

원통형 진동수주 파력발전장치에 의한 파 에너지 흡수 Wave Energy Absorption by a Circular Cylinder Oscillating Water Column Device

조일형*
Il-Hyoung Cho*

요 旨 : 본 논문에서는 밀이 뚫린 원통형 진동수주 파력발전장치에 의한 파 에너지 흡수효율을 살펴보았다. 경계치 문제는 공기실내의 변동압력이 없을 때 입사파에 의한 산란문제와 공기실 내부의 변동압력에 의한 방사문제로 나누어진다. 공기실 내에서 공기 흐름에 대한 연속방정식을 적용하여 변동압력을 구하였다. 이로부터 진동수주 파력발전장치가 흡수한 시간평균 마력과 에너지 취득 폭을 구하였다. 수치계산에서는 원통형 공기실의 반지름과 잠긴 깊이 그리고 입사파의 주파수를 바꿔가면서 공기실 내부의 유량 변화와 에너지 취득 폭을 살펴보았다. 수학적으로 구한 최적의 터빈 상수를 대입하여 구한 에너지 취득 폭의 최대값은 원통형 공기실의 공진 모드 중에서 첫 번째 공진 모드인 Helmholtz 모드에서 나타난다. 따라서 효율적인 파력발전장치를 제작하기 위해서는 설치될 해역의 파의 주파수와 공기실의 고유주파수가 일치되도록 공기실의 형상을 설계하여야 한다.

핵심용어 : 진동수주, 파력발전장치, 취득 폭, 산란, 방사, 고유함수 전개법, 공진 주파수

Abstract □ In this paper, wave energy absorption of OWC(oscillating water column) device is analyzed. The analytic model consists of a partially immersed circular vertical cylinder open at its end and an air turbine connected with the air chamber. The boundary value problem is decomposed into scattering problem related to scattering by an incident wave in the absence of a pressure variation and radiation problem describing the flow due to an oscillating pressure in the absence of an incident wave. By invoking the continuity of an air flow inside the chamber, the oscillating pressure in a chamber is derived. With oscillating pressure, the mean power absorbed by OWC device and the capture width are obtained. In numerical calculation, the induced volume flux across the internal free surface of the chamber in the scattering and radiation problem and the maximum capture width are compared with various design parameters such as radius and submergence depth of chamber and wave conditions. The maximum capture width obtained by choosing the optimal value of turbine constant occurs at the first resonant mode (Helmholtz mode) among the natural frequencies of a circular cylinder chamber.

Keywords : oscillating water column, wave energy device, eigenfunction expansion method, resonant frequency

1. 서 론

파력발전장치는 파랑이 갖고 있는 운동에너지를 기계적인 에너지로 변환하는 방식에 따라 여러 가지로 분류할 수 있다. 대표적인 것으로는 수면에 떠있는 부체를 파랑의 운동에 의하여 상하 또는 회전운동을 하도록 하여

발전기를 회전시키는 가동물체형(movable body) 방식, 파랑의 작용에 의하여 공기실내의 수위가 변동함에 따라 공기실 내의 공기가 압축, 팽창될 때 발생하는 공기 흐름으로 터빈을 돌려 발전하는 진동수주(oscillating water column)방식, 수중에서 파랑의 수압변동을 흡수하여 공기나 물의 흐름으로 변환하는 수압면형(pressure type)방식

*제주대학교 해양과학대학(Cheju National University, Ara-Dong, Jeju 690-756, Korea. cho0904@cheju.ac.kr)

이 있다. 특히 진동수주형(OWC)방식은 가장 효율적인 에너지 흡수장치로 알려져 있어 가장 많이 채택된 파력발전장치이다. 진동수주형은 파랑에 의해 진동하는 수면을 물체로 생각하여 수면의 왕복운동으로부터 공기 흐름을 만드는 것이다. 특히 입사파의 주파수가 공기실의 고유주파수와 일치하면 공진 현상(resonance phenomena)으로 공기실내의 수면의 상하운동을 크게 증폭시킬 수 있으므로 에너지 효율의 극대화가 가능하다. 공기실내의 증폭된 수면의 상하운동에 의해서 공기실내의 공기는 압축 또는 팽창된다. 파랑에 의하여 발생된 공기실내의 변동압력은 공기실 상부에 설치된 2차 변환장치인 공기 터빈을 돌려 전기에너지를 얻는다.

진동수주형 파력발전장치에 대한 연구는 주로 80년대에 활발한 발전이 있었다. Sarmiento and Falao(1985)는 공기 터빈을 통한 유량은 공기실내의 변동압력과 선형관계계를 갖는다는 가정 아래서 진동수주형 파력발전장치의 성능을 해석하였다. 한편 Malmo and Reitan(1985)은 진동수주형 파력발전장치를 수로(channel)내에 설치하면 공진에 의해 수로내에서 입사파가 1차 증폭되므로 에너지 출력을 증대시킬 수 있다는 사실을 고유함수전개법을 사용하여 입증하였다. 비슷한 시기에 Count and Evans(1984)는 수치계산을 통하여 진동수주형 파력발전장치에 미치는 수로의 영향을 살펴보았다. Cho and Hong(1993)은 2차원 진동수주형 파력발전장치를 다루었는데, 공기실내의 불균일 변동압력의 효과를 포함시켜 해석하였다. Evans and Porter(1997)는 원통형 구조를 가진 진동수주형 파력발전장치의 에너지 흡수효율을 해석적으로 계산하였다. 먼저 밀이 뚫린 원통형 구조가 수면에 일부만 잠겨 있을 때 입사파에 의한 산란문제(scattering problem)와 공기실내의 변동압력에 의한 방사문제(radiation problem)를 Galenkin 방법을 사용하여 해석하였다.

본 연구에서는 선형포텐셜 유동이라는 가정 하에서 밀이 뚫린 원통형 구조를 가진 진동수주형 파력발전장치에 대하여 파랑에너지 흡수효율을 계산하였다. 공기실내의 공기는 비회전성, 압축성이며 압축팽창과정은 단열과정을 따른다고 가정하였다. 또한 공기 터빈을 통한 유량은 공기실내의 변동압력과 선형적으로 비례하며 둘 사이에는 위상차가 없다고 가정하였다. 산란문제와 방사문제를 푸는 해석방법으로는 고유함수전개법(eigenfunction expansion method)을 사용하였다. 이 방법을 적용하기 위하여 유체영역을 공기실 내부영역과 외부영역으로 나누어, 각 영역에서의 해를 고유함수의 전개식으로 표현한다. 이때 각 영

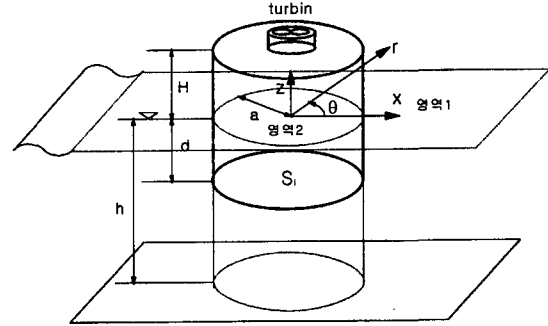


Fig. 1. Definition sketch of circular cylinder OWC.

