

矩形断面柱体の近接に伴う微小間隙内での 流体共振特性に関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON RESONANCE IN A NARROW GAP DUE TO
NEARBY RECTANGULAR CYLINDERS UNDER WAVES

斎藤武久¹・Guoping MIAO²・石田 啓³
Takehisa SAITOH, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

¹正会員 博(工) 金沢大学講師 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

²Ph.D. Shanghai Jiao Tong Univ. Prof. School of Naval Architecture and Ocean Eng. (Shanghai 200030, China)

³正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

A laboratory experiment was conducted for experimental confirmation of the appearance of resonant phenomena in a narrow gap due to nearby rectangular cylinders under waves. In the experiment, we used a 2-D wave flume and assumed an infinite array of caissons with a finite length and a narrow gap width. A theoretical analysis was then conducted for the case where an infinite solid wall with a uniform narrow gap is settled against the incident waves, as a first step toward estimating the theoretical resonant wave number corresponding to the experimental conditions.

Consequently, resonant phenomena in the gap were found at $kL \approx \pi$ (k is the wave number and L is the gap length). The maximum wave height in the gap was more than nine times as large as the incident wave height. A theoretical non-dimensional resonant wave number was derived using an asymptotic matching method, and it was shown that the possible resonant wave number became $kL = n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$) as the gap width approached zero.

Key Words : Resonance, narrow gap, nearby rectangular cylinders, infinite array of caissons

1. 結 論

海岸・海洋構造物の多くは、例えばケーソン防波堤の建設に見られるように、複数の単位構造体の連結によって建設されることが多い。この場合、単位構造体間に間隙が発生することは不可避となる。このことに関連して、著者らは^{1),2)}、波動場内で2つの矩形断面柱体が近接する場合、柱体間の微小間隙内で、流体共振現象が発生することを数値解析結果および理論解析結果より明らかにし、例えば矩形断面柱体ユニットの連結を伴う海岸・海洋構造物の建設では、ユニット間の微小間隙内での流体共振の発生、これに伴う周辺の波浪への影響や特異な波力の発生の危険性があることを提示した。

これに続き、本研究では、上述の数値解析および理論解析の結果より明らかになった微小間隙内での流体共振現象の発生を実験によって確認することを目的とする。その第一段階として、2次元造波水槽

を用いて、近接無限配置された矩形柱体列を対象とし、微小間隙内における流体共振の発生の有無を実験的に明らかにする。また、近接無限列配置の実験条件に対応した流体共振の発生条件を理論的に誘導するための基礎的な段階として、本研究では、無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合を対象に、間隙内での流体共振の発生条件の理論解析法を構築する。さらに、誘導された流体共振の発生条件の理論解を提示する。なお、微小間隙を対象とした研究は、例えば複数柱体周りの波動場に関する多くの従来の研究^{3),4),5),6),7),8)}ではその例が極めて少なく、実験による現象の確認が極めて重要な意味を持つ。

