

没水球体に作用する揚力の特性に関する実験的研究

岩田好一朗*・水谷法美**・原 基 久***

1. 緒 言

著者らは、これまでに没水球体に作用する波力を取り扱い、波進行方向と鉛直方向の波力の特性とその波力係数を明らかにしてきた(岩田ら, 1989)。一方、没水球体に作用する波峰方向の波力, すなわち揚力については、一様振動流中に置かれた球体に対する中村ら(1982, 1983)の研究があるが、進行波によって生じる揚力の特性についてはほとんど議論されておらず説明すべき点が多い。

本研究は、水理実験を行って、没水球体に作用する揚力の特性を、支配物理量、周波数特性、波進行方向と鉛直方向の波力などに関連づけて明らかにしようとするものである。

2. 水 理 実 験

(1) 次元解析

次元解析によれば、波動場に置かれた球体に作用する無次元化された揚力 $Fy/\rho U^2 D^2$ は、つぎに示す6個の無次元物理量によって支配されると考えられる。

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

ここに、 Fy : 揚力、 ρ : 水の密度、 U : 流速の振幅、 D : 球の直径、 ν : 水の動粘性係数、 T : 波の周期、 h : 静水深、 g : 重力加速度、 d : 静水面から球の中心までの鉛直距離、 t : 時間である。

式(2)の右辺第一項は周波数パラメーター、第二項は Keulegan-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、第五項は相対設置水深、第六項は無次元時間である。なお、揚力の最大値 Fy_m と自乗平均平方根(rms)値 Fy_{rms} を論議する場合は t/T を省略する。

(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、次元解析の結果にしたがい以下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。このため、 $D^2/\nu T$ は D/h と h/gT^2 に強く依存する。発生波の周期を4種類($T=1.15, 1.6, 2.0, 2.5$ 秒)、波高を各々の周期に対して3~7種類(3~18cm)変えた。使用した球体の直径(D)は、6.35, 2.5, 0.95 cmの3種類であり、球体の設置水深(d)を、自由表面と底面近傍で細かく変化させ、合計19種類(7.5~68.5cm)とした。実験種目は全部で813ケースであった。全ての実験ケースで水位変動 η , x , z 方向の流速 u , w と x , y , z 方向の波力 Fx , Fy , Fz 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、 y は波峰に平行な水平軸である。

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。

(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。揚力の振幅スペクトルをFFT法によって計算した。そして、 n 次周波数成分の揚力に対する揚力係数を式(3)で計算した。

$$C_{Ln} = \frac{(Fy_n)_{rms}}{\rho(u^2 + w^2)_m D^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、添字 n は n 次の周波数成分を、添字 m は最大値を、添字 rms は rms 値を示す。なお、式(3)の分母の $(u^2 + w^2)_m$ は流速の最大値の2乗である。

また、岩田らの可視化実験(1989)で撮影された16mmフィルム、ビデオテープと35mm連続写真を使って、球体表面およびその近傍の流況や渦の挙動を検討した。

3. 実験結果とその考察

(1) 揚力の時間波形

揚力の時間波形はつぎの4つのタイプに大別できる。

* 正会員 工博 名古屋大学工学部教授 土木工学科
 ** 正会員 工修 名古屋大学工学部助手 土木工学科
 *** 学生員 名古屋大学大学院 工学研究科

すなわち, a) 基本周波数成分の波力が卓越し, 一周期内に一組の極大値と極小値を持つ単峰型波形 (S型波形と略記する),

b) 2倍周波数成分の波力が卓越し, 一周期内に二組の極大値と極小値を持つ双峰型波形 (Tw型波形),

c) 3倍周波数成分の波力が卓越し, 一周期内に三組の極大値と極小値を持つ三山型波形 (Tr型波形), そして, d) 卓越周波数成分も明瞭でなく不規則に変動する不規則波型波形 (R型波形), の4つであり, その典型

