

원형으로 배열된 다수 부이에 의한 파랑에너지 추출 Wave-Energy Extraction by a Compact Circular Array of Buoys

조일형*
Il-Hyoung Cho*

요지 : 크기가 작은 다수의 부이들이 원형으로 배열되어 있을 때 부이를 통한 추출 파워를 포텐셜이론 통하여 살펴 보았다. 부이의 크기와 배열 간격이 수심과 파장 그리고 설치면적의 반경에 비하여 작다는 가정 아래에서 다수 부이로 채워진 수면에서의 경계조건식을 유도하고 이를 포함한 경계치문제를 고유함수전개법을 이용하여 해석하였다. 추출 파워와 입사파 에너지의 비인 취득 폭을 packing ratio, 배열 반경, 그리고 PTO 감쇠계수를 바꿔가면서 살펴 보았다. 또한 다수의 소형 부이를 원형 배열하였을 때 추출된 파워가 같은 잠긴 체적을 갖는 대형 단일 부이보다 효율적임을 계산을 통하여 밝혔다.

핵심용어 : 파력발전장치, 원형 배열, 추출 파워, 고유함수전개법, 취득 폭.

Abstract : The wave power, extracted from a circular array of small power buoys, is investigated under the potential theory. It is assumed that the buoy's radius, the draft, and the separation distance are much smaller than the water depth, the wave length, and the radius of a circular deployment area. The boundary value problem involving the macro-scale boundary condition on the mean surface covered by buoys is solved using the eigenfunction expansion method. The capture width, which is defined as the ratio of the extracted power to the wave power per unit length of the incident wave crest, is assessed for various combinations of packing ratio, radius of a circular array, and PTO damping coefficient. It is found that the circular array deployment is more effective in the viewpoint of efficiency than the single large buoy of the same total displaced volume.

Keywords : wave energy converter, circular array, extracted power, eigenfunction expansion method, capture width.

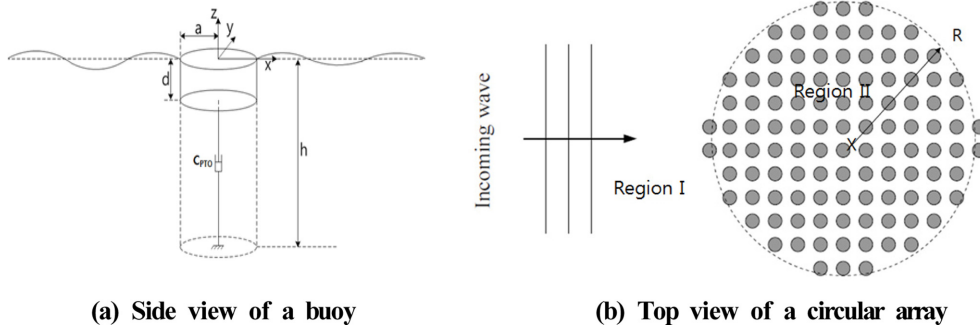
1. 서 론

해양 선진국인 노르웨이와 영국에서는 반잠수식 해양구조물 (semi-submersible rig) 아래에 매달린 여러개의 소형 부이들로 구성된 FO3(<http://www.abb.com>)와 맨체스터 Bobber(<http://www.manchesterbobber.com>)라 불리는 파력발전장치를 개발하였다. 진행하는 파는 수면 위에 떠 있는 부이의 수직운동을 일으키고 이러한 운동에너지는 유압방식으로 작동하는 발전기를 통하여 전기에너지로 변환된다. 현재 축척비 1/3인 연구 모델(12 m × 12 m × 8 m)을 제작하여 실험해역에서 실험중에 있으며 실물로 제작되었을 때 유의파고 6 m, 피크주기(peak period) 9초인 해역에서 2.52 MW 전기를 생산할 것으로 예측하고 있다. 최근 국내에서도 한국해양과학기술원을 중심으로 반잠수식 해양구조물 각 모서리에 2 MW 발전량을 가진 풍력터빈 4기를 설치하여 총 8 MW의 전기를 풍력발전으로 생산하고 구조물 아래 수면에 여러개의 파력발전장치를 설치하여 총 10 MW급 부유식 파력-해상풍력 연계형 발전시스템 설계기술 개발을 진행하고 있다. 파랑에너지로부터 1차 변환

과정을 통하여 얻은 부이의 운동에너지에서 전기에너지를 추출하기 위한 2차 변환방식으로 유압방식이 아닌 영구자석과 코일로 구성된 선형발전기 방식을 채택하였다. 노르웨이와 영국에서 연구중인 파력발전장치내의 1차 변환장치는 다수의 소형 부이를 사용한다. 따라서 부이는 입사파의 피크 주파수와 공진을 일으키지 않고 파를 따라 수직운동을 하는 반면에 국내에서 채택한 1차 변환장치는 입사파 스펙트럼의 피크 주파수와 공진을 일으키도록 부이를 설계하므로 부이의 크기는 대형이며 개수가 상대적으로 줄어든다.

다양한 형태의 단면을 갖는 부이에 대한 회절과 방사 문제는 선형포텐셜이론을 이용하여 Black et al.(1971), Garrett(1971), Yeung(1982) 등에 의해 다루어졌다. 원형 부이에 의한 파랑 에너지 흡수는 Budal and Falnes(1975)에 의해 연구되었다. 다수의 부이들이 배열된 경우에 부이 간의 상호간섭이 약하다는 가정 아래에서 다수 부이들에 의해 흡수된 파워를 구하는 근사 이론들이 개발되었다(Falnes, 1980, 1984; Falnes and Budal, 1982; Falcão, 2002). 여러개의 부유체간의 상호작용을 정확히 고려한 회절과 방사 문제는 Linton and Evans(1990),

*제주대학교 해양시스템공학과(Department of Ocean System Engineering, Jeju National University, Ara 1, Jeju 690-756, Korea, Tel: +82-64-754-3482, Fax: +82-64-751-3480, cho0904@jejunu.ac.kr)



(a) Side view of a buoy

(b) Top view of a circular array

Fig. 1. Definition sketch of a circular array of small buoys.