2. 実験装置および実験方法

図-1に実験装置の概要を示す。実験には長さ14m、幅80cm、高さ1mの両端に吸収式造波装置を有する2次元造波水槽を用いた。水槽中央部に2つのアクリ

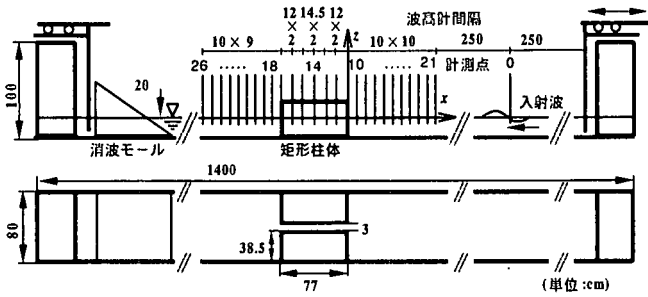


図-1 実験装置の概要

表-1 実験条件

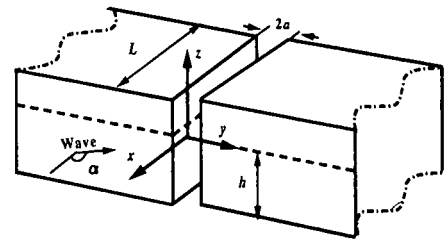
Run	入射波周期 T (s)	水深 h (cm)	入射波長 λ (cm)	入射波高 H (cm)	間隙幅 $2a$ (cm)	柱体長さ L (cm)	kL
1	2.00	20.0	270.6	1.2	3.0	77.0	1.79
2	1.67	20.0	222.5	1.4	3.0	77.0	2.17
3	1.43	20.0	187.0	1.3	3.0	77.0	2.59
4	1.25	20.0	159.9	1.2	3.0	77.0	3.02
5	1.22	20.0	155.3	1.2	3.0	77.0	3.11
6	1.19	20.0	150.7	1.5	3.0	77.0	3.21
7	1.11	20.0	138.4	1.3	3.0	77.0	3.49
8	1.00	20.0	121.2	1.5	3.0	77.0	3.99
9	0.91	20.0	106.8	1.5	3.0	77.0	4.53
10	0.83	20.0	93.7	1.5	3.0	77.0	5.16

ル製の矩形柱体（長さ $L=77\text{cm}$ 、幅 $B/2=38.5\text{cm}$ ）を間隙幅 $2a=3\text{cm}$ として設置することにより、入射波に対向して無限列となる正方形断面柱体（ $L=B$ ）の配置を想定した。水深を 20cm に固定し、入射波周期 $T=0.83\sim 2\text{s}$ 、入射波高 $H=1.5\text{cm}$ 以下として合計10ケースの実験を行った（表-1参照）。間隙内部の水面変動は水槽側面に設置した高速度ビデオカメラ（ 500コマ/s ）で撮影した。さらに、間隙内部および間隙外部の水位の時間変化は入射波の進行方向に平行な水槽の中心線上の27箇所において容量式波高計を用いて計測した。なお、高速度ビデオカメラによる計測は造波開始後60s経過後から行った。また、水位の時間変化の計測では、3つの波高計を移動しながら、造波開始直後（厳密には、計測点0の波高計の水位が静水位より 2.5mm 以上の値を記録してから）に160s間の計測を行うことによって、計測位置の異なる計測データに対する同期をとった。後述する平均波高の空間分布の算定では、計測された水位の時間変化データの中で、後半の100s間のデータを用いて計算を行った。

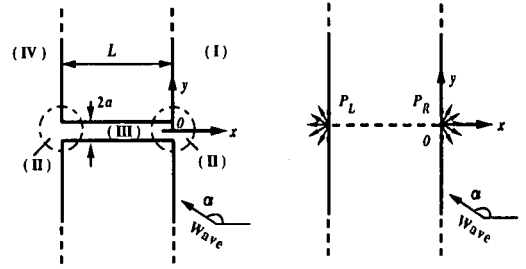
3. 理論解析手法および共振発生条件の理論解

ここでは、後述する実験結果の理論的な考察への第一段階として、無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合を対象に、間隙内での流体共振の発生条件の理論解析法を構築し、流体共振の発生条件の理論解を誘導する。なお、理論解析法の構築および理論解の誘導には漸近接合法^{1),2)}を用いる。

図-2(a)に座標系を示す。流体を非粘性・非圧縮性とし、非回転流れおよび角振動数 ω による調和



(a) 1つの微小間隙を伴う無限鉛直壁の概念図



(b) 2次元平面図 (c) 外部領域の概念図

図-2 理論解析における座標系

運動を仮定すると、流体場の速度ポテンシャル Φ は $\Phi(x, y, z, t) = \hat{\phi}(x, y, z)e^{-i\omega t}$ と記述できる。ここで、 $\hat{\phi}(x, y, z)$ は、入射波 $\hat{\phi}_I(x, y, z)$ および壁面からの反射や間隙からの擾乱による擾乱波 $\hat{\phi}_D(x, y, z)$ として定義する。さらに、水深 h を一定とし、線形波理論を用いて理論を展開する。このとき、 $\hat{\phi}_I(x, y, z)$ は次式で与えられる。

$$\hat{\phi}_I(x, y, z) = \phi_I(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (1)$$

$$\hat{\phi}_D(x, y) = \bar{A} e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}, \quad \bar{A} = -\frac{i g A}{\omega}, \quad \hat{i} = \sqrt{-1} \quad (2)$$

