

“海明”型波力発電装置の理論解析 (第1報)

横溝宏典^{*1} 宮崎武晃^{*1} 鷲尾幸久^{*1}

“海明”型波力発電装置は、空気タービン方式をとっており、他の方式に比べ、最も実用化の可能性が高いと思われる中の一つである。空気タービン方式というのは、波エネルギーを一度空気圧力エネルギーに変換して、利用するものであるため、多くの長所を持っている。しかし、変換系が複雑になるため、理論的な解析が、水槽実験に比べ、多少遅れぎみであった。

今回、理論解析を一步進めて、造船工学の手法によって、“海明”を簡単化した双胴型波力発電装置の伝達関数を求める計算をした。その結果、波長が浮体長よりも長いときは、水槽実験とよい一致を示し、短いところでも、ある減衰率を考えてやることで、実験値との一致を見たので報告する。

Theoretical Study on the “KAIMEI”-Type Wave Power Conversion System (Report 1)

Hiromichi Yokomizo^{*2}, Takeaki Miyazaki^{*2},
Yukihisa Washio^{*2}

The “KAIMEI”-type wave power conversion system is currently the most useful of all other types of wave power conversion systems.

This particular system is rather complicated both in terms of experimental characteristics and theory, because it incorporates an air pressure chamber which affects the motion of the vessel and the motion on the water surface in the air chamber.

Therefore, this system's theoretical study was behind the model experiment.

This report is the first stage in the theoretical study on the “KAIMEI”-type wave power conversion system.

^{*} 海洋利用技術部

^{*2} Marine Exploitation Technology Department

If the three dimension effect is considered the incident wave's damping which is attenuator from the bow to the stern, this theoretical model gives a good account of its nature not only qualitatively but quantitatively with the results of the water tank experiment.

1. はじめに

波力発電装置には数多くの種類があり、各方面で水槽実験や理論解析の研究が盛んに行われている。

海洋科学技術センターでは、海明型空気タービン方式波力発電装置の研究開発を行っており、2年にわたる海域実験も無事終了した。

空気タービン方式というのは、図1に示すように、まず海面上に係留した、空気室を有する浮体構造物によって、波の上下動を、上甲板に設けたノズル孔で往復空気流に変換する。次に、この空気流によってタービン発電機を回転させ、電気エネルギーを得ようとするものである。往復空気流に変換する行程を第一次変換、また電気エネルギーに変換する行程を第二次変換と呼ぶ。

このシステムの特長には、つぎのものがある。

波から浮体運動を介して直接エネルギーを取得するのではなく、空気という密度の小さい流体を媒介して行うことで、速度の遅い波の上下動を速度の速い空気流に変換し、エネルギーをタービン等で取得しやすくする。

さらに高速回転するため、発電機が小さくなり、発電装置が安価になる。またタービン等の駆動部分を海中でなく、空気中で取付けることによって、機械の寿命が延び、波の衝激力を緩和するダンパーの働きをしている。

しかし、空気を介した系のシミュレーションは、浮体運動から直接エネルギーを取出す装置に比べ、かなり複雑になる。さらに海明型装置は波峯に垂直に係留してあるため、三次元効果を考慮しなければならず、正確なシミュレーションはかなり困難と思われていた。

空気タービンを用いた、この発電装置は、多くの種類の中で係留力も小さく、最も有望視されている中の一つであるにもかかわらず、これまで理論解析についての研究があまり進んでおらず、どちらかというと、水槽実験が先行してきたきらいがあった。

今回、従来の海明型空気タービン方式波力発電装置の第一次変換行程の理論解析を一步進めて、高井らによる等価浮体法¹⁾等、造船で用いる解析手法²⁾をノズル負荷と組合せ、簡単なモデルを想定し、二次元で波から空気圧力への伝達関数を計算した。これを三次元に応用するため、船首から船尾への波の減衰を考慮し、減衰係数を取り入れることによって、短周期でも、ある程度妥当性のある解析結果を得たので報告する。

ただし、ここで考えるモデルは、自由係留方式で、双胴浮室をもつ、双胴型と呼ばれるものである。また、粘性、摩擦は無視しており、すべて規則波の入射波としている。なお、これまでの水槽実験の結果をみると、実海域を想定した不規則波と規則波の間には、大きな差はみられないので、規則波での理論解析は、不規則波、つまり実海域にも応用できると思われる。

2. 実験モデルと計算モデル

当センターで、昭和56年(1981)度に出力向上の水槽実験の一環として行った双胴型模型について計算する。

双胴型というのは、図2に示すように、長手方向(波峯に垂直な方向)の浮体の両サイドに、同じ大きさの浮室で空気室をはさんだ形状のものである。

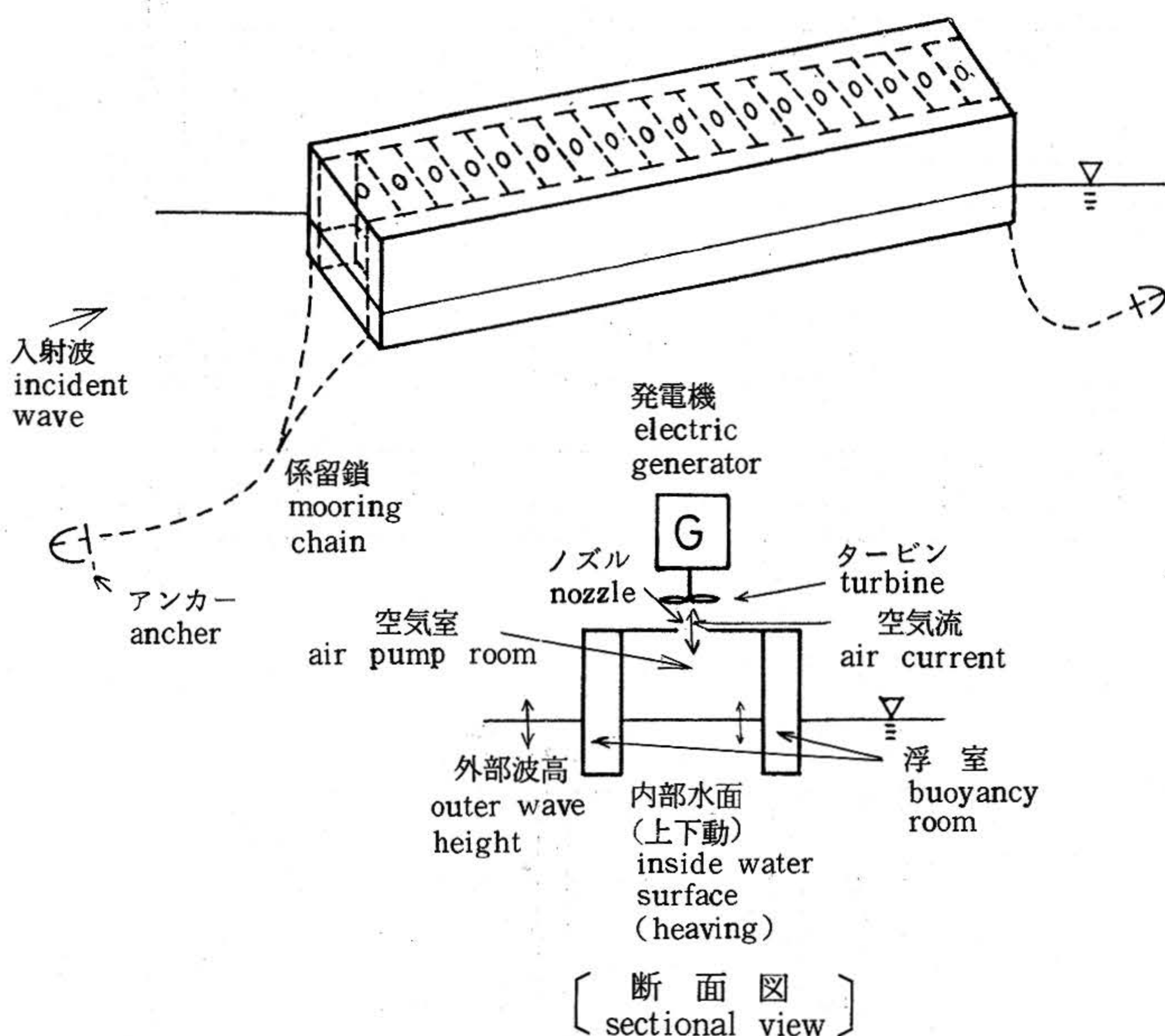


図1 海明型空気タービン方式波力発電装置概略図
"KAIMEI" type wave power conversion model

ここでは底板のないものについて計算する。
モデルの仕様は表1に示す。

実験モデルと計算モデルは若干分割数が異なるが、簡略化のため、同じ大きさの室が18室、長手方向に並んでいるとして計算した。その他の寸法はすべて同じである。

このモデルの(船幅)/(船長)は0.15で、“海明”と近似している。また、ノズル面積は、固定空気室の実験から吃水面面積の約 $\frac{1}{70}$ (縮流係数0.7)で、この値は最高効率を得られることが実証されている。これは縮流係数を考慮すると、実効ノズル面積は $\frac{1}{100}$ となる。