例を流速 u の時間波形と

ともに図-1に示す。揚力の時間波形は, どのタイプとも流速の波形のように規則的ではなく, その振幅は波ごとに異なることが認められる。このことは, 揚力の発生機構が規則的でないことを示している。

この4つのタイプの波力の発生は, K.C. 数, d/h と h/gT^2 にあまり左右されず, D/h に著しく支配され, D/h が小さいほど Tw型波形, Tr型波形, R型波形のような高次の周波数成分の卓越した波形になり, S型波形は D/h の大きい $D/h=0.091$ の場合に最も多く観測された。

可視化実験によれば, 球体表面の流れには, 非剥離流れの状態でも若干の乱れがあり, 必ずしも y 方向に対称な流れにはなっていない。この流れの乱れは規則的ではなく, D/h の小さい方が大きく乱れることが認められた。そのため, D/h の小さい方が高次の周波数成分の揚力が作用し, 作用波力が複雑になると考えられる。流れの乱れの程度が D/h によって変化する原因の一つとして, 球体表面の流れの対流慣性項の大きさが曲率半径に反比例するため, 球径 D/h の小さい方が乱れが大きくなり易いことが考えられる。また, 剥離渦のある場合も, 後流域の振動などによる y 方向の非対称性が確認された。こういった要因が重なり, このような複雑な揚力が作用するわけである。

(2) 揚力の最大値と rms 値の特性

無次元最大揚力 $F_{ym}^* (= F_{ym} / \rho(u^2 + w^2)_m D^2)$ と K.C. 数 $(u_m T / D)$ の関係を図-2に示す。 F_{ym}^* は K.C. 数, D/h と d/h によっておもに支配され, h/gT^2 の効果は小さい。また, S型波形に対する F_{ym}^* に比べて, Tw型波形, Tw型波形とR型波形の値はばらつきが大

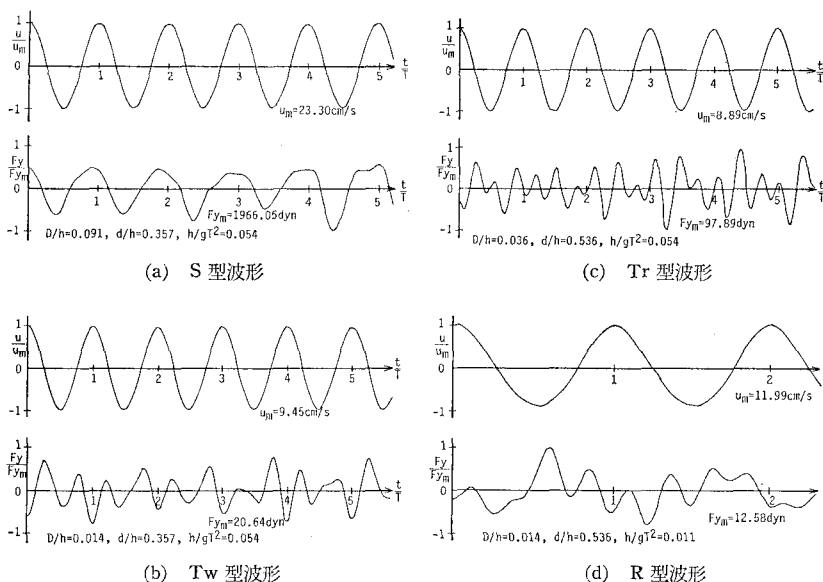


図-1 揚力の時間波形の例 (1 dyn = 10^{-5} N)

