

固定空気室の空気流位相制御による 空気出力向上の推定

宮崎武晃*¹ 堀田 平*² 横溝宏典*¹

本報告は波浪中において固定空気室の上甲板に設けられたノズルの開閉を任意に操作することにより、入射波一周期あたりで変換できるエネルギー量を増加させることの可能性を検討し、その増加量を推定するものである。

空気室の内部の空気を非圧縮性理想流体と考え、空気室の没水部水柱の上下動によりノズルを通して空気が入出するとし、その水柱運動を解くことから空気の流入および流出速度、流量、動圧およびエネルギーを求める。

ただし、水柱運動にはノズルの存在による抵抗成分が加わり、本報告ではこれを抗力係数を用いて等価線形化する。また、ノズル開閉による抗力変動の影響も考慮できるようにするために水柱の上下運動の運動方程式を数値微分法により時々刻々解き、シミュレーションを行った。なお、運動が正弦的でないため、流体力計算にはインパルス応答法を適用した。

Estimation on the Improvement of Absorbed Wave Power in a Phase Controlled Air Flow in a Fixed Air Chamber

Takeaki Miyazaki*³, Hitoshi Hotta*⁴, Hiromichi Yokomizo*³

This paper is a theoretical study on "phase control," which is a method to improve the efficiency of absorbed wave power created in the waves in a fixed air chamber.

Absorbed wave power is estimated by the dynamic pressure in the air chamber, which is estimated by the velocity of the air flow that enters and exists via the nozzle located on the upper plate. Air velocity, volume, and pressure are calculated based on the motion of the water column.

The motion observed is analyzed according to a linear differential equation for the water column, however, the results are non-linear due to the effect of the nozzle, which is a function of $\dot{\zeta}^2$ (ζ ; the vertical velocity of the water column).

*¹ 海洋利用技術部

*² 東海大学海洋学研究科

*³ Marine Exploitation Technology Department

*⁴ Tokai University, Faculty of Marine Science and Technology

We then corrected to effect to gain linear data, and took into consideration the phase controlled effect of the nozzle. Motion was simulated by the newmark- β method, which is a numerical analytic method for differential equations. We computed the hydro-dynamic force from time to time using the impulse response method in order to analyze non-sinusoidal motion.

1. 概要

上甲板にノズル孔を設けた固定空気室において、そのノズル孔を開放したままにした場合、ノズルを通じて流出入する空気量は、波周期、波高およびノズル面積、空気室面積のみに依存し、とりわけノズル前後の圧力差によるものであるから、例えば、波高が同じであっても、波周期の長い波では、さほど高い出力を得ることは望めない。これは波面の上下変動速度が遅く、したがって空気室内の空気の流入速度が遅くなることに起因している。

ノルウェーの K. Budal らは、このように長周期の波でも有効なパワーを得る方法として、ラッチング (latching) 機構を考案し、その有効性を実証¹⁾している。

これは円錐形のブイをロッドでテンションレグのように水面に係留し、波浪中で入射波に対して、任意の位相で、そのロッドをフリーにし、かつ、また、ラッチ (latch) してブイが波から受ける力を大きくし、ロッドを介して、より大きなパワーを得ようとするものである。

これはブイ自体の上下揺れ固有振動の特性を生かした画期的な方法である。ただし、その位相のタイミングについては十分な検討が必要とされる。

さて、このようなラッチングシステムを本問題のような空気室で応用するとするならば、ノズルの開閉によって、空気流、つまり 水面変動を制

御することである。果して、そのような操作で出力を向上させることが可能か否か、また 可能であるならば、どの程度向上させることができるか、どのようなタイミングで制御を行えば、有効な出力を得られるかを、まず単体の固定空気室で、規則波中における理論解析および実験解析を行って解明し、また、今後の動揺空気室および複数空気室の位相制御に対する第一歩とする。

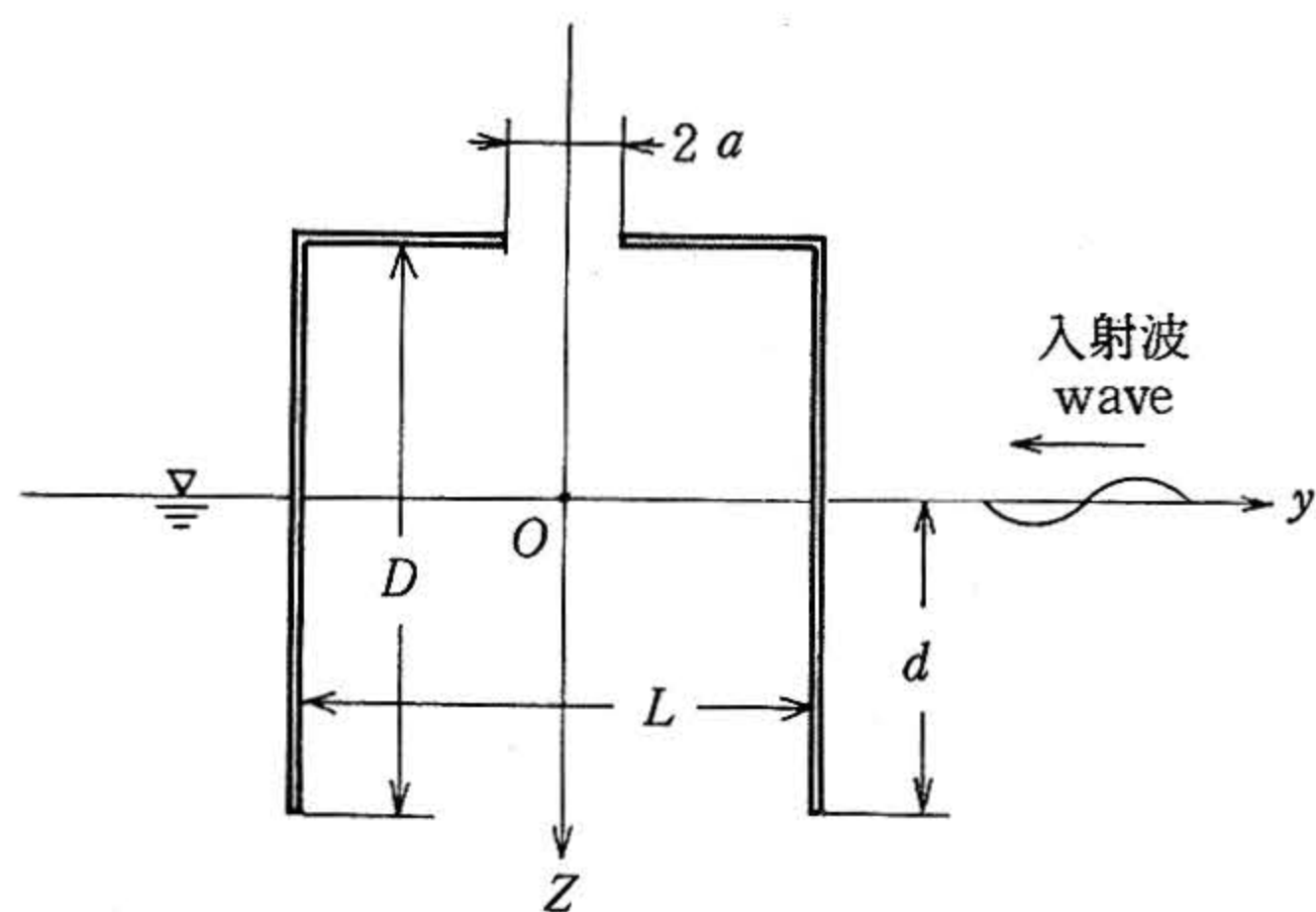
2. 内部水面の運動

図 1 に示すような上甲板に直径が $2a$ のノズルを有し、下面が開放されている箱を喫水 d の深さに垂直に固定させ、規則波を入射させたときの箱の中の水面変動を考える。

波は完全に横波であるとし、二次元問題として取扱う。また、水および空気のどちらも非圧縮性流体とし、したがって空気室内の水面変動による空気の圧縮は考慮しない。なお、水深は無限であるとする。

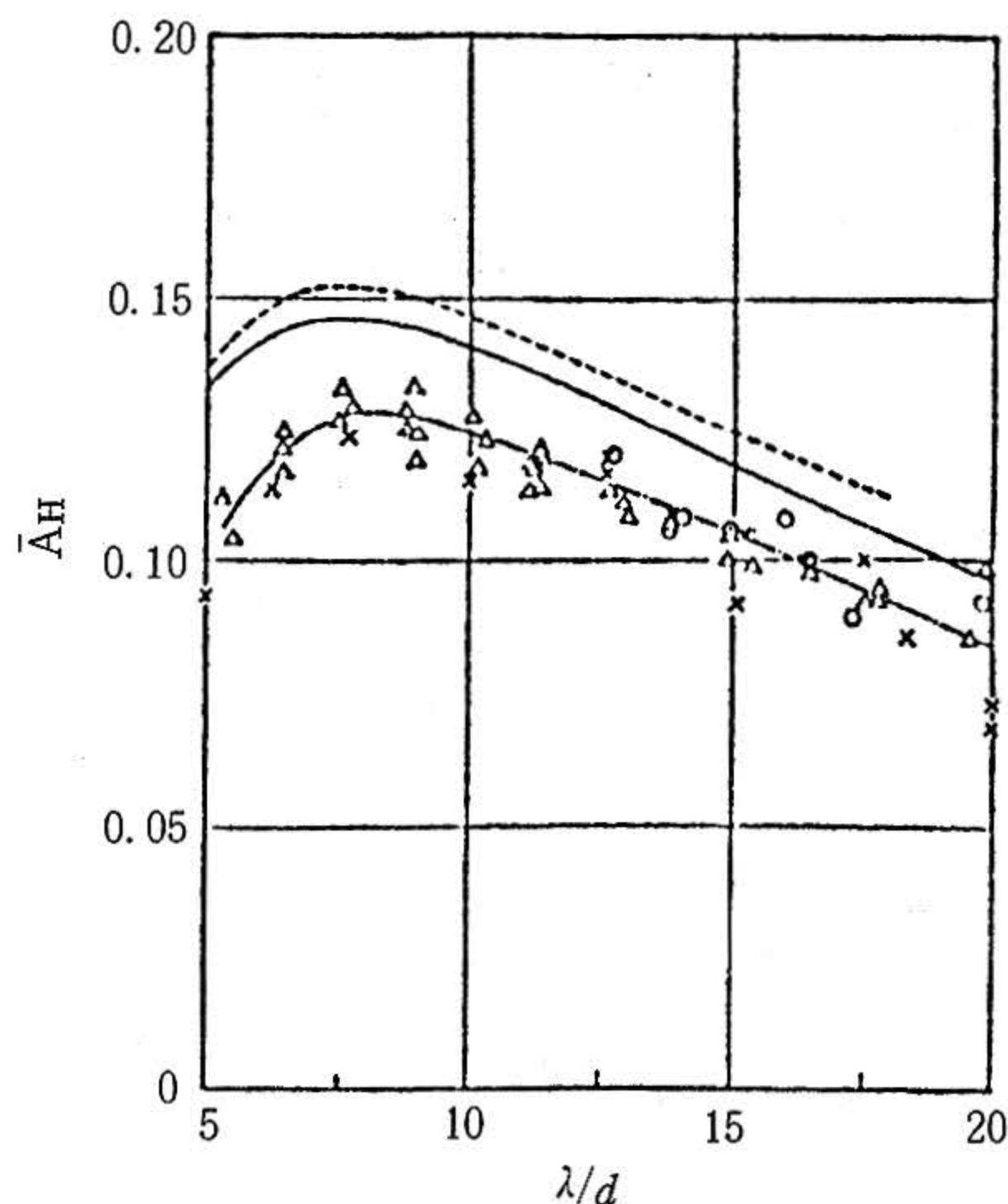
2.1. 等価水柱

高井氏ら²⁾によれば、図 2 に示すような 2 枚の垂直平板に規則波が入射する問題を取扱うにあたり、2 平板間の間隔が喫水に比べて小さければ、Newman が行ったように、平板の下端部を除いて平板間内の水 (以後、これを“水柱”と言う) の運動は、ほぼ一体であると考え、その水柱を剛



2a ... ノズル径, nozzle diameter
d ... 喫水, draught

図1 固定空気室
Fixed air chamber



— 計算 calculation
..... 計算 calculation (approximate method)
- - - 実験 Experiment
 \bar{A}_H 進行波高比, radiated wave height ratio
 λ 波長, wave length
 d 喫水, draught

図3 発散波振幅比
Wave amplitude ratio



d ... 喫水, draught
2l ... 二壁間の距離,
distance between
fixed two walls

図2 計算モデル
Model for computation

体とみなして、浮体の動揺と全く同様に扱えるとしている。これを等価浮体法と称しており、本報告でも、以後、このように称する。

さて、浮体と同様に扱えるので、その断面をルイス フォーム (Lewis Form) で近似し、Ursell-田才法によって流体力が求められる。

図3には高井らが行った実験値と等価浮体法による近似計算値および領域分割法による厳密解を示す。

これは2平板間に変動圧力を加えたときに発散し、進行していく波高を2平板間の水面変動値で除した値、すなわち、進行波高比 \bar{A}_H を縦軸、波長 λ を喫水 d で除した無次元値を横軸にとった。計算値が高めであるとはいえども、定性的には良く合っており、十分に等価浮体として、水性の流体力を推算することが可能であることを示している。

2.2. 等価抗力係数

次に上甲板に設けられたノズルの影響の運動方程式への導入の手法について述べる。

いま、等価水柱が上下揺れしているとすると、水柱の下降時、周囲の流体から受ける抗力は上下揺速度の二乗に比例し、次式で示される。

$$F_D = \frac{\rho_w}{2} C_D' \cdot A_w \cdot \dot{\zeta} \cdot |\dot{\zeta}| \quad \dots\dots(1)$$

- ここで、 F_D ; 抗力
 ρ ; 水の密度
 C_D' ; 抗力係数
 A_w ; 水線面積 (= $L \cdot B$)
 $\dot{\zeta}$; 上下揺速度

さて、本報告では上甲板のノズルによって、内部水面の上昇時の空気室内の空気の室外への流出、また、下降時の流入の際の水面変動に対して、抵抗を及ぼす効果が生じるとして扱い空気室内の圧力の変化としてとらえる方法もあるが、ここでは(1)式で表わされる抗力の項に、この効果を等価させて、運動方程式中に導入する。

今、内部水面の表面が水平であり、水面変動による空気室内の空気容積の単位時間当たりの変化量 V_a は、次式で表わされる。

$$V_a = A_w \cdot \dot{\zeta} \quad \dots\dots(2)$$

また、これがすべてノズルを通して流出入するとすると、ノズルを通る流量 Q は次式のようになる。

$$Q = S' v \quad \dots\dots(3)$$

- ここで、 $S' = S \cdot C$
 S ; ノズル面積
 C ; ノズル縮流係数
 v ; ノズル部流出速度

ところで、空気室内動圧 p_d は、空気密度を ρ_a とすれば、

$$p_d = \frac{1}{2} \rho_a \cdot v^2 \quad \dots\dots(4)$$

水柱全表面に働く力は、

$$P_d = p_d \cdot A_w \\ = \frac{1}{2} \rho_a \cdot v^2 \cdot A_w \quad \dots\dots(5)$$

したがって、(2)式を代入すると、

$$P_d = \frac{1}{2} \rho_a (A_w/S')^2 \cdot (\dot{\zeta}) \cdot A_w \quad \dots(6)$$

(1)式と(2)式とで、 $F_D = P_d$ とすれば、

$$F_D = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D' \cdot A_w \cdot \dot{\zeta} \cdot |\dot{\zeta}| \\ = \frac{1}{2} \rho_a (A_w/S')^2 \cdot (\dot{\zeta})^2 \cdot A_w \quad \dots\dots(7)$$

したがって、

$$C_D' = (\rho_a/\rho) \cdot (A_w/S')^2 \quad \dots\dots(8)$$

となる。この C_D' を以後、等価抗力係数と呼び、ノズルの存在による抵抗係数とする。

2.3. 運動方程式

等価水柱の運動は上下方向のみ着目すれば良く、その運動方程式は、次式で示される。

$$M(1+W_H)\ddot{\zeta} + N_H \cdot \dot{\zeta} + \frac{\rho_w}{2} C_D' \cdot A_w \cdot \dot{\zeta} \cdot |\dot{\zeta}| \\ + \rho g A_w \cdot \zeta = F_z(t) \quad \dots\dots(9)$$

ここで、 M ; 等価水柱質量 (= $\rho_w \cdot L \cdot B \cdot d$)

L ; 等価水柱長さ (波峯に垂直)

B ; 等価水柱幅 (波峯に平行)

d ; 等価水柱喫水

A_w ; 水線面積

m_H ; 付加質量係数 (= $C_D \cdot K_H$)

N_H ; 造波減衰係数 (= $\frac{\rho g^2}{w^3} \cdot \bar{A}_H^2$)

C_D ; 周波数無限大時の付加質量係数

K_H ; 自由表面影響係数

\bar{A}_H ; 発散波振幅比

ω ; 入射波周波数

F_z ; 上下方向波浪強制力

水柱断面をルイス フォーム近似し, Ursell - 田才法で求めた値³⁾を用いる。また, C_D は無限周波数における付加質量係数であり, ルイス フォームでは以下のようにして求められる。

まず, 断面積を S とすると,

$$H_D = \frac{B}{2}/d = (1 + a_1 + a_3) / (1 - a_1 + a_3) \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$\sigma = S/B \cdot d = \frac{\pi}{4} \cdot N_D \cdot (1 - a_1^2 - 3a_3^2) / (1 + a_1 + a_3)^2 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$S = \frac{\pi}{2} \left(\frac{B}{2}\right)^2 \cdot (1 - a_1^2 - 3a_3^2) / (1 + a_1 + a_3)^2$$

