

〈論 文〉

압축공기주입 구조물에 의한 비선형 파랑변형 및 공기압의 변화에 관한 연구
 Nonlinear Wave Transformation and Air Pressure Variation of Air-Chamber Structure

金 度 參* 岩田好一朗** 梁 崙 模***
 KIM Do Sam, IWATA Koichiro, YANG Yun Mo

Abstract □ Nonlinear characteristics of air pressure variation and wave transformation of a fixed air-chamber structure are discussed theoretically and experimentally. Two analytical methods(method I and II) based on the perturbation method and Green's formula are employed in order to evaluate nonlinearities by the submerged and semi-submerged air-chamber structure. Moreover, an air compression model is newly developed to estimate the dynamic air pressure in the air-chamber inside the structure, assuming the Boyle-Charles's law with adiabatic process in the air pressure variation. Theoretical values of the method I considering evanescent mode waves at a fictitious boundary, are in good agreement with those of method II employing the fictitious boundary which is not affected by evanescent mode waves. Both theoretical values are shown to agree well with experimental values.

요 지 : 공기주입 부유구조물에 대한 압력변화의 비선형 특성과 파랑변형을 이론적 및 실험적으로 검토한다. 섭동법과 Green공식에 의한 두가지 이론적 방법(방법 I, II)이 잠수, 반잠수 부유구조물에 의한 파의 비선형성을 평가하기 위해서 적용된다. 더우기 부유구조물 내의 공기압 변화를 고려하기 위하여 Boyle-Charles법칙에 따른 단열 변화를 가정하여 유도된 공기압축모델이 새로이 개발되었다. 가상경계에서 감쇠정상파를 고려한 방법 I의 이론치는 감쇠정상파의 영향이 미치지 않는 가상 연직경계면을 갖는 방법 II의 값과 잘 일치한다. 두 이론에 의한 이론치는 실험치와 잘 일치함을 보여준다.

1. 서 론

심해역에서 파랑제어 뿐만 아니라 자원개발 및 해양 해안공간의 이용 등에 유용한 부유구조물에 관한 연구가 목적에 따라 여러 측면에서 수행되어 왔다. 그 대표적인 예로 해상공상(Lemke, 1987), 군사시설물(Bretz, 1968; Brahtz, 1989), 파력발전소(Katory, 1977; Falnes 등, 1985) 및 해상도로(Fugazza, 1988) 등의 연구를 들 수 있지만, 일반 부유구조물의 단점은 부체의 고유주기 근방에서 발생하는 큰 동요, 정수면의 부근에 설치된 경우에 있

어서의 큰 연직양력 및 계류선에 작용하는 충격장력 등의 문제가 지적되어 왔다. 이의 대책으로써 계류선에 추를 매달아 충격장력을 감소시키는 방법 등과 같은 연구가 있지만 저자들은 구조물의 내부에 압축공기를 주입함으로써 부체의 고유주기를 변화시킬 수 있고, 내부압축공기의 완충작용에 의해 연직양력을 감소시킬 수 있을 뿐만 아니라, 파랑변형을 어느 정도 조절할 수 있는 방법을 연구(岩田, 金 등, 1990, 1991, 1992(a), 1992(b); Kim 등, 1991) 해왔다. 이와 같은 압축공기주입 구조물의 이론해석은 일반적으로 경계치문제 해석법으로써 고려되며, 비선형 파동 경계치문제는 경계요소법 혹은 유한요

* 정회원, 名古屋大學 工學部 土木工學科 博士課程

** 정회원, 名古屋大學 工學部 土木工學科 教授

*** 정회원, (주)三和技術團 顧問

소법을 사용해서 비정상경계치문제로 해석하는 방법 (Isaacson 등, 1990 : Nakayma, 1983 : 大山, 1985)과 정상경계치문제로 해석하는 방법(吉田 등, 1989) 등이 제안되어 있다. 그러나, 비정상경계치문제로서의 해석은 파동장이 정상상태에 도달할 때까지의 계산시간이 매우 길고, 계산영역을 크게 잡아야 하며, 시간 및 구간차분 등에 의한 오차가 크다고 하는 문제 때문에 반드시 좋은 방법이라고는 할 수 없다. 그리고, 吉田 등에 의한 정상경계치문제로서의 해석법은 감쇠정상과의 영향이 무시될 수 있는 곳에 가상경계면(일종의 Hybrid법)을 취해서 경계적분방정식으로부터 정상해를 얻기 때문에 계산시간이 짧다는 장점이 있지만, 감쇠정상과(evanescent mode waves)의 영향을 고려하지 않고 있기 때문에 계산영역을 크게 취하지 않으면 안되는 단점이 있다.

본 연구에서는 감쇠정상과를 고려하여 임의의 위치에 가상경계면을 취할 수 있는 비선형 정상경계치문제의 해석법을 제안함과 동시에 본 해석법과 吉田 등에 의한 해석법을 일정수심의 2차원 파동장에 고정된 잠수 및 반잠수 압축공기주입 구조물에 적용하여 두 해를 비교 검토하고, 수리실험에 의해 해의 타당성을 검증한다. 특히, 구조물 내부의 압축공기압의 변화는 Boyle-Charles법칙에 따른 단열변화를 가정하여 얻어진 모델을 사용하여 해석한다.

