

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

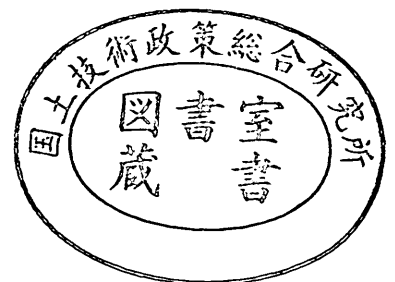
REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 22

NO. 3

SEPT. 1983

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第22巻 第3号 (Vol. 22, No. 3), 1983年9月 (Sept. 1983)

目次 (CONTENTS)

1. A Unified Nonlinearity Parameter of Water Waves
..... Yoshimi GODA..... 3
(水面波の非線型性パラメーターの統一的表示について.....合田良実)
2. 無反射性造波方式の原理と推力制御式造波装置の特性
..... 谷本勝利・原中祐人・富田英治..... 31
(Principle and Performance of Non-reflective Wave Generator by Thrust Control
..... Katsutoshi TANIMOTO, Suketo HARANAKA and Eiji TOMIDA)
3. マイクロプロセッサ応用によるステップ式波高計の改良について
..... 佐々木 弘・高橋智晴..... 57
(Improvement of step-type recording wave gauge with application of micro-processor
..... Hiroshi SASAKI and Tomoharu TAKAHASHI)
4. 日本沿岸の波浪のスペクトル形について
..... 広瀬宗一・立花祐二・菅原一晃..... 83
(One-dimensional spectra of wind waves in coastal waters
..... Munekazu HIROSE, Yuji TACHIBANA and Kazuteru SUGAHARA)
5. 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析
——波エネルギーに関する研究 第1報——
..... 小島朗史・合田良実・鈴木諭司..... 125
(Analysis of Efficiency of Pneumatic-type Wave Power Extractors Utilizing Caisson
Breakwaters—A Study on Development of Wave Power 1st Report—
..... Roushi OJIMA, Yoshimi GODA and Satoshi SUZUMURA)
6. 海域における物質循環数値モデルの水質支配要因について
..... 堀江 毅・細川恭史..... 159
(Water-quality controlling factors in an eutrophication model
..... Takeshi HORIE and Yasushi HOSOKAWA)

7. 深層混合処理工法による壁状改良地盤の耐震性に関する実験的研究
..... 稲富隆昌・風間基樹・今村俊博..... 207
(An Experimental Study on the Earthquake Resistance of Wall Type Improved Ground
by Deep Mixing Method
..... Takamasa INATOMI, Motoki KAZAMA and Toshihiro IMAMURA)
8. 川崎港海底トンネルでの地震応答観測と応答解析
..... 清宮理・西澤英雄・横田弘..... 253
(Field Observation and Response Analysis at Kawasaki Koh Submerged Tunnel
..... Osamu KIYOMIYA, Hideo NISHIZAWA and Hiroshi YOKOTA)
9. 港湾における空間設計手法の開発（第3報）
——入力方法の容易化と港湾計画への応用——
..... 奥山育英・梅山珠実・佐々木芳寛..... 301
(Development of Space Design of Port and Harbour (3rd Report)—Easy Input Methods
and Application to Port Planning—
..... Yasuhide OKUYAMA, Tamami UMEYAMA and Yoshihiro SASAKI)
10. 港湾経済効果の計測手法（第2報）
——付加価値モデルの汎用化と原単位の整備——
..... 竹内良夫・米澤朗・稲村肇..... 325
(Development and Application of Synthetic Economic Evaluation Model for Port
Planning (2nd Report)—Value Added Model—
..... Yoshio TAKEUCHI, Akira YONEZAWA and Hajime INAMURA)

5. 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

——波エネルギーに関する研究 第1報——

小島 朗 史*・合田 良 実**・鈴木 諭 司***

要 旨

本研究は空気タービン方式の波力発電ケーソンを対象に、理論および実験によってその空気出力特性ならびに水理特性について検討したものである。

理論は空気室外の大気も含めた系において、熱力学的考察に基づいたエネルギーおよび質量保存式を基本式としており、さらに入射波の条件と空気室の応答とを接続して導いたものである。これによって入射波などの水理条件と空気室諸元とを与えれば、空気出力効率や空気室内の圧力変動などを解析的に求めることができる。この理論は空気室前面の波面がカーテンウォール下端以下に下降しない条件で適用できるもので、空気室内の圧力変動や水位変動の計算値は実験値とよく適合する。また、空気出力効率については周期の比較的長い条件 ($h/L < 0.25$ 程度) でノズル比が小さい条件 ($\epsilon < 1/50$ 程度) において計算値は実験値をかなり良く説明できる。

空気出力効率は入射波の条件として水深波長比 h/L や波形勾配 H/L のほか、空気室の構造条件としてノズル比 ϵ 、空気室幅 B およびカーテンウォール没水水深 d_0 によって変化する。このうち、効率を最大とするノズル比は $\epsilon = 1/300 \sim 1/125$ 程度で、入射波高が大きいほど、周期が短いほど最適ノズル比が大きくなる。最適空気室幅は $B/h = 0.9 \sim 1.5$ 程度であり、カーテンウォール没水水深 d_0 は小さいほうが効率が高い。ただし、実験結果によると d_0 が入射波高の $0.5 \sim 1.0$ 倍未満になると波面の下降時にカーテンウォール下端から外気が入り効率低下が見られる。また、効率には大気圧や気温が関係してくるため通常の相似則を適用することができず、無次元量である効率も実験の結果がプロトタイプ効率よりも高くなることが明らかとなった。

以上の成果を用いて単一の規則波ではあるけれども、ある波浪条件に対して空気出力効率を最大とする空気室の諸元を求めることができるようになった。

* 水工部 波エネルギー研究室長
** 水工部長
*** 水工部 波エネルギー研究室

5. Analysis of Efficiency of Pneumatic-type Wave Power Extractors
Utilizing Caisson Breakwaters
—A Study on Development of Wave Power 1st Report—

Roushi OJIMA*

Yoshimi GODA**

Satoshi SUZUMURA***

Synopsis

Characteristics of pneumatic-type wave power extractors are examined on the basis of both the results of the approximation theory and the two dimensional experiments in this paper. The extractors consist of a front air chamber and a rear ordinary caisson wall. The air chamber has a nozzle on the ceiling and a front curtain-wall.

A closed form theory based on thermodynamics is derived to predict the efficiency of the extractor from the information of incident waves and the dimensions of air chamber. The calculations support the result of experiments well in the conditions that the relative water depth $h/L < 0.25$, the nozzle area ratio $\epsilon < 1/50$ and the relative depth of the curtain-wall $d_0/H_i > 0.67$, where ϵ is the ratio of the nozzle area to the area of the chamber, d_0 is the depth of the lower end of the curtain-wall.

The optimum nozzle area ratio ϵ increases from $1/300$ to $1/125$ with increasing wave height and with decreasing wave period. The width of air chamber B when the efficiency becomes maximum is from 0.8 to 1.5 times the water depth. The depth of the lower end of curtain-wall at the maximum efficiency is 0.5~1.0 times the incident wave height.

It is also clarified that the efficiency of the scale model unit is higher than that of the prototype because the efficiency is controlled by the parameters of atmospheric pressure and temperature as well as by other parameters.

The optimum dimensions of the air chamber, ϵ , B , d_0 are able to be determined by using the theory when the wave height and period in regular waves and the water depth are given.

* Chief of Wave Power Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Director of Hydraulic Engineering Division

*** Member of Wave Power Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨	125
1. ま え が き	129
2. 波力発電ケーソンの空気出力理論	129
2.1 空気出力理論の概要と基礎式	129
2.2 波浪に対する空気室の応答	131
2.3 空気出力効率の算定式	132
3. 実験の方法	132
3.1 実験水路と実験波	132
3.2 模型と実験条件	133
3.3 測定方法	134
4. 実験結果と考察	136
4.1 測得記録の特徴	136
4.2 空気圧力ピーク値および K_T とモデルの適合性	137
4.3 空気出力効率の特徴および空気室諸元の影響	144
4.4 模型縮尺の影響	152
5. 効率最大の空気室諸元の決定法	155
5.1 考 え 方	155
5.2 効率最大の空気室	155
6. む す び	156
参 考 文 献	157
主要記号表	157

1. まえがき

波エネルギーの利用については古くからさまざまな方法が考案されてきており、有望な方式については近年の自然エネルギー開発利用の見直しの気運とともに組織的な研究開発も見られるようになった。中でも空気タービン方式は最も有望な装置の一つとして期待されているものである。これには浮体式と固定式があり、浮体式では波力発電船「海明」が昭和53年に実海域実験に成功している¹⁾、また小規模ではあるけれども昭和40年から航路標識用の波力発電ブイとして実用化されている²⁾。一方、固定式についてのアイデアも古くからあり、前出繁吉氏は昭和23年に波動原動力発生装置付防波堤用ケーソンを提案しているが³⁾、これは空気タービン方式を防波堤に適用したものである。本研究で対象としている波力発電ケーソンはこれと同様の原理のもので、通常のケーソンの前面に没水部が開いた空気室を設けたものである。入射波によって空気室内の水塊が上下動し、同時に空気室上部に設けられたノズルを通して空気流が生じ、この空気流によって空気タービン発電機を駆動しようというものである。この空気タービン方式は原理としてはすでに確められており、可動部が水中になく保守管理が比較的容易なこと、構造的に通常のケーソン防波堤の延長上にあることなどの特徴から波力発電防波堤として実用性の高い方式と考えられる。

以上のように、空気タービン方式は特に浮体式において個々の特定の条件について実験的研究が進められ、また実際に発電する実績も積んでいる。しかしながら、一定の波浪条件に対して装置の最適な条件を設計できるような一般的な基礎研究が充分なされていないのが現状である。固定式について理論的に扱った研究成果としてはまず前田⁴⁾のものがあつた。これは空気室の水塊の振動を浮体のヒービング運動と見なす「等価浮体近似法」を用いて検討したものである。これはノズル負荷を等価な線形負荷として実験結果から定め、それを用いて空気出力変換効率を理論的に求めている。また、MilesとPenney⁵⁾は空気を理想気体と見なし外気も含めた系においてエネルギーと質量の保存則が成立するよう空気室の応答を数値的に解いている。ただし、これは空気室内の水位変動を正弦運動と仮定しており、入射波の諸元と関係づけられたものとはなっていない。こうした研究においてはタービン発電機を用いるかわりにノズル

負荷を対象としており、本研究でも同様の取扱いをしている。

本研究は、こうした基礎的な条件を対象に波浪に対する空気室の応答を解析的に求めることのできる近似理論を構築するとともに、水理模型実験を行って理論の検証ならびに空気出力の特性を明らかにすることを目的としたものである。なお、本報告に述べる範囲では理論および実験ともすべて規則波を対象としている。

2. 波力発電ケーソンの空気出力理論

2.1 空気出力理論の概要と基礎式

(1) 座標系と構造諸元

図-1は本研究で対象とする波力発電ケーソンの構造諸元と座標系を示したものである。座標軸の原点を静水面と前面カーテンウォールの交点にとり、右方向および上方を正としている。まず、 $z = -h$ の位置に一樣な水

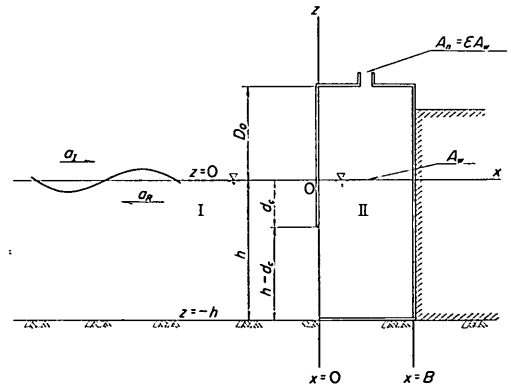


図-1 空気室の構造諸元

平床があり、前面壁は $z = -d_c$ の高さまでで、その下の $z = -d_c \sim -h$ の間は開口部である。 $x = B$ には直立壁がある。 $0 \leq x \leq B$ の範囲はノズルを有した上板で塞がれており、この部分を空気室と呼ぶ。静水面からの上板の高さは $z = D_0$ である。波の入射方向と直角な方向については空気室の両側に直立壁があり、空気室はノズルと前面開口部を除いて完全に密閉されるものとする。ノズルは円形の開口面積 A_n のものであり、空気室の面積を A_w とするとノズル比は $\epsilon = A_n/A_w$ で表される。また、 $x \leq 0$ の範囲を領域 I、 $0 \leq x \leq B$ の範囲すなわち空気室内を領域 II とする。

(2) 空気室の強制水面振動に対する応答

入射波によって空気室内の水面が上下動し、これにと

もなつてノズルから空気が流出入する。このときこの空気室内には重複波が形成されていると考えられるけれども、本節では Miles³⁾ らと同様に空気室内の水位 z が式 (1) に従う様な昇降を行う場合を想定する。

$$z = a_0 \sin \sigma t \quad (1)$$

ただし、 a_0 は水面振動の振幅、 σ は波周波数 ($=2\pi/T_w$, T_w : 波の周期) である。

一方、空気室内の空気は圧縮吸引作用を受けるわけであるが、空気を理想気体と見なせば常に次のような状態方程式が成立している。

$$pv = RT \quad \text{または} \quad \frac{p}{\rho} = RT \quad (2)$$

ここで、 p : 空気圧力

v : 比容積 (単位質量の気体の占める容積で $v=1/\rho$, ρ は密度)

T : 絶対温度

R : 気体定数 (空気では 287.2 J/kgK)

さて、空気室内の空気とノズルを通じて流出入する空気の全体について質量およびエネルギー保存の関係は次式のように表される。

$$\frac{d(\rho_a V)}{dt} + \dot{m} = 0 \quad \text{または} \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{p_a V}{RT_a} \right) + \dot{m} = 0 \quad (3)$$

$$p_a \frac{dV}{dt} + c_v \frac{d}{dt} \left(\frac{p_a V}{R} \right) + \dot{m} c_p T_e = 0 \quad (4)$$

ここで ρ_a : 空気室内の空気の密度

V : 空気室内の空気の容積

\dot{m} : 単位時間にノズルから流出する質量

p_a : 空気室内の空気圧力

c_v : 定容比熱 (空気では通常 717.1 J/kgK の値をとる。)

c_p : 定圧比熱 (空気では通常 1,005 J/kgK の値をとる。)

T_e : 空気流の温度 (流出時には $T_e = T_a$, 流入時には $T_e = T_0$ (外気温) である。)

式 (4) はエネルギー保存式で左辺第 1 項は水面が空気に対して行う仕事率、第 2 項は空気室内の空気の内部エネルギーの変化率、そして第 3 項はノズルを通して流出する空気の保有するエネルギーを表している。この両式の V , p_a , T_a , \dot{m} が未知変数であるが、このうち V と \dot{m} は次のように表される。

$$V = V_0 \left(1 - \frac{a_0}{D_0} \sin \sigma t \right) \quad (5)$$

$$\dot{m} = \rho_0 C_a \varepsilon A_w w \quad (6)$$

ここに、 V_0 : 静水面時の空気室の空気の容積

ρ_0 : 空気流の密度 (流出時には $\rho_e = \rho_a$, 流入時には $\rho_e = \rho_0$ (外気の密度) である。)

C_a : 縮流係数

w : 空気流の速度

空気流の速度 w は熱力学の理論から⁶⁾ 次のように表される。

$$w = \pm \varphi \sqrt{2c_p |T_a - T_0|} \quad (7)$$

ただし、 φ は速度係数である。密度 ρ_a は状態方程式によって p_a と T_a とで表されるので結局式 (3) および式 (4) の未知数は p_a と T_a のみとなり、この連立方程式を解けばよいことになる。

式 (3) と式 (4) を空気の流出時と流入時とに分けて整理して書き直すと次のようになる。

<流出時>

$$\frac{dV}{dt} + \frac{V}{p_a} \frac{dp_a}{dt} - \frac{V}{T_a} \frac{dT_a}{dt} + \varepsilon_e A_w \sqrt{2c_p |T_a - T_0|} = 0 \quad (8)$$

$$\gamma \frac{dV}{dt} + \frac{V}{p_a} \frac{dp_a}{dt} + \gamma \varepsilon_e A_w \sqrt{2c_p |T_a - T_0|} = 0 \quad (9)$$

<流入時>

$$\frac{dV}{dt} + \frac{V}{p_a} \frac{dp_a}{dt} - \frac{V}{T_a} \frac{dT_a}{dt} - \frac{T_a}{p_a} \frac{p_0}{T_0} \times \varepsilon_e A_w \sqrt{2c_p |T_a - T_0|} = 0 \quad (10)$$

$$\gamma \frac{dV}{dt} + \frac{V}{p_a} \frac{dp_a}{dt} - \gamma \frac{p_0}{p_a} \varepsilon_e A_w \sqrt{2c_p |T_a - T_0|} = 0 \quad (11)$$

ここで、 γ : 比熱比 ($=c_p/c_v$)

ε_e : 等価ノズル比 ($=\varphi C_a \varepsilon$)

p_0 : 大気圧

(3) 近似解

式 (8), 式 (9) および式 (10), 式 (11) の連立微分方程式を解くには数値計算を行う必要があり、このままでは入射波と関連させて解くのは困難である。そこで、ここでは以下のような仮定を置くことにより近似解を求めることを考える。まず、水面振動の振幅 a_0 が空気室の高さ D_0 に比べて充分小さく、 p_a および T_a の振幅も p_0 , T_0 に比べて微小であると仮定する。また、 T_a と p_a とは空気の体積変化 V と $\sigma\tau$ および $\sigma\tau_p$ の位相差を有する次式で表される正弦変化をするものと仮定する。

$$T_a = T_0 \{ 1 + \alpha \sin \sigma(t + \tau) \} \quad (12)$$

$$p_a = p_0 \{ 1 + \lambda \sin \sigma(t + \tau_p) \} \quad (13)$$

さらに、厳密理論は流出時と流入時とで方程式が異なるけれども、圧力変動が大気圧に比べて微小であるとの仮

定から、流入時においても流出時の式を風速の項の符号を変えて用いることができる。こうして、式(12)および式(13)を式(8)、式(9)に代入して整理すると次式が得られる。

$$D_0 \sigma \alpha \cos \sigma(t+\tau) - (\gamma-1) a_0 \sigma \cos \sigma t \pm (\gamma-1) \varepsilon_e \sqrt{2c_p T_0 \alpha} |\sin \sigma(t+\tau)| = 0 \quad (14)$$

