periods on submerged breakwater and pipe are represented. In comparison with mild sloping bottom, the wave load parameters on the steep sloping bottom seemed to be influenced by variation of incident wave angle.

In general the particle velocities and accelerations in x, y, z directions on the steep sloping bottom represented larger value or about two than those on the mild sloping bottom according to incident wave angle.

However, the wave height amplification factors did not show distinct difference, but the slight variation with respect to the various incident angle showed on mild sloping bottom.

The reflection coefficient increased with respect to increase of the incident angle on the steep sloping bottom. The results also indicate that the very steep sloping beach produces a rather substantial amount of reflection as we expected.

No significant variation of wave pressure was shown on the steep sloping bottom, but it represented a certain amount of variation on the mild sloping bottom according to the various incident wave angle. The analysis at the OTEC site also showed similar results.

* 正會員, 韓國海洋大學校 大學院

** 正會員, 韓國海洋大學校 理工大學 港灣·運送工學科 教授

1. 序 論

심해파가 해안으로 접근시 파랑은 수심변화와 해저면에 설치된 구조물등에 의해 여러가지 변화를 받게 된다. 이와 같이 경사진 해저면에서 파랑의 전파특성을 규명하기 위하여 여러학자들의 이론적인 접근, 실측, 실험, 수치해석적인 연구가 이루어져 왔다.

이전에 파랑의 특성에 관한 연구는 주로 쇄파대 내의 수심이 얇은 해저면에 구조물이 설치되고 구조물 전면의 해저면은 균일하거나 아주 완만한 해저면으로 이루어졌을 때 구조물 또는 해저경사면에 대하여 파랑이 수직방향으로 입사하는 경우에 있어서 파랑의 특성에 대한 연구가 주를 이루었다. 그러므로 쇄파대 외부해역에서 해저경사가 급한 경우 입사파향에 따른 파랑의 특성에 관한 연구는 실측이나 실험에 의존할 수 밖에 없었다.

특히 Battjes(1974)는 $11^{\circ} \sim 17^{\circ}$ 사이의 경사진 해안에서 파형구배(wave steepness)를 변수로 하여 반사율을 실측하였다. Booij(1983)는 해저경사가 $11.30^{\circ} \sim 80.53^{\circ}$ 사이의 몇가지 경우에 대하여 반사계수를 연구하기도 하였으며 Massel(1989)는 환경사방정식을 이용한 수치모델로 Booij(1983)의 계산결과를 확인하였다. 또한 Hiroshi(Bretschneider, 1976)는 평평한 해저면에 설치된 원통형 구조물의 전면에서 파압을 측정하기도 하였으며 Thijssse(Bruun, 1976)는 실험에서 해저경사가 45° 인 경우 파고비를 측정하기도 하였다. 그리고 김(1986)은 경사소파재에 작용하는 파랑의 반사와 파압 등에 관하여 수조실험을 행하기도 하였다.

한편, 지금까지의 연구에서는 급경사면에서 파랑의 파향변화로 인한 반사특성이나 파압, 파고비, 유체의 속도, 가속도 등은 그 관심에서 제외되어 있었으나 최근 해저준설, 해양공간이용, 파력, 조력발전, 연안 및 해안방재구조물 설치 등의 분야에서 관심을 가지게 되었으며 이러한 구조물의 전면에서 수립자의 운동상태평가는 중요한 의미를 부가해야 할 것이다.

근래 전 세계 해양국가에서는 해양공간의 이용을 위하여 다양한 해양구조물을 설치하고 있으며 해양의 자원을 확보하기 위하여 많은 노력을 하고 있는 실정이다. 그 일환으로 해양열에너지시설(ocean thermal energy conversion system)과 같은 구조물은 비교적 해저경사가 급하고 불규칙적인 심해지역이라도 자연조건 때문에 설치되는 경우가 점점 증가하고 있다. 우리나라의 각 해안에서 석유탐사, 동해안의 원전설비 등에 부수적 pipe 구조물이 설치되고 있으며 장래 위치적 여건으로 보아 때로는 매우 경사가 급한 해역도 고려하여야 할 것이다. 또한 해안개발로 인하여 해변이 점차 침식되고 모래의 유실이 심한 지역에서는 해변의 경관을 유지하기 위하여 잠재(submerged breakwater)를 설치하고 양빈공(artificial nourishment)을 도입하거나 보다 악조건의 해역에 인공적인 구조물을 설계하기도 한다.

이와 같이 수심이 비교적 깊고 경사가 급한지역에서 설계된 구조물주위에서 수립자의 운동상태를 평가하기 위해서는 여러방향으로 부터 입사하는 파가 구조물에 미치는 영향을 분석할 필요가 있다고 하겠다. 고려할 수 있는 분석방법으로 수리모델(hydraulic model)에서 여러 경사면에 대해 조파기를 여러 방향으로 설치하여 실험할 수도 있지만 여기서는 먼저 급경사 해변에서 파의 전파특성을 검토한 후 이를 컴퓨터 모델화하여 실제지역에서 응용해 보는 것으로 한다. 여기서 다루게 될 파의 해변에서 변화하는 과정은 선형파의 회절이론에 근거를 두고는 있지만 일반적인 점진적인 해저경사의 가정과는 달리 급경사인 해저면과 같은 임의의 해저단면에 대해서도 적용이 가능하도록 접근해가기로 한다.

수치해석적으로는 등심선에 수직인 해저단면을 2차원용출로 표기하여 Green함수를 도입(Shin, 1987), 접근하고 이를 15° , 30° , 45° , 60° 의 경사를 가진 해역과 OTEC의 냉관설치 위치 및 잠재등기타 해저구조물의 축조위치와 유사한 해저 경사면에 대하여 적용하도록 한다. 또한 실제해역으로는 Hawaii의 OTEC test site를 선택하여 시물

레이션 하는 것으로 한다. 분석은 2차원적이거나 문제를 단순화하기 위하여 해변은 해저면이 직선적으로 나란한 단면을 가지는 것으로 하되 심해파는 이러한 해변에 대해 어느 방향으로도 접근해 올 수 있도록 하였다. 또한, 해변은 상대수심 (h/L)이 최소 1/2이 되는 수심까지 해안선으로부터 외해쪽으로 충분히 펼쳐져 있는 것으로 한다. 선형파이론에서는 본질적으로 쇄파대에서 쇄파에 의한 에너지 분산을 고려하지 않으므로 수치모델에서는 에너지 손실에 대해서 특별한 고려가 필요하게 된다.

따라서 본 연구에서는 하나의 방법으로 쇄파대의 바깥 경계에서 자유표면과 해저경계면 사이에서 가상적으로 조정경계면을 설정하고 이 경계면에서는 파가 반사되지 않고 투과해 간다라고 하는 경계조건을 도입하였다. 이와 같이하여 쇄파대에서 파의 운동에 대하여 상세하게 기술하지 않으면서 단순히 파의 에너지가 경계면을 투과하여 전파해 가도록 함으로서 문제를 해결하게 된 것이다. 따라서 본 연구에서 해양구조물의 위치는 쇄파대로부터 외해쪽에 있도록 하였다.

2. 基本方程式

심해로부터 해변에 전달된 파의 에너지는 일부가 해저면의 경사에 의해 반사되어 심해쪽으로 되돌아 가지만 대부분의 경우 계속하여 해안쪽으로 전파되고 마침내는 해변에 부서져 에너지가 분산된다. 여기서 주관심의 분야는 쇄파되지 않은 파가 해변과 관련하여 나타내는 운동학적 특성을 평가하는 것이다.

해변을 Fig. 2.1과 같은 좌표계에서 2차원으로 하고 그 등심선은 일정하게 직선적으로 평행을 이루지만 파랑은 해안선에 대하여 어떤 방향으로 접근할 수 있도록 정의한다. 좌표축은 x축을 외해에서 해안측으로, y축을 해안선에 따라 x축과 직교하게 취한다. h는 수심을 나타낸다. Fig.2.1(a)와 같이 수심이 변화하는 해저에서 파랑의 특성은 수심에 따라 변하게 될 것이다.

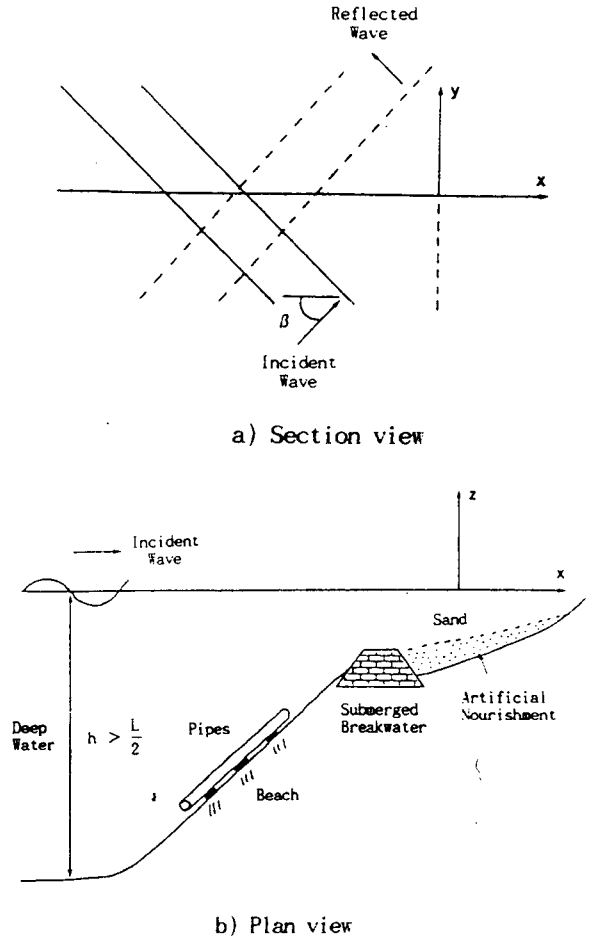


Fig. 2.1 Definition sketches of wave and beach

시공간좌표계에서 선형파의 속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$ 은 Laplacian을 사용하여 다음 식(2.1)로 표시할 수 있다.

$$\nabla^2 \Phi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) = 0 \dots\dots\dots (2.1)$$

여기서, $\tilde{}$ 는 실제좌표계의 선형차원(linearised dimension)을 나타내고 $\tilde{}$ 가 없는 경우는 표준화한 차원(Berkhoff, 1974)을 나타내며 이때 특성화 길이로서 \tilde{h} 는 후술할 쇄파대 외해측 가상경계면에서의 수심을 취하여 처리한다.

Φ 를 만족하는 해저면에서 운동학적 경계조건(kinematic boundary condition)은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{n}} = 0 \quad \text{on the bottom} \dots\dots\dots (2.2)$$

여기서 \tilde{n} 은 해저면에 대해 법선방향의 공간좌표계를 가리킨다.

또한, 자유표면에는 운동학적 경계조건 및 동역학적 경계조건(dynamic boundary condition)의 두 경계조건이 존재하는데 이들 조건을 Fig. 2.1의 좌표계에서 선형화하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} \quad \text{at } \tilde{z} = 0 \dots\dots\dots (2.3)$$

$$\tilde{\zeta} = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{at } \tilde{z} = 0 \dots\dots\dots (2.4)$$

위의 식(2.3)에서 $\tilde{\zeta}$ 는 $\tilde{z} = 0$ 면상에서 자유표면의 변화를 나타내며 g 는 중력가속도를 가리킨다.

이 두 경계조건으로부터 $\tilde{\zeta}$ 를 소거하면 다음의 Cauchy-Poisson 조건이 된다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{at } \tilde{z} = 0 \dots\dots\dots (2.5)$$

또한, 파가 해변의 저면경사로 인해 반사될 때 방사조건(radiation condition)을 만족하여야 한다.

문제 영역내의 파랑의 속도포텐셜을 Φ 라 하고 해변에서 반사율이 K 인 직선경계상에서 β 각도로 입사하는 파의 부분반사(weak reflected)를 생각하자.