역의 해에 포함된 미지수들은 공기실 내부영역과 외부영역이 만나는 정합면(matching boundary)에서 압력과 법선방향 속도가 같다는 정합조건식(matching condition)을 적용하여 구해진다.

2. 문제의 정식화

수심(h)이 일정한 해역에 놓여있는 원통형 공기실의 반지름과 높이는 각각 a 와 H 이며, 물에 잠긴 깊이는 d 이다. 원통의 두께는 무시하였다. 자세한 기하학적 형상은 Fig. 1과 같다. 공기실내의 압력은 대기압과 파에 의한 변동압력의 합으로 표현되며, 변동압력은 공기실내에서 일정하다고 가정하였다.

선형포텐셜 이론을 가정하여 속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$ 을 도입하면 속도포텐셜은 아래와 같은 경계치 문제를 만족한다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \Phi = 0 \quad -h < z < 0 \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad z = -h \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_c}{\partial t} \quad z = 0 \\ \frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on the body} \\ \text{radiation condition} \end{array} \right. \quad (1)$$

입사파가 주파수 ω 를 갖고 조화운동을 할 때, 속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$, 파형식 $\zeta(x, y, t)$, 그리고 공기실내의 변동압력 $P_c(t)$ 는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}\Phi(x, t, z, t) &= Re\{\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}\} \\ \zeta(x, y, t) &= Re\{\eta(x, y)e^{-i\omega t}\} \\ P_c(t) &= Re\{p_c e^{-i\omega t}\}\end{aligned}\quad (2)$$

식 (2)를 식 (1)에 대입하여 정리하면 속도포텐셜 ϕ 와 변동압력 p_c 는 아래와 같은 경계치 문제를 만족한다.

$$\begin{cases} \nabla^2 \phi = 0 & -h < z < 0 \\ \phi_z = 0 & z = -h \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} - \sigma \phi = \begin{cases} \frac{i\omega p_c}{\rho g} & \text{on } S_i \\ 0 & \text{on } S_o \end{cases} \\ \phi_n = 0 & \text{on the body} \\ (kr)^{1/2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} - ik\phi \right) \rightarrow 0 & \text{as } kr \rightarrow \infty \end{cases}\quad (3)$$

여기서 $\sigma = \omega^2/g$ 이다. 식 (3)의 세 번째 식은 자유표면 경계조건식(free surface condition)으로 공기실 외부영역(S_o)에서의 압력은 0이고, 공기실 내부영역(S_i)에서 압력 p_c 가 작용함을 의미한다. 여기서 압력 p_c 는 공기실내의 수면의 진동으로 유기된 공기실내의 변동압력을 뜻한다.

선박유체역학 분야에서 부유체의 운동을 선형적으로 해석할 때 전체 속도포텐셜을 2개의 속도포텐셜로 나누어 해석한다. 즉, 물체가 고정되어 있을 때 입사파의 산란을 나타내는 산란 포텐셜(scattering potential)과 선박의 운동으로 야기되는 방사 포텐셜(radiation potential)의 합으로 표현한다. 이와 같은 방법으로 속도포텐셜을 공기실 내부에 변동압력이 없을 때 입사파에 의한 산란 포텐셜과 공기실내의 변동압력에 의한 방사 포텐셜의 합으로 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\phi = A\phi^S - \frac{i\omega p_c}{\rho g}\phi^R \quad (4)$$

여기서 ϕ^S , ϕ^R 는 각각 입사파의 단위 진폭에 의한 산란 포텐셜과 단위 변동압력에 의한 방사 포텐셜을 의미하며, A 는 입사파의 진폭이다. 공기실 내부에서의 수면의 수직방향 속도를 공기실의 단면을 따라 적분하면 수직방향 유량 $Q(t)$ 이다. $Q(t) = Re\{q e^{-i\omega t}\}$ 라 쓰면 시간과 무관한 유량 q 는 다음과 같다.

$$q = \int_{S_i} \frac{\partial \phi}{\partial z} dS = Aq^S - \frac{i\omega p_c}{\rho g}q^R \quad (5)$$

식 (4)를 식 (5)에 대입하면, q^S , q^R 은 아래와 같이 정의된다.

$$q^S = \int_{S_i} \frac{\partial \phi^S}{\partial z} dS, \quad q^R = \int_{S_i} \frac{\partial \phi^R}{\partial z} dS \quad (6)$$

q^S 는 입사파에 의한 공기실 내부의 수면변동에 기인한 유량을 뜻하며, q^R 는 공기실 내부의 변동압력에 의한 유량을 뜻한다. Evans(1982)는 변동압력에 의한 유량을 실수부와 허수부로 나누고, 각각은 선박유체역학 분야에서의 부가질량(added mass)과 감쇠력(damping force)과 같은 개념이라고 하였다.

$$-\frac{i\omega p_c}{\rho g}q^R = (\bar{B} - i\bar{A})p_c$$

$$\bar{A} = \frac{\omega}{\rho g} Re\{q^R\} \quad (7)$$

$$\bar{B} = \frac{\omega}{\rho g} Im\{q^R\}$$

2.1 산란문제

공기실내 변동압력이 없을 때 원통형 공기실에 의한 입사파의 산란문제를 살펴보겠다. 해석방법으로 Carrett(1971)이 처음 소개한 고유함수 전개법을 사용하였다. 고유함수 전개법을 적용하기 위하여 Fig. 1과 같이 유체영역을 공기실 내부영역과 외부영역으로 나눈다. 변수분리법(separation of variables)을 사용하여 각 영역에서의 속도포텐셜을 고유함수의 전개식으로 표현한다. 이때 각 영역에서의 미지수들은 두 영역이 만나는 정합면($r = a$, $-h < z < 0$)에서 압력과 법선방향 속도가 같다는 정합조건식을 적용하여 구해진다. 각 영역의 속도포텐셜을 변수분리법을 사용하여 고유함수의 전개식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\begin{cases} \phi_1^S = -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q\theta \{ [J_q(kr) + A_{q0}^S H_q(kr)] f_0(z) \\ \quad + \sum_{n=1}^{\infty} A_{qn}^S K_q(k_n r) f_n(z) \} \\ \phi_2^S = -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q\theta \{ B_{q0}^S J_q(kr) f_0(z) \\ \quad + \sum_{n=1}^{\infty} B_{qn}^S I_q(k_n r) f_n(z) \} \end{cases}\quad (8)$$

여기서 ε_q 는 자코비(Jacobi) 기호로 $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_q = 2(q \geq 1)$ 이며, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\theta = \tan^{-1}(y/x)$ 이다. 밑 첨자 1은 외부영역을 밑 첨자 2는 내부영역을 뜻한다. 외부영역의

