

# 没水球体に作用する不規則波の波力の特性

## WAVE FORCES ACTING ON A SUBMERGED SPHERE DUE TO IRREGULAR WAVES

岩田好一朗\*・水谷法美\*\*・都築克嘉\*\*\*

By Koichiro IWATA, Norimi MIZUTANI and Katsuyoshi TSUZUKI

This paper is intended to discuss the wave force acting on a submerged sphere in a progressive irregular wave field. The measured wave forces are decomposed into the drag and inertia forces using the Morison equation. The maximum wave force, the drag and inertia coefficients of individual waves defined by the zero-downcrossing method and characteristics of the maximal wave forces are mainly investigated.

The variations of the successive wave heights and periods effect largely to the wave force. The inertia coefficients of  $x$ -directed wave force of the successive waves whose heights are increasing are shown to be larger than those of the successive waves whose heights are decreasing.

The probability distribution of the maximal wave forces in the case that the drag force dominates over the inertia force is not similar to that of the wave height. Then, the mean, mean one-third and mean one-tenth largest values of the maximal wave forces cannot be predicted with the mean, mean one-third and mean one-tenth highest waves, respectively.

*Keywords*: wave force, sphere, irregular wave, the drag and inertia coefficients

### 1. 緒 言

近年、海岸や沿岸海域の多目的総合開発が提唱され、それに伴い、海岸・海洋構造物の大型化が進むと同時に多種多様化の進展が考えられる。こういった構造物は、水質保全、景観の問題に代表されるような環境面からの要求を満たすことが1つの重要な前提条件となることは十分予想される。水質交換性が高く、景観の妨げにならない構造様式の1つとして没水型構造物を挙げることができる。没水型構造物の場合、静水圧は大きくなるけれども、波のエネルギーは、静水面付近に集中しているため、作用波力を逆に小さくすることができる。等方性を有する水圧に対して最も有利な形状が球体であり、係留浮体の中間ブイなどのように球状構造物の重要性が指摘できる。

著者らは、今まで波力算定式として Morison 式が適用可能な範囲の没水球体に作用する波力を中心に検討を加え、規則波による波力係数（抗力係数と慣性力係数）の特性などを明らかにしてきた<sup>1)</sup>。しかし、実際の海洋

の波浪は不規則であるため、不規則波の波力の特性を明らかにしておくことは工学的にきわめて重要であることはその言を待たない。著者らは、すでに慣性力が支配的な場合の不規則波の波力は、水位変動から予測可能であること、不規則波の波力係数は規則波の値よりも若干小さくなり、ばらつきが大きくなる傾向があることなどを指摘した<sup>2)</sup>。不規則波では、波別解析波ごとに波高と周期が変化する。波力に及ぼす波高の変化の影響を、二成分波の実験結果に基づいて検討を加え、波高が増大する過程（本論では、波高増大過程と称する）と波高が減少する過程（本論では、波高減少過程と称する）では、同じ波高の波であっても波力の大きさに差があること、そして、その差は、前後の波高の相関の小さい方が、また、波高の変動の大きい方が大きくなることを明らかにするとともに、その機構として、波高増大過程の波と波高減少過程の波では、流速と加速度の相対的な大きさに差があるため、波力に及ぼす粘性抵抗力や剥離渦などの影響の大きさに差が生じることを指摘した<sup>3)</sup>。しかし、二成分波の場合、波別解析波の周期はほぼ一定であるため、波力に及ぼす波の周期と波高が同時に変化する場合の影響は明らかにはされていない。また、不規則波の波別解析波に対する波力係数が規則波以上にばらつく機構についてはほとんど検討されていない。さらに、抗力が卓越

\* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科  
(〒464-01 名古屋市中区不老町)

\*\* 正会員 工博 名古屋大学助手 工学部土木工学科(同上)

\*\*\* 正会員 エコー(株)第1技術部数理解析課  
(〒116 荒川区南千住1-59-7)

する場合の不規則波の波力の特性については議論されておらず未解明である。本研究は、没水球体に作用する不規則波の波力の特性を詳細な水理実験を行って検討するとともに、規則波の波力、二成分波の波力と関連づけながら、波力および波力係数の変動機構について考究しようとするものである。

2. Morison 式と次元解析

(1) Morison 式<sup>4)</sup>

一般に、物体の代表径が入射波長に比べて小さく、波の変形が無視できる場合には、物体に作用する波力は、Morison 式で算定されることが多い。後述するように、本研究で取り扱う球径が入射波長に比してきわめて小さいので、球体に作用する波力を Morison 式で表わすものとする。そして同式中の波力係数の特性について検討を加える。球体に作用する  $x$  方向、 $z$  方向の波力  $F_x$ 、 $F_z$  に Morison 式を適用すると、それぞれ次のように表わされる。

$$F_x = \frac{1}{8} C_{Dx} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mx} \rho \pi D^2 \dot{u} \dots\dots (1)$$

$$F_z = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^2 \dot{w} \dots\dots (2)$$

ここに、 $C_{Dx}$  と  $C_{Dz}$  は抗力係数、 $C_{Mx}$  と  $C_{Mz}$  は慣性力係数、 $\rho$  は水の密度、 $D$  は球の直径、 $u$ 、 $w$  はそれぞれ水平・鉛直方向の水粒子速度であり、上付きドット ( $\dot{\phantom{x}}$ ) は時間に関する微分を示す。なお、 $x$  は波進行方向を正の向きとする水平軸、 $z$  は静水面上に原点をもち、鉛直上向きを正とする鉛直軸である。

(2) 次元解析

本論では、不規則波の波力の特性を、まず、ゼロ・ダウクロス法で定義された波別解析波の波力の特性を中心に議論する。これは、波別解析波と同じ波高、周期をもつ規則波の波力と比較するうえで重要であるからである。波別解析波の波力  $F$  は、次に示される 13 個の物理量によって支配されると考えられる。

$$F = \phi(U, D, d, h, T, \mu, g, \rho, \gamma_m, \delta_m, \gamma_r, \delta_r; t) \dots\dots (3)$$

ここに、 $U$  は流速の振幅、 $d$  は静水面から球の中心までの距離、 $h$  は静水深、 $T$  は波別解析波の周期、 $\mu$  は水の分子粘性係数、 $g$  は重力加速度、 $\gamma_m$  は前後の波の波高の相関係数、 $\delta_m$  は波高の変動係数、 $\gamma_r$  は前後の波の周期の相関係数、 $\delta_r$  は周期の変動係数、 $t$  は時間である。なお、不規則波の場合は、 $\gamma_m$ 、 $\gamma_r$ 、 $\delta_m$ 、 $\delta_r$  は波別解析波ごとに变化するため、これらの値を前後 2 波ずつを含めた合計 5 波を使ってそれぞれの波別解析波ごとに計算した (式 (4)~(7))。

$$\gamma_{mi} = \frac{\sum_{k=i-2}^{i+2} (H_{k+1} - \bar{H})(H_k - \bar{H})}{\sum_{k=i-2}^{i+2} (H_k - \bar{H})^2} \dots\dots (4)$$

$$\delta_{mi} = \left[ \frac{1}{5} \sum_{k=i-2}^{i+2} (H_k - \bar{H})^2 \right]^{1/2} / \bar{H} \dots\dots (5)$$

$$\gamma_{ri} = \frac{\sum_{k=i-2}^{i+2} (T_{k+1} - \bar{T})(T_k - \bar{T})}{\sum_{k=i-2}^{i+2} (T_k - \bar{T})^2} \dots\dots (6)$$

$$\delta_{ri} = \left[ \frac{1}{5} \sum_{k=i-2}^{i+2} (T_k - \bar{T})^2 \right]^{1/2} / \bar{T} \dots\dots (7)$$

