

---

 論 文
 

---

大韓造船學會誌  
 第20卷 第1號 1983年 3月  
 Journal of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol. 20, No. 1, March 1983

## 二次元 浮遊式 波力發電器의 流體力學의 特性

金 茂 賢\* · 崔 恒 洵\*\*

 Hydrodynamic Characteristics of Two-dimensional Wave-energy Absorbers  
 by

Moohyun Kim\* · H.S. Choi\*\*

## Abstract

A study is made, in the framework of linear potential theory, to investigate the hydrodynamic characteristics of two-dimensional wave-energy absorbers as like the Salter's duck and an oscillating cam with Lewis-form section, which undergo uncoupled heaving and rolling motions in an incident linear gravity wave in deep water. Wave energy is supposed to be extracted by a linearly damped generator with an spring.

Some well-known formulae in ship hydrodynamics such as Haskind-Newman relation and Bessho-Newman relation are utilized in forms of Kochin functions to derive expressions for efficiency, breaking effect and drift force of the absorber. Maximum ideal efficiency of 100% can be arrived at an prescribed tuning frequency. Coupling effect is also examined to assess the detrimental effect of sway on efficiency.

From numerical calculations for both types of two-dimensional devices it may be concluded that a wave-energy absorber functions at the same time as a wave breaker and that the drift force acting on the device becomes smaller when it absorbs wave energy than as it oscillates freely.

Finally the study is extended to an infinite array system, equivalent to a body in a canal, to show that all incident wave energy can be absorbed regardless of the absorber's size, only if the optimum space and the optimum condition of control are realized.

## I. 서 론

파랑에너지는 그 크기가 방대하고 영속적이며 공해 없는 에너지원이라는 점에서 이를 동력원으로 이용하고자 많은 발명가들에 의하여 파력발전기가 제안되었고 개발되어 왔다. 파에너지의 크기에 대한 예를 들어 보면 파고 2m, 파주기 10초인 파에너지의 양은 40kw/m정도이고, 1971년의 전세계 에너지 생산량이  $5 \times 10^{12}$

kwh임을 고려하면 10<sup>4</sup>km정도에 걸쳐 효율 100%의 파력발전기를 설치함으로써 전수요를 공급할 수 있겠다[8].

해양파의 불규칙성으로 인하여 파력발전은 생산되는 전기가 매우 불규칙하여 이의 정류와 연안까지의 수송에 어려움이 있고, 극한해상조건에서의 안전성, 계류상의 문제등 많은 공학적인 어려움을 내포하고 있다. 그러나 대체 에너지의 개발이 시급한 현 시점에서 이러한 공학적인 어려움을 극복하고 부유식 방파제의 역

接受日字: 1983年 1月 4日, 再接受日字: 1983年 3月 3日

\* 學生會員, 서울大學校 大學院

\*\* 正會員, 서울大學校 工科大學 造船工學科

할을 동시에 수행하여 연안건축물과의 종합적 시스템으로 이용하는 등 경제적인 문제를 개선해 나간다면 더더욱아 훌륭한 에너지원으로 각광을 받게 될 것이다[18].

현재 집중적으로 연구되는 파력발전 시스템을 대별해 보면 파와 같은 방향으로 설치되는 terminator, 파와 직각 방향으로 놓이는 attenuator와 작은 파력발전기의 배열을 이용한 point absorber등이 있다[10].

유체 동력학적인 관점에서 파력발전기에 대한 체계적인 연구가 시작된 것은 1970년대 중반부터이다. 즉, 1970년 Milgram은 Havelock[16]의 조파기이론을 역이용하여 clam-device type terminator를 해석하였고, 1973년 Bessho는 Milgram의 제안을 파력발전기가 장치된 부유식 물체로 확장하여 기초연구를 수행하였다. 이때 영국에서는 Salter's construction이라는 고효율의 파력발전기가 주로 실험에 의해서 개발되고 있었다. 1976년 Evans [3], Newman [4], Mei [5]등에 의하여 일반적인 2차원 이론이 확립되었고, Budal & Falnes [7], [8]는 point-absorber의 개념을 도입하여 array system에 대한 연구를 수행하였다. 한편 attenuator에 대한 이론의 진전과 동시에 일본에서는 79~81년에 걸쳐 실제선박인 「Kaimi」에 대한 장기간의 실험을 성공적으로 수행하여 파력발전에 대한 가능성을 보여 주었다. Point absorber array에 대한 연구결과로 파력발전기의 경제적 문제가 많이 개선되었고, Budal의 결론에 의하면 연 kwh당 설치비가 수력발전의 1.5배 정도에 달하였다[10].

그러나 아직 해결되지 않은 여러 기술적 문제가 남아있고 이의 해결을 위해서 전기, 기계등의 관련분야와 동시에 연구가 수행되어야 하겠다. 본 논문은 선형 이론의 범위안에서 파력발전기의 효율 및 여러특성에 관한 고찰을 하였고, 이론적으로 100%의 효율이 가능함을 밝혔다. 계산 예로서는 조선공학자에 익숙한 Lewis-form 단면을 갖는 파력발전기를 택하여 100%의 효율을 얻을 수 있음을 확인하였고, Salter's duck과 같은 비대칭 단면에 대한 문제도 수행하였다. 또한 2차원 문제를 무한배열로 확장하여 적당한 구간에서는 파력발전기의 크기에 관계없이 모든 파를 흡수할 수 있다는 결론에 도달하였다.

## II. 2차원 해석

### 2.1. 속도 포텐셜의 점근적 표현

유체를 비점성, 비압축성 그리고 유체입자의 유동을

비회전으로 가정하면 속도포텐셜  $\Phi(x, y, t)$ 가 존재하고 조화운동을 가정하여

$$\Phi(x, y, t) = Re \{ \phi(x, y) e^{i\omega t} \} \quad (1)$$

로 놓는다.

$\phi(x, y)$ 는 연속방정식( $\nabla^2 \phi = 0$ )을 만족하며 다음과 같은 일련의 경계조건을 만족한다.

$$K\phi - \phi_y = 0 \quad (y=0); \text{ 자유표면 경계조건 } \left( K = \frac{\omega^2}{g} \right)$$

$$\phi \rightarrow 0 \quad (y = -\infty); \text{ 해지면 경계조건}$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} \pm iK \right) \phi \rightarrow 0 \quad (x = \pm \infty); \text{ 무한원방 경계조건}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{u} \cdot \vec{n}; \text{ 물체표면 경계조건}$$

Fritz John의 선형이론에 따라 속도포텐셜을

$$\phi(x, y) = \frac{gA}{\omega} \phi_s + i\omega \xi_j \phi_j \quad (j=1 \sim 3) \quad (2)$$

로 분해한다.

여기서  $\phi_s$ 는 입사파포텐셜과 diffraction포텐셜의 합으로 표시되는 scattering문제의 해이며,  $\phi_j$ 는 radiation포텐셜이다.

$\xi_j$ 를  $j$ th 운동의 변위라 하면

$$\xi_j = Re \{ \xi_j e^{i\omega t} \} \text{ 이고} \quad (3)$$

자유표면을  $\eta$ 라 하면

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial t} \Big|_{y=0} = Re \left\{ -\frac{i\omega}{g} \phi(x, 0) e^{i\omega t} \right\} \quad (4)$$

이다.

$\phi_s$ 와  $\phi_j$ 는 물체표면에서 다음과 같은 운동학적 경계조건을 만족해야 한다.