해 중에서 첫 번째 항은 Bessel 함수로 전개시킨 단위 진폭을 가진 입사파($\phi^I = (-ig/\omega)e^{ikx}f_0(z)$)이다. $n=0$ 은 멀리 진행하는 진행 모드(propagating mode)항을 나타내며, $n \geq 1$ 은 공기실 주위에만 존재하고 공기실로부터 멀어지면 사라지는 국부 모드(evanescent mode)항을 나타낸다. 자유표면과 바다 경계조건을 만족하는 고유함수 $f_n(z)$ 는 다음과 같다.

$$\begin{cases} f_0(z) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} & n=0 \\ f_n(z) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & n \geq 1 \end{cases} \quad (9)$$

고유치(eigenvalue) k_n 은 아래와 같은 선형 분산식(dispersion relation)을 만족한다.

$$\begin{cases} k \tanh kh = \sigma & n=0 \\ k_n \tan k_n h = -\sigma & n \geq 1 \end{cases} \quad (10)$$

두 영역이 만나는 정합면($r=a, -h < z < 0$)에서 법선방향 속도가 서로 같다는 정합조건식은 다음과 같다.

$$\left. \frac{\partial \phi_1^S}{\partial r} \right|_{r=a} = \left. \frac{\partial \phi_2^S}{\partial r} \right|_{r=a} = U^S(r, \theta, z)|_{r=a} \quad (11)$$

여기서 $U^S(r, \theta, z)|_{r=a}$ 는 정합면에서의 법선방향 속도이며, 아래와 같이 고유함수의 전개식으로 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} U^S(r, \theta, z)|_{r=a} &= -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q \theta U_q^S(z) \\ &= -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q \theta \sum_{n=0}^{\infty} u_{qn}^S f_n(z) \end{aligned} \quad (12)$$

식 (8)과 (12)를 식 (11)에 대입하면 아래식을 유도할 수 있다.

$$\begin{cases} kJ_q'(ka) + A_{q0}^S kH_q'(ka) = u_{q0}^S & n=0 \\ A_{qn}^S k_n K_q'(k_n a) = u_{qn}^S & n \geq 1 \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} B_{q0}^S kJ_q'(ka) = u_{q0}^S & n=0 \\ B_{qn}^S k_n I_q'(k_n a) = u_{qn}^S & n \geq 1 \end{cases}$$

위 식들로부터 각 영역의 미지수 $A_{qn}, B_{qn}(n \geq 0)$ 을 u_{qn}^S ($n \geq 0$)로 표현할 수 있다.

$$\begin{cases} A_{q0}^S = \frac{u_{q0}^S}{kH_q'(ka)} - \frac{J_q'(ka)}{H_q'(ka)} \\ A_{qn}^S = \frac{u_{qn}^S}{k_n K_q'(k_n a)} & n \geq 1 \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} B_{q0}^S = \frac{u_{q0}^S}{kJ_q'(ka)} \\ B_{qn}^S = \frac{u_{qn}^S}{k_n I_q'(k_n a)} & n \geq 1 \end{cases}$$

위 식을 사용하여 공기실 내부영역과 외부영역에서의 속도포텐셜을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \phi_1^S &= -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q \theta \\ &\left\{ \left[\frac{H_q'(ka)J_q(kr) - J_q'(ka)H_q(kr)}{H_q'(ka)} + \frac{H_q(kr)u_{q0}^S}{kH_q'(ka)} \right] f_0(z) \right. \\ &\left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_q(k_n r)u_{qn}^S}{k_n K_q'(k_n a)} f_n(z) \right\} \quad r \geq a \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \phi_2^S &= -\frac{ig}{\omega} \sum_{q=0}^{\infty} \varepsilon_q(i)^q \cos q \theta \\ &\left\{ \frac{J_q(kr)u_{q0}^S}{kJ_q'(ka)} f_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_q(k_n r)u_{qn}^S}{k_n I_q'(k_n a)} f_n(z) \right\} \quad (r < a) \end{aligned}$$

$r=a, -h < y < -d$ 에서 내부영역과 외부영역의 속도포텐셜이 서로 같아야 한다는 정합조건식($\phi_1^S = \phi_2^S$)에 식 (15)을 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} & -\frac{2if_0(z)}{\pi k^2 a H_{q+1}(ka) J_{q+1}(ka)} u_{q0}^S \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{f_n(z)}{k_n^2 a K_{q+1}(k_n a) I_{q+1}(k_n a)} u_{qn}^S = -\frac{2if_0(z)}{\pi k a H_q'(ka)} \end{aligned} \quad (16)$$

식 (16)의 유도과정에서 Wronskian 등식인 $J_n'(x)H_n(x) - H_n'(x)J_n(x) = -2i/\pi x$ 와 $I_n'(x)K_n(x) - K_n'(x)I_n(x) = 1/x$ 을 사용하였다.

위 식의 양변에 고유함수 $f_m(z)$ 을 곱하고 $-h$ 부터 $-d$ 까지 z 에 대하여 적분하면 아래 식을 얻을 수 있다.

$$-\frac{2ie_{m0}(d)}{\pi k^2 a H_q'(ka) J_q'(ka)} u_{q0}^S$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e_{mn}(d)}{k_n^2 a K_q'(k_n a) I_q'(k_n a)} u_{qn}^S = - \frac{2ie_{m0}(d)}{k\pi a H_q'(ka)} \quad (17)$$

여기서 $e_{mn}(d) = \int_{-h}^d f_m(z) f_n(z) dz$ 이다. 한편 $r = a$, $-d \leq z \leq 0$ 에서 벽면 경계조건식 ($U_q^S = 0$)을 만족하여야 한다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} u_{qn}^S f_n(z) = 0 \quad (18)$$

윗식의 양변에 고유함수 $f_m(z)$ 을 곱한 뒤 $-d$ 에서 0까지 적분한 뒤 고유함수의 직교(orthogonal relation) 성질을 이용하면

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{N_n \delta_{mn} - e_{mn}(d)\} u_{qn}^S = 0 \quad (19)$$

이다. 여기서 $N_n \delta_{mn} = \int_{-h}^0 f_m(z) f_n(z) dz$ 이며, 고유함수의 직교성에 따라 δ_{mn} 는 $m = n$ 일 때 1이고, $m \neq n$ 일 때 0의 값을 갖는 Kronecker-Delta함수이다.

