

원기둥과 선형발전기의 연성 수직운동을 이용한 파 에너지 추출

조일형* · 권혁민**

*제주대학교 해양시스템공학과

**경주대학교 토목공학과

Extraction of Wave Energy Using the Coupled Heaving Motion of a Circular Cylinder and Linear Electric Generator

Il-Hyoung Cho* and Hyuck-Min Kweon**

*Department of Ocean System Engineering, Jeju National University, Jeju, Korea

**Department of Civil Engineering, Kyongju University, Kyongju, Korea

KEY WORDS: Heave motion 수직운동, Linear electric generator 선형발전기, Power absorbtion 에너지 흡수, Matched eigenfunction expansion method 고유함수전개법, Double resonance 이중 공진, Circular cylinder 원기둥

ABSTRACT: The feasibility of wave energy extraction from a heaving truncated cylinder and the corresponding response of the linear electric generator (LEG) composed of spring, magnet, and coil has been investigated in the frame of three-dimensional linear potential theory. The heaving motion of a circular cylinder is calculated by means of the matched eigenfunction expansion method. Further, the analytical results are validated by numerical results using the ANSYS AQWA commercial code. By the action of a heaving circular cylinder, the magnet suspended by a spring can slide vertically inside the heaving cylinder. The mechanical power is extracted from the magnet motion relative to the coil/stator which is attached to the cylinder. The coupled ODE of a heaving cylinder and LEG system in waves is derived to obtain the magnet motion relative to a cylinder. To maximize the relative motion of the magnet, both the buoy draft and the LEG system parameters (spring stiffness, damping) should be selected properly for generating the double resonance considering the peak frequency of the target spectrum.

1. 서 론

우리나라와 같이 에너지 부존자원이 빈약하고 삼면이 바다로 둘러싸인 지리적 여건을 고려한다면 해양에너지 개발의 필요성은 두말할 여지가 없을 것이다. 또한 온실가스 배출을 통제하기 위한 전 지구적 협약인 교토의정서로 인해 세계 경제 패러다임이 신 재생 에너지를 기반으로 한 저탄소 녹색성장 사회로 급격히 바뀌고 있는 과정에서 해양에너지 자원은 고갈될 염려가 전혀 없고 오염문제가 없는 무공해 청정에너지라는 장점을 지니고 있어 경제성을 떠나 새로운 관심의 대상으로 떠오르고 있다. 그러나 해양에너지는 다른 에너지원에 비하여 에너지 밀도가 낮고 불규칙한 전력 생산으로 상용성을 확보하기 위해서는 여러 개의 발전장치를 연결하는 균형(Array) 배치나 에너지 저장기술 개발이 필요하며, 육상으로의 송전문제로 해안에서 멀리 떨어지지 않은 곳에 설치하는 것이 바람직하다. 최근에는 경제성을 높이기 위하여 해상풍력과 파력을 하나로 묶는 복합발전과 외해 양식시설물과 연계한 발전장치에 대한 연구가 활발히 진행중에 있다.

입사파의 파장에 비하여 작은 크기를 갖는 부유체의 운동을 이용하여 발전하는 방식을 Point absorber 발전방식(Stallard et al., 2005)이라 부르며 1970년도부터 많은 연구가 진행되고 있다.

이때 부유체의 운동을 극대화하기 위하여 입사파의 주파수와 공진이 일어나도록 부유체의 형상을 설계한다(Budal and Falnes, 1975; French, 1979). 부유체의 운동에너지로부터 전기에너지를 추출하기 위한 장치(Power take-off, PTO)로는 유압(Hydraulic)을 이용하는 방식과 선형발전기(Linear electric generator, LEG)를 이용하는 방식이 있다. 유압을 이용하는 방식은 부유체와 연결된 피스톤의 운동으로 유기된 2개의 저장조내의 유체의 압력차이로 유압모터를 돌려 발전하는 간접적인 방식인 반면에 LEG 방식은 영구자석과 코일의 상대운동으로부터 직접 전기를 생산하는 직접적인 방법으로 최근에 큰 관심을 받고 있다. 영구자석의 상하운동은 부체내의 질량분포를 변화시키며 이로 인하여 부체 운동에 영향을 준다. 또한 영구자석-스프링-코일로 구성된 LEG내에서 발생된 전자기력(Electro-magnetic force)은 발전기의 기계적 응답에 영향을 준다.

수직 원기둥과 입사파와의 상호작용 문제는 Miles and Gilbert (1968)가 처음으로 연구한 이후로 수면위에 떠 있는 원기둥에 대한 산란효과는 Garrett (1971)의해 다루어 졌고 방사 문제는 Tung (1979), Yeung (1981), McIver and Evans (1984)에 의해 해석되었다. 조일형(2011)은 원형 감쇠판이 부착된 원기둥의 방사문제에 고유함수전개법을 적용하여 동유체력을 해석하였다.

교신저자 조일형: 제주시 제주대학로 66, 064-754-3482, cho0904@jejunu.ac.kr

Grilli et al.(2007)은 원기둥내에 선형발전기가 탑재된 파력발전 장치에 대하여 ① 입사파에 대한 원기둥의 운동해석, ② 원기둥 운동에 대한 LEG 시스템의 동적해석, ③ LEG 시스템으로부터의 전기적 출력결정 등을 중심으로 해석과 모형실험을 수행하여 소형(3-4W) 파력 발전장치를 개발하였다.

본 연구에서는 파랑중 원기둥과 LEG 장치가 서로 연성되어 있을 때 추출되는 파워를 구하였다. 먼저 수면위에 떠 있는 원기둥의 수직운동을 해석하기 위하여 선형포텐셜 이론에 근거한 경계치문제를 회절문제와 방사문제로 나누어 고유함수전개법을 사용하여 풀어 파기진력과 동유체력을 구하고 운동방정식에 대입하여 운동변위를 구하였다. 해석결과와 타당성을 검증하기 위하여 포텐셜 이론에 근거를 둔 ANSYS AQWA 상용코드를 사용한 수치계산결과와 비교하였다. 원기둥 내부에 영구자석, 스프링, 코일로 구성된 선형발전기(LEG)를 질량-스프링-댐퍼로 모델링하여 2개의 운동계가 서로 연성된 미분방정식을 유도하였다. 원기둥의 수직운동은 LEG내의 영구자석의 운동을 유발하며 이때 원기둥에 고정된 코일과 가동자인 영구자석의 상대운동 속도가 최대가 되도록 LEG내의 스프링 강성계수를 설계하였다. 실제 해상의 불규칙파를 고려하기 위하여 JONSWAP 스펙트럼을 사용하여 불규칙 파랑중 원기둥과 영구자석의 상대운동특성과 추출파워를 유의파고와 피크주기(Peak period)를 바꿔가면서 살펴보았다.