Linton and McIver(1996), Chamberlain(2007)등에 의해 연구되었는데 연구결과를 파랑에너지 추출에 적용하지는 않았다. Kweon and Lee(2012)는 파랑에너지 추출을 위하여 배열된 부이들에 의한 산란문제를 천수역 방정식인 완경사 방정식(mild-slope equation)을 수치적으로 풀어 해석하였다. Garnaud and Mei(2009a,b)는 다수의 소형 부이들이 원형과 사각형으로 배열된 경우에 다척도(multi-scale) 근사기법을 사용하여 입사파와 배열된 부이간의 상호작용 문제를 풀었다.

본 연구에서는 다수의 소형 부이들이 일정한 간격을 갖고 원형으로 배열되어 있을 때 Garnaud and Mei(2009a,b)가 제안한 다수 부이들로 채워진 수면에서 만족하는 경계조건식을 유도하고 이를 포함한 경계치문제를 고유함수 전개법(eigenfunction expansion method)으로 풀어 추출 파워를 구하였다. 다수의 부이가 채워진 수면에서의 경계조건식은 부이의 바닥면에서의 운동학적 경계조건과 동역학적 경계조건을 결합한 근사식으로 수심, 파장, 배열 폭이 부이의 반경, 흘수, 간격에 비하여 아주 길다는 가정에 기반을 두고 있다. 각 부이에는 PTO(Power take-off) 감쇠력으로 모델링된 선형발전기가 연결되어 파랑에너지를 흡수한다. 따라서 다수 부이가 배열된 수면에서 만족하는 경계조건식내에 PTO 감쇠력이 포함되어 있어 고유치 문제를 풀어 구하는 고유값은 복소수 값을 갖는다. 고유값을 구하는 수치해석 방법으로 Steffensen의 축차법(iteration method)을 사용하였다(Cho, 2013). 부이가 채워진 수면 전체 면적과 부이의 면적의 비인 packing ratio과 PTO 감쇠력, 그리고 배열 반경을 바꿔가면서 원형으로 배열된 다수 부이들에 의한 에너지 플럭스(energy flux)를 구하고, 이 값을 단위 폭당 입사파의 에너지로 나눈 취득 폭(capture width)을 여러 가지 설계변수들을 바꿔가면서 살펴보았다. 다수의 소형 부이를 원형 배열하였을 때 얻은 출력 추출은 같은 잠긴 체적을 갖는 단일 대형 부이보다 효율적임을 밝혔다.

2. 문제의 정식화

2.1 단일 부이

반경(a)과 흘수(d)가 같은 원형 단면을 갖는 부이가 수심(h)인 수면 위에 떠 있다고 가정하자. 부이의 운동에너지로부터 전기에너지를 추출하기 위해서는 선형발전기를 연결하는

때 이때 부이와 함께 움직이는 영구자석의 운동방향과 반대 방향으로 작용하는 PTO 감쇠력이 존재한다. 본 연구에서는 편의상 PTO 감쇠력이 영구자석의 운동속도에 선형적으로 비례한다고 가정한다. 선형발전기와 연성된 부이의 수직운동 변위(ξ)를 입사파의 진폭(A)으로 나눈 RAO(response amplitude operator)는 아래식과 같다.

$$\left| \frac{\xi}{A} \right| = \sqrt{\frac{|X_3|^2}{[\rho g \pi a_s^2 - \omega^2(m + a_{33})]^2 + \omega^2(c_{PTO} + b_{33})^2}} \quad (1)$$

여기서 m 은 부이의 질량이며, a_{33} , b_{33} , X_3 는 각각 부가질량, 방사감쇠계수, 파기진력으로 부이의 형상과 주파수(ω)의 함수이다. PTO 감쇠계수인 c_{PTO} 는 선형발전기의 고정자(코일)와 가동자(영구자석)의 형상과 코일의 감긴 모양, 구동 주파수와 밀접한 관련이 있다.

시간평균 파워는 아래와 같다.

$$\frac{\bar{P}}{A^2} = \frac{1}{2} c_{PTO} \omega^2 \left| \frac{\xi}{A} \right|^2 \quad (2)$$

최대 파워는 ① 공진조건 $\rho g \pi a_s^2 - \omega^2(m + a_{33}) = 0$ 에서와 ② PTO 감쇠계수가 방사감쇠계수와 같을 때($c_{PTO} = b_{33}$) 발생한다. 식 (1)과 (2)로부터 시간평균 최대 파워는 다음과 같다.

$$\frac{\bar{P}_{\max}}{A^2} = \frac{1}{8} \frac{|X_3|^2}{b_{33}} \quad (3)$$

한편, 시간평균 파워 \bar{P} 와 단위 폭을 갖는 입사파의 평균 파워의 비를 취득 폭이라 하며 기호로 C_w 로 쓴다.

$$C_w = \frac{\bar{P}}{\frac{1}{2} \rho g A^2 C_g} = \frac{\bar{P}}{\bar{P}_{\max}} \frac{|X_3|^2}{4 \rho g C_g b_{33}} = \eta_{mech} \frac{|X_3|^2}{4 \rho g C_g b_{33}} \quad (4)$$

여기서 $C_g = \frac{1}{2} \frac{\omega}{k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$ 는 군속도이다. $\eta_{mech} (= \bar{P}/\bar{P}_{\max})$ 는 추출된 파워와 최대 파워의 비로 기계적인 효율을 나타내며 최적 조건인 ① 과 ②를 만족하면 $\eta_{mech} = 1$ 이 된다. 길이 차원을 갖는 취득 폭에 입사파의 파수를 곱하여 무차원화시키면 kC_w 이다.