대수방정식 (17)과 식 (19)를 더하면 산란문제에 대한 최종식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left[N_0 \delta_{m0} - e_{m0}(d) - \frac{2ie_{m0}(d)}{\pi k^2 a H_q'(ka) J_q'(ka)} \right] u_{q0}^S \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \left[N_n \delta_{mn} - e_{mn}(d) + \frac{e_{mn}(d)}{k_n^2 a K_q'(k_n a) I_q'(k_n a)} \right] u_{qn}^S \\ & = - \frac{2ie_{m0}(d)}{k\pi a H_q'(ka)} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (20)$$

실제 계산에서 고유함수의 개수를 N 까지만 취하여 계산을 하였다. 따라서 위의 방정식 $(N+1) \times (N+1)$ 행렬식으로 표현되며 행렬식을 풀어 정합면에서의 속도를 구하고, 식 (13)에 대입하여 영역 1과 영역 2에서의 속도포텐셜의 미지수들을 구한다. 입사파에 의한 공기실 내부에서의 수면의 상하운동에 의한 유량변동은 식 (21)과 같다. 이때 공기실내에서 상하로 진동하는 수면에 의한 유량이 원통형 구조물 아래의 유량과 같다는 연속방정식을 사용하였다.

$$\begin{aligned} q^S &= \int_{S_i} \frac{\partial \phi_2^S}{\partial z} dS = \int_{-h}^d \int_0^{2\pi} \frac{\partial \phi_2^S}{\partial r} \Big|_{r=a} a d\theta dz \\ &= - \frac{ig}{\omega} \int_{-h}^d \int_0^{2\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \epsilon_q(i)^q \cos q\theta \sum_{n=0}^{\infty} u_{qn}^S f_n(z) a d\theta dz \end{aligned}$$

$$= - \frac{ig}{\omega} (2\pi a) \sum_{n=0}^{\infty} u_{on}^S \int_{-h}^d f_n(z) dz \quad (21)$$

2.2 방사문제

이 절에서는 입사파가 없을 때 공기실내의 변동압력에 의한 방사 포텐셜을 구하는 해석과정을 소개하고자 한다. 해석방법은 앞서 살펴본 산란문제를 풀 때 사용한 고유함수 전개법을 사용하였다. 공기실내에서의 변동압력이 일정하다고 가정한다면 방사 포텐셜은 원주방향 축인 θ 에 무관하다. 따라서 방사문제는 산란문제와 비교하여 독립변수가 하나 줄어들기 때문에 간단하다. 식 (4)를 식 (3)에 대입하여 방사 포텐셜이 만족하는 지배방정식과 경계조건식을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi^R}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi^R}{\partial z^2} = 0 \\ \phi_z^R = 0 \quad z = -h \\ \frac{\partial \phi^R}{\partial z} - \sigma \phi^R = \begin{cases} -1 & \text{on } S_i \\ 0 & \text{on } S_o \end{cases} \\ \phi_n^R = 0 \quad \text{on the body} \\ (kr)^{1/2} \left(\frac{\partial \phi^R}{\partial r} - ik \phi^R \right) \rightarrow 0 \quad kr \rightarrow \infty \end{cases} \quad (22)$$

앞 절과 같은 방법으로 유체영역을 공기실 외부영역과 내부영역으로 나누어 각 영역에서의 방사 포텐셜을 고유함수의 전개식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\phi_1^R(r, z) = \left\{ A_0^R H_0(kr) f_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^R K_0(k_n r) f_n(z) \right\} \quad (23)$$

$$\phi_2^R(r, z) = \left\{ B_0^R J_0(kr) f_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n^R I_0(k_n r) f_n(z) + \sigma^{-1} \right\}$$

공기실 내부영역에서 마지막 항은 방사 포텐셜이 만족해야 하는 자유표면 경계조건식이 식 (22)와 같이 변형되었기 때문에 나타나는 특별해(particular solution)이다. 두 영역이 만나는 정합면($r = a$, $-h < z < 0$)에서 법선방향 속도가 서로 같다는 정합조건식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_1^R}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\partial \phi_2^R}{\partial r} \Big|_{r=a} = U^R(r, z) \Big|_{r=a} = \sum_{n=0}^{\infty} u_n^R f_n(z) \quad (24)$$

나머지 정합조건식은 $r = a$, $-h < y < -d$ 에서 내부영역과 외부영역의 속도포텐셜이 서로 같다는 식이다. 식 (23)을 식 (24)와 정합조건식($\phi_1^R = \phi_2^R$)에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수방정식을 구할 수 있다. 이때 $-d \leq z \leq 0$ 에서 $U^R(r, z)|_{r=a} = 0$ 라는 벽면 경계조건이 추가되어야 한다.

$$\begin{aligned} & \left[N_o \delta_{m0} - e_{m0}(d) - \frac{2ie_{m0}(d)}{\pi k^2 a H_o'(ka) J_o'(ka)} \right] u_o^R \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \left[N_n \delta_{mn} - e_{mn}(d) + \frac{e_{mn}(d)}{k_n^2 a K_o'(k_n a) I_o'(k_n a)} \right] u_n^R \\ & = \sigma^{-1} \int_{-h}^{-d} f_m(z) dz \end{aligned} \quad (25)$$

산란문제와 마찬가지로 고유함수의 개수를 N 까지만 취하여 계산을 수행하였다. 위 식을 풀어 각 영역에서의 미지수들을 구한다. 식 (21)과 같이 공기실내의 변동압력에 의한 유량은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} q^R &= \int_{S_i} \frac{\partial \phi_2^R}{\partial z} dS = \int_{-h}^{-d} \int_0^{2\pi} \frac{\partial \phi_2^R}{\partial r} \Big|_{r=a} a d\theta dz \\ &= \int_{-h}^{-d} \int_0^{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} u_n^R f_n(z) a d\theta dz \\ &= 2\pi a \sum_{n=0}^{\infty} u_n^R \int_{-h}^{-d} f_n(z) dz \end{aligned} \quad (26)$$

3. 공기실내의 변동압력

공기실내의 변동압력을 구하기 위하여 공기실내에서 공기흐름에 대한 연속방정식을 적용한다. 즉, 공기실내의 질량 누적률은 터빈을 통하여 빠져나가는 유량과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V) = \rho \frac{dV}{dt} + \frac{d\rho}{dt} V = \rho Q_t \quad (27)$$

여기서 V 와 ρ 는 공기실 내부의 체적과 밀도를 나타내며, Q_t 는 터빈을 통하여 빠져나가는 유량을 뜻한다. 공기실내의 압력, 체적, 밀도는 시간에 대해 일정한 정상값(steady value)과 시간에 따라 변하는 변동값(oscillating value)의 합으로 표현되며, 정상값이 변동값 보다 크다고 가정한다($P_o \gg P_c, V_o \gg V_c, \rho_o \gg \rho_c$).

$$\begin{aligned} P &= P_o + P_c \\ V &= V_o + V_c(t) \end{aligned}$$

$$\rho = \rho_o + \rho_c(t) \quad (28)$$

여기서 P_o 는 대기압이고, P_c 는 공기실내의 변동압력이다. $V_o = \pi a^2 H$ 이다. 여기서 H 는 공기실의 수직높이이다. 식 (28)을 식 (27)에 대입하여 최저차(leading order)항만 취하면 연속방정식은 다음과 같다.