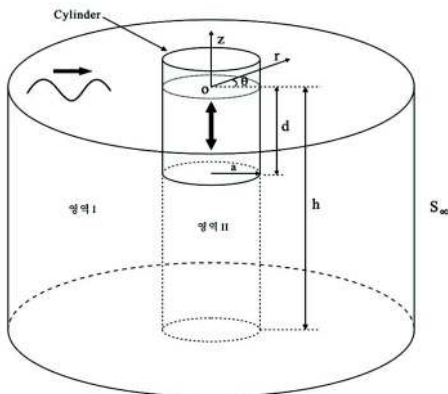


Fig. 1 Definition sketch of a floating circular cylinder

2. 문제의 정식화

본 연구에서는 반지름 a , 잠긴깊이 d 인 원기둥 모델에 대하여 파기진력과 동유체력(부가질량, 방사감쇠력)을 구하고 이로부터 원기둥의 수직방향 운동변위를 구하였다. 원기둥의 운동은 원기둥 내부에 설치된 선형발전기(LEG) 내에 위치한 영구자석의 수직운동을 일으키고 코일이 감긴 원기둥과 영구자석의 상대운동으로부터 에너지가 추출된다. Fig. 1과 같이 극좌표계 (r, θ, z) 를 도입하고 원점은 수면위에 놓여 있으며, z 축의 양의 방향을 연직상향으로 잡았다. 수심은 h 로 일정하며, 원기둥의 바닥과 해저면 사이의 간격은 $c = h - d$ 이다. 선형 포텐셜이론을 가정하여 속도포텐셜을 도입하고 입사파가 진폭(A)과 주파수(ω)를 가지고 x 축의 양의 방향으로 진행한다면 속도포텐셜을 시간과 공간의

함수로 분리하여 $\Phi(r, \theta, z, t) = Re\{\phi(r, \theta, z)e^{-i\omega t}\}$ 로 쓸 수 있다. 수직운동(Heave)만을 고려하였을 때 전체 포텐셜 $\phi(r, \theta, z)$ 은 아래와 같이 입사포텐셜(ϕ_I)과 회절포텐셜(ϕ_D) 그리고 방사포텐셜(ϕ_R)의 합으로 표현된다. 계산모델은 축대칭 구조이므로 회절포텐셜과 달리 방사포텐셜은 θ 와 무관하다.

$$\phi = -\frac{ig}{\omega} A \sum_{l=0}^{\infty} [\phi_I^l(r, z) + \phi_D^l(r, z)] \cos l\theta - i\omega z_o \phi_R(r, z), \quad (1)$$

여기서 z_o 은 원기둥의 수직운동 복소변위이다.

2.1 회절문제

회절문제는 원기둥을 고정시키고 입사파의 의한 산란효과를 해석하는 것이다. 고유함수전개법을 적용하기 위하여 유체영역을 Fig. 1과 같이 영역 (I)과 영역 (II)으로 나눈다. 영역 (I)은 $r > a, -h < z < 0$, 영역 (II)은 $r < a, -h < z < -d$ 으로 정의된다.

Laplace방정식과 함께 자유표면 및 해저면 경계조건 그리고 방사조건을 만족하는 영역 (I)의 속도포텐셜은 입사파와 원기둥에 의한 회절파의 합으로 다음과 같다.

$$\phi_D^{l(1)} = \beta_l J_l(k_1 r) \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} + \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} \frac{K_l(k_{1n} r)}{K_l(k_{1n} a)} \psi_{1n}(z), \quad (2)$$

여기서 $l=0$ 일 때 $\beta_l = 1$ 이며, $l \geq 1$ 일 때 $\beta_l = 2(i)^l$ 이다. 또한 $n=0$ 는 진행파(Propagating waves)를 나타내며, $n \geq 1$ 은 원기둥 주위에만 존재하는 비진행파(Evanescent waves) 성분을 나타낸다. J_l 와 K_l 는 각각 제 1종 Bessel 함수와 변형된 제 2종 Bessel 함수이다.

영역 (I)에서의 고유값($k_{10} = -ik_1, k_{1n}, n=1, 2, \dots$)은 선형분산식($k_{1n} \tan k_{1n} h = -\omega^2/g$)을 만족하며, 고유함수 $\psi_{1n}(z)$ 은 다음과 같이 정의된다.

$$\psi_{1n}(z) = N_{1n}^{-1} \cos k_{1n}(z+h), \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$$N_{1n}^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_{1n} h}{2k_{1n} h} \right).$$

고유함수 $\psi_{1n}(z)$ 는 아래와 같은 직교성(Orthogonality)을 만족한다.

$$\frac{1}{h} \int_{-h}^0 \psi_{1m}(z) \psi_{1n}(z) dz = \delta_{mn}, \quad (4)$$

여기서 δ_{mn} 는 $m = n$ 일 때 1이고, $m \neq n$ 일 때 0의 값을 갖는 Kronecker-delta 함수이다.

영역 (II)에서의 속도포텐셜은 Laplace방정식과 원기둥 바닥 ($z = -d$)과 해저면에서의 경계조건식($\partial \phi_D^{(2)} / \partial n = 0$)을 만족해야하므로 아래와 같이 표현된다.

$$\phi_D^{l(2)} = A_0 \left(\frac{r}{a} \right)^l + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_{ln} \frac{I_l(\lambda_n r)}{I_l(\lambda_n a)} \cos \lambda_n(z+h), \quad (5)$$

영역 (II)에서의 고유치는 $\lambda_n = n\pi/c, (n=0, 1, 2, \dots)$ 이다.