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n, \quad (5)$$

단위 입사파에 대한 diffraction 문제의 투과(transmission)와 반사(reflection)를 표시하는 복소계수를  $T, R$ 이라 하면

$\phi_s$ 의 점근적 형태는

$$\begin{aligned} \phi_s &\sim (e^{iKx} + R e^{-iKx}) \cdot e^{Ky}; \quad x \rightarrow +\infty \\ \phi_s &\sim T e^{iKx + Ky}; \quad x \rightarrow -\infty \end{aligned} \quad (6)$$

이고 Green theorem과 2-D Green 함수의 점근적 표현식을 사용하면 (Appendix 1)

$$\begin{aligned} \phi_j &\sim H_j^+ e^{-iKx + Ky}; \quad x \rightarrow +\infty \\ \phi_j &\sim H_j^- e^{iKx + Ky}; \quad x \rightarrow -\infty \end{aligned} \quad (7)$$

여기서  $H_j^\pm$ 는 무한원방 발산파의 진폭을 표시할 수 있는 Kochin함수로 다음과 같이 표시된다.

$$H_j^\pm = \int_C \left( \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{i\eta y \pm i\eta t} ds \quad (8)$$

식 (6), (7)을 결합하면

$$\phi \sim \begin{cases} \frac{gA}{\omega} (e^{iKx} + R_1 e^{-iKx}) & x: +\infty \\ \frac{gA}{\omega} T_1 e^{iKx} & x: -\infty \end{cases} \quad (9)$$

이 된다.

여기서  $R_1, T_1$ 은 diffraction과 radiation을 합한 총반사 및 총투과를 나타내며 다음과 같은 표현식을 갖게 된다.

$$R_1 = R + \frac{iK\xi_j H_j^+}{A} \quad (10)$$

$$T_1 = T + \frac{iK\xi_j H_j^-}{A} \quad (11)$$

2.2. 효율에 대한 고찰

에너지의 관점에서 효율을 생각해 보면, 효율  $E$ 는

$$E = 1 - R_1 \bar{R}_1 - T_1 \bar{T}_1 \quad (12)$$

가 되고, 뒷첨자  $-$ 는 complex conjugate를 나타낸다.

부유체가 고정일때의 에너지 관계식은

$$1 - R\bar{R} - T\bar{T} = 0 \text{ 이고} \quad (13)$$

diffraction과 radiation의 관계를 맺어주는 Bessho-Newman relation (Appendix II)으로 부터

$$H_j + \bar{H}_j^+ \cdot R + \bar{H}_j^- \cdot T = 0 \text{을 얻는다.} \quad (14)$$

식(10)~(14)의 관계식을 이용하면

$$E = 2Re \{ \gamma - |\gamma|^2 (1 - \delta)^{-1} \} \text{ 이고} \quad (15)$$

여기서

$$\gamma = \frac{iK\xi_j \bar{H}_j^+}{A}, \quad \delta = \frac{|H_j^-|^2}{|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2} \text{ 이다.} \quad (16)$$

일단 단면이 정해지던  $\delta$ 는 정해지므로 조종가능변수  $\gamma$ 에 대해  $E_{max}$ 를 구하면

$$E_{max} = \frac{|H_j^+|^2}{|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2} \quad (17)$$

이 된다.

식 (17)로부터 강제운동시  $x \rightarrow +\infty$  방향으로 파가 많이 나갈수록 효율이 좋아지고 Salter's duck과 같은 단면이 고효율을 갖는 이유를 알 수 있다.

대칭단면의 경우  $|H_j^+| = |H_j^-|$ 이므로, 1자유도 운동시

$$E_{max} = 50\% \text{ 이다.}$$

파력발전기의 설계시 최적의 damper와 spring을 실험 하려던 운동방정식을 풀어야 한다.

2.3. 최적 효율 설계 문제

$j_{ik}$ 운동에 대한 운동방정식은 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} (m + a_{jj}) \ddot{\zeta}_j + (d + b_{jj}) \dot{\zeta}_j \\ + (k + k^m + c_{jj}) \zeta_j = F_j \end{aligned} \quad (18)$$

여기서  $m$  ; 발전기를 포함한 부유체의 질량

$a_{jj}$ ;  $j_{ik}$ -mode에 대한 부가질량

$b_{jj}$ ;  $j_{ik}$ -mode 동유체력 감쇠계수

$d$  ; 선형화된 발전기의 기계적 감쇠계수

$k$  ; 선형화된 발전기의 spring constant

$k^m$ ; 선형화된 계류장치의 spring constant

$C_{jj}$ ; 정유체 복원력계수

$F_j$ ;  $j_{ik}$ -mode에 대한 파강제력

Haskind-Newman 관계식으로 부터 파강제력과 감쇠 계수를 Kochin함수로 표시할 수 있다(Appendix III).

$$F_j = Re \{ \rho g A H_j^+ e^{i\omega t} \} \quad (19)$$

$$b_{jj} = \frac{\rho \omega}{2} \{ |H_j^+|^2 + |H_j^-|^2 \} \quad (20)$$

유체력에 의해 발전기의 damper가 한주기 동안에 하는 일량  $P$ 는

$$P = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \dot{\zeta}_j (d \dot{\zeta}_j) dt = \frac{\omega^2}{2} d |\xi_j|^2 \quad (21)$$

이 되고, 이를 입사파의 energy flux density

$$P_I = \frac{\rho g^2 |A|^2}{4\omega} \text{로 나눈것을 효율 } E \text{라 하면}$$

$$\begin{aligned} E = \frac{P}{P_I} &= \frac{2\omega^2}{\rho g^2} d \left| \frac{\xi_j}{A} \right|^2 \\ &= \frac{|H_j^+|^2}{|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2} \left[ \frac{4\omega^2 d b_{jj}}{\{(k + k^m + C_{jj}) - (m + a_{jj})\omega^2\}^2 + \omega^2 (b_{jj} + d)^2} \right] \end{aligned} \quad (22)$$

으로 표시된다.

이를 제어가능 변수  $k, d$ 에 대해  $E_{max}$ 를 구하면

$$E_{max} = \frac{|H_j^+|^2}{|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2} \text{ 즉, 식(17)과 같은 결과를}$$

얻고, 이때의 제어조건은

$$k + k^m + C_{jj} = (m + a_{jj}(\omega)) \cdot \omega^2; \text{ 공진조건} \quad (23)$$

$$d = b_{jj}(\omega); \text{ 최적 damper조건} \quad (24)$$

이 된다.

실제자는 일치해상의 주된 주파수  $\omega_0$ 에서 고효율을 얻고자 하므로, 공진 진동수(tuning frequency)  $\omega_0$ 에서 (23), (24)의 조건을 만족하는  $k$ 와  $d$ 를 선택하여야 한다.

수직운동의 경우 (23)으로 부터, 비교적 큰 정유체 복원력 때문에  $\omega_0$ 의 최소치가 결정되고, 그 이하에서는 공진조건을 만족시키기가 어렵게 된다.

이때는 (24)의 조건만 만족시키는 부분적 tuning을 하거나 [3], 발전기의 평형위치를 변화시키지 않고 effective mass를 키워 최소치를 낮추어 주는 방법이 있다[8].

위의 고찰로 부터 최적조건에서 수직축 대형 단면이 독립적인 두개의 운동에서 에너지를 흡수하면 100%의 이론적인 효율을 얻을 수 있다[3,5].

2.4. 소파효과 및 표류력

부유식 파력발전 시스템은 부유식 방파제의 역할을 동시에 수행할 수 있는데, 이는 투과파와 운동에 의한 방사파가 효과적으로 간섭하기 때문이다.

소파효과는 (11)식의 복소투과계수  $T_1$ 으로 평가되는데, (11)식을 구체적으로 써보면

$$T_1 = T + \sum_{j=2,3} \frac{ipgKAH_j^- H_j^+}{((k+k^m + C_{jj}) - (m+a_{jj})\omega^2) + i\omega(d+b_{jj})} \quad (25)$$

이고

수직축 대칭 단면의 경우,

대칭 운동에 대해서는  $H_j^+ = H_j^- = H_s$  (heave)

비대칭 운동에서는  $H_j^+ = -H_j^- = H_a$  (sway, roll) (26)

이 성립한다.

