

強制動揺実験によるセミサブ型浮力体に作用する粘性減衰力の同定

Identification of viscous damping force on a floating body of semi-submersible type by forced oscillation experiment

南森憲二*, 宇都宮智昭**, 渡邊英一***

Kenji NANMORI, Tomoaki UTSUNOMIYA and Eiichi WATANABE

*学生員, 京都大学大学院, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員, 工博, 京都大学助教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

***フェロー, Ph.D., 工博, 京都大学名誉教授 (〒567-0826 茨木市大池 2-6-24)

For accurate evaluation of the wave response for a semi-submersible type floating structure, the viscous damping force must be evaluated and included in the analysis. The present study thus aims to identify the viscous damping force acting on a floating body of a semi-submersible type by the forced oscillation experiment. The particular shape of the floating body examined here is the one that has been considered for possible application to a floating runway in Tokyo bay. The viscous damping force has been assumed to be represented by a drag force component as usual, and the drag coefficient, C_d , has been identified by the forced-oscillation experiment to be around 5.0 depending on the Keulegan-Carpenter number.

Key Words: forced oscillation experiment, viscous damping force, drag coefficient

1. はじめに

一般に, ポンツーン形式の超大型浮体においては, 非粘性・渦なし流れの仮定に基づく線形回折波理論による応答の予測値が, 実験結果を十分に説明する場合が多い。これに対し, 浮力体の主要部分が没水し, 水線面積 (浮力体が静水面により切り取られる面積) が小さな浮体要素 (いわゆるセミサブ形式) においては, 浮体要素の動揺により発生する発散波が小さく, 造波減衰力が相対的に小さくなるため, 粘性に起因する減衰力の影響が無視できなくなる。すなわち, 造波減衰力が小さいために粘性に起因する粘性減衰力が相対的に”効いて”くるようになる。特に共振応答時には応答に及ぼす減衰力の影響は大きく, 粘性減衰力を考慮しないと線形回折波理論で予測される理論値が実験値よりかなり過大となることがある。このため, セミサブ形式の浮力体が用いられる浮体の波浪応答予測においては, 粘性減衰力を正しく評価した上で, これを波浪応答解析において考慮する必要がある。一方で, 造波減衰力は線形回折波理論で精度良く予測できるが, 粘性減衰力はこれができないため, 強制動揺実験により実験的に粘性減衰力を求める必要がある。

今回, 東京国際空港の再拡張事業における工法のひとつとして, セミサブ形式の浮力体を多数有するセミサブ部と, 箱型形式のポンツーン部が長手方向に接合されるハイブリッド型の超大型浮体を用いた浮体工法に関する技術検討が実施された。本論文では, セミサブ形式の浮力体 1 要

素を取り出し, 想定実機の浮力体の 1/40 スケールの模型に対して実施された強制動揺実験の詳細ならびに粘性減衰力の同定をおこなった結果について報告する。なお, ここで取り上げる櫛型の形状を有するセミサブ浮力体に対する強制動揺実験は, 本研究と同時期に並行して独立に実施された研究¹⁾以外に前例がなく, セミサブ形式の浮力体を有する超大型浮体の波浪応答を予測する上での基礎データを提供するものとして有意義と考える。

2. 強制動揺実験

2.1 概要

強制動揺実験は, 付加質量, 造波減衰力係数などのラディエーション流体力に関する係数や粘性減衰力を求めるために, 試験体のあるモードの運動を機械的に周期運動させて試験体に働く流体力を計測する実験であり, 試験体を周期運動させるために強制動揺装置が用いられる。図-1 に強制動揺装置と供試体の設置状況を示す。強制動揺実験により得られる流体力 (ロードセルによる値) を, 模型の動揺変位との位相差に応じて, 加速度に比例する慣性力項と速度に比例する減衰力項 (線形減衰力) に分解する。また, 造波減衰係数は試験体の動揺ともなう発散波の振幅から実験的に求められ, 線形減衰力と造波減衰力の差として, 最終的に粘性ともなう減衰力が算出される。本研究では, 粘性減衰力が抗力式で表されるものと仮定し, その抗力係数 C_d を求める。一方で, 付加質量および造波減衰