2. 이론해석

그림 1에 나타낸 바와 같이, 일정수심 h 의 2차원 파동장에 외폭 $2l_o$, 압축공기실의 폭 $2l_i$, 구조물의 높이 H_i , 잠수심 q_1h , 압축공기의 높이 q_2h 를 갖는 잠수 압축공기 주입 구조물에 대해서 x 의 (+)방향으로부터 유한진폭파(Stoke파)가 입사하는 경우를 고려한다. 섭동파라메타 ϵ 의 1차 입사파의 진폭, 파수, 각주파수를 각각 $\eta_o, k_o^{(1)}, \sigma$ 로 하고, 임의의 위치 $x = \pm b$ 에 가상 연직경계면을 두면, 폐유체영역의 경계면은 자유수면, 저면, $x = \pm b$ 에서의 가상경계면, 구조물표면 및 압축공기실의 수면으로 구성된다. 여기서, 각 경계면에 대한 외향연직선을 ν , 속도포텐

셜을 $\Phi(x, z; t)$, 자유수면에서의 수면파형을 $\eta(x, t)$, 압축공기실내의 수면진동을 $\xi(x, t)$ 로 하면, 각각의 경계면에서 경계조건은 다음과 같다.

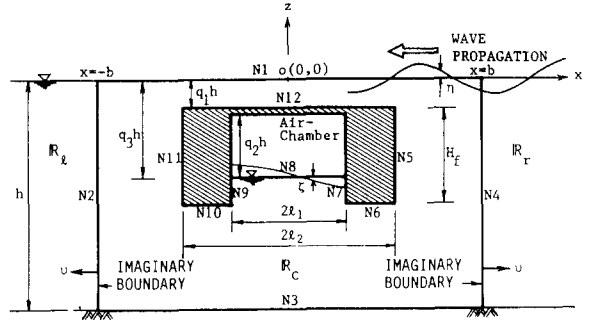


그림 1. 잠수 압축공기주입 구조물의 체면 및 좌표

2.1 자유수면 및 압축공기실내의 수면에서의 수면경계조건

자유수면과 압축공기실내의 수면에서의 역학적 및 운동학적 경계조건은 다음식과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \xi}{\partial x} \Big|_{x=\xi=0} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\xi + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} + \frac{P_a}{\rho} \Big|_{x=\xi=Q} = 0 \quad (2)$$

여기서, ρ 는 유체밀도, ξ 는 자유수면의 경우는 $\xi = \eta$, 압축공기실내의 수면의 경우는 $\xi = -q_3h + \zeta$, g 는 중력가속도, Q 는 베르누이 상수이고, P_a 는 압축공기실내의 공기압으로 자유수면에서는 영이다.

속도포텐셜 $\Phi(x, z; t)$, 파형 $\xi(x, t)$, 공기압 $P_a(t)$ 및 베르누이 상수 Q 는 $\epsilon (=k_o^{(1)}\eta_o)$ 에 의해 다음과 같은 섭동전개가 가능하다고 가정한다.

$$\Phi(x, z, t) = \epsilon \phi^{(1)}(x, z) e^{i\sigma t} + \epsilon^2 \{ \phi_o^{(2)}(x, z) + \phi^{(2)}(x, z) e^{2i\sigma t} + \dots \} \quad (3)$$

$$\xi(x, t) = \xi^{(0)} + \epsilon \xi^{(1)}(x) e^{i\sigma t} + \epsilon^2 \xi^{(2)}(x) e^{2i\sigma t} + \dots \quad (4)$$

$$P_a(t) = P^{(0)} + \epsilon P^{(1)} e^{i\sigma t} + \epsilon^2 \{ P_o^{(2)} + P^{(2)} e^{2i\sigma t} \} + \dots \quad (5)$$

$$Q = \epsilon Q^{(1)} + \epsilon^2 Q^{(2)} + \dots \quad (6)$$

여기서, $\xi^{(0)}$ 은 압축공기실내의 초기수위로서 $-q_3h$, $P^{(0)}$ 는 초기공기압으로 $\rho g q_3 h$ 이며, $\phi_0^{(2)}$ 와 $P_0^{(2)}$ 는 각각 시간에 관계하지 않는 정상속도포텐셜과 정상공기압을 나타낸다.

식(2)를 전미분한 식과 식(1)로부터 얻어지는 수면경계조건식을 정수면에 대하여 Taylor급수전개하여 식(3)-(6)을 대입하면, ϵ 에 관한 1, 2차 수면경계조건식이 다음식과 같이 구해진다.(시간항을 생략하여 기술)

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi^{(1)} + \frac{i\sigma}{\rho g} P(1) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} - \frac{(2\sigma)^2}{g} \phi^{(2)} + \frac{2i\sigma}{\rho g} P(2) = -\frac{i\sigma}{g} \left\{ \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{1}{g} \frac{\xi^{(1)}}{2} \left(-\sigma^2 \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} + g \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial z^2} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi_0^{(2)}}{\partial z} = \frac{1}{g} \frac{\xi^{(1)}}{2} \left(-\sigma^2 \frac{\partial \phi^{*(1)}}{\partial z} + g \frac{\partial^2 \phi^{*(1)}}{\partial z^2} \right) \quad (9)$$

여기서, $\phi^{*(1)}$ 는 $\phi^{(1)}$ 의 공액복소수를 나타낸다.

식(9)의 $\phi_0^{(2)}(x, z)$ 는 ϵ 의 2차까지의 수면파형과 압력변화는 기여하지 않으므로, 고정구조물의 파형 및 유체압력의 해석에는 고려하지 않아도 관계가 없으므로, 본 연구에서는 고려하지 않는다.

2.2 저면과 구조물 표면에서의 경계조건

저면과 구조물 표면에서의 경계조건은 외향 연직 방향의 유속이 영이라고 하는 조건으로부터 다음식으로 주어진다.