で満たされる a_1 および a_3 を求める。次に, この a_1 および a_3 を用いて, 次式がえられる。

$$C_D = [(1 + a_1)^2 + 3a_3^2] / (1 + a_1 + a_3)^2 \quad \dots\dots\dots(12)$$

ちなみに, a_1 および a_3 を導く経過を示すと, つぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (N_D - 1) / (N_D + 1) \\ \beta &= \frac{4}{\pi} \sigma (1 - \alpha^2) + \alpha^2 \\ r &= -\beta / (\beta + 3) \\ \delta &= \sqrt{r^2 - (\beta - 1) / (\beta + 3)} \\ a_3 &= r + \delta \\ a_1 &= \alpha (1 + a_3) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(13)$$

また, 波浪外力 F_z は, まず, 同位相成分と 90° 位相成分に分け, 次式のようになる。

$$F_z = F_{zc} + F_{zs} \quad \dots\dots\dots(14)$$

それぞれの成分は,

$$F_{zc} = \rho h_0 C_1 C_2 L B (2g - \omega^2 \cdot m_H \cdot d) \quad \dots\dots\dots(15)$$

$$F_{zs} = \frac{\rho g}{K} h_0 \bar{A}_H^2 C_1 C_2 \quad \dots\dots\dots(16)$$

ここで, h_0 ; 入射波振幅

ω ; 周波数

K ; 波数 ($= \frac{\omega^2}{g}$)

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

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

σ ; 面積係数 [(11)式参照]

したがって, 波浪外力の振幅 F_{za} は,

$$F_{za} = \sqrt{(F_{zc})^2 + (F_{zs})^2} \quad \dots\dots\dots(17)$$

また, 波形に対する位相遅れ ϵ_F は,

$$\epsilon_F = \tan^{-1}(F_{zs}/F_{zc}) \quad \dots\dots\dots(18)$$

これらを用いて(9)式の右辺は, つぎのようになる。

$$F_z(t) = F_{za} \cos(\omega t + \epsilon_F) \quad \dots\dots\dots(19)$$

さて, (9)式の微分方程式は非線形であり, このままでは解析的に解くことはできない。本報告では, これを時々刻々数値的に解き, シミュレーションを行う。

2.4. 数値シミュレーション

(a)式の非線形運動方程式を解くには, 数値微分法を用い, 時刻歴 (time history) を求めなければならない。

一方, これによって, 数値的に物理現象を再現することとなり, 他の事象への応用および全体の把握に有効である。つまり, 水面変動の数値シミュレーションを行うことになる。

さて, 数値微分方程式には, ルンゲ クッタ ジル法, ミルン法, ウィルソン θ 法等いくつかある。本報告では非線形問題を取扱いやすく, また計算の収束が比較的早いニューマーク - β 法を用いる。以下にこの方法⁴⁾を概説する。

まず, (9)式で表わされる等価浮体の $t = t_{n+1}$ における運動は, $t = t_n$ における値をもとに, 次式で求める。

$$\ddot{\zeta}_{n+1} = \ddot{\zeta}_n \quad \dots\dots\dots(20)$$

として, そのときに $\zeta_0 = \zeta_n$ とし,

$$\zeta_{n+1} = \zeta_n + \Delta t \cdot \dot{\zeta}_n + \frac{\Delta t^2}{2} \cdot \ddot{\zeta}_n + \beta (\Delta t)^2 (\ddot{\zeta}_{n+1} - \ddot{\zeta}_n) \quad \dots\dots\dots(21)$$

$$\dot{\zeta}_{n+1} = \dot{\zeta}_n + \frac{\Delta t}{2} (\ddot{\zeta}_{n+1} + \ddot{\zeta}_n) \quad \dots\dots\dots(22)$$

で, ζ および $\dot{\zeta}$ を求める。

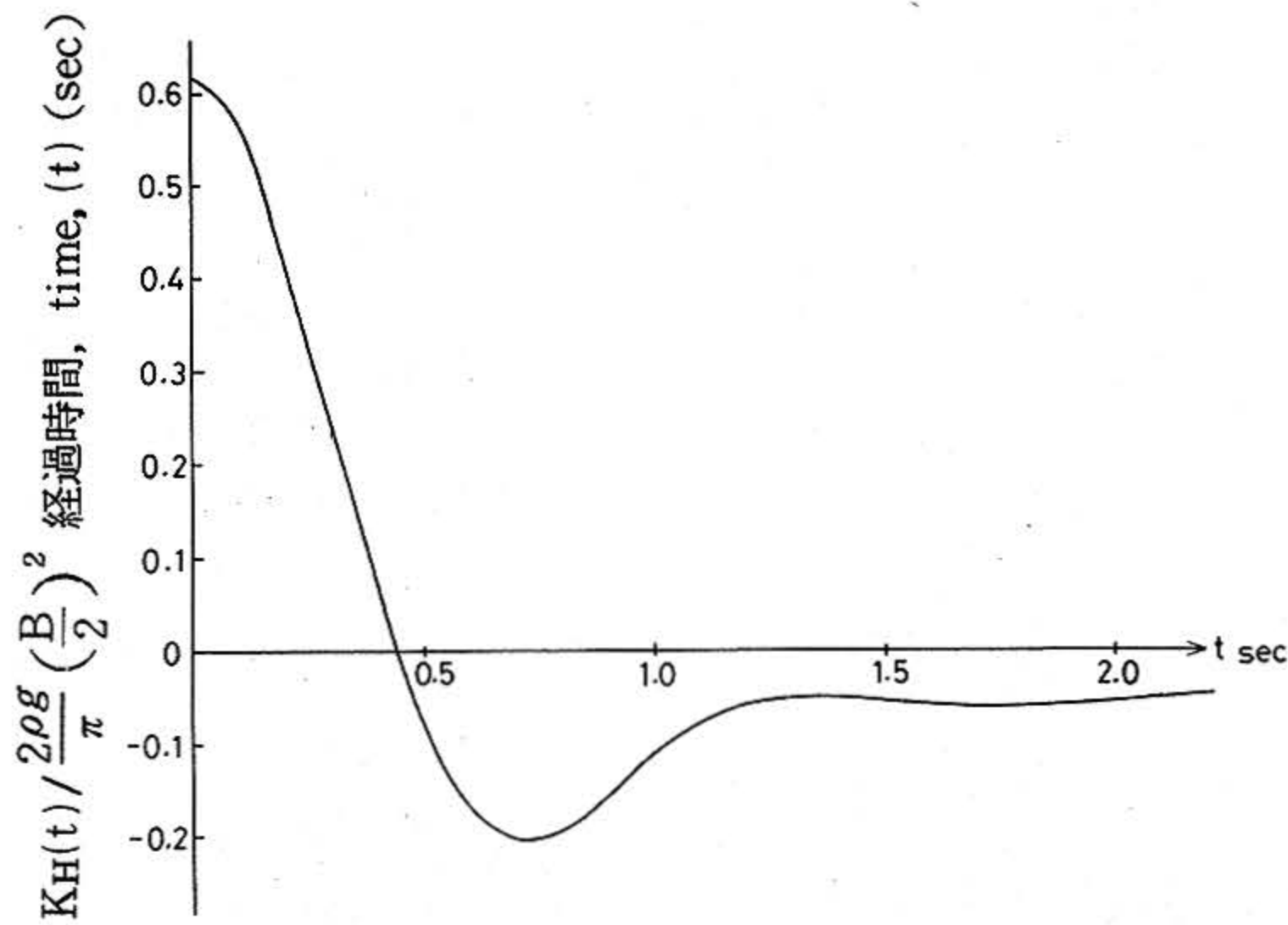


図4 上下揺れ, メモリー影響関数
Memory effect function of heaving

ここで, β は線形加速度法のパラメータで $1/6$ をとる。

次に, この ζ および $\dot{\zeta}$ を用い,

$$\begin{aligned} \ddot{\zeta}_{n+1} = & [F_z(t) - N_H \cdot \dot{\zeta}_{n+1} \\ & - \frac{\rho w}{2} \cdot C_D' \cdot A_w \cdot \zeta_{n+1} \cdot |\dot{\zeta}_{n+1}| \\ & - \rho g A_w \cdot \zeta_{n+1}] / \{M(1 + m_H^\circ)\} \dots (23) \end{aligned}$$

として, ζ_0 と(21)式の ζ_{n+1} の差があらかじめ定めた誤差内に収まるまで, $\zeta_0 = \zeta_{n+1}$ とし, (23)式の $\ddot{\zeta}_{n+1}$ を用い, 再び(21)式および(22)式を計算し, これが収束するまで行う。

なお, ここで, インプットする項は, 波浪外力 F_z の項であり, (21)式において Δt きざみに得られる F_z を用い, ニューマーク- β 法も Δt きざみに一点ずつ計算して行く。

2.5. インパルス応答法

(9)式の流体係数は各周波数において一定の値として与える, いわゆる, 周波数流域での流体力を

用いた。

本報告のような非線形な位相制御を行うようなシステム下で, また, 最終的な目標である不規則波中での水面変動を求めるのであるならば, 流体力係数も時々刻々変動するように取扱う必要がある。そこで, インパルス応答法を用い, 流体力を求め, ニューマーク- β 法によって, 前述の方法と同様に, 水面変動の時刻歴を求めた。

このような非周期的造波問題の取扱いについて, W. E. Cummins⁵⁾, T. F. Ogilvie⁶⁾, G. Van Oortmerssen⁷⁾, 高木^{8,9)}の報告がある。本報告では, 水柱形状がルイスフォームとして十分扱えるため, 高木, 齊藤らの方法⁹⁾を用い, 上下揺れのメモリー影響関数を求め(図4参照), この関数と上下揺れ速度との畳込み積分を行い, 流体力を求めた。

まず, 時間領域の運動方程式は, 次式で表わされる。

$$(M + m_H^\circ) \ddot{\zeta} + \int_0^t K_H(t-\tau) \dot{\zeta}(\tau) d\tau + \frac{\rho}{2} \cdot Aw \cdot C_D' \dot{\zeta} \cdot |\dot{\zeta}| + \rho g Aw \cdot \zeta = F_Z(t) \quad \dots\dots\dots(24)$$

ここで、 m_H° ; 周波数無限大の付加質量
 K_H ; 上下揺れのメモリー影響関数である。

(24)式は微分積分方程式であり、解析的に解くことは困難である。そこで、この解法にも、前述のニューマーク-β法を用いるが、計算時間の短縮のため、左辺第二項の畳込み積分は以下のように取扱う。

まず、 $t = t_n$ まで ζ が求められているから、そこまでの畳込み積分を以下のように行う。

$$N\dot{\zeta} = \sum_{i=1}^n K_H(t_{n-i+1}) \cdot \dot{\zeta}(i) \cdot \Delta t \quad \dots\dots\dots(25)$$

ここで、 K_H は時刻 $t = 0$ から t_n まで Δt きざみに求められているとする。

また、積分は常に時刻 $t = 0$ から行う必要なく、 t_n から畳込み積分時間 t_c だけ以前の時刻 t_s からとして、

$$n = t_c / \Delta t \quad \dots\dots\dots(26)$$

に亘って行えば良い。

ちなみに、

$$t_c \sqrt{g/(B/2)} < 10 \quad \dots\dots\dots(27)$$

で十分であり、本モデルでは、

$$t_c < 1.43 \text{ (sec)}$$

となる。

次に(21)式および(22)式を用い、 ζ_{n+1} および $\dot{\zeta}_{n+1}$ を求め、

$$\Delta N\dot{\zeta} = K_H(t_0) \cdot \dot{\zeta}(t_{n+1}) \cdot \Delta t \quad \dots\dots\dots(28)$$

$$N\dot{\zeta}_s = N\dot{\zeta}' + \Delta N\dot{\zeta} \quad \dots\dots\dots(29)$$

(23)式と同様に、

$$\ddot{\zeta}_{n+1} = (F_Z(t) - N\dot{\zeta} - \frac{\rho}{2} C_D' \cdot Aw \cdot \dot{\zeta}_{n+1} |\dot{\zeta}_{n+1}| - \rho g Aw \cdot \zeta_{n+1}) / (M + m_H^\circ) \quad \dots\dots\dots(30)$$

として、繰返し計算を行う。

さて、本計算に用いられる上下揺れのメモリー影響関数は、発散波振幅比 \bar{A}_H を用い、次式で表わされる。

$$K_H(t) = \frac{2\rho g^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\bar{A}_H}{w^2} \cos \omega t d\omega \quad \dots\dots\dots(31)$$

この積分で周波数の全領域にわたって、 \bar{A}_H が求められていなければならない。本報告では、高木、齊藤らの手法を用い、以下に示す漸近解を用いた。

$$\omega \rightarrow 0 ; \bar{A}_H = 2 \xi_b \quad \dots\dots\dots(32)$$

$$\omega \rightarrow \infty ; \bar{A}_H = \frac{4}{\xi_d} \cdot \frac{(1+3a_3)(1-a_1+a_3)(1+a_1-3a_3)}{(1-a_1+3a_3)^3} \quad \dots\dots\dots(33)$$

$$\text{ここで、} \xi_b = K(B/2) = \frac{\omega^2}{g} \cdot \left(\frac{B}{2}\right)$$

$$\xi_d = K \cdot d = \frac{\omega^2}{g} \cdot d$$

また、 a_1 および a_3 は(13)式で求められる係数である。なお、 $0.1 \leq \xi_d \leq 5$ の関係では、Ursell-田才法によって得られる解析解を用いる。計算例を図5に示す。

一方、周波数無限大時での付加質量 m_H° は、(12)式で求められる C_0 を用い、次のようになる。

$$m_H^\circ = \frac{1}{2} \rho \pi \left(\frac{B}{2}\right)^2 \cdot C_0 \quad \dots\dots\dots(34)$$

2.6. 内部水面変動の実験および計算結果

インパルス応答法を用いて計算した内部水面変動振幅/外部水面変動振幅 (= 内部波高/外部波高) の空気室長/波長 (= L/λ) に対する特性曲線を図5に示す。

図中のプロットは、表1中の①のモデルを用いた実験結果であり、ノズル比は1/60である。

この図から計算値と実験値は、定性的、定量的にはほぼ一致し、十分に水面変動のシミュレーションが行えることが明らかになった。

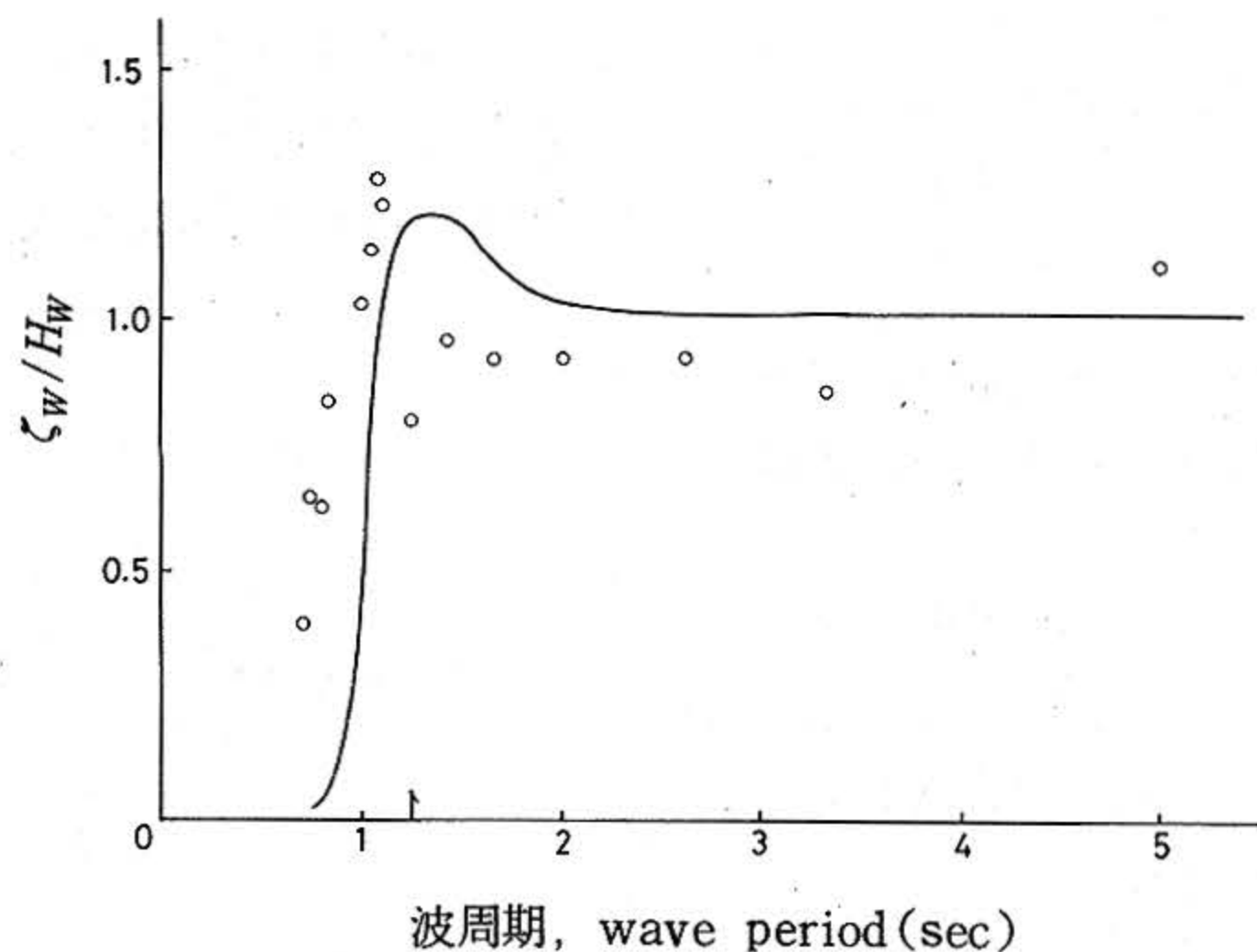
また、本モデルの特徴として、同調周期において、 ζ_w/H_w が1.2を超える運動を水柱が行っていることが観察され、その付近の運動特性を有効に応用すれば、より高い空気出力効率を得られることと考えられた。