위상차 θ 인 Φ 를 경계상에서 x, y 방향의 좌표로 정의(Mei, 1983; 이 등, 1991)하면 다음과 같다.

$$\Phi^i = -i \frac{g\tilde{H}}{2\sigma} e^{\tilde{k}z} e^{i(k\tilde{x}\cos\beta + \tilde{k}y\sin\beta - \sigma t)} \dots\dots\dots (2.6)$$

여기서 k 는 파수($k = 2\pi/\tilde{L}$, \tilde{L} = 파장), $\sigma = 2\pi/T$, T 는 파의 주기, β 는 입사파의 입사각, \tilde{H} 는 파고를 가리킨다.

속도포텐셜 Φ 는 입사파(incident wave)의 속도포텐셜 Φ^i 와 산란파(scattered wave)의 속도포텐셜 Φ^s 의 합(Lee, 1989)으로 나타낼 수 있다.

$$\Phi = \Phi^i + \Phi^s \dots\dots\dots (2.7)$$

입사파는 해안선에 대해 β 각도로 $+x$ 방향 및 $+y$ 방향으로 전파해가고 있다고 할때 식(2.6)에서 실수부만 취하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Phi^i = R_e \left[-i \frac{g\tilde{H}}{2\sigma} e^{\tilde{k}z} e^{i(k\tilde{x}\cos\beta + \tilde{k}y\sin\beta - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (2.8)$$

입사파와 방사파는 y 에 대해 주기적이고 이는 식(2.9)와 (2.10)으로 나타낼 수 있다.

$$\Phi^i = R_e \left[i \frac{ag\tilde{H}}{2\sigma} \phi^i(x, z) e^{i(aysin\beta - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (2.9)$$

$$\Phi^s = R_e \left[i \frac{ag\tilde{H}}{2\sigma} \phi^s(x, z) e^{i(aysin\beta - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (2.10)$$

여기서 $\phi^s(x, z)$ 는 무차원의 복소산란파이며 $\phi^i(x, z)$ 는 다음 식으로 정의된다.

$$\phi^i(x, z) = -\frac{1}{a} e^{az} e^{i\alpha x \cos\beta} \dots\dots\dots (2.11)$$

이때 표준화된 진폭은 특성화 길이 \tilde{a} 에 파수 k 를 곱한 것으로 하고 $a = k\tilde{a} = (2\pi/\tilde{L})\tilde{a}$ 로 정리하여 입사파를 심해파로 간주하였을 때 진폭은 다음과 같다.

$$a = \frac{\sigma\tilde{a}}{g} \dots\dots\dots (2.12)$$

식(2.7) 및 (2.9)~(2.11)을 식(2.1), (2.2) 및 (2.5)에 대입하고 ϕ^s 로 경계치문제를 정리하면 3차원공간의 Laplace방정식은 2차원 Helmholtz방정식(Stoker, 1957; Brebbia, 1985)으로 변환된다.

$$\nabla^2 \phi^s(x, z) - \omega^2 \phi^s(x, z) = 0 \dots\dots\dots (2.13)$$

여기서 $\omega = asin\beta$ 이다.

해저경사면에 대해 수직방향의 0벡터 속도성분을 나타내는 운동학적 경계조건은 방사파의 수직방향의 속도성분을 입사파에 대한 수직방향의 성분 부호를 반대로 한 것과 일치(小林, 1987)하는 것으로 식(2.14)과 같이 요약할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi^i}{\partial n} = -\frac{\partial \phi^s}{\partial n} \quad \text{on the beach} \dots\dots\dots (2.14)$$

또한 자유표면 경계조건으로부터 식(2.12)를 적용하여(Ijima 등, 1976)

$$\left[a - \frac{\partial}{\partial n(x,0)} \right] \phi^s(x,0) = 0 \dots\dots\dots (2.15)$$

방사조건을 해저경사에 대한 반사파에 적용하면 급경사 해저면에 반사된 파는 외해측으로 전파해 간다고 하여

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \left[\frac{\partial \phi^s}{\partial x} + ia\phi^s \right] = 0 \dots\dots\dots (2.16)$$

쇄파대의 외해측 경계면에서는 파가 해안쪽으로만 전파해 간다는 것을 식(2.16)와 같이 표현하여

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial x} = ia\phi^s \quad \text{on } x = x_s \dots\dots\dots (2.17)$$

이때 x_s 는 쇄파대의 외해측 가상경계면을 나타낸다. 식(2.11)으로 표시된 입사파의 도포텐셜 $\phi^i(x,y)$ 이 주어지므로 입사방향에 따른 해변과의 상호관계는 식(2.13)~(2.17)의 경계치 문제로 해결할 수가 있다.

3. Green 函數의 適用

앞 절에서 식(2.13)~(2.17)로 정리한 경계치문제의 해는 Green함수를 도입하여 구할 수 있다. 해변의 정의된 구역내의 유체에 대하여 Green정리를 적용하고 해저면에서 2차원 파의 용출점분포(wave source distribution)로 ϕ^s (Shin, 1987)를 나타내어 쇄파대 경계면에서 방사조건을 도입하는 것으로 하여 다음과 같이 해를 정리할 수 있다.

$$\phi^s = \frac{1}{2\pi} \int_c f(\xi, \zeta) G(x, z; \xi, \zeta) dC \dots\dots\dots (3.1a)$$

여기서 $f(\xi, \zeta)$ 는 미지의 용출강성함수(source strength function)이고 $G(x, z; \xi, \zeta)$ 는 Green함수를 나타낸다. (ξ, ζ) 좌표계는 경계면에 할당된 용

출점(source)의 위치이고 (x, z) 좌표계는 유체속의 어떤 일반적인 점들을 나타내는데 적분은 해변경사면과 쇄파대의 가상경계면을 연결한 선을 따라 수행한다.

그러나 식(3.1a)은 미지의 함수 $f(\xi, \zeta)$ 를 포함하고 있으므로 우선 함수 $f(\xi, \zeta)$ 를 구하여야 한다. 경계상의 한점에서 법선방향의 미분을 구하고 경계면에서의 운동학적조건에 적용하여 다음과 같은 경계적분방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} f(x, z) + \frac{1}{2\pi} \int_c f(\xi, \zeta) \frac{\partial G(x, z; \xi, \zeta)}{\partial n(x, z)} dC \\ & = \frac{\partial \phi^i(x, z)}{\partial n} \dots\dots\dots (3.1b) \end{aligned}$$

여기서 $f(x, z)$ 는 용출의 세기(Lamb, 1932; Newman, 1977)를 나타낸다.

식(3.1b)를 용출강성함수에 대하여 푼 다음 경계상에서 한 점 혹은 유체영역내의 어떤 지점에서 ϕ^s 를 구할 수 있으며 이때 포함된 Green함수 $G(x, z; \xi, \zeta)$ 는 다음 경계치문제에 대한 해로 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \nabla^2 G(x, z; \xi, \zeta) - \omega^2 G(x, z; \xi, \zeta) = \delta(x - \xi) \delta(z - \zeta) \\ & \dots\dots\dots (3.2) \end{aligned}$$

$$\left[a - \frac{\partial}{\partial z} \right] G(x, 0; \xi, \zeta) = 0 \dots\dots\dots (3.3)$$

$$\begin{aligned} & \lim_{x \rightarrow -\infty} \left[\frac{\partial G(x, z; \xi, \zeta)}{\partial x} + iaG(x, z; \xi, \zeta) \right] = 0 \\ & \dots\dots\dots (3.4) \end{aligned}$$

여기서 $\delta(x - \xi) \delta(z - \zeta)$ 은 정의된 구역내의 고정된 점 (ξ, ζ) 에 위치한 Delta함수이다.

상기식 (3.2)~(3.4)을 만족하는 Green함수는 Haskind(1957)에 의해서 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned} G &= -K_0(\omega r) - K_0(\omega r^*) \\ &+ 2ae^{a(z+\zeta)} \int_{z+\zeta}^{\infty} e^{-\alpha x} K_0(\omega \sqrt{(x-\xi)^2 + \chi^2}) dx \\ &- i \frac{2\pi a}{\sqrt{a^2 - \omega^2}} e^{a(z+\zeta)} e^{i|x-\xi|\sqrt{a^2 - \omega^2}} \dots\dots\dots (3.5) \end{aligned}$$

로 주어지는데 여기서 $K_0(x)$ 는 0차2종수정Bessel 함수(modified Bessel function of the second kind of zero order), $K_0(x^*)$ 는 0차1종수정Bessel 함수를 나타낸다. r 과 r^* 은 각각 다음과 같다.

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2} \dots\dots\dots (3.6)$$

$$r^* = \sqrt{(x-\xi)^2 + (z+\zeta)^2} \dots\dots\dots (3.7)$$

식(3.5)의 두번째 항을 부분적으로 적분하고 Gauss-Laguerre 2차함수식을 사용하여 수치해석적으로 적분한 다음 Abramowitz와 Stegun(1964, 공식 5.144)에 의하여 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned} G(x,z; \xi, \zeta) = & -K_0(\omega r) - K_0(\omega r^*) \\ & - 2\omega \int_0^\infty e^{-\alpha x} \frac{(x+z+\zeta)}{R} \left[K_1(\omega r) - \frac{1}{\omega R} \right] dx \\ & - 2e^{a(z+\zeta)} R e^{i|a| x - \xi} E_1[a(z+\zeta) + ia|x+\xi|] \\ & - i \frac{2\pi a}{\sqrt{a^2 - \omega^2}} e^{a(z+\zeta)} e^{i|x-\xi|\sqrt{a^2 - \omega^2}} \dots\dots (3.8) \end{aligned}$$

여기서 E_1 은 지수적분함수(exponential integral function)를 가리킨다.

식(3.8)는 식(5.4)를 통하여 β_j 를 평가하기 위한 $G(x,z; \xi, \zeta)$ 를 결정하는데 수치해석적으로 사용되었고 무한적분은 15점 Gauss-Laguerre 2차공식(Salzer and Zucker, 1949)을 사용하여 매우 효과적으로 평가할 수 있다.

또한 식(3.1a)과 (3.5)는 Helmholtz 방정식 식(2.13), 자유표면 경계조건 식(2.15) 및 외해방향 방사조건 식(2.16)을 만족할 뿐만 아니라 해변경사면에서의 운동학적 경계조건 식(2.14)과 쇄파대에서의 투과조건 식(2.17)을 만족하여야 한다.

해변경사면과 쇄파대의 가상경계면을 Fig. 3.1과 같이 C_b, C_r 이라 하면 각각의 경계조건 식(2.14), (2.17)는 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi^i}{\partial n} = - \frac{1}{2\pi} \int_{C_b} f(\xi, \zeta) \frac{\partial G(x,z; \xi, \zeta)}{\partial n} dC \dots\dots\dots (3.9)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{C_r} f(\xi, \zeta) \frac{\partial G(z,z; \xi, \zeta)}{\partial x} dC$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{C_r} i a f(\xi + \zeta) G(x,z; \xi, \zeta) dC \dots\dots (3.10)$$

로 정리할 수 있는데 (ξ, ζ) 는 각각 C_b 와 C_r 상에서의 점을 가리킨다. 식(2.12)~(2.17)로 표현된 경계치문제에 대한 해는 Fig. 3.1의 경계면 C_b, C_r 을 따라 적분의 형태인 식(3.1a)로 해결할 수 있으며 경계면을 따라 용출점강도분포(source strength distribution)는 식(3.9)와 (3.10)의 적분방정식으로 정의되므로 식(3.9)와 (3.10)을 이용하여 효과적인 수치해석을 행할 수 있다.