ただし、左辺第3項の符号は流出時に正、流入時に負とする。式(14)は近似式であるための恒等的には成立しない。したがって、式(14)の誤差が最小となるように係数 α と τ を定める。これは湾口部の潮流流速を求める場合と同様の方法⁷⁾で、結局 $t=-\tau$ および $t=-\tau+T_w/4$ において式(14)を満足させる α と τ を求めればよい。 λ および τ_p についても同様に求めることができ、結果のみ示すと以下のとおりである。

$$\alpha = (\gamma-1) \frac{a_0}{D_0} \cos \sigma \tau \quad (15)$$

$$\lambda = \gamma \frac{a_0}{D_0} \cos \sigma \tau \quad (16)$$

$$\cos \sigma \tau = \pm \sqrt{1+K^2} - K \quad (17)$$

$$K = \varepsilon_e^2 (\gamma-1) \frac{c_p T_0}{(\sigma D_0)^2} \frac{D_0}{a_0} \quad (18)$$

$$\tau_p = \tau \quad (19)$$

2.2 波浪に対する空気室の応答

以上、空気室の正弦的な水面振動に対する空気室の応答について近似解を得た。次に入射波と関連させて解くことを考える。まず、前面から振幅 a_I の波が入射し、振幅 a_R の波が反射しており、さらに空気室内に振幅 a_T の重複波を形成しているものとする。微小振幅波理論によれば領域Iにおける波形 η_1 、水平水粒子速度 u_1 および水中圧力 p_1 は減衰定常波を無視して次のように表される。

$$\eta_1 = a_I \sin(\sigma t - kx - \phi_I) + a_R \sin(\sigma t + kx - \phi_R) \quad (20)$$

$$u_1 = \frac{gk}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{a_I \sin(\sigma t - kx - \phi_I) - a_R \sin(\sigma t + kx - \phi_R)\} \quad (21)$$

$$p_1 = p_0 + \rho_w g \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{a_I \sin(\sigma t - kx - \phi_I) + a_R \sin(\sigma t + kx - \phi_R)\} \quad (22)$$

ここで、 k は波数(=2 π /L、L:波長)、 ρ_w は水の密度で、 ϕ_I 、 ϕ_R は空気室内の水位変動に対する入射波および反射波の位相である。

一方、空気室内の水面には変動する空気圧力が作用している。微小振幅波理論では水面波形は水面におけるベヌーイの式から速度ポテンシャルの時間偏微分で求まる

けれども、これに圧力変動分の影響が加わることとなる。ただし、この圧力の時間変動は水位変動の振幅および位相に影響することになるが、水位変動の空間波形の形状には影響を及ぼさない。そこで、空気室内の水面波形を完全重複波とと考えて次のように表す。

$$\eta_{11} = a_T \cos k(x-B) \sin \sigma t \quad (23)$$

ただし、前述の一樣昇降の振幅 a_0 は η_{11} の平均的な値をとるものとすれば a_T とは次式の関係がある。

$$a_0 = \frac{\sin kB}{kB} a_T \quad (24)$$

領域IIにおける水平水粒子速度 u_{11} および圧力 p_{11} は次式のとおりでである。

$$u_{11} = -\frac{gk}{\sigma} a_T \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \sin k(x-B) \cos \sigma t \quad (25)$$

$$p_{11} = p_a + \rho_w g a_T \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos k(x-B) \sin \sigma t \quad (26)$$

領域IとIIの境界である $x=0$ では流量および圧力が連続でなければならぬ。したがって、境界条件は次のとおりとなる。

$$\int_{-h}^0 u_1 dz \Big|_{x=0} = \int_{-h}^0 u_{11} dz \Big|_{x=0} \quad (27)$$

$$p_1|_{x=0} = p_{11}|_{x=0} \quad (z = -h \sim -d_c) \quad (28)$$

まず、流量の連続条件では、 u_1 および u_{11} の鉛直方向の分布形が同じであるので、式(21)および式(25)から次式が得られる。

$$\sin \sigma(t-\tau_I) - K_R \sin \sigma(t-\tau_R) = K_T k B \cos \sigma t \quad (29)$$

ただし、 $K_R = a_R/a_I$ 、 $K_T = a_0/a_I$ 、 $\sigma\tau_I = \phi_I$ 、 $\sigma\tau_R = \phi_R$ である。

次に、圧力条件では式(22)と式(26)を式(28)に代入しても鉛直方向の分布形が異なるため恒等的に成立する式とはならない。そこで両辺を $z = -d_c \sim -h$ の範囲で積分したものを等しいとおく。ただし、この際両辺に $\cosh k(z+h)$ を乗じて次式の接続条件を用いる。

$$\int_{-h}^{-d_c} p_1 \cosh k(z+h) dz \Big|_{x=0} = \int_{-h}^{-d_c} p_{11} \cosh k(z+h) dz \Big|_{x=0} \quad (30)$$

式(30)に式(22)、(26)を代入して整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \sin \sigma(t-\tau_I) + K_R \sin \sigma(t-\tau_R) \\ &= K_T \frac{\gamma p_0}{\rho_w g D_0} \frac{2 \cosh kh \sinh k(h-d_c)}{\cosh k(h-d_c) \sinh k(h-d_c) + k(h-d_c)} \\ & \quad \times \cos \sigma \tau \sin \sigma(t+\tau) + K_T \frac{kB}{\tan kB} \sin \sigma t \quad (31) \end{aligned}$$

式 (29) と式 (31) から波高伝達率 K_T および入射波の位相 $\sigma\tau_I$ は次のように求まる。

$$K_T = \pm 2 \left[\left\{ A_0 f(kh, kd_c) \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau + kB \right\}^2 + \left\{ A_0 f(kh, kd_c) \cos^2 \sigma\tau + \frac{kB}{\tan kB} \right\}^2 \right]^{-1/2} \quad (32)$$

$$\sigma\tau_I = \tan^{-1} \left\{ -\frac{A_0 f(kh, kd_c) \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau + kB}{A_0 f(kh, kd_c) \cos^2 \sigma\tau + kB/\tan kB} \right\} \quad (33)$$

ここに、 A_0 、 $f(kh, kd_c)$ は次式のとおりである。

$$A_0 = \frac{\gamma p_0}{\rho_w g D_0} \quad (34)$$

$$f(kh, kd_c) = \frac{2 \cosh kh \sinh k(h-d_c)}{\cosh k(h-d_c) \sinh k(h-d_c) + k(h-d_c)} \quad (35)$$

また、反射率 K_R と反射波の位相 $\sigma\tau_R$ も同様に求まり、次式のように表される。

$$K_R = \pm \frac{1}{2} K_T \left[\left\{ A_0 f(kh, kd_c) \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau - kB \right\}^2 + \left\{ A_0 f(kh, kd_c) \cos^2 \sigma\tau + \frac{kB}{\tan kB} \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (36)$$

$$\sigma\tau_R = \tan^{-1} \left\{ -\frac{A_0 f(kh, kd_c) \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau - kB}{A_0 f(kh, kd_c) \cos^2 \sigma\tau + kB/\tan kB} \right\} \quad (37)$$

以上で入射波に対する空気室の応答はすべて解けたことになる。ただし、波高伝達率 $K_T (=a_0/a_1)$ は空気室の圧力変動と水位変動の位相差 $\sigma\tau$ の関数であり、 $\sigma\tau$ はまた式 (17)、(18) のように K_T の関数となっているため解析的には答が得られない。しかしながら、入射波の条件と空気室の諸元を与条件として比較的簡単な試行計算によって K_T などの解答を求めることができる。

2.3 空気出力効率の算定式

以上で入射波に対する空気室での水位および圧力変動および位相関係が完全に明らかにされた。この結果を用いて空気室における空気出力とその入射波のエネルギーに対する比すなわち効率を求める。

まず、空気室における空気出力を空気室の水面が空気に対してなした仕事率と定義すると、1周期当たりの平均空気出力 \bar{W}_a は次式で表すことができる。

$$\bar{W}_a = -\frac{1}{T_w} \int_0^{T_w} p_a dV \quad (38)$$

式 (38) に式 (5)、式 (13) を代入して整理すると次のように書き替えられる。

$$\bar{W}_a = \frac{1}{2} \frac{\gamma p_0 \sigma A_w}{D_0} K_T^2 a_1^2 \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau \quad (39)$$

一方、波峰長 l_w に入射する平均波エネルギー \bar{W}_I は波の群速度を C_g とすると次のように表される。

$$\bar{W}_I = \frac{1}{2} \rho_w g a_1^2 C_g l_w \quad (40)$$

以上を用いて1周期の平均空気出力効率 \overline{EFF} は次のように求められる。

$$\overline{EFF} = \bar{W}_a / \bar{W}_I = \frac{\gamma p_0}{\rho_w g D_0} \frac{B \sigma}{C_g} K_T^2 \sin \sigma\tau \cos \sigma\tau \quad (41)$$

さて、式 (41) の各項について吟味してみると \overline{EFF} は次のような無次元パラメーターで構成される関数と見ることができ。

$$\overline{EFF} = F \left\{ \frac{h}{L}, \frac{H}{L}, \epsilon, \frac{B}{L}, \frac{d_c}{h}, \frac{p_0}{\rho_w g D_0}, \frac{c_p T_0}{g D_0} \right\} \quad (42)$$

すなわち、空気出力効率は水深や入射波の条件である水深波長比 h/L 、波形勾配 H/L などによって変化するほか、空気室諸元の条件としてはノズル比 ϵ 、空気室の相対幅 B/L 、カーテンウォールの相対没水深 d_c/h などの無次元パラメーターの関数となっている。さらに、 $p_0/(\rho_w g D_0)$ や $(c_p T_0)/(g D_0)$ の関数にもなっており、大気圧 p_0 や大気の絶対温度 T_0 にも関係していることがわかる。このことは、縮尺模型実験を行う場合には大気圧と気温を縮尺するか、あるいは空気室高さ D_0 を実物大とすることが必要となることを示している。実際問題としてはいずれも困難なため、実験の結果を現地に適用しようとする場合には模型縮尺の影響を十分考慮しなければならないわけである。この影響の程度については4.4で検討する。本報告ではこれらの無次元パラメーターのうち入射波に関するものと空気室諸元のうち ϵ 、 B 、 d_c に関するものについて検討している。

3. 実験の方法

3.1 実験水路と実験波

本実験に用いた水路は当所の中型造波水路である。全長 39.5 m、幅は造波機側で 1 m、模型側で 0.5 m、深さは造波機側で 1.27 m、模型側で 0.97 m となっている。図-2 はこの水路の概要を示したものである。

造波機はフラップ式で定格 1.5 kW の電動機で駆動される。波高は最大 30 cm 程度、周期は 0.8~4 s 程度までの規則波を発生させることができる。

実験水深は1種類で、模型設置位置で $h=60$ cm とした。実験波は模型設置前の通過波を測定して定めた。通過波は模型設置予定地点とそれから沖側に 50 cm 間隔

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

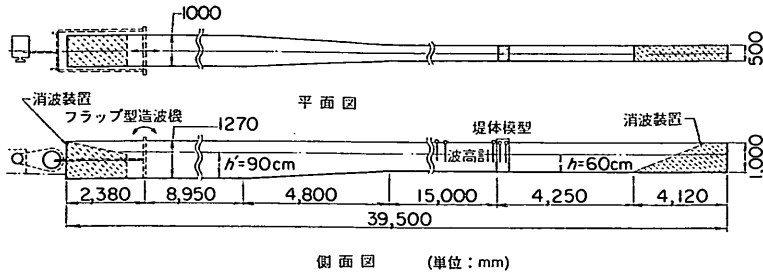


図-2 実験水路

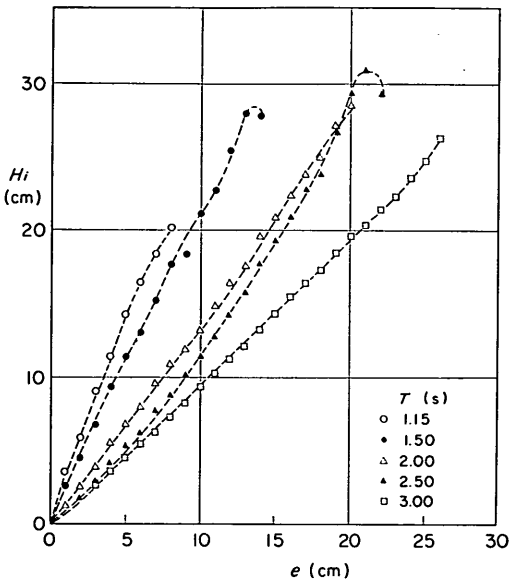


図-3 通過波高

で3点計4点で容量式波高計を用いて計測した。波高は波が定常状態となっている範囲の10波分の平均として求めている。実験波は上記4点の平均値としており、これと造波板の偏心量との関係を図-3に示してある。実験波はこのうち碎波前の範囲から各周期について4~5種類を選定している。

3.2 模型と実験条件

(1) 空気室模型

図-4は本実験に用いた模型の正面及び側面を示したものである。模型堤体は空気室と背後堤体とで構成され、一様水深の水路床に直接設置される。背後堤体は単に空気室を固定するためのものであり、やや幅が広いが鋼製の既存の堤体を用いている。空気室は厚さ20mm

のアクリル合成樹脂材を用いて幅の異なるものを3種類製作した。前面のカーテンウォールは高さの異なる3種類のを製作し、没水水深が変更できるようにしてある。上板にはノズルを取付けることのできる孔を設け、また内側には圧力計および波高計が設置できるようになっている。ノズル孔は空気室の幅に応じて1~3個設けており、7種類のノズル比の変化に対応できるようにしてある。ノズルの中央にはソケットを設け風速計が固定できるようにしてある。カーテンウォールや上板は本体との間にゴムパッキンを介したうえでねじで締めつけており、接続部から空気洩れが生じないようにした。

(2) 実験条件

前述したように、波力発電ケーソンの空気出力効率はさまざまな構造条件の影響を受けて変化するけれども、本実験ではノズル比 ϵ 、空気室幅 B 、カーテンウォール没水水深 d_c について変化させている。対象とした構造条件は表-1にまとめたとおりである。 ϵ については密閉から開放まで7種類、 B は20, 40, 60 cmの3種類、 d_c は0, 10, 20, 30 cmの4種類で、空気室高さ D_0 は40 cmで一定としている。なお、表中の ϵ は正確な面積比ではなく公称ノズル比と呼ぶべき値である。この表には等価ノズル比 ϵ_e も括弧書きで示してあるが、これはノズルの面積 A_n から風速計の投影面積 A_a を差引いたのち空気室面積 A_w で除したものである。ただし、ここでは縮流係数と速度係数の積 $C_{ap}=1$ としている。

次に、表-2に波浪条件を示してある。実験波はすべて規則波で、周期は1.15~3.0 sまで5種類、波高は5~25 cm程度の範囲から4~5種類を選定した。水深波長比は $h/L=0.086\sim0.304$ 、波形勾配は $H_1/L=0.006\sim0.102$ の範囲となっている。

この波浪条件と構造条件から波長に対する空気室の相対幅 B/L は0.029~0.304の範囲であり、水深に対するカーテンウォールの相対没水水深 d_c/h は0~0.500の

表-1 空気室の構造条件

	(ϵ_e) ϵ	B (cm)	d_c (cm)	D_o (cm)
ϵ の影響	0	40	20	40
	(0.0024) 1/300	40	20	40
	(0.0039) 1/200	40	20	40
	(0.0083) 1/100	40	20	40
	(0.0186) 1/50	40	20	40
	(0.0391) 1/25	40	20	40
	1/1	40	20	40
B の影響	(0.0083) 1/100	20	20	40
		40	20	40
		60	20	40
d_c の影響	(0.0083) 1/100	40	0	40
		40	10	40
		40	20	40
		40	30	40

範囲となっている。なお、この水路の幅 47 cm に入射してくる波エネルギーは約 1.7~64 W である。

3.3 測定方法

(1) 測定項目

測定項目は空気室内の圧力 2 点、水位変動 1~2 点、ノズル内の風速 1 点および水路内の波高 3 点である。圧力は空気室上板に取付けた超小型半導体波圧計を用いて測定した。これは直径 1 cm の受圧面を有し、固有振動数は 1 kHz 以上の定格 200 gf/cm² のものである。なお、圧力の計測は大気圧を基準として行い、2. の式 (13) で示した絶対圧力としての空気圧力 p_a とは次の関係がある。

$$p = p_a - p_0 \quad (43)$$

この報告では、以後圧力に関する説明はすべてこの大気圧を基準とした圧力 p を用いている。

空気室内の水位変動の測定は波高最大 60 cm まで測定可能な容量式波高計を用いた。これにより、空気室内

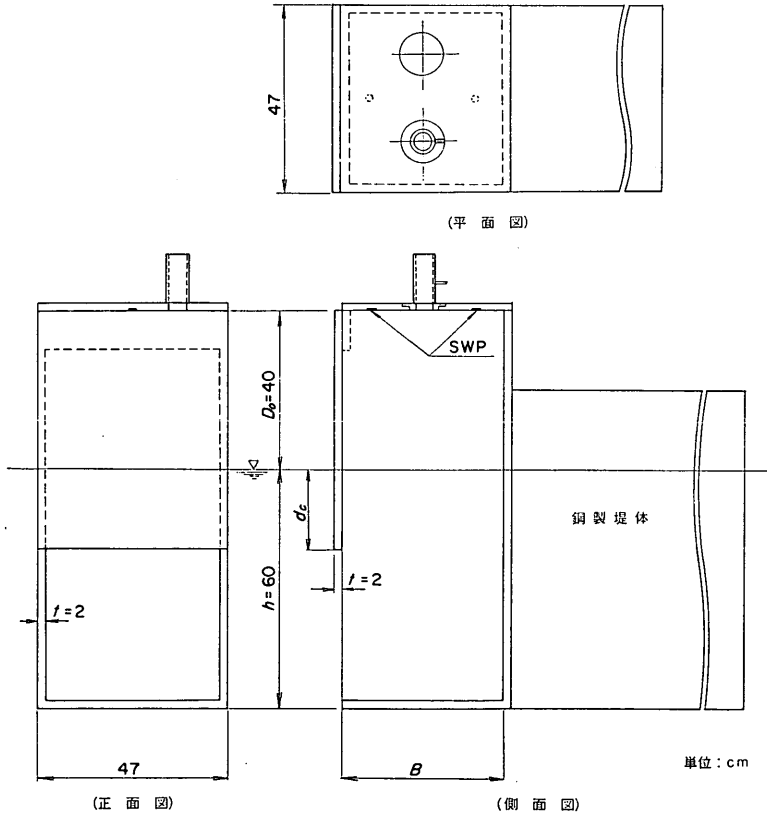


図-4 空気室模型

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

表-2 入射波の条件 ($h=60$ cm 一定)

