

没水球体に作用する鉛直方向波力に及ぼす Boundary Proximity の効果

EFFECTS OF BOUNDARY PROXIMITIES TO VERTICAL WAVE FORCES ACTING ON A SUBMERGED SPHERE

岩田好一朗*・水谷法美**・川角伸彦***

By Koichiro IWATA, Norimi MIZUTANI and Nobuhiko KAWASUMI

This paper aims to discuss experimentally the vertical wave forces acting on a submerged sphere located near the bottom and free surface boundaries. The time variations and maximum values of the vertical wave forces are investigated in relation to the appropriate dimensionless physical quantities.

The lift force caused by the asymmetric pressure distribution and the flow separation dominates over the vertical inertia and drag forces in the case that the sphere is located near the bottom boundary. The lift force enlarges the maximum vertical force. However, in case of the sphere located near the free surface, the free surface proximity effects little to the maximum vertical force.

This paper proposes new equations which estimate well the wave force acting on the sphere located near the boundaries. Good agreement between the measured and calculated wave forces is confirmed.

Keywords: wave force, sphere, proximity effect, bottom boundary, free surface boundary

1. 緒 言

著者らは、球径が入射波長に比べて十分小さく、波の変形が無視できる場合の没水球体に作用する波力の特性についてこれまで論議してきた^{1),2)}。そして、波進行方向波力の算定には球体が自由表面から出なければすべての範囲で Morison 式³⁾を適用できるが、球体が、自由表面、底面付近に設置された場合、鉛直方向波力には、入射波の周波数の2倍あるいはさらに高次の周波数成分の波力が含まれているため、鉛直方向波力を Morison 式で算定できないことを指摘し、Morison 式の適用範囲を明示した。そして、Morison 式が適用可能な範囲の波力に対しては波力係数の定式化を行った¹⁾。しかし、底面、あるいは自由表面の境界近傍に置かれた没水球体に作用する波力に及ぼす Boundary Proximity⁴⁾の影響は明らかにされておらず、このような波力の算定式はない。したがって、境界近傍に設置された球体に作用する波力の発生機構、大きさなどの特性を明らかにし、その波力算定式を確立することは工学上必要である。

水平円柱に作用する波力に及ぼす Boundary Proximity の研究は、ポテンシャル理論に基づいた Yamamoto *et al.*⁵⁾の研究、剝離の影響などを実験に基づいて検討を加えた Shankar *et al.*⁶⁾の研究などがある。しかし、波動場に置かれた没水球体に作用する波力に及ぼす Boundary Proximity の効果を考究した研究はこれまでになされていない。Kim⁷⁾は、一樣流中に置かれた球体によ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。Lamb⁸⁾は、静止流体中を運動する球体に作用する流体力に及ぼす底面の影響をポテンシャル理論を使って検討を加え、球体が底面に接近すると、鉛直方向の流体力に流速の2乗に比例した力が含まれることを導いた。また、河野⁹⁾は、複数の球体の近接効果を考究しているが、いずれもポテンシャル流に対する研究であり、剝離があるような場合の Boundary Proximity の効果については未解明である。

本研究では、底面、自由表面近傍に置かれた没水球体に作用する鉛直方向波力の特性を水理実験の結果に基づいて検討を加える。まず、底面近傍に設置された場合の波力の発生機構を明らかにする。そして、その周波数特性などを支配無次元量と関連づけて論議して、底面近傍に設置された球体に作用する波力の算定式を提案する。

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

** 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 工修 日本電信電話(株)東海支社大曾根支店
(〒462 名古屋市北区若葉通 2-7)

ついで、自由表面近傍に設置された場合の波力を取り上げ、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、作用波力の算定式を提案しようとするものである。

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無次元化された波力 $F/\rho U^2 D^2$ は、次に示す6個の無次元物理量によって支配されると考えられる。

$$\frac{F}{\rho U^2 D^2} = \phi \left(\frac{D^2}{\nu T}, \frac{UT}{D}, \frac{h}{gT^2}, \frac{D}{h}, \frac{\delta}{D}, \frac{t}{T} \right) \dots \dots (1)$$

ここに、 F ：波力、 ρ ：水の密度、 U ：流速の振幅、 D ：球径、 ν ：水の動粘性係数、 T ：波の周期、 h ：静水深、 g ：重力加速度、 δ ：境界から球体の中心までの鉛直距離、 t ：時間である。式(1)の右辺第1項は周波数パラメーター、第2項は Keulegan・Carpenter 数¹⁰⁾(以下 K.C. 数と略記する)、第3項は水深波長比に相当する項、第4項は無次元球径、第5項は球体と境界との無次元距離、第6項は無次元時間である。なお、 δ については、球体が底面近傍に設置された場合は底面から球体の中心までの鉛直距離 δ_b を、自由表面近傍に設置された場合、波谷から球体の中心までの鉛直距離 δ_f をそれぞれ採用する。また、球体が底面近傍に設置された場合、 δ_b は静水面と球体の中心までの距離 d に、自由表面近傍に設置された場合、 δ_f と水粒子の運動の大きさを表わす UT のいずれかを d に置き換えることができる。この場合、式(1)中の無次元量のうち、底面近傍の場合は δ_b/D が相対設置水深 d/h に、また、自由表面近傍の場合は δ_f/D と UT/D のいずれかが d/h にかかわることになる。

(2) 実験方法

底面近傍と自由表面近傍に設置された球体に作用する波力を計測するため、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¹⁾を使って実験を行った。次元解析の結果に従い、実験条件を造波可能な範囲で表一のように決めた。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。このため、式(1)の周波数パラメーター $D^2/\nu T$ は、 h/gT^2 と D/h に強く依存する。発生波の周期を、1.15秒から2.5秒の間で底面近傍の場合に4種類、自由表面近傍の場合に6種類変え、おのおのの周期に対して波高を3~8種類(3~15cm)変化させた。球径を3種類($D=6.35, 2.5, 0.95$ cm)変化させ、設置位置を球径に応じて、自由表面付近では5種類($d=7.5\sim 20.0$ cm)、底面付近では10種類($d=55.8\sim 68.5$ cm)変化させた。実験種目は