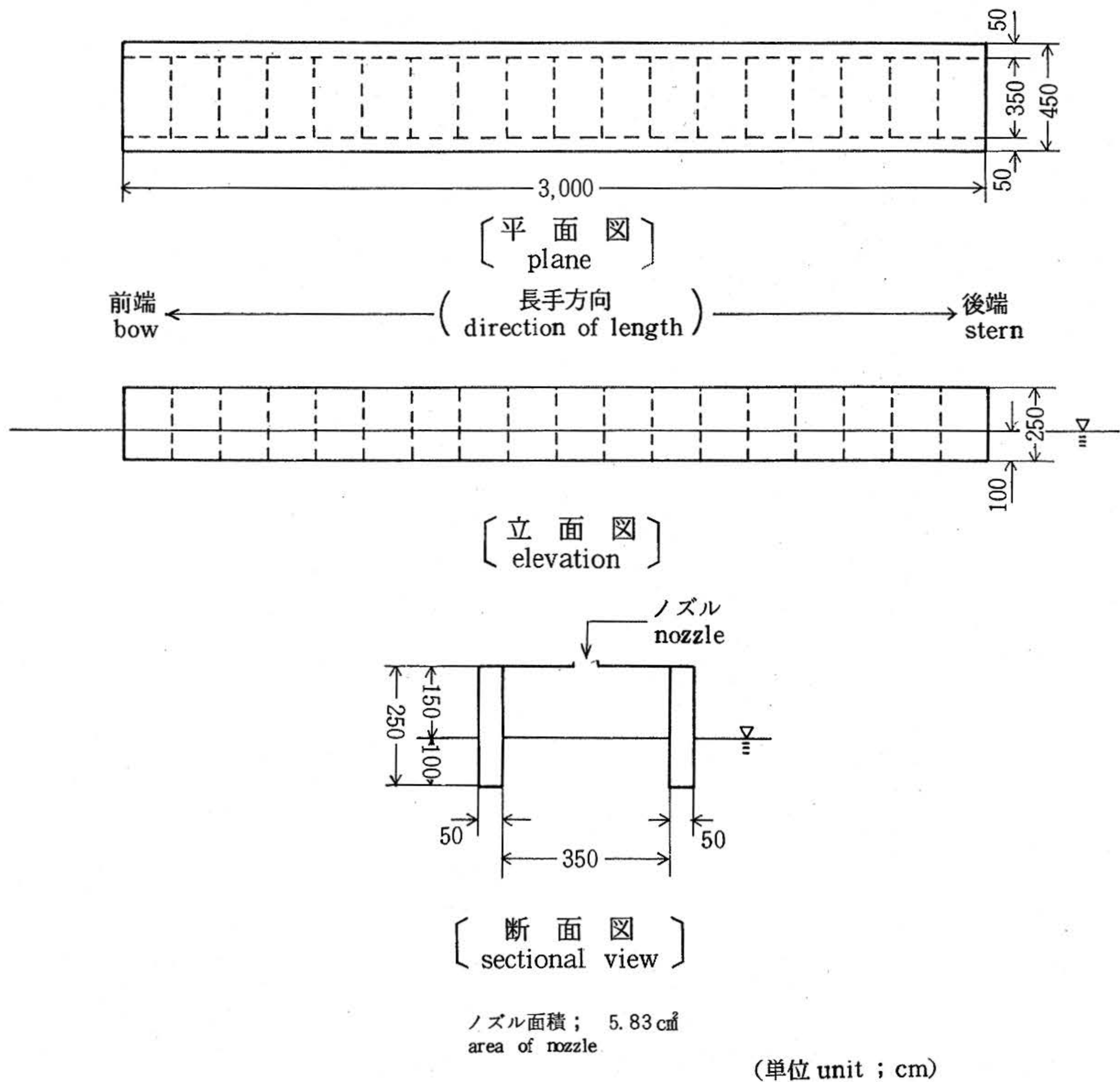


図2 計算モデル
Calculated model

3. 理論計算

3.1. 空気室内の水面の挙動

3.1.1. ノズル負荷による空気の挙動

空気室が長手方向に適当に細分化され、各空気室内の水面が傾斜していないとすると、空気室内の状態方程式は、次式で表わされる。

$$P_a V_a = P_a S_1 \zeta_a = M_a R T \quad \cdots \cdots (1)$$

空気室内の温度変化を無視して対数微分をとり、簡略化のため、各分母を平均値（静水時の値）とすると、

表 1 モデルの比較表
Comparison of experiment model
and calculated model.

項 目 Item	水槽モデル Experiment model	計算モデル Calculated model
浮 体 ; float'		
長 さ (m) length	3. 0	3. 0
幅 (m) width	0. 45	0. 45
高 さ (m) height	0. 25	0. 25
吃 水 (m) draught	0. 1	0. 1
浮室幅 (m) width of buoyancy room	0.05×2	0.05×2
空気室幅 width of air chamber	0. 35	0. 35
空気室分割 partition of air chamber	$0.3 \text{ m} \times 1$ (部屋, room) + $0.169 \text{ m} \times 16$ (部屋, room)	$0.166 \text{ m} \times 18$ (部屋, room)
ノズル比 nozzle ratio	$1/70$	$1/70$
縮流係数 (coefficient of reduced air flow)	(0.7)	(0.7)
排水重量 (kg) displacement	3 0	3 0
材 質 material	耐食アルミニウム corrosion risasting aluminum	

$$\frac{P}{P_0} + \frac{\zeta}{\zeta_0} = \frac{M}{M_0} \quad \dots\dots\dots(2)$$

P_a ; 空気室内絶対圧力

$$= P_0 + P$$

P_0 ; 大気圧

P ; 空気圧力の変化量

V_a ; 空気室容積

$$= S_1 (\zeta_0 + \zeta)$$

S_1 ; 吃水面面積

ζ_0 ; 乾舷

ζ ; 乾舷変化量

M_a ; 空気室の空気質量

$$= M_0 + M$$

M_0 ; 空気室の空気質量 (静水時)

$$= S_1 \cdot \zeta_0 \cdot \sigma_0$$

M ; 空気室の空気質量の変化量

σ_0 ; 大気圧下の空気密度

R ; ガス定数

T ; 絶対温度

となる。

一方、ノズルから流出する空気流速 v は、十分大きな容器から、きわめて小さい穴を気体が流出するとして、ベルヌーイの定理から、次式のようになる。

$$\frac{v^2}{2} = - \int_{P_a}^{P_0} \frac{dp_a}{\sigma} \quad \dots\dots\dots(3)$$

σ ; 空気密度

P_a/P_0 が 1 に近いので、断面変化、等温度化共にあまり差がないため、等温変化として、計算すると、

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{P_0} P_a$$

σ_0 ; 大気圧での空気の密度

を(3)式に代入し、

$$\begin{aligned} v^2 &= 2 \frac{P_0}{\sigma_0} \log \frac{P_a}{P_0} \\ &= 2RT \log \frac{P_0 + P}{P_0} \\ &\doteq 2RT \cdot \frac{P}{P_0} = 2 \frac{P}{\sigma_0} \quad \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

となる。したがって、

$$v = \sqrt{2P/\sigma_0} \quad \dots\dots\dots(5)$$

となる。

この流速で実効ノズル面積 S_2 を出入りする空気質量は(5)式から、

$$\begin{aligned} -\frac{dM}{dt} &= S_{gn}(P) S_2 \sigma_0 v \\ &= S_{gn}(P) S_2 \sqrt{2\sigma_0 |P|} \quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

ここで線型近似するため、

$$-\frac{dM}{dt} \doteq K \cdot P \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$K \doteq S_2 \sqrt{2\sigma_0 / |P|} \quad \dots\dots\dots(8)$$

とおき、 K は定数として扱う。ここでの空気圧力 P の値と最終的に求められた空気圧力とを比較し、ある範囲内で一致したときの K の値を用い、 K の値の適正化をはかる。

3.1.2. 空気室内の水面の挙動

高井らは、2枚の板ではさまれた箇所における規則波中の水面の挙動は、板間の距離が吃水に比べて十分に小さい場合では、静水時の吃水から板の底までの水を剛体の浮体と考え、その水柱の動揺として水面の挙動を計算することができると述べている。

これは厳密解の領域分割法に対して、等価浮体法といわれる近似的なものであるが、実際の現象に適用できるものとする。

著者らは、さらに空気圧力が加わった場合のシミュレーションも行った。

等価浮体法を用いれば、浮体として扱えるため、その断面を Lewis Form で近似し、Ursell-田才法で流体力を求めることができる。今、双胴型モデルの一つの空気室を抜出して考える。

