

Title	海岸・港湾構造物に働く衝撃波力に関する基礎的研究
Author(s)	後野, 正雄
Citation	大阪大学, 1988, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2109
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

海岸・港湾構造物に働く衝撃波力
に関する基礎的研究

1988年 1月

後野 正雄

目 次

緒 言

第1編 円柱構造物に働く碎波衝撃波力

第1章 概説

第2章 落下円柱に働く衝撃流体力

2-1 既往の研究

2-2 実験装置および解析方法

2-3 実験結果と理論値との比較

2-4 構造物の動的応答に及ぼす立ち上がり時間の影響

2-5 衝撃流体力に及ぼす混入気泡の影響

2-6 結語

第3章 鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力

3-1 既往の研究

3-2 実験装置および実験方法

3-3 碎波局部衝撃波力の時系列特性

3-4 実験値の補正

3-5 碎波局部衝撃波力の鉛直方向分布とその最大値

3-6 円柱に働く碎波全衝撃波力と全波力

3-7 結語

第4章 斜面上に設置された円柱構造物に作用する碎波衝撃波力の推定

4-1 斜面上碎波解析に関する問題点

4-2 波動場の初期値境界値問題としての解釈

4-3 数値計算手法の定式化

4-4 斜面上碎波の数値解析と実験結果の比較

4-5 碎波衝撃波力の算定法

4-6 碎波衝撃波力の算定結果と実験結果の比較

4-7 結語

第5章 結論

参考文献

第2編 棧橋床版に作用する衝撃揚圧力

第1章 概説

第2章 揚圧力の基本的特性と空気閉じ込め効果

- 2-1 既往の研究
- 2-2 実験装置および実験方法
- 2-3 揚圧力の時系列特性
- 2-4 波圧の空間分布と空気の閉じ込め効果
- 2-5 クリアランスの変化に伴う揚圧力の変化およびリップの影響
- 2-6 全揚圧力の特性
- 2-7 不規則波実験による揚圧力
- 2-8 結語

第3章 リブブロックに作用する揚圧力の発生機構（リップが静水面より高い場合）

- 3-1 Wagner型波圧と Bagnold型波圧
- 3-2 実験装置および実験方法
- 3-3 揚圧力の発生機構別分類
- 3-4 揚圧力の数値計算モデル
- 3-5 計算手法と圧力の評価
- 3-6 未定定数の決定と実験値との比較
- 3-7 結語

第4章 半没水リップの場合の揚圧力算定法

- 4-1 既往の研究
- 4-2 グリーン関数法による波変形の解析
- 4-3 リブブロック内の変動空気圧による水面条件の変化
- 4-4 解析モデルの離散化と数値計算法
- 4-5 計算結果と実験値の比較
- 4-6 結語

第5章 揚圧力の縮尺効果と現地揚圧力への換算手法

- 5-1 揚圧力の相似則に関する問題点
- 5-2 縮尺に伴う揚圧力の変化
- 5-3 Bagnold 則の適用限界縮尺
- 5-4 現地揚圧力への換算方法
- 5-5 結語

第6章 結論

参考文献

結 言

海岸・港湾構造物に働く衝撃波力に関する基礎的研究

緒言

港の内外には、外洋の荒波から船を守る防波堤、人や物を陸揚げするための棧橋、安全な航路を示すための灯標などが建設されている。これらの港湾施設は強大な暴風が来襲する度に破壊され、破壊される度に新たな、より大きな施設が築かれる。科学技術の発達とともに人類の活動の場は拡がり、港の外へ、外洋へとより巨大な構造物が様々な海域に次々に建設されている。しかし現在においてもこれらの構造物が必ずしも安全なわけではなく、強大な波の力によって大小様々な被害を受けている。安全な港湾、海岸、海洋構造物を建設することは海に関係する全ての人々の願いであり、これらの構造物を設計、建設する土木技術者に課せられた使命である。

安全な海岸・港湾構造物を設計するためには構造物に作用する外力、特に波力を正確に知ることが必要である。波によって構造物に作用する力（あるいは圧力）には次に掲げるような種類があげられる。

- (i) 水面変動に比例する圧力
- (ii) 流速の2乗に比例する力
- (iii) 流体の加速度に比例する力
- (iv) 境界条件の時間的变化に伴う力

これらの波力あるいは波圧は構造物と波のスケールの比によって考慮すべき波力の種類が異なる。構造物のスケールが波のスケールに比して大きな場合には、波は構造物の影響を受けて変形し、反射あるいは散乱が生じる。このとき構造物まわりの圧力は変形された波による水面変動にほぼ比例する。したがって大スケールの構造物に対しては水面変動に比例する圧力が重要であり、構造物による波の散乱、反射等を正確に求めることが信頼性の高い波力算定に繋がる。

大スケールの構造物まわりの圧力には流速の2乗に比例する成分も含まれるが、この成分は水面変動に比例する圧力に比して小さく、2次の波力と呼ばれる。しかし構造物のスケールが小さくなると、この流速の2乗に比例する波力は重要な役割をもつようになる。この場合の流速の2乗に比例する波力は一般に抗力と呼ばれる流体の粘

性に起因する力であって、先の大スケールの場合の流速の2乗に比例する圧力成分とは力学的機構が異なるので混同してはならない。小口径円柱に作用する流体力を表わす Morison 式中の抗力項は流体の粘性に起因し、流速の2乗に比例する波力の代表例である。

Morison 式中のもう一つの項、慣性項は流体の加速度に比例する力であり、波自身が持つ圧力勾配による力と波の非定常性に基づく付加質量力に分けて考えることができる。Morison 式は構造物のスケールが波のスケールに比して十分小さな場合に適用できる式であり、この時波は構造物を变形することなく通過するものと見なされる。すなわち構造物まわりに散乱波は発生しないと考えている。しかし実際には構造物まわりで流速場、加速度場は变形する。この変化は構造物まわりの境界条件を満足するという意味において散乱波の発生と同じ物理現象と考えることもできる。実際、大スケールの構造物において、水面変動に比例する圧力の散乱波による成分は慣性力への付加質量力による寄与と同じ性質のものであり、大スケール構造物における進行波による水面変動に比例する圧力成分は慣性力における圧力勾配による成分と同質のものである。

これまで論述してきた波力（波圧）の時間変動スケールは波の周期と同じである。これに対して境界条件の時間変化に起因する力は境界条件の時間変化のスケールによって力の時間スケールが決定され、波の周期と直接には関係しない。境界条件が変化する代表例としては地震時の地殻変動による水底条件の変化、水面に物体が落下した場合あるいは水面が構造物に衝突した場合に見られるような自由表面の境界条件から構造物表面の境界条件への変化、等があげられる。特に後者の境界条件の変化は短時間の時間変動スケールを有し、かつ強大な力を発生させ、衝撃力として知られている。海洋構造物に作用する砕波波力、栈橋床版等に働く衝撃揚圧力、船底部に生じる slamming 力などの衝撃的な力のほとんどがこの境界条件の変化に起因する力であると考えられる。

これらの衝撃波力の重要性は従来より指摘されているにもかかわらず、現在もなお未解明の問題が数多く残されており、衝撃波力に関する研究の工学的意義は大きい。これらの衝撃波力の共通の特性は境界条件の急変であるが、その特性は個々の問題に

固有の現象が加わるため統一的に取り扱うことは容易ではない。例えば栈橋の衝撃揚圧力では床版と波面の間にはさみ込まれる空気の影響を無視することはできないし、傾斜堤に作用する衝撃波力は個々の被覆材に働く力と被覆材の挙動との相互干渉を問題とするのに対し、混成堤では直立部に衝突する波面の形状や越波の状況等、波の挙動を主に考えなければならないであろう。

本論文では、海岸港湾構造物に働く衝撃波力のなかでも特にその研究が遅れ、その進展が急がれている小口径円柱に作用する碎波衝撃波力と栈橋床版に作用する衝撃揚圧力を取り上げ、個々に議論を進めることとする。まず第1編では小口径の鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力に対して、その基本的力学モデルに対する検討、碎波衝撃波力の基本的特性、数値計算による碎波衝撃波力の算定法について議論する。ついで第2編では栈橋床版に作用する衝撃揚圧力を取り上げ、揚圧力の基本的特性、力学的発生機構に対する考察、揚圧力に関する相似律について研究を進めることとする。

なお、記号についてはできるかぎり共通のものを用いたが、何分記号が多いため第1編、第2編でそれぞれ固有の記号を用いざるをえなかったので注意して頂きたい。本論文の詳細な構成については、それぞれの編の冒頭で述べているのでここでは省略する。

第1編 円柱構造物に働く碎波衝撃波力

第1章 概説

円柱構造はケーソン型の重力式構造、捨石堤やブロック堤に見られる捨石構造とともに、海岸、港湾構造物を形成する重要な基本構造である。従来、円柱構造物に作用する波力といえば Morison式により表現される Morison波力が代表的な力であり多くの研究、現地観測等が行なわれている。この円柱構造物に作用する Morison波力以外の力としては構造物が碎波帯内および碎波点近傍に設置された場合の碎波による波力が挙げられる。

この碎波が作用するような海域に設置される円柱構造物としては遠浅の海浜に設けられる縦棧橋の支持杭が代表的なものとして挙げられよう。また横棧橋の支持杭も海底に設けられたマウンドによって碎波した波の作用を受ける場合もある。また最近では海岸道路の一部が海中に橋脚を設けて、海上を通過する橋梁道路として建設された例もある。岩礁上に設けられた灯標も碎波波力を受ける円柱構造物の一種であろう。

円柱構造物に働く碎波波力は、鉛直壁に作用する碎波波力と同様の衝撃的な性質を有し、実験的にもその性質を調べることは容易ではない。また碎波そのものの水理学的な特性が現在もなお明らかにされているとは言い難いが、特に現在行なわれている碎波に関する研究は碎波後、および碎波帯内の流れの特性を求めることを目的としたものが大半であり、円柱構造物に働く碎波波力にとって必要な情報を提供しうる研究は数少ない。これは碎波時の波峯近傍での水粒子速度を測定することが非常に難しいこと、実験水槽で生起される波が理想的な規則波ではなく、一波毎に碎波の性質が少しずつ異なることなどの碎波そのものの性質による理由ばかりでなく、碎波波力を求めるために必要な情報が明らかではないこと、すなわち碎波波力の基本的性質が明らかにされていないことも理由の一つである。したがって円柱構造物に働く碎波波力を明らかにするためには、まず碎波そのものの性質も同時に求める必要がある。

円柱構造物に作用する碎波波力の研究方法としては大きく2通りに大別できる。一つは衝撃的な波力の性質を表現するある力学モデルを仮定し、この力学モデルによって碎波波力を表現しようとする方法である。合田ら¹⁾による研究はこの代表例である

う。この場合には碎波の波形を単純なモデルで表わし、このモデル波形に波力の力学モデルを適用するという方法が用いられる。他の方法は碎波、碎波波力の力学的機構については議論せず、入射波の沖波諸元と碎波波力との関係を実験、実測等により直接定めようとするもので、Honda and Mitsuyasu²⁾の研究例があげられる。本研究は基本的には前者の立場から碎波波力を調べようとするものであって、後述するような衝撃流体力の力学モデルを設定し、それをを用いて一様傾斜海浜上に設置された鉛直円柱に作用する碎波波力の算定を試みるものである。

合田らが用いた碎波衝撃波力の力学モデルは、静水面に落下、衝突する物体に働く衝撃流体力に関する力学モデルと同じものである。これに類似した現象としては水上飛行機の着水時にフロートに働く流体力、航海中の船舶底部に作用するslamming力、第2編で述べる栈橋床版に作用する水面接触型の揚圧力などがあげられる。しかしながら現在これらの諸現象については十分な研究が行なわれているとは言い難い。例えば静水面に落下する球に働く流体力について見てみると、非常に基本的な問題であるにもかかわらず現在もなお不明な点が数多く残されている。これは主に2つの理由によるものと思われる。1つは力学モデルに関するものであり、基本的に”運動する自由表面の境界条件を解析的に取扱うこと”の困難さである。衝撃流体力においてはさらに物体がある時刻に水面に接触することによって境界条件を突然変化させるという境界条件の不連続な変化があり、この問題をさらに困難なものにしている。他の1つは実験に関するもので、衝撃的な力を計測することの難しさである。現在のところ力（あるいは圧力）を測定する装置はすべて力を歪あるいは変位に変換し、この歪量や変位量によって作用する力を求めようとしている。例えばバネ計りは力を変位に変換しているし、圧力計は計測面に働く圧力により生じる計測面内の歪量を電気的に取り出したものである。これらの計測装置は原理的にバネ質量による振動系を形成し、計測装置固有の共振周波数または固有周期を有している。すなわち衝撃力の代表的な時間スケールが計測装置の固有周期より十分に大きければ精度のよい測定が可能であるが、逆の場合あるいは同程度の値の場合には非常に測定が難しい。しかしながらこの測定に関する問題は近年の計測装置の発達により徐々に改善されつつある。以上の事柄を踏まえ、本編ではまず静水面に落下する円柱に作用する衝撃流体力を考

え、第2章において従来提案されている力学モデルの適用範囲と問題点について議論している。次に第3章では鉛直円柱に作用する砕波衝撃波力を実験的に求め、その基本的特性を明らかにするとともに、砕波に関するいかなる情報が砕波波力解明のために必要であるかを明らかにする。第4章ではこの砕波に関する情報を求めるために斜面上砕波の数値計算手法を開発するとともに、この数値計算結果を用いて砕波衝撃波力を求める方法を開発し、実験結果によりその妥当性を検証する。最後に第5章ではこれらの鉛直円柱に作用する砕波波力について得られた結論を示し、なお残された問題点を明確にしている。

第2章 落下円柱に働く衝撃流体力

2-1 既往の研究

合田と同様に、円柱構造物に働く砕波衝撃波力の基本的力学モデルとして、静水面に落下衝突する円柱をとりあげ、それに作用する衝撃流体力の特性について検討しておこう。この衝撃流体力は物体と自由表面の衝突の際の流体に生じる運動量変化であるとみなすことができる。

この落下物体の着水問題の直接的な応用例としては、空中発射された弾丸、爆雷、魚雷等の海中突入時の力、あるいは有人宇宙船の先端部のカプセルの帰還時の海洋への着水問題などがあり、その研究は古くからあるにもかかわらず軍事機密保護により最近までそれらの研究成果は公開されることが少なかった。したがって一般には水上飛行機の着水時のフロートに働く衝撃力が有名である。また中小船舶の高速航行時に船底部が空中に露呈し、水面に衝突する際に生じるslammingと呼ばれる現象も着水問題の一種と考えられる。

この着水問題は2次元の楔状物体に対するKarman³⁾とWagner^{4), 5)}の理論的研究から始まっている。Karmanは着水物体に作用する衝撃流体力は物体の運動によって生じる流体の付加質量 M_a の時間的变化に等しいとして

$$F = \frac{d}{dt} (M_a v) \quad (1-2-1)$$

とおいた。ここに v は物体の落下速度であり、 M_a は図1-2-1に示すように幅 $2b_n$ の平板が無限流体中で面に垂直な方向に運動する時の付加質量の半分に等しいとして斜線部に等しい部分の質量

$$M_a = \frac{\pi}{8} \rho b_n^2 \quad (1-2-2)$$

を与えた。

一方Wagnerは同じ楔状物体の着水問題に対してその物体を通過する定常流れに対する速度ポテンシャルの近似解より物体表面状の任意点における圧力を求めている。このポテンシャル法では物体まわりの水面の盛り上がり (pile up) が考慮された形に

なっている。しかしこの圧力は水面が任意点に達した瞬間に負の無限大の値から正の有限値に変化し、その後急激に減少するという特性をもっている。このためWagnerは衝撃流体力をKarmanと同じ考え方を用い、水面の盛り上がりを考慮した b_n' の値 (図1-2-1 参照)

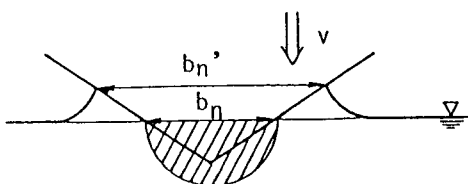


図1-2-1 楔状物体の付加質量 Ma

を用いた付加質量から求めている。この修正は通常 Wetting correction と呼ばれている。このKarmanとWagnerの方法は円柱に対しても適用可能であろう。

球体の着水問題については Shiffman and Spencer^{6), 7)}が詳細に研究している。彼らは基本的には付加質量の概念による式(1-2-1)を用いているが、付加質量 Ma をより正確に求めている。また前述の Wetting correction も考慮して、落下物体のみかけの密度が小さいほど衝撃力も小さくなることを示した。さらにMoghishiら⁸⁾は衝撃力におよぼす流体の粘性の影響を実験的に調べ $10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ (水は $10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$) 以下では粘性の影響が無視できることを示した。これは球の半径を用いた Reynolds 数では 1 以上の領域に相当し、このことから粘性の影響は無視してもよからう。またSkalakら⁹⁾は流体の非圧縮性の影響を調べ、流体中の弾性波の伝播速度 C_e に対して着水時の物体速度 V が $V/C_e < 0.25$ の場合には圧縮性の影響を無視できることを示した。このことから水に対する C_e は約 1500 m/sec 程度であるため、通常範囲内であれば着水衝撃力に対する流体の圧縮性の影響も十分に無視できる。球体に対するこの粘性および圧縮性の効果については円柱の着水問題に対しても十分拡大適用することができよう。

円柱の着水問題に関してはKarman型の理論を適用した合田ら¹⁾、Kaplanら¹⁰⁾の研究がある。まず合田らはKarmanの理論をそのまま円柱に適用し、着水後も落下速度が一定であると見なして円柱の微小長さ dz に働く力 dF を

$$dF = -\frac{\pi}{2} \rho V^2 D \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) dz \quad (1-2-3)$$

$$\tau = \frac{D}{2V} \quad (1-2-4)$$

で与えた (図 1-2-2(A) 参照)。ここに D は円柱径、 ρ は流体の密度、 V は衝突の瞬

間での円柱の速さ、 τ は円柱が速さ V で円柱の半径を通過する時間である。円柱の微小長さ dz に働く流体力の最大値 dF_{max} を半径 r を用いて表わすと、

$$dF_{max} = \pi \rho r V^2 dz \quad (1-2-5)$$

となる。図1-2-2(B)は式(1-2-3)に基づく dF の時間変化を示したもので円柱が水面に接した時刻($t=0$)に最大値が現われる三角形となることがわかる。

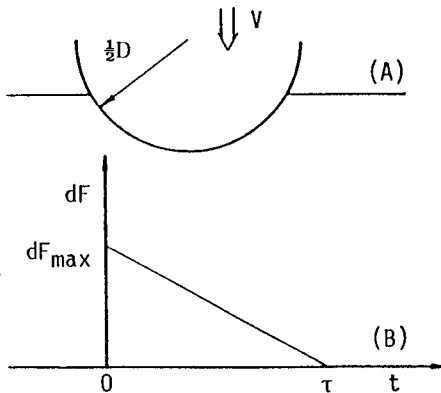


図1-2-2 円柱に対するKarmanモデル

一方Kaplanらは付加質量として Taylor¹¹⁾

によるレンズ状物体の理論値を用いている。その結果、Karman型の式(1-2-3)と時系列は少し異なるが、最大値は式(1-2-5)と同じ結果を与えている。Kaplanの研究は波によって水面の変動する Splash zoneに設置された水平円柱に働くslammingについて調べたもので、同様の研究が Faltinsenら¹²⁾、Daltonら¹³⁾ および Sarpkaya¹⁴⁾によって行なわれた。このうちSarpkayaは式(1-2-5)で与えられる最大値にほぼ等しい実験結果を示し、Faltinsenらは式(1-2-5)中の π よりも $4\pi/3$ が良いとしている。以上の研究はすべてKarman型のものであるが、wetting correctionを行なったWagner型の理論では最大流体力 dF_{max} が

$$dF_{max} = 2\pi \rho r V^2 dz \quad (1-2-6)$$

と表わされ、Karman型の2倍の値になっている。(5), (15), (16), (17)

図1-2-3はArmandら¹⁷⁾が示したWagner型の各理論および数値計算、実験結果を比較したものである。ただしKarmanとWagnerによる理論は最大値のみを示してある。

以上が既往の研究の概要であるが、次にこれまでの研究の問題点について述べてみよう。まずKarman型の理論とWagner型の理論の比較を試みる。まず実験値との比較においてはSarpkaya¹⁴⁾によるU字管を用いた実験が比較的信頼性の高いものと思われるが、これによるとKarman型の値を示している。一方Wagner型の理論はwetting correctionを考慮し、理論的にも種々の方法が論じられている。しかし、実験的な検証に乏しく、現段階ではどちらの理論が現象を適切に表現しているかの判断は難し

い。

また Sarpkaya¹⁴⁾、Armandら¹⁵⁾ は共に流体力が最大値に達するまでの時間（立ち上がり時間）の存在を指摘しており、特に Sarpkaya は構造物の動的応答を求める場合にこの立ち上がり時間が重要であると述べている。この立ち上がり時間の発生原因としては円柱と水面との間の空気による緩衝効果、着水時の連行空気による影響などが考えられている。これについては 2-4節でさらに詳細に検討を加える。

前述のすべての理論は重力の効果を無視している。これは流体の鉛直方向の加速度が重力に比して大きいとの仮定によるものであって、例えば、定常流中の円柱まわりの流れをもとにしてこの仮定を検討してみよう。いま円柱近傍での流体の速度は時間 $\tau = D / 2V$ (円柱の半径が水没する時間) の間に 0 から $2V$ にまで変化する。したがって流体の鉛直方向加速度 $\partial v / \partial t$ と重力の加速度 g との比をとると、

$$\frac{\partial v / \partial t}{g} = O \left(4 \frac{V^2}{gD} \right) \quad (1-2-7)$$

となる。右辺は円柱 Froude 数の 2 乗の 4 倍になっており、これより円柱 Froude 数が大きければ重力は無視できるであろう。しかし wetting correction を考慮する場合には円柱近傍においても水面の上昇量は円柱径よりも小さく、上昇速度も小さいと思われる。すなわち円柱の着水衝撃力は重力の影響を単純に無視することはできず、Froude 数の影響を調べなければならないと考える。

本章では上述の議論より、円柱の着水衝撃力を実験により求め Wagner 型、Karman 型両理論との比較を行なうとともに、立ち上がり時間についても若干の考察を加える。

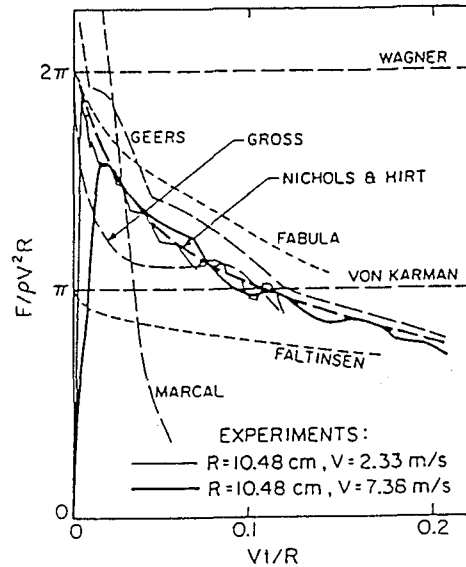


図1-2-3 流体衝撃力の種々の結果¹⁷⁾

そして最後に流体中に気泡が存在する場合の着水衝撃力を調べ、円柱に作用する砕波の波面前面の気泡が砕波波力に及ぼす影響について考察を加えることとする。

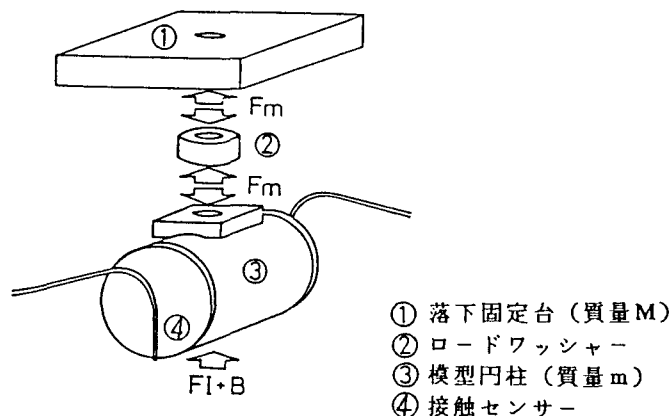


図1-2-4 流体衝撃力に関する実験装置

2-2 実験装置及び解析方法

実験に使用した水槽は鉄製矩形水槽（長さ 140cm、幅 60cm、深さ 50cm）で、模型円柱は外径 $D = 48.6\text{mm}$ 、肉厚 $= 3.5\text{mm}$ の中空鋼製円管であって、その下端には接触センサー¹⁸⁾を取り付けている。この接触センサーは水面と接触した瞬間を感知しうるもので、これにより模型円柱が着水した瞬間と、円柱と水平面との傾きを知ることができる。着水衝撃力は水晶型圧電素子（ロードワッシャー、Kistler社、9021）を用い、図1-2-4 に示すように円柱と落下固定台との間に生じる反力 F_m を測定した。円柱の落下高さは10～50cmの間を種々変化させた。落体円柱の円柱Froude数の2乗 $Fr^2 (= V^2 / g D)$ は 4.0～20の範囲で実験を行なった。測定装置は約 1.8kHz の固有振動数（円柱の半径が没水した状態）を持ち、測定結果にこの振動数が生じた場合には次式で表わされる振動方程式を解いて反力 F_m を求めた。

$$\frac{1}{\omega^2} \frac{d^2 I_m}{dt^2} + 2\gamma \frac{1}{\omega} \frac{dI_m}{dt} + I_m = F_m(t) \quad (1-2-8)$$

ここに I_m は測定装置からの出力であり、 ω は固有角振動数、 γ は減衰係数で 0.01～0.05 の間の値を用いた。なお γ を変化させた場合の着水衝撃力の最大値の変化は十分

小さいことをあらかじめ確かめてある。

本測定装置による測定結果は円柱と落下固定台との間に生じる反力 $F_m(t)$ であるので、これを円柱に作用する衝撃力 $FI(t)$ に変換しなければならない。水面に衝突した時円柱に作用する力は衝撃力 $FI(t)$ と静水圧による浮力 $B(t)$ の2つである。そこで円柱の着水後の速度 $v(t)$ を用いて模型円柱（質量 m ）および落下固定台（質量 M ）について運動方程式を立てると次のようになる。

$$m \frac{dv}{dt} = mg + F_m - FI - B \quad (1-2-9)$$

$$M \frac{dv}{dt} = Mg - F_m \quad (1-2-10)$$

これより FI および dv/dt を求めると

$$FI = \frac{m + M}{M} F_m - B \quad (1-2-11)$$

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{F_m}{M} \quad (1-2-12)$$

が得られる。また浮力 B は静水圧分布の仮定より、

$$B = \rho g l \left[r^2 \cos^{-1} \left(\frac{r-y}{r} \right) - (r-y) \sqrt{2yr - y^2} \right] \quad (1-2-13)$$