表一 実験条件

h (cm)	70	
h/gT^2	0.054, 0.028, 0.018, 0.011 (0.022, 0.014 (near free surface))	
D/h	0.091, 0.036, 0.014	
u_*T/D	1.05 ~ 63 (near bottom) 2.7 ~ 80 (near free surface)	
δ/D	δ_b/D	0.65 ~ 11.05
	δ_f/D	0.53 ~ 10.0

全部で596ケースとなった。これらのすべ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。

計測した水位、流速、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。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、鉛直上向きを正の向きとする鉛直軸である。

(3) 解析方法

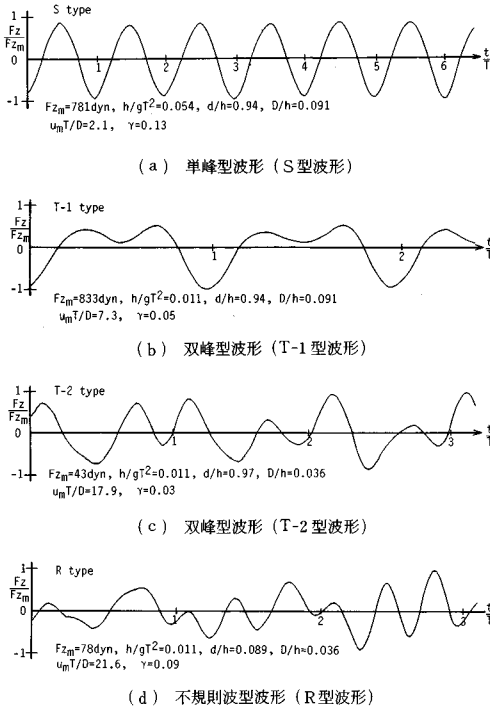
実験によって得られた水位、流速、波力の時間波形をサンプリングタイム0.05秒で離散化し、式(1)の無次元量を計算した。また、波力の振幅スペクトルをFFT法を使って計算した。計算に使用したデータの個数は、512個(25.6秒に相当)である。

3. 底面近傍に設置された球体に作用する波力の特性

(1) 波力時間波形の特性

本実験によれば、底面近傍に置かれた没水球体に作用する鉛直方向波力の時間波形は、図一に示すように、1)波一周期内に極大値と極小値を1組もつ単峰型波形(以後、S型波形と称する)、2)2組もつ双峰型波形(以後、T型波形と称する)と3)不規則な時間変動をし、極大値と極小値の数も変化する不規則波型波形(以後、R型波形と称する)の3つに大きく分類される。本論では図示していないが、いずれの場合も、流速の時間波形は、水位変動と同様、正弦的な時間波形である。T型波形については、詳細を検討した結果、さらに大きく2つに分類できることが判明した。すなわち、一波ごとの変化が少なく規則的な波形となるもの(図一(b)参照、以後T-1型波形と称する)と、波形が若干不規則となるもの(図一(c)参照、以後T-2型波形と称する)の2つである。

これらの4つの波力波形の発生には、K.C.数、 D/h 、および h/gT^2 と d/h によって支配される水粒子の楕円軌道の短軸と長軸の比 $\gamma (=w_m/u_m)$ の3つの要素が大きく影響を及ぼしていることが判明した。図二に、 D/h をパラメーターとし、波形の出現特性に及ぼす γ と K.C. 数の効果を示す。同図から以下のような傾向



図一 底面近傍における波力の時間波形

が認められる。

(i) S型波形： $D/h=0.091$ と 0.036 の場合で、剝離渦の発生がほとんどない K.C. 数が約 4 以下の場合に観測された。このため、S型波形は、慣性力が卓越する場合に発生する波形であると考えられる。また、 γ が $1/3$ 以下でも S型波形は出現するが、いずれも K.C. 数が小さく、水粒子の運動の大きさが球径に比べて小さい範囲であることから、2倍周波数成分が卓越するような非線形な波力成分は小さく、底面の影響が小さい場合の波力の時間波形と考えられる。

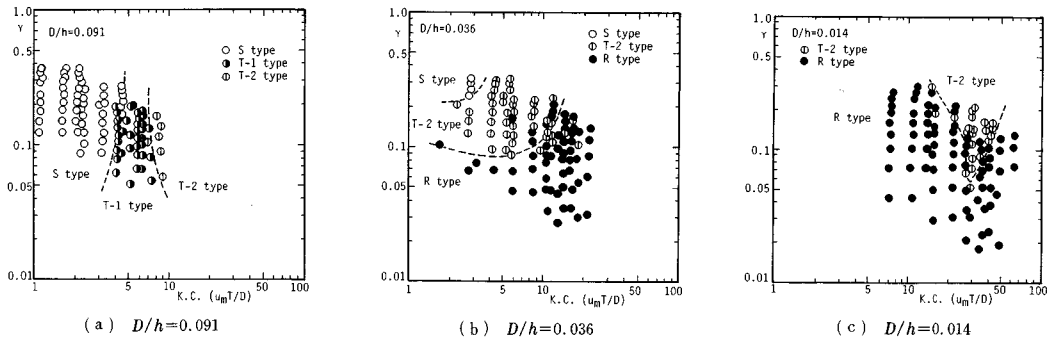
(ii) T-1型波形： $D/h=0.091$ の場合のみで観測され、K.C. 数の範囲も約 4~8 であり、剝離の影響も小