식 (2)와 (5)의 미지수 $A_{ln}, B_{ln} (n, l=0, 1, 2, \dots)$ 는 $r=a$ 에서 인접한 영역의 속도포텐셜과 수평방향 속도가 서로 같다는 경

합조건식으로부터 구해진다. $r = a$ 에서 속도포텐셜이 서로 같다는 정합조건식으로부터 아래와 같은 방정식을 얻을 수 있다.

$$\beta_r J_l'(k_1 a) \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} + \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} \psi_{1n}(z) \quad (6)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n A_{ln} \cos \lambda_n(z+h), \quad -h < z < -d.$$

여기서 ε_n 은 $n=0$ 일 때 1을 갖고, $n \geq 1$ 일 때 2를 갖는 Neumann 기호이다.

윗식의 양변에 영역 (II)의 고유함수 $\{\cos \lambda_m(z+h); m=0,1,2,\dots\}$ 를 곱하고 $-h$ 부터 $-d$ 까지 z 에 대하여 적분하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$g_{lm} + A_{lm} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} G_{nm}, \quad m, l = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

여기서

$$g_{lm} = -\frac{\beta_r J_l'(k_1 a)}{c} \int_{-h}^{-d} \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} \cos \lambda_m(z+h) dz,$$

$$G_{nm} = \frac{1}{c} \int_{-h}^{-d} \cos \lambda_m(z+h) \psi_{1n}(z) dz = \frac{(-1)^m k_{1n} \sin k_{1n} c}{N_{1n} c (k_{1n}^2 - \lambda_m^2)}.$$

$r = a$ 에서 두 영역의 수평방향 속도가 서로 같다는 정합조건식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{h} \left[\beta_l k_1 h J_l'(k_1 a) \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} + \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} q_{ln} \psi_{1n}(z) \right] \quad (8)$$

$$= \begin{cases} 0, & -d < z < 0, \\ \frac{2}{c} \sum_{n=0}^{\infty} A_{ln} p_{ln} \cos \lambda_n(z+h), & -h < z < -d. \end{cases}$$

여기서

$$p_{ln} = \begin{cases} \frac{d}{2a}, & n=0 \\ \frac{\lambda_n c I_n'(\lambda_n a)}{I_n(\lambda_n a)}, & n \geq 1 \end{cases}$$

$$q_{ln} = \frac{k_{1n} h K_l'(k_{1n} a)}{K_l(k_{1n} a)},$$

이다.

식 (8)의 양변에 $\psi_{1m}(z)$ 를 곱하고 z 에 대해 $-h$ 에서 0까지 적분하면 다음식을 얻는다.

$$B_{lm} q_{lm} = -\frac{\beta_l k_1 h J_l'(k_1 a) N_{10}}{\cosh k_1 h} \delta_{m0} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} A_{ln} p_{ln} G_{nm}, \quad (9)$$

$$m, l = 0, 1, 2, \dots$$

식 (7)을 이용하면 A_{lm} 는 아래와 같이 표현되며 영역 (II)의 미지수를 구할 때 이용된다.

$$A_{lm} = \sum_{k=0}^{\infty} B_{lk} G_{mk} - g_{lm}, \quad m \geq 0. \quad (10)$$

식 (10)를 식 (9)에 대입하여 정리하면 미지수 B_{lm} 에 대한 대수방정식을 구할 수 있다.

$$B_{lm} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{F_{lmn}}{q_{lm}} B_{ln} = \frac{X_{lm}}{q_{lm}}, \quad m, l = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

여기서

$$F_{lmn} = -2 \sum_{k=0}^{\infty} p_{lk} G_{kn} G_{km},$$

$$X_{lm} = -\frac{\beta_l k_1 h J_l'(k_1 a) N_{10}}{\cosh k_1 h} \delta_{m0} - 2 \sum_{k=0}^{\infty} p_{lk} g_{lk} G_{km}.$$

식 (11)에 주어진 대수방정식을 수치적으로 풀기 위하여 고유함수의 개수(N)와 θ 방향의 모드 개수(M)를 유한개로 잡아 주어진 $l = 0, 1, 2, \dots, M$ 에 대하여 $(N+1) \times (N+1)$ 대수방정식을 풀어 미지수 B_{lm} ($l = 0, 1, 2, \dots, M, m = 0, 1, 2, \dots, N$)을 수치적으로 구한다. B_{lm} 이 구해지면 나머지 미지수 A_{lm} 을 식 (10)으로부터 구할 수 있다.

원기동에 작용하는 수직방향의 파기진력($F_D = AXe^{-i\omega t}$)은 영역 (II)의 동압력을 원기동 바닥에 대하여 적분하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$X = 2\pi \rho g \int_0^a r \phi_D^{(2)}(r, -d) dr, \quad (12)$$

2.2 방사문제

원기동의 수직운동에 의한 방사문제는 회절문제와 같은 방법으로 유체영역을 영역 (I), (II)으로 나누어 각 영역에서의 해당 경계조건식들을 만족하는 속도포텐셜을 구한다.

$$\phi_R^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n^* \frac{K_0(k_{1n} r)}{K_0(k_{1n} a)} \psi_{1n}(z), \quad (13)$$

$$\phi_R^{(2)} = \phi_P^{(2)} + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n A_n^* \frac{I_0(\lambda_n r)}{I_0(\lambda_n a)} \cos \lambda_n(z+h).$$

여기서 원기동 바닥면($z = -d$)에서의 경계조건식($\partial \phi_R^{(2)} / \partial n = 1$)을 만족하는 영역 (II)의 특별해(Particular solution)는 아래와 같이 주어진다.

$$\phi_P^{(2)} = \frac{1}{2c} \left((z+h)^2 - \frac{r^2}{2} \right). \quad (14)$$

앞에서 살펴본 회절문제와 같은 방법으로 $r = a$ 에서 인접한 영역의 속도포텐셜과 수평방향 속도가 서로 같다는 정합조건식으로부터 식 (13)의 미지수 A_n^*, B_n^* 는 아래와 같은 대수방정식을 풀어 구할 수 있다.

$$B_m^* + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{F_{mn}}{q_{0m}} B_n^* = \frac{X_m^*}{q_{0m}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

여기서 $X_m^* = -\frac{a}{2} G_{0m} - 2 \sum_{k=1}^{\infty} p_{0k} g_{0k} G_{km}.$

영역 (II)의 미지수 A_m^* 는 아래 식을 이용하여 구할 수 있다.

$$A_m^* = \sum_{k=0}^{\infty} B_k^* G_{mk} - \frac{1}{c} \int_{-h}^{-d} \phi_P^{(2)}(a, z) \cos \lambda_m(z+h) dz, \quad m \geq 0. \quad (16)$$

원기둥의 수직운동에 의한 동유체력은 영역 (II)의 동압력을 원기둥 바닥면에 대하여 적분하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$F_R = 2\pi\rho\omega^2\xi \int_0^a r\phi_R^{(2)}(r, -d) dr e^{-i\omega t} \\ = (\omega^2\mu\xi + i\omega\nu) e^{-i\omega t}, \quad (17)$$

여기서 μ 와 ν 를 각각 부가질량과 방사감쇠계수라 부른다.