T_w (s)	L (m)	C_G (m/s)	H_I (m)	H_I/L	h/L	\bar{W}_I (w)
1.15	1.974	1.002	0.059	0.030	0.304	2.0
			0.090	0.046		4.7
			0.142	0.072		11.6
			0.201	0.102		23.3
1.50	2.989	1.402	0.046	0.015	0.201	1.7
			0.093	0.031		7.0
			0.152	0.051		18.6
			0.211	0.071		35.9
2.00	4.360	1.780	0.254	0.085	0.138	52.0
			0.057	0.013		3.3
			0.096	0.022		9.4
			0.149	0.034		22.8
2.50	5.670	1.992	0.196	0.045	0.106	39.4
			0.250	0.057		64.1
			0.054	0.010		3.3
			0.102	0.018		11.9
3.00	6.948	2.117	0.143	0.025	0.086	23.5
			0.194	0.034		43.2
			0.237	0.042		64.4
			0.045	0.006		2.5
3.00	6.948	2.117	0.102	0.015	0.086	12.7
			0.154	0.022		28.9
			0.202	0.029		49.7

の水位変動は静水面を基準として上下 30 cm 程度の範囲が計測可能である。波高計センサーは空気室の前壁および奥壁面からそれぞれ 5 cm ずつ離れた点で、直接上板に固定して用いた。

風速の測定は温度補償回路を有するサーミスタ風速計を用いて行った。これは応答速度 3 Hz 程度で最大 50 m/s まで測定できるものである。ただし、風向については検知できないため、今回の往復交流の測定では風速の絶対値が計測される。このセンサー部は直径 8 mm のステンレスパイプ製で、これをノズル中心部に差込んだうえねじで固定した。

水路内の波高測定は空気室内の水位変動の測定と同様に容量式波高計によった。

以上の測定データは全てデータレコーダーに記録し、当所保有の不規則波実験制御解析装置 (NOVA 4/X) を用いてオフラインで解析した。解析は波が定常状態に達したと見られる 8 波分を対象としている。なお、この場合データのサンプリング周波数は 1 波当たりのデータ数を一定とするよう定めており、周期によって 85 Hz~222 Hz の範囲となっている。

(2) 空気出力効率

実験による空気出力は理論解析と同様、空気室内の水

面が空気に対して行う仕事率として求めた。すなわち、1 周期当たりの平均空気出力 \bar{W}_a は前出の式 (38) で表されるが、これは空気室の面積を A_w 、空気室内の水位変動を η とすると次のように書き替えられる。

$$\bar{W}_a = \frac{A_w}{T_w} \int_0^{T_w} p d\eta \quad (44)$$

これは p - V インジケータ線図で囲まれた面積を周期で除したもので、微小時間 Δt 間隔のデータ (p_n, η_n), (p_{n+1}, η_{n+1}) を用いると次のように求めることができる。

$$\bar{W}_a = \frac{1}{2} \frac{A_w}{T_w} \sum_{n=1}^N (p_{n+1}\eta_n - p_n\eta_{n+1}) \quad (45)$$

この平均仕事率 \bar{W}_a は水位変動 η および圧力変動 p の有限フーリエ級数を用いて求めることもできる。この解析ではこの方法でも効率を求めたけれども、結果は前述の p - V 線図法とほとんど差がなく本報告では p - V 線図法による結果を用いてある。

なお、空気出力の測定では水位変動 η および圧力 p は原則として空気室内の 2 点の平均値を用いて行った。

一方、入射波の 1 周期の平均エネルギー輸送率 \bar{W}_I は前出の式 (40) で求めることができる。ただし、波高は堤体設置位置の水深 $h=60$ cm での通過波高 H_I を用い、群速度 C_G は同じ水深での微小振幅理論による計算値を用いた。空気出力効率 \overline{EFF} の実験値は 8 波分の平均値を用いた \bar{W}_a と計算によって求めた \bar{W}_I とを用いて求めている。

(3) 反射率

反射率 K_R の算定は合田ほか⁹⁾の提案による入・反射波の分離推定法によった。これは近接した 2 点で同時に測定した波形を有限フーリエ級数で表示し、各成分波に対して入・反射波を分離したのち、それぞれのスペクトルを推定するものである。反射率 K_R はこの入・反射波のエネルギーを E_I, E_R とすると次式で定義される。

$$K_R = \sqrt{E_R/E_I} \quad (46)$$

ただし、測点の間隔 Δl によって分離可能な周波数域が限定されるので、式 (46) のエネルギーの計算は有効周波数域に対してのみ行った。

本実験では堤体前面からの距離が 3 m および 3.6 m の点の波形記録を用いており、すべての周期条件について $\Delta l=60$ cm で一定としている。ここでは上記の方法を規則波に適用したものであるが、波高、周期に変動があり基本周波数以外の周波数でも若干のエネルギーが見られる。今回の解析では前述の有効周波数域内においてこ

これらのエネルギーも含めて反射率を求めている。なお、解析は反射波が波高計に到達したあとの8波分を対象としており、またFFT計算の制約からこの8波を2048分割したデータを用いている。

4. 実験結果と考察

4.1 測得記録の特徴

空気室内の空気圧力や水位変動は入射波の波高や周期及びノズル比などの空気室の諸条件によって複雑に変化する。図-5は代表的な条件として空気室幅 $B=40$ cm, カーテンウォール没水深 $d_c=20$ cm, ノズル比 $\epsilon=1/100$ の場合をとりあげ、周期 $T=2.0$ s 波高 $H_I=9.6$ cm の条件での測得記録例を示したものである。上から空気室内のカーテンウォール側の圧力 p_1 , 奥壁側の圧力 p_2 , カーテンウォール側の水位変動 η_1 , 奥壁側の水位変動 η_2 および堤前の合成波高 H_3 を示したもので、それぞれ入射波高相当の水頭 $w_0 H_I$ あるいは入射波高 H_I で除して無次元化してある。さらに、ノズルでの風速 w (m/s) は波高 H_I (cm) で除して示してある。また、式(45)で示される単位時間ステップごとの空気出力を入射波の平均エネルギーで除した効率も示してある。これは必ずしも空気出力の時系列変化を表したものではないけれども、その特徴はこれから見る事ができる。

空気圧力は正負とも絶対値はおおむね等しく、 $p=0$ 付近での変化が小さくなる傾向があり、 p_1 と p_2 とで差異はほとんど認められない。

水位変動 η についても静水面を中心にほぼ上下対称な波形が見られる。また、場所的な差異が若干認められるけれどもあまり著しいものではない。

ノズル中心部の風速は前述のように絶対値が記録されているけれども、観察および水位変動等の記録から流出、流入の区別がつく。すなわち、 $t=0.5$ s, 2.5 s 付近のピークは流出する際のものであり、 $t=1.5$ s, 3.5 s 付近のピークは流入時のものである。この両者の間 $t=1.0$ s, 2.0 s 付近では $w=0$ となるはずであるが、応答特性が必ずしも良好でないため記録に現れていない。また、流出時と流入時の風速の最大値はほとんど差がないことがわかる。

また、空気出力は1波について2個のピークを持つ二山型の波形となることを示している。

つぎに、各項目間の位相差を見ると次のような関係がわかる。まず、空気室内の水位変動 η の位相を基準にして、堤前の合成波 H_3 の位相はやや進んでおり、圧力 p

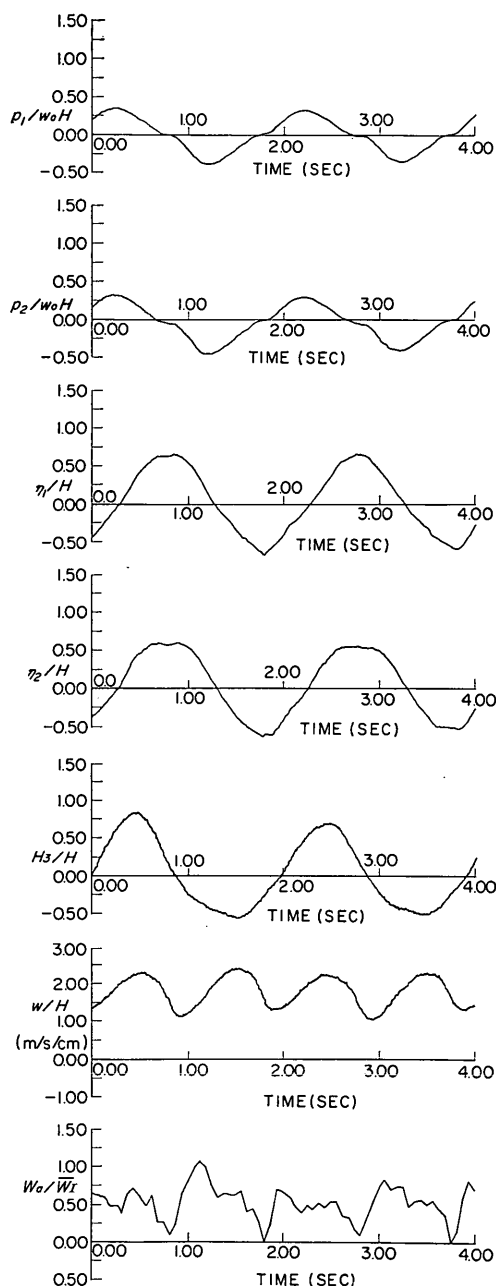


図-5 測得記録例 ($\epsilon=1/100$, $H_I=9.6$ cm, $T_w=2.0$ s, $B=40$ cm, $d_c=20$ cm)

の位相はさらに進み η との位相差はおおよそ $\pi/2$ 程度となっている。こうした位相差の現れ方は前述の近似理論に基づく検討によって説明できるところである。また、空

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

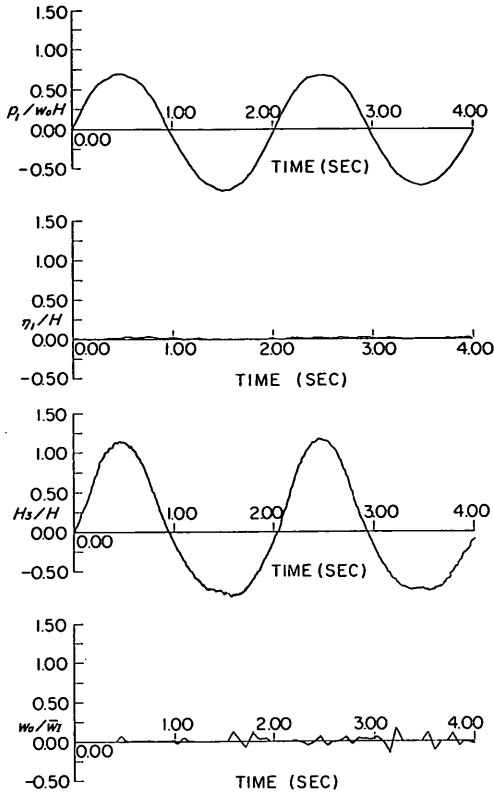


図-6 測得記録例 ($\epsilon=0$, $H_I=9.6$ cm, $T_w=2.0$ s, $B=40$ cm, $d_c=20$ cm)

気出力のピーク値は圧力の絶対値が大きく水位変動の速度が大きい瞬間に出現する傾向が明らかである。

図-6 および 図-7 は $\epsilon=0$ と $\epsilon=1/50$ の条件についての記録波形を示したものである。その他の条件は 図-5 の場合と同様である。ただし、 p_2 、 η_2 については省略してある。 $\epsilon=0$ の場合の圧力波形には $\epsilon=1/100$ の場合に見られた $p=0$ 付近での変動が緩やかになる現象が見られなくなる。空気室内の水位 η の変動はきわめて小さく、当然のことながら空気出力は $W_a=0$ であることを示している。また、位相は圧力と堤前の合成波高とが一致しており、 η についてもほぼ一致していることがわかる。 $\epsilon=1/50$ の場合は $\epsilon=1/100$ の場合と比較して、圧力の絶対値が小さくなり、逆に水位変動の振幅が大きくなっていることがわかる。

4.2 空気圧力ピーク値および K_T とモデルの適合性

(1) 空気圧力ピーク値

図-8~図-13 は空気室内の圧力のピーク値について横

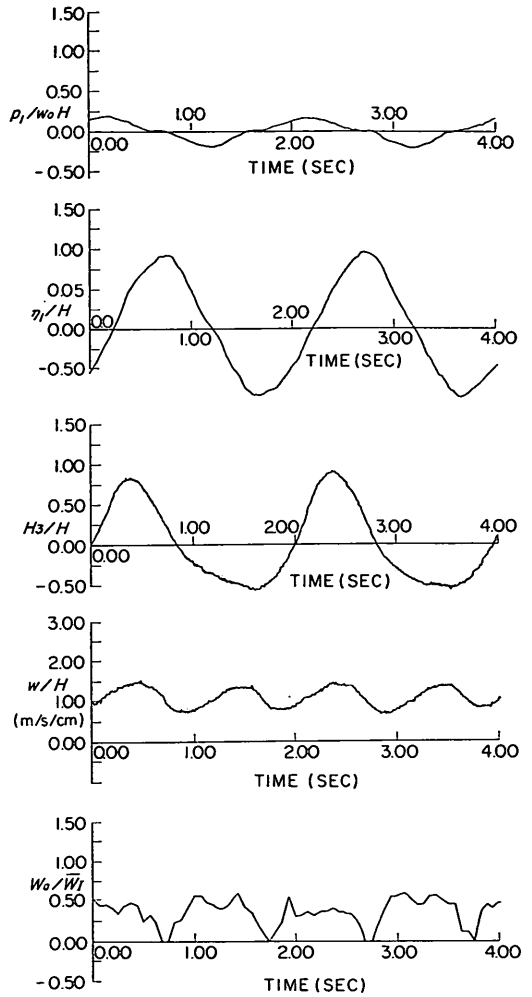


図-7 測得記録例 ($\epsilon=1/50$, $H_I=9.6$ cm, $T_w=2.0$ s, $B=40$ cm, $d_c=20$ cm)

軸を水深波長比 h/L とし、ノズル比ごとに示したものである。ただし、正負の圧力ピーク値はそれぞれ入射波高相当の水頭で除して無次元化したものを用いてある。また、波高 H_I をパラメータとしているけれども、 H_I は周期ごとにおおむね異なるため幅をもって示してある。図中には近似理論による計算値を破線などであわせて示してある。これはそれぞれの波高 H_I に対応した値を用いて計算した点を結んだものである。この計算においては大気圧を 1033 gf/cm²、大気温を 288°K (15°C) としており、本報告における以下の計算についても同様である。

図-8は $\epsilon=0$ の条件のものである。周期が短い条件で測定値にかなり変動が見られるけれども、正負はほぼ対称で、周期が長くなると圧力ピーク値が増大し最大 $1.0\omega_0 H_I$ 程度となる傾向を示している。この場合、計算値は波高によらず一定で、周期が長くなると圧力が増大し $1.0\omega_0 H_I$ に近づく曲線で示される。

一方、ノズルが開口している場合にはやや異なった傾向を示す。たとえば 図-11 は $\epsilon=1/100$ の条件であり、圧力が最大となる周期が存在することがわかる。また、この実験条件の範囲内では入射波高が大きいほうが圧力係数が大きくなる傾向が明らかである。計算値はこうした測定値の傾向をかなり良く表している。また、ノズル比が大きくなると圧力ピーク値が小さくなる傾向が見られる。

図-14 は $H_I \cong 10$ cm の条件について、ノズル比の影響がわかりやすい形で示したものである。ただし、図中の線は $T_w=1.15$ s と $T_w=3.0$ s の測定値を結んだものである。縦軸はあるノズル比の場合の空気圧力ピーク値とノズル比 $\epsilon=0$ のときの空気圧力ピーク値 $p_{\epsilon=0}$ との比をとっており、横軸には等価ノズル比 ϵ_0 をとってあ

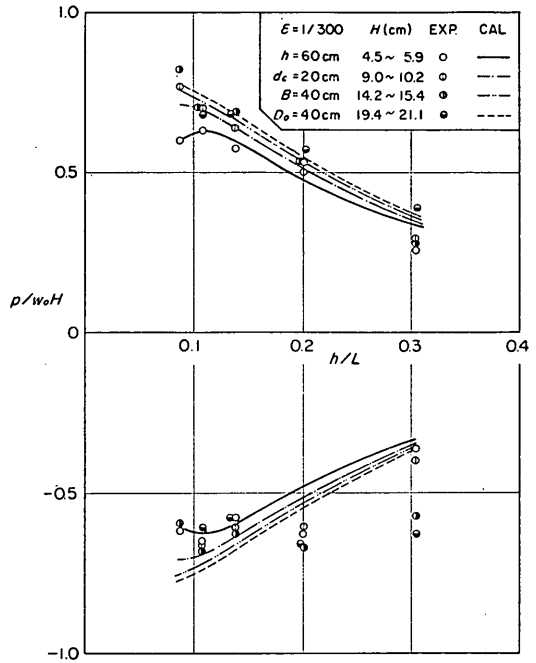


図-9 空気圧力強度 ($\epsilon=1/300$)

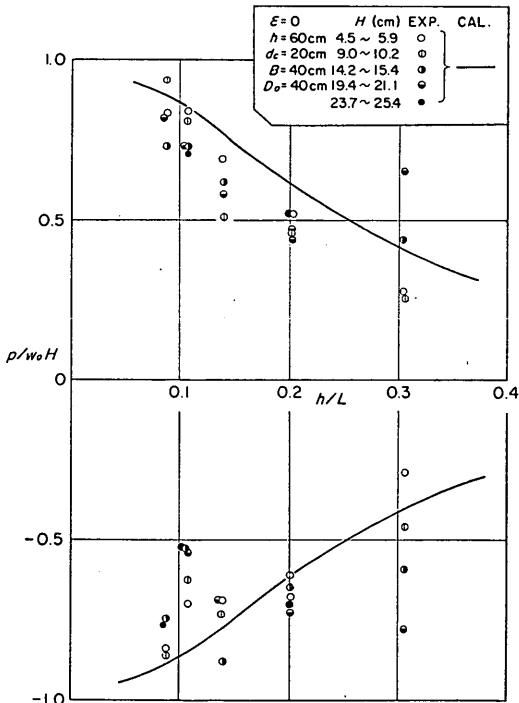


図-8 空気圧力強度 ($\epsilon=0$)