Diffraction 문제의 복소투과 및 반사계수  $T, R$ 은 (14) 식으로부터  $\delta_{s,a} = \arg(H_{s,a})$ 라 하면

$$R = -\frac{1}{2} \{ \exp(2i\delta_a) + \exp(2i\delta_s) \} \quad (27)$$

$$T = \frac{1}{2} \{ \exp(2i\delta_a) - \exp(2i\delta_s) \} \quad (28)$$

으로 표현된다.

수직축 대칭이 아닌 단면의 경우, 독립적인 두가지 mode에 대한 Bessho-Newman relation

$$\begin{aligned} H_s^+ + \bar{H}_s^+ \cdot R + \bar{H}_s^- \cdot T &= 0 \\ H_a^+ + \bar{H}_a^+ \cdot R + \bar{H}_a^- \cdot T &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

을 연립으로 풀어  $R, T$ 를 구한다.

한편 비대칭 단면에서, Green theorem을 이용하여 입사파의 방향에 따른 관계식

$$\begin{aligned} T^+ &= T^- = T \\ |R^+| &= |R^-| \\ T \cdot \bar{R}^+ + R^- \cdot \bar{T} &= 0 \\ \arg(R^+) + \arg(R^-) &= (2n+1)\pi + 2\arg(T) \end{aligned} \quad (30)$$

을 얻을 수 있다.

한편 Maruo[9]에 의한 표류력에 대한 표현식은

$$F_D = -\frac{\rho g A}{4} (AT_1 \pm A\bar{T}_1) - \frac{\rho g}{4} \{ |AT_1|^2 - |AR_1|^2 \} \quad (31)$$

인데, 여기에 파력발전시 에너지 관계식을 적용해 보면,

$$F_D / \frac{1}{2} \rho g A^2 = \frac{E}{2} + |R_1|^2 \text{ 이 되고} \quad (32)$$

최적효율조건이 만족되면  $\omega_0$ 에서  $E=1$ 이고,  $|R_1|=0$

이므로  $F_D / \frac{1}{2} \rho g A^2 = \frac{1}{2}$ 이 됨을 알 수 있다.

III. 무한배열의 최적구간

벽면을 갖는 canal안의 물체에 대한 경계치 문제를 풀면 image effect에 의해서 무한배열 문제로 등가시킬 수 있다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re} \{ \phi(x, y, z) \cdot e^{i\omega t} \} \quad (33)$$

여기서  $\phi$ 는 2-D의 모든 경계조건 외에 양벽면에서 경계조건

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ at } z = \pm d \text{ (d는 canal의 반폭)} \quad (34)$$

을 만족하여야 한다.

$\phi$ 를 (2)와 같이 분리하면, sway, heave, roll에 대해서  $z=0$ 에 대한 대칭조건

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \text{ at } z=0 \quad (35)$$

을 만족한다.

(34), (35)로부터  $\phi_s, \phi_j$ 는  $z$ 에 대한 Fourier급수로 전개할 수 있다.

$$\phi_j = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \cdot \cos\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \cdot \phi_{jn}(x, y) \quad (36)$$

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & n=0 \\ 2 & n \neq 0 \end{cases}$$

그러면

$$\phi_{jn}(x, y) = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d \phi_j \cdot \cos\left(\frac{n\pi z}{d}\right) dz \quad (37)$$

이 되고

$\phi_{jn}$ 은 Helmholtz 방정식

$$\left( \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} - \alpha_n^2 \right) \phi_{jn} = 0 \quad \left( \alpha_n = \frac{n\pi}{d} \right) \quad (38)$$

을 만족하게 되는데

이의 해는 Havelock[16]의 조파기 이론(wave maker theory)으로부터

$$\begin{aligned} \phi_{jn} &= H_j^+ \exp \{ Ky - \sqrt{\alpha_n^2 - K^2} x \} \\ &+ \int_0^{\infty} B_j^+ \cdot (k) \cdot (k \cos ky - K \sin ky) \cdot \exp \\ &(-\sqrt{\alpha_n^2 + k^2} \cdot x) dk \end{aligned} \quad (39)$$

이 된다. 위에서 양의 정수  $P$ 에 대해  $P\pi < Kd < (P+1)\pi$ 이다.  $n < P$ 에 대해  $\alpha_n - K^2 < 0$ 이 되므로, 윗식의 첫째항은  $(P+1)$ 개의 발산파를 만들며, 단일  $K \cdot d = P\pi$ 이면 공진현상이 일어난다.

$P=0$  즉  $\lambda > 2d$ 이면,  $\phi_{j0} \sim H_{j0}^+ \cdot \exp(Ky - iKx)$ 의 fundamental wave만이 전파되어 나간다.

$\phi_s$ 에 대해서도 같은 해석이 적용되며  $\phi_j, \phi_s$ 의 점근형은

$$\phi_j \sim \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \cos(\alpha_n z) \cdot H_{j,n}^{\pm} \exp(Ky - i\sqrt{K^2 - \alpha_n^2}|x|)$$

$$; x \rightarrow \pm\infty \quad (40)$$

$$\sim \exp(Ky - iKx) + \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \cos(\alpha_n \cdot z) R_n \cdot \exp$$

$$(Ky - i\sqrt{K^2 - \alpha_n^2} \cdot x); x \rightarrow +\infty$$

$$\phi_s \sim \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \cos(\alpha_n z) \cdot T_n \cdot \exp(Ky + i\sqrt{K^2 - \alpha_n^2} x);$$

$$x \rightarrow -\infty \quad (41)$$

위에서  $Kd$ 는  $P\pi < Kd < (P+1)\pi$ 이고  $T_n, R_n$ 은 일반화된 복소투과, 반사계수이다.

2-D의 경우와 같이, (40), (41)의 점근적 표현식과 Green theorem으로 부터 다음과 같은 관계식을 얻는다.

$$H_{j0}^+ + \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \left(1 - \frac{n\pi}{Kd}\right)^{1/2} [\overline{H_{j,n}^+} \cdot R_n + \overline{H_{j,n}^-} \cdot T_n]$$

$$(42)$$

$$F_j = \text{Re}\{\rho g A H_{j0}^+ \cdot 2d \cdot e^{i\omega t}\}$$

$$(43)$$

$$b_{jj} = \frac{\rho\omega}{2} \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \left(1 - \frac{n\pi}{Kd}\right)^{1/2}$$

$$[|H_{j,n}^+|^2 + |H_{j,n}^-|^2] \cdot 2d \quad (44)$$

여기서 식(42)는 일반화된 Bessho-Newman 관계식 그리고 식(43)과 (44)는 일반화된 Haskind-Newman 관계식이라 해석할 수 있다.

2-D와 같은 해석으로 부터, 공진조건과 최적 damper 조건을 만족하면

$$E_{\max} = |H_{j0}^+|^2 \left\{ \sum_{n=0}^P \epsilon_n \cdot \left(1 - \left(\frac{n\pi}{Kd}\right)^2\right)^{1/2} \right.$$

$$\left. [ |H_{j,n}^+|^2 + |H_{j,n}^-|^2 ] \right\}^{-1} \quad (45)$$

이 된다.

$\lambda > 2d$  ( $P=0$ )인 파에 대해서는, (40)~(45)는 2-D의 경우와 일치하며, 이때  $E_{\max} = \frac{|H_{j0}^+|^2}{|H_{j0}^+|^2 + |H_{j0}^-|^2}$ 이 되어

2 독립운동의 수직축대칭단면을 사용하면  $E_{\max} = 1.0$ 이 된다.  $\lambda < 2d$ 인 파에 대해서는, 다수의 발산파가 존재하여 효율을 감소시키고, 물체의 크기가 작을수록 그 정도가 심하다.