3. 空気出力および効率

空気室内の水面が常に水平であり、その上化変動によって変化する空気室内空気量が、すべてノズルを通して流入、流出するとすれば、

$$Q = Aw \cdot \dot{\zeta}(t) \quad \dots\dots\dots(35)$$

ここで、 Q はノズルを通る空気流量である。



波の勾配, wave slope ; 1/30
 空気室容量, L×B×D ; 400 × 400 × 200
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/60
 ○ 実測, experiment
 — 計算, calculation
 ζ_w = 内部波高, inner wave height
 H_w = 外部波高, outer wave height

図5 外部, 内部の波高比
 Ratio of inner wave height to
 outer wave height

したがって, ノズルを通過する速度 v_n は, 次式のようになる。

$$v_n = Q/S' \quad \dots\dots\dots(36)$$

ここで, S' は(3)式に示した。

v_n で通過するとき, そこに生じる動圧 Pd は, つぎのようになる。

$$Pd = \frac{\rho_a}{2} v_n \cdot |v_n| \quad \dots\dots\dots(37)$$

ここで, ρ_a は空気密度 (15 °C ; 0.125 kg/m³) である。

一方, 流動する流体の持つエネルギー L は, ノズル断面を単位時間に通過する流体流量と, その断面に及ぼす圧力の積¹⁰⁾ であるから, つぎのようになる。

$$L = P \cdot Q \text{ [kg} \cdot \text{m/sec]} \quad \dots\dots\dots(38)$$

(36)式および(37)式から, 次式が得られる。

$$v_n = \sqrt{2Pd/\rho_a} \quad \dots\dots\dots(39)$$

$$Q = v_n \cdot S' = \sqrt{2/\rho_a} \cdot S' \cdot Pd \quad \dots\dots\dots(40)$$

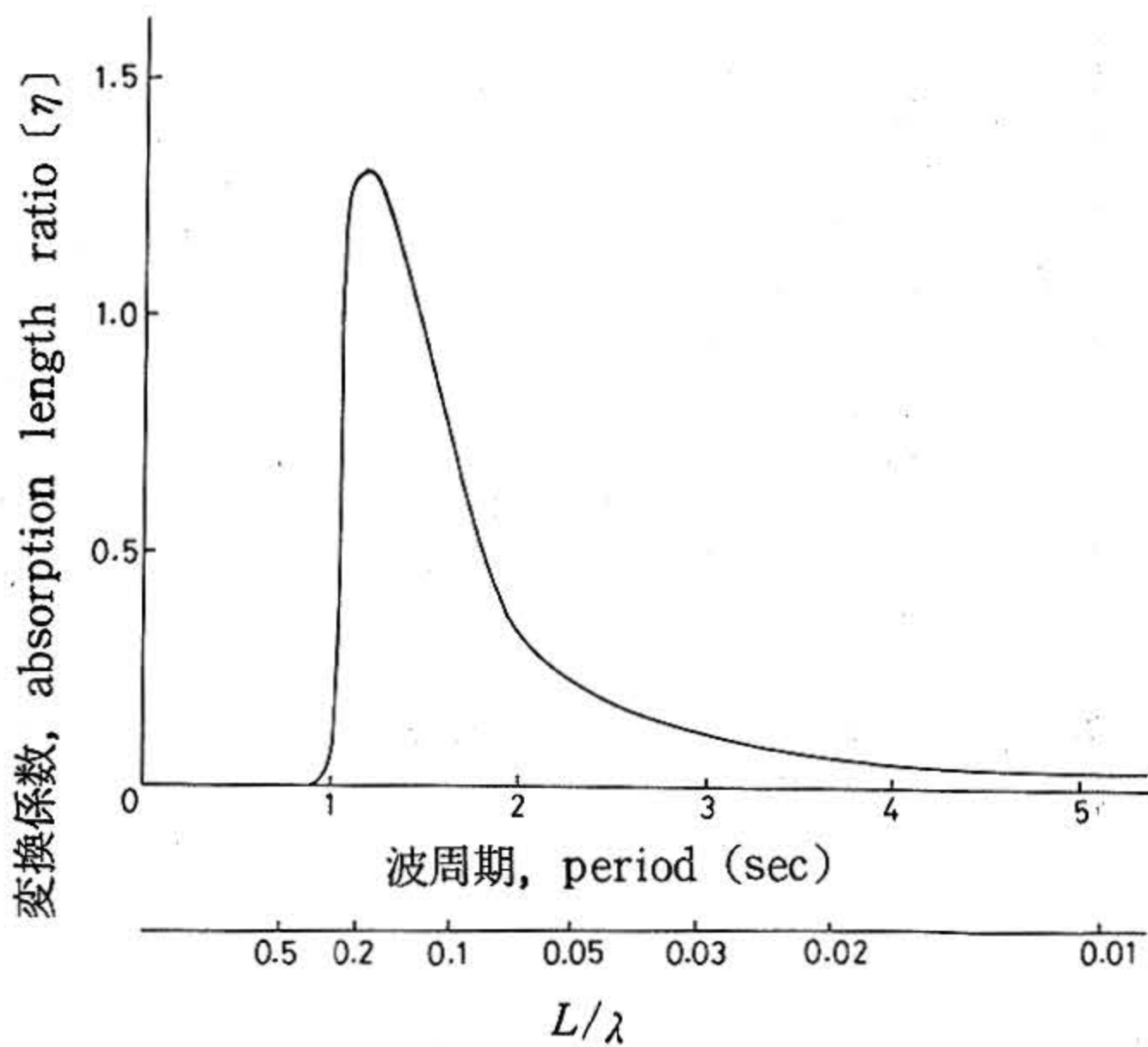
であるから, $P \doteq Pd$ として, (38)式に代入すると,

$$L = P \cdot \sqrt{2/\rho_a} \cdot S' \cdot \sqrt{Pd} = \sqrt{2/\rho_a} \cdot C \cdot S \cdot Pd^{3/2} \text{ [kg} \cdot \text{m/sec]} \quad \dots\dots\dots(41)$$

エネルギーを出力 W (W) で表わせば,

$$W = 9.807 L \quad \dots\dots\dots(42)$$

また, Pd を [mm aq], ノズル面積を [cm²] の単位で表わすと, つぎのようになる。



波の勾配, wave slope ; 1/30
 $L \times B \times d$; 400 × 400 × 200
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/60

図6 固定空気室 空気出力変換効果特性
 Absorption length ratio of wave power by fixed air chamber

$$W \doteq 0.004 \cdot C \cdot S \cdot P_d^{3/2} \dots\dots\dots(43)$$

なお、変動出力を平均化するため、次の二通りの手法を採用する。

(1) ピーク値から求める

出力のピーク値に0.4を乗じ、これを W_p とする。出力波形が正弦的であるなら、この値はほぼ次の W_m と一致する。

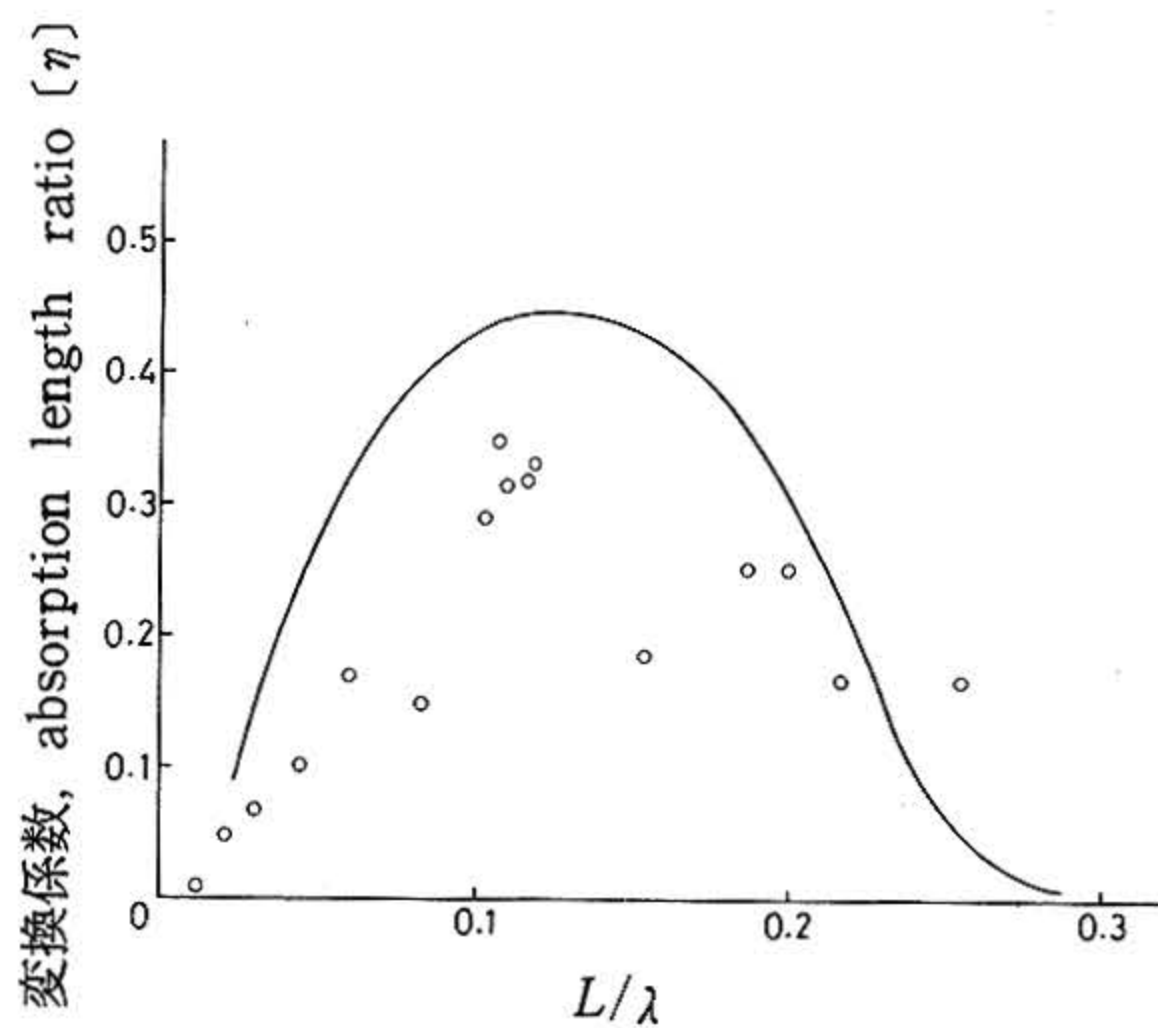
(2) 半周期に亘って積算して平均をとる

つまり、周期を T とすれば、つぎのようになる。

$$W_m = \int_0^{T/2} W(t) dt / (T/2) \dots\dots\dots(44)$$

これが一般的に採用される値である。

さて、入射してくる波のもつエネルギーに対する出力エネルギーの比、つまり、出力効率¹¹⁾を求める。まず、波のもつエネルギー E は単位幅あたり、つぎ



$L \times B \times d$; 200 × 200 × 100
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100
 ○ ; 実測, experiment
 — ; 計算, calculation

図7 固定空気室 空気出力変換特性
 Absorption length ratio of wave power by fixed air chamber

のようになる。

$$E = \frac{1}{8} \rho g n c H_w^2 \dots\dots\dots(45)$$

ここで、 C ; 波速

H_w ; 波高

深海波では、

$$n = 1/2$$

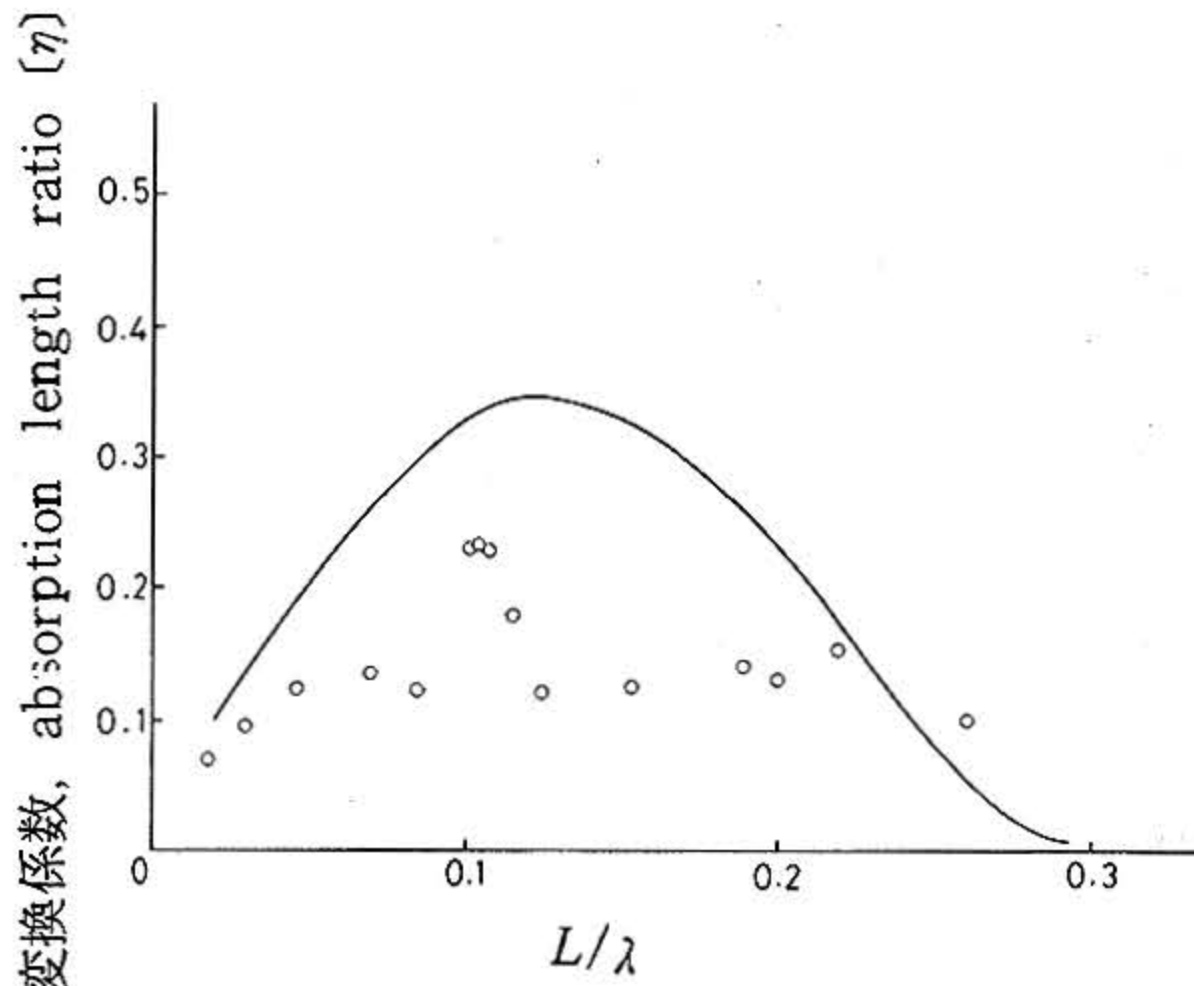
$$C = \frac{g}{2\pi} T$$

$$\therefore E = \frac{\rho g^2}{32\pi} H_w^2 \cdot T$$

$$\doteq 97.5 H_w^2 \cdot T \text{ [kg} \cdot \text{m/sec]}$$

$$= 0.96 H_w^2 T \text{ [kW]}$$

$$\doteq H_w^2 T \dots\dots\dots(46)$$



$L \times B \times d$; $200 \times 200 \times 100$
 ノズル比, nozzle ratio ; $1/100$
 ○ ; 実測, experiment
 — ; 計算, calculation