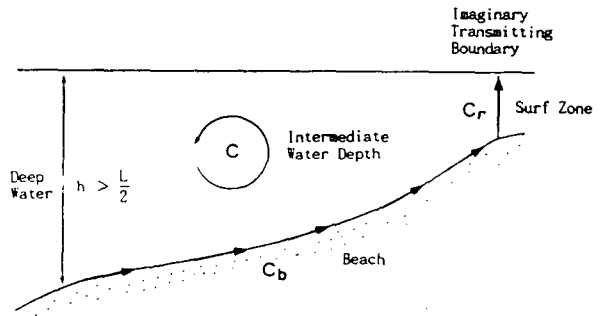


Fig. 3.1 Path of boundary contour integration

4. 波浪荷重의 파라메타 算定

여기서는 파랑과 해저면의 상호작용에 관한 동력학적 및 운동학적인 여러가지 파라메타를 선정하여 나중에 수치해석적으로 분석 및 평가를 하기 위함이다. 이러한 파라메타는 OTEC설비, 원전의 냉각수용 pipe, 기타 석유시추구조물, 하수처리장 등으로 부터 외해로 폐수의 배출을 위한 pipe 등 대규모의 직경 pipe 구조물에 영향을 미치는 파랑에 의한 힘을 평가하기 위한 입력자료나 해저공간이용 및 해역제어 등에 이용될 수 있기 때문이다.

4.1 自由表面 및 反射係數

자유표면의 변화는 식(2.4)와 같이 ζ 로 나타내는데 이를 식(4.6)로 대치하면

$$\zeta \frac{2}{\tilde{H}} = \text{Re}[\zeta^0 e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.1a)$$

무차원복소 자유표면 ζ^0 는

$$\zeta^0 = -a[\phi^i(x,0) + \phi^s(x,0)] \dots\dots\dots (4.1b)$$

반사계수는 반사파의 파고 \tilde{H}_r 을 입사파의 파고 \tilde{H}_i 로 나눈 비로 정의하면 $\lim_{x \rightarrow -\infty} \tilde{H}_r$ 을 유도하여 주어진 입사파를 적용하여 구할 수 있다. 해저면에 반사하여 방사된 파로 인한 해면변화는 식(4.1b)에서 $\phi^i=0$ 로 두어 극한치를 취하면 된다. 즉

$$\zeta^0 = \lim_{x \rightarrow -\infty} [-a\phi^s(x,0)] \dots\dots\dots (4.2)$$

여기서

$$\phi^s(x,0) = \frac{1}{2\pi} \int_c f(\xi, \zeta) G(x,0; \xi, \zeta) dC \dots\dots\dots (4.3)$$

식(3.5)로 표시된 $G(x,z; \xi, \zeta)$ 의 값은 x 가 $-\infty$ 로 접근할 때 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} G(x,0; \xi, \zeta) = -i \frac{2\pi a}{\sqrt{a^2 - \omega^2}} e^{a\zeta} e^{i|x-\xi|\sqrt{a^2 - \omega^2}} \dots\dots\dots (4.4)$$

따라서 식(4.2), (4.3) 및 (4.4)를 조합하여 반사계수를 식(4.5)와 같이 정리할 수 있다.

$$K_r = |\zeta^0| = \frac{a^2}{\sqrt{a^2 - \omega^2}} \left| \int_c f(\xi, \zeta) e^{i\sqrt{a^2 - \omega^2} \xi} e^{a\zeta} dC \right| \dots\dots\dots (4.5)$$

4.2 波壓, 速度 및 加速度場

파와 해면의 상호작용에 따른 식(2.7), (2.9) 및 (2.10)을 이용하여

$$\Phi = \text{Re} \left[i \frac{ag\tilde{H}}{2\sigma} (\phi^i + \phi^s) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.6)$$

유체가 비회전비정상인 경우 Bernoulli방정식은

$$\frac{P}{\rho} + \Phi_t + \frac{1}{2} [\Phi_x^2 + \Phi_y^2 + \Phi_z^2] + g\tilde{z} = 0 \dots\dots\dots (4.7)$$

이를 선형화하고 정압력성분을 무시하면 동압력성분은

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \dots\dots\dots (4.8)$$

따라서 무차원의 파압상수는

$$\frac{P}{\left[\frac{\rho g \tilde{H}}{2} \right]} = \text{Re} \left[-a(\phi^i + \phi^s) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.9)$$

식(4.9)에서 $\exp(\omega y - \sigma t)$ 와 관련하여 t 와 y 에 따라 압력 및 기타의 제 요소가 변화하므로 복소공간의 파압상수 $p(x,z)$ 를 정의할 필요가 있다.

$$\frac{P}{\left[\frac{\rho g \tilde{H}}{2} \right]} = \text{Re} \left[p(x,z) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.10)$$

여기서

$$p = -a(\phi^i + \phi^s) \dots\dots\dots (4.11)$$

한편, 유체입자의 속도는 속도포텐셜을 $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ 로 미분하여 정의할 수 있으므로 (x,y,z) 방향의 속도성분(u,v,w)을 나타내면

$$\begin{aligned} u(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) &= \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \\ &= \text{Re} \left[i \frac{ag\tilde{H}}{2a\sigma} (\phi_x^i + \phi_x^s) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.12a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) &= \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{y}} \\ &= \text{Re} \left[-\frac{ag\tilde{H}\omega}{2a\sigma} (\phi_y^i + \phi_y^s) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.12b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) &= \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} \\ &= \text{Re} \left[i \frac{ag\tilde{H}}{2a\sigma} (\phi_z^i + \phi_z^s) e^{i(\omega y - \sigma t)} \right] \dots\dots\dots (4.12c) \end{aligned}$$

이를 무차원화하여 정리하면

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \frac{2\tilde{a}\sigma}{g\tilde{H}} = R_c[\varphi_x e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.13a)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{y}} \frac{2\tilde{a}\sigma}{g\tilde{H}} = R_c[\varphi_y e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.13b)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} \frac{2\tilde{a}\sigma}{g\tilde{H}} = R_c[\varphi_z e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.13c)$$

여기서 무차원복소 속도성분 ($\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$)는 다음과 같다.

$$\varphi_x = ia(\phi_x^i + \phi_x^s) \dots\dots\dots (4.14a)$$

$$\varphi_y = -a\omega(\phi_y^i + \phi_y^s) \dots\dots\dots (4.14b)$$

$$\varphi_z = -ia(\phi_z^i + \phi_z^s) \dots\dots\dots (4.14c)$$

가속도성분은 속도성분의 시간미분으로 되므로 식(4.13a)~(4.13c)를 시간미분하고 (x, y, z)방향의 가속도성분을 각각 (A_x, A_y, A_z)로 표시하면

$$A_x \frac{2\tilde{a}}{g\tilde{H}} = R_c[a_x e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.15a)$$

$$A_y \frac{2\tilde{a}}{g\tilde{H}} = R_c[a_y e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.15b)$$

$$A_z \frac{2\tilde{a}}{g\tilde{H}} = R_c[a_z e^{i(\omega y - \sigma t)}] \dots\dots\dots (4.15c)$$

여기서 무차원복소 가속도성분 (a_x, a_y, a_z)는 다음과 같다.

$$a_x = a(\phi_x^i + \phi_x^s) \dots\dots\dots (4.16a)$$

$$a_y = ia\omega(\phi_y^i + \phi_y^s) \dots\dots\dots (4.16b)$$

$$a_z = a(\phi_z^i + \phi_z^s) \dots\dots\dots (4.16c)$$

5. 數值計算方法

수치계산은 용출강력함수에 대한 식(3.12)와 (3.13)을 해저면의 경계상에서 이산화하여 경계요소법(boundary element method)으로 해석(Brebbia and Walker, 1980)하고자 한다. 따라서 일차적으로 함수 $f(\xi, \zeta)$ 만 주어지면 식(3.1a)과 같이 표시된 속도포텐셜과 기타 연구해역의 특성을

평가할 수 있는 것이다.

수치계산의 초기단계로 Fig. 5.1과 같이 해변경사면과 가상의 쇠파대경계면에서 C_b, C_r 로 된 C 면을 N 개의 직선성분(straight segment) 즉, 요소(element) $\Delta C_i(i=1,2,\dots,N)$ 로 나누고 절점(node)를 각 요소중앙절점(mid-element node)에 두면 경계는 N 개의 요소로 분할되고 식(3.9)와 (3.10)는 다음 식(5.1)과 (5.2)로 이산화시킬 수 있다.

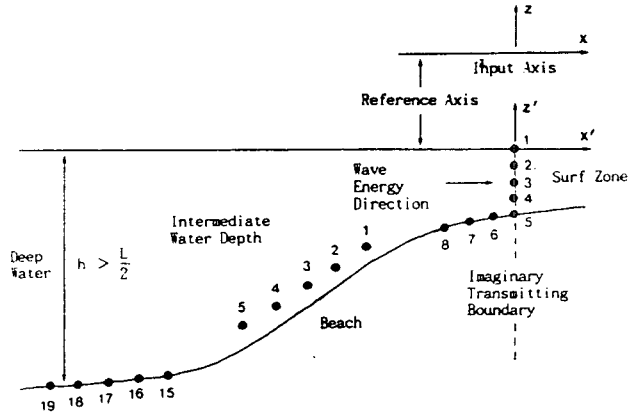


Fig. 5.1 Discretization of the beach surface and the imaginary radiation boundary

$$\alpha_{ij} f_j = \left[-\frac{\partial \phi^i}{\partial n} \right]_i, \quad i=1,2,\dots,N_b, \quad j=1,2,\dots,N \dots\dots\dots (5.1)$$

$$(\alpha_{ij} - ia\beta_{ij}) f_j = 0, \quad i=N_b+1,\dots,N, \quad j=1,2,\dots,N \dots\dots\dots (5.2)$$

식(5.1)에서 첨자 i (절점)는 N_b 에 이를 때까지 해변경사면(bottom boundary) C_b 에 대하여 분포되고 식(5.2)에서 첨자 i 는 N_b+1 에서 N 까지 쇠파대의측 가상경계면(radiation boundary) C_r 에 대해 분포된다. j (요소)는 해변경사면(C_b)과 가상경계면(C_r)을 합한 전체경계면을 나타낸다.

함수 $f(\xi, \zeta)$ 는 j 번째의 용출강성값(source strength value)을 나타내는데 이는 j 번째 절점을 포함하는 선분에 대해 일양한 것으로 근사화한다. 따라서, 매트릭스 요소 α_{ij} 와 β_{ij} 를 각각 정의하면 다음과 같다.

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta C_j} \frac{\partial G(x_i, z_i; \xi, \zeta)}{\partial n} dC \dots\dots\dots (5.3)$$

$$\beta_{ij} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta C_j} G(x_i, z_i; \xi, \zeta) dC \dots\dots\dots (5.4)$$

수치해석적인 관점에서 볼 때 중요한 부분은 α_{ij} 와 β_{ij} 를 효율적으로 평가하는 것이다. 이것에는 두가지 지적해야 할 점이 있는데 먼저 식(3.5)의 $K_0(x)$ 는 x 가 0에 접근함에 따라 log함수적으로 유일하다는 것이다. 따라서, 식(5.3)과 (5.4)에서의 이 두값을 평가할 때 특별한 고려가 필요하다. 다음으로는 식(3.5)에 수치해석적인 방법으로 평가하여야 하는 부정적분을 포함하고 있는 점이다.

처음의 문제점은 절점이 j 번째 panel의 부근에 위치할 때 발생하는데 이는 제2종수정Bessel함수로 표시하여 해결할 수가 있다.

$$K_0(r) = - \left[K_0(r^*) \ln \left[\frac{r}{2} \right] \right] + K^*(r) \dots\dots\dots (5.5)$$

여기서 $K_0(r^*)$ 은 제1종수정Bessel함수를, $K^*(r)$ 은 규칙함수를 나타낸다.

x 가 0에 접근하면 $K_0(x^*)$ 는 1에 접근하기 때문에 식(5.5)는 $K_0(x)$ 가 log함수적으로 유일하고 따라서 식(5.4)를 사용하여 β_{ij} 를 평가할 때에는 i 가 j 에 접근함에 따라 특별한 고려를 할 필요가 있는 것이다. 또, α_{ij} 를 평가할 때에도 식(5.3)에 나타난 바와 같이 식(5.5)의 수직방향 미분을 ΔC_j 선분에 대해 적분한 값이 필요하다.