と表わすことができる。ここに ρ は水の密度、 l は模型円柱の長さ、 r は模型円柱の半径であり、 y は円柱の最下端と静水面との距離である。いま $t = 0$ で $y = 0$ 、すなわち $t = 0$ で円柱が水面に接したとすると $y = y(t)$ は

$$y = \int_0^t \int_0^t \left(\frac{dv}{dt} \right) dt dt \quad (1-2-14)$$

として求められる。なお円柱の水面接触時の落下の速さ $V (= v(0))$ は自由落下の仮定より

$$V = \sqrt{2gd} \quad (1-2-15)$$

で与えた。ここに d は模型円柱の落下高さである。なお本実験においては dv/dt の時間的变化は非常に小さく、円柱の落下速度 v は着水後もほとんど一定値をとるものと

考えてさしつかえない。

2-3 実験結果と理論値との比較

図1-2-5 は実験により得られた着水衝撃力の時系列の一例を示したものであり、縦軸は衝撃力を $\rho r V^2$ によって無次元化した衝撃力 FI^* ($= FI / \rho r V^2$) を示し、横軸は y/r をとって示してある。落下速度 $v(t)$ が一定のとき y/r は t/τ と同じものを表わすものと考えて差つかえない。この図より着水衝撃力は力が作用し始めてから極めて短い時間で立ち上がり、ピーク値に達することがわかる。この立ち上がり時間は本実験の範囲では0.32msから0.86ms程度であり、全ての実験ケースでこの立ち上がり時間の存在が認められた。ピーク値が現われた直後は、立ち上がり時よりやや穏やかに減少し、 y/r が大きくなるにつれ減少の程度はさらに穏やかになる。なおKarman型の理論では最大衝撃力は $FI^* = \pi$ 、Wagner型では $FI^* = 2\pi$ となる

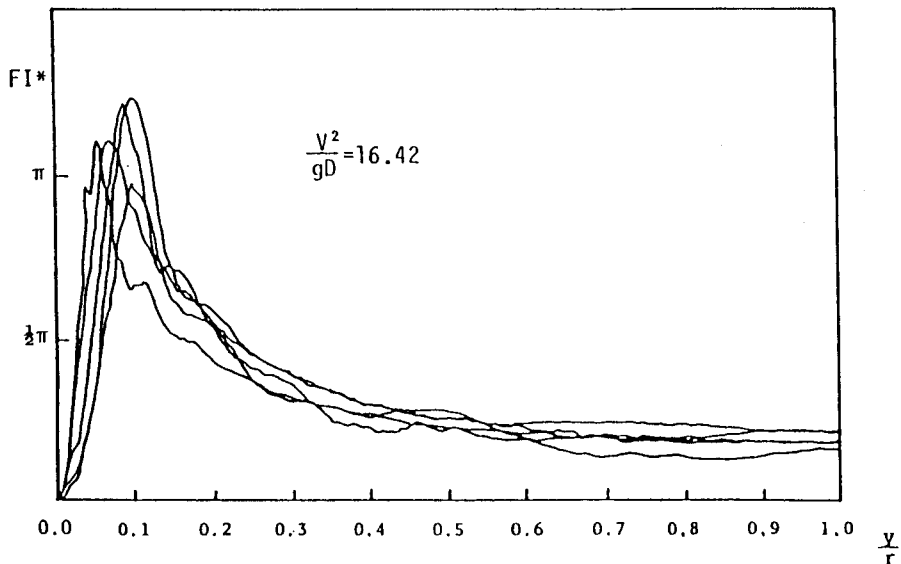


図1-2-5 着水衝撃力の時系列の一例

はずであるが、それを検討したのが図1-2-6である。

図1-2-6は無次元衝撃力のピーク値 FI^*_{peak} と円柱Froude数の2乗である V^2/gD の関係について調べたものである。同図より無次元衝撃力のピーク値 FI^*_{peak} は本実験範囲内で明らかに V^2/gD の関数であり、 V^2/gD の増加とともに FI^*_{peak} も大きくなっている。しかしながら FI^*_{peak} は π の値の周辺で変動しており、このことは V^2/gD が5~20の間ではKarman型の理論の方が現象をうまく説明するという意味を意味していよう。

最後に立ち上がり時間について考察を加える。実験において落下させた円柱は2次元的な着水状態を完全には満たしていない。すなわち図1-2-7に示すように円柱の長軸は水平面とある角度をなした状態で着水する。このように傾いた円柱に作用する着水衝撃力をKarman型の式(1-2-3) および(1-2-4) を修正して以下のように求める。

まず円柱の傾きは円柱が十分に没水するまで変わらないとする。また円柱の着水後の落下速度も本実験ではほぼ一定であったことから、これも円柱が十分に没水するまで着水時の速度 $V(=\sqrt{2gd})$ は一定とみなしうる。さらに円柱の着水時の衝撃力は静止した円柱に平坦で一定の速度 V の水面の衝突によって

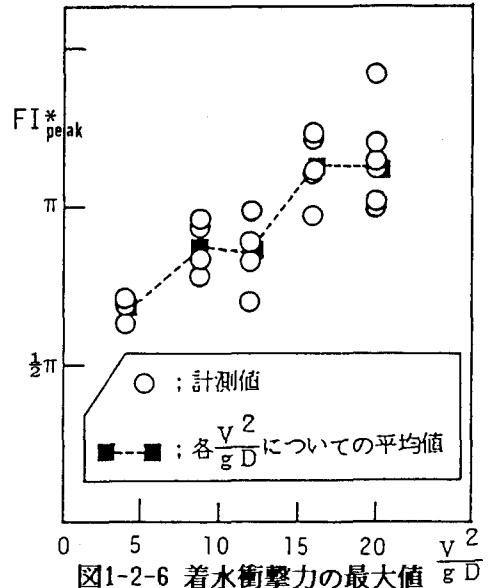


図1-2-6 着水衝撃力の最大値 $\frac{V^2}{gD}$

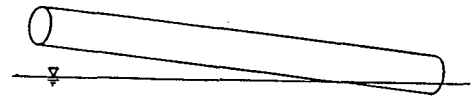


図1-2-7 実験時の円柱の着水状態

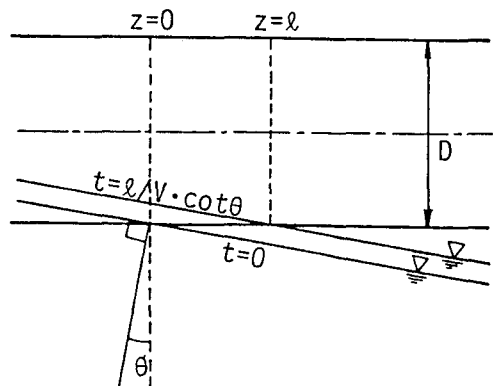


図1-2-8 傾斜円柱の着水モデル

生じる衝撃力と同じものであると考える。すなわち、図1-2-8 で示すように鉛直軸と θ なる角度をもち、一定の速度 V で上昇する水面が $t = 0$ で $z = 0$ の位置で円柱に衝突し、その後角度 θ 、速度 V を一定に保ちながら円柱を通過する状態を着水衝撃力のモデルと考える。いま z 軸方向に区間 $[0, \ell]$ を考え、この区間に働く流体力 F を求めてみる。任意の微小幅 dz に作用する力は式(1-2-3) で与えられるとすると、任意の $z = z$ の位置では水面と円柱の衝突が

$$t = (z/V) \cot \theta \quad (1-2-16)$$

だけ遅れるので、区間 $[z, z + dz]$ に作用する衝撃力 dF は

$$dF = \pi \rho r V^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{z}{V} \cot \theta \right) \right\} \\ \times W \left(t - \frac{z}{V} \cot \theta, \frac{z}{V} \cot \theta + \tau \right) dz \quad (1-2-17)$$

ここに

$$W(t - a, b) = \begin{cases} 1 & a \leq t \leq b \\ 0 & t < a, t > b \end{cases} \quad (1-2-18)$$

となる。式(1-2-17)を $[0, \ell]$ の間で積分する前に、 F 、 t および z を次のように無次元化する。

$$F^* \equiv F / (\pi \rho r^2 V \ell) \quad (1-2-19)$$

$$t^* \equiv t / \tau \quad (1-2-20)$$

$$z^* \equiv z / \ell \quad (1-2-21)$$

これより、 F^* として次式が与えられる。

$$F^* = \int_0^1 \left(1 - t^* + \frac{z^*}{\beta} \right) \cdot W \left(t^* - \frac{z^*}{\beta}, 1 + \frac{z^*}{\beta} \right) dz^* \quad (1-2-22)$$

ここに

$$\beta = (r/\ell) / \cot \theta \quad (1-2-23)$$

である。式(1-2-22)の被積分関数が0以外の値をとるのは式(1-2-18)より

$$z^* / \beta \leq t^* \leq 1 + z^* / \beta \quad (1-2-24)$$

である。従って式(1-2-22)の積分は、 β および t^* の値によって積分する領域が変化する。これに注意して積分した結果を以下に示す。

(i) for $\beta \geq 1$

(a) $0 \leq t^* \leq 1/\beta$

$$F^* = \beta \left(t^* - \frac{1}{2} t^{*2} \right)$$

(b) $1/\beta \leq t^* \leq 1$ (1-2-25)

$$F^* = 1 - t^* + \frac{1}{2\beta}$$

(c) $1 \leq t^* \leq 1+1/\beta$

$$F^* = \frac{\beta}{2} \left(1 - t^* + \frac{1}{\beta} \right)^2$$

(ii) for $\beta \leq 1$

(a) $0 \leq t^* \leq 1$

$$F^* = \beta \left(t^* - \frac{1}{2} t^{*2} \right)$$
 (1-2-26)

(b) $1 \leq t^* \leq 1/\beta$

$$F^* = \beta/2$$

(c) $1/\beta \leq t^* \leq 1+1/\beta$

$$F^* = \frac{\beta}{2} \left(1 - t^* + 1/\beta \right)^2$$

ここで β は円柱の半径 r と円柱の長さ l の比で表わされる円柱が持つ幾何学的な勾配 r/l と水面の勾配 $\cot \theta$ の比を表わしている。 $\beta > 1$ の場合は水面の勾配 $\cot \theta$ の方が円柱の幾何学的な勾配 r/l より大きく、 $\beta = +\infty$ の時に水面が円柱表面と平行、すなわち円柱が傾くことなく水面に衝突する場合に相当する。 $\beta < 1$ は第3章、第4章で述べる円柱に働く碎波衝撃波力の場合には問題となるが、ここで考えている円柱の着水衝撃力の実験では円柱の傾きは小さく、したがって β は十分に大きい。図1-2-9は式(1-2-25)、(1-2-26)を模式的に示したものである。いま問題となる $\beta > 1$

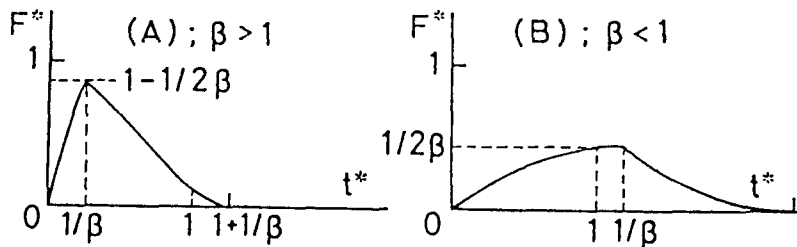


図1-2-9 修正流体衝撃力の時系列

の場合についてみると (図1-2-9(A))、衝撃力 F^* の無次元化された立ち上がり時間は $1/\beta$ である。またその最大値は $1-1/2\beta$ となる。本実験の範囲内では角度 θ は十分に小さく、傾きを考慮したことによる最大値の変化は実験の誤差範囲内に収まる。

図1-2-10はここに示した立ち上がり時間の理論値と実験値の比較を示したものである。理論値に用いた角度 θ は、模型円柱の両端に設置した接触センサーの反応時刻の差 Δt を用いて

$$\cot \theta = \ell / V \Delta t \quad (1-2-27)$$

により求めた。図の横軸は式(1-2-23)と(1-2-27)より求めた理論的な立ち上がり時間 $1/\beta$ であり、縦軸は実験結果より読みとった立ち上がり時間 t_p を τ で無次元表示した $t_p^*(=t_p/\tau)$ である。同図において実験値の方が理論値よりわずかに大きい

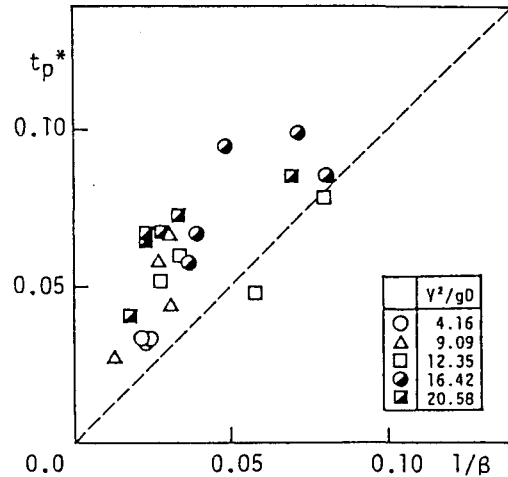


図1-2-10 立ち上がり時間の理論値と実験値の比較

に大きい、おおむねここで導いた水面の傾きを考慮した理論は立ち上がり時間を説明しているといえる。しかし実験値はそのほとんどが理論値より大きく、このことは水面の傾きだけでなく、他の理由も加味して、この立ち上がり時間が現われることを示していることも考えられ、このことは円柱が水面と平行な理想的な着水の状態においても、いくらかの立ち上がり時間が存在することを示唆している。

2-4 構造物の動的応答に及ぼす立ち上がり時間の影響

本節では衝撃流体力の時系列の特徴である立ち上がり時間が構造物の動的応答に与える影響を調べ、立ち上がり時間の工学的な重要性を考察しておこう。

衝撃流体力はまずその作用時間が波の周期に比べて非常に短いことがその重要な特性である。しかし衝撃流体力を受ける構造物の設計の際には、構造物内に生じる応力度が重要な要素となり構造物の安全性を支配することから、構造物の固有周期のス

ケールから衝撃流体力の作用時間を評価しなければならない。例えば構造物の固有周期に比べて波の周期が十分に長ければ波による変動外力は静的外力として考えることが可能であり、また逆に構造物の固有周期が衝撃流体力の作用時間に比して十分大きければ衝撃流体力は力積だけで評価することができる。

次に問題となるのはどのようなモードの構造物の動的応答を考えるかということである。例えば固定式の海洋ジャケットを例にとると、構造物全体の解析に対して10種類以上の振動モードがあり、それぞれに固有周期が異なる。さらに各部材のみの振動モードであるとか、各部材断面内の振動モードまで考えると1つの海洋ジャケットは $10^0 \sim 10^{-3}$ sec 程度の様々な固有周期を持っていることになる。それではどのような周期の振動モードに対して動的応答を考慮する必要があるのか、動的応答を考慮することによって外力としての衝撃流体力の評価がどのように変化するかを調べてみる。さらに前節で示した衝撃流体力の時系列に現われる立ち上がり時間が動的応答に与える影響についても検討を加えることとする。

まず衝撃流体力の時系列は現在のところ明確ではないので次式で与えられるようなモデルを用いることにする。

$$F(t^*) = F_\alpha \cdot \tanh^2 \alpha t^* \cdot e^{-3t^*} \quad (t^* \geq 0) \quad (1-2-28)$$

この衝撃流体力の時系列のモデル $F(t^*)$ は α を変化させることによって立ち上がり時間 t_p^* を変化させることができる。ここで t^* 、 t_p^* はKarmanモデルによる衝撃力の作用時間 $\tau (=D/2V)$ で無次元化された時間および立ち上がり時間で、 $t^*=1$ は τ 時間が経過したことを意味する。また F_α は、 $F(t_p^*)=1$ となるように定められた係数で α の値によって変化する。図1-2-11に $t_p^*=0.3, 0.1, 0.01$ の場合の $F(t^*)$ を示してある。

このような時系列の衝撃流体力に対する構造物の動的応答は構造物を1自由度の振動系にモデル化することによって次式で評価できる。

$$\frac{d^2 \chi^*}{dt^2} + \omega^{*2} \chi^* = \omega^{*2} F(t^*) \quad (1-2-29)$$

ここに $\omega^* = 2\pi f \tau$ で衝撃力の作用時間 τ で無次元化された構造物の固有角振動数、 f は構造物の固有振動数で(1/sec)の次元をもつ。また外力項 $F(t^*)$ は最大値が1と

なるように正規化されているので、 X^* は動の変位と静的変位の比を示すものである。

図1-2-12はこの X^* の最大値 X_m^* (動的応答倍率) を示したもので、通常の共振曲線と同様 $f\tau$ の関数として示してある。図中には $t_p^*=0.3, 0.1, 0.01$ および $t_p^*=0$ の4つの場合の X_m^* (実線) と力積で衝撃力を与えた場合 (破線) が示されている。

$t_p^*=0$ の場合は式(1-2-28)のかわりに

$$F(t^*) = e^{-3t^*} \quad (t^* \geq 0) \quad (1-2-30)$$

を用いたものであり、力積によるものは次式を用いて評価した。

$$F(t^*) = K \delta(t^*) \quad (1-2-31)$$

ここに $\delta(t)$ は Dirac のデルタ関数、 K は力積であり、ここでは Karman model による

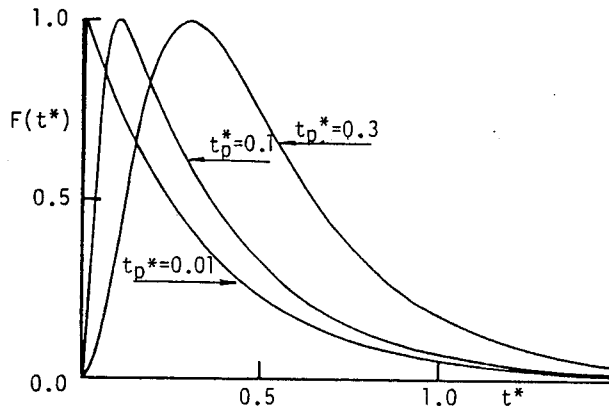


図1-2-11 モデル衝撃流体力の時系列

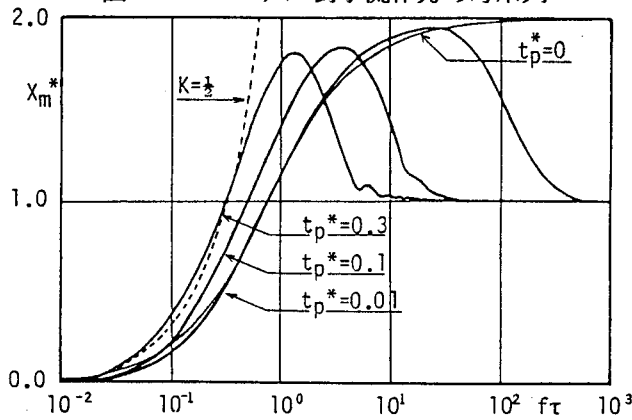


図1-2-12 動的応答倍率に及ぼす $f\tau$ と t_p^* の影響

$K = 1/2$ を用いている。

まず力積で与えた破線による結果は $f \tau < 3 \times 10^{-1}$ において実線で示す他の場合とほぼ同様な傾向を示しており、この範囲では衝撃流体力は力積のみで評価できるものと考えられる。次に $f \tau$ の十分大きな所では $t p^* = 0$ を除いて X_m^* は 1 に近づいており、これは構造物が衝撃流体力に対して静的な応答をすることを示している。 $t p^* = 0$ の場合には $f \tau$ が大きくなるにつれて $X_m^* = 2.0$ に漸近しており、 $f \tau \rightarrow \infty$ の極限において $X_m^* = 2.0$ の値を示す。これは $t^* = 0$ の瞬間に衝撃流体力が 0 から有限値（この場合は 1.0）へと jump するために生じる現象である。現在提案されている円柱に作用する衝撃流体力の理論的時系列は全てこの jump 現象を含んでいる。また前説で提案した円柱の傾きを考慮した修正理論では立ち上がり時間が存在するが、その時系列は $t^* = 0$ 、 $t^* = 1/\beta$ で折れ曲っており（図 1-2-9 参照）、この折れ曲りによって同様な現象が生じるため、式(1-2-24)を外力として用いても、 $f \tau \rightarrow \infty$ において $X_m^* = 2.0$ となる。数学的には $f \tau \rightarrow \infty$ において $X_m^* = 1.0$ となるのは、外力 $F(t^*)$ およびその時間微分値 $dF(t^*)/dt^*$ が $-\infty < t^* < \infty$ において連続な場合であり、この場合は $f \tau$ が十分大きな所で構造物は静的応答をする。式(1-2-28)はこの条件を満たしている。しかし $F(t^*)$ または $dF(t^*)/dt^*$ が不連続点を持つ場合には $f \tau \rightarrow \infty$ で $X_m^* > 1.0$ となる。最後に $10^{-1} < f \tau$ についてみると X_m^* は $f \tau$ の値によって 0.3~1.8 と大きく変化している。また立ち上がり時間 $t p^*$ による X_m^* の差異も大きい。例えば $f \tau = 10^0$ の場合を見てみると、 $t p^* = 0.3$ は $X_m^* = 1.75$ 、 $t p^* = 0.01$ の場合には 1.15 と約 6 割ほど $t p^* = 0.3$ の方が大きい。しかし $f \tau = 10^1$ の場合には $t p^* = 0.3$ は $X_m^* = 1.03$ 、 $t p^* = 0.01$ は 1.9 と $t p^* = 0.01$ の方が 9 割も大きくなっている。

以上のことより構造物の動的応答を考えると衝撃流体力の時系列の特性は動的応答倍率に強い影響を与え、特に立ち上がり時間と時系列のなめらかさが重要な要因であるといえよう。

現在、海岸・港湾構造物はそのほとんどが静的設計法を用いて設計されている。しかし衝撃流体力はその作用時間の短さから構造物に動的応答を生ぜしめる。したがって碎波波力に対する設計においては構造物の固有振動数、あるいは各部材の固有振動数と作用時間の関係から動的応答を考慮して設計を行わなければならない場合、あ

るいは動的応答を考慮することにより設計外力を低減することができる場合もあり、衝撃流体力の時系列特性を明らかにすることは動的応答設計のために極めて重要であり、今後の研究課題の1つといえよう。

2-5 衝撃流体力に及ぼす混入気泡の影響

本編の課題である円柱に作用する碎波衝撃波力を考える場合、碎波の前面に含まれる気泡が碎波衝撃波力に及ぼす影響は解明すべき課題の1つにあげられよう。本章では静水面に着水する場合の円柱に作用する衝撃流体力を取り上げているが、碎波の前面に含まれる気泡に関しては未解決な部分が多く、この問題を直接議論することが難しいので、本節においては気泡が混入する水面に着水する円柱に作用する衝撃流体力を取り上げ、気泡が果たす役割の基礎的性質を明らかにすることとする。

気泡が混入した流体の運動に関してまず考えられることは、みかけの流体密度の低下である。しかし一般の気液混相流の特性がみかけの流体密度の低下だけで説明しうるかどうかは現在のところ明確ではない。特に衝撃流体力に関して気泡によるみかけの密度の低下を考えてよいものかどうかについては過去に調べられた例はない。

次に考えられる気泡の影響としては気泡が圧潰することによる新たな衝撃力の発生である。しかしこの気泡の圧潰に関しては以下に述べるように実際には考える必要がない。津田¹⁹⁾によるとまず気泡の圧潰と呼ばれるのは高圧力の液体中で発生した気泡に見られる現象で、この場合の気泡径の時間的变化は図1-2-13に示すように短周期の周期的変化を示す。ここに横軸は時間を示し、縦軸は気泡の直径を示している。時間の単位は気泡の直径を音速で通過する時間で 10^{-7} secのオーダーである。ここで

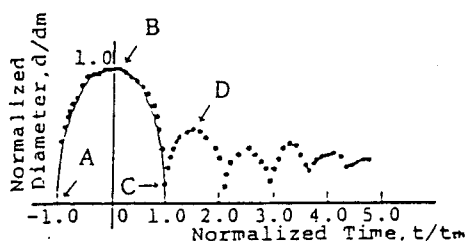


図1-2-13 気泡径の時間的变化¹⁹⁾

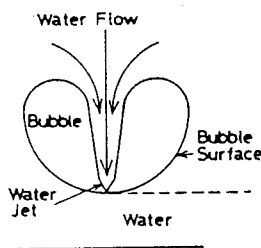


図1-2-14 マイクロジェットの発生状態¹⁹⁾

の特徴的な変化として、気泡径が極小値を示す前後（図中C点）で時間変化曲線が折れ曲っているのがわかる。すなわち気泡径が極小になった時に気泡が縮小から膨張へと突然変化する。この瞬間が圧潰と呼ばれる現象であり、空気中で泡が壊れる現象とは全く異なる現象である。この圧潰時に発生する衝撃力には2種類の機構があり、1つは気泡の縮小から膨張への変化に伴って液体中に弾性波が生じるもの、他の1つは壁面近傍での圧潰時に気泡が図1-2-14に示すようにドーナツ型に変形し、その中央部の穴から壁面に向かって液体の jet（マイクロジェットと呼ばれる）が形成され、この jet が壁面に衝突することによって生じる衝撃圧力である。

津田の実験では最大直径 $d_m=1\text{cm}$ 程度の衝撃波による圧力は直径 d_m の円内の平均圧力として最大 2.5MPa の値が得られている。後述する実験の気泡径が最大で 0.4cm程度であるので、この衝撃波による力は1つの気泡当り31.4N (3.2Kgf) の力が作用することになる。これは 2-3節での実験で得られた値と同程度となる。ただしこの値は気泡が最大直径時に壁面にほぼ接した状態でのみ現われる。気泡が壁面から離れている場合には距離の3乗に逆比例して圧力が減少する。後述する実験における時系列を詳しく調べてみてもこのような大きな力が作用したとは認めがたい。jetが形成された場合の圧力は局所的には 100MPa と大きい、作用面積は $1/400 \pi d_m^2$ 程度であるので衝撃波によるものより1桁小さな力になる。

実験においてこのような気泡の圧潰による衝撃力が現われなかった理由としては、(i)作用時間が極端に短く(数 μsec)力積としては小さな値になるので影響が現われなかったこと、(ii)気泡径に比して円柱径が小さく気泡が横方向へ流れて圧潰が生じないこと等が考えられる。まず気泡圧潰による衝撃圧の作用時間は、最大でも数 μsec (10^{-6}sec)であるので力積そのものは衝撃流体力による力積に比して1/10000程度のオーダーとなる。この程度の力積では本実験で用いた計測装置では測定不可能である。一方(ii)の理由に関しては円柱の径が大きくなれば圧潰が生じる可能性が高くなると考えられる。しかし、例えばFroude則によりスケールを20倍したとすると円柱の単位長さ当りに作用する衝撃流体力は400倍(20²倍)となるのに対し、気泡の径は実際の海で生じる気泡と本実験で用いた気泡では大差がないと考えられる。したがって圧潰による衝撃力は先に述べた値と同程度であろう。また力積に関し