図8 固定空気室 空気出力変換特性
 Absorption length ratio of wave power by fixed air chamber

したがって、エネルギー係数 η は、つぎのようになる。

$$\eta = W_m / E \cdot B \quad \dots\dots\dots(47)$$

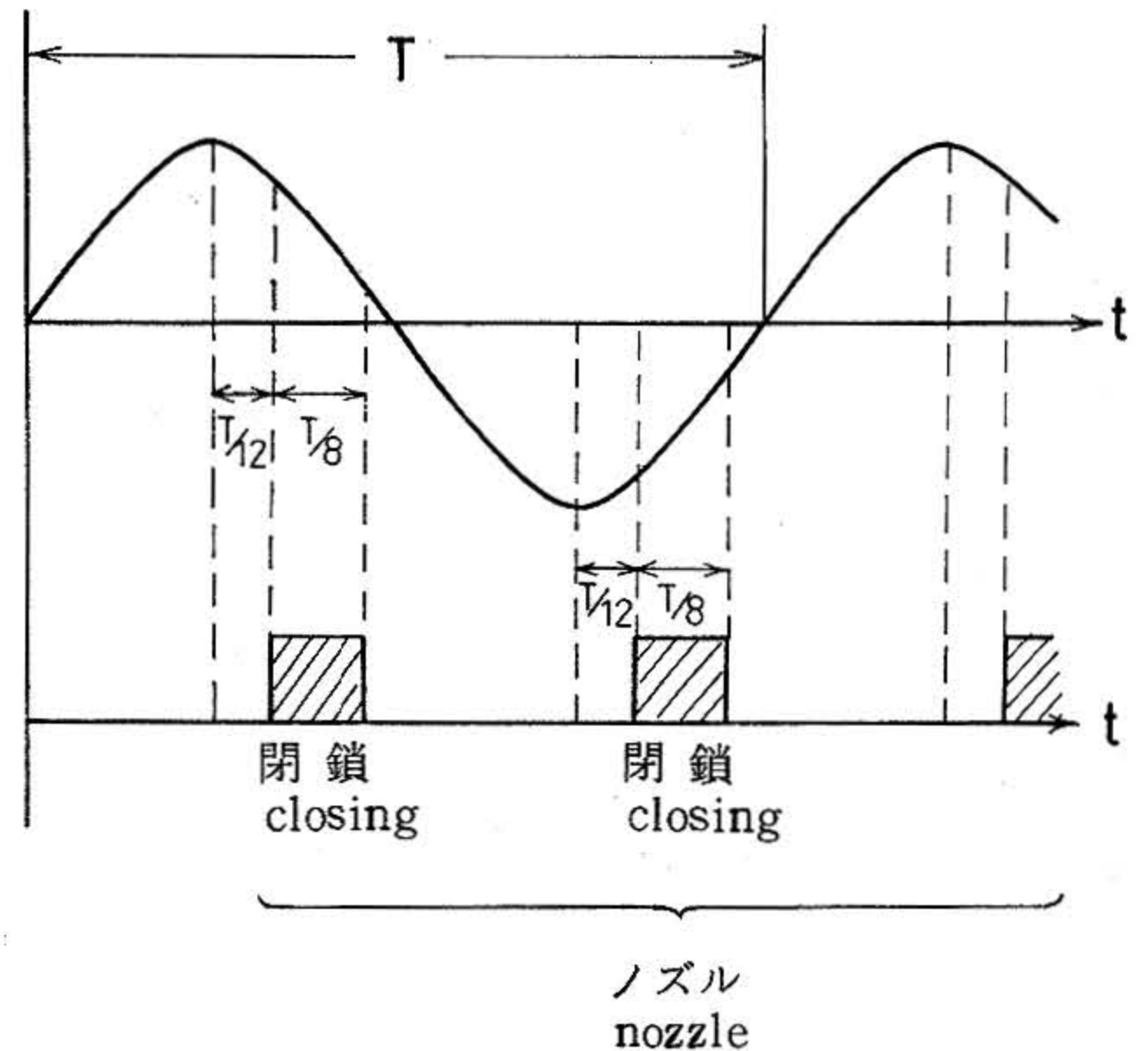
表1中の①のモデルについて計算値を図6、表1中の②のモデルについての計算値と実験値を図7および図8に示す。

4. 位相制御

ノズルの閉鎖によって、変動していた内部水面は、ほぼその水位で停止し、開放によって再び変動しはじめる。このような制御を行ったときの内部水面変動の数値シミュレーションを行った。

4.1. 数値シミュレーション

(24)式の運動方程式中の C_D' 等価抗力係数は(8)式によって求めた値を用いた。



[例, example]
 ノズル閉鎖開始角度 ; 30°
 Phase of nozzle shutting
 ノズル閉鎖継続角度 ; 45°
 Continuous time of shutting

図9 位相制御例
 An example of phase control

これはノズルが開放されたときの値である。位相制御時においても、ノズルが開放されている間は、このまま使用する。

一方、ノズルが閉鎖されたときには、この C_D' がきわめて大きい値をとるようにする。

本報告では、このとき、 $C_D' = 10,000$ としている。このような大きな値をとっても、水面はわずかに変動してしまう。しかし、これはノズルの隙間からの漏れを表わすこととなり、より厳密に計測し、意味のある閉鎖時、 C_D' を得られれば、物理現象をさらに精度よくシミュレーションできることになる。

ただし、ノズル閉鎖時および開放時において、急激に C_D' 値が変わることによって、数値計算上、かなり激しい振動を起し、遂には発散してしま

う。このような欠点を補うため、そのときの時間きざみ Δt を、さらに細かく (約 50 等分) して、同様の計算をした。

また、精度の向上を期するため、計算きざみは、各周期とも、一周期の $1/240$ とし、倍精度計算で行った。

4.2. 制御のタイミング

ノズル閉鎖および開放は、すべて外部波面のピーク時刻 (山および谷どちらのピークに対しても) に対する位相遅れを制御位相とする。

また、閉鎖する位相を閉鎖開始角度、閉鎖してから開放するまでを閉鎖継続角度と言うこととする。その一例を図 9 に示す。

4.3. 結果

波周期 0.9 ~ 5.0 sec, 波高 5 cm の規則波中で、表 1 中の③に示す固定空気室を用い、位相制御を行った時の出力効率を図 10 に示す。

また、各周期における計算値の中から比較的効率を高めるため、良い位相で制御したときのみの効率を結んだ曲線が図 11 である。比較のため、全くノズル開閉を行わないときの効率曲線を示す。

一方、各周期における最適制御条件の値からノズルを開放している時間を求めると、図 12 のようになる。

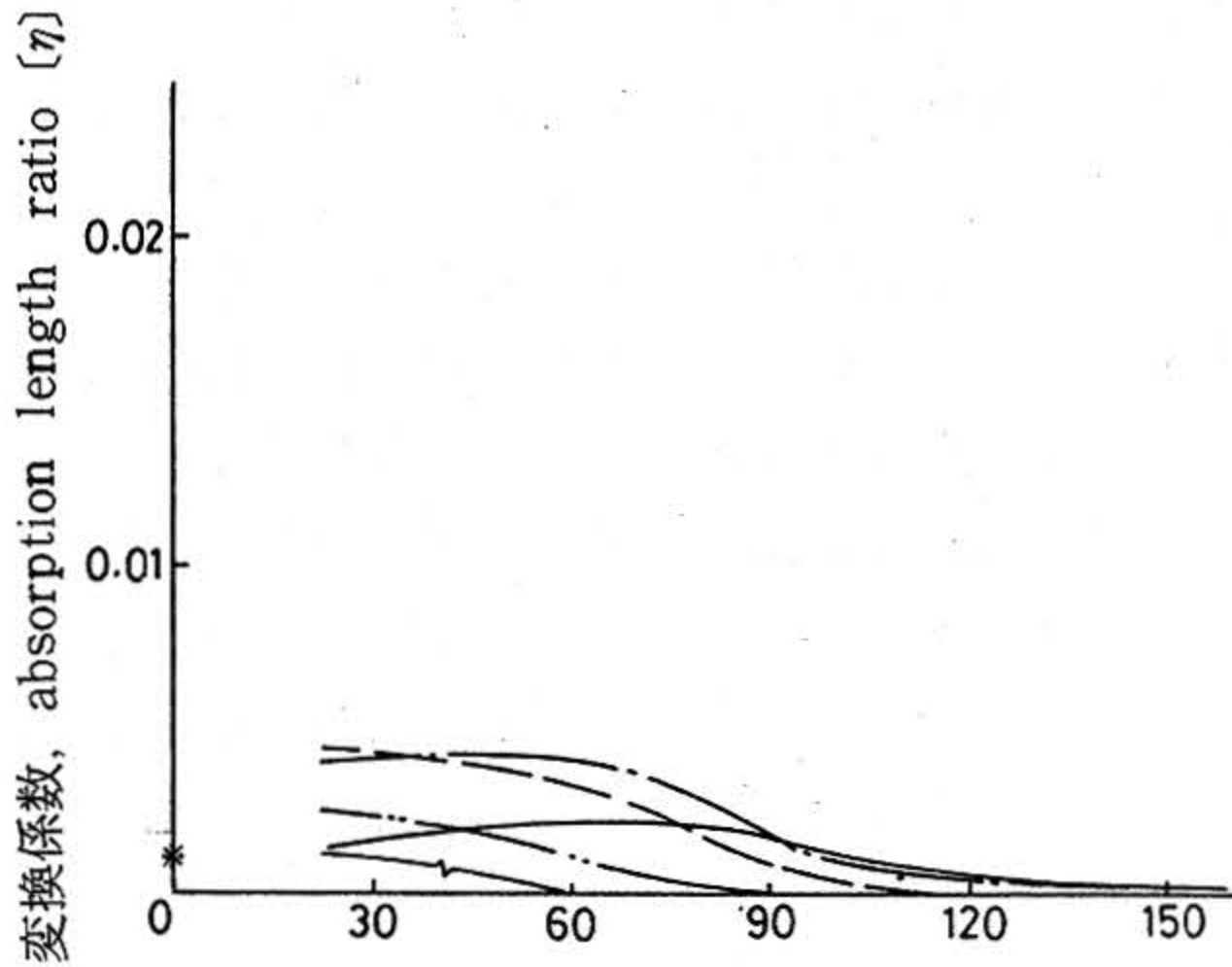
また、等価水柱のみとしたときの線形計算による外部波面に対する内部波面の位相を図 13 に示す。

水柱の長さを変え、水柱の質量を増すことによる固有周期の変化等による影響を調べるため、 $L 400 \text{ mm} \times B 400 \text{ mm}$ のモデルについて $d=500 \text{ mm}$, $1,000 \text{ mm}$ として、水柱の上下揺れおよびそのときの出力変換効率を図 14-18 に示す。

なお、位相制御計算例を図 19 に示す。

表 1 固定空気室の諸元
Dimensions of fixed air chambers for experiment

モデルタイプ model type	①	②	③
長さ [L] length (mm)	400	200	440
幅 [B] breadth (mm)	400	200	890
喫水 [d] draught (mm)	200	100	200
深さ [D] depth (mm)	300	300	300
ノズル比 nozzle ratio	1/60	1/100, 1/200	1/100



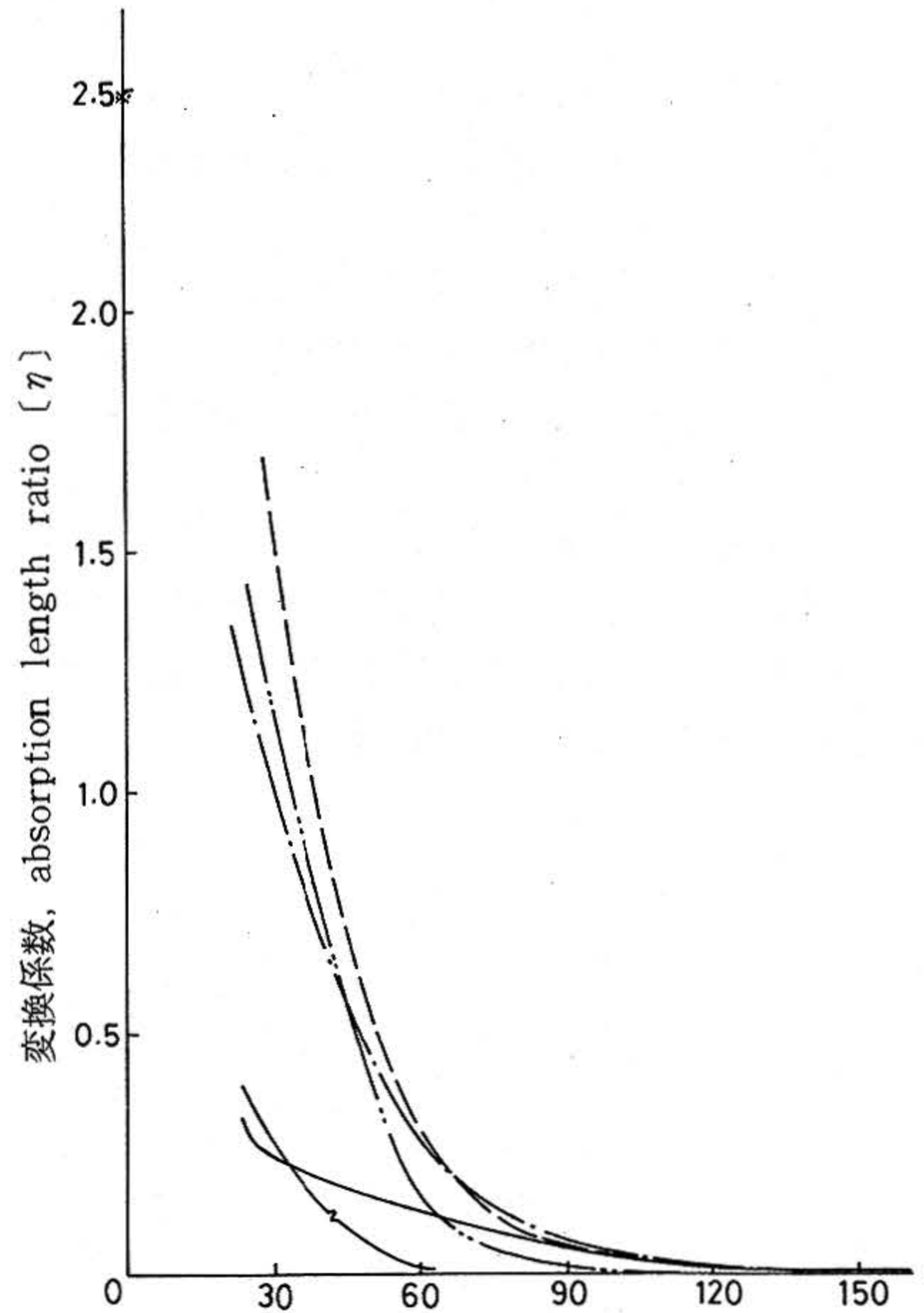
ノズル閉鎖継続角度,
continuous time of shutting [deg]

波 高, wave height ; 5.0 cm
 波の周期, wave period ; 0.90 sec
 L/λ ; 0.708
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100

ノズル閉鎖開始角度
 (外部波面ピークに対し)
 Phase of nozzle shutting [deg]
 (to peak of outer wave)

———— 0°
 - - - - 30°
 - - - - 60°
 - - - - 90°
 - - - - 120°

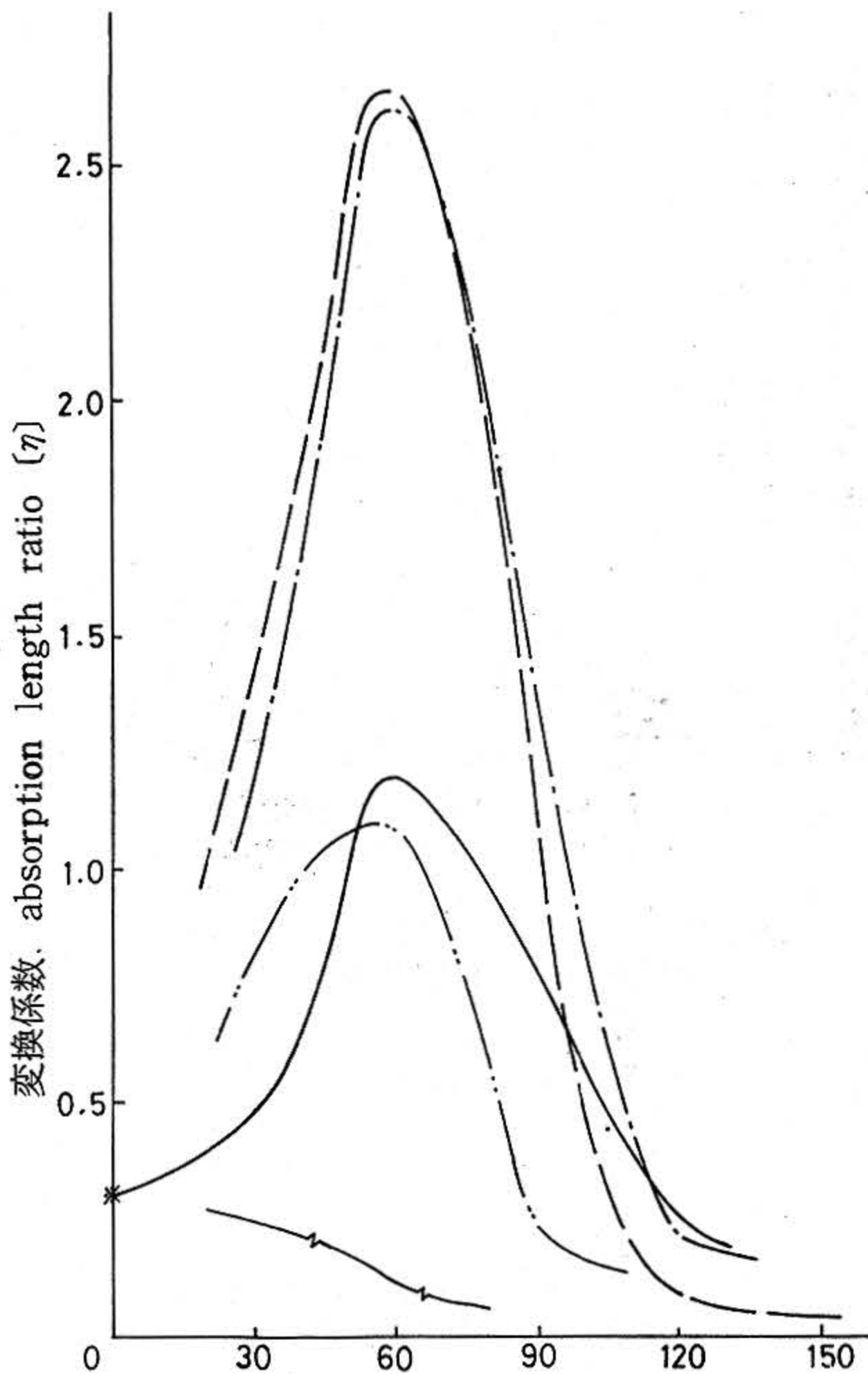
* 制限なし, without control



ノズル閉鎖継続角度,
continuous time of shutting [deg]