식(5.5)의 미분함수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_0(r)}{\partial n} &= K_0(r^*) \frac{\partial [\ln(r)]}{\partial n} + K_1(r^*) \ln(r) \frac{\partial r}{\partial n} \\ &+ K^*(r) \frac{\partial r}{\partial n} \dots\dots\dots (5.6) \end{aligned}$$

$$K_0'(r^*) = K_1(r^*)$$

따라서 유일항 $\ln(r)$ 과 $\partial[\ln(r)]/\partial n$ 을 포함한다. 식(5.5)와 (5.7)을 사용하여 식(5.3)과 (5.4)를 평가함에 있어서 규칙함수인 $\ln(r)$ 과 $\partial[\ln(r)]/\partial n$ 의 계수는 $\ln(r)$ 과 $\partial[\ln(r)]/\partial n$ 을 적분기호 밖에

두고 ΔC_j 간격의 중간점에서 평가된다.

Fig. 5.2에서 표시한 바와 같이 ΔC_j 선분에 관계시킨 국부좌표계 (x', y') 을 사용하여 $\ln(r)$ 을 적분하면

$$\begin{aligned} \int_{\Delta C_j} \ln(r) dC &= x'_i \ln(r_{ij}) - (x'_i - x'_{j+1}) \ln(r_{ij+1}) \\ &+ y'_i \left[\tan^{-1} \left(\frac{x'_i}{y'_i} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x'_i - x'_{j+1}}{y'_i} \right) \right] \\ &\dots\dots\dots (5.7) \end{aligned}$$

이때 국부좌표계는 범좌표계를 사용(Daoud, 1975)하면 식(5.9)와 같다.

$$\begin{aligned} x' &= (x - x_j) \cos \alpha_j + (y - y_j) \sin \alpha_j \dots\dots\dots (5.8) \\ y' &= -(x - x_j) \sin \alpha_j + (y - y_j) \cos \alpha_j \end{aligned}$$

여기서 r_{ij} 는 점 i 에서 j 까지의 거리로 정의된다.

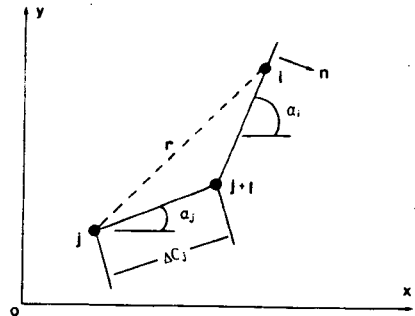


Fig. 5.2 Coordinate used in treating the logarithmic singularity

또한 $\partial[\ln(r)]/\partial n$ 에 대해서도 식(5.9)와 같이 이를 쉽게 적용할 수 있다.

$$\begin{aligned} \int_{\Delta C_j} \frac{\partial [\ln(r)]}{\partial n} dC &= \sin(\alpha_i - \alpha_j) \ln \left[\frac{r_{ij}}{r_{ij+1}} \right] \\ &+ \cos(\alpha_i - \alpha_j) \left[\tan^{-1} \left(\frac{x'_i - x'_{j+1}}{y'_i} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x'_i - x'_j}{y'_i} \right) \right] \\ &\dots\dots\dots (5.9) \end{aligned}$$

여기서 α_i, α_j 는 점 ij 에서 각도를 나타낸다.

y'_i 가 0에 접근할 때 식(5.10)은 주의하여 평가하여야 한다. 이 예에서 선분 ΔC_j 밖에 점 i 가 놓이면 $\tan^{-1}(\)$ 의 값은 없어지나 y'_i 가 유체속에서 이 선분으로 접근해 오면 $\tan^{-1}(\)$ 값은 π 에 가

가와 진다. 따라서, $i=j$ 이고 $\cos(\alpha_i - \alpha_j) = 1.0$ 이 되는 때의 식(5.3)에 대한 평가로 식(5.9)에서 2번째 항의 기여는 π 임에 주의하여야 한다. 그러므로, $\frac{1}{2}f(x,y)$ 를 log함수의 유일성에 대한 미분을 표시하도록 식(5.1)과 (5.2)의 좌측항에 공히 포함시켰다.

이와 같은 해석적 적분의 결과는 컴퓨터 프로그램에서 α_{ij} 와 β_{ij} 를 평가하는데 뿐만 아니라 점 i 가 점 j 에 접근하는 경우에도 사용된다. $G(x,y; \xi, \zeta)$ 와 $\partial G/\partial n$ 에서 log 함수의 유일성이외의 항은 유체영역전체에 대하여 규칙적이다. 따라서, 선분 C에 대한 적분은 선분(segment)의 중앙절점(middle node)에서 단순히 적분소(integrand)를 평가하고 ΔC 를 곱함으로 근사화 할 수 있다. 이때 나눈 선분의 길이가 짧아 질수록 어느 일정한 값에 확실히 수렴하게 된다.

식(3.5)로 주어진 Green함수는 극한($+\infty$)에 대한 적분을 포함하고 있는데 이는 직접적으로 수치해석을 행하지 않고 $G(x,y; \xi, \zeta)$ 를 변형시킨 형태로 수치해석을 행한다.

식(3.1b)의 경계적분방정식은 경계상의 각 용출점의 좌표 (ξ, ζ) 에서 이산화한 일련의 선형대수 방정식으로 근사하여 다음과 같이 매트릭스 요소 α_{ij} 와 β_{ij} 를 포함하는 형태로 나타낼 수 있다 (Brebbia, 1985).

$$\frac{1}{2} f_i + \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} f_j = \sum_{j=1}^N \beta_{ij} q_j \dots\dots\dots (5.11)$$

여기서 $q_i = (\partial\phi/\partial n)_i$ 이고 N 은 경계요소의 수이다. 식(5.11)의 계수 매트릭스 α_{ij} 에 1/2항을 포함시키면 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^N a_{ij} f_j = \sum_{j=1}^N \beta_{ij} q_j \dots\dots\dots (5.12)$$

각 용출점에서 위의 식을 적용하여 매트릭스 표시를 사용하여 정리하면 식(5.13)과 같다.

$$[\alpha]\{f\} = [\beta]\{q\} \dots\dots\dots (5.13)$$

벡터 f 와 q 는 경계를 따라 f_j 와 q_j 의 값을 포함하며 식(5.13)에 경계상에서 주어진 q 값(경계조건)를 대입하여 미지의 $f(\xi, \zeta)$ 값을 구할 수 있다.

6. 計算結果 및 考察

6.1 海底傾斜變化에 따른 反應

해저에 잠겨있는 방파제 또는 양빈공 등의 주위에는 해변의 경사에 의한 수립자의 속도 및 가속도, 해면변화, 반사계수, 파압의 변화 어떻게 일어날 것인가에 대하여 수치실험의 결과를 살펴보기로 한다. 해변의 측면 입력자료는 Fig. 6.1에서 보인 바와 같이 수심 10~80m 사이의 근사화한 해저경계면을 입력하고 10m 수심지역에서 방사조건을 도입하였다.

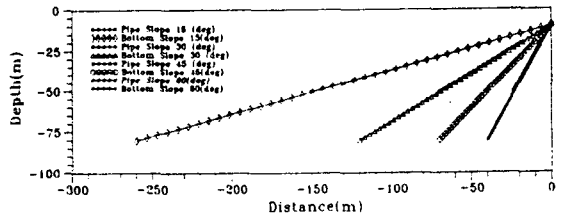


Fig. 6.1 Profile for computer simulation

해저경계면의 용출선분(source segment)은 각 case별로 약 2~8m 정도로 일양하게 잡았고 방사경계면은 5구간으로 하여 전체 45구간으로 설정하였다. 컴퓨터 시뮬레이션은 주기 6sec~15sec의 파로 여러방향의 입사각에 대하여 시행하였다. 특히 관심을 갖게하는 결과는 해변을 따라 설치된 구조물을 통과할 때 파압, 속도 및 가속도성분의 변화이다. Fig. 6.1에서 운동학적인 계산지점은 수심 약 20~50m 지점으로 이때 해저경사면으로부터 약 1m 떨어진 수중의 지점이다.

시뮬레이션의 결과는 해저경사를 15°, 30°, 45°, 60°별로 입사각에 대하여 (x, y, z)방향의 속도와 가속도, 파압, 파고비, 반사계수를 Fig. 6.2~Fig. 6.13과 같이 나타내었다. Fig. 6.1에서 파의 속도, 가속도의 측정점은 수심이 각각 상부(top)-20m, 중간(middle)-33m, 하부(bottom)-50m인 지점이며 자유표면의 변화는 같은 지점이나 좌표계에서 해저면의 경사에 따라 수평방향의 거리가 다른 점이다.

또한 수치실험의 결과 경계요소의 간격은 대략 파장의 1/10이하 정도가 적합하고 이를 초과할

경우 해석의 결과가 발산하게 됨을 알았다. 그러나 경사가 완만한 해저면이나 심해지역의 경우에는 이에 영향을 받지 않았다.

그래프에 나타난 여러가지 파라메타들은 모두 무차원화한 최대값으로 자유표면은 $\tilde{H}/2$, 파압은 $\rho g \tilde{H}/2$, 속도는 $g\tilde{H}/2a\delta$, 가속도는 $g\tilde{H}/2\delta$ 를 나누었고 위상항은 분리한 것이다. 따라서 실제의 값은 이들 factor를 곱하여 구할 수 있다. 이 중에서 속도와 가속도항은 90°의 위상차를 갖지만 크기는 같게 나타난다.

수치실험의 결과 (x, y, z)방향의 속도와 가속도, 파압, 파고비, 반사계수는 다음과 같은 특성을 나타내었다.

Fig. 6.2~Fig. 6.5는 해저경사가 15°, 30°, 45°, 60°인 경우에 입사파향에 대한 구조물의 top, middle, bottom 부분에서의 (x, y, z)방향의 속도 및 가속도를 나타낸 것이다.

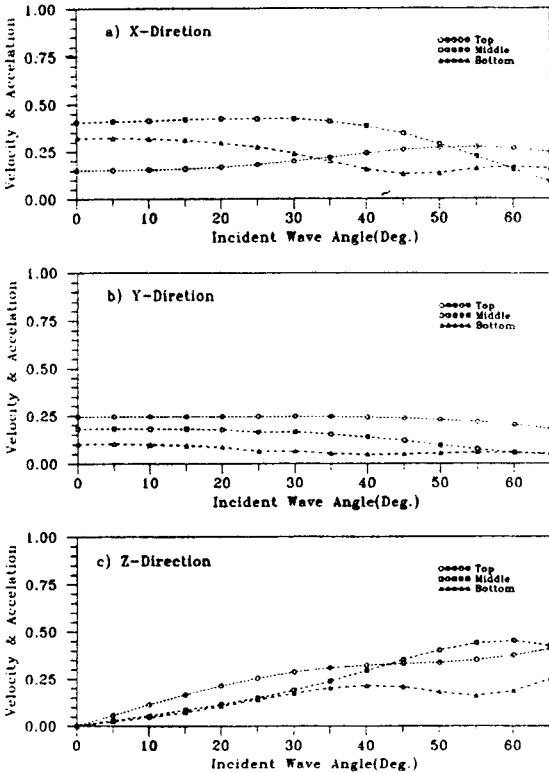


Fig. 6.2 Magnitude of dimensionless velocity and acceleration (Bottom slope = 15°, T = 10sec)

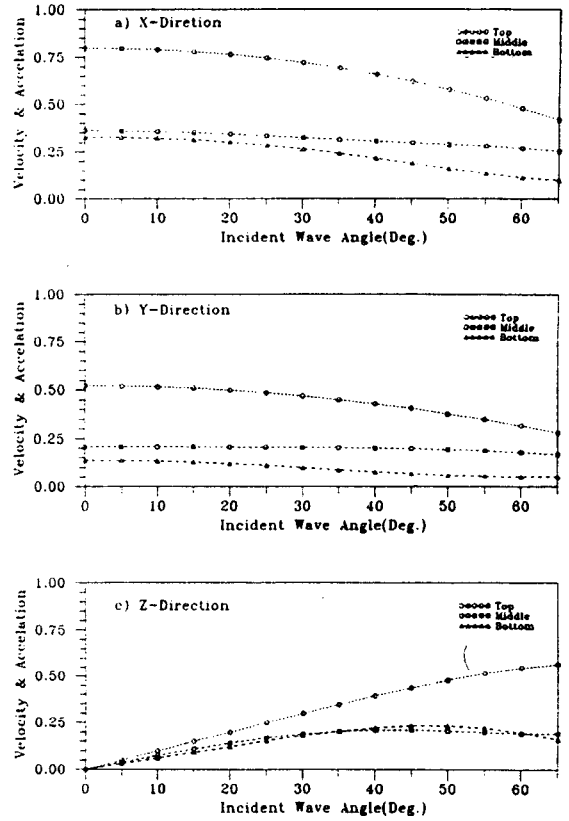


Fig. 6.3 Magnitude of dimensionless velocity and acceleration (Bottom slope = 30°, T = 10sec)

x, y방향의 속도 및 가속도는 해저경사가 완만한 15°보다 급한 30°, 45°, 60°인 경우에 비교적 크게 나타났으며 특히 구조물의 top부분에서는 파향별로 2배 또는 2배 이상 큰 값을 나타내었다.

z방향의 속도 및 가속도성분은 동일한 해저경사인 경우 입사각이 커짐에 따라 증가하였고 또한 해저경사가 완만한 15°보다 급한 30°, 45°, 60°인 경우 입사파향이 45°~65° 부근에서 구조물의 top부분의 속도 및 가속도가 약 2배 정도 크게 나타났다. 대체로 x, y, z방향의 속도 및 가속도는 해저경사가 완만한 경우보다 급한 경우에 크게 나타나며 동일한 해저경사에서 입사각이 커짐에 따라 x, y방향의 속도 및 가속도는 감소하며 z방향의 속도 및 가속도는 증가함을 알 수 있다.

