

没水球体に作用する波力の算定手法に関する研究*

水谷法美**

本研究は、没水球体の作用波力の系統的な算定手法を提案するものである。まず、予測手法のなかった不規則な鉛直方向波力を2つに分類するとともに、両者の極値と周期の平均的な出現確率分布を明らかにし、1/3最大値などの統計量を推算可能にした。ついで、波力算定式を精度を損なう事なく簡略化できる範囲を明かにした。そして、過去の成果を本研究で新たに明らかにした成果に加えて再整理し、効率的で信頼性の高い没水球体の作用波力の系統的な算定手法を明確にした。

Key Words : wave force, sphere, Morison equation, diffraction force, proximity effect

1. はじめに

著者は、これまでに二次元の進行波中に設置された没水球体に作用する波力に関する研究を系統的に行い、回折波力の特性、および回折波力の卓越する範囲と無視できる範囲、また、回折波力が無視できる場合には、モリソン式の適用性と抗力係数と慣性力係数の特性などを明らかにするとともに、自由表面や底面の近接効果のある波力の予測手法の定式化などを行ってきた^{1)~3)}。また、一部の鉛直方向波力には、規則波が入射する場合であっても不規則な時間変化が強く現れるため、モリソン式のような流速と加速度などの物理量から確定論的に波力を算定する手法は適用できないことも指摘している。しかし、このような波力の予測手法はこれまで検討がなされておらず未解決のままであった。

一方、工学的見地からは、波力算定式は簡便であることが望まれ、抗力、あるいは慣性力のいずれか一方を無視しても波力を精度良く算定できる簡単な波力算定式とその適用範囲を明らかにしておくことも重要である。

そこで、本研究では、まず、これまで予測手法が確立されていなかった規則進行波中に設置された没水球体に作用する不規則な波力の特性を確率論的な立場から論議し、その予測手法について考究する。そして、これまでの成果と併せて、進行波中に設置された没水球体の波力の系統立った予測手法を考究し、簡単ではあるが精度の高い波力の算定手法を確立しようとするものである。

2. 不規則な鉛直波力の特性

本章では、二次元規則波中に設置された没水球体に作

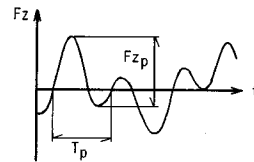


図-1 波力の極値と周期の定義図

用する鉛直方向波力のうち、不規則性の強い揚力の影響が大きくモリソン式による正確な波力の予測が困難な不規則な時間変化を示す波力をとりあげ、その極値と周期の出現確率特性を論議する。

(1) 解析方法

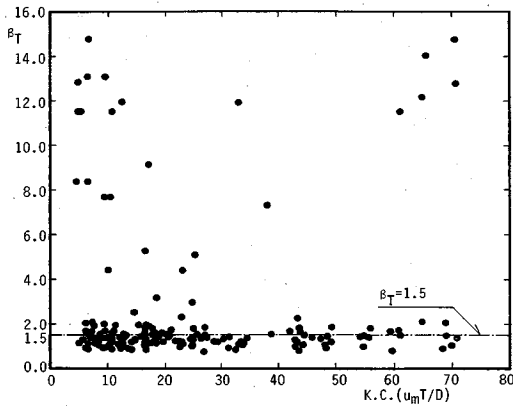
本研究では、著者ら¹⁾²⁾が二次元規則進行波動場で行ってきた一連の実験結果を使用した。この実験結果は、水位変動 η 、 x と z 方向の流速 (u , w) と波力 (F_x , F_z) の同時記録よりなっている。なお、 x は波進行方向を正とする水平軸、 z は上向きを正とし、静水面上に原点を持つ鉛直軸である。全ての実験結果より、鉛直方向波力が不規則な時間変動を示すものを取り出し、解析に使用した。解析には、これらの時間変動の記録を時間間隔 0.05 秒で離散化したデータ 512 個を使用した。

まず、鉛直方向波力の時間波形をゼロアップクロス法によって波別解析し、個々の波(波力)に対する周期 T_p と極値 F_{z_p} を図-1のように定義した。そして、これらの周期と極値をそれぞれ入射波の周期 T と鉛直方向波力の rms 値 $F_{z,rms}$ で無次元化し、それぞれの出現確率特性を計算した。なお、本研究では、基本周波数に高次の周波数成分が重なった場合に現れるような非対称な時間変動の平均的な特性をまず明らかにするため、極値をゼロから最大値までの片振幅ではなく、最大値と引続く最小値との差である両振幅で定義した。片振幅で定義した極値に対しても計算を行ったが、2つの出現確率分布の特性に特に有意な差異は認められなかった。

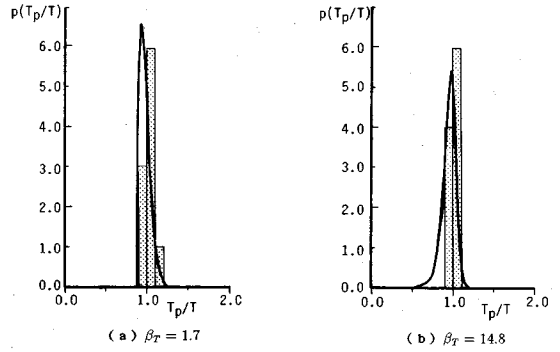
確率分布モデルとして実験結果との対応が最も良かつ

* 本研究は、既に発表済みの論文^{1)~4)}を統合して発展させるとともに、新しい知見を加えたものである。

** 正会員 工博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科
(〒464-01 名古屋市千種区不老町)



図—2 β_T と $K.C_x$ の関係



図—3 周期の出現分布の例

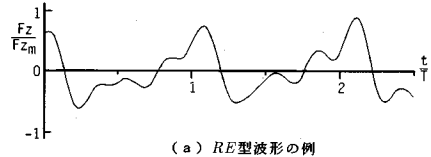
たワイブル分布を使用した (式 (1)). そして, 最小自乗法により同式中の尺度母数 α , 形状母数 β と位置母数 γ を求め, 周期と極値の出現確率特性を, 主にこのワイブル母数を使って論議した. なお, 3 母数の最小自乗法は以下の手順で行った. すなわち, 位置母数 γ を 0 から 0.01 間隔で変化させ, それぞれの γ に対して 2 母数の最小自乗法を行って α と β を求めた. 同時に残差も計算し, この残差が最小となる γ とそのときの α と β を決定した.

$$p(\xi) = \frac{\beta}{\alpha} \left(\frac{\xi - \gamma}{\alpha} \right)^{\beta-1} \exp \left\{ - \left(\frac{\xi - \gamma}{\alpha} \right)^\beta \right\} \dots \dots \dots (1)$$

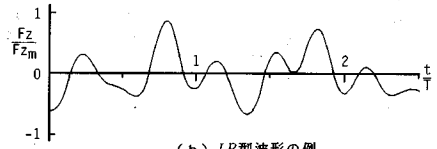
ここに, ξ は確率変数であり, 実際の計算では T_p/T (T : 波の周期), $F_{z_p}/F_{z_{rms}}$ が入る. なお, 周期と極値に対するワイブル母数を区別するため, それぞれ添え字 T と F をつけることにする.