ここに、 $H$  は波高、 $\bar{H}$  は平均波高、 $\bar{T}$  は平均周期で、添字  $i$ 、 $k$  は  $i$  番目、 $k$  番目の波を示す。

式 (3) を無次元表示すると式 (8) を得る。

$$\frac{F}{\rho U^2 D^2} = \Phi \left( \frac{UT}{D}, \frac{D^2}{\nu T}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \gamma_m, \delta_m, \gamma_r, \delta_r; \frac{t}{T} \right) \dots\dots (8)$$

ここに、 $\nu (= \mu / \rho)$  は水の動粘性係数である。式 (8) の右辺第 1 項の  $UT/D$  は、Keulegan and Carpenter 数<sup>6)</sup> (以下、K.C. 数と略記する)、第 2 項の  $D^2/\nu T$  は周波数パラメーターで Reynolds 数 ( $= UD/\nu$ ) と K.C. 数の比、第 3 項は水深波長比に相当する項、第 4 項は球径水深比、第 5 項は相対設置水深である。波力については、その最大値  $F_m$  (添字  $m$  は波別解析波ごとの最大値を示す) に着目する場合は、 $t/T$  とは独立とみなすことができる。

Morison 式中の波力係数も波力と同様に式 (8) の右辺に示される無次元量によって支配されると考えられる。ただし、波力係数を時間と独立した量として取り扱うため、 $t/T$  とは独立である。本研究では、次章で詳述するように、波力係数を波別解析波ごとの値のほかに、1 つの波の時系列記録内では一定の値であると仮定して得られる値も計算した。この場合の波力係数は、 $T$  を平均周期  $\bar{T}$ 、 $\gamma_m$ 、 $\gamma_r$ 、 $\delta_m$ 、 $\delta_r$  をすべての波別解析波を使って計算される値 (本論では、波別解析波の値と区別するために、それぞれ  $\bar{\gamma}_m$ 、 $\bar{\delta}_m$ 、 $\bar{\gamma}_r$ 、 $\bar{\delta}_r$  と表記する) とすることにより、式 (8) 中の右辺と同じ無次元量によって支配されると考えられる。なお、不規則波の流速の振幅は、時間とともに変化するため、本研究では、二成分波の場合と同様に、流速の rms 値を  $\sqrt{2}$  倍したものを採用することにする。

3. 水理実験

(1) 実験方法

実験は、名古屋大学工学部土木工学科の二次元鋼製水槽 (長さ 25 m、高さ 0.95 m、幅 0.7 m) で行われた。水槽の一端には、フラップ型不規則波造波装置が設置されている。他端には、反射波を極力小さくするために、消波ブロック、捨石、およびウレタンメッシュから構成される消波装置が設置されている。球体に作用する波力の算定に際して、Proximity Effect などで Morison 式が適用できない範囲があることが著者らによって明らか

にされている<sup>1)</sup>。このため、本研究では、不規則波による波力の基本的な特性を議論するため、主に Morison 式の適用可能な範囲を対象として実験を行った。実験条件を以下のように決めた。

静水深を  $h=70$  cm, 球の直径を  $D=2.5$  cm で一定に保ち、球の設置位置を  $d=0.179 h, 0.357 h$  の 2 種類変化させた。発生波はプレットシュナイダー型スペクトルを期待スペクトルとする不規則波であり、磁気テープに記録された 7 種類の不規則信号を入力として生起させた。実験種目は全部で 14 ケースであり、その諸元を表 1 に示す。すべてのケースで水位変動  $\eta$ ,  $x$ ,  $z$  方向の流速  $u, w$  と両方向の波力  $F_x, F_z$  を同時に計測した。なお、水位変動を電気容量式水位計で、流速を電磁流速計で、波力を Cantilever 型波力計で計測した。計測時間は、各ケースとも約 7 分間であり、計測した水位変動、流速と波力の時間波形をすべて磁気テープとペン書きレコーダーに記録し、解析に使用した。

(2) 解析方法

実験で得られた水位、流速、波力の時間波形をサンプリングタイム 0.05 秒で離散化した。波力係数の解析に使用したデータの個数は 3072 個 (153.6 秒に相当) である。これらのデータを、各ケースとも約 7 分間の不規則波の記録の中から 1024 個ずつ 3 つの区間で抽出した。これらのデータを使って、式 (8) 中の無次元量を計算した。ただし、流速の代表値は、二成分波の場合と同様、流速の rms 値を  $\sqrt{2}$  倍したものを使用した<sup>3)</sup>。なお、本実験では、 $h$  と  $D$  を一定に保ったため、周波数パラメーター ( $D^2/\nu T$ ) は水深波長比 ( $h/gT^2$ ) に強く依存する。

また、式 (1) と式 (2) に示される Morison 式中

の波力係数を最小二乗法を使って計算した。この際波力係数は、以下に示される手法により 2 種類の値を計算した<sup>2)</sup>。

- (i) 波力係数は、波別解析波ごとに異なると仮定し、波別解析波ごとに波力係数を計算する。
- (ii) 波力係数は、1 つの時系列記録内では一定であると仮定し、1 つの時系列記録に対して一組の波力係数を計算する。

なお、(ii) の手法による波力係数を、1 つの不規則波の 3 つの区間で計算したが、これらの 3 組の値は、平均波高、平均周期などの不規則波の特性量が大きく変化しない限りはほぼ等しく、不規則波の代表量とみなし得ることが確認されている。(ii) の手法による波力係数を、(i) の手法で計算された値と区別するため、本論では上付きバー (—) をつけて示す。

本研究では、まず (i) の手法で計算された波力係数を使い、波別解析波と同じ波高、周期をもつ規則波、二成分波と比較しながら、波力に及ぼす波の不規則性の影響について検討する。ついで、(ii) の手法で得られた波力係数を (i) の手法による値と関連づけながら検討を加え、不規則波の波力の時間変化を水位変動から予測する手法について検討する。なお、波力の計算に必要な加速度の時間波形を、流速の時間波形から計算した。また、波別解析法として、ゼロ・ダウンクロス法を採用した。

波高、極大波力の出現確率、および統計量の特徴を、計算するため、水位変動と波力  $F_x, F_z$  の時間波形をサンプリングタイム 0.05 秒で離散化した。この計算に使用したデータの個数は 4096 個 (204.8 秒に相当) である。また、このデータを使い、水位変動のパワースペクトルを BT 法により計算した。