式中、 A は振幅、 α は入射角、 g は重力加速度、 k は次式の分散関係を満足する波数を表す。

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (3)$$

また、直立壁の断面は鉛直方向に変化しないことを考慮し、 $\hat{\phi}_D(x, y, z)$ は、 $\hat{\phi}_I(x, y, z)$ と同様な z 方向への変数分離を用いて次式で定義する。

$$\hat{\phi}_D(x, y, z) = \phi_D(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (4)$$

この場合、式(4)は水面および水底の境界条件を満足する。結果として、上述の境界値問題は、図-2(b)に示すような $\phi_D(x, y)$ に関する2次元問題となり、支配方程式が次式のヘルムホルツ方程式となる。

$$\frac{\partial^2 \phi_D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial y^2} + k^2 \phi_D = 0 \quad (5)$$

ここで、図-2(b)の全領域を(I)入射波側外部領域、(II)間隙端部領域、(III)間隙内部領域、(IV)透過波側外部領域に分割し、各領域における速度ポテンシャルを誘導し、隣接する他の領域へ漸近する漸近速度ポテンシャル^{1),2)}を誘導する。

(1) 外部領域の速度ポテンシャル

微小間隙が波動場に及ぼす影響は、間隙端部あるいは間隙内部で大きく、外部領域では極めて小さくなる。そこで、外部領域では図-2(c)に示すように、連続直立壁上の P_L と P_R に点湧き出しを設けることによって間隙が外部領域に及ぼす影響を考慮する。

このとき、入射波側外部領域(I)の $\phi_D(x, y)$ は直立壁からの反射波 $\phi_R(x, y)$ および点湧き出し $\phi_S(x, y)$ の和として次式で与えられる。

$$\phi_D = \phi_R + \phi_S = \bar{A}e^{ik(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + Q_R H_0^{(1)}(kr_R) \quad (6)$$

式中 $H_0^{(1)}(kr_R)$ は0次第一種ハンケル関数を表し、無限遠方での放射条件を満足する。また、 Q_R は P_R 上の点湧き出しの強さ、 r_R は P_R から対象点までの距離を表す。なお Q_R は未知数である。以上より、入射波側外部領域の速度ポテンシャル $\phi_o(x, y)$ は入射波 $\phi_i(x, y)$ を加え次式となる。

$$\begin{aligned} \phi_o &= \phi_i + \phi_R + \phi_S \\ &= \bar{A}e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + \bar{A}e^{ik(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + Q_R H_0^{(1)}(kr_R) \quad (7) \\ &= 2\bar{A}e^{iky \sin \alpha} \cos(kx \cos \alpha) + Q_R H_0^{(1)}(kr_R) \end{aligned}$$

さらに、式(7)を $P_R(0,0)$ へ漸近展開^{1),2)}すると、漸近速度ポテンシャルは次式のように誘導できる。

$$\phi_o|_{P \rightarrow R} = 2\bar{A} + \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr_R}{2}\right) Q_R \quad (8)$$

式中、 $\ln \gamma$ はオイラー一定数0.5772157...を表す。なお、式(8)は $P_R(0,0)$ への漸近展開の結果として、以後の議論では入射角 α の影響が陽には現われないことを表している。

透過波側外部領域(IV)では、速度ポテンシャル $\phi_o(x, y)$ は点湧き出しのみとなり次式で与えられる。

$$\phi_o = \phi_S = Q_L H_0^{(1)}(kr_L) \quad (9)$$

また、入射波側外部領域と同様に、 $P_L(-L,0)$ への漸近速度ポテンシャルは、次式のように誘導できる。

$$\phi_o|_{P \rightarrow L} = \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\gamma kr_L}{2}\right) Q_L \quad (10)$$

(2) 間隙端部領域の速度ポテンシャル

間隙端部領域の流体場は、図-3に($x = 0(P_R)$ 付近)示すシュワルツ-クリストッフ変換⁹⁾

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-\hat{j}(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \ln \frac{\tau}{(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \hat{j}} \right] \quad (11)$$