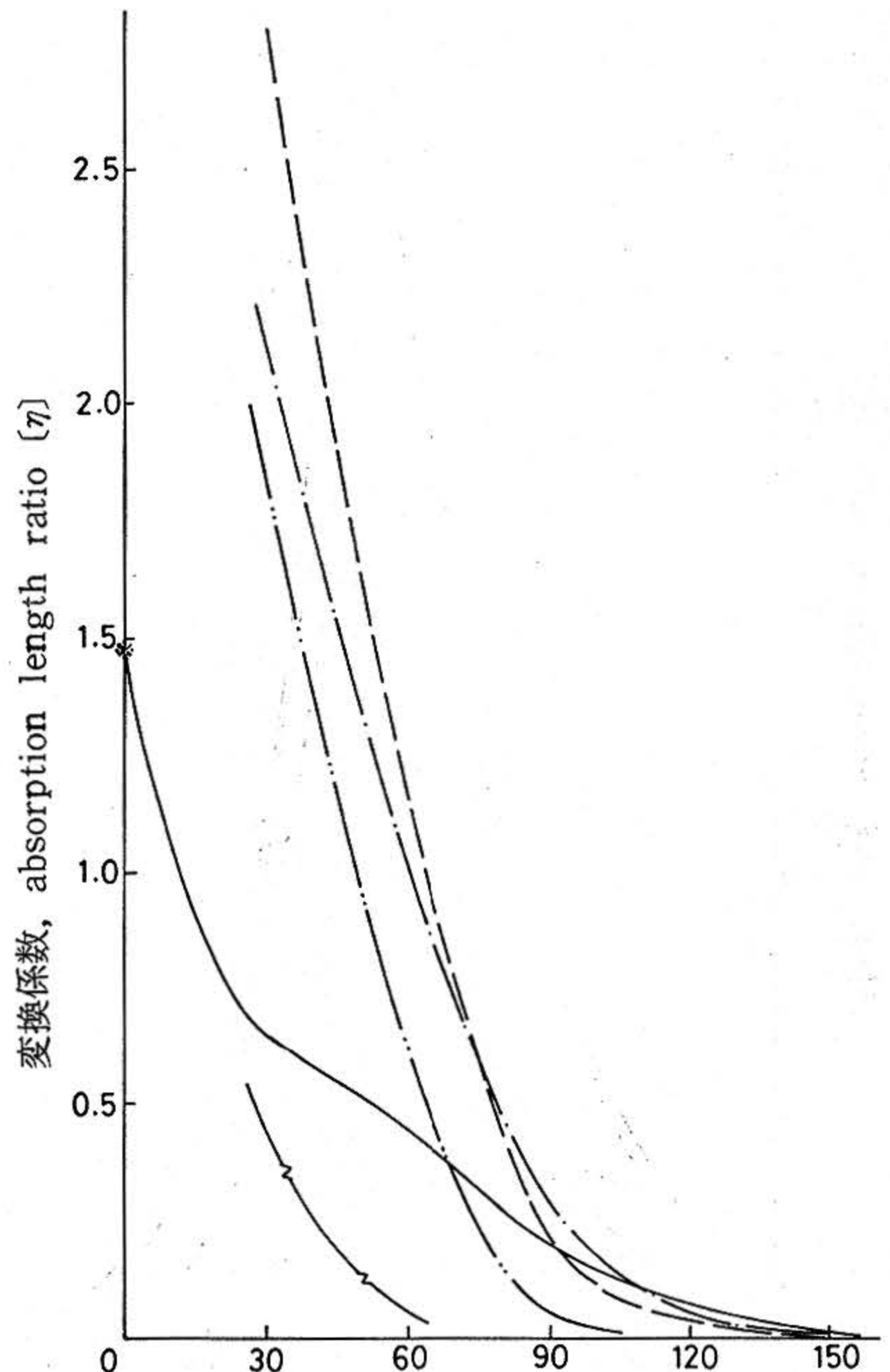
波 高, wave height ; 5.0 cm
 波の周期, wave period ; 1.16 sec
 L/λ ; 0.425
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100

図10 位相制御による出力変化 (その1)
 Effect of phase control (part 1)



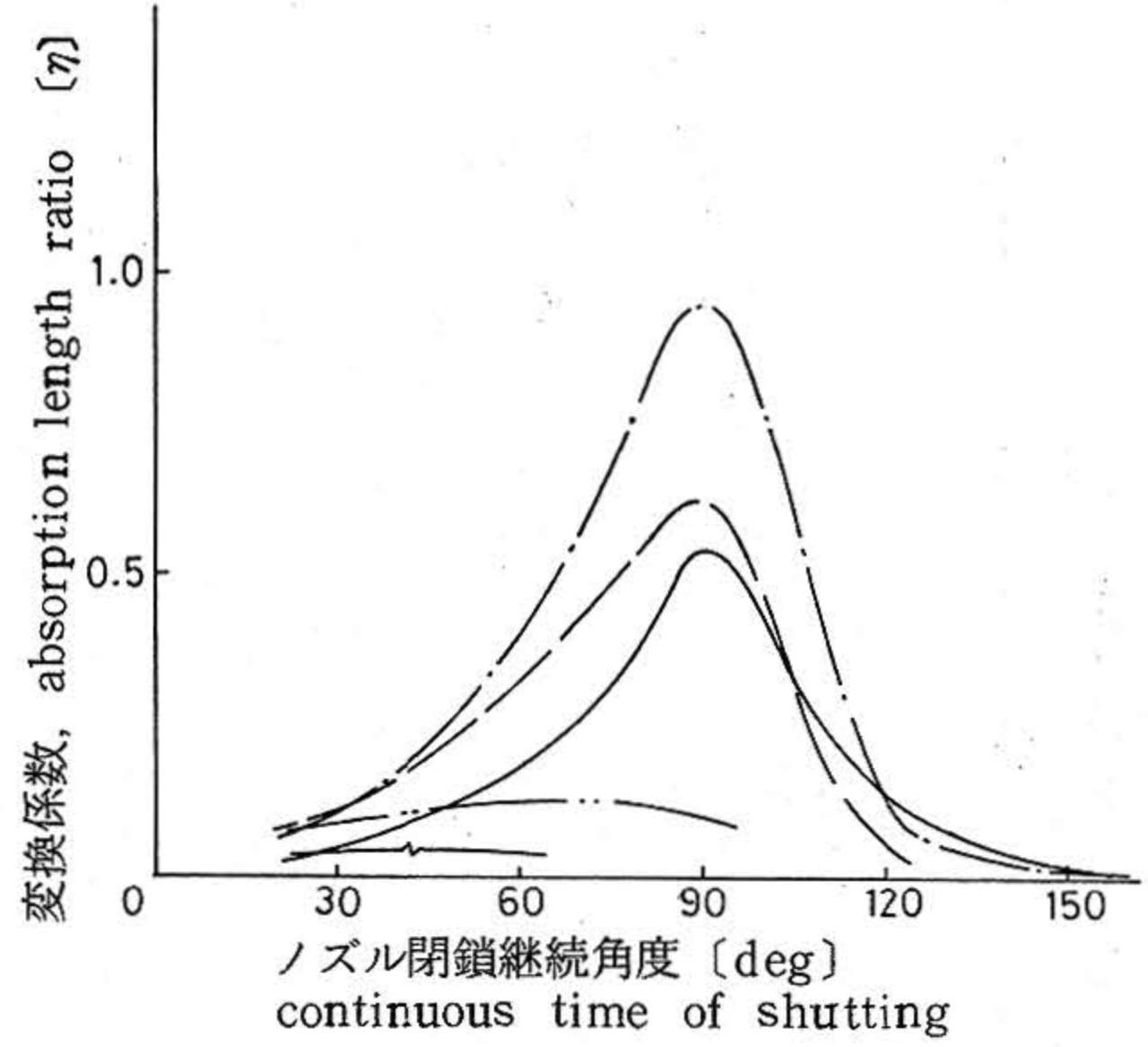
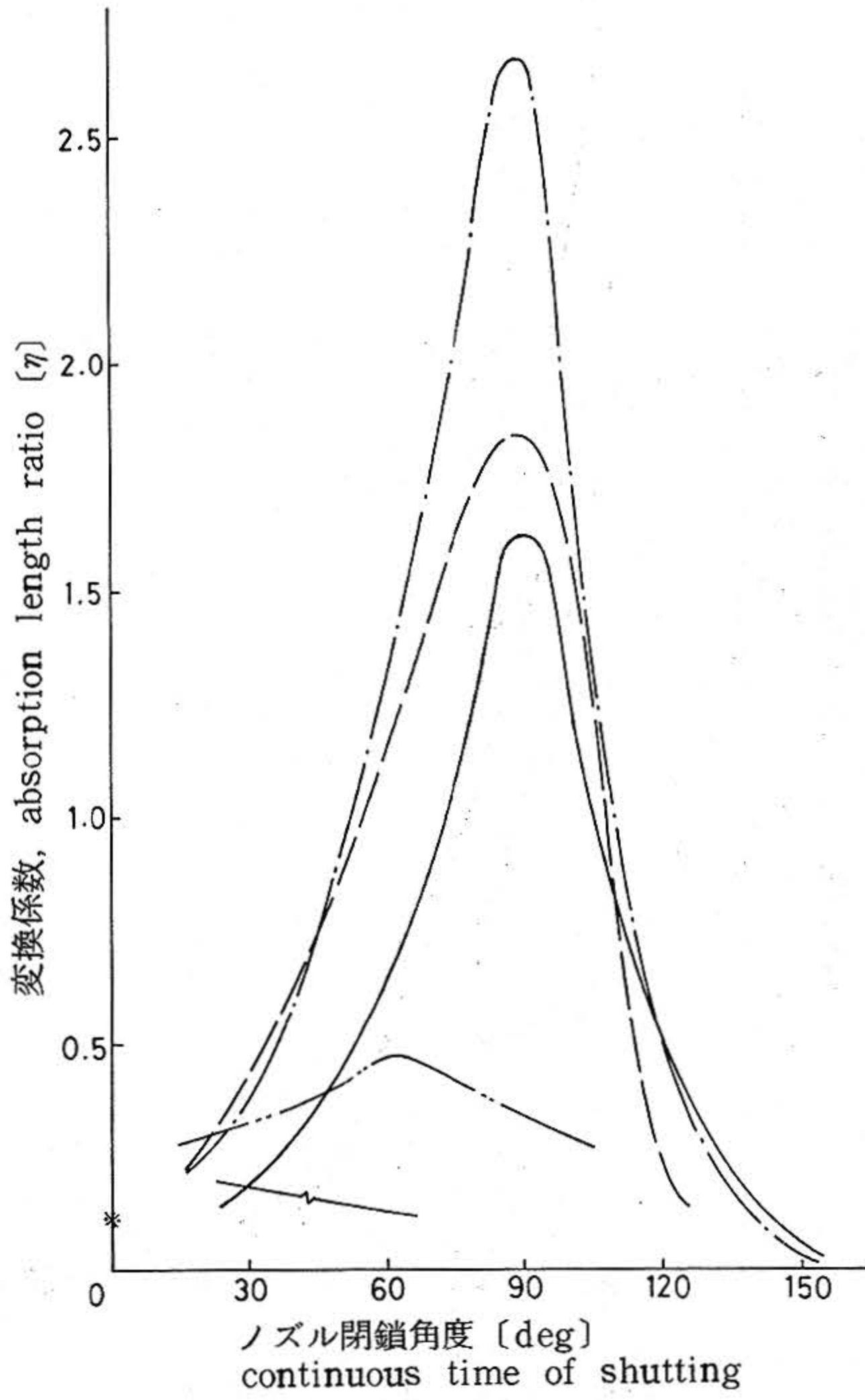
ノズル閉鎖角度 [deg]
continuous time of shutting

波 高, wave height ; 5.0 cm
 波の周期, wave period ; 2.00 sec
 L/λ ; 0.142
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100



ノズル閉鎖角度 [deg]
continuous time of shutting

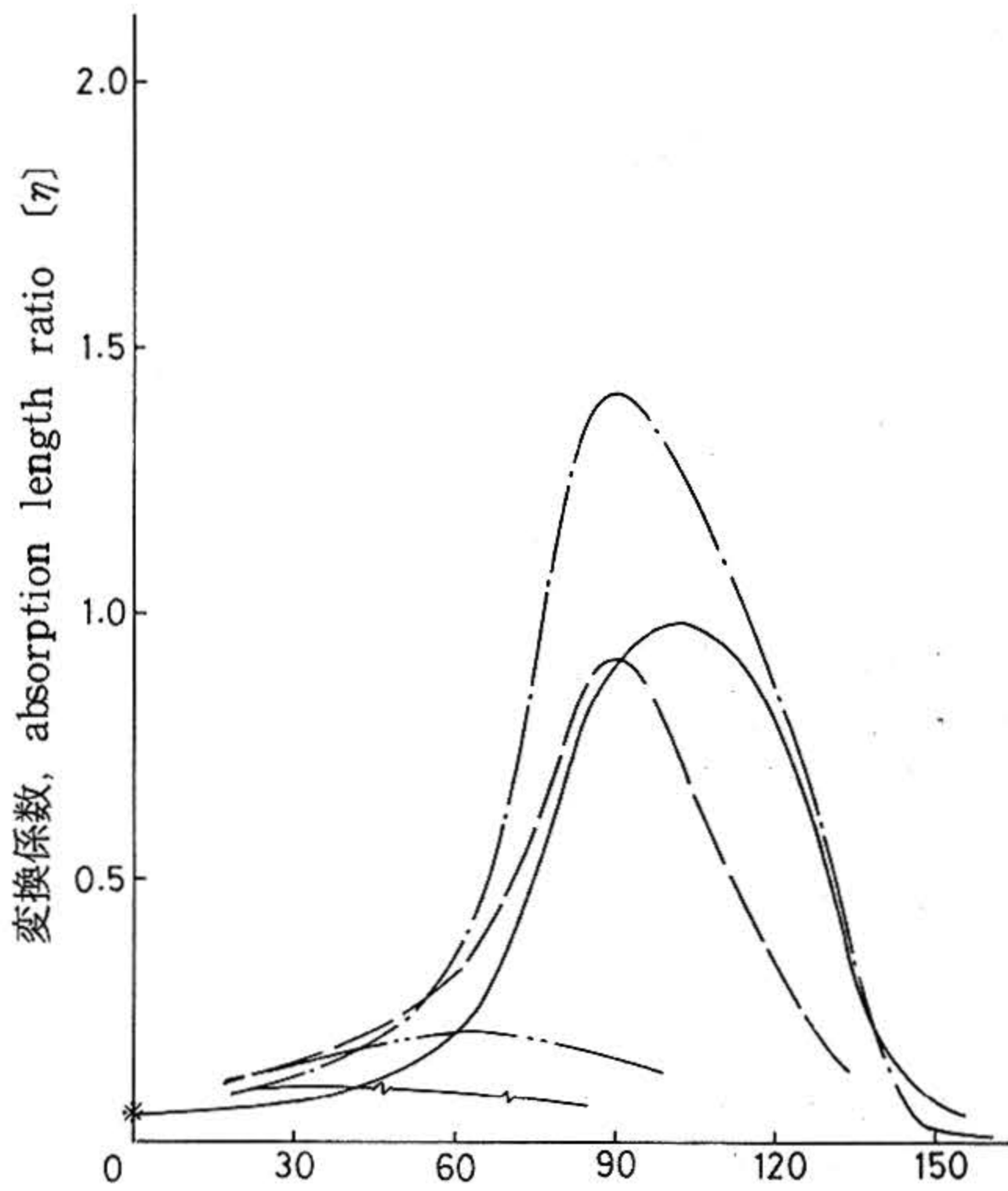
波 高, wave height ; 5.0 cm
 波の周期, wave period ; 1.42 sec
 L/λ ; 0.263
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100



- 0°
- · — · 30°
- 60°
- · · — · 90°
- · · · — · 120°

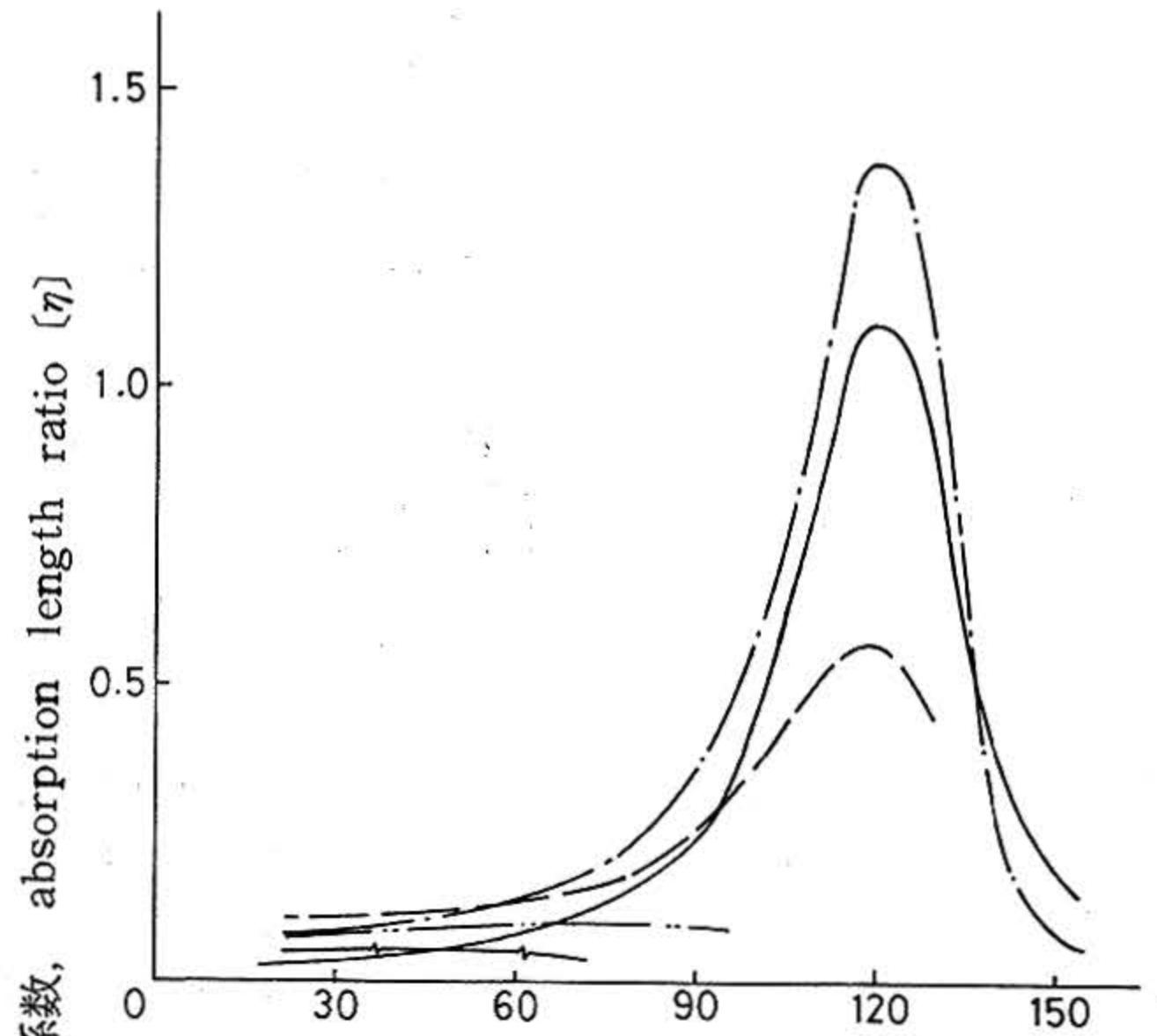
* 制限なし, without control

図10 位相制御による出力変化 (その2)
Effect of phase control (part 2)