さい場合に限られている。また、図一2(a)よりわかるように、同一の K.C. 数の値に対しては、 γ の小さい方が T-1 型波形になりやすい。この結果より、T-1 型波形は、球体が底面に接近すると球体の上側の流速に比べ下側の流速が速くなり、球体の上下で圧力が非対称になることに起因する波力成分（ポテンシャル流でも作用する波力成分であるため、便宜上ポテンシャル的な波力とよぶことにする）が支配的になっていると考えられる。

(iii) T-2型波形： $D/h=0.091$ の場合で、K.C. 数が約 8 より大きい範囲、 $D/h=0.036$ の場合で K.C. 数が約 10 より小さい範囲と γ が 0.05 以下の一部の範囲、 $D/h=0.014$ の場合の一部で観測された。T-2型波形は、T-1 型波形と異なり、波形が不規則であることから、球体表面での粘性抵抗力、渦の発生による圧力の非対称性による成分が底面の影響により上下非対称になるために生じると考えられる（ポテンシャル流では作用しない波力成分であるため、便宜上非ポテンシャル的な波力とよぶことにする）。

(iv) R型波形： $D/h=0.036$ の K.C. 数の大きい範囲と γ が 0.09 より小さい範囲、および $D/h=0.014$ のほとんどの場合で観測された。R型波形も T-2型波形と同様、非ポテンシャル的な波力が大きく影響を及ぼしていると考えられる。

可視化実験の結果によると、球体周りの流れには、非剝離の状態でも若干の乱れがあり、この乱れは球径が小さい (D/h が小さい) 方が大きくなる傾向のあることが確認された。 D/h の差によって球体周りの流れに乱れの程度の差が生じるのは、球体周りの流れの対流慣性項 ($u(\partial u/\partial x)$, $u(\partial w/\partial x)$ など) の大きさが D/h の小さい方が大きく、乱れの成長の大きさに差が生じるためであると推察される。このため、 D/h の小さい方が R型波形が多くなったものと考えられる。また、図一2(b)と(c)より、全体的には、 γ が 0.1 以下と小さい範囲で R型波形が多く出現する傾向が認められるが、これは、 γ が小さくなると水平方向の水粒子の運動が鉛



図二 底面近傍における波力の時間波形の出現特性

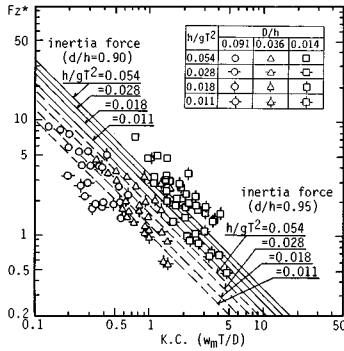


図-3 F_z^* と K.C. 数の関係

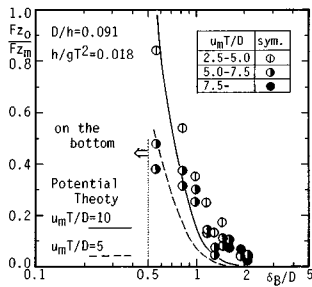


図-4 F_{z0}/F_{zm} と δ_b/D の関係

直方向の運動と比べて卓越するため、水平方向の水粒子の運動による揚力の影響が、鉛直方向波力に対して大きくなるのが原因であると考えられる。

(2) 無次元最大波力の特性

図-3に、一例として、 $0.90 \leq d/h \leq 0.95$ に対する無次元最大波力 $F_z^* (= F_{zm}/(\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_m D^2)$ と K.C. 数 ($w_m T/D$) の関係を示す。ただし、境界の影響のない範囲の値との関連を考慮して、 δ_b/D の代わりに d/h をパラメータとして図示してある。図-3に示した範囲では剝離の影響は小さく、抗力は慣性力に比べて小さいため、値にばらつきが認められるものの、 F_z^* は K.C. 数の増加とともに傾き-1で減少する。図中には、比較のため $d/h=0.90$ と 0.95 に対する慣性力の計算値を実線と破線で示した。ただし、慣性力係数には境界の影響のない範囲の平均値 $1.3^{31)}$ を採用した。実験値は、計算値より大きくなる場合が多く、特に非ポテンシャル的な波力成分が卓越する R 型波形 ($D/h=0.014$) の場合、実験値は計算値よりかなり大きくなる。また、図-3からは明瞭ではないが、 h/gT^2 が小さく、 d/h の大きい方が (換言すれば、 γ の小さい方が) 実験値と計算値の差はより大きくなるのが一般的な傾向として認められた。鉛直方向の抗力、慣性力と水平方向の水粒子運動による揚力とを分離することは、現段階ではきわめて困難であるため、揚力の効果のみを純粹に論議できないところもあるが、この結果より、水平方向の水粒子の運

動による揚力の影響は、 F_z の最大値を大きくすると推測される。本論では図示しないが、 $D/h=0.036$ と 0.014 の場合、 F_{zm} は F_{xm} に比べて $2 \sim 3$ 倍以上の大きさに達することもあり、底面の近接効果は全作用波力に対しても大きく影響を及ぼしている。

(3) ポテンシャル的な波力の特性

a) 波力算定式

本節では、ポテンシャル的な波力成分が支配的な T-1 型波形の波力について議論する。この T-1 型波力の特徴は、基本周波数成分の波力のほかに、2倍周波数成分と鉛直下向きの定常成分の波力が含まれていることである。

著者らは、Lamb の理論⁵⁾ を拡張し、水平方向、あるいは鉛直方向に一樣な流れがある場合に、底面近傍に設置された球体に作用する流体力の近似式を導いた²⁾。波動場の底面近傍では、鉛直方向流速に比べて卓越する水平方向流速による波力成分が特に重要である。

水平方向流速 u のみがある場合、底面近傍に設置された球体に作用する鉛直方向の流体力 F_z は、次式で表わされる²⁾。

$$F_z = -\frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 u^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $C_1 = 9 D^3 / 512 \delta_b^4$ である。