$$\rho_o \frac{dV_c}{dt} + \frac{d\rho_c}{dt} V_o = \rho_o Q_t \quad (29)$$

공기실내의 공기는 압축성이며, 압축팽창과정은 단열과정을 따른다는 가정을 사용하면 공기실의 내부압력과 공기밀도는 다음과 같은 상태방정식(state equation)을 만족한다.

$$\frac{\rho_o + \rho_c}{\rho_o} = \left[\frac{P_o + P_c}{P_o} \right]^{1/\gamma} \quad (30)$$

여기서 γ 는 공기의 비열로 1.4이다. 위 식을 시간에 대하여 미분하면 공기밀도의 시간변화율을 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\frac{d\rho_c}{dt} = \frac{\rho_o}{\gamma P_o} \frac{dP_c}{dt} \quad (31)$$

터빈을 통하여 빠져나가는 유량이 공기실내의 변동압력에 선형적으로 비례한다고 가정하면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$Q_t = C_t P_c \quad (32)$$

여기서 C_t 는 터빈 상수로서 터빈을 통하여 빠져나간 유량과 변동압력 사이에 위상차가 없다면 실수값을 갖는다. 한편 공기실내 체적의 시간변화율은 앞에서 유도한 진동하는 공기실내의 수면변화에 의한 유량과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{dV_c(t)}{dt} &= A q^S e^{-i\omega t} - \frac{i\omega p_c}{\rho g} q^R e^{-i\omega t} \\ &= A q^S e^{-i\omega t} - (\bar{B} - i\bar{A}) p_c e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (33)$$

식 (31), (32), (33)을 식 (29)에 대입하여 정리하면

$$\left[\frac{i\omega V_o}{\gamma P_o} + \bar{B} - i\bar{A} + C_t \right] p_c = A q^S \quad (34)$$

이다. 위 식으로부터 공기실 내부의 변동압력을 입사파의 진폭으로 나눈 주파수 응답 함수(frequency response function)를 구할 수 있다.

$$\frac{p_c}{A} = \frac{q^s}{\left[(\bar{B} + C_t) + i \left(\frac{\omega V_o}{\gamma P_o} - \bar{A} \right) \right]} \quad (35)$$

4. 흡수 마력

진폭 A 인 규칙파가 갖는 단위 면적 당 에너지는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$E = \frac{1}{2} \rho g A^2 \quad (36)$$

위의 파랑에너지는 파의 군속도(group velocity)로 전파된다. 단위 폭 당 에너지 전파량(energy flux)은 단위 면적 당 에너지에 파의 군속도를 곱한 형태로 표현되며 단위는 와트(W)이다.

$$P_w = \frac{1}{2} \rho g A^2 C_g \quad (37)$$

수심이 h 인 유한수심인 경우 파의 군속도는 다음식과 같다.

$$C_g = \frac{1}{2} \frac{\omega}{k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (38)$$

또한 공기 터빈을 통하여 진동수주 파력발전장치가 흡수한 시간평균 마력은 공기 터빈에서의 압력과 터빈을 통과하는 유량의 곱으로 표현된다.

$$P = \frac{1}{2} Re \{ p_c^* C_p p_c \} \\ = \frac{1}{2} C_t |p_c|^2 \quad (39)$$

여기서 *는 공액 복소수를 나타내며, 공기실내 압력 p_c 는 식 (35)로부터 주어진다.

파력발전장치의 성능을 평가하는 척도로 아래와 같이 파력발전장치가 흡수한 시간평균 마력과 입사파의 시간평균 에너지 전파량의 비로 표현되는 에너지 취득폭(capture width)을 사용한다. 여기서 에너지 취득폭 w 은 길이차원을 갖는다.

$$w = \frac{P}{P_w} \quad (40)$$

식 (37)과 식 (39)를 식 (40)에 대입하여 정리하면 원통형 진동수주 파력발전장치의 에너지 취득 폭은 다음과

같다.

$$w = \frac{C_t |p_c|^2}{2 P_w} \\ = \frac{C_t}{\rho g C_g} \left| \frac{q^s}{(\bar{B} + C_t) + i \left(\frac{\omega V_o}{\gamma P_o} - \bar{A} \right)} \right|^2 \quad (41)$$

주어진 파력발전장치의 형상과 입사파의 주파수에 대하여 최적의 성능을 발휘하는 터빈 상수를 구하여야 한다. 최적의 터빈 상수는 $dw/dC_t = 0$ 식으로부터 아래와 같이 구해진다.

$$C_t = \sqrt{\bar{B}^2 + \left(\frac{\omega V_o}{\gamma P_o} - \bar{A} \right)^2} \quad (42)$$

이 값을 식 (41)에 대입하면 최적의 조건에서의 에너지 취득폭 w_{max} 를 구할 수 있다.

5. 계산결과 및 고찰

원통형 진동수주 파력발전장치의 최적 형상을 설계하기 위하여 여러 가지 설계변수들을 바꾸어 가면서 수치 계산을 수행하였다. 계산에서 사용한 원통형 진동수주 파력발전장치의 기하학적 형상은 Fig. 1과 같다. 파력발전장치는 수심 h 인 해역에 고정되어 있으며, 공기실 상부에 터빈이 설치되어 있다. 원통의 잠긴 깊이는 d 이며, 원통의 반지름은 a 이다. 원통의 수면 상부 높이는 H 이며, 원통의 두께는 무시하였다. 입사파는 주파수 ω 을 가지고 x 축

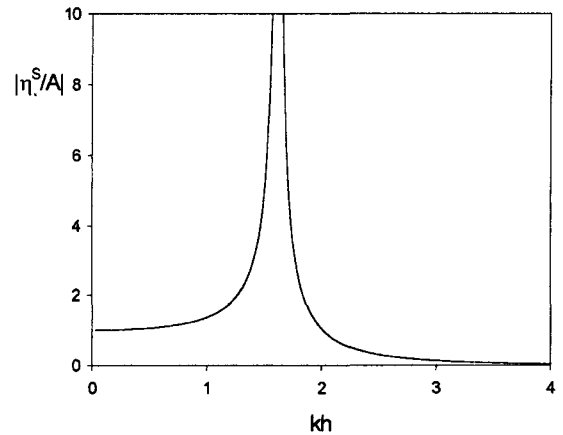


Fig. 2. Diffracted wave amplitude normalized by incident wave amplitude at $r = a$, $\theta = 0$ in a OWC chamber in the case of $a/h = 0.2$, $d/h = 0.5$, $H/h = 0.5$.

의 양의 방향으로 진행하고 있다.