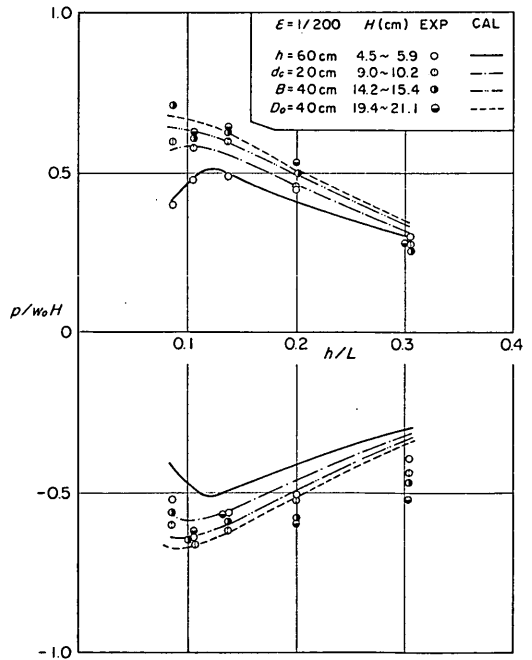


図-10 空気圧力強度 ($\epsilon=1/200$)

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

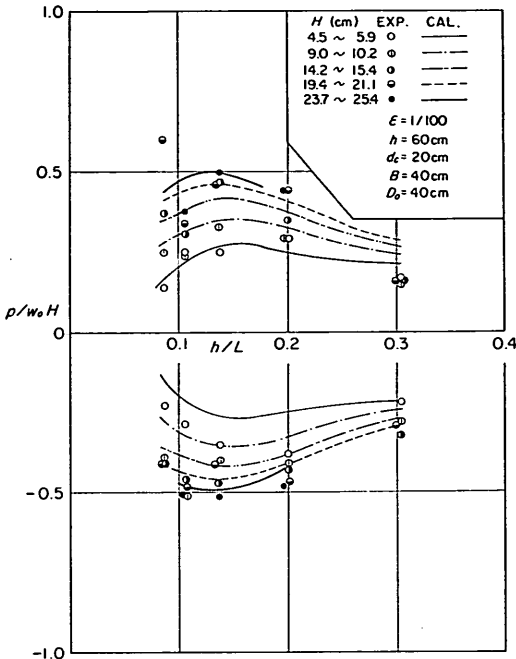


図-11 空気圧力強度 ($\epsilon=1/100$)

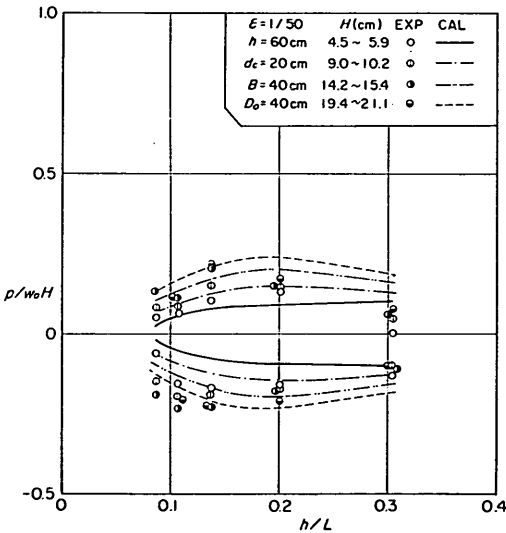


図-12 空気圧力強度 ($\epsilon=1/50$)

る。ただし、この場合の圧力ピーク値はすべて正負の絶対値の平均値を用いてある。これによると、ノズル比が増大すると空気圧力ピーク値が密閉した場合にくらべてかなり減少することが明らかである。この図は入射波高

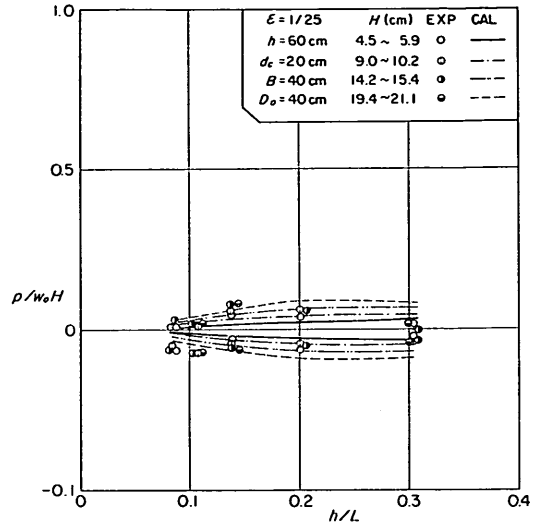


図-13 空気圧力強度 ($\epsilon=1/25$)

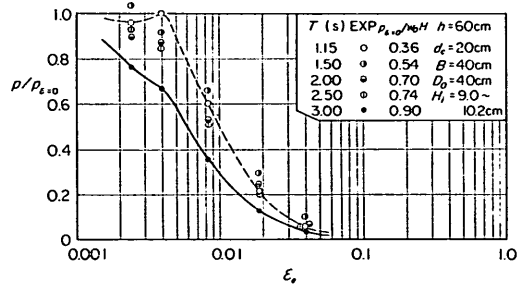


図-14 空気圧力強度のノズル比による変化 ($H_I=9.0\sim 10.2\text{cm}$)

$H_I=10\text{cm}$ の例であるが、 ϵ_e が $1/100$ 程度でおよそ 50%、 ϵ_e が $1/25$ 程度で 10% 以下に低減することがわかる。なお、ノズル比が大きくなると空気室内の水位変動が大きくなり、水面の上板への衝突による揚圧力が生じることが予想されるけれども、今回の実験条件では上板高さが $D_0=40\text{cm}$ と比較的大きく、波高が大きくなってこうした揚圧力による圧力増大は見られなかった。

(2) 波高伝達率 K_T

波高伝達率 K_T は入射波高 H_I に対する空気室内の水面振動の全振幅の比と定義している。空気室内の水面振動は 2 本の波高計による測定値の平均値を用いてある。ここではこの K_T を縦軸に入射波高 H_I を横軸にとり周期をパラメータとしてノズル比ごとに 図-15 から

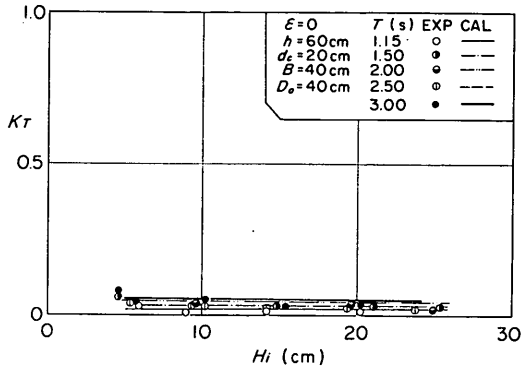


図-15 波高伝達率 K_T ($\epsilon=0$)

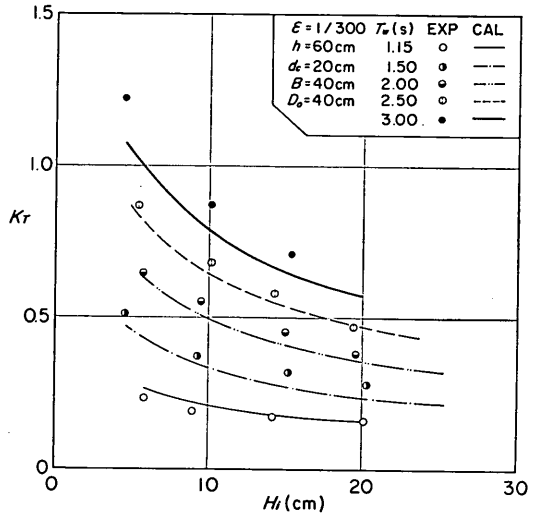


図-16 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/300$)

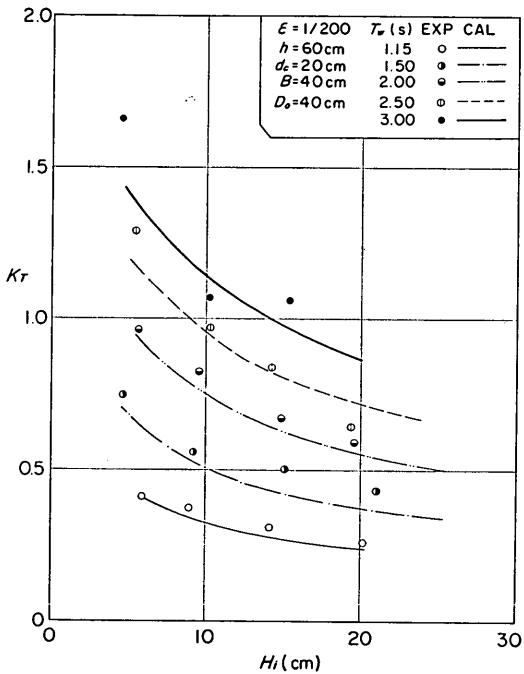


図-17 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/200$)

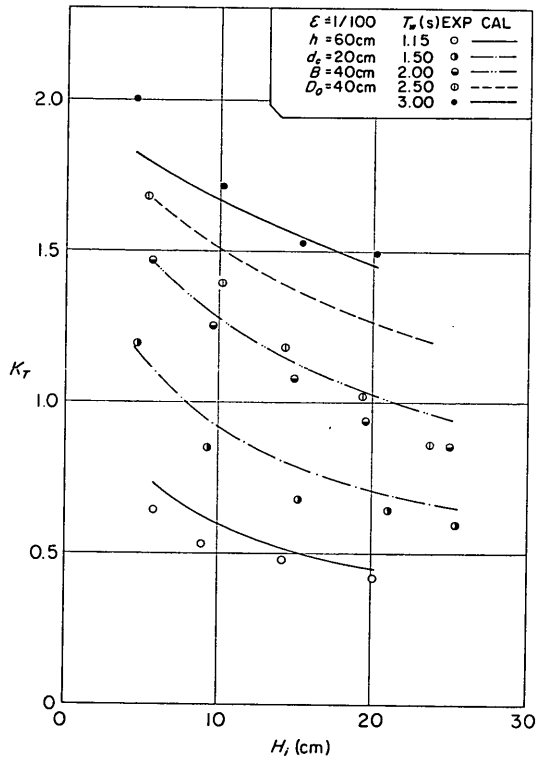


図-18 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/100$)

図-21 に示してある。

まず、図-15 は $\epsilon=0$ の場合の K_T を示しており、きわめて小さいことがわかる。測定値は $K_T=0.01\sim 0.08$ の範囲で、波高 $H_I=5$ cm の場合にやや大きいけれども波高による変化も小さい。近似理論による計算値を実線などであわせて示してあるが、これによると K_T は $0.02\sim 0.05$ 程度で波高に対して一定であることがわかる。

図-16～図-21 はノズルが開いている場合の K_T を

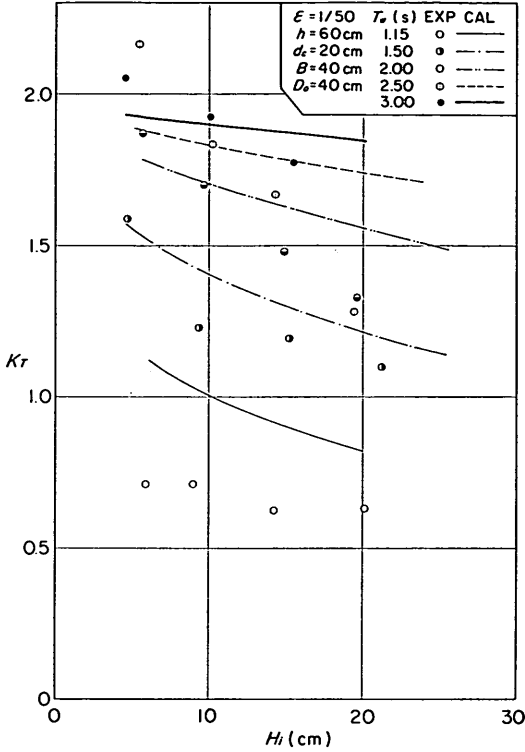


図-19 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/50$)

示したものでノズル比が大きくなると K_T も増大する傾向が明らかである。図-18 は $\epsilon=1/100$ の場合であるが、 K_T は波高が増大すると減少し、周期が長くなると増大する傾向を有している。こうした特徴はその他のノズル比の場合にも同様に認められる。これらの図で、 $\epsilon=1/100$ と $\epsilon=1/50$ での $T_w=2.5s$ のデータについては、波高による減少傾向が特に顕著である。この理由は必ずしも明らかではないが、ノズル比が大きい場合には全般的に波高による影響が顕著になる傾向があり、上記の場合その傾向が特に強調されて現れたものと考えられる。

図中にあわせて示した計算値はノズル比が小さい条件で測定値と比較的良好に適合しており、前述の特徴を良く説明できる。ただし、ノズル比が大きくなると特に周期の短い条件で適合しなくなり、完全に開放した場合 ($\epsilon=1/1$) など計算値が測定値の2倍程度となっている場合もある。これは理論がカーテンウォール下端でのエネルギー損失を無視しており、圧力の接続条件で近似が行われているための誤差が現れているものと考えられる。なお、 $\epsilon=1/1$ のとき K_T の計算値が2.0になってい

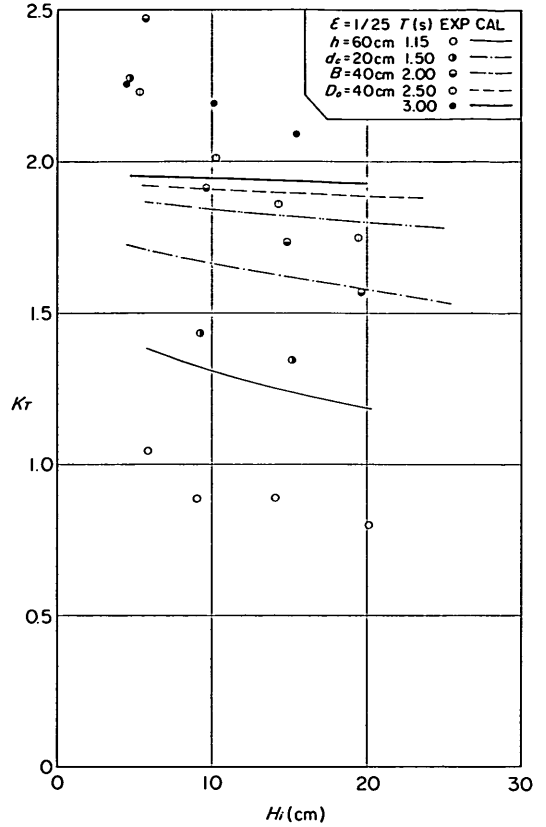


図-20 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/25$)

いのは、 K_T を入射波の振幅 a_I に対する空気室内の水位変動振幅の平均 a_0 の比と定義しているからである。

また、空気室上板に水面が衝突する危険性の有無がこうした構造のひとつの問題となる。これは空気室の上板高さ D_0 と空気室内の波頂高 η_T との比較になるけれども、本実験条件の範囲内ではこのデータからも水面の衝突は生じていないことが明らかである。

(3) 風速 w

図-22~図-26 はノズル中心部における風速のピーク値 w と入射波高との関係を示したものである。この場合風速のピーク値 w は流出および流入時の絶対値の大きいほうの値を用いているけれども、波形記録でもわかるように両者の差は非常に小さい。

図-22 は $\epsilon=1/300$ の場合であるが、風速は波高が増大すると増大し最大 40 m/s 程度となり、しかも波高が大きくなるとその増加率が漸減する特徴があることがわかる。こうした特徴は他のノズル比の条件でも同様に認

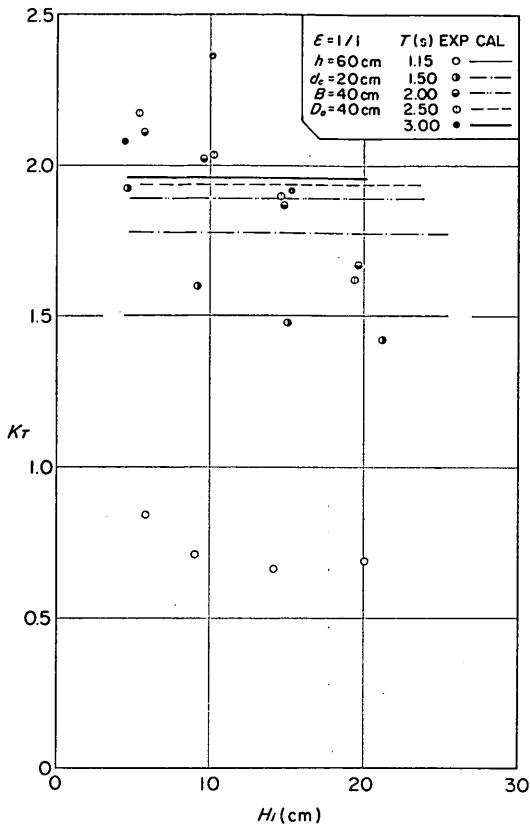


図-21 波高伝達率 K_T ($\epsilon=1/1$)

られる。一方、周期の影響はやや複雑でノズル比によって傾向が異なっている。すなわち、ノズル比が小さい条件では周期が長くなると風速のピーク値は大きくなる傾向があるのに対し、ノズル比が大きくなると風速のピーク値を最大とする周期条件が存在することが明らかである。これは本実験条件の範囲内での見掛上の現象で、より長周期の実験波を用いればノズル比が小さい条件でも風速ピーク値を最大とする周期条件の存在が確かめられることが予想される。

図中の曲線は近似理論による計算値を示したものである。周期の短い条件ではかなり実測値との相違が見られるけれども、全般的には前述の測定値の傾向をよく表していると言えよう。