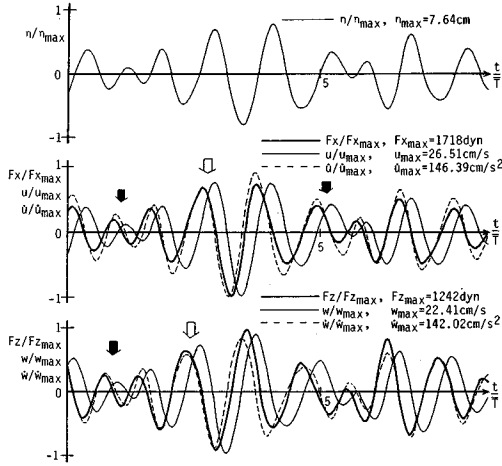
4. 結果とその考察

(1) 慣性力係数

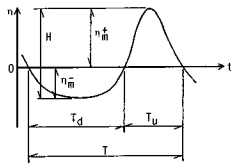
二成分波の場合、波高増大過程での慣性力係数の値は波高減少過程での値よりも小さくなり、一般にループ状の分布形状になる。そして、波高増大過程と波高減少過程の慣性力係数の差は、波高の相関が小さく、変動の大きい方が大きくなること、また、水深波長比の小さい方が大きくなることが明らかにされている<sup>3)</sup>。図 1 に、不規則波の無次元水位変動  $\eta/\eta_{max}$ , 無次元流速  $u/u_{max}$ ,  $w/w_{max}$ , 無次元加速度  $\dot{u}/\dot{u}_{max}$ ,  $\dot{w}/\dot{w}_{max}$  と無次元波力  $F_x/F_{x_{max}}$ ,  $F_z/F_{z_{max}}$  の時間波形の一例を示す。ここに、下付き添字 max は時系列記録内の最大値を示す。二成分波の場合は、水位変動、流速、加速度の時間波形がほぼ相似であるのに対して、不規則波の場合は、図 1 からわかるように、これらの時間波形は異なる。これ

表-1 不規則波の諸元

CASE	d/h	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (sec)	$(H/L_0)_{1/3}$
I - 1	0.179	11.86	1.53	0.0287
II - 1		11.28	1.26	0.0455
III - 1		10.18	1.08	0.0559
IV - 1		10.48	0.99	0.0684
V - 1		7.13	0.84	0.0648
VI - 1		10.46	1.35	0.0368
VII - 1		10.91	1.28	0.0428
I - 2	0.357	11.07	1.51	0.0311
II - 2		10.29	1.26	0.0415
III - 2		9.22	1.08	0.0507
IV - 2		9.66	0.99	0.0631
V - 2		6.28	0.84	0.0570
VI - 2		8.52	1.30	0.0323
VII - 2		9.66	1.31	0.0361



図—1 水位、流速、加速度と波力の時間波形の例



図—2 定義図

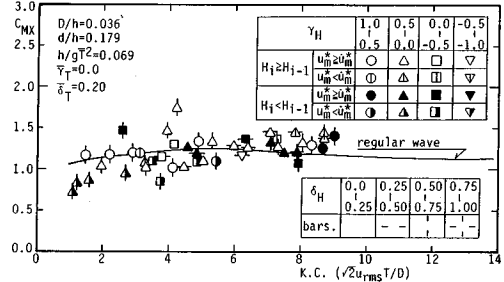
は、不規則波の波別解析波は、周期が異なることのほかに、波の前後と上下の非対称性に起因する。そこで、波の前後の非対称性  $\epsilon_h$  を式 (9) で、波の上下の非対称性  $\epsilon_v$  を式 (10) で評価し、これらの影響についてもあわせて検討を加える。なお、 $\epsilon_v$ 、 $\epsilon_h$  の定義に含まれる記号は図—2 に示されている。

$$\epsilon_h = T_u / T_d \dots\dots\dots (9)$$

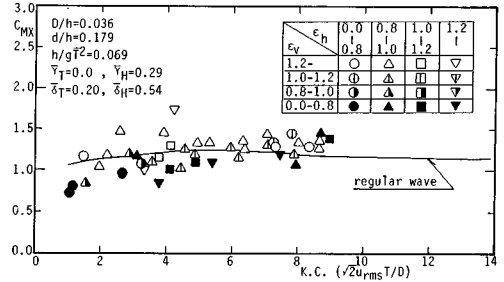
$$\epsilon_v = \eta_m^+ / \eta_m^- \dots\dots\dots (10)$$

a)  $C_{MX}$

図—3 に  $C_{MX}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2} u_{rms} T/D$ ) の関係の一例を示す。同図は、波別解析波の周期の変動が小さい場合のものであり、図—3 (a) は  $\gamma_H$ 、 $\delta_H$  をパラメータとして、また、図—3 (b) は、 $\epsilon_v$  と  $\epsilon_h$  をパラメータとして図示したものである。また、比較のため、規則波の値も示されている。不規則波の波別解析波の  $C_{MX}$  の値は、二成分波の場合<sup>3)</sup>と同様に、規則波の値のまわりにばらつく。しかし、不規則波の場合は、二成分波の場合とは異なり、波高が波別解析波ごとに不規則に変化するため、二成分波のような明瞭なループ状の分布にはならない。波高増大過程 (図中、 $H_i \geq H_{i-1}$  に対する値) と波高減少過程 (図中、 $H_i < H_{i-1}$  に対する値) の値を比較すると、二成分波のように明瞭ではないが、全体的には波高増大過程の値の方が大きくなる傾向が認められる。したがって、一般的には波高増大過程の波と波高減少過程の波に対する  $C_{MX}$  の値は異なり、波高増大過程



(a)  $\gamma_H$  と  $\delta_H$  の影響



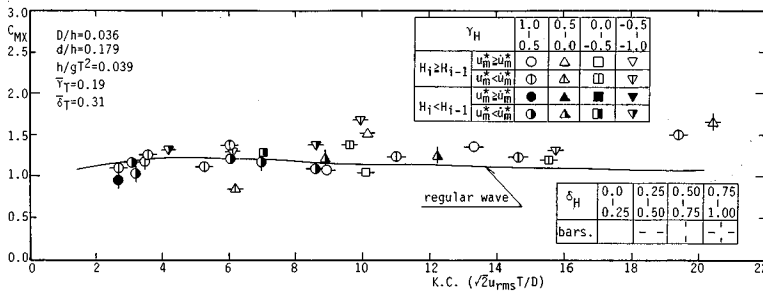
(b)  $\epsilon_v$  と  $\epsilon_h$  の影響

図—3  $C_{MX}$  と K.C. 数の関係 (CASE IV-1)