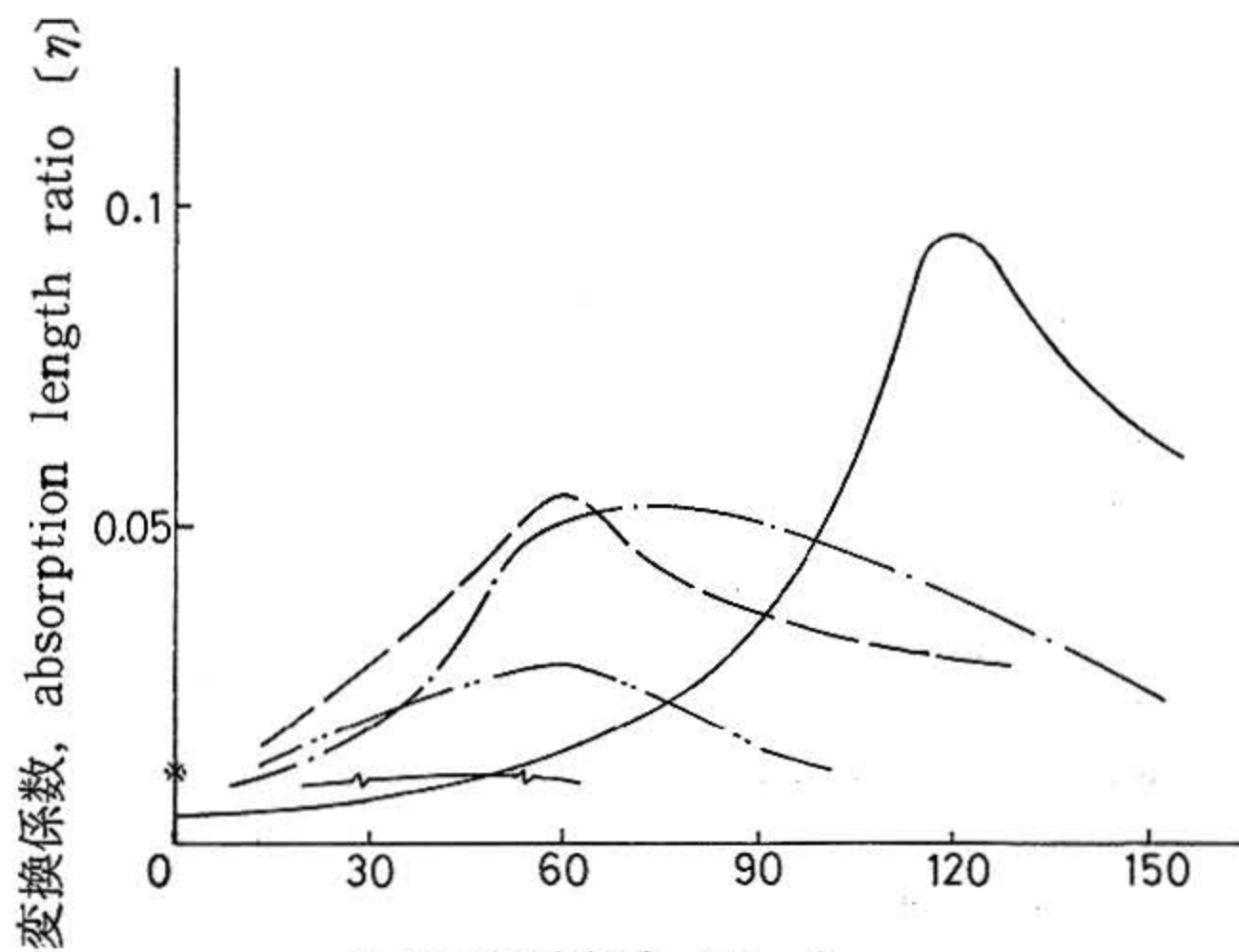
ノズル閉鎖角度 [deg]
continuous time of shutting

波 高, wave height ; 5.0 cm
波の周期, wave period ; 3.00 sec
 L/λ ; 0.064
ノズル比, nozzle ratio ; 1/100



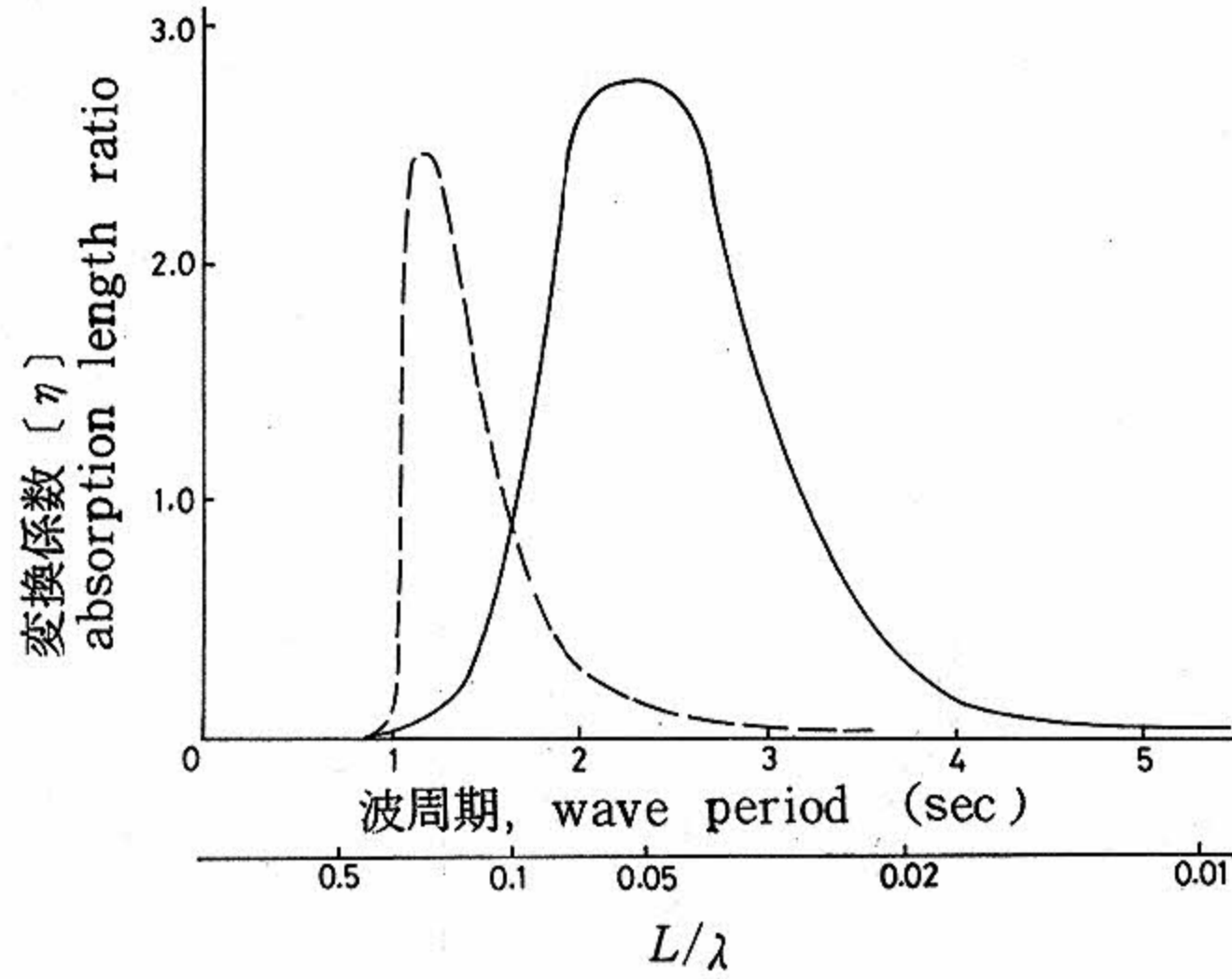
ノズル閉鎖継続角度 [deg]
continuous time of shutting

波 高, wave height ; (a) 9.0 cm
(b) 5.0 cm
波の周期, wave period ; 4.01 sec
 L/λ ; 0.035
ノズル比, nozzle ratio ; 1/100



ノズル閉鎖角度 [deg]
continuous time of shutting

波 高, wave height ; 5.0 cm
波の周期, wave period ; 5.00 sec
 L/λ ; 0.027
ノズル比, nozzle ratio ; 1/100



--- 制御なし, without control, — 制御 with control

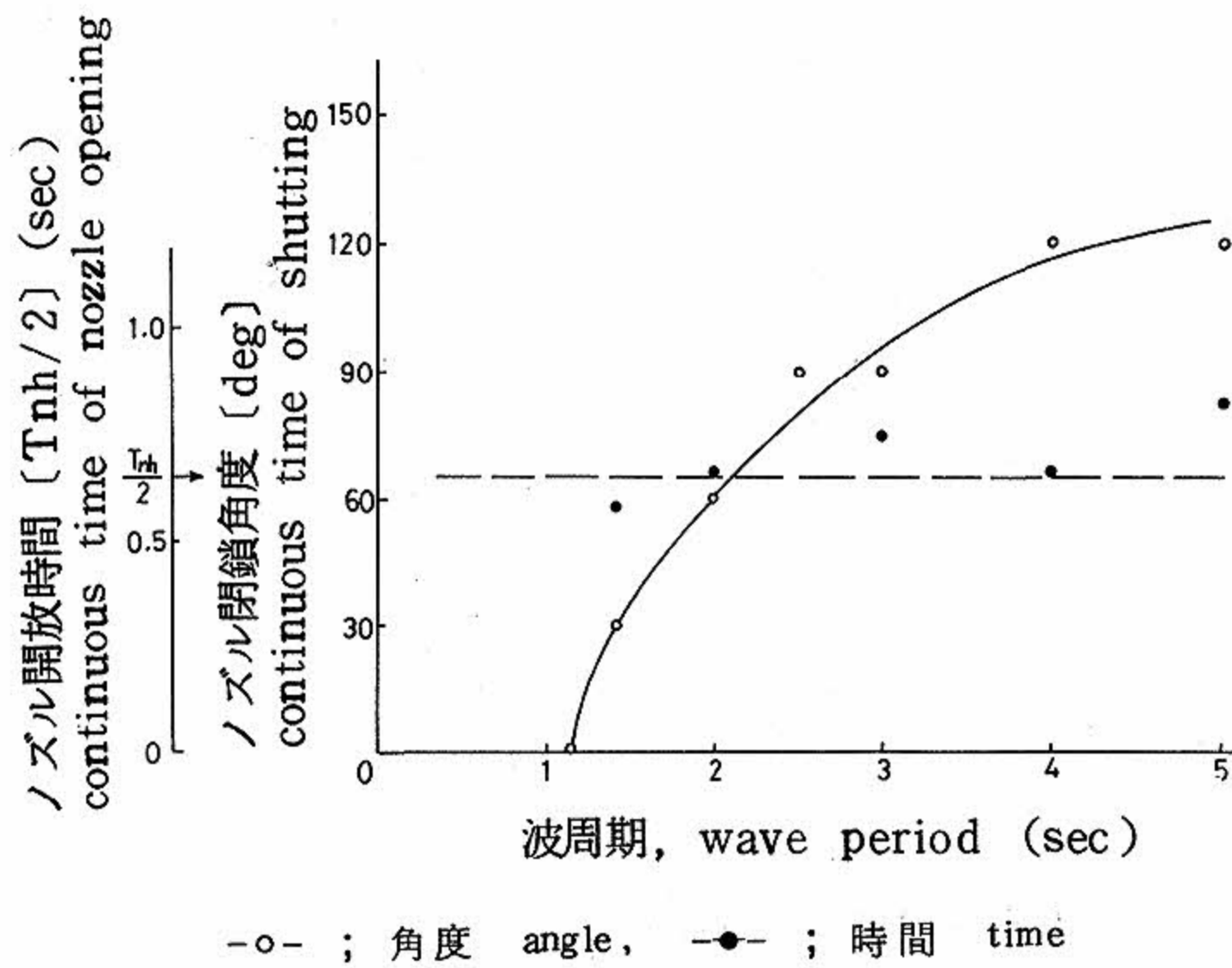
$L \times B \times d$; $440 \times 890 \times 200$

ノズル比, nozzle ratio ; 1/100

ノズル閉鎖開始角度, Phase of nozzle shutting ; 30°

ノズル閉鎖継続角度, Continuous time of shutting ; 90°

図11 位相制御による出力変化 (最大値)
Effect of phase control
(max. value)



-○- ; 角度 angle, -●- ; 時間 time

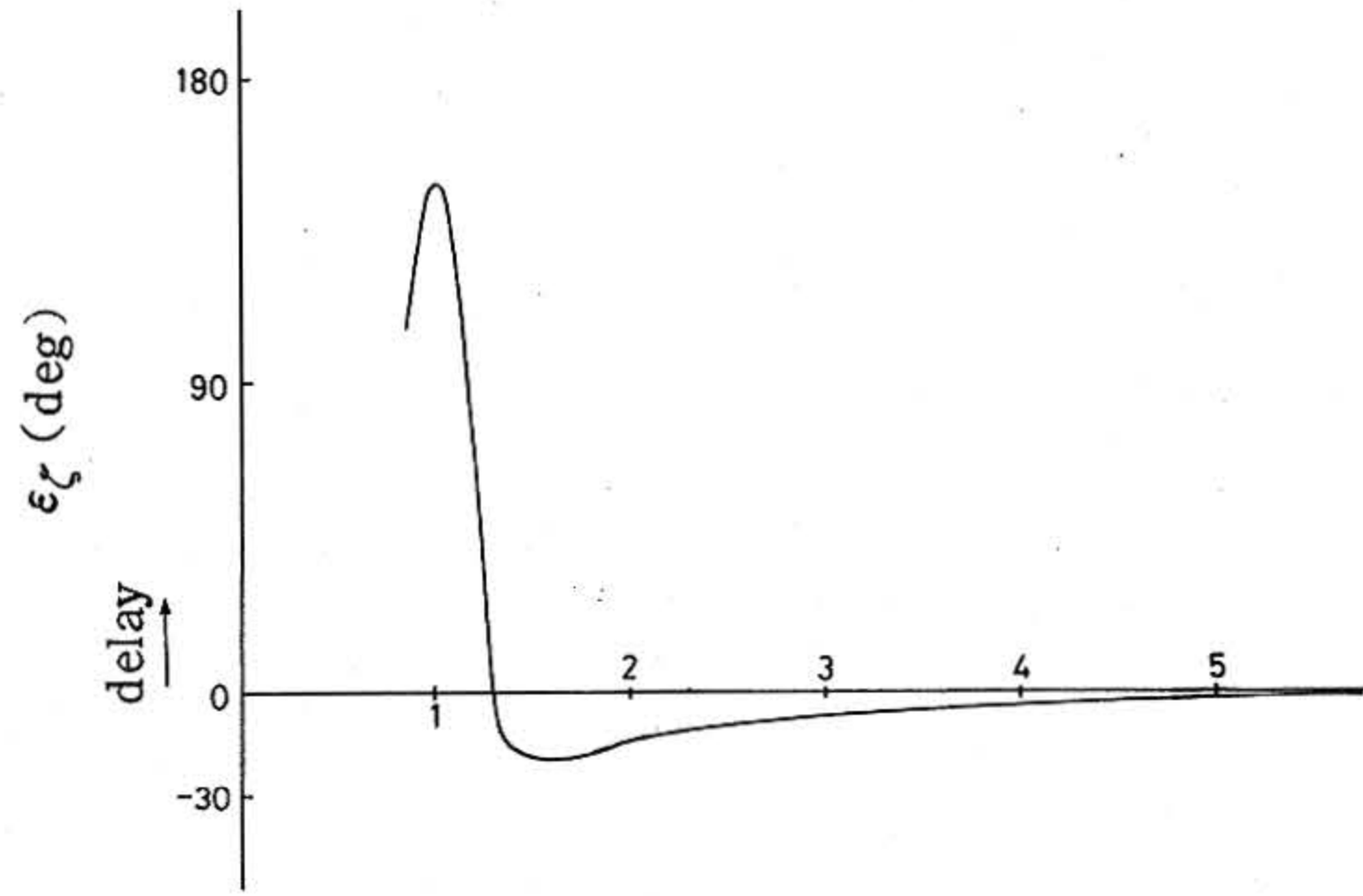
$L \times B \times d$; $440 \times 890 \times 200$