2.2 원형배열

부이(반지름 a , 흘수 d)가 일정한 간격 s 을 가지고 반경 R

인 설치 영역내에 배열되어 있다고 생각하자(Fig. 1 참조). 배열된 다수 부이들에 의해 추출되는 파랑에너지를 구하기 위하여 선형포텐셜이론을 가정하여 속도포텐셜을 도입한다. 파동장이 주파수 ω 을 갖고 조화운동을 한다고 가정하면 속도포텐셜을 시간과 공간의 함수로 분리하여 $\Phi(r, \theta, z, t) = \text{Re}\{\phi(r, \theta, z)e^{-i\omega t}\}$ 로 쓸 수 있다. 원통좌표계에서 살펴본 속도포텐셜 $\phi(r, \theta, z)$ 로부터 변수분리법을 이용하여 θ 의 고유함수를 분리하면 아래와 같이 표현된다.

$$\phi(r, \theta, z) = -\frac{igA}{\omega} \sum_{l=0}^{\infty} \phi_l(r, z) \cos(l\theta) \quad (5)$$

고유함수전개법을 사용하기 위하여 유체영역을 Fig. 1과 같이 영역 (I)과 영역 (II)로 나눈다. 영역 (I)은 $r \geq R$, 영역 (II)는 $r \leq R$ 으로 정의된다. 영역 (I)의 속도포텐셜 $\phi_l^{(1)}(r, z)$ 은 아래와 같이 입사포텐셜과 산란포텐셜의 합으로 표현된다.

$$\phi_l^{(1)}(r, z) = \beta_l J_l(kr) I_0 f_0(z) + \sum_{n=0}^{\infty} A_{ln} K_l(k_n r) f_n(z) \quad (6)$$

여기서 $I_0 = N_{10}/\cosh kh$ 이며, $l = 0$ 일 때 $\beta_l = 1$ 이며, $l \geq 1$ 일 때 $\beta_l = 2(i)^l$ 이다. $n = 0$ 은 진행파(propagating waves) 성분을 나타내며, $n \geq 1$ 은 배열된 부이 주위에만 존재하며 r 이 커짐에 따라 급격히 사라지는 비진행파(evanescent waves) 성분을 나타낸다. J_l 와 K_l 는 각각 제 1종 Bessel함수, Kelvin함수이다. 영역 (I)에서의 고유값($k_0 = -ik$, $k_n, n = 1, 2, \dots$)은 잘 알려진 선형분산식($k_n \tanh k_n h = -\omega^2/g$)을 만족하며, 고유함수 $f_n(z)$ 은 다음과 같이 정의된다.

$$f_n(z) = N_{1n}^{-1} \cos k_n(z+h), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

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

영역 (I)에서의 고유함수 $f_n(z)$ 는 아래와 같은 직교성(orthogonality)을 만족한다.

$$\frac{1}{h} \int_{-h}^0 f_m(z) f_n(z) dz = \delta_{mn} \quad (8)$$

여기서 δ_{mn} 는 $m = n$ 일 때 $\delta_{mn} = 1$, $m \neq n$ 일 때 $\delta_{mn} = 0$ 으로 정의된 Kronecker delta이다.

다수의 부이들이 원형으로 배열되어 있을 때 부이간의 상호작용을 정확히 고려하기 위해서는 복잡한 수식전개과정과 많은 계산시간이 필요하나 본 연구에서는 근사해법을 이용하여 다수 부이들에 의하여 추출되는 파워를 간략하게 구하였다. 이를 위하여 거시적 규모(macro-scale)의 길이 척도(length-scale)를 갖는 입사파의 파장(l), 수심(h), 배열 반경(R)이 미시적 규모(micro-scale)의 길이 척도를 갖는 반지름(a), 흘수(d), 배열 간격(s)에 비하여 훨씬 크다고 가정한다. 이를 수식으로 정리하면 아래 식과 같다.

$$\mu = \frac{a}{h} \ll 1, \quad O(a) = O(d) = O(s), \quad kh = kR = O(1) \quad (9)$$

이와 같이 해석모델 내에 크기가 전혀 다른 2개의 길이가 공존할 때 다척도 기법을 적용하여 근사해를 구한다. 거시적 규모의 길이 척도를 가지고 문제를 재구성하였을 때 부이가 채워진 수면에서의 경계조건식을 유도할 수 있고, 이를 포함한 경계치문제를 풀어 원형 영역내에 배열된 부이들을 통하여 흡수되는 파워를 구하였다.

다수의 부이들이 일정한 간격으로 배열된 수면에서 만족하는 경계조건식은 다음과 같다(Garnaud and Mei, 2009a). 부록 A에 자세한 유도과정을 소개하였다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \left[1 + p \left(\frac{1}{1 - i\omega c_{PTO}^*} - 1 \right) \right] \phi = 0, \quad z = 0, |r| \leq R \quad (10)$$

여기서 $c_{PTO}^* = c_{PTO}/\rho g \pi a^2$ 는 부이의 복원력 계수로 나눈 PTO 감쇠계수이며, $p (= \pi a^2/s^2)$ 는 다수의 부이가 놓인 수면의 면적 중 부이가 차지하는 면적의 비로 packing ratio라 부른다. 반경의 범위는 $0 < a < s/2$ 이므로, p 의 범위는 $0 < p < \frac{\pi}{4}$ 이다. 또한 $p \rightarrow 0$ 는 수면 위에 부이가 없는 경우를 의미하며, 이 경우 식 (10)은 잘 알려진 자유표면 경계조건식($\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0$)으로 바뀐다.

Laplace 방정식과 수면에서의 경계조건식(10) 그리고 해저면 경계조건식($\partial \phi / \partial z = 0$, at $z = -h$)을 만족하는 영역 (II)에서의 속도포텐셜은 다음과 같다.

$$\phi_l^{(2)}(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} J_l(\lambda_n r) F_n(z) \quad (11)$$

영역 (II)의 고유함수는 아래 주어진 Sturm-Liouville형 고유치 문제를 만족한다.

$$\begin{cases} \frac{d^2 F_n}{dz^2} - \lambda_n^2 F_n = 0, & -h \leq z \leq 0 \\ \frac{dF_n}{dz} - \sigma^2 F_n = 0, & z = 0 \\ \frac{dF_n}{dz} = 0, & \text{on } z = -h \end{cases} \quad (12a,b,c)$$

여기서 $\sigma^2 = \frac{\omega^2}{g} \left[(1-p) + p \left(\frac{1}{1 - i\omega c_{PTO}^*} \right) \right]$ 이다. 식 (12a)와 (12c)를 만족하는 $F_n(z) = C_n \cosh \lambda_n(z+h)$ 이며, 이 함수를 식 (12b)에 대입하면 고유값 λ_n , ($n=1, 2, \dots$)은 아래 주어진 비선형 분산식을 만족한다.

$$W(\lambda_n) = \lambda_n \sinh(\lambda_n h) - \sigma^2 \cosh(\lambda_n h) = 0 \quad (13)$$

식 (13)에 주어진 비선형 방정식의 복소해를 얻기 위하여 Steffensen법을 사용하였다(Mathews and Fink, 2004). Steffensen법은 3개의 초기값 ($\lambda_0, W(\lambda_0)$), ($\lambda_1, W(\lambda_1)$), ($\lambda_2, W(\lambda_2)$)을 가지고 출발하는 축차법의 일종인 Muller법으로 비선형방정식의 복소수 해를 구하는데 많이 이용된다. 첫 번째 초기값을 가정하고

나머지 초기값을 Newton-Rapson 방법을 이용한다(Cho, 2013).