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \nu} = 0, \quad \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial \nu} = 0 \quad (10)$$

2.3 가상연직경계면에서의 경계조건

가상연직경계면의 외측 영역 R_r , R_ϵ 에 있어서 ϵ 의 1차 속도포텐셜의 일반해는 다음식으로 각각 주어진다.

$$\phi^{(1)}(x, z) = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} \{ A_n^{(1)} e^{kn^{(1)}x} + B_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}x} \} Z(kn^{(1)}z), \quad Z(kn^{(1)}z) = \frac{\cos k_n^{(1)}(z+h)}{\cos k_n^{(1)}h} \quad (11)$$

$$\phi^{(1)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} I_n^{(1)} e^{kn^{(1)}x} Z(kn^{(1)}z); \quad R_\epsilon \quad (12)$$

여기서, $A_0^{(1)}$ 는 1, $A_n^{(1)}(n=1, 2, \dots, \infty)$ 는 영, $k_n^{(1)}$ 는 $\sigma^2/g = -k_n^{(1)} \tan k_n^{(1)}h$ 로부터 주어지는 고유치로 $n=0$ 의 경우, $k_n^{(1)}$ 는 $ik_0^{(1)}$ 이며, $B_0^{(1)}$ 는 ϵ 의 1차성분의 반사율, $I_0^{(1)}$ 는 ϵ 의 1차성분의 통과율을 나타낸다.

식(11), (12)를 식(8)의 우변에 대입하면, ϵ 의 2차성분의 수면경계조건식이 구해진다. 이 수면경계조건식과 해저면경계조건식 및 Laplace방정식을 만족하는 ϵ 2차성분의 속도포텐셜은 다음식과 같이 구해진다.

$$\phi^{(1)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} B_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}x} Z(kn^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) Q_{np}(x) Z\{k_n^{(1)} + k_p^{(1)}\} Z + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) \bar{Q}_{np}(x) Z\{k_n^{(1)} - k_p^{(1)}\} Z; \quad R_r \quad (13)$$

$$\phi^{(2)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} I_n^{(2)} e^{kn^{(2)}x} Z(kn^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) I_n^{(1)} I_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} + kp^{(1)})x}; \quad R_\epsilon \quad (14)$$

여기서, 식(13), (14)의 각 첫항은 파와 구조물의 간섭에 의해 발생하는 자유파(Free Waves)의 성분을, 식(13), (14)의 각 두번째 항은 자기상호간섭파의 성분을, 식(13)의 세번째 항은 입사파와 반사파의 상호간섭파의 성분을 각각 나타낸다. 그리고, $k_n^{(2)}$

는 분산관계식 $(2\sigma)^2/g = -k_n^{(2)} \tan k_n^{(2)} h$ 식으로부터 구해지는 고유치로, $n=0$ 의 경우 $k_n^{(2)}$ 는 $ik_0^{(2)}$ 이며, $f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)})$, $g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)})$, $Q_{np}(x)$ 및 $\bar{Q}_{np}(x)$ 는 다음 식과 같다.

$$f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) = \frac{\frac{ig}{2k_0^{(1)2}\sigma} \{3(\sigma^2/g)^2 + 2k_n^{(1)}k_p^{(1)} + k_p^{(1)2}\}}{\frac{(2\sigma)^2}{g} + (k_n^{(1)} + k_p^{(1)})\tan(k_n^{(1)} + k_p^{(1)})h} \quad (15)$$

$$g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) = \frac{\frac{ig}{2k_0^{(1)2}\sigma} \{3(\sigma^2/g)^2 - 2k_n^{(1)}k_p^{(1)} + k_p^{(1)2}\}}{\frac{(2\sigma)^2}{g} + (k_n^{(1)} - k_p^{(1)})\tan(k_n^{(1)} - k_p^{(1)})h} \quad (16)$$

$$Q_{np}(x) = A_n^{(1)} A_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} + kp^{(1)})x} + B_n^{(1)} B_p^{(1)} e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})x} \quad (17)$$

$$\bar{Q}_{np}(x) = A_n^{(1)} B_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} - kp^{(1)})x} + B_n^{(1)} A_p^{(1)} e^{-(kn^{(1)} - kp^{(1)})x} \quad (18)$$

따라서, 유체영역 R_n, R_p 에 대해 얻어진 속도포텐셜로부터 가상연직경계면에서의 경계조건식은 다음과 같이 주어진다.

$$\phi^{(1)} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n^{(1)} e^{kn^{(1)}b} + B_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b}\} Z(k_n^{(1)}z), \quad x=b \quad (19)$$

$$\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\nu} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} k_n^{(1)} \{A_n^{(1)} e^{kn^{(1)}b} - B_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b}\} Z(k_n^{(1)}z), \quad x=b \quad (20)$$

$$\phi^{(2)} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) Q_{np}(b) Z(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) + \sum_{p=0}^{\infty} g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) \bar{Q}_{np}(b) Z(k_n^{(1)} - k_p^{(1)}), \quad x=b \quad (21)$$

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial\nu} = -\frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(2)} k_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) Q_{np}(b) Z(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) - \sum_{p=0}^{\infty} g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) \bar{Q}_{np}(b) Z(k_n^{(1)} - k_p^{(1)}), \quad x=b \quad (22)$$