図-27 はノズル比に対する風速ピーク値の変化を $H_i = 14.2 \sim 15.4$ cm の条件を例にとって示したものである。風速のピーク値はあるノズル比で最大となり、その後ノズル比の増大に対して減少する傾向が明らかであ

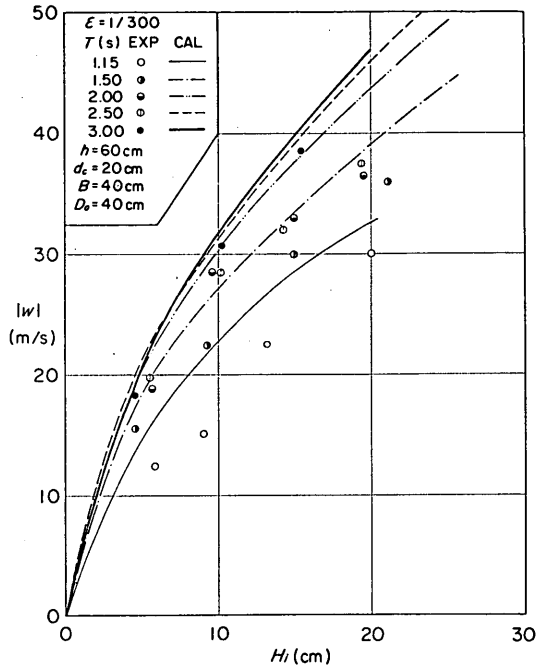


図-22 風速ピーク値 ($\epsilon=1/300$)

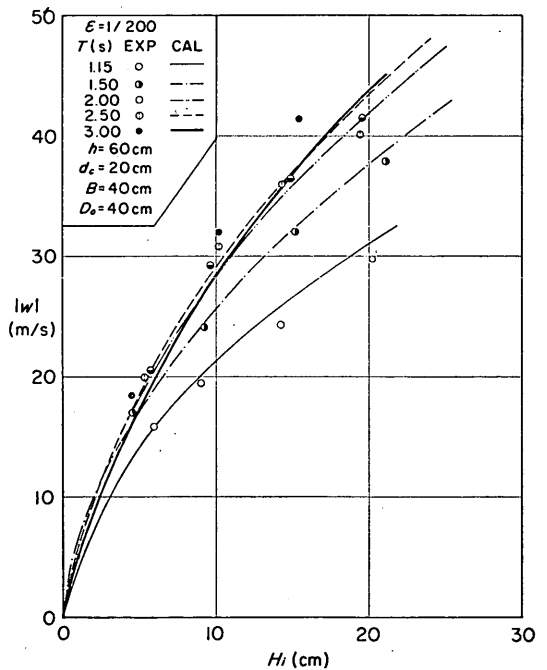


図-23 風速ピーク値 ($\epsilon=1/200$)

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

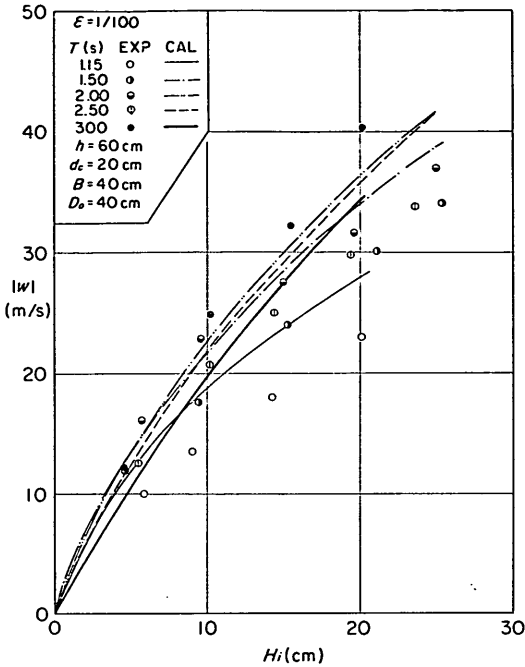


図-24 風速ピーク値 ($\epsilon=1/100$)

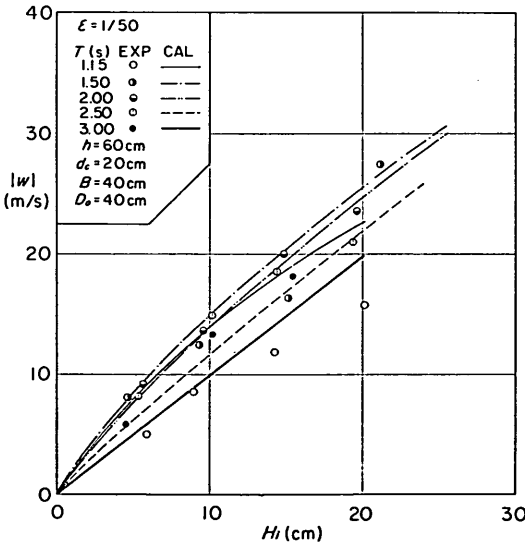


図-25 風速ピーク値 ($\epsilon=1/50$)

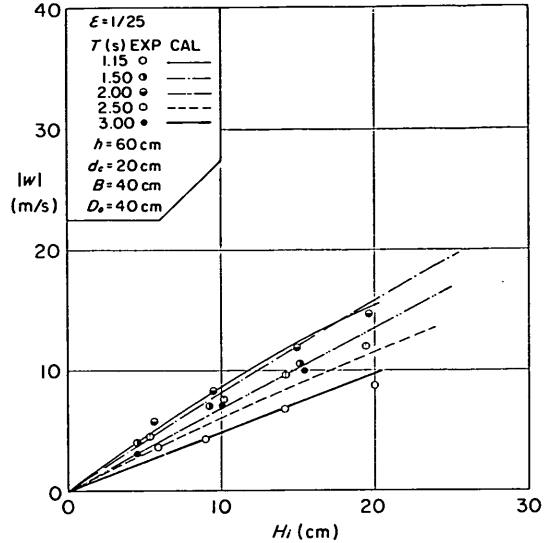


図-26 風速ピーク値 ($\epsilon=1/25$)

ある。

(4) モデルの適合性

以上、空気室の応答特性として圧力、水位変動、風速のピーク値について、測定値と近似理論モデルによる計算値とをそれぞれ対比しながら示してきた。計算値はそれぞれの項目について測定値の傾向をかなり良く表すことがわかったけれども、ここでは計算値と測定値の相関図を用いモデルの適用条件などについて検討する。まず、図-28は p/w_0H の測定値と計算値の相関図である。図は周期およびノズル比ごとに印を変えて示してある。ノズル比の大きい条件では相対的にやや差異が大きいけれども、全体としてはかなり良好な一致を示している。なお、測定値は正負ピークの絶対値の平均値を用いている。図-29は K_T について同様に測定値と計算値の相関を見たものである。これによると、ノズル比が大きい条件で差異が大きく、とくに周期の短い場合は計算値がかなり大きめの値を与えることがわかる。また、 $K_T \approx 2.0$ 付近では測定値で2.0を超えるデータも見られつきが大きいけれども、全体としてながめればこれもかなり良く適合していると言えよう。

以上のように空気室の圧力変動や水位変動のピーク値については近似理論モデルによってかなり良く推定できることがわかった。一方、空気出力効率 \overline{EFF} についての適合度を見るため、図-30に同様の相関図を示してある。この場合は図からも分るようにならばつきが多

る。風速を最大とするノズル比は $\epsilon_n=0.003\sim 0.004$ の範囲にあり、周期が大きいほうが小さい傾向を有している。なお、この図の曲線は測定値を適当に結んだもので

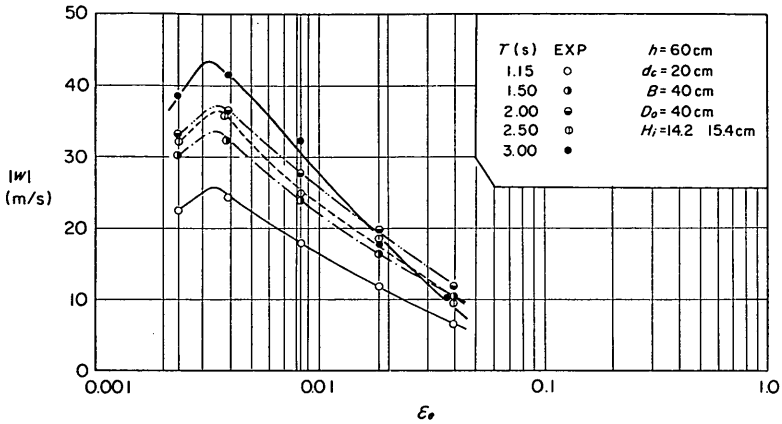


図-27 風速ピーク値のノズル比による変化 ($H_i=14.2\sim 15.4\text{cm}$)

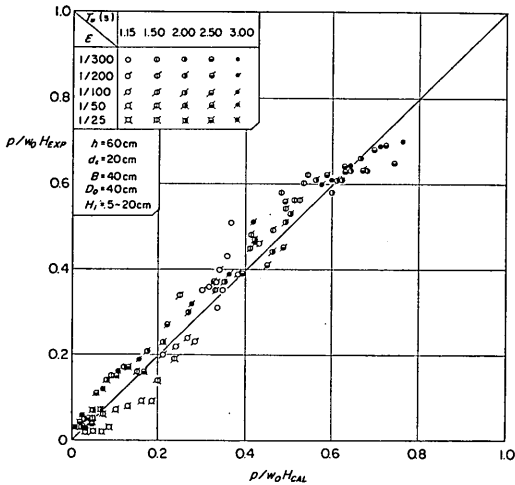


図-28 空気圧力強度の測定値と計算値の相関

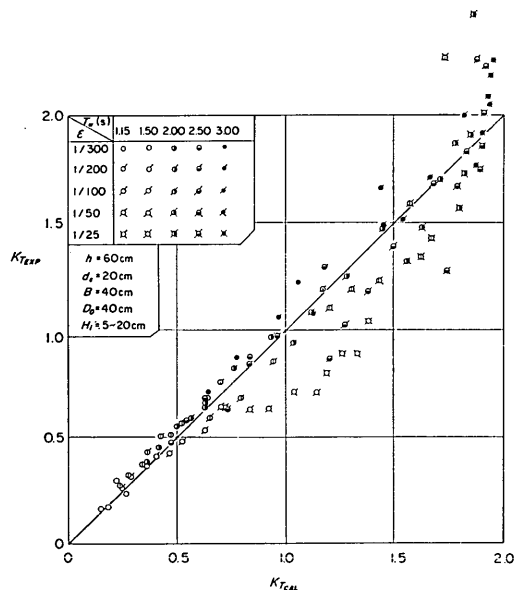


図-29 波高伝達率 K_T の測定値と計算値の相関

い。とくに、周期が短くノズル比が大きい条件では計算値がかなり大きな値を与える。これは近似理論が周期の短い条件において必ずしもエネルギー保存が確保されていないことと、カーテンウォール下端でのうずなどによるエネルギー損失を考慮していないためと考えられる。とくに、カーテンウォール下端でのエネルギー損失は流速が大きいときに大きいと考えられ、ノズル比が大きく周期の短い条件で測定値が小さくなることが理解できる。こうしたことを踏まえて $\epsilon=1/25$, $\epsilon=1/50$ の短周期の条件のデータを除いて見ると計算値と測定値の相関はかなり良好となり、上記以外の条件では近似理論によって空気出力効率がほぼ推定できるものと考えられる。

4.3 空気出力効率の特徴および空気室諸元の影響

(1) 空気出力効率の特徴

空気出力効率 \overline{EFF} は 2. でも見てきたとおり多くのパラメータで表されるかなり複雑な関数である。ここではまずある一定の形状の空気室に対して波の条件の変化がどう影響するかについて検討する。

図-31～図-35 は効率 \overline{EFF} について横軸に水深波長比 h/L をとり入射波高 H_i をパラメータとして示したものである。図中には計算値を曲線で示してある。これ

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

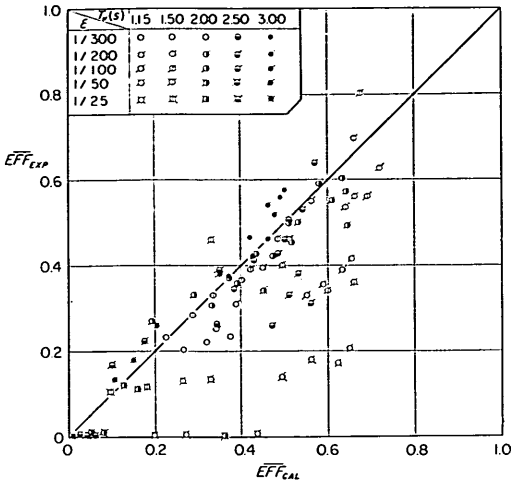


図-30 空気出力効率の測定値と計算値の相関

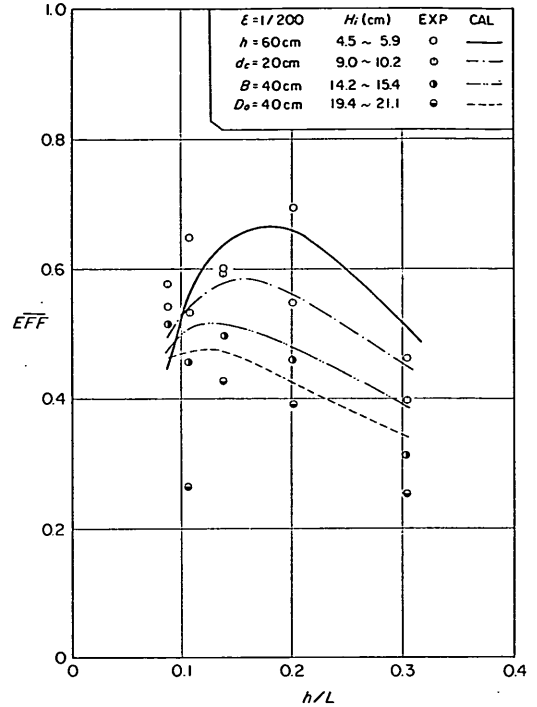


図-32 周期による効率の変化 ($\epsilon=1/200$)

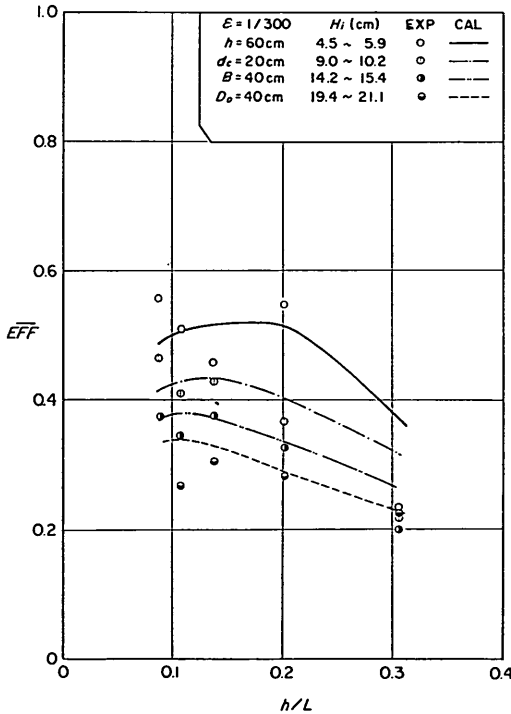


図-31 周期による効率の変化 ($\epsilon=1/300$)

らの図は水深 h が一定であるので入射波の周期の影響を現していると言える。

図-31 は $\epsilon=1/300$ の場合であり、実測値は周期によってかなり複雑な変化をしている。すなわち、効率 \overline{EFF}

は $h/L=0.15\sim 0.20$ 付近に極大値があるけれども、さらに $h/L=0.09$ で大きくなる傾向が見られる。この傾向は計算値では全く現れてこないもので原因は明らかではない。ただし、こうした傾向はノズル比が小さい条件でのみ見られ、ノズル比が小さいときには比較的周期が長い条件で効率が高いという特徴を示すものと考えられる。図-34 の $\epsilon=1/50$ の条件のようにノズル比が大きくなると効率を最大とする h/L の条件がただ一つ存在することが明らかである。効率を最大とする h/L の条件はノズル比や入射波高によって異なるけれども、実験結果からみると $h/L=0.10\sim 0.22$ 付近となっている。なお、この場合には空気室幅は $B=40$ cm と一定しているので、効率を最大とする B/L は $B/L=0.07\sim 0.147$ 程度となる。

一方、波高に対しては $\epsilon=1/300$ の条件では入射波高が小さい条件のほうが効率が高く $H_1=5$ cm の場合最大 55% 程度であり、 $H_1=20$ cm になると最大 30% 程度となる。図-33 の $\epsilon=1/100$ の条件では波高の影響がやや複雑となり、ある h/L の条件を境に h/L が大きい条件では波高の小さいほうが効率が高く、逆に小さい条件で

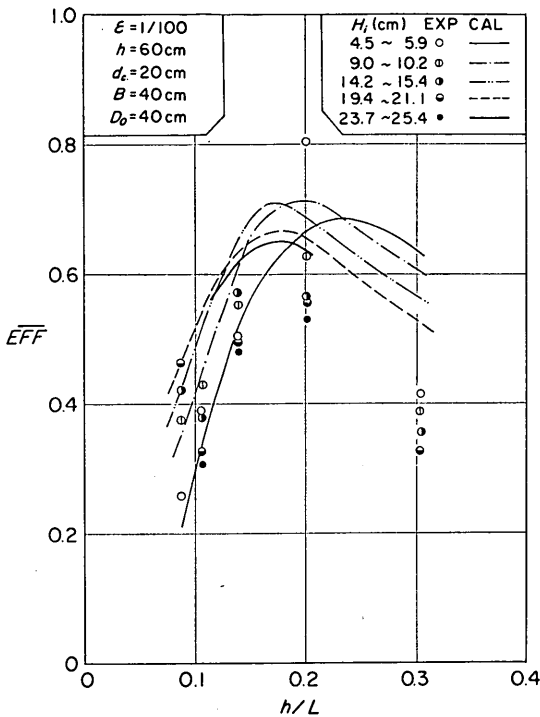


図-33 周期による効率の変化 ($\epsilon=1/100$)