(2) 形状母数の特性

無次元周期 T_p/T の形状母数 β_T と Keulegan-Carpenter 数 ($K.C_x = u_m T/D$, 添え字 x は x 方向の値を, また, m は最大値を示す) の関係を図—2 に示す. なお, 次元解析により支配無次元量として挙げられている¹⁾ h/gT^2 (h : 静水深, g : 重力加速度), d/h (d : 球体の設置水深) や D/h (D : 球体の直径) による明瞭な差異は見いだせなかった⁴⁾. 図にはこれらの区別はしていない. いくつかの値は 10 以上の大きな値をとるが, ほとんどの値が 1.5 前後に分布していることがわかる. 図—3 に代表例として β_T が小さい場合 ($\beta_T = 1.7$) と大きい場合 ($\beta_T = 14.8$) の周期の出現特性を, 最小自乗フィッティングを行ったワイブル分布とともに例示しているが, 実験値はともに 1.0 を中心に分布しており, 特に有意な差はない. しかし, ワイブル分布には大きな差があり, $\beta_T = 1.7$ の場合, 急な立ち上がりのあと緩やかに減少するが, $\beta_T = 14.8$ の場合, 逆に緩やかに立ち上がり, 急激に減少する. そして, 位置母数は実験値に比べて大幅に小さくなってしまい, 実験値との対応は良くない. そこで,



(a) RE型波形の例



(b) IR型波形の例

図—4 波力の時間波形の例

本研究では, 周期の分布に対する形状母数は 1.5 前後の定数で与えられると判断した.

一方, 図示していないが, 波力の極値に関しても, 形状母数 β_F は 1.0 を中心に分布し, $K.C_x$ 数にともなう変化はほとんどなかった. そこで, 本研究では β_F も定数として扱うこととする.

(3) 時間波形

実験によると, 不規則な変動をする鉛直方向波力の時間波形は, さらに 2 つのタイプに大別できることが判明した. すなわち, 図—4 に例示するように, 周期的な変動に小さい不規則な変動が加わったタイプで, よく似た波形が繰り返されるもの (*RE* 型波形と称する), そしてもう一つは, 全く不規則な波形 (*IR* 型波形と称する) である. *RE* 型波形は, 不規則な揚力が無視できないものの, 入射波の周波数成分が卓越しており, 全体的には, 抗力, あるいは慣性力が揚力に比べて依然大きい場合の波形であると考えられる. 一方, *IR* 型波形は, 抗力や慣性力に比べて不規則な揚力が卓越する場合の波形であると考えられる.

したがって, 周期と極値の形状母数 β_T と β_F について, 各々の平均値をそれぞれの波形の形状母数としてワイブル分布の最小自乗フィッティングをもう一度行い, 残る尺度母数と位置母数を計算し直した. この際, β_T については, *IR* 型波形に対する値より *RE* 型波形に対

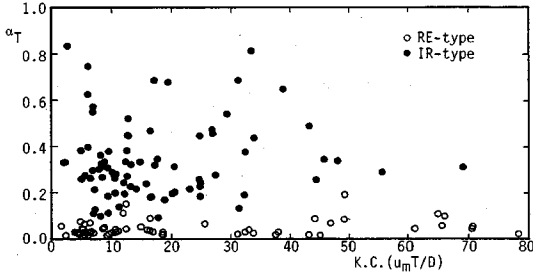


図-5 α_T と KC_x の関係

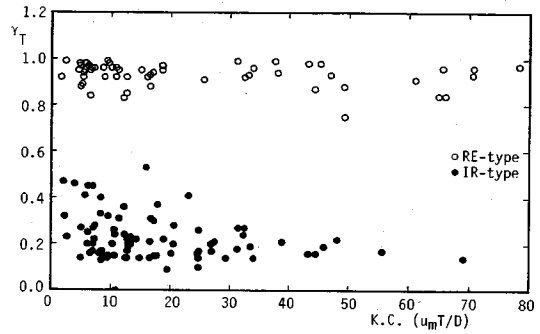


図-7 γ_T と KC_x の関係

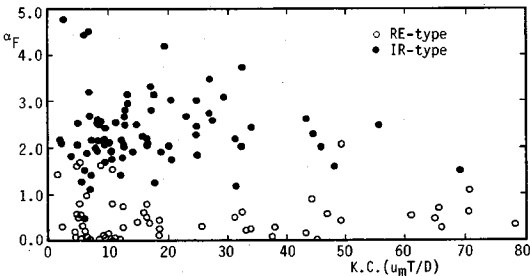


図-6 α_F と KC_x の関係

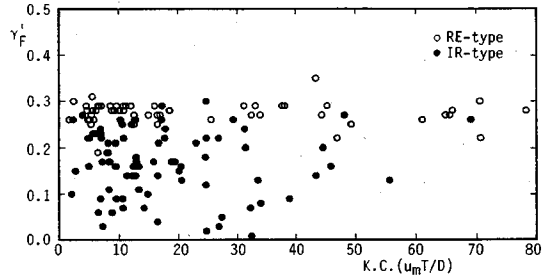


図-8 γ_F と KC_x の関係

する値の方が小さくなる傾向があったため、2つのタイプの波形に対して各々の平均値を求めたが、 β_F については両者の間にほとんど差が認められなかったため、全ての平均値を採用した。

(4) 尺度母数

まず、周期の尺度母数 α_T について述べる。なお、既述した形状母数 β_T の値については、RE型波形、IR型波形のそれぞれに対して平均値 $\beta_T=1.26$ と $\beta_T=1.34$ を使用した。図-5に示すように、RE型波形の場合、 α_T はほとんどが0.1以下であり、 F_x の周期はきわめて狭い範囲に分布する。これは、RE型波形は、入射波の周期と同じ周期を持つ抗力、あるいは慣性力が卓越しているため、殆どが入射波と同じ周期になるためである。ただし、小さい揚力の変動のため、必ずしもゼロアップクロス法で定義した波力の1周期は入射波の周期と一致しない。このため、入射波の周期を中心にした狭い分布になる。一方、IR型波形に対する α_T は0.3付近を中心に幅広く分布する。しかし、 KC_x の増加にしたがって、 α_T は収束する傾向が認められる。可視化実験の結果によると、 KC_x が約30以上になると、剥離渦の放出など後流域の流況が安定してくる⁹⁾。このため、渦の発生周期も一定に近づき、尺度母数も収束すると考えられる。

