

図・本館

報告番号	甲第	2250	号
------	----	------	---

没水球体に作用する波力の特性に
関する基礎的研究

名古屋大学図書	
和	1051202

平成元年7月

水谷法美

FUNDAMENTAL STUDY ON CHARACTERISTICS OF WAVE FORCES
ACTING ON A SUBMERGED SPHERE

by

Norimi MIZUTANI

ABSTRACT

Accurate estimation of wave forces acting on coastal and offshore structures is primarily very important for the purpose of the design of the structures. This thesis aims to discuss experimentally and theoretically characteristics of wave forces acting on a sphere which is perfectly submerged below the free surface under the progressive water waves.

The wave force can be classified into the four components such as the diffraction, inertia, drag and lift forces, according to their generation mechanisms. In the case that the sphere diameter is large, compared to the incident wavelength, the diffraction force dominates over the other forces. On the other hand, when the wave diffraction is negligibly small, the inertia, drag and lift forces are important. In this case, the Morison equation composed of the drag and inertia forces linearly added together can be applied to estimate the wave force.

In the case of wave forces on a submerged sphere, however, there has been no elaborate discussion on the conditions for which the diffraction wave theory should be applied or the diffraction wave can be neglected, i.e. the Morison equation can be applied. Moreover, very few researches on characteristics of wave forces, the inertia and drag coefficients of the Morison equation and new wave force formulas taking account of the boundary proximity effects have been conducted. Thus, there are a lot of problems to be investigated and to be solved, from both the coastal engineering and hydraulics viewpoints.

In this thesis, first of all, the wave force due to the regular wave is investigated to clarify the primary properties of the wave force, and next, the wave force due to two-component composite and irregular waves is discussed for application to the design of the structure in random sea wave field.

This thesis consists of the following chapters;

Chapter 1: The aim of this thesis is presented and past researches are summarized.

Chapter 2: The diffraction force is discussed based on the numerical analysis using the Hybrid Method. The diffraction force is revealed to be affected by the relative diameter and submergence of the sphere to the water depth as well as the diffraction parameter. The range in which the diffraction force can be neglected is also presented graphically.

Chapter 3: The flow conditions around the sphere which effect upon the wave force when the wave diffraction is negligibly small are

investigated through the flow visualizing experiments. The flow patterns are classified into the four types such as the rotating and oscillating ones with and without the flow separations. The flow separation is shown to effect heavily on the maximum wave force.

Chapter 4: The force coefficients and applicable range of the Morison equation are discussed experimentally in relation to the flow patterns around the sphere. The Morison equation cannot be applied to evaluate the vertical wave force when the oscillating pattern flow is formed and when the sphere is located near the bottom and free surface boundaries. The flow patterns characterize well the drag and inertia coefficients, and these force coefficients are formulated graphically.

Chapter 5: The proximity effects of the bottom and free surface boundaries on the wave force are described in this chapter. The mechanism of the lift force caused by the proximity effects are discussed and the new equations including the lift force are proposed. These equations are able to evaluate accurately the wave forces under the influence of the boundary proximities.

Chapter 6: The transverse lift force is investigated. The lift force is shown to be generated under the asymmetric flow condition existing even in the unseparated flow patterns. The lift force is significant wave force component when the sphere is located near the boundaries, since its magnitude is almost the same as that of the in-line wave force.

Chapter 7: The wave force due to the two-component composite waves is investigated. Time variations of the wave heights have significant influences on the wave force and inertia coefficients of the successive waves whose heights are increasing are revealed to be larger than those of the successive waves whose heights are decreasing.

Chapter 8: The irregular wave force is discussed in correlation with the wave force due to the regular and two-component composite waves. Time variations of wave periods also effect on the wave force. When the inertia force dominates over the drag force, the one-third largest value of the maximal wave forces can be well predicted using the one-third highest wave and the force coefficients formulated in chapter 4.

Chapter 9: The conclusions obtained in this thesis are summarized.

目 次

第 1 章	序論	1
第 1 節	概説	1
第 2 節	構造物に作用する波力	3
第 3 節	既往の研究	4
第 4 節	本研究の内容と構成	5
第 2 章	没水球体作用する回折波力	11
第 1 節	概説	11
第 2 節	回折波の速度ポテンシャル	12
2. 1	ハイブリッド法	12
2. 2	内部領域の解	15
2. 3	波力, 波高の計算	17
2. 4	要素分割数, 級数項	17
第 3 節	解析方法	18
3. 1	波力係数と次元解析	18
3. 2	計算条件	19
第 4 節	回折波力の特性	20
4. 1	最大波力の特性	20
4. 2	回折波力係数と質量係数	21
(1)	C_{Rx} の特性	21
(2)	C_{Rz} の特性	22
(3)	C_{Ix} の特性	23
(4)	C_{Iz} の特性	24
第 5 節	回折波力の卓越領域	24
5. 1	回折波理論が必要な範囲	24
5. 2	波力係数	28
(1)	慣性力係数の特性	29
(2)	抗力係数の特性	30
(3)	抗力と慣性力の比	31
第 6 節	結言	32
第 3 章	没水球体近傍の流況の特性	35
第 1 節	概説	35
第 2 節	水理実験	36
2. 1	次元解析	36
2. 2	実験条件および実験方法	36
2. 3	解析方法	38
第 3 節	流況のパターン	38

3. 1	球体近傍の流況の特性と時間変化	38
(1)	振動非剥離型	40
(2)	振動剥離型	40
(3)	回転非剥離型	41
(4)	回転剥離型	41
3. 2	流況のパターンの出現特性	41
第4節	流れの剥離と最大波力	43
4. 1	剥離の支配パラメーター	43
4. 2	後流域の特性	44
(1)	振動パターン	44
(2)	回転パターン	44
4. 3	流れの剥離と最大波力	45
第5節	結言	46
第4章	Morison式の適用範囲と波力係数の特性	48
第1節	概説	48
第2節	Morison式	49
第3節	水理実験	50
3. 1	実験条件および実験方法	50
3. 2	解析方法	52
(1)	データの離散化と加速度の計算	52
(2)	波力係数の計算方法	53
第4節	Morison式の適用範囲	54
4. 1	波力の時間波形の特性	54
4. 2	Morison式の適用範囲	56
第5節	波力係数の特性	59
5. 1	慣性力係数の特性	59
(1)	x方向の慣性力係数 C_{Mx}	59
(2)	z方向の慣性力係数 C_{Mz}	60
5. 2	抗力係数の特性	62
(1)	x方向の抗力係数 C_{Dx}	62
(2)	z方向の抗力係数 C_{Dz}	64
第6節	最大波力の特性	66
第7節	結言	68
第5章	球体に作用する波力に及ぼすBoundary Proximityの効果	72
第1節	概説	72
第2節	水理実験	73
2. 1	次元解析	73
2. 2	実験条件および実験方法	74

2. 3	解析方法	74
第3節	底面近傍に設置された球体に作用する波力の特性	75
3. 1	波力の時間波形の特性	75
3. 2	最大波力の特性	78
3. 3	ポテンシャル的な波力の特性	79
(1)	波力算定式	79
(2)	波力係数の特性	80
3. 4	非ポテンシャル的な波力の特性	84
第4節	自由表面近傍に設置された球体に作用する波力の特性	87
4. 1	波力の時間波形の特性	87
4. 2	最大波力の特性	89
4. 3	自由表面の近接効果の支配パラメーター	90
4. 4	波力算定式と波力係数	92
第5節	結言	96
6章	球体に作用する揚力の特性	98
第1節	概説	98
第2節	水理実験	99
2. 1	次元解析	99
2. 2	実験条件および実験方法	99
2. 3	解析方法	100
第3節	揚力の特性	100
3. 1	揚力の時間波形の特性	100
3. 2	揚力の最大値とrms値の特性	102
3. 3	揚力の周波数特性	104
3. 4	全作用波力に及ぼす揚力の影響	107
第4節	結言	109
7章	二成分波による波力の特性	111
第1節	概説	111
第2節	水理実験	112
2. 1	次元解析	112
2. 2	実験条件および実験方法	113
2. 3	解析方法	114
第3節	波力係数の特性	115
3. 1	慣性力係数の特性	115
(1)	x方向の慣性力係数 C_{Mx}	116
(2)	z方向の慣性力係数 C_{Mz}	120
3. 2	抗力係数の特性	121
(1)	x方向の抗力係数 C_{Dx}	121

(2) z方向の抗力係数 C_{Dz}	123
第4節 最大波力の特性	124
4.1 x方向の最大波力	124
4.2 z方向の最大波力	125
第5節 波力の予測	126
5.1 波力の時間変化とrms値	126
5.2 波力係数	127
第6節 結言	128
第8章 不規則波による波力の特性	131
第1節 概説	131
第2節 水理実験	131
2.1 次元解析	131
2.2 実験条件および実験方法	133
2.3 解析方法	134
第3節 波力係数の特性	135
3.1 慣性力係数の特性	135
(1) x方向の慣性力係数 C_{Nx}	136
(2) z方向の慣性力係数 C_{Nz}	139
3.2 抗力係数の特性	140
(1) x方向の抗力係数 C_{Dx}	140
(2) z方向の抗力係数 C_{Dz}	141
第4節 最大波力の特性	142
4.1 x方向の最大波力	142
4.2 z方向の最大波力	144
第5節 波力の予測	145
5.1 波力係数	145
(1) 慣性力係数	145
(2) 抗力係数	146
5.2 波力の時間変化とrms値	147
5.3 極大波力	148
第6節 結言	152
第9章 結論	155
謝辞	158
Appendix (記号一覧表)	159

第1章 序論

第1節 概説

四面を海に囲まれたわが国は、中央部に急峻な山地が走る狭長な島国であり、古来、生活、生産、輸送などの諸活動は沿岸域を中心に発展してきた。沿岸海域は、魚介類などの水産資源の提供、文化と産業の構築や白砂青松の海浜でのレクリエーションの場として人類と密接に係わりあってきた重要な空間である。このような沿岸域には、防災、あるいは侵食傾向にある沿岸域の保全等の目的のため、幾多の海岸構造物が設置されてきた。

近年、ウォーター・フロント開発にみられるように、沿岸域、あるいは膨大な資源とエネルギーが潜在する海洋空間を対象として、海岸・海洋開発計画が数多く提案されている。いずれも付加価値を含めた多目的利用を前提としており、防災・保全・開発面、および生態系も含めた環境面との調和が強調される。これらの計画の中核として機能するのが海岸・海洋構造物であり、その果たす役割は非常に重要である。そして、目的の多様化にとまらぬ、海岸・海洋構造物の多種多様化の進展は必然的であろう。

本研究では、沿岸海域の構造物として没水球状構造物を取りあげ、没水球体に作用する波の力、すなわち波力の特性を考究する。海岸・海洋構造物を設計する際、外力である作用波力の正確な算定が最も重要な基本事項の一つである。構造物に作用する波力は、波動場の加速度に比例する力のみならず、構造物表面に形成される境界層とその剝離、剝離渦の挙動などに影響され、その特性は極めて複雑である。海岸・海洋構造物の構成部材として使用頻度の高い円柱に作用する波力に関する研究はこれまで多くの研究者によって行われ¹⁾、その研究成果も多く蓄積されている²⁾。しかし、三次元物体の代表的形状である球体に作用する波力の特性に関しては、これまでほとんど論議されておらず、未解明な問題が実に数多く残されている。

防波堤、あるいは堤防の構成要素として古くから使用されている捨石の必要安定重量の算定に際しては、Hudson式³⁾をはじめとして幾つかの提案式がある^{4)・5)・6)}。しかし、捨石の移動を作用波力と関係づけて力学的な観点から詳細に議論されていないため、必要重量を過大評価する場合もあるなどの問題点が残されている。これは、捨石のような没水三次元物体に作用する波力の発生機構などの基本的な特性が解明されていないことによるところが大きい。捨石に作用する波力は複雑であるが、

三次元物体として作用する基本的な波力は、球体に作用する波力と共通する部分がある^{7)・8)}。したがって、球体を捨石の理想化した物体として考えることもでき、没水球体に作用する波力の特性を解明することは、捨石に作用する波力の定量的評価に大きく貢献するものと思われる。

ところで、一様斜面上の捨石に作用する波力には4つのタイプがあり、其中最も大きな作用波力は砕波力であるため、工学面から、砕波を含めた波の変形と関連づけて波力の特性を議論する必要があることが指摘されている⁷⁾。しかし、斜面上における砕波限界値については、単一成分の規則波に対しても非常にばらつきが大きいこと、また、不規則波の最も簡単な波である二成分波に対しては、規則波に比べて小さくなることなどが水理実験や数値計算の結果から指摘されている^{9)・10)}ものの、砕波後の波は、非常に乱れており、砕波後の流速場を予測することは現段階ではきわめて困難である。したがって、まず作用波力の実態を明らかにし、波力の発生のメカニズムを解明するため、波動場の内部機構が十分に理解された非砕波の進行波動場に球体を設置して、その没水球体に作用する波力を解明することが基本的に重要である。

近年、景観あるいは海水交換性の面から、海岸・海洋構造物の構造様式の一つである浮体構造物が注目をあつめている。錨と係留索によって係留される浮体構造物の設計に際し、係留索にかかる衝撃張力の緩和が重要な検討課題になっている。この対策の一つに、係留索に鉛直下方の力を加える沈錘をつける方法があるが、浮体の動揺が大きい場合には、沈錘の動揺が、逆に係留索に作用する衝撃張力の増大を助長することもあり、問題点が残されている。これに代わる対策として、係留鎖の中間に浮力により鉛直上方の力を加えるブイをつける工法がある¹¹⁾。係留索にブイをつける方法は、浮体構造物の他に、水産・漁業分野の延縄養殖の係留ロープの場合にも積極的に採用されており¹²⁾、浮体構造物をはじめ、係留式構造物の安全性の向上に極めて有効な手法であるといえる。ブイの形状としては、水圧に最も強度の高い球体形状が適していると考えられ、その動揺特性を明らかにする上で、没水球体に作用する波力の特性を明らかにしておくことは必要不可欠である。

海水の交換性がよく、景観を妨げることのない構造物として、浮体構造物の他にも、没水型構造物を挙げることができる。構造物の設置水深の増大にともない作用静水圧は大きくなるが、没水型構造物は、作用波力の軽減、鏽の進行速度の低減などの面から利点があり、水圧に対して最も有利な形状である球状構造物のメリットは大きい。球体は、容積に対する表面積の割合が小さいため、断熱性能もよく、海中液化ガスタンクなどに適した形状であるといえる。また、最近球体を複合的に組

み合わせた消波構造物も提案されており¹³⁾、没水球体に作用する波力の特性を明らかにすることは、現在問題点とされている課題の解明だけでなく、今後の海岸・海洋空間の利用を進める上で非常に重要であることが指摘できる。

第 2 節 構造物に作用する波力

一般に波力は、その発生機構から、回折波力、慣性力、抗力、揚力に分類される。回折波力は、構造物の代表径が入射波長に比べて大きく、構造物の存在による波の変形が無視できない場合に支配的な波力である。この場合には、水の粘性、剝離渦の影響はほとんどなく、完全流体の非回転運動の仮定のもとで速度ポテンシャルを導入した解析が可能である。回折波の速度ポテンシャルが求まれば、非定常ベルヌーイ式に代入して得られる構造物表面の波動圧を積分することによって理論的に作用波力を求めることができる。

構造物が入射波長に比べて極めて小さく、構造物の存在による波の変形が無視できる場合は、慣性力、抗力、揚力が支配的な波力の成分となる。慣性力は、加速度運動をする流体場が本質的に有する圧力勾配によって作用する力と構造物が存在することにより生じる流体の局所加速度にともなう圧力勾配によって作用する付加質量力から構成される波力成分であり、その大きさは加速度に比例する。慣性力は完全流体の非回転運動の流体場でも存在する力であり、回折波力と同様、ポテンシャル理論に基づく取扱いが可能である。しかし、実際の構造物周りの流れには、構造物表面からの流線の剝離、渦の掃き出し等の影響により、ポテンシャル理論を適用できないため、その特性を実験的に明らかにすることが先決であると考えられる。

抗力は、流体がもつ粘性のために生じる構造物表面での摩擦抵抗力と構造物の背後での流線の剝離、渦の掃き出しによって、構造物の背後に形成される後流域の圧力低下のために作用する波力成分であり、特に流速の 2 乗に比例する後者の抗力が重要な成分である。抗力は完全流体のポテンシャル流では存在しない力であり、実験によりその特性を明らかにすることが現段階では最も有力な手法であるといえる。

揚力は、流れと直角方向に作用する力であり、構造物表面での流線の剝離、非対称剝離渦により流れと直角方向の圧力が非対称になるために作用する力と構造物周りの流速分布が勾配を持つために生じる圧力勾配によって作用する力の 2 つの成分が考えられる。前者の揚力は、抗力と同様、流速の 2 乗に比例するとされており、また後者の機構を持つ揚力も流速の 2 乗に比例し、底面などの Proximity Effect¹⁴⁾ の機構として重要な波力の成分である。前者は、完全流体のポテンシャル流では作

用しない力であり、理論的に扱うことはほとんど不可能に近いと言っても過言ではない。したがって、実験による考究が妥当な方法である。後者は、完全流体のポテンシャル流でも作用する力であるため、構造物周りの流れを記述する速度ポテンシャルを誘導することができれば理論的な扱いも可能である。

回折波力が無視できる場合、構造物に作用する波力を加速度と排除体積の積で表される慣性力と流速の2乗と流れ方向の投影面積の積で表される抗力の線形和で表したのが式(1.1)で表されるMorison式¹⁵⁾であり、工学面で非常に使用頻度の高い経験式である。

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho A_D U |U| + C_M \rho V \dot{U} \quad (1.1)$$

ここに、 F ：作用波力、 ρ ：水の密度、 A_D ：構造物の流れ方向の投影面積、 V ：構造物の体積、 U ：流速であり、 C_D と C_M はそれぞれ抗力係数と慣性力係数である。また、上つきドット（ $\dot{}$ ）は時間に関する微分を示す。Morison式は、簡単な形の式で非常に使いやすい反面、構造物の形状、剝離渦の大きさなど複雑な要因をすべて同式中の波力係数（慣性力係数 C_M と抗力係数 C_D ）に含ませているため、波力係数の水理学的な特性を明らかにしておくことが極めて重要である。

第3節 既往の研究

波動場におかれた没水球体に作用する回折波力を厳密に扱った研究は、これまでなされていない。Havelock¹⁶⁾は、深海中におかれた球体に対する回折波力を自由表面の境界条件を無視した回折波の速度ポテンシャルから計算した。そして、 ka （ k は波数、 a は球体の半径）が1.0よりもかなり小さい範囲では、質量係数は1.5に収束していくことを報告しているが、この手法では、自由表面、底面の効果が考慮されていないため、球体の設置位置が波力に及ぼす影響は明らかではない。また、回折波力の卓越領域についても明らかにされていない。

自由表面、あるいは、底面が波力に及ぼす影響については、底面あるいは自由表面に固定された半球に作用する波力にもとづいてそれぞれ検討が加えられている。Garrison and Rao¹⁷⁾は、底面に設置された半球に作用する波力を理論と実験の両面から検討を加えた。彼らは、グリーン関数を使った回折波の速度ポテンシャルと回折波の速度ポテンシャルの近似解を計算し、回折波力を求めた。そして、 ka が小

さい場合には、両者の一致度および実験値との一致度は良く、また、そのときの付加質量係数は 0.5であることを報告している。Chakrabarti and Naftzger¹⁸⁾ は、同様に、底面におかれた半球による自由表面の境界条件を無視した回折波の速度ポテンシャルの5次のオーダーの解を導き、回折波力を計算した。そして、Garrison and Raoの実験値と比較し、半球の半径が水深の1/2以上になると自由表面の影響が無視できなくなることを指摘した。自由表面上に固定された半球に作用する波力は、Black¹⁹⁾により、軸対称グリーン関数を使って求めた回折波の速度ポテンシャルから計算されている。Blackは、水深が半球の半径の2倍以上になると底面の影響は無視できることを指摘した。

一方、球径が入射波長に比して小さく、球体の存在による波の変形が無視できる場合の波力の特性については、おもに、Morison式中の波力係数の水理学的特性を明らかにすることを中心に検討がなされてきた。河野²⁰⁾ は、没水球体に作用する進行波による水平方向の波力に対して検討を加え、抗力係数は、Reynolds数の減少にともない増大すること、また、慣性力係数は、ほぼ 1.5に近いことを報告した。Jenkins and Inman²¹⁾ も同様に、進行波中に設置された没水球体に作用する水平方向の波力に対する研究を行い、抗力係数は Keulegan-Carpenter数²²⁾ が減少するにしたがい増加すること、また、慣性力係数は 1.5よりも小さくなることを報告している。しかし、従来の研究では、鉛直方向の波力が論議されておらず、その特性は解明されていない。また、水平波力に及ぼす球体の設置水深の影響など、他の支配物理量の影響についてもほとんど明らかにされておらず、解明すべき多くの問題点が残されている。

第 4 節 本研究の内容と構成

波力の発生機構と波力の基本的な特性を海岸水理学の観点より解明するためには、理想的な波である規則波を作用波として取り扱って波力を考究することが重要である。図-1.1に本研究のフローチャートを示す。本論文では、図-1.1に示すように、第2章から第6章にかけて規則波による波力の基本的な特性を波力の成分に分けて論議する。ついで、第7章と第8章では現地波浪の不規則性を考慮して不規則波による波力の特性を論議する。

既述してきたように、入射波長に対する球径の大きさにより卓越する波力の成分が異なるため、波力の特性を入射波長と球体の相対的な大きさによって分けて考える必要がある。すなわち、波の変形が大きくなり、回折波力が支配的となる領域、

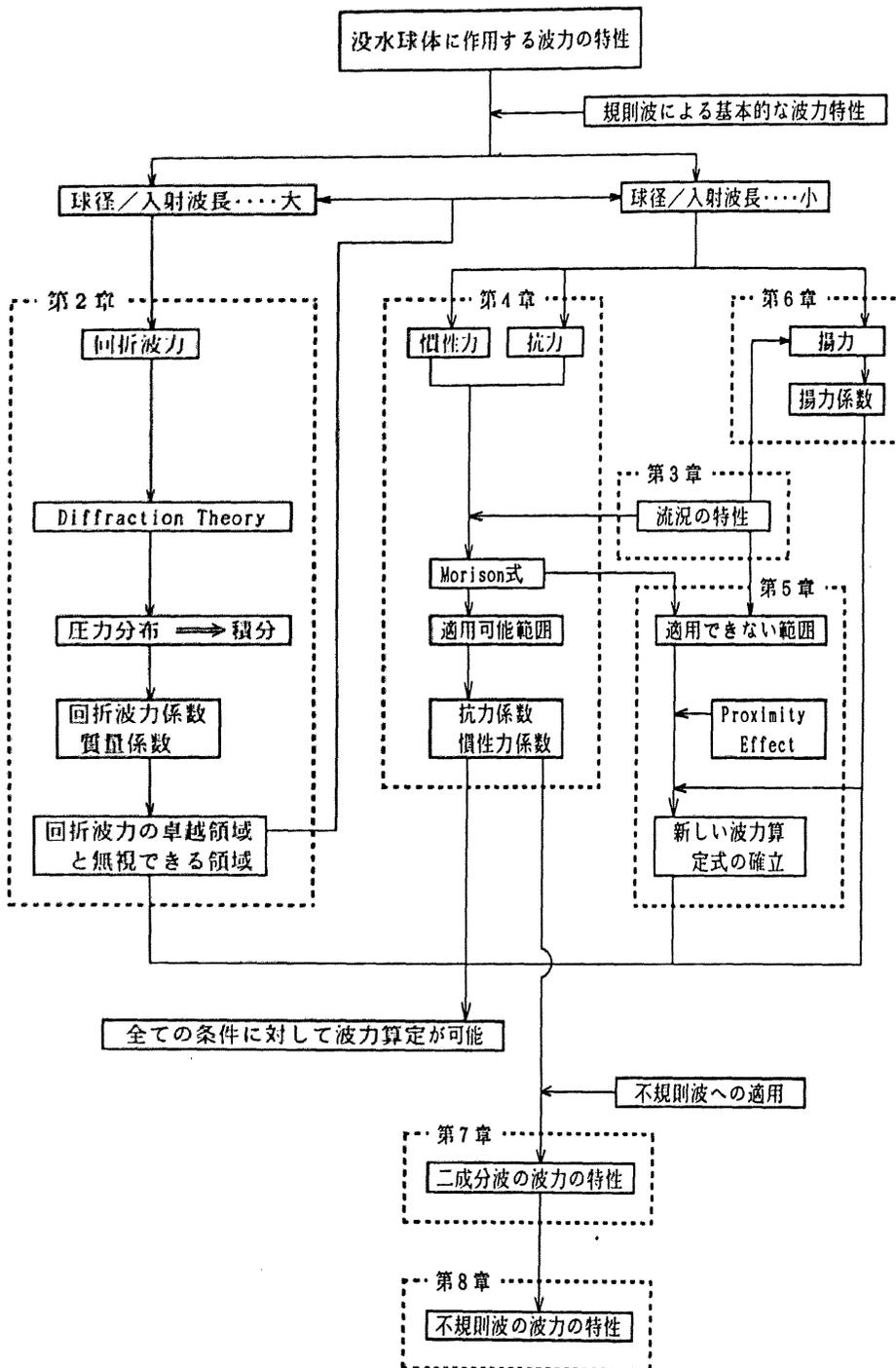


図 - 1.1 本研究のフローチャート

および波の変形が小さく、回折波力を無視できる領域を明確にすることが最初に必要である。そして、回折波力が卓越する範囲においては、回折波力の特性を明らかにするために、第2章で、まず球体に作用する回折波力について議論する。

第2章では、ハイブリッド法を採用して全ての境界条件を満足する速度ポテンシャルを求め、その速度ポテンシャルを使って作用波力を計算し、回折波力の特性を議論する。そして、回折波力の卓越領域と回折波力を無視してよい領域を球体による波の変形と関連づけて明らかにする。

球体の大きさが作用波の波長に比して小さく、波が変形しない場合に支配的な慣性力、抗力と揚力は、いずれも球体近傍の流れの特性に支配されるため、その発生機構および波力の大きさを議論するためには、球体近傍の流況の特性を明らかにすることが重要である。

第3章では、波動場に設置された没水球体近傍の流況の可視化実験を行い、球体近傍の流況のパターンを分類し、その支配パラメータを明らかにするとともに、波力の最大値に特に重要な影響を与える流れの剝離の支配パラメータと剝離の発生限界を明らかにする。

ところで、球体に作用する水平方向波力には鉛直方向の水粒子の運動による揚力が、また、鉛直方向波力には、水平方向の水粒子の運動による揚力が作用することになる。揚力が、慣性力、抗力に比べて非常に小さければ、球体に作用する波力をMorison式で表現することは可能である。しかし、水平方向の水粒子の運動が鉛直方向の運動に比べて非常に大きくなると、鉛直方向の抗力、慣性力に比べて水平方向の水粒子の運動による揚力が卓越するようになる。また、自由表面、底面に球体が設置された場合には、境界のProximity Effectにより抗力、慣性力とは発生機構の異なる力も作用するため、作用波力をMorison式で評価できない^{8)・23)}。したがって、Morison式が適用可能な範囲を明らかにし、Morison式が適用できない範囲の波力に対しては、Morison式に代わる新しい波力算定式を確立しなければならない。

第4章では、球体に作用する波力の最大値、時間波形、および周波数特性などの特性を流況の特性と関連づけて明らかにするとともに、Morison式の適用限界を提示する。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（慣性力係数と抗力係数）の特性を球体近傍の流れの特性と関連づけて検討し、波力係数の定式化を行う。

第5章では、Morison式が適用できない範囲の波力を取りあげ、球体周りの流況の特性と関連づけながら、波力の最大値、時間波形、振幅スペクトルなどの特性を議論する。特に、自由表面と底面の近接効果が波力に及ぼす影響とその機構を議論

し、Morison式に代わる新しい波力算定式を提案する。

第6章では、波峰方向に作用する揚力の発生機構と揚力の時間波形、最大値、周波数特性などを球体周りの流況、波進行方向と鉛直方向に作用する波力と関連づけながら検討を加える。

以上は、規則波に対する波力の特性を論議したものであるが、実際の波浪は不規則であるため、不規則波に対する検討が必要不可欠である。不規則波は、自由波が二つ以上の波として定義できるので、二つの自由波からなる二成分波は不規則波の最も簡単な形のものであると考えられる。したがって、規則波の波力と不規則波の波力の差を考える上で、自由波が一つの規則波と二つの二成分波による波力の差を明らかにしておくことは、基本的に重要である。そして、さらに多数の自由波の合成と見なされる不規則波の波力との差を明らかにすることが、波力に及ぼす波の不規則性の影響とその機構を明らかにする最適な手法の一つであると考えられる。

第7章では、二成分波による波力の特性について検討を加える。まず、二成分波の波別解析波の波力を同一の波高と周期を持つ規則波の波力の特性と比較しながら、波力の発生機構と波力に及ぼす波の時系列特性の影響を論議する。ついで、二成分波の波力の予測手法についても議論する。

第8章では、不規則波による波力の特性を議論する。まず、波別解析波の波力の特性を規則波と二成分波の波力と関連づけて論議し、波高と周期が同時に変化する場合の波の不規則性が波力に及ぼす影響を解明する。ついで、不規則波の波力の予測手法を論議する。

第9章では、本研究で得られた成果をまとめて、本論文の結びとする。

参考文献

- 1) 例えば, Chakrabarti, S. K. : In-line forces on fixed vertical cylinder in waves, Proc. ASCE, Vol.106, No.WW2, pp.140-155, 1980.
- 2) Sarpkaya, T. and M. Isaacson : Mechanism of Wave Forces on Offshore Structures, Van Nostrand Reinhold, New York, 651p. 1981.
- 3) Hudson, R. Y. : Laboratory investigation of rubble-mound breakwater, Proc. ASCE, Vol.85, No.WW3, pp.93-121, 1959.
- 4) 稲垣紘史・片山猛雄 : 被災例による混成堤マウンド被覆石の安定限界の検討, 港湾技術研究資料, No.127, pp.1-22, 1971.
- 5) 谷本勝利・柳生忠彦・村永努・柴田綱三・合田良実 : 不規則波実験による混成

- 堤マウンド被覆材の安定性に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第3号, pp.1-42, 1982.
- 6) 柳青魯: 捨石防波堤の水理学的最適設計に関する基礎的研究, 大阪大学学位論文, 165p. 1984.
- 7) Iwata, K., Y. Miyazaki and N. Mizutani : Experimental study of a wave force acting on armour rubble of a rubble-mound slope, *Natural Disaster Science*, Vol. 7, No. 2, pp. 29-41, 1985.
- 8) 岩田好一朗・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.
- 9) 岩田好一朗・片岡純久・水谷法美: 二成分波の砕波限界に関する一考察, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 46-49, 1985.
- 10) Iwata, K., S. Kataoka and N. Mizutani : One consideration on breaking limit of two-component composite waves, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 29, pp. 41-49, 1986.
- 11) 中村充・上北征男: 係留浮力の衝撃緩和に関する研究(1) —— 衝撃力吸収機構の理論的考察 ——, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 70-73, 1976.
- 12) 松原雄平: 波浪による海中係留構造物の動揺特性に関する研究, 大阪大学学位論文, 154p. 1987.
- 13) 河野二夫・林田広徳・高野重利: 波の中の球体群の遮へい効果について, 昭和63年度西部支部研究発表会講演概要集, 1989.
- 14) 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.
- 15) Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf : The wave force exerted by surface wave on piles, *Petroleum Trans. AIME*, Vol. 189, pp. 149-157, 1950.
- 16) Havelock, T. H. : The wave forces on a submerged body moving under waves, *Quart. Trans. of Inst. of Naval Arch.*, January, and in *The Collected Papers of Sir Thomas Havelock on Hydrodynamics*, ONR/ACR-103, pp. 590-596, 1954.
- 17) Garrison, C. J. and V. S. Rao : Interaction of waves with submerged objects, *Proc. ASCE*, Vol. 97, No. WW2, pp. 259-277, 1971.
- 18) Chakrabarti, S. K. and R. A. Naftzger : Nonlinear wave forces on half-cylinder and hemisphere, *Proc. ASCE*, Vol. 100, No. WW3, pp. 189-204, 1974.

- 19) Black, J.L. : Wave forces on vertical axisymmetric bodies, J. Fluid Mech., Vol.67, part2, pp.369-376, 1975.
- 20) 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, 琉球大学工学部紀要 (工学編), 第5号, pp.129-212, 1972.
- 21) Jenkins, S.A. and D.L. Inman : Forces on a sphere under linear progressive waves, Proc. 15th Int. Conf. on Coastal Eng., pp.2413-2428, 1976.
- 22) Keulegan, G.M. and L.H. Carpenter : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol.60, No.5, pp.423-440, 1958.
- 23) Iwata, K and N. Mizutani : Experimental study on wave force acting on a submerged sphere, Proc. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Eng., Vol.2, pp.145-152, 1989.

第 2 章 没水球体に作用する回折波力

第 1 節 概説

波動場に球体が置かれると、波は球体の存在によって変形する。しかし、球径が波長に比して極めて小さい場合は、球体の存在による波の変形が無視できるため、作用波力の算定式としては、Morison式¹⁾が工学的に有用である。しかし、波の変形に及ぼす球径の大きさや球体の設置位置の効果、回折波力の卓越範囲と回折波力無視できる範囲などについては明らかにされていない。

一般に、回折波力は、回折波の速度ポテンシャルが既知であれば、非定常ベルヌーイ式から求められる構造物表面の圧力を積分することにより理論的に計算することができる。したがって、回折波力を知るためには回折波の速度ポテンシャルを求めればよいことに帰着する。

円柱構造物^{2)・3)}、軸対称構造物でも着底式構造物、あるいは、静水面上に天端を持つ構造物^{4)・5)・6)・7)}については、解析解や数値解析により回折波の速度ポテンシャルを計算することが可能である。没水球体に作用する波力は Chakrabarti⁸⁾によって計算されているが、これは、回折波の速度ポテンシャルを計算せずに、入射波による圧力から波力を求め、この値を単に 1.5倍しただけであり、理論的な計算ではない。また、Havelock⁹⁾は、深海中に設置された球体に対する速度ポテンシャルの計算を行っているが、自由表面の境界条件を無視しているため、球体の設置位置の効果は議論できない。

このように、底面、あるいは静水面と共有点を持つ三次元物体による回折波の問題は研究されてきてはいるものの、本研究で対象とする没水球体のように、底面と自由表面の両境界から離れた状態で水中に固定された物体による回折波のポテンシャルを厳密に扱った研究はない。

球径が入射波長に比して小さい場合でも、球体の存在により波動場は若干変化するため、回折波の影響は必ず存在する。このため、球体に作用する波力を Morison 式を使って抗力と慣性力に分離する場合、抗力に回折波力が含まれている可能性もある。したがって、工学的観点より、波力の計算に回折波理論が必要となる範囲を明らかにすると同時に、回折波理論を必要としない範囲での回折効果による見かけ上の抗力、慣性力の大きさを定量的に評価しておくことも波力係数の特性を明らかにする上で重要であると考えられる。

本章では、上述の背景に基づいて、没水球体による回折波の速度ポテンシャルを

数値解析により求め、球体に作用する回折波力の特性とその支配パラメータ、波力の計算に回折波理論の適用が必要な範囲と回折波理論を必要としない範囲等について議論する。

第 2 節 回折波の速度ポテンシャル

2. 1 ハイブリッド法

流体は非粘性、非圧縮性、波動運動は非回転とし、没水球体による回折波の速度ポテンシャルをハイブリッド法⁷⁾を採用して計算する。本研究では回折波力を計測する水理実験は行わないが、ハイブリッド法は任意形状の三次元物体による回折波の速度ポテンシャルの高精度の解を与える手法であることが既に認められており⁷⁾、本計算結果は十分信頼できるものである。

図-2.1に示されるように、一定水深 h の水域に、半径 a の球体が固定されているとする。球体の中心の位置は $(x, y, z) = (0, 0, -d)$ である。ここに、 x, y, z は直

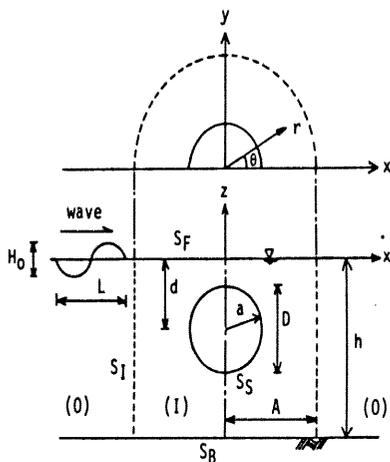


図-2.1 定義図

角座標系であり、 x は波進行方向に平行な水平軸、 y は波進行方向と直交する水平軸、 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 (図-2.1 参照)。この水域に、波高 H_0 、角周波数 $\sigma (=2\pi/T, T$; 波の周期) の微小振幅波が、 x の負の方向から入射してくる場合を取り扱う。ハイブリッド法では、球体の中心を通る鉛直軸を中心とする半径 A の円筒状の仮想境界面を設けて、この水域を仮想境界面の外部と内部に二分する。そして、外部領域 (0) での速度ポテンシャルに対しては、無限遠方での放射条件をも満足する解析解を求め、内部領域 (1) における速度ポテンシャルに対しては、球体表面上での不透過条件を満足する数値解析解を求め、両者を仮想境界面上で接続させて全領域の速度ポテンシャルを求める。

領域全体の速度ポテンシャル Φ は、入射波の速度ポテンシャル ϕ_1 と回折波の速度ポテンシャル ϕ_0 の和として次式で与えられる。

$$\Phi = (\phi_I + \phi_D) e^{-i\sigma t} \quad (2.1)$$

ここに、 i は虚数単位、 t は時間である。

式(2.1)中の ϕ_I は、微小振幅波理論により次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_I &= -i \frac{gH_0}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{ikx} \\ &= -i \frac{gH_0}{2\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \left\{ J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(kr) \cos n\theta \right\} \end{aligned} \quad (2.2)$$

式(2.2)中の $k (= 2\pi/L, L$; 波長)は波数、 J_m は m 次のベッセル関数、 g は重力加速度、 $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ 、 $\theta = \tan^{-1}(y/x)$ である。

回折波の速度ポテンシャルを、外部領域の速度ポテンシャル ϕ_{D0} と内部領域の速度ポテンシャル ϕ_{D1} の二つに分けて考える。

これらの二つの速度ポテンシャル ϕ_D と ϕ_I が満たすべき基礎方程式および境界条件は式(2.3)から式(2.8)で与えられる。なお、自由表面を S_F 、底面を S_B 、仮想境界面を S_1 、球体表面を S_S で示す。

$$\nabla^2 \phi_{D0} = 0, \quad \nabla^2 \phi_{D1} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \phi_{D0}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_{D0}, \quad \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_{D1} \quad (\text{on } S_F) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \phi_{D0}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad (2.5)$$

$$\phi_{D0} = \phi_{D1} \quad (\text{on } S_1) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \phi_{D1}}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad (\text{on } S_S) \quad (2.7)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{1/2} \left(\frac{\partial \phi_{D0}}{\partial r} - ik \phi_{D0} \right) = 0 \quad (2.8)$$

ここに、 n による微分は、物体表面での法線方向微分を表す。式(2.3)は、流体の連続条件、式(2.4)は自由表面での運動学・力学的条件、式(2.5)は底面での不透過条件、式(2.6)は仮想境界面上での速度ポテンシャルの連続条件、式(2.7)は球体表面での不透過条件、式(2.8)は無遠方での放射条件である。

式(2.3), (2.4), (2.5)と(2.8)を満足する ϕ_{D0} の一般解は、円筒座標系を使って、次式で与えられる⁷⁾。

$$\phi_{D0} = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{D0}^{(n)}(r, z) \cos m\theta \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \phi_{D0}^{(n)}(r, z) = & -iA_0^{(n)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} H_m^{(1)}(kr) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(n)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} K_m(k_n r) \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここに、 $k_n (n=1, 2, \dots)$ は減衰定常波の波数で、 k と k_n は、 $\sigma^2/g = k \tanh kh = -k_n \tan k_n h$ を満たす。また、 $H_m^{(1)}$ と K_m は、それぞれ m 次の第1種ハンケル関数と第2種変形ベッセル関数、 $A_n^{(n)}$ は、未定複素定数で、後述の ϕ_{D1} を使って表される。

内部領域の解も、円筒座標系で表示する。そして、式(2.2), 式(2.9)のように、軸対称性を考慮して、フーリエ級数に展開し、次式で与える。

$$\phi_{D1} = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{D1}^{(n)}(r, z) \cos m\theta \quad (2.11)$$

式(2.6)に式(2.11)のポテンシャル係数を代入し、 $\cosh k(h+z)$, $\cos k_n(h+z)$ の直交性を利用すると式(2.10)の未定複素係数 $A_n^{(n)}$ ($n=0, 1, 2, \dots$, $m=0, 1, 2, \dots$)は、次式のように決定できる⁷⁾。

$$A_0^{(n)} = i \frac{2k^2 \int_{-h}^0 \phi_{D1}^{(n)}(A, \xi) \frac{\cosh k(h+\xi)}{\cosh kh} d\xi}{\{h(k^2 - \sigma^2/g) + \sigma^2/g\} H_m^{(1)}(kA)} \quad (n=0, m=0, 1, 2, \dots) \quad (2.12)$$

$$A_n^{(m)} = \frac{2k_n^2 \int_{-h}^0 \phi_{D1}^{(m)}(A, \xi) \frac{\cos k_n(h+\xi)}{\cos k_n h} d\xi}{\{ h(k_n^2 + \sigma^2/g) - \sigma^2/g \} K_m(k_n A)} \quad (n \neq 0, \quad m=0, 1, 2, \dots) \quad (2.13)$$

したがって、内部領域のポテンシャル係数 $\phi_{D1}^{(m)}(r, z)$ が求まれば、外部領域の解も求められることになる。

2. 2 内部領域の解

内部領域の解は、グリーンの公式を適用して計算する。本研究で対象とするような、水中に固定された球体の表面は、自由表面、底面のいずれの境界からも離れており、他の境界面と閉曲面を形成しないが、内部領域は、単連結の場であるため、グリーンの公式が適用可能である¹⁰⁾。

最終的に求めたいものは、球体に作用する波力と波高分布であるため、自由表面と球体表面、および仮想境界面上での速度ポテンシャルのみが求まればよい。境界面上での点 (r, z, θ) の速度ポテンシャルは、グリーンの公式を適用すると式(2.14)で計算できる。

$$\phi_{D1} = \frac{1}{2\pi} \int_S \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial n} - \phi_{D1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \right\} dS \quad (2.14)$$

ここに、 R は、点 (r, z, θ) と境界面上の点との距離である。式(2.14)の積分を、各境界面での積分に分離し、式(2.4)、(2.5)、(2.6)と(2.7)の境界条件を式(2.14)に代入すると式(2.15)が得られる⁷⁾。

$$\begin{aligned} & 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{D1}^{(n)}(r, z) \cos m\theta \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[- \int_{S_S} \frac{1}{R} \frac{\partial \phi_{D1}^{(n)}(r, z)}{\partial n} \cos m\theta dS \right. \\ & \quad \left. - \int_{S_S} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(n)}(r, z) \cos m\theta dS \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \int_{S_F} \frac{1}{R} \frac{\sigma^2}{g} \phi_{D1}^{(n)}(r, 0) \cos m \theta \, dS \\
& \quad - \int_{S_F} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(n)}(r, 0) \cos m \theta \, dS \\
& + \int_{S_B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(n)}(r, -h) \cos m \theta \, dS \\
& + \int_{S_I} \frac{1}{R} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} (c_n^{(n)} q_n Z_n(z) \int_{-h}^{\theta} \phi_{D1}^{(n)}(r, \xi) Z_n(\xi) \, d\xi \right\} \cos m \theta \, dS \\
& \quad - \int_{S_I} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R} \right) \phi_{D1}^{(n)}(A, z) \cos m \theta \, dS \quad (2.15)
\end{aligned}$$

ここに,

$$\begin{aligned}
c_0^{(n)} &= k \frac{Hm^{(1)'}(kA)}{Hm^{(1)}(kA)}, & c_n^{(n)} &= k_n \frac{Km'(k_n A)}{Km(k_n A)} \\
Z_0(z) &= \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}, & Z_n(z) &= \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (2.16) \\
q_0 &= \frac{2k^2}{h(k^2 - \sigma^2/g) + \sigma^2/g}, & q_n &= \frac{2k_n^2}{h(k_n^2 + \sigma^2/g) - \sigma^2/g}
\end{aligned}$$

であり、ダッシュ(′)は、 r に関する微分を示す。

$\phi_{D1}^{(n)}(r, z)$, また、式(2.15)に含まれている $\phi_{I1}^{(n)}(r, z)$ は θ によらない関数であるから、各境界面を x - y 平面に平行な細いリング状に分割すれば、各リング上で $\phi_{D1}^{(n)}(r, z)$ と $\phi_{I1}^{(n)}(r, z)$ は一定値として近似できる。そして、リングによる離散化を行うことにより式(2.15)の離散化方程式を得ることができる。なお、実際の計算の際に生じる特異点の処理については、清川・大山と同じ手法によって対処した⁷⁾。

2. 3 波力、波高分布の計算

本研究では、球体に作用する波力を、入射波の成分、回折波の成分および両者の和の3種類計算した。それぞれの成分を、 F_I 、 F_D 、 F_T で表わし、作用方向を添字 x 、 z で表すと、

$$\begin{aligned}
 F_{Ix} &= \operatorname{Re}(i\rho\sigma \int_{S_S} \phi_I n_x dS \cdot e^{-i\sigma t}) \\
 F_{Iz} &= \operatorname{Re}(i\rho\sigma \int_{S_S} \phi_I n_z dS \cdot e^{-i\sigma t}) \\
 F_{Dx} &= \operatorname{Re}(i\rho\sigma \int_{S_S} \phi_D n_x dS \cdot e^{-i\sigma t}) \\
 F_{Dz} &= \operatorname{Re}(i\rho\sigma \int_{S_S} \phi_D n_z dS \cdot e^{-i\sigma t}) \\
 F_{Tx} &= F_{Ix} + F_{Dx}, \quad F_{Tz} = F_{Iz} + F_{Dz}
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

で計算できる。なお、 n_x 、 n_z はそれぞれ x 、 z 方向の方向余弦である。

また、波高分布は、次式で計算される。

$$\begin{aligned}
 H(r, \theta) &= \left| \frac{2i\sigma}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \{ \phi_I^{(n)}(r, 0) + \phi_{D1}^{(n)}(r, 0) \} \cos m\theta \right| \quad (r \leq A) \\
 &= \left| \frac{2i\sigma}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \{ \phi_I^{(n)}(r, 0) + \phi_{D0}^{(n)}(r, 0) \} \cos m\theta \right| \quad (r > A)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

2. 4 要素分割数、級数項

計算を行う際、境界面の要素分割数、仮想境界面の位置、フーリエ級数の項数、減衰定常波の項数をどれ位まで採用するかが問題となる。本研究では、球径 D と波長の比 D/L が2.4程度までの範囲の計算を行うこと、さらに、従来より論議されている着底式没水構造物、あるいは半没水構造物の場合と異なり、 $r < a$ の範囲では同一の r に対し、4つのリング化された境界面が存在することになるため、従来の検討例^{7)・11)}を参考にすると同時に、詳細な予備計算を行って解の収束性を検討し、下記のように決定した。フーリエ級数の項数は、波力の計算においては、 $m=0, 1$ の場

合のみ計算を行えばよい。しかし、球体表面の圧力分布、波高分布の計算ではさらに高次項も必要となる。本研究では、波高分布の面からも検討を加え、 m は10項まで採用して計算することにした。また、減衰定常波の項数を10項として計算を行った。仮想境界の半径 A は、 D/L が1.5以下の条件では、 $A=a+0.5L$ 、 D/L がそれ以上の場合は、 $A=a+1.5L$ とした。境界面の分割幅については、自由表面と底面の分割幅を D/L が1.5を越えるときに $L/30$ 程度に、 D/L が1.5以下の場合は $L/20$ 程度とした。この $L/20$ の値は、従来の計算例とほぼ等しい^{7)・11)}。また、仮想境界面の分割幅を $h/20$ 、球体表面の分割幅を $\pi a/20$ とした。

第3節 解析方法

3.1 波力係数と次元解析

回折波力の特性を定量的に評価するため、回折波力係数 C_R 、質量係数 C_I を次のように定義する¹²⁾。なお、添字 x 、 z はそれぞれ x 方向、 z 方向の量を、添字 m は最大値を示す。

$$\begin{aligned} C_{Rx} &= \frac{F_{Dxm}}{\rho \pi D^3 \dot{u}_m / 6} , & C_{Rz} &= \frac{F_{Dzm}}{\rho \pi D^3 \dot{w}_m / 6} \\ C_{Ix} &= \frac{F_{Txm}}{\rho \pi D^3 \dot{u}_m / 6} , & C_{Iz} &= \frac{F_{Tzm}}{\rho \pi D^3 \dot{w}_m / 6} \end{aligned} \quad (2.19)$$

ここに、 ρ は水の密度、 \dot{u} 、 \dot{w} はそれぞれ球体がない場合の球体の中心に相当する位置での x 、 z 方向の加速度である。なお、 C_R は、付加質量係数に相当する係数で、回折波力のみによる波力を使って定義される係数であるため、回折波力係数と称することにする。一般に、付加質量係数は、入射波長に比べて構造物が大きい場合と小さい場合で定義が若干異なるが、本研究では球径波長比に関係なく統一して式(2.19)で定義した。球径が小さく波の変形が小さい場合には回折波力係数は付加質量係数と一致する。また、 C_I は有効慣性力係数とも呼ばれる¹³⁾。

波の変形が無視できる範囲の作用波力は、Morison式によって算定されることが多い。しかし、実際には、球体が小さくても波の変形は存在するため、回折波力の成分が、抗力にも含まれている可能性がある。この見かけの抗力を定量的に評価するために、本研究では、 x 方向、 z 方向の作用波力の時間波形に式(2.20)と式(2.21)に示されるMorison式を適用し、同式中の波力係数を最小自乗法を使って計算した。

最小自乗法の計算には、波力、流速、加速度の時間波形を、一周期を20分割して得られる値を使用した。なお、Morison式と最小自乗法の詳細については、第4章で詳述する。

$$F_{Tx} = \frac{1}{8} C_{Dx} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mx} \rho \pi D^3 \dot{u} \quad (2.20)$$

$$F_{Tz} = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} \quad (2.21)$$

ここに、 C_{Dx} 、 C_{Dz} は抗力係数、 C_{Mx} 、 C_{Mz} は慣性力係数であり、 u 、 w はそれぞれ球体がない場合の球体の中心に相当する位置の x 、 z 方向の流速である。