きくなる傾向が認められた。図-2に示されるように, $0.15 \leq d/h \leq 0.8$ の自由表面と底面の影響の小さい範囲に球体が設置された場合, S型波形が最も多い $D/h = 0.091$ に対する F_{ym}^* はほぼ K.C. 数の -1 乗に比例する傾向が認められる (図中 ● 印), 一方, Tw型波形, Tr型波形, R型波形が多い $D/h = 0.036$ と $D/h = 0.014$ の場合 (図中 ▲, ■ 印), K.C. 数の増加にともなう F_{ym}^* の減少する傾きは, K.C. 数が 15~20 以上の範囲では若干緩やかになるようであるが, 概略 (-1) に近いといえよう。また, F_{ym}^* は, 同一の K.C. 数に対して D/h の小さい方が大きくなる。なお, その平均値を最小自乗法で求めると, 図中の曲線と与えるこ

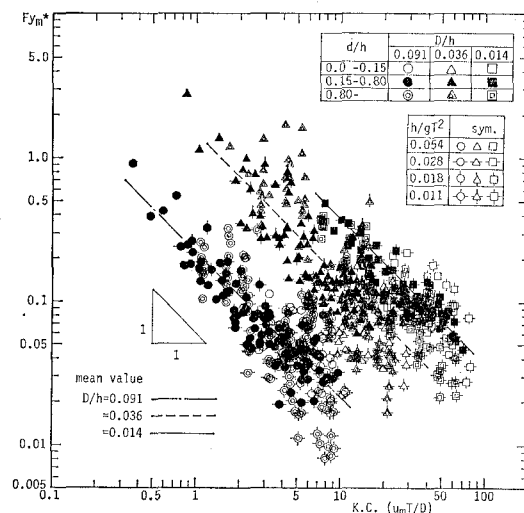


図-2 F_{ym}^* と K.C. 数の関係

とができる。K.C. 数の増大にともない Fy_m^* が減少する傾向は、振動流中に設置された球体（中村ら, 1982）、K.C. 数が 12 以上の範囲に対する振動流中の円柱に対する値（Sarpkaya ら, 1981）と同様である。 Fy_m^* が K.C. 数のほぼ -1 乗に比例することより、揚力の発生機構である球体表面の粘性抵抗力の非対称性、あるいは非対称剥離渦による圧力の非対称性に起因する力の大きさは、ほぼ流速の 1 乗に比例するといえそうである。

D/h が小さくなるにつれて Ey_m^* が大きくなるのは、 D/h が小さくなることは（周波数パラメータ $D^2/\nu T$ が小さくなることに対応）、同じ K.C. 数に対して Reynolds 数が小さくなることに相当するので、粘性による影響が大きくなったためであると考えられる。また、既述したように、 D/h の小さい方が球体表面での流れの非対称性が大きいことも一原因として考えられる。

球体が自由表面近傍 ($d/h < 0.15$) と底面近傍 ($d/h > 0.80$) に設置された場合、 Fy_m^* のばらつきは大きくなり、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ の場合に比べて値自体もかなり大きくなる場合が認められる。これは、境界の近接効果により球体と境界面の間の流速場が変化し、球体周りの流れの非対称性が大きくなるためである。

ところで、図-1 に示したように、揚力の時間波形は若干不規則であり、波の周期ごとに極大値が異なる。このため、rms 値のような平均値の特性も明らかにしておく必要がある。紙面の都合上図示できないが、無次元 rms 揚力 $Fy_{rms}^* (= Fy_{rms}/\rho(u^2 + w^2)_m D^2)$ と K.C. 数の関係を検討した結果、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ の場合、K.C. 数の増加に対する Fy_{rms}^* の減少の傾きは (-1) に近いこと、また、同一の K.C. 数に対しては、 D/h の大きい方が Fy_{rms}^* が小さくなることなど、 Fy_m^* の特性とよく似ていることが判明した。しかし、 Fy_{rms}^* は、 d/h の他に h/gT^2 によっても変化するため、 Fy_m^* に比べて分布の幅は広い。図-3 は、 d/h と h/gT^2 の効果を詳しく調べるため、自由表面と境界の影響の小さい範囲 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$) の Fy_{rms}^* と K.C. 数の関係を示