波力の極値に対する尺度母数 α_F と KC_x の関係を図-6に示す。なお、極値の分布に対する形状母数 β_F には、両波形ともに全ての平均値として $\beta_F=1.0$ を使用した。RE型波形の場合、揚力のために極値は一定にはならないが、抗力や慣性力を卓越成分として含むため、極値の

分布は狭くなる。その結果 α_F も IR型に比べてかなり小さく、大半が1.0以下に分布する。IR型波形の場合、 α_F は幅広く分布する。これは、揚力の大きさが一定していないことによるが、 KC_x が約30以上になると2.0~2.5程度の値に収束する傾向がある。これも既述したように、剥離渦の特性によるものであると考えられる。

(5) 位置母数

周期の分布に対する位置母数 γ_T は、明瞭にRE型波形とIR型波形に分布が分かれ、図-7に示すように、RE型波形の γ_T は1.0に近い値をとる。これは、RE型波形の周期が入射波の周期に近いためである。一方、IR型波形の場合は、0.15から0.5程度の範囲に分布する。 KC_x が増大するにしたがって、 γ_T の下限値は若干増加するにとどまるが、上限値が明瞭に減少する。そして、その結果、分布幅は0.2前後に収束する。位置母数は分布の最小値に対応する量であるが、以上の結果より、IR型波形の周期の分布の最小値は、 KC_x の小さい範囲では、入射波の周波数の2倍から6倍程度の変動があるが、 KC_x が大きくなると5倍程度の周波数が最小になることがわかる。すなわち、 KC_x が大きくなると、波1周期内に発生する渦の個数が多くなり、それとともなって、揚力の発生周波数も高くなるため、上記の結果が現れたと考えられる。

波力の極値に対する位置母数 γ_F については、他の母数と同様、RE型波形に対する値はほぼ一定値であり、IR型波形の値はばらつきが大きい。また、 KC_x の増大とともに収束する傾向のあることなどの傾向が認められた。

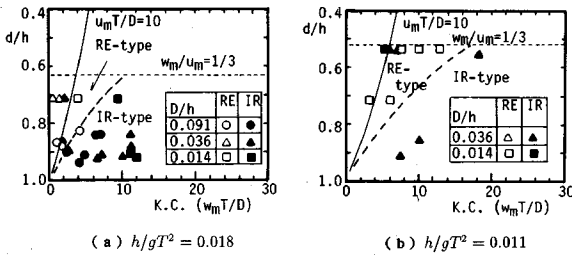


図-9 RE 波形と IR 型波形の出現特性

そして、平均値は、RE 型波形の場合 $\gamma_F = 1.43$, IR 型波形の場合 $\gamma_F = 0.47$ であった。しかし、波力の極値に関しては、工学的には最小値よりもむしろ最大値の方が重要であるため、ここでは、無次元波力の逆数に対してワイブル分布の最小自乗フィッティングを再度行い、その位置母数について論議する。

図-8 は、無次元波力の逆数の位置母数 γ_F と KC_x の関係を示したものである。RE 型波形に対する値は、 KC_x にほとんど関係なく 0.3 程度の値になる。したがって、極値の最大値はほぼ rms 値の 3 倍強であると言える。ただし、ここでの極値は全振幅で定義しているため、片振幅に直すと 1.5 よりも若干大きい程度となる。これは、正弦波の場合の最大値と rms 値の関係である 1.41 倍に近い。IR 型波力の場合、 γ_F は RE 型波形の値よりも全体的に小さくなる。すなわち、rms 値に対する最大波力の大きさが大きくなり、0.15 から 0.25 の範囲に多くの値が分布する。図より、IR 型波形に対する γ_F が 0.1 以下になるものも少なくないが、これらのほとんどが実験値を過小評価しており、実験結果から判断する限り、極値の最大値は rms 値の 7 倍以下であり、10 倍以上になることはないと考えてよさそうである。

(6) RE 型波形と IR 型波形の出現特性

RE 型波形と IR 型波形の出現特性については、必ずしも明瞭ではないものの以下のような傾向が一般的な特性として判明した。図-9 に示した RE 型波形と IR 型波形の出現特性の例に見られるように、一般には、 KC_x が小さい場合に RE 型波形が、逆に大きい場合が IR 型波形が出現する傾向がある。これは、IR 型波形は、鉛直方向の慣性力や抗力に比べて揚力の成分が卓越した波形であり、水平方向の水粒子の運動が大きくなるにしたがい揚力の寄与が大きくなり、波形は IR 型波形になるためである。これらの波形の出現特性に対する剥離渦の影響を調べるため、図には波力に対する剥離渦の影響が無視できなくなる $u_m T/D = 10$ の曲線も示した。同図 (a) より、ばらつきはあるものの、 $KC_x < 10$ では RE 型波形が多く、 $KC_x \geq 10$ では IR 型波形が多いことがわかる。しかし、同図 (b) に例示するように、球体の設置位置が浅くなり、モリソン式の適用可能範囲に近づくと KC_x が 10 よりかなり大きくなって RE 型波形が出現す

表-1 ワイブル母数の平均値

RE 型波形	$\alpha_T = 0.04$	$\alpha_F = 0.43$
	$\beta_T = 1.26$	$\beta_F = 1.00$
	$\gamma_T = 0.94$	$\gamma_F = 1.43$
IR 型波形	$\alpha_T = 0.33$	$\alpha_F = 2.24$
	$\beta_T = 1.34$	$\beta_F = 1.00$
	$\gamma_T = 0.23$	$\gamma_F = 0.47$

る場合も少なくない。したがって、本実験結果より判断すれば、球体の設置位置が底面に近い場合は KC_x が 10 以下で RE 型波形が出現するが、球体の設置位置が浅くなるにしたがいより大きな KC_x でも RE 型波形が出現するようになるといえる。そして、図中の点線に示すようにこれらの出現範囲を与えることが可能である。