Fig. 2는 원통의 지붕이 열려 있을 때, 즉 공기실내의 변동압력이 없을 때, 입사파에 의한 공기실내에서 일정한 지점 ($r = a, \theta = 0$)에서 측정된 진폭을 입사파의 진폭으로 나눈 증폭비(amplification factor)를 보여주고 있다. x 축은 무차원된 입사파의 파장(kh)으로 잡았다. 공기실의 반지름과 수심의 비 (a/h)는 0.2이고, 잠긴 깊이와 수심의 비 (d/h)는 0.5이다. 입사파의 파장이 아주 길면, 증폭비는 1.0에 수렴함을 알 수 있다. 다시 말하여 입사파는 파력발전장치에 의해 교란되지 않고 그대로 진행함을 의미한다. 반대로 입사파의 파장이 아주 짧으면 예상대로 증폭비는 0에 수렴한다. 주파수가 커지면서 증폭비는 증가하다가 특정한 주파수인 $kh = 1.6$ 에서 증폭비가 급격히 커졌다가 작아지는 경향을 볼 수 있다. 이러한 현상은 동적인 문제를 해석할 때 자주 발생하는 공진 현상이다. 공진 현상은 입사파의 주파수와 원통형 공기실의 고유 주파수와 일치할 때 생긴다. 반지름이 a 인 원형 수조내의 파형은 극좌표계로 표현된 Helmholtz방정식을 만족하며, 변수분리법을 사용하여 구한 파형식은 $\eta = J_m(kr)(A_m \cos m\theta + B_m \sin m\theta)$ 이다. 주어진 파형식은 $r = a$ 에서의 벽면 경계조건식($\frac{\partial \eta}{\partial r} = 0$)을 만족하여야 한다. 벽면 경계조건식으로부터 $J_m'(ka) = 0$ 을 유도할 수 있으며, 이로부터 원형 수조내의 고유 주파수를 구할 수 있다. 주어진 m 에 대하여 무한개의 고유 주파수가 존재하는데 J_m' 의 n 번째 해를 j_{mn} 이라 하면 $k_{mn} = j_{mn}/a$ 이다. 계산된 j_{mn} 값은 Table 1에 정리하였다. Fig. 2에 나타난 공진점의 위치($kh = 1.6$)는 Table 1에서 정리된 공진 모드 (m, n) = (0, 1)일 때의 값이다. (m, n) = (0, 1)인 공진 모드를 특별히 Helmholtz 모드 또는 pumping 모드라 부르며, 이때의 공기실내의 파형은 형태의 변화 없이 상하로 진동한다.

Fig. 3은 원통의 반지름과 수심의 비(a/h)가 0.5일 때의 증폭비를 보여주고 있다. 첫 번째 나타난 공진 주파수 $kh = 1.39$ 는 (m, n) = (0, 1)공진 모드에서 발생하며, 두 번째 공진 주파수인 $kh = 3.72$ 는 공진 모드 (m, n) = (1, 1)에 해당된 값이다. Fig. 4는 원통의 반지름이 더욱 커진 $a/$

Table 1. Values of j_{mn}

n	m				
	0	1	2	3	4
1	0	1.84118	3.05424	4.20119	5.31755
2	3.83171	5.33144	6.70713	8.01524	9.28240
3	7.01559	8.53632	9.96947	11.34592	12.18190
4	10.17346	11.70600	13.17037	14.58525	15.96411

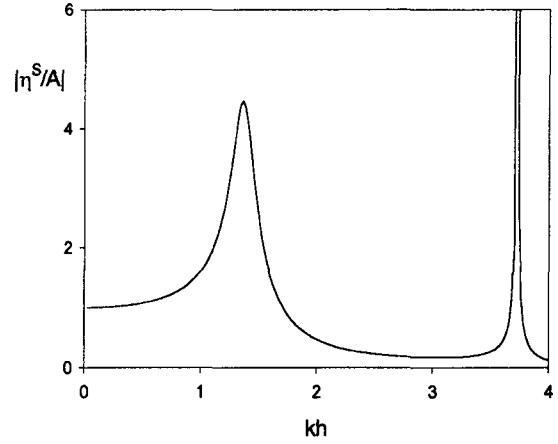


Fig. 3. Diffracted wave amplitude normalized by incident wave amplitude at $r = a, \theta = 0$ in a OWC chamber in the case of $a/h = 0.5, d/h = 0.5, H/h = 0.5$.

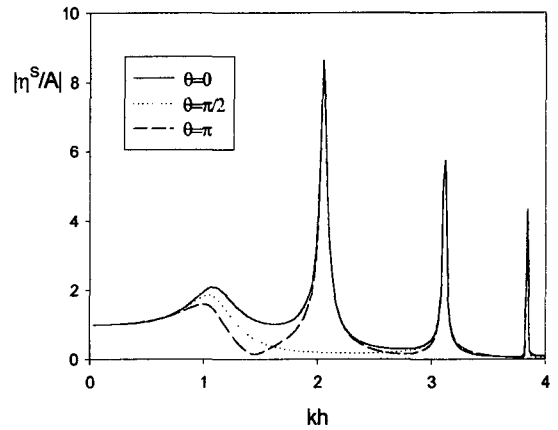


Fig. 4. Diffracted wave amplitude normalized by incident wave amplitude at $r = a, \theta = 0, \pi/2, \pi$ in a OWC chamber in the case of $a/h = 1.0, d/h = 0.5, H/h = 0.5$.

$h = 1.0$ 일 때의 결과이다. 그림에서 실선은 $\theta = 0$, 가는 점선은 $\theta = \pi/2$, 굵은 점선은 $\theta = \pi$ 에서의 증폭비이다. 계산영역 내에 4개의 공진점이 존재함을 알 수 있다. 4개의 공진 주파수는 원통형 공기실의 고유 주파수와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 4개의 공진 주파수에 해당되는 공진 모드들을 순서대로 적으면 (m, n) = (0, 1), (1, 1), (2, 1), (0, 2)이다.

공진점에서의 증폭비의 크기는 공기실내로 들어온 파가 밖으로 빠져나가는 정도에 따라 변한다. 공기실외의 부와 많이 차단될수록 안으로 들어온 파는 빠져나지 못하여 공진점에서의 증폭비는 커지며, 공진폭은 좁아지며, 공진점의 위치가 바뀐다. 본 계산모델에서 잠긴 깊이가 공기실의 차단정도를 나타내는 변수이다. 잠긴 깊이가 깊을수록 차

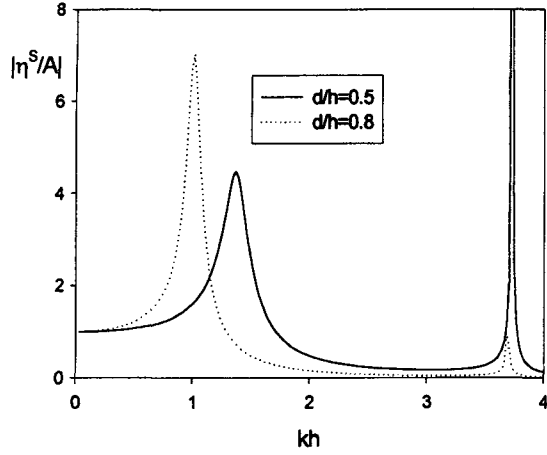


Fig. 5. Diffracted wave amplitude normalized by incident wave amplitude at $r = a$, $\theta = 0$ in a OWC chamber in the case of $a/h = 0.5$, $H/h = 0.5$.