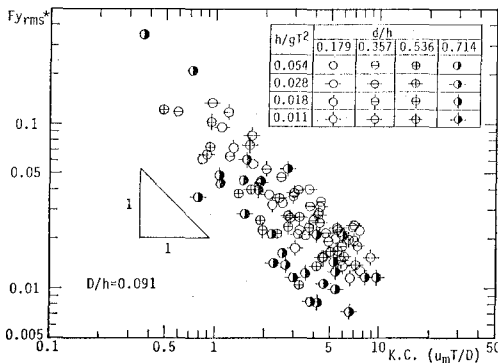


図-3 Fy_{rms}^* と K.C. 数の関係の例

した一例である。同図にも示されるように、 d/h の大きい方が Fy_{rms}^* は小さくなり、また、 d/h の効果ほどはつきりしないが、 h/gT^2 の小さい方が Fy_{rms}^* は小さくなる傾向が認められた。これは、 d/h が大きく、また、 h/gT^2 が小さくなると、同じ水平方向流速に対しては鉛直方向流速は小さくなり、流速ベクトルの大きさの時間平均値は小さくなる。そのため、無次元 rms 揚力が小さくなると考えられる。なお、本論では図示していないが、底面近傍に球体が設置された場合 ($d/h > 0.80$)、 Fy_{rms}^* は、境界の影響の小さい範囲 ($0.15 \leq d/h \leq 0.8$) の値とあまり差のないことが認められたが、これは、底面の影響のため球体近傍の流況が変化し、球体下部周りの流速が大きくなったことに起因する。

(3) 揚力の周波数特性

図-4 に R 型波形の揚力の振幅スペクトルの一例を示す。没水球体に作用する揚力には、基本周波数（入射波の周波数）の 2 倍と 3 倍の周波数成分、あるいはさらに高次の周波数成分が含まれており、その時間波形が若干不規則であることが特徴として挙げられる。このような揚力の時間波形は次式で表されるのが一般的である。

$$Fy(t) = \sum_{i=1}^{\infty} F_i \cos(\sigma_i t + \epsilon_i) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 F_i : 揚力の振幅、 σ_i : 角周波数 ($= 2\pi/T$)、 ϵ_i : 位相角で、添字 i は i 番目の成分であることを示す。したがって、構成成分波に対する F_i と ϵ_i がわかれば揚力の時間波形は推算可能である。しかし、現段階では全ての F_i と ϵ_i を正確に与えるのはきわめて困難である。

揚力には、多くの周波数成分が含まれているが、基本周波数成分とその 2 倍と 3 倍の周波数成分が卓越する成分であることが一般的な傾向として認められた。そこで、基本、2 倍と 3 倍の周波数成分の揚力を取り挙げ、式 (3) で定義される揚力係数 CL_1 , CL_2 , CL_3 と K.C. 数の関係について以下検討を加える。