$$\hat{z} = x + \hat{j}y = re^{j\theta}, \quad \hat{j} = \sqrt{-1}$$

を用いて次式で表す。

$$\phi = \text{Re} W(\tau) = \text{Re}(M \ln \tau + C) \quad (12)$$

式(12)中、未知数は M と C (共に実数)である。

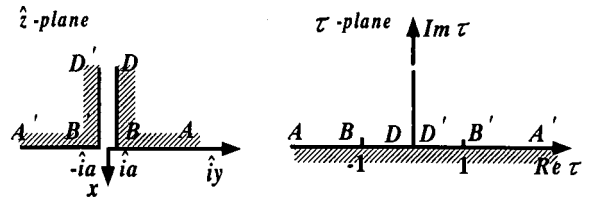


図-3 \hat{z} 平面と τ 平面に関する写像変換

また、 Re は実部をとることを意味する。以下、式(11)の関数特性を利用し、 x の負領域、正領域にわけて $x = 0(P_R)$ への漸近速度ポテンシャルを誘導する。

x の負領域 ($|\hat{z}|/a$ が大きな値の場合に、 $|\tau|$ が小さな値となる領域) では、式(11)右辺を漸近展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\pi \hat{z}}{2a} &= 1 + \ln \tau - \ln 2\hat{j} + O(\tau^2) = \ln \frac{e\tau}{2\hat{j}} + O(\tau^2) \\ \tau &= \frac{2\hat{j}}{e} e^{\frac{\pi \hat{z}}{2a}}, \quad \ln \tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2\hat{j}} \end{aligned}$$

上式の関係を式(12)へ代入することにより次式の漸近速度ポテンシャルが誘導される。

$$\begin{aligned} \phi_g|_{x < 0} &\sim \text{Re} \left(M \left[\frac{\pi \hat{z}}{2a} - \ln \frac{e}{2\hat{j}} \right] + C \right) \quad (13) \\ &= M \frac{\pi x}{2a} - M \ln \frac{e}{2} + C \end{aligned}$$

また、 x の正領域 ($|\hat{z}|/a$ が大きな値となる場合に、 $|\tau|$ が大きな値となる領域) では、式(11)右辺を漸近展開することにより、次式の関係が得られる。

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-\hat{j}\tau + O\left(\frac{1}{\tau}\right) \right], \quad -\hat{j}\tau = \frac{\pi \hat{z}}{2a} \left[1 + O\left(\frac{a}{\hat{z}}\right)^2 \right]$$

x の負領域の場合と同様に、式(12)へ代入することにより次式の漸近速度ポテンシャルが誘導できる。

$$\phi_g|_{x > 0} \sim \text{Re} \left(M \ln \frac{\hat{j}\pi \hat{z}}{2a} + C \right) = M \ln \frac{\pi r}{2a} + C \quad (14)$$

なお、図-3の \hat{z} 平面で、 $x = 0$ から $x = -L$ への平行移動と 180° の回転で変換された座標系を用い、上述と同様の誘導過程から、 $x = -L(P_L)$ の間隙端部での漸近速度ポテンシャルは、未知数 \bar{M} および \bar{C} を用いて類似した関係式として誘導される。

(3) 間隙内部領域の速度ポテンシャル

間隙内部領域の速度ポテンシャル ϕ_{g-in} は、 $2a \ll L$ 、 B より、流体場の y 方向変化を無視し、線形波理論の一般解として次式で与える。

$$\phi_{g-in} = \bar{B} e^{-ikx} + D e^{ikx} \quad (15)$$

式中 \bar{B} および D は間隙内の流体運動振幅に関する未知数である。

式(15)を $x=0$ および $x=-L$ へ漸近展開すると、間隙内部領域の漸近速度ポテンシャルは次式となる。

$$\phi_{g-in}|_{x=0} = (\bar{B} + D) + \hat{i}k(-\bar{B} + D)x + \dots + O(kx)^2 \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \phi_{g-in}|_{x \rightarrow -L} &= (\bar{B}e^{ikL} + De^{-ikL}) \\ &+ \hat{i}k(-\bar{B}e^{ikL} + De^{-ikL})(x+L) + \dots + O(k(x+L))^2 \end{aligned} \quad (17)$$