이상으로 부터  $\lambda > 2d$ 인 파에 대해서는, 물체의 크기에 관계없이 무한배열을 이용하여  $E_{\max} = 100\%$ 를 얻을 수 있다는 결론에 도달하게 된다.

실제의 수조실험은 무한배열의 경우가 되며 2차원이

론과 잘 부합하는 것은 위의 결과 때문이다.

최적 조건에서의 변위를 구해보면

$$\left| \frac{\xi_j}{A} \right|_{\max}^2 = \left( \frac{\rho \cdot d}{2M\lambda_{jj0}} \right) \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \text{이다.} \quad (46)$$

결국 물체사이의 간격이 파장보다 작은 범위 안에서, 간격이 클수록 좋지만, 물체의 크기가 너무 작아지는 경우 최적조건을 만족시키기 어렵고 운동변위도 크게 되어 선형이론이 성립하지 않을 것이다.

#### IV. 수치계산 및 토론

본 논문에 사용되는 유체동력학적 계수들을 구하는 radiation problem은 대칭과 비대칭 임의단면에 사용할 수 있도록 특이점 분포방식을 택하였다.

한편 본 논문의 계산에서는 다음과 같은 무차원량을 사용하였다.

$$\text{무차원 진동수}; \nu = \frac{\omega^2}{g} D, \nu_0 = \frac{\omega_0^2}{g} D$$

( $D$ =홀수,  $\omega_0$ =공진진동수(tuning frequency)),

$$\text{무차원 부가질량계수}; \mu_{jj} = \frac{a_{jj}(\nu)}{M}, \mu_{j0} = \frac{a_{jj}(\nu_0)}{M}$$

무차원동유체력 감쇠계수;

$$\lambda_{jj} = \frac{b_{jj}(\nu)}{M\omega}, \lambda_{j0} = \frac{b_{jj}(\nu_0)}{M\omega_0}$$

effective mass  $m' = \frac{m}{M}$

$$\text{여기서 } M = \begin{cases} \frac{\pi}{2} \rho D^2 (\text{heave, sway}) \\ \frac{\pi}{8} \rho D^4 (\text{roll}) \end{cases}$$

##### 4.1. Lewis-form model

Dolphin mooring 상태의 Lewis-form 2차원 파력발전기의 heave, roll mode에서 파력발전이 이루어질때의 계산을 수행하고 Bessho & Yamamoto의 결과 [1]와 비교하였다.

한편 sway coupling에 의한 효율의 감소 및 유체역학적 계수들의 변화도 살펴보았다.

이 모델은 Fig. 1과 같이 실험실에서 제어가 용이한 electric system을 사용하였고, 최적 damper조건을 만족하기 위해 가변저항장치를 사용하였으며 one-way clutch와 200배의 gear로서 완만한 왕복운동을 보완하였다.

이 모델의 특성치는 다음과 같다.

$$H_0 = \frac{B}{2D} = 1.667$$

$$\sigma = \frac{S_w}{BD} = 0.5$$

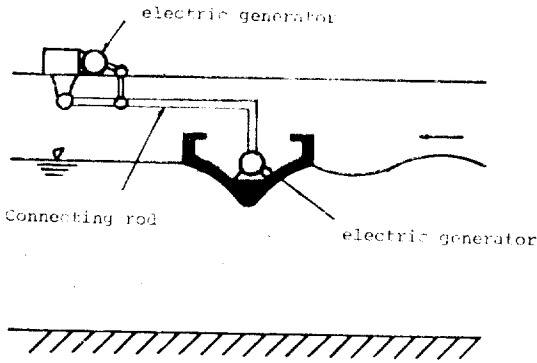


Fig. 1. Dolphin-mooring type wave-energy absorber.

length ( $L$ )	2.96 m
width ( $B$ )	1.0 m
draft ( $D$ )	0.3 m
displacement ( $m$ )	444.12 kg
metacentric height ( $\overline{GM}$ )	0.45 m
sectional area ( $S_w$ )	2.96 m <sup>2</sup>
radius of gyration	0.332 m
center of buoyancy ( $\overline{KB}$ )	0.196 m
center of gravity ( $\overline{KG}$ )	0.3 m

tuning frequency ; 0.8  
number of segments ; 26

4.1.1. 운동변위

Heave, roll의 독립적인 2 mode인 경우와, sway-roll coupling이 있는 3 mode에 대해서 각각 자유부유시와 에너지를 흡수하고 있을때의 운동변위를 계산하였다.

Fig. 3은 에너지를 흡수할 때의 heave amplitude를 보여주며 자유부유때와는 달리 공진현상이 나타나지 않는다.

Fig. 4, 5, 6으로 부딪기 roll, sway 진폭도 에너지를 흡수할 때 공진현상이 없으며, sway coupling은 roll진폭을 약간 감소 시킴을 알 수 있다.

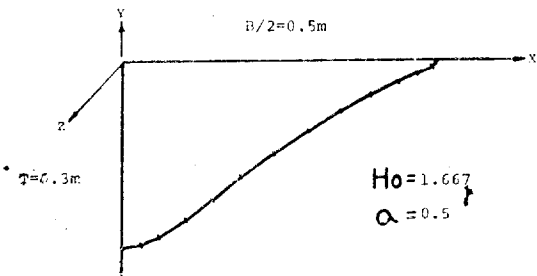


Fig. 2. Close-fit of Lewis-form section.

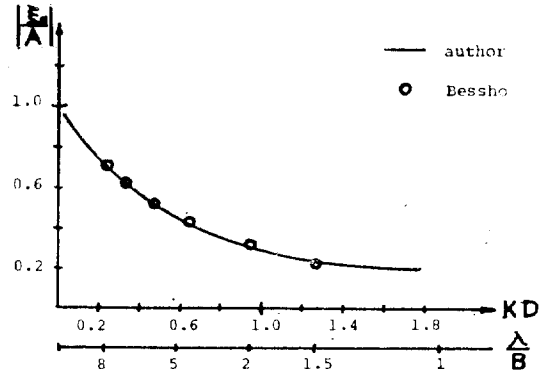


Fig. 3. Heave amplitude.

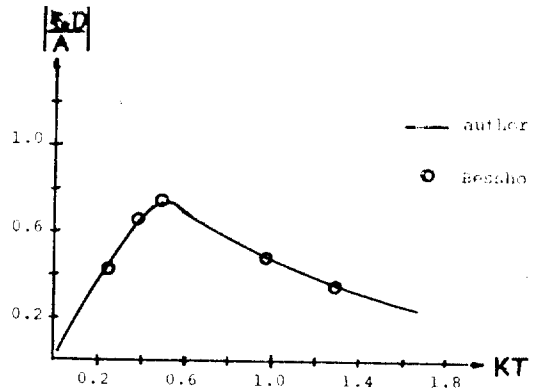


Fig. 4. Roll amplitude (sway restricted).

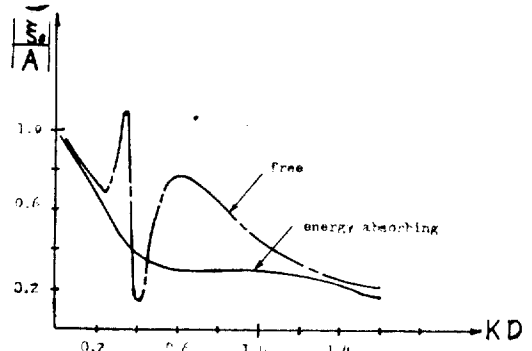


Fig. 5. Sway amplitude of coupled motion.

자유부유시에는 공진점 근처에서 coupling의 영향이 sway 진폭에 크게 나타난다. Roll진폭 계산에서 viscous damping의 영향은 고려하지 않았다.