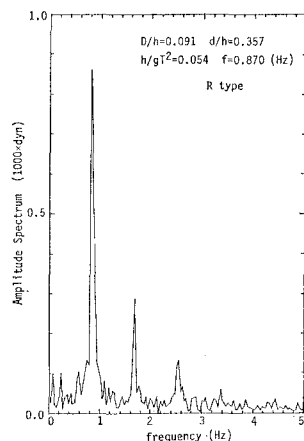
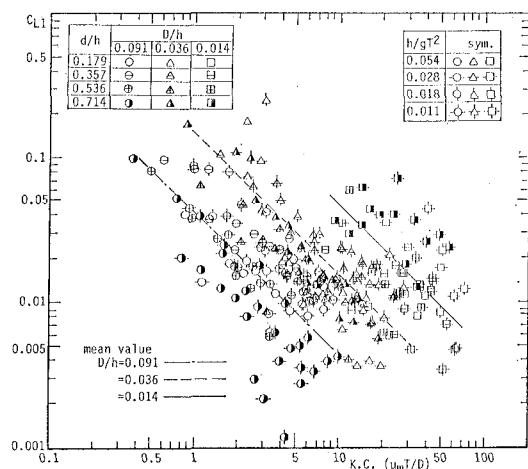
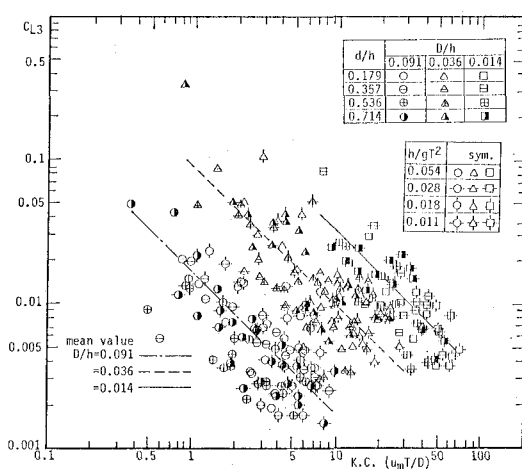


図-4 揚力の振幅スペクトルの例 (1 dyn = 10^{-5} N)

図-5 は、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する CL_1 と K.C. 数の関係を示したものである。S 型波形が多い $D/h=0.091$ に対する CL_1 は、ほぼ K.C. 数の -1 乗に比例するとみなせる。一方、S 型波形がほとんど出現しない $D/h=0.036$ と $D/h=0.014$ に対する CL_1 は、非常にばらつきが大きい。図中の

図-5 C_{L1} と K.C. 数の関係の例 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)図-6 C_{L3} と K.C. 数の関係の例 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)

平均曲線に示されるように、K.C. 数の乗にはほぼ比例していると思なせよう。

C_{L1} は D/h の小さい方が大きくなるが、 F_{ym}^* と $F_{y_{rms}}^*$ の場合と比べると D/h による差は若干小さい。また、球体表面の流れの非対称性が最も小さい $D/h = 0.091$ の場合、 C_{L1} は $F_{y_{rms}}^*$ と同様、 d/h の大きい方が、また、 h/gT^2 の小さい方が小さくなる傾向が認められる。これは $F_{y_{rms}}^*$ と同様、流速ベクトルの時間平均値の差の効果による。しかし、流れの非対称性が大きくなる $D/h = 0.036$ と $D/h = 0.014$ の場合、 d/h と h/gT^2 の効果は明瞭ではなくなる。

図-6 は、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する C_{L3} と K.C. 数の関係を示したものである。大胆ではあるが、 C_{L1} と同様、 C_{L3} も K.C. 数のほぼ 1 乗に比例するとみなせよう。 C_{L3} に及ぼす d/h と h/gT^2 の効果は C_{L1} に比べて小さい。しかし、 D/h の効果は C_{L1} に比べて大きく、特に $D/h = 0.091$ に対する値は他の値に比べてかなり小さい。これは、 D/h の小さい方が、球体表面の流れの乱れは小さく、高次の周波数成分の揚力が小さいためである。

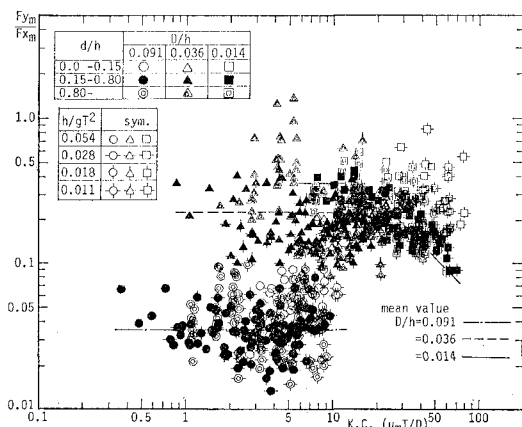
本論では図示しないが、 C_{L2} は C_{L1} と C_{L3} のほぼ中間の値であり、 h/gT^2 、 d/h と D/h が C_{L2} に及ぼす効果も C_{L1} と C_{L3} の場合のほぼ中間であった。