でも同様とみなせるので構造物のスケールが大きくなる程圧潰による衝撃力は相対的に小さくなり無視することができる。

次に見かけの密度変化について実験的に調べることにする。気泡は水槽底部より4本のロングストーンにより定常に発生させた。気泡の直径は水面近傍で約3~4mmでありロングストーンに送る単位時間当りの空気量に関係なくほぼ一定であった。また水面近傍では直径10cmの円内で気泡はほぼ均等に分布していることを写真解析により確かめてある。ロングストーンより流出する空気量は単位時間単位面積当り 49.2, 37.7, 24.6, 23.5, 10.2 cc/cm²分であり、円柱の落下高さは 30, 40, 50cm の3種類を用いている。

まず衝撃流体力の時系列についてみると図1-2-15に示すように気泡量が多い程立ち上がり時間が長くなりなだらかな時間変化を示すようになる。また最大値も気泡量が多い程小さくなる傾向がうかがえる。この時系列からはすでに述べたように気泡の圧潰による衝撃力の影響は全く見られなかった。

次に見かけの密度の低下について検討してみると、水底で発生した気泡は浮力および抗力を受けながら上昇し、浮力と抗力が等しくなると一定速度で上昇するようになる。そこで速度が一定となった水深 h_1 での断面Iを図1-2-16のように定める。ここで断面II'は気泡がない状態での静水面、断面IIは気泡により上昇した水面、 η_0 は最大水面上昇量、 ρ_I 、 ρ_{II} はそれぞれ断面I、IIにおける水の見かけの密度、 ρ は気泡のない場合の水

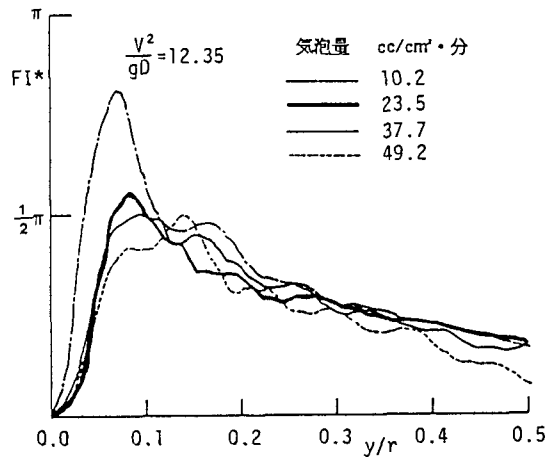


図1-2-15 気泡がある場合の
衝撃流体力の時系列

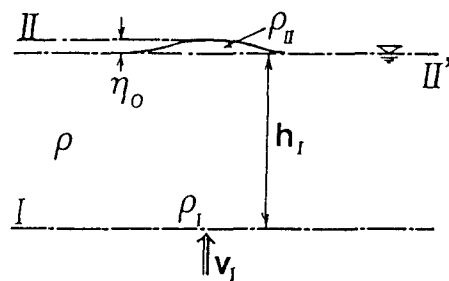


図1-2-16 みかけ密度の算定方法

の密度である。気泡の上昇によって引き起こされる水の上昇速度を気泡の上昇速度と等しいとみなして断面 I において v_I とする。断面 I、II についてベルヌーイの式を立てると、

$$-\rho_I g h_I + \frac{1}{2} \rho_I v_I^2 + P_I = \rho_{II} g \eta_0 \quad (1-2-32)$$

ここで断面 I における圧力 P_I に対して静水圧 $\rho g h_I$ を仮定すると、

$$\rho_{II} = \frac{(\rho - \rho_I) g h_I + 1/2 \rho_I v_I^2}{\eta_0 g} \quad (1-2-33)$$

が得られる。次に一定速度 v_I で上昇する気泡の形状を半球状と仮定し気泡に働く浮力と抗力は等しいという仮定より、

$$\rho g \frac{2}{3} \pi r^3 = C_D \rho v_I^2 \frac{1}{2} \pi r^2 \quad (1-2-34)$$

が得られ v_I が求まる。ここで抗力係数 C_D としては半球状に対する値 (0.31) を用いた。最後に ρ_I は断面 I において測定した単位時間、単位面積当りを通過する気泡量 Q を用いて

$$\rho_I = \rho - Q/v_I \quad (1-2-35)$$

で求められる。式(1-2-34)、(1-2-35) より求めた v_I 、 ρ_I を式(1-2-33)に代入することにより水面近傍でのみかけの密度 ρ_{II} が求められる。

図1-2-17はこの水のみかけの密度 ρ_{II} と実験で得られた気泡量 Q の関係を示したもので図中の白丸が ρ_{II} である。また図中の黒四角は衝撃流体力より求めた水のみかけの密度である。すなわち気泡がある場合の円柱に働く衝撃流体力の最大値を気泡がない場合の衝撃流体力の最大値で除した値である。この場合当然のことながら同じ落下高さ d における実験結果を用いて

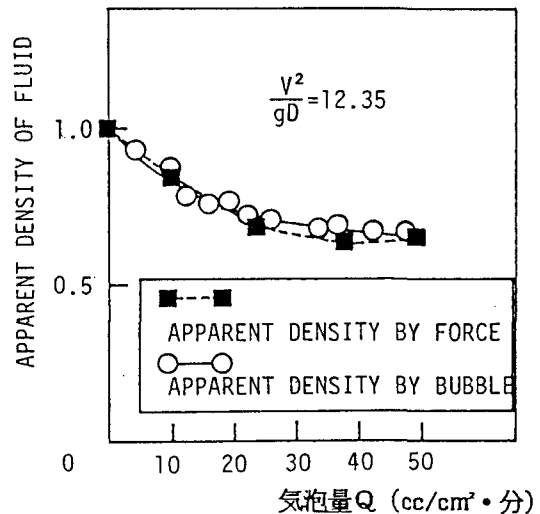


図1-2-17 気泡による流体衝撃力の低減

る。同図より衝撃流体力より求めたみかけの密度は気泡量から求めたみかけの密度と非常によく一致しており、気泡がある場合の衝撃流体力の低減は水のみかけの密度の低下により十分説明できるものと考えてよからう。

本実験では気泡が鉛直方向にもほぼ一様に分布しており、これは円柱に作用する碎波衝撃波力とは状況が少し異なっている。実際の碎波波面には確かに気泡が見られるが、碎波点近傍においてこの気泡は表層に集中し、内部に気泡はほとんど見られない。従ってみかけの密度の低下に伴う衝撃流体力の低減が期待できるのは円柱と波面の接触直後に限られる。すなわち実際の碎波衝撃波力が碎波に伴う気泡によって低減されるのは気泡が厚く波面前面を覆うbore型の碎波あるいは碎波後に波がさらに汀線に近づきbore状になった場合に限られるであろう。

2-6 結語

本章では円柱に作用する碎波衝撃波力の基本的力学モデルである落下円柱の静水面着水に伴う衝撃流体力について論議した。まず既往の研究を整理して、その問題点を指摘するとともに実験によって $v^2/gD = 4 \sim 20$ の範囲ではKarman型のモデルによって衝撃流体力をほぼ評価しうるが、衝撃流体力は v^2/gD の関数でもあり、さらに詳しい研究が必要であることを示した。また衝撃流体力の時系列に立ち上がり時間が存在することを確認するとともに、水面と円柱の主軸が平行でない場合の衝撃流体力の修正式を提案し立ち上がり時間の説明を試みた。しかし実際の衝撃流体力の立ち上がり時間は修正式による立ち上がり時間より長く、水面と円柱の主軸が平行な理想的着水時においても立ち上がり時間が現われる可能性があることを示した。また立ち上がり時間が構造物の動的応答を考える際非常に重要な要素となることに言及するとともに、流体中に気泡がある場合には流体のみかけの密度の低下にとまなう衝撃流体力の低減が生じること、および気泡の圧潰による衝撃力は無視できることを明らかにした。

第3章 鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力

3-1 既往の研究

碎波の作用を受ける円柱に働く衝撃波力を取り扱った研究は比較的少なく、著者の知る限りにおいてはHall²⁰⁾(1958)による実験的研究が最初である。Hallは碎波波高の2乗に比例する力として碎波衝撃波力を表わし、CERCはこれを受けて碎波に対しては抗力係数として通常の2.5倍の値を用いるように示唆している。

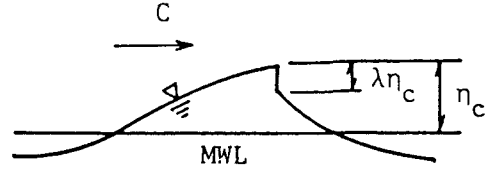


図1-3-1 碎波モデルの波形¹⁾

合田ら¹⁾はまず碎波の波形を図1-3-1のようにモデル化し、 $\lambda \eta_c$ で示される部分が鉛直な水壁であると仮定し、この水壁が円柱に衝突する際に円柱の着水時の衝撃流体力が作用すると仮定してモデル同定している。この際Karman型のモデルを用い、着水時の円柱の落下速度 V_0 のかわりに碎波の波速 C_b を用いて、最終的に円柱に働く衝撃碎波波力 F_i として、

$$F_i = \frac{\pi}{2} \rho C_b^2 D \lambda \eta_c (1-t/\tau) \quad (1-3-1)$$

を与えた。ここに λ は碎波巻き込み率と呼ばれるもので、合田らは実験により

$$\lambda = \begin{cases} 0.4 & \text{for plunging breaker} \\ 0.1 & \text{for spilling breaker} \end{cases} \quad (1-3-2)$$

なる値を提案している。

Honda and Mitsuyasu²⁾、Apelt and Piorewicz²¹⁾は沖波波高 H_0 の2乗に比例する力として衝撃碎波力を表わし、Honda and Mitsuyasuは沖波波形勾配 H_0/L_0 と海底勾配 i 、Apelt and Piorewiczは沖波波形勾配と円柱径沖波波高比 D/H_0 をパラメータとして整理し実験式を提案している。

Wiegel²²⁾は現地実測より碎波巻き込み率 λ として0.1の値を報告している。一方Tanimotoら²³⁾は傾斜円柱を取り上げ、碎波巻き込み率 λ と海底勾配・沖波波形勾配比 $i/(H_0/L_0)$ の関係を実験により示すとともに不規則波による実験を行ない不規則波に対する碎波巻き込み率を示している。

これらの実験的な研究に対して Keijeldsen^{24), 25)} は碎波時の波面形状とその時間変化の特性について研究を進め数値計算によって沖波碎波を求め、これより円柱に作用する沖波碎波波力を求めようとした一連の研究を行なっている。

第1章概説の所でも述べたように円柱に作用する碎波衝撃波力の研究は (i) 碎波特性の把握の困難さ、特に碎波時の波面の形状および運動の未解明、(ii) 円柱に作用する衝撃流体力特性の研究の不十分さ、(iii) 衝撃的な力の計測技術の未開発などの理由により進展の遅れている分野である。

初期のHallによる研究、Honda ら、Apelt らの研究は先の(i)、(ii)の理由から単純に実験式を求めたものであるが、碎波自体の運動機構と衝撃流体力の機構に対する考察に欠け実験式の適用範囲に疑問が残されている。一方碎波巻き込み率を求める研究(代表的なものに合田¹⁾の研究)では衝撃流体力の基本的な機構は考慮しているが、碎波衝撃波力の鉛直方向分布等の詳しい情報が全て碎波巻き込み率に含まれているため、さらに詳しい検討の発展性が見い出せない。逆に Keijeldsenの研究は碎波に関しては詳しい検討が行なわれているが衝撃流体力の発生機構に対する検討が不足しているといえよう。

そこで本章ではまず詳しい碎波衝撃波力の特性を調べるために新しい碎波衝撃波力の測定装置を開発し、構造物の動的応答を考慮するのに必要な碎波衝撃波力の時系列の特性を明らかにする。ついで碎波衝撃波力の鉛直方向の分布特性を求めその特性を調べる。そしてこれらの結果を用いて、従来十分な解析が行なわれていない碎波巻き込み率と円柱の設置ならびに碎波の形態との関係を明らかにする。

3-2 実験装置および実験方法

図 1-3-2に実験で用いた碎波衝撃波力の計測用模型円柱と半リング型波力センサーを示す。模型円柱は高さ25cm、直径 7cmの鋼製円柱(図 1-3-2(A))の中央部5ヶ所に切り込みを設け高さ1.0cm、厚さ0.6cmの半リング型波力センサー(図1-3-2(B)斜線部)を取り付けたものである。センサーの両端には直径 5.6cmの孔が設けられており、この部分の歪を計測することにより図中矢印で示した方向に働く碎波局部衝撃波

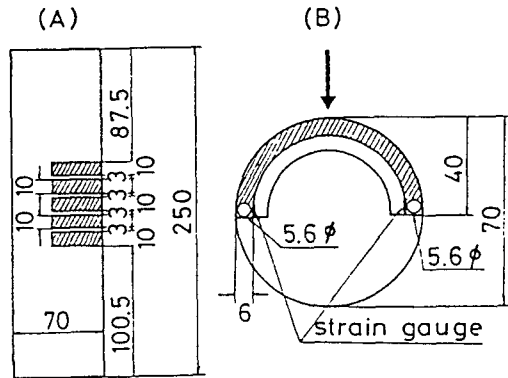


図1-3-2 計測用模型円柱と波力センサー

力が求められる。自由振動実験の結果、センサーの固有振動数は約2.0kHzであった。また自由振動は正弦減衰振動を示し、1自由度の振動方程式でその振動特性を十分に表わすことができる。以上のことにより本実験で用いた碎波局部波力センサーは400Hz程度までの変動外力に対しては外力の最大値の4%以下の誤差で計測が可能である。また模型円柱に作用した波の波速、波形等は16mm高速度シネカメラにより水槽側方より200コマ/秒で撮影した結果より解析するようにし、そのため16mm高速度シネカメラは碎波局部波力センサーと同期させ、両者の比較ができるようにした。

半リング型波力センサーの特性と円柱に作用する碎波衝撃波力の基本的特性を調べるために予備実験として孤立波を用いた実験を行なった。実験波は気圧式孤立波発生装置を用いて発生させ、水槽（幅0.7m、深さ0.95m、長さ26m）内に設けた1/30の一樣勾配斜面上で碎波させた。碎波点における最大波頂高 η_b は12cmで一定とした。円柱は碎波点より岸側15cmの地点に設置した。この予備実験の結果は主実験の結果とともに次節で述べることとする。

主実験は規則波を用いて次の要領で行なわれた。まず碎波は水槽内に1/15、1/30の2種類の一樣勾配斜面上に設置することにより生ぜしめた。また、円柱は一ヶ所に固定し、円柱設置位置での水深は7cm、10cmの2種類について行なった。実験に用いた波は、規則波で周期1.0~2.5secの範囲で数種類の周期を固定し、同一周期の波について波高を変化させることにより碎波点を円柱沖側から岸側まで変化させて設置位置の

効果を調べることにした。

写真解析の結果、本実験で用いた波は円柱を通過する前後で波形の変化が小さく、ほぼ相似形の波形を有するものがほとんどであったため、上記写真解析より得られた波峰の水平方向移動速度をもって波速とした。得られた波速は多少のばらつきはあるが、孤立波第二次近似解の波速の理論値とほぼ一致していることが確かめられ、解析の際、波速としてはこの理論値を用いた。なお、碎波点の決定は写真解析より波峰近傍に気泡の発生した瞬間の波頂位置をもって碎波点とした。

また予備実験の結果は次節においてのみ用い、3-4節以後は規則波を用いた主実験の結果について述べる。

3-3 碎波局部衝撃波力の時系列特性

a) 孤立波による実験結果

図 1-3-3に孤立波実験により得られた碎波局部衝撃波力の時系列の1例を示す。図中に現われている細かな振動は雑音であるが、求めるべき現象に非常に高い周波数成分による変動が含まれている可能性があるため除去せずに記録に残してある。この時

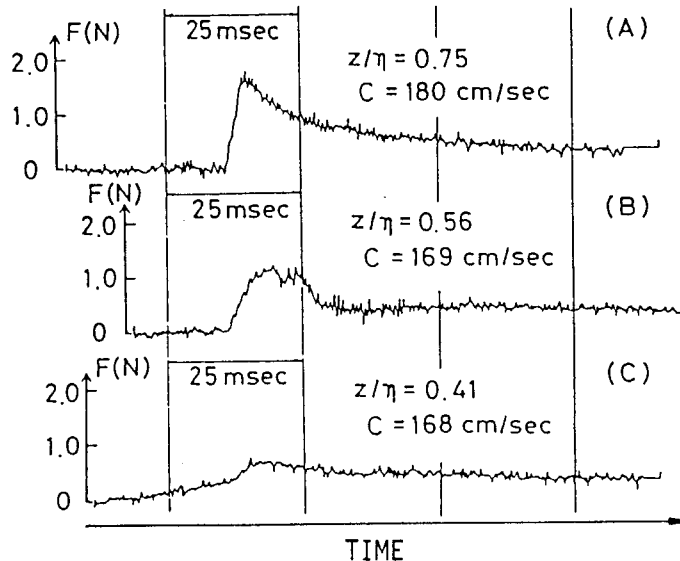


図1-3-3 孤立波による碎波局部衝撃波力の時系列

系列には半リング型波力センサーの固有振動数である約2.0kHzの振動は現われていない。このことは碎波衝撃波力に対して測定装置が静的に应答していることを示す。ここに示した例はKarman型理論による衝撃力作用時間 τ がほぼ20msecであるので第2章図1-2-12に示した動的応答倍率の図において本波力センサーは $f\tau = 40$ に相当し、 $t_p^* \leq 0.1$ の時系

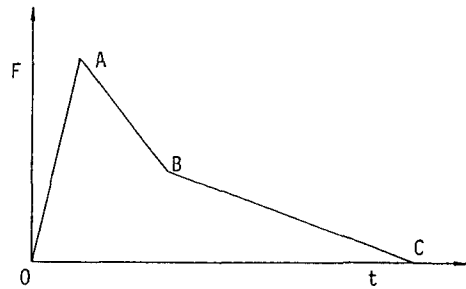


図1-3-4 実験結果の時系列の模式図

列に対して静的な応答を示す範囲にある。実際、図中(A)の立ち上がり時間は約3msec程度であり $t_p^* = 0.15$ となるため本実験で得られた結果は正確な碎波衝撃波力の絶対値を示すものといえる。図中の z/η はセンサー取り付け部の相対設置高さを示している。ここに z : 静水面よりセンサー中央部までの距離、 η : センサーに碎波衝撃波力が作用し始めた瞬間における静水面からの碎波波頂高である。なお図中のCは前述の波面速度を示す。図1-3-3(A), (B), (C)はそれぞれ z/η が0.75, 0.56, 0.41の場合の記録であるが、 z/η の最も高い図1-3-3(A)においては碎波局部衝撃波力の時系列が合田らの示した三角形に近い形を示しているのに対し相対設置高が低くなるにつれて三角形型の時系列の特徴である急激な立ち上がりが見られなくなる。特に(C)の $z/\eta = 0.4$ では衝撃波力の存在は全く見られない。構造物の設計においては図1-3-3(A)のタイプのような碎波衝撃波力が重要と考えられるが、このような衝撃力の現われる位置は相対設置高 z/η が0.5から0.7前後の領域であり、この領域での碎波局部衝撃波力はこの(A)のタイプの時系列が一般的である。この(A)タイプの時系列の一般特性を模式的に表わすと図1-3-4のように示すことができよう。すなわち碎波局部衝撃波力の作用開始後2~8ミリ秒程度の短い時間に急激に立ち上がり最大値に達する(図中区間OA)。最大値が現われた後10数ミリ秒の間比較的早く減少し(区間AB)、その後は緩やかに減少し波力はゼロに戻ってしまう(区間BC)。この時系列においてピーク点Aは明確であるが、減少部での勾配の変化点Bは明確でない場合もある。この区間OBが先の衝撃流体力に相当するものと考えられる。また碎波局部衝撃波力の立ち上がりの開始からゼロに戻るまでの時間

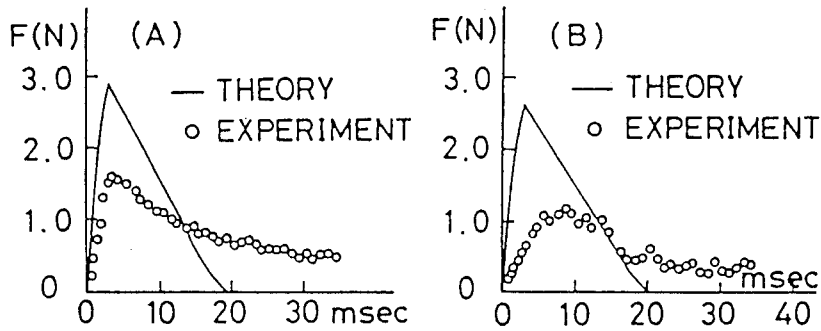


図1-3-5 修正衝撃流体力と碎波局部衝撃波力の比較

(区間OC)はセンサーに波が作用している時間と一致していることから、この緩やかな勾配の部分は碎波衝撃波力の一部としてではなく、いわゆる抗力に類似した波力と考えられる。第2章で示した円柱の着水時の流体衝撃力の時系列とその特性が若干異なっている(特に区間AC)のはこのためと考えられる。

図1-3-5は第2章で示した水面と円柱の傾きを考慮して修正した流体衝撃力の式(1-2-24),(1-2-25)と図1-3-3(A)と(B)に示した実験結果を比較したものであり、図1-3-5(A),(B)は図1-3-3(A),(B)と対応している。理論式に用いた着水速度 V と水面と円柱のなす角度 θ は16mmフィルムより読みとった波面の進行速度および角度を用いている。図1-3-5(A)においては最大値が現われるまでの立ち上がり時間に対する実験値と理論値はほぼ一致しているが、絶対値については大きな差異を示す。また(B)については絶対値も異なり、立ち上がり時間についても十分一致しているとは言い難い。これらの差異の原因としては波力式そのものの精度、波面の乱れや気泡などとともに、波面速度や傾きの不正確さも考えられよう。この波面速度や傾き、すなわち碎波の波形の時間的な変化は実験によって正確に求めることが難しく、第2章の理論をそのまま用いることができないので、以下では実験結果を中心に碎波衝撃波力の特性を調べることにする。

b) 規則波による局部衝撃波力の時系列特性

実験により得られた局部衝撃波力の時系列の一例を図1-3-6に示す。この例は、plunging型碎波の波に対して碎波点から岸側11.6cmの所に、円柱が設置された場合の

5個の波力センサーによる同時記録であり、図中の z/η は図1-3-5と同じく各波力センサーの位置を示している。局部衝撃波力の時系列は先に示した孤立波による実験結果と類似し、力が0からピーク値になるまでの立ち上がり時間のきわめて短い衝撃波力の様子が示されている。しかし、衝撃波力特性は z/η の大きい位置、すなわち波峰に近い点ほど顕著であり、同時にその作用開始時刻も遅れていくことがわかる。しかし、各作用位置において力がピークとなる時刻（以後ピーク時刻とする）はその作用位置 z/η にかかわらずほぼ同時に現われる。図

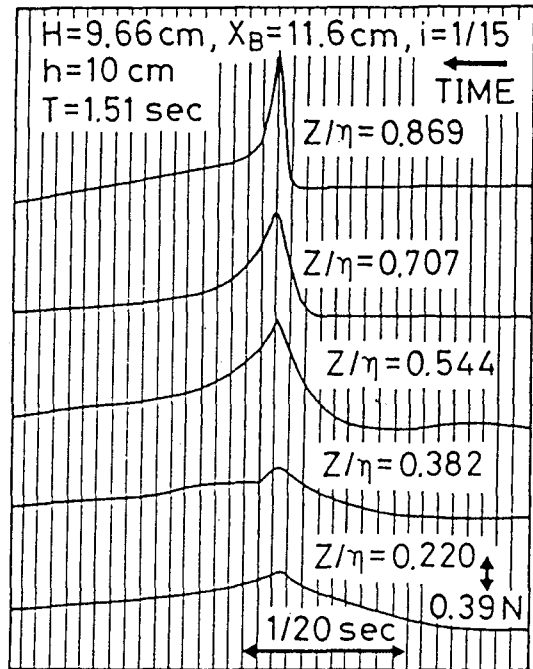


図1-3-6 碎波局部衝撃波力の同時記録

1-3-7はこの実態を明らかにするために波力の作用位置別による作用開始時刻とピーク時刻の差異を示したものであり、図中白丸、黒丸はそれぞれ作用開始時刻、ピーク時刻を示している。図中横軸には各時刻を落体問題における衝撃力の作用時間 $\tau = D/2C$ （ここに D は円柱径、 C は波速）と波の周期 T で無次元化した2つの時間 t/τ と t/T を上下に示してある。またその原点は各局部衝撃波力のピーク値の

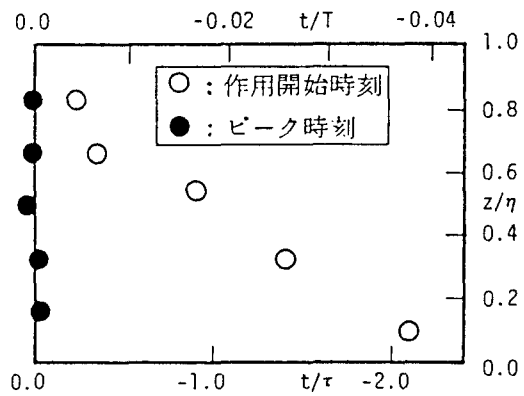


図1-3-7 ピーク時刻と作用開始時刻

うち、最大値を示した作用位置におけるピーク時刻をとって示したものである。この図からわかるように、局部衝撃波力の作用開始時刻に比べ作用位置によるピーク時刻

の差異はきわめて小さく、局部衝撃波力の鉛直方向分布を考える場合においても各作用位置におけるピーク時刻を同時と見なしてピーク値だけを論議しても差しつかえない。また作用位置の低い場合、その立ち上がり時間は合田の衝撃力作用時間 τ の2倍程度となっており、作用時間 τ が速度 C をもつ自由表面が波力センサーに接触する瞬間と作用開始時刻がほぼ同時と見なせることから、ピーク時刻においては半リング型波力センサーが静水圧による力の成分も同時に検出していることになる。従ってこの静水圧による力を補正しなければ衝撃波力そのものを評価することはできない。次節においてこの補正方法について述べておく。

3-4 実験値の補正について

図1-3-8(A)はピーク時刻における円柱近傍の水面形状を模式的に示したものである。今この図において円柱前面から中心を切る水面を平面と仮定し波力センサーの中心線から水面までの高さを z' とすれば、静水圧は $\rho g z'$ で表わすことができ、波力センサーが検出する全静水圧力 F_s は波力センサーの幅を b_s として次式のように表わされる。

$$F_s = \int_0^{\pi} \rho g z' b_s \sin \alpha \frac{D}{2} d\alpha \quad (1-3-3)$$

図1-3-8(B)は各局部衝撃波力のピーク値から式(1-3-3)による静水圧 F_s を差し引いた力 F_p と F_s との比較を示したものであって、縦軸には波力の作用位置 z/η 、