これらの係数は、以下に示す7つの物理量によって支配されると考えられる¹²⁾。

$$[D, T, h, d, H_0, \rho, g] \quad (2.22)$$

式(2.22)よりつぎの4つの量を卓越無次元量として抽出することができる¹²⁾。

$$[ka, D/h, d/h, H_0/h] \quad (2.23)$$

式(2.23)の第一項は、波数 k と球体の半径 a の積で定義される回折パラメーターで球径波長比(D/gT^2)に相当する項、第二項は球径水深比、第三項は相対設置水深、第四項は波高水深比である。

3. 2 計算条件

次元解析の結果に基づいて、 D/h を $0.071 < D/h < 0.714$ の間で7種類、 ka を $0.1 < ka < 10.0$ の範囲で24種類変化させて計算を行った。球体の設置可能な範囲は、上限が球体が静水面上に出ない範囲、下限が球体が底面につかない範囲となるが、実際の計算では、波の谷でも球体が水面上に出ないように、 D/h に応じて d/h を $0.214 < d/h < 0.964$ の間で2～8種類変化させた。線形理論に基づくため、 H_0/h は後述するMorison式中の抗力係数以外には影響を及ぼさないため、 H_0/h は0.014で一定とした。計算種目は全部で535ケースとなった。ただし、球体の頂部が静水面から $L/2$ より深い位置に設置された場合は、球体近傍の水粒子の運動はほとんどなく、作用流

体力は静水圧が支配的であるため、解析は、球体の頂部が $L/2$ より浅い位置に設置された場合を対象とした。

第 4 節 回折波力の特性

4. 1 最大波力の特性

まず、最大波力の特性を明らかにする。無次元最大波力は、 ka 、 D/h と d/h に支配される。 $d/h=0.500$ の場合の x 方向の波力の無次元最大波力 $F_{Txm}/\rho gD^2H_0$ と ka の関係を D/h をパラメータとして図-2.2に示す。同一の d/h に対しては、無次元最大波力は ka の増加とともに増大し、極大値を取った後、 ka の増加とともに減少する。同じ ka に対する $F_{Txm}/\rho gD^2H_0$ は、 D/h の大きい方が大きくなる。これは、ポテンシャル理論による作用波力は、直径の3乗と質量係数の積に比例するが、波力は、直径の2乗と波高の積で無次元化されているためである。

$d/h=0.500$ に対する z 方向の無次元最大波力 $F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ と ka の関係を図-2.3に示す。 $F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ が極大値をとるときの ka の値よりも小さい ka の範囲では、 $F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ は x 方向の無次元最大波力よりも小さくなる。これは水深波長比が小さくなると、 z 方向の水粒子の運動が x 方向の水粒子の運動に比べて小さくなるためである。また、同じ ka の値に対して、 D/h の大きい方がより水深波長比が小さくなるため、 $F_{Txm}/\rho gD^2H_0$ と異なり、 D/h が大きいても $F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ が小さくなる範囲がある。

$F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ が極大になる ka よりも大きい範囲では、水粒子の運動軌跡は円に近づくので、 x 方向と z 方向の無次元最大波力の大きさの差は小さくなるが、 ka の増加とともに回折波力の大きさに変化が生じるため、必ずしも x 方向と z 方向の無次元最大

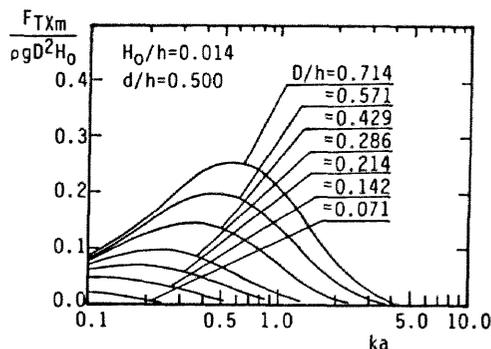


図-2.2 $F_{Txm}/\rho gD^2H_0$ と ka の関係

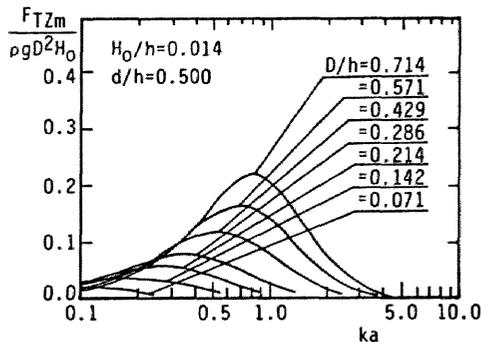


図-2.3 $F_{Tzm}/\rho gD^2H_0$ と ka の関係

波力は等しくはならない。後述するように、波力に及ぼす回折波の影響はx方向よりもz方向の方が大きいので、z方向の無次元最大波力がx方向の無次元最大波力よりも大きくなる範囲が存在する。この傾向は、 d/h が小さいほど顕著である。

4. 2 回折波力係数と質量係数

回折波力の特性をより定量的に論議するため、回折波力係数、質量係数の特性を、回折波力、全作用波力と入射波の波力の位相差とともに以下に論議する。

(1) C_{AX} の特性

図-2.4は、 $d/h=0.500$ の場合の C_{AX} と ka の関係を、 D/h をパラメータとして示したものであり、回折波の波力 F_{DX} と入射波の波力 F_{IX} の位相差 α_{AX} と ka の関係も同時に示してある。 C_{AX} は、 D/h が 0.286 より小さい場合には、 ka の変化によらず C_{AX} はほぼ一定値をとり、その値は 0.5 に非常に近く、回折波による波力 F_{DX} と入射波による波力 F_{IX} の位相差もほとんどない ($\alpha_{AX}=0$)。しかし、 D/h が 0.286 より大きい場合は、 ka が 0.3 程度以上になると、 C_{AX} は ka の増加とともに変化し、 D/h が 0.714 の場合、 ka が 0.5~0.8 付近で極大になった後 ka の増加とともに減少する。そして α_{AX} も ka によって変化する。 C_{AX} と α_{AX} が ka によって変化するのには、 ka が大きくなる（球径波長比が大きくなる）と球体の存在による波の変形の影響が大きくなり、球体表面の圧力分布が、球体がない場合と比べて変化するためである。 D/h が 0.714 の場合は、図-2.4 から認められるように、 C_{AX} は極小値をとった後、 ka の増加とともに再び増大する。図-2.3 に示されるように、この範囲の波力は ka の増加とともに小さい小さくなるが、 ka が大きくなると波長が短くなり、水粒子の運動は静水面近傍でのみ有意な大きさとなる。このため、式(2.19)の分母の加速度が小さくなり C_{AX} が大きくなったものである。

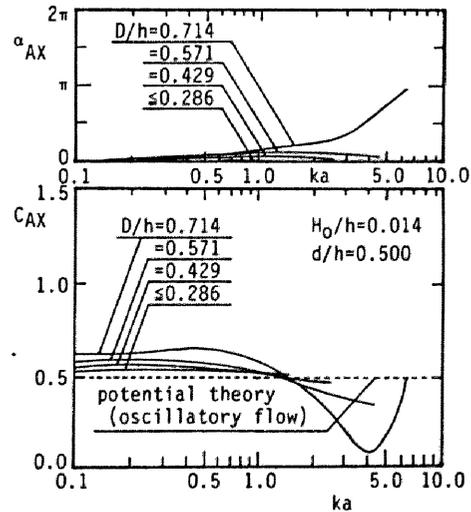


図-2.4 C_{AX} , α_{AX} と ka の関係

ka が約 0.7 より小さい範囲では、 C_{AX} の値は D/h の大きい方が大きくなる。また、

C_{AX} が極大値をとる ka の値は D/h の大きい方が大きく、極小値をとる時の ka の値は D/h の大きい方が小さい。そして、 α_{AX} も D/h の大きい方が大きく、 $D/h=0.714$ の場合、 α_{AX} は π にもなる。これは、 D/h が大きくなると球体の上部と自由表面の間、球体の下部と底面の間が狭くなるため、球体の上下での流速場が大きく変化し、その影響が広範囲に及ぶこと、また、 D/h の大きい方が球体の上下での水粒子の運動の大きさの差が大きくなるのが原因として考えられる。

つぎに、 C_{AX} と ka の関係に及ぼす d/h の影響について考察する。 D/h が0.143以下の場合には、 d/h による C_{AX} の有意な差は認められないが、 D/h が0.143より大きい場合は、 C_{AX} は、 ka と D/h が同じ値であっても d/h によって変化する。図-2.5は、一例として、 $D/h=0.571$ の場合の3種類の d/h に対する C_{AX} と ka の関係を示したものである。同図にも示されるように、 d/h の小さい方が C_{AX} の ka にともなう変化は大きくなる。これは、自由表面に近づくほど水粒子の運動が大きくなること、また、同一の波の条件のもとでも、球体の上下の水粒子の運動の大きさの差は d/h が小さいほど大きくなるためである。 ka が小さい範囲（図-2.5では、 $ka < 0.7$ ）では、 d/h による C_{AX} の差は小さい。これは、 ka の小さい範囲では水深波長比も小さくなるため、水粒子の運動の水深方向の変化が小さくなるのが原因であると考えられる。

(2) C_{AZ} の特性

図-2.6は、 $d/h=0.500$ に対する C_{AZ} と ka の関係を、 D/h をパラメータとして示したものであり、同時に、入射波による波力 F_{1Z} と回折波による波力 F_{DZ} の位相差 α_{AZ} と ka の関係も示してある。 C_{AZ} の ka にとも

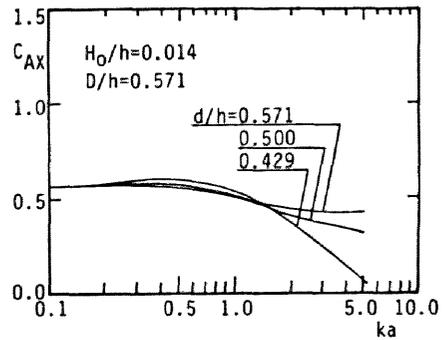


図-2.5 C_{AX} と ka の関係に及ぼす d/h の効果

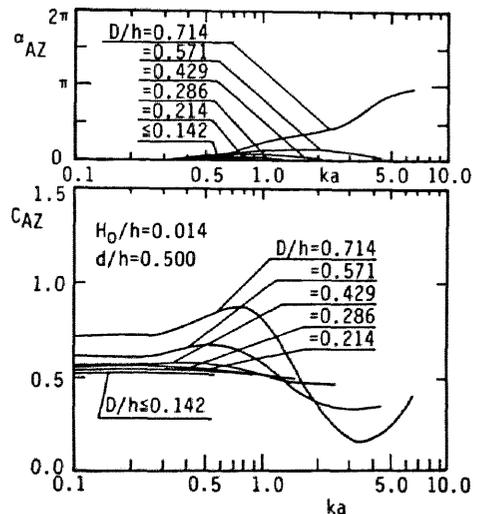


図-2.6 C_{AZ} , α_{AZ} と ka の関係

なう変化は、 C_{Ax} の場合とよく似ているが、 C_{Ax} に比べて C_{Az} の ka にともなう変化の方が大きい。特に、 D/h が大きいほど C_{Ax} との差が大きくなる。これは、自由表面と底面の境界が、水平方向の波力よりも鉛直方向の波力により強く影響を及ぼしているためである。そして、図-2.7に一例として示されるように、 d/h の差による C_{Az} と ka の関係の差も C_{Ax} の場合よりも大きくなる。

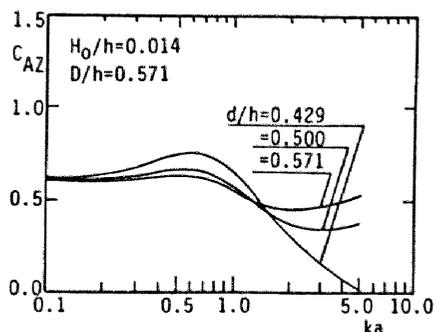


図-2.7 C_{Az} と ka の关系到及ぼす d/h の効果

(3) C_{Ix} の特性

これまで、波の変形にともなう回折波力係数の大きさ、およびその特性について検討を加えてきた。しかし、実際に作用するのは、入射波による波力との和であるため、全波力の定量的な特性を明らかにしておかねばならない。

図-2.8は、 C_{Ix} と ka の関係を、 D/h をパラメータとして示した一例であり、全波力 F_{Tx} と入射波の波力 F_{Ix} の位相差 α_{Ix} も同時に示した。 ka が1.0より小さい範囲では、 F_{Ix} と F_{Dx} に位相差があまりないため、 C_{Ix} の ka にともなう変化は、 C_{Ax} の場合とよく似ている。しかし、 ka が1.0を越えると、 C_{Ix} は小さくなり、 $D/h=0.714$ の場合には、 C_{Ix} の値は ka の増加にともない急激に減少する。これは、 C_{Ax} が小さくなると同時に、 F_{Ix} と F_{Dx} の位相差が大きくなるためであり、 C_{Ix} の ka の増大にともなう減少は、 C_{Ax} が再び増加する ka の範囲でも引き続いている。なお、 D/h が0.286以下の C_{Ix} は、 ka にともなう変化はほとんどなく、 C_{Ix} の値は、一様振動流中の球体に対するポテンシャル理論値 $1.5^{(4)}$ にほぼ等しい。

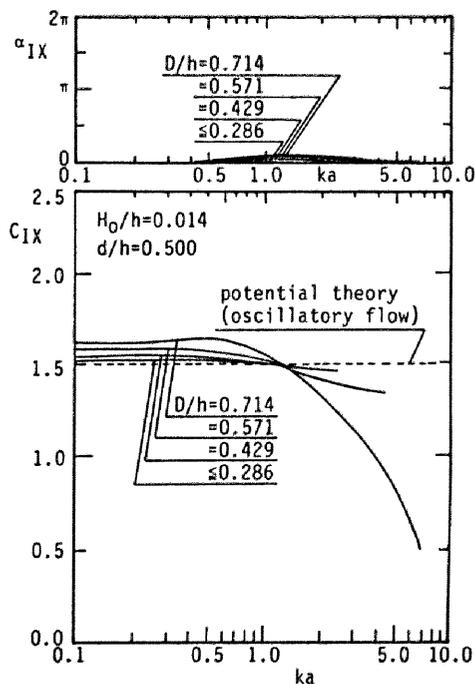


図-2.8 C_{Ix} 、 α_{Ix} と ka の関係

ここでは図示しないが、 C_{Ix} に及ぼす

d/h の効果は、 C_{Ax} の場合と同様であり、 d/h の小さい方が、すなわち、球体が自由表面に近い方が C_{1x} の変化は大きくなる。

(4) C_{12} の特性

$d/h=0.500$ の場合の C_{12} と ka の関係を、 F_{12} と全波力 F_{12} との位相差 α_{12} と同時に図-2.9に示す。 C_{12} の特性は、 C_{A2} が極小値をとっても(図-2.6参照)、 C_{12} は減少し続け、 F_{12} と F_{D2} の位相差が π 近くになると C_{12} が増加することなど、基本的な特性は C_{1x} とよく似ている。しかし、既述したように、 C_{A2} が C_{Ax} よりも ka の変化とともに大きく変動するため、 C_{12} の ka ともなう変化は C_{1x} の場合よりも大きい。

以上述べたように、没水球体に作用する回折波力は、自由表面上に天端を持つ直立円柱に作用する回折波力²⁾と異なり、回折パラメータ ka の他に、 D/h と d/h によっても強く支配されることが明らかになった。

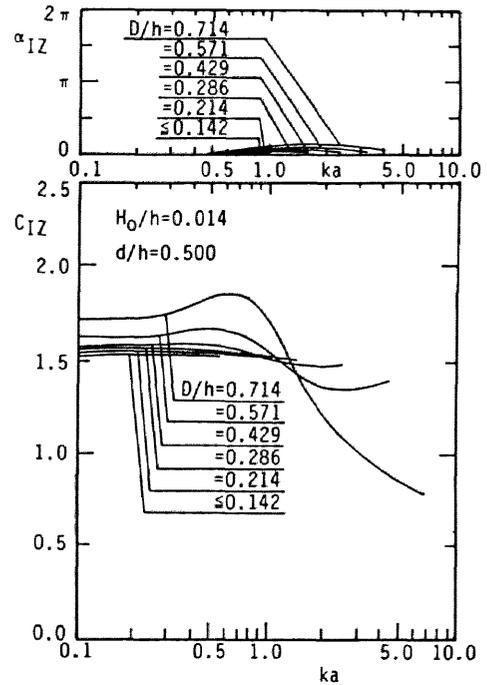


図-2.9 C_{12} , α_{12} と ka の関係

第5節 回折波力の卓越領域

5.1 回折波理論が必要な範囲

波力の計算に回折波理論を必要とする範囲と必要としない範囲を明らかにしておくことは、工学上極めて重要である。回折波力の大きさは、 C_{Ax} 、 C_{A2} により定量的に評価できるが、 C_{Ax} 、 C_{A2} が小さい範囲でも回折波力と入射波の波力の位相差は大きい範囲もあり(図-2.4, 図-2.6参照)、回折波力の卓越する範囲と、波の変形が無視できない範囲とは、必ずしも一致しない。

回折波の影響が大きくなると、波峰線が球体の後ろに回り込み、波高も変化する。また、球体に作用する波力については、回折波力係数が増加するとともに、全波力の位相と入射波による波力の位相との間に差が生じる。したがって、波力の計算に回折波理論が必要な範囲をこれらの効果をあわせて評価する必要がある。

x方向に作用する全波力 F_{TX} の時間変化は、次式のように書き直すことができる。

$$\begin{aligned}
 F_{TX} &= F_{IX} + F_{DX} \quad (\equiv F_{TXn} \sin(\sigma t + \alpha_{IX})) \\
 &= F_{IXn} \sin \sigma t + F_{DXn} \sin(\sigma t + \alpha_{DX}) \\
 &= (F_{IXn} + F_{DXn} \cos \alpha_{DX}) \sin \sigma t \\
 &\quad + F_{DXn} \sin \alpha_{DX} \cos \sigma t
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

同様に、 F_{TZ} は次式のように書ける。

$$\begin{aligned}
 F_{TZ} &= F_{IZ} + F_{DZ} \quad (\equiv -F_{TZn} \cos(\sigma t + \alpha_{IZ})) \\
 &= -(F_{IZn} + F_{DZn} \cos \alpha_{DZ}) \cos \sigma t \\
 &\quad + F_{DZn} \sin \alpha_{DZ} \sin \sigma t
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

式(2.24)と式(2.25)の最終式の右辺第二項は、回折波力と入射波の波力の位相差によって作用する見かけの抗力に相当する。ここで、両式の第一項の係数に対する第二項の係数の比で与えられる r_x 、 r_z を定義する。

$$r_x = \frac{F_{DXn} \sin \alpha_{DX}}{F_{IXn} + F_{DXn} \cos \alpha_{DX}} \tag{2.26}$$

$$r_z = \frac{F_{DZn} \sin \alpha_{DZ}}{F_{IZn} + F_{DZn} \cos \alpha_{DZ}} \tag{2.27}$$

式(2.26)を使うと、 F_{TXn} 、 α_{IX} は、次式で与えられる。

$$F_{TXn} = (F_{IXn} + F_{DXn} \cos \alpha_{DX}) (1.0 + r_x^2)^{1/2} \tag{2.28}$$

$$\alpha_{IX} = \tan^{-1}(r_x) \tag{2.29}$$

また、 F_{TZn} 、 α_{IZ} は r_z を使うと、式(2.30)、(2.31)で与えられる。

$$F_{TZn} = (F_{IZn} + F_{DZn} \cos \alpha_{DZ}) (1.0 + r_z^2)^{1/2} \tag{2.30}$$

$$\alpha_{IZ} = \tan^{-1}(r_z) \tag{2.31}$$

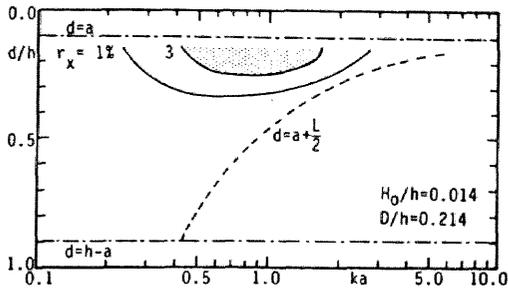
r_x , r_z は回折波力係数，入射波と回折波の波力の位相差によって変化する量で，式(2.29)と式(2.31)に示されるように，入射波の波力と全波力の位相差を与える。また， r_x , r_z は，Morison式の慣性力項に対する抗力項の比にも相当する。したがって， r_x , r_z が大きくなることは，完全流体のポテンシャル流であるにもかかわらず回折波力の効果により見かけ上抗力が作用しているような現象になる。逆に r_x , r_z が小さくなると，式(2.28)と式(2.30)に示されるように，全波力の最大値は，式(2.24)と式(2.25)の第一項の係数とほぼ等しくなるため，両式の第一項のみを考慮すればよいことになる。したがって，工学的見地より，波力に及ぼす回折波力の影響を r_x , r_z で評価することにする。回折波理論の適用が必要になる r_x , r_z の基準は，既述したように，波の変形も考慮して決定する。

図-2.10, 図-2.11は，それぞれ r_x , r_z の ka , d/h にともなう変化を図示したものである。図中の破線は，球の頂部が，静水面下 $L/2$ の位置にあることを示す ($d = a + L/2$)。球体がこれより深い場所にある場合は，球体近傍では水粒子の運動がほとんどないため，作用流体力は静水圧のみを考慮すればよい。球体の設置が可能な範囲は，上限を静水面上に球が出ない条件 ($d \geq a$)，下限を球体が底面につかない条件 ($d \leq h - a$)として図中の一点鎖線の間で与えた。

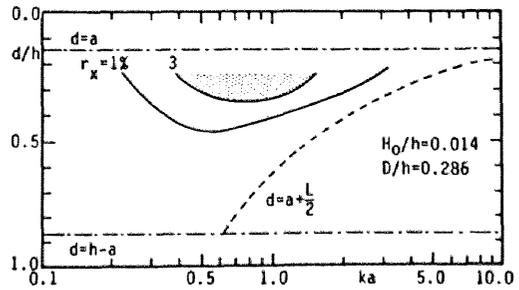
式(2.18)を使って計算した波高分布の結果をもとに，波高の最大変化量と r_x と r_z の関係を調べた結果，波高の最大変化量が入射波高の5%程度になると， x 方向と z 方向，あるいは， D/h , d/h で多少の差はあるものの， r_x , r_z はほぼ3%程度になることが明らかとなった。また， r_x , r_z が3%を越えると，波峰線が球体の背後に顕著に回り込むようになることが確かめられた。 r_x , r_z が3%以下であれば，式(2.24)と式(2.25)中の右辺第二項は，第一項に比べて非常に小さいので，作用波力を両式中の右辺第一項のみで計算しても工学上大きな問題はない。そして，この範囲では，回折波力係数，質量係数の ka にともなう変化も小さいことが判明したため，回折波理論が波力の計算に必要な範囲を， r_x , r_z がそれぞれ3%以上になる範囲として定義した。この回折波理論が必要な範囲は，図中のドットで示される範囲で表されている。これらの図からわかるように，回折波理論による波力の算定が必要とされる範囲は，入射波長と球径の比だけでなく，球径水深比 D/h ，相対設置水深 d/h によっても支配され， D/h が大きいほど，あるいは， d/h が小さいほど広くなる。また， ka が大きい場合，換言すれば，入射波長に比べて球径が大きい場合でも，球体の設置位置が深く，水粒子の運動が小さくなると回折波の影響は無視できるようになる。

D/h が0.143以下の場合， r_x と r_z の値は非常に小さく，最大でも2%程度であるため図示してない。また， D/h が0.143以下の場合， ka の値に関係なく波高の変化も

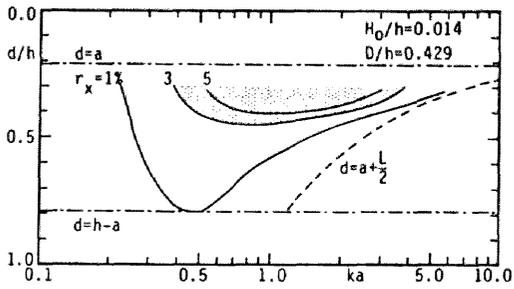
ほとんどないことが確認された。したがって、 D/h が0.143以下の場合には ka の値に関係なく回折波の効果は無視してよく、波力の計算に回折波理論を使用しなくてもよい。



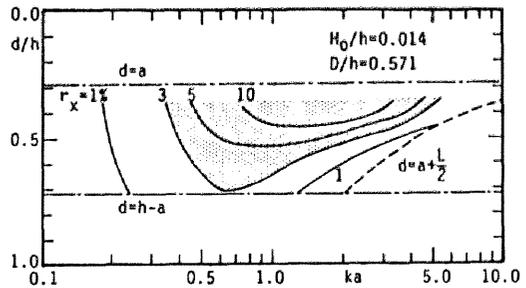
(a) $D/h=0.214$



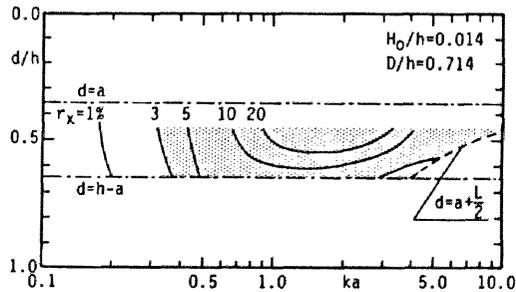
(b) $D/h=0.286$



(c) $D/h=0.429$

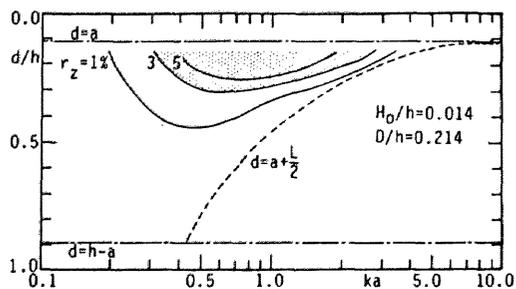


(d) $D/h=0.571$

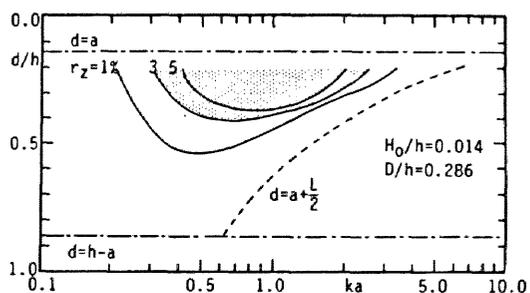


(e) $D/h=0.714$

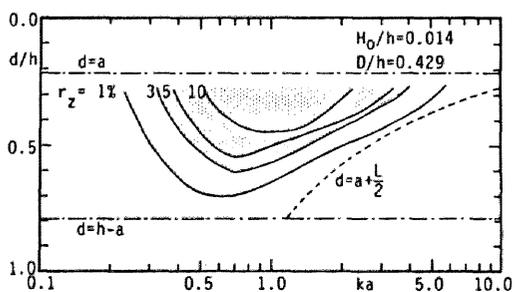
図-2.10 r_x と ka , d/h の関係, および回折波理論による波力の計算が必要な範囲 (図中 $\text{\textcircled{X}}$ 部)



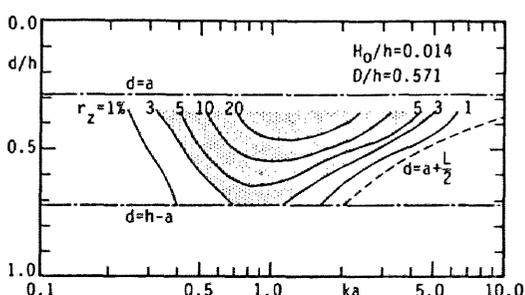
(a) $D/h=0.214$



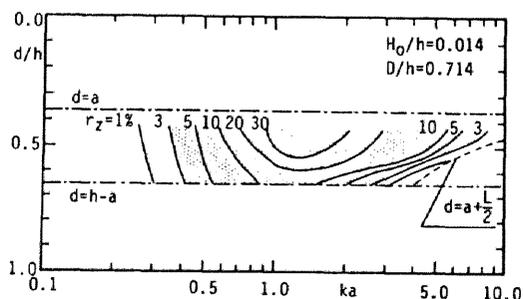
(b) $D/h=0.286$



(c) $D/h=0.429$



(d) $D/h=0.571$



(e) $D/h=0.714$

図-2.11 r_z と ka , d/h の関係, および回折波理論による
波力の計算が必要な範囲(図中点線部)

5. 2 波力係数

回折波理論を必要としない範囲では, 波の変形は小さく, Morison式を使用する際の仮定を満たしている. したがって, 揚力等の影響が非常に小さければ, 波力算

定式としてMorison式が適用可能である。しかし、実際に球体に作用する波力には、球径が小さい場合でも、小さいながらも回折波力の影響は含まれ、Morison式によって作用波力を抗力と慣性力に分離する場合、抗力には、剝離渦などによる非ポテンシャル的な力の他に回折波力の成分が含まれている可能性がある。したがって、Morison式中の波力係数の特性を明らかにする上で、回折波力の影響を定量的に評価しておく必要がある。そこで、以下に、球体に作用する全波力をMorison式によって、式(2.20)と式(2.21)のように見かけの抗力と見かけの慣性力に分離し、同式中の波力係数の特性を、回折波力係数、質量係数と関連づけながら議論する。なお、比較のため、回折波理論が必要な範囲の波力に対しても波力係数の計算を行うことにする。本章では、以降、見かけの抗力と見かけの慣性力を、それぞれ便宜上、抗力と慣性力と称する。

(1) 慣性力係数の特性

図-2.12は、 C_{MX} と ka の関係を示した一例である。回折波理論を必要としない範囲(図中、実線部)では、 F_{DX} と F_{IX} の間に位相差がほとんどないため、作用波力は入射波の波力、あるいは水粒子の加速度とほぼ同位相である。したがって、作用波力のほとんど全てが慣性力として評価されるため、 C_{MX} は C_{IX} (図-2.8参照)とほぼ等しい。また、この範囲では、 ka の変化にともなう C_{MX} の変化も小さい。しかし、回折波理論が必要な範囲(図中破線部)では、 F_{DX} と F_{IX} の位相差が無視できない大きくなり、全波力と加速度の間にも位相差が生じる。そして回折波力の

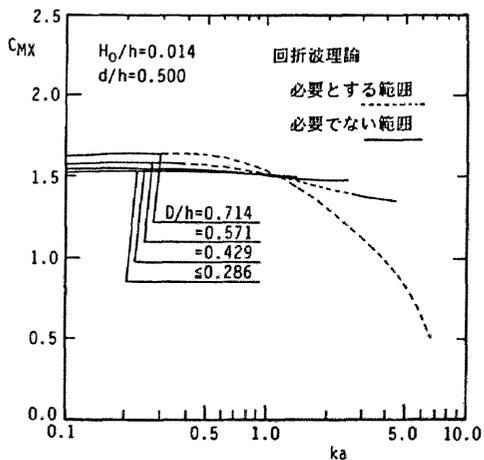


図-2.12 C_{MX} と ka の関係

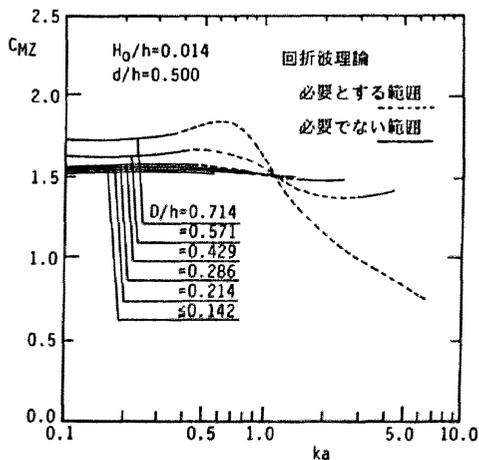


図-2.13 C_{MZ} と ka の関係

一部が抗力として評価され、 C_{IX} と C_{MX} の値に差が生じ、図-2.12にも示すように、 C_{MX} は、図-2.8に示す C_{IX} よりも小さくなる。

図-2.13は、 C_{MZ} と ka の関係の一例を示したものである。同図からも認められるように、回折波の影響が小さい範囲でも、 C_{MZ} の ka にともなう変化は C_{MX} の場合よりも若干大きい。これは、 ka の変化にともなう C_{AZ} 、 α_{AZ} の変化のしかたが、 C_{AX} 、 α_{AZ} と差があるためである。

なお、図示しないが、回折波理論を必要としない範囲では、慣性力係数 C_{MX} と C_{MZ} の d/h による有意な差は認められないことが明らかとなった。

(2) 抗力係数の特性

C_{DX} と ka の関係を図-2.14に、また、 C_{DZ} と ka の関係を図-2.15に示す。 F_{IX} と F_{DX} の位相差 α_{AX} が ka の増加にともない大きくなる範囲では、 C_{DX} は ka の増加にともない増大する。ただし、 D/h が0.286以下の場合、 C_{DX} は極大値をとった後、 ka の増加とともにわずかに減少する。同一の ka に対して、 C_{DX} は D/h が大きい方が大きくなる傾向がある。この原因として、 D/h の大きい方が α_{AX} が大きくなること、また、 C_{AX} の ka にともなう変化が D/h の大きい方が大きいことが挙げられる。同図から認められるように、波力の計算に回折波理論を必要としない範囲の波力に対する値でも、 D/h が大きい場合は非常に大きい値になることがある。

C_{DZ} は、図-2.15にも示すように、 ka の増加につれて増大し、 D/h が0.286以下の場合、極大値に達した後わずかに減少する。これは、 C_{DX} の場合とほぼ同じ傾向

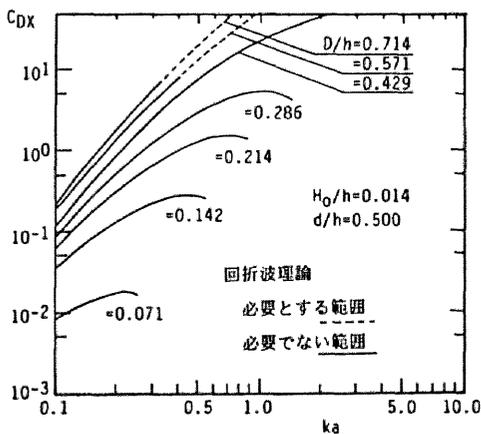


図-2.14 C_{DX} と ka の関係

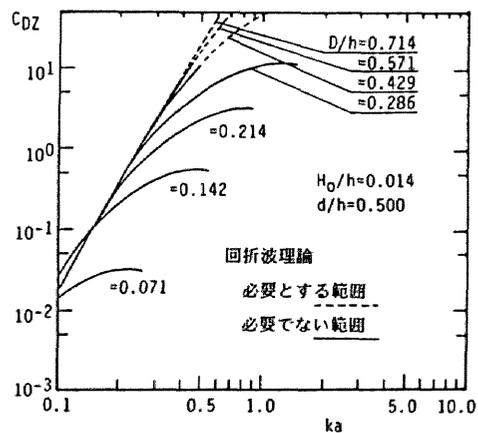


図-2.15 C_{DZ} と ka の関係

である。しかし、 C_{Dx} の場合と異なり、 D/h が異なる値でも、同じ ka に対する C_{Dz} の値が等しくなる範囲も存在する。これは、この範囲では、 F_{Dz} と F_{Iz} の位相差 α_{Dz} が α_{Dx} よりも小さく、また、 D/h による差もほとんどないためである。

(3) 抗力と慣性力の比

波の変形が小さく、回折波理論を必要としない範囲の波力に、Morison式を適用した場合の抗力係数は、 D/h が大きい場合はかなり大きな値になることが明らかとなった。この抗力係数をさらに定量的に評価するために、Morison式で分離された慣性力に対する抗力の比の特性について検討を加える。

図-2.16は、 x 方向の抗力と慣性力の比 γ_x と ka の関係を示したものである。 γ_x は、 r_x に相当する値であるが、 γ_x は r_x よりも大きい。これは、波力が線形理論による値であるのに対して、Morison式は、抗力を流速の2乗に比例する力で表しているため、抗力を過大評価することになるためである。 $D/h=0.714$ の場合は、 α_{Dx} が ka の増加とともに大きくなるため(図-2.4参照)、回折波理論を必要としない範囲では、見かけの抗力として評価される回折波力の割合が大きくなる。 D/h が0.714より小さい場合は、図-2.4に示される α_{Dx} の ka にともなう変化に対応し、 γ_x は ka の増加とともに増大し、極大値に達したあと、 ka の増加とともに減少する。また、同じ ka に対する α_{Dx} は、 D/h の大きい方が大きくなるため、 γ_x も D/h が大きい方が大

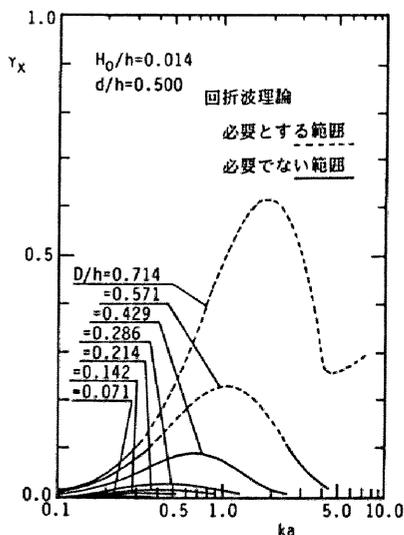


図-2.16 γ_x と ka の関係

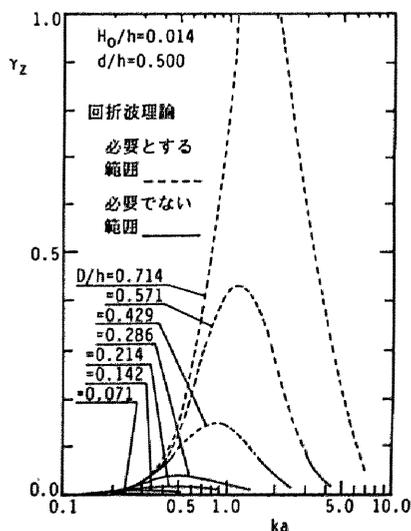


図-2.17 γ_z と ka の関係

きくなる。このように、回折波理論を必要としない範囲の波力に対して、抗力に含まれる回折波力の大きさは、最大で慣性力の約12%程度である。実際に球体に作用する波力には、渦の剝離などの非ポテンシャル的な力が作用するため、本計算による値とは異なると思われるが、回折波力の影響は小さいといえる。

図-2.17は、 z 方向の抗力と慣性力の比 γ_z と ka の関係を示したものである。 γ_z は、 ka にともなう変化、 D/h による差異は、 γ_x の場合とよく似ているが、 γ_x に比べて ka にともなう変化が大きい。これは、回折波力係数の変化が x 方向よりも z 方向で変化が大きいためである。しかし、回折波理論を必要としない範囲の γ_z の最大値は γ_x より若干小さく、最大で約7%程度である。

第 6 節 結 言

本章では、ハイブリッド法に基づいた数値計算により、主に球体に作用する回折波力の特性と回折波力の卓越領域、および回折波力を無視できる領域について検討を加えてきた。本章で得られた結論を以下に要約する。

- 1) z 方向の最大波力は、回折パラメータ ka が小さい範囲では x 方向の最大波力よりも小さくなる。しかし、 ka が大きくなり、回折波力が大きくなると z 方向の最大波力が x 方向の最大波力よりも大きくなる範囲がある。
- 2) x 方向の回折波力係数 C_{Ax} 、質量係数 C_{I_x} は、球径水深比 D/h が 0.286 以下の範囲では、 ka によらず一定である。さらに、 D/h が 0.143 以下の範囲では、相対設置水深 d/h による変化もない。そして、 C_{I_x} の値は一様振動流中の球体に対するポテンシャル理論値 1.5 にほぼ等しい。また、 z 方向の回折波力係数 C_{Az} と質量係数 C_{I_z} は、 D/h が 0.143 以下の範囲で一定値となり、その値は C_{Ax} 、 C_{I_x} とそれぞれ等しい。
- 3) C_{Ax} と C_{I_x} 、また、 C_{Az} と C_{I_z} は、 D/h がそれぞれ 0.429、0.214 より大きい範囲では、 ka により変化する。さらに、 D/h 、 d/h によって変化し、 D/h の大きい方が、また、 d/h の小さい方が ka の変化にともなう C_{Ax} 、 C_{Az} 、 C_{I_x} と C_{I_z} の変動は大きくなる。
- 4) C_{Ax} と C_{Az} が、 ka の増加にともない変化する場合、回折波の波力と入射波の波力の間に位相差が生じる。この位相差は、同じ ka の値に対して、 D/h の大きい方が、また、 d/h の小さい方が大きくなる。
- 5) 波力の計算に回折波理論が必要な範囲、回折波理論を必要としない範囲は、回折波力係数、回折波の波力と入射波の波力の位相差、および波高の変化量より、図-2.10 と図-2.11 で与えられる。そして、回折波理論を必要としない範囲では、回

折波力によって生じる見かけの抗力の影響は小さく、作用波力の算定に Morison 式を適用できる。

なお、本研究では没水球体のみを対象としているが、本研究の手法は、没水した任意形状の軸対称三次元構造物に作用する回折波力の計算に容易に拡張できることを付記しておく。

参考文献

- 1) Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf : The forces exerted by surface wave on piles, Petroleum Trans. AIME, Vol. 189, pp. 149-157, 1950.
- 2) MacCamy, R. C. and R. A. Fuchs : Wave force on piles : a diffraction theory, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 69, pp. 1-7, 1954.
- 3) 清川哲志・小林浩・日野幹雄：軸対称構造物による波の散乱と波力，土木学会論文集，第321号，pp.103-112，1982.
- 4) Black, J. L. : Wave forces on vertical axisymmetric bodies, J. Fluid Mech., Vol. 67, Part 2, pp. 369-376, 1975.
- 5) Fenton, J. D. : Wave forces on vertical bodies of revolution, J. Fluid Mech., Vol. 85, Part 2, pp. 241-255, 1978.
- 6) 中村孝幸・R. T. Hudspeth：軸対称性を有する任意形状の浮体の応答計算法，愛媛大学紀要，第三部（工学），第9巻，第4号，pp. 375-398，1981.
- 7) 清川哲志・大山巧：ハイブリッド法による軸対称構造物に作用する流体力および周辺波動場の解析，土木学会論文集，第345号/II-1，pp.131-140，1984.
- 8) Chakrabarti, S. K. : Wave force on submerged objects of symmetry, Proc. ASCE, Vol. 99, No. WW2, 1973, pp. 147-164.
- 9) Havelock, T. H. : The wave forces on a submerged body moving under waves, Quart. Trans. of Naval Arch., January, and in The Collected Papers of Sir Thomas Havelock on Hydrodynamics, ONR/ACR-103, pp. 590-596, 1954.
- 10) 今井功：流体力学（前編），裳華房，428p. 1984.
- 11) 中村孝幸・小野正順：面对称性を有する3次元物体まわりの波浪ポテンシャル問題の解析法，愛媛大学工学部紀要，第11巻，第3号，pp. 383-394，1988.
- 12) 岩田好一朗・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（投稿中）。

- 13) Chakrabarti, S. K. : *Hydrodynamics of Offshore Structures*, Computational Mechanics Publications, Boston, 440p., 1987.
- 14) 河野二夫：球形物体の波による鉛直方向の流体力 —— 重複波 ——，琉球大学理工学部紀要（工学編），pp. 37-46, 1974.