(7) 不規則な鉛直方向波力の予測手法

上述したように、RE 型波形の母数は、ばらつきは非常に小さく、また、 KC_x や h/gT^2 , d/h といった無次元物理量に関係なくほぼ一定の値で与えうる。したがって、RE 型波形の周期と極値の平均分布形状は以上の母数の平均値を使って表現可能であると判断できる。一方、IR 型波形に関しては、母数にも大きなばらつきがあり、有意な特性を見いだすのは困難である。しかし、これらの母数も KC_x が増大するにしたがって収束する傾向があること、また、 KC_x の大きな流れの条件下で大きな波力が生じることを考慮すると、分散は大きいものの IR 型波形の代表的な分布形状を母数の平均値を使って表現できると考えられる。そこで、本研究では、RE 型波形と IR 型波形の周期と極値の出現分布を、母数の平均値を使って表現することにする。母数の平均値を表-1 に示す。したがって、これらの値を使うと RE 型波形と IR 型波形の周期及び極値の平均的な出現確率分布が式 (2)~(6) のように与えられる。

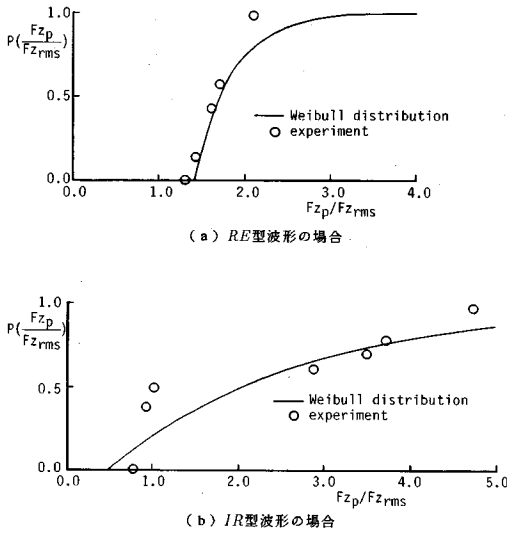
a) RE 型波形

$$p\left(\frac{T_p}{T}\right) = \frac{1.26}{0.04} \left(\frac{T_p}{T} - 0.94\right)^{0.26} \cdot \exp\left\{-\left(\frac{T_p}{T} - 0.94\right)^{1.26}\right\} \dots\dots\dots (2)$$

$$p\left(\frac{Fz_p}{Fz_{rms}}\right) = \frac{1.00}{0.43} \exp\left\{-\left(\frac{Fz_p}{Fz_{rms}} - 1.43\right)\right\} \dots\dots\dots (3)$$

b) IR 型波形

$$p\left(\frac{T_p}{T}\right) = \frac{1.34}{0.33} \left(\frac{T_p}{T} - 0.23\right)^{0.34} \cdot \exp\left\{-\left(\frac{T_p}{T} - 0.23\right)^{1.34}\right\} \dots\dots\dots (4)$$



図—10 波力の極値の出現分布の比較例

$$p\left(\frac{Fz_p}{Fz_{rms}}\right) = \frac{1.00}{2.24} \exp\left\{-\left(\frac{Fz_p/Fz_{rms} - 0.47}{2.24}\right)\right\} \dots\dots(5)$$

提案式による波力の極値の非超過確率と実験値の比較例を図—10に示す。一般に、RE型波形に対しては大きい波力を若干過大評価する傾向が、また、IR型波形に対しては小さい波力を過大評価する傾向がある。しかし、本提案式と実験値との対応は、KC_xの小さい範囲のIR型波形を除いて全体的に良好であった。したがって、不規則な波力の周期と極値の平均的な分布は計算可能になり、また、1/3最大値などの平均統計量が推算可能になった。

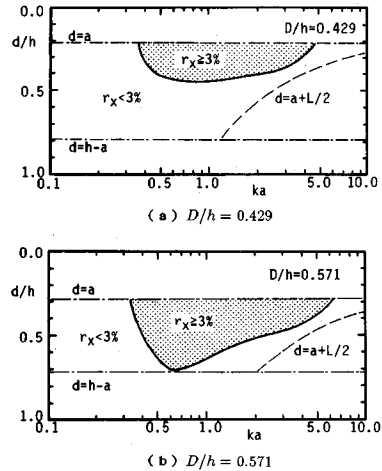
3. 波力の算定手法

前章で示したように、これまで波力の算定手法のなかった範囲の波力算定手法が明らかになったので、球体の大きさや入射波の条件にかかわらず波力の算定が可能になった。そこで、幾つかの算定手法をどのように使い分けるかを系統的に示しておくことは重要である。

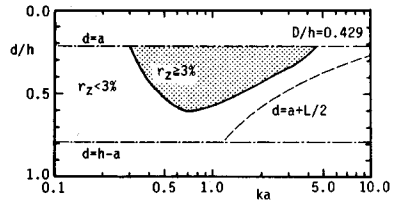
一般に、波力の成分は、その発生機構や作用方向の観点から回折波力、慣性力、抗力と揚力に分けることができる。さらに揚力は、非対称剥離渦によるもの、自由表面や底面のような境界の近接効果によるものに分けることができる。したがって、作用波力におけるこれらの波力成分の卓越状況により、算定手法が異なることになる。さらに、緒言で述べたように、抗力や慣性力を無視した波力算定式の精度高い簡略化も工学上極めて重要である。そこで本章では、没水球体の波力の系統的な算定手法について詳述する。

(1) 回折波理論による予測

一般に、構造物の代表径が波長に比べて大きくなると、



図—11 回折波理論の適用範囲 (図中ドット部, F_xの場合)



図—12 回折波理論の適用範囲 (図中ドット部, F_zの場合)

作用波力には、剥離渦などの影響が小さくなるかわりに、波の回折の効果が有意になるため、作用波力を回折波理論で算定しなければならない。まず、波力の算定に回折理論の適用範囲を明らかにする。

回折波が波力に及ぼす効果として、その絶対値の変化と入射波のみによる波力成分との位相差が挙げられる。この位相差により、ポテンシャル理論にもかかわらず波力には見かけ上抗力が作用しているような効果が現れる。既に著者らは、数値計算結果に基づいて、この見かけの抗力が全波力に占める割合から回折波理論を適用すべき範囲を定義している³⁾。すなわち、見かけの抗力が全波力に占める割合が3%以上になる範囲を回折波理論を使用すべき範囲としている(式(6)、式(7))。

$$r_x = \frac{F_{Dxm} \sin \alpha_{Ax}}{F_{Ixm} + F_{Dxm} \cos \alpha_{Ax}} \geq 0.03 \dots\dots(6)$$

$$r_z = \frac{F_{Dzm} \sin \alpha_{Az}}{F_{Izm} + F_{Dzm} \cos \alpha_{Az}} \geq 0.03 \dots\dots(7)$$