図3中の(a)に示すように、その空気室の位置でのヒービングとピッチングによる上下変位量を Z 、また空気室内波高を h' とすると、次のようになる。

$$\zeta = \zeta_a - \zeta_0 = Z - h' \quad \dots\dots\dots(9)$$

すなわち、浮体運動による空気室の上下変位量と内部波高との差は空気室の空気の高さの変位量となる。

ここで図3中の(b)の斜線の部分を等価浮体と考えると、波が矢印の方向からくるときのヒービン

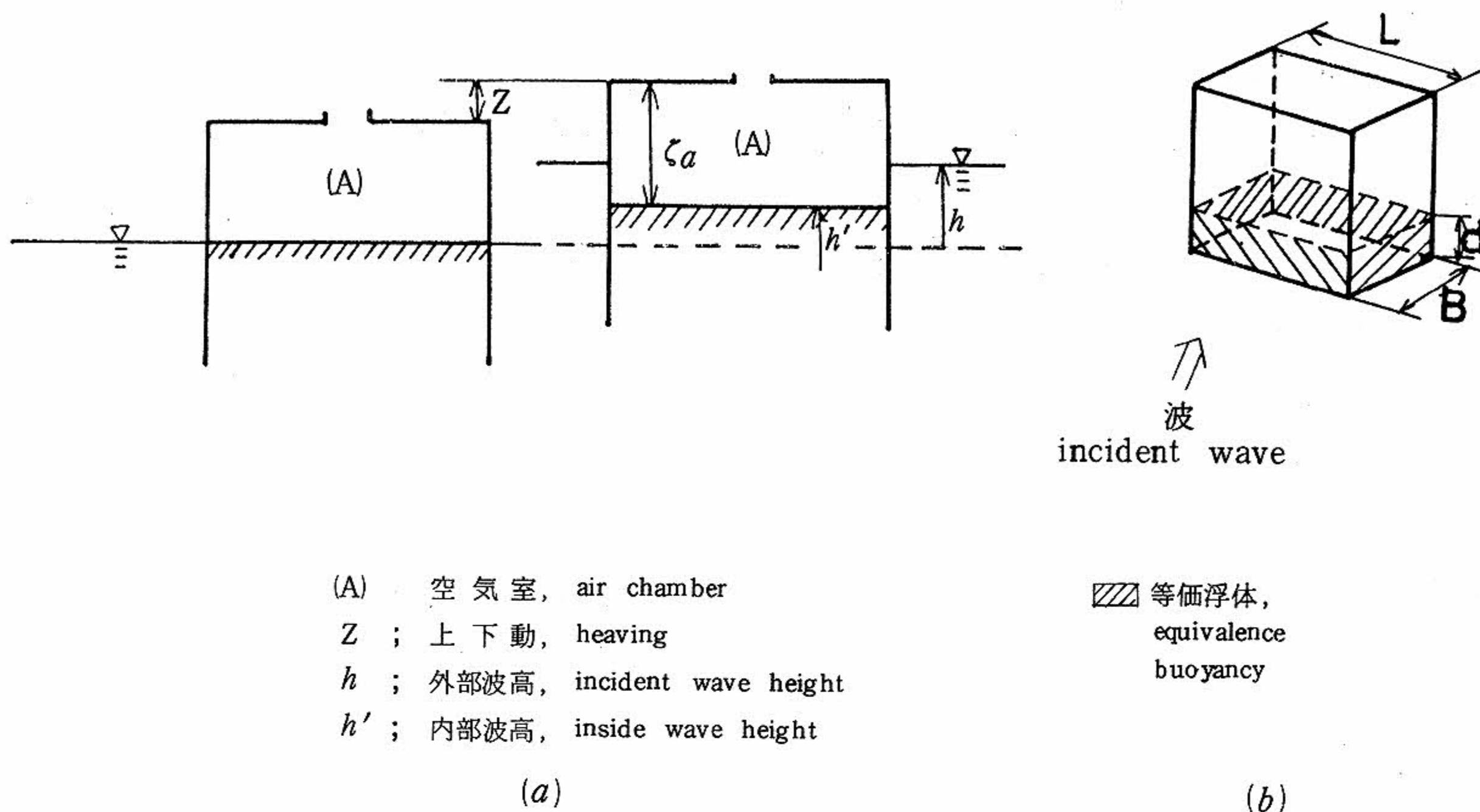


図3 空気室内の水面の挙動
 Motion of water surface in air chamber

グのみを考えると運動方程式は空気圧力のダンパー効果を考慮して、次式で表わされる。

$$M_c (1 + m_{h'}) \ddot{h}' + N_{h'} \dot{h}' + \rho g A_\omega \dot{h}' + A_\omega P = F h' \quad \dots\dots\dots(10)$$

M_c ; 等価浮体の質量
 $= \rho L B d$

ただし,

L ; 波峯に平行な長さ
 $= 0.35 \text{ m}$

B ; 波峯に集まる長さ
 $= 0.16 \text{ m}$

d ; 吃水

$m_{h'}$; 等価浮体の付加質量係数

$N_{h'}$; 等価浮体の造波減衰係数

A_ω ; 吃水面面積
 $= L B$

$F h'$; 波浪外力

ここで $M_{h'}$ と $N_{h'}$ は、次の式で求められる。

$$m_{h'} = C_0 \cdot k_4 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$N_{h'} = \frac{\rho g^2}{\omega^3} A_H^2 \quad \dots\dots\dots(12)$$

k_4 ; 自由表面影響係数

A_H ; 発散波振幅比

k_4 , A_H は水柱断面を Lewis Form 近似し, Ursell - 田才法によって、求めた近似値を用いる。

また, C_0 は無限周波数における付加質量係数で Lewis Form で以下のように求めた。

$$\left. \begin{aligned} H_0 &= \left(\frac{B}{2} \right) / d = (1 + a_1 + a_3) / (1 - a_1 + a_3) \\ \sigma &= A_s / B d = \frac{\pi}{4} H_0 (1 - a_1^2 - 3 a_3^2) / (1 + a_1 + a_3)^2 \\ A_s &= \frac{\pi}{2} \left(\frac{B}{2} \right)^2 (1 + a_1^2 - 3 a_3^2) / (1 + a_1 + a_3)^2 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

これらの式から a_1 , a_3 を求めると、つぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (H_0 - 1) / (H_0 + 1) \\ \beta &= \frac{4}{\pi} \sigma (1 + \alpha^2) + \alpha^2 \\ r &= -\beta / (\beta + 3) \\ \delta &= \sqrt{r^2 - (\beta - 1) / (\beta + 3)} \\ a_3 &= r + \delta \\ a_1 &= \alpha (1 + a_3) \end{aligned} \right\} (14)$$

C_0 は、次式から求める。

$$C_0 = [(1 + a_1)^2 + 3 a_3^2] / (1 + a_1 + a_3)^2 \quad (15)$$

波浪外力は、入射波高を h とすると、つぎのようになる。

$$Fh' = (Mm_h' \ddot{h} + N_h' \dot{h} + \rho g A \omega h) \times C_1 \times C_2 \quad (16)$$

$$C_1 = \sin(k \cdot \frac{B}{2}) / (k \cdot \frac{B}{2})$$

$$C_2 = e^{-k\sigma d}$$

k ; 波数

$$= \omega^2 / g$$

σ ; 面積係数 (13 式参照)

ω ; 角周波数

g ; 重力加速度

ここで空気室内の水面の挙動に関する連立方程式は、(7)式、(10)式および(16)式をラプラス変換し、ラプラス演算子を S とすると、次式がえられる。

$$MS + KP = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} &[Mc(1 + m_h') S^2 + N_h' S + \rho g A m] h' + A \omega P \\ &= (Mc m_h' S^2 + N_h' S + \rho g A \omega) C_1 \cdot C_2 h' \end{aligned} \quad (18)$$

(2)式、(9)式、(17)式および(18)式の連立方程式で h と z を独立と考え、互に影響を及ぼさないとして解き、次式がえられる。

$$D = \frac{S}{\zeta_0} + \left(\frac{S}{P_0} + \frac{k}{M_0} \right) \cdot [M(1 + m_h') S^2 + N_h' S + \rho g A \omega] \quad (19)$$

外部波高による空気圧力の伝達関数は、

$$\frac{P}{h} = \frac{(Mc m_h' S^3 + N_h' S^2 + \rho g A \omega S)}{C_1 \cdot C_2 / \zeta_0 D} \quad (20)$$

浮体運動による空気圧力の伝達関数は、

$$\frac{P}{Z} = -[Mc(1 + m_h') S^3 + N_h' S^2 + \rho g A \omega S] / \zeta_0 D \quad (21)$$

外部波高による空気室内部波高の伝達関数は、

$$\frac{h'}{h} = [Mc(1 + m_h') S^2 + N_h' S + \rho g A \omega] \cdot \left(\frac{K}{M_0} + \frac{S}{P_0} \right) / D \quad (22)$$