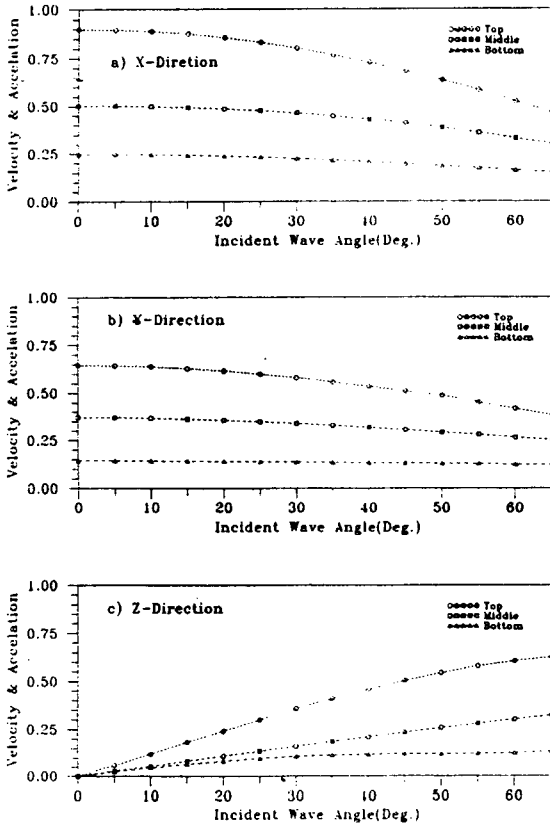


Fig. 6.4 Magnitude of dimensionless velocity and acceleration
(Bottom slope=45°, T=10sec)

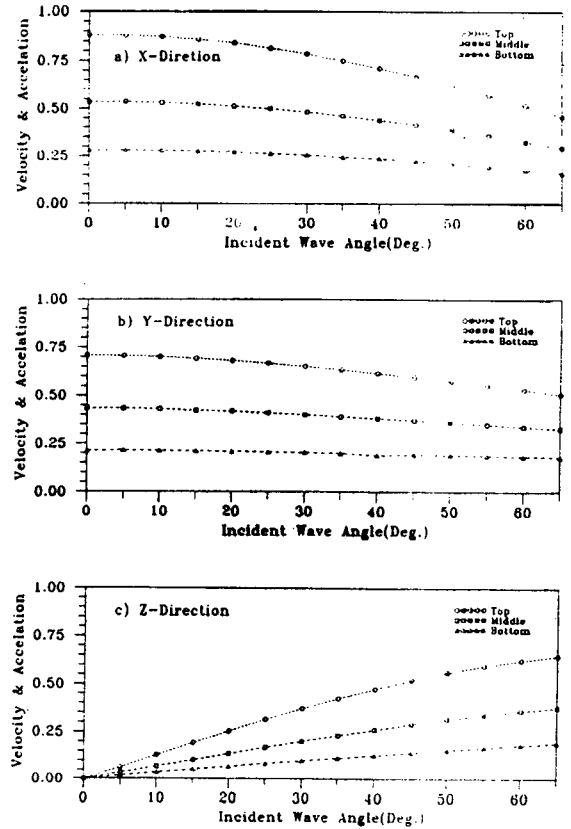


Fig. 6.5 Magnitude of dimensionless velocity and acceleration
(Bottom slope=60°, T=10sec)

Fig. 6.6, Fig. 6.7은 해저경사면이 15°, 30°, 45°, 60°인 경우에 입사각에 따른 구조물의 top, middle, bottom 부분에서 무차원자유해면의 변화를 나타낸 것이다. 해저경사가 완만한 15°인 경우는 입사파향별로 변화가 다소 있으며 해저경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우는 입사파향에 대한 해면변화는 아주 작아서 top, middle, bottom에서 비교적 일양한 분포를 보이고 있다. Thijssse

(Bruun, 1976)의 실험에 의하면 해저경사가 약 45°인 경우 파고비는 1.0 정도로 측정하였는데 수치 실험에서는 해저경사가 45°이고 입사각이 0°일 때 구조물의 Top에서 약 1.15로 약간 증폭되어 나타났다. 그러나 Thijssse의 실험은 경사가 다소 거친 경우에 행하여 졌으므로 거친 경사면이 어느정도 소파효과를 나타내었다고 본다면 수치실험의 결과는 타당하다고 볼 수 있다.

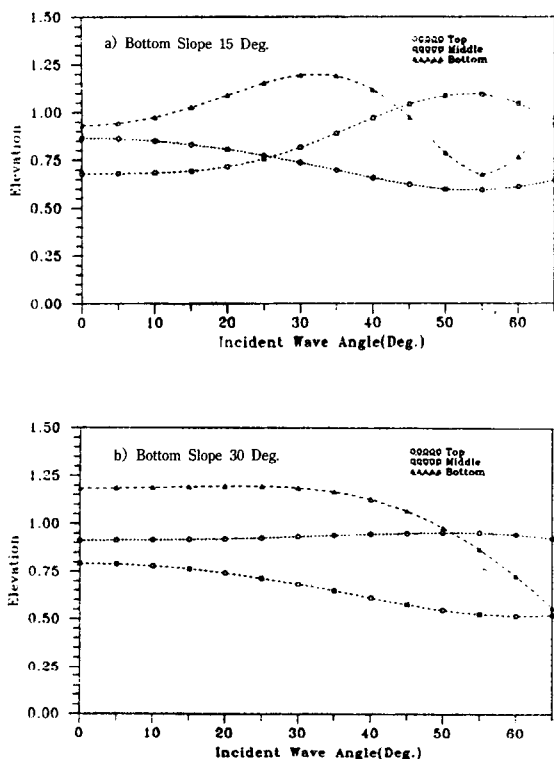


Fig. 6.6 Dimensionless free surface elevation with respect to incident wave angle (Bottom slope a : 15°, b : 30°, T=10sec)

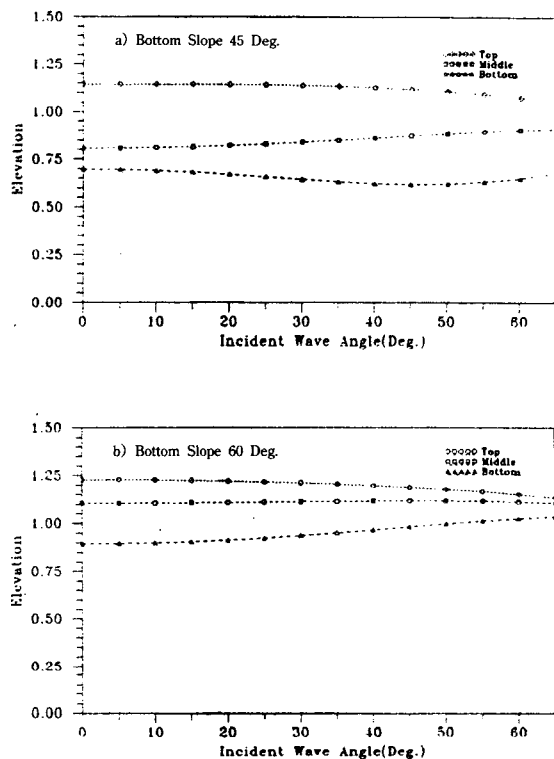


Fig. 6.7 Dimensionless free surface elevation with respect to incident wave angle (Bottom slope a : 45°, b : 60°, T=10sec)

Fig. 6.8은 해저경사가 15°, 30°, 45°, 60°인 경우에 주기에 따른 반사계수의 변화를 나타낸 것이다. 동일한 해저경사, 입사각에서는 주기가 커짐에 따라 반사계수도 점차 증가함을 알 수 있다. Fig. 6.9는 해저경사가 15°, 30°, 45°, 60°인 경우에 입사각에 따른 반사계수를 나타낸 것이다. 해저경사가 완만한 15° 경우 입사파향에 대한 반사계수는 변화가 거의 없었으나 해저경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우에는 입사각이 커짐에 따라 반사계수는 증가하고 있음을 알 수 있다.

Battjes(1974)는 해안에서 파형구배의 평방근, $(H/L)^{0.5}$ 에 대한 경사구배의 비를 변수로 하여 반사율을 실측하여 surf similarity parameter(首蘇, 1979)를 유도하였다. Battjes의 측정치에 의하면 해저경사가 17°인 경우 파랑의 주기가 15sec정도가 되면 반사계수가 0.75정도까지 커지기도 하였

으나 대체로 0.1~0.65인 것으로 실측하였다.

Booij(1983)는 타원근사법(parabolic approximation)에 근거한 이론을 발전시켜 해저경사가 11.30°~80.53° 사이의 몇가지 경우에 대하여 반사계수를 계산하였는데 해저경사가 약 17°정도인 경우 반사계수는 0.21 정도임을 알았다. 또한 Massel(1989)는 완경사방정식을 이용한 수치모델로 반사계수를 계산하였다. Massel의 수치실험에 의하면 해저경사가 17°인 경우 반사계수는 약 0.17 정도를 나타내어 Booij(1983)의 계산결과와 유사함을 나타내었다.

본 수치실험의 결과, 해저경사가 15°이고 주기가 7~15sec에서 반사계수는 0.12~0.39 사이에 분포하여 Battjes의 관측치보다 다소 작은 값을 나타내었으나 Booij와 Massel의 수치계산 결과와 잘 일치함을 보여주고 있다.

