

没水球体に作用する波力に及ぼす自由表面の 近接効果に関する研究

岩田好一朗*・水谷法美**・川角伸彦***

1. 緒 言

海岸・海洋構造物に作用する波力を正確に算定することは、工学上極めて重要である。

構造物の代表径が入射波長に比べて十分小さく、構造物による波の変形が無視できる場合、非碎波の波による作用波力は通常 Morison 式 (Morison ら, 1950) で算定される。著者らは、入射波長に比べて十分小さい直径を持つ球体に作用する波力の特性について従来検討を加えてきた (岩田・水谷, 1989)。そして、自由表面付近に設置された球体に作用する鉛直方向波力は、入射波の周波数より高次の周波数成分の波力を含むため、Morison 式で算定できないことを指摘した。しかし、この波力の発生機構、およびその大きさについての詳細は明らかにされていない。

Kim (1969) は、一様流中に置かれた球体に対する自由表面の影響を鏡像法を使って議論し、自由表面が流体力に及ぼす影響は無視できないことを指摘している。しかし、Kim の研究は、ポテンシャル理論に基づくものであり、剥離がある場合の Proximity Effect については、一様流についても行われていない。

本研究では、これまで議論されていない自由表面近傍に置かれた没水球体に作用する波力をとりあげ、詳細な水理実験を行い、波力の発生機構を検討するとともに、支配無次元量と関連づけて、球体に作用する波力に及ぼす自由表面の Boundary Proximity の影響を明らかにし、その波力の算定式を提案するものである。

2. 水 理 実 験

(1) 次元解析

波動場に置かれた球体に作用する波力は、つぎに示す 9 個の物理量によって支配されると考えられる。

$$F = \phi(D, \delta_F, U, h, T, \rho, \mu, g; t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 D : 球の直径、 δ_F : 波の谷と球の中心までの鉛直距離、 U : 流速の振幅、 h : 静水深、 T : 波の周期、 ρ :

水の密度、 μ : 水の分子粘性係数、 g : 重力加速度、 t : 時間である。

式 (1) を無次元表示すると式 (2) を得る。

$$\frac{F}{\rho U^2 D^2} = \phi' \left(\frac{D^2}{\nu T}, \frac{UT}{D}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{\delta_F}{D}, \frac{t}{T} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\nu (= \mu / \rho)$ は水の動粘性係数である。式 (2) の右辺第一項は周波数パラメータ、第二項は Keulegan and Carpenter 数 (以下 K. C. 数と略記する)、第三項は水深波長比に相当する項、第四項は無次元球径、第五項は波の谷と球体との無次元距離、第六項は無次元時間である。なお、波力については、その最大値 F_m (添字 m は最大値を示す) に着目する場合は、 t/T とは独立である。また、式 (1) の支配物理量のうち、 δ_F と水粒子の運動の大きさを表す U のいずれかを静水面と球体の中心までの距離 d に置き換えることも可能である。このとき、式 (2) 中の無次元量 UT/D 、 δ_F/D のいずれかが d/h に代わることになる。

(2) 実験方法

実験は、名古屋大学工学部土木工学科の片面ガラス張の二次元鋼製水槽 (長さ 25m, 幅 0.7m, 高さ 0.95m) で行われた。水槽の一端には、フラップ型造波装置が設置されており、他端には、反射波を極力小さくするために、捨石、消波ブロック、ウレタンメッシュからなる消波装置が設置されている。

実験条件は、次元解析の結果に基づき表-1 のように決められた。発生波はすべて規則進行波とし、静水深を 70cm で一定に保った。発生波の周期を 4 種類 ($T=1.5, 1.6, 2.0, 2.5$ 秒)、波高を各々の周期に対して 3 種類 (8~15cm) 変化させた。球の直径を 3 種 ($D=6.35, 2.5, 0.95$ cm) 変化させ、設置水深を球径に応じて 5 種

表-1 実験条件

h (cm)	70
h/gT^2	0.054, 0.028, 0.018, 0.011
D/h	0.091, 0.036, 0.014
$u_m T/D$	2.7 ~ 80
δ_F/D	0.53 ~ 10.0