2.3 운동방정식

회절문제를 풀어 구한 파 기진력과 방사문제를 풀어 구한 동 유체력을 아래 주어진 운동방정식에 대입하여 원기둥의 수직운동변위를 구할 수 있다.

$$(m_1 + \mu)\ddot{z} + (b + \nu)\dot{z} + \rho g S z = F_D \quad (18)$$

여기서 m_1 는 원기둥의 질량이며, $S(=\pi a^2)$ 는 원기둥의 수선면적이다. $b(=\frac{2\kappa\rho g S}{\omega_0})$ 는 점성에 의한 감쇠계수로 자유감쇠실험 (Free-decay test)을 통하여 실험적으로 구할 수 있다. ω_0 는 비감쇠 공진주파수로 $\omega_0 \approx \sqrt{\frac{\rho g S}{m_1 + \mu}}$ 이며, $m_1 \gg \mu$ 인 경우 $\omega_0 \approx \sqrt{\rho g S / m_1} = \sqrt{g/d}$ 이다. 무차원화된 감쇠계수 κ 를 얻기 위하여 실제 계산모델의 1/10 축척비를 갖는 $2a/d=0.2$ ($d=0.5m$, $2a=0.1m$)에 대한 노준범 등(2002)의 모형실험결과와 비교하였다. 식 (18)에서 $z = z_0 e^{-i\omega t}$ 라 놓고 운동방정식을 풀어 주파수 영역에서의 발전기와 연성되지 않는 원기둥의 수직운동 변위(z_0)를 구한다. 여기서 종축은 입사파의 진폭으로 무차원화시킨 원기둥 수직운동의 진폭 비인 RAO (Response amplitude operator)를 나타낸다. 실선은 점성을 무시한 포텐셜이론의 결과이며, 동그라미는 노준범 등(2002)의 실험결과이다. 무차원화된 감쇠계수를 변화시키면서 실험결과와 가장 잘 일치하는 $\kappa(=0.02)$ 를 구하고, 이후 계산에서 점성에 의한 감쇠계수로 이 값을 사용한다.

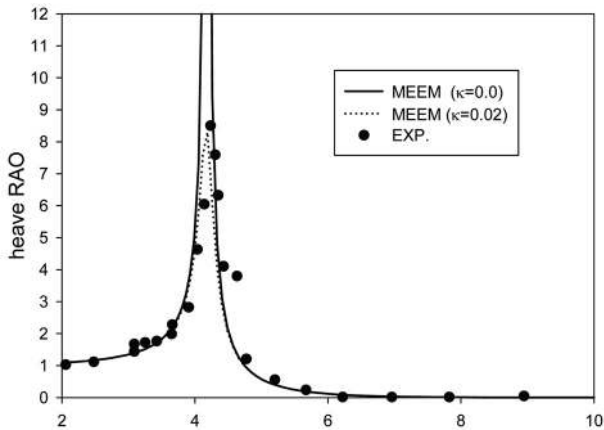


Fig. 2 Comparison of heave RAO with the experimental measurements (Rho et al.)

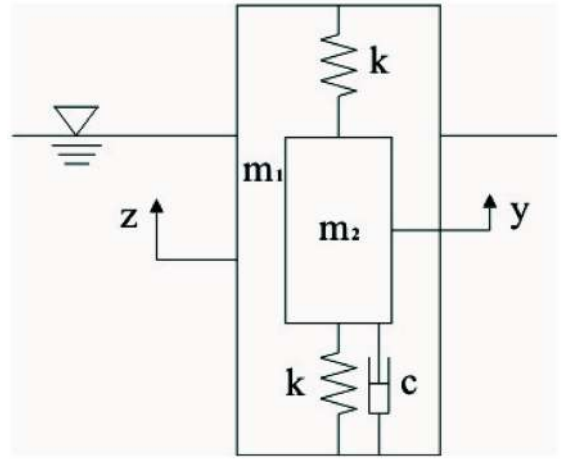


Fig. 3 Linear electric generator (LEG)

2.4 파라에너지 추출

원기둥의 운동은 원기둥 내부에 설치된 영구자석, 스프링, 댐퍼로 구성된 선형발전기(LEG)의 운동을 유발한다. LEG장치는 Fig. 3과 같이 수직방향으로 운동하는 질량 m_2 인 영구자석은 강성계수 k 인 2개의 스프링 사이에 놓여 있으며, 코일과 영구자석 사이에서 발생하는 전자기력과 관련된 감쇠계수 c 인 감쇠기구로 구성되어 있다. 감쇠계수는 자석의 강도와 코일 특성의 함수로 발전기 실험에서 측정된 값을 가지고 산출된다.

이와 같이 구성된 LEG 장치로부터 얻을 수 있는 최대 파워는 원기둥과 영구자석의 상대속도($\dot{y} - \dot{z}$)가 가장 클 때 발생한다. 원기둥과 LEG 장치의 연성된 운동방정식은 다음과 같다.

$$(m_1 + \mu)\ddot{z} + m_2\ddot{y} + B\dot{z} + \rho g S z = F_D \quad (19) \\ m_2\ddot{y} + c(\dot{y} - \dot{z}) + 2k(y - z) = 0,$$

여기서 $B(=b + \nu)$ 는 부유체의 감쇠계수, c 는 LEG의 감쇠계수이다. LEG 장치의 고유주파수는 $\omega_s = \sqrt{2k/m_2}$ 이다.