浮体運動による空気室内部波高の伝達関数は、

$$\frac{h'}{Z} = S / \zeta_0 D \quad (23)$$

となり、浮体が運動している場合の各空気室の空気圧力と内部波高の伝達関数が求められる。空気圧力は、次式で求めることができる。

$$P = \frac{P}{h} h + \frac{P}{Z} Z \quad (24)$$

浮体運動 Z を求めれば、入射波高 h は任意なので、空気出力を計算することができる。

3.2. 浮体運動

双胴型の浮体運動を考えると、計算が複雑になり、また、出力に影響する浮体運動は、主にヒービングとピッチングであるため、空気室を含めた浮体の幅が大きく影響することはない、と思われる。

簡略化のため長手方向にある両サイドの浮室を合体させ、空気室のない一つの浮体と考え、空気圧力というダンパーがかかっているとして計算する。

ここで、浮体船首部に入ってくる入射波を次式のようにする。

$$h = H e^{(\mu - i \frac{2\pi}{\lambda})(x - l_1)} \quad (25)$$

H ; 波振幅

μ ; 減水率

λ ; 波長

l_1 ; 船首から重心までの距離

x ; 重心を 0 とした座標

(船首 ; 正, 船尾 ; 負)

減衰率 μ は、入射波高が船首から船尾にかけて減衰していくとして考慮した項である。これについては後に述べるが、当センターで以前実験を行ったときの値を使用した。

浮体運動には自由度がある。ここでは出力に最も影響するヒービングとピッチングだけ計算する。

さてヒービング Z_H は前述の等価浮体の上下動の計算と同様にして空気圧力のダンパー効果を考慮して、運動方程式をたてる。

$$\frac{W}{g} (1+m_H) \ddot{Z}_H + N_H \dot{Z}_H + \rho g A_{\omega B} Z_H = F_{ZH} + C \int p dx \quad \dots\dots\dots(26)$$

W ; 浮体の重量
 $= \rho g B L d$
 B ; 浮体幅
 $= 0.1 \text{ m}$
 L ; 浮体長
 $= 3 \text{ m}$
 d ; 吃水
 $= 0.1 \text{ m}$
 C ; 空気室の幅
 $= 0.35 \text{ m}$

m_H ; 浮体の造波減衰係数
 $A_{\omega B}$; 浮体の吃水面面積
 $A_{\omega C}$; 全空気室の吃水面面積
 F_{ZH} ; 波浪外力

$$= \left(\frac{W}{g} m_H \ddot{h} + N_H \dot{h} + \rho g A_{\omega B} h \right) C_1 \cdot C_2 \cdot \left. \begin{array}{l} C_1 = \sin \left(k \frac{B}{2} \right) / \left(k \frac{B}{2} \right) \\ C_2 = e^{-k \sigma d} \\ (\sigma \text{ は (13) 式を参照}) \end{array} \right\} \dots\dots\dots(27)$$

(24)式を代入して整理すると、

$$\begin{aligned} & \frac{W}{g} (1+m_H) \ddot{Z}_H + N_H \dot{Z}_H + \rho g A_{\omega B} Z_H - \\ & - \frac{P}{Z} A_{\omega B} Z_H - \frac{P}{Z} \int x dx Z_\theta \\ & = \left(\frac{W}{g} m_H \ddot{h} + N_H \dot{h} + \rho g A_{\omega B} h \right) C_1 \cdot C_2 \\ & \cdot \int e^{(\mu-ik)(x-l_1)} dx + \frac{P}{h} A_{\omega C} h \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(28)$$

今、重心が長手方向の中心にあるとすれば、

$$\int x dx' = 0 \text{ となり、} Z_\theta \text{ の項は消える。ここでラプ}$$

ラス変換を施すと、

$$\begin{aligned} & \left(S^2 \frac{W}{g} (1+m_H) + S N_H + \rho g A_{\omega B} - \frac{P}{Z} A_{\omega C} \right) Z_H \\ & = \left\{ \left(S^2 \frac{W}{g} \cdot m_H + S N_H + \rho g A_{\omega B} \right) C_1 \cdot C_2 \right. \\ & \times \int e^{(\mu-ik)(x-l_1)} dx + \frac{P}{h} A_{\omega C} \left. \right\} H \quad \dots\dots\dots(29) \\ & \frac{Z_H}{H} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & = \left[\left(S^2 \frac{W}{g} \cdot m_H + S N_H + \rho g A_{\omega B} \right) C_1 \cdot C_2 \right. \\ & \times \int e^{(\mu-ik)(x-l_1)} dx + \frac{P}{h} \cdot A_{\omega C} \left. \right] \\ & \div \left[S^2 \frac{W}{g} (1+m_H) + S \cdot N_H + \rho g A_{\omega B} - \frac{P}{Z} A_{\omega C} \right] \quad \dots\dots\dots(30) \end{aligned}$$

上式によって、外部波高によるヒービングの伝達関数が求められた。

次にピッチング Z_θ について、やはり同じように考えて運動方程式をたてると、

$$\begin{aligned} & \frac{I_\phi}{g} (1+m_\theta) \ddot{Z}_\theta + N_\theta \dot{Z}_\theta + \rho g I_{\omega B} Z_\theta \\ & = F_{Z\theta} + C \int P x dx \quad \dots\dots\dots(31) \end{aligned}$$

I_ϕ ; 慣性モーメント
 $= \rho g B L d \cdot \frac{L^2 + D^2}{12}$
 D ; 高さ ($= 0.25 \text{ m}$)
 $= 0.25$
 C ; 空気室幅
 m_θ ; $m_H \int x^2 dx$
 N_θ ; $N_H \int x^2 dx$
 $I_{\omega B}$; $A_{\omega B} \int x^2 dx$

$F_{Z\theta}$ (波浪外力モーメント)

$$= \left(\frac{W}{g} m_H \ddot{h} + N_H \dot{h} + \rho g A_{\omega B} h \right) C_1 \cdot C_2 \int x dx \quad \dots\dots\dots(32)$$

ヒービングの場合と同じように、(24)式を代入して整理すると、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{I\phi}{g} (1+m_\theta) \ddot{Z}_\theta + N_\theta \dot{Z}_\theta + \rho g I \omega_B Z_\theta \\ & - C \frac{P}{Z} Z_H \int x dx - C \frac{P}{Z} Z_\theta \int x^2 dx \\ & = \left(\frac{W}{g} m_H \ddot{h} + N_H \dot{h} + \rho g A \omega_B h \right) \int x dx \\ & \times \cdot C_1 \cdot C_2 + C \frac{P}{h} h \int x dx \quad \dots\dots\dots(33) \end{aligned}$$

これをラプラス変換すると、

$$\begin{aligned} & \left(S^2 \frac{I\phi}{g} (1+m_\theta) + S N_\theta + \rho g I \omega_B \right. \\ & \left. - \frac{P}{Z} C \int x^2 dx \right) Z_\theta - \frac{P}{Z} C Z_H \int x dx \\ & = \left(\left(S^2 \frac{W}{g} m_H + S N_H + \rho g A \omega_B \right) C_1 \cdot C_2 \right. \\ & \left. + \frac{P}{h} C \right) \int h x dx \quad \dots\dots\dots(34) \end{aligned}$$

ヒービングと同様に重心を浮体の中心に考えることによって、

$$\int x dx = 0$$

となるので、ヒービングの連成項は考慮しないでよい。

ここで $h = H e^{(\mu-i\frac{2\pi}{\lambda})(x-l_1)}$ であるから、

(34)式は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} & \left(S^2 \frac{I\phi}{g} (1+m_\theta) + S N_\theta + \rho g I \omega_B - \frac{P}{Z} \right. \\ & \left. \times C \frac{L^3}{12} \right) Z_\theta \\ & = \left\{ \left(S^2 \frac{W}{g} m_H + S N_H + \rho g A \omega_B \right) C_1 \cdot C_2 \right. \\ & \left. + \frac{P}{h} C \right\} H \int e^{(\mu-ik)(x-l_1)} \cdot x dx \quad \dots\dots(35) \end{aligned}$$

外部波高によるピッチングの伝達関数は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{Z_\theta}{H} \\ & = \left[\left\{ \left(S^2 \frac{W}{g} m_H + S N_H + \rho g A \omega_B \right) C_1 \cdot C_2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{P}{h} C \right\} \int e^{(\mu-ik)(x-l_1)} \cdot x dx \right] \\ & \div \left[S^2 \frac{I\phi}{g} (1+m_\theta) + S N_\theta + \rho g I \omega_B \right. \\ & \left. - \frac{P}{Z} C \frac{L^3}{12} \right] \quad \dots\dots\dots(36) \end{aligned}$$

以上、(30)式と(36)式によって、外部波高の浮体運動に及ぼす伝達関数の導き方の特長は、ノズル負荷によって生ずる空気圧力の浮体運動への影響を、速度に比例するダンピングとして捕えるのではなく、空気圧力が水面をおさえつける力として計算したところにある。どちらが、より正確な近似ができるかは、まだ不明である。