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial\nu} = -\frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(2)} k_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) I_n I_p e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} Z(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}), \quad x=-b \quad (23)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) Q_{np}(b) Z(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) (k_n^{(1)} - k_p^{(1)}) \bar{Q}_{np}(b) Z(k_n^{(1)} - k_p^{(1)}), \quad x=b \quad (22)$$

$$\phi^{(1)} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} I_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b} Z(k_n^{(1)}z), \quad X=-b \quad (23)$$

$$\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\nu} = -\frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} I_n^{(1)} k_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b} Z(k_n^{(1)}z), \quad x=-b \quad (24)$$

$$\phi^{(2)} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} I_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) I_n I_p e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} Z(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}), \quad x=-b \quad (25)$$

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial\nu} = \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} I_n^{(2)} k_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) I_n^{(1)} I_p^{(1)} e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} XZ(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}), \quad x=-b \quad (26)$$

$$\sum_{p=0}^{\infty} f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) I_n^{(1)} I_p^{(1)} e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} XZ(k_n^{(1)} + k_p^{(1)}), \quad x=-b \quad (26)$$

여기서, $Q_{np}(b)$ 와 $\bar{Q}_{np}(b)$ 는 다음식과 같다.

$$Q_{np}(b) = A_n^{(1)} A_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} - B_n^{(1)} B_p^{(1)} e^{-(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} \quad (27)$$

$$\bar{Q}_{np}(b) = A_n^{(1)} B_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} - kp^{(1)})b} - A_p^{(1)} B_n^{(1)} e^{-(kn^{(1)} - kp^{(1)})b} \quad (28)$$

2.4 경계적분방정식에 의한 수치계산

이상과 같이, 폐영역 R_c 의 각 경계면에 주어진 경계조건식을 사용해서 그림 1의 폐영역에 대해 어떤 지점 x 에서의 속도포텐셜은 다음과 같은 Green공식을 만족한다.

$$\phi(X) = \int_s (\phi(X_s) \frac{\partial G(r)}{\partial\nu} - G(r) \frac{\partial\phi(X_s)}{\partial\nu}) ds, \quad G(r) = \frac{1}{\pi} \log r \quad (29)$$

여기서, r 는 경계상의 점 X_s 와 $X(= (x, z))$ 와의 거리

를 나타낸다.

영역 R_i 의 경계를 N1-N12로 분할하고, 경계면을 따라 반시계방향으로 적분을 수행한다. 각각의 분할 영역에 대해서 소요소 ΔS_i 로 이산화하여 이것과 동일하게 이산화한 경계조건을 사용하면, ϵ 에 관한 1차, 2차의 연립방정식은 다음 식으로 나타내어 진다.

$$\begin{aligned} & \sum_j^{N1,8} \{ \bar{E}_{i1} - \frac{\sigma^2}{g} E_{i1} - \delta_{i1} \} \phi_i^{(1)} + \sum_j^{N3,5,6,7,9,10,11,12} \\ & \{ \bar{E}_{i1} - \delta_{i1} \} \phi_i^{(1)} + \sum_j^{N8} \frac{i\sigma^2}{g} E_{i1} \left(\frac{P^{(1)}}{\rho\sigma} \right) + \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_j^{N4} \\ & \sum_{n=0}^{\infty} \{ \bar{E}_{i1} - k_n^{(1)} E_{i1} - \delta_{i1} \} \times \{ A_n^{(1)} e^{kn^{(1)}b} \\ & Z(k_n^{(1)}z) \} + \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_{j=0}^{N4} \sum_{n=0}^{\infty} \{ \bar{E}_{i1} \times k_n^{(1)} E_{i1} - \delta_{i1} \} \\ & \times \{ B_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b} Z(k_n^{(1)}z) \} + \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} \sum_j^{N2} \sum_{n=0}^{\infty} \\ & \{ \bar{E}_{i1} + k_n^{(1)} E_{i1} - \delta_{i1} \} \times \{ I_n^{(1)} e^{-kn^{(1)}b} Z(k_n^{(1)}z) \} = 0 \quad (30) \\ & \sum_j^{N1,8} \{ \bar{E}_{i1} - \frac{(2\sigma)^2}{g} E_{i1} - \delta_{i1}^{(1)} \} \phi_i^{(2)} + \sum_j^{N3,5,6,7,9,10,11,12} \\ & - \{ \bar{E}_{i1} - \delta_{i1} \} \phi_i^{(2)} + \sum_j^{N8} \frac{(2i\sigma^2)}{g} E_{i1} \left(\frac{P^{(2)}}{\rho\sigma} \right) + \sum_j^{N2} \\ & \sum_{n=0}^{\infty} \{ \bar{E}_{i1} + k_n^{(2)} E_{i1} - \delta_{i1} \} \times \left\{ \frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} I_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z \right. \\ & (k_n^{(2)}z) \} + \sum_j^{N4} \sum_{n=0}^{\infty} \{ \bar{E}_{i1} + k_n^{(2)} E_{i1} - \delta_{i1} \} \\ & \times \left\{ -\frac{g}{k_0^{(1)}\sigma} B_n^{(2)} e^{-kn^{(2)}b} Z(k_n^{(2)}z) \right\} = - \sum_j^{N1,8} \bar{E}_{i1} \left\{ \frac{i\sigma}{g} \right. \\ & (\phi_{ix}^{(1)2} + \phi_{iz}^{(1)2}) + \frac{i\sigma}{2g^2} \phi_{i1}^{(1)} (-\sigma^2 \phi_{iz}^{(1)} + g \phi_{iz}^{(1)}) \} \\ & - \left[\sum_j^{N2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \{ \bar{E}_{i1} + (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) E_{i1} - \delta_{i1} \} \right. \\ & \times I_n^{(1)} I_p^{(1)} e^{i(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} - \sum_j^{N4} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} [\{ \bar{E}_{i1} - \\ & (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) E_{i1} - \delta_{i1} \} \times A_n^{(1)} A_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} \\ & + \{ \bar{E}_{i1} + (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) E_{i1} - \delta_{i1} \} \times B_n^{(1)} B_p^{(1)} e^{-i(kn^{(1)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + kp^{(1)})b \}] f(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) Z \{ (k_n^{(1)} + k_p^{(1)}) Z \} - \sum_j^{N4} \\ & \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} [\{ \bar{E}_{i1} - (k_n^{(1)} - k_p^{(1)}) E_{i1} - \delta_{i1} \} A_n^{(1)} \\ & B_p^{(1)} e^{(kn^{(1)} + kp^{(1)})b} + \{ \bar{E}_{i1} + (k_n^{(1)} - k_p^{(1)}) E_{i1} - \delta_{i1} \} \\ & A_p^{(1)} B_n^{(1)} e^{-(kn^{(1)} - kp^{(1)})b} \times g(k_n^{(1)}, k_p^{(1)}) \\ & Z \{ k_n^{(1)} - k_p^{(1)} Z \} \quad (31) \end{aligned}$$