고유함수의 직교성 $\left(\frac{1}{h} \int_{-h}^0 F_m(z) F_n(z) dz = \delta_{mn}\right)$ 을 만족하도록 정규화된 고유함수를 구하면 다음과 같다.

$$F_n(z) = N_{2n}^{-1} \cosh \lambda_n(z+h) \quad (14)$$

여기서 $(N_{2n})^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2\lambda_n h}{2\lambda_n h}\right)$ 이다.

영역 (I),(II)의 미지수 $A_{ln}, B_{ln}, (l, n=0, 1, 2, \dots)$ 는 두 영역이 만나는 $r = R$ 에서 속도포텐셜 (ϕ) 과 법선방향 속도 $(\partial \phi / \partial r)$ 가 서로 같다는 정합조건식으로부터 구해진다.

$r = R$ 에서 속도포텐셜이 서로 같다는 정합조건식과 함께 고유함수 $f_n(z)$ 의 직교성을 이용하면 아래와 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$K_l(k_m R) A_{lm} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{ln} J_l(\lambda_n R) G_{nm} - \beta_l J_l(kR) I_0 \delta_{m0}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

여기서 $G_{nm} = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 F_n(z) f_m(z) dz$ 이다.

$r = R$ 에서 영역 (I)과 영역(II)의 법선방향 속도가 서로 같다는 정합조건식을 적용한 뒤 양변에 $F_m(z)$ 를 곱하고 $-h$ 에 서 0까지 z 에 대해 적분하면 다음식을 얻는다.

$$B_{lm} = \frac{\beta_l k J_l'(kR) I_0 G_{m0} + \sum_{n=0}^{\infty} A_{ln} k_n K_l'(k_n R) G_{nm}}{\lambda_n J_l'(\lambda_n R)}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

식 (16)을 식 (15)에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수 방정식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} K_l(k_m R) A_{lm} - \sum_{k=0}^N \left(\sum_{n=0}^N \frac{k_k K_l'(k_k R) J_l(\lambda_n R)}{\lambda_n J_l'(\lambda_n R)} G_{nk} G_{nm} \right) A_{lk} \\ = -\beta_l J_l(kR) I_0 \delta_{m0} + \sum_{n=0}^N \frac{\beta_l k J_l'(kR) J_l(\lambda_n R) I_0 G_{n0} G_{nm}}{\lambda_n J_l'(\lambda_n R)} \\ m = 0, 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (17)$$

식 (17)에 주어진 대수방정식을 수치적으로 풀기 위하여 고유함수의 개수(N)와 θ 방향의 모드 개수를 유한개(L)로 잡아 주어진 $l = 0, 1, 2, \dots, L$ 에 대하여 $(N+1) \times (N+1)$ 대수방정식을 풀어 미지수 $A_{lm}, (l = 0, 1, 2, \dots, L, m = 0, 1, 2, \dots, N)$ 을 수치적으로 구한다. A_{lm} 이 구해지면 영역 (II)에서의 미지수 B_{ln} 는 식 (16)으로부터 구할 수 있다.

배열된 부이 주변에서의 파형식은 다음과 같다.

$$\eta(r, \theta) = \begin{cases} A \sum_{l=0}^L \left(\beta_l J_l(kr) I_0 f_0(0) + \sum_{n=0}^N A_{ln} K_l(k_n r) f_n(0) \right) \cos(l\theta), r \geq R \\ A \sum_{l=0}^L \left(\sum_{n=0}^N B_{ln} J_l(\lambda_n r) F_n(0) \right) \cos(l\theta), r \leq R \end{cases} \quad (18)$$

배열된 부이들로부터 추출되는 파워는 배열된 부이들로부터 멀리 떨어진 가상의 원기둥 표면(S_{∞})을 통한 시간평균 에너지 플럭스와 같다. S_{∞} 를 통과하는 시간평균 에너지 플럭스는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \bar{E}_f &= -\rho \int \int_{S_{\infty}} p \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS, \\ &= -\frac{i\omega\rho}{4} \int_0^{2\pi} \int_{-h}^0 \left\{ \phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right\} r dz d\theta \\ &= \frac{\omega\rho}{2} \int_0^{2\pi} \int_{-h}^0 \text{Im} \left\{ \phi \frac{\partial \phi^*}{\partial r} \right\} r dz d\theta \end{aligned} \quad (19)$$

여기서 뒀침자 (*)는 공액 복소수를 나타낸다.

식 (19)내의 속도포텐셜은 입사포텐셜과 산란포텐셜의 합이다. 실제로 적분값에 기여하는 산란포텐셜의 $r \rightarrow \infty$ 에 대한 근사식을 구하면 다음과 같다.

$$\phi_s(r, \theta, z) \cong -\frac{igA}{\omega} \bar{A}(\theta) \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - \pi/4)} \frac{f_0(z)}{f_0(0)} \quad (20)$$

여기서 $\bar{A}(\theta)$ 는 가상의 원기둥(S_{∞})을 통하여 빠져나가는 산란파의 진폭으로 $\bar{A}(\theta) = \frac{\pi i}{2} f_0(0) \sum_{l=0}^{\infty} A_{l0} \cos(l\theta)$ 이다.