ここに、F_{Dxm}とF_{Dzm}はそれぞれx方向とz方向の見かけの抗力の振幅、F_{Ixm}とF_{Izm}は見かけの慣性力の振幅でα_{Ax}とα_{Az}は入射波のみによる波力成分と回折波のみによる波力成分との位相差である。なお、この範囲は、波の変形が最大で約10%になる範囲に相当する。これを図示すると、図—11と図—12に例示するように、無次元球径D/h、回折パラメータka(k:波数、a:球体の半径)と相対設置水深d/hの関数として与えられる。

相対設置水深が回折波理論の適用範囲に影響を及ぼすのは、球体の設置水深が深くなると、球体周りの水粒子の運動が小さくなるため、球体の存在が波動場に及ぼす影響が小さくなることによる。この範囲の妥当性は、有効慣性力係数からも論議されており、回折波理論を必要とする範囲は有効慣性力係数の ka に伴う変化が大きくなる範囲によく対応している^{6),7)}。

ところで、波力の計算手法に関しては、著者らは、この回折波理論を線形理論に基づいた Hybrid 法³⁾と湧き出し分布法^{6),7)}の両手法ともに、水理実験結果との比較から、球体上部で碎波が生じるまでは回折波力を精度よく算定できることを明らかにしている。波高が大きくなり、球体が水位の下降時に突出する場合には、水位変動の効果が非線形性の影響として強く現れ、鉛直方向波力の推算精度は悪くなるが、この場合、実験値が小さくなるため、線形理論による計算結果は安全側となる。

(2) 小径球体の場合

回折波力が無視できる範囲(図-11, 図-12の $r_x < 3\%$, $r_z < 3\%$ の範囲)では、波力は球体周りの流況に支配される。そして、一般に、この場合の波力算定式としては円柱に対して提案されたモリソン式が適用できる。球体に作用する波力ベクトルにモリソン式を適用し、 x と z 方向成分に分けて表示するとモリソン式は F_x と F_z に対してそれぞれのように表示できる¹⁾。

$$F_x = \frac{1}{8} C_{DX} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MX} \rho \pi D^3 \dot{u} \dots\dots (8)$$

$$F_z = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} \dots\dots (9)$$

ここに、 C_{DX} , C_{DZ} は抗力係数、 C_{MX} , C_{MZ} は慣性力係数で、上付きドットは時間に関する微分を示す。

水平円柱と同様、球体の場合も波力の作用方向は、時間的に変化し、水粒子が運動する平面内のすべての方向をとる。さらに、流速の方向(抗力の方向)と加速度の方向(慣性力の方向)が異なるだけでなく、揚力も作用するため、これらの力の大きさの関係により、直立円柱の場合と違い、必ずしもモリソン式が精度高い波力算定式ではなく、モリソン式の適用できない範囲が存在する。さらに、自由表面や底面近傍では境界の存在によって球体周りの流れ場が変化するため、抗力と慣性力とは機構の異なる波力が作用し、その大きさが無視できなくなるため、やはりモリソン式は使用できなくなる。したがって、小径の球体の波力の算定に対しては、まず、モリソン式の適用性を明らかにする必要がある。これまでの成果によれば波進行方向の波力は境界の存在などの影響に関係なくモリソン式によって波力の予測は可能である^{1),2)}。しかし、鉛直方向波力の場合、 w_m/u_m が1/3以下になると、水平方向の水粒子の運動による揚力が鉛直方向の抗力や慣性力よりも卓越するような場合が多くな

り、モリソン式が適用できなくなる¹⁾。さらに、自由表面や底面近傍では波進行方向波力と異なり、境界の影響を受けやすく、これらの効果によってもモリソン式は適用できなくなる²⁾。

著者らは、底面の近接効果のある場合と自由表面の近接効果のある場合の鉛直波力の算定式を式(10)と式(12)のように提案している²⁾。

a) 底面の近接効果のある場合

$$F_z = \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} + \frac{1}{6} C_{L1} \rho \pi D^3 C_1 u^2 + \frac{1}{6} C_{L2} \rho \pi D^3 C_1 (u^2 - \bar{u}^2) \dots\dots (10)$$

ただし、

$$C_1 = 9D^3/512e_1^4 \dots\dots (11)$$

b) 自由表面の近接効果のある場合

$$F_z = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} + \frac{1}{32} C_{L3} \rho \pi D^2 u^2 \left(\frac{D}{\eta + d} \right) \dots\dots (12)$$

ここに、 C_{L1} と C_{L2} は底面境界の近接効果による揚力の揚力係数、 C_{L3} は自由表面の近接効果による揚力の揚力係数で、 e_1 は底面と球体中心間の距離である。また、上付きバーは波一周期内の時間平均値を示す。

式(10)と(12)の波力算定式に対する適用範囲は既に著者らによって示されており^{2),4)}、式(10)については、 $D/h=0.091$ の場合、 $0.5 \leq e_1/D \leq 1.5$ で KC_x が約4から10程度の範囲、式(12)については $h/gT^2 \leq 0.22$ で $0.5 \leq e_2/D \leq 5.0$ (e_2 は波の谷と球体中心間の距離、これら2つの条件はほぼ $w_m/u_m \leq 0.7$ に相当)、かつ抗力が慣性力に対して卓越しない範囲である。

しかし、慣性力が抗力に対して圧倒的に卓越する場合、逆に抗力が慣性力に比べて圧倒的に大きい場合は、精度を損なうことなしに式(8)~式(12)においてそれぞれ抗力あるいは慣性力を考慮せずに作用波力の算定が可能である。すなわち、以下の波力算定式が適用できる。

(I) 抗力を無視できる場合(式(8)と式(9)より)

$$F_x = \frac{1}{6} C_{MX} \rho \pi D^3 \dot{u} \dots\dots (13)$$

$$F_z = \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} \dots\dots (14)$$

(II) 慣性力を無視できる場合(式(5)と式(9)より)

$$F_x = \frac{1}{8} C_{DX} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots (15)$$

$$F_z = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots (16)$$

(III) 抗力が無視できる場合(自由表面の近接効果のある場合)

$$F_z = \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} + \frac{1}{32} C_{L3} \rho \pi D^2 u^2 \left(\frac{D}{\eta + d} \right)^3 \dots\dots (17)$$