(4) 共振発生条件の理論解

$x = -0(P_R)$ の間隙端部において、式(8)と式(14)、式(16)と式(13)をそれぞれ項別に等値することにより、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B} + D = C - M \ln \frac{e}{2} \quad (18)$$

$$\hat{i}k(-\bar{B} + D) = \frac{\pi M}{2a} \quad (19)$$

$$2\bar{A} + \left(1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2}\right) Q_R = C + M \ln \frac{\pi}{2a} \quad (20)$$

$$\frac{2\hat{i}}{\pi} Q_R = M \quad (21)$$

同様に、 $x = -L (P_L)$ の間隙端部において、次式の関係が導かれる。

$$\bar{B}e^{ikL} + De^{-ikL} = \bar{C} - \bar{M} \ln \frac{e}{2} \quad (22)$$

$$\hat{i}k(-\bar{B}e^{ikL} + De^{-ikL}) = \frac{\pi \bar{M}}{2a} \quad (23)$$

$$\left(1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{\gamma k}{2}\right) Q_L = \bar{C} + \bar{M} \ln \frac{\pi}{2a} \quad (24)$$

$$\frac{2\hat{i}}{\pi} Q_L = \bar{M} \quad (25)$$

以上の式(18)から式(25)が、未知係数と湧き出し強さを含む連立方程式となる。式中、 \bar{B} および D が間隙内での波高の大きさに関係するため、 \bar{B} および D が無大になる場合が共振の発生を意味する。

そこで、式(18)から式(25)中の $M, \bar{M}, C, \bar{C}, Q_R, Q_L$ を消去し、 \bar{B} および D に対する連立方程式、

$$\begin{aligned} (1 + ka\hat{R})\bar{B} + (1 - ka\hat{R})D &= 2\bar{A} \\ (1 - ka\hat{R})e^{ikL}\bar{B} + (1 + ka\hat{R})e^{-ikL}D &= 0 \end{aligned}$$

から、行列式をゼロとした式(26)に注目する。

$$[1 + (ka)^2 \hat{R}^2] \sin kL + 2\hat{i}ka\hat{R} \cos kL = 0 \quad (26)$$

ここで、 \hat{R}_R と \hat{R}_L は次式による置き換えを行った。

$$\hat{R} = 1 + \frac{2\hat{i}}{\pi} \ln \frac{2\gamma ka}{e\pi}$$

最終的に、式(26)の中で、 $ka \rightarrow 0$ の漸近解として、共振の発生条件は $\sin kL = 0$ 、 $kL = n\pi (n=1, 2, \dots)$ となることが分かる。なお、 ka を有限値とした場合

$$[1 + (ka)^2 \text{Re}(\hat{R}^2)] \sin kL - 2ka \text{Im}(\hat{R}) \cos kL = 0$$

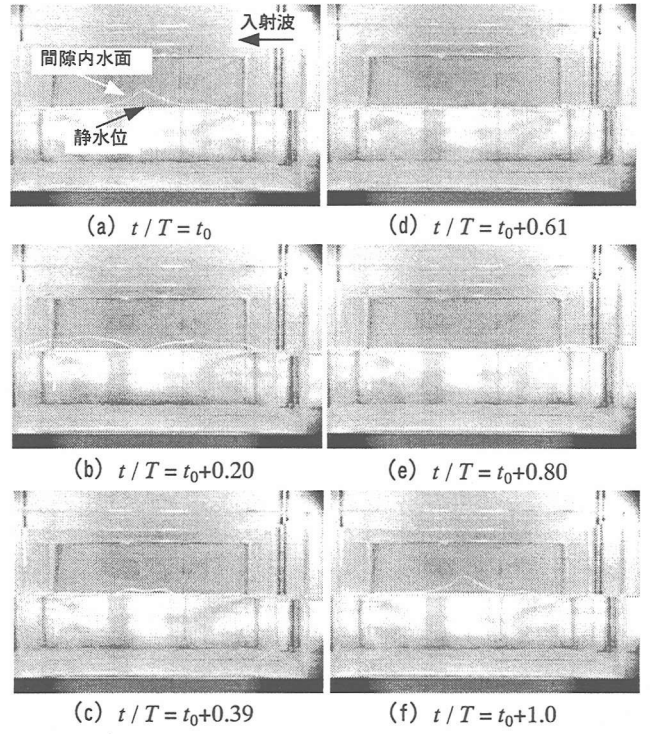


図-4 間隙内の水面変動特性 ($T=1.22\text{s}$, $kL=3.11$)