식 (20)를 식 (19)에 대입하고 stationary phase 법을 이용하면 시간평균 에너지 플럭스는 아래와 같다.

$$\bar{E}_f = \frac{\rho g A^2}{k} C_g \left\{ -\frac{1}{\pi^0} \int_0^{2\pi} |\bar{A}(\theta)|^2 d\theta - 2\text{Re}[\bar{A}(0)] \right\} \quad (21)$$

시간평균 파워 \bar{E}_f 와 단위 폭을 갖는 입사파의 평균 파워의 비를 취득 폭이라 부르며 기호로 C_w 로 쓴다.

$$C_w = \frac{\bar{E}_f}{\frac{1}{2} \rho g A^2 C_g} = \frac{2}{k} \left\{ -\frac{1}{\pi^0} \int_0^{2\pi} |\bar{A}(\theta)|^2 d\theta - 2\text{Re}[\bar{A}(0)] \right\} \quad (22)$$

길이 차원을 갖는 취득 폭을 무차원화된 값으로 만들기 위한 방법으로 입사파의 파수를 곱한 kC_w 를 사용하거나 배열된 면적의 직경 $2R$ 로 나눈 $C_w/2R$ 을 사용한다. 두 값 모두 배열된 부이에 의한 에너지 흡수 효율을 나타내는 척도이다.

3. 계산결과 및 고찰

Fig. 2는 원기둥의 반경(a)과 흘수(d_s)는 같고 선형발전기의 PTO 감쇠계수(c_{PTO})는 최대 파워가 추출되는 최적조건($c_{PTO} = b_{33}$)일 때의 계산결과이다. 시간평균 추출 파워(\bar{P})와 최대 파워(\bar{P}_{max})의 비인 기계적 효율(η_{mech})과 추출 파워 \bar{P} 와 단위 폭을 갖는 입사파의 평균 파워의 비인 취득 폭(C_w)을 살펴보았다. 질량에 비하여 부가질량이 상대적으로 작은 경우, 공진주파수는 $\omega_N \cong \sqrt{g/d_s}$ 로 근사된다. 따라서 공진주파수는 원기둥의 흘수에 의해 결정된다. 3개의 무차원화된 흘수($d_s/h = 0.2, 0.3, 0.4$)에 대한 공진을 일으키는 kh 는 각각 3.2, 2.2, 1.7이다. 예상대로 Fig. 2a에서 기계적 효율이 1인 주파수는 $kh = 3.2, 2.2, 1.7$ 와 일치한다. 또한 흘수가 증가함에 따라 기계적 효율의 피크값이 저주파수 영역으로 이동하며 피크값을 나타내는 주파수의 범위가 점차 줄어드는 경향을 보여주고 있다. Fig. 2b에서 흘수가 증가함에 따라 취득

폭은 커지나 기계적 효율과 마찬가지로 최대값을 주는 주파수의 범위는 줄어드는 경향을 보여주고 있다.

Muller법과 Newton-Raphson법을 결합한 Steffensen법을 사용하여 식 (13)에 주어진 비선형 방정식을 풀어 구한 고유값 λ_n ($n = 1, 2, \dots, 10$) 을 $c_{PTO}^* = 1.0, p = 0.2$ 일 때 3개의 무차원화된 주파수($\omega\sqrt{h/g} = 0.5, 1.2$)에 대하여 Table 1에 정리하였다. 이 계산결과는 Garnaud and Mei (2009a)의 수치계산결과와 일치한다. 그들은 축차법 알고리즘을 사용하여 해를 구하였는데 축차법의 초기값을 얻기 위하여 식 (12)에 주어진 고유치 문제를 유한요소법을 이용하여 수치 계산하였다.

Fig. 3은 $R/h = 1.0, p = 0.2$ 일 때 균일하게 배열된 부이들에 의한 무차원화된 취득 폭 kC_w 와 $C_w/2R$ 를 입사파의 파장 (kh)과 PTO 감쇠계수(c_{PTO}^*)를 바꿔가면서 살펴보았다. 취득폭 kC_w 와 $C_w/2R$ 는 $c_{PTO}^* = 0.5$ 일 때 파장에 관계없이 가장 큰 값을 보이고 있다. 단일 부이인 경우 최대 파워는 최적조건 ($c_{PTO} = b_{33}$)일 때 일어나지만 다수 부이를 배열한 경우 부이들에 의해 흡수되는 최대 파워는 $c_{PTO}^* = 0.5$ 일 때 발생한다.

다음 그림은 $p = 0.2$ 로 고정시키고 배열 반경(R)을 바꿔가면서 무차원화된 취득 폭을 그렸다. PTO 감쇠계수는 에너지를 최대로 흡수할 수 있는 $c_{PTO}^* = 0.5$ 이다. 취득 폭은 예

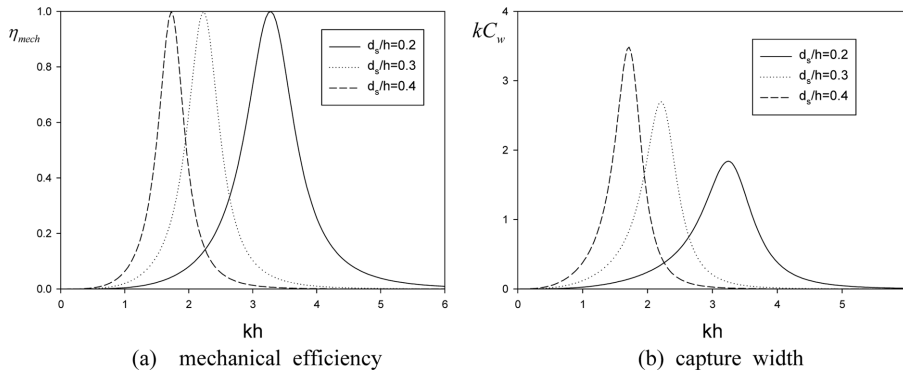


Fig. 2. Mechanical efficiency (a) capture width (b) for a single buoy of different draft as a function of non-dimensional wavelength for $a_s = d_s$.

