

緊張係留浮体による波力発電装置に関する理論と実験

田中良弘*・元良勇太郎**・古川圭三***・中村孝明****

1. まえがき

これまでに、波エネルギーを吸収して発電する浮遊式の振動水柱型 (OWC) 装置として、ターミネーター型 (堀田ら, 1987) やアテニュエーター型 (鷺尾ら, 1987) 装置の開発が進められてきた。ここに提案する波エネルギー吸収装置は、広い周期帯の入射波エネルギーを効率良く変換するため、図-1 に示すようなダブル振動水柱 (DOWC) の原理を利用し、また緊張係留により浮体動揺を制御しようとするものである。ダブル振動水柱とは、前側の空気室で比較的短周期の入射波エネルギーを効率良く吸収させ、後側の空気室では、浮体の動揺によって生ずる比較的周期の長い Radiation Wave の波エネルギーを効率良く吸収させることにより、広い周期帯の波に対して効率向上を図ろうとするものである。

本研究の目的は、この変換装置の空気出力特性、流体力特性、浮体の動揺特性などを明確にして、提案の波力発電装置の可能性を検討することにある。そのため本文は、理論解析モデルを示し、解析法の妥当性を模型実験により検証したものである。

2. 理論解析

2.1 流体領域の分割

図-2 に示すように、緊張係留された波力発電浮体に対し、振幅 ζ_a 、角周波数 ω の微小振幅波が入射すると考える。浮体の空気室は薄肉部材を含むため、仮想境界 CD , $C'D'$ を設け、グリーン関数を計算する際の特異点処理を回避する。また、浮体の運動により生ずる Evanscent Modes が十分小さくなる位置まで離して、仮想境界 AB , $A'B'$ を設け、流体領域を (1), (2⁺), (2⁻), (3⁺), (3⁻) に分割する。

流体運動を、非圧縮性完全流体の非回転運動と仮定すると、次の形の速度ポテンシャルが存在する。

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x, z) \exp(i\omega t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

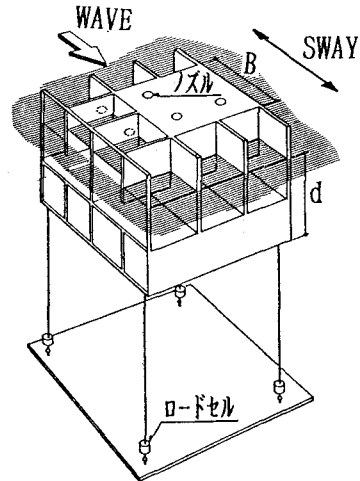


図-1 DOWC 波力発電装置の概念図

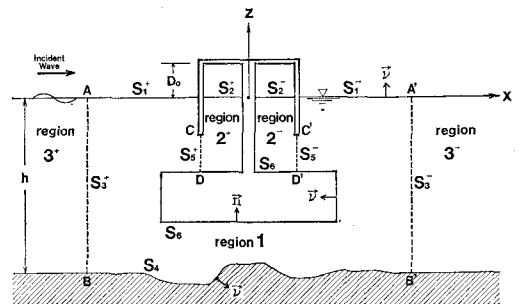


図-2 座標と流体領域の定義

ここで、 $i = \sqrt{-1}$ で、関数 $\phi(x, z)$ は各領域で Laplace の式を満足すべきである。

$$\nabla^2 \phi_j = 0 \quad (j=1, 2^\pm, 3^\pm) \quad \dots\dots\dots (2)$$

2.2 浮体の運動方程式

浮体は緊張係留されているので、Sway のみの $X(t) = X_0 \cdot \exp(i\omega t)$ で表わされる調和運動を考えると、運動方程式は次式で与えられる。

$$M\ddot{X} + KX = -i\omega\rho \int_{S_6} \phi_j e^{i\omega t} n_x ds \quad (j=1, 2^\pm) \quad \dots\dots\dots (3)$$

* 正会員 Ph.D. 大成建設(株) 技術開発部

** 大成建設(株) 技術開発部

*** 正会員 工修 大成建設(株) 技術開発部

**** 正会員 (株)アイエヌジー

ここで、 M =浮体の質量、 K =水平方向の係留バネ、 n_x は浮体に対して内向き法線方向と x 軸とのなす角 θ の方向余弦 $\cos(\theta, x)$ で与えられる。これより Sway の定常解は、次式で与えられる。

$$X_0 = \frac{-i\omega\rho}{-\omega^2 M + K} \int_{S_6} \phi_j n_x ds \quad (j=1, 2^\pm) \quad \dots (4)$$