係数に関しては線形回折波理論に基づき理論的に求めることができるので、そうして求められた付加質量と造波減衰係数の理論値と本実験から得られた実験値とを比較し、本実験の妥当性を検証する。

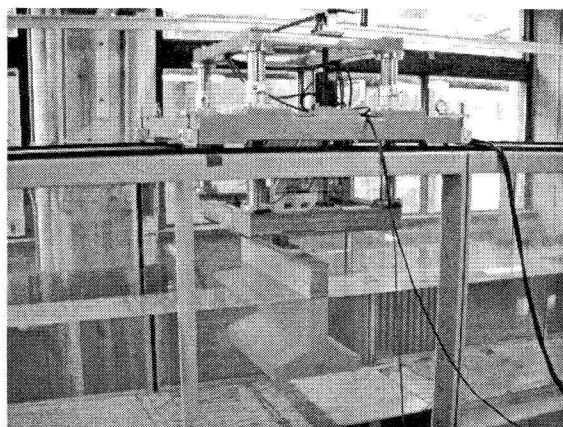


図-1 強制動揺装置と供試体の設置状況

2.2 供試体

供試体の概観を図-2 に、断面寸法を図-3 に示す。縮尺は、想定実機の 1/40 としている。供試体は厚さ 1.8cm の塩化ビニル板 (比重:1.4) で製作され、内部は空洞である。奥行き (長さ) は 78.0cm、喫水は 28.75cm である。また喫水調整のため、直径 2.0cm の鉄棒を底辺より 3.0cm の位置を中心として通している。

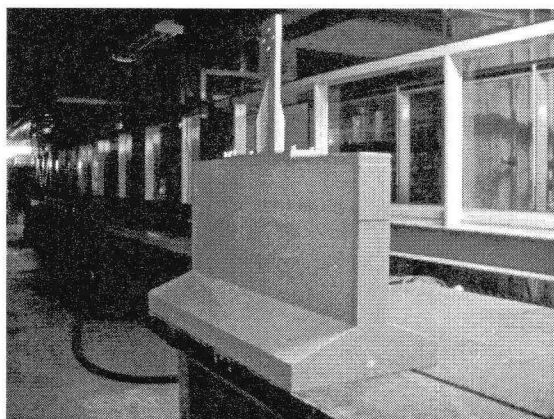


図-2 供試体の概観

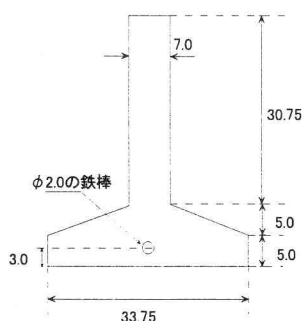


図-3 供試体の形状・寸法 (cm)

2.3 実験方法

実験は二次元長水路 (幅:0.8m, 長さ:30m, 水深:0.5m) を用い、供試体を強制動揺装置により鉛直方向に上下動させて行った。変位は強制動揺装置に内蔵され校正済みのステップ値から、力は装置と模型の間に取り付けられたロードセル (日章電機 (株) 製 LMC-1541-200N) によって、発散波の波高は供試体から左右 2.0m の位置に設置した容量式波高計によって測定した。ロードセルと模型とを取り付ける治具には厚さ 1.2cm のアルミ板を用いている。サンプリング数は 1024 点でサンプリング周期 ΔT は $T/40$ (T : 振動周期(s)) としている。すなわち 1 周期あたりのサンプリング数は 40 点となる。

実験条件は無次元値である $\omega^2/g x_a=3.0, 6.0$ となるように周期と振幅を変えてそれぞれ 11 の条件で実験を行った。ただし、 ω :加振角周波数(rad/s), g :重力加速度(m/s^2), x_a :動揺振幅(m)である。

2.4 実験値の解析方法

(1) 造波減衰係数の算出法²⁾

ラディエーション波力のうち、運動速度 $\dot{X}$ に比例する成分は、運動によって自由表面に生じる波が持ち去るエネルギーに起因するため、造波減衰力と呼ばれる。従って次のように運動に伴う発散波を測定することによって、造波減衰力を推定できる。