第3章 没水球体近傍の流況の特性

第1節 概説

物体の代表径が入射波長に比べて十分小さく、回折波力が無視できる場合、物体に作用する波力は、剝離渦など物体周りの流れの特性に支配される。したがって、物体に作用する波力の特性を明らかにするためには、物体周りの流況の特性を明らかにしておくことが重要である。また、いうまでもなく、Morison式¹⁾中の波力係数も流況の特性によって変化するため、波力係数の特性を流れの構造と関連づけて議論することが必要である。

円柱周りの流況の特性についてはこれまでに数多くの研究がなされてきている²⁾。増田ら³⁾は、水平円柱周りの流況の可視化を行い、深海波に近い条件では、剝離渦が円柱の周りを回転し、浅海波に近い条件では、円柱の前後の剝離渦が形成されることを確認した。そして、浅海波に近い条件のもとでは、水平円柱に作用する波力をMorison式で評価すると誤差が大きくなることを指摘している。このように、二次元物体の代表的形状である円柱に対しては、研究成果の蓄積が進んでいるが、三次元物体の代表的形状である球体に対する研究成果は十分であるとはいえない。

中村ら⁴⁾は、正弦振動流中に固定された球体に作用する流体力を、同時に行った流況の可視化の結果と関連づけて議論した。中村らは、剝離が起こる Keulegan - Carpenter数⁵⁾が5~25の範囲で慣性力係数が減少することを指摘すると同時に、剝離渦の三次元性を明らかにした。また、球体に作用する揚力の発生要因は、三次元性の剝離渦のうねりによるとしている。波動場におかれた球体周りの流況の可視化を行った研究は極めて少ない。Jenkins and Inman⁶⁾は、波動場におかれた球体に作用する波力を計測し、同時に染料をトレーサーとして球体周りの流況の可視化を行い、Keulegan-Carpenter数が3.2以下では球体周りの流れは層流非剝離状態であるが、3.2を超えると流れは乱れはじめ、Keulegan-Carpenter数が7を超えると剝離が始まることを報告している。波動場の水粒子の運動は、水深によって大きく変化するため、球体周りの流況も水深方向に変化する⁷⁾。しかし、彼らの実験は、球体を静水深の1/2の深さの位置に固定して行ったものであるため、球体周りの流況に及ぼす球体の設置位置の効果などは明らかにされていない。このため、設置位置の効果を含め、さらに広範囲の実験を行って球体周りの流れの構造を明らかにする必要がある。本章では、球体周りの流況の特性を可視化実験の結果に基づいて明ら

かにし、同時に計測した波力の特性と関連づけて議論する。

第 2 節 水理実験

2. 1 次元解析

球径が入射波長に比して小さく、回折波力が無視できる場合、没水球体に作用する波力 F 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⁸⁾。

$$F = \phi (U_n, D, h, T, d, \mu, \rho, g, t) \quad (3.1)$$

ここに、 F : 波力, U_n : 流速の振幅, D : 球体の直径, h : 静水深, T : 波の周期, d : 静水面から球体の中心までの鉛直距離, μ : 水の分子粘性係数, ρ : 水の密度, g : 重力加速度, t : 時間, である。

式(3.1)を無次元表示して整理すると、球体に作用する無次元波力 $F/\rho U_n^2 D^2$ は、つぎに示す6個の無次元物理量によって支配されることになる⁸⁾。

$$\frac{F}{\rho U_n^2 D^2} = \phi' \left(\frac{U_n T}{D}, \frac{U_n D}{\nu}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \frac{t}{T} \right) \quad (3.2)$$

ここに、 $\nu (= \mu / \rho)$ は水の動粘性係数である。式(3.2)の右辺第一項は、Keulegan-Carpenter数(以下、K.C.数と略記する)、第二項はReynolds数(以下、Re数と略記する)、第三項は水深波長比に相当する項、第四項は球径水深比、第五項は相対設置水深、第六項は無次元時間である。球体近傍の流れの特性と波力の間には密接な関係があるため、球体近傍の流れの特性も式(3.2)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⁹⁾。ただし、波力についてはその最大値 F_m (添字 m は最大値を示す)に着目する場合には t/T とは独立とみなすことができる。

2. 2 実験条件および実験方法

没水球体近傍の流況の特性を明らかにするため、流況の可視化実験を、名古屋大学工学部土木工学科の片面ガラス張りの二次元鋼製水槽(長さ25m, 幅0.7m, 高さ0.95m)で行った。なお、第4章以降の水理実験も同一の水槽を使用した。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、およびウレタンメッシュから構成される消波装置が設

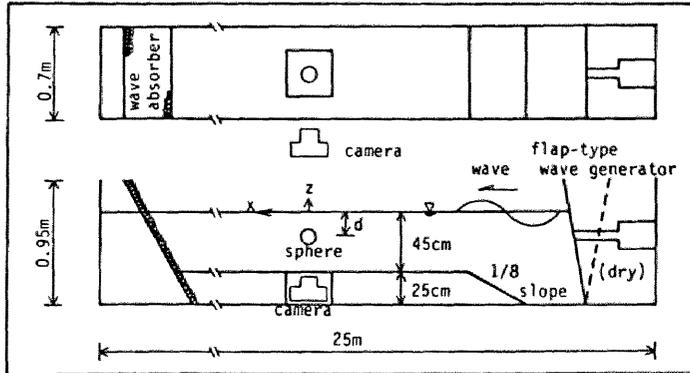


図-3.1 実験水槽の概略図

表-3.1 実験諸元

$h(\text{cm})$	45.0
h/gT^2	0.035, 0.020, 0.011
d/h	0.222, 0.356, 0.711, 0.889
D/h	0.141, 0.056, 0.021
$u_m T/D$	1.7 ~ 56
$u_m D/\nu$	880 ~ 16300

置されている。

水路床からの流況の写真撮影を可能にするため、先端部に 1/8の勾配の斜面を持つ一部がアクリル製の木製水平床（高さ25cm）を設置し、アクリル部の下側に防水型のアクリル製カメラケースを取り付けた（図-1.1参照）。

実験条件は、次元解析に基づき、第2章で述べた回折波力が無視できる範囲内で表-3.1のように決定した。すなわち、発生波はすべて規則進行波とし、周期を3種類（ $T=1.15, 1.5, 2.0$ 秒）、波高を2種類（5, 10cm）変化させた。静水深（ h ）は45cmで一定とし、球体の設置水深を4種類（ $d=10, 16, 32, 40$ cm）、球径を3種類（ $D=6.35, 2.5, 0.95$ cm）変化させた。実験種目は合計60ケースであり、その全てのケースに対して球体近傍の流況の可視化、および水位変動（ η ）、波進行方向と鉛直方向の流速（ u, w ）、波力（ F_x, F_z ）の計測を行った。計測時間は約1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データレコーダー

(SONY NFR-3000) とペン書きレコーダー (GRAPHTEC WR3701-6L) に記録した。なお、水位を電気容量式水位計 (計測技研 CH-306とC-300) で、流速を電磁流速計 (ALEC ACM-200P) で、波力をCantilever型波力計¹⁰⁾ で計測した。波力計の特性については第4章で詳述する。流況の可視化方法は、コンデンスミルク塗布法を採用し、流況をモータードライブ(Nikon MD-4) 付き35mmカメラ (Nikon F3 (5コマ/秒)) 2台により側面と底面から同時に、また、16mm高速シネカメラ (Bollex H16RX5 (50コマ/秒)) とビデオカメラ (SONY BCM100 (30コマ/秒)) により、側面から同時に、3～4周期間にわたって撮影し、解析に使用した。

2. 3 解析方法

16mm高速シネカメラ、ビデオカメラによって撮影された流況をコマ送り再生しながら解析し、球体近傍の流況の詳細を求めた。さらに、2方向からの35mm連続写真を解析し、水槽奥行き方向の非対称性についても検討を加えた。また、実験で得られた水位変動、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(3.2)の無次元量を計算し、流況の特性をこれらの無次元量と関連づけて議論した。

第3節 流況のパターン

3. 1 球体近傍の流況の特性と時間変化

本実験で得られた球体近傍の流況は、大きく二つのパターンに分類できることが判明した。すなわち、水平方向の往復運動成分が卓越した振動流中での流況⁴⁾とよく似たパターン、および、静止流体中を球体が回転する場合の流況¹¹⁾とよく似たパターンで、球体近傍の水粒子の回転運動成分が卓越するパターン、の2つである。本研究では、前者を振動パターン、後者を回転パターンと称することにする。また、これらの2つのパターンは、それぞれ流線の剝離の有無によってさらに分類することができる。したがって、球体近傍の流況は合計4つのタイプに分類できる。すなわち、(a) 振動パターンで剝離のない振動非剝離型、(b) 振動パターンで剝離のある振動剝離型、(c) 回転パターンで剝離のない回転非剝離型、および、(d) 回転パターンで剝離がある回転剝離型、の4つのタイプである。これらの4つのタイプの代表的な流況の時間変動の概略を図-3.2に示す。図-3.2は、4つのタイプの流況を時間変化を、位相を8分割して図示したもので、図中の番号は、水位変動に示される番号の位相であることを示す。例えば、①の位相は、波の谷の位相、③の位相は静水面を上向きに切る位相、⑤の位相は波の峰の位相である。以下に各タイプの

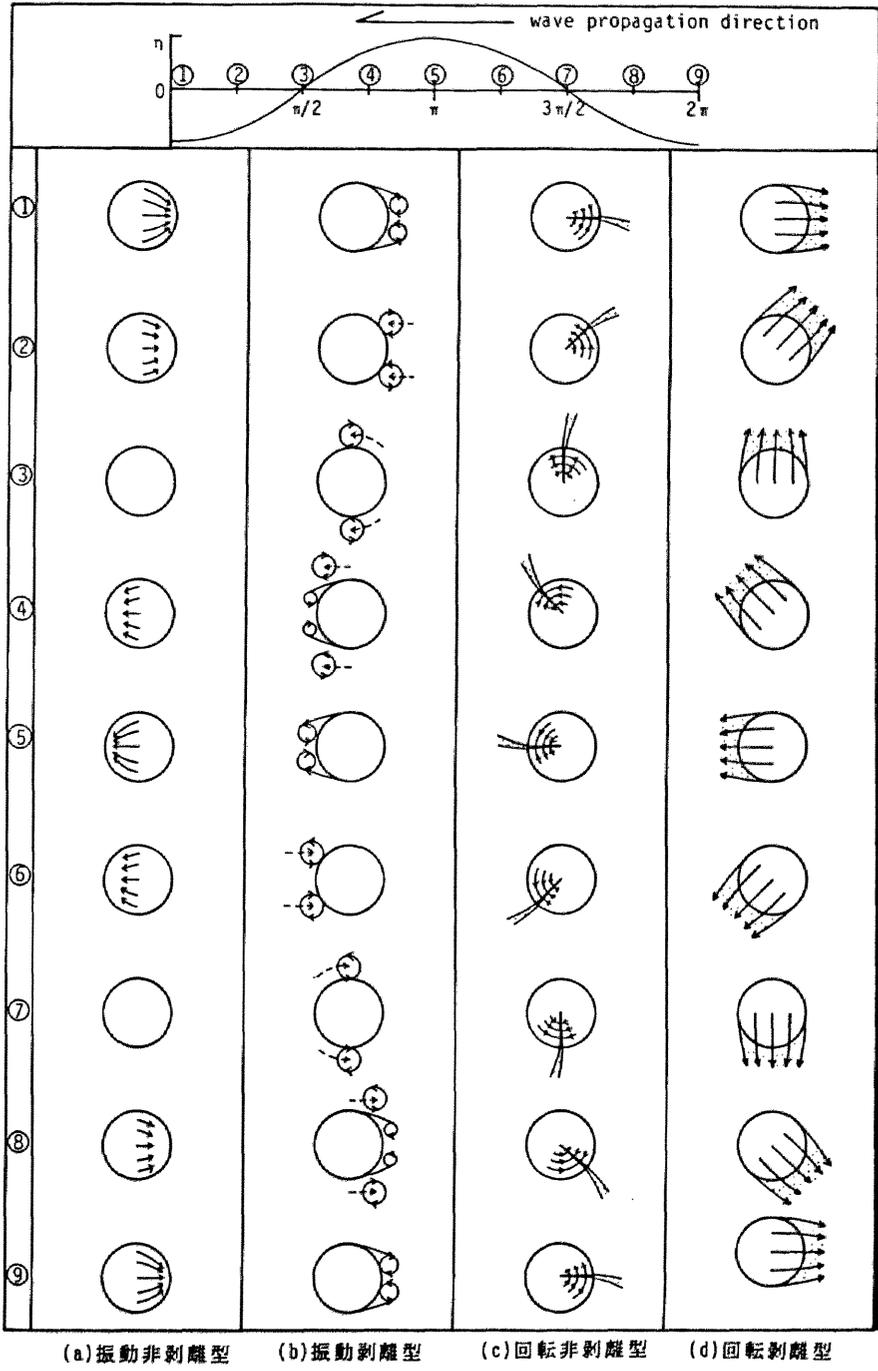


図-3.2 流況の時間変化の概略図

流況の特徴と時間変化の説明を行う。なお、以下の本文中の番号（①，②など）も図中の水位変動の位相に対応する。

（１） 振動非剥離型（図－3.2(a)参照）

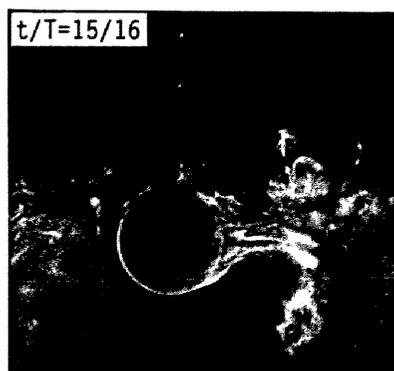
このタイプの流況は，波一周期で球体表面を水粒子が往復運動をする。しかし，球体背後で流線の剥離はない。

- ①波進行方向と逆向きの水平方向流速が最大となり，球体表面の水粒子の動きも大きい。しかし，流線は球体表面に沿って流れ，球体の後部に集まり球体から離れる。
- ②流速は小さくなり，球体表面の水粒子の動きは小さくなる。
- ③水平方向流速はゼロとなり，水粒子の動きは止まる。
- ④流速は逆転し，水粒子は逆向きに動き出す。
- ⑤水粒子の動きは大きくなるが，剥離はなく流線は球体表面に沿って流れる。
- ⑥⑦⑧⑨の位相では，②③④⑤の位相と同様の現象が対称な向きに繰り返される。

（２） 振動剥離型（図－3.2(b)参照）

このタイプの流況は，水粒子が往復運動をすることについては振動非剥離型と同じであるが，流線が剥離し，渦輪が形成されることが特徴である。

- ①球体背後に流線が激しく巻き込む。このとき先行した波で形成された渦輪が流されている（写真－3.1参照）。
- ②流速が小さくなるため，流線の巻き込みは弱くなり，渦輪が大きく膨らむ。また，渦輪が球体の方へ引き付けられる。
- ③渦輪は球体の真上近くまで移動する。このとき球体表面での水粒子の動きはほとんどない。
- ④逆方向へ流線が巻き込み始める。渦輪は，巻き込みの部分の外側へ移動する。
- ⑤渦輪は流されてしまう。また，球体の背後では，流線の巻き込みが激しくなり，つぎの渦輪の形成が始まる。
- ⑥⑦⑧⑨の位相では，②③④⑤と同様な現象が対称な向きに



写真－3.1 振動剥離型の流況

繰り返される。

(3) 回転非剥離型 (図-3.2(c)参照)

このタイプは、①～⑨へ位相が進むにしたがい流れの方向は変化するものの、流況は波一周期にわたりほとんど変化しない。このタイプで特徴的なのは、球体表面で渦糸が形成され、その渦糸が球体表面を回転することである。渦糸は、渦糸の両側から渦糸に向かう流線のうち、前方からの流線が後方からの流線の下側にもぐり込むようにして形成され、渦糸を形成する流線は螺旋状になっている (図-3.3 参照)。螺旋の進行方向は、球体を側面からみた場合の円の中心から外側へ向かっており、最外縁で反対側から進んできた渦糸と出会い、球体から離れていく (写真-3.2 参照)。

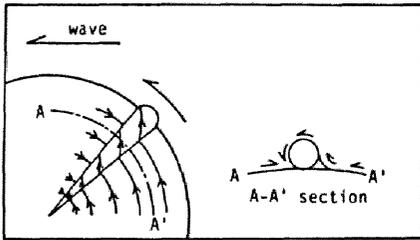


図-3.3 渦糸の概略図



写真-3.2 回転非剥離型の流況

(4) 回転剥離型 (図-3.2(d)参照)

このタイプも①～⑨への位相の進行にともなう波一周期内的での流況は、方向が変わるものの本質的な変化はない。回転非剥離型とは異なり、球体表面で渦糸は形成されず、球体背後で流線の剥離が生じる。剥離域は、時間とともに球体表面を回転する。この場合、剥離域は非常に乱れており、振動剥離型の場合のような渦輪の形成は認められなかった。

3.2 流況のパターンの出現特性

回転パターンと振動パターンの大きな差は、波一周期内的での流況の時間変化の度合であるといえる。すなわち、回転パターンは、剥離の有無にかかわらず、流れの方

向は変化するものの、流況の本質的な時間変化は小さいのに対して、振動パターンでは、一方向の運動が卓越するため、流速が最大のときと、流速がゼロのときでは流況に明らかに差が生じる。その差は、剥離がない場合に比べて、剥離がある場合には特に顕著である。したがって回転、振動のパターンの差は、波力係数に大きな影響を及ぼすことが考えられる。この点については、第4章で後述することにする。

この回転パターンと振動パターンの出現特性を検討した結果、流況のパターンはK.C.数、Re数とD/hによる差異はほとんどなく、 h/gT^2 と d/h に大きく支配される水粒子の楕円軌道と関連があることが明らかとなった。すなわち、楕円軌道の短軸の長さが、長軸に比べて小さい場合には振動パターンが出現し、逆に短軸も大きく水粒子の軌道が円軌道に近くなると回転パターンが出現する。その状況を示したのが図-3.4である。K.C.数、Re数とD/hが異なる値でも h/gT^2 と d/h が同じ値であれば、流況のパターンに差がないため、図-3.4には、 h/gT^2 と d/h が同じ値は、一つの値で記入してある。図中の実線は、短軸の長さ w_n と長軸の長さ u_n の比 $\gamma (=w_n/u_n)$ が1/2であることを示す。また、破線は、 γ が1/3であることを示す。図-3.4より、 γ が1/2より大きい場合は全てが回転パターンであり、 γ が1/3より小さい場合は全てが振動パターンであることがわかる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \gamma &> 1/2 && \text{回転パターン} \\ \gamma &< 1/3 && \text{振動パターン} \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

しかし、 γ が1/2から1/3の間のケースは、必ずしも回転パターン、振動パターンに分けられず両方のパ

ターンが観測された。したがって、 $1/3 \leq \gamma \leq 1/2$ が回転パターンと振動パターンの遷移領域であるといえる。これらの結果より、振動、回転のパターンの出現特性は、相対設置水深 d/h と水深波長比 h/gT^2 に大きく支配されていることが明確になった。

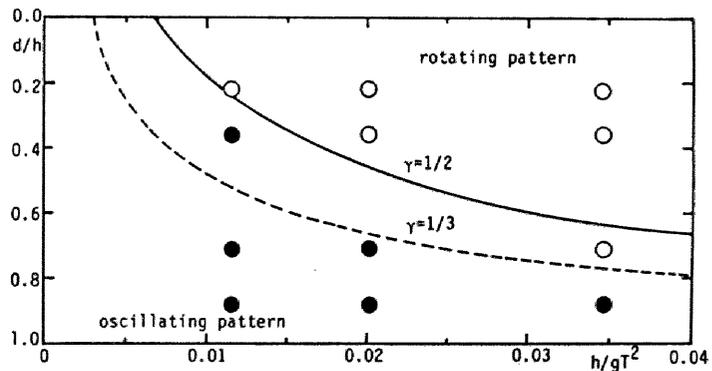


図-3.4 流況のパターンの支配パラメーター

第 4 節 流れの剥離と最大波力

4. 1 剥離の支配パラメーター

剥離が生じると、剥離域での圧力は低下し、そのため球体の前後で圧力が非対称になるため、抗力が大きくなる。慣性力は加速度に比例する力であり、したがって、波高に比例した力である。また、剥離渦の発生にともなう抗力は、流速の 2 乗に比例する力であるため、波高の 2 乗に比例することになる。したがって、剥離が始まると波高の増加にともなう波力の増加の程度が急激に大きくなることになり、このことから剥離の発生を支配するパラメーターを明らかにしておくことが重要である。図-3.5は、剥離の有無と K.C. 数 ($u_m D/T$)、Re 数 ($u_m D/\nu$) の関係を示したものである。図中、黒塗の部分がある記号が剥離があることを示し、黒塗の部分がない記号は剥離がないことを示す。同図より、剥離には K.C. 数と Re 数が大きく影響を及ぼしていることがわかる。本実験の範囲では、剥離が始まる K.C. 数の値は Re 数によって若干変化し、ほぼ図中の破線 (式 (3.4)) で与えることが可能である¹²⁾。

$$K.C. = 570000 (Re)^{-3} \quad (3.4)$$

すなわち、 h/gT^2 、 d/h の値にかかわらず K.C. 数が 4~9 程度になると剥離が始まるが、剥離が始まる K.C. 数の値は、粘性の影響がより強い Re 数の小さいところでは大きく、逆に粘性の影響が小さい Re 数の大きいところでは小さくなっている。したがって粘性の影響が大きいところでは剥離は起こりにくく、小さいところでは剥離は起こりやすいといえる。

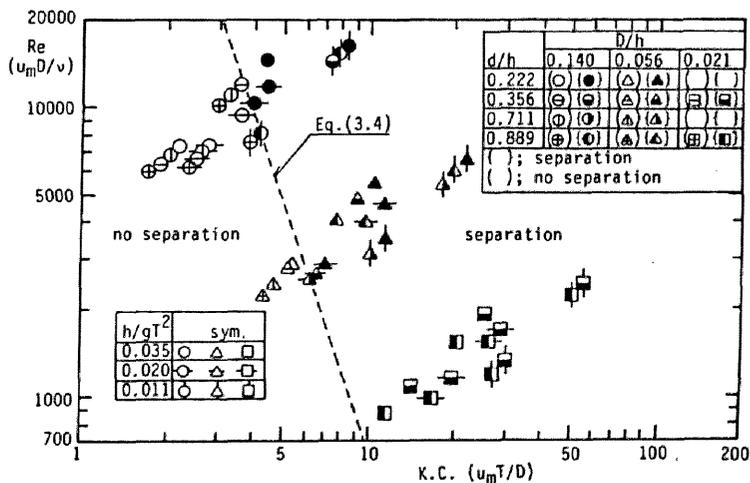


図-3.5 剥離の支配パラメーターと発生限界

4. 2 後流域の特性

剥離の発生限界がK.C.数とRe数によって式(3.4)で与えられることが明らかになった。しかし、剥離の状態はK.C.数によって変化するため、後流域がK.C.数によってどのように変化するかを検討しておく必要がある。後流域は、回転パターンと振動パターンで異なっているため、それぞれ別々に議論する。

(1) 振動パターン

側面からみた振動パターンの後流域の様子をK.C.数にともなう変化を図-3.6(1)に示す。K.C.数が3程度より小さい場合、球体表面での流線の剥離はなく、水粒子は球体表面にそって移動するだけである。K.C.数が3~5程度になると水粒子の移動距離は球径よりも大きくなるが、まだ明らかな剥離は起こらない。K.C.数が5~7程度になると、剥離は明瞭に認められ、後流域に渦輪が形成される。この渦輪は、流速が最大になる位相で勢いが最大になる。K.C.数が大きくなって、7~10程度になると後流域は水平方向に大きく伸び、さらにK.C.数が大きくなり、K.C.数が30程度にもなると後流域は上下左右に揺れ始める。

(2) 回転パターン

図-3.6(2)に、側面からみた回転パターンの後流域のK.C.数にともなう変化の様子を示す。K.C.数が約3~5程度の場合、球体表面に形成された渦糸が球体の周りを回転する。K.C.数が5~7になると渦糸が乱れはじめ、流れが剥離する。しかし、後流域は非常に複雑であり、渦輪の形成は認められない。K.C.数が大きくなるにしたがい後流域は大きくなり、20~30を超えると揺れ始める。

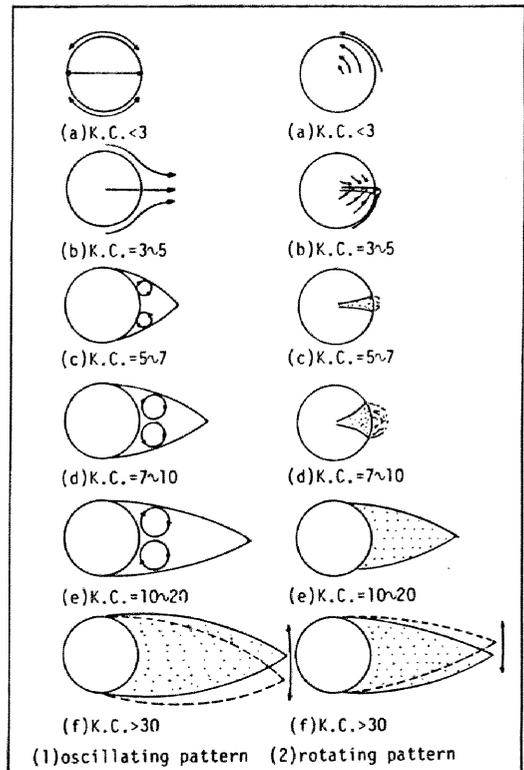


図-3.6 K.C.数の変化にともなう後流域の変化

後流域はK.C.数が大きくなると、

その大きさや巻き込みの強さが大きくなり、さらにK.C.数が20~30以上にもなると後流域は上下左右に揺れ始めることが確認された。これは流れと直角方向に揚力を生じさせる原因にもなり、波力の特性を明らかにする上で、重要な現象である。また、回転パターンと振動パターンに関係なく非剥離の状態でも流線には若干の乱れがあり、必ずしも完全に対称な流況にはなっていないことが確認された。そして、 D/h の小さい方が乱れは大きくなる傾向がある。したがって、球体には抗力と慣性力の他に揚力も作用することになるが、揚力の特性については第6章で述べる。なお、球体表面の流れの乱れが D/h によって変化する原因には、対流慣性項の効果が挙げられる。対流慣性項は曲率半径に反比例するため、球径の小さい方が大きく、そのため、乱れの成長等が D/h によって変化したと考えられる。

4. 3 流れの剥離と最大波力

剥離の有無は波力の最大値に影響を与えることは既述した。図-3.7に無次元最大波力($F_{x_m}/\rho u_m^2 D^2$)とK.C.数の関係を示す。同図より、K.C.数が10以上の領域では、無次元最大波力は一定値をとる傾向が、また、10以下の領域では、K.C.数のほぼ-1乗に比例して減少する傾向が認められる。無次元最大波力がK.C.数の-1乗に比例する領域では、波力の最大値が波高に比例すること、また、無次元最大波力が一定値をとる領域では、波力の最大値は、波高の2乗に比例することになる。剥離があることを示す黒い記号が、無次元最大波力の減少の傾きが若干緩やかになる。K.C.数が4~9あたりから増えはじめ、無次元最大波力が一定値をとる領域では、すべて剥離がある場合の値である。この結果より、剥離がなければ波力の最大値は、波高に比例するが、剥離が起こると波力の最大値は徐々に大きくなり、K.C.数がさらに大きくなり、剥離が顕著に起こるようになると波力の最大値は、波高の2乗に比例するようになるといえる。したがって、波力の最大値は、剥離の有無に大きく依存することが明確になった。

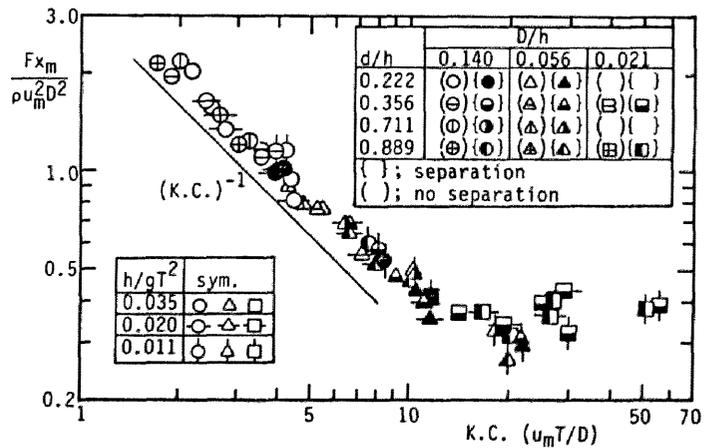


図-3.7 無次元最大波力とK.C.数の関係

第 5 節 結 言

以上、水理実験に基づき球体周りの流況とその支配パラメーター、および、作用波力におよぼす剥離渦の影響等について論議してきた。本章で得られた結果を要約すると以下のようなものである。

- (1) 球体周りの流況は、振動非剥離型、振動剥離型、回転非剥離型、回転剥離型、の4つのタイプに大別される。
- (2) 流況のパターンは、水深波長比 h/gT^2 と相対設置水深 d/h に大きく支配され、 h/gT^2 が小さく、 d/h が大きいほど振動パターンが現れ、 h/gT^2 が大きく、 d/h が小さいほど回転パターンが現れる。
- (3) 剥離が始まる K.C. 数の値は、Re 数によって変化し、Re 数が小さいときは剥離が始まる K.C. 数の値は大きく、逆に、Re 数が大きいときは小さくなり、その限界の K.C. 数の値は式(3.4)で与えられる。
- (5) 後流域は、K.C. 数が大きくなるほど大きくなり、K.C. 数が 20~30 以上になると後流域は上下左右に揺れ始める。
- (4) 波力の最大値は、流線の剥離により大きく支配され、剥離がない場合は波力の最大値は波高に比例するが、剥離が顕著になると波力の最大値は波高の 2 乗に比例する。

参考文献

- 1) Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf : The wave force exerted by surface wave on piles, Petroleum Trans., AIME, Vol. 189, pp. 149-157, 1950.
- 2) 榎木亨・中村孝幸：波動場の円柱後流渦と波力に関する研究，愛媛大学紀要，第8巻，第4号，pp. 179-189, 1977.
- 3) 増田進弘・渡辺晃・堀川清司：波動場に置かれた水平円柱に作用する波力と周辺流体場，土木学会第40回年次学術講演会概要集Ⅱ，pp. 451-542, 1985.
- 4) 中村廣昭・池田駿介・大八木崇：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, 1982.
- 5) Keulegan, G. M. and L. H. Carpenter : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 6, No. 5, pp. 423-440., 1958.
- 6) Jenkins, S. A. and D. L. Inmann : Forces on a sphere under linear progres-

- sive waves, Proc. 15th Int. Conf. on Coastal Eng., pp.2413-2428, 1976.
- 7) 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.
 - 8) 岩田好一朗・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.
 - 9) 岩田好一朗・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.612-616，1988.
 - 10) Iwata, K., N. Mizutani and S. Kasai : Irregular wave forces acting on a submerged sphere, Coastal Eng. in Japan. Vol. 30, No. 1, pp. 117-130, 1987.
 - 11) Kohama, Y. and R. Kobayashi : Boundary-layer transition and the behaviour of spiral vortices on rotating sphere, J. Fluid Mech., Vol. 137, pp. 153-164, 1983.
 - 12) Iwata, K. and N. Mizutani : Experimental study on wave force acting on a submerged sphere, Proc. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Eng., Vol. 2, pp. 145-152, 1989.

第 4 章 Morison 式の適用範囲と 波力係数の特性

第 1 節 概説

Morison 式¹⁾は、構造物の代表径が入射波長に比して小さく、構造物による波の変形が無視できる場合に作用する波力の算定式として有用であることは第 1 章で既述した。しかし、球体に作用する水平方向波力には、鉛直方向の水粒子の運動による揚力が作用し、鉛直方向波力には、水平方向の水粒子の運動による揚力が作用することになる。このため、揚力が慣性力と抗力に比べて圧倒的に小さく、その影響が無視できる場合は、作用波力を Morison 式で算定することが可能であるが、水平方向の水粒子の運動が鉛直方向の運動に比べて非常に大きくなる底面近傍での波力、あるいは長波による波力では、鉛直方向の慣性力と抗力に比べて、水平方向の運動による揚力が卓越し、Morison 式が使用できなくなることは十分に予測できる。また、底面近傍、あるいは自由表面近傍に球体が設置された場合、境界の近接効果 (Proximity Effect)²⁾により慣性力と抗力とは発生機構の異なる波力も作用することになるため、Morison 式は使用できなくなる。

斜面上の捨石に作用する波力には、入射波が正弦波動的な運動をしているにもかかわらず、入射波の 2 倍周波数成分、あるいはさらに高次の周波数成分が卓越する場合のあることが指摘されている³⁾。没水球体に作用する波力にも同様に、2 倍周波数成分、あるいはさらに高次の周波数成分が卓越した波力が観測されている⁴⁾。Morison 式はその形から明らかなように、基本周波数の卓越した波力しか表現することはできない。したがって、まず、Morison 式の適用限界を明らかにしておく必要がある。

Morison 式を使用する際、正確な波力係数を与えることが最も重要な選択になる。Morison 式は、簡単で使いやすいという反面、流体場のもつ複雑な要因はすべて同式中の波力係数 (慣性力係数と抗力係数) に含まれている。このため、波力係数は、構造物の形状、あるいはその周りの流体場によって変化し、その特性は極めて複雑である。このため、波力を対象とした従来の研究の大半が Morison 式中の波力係数の特性を明らかにすることを主眼としてきたといっても過言ではない。したがって、Morison 式が適用可能な範囲では、Morison 式中の波力係数の特性を明らかに

することが重要である。

波力係数の特性を扱った研究はこれまでに数多くなされてきている。しかし、これらのほとんどは円柱を対象としたものであり⁵⁾、球体の波力係数の議論を行った研究は極めて少ない^{4), 6), 7), 8), 9), 10)}。河野⁶⁾は、波動場に置かれた球体に作用する波力の特性について水理実験を行い検討を加えた。そして、Re数の増加にともない抗力係数が減少する傾向があること、また、慣性力係数はほぼ 1.5 で与えられることを報告している。Jenkins and Inman⁷⁾も同様な研究を行い、抗力係数が K.C. 数¹¹⁾の増加にともない減少する傾向があることを報告している。また、Jenkins and Inman は、球体周りの流況も観測しており、球体周りに生じる循環流が慣性力係数を減少させることを指摘した。しかし、いずれの研究も水平方向波力のみを対象としており、鉛直方向波力の特性については議論していない。また、球体の設置位置を固定しているため、作用波力に及ぼす設置水深の効果についても未解明である。このように、波動場に置かれた球体の波力係数の特性については、未解明な部分が多く残されているのが現状である。

本章では、水理実験の結果に基づき、波力の時間波形の特性を検討し、Morison 式の適用可能な範囲を明確にする。ついで、Morison 式が適用可能な範囲の波力に対しては、波力係数の特性を第 3 章で明らかにした球体周りの流れの構造と関連づけながら議論し、波力係数の定式化を行う。

第 2 章 Morison 式

球体に作用する波力ベクトル \mathbf{F} ($=F_x \mathbf{i} + F_z \mathbf{j}$, F_x と F_z はそれぞれ x 方向と z 方向の波力, \mathbf{i} と \mathbf{j} はそれぞれ x 方向と z 方向の単位ベクトル) は、揚力が無視できると仮定すれば、Morison 式により次式で与えられる。

$$\mathbf{F} = \frac{1}{8} C_D \rho \pi D^2 \mathbf{V} |\mathbf{V}| + \frac{1}{6} C_M \rho \pi D^3 \dot{\mathbf{V}} \quad (4.1)$$

ここに、 C_D : 抗力係数, C_M : 慣性力係数, ρ : 水の密度, \mathbf{V} : 流速ベクトル ($= u \mathbf{i} + w \mathbf{j}$, u と w はそれぞれ x 方向と z 方向の水粒子速度), D : 球の直径, $\dot{(\)}$ は時間に関する微分を示す。式(4.1)式を x 方向成分, z 方向成分に分離すれば、 F_x と F_z はそれぞれ式(4.2)と式(4.3)で与えられる。なお、添字 x と z は、それぞれ x 方向と z 方向に関する量であることを示す。

$$F_x = \frac{1}{8} C_{Dx} \rho \pi D^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mx} \rho \pi D^3 \dot{u} \quad (4.2)$$

$$F_z = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} \quad (4.3)$$

ここに、 C_{Dx} と C_{Dz} はそれぞれx方向とz方向の抗力係数、 C_{Mx} と C_{Mz} はそれぞれx方向とz方向の慣性力係数である。

式(4.1)式から式(4.2)と式(4.3)を導く際に、 $C_D = C_{Dx} = C_{Dz}$ 、 $C_M = C_{Mx} = C_{Mz}$ が成立するはずである。しかし実際に球体に作用するx方向波力 F_x 、z方向波力 F_z には、揚力も含まれている可能性があり、球体に作用する波力をMorison式で表現する以上は、揚力の影響は両式中の波力係数に含まれることになる。また、その影響は、x方向とz方向では異なることが考えられる。したがって、球体に作用する波力に含まれる揚力の影響を波力係数に含ませる場合は、式(4.2)と式(4.3)中の波力係数をそれぞれ独立した量として扱う必要がある⁸⁾。

第3節 水理実験

3.1 実験条件および実験方法

没水球体に作用する波力の基本的な特性を明らかにするため、水理実験を行い、規則進行波による作用波力を計測した。実験の条件を、第3章で述べた次元解析結果(式(3.2))に基づき表-4.1のように決定した。すなわち、静水深(h)を70cmで一定にし、入射波の周期を4種類($T=1.15, 1.6, 2.0, 2.5$ 秒)変化させた。発生波はすべて規則進行波である。球体の直径を3種類($D=6.35, 2.5, 0.95$ cm)変化させ、

表-4.1 実験諸元

h(cm)	70.0
h/gT^2	0.054, 0.028, 0.018, 0.011
d/h	0.179, 0.357, 0.536, 0.714, 0.929
D/h	0.091, 0.036, 0.014
$u_m T/D$	0.4 ~ 100
$u_m D/v$	320 ~ 21500

球体の設置位置を5種類 ($d=12.5, 25.0, 37.5, 50.0, 65.0\text{cm}$) 変化させた。それぞれの条件に対して入射波の波高を15種類 ($0.5\sim 17.0\text{cm}$) 変化させた。表-4.1に示されるように、本実験の D/h の最大値は0.091であり、回折波力の効果は無視できる。実験種目は合計900ケースとなった。その全てのケースに対して、水位変動(η)と水深 d における波進行方向と鉛直方向の流速 (u, w) と波力 (F_x, F_z) の計測を行った。なお、水位を電気容量式水位計 (計測技研 CH306とC300) で、流速を電磁流速計 (ALEC ACM-200P) で、波力をCantilever型波力計⁸⁾で計測した。波力計の概略を図-4.1に示す。同図に示されるように、波力計にはCantilever部に波力が作用しないようにシールドが取り付けられている。このシールドの形状は、球体周りの流況の乱れが極力小さくなるように決定された。波力計の固有振動周波数は約15 Hzであり、入射波の周波数に比べて一桁大きい。そのため、計測波力に含まれる固有振動周波数の影響は非常に小さい。波力計の検定を、Cantilever部に直交し、球体の中心を通る断面に静的加重を作用させて行った。図-4.2に波力計の検定曲線の一例を示す。同図にも示すように、全ての波力計の入力と出力の間には十分な線形性が確かめられた。計測した水位、流速と波力の時間変化を、全てデータレコーダー (SONY NPR-3715) とペン書レコーダー (GRAPHTEC WR3701-6L) に記録した。計測時間は、いずれの場合も約1分間とした。なお、本実験では、静水深を一定に保ったため、 Re 数 ($U_m D/\nu$) は $K.C.$ 数 ($U_m T/D$)、 h/gT^2 と D/h に強く依存する。このため、本章では、波力と波力係数に及ぼす Re 数と $K.C.$ 数の効果を同時に論議する場合には、 Re 数と $K.C.$ 数の比で定義される周波数パラメータ $F.P.$ ($=D^2/\nu T$)¹²⁾を Re 数と $K.C.$ 数のいずれかの代わりに採用する。

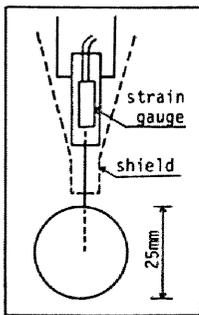


図-4.1 波力計の概略図
($D=2.5\text{cm}$)

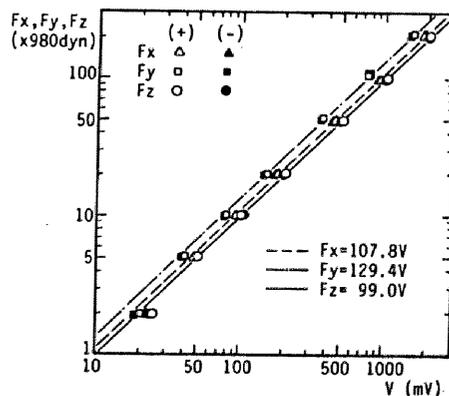


図-4.2 波力計の検定曲線の一例
($D=6.35\text{cm}$)

3. 2 解析方法

(1) データの離散化と加速度の計算

実験で得られた水位変動，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(3.2)の無次元量を計算した．計算に使用したデータの個数は256個（12.8秒間に相当）である．このサンプリングタイムとデータ数の値については，事前の計算において，本実験で対象とした波に対しては，十分な精度が得られることが確かめられている．離散化された流速の時間波形を使って，加速度の時間波形を以下の手法によって計算した．

一般に，流速の時間波形 $U(t)$ を次式で与えることが可能である．

$$U(t) = U_{c0} + \sum_{n=1}^{\infty} \{U_{c_n} \cos(\sigma_n t) + U_{s_n} \sin(\sigma_n t)\} \quad (4.4)$$

ここに， U_{c_n} と U_{s_n} はそれぞれ流速の余弦成分と正弦成分の振幅， σ_n は角周波数で，添字 n は n 番目の成分を示す．式(4.4)を時間で微分すると次式をうる．

$$\dot{U}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \{-\sigma_n U_{c_n} \sin(\sigma_n t) + \sigma_n U_{s_n} \cos(\sigma_n t)\} \quad (4.5)$$

流速の時間波形をFFT法によって級数展開すると，式(4.4)の各々の周波数 σ_n に対する振幅 U_{c_n} と U_{s_n} が求められる．したがって，式(4.5)に U_{c_n} と U_{s_n} を代入すれば加速度の時間波形が計算できる．図-4.3に実験によって得られた水位変動と流速および式(4.5)で計算された加速度の時間変化を同一の波高と周期を持つ規則進行波の理論値¹³⁾と比較した一例を示す．同図に示されるように，流速と加速度

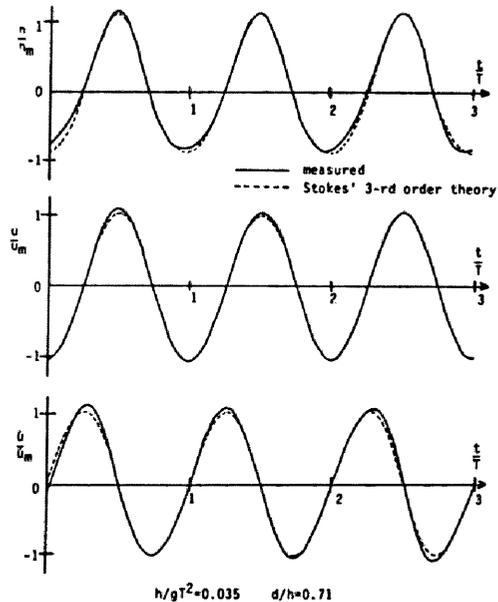


図-4.3 流速と加速度の比較の例

は理論値とよく一致しており，計測した流速と式(4.5)で計算した加速度が正確なものであることが明らかである。

(2) 波力係数の計算方法

Morison式中の波力係数の計算方法には，(i) Fourier平均を使った方法，(ii) 流速がゼロになる位相における波力と加速度から慣性力係数を，また，加速度がゼロになる位相の波力と流速から抗力係数をそれぞれ計算する方法，および(iii) 最小自乗法の三つが代表的である¹²⁾。しかし，(i)のFourier平均を使った方法は，流速と加速度の時間波形が完全な正弦波である時には有効であるが，波形が若干変形すると誤差が入りやすいという欠点がある。(ii)の手法は，慣性力と抗力が同程度の大きさである場合には有効な手法であるが，慣性力と抗力のいずれかが卓越する場合には誤差が生じやすい¹²⁾。本研究では，実際に生起される水粒子の運動は正確には正弦波と若干の差があること，また，慣性力が抗力に対して卓越する場合から，逆に抗力が慣性力に対して卓越する場合までの広範囲を対象とすること，また，最小自乗法で決定された波力係数を使った計算波力の時間波形は，実測の波力の時間波形に最も近いことなどを考慮して，波力係数の計算方法は(iii)の最小自乗法を採用した。なお，最小自乗法をそのまま使用すると，波力の極値に差が生じやすい¹²⁾。このため，計算波力と実測波力の極大値と極小値の精度をより向上させるため，実測波力の2乗の重みをかけた最小自乗法¹²⁾を使った⁸⁾。最小自乗法による波力係数の計算方法を以下に示す。

離散化された*i*番目の*x*方向の計算波力 F_{xTi} は，式(4.2)より次式で与えられる。

$$F_{xTi} = C_{Dx} f_{Dxi} + C_{Mx} f_{1xi} \quad (4.6)$$

ここに， $f_{Dxi} = (\rho \pi D^2 u_i \sqrt{u_i^2 + w_i^2})/8$ ， $f_{1xi} = (\rho \pi D^3 \dot{u}_i)/6$ ，であり，添字*i*は*i*番目の値を示す。慣性力係数と抗力係数が時間的に変化しないと仮定すれば，重み付きの2乗誤差は式(4.7)で与えられる。

$$E = \sum_{i=1}^N F_{xi}^2 (F_{xi} - F_{xTi})^2 \quad (4.7)$$

ここに，*N*はデータの個数（本実験では *N*=256）である。

実測の波力 F_{xi} と計算波力の F_{xTi} の差が最小となる条件は，式(4.8)の連立方程式

で与えられる。

$$\frac{\partial E}{\partial C_{DX}} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial C_{MX}} = 0 \quad (4.8)$$

式(4.8)に式(4.7)を代入して連立方程式を解くと、最終的に C_{DX} と C_{MX} はそれぞれ式(4.9)と式(4.10)のようになる。

$$C_{DX} = \frac{\Sigma (F_{Xi}^3 f_{Dxi}) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{lxi}^2) - \Sigma (F_{Xi}^3 f_{lxi}) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi} f_{lxi})}{\Sigma (F_{Xi}^2 f_{lxi}^2) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi}^2) - [\Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi} f_{lxi})]^2} \quad (4.9)$$

$$C_{MX} = \frac{\Sigma (F_{Xi}^3 f_{lxi}) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi}^2) - \Sigma (F_{Xi}^3 f_{Dxi}) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi} f_{lxi})}{\Sigma (F_{Xi}^2 f_{lxi}^2) \Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi}^2) - [\Sigma (F_{Xi}^2 f_{Dxi} f_{lxi})]^2} \quad (4.10)$$

同様にして、 C_{DZ} と C_{MZ} はそれぞれ式(4.11)と式(4.12)で与えられる。

$$C_{DZ} = \frac{\Sigma (F_{Zi}^3 f_{Dzi}) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{lzi}^2) - \Sigma (F_{Zi}^3 f_{lzi}) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi} f_{lzi})}{\Sigma (F_{Zi}^2 f_{lzi}^2) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi}^2) - [\Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi} f_{lzi})]^2} \quad (4.11)$$

$$C_{MZ} = \frac{\Sigma (F_{Zi}^3 f_{lzi}) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi}^2) - \Sigma (F_{Zi}^3 f_{Dzi}) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi} f_{lzi})}{\Sigma (F_{Zi}^2 f_{lzi}^2) \Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi}^2) - [\Sigma (F_{Zi}^2 f_{Dzi} f_{lzi})]^2} \quad (4.12)$$

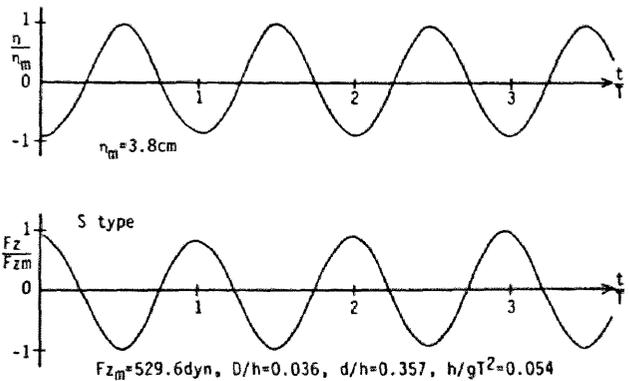
ここに、 $f_{Dzi} = (\rho \pi D^2 w_i \sqrt{u_i^2 + w_i^2})/8$ 、 $f_{lzi} = (\rho \pi D^3 \dot{w}_i)/6$ である。また、式(4.9)から式(4.12)の総和記号の上限と下限は、式(4.7)と同じである。

第 4 章 Morrison 式の適用範囲

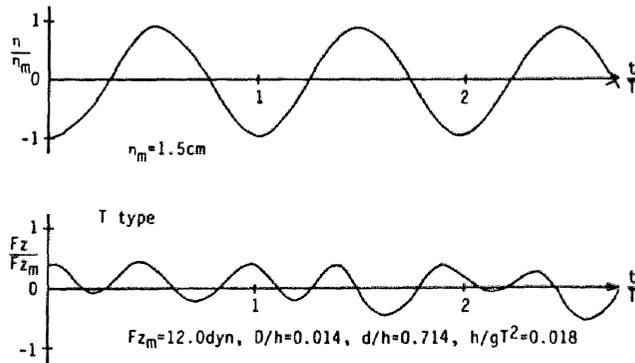
4.1 波力の時間波形の特性

斜面上の捨石に作用する波力の時間波形は、衝撃波型波形（P型波形）、双峰型波形（T型波形）、単峰型波形（S型波形）と不規則波型波形（R型波形）の4つに大別できる⁴⁾。このうち、P型波形は砕波による衝撃波力に大きく起因する波力の時間波形である。一方、本実験で対象とする非砕波の波による一様水深の波動場に設置された没水球体に作用する波力は単峰型波形（S型波形）、双峰型波形（T

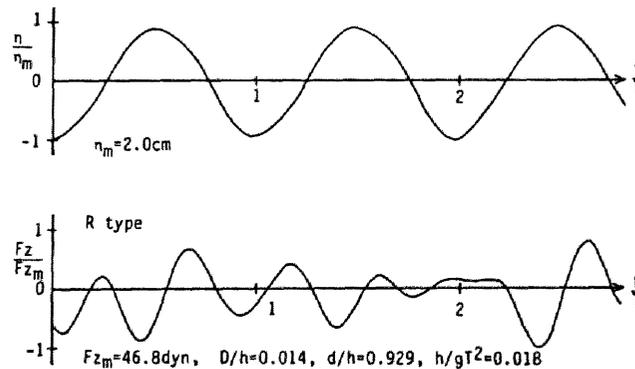
型波形)と不規則波型波形(R型波形)の3つに大別できることが判明した。これらの3つのタイプの波力の時間波形の例を図-4.4に示す。いずれの時間波形に対しても、流速の時間変化は、入射波の周波数成分が卓越している。水平方向波力 F_x は、球体が自由表面より上にでない範囲ではすべてS型波形である。一方、鉛直方向波力にはT型波形とR型波形が数多く観測された。T型波形とR型波形の出現特性の詳細は第5章で述べるが、概略は以下のようなものである。すなわち、 h/gT^2 の小さい方がT型波形とR型波形は多く出現する。また、 d/h が大きき球体が底面に近づいた場合、T型波形とR型波形が非常に多く出現する。一方、 d/h が小さく、球体が自由表面に近づいた場合、 h/gT^2 が小さくなるとT型波形がより多く出現する。また、同一の h/gT^2 と d/h に対しては、 D/h の小さい方がT型波形とR型波形は数多く出現するようになる。 h/gT^2 と d/h は水粒子の楕円軌道の短軸と長軸の比を支配し、回転パターンと振動パターンの出現特性を支配する無次元量である。したがって、波力の時間波形の出現特性に流況のパターン



(a) S型波形



(b) T型波形



(c) R型波形

図-4.4 波力の時間波形の例

が大きく影響を及ぼしていることが指摘できる。

Morison式は、その形から明らかかなように、入射波と同じ周波数成分が卓越した波力の時間波形しか表現することはできず、T型波形やR型波形を表現できない。したがって、T型波形とR型波形の出現範囲、換言すれば Morison式の適用範囲を明らかにし、Morison式が適用できない範囲の波力に対しては、Morison式に代わる波力算定式を確立する必要がある。そこで4.2で Morison式の適用範囲を明らかにする。

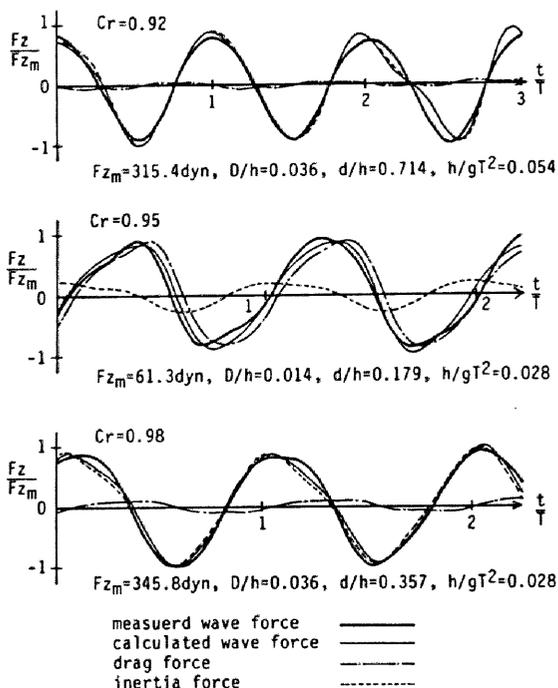


図-4.5 計算波力と実測波力の時間変化の比較の例

4.2 Morison式の適用範囲

本研究では、最小自乗法で決定された波力係数を使って計算される計算波力と実測波力の時間波形の相関係数 Cr を式(4.13)で定義し、 Cr が0.9より小さい場合にはMorison式を適用することができないと判定した^{14)・15)}。 Cr が0.9以上の場合には、図-4.5に示されるように、計算波力と実測波力の時間変化の対応はよく、工学上 Morison式を適用できる。

$$Cr = \sqrt{1 - \frac{[F_T(t) - F(t)]^2}{F(t)^2}} \quad (4.13)$$

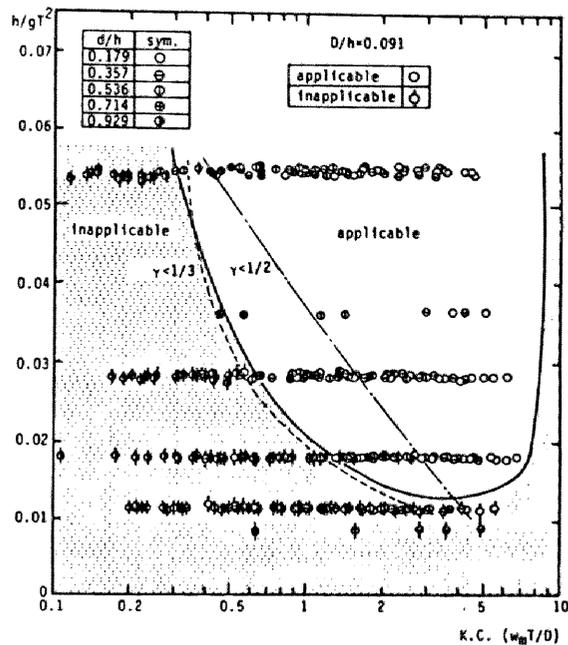
ここに、 $F_T(t)$ は計算波力、 $F(t)$ は実測波力であり、上付バー(—)は5波にわたる時間平均値を示す。

z方向の波力に対する Morison式の適用範囲を、 d/h をパラメータにして図示すると図-4.6をうる。同図によると、球体が底面近傍に設置された場合、すなわち、 d/h が大きくなると F_z に Morison式を適用できない。また、同一の d/h に対しては

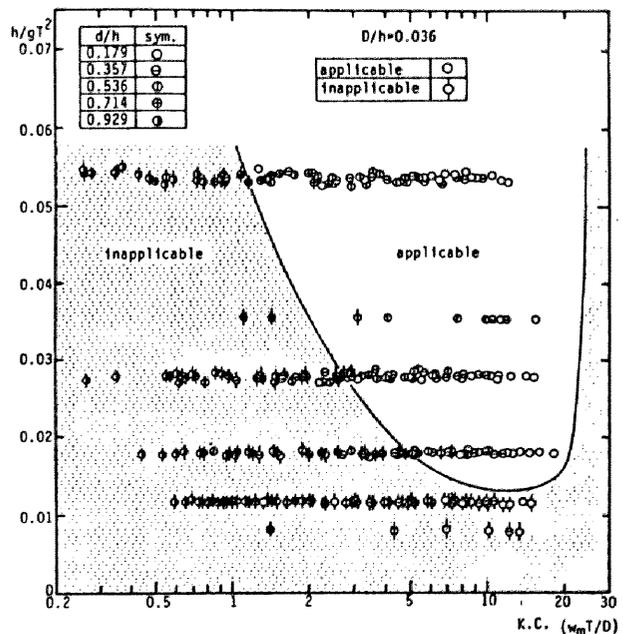
K.C.数の小さい方が Morison式は適用できなくなる。そして、 h/gT^2 の小さい方が、また、 D/h の小さい方が Morison式の適用範囲は狭くなる。なお、本実験の範囲 ($d/h \geq 0.179$) では、自由表面の近接効果は小さく、自由表面近傍ではT型波形が少ないため、適用範囲の上限を球体が自由表面より上にでない条件で与えた⁴⁾。この点に関しては、第5章で詳述する。