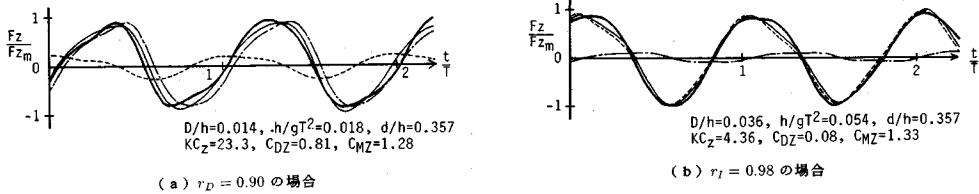


図-13 簡略式と実験値の比較 (図中, 太実線: 実験値, 細実線: 式 (9), 破線: 式 (14), 一点鎖線: 式 (16))

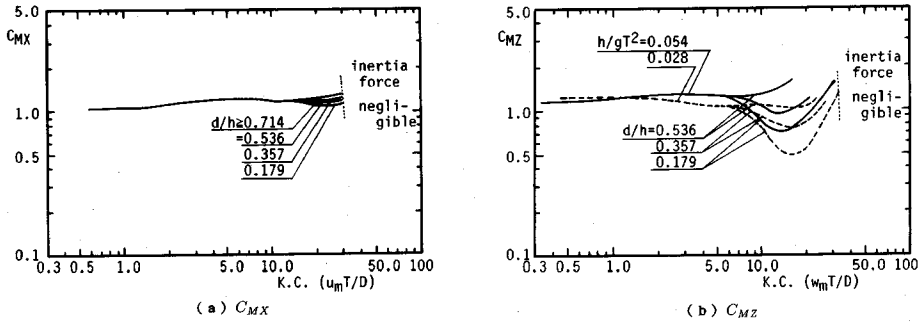


図-14 慣性力係数と KC 数の関係

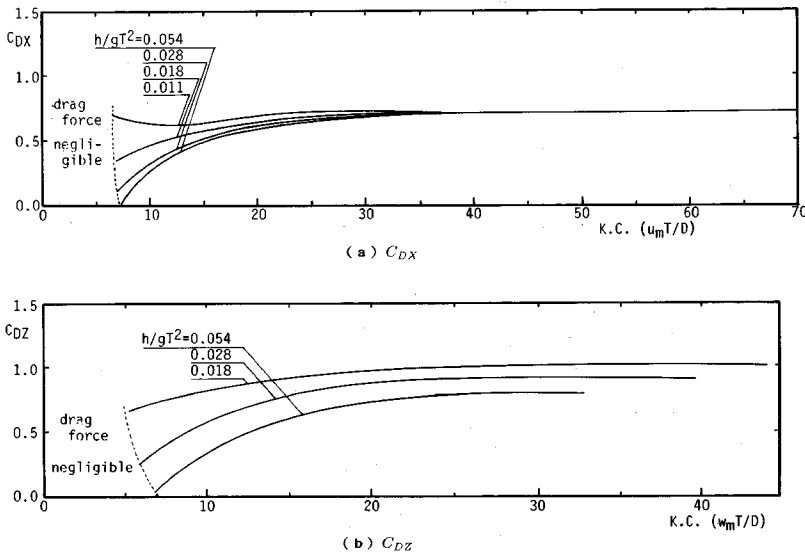


図-15 抗力係数と KC 数の関係

(IV) 抗力が卓越する場合 (自由表面の近接効果のある場合)

$$F_z = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} \dots (18)$$

なお, 自由表面の近接効果によって発生する揚力項は抗力に比べて相対的に小さくなるため, (IV) の場合, 慣性力を無視した場合のモリソン式に一致する。

工学的な観点に基づき, 以下にこれらの簡略式の適用範囲を明らかにする。本研究では, 抗力, 慣性力が無視できる範囲を, モリソン式の適用範囲の判定と同様¹⁾に, 次式に示す相関係数 r_I と r_D を使って評価した。

$$r_I = \sqrt{1 - (F_I - F_M)^2 / F_M^2} \geq 0.9 \dots (19)$$

$$r_D = \sqrt{1 - (F_D - F_M)^2 / F_M^2} \geq 0.9 \dots (20)$$

ここに, F_I と F_D は慣性力と抗力, F_M は実験値である。相関係数の基準値はいずれも 0.9 とした。式 (9), 式 (14) および式 (16) による波力の計算値を実験値と比較した例を図-13 に示す。一般的に簡略化が可能となる限界に近い相関係数が 0.9 近くでは同図 (a) に示すように若干位相差が生じるが, この場合でも最大値, 波形ともに実験値と計算値の対応は充分よい。この位相差は, さらに抗力, あるいは慣性力が卓越するようになると殆どなくなり, 同図 (b) に例示するように簡略式による計