* 正会員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 名古屋大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 日本電信電話株式会社

類 ($d=7.5\sim 17.7\text{cm}$) 変化させた。実験種目は全部で162ケースとなった。これらの全てのケースで水位変動(η)、 x, z 方向の流速(u, w)と、 x, z 方向の波力(F_x, F_z)を同時に計測した。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持ち、鉛直上向きを正の向きとする鉛直軸である。

計測された水位、流速、波力の時間波形は、すべて磁気テープとペン書きレコーダーによって記録

され解析に使用された。なお、本実験では、静水深を一定に保ったため、周波数パラメータは、 h/gT^2 と D/h に強く依存する。

(3) 解析方法

実験によって得られた水位、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、式(2)の無次元量を計算した。計算に使用したデータの個数は、512個(25.6秒に相当)である。

また、計測された波力の周波数特性を議論するため、波力の振幅スペクトルをFFT法によって計算した。

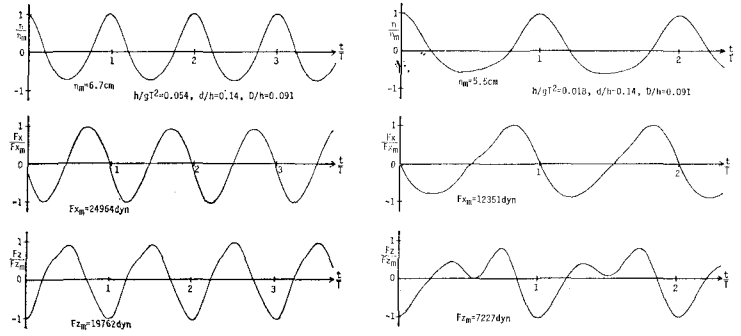
3. 実験結果とその考察

(1) 波力時間波形の特性

自由表面近傍に設置された球体に作用する鉛直方向波力の時間波形は、図-1に示されるように、1)単峰型波形(以下S型波形と称する)、2)双峰型波形(以下T型波形と称する)、の2つに大きく分類される。このうち、S型波形は、慣性力及び抗力が卓越した場合に発生する波形であり、自由表面の影響が少ない場合の時間波形であると考えられる。

一方、紙面の都合上図示しないが、波進行方向波力 F_x の時間波形は全てS型波形であった。また、 F_x に及ぼす自由表面の近接効果は、特に明瞭なものは認められず、自由表面の影響のない範囲の波力とほぼ同様の特性が認められたため、以後、鉛直方向波力 F_z を中心に議論する。

T型波形は、波の谷の位相で、自由表面の近接効果により、鉛直下向きの波力が作用するために第2の極小値をとる波形である。実験によると、典型的なT型波形になる場合は、図-2に示すように、自由表面が球体に接近すると球体の真上の自由表面は盛り上がり、その周りに同心円上の擾乱が広がることが確認された。このためT型波形は、自由表面と球の干渉効果に起因する波力成分であると考えられる。S型波形とこのT型波形の出現



(a) S型波形の例

(b) T型波形の例

図-1 波力の時間波形の例 (1 dyn=10⁻⁵ N)

は、図-3に示すように、K. C. 数 ($w_m T/D$), $\delta F/D$, および h/gT^2 と球体の相対設置水深に支配される水粒子の橢円軌道の長軸と短軸の比 $\gamma (=w_m/u_m)$ に大きく影響を受ける。すなわち、図-3に示されるように、T型波形は、 γ が約0.7より小さい場合に多く出現する。これは、自由表面の近接効果は、後述するように、水平方向の水粒子の運動に大きく影響されており、鉛直方向の運動に比べて水平方向の運動が大きい方が発生しやすいためである。また、 $\delta F/D$ の小さい場合の方がT型波形は発生しやすく、波形もより明瞭なT型波形になるが、同じ $\delta F/D$ と γ の値に対して、 $D/h=0.014$ の場合はT型波形にはならない。これは、つぎの理由によると考えられる。 $D/h=0.014$ の場合は、同一の波に対してK. C. 数が大きく、慣性力に比べて抗力の割合が非常に大きい。そして、その最大値も大きくなる。この抗力