式 (2) は、底面の存在により、流れが球体の上下で非対称になるために生じる力を表わし、2倍周波数成分と鉛直下向きの定常成分の流体力が作用することを示す。そして、その大きさは、 δ_b/D が小さくなるほど (球体が底面に接近するほど) 大きくなる。図-4に、一例として $h/gT^2=0.018$ の場合の全波力 F_{zm} に対する定常成分 F_{z0} の比 F_{z0}/F_{zm} と δ_b/D の関係を示す。同図には、比較のため、式 (2) によるポテンシャル理論値⁸⁾ も示した。同図に示すように、定常成分の波力は、 δ_b/D が 1.5 より大きい範囲では全波力の 10% 以下と非常に小さいが、 δ_b/D が 1.5 以下では δ_b/D の減少とともに増大する傾向があり、ポテンシャル理論と定性的に一致する。本論では図示しないが、2倍周波数成分の波力についても同様の結果が得られた。式 (2) は近似式であり、境界条件を完全には満足していないが、これらの結果から、波動場における波力にも式 (2) で表わされるような波力成分が含まれていることは十分予測できる。

そこで、底面近傍に設置された球体に作用する波力の算定式として、式 (3) で与えられる Morison 式に底面の近接効果による波力成分 (式 (2)) を加えた式 (4) を提案する。

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

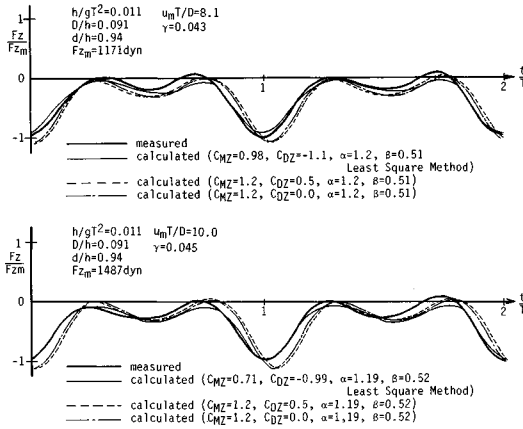


図-5 式(4)による計算波力と実測波力の比較の例

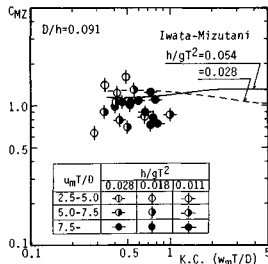


図-6 底面近傍における C_{MZ} と K.C. 数の関係

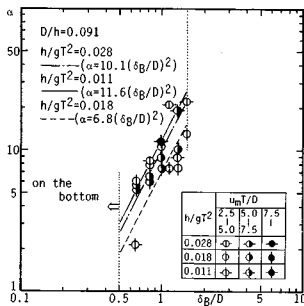


図-7 α と δ_B/D の関係

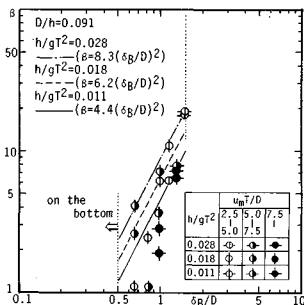


図-8 β と δ_B/D の関係

$$F_z = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{MZ} \rho \pi D^3 \dot{w} - \left(\frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 \overline{u^2} \right) \alpha - \left[\frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 (u^2 - \overline{u^2}) \right] \beta \dots \dots \dots (4)$$

ここに、上付きバー()は、波一周期の時間平均を示す。なお、式(4)では、式(2)の波力を定常成分を表わす項(右辺第3項)と2倍周波数成分を表わす項(右辺第4項)に分けて表現している。また、既述したように、式(2)は近似式であるため、係数 α と β をそれぞれの項に補正係数として含ませている。式(2)をそのまま式(4)に適用すれば、 α と β は同一の値になるが、実際に球体に作用する波力には、 w^2 に比例する定常成分の波力などもあり、それらの影響は α と β に含まれることになる。そして、その影響は α と β では異なると考えられるため、本研究では、 α と β を独立させて扱う。

式(4)による計算波力と実測波力の時間波形の比較を示した例を図-5に示す。ただし、同式中の波力係数 C_{MZ} 、 C_{DZ} 、 α と β は、最小二乗法によって決定されている。同図に示すように、計算波力の時間波形(図中細い実線)は実測波力(図中太い実線)とよく一致しており、式(4)の妥当性が認められる。なお、 δ_B/D が1.5より大きい範囲では定常成分と2倍周波数成分の波力は小さいため、式(4)の適用範囲は、 $0.5 \leq \delta_B/D \leq 1.5$ と考えてよい。

b) 波力係数の特性

図-6は、式(4)の慣性力係数 C_{MZ} とK.C.数($u_m T/D$)の関係を示したものである。同図には、境界の影響のない範囲に対する著者らの実験値¹⁾も示されている。同図に示されるように、 C_{MZ} はばらつきが大きいものの、境界の影響のない範囲の値に近いとみなせよう。

抗力係数 C_{DZ} は、本論では図示しないが、非常にばらつきが大きい。図-6に示すように、ポテンシャル的な波力が重要になる場合のK.C.数($u_m T/D$)の値はすべて1.0以下と非常に小さく、この範囲では、抗力に比べて慣性力が圧倒的に大きい¹⁾。したがって、抗力を考慮しなくても計算波力にほとんど影響を及ぼすことはないと考えられる。

抗力を考慮しないこと、また、 C_{MZ} に境界の影響のない範囲の値を使うことの影響を明らかにするため、図-5には、実測波力のほかに以下に示す3種類の計算波力の時間波形が示されている。

- (i) 慣性力+抗力+定常成分波力+2倍周波数成分波力(図中 細い実線)

- (ii) 慣性力+抗力+定常成分波力+2倍周波数成分波力 (図中 破線)
- (iii) 慣性力+定常成分波力+2倍周波数成分波力 (図中 一点鎖線)