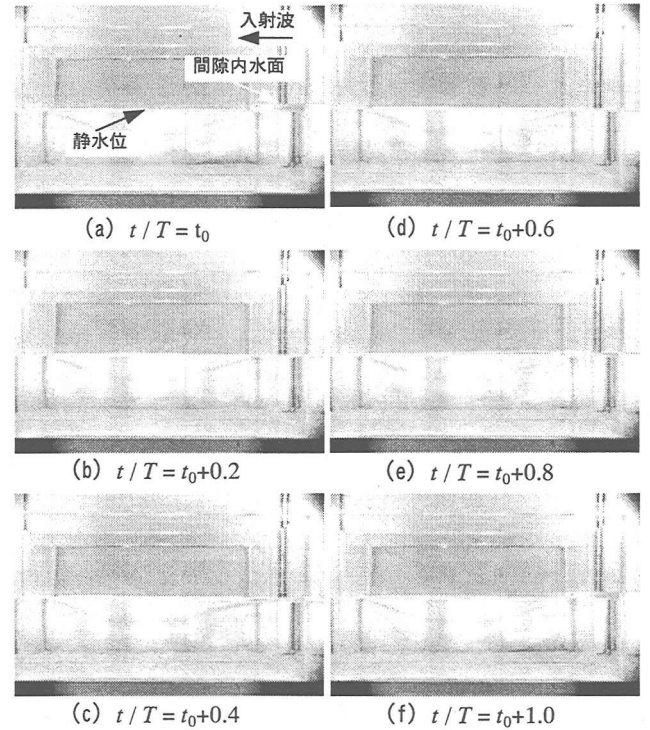


図-5 間隙内の水面変動特性 ($T=2.0\text{s}$, $kL=1.79$)

となり、共振の発生条件が $kL = n\pi (n=1, 2, \dots)$ から移動する。なお、式中の Re および Im はそれぞれ実部および虚部をとることを意味する。

4. 実験結果および考察

図-4に高速度ビデオカメラで撮影された間隙内の

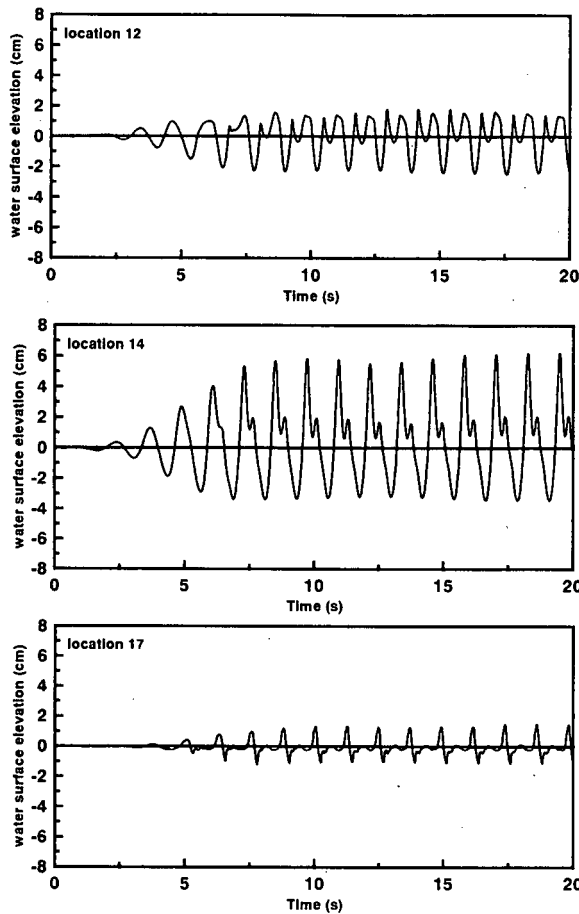


図-6 間隙内の水位の時間変化特性 ($T=1.22s$, $kL=3.11$)

水面変動特性を示す。入射波条件は $T=1.22s$ の場合である。図中、 t/T は実時間 t を入射波周期 T で除した無次元時間を表す。また t_0 は計測開始からの任意時間を表す。なお、 $T=1.22s$ の場合、線形波理論より求めた波数 k および柱体長さ L から無次元波数 kL は $kL=3.11$ となる。

図より、間隙中央 $x=-38.5cm$ の位置で波高が入射波高の1.2cmを大きく上回り最大((a)および(f))となる特異な水面変動の発生が確認できる。さらに、この水面変動は、間隙中央を中心とした左右対称形であり、間隙両端を節とする1次モードの流体共振現象に極めて近い変動特性を示している。また、間隙内の水面変動の周期は、入射波の周期と一致していることが分かる。なお、同様な間隙中央部で波高が極値をとる水面変動の発生は、平面波浪場に2つの矩形断面柱体を近接設置させた場合の数値解析²⁾でも確認されている。