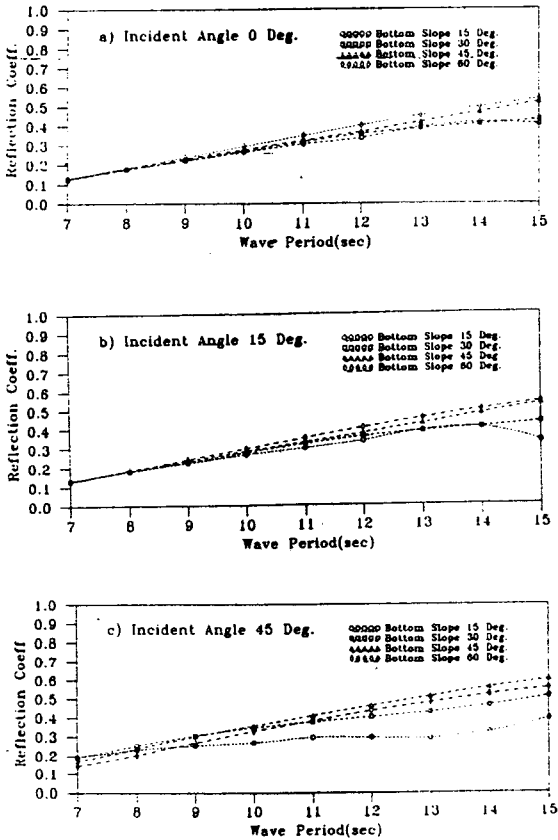


Fig. 6.8 Reflection coefficient with respect to wave period

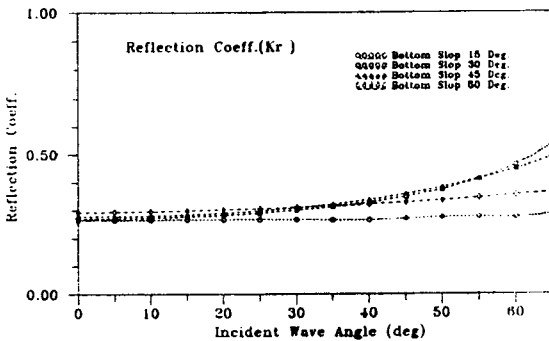


Fig. 6.9 Reflection coefficient with respect to incident wave angle and bottom slope (T=10sec)

Table 6.1 Reflection coefficient continuous impermeable slopes

(Smooth bottom)

Investigator	Slope Angle	R=H _R /H _I	h/L
Look Lab(1:1.5)	33°41'	0.54	0.1
Healey(1953)	34°	0.7	0.125
Shoemaker and Thijss(1953)	34°	0.67	0.175
Look Lab(1:1.3)	18°40'	0.65	0.1
Healey	19°	0.55	0.125
Shoemaker and Thijss	19°	0.33	0.175
Straub,et al.(1957)	15°	0.65	0.135

Table 6.2 Reflection coefficient continuous impermeable slopes

(Rubble mound)

Investigator	Slope Angle	R=H _R /H _I	h/L
Look Lab	18°41'	0.19	0.1
Look Lab	18°41'	0.13	0.125
Look Lab	18°41'	0.05	0.175
Straub(1957)	19°	0.16	0.135~0.17

Table 6.1, Table 6.2(Shoemaker and Thijsses, 1949 ; Healey, 1954 ; Straub, 1957 등)은 해저경사가 주로 18°~34°인 경우 상대수심과 반사계수에 관한 여러학자들의 실험치이며 입사각이 0°(수직방향으로 입사)인 경우에 관한 실험의 결과를 나타낸다.

수치실험의 결과 해저경사가 15°, 30°인 경우 0.28정도를 나타내었는데, 이는 smooth한 해저면에서 수리실험한 값보다 다소 낮았으나, 이들 관측치에 접근하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6.10과 Fig. 6.11은 해저경사가 15°, 30°, 45°, 60°인 경우 입사파향에 따른 구조물의 top, middle, bottom 부분에서의 파압의 변화를 나타낸 것이다. 대체로 top 부분의 파압이 middle, bottom 부분보다 큰 값으로 나타났으며 해저경사가 완만한 15°인 경우는 입사파향에 따른 변화를 뚜렷이 나타내고 있다.

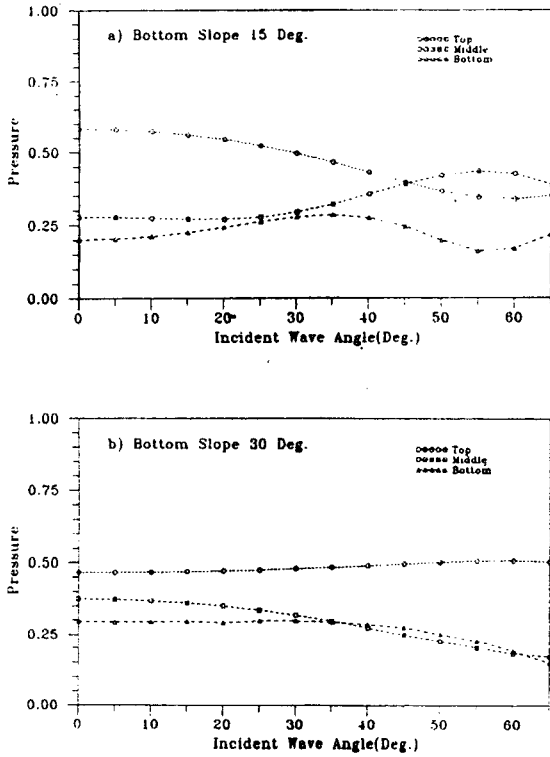


Fig. 6.10 Dimensionless dynamic pressure with respect to incident wave angle (Bottom slope a : 15°, b : 30°, T=10 sec)

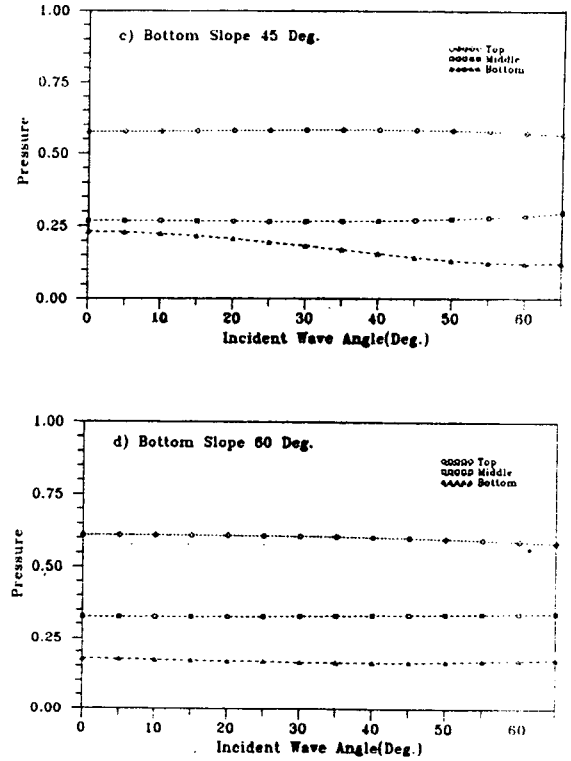


Fig. 6.11 Dimensionless dynamic pressure with respect to incident wave angle (Bottom slope a : 45°, b : 60°, T=10 sec)

그러나 해저경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우는 입사파향에 따라 큰 변화를 보이지 않고 있다.

김(1986)은 수조실험에서 직립제 전면의 경사면이 45°인 경우에 파압이 0.4~0.57 정도로 관측하였다. 또한, Hiroshi(Bretschneider, 1976)는 수심이 9m이고 해저경사가 1/100인 거의 평평한 해저면에 설치된 높이 11.2m, 지름 16m의 원통형의 구조물전면에서 파압을 0.2~0.6으로 실측하였다. 본 수치실험에서는 해저경사면이 45°인 경우 구조물의 top부근에서 0.57정도를 나타내어 이들

실험치 및 실측치와 비교적 잘 일치하고 있다.

Fig. 6.12와 Fig. 6.13은 해저경사가 15°, 30°, 45°, 60°이고 입사각이 0°, 45°인 경우에 파향별로 주기와 수심에 대한 파압의 변화를 나타낸 것이다. 단주기파랑일 경우에는 수심에 대한 파압의 감쇄효과가 뚜렷하였으나 주기가 커질수록 파압의 감쇄효과는 감소하였다. 동일한 해저경사, 주기인 경우 입사파향이 0°(수직방향으로 입사)인 경우가 입사파향이 45°인 경우보다 수심별로 파압이 크게 나타났다.

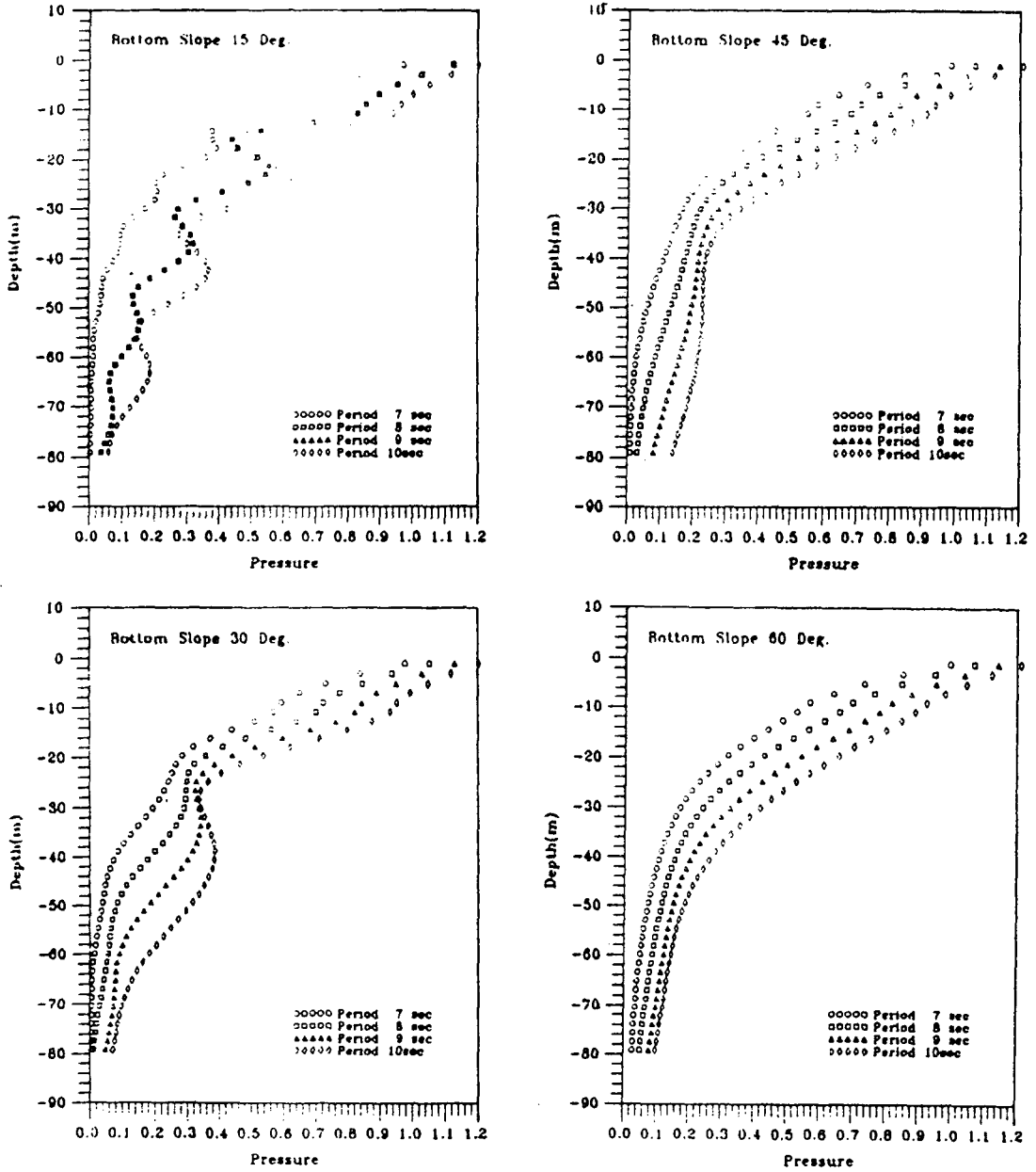


Fig. 6.12 Distribution of dimensionless dynamic pressure with respect to water depth
(Incident wave angle 0°)

한편, 해저경사가 완만한 15°인 경우 각 주기별로 수심에 대한 파압은 변화가 심하였다. 해저경사가 비교적 급한 30°인 경우는 수심에 따른 기

복을 다소 나타내었으나 해저경사가 매우 급한 45°, 60°인 경우는 수심에 대하여 규칙적인 분포를 보였다.