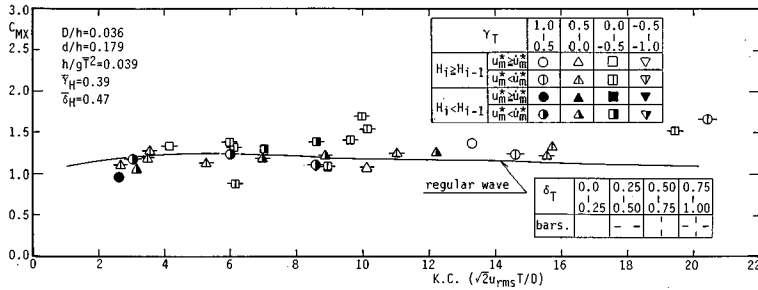
で大きくなるといえよう。不規則波の場合も、図—1 から認められるように、二成分波の場合と同様、波高増大過程では流速の方が加速度よりも相対的に大きく (図—1 の  $\Downarrow$  印)、また、波高減少過程では加速度の方が流速より相対的に大きくなる (図—1 の  $\Uparrow$  印) ことが一般的な傾向として認められた。そして、図—3 (a) より無次元流速の最大値 ( $u_m^*$ ) が無次元加速度の最大値 ( $\dot{u}_m^*$ ) よりも大きい波の方が慣性力係数  $C_{MX}$  は大きくなるようである。したがって、波高増大過程と波高減少過程で  $C_{MX}$  の値が異なる機構として、波高増大過程と波高減少過程では、慣性力に含まれる粘性抵抗力など流速と位相差のある波力の大きさが異なるためであると考えられる。また、図—3 (b) に示されるように、 $\epsilon_v$  が 1.0 以上の波の値の方が 1.0 以下の波の値よりも大きい。 $\epsilon_v$  が 1.0 よりも大きくなる波は、二成分波では、波高増大過程の波に相当することになり、二成分波と共通の結果であるといえる。なお、 $\epsilon_h$  が  $C_{MX}$  に及ぼす影響はほとんどないようである。

次に、 $\gamma_H$  と  $\delta_H$  の影響について検討を加える。図—3 (a) から認められるように、 $C_{MX}$  の値は  $\delta_H$  の大きい方が規則波の値との差が大きくなるようである。そして、同じ  $\delta_H$  の値に対しては、 $\gamma_H$  の値の小さい方が規則波との差は大きくなる傾向が認められる。したがって、波高の変化の大きい方が  $C_{MX}$  の差は大きくなることになり、二成分波の場合と同じ結果であるといえよう。

図—4 は、波別解析波の周期の変化が図—3 の場合よ



(a)  $\gamma_H$  と  $\delta_H$  の影響



(b)  $\gamma_T$  と  $\delta_T$  の影響

図-4  $C_{MX}$  と K.C. 数の関係 (CASE I-1)

りも大きい場合の  $C_{MX}$  と K.C. 数の関係を示したものである。図-4 (a) は  $\gamma_H$ ,  $\delta_H$  をパラメーターとして、また、図-4 (b) は  $\gamma_T$ ,  $\delta_T$  をパラメーターとして図示したものである。同図から、波高減少過程と波高増大過程における  $C_{MX}$  の値の差は、図-3 ほど明瞭ではないことがわかる。これには、周期の変化による影響が一原因として考えられる。波の周期が変化すると、流速と加速度の相対的な大きさが変化する。つまり、同じ波高の波であれば、周期が短くなると加速度は流速に比べて相対的に大きくなり、逆に、周期が長くなると加速度は流速よりも相対的に小さくなることになる。ただし、波別解析波の周期が変化すると流速と加速度の時間波形が異なるため、それぞれの最大値で無次元化された無次元流速と無次元加速度の大小関係は無次元化する前の流速と加速度の相対的な大小関係に一致しなくなる。そのため、図-4 では、無次元流速と無次元加速度の大小関係に着目しても、図-3 に示されるような比較的明瞭な傾向が認められなかったものと考えられる。

$\gamma_T$ ,  $\delta_T$  の  $C_{MX}$  に対する効果は、図-4 から認められるように、 $\gamma_T$  の小さい方が、また、 $\delta_T$  の大きい方が波別解析波の  $C_{MX}$  のばらつきは大きくなるようである。したがって、球体に作用する波力には、波高の変化だけでなく、周期の変化も影響を及ぼしていることが明らかである。なお、 $C_{MX}$  と K.C. 数の関係に及ぼす  $d/h$  の影響については、本実験の範囲では特に明瞭なものは認められなかった。また、 $h/gT^2$  が  $C_{MX}$  に及ぼす影響に

ついては、本論では図示されていないが、二成分波の場合と同様、 $h/gT^2$  の小さい方が波高増大過程と波高減少過程の値の差は大きくなる傾向が認められた。

b)  $C_{MZ}$

図-5 に周期の変化の小さい場合の  $C_{MZ}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2} w_{rms} T/D$ ) の関係を示す。 $C_{MX}$  の場合と同様に、 $C_{MZ}$  も規則波の値のまわりにはばらつく傾向がある。波高増大過程と波高減少過程における  $C_{MZ}$  の差は、 $C_{MX}$  の場合と比べてあまり明瞭ではなく、二成分波の場合とは異なる。しかし、無次元流速 ( $w_m^*$ ) と無次元加速度 ( $\dot{w}_m^*$ ) の大小関係に着目すると、無次元加速度よりも無次元流速の方が大きい波の方が全体的に大き

くなっているとみなすことができる。したがって、 $C_{MZ}$  の値も、流速と加速度の相対的な大小関係によって変化するといえよう。波高の増大・減少過程による差が明瞭でないのは、水位変動と鉛直方向の流速、加速度の時間波形が異なることと、水位変動と鉛直方向の流速の間には位相のずれがあるため、鉛直方向の流速と加速度の相対的な大小関係が必ずしも波高の増大、減少過程と一致していないことが原因であると考えられる。 $\gamma_H$  と  $\delta_H$  が及ぼす影響については、 $\gamma_H$  の小さい方が、また、 $\delta_H$  の大きい方が  $C_{MZ}$  のばらつきが大きくなる傾向が認められたが、 $C_{MX}$  の場合と比べると明瞭ではない。紙面の都合上本論では図示できないが、波別解析波の周期の変化が大きくなると、無次元流速と無次元加速度の大小関係による  $C_{MZ}$  の差ははつきりしなくなる。また、 $\gamma_T$  と  $\delta_T$  の  $C_{MZ}$  に及ぼす効果は、 $C_{MX}$  の場合と同様、 $\gamma_T$  の小さい方が、また、 $\delta_T$  の大きい方が  $C_{MZ}$  のばらつきは大き

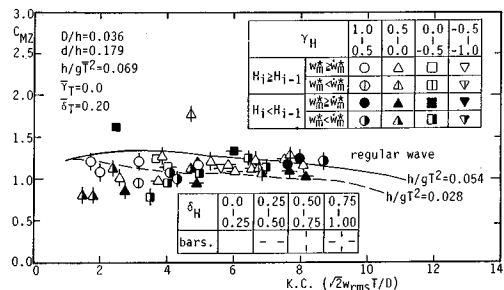
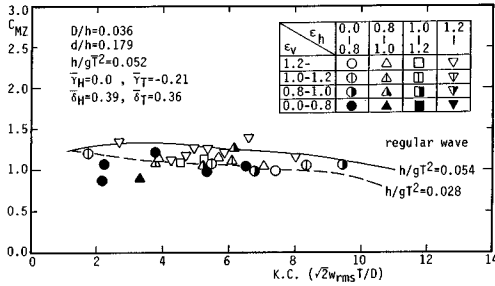


図-5  $C_{MZ}$  と K.C. 数の関係 (CASE IV-1)