원기둥과 영구자석이 입사파의 주파수 ω 와 같은 주파수로 조화운동을 하므로 $z = z_0 e^{-i\omega t}$, $y = y_0 e^{-i\omega t}$ 이며, 원기둥과 영구자석의 상대운동 변위는 $x(=y - z) = x_0 e^{-i\omega t}$ 라 쓸 수 있다. 식 (19)에 대입하여 정리하면 주파수영역에서의 운동방정식은 다음과 같다.

$$[-\omega^2(M + \mu) - i\omega B + \rho g S]z_0 - \omega^2 m_2 x_0 = AX, \quad (20) \\ -\omega^2 m_2 z_0 + (-\omega^2 m_2 - i\omega c + 2k)x_0 = 0,$$

여기서 $M(=m_1 + m_2)$ 은 원기둥과 영구자석의 질량의 합이다. 식 (20)을 풀어 원기둥의 운동변위(z_0)와 원기둥과 영구자석의 상대운동변위(x_0)를 구한다. 원기둥과 영구자석의 상대운동변위로부터 시간평균 파워를 구하면 다음과 같다.

$$\frac{P}{A^2} = \frac{1}{2} c \omega^2 \left| \frac{x_0}{A} \right|^2. \quad (21)$$

불규칙 파랑중 수직운동 스펙트럼과 파워 스펙트럼은 다음과 같이 주어진다.

$$S_z(\omega) = \left| \frac{z_o}{A}(\omega) \right|^2 \cdot S_\zeta(\omega), \quad (22)$$

$$S_x(\omega) = \left| \frac{x_o}{A}(\omega) \right|^2 \cdot S_\zeta(\omega),$$

$$S_p(\omega) = \frac{P}{A^2}(\omega) \cdot S_\zeta(\omega).$$

$S_\zeta(\omega)$ 는 파 스펙트럼으로 JONSWAP 스펙트럼인 경우에 다음식과 같다.

$$S_\zeta(\omega) = \frac{5}{16} H_{1/3}^2 \omega_p^4 \omega^{-5} \exp[-1.25(\omega/\omega_p)^4] \gamma^B, \quad (23)$$

$$\omega_p = \frac{2\pi}{T_p}, B = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^2 \omega_p}\right],$$

여기서 $H_{1/3}$ 은 유의파고, T_p 는 피크주기이며, $\omega \leq \omega_p$ 일 때 $\sigma = 0.07$, $\omega > \omega_p$ 일 때 $\sigma = 0.09$ 이다. γ (Peak factor)는 1부터 7사이의 값을 갖는데, 평균 JONSWAP 스펙트럼인 경우 $\gamma = 3.3$, P-M (Pierson-moskowitz) 스펙트럼인 경우 $\gamma = 1$ 을 선택한다.

불규칙 파랑중 수직운동의 유의 진폭(Significant amplitude)과 추출파위의 R.M.S. (Root mean square)는 다음과 같다.

$$z_{a1/3} = 2 \sqrt{\int_0^\infty S_z(\omega) d\omega}, \quad (24)$$

$$x_{a1/3} = 2 \sqrt{\int_0^\infty S_x(\omega) d\omega},$$

$$P_s = \sqrt{\int_0^\infty S_p(\omega) d\omega}.$$

3. 계산결과 및 고찰

직경($2a$)=1.0m, 홀수(d)=5.0m인 원기동이 수심 30m인 해역에 설치되어 있는 경우를 계산모델로 잡았다. 원기동의 수직운동 고유주파수는 $\omega_o \approx \sqrt{g/d} \approx 1.4$ rad/sec이다. LEG 장치내의 영구자석의 질량은 $m_2 = 205$ kg으로 전체질량 $M = 4,021$ kg과의 비(m_2/M)는 0.051이다. 이중 공진(Double resonance)을 이용하여 파에너지를 증폭하기 위하여 LEG 장치의 고유주파수는 원기동의 고유주파수와 일치하여야 한다. 따라서 공진이 발생하는 스프링의 강성계수는 $k \approx 0.5m_2\omega_o^2 \approx 200$ N/m이다.

먼저 고유함수전개법(MEEM)을 이용하여 구한 해석해를 검증하기 위하여 ANSYS AQWA 상용코드를 사용한 수치계산결과와 비교하였다. 실선은 현재의 고유함수전개법을 이용한 해석결과 ($N = 60, M = 20$)이며, 동그라미는 총 격자 개수 2881개를 이용한 ANSYS의 수치계산결과이다. 무차원화된 부가질량과 감쇠계수 그리고 파기전력 모두 서로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

Fig 5에서는 원기동의 수직운동 RAO (Response amplitude operator)와 입사파와의 위상차를 살펴보았다. 원기동의 형상은 Fig 4와 동일하며 이중 공진을 유발하기 위하여 LEG내의 스프링강성계수는 $k/(m_2\omega_s^2) = 0.5$ 이며, LEG의 감쇠계수는 $c/(m_2\omega_s) = 1.0$ 이다. 실선은 원기동과 LEG 장치사이의 연성효과를 고려하지