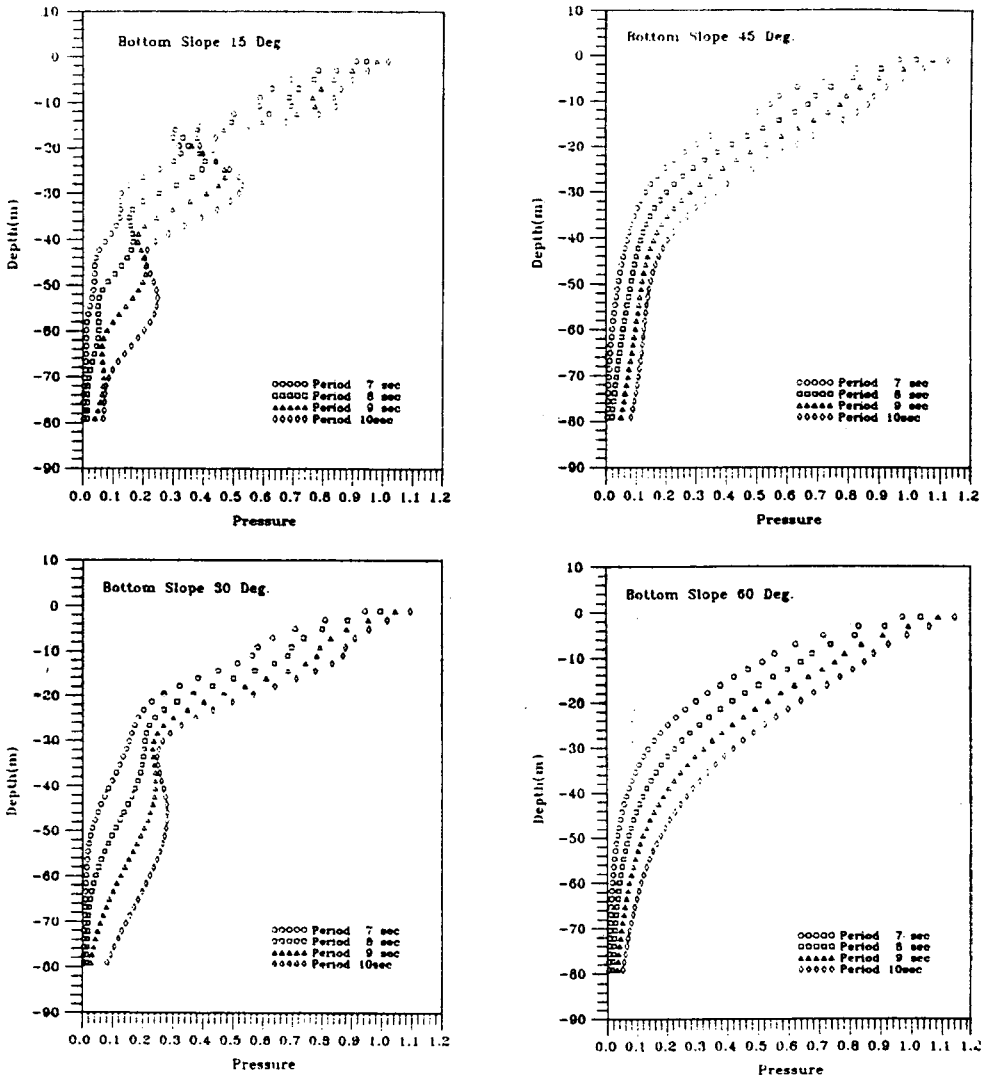


Fig. 6.13 Distribution of dimensionless dynamic pressure with respect to water depth (Incident wave angle 45°)

6.2 OTEC site에서의 反應

모델의 응용은 NOAA(National Oceanic and Atmospheric Administration)에서 길이 21.3m, 직경 2.5m의 fiber reinforced pipe를 수심 약 30m인 지점에 설치하여 장래 OTEC pipe 설계에 필요한 자료를 수집하고 있는 project에 대하여 수행하였다.

수치모델에 도입된 해저단면과 구조물의 위치는 Fig. 6.14와 같다. Fig. 6.14에서 보인 바와 같이 해저면의 경사가 37°이고 OTEC pipe는 해저경사면과 평행하게 3m 위에 위치하도록 하였으며, 수심 0~80m 사이의 근사화한 해저경사면을 입력하고 수심 10m 지점에서 방사조건을 도입하였다. 해저경계면의 용출선분(source segment)은 2~8

m 정도로 취하고 방사경계면을 5구간으로 하여 전체 68구간으로 나누었다. 수치실험은 주기가 6~10sec인 파에 대하여 입사각을 여러각도로 하여 시행하였다.

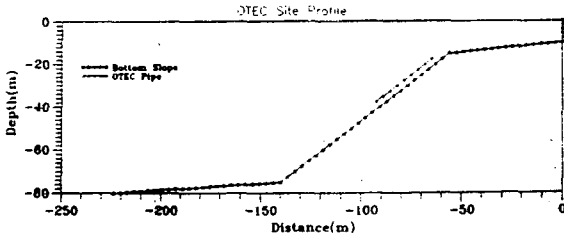


Fig. 6.14 OTEC site bottom profile

운동학적인 수치계산의 결과는 수심이 OTEC pipe의 상부(top) -17.6m, 중간부(middle) -27.6m, 하부(bottom) -37.6m인 지점 부분만을 나타내었으며 Fig. 6.15~Fig. 6.20에서 파랑으로 인한 수립자의 x, y, z방향의 속도 및 가속도, 파고비, 반사계수, 파압을 입사파향, 해저경사, 수심 등으로 정리하였다.

x, y, z방향의 속도 및 가속도의 변화는 Fig. 6.15에 나타내었다. x, y방향의 속도 및 가속도는 입사각이 커짐에 따라 파향에 대한 변화는 대체로 적으나 top 부분은 조금씩 감소하고 있음을 보여주고 있다.

z방향의 속도 및 가속도는 입사각이 커짐에 따라 증가하는 모습을 나타내었다. 대체로 입사각이 커짐에 따라 x, y방향의 속도 및 가속도는 일정하거나 감소하며 z방향의 속도 및 가속도는 증가함을 알 수 있다.

입사파향에 따른 파고비의 변화는 Fig. 6.16에 나타내었다. 파고비는 입사각이 커짐에 따라 완만하게 증감하고 있다. 최대값은 입사파향이 45°인 경우 top에서 1.07을 나타내어 증폭이 거의 일어나지 않았다.

또한 Fig. 6.17은 해저경사가 37°인 경우 입사파향에 대한 반사계수를 나타낸 것이며 입사파향의 변화에 대하여 반사계수는 거의 변화를 나타내지 않았다.

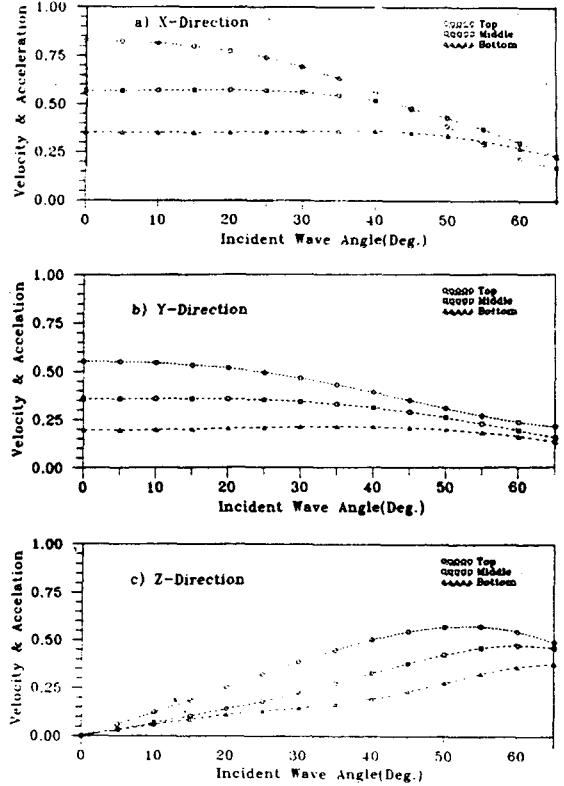


Fig. 6.15 Magnitude of dimensionless velocity and acceleration
(Bottom and OTEC pipe slope : 37°, T : 10sec)

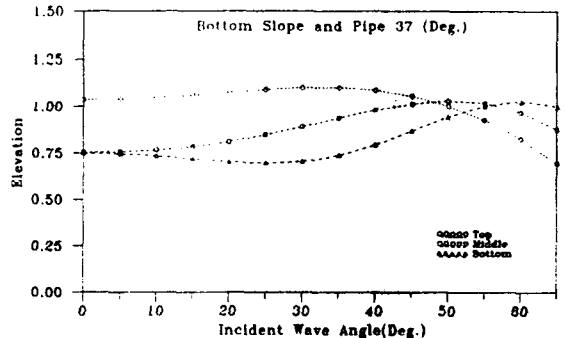


Fig. 6.16 Dimensionless free surface elevation with respect to incident wave angle
(Bottom and OTEC pipe slope : 37°, T : 10sec)

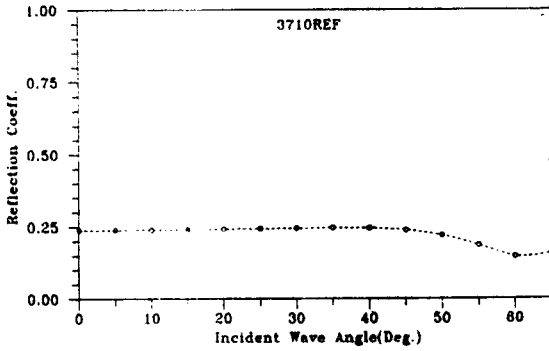


Fig. 6.17 Reflection coefficient with respect to incident angle
(Bottom and OTEC pipe slope : 37°, T : 10sec)

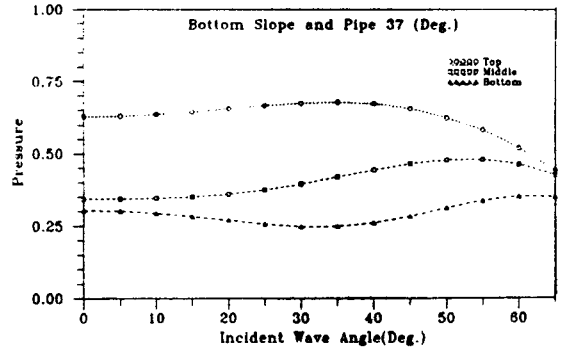


Fig. 6.19 Dimensionless dynamic pressure with respect to incident wave angle
(Bottom and OTEC pipe slope : 37°, T : 10sec)

Fig. 6.18은 입사파향과 주기에 대한 반사계수를 나타낸 것이다. 동일한 해저경사에서 입사파향에 대한 변화는 거의 없었으나 해저경사와 주기의 변화에 대하여 반사계수는 뚜렷하게 반응을 나타내었다. 파압과 입사파향의 관계는 Fig. 6.19에 나타내었다. 입사각의 증가에 대하여 다소 증감은 있었으나 뚜렷한 변화는 나타내지 않았다.

한편, 수심별 파압의 변화를 입사각이 0°, 15°, 45°, 60°인 경우에 대하여 Fig. 6.20에 나타내었다.

수심이 깊어질수록 파압의 감쇄효과는 증가하였으며 동일한 수심에서는 주기가 커질수록 파압이 크게 나타났다.

김(1986)은 수리모형실험에 의해 해저경사가 37°인 경우에 구조물 전면의 파압을 0.3~0.5 정도로 나타내었는데 본 수치실험의 결과 입사각이 0°인 경우는 OTEC pipe의 top 부분과 middle에서 수치가 0.35~0.54를 나타내어 실험치보다 조금 크게 나타났으나 큰 차이 없이 일치하였다.

또한 OTEC pipe의 설치위치보다 낮은 수심 10~20m의 해저경사가 완만한 지점에서 파압의 변화가 심하게 나타났으며 수심 74~80m 사이의 완만한 지점에서도 입사각이 0°, 15°인 경우는 비슷한 현상이 나타났다. 이러한 결과로 보아 완만한 경사면과 급경사면이 인접한 면에 파랑이 작용하면 파압의 변화가 매우 심하게 되어 구조물 설치시 이러한 점을 고려해야 할 것으로 생각된다.