図-4.6(a)には、参考のため、 h/gT^2 ごとに水粒子の楕円軌道の長軸と短軸の比 γ が1/2以下になる d/h に対する実験値の上限を結んだ曲線と、 γ が1/3以下になる d/h に対する実験値の上限を結んだ曲線も記入してある。鉛直方向波力の Morison式の適用範囲の下限値は、 γ が1/2以下を示す曲線と1/3以下を示す曲線の間にあることが認められる。流況の可視化実験で得られた振動パターンの波力のうち、鉛直方向波力は Morison式で算定できないものがほとんどであり、この結果も考慮すると、流況のパターンが振動パターンになると Morison式は適用できなくなるといえる。

Morison式が適用できなくなる原因としては、揚力の影響、



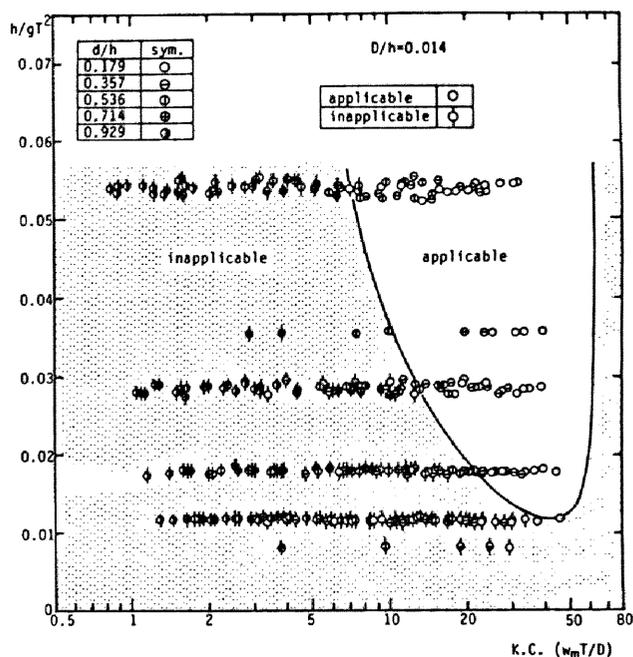
(a) $D/h=0.091$



(b) $D/h=0.036$

図-4.6 Morison式の適用範囲 (F_z の場合)

および Proximity Effect の影響などが考えられる。振動パターンでは、鉛直方向の水粒子の運動による抗力、慣性力が水平方向の水粒子の運動による揚力に比べて小さくなる可能性がある。特に、 d/h が大きい底面付近のケースでは、Proximity Effect により、球体の下側の流速が、上側の流速に比べて大きくなることから、可視化実験からも認められているが、この球体の上下での流速の非対称性により、鉛直方向に力が作用することになる。そのため Morison 式が適用できなくなったものと考えられる。



(c) $D/h=0.014$

図-4.6 Morison 式の適用範囲 (F_z の場合)

Morison 式の適用限界付近の d/h の値では、同じ d/h の値であっても、K.C. 数が大きくなれば Morison 式が適用できる傾向のあることが認められる。K.C. 数が大きくなることは、鉛直方向の運動が大きくなることに対応するが、鉛直方向の運動が大きくなると鉛直方向の抗力、慣性力も大きくなり、そのため Morison 式が適用できるようになったものと思われる。また、 D/h が 0.014 の場合は Morison 式を適用できなくなる d/h の値は大きくなることが認められる。これは、可視化実験によると D/h の小さい方が球体周りの流れに乱れが生じやすいことが確認されているが、直径が小さい球体に作用する波力の絶対値は、球径が大きい場合に比べて小さくなり、そのため流況の乱れによる揚力が慣性力と抗力に比べて大きくなったことが一原因として考えられる。この点については第 5 章で述べることにする。

上記の結果は、 x 方向と z 方向とでは、揚力の影響の大きさに差があることを示すものでもあり、したがって、球体に作用する波力を Morison 式で算定する場合には、Morison 式の適用範囲内の波力であっても、波力係数は、 x 方向と z 方向とで独立させて考える必要があることを示している。

第5節 波力係数の特性

Morison式が適用可能な範囲の波力に対しては、波力係数（慣性力係数と抗力係数）の特性を明らかにしておくことが工学上極めて重要である。本節では、波力係数の特性を球体周りの流況と関連づけながら論議し、その特性を説明する。

5.1 慣性力係数の特性

(1) x方向の慣性力係数 C_{MX}

図-4.7にx方向の慣性力係数 C_{MX} とK.C.数 ($u_m T/D$) の関係を示す。K.C.数が10以下の範囲では、 h/gT^2 、 d/h と D/h の値に関係なく、 C_{MX} はK.C.数の増加にともない若干増加する傾向は認められるものの、概略は一定値をとるとみなしうる。K.C.数が10~30を越えると C_{MX} の値に差が生じる。あまり顕著ではないが、 d/h が0.539より大きいものはほぼ一定値をとるが、 d/h がそれより小さいものは、K.C.数の増加にともない減少し、K.C.数が20前後で極小値をとる。K.C.数が30を越えると、 C_{MX} は徐々に大きくなり、50以上の範囲では急激に増加する。K.C.数が5~20の範囲では、振動流中におかれた球体に対するSarpkaya¹⁶⁾、中村ら¹⁷⁾の実験値とほぼ等しい値になっている。なお、 C_{MX} に及ぼす周波数パラメターの明瞭な効果は認められず、 C_{MX} に及ぼすRe数の効果はほとんどないようである。

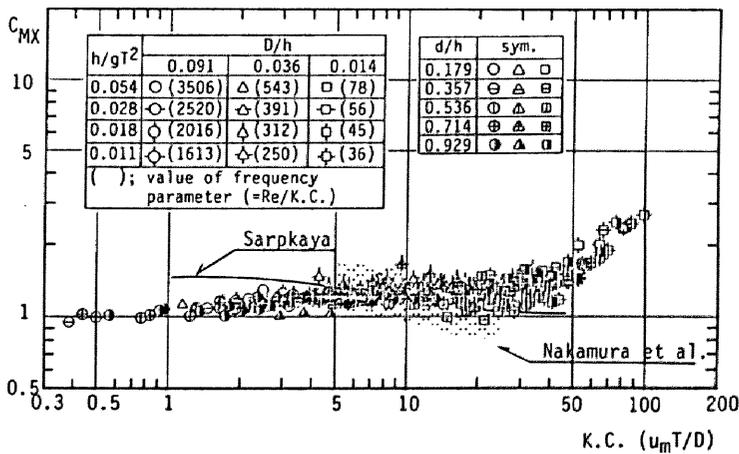


図-4.7 C_{MX} とK.C.数の関係

K.C.数が、10以上の範囲で C_{MX} の特性が変化するのは、以下のような理由によるものと考えられる。K.C.数が10を越えると後述するように、流況のパターンにかかわらず、抗力が卓越するようになる。これは、球体背後の剝離域が大きくなり、剝離域の圧力低下による球前後の圧力の非対称性が顕著になるためである。剝離域での圧力の低下が顕著になる場合の球体表面での圧力分布は、剝離がない場合に比べて大きく変化することになり、その影響が慣性力係数に現れたものと考えられる。特に、K.C.数が30を越えるとその影響が非常に大きくなるものと推察される。

(2) z方向の慣性力係数 C_{MZ}

z方向の慣性力係数 C_{MZ} とK.C.数 ($w_m T/D$) の関係を図-4.8に示す。 C_{MZ} は、K.C.数が10以下の範囲では、ほぼ一定値をとるが、10以上では、K.C.数の増加にともない減少し、K.C.数が20前後で極小値をとり、その後 K.C.数の増加にともない C_{MZ} は増加する。Morison式が適用できない場合の値を除いているため、K.C.数が30を越える値が少なく、30以上の範囲については、 C_{MX} と比較することはできないが、それ以下の範囲では、 C_{MZ} の方が多少ばらつきが大きいものの、基本的には、 C_{MX} とよく似た傾向であると言える。K.C.数が20前後で C_{MZ} が極小値をとり、極小値が d/h の小さいほど小さくなる傾向は C_{MX} の場合と同様であるが、 C_{MX} の場合と異なり、 C_{MZ} は d/h の他に h/gT^2 によっても変化し、 h/gT^2 が小さい方が極小値はより小さくなるようである。さらに、その極小値は C_{MX} の極小値より小さく、 C_{MZ} は C_{MX}

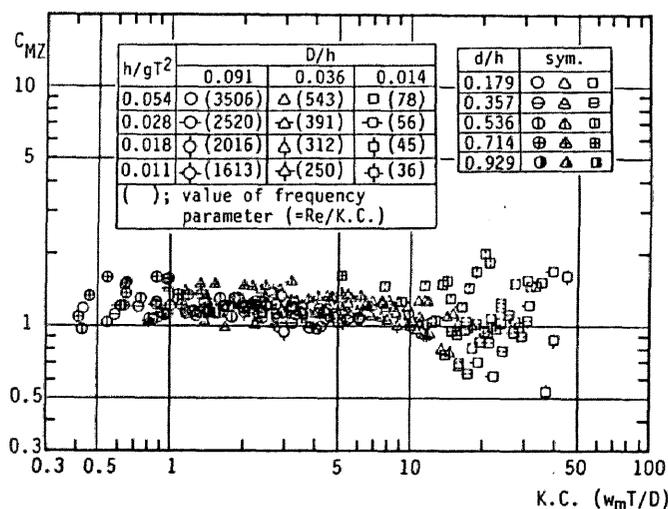


図-4.8 C_{MZ} とK.C.数の関係

よりも慣性力係数の変化が大きいと言える。これらの差の原因の一つに C_{MX} と C_{MZ} に含まれる揚力の大きさが異なることが挙げられる。また、 C_{MX} と同様、 C_{MZ} に及ぼす周波数パラメターの明瞭な効果は認められない。

以上述べたように、 C_{MX} は K.C. 数 と 相対設置水深 d/h に強く支配されること、 C_{MZ} は K.C. 数、 d/h と 水深波長比 h/gT^2 に強く支配されることが明らかになった。しかし、波力の計算に際しては、これらの係数は定式化されていることが望ましい。これまで球体に対する波力係数の特性は十分解明されていないため、基本的な特性を明確にさせることも考慮すれば、まず C_{MX} と C_{MZ} の平均値を定式化することが基本的に重要である。図-4.7 と 図-4.8 に示される慣性力係数 C_{MX} と C_{MZ} の平均値を図-4.9 と 図-4.10 で与えることができる。ただし、 C_{MZ} については、 d/h が 0.714 より大きい場合、あるいは h/gT^2 が 0.011 の場合のほとんどが Morison 式を適用できないため実験値が少ない。また、 h/gT^2 が 0.018 の場合の実験値も少なく、 d/h による明瞭な傾向が認められなかった

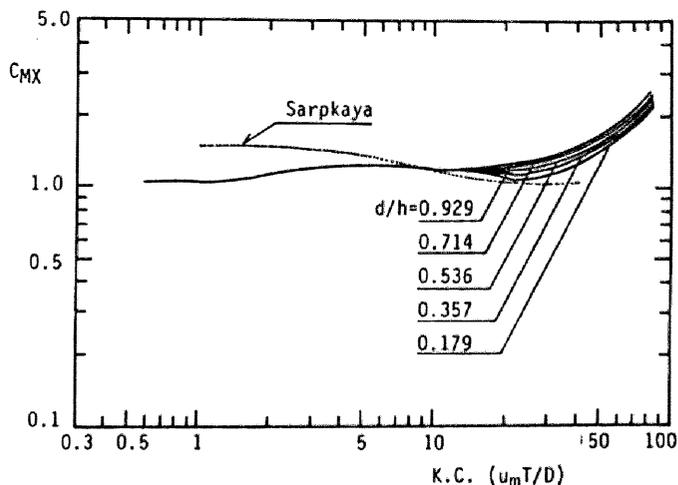


図-4.9 C_{MX} と K.C. 数の関係 (実験曲線)

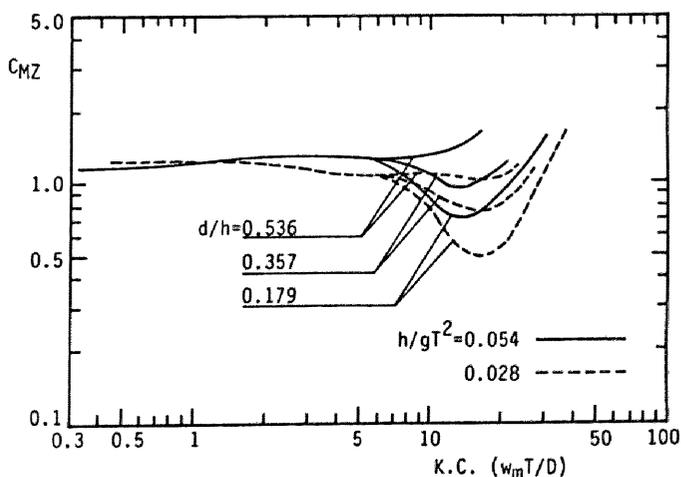


図-4.10 C_{MZ} と K.C. 数の関係 (実験曲線)

め、図-4.10には、 h/gT^2 が0.028以上、 d/h が0.536以下の実験値に対する曲線のみを示した。したがって、両図に示す値を使えば、実験値には若干の分布の幅はあるものの、与えられた条件に対する慣性力係数の妥当な値を得ることができる。なお、慣性力が卓越すると考えられるK.C.数が10以下の範囲（第5節参照）での実験曲線に対する実験値の標準偏差は、0.1以下である。

5. 2 抗力係数の特性

(1) x方向の抗力係数 C_{DX}

図-4.11にx方向の抗力係数 C_{DX} とK.C.数 ($u_m T/D$) の関係を示す。K.C.数が約4~5以下になると、剥離渦の影響が小さくなり、流速と位相がずれる粘性抵抗力が抗力として卓越するようになるので、抗力係数は、非常にばらつきが大きくなることが判明した。また、この範囲の抗力は、慣性力に比べて非常に小さい。このため、工学上、抗力を考慮しなくてもよい場合が多いので、図-4.11には、K.C.数が5以上で、抗力が慣性力の5%以上の値のみを示した。

全体的な傾向としては、 C_{DX} は、K.C.数が10~20以上では一定値に近づき、 h/gT^2 、 d/h と D/h の値による差はほとんどない。また、周波数パラメータによる差もなく、この範囲ではRe数の効果もほとんどないといえる。K.C.数がそれ以下では、 C_{DX} の分布にかなりの幅がでる。その差は、K.C.数が小さいほど大きい。K.C.数が10~20以上では、前述したように、流況のパターンにかかわらず後流域が発達し、そのため、球体の前後での圧力差がかなり大きくなり、それによる力が抗力の支配的な力となる。そのような状況のもとでは、 h/gT^2 、 d/h のような流況のパターンを支配するパラメータ、言い替えば、回転パターン、振動パターンによる差はほとんどな

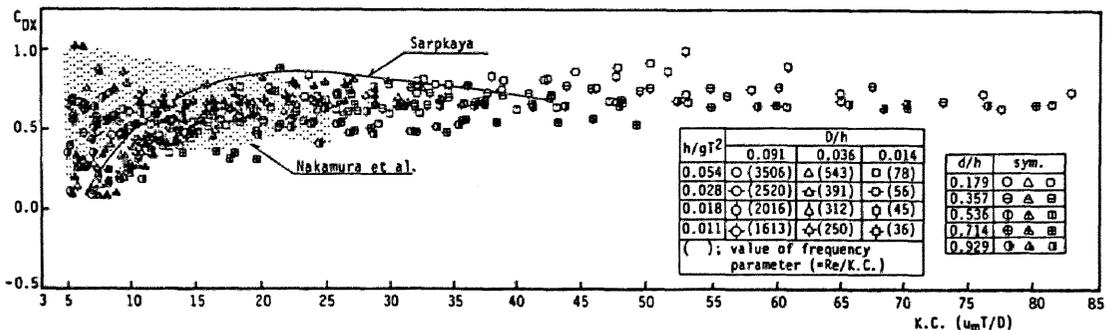


図-4.11 C_{DX} とK.C.数の関係

といえる。一方、 C_{DX} の値に大きな差が認められるK.C.数が10~20以下の範囲では、同一のK.C.数の値であっても h/gT^2 の大きい方が C_{DX} の値は小さく、 h/gT^2 の小さい方が C_{DX} の値は大きくなる。また、 h/gT^2 の差ほど明瞭ではないが、 d/h が大きいほど C_{DX} の値は大きくなるようである。すなわち、 h/gT^2 が小さく、 d/h が大きいものは、K.C.数の減少にともない C_{DX} の値はどちらかというとき大きくなる傾向にあり、 h/gT^2 が大きく、 d/h が小さいものは C_{DX} は減少する傾向にあることがわかる。 h/gT^2 と d/h は流況のパターンを支配する無次元量でもあるので、K.C.数が小さい範囲では、流況のパターンによって C_{DX} の値は大きく変化することを示すものである。K.C.数が小さい範囲では、球体表面での流れの剝離はあまり顕著でなく、したがって、抗力に占める球体表面での粘性抵抗力が大きくなることが考えられる。粘性抵抗力は、球体表面での流速分布に大きく支配されるため、回転パターンと振動パターンでは粘性抵抗力に差が生じることになる。 h/gT^2 、 d/h と D/h が同じ値ならば、K.C.数が小さくなれば、Re数も小さくなり、したがって、剝離の影響が小さくなると同時に粘性の影響が大きくなる。このため、K.C.数の小さい方が C_{DX} により大きな差が生じたものと考えられる。また、 h/gT^2 が同じであっても、 D/h により C_{DX} の値に差のあることが認められる。すなわち、 h/gT^2 が0.018より大きい場合は、 D/h が小さい方がK.C.数の減少にともなう C_{DX} の減少の割合が顕著であり、 h/gT^2 が0.011の場合は、K.C.数の減少にともなう C_{DX} の増加の割合が顕著になるようである。これは、同一のK.C.数と h/gT^2 に対して、 D/h が小さいことは、周波数パラメータが小さく、したがって、Re数が小さいことになり、粘性の影響がより大きくなるためであると考えられる。このRe数の効果について以下に論議する。

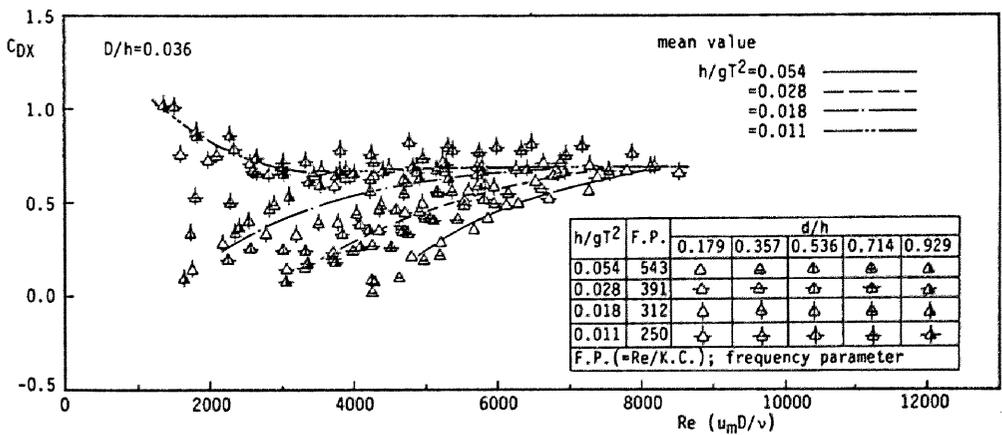


図-4.12 C_{DX} とRe数の関係の例

図-4.12は、一例として $D/h=0.036$ に対する C_{Dx} と Re 数の関係を示したものである。同図に示すように、同一の D/h に対しては、 Re 数が大きくなると C_{Dx} は一定値に近づく。これは、剥離渦が支配的になるためである。しかし、 Re 数が小さくなると C_{Dx} に明瞭な差が生じ、図中の平均曲線に示されるように、 h/gT^2 が小さく、一様振動流に近くなると C_{Dx} は Re 数の減少とともに増大する。これは一方向流中に設置された球体の抗力係数と同様の傾向である¹⁸⁾。一方、 h/gT^2 が大きくなり、水粒子の軌道が円に近づくとき、 C_{Dx} は Re 数の減少とともに小さくなる。そして、 C_{Dx} の h/gT^2 による差は Re 数が小さいほど大きい。また、 h/gT^2 の効果ほど明瞭ではないものの、 d/h の大きい方が C_{Dx} は大きくなる傾向があり、水粒子の軌道が扁平な楕円になるほど C_{Dx} は大きくなるといえる。しかし、同一の Re 数に対しては周波数パラメーターの小さい方が $K.C.$ 数は大きく、抗力に占める粘性抵抗力の割合が小さくなるため、 C_{Dx} を変化さず限界の Re 数の値は小さくなる。また、図示しないが、 D/h が小さくなると、同一の Re 数に対して $K.C.$ 数が大きくなるため、 Re 数が小さくても剥離渦の影響が強く、粘性の影響をほとんど受けない範囲もあり、必ずしも Re 数の小さい方が C_{Dx} に及ぼす粘性の効果は大きくなるとはいえない。したがって、 C_{Dx} は主に $K.C.$ 数に支配されるが、剥離渦の影響が小さくなり、粘性抵抗力が抗力に占める割合が大きくなると流況のパターンによる差が生じ、その差は Re 数が小さくなり粘性の影響が大きくなるほど大きくなるといえる。

(2) z 方向の抗力係数 C_{Dz}

C_{Dz} と $K.C.$ 数 ($w_m T/D$) の関係を図-4.13に示す。 C_{Dz} は、Morison式を適用できない範囲の波力に対する値を除いているため実験値が少ないが、一般的には C_{Dx} とよく似た傾向を示している。すなわち、 $K.C.$ 数が 10~20 以上の剥離による圧力の非対

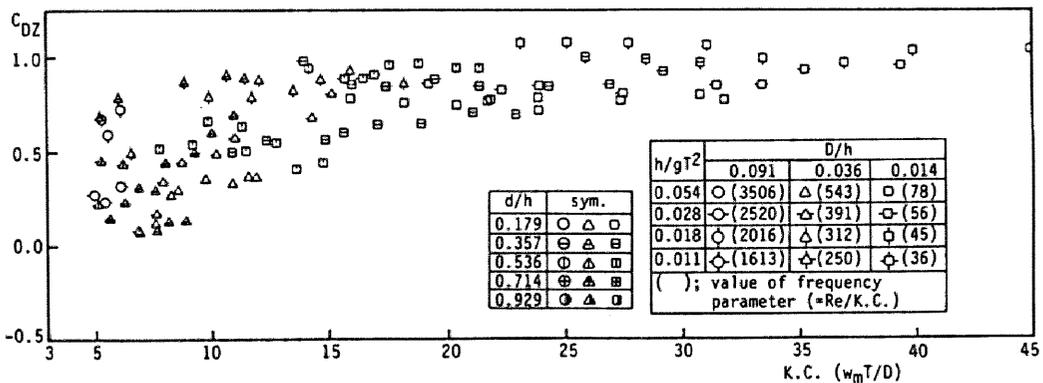


図-4.13 C_{Dz} と $K.C.$ 数の関係

称性が抗力の支配的な成分となる範囲では、K.C.数の変化によらずほぼ一定値に近づき、K.C.数が10~20以下の範囲で、剥離の影響が小さく、粘性抵抗力が抗力の成分として無視できない範囲では、K.C.数の減少とともに C_{DZ} も減少する。また、 C_{DZ} が減少する割合も C_{DX} の場合と同様、 h/gT^2 の小さい方が顕著である。さらに、同一の h/gT^2 に対しては、 D/h の小さい方が、すなわち周波数パラメーターの小さい方が C_{DZ} の減少する割合は大きくなるようであり、 C_{DX} と同様の傾向がある。そして、図示しないが、 C_{DZ} とRe数の関係も C_{DX} と同様、剥離渦の影響が小さくなると特に h/gT^2 による差が大きくなることが判明した。しかし、 C_{DX} の場合と異なり、K.C.数が10~20以上の範囲における C_{DZ} は h/gT^2 によって変化し、 h/gT^2 の小さい方が C_{DZ} は大きくなる。この原因に揚力の影響が挙げられる。すなわち、同一のK.C.数($w_n T/D$)に対しては、水平方向の水粒子の運動は h/gT^2 の小さい方が大きく、したがって、水平方向の剥離渦の非対称性による揚力も h/gT^2 の小さい方が大きくなることが考えられる。その影響が C_{DZ} の差に現れたと考えられる。

以上の結果より、抗力係数 C_{DX} と C_{DZ} はK.C.数、Re数、水深波長比 h/gT^2 、相対設置水深 d/h と球径波長比 D/h によって支配されることが解明された。これらの支配無次元量のうち、特にK.C.数と h/gT^2 の効果が卓越しているため、図-4.11と図-4.13に示される C_{DX} と C_{DZ} をK.C.数と h/gT^2 の関数として慣性力係数の場合と同様に、その平均値を使って図式化すると、それぞれ図-4.14と図-4.15のようになる。なお、抗力が卓越すると考えられるK.C.数が20以上の範囲(第5節参照)における実験曲線に対する実験値の標準偏差は、最大で0.11である。したがって、Morison式の適用可能な範囲の波力については、図-4.9、図-4.10、図-4.14と図-4.15に示される波力係数を使用することにより、波力を推算することができる。

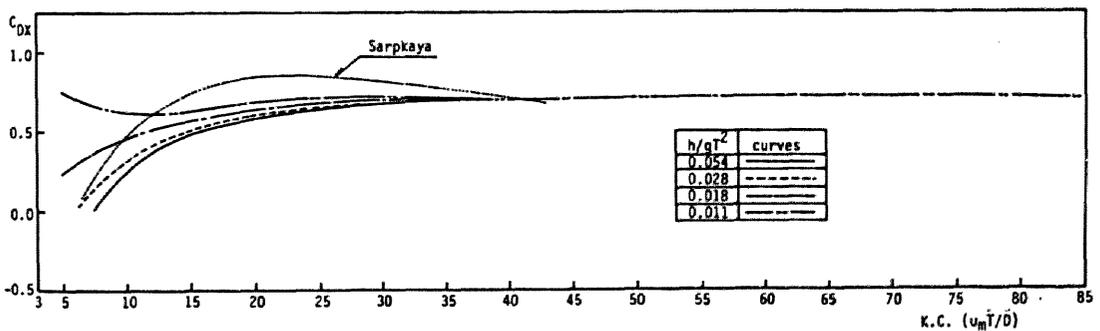


図-4.14 C_{DX} とK.C.数の関係(実験曲線)

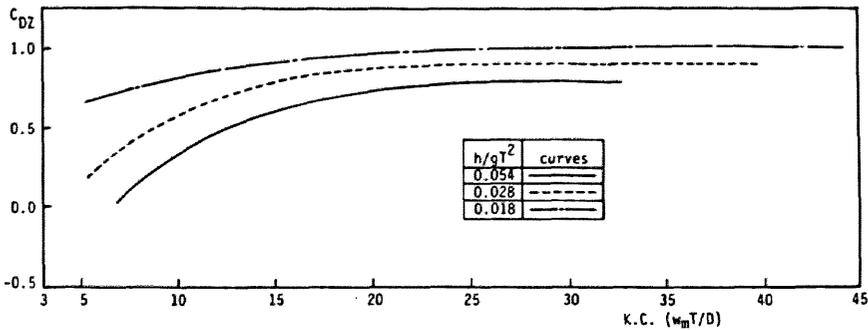


図-4.15 C_{DZ} とK.C.数の関係(実験曲線)

第6節 最大波力の特性

つぎに、最大波力の特性を明らかにする。図-4.16は、 x 方向の無次元最大波力 $F_{x*} (= F_{x_n} / \rho (u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2)$ と K.C. 数 $(u_n T/D)$ の関係を示したものである。次元解析によれば、 x 方向の無次元最大波力を $F_{x_n} / \rho u_n^2 D^2$ で、また、 z 方向の無次元最大波力を $F_{z_n} / \rho w_n^2 D^2$ で表現するのが本来の表示法であるが、Morison式の抗力項との関連を考慮して、 x 方向の無次元最大波力を $F_{x_n} / \rho (u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$ で、また、 z 方向の無次元最大波力を $F_{z_n} / \rho (w\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$ で表示する。なお、 x 方向の無次元最大波力については、 $F_{x_n} / \rho (u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$ と $F_{x_n} / \rho u_n^2 D^2$ は同じ値である。また、図-4.16には、本実験の範囲における剥離が始まる K.C. 数の値の最小値と最大値を式(3.4)で計算し、一点鎖線で示した。同図より、剥離のない K.C. 数が約 4 以下の範囲では、無次元最大波力は、K.C. 数の -1 乗に比例して減少し、剥離が始まる K.C. 数が 4 あたりから減少の傾きが若干緩やかになる。また、K.C. 数が 10 を越え、全てのケースで剥離が起こるようになると無次元最大波力は一定値に漸近してゆき、20 以上では、ほぼ一定値になる傾向が認められる。無次元最大波力が K.C. 数の -1 乗に比例する範囲では、波力の最大値は、流速に比例することになる。すなわち、慣性力が支配的であったことが考えられる。また、K.C. 数の変化によらず一定値をとる範囲では、波力の最大値は、流速の 2 乗に比例することになり、抗力が支配的であったと考えられる。図-3.6 に示したように、可視化実験の無次元最大波力と K.C. 数の関係は、剥離の始まる K.C. 数が 4 付近から K.C. 数の増加にともなう無次元最大波力の減少の傾きが緩やかになること、さらに、無次元最大波力が一定値となる範囲では、すべて剥離のある値であることなど、図-4.16 に示されるものとほぼ同じである。これ

らの結果からも、剥離のない範囲では、波力の最大値は流速，すなわち波高に比例し，剥離が起こり始めると波力の最大値は徐々に増加し，剥離が顕著に起こるようになると波力は流速の2乗，すなわち波高の2乗に比例するといえる。したがって，波力の最大値は，剥離の有無に大きく支配されていることが図-4.16からも明らかである。

図-4.16には，Morison式中の慣性力と抗力に対する値もそれぞれ実線，破線で記入してある。ただし，慣性力係数の値は，図-4.9より，慣性力が支配的なK.C.数が10以下の範囲の平均値1.2を，また，抗力係数の値は，図-4.14より，抗力が支配的なK.C.数が20以上の範囲の平均値0.7を採用した。図中の実線，破線は，それぞれ，K.C.数が10以下，20以上で実験値との対応が非常によいことがわかる。したがって，波力の最大値は，図-4.9と図-4.14の波力係数を使って精度よく推算できる。

z方向の無次元最大波力 $Fz^*(=Fz_n/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_n D^2)$ とK.C.数 $(w_n T/D)$ の関係を図-4.17に示す。ただし，Morison式が適用できない波力の値は除いてある。z方向の無次元最大波力の特性は，x方向の値に比べて多少ばらつきが大きい，基本的な特性は，x方向の値とほとんど差はないと言える。z方向の値がx方向の値に比べてば

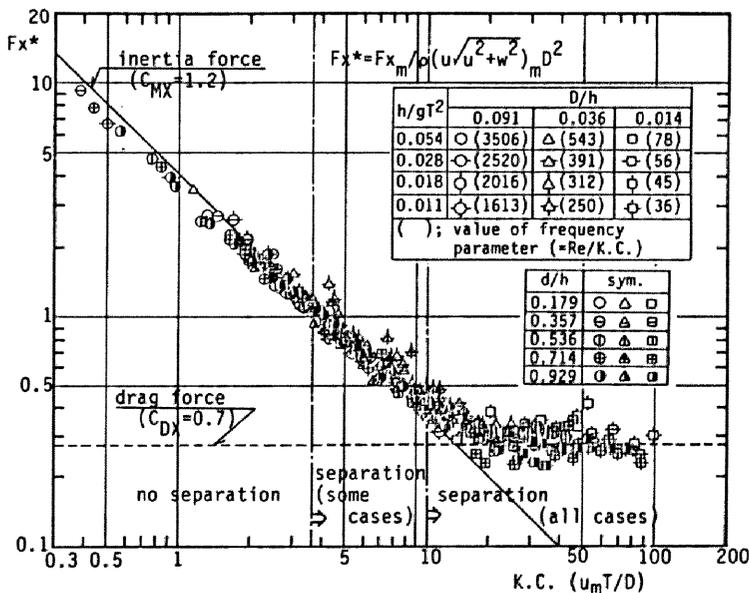


図-4.16 Fx^* とK.C.数の関係

らつきが大きい原因の一つとして、揚力の影響が考えられる。同図にも図-4.10と図-4.15から得られる波力係数を使って計算される慣性力、抗力の計算値も示してある。ただし、 C_{M2} の値は、慣性力が卓越するK.C.数が10以下の範囲では h/gT^2 による差は小さいため、 h/gT^2 が0.054の場合と0.028の場合のともに1.3として計算し、 C_{D2} の値は、抗力が支配的なK.C.数が20以上の範囲の平均値として、 h/gT^2 が0.054に対しては0.7、0.028に対しては0.85、0.018に対しては1.0として計算した。また、z方向の慣性力については h/gT^2 と d/h によって計算値が変化するため、Morrison式の適用範囲内の最大値($h/gT^2=0.054$, $d/h=0.179$)と最小値($h/gT^2=0.028$, $d/h=0.536$)を示した。実験値と計算値の対応は非常に良く、同図からも図-4.10と図-4.15の波力係数の値が鉛直方向の波力の最大値の推算にも有用であることが認められる。

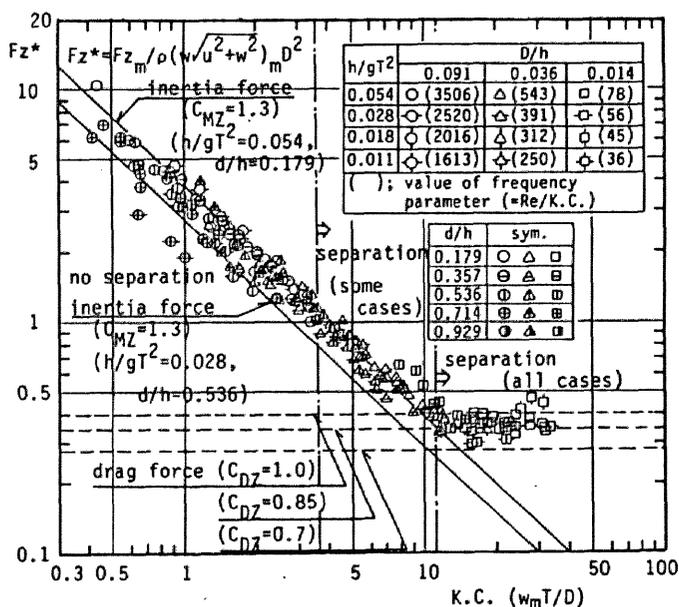


図-4.17 Fz^* とK.C.数の関係

第7節 結言

以上、本章では、没水球体に作用する波力の時間波形とMorrison式の適用限界、および波力係数と最大波力の特性について、水理実験に基づいて検討を加えてきた。本章で得られた結果を以下に要約する。

(1) 没水球体に作用する波力の時間波形は、単峰型波形(S型波形)、双峰型波形

- (T型波形)と不規則波型波形(R型波形)の3つに大別される。
- (2) 水平方向波力は、球体が自由表面より上にでない範囲ではすべてS型波形であり、水平方向波力の算定にMorison式を適用できる。
- (3) 振動パターンの流況のもとでは、水平方向の水粒子の運動が卓越するため、鉛直方向に作用する揚力が大きくなる。そのため、鉛直方向波力の算定にMorison式を適用できなくなる。
- (4) 球体が底面に近づくと、鉛直方向波力にT型波形とR型波形が多く出現する。また、自由表面に近づくとT型波形が多く出現する。そして、鉛直方向の作用波力にMorison式を適用できない。
- (5) 抗力係数は、K.C.数が10~20以上になり剝離が顕著に起こるようになると、流況のパターンにかかわらずほぼ一定値になる。しかし、K.C.数が10以下の範囲では、流況のパターンによって値は変化し、水深波長比 h/gT^2 が大きいほど、また、相対設置水深 d/h が小さいほど抗力係数は小さくなる。
- (6) 慣性力係数は、剝離があまり顕著でないK.C.数が10以下の範囲では、流況のパターンと関係なくほぼ一定値となる。しかし、剝離が顕著になると、慣性力係数は、K.C.数の増加にともない減少し、K.C.数が20前後で極小値をとり、その後、K.C.数の増加にともない増加する。慣性力係数の極小値は、 d/h が小さいほど小さく、また、 C_{Mx} より、 C_{Mz} の方が小さい。
- (7) 慣性力係数の平均値は、図-4.9と図-4.10に、また、抗力係数の平均値は、図-4.14と図-4.15に示す曲線で与えられる。
- (8) 波力の最大値は、流線の剝離により大きく支配され、剝離がない場合は、波力の最大値は波高に比例するが、K.C.数が20以上になり、剝離が顕著になると波力の最大値は波高の2乗に比例する。

参考文献

- 1) Morison, J.R., M.P.O'Brien, J.W.Johnson and S.A.Schaaf : The wave force exerted by surface wave on piles, Petroleum Trans., AIME, Vol.189, pp. 149-157, 1950.
- 2) 上北征男・山崎秀勝 : 水平円柱に関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.
- 3) Iwata, K., Y.Miyazaki and N.Mizutani : Experimental study of wave force acting on armour rubble of a rubble mound slope, Natural Disaster

Science, Vol. 7, No. 2, pp. 29-41, 1985.

- 4) 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.
- 5) 例えば, Chakrabarti, S. K. : In-line forces on fixed vertical cylinder in waves, Proc. ASCE, Vol. 106, No. WW2, pp. 140-155, 1980.
- 6) 河野二夫 : 球状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(工学編), 第5号, pp. 129-212, 1972.
- 7) Jenkins, S. A. and D. L. Inman : Forces on a sphere under linear progressive waves, Proc. 15th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 2413-2428, 1976.
- 8) Iwata, K., N. Mizutani and S. Kasai : Irregular wave forces acting on a submerged sphere, Coastal Eng. in Japan, Vol. 30, No. 1, pp. 117-130, 1987.
- 9) 岩田好一朗・水谷法美・川角伸彦 : 波動場にお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. 612-616, 1988.
- 10) Grace, R. A. and F. M. Cassiano : Ocean wave force on a subsurface sphere, Proc. ASCE, Vol. 95, NO. WW3, pp. 291-317, 1969.
- 11) Keulegan, G. M. and L. H. Carpenter : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 60, No. 5, pp. 423-440, 1958.
- 12) Sarpkaya, T. and M. Isaacson : Mechanism of Wave Forces on Offshore Structure, Van Nostrand Reinhold, New York, 651p. 1981.
- 13) Skjelbreia, L. : Gravity waves, Stokes' third order approximation, Tables of function, Council on Wave Research, The Engineering Foundation, 337p. 1958.
- 14) 岩田好一朗・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.
- 15) Iwata, K. and N. Mizutani : Experimental study on wave force acting on a submerged sphere, Proc. 8th Int. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Eng., Vol. 2, pp. 145-152, 1989.
- 16) Sarpkaya, T. : Forces on cylinders and sphere in a sinusoidal oscillating fluid, J. Appl. Mech., Trans. ASME, Vol. 42, pp. 32-37, 1975.
- 17) 中村廣昭・池田駿介・高柳聡 : 正弦振動流中に置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, 1982.

- 18) Happel, J. and H. Brenner : Low Reynolds Number Hydrodynamics, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 553p., 1983.

第5章 球体に作用する波力に及ぼす

Boundary Proximityの効果

第1節 概説

入射波長に比べて十分小さい直径を持つ球体が、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^{1)・2)}、鉛直方向波力をMorison式³⁾で算定できないことを第4章で指摘した。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これまで明らかにされていない。このため、底面、あるいは自由表面の近くに置かれたBoundary Proximity⁴⁾の影響を受けた没水球体に作用する波力の発生機構とその特性を明らかにすると同時に、Boundary Proximityの効果を含んだ波力算定式を確立する必要がある。

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、水平円柱背後の剝離渦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の効果を検討した研究はこれまでになされていない。Kim⁷⁾は、一様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ている。Kimは剝離渦等の影響は考慮していないが、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について、ポテンシャル理論により検討を加えた。そして、球体が底面に接近すると、鉛直方向の流体力には、流速の2乗に比例した鉛直下向きの直流成分の力と2倍周波数成分の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について考察を加えているが、いずれの研究も非粘性流体の非回転運動を仮定したポテンシャル流に対する研究であり、剝離渦の影響があるような場合のBoundary Proximityの効果については未説明である。

本章では、底面と自由表面近傍に置かれた没水球体に作用する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、第3節で底面近傍に設置された球体に作用する波力を取り挙げ、波力の時間波形と関連づけてそ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すると同時に、

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。ついで、第4節では、自由表面近傍に設置された場合の波力を取り挙げ、議論する。そして、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。

第2節 水理実験

2.1 次元解析

自由表面、あるいは底面の近傍に設置された没水球体に作用する無次元化された波力 $F/\rho U_n^2 D^2$ は、つぎに示す6個の無次元量によって支配されると考えられる¹⁸⁾。

$$\frac{F}{\rho U_n^2 D^2} = \phi \left(\frac{U_n T}{D}, \frac{U_n D}{\nu}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{\delta}{D}, \frac{t}{T} \right) \quad (5.1)$$

ここに、 F : 波力, U_n : 流速の振幅, ρ : 水の密度, 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(5.1)の右辺第一項はK.C.数, 第二項はRe数, 第三項は水深波長比に相当する項, 第四項は球径水深比, 第五項は球体と境界との無次元距離, 第六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, 波の谷の位相における自由表面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 の代わりに静水面と球体の中心までの鉛直距離 d を採用することもできる。この場合, 式(5.1)中の δ_B/D を相対設置水深 d/h に置き換えることができる。また, 球体が自由表面近傍に設置された場合, δ_F は d と水位変動の大きさ, 換言すれば $U_n T$ で特徴づけられる水粒子の運動の大きさによって支配されるため, 式(5.1)の δ_F/D と $U_n T/D$ のいずれかの代わりに d/h を採用することもできる。式(5.1)中の無次元量のうち, 底面近傍の場合, δ_B/D の代わりに d/h に, また, 自由表面近傍の場合, δ_F/D の代わりに d/h を採用すれば式(5.1)は式(3.2)と同じになる。

2. 2 実験条件および実験方法

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の特性を解明するため、水理実験を行った。底面と自由表面の境界近傍の限られた範囲に対する実験条件を、次元解析の結果(式(5.1))にしたがい造波可能な範囲の中で表-5.1と表-5.2のように決めた。発生波をすべて規則進行波とし、静水深(h)を70cmで一定に保った。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3~8種類(8~15cm)変化させた。球体の直径を3種類(D=6.35, 2.5, 0.95cm)変化させ、設置水深を球径に応じて、自由表面付近では5種類(d=7.5~17.7cm)、底面付近では10種類(d=55.8~68.5cm)変化させた。実験種目は全部で486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。計測時間は、約1分間とした。なお、計測装置は第4章の水理実験で使用したものと同一ものを使用した。なお、本実験も静水深を一定に保ったため、式(5.1)のRe数($U_m D/\nu$)は、K.C.数($U_m T/D$)、 h/gT^2 とD/hに強く依存する。このため、第4章と同様、Re数とK.C.数の効果を同時に論議するときは、いずれかの代わりに周波数パラメター-F.P.を採用することにする。

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。

2. 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(5.1)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。離散化された流速の時間波形と式(4.5)を使って加速度の時間波形を計算した。

表-5.1 実験諸元(底面近傍の場合)

h (cm)	70
h/gT^2	0.054, 0.028, 0.018, 0.011
D/h	0.091, 0.036, 0.014
$U_m T/D$	1.05 ~ 63
δ_B/D	0.65 ~ 11.05

表-5.2 実験諸元(自由表面近傍の場合)

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

計測された鉛直方向波力 F_z には、高次周波数成分の波力が含まれていることが認められたため、そ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法を使って計算した。そして、 n 次の無次元振幅を式(5.2)で計算した。

$$F_n = \frac{F_{zn}}{\rho U_n^2 D^2} \quad (5.2)$$

ここに、添字 n は、 n 次の成分を示す。

波進行方向波力 F_x に及ぼす自由表面と底面の近接効果を検討した結果、 F_x の時間波形、最大値等の特性に及ぼす明瞭な近接効果は認められず、自由表面、底面の影響のない範囲の波力とはほぼ同様の特性が認められたため、本章では、鉛直方向波力 F_z を中心に議論する。

第3節 底面近傍に設置された球体に作用する波力の特性

3.1 波力の時間波形の特性

底面近傍にお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-5.1に示すように、1)単峰型波形(S型波形)、2)双峰型波形(T型波形)、3)不規則型波形(R型波形)の3つに大別される。いずれの場合も、流速は、水位変動と同様、正弦的な時間変化をする。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-5.1(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-5.1(c)参照、以後T-2型波形と称する)の2つである。これらの波形のうち、S型波形にはMorison式を適用できるが、T型波形とR型波形にMorison式を適用できない。

これらの4つの波形の出現特性には、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 $\gamma (=w_n/u_n)$ 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-5.2に、 D/h ごとに波形の出現特性と γ 、K.C.数の関係を示す。同図に示すように、以下のような波形の出現特性が認められる。

S型波形は、 $D/h=0.091$ と 0.036 の場合で、K.C.数が約4以下の範囲で観測された。S型波形は、慣性力と抗力のいずれかが卓越する場合、あるいは両者が同程度の大

きさの場合に発生する波形であると考えられる。また、K.C.数の小さい範囲であることから、S型波形が観測されるのは水粒子の運動の大きさが球径に比べて小さい範囲であり、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。

T-1型波形は、 $D/h = 0.091$ の場合のみで観測され、K.C.数の範囲も約4~8であり、剝離渦の影響も小さい場合に限られている。また、図-5.2(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ことにより球体の上側の流速に比べ下側の流速が速くなるため、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（非回転運動の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呼ぶことにする）が支配的になっていると考えられる。

T-2型波形は、 $D/h = 0.091$ の場合で、K.C.数が約8以上の範囲、 $D/h = 0.036$ の場合でK.C.数が約10以下の範囲と 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。また、R型波形は $D/h = 0.036$ 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。T-2型波形、あるいはR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、剝離渦の発生による圧力の非対称性による成分によって作用する

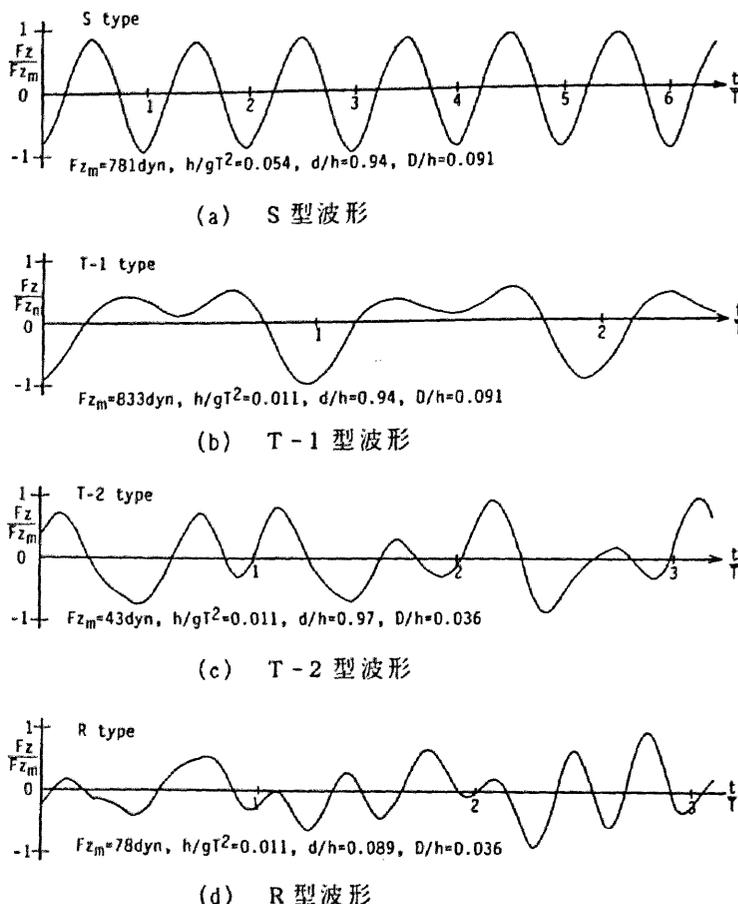
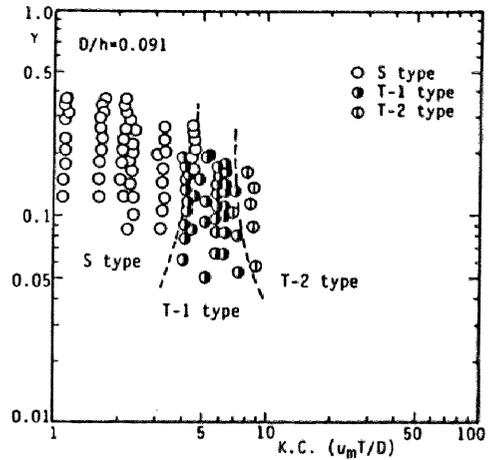
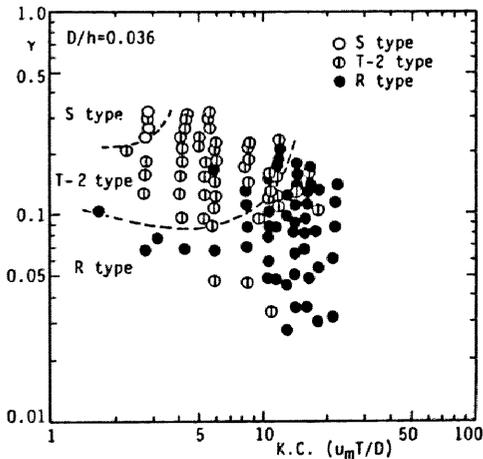


図-5.1 波力の時間波形の例（底面近傍の場合）

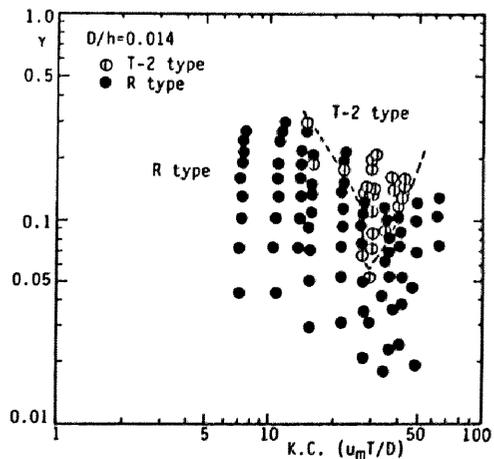
波力成分が底面の影響により上下非対称になるために生じることが考えられる（ポテンシャル流では作用しない波力成分であるため、便宜上非ポテンシャル的な波力と呼ぶことにする）。第3章で述べたように、球体周りの流れには、非剥離の状態でも若干の乱れがあり、この乱れは球径が小さい（ D/h が小さい）方が大きくなる傾向のあることが確認された。このため、 D/h の小さい方がR型波形が多くなったものと考えられる。また、図-5.2 (b)と(c)より、全体的には、 γ が 0.1以下と非常に小さい範囲でR型波形が多く出現する傾向が認められるが、これは、 γ が小さくなると水平方向の水粒子の運動が鉛直方向の運動と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ことが原因であると考えられる。