図—6  $C_{MZ}$  と K.C. 数の関係に及ぼす  $\epsilon_D$  と  $\epsilon_N$  の影響

くなる傾向が認められた。

$C_{MZ}$  に及ぼす波の非対称性の影響については、図—6 に一例を示すように、 $C_{MX}$  の場合と異なり、上下の非対称性よりもむしろ前後の非対称性の方がより大きく影響を及ぼしているようである。すなわち、水位変動が静水面上により長くある波 ( $\epsilon_N$  の大きい場合) の値の方が、 $C_{MZ}$  の値は大きくなる傾向が認められる。これは、鉛直方向の流速は、水位変動と位相がずれているため、 $x$  方向の特性とは異なり、上下の非対称性よりも前後の非対称性の影響を強く受けるためであると考えられる。

(2) 抗力係数

a)  $C_{DX}$

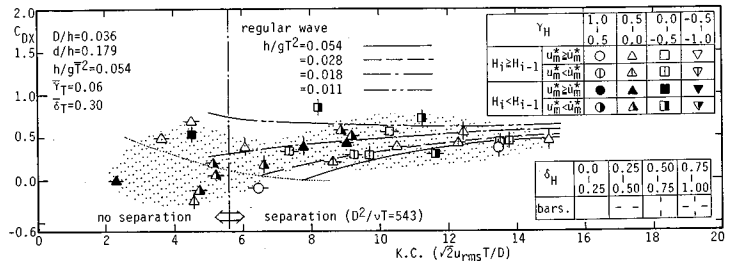
二成分波の抗力係数は、剥離のない範囲では、波高増大過程の値の方が波高減少過程の波の値よりも大きく、また、剥離がある範囲では、波高増大過程の値よりも波高減少過程の値の方が大きくなりやすく、斜め∞の字の分布形状となる<sup>3)</sup>。

不規則波の  $C_{DX}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2}u_{rms} T/D$ ) の関係の一例を図—7 に示す。図中の点線は、抗力の慣性力に対する割合が 5% であることを示す。同図には、参考のため、平均周期の波に対し、剥離の始まる K.C. 数の値を規則波に対する式<sup>1)</sup>を使って計算し、示してある。図—7 から認められるように、全体的には、不規則波の  $C_{DX}$  も図中のドット部に示されるような K.C. 数が約 7 前後を節とした斜め∞の字の分布形状になる傾向が認められる。そして、剥離のある K.C. 数が大きい範囲では、二成分波の場合と同様に、波高増大過程の波の値よりも

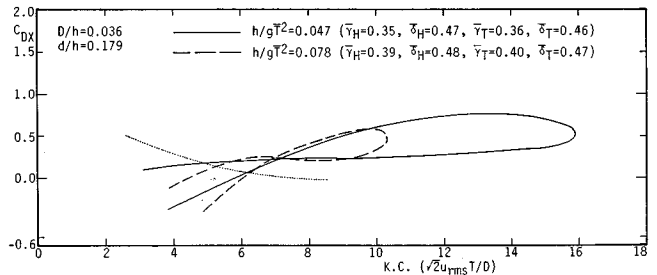
波高減少過程の波の値の方が概して大きい。これは、先行波の渦の影響が波高増大過程よりも波高減少過程の方が大きくなるためであると考えられる。

剥離のない K.C. 数の小さい範囲では、無次元流速の方が無次元加速度よりも大きい波の値が大きくなるのが認められ、二成分波の場合と同様に、この範囲における抗力係数の支配的な成分である粘性抵抗力と境界層の形成に伴う抗力<sup>5)</sup>は、流速が加速度よりも相対的に大きい波の方が大きくなるのが考えられる。この波高および流速と加速度の相対的な大小関係による  $C_{DX}$  の差は、周期の変化の小さい方がより明瞭になるようである。

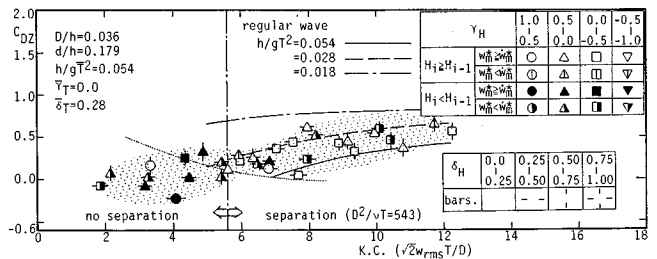
波別解析波の  $h/gT^2$  が  $C_{DX}$  に及ぼす影響については、全体的に規則波の場合ほど明瞭ではなかった。これは、不規則波の波別解析波は周期だけでなく、 $\gamma_H$ ,  $\gamma_T$  なども変化するため、 $h/gT^2$  のみの効果を抽出することができないためである。しかし、不規則波の平均周期で定義された  $h/g\bar{T}^2$  による差異は認められた。図—8 に  $h/g\bar{T}^2$  が異なる場合の  $C_{DX}$  と K.C. 数の関係を示す。



図—7  $C_{DX}$  と K.C. 数の関係 (CASE II-1)



図—8  $C_{DX}$  と K.C. 数の関係に及ぼす  $h/g\bar{T}^2$  の影響



図—9  $C_{DZ}$  と K.C. 数の関係 (CASE II-1)

ただし、同図には  $C_{DX}$  の上限値と下限値を結んだ曲線で示してある。図-8にも示されるように、 $h/gT^2$  が大きい場合、 $C_{DX}$  は K.C. 数の減少につれてより大きく減少する傾向があり、水深波長比  $h/gT^2$  が  $C_{DX}$  に及ぼす効果は二成分波、規則波の場合と同様であるといえる。

b)  $C_{DZ}$

図-9は、 $C_{DZ}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2} w_{rms} T/D$ ) の関係を示した一例である。 $C_{DZ}$  も  $C_{DX}$  の場合と同様に、二成分波の値のように  $\infty$  字状の分布形状となること、また、本論では図示しないが、 $C_{DZ}$  に及ぼす水深波長比の影響は、 $C_{DX}$  の場合と同様、 $h/gT^2$  が大きい方が K.C. 数の減少に伴う  $C_{DZ}$  の減少の割合が大きくなることなど、基本的な特性は  $C_{DX}$  とよく似ているため、ここでは詳述しない。しかし、 $C_{DZ}$  の場合と同様に、波高増大過程と波高減少過程における  $C_{DZ}$  の差は、 $C_{DX}$  の場合と比べてあまり明瞭ではない。この一原因として、 $x$  方向の水粒子の運動による揚力の影響が挙げられよう。

なお、 $C_{DX}$  と  $C_{DZ}$  に及ぼす  $\epsilon_v$  と  $\epsilon_h$  の影響については、特に明瞭なものは認められなかった。

(3) 無次元最大波力

a)  $Fx^* (= Fx_m/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_m D^2)$

$x$  方向の無次元最大波力  $Fx^*$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2} u_{rms} T/D$ ) の関係の一例を図-10に示す。同図には、比較