2次元物体が上下方向に

$$X(t) = x_a \cos \omega t \quad (1)$$

なる振幅 x_a の運動をしているときの発散波の振幅を ζ_a とする。すると、波の持つ単位長 (および単位幅) あたりのエネルギーは振幅の二乗に比例し、次のように書ける。

$$E = \frac{1}{2} \rho g \zeta_a^2 \quad (\rho: \text{流体の密度}) \quad (2)$$

水面にできる進行波では、その角周波数 ω と波数 κ には分散関係式と呼ばれる関係が存在する。浅水波領域では

$$\kappa d \tanh \kappa d = \frac{\omega^2}{g} d \quad (d: \text{水深}) \quad (3)$$

となる。したがって、進行波の位相速度 (波速) c は、波長を λ とすると、

$$c = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{\kappa} = \sqrt{\frac{g}{\kappa} \tanh \kappa d} \quad (4)$$

となる。また、エネルギーが伝播する速度は波の群速度 V_g で、

$$V_g = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2\kappa d}{\sinh 2\kappa d} \right) \quad (5)$$

のように書けることがわかっているから、伝播されるエネルギーの時間平均、すなわち仕事率 H_1 は、

$$\begin{aligned} H_1 &= E \times V_g \\ &= \frac{1}{2} \rho g \zeta_a^2 V_g \end{aligned} \quad (6)$$

となる。今、動揺物体は右側と左側に向かう発散波を発生させるので、そのエネルギー散逸量は $2H_1$ となる。ところで、浮体の運動に伴って浮体が流体から受ける反力を F_r とすると、

$$F_r = -\Delta m \ddot{X} - \bar{N} \dot{X} - \rho g A_w X \quad (7)$$

と書ける（ここでは、エネルギー消散を生ずる粘性減衰力は考えない）から、浮体が流体に対してなす仕事率 H_2 は次のように書ける。

$$\begin{aligned} H_2 &= \frac{1}{T} \int_0^T (-F_r) \dot{X} \cdot dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T (\Delta m \ddot{X} + \bar{N} \dot{X} + \rho g A_w X) \dot{X} \cdot dt \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $T=2\pi/\omega$ である。

上式において式(1)を代入すると

$$\begin{aligned} \int_0^T \ddot{X} \cdot \dot{X} \cdot dt &= 0 \\ \int_0^T X \cdot \dot{X} \cdot dt &= 0 \\ \int_0^T \dot{X} \cdot \dot{X} \cdot dt &= \frac{T}{2} \omega^2 x_a^2 \end{aligned} \quad (9)$$

となる。いま、エネルギー保存則から、左右両側の遠方に向かって発散する発散波により散逸する時間平均エネルギーは、式(8)で得られるエネルギーに等しくなければならない。従って、 $2H_1=H_2$ から

$$\bar{N} = \frac{2\rho g}{\omega^2} \left(\frac{\zeta_a}{x_a} \right)^2 \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2kdl}{\sinh 2kdl} \right) \quad (10)$$

なる関係式が得られる。

以上より波高 ζ_a と運動の振幅 x_a の比が分かれば造波減衰係数 $\bar{N}$ ($N(m^2/s)$) を求めることができる。ここで、 ζ_a/x_a を発散振幅比と呼ぶ。ただしここで求めた $\bar{N}$ は単位長さ当たりで求めているので、今回の幅 0.8m で行った実験における造波減衰係数は、 $N(N/(m/s)) = 0.8 \cdot \bar{N}$ となる。

(2) 付加質量、抗力係数の算出³⁾

ロードセルで得られた上下力を次式のように仮定する。

$$F = -(m + \Delta m) \ddot{X} - \bar{N} \dot{X} - \frac{1}{2} \rho C_d A |\dot{X}| \dot{X} - \rho g A_w X \quad (11)$$

m : 浮体の質量, Δm : 付加質量, N : 造波減衰係数,
 ρ : 流体の密度, C_d : 抗力係数, A : 底面積,
 A_w : 水線面積, $\ddot{X}, \dot{X}, X$ は上下揺れの加速度, 速度, 変位である。

式(11)の右辺第三項（抗力項: F_d ）を等価線形化すると、

$$F_d = \frac{1}{2} \rho C_d A |\dot{X}| \dot{X} \approx \frac{4\omega}{3\pi} \rho C_d A x_a \dot{X} \quad (12)$$