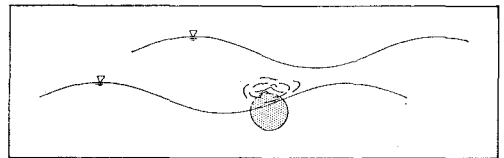


図-2 自由表面の変化の概念図

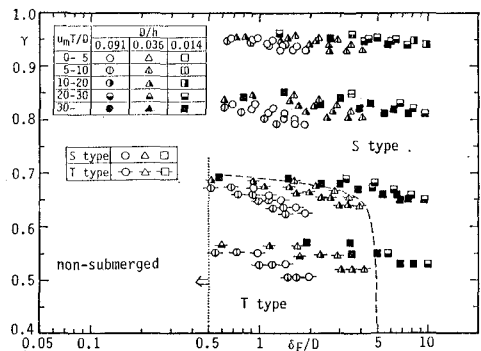
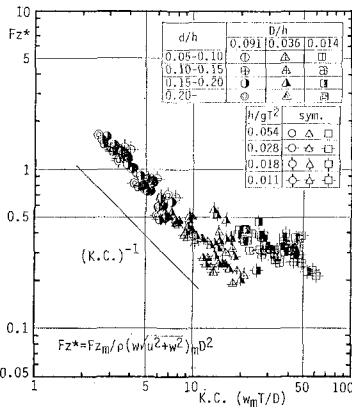


図-3 波力の時間波形の出現特性

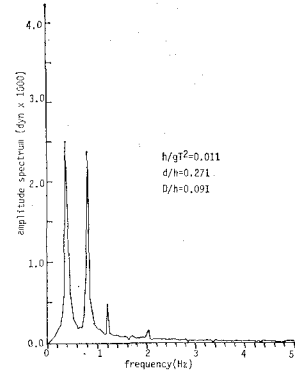
図-4 Fz^* と K.C. 数の関係

が、自由表面の近接効果によって発生する波力に比べて卓越しているため、波形は、ほとんどT型波形にならないものと考えられる。

(2) 無次元最大波力の特性

図-1 (b) から判るように、波の谷の位相では、球体に下向きの力が作用する。このため慣性力の卓越する領域では Fz の鉛直上向きの最大値は小さくなるが、 Fz の鉛直下向きの最大値 (Fz そのものの最大値に等しい) はほとんど変化しない。また、この自由表面の接近にともなう波力は、鉛直方向流速が0となる位相で生じるため、抗力が卓越する領域でも波力の最大値 (鉛直下向きの最大値に等しい) は変化しない。

z 方向の無次元最大波力 $Fz^* (= Fzm / \rho (w\sqrt{u^2 + w^2})_m \cdot D^2)$ と K.C. 数 ($w_m T / D$) の関係を図-4 に示す。なお、同図では波力の最大値は、最大振幅で定義されている。また、自由表面の影響のない範囲の値 (岩田・水谷, 1989) と比較するため、 δ_F / D の代わりに d/h をパラメータに採用している。同図より、K.C. 数が10付近より小さな範囲では無次元最大波力は、K.C. 数の増加にともないほぼ $(K.C.)^{-1}$ に比例して減少し、K.C. 数が約10を超えたあたりからその傾きが緩やかになり、K.C. 数が約15を超えるとほぼ一定値に漸近する。これは、波力の最大値は、K.C. 数が約10より小さい領域では、 w_m すなわち波高に比例し、K.C. 数が約15を超えると w_m^2 すなわち波高の2乗に比例することを示す。この結果よりK.C. 数が10付近より小さな範囲では加速度に比例する慣性力が卓越し、K.C. 数が15付近を超えると抗力が卓越していると考えられる。これらの傾向は、自由表面の影響のない領域での無次元最大波力の特性と一致しており、K.C. 数が15を超えた後の収束値も0.3~0.4と同一の値を示している。また、同図には、S型波形とT型波形の値の区別を行っていないが、実験値のばらつきは小さいため、波形の差による波力の最大値の差はない