2.3 各領域のポテンシャル関数

領域 (3⁺) では入射波と反射波のみが、領域 (3⁻) では透過波のみが存在し、反射率を K_R 、透過率を K_T で表わすと、領域 (3⁺) のポテンシャル関数 ϕ_{3^+} は、それぞれ次式で与えられる。

$$\phi_{3^+}(x, z) = g\zeta_a \{ \exp(ikx) + K_R \cdot \exp(-ikx) \} Z(z)/\omega \quad \dots (5)$$

$$\phi_{3^-}(x, z) = g\zeta_a K_T \cdot \exp(-ikx) Z(z)/\omega \quad \dots (6)$$

ここで、 $Z(z) = \cosh k(h+z)/\cosh kh$ で、 k は、 $\omega^2 h/g = (kh) \tanh(kh)$ で与えられる波数。流体領域に対して、外向き法線を ν で表わすと、領域 (1), (2[±]) のポテンシャルは次式で表わされる。

$$\alpha \phi_j(P) = \int_{D_j} \left\{ \phi_j(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial \nu} - G(P, Q) \frac{\partial \phi_j(Q)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (j=1, 2^\pm) \quad \dots (7)$$

ここで、 $G(P, Q) = \ln r$ で r は領域内の任意点 P と境界上の点 Q との間の距離である。 α は、点 P が境界線上にある場合は $\alpha = \pi$ 、境界線を除いた領域内にある場合は $\alpha = 2\pi$ である。また積分 D_j は、 $j=1$ の時： $D_j = S_{1^\pm} + S_{3^\pm} + S_4 + S_{5^\pm} + S_6$ 上を反時計回りに積分し、 $j=2^\pm$ の時： $D_j = S_{2^\pm} + S_{5^\pm} + S_6$ 上を時計回りに積分する。

2.4 境界条件

(1) 領域 (1) と領域 (2[±]) の接続

$$\phi_1 = \phi_{2^\pm} \quad (\text{on } S_{5^\pm}) \quad \dots (8)$$

$$\partial \phi_1 / \partial \nu = \partial \phi_{2^\pm} / \partial \nu \quad (\text{on } S_{5^\pm}) \quad \dots (9)$$

(2) 領域 (1) と領域 (3[±]) の接続

$$\phi_1 = \phi_{3^\pm} \quad (\text{on } S_{3^\pm}) \quad \dots (10)$$

$$\partial \phi_1 / \partial \nu = \partial \phi_{3^\pm} / \partial \nu \quad (\text{on } S_{3^\pm}) \quad \dots (11)$$

(3) 領域 (1) での境界条件

$$\partial \phi_1 / \partial \nu = \omega^2 \phi_1 / g \quad (\text{on } S_{1^\pm}) \quad \dots (12)$$

$$\partial \phi_1 / \partial \nu = 0 \quad (\text{on } S_4) \quad \dots (13)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} = \frac{\rho \omega^2 n_x}{-\omega^2 M + K} \int_{S_6} \phi_1 n_x ds \quad (\text{on } S_6) \quad \dots (14)$$

(4) 領域 (2[±]) での境界条件

$$\frac{\partial \phi_{2^\pm}}{\partial \nu} = -\frac{\rho^2 \omega^2 n_x}{-\omega^2 M + K} \int_{S_6} \phi_{2^\pm} n_x ds \quad (\text{on } S_6) \quad \dots (15)$$

境界 $S_{2^\pm}$ における境界条件は、空気室の振動水面における力学的及び運動学的条件により与えられる。小島・

合田ら(1983)は、沿岸固定の空気タービン波力発電ケーソンを対象に空気出力特性を理論的に求めている。それによれば、空気を理想気体と見なし外気を含めた系においてエネルギー保存式、質量保存式、状態方程式を基礎方程式として、圧力変動の近似解を得た。空気室内の水位変動を $\eta(t) = \eta_a \cdot \exp(i\omega t)$ で与えると、空気室内の圧力変動 $p(t)$ は、次式で与えられる。

$$p(t) = p_0 \{ 1 + \lambda \sin \omega(t + \tau) \} \quad \dots (16)$$

ここで、

$$\lambda = \gamma |\eta_a| \cos \omega \tau / D_0 \quad \dots (17)$$

$$\cos \omega \tau = \pm \sqrt{1 + Q^2} - Q \quad \dots (18)$$

$$Q = \varepsilon \varepsilon^2 (\gamma - 1) \frac{C_p T_0}{(\omega D_0)^2} \cdot \frac{D_0}{|\eta_a|} \quad \dots (19)$$