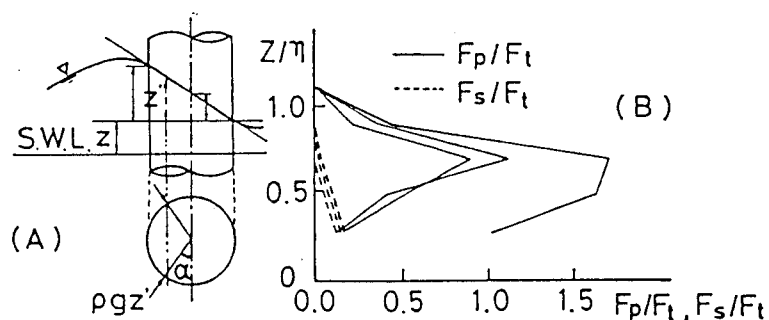


図1-3-8 実験値の静水圧補正

横軸には F_s , F_p を合田らによる衝撃波力の最大値 $F_t = \pi / 2 \rho C^2 D$ で無次元化した値を示している。 F_p / F_t の図は鉛直方向分布を示したものとみなせる。この図より波力センサーが検出する静水圧 F_s は F_p に比して小さいと思われるが、本論文ではこの静水圧を補正した値 \bar{F}_p の連続した3波による平均値 \bar{F}_p をもって局部衝撃波力のピーク値と見なし、入射波の円柱前面における波高 H 、および作用位置 z / η についても3波の平均値を用いることにする。

3-5 碎波局部衝撃波力の鉛直方向分布とその最大値

図1-3-9(A), (B) にspilling型碎波、plunging型碎波の2種類の波による碎波局部衝撃波力のピーク値 \bar{F}_p / F_t の鉛直方向分布を示す。図中の○□△記号は碎波点から見た円柱の設置位置 X_B を示し、それぞれ碎波点より岸側、碎波点近傍、沖側に円柱が設置されている場合である。この図より碎波形式にかかわらず円柱の設置位置 X_B が碎波点より沖側から岸側へと移行するにつれて \bar{F}_p / F_t が大きくなり、一方碎波形式によってもその絶対値が大きく異なっている。このように円柱の設置位置および碎波形式が、碎波局部衝撃波力の特性に大きな影響を与えることは設計において十分注意しなければならない事実であろう。しかしながら、その鉛直分布の形状は同じ碎波形式であるならばほぼ相似形を保っており、特にplunging型碎波の場合(図1-3-9(B))にはこの傾向が顕著である。このことから \bar{F}_p / F_t の鉛直分布中の最

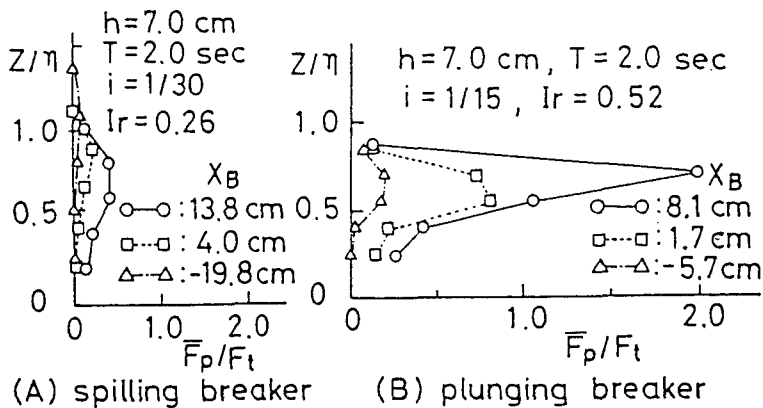


図1-3-9 碎波局部衝撃波力の鉛直分布

大値 $\overline{F_{pmax}}/F_t$ の特性によって碎波局部衝撃波力の特性を代表せしめることができると考えられるので、以下にこの最大値について論議を進めていこう。

図1-3-10は局部衝撃波力の鉛直分布中の最大値 $\overline{F_{pmax}}/F_t$ の作用位置 z/η とその絶対値の関係を示したものである。図中の記号は先に述べた碎波形式を定量的に評価するためにSurf-similarity parameter $I_r = i/(H/L_0)^{1/2}$ を用いて実験値を分類表示したもので $I_r > 0.5$, $0.5 > I_r > 0.3$, $0.3 > I_r$ がそれぞれplunging型、中間型、spilling型の碎波を示している。

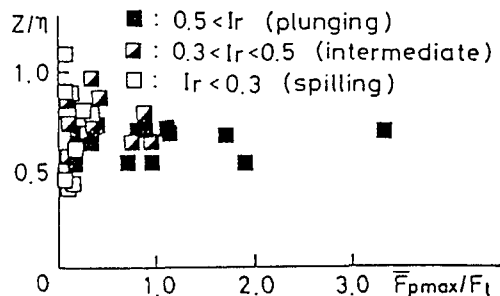


図1-3-10 $\overline{F_{pmax}}/F_t$ と z/η の関係

なお、ここで I_r に用いた波高は円柱前面の波高であり、Battjes²⁶⁾の碎波型分類と値が異なるのはこの波高の差異によるものである。図1-3-10より鉛直分布中の最大値 $\overline{F_{pmax}}/F_t$ の大きな場合ほどその作用位置は $z/\eta = 0.6 \sim 0.7$ に集中していることがわかる。また $\overline{F_{pmax}}/F_t$ が大きな波はplunging型に集中し、小さなものはspilling型に多い。

一般に物体に働く流体力は流体粒子の速度の2乗あるいは加速度に比例した形で与えられる。一方、最近の碎波に関する数値計算^{27), 28), 29), 30), 31), 32)}、あるいは碎波時の水粒子速度の測定³³⁾ などから碎波時には波峰近傍で水粒子速度が最大値を生じると言われており、この両者を考え合わせると、波峰近傍で最大の流体力が働くと考えられがちである。しかし図1-3-9、図1-3-10から見て円柱に作用する碎波波力に関してはこの考え方は成立しないことは明らかである。このことから碎波衝撃波力を水粒子速度のみで評価することはできない。

図1-3-11は鉛直分布中の最大値の円柱設置位置による変化を示したもので縦軸に $\overline{F_{pmax}}/F_t$ をとり、横軸には碎波点から円柱前面までの距離 X_B を円柱設置位置での波長 L で無次元化した相対設置位置 X_B/L をとって示してある。図中 $X_B/L > 0$ は碎波点より岸側、 $X_B/L < 0$ は沖側に円柱が設置されていることを表わしている。なお図中の記号は図1-3-10と同様 I_r による分類を示している。これより碎波点より沖

側に円柱が設置された場合には碎波型にかかわらず、合田の理論値の 1/2 以下の値を示している。しかし、円柱が岸側にある場合には plunging 型碎波による局部衝撃波力は急激に大きくなり、合田の理論値の 3.3 倍もの値を示す場合も生じている。一方、spilling 型碎波については、碎波点の岸・沖側による明確な差異は見受けられず、合田の理論値の 1/2 を上回る結果は得ら

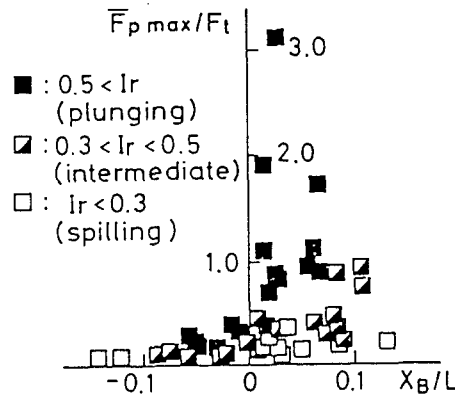


図1-3-11 $\bar{F}_{p\max}/F_t$ と X_B/L の関係

れなかった。また、中間型は $X_B/L < 0.1$ においては碎波後 $\bar{F}_{p\max}/F_t$ の値が増加する傾向にある。以上のように、碎波局部波力は、その円柱設置位置および碎波型 (I_r の値) によって大きく異なり、特に plunging 型碎波の場合にはその最大値の推定に注意を必要としよう。

3-6 円柱に働く碎波全衝撃波力と全波力

a) 碎波全衝撃波力と碎波巻き込み率

3-3(b) で述べたように局部衝撃波力のピーク値はその作用位置にかかわらずほぼ同時に現われており、図 1-3-9 に示したような局部衝撃波力の鉛直分布を積分して求めた値は鉛直円柱全体に作用する碎波全衝撃波力のピーク値を与えるものと考えてきつつかえない。本論文では図 1-3-9 の \bar{F}_p/F_t をその計測範囲に関して作用位置 z/η で積分することより無次元全衝撃波力 F^*_{IP} を求めた。また局部衝撃波力の鉛直分布の特性より $z/\eta = 0$ および $z/\eta = 1$ で $\bar{F}_p/F_t = 0$ と見なせることから F^*_{IP} を次式のように表わしうる。

$$F^*_{IP} = \int_0^1 \bar{F}_p / F_t \, d(z/\eta) = \int_0^\eta \frac{\bar{F}_p}{1/2 \pi \rho C^2 D \eta} \, dz \quad (1-3-4)$$

合田モデルによる碎波衝撃波力の最大値は $\pi/2 \rho C^2 D \lambda \eta$ として表わせることか

ら、これを式(1-3-4) と比べることにより次式が得られる。

$$F_{IP}^* = \lambda \quad (1-3-5)$$

すなわち本論文で求めた無次元全衝撃

波力 F^*_{IP} は合田による碎波巻き込み率 λ と同じものを意味するものと解釈できよう。図1-3-12はこの F^*_{IP} の円柱設置位置 X_B/L による変化を示したもので、図中の記号は前述のものと同様碎波形式を表わしている。 F^*_{IP} の X_B/L による変化特性は図1-3-11に示した

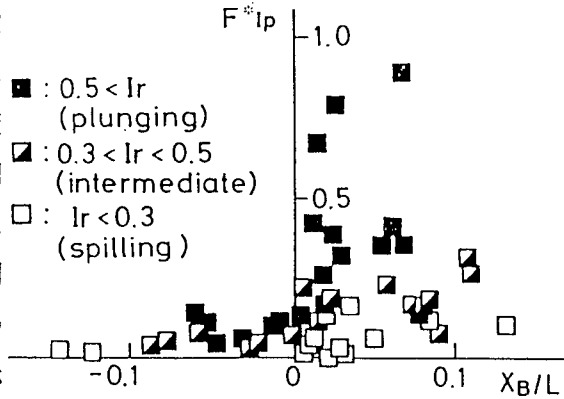


図1-3-12 F^*_{IP} と X_B/L の関係

した局部衝撃波力の最大値 $\overline{F_{pmax}}$ / F_t の X_B/L による変化によく似てお

り、これは局部衝撃波力の鉛直分布がその大きさにかかわらずほぼ相似形を保っていることから当然の結果といえよう。一方 F^*_{IP} を式(1-3-5) に従って碎波巻き込み率 λ と解釈すると、式(1-3-2) に示したようにspilling型には $\lambda = 0.1$ 、plunging型には $\lambda = 0.4$ といった値が提案されているが、 λ は I_r および X_B/L によって大きく変化し最大 0.9もの値を示すことがわかる。このような従来の λ の値と本実験結果との差異の原因としては本実験結果が動的応答を含まない直接的な計測値から求めた結果であるのに対し、従来の結果は合田モデルを仮定した上で求められる動的応答倍率を用いて動的応答値から逆算されていることによるためと考えられる。従って、合田モデルを用いて実構造物を設計するためにこの碎波巻き込み率 λ の I_r および X_B/L による変化の力学的な機構を求めておく必要がある。

b) 碎波近傍の波による全波力

一般に円柱に作用する波力の算定には抗力項および慣性力項の和として表されている Morison公式が用いられている。この慣性力は MacCamy-Fuchsの回折理論³⁴⁾ による圧力を小口径の仮定を用いて円柱まわりに積分することにより導かれ、この際円柱まわりの水位差により生じる静水圧の効果は積分により0となり Morison公式には現

われてこない。しかし、碎波近傍の波では波形の非対称性が大きく円柱前後面の水位差は十分大きい。従って円柱に作用する全波力に対する静水圧の効果は無視し難い。また Morison公式中の抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M に上記静水圧の効果をも含める方法も考えられるが、このような領域での C_D 、 C_M の算定もきわめて難しい。従って本論文では円柱に作用する静水圧の効果を中心に述べるように別途考慮し、円柱に作用する全波力は Morison公式による波力、碎波全衝撃波力、静水圧の効果の3種の流体力の和として表わそうと考えた。ここでの静水圧の効果は3-3節で述べたものと同様の方法で推算する。すなわち衝撃波力のピーク時刻において円柱の水面による切断面が円柱前後面における水位で決定される平面であると仮定する。静水面から水面までの高さを η_z とすると図1-3-3(A)に示したものと同様の方法で静水圧による力 F_{sp} を次のように求めることができる。

$$F_{sp} = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} D d\alpha \int_{-h}^{\eta_z} g(\eta_z - z) \sin \alpha dz \quad (1-3-6)$$

また、Morison公式による波力 F_{mor} は水粒子速度、加速度として波速の計算に用いた孤立波理論による値を用い、 C_D 、 C_M はそれぞれ1.5、2.2の値を用いて計算により求めた。また碎波全衝撃波力 F_{IP} は式(1-3-4)を変形して次のようになる。

$$F_{IP} = \int_0^{\eta} \bar{F}_p dz = \frac{1}{2} \pi \rho C^2 D \eta F_{IP}^* \quad (1-3-7)$$

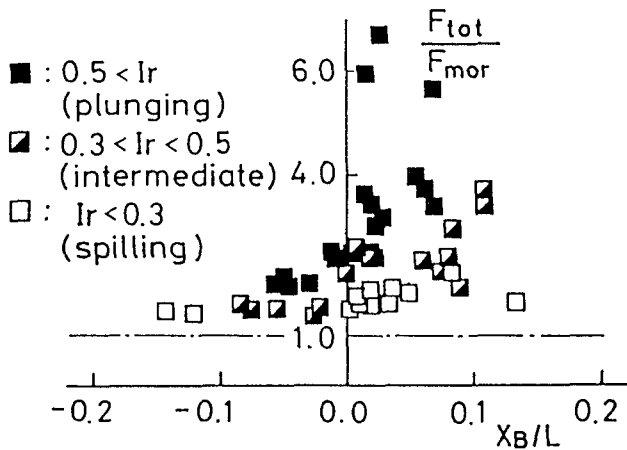


図1-3-13 碎波近傍の円柱に働く全波力

以上より円柱に作用する全波力 F_{tot} は次式で示される。

$$F_{tot} = F_{mor} + F_{IP} + F_{Sp} \quad (1-3-8)$$

図1-3-13は縦軸に F_{tot}/F_{mor} 、横軸に X_B/L をとり、両者の関係を I_r によって整理したものである。ここで F_{mor} は1波中の最大値を用いている。この図より F_{tot}/F_{mor} は最大で 7.0もの値を示し、碎波近傍の構造物設計においては Morison公式のみによる算定が非常に危険な結果を与え、碎波衝撃波力を正確に評価することが重要であると考えられる。

3-7 結語

鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力の特性を実験的に求め、以下のような知見を得た。

- (1) 碎波局部衝撃波力の時系列に関する定性的な特性は水面と円柱主軸の傾きを考慮した修正流体衝撃力式(1-2-24)、(1-2-25)でほぼ説明できる。
- (2) 碎波局部衝撃波力の時系列中のピーク値はその作用高さとは無関係にほぼ同時刻に生じる。したがって円柱全体に作用する碎波全衝撃波力は各碎波局部衝撃波力のピーク値を鉛直方向に積分することにより求められる。
- (3) 碎波衝撃波力の鉛直方向分布は $z/\eta = 0.6 \sim 0.7$ を頂点とする三角形分布であり、波頂近傍と静水面近傍でほぼ0となる。またこの特性は碎波形式、円柱の設置位置の変化にかかわらずほぼ一定である。
- (4) $z/\eta = 0.6 \sim 0.7$ に現われる鉛直方向分布中の最大値は碎波形式（または Surf-similarity parameter）と碎波点から見た円柱設置位置によって大きく変化し、碎波点より少し岸側に位置した場合の構造物に plunging型碎波が作用した時、最も大きい波力を示す。
- (5) 碎波巻き込み率 λ は鉛直分布における最大値とほぼ同様の傾向を示し、plunging型碎波が作用し、円柱が碎波点より少し岸側に設置された場合に λ の最大値が現われ、その値は 0.9にも達することがある。
- (6) Morison 型の波力、静水圧、碎波衝撃波力を加え合わせた円柱に作用する全波

力は Morison 型の波力の最大 7 倍にも達することがあり、碎波波力の作用する場合の構造物設計を Morison 式でのみ設計することは極めて危険といわざるをえない。

第4章 碎波衝撃波力の数値計算法

4-1 斜面上碎波解析に関する問題点

円柱に作用する碎波衝撃波力に関する研究の難しさは円柱に働く流体衝撃力の力学的機構が正確に求められていないこと、および同時に碎波自体の水理学的特性が解明されていないことにも起因する。すでに円柱の着水時に生じる流体衝撃力（碎波衝撃波力の力学モデル）に関しては第2章で議論し、鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力に関しては第3章でその実態を明らかにした。また、第3章では碎波時の波面形状（特に波面の傾き）と波面の進行速度が正確に与えられた場合に碎波衝撃波力の推定の可能性を示した。そこで本章では碎波時の波の水理学的特性を求める数値計算法を開発し、碎波衝撃波力を推算するために必要な波面の角度（波面形状）と波面の進行速度を求め碎波衝撃波力の推算を試みる。

第3章において示したように、碎波衝撃波力は碎波形態によって大きく変化するが、またこの碎波形態は水底の形状によっても変化する。特にリーフ上あるいは潜堤上のように、水深の急変によって碎波する場合と一様斜面上での碎波とではその特性の異なることが従来の研究においても明らかにされている。また最近注目されている深海域の碎波も、当然斜面上碎波とは異なった特性を示すであろう。このような様々な条件下の碎波に対して、実験でもってすべての碎波状態を把握することは難しい。従って本章で開発する数値計算法は、任意の水底形状に対して適用しうるものを目的としている。斜面上の波動場に関する解析、数値計算は数多く行なわれている。そのほとんどは自由表面の運動学的境界条件を水面変動量と (x, t) を用いて鉛直2次元 (x, y) において

$$\zeta_t + u \zeta_x - w = 0 \quad (1-4-1)$$

と表現している。ここで u 、 w はそれぞれ水平、鉛直方向の水粒子速度であり、添字 t 、 x はそれぞれ t 、 x に関する偏微分を示す。この式(1-4-1)はplunging型碎波において存在する鉛直に切り立った水面に対して非常に厳しい条件を課すことになる。この点に関しては次節で詳述するが、この理由から、従来の方法ではplunging型碎波の波面形状を求めることが非常に難しく、従来の研究のほとんどが本章での目的に適

さない。

波峰近傍での突出した水面形状を表現しうる方法としては MAC法あるいは境界要素法を用いた方法がある。MAC法は基本的に N-S方程式を有限差分法で解く方法であるので碎波帯内などの乱れや渦の存在する領域を取り扱うのに適した方法であるが、流体内部まで節点を設ける必要があり、計算の際に非常に大きな容量を必要とする。また自由表面の運動学的境界条件を厳密には取り扱えないという欠点もある。一方、境界要素法による方法は、自由表面の境界条件を厳密に満足し、計算の容量も MAC法に比して小さい。しかし基礎式は速度ポテンシャルを仮定した連続式であることから、碎波帯内の流体運動に対しても渦なしの仮定を強いることになる。

本研究の目的が碎波時の水面形状を求めることであるので、自由表面の境界条件を厳密に取り扱える点を重視して境界要素法を用いた計算手法を用いることとする。

境界要素法による碎波計算手法は Longuet-Higginsら²⁷⁾、Vinje ら²⁸⁾ が独立に開発している。Longuet-Higgins らは深海域での規則波を対象とし一波長分の領域だけを考え、この領域を円形に写像した平面上で解を求めている。なお、この場合にグリーン関数として基本解を用いている。これに対して Vinjeらは複素速度ポテンシャルによる表示を用い物理平面上での解を求めている。彼らも深海波を対象としているが不規則波を微小振幅波による重ね合せで表現し、不規則波中の深海碎波を求めている。Newら²⁹⁾ は Longuet-Higginsらの手法を有限一様水深場に拡張し、Kioka³⁰⁾ はこれを物理平面上で解いている。

これらの解は全て微小振幅波による解を初期条件として求められており、実験結果等による検証が必要と思われるが、著者の知る限り Kejeldsen³¹⁾ が碎波形式との定性的な比較を行なったにすぎない。また一様斜面上の波に関しても、plunging型碎波の波形の計算例も報告された例はない。本研究で用いる手法はDonaldら³²⁾ の提案した手法と同一のものであるが、波動場へ適用した例はまだ見当たらない。詳細な理論および計算手法は次節以後で述べる。

4-2 波動場の初期値境界値問題としての解釈

いま速度ポテンシャル $\varphi = \varphi(x, y, t)$ が存在する非圧縮、非粘性の流体で満たされた2次元単連結の閉領域 Ω 内の非回転流れを考える。ここで (x, y) は直交固定座標系で、 y 軸は鉛直上向きを正とすると任意点での流体の水平および鉛直方向の速度 $u = u(x, y, t)$ 、 $w = w(x, y, t)$ は速度ポテンシャル φ を用いて

$$(u, w) = \nabla \varphi \quad (1-4-2)$$

で与えられる。また非圧縮性流体の質量保存則より

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (1-4-3)$$

が成り立つ。ここで $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ である。2次元問題に関する基本のグリーン関数を用いてグリーンの公式を式(1-4-3)に適用すると次式を得る。

$$C_p \varphi(x_0, y_0, t) = \int_S \{ -\varphi (\ln R)_n + \varphi_n \ln R \} dS \quad (1-4-4)$$

ここで

$$C_p = \begin{cases} 0 & (x_0, y_0) \notin \Omega \\ \pi & (x_0, y_0) \in S \\ 2\pi & (x_0, y_0) \in \Omega, \notin S \end{cases} \quad (1-4-5)$$

$$R = \{ (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \}^{1/2} \quad (1-4-6)$$

式(1-4-4)はストークスの定理を用いて面積分を線積分に変換して求められたものであり、この時境界 S は連続かつ滑らかでなくてはならない。ところが実際に境界要素法を用いる領域はこの条件を満たしていない。例えば本章で取り扱う斜面上の碎波の問題では打線で水面と水底が交わり、境界はここで折れ曲り、滑らかではない。このように滑らかでない境界を有する領域にストークスの定理を用いるとある種の特異性が生じ、式(1-4-4)は厳密な解とはいえない。この特異性の影響については研究が進められているが、その影響についてはまだ明らかにされていない³⁵⁾ ことから、本

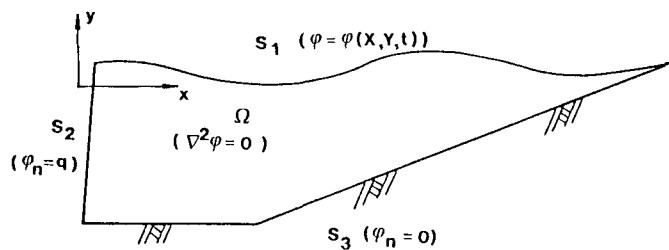


図1-4-1 計算領域と座標軸の定義

章では従来と同様この特異性を無視して境界要素法を用いることとする。

本研究では図 1-4-1に示すような2次元の領域 Ω を考えることにする。

まず水理学的な境界条件について考えよう。 S_3 は水底であり静止しているのでその境界条件は常に次式で示される。

$$\varphi_n(x, y, t) = 0 \quad \text{on } S_3 \quad (1-4-7)$$

また S_2 は造波板のように運動する不透過壁面であるので、壁面の外向き法線方向の運動速度 $q(x, y, t)$ により

$$\varphi_n(x, y, t) = q(x, y, t) \quad \text{on } S_2 \quad (1-4-8)$$

で与えられる。

次に自由表面(水面) S_1 上での力学的境界条件は、圧力 $p = p(x, y, t)$ に対して

$$p(x, y, t) = -\sigma k(s, t) \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-9)$$

で与えられる。ここに σ は表面張力係数で水面の場合(水と空気の界面)には 0°C で 0.728N/m の値をとり、 k は自由表面の曲率で次式で定義される。

$$k = \left(-\frac{dX}{ds}\right) \left(\frac{d^2Y}{ds^2}\right) - \left(\frac{d^2X}{ds^2}\right) \left(\frac{dY}{ds}\right) \quad (1-4-10)$$

ここに s は曲線 S_1 の打線から測った長さであり、 $X(t)$ 、 $Y(t)$ は水面上の粒子の x 、 y 座標値である。通常、表面張力は無視して考えられているが、plunging型砕波のように突出した曲率の大きな水面を有する流体場に対してはこの表面張力を無視するとことに疑問が残される。ここで次式で示される圧力方程式

$$\varphi_t + \frac{1}{2}(\nabla \cdot \varphi)^2 + gY + \frac{1}{\rho}p = 0 \quad (1-4-11)$$

を用いると、式(1-4-9)は

$$\varphi_t + \frac{1}{2}(\nabla \cdot \varphi)^2 + gY = \frac{1}{\rho}\sigma k \quad (1-4-9)'$$

と表わすこともできる。なお添字 t は時間による偏微分値であることを示す。

一方、運動学的境界条件は

$$\frac{Dp}{Dt} = -\sigma \frac{Dk}{Dt} \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-12)$$

あるいは

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= \varphi_x \\ \frac{dY}{dt} &= \varphi_y \end{aligned} \right\} \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-13)$$

ただし

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \varphi_x \frac{\partial}{\partial x} + \varphi_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (1-4-14)$$

で表わされる。なお全微分 d/dt はラグランジュ微分を示し、物理的には式(1-4-14)と同じものである。従って式(1-4-10)および式(1-4-13)より、式(1-4-12)の右辺は

$$-\sigma \frac{Dk}{Dt} = -\sigma \left\{ \frac{d\varphi_x}{ds} \frac{d^2Y}{ds^2} + \frac{dX}{ds} \frac{d^2\varphi_y}{ds^2} - \frac{d^2\varphi_x}{ds^2} \frac{dY}{ds} - \frac{d^2X}{ds^2} \frac{d\varphi_y}{ds} \right\} \quad (1-4-15)$$

で与えられる。

ここで式(1-4-1) で与えられる運動学的境界条件と、式(1-4-12)の相違について述べておく。まず表面張力を無視 ($\sigma = 0$) し、式(1-4-9) ' から φ が ζ の関数であることに注意して ζ_t, ζ_x を求め、式(1-4-1) の左辺に代入し、オイラーの運動方程式と圧力方程式を用いて整理すると

$$\zeta_t + \varphi_x \zeta_x - \varphi_y = -\frac{Dp}{Dt} / p_y \quad (1-4-16)$$

を得る。 $p_y \neq 0$ の場合には式(1-4-1) と式(1-4-12)は運動学的境界条件として同じ意味になる。しかし水面が直立しているような状態では、自由表面上で圧力が一定であることから $p_y = 0$ となる。この場合に式(1-4-1) を要求することは、式(1-4-16)の右辺の分母が0であることから、非常に厳しい条件を課すことになる。これは従来の波の解析が砕波点近傍で成功していない理由の一つであろう。逆に式(1-4-12)は力学的にも自然な境界条件となっている。なお式(1-4-17)の表現はラグランジュ流の表現であり、例えば plunging型砕波の突出部が前方の水面に突っ込む場合のように、2つ以上の水面が交錯する場合を除いて、正確に運動学的境界条件を表現している。