4.1.2. 효율(Efficiency)

Fig. 7로부터 이론에서 계산한 바와같이 공진진동수  $KD=0.8(\lambda/B=2.5)$ 에서 유체동력학적 효율 100%를 얻

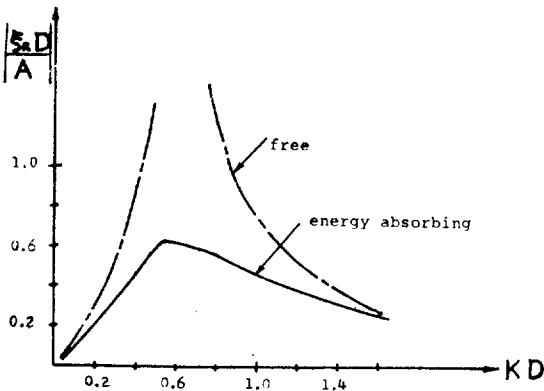


Fig. 6. Roll amplitude of coupled motion.

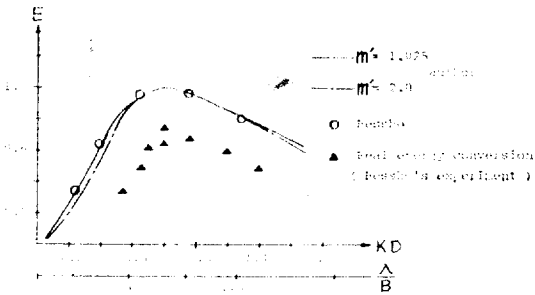


Fig. 7. Efficiency of wave absorption.

있고,  $KD=0.3\sim 1.8$  ( $\lambda=B\sim 7.5B$ )의 범위에서 50% 이상의 효율을 얻었다.

이로부터 typhoon과 같은 극한해상조건을 제외하고는 비교적 넓은 범위에서 고효율을 기대할 수 있겠다.

그러나 이는 유체동력학적 효율이며 실제로는 Fig. 7에서 보듯이 기계적 마찰손실, wave breaking 등의 영향으로 20~30%정도 효율이 감소된다. 더구나 실제 해상은 불규칙파이므로 이에 대한 수정도 해주어야 한다.

정유체복원력이 큰 heave의 경우, 공진조건의 하한점(lower bound)이 결정됨은 앞에서도 언급하였다.

계류를 제외하면 (23)식은

$$k + C_{jj} = [m + a_{jj}(\nu)] \cdot \omega^2 \text{ 이 되고 } C_{jj} = B\rho g \text{ 이므로, } k = 0 \text{ 일때 } \frac{4H_0}{\pi} = [m' + \mu(\nu)] \cdot \nu \text{ 이 된다.}$$

윗식의 근사해인  $\nu=0.76$ 보다 작은 진동수 범위에서 최대효율을 얻으려면 negative spring을 장치해야 한다. 이는 불가능하므로 이때는 최적 damper 조건만을 만족시켜 주고 위의 조건은 그대로 두는 partial tuning을 하든지, effective mass  $m'$ 를 키워 하한점을 낮추어 주는 방법등이 있겠다.

Fig. 7에서 effective mass를 키워주면 관성효과(inertia effect) 때문에 효율의 폭을 줄어들지만 그 양은 매우 작다.

이로부터 effective mass의 증가가 하한점을 낮추어 주는데 유용함을 알 수 있겠다.

Fig. 8은 partial tuning의 효과를 보여 주는데  $\nu_0=0.4$ 에서는 최적조건이 불가능하므로 partial tuning을 함으로써 많은 에너지를 갖고 있는 낮은 진동수 범위의 효율을 증가시킬 수 있다.

그러나  $\nu_0=0.8$ 근처에서 경점이 나타나는 것으로 보아 경점 진동수(peak frequency)의 결정에는 공진조건이 결정적인 역할을 함을 알 수 있다.

Fig. 9는 coupling에 의한 효율의 감소를 보여주며 이는 sway에 의해 발생하는 불필요한 발산과 때문에 최적조건이 만족되지 못하기 때문이다.

4.1.3. Wave transmission and reflection

파력발전기가 고정된 경우나, 자유부유식의 투과계수  $T$ 와 반사계수  $R$  및 송투과, 송반사( $T_1, R_1$ )계수는 2차원부유체의 경우 Fig. 10~12와 같은 경향을 보여 주고 있다.

파력발전지의 소파효과는 diffraction과 radiation을

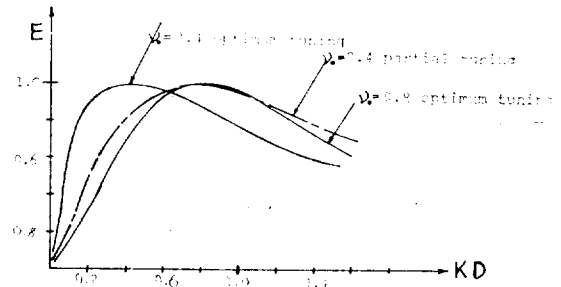


Fig. 8. Effect of partial tuning on efficiency.

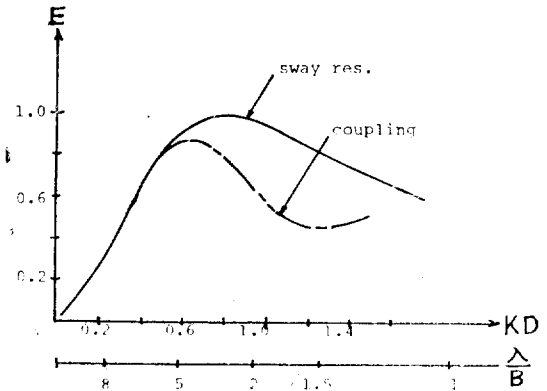


Fig. 9. Effect of coupled motion on efficiency.

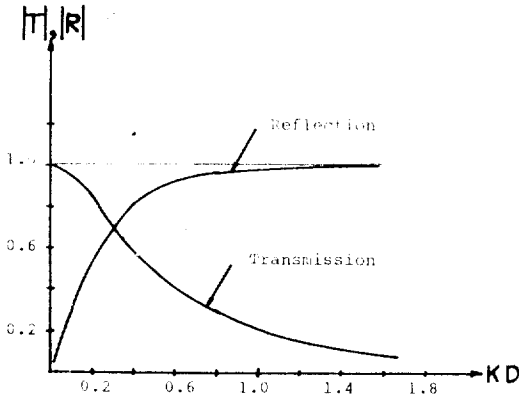


Fig. 10. Transmission and reflection coefficients (fixed case).

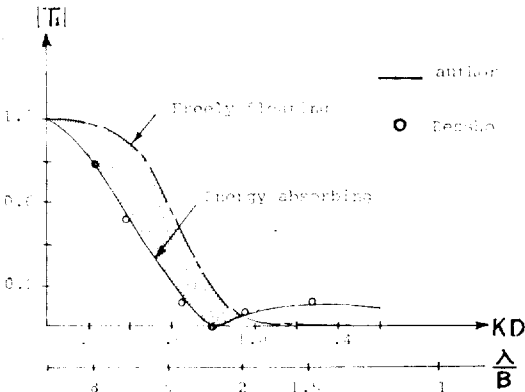


Fig. 11. Total transmission coefficient (sway restricted).

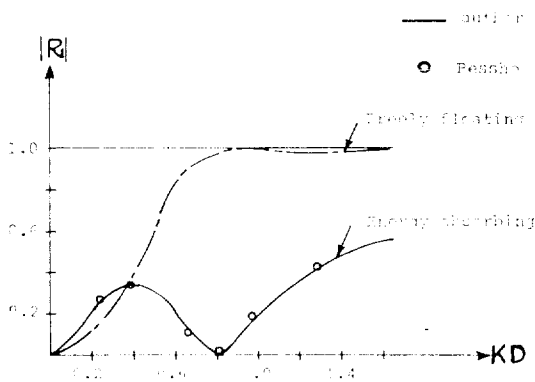


Fig. 12. Total reflection coefficient (sway restricted)

합한 총투과계수  $|T_1|$ 으로써 평가할 수 있는데, 소파 효과가 중요시되는  $\lambda > 2B$ 의 범위에서 파력발전기가 부유식방파기로서 훌륭한 역할을 수행함을 알 수 있다

(Fig. 11에서 그늘진 면적만큼의 소파효과).