なお、(i) の計算には最小二乗法による C_{Mz} と C_{Dz} の値、(ii) と (iii) の計算には、Morison 式の適用範囲における実験値¹⁾ を使った。ただし、 $h/gT^2=0.011$ に対する C_{Mz} と C_{Dz} は図式化されていないが、 C_{Mz} は K. C. 数が 1.0 以下では h/gT^2 による変化は小さいため、 $h/gT^2=0.018$ に対する値を使用し、また、 C_{Dz} は、 $h/gT^2=0.018$ に対する値を外挿して求めた値を使用した。同図より、Morison 式の適用範囲における波力係数を使って計算される波力の時間波形は、位相に若干の差が認められるものの、ほぼ実測の波力の時間波形と一致しているとみなせる。さらに、抗力を考慮しない場合 ($C_{Dz}=0$) も実測波力にほぼ一致しており、実測値と計算値の相関係数¹⁾ はすべて 0.9 以上になる。したがって、実用上抗力を考慮せず、 C_{Mz} は境界の影響のない範囲の値を使って計算することが可能である。

図-7 は、 α と δ_B/D の関係を、また、図-8 は、 β と δ_B/D の関係を示したものである。図中の点線は式 (4) の適用範囲の上限 ($\delta_B/D=1.5$) と下限 ($\delta_B/D=0.5$) を示す。両図より、 α と β は、ばらつきはあるものの、 δ_B/D が大きくなると増大する傾向が認められ、それぞれの平均値は、図中の直線に示されるように、 h/gT^2 と δ_B/D の関数として下記のように定式化できる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 10.1 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.028) \\ \alpha &= 11.6 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.018) \\ \alpha &= 6.8 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.011) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 8.3 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.028) \\ \beta &= 6.2 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.018) \\ \beta &= 4.4 (\delta_B/D)^2 \quad (h/gT^2=0.011) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

($0.5 \leq \delta_B/D \leq 1.5$)

一方、不規則な時間変化をする非ポテンシャル的な波力成分が卓越する場合の波力の周波数特性は、剥離渦の規模と数に大きく支配されていることが明らかになっているが¹¹⁾、波力の時間変化 (T-2 型波形と R 型波形) を正確に算定するのは非常に困難であり、今後の研究成果を待たなければならない。

4. 自由表面近傍に設置された球体に作用する波力の特徴

(1) 波力時間波形と最大波力の特徴

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、1) 単峰型波形、2) 双峰型波形、の 2 つに大別される。このうち、単峰型波形は、慣性力およ

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。

双峰型波形は、図-9 に一例を示すように、波の谷の位相で、自由表面の接近効果により、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、典型的な双峰型波形になる場合、球体の上部に波谷が接近すると、球体の真上の水表面は若干盛り上がり、その周りに同心円上の擾乱が広がることが確認された¹²⁾。このため、双峰型波形は、自由表面と球体の干渉効果に起因する波力成分と考えてよい。単峰型波形とこの双峰型波形の出現は、K. C. 数 ($w_m T/D$)、 δ_F/D 、および h/gT^2 と d/h に支配される水粒子の楕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-10 に示すように、双峰型波形は、 δ_F/D の小さい方が発生しやすく、波形もより明瞭な双峰型波形になる。そして、 δ_F/D が約 5.0 以上になるとほとんど出現しない。しかし、 δ_F/D が 5.0 以下であっても γ が約 0.7 より大きい場合には、双峰型波形はほとんど出現しない。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いるが、 γ が大きくなると、鉛直方向の慣性力と抗力も大きくなり、自由表面の近接効果によって生じる波力よりも卓越するためと考えられる。また、同じ δ_F/D と γ の値に対して、 $D/h=0.014$ の場合は双峰型波形にはならない。 $D/h=0.014$ の場合は、同一の波に対して K. C. 数

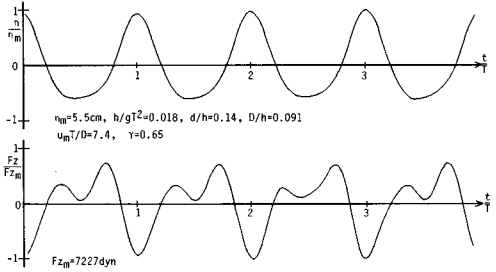


図-9 自由表面近傍における双峰型波形の例

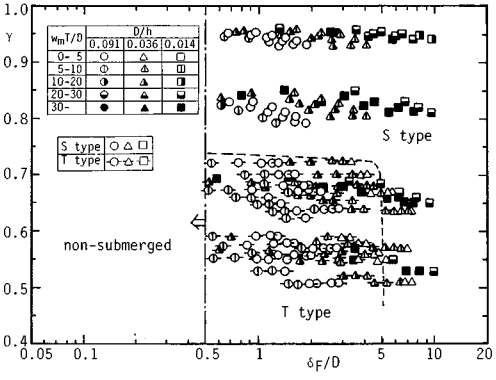


図-10 自由表面近傍における波力の時間波形の出現特性

が大きく、すべて 20 以上になっている。このため、慣性力に比べて波高の 2 乗に比例する抗力の割合が非常に大きく、その最大値も大きくなる。この抗力が、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、ほとんど双峰型波形にならないものと考えられる。したがって、K. C. 数が 20 以上では Proximity Effect の効果は小さいといえる。

図-9 からわかるように、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 F_z の鉛直上向きの最大値は小さくなるが、 F_z の鉛直下向きの最大値 (F_z 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伴う波力は、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 F_z の波力の最大値 (鉛直下向きの最大値に等しい) は変化しない。本論では、図示しないが、 z 方向の無次元最大波力 F_z^* と K. C. 数 ($w_m T/D$) の関係を論議した結果、自由表面の影響のない領域での無次元最大波力の特性¹⁾とほとんど一致していることが判明した¹²⁾。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。

(2) 双峰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、この自由表面の近接効果により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 (図-9 参照)。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うえで非常に重要である。