図 1-4-1についてはすでに述べたように S_2, S_3 上で φ_n 、 S_1 上で φ が与えら

れれば流体の運動は一義的に定まる。ここで問題となるのは境界の形状、特に S_1 の形状（水面の形状）と S_1 上の φ をいかに与えるかである。（ S_2 の形状および S_2 上の φ_n に関しては、造波板の運動あるいは入射波の条件等を考慮して単純に与えることにする。）

式(1-4-13)に着目すると、これは水面の位置（ S_1 の形状）に関する一階の常微分方程式であるので、 S_1 上の φ に関して同様な式を考えてみると次式を得る。

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{2} (\nabla \cdot \varphi)^2 - g Y + \frac{1}{\rho} \sigma k \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-17)$$

この式は式(1-4-9)'を用いて求めている。さらに X, Y, φ の2階微分値について考えると、まず X, Y については次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 X}{dt^2} &= \varphi_{xt} + \varphi_x \varphi_{xx} + \varphi_y \varphi_{xy} \\ \frac{d^2 Y}{dt^2} &= \varphi_{yt} + \varphi_x \varphi_{xy} + \varphi_y \varphi_{yy} \end{aligned} \right\} \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-18)$$

また φ の2階微分値は式(1-4-13)と式(1-4-18)を用いて

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \varphi_x \frac{d^2 X}{dt^2} + \varphi_y \frac{d^2 Y}{dt^2} - g \varphi_y + \frac{\sigma}{\rho} \frac{Dk}{Dt} \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-19)$$

となる。ここで右辺第4項は式(1-4-15)で与えられる。

式(1-4-18)右辺第1項は速度ポテンシャル φ の時間偏微分値 φ_t に関する項であり、これまでの議論では φ_t は未知関数である。そこで φ_t を求めるために、連続式(1-4-3)を時間について偏微分した次の式について考える。

$$\nabla^2 \left(-\frac{\partial}{\partial t} \varphi(x, y, t) \right) = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (1-4-20)$$

φ_t は φ と同様ラプラスの方程式を満足するので、グリーンの公式(1-4-4)で φ を φ_t と書きかえることにより

$$C_p \varphi_t(x_0, y_0, t) = \int_S \{ -\varphi_t (\ln R)_n + \varphi_{tn} \ln R \} ds \quad (1-4-21)$$

が得られる。これを解くことにより、式(1-4-18)中の $\varphi_{xt}, \varphi_{yt}$ を求めることができる。つぎに式(1-4-20)の境界条件を、図 1-4-1 について考えてみる。まず水底の条件式(1-4-7)は任意時刻について成り立つので φ_t についても

$$\varphi_{tn} = 0 \quad \text{on } S_3 \quad (1-4-22)$$

また運動境界 S_2 については

$$\varphi_{tn} = \frac{dq}{dt} \quad \text{on } S_2 \quad (1-4-23)$$

また水面 S_1 については力学的境界条件式(1-4-9) ' より

$$\varphi_t = -\frac{1}{2} (\nabla \cdot \varphi)^2 - g Y + \frac{1}{\rho} \sigma k \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-24)$$

で与えられる。境界の形状は φ に関するものと同じであるので、結局、図 1-4-1 に示すような波動場に関して φ と φ_t に関する基礎方程式は S_1 上で関数値 φ 、または φ_t 、 S_2 、 S_3 上で法線方向微分値 φ_n または φ_{tn} を境界条件として与えられ、数学的には同種の境界条件で同じ方程式を解くことになる。

なお Donald ら³²⁾ は表面張力を無視した形でこれらと同じ定式化を行なっている。その他の研究者らは、式(1-4-13)、(1-4-17)の1階微分値のみを用いて計算を行なっている。また後述する数値計算においては $\sigma = 0$ の場合のみを取り扱うこととする。

4-3 数値計算手法の定式化

a) 境界要素法

式(1-4-4) に示されるグリーンの公式を与えられた境界条件のもとで解くための境界要素法について説明しておこう。式(1-4-4) は φ と φ_t について交換可能であるのでここでは φ について説明する。まず境界形状を近似表現するためにいくつかの線分を用いる。この線分は要素と呼ばれ、その両端を節点と呼ぶ。この要素上で求めるべき関数値 φ とその法線方向微分値 φ_n は線形に変化するものとした。すなわち線形要素であり、ある節点上で決定すべき (または与えられるべき) 値は図1-4-2 に示すように j 番目の節点上での関数値 φ^j 、 j 番目の要素 S^j に対する節点 j での法線方向微分値 $\varphi_{n^{j+}}$ および $j-1$ 番目の要素 S^{j-1} に対する法線方向微分値 $\varphi_{n^{j-}}$ の3つである。もとの境界が十分に滑らかで要素長が十分に短ければ隣り合う要素のなす角度 Γ は小さく $\varphi_{n^{j+}} = \varphi_{n^{j-}} (= \varphi_{n^j})$ と考えてよい。従って一般の節点上で、 φ^j およ

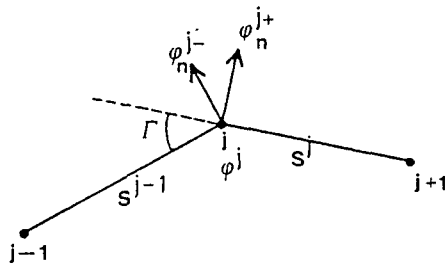


図1-4-2 節点上の未知数

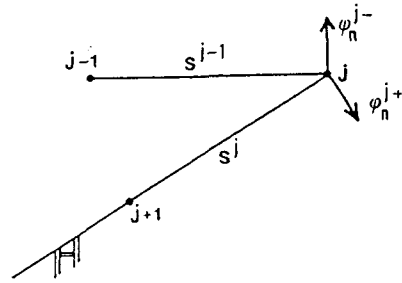


図1-4-3 かど点の処理方法

び φ_n^j が与えられれば式(1-4-4)より速度ポテンシャルが領域内の全ての点で決定できる。前節で述べたように本章で取り扱う問題では全ての境界上で φ または φ_n のどちらかが既知量として与えられることから、結局全ての節点上で未知数は φ または φ_n のどちらか1つになる。また図 1-4-1で打線や運動境界 (S_2) と水面との交点などは境界が折れ曲っており、先の $\varphi_n^{j+} = \varphi_n^{j-}$ の近似を用いることができない。このような点について打線を例にとって説明しておこう。

図 1-4-3の節点 j を打線とすると、要素 S^{j-1} は水面を表わし、この上では φ^j が与えられる。また要素 S^j は水底であり、水底の境界条件より φ_n^{j+} が与えられる。結局未知数は φ_n^{j-} の1つだけとなる。その他の折れ曲り点、例えば運動境界面と水面との交点などについても同様である。

式(1-4-4)の点 (x_0, y_0) を節点 i と一致させ、式(1-4-4)を離散化すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \pi \varphi^i + \sum_{j=1}^N \varphi^j \left\{ \int_{S^{j-1}} (\ln R)_n ds + \int_{S^j} (\ln R)_n ds \right\} \\ = \sum_{j=1}^N \left\{ \varphi_n^{j-} \int_{S^{j-1}} (\ln R)_n ds + \varphi_n^{j+} \int_{S^j} (\ln R)_n ds \right\} \quad (1-4-25) \end{aligned}$$

ここに N は総節点数である。これは φ^j 、 φ_n^j に対する1次方程式となっているので $i = 1$ から N まで同様な式を立てることにより、 $N \times N$ の係数マトリックスを持つ N 次元連立方程式が得られる。この連立方程式を解くことにより水面上の φ_n および水底と運動境界上の φ を求めることができる。

式(1-4-25)の積分は右辺の $i = j$ の場合の積分を除いて全て解析積分を用いて求めた。なお右辺の $i = j$ の場合は右辺の $N \times N$ マトリックスの各列の総和が0となるこ

とより求めている。解析積分の詳細については文献 36)に譲り、ここでは省略する。なお ϕ_t に関する係数マトリックスは ϕ に関するものと同じであるので、計算に際してはL-U分解による方法で連立方程式を解き計算時間の短縮化をはかった。

b) 時間発展問題

ここでは初期値問題の解法について触れておこう。いま初期条件として $t=0$ において水面は静水面と一致しており水面上で速度ポテンシャル ϕ は

$$\phi(x, y, 0) = 0 \quad \text{on } S_1 \quad (1-4-26)$$

として、運動境界を動かすことにより造波した場合を考える。

次に、 $t=n\Delta t$ において流体の運動が全て解っているものとする。 $t=(n+1)\Delta t$ における水面上の第 j 節点の x 方向座標値 $X^{j, n+1}$ は、 $t=n\Delta t$ における第 j 節点の座標値 $X^{j, n}$ まわりの時間に関するTaylor展開をもとに

$$X^{j, n+1} = X^{j, n} + \Delta t \frac{dX^{j, n}}{dt} + \frac{1}{2} (\Delta t)^2 \frac{d^2 X^{j, n}}{dt^2} + O\left(\frac{1}{6} (\Delta t)^3 \frac{d^3 X^{j, n}}{dt^3}\right) \quad (1-4-27)$$

または

$$X^{j, n+1} = X^{j, n} + \frac{3}{8} \Delta t \frac{dX^{j, n}}{dt} + \frac{5}{8} \Delta t \frac{dX^{j, n-1}}{dt} + \frac{47}{48} (\Delta t)^2 \frac{d^2 X^{j, n}}{dt^2} + \frac{7}{48} (\Delta t)^2 \frac{d^2 X^{j, n-1}}{dt^2} + O\left(\frac{1}{96} (\Delta t)^4 \frac{d^4 X^{j, n}}{dt^4}\right) \quad (1-4-28)$$

に基づいて求める。 $X^{j, n+1}$ を求めるに当たって、式(1-4-27)はTaylorの2次近似であり、計算の第1ステップと時間きざみを計算の途中で変更する場合のみに用いることとし、通常は式(1-4-28)により求めている。式(1-4-28)はTaylorの3次近似に匹敵する精度を有し、かつ安定な展開式となっている。この式の誘導および安定性の解析については文献 36)に譲る。 ψ 、 ϕ に関しても同様に求めることができる。

時間のきざみ幅 Δt は水面上の全ての要素 S^j の長さ $\Delta \ell^j$ に対して

$$\frac{\Delta \ell^j}{\Delta t} \geq \sqrt{(\nabla \cdot \phi^j)^2} \quad (1-4-29)$$

を満たすような Δt を用いる²⁷⁾。ただし $\Delta \ell^j$ は時間 t とともに変動する。例えば波峰近傍では節点は密になり、谷では疎になる。特に碎波近傍の波の峰では節点は非

常に密になり、 $\Delta \xi_j$ は小さくなる。さらに水粒子速度も大きくなることから式(1-4-29)を満足するような Δt は非常に小さくなる。本計算では計算時間短縮のため $\Delta t=1/80$ として計算を進め、碎波が生じ始め、式(1-4-29)を満たさなくなった時点で Δt をさらに細かくして計算を進めることとした。この時、 $\Delta t=1/80$ の一定の間は式(1-4-28)により新しい水面の位置と速度ポテンシャル値を求め、 Δt を変化させた場合には式(1-4-27)を用いた。

c) 空間微分値の計算

境界積分方程式(1-4-4)を解いた後、水面上の速度ポテンシャルの種々の空間微分値($\varphi_x, \varphi_y, \varphi_{xy}$, 等)を求めるには2通りの方法が考えられる。1つは式(1-4-4)の両辺の空間微分を求め、点 (x_0, y_0) を求めたい節点上に置く方法、他は各節点における局所座標系での種々の空間微分値、すなわち $\varphi_n, \varphi_s, \varphi_{ns}$ 等から座標変換により φ_x, φ_{xy} 等を求める方法である。ここに φ_s は接線方向微分値を表わす。本研究ではスプラインによる3次曲線近似³⁷⁾を利用して後者による方法を用いた。この詳細についても文献 36)に譲ることとする。

d) 計算値の補正

項目 a) の所で打線を表わす点および運動境界と水面との交点に関する処理について述べたが、式(1-4-27)あるいは式(1-4-28)を用いて求めた新しい時間ステップにおける打線位置および運動境界と水面との交点に関して若干の補正が必要である。新しく求めたこの2つの交点はそれぞれ斜面上、および新しい時間ステップにおける運動境界上に位置しなければならない。しかし計算誤差により微小ではあるがこの条件を満たさない場合がある。そこで先述のスプラインにおける水面の3次近似曲線と斜面および運動境界面との交点をそれぞれの新しい時間ステップにおける位置とし、速度ポテンシャル値 φ についてもスプラインにおける内外挿を用いて補正した。

水面の位置 X, Y および速度ポテンシャル値 φ は常微分方程式を解くことにより求められるが、式(1-4-13)、(1-4-17)の数値解は一般の常微分方程式の場合と同じく数値不安定を引き起す。本計算ではこの不安定解を除くために次式によるsmoothing²⁷⁾

を4ステップ毎に施している。

$$\bar{X}^j = \frac{1}{32} (-X^{j-3} + 9X^{j-1} + 16X^j + 9X^{j+1} - X^{j+3}) \quad (1-4-30)$$

ここに \bar{X}^j はsmoothingを施した後の値である。Y、 ϕ についても同様の式を用いている。

4-4 斜面上碎波の数値解析と実験結果との比較

実験に用いた水槽は図1-4-4に示すように一端にフラップ型造波機を有し、水槽内部には1/10の一樣勾配斜面を設け、碎波を生ぜしめた。実験では図中に示す3本の波高計(図中A, B, C)による水位変動と碎波点近傍での碎波波形を35mmカメラにより求めた。さらに計算において運動境界における境界条件を与えるために、フラップ型造波板の先端の運動をビデオカメラにより求め解析した。

数値計算は同図の造波板、水底および水面で囲まれた領域(あみかけ部)に対して行なっている。また初期条件は流体、造波板ともに静止の状態とし、水面上のポテンシャル値は $\phi = 0$ とした。

フラップ型造波板の回転中心は水底より6cm上にあり、この上下に4cm程度の間隙がある。この間隙を通して造波板背後の領域と計算の対象領域の間で強い水の流出入が造波開始直後においてみられたが、この水の流出入は計算においては考慮できないので、ここでは実験により得られた運動境界上の境界条件、 q 、 dq/dt 、および造波

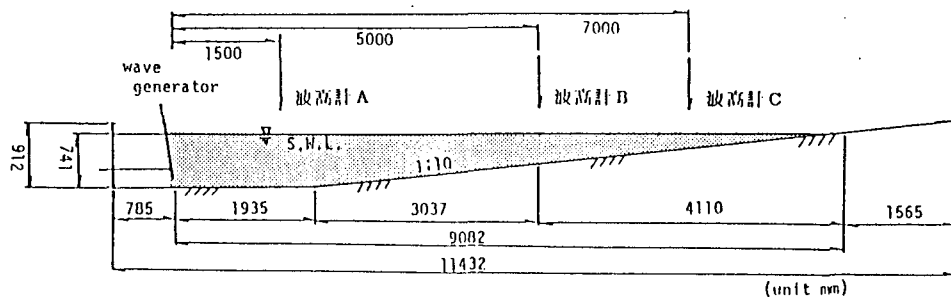


図1-4-4 実験水槽と計算領域

板の位置に対して図1-4-5 に示すようなフィルターをかけることとした。ここに T は造波板の運動周期であり、本編では規則波を対象としていることから、 T は波の周期と見なすことができ、以下の解析において波の周期 T は造波板の運動周期を用いている。

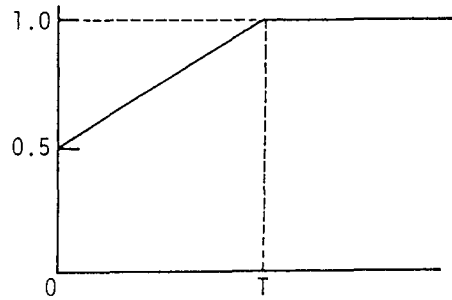


図1-4-6 は波高計により計測した水位変動記録と、計算による波高計設置位置での水位

図1-4-5 造波境界のフィルター

変動との比較の1例を示したものであり、図中の口記号が実験値、実線が計算値を示し、造波板の運動開始時刻を $t = 0$ としている。また図中の(A),(B),(C) は図1-4-4 に示した波高計 A, B, C と対応している。図1-4-6(A)の結果を見ると計算値は実験値に現われる細かな振動を表現していないが、これは境界条件として用いた造波板の運動に関する実験結果を1/20秒間隔で解析したため、造波板の高周波数の運動成分が境界条件に含まれていなかったことによるものと思われる。図1-4-6(B),(C)は実験結果と計算結果とが良く一致しており、計算結果が波の伝播の様子を正確に再現してい

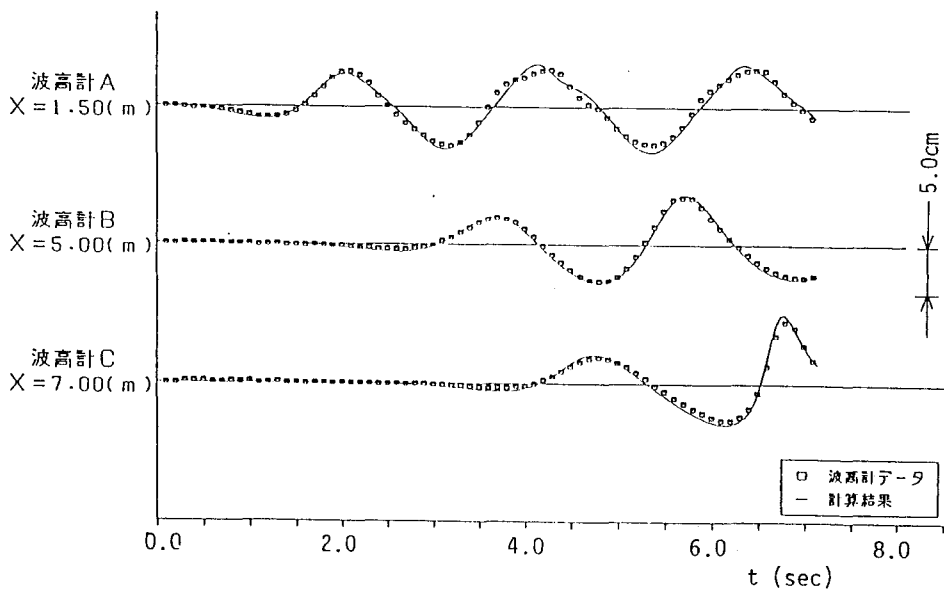


図1-4-6 水位変動の実験結果と計算結果の比較

ることを示している。

図1-4-7 は碎波近傍の空間波形に関する実験結果と計算結果の比較を示したもので、破線は 0.2秒間隔で撮影した写真解析により得られた実験結果であり、実線は計算結果を示している。図中には2つの実験結果に対応すると思われる時刻の計算結果に造波開始後の時刻を記入してある。碎波近傍の水位上昇量に関して、計算結果は実験結果を過大に評価している。しかしながら水面の形状特性およびその変形の様子についてみると計算結果は実験結果を十分に表しており、この図より計算結果は碎波時の波形とその変化を十分に再現すると考えてよかろう。この碎波は図1-4-6 に示した第2番目の波峰による碎波を示したものである。なお第1番目の波峰は斜面上では碎波せず先端まで達し、図1-4-8 に示すような斜面を遡上する先端部で非常に小さな碎波状態を呈する。図中の番号は節点番号で節点1および2の間がほぼ鉛直に切り立っており、これが先端部の碎波である。このような状態になると計算を進めることが

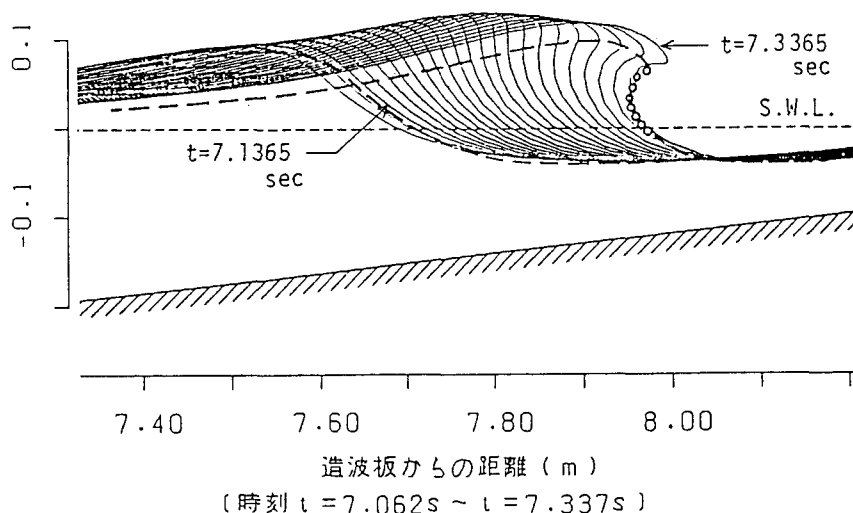


図1-4-7 碎波時の空間波形に対する実験結果と計算結果の比較

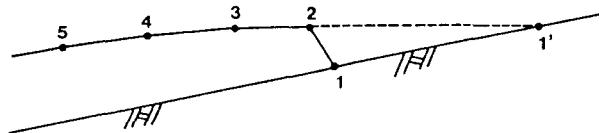


図1-4-8 先端部碎波の補正

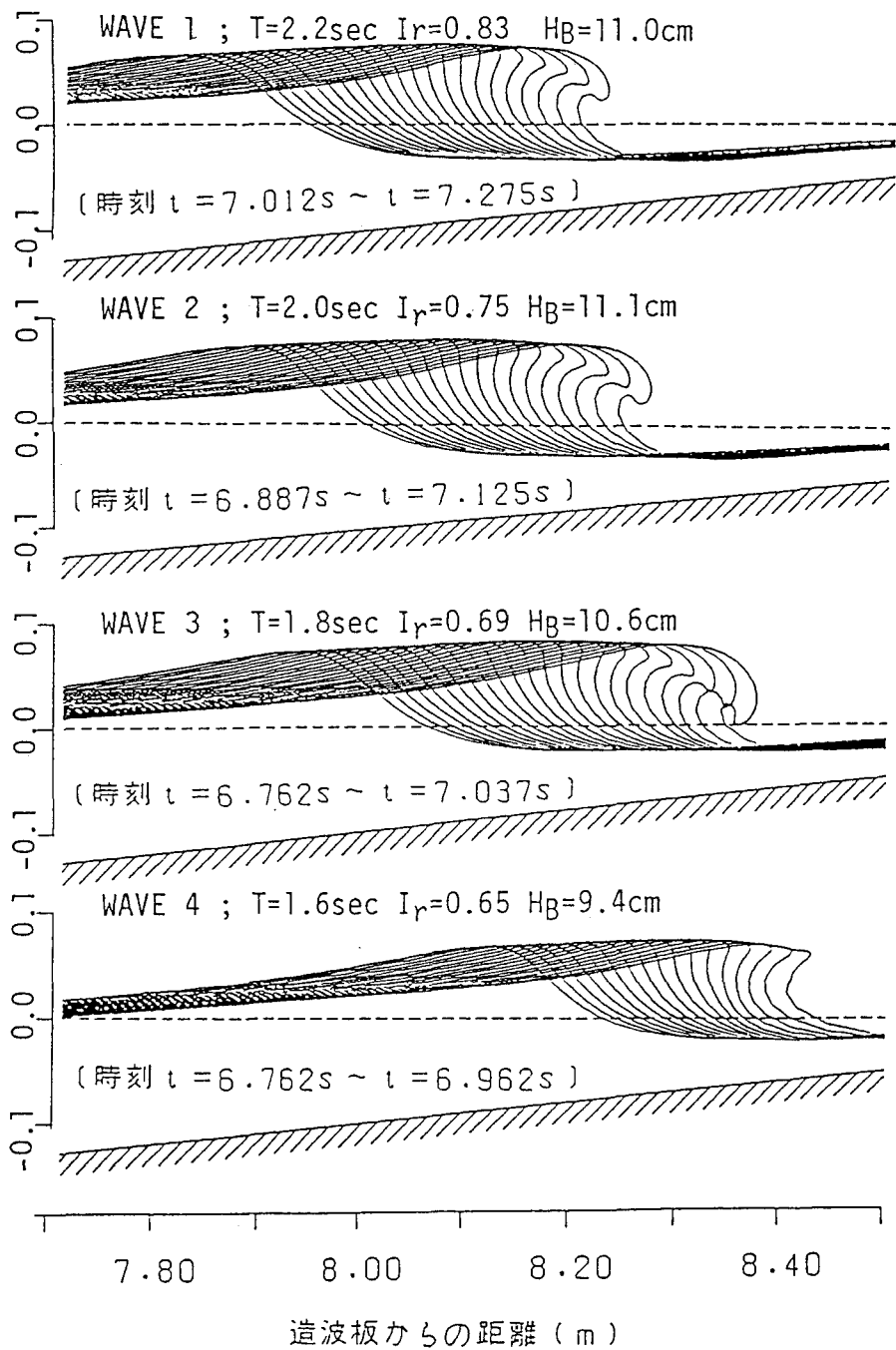


図1-4-9 数値実験波の空間波形

CASE	T(sec)	I_r	H_B (cm)	h_B (cm)	H_0/L_0
WAVE 1	2.2	0.83	11.0	10.2	0.0066
WAVE 2	2.0	0.75	11.1	10.0	0.0114
WAVE 3	1.8	0.69	10.6	9.1	0.0166
WAVE 4	1.6	0.65	9.4	7.7	0.0246

表1-4-1 数値実験波の諸量

できないので、本計算では破線で示すように節点2および3から外挿により新しい1'を求め、これを節点1として計算を進めた。なお、後述する衝撃波力の算定に用いた計算では造波板の運動を正弦関数により与え、このような先端部での碎波が生じないように造波板の初期位相を調節した。以後このようにして求めた波を数値実験波と呼ぶ。後述する波力計算に用いた数値実験波は表1-4-1に示す4種類の周期の波で、全て $I_r > 0.5$ のplunging型碎波である。海底勾配は第3章衝撃波力の実験では1/15と1/30であるが、計算では計算機の容量との関係で1/10を用いている。図1-4-9はこの数値実験波の空間波形を示したもので、波の周期Tあるいは I_r によって碎波形態や碎波水深の変化する様子が明確に現われている。

4-5 碎波衝撃波力の算定法

本編では小口径の円柱を対象としていることから、波は変形せずに円柱を通過するものとみなしている。実験においてもこの小口径の仮定が満たされることは第3章3-2節で述べた通りである。このことから波が円柱に衝突する際の波面の勾配（波面形状）等は図1-4-9に示した数値実験結果より求まる。これより第2章で開発した修正衝撃流体式を用いることにより円柱に作用する碎波衝撃波力を以下に示すような方法で求めることができる。

最初に碎波点を決定する。碎波の数値計算結果は図1-4-9からもわかるように最大波頂高 η_B が現われた後に波峰前面が飛び出し始め、これと同時に波頂高 η は減少する。従ってここでは図1-4-10中に矢印で示したように最大波頂高 η_B の現われる地点