Table 1. First ten eigenvalues for $c_{PTO}^* = 1.0$ and $p = 0.2$

K_n	$\omega\sqrt{\frac{h}{g}} = 0.5$	$\omega\sqrt{\frac{h}{g}} = 1$	$\omega\sqrt{\frac{h}{g}} = 2$
1	0.5107+0.0230i	1.1165+0.0835i	3.3669+0.3159i
2	6.6600e-3+3.0634i	0.0357+2.8342i	0.0545+2.1332i
3	3.2200e-3+6.2448i	0.0163+6.1376i	0.0449+5.7538i
4	2.1300e-3+9.3993i	0.0107+9.3286i	0.0322+9.0697i
5	1.6000e-3+12.5473i	8.0100e-3+12.4945i	0.0247+12.2996i
6	1.2800e-3+15.6927i	6.3900e-3+15.6505i	0.0200+15.4944i
7	1.0600e-3+18.8368i	5.3200e-3+18.8017i	0.0168+18.6715i
8	9.1000e-4+21.9802i	4.5600e-3+21.9502i	0.0144+21.8385i
9	8.0000e-4+25.1232i	3.9900e-3+25.0969i	0.0126+24.9991i
10	7.1000e-4+28.2658i	3.5400e-3+28.2425i	0.0113+28.1556i

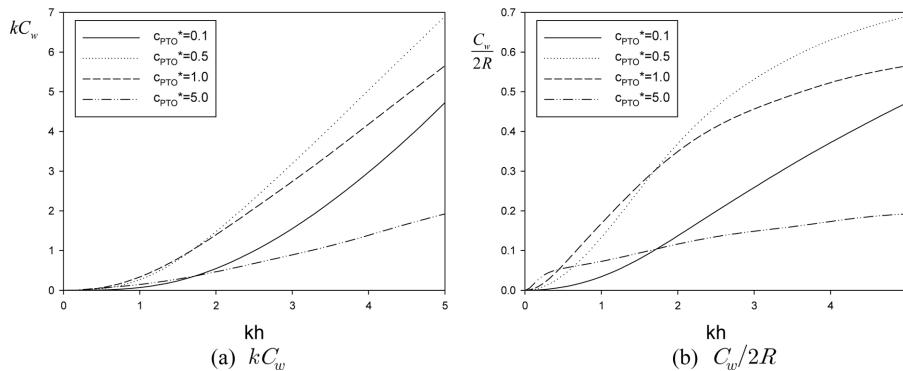


Fig. 3. Non-dimensional capture widths (a) kC_w (b) $C_w/2R$ for a circular array with various PTO damping coefficients c_{PTO}^* as a function of kh for $R/h=1.0, p = 0.2$.

상대로 배열 반경이 커짐에 따라 일정하게 늘어나고 있음을 보여주고 있다. 특히 배열 직경과 같은 폭을 갖는 입사파의 파위에 대한 흡수된 파워의 비인 $C_w/2R$ 는 배열 반경이 수심의 3배이고 kh 가 2.5이상이면 입사파 에너지의 80% 이상이 배열된 부이를 통하여 흡수된다. $p=0.2$ 인 상태에서 배열 폭이 증가한다는 것은 많은 부이가 제작되어 투입됨을 의미하므로 경제성을 검토하여 적절한 개수의 부이를 배열하여야 한다.

Fig. 5는 수심으로 무차원화된 배열 반경(R/h)을 1.0으로 고정시키고 p 를 0.1, 0.2, 0.4, 0.7로 바꿔가면서 취득 폭을 그렸다. p 가 커짐은 주어진 설치면적내에 부이의 개수를 증가시

켜 촘촘히 배열함을 의미한다. p 가 커질수록 취득 폭은 증가하는 경향을 보여주고 있다. 그러나 $kh=4$ 보다 큰 단파에서는 오히려 $p=0.4$ 일 때의 취득 폭이 오히려 $p=0.7$ 일 때보다 커짐을 볼 수 있다.

Fig. 6은 원형으로 배열된 부이 주변에서의 파형의 증폭비 ($(\eta(r, \theta))/A$)를 등고선으로 나타내었다. 이때 $p=0.2$, $c_{PTO}^*=0.5$ 이며, 무차원화된 배열 폭(R/h)은 1.0이다. 2개의 무차원화된 파장에 대하여 살펴보았다. kh 가 작다는 것은 입사파의 파장에 비하여 배열 반경에 작음을 의미한다. 그림에서 상대적으로 큰 배열 반경에 대하여 배열된 부이 후면의 증폭비

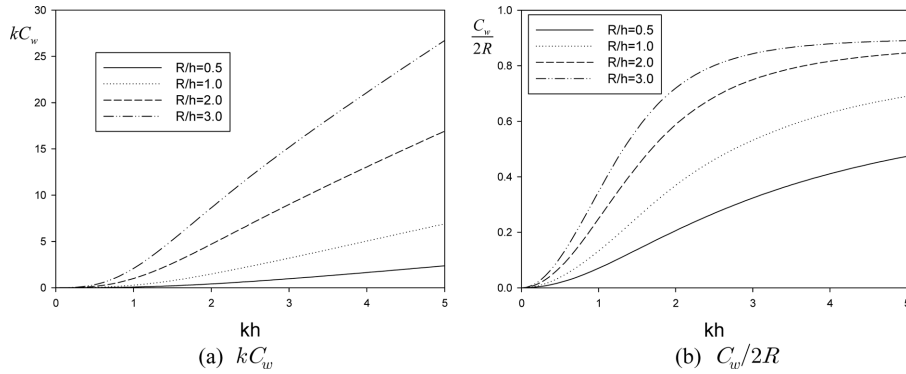


Fig. 4. Non-dimensional capture widths (a) kC_w (b) $C_w/2R$ for a circular array of buoys with various radius R as a function of for $c_{PTO}^*=0.5$, $p=0.2$.

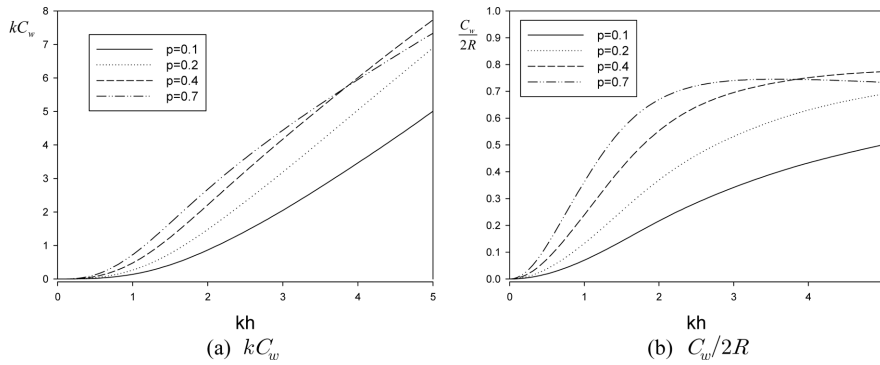


Fig. 5. Non-dimensional capture widths (a) kC_w (b) $C_w/2R$ for a circular array of buoys with various packing ratio p as a function of kh for $c_{PTO}^*=0.5$, $R/h=1.0$.