自由表面近傍に置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、双峰型波形は、主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¹²⁾。基本周波数成分は、慣性力および抗力に起因して発生すると考えられるものであり、自由表面の影響は、特に 2 倍周波数成分に現われていると考えられる。そこで、以下に、双峰型波形の 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 F_{2z} を球体の浮力で無次元化した値 $F_{2z}/(\rho\pi g D^2/6)$ (便宜上 F_{2z}^* と略記する) と δ_F/D の関係を図-11 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 F_{2z}^* 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、 F_{2z}^* 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) で近似できる。

$$F_{2z}^* \propto (\delta_F/D)^{-3} \dots\dots\dots (7)$$

F_{2z}^* と K. C. 数の関係を D/h , δ_F/D をパラメーターにして示したものが図-12 である。同図より、同一の

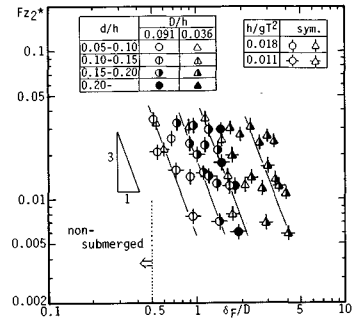


図-11 F_{2z}^* と δ_F/D の関係

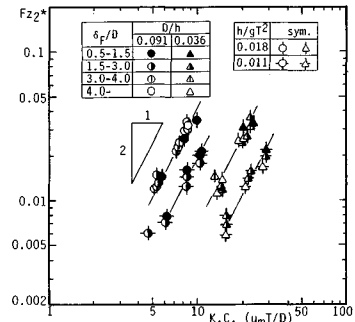


図-12 F_{2z}^* と K. C. 数の関係

D/h , δ_F/D に対しては K. C. 数が大きいほど F_{2z}^* 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。実線からもわかるように、 F_{2z}^* は、K. C. 数が増加すると傾き 2 で増加する傾向が認められる。このことは、 F_{2z}^* が u^2 に比例して変化することを示している。

$$F_{2z}^* \propto u^2 \dots\dots\dots (8)$$

(3) 波力算定式

Kim⁷⁾ は、水平方向の一樣流中に設置された球体に及ぼす自由表面の影響を研究し、球体と自由表面の干渉により球体には鉛直方向に揚力が作用すること、そしてその揚力は 1 次近似理論の範囲では、 $(D/\delta_F)^3$ と u^2 に比例することを指摘した。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。Kim の理論は、一方向流に対するものであるが、自由表面が球体に最も接近したとき、水粒子の運動が水平方向のみであるため、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 (9) を提案する。

$$F_z = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} - \frac{1}{32} C_F \rho \pi D^2 u^2 \left(\frac{D}{\eta + d} \right)^3 \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 C_{Dz} : 抗力係数、 C_{Mz} : 慣性力係数、 C_F : 揚力

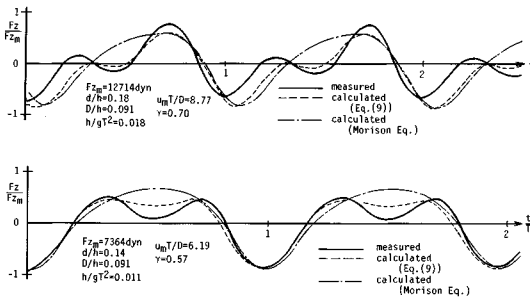


図-13 式(9)による計算波力と実測波力の比較の例

係数である。式(9)は、Morison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。なお、波動場では、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、 δ_F の代わりに水位変動の効果を含んだ $(\eta+d)$ を採用している。式(9)による計算波形と実測波形の比較の例を図-13に示す。なお、同式中の流体力係数は最小二乗法で求められている。同図に示すように、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、計算値は双峰型波形の実測波形とはほぼ一致しており、両者の相関係数¹⁾は0.9以上の値になることが判明した。したがって、自由表面の影響のある波力の時間波形を式(9)で精度良く算定できると考えられる。

(4) 波力係数

次に、式(9)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-14に示す。図中には、境界の影響がない領域に対する著者らの実験値¹⁾を実線で示した。 C_{MZ} は、K.C.数が約10以下で、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場合の C_{MZ} の傾向²⁾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} は境界の影響のない場合の値²⁾に近いこと

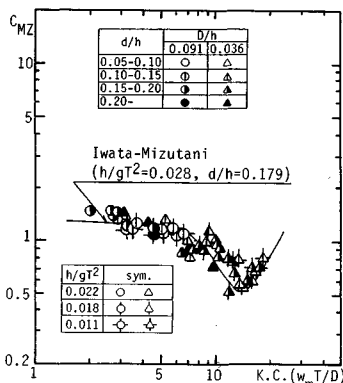


図-14 自由表面近傍における C_{MZ} とK.C.数の関係

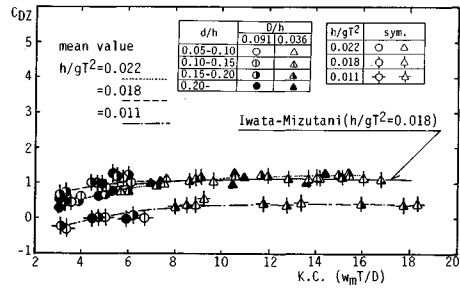
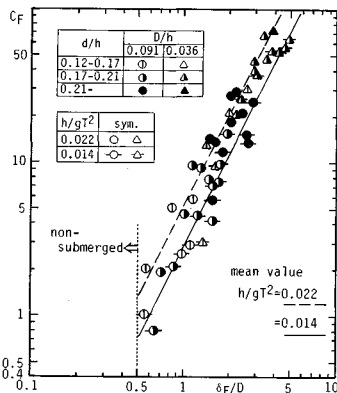