γ =空気の比熱比、 C_p =定圧比熱、 ζ_e =等価ノズル比 T_0 =外気絶対温度、 p_0 =大気圧、 D_0 =空気室の高さこの近似理論により、圧力変動 $p(t)$ と水位変動 $\eta(t)$ との位相差は $\pi/2$ 程度となることがわかる。つまり、 $p(t)$ は水位変動速度 $\dot{\eta}(t)$ に比例する。

$$p(t) = \beta(\eta_a) \cdot \dot{\eta}(t) \quad \dots (20)$$

ここで $\beta(\eta_a)$ は、 η_a の関数であり、収束計算により求める必要がある。従って、境界 $S_{2^\pm}$ 上での力学的境界条件は、次式により与えられる。

$$\partial \Phi_{2^\pm} / \partial t = -(1/\rho) \dot{\eta} - g \eta \quad \dots (21)$$

また、運動学的境界条件は、次式で与えられ、

$$\partial \Phi_{2^\pm} / \partial z = \dot{\eta} \quad \dots (22)$$

式 (21) と式 (22) により、境界条件は次式の様になる。

$$\frac{\partial \phi_{2^\pm}}{\rho \nu} = -\frac{\omega^2 \rho}{i \omega \beta + \rho g} \phi_{2^\pm} \quad (\text{on } S_{2^\pm}) \quad \dots (23)$$

2.5 収束計算法

式 (7) の積分方程式を求められた境界条件の下に離散化して解く。この際、比例定数 $\beta(\eta_a)$ は η_a の関数であるため、試行錯誤により求める必要がある。つまり計算手順としては、最初に適当な初期値 β を与えて数値計算して η_a を求め、より正しい β を

$$\beta(\eta_a) = p_0 / \{ \omega |\eta_a| \} \quad \dots (24)$$

により求め再度全体計算を行ない、 β の値が収束するまで同様の計算を繰り返す。

3. 模型実験による理論検証

3.1 実験方法

理論検証のための模型実験として、固定状態及び緊張係留状態の2シリーズの実験を実施した。固定実験は、運動方程式を含まない理論解析モデルの検証を行なうための実験で、全体波力によりチェックした。いずれの実験も縮尺 1/40 の規則波による2次元実験とした。実験パラメータとしては、ノズル比を $\varepsilon = 1/50 \sim 1/200$ 、実機で入射波高を $H_w = 2\text{m}$ 、5m とし、周期を $T = 5 \sim$

15秒相当とした。供試模型は、アクリル製に鉛ウェイトを付けたもので、幅 78 cm、長さ 100 cm、高さ 72.5 cm である。測定項目としては、波高、空気室内の水位と空気圧、係留索張力、浮体表面の水圧、及び浮体動揺であった。また固定実験では、三分力計算により全波力を測定した。造波水槽は、長さ 47 m、幅 0.8 m の規模で、水深 1.25 m を一定とした。

3.2 実験値と理論値の比較

(1) 固定実験での理論検証

固定した浮体に波高 $H_w=2\text{m}$ の入射波を与えた場合の水平波力と鉛直波力の実験値と理論値を図-3 に示す。両波力とも長周期側で増大の傾向があり、理論値と良い一致を示している。また理論値は、ノズル比による波力への影響についても良く表わしている。図-4 は固定時の反射率と透過率を示す。 $\epsilon=1/150$ の理論値は若干大きな値を示しているが、全体的に良い一致である。これらの結果より、Diffraction 問題としての解析モデルの妥当性が明らかになった。