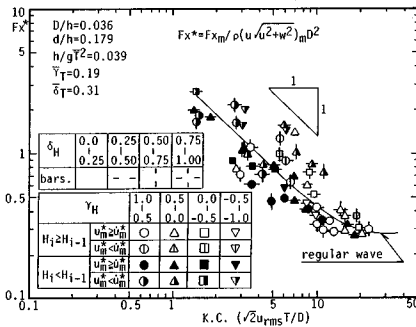


図-10  $Fx^*$  と K.C. 数の関係 (CASE I-1)

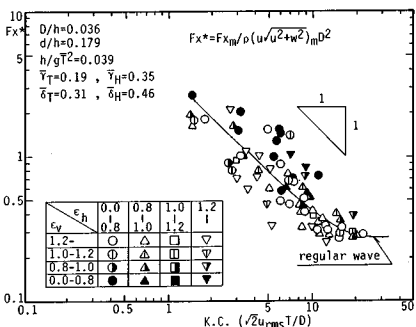


図-11  $Fx^*$  と K.C. 数の関係に及ぼす  $\epsilon_v$  と  $\epsilon_h$  の影響

のため規則波の値<sup>1)</sup>も実線で示されている。 $Fx^*$  の値は、図-10にも示されるように、K.C. 数が約 10 以下の範囲では、K.C. 数の増加に伴いほぼ K.C. 数の -1 乗に比例して減少し、K.C. 数が 10 以上の範囲でほぼ一定値に近づくことが一般的な傾向として認められた。これは、規則波の場合と同様の結果である。しかし、不規則波の波別解析波の  $Fx^*$  は、二成分波と同様、規則波の値のまわりにばらつく傾向がある。そして、不規則波の  $Fx^*$  は、二成分波の場合のような明確なループ状の分布にはならないが、一般的には、K.C. 数が約 10 以下の範囲で、無次元流速の方が無次元加速度よりも大きい波の値は規則波の値よりも小さく、逆に、無次元流速の方が無次元加速度よりも小さい波に対する値は全体的に大きくなる傾向が認められる。これは、この範囲では慣性力が卓越するため、波力の最大値は加速度に比例するのに対して、波力を無次元化するのが流速であるため、加速度と流速の相対的な大小関係によって  $Fx^*$  の値が変化するためである。

図-10に示される不規則波は、周期の変化が比較的大きい場合であるため、 $\gamma_H$  と  $\delta_H$  による差異はあまり明瞭ではないが、周期の変化の小さい場合は、 $\delta_H$  の大きい方が、また、 $\gamma_H$  の小さい方が規則波との差が大きくなる傾向が認められた。また、 $\delta_r$ 、 $\gamma_r$  についても同様に、 $\gamma_r$  の小さい方が、また、 $\delta_r$  の大きい方が規則波との差が大きくなる傾向が認められた。しかし、 $h/gT^2$ 、 $d/h$  による  $Fx^*$  の差はほとんど認められなかった。

図-11は、 $Fx^*$  と K.C. 数の関係に及ぼす  $\epsilon_v$  と  $\epsilon_h$  の影響を調べた結果の一例である。同図にも示されるように、 $\epsilon_v$  が 1.0 以上の値の方が  $Fx^*$  は小さくなる傾向が認められた。これは、 $\epsilon_v$  が 1.0 以上の波の多くは、不規則波の場合でも波高増大過程の波で、無次元流速の方が無次元化速度よりも大きい波であるためであると考えられる。

b)  $Fz^* (= Fz_m/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_m D^2)$

$z$  方向の無次元最大波力  $Fz^*$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2} w_{rms} T/D$ ) の関係の一例を図-12に示す。同図にも規則波

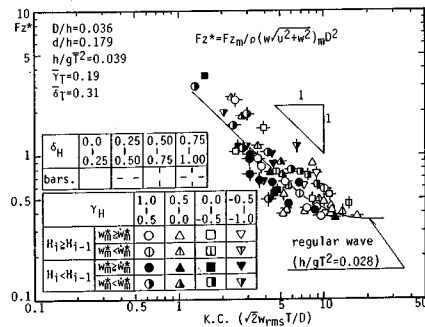


図-12  $Fz^*$  と K.C. 数の関係 (CASE I-1)

の値を示してある。ただし、規則波の  $Fz^*$  は  $Fx^*$  と異なり周期によって変化するため、図-12の条件 (CASE I-1) に最も近い  $h/gT^2=0.028$  の場合の値を示した。 $Fz^*$  の全体的な傾向、 $Fz^*$  に及ぼす無次元流速と無次元加速度の大小関係、 $d/h$  の効果は  $Fx^*$  とよく似ているため、ここでは詳述しない。しかし、 $Fx^*$  と異なり、不規則波の  $Fz^*$  も規則波と同様、周期によって変化する。図-12には示されていないが、水深波長比が小さくなると  $w$  に比べて  $u$  が大きくなるため、同一の K.C. 数に対して、水深波長比の小さい方が  $(w\sqrt{u^2+w^2})_m$  は大きくなる。そのため、 $h/gT^2$  の小さい方が  $Fz^*$  は  $Fx^*$  に比べて小さくなるのが一般的な傾向として認められた。なお、 $\gamma_h$ ,  $\delta_h$ ,  $\gamma_T$  と  $\delta_T$  の効果については、 $Fx^*$  の場合に比べてあまり明瞭ではない。

(4) 波力の予測

a) 慣性力係数  $\overline{C_{MX}}$ ,  $\overline{C_{MZ}}$

波別解析波に対して波別解析波ごとの波力係数を使えば、波力の時間波形を正確に計算することは可能である。しかし、すべての波別解析波で波力係数を一定として波力を計算できればきわめて便利である。そこで、まず(ii)の手法による波力係数の特性について検討を加える。

慣性力係数  $\overline{C_{MX}}$ ,  $\overline{C_{MZ}}$  はそれぞれ (i) の手法による波別解析波の値と比較した結果、本論では図示しないが、ほぼ波別解析波の平均値に等しいことが明らかになった。 $\overline{C_{MX}}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2}u_{rms}T/D$ ) の関係と  $\overline{C_{MZ}}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2}w_{rms}T/D$ ) の関係を規則波と比較した結果をそ

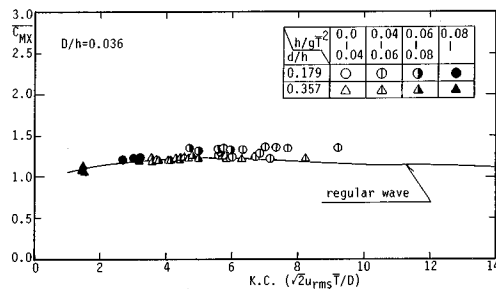


図-13  $\overline{C_{MX}}$  と K.C. 数の関係

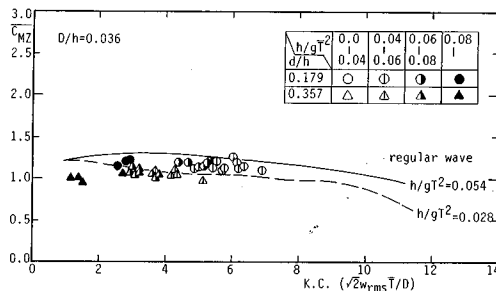


図-14  $\overline{C_{MZ}}$  と K.C. 数の関係

れぞれ図-13 と 14 に示す。慣性力係数  $\overline{C_{MX}}$ ,  $\overline{C_{MZ}}$  はともに規則波のまわりに分布し、規則波の値とほぼ等しいことが認められる。また、波高、周期の相関係数、変動係数による差はほとんどなかった。このことは、波高、周期の変化は、波別解析波の波力係数に大きく影響を及ぼすが、平均的な値にはほとんど影響を及ぼさないことを示している。したがって、波別解析波の慣性力係数は、波の不規則性により変化するが、平均的には規則波の値とほぼ等しいことになる。これは、慣性力が卓越する不規則波の値は規則波の値よりも小さくなるという結果<sup>2)</sup>と若干異なる。本研究の  $D/h$  は 0.036 であり、前報の値<sup>2)</sup> ( $D/h=0.045$ ) より小さく、この  $D/h$  の差による影響が一原因として挙げられる。