여기에서, $\bar{E}_{i1} = \frac{\partial}{\partial V} G(r_{i1})$, $E_{i1} = G(r_{i1})$ 이고 δ_{i1} 는 $i=j$ 의 경우는 1, $i \neq j$ 의 경우 영이 되는 상수이다.

이상의 이론전개는 가상연직경계면을 임의의 위치에서 취할 수 있는 해석법(해석 I로 칭함)으로 유체영역 R_i, R_e 에서의 속도포텐셜 및 가상경계면에서의 경계조건식은 감쇠정상파의 성분을 포함하고 있다. 여기서, 감쇠정상파($n, p=1, 2, \dots, \infty$ 의 급수항)의 영향이 미치지 않도록 가상경계면의 위치 $x = \pm b$ 를 구조물로부터 충분히 떨어진 곳에 두면, \sin 등에 의한 이론전개의 결과와 일치한다. 본 연구에서는 이 해석법을 해석 II로 칭한다.

2.5 압축공기실내의 공기압축모델

압축공기실내의 수면변동에 의한 공기체적변화량 ΔV 는 다음식과 같이 나타내어진다.

$$\Delta V = - \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \xi dx$$

압축공기실내의 공기압의 변화를 Boyle-Charles 법칙에 따른 단열변화로 가정하면 다음과 같은 상태방정식이 얻어진다.

$$P^{(0)} + \Delta P = P^{(0)} \left\{ \frac{V^{(0)}}{V^{(0)} + \Delta V} \right\}^\gamma, \quad \gamma = 1.4$$

여기서, $V^{(0)} (= 21.0q_h)$ 는 압축공기실내의 공기의 초기체적이며, ΔP 는 공기압의 변동량을 나타낸다.

식(33)을 정지상태의 $V^{(0)}$ 에 대하여 Taylor 급수 전개하면 다음 식이 얻어진다.

$$\Delta P = \gamma P^{(0)} \frac{\Delta V^{(0)}}{V^{(0)}} + 0.5\gamma (1 + \gamma) P^{(0)} \left(\frac{\Delta V^{(0)}}{V^{(0)}} \right)^2 + \dots \quad (34)$$

식(34)에 각 변수에 대한 섭동전개식 식(3)-(6)을 대입하면, ϵ 에 관한 1차, 2차의 공기압의 변화는 다음식과 같이 구해진다.

$$P^{(1)} = \frac{i\rho\sigma\gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx$$

$$P^{(2)} = -\frac{2\ell_1\rho\sigma\gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \left[\frac{1}{2\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \left\{ \frac{2i\sigma}{g} \phi^{(2)} + \frac{1}{4g} (\phi_x^{(1)2} + \phi_z^{(1)2}) dx + \frac{1}{4\ell_1 g} \left\{ \frac{\sigma^2}{g} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi_z^{(1)} \phi_z^{(1)} dx - \frac{i\sigma}{\rho g} P^{(1)} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi_z^{(1)} dx \right\} \right. \right.$$

$$\left. + \frac{2\gamma(1+\gamma)\rho g \ell_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \left[-\frac{\sigma^2}{8\ell_1^2 g^2} \left(\int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi_z^{(1)} dx \right)^2 + \frac{P^{(1)}}{\rho g} \left\{ \frac{P^{(1)}}{2\rho g} + \frac{i\sigma}{2g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx \right\} \right] \right] \quad (36)$$

$$P_0^{(2)} = -\frac{2\ell_1\rho\sigma\gamma P^{(0)}}{\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)}} \left[\frac{1}{2\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \left[\frac{1}{4g} (|\phi_x^{(1)}|^2 + |\phi_z^{(1)}|^2) dx + \frac{1}{4\ell_1 g} \left\{ -\frac{\sigma^2}{g} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^* \phi_z^{(1)} dx - \frac{i\sigma}{\rho g} P^* \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx - \frac{Q^{(2)}}{g} \right\} \right. \right.$$

$$\left. + \frac{2\gamma(1+\gamma)\rho g \ell_1^2 P^{(0)}}{V^{(0)}(\rho g V^{(0)} + 2l_1\gamma P^{(0)})} \left[\frac{\sigma^2}{8\ell_1^2 g^2} \left(\int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^{(1)} dx \right)^2 + \frac{P^*}{\rho g} \left\{ \frac{P^{(1)}}{2\rho g} + \frac{i\sigma}{2g\ell_1} \int_{-\ell_1}^{\ell_1} \phi^* \phi^{(1)} dx \right\} \right] \right] \quad (37)$$

여기서, $P^*^{(1)}$ 는 $P^{(1)}$ 의 공액복소수를 나타낸다.