をもって碎波点 ($X_B = 0$) とする。次にある地点に設置された円柱に対して同図に示すように円柱の前面をはさむような2つの空間波形を求める。このとき第3章の実験結果を参照して局部衝撃波力の鉛直分布中の最大値の現われる $0.65\eta_B$ における円柱前面を基準点とした。碎波衝撃波力の算定には修正衝撃流体力式(1-2-17)を用いる。ここで区間 dz としては図1-4-10中の

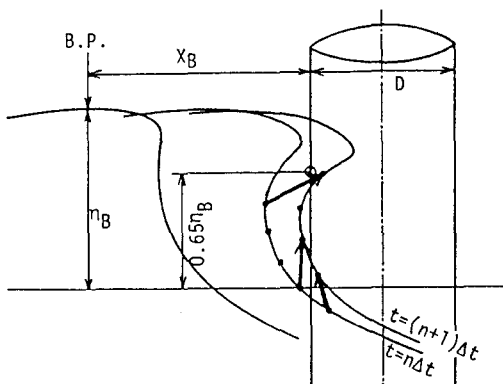


図1-4-10 衝撃波力の算定方法

$t = (n+1)\Delta t$ における各節点間の鉛直距離、角度 θ は各要素の傾きを用いた。また同図中の太矢印で示したものは同一粒子の Δt 秒間の移動距離であって、この移動距離の水平方向成分を Δt で除した値を衝突の速度 V として式(1-2-17)に代入した。これらの諸量は、波が円柱に接してから通過するまで変化しないものとして計算を行なっている。また円柱径は実験で用いたと同じく 7 cm とした。式(1-2-17)により各要素の位置に働く局部衝撃波力の時系列が求まる。さらに、この時系列の任意時刻の値を鉛直方向に積分することにより円柱に作用する全碎波衝撃波力を求めることができる。合田による理論との比較において、合田の理論を求める場合の波速は碎波点での波高(碎波波高 H_B) による孤立波の第2次近似解を用いた。なお図1-4-10の太矢印で静水面近傍ではその水平成分が冲向きになっており、波面は岸向き方向に進んでいるにもかかわらず水粒子速度は冲向きになっていることがわかる。このような状態では衝撃波力は生じないと考え、冲向きの水粒子速度を有する領域については計算を行っていない。

4-6 碎波衝撃波力算定結果と実験結果との比較

図1-4-11は図1-3-12と同じく $1/2\pi\rho C^2 D\eta$ で無次元化した全体碎波衝撃波力 F_{IP}^* の計算結果を示したものであって、合田による碎波巻き込み率 λ と考えて差しつかえない。いずれの数値実験波においても F_{IP}^* は碎波点より岸側 ($X_B > 0$) に

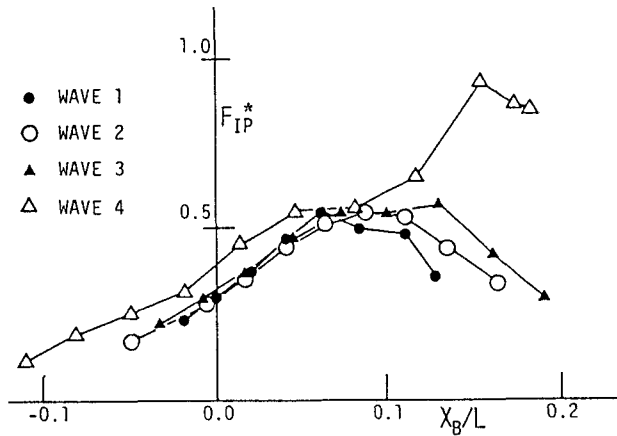


図1-4-11 砕波全衝撃波力の算定結果

円柱を設置した場合に大きな値を示しており、 $X_B/L = 0.08 \sim 0.15$ の間で極大値を示している。 F_{IP}^* の極大値はWAVE 1～3については0.55～0.6、WAVE 4については0.9もの値を示している。実験結果の図1-3-12と比べると極大値の値についてはほぼ妥当な値が計算による求められているといえよう。しかし、極大値の現われる X_B/L については計算結果は相対的に X_B/L の大きな所（砕波点から見てより岸側）に極大値が現われている。この理由としては水槽実験では X_B/L の大きな所では波面に多くの気泡が含まれ、第2章 2-5で示したように水のみかけの密度の低下により砕波衝撃波力の低減が生じるものと考えられるが、数値計算ではこの気泡を考慮できないことが考えられる。また、数値実験波では砕波点を最大波頂高 η_B の現われる地点としているのに対し、水槽実験では気泡の発生地点としたため、最大波頂高による砕波点より少し岸側を砕波点としていることも理由の1つではないかと考えている。また砕波点より沖側に円柱を設置した場合には計算結果は図1-3-12より過大な衝撃波力を算定しているが、この点については次の局部衝撃波力の鉛直分布の所で議論する。

図1-4-12は局部衝撃波力のピーク値 F_p/F_t の鉛直分布の算定結果を示したもので、第3章図1-3-9(B) (plunging breaker) と対応するものである。図1-3-9(B)に示したものと I_r が異なるので必ずしも詳細な対応はできないが、まず計算結果の鉛直分布はほぼ実験結果を再現していると考えられる。すなわち $z/\eta = 0$ で衝撃波力

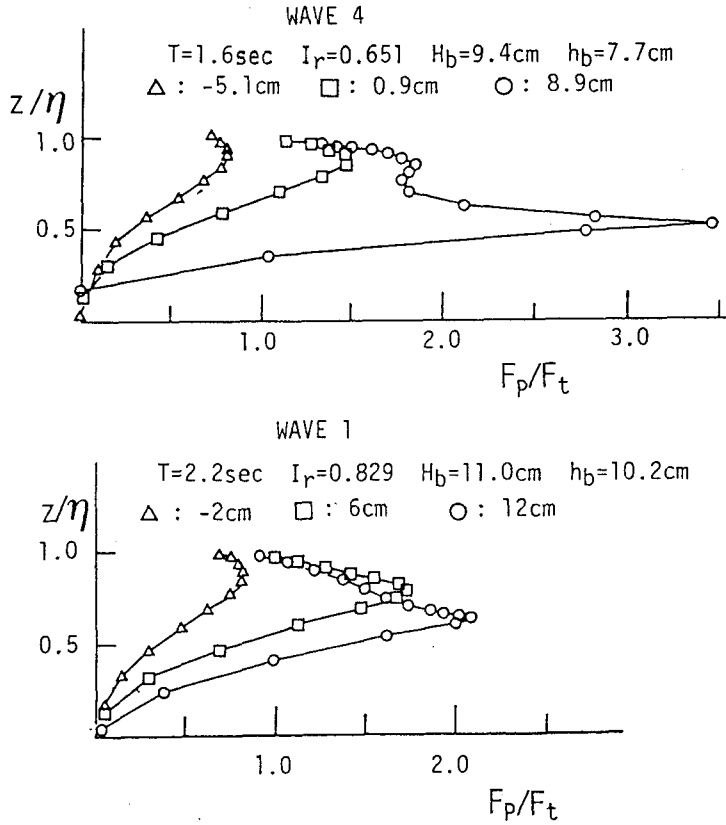


図1-4-12 局部衝撃波力の鉛直分布の算定結果

はほぼ0となり、 $z/\eta = 0.6\sim 0.9$ で極大値を示す三角形型になっている。また絶対値についても碎波の波速を用いた合田理論より大きな値 ($F_p/F_t \geq 1$) が円柱を碎波点より岸側に設置した場合 ($X_B > 0$) において現われており、実験事実と一致している。ここで、局部衝撃波力のピーク値 F_p/F_t が1より大きくなるのは碎波前面の波面の進行速度が波速より大きくなるためであり当然の結果といえる。しかし波が碎波点より岸側へ進むにつれて波面の最大進行速度の現われる位置が波峰近傍から徐々に静水面に近づく傾向にあり、これとともに局部衝撃波力の鉛直分布中の極大値の現われる z/η が小さくなる傾向が図1-4-12にも現われている。

一方 z/η が1に近い波峰近傍ではいずれの円柱の設置位置においても実験結果に比して大きな値を示している。波峰近傍での水面の様子を16mmカメラにより調べてみ

ると、碎波後の波では気泡が集中し、また碎波前の波が円柱に作用する場合には円柱前面への波のはいあがり観測される。先に述べたように、気泡がある場合には水のみかけの密度の低下により衝撃波力は低減する。また、はいあがりが生じる場合には、はいあがりがないとみなした時の波面と円柱の間にははいあがった水塊の層が存在することになり衝撃力が発生しないものと思われる。碎波点より沖側に円柱を設置した場合の局部衝撃波力の鉛直分布は波峰近傍で極大値が現われる傾向にあり、このはいあがり無視の影響は碎波後の波が作用する碎波点より岸側に円柱を設置した場合に比して大きいと考えてよからう。先の碎波全衝撃波力 F_{IP}^* の結果 (図1-4-11) において、 $X_B < 0$ の領域で計算結果が実験結果より過大に算定されているのはこの理由によるものと考えられる。

4-7 結語

本章では碎波時の波の特性を得るために境界要素法を用い、水面の境界条件を厳密に満足した数値計算手法を開発し、一様斜面上のplunging型碎波を若干の碎波後の波を含めて計算により求めた。またこの計算結果と第2章で示した修正衝撃流体力式を用いて、小口径円柱に作用する碎波衝撃波力を計算する手法を示した。衝撃波力の計算結果は第3章で示した実験結果を定性的に説明し、定量的にも比較的良好な結果を与えた。これにより碎波衝撃波力の力学的な検証が得られたものと考えてよからう。すなわち碎波衝撃波力の基本的力学モデルは第2章で示した円柱の着水時の流体衝撃力と考えてよく、碎波時の波の挙動に関する定量的情報を与えることにより碎波衝撃波力を十分に評価できる。

第5章 結論

本編では斜面上に設置された小口径鉛直円柱に作用する碎波衝撃波力を取り挙げ、実験および数値計算により検討を加えた。まず第2章では碎波衝撃波力の基本的力学モデルを取り挙げ、実験によりKarman型のモデルが有効であることを示した。第3章では実験によって碎波衝撃波力の特性を調べ、合田の提案した碎波巻き込み率が最大0.9もの値を示すことを明らかにした。第4章では数値計算により碎波の特性を求め、碎波衝撃波力の数値的算定を行ない実験結果を力学的観点より説明するとともに碎波衝撃波力に関する検証を行なったが、なお多くの検討課題が残されている。すなわち、今後解決すべき課題としては次の3つが考えられる。まず碎波衝撃波力算定の定量的な改善法と本章では計算しなかった小さなIrあるいはspilling型等の碎波型に対する数値的評価があげられる。碎波の特性は、水底の形状と入射波の特性によって変化し、碎波形態が同じであっても同じ衝撃波力が生じるとは限らない。種々の条件に対する正確な衝撃波力の数値的評価と実験結果の一致が合田の大胆かつ単純な碎波衝撃波力のモデル化（特に碎波巻き込み率）に対する力学的検証に結びつくものとする。

碎波衝撃波力による構造物の動的応答特性は実際の構造物の設計にとって必要なものであるが、本章で提案した数値的碎波衝撃波力算定法によって衝撃波力の時系列が得られるので、このような動的応答特性の概略が算定できよう。しかし第2章 2-4節で述べたように時系列中の折れ曲りの問題が残されており、より正確な動的応答特性を求めるためには基本的力学モデルである円柱の着水時の衝撃流体力の解明が要求される。最後に残された問題は碎波衝撃波力の低減工法の開発であろう。この問題は対象とする構造物が円柱という非常に基本的な形状であるため構造的形状を変えて低減効果を発揮させることは難しいと考えられる。第2編で述べる空気層による低減工法も逆作用する場合があるので、現在のその対策が全く無いのが実状である。

参考文献

- 1) Goda, Y., Haranaka, S. and Kitahata, M. : Study on impulsive breaking wave forces on piles, Rept. Port and Harbour Res Inst., Vol.6, No.5, pp.1~30, 1966. (in Japanese)
- 2) Honda, T. and Mitsuyasu, H. : Experimental study of breaking wave force on a vertical cylinder, Coastal Eng. Jpn., Vol.17, pp.59~70, 1974.
- 3) Von Karman, Th. : The impact of seaplanes floats during landing, NACA TN 321, October 1929.
- 4) Wagner, H. : Landing of Seaplanes, NACA TM 622, 1931
- 5) Wagner, H. : Uber stoß und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeiten, ZAMM, Vol.12, pp.193~215, 1932.
- 6) Shiffman, M. and Spencer, D.C. : The force of impact on a sphere striking a water surface, AMG-NYU Nos.105, 133, 1945
- 7) Shiffman, M. and Spencer, D.C. : The flow of an ideal incompressible fluid about a lens, Quart. Appl. Math.5, 270~288, 1947
- 8) Moghisi, M. and R.T. Squire : An experimental investigation of the initial force of impact on a sphere striking a liquid surface, J. Fluid. Mech., vol.108, pp.133~146, 1981
- 9) Skalak, R. and D. Feit : Impact on the surface of compressible fluid, J. of Eng. for Industry, vol.88, No.3, pp.325 ~331, 1966
- 10) Kaplan, P. and Silbert, M.N. : Impact forces on platform horizontal members in the splash zone, Offshore Tech. Conf., Paper No. OTC 2498, 1976
- 11) Taylor, J.L. : Some hydrodynamical inertia coefficients, Philosophical Magazine, series 7, vol.9, pp.163~183, 1930
- 12) Faltinsen, O. et al. : Water impact loads and dynamic response of horizontal circular cylinders in offshore structures, Offshore Tech. Conf., Paper No. OTC 2741, 1976
- 13) Dalton, C. and Nash, J.M. : Wave slam on horizontal members of an offshore

- platform, Offshore Tech. Conf., Paper No. OTC 2500, 1976
- 14) Sarpkaya, T. : Wave impact loads on cylinders, Offshore Tech. Conf., Paper No. OTC 3065, 1978
 - 15) Fabula, A. : Ellipses-fitting approximation of two-dimensional normal symmetric impact of rigid bodies on water, Fifth Midwestern Conference on Fluid Mechanics, University of Michigan Press, Ann Arbor, Mich., 1957
 - 16) Geers, T.L. : A boundary-element method for slamming analysis, J. of Ship. Res., vol. 26, No. 2, pp. 117~124, 1982
 - 17) Armand, J.L. and R. Cointe : Hydrodynamic impact analysis of a cylinder, 5th OMAE, vol. 2, pp. 250~256, 1986
 - 18) 合田良実, 原中裕一 : 衝撃波圧に関する一実験, 港湾技術研究所資料, No. 32, pp. 1~18, 1967
 - 19) 津田善行 : キャビテーション気泡による衝撃圧力発生機構に関する研究, 大阪大学博士論文, p. 101, 1983
 - 20) Hall, M.A. : Laboratory study of breaking wave force on piles, Beach Erosion Broad, Tech. Memo, No. 106, 1958
 - 21) Apelt, C.J. and J. Piorewicz : Laboratory studies of breaking wave forces acting on vertical cylinders in shallow water, Coastal Engineering, Elsevier, vol. 11, No. 3, pp. 263~282, 1987
 - 22) Wiegel, R.T. : Forces induced by breakers on piles, Proc. 18th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 1699~1715, 1982
 - 23) Tanimoto, K., S. Takahashi, T. Kaneko and K. Shiota : Impulsive breaking wave forces on an inclined pile exerted by random waves, Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 2288~2302, 1986
 - 24) Kjeldsen S.P. : Shock pressures from deep water breaking waves, Int. Symposium on Hydrodynamics in Ocean Engineering, The Norwegian Institute of technology, Trondheim, Norway, 1981
 - 25) Kjeldsen S.P., A. Tørum and R.G. Dean : Wave forces on vertical piles

- caused by 2- and 3-dimensional breaking waves, Proc.20th Int.Conf. Coastal Eng.,pp.1929~1942, 1986
- 26) Battjes, J.A. : Surf similarity, Proc.14th Int.Conf.Coastal Eng., pp466~480, 1974
- 27) Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D. : The deformation of steep surface waves on water I-A numerical method of computation, Proc.R.Soc.Lond.A., vol.350, pp.1~26, 1976
- 28) Vinje, T. and P.Brevig : Numerical simulation of breaking waves, Adv. Water Resources, vol.4, pp.77~82, 1981
- 29) New, A.L., P.McIver and D.H.Peregrine : Computation of overturning waves, J.Fluid Mech., vol.150, pp.233~251, 1985
- 30) Kioka, W. : Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal Eng. Jpn., vol.26, pp.11~18, 1983
- 31) Kjeldsen S.P. : The experimental verification of numerical models of breaking waves, Proc.19th Int.Conf.Coastal Eng., pp.15~30, 1984
- 32) Donald, J.W. and D.H.Peregrine : Steep unsteady water waves-An efficient computational scheme, Proc.19th Int.Conf.Coastal Eng., pp.955~967, 1984
- 33) 例えば、水口優、友金幸浩：巻き波型砕波時の流れ場の実験的研究，第32回海岸工学講演会論文集，pp.55-59, 1985
- 34) McCamy, R.C. and R.A.Fuchs : Wave forces on Piles-A diffraction theory, Tech.Memo., No.69, B.E.B., 1954
- 35) Hudspeth, R.T. : private communication
- 36) 岡邦彦：斜面上砕波の非定常数値解析手法と砕波点近傍の波動場の特性，大阪大学工学部修士論文，1986
- 37) 例えば 市田浩三・吉本富士市：スプライン関数とその応用，教育出版，pp.216 1979

第2編 棧橋床版に作用する衝撃揚圧力

第1章 概説

港には様々な係留施設があり、棧橋はその代表的な構造物の一つである。棧橋は水平床版とそれを支える杭とから構成されており、他の係留施設、例えばケーソン式岸壁等にくらべ、軟弱地盤における施工性、地震に対する安全性、係留施設の冲出しが比較的容易であるなどの利点をもつ。これらの利点を考慮して、国内外において棧橋が数多く建設されており、港湾施設として欠くことのできない重要な構造物の一つとなっている。

棧橋は一般に横棧橋と縦棧橋に大別される。前者は棧橋の岸沖方向長さ（以後棧橋長 l と称する）が汀線方向長さに比べ短いものを、後者は棧橋長が汀線方向長さに比べ非常に長いものをいう。本研究では、横棧橋を対象とし、以後棧橋とは横棧橋のことを指すものとする。

従来、国内においては棧橋は港湾の奥深く、比較的波の静穏な水域に作られていた。しかし、近年環境問題等の理由で外洋性の波浪が来襲する水域に棧橋タイプの係留施設を施工される場合が生じてきた。また、東南アジア等の港湾施設の不十分な地域では、早急に係留施設を運用する必要から、防波堤のような外郭施設を建設する前に棧橋を施工する場合も見受けられる。このような場合、従来の港内棧橋に作用する波以上に大きな波が棧橋床版に作用し、上向きに相当大きく衝撃的な力が生じる。この力を揚圧力とよび棧橋被災の重要な要因と指摘されてきたが、衝撃力の実態の不明確さのために十分な設計手法が確立されているとは言い難く、本研究の対象としてとりあげたものである。棧橋の被災例をみると、昭和39,40年の台風により和歌山北港の棧橋および神戸港摩耶埠頭の棧橋が破壊された。永井ら¹⁾は、和歌山北港の事故について調べ、事故当時の棧橋床版には、 $7\sim 16\text{ton}/\text{m}^2$ 程度の揚圧力が作用したと推定している。また、室田ら²⁾は神戸港摩耶埠頭の例に対して、 $1\sim 1.5\text{ton}/\text{m}^2$ 程度の揚圧力を推定している。棧橋等を設計する場合に用いる上載荷重が $2\text{ton}/\text{m}^2$ 程度であることを考えると、 $7\sim 16\text{ton}/\text{m}^2$ という揚圧力はこの上載荷重からみても非常

に大きな値といえよう。

しかしながら、栈橋床版に作用する波の揚圧力についての明確な算定公式は未だに確立されたものはない。『港湾の施設の技術上の基準、同解説』³⁾においても、揚圧力を外力としてとりあげ、それに対する安全性を確かめる必要性を説いてはいるが、その値については何ら触れていない。この理由は、先にも述べたように国内では特に波の静穏な海域に栈橋を建設することが多く、栈橋床版に直接波の作用する場合が少なかったためと考えられる。このことから従来、揚圧力を考慮する場合には過去の研究成果を参考にして外力を算定していたにすぎなかった。また従来の揚圧力の研究例をみても、平床版（後述のリブのない場合）に作用する揚圧力の実験例が多い。

しかしながら、実際の栈橋床版の形状をみても、図 2-1-1 に示すように栈橋の上床版に作用した力を杭に伝達するために、床版下面に桁を有した形状になっている。またこの桁は床版と杭との接合部としての役割も果たしており、床版断面を小さくし、経済性を高めるためにも必要なものである。（以後本論文ではこの桁のことをリブと呼ぶこととする。）

揚圧力の発生機構としては、リブと栈橋床版とで囲まれた空間に空気が閉じ込められ、この空気が圧縮されて生じる空気圧縮型の力と、水面が直接床版に接する際に発生する水面接触型の力の二つが考えられる。従来、平床版における実験はこの水面接触型の力のみを求めたものであり、リブを有する実栈橋のモデルとしては適切なものとは言い難い。一方リブの設けられた栈橋床版の実験においては水面接触型の力が生じないとの確証は得られておらず、水面接触型と空気圧縮型の両者が生じうる場合に

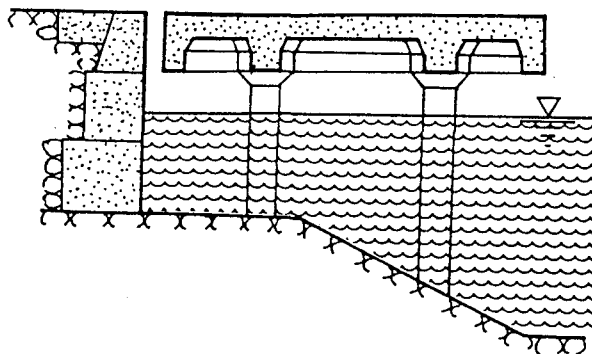


図 2-1-1 栈橋床版断面模式図

は後述するようにそれぞれに関する相似則が異なることから、実験値を用いて現地の揚圧力の値を推算する場合に問題が残る。

本編では実際の設計に即したリブ付栈橋床版を取り上げ、この床版に作用する衝撃的な揚圧力の特性を明らかにするとともにその算定手法の確立を目的とする。まず第2章では模型実験によりリブ付床版に作用する揚圧力の基本的な特性を明らかにし、特に床版下に閉じ込められる空気層の効果とリブの役割を中心に実験結果を解析する。そしてこの解析に基づきリブ下面と静水面の位置関係から、リブ下面が静水面より下にある場合（半没水）と、リブ下面が静水面より上、すなわち空中にある場合とで揚圧力の特性が大きく異なり、衝撃的で強大な揚圧力は後者の場合にのみ生じることを明らかにする。第3章ではこのリブが空中にある場合についてさらに詳しく実験的検討を加え、先に述べたように揚圧力には空気圧縮型と水面接触型の両者の型が存在すること、衝撃的揚圧力が作用するのとほぼ同時刻にリブ下端より空気泡の放出が生じていることなどを明らかにし、さらにリブと床版で囲まれた空気室内の水面の挙動と空気の圧縮、漏出の状態等を同時に考慮した揚圧力の数値計算モデルを開発している。第4章ではリブが静水面下にある場合の揚圧力を波、空気、構造物の相互干渉効果によるものと考え、空気圧縮によって生じる力を求める数値計算法を提案している。第5章では強大な衝撃的揚圧力の生じる場合（リブが空中にある場合）の実験における模型縮尺の効果を論じ、縮尺が大きくなるとともに空気圧縮型の力が卓越することを明らかにするとともに、実験を行なう上で、Bagnoldの方程式を適用しうる限界の縮尺を求める方法と、実験結果を用いて現地栈橋に作用する揚圧力を算定する場合の換算手法を提案する。

第2章 揚圧力の基本的特性と空気閉じ込め効果

2-1 既往の研究

昭和 39,40年の台風による高波で神戸港摩耶突堤の鋼管杭栈橋および和歌山北港の鋼管杭栈橋が破壊された災害例を契機として栈橋床版に働く揚圧力に関する研究が行なわれるようになり、ほぼ同時期に永井ら¹⁾、伊藤ら⁴⁾、室田ら²⁾の研究成果が発表されている。永井ら¹⁾は床版下の空気の挙動に注目し、床版に空気抜き孔を設けた場合、設けない場合、床版下部を完全に気密にした場合の3種類について実験を行ない、気密の場合に揚圧力が最小になることを明らかにし、空気抜き孔を設けることの是非を論じている。しかしながら現地においては2次元実験とは異なり、空気は側方に漏出し気密状態にできないという反論もあり先の結論は十分納得させ得るものではなかった。一方伊藤ら⁴⁾は床版模型の動的応答特性を考慮して、揚圧力によって模型床版に生じる歪から揚圧力による等価静荷重を求め、 $4W_0H$ という設計外力を提案している。また渡板の有無、マウンド、リップの有無についても揚圧力が大きい場合にはその影響は小さいことも論述している。室田ら²⁾は床版全面に働く全揚圧力を実験的に求め、全揚圧力の特性が波頂高とクリアランスの比によって変化することに注目し、このパラメータを用いた全揚圧力算定のための実験式を提案した。一方堀川ら⁵⁾はクリアランス、波高が一定の場合に、入射波の周期が長いほど揚圧力が大きくなることを実験により示している。

これらの実験的研究に対して、合田⁶⁾は栈橋長と波長の比 l/L の十分小さな場合において床版全体にかかる力（全揚圧力）を求める理論式を付加質量の概念を用いて求めている。そして先の室田ら、堀川らの実験結果と理論値を比較し検討を加えている。

一方谷本ら⁷⁾はWagnerによる楔状物体の静水面への落下の際のポテンシャル流れの解を用いて栈橋床版の任意点に作用する局部波圧を求める式を提案している。この提案式は波面と床版によってはさみ込まれる空気の影響を実験的に考慮したもので、空気を閉じ込めることによって波圧が小さくなることを示している。

さらに中村ら⁸⁾は空気圧縮による揚圧力の減少効果を実験的に論じ、また空気圧縮

	λ/L	D/H	H/L	リブ	空気孔
伊藤	0.090 ~ 0.316	0 ~ 1	0.0045 ~ 0.050	付	◎ ×
永井	0.12 ~ 0.33	0.4 ~ 0.75	0.017 ~ 0.042	付	◎ ×
室田	0.040 ~ 0.085	0.41 ~ 2.16	0.013 ~ 0.068	無	○
堀川	0.11 ~ 0.98	0.07 ~ 1.20	0.014 ~ 0.038	無	○
谷本	0.062 ~ 0.256	-0.4 ~ 0.8	0.012 ~ 0.123	無	×