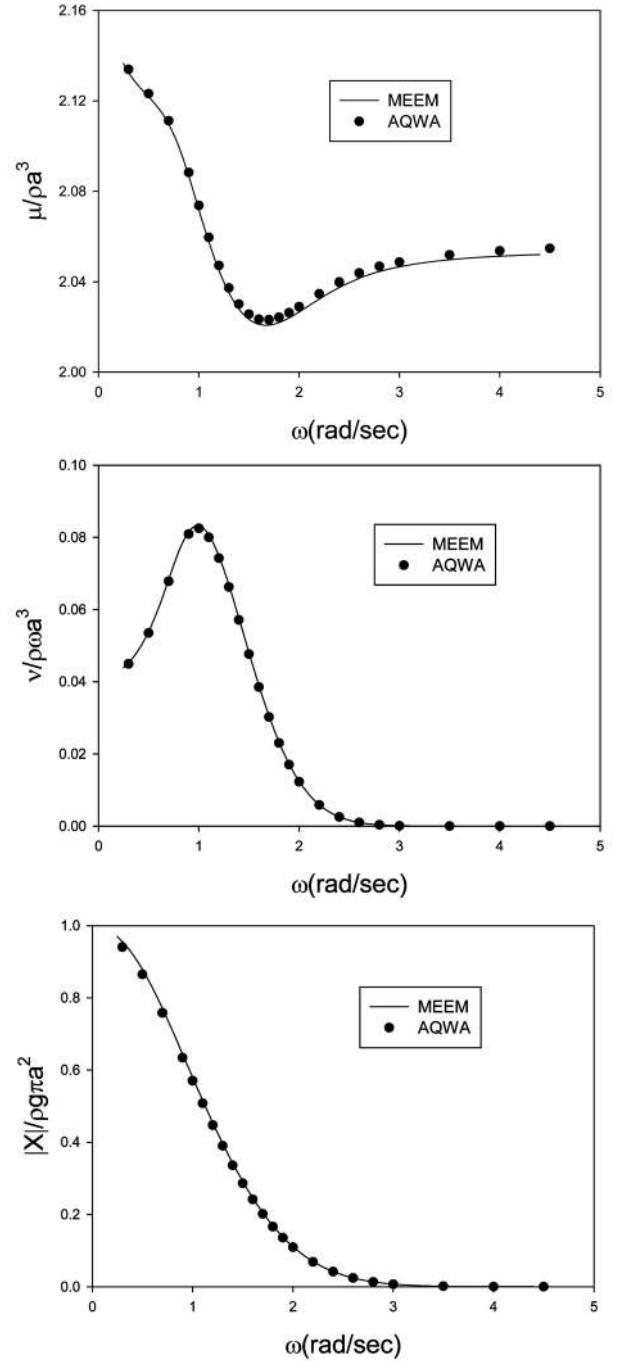


Fig. 4 Comparison of added mass, damping coefficients, and exciting force from present solutions (MEEM) with ANSYS AQWA numerical results ($h = 30m, d = 5.0m, 2a = 1.0m$)

않았을 때의 결과이며, 점선은 연성효과를 고려한 경우이다. 수직운동의 RAO(z_o/A)곡선의 최고점을 나타내는 주파수와 수직파선으로 표시한 고유주파수($\omega_o = 1.35$ rad/s)는 서로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 원기동과 LEG 장치사이의 연성효과를 고려하였을 때 공진주파수에서의 RAO 피크값이 줄어드는 결과를 주었다. 그러나 공진주파수를 제외한 주파수영역에서는 거의 같은 결과를 얻을 수 있다. 공진주파수($\omega_o = 1.35$ rad/s)보다

작은 저주파수 영역에서는 원기둥의 운동은 주로 복원력($\rho g S$)에 의해 좌우되며 원기둥은 파를 따라 운동을 하므로 RAO는 1.0 값을 가지며 위상차는 거의 없다. 공진주파수 영역에서는 원기둥의 운동은 감쇠항에 의해 영향을 받으며 0도부터 180도까지 갑작스런 위상차의 변화를 경험하며 공진주파수에서의 위상차는 90도이다. 공진주파수를 지나 고주파수 영역에서는 원기둥의 운동은 주로 원기둥의 질량에 의해 좌우된다. 따라서 입사파가 원기둥의 운동에 미치는 영향은 크게 줄어들어 RAO는 0에 가까운 값에 수렴한다. Fig. 6은 같은 조건하에서 영구자석과 원기둥간의 상대 수직운동변위의 RAO 곡선과 입사파와의 위상차를 그렸다. 예상대로 공진주파수($\omega_o = 1.35 \text{ rad/s}$)에서 상대 수직운동변위는 크게 증폭됨을 알 수 있으며 공진주파수에서 상대운동은 입사파와 180도 차이가 난다. Omholt (1978)가 이미 밝혔듯이 공진주파수에서 원기둥의 운동은 LEG 장치내의 영구자석의 운동보다 위상이 90도 앞서 있다는 것을 본 계산을 통하여 밝혔다.

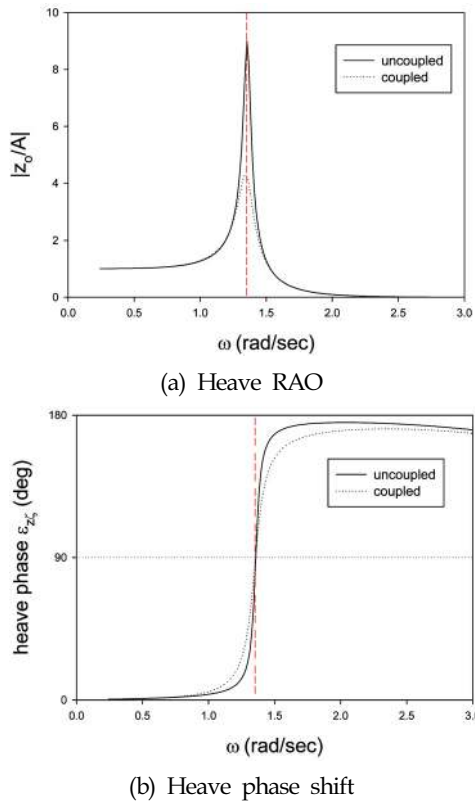


Fig. 5 Heave RAO and phase shift(ϵ_{zc}) between the heave motion and the wave for $k/(m_2\omega_o^2) = 0.5, c/(m_2\omega_o) = 1.0$

원기둥의 수직운동은 LEG내의 영구자석의 수직운동을 유발한다. Fig. 7은 LEG의 감쇠계수를 바꿔가면서 상대운동변위와 입사파와의 위상차를 보여주고 있다. 예상대로 LEG의 감쇠계수가 커질수록 LEG 장치로 통하여 에너지가 더 많이 추출되므로 상대운동 변위는 줄어드는 것을 확인할 수 있었다. 또한 입사파에 대한 상대운동변위의 위상차는 공진주파수를 전후하여 180도에서 -180도로 큰 변화를 보이며 공진주파수에서는 Fig. 6에서 살펴 보았듯이 입사파와 180도의 위상차를 갖는다.