上下揺れの変位の振幅を x_a として、 $X = x_a \cos \omega t$ とする。

これと式(12)を式(11)に代入すると

$$\begin{aligned} F &= \left\{ \omega^2 (m + \Delta m) - \rho g A_w \right\} x_a \cos \omega t \\ &+ \omega \left(N + \frac{4\omega}{3\pi} \rho C_d A x_a \right) x_a \sin \omega t \end{aligned} \quad (13)$$

また、ロードセルで得られた上下力をフーリエ級数展開すると次式になる。

$$\begin{aligned} F &= a_0 + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + \dots \\ &+ b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2\omega t + \dots \end{aligned} \quad (14)$$

式(13)と式(14)とを比べることにより

$$\left\{ \omega^2 (m + \Delta m) - \rho g A_w \right\} x_a = a_1 \quad (15)$$

$$\omega \left(N + \frac{4\omega}{3\pi} \rho C_d A x_a \right) x_a = b_1 \quad (16)$$

が得られる。

(3) フーリエ変換

計測された力 F のフーリエ変換には、FFT 法を用いた。 s_k はデータの値であり、またデータの数として $K=400$ (10 周期分)、サンプリング周期 $\Delta T=T/40$ とした。この時、

$$\begin{aligned} c_{2m-2} &= \sum_{k=1}^K s_k \cos \left[\frac{2\pi(m-1)(k-1)}{K} \right] \\ c_{2m-1} &= -\sum_{k=1}^K s_k \sin \left[\frac{2\pi(m-1)(k-1)}{K} \right] \\ c_1 &= \sum_{k=1}^K s_k \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} F(t) &= \frac{1}{K} \left[c_1 + 2 \sum_{k=2}^{K/2+1} c_{2k-2} \cos \left[\frac{2\pi(k-1)t}{K\Delta T} \right] \right. \\ &\quad \left. - 2 \sum_{k=2}^{K/2} c_{2k-1} \sin \left[\frac{2\pi(k-1)t}{K\Delta T} \right] \right] \\ &= \frac{1}{K} \left[c_1 + 2 \sum_{k=2}^{K/2+1} c_{2k-2} \cos \left[\frac{(k-1)\omega t}{10} \right] \right. \\ &\quad \left. - 2 \sum_{k=2}^{K/2} c_{2k-1} \sin \left[\frac{(k-1)\omega t}{10} \right] \right] \end{aligned} \quad (18)$$

となるので解析に用いる成分 a_i, b_i は

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{2}{K} c_{20} \\ b_1 &= -\frac{2}{K} c_{21} \end{aligned} \quad (19)$$

で求めることができる。

以上の式を利用して、付加質量 Δm 、造波減衰係数 N 、ならびに抗力係数 C_d を実験値より求めることができる。

3. 実験結果および考察

3.1 実験結果

第2節で述べた解析方法によって付加質量 Δm 、造波減衰係数 N 、抗力係数 C_d の値をそれぞれ求めた。造波減衰係数 N 、付加質量 Δm 、抗力係数 C_d 、Keulegan-Carpenter 数（以下、 KC 数： $KC=U_m T/D$ 、 U_m :最大速度、 T :周期、 D :代表長さで、ここでは供試体の幅 33.75cm をとった）の各値を以下の検証も含めグラフにして示す。付加質量、造波減衰係数を図-4、図-5 に、抗力係数に関しては周波数を横軸にしたグラフを図-6 に、また抗力係数に影響を与えている KC 数を横軸にプロットしたグラフを図-7 に示す。また喫水だけを変化させ 1cm 上げて（実機で 11.9m、模型で 29.75cm）行った結果も示す。