図-5 Fz の振幅スペクトルの例 (T型波形)
(1 dyn = 10^{-5} N)

とみなせる。したがって、波力の最大値に限定すれば、自由表面の近接効果はほとんどないといえる。

(3) T型波形の波力の特性

前節で既述したように、自由表面の近接効果は、鉛直方向波力の最大値にはほとんど影響を及ぼさない。しかし、図-1 (b) に示されるように、自由表面の近接効果によって鉛直方向波力には基本周波数より高次の周波数成分の波力が含まれる。高次の周波数特性を明らかにすることは、固有振動特性など周波数特性を議論する上で非常に重要である。

自由表面近傍におかれた没水球体に作用する波力の振幅スペクトルを解析した結果、図-5 に示されているように、T型波形は、おもに基本周波数成分と2倍周波数成分の波力によって構成されることが確認された。基本周波数成分は、慣性力及び抗力に起因して発生すると思われるものであり、自由表面の影響は、特に2倍周波数成分に現れていると考えられる。そこで、以下に、T型波形の2倍周波数成分の波力の特性を中心に議論する。

2倍周波数成分の振幅 Fz_2 を球の浮力で無次元化した値 $Fz_2 / (\rho \pi g D^3 / 6)$ (便宜上 Fz_2^* と略記する) と δ_F / D の関係を図-6 に示す。実験値はばらついているが、 D/h の小さい方が、また、 h/gT^2 の小さい方が Fz_2^* は大きくなる。そして、同一の D/h , h/gT^2 と d/h に対しては、 Fz_2^* は δ_F / D が増加するとともに減少し、その減少の傾きはほぼ (-3) で近似されることが指摘できよう。

$$Fz_2^* \propto (\delta_F / D)^{-3} \quad (3)$$

Fz_2^* と K.C. 数の関係を D/h , δ_F / D をパラメータにして示したものが図-7 である。同図より、同一の D/h , δ_F / D に対しては、K.C. 数が大きいほど Fz_2^* の値は大きくなること、また D/h による差異が大きいことなどが認められる。図中の実線は、同一の D/h に対する平均的な値を示したものである。実線からもわか

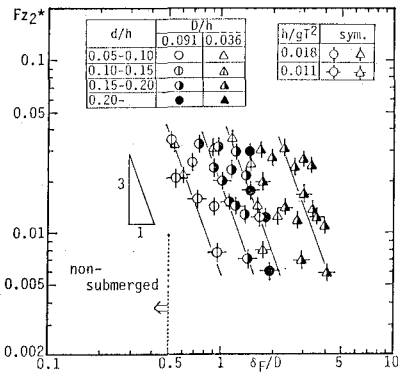


図-6 F_{z2}^* と δ_F/D の関係

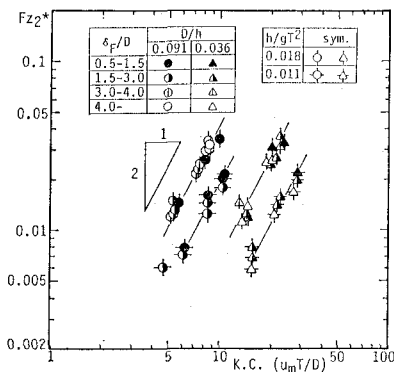


図-7 F_{z2}^* と K.C. 数の関係

るように、 F_{z2}^* は、K. C. 数が増加すると傾き 2 で増加する傾向、すなわち、 F_{z2}^* が u^2 に比例して変化することを示している。

$$F_{z2}^* \propto u^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(4) 波力算定式

Kim (1969) は、水平方向の一様流中に設置された球に及ぼす自由表面の影響を研究し、球と自由表面の干渉により球には鉛直方向に揚力が作用することを明らかにするとともに、その揚力を理論的に計算した。Kim の解は、