특히  $\lambda < 7B$ 의 범위에서는 50% 이하의 파만이 투과됨을 알 수 있다.

한편 공진진동수  $KD=0.8$ 에서는 Fig. 11, 12에서와 같이 파력발전기가 효과적인 간섭에 의해 입사파를 모두 흡수하여  $+\infty, -\infty$  방향의 파가 없게되며, 입사 방향으로 입사파만이 계속들어오게 되고 뒤쪽은 파없는 잔잔한 수면이 될 것이다.

Fig. 13, 14는 coupling이 총투과 및 총반사계수에 미치는 큰 영향을 보여주고 있다.

4.1.4. 표류력

효과적인 파력발전을 위해서는 적절한 계류장치가 필수적이며, 특히 point-absorber와 같은 배열시스템에는 제어장치로서 결정적인 역할을 한다.

Fig. 15는 Maruo의 이론에 의한 표류력을 보여주며, 공진진동수  $KD=0.8$ 에서는  $E=1$ 이고,  $+\infty, -\infty$  방향의 파가 없으므로 무차원화된 표류력은 0.5의 값이 된다.

$\lambda < 6B$ 의 범위에서 파력발전은 표류력을 자유부유시

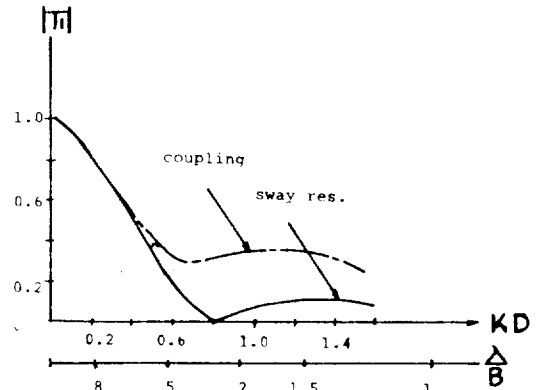


Fig. 13. Effect of coupled motion on total transmission.

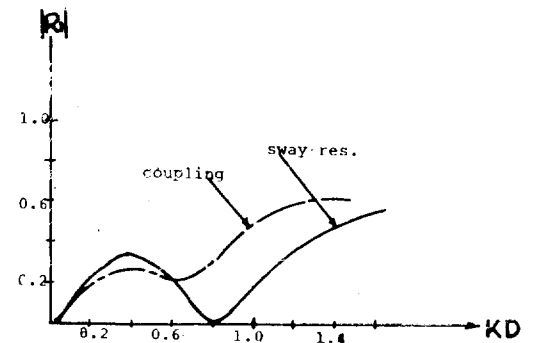


Fig. 14. Effect of coupled motion on total reflection.



보다 50%정도 감소시켜 mooring 설계에 유리하다.

Fig. 16은 파력발전기 coupling이 표류력에 미치는 영향을 보여주고 있다. 역시  $KD > 0.5$  범위에서 표류력의 증가를 유발시키고 있음을 알 수 있다.

4.2. Salter's duck model

다음에는 고효율을 갖는 단면으로 알려진 Salter's duck 단면을 갖는 파력발전기가 roll mode에서 파력발전할때의 효율 및 유체역학적 계수들을 구하였다.

이 모델은 그림 17과 같이 큰 용량에 직결하며 저장성이 우수한 hydraulic system을 사용하였다.

본 논문의 계산에 사용한 Salter's duck의 형상은 그림 18과 같다.

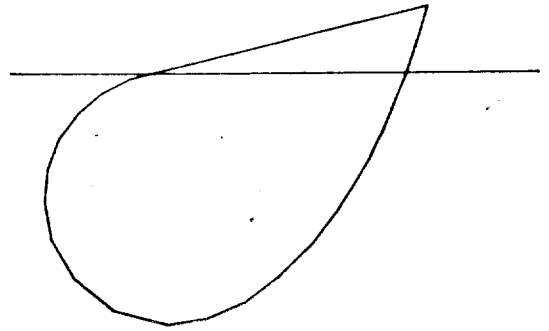


Fig. 18. Close fit section of Salter's duck.

그림 18과 같다.

이 단면의 부가관성 모멘트(added moment of inertia)는 계산치와 실험치가 잘 일치하지 않는데, 이는 실린더의 완만한 경사위로 물이 따라 올라가는 non-linear running-up effect 때문이다 예상되며, 이 논문에서는 계산치를 사용하였다.

이 단면의 특성치는 다음과 같다.

radius of submerged cylinder	15.9cm
horizontal distance between rolling axis and edge of the water plane	30 cm
width of the body	163 cm
moment of inertia	4.02kg·m
hydrostatic in roll mode	13.9kg·m/rad

tuning frequency ; 0.75  
number of segments ; 20

Fig. 18의 단면에 대한 부가 관성 모멘트 계산에서, 원점에 대한 계산은 음의 값이 나타났으며 실린더의 중심을 roll중심으로 한 때는 그러한 현상이 없었다.

Fig. 19는 roll진폭을 입사파 경사로 무차원화 시킨

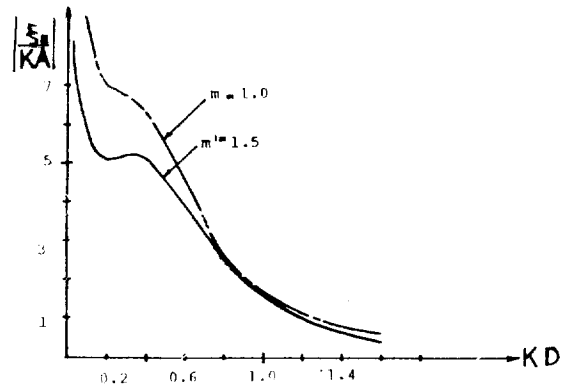


Fig. 19. Roll amplitude of Salter's duck.

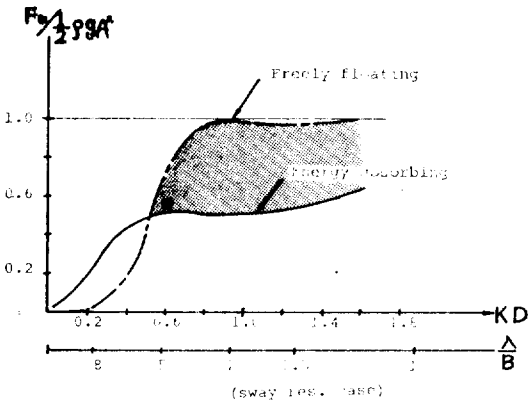


Fig. 15. Drift force.

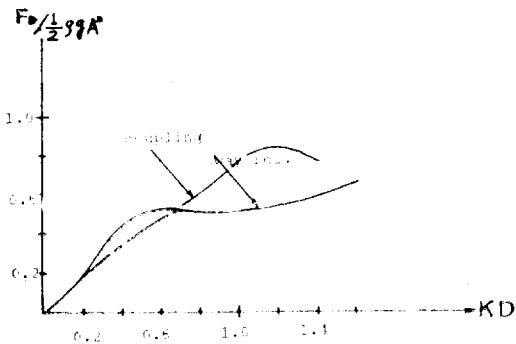


Fig. 16. Effect of coupled motion on drift force.