これに対して、図-5に $T=2.0s$ の場合の間隙内における水面変動特性を示す。間隙内に進行した波が次第に減衰し、間隙の透過波側付近 $x=-77cm$ ではほとんど水面変動がないことが分かる。結果として、 $T=1.22s$ の場合のような特異な水面変動は確認でき

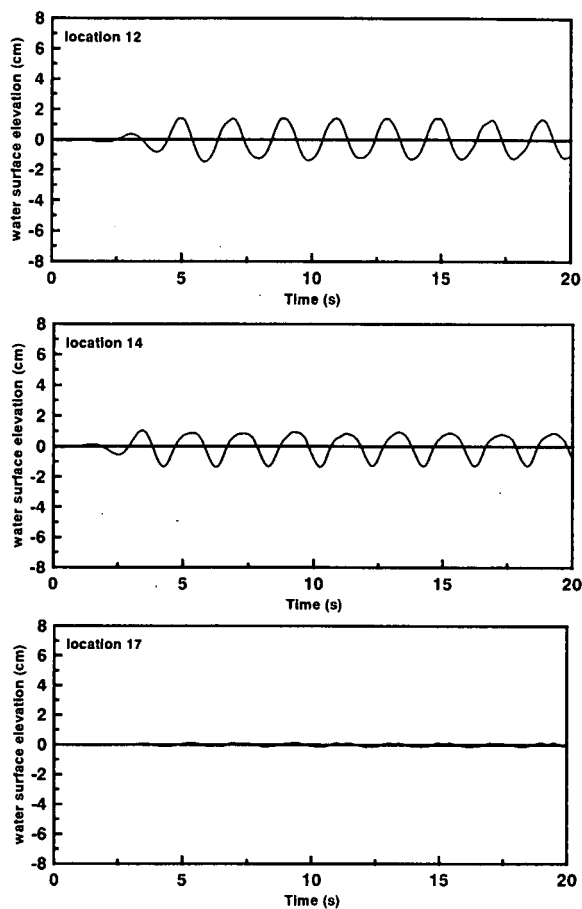


図-7 間隙内の水位の時間変化特性 ($T=2.0s$, $kL=1.79$)

ない。なお、 $T=1.22s$ から離れた入射波条件では、図-4に示すような水面変動は確認できず、上述の特異な水面変動が特定の入射波周期の場合に発生していることから、以上の現象は間隙内での流体共振の発生によるものと言える。

図-6に、 $T=1.22s$ の場合の間隙内での水位の時間変化特性を示す。図中、計測点12、14および17はそれぞれ、間隙入射波側端部から12cmの位置、間隙中央の位置および間隙透過波側端部の位置に相当する。

図より、間隙中央では、造波開始直後から極めて短い時間で波高が大きく増加し、造波開始から7.5s後には、入射波高の9倍を超える大きな値となることが分かる。さらに、水位の時間変化には高周波成分の発生が確認できる。これは、図-4(c)からもその発生が確認できるが、共振に伴う大きな水面変動によって2次的な水面変動が発生するためと考えられる。なお、図-4(b)に見られるように、共振による間隙中央部での極端な水面変動は、間隙中央から間隙両端に向かう流体の移動を発生させる。このため、計測点12では、入射波との干渉によって波形に2つの頂点を持つ水位変動が計測されている。また、計測点17では間隙透過波側に向けて水面変動が伝播

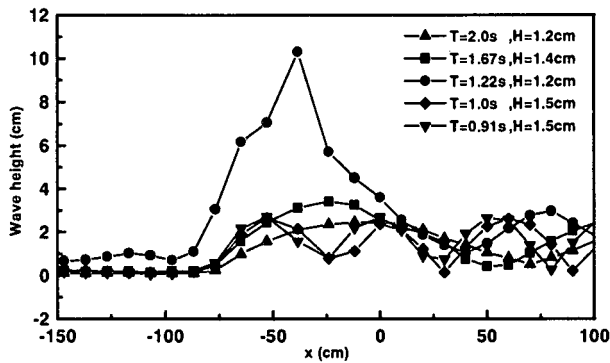


図-8 平均波高の空間分布特性

していることが確認できる。

これに対して、図-7に $T=2.0s$ の場合の間隙内における水位の時間変化特性を示すが、図-6の $T=1.22s$ の場合に見られたような間隙中央での波高の増加は発生していない。さらに、計測点が12, 14および17と間隙透過波側端部へ近づくとともに波高が小さくなり、間隙内での波高は減衰していることが分かる。