非常に複雑であるが、その 1 次近似の範囲では、揚力は $(D/\delta_F)^3$ と u^2 に比例する。したがって、本実験の結果は Kim の 1 次近似の結果と一致することになる。Kim の理論は、一方向流中の議論であり、この結果を本研究に直接持ち込むことはできない。しかし、自由表面が球に最も接近したときは、水粒子の運動が水平方向のみであることを考慮すれば同様の現象が起きていることは十分に予想される。そこで、この効果を考慮して自由表面の近接効果のある波力の算定式として式 (5) を提案する。ただし、波動場の場合は、自由表面と球体の中心までの距離は、時間変化とともに変化するため、次式には δ_F の代わりに水位変動の効果も含めて $(\eta+d)$ で表わすものとする。

$$F_z = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 w - \frac{1}{32} C_F \rho \pi D^2 u^2 \left(\frac{D}{\eta+d} \right)^3 \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 C_{DZ} ：抗力係数、 C_{MZ} ：慣性力係数、 C_F ：揚力係数である。式 (5) は、Morrison 式に、自由表面の近接効果による波力項 (右辺第 3 項) を加えたものである。式 (5) による計算波形と実測波形の比較の一例を図-8 に示す。なお、同式中の流体力係数は最小自乗法で求められている。同図より、計算値と実測値は、波の谷の位相での F_z の極小値に若干の差があるものの、計算値は T 型波形の実測波形とはほぼ一致しており、自由表面の影響のある波力の時間波形を式 (5) を使って精度よく算定できると考えられる。

つぎに、式 (5) に含まれる波力係数の特性を明らかにする。 C_{MZ} と K. C. 数の関係を図-9 に示す。図中には、境界の影響がない範囲に対する著者らの実験値 (岩田・水谷, 1989) も実線で示した。同図より C_{MZ} は、K. C. 数が約 10 以下の範囲で、ほぼ一定値をとり、K. C. 数が約 10 を超えると減少し、その後 K. C. 数の増大とともに増加する。この傾向は境界の影響のない C_{MZ} の傾向と一致している。また、 h/gT^2 、 d/h の値が異なるため直接比較できないが、本実験の C_{MZ} は境界の影響の

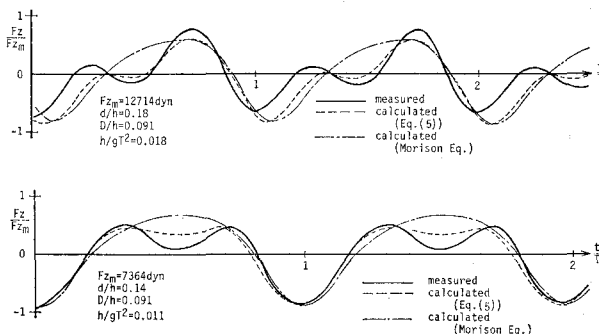


図-8 計算波力と実測波力の比較の例

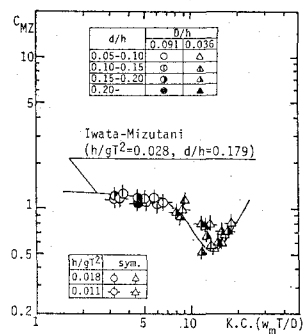
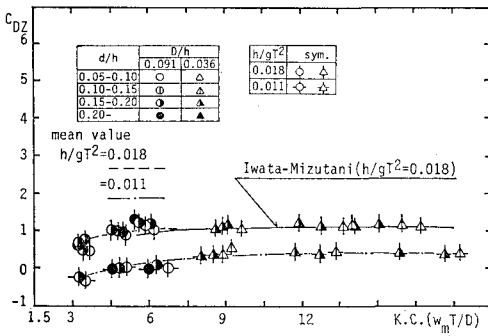
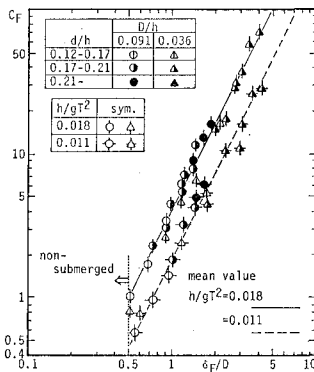