は波高の大きいほうが効率が高いという傾向を有している。また、この $\epsilon=1/100$ での効率は比較的高く $H_1=5.0\text{cm}$, $h/L=0.20$ ($T_w=1.5\text{s}$) の条件で $\overline{EFF} \approx 80\%$ となっている。

一方、計算値は前述したように周期の短い条件で誤差が大きくなり、とくにノズル比の大きい場合にその影響が顕著である。したがって、ここで示した結果もノズル比が大きな条件では実測値とかなり差のあるものとなっている。計算値によるとノズル比が $1/100$ 程度以下の場合には効率を最大とする h/L は $0.11 \sim 0.23$ 程度 ($B/L=0.073 \sim 0.153$) であり、ノズル比が小さいときには最適 h/L が比較的小さくなる傾向が認められる。また、効率の大小とは別に効率の周期に対する感度といったことが問題となる。すなわち、最適周期以外の周期でも効率があまり低下しないことが好ましい訳であるが、理論計算によるとノズル比を小さくすることによって効率の周期に対する感度をにぶくすることができる。

(2) ノズル比 ϵ の影響

図-36~図-40 は各周期条件ごとにノズル比 ϵ による効率の変化を示したものである。これらの図から、ある

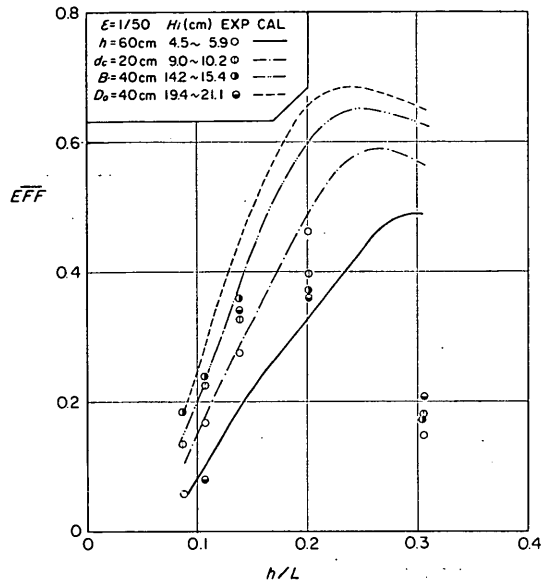


図-34 周期による効率の変化 ($\epsilon=1/50$)

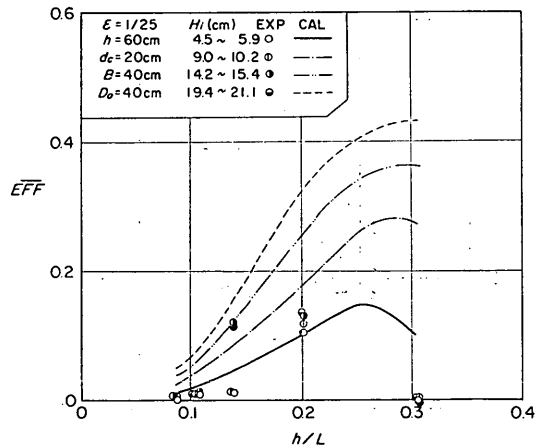


図-35 周期による効率の変化 ($\epsilon=1/25$)

波の条件に対して効率 \overline{EFF} を最大とするノズル比 ϵ が存在することが明らかである。図-37 は $T_w=1.5\text{s}$ の条件で、 $H_1=4.6\text{cm}$ のとき効率が大きく $\epsilon_e=0.008$ ($=1/125$) 付近で最大となり $\overline{EFF}_{\max}=80\%$ となっている。こうして実測値を滑らかな曲線で結んだとしたときの効率最大となるノズル比とそのときの効率を示したものが表-3 である。効率を最大とするノズル比は実験結果によると、 $1/333$ から $1/125$ の範囲にあり、周期が長くな

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

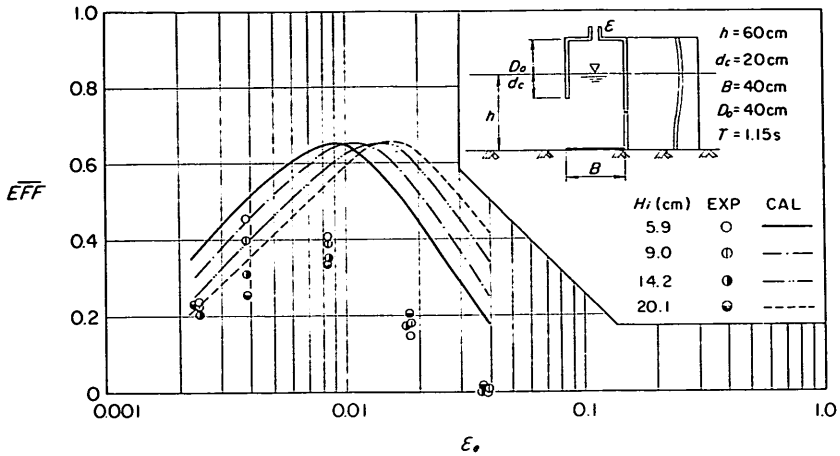


図-36 ノズル比による効率の変化 ($T_w=1.15$ s)

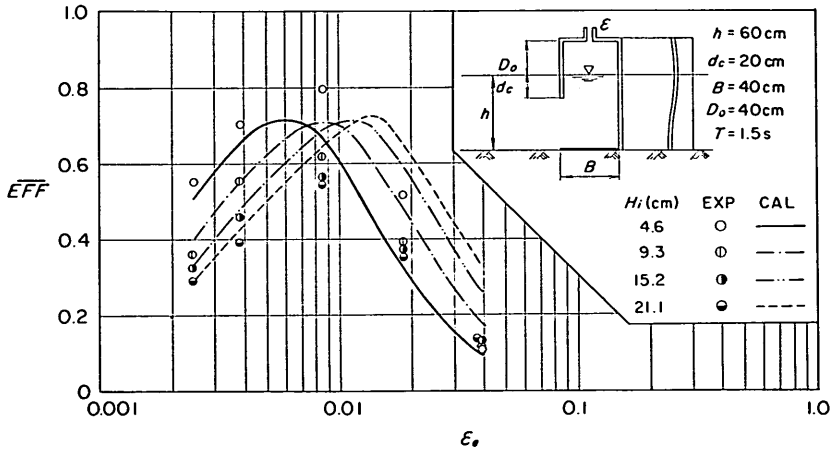


図-37 ノズル比による効率の変化 ($T_w=1.50$ s)

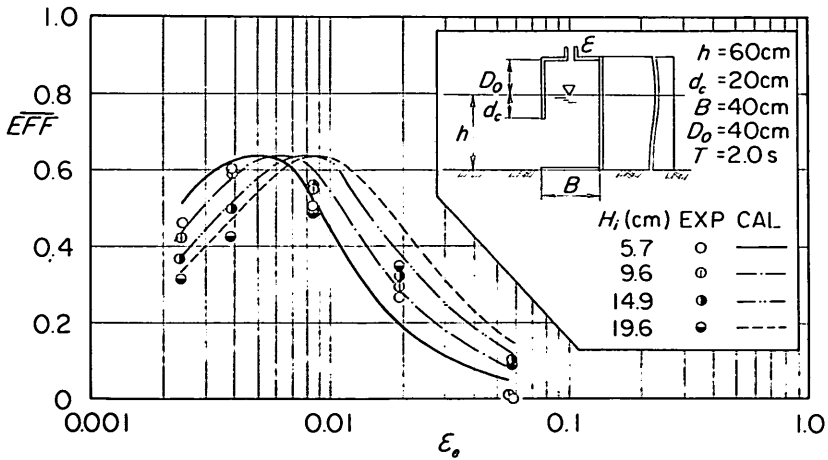


図-38 ノズル比による効率の変化 ($T_w=2.00$ s)

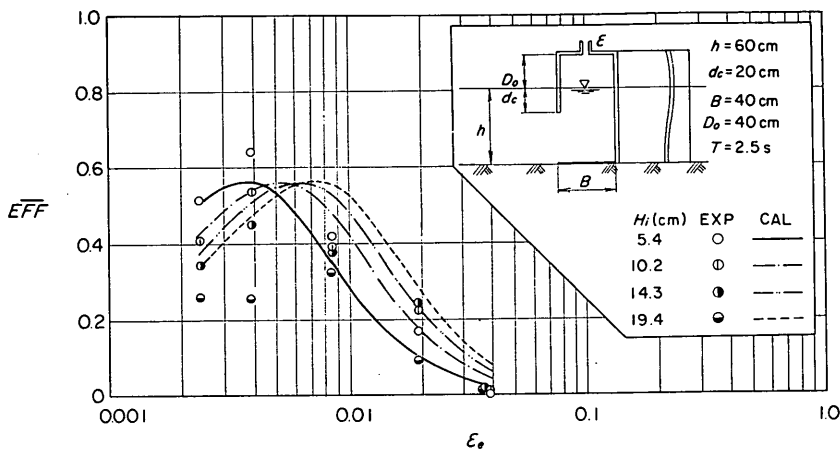


図-39 ノズル比による効率の変化 ($T_w=2.50$ s)

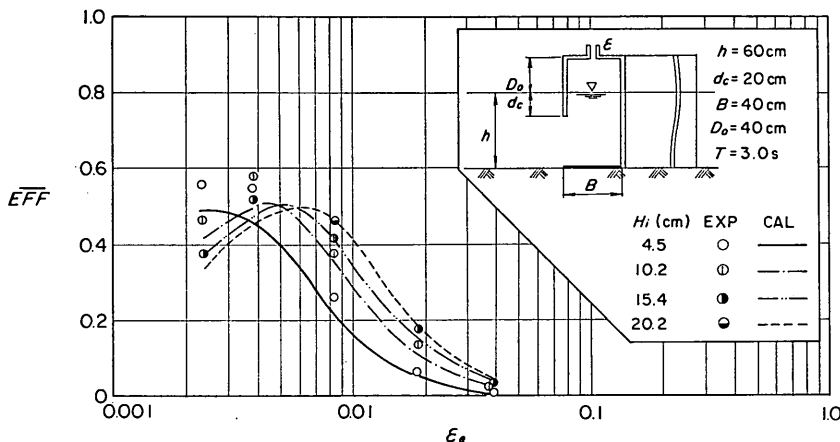


図-40 ノズル比による効率の変化 ($T_w=3.00$ s)

表-3 効率最大のノズル比

(h/L) T_w (s)	ϵ_e ($EFF=\max$)		EFF_{\max} (%)	
	EXP	CAL	EXP	CAL
(0.304) 1.15	1/200~1/143	1/115~1/63	36~53	66
(0.201) 1.50	1/161~1/125	1/167~1/71	55~82	73
(0.138) 2.00	1/192~1/143	1/200~1/111	53~64	64
(0.106) 2.50	1/233~1/135	1/250~1/133	36~64	57
(0.086) 3.00	1/333~1/185	1/400~1/167	49~58	51

(ただし $H_i \approx 5 \sim 20$ cm, $h=60$ cm, $d_c=20$ cm, $B=40$ cm, $D_o=40$ cm)

ると最適ノズル比が小さくなる傾向が見られる。この表には計算値による結果もあわせて示してあるけれども、周期の短い条件で最適ノズル比が大きくなる傾向を示している。この最適ノズル比は幅をもって示しているが、これは最適ノズル比が波高によって異なるためである。最適ノズル比に対する波高の影響の特徴は計算値によく現れており、波高が大きくなると最適ノズル比が大きくなる傾向が明らかである。こうした特徴は必ずしも典型的ではないけれども測定値においても見ることができる。

(3) カーテンウォール没水水深 d_c の影響

空気出力効率 \overline{EFF} はカーテンウォール没水水深 d_c

波力発電ケースンの空気出力効率の解析

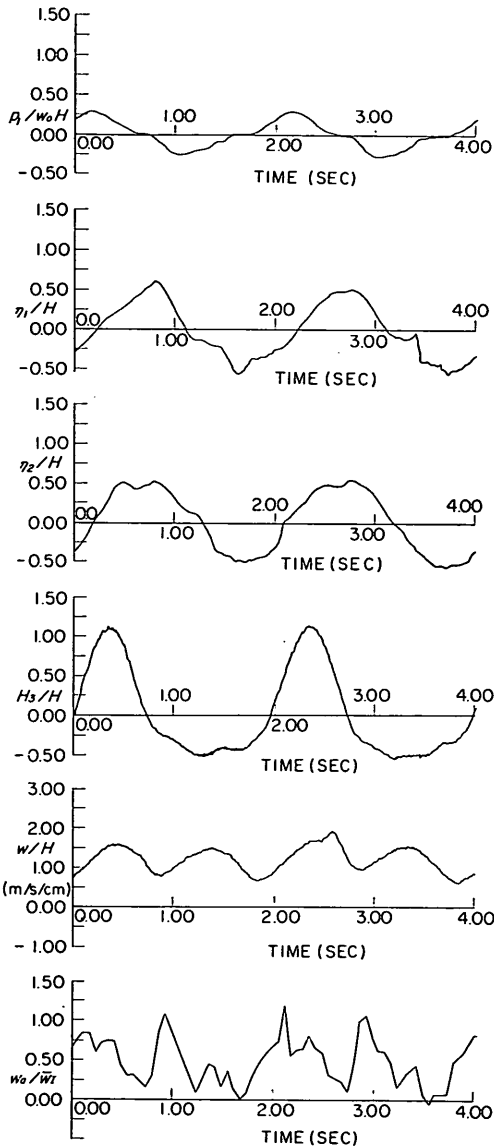


図-41 測得記録例 ($\epsilon=1/100$, $d_c=10\text{ cm}$, $H_I=19.6\text{ cm}$, $T_w=2.0\text{ s}$)

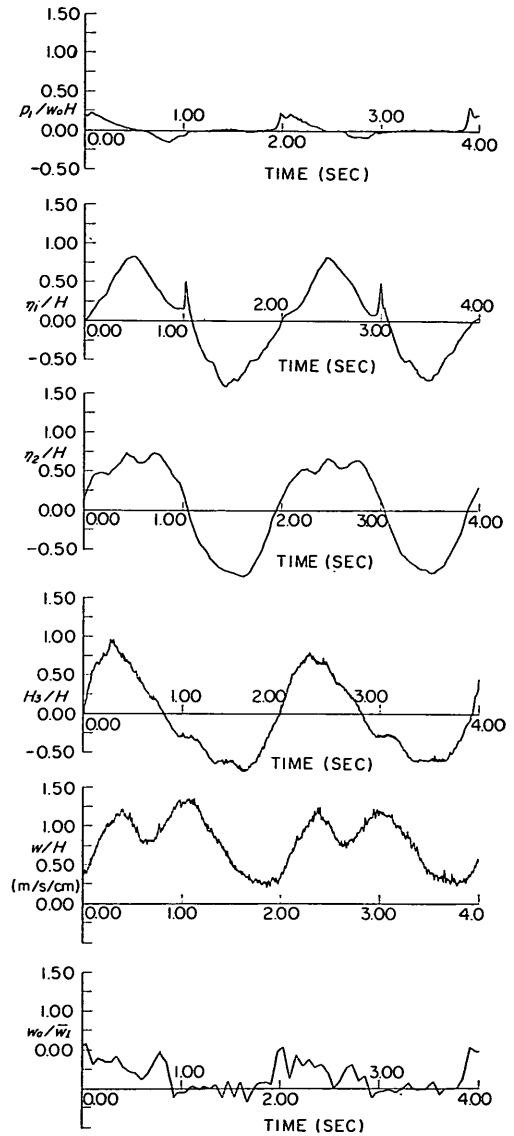


図-42 測得記録例 ($\epsilon=1/100$, $d_c=0\text{ cm}$, $H_I=9.6\text{ cm}$, $T_w=2.0\text{ s}$)

によっても変化する。通常の波高が小さい条件では d_c が小さいほうが効率 EFF は大きくなると予想される。しかし、 d_c が小さくなるかあるいは入射波高が相対的に大きい場合は、引波時にカーテンウォール下端以下に波面が下降し、空気室圧力が大気圧に解放されることがある。このような状態ではエネルギー吸収が行われないため効率低下がもたらされることになる。図-41 はこう

した状態が生じる $d_c=10\text{ cm}$ の条件での記録波形を示したものである。まず、圧力波形を見ると $t=1.4$ 秒および $t=3.4$ 秒付近において負圧から急激に $p=0$ すなわち大気圧になっていることがわかる。この時点における空気室内の水位変動はカーテンウォール側の η_1 で著しい変動が見られる。すなわち、この瞬間の直前には内外の水位差によって圧力のバランスを得ているが、さらに

水位が低下することによってこのバランスが崩れる。これに対して空気室内の水位が急激に低下してほぼ前面波高 H_s の水位に一致し、同時にカーテンウォール下端から気泡が流入して空気室内を大気圧に戻すことによって新たな平衡が得られる訳である。また、このような瞬間には効率 W_a/\bar{W}_I がかなり低レベルであることがわかる。

図-42 はこうした状態が出現する極端な例として $d_o = 0$ cm すなわちカーテンウォール下端が静水面上にある場合について示したものである。これを見ると $t = 1.0$ 秒および $t = 3.0$ 秒付近で空気室内が大気圧になっており、このタイミングにおける η_1 の変動は気泡がカーテンウォール下端から流入する際の影響と考えられる。また、この例では $p_1 = 0$ の時間がほぼ $1/2$ 周期となり、その間の効率 W_a/\bar{W}_I もほぼ 0 となることが認められる。

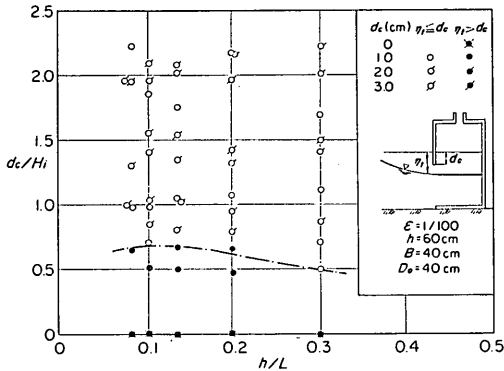


図-43 波面がカーテンウォール下端以下となる条件

図-43 は上述のような状態が出現する条件について検討したものである。これは波形記録を調べ上述のような特徴が認められる条件について $\eta_1 > d_c$ とし、図中ではこれを黒塗りで示してある。縦軸には入射波高に対するカーテンウォール深さ d_c/H_i をとり、横軸は水深波長比 h/L をとって周期の影響を見ている。これによると、前述のような状態が出現するのは $d_c/H_i \leq 0.67$ の範囲であることがわかる。また、この上限値は周期が小さい条件では小さくなる傾向を示している。