(a) $D/h=0.091$



(b) $D/h=0.036$



(c) $D/h=0.014$

図-5.2 波力の時間波形の出現特性（底面近傍の場合）

3. 2 最大波力の特性

つぎに最大波力の特性を論議する。無次元最大波力 Fz^* ($=Fz_m/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_m D^2$) と K.C. 数 ($w_m T/D$) の関係を図-5.3 に示す。なお、図中の実線と破線は、慣性力のみを考慮した計算波力の値であり、比較のために示されている。ただし、図-4.17 と同様、慣性力係数を境界の影響のない範囲の平均値 $1.3^{1)}$ を使って計算した。なお、同図では、境界の影響のない範囲の値との関連を考慮して、 $\delta_B/D=(1-d/h)/(D/h)$ の代わりに d/h をパラメータとして図示してある。図-5.3 に示されるように、無次元最大波力 Fz^* は、ばらつきが認められるものの、K.C. 数の増加とともに傾き -1 で減少する。実験値と図中の実線を比較すると、全体的に実験値の方が大きくなっている。そして、あまり明瞭ではないが、実験値と計算値の差は、 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）より大きくなるようである。また、非ポテンシャル的な波力成分が大きくなる $D/h=0.036$ と 0.014 に対する値の方が、ポテンシャル的な波力成分が大きい $D/h=0.091$ に対する値に比べて、実験値と計算値の差はより大きい。この結果は、水平方向の水粒子の運動による揚力の影響は、 z 方向波力の最大値を大きくすることを示すものであり、波力に及ぼす底面の近接効果は、工学上極めて重要であることが指摘できる。

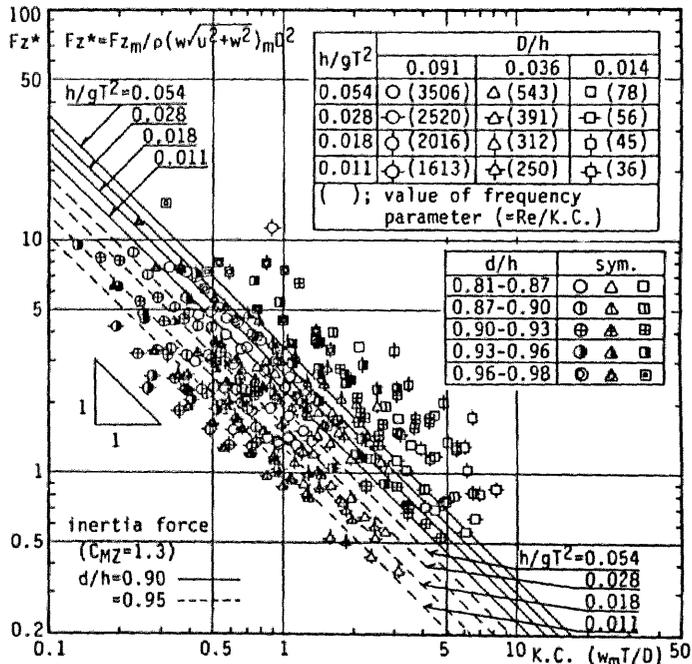


図-5.3 Fz^* と K.C. 数の関係 (底面近傍の場合)

3. 3 ポテンシャル的な波力の特性

(1) 波力算定式

Morison式が適用できない範囲の波力の算定式は確立されていない。このため、このような波力の発生機構と特性を解明し、Morison式に代わる新しい波力算定式を確立する必要があることはその言を待たない。ここでは、まず、ポテンシャル的な波力成分が支配的な T-1 型波形の波力の特性を議論する。この T-1 型波力の特徴は、基本周波数成分の波力の他に、2倍周波数成分と鉛直下向きの直流成分の波力が含まれていることである。

Lamb⁸⁾は、静止流体中の底面近傍を水平方向と鉛直方向に運動する球体に作用する流体力の近似解をポテンシャル理論を使って求めた。このLambの理論を一方向流中に固定された球体に作用する流体力に拡張すると、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が導かれる²⁾。波動場の底面近傍では、鉛直方向流速に比べて水平方向流速が卓越しているため、特に水平方向流速による波力成分が重要である。

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、次式で表される²⁾。

$$F_z = -\frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 u^2 \quad (5.3)$$

ここに、 $C_1 = 9D^3/512\delta_B^4$ である。

式(5.3)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し、2倍周波数成分と鉛直下向きの直流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。波動場の底面近傍では、水平方向の水粒子の運動が鉛直方向の運動に比べて卓越しているので、波動場における波力にも式(5.3)で表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。図-5.4に、一例として $h/gT^2=0.018$ の場合の全波力 F_{z_n} に対する直流成分 F_{z_0} の比 F_{z_0}/F_{z_n} と δ_B/D の関係を示す。同図には、比較のため、式(5.3)で表されるポテンシャル理論値も示した。同図にも示すように、実験値と理論値の間には若干の差があるものの、直流成分の波力は、 δ_B/D の小さい方が大きく、ポテンシャル理論と定性的に一致することが明らかである。また、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。実験値と式(5.3)の理論値の差の原因には、実験値には鉛直方向流速 w の2乗に比例する

ような直流成分の波力も含まれているのに対して、式(5.3)は無視していること、また、式(5.3)は境界条件を完全には満足していない近似式であることが挙げられる。このため、式(5.3)を $\overline{u^2}$ (上付きバー(—)は、波一周期の時間平均値を示す)に比例する直流成分波力を表す項と $(u^2 - \overline{u^2})$ に比例する2倍周波数成分波力を表す項に分け、さらに、鉛直方向の水粒子の運動の影響などをそれぞれの項に対する補正係数 α と β に含ませることにし、Morison式にこの二つの項を加えた式(5.4)を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。

$$F_z = \frac{1}{8} C_{Dz} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} - \alpha \left(\frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 \overline{u^2} \right) - \beta \left\{ \frac{1}{6} \rho \pi D^3 C_1 (u^2 - \overline{u^2}) \right\} \quad (5.4)$$

式(5.4)による計算波力の時間波形と実測波力の時間波形の比較を示した例を図-5.5に示す。ただし、同式中の波力係数 C_{Mz} 、 C_{Dz} 、 α と β は、後述する最小自乗法によって決定されている。図-5.5に示されるように、計算波力の時間波形(図中の細い実線)は実測波力(図中の太い実線)とよく一致しており、式(5.4)が底面近傍に設置された球体に作用する波力の発生機構に基づいた波力算定式として充分妥当なものであることは明らかである。したがって、式(5.4)を使用するために、以後、同式中に含まれる波力係数の特性を明らかにする。

(2) 波力係数の特性

つぎに、式(5.4)に含まれる波力係数の特性について議論する。なお、図-5.4に示されるように、 δ_B/D が1.5以上の範囲では、直流成分の波力の全波力に占める割合は、10%以下であり、非常に小さい。また、2倍周波数成分の波力についても、

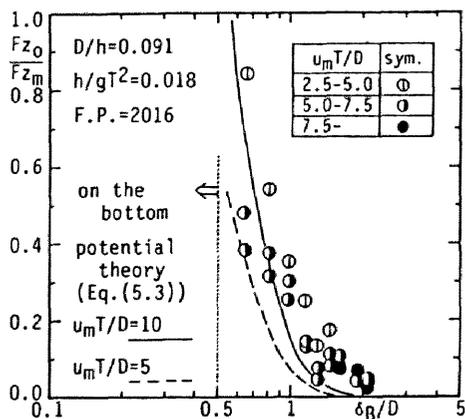


図-5.4 F_{z0}/F_{zm} と δ_B/D の関係

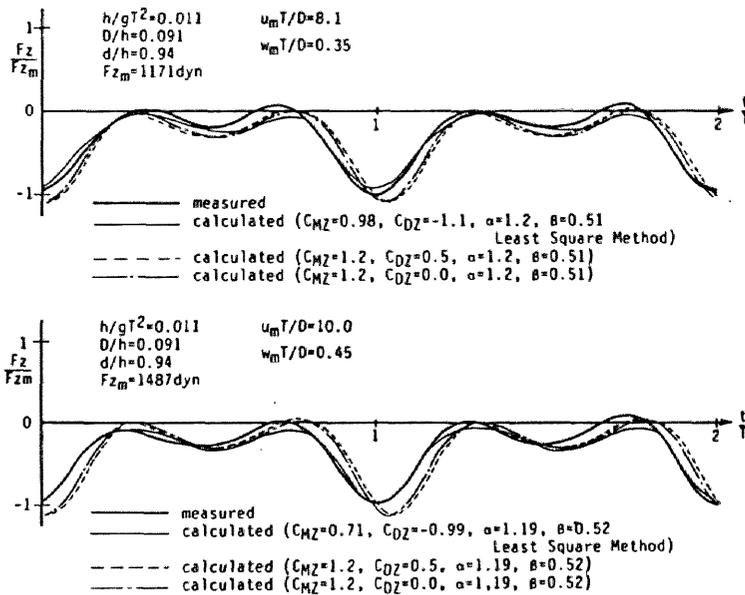


図-5.5 計算波力と実測波力の時間波形の比較の例
(底面近傍の場合)

δ_B/D が1.5以上の範囲では、全波力の10%以下と小さいことが判明したため、式(5.4)の適用範囲は、 δ_B/D が1.5以下の範囲と考えてよい。まず、式(5.4)の波力係数の計算方法を以下に述べる。

式(5.4)に離散化された*i*番目の流速 u_i 、 w_i と加速度 \dot{w}_i 、および $\overline{u^2}$ を代入すると、*i*番目の計算波力 Fz_{Ti} は式(5.5)で与えられる。

$$Fz_{Ti} = C_{DZ} f_{Dzi} + C_{Mz} f_{1zi} + \alpha f_0 + \beta f_2 \quad (5.5)$$

ここに、

$$\begin{aligned} f_{Dzi} &= (\rho \pi D^2 w_i \sqrt{u_i^2 + w_i^2}) / 6 \\ f_{1zi} &= (\rho \pi D^3 \dot{w}_i) / 8 \\ f_0 &= (\rho \pi D^3 C_1 \overline{u^2}) / 6 \\ f_2 &= (\rho \pi D^3 C_1 (u_i^2 - \overline{u^2})) / 6 \end{aligned} \quad (5.6)$$

実測波力と計算波力の2乗誤差は式(5.7)で与えられる。

$$E = \sum_{i=1}^N Fz_i^2 (Fz_i - Fz_{Ti})^2 \quad (N=512) \quad (5.7)$$

なお、式(5.7)でも、第4章と同様、波力の極値の精度を向上させるため、実測波力の2乗の重みがかけてある。

実測波力と計算波力の差が最小になる条件は、式(5.8)の連立方程式で与えられる。

$$\frac{\partial E}{\partial C_{DZ}} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial C_{MZ}} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \beta} = 0 \quad (5.8)$$

式(5.8)に式(5.5)と式(5.6)を代入し、マトリックス表示すると式(5.9)が得られる。なお、式(5.9)と式(5.10)の総和記号の上限と下限は式(5.7)と同じである。

$$\begin{bmatrix} \sum Fz_i^2 f_{Dzi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{Dzi} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{Izi} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{Izi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Izi} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{Izi} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{\theta i} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{\theta i} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{\theta i}^2 & \sum Fz_i f_{\theta i} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{2i}^2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} C_{DZ} \\ C_{MZ} \\ \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum Fz_i^3 f_{Dzi} \\ \sum Fz_i^3 f_{Izi} \\ \sum Fz_i^3 f_{\theta i} \\ \sum Fz_i^3 f_{2i} \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

したがって、式(5.4)の波力係数は式(5.9)の解として式(5.10)で与えられる。

$$\begin{bmatrix} C_{DZ} \\ C_{MZ} \\ \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum Fz_i^2 f_{Dzi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{Dzi} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{Izi} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{Izi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Izi} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{Izi} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{\theta i} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{\theta i} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{\theta i}^2 & \sum Fz_i f_{\theta i} f_{2i} \\ \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{Izi} & \sum Fz_i^2 f_{2i} f_{\theta i} & \sum Fz_i f_{2i}^2 \end{bmatrix}^{-1}$$

$$\times \begin{bmatrix} \Sigma Fz_i^3 f_{Dzi} \\ \Sigma Fz_i^3 f_{Lzi} \\ \Sigma Fz_i^3 f_{\theta i} \\ \Sigma Fz_i^3 f_{2i} \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

図-5.6は、慣性力係数 C_{M2} と K.C. 数 ($w_m T/D$) の関係を示したものである。同図には、図-4.10に示される境界の影響のない範囲に対する実験値¹⁾も示されている。同図に示されるように、 C_{M2} 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_{D2} は、本論では図示しないが、非常にばらつきが大きい。図-5.6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.数の値は全て1.0以下と非常に小さい。第4章で述べたように、この範囲では、抗力に比べて慣性力が圧倒的に大きい。したがって、抗力を考慮しなくても波力の時間波形を精度良く算定できると考えられる。

式(5.4)の C_{M2} に、底面の影響のない範囲の値を使用できればその利点は大きい。

さらに、抗力項が無視できれば同式はさらに簡便な式になる。そこで、抗力を考慮しないこと、また、 C_{M2} 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、以下に示す(i)~(iii)の3種類の方法で波力を計算し、実測波力とともにその時間波形を図-5.5に示した。

- (i) 慣性力+抗力+直流成分波力+2倍周波数成分波力 (図中の細い実線)
- (ii) 慣性力+抗力+直流成分波力+2倍周波数成分波力 (図中の破線)
- (iii) 慣性力+直流成分波力+2倍周波数成分波力 (図中の一点鎖線)

なお、(i)の計算には最小自乗法(式(5.10))による C_{M2} と C_{D2} の値、(ii)と(iii)の計算には、図-4.10と図-4.15に示される Morison 式の適用範囲における値を使った。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

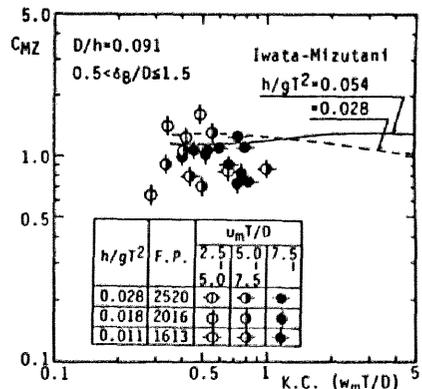


図-5.6 C_{M2} と K.C. 数の関係 (底面近傍の場合)

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見なせる。さらに、抗力を考慮しない場合 ($C_{D2}=0$) も実測波力にほぼ一致しており、実用上、抗力を考慮せず、 C_{M2} に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-5.7は、 α と δ_B/D の関係を、また、図-5.8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(5.5)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 の全体的な傾向はよく似ていることが認められる。 α と β は、 δ_B/D が大きくなると、換言すれば、球体が底面から離れるにしたがい増大する傾向がある。 α と β の値にはばらつきはあるものの、 α と β の平均値を図中の直線に示されるように、 h/gT^2 と δ_B/D の関数として与えることが可能である。

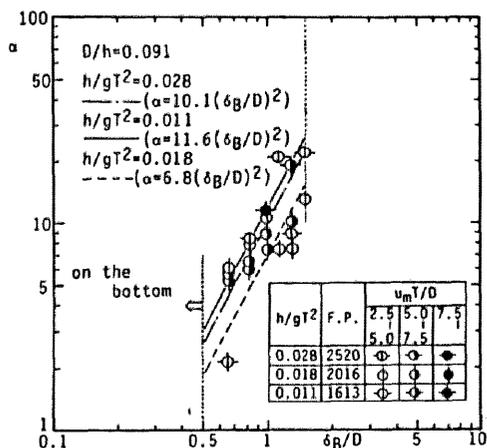


図-5.7 α と δ_B/D の関係

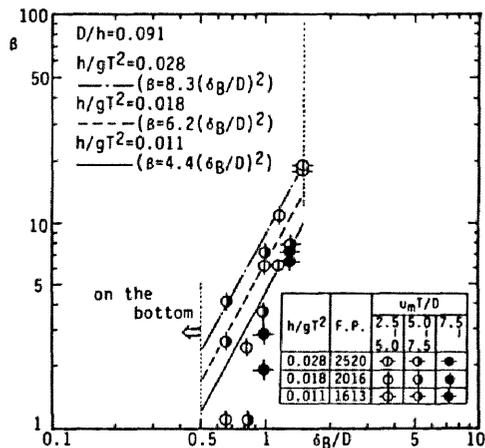


図-5.8 β と δ_B/D の関係

3.4 非ポテンシャル的な波力の特性

この場合の波力は、球体表面での粘性抵抗力と剝離渦の掃き出しにともなう圧力の球体の上下の非対称性によって発生すると考えられる。そして、その特徴として、2倍周波数成分以外にさらに高次の周波数成分波力が含まれており、波形が不規則性を帯びていることが挙げられる。このような鉛直方向波力の時間変化 $F_z(t)$ は、一般には次式で表現される。

$$F_z(t) = \sum_{n=1}^{\infty} F_{zn} \cos(\sigma_n t + \varepsilon_n) \quad (5.11)$$

ここに、 F_{zn} : F_z の振幅、 σ_n : 角周波数、 ε_n : 位相角であり、添字 n は n 番目の成分を示す。しかし、実際には、全ての成分波に対する F_{zn} と ε_n を正確に与えることは、現段階では極めて困難である。

F_z の振幅スペクトルを解析した結果、図-5.9 に一例として示されるように、T-2型波形とR型波形は、入射波の周波数の3倍周波数成分までが支配的な周波数成分であることが確認された。そこで、波力の振幅スペクトルから計算される基本、2倍と3倍の周波数成分の無次元振幅 F_1 、 F_2 と F_3 (式(5.11)の F_{zn} に相当する)の特性について以下に検討を加える。

図-5.10~図-5.12にそれぞれ F_1 、 F_2 、 F_3 とK.C.数 ($u_m T/D$)の関係の例を示す。ここで、水平方向のK.C.数をとったのは底面付近に設置された球体に作用する鉛直方向波力には、水粒子の水平方向の運動の影響が大きいと考えるためである。また、無次元最大波力と同様、 δ_B/D の代わりに d/h をパラメータとして表示した。実験値はばらついているが、図-5.10~5.12より、つぎのような傾向を認めることができる。

1) F_1 : K.C.数の値が約10以下の範囲では、 F_1 は、K.C.数の増加とともにほぼ傾き(-1)で減少する傾向がある。これは、図-4.17に示される底面の影響のない領域での無次元最大波力の傾向と一致す

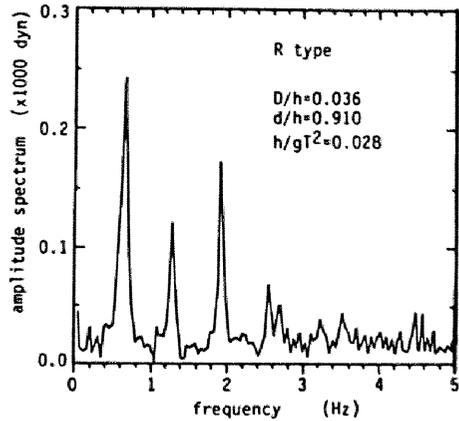


図-5.9 F_z の振幅スペクトルの例
(底面近傍の場合)

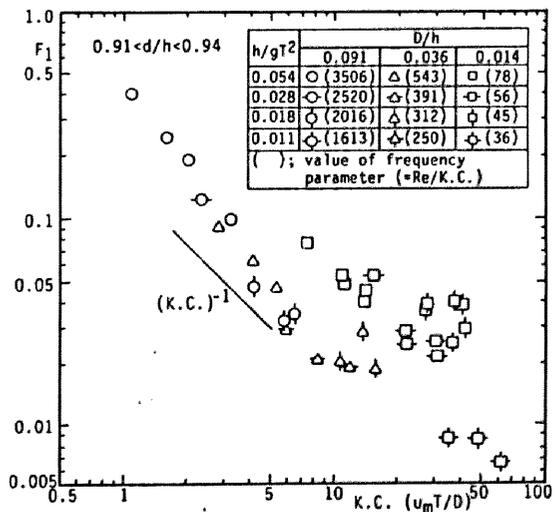


図-5.10 F_1 とK.C.数の関係

る。また、 F_1 の値は、 h/gT^2 の小さい方が若干小さくなる傾向が認められる。また、図示していないが、 F_1 は d/h が大きいほど小さくなる傾向が認められている。 d/h が大きくなること、また、 h/gT^2 が小さくなることは、水粒子の鉛直方向の運動が水平方向に比べて小さくなることに相当する。このことから F_1 は、おもに z 方向の水粒子の運動に支配されているといえよう。一方、K.C.数が約10以上の範囲では、 F_1 の値にはばらつきが大きくなるものの一定値に近づく傾向がある。そして、 h/gT^2 と d/h による明瞭な差異はなくなる。K.C.数が10以上になると球体背後の剝離の影響が顕著になることを考慮すると、この範囲では F_1 も x 方向の水粒子の運動の影響を受けるようになるといえよう。

2) F_2 : F_2 の実験値は、図-5.11に示すように、ばらつきが大きい。実験値の上限を結んだ図中の曲線に示されるように、K.C.数が約5以下の範囲では、K.C.数の増加にともない増大する。そして F_2 は、K.C.数がほぼ5のとき全体的に極大となり、その後、K.C.数の増加とともにゆるやかに減少する。

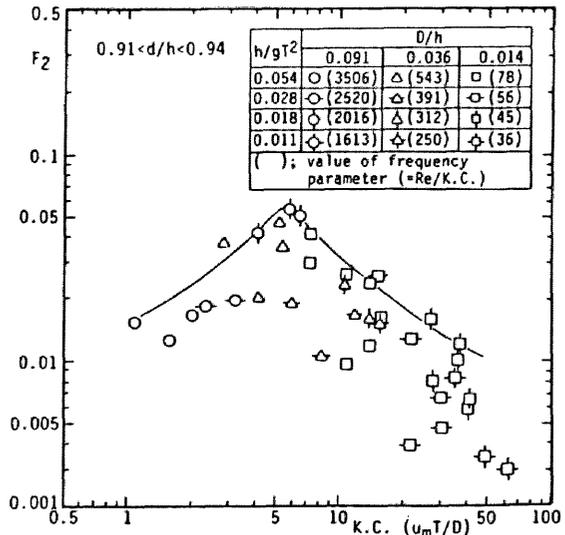


図-5.11 F_2 とK.C.数の関係

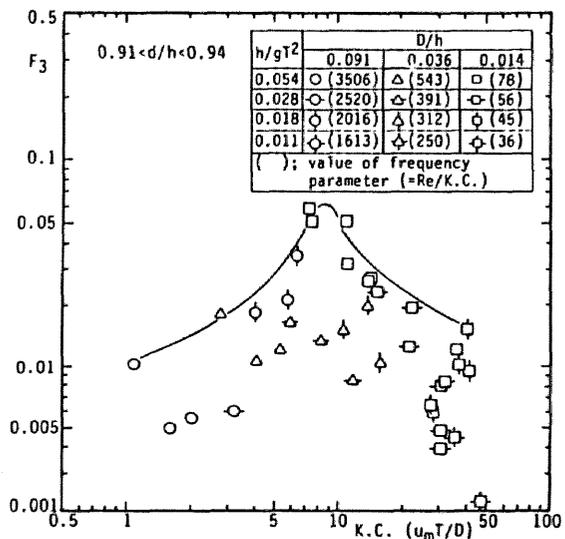


図-5.12 F_3 とK.C.数の関係

3) F_3 : F_3 のK.C.数の変化にともなう変動は、図-5.12に示すように(図中の曲線は、 F_3 の上限値に相当する実験値を結んだもの)、 F_2 の場合とよく似ているが、 F_3 が極大になるK.C.数の値は約10であり、 F_2 が極大値になるK.C.数の値よりも大きい。また、実験値のばらつきが大きいので、あまり明瞭ではないが、特にK.C.数が約10以上の範囲では、 F_3 は D/h の小さい方が大きくなるようである。これは、波力の時間波形の節で既述したように、 D/h の小さい方が球体周りの流れの乱れが大きくなるためである。

ところで、 F_2 が極大値をとるK.C.数の値は、第3章で述べたように、球体表面の流れの剥離が始まるK.C.数の値に近く、 F_3 が極大値をとるK.C.数の値は、球体背後に形成される後流域が水平方向に延び、後流域中の渦の勢いも強くなるK.C.数の値に近い。このことから、2倍周波数成分が発生する主な原因は、渦が波の一周期内に2度掃き出される現象によるものであり、さらに高次の周波数成分が発生する原因は、球体の背後に形成される後流域が、上下、左右に動くことによるといえる。これらの現象は、一周期ごとに規則正しく再現されるのではなく、若干不規則に起っているため、波力の時間波形が不規則性を帯びたり、 F_1 、 F_2 、 F_3 の値がばらつくと考えられ、非ポテンシャル的な波力は、後流域の特性に強く支配されることが明らかとなった。

第4節 自由表面近傍に設置された球体に作用する波力の特性

4.1 波力の時間波形の特性

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-5.13に示すように、1)単峰型波形(S型波形)、2)双峰型波形(T型波形)、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。そして、S型波形をMorison式で表現できる。

T型波形は、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り、Morison式で表現できない。実験によると、典型的なT型波形になる場合は、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(図-5.14参照)。このため、T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
てよい。

S型波形とこのT
型波形の出現特性は、
K.C.数 ($w_m T/D$)、

δ_F/D , D/h , 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
く支配される。すな
わち、図-5.15に示

すように、 γ が0.7
より大きい場合、 F_z
の時間波形はすべて
S型波形であり、図
-4.6で与えたよう
に、球体が自由表面
より上にでなければ
Morison式を適用で
きる。しかし、 γ が
0.7より小さい場合、
T型波形が多く出現
し、Morison式は適
用できなくなる。 γ
が小さくなるとT型
波形が多く出現する
のは、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

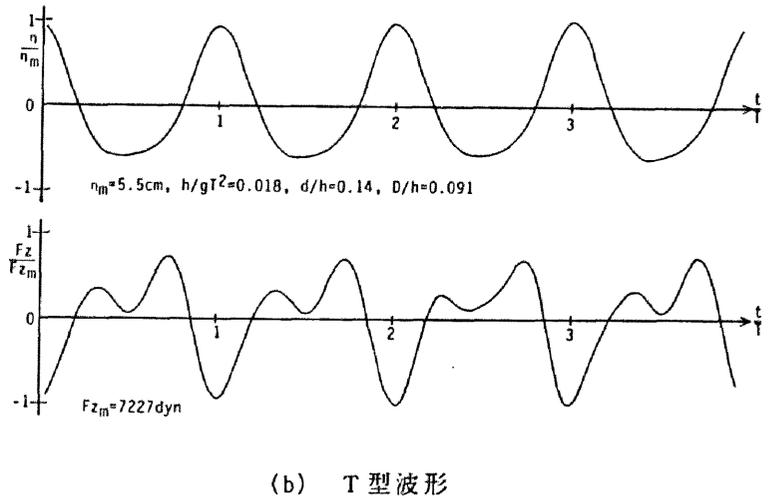
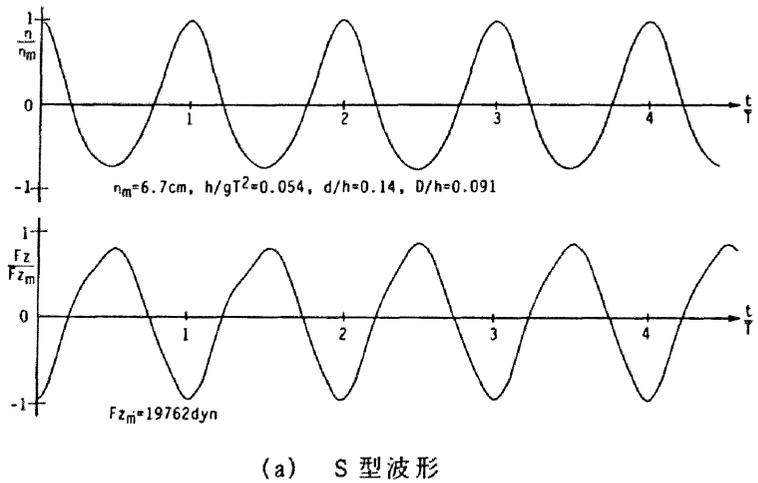


図-5.13 波力の時間波形の例 (自由表面近傍の場合)

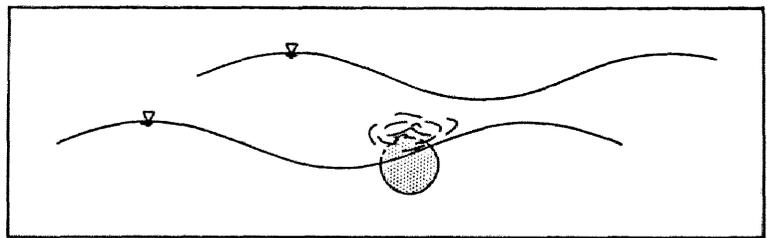


図-5.14 自由表面の変化の概念図

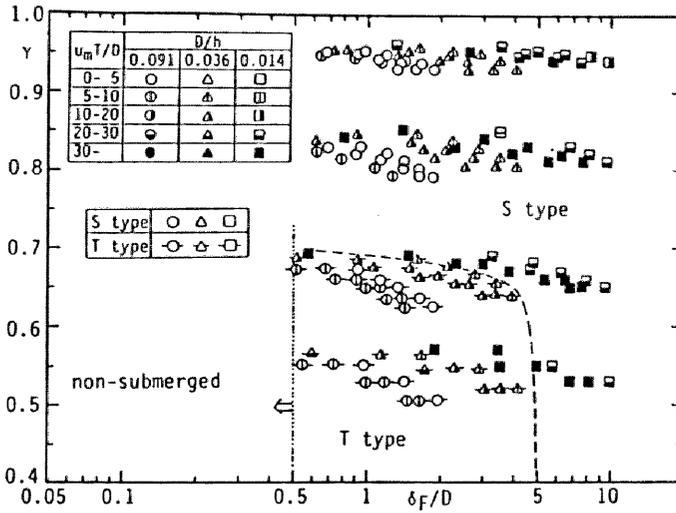


図-5.15 波力の時間波形の出現特性（自由表面近傍の場合）

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、 δ_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 δ_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。 $D/h=0.014$ 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。

4. 2 最大波力の特性

図-5.13(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 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ともなう波力は、鉛直方向流速がゼロとなる位相で生じるため、抗力が卓越する領域でも F_z の波力の最大値は変化しない。

図-5.16に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、 F_z^* には若干のばらつきがあるものの、K.C.数が5~7より小さな範囲では F_z^*

は、K.C.数の増加にともないほぼK.C.数の-1乗に比例して減少し、K.C.数が5~7を超えたあたりからその傾きが緩やかになり、K.C.数が10~20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5~7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10~20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5~7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10~20を超えると抗力が卓越しているといえる。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10~20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(図-4.17参照)。同図には、S型波形とT型波形の値の区別はされていないが、実験値のばらつきは小さいため、同図からも波形の差による最大波力の差はほとんどないとみなせる。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。

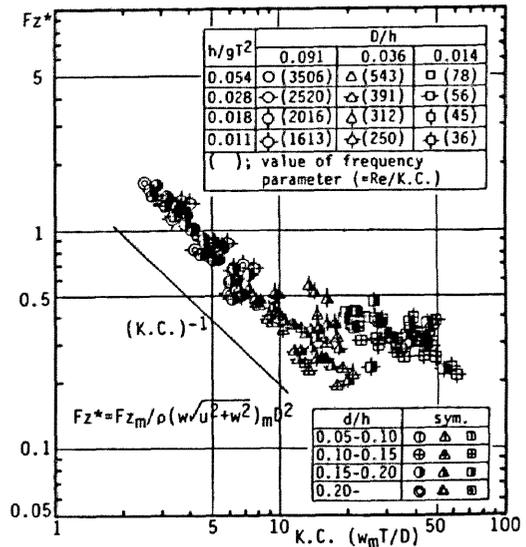


図-5.16 Fz^* とK.C.数の関係
(自由表面近傍の場合)

4. 3 自由表面の近接効果の支配パラメーター

4. 2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-5.13(b)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上で非常に重要である。

図-5.17に、T型波形の場合の Fz の振幅スペクトルの一例を示す。自由表面近傍に

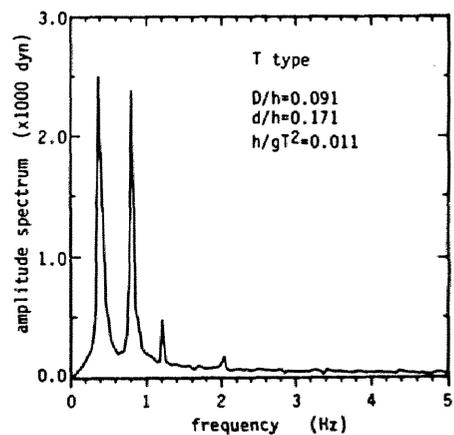


図-5.17 Fz の振幅スペクトルの例
(自由表面近傍の場合)

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-5.17に示されるように、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 F_{z2} を球体に作用する浮力で無次元化した値 $F_{z2}/(\rho \pi g D^3/6)$ （便宜上 F_{z2}^* と略記する）と δ_F/D の関係を図-5.18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_{z2}^* 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_{z2}^* は δ_F/D の増加とともに減少し、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。

$$F_{z2}^* \propto (\delta_F/D)^{-3} \quad (5.12)$$

図-5.19に、 F_{z2}^* とK.C.数の関係を D/h 、 δ_F/D をパラメータにして示す。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 F_{z2}^* 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

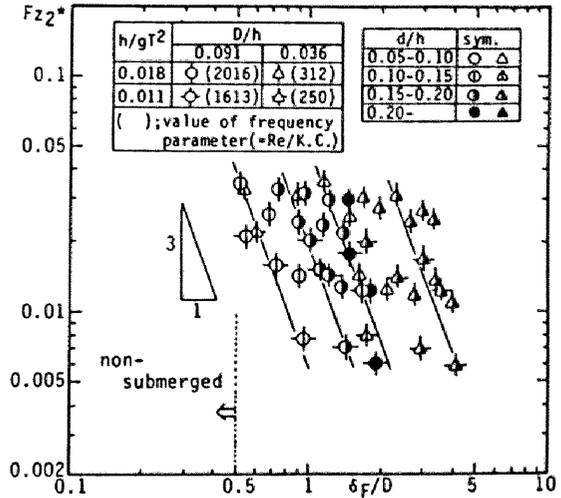


図-5.18 F_{z2}^* と δ_F/D の関係

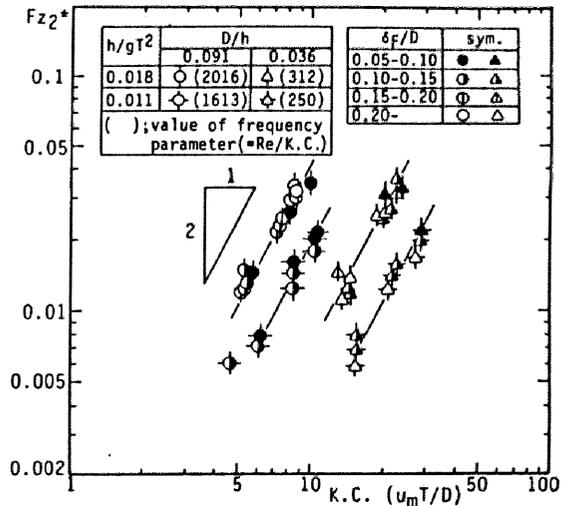


図-5.19 F_{z2}^* とK.C.数の関係

値を示したものである。これらの実線からもわかるように、 Fz_2^* 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、 Fz_2^* が u^2 に比例して変化することを示している。

$$Fz_2^* \propto u^2 \quad (5.13)$$

4. 4 波力算定式と波力係数

4. 3 で明らかになった Fz_2^* の特性に基づいて、自由表面の近接効果のある波力の算定式を確立する。Kim⁷⁾ は、水平方向の一様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、式(5.12)と式(5.13)で表される本実験の結果は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り、直接本研究に適用できない。しかし、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、自由表面の近接効果によって作用する揚力も $(D/\delta_F)^3$ と u^2 の積に比例すると考えてよい。そこで、Morison 式に $(D/\delta_F)^3$ と u^2 の積に比例する揚力項を加えた式(5.14)を自由表面の近接効果のある波力の算定式として提案する。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、次式では 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。

$$Fz = \frac{1}{8} C_{DZ} \rho \pi D^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{Mz} \rho \pi D^3 \dot{w} - \frac{1}{32} C_F \rho \pi D^2 u^2 \left(\frac{D}{\eta + d} \right)^3 \quad (5.14)$$

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(5.14)による計算波形と実測波形の比較の一例を図-5.20に示す。なお、同式中の流体力係数は最小自乗法により、後述する式(5.15)で求められている。同図より、計算波力と実測波力は、波の谷の位相での極小値に若干の差があるものの、ほぼ一致しており、本論で新たに $\{-(1/32) C_F \rho \pi D^2 u^2 (D/(\eta+d))^3\}$ の揚力を導入して提案した式(5.14)が自由表面の近接効果のある波力を正確に評価する算定式であることが明らか

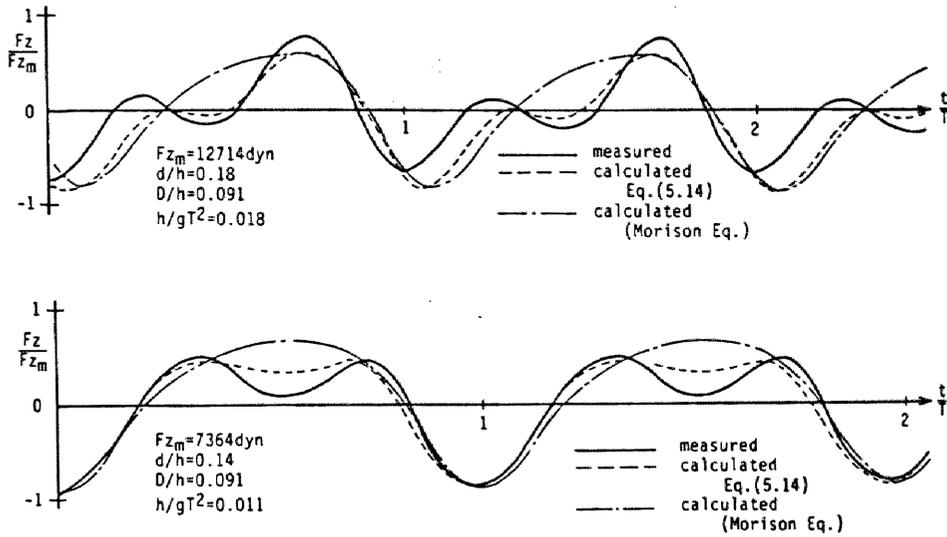


図-5.20 計算波力と実測波力の時間波形の比較の例（自由表面近傍の場合）

かである。そこで、式(5.14)を自由表面の近接効果のある波力算定式として使用するために、以後、同式中の波力係数の特性を詳細に論議する。なお、同式中の波力係数を、式(5.4)の波力係数と同様、最小自乗法によって計算した。波力係数の計算式の結果のみを示すと、 C_{DZ} 、 C_{MZ} と C_F は、式(5.15)で与えられる。

$$\begin{bmatrix} C_{DZ} \\ C_{MZ} \\ C_F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum Fz_i^2 f_{Dzi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{Lzi} & \sum Fz_i^2 f_{Dzi} f_{Li} \\ \sum Fz_i^2 f_{Lzi} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{Lzi}^2 & \sum Fz_i^2 f_{Lzi} f_{Li} \\ \sum Fz_i^2 f_{Li} f_{Dzi} & \sum Fz_i^2 f_{Li} f_{Lzi} & \sum Fz_i^2 f_{Li}^2 \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} \sum Fz_i^3 f_{Dzi} \\ \sum Fz_i^3 f_{Lzi} \\ \sum Fz_i^3 f_{Li} \end{bmatrix} \quad (5.15)$$

ここに、

$$f_{Li} = \frac{1}{32} \rho \pi D^2 u_i^2 \left(\frac{D}{\eta_i + d} \right)^3 \quad (5.16)$$

C_{MZ} とK.C.数の関係を図-5.21に示す。図中には、境界の影響がない領域に対する実験値¹⁾（図-4.10参照）を実線で示した。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場合の 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、自由表面近傍の球

体に対する C_{Mz} は境界の影響のない場合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-5.22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値¹⁾(図-4.15参照)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²⁾、実験値と境界の影響のない場合の値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. 数の変化にともなう 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。

これらの結果は、Morison式に式(5.14)

の右辺第三項を加えたことが、慣性力項

と抗力項に影響を及ぼしていないことを表しており、式(5.14)の右辺第三項が自由表面の近接効果によって生じる揚力を的確に表現していることがこの結果からも明らかである。

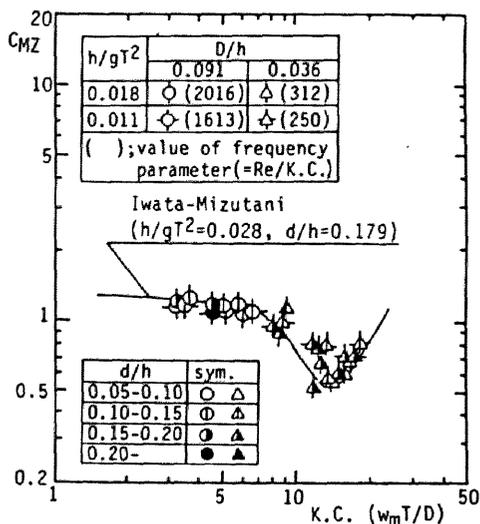


図-5.21 C_{Mz} と K.C. 数の関係
(自由表面近傍の場合)

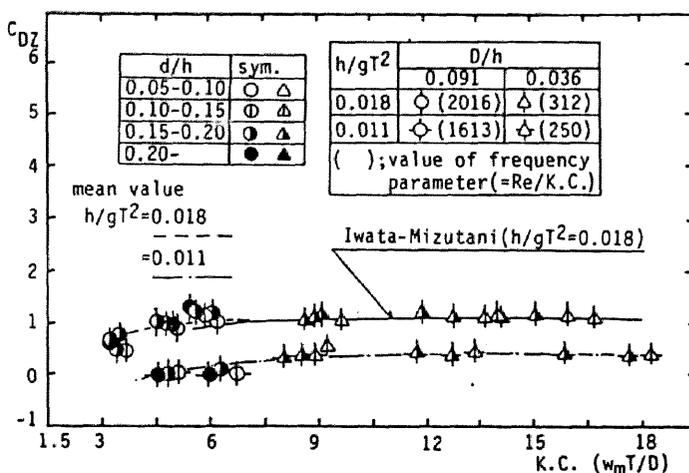


図-5.22 C_{Dz} と K.C. 数の関係

つぎに、揚力係数 C_F の特性を明らかにする。 C_F は δ_F/D と h/gT^2 に支配され、K.C. 数、Re 数と D/h にはほとんど影響されない。図-5.23 に最小自乗法によって得られた揚力係数 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(5.14)の右辺第三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 の平均値を、図-5.23の実線と破線で示すように、 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ることができる¹¹⁾。

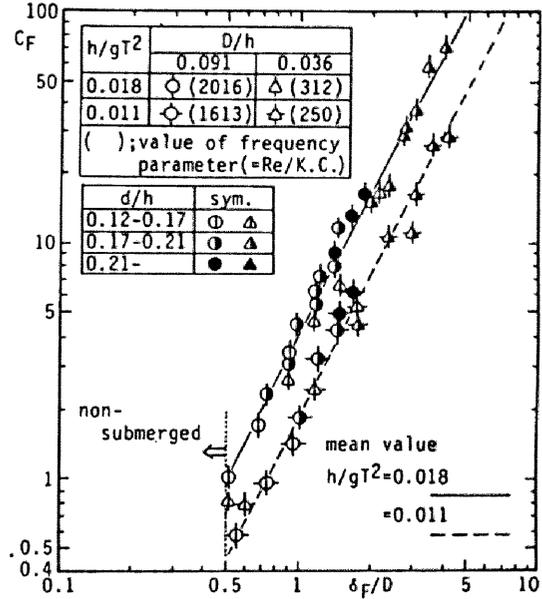


図-5.23 C_F と δ_F/D の関係

$$C_F = 4.4(\delta_F/D)^2 \quad (h/gT^2=0.018) \quad (5.17)$$

$$C_F = 1.8(\delta_F/D)^2 \quad (h/gT^2=0.011) \quad (5.18)$$

本研究では、 C_F の定式化を $h/gT^2=0.018$ と 0.011 の二つの場合に行った。 h/gT^2 が 0.018 より大きくなり、 γ が 0.7 より大きくなると、図-5.14 に示すように、自由表面の近接効果は無視できるようになる。逆に、 h/gT^2 が 0.011 より小さい場合については、実験装置の制約のため、 C_F の定式化を行うことができなかったが、 h/gT^2 の減少とともに鉛直方向の水粒子の運動は水平方向に比べて小さくなるため、 h/gT^2 が 0.011 より小さくなり、 γ が減少するとともに鉛直方向波力は水平方向波力に比べて小さくなり、全作用波力に占める自由表面の近接効果による揚力の占める割合は非常に小さくなる。したがって、本論で定式化を行った範囲は、特に自由表面の近接効果が顕著に現れる範囲であることが指摘できる。

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を，式(5.14)と図-5.21～5.23 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。

第 5 節 結 言

本章では，自由表面および底面近傍に設置された没水球体に作用する波力を水理実験の結果に基づいて議論してきた。そして，Morison式が適用できない範囲の波力の発生機構とその特性を明らかにすると同時に，波力算定式を新たに提案した。本章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) 鉛直方向波力の時間波形は，単峰型(S型)波形，双峰型(T型)波形，不規則波型(R型)波形の3つに大きく分類される。その出現特性は， D/h ， $K.C.$ 数に大きく支配され， D/h が小さいほど， $K.C.$ 数が大きいほど波力の時間波形は，R型波形になる。

(2) 底面の近接効果による波力の発生機構は，球体の下側の流速が上側の流速に比べ速くなることに起因する圧力の非対称性によるものと，粘性抵抗力，剝離渦の非対称性による揚力に起因するものの2つがある。前者の波力に対する算定式を新たに式(5.4)で提案した。式(5.4)を使うと実測の波力を精度よく算定できる。

(3) 水平方向の水粒子の運動による揚力が支配的な場合の鉛直方向波力は，おもに基本，2倍と3倍周波数成分の波力によって構成されている。そして， $K.C.$ 数が約5を超えると2倍と3倍周波数成分の波力の影響が無視できなくなる。

(4) 底面の近接効果が大きくなると，底面の近接効果がない場合と比べて最大波力は大きくなる。また，その傾向は， $K.C.$ 数，相対設置水深 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) 鉛直方向波力の時間波形は，S型波形，T型波形の大きく2つに分類することができる。T型波形は，水深波長比 h/gT^2 が小さいほど，また自由表面と球体の中心までの無次元距離 δ_F/D が小さいほど顕著に出現する。

(2) 自由表面の近接効果により，没水球体には鉛直下向きの力が作用する。また，自由表面の近接効果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、最大波力の特性は、自由表面及び底面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 u の2乗、 δ_F/D の-3乗に比例する。本研究では、この結果に基づいて新たに波力算定式を式(5.14)で提案した。式(5.14)を使って計算される波力は実測波力とよく一致する。

参考文献

- 1) 岩田好一郎・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) 岩田好一郎・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., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and E. A. Schaaf : 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., J. H. Nath and L. S. Slotta : Wave forces on cylinders near plane boundary, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW4, pp. 345-359, 1974.
- 6) Shankar, J. N., H. F. Cheong and K. Subbiah : Wave force coefficients for submarine pipelines, Proc. ASCE, Vol. 114, No. 4, pp. 472-486, 1988.
- 7) Kim, W. D. : Nonlinear free-surface effect on a submerged sphere, J. Hydraulics, 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），第5号，pp.129-212，1972.
- 10) 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦：没水球体に作用する波力に及ぼす Boundary Proximity の効果，土木学会論文集（投稿中）。
- 11) 岩田好一郎・水谷法美・川角伸彦：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，海岸工学論文集，第36巻（印刷中）。

第6章 没水球体に作用する揚力の特性

第1節 概説

球径が入射波長に比して小さく、球体の存在による波の変形が無視できる場合に波進行方向と鉛直方向に作用する波力の特性を第3章から第5章まで議論してきた。しかし、没水球体に作用する波力には、波進行方向と鉛直方向だけでなく、波峰方向に作用する揚力も存在する。波峰方向に作用する揚力は波進行方向の波力と同程度の大きさになる場合のあることが円柱に対する実験結果から指摘されており¹⁾、没水球体に作用する波峰方向の揚力の特性を明らかにしておくことは極めて重要である。

波による揚力の研究は、円柱を対象としたものは数多く行われてきており¹⁾、その成果の蓄積も進んでいる²⁾。しかし、球体を対象とした研究はほとんど行われておらず、その成果も円柱に対する成果と比べて極めて少ないのが現状である。中村ら^{3), 4)}は、一様振動流中に置かれた球体に作用する揚力を水理実験を行って検討を加え、揚力係数がK.C.数の増大にともない減少する傾向があること、また、流れ方向の流体力と揚力の比もK.C.数の増大にともない減少する傾向があることを報告している。また、同時に流れの可視化も行い、剝離渦の三次元性を指摘した。しかし、進行波中に設置された没水球体に作用する揚力の特性はこれまでほとんど議論されておらず説明すべき点が多い。

揚力は流れと直角方向に作用する力であり、波動場に設置された球体には、波峰方向に作用する揚力の他にも、波進行方向の水粒子の運動により鉛直方向に作用する揚力と鉛直方向の水粒子の運動により波進行方向に作用する揚力がある。そして、後者は鉛直方向波力に対して重要な成分であることを第5章で指摘した。しかし、本章では波峰方向に作用する揚力を対象にする。これは、波峰方向に作用する揚力は完全流体の非回転運動であるポテンシャル流では作用しない非ポテンシャル的な波力であるが、波峰方向の波力は純粋に揚力のみで構成されているため、非ポテンシャル的な揚力の基本的な特性を明らかにする上で重要であること、また、第4章と第5章で論議してきたように、波進行方向と鉛直方向の波力の基本的な特性は明らかにされたのに対し、波峰方向の波力の特性は未解明であるためである。