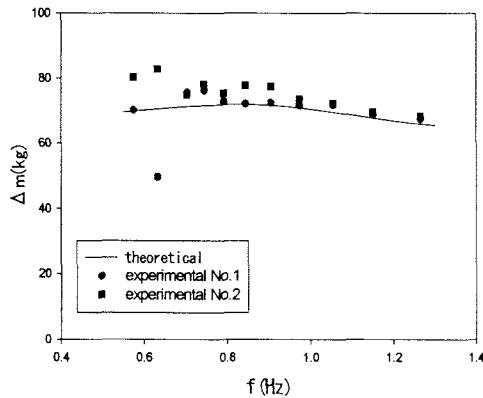


図-4 付加質量 Δm

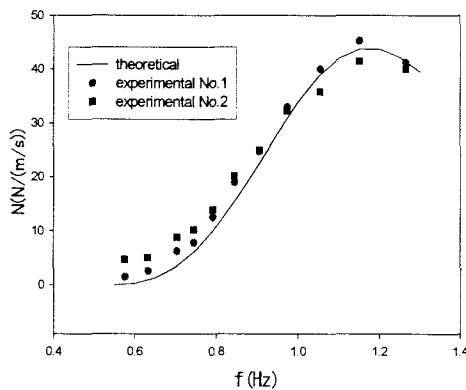


図-5 造波減衰係数 N

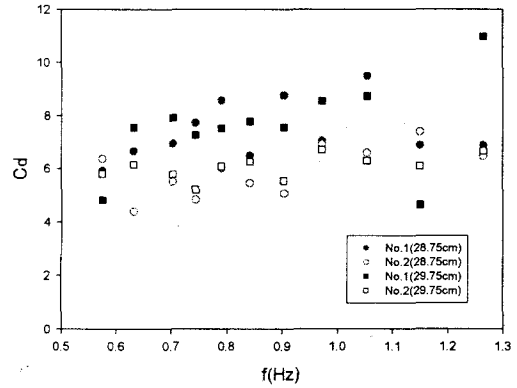


図-6 抗力係数 C_d の動揺周波数による変化

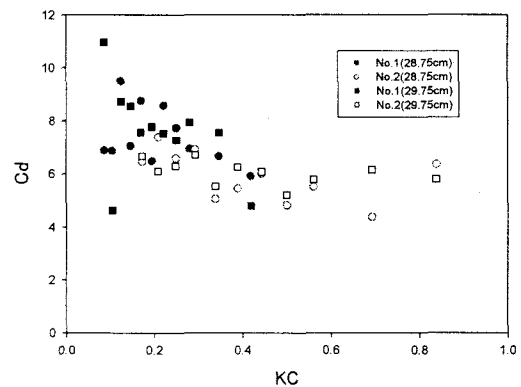


図-7 抗力係数 C_d の KC 数による変化

3.2 付加質量、造波減衰係数の理論値の算出

水槽壁の効果を考慮した流体力解析プログラム *ch-hobem* によって造波減衰係数、付加質量を算出する。このプログラムは、水槽内の水波 Green 関数⁴⁾を用いた線形回折波理論に基づく境界要素法プログラムである。計算精度を確保するために散乱波の 1/4 波長がメッシュパネルの一辺の最大長より大きくなるという条件を満たすようにメッシュ分割を行った。横軸に周波数を取り、今回考える範囲の 0.5Hz~1.3Hz で算出し各算出間隔は $\Delta f=0.05$ Hz である。横軸を浮体運動の周波数 f (Hz)、縦軸を付加質量 Δm 、造波減衰係数 N として、図-4、図-5 に理論値として実験値とともに示した。いずれにおいても、理論値と実験値は良好な対応関係を示しており、本実験の妥当性が示された。

3.3 抗力係数の形状による影響

(1) 各種柱体形状による影響⁵⁾

様々な形状による抗力係数 C_d の変化が Graham(1980)⁵⁾ によって示されている。そこでは、 KC 数が 20 以下の時には抗力係数が KC^η に比例するということが示されている。ここで $\eta=(2\delta-\pi)/(3\pi-2\delta)$ で表され、 δ は渦が発生する浮体の角の部分の内部角である。具体的に示すと、

$$\begin{aligned}
C_d &\propto KC^{-\frac{1}{3}} & (\text{flat plate : } \delta=0) \\
&\propto \text{constant} & (\text{square section : } \delta=\pi/2) \\
&\propto KC & (\text{circular cylinder : } \delta=\pi)
\end{aligned} \quad (20)$$