図-8に間隙内部および間隙外部における平均波高の空間分布特性を示す。図中において、 $x=-77cm \sim x=0cm$ の位置が間隙内部に相当する。図より、入射波周期 $T=1.22s$, $kL=3.11$ の場合に、間隙内部が最も共振状態に近づいていることが分かる。なお、この流体共振の発生条件から離れた場合、間隙外部の透過波側では、波高はゼロとなり、入射波側では完全重複波が形成されていることが分かる。一方、共振発生時には、間隙外部の透過波側では、間隙内から水面変動が伝播し波高がゼロにはならないことが確認できる。

以上より、本研究で対象とした実験範囲では、間隙内での流体共振現象の発生条件を $kL \approx \pi$ として整理できることが明らかになった。この結果は、理論解析の第一段階として、無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合を対象として行った流体共振の発生条件の理論解 $kL = n\pi (n = 1, 2, \dots)$ と極めてよく一致した。つまり、間隙幅が水槽の幅に比べて極めて小さい場合、近接無限列の配置を想定した実験は、結果として、間隙から水槽側面までの影響が小さいため、流体共振の発生条件としては、無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合とほぼ同様な結果となったものと考えられる。ただし、厳密には、実験条件に則した近接無限列配置の場合に対する理論解との比較検討が必要である。

5. 結 論

本研究では、近接無限配置された矩形柱体列を対

象とし、微小間隙内での流体共振現象の発生の有無を実験的に検討した。また、この場合の流体共振の発生条件を理論的に誘導する第一段階として、無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合を対象に、間隙内での流体共振の発生条件の理論解析法を構築すると共に、流体共振の発生条件の理論解を提示した。その主要な結論は以下のようにまとめられる。

- 1) 波動場内に矩形柱体同士の近接に伴う微小間隙が存在する場合、間隙内で流体共振現象が発生することを実験的に確認した。さらに、微小間隙内での流体共振の発生条件は、本研究で対象とした実験範囲において $kL \approx \pi$ で整理できる。
- 2) 無限連続直立壁内に一つの間隙が存在する場合を対象とした間隙内での流体共振の発生条件は、漸近接合法を用いた理論解析より、 $kL = n\pi (n = 1, 2, \dots)$ となることが明らかになった。

謝辞：本研究を行うに際し、実験およびデータの整理に終始助力を惜しまなかった大林組の五嶋崇嗣氏（当時、金沢大学大学院生）、金沢大学大学院生の稲田春野氏に厚く謝意を表す。

参考文献

- 1) Miao, G.P., Saitoh, T. and Ishida, H.: Water wave interaction of twin large scale caissons with small gap between, *Coastal Engineering Journal*, Vol.43, No.1, pp.39-58, 2001.
- 2) 斎藤武久・Miao, G.P.・石田 啓：矩形柱体の近接に伴う微小間隙内での共振特性に関する研究，海洋開発論文集，第17巻，pp.333-338, 2001.
- 3) Evans, D.V. and Porter, R.: Trapped modes about multiple cylinders in a channel, *J. Fluid Mech.*, Vol.339, pp.331-356, 1997.
- 4) Fernyhough, M. and Evans, D.V. : Scattering by a periodic array of rectangular blocks, *J. Fluid Mech.*, Vol.305, pp.263-279, 1995.
- 5) Kim, M.H. : Interaction of waves with N vertical circular cylinders, *J. Waterway, Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, Vol.119, No.6, pp.671-689, 1993.
- 6) Linton, C.M. and Evans, D.V. : The interaction of waves with arrays of circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol.215, pp.549-569, 1990.
- 7) Maniar, H. D. and Newman, J.N. : Wave diffraction by a long array of cylinders." *J. Fluid Mech.*, Vol.339, pp.309-330, 1997.
- 8) 森田知志・中村孝幸：波浪フィルター理論を応用した離岸堤構造の消波効果について，海岸工学論文集，第46巻，pp.776-780, 1999.
- 9) Mei, C.C.: *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific, Singapore, pp.199-206, 1989.