本章では、詳細な水理実験の結果に基づいて、没水球体に作用する波峰方向の揚力（以下、便宜上単に揚力と称する）の支配物理量を明らかにすると同時に、揚力

の大きさと周波数特性などを、波進行方向、鉛直方向の波力と関連づけて検討を加えるものである。

第 2 節 水理実験

2. 1 次元解析

次元解析によれば、波動場に置かれた没水球体に作用する無次元化された揚力 $F_y / \rho U_n^2 D^2$ 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⁵⁾。

$$\frac{F_y}{\rho U_n^2 D^2} = \phi \left(\frac{U_n T}{D}, \frac{U_n D}{\nu}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \frac{t}{T} \right) \quad (6.1)$$

ここに、 F_y ：揚力、 ρ ：水の密度、 U_n ：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、 d ：静水面から球体の中心までの鉛直距離、 t ：時間である。

式(6.1)の右辺第一項は K.C. 数、第二項は Re 数、第三項は水深波長比に相当する項、第四項は球径水深比、第五項は相対設置水深、第六項は無次元時間である。揚力の最大値 F_{y_n} と自乗平均平方根 (rms) 値 $F_{y_{rms}}$ に着目する場合は t/T を省略する。

2. 2 実験条件および実験方法

揚力の特性を詳細に論議するため、水理実験を行い、球体に作用する揚力を計測した。実験条件を、次元解析の結果(式(6.1))にしたがい以下のように決めた。発生波を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 ($T=1.15, 1.6, 2.0, 2.5$ 秒)、波高を各々の周期に対して3～7種類 (3～18cm) 変化させた。使用した球体の直径 (D) は、6.35, 2.5, 0.95cm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) 変化させた。実験種目は全部で813ケースとなった。いずれの条件も回折波力の影響は無視できる。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, y, z 方向の波力 (F_x, F_y, F_z) を同時に計測した。計測時間は約2分間で、使用した計測装置はこれまでの実験と同じものである。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

に記録し、解析に使用した。なお、本実験では静水深 h を一定に保ったため、Re 数 ($U_n D / \nu$) は、K. C. 数 ($U_n T / D$)、 D/h と h/gT^2 に強く依存する。このため、第4章と第5章と同様、Re数の代わりに周波数パラメータ $F.P.$ を採用する。

2. 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(6.1)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(6.2)で計算した。

$$C_{Ln} = \frac{(Fy_n)_{rms}}{\rho (u^2+w^2)_n D^2} \quad (6.2)$$

ここに、添字 n は、 n 次の周波数成分を示す。式(6.2)の分母の $(u^2+w^2)_n$ は流速ベクトルの最大値 $\{(u^2+w^2)_n\}^{1/2}$ を2乗したものである。

第3節 揚力の特性

3. 1 揚力の時間波形の特性

実験によると進行波中に置かれた没水球体に作用する揚力の時間波形は、つぎに示す4つのタイプに大きく分類することができる。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)、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峰型波形(Tr型波形)、そして、d)卓越周波数成分も明瞭でなく時間変化も不規則な波力の変動をする不規則波型波形(R型波形)の4つである。これらの4つのタイプの典型的な例を流速 u の時間波形とともに図-6.1に示す。いずれの周波数成分が卓越していても図-6.1に示されるように、揚力の時間波形は、流速などのように規則的ではなく、その振幅は波ごとに異なる。これは、揚力の発生機構が規則的でないことを示す結果である。

これらの4つの波力の時間波形の出現特性には、 D/h が支配無次元量として卓越しており、K. C. 数、Re数、 d/h と h/gT^2 による効果はほとんどない。すなわち、 D/h

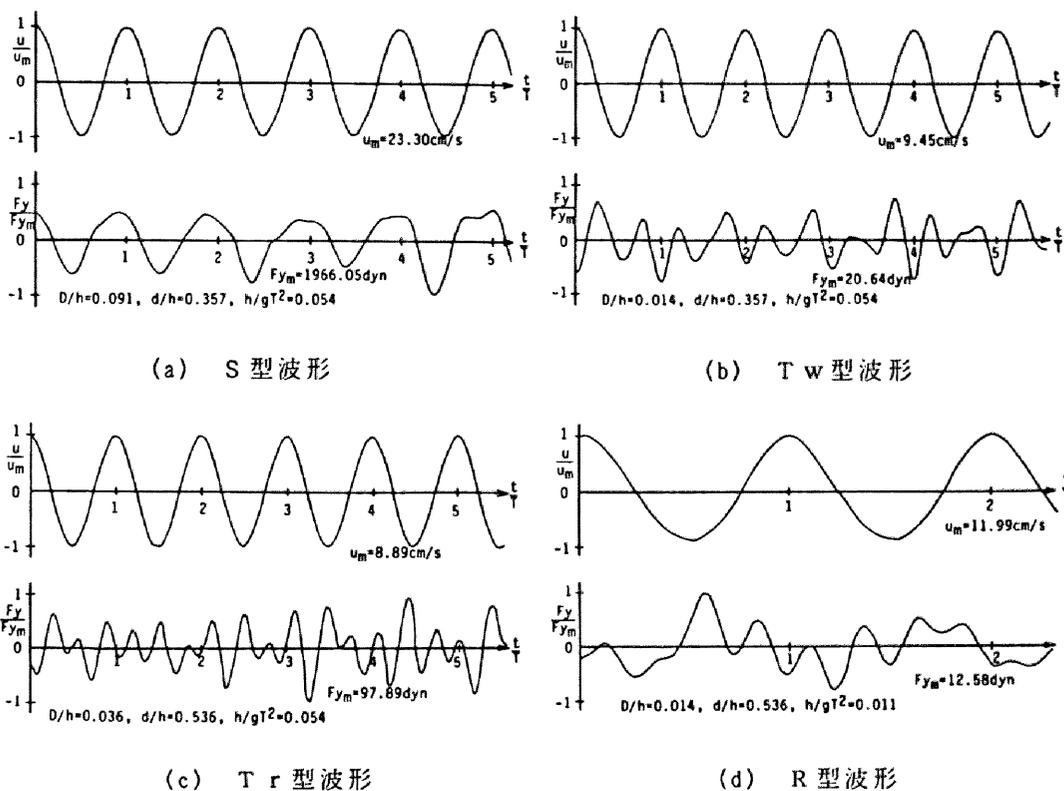


図-6.1 揚力の時間波形の例

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 $D/h=0.091$ の場合に最も多く観測された。

回転非剥離型の流況では球体表面にらせん状の渦糸ができ，この渦糸が波一周期の間に球体表面を一回転する，そして球体表面の流線は渦糸に向かって集まる。この場合，球体表面ではy方向の流速成分が生じる。また，振動非剥離の流況でも球体表面にはy方向の流速が生じる。この渦糸，あるいは球体表面でのy方向の流速成分が非対称になるとy方向の力，すなわち揚力が作用することになる。第3章で既述したように，剥離のない場合の球体表面での流線には若干の乱れがあり，必ずしもy方向に対称な流れにはなっていない。さらに流線の乱れは D/h の小さい方が大きくなる傾向があり，そのため D/h が小さくなると高次の周波数成分の揚力が作用すると考えられる。 $D/h=0.091$ の場合には，流線の乱れは比較的少なく，回転非剥離型における渦糸も $D/h=0.036, 0.014$ の場合と比べて最もはっきりしている。そのため $D/h=0.091$ の場合には高次の周波数成分が小さいと推察される。

また、振動剝離型の場合の剝離域はK.C.数が大きくなればなるほど大きくなり、K.C.数が30程度にもなると後流域は上下左右に揺れるようになり、半周期に一度渦輪が放出される。回転剝離型の流れの場合は渦輪の放出はないものの、後流域は非常に乱れている。このように、剝離のある場合も流れのy方向の対称性は必ずしも満足されず、後流域の振動、あるいは渦輪の影響により、2倍、3倍周波数成分の揚力が作用することになる。

3. 2 揚力の最大値とrms値の特性

無次元最大揚力 $F_{y_m}^*(=F_{y_n}/\rho(u^2+w^2)_m D^2)$ とK.C.数 ($u_m T/D$) の関係を図-6.2に示す。 $F_{y_m}^*$ 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 $F_{y_m}^*$ に比べて、Tw型波形、Tr型波形とR型波形の値はばらつきが大きくなる傾向が認められた。図-6.2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 $F_{y_m}^*$ 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型波形とR型波形が多い $D/h=0.036$ と D/h

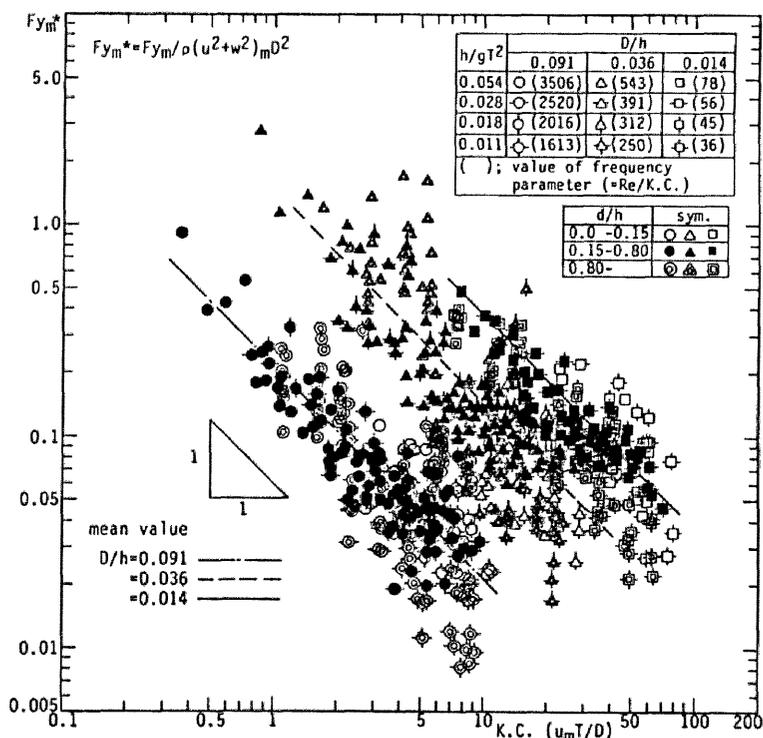


図-6.2 $F_{y_m}^*$ とK.C.数の関係

=0.014の場合(図中, ▲と■印), K.C.数の増加にともなう Fy_{rms}^* 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, Fy_{rms}^* 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, Fy_{rms}^* がK.C.数の-1乗に比例すると仮定し, Fy_{rms}^* の平均曲線を最小自乗法で求めると, D/hをパラメータにして図中の曲線で与えることができる. K.C.数の増大にともない Fy_{rms}^* が減少する傾向は, 振動流中に設置された球体³⁾, 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²⁾と同様である. Fy_{rms}^* 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よう.

D/hが小さくなるにつれて Fy_{rms}^* が大きくなるのは, 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よると考えられる. また, D/hが小さくなることは, 周波数パラメータが小さくなること, すなわち, 同じK.C.数に対してRe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この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_{rms}^* 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-6.1に示されるように, 揚力の時間波形は若干不規則であり, 波の周期ごとに最大値が異なる. このため, rms値のような時間平均値の特性も明らかにしておく必要がある. 図-6.3は一例として

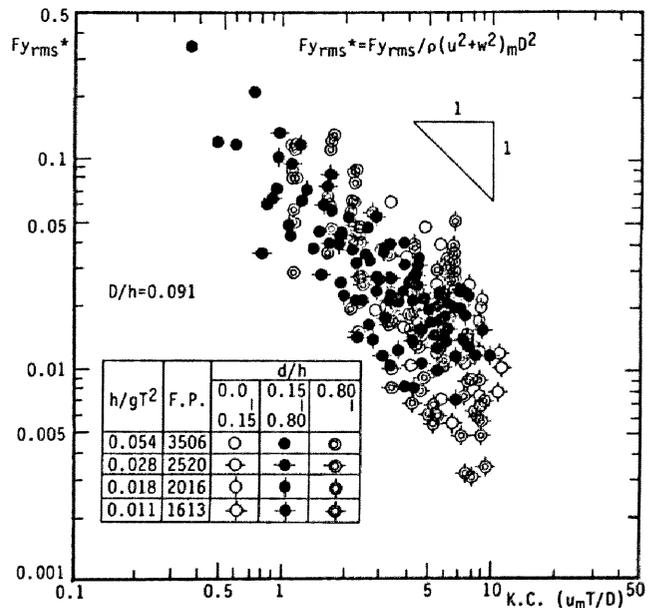


図-6.3 Fy_{rms}^* とK.C.数の関係の例

$D/h=0.091$ の場合の無次元rms揚力 $Fy_{rms}^*(=Fy_{rms}/\rho(u^2+w^2)_m D^2)$ とK.C.数の関係を示したものである。同図にも示されるように、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する Fy_{rms}^* は、K.C.数のほぼ-1乗に比例すること、また、同一のK.C.数に対しては、 D/h の大きい方が値が小さくなることなど、 Fy_{rms}^* の特性は Fy_m^* の特性とよく似ている。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がる。図-6.4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ない範囲の Fy_{rms}^* とK.C.数の関係を示した一例である。同図にも示すように、 d/h の大きい方が Fy_{rms}^* は小さくなり、また、 d/h の効果ほどははっきりしないが、 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、水粒子の楕円軌道は扁平になり、同じ水平方向流速に対する鉛直方向流速は小さくなる。そして流速ベクトルの大きさの時間平均値も小さくなる。そのため、無次元rms揚力が小さくなると考えられる。

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 ($0.15 \leq d/h \leq 0.8$) の値とあまり差がない (図-6.3 参照) 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. 3 揚力の周波数特性

図-6.5 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、入射波の周波数の2倍周波数成分と3倍周波数成分、あるいはさらに高次の周波数成分が含まれており、その時間波形は不規則性を帯びていることが特徴として挙げられる。このような揚力の時間変化 $Fy(t)$ は次式で表されるのが一般的である。

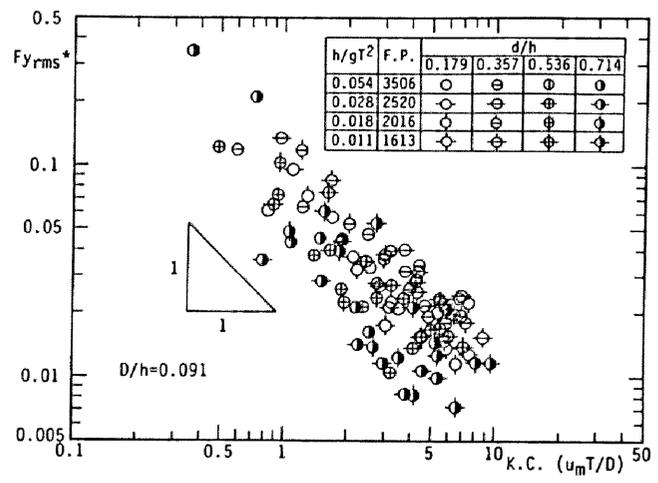


図-6.4 Fy_{rms}^* とK.C.数の関係に及ぼす d/h と h/gT^2 の効果

$$F_y(t) = \sum_{n=1}^{\infty} F_{y_n} \cos(\sigma_n t + \varepsilon_n) \quad (6.3)$$

ここに、 F_{y_n} ：揚力の振幅、 σ_n ：角周波数、 ε_n ：位相角で、添字 n は n 番目の成分であることを示す。したがって、全ての周波数成分に対する F_{y_n} と ε_n がわかれば揚力の時間波形は推算可能である。しかし、现阶段では全ての F_{y_n} と ε_n を正確に与えるのは極めて困難である。

揚力には多くの周波数成分が含まれているが、図-6.5 に示されるように、基本周波数（入射波の周波数）成分とその2倍周波数成分と3倍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倍周波数成分の揚力を取り挙げ、式

(6.2) で定義される揚力係数 C_{L1} 、 C_{L2} 、 C_{L3} と K.C. 数の関係について以下検討を加える。

図-6.6 は、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する C_{L1} 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 C_{L1} 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 $D/h=0.036$

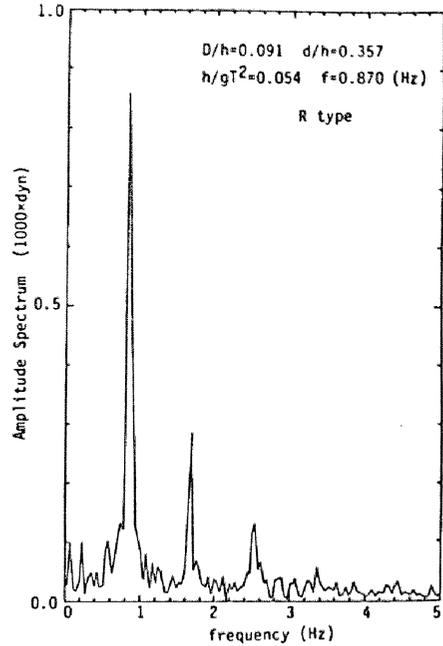


図-6.5 揚力の振幅スペクトルの例

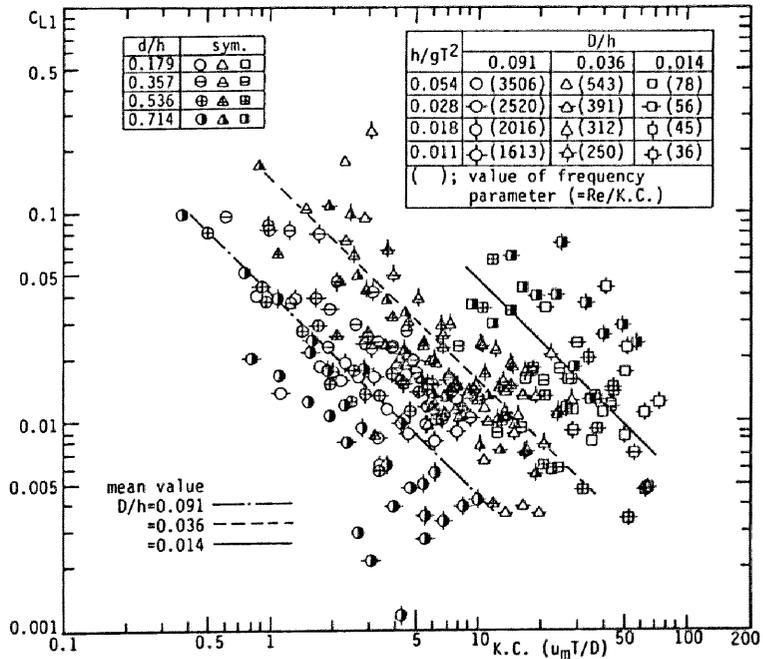


図-6.6 C_{L1} と K.C. 数の関係 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)

と $D/h=0.014$ に対する C_{L1} は、非常にばらつきが大きいのが、図中の平均曲線に示されるように、K.C. 数の-1乗にはほぼ比例してるとみなせよう。 C_{L1} は D/h の小さい方が大きくなるが、 Fy_m^* と Fy_{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 Fy_{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 Fy_{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-6.7と図-6.8は、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する C_{L2} と K.C. 数の関係、 C_{L3}

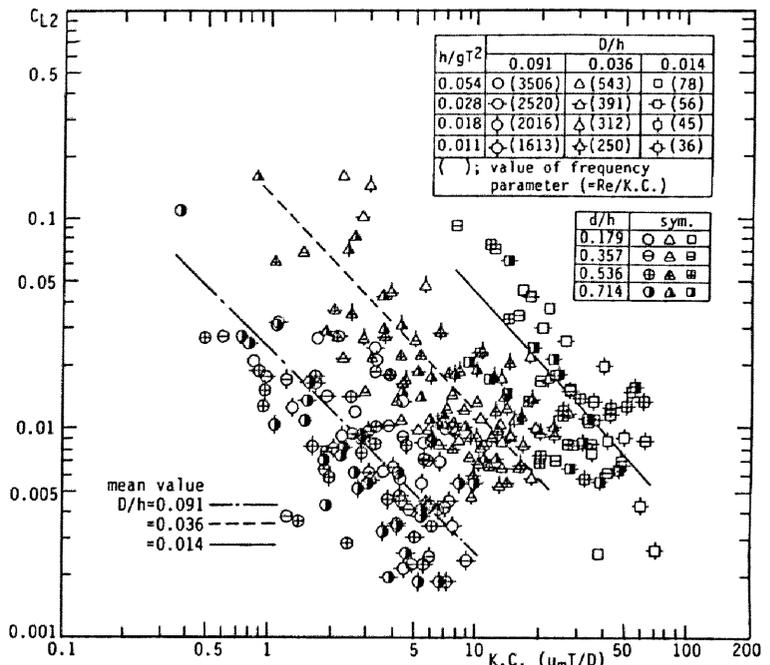


図-6.7 C_{L2} と K.C. 数の関係 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)

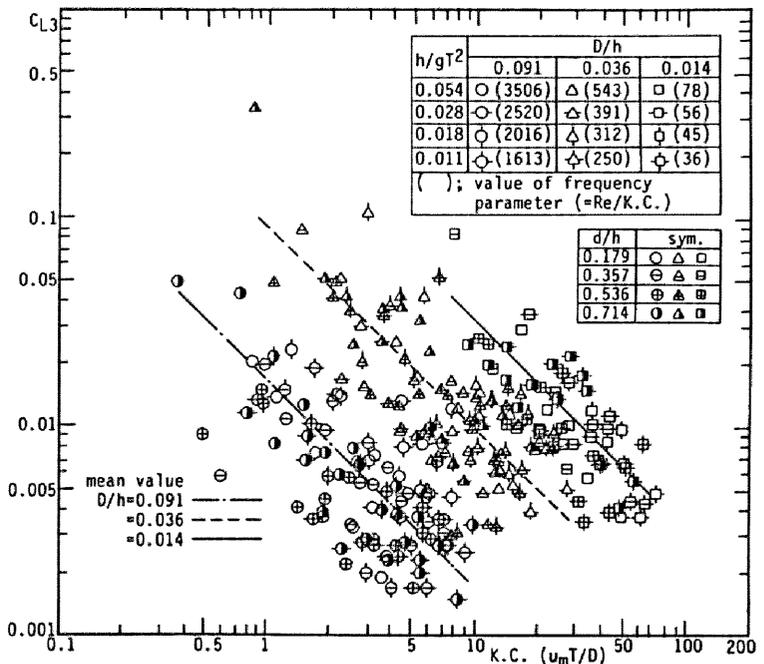


図-6.7 C_{L3} と K.C. 数の関係 ($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)

とK.C.数の関係をそれぞれ示したものである。大胆ではあるが、 C_{L1} と同様、 C_{L2} と C_{L3} もK.C.数のほぼ-1乗に比例するとみなせよう。 d/h と h/gT^2 が C_{L2} と C_{L3} におよぼす効果は 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 $D/h=0.036$ と $D/h=0.014$ に対する C_{L2} と C_{L3} は、 $D/h=0.091$ に対する値に比べてかなり大きい。これは、 D/h が小さい方が球体表面の流れの乱れが大きくなり、高次の周波数成分の揚力が大きくなるためである。また、同一のK.C.数と h/gT^2 に対しては、 D/h が小さくなると周波数パラメータも小さくなり、粘性の効果は大きくなることになる。したがって、剝離渦の影響の小さい範囲では、球体表面での粘性抵抗力の非対称性の影響は D/h の小さい方がより大きくなると考えられる。

本論では図示しないが、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、非常にばらつきが大きいものの、 $0.15 \leq d/h \leq 0.80$ に対する値に近い。特に、底面近傍の揚力係数は、水粒子の楕円軌道が扁平であるにも関わらず、 d/h が中間の場合($0.15 \leq d/h \leq 0.80$)の値に近い。したがって、底面の近接効果が流況の非対称性に及ぼす効果の大きいことが指摘できる。

3. 4 全作用波力に及ぼす揚力の影響

揚力が全波力に及ぼす影響を明らかにするため、揚力 F_y と流れ方向の波力 F_x 、 F_z の関係について検討を加える。図-6.9は F_{yn} と F_x の最大値 F_{xn} の比 F_{yn}/F_{xn} とK.C.数の関係の例を示したものである。 F_{yn}/F_{xn} は、 F_{yn}^* 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_{yn}/F_{xn} は、図中の平均曲線に示されるように、K.C.数が10~15以下の範囲ではK.C.数の変化による変動はほとんどないが、K.C.数が10~15以上の範囲では、K.C.数のほぼ-1乗に比例する傾向がある。これは、図-6.2に示したように、最大揚力 F_{yn} は剝離の有無に関係なく全体的にほぼ流速の1乗に比例するのに対して、 F_{xn} は剝離のない範囲では流速の1乗に比例し、剝離のある範囲では流速の2乗に比例する(図-4.16参照)ためである。また、 F_{yn}/F_{xn} は、 D/h の小さい方が大きくなる。 $D/h=0.091$ 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といえる。 $D/h=0.036$ と 0.014 の場合、 F_{yn}/F_{xn} の値は、ばらつきが大きいものの、大半は0.4以下の範囲に分布する。

自由表面と底面の近傍に球体が設置された場合、境界の影響が小さい場合に比べて F_{yn}/F_{xn} は全体的に大きくなり、場合によっては、 F_{yn} は F_{xn} 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。

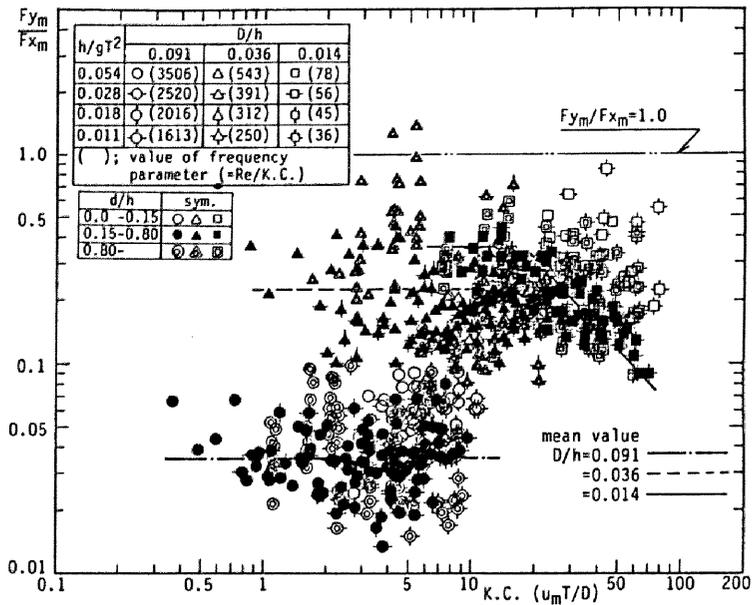


図 - 6.9 F_{y_m}/F_{x_m} と K. C. 数の関係

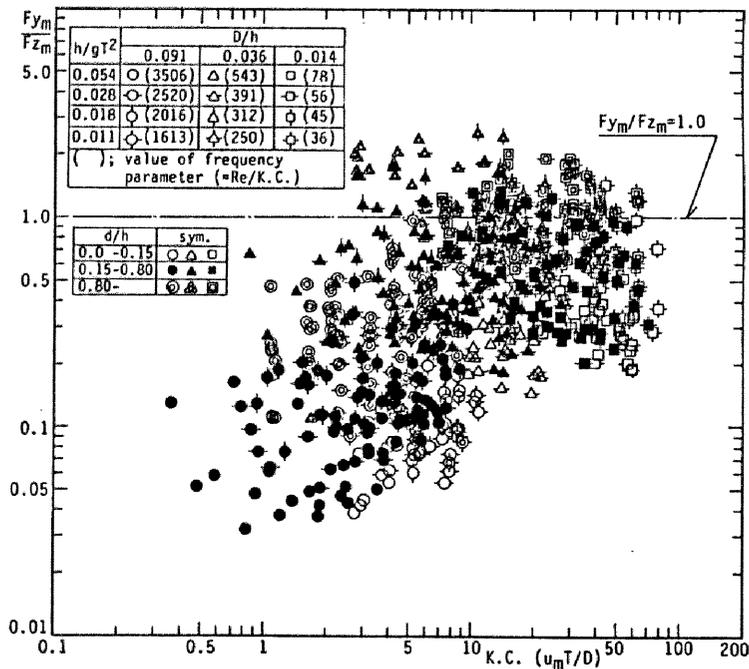


図 - 6.10 F_{y_m}/F_{z_m} と K. C. 数の関係

つぎにz方向の波力の最大値 Fz_n と Fy_n の比較を行う。図-6.10に Fy_n/Fz_n とK.C.数との関係を示す。 Fy_n/Fz_n はK.C.数、 D/h と d/h の他に h/gT^2 によっても支配され、 Fy_n/Fx_n に比べて分布の幅が広いためはっきりしないが、 D/h の大きい方が Fy_n/Fz_n は小さくなるなど、 Fy_n/Fx_n とよく似た傾向が認められる。しかし、 Fy_n/Fz_n は、 Fy_n/Fx_n 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 、 h/gT^2 は水粒子の楕円軌道の短軸と長軸の比 $\gamma (=w_n/u_n)$ を支配する量であり、上述の結果は、 γ の小さい方が Fy_n/Fz_n は大きくなることを示す。 γ が小さくなるとそれにともない Fz が Fx に比べて小さくなる。そのため Fy_n/Fz_n が大きくなったと考えられる。この結果より、 Fy_n 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。

自由表面近傍に設置された場合($d/h < 0.15$)の Fy_n/Fz_n は、 Fz_n 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。また、球体が底面近傍に設置された場合($d/h > 0.80$)の Fy_n 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 Fy_n/Fz_n は最大で2以上にもなる。したがって、揚力 Fy は、 yz 平面に作用する波力に対しては、非常に大きな影響を及ぼすことが指摘できる。

なお、 Fx 、 Fz と Fy の合力は、最大で Fx の約1.7倍程度、 Fx と Fz の合力の約1.2倍程度の大きさになる。

第4節 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、本章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(S型波形)、双峰型波形(Tw型波形)、三峰型波形(Tr型波形)と不規則波型波形(R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 $Fy_n/\rho(u^2+w^2)_n D^2$ は、相対設置水深 d/h 、球径水深比 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がある。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.数が小さく剥離のない範囲では、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、剥離のある範囲では、剥離域の乱れ、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。

参考文献

- 1) 例えば、榎木亨・中村孝幸・三木秀樹：波動場の円柱後流渦による振動応答の予測とその実態について、第23回海岸工学講演会論文集，pp.33-38，1980.
- 2) Sarpkaya, T. and M. Isaacson : Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Van Nostrand Reinhold, New York, 651p, 1981.
- 3) 中村廣昭・池田駿介・高柳聡：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.443-446，1982.
- 4) 中村廣昭・池田駿介・大八木崇：正弦振動流中におかれた球に作用する流体力（続報），第33回海岸工学講演会論文集，pp.381-384，1983.
- 5) 岩田好一郎・水谷法美・原基久：没水球体に作用する揚力の特性に関する実験的研究，海岸工学論文集，第36巻（印刷中）。

第7章 二成分波の波力の特性

第1節 概説

波動場に置かれた没水球体に作用する規則波の波力の特性について、第2章から第6章まで検討を加えてきた。そして、回折波力の特性と回折波力の卓越領域、および回折波力を無視できる領域を明らかにした。また、回折波力を無視できる場合については、従来より波力算定式として広く使用されている Morison式¹⁾の適用範囲を示し、同式中の波力係数の定式化を行った。一方、Morison式が適用できない範囲の波力に対しては、新たな波力算定式を提案した。しかし、実際の海洋での波浪は不規則であるため、不規則波による波力の特性について明らかにしておくことが重要である。

不規則波は、多数の成分波から構成される波として取り扱うことが可能である。したがって、球径が大きく回折波力が支配的な場合、不規則波を構成する各々の成分波に対する回折波力を計算し、それを再合成することにより、不規則波による回折波力を計算することが可能である。一方、球径が入射波長に比して小さく、波の変形が無視できる場合には、剝離渦の影響など、非線形な現象が波力に重要な影響を及ぼしており、不規則波を成分波に分けて取り扱うことはできない。したがって、球径が入射波長に比して小さく、波の変形が無視できる場合の不規則波動場における波力の特性を規則波動場における特性と関連づけて明らかにしておく必要がある。

球体に作用する不規則波力の研究は非常に少なく^{2), 3)}、その成果は非常に限られている。特に、波の不規則性が波力に及ぼす影響とその機構についてはこれまで議論されておらず、未解明の分野である。そのため、不規則波の波力の基本的な特性をまず明らかにしなければならない。第5章で議論したProximity Effectの影響のあるような範囲の波力、あるいは第6章で議論した波峰方向に作用する揚力の特性などは非常に複雑であり、不規則波の基本的な特性を明らかにするためには、まず、波進行方向と鉛直方向の波力を取り挙げ、自由表面と底面の境界の近接効果が小さく、Morison式が適用可能な範囲の波力を対象に、波の不規則性と波力の特性について議論することが必要である。

前述したように、不規則波は、二つ以上の自由波（成分波）から構成される波として定義することができるため、二つの自由波から構成される二成分波は、不規則波の最も簡単な形の波であると考えられる。したがって、複数の自由波からなる不

規則波の波力の機構，および一つの自由波からなる規則波との波力の差異を明らかにする上で，二つの自由波からなる二成分波の波力の特性を明らかにすることは基本的に重要である。

本章では，没水球体に作用する二成分波の波力の特性について，水理実験を詳細に行い，前後の波の波高の相関に代表されるような波の時系列特性が波力に及ぼす影響について議論するとともに，その機構についても検討を加える。そして，二成分波の波力を規則波の波力と比較しながら波の不規則性が波力に及ぼす影響について議論する。

第 2 節 水理実験

2. 1 次元解析

本章では，二成分波の波力の特性を，まず，ゼロ・ダウクロス法で定義された一波ごとの波（以後，波別解析波と称する）を取り挙げ，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，周期を持つ規則波の波力と比較する上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 11 個の物理量によって支配されると考えられる⁴⁾。

$$F = \phi (U_m, D, d, h, T, \mu, g, \rho, \gamma_H, \delta_H; t) \quad (7.1)$$

ここに， U_m ：流速の振幅， D ：球径， d ：静水面から球体の中心までの鉛直距離， h ：静水深， T ：波別解析波の周期， μ ：水の分子粘性係数， g ：重力加速度， ρ ：前後の波の波高の相関係数， δ_H ：波高の変動係数， t ：時間である。二成分波を取り扱うため，式(7.1)には，本来ならば二つの自由波の振幅と周期が考慮されるべきであるが，これらの値は二成分波の包絡の周期とその形状を与えるものであり， γ_H と δ_H に密接に関係する量である。本研究では，二成分波を不規則波の一つとして定義するため，不規則波への適用も考慮して，二つの自由波の振幅と周期の代わりに γ_H と δ_H を取り挙げる。なお， γ_H と δ_H はそれぞれ式(7.2)と式(7.3)で与えられ，規則波の場合は， $\gamma_H = 1$ ， $\delta_H = 0$ となる。

$$\gamma_H = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} (H_{i+1} - \bar{H})(H_i - \bar{H}) / \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H_i - \bar{H})^2 \quad (7.2)$$

$$\delta_H = \frac{1}{N} \left\{ \sum_{i=1}^N (H_i - \bar{H})^2 \right\}^{1/2} / \bar{H} \quad (7.3)$$

ここに、 H は波高、 \bar{H} は平均波高、 N は波の数で、添字 i は i 番目の波を示す。また、二成分波の波別解析波の周期 T は、同一の二成分波の中ではほぼ等しいため、 T の代わりに平均周期 \bar{T} を採用することにする。

式(7.1)を無次元表示すると式(7.4)を得る。

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D^2} = \phi \left(\frac{U_m \bar{T}}{D}, \frac{U_m D}{\nu}, \frac{h}{g \bar{T}^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \gamma_H, \delta_H; \frac{t}{\bar{T}} \right) \quad (7.4)$$

ここに、 $\nu (= \mu / \rho)$ は水の動粘性係数である。式(7.4)の右辺第一項はK.C.数、第二項はRe数、第三項は水深波長比に相当する項、第四項は球径水深比、第五項は相對設置水深、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/\bar{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(7.4)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/\bar{T} とは独立である。本研究では、後述するように、波力係数を波別解析波ごとの値の他に、一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、 U_m を時系列を代表する流速の振幅とすることにより、波別解析波に対する値と同じ無次元量によって支配されると考えられる。

以上の結果に基づいて、波力の特性、特に波力係数を式(7.4)の無次元量と関連づけながら論議するものとする。

2. 2 実験条件および実験方法

二成分波による波力の特性を論議するため、水理実験を行い、二成分波による波力を計測した。既述したように、球体に作用する波力の算定に際して、Proximity Effectなどで Morison式を適用できない範囲があることが明らかにされているので⁵⁾、二成分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、次元解析(式(7.1))の結果に基づいて以下のように決めた。球径(D)を2.5cmとし、静水深を3種類($h=70, 56, 40$ cm)、球体の設置水深(d)を $h=70$ cmに対しては $d=0.179h, 0.357h$ の2種類、 $h=56$ cmに対しては $d=0.357h, h=40$ cmに対しては $d=0.357h, 0.425h$ の2種類変化させた。

二成分波を、2台の信号発生装置から出力される周期の異なる二つの正弦信号を重ね合わせ、それを入力とすることにより生起させた。2つの正弦信号の周波数は、0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1Hz から得られる15種類の組合せである。実験では、2つの正弦信号の振幅を同じ値に保ちながら合成波の最大波高が10~20cmになるように振幅を2~4種類変化させた。実験種目は全部で146ケースであり、全てのケースで水位変動(η)、波進行方向と鉛直方向の流速(u, w)と波力(F_x, F_z)を同時に計測した。計測装置は規則波の実験と同じものを使用した。計測時間は、各ケースとも約2分間とし、計測した水位、流速、波力の時間波形を全て磁気テープとペン書レコーダーに記録し、解析に使用した。

また、波力の特性をより詳細に議論するため、適当なケースについて、コンデンスミルク法により、球体周りの流況の可視化実験を行った。実験で得られた流況はビデオカメラ(30コマ/秒)に記録され、解析に使用された。

2.3 解析方法

実験で得られた水位、流速、波力の時間波形をすべてサンプリングタイム0.05秒で離散化し、解析に使用した。解析に使用したデータの個数は1024個(51.2秒に相当)である。これらのデータを使って式(7.4)の無次元量を波別解析波ごとに計算した。ただし、二成分波では、流速の振幅は時間的に変化するため、流速の振幅の代わりに波別解析波ごとの流速の自乗平均平方根(rms)値を採用し、さらに、規則波との関連を考慮して本研究では x, z 方向の流速の振幅としてそれぞれ $\sqrt{2}u_{rms}$ 、 $\sqrt{2}w_{rms}$ を採用した。したがって、例えばK.C.数については、 x 方向は $\sqrt{2}u_{rms}\bar{T}/D$ 、 z 方向は $\sqrt{2}w_{rms}\bar{T}/D$ となる。なお、本研究では、波別解析法はゼロダウncross法を採用した。

Morison式中の波力係数を最小自乗法を使って計算した(式(4.9)~式(4.12)参照)。この際、波力係数は、以下に示される2通りの手法により、2種類の値を計算した。

- (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、一つの時系列記録内では一定であると仮定し、一つの二成分波に対して一組の波力係数を計算する。

なお、(ii)の手法で計算された波力係数は、(i)の手法で計算された波力係数と区

別するため、上付きバー (¯)
をつけて示す。

まず、(i)の手法で得られた
結果を使い、波別解析波と同じ
周期、波高を持つ規則波と比較
した場合に、波力係数が、規則
波と二成分波との間でどのよう
な差異があるのかを検討する。
ついで、(ii)の手法で得られた
結果を(i)の手法で得られた値
と関連づけながら、二成分波の
波力の時間波形の水位変動から
の予測について検討を加える。
なお、加速度は、第4章で述べ
た方法によって計算し、解析に
使用した。

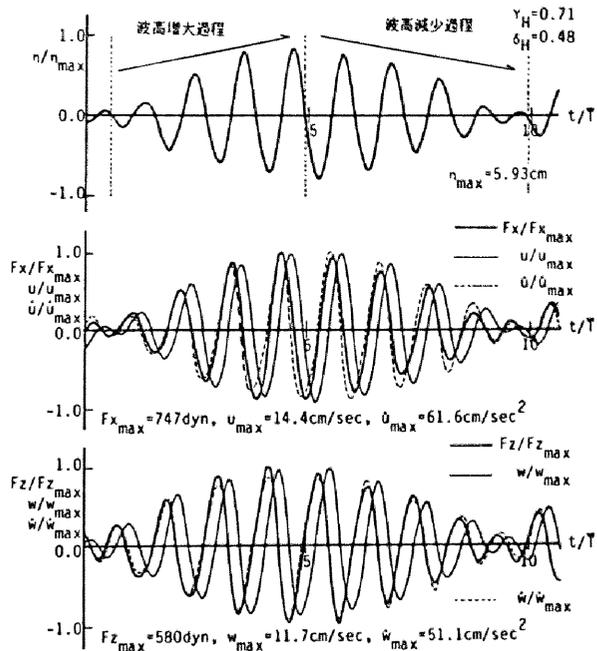
球体周りの流況の詳細につい
ては、ビデオカメラで撮影され
た流況をコマ送り再生させて求
めた。

第3節 波力係数 の特性

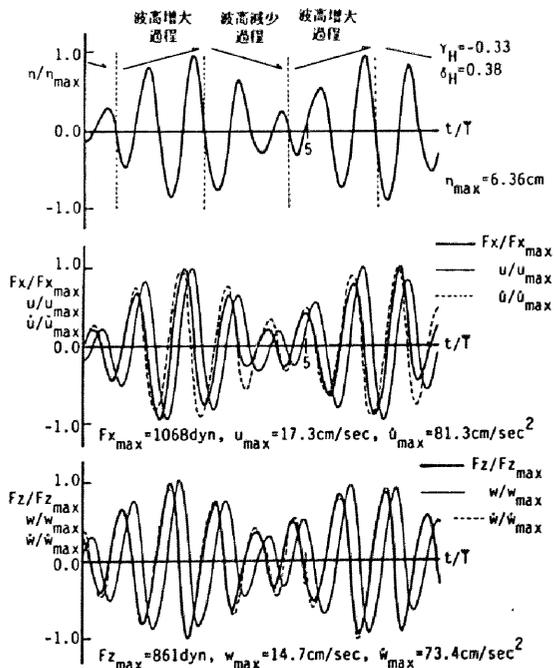
規則波と二成分波の波力の差
とその機構を明らかにするため、
まず、二成分波の波別解析波の
波力係数を取りあげ、規則波の
値と比較しながら論議する。

3.1 慣性力係数の特性

波高の相関係数 γ_H の値は、
2つの成分波の周期と振幅の組



(a) $\gamma_H = 0.71$ ($1.1 \leq \sqrt{2} u_{rms} \bar{T} / D \leq 8.2$)



(b) $\gamma_H = -0.33$ ($1.6 \leq \sqrt{2} u_{rms} \bar{T} / D \leq 7.8$)

図-7.1 水位,流速,加速度と波力の時間波形の例

合せによって変化する。このため、 γ_H による影響を検討するために、 γ_H の値をつぎの4つの領域、すなわち、(A) $0.5 \leq \gamma_H < 1.0$, (B) $0.0 \leq \gamma_H < 0.5$, (C) $-0.5 \leq \gamma_H < 0.0$, (D) $-1.0 \leq \gamma_H < -0.5$, に分けて考察するものとする。この(A)~(D)の領域のうち、(A)と(C)の領域に対する水位変動、流速、加速度、波力の時間変動の代表例を図-7.1に示す。ただし、一つの時系列内での最大値(添字maxで示す)によりそれぞれ無次元化されている。同図より、 γ_H の値が小さくなるとビートの周期が短くなり、引き続く波の波高の差が大きくなるのがわかる。以下、まず、慣性力係数の特性を議論する。

(1) x方向の慣性力係数 C_{MX}

図-7.1は、慣性力が圧倒的に卓越する場合の波力の時間波形を示したものであるが、無次元加速度と無次元波力を比較すると、波高が増大する過程(以後、波高増大過程と称する)の波では無次元波力の方が無次元加速度よりも大きく、逆に、波高が減少する過程(以後、波高減少過程と称する)の波では、無次元加速度の方が無次元波力よりも大きくなる傾向が認められる。これは、慣性力が卓越する場合の一般的な傾向であり、加速度に対する波力の大きさが波高減少過程より波高増大過程の方が大きくなること、すなわち、波高減少過程よりも波高増大過程の方が、慣性力係数は大きくなることを示す。この原因、および機構について以下に議論する。

図-7.2は、 C_{MX} とK.C.数($\sqrt{2}u_{rms}\bar{T}/D$)の関係を示した一例であり、球体表面で流れの剥離が始まるK.C.数の値も同時に示してある。流れの剥離が始まるK.C.数の値は、規則波の値とほぼ等しいことが可視化実験の結果によって判明したため、規則波に対する式(3.4)を使って計算された。また、図中の破線は実験値の分布の概略を結んだ線であり、比較のために規則波に対する C_{MX} (図-4.9参照)も示されている。実験によると、波別解析波の C_{MX} は、全体的には振動流中に置かれた

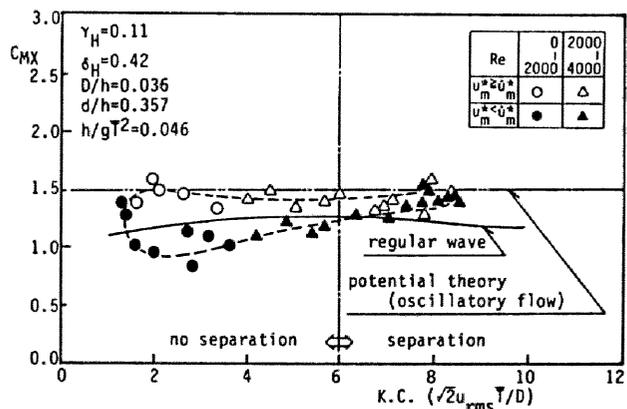


図-7.2 C_{MX} とK.C.数の関係
(慣性力が卓越する場合)

球体に対するポテンシャル理論値 $1.5^{6)}$ より若干小さくなる。そして、同じK.C.数の値に対して二つの値をとり、波高増大過程の波の値が大きな値に、波高減少過程の波の値が小さな値になり、剝離のない領域で特に明瞭なループ状の分布をすることが一般的な傾向として認められた。すなわち、二成分波の波別解析波の C_{nx} は、波高増大過程の時にループの上側の値、つまり大きな値を、波高減少過程の時にループの下側の値、つまり小さな値をとりながら、ビートの一周期でループを一周する。

図-7.1からも認められるように、波高増大過程では、無次元加速度の最大値 (\dot{u}_n^*)よりも無次元流速の最大値 (u_n^*)の方が全体的に大きく、また、波高減少過程では、 u_n^* よりも \dot{u}_n^* の方が全体的に大きくなる傾向がある。すなわち、波高増大過程と波高減少過程では、加速度と流速の相対的な大きさが異なる。そこで、 C_{nx} に及ぼす流速、加速度の相対的な大小関係の影響を調べるために、図-7.2では、 u_n^* が \dot{u}_n^* よりも大きい値を白ヌキの記号で、逆に、 u_n^* よりも \dot{u}_n^* の方が大きい値を黒ヌキの記号で示してある。同図にも示されているように、明らかに u_n^* の方が \dot{u}_n^* よりも大きい波の C_{nx} の方が、 u_n^* よりも \dot{u}_n^* の方が大きい波の値よりも大きく、波高の大小関係ではあまり明瞭でなかったビートの谷と峰の波の値⁷⁾についても u_n^* の方が \dot{u}_n^* よりも大きい波の方が C_{nx} は大きくなるということがはっきりわかる。さらに、 u_n^* と \dot{u}_n^* が等しい規則波の値と比較すると、 u_n^* の方が \dot{u}_n^* よりも大きくなる波の値は規則波の値よりも大きく、 u_n^* が \dot{u}_n^* よりも小さくなる波の値は規則波の値よりも小さくなる傾向が認められる。なお、ビートの峰と谷の波の一部を除けば、波高増大過程の波と u_n^* が \dot{u}_n^* よりも大きくなる波、波高減少過程の波と \dot{u}_n^* が u_n^* よりも大きくなる波の対応は非常によいため、以後、二成分波の波高増大過程の波、波高減少過程の波の定義は、それぞれ $u_n^* \geq \dot{u}_n^*$ 、 $u_n^* < \dot{u}_n^*$ とする。

C_{nx} の波高増大過程と波高減少過程の差の原因をつぎのように考えることができる。Re数が2000以下の値(○印)と2000以上の値(△印)を比較すると、明らかにRe数の小さい方が同一のK.C.数に対する波高増大過程と波高減少過程の慣性力係数の値の差が大きいことがわかる。これは、粘性が慣性力係数の値に影響を及ぼしていることを示す結果である。流れの剝離のない範囲では、水の粘性による球体表面での摩擦力と直立円柱に対して指摘されているような境界層の発達のための運動量の欠損による力⁸⁾が抗力の重要な成分であると考えられる。水平床での底面摩擦力については、層流状態では摩擦力の位相は流速の位相よりも $\pi/4$ だけ先に進むことが報告されている⁹⁾。また、波動場中の直立円柱表面に形成される境界層内の流速も、主流に比べて位相が先に進むことが報告されている¹⁰⁾。同様に、波動場にお

かれた球体表面でも摩擦力の位相が流速の位相より先に進むと仮定すれば、球体に作用する波力を Morison式で算定する以上は、摩擦力は慣性力にも含まれることになる。また、運動量欠損にともなう抗力にも加速度と同位相になる成分が含まれている⁸⁾。球体表面での摩擦力が慣性力にも含まれるならば、同じ加速度の波であっても相対的に流速が大きい波高増大過程では波高減少過程より慣性力に含まれる摩擦力は大きくなる。また、運動量欠損による抗力も、円柱に対する表示式⁸⁾によると波高増大過程の方が大きくなることになり、そのため、波高増大過程の慣性力が波高減少過程の慣性力よりも大きくなったものと考えられる。K.C.数が同じ波ならば、波高増大過程の波と波高減少過程の波では流速は等しいため、慣性力に含まれるこれらの抗力の影響は同じ程度であると考えられる。しかし、慣性力係数を計算する際に除数となる加速度は、波高増大過程の波の方が小さいために、加速度に対する抗力の割合は、波高増大過程の波の方が大きくなる。したがって、波高増大過程の C_{Mx} が波高減少過程の波の値よりも大きくなったものと考えられる。また、波別解析法による見かけの差も含まれている可能性もあるが、少なくとも、ゼロダウクロス法とゼロアップクロス法による差異はないことを確認している。