3.3. 空気圧力、出力の算出

(25)式から空気圧力 P は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} P &= \frac{P}{h} h + \frac{P}{Z} Z \\ &= \frac{P}{h} \cdot H e^{(\mu-ik)(xj-l_1)} + \frac{P}{Z} (Z_H + xj Z_\theta) \quad \dots\dots\dots(37) \end{aligned}$$

xj は各空気室の中心と重心との距離である。(37)式を前述の(30)式および(36)式の Z_H/H および Z_θ/H を代入できるように変形すると、次式がえられる。

$$\frac{P}{H} = \frac{P}{h} e^{(\mu-ik)(xj-l_1)} + \frac{P}{Z} \left(\frac{Z_H}{H} + xj \frac{Z_\theta}{H} \right) \quad \dots\dots\dots(38)$$

これによって外部入射波高の振幅 H と規則波の角周波数 ω を与えると、空気圧力 P が求められる。

次に空気室力を求める。空気室力は、その圧力とノズルを流入出する流量によって求められる。今、空気室力のピーク値を $P_{\max}$ とすると、

$$\begin{aligned} P_{\max} &= 9.8 P \cdot Q \quad \dots\dots\dots(39) \\ Q & ; \text{ 空気流量} \end{aligned}$$

これに(5)式を代入すれば,

$$P_{\max} = 9.8 \cdot S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} \cdot P^{\frac{3}{2}}$$

$$= 9.8 S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} \left| \frac{P}{H} \right|^{\frac{3}{2}} \cdot H^{\frac{3}{2}} \dots\dots(40)$$

S_2 ; 実効ノズル面積

上式によって空気出力のピーク値が求められた。これを平均空気出力にするために係数を乗ずる。この値は今までの実験値から経験で求められた係数で、(平均空気室力)/(ピーク空気室力)という係数である。この平均化係数を0.4とすると、平均空気出力 P_{mean} は、つぎのようになる。

$$P_{\text{mean}} = 3.92 S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} \left| \frac{P}{H} \right|^{\frac{3}{2}} H^{\frac{3}{2}} \dots\dots(41)$$

空気圧力が正弦波であれば、この係数は0.56となる。平均化係数がこのような値をとる原因は、空気圧力自体が非線型損失のため、正弦波でなくなり、形がくずれているからと思われる。

3.4. 入力エネルギーと効率

規則波の単位幅当りのエネルギー E は、その位置エネルギーと運動エネルギーとの和で求められ計算すると、

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 C_g \dots\dots\dots(42)$$

H ; 入射波高

C_g ; 群速度

となり、深海波とすると、

$$C_g = 0.5 \cdot C$$

C ; 波の位相速度

$$= \frac{g}{2\pi} T$$

これを代入して、つぎのようになる。

$$E = \frac{\rho g^2}{32\pi} H^2 T$$

$$\div 97.48 H^2 T \text{ (kg-m/sec)}$$

$$\div 0.952 H^2 T \text{ (kW)}$$

$$\div H^2 T \text{ (kW)} \dots\dots\dots(43)$$

波力発電装置は波向に垂直になっている(以後アッテネーターと言う)ため、浮体長と同じ幅の波エネルギーを、吸収するエネルギーの一単位 P_{wave} とすると、エネルギー吸収率 η は、

$$P_{\text{wave}} = E \cdot L = H^2 T \cdot L \dots\dots\dots(44)$$

L ; 浮体長 (m)

全空気室の出力の和を入力波エネルギーで除したもので、次式のように表わされる。

$$\eta = \sum_{j=1}^n P_{\text{mean } j} / P_{\text{wave}} \dots\dots\dots(45)$$

n ; 空気室数

4. 水槽実験

水槽実験は当センタ波動水槽(長さ40m, 幅4m, 深さ2m)で行った。

模型は前述の図4に示すもので、図5のように、前部一点係留とした。また、船尾方向には、プリテンション用ウェイトとして水中重量0.3kgを使用した。

計測項目は空気圧力17点、入力波高1点、浮体運動3点(ピッチ、ヒープ、サージ)とした。

実験波高は、水槽の限界を越える周波数帯は別として、できるだけ波形勾配が $1/30 \sim 1/40$ に入るようにした。これは昭和55年度の第二次海明実験の波浪観測の結果、実海域でこの範囲の波形勾配が多かったことにもとづいている。

ただし、波長が長いところは、波形勾配を一定にすれば、波高を高くしなければならないが、水槽の造波性能を大きく越えてしまうところがある。このような場合は、その周期で一番高い波を起こして測定するようにした。

実験で空気出力と入力波エネルギーの計算は前述の方法と同じで、空気出力は、空気圧力のピーク読値 $P_{\max}$ よりも空気出力 $P_{\max}$ とすると、

$$P_{\max} = 9.8 \cdot P Q \dots\dots\dots(46)$$

Q ; 流量

ここで、

$$Q = S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} P \dots\dots\dots(47)$$

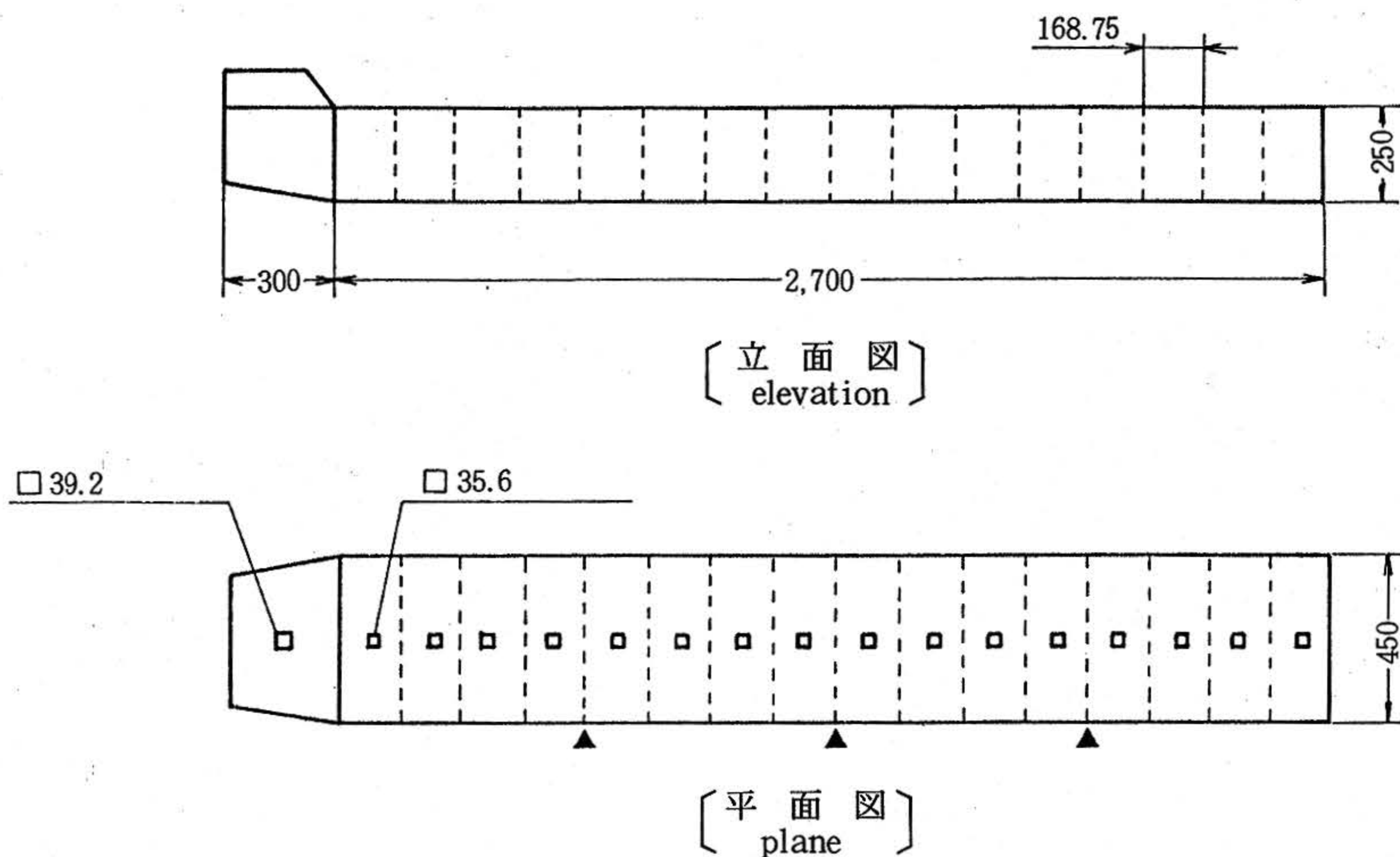
σ_0 ; 空気密度 (15°Cで0.125 kgS²/m)