また、自由表面と底面の近傍に設置された球体に対する揚力係数は、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する値に近いが、非常にばらつきは大きい。特に、底面近傍 ($d/h > 0.80$) の揚力係数は、底面の近接効果により生じる流況の非対称性のために、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する値かそれ以上に大きくなることに注意を要する。

(4) 全作用波力に及ぼす揚力の影響

揚力 F_y と波進行方向の波力 F_x 、鉛直方向波力 F_z の関係について検討を加える。

図-7 は F_{ym} と F_x の最小値 F_{xm} の比 F_{ym}/F_{xm} と K.C. 数の関係の例を示したものである。 F_{ym}/F_{xm} は、 F_{ym}^* と同様、K.C. 数、 D/h と d/h によって支配され、 h/gT^2 の効果は小さい。 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する F_{ym}/F_{xm} は、図中の平均曲線に示されるように、K.C. 数が以下の範囲では K.C. 数の変化による変動はあまりないようである。また、K.C. 数が 10~15 以上の範囲では、明瞭ではないものの、K.C. 数のほぼ 1 乗に比例する傾向が認められよう。これは、図-2 に示されたように、最大揚力 F_{ym} は剥離の有無に関係なく全体的に流速のほぼ 1 乗に比例する傾向があるのに対して、 F_{xm} は剥離のない範囲では流速の 1 乗に比例し、剥離のある範囲では流速の 2 乗に比例する (岩田ら, 1989) ためである。また、 F_{ym}/F_{xm} は、 F_{ym}^* と同様、 D/h の小さい方が大きい。 $D/h = 0.091$ に対する値は、2, 3 の値を除いて全てが 0.1 以下であり、 x 方向波力に比べて非常に小さな値である。 $D/h = 0.036$ と $D/h = 0.014$ の場合、 F_{ym}/F_{xm} の値は、ばらつきが大きいものの、大

図-7 F_{ym}/F_{xm} と K.C. 数の関係

半は 0.4 以下の範囲に分布する。

自由表面近傍と底面近傍に球体が設置された場合の F_{ym}/F_{xm} は、境界の影響が小さい場合の値に比べて全体的に大きくなり、場合によっては、 F_{xm} と同程度の大きさにも達することもある。したがって、特に自由表面と底面近傍では揚力は重要な波力成分であることが指摘できる。

図-8 に F_{ym} と F_z の最大値 F_{zm} の比 F_{ym}/F_{zm} と K.C. 数との関係を示す。 F_{ym}/F_{zm} は K.C. 数、 D/h と d/h の他に h/gT^2 によっても支配され、 F_{ym}/F_{xm} に比べて分布の幅が広いのははっきりしないが、 D/h の大きい方が F_{ym}/F_{zm} は小さくなるなど、 F_{ym}/F_{xm} とよく似た傾向が認められる。しかし、 F_{ym}/F_{zm} は、 F_{ym}/F_{xm} と異なり、 d/h の大きい方が、また、 h/gT^2 の小さい方が大きくなる傾向が認められる。 d/h と h/gT^2 は水粒子の楕円軌道と短軸と長軸の比 w_m/u_m を支配する量であり、上述の結果は、 w_m/u_m の小さい方が F_{ym}/F_{zm} は大きくなることを示す。 w_m/u_m が小さくなると F_z が F_x に比べて小さくなる。そのため F_{ym}/F_{zm} が大きくなったと考えられる。この結果より、 F_{ym} は鉛直方向の水粒子の運動よりも水平方向の水粒子の運動により強く支配されていると考えてよい。