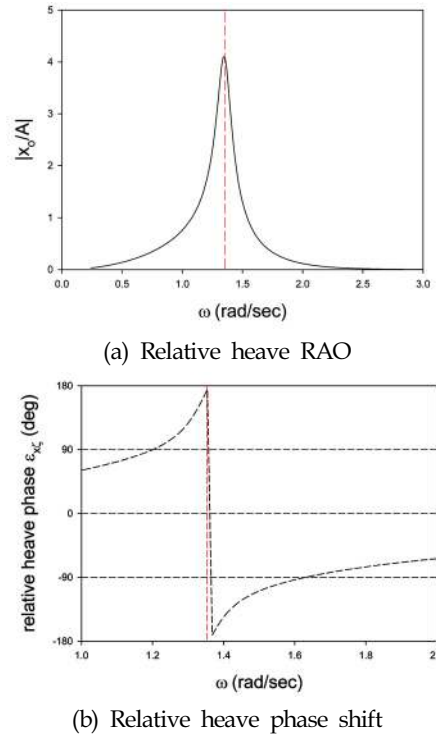


Fig. 6 Relative heave RAO and phase shift(ϵ_{zc}) between the relative heave motion and the wave for $k/(m_2\omega_o^2) = 0.5, c/(m_2\omega_o) = 1.0$

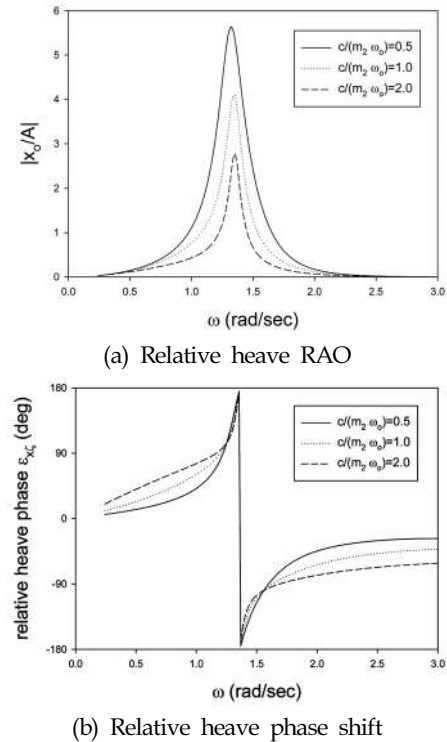


Fig. 7 Relative heave RAO and phase shift(ϵ_{zc}) between the relative heave motion and the wave as a function of LEG damping coefficients for $k/(m_2\omega_o^2) = 0.5$

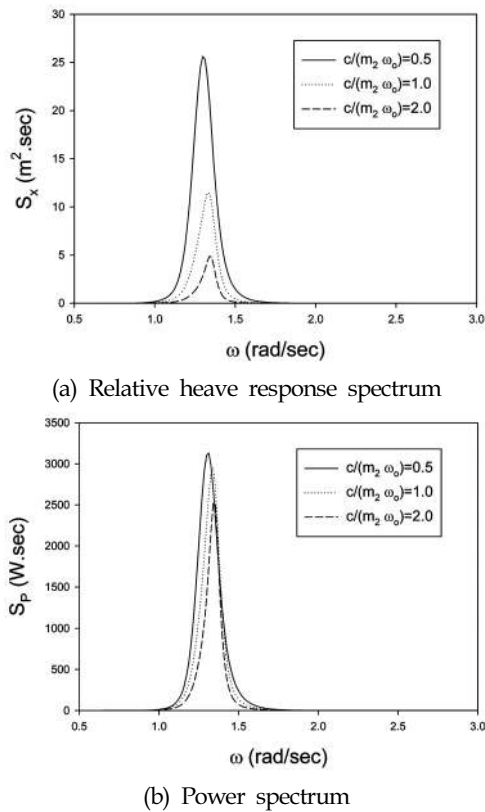


Fig. 8 Spectrums in irregular waves ($H_{1/3} = 2.0m$, $T_p = 5.0sec$) as a function of LEG damping coefficients for $k/(m_2\omega_o^2) = 0.5$, $m_2/M = 0.051$

실제 설계예로 유의파고($H_{1/3}$)가 2m, 피크주기(T_p)가 5.0sec인 우리나라 동해안의 불규칙파를 대상으로 원기동과 영구자석의 상대운동스펙트럼과 추출된 파워스펙트럼에 대한 계산을 수행하였다. 피크주기 5.0초는 $\omega_p = 1.257rad/sec$ 로 앞선 그림에서 살펴본 원기동의 공진주파수($\omega_o = 1.35rad/s$)에 근접한 값이다. LEG 장치내의 무차원화된 스프링 강성계수와 질량은 각각 0.5과 0.051이다. 계산에 사용한 입사파 스펙트럼은 $\gamma = 3.3$ 인 평균 JONSWAP 스펙트럼이다. Fig. 8a는 원기동과 영구자석의 상대운동스펙트럼을 살펴보았다. 앞에서 상대운동변위에 대한 RAO 곡선에서 살펴보았듯이 LEG의 감쇠계수가 증가할수록 상대운동스펙트럼은 줄어드는 것을 볼 수 있다. 끝으로 LEG 장치를 통하여 추출되는 파워스펙트럼을 Fig. 8b에 그렸다. LEG 감쇠계수가 증가함에 따라 파워스펙트럼은 감소하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 9는 Fig. 8에 나타난 상대운동 스펙트럼과 파워 스펙트럼을 적분하여 상대운동의 유의진폭($x_{a1/3}$)과 추출파위의 R.M.S. (P_{rms}) 값을 유의파고와 피크주기를 변화시키면서 살펴보았다. 여기서 횡축은 원기동의 고유주파수를 피크주파수로 나눈 ω_o/ω_p 이다. 원기동과 LEG 장치의 주요 제원은 앞선 그림들과 동일하며 무차원화된 LEG의 감쇠계수($c/(m_2\omega_o)$)는 1.0이다. 유의진폭과 파워의 R.M.S.의 최대값은 $\omega_o/\omega_p = 1.1$ 에서 발생한다. 즉, 원기

동의 고유주파수를 피크주파수와 일치시키기보다는 약 10%정도 크게 고유주파수를 갖도록 원기동의 형상을 설계하는 것이 바람직하다. 이론적으로 유의파고가 2.0m일 때 20W, 유의파고가 4.0m일 때 45W의 최대 추출파위(P_{rms})를 얻을 수 있다.