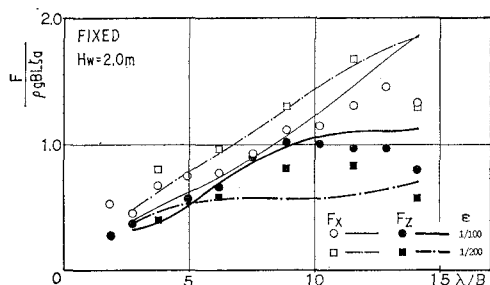


図-3 固定時の水平波力 F_H と鉛直波力 F_V

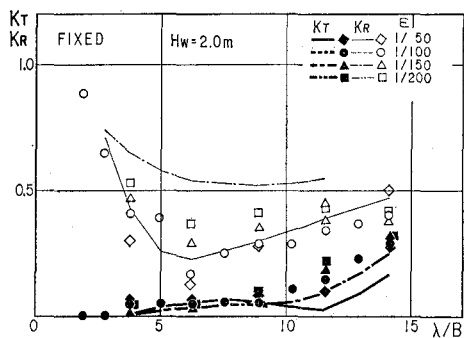


図-4 固定時の反射率 K_R と透過率 K_T

(2) 消波特性と索変動張力

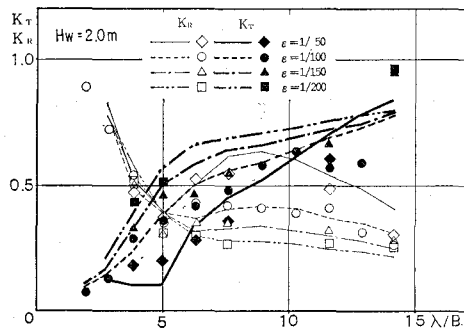
入射波高 $H_w=2\text{m}$ と 5m の場合の消波特性の実験値と理論値を、図-5 の (a) と (b) にそれぞれ示す。ノズル比 ϵ を大きくすると、透過率 K_T は小さくなるが反射率 K_R が大きくなる傾向がある。また、波高による非線形性としては、透過率 K_T は波高 $H_w=2\text{m}$ 時の

方が $H_w=5\text{m}$ 時よりも小さくなるものの、反射率 K_R は逆の傾向を示す。理論計算値は、これらの特徴を比較的良く捕えている。

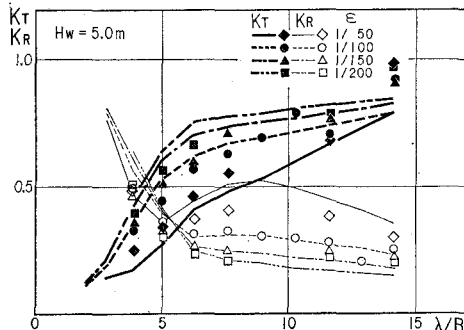
テンション・レグの前側索変動張力 MF_F 及び後側索変動張力 MF_R の実験値と理論値を図-6 の (a) (b) に示す。波高やノズル比に関係なく、後側の索張力の方が大きくなる。またノズル比 ϵ は大きい程、索張力が大きくなる。波高が大きくなる程、索張力が小さくなるという波高の非線形性を実験、理論共に示して、設計的には有利となる点である。実験より得られた変動張力の実測波形は、Harmonic でなく入射波による基本周波数の整数倍の高次応答成分が含まれていた。吉田ら(1980)の研究によれば、緊張係留プラットフォームの実験において索張力応答に顕著な倍数周波共振を測定しており、その原因として流体力の高次成分を考えた。今回の現象においても、非線形流体力が Heave 又は Roll の倍数周波数を共振したことによるものと考えられる。

(3) 空気出力効率

図-7 に前側及び後側空気室の水位変動の実験値と理論値を示す。水位変動は長周期になる程、前室、後室共に増大の傾向を示す。前室は短周期において、後室より大きな値を示している。理論値は全体的な傾向を良く捕えている。同様に空気室内の変動圧力を図-8 に示す。