2.6 수면파형

유체영역 R_r 과 R_f 에서의 수면파형은 역학적 경계 조건과 식(30) 및 (31)으로부터 구해지는 속도포텐셜의 계수를 사용하면 간단히 얻어지고, 폐영역 R_c 에서의 수면파형은 역학적 경계조건으로부터 다음식과 같이 나타내어진다.

$$\eta^{(1)} = \frac{\sigma}{g} \text{Re}\{i\phi^{(1)}e^{\sigma t}\} \quad (38)$$

$$\eta^{(2)} = -\frac{2\sigma}{g} \text{Re}\{i\phi^{(2)}e^{\sigma t}\} - \frac{\sigma^2}{2g^2} \text{Re}\{\phi^{(1)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} e^{2\sigma t}\}$$

$$+ \frac{\sigma^2}{2g^2} \text{Re}\{\phi^* \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z}\} - \frac{1}{4g} \text{Re}\left\{ \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right\} e^{2\sigma t} - \frac{1}{4g} \left\{ \left| \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right|^2 \right\} + \frac{Q^2}{g} \quad (39)$$

여기서, 구조물로부터 충분히 떨어진 영역 R_r 에서의 평균수심을 h 라고 하면, $Q^{(2)}$ 는 다음식으로 주어진다.

$$Q^{(2)} = \frac{g\{k^{(1)2} - (\sigma/g)^2\}}{4k^{(1)}(\sigma^2/g)} \{1 + |Bo|^2\} \quad (40)$$

3. 수리모형실험

3.1 실험조건

수리모형실험의 조건은 다음과 같다.

반잠수의 경우

h(cm)	q ₁ h(cm)	q ₂ h(cm)	T(sec)	η_0 (cm)
50	10	2	0.8	2.35
			1.0	2.10
			1.2	1.97
		6	0.8	2.43
			1.0	2.15
			1.2	1.97
	15	4	0.8	2.40
			1.0	2.20
			1.2	2.03
		8	0.8	2.40
			1.0	2.10
			1.2	1.97

잠수의 경우

h(cm)	q ₁ h(cm)	q ₂ h(cm)	T(sec)	η_0 (cm)	
50	7	5	0.8	1.38	
			1.0	1.30	
			1.2	1.07	
		10	0.8	1.32	
			1.0	1.32	
			1.2	1.05	
	10	5	0.8	1.32	
			1.0	1.32	
			1.2	1.05	
		10	10	0.8	1.32
				1.0	1.32
				1.2	1.05

한편, 모형구조물은 $H_1=34\text{cm}$, $2l_1=39.2\text{cm}$, $2l_2=68\text{cm}$ 이며, 그 구체적인 형상은 그림 1과 같다.

3.2 실험방법

압축공기실내의 공기압의 변화는 압력계(共和電業, CH-306)으로 측정하고, 수면변동은 파고계로 구조물의 전후면에서 각각 $L/2$ 떨어진 지점으로부터, L/q 의 간격으로 18점과, 구조물 상면에서 3점, 총지점에서 측정하였다. 압력계와 파고계로 측정한 data는 데이터레코더(Sony, KS-616)의 자기테이프와 펜레코더(日榮, Recti-Horitz-8k)에 동시에 기록하고, 데이터레코더내의 데이터는 AD변환 및 정상상태의 파형에 대해 zero-down-cross법으로 파별 해석하여 3-4과의 평균치를 취해 실험치를 구하였다.

4. 해석결과

4.1 해석 I 과 해석 II의 비교

그림 2는 해석 I 과 해석 II를 비교한 예로, 잠수 압축공기 주입구조물의 상면에 있어서 수면의 시간파형을 나타내고 있다. 해석 I의 경우, 가상연직경계면의 위치는 $\pm b = \pm 0.48L$ (L : 입사파의 파장, 이하 동일 조건)이며, 해석 II의 경우, 예비계산으로부터 적당한 위치라고 생각되는 $\pm b = \pm 1.5L + l_2$ 의 결과로 해석 II에 있어서의 감쇠정상파는 9개를 고

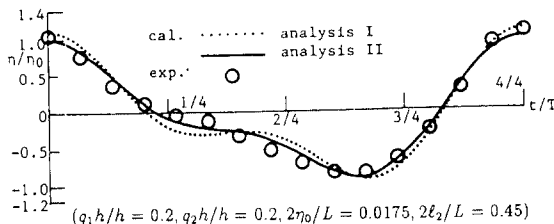


그림 2. 잠수 압축공기주입 구조물에 대한 해석 I 과 II의 비교(수면의 시간파형)

려하고 있다. 그림으로부터 알 수 있듯이 해석 I 과 해석 II 및 실험결과는 잘 일치할 뿐만 아니라, 본 연구의 해석법의 타당성이 검증된다고 생각된다.

4.2 공기압의 변화

그림 3은 잠수 압축공기 주입구조물에 대해, 해석 I 을 적용해서 얻어진 공기압의 시간변화로, 동일한 잠수심에 대해 압축공기실내의 공기의 높이를 변화시킨 경우의 예를 나타내고 있다. 그림 3(a)는 그림 3(b)보다 비선형공기압의 변화가 크고, 파곡부분의 경사가 완만하여 파봉부분의 경사가 급해지는 경향이 있다. 이것은, 그림 3(a)의 경우가 (b)의 경우보다 수면변동이 크기 때문(압축공기실내의 수면이 높음)으로 생각된다. 그러나, 수면변동에서의 비선형성보다 매우 적다.