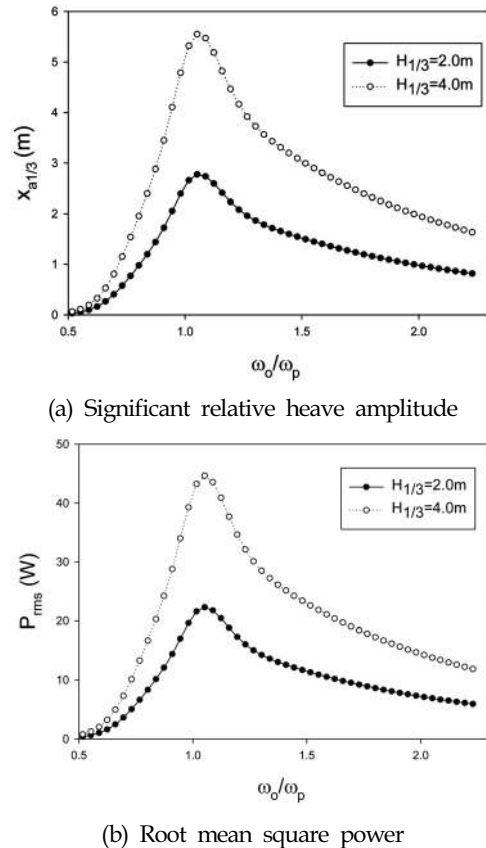


Fig. 9 Significant heave amplitude and root mean square of the power in irregular waves as a function of $H_{1/3}$ and ω_o/ω_p for $m_2/M = 0.051$, $k/(m_2\omega_o^2) = 0.5$, $c/(m_2\omega_o) = 1.0$

4. 결 론

원기동과 LEG 장치의 상대수직운동을 이용한 에너지 추출 시스템을 설계하였다. 주어진 원기동의 형상(직경:1m, 흘수:5m)이 갖는 수직운동의 고유주파수($\omega_o = 1.35rad/s$)와 LEG 장치의 고유주파수와 일치하도록 LEG내의 스프링 강성계수($k = 200N/m$)를 설계하였다. 입사파의 주파수와 원기동의 수직운동 고유주파수가 일치될 때 이중 공진효과로 공진주파수 부근에서 원기동과 영구자석의 상대운동이 크게 발생하였고 높은 파워의 에너지 추출이 가능하였다. 그러나 공진주파수를 벗어난 저주파수와 고주파수 영역에서는 상대운동변위는 크게 줄어들어 추출할 수 있는 에너지 밀도가 낮았다. 이를 극복하기 위하여 동조(Tuning)시스템과 함께 정밀한 발전기 제어시스템에 대한 폭넓은 연구가 필요하다.

불규칙 파랑중에서 JONSWAP 파 스펙트럼에 대하여 상대운동

스펙트럼과 파워 스펙트럼을 구하고 스펙트럼의 면적을 적분하여 상대운동의 유의진폭과 추출 파워의 R.M.S.값을 유의파고와 피크주기를 변화시키면서 살펴보았다. 원기둥의 고유주파수와 피크주파수의 비가 1.1일 때 유의진폭과 파워의 R.M.S. 값이 최대임을 밝혔다. 이로부터 원기둥의 형상을 설계할 때 수직운동의 고유주파수를 피크주파수보다 약 10%정도 크게 잡는 것이 추출 파워를 극대화하는데 유리하다는 결론을 얻을 수 있었다.

본 연구에서는 영구자석의 강도와 코일 특성의 함수인 LEG 장치내의 감쇠계수를 임의의 상수값으로 사용하였다. 그러나 LEG의 감쇠계수는 영구자석의 운동특성과 LEG내에서 발생하는 전자기력과 밀접한 관련이 있을 것으로 예측된다. 따라서 추출 파워에 대한 정확한 결과를 얻기 위하여 해석기법 개발과 함께 LEG의 감쇠계수를 실험적으로 얻기 위한 다양한 실험기법과 비선형 효과를 포함할 수 있는 시간영역해석법의 도입이 필요하다.

후 기

본 연구는 2010년도 지식경제부의 재원으로 한국에너지 기술 평가원(2010302007 0080)의 지원을 받아 수행한 신재생에너지 기술개발사업 연구 과제입니다.

참 고 문 헌

- Budal, K. and Falnes J. (1975). "A Resonant Point Absorber of Ocean Wave Power", *Nature*, Vol 256, pp 478-479.
- French, M.J. (1979). "A Generalized View of Resonant Energy Transfer", *J. Mech. Engng. Science*, Vol 21, pp 299-300.
- Garrett, C.J.R (1971). "Wave Forces on a Circular Dock", *J. Fluid Mech.*, Vol 46, pp 129-139.
- Grilli, A.R., Merrill, J., Grilli, S.T., Spaulding, M.L. and Cheung, J. (2007). "Experimental and Numerical Study of Spar Buoy-magnet/Spring Oscillators Used as Wave Energy Absorbers", *Proc. 17th Intl. Conf. Offshore and Polar Eng.*, No 2007-JSC-569.
- McIver, P. and Evans, D.V. (1984). "The Occurrence of Negative Added Mass in Free-surface Problems Involving Submerged Oscillating Bodies", *J. Engrg. Mech.*, Vol 18, pp 7-22.
- Miles, J.W. and Gilbert, F. (1968). "Scattering of Gravity Waves by a Circular Dock", *J. Fluid Mech.*, Vol 34, pp 783-793.
- Omholt, T. (1978). "A Wave Activated Electric Generator", *Proc. "Ocean 78" Marine Technology Conference*, Washington, D.C., pp 585-589.
- Stallard, T., Rothschild, R., Bradshaw, A. and Aggidis G. (2005). "Comparision of Equivalent Capacity Wave Energy Schemes," *Proc. World Renewable Energy Congress IX (WREC 2005)*.
- Tung, C.C. (1979). "Hydrodynamic Forces on Submerged Vertical Circular Cylindrical Tanks Under Ground Excitation", *Appl. Ocean Res.*, Vol 1, pp 75-78.
- Yeung, R.W. (1981). "Added Mass and Damping of a Vertical Cylinder in Finite-depth Waters", *Appl. Ocean Res.*, Vol 3, No 3, pp 119-133.
- 노준범, 최항순, 박인규, 신현수 (2002). "SPAR 플랫폼의 상하운동 감쇠장치", *대한조선학회 춘계학술대회*, 제2권 pp 250-253.
- 조일형 (2011). "감쇠판이 부착된 원기둥의 동유체력 특성", *한국해양공학회지*, 제25권 제1호, pp 1-7.

2011년 7월 22일 원고 접수

2011년 11월 16일 심사 완료

2011년 12월 23일 게재 확정