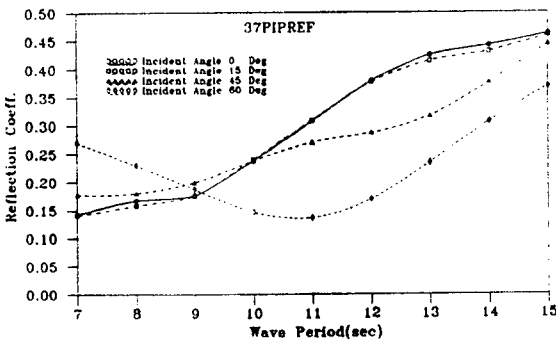


Fig. 6.18 Reflection coefficient with respect to wave period
(Bottom and OTEC pipe slope : 37°, T : 10sec)

7. 結 論

본 연구에서는 심해파가 외해에서 급경사 해변으로 입사할 때 파랑의 반응특성을 수치실험을

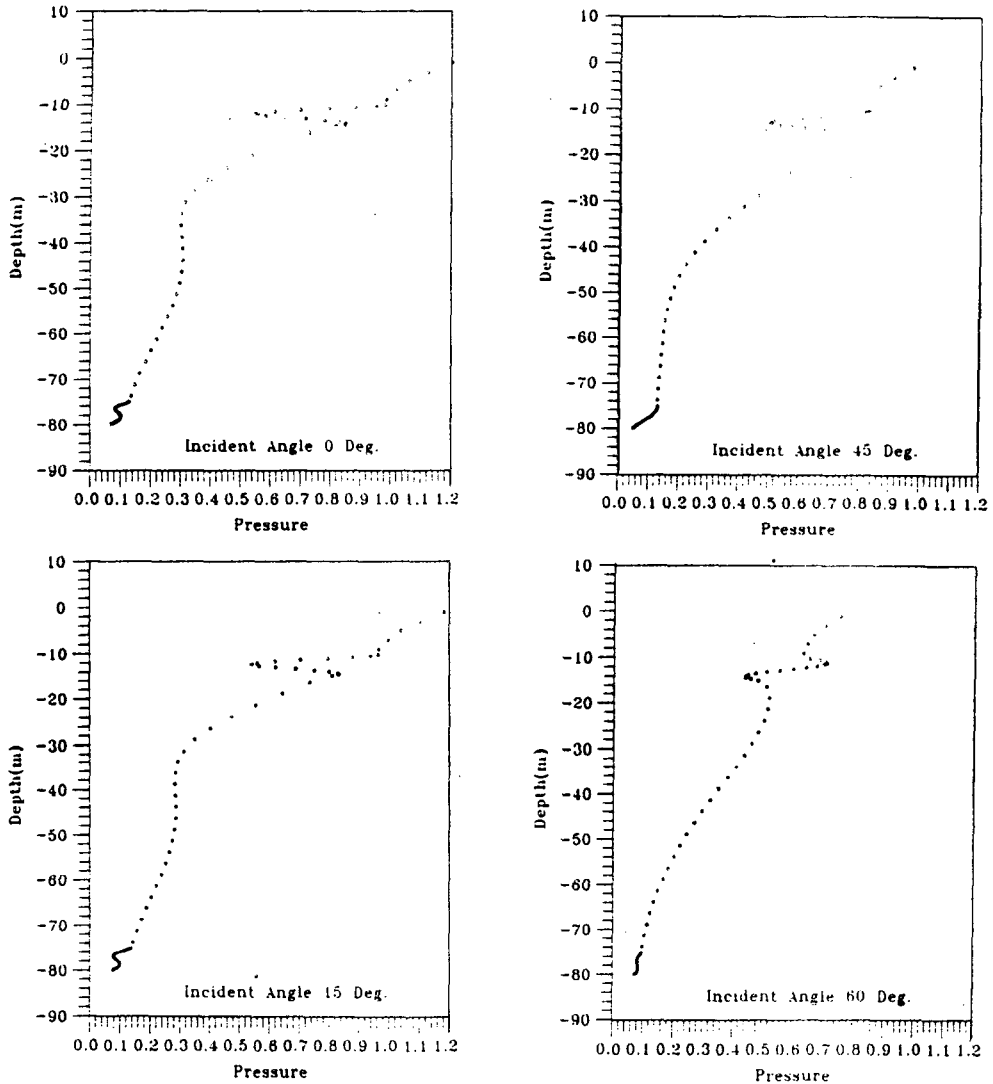


Fig. 6.20 Distribution of dimensionless dynamic pressure with respect to water depth
(Bottom and OTEC pipe slope : 37° , $T : 10\text{sec}$)

통하여 분석하였다. 수치실험의 접근방법으로 등심선에 수직인 해저단면을 2차원용출로 표기하여 Green함수를 도입하여 접근하였으며 이를 OTEC의 냉관설치위치 및 잠재 등 기타 해저구조물의 축조위치와 유사한 해저경사면과 15° , 30° , 45° , 60° 경사를 가진 해역에 대하여 적용하여 보았다. 또한 실제해역으로는 Hawaii의 OTEC test site를 선택하여 시뮬레이션 하였다.

해변의 경사와 입사파의 주기 및 입사파향에 따른 파랑의 특성을 구조물 및 OTEC pipe의 top, middle, bottom에서 (x, y, z)방향의 속도 및 가속도, 파고비, 반사계수, 파압 등에 관하여 수치실험의 결과를 분석하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) x, y방향의 속도 및 가속도는 해저경사가 완만한 15° 보다 경사가 급한 30° , 45° , 60° 에서 대체로 크게 나타났으며 입사파향에 따라 2배 정도

큰 값을 나타내기도 하였다. OTEC pipe에서 입사각이 증가함에 따라 큰 변화는 없었으나 top에서는 조금씩 감소하였다. z방향의 속도, 가속도는 구조물 및 OTEC pipe에서 입사각이 커짐에 따라 증가하는 경향이 있었다. 같은 주기, 경사면인 경우 구조물 및 OTEC pipe에서 bottom보다는 top에서 속도 및 가속도가 큰 값을 나타내었다.

2) 해저경사가 완만한 15°인 경우는 입사파향별로 해면변화가 다소 나타났으며 해저 경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우는 입사파향에 대한 해면변화가 아주 작아서 비교적 일정한 분포를 보였다. OTEC pipe에서 입사파향에 대한 해면변화는 적었다.

3) 해저경사가 완만한 15°인 경우 입사파향에 대한 반사계수는 변화가 거의 없으나 해저경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우 입사각이 커짐에 따라 반사계수는 증가하였다. OTEC pipe에서 파향별로 반사계수는 변화가 거의 없었으나 입사파향과 주기가 증가함에 따라 반사계수는 큰 폭으로 변화가 있었다.

4) 해저경사가 완만한 15°인 경우는 입사파향에 따라 파압의 변화가 잘 나타났으나 해저경사가 급한 30°, 45°, 60°인 경우는 입사파향에 따라 별다른 변화를 보이지 않았다. OTEC pipe에서는 입사파향에 따라 다소 파압의 증감이 있었다.

5) 해저경사가 완만한 15°인 경우 각 주기별로 수심에 대한 파압은 변화가 심하였다. 해저경사가 급한 30°인 경우 파압은 수심에 따른 기복을 다소 나타내었으나 해저경사가 매우 급한 45°, 60°인 경우 파압은 수심에 대하여 규칙적인 분포를 보였다. OTEC pipe가 설치된 경사면 전후의 완만한 경사면 및 완만한 경사면과 급경사면이 인접한 지점에서 파압의 변화가 심하게 나타났다.

급경사 해변에 구조물설치시 파랑하중의 변화는 지금까지 일반화되고 무시되어 왔던 사항외에도 해저경사면에 있어서 입사파향에 따른 변화가 잘 나타나고 있기 때문에 파랑하중의 파라메타를 검토시 주의하여야 할 것으로 사료된다. 그리고 이와 같은 연구는 현장의 해저경사면에 적용하여 입사파향에 따른 특성을 분석할 수 있어서 장래

구조물의 설계, 시공, 유지, 관리 등에 중요한 판단의 자료를 제공할 것으로 본다.

參 考 文 獻

- 1) 김기홍(1986), "경사소파제에 작용하는 파랑의 소파효과에 관한 실험적 연구," 경상대학교, pp. 23~29.
- 2) 이철웅, 편종근, 이길성(1991), "경계적분법에 의한 항내정온도해석," 한국해양·해양공학회지, 제3권, 제4호.
- 3) 小林 浩(1987), "海洋施設の計劃と設計," 日刊工業新聞社, pp. 174~187.
- 4) 首蘇伸夫(1979), "新體系土木工學," 技報堂出版, pp. 142~145.
- 5) Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (1964), "Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, National Bureau of Standards," Applied Mathematics Series 55.
- 6) Battjes, J. A. (1974), "Surf Similarity," Proc. 14th Conf. on Coastal Eng. in Japan, Vol. 15, pp. 446~480.
- 7) Berkhoff, J. C. W. (1974), "Linear Wave Propagation Problems and the Finite Element Method," International Symposium on Finite Element Methods in Flow Problems, Swansea, pp. 4, 5.
- 8) Booij, N.(1983), "A note on the accuracy of the mild-slope equation," Coastal Eng., 7 : pp. 191~203.
- 9) Brebbia, C. A. and Walker, S.(1980), "Boundary Element Techniques in Engineerings," Newnes-Butterworths, pp. 25~53.
- 10) Brebbia, C. A.(1985), "Topics in Boundary Element Research," Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, pp. 156~160, 169, 172, 173.

- 11) Bretschneider, C. L.(1976), "Coastal Engineering," American Society of Civil Engineering, pp. 441, 442.
- 12) Bruun, P.(1976), "Port Engineering," Gulf Publishing Company, p. 103
- 13) Daoud, D.(1975), "Potential Flow Near to a Ship's Bow," The United States Government, pp. 3~27.
- 14) Haskind, M. D.(1957). "The Exciting Forces and Wetting of Ships in Waves," English Translation : DTBM Trans.No.
- 15) Healey, J. J.(1954), "Wave Damping Effect of Beachs," Proceedings I. A. H. R. Minneapolis, pp. 213~226.
- 16) Lamb, H.(1932), "Hydrodynamics," Dover Publications, pp. 57~61.
- 17) Lee, J. W.(1989), "Hybrid Element Analysis of Water Waves for Harbor Design," University of Hawaii, ph. D. Dissertation, pp. 13~15.
- 18) Massel, S. R.(1989), "Hydrodynamics of Coastal Zones," Elsevier Science Publishers B. V., pp. 87, 88.
- 19) Mei, C. C.(1983), "The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves," John Wiley and Sons, pp. 11~13, 301, 302, 308, 309, 379.
- 20) Newmann, J. N.(1977), "Marine Hydrodynamics," The Massachusetts Institute of Technology, pp. 105~115.
- 21) Salzer, H. E. and Zucker, R.(1949), "Table of the zeros and weight factors of first fifteen Laguerre polynomials," Bull. Amer. Math. Soc.55, 1004 - 1012.
- 22) Shin, Y. S.(1987), "Three Dimentional Effects on the Hydrodynamic Coefficients and Wave Exciting Forces Used in Predicting Motion of Ships," Naval Architecture and Marine Engineering in Univ. of Michigan, ph. D. Dissertation, pp. 9~43.
- 23) Shoemaker, M.J. and Thijsses, J.T.(1949), "Investigations of the Reflection of Waves," Third Meeting, I. A. H. S. R., Grenoble, September, 1949.
- 24) Stoker, J.J.(1957), "Water Waves," Interscience Publishers, pp. 77, 78, 95, 96. Straub, L. G ., Bowers, C. C. and Herbich, J. B.(1957), "Laboratory Test of Permeable Wave Absorbers," Sixth Conference on Coastal Engineering.
- 25) The Look Laboratory of Oceanographic Engineering honolulu, Hawaii(1970), "Study of Proposed Barbers Point Harbor, Hawaii," The University of Hawaii, pp. A-8, A-9.