図-15 自由表面近傍における C_{DZ} とK.C.数の関係

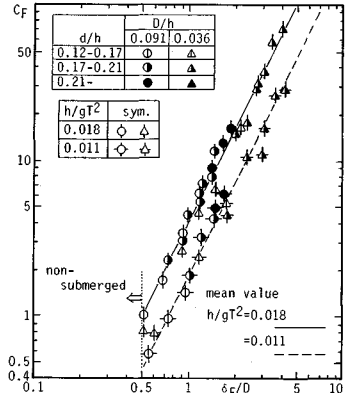
が認められる。図が煩雑になるため、 $h/gT^2=0.014$ に対する値は図示していないが、この場合の C_{MZ} も境界の影響のない場合の値(図中の実線)に近いことを確認している。なお、 D/h による C_{MZ} の差はほとんどない。

図-15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、境界の影響のない場合の著者らの値²⁾も示してある(ただし、 $h/gT^2=0.011$ と 0.022 に対する値は図式化されていないため、 $h/gT^2=0.018$ に対する値のみを示した)。同図より、 $h/gT^2=0.018$ の場合の実験値は、K.C.数が約5以下で境界の影響のない範囲の値¹⁾と若干差があるものの、全体的にはほぼ一致している。K.C.数が約5以下では、抗力は慣性力に比べて非常に小さいため¹⁾、実験値と境界の影響のない場合の値¹⁾の差は無視し得るものと考えられる。また、 $h/gT^2=0.011$ の場合の値は、 $h/gT^2=0.018$ の C_{DZ} と比べると、全体的に小さいが、K.C.数の変化に伴う C_{DZ} の傾向は非常によく似ている。図示していないが、 $h/gT^2=0.014$ に対する値は $h/gT^2=0.018$ と 0.011 の値の中間の値になる。また、 C_{MZ} の場合と同様、 D/h による C_{DZ} の明瞭な差はない。

図-16に式(9)の揚力係数 C_F と δ_F/D の関係を示す。若干のばらつきがあるものの、 δ_F/D が大きくなると C_F は大きくなり、同じ δ_F/D に対しては、 D/h に関



(a) $h/gT^2=0.022$ と 0.014 の場合



(b) $h/gT^2=0.018$ と 0.011 の場合

図-16 C_F と δ_F/D の関係

係なく、 h/gT^2 の大きい方が C_F の値は大きくなることが認められる。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 (9) 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、その影響が現われたものと考えられる。 C_F の平均値は、図-16 の実線と破線に示すように、 h/gT^2 をパラメーターとして、 δ_r/D の関数として次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} C_F &= 5.2(\delta_r/D)^2 \quad (h/gT^2=0.022) \\ C_F &= 4.4(\delta_r/D)^2 \quad (h/gT^2=0.018) \\ C_F &= 2.8(\delta_r/D)^2 \quad (h/gT^2=0.014) \\ C_F &= 1.8(\delta_r/D)^2 \quad (h/gT^2=0.011) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