S_2 ; ノズル実効面積

を代入すると、つぎのようになる。

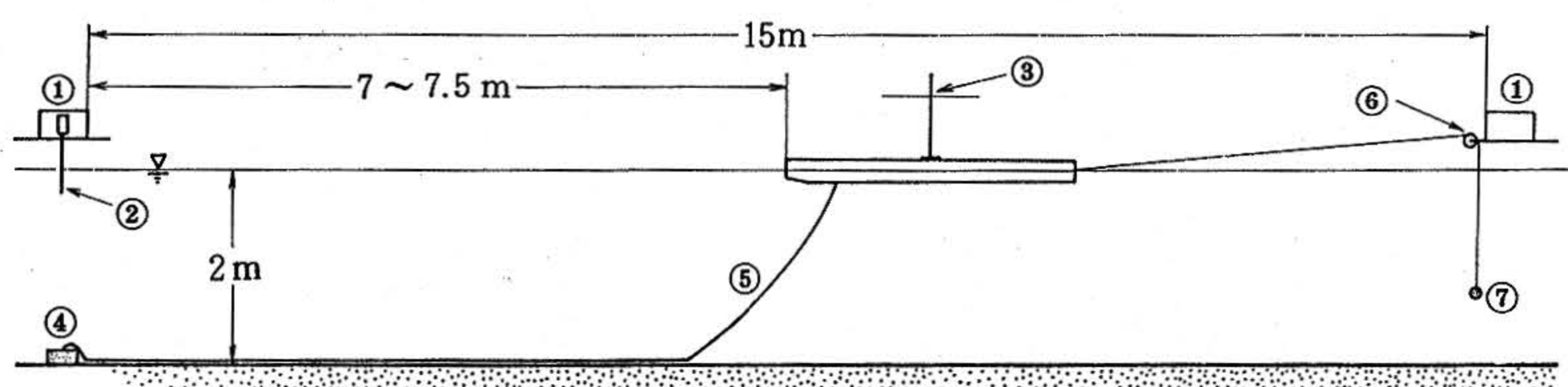
$$P_{\max} = 9.8 \cdot S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} P^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots(48)$$

これに平均化係数0.4を乗じて、平均空気出力 P_{mean} が求められる。



(単位 unit ; cm)

図4 水槽モデル
Experiment model



- (1) アングル, stand point
- (2) 波高計, wave gauge
- (3) 運動計測装置, ship motion measurement device
- (4) シンカー, sinker, 20kg (水中重量, weight in water 18.5 kg)
- (5) チェーン, chain, 4 cm ϕ , 5.7 kg (水中重量, weight in water, 5 kg)
- (6) 滑車, pulley
- (7) プリテンション用ウェイト, weight for pretension, 0.35 kg
(水中重量, weight in water 0.3 kg)

図5 実験概略図
Diagram of water tank test

$$P_{\text{mean}} = 3.92 S_2 \sqrt{\frac{2}{\sigma_0}} P^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (49)$$

入力波エネルギーは(43)式によって算出し、(45)式からエネルギー吸収率を求める。

5. 結 果

水槽実験の結果と理論計算の照合は、各空気室における比圧力によって行った。

比圧力 P/H というのは、(38)式で求められた値で、水槽実験では（空気圧力のピーク値）／（波高振幅）を計算することによって得られる。

図6の縦軸を比圧力とし、横軸を各空気室番号とした。空気室番号は船首をNo.1、船尾をNo.18とした。

実験結果をまとめると、つぎのようになる。

(1) L/λ ; 0.31 ~ 0.39 (図6中の(1), (2)参照)

計算値が実験値よりも下回っている。これは実験値の方の空気圧力の値がきわめて小さいため、実験および実験値処理誤差が割合大きいので、計算値は定量的には一致しないが、定性的にはよい一致をみていると思う。

(2) L/λ ; 0.48 ~ 1.00 (図6中の(3), (4), (5), (6)参照)

定性的、定量的にもよく一致している範囲である。

計算値の方が実験値を少し上回っている。この程度は模型の重心がメタセンタよりも少しずれているため、計算値の誤差が出てきたと思われる。

ここまでは減衰率 μ は水槽実験で得られた0.071を使った場合と大差ない。

(3) L/λ ; 1.23 ~ 1.92 (図6中の(7), (8), (9)参照)

ここで減衰率 μ に0.071を使用した場合、船首部の比圧力はよく一致するが、船尾に向けて計算値が減衰しない。

これは減衰率 μ が短周期で大きくなっていくためと思われる。そこで今、仮に減衰率を、

$$\mu = 0.071 \cdot e^{-(1-(L/\lambda)^{2.5})}$$

として、計算した結果、図6のようによく一致した。

今、

$$e^{-(1-(L/\lambda)^{2.5})}$$

という値が正しいかどうかということは別として、減衰率は周期によって変化し、その変化率はこの程度ではないかと思われる。

当然、今回、この実証実験を行っていくつもりである。今回、この形で問題を提議したい。

(4) ピッチングとヒービング (図7参照)

ピッチングでは縦軸に Z_θ/kH ; 横軸に L/λ をとった。 k は波数 ($=\omega^2/g$)、 H は波高振幅で、 kH で最大波傾斜を表わす。定性的、定量的によく一致している。

ヒービングでは、縦軸 Z_H/H をとっており、こちらもよく一致している。

(5) エネルギー吸収率

図8にはエネルギー吸収率を求めた。

この図で用いた減衰率2種類は、実際の現象と大差はないと思われる。

比圧力、浮体運動等を加味して考えると、今回の理論解析は、ある程度の妥当性があると思われるので、今後、減衰率の研究を進めていくと共に、双胴型浮体の最適化設計についての計算も進めていく予定である。

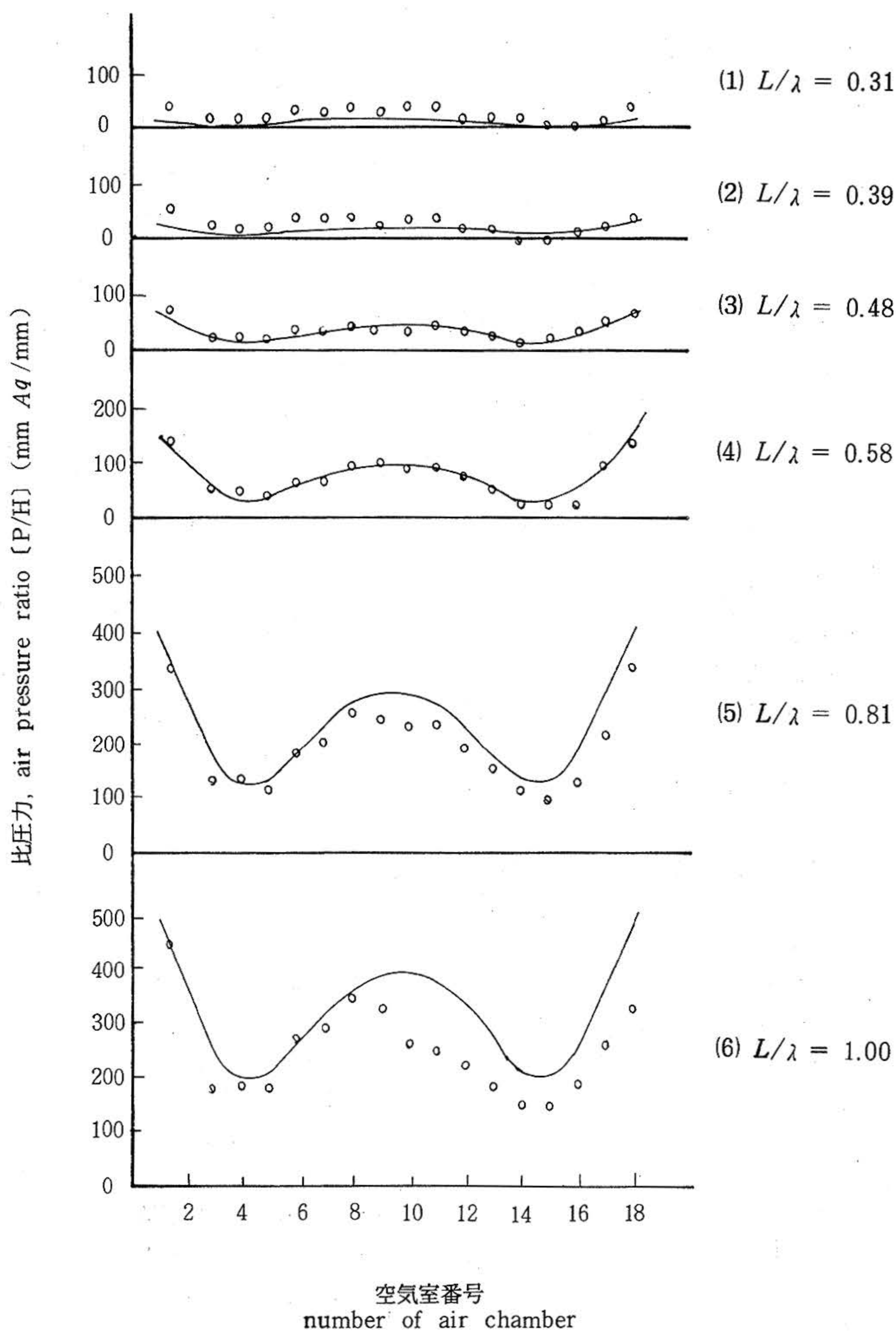
6. 結 言

(1) 比圧力、浮体運動、エネルギー吸収率の実験値との照合から、負荷をノズル負荷として考えた、この理論計算の系は、三次元影響の減衰率という問題は残ったが、妥当なものであることがわかった。