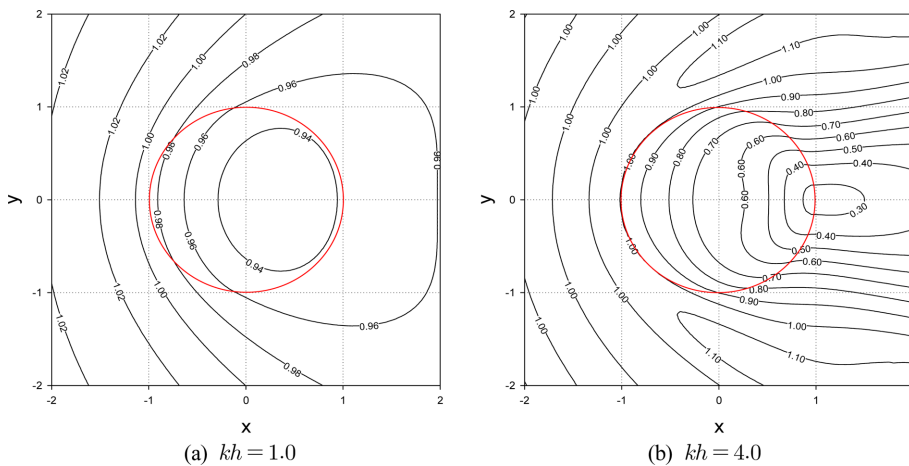


Fig. 6. Free surface elevation in the neighbourhood of a circular array of buoys for $c_{PTO}^*=0.5$, $R/h=1.0$, $p=0.2$.

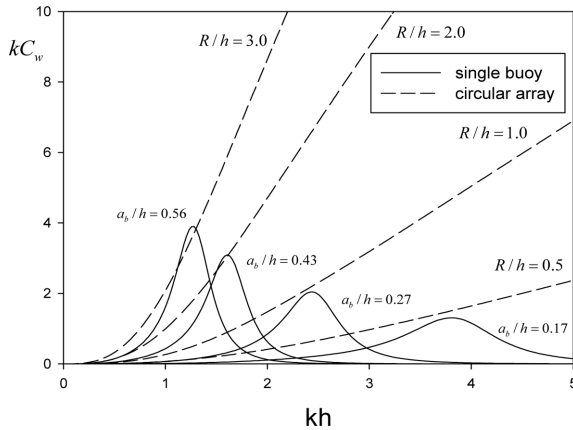


Fig. 7. Comparison of capture widths between a circular array of small buoys ($c_{PTO}^* = 0.5$) and a large single buoy ($c_{PTO} = b_{33}$) as function of R/h and corresponding a/h for $p = 0.2$, $d/h = 0.1$.

가 크게 줄어들었음을 알 수 있다.

다음은 반경(a_b)과 흘수(d)가 같은 대형 단일 부이의 취득 폭과 소형 부이들을 원형 배열하였을 때의 취득 폭을 비교하였다. 이때 단일 부이의 잠긴 부분의 체적(πa_b^3)과 다수 부이들의 체적($\pi p R^2 d$)은 서로 같다고 가정하였다. 여기서 d 는 소형 부이의 흘수이다. 이러한 조건 아래에서 단일 부이의 반경과 흘수는 $a_b = (pR^2 d)^{1/3}$ 이다. 4개의 배열 반경 $R/h = (0.5, 1, 2, 3)$ 에 대하여 계산을 수행하였으며, 이때 $p = 0.2$ 이다. 소형 부이의 흘수를 $d/h = 0.1$ 로 하였을 때 대형 부이의 반경은 $a_b/h = (0.17, 0.27, 0.43, 0.56)$ 이다. 계산에 사용한 PTO 감쇠계수는 단일 부이인 경우 최적조건($c_{PTO} = b_{33}$)에서 계산하였고, 배열된 다수 부이인 경우는 최대 파워를 주는 $c_{PTO}^* = 0.5$ 로 놓고 계산하였다. 다수 부이를 원형으로 배열하였을 때의 무차원화된 취득 폭이 입사파의 파장에 관계없이 단일 부이를 통해 얻는 취득 폭에 비하여 훨씬 커짐을 알 수 있다. 그러나 다수 부이를 배열하는 경우 설치면적이 크게 증가하며, 부이 각각에 선형발전기를 한 개씩 설치해야 하므로 설치비용이 크게 증가한다.

4. 결 론

수면 위에 다수의 부이를 일정한 간격으로 원형 배열하였을 때 다수 부이를 통하여 추출되는 파워를 입사파의 파장, PTO 감쇠계수, packing ratio, 배열 반경을 변화시키면서 살펴보았다. 단일 부이를 통하여 추출 할 수 있는 최대 파워는 최적조건($c_{PTO} = b_{33}$)일 때 일어났지만 다수 부이를 원형 배열한 경우 부이들에 의해 흡수되는 최대 파워는 파장에 관계없이 $c_{PTO}^* \approx 0.5$ 일 때 발생하였다.

고정된 packing ratio에 대하여 배열 반경을 증가시키면 무차원화된 취득 폭은 증가한다. 또한 배열 반경을 고정시키고 packing ratio을 증가시켜도 같은 결과를 준다. 그러나 두 경우 모두 에너지 추출은 증가하나 많은 양의 부이가 제작되어

설치되어야 하므로 경제성을 검토하여 적절한 개수의 부이를 선택하여야 한다. 한편 입사파의 파장에 비하여 배열 반경이 큰 경우 배열된 부이 후면에서의 파 증폭비가 크게 줄어들었다.