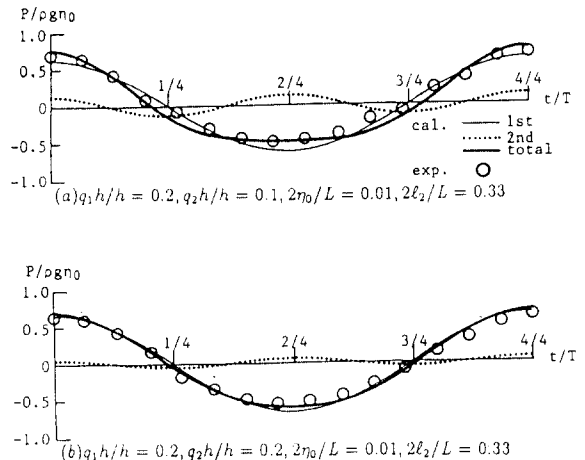


그림 3. 잠수 압축공기주입 구조물에 의한 공기압의 시간변화

4.3 수면파형

그림 4, 5는 해석 I 을 사용해서, 잠수 및 반잠수 압축공기주입 구조물에 의한 수면의 시간파형을 나타낸 예이다. 그림 4(a)는 구조물의 전면(x의 (+)측)의 Anti-Node에서의 시간파형을, 그림 4(b)는 Node에서의 시간파형을 나타내고 있다. 반잠수의 경

우, q_1h 는 홀수심을, q_2h 는 압축공기실내의 정수면으로부터 $x=0$ 까지의 연직거리를 나타내는 것으로, Anti-Node에서보다 Node에서 비선형성이 크게 나타나고, Anti-Node에서 평균수위가 높아지며 Node에서 낮아진다. 이와같은 경향은 비선형 부분중복과의 결과와 일치한다.

그림 5(a)와 (b)는 구조물의 상면에서 수면의 시간과형을, 그림 5(c) - (h)는 구조물의 후면(x 의 (-)측)에서 수면의 시간과형을 각각 나타낸 예이다. 잠수상태의 경우에 있어서, 구조물의 전면에서의 과형은, 입사파의 대부분의 에너지가 구조물상면을 통해서 후면으로 전달되기 때문에 반잠수상태보다 비선형성이 매우 적게 나타난다. 그러나, 구조물의 상면에서는 수심이 급변하고, 구조물과 파의 비선형 간섭에 의해 발생하는 자유파 때문에, 비선형과 성