また、実験によって求められた比例定数と理論的に求められた比例定数が示されており、これらを表-1に示す。

表-1 Graham による各種柱体形状による比例定数⁵⁾

	Plate	Square	Circle
δ	0	$\pi/2$	π
実験	8.0	3.2	0.2
理論	11.8	5.7	—

ただし、実験データは KC 数が2以上の範囲でしかなく今回の実験と比較する際にはその点も考慮しなければならない。

(2) 長方形断面の縦横比の影響⁶⁾

長方形断面の縦横比の影響についての研究が田中ら(1980)⁶⁾によってなされている。断面縦横比を変化させた長方形柱4種の二次元柱体について抗力係数 C_d を求めており、そのうち今回の形状に近い2種の長方形柱を選びその結果を図-8に示す。両者の違いは、Cylinder Aでは板厚が小さいため、 KC 数が小さくても顕著に後流渦が発生するので C_d が大きくなり、Cylinder Bは KC 数が小さくなると、後流渦の発生が十分に生じないので C_d が小さくなると思われる。

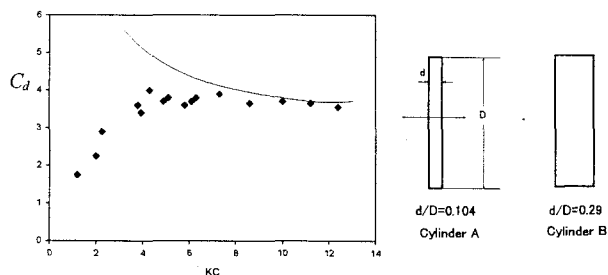


図-8 長方形断面の縦横比の影響
(実線が Cylinder A, ◆が Cylinder B)⁶⁾

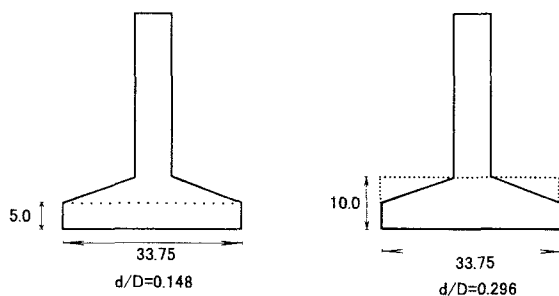


図-9 本実験供試体の d/D

(3) 本研究に関して

今回の実験条件では KC 数が低い値を取っており(0.0866~0.8388)浮体を長方形断面と考えると上記の形状による影響について述べる事ができる。3.3(1)では実験値と理論値とは大きな差があり、また KC 数が2以上の実験値しかないが、 KC が大きくなるにつれて抗力係数は一定値を取ることが Graham(1980)⁵⁾に示されている。また3.3(2)の縦横比の影響を考えると今回考えた浮体では $D=33.75\text{cm}$ であり $d=5.0\text{cm}$ として長方形断面とみなすと $d/D=0.148$ であり Cylinder Aに近い値を取ることが考えられ、また $d=10.0\text{cm}$ として長方形断面とみなすと $d/D=0.296$ であり Cylinder Bに近い値を取ることが考えられる(図-9参照)。今回の浮体はその中間であるので、単純に考えると Cylinder Aの曲線と Cylinder Bの曲線の間の値を取るのであると思われる。ここでも KC 数が5より高いときには一定値を示している。

3.4 大野ら(2005)の実験結果との比較¹⁾

本研究と同様な実験が、大野ら(2005)により同様な想定実機を対象とし、同形状の浮体を用いてほぼ同時期に行われている。本研究との違いは、長さ40m、幅27mの平面水槽を用いて三次元浮体として実験を行っており、また抗力係数を求めるにあたって必要となる造波減衰係数については、発散波から求まる実験値ではなく理論値を用いている。またモデルは縮尺を1/50としており実験条件は周期を実機スケールで4秒から16秒(模型スケールで0.566秒~2.263秒)、片振幅を0.5m、1.0m、1.5m(同 $Z_a=10\text{mm}$, 20mm, 30mm)としている。その結果を図-10に示す。

振幅値 $Z_a=10\text{mm}$, 20mm, 30mmは KC 数(代表長さ $D=27\text{cm}$)に換算してそれぞれ、 $KC=0.233$, 0.465, 0.698に対応している。これをふまえて、図-7の結果と比較すると、実験精度がより確保されていると思われる $KC \geq 0.4$ の範囲に関して、本研究での実験値がほぼ $C_d=4 \sim 6$ 、大野ら(2005)の実験結果が $C_d=3 \sim 4$ の範囲となっている。本研究での実験値の方が大きくなっており若干の違いはあるものの、 C_d 値のオーダー自体は、ほぼ一致しているといえる。両者の差の主要な原因としては、本研究では2次元での実験、大野らは3次元での実験であり、同じ上下動振幅に対しても、側壁による流れの拘束のある本研究ではより強い振動流の発生につながるため、 C_d 値が大きくなったとも考えられる。