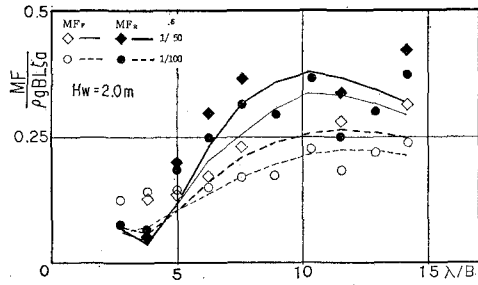
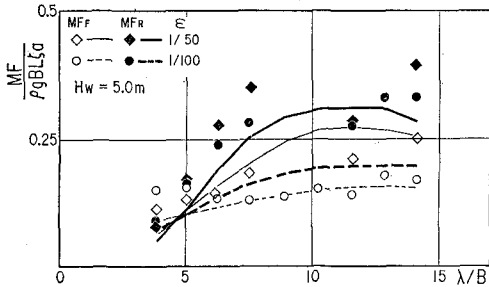
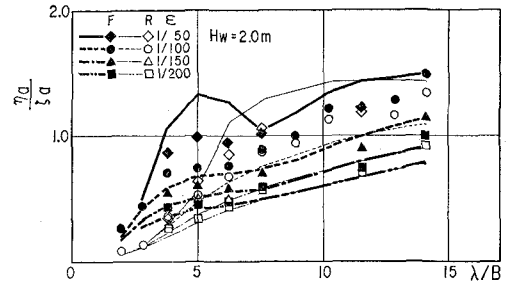
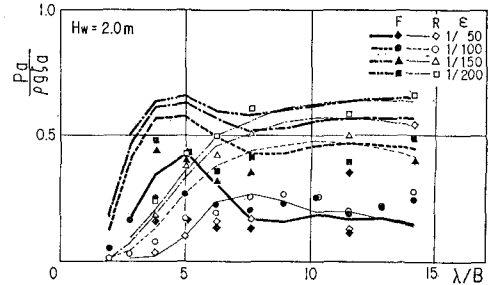


(a) 波高 $H_w=2.0\text{m}$ の場合

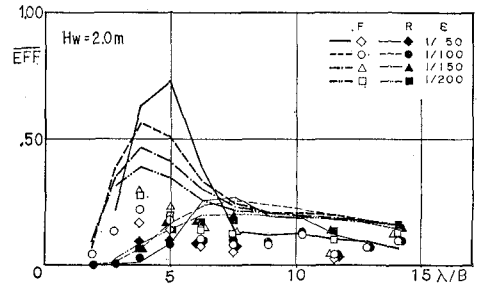


(b) 波高 $H_w=5.0\text{m}$ の場合

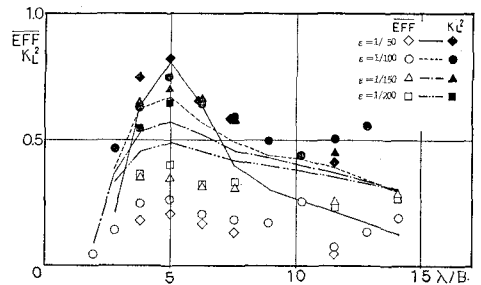
図-5 反射率 K_R と透過率 K_T

(a) 波高 $H_w=2.0$ m の場合(b) 波高 $H_w=5.0$ m の場合図-6 係留索の変動張力 MF 図-7 空気室内の水位変動 η_a 図-8 空気室内の空気圧変動 p_a

変動圧力の周期依存性は、水位変動の傾向と類似している。しかし、ノズル比 ε による影響は、まったく逆の傾向を表わしている。また、理論値は全体的に実験値よりも大きな値を示している。図-9 (a) は、実験時に得られた空気室の水位変動 η_a と圧力変動 p_a より、水位変動が空気に対して行う仕事率として求めた平均空気出力 $\bar{W}_a$ と入射波の平均エネルギー輸送率 $\bar{W}_I$ より、 $\overline{EFF} = \bar{W}_a / \bar{W}_I$ で求めた空気出力効率 $\overline{EFF}$ であり、前室と後室を別々に求めたものである。図-9 (b) は、両室の $\overline{EFF}$ を合計したものであり、さらにエネルギー損失率 $K_L (= 1 - K_R - K_T)$ の実験値も示してある。図-9 (a) より前室の空気出力効率は短周期で効率が良く、長周期側で低減していることがわかる。一方、後室の空気出力効率は、短周期側では効率が悪いが長周期側で増加の傾向を示している。この変換装置の発想の1つである、後側にも OWC 装置を設けることにより、浮体の動揺により生ずる Radiation Wave の波エネルギーも吸収しようとする考え方は、図-10に示す、Sway の動揺応答の周期特性と照し合せて考えると、十分に説明のつく現象である。しかし、図-9 (a) に示された実験値と理論値の比較では、理論値が全般的に大きな値を与えている。この原因として考えられるのは、図-8 で示した様に、理論計算による空気室内の圧力変動が過大であったことによる誤差と考えられる。図-9 (b) で示す前室と後室の全体空気出力効率においても、理論計算値