図-7.3は、K.C.数が比較的大きく抗力が卓越する場合の C_{Mx} と K.C.数の関係を図-7.2と同様な方法で図示したものである。図-7.2ではあまり明瞭ではなかったが、流れが剝離している範囲でも慣性力係数は波高増大過程の波の値の方が波高減少過程の波の値よりも大きくなり、ループ状の分布となることが認められる。流れが球体表面から剝離し、渦が掃き出されるようになると、規則波の慣性力係数は小

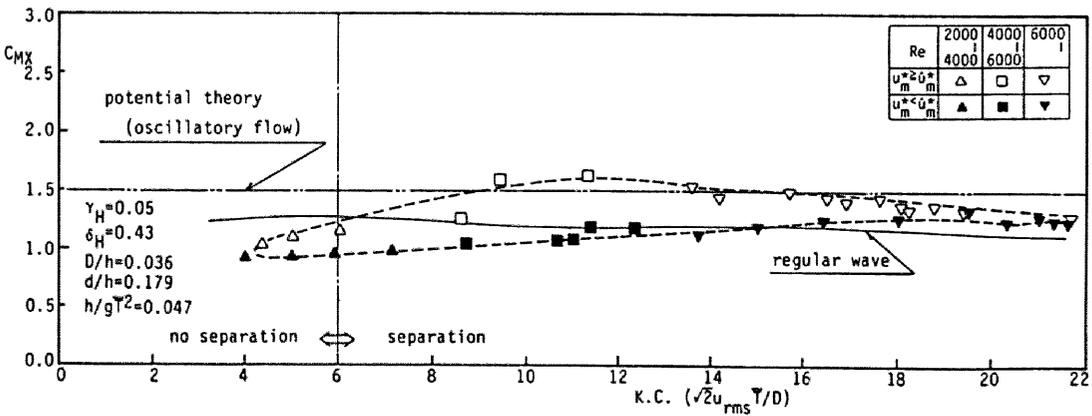


図-7.3 C_{Mx} と K.C. 数の関係 (抗力が卓越する場合)

さくなる傾向があることを第4章で指摘した。二成分波の場合は波高増大過程よりも波高減少過程の方が先行波で形成される剥離渦は大きく、その影響も大きい。そのため、波高減少過程の波の慣性力係数が波高増大過程の値よりも小さくなったと考えられる。

無次元加速度と無次元流速の最大値の差、あるいは剥離渦の影響の大きさの差は、波高の相関が小さく、また、波高の変動の大きい方が、すなわち波高の変化の大きい方が大きくなる。本実験では、二成分波を生起させるとき入力とした二つの正弦信号の振幅を等しくしたため、波高の変動係数 δ_H の値は0.4~0.5の間の場合が多く、 δ_H が C_{MX} に及ぼす効果を γ_H の効果ほど詳細に論議できない。しかし、本実験の範囲内では、図示していない

が、 δ_H の値の大きい方が C_{MX} の値の差は大きくなる傾向のあることが認められた。図-7.4は、 C_{MX} に及ぼす γ_H の影響を調べた一例を示したものである。同図には、 D/h 、 d/h と h/gT^2 が同じ値で、 Re 数の範囲もほぼ等しく、 γ_H が異なる3つの波に対する C_{MX} の分布の概略のみが示されている。同図からも認められるように、 γ_H が小さくなるほど C_{MX} の分布はより上下方向に膨らんだループ状となること、剥離渦の有無に関係なく一般的な傾向として認められた。この3つの波では δ_H の値にも若干の差があるが、慣性力係数の値は γ_H が小さい方がより上下方向に膨らんだループ状の分布形状になると推察される。すなわち、前後の波高の変化が大きいほど波高増大過程と波高減少過程の C_{MX} の差は大きくなる。

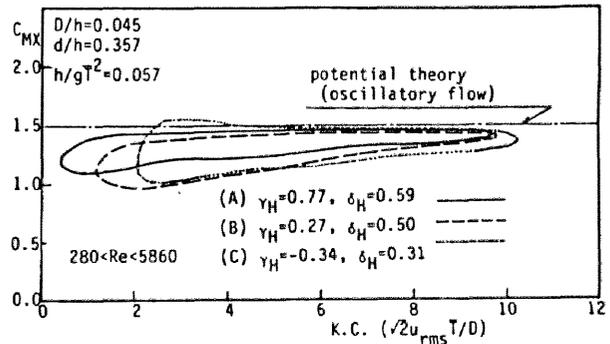


図-7.4 C_{MX} とK.C.数の関係に及ぼす γ_H の影響

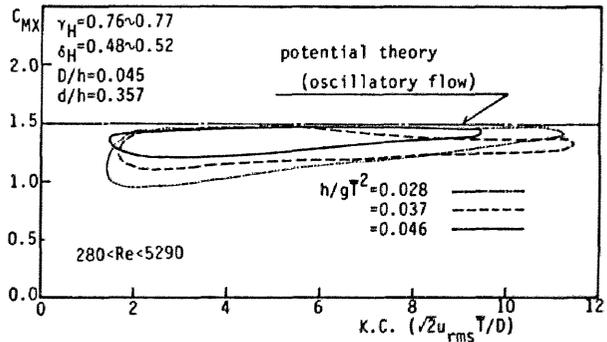


図-7.5 C_{MX} とK.C.数の関係に及ぼす h/gT^2 の影響

第4章で述べたように、規則波の C_{MX} については、 D/h と h/gT^2 はほとんど影響を及ぼさないことが報告されている¹⁾。二成分波の場合も、 D/h は C_{MX} にほとんど影響を及ぼさないことが確認された。しかし、 C_{MX} の値は h/gT^2 の値の変化により変動し、一例として図-7.5に示されるように、 h/gT^2 が小さいほど C_{MX} の分布の幅が大きくなり、波高増大過程と波高減少過程の値の差は大きくなることが認められた。この原因の一つとして、成分波間の非線形干渉が考えられる。

C_{MX} に及ぼす d/h の効果であるが、限られた実験の範囲内では、 d/h の大きい方が C_{MX} は若干大きくなる傾向が認められた。しかし、 h/gT^2 の効果に比べてあまり明瞭ではない。

(2) z方向の慣性力係数 C_{MZ}

図-7.6に C_{MZ} とK.C.数($\sqrt{2}w_{rms}T/D$)の関係の一例を示す。図-7.2の場合と同様に、 C_{MZ} の分布の概略を破線で結んである。同図でも、波高増大過程、波高減少過程の波の定義は、既述の水平方向の流速と加速度を使って行ったが、鉛直方向の流速と加速度を用いても、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なり、波高減少過程では、流速よりも加速度の方が相対的に大きくなる。同図にも示されるように、 C_{MZ} もループ状の分布となり、同一のK.C.数に対して C_{MZ} は2つの値をとる。そして、 C_{MZ} の大きい方の値は波高増大過程の波の値であること、 γ_H が小さいほど、また、 δ_H が大きいほど波高増大過程と波高減少過程の C_{MZ} の差が大きくなることなど、基本的な特性は C_{MX} と同様である。 h/gT^2 、 D/h と d/h の効果についても C_{MX} の場合と非常に良く似ていることが確認された。ただし、 C_{MZ} の場合は、全体的にループの上側と下側の値の差は C_{MX} の場合よりも大きくなる傾向がある。これは、球体の上下で水平方向流速の大きさが異なるため、鉛直方向に力が作用し、その影響が現れたことが原因の一つとして考えることができる。

以上の結果より、慣性力係数 C_{MX} 、 C_{MZ} は、波の時系列の影響を受け、波高増大過程の波の値は規則波よりも大きく、また、

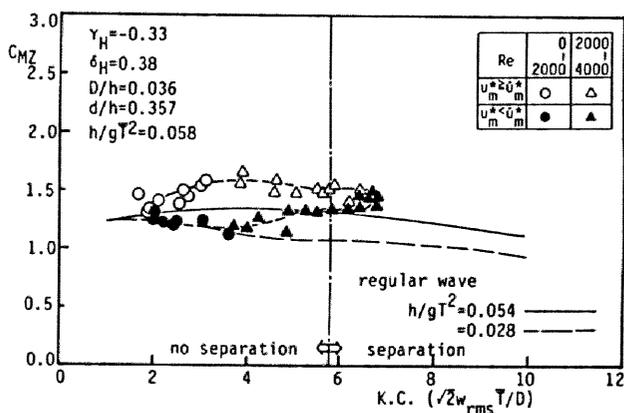


図-7.6 C_{MZ} とK.C.数の関係

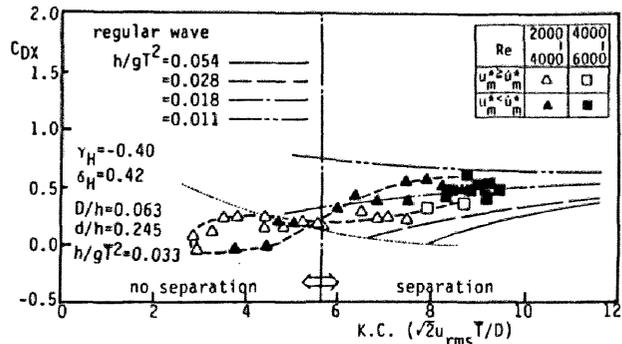
波高減少過程の波の値は規則波より小さくなる。そして、前後の波の波高の相関係数 γ_H が小さくなり、また、波高の変動係数 δ_H が大きくなって引き続く波高の差が大きくなると、その差は大きくなることが明らかになった。

3. 2 抗力係数の特性

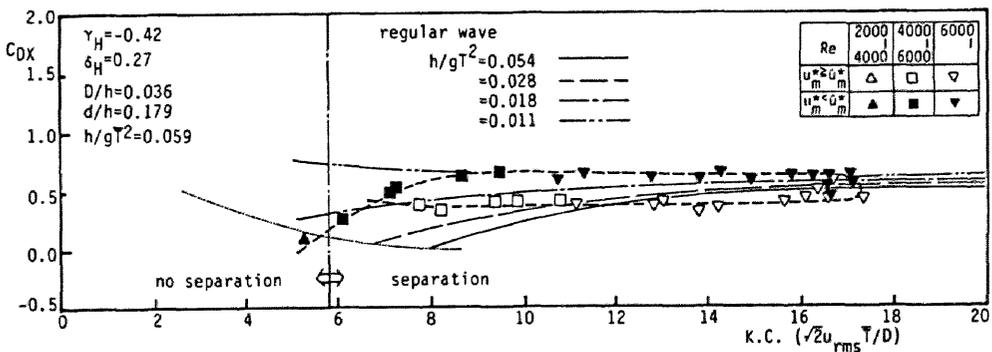
(1) x方向の抗力係数 C_{Dx}

図-7.7(a)(b) にそれぞれ慣性力が卓越する場合と抗力が卓越する場合の C_{Dx} と K.C. 数 ($\sqrt{2}u_{rms}T/D$) の関係の典型的な例を示す。同図にも剥離が始まるK.C.数の値が示されている。また、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。 C_{Dx} の一般的な傾向としては、図-7.7からも認められるように、剥離のある範囲ではほぼ一定値をとり、その値は0.5に近い。しかし、剥離のない範囲ではK.C.数の減少にともない C_{Dx} は減少し、図-7.7からはあまり明瞭ではないが、その減少のしかたは、 h/gT^2 の大きい方が顕著であり、規則波の場合と同様である。

波高増大過程と波高減少過程での抗力係数の差は、慣性



(a) 慣性力が卓越する場合



(b) 抗力が卓越する場合

図-7.7 C_{Dx} とK.C.数の関係

力係数の場合とは異なり、剝離の有無によって変化する。すなわち、剝離のある場合では波高増大過程の波の値の方が波高減少過程の波の値より小さくなる傾向があるのに対して、剝離のない場合には両者の大小関係は逆転し、図-7.7(a)の実験値を結んだ破線に示されるような斜め∞の字の様な分布形状となる。ただし、図-7.7(b)では、剝離のない波の値が少ないために、抗力係数はループ状の分布となっている。両図より、剝離のない範囲では、波高増大過程の波の値の方が波高減少過程の値より大きくなることから、この範囲の抗力の支配的な成分であると考えられる摩擦力、境界層の形成に伴う抗力は波高増大過程の方が大きくなると推察される。また、剝離が起こり、渦が放出されるようになると、剝離渦の発生にともなう圧力の非対称性による力が抗力の支配的な成分になるが、波高減少過程では、先行波で形成される剝離渦は大きく、その影響も大きいために波高減少過程の C_{DX} が大きくなったと考えられる。

C_{DX} に及ぼす Re 数の効果は、規則波の場合と同様である。すなわち、剝離渦の影響が著しい範囲では C_{DX} に及ぼす Re 数の効果はほとんどないが、剝離渦の影響がなく、摩擦力など水の粘性に起因する抗力が大きくなると、波高増大過程と波高減少過程における C_{DX} の差、 C_{DX} に及ぼす h/gT^2 の効果は Re 数が小さい方が大きくなる。

また、 C_{DX} は、慣性力係数に比べてばらつきが大きく、慣性力係数の場合ほど明瞭ではないが、波高増大過程と波高減少過程における差は、波高の相関係数 γ_H の小さい方が大きくなる傾向が認められた。また、変動係数 δ_H の大きい方が、 C_{DX} のばらつきは大きくなるものの、波高増大過程と波高減少過程の差は大きくなる事が確かめられた。

図-7.8は、 γ_H が同じ範囲 (C) 領域) で、 h/gT^2 の値も等しく、 Re 数の範囲もほぼ等しい二成分波で D/h が異なる場合の C_{DX} の比較を行った一例である。 $D/h=0.045$ に対する値と $D/h=0.036$ に対する値を比較するとわかるように、 D/h の大きい方が抗力係数は小さくなる傾向がある。この原因の一つとして、水深が浅くなったことによる波の非線

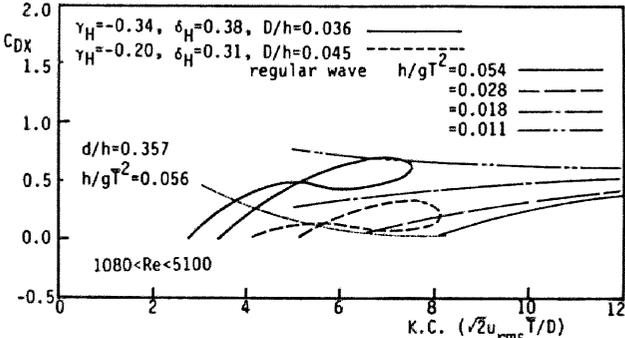


図-7.8 C_{DX} と K.C. 数の関係に及ぼす D/h の影響

形性が大きくなったことが考えられる。

C_{Dx} に及ぼす $h/g\bar{T}^2$ の効果については、規則波の場合と同様、K.C.数の減少にともなう C_{Dx} の減少の割合が $h/g\bar{T}^2$ の大きい方が顕著であり、同じ K.C.数の値に対しては、 $h/g\bar{T}^2$ の大きい方が C_{Dx} は小さくなる。また、 C_{Dx} に及ぼす d/h の影響については、 d/h の小さい方が C_{Dx} は小さくなる傾向がある。すなわち、規則波の抗力係数に対して指摘されているように¹⁾、球体周りの水粒子の運動の軌跡が円に近い方が C_{Dx} は小さくなる。

図-7.7と図-7.8には、規則波に対する抗力係数の値も示されている。二成分波の C_{Dx} と規則波の値を比較すると、図-7.7と図-7.8からもわかるように、二成分波の値は規則波の値に比べて多少大きくなる傾向がある。球体周りの流況の可視化の結果によると二成分波の流況は規則波のものとは基本的にはよく似ているが、波一周期内の時間変化に差のあることが確かめられた。本実験の条件の下では、球体周りの流況は回転パターンのみが観測されたが、規則波の場合、この回転パターンの流況は、流れの方向は変化するものの波一周期内の流況の本質的な時間変化はほとんどなく、安定した状態が保たれる⁴⁾のに対して、二成分波の場合は渦糸の大きさ、あるいは、後流域の大きさなどがその回転とともに変化する。すなわち、二成分波の波別解析波と同じ波高、周期を持つ規則波であっても、抗力の発生機構である剝離渦の発生による圧力の非対称性、球体表面での摩擦力に差があることになる。この差が波力係数の差に現れたものと考えられる。

(2) z方向の抗力係数 C_{Dz}

図-7.9に C_{Dz} とK.C.数 ($\sqrt{2}w_{rms}\bar{T}/D$)の関係の例を示す。K.C.数の値にともなう C_{Dz} の変化の全体的な傾向、およびRe数、 $h/g\bar{T}^2$ など他の支配無次元量の影響は、 C_{Dx} とよく似ていることが確かめられた。しかし、 C_{Dz} の方が C_{Dx} よりも若干値が小さくなるようである。これには、 F_x と F_z に含まれる揚力の差が原因の一つとして挙げられる。

ところで、不規則波の波別解析波の抗力係数 C_{Dx} と C_{Dz} は、非常にばらつきが大きいことが報告されている^{2), 3)}

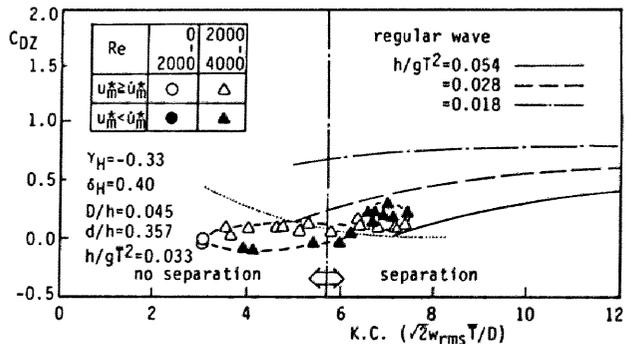


図-7.9 C_{Dz} とK.C.数の関係

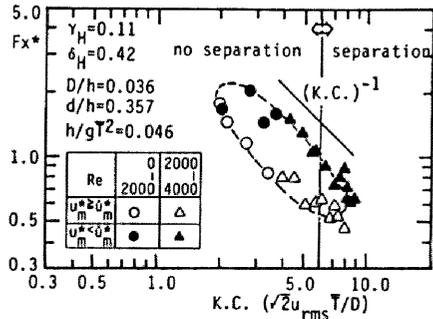
が、二成分波に対する結果から推論すると、波の時系列特性が及ぼす影響が不規則波の場合は波別解析波ごとに異なるため、抗力係数が大きくばらつくものと考えられる。不規則波の波別解析波の慣性力係数 C_{Mx} と C_{Mz} も抗力係数ほどではないが、やはりらばつきは大きい^{2), 3)}。これに対しても抗力係数と同様のことが指摘できよう。

以上の結果より、抗力係数 C_{Dx} と C_{Dz} も波の時系列特性の影響をうけることが明らかになった。特に、抗力係数の場合、剝離渦の有無によって波高増大過程と波高減少過程の波の値の大小関係が逆転し、慣性力係数に比べて複雑に変化する。

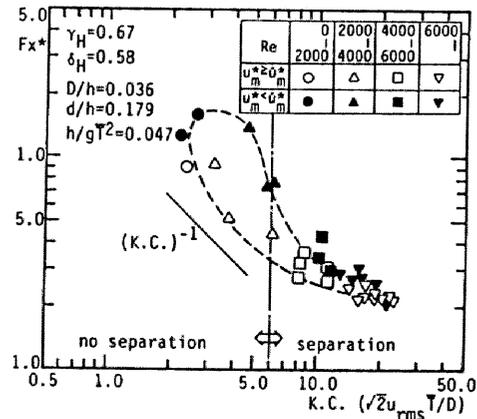
第4節 最大波力の特性

4.1 x方向の最大波力

規則波の最大波力は、流れの剝離がない場合は波高に比例し、剝離が起ると波高の2乗に比例するようになることを第4章で明らかにした。図-7.10(a), (b)に二成分波に対する無次元最大波力 Fx^* ($=Fx_n / \rho (u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$) と K.C. 数 ($\sqrt{2}u_{rms}T/D$) の関係の例を示す。二成分波の無次元最大波力も規則波の値と同様に、剝離のない範囲では無次元最大波力はK.C.数の増加にともない減少し、その減少の傾きは-1に非常に近く、また、剝離がある範囲では無次元最大波力は一定値に近づく傾向がある(図-7.10参照)。図-7.10にも示すように、K.C.数が小さく剝離がない範囲では、 Fx^* は、慣性力係数の場合と同様に、その分布形状は実験値を結んだ破線に示されるようなループ状になり、波高増大過程と波高減少過程では値が大きく異なることがわかる。そして、 γ_H の小さい方が、波高



(a) 慣性力が卓越する場合



(b) 抗力が卓越する場合

図-7.10 Fx^* とK.C.数の関係

増大過程と波高減少過程の値の差が大きくなる。しかし、図-7.10にも示されるように、 F_x^* は波高増大過程の値の方が波高減少過程の値よりも小さくなる。この結果は、慣性力係数と逆の結果となり、一見奇異に見える。これはつぎの理由による。

規則波の場合は、流速、加速度ともに、その振幅は時間的に変化しないが、二成分波の場合はそれぞれの振幅は時間的に変化する。K.C.数が小さく慣性力が支配的な場合は、図-7.1にも示されるように、波力の位相は加速度の位相に近い。しかし、波力の最大値を無次元化するのには、加速度よりも位相が遅れた流速である。波高増大過程では、流速の振幅は時間の進行とともに増大するため、波力を無次元化する流速の値は、波力が最大になる瞬間の振幅よりも大きくなる。逆に、波高減少過程では、流速の振幅は減少するため、波力が最大になる瞬間の振幅よりも小さくなる。したがって、波高増大過程の無次元最大波力は小さくなり、また、波高減少過程の無次元最大波力は大きくなる。抗力が卓越し、波力の位相と波力を無次元化する流速の位相が近くなると、無次元最大波力が、波高増大過程で小さくなり、波高減少過程で大きくなることはなく、一定値に近づく。以上の結果より、無次元最大波力の特性を議論する上で、波の時系列の影響について注意する必要があることが指摘できる。

4. 2 z方向の最大波力

図-7.11は、K.C.数が小さく慣性力が卓越する場合のz方向の無次元最大波力 F_z^* ($=F_{z_m}/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_m D^2$) とK.C.数 ($\sqrt{2}w_{rms}\bar{T}/D$) の関係の一例を示したものである。z方向の無次元最大波力 F_z^* についても、慣性力が卓越する場合には、波高増大過程の値は波高減少過程の値よりも小さく、ループ状の分布をすること、また、図示していないが、K.C.数が大きくなり、抗力が卓越するようになると、無次元最大波力は一定値に近づくなど、 F_z^* の特性は、x方向の無次元最大波力 F_x^* と同様である。

なお、最大波力の絶対値 $F_{x_{max}}$ と $F_{z_{max}}$ は、波の周期が短く、深海波に近い場合は、ほとんど同じ大きさであるが、波の周期が長くなるにしたがって、 $F_{z_{max}}$ は $F_{x_{max}}$ に比べて小さくなることを付記しておく。

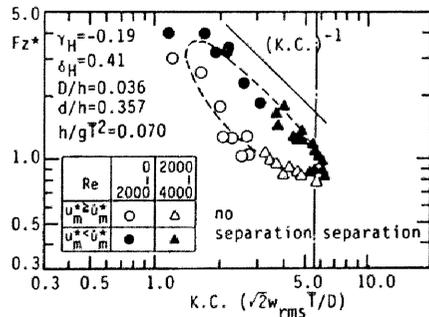


図-7.11 F_z^* と K.C. 数の関係

第 5 節 波力の予測

5. 1 波力の時間変化とrms値

波別解析波ごとの波力，波力係数と無次元最大波力の特性について第 3 節と第 4 節で検討を加えてきた．波別解析波ごとに波力の時間変化を計算し，それを連続的につなぐことにより，一つの波の時系列記録に対する波力の時間変化の計算は可能である．しかし，この手法によると計算時間は長くなるため，波力を予測する上で，全ての波別解析波で波力係数を一定として計算できる方が望ましい．そこで，第 2 節で既述した (ii) の手法による波力係数を使って計算した波力と実測波力の時間波形を比較した一例を図-7.12に示す．同図からも認められるように，計算値は実測値と概略等しい．しかしながら，波力の極大値，極小値に着目すると，計算波力と実測波力の間で若干差のあることが認められる．この差は，大きい場合で 20% 程度にもなり，無視できない大きさである．これは，波別解析波ごとに異なる波力係数を一つの値で代表させたためであり，波高増大過程と波高減少過程で値が異なる波別解析波の波力係数を一つの値で代表させることの困難さを示している．したがって，二成分波の波力の時間変化を正確に算定するためには，計算量は多くなるが波別解析法を使う必要のあることが指摘できる．しかし，二成分波の波力を全ての波別解析波で一定の波力係数を使って計算しても，rms値に代表されるような平均

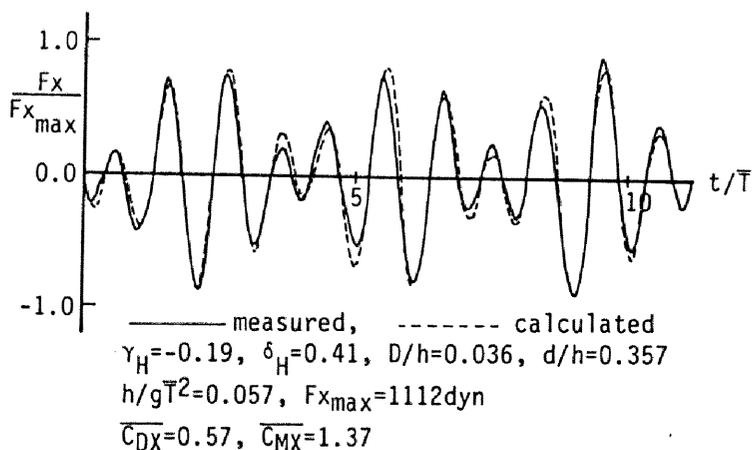


図-7.12 計算波力と実測波力の比較の例 (F_x の場合)

的な値は、図-7.13に示されるように、精度良く予測することが可能である。

5. 2 波力係数

つぎに、(ii)の手法で計算した波力係数の特性を論議する。(ii)の手法で計算した波力係数を、波別解析波の波力係数と比較した結果、慣性力係数は、波高増大過程と波高減少過程の値のほぼ平均値であること、また、抗力係数については、図-7.7(b)に示されるように、抗力が卓越し、抗力係数がほぼ一定値となる。K.C.数が大きい波に対しては、慣性力係数と同様に、波高増

大過程と波高減少過程のほぼ平均的な値になるが、図-7.7(a)に示されるように、慣性力が支配的な波で、抗力係数が、K.C.数とともに変化するような場合は、一つの波の時系列の中でも、抗力の割合が大きくなるK.C.数が大きい範囲の抗力係数の平均値に近いことが判明した。

規則波の波力係数の値と(ii)の手法の波力係数の関係については、つぎのような結果が得られた。図-7.14に $\overline{C_{MX}}$ とK.C.数の関係を、また、図-7.15に $\overline{C_{DX}}$ とK.C.数の関係を示す。両図には、比較のために規則波の値も記入されている。ただし、K.C.数等の無次元量の計算については、代表流速として $\sqrt{2}u_{rms}$ を使って計算した。慣性力係数は、図-7.14に示されているように、K.C.数が6以下の範囲で若干二成分波の値の方が規則波の値よりも大きいものの、全体的には規則波の値とほぼ同じ値になる。また、抗力係数は、図-7.15に示されているように、K.C.数が5~6以下の範囲で二成分波と規則波の値の差が若干大きい、K.C.数が10以上の範囲では、両者はほぼ等しいと見なすことができる。K.C.数が5以下の範囲では、慣性力が支配的であるため、作用波力を慣性力のみとしてもかなり精度良く表現し得る。したがって、実際の波力の計算においては、規則波の波力係数の値を使うことにより、

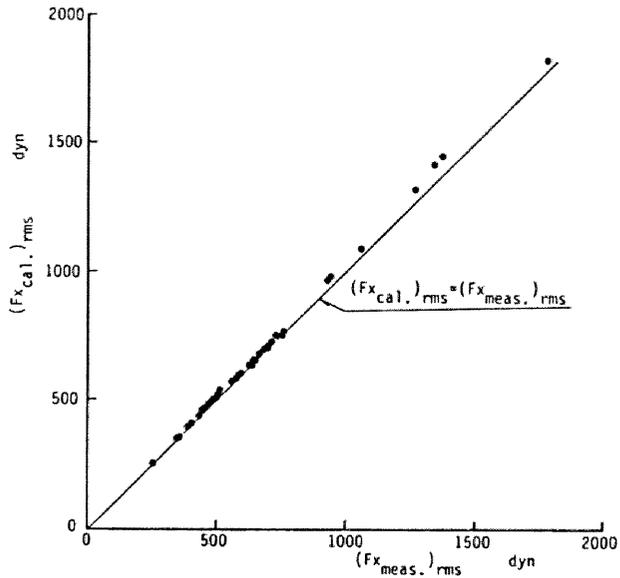


図-7.13 計算波力と実測波力のrms値の比較
(Fxの場合)

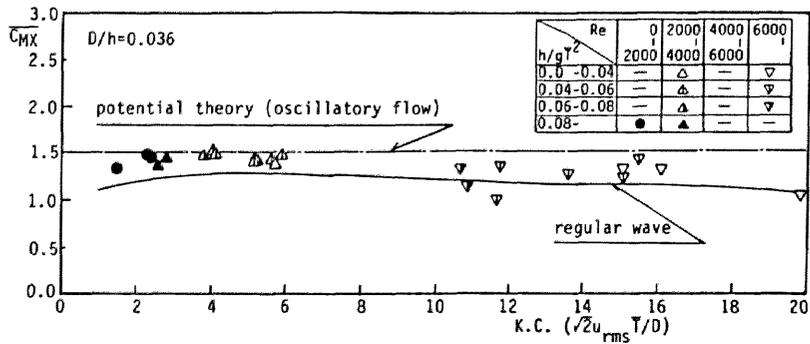


図-7.14 $\overline{C_{MX}}$ とK.C.数の関係

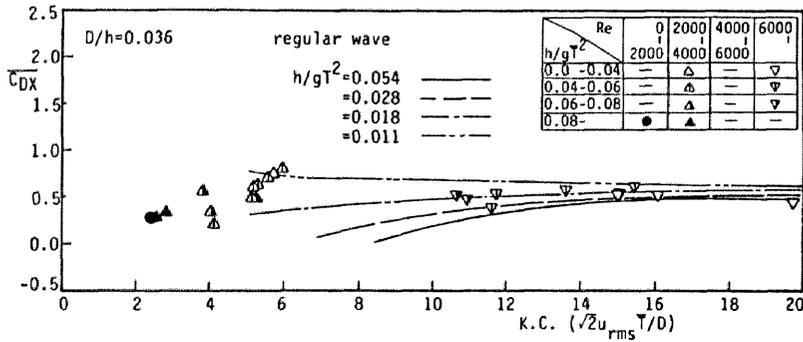


図-7.15 $\overline{C_{DX}}$ とK.C.数の関係

二成分波の波力の rms値といった平均的な値を予測することは可能である。ここでは x方向波力に対する値のみを示したが、z方向波力についても同様に、規則波に対する波力係数を使うことにより、波力の rms値は精度良く計算することが可能であることが確認されている。

第6節 結言

本章では、没水球体に作用する二成分波の波力の特性について、水理実験の結果に基づいて検討を加えた。本章で得られた結果を以下に要約する。

(1) 波高が増大する過程(波高増大過程)の波の慣性力係数は、波高が減少する過程(波高減少過程)の波の値に比べて大きくなり、同じK.C.数の値に対して、二つの値をとる。

(2) 波高増大過程と波高減少過程の慣性力係数の差は、前後の波の波高の相関係数 γ_H の小さい方が大きくなり、また、波高の変動係数 δ_H の大きい方が大きくなる傾向がある。

(3) 抗力係数は、剝離のある範囲ではほぼ一定値となるが、剝離のない範囲では K.C. 数の値によって変化し、規則波の場合と同様に、水深波長比 h/gT^2 の大きい方が値は小さくなる。

(4) 二成分波の抗力係数は、剝離のある範囲では、波高減少過程の波の値の方が大きく、また、剝離のない範囲では、波高増大過程の波の値の方が小さくなる傾向がある。また、全体的に規則波の抗力係数よりも大きくなる。

(5) 波力の最大値は、慣性力が卓越する場合は、波高増大過程の方が波高減少過程の波の値よりも大きくなる。しかし、流速の 2 乗で無次元表示すると、波高増大過程の無次元最大波力は、波高減少過程の値よりも小さくなる。

(6) 二成分波の波力の rms 値などの平均量は、波力係数を全ての波で一定であると仮定し、規則波に対する波力係数を使えば、精度良く算定することが可能である。しかし、波力の時間波形を正確に計算するためには波別解析法を使う必要がある。

参考文献

- 1) Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf : The force exerted by surface wave on piles, Tech. Pub. Petroleum Trans., AIME, Vol. 189, pp. 149-154, 1950.
- 2) Iwata, K., N. Mizutani and S. Kasai : Irregular wave forces acting on a submerged sphere, Coastal Eng. in Japan, Vol. 30, No. 1, pp. 117-130, 1987.
- 3) 岩田好一郎・水谷法美・葛西信三：没水球体に作用する不規則波力の特性，第 33 回海岸工学講演会論文集，pp. 476-480，1986.
- 4) 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による波力の特性，土木学会論文集（印刷中）。
- 5) 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.
- 6) 河野二夫：球形物体の波による鉛直方向の流体力 —— 重複波 ——，琉球大学理工学部紀要（工学篇），pp. 37-46，1974.
- 7) 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波力

係数に関する実験的研究，土木学会第43回年次学術講演会講演概要集Ⅱ， pp. 626-627, 1988.

- 8) 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.
- 9) 岩垣雄一・榎木亨：海岸工学，共立出版，463p., 1979.
- 10) 岩垣雄一・石田啓：波動により円柱上に発達する3次元境界層について，第21回海岸工学講演会論文集， pp.1-6, 1974.

第 8 章 不規則波の波力の特性

第 1 節 概説

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極めて重要であることはその言を待たない。第 7 章では、不規則波の最も簡単な形である二成分波による波力を取り挙げ、その特性を議論した。そして、二成分波の波別解析波の波力は、波の時系列特性の影響を受け、同じ波高と周期の波であっても、波高増大過程と波高減少過程の波では波力の大きさに差のあることを明らかにした。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、波力におよぼす粘性抵抗力や剝離渦などの影響の大きさに差が生じることを指摘した。また、波高の変化が不規則波の波別解析波の波力係数のばらつきの一原因になっていることも明らかにした。しかし、不規則波では、波別解析波ごとに波高と周期が変化するのに対し、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されていない。

慣性力が支配的な場合、不規則波の波力の時間波形を水位変動から予測することが可能であること、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、また、不規則波の極大波力の出現確率は、波高の出現確率と相似になるため、極大波力の $1/3$ 最大値などの統計量を有義波のような波の統計量から推算することが可能であることなどが既に指摘されている^{1), 2)}。しかし、慣性力に比べて抗力が卓越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。本章では、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の結果に基づい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する。

第 2 節 水理実験

2. 1 次元解析

不規則波の波力の特性を、二成分波の場合と同様、まず、ゼロ・ダウンクロス法

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。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³⁾。

$$F = \phi (U_m, D, d, h, T, \mu, g, \rho, \gamma_H, \delta_H, \gamma_T, \delta_T; t) \quad (8.1)$$

ここに、 U_m ：流速の振幅， D ：球径， d ：静水面から球体の中心までの距離， h ：静水深， T ：波別解析波の周期， μ ：水の分子粘性係数， g ：重力加速度， γ_H ：前後の波の波高の相関係数， δ_H ：波高の変動係数， γ_T ：前後の波の周期の相関係数， δ_T ：周期の変動係数， t ：時間である。なお、不規則波の場合は、 γ_H ， γ_T ， δ_H ， δ_T 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(8.2)～(8.5)）。

$$\gamma_{Hi} = \frac{\sum_{k=i-2}^{i+2} (H_{k+1} - \bar{H})(H_k - \bar{H})}{\sum_{k=i-2}^{i+2} (H_k - \bar{H})^2} \quad (8.2)$$

$$\delta_{Hi} = \frac{1}{5} \left(\sum_{k=i-2}^{i+2} (H_k - \bar{H})^2 \right)^{1/2} / \bar{H} \quad (8.3)$$

$$\gamma_{Ti} = \frac{\sum_{k=i-2}^{i+2} (T_{k+1} - \bar{T})(T_k - \bar{T})}{\sum_{k=i-2}^{i+2} (T_k - \bar{T})^2} \quad (8.4)$$

$$\delta_{Ti} = \frac{1}{5} \left(\sum_{k=i-2}^{i+2} (T_k - \bar{T})^2 \right)^{1/2} / \bar{T} \quad (8.5)$$

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 はそれぞれ i 番目， k 番目の波を示す。

式(8.1)を無次元表示すると式(8.6)を得る。

$$\frac{F}{\rho U_m^2 D^2} = \phi \left(\frac{U_m T}{D}, \frac{U_m D}{\nu}, \frac{h}{g T^2}, \frac{D}{h}, \frac{d}{h}, \gamma_H, \delta_H, \gamma_T, \delta_T; \frac{t}{T} \right) \quad (8.6)$$

ここに、 $\nu (= \mu / \rho)$ は水の動粘性係数である。式(8.6)の右辺第一項はK.C.数，第二項はRe数，第三項は水深波長比に相当する項，第四項は球径水深比，第五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⁴⁾中の波力係数も波力と同様に式(8.6)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。不規則波の波力係数も、二成分波の場合と同様、波別解析波ごとの値の他に、一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} 、 γ_H 、 γ_T 、 δ_H 、 δ_T を全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 $\overline{\gamma_H}$ 、 $\overline{\delta_H}$ 、 $\overline{\gamma_T}$ 、 $\overline{\delta_T}$ と表記する)とすることにより、式(8.6)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も時間とともに変化するため、二成分波の場合と同様、流速の振幅は流速のrms値を $\sqrt{2}$ 倍したものを採用することにする。

2. 2 実験条件および

表-8.1 不規則波の諸元

実験方法

球体に作用する不規則波の波力を計測するため、水理実験を行った。実験条件を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、以下のように決めた。

静水深を $h=56, 70$ cmの2種類変化させた。球径を $D=2.5$ cmで一定に保ち、球の設置位置を、 $h=70$ cmのとき $d=0.179h$ 、 $0.357h$ の2種類変化させ、 $h=56$ cmのとき

CASE	h (cm)	d/h	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (sec)	$(H/L_0)_{1/3}$
I-1	70	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	70	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
I-3	56	0.357	6.29	1.41	0.0202
II-3			6.86	1.16	0.0327
III-3			0.22	1.10	0.0592
IV-3			9.84	0.95	0.0699
V-3			8.58	0.87	0.0726
VI-3			4.24	1.27	0.0168
VII-3			6.00	1.21	0.0263

$d=0.357h$ の1種類とした。発生波はブ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21ケースであり、その諸元を表-8.1に示す。全てのケースで水位変動(η)、 x 、 z 方向の流速(u 、 w)と両方向の波力(F_x 、 F_z)を前述した計測装置を使って同時に計測した。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、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. 3 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(8.6)の無次元量を計算した。

また、Morison式中の波力係数を第7章で既述した(i)と(ii)の二通りの手法によって最小自乗法を使って計算した(式(4.9)~式(4.12)参照)。なお、(ii)の手法による波力係数は、一つの不規則波の3つの区間で計算されたが、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見なしうることを確認されている。(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、本論では上付バー(〃)をつけて示す。

まず(i)の手法で計算した波力係数を使い、波別解析波と同じ波高、周期を持つ規則波、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を、式(4.5)を使って計算した。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、および統計量の特性を、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。

第 3 節 波力係数の特性

3. 1 慣性力係数の特性

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を第 7 章で明らかにした。

図-8.1 に、不規則波の無次元水位変動 η/η_{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 $F_x/F_{x_{max}}$ 、 $F_z/F_{z_{max}}$ の時間変化の一例を示す。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、図-7.1 に示したように、それぞれの最大値で無次元化された水位変動、流速と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-8.1 からわかるように、これらの時間波形は形が異なる。これは、不規則波の波別解折波は、周期が異なることの他に、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 ε_h を式(8.7)で、波の上下の非対称性 ε_v を式(8.8)で評価し、これらの影響につ

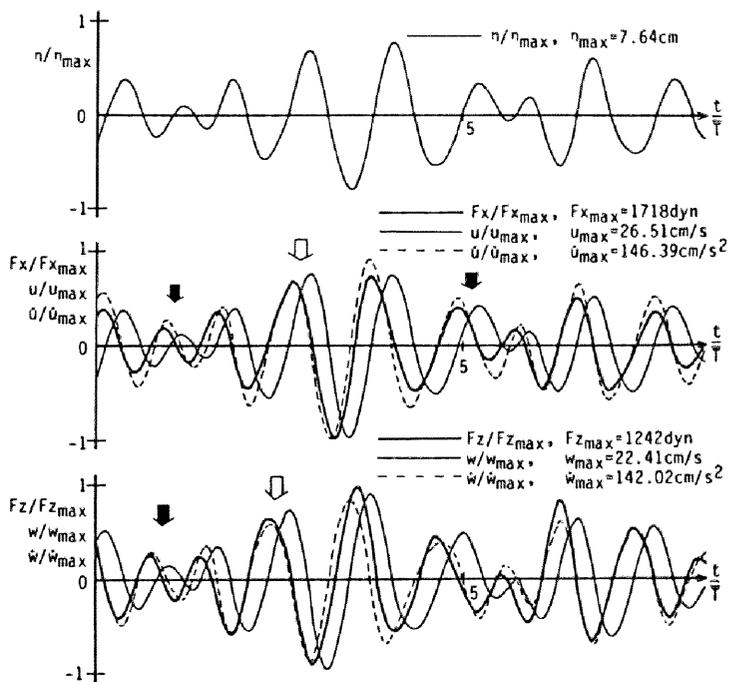


図-8.1 水位、流速、加速度と波力時間波形の例

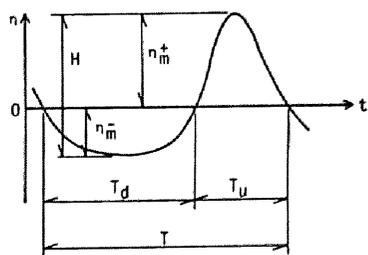


図-8.2 定義図

いてもあわせて検討を加える。なお、式(8.7)と式(8.8)の ε_h と ε_v の定義に含まれる記号を図-8.2に示す。

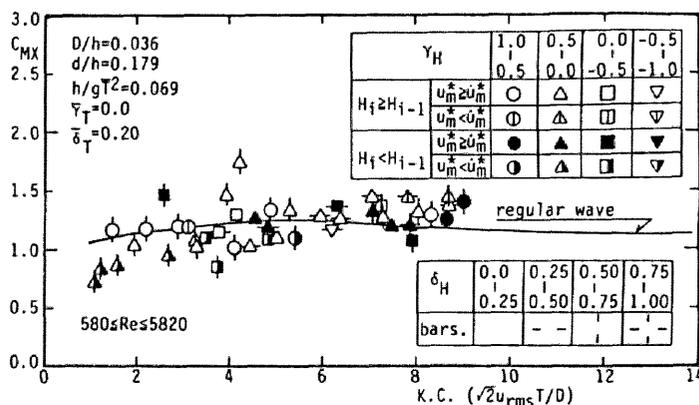
$$\varepsilon_h = T_u / T_d \quad (8.7)$$

$$\varepsilon_v = \eta_{\bar{u}}^* / \eta_{\bar{v}} \quad (8.8)$$

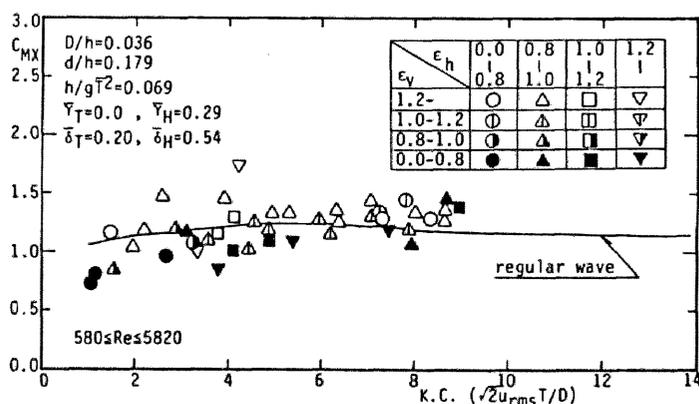
(1) x方向の慣性力係数 C_{MX}

図-8.3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-8.3(a)は

γ_H , δ_H をパラメータとして、また、図-8.3(b)は、 ε_v と ε_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、規則波の値も示してある。不規則波の波別解析波の C_{MX} の値は、二成分波の場合⁵⁾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



(a) γ_H と δ_H の影響



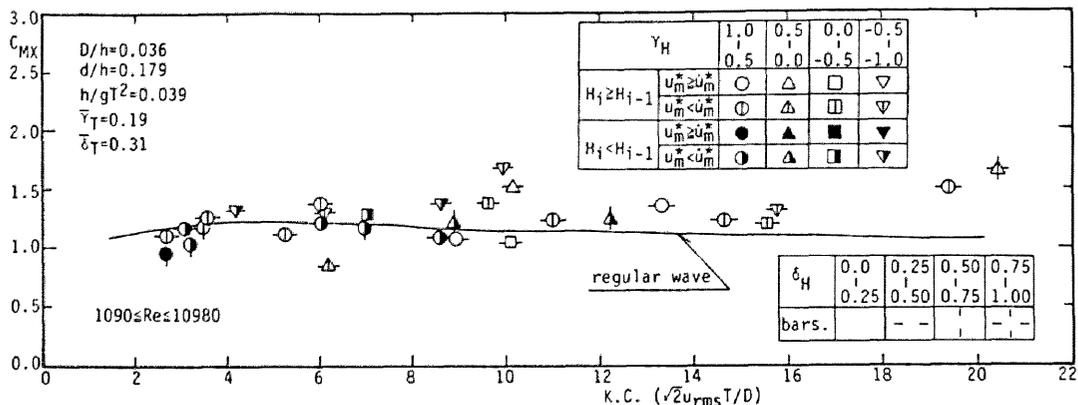
(b) ε_v と ε_h の影響

図-8.3 C_{MX} とK.C.数の関係(慣性力が卓越する場合)

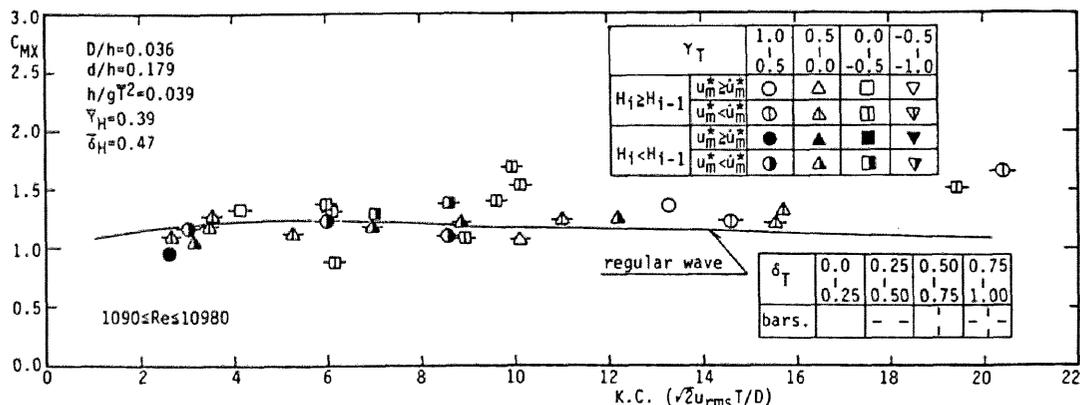
られる。したがって、一般的には波高増大過程の波と波高減少過程の波に対する C_{HX} の値は異なり、波高増大過程で大きくなるといえよう。不規則波の場合も、図-8.1にも示されるように、二成分波の場合と同様、波高増大過程では流速の方が加速度よりも相対的に大きく（図-8.1の↑印）、また、波高減少過程では加速度の方が流速より相対的に大きくなる（図-8.1の↓印）ことが一般的な傾向として認められた。そして、図-8.3(a)より無次元流速の最大値 (u_m^*) が無次元加速度 (\ddot{u}_m^*) よりも大きい波の方が慣性力係数 C_{HX} は大きくなる傾向が認められる。図-8.3には明示してないが、Re数が小さい方が C_{HX} の分布の幅が広がることが一般的な傾向として認められており、したがって、波高増大過程と波高減少過程で C_{HX} 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ことが考えられる。また、図-8.3(b)に示されるように、 ε_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。 ε_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、 ε_H が C_{HX} に及ぼす影響はほとんどないようである。

つぎに、 γ_H と δ_H の影響について検討を加える。図-8.3(a)からも認められるように、 C_{HX} の値は δ_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 δ_H の値に対しては、 γ_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_{HX} 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-8.4は、波別解析波の周期の変化が図-8.3の場合よりも大きい場合の C_{HX} と K.C. 数の関係を示したものである。図-8.4(a)は γ_H 、 δ_H をパラメータとして、また、図-8.4(b)は γ_T 、 δ_T をパラメータ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_{HX} の値の差は、図-8.3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-8.4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-8.3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。



(a) γ_H と δ_H の影響



(b) γ_T と δ_T の影響

図-8.4 C_{MX} とK.C.数の関係(抗力が卓越する場合)

γ_T と δ_T の C_{MX} に対する効果は、図-8.4からも認められるように、 γ_T の小さい方が、また、 δ_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り、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、図示しないが、 h/gT^2 が C_{MX} とK.C.数の関係に及ぼす影響については、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。また、静水深が小さい $D/h=0.045$ の場合、 C_{MX} は規則波の値よりも全体的に小さくなる^{1), 2)}。この一原因としても h/gT^2 の影響が挙げられよう。

(2) z方向の慣性力係数 C_{Mz}

図-8.5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} も規則波の値の周りに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_n^*) と無次元加速度 (\dot{w}_n^*) 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。 γ_H と δ_H が及ぼす影響については, γ_H が小さく, δ_H の大きい方が C_{Mz} は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。また, 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} の差ははっきりしなくなる。

γ_T と δ_T の C_{Mz} に及ぼす効果は, C_{Mx} の場合と同様であるため図

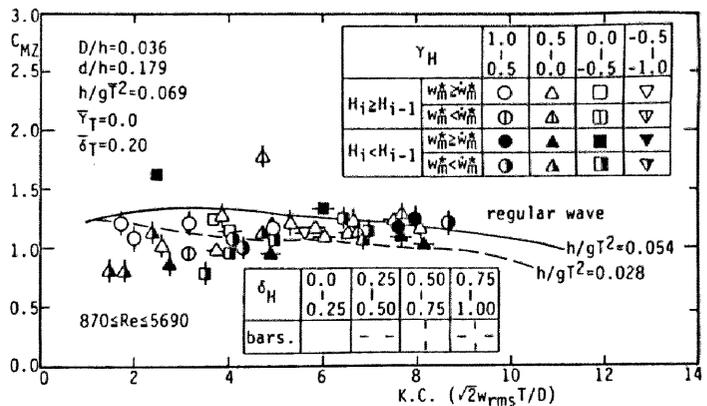


図-8.5 C_{Mz} と K.C. 数の関係 (γ_H と δ_H の影響)