단효과가 커진다. Fig. 5는 2개의 잠긴 깊이 ($d/h = 0.5, 0.8$)에 대한 증폭비를 비교한 그림이다. 공기실의 반지름은 $a/h = 0.5$ 이다. 첫 번째 공진점에서의 증폭비를 비교하면 잠긴 깊이가 큰 경우의 증폭비의 크기가 더 크며, 공진폭이 줄어들며, 공진점의 위치가 저주파수 영역으로 이동함을 볼 수 있다. 이러한 특성은 항만 부진동 문제에서 항만입구의 폭 변화에 따른 증폭비의 변화에서도 잘 나타난다.

Fig. 6은 단위 진폭을 가진 입사파가 x 축 방향으로 진행할 때 원통형 진동수주 파력발전장치에 의한 산란 효과로 생기는 공기실내의 파형을 적분하여 구한 수직방향의 유량(식 21)을 그린 그림이다. 여기서 $q^j = \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\partial \phi^j}{\partial z} \Big|_{z=0} r dr d\theta$ 는 파력

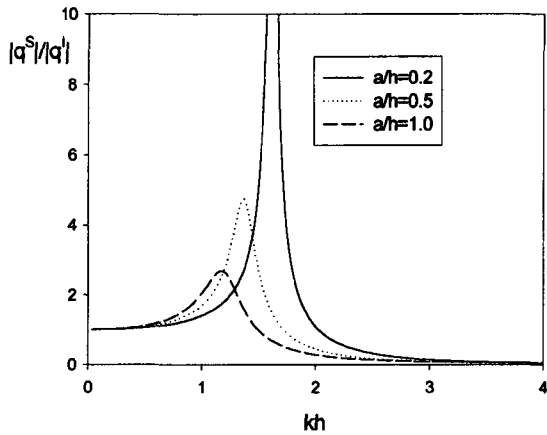


Fig. 6. Induced volume flux due to the diffracted wave potential normalized by volume flux due to incident wave potential in the case of $d/h = 0.5$, $H/h = 0.5$.

발전장치의 산란의 효과를 무시한 입사파에 의한 공기실내의 유량이다. 주기가 긴 장파가 입사할 때 $|q^S/q^I|$ 는 1에 수렴함을 알 수 있다. 다시 말하여 파장이 긴 파는 파력발전장치에 의해 변형되지 않고 통과한다. 반대로 파장이 짧은 파가 진행할 때 파력발전장치가 파를 차단하므로 공기실내의 유량은 거의 없다. 무차원된 유량의 최대값은 공진점에서 발생하는데 공진점의 위치는 앞에서 살펴본 바와 같이 원통형 공기실의 고유 주파수와 일치한다. 계산 영역 안에 있는 여러개의 고유 주파수 중 공진모드 (m, n) = (0,1)에서 최대값이 발생하며 나머지 공진 모드에서는 적분할 때 서로 상쇄되므로 유량에 영향을 주지 않는다.

Fig. 7은 공기실내의 변동압력에 기인한 유량(식 26)을 그린 그림이다. Fig. 7a의 y 축은 유량의 실수부(A)를 무차원시킨 값($\mu = \rho g A / \omega m a^2$)이며, Fig. 7b의 y 축은 유량의

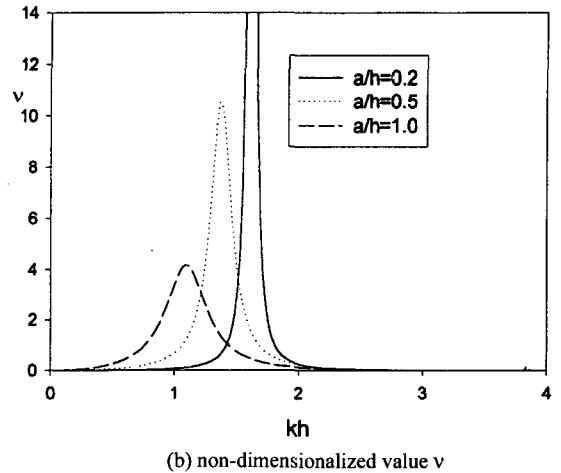
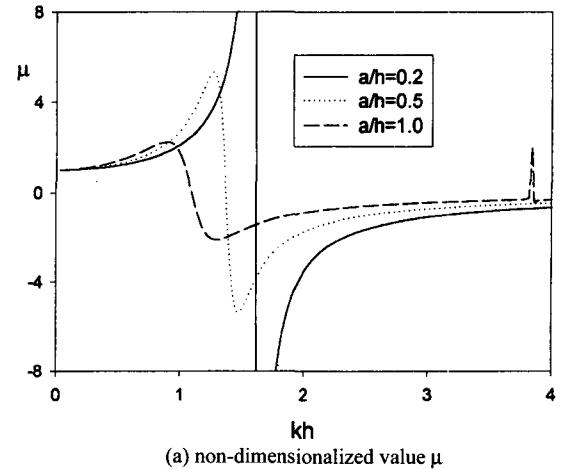


Fig. 7. Induced volume fluxes across S_i in the radiation problem ($d/h = 0.5$, $H/h = 0.5$).

허수부 (\bar{B})을 무차원시킨 값($v = \rho g \bar{B} / \omega \pi a^2$)이다. 여기서 μ , v 는 선박유체역학 분야에서의 선박의 운동에 의하여 유기되는 동유체력의 두 성분인 부가질량(added mass)과 감쇠계수(damping coefficient)와 유사한 특징을 가지고 있다. 주파수가 증가함에 따라 μ 는 공진 주파수 부근에서 증가하다가 갑자기 작아져 음수 값을 갖는 흥미로운 경향을 보여주고 있다. 이때 v 는 공진점에서 최대값을 보이고 나머지 계산영역에서는 거의 0이다. 이러한 현상은 유체 영역 중 일부 영역의 고유 주파수가 운동 주파수와 같아질 때 생기는 공진 현상에 기인한다. 본 계산모델에서 공기실내의 변동압력의 주파수와 원통형 공기실의 고유 주파수와 일치될 때 공진 현상이 발생한다. 선박유체역학 분야에서 유체동역학적 공진으로 공진점 부근에서 부가질량이 음의 값을 갖고 감쇠력이 최대값을 갖는 대표적인 예들로 안벽에 계류된 선체운동(Oortmerssen, 1976), 선체가 두개인 쌍동선(catamaran)의 운동(Lee, 1973), 수면 가까이에서 운동하는 물수체(Newmann, 1984) 등을 들 수 있다. 위에 열거한 예에서는 유체동역학적 공진으로 공진점 부근에서 부가질량이 갑자기 음의 값을 갖으며, 감쇠력은 최대값을 보인다(Vinje, 1989).