b) 抗力係数  $\overline{C_{DX}}$ ,  $\overline{C_{DZ}}$

抗力係数  $\overline{C_{DX}}$  と  $\overline{C_{DZ}}$  も、図示しないが、波別解析波の  $C_{DX}$ ,  $C_{DZ}$  のほぼ平均値となる。 $C_{DX}$ ,  $C_{DZ}$  は K.C. 数の変化とともに変化するが、 $\overline{C_{DX}}$ ,  $\overline{C_{DZ}}$  は抗力の割合が大きくなる比較的 K.C. 数の大きい範囲の平均値に近い。 $\overline{C_{DX}}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2}u_{rms}T/D$ ) の関係と  $\overline{C_{DZ}}$  と K.C. 数 ( $\sqrt{2}w_{rms}T/D$ ) の関係を規則波と比較した結果をそれぞれ図-15 と 16 に示す。規則波の抗力係数は、 $h/gT^2$  によって変化する<sup>1)</sup>。不規則波の  $\overline{C_{DX}}$ ,  $\overline{C_{DZ}}$  も  $h/gT^2$  の大きい方が小さくなる傾向が認められるが、規則波ほど顕著ではなく、不規則波の抗力係数は、同じ  $h/gT^2$  に対する規則波の値に比べて大きい。この原因としては、本研究では、流速の代表値を  $\sqrt{2}u_{rms}$  としており、そのため K.C. 数を過小評価している可能性があること、また、波別解析波ごとに異なる周期を平均周

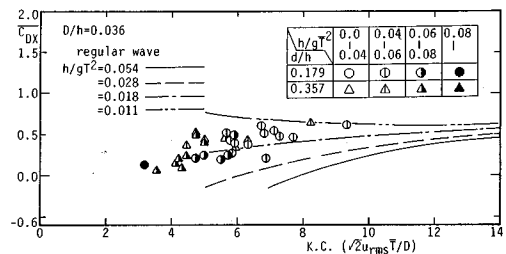


図-15  $\overline{C_{DX}}$  と K.C. 数の関係

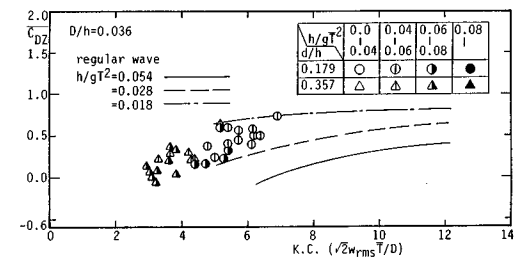


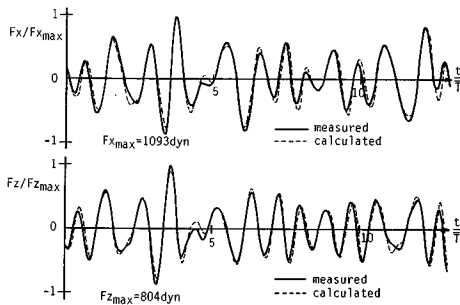
図-16  $\overline{C_{DZ}}$  と K.C. 数の関係



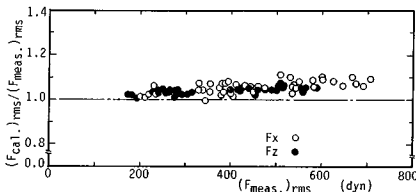
期で評価していることが考えられる。

c) 波力の時間波形

次に、(ii)の手法による波力係数を使って計算される波力について検討を加える。抗力が卓越する波と慣性力が卓越する波の混在するような不規則波の場合の本実験に対する計算波力と実測波力の時間波形の比較の一例を図一七に、また、計算波力の rms 値  $((F_{x_{cal.}})_{rms}, (F_{z_{cal.}})_{rms})$  と実測波力の rms 値  $((F_{x_{meas.}})_{rms}, (F_{z_{meas.}})_{rms})$  の比較を図一八に示す。図一七にも示されるように、 $F_x$ 、 $F_z$  の両波力とも時間波形の概略は一致しているものの、二成分波の場合と同様、極大波力、極小波力については計算波力と実測波力の間に若干差のあることが認められる。さらに、波力の小さい波に対しては、計算波力と実測波力の間に若干の位相のずれが認められる。これは、波別解析波ごとに異なる波力係数を、1つの波力係数で表わしたためである。したがって、慣性力のみが卓越するような不規則波や二成分波の場合と異なり<sup>2),3)</sup>、抗力が卓越する波と慣性力が卓越する波が混在するような不規則波の波力の時間波形を正確に計算するためには、現時点では波別解析法による算定がより正確である。波力の rms 値のような平均量は、図一八に示されるように、計算値と実測値は概略等しいが、計算値は最大 10% 程度実測値を過大評価する。計算波力が実測波力を若干過大評価する傾向は、 $F_z$  よりも  $F_x$  で大きく、また、波力の値の大きい方がより大きくなる。これは、波力の rms 値の大きい不規則波は、K.C. 数も大きく、したがって、慣性力に対する抗力の割合も大きい波が多くなることに起因する。また、 $z$  方向よりも  $x$



図一七 計算波力と実測波力の時間波形の比較



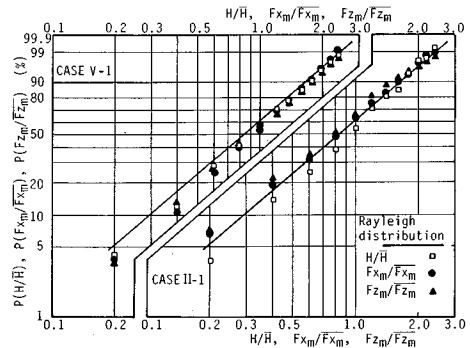
図一八 計算波力と実測波力の rms 値の比較

方向の波力に差が大きいのは、 $z$  方向よりも  $x$  方向の方が K.C. 数が大きくなるため、慣性力に対する抗力の割合は、 $x$  方向の方が大きくなるためである。