ノズル比, nozzle ratio ; 1/100

ノズル閉鎖開始角度, phase of nozzle shutting ; 30°

上下揺固有周期 [Tn h] natural period of heaving ; 1.30 sec

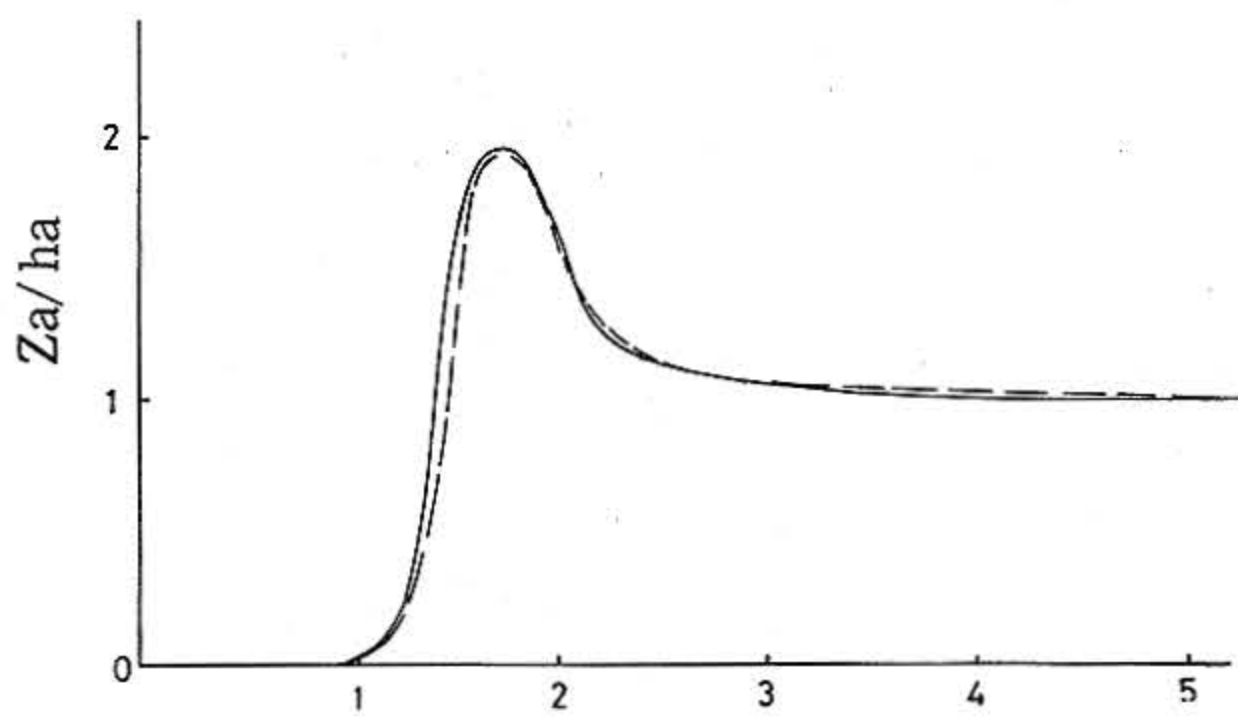
図12 波周期に対する最適ノズル閉鎖継続角度および時間
Optimum continuous time of nozzle shutting to wave period



波周期, wave period (sec)

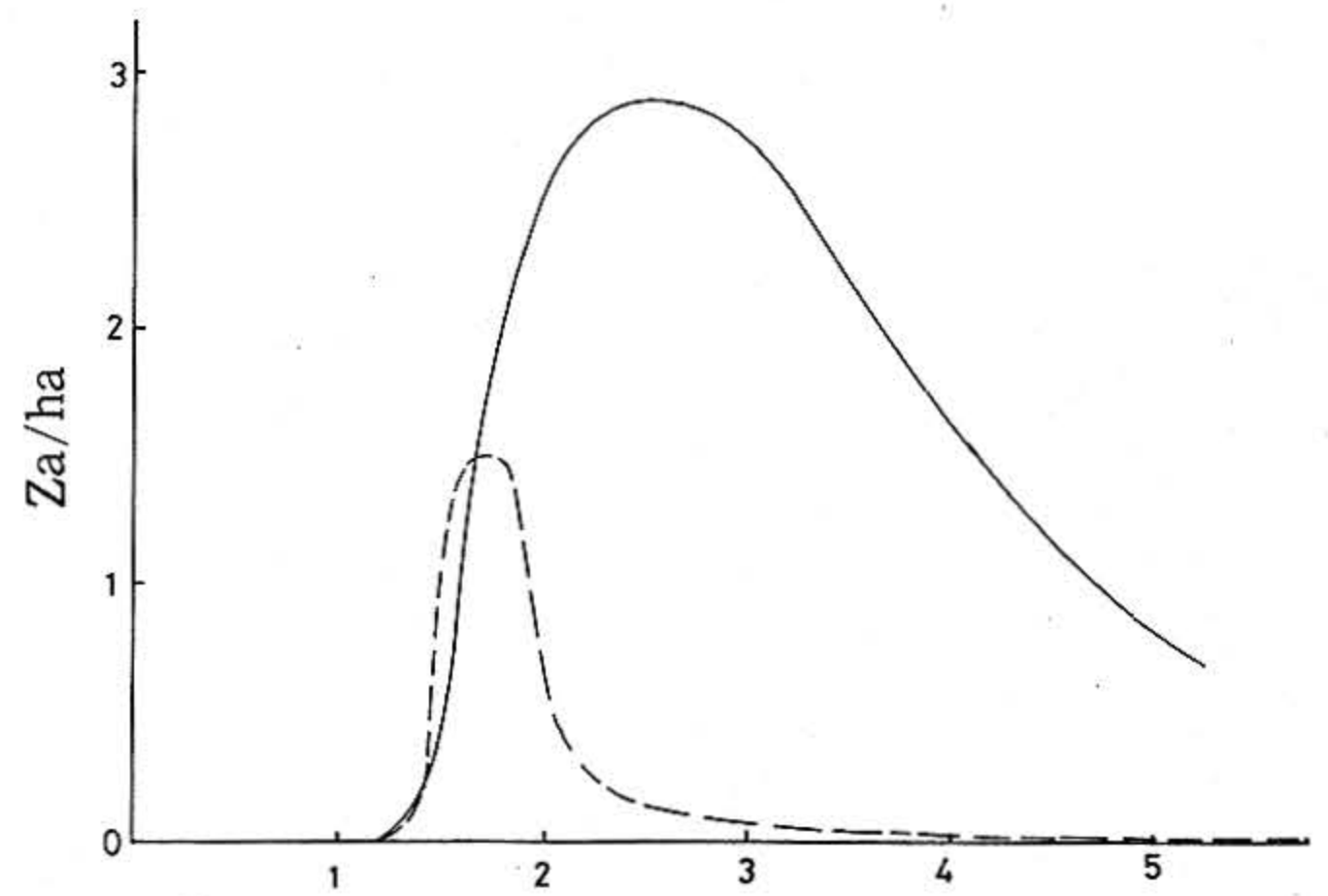
$L \times B \times d$; $440 \times 890 \times 200$

図13 外部波面に対する内部波面の位相
(等価水柱のみ)
Phase between inner wave and
outer wave (about only O.W. C)



波周期, wave period (sec)

$L \times B \times d$; $400 \times 400 \times 500$



波周期, wave period (sec)

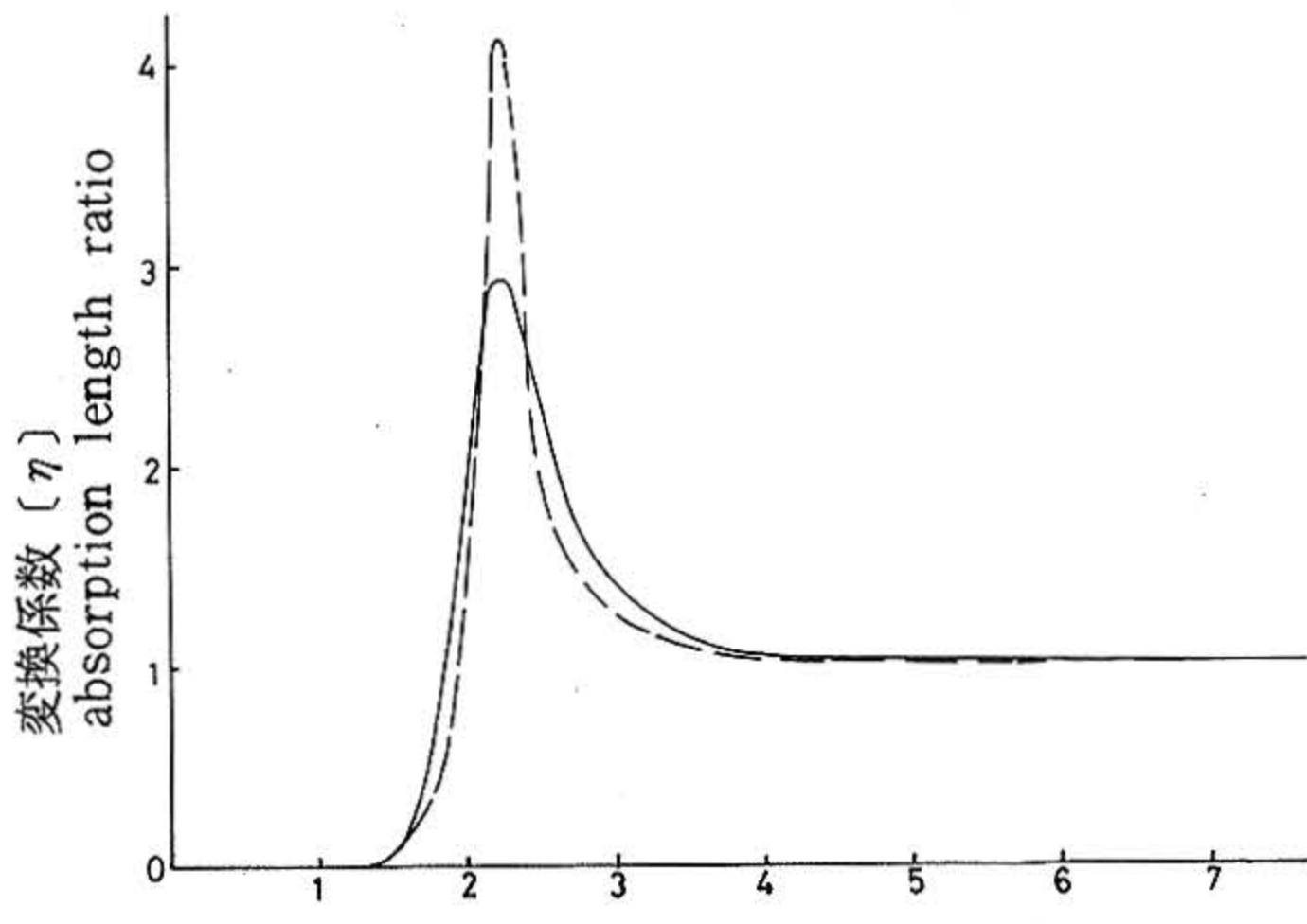
$L \times B \times d$; $400 \times 400 \times 500$ (mm)

ノズル比, nozzle ratio ; 1/100

— ; 制御, with control
--- ; 制御なし, without control

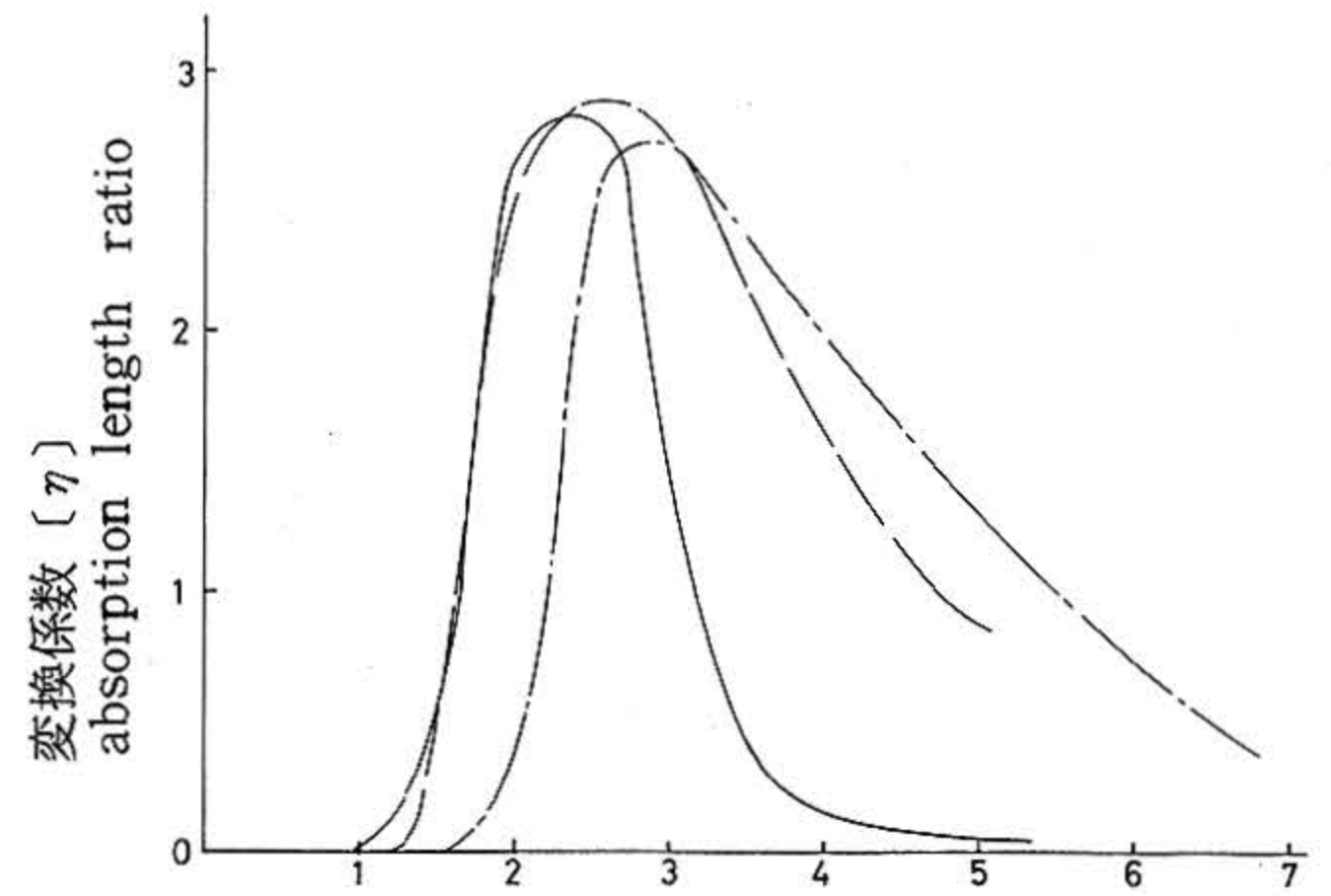
図14 等価水柱上下揺れ応答(水柱長; 500 mm)
Heaving response of O.W.S
(length of O.W.C; 500 mm)

図15 位相制御による出力変化(水柱長 500 mm)
Effect of phase control (length of
O.W.C.; 500 mm)



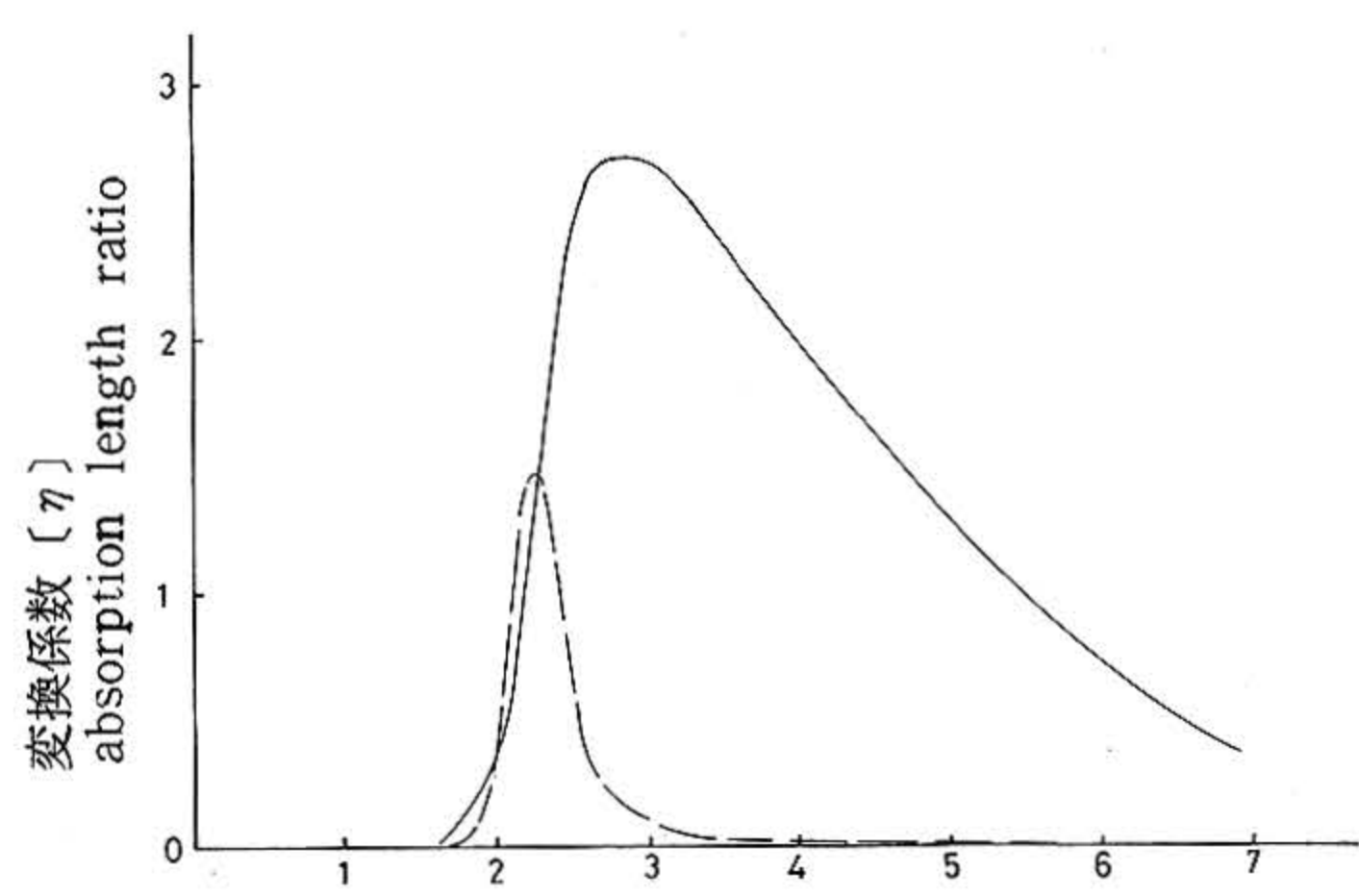
波周期, wave period (sec)
 $L \times B \times d$; $400 \times 400 \times 1000$ (mm)