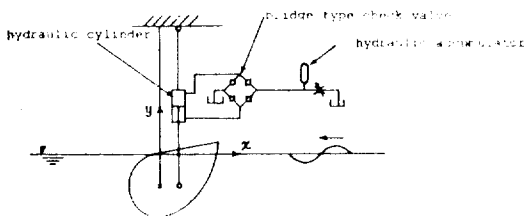


Fig. 17. Coordinate system and hydraulic system of Salter's duck.

양을 보여주며 극한해상조건에서의 안정성에 문제점이 있음을 보여준다.

Fig. 20은 roll mode에서의 효율이며, 공진진동수 0.75 근처에서 고효율을 갖는 것을 볼 수 있다.

앞에서와 같이 effective mass를 키워주면 관성효과 때문에 효율폭이 줄어들는데, 그 정도는 Lewis-form보다 크게 나타남을 볼 수 있다.

Coupling에 의한 효율의 감소가 예상되며, 그 영향을 줄이기 위해 back-bone과 같은 장치가 제안되고 있다.

Fig. 21은 물체고정시의 투과와 반사파를 나타내는데, Lewis-form이나 원형단면이 단조증가, 감소하는데 비해 굴곡이 있는 점이 특징이라 하겠다.

Fig. 22는 발산파와 투과, 반사파를 합친  $T_1, R_1$ 을 보여주며 roll mode만으로 2 자유도 Lewis-form과 비슷한 경향을 나타낸다.

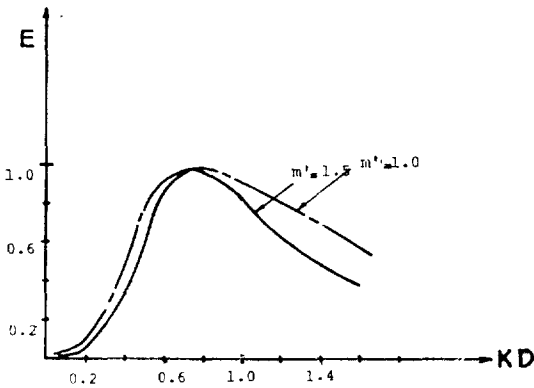


Fig. 20. Efficiency of Salter's duck.

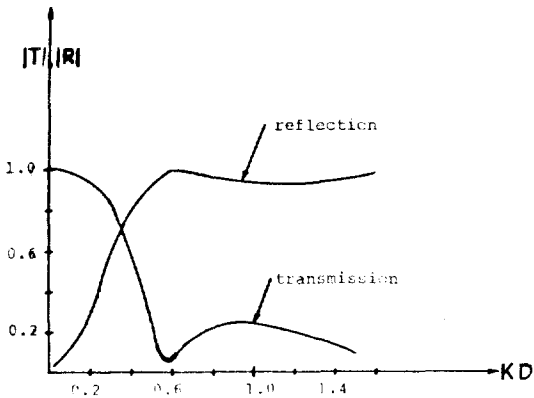


Fig. 21. Transmission and reflection coefficients of Salter's duck.

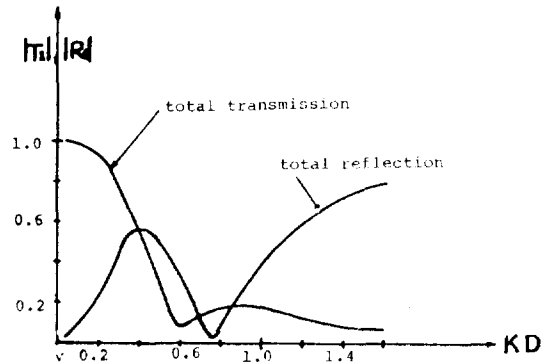


Fig. 22. Total transmission and reflection coefficients of Salter's duck ( $m'=1.5$ ).

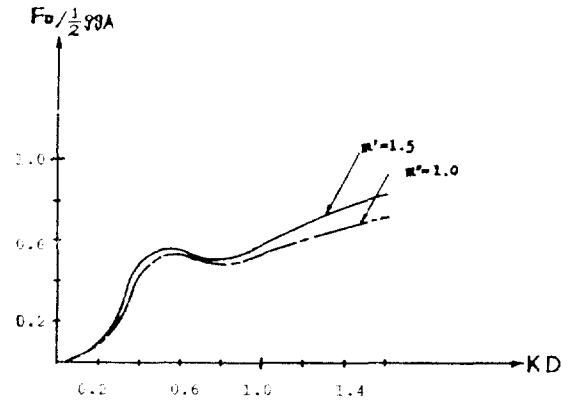


Fig. 23. Drift force of Salter's duck (Energy absorbing case).

Fig. 23은 파력발전기의 표류력을 보여주며, effective mass의 영향이 크지 않음을 알 수 있다.

### V. 결 론

이상의 고찰로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

- 1) 수직축 대형 단면이 독립적인 2 자유도 운동을 할 때 최적조건이 만족되는 진동수에서 100%의 유체 동력학적 효율을 얻을 수 있다.
- 2) coupling이 있을 때 불필요한 sway 발산파에 의해 효율이 감소한다.
- 3) 낮은 진동수(long wave)에서 최적조건이 만족되지 않을때, partial tuning하거나 effective mass를 증가시키므로써 해결할 수 있다.
- 4) 파력발전기는 부유식 방파기(wave breaker)로서

의 역할을 동시에 수행할 수 있다.

5) 파력발전시에는 자유부유시보다 작은 표류력을 받아 계류장치의 설계에 유리하다.

6) Salter's duck과 같은 단편으로 roll mode에서 고 효율을 얻을 수 있다.

7) 무한배열을 이용하면, 적당한 구간에서 최적조건이 만족될 때, 물체의 크기에 관계없이 모든 파를 흡수할 수 있다.

앞으로 3차원 유한배열 문제, 비선형이론, 제어에 필요한 time-dependent model의 연구 및 실제문제에 가장 중요한 효과적 계류장치에 대한 연구가 기대된다.

한편 사파(oblique wave)에서의 효율을 증가시키기 위해, 배열의 길이 방향으로 조화적 운동을 시키는 제어문제의 해결도 연구과제가 될 것이다.

### 後 記

本 論文의 研究遂行中 韓國科學財團에서 每年 施行하는 韓·日科學者 交換事業의 一環으로 共著者가 日本東京大學附設生産技術研究所의 Maeda教授研究室에서 한달간 체류하며 研究한 經驗이 큰 도움이 되었으며, 이에 韓國科學財團에 깊은 감사를 드린다. 또한 기탄없는 비평과 조언을 주신 서울大學校의 黃宗屹·金曉哲·李起杓 教授와 客員教授 裴光俊博士께도 감사드린다.

### 참 고 문 헌

[1] Bessho, M., O. Yamamoto: Characteristics of new-wave energy conversion device, 13th Naval Hydrodynamics (1980), p. 841-855.  
 [2] Maeda, H., H. Tanaka, T. Kinoshita: Theoretical and experimental study on wave power absorption, 13th Naval Hydrodynamics (1980), p. 857-876.  
 [3] Evans, D.V.: A theory for wave power absorption by oscillating bodies, J. Fluid Mech., Vol. 77 (1976), p. 1-25.  
 [4] Newman, J.N.: Interaction of waves with two dimensional obstacles; a relation between the radiation and scattering problems, J. Fluid Mech., Vol. 71 (1975), p. 273-282.  
 [5] Mei, C.C.: Power extraction from water waves, J. of Ship Research, vol. 20 (1976), p. 2-7.