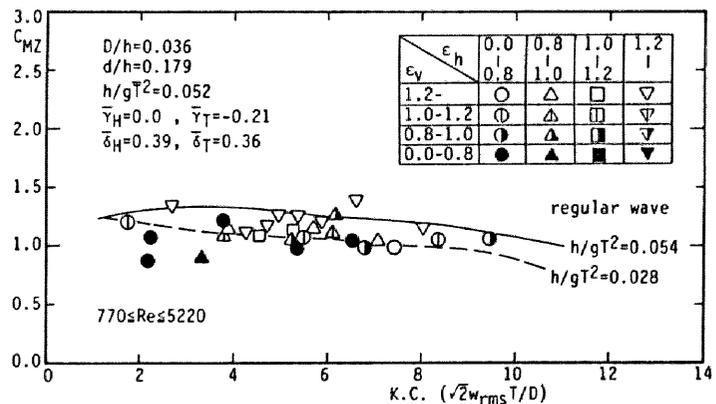


図-8.6 C_{Mz} と K.C. 数の関係 (ϵ_v と ϵ_h の影響)

示してないが、 γ_T の小さい方が、また、 δ_T の大きい方が C_{H2} のばらつきは大きくなる傾向が認められた。

図-8.6は、 C_{H2} と K.C.数の関係に及ぼす ε_h と ε_v の効果を示した一例である。 C_{H2} に及ぼす波の非対称性の影響については、 C_{Hx} の場合と異なり、波の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 (ε_h の大きい場合)の値の方が、 C_{H2} 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。

3. 2 抗力係数の特性

(1) x 方向の抗力係数 C_{Dx}

二成分波の抗力係数は、剝離のない範囲では、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、剝離がある範囲では、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ことを第7章で明らかにした。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-8.7に示す。図中の点線は、慣性力に対する抗力の割合が5%であることを示す。また、同図には、参考のため、平均周期の波に対し、剝離の始まる K.C.数の値を規則波に対する式(3.4)を使って計算し、図示してある。不規則波の C_{Dx} も、全体的には図中のドット部に示されるように K.C.数が約6前後を節とした斜め ∞ の字のような分布形状になることが一般的な傾向として認められた。そして、剝離のある K.C.数が大きい範囲では、二成分波の場合と同様、波高増大過程の波の値よりも波高減少過程

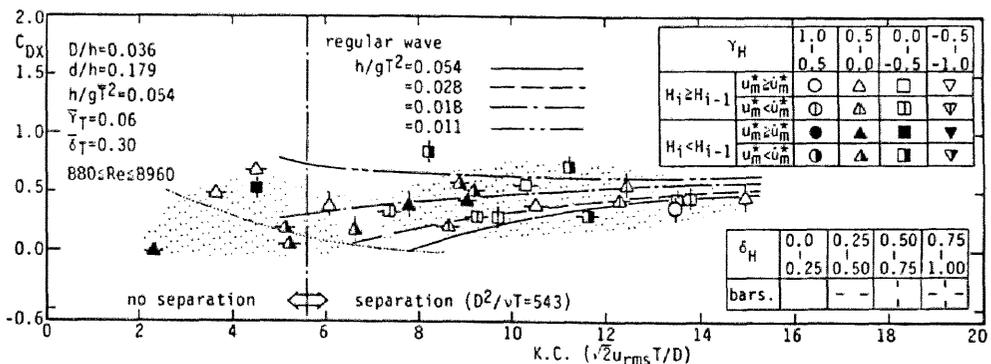


図-8.7 C_{Dx} と K.C.数の関係

程の波の値の方が概して大きくなる。これは、先行波で形成された剥離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。図には明示していないが、この範囲ではRe数による明瞭な差はない。

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傾向が認められ、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⁶⁾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ことが考えられる。この波高及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り、さらにRe数の小さい方が C_{DX} の差が大きくなることが一般的な傾向として認められた。

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、 γ_H 、 γ_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-8.8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。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-8.8にも示されるように、 $h/g\bar{T}^2$ が大きい場合、 C_{DX} はK.C.数の減少とともにより大きく減少する傾向があり、水深波長比 $h/g\bar{T}^2$ 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。

(2) z方向の抗力係数 C_{DZ}

図-8.9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

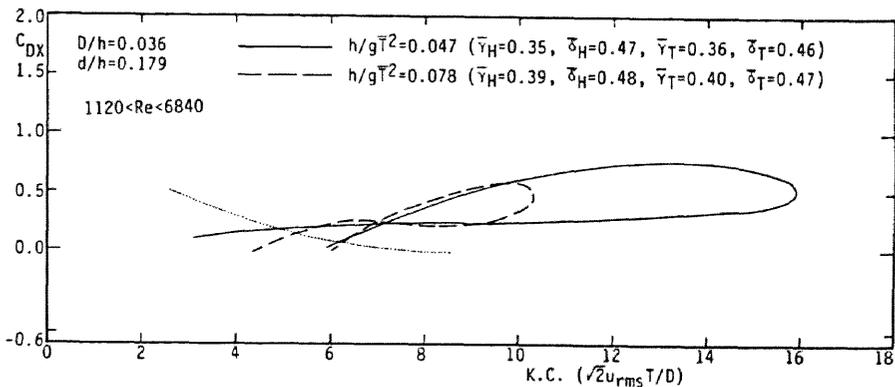


図-8.8 C_{DX} とK.C.数の関係に及ぼす $h/g\bar{T}^2$ の影響

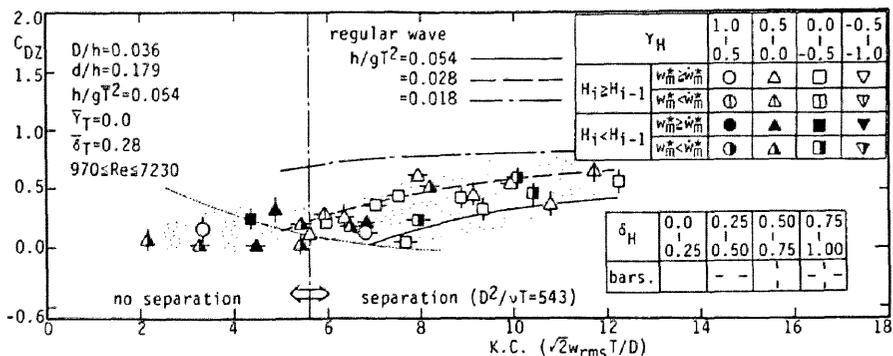


図-8.9 C_{DZ} とK.C.数の関係

場合と同様に、二成分波の値のように ∞ 字状の分布形状となること、また、図示していないが、 C_{DX} の場合と同様、 h/gT^2 の大きい方がK.C.数の減少にともなう 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。しかし、 C_{HZ} 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 ε_v と ε_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。

以上の結果より、不規則波の波別解析波の波力係数も二成分波と同様、波の時系列特性の影響を受けることが判明した。しかし、波高のみが変化する二成分波と異なり、波高と周期が同時に変化する不規則波の場合、波力係数に及ぼす波の時系列特性の影響は複雑である。

第4節 最大波力の特性

4.1 x 方向の最大波力

x 方向の無次元最大波力 $F_{x*} (=F_{x_n} / \rho (u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2)$ とK.C.数($\sqrt{2}u_{rms}T/D$)の関係の一例を図-8.10に示す。同図には、比較のため規則波の値(図-4.16参照)も実線で示した。 F_{x*} の値は、図-8.10に示すように、K.C.数が約10以下の範囲では、

K.C. 数の増加にともないほぼ 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。そして、不規則波の波別解析波の F_x^* 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。不規則波の F_x^* 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、二成分波の値に対して指摘したように、この範囲では慣性力が卓越ため、加速度に比例する波力の最大値を流速で無次元化するので、加速度と流速の相対的な大小関係によって F_x^* の値が変化することに起因する。

図-8.10 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、 γ_H と δ_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、 δ_H の大きい方が、また、 γ_H の小さい方が規則波との差が大きくなる傾向がある。また、 δ_T 、 γ_T の効果についても同様に、 γ_T の小さい方が、また、 δ_T の大きい方が規則

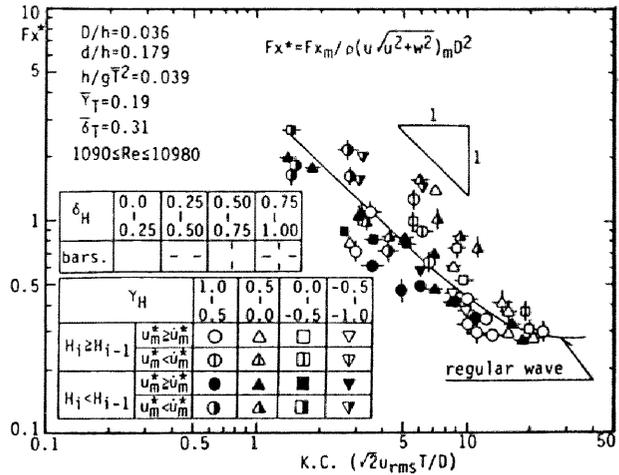


図-8.10 F_x^* と K.C. 数の関係 (γ_H と δ_H の影響)

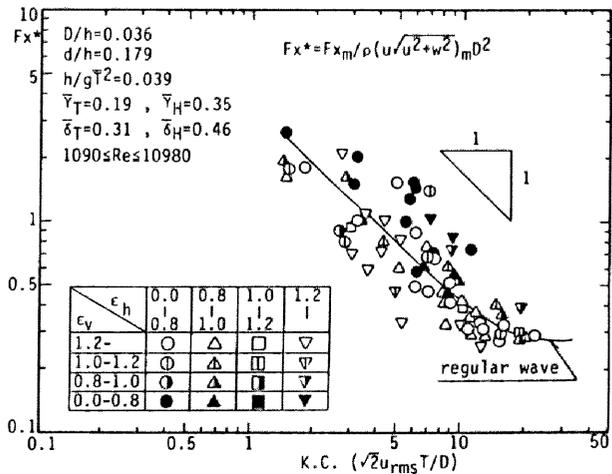


図-8.11 F_x^* と K.C. 数の関係 (ϵ_V と ϵ_H の影響)

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 F_x^* の差はほとんどないようである。

図-8.11は、 F_x^* とK.C.数の関係に及ぼす ε_v と ε_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、 ε_v が1.0以上の値の方が F_x^* は小さくなる傾向が認められた。これは、 ε_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加速度よりも大きい波であるためであると考えられる。

4. 2 z方向の最大波力

z方向の無次元最大波力 F_z^*

$$(\text{= } F_{z_m} / \rho (w\sqrt{u^2+w^2})_m D^2) \text{ と}$$

K.C.数 ($\sqrt{2}w_{rms}T/D$)の関係の

一例を図-8.12に示す。同図

にも規則波の値(図-4.17参照)

を示してある。ただし、

規則波の F_z^* は F_x^* と異なり周

期によって変化するため、図

-8.12に示される条件に最も

近い $h/gT^2=0.028$ の場合の値

を示した。 F_z^* の全体的な傾

向、 F_z^* 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 F_x^* とよく似てい

る。すなわち、剝離渦の影響がほとんどないK.C.数が約10以下の範囲では、 F_z^* はK.C.数のほぼ-1乗に比例し、K.C.数が約10以上の範囲では一定値に近づく傾向がある。そして、K.C.数が約10以下の範囲では、無次元加速度よりも無次元流速の方が大きい波の値は規則波の値よりも小さく、逆に、無次元流速よりも無次元加速度の方が大きい波の値は規則波の値よりも大きくなる。しかし、 F_x^* と異なり、不規則波の F_z^* は、規則波の場合と同様、 h/gT^2 によって変化する。水深波長比 h/gT^2 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、図-8.12には示されていないが、 h/gT^2 の小さい方が F_z^* は小さくなる。なお、 γ_H 、 δ_H 、 γ_T と δ_T の効果については、 F_x^* の場合に比べてはっきりしない。

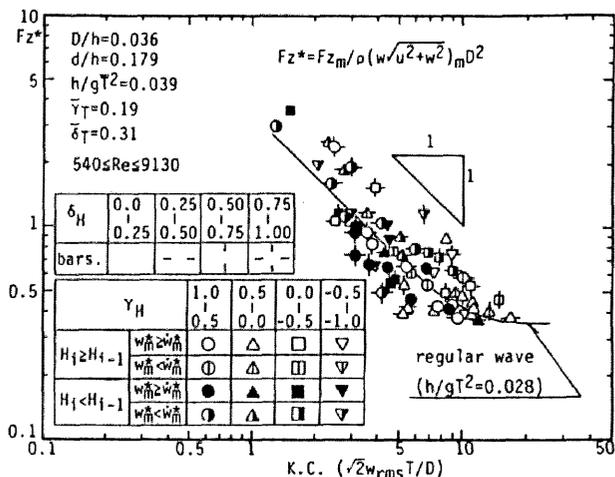


図-8.12 F_z^* とK.C.数の関係

第 5 節 波力の予測

5. 1 波力係数

(1) 慣性力係数

慣性力係数 $\overline{C_{MX}}$ と K. C. 数 ($\sqrt{2}u_{rms}\bar{T}/D$) の関係と $\overline{C_{MZ}}$ と K. C. 数 ($\sqrt{2}w_{rms}\bar{T}/D$) の関係を規則波と比較した結果をそれぞれ図-8.13と14に示す。なお、 $\overline{C_{MX}}$ と $\overline{C_{MZ}}$ 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、ほぼ波別解析波の平均値に等しいことが明らかになっている。慣性力係数 $\overline{C_{MX}}$ と $\overline{C_{MZ}}$ 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とみなせる。また、波高、周期の相関係数、変動係数による差はほ

とんどないことが確認されたため、図-8.13~8.16には $\overline{\gamma_H}$ 、 $\overline{\delta_H}$ 、 $\overline{\gamma_T}$ と $\overline{\delta_T}$ による記号の区別は行っていない。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。また、 $\overline{C_{MX}}$ と $\overline{C_{MZ}}$ に及ぼす Re 数の効果はほとんどない。したがって、平均的な慣性力係数には Re 数はほとんど影響を及ぼさないこ

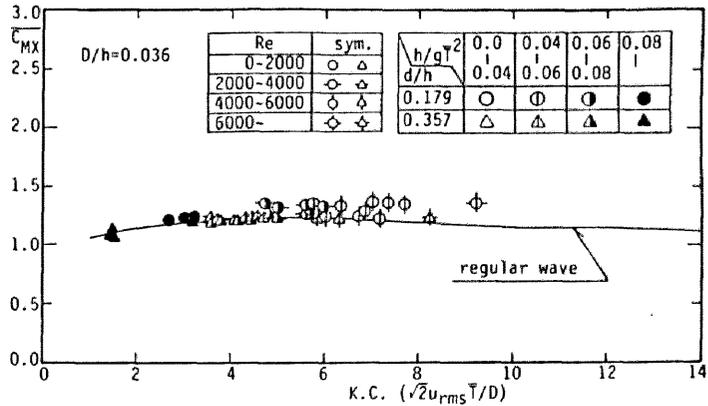


図-8.13 $\overline{C_{MX}}$ と K. C. 数の関係

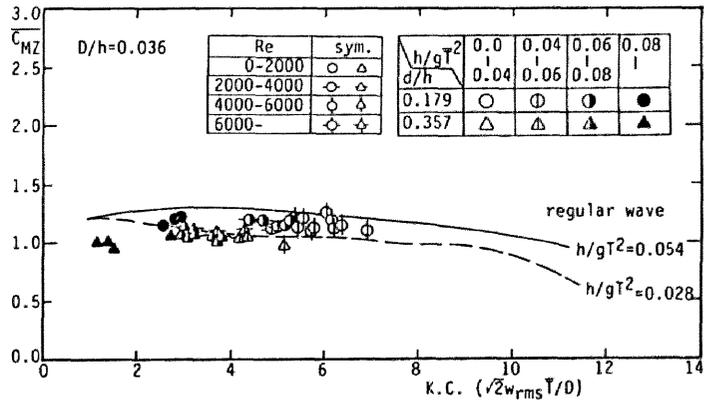


図-8.14 $\overline{C_{MZ}}$ と K. C. 数の関係

とが指摘できる。

(2) 抗力係数

抗力係数 $\overline{C_{DX}}$ と K.C. 数 ($\sqrt{2}u_{rms}\bar{T}/D$) の関係を図-8.15に、 $\overline{C_{DZ}}$ と K.C. 数 ($\sqrt{2}w_{rms}\bar{T}/D$) の関係を図-8.16に、それぞれ規則波の値とともに示す。図には示していないが、慣性力係数と同様、抗力係数 $\overline{C_{DX}}$ と $\overline{C_{DZ}}$ も、波別解析波の C_{DX} , C_{DZ} のほぼ平均値となることが判明した。ただし、 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。第4章で述べたように、規則波の抗力係数は、 h/gT^2 によって変化する。不規則波の $\overline{C_{DX}}$, $\overline{C_{DZ}}$ も

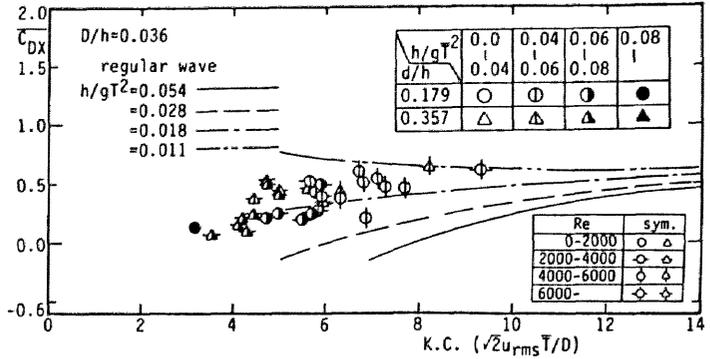


図-8.15 $\overline{C_{DX}}$ と K.C. 数の関係

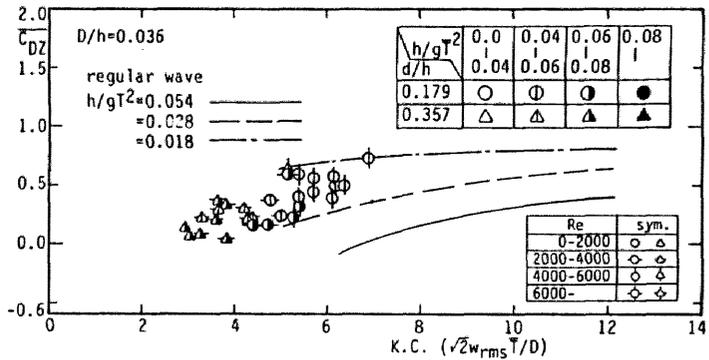


図-8.16 $\overline{C_{DZ}}$ と K.C. 数の関係

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期で評価していることが考えられる。また、 $\overline{C_{DX}}$ と $\overline{C_{DZ}}$ に及ぼす Re 数の効果も波別解析波の場合に比べて小さく、明瞭ではない。これは、両図の Re 数は、粘性の影響の大きい範囲と小さい範囲の波の平均値になっているためである。

5. 2 波力の時間変化とrms値

(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計算波力と実測波力の時間変化の比較の一例を図-8.17に示す。同図に示すように、 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、一つの波力係数で表したためである。慣性力が抗力に対して支配的な場合は、計算波力と実測波力の間に位相差はないものの、図-8.17と同様、計算波力と実測波力の極大波力の間に差が認められた。したがって、不規則波の波力の時間変化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。

図-8.18に、計算波力のrms値 ($(F_{x_{cal.}})_{rms}$ 、 $(F_{z_{cal.}})_{rms}$)と実測波力のrms値 ($(F_{x_{meas.}})_{rms}$ 、 $(F_{z_{meas.}})_{rms}$)の比較を示す。同図に示すように、平均量の計算値と実測値は概略等しいものの、計算波力は最大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、

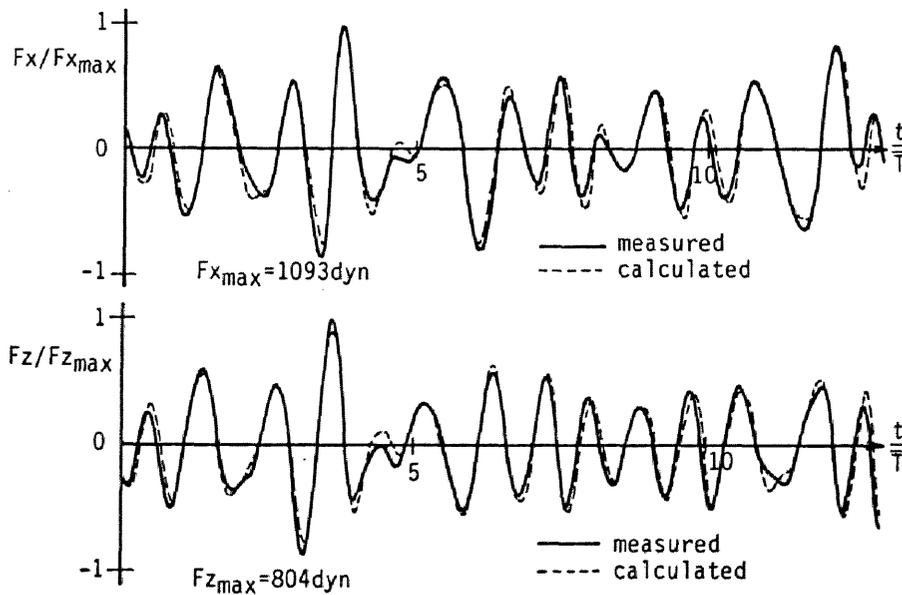


図-8.17 計算波力と実測波力の比較の例

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。

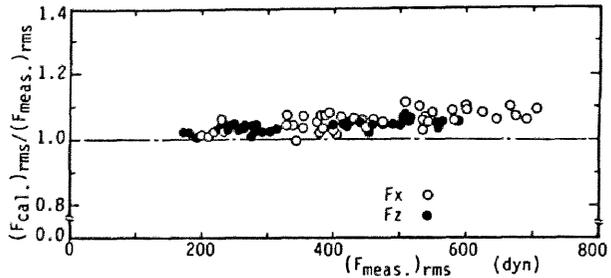


図-8.18 計算波力と実測波力のrms値の比較

5.3 極大波力

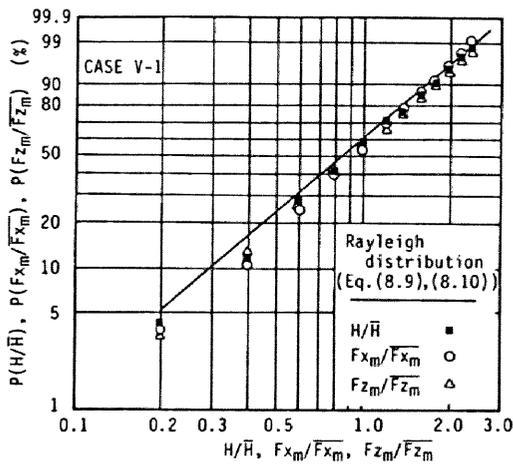
一般に、波高の出現確率分布は、水位変動が Gauss分布にしたがい、波のスペクトルが狭帯域の周波数帯からなり、また、成分波がランダムな位相で重なり合うと仮定すれば、式(8.9)に示すようにRayleigh分布によって表される⁷⁾。このような不規則波によって直立円柱に作用する波進行方向の極大波力 F_{x_n} の出現確率分布は、慣性力が支配的であれば、波高と同様、Rayleigh分布になることが、Borgman⁸⁾、Bretschneider⁹⁾ によって導かれており(式(8.10))、また実験からも確かめられている¹⁰⁾。

$$P\left(\frac{H}{\bar{H}}\right) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{H}{\bar{H}}\right) \exp\left\{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^2\right\} \quad (8.9)$$

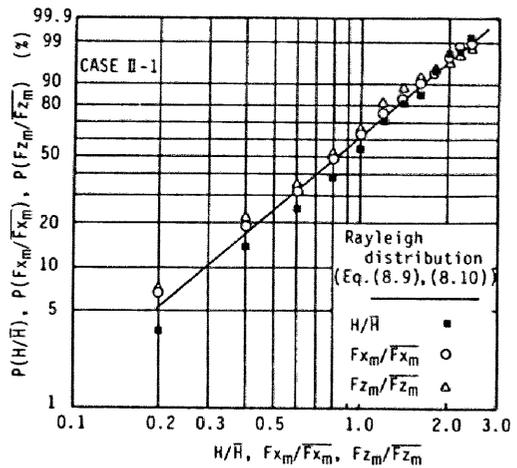
$$P\left(\frac{F_{x_n}}{\bar{F}_{x_n}}\right) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{F_{x_n}}{\bar{F}_{x_n}}\right) \exp\left\{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{F_{x_n}}{\bar{F}_{x_n}}\right)^2\right\} \quad (8.10)$$

ここに、Hは波高で、上付きバー(—)は平均値を示す。

没水球体に作用する極大波力 F_{x_n}/\bar{F}_{x_n} と F_{z_n}/\bar{F}_{z_n} の出現確率分布を、 H/\bar{H} の出現確率分布とともに図-8.19に示す。図-8.19(a)は、抗力に対して慣性力が支配的な場合(CASE V-1)、図-8.19(b)は、慣性力に対する抗力の割合が大きい場合(CASE II-1)の確率分布を示したものであり、図中の実線はRayleigh分布(式(8.9)、式(8.10))である。図-8.19(a)より、慣性力が支配的な場合、波力の極値の出現確



(a) 慣性力が卓越する場合



(b) 抗力が卓越する場合

図-8.19 H/\bar{H} , F_{x_m}/\bar{F}_{x_m} と F_{z_m}/\bar{F}_{z_m} の確率分布

率は、波高の出現確率とほぼ相似であり、Rayleigh分布によって表されるとみなせる。

F_x と F_z の極大波力の出現確率が、波高の出現確率とほぼ相似になることから、次式が成立する。

$$(F_{x_n})_{1/n} = C_x \cdot H_{1/n} \quad (8.11)$$

$$(F_{z_n})_{1/n} = C_z \cdot H_{1/n} \quad (8.12)$$

ここに、 $n=1, 3, 10$ で、 $n=1$ のときは平均値になる。また、 C_x と C_z は次式で与えられる。

$$C_x = \frac{1}{12} C_{Mx} \rho \pi g k D^3 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (8.13)$$

$$C_z = \frac{1}{12} C_{Mz} \rho \pi g k D^3 \frac{\sinh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (8.14)$$

表-8.2 計算波力と実測波力の極大波力の比較（慣性力が支配的な場合）

CASE		I-3	II-3	III-3	IV-3	V-3	VI-3	VII-3
$\overline{F_{x_n}}$ (dyn)	measured	266.6	293.4	449.1	429.8	355.1	179.6	252.8
	calculated	267.8	298.5	452.2	422.6	350.3	178.7	272.6
$\overline{F_{z_n}}$ (dyn)	measured	240.1	290.0	438.0	418.1	380.3	151.2	221.7
	calculated	239.9	289.8	445.0	438.6	375.4	173.7	263.7
$(F_{x_n})_{1/3}$ (dyn)	measured	401.2	452.3	682.4	657.4	570.3	285.8	383.6
	calculated	367.0	446.8	685.8	670.6	578.4	263.5	382.9
$(F_{z_n})_{1/3}$ (dyn)	measured	406.3	493.5	699.9	682.1	626.5	247.5	349.1
	calculated	280.1	405.7	664.8	688.5	615.7	221.0	335.6
$(F_{x_n})_{1/10}$ (dyn)	measured	514.1	553.4	844.3	806.8	713.2	358.0	471.3
	calculated	458.2	548.7	866.1	843.4	719.9	333.4	444.7
$(F_{z_n})_{1/10}$ (dyn)	measured	508.0	607.4	850.4	871.6	799.9	314.0	426.6
	calculated	343.5	507.2	774.5	874.5	771.3	303.7	381.9

ここに、 k は波数である。不規則波のパワースペクトルが狭帯域であれば、 k はほぼ一定と見なせるため、 C_x と C_z を定数と見なすことが可能である。すなわち、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、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ことになる¹⁾。表-8.2に極大波力の計算値と実測値の比較を行った結果を示す。表-8.2に示されるように、計算値と実測値は2、3の値を除いて非常によく一致しており、慣性力が抗力に対して支配的な場合は、有義波のような波の統計量から、極大波力の1/3最大値のような統計量を精度良く推算することが可能である。

一方、慣性力に対して抗力の割合が大きい場合、図-8.19(b)に示すように、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、つぎの理由による。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は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 $F_{x_n}/\overline{F_{x_n}}$ と $F_{z_n}/\overline{F_{z_n}}$ 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。図-8.20は、慣性力に対して抗力の割合が大きい場合の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、

平均値の比較を示したものである。同図に示すように、計算値と実測値の差異は大きく、最大で20%程度にもなる。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-8.19に示されるように、波高と波力の確率分布が相似でないため、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。したがって、抗力が卓越するような場合の極大波力の出現確率分布を求める必要がある。この場合、極大波力の出現確率は、Weibull 分布になること

が予想され、波高と周期の結合確率分布から、波高と周期を組み合わせた波に対する波力を計算し、その結果を使って求めることができる。そして、極大波力の統計量を計算することも可能である。しかし、この手法はきわめて煩雑である。そこで本研究では、波力の時間波形を計算し、計算波力から求めた極大波力の確率分布を使って極大波力の統計量を求めた。

図-8.21 は、(ii) の手法による計算波力から計算した極大波力の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ある。同図から、 F_{xm} の計算値は実測値を過大評価する傾向が、 F_{zm} の計算値は特に波力の大きい値を過小評価する傾向があり、計算値と実測値の差は最大で10%強にもなる。しかし、図-8.20と比較すると計算値と実測値の対応はよい。この計算値と実測値の差異は、図-8.22に示されるように、おもにK.C.数によって支配されることが判明した。図

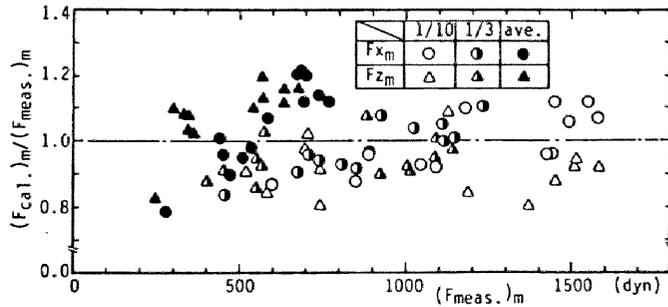


図-8.20 計算波力と実測波力の極大値の比較
(水位変動から計算した場合)

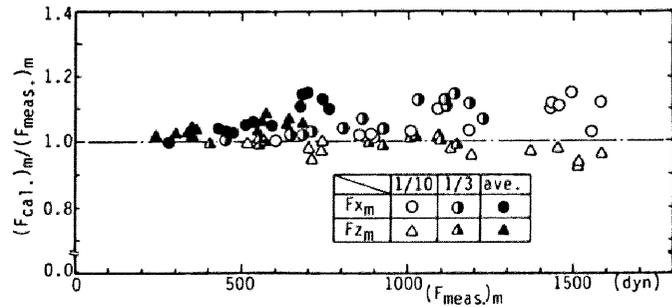


図-8.21 計算波力と実測波力の極大値の比較
(波力の時間波形から計算した場合)

- 8.22の破線は本実験の範囲に対する平均値を結んだものであるが、同破線に示されるように、K.C.数が約5以上になると、計算値と実測値の差は大きくなる。これは、K.C.数が大き

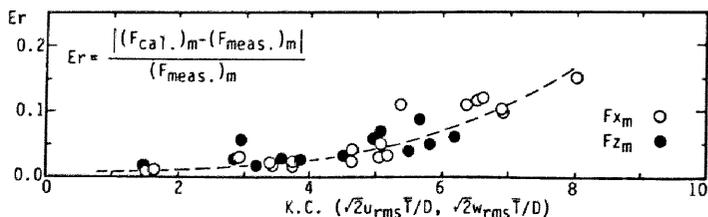


図-8.22 計算波力と実測波力の差とK.C.数の関係

くなり、抗力の波力に占める割合が大きくなると、抗力係数を一定値で近似することによる影響が無視できなくなるためであると考えられる。しかし、(ii)の手法による計算波力の時間波形から求めた極大波力の統計量が実測値を過大評価、過小評価する割合は、図-8.22で予測できるため、同図の曲線を使って計算波力から求めたFxの統計量を(1+Er)で、Fzの統計量を(1-Er)で除し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。

第6節 結言

本章では、没水球体に作用する不規則波の波力と波力係数を取り挙げて、波の不規則性が波力に及ぼす影響を、波別解析波の波高と周期の変化を中心に、水理実験の結果に基づいて検討を加えてきた。本章で得られた結果を以下に要約する。

(1) 波別解析波の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。波高増大過程と波高減少過程の C_{Mx} 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両者の差は大きくなる。さらに、式(8.8)で定義した ε_v が1.0以下の波の値の方が1.0以下の値よりも大きくなる。

(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。これは、z方向の波力に支配的なz方向の流速、加速度の時間波形が水位変動と異なるためである。また、波の非対称性の影響は、 C_{Mx} と異なり、 ε_v よりも式(8.7)で定義した ε_h の影響の方が大きい。

(3) x方向の抗力係数 C_{Dx} は、剝離のある範囲では波高減少過程の波の方が波高増大過程の波よりも大きくなり、剝離のないK.C.数の小さい範囲では、波高増大過程の波の値の方が波高減少過程の波の値よりも大きくなる。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.数にともなう変化は、 C_{Dx} とよくにている。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、K.C.数がほぼ10以上の範囲では一定値に近づく。

(6) 無次元最大波力は、慣性力が支配的なK.C.数がほぼ10以下の範囲では、無次元流速が無次元加速度よりも大きくなる波よりも無次元流速が無次元加速度よりも小さくなる波の方が大きくなる。

(7) 慣性力が抗力に対して支配的な場合、波高と極大波力の出現確率は相似になるため、極大波力の1/3最大値などの統計量を、有義波などの波の統計量から直接推算することができる。しかし、抗力が慣性力に対して卓越するような場合には、極大波力の統計量を波の統計量から直接計算することはできない。

(8) 抗力が慣性力に比べて大きい場合、不規則波の波力係数を全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-8.22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・葛西信三：没水球体に作用する不規則波力の特性，第33回海岸工学講演会論文集，pp.476-480，1986.
- 2) Iwata, K., N. Mizutani and S. Kasai : Irregular wave forces acting on a submerged sphere, Coastal Eng. in 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不規則波の波力の特性，土木学会論文集（投稿中）。
- 4) Morison, J. R., M. P. O'Brien, J. W. Johnson and S. A. Schaaf : The force exerted by surface wave on piles, Petroleum Trans., AIME, Vol.189, pp.149-154, 1950.
- 5) 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（印刷中）。
- 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.

- 7) Longuet-Higgins, M. S. : On the statistical distribution of the heights of sea waves, J. Marine Research, Vol. 11, No. 3, pp. 245-266, 1952.
- 8) Borgman, L. E. : Wave forces on piling for narrow band spectra, Proc. ASCE, Vol. 91, No. WW3, pp. 65-90, 1965.
- 9) Bretschneider, C. L. : Probability distribution of wave force, Proc. ASCE, Vol. 93, No. WW2, pp. 5-26, 1967.
- 10) 榎木亨・中村孝幸: 円柱に作用する不規則波力の特性 —— 慣性力の卓越する場合について ——, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 7-12, 1973.

第9章 結論

本研究において、三次元物体の代表的形状である球体が、非碎波の進行波動場に没水状態で設置された場合に作用する波力の特性に関する研究を行い、その成果を述べてきた。本章では、各章ごとに得られた研究成果を要約し、本論文の結論としたい。

第1章では、本研究の背景と意義、および目的を示した。そして、波力を発生機構の面から分類し、各章の位置づけと本論文の構成を示し、各章の概要を述べた。

第2章から第6章までは、波力の基本的な特性を解明するため、規則波による波力の特性を考究した。

第2章では、没水球体に作用する回折波力の特性をハイブリッド法を使った数値解析結果に基づいて究明した。そして自由表面上に天端を持つような直立円柱の場合とは異なり、球径と入射波長との比である回折パラメータ以外に、球径水深比と球体の相対設置水深が回折波力を支配する重要なパラメータであることを明らかにした。ついで、回折波力が卓越する範囲と回折波力を無視できる範囲を回折波力の大きさ、球体による波の変形の大きさに関連づけながら論じた。そして、回折波力が入射波の波力と位相差を持つことによって生じる見かけの抗力項と見かけの慣性力項の比が3%以上になる範囲を回折波力の影響を無視できない範囲として定義し、波力の計算に回折波理論を必要とする範囲と回折波理論を必要としない範囲を明示した。

第3章から第6章までは、球径が入射波長に比して小さく、波の変形がなく、回折波力が無視できる場合の規則波による波力を究明した。

まず第3章では、球径が小さい場合に支配的な慣性力、抗力と揚力の発生機構を大きく支配する球体周りの流れの構造を可視化実験を行って議論した。まず、球体周りの流況を、水粒子の運動成分と球体からの流線の剝離に着目し、(a)振動非剝離型、(b)振動剝離型、(c)回転非剝離型と(d)回転剝離型の4つのタイプに分類できることを解明した。そして、これらの流れの構造を支配するパラメータとして水粒子の楕円軌道の大きさ、Keulegan-Carpenter数とReynolds数が卓越していることを示し、4つの流況のタイプの出現限界を明らかにした。ついで、最大波力と剝離渦の関係を解明し、剝離渦の存在が最大波力を支配していることを明らかにした。

第4章では、波進行方向、および鉛直方向の波力を取りあげ、波力の最大値、Morison式の適用性、および波力係数などの特性を究明した。まず、波一周期内に

作用する極大波力の数に着目して、作用波力には、(a)単峰型、(b)双峰型と(c)不規則波型波力の3つのタイプがあることを明らかにした。波進行方向の波力はすべて単峰型であり、その波力の算定に Morison式を適用できるが、双峰型と不規則波型波力は、球体周りの流況が振動パターンになる場合、また、球体が自由表面と底面の近傍に設置された場合の鉛直方向波力に出現し、これらの波力の算定には Morison式を適用できないことを明らかにすると同時に、Morison式の適用範囲を明示した。ついで、Morison式が適用可能な範囲の慣性力係数と抗力係数を球体近傍の流れの構造と関連づけて考究し、その特性を明らかにするとともに、その定式化を行った。さらに、最大波力の特性を議論し、その特性を明らかにした。

第5章では、Morison式が適用できない自由表面と底面近傍に球体が設置された場合に作用する鉛直方向波力を取りあげ、作用波力に及ぼす自由表面と底面の近接効果を考究した。底面近傍に球体が設置された場合、抗力と慣性力以外の発生機構を持つ波力にはポテンシャル的な成分と非ポテンシャル的な成分の2つがあることを明らかにした。ポテンシャル的な波力の成分の算定式はないため、Lambの理論を拡張し、波力算定式を新たに提案した。そして、この波力算定式が底面境界の近接効果のある波力を精度よく算定することを明らかにすると同時に、同式中の波力係数の定式化を行った。ついで、自由表面近傍に設置された球体に作用する波力の発生機構、波力の時間波形、最大波力などの特性を究明し、自由表面の近接効果のある波力の算定式を新しく提案した。新しい波力算定式は、実際に球体に作用する波力の時間変化をきわめて精度よく算定できることを明らかにし、同式中の波力係数の定式化を行った。

第6章では、波峰方向に作用する波力、すなわち波峰方向に作用する揚力の発生機構や揚力の時間変化、最大値、周波数特性などを考究した。揚力は、剝離渦の非対称性、剝離域の振動、あるいは非剝離流れの流況でも存在する球体表面の流線の乱れなどによって作用することを解明した。揚力は非常に複雑に変化する波力であるが、その最大値は、波進行方向、鉛直方向に作用する波力と異なり、剝離渦の有無にかかわらずほぼ流速の1乗に比例することを指摘した。また、球体が底面と自由表面近傍に設置された場合、最大で波進行方向波力と同程度、鉛直方向波力の2倍以上の大きさになることもあり、没水球体に作用する波力を考慮する上で重要な波力成分であることを明らかにした。

第7章と第8章では、回折波力が無視でき、さらに自由表面と底面の影響も無視できる場合の二成分波と不規則波による波力を取りあげた。

第7章では、不規則波の最も簡単な形である二成分波を取りあげ、二成分波によ

る波力の発生機構と波力の特性を単一成分波である規則波の波力と比較しながら考究した。まず、波別解析波の波力と波力係数は、同一の波高と周期を持つ波であっても、波高が増大する過程（波高増大過程）と波高が減少する過程（波高減少過程）の波では大きさに差のあることを明らかにすると同時に、その形成機構として、流速と位相差のある波力を生じる粘性抵抗力、先行波で形成された剝離渦の挙動が重要であることを指摘した。そして、波高増大過程と波高減少過程の波の波力と波力係数の差は、引き続く波の波高の変化の大きい方が大きくなることを明らかにし、波の時系列特性が波力と波力係数を大きく支配することを解明した。ついで、二成分波の波力の予測について論議し、第4章で定式化した規則波と同じ波力係数を使えば、二成分波の波力のrms値を精度よく推算できることを明らかにした。

第8章では、実際の波浪を想定した不規則波による波力の特性を究明した。まず、波高の変化と周期の変化が不規則波の波力を大きく支配すること、そして、その機構を支配する物理量として流速と加速度の相対的な大小関係が重要な要因となっていることを解明した。ついで、不規則波の平均的な波力係数は、規則波の波力係数とほぼ等しいことを明らかにし、不規則波力の予測手法を論議した。慣性力が支配的な場合の作用波力の極大値の確率分布は波高の確率分布と相似になるため、極大波力の1/10最大値、1/3最大値と平均値のような平均統計値は、それぞれ1/10最大波、1/3最大波と平均波と第4章で定式化した波力係数を使って直接推算できることを明らかにした。

本研究の成果は、第1章で述べたように、例えば係留構造物の中間ブイのような球体構造物に作用する波力の正確な算定に役立ち、海岸・海洋構造物の設計の合理化に貢献するものである。また、本研究は球体のみを取り扱ったが、本研究の成果は、任意形状の三次元物体に作用する波力の発生機構や波力の基本的特性などの解明のためにきわめて重要な寄与をすると同時に、球体と任意形状物体間の幾何形状に関する換算法を確立することにより、任意形状の三次元物体の作用波力の評価に拡張されうる。さらに、複数個の球体が近接したり、円柱と球体が組み合わされた場合の効果を考究することにより、本研究の成果は、捨石斜面の捨石の移動限界や安定重量の正確な算定、ひいては捨石防波堤やマウンドなどの安定工法の確立、および複合球体構造物など新しいタイプの海岸・海洋構造物の開発のために重要な寄与をするものである。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり、終始一貫して暖かい御指導と御教示を賜った名古屋大学工学部 岩田好一郎 教授に深甚なる謝意を表します。また、懇切な御指導と御助言を賜った名古屋大学 高木不折 教授、植下 協 教授、松林宇一郎 助教授に深く感謝の意を表します。

また、専門的な分野から数多くの有益な御助言を賜った大阪大学 榎木 亨 教授をはじめ、海岸・海洋工学研究会の各先生方に感謝の意を表します。

さらに、名古屋大学 原田守博 助手、豊橋技術科学大学 和田 清 助手、ならびに名古屋大学 野村真一 技官には、終始適切な御助言と御激励をいただきました。ここに記して心から謝意を表します。

最後に、本研究の水理実験、およびその解析に際し、多大な御協力をいただいた当時 名古屋大学大学院生 葛西信三（現 名古屋鉄道株式会社）、川角伸彦（現 日本電信電話株式会社）、名古屋大学学部生 越沢 哲（現 鹿島建設株式会社）、鈴木正憲（現 東急建設株式会社）、名古屋大学研究生 都築克嘉（現 エコー株式会社）各氏をはじめ、名古屋大学大学院生 原 基久、松岡滋治、小林 誠 各氏に謝意を表します。

A_0 : 投影面積	F_D : 回折波の波力
A : 仮想境界面の半径	F_{Dx} : x方向の回折波の波力
$A_n^{(n)}$: 複素定数	F_{Dz} : z方向の回折波の波力
a : 球体の半径	F_I : 入射波の波力
C_A : 回折波力係数	F_{Ix} : x方向の入射波の波力
C_{Ax} : x方向の回折波力係数	F_{Iz} : z方向の入射波の波力
C_{Az} : z方向の回折波力係数	F_T : 全作用波力 ($=F_D+F_I$)
C_D : 抗力係数	F_{Tx} : x方向の全作用波力 ($=F_{Ix}+F_{Dx}$)
C_{Dx} : x方向の抗力係数	F_{Tz} : z方向の全作用波力 ($=F_{Iz}+F_{Dz}$)
C_{Dz} : z方向の抗力係数	F.P. : 周波数パラメター
C_F : 揚力係数	F_x : x方向波力
C_I : 質量係数	F_y : y方向の波力
C_{Ix} : x方向の質量係数	F_{y_n} : n次の F_y の振幅
C_{Iz} : z方向の質量係数	F_z : z方向波力
C_{Ln} : n次の揚力係数	F_{z_n} : n次の F_z の振幅
C_n : 慣性力係数	F_{xT} : x方向の計算波力
C_{nx} : x方向の慣性力係数	F_{zT} : z方向の計算波力
C_{nz} : z方向の慣性力係数	F_x^* : x方向の無次元最大波力 ($=F_{x_n}/\rho(u\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$)
C_x : 係数	F_z^* : z方向の無次元最大波力 ($=F_{z_n}/\rho(w\sqrt{u^2+w^2})_n D^2$)
C_z : 係数	$F_{y_n}^*$: 無次元最大揚力 ($=F_{y_n}/\rho(u^2+w^2)_n D^2$)
C_1 : 係数	$F_{y_{rms}}^*$: 無次元rms揚力 ($=F_{y_{rms}}/\rho(u^2+w^2)_n D^2$)
C_r : 計算波力と実測波力の 相関係数	$F_{z_2}^*$: F_z の2倍周波数成分の 無次元振幅
D : 球径	F_n : F_z のn次の無次元振幅
d : 静水面から球体の中心までの 鉛直距離	g : 重力加速度
E : 2乗誤差	
e : 自然対数の底	
E_r : 誤差	
F : 波力	
F : 波力ベクトル ($=F_x \hat{i} + F_z \hat{j}$)	

h	: 静水深		速の最大値
H	: 波高	\dot{u}_n^*	: 波別解析波のx方向の無次元加 速度の最大値
H_0	: 入射波の波高	V	: 体積
$H_m^{(1)}$: 第1種ハンケル関数	∇	: 流速ベクトル ($=u\hat{i} + w\hat{j}$)
i	: 虚数単位	w	: z方向の流速
\hat{i}	: x方向の単位ベクトル	w_n^*	: 波別解析波のz方向の無次元流 速の最大値
\hat{j}	: z方向の単位ベクトル	\dot{w}_n^*	: 波別解析波のz方向の無次元加 速度の最大値
J_m	: ベッセル関数	x	: 波進行方向を正の向きとする 水平軸
k	: 波数 ($=2\pi/L$)	y	: 波峰に平行な水平軸
k_n	: 減水定常波の波数	z	: 静水面上に原点を持ち、鉛直 上向きを正とする鉛直軸
K.C.	: Keulegan-Carpenter数 (K.C.数)	α	: 補正係数
K_m	: 第2種変形ベッセル関数	$\alpha_{\alpha x}$: x方向の回折波の波力と入射波 の波力の位相差
L	: 波長	$\alpha_{\alpha z}$: z方向の回折波の波力と入射波 の波力の位相差
L_0	: 沖波波長	α_{1x}	: x方向の全波力と入射波の波力 の位相差
R	: 距離	α_{1z}	: z方向の全波力と入射波の波力 の位相差
Re	: Reynolds数 (Re数)	β	: 補正係数
r	: 動径 ($=(x^2+y^2)^{1/2}$)	γ	: 水粒子の楕円軌道の短軸と長 軸の比 ($=w_n/u_n$)
r_x	: x方向の回折波力の効果を表す 指標 ($=\tan^{-1}(\alpha_{\alpha x})$)	γ_x	: x方向の抗力と慣性力の比
r_z	: z方向の回折波力の効果を表す 指標 ($=\tan^{-1}(\alpha_{\alpha z})$)	γ_z	: z方向の抗力と慣性力の比
S	: 境界面	γ_H	: 前後の波の波高の相関係数
S_B	: 底面	γ_T	: 前後の波の周期の相関係数
S_F	: 自由表面	δ	: 球体の中心と境界面までの鉛
S_I	: 仮想境界面		
S_S	: 球体表面		
T	: 波の周期		
t	: 時間		
U	: 流速		
U_{c_n}	: 流速のn次の余弦成分の振幅		
U_{s_n}	: 流速のn次の正弦成分の振幅		
u	: x方向の流速		
u_n^*	: 波別解析波のx方向の無次元流		

直距離

δ_B : 底面と球体の中心までの鉛直距離

δ_F : 波の谷と球体の中心までの鉛直距離

δ_H : 波高の変動係数

δ_T : 周期の変動係数

ε : 位相差

ε_v : 波の上下の非対称性を表すパラメータ

ε_h : 波の前後の非対称性を表すパラメータ

η : 水位変動

θ : 方位角 ($=\tan^{-1}(y/x)$)

μ : 水の分子粘性係数

ν : 水の動粘性係数

π : 円周率

ρ : 水の密度

σ : 角周波数 ($=2\pi/T$)

Φ : 速度ポテンシャル

ϕ_I : 入射波の速度ポテンシャル

ϕ_D : 回折波の速度ポテンシャル

ϕ_{DI} : 内部領域の回折波の速度ポテンシャル

ϕ_{DO} : 外部領域の回折波の速度ポテンシャル

ϕ : 関数

上付き添字

$(\bar{\quad})$: 平均量

$(^{(n)})$: n 次成分の量

$(\dot{\quad})$: 時間に関する微分

下付き添字

(cal.) : 計算値

(i) : i 番目の値

(k) : k 番目の値

(n) : 最大値 (不規則波の場合は波別解析波毎の最大値)

(max) : 時系列記録内の最大値

(meas.) : 実測値

(n) : n 次成分の量

(1/n) : $1/n$ 最大値 ($n=1, 3, 10$)

(x) : x 方向の量

(y) : y 方向の量

(z) : z 方向の量