球体が底面近傍に設置された場合 ($d/h > 0.80$) の F_{ym} は、境界の影響の小さい範囲 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$) の値よりも大きくなりやすく、K.C. 数が 3 以上になると F_{ym}/F_{zm} は最大で 2 以上にもなる。また、自由表面近傍に設置された場合 ($d/h < 0.15$) の F_{ym}/F_{zm} は、 F_{zm} が $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ の場合に比べて大きくなるため、全体的に小さくなることが予測されるが、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ の値とあまり差がない。これは自由表面の近接効果により揚力の最大値が大きくなったことが一原因として挙げられる。

なお、 F_x , F_z と F_y の合力は、最大で F_x の約 1.7 倍程度、 F_x と F_z の合力の約 1.2 倍程度の大きさになる。

4. 結 言

以上、没水球体に作用する揚力（波峰方向の波力）の特性について論議してきた。揚力は、かなり不規則な作用波力であるが、本研究で以下のことが明らかになった。

(1) 揚力の時間波形は、おもに D/h に支配され、単峰型波形、双峰型波形、三山型波形と不規則波型波形の 4 つに大別される。

(2) 揚力には、入射波の周波数成分とその 2 倍および 3 倍の周波数成分が卓越成分として含まれている。

(3) 無次元最大揚力 $F_{ym}/\rho(u^2 + w^2)_m D^2$ は、 d/h , D/h と K.C. 数に大きく支配され、同一の K.C. 数に対しては、 D/h の大きい方が無次元最大揚力は小さくなる。また、自由表面と底面の近傍では、無次元最大揚力はばらつきが大きくなり、揚力の最大値は、境界の影響のない範囲の値よりも大きくなることもある。S 型波形が最も多い $D/h = 0.091$ の場合、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ の範囲に対する無次元最大揚力は K.C. 数のほぼ -1 乗に比例する。

(4) 揚力の発生機構としては、K.C. 数が小さく剝離のない範囲では、球体表面上の流れが乱れるために生じる y 方向の粘性抵抗力の非対称性による。この乱れは、 D/h の大きい方が小さい。一方、K.C. 数が大きく、剝離のある範囲では、剝離域の乱れ、渦の非対称性が支配機構になる。

(5) 揚力は、特に自由表面と底面近傍で大きくなり、波進行方向と同程度の大きさに、また、鉛直方向波力の 2 倍以上の大きさにもなることがある。このため、没水球体（特に $D/h = 0.036$ と $D/h = 0.014$ の場合）に作用する波力を考える上で無視できない波力成分である。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、小林誠君（現名古屋大学大学院生）には、実験および解析に多大な協力を賜った。ここに記して感謝の意を表します。

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.
- 中村廣昭・池田駿介・高柳 聡 (1982): 正弦振動流中におかれた球に作用する流体力, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 443 ~ 446.
- 中村廣昭・池田駿介・大八木崇 (1983): 正弦振動流中におかれた球に作用する流体力 (続報), 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 381 ~ 384.
- Sarpkaya, T. and M. Isaacson (1981): Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Van Nostrand Reinhold, New York, 651 p., 1981.

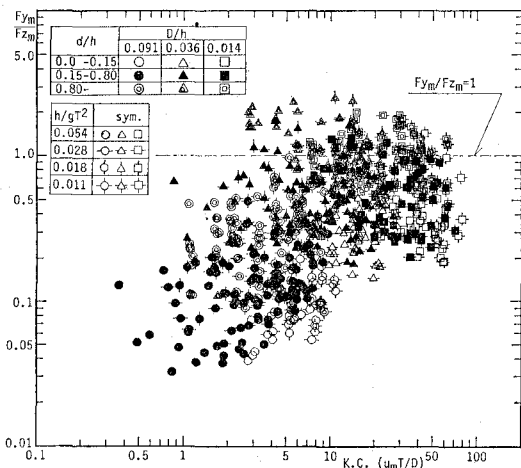


図-8 F_{ym}/F_{zm} と K.C. 数の関係