さて、以上のような条件も含ましたうえで効率 \overline{EFF} へのカーテンウォール没水水深 d_c の影響を見たものが図-44 および 図-45 である。図は横軸に d_c/h をとり、周期をパラメータとして入射波高ごとに示している。空

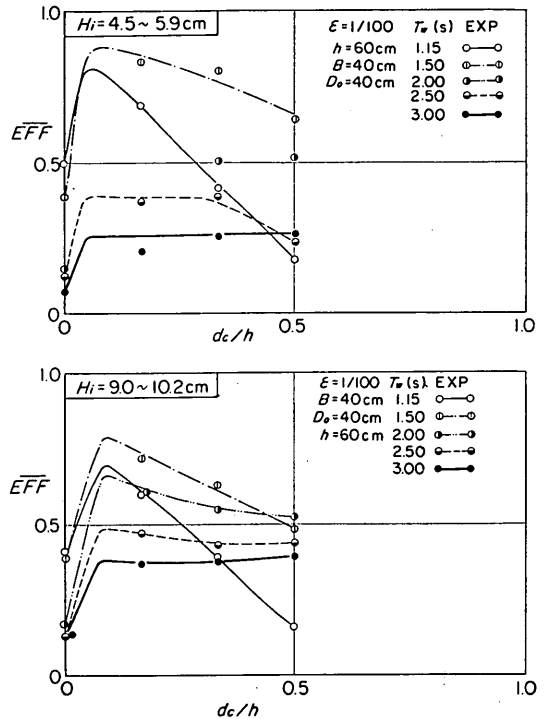


図-44 カーテンウォール没水水深による効率の変化 ($H_i \approx 5$ cm, $H_i \approx 10$ cm)

気室のその他の条件は $\epsilon = 1/100$, $B = 40$ cm, $D_0 = 40$ cm で一定としている。また、図中の曲線は実験値を適当に結んだものである。なお、近似理論では前述のような現象を対象としていないため、 d_c が小さくなるほど効率が高くなるけれども、実際には効率が最大となる d_c がある。 $H_i \approx 10$ cm の条件を見ると、効率は $d_c/h = 0$ ではかなり低く、 d_c/h の増大に従って増大し極大値を迎えたのちに、 d_c/h の増大に対して低下する傾向が認められる。とくに、この低下の傾向は周期の短い条件において著しい。こうした特徴は他の波高の条件においても同様に認めることができる。なお、 $H_i \approx 20$ cm における $d_c/h = 0.167$ の条件は前述の $\eta_1 > d_c$ となる状態を含んでいるものであるが、著しい効率低下の傾向は見られない。これは $d_c/h = 0.167$ 付近の条件では $\eta_1 > d_c$ となることによる効率低下よりも d_c/h が減少することによる効率の増大効果が大きいためと考えられる。以上のような測定値の傾向から効率 \overline{EFF} を最大とする d_c の条件は入射波高との相対的關係から、 $d_c/H_i = 0.5$ 付近であると推定できる。

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

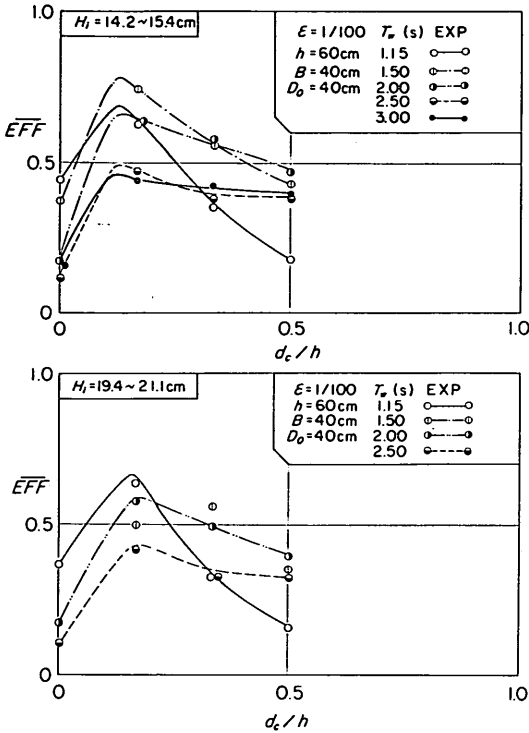


図-45 カーテンウォール没水水深による効率の変化 ($H_I \approx 15\text{ cm}$, $H_I \approx 20\text{ cm}$)

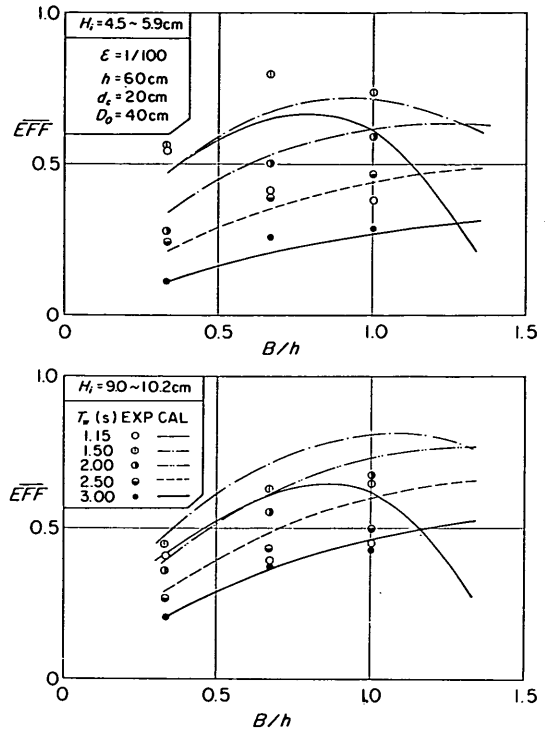


図-46 空気室幅による効率の変化 ($H_I \approx 5\text{ cm}$, $H_I \approx 10\text{ cm}$)

(4) 空気室幅 B の影響

図-46 および 図-47 は空気室の幅 B による効率の変化を示したものである。ノズル比 $\epsilon=1/100$, $h=60\text{ cm}$, $d_c=20\text{ cm}$, $D_0=40\text{ cm}$ は一定で空気室幅 B を 20 cm , 40 cm , 60 cm と変化させて効率 \overline{EFF} を測定した結果を示している。図は横軸に B/h をとり周期をパラメータとして入射波高ごとにまとめているが、これを見ると効率は空気室幅や周期によってかなり変化することがわかる。たとえば $H_I \approx 5\text{ cm}$ の条件では測定値に注目すると、 $T_w=1.15\text{ s}$ では B が增大すると効率が低下するのに対し $T_w=1.50\text{ s}$ では極大値を有する傾向を示し、さらに周期の長い条件では B の増大に対して効率が增大する傾向があることがわかる。図中には同一条件での計算値を曲線で示してあり、 $T_w=1.15\text{ s}$ 以外の周期では測定値の特徴をかなりよく表していると言える。理論計算によると、 $T_w=1.15\text{ s}$ や $T_w=1.5\text{ s}$ の条件では $B/h=0.8$ ($B/L=0.243$) あるいは $B/h=0.95$ ($B/L=0.191$) 付近で効率最大となることがわかる。さらに周期の長い

条件ではここに示した B/h の範囲では効率の増大傾向を示しているけれども、 B/h がさらに大きくなると極大値を迎えることが確認できる。すなわち、入射波の周期が増大すると効率を最大とする空気室幅 B も大きくなり、本実験条件では周期によって $B=1.0h$ 以上となることがわかる。以上述べたような空気室幅 B による効率への影響は他の入射波高の場合にも同様に見ることができる。ただし、波高の大きい条件では測定値と計算値の適合性がやや悪くなり、測定値は計算値より小さいことが多く、また B/h の増大に対する効率増大の程度も計算値に比べて小さくなる傾向が認められる。

(5) 反射率 K_R

波力発電ケーソンはそのエネルギー吸収によって反射率 K_R を低減させることが期待される。

図-48~図-50 は横軸に h/L をとり反射率 K_R をノズル比ごと示したものである。まず、 $\epsilon=0$ の条件ではほぼ $K_R=1.0$ となっており効率 $\overline{EFF} \approx 0$ であることに対応している。ただし、 $h/L=0.3$ の短周期の条件で

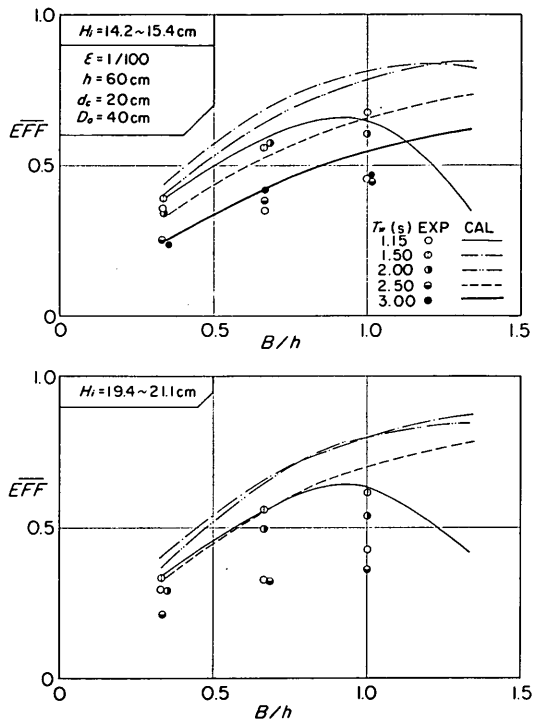


図-47 空気室幅による効率の変化
($H_1 \approx 15 \text{ cm}$, $H_2 \approx 20 \text{ cm}$)

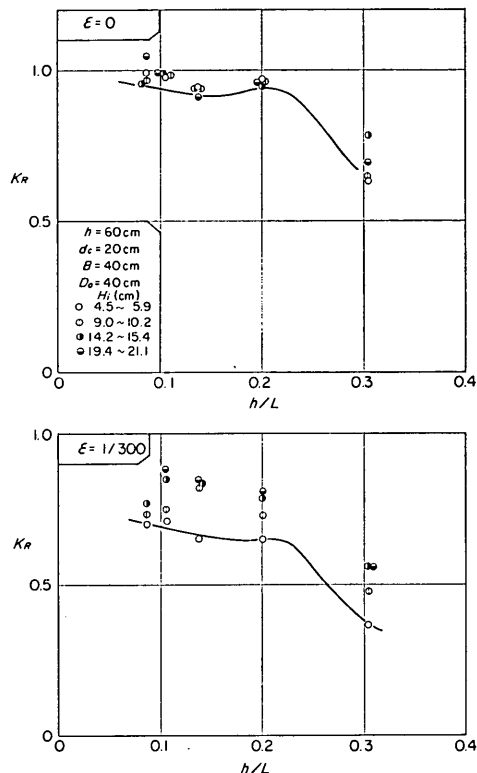


図-48 反射率 K_R ($\epsilon=0$, $\epsilon=1/300$)

は $K_R < 1.0$ となっており空気室部でかなり損失があることがわかる。ノズル比が増大すると K_R は減少していき、 $\epsilon=1/100$ では周期の長い条件では $K_R=0.7\sim 0.8$ と大きいけれども、最適の条件では $K_R=0.15$ 程度となっている。さらにノズル比が大きい条件では空気出力効率が低下するため K_R が増大することが予想される。 $\epsilon=1/50$, $\epsilon=1/1$ (空気室上板なしの場合) の条件を見ると周期の長い条件では $\epsilon=1/100$ に比較しやや K_R が増大しているのがわかる。しかし、 $h/L=0.2$ および 0.3 の条件では K_R の増大はほとんど認められない。これは空気室内の水位変動が大きく開口部での流速が増大することにより、カーテンウォール下端などでの渦によるエネルギー損失が大きくなることなどのためと考えられる。

平均空気出力効率 \overline{EFF} と反射率 K_R からエネルギー損失 $E_{1,oss}$ が次式で推定できる。

$$E_{1,oss} = 1 - \overline{EFF} - K_R^2 \quad (47)$$

図-51 は $d_0=20 \text{ cm}$, $B=40 \text{ cm}$, $D_0=40 \text{ cm}$ の条件の測

定値について、この $E_{1,oss}$ を計算し横軸に h/L をとってプロットしたものである。これによると、エネルギー損失は周期が短くなるほど、ノズル比が大きくなるほど大きくなることが明らかである。ノズル比が大きい条件では $\epsilon=1/1$ においてもエネルギー損失が大きく、そうした構造も消波ケーソンの一つとして考えることができる。 $\epsilon=1/100$ 以下では $h/L=0.304$ の条件を除いて $E_{1,oss}$ は 0.25 程度以下となっていることがわかる。また、 $h/L=0.1$ 付近で $E_{1,oss}$ が負となっているデータが見られるけれども、これは測定上の誤差が集約されたものと考えられる。

4.4 模型縮尺の影響

空気出力効率は多くの無次元パラメーターで構成される関数であり、その中には大気圧 p_0 や大気の絶対温度 T_0 も関係してくる。これらの条件は通常の縮尺模型実験において制御することがきわめて困難である。したがって縮尺模型実験から得られた効率等はそのまま現地規模のユニットの効率とすることができない。ここではこ

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

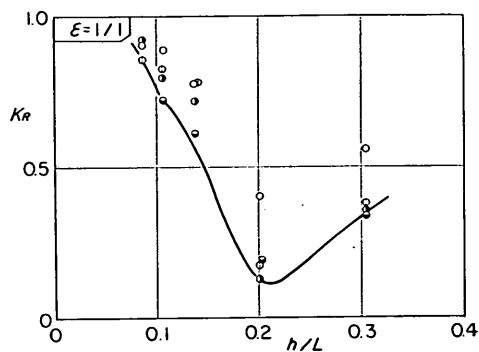
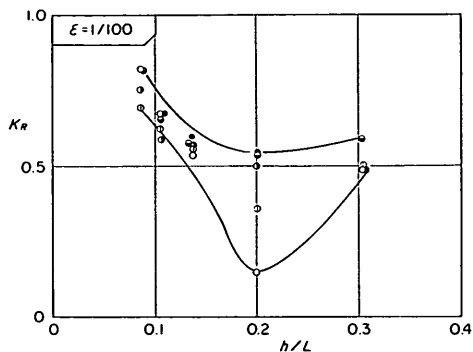
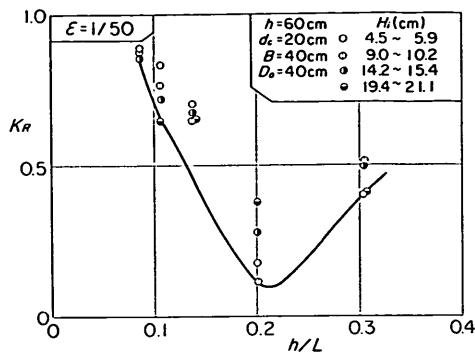
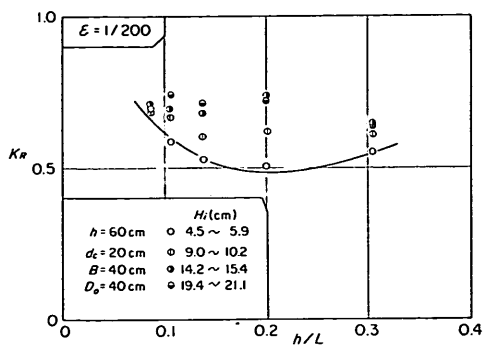


図-49 反射率 K_R ($\epsilon=1/200$, $\epsilon=1/100$)

図-50 反射率 K_R ($\epsilon=1/50$, $\epsilon=1/1$)

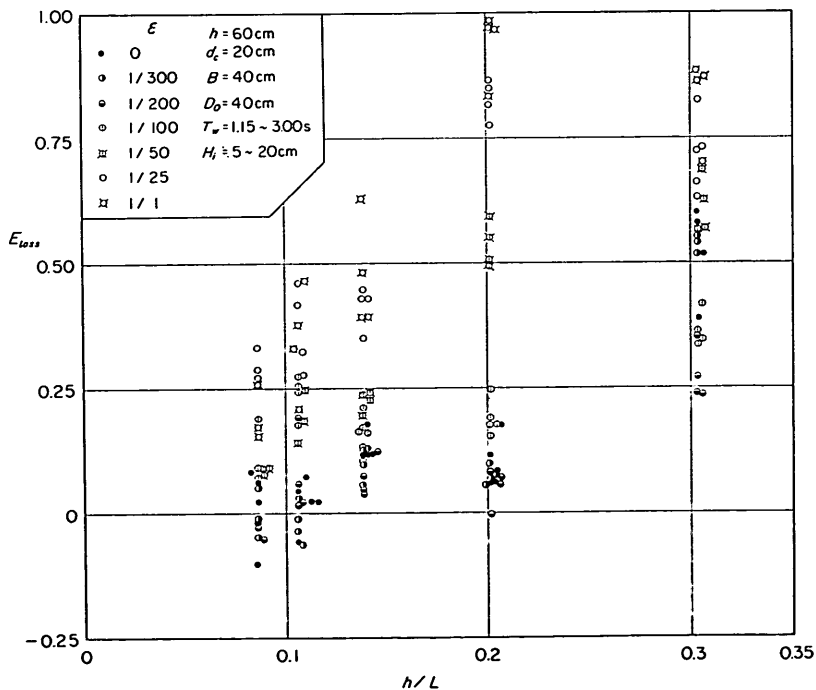


図-51 エネルギー損失 E_{loss} ($=1-\overline{EFF}-K_R^2$)

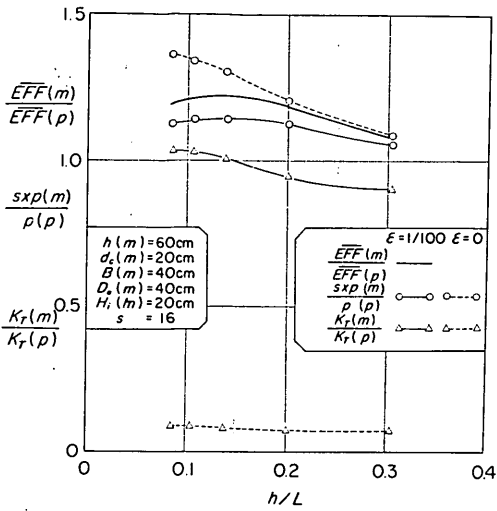


図-52 模型縮尺の影響

うした縮尺の影響がどの程度のものか近似理論を用いて検討する。

図-52 は効率 \overline{EFF} 、圧力 \bar{p} および波高伝達率 K_T についてそれぞれ縮尺模型での計算値をフルードの相似則に従って換算した現地量と現地規模ユニットでの計算値との比を示したものである。縮尺模型は前述の模型実験