λ : 棧橋長

L : 入射波波長

D : クリアランス

H : 入射波波高

◎ : 積極的に空気孔を設ける

○ : 空気もれあり

× : 完全密閉

表 2-2-1 既往の研究の実験範囲

型の波力の現地揚圧力への換算法についても述べている。また類似の研究例として谷本ら⁹⁾、高橋ら¹⁰⁾は直立消波ケーソンの上部床版に作用する揚圧力をとり上げ空気の流れの効果を論じている。

表 2-2-1は上述の各研究の実験範囲を示したもので、左から棧橋長と波長の比 λ/L 、クリアランスと波高の比 D/H 、入射波の波形勾配 H/L 、床版下面のリブの設置の有無および空気孔が床版に設置されているかどうかを示している。表からもわかるように、これらの研究では λ/L は堀川らの研究を除いて最大 0.38 と比較的小さい場合を取り扱っている。しかしながら $\lambda/L > 0.5$ となると重複波の腹の部分が床版下に存在することになり、揚圧力による波圧の分布が空間的、時間的に変化することが予想される。これに対して $\lambda/L < 0.5$ の場合には、揚圧力は鉛直壁前面での波の状態により決定されることから揚圧力は空間的にほぼ一樣になると考えられ、谷本らの実験結果によりこの事実が証明されている。室田らの研究はこの領域に含まれるものであり、局部波圧ではなく全揚圧力を求めた実験結果が、合田による理論値とよく一致したものと考えられる⁶⁾。一方合田による理論値が堀川らの結果とうまく一致しなかったのは堀川らの実験が $\lambda/L > 0.98$ と λ/L の大きな領域で行なわれたためと推定できる。

以上の様に既往の研究は実験的研究、理論的研究ともに行なわれているが、波面と床版の間に閉じ込められる空気層の効果という面から従来の研究成果の問題点と考えられる点を列挙してみると、以下の項目を挙げる事ができる。

- a. 実験装置の2次元性
- b. リブの存在の有無
- c. 空気に関する相似則

まずaの実験装置の2次元性の問題とは、多くの実験において2次元水槽の幅全面に床版を設け床版の側面から空気の逃げがないような仮定で実験が行なわれていることであり、現地の場合（3次元の場合）側方から空気が流出するのでその状況が大きく異っている点である。

bのリブの存在の有無についてはリブを設けた実験およびリブを設けずに平床版として取扱われている二種類がある。現実の施工例をみても、床版と水面とのクリアランスの寸法からみてリブの大きさは決して無視できる大きさではない。さらに後述するようにリブ間隔と波長との相対的な大きさにより、リブ内に空気が閉じ込められることが十分考えられるので、空気層の効果を論じる上でこのリブの効果は無視できない。

cの空気の相似則の問題とは空気に対するMachの相似則と流体に対するFroudeの相似則を実験的に両立させることが非常に困難なことであり、実験結果を如何に補正して現地換算するかということである。

本章ではまずaとbに着目し、実験により実験装置の2次元性に関する問題点を明らかにするとともに、現地栈橋に対応するリブ付き栈橋をモデルとして揚圧力の特性を調べ、リブによって閉じ込められる空気層の揚圧力に対する効果を求めようとするものである。また既往の研究と同様にリブのない平床版モデルについても実験を行ないリブ付き床版モデルとの比較も行なっている。

2-2 実験装置および実験方法

実験に使用した水槽は大阪大学工学部内の長さ26.6m、幅1.5m、高さ1.8mの造波水

槽であり、実験にあたっては、水槽内の一部を隔壁板によって1m幅、0.5m幅の二つの水路に仕切り、前者に栈橋モデルを設置し、後者は入射波計測用とした。

図 2-2-1は本実験で用いたリブ付床版模型を示したもので、幅80cmの二枚の床版から構成されており、現地栈橋を1/20に縮尺したもので、図 2-2-2のように水底にはマウンドが設けてある。なお本実験においては栈橋側方への空気の逃げを考慮したモデルを三次元モデルとし、水槽側壁と床版との間に10cmの間隔を両側に設けてある。この両側に間隙のない場合を二次元モデルと称する。また図 2-2-1に示すように二枚の床版間ならびに床版と背後の鉛直壁の間に目地を入れた場合と入れない場合のモデル

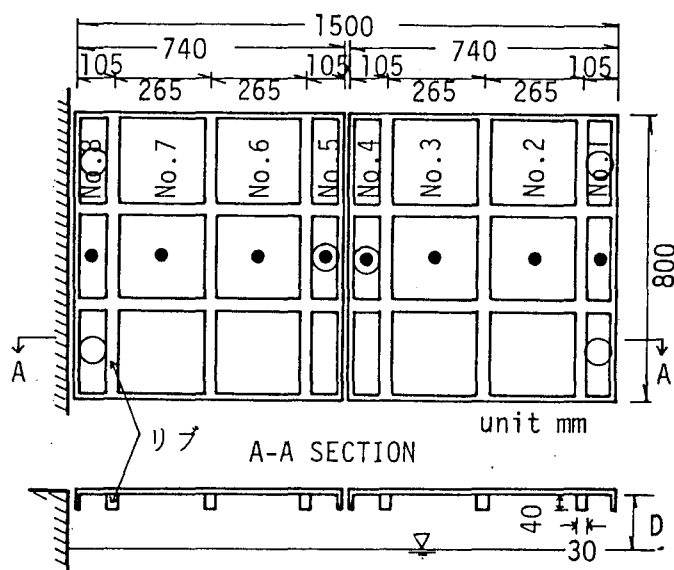


図 2-2-1 栈橋床版の模型

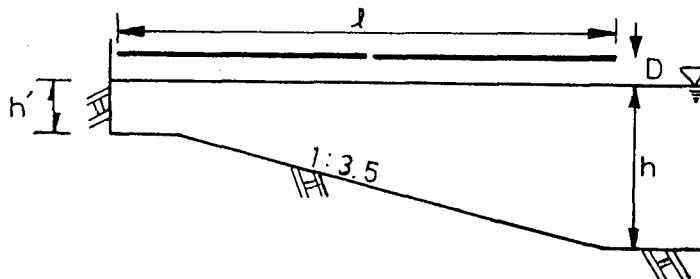


図 2-2-2 水底の形状

を考え、この目地間隔は1cmで目地入りの場合はそこから空気の漏出があるようになっている。この目地間隔は現地栈橋をモデルに幾何学的縮尺により定めた。したがって床版モデルは三次元目地入り、二次元目地入り、二次元目地無しの3種類があり、さらにリップのない平床版モデルについても実験を行っている。また実験は規則波、不規則波いづれも行っているが、解析との対応上規則波による実験結果を主として論じている。

図 2-2-1中の黒丸は波圧計の設置位置を示し、波圧計番号を併記してある。これらの波圧計はNo.4、No.5の受感部面積が28.3mm²であり、その他の波圧計のそれは15.9mm²であって、その固有振動数は空中で4KHzであり、衝撃的な波圧も十分精度良く測定できる。図中の白丸はロードセルの設置位置を示し、1枚の床版につき3個のロードセルが取りつけてあり、これにより全揚圧力を測定した。

実験に用いた規則波の入射波の波形勾配 H/L は0.025、0.050、0.075の3種類、栈橋長波長比 λ/L は0.37、0.74の2種類、クリアランス(静水面と床版下面との距離)波高比 D/H は0~2.0の間を数種類変化させた。また本実験においては水深 h を変えて D を変化させているが、 h の変化は小さく、 λ/L が一定の条件においては比水深 h/L は一定とみなすことができる。なお本論文で用いる波高、波長はすべて栈橋先端部の一様水深部における値である。

計測される揚圧力は衝撃的な性質を有しており、一波ごとに計測値が変動するのが普通である。本研究では造波板よりの再反射波の影響のない範囲で実験を繰返し行ない、一波ごとの最大圧力の30波にわたる平均値を求め、この平均波圧について議論している。

2-3 揚圧力の時系列特性

まず目地からの空気の漏出が考えられる三次元目地入り、二次元目地入りモデルについて見てみると $D/H > 0.5$ 程度以上の領域においては揚圧力は衝撃的な時系列を示す場合が多い。特に測点No.8では常に強大な波圧を示す。また $\lambda/L = 0.74$ の場合にはNo.4、No.5の測点においてもこの種の衝撃波圧を示す。

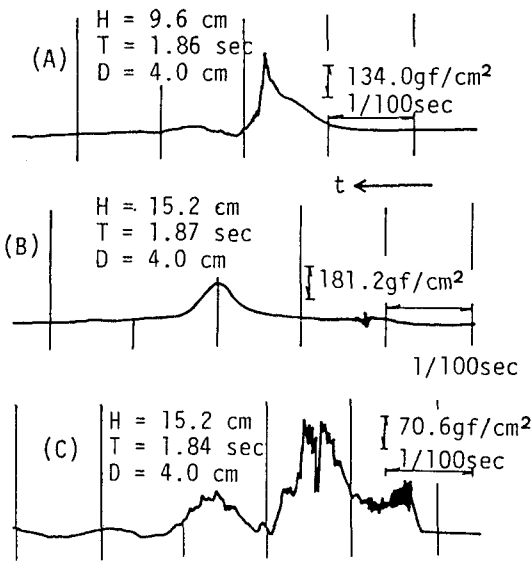


図 2-2-3 衝撃揚圧力の時系列 ($q/L = 0.74$)

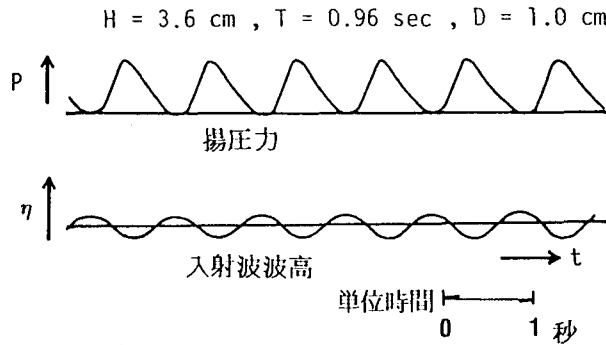


図 2-2-4 D/H が小さな場合 ($D/H < 0.4$) の揚圧力の時系列

図 2-2-3は $q/L = 0.37$ の場合の衝撃揚圧力の一例を示したもので、(A) は徐々に立ち上がり後急激に低下した場合であり、(B) はピークを中心とした対称的な立ち上がり及び低下を示している。(C) は立ち上がりも激しくまた振幅の大きな固有振動が表われており、このタイプは谷本らが示したWagner型の時間変化を示していると考えられる。この様に特徴ある衝撃揚圧力についての種々のタイプが見い出されるが、何が原因で揚圧力が発生するのか明確ではなく、この時系列からその発生機構を

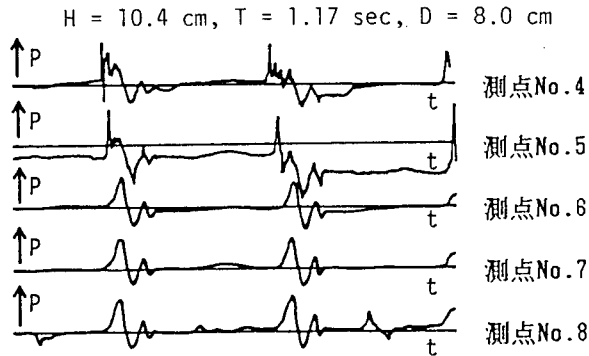


図 2-2-5 二次元目地無し ($l/L = 0.74$) の揚圧力の時系列

を論議するのは難しい。

一方 D/H が小さい領域 ($D/H < 0.4$) においては、いずれのモデルにおいても、揚圧力の時系列は図 2-2-4 に示すように D/H が大きい場合とは異なった様相を示す。すなわち揚圧力の時間波形は入射波の時間波形と同じ周期で変動しており、この波形からみる限りにおいては閉じ込められる空気の圧縮に密接な関係があると考えられる。特にこの圧力波形はリブで囲まれたリブブロック内の被圧計において計測されることから、リブブロック内の空気、リブブロック及び波の相互干渉とにより生じているものと思われる。

図 2-2-5 は $l/L = 0.74$ で目地からの空気漏出がない二次元目地無しの場合における揚圧力の時系列であって、測点No.4及びNo.5の付近に重複波の腹が生じそれより岸側に空気が閉じ込められてNo.6, No.7, No.8の測点に非衝撃的な圧力波形が現われている。この時系列は二次元目地無しの場合に観測され、特に $l/L = 0.74$ 、 $D/H > 0.5$ の場合に顕著に現われるが、リブの有無とは関係がない。これより実験装置を作成する場合に目地を入れるかどうかは注意すべきことであり、次節でさらに詳しく考察する。

2-4 波圧の空間分布と空気の閉じ込め効果

図 2-2-6及び図 2-2-7は30波平均の揚圧力の場所的变化を示したもので、図中Xは護岸からの距離を、 W_0 は水の単位体積重量、 P は揚圧力を表わす。両図とも栈橋の護岸への取り付け部測点No.8で強大な波圧強度を示している。また栈橋長の大きい $Q/L=0.74$ の場合には重複波の腹の位置に当たる測点No.4, No.5においても大きな波圧強度が生じているが、その他の測点ではこれらの強大な波圧に比べてその値は著しく小さい。このことから床版の揚圧力の設計において空間的に平均した波圧強度を用いることには問題があろう。

次に空気閉じ込めの効果を図中の二次元モデル、三次元モデルおよび目地の有無の各実験条件から考察してみよう。目地入りの場合、二次元モデルと三次元モデルの圧力分布および無次元波圧の値はほとんど変わらないのに対し、二次元モデルにおいて目地の有無によってその分布形及び無次元波圧の値は大きく異なり、最大波圧を示す $X/L=0$ 近傍では目地無しの場合に目地入りの場合に比して約1/2程度の圧力の値を示している。図 2-2-7の $X/L=0.15\sim 0.25$ の波面が床版に衝突しない領域について見ると、目地入りの場合揚圧力は作用しないが目地無しの場合には圧力が生じている。これらのことから、空気の閉じ込め効果について以下のように結論づけられる。

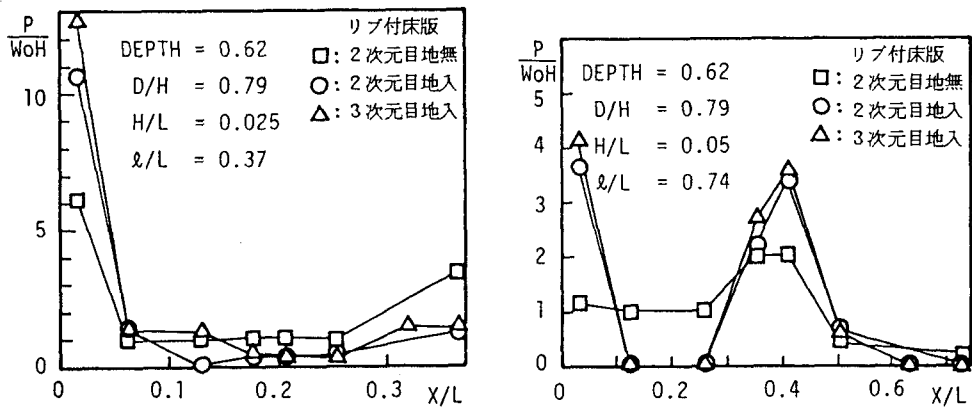


図 2-2-6 揚圧力の空間分布($Q/L=0.37$) 図 2-2-7 揚圧力の空間分布($Q/L=0.74$)

a. 棧橋に空気漏出の孔（例えば目地）があれば、三次元モデルも二次元モデルも大差ない結果が得られる。すなわち二次元モデルにおいて設けた目地から空気が容易に漏出し圧力は空気の圧縮効果を示さない。

b. 二次元目地無しの場合は空気の圧縮効果が明瞭にあらわれ、特に棧橋長の長い場合には目地の有無によって圧力分布の異なることが予想される。従って、空気の漏出が想定される場合の現地条件を考えると、模型での目地の有無について十分注意を払う必要がある。

なお $l/L=0.37$ の場合の測点No.8の圧力強度は、 $l/L=0.74$ の場合の値に比して約3倍程度大きい値を示しているが、これは $l/L=0.74$ の場合重複波の腹の位置（ $X/L=0.4 \sim 0.5$ ）で波面が床版に衝突するため測点No.8での波高が減殺される結果と考えられる。なお本節に示した特性もリブの有無には関係がない。

2-5 クリアランスの変化に伴う揚圧力の変化及びリブの影響

図 2-2-8はさきの波圧の空間分布中の最大値（ $l/H=0.74$ 、測点No.4）を取り上げ、クリアランスの変化に伴う圧力変化を各波形勾配別に示したものである。この図からわかる様に同じ l/L の場合に最大の波圧強度を示す D/H は同じでなく、波形勾配により変化する。また D/H が小さくて波面上昇速度が大きな状態で床版に衝突すると考えられる場合が必ずしも最大波圧強度を示すものではないということである。なお図中実験値で黒く塗りつぶした値はリブの下端が静水面と一致している場合であり、それより D/H が小さい場合は前述のリブ、空気、波の相互干渉効果により波圧が減少している。またこの最大波圧強度を示すクリアランスは波形勾配の差異によって少しずつ異なっているが、これについての系統的な傾向は見出せなかった。

図 2-2-9は従来揚圧力実験に用いられてきた平床版モデルとリブ付モデルの測点No.8、 $l/H=0.37$ の場合の揚圧力特性を比較したものであって、平床版の場合のクリアランスが小さい場合、すなわち海面が高潮等によって上昇した時に最大波圧強度を示すのに対し、リブ付モデルの場合には $D/H=1.0$ 付近で最大波圧強度を示し、リブの存在を無視することはできないことが分かる。

この様にリブの存在はリブで囲まれる領域の空気圧縮の効果もさることながら、リブ自体による入射波自体の変形なども考えられるので、第3章にてリブの効果を中心に揚圧力の特徴をモデル同定して考察を進める。

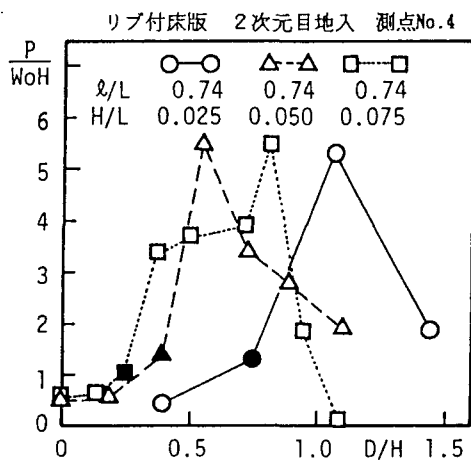


図 2-2-8 D/H の変化に伴う揚圧力変化

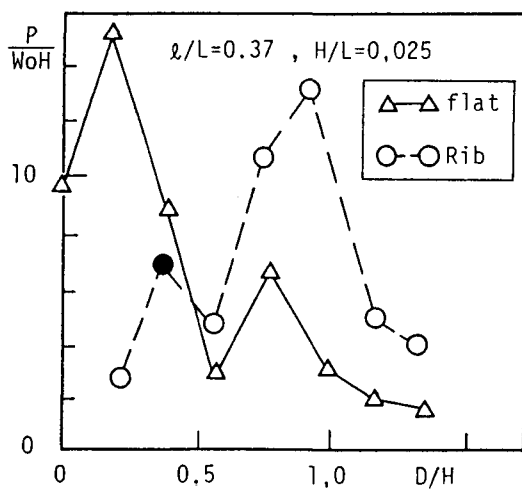


図 2-2-9 揚圧力に及ぼすリブの効果

2-6 全揚圧力の特徴

図2-2-10は実験に用いた2枚の床版（図 2-2-2参照）のうち岸側の床版に作用した全揚圧力 F_a について平床版とリップ付き床版との比較を行なったもので $\lambda/L=0.37$ 、 $H/L=0.025$ の場合における平床版2次元目地入、リップ付き3次元目地入、リップ付き2次元目地入のそれぞれの結果である。図の縦軸は全揚圧力 F_a を岸側床版の単位面積当りの波圧強度に換算（ $F_a / \omega_0 HA$ 、ここに A は床版1枚の面積）したものであり、図中の実線は合田⁶⁾による理論曲線であって次式で与えられる値である。

$$F_a / \omega_0 HA = \frac{\zeta}{4} \frac{L}{\lambda} \tanh \left(\frac{H}{D} - \frac{D}{H} \right) \quad (2-2-1)$$

ここに ζ は補正係数でここでは 1.0 を用いている。また図中のヒゲ付きの記号はリップ下端が静水面と接した状態での実験結果を示している。この図より平床版に働く全揚圧力 F_a は $D=0$ の近傍を除いて合田の理論式により精度よく算定できることがわかる。さらにリップ付き床版であってもリップ下端が静水面以上の位置にあれば合田の理論は全波力の算定に十分有効であるといえよう。

前節の揚圧力に及ぼすリップの効果と、全体揚圧力に及ぼすリップの効果異なるのは圧力が空間的に分布し、圧力が最大となる時刻も場所的に異なるためであろう。

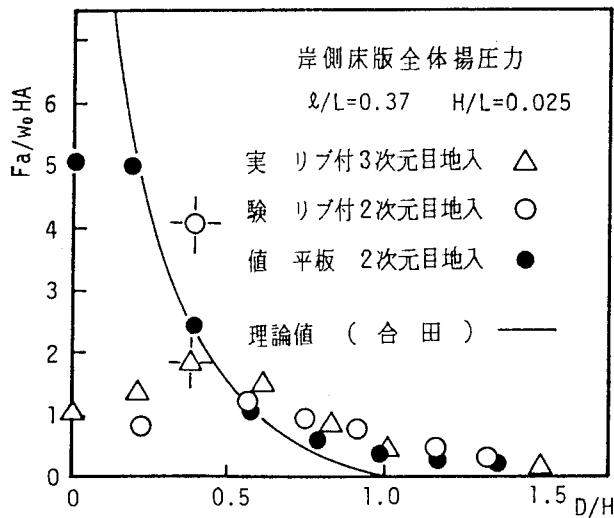


図 2-2-10 全揚圧力（岸側床版）の特性

2-7 不規則波実験による揚圧力

本実験では風波をモデル化したブレッドシュナイダー・光易型のスペクトルから合成した不規則電気信号を用いて不規則波を発生させた。なお不規則波の合成の際、各成分波の位相は乱数を用いて決定した。解析は構造物、造波板等による反射、再反射等が十分に繰返され、水槽内の波が定常になった後の約 180 波について行なった。実験においては入力スペクトルのピーク周波数に対応する一様水深部での群速度が水槽距離を 3 往復した時刻以後を定常と判断した¹¹⁾。実験は $D = 4, 8, 12 \text{ cm}$ の 3 種類、ピーク周波数は λ / L_p が 0.37, 0.74 となるように選んだ。ここに L_p は入力スペクトルのピーク周波数に対応した波の波長である。また栈橋への入射波スペクトルは入射分離推定法を用いて求めた。¹²⁾ 図 2-2-11 に実験により得られたスペクトルの 1 例を示す。図中実線は入射波スペクトル、破線は反射波スペクトルであり、参考のためブレッドシュナイダー・光易型のスペクトル形状も示してある。入射波スペクトルが高周波数側で理論値より低下しているのは水槽特性および入射分離推定法のスペクトル推定精度によるものと考えられる。なお解析に用いた最大波高 H_{\max} は次式により求めた。¹³⁾

$$H_{\max} = 1.07 \sqrt{\log N} H_{1/3} \quad (2-2-2)$$

$$H_{1/3} = 4.0 \eta_{\text{rms}} \quad (2-2-3)$$

ここに N は入射波数、 η は入射波の水位変動であり、本実験では約 180 波について計測を行なっているので

$$H_{\max} \doteq 1.61 H_{1/3} \quad (2-2-4)$$

となる。なお実験は 3 次元目地入に対してのみ実施した。

本研究で取扱っている栈橋に作用する揚圧力のような現象に対して不規則波の実験結果を規則波実験の結果と対応させる場合、不規則波中のどの波をもって規則波と対応させるかが問題となる。波力、波圧の絶対値が波高に比例するような場合には、たとえ非線型現象の場合においても最大波力は不規則波中の最大波高と等しい規則波によって求められるものと仮定してよからう。しかし、本研究の場合には図 2-2-8 あるいは図 2-2-9 のリップ付き床版の実験例に見られるように、波高が大きくなる（すなわち D/H が小さくなる）につれて波圧が大きくなるとは限っていない。このような現

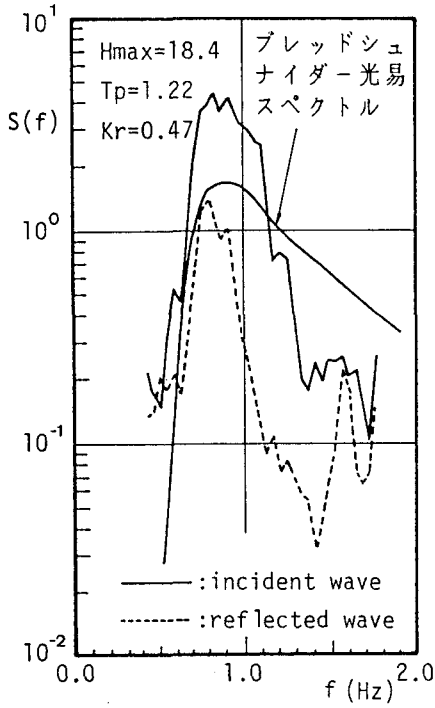


図 2-2-11 入射波スペクトルの一例

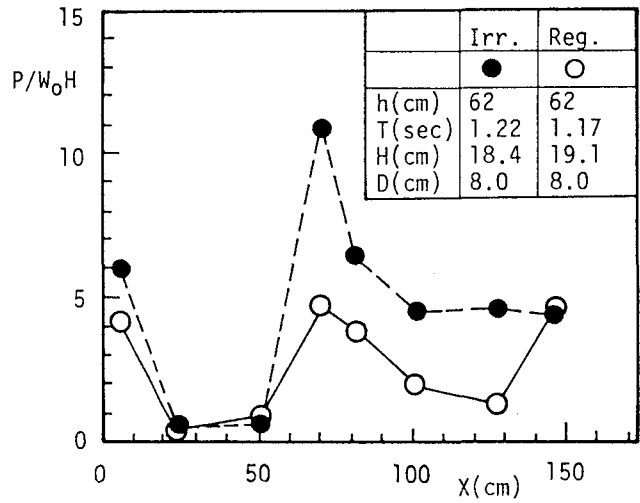


図 2-2-12 規則波実験と不規則波実験の対応
 ($l/L = 0.74$)

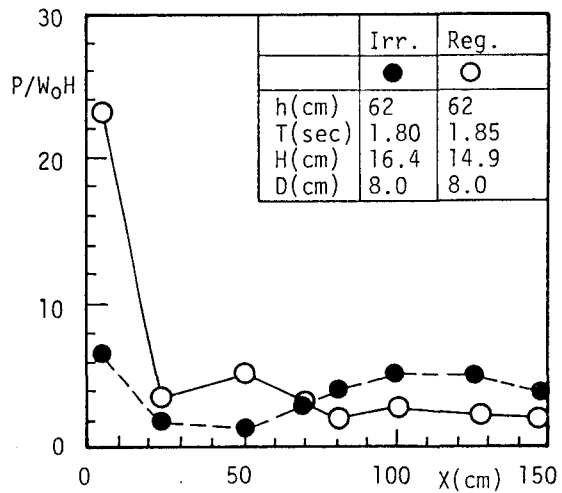


図 2-2-13 規則波実験と不規則波実験の対応
 ($l/L = 0.37$)