(2) 三次元影響として減衰率を考える場合、複数枚の板が並んだ場合、その減衰の周波数特性を今後実験等で検討していく必要性が出てきた。

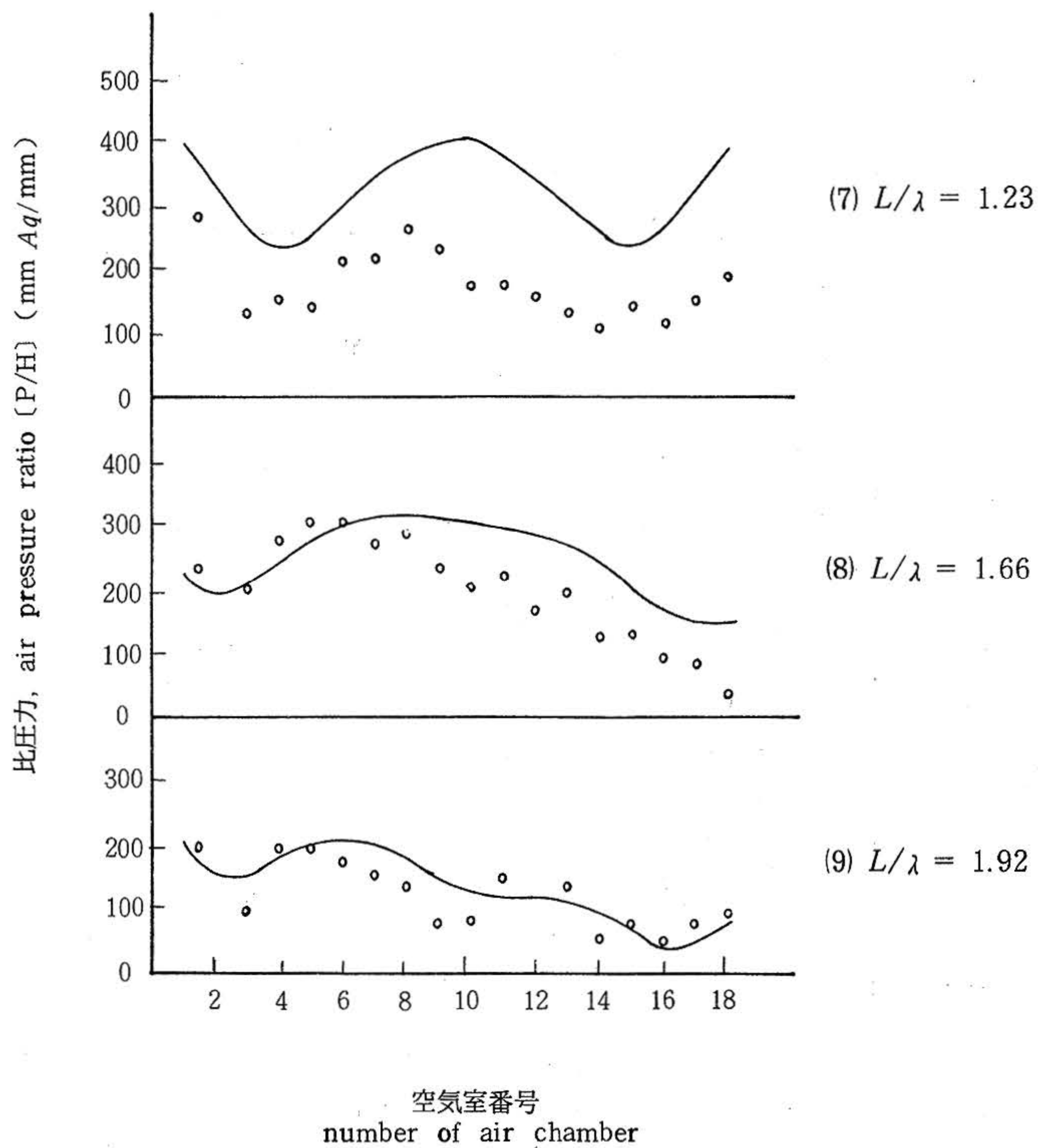
(3) この理論計算の妥当性が証明されたので、今後これを使って双胴型の最適設計値を計算していく予定である。これと同時に、この形状を含めて、他の浮体形状のものについても、今後シミュレーション計算を行っていく予定である。

最後に、この計算の基本式並びにモデリングにご協力いただいた、波力発電システム研究会中尾裕英委員に深く感謝の意を表します。また、計算を進めていく上で、色々と討論いただいた益田主幹、およびに東海大学大学院生堀田平氏に感謝の意を表します。