(a) 前室と後室の空気出力効率



(b) 全体の空気出力効率

図-9 空気出力効率とエネルギー損失率

が大きい。周期特性の観点でこの図を見ると、いずれの周期に対してもフラットな効率を示しているのが興味深い。同図の中に、反射率 K_R と透過率 K_T より求めた

エネルギー損失率 K_L を示す。理論計算では、エネルギーの消費が空気室のみで行なわれているため、空気出力効率 $\overline{EFF}$ とエネルギー損失率 K_L は等しくなる。図-9 (b) に示す理論計算は、エネルギー損失率 K_L の実験値の傾向を表わしている。

(4) 動揺応答と動水圧分布

図-10 に Sway の動揺応答実験値と理論値を示す。ノズル比 ε による差はほとんどなく、長周期側で増大するという、緊張係留浮体の持つ特徴と同じ傾向を示している。また、Sway 動揺に対する波高の非線形性は、ほとんどない。図-11 に、波高 $H_w=5\text{m}$ 、周期 $T_w=10$ 秒の場合の動水圧分布の実験値と計算値を示す。両者は良い一致を示しており、この理論解析法が浮体の設計に役立つことを意味する。

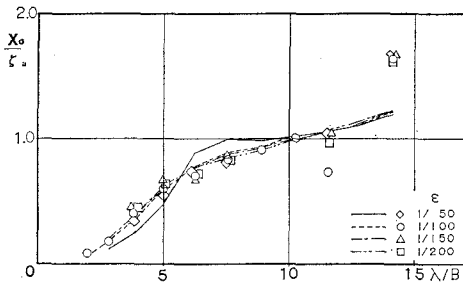


図-10 Sway の動揺応答

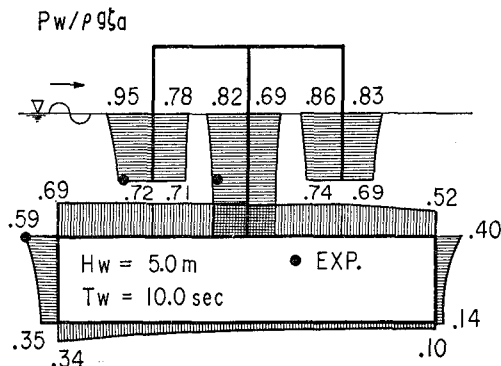


図-11 浮体の動水圧分布

4. 結 論

今回提案した緊張係留による DOWC 型波力発電装置の、空気出力効率や係留特性等を検討するため、理論解析と模型実験を実施し、以下の結論を得た。

(1) 提案の装置は、DOWC の原理により広い周期帯の波エネルギーを効率良く空気出力に変換できる。

(2) 理論計算値は、反射率、透過率、動揺量、空気室内の水位変化、索張力、固定時の波力と消波効率などの実験値と良い一致を示す。またこのモデルは、ノズル比の影響や波高による非線形性を適切に説明できる。

(3) しかし、空気出力効率 $\overline{EFF}$ の理論値は、実験値よりも大きく、その理由として理論計算値では空気室内の変動圧力を大きく見積もっていることが考えられる。

(4) 透過率 K_T 、反射率 K_R に対する波高による非線形性が認められ、 K_T は波高 $H_w=2\text{m}$ 時の方が $H_w=5\text{m}$ 時よりも小さくなり、 K_R については、逆の傾向を示す。

(5) 前側の索張力よりも後側の索張力の方が大きく、またノズル比が大きい程、索張力が大きくなる。流体力の高次成分により、Heave 又は Roll の倍数周波共振を生じさせることにより、索変動張力に高次の応答が含まれる。

(6) 空気出力効率 $\overline{EFF}$ は、波高 2m の方が 5m よりも良い。最適ノズル比は、 $\varepsilon=1/150 \sim 1/200$ で $\overline{EFF}=25 \sim 40\%$ が期待できる。

最後に、本研究の実験部分は、(社)日本海洋開発産業協会が日本小型自動車振興会の補助事業として行った研究開発の一部であり、関係各位に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 堀田 平・宮崎武晃他 (1987): ターミネーター型波エネルギー利用装置の研究, 第2回波浪エネルギー利用シンポジウム, pp. 1~10.
- 鷺尾幸久・宮崎武晃他 (1987): 波力発電装置「海明」の第二期海域実験, 第2回波浪エネルギー利用シンポジウム, pp. 379~392.
- 小島朗史・合田良実他 (1983): 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析, 港技研報告, 第22巻, 第3号, pp. 125~158.
- 吉田宏一郎・米家卓也 (1980): 緊張係留プラットフォームの動的応答特性, 日本造船学会論文集, 第147号, pp. 112~119.