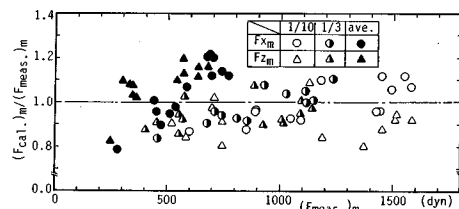
(5) 極大波力の出現特性

図一十九は、慣性力が支配的な場合 (CASE V-1) と慣性力に対する抗力の割合が大きい場合 (CASE II-1) の  $H/\bar{H}$ 、 $F_{xm}/\overline{F_{xm}}$ 、 $F_{zm}/\overline{F_{zm}}$  の出現確率を累積確率で示した一例で、比較のため Rayleigh 分布も実線で示されている。なお、上付きバー (—) は平均値を示す。慣性力が支配的な場合は、波力の極値の出現確率は波高の出現確率とほぼ相似であるといえる。しかし、抗力の割合が大きい場合、波高と波力の出現確率に差が生じ、波力の小さい範囲の出現確率が波高に比べて大きくなる。これは、次の理由による。波別解析波の波力に占める抗力の割合は、K.C. 数の値によって変化し、K.C. 数の大きい波 (波高の大きい波) で大きく、K.C. 数の小さい波 (波高の小さい波) で小さくなる。波高の大きい範囲の波力は抗力のために絶対値が大きくなるので波力の平均値が大きくなる。そのため、波高が小さく慣性力が支配的な範囲に対する  $F_{xm}/\overline{F_{xm}}$ 、 $F_{zm}/\overline{F_{zm}}$  の値は慣性力が卓越する場合よりも相対的に小さくなる。このため、極大波力の小さい範囲の出現確率は大きくなることになる。

慣性力が支配的な場合の波力の出現確率は、波高の出現確率とほぼ相似になるため、慣性力のみを考慮するだけで極大波力の 1/10 最大値、1/3 最大値、平均値を、



図一十九  $H/\bar{H}$ 、 $F_{xm}/\overline{F_{xm}}$  と  $F_{zm}/\overline{F_{zm}}$  の確率分布



図一二十 計算波力と実測波力の極大値の比較 (水位変動から計算した場合)

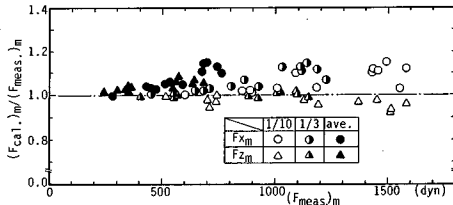


図-21 計算波力と実測波力の極大値の比較  
(波力の時間波形から計算した場合)

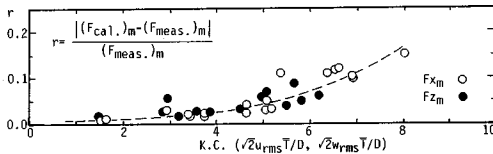


図-22 計算波力と実測波力の差と K.C. 数の関係

1/10 最大波, 有義波, 平均波からそれぞれ精度良く推算できる<sup>2)</sup>。一方, 慣性力に対する抗力の割合が大きい場合は, 図-20 に示すように, 1/10 最大波, 有義波, 平均波と同じ波高, 周期をもつ規則波の流速と加速度と (ii) の手法で求められた波力係数を使って算定した波力と実測波力の極大値の 1/10 最大値, 1/3 最大値, 平均値の差異は最大で 20 % 程度認められる。これは, 波別解析波ごとに異なる抗力を一定の割合で波力に含ませていること, そして, 図-19 に示されるように, 波高と波力の確率分布は相似でないため, 1/10 最大波, 有義波と平均波が極大波力の 1/10 最大値, 1/3 最大値と平均値に必ずしも対応していないためである。

図-21 は, (ii) の手法による計算波力の極大値の 1/10 最大値, 1/3 最大値と平均値を実測の値と比較した結果を示したもので, 最大で 10 % 強の差異が認められる。この計算値と実測値の差は, 図-22 に示されるように, 主に K.C. 数によって支配され, K.C. 数が約 5 以上になると大きくなる。これは, 抗力係数を一定値で近似することに大きく起因する。しかし, これらの結果より, (ii) の手法で計算された波力の時間波形から, 図-22 に示される平均曲線 (破線) を使って補正することにより, 不規則波の極大波力の 1/10 最大値などの統計量を精度よく推算することができる。

### 5. 結 言

本論で得られた結果を以下に要約する。

(1)  $x$  方向の慣性力係数  $C_{Mx}$  は, 波高減少過程よりも波高増大過程の方が大きくなる傾向がある。その差

は, 波高だけでなく周期の変化によっても影響を受け, 波高, 周期の変動係数の大きい方が, また, 波高, 周期の相関係数の小さい方が大きくなる。

(2)  $z$  方向の慣性力係数  $C_{Mz}$  も規則波の値に比べてばらつきが大きい, 波高増大過程と波高減少過程での差は,  $C_{Mx}$  の場合と比べてあまり明瞭ではない。

(3)  $x$  方向の抗力係数  $C_{Dx}$  は, 剥離のある範囲では波高増大過程よりも波高減少過程の波の方が大きくなり, 剥離のない範囲では, 波高減少過程よりも波高増大過程の波の方が大きくなる。しかし, 周期の変化が大きくなると, これらの傾向は明瞭ではなくなる。

(4)  $z$  方向の抗力係数  $C_{Dz}$  の K.C. 数に伴う変化は,  $C_{Dx}$  とよく似ている。しかし, 慣性力係数の場合と同様, 波高増大過程と波高減少過程での値の差は,  $C_{Dx}$  と比べてあまり明瞭ではない。

(5)  $x, z$  方向の無次元最大波力は, K.C. 数がほぼ 10 以下の範囲では, K.C. 数の -1 乗に比例し, 無次元流速が無次元加速度に比べて大きくなる波よりも小さくなる波の方が大きくなる。一方, K.C. 数がほぼ 10 以上の範囲では一定値に近づく。

(6) 不規則波の波力係数をすべての波別解析波で一定であると仮定して計算した波力の時間波形から, 図-22 に示される曲線を使って補正すれば, 極大波力の 1/10 最大値, 1/3 最大値, 平均値などの統計量を精度よく推算することが可能である。

### 参 考 文 献

- 1) 岩田好一郎・水谷法美：没水球体に作用する波力の特性に関する研究, 土木学会論文集, 第 405 号 / II -11, pp. 215~224, 1989.
- 2) Iwata, K., Mizutani, N. and Kasai, S. : Irregular wave forces acting on a submerged sphere, Coastal Eng. Japan, Vol. 30, No.1, pp.117~130, 1987.
- 3) 岩田好一郎・水谷法美・都築克嘉：没水球体に作用する二成分波の波力の特性, 土木学会論文集, 第 411 号 / II -12, pp.179~189, 1989.
- 4) Morison, J.R., O'Brien, M.P., Johnson, J.W. and Schaaf, S.A. : The force exerted by surface wave on piles, Tech. Pub. No. 284, Petroleum Trans., AIME, Vol. 189, pp.149~154, 1950.
- 5) Keulegan, G.H. and Carpenter, L.H. : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 60, No.5, pp.423~440, 1958.
- 6) 石田 啓・田村賢一：非剥離流および対称渦対状態における波動場の円柱の抗力係数, 土木学会論文集, 第 393 号 / II -9, pp.121~130, 1988.

(1989.2.22・受付)