に用いた諸元を対象としており、縮尺は16分の1である。まず、 $\epsilon = 1/100$ の場合の効率について見ると $(\overline{EFF})_m / (\overline{EFF})_p$ は 1 より大きく、縮尺模型の効率がプロトタイプより 10%~20% 高くなることがわかる。圧力については縮尺模型の結果を換算した値はプロトタイプより 5~15% 程度大きくなっている。一方、 K_T については周期条件によって異なり、短周期の条件では縮尺模型の結果がプロトタイプに対して 10% 程度低めの値を与え、長周期の条件では 3% 程度高めの値を与えることがわかる。この図には特別な条件として $\epsilon = 0$ の場合についても示している。この場合には圧力及び K_T に模型縮尺の影響がより顕著に現れる。すなわち、圧力については縮尺模型の結果がプロトタイプの最大 1.35 倍の値を与えることになる。また、 K_T については $(K_T)_m / (K_T)_p$ は 0.07~0.09 程度で縮尺模型による K_T が極めて小さい値を与える。すなわち、模型では相対的に空気の弾性圧縮率が大きいため、空気室内の水位変動が極端に小さく抑えられることになる。

以上は模型量と現地量の比を見たものであるが、このうちの 1 例について絶対値を比較してみると表-4 のとおりである。1/16 縮尺模型、プロトタイプともそれぞれの条件で近似理論によって計算したものである。これによると、効率は 54.6% から 44.8% に低下し、 K_T

表-4 温度・風速に及ぼす縮尺の影響

項 目		1/16縮尺模型	フルードの相似則による現地換算値	プロトタイプ
条 件	水深 h (m)	0.6	9.6	9.6
	入射波高 H_I (m)	0.2	3.2	3.2
	入射波周期 T_w (s)	2.5	10.0	10.0
	ノズル比 ϵ	1/100	1/100	1/100
	空気室幅 B (m)	0.4	6.4	6.4
	空気室高 D_0 (m)	0.4	6.4	6.4
	カーテンウォール没水水深 d_c (m)	0.2	3.2	3.2
結 果	平均空気出力効率 \overline{EFF}	0.546	0.546	0.448
	波高伝達率 K_T	1.252	1.252	1.222
	空気室温度振幅 $ T_a - T_0 $ (°C)	0.71	—	9.96
	ノズル風速ピーク値 w (m/s)	37.8	151.2	141.5
	空気室圧力振幅 p (tf/m ²)	0.0892	1.427	1.25

はほとんど変わらない。また、この表には空気室内の温度変化の計算値を示してあり、模型での温度変化は 0.71°C であるのに対しプロトタイプでは 9.96°C と大きいことがわかる。ノズル風速のピーク値はフルードの相似則による現地換算値よりもプロトタイプのほうがやや小さくなるけれども 141.5m/s 程度となることがわかる。

以上のように効率や圧力および K_T への縮尺の影響は条件によってはかなり大きなものとなり、模型実験の結果を現地に適用するには十分な注意が必要である。さらに現地規模ユニットの最適形状の検討に当たっては理論モデルによる検討が重要となってくる。

5. 効率最大の空気室諸元の決定法

5.1 考え方

空気出力効率は波の条件や空気室の諸元によって複雑に変化することが明らかとなった。ここでは入射波の条件を与えうえて空気出力効率を最大とする空気室の形状諸元を求める方法について考える。空気出力効率に關与する空気室諸元は空気室の幅 B 、高さ D_0 、カーテンウォール没水水深 d_c 及びノズル比 ϵ である。こうした多くのパラメータについて最適値を求めるには試行計算が必要となってくるため、ここでは次のような仮定を含めて単純化している。図-53 は空気出力効率を最大とする空気室諸元の求め方の1例を示したものである。

まず、与条件は水深 h 、運転対象の定格波高 H_{op} 、同周期 T_{op} とし、さらに荒天時の条件として設計波高 H_D 、同周期 T_D 、そして潮位差 Δh を与える。荒天時の条件は効率最大を求めるだけであれば特に必要ないけれども空気室内の波面が上板に衝突するような条件を検討する必要から含めてある。また、水深 h は平均水面からの水深と考えたほうが良い。

d_c は前章で検討してきたように d_c が小さいほうが効率が良い。しかし、あまり小さくなって空気室内が大気に開放されるような条件が含まれるようになると効率がかなり低下することがわかっている。そこで、ここでは図-44、図-45 の実験結果を参照して一応 $d_c = H_{op}$ と与えてしまうこととした。つぎに、 D_0 については実験条件からも割愛しており、その効率への影響に關して十分な検討を行っていないため、荒天時の空気室内の水位が上板に衝突しない条件を目標にまず $D_0 = 0.5H_D$ と仮定することとする。ただし、 D_0 の効率への影響については近似理論モデルによると空気室幅 B によって特徴

が異なり、 $B \leq \frac{1}{4}L_{op}$ では D_0 が小さいほど効率が高く、 $B > \frac{1}{4}L_{op}$ では効率最大の D_0 が存在するという傾向がある。さて、以上を仮定したうえで、 B を横軸にとり ϵ をパラメータとした $\overline{EFF}-B$ 図を近似理論を用いて計算して作成する。この図から最適幅 B_{opt} と最適ノズル比 ϵ_{opt} の組み合わせを求めることができる。この最適条件において、荒天時の波浪条件を用い K_T を計算し、空気室内の波面が上床板に衝突しないことを確認したうえで効率最大の空気室諸元が求められる。

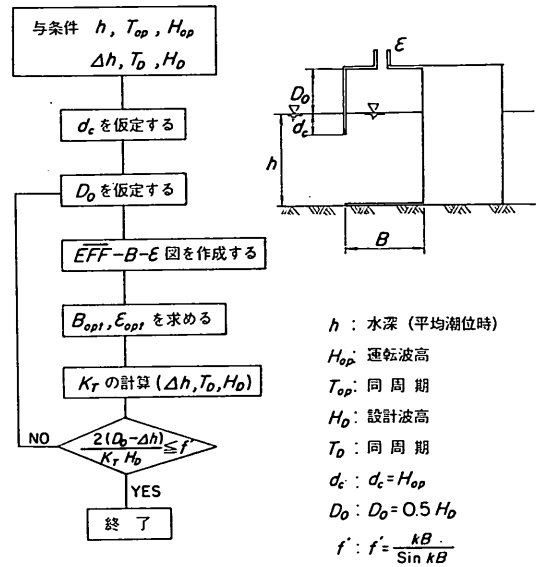


図-53 効率を最大とする空気室諸元の求め方

以上のようにして空気出力効率最大とする空気室の諸元が求められるけれども、これはあくまでも効率最大の諸元であって空気室の最適諸元ではない。最適諸元を求めるにはコストの条件も含める必要があり、当然のことながら波力安定性についての検討などが重要となってくる。実際問題としては、ノズル比とタービン発電機負荷との関係など多くの問題を含めて考えなければならない。

5.2 効率最大の空気室

前述の方法に従って効率を最大とする空気室諸元を求めた1例を述べる。まず、与条件は次のとおりとする。

$$h = 10\text{m}, H_{op} = 1.5\text{m} \quad T_{op} = 7\text{s}$$

$$\Delta h = 1.0\text{m}, H_D = 8.0\text{m} \quad T_D = 13\text{s}$$

したがって、

$$d_0 = 1.5 \text{ m}$$

$$D_0 = H_D \div 2 = 4.0 \text{ m}$$

とする。

以上の仮定のうえて $\overline{EFF}-B$ 図を近似理論計算を用いて作成すると 図-54 のようになる。ノズル比 ϵ ごとの曲線群の包絡線がある空気室幅 B での最大効率を表している。この結果、効率を最大とする条件は $B=20 \text{ m}$, $\epsilon_0=0.003$ であり、最大効率は $\overline{EFF}=94\%$ となる。もっとも、 $B=13 \text{ m}$, $\epsilon=0.005$ としても $\overline{EFF}=90\%$ となり、効率が著しく低下することはない。この最大効率時の条件における荒天時の K_T を計算すると次のとおりである。ただし、この場合は高潮位で水深は $h=11 \text{ m}$, 空気室高さは $D_0=3.0 \text{ m}$ として計算する。この結果、 $K_T=0.52$ と求まり下記のように、空気室内の水面が上板まで達しないことが確認される。

$$\frac{D_0}{\frac{1}{2} K_T H_D} = \frac{3.0}{0.5 \times 0.52 \times 8.0 \times 1.177} = 1.225$$

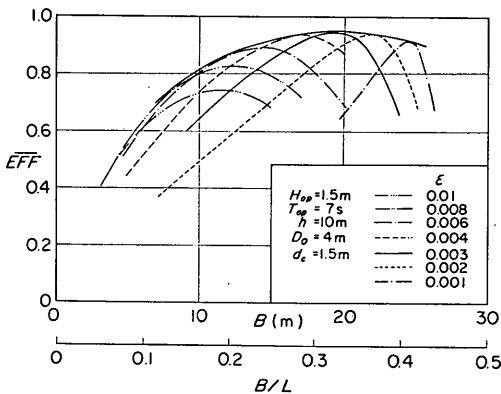


図-54 効率を最大とする空気室幅とノズル比の例

こうして効率最大の空気室諸元が求められたけれども空気室の幅 B は $13 \sim 20 \text{ m}$ とかなり大きなものとなる。したがって、ケーソンのコスト面を考慮に含めて最適形状として検討すればより小さな B が最適となると予想される。ただし、その場合にはノズル比 ϵ も異なってくることに注意を要する。仮りに 図-54 において $B=8 \text{ m}$ がコスト面から見ても最適であったとしよう。この場合には $\epsilon=0.008$ と大きくしたほうが効率がよく、最大効率は 75% 程度となる。この図はこうした使い方によって空気室の最適形状の検討に用いることができる。

6. むすび

本研究によって得られた主要な結論は以下のとおりである。

- 1) 波力発電ケーソンの水理特性および空気出力特性に関する熱力学的考察に基づく近似理論を導いた。これは空気室外の大気も含めた系におけるエネルギーおよび質量保存式を基本とし、さらに入射波と空気室の応答とを接続したものである。これによって、入射波などの水理条件と空気室の諸元を与えれば空気室の水位変動や圧力変動ならびに空気出力効率などの諸特性を解析的に求めることができる。
- 2) この近似理論は空気室内の圧力変動や水位変動が小さいと仮定し、微小振幅波理論に基づいて入射波と接続したものであるが、実験結果と対応してみると水位変動などがかなり大きい範囲まで比較的良く適合することが確認された。ただし、空気出力効率については短周期の条件で必ずしもエネルギー保存が満足されていないこと、カーテンウォール下端などでのエネルギー損失を考慮していないことなどの理由からとくにノズル比が大きい条件で精度が悪くなる。しかしながら、ノズル比が $1/50 \sim 1/100$ 以下、 h/L が 0.25 程度以下では計算値が実験値と良く適合している。また、 $d_0/H_T \leq 0.67$ の条件においては波面がカーテンウォール下端以下に下降するため、この近似理論は適用できない。
- 3) 空気出力効率は入射波の諸元や空気室の諸元によって複雑に変化する。空気室の諸元を一定とすると効率を最大とする入射波周期が存在し $B/h=0.67$ の場合 $h/L=0.1 \sim 0.22$ の条件で効率が低い。また、入射波高によっても効率は変化し、効率を最大とする波高が存在する。

- 4) 一方、空気室諸元の効率への影響は次のとおりである。

まず、最適ノズル比は入射波の条件によって異なるけれども、実験結果によると $1/300 \sim 1/125$ 程度の範囲である。また、近似理論からも明らかのように波高が大きくなるほど、また周期が短くなるほど最適ノズル比が大きくなる傾向がある。

次に効率を最大とする空気室幅 B は近似理論から $B/h=0.8 \sim 1.5$ 程度である。周期の影響を考慮して B/L で表すと $0.25 \sim 0.3$ 程度となり比較的大きな B において効率が低いことがわかる。

波力発電ケーソンの空気出力効率の解析

カーテンウォール没水水深 d_c は小さいほうが効率が高い。ただし、実験結果によると入射波高の 0.5~1.0 倍未満になると波面の下降時にカーテンウォール下端から外気が入り効率低下が見られる。

- 5) 空気出力効率に関する縮尺模型実験では大気圧などを縮尺できないため、実験結果をそのまま現地量として用いることはできない。この近似理論を用いた検討によると 16 分の 1 縮尺の場合、模型の効率は現地の場合に 20% 程度高く評価することが明らかとなった。とくに空気室を密閉した場合の水位変動については大きな差異があるので、こうした条件での縮尺模型実験結果を用いる際は十分な注意を要する。
- 6) 以上の成果を用いて、ある一定の条件の規則波に対し、空気出力効率を最大とする空気室の諸元を求めることができるようになった。

以上、空気タービン方式の波力発電ケーソンについて、その空気出力特性を理論および実験によって検討し、効率最大の空気室諸元の条件を明らかにすることができた。しかしながら、効率に関する最適空気室諸元の解明という点からは、効率の推定精度を向上させるために、今回導いた熱力学的理論についての逐次数値計算やエネルギー損失項の追加を行う必要がある。また、不規則波による効率への影響、斜め入射波による効率への影響といった問題も重要で引き続き検討していく予定である。

本研究は昭和 57 年度から始まった特別研究「港湾構造物による波エネルギーの利用に関する研究」⁹⁾の一環として実施されたものである。この報告の取りまとめは合田の全般的指導のもとに小島が担当した。実験の遂行およびデータ解析は鈴木が行った。また、空気出力に関する近似理論の基本的な部分は合田が導いたものである。最後に、本研究の全体を通して谷本勝利防波堤研究室長には終始貴重な助言を頂いた。また、データ解析プログラムの作成については水工部高橋重雄主任研究官の多大な協力を得た。ここに記して厚く感謝の意を表する次第である。
(1983 年 6 月 30 日受付)

参 考 文 献

- 1) 宮崎武兎・益田善雄・長崎作治：波力発電装置“海明”の研究開発，第 26 回海岸工学講演会論文集，1979 年，pp. 660~663.

- 2) Noda, H., Mori, K., and Izumi, H.: Development of Large Output Wave Activated Generator for Multipurpose Lighted Buoys, Proc. 10th Conf. Int. Assoc. Lighthouse Authorities, Tokyo, 1980.
- 3) 前出繁吉：波力発電装置を有する防波堤の考察，港湾，1948 年 1~3 月合併号，pp. 18~21.
- 4) 前田久明・木下 健・増田光一・林 秀郎・加藤 渉：波浪発電に関する基礎的研究（その 5），日本造船学会論文集，第 152 号，1982 年，pp. 250~255.
- 5) Miles J., and Penney T.: Fabrication, testing, and modeling plans for a 125-kW counter-rotating-turbine wave energy converter, Proc. 8th Ocean Energy Conf., 1981, 11 p.
- 6) たとえば，谷下市松：工業熱力学，基礎編，裳華房，1960，pp. 326~384.
- 7) 運輸省港湾局調査設計室：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算，1962，pp. 1~47.
- 8) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治：不規則波実験における入・反射波の分離推定法，港湾技研資料，No. 248, 1976, 28 p.
- 9) 合田良実・小島朗史：港湾構造物による波エネルギーの利用に関する研究，港湾，1982 年 8 月号，pp. 25~33.

主 要 記 号 表

A_n	: ノズル面積
A_w	: 空気室面積
a_I	: 入射波振幅
a_R	: 反射波振幅
a_0	: 空気室の平均水位振動振幅 $\left(= \frac{\sin kB}{kB} a_I \right)$
a_T	: 空気室の重複波振幅
B	: 空気室の幅
C_d	: 縮流係数
C_g	: 入射波の群速度
c_p	: 定圧比熱 (0°C の空気で 1,005 J/kgK)
c_v	: 定容比熱 (0°C の空気で 717.1 J/kgK)
D_0	: 空気室の高さ
d_c	: カーテンウォール没水水深
$\bar{E}FF$: 平均空気出力効率 $(= \bar{W}_a / \bar{V}_I)$
E_{loss}	: エネルギー損失 $(= 1 - \bar{E}FF - K_R^2)$
e	: 造波機の偏心量
g	: 重力加速度
H_I	: 入射波高
h	: 水深
K_R	: 反射率
K_T	: 波高伝達率 $(= a_0/a_I)$

k :	波数 ($2\pi/L$)	w :	ノズルでの風速
L :	入射波の波長	w_0 :	水の単位体積重量 ($=\rho_w g$)
l_w :	水路断面方向の空気室の長さ	α :	温度係数
\dot{m} :	単位時間にノズルから流出する空気の質量	γ :	比熱比 ($=c_p/c_v$)
p_a :	空気室内の空気圧力	ε :	ノズル比 ($=A_n/A_w$)
p_0 :	大気圧	η_I, η_{II} :	領域 I および II における合成波の波形
p :	大気圧を基準とする空気圧力 ($=p_a - p_0$)	λ :	圧力係数
p_I, p_{II} :	領域 I および II における水中圧力	ρ_a :	空気室の空気の密度
R :	ガス定数 (空気の場合 287.2 J/kgK)	ρ_0 :	大気の密度
T_a :	空気室内の空気の絶対温度	ρ_w :	水の密度
T_0 :	大気の絶対温度	σ :	入射波の角周波数 ($=2\pi/T_w$)
T_w, T :	入射波の周期	τ :	空気室水位変動に対する温度変化の位相
u_I, u_{II} :	領域 I および II における水平水粒子速度	τ_I :	空気室水位変動に対する入射波の位相
V :	空気室の空気の容積	τ_p :	空気室水位変動に対する圧力変動の位相
\bar{W}_a :	平均空気出力	τ_R :	空気室水位変動に対する反射波の位相
\bar{W}_I :	長さ l_w に入射する平均波エネルギー輸送量	φ :	速度係数