図-9 C_{MZ} と K.C. 数の関係

図-10 C_{DZ} と K.C. 数の関係図-11 C_F と δ_F/D の関係

ない範囲の値に近いことが認められる。なお、 D/h による C_{MZ} の差はほとんどない。

図-10 に、 C_{DZ} と K.C. 数の関係を示す。図中には、本実験の実験値の平均値、および、 C_{MZ} と同様、境界の影響のない範囲の値も示してある。同図より、 $h/gT^2 = 0.018$ の場合の実験値は、K.C. 数が約 5 以下の範囲で若干ではあるが、境界の影響のない範囲の値と差があるものの、全体的にはほぼ一致している。K.C. 数が約 5 以下の範囲では、抗力は慣性力に比べて非常に小さいため、実験値と著者らの結果の差は無視し得るものと考えられる。 $h/gT^2 = 0.011$ の場合の C_{DZ} は、 $h/gT^2 = 0.018$ の場合と比べて全体的に小さいが、K.C. 数の変化ともなう C_{DZ} の傾向は非常によく似ている。また、 C_{MZ} の場合と同様、 D/h による明瞭な差はない。

式 (5) によって得られた揚力係数 C_F と δ_F/D の関係を図-11 に示す。 C_F は、若干のばらつきがあるものの、 δ_F/D が大きくなると大きくなる傾向があり、同じ δ_F/D に対しては、 D/h に関係なく、 h/gT^2 が大きい方が C_F の値は大きくなる。これは、 h/gT^2 が大きくなると水平方向に対する鉛直方向の水粒子の運動が大き

くなるが、式 (5) の右辺第 3 項の中に鉛直方向の水粒子の運動による効果を含ませていないため、その影響が現れたものと考えられる。 C_F の平均値は、図-11 の実線と破線で示されるように、 h/gT^2 をパラメータとして、 δ_F/D の関数として次式で与えられる。

$$C_F = 4.4(\delta_F/D)^2 \quad (h/gT^2 = 0.018) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$C_F = 1.8(\delta_F/D)^2 \quad (h/gT^2 = 0.011) \quad \dots\dots\dots (7)$$

以上の結果より、自由表面の近傍に設置された没水球体に作用する波力の時間波形を、式 (5) と図-9~11 に示される波力係数を使うことにより、かなり精度よく算定できることが指摘できる。

5. 結 言

本研究では、自由表面近傍に設置された没水球体に作用する波力を詳細な水理実験の結果に基づいて議論してきた。そして、波力の発生機構とその特性を明らかにすると同時に、新しい波力算定式を提案した。本研究で得られた主要な結果を以下に要約する。

(1) x 方向波力 F_x の時間波形は全て S 型波形になる。一方、 z 方向波力 F_z の時間波形は、S 型波形と T 型波形の 2 つに大別される。これらの波形の出現特性は、水粒子の楕円軌道の長軸と短軸の比 γ 、球体と自由表面の無次元距離 δ_F/D と K.C. 数によって大きく支配される。

(2) 自由表面の近接効果のため、没水球体には鉛直下向きの力が作用する。また、自由表面の影響は波の峰の位相よりも、波の谷の位相で顕著であり、波の峰の位相での波力の大きさはほとんど変化しない。このため、最大波力については、自由表面の影響がない領域での最大波力の特性と定量的にはほぼ一致する。

(3) 波力の 2 倍周波数成分は、水平方向流速の 2 乗、 δ_F/D の -3 乗に比例する。本論では、この結果に基づいて新たに波力算定式を式 (5) で提案した。式 (5) を使って計算される波力の時間波形は実測の波力の時間波形とよく一致する。

参 考 文 献

- 岩田好一朗・水谷法美 (1989): 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.
- Kim, W. D. (1969): Nonlinear free-surface effect on a submerged sphere, J. Hydronautics, Vol. 3, No. 1, pp. 29~37.
- Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf (1950): The force exerted by surface wave on piles, Tech. Pub. No. 284, Petroleum Trans., AIME, Vol. 189, pp. 149~154.