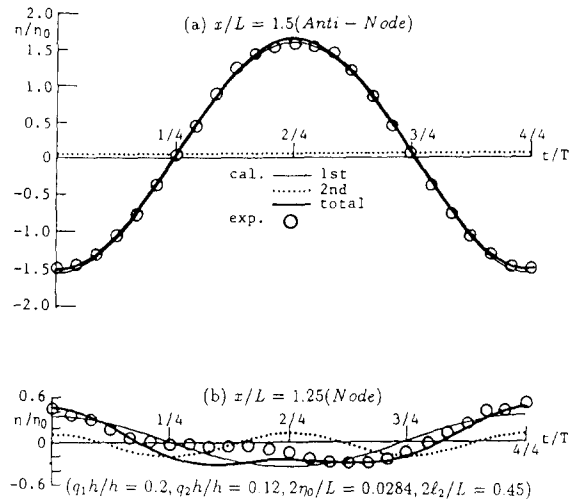


그림 4. 반잠수 압축공기주입 구조물에 의한 수면의 시간과형

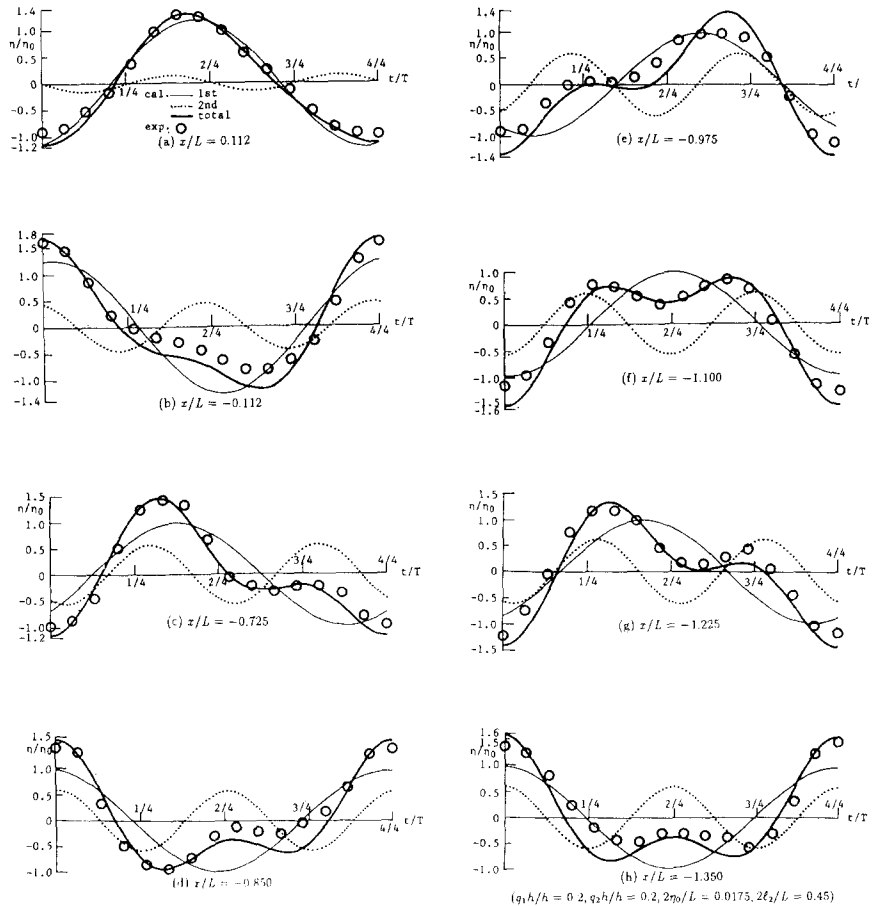


그림 5. 잠수 압축공기주입 구조물에 의한 수면의 시간과형

본이 매우 크게 발생하여(그림 5(a), (b)), 구조물의 후방으로 전달된다. 이때의 각 지점에서의 수면파형은 ϵ 의 1차와 2차성분의 위상차에 의해 수면파형이 변화한다는 것을 알 수 있으며, 이와같은 비선형과의 전달과정에 있어서 수치해석결과와 실험치가 매우 잘 일치한다는 것을 알 수 있다.

본 연구에서는 나타내고 있지 않지만 잠수심이 보다 적어지면, 실험치와 계산치의 사이에 차가 커지고, 실험치에서는 파의 2차 분열현상이 발생하기 시작한다. 이와같은 분열현상은 구조물의 상면에서 쇄파가 발생하기 직전에 발생하며 그의 발생범위는 매우 적고, Stokes파의 영역에서는 발생하지 않기 때문에, 본 연구의 이론으로서는 파의 2차 분열현상을 정확히 예측할 수 없지만, 발생위치의 예측은 가능하다고 판단된다.

5. 결 론

본 연구에서 제안한 해석법(해석 I)과 공기압축 모델로부터 얻어진 해석결과는 실험치와 잘 일치하므로 본 연구의 타당성이 입증된다. 그리고, 본 해석법은 가상경계면상의 요소분할수(N)와 고려하는 감쇠정상파수(M)의 사이에 $M=N+1$ 의 관계를 만족해야 하는 제한이 있지만, 구조물과 파의 비선형간섭의 해석법으로서 유용하다고 생각되며, 제안되어 있는 다른 해석법들보다 매우 짧은 계산시간에 정도 높은 해를 얻을 수 있다고 생각된다.

참 고 문 헌

1. Lemke, E(1987) Floating Airports, Concrete Int., pp. 37-41.
2. Bretz, G(1988) Development of Deployable Ports May Prove Vital to U.S.Navy, Sea Technology, p.12+.
3. Brahtz, JFP(1989) Modulated Ocean Basing System, A. United States Option in a Strategy of Discriminate Deterrence(Circa 2000), Rept. No. TR-928, Naval Civil Eng. Lab., Port Heuneme, Calif..
4. Katory, M(1977) On the Motion Analysis of Inter-linked Articulated Bodies floating among Sea Waves, the Naval Architect, RINA, No. 1, London, pp.28-29.
5. Falnes, J(1985) Surface Wave Interactions with Systems of Oscillating Bodies and Pressure Distributions, Applied Ocean Research, Vol. 7, No. 4, pp.225-234.
6. Fugazza, M and L. Natale(1988) Energy Losses and Floating Breakwater Responce, J. Wtrway., Post. Coast. and Oc. Engrg., ASCE, Vol. 111, No. 2, pp.191-205.
7. 岩田好一朗, 金度参, 浅井正, 下田直克(1990) 潛水浮體による碎波に関する研究, 日本海岸工學論文集, 第37卷, pp.604-608.
8. Iwata, K and Do-Sam Kim(1991) Dynamic Behavior of Submerged Tension-Moored Structure with Pressurized Air-Chamber and Wave Transformation, IJOPE, Vol. 1, No. 2, pp.161-163.
9. 岩田好一朗, 金度参(1992(a)) 壓氣型構造物による波および空氣壓の非線形變形に関する研究, 日本海岸開發論文集, Vol. 8.
10. 岩田好一朗, 金度参, 織田幸伸, 下田直克(1992(b)) 半潛水壓氣浮體の非線形波浪動搖および波の變形に関する研究, 日本海岸工學論文集 第39卷
11. Kim, Do-Sam and K. Iwata(1991) Dynamic Behavior of Tautly Moored Semi-Submerged Structure with Pressurized Air-Chamber and Resulting Wave Transformation, Coastal Engrg In Japan, Vol. 34, No. 2, pp.223-243.
12. Issacson, M and K. Cheung(1991) Time-Domain Solution for Second-Order Wave Diffraction, J. Wtrway., Port, Coast. and Oc. Engrg., ASCE, Vol, 116, No. 2, pp.191-210.
13. Nakayama, T(1983) Boundary Element Analysis of Nonlinear Water Wave Problems, Int. J. for Numerical Methods in Engineering, Vol. 19, pp.953-970.
14. 大山 巧(1986) 境界要素法による非線形孤立波の反射および作用波力の解析, 第32回 日本海岸工學講演會論文集, pp.555-559.
15. 吉田明德, 村上啓介, 小島治幸, 鶴本良博 グリーソ公式による有限振幅波の定常境界値問題解析法, 日本海岸工學論文集, 第36卷, pp.519-523. (8월 27일 접수)