L = 船長, ship length
 λ = 波長, wave length

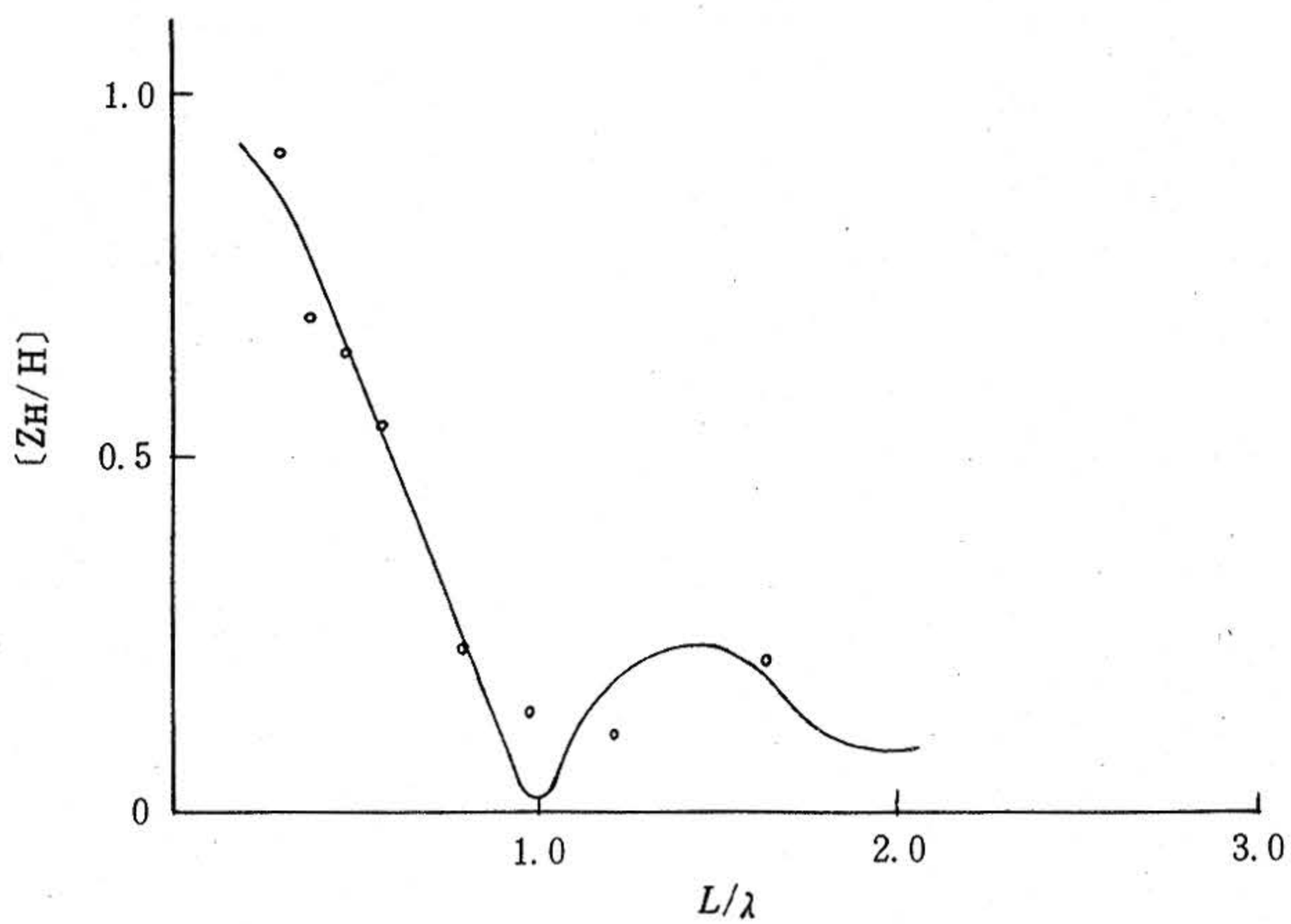
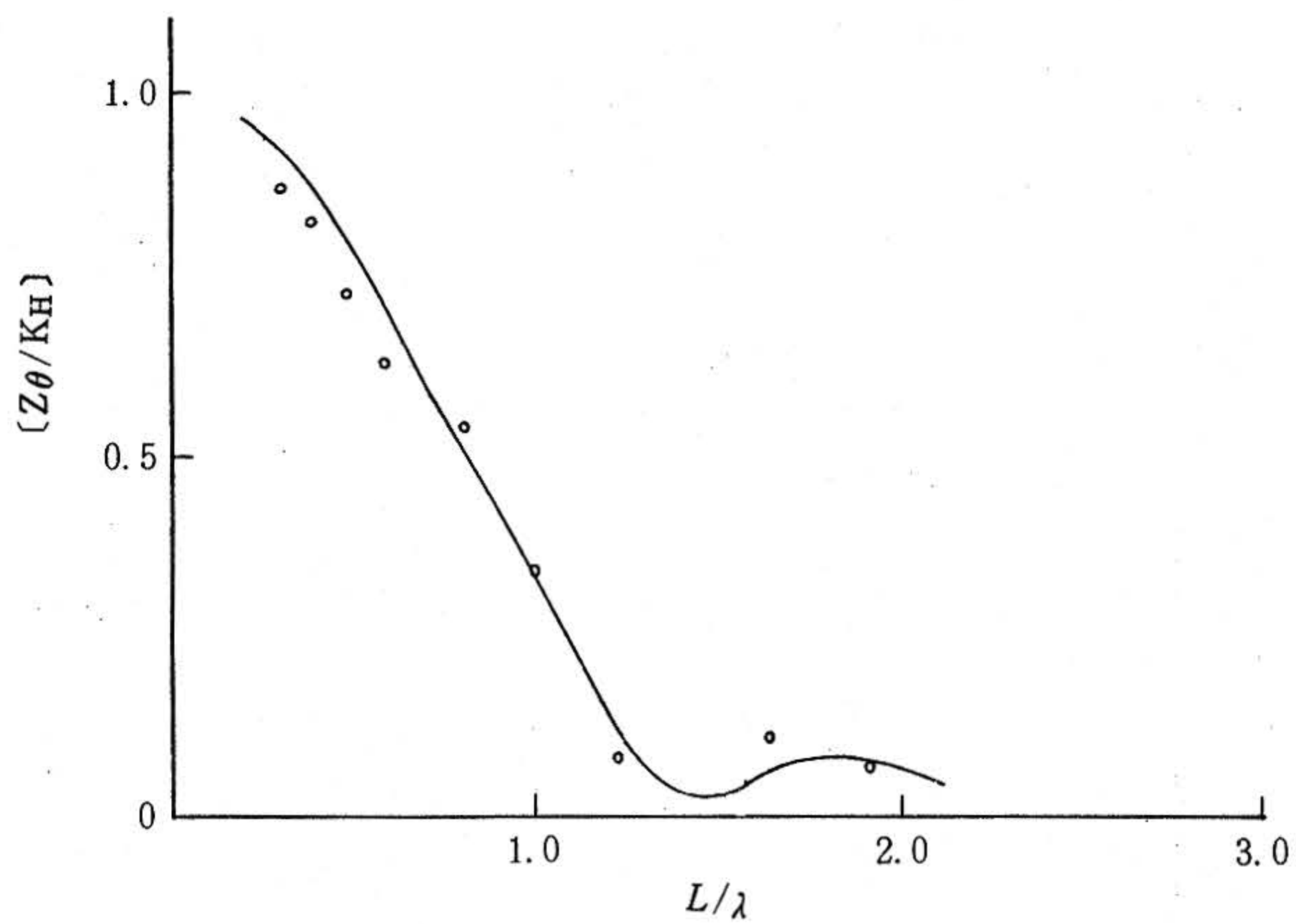
図6 各空気室压力分布



○ 実験値, experimental value
— 計算値, calculated value

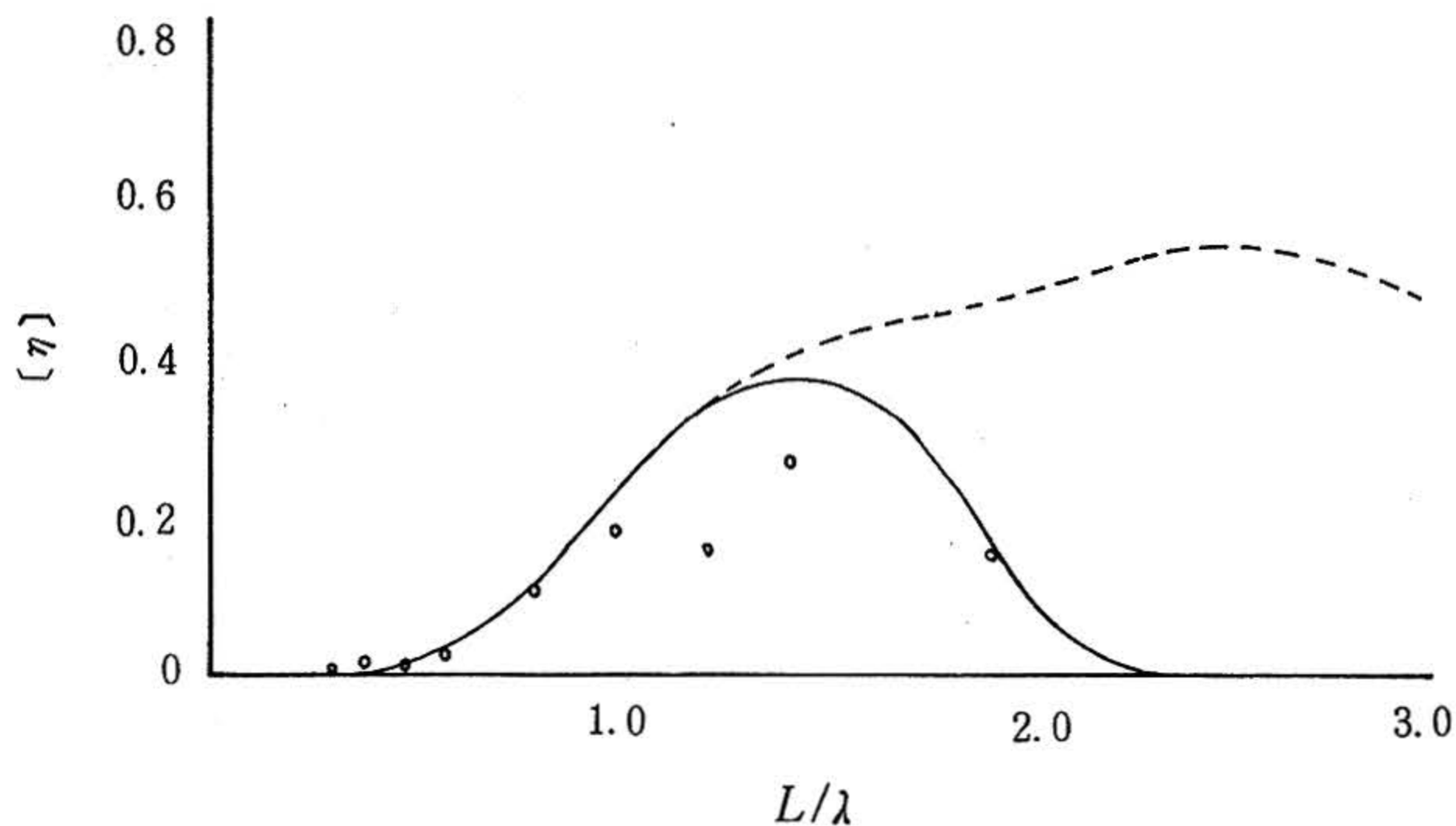
空気室番号, number of air chamber ;
No 1 ... (船首, bow), No 18 ... (船尾, stern)

Distribution of air pressure ratio on air chambers



○ 実験値, experimental value
— 計算値, calculated value

図7 浮体運動
Floating motion



○ 実験値, experimental value
 計算値, calculated value ;
 — $\mu = 0.071 e^{-(1-(L/\lambda)^{2.5})}$ のとき
 ... $\mu = 0.071$ のとき

図8 波エネルギー利用効率
 Utilize efficiency of wave energy

文 献

- 1) Miyazaki, T., "Research and development of wave power electricity generation system", (1978), Oceanology International '78
- 2) 高井忠夫, 1977, "2枚の垂直板間の水柱の運動と透過波について", 関西造船学会誌 (164)
- 3) 日本造船学会, "耐航性に関するシンポジウム" (1969) ... 昭和42年7月開催
- 4) 田才福造, "船の上下動揺並びに縦運動に於ける減衰および附加質量について", 日本造船協会論文集 (105).