5. 作用波力の算定法

3. と 4. で底面と自由表面の近接効果のある波力の算定式を提案した。本章では、これらの結果、および著者

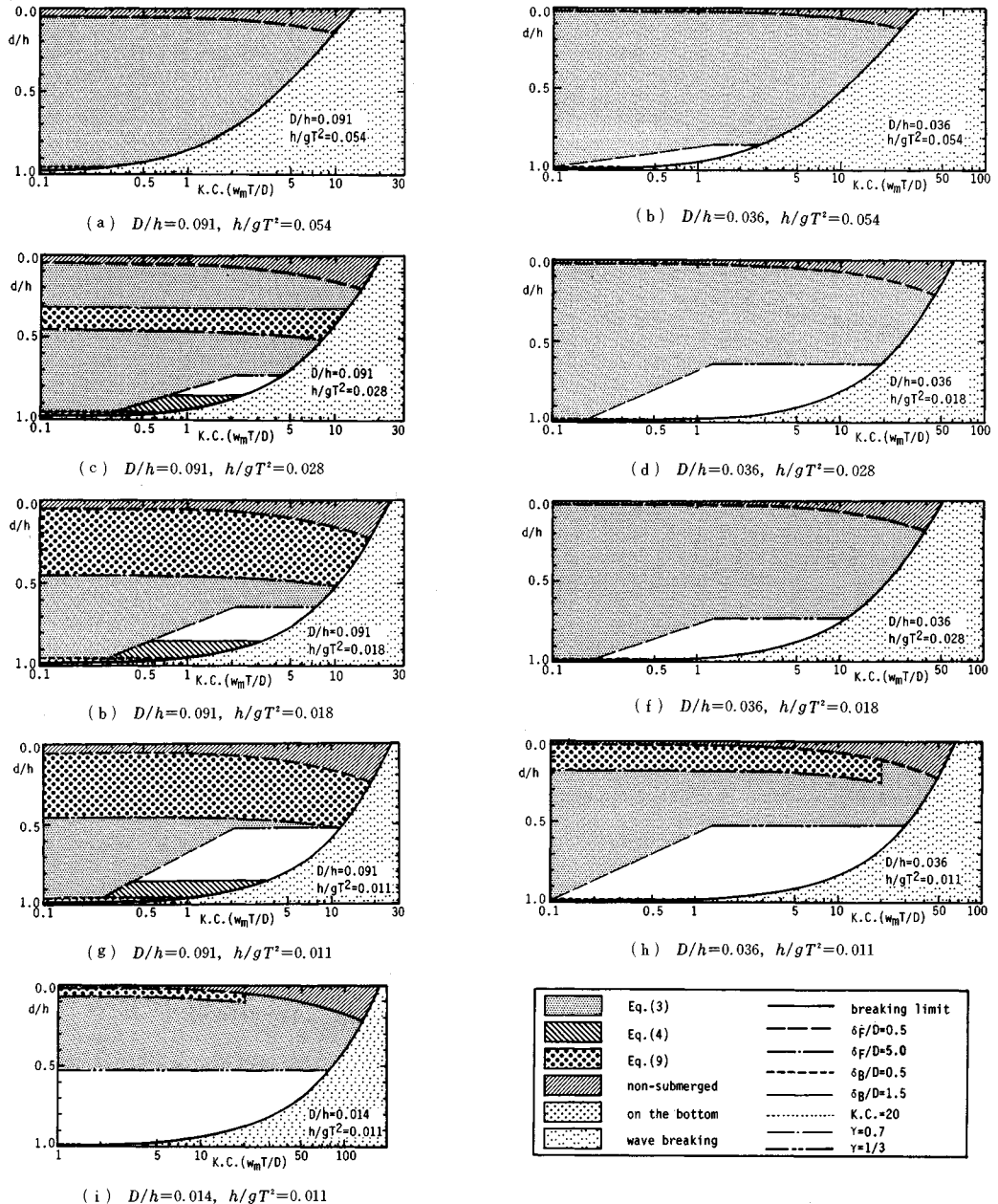


図-17 鉛直方向波力の算定式 (式 (3), 式 (4) と式 (9)) の適用範囲

らの既往の成果¹⁾を合わせて、回折波力を無視できる範囲の鉛直方向波力の算定法について述べる。

図一17に波力算定式と d/h , K. C. 数の関係を D/h と h/gT^2 をパラメータとして示す。ただし, $D/h = 0.014$ で $h/gT^2 = 0.054, 0.028, 0.018$ の場合は, 式(9)と式(4)の適用範囲がないため図示していないが, この場合, γ が $1/3$ 以上であれば Morison 式を使用できる。図中白ぬきの範囲は, 非ポテンシャル的な波力成分が支配的になる場合で, 波力算定式の定式化がきわめて困難な領域である。図一17(b)と(c)で, 自由表面近傍で Morison 式の適用範囲があるのは, 前章で既述したように, 鉛直方向の慣性力と抗力が揚力に対して卓越するためである。なお, 図中の碎波限界は Miche の碎波限界¹³⁾を示す。

これらの算定式の係数のうち, Morison 式(式(3))の波力係数は, 著者らが図式化した値¹⁾より決定できる。一方, 式(4)と式(9)の波力係数のうち慣性力係数と抗力係数は, 著者らの値¹⁾と本研究の成果を使って決定できる。また, 式(4)の係数 α と β , および式(9)の C_F は, 本論で定式化した値を使用すればよい。

6. 結 言

本研究で得られた主たる結果を以下に要約する。

(I) 底面近傍に設置された球体に作用する波力：

1) 時間波形は, 単峰型波形, 双峰型波形, 不規則波型波形の3つに大きく分類され, D/h が小さいほど, K. C. 数が大きいほど, 不規則波型波形になる。

2) 底面の近接効果により, ポテンシャル的な波力成分と非ポテンシャル的な波力成分の2つの発生機構の波力が球体に作用する。前者の波力に対する算定式を新たに式(4)で提案した。式(4)を使うと実測の波力の時間波形を精度よく算定できる。

3) 底面近傍に設置された球体に作用する波力の最大値は, 境界の影響がない場合と比べて大きくなる。また, その傾向は, D/h の小さいほど, また, d/h が大きいほど顕著になる。

(II) 自由表面近傍に設置された球体に作用する波力：

1) 時間波形は, 単峰型波形と双峰型波形の2つに分類することができる。双峰型波形は, γ が約 0.7 より小さく, また δ_F/D が約 5.0 より小さい範囲で出現する。

2) 自由表面の近接効果により, 波の谷の位相で没水球体に鉛直下向きの力が作用する。一方, 波の峰の位相では波力の大きさはほとんど変化しない。このため, 最大波力の特性は, 境界の影響がない領域での最大波力の特性と定量的に一致する。

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(9)で提案した。式(9)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。

(III) 鉛直方向波力の算定法：

回折波力が無視できる場合の鉛直方向波力の算定式(式(3), 式(4)と式(9))の適用範囲を d/h , K. C. 数, h/gT^2 と D/h の関数として図一17に示した。

参 考 文 献

- 1) 岩田好一朗・水谷法美：没水球体の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) 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦：没水球体に作用する波力の特性に関する実験的研究—Morison 式の適用限界について—, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 601-605, 1987.
- 3) 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.
- 4) 上北征男・山崎秀勝：水平円柱に作用する質量力に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 358-362, 1980.
- 5) Yamamoto, T., Nath, J. H. and Slotka, L. S. : Wave forces on cylinders near plane boundary, J. Waterways, Harbors and Coastal Eng. Div., Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW4, pp. 345-359, 1974.
- 6) Shankar, J. N., Cheong, H. F. and Subbiah, K. : Wave force coefficients for submarine pipelines, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., Proc. ASCE, Vol. 114, No. 4, pp. 472-486, 1988.
- 7) Kim, W. D. : Nonlinear free-surface effect on a submerged sphere, J. Hydronautics, Vol. 3, No. 1, pp. 29-37, 1969.
- 8) Lamb, S. H. (今井 功・橋本英典訳)：流体力学1, 東京図書, 266p., 1978.
- 9) 河野二夫：球形構造物の波による振動に関する基礎的研究, 琉球大学理工学部紀要(工学篇), pp. 148-156, 1971.
- 10) Keulegan, G. M. 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.
- 11) 水谷法美：没水球体に作用する波力の特性に関する基礎的研究, 名古屋大学学位論文, 161p., 1989.
- 12) 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦：没水球体に作用する波力の特性に及ぼす自由表面の近接効果について, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 724-728, 1989.
- 13) Miche, R. : Mouvements ondulatoires de la mer enprofondeur constante ou décroissante. Forme limit de la houle lors de som déferlement : Application aux digues maritimes, Ann. Ponts et Chaussées, Tome 114, pp. 25-78, 1944.

(1989. 4. 18・受付)