[6] Newman, J.N.: The exciting forces on fixed bodies in waves, J. of Ship Research, Vol. 6 (1962), p. 10-17.  
 [7] Budal, K.: Theory for absorption of wave power by a system of interacting bodies, J. of Ship Research, Vol. 21 (1977), p. 248-253.  
 [8] Budal, K., J. Falnes: Power generation from ocean waves using a resonant oscillating system, Marine Science Communications, Vol. 1 (1975), p. 269-288.  
 [9] Maruo, H.: The drift of a body floating on waves, J. of Ship Research, Vol. 4(1960), p. 1-10.  
 [10] Count, B.: Power from sea waves, Academic Press (1980).  
 [11] Thomas, G.P., D.V. Evans: Arrays of three dimensional wave energy absorbers, J. Fluid Mech., Vol. 108 (1981), p. 67-88.  
 [12] Srokosz, M.A., D.V. Evans: A theory for wave power absorption by two independently oscillating bodies, J. Fluid Mech., Vol. 90 (1979), p. 337-362.  
 [13] Count, B., R. Jefferys: Wave power; the primary interface, 13th Naval Hydrodynamics (1980), p. 817-826.  
 [14] 金容直: 漂流를 고려한 船體運動에 관한 研究, SNU Master Thesis (1980).  
 [15] Maeda, H., T. Kinoshita: Energy extraction from waves, Univ. of Tokyo (1979).  
 [16] Havelock, T.H.: Forced surface waves on water, Philosophical Magazine, Vol. 8 (1929), p. 569-576.  
 [17] Srokosz, M.A.: Some relations for bodies in a canal with an application to wave power absorption, J. Fluid Mech., Vol. 99 (1980) p. 145-162.  
 [18] Shaw, R.: Wave energy a design challenge, Ellis Horwood Limited (1982).

### Appendix I

Wehausen & Laitone에 의하면 2-D Green 함수는 다음과 같다.

$$G(z, \zeta; t) = \frac{1}{2\pi} [\ln(z - \zeta) - \ln(z - \bar{\zeta})] + 2P \cdot V \int_0^\infty \frac{e^{-ik(x-\bar{\zeta})}}{K-k} dk \cos \omega t - e^{-iK(x-\bar{\zeta})} \cdot \sin \omega t$$

여기서  $z$ 는 field point  $(x, y)$ ,  $\zeta$ 는 source point  $(\xi, \eta)$ 를 표시한다.

위 함수의 점근형은

$$G \sim e^{K(y+\eta) - iK|x-\xi|} \text{이다.}$$

Green theorem으로 부터 특이점이 물체표면에 있을때

$$\phi_j = \int_C \left( G \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial G}{\partial n} \right) dl$$

으로 표시되고,  $\phi_j$ 의 점근표현식을 구하기 위해서  $G$ 의 점근형태를 대입하고, field point와 source point를 분리하면

$$\phi_j \sim e^{K y + i K x} \int_C \left( \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) \cdot e^{i k \eta + i k \xi} dl \text{이 된다.}$$

여기서

$$H_j^\pm = \int_C \left( \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) \cdot e^{i k \eta + i k \xi} dl \text{로 놓으면}$$

$$\phi_j \sim \begin{cases} H_j^+ \cdot e^{K y - i K x} & ; x \rightarrow \infty \\ H_j^- \cdot e^{K y + i K x} & ; x \rightarrow -\infty \end{cases}$$

한편 Kochin 함수  $H_j^\pm$ 는 무한원방 발산과 진폭비  $\left(\frac{\eta_\pm}{\xi_j}\right)$ 와 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$H_j^\pm = -\frac{1}{K} \left( \frac{\eta_\pm}{\xi_j} \right)$$

### Appendix II

식을 유도하기 위하여 다음의 연산식을 도입하자.

$$I(\phi, \varphi) = \int_C \left( \phi \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dl$$

여기서 폐회된 경계로  $C$ 는 자유표면( $C_F$ ), 해저면( $C_b$ ), 물체표면( $C_B$ ) 및 무한원방경계( $C_\infty, C_{-\infty}$ )로 구성된다.

Green theorem에 의하면  $\phi$ 와  $\varphi$ 가 harmonic solution 이면

$$I(\phi, \varphi) = 0 \text{이 된다.}$$

$\phi$ 와  $\varphi$ 가 자유표면조건과 해저면조건을 만족하면 자유표면과 해저면에서의 적분에 대한 기여는 없다.

위의 2조건을 만족하는  $\phi$ 와  $\bar{\phi}_s$ 를 도입하면  $C_B$ 에 대

한 적분도 물체표면 경계조건  $\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = \frac{\partial \bar{\phi}_s}{\partial n} = 0$ 에 의해 사라진다.

그러므로  $I(\phi_s, \bar{\phi}_s) = 0$ 은

$$\int_{C_{+\infty}, C_{-\infty}} \left( \phi_s \frac{\partial \bar{\phi}_s}{\partial n} - \bar{\phi}_s \frac{\partial \phi_s}{\partial n} \right) dl = 0 \text{이 되고}$$

$\phi_s$ 와  $\bar{\phi}_s$ 의 점근형을 이용하여 적분을 수행하면 다음의 물체고정시 에너지 관계식을 얻을 수 있다.

$$R\bar{R} + TT = 1$$

다음에는  $I(\phi_j - \bar{\phi}_j, \phi_s) = 0$ 을 생각하자.

Radiation 문제의 속도를 실수로 할 수 있으므로, 물체표면에서  $\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = \frac{\partial \bar{\phi}_j}{\partial n}$ 이 되어  $C_F, C_b$ , 및  $C_B$ 의 적분은 사라진다. 그러므로  $I(\phi_j - \bar{\phi}_j, \phi_s) = 0$ 은

$$\int_{C_{+\infty}, C_{-\infty}} \left[ (\phi_j - \bar{\phi}_j) \frac{\partial \phi_s}{\partial n} - \phi_s \frac{\partial (\phi_j - \bar{\phi}_j)}{\partial n} \right] dl = 0 \text{이}$$

되고  $\phi_j, \bar{\phi}_j, \phi_s$ 의 점근표현식을 이용하여 적분을 수행하면 다음의 Bessho-Newman 관계식을 얻을 수 있다.

$$H_j^+ + R\bar{H}_j^+ + T\bar{H}_j^- = 0$$

### Appendix III

이번에는  $I(\phi_j, \phi_s) = 0$ 을 고려하자.

$C_F, C_b$ 의 적분은 사라지고 물체표면 경계조건  $\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = 0, \frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_j$  이므로  $I(\phi_j, \phi_s) = 0$ 은

$$\int_{C_{-\infty}, C_{+\infty}, C_s} \left( \phi_j \frac{\partial \phi_s}{\partial n} - \phi_s \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right) dl = 0 \text{이 된다.}$$

$\phi_j, \phi_s$ 의 점근형을 이용하고 적분을 수행하면

$$iH_j^+ = \int_{C_s} \phi_s \cdot n_j dl \text{이 된다.}$$

한편 파강제력은  $F_j = \int_{C_s} p_s \cdot n_j dl = -i\omega \rho Re$

$\left\{ \int_{C_s} \frac{gA}{\omega} \phi_s \cdot n_j \cdot e^{i\omega t} dl \right\}$ 으로 표시되므로 위의 식과 조합하면

$$F_j = Re \left[ \rho g A \cdot H_j^+ e^{i\omega t} \right] \text{이 된다.}$$

에너지 관계식으로 부터

$$\frac{1}{4\omega} \rho g^2 |\eta_{+\infty}|^2 + \frac{1}{4\omega} \rho g^2 |\eta_{-\infty}|^2 = \frac{\omega^2}{2} b |\xi_j|^2 \text{을 얻고}$$

Appendix 1의 관계식  $\left| \frac{\eta_{\pm\infty}}{\xi_j} \right|^2 = K^2 |H_j^\pm|^2$ 을 이용하여

$$b_{jj} = \frac{\rho \omega}{2} \{ |H_j^+|^2 + |H_j^-|^2 \} \text{을 얻게 된다.}$$