図16 等価水柱上下揺れ応答(水柱長 1,000 mm)
 Heaving response of O.W.C
 (length of O.W.C; 1,000 mm)



波周期, wave period (sec)
 $L \times B$; 400×400 (mm)
 喫水, draught [d];
 — 200 mm
 --- 500 mm
 - · - 1,000 mm

図18 等価水柱長さの出力変換効率に与える影響(最適位相制御時)
 Effect of O.W.C length
 (Optimum condition)



波周期, wave period (sec)
 $L \times B \times d$; $400 \times 400 \times 1,000$ (mm)
 ノズル比, nozzle ratio ; 1/100
 — ; 制御, with control
 --- ; 制御なし, without control

図17 位相制御による出力変化(水柱長 1,000 mm)
 Effect of phase control (length of
 O.W.C; 1,000 mm)

***** TIME HISTORY *****

WAVE NUMREER# 0.45000 KB# 0.19000 PERIOD# 2.99199 L/RAMDA# 0.06374
 PHASE CONTROL : SHUT : 0.2493(SEC) 0.571599(RAN) 30.000(DFG)
 OPEN : 0.9973(SEC) 2.090395(RAN) 120.000(DEG)
 WAVE HEIGHT(M) = 0.100
 HFAVE/WAVE = 0.008
 ** EFFICIENCY(%) : MEAN : 19.529 **
 ** PEAK : 38.523 **

* : WAVE
 . : HEAVE
 - : PD
 + : WATT
 X : NOZZLE IS SHUTTED

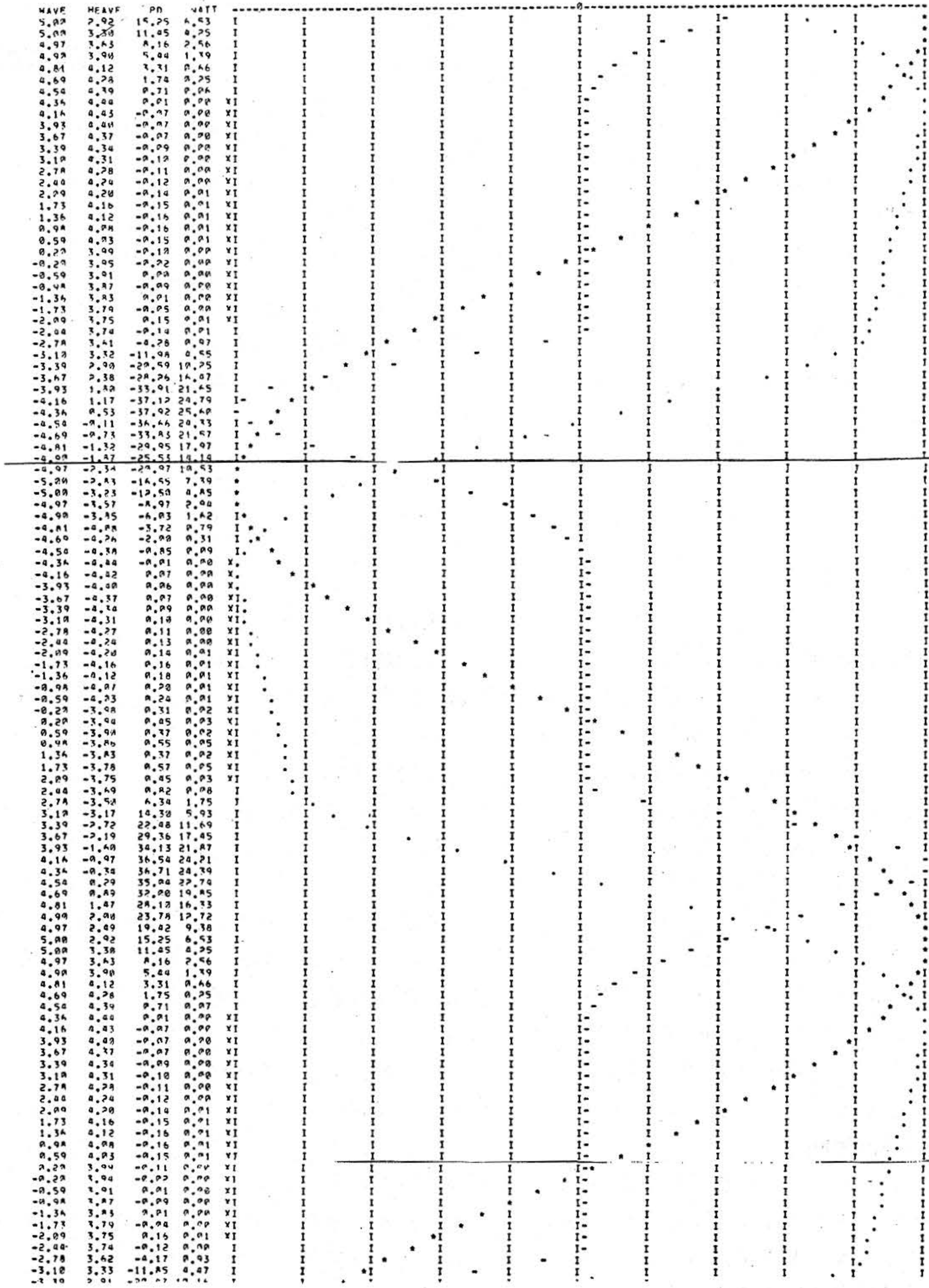
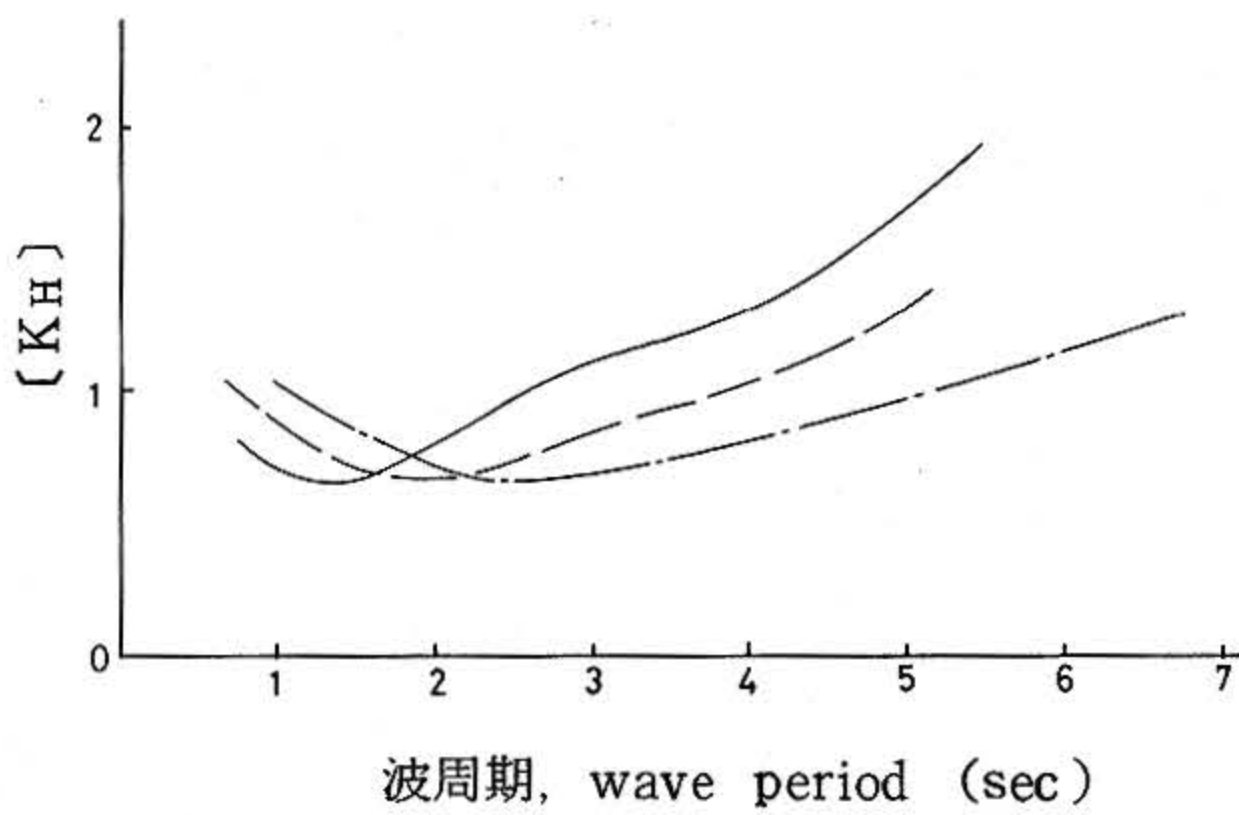
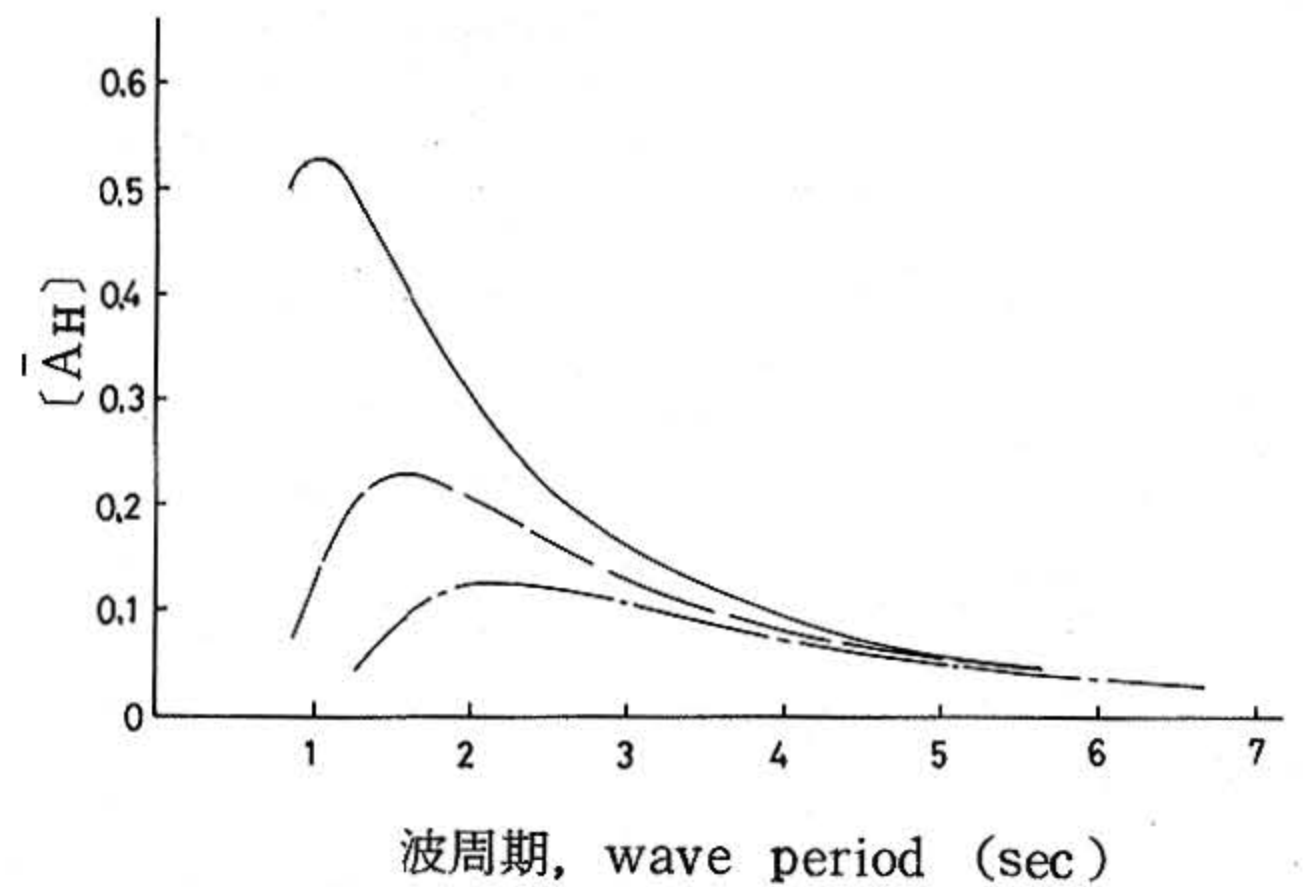


图19 位相制御計算出力例
 Example of computation



L × B ; 400 × 400 (mm)
 喫水, draught [d];
 — 200 mm, --- 500 mm, - - - 1,000 mm

図20 自由表面影響係数 [KH]
 Free water effect coefficient



L × B ; 400 × 400 (mm)
 喫水, draught [d];
 — 200 mm, --- 500 mm, - - - 1,000 mm

図21 発散波振幅比 [AH]
 Radiated wave height ratio

5. 考察

5.1. 計算値の問題点

効率の計算で、図6および図11ともに位相制御を行うことなしに、変換係数が1.0を超える点がある。本計算は、水柱運動を求める際、非線形影響、つまり造渦、粘性等は無視し、また、水柱の表面は水平であり、空気室内の空気は非圧縮性として、水柱表面の変動量がすべてノズルを通して流入、流出するとしている。

この点について、検討するため、今後、実験を詳細に行う必要がある。ただし、図7および図8では、定性的には本計算で十分推測できることがわかる。したがって、以後は定性的な特性について論ずることとする。

5.2. 最適位相制御

図11では、等価水柱の上下揺れ固有周期の近辺では、開閉を制御することなく、開放させたままのほうがより多くのエネルギーを得られる。しかし、固有周期から長周期側では、制御することによって、変換係数をかなり高めさせることができるこ

とが明らかになった。

一方、図12では、内部水面が最高水位となって開放し、水柱の上下揺れ固有周期の半分の時間、すなわち、内部水面が最低水位に達するまでの時間だけ開放すれば、最適の効率が得られることがわかった。すなわち、位相制御によって、水柱の上下運動を常に“共振状態”にすることになり、このため、(35)式の $\zeta(t)$ が大きくなり、よって(35)式~(43)式から算出される Q 、 v_n 、 P_d が増し、空気出力 W が増すためである。したがって、共振時の水柱運動の入射波に対する応答値の大きさが、出力向上に直接影響することになる。

5.3. 水柱深さの影響

同じ水線面積の水柱について、深さ d を200 mm、500 mmおよび1,000 mmと変え、位相制御を行ったときの出力向上を検討する。

まず、 d がそのように変化するとき、それぞれの C_D [(9)式参照)は、つぎのようになる。

d (mm)	C_D
200	$\div 1.4336$
500	$\div 1.6479$
1000	$\div 1.7430$

また、 K_H は図20に示すとおりであり、付加質量がほぼ変わらないにもかかわらず、図21に示すように \bar{A}_H は短周期において、 d が小さいときに大きく、つまり減衰力が大きくなっている。これによって、 d が大きい水柱の共振時における振幅はかなり大きくなり、また、水柱質量自体も増すため、そのような水柱の上下動するときのパワーは大きい。しかし、共振周期 T_n は矩形断面浮体では、つぎのようになる。

$$T_n = 2\pi \sqrt{(1+m_H)d/g} \dots\dots\dots(48)$$

上式では、 d が大きければ、 T_n も大きくなる。すなわち、短周期では応答が小さくなってしまふ。

したがって、図18のように、 $d = 1,000$ mmの水柱のとき出力変換係数は、短周期では、それより d の小さい水柱のときより大きな値をとっている。

これによって、位相制御空気室を設計するにあたっては、設置海域の海象を把握し、そこでの波周期データをもとにし、最適の質量力および減衰力となるような形状に主要寸法を定めれば位相制御を行う際の一層の出力向上が期待できる。

文 献

1) K. Budal al.; "Model Experiment with a Phase-Controlled Point Absorber",

(1981), 2nd International Symposium on Wave & Tidal Energy on September, 1981

2) 高井 忠夫ほか 1977, "2枚の垂直板間の水柱の運動と透過波について", 関西造船協会誌 (164), (昭和52年3月)

3) 田才 福造, 1959, "船の上下動揺並びに縦運動に於ける減衰力及び附加質量について", 日本造船協会論文集 (105)

4) 戸川 隼人, "有限要素法による振動解析" (1970), サイエンス社

5) Cummins, W. E. 1962, "The Impulse Response Function and Ship Motions", Schiffstechnik 9 (47)

6) Ogilvie, T. F., "Recent Progress Toward the Understanding and Prediction of Ship Motion" (1964), Proceedings of the 5th Symposium on Naval Hydrodynamics

7) Oortmerssen, G. Van, "The Motion of a Moored Ship in Waves" (1976), Publications No.510, Netherland Ship Model Basin

8) 高木 又男, 斎藤 公男, 1981, "非周期的造波問題の周波数領域での取扱い(第1報)", 関西造船協会誌 (182) (昭和56年9月)

9) 高木 又男, 斎藤 公男, 1982, 同上(第2報), 関西造船協会誌 (184) (昭和57年3月)

10) 板谷 松樹, "水力学" (1971), 朝倉書店

11) 堀川 清司, "浅海域における波と波力" (1974), 日本造船学会第1回 海洋工学シンポジウム (昭和49年11月)