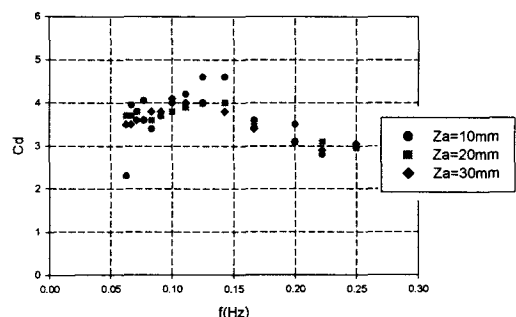


図-10 大野ら(2005)の実験結果¹⁾

3.5 考察

造波減衰係数、付加質量に関してはほぼ理論値と一致した良好な結果が得られた。抗力係数に関しては周波数に関する依存性はあまり見られなかったが、従来から知られている、振動流中での C_d 値に関する一般的傾向として、 KC 数による影響が見られた。 KC 数が低い範囲では実験精度上からもばらつきが見られたが、 $KC \leq 0.4$ では KC 数の増加につれて抗力係数が低くなっており、 $KC \geq 0.4$ では KC 数の値に関係なくおよそ 4~6 で一定値をとっている。これは傾向としては 3.3(2)の Cylinder A に近い傾向と言える。しかしこの値は前節の議論から考えるとやや高めの結果だと思われる。要因として考えられるのは模型を設置したとき、水槽壁との間に左右 1.0cm の間隔をあけて設置しているがその部分で発生している渦による減衰の影響が考えられる。そのため、本来の値よりやや高い数値がでていると考えられる。またばらつきの原因は浮体運動の振幅が小さく KC 数がかかなり低い条件では渦の発生が十分でなく精度良く求めることが難しいためにばらつきが大きくなっていると思われる。 KC 数が高くなるにつれて一定値に近づいているという結果からもこのことが推測される。

4. 結論

本研究では櫛形形状の浮力体に関する強制動揺実験を行い、粘性減衰力を抗力として評価した上で、その抗力係数を実験的に求めた。また、Keulegan-Carpenter 数 (以下、 KC 数: $KC = U_m T / D$, U_m : 最大速度, T : 周期, D : 代表長さで、こ

こでは供試体の幅 33.75cm をとった) による抗力係数の変化を求めることで、以下の結論を得た。

以前から言われているように今回の形状においても抗力係数が KC 数に依存するという結果が得られた。 KC 数が 0.4 以下の値に対しては KC 数が低くなるにつれ抗力係数が大きくなるが、 KC 数が 0.4 以上のときには抗力係数はおよそ 4~6 で、ほぼ一定値になる。

謝辞: 本研究は、(財) 沿岸技術研究センターからの受託研究として実施された。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 大野豊, 加藤俊司, 井上俊司, 小林顕太郎, 太田真: 櫛型メガフロートの要素浮体試験, 第 18 回海洋工学シンポジウム, 日本造船協会, 2005.
- 2) 小山建夫, 藤野正隆, 前田久明 著, 元良誠三 監修: 船体と海洋構造物の運動学, 成山堂書店, 1982.
- 3) 石油公団技術部編: 海洋工学ハンドブック, 1999.
- 4) Linton, C.M.: A new representation for the free-surface channel Green's function, *Applied Ocean Research*, Vol.21, pp.17-25, 1999.
- 5) Graham, J. M. R.: The forces on sharp-edged cylinder in oscillatory flow at low Keulegan-Carpenter number, *J. Fluid Mech.*, Vol.97, pp.331-346, 1980.
- 6) 田中紀男, 池田良穂, 姫野洋司, 福富廉: 振動する二次元柱体に働く粘性流体力の計測, 関西造船協会誌, 第 179 号, pp.35-43, 1980.

(2005 年 4 月 15 日 受付)