공진을 이용하는 대형 단일 부이와 공진이 발생하지 않는 소형 부이들을 원형 배열하였을 때의 취득 폭을 서로 비교하였다. 이때 잠긴 부분의 체적이 서로 같게 하였다. 다수 부이를 원형으로 배열하였을 때의 무차원화된 취득 폭이 입사파의 파장에 관계없이 단일 부이를 통한 취득 폭에 비하여 훨씬 컸다.

본 해석방법은 입사파의 파장, 수심, 배열 반경이 부이의 크기와 배열 간격에 비하여 아주 크다는 가정 아래에서 구한 근사식이다. 따라서 배열된 각 부이간의 상호간섭 효과를 고려하여 추출 파워를 정확히 산정하기에는 어려움이 따른다. 따라서 실해역에 적용하기 위해 앞서 배열된 부이들을 통하여 추출할 있는 전체 파워의 근사값을 추정하거나 부이 배치안의 기초자료로 활용하는데 도움을 줄 것이다. 앞으로 부이간의 상호작용을 정확히 고려할 수 있는 해석방법을 개발하여 정확한 추출 파워를 구하거나 다수의 부이를 효과적으로 배치하는데 활용할 것이다.

후 기

본 연구는 해양수산부의 해양청정에너지개발사업 “10MW급 부유식 파력-해상풍력 연계형 발전시스템 개발 및 인프라 구축”의 지원으로 수행되었으며, 연구비 지원에 감사드립니다.

References

Black, J.L., Mei, C.C., and Bray, M.C.G. (1971). Radiation and scattering of water waves by rigid bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(1), 151-164.

Budal, K. and Falnes, J. (1975). A resonant point absorber of ocean-wave power. *Nature*, 256, 478-479.

Chamberlain, P.G. (2007). Water wave scattering by finite arrays of circular structures. *IMA Journal of Applied Mathematics*, 72(1), 52-56.

Cho, I.H. (2013). Reflection and transmission coefficients by a surface-mounted horizontal porous plate. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 25(5), 327-334.

Falco, A.F. de O. (2002). Wave-power absorption by a periodic linear array of oscillating water columns. *Ocean Engineering*, 29(4), 1164-1186.

Falnes, J. (1980). Radiation impedance matrix and optimum power absorption for interacting oscillators in surface waves. *Applied Ocean Research*, 2, 75-80.

Falnes, J. and Budal, K. (1982). Wave-power absorption by parallel rows of interacting oscillating bodies. *Applied Ocean Research*, 4(4), 194-207.

Falnes, J. (1984). Wave-power absorption by an array of attenuators

- oscillating with unconstrained amplitudes. *Applied Ocean Research*, 6(1), 16-22.
- Garnaud, X. and Mei, C.C. (2009a). Wave power extraction by a compact array of buoys. *Journal of Fluid Mechanics*, 635, 389-413.
- Garnaud, X. and Mei, C.C. (2009b). Comparison of wave power extraction by a compact array of small buoys and by a large buoy. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference*, Uppsala, Sweden.
- Garrett, C.J.R. (1971). Wave forces on a circular dock. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(1), 129-139.
- Kweon, H.-M. and Lee, J.-L. (2012). An array effect of wave energy farm buoys. *Inter. Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 4, 437-446.
- Linton, C. M. and Evans, D. V. (1990). The interaction of waves with arrays of vertical cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 215, 549-69.
- Linton, C.M. and Melver, R. (1996). The scattering of water waves by an array of circular cylinders in a channel. *Journal of Engineering Mathematics*, 30, 661-82.
- Mathews, J.H. and Fink, K.K. (2004). *Numerical Methods Using Matlab*. 4th Edition, Prentice-Hall Inc.
- Yeung, R.W. (1981). Added mass and damping of a vertical cylinder in finite-depth waters. *Applied Ocean Research*, 3, 119-133.
-
- 원고접수일: 2014년 4월 28일
수정본채택: 2014년 4월 28일(1차)
2014년 4월 29일(2차)
게재확정일: 2014년 4월 29일

부록 A

원형 단면을 갖는 부이의 바닥면($z=-d$)에서의 수직운동 속도는 물입자의 속도와 같다는 운동학적 경계조건식과 부이 바닥면에서의 전체 힘은 동유체력, 복원력, 그리고 PTO감쇠력의 합으로 표현되며 Newton의 제2법칙으로부터 유도한 동역학적 경계조건식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \\ m \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} &= F_{ex}(t) + F_{rad}(t) + F_{res}(t) \end{aligned} \quad (A1)$$

부이 바닥면에서 위의 경계조건식들을 결합한 후 부이 바닥면에서의 속도포텐셜은 일정하다고 가정하면 아래와 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\left(m \frac{\partial^2}{\partial t^2} + c_{PTO} \frac{\partial}{\partial t} + \rho g \pi a^2 \right) \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \rho \pi a^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0, \quad z = -d \quad (A2)$$

부이가 주파수 ω 을 갖고 조화운동을 한다고 가정하면 식 (A2)는 아래와 같이 바뀐다.

$$\left(1 - \frac{m\omega^2 + i\omega c_{PTO}}{\rho g \pi a^2} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0, \quad z = -d \quad (A3)$$

거시적인 규모의 관점에서 문제를 바라보았을 때, 위의 경계조건식은 $z=-d$ 가 아닌 $z=0$ 에 적용된다. 부이의 중량은 부력과 같으므로 $m = \rho \pi a^2 d$ 이다. 따라서 $m\omega^2 / \rho g \pi a^2 = \omega^2 d / g \cong kd = O(\mu)$ 이므로 식 (A3)는 아래식으로 근사시킬 수 있다.

$$(1 - i\omega c_{PTO}^*) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0, \quad z = 0 \quad (A4)$$

여기서 $c_{PTO}^* = c_{PTO} / \rho g \pi a^2$ 이다. 다수 부이들로 채워지지 않은 수면에서의 경계조건식은 잘 알려진 자유표면경계조건식 ($\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0$)이다. 전체 면적에서 부이가 차지하는 면적의 비를 p 라 할 때 수면에서의 평균적인 경계조건식은 아래와 같다.

$$(1-p) \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi \right) + p \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \frac{1}{(1-i\omega c_{PTO}^*)} \phi \right) = 0, \quad z=0 \quad (A5)$$