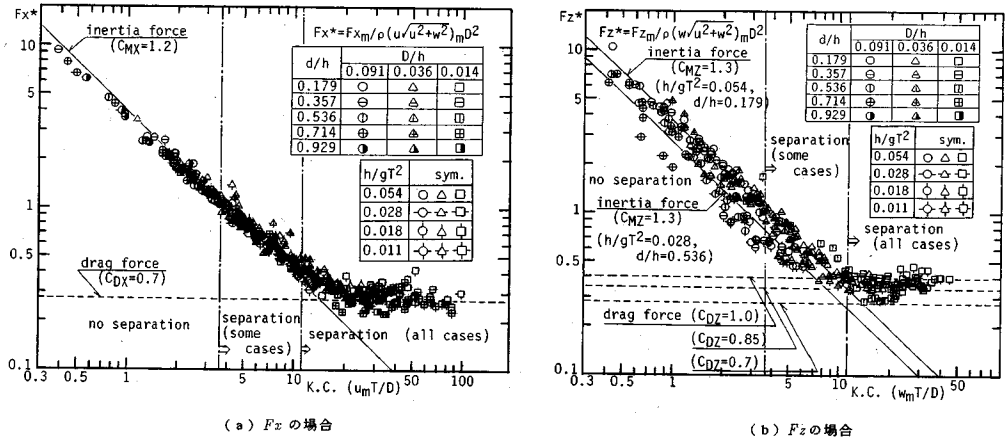


図-16 無次元最大波力と KC 数の関係

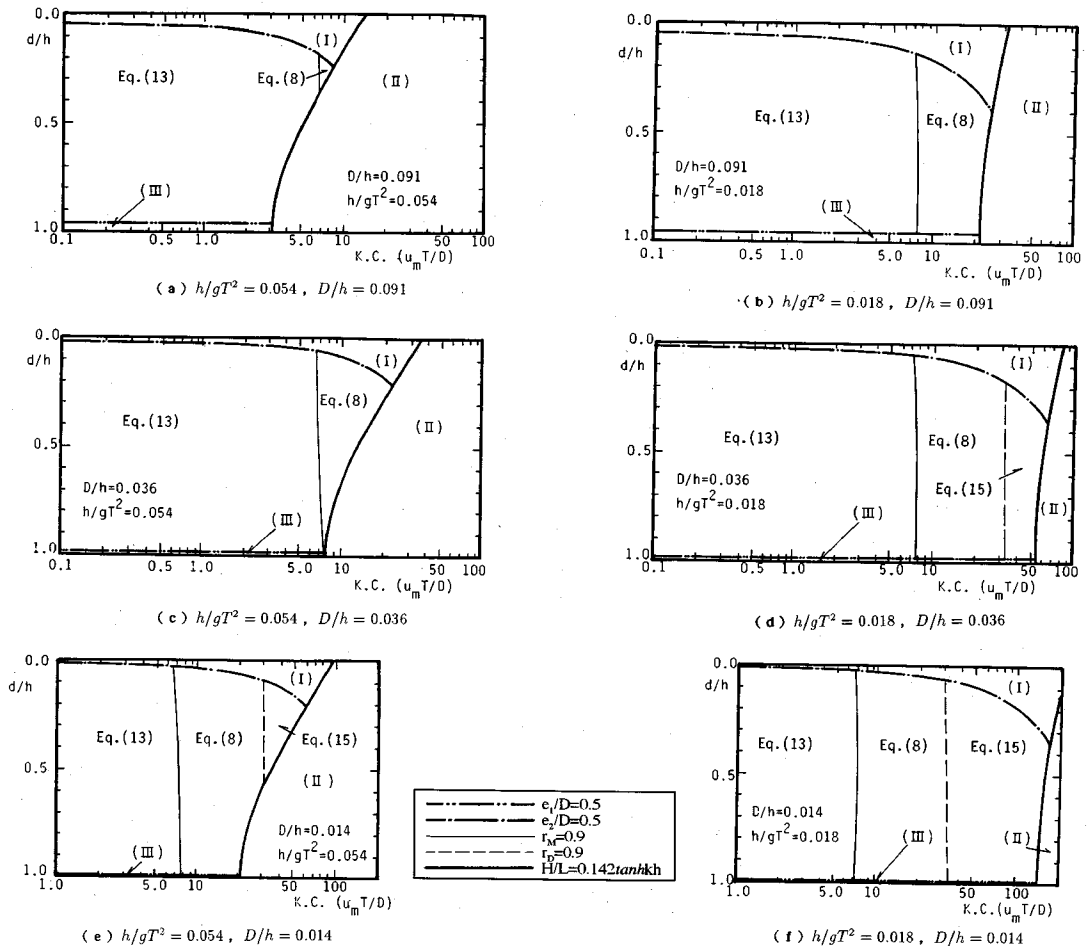
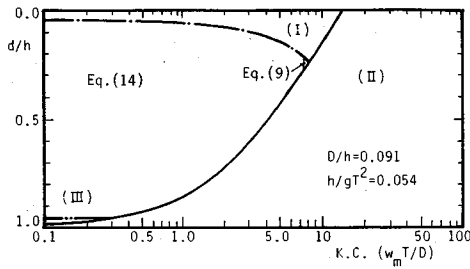


図-17 波進行方向の波力算定式の適用範囲 (図中, (I):非没水状態, (II):碎波領域, (III):底面上)

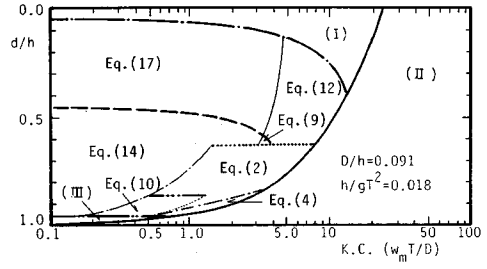
算値は実験値と殆ど一致する。

計算結果によると、 F_x に対しては、抗力が無視できる最大の KC_x は約 7、慣性力が無視できる最小の KC_x は約 30 で若干 d/h の増大とともに大きくなる。これは、

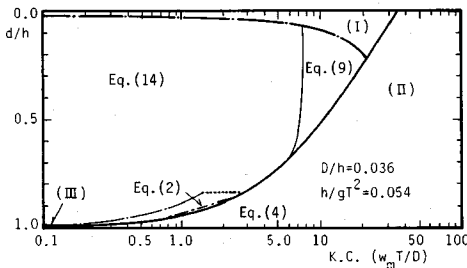
抗力項に含まれる鉛直方向水粒子速度が小さくなることによる。一方、 F_z に対しては、それぞれの KC 数 ($KC_z = w_m T/D$) は、 h/gT^2 が大きく、 d/h の小さい自由表面近傍では F_x に対応する値とほぼ同じであるが、



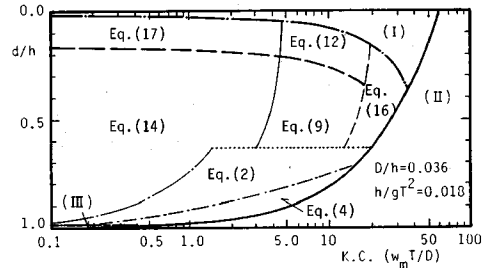
(a) $h/gT^2 = 0.054, D/h = 0.091$



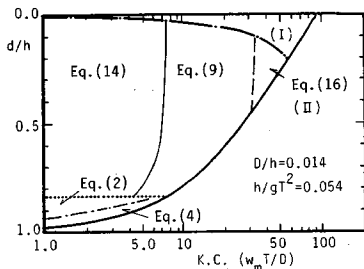
(b) $h/gT^2 = 0.018, D/h = 0.091$



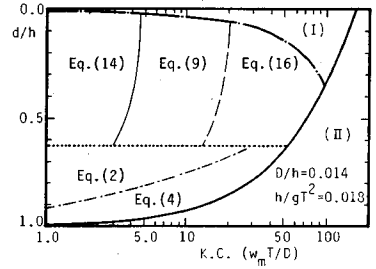
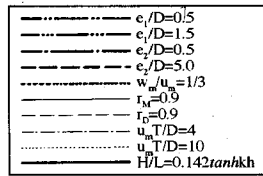
(c) $h/gT^2 = 0.054, D/h = 0.036$



(d) $h/gT^2 = 0.018, D/h = 0.036$



(e) $h/gT^2 = 0.054, D/h = 0.014$



(f) $h/gT^2 = 0.018, D/h = 0.014$

図-18 鉛直方向の波力算定式の適用範囲 (図中, (I):非没水状態, (II):碎波領域, (III):底面上)

h/gT^2 が小さくなるほど, また, d/h が大きくなるほど $K.C.$ が小さくなる。これは F_x の場合と逆に抗力項に含まれる水平方向の水粒子の運動が鉛直方向に比べて相対的に大きくなることによる。