Fig. 8은 길이차원을 갖는 에너지 취득폭(capture width)의 최대값을 공기실의 지름으로 무차원시킨 값을 그린 그림이다. 에너지 취득폭이 최대가 되도록 최적의 터빈 상수를 식 (42)을 이용하여 구하였다. 무차원된 취득폭의 최대값은 Fig. 6에서 살펴본 유량의 최대값과 일치한다. 3개의 무차원된 반지름에 대하여 비교하면 반지름이 작을수록 취득폭은 커지지만 공진폭이 줄어들어 가는 것을 알 수 있다. 또한 최대값을 주는 공진점의 위치가 공기실의 반

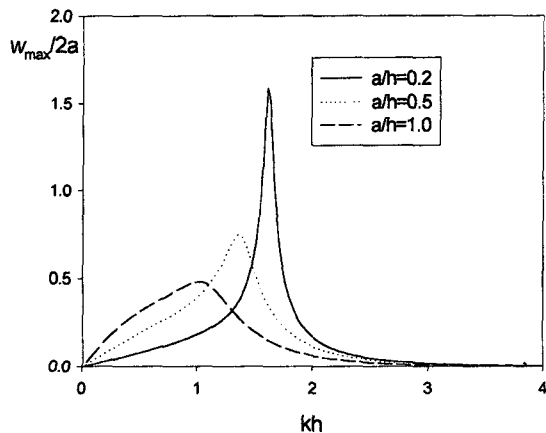


Fig. 8. Maximum capture width in the case of $d/h = 0.5$, $H/h = 0.5$.

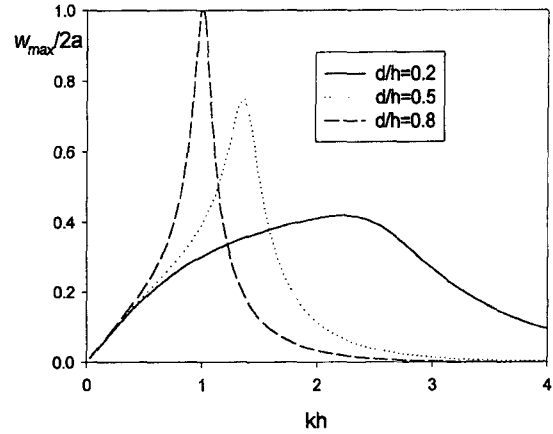


Fig. 9. Maximum capture width in the case of $a/h = 0.5$, $H/h = 0.5$.

지름이 커질수록 왼쪽으로 이동함을 볼 수 있다. Fig. 8은 파력발전장치가 설치될 해역이 정해지면 설치해역의 주된 주파수에 맞추어 최적의 원통형 파력발전장치의 형상을 설계할 수 있는 자료를 제공한다.

Fig. 9는 파력발전장치의 잠긴 깊이 변화에 따른 취득폭의 최대값을 보여주고 있다. 잠긴 깊이가 깊을수록 공진점에서의 취득폭의 최대값은 크지만 공진폭은 줄어들어 볼 수 있다.

6. 결 론

이상의 계산결과로부터 아래와 같은 결론을 도출할 수 있다.

- 1) 입사파의 주파수와 원통형 공기실의 고유 주파수가 일치될 때 공진 현상이 발생하며, 공진점에서 공기실내의 파형은 크게 증폭된다. 공진점의 위치는 고유치 문제를 풀어 구한 고유 주파수와 일치한다.
- 2) 계산영역 내에서 존재하는 여러개의 공진 주파수들 중에서 첫 번째 공진 주파수 $(m, n) = (0, 1)$ 에 해당하는 공진 모드를 특별히 Helmholtz 모드 또는 pumping 모드라 부르며 공기실내의 파형은 공간상의 변화 없이 상하로 진동한다. 공기실내의 유량과 최대 에너지 취득 폭을 살펴본 결과 최대값은 Helmholtz 공진 모드에서 발생함을 확인하였다. 따라서 설치해역에서 발생하는 파의 주된 주파수가 결정되면 Helmholtz 공진이 발생하도록 공기실의 형상을 설계하여야 한다.
- 3) 공진점에서 공기실내의 변동압력에 의한 유량을 살

떠본 결과 공진점에서 유량의 실수부는 증가하다가 갑자기 감소하여 음의 값을 갖으며, 유량의 허수부는 공진점에서 최대값을 보이는 결과를 얻었다. 이러한 현상은 선박유체역학 분야에서 유체동역학적 공진 현상이 발생할 때 부가질량과 감쇠계수에서 생기는 특징들을 그대로 반영하고 있었다.

4) 본 연구에서는 에너지 취득폭의 최대값을 주기 위하여 최적의 터빈 상수를 수학적으로 구하였다. 실제로 원통형 진동수주 파력발전장치를 설계·제작하기 위해서는 터빈에 대한 추가적인 연구가 필요하다.

참고문헌

- Cho, I.H. and Hong, S.W., 1993. On the study of the performance of OWC due to nonuniform chamber pressure, *3rd Int. Offshore and Polar Eng.*
- Count, B.M. and Evans, D.V., 1984. The influence of projecting side walls on the hydrodynamic performance of wave-energy devices, *J. Fluid Mech.*, **155**, pp. 157-187, pp. 361-376.
- Evans, D.V., 1981. Power from water waves, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13**, pp. 157-187.
- Evans, D.V., 1979. Some theoretical aspects of three-dimensional wave energy absorbers, *Proc. 1st Symp. on Wave Energy Utilization*, pp. 77-113.
- Evans, D.V. and Porter, R., 1997. Efficient calculation of hydrodynamic properties of OWC-type devices, *J. Offshore Mech. and Arctic Eng.* **119**, pp. 210-218.
- Garret, C.J.C., 1971. Wave forces on a circular dock, *J. Fluid Mech.*, **46**, pp. 129-139.
- Lee, C.M., Jones, H.D. and Curphy, R.M., 1976. *Prediction of motion and hydrodynamic loads of catamarans*, Marine Tech.
- Malmö, O. and Reitan, A., 1985. Wave-power absorption by an oscillating water column in a channel, *J. Fluid Mech.*, **158**, pp. 153-175.
- Mei, C.C., 1983. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley and Sons.
- Newman, J.N., Sortland, B. and Vinje, T., 1984. The added mass and damping of rectangular bodies close to the free surface, *J. Ship Research*, **28**(4).
- Oortmerssen, G.V., 1976. *The motion of a moored ship in waves*, NSMB Publication, No. 510.
- Sarmiento, A.J.N.A. and Falcao, A.F.D.E O., 1985. Wave generation by an oscillating surface-pressure and its application in a wave-energy extraction, *J. Fluid. Mech.*, **150**, pp. 467-485.
- Vinje, T., 1989. On the significance of negative added mass. *Proc. of the 8th int. conf. on OMAE*.

Received February 4, 2002

Accepted February 27, 2002