慣性力係数と抗力係数の平均値¹⁾をそれぞれ図-14と図-15に示す。慣性力が支配的な $K.C.$ 数 ($u_m T/D, w_m/T$) が 10 以下の範囲では慣性力係数は若干の変動があるもののほぼ一定値とみなしうる。なお, この値は Sarpkaya⁸⁾ による値より若干小さいが, これは一様振動流場と波動場の違いによると思われる。一方, 抗力係数についても $K.C.$ 数が 30 以上の範囲ではほぼ一定値になっていることが確かめられる。そこで, これらの代表値を使って, 慣性力と抗力を計算し, 無次元最大波力との比較を行う。図-16にそれぞれ式 (13) と式 (14) で求めた無次元最大慣性力 (図中実線) および式 (15) と式 (16) で求めた無次元最大抗力 (図中破線) を実験値と比較した結果を示す。 F_x に対する値は, $K.C_x$ が 7 以下では実験値と破線の対応はよく, 逆に $K.C_x$ が 30 以上では実験値は

実線に示す抗力値と一致する。同様の結果は, F_z に対しても確認でき, それぞれの範囲では慣性力と抗力のみでも波力を計算可能であり, 相関係数に基づいた本研究の妥当性が確認できたことになる。

式 (8)~(18) がすべて適用できない範囲は, 剥離渦の発生にともなって不規則な揚力が発生し, 波力の時間波形が不規則になる範囲である。この場合, 既述したように, モリソン式のような確定的な取扱いに代わってワイブル分布による確率的な取扱いが必要になる。ワイブル分布に関しては, 平均的なワイブル母数は IR 型波形, RE 型波形ともわかっているので式 (2)~(5) を使って, 例えば波高の出現確率密度関数から有義波高を求める場合⁹⁾と同じ手順で波力の 1/3 最大値などの平均統計量が計算可能である。

以上, 回折波力が無視できる場合, 没水球体に作用する波力は, 式 (2)~(18) を使って算定可能であることが明らかとなった。そして, これらの波力算定式の適用範囲も図-17と図-18に示すように明確になった。両図

の境界線のうち、式(2)と式(4)の境界線は図-9に基づいた実験曲線であり、その他は図中に示した通りである。これらの境界線上では複数の計算手法による波力は完全には一致しないが、その差異は極めて小さく(いずれも実験値との相関は0.9以上)、実用上その差異は無視できる。したがって、両図により、与えられた条件下における没水球体の作用波力の最も簡単で、かつ精度のよい波力算定手法がわかり、波力の算定が可能になる。なお、式(6)~(18)中の波力係数に関しては、既に著者らによって示されている^{1),2)}のでここでは一部のみを示した。

4. 結 言

本研究では、これまで予測手法が確立されていなかった規則進行波中に設置された没水球体に作用する不規則な時間変動を示す鉛直方向波力の確率的な特性を論議し、ついで、没水球体に作用する波力について、過去の成果に新たな知見を加えて、系統的な算定手法を論議した。本研究の主要な結論を以下に要約する。

- 1) 不規則な鉛直波力の時間波形はさらにRE型波形とIR型波形の2つのタイプに分類できる。
- 2) これらの波力の極値と周期の出現確率特性はワイブル分布で表現可能である。
- 3) RE型波形のワイブル母数はほぼ一定であるが、IR型波形のワイブル母数はばらつきが大きい。しかし、 KC_x の増加と共に収束する傾向がある。
- 4) RE型波形とIR型波形の出現範囲、およびそれぞれの極値と周期の平均的な出現確率分布が明らかになった。
- 5) 波力の算定に精度を損なうことなしに、抗力項あるいは慣性力項を省略できる範囲を明らかにした。
- 6) これまで波力算定式の確立されていなかった範囲の波力の算定手法を明らかにした。

7) 任意の球体の大きさ、波の条件に対して没水球体に作用する波力を効率的かつ正確に求めるための系統的な手法を確立した。

本研究を遂行するにあたり、名古屋大学工学部土木工学科の岩田好一郎教授に有益な助言を頂いた。ここに記して深甚なる謝意を表す次第である。また、実験値の整理に協力を頂いた当時名古屋大学大学院の犬飼隆裕君に感謝の意を表す。

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.215~224，1990。
- 2) 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦：没水球体に作用する鉛直方向波力に及ぼすBoundary Proximityの効果，土木学会論文集，第417号／II-13，pp.219~228，1990。
- 3) 岩田好一郎・水谷法美・都築克嘉：没水球体に作用する回折波力の数値解析，土木学会論文集，第411号／II-12，pp.187~196，1889。
- 4) Mizutani, N. and Iwata, K.: Estimation method of wave force acting on a submerged sphere, Proc. of 3rd Int. Offshore and Polar Eng. Conf., Vol.3., pp.184~191, 1993.
- 5) 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦：波動場に置かれた没水球体近傍の流れの特性と波力に関する研究，第35回海岸工学講演会論文集，pp.601~605，1988。
- 6) 水谷法美・岩田好一郎・松岡滋治：球状構造物に作用する回折波力，海岸工学論文集，第37巻，p.679~683，1990。
- 7) Mizutani, N., Iwata, K. and Matsuoka, S.: Wave diffraction and forces acting on a spherical structure, Coastal Engineering in Japan, Vol.34, No.1, pp.31~49, 1991.
- 8) Sarpkaya, T.: Forces on cylinders and sphere in a sinusoidal oscillating fluid, J. Appl. Mech., Trans. ASME, Vol.42, pp.32~37, 1975.
- 9) 合田良實：港湾構造物の耐波設計—波浪工学への序説—，鹿島出版会，pp.166~170，1977。

(1994.1.5 受付)

ESTIMATION METHOD OF WAVE FORCES ACTING ON A SUBMERGED SPHERE Norimi MIZUTANI

This paper aims to establish the systematic estimation method of the wave force acting on the submerged sphere. First, the stochastic characteristics of the vertical wave force showing irregular time variation even under the regular wave train are discussed, in which the Weibull distribution is employed to express the appearance probability distribution of the period and maxima of it. The mean values of the Weibull parameters are given in this paper so that the mean values of such vertical wave forces can be evaluated. Then, the validity of the simplified Morison and modified Morison equations are discussed and the ranges in which the simplified estimation methods are applicable are given graphically. Based on the present study, the wave force acting on a submerged sphere under any conditions becomes to be evaluated with the simple and reliable estimation method.