象に対して規則波実験と不規則波実験を対応させる手法は著者の知る限りでは見当らず、上述の議論をふまえた上で本研究では不規則波実験で得られた最大波圧と不規則波中の最大波に対応する規則波実験の30波中の最大波圧との比較を行なうこととする。

図2-2-12、図2-2-13はこの規則波実験と不規則波実験の比較を示したものであって波圧強度の空間分布を示している。前述のように不規則波は180波中の最大波圧を最大波高で、規則波は30波中の最大波圧を入射波高で無次元化した波圧強度であり、横軸は測点の位置を鉛直壁からの距離 X (cm)で示している。図中白丸が規則波、黒丸が不規則波による実験値であり、図2-2-12は $\lambda/L=0.74$ 、図2-2-13は $\lambda/L=0.37$ に対応するケースである。両図とも空間分布の形状は規則波、不規則波ともに同様な傾向を示しているが、定量的な対応は十分とは言い難い。また波圧強度の大きな測点No.4、8($X=80$ 、6cm)については一方の結果が常に他方を上まわるような傾向も見られない。他の実験条件についても同様である。しかし測点No.1~3($X=145$ 、126、100cm)の沖側の波圧強度分布については不規則波の波圧強度が常に規則波の結果を上まわる傾向が見られた。実験時の波の状況を目視観測した結果から、この沖側の部位で比較的大きな波圧強度が生じるのは不規則波特有の波の連なり方によって生じるものと考えられる。すなわち小さな波高が数波続いた後に大きな波高の波が続く場合は、大きな波高の波は重複波としてよりは進行波に近い状態で栈橋に作用する。進行波では波圧が発生するとともに波高が減少し岸側においては小さな波圧しか生じなくなっている。当然規則波においてはこのような現象は生じえない。すなわち、不規則波中のこの進行波的な波の作用により、栈橋先端部での比較的大きな波圧強度が生じたものと思われる。

2-8 結語

栈橋長波長比 $\lambda/L=0.37$ 、 0.74 の条件に対して、床版下に閉じ込められる空気および床版下面に設けられたリブが揚圧力に及ぼす影響を明らかにした。本研究で得られた知見をとりまとめると以下のようである。

- (1) リブ下端が静水面より高い場合と静水面より低く半没水の状態において栈橋に働く場合とでは揚圧力の特性が大きく異なり、静水面より高い位置にリブがある場合には強大で衝撃的な揚圧力が生じる。一方リブが半没水の状態の場合には波の運動と同調した揚圧力が観測される。
- (2) 床版下における空気の閉じ込めの程度が異なる3種類の床版（3次元目地入、2次元目地入、2次元目地無（気密状態））については、3次元目地入と2次元目地入の実験結果に大きな差異は認められないが、2次元目地無においては床版下に閉じ込められた空気の圧縮により床版全面にほぼ様な圧力が生じる。このため3次元目地入、2次元目地入で強大な波圧の生じる部分（特に測点No.8）では2次元目地無では小さい揚圧力しか示さない。
- (3) 3次元目地入、2次元目地入では強大な波圧の生じる部分は重複波の腹の位置と対応し、特に栈橋最奥部（鉛直壁近傍）での揚圧力が強大な波圧を示す。
- (4) リブ付き床版における栈橋最奥部の波圧強度の D/H による変化は、平床版における結果とは異なり、 D/H の比較的大きな所でピークを生じる。平床版においては D/H の小さな場合にピークが現れる。これは(1)の事実と密接な関連があり、揚圧力に関してはリブ付き床版と平床版で異なった現象が生じていると判断してもさしつかえない。一方岸側床版に働く全揚圧力に関しては、リブが半没水の場合を除いて平床版とリブ付き床版との結果はほぼ一致している。この2つの事実は相反するものであり、これを説明するためには非常に詳細な圧力の時間的、空間的情報を必要としよう。
- (5) 不規則波による波圧強度の空間分布は定性的には規則波実験の結果と一致しているが、定量的には規則波の結果を直接適用することは難しい。

第3章 リブブロックに作用する揚圧力の発生機構（リブが静水面より高い場合）

3-1 Wagner型波圧とBagnold 型波圧

本章では前章の結果をもとに二次元目地入りの栈橋最奥部のリブブロック（No.8）に働く衝撃的揚圧力を対象にしてリブが静水面より高い場合の揚圧力の発生機構を明らかにしていく。そしてリブブロック内に閉じ込められた空気の圧縮およびその漏出とともに水面の運動並びに変形をも考慮して開発した数値計算モデルを示す。

従来の研究を参照すると、リブブロックに作用する揚圧力としては水面が直接床版に衝突するWagner型の波圧 P_w とリブブロック内に空気が閉じ込められ圧縮されて生じるBagnold 型の圧力 \bar{P}_B （絶対圧力）の両者が予想される。

まず后者のBagnold 型の圧力は一般に次式で与えられる。¹⁴⁾

$$B_g = \frac{\rho_w K v^2}{P_0 d} = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{\bar{P}_B}{P_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} + 2 \left(\frac{\bar{P}_B}{P_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} - \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \quad (2-3-1)$$

ここに P_0 :大気圧、 ρ_w :水の密度、 v :空気を閉じ込めた時の水面の速度、 K :水の付加質量厚さ、 d :閉じ込められた直後の空気室の高さ、 γ :空気の比熱比（断熱圧縮の場合1.4の値をとる）、 B_g :Bagnold数¹⁾で、空気の密度を ρ_a とすると式(2-3-1)は

$$B_g = \left(\frac{v}{\sqrt{\gamma P_0 / \rho_a}} \right)^2 \gamma \frac{\rho_w K}{\rho_a d} \quad (2-3-2)$$

と変形できる。右辺の()内は代表速度と音速の比を表わしたMach数であり、このことからBagnold 数はMach則に従うパラメータであることがわかる。この空気圧縮による圧力はリブブロック内で一様で場所的には変化しないと考えてよい。また空気が閉じ込められている範囲内においては圧力の時間変化はほぼ正弦的な振動を示す。

一方Wagner型の波圧は静水面に落下するくさび状物体に作用する波圧を示したものでそのピーク圧力 P_w は次のように与えられる¹⁵⁾。

$$P_w = \frac{1}{2} \rho_w v^2 \left(\frac{\pi^2}{4} \cos^2 \beta + 1 \right) \quad (2-3-3)$$

ここに v は物体の落下速度、 β は物体と水面のなす角度である。谷本ら¹⁾は v を水面

の上昇速度、 β を水面の傾きとみなして式(2-3-3) を水平床版に作用する波圧の算定に応用している。この圧力はピークの現われる時刻が場所的に異なり、水面が接すると同時にピーク値を示し、その後急激に減少する。そしてそのピーク値は β にも強く影響される。また式(2-3-3) はポテンシャル論により与えられたものであり、Froudeの相似則に従う。

以上述べたBagnold型の圧力とWagner型の波圧は共に衝撃的な性質を有するものであるが、支配される相似則やその特性が大きく異なる。栈橋床版に関する水理実験においては圧力のピークが生じる時刻に床版に水面が接しているか否かを調べることであり、両者の圧力を識別することができる。

3-2 実験装置と実験方法

実験水槽は第2章に述べたものと同様であるが、床版模型は図 2-3-1に示すように1枚の床版とし、リップブロックは栈橋最奥部のみに設け、 $d/L=0.37$ の一種類とした。これは前章の結果より最大波圧強度の現われる条件を対象としたものである。波

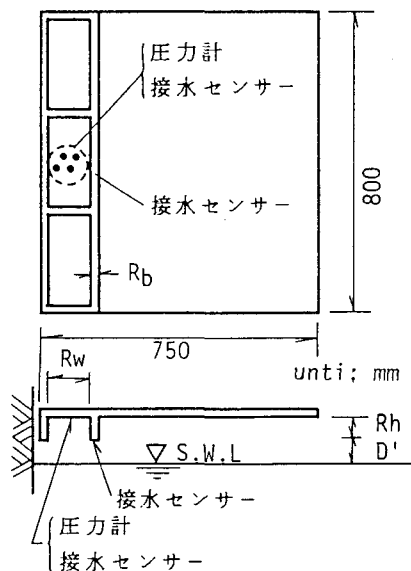


図 2-3-1 発生機構に関する実験装置

圧強度はリブの高さ R_h 、間隔 R_w によっても変化すると考え、 $R_h = 2, 4, 6\text{ cm}$
 $R_w = 4, 8, 12\text{ cm}$ の計9種類のリブブロックを用いた。なおリブの厚さ R_b は2cm
である。リブブロック内には最大4個の波圧計を設置することが可能であり、いずれ
の R_w に対しても常にリブブロック中央での波圧が計測できるようにした。波圧計の
真横および沖側リブ下端中央部には水面の接触した瞬間を知ることのできる接水セン
サー¹⁶⁾を設置した。このセンサーは波面と接触すると電気的パルスが発生するよう
になっているが、波面上の気泡が接触した場合にも反応する。従って波面上に気泡が
存在する場合にはパルスが発生したからといって必ずしも波面がセンサーに接触した
とは断定できないが、先に述べたWagner型、Bagnold型波圧の識別には有用である。

本実験は1枚の床版による二次元目地入り（根つけ部）の状態のみを用いており、
水深は56cmの一定とし、床版の設置高さを変化させてクリアランスを変えることと
し、 $D/H = 0.4 \sim 1.8$ の範囲で実験を行っている。またリブ下端と静水面との距離
 D' も2～6cmの範囲で変化させている。この様な方法により前章で示した強大な波
圧強度を示す領域に焦点を合せた実験を行うことができた。なお後述する解析値との
対応を容易にするために、水底は一律でありマウンドは設けていない。入射波は
 $H/L = 0.025, 0.037, 0.050$ の3種類とし、比水深は0.28の1種類に限定した。

3-3 揚圧力の発生機構別分類

実験で得られた波圧の時系列を接水センサーによる水面の接触するタイミングに
よって分類すると図 2-3-2に示す3つのタイプに分けることができる。この図は無次
元波圧強度の時系列を示したもので横軸 t/T は沖側リブ下端中央部に水面が接した
時刻（図中Rによる矢印）からの経過時間 t を入射波の周期で無次元化してある。波
圧計は岸側より $P_1 \sim P_4$ とし、各波圧計に水面が接した時刻を $S_1 \sim S_4$ で示して
ある。

まずタイプ-I（図 2-3-2（A））はいずれの波圧も時刻Rの直後にピークが発生
し、ピークが現われた後に波圧計に水面が接している（ $S_1 \sim S_4$ ）。このことからタ
イプ-Iの波圧のピーク値はリブブロック内に閉じ込められた空気の圧縮による力、

すなわちBagnold型の圧力であると判断できる。このタイプ-Iに属する時系列においては床版に水面が接しない ($S_1 \sim S_4$ が現われない) 場合にも上述の様な被圧の発生が見られた。

タイプ-II (図 2-3-2 (B)) は被圧計に水面が接した直後 ($S_1 \sim S_4$ の発生時刻直後) から波圧が作用し、ピークが現われている。しかしこの波圧の時系列は測定位置 ($P_1 \sim P_4$) によって異なっている。これらのことよりタイプ-IIは水面の接触によって生じるWagner型の波圧であると考えられる。この状態におけるリップブロック内の水面形状が重複波の波面の最大勾配より極めて急峻となることが目視観察の結果認められた。

一方図 2-3-2 (C) においては空気閉じ込めの直後 (時刻R) より波圧が発生しているがその時系列は測定位置により異なっている。特に P_1, P_2 の波圧は水面の接触直後 (S_1, S_2) より急激に大きくなるのに対し、 P_3 の波圧は水面が接触する時刻 S_3 が現われぬままに発生している。このように P_1, P_2 はWagner型の圧力と考えられるが、 P_3 は空気圧縮による力と考えられる。しかしこの型では P_1, P_2 のWagner型の圧力が卓越していることから、この型の圧力もタイプ-IIとして取扱うこととする。

次にリップブロック内の空気の幾何学的な体積変化について考えてみよう。時刻Rに

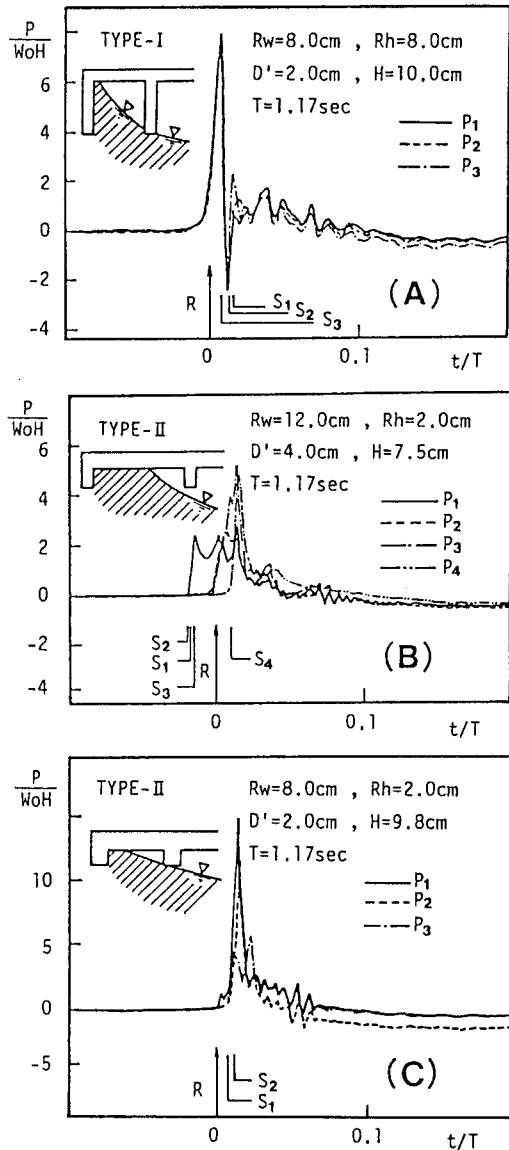


図 2-3-2 揚圧力の発生機構別分類

においてリブブロック内に空気が閉じ込められ、その後空気が漏出することなく水面が傾きその一部が床版に接した場合（時刻 S_1 ）を考える（図 2-3-2（A）参照）。このとき空気の体積は時刻 R の体積の $1/2$ 以下になるはずである。したがって空気の圧力の増加量（ $P - P_0$ ）は P_0 以上になる。いま波高を 10cm とすると $P_0 \sim 1033\text{gf/cm}^2$ であることから、この圧力の増加量は $100W_0 H$ 程度となる。この値は本実験で得られた値（最大で $15W_0 H$ 程度）よりはるかに大きく、これは空気が漏出しないとの仮定に問題があるものと思われる。実験においても沖側リブ下端より水中へ向って気泡の放出が観測されており、揚圧力の特性を詳細に検討するためには空気の漏出を考慮した解析が必要であろう。

3-4 揚圧力の数値計算モデル

前節の結果よりリブブロックに作用する揚圧力は Bagnold型、Wagner型が混在して発生するものであり、Wagner型が卓越する場合においてもリブブロック内の空気の圧縮、漏出等の影響のあることがわかった。従って実験結果をFroude則のみで現地換算することには問題が残る。そこで本節では空気の圧縮、漏出に加えてWagner型の波圧をも考慮しう揚圧力算定のための数値計算手法を提案し水理実験結果を現地換算する場合の手がかりを求めようとした。

リブブロック内に作用する揚圧力を求めるためには、リブブロック内部の水面の運動、空気の圧縮の状態、沖側リブ下端よりの空気の漏出の状態を知る必要がある。著者らはこれらを以下のようにモデル化した。

a. 水面の運動

本研究ではリブブロック内の水の運動に伴う空気の圧力変化を考慮していることから、リブブロック内の空気のある種の柔軟な構造物と同様の物と仮定し、この影響を表わすものとして、空気と一体となって運動する水塊を想定して、図 2-3-3に示すように微小幅の水柱群で表わす。以下この水塊を空気室部付加質量水と呼ぶ。この水柱群は鉛直上下方向のみに運動するものとし、リブブロック内の水面の運動をこの水柱群の運動で表わす。単位幅の水柱の運動は次式で与えられる。

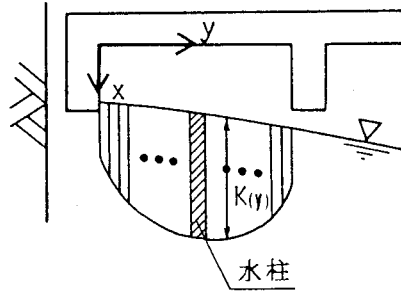


図 2-3-3 付加質量水柱群

$$\frac{d}{dt} [\rho_w K(y) \frac{d}{dt} x(t,y)] = P_a(t) - F(t,y) \quad (2-3-4)$$

ここに x ; 床版下面より下向きに測った水面位置、 y ; リブブロックの岸側を原点とし、冲向きに測った水平座標、 $K(y)$; 水柱の高さ、 P_a ; リブブロック内の空気の絶対圧力である。また F は水柱に働く流体力であり、この力は栈橋床版がない場合の波面からリブブロック内の水面位置まで水柱を押し込んだ場合に作用する静水圧に等しいとする。したがって F は次式のように与えられる。

$$F(t,y) = P_0 + \rho_w g [\eta(t,y) - (R_h + D - x(t,y))] \quad (2-3-5)$$

ここで η は栈橋床版がない場合の波面の水位である。付加質量水柱の長さ K は後に詳述する。

b. 空気の圧縮

対象とする現象は十分短い時間に生じるものであることから空気は断熱変化に従って圧縮・膨張する。また前節で示したタイプ-Iの時系列よりリブブロック内の空気圧力は一様であると仮定した。以上のことより空気の漏出がない場合には前述の式(2-3-1)が成立するが、漏出がある場合には漏出した空気量 $Q(t)$ を考慮しなければならない。任意の時刻 t におけるリブブロック内部の空気体積 $V(t)$ に対する見掛けの初期体積 $V(0) - Q(t) / \rho_a(0)$ を考え、 $V(t)$ と見掛けの初期体積に関しては断熱

圧縮過程が成立するものとする。漏出がある場合には次式が成立する。

$$\frac{P_a(t)}{P_0} = \left(\frac{V(0) - Q(t) / \rho_a(0)}{V(t)} \right)^\gamma = \left(\frac{\rho_a(t)}{\rho_a(0)} \right)^\gamma \quad (2-3-6)$$

ただし $\rho_a(t)$ はリブブロック内の空気の密度である。上式の $V(t)$ は $x(t, y)$ を $[0, R_w]$ の区間にわたって積分することにより求められる。

c. 空気の漏出

実験時の観測結果より、空気の漏出は沖側リブ下端からのみ生じるものとする。いま図 2-3-4 に示すように沖側リブ下端近傍の水面がリブ下端より下にある場合においてリブ下端と水面との距離を漏出口幅 B とし、漏出の速度 u は漏出口全体に一樣であるとする。そして u は十分短い時間内では等エントロピー一定常流れに従うものとみなす。漏出口から十分離れたリブブロック内部の空気の速度は十分小さく無視できるので等エントロピー一定常流れのベルヌーイ式より¹⁷⁾ 漏出速度は

$$u(t) = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{P_a(t)}{\rho_a(t)} - \frac{P_{out}(t)}{\rho_{out}(t)} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-3-7)$$

で求められる。ここに P_{out}, ρ_{out} はそれぞれ漏出口近傍の空気の圧力および密度である。ここで P_{out} は栈橋床版がない場合の漏出口近傍の静水圧に等しいと仮定し、次式で与えた。

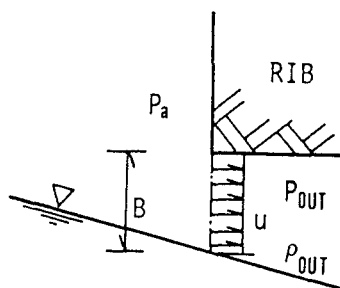


図 2-3-4 空気の漏出

$$P_{out}(t) = \begin{cases} P_0 + \rho_w g ((t, R_w) - D') & ; \text{for } \eta(t, R_w) > D' \\ P_0 & ; \text{for } \eta(t, R_w) \leq D' \end{cases} \quad (2-3-8)$$

また ρ_{out} は

$$\frac{\rho_{out}(t)}{\rho_a(0)} = \left(\frac{P_{out}(t)}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (2-3-9)$$

より求められる。以上のことより漏出空気量 $Q(t)$ は

$$Q(t) = \int_0^t \rho_{out}(t) \cdot u(t) \cdot B(t) \cdot dt \quad (2-3-10)$$

で求められる。

d. 付加質量の決定

本数値計算モデルでは、リップブロック内の水塊の運動に伴う空気の圧縮によって生じる空気室部付加質量を考え、さらにこの空気室部付加質量のリップ近傍の値を補正するために端部付加質量をも考慮する。空気室部付加質量は従来 Bagnold 数において用いられている付加質量厚さと類似したものであるが、本計算モデルでは半円形の y 軸方向分布を持つ付加質量を考え、この空気室部付加質量による水柱の長さ $K_w(y)$ を次式のように与える。

$$K_w(y) = S_c \sqrt{y(R_w - y)} \quad (2-3-11)$$

ここに S_c は補正係数である。この式(2-3-11)による定義ではリップブロック端部で $K_w(y) = 0$ となり、式(2-3-4)の運動方程式そのものが意味を持たなくなる。そこで、この端部の空気室部付加質量の値を補正すると同時に、従来 Bagnold 型の圧力を算定する時に無視されていたリップの厚さ R_b の影響をも取り入れようとしたのが端部付加質量である。また沖側リップ下端での空気の漏出口幅はこの端部付加質量の値に大きく影響されることから空気の漏出過程を支配する重要な要素の一つと考えられる。この端部付加質量厚さ K_e は R_b / R_w の関数であるとし、

$$K_e = f(R_b / R_w) \cdot R_b \quad (2-3-12)$$

とおく。そして関数 $f(R_b / R_w)$ は R_b / R_w の極限の状態より次のように定め

た。すなわち、 $R_b / R_w \rightarrow \infty$ の場合は幅 $2 R_b$ の板あるいはリブが単体で設置されている場合に等しい。この場合は半径 R_b の半円形の付加質量分布となり、リブブロック近傍での付加質量厚さ K_e は R_b になると考えられる。次に $R_b / R_w \rightarrow 0$ の場合は R_w に比べて R_b が無視できることから理想的な Bagnold型モデルに一致するであろう。この場合の端部付加質量厚さ K_e は従来 Bagnold数によく用いられている $\pi / 8 \cdot R_w$ に等しいと仮定する。以上のことを満足する関数として本研究では次のような式を用いている。

$$f(R_b/R_w) = \frac{\pi}{8} \left(\frac{R_w}{R_b} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{R_b/R_w}{R_b/R_w+a} \right) + 1 \quad (2-3-13)$$

ここに a は実験により決定される定数である。本モデルで用いる付加質量水柱の長さ $K(y)$ は空気室部付加質量と端部付加質量から次のように与えることとした。

$$K(y) = \max[K_w(y), K_e] \quad (2-3-14)$$

3-5 計算手法と圧力の評価

式(2-3-4)の常微分方程式を式(2-3-5)~(2-3-14)を用い、適当な初期条件のもとで数値的に解くことにより漏出を考慮したリブブロック内部の水面の位置、形状および内部の空気の圧力が求められる。数値計算手法としては4次のルンゲ・クッタ法を用い、 y 軸方向には32分割とし、時間ステップは10万分の1秒を用いた。 y 軸方向には4~100分割の種々の分割数での計算を行ない、計算結果が分割数に依存しない範囲の分割数を選んだ。またこの計算では数値的不安定が生じやすく、この数値的不安定をなくすために時間ステップが非常に短くなっている。初期条件としてはリブブロック岸側端部に波面が接した瞬間をとり、水面の位置 $\eta(t, y)$ および上昇速度 $dx(t, y)/dt$ は、合田¹⁸⁾により導かれた有限振幅の部分重複波理論(第3次近似解)による波形から求めた。このとき鉛直壁の反射率としては実験結果を参照して0.85を用いている。

図2-3-5は計算で得られた空気圧力 $P_a - P_0$ の時系列の一例である。Bagnoldが提案した圧力式では正弦的時間変化を示し、圧力の作用開始直後に圧力の増加率が最

大となり、水面の最も上昇した時にピーク値を示す。しかし図2-3-5では圧力が緩やかに上昇し始め、図2-3-2 (A) に示したタイプ I とよく似た圧力変化を示している。また本研究では空気の漏出を考慮していることから圧力がピーク値を示した後も漏出口近傍を除いて水面は上向きを有している場合がほとんどである。ピーク値を示した

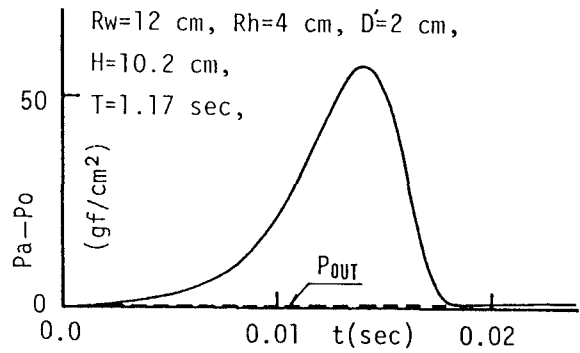


図 2-3-5 空気圧の時系列の一例

圧力は急激に減少し、漏出口近傍の圧力 P_{out} を中心に微小な振動を続ける。この振動は沖側リブ近傍の水面の上下動、すなわち沖側リブ下端での漏出口の開閉によって生じるものであり、図2-3-2 (A) に現われているピーク後の微小な圧力振動を定性的に説明しうるものと思われるが、定量的には振動周期、振幅ともに異なった値を示した。

空気圧がピーク値を示した後、水面が上昇を続け床版下面に接した場合にはWagner型の圧力が生じるものとして式(2-3-3)により圧力を算定した。ここで v , β は谷本らと同様、水面の上昇速度、水面の傾きとして与えた。この圧力と空気圧のピーク値を比べ、空気圧の方が大きい場合にはタイプ I の波圧が生じたものと考え、逆の場合にはタイプ II の波圧が生じたものと判断した。そして水面が床版に接する以前に下降し始める場合には空気圧のピーク値をもってタイプ I の波圧とした。

3-6 未定定数の決定と実験値との比較

上述の数値計算において S_c 及び a を適当に変化させて種々の計算を行なった結果、本モデルによる計算において水面が床版に接するか否かについては S_c の変化の方が a の変化より強い影響があり、圧力の絶対値については a が支配的な要素になることが分かった。これは S_c の値が計算の初期において付加質量水全体の運動量を決

定する要素となっており、これによって水面の最終上昇量が強く影響されること、および a の値、すなわち端部付加質量の値が空気の漏出量に強い影響を与え、空気圧を決定する大きな要素となっているためと考えられる。そこで、この圧力の絶対値と発生機構の分類に着目し、実験結果と計算結果を比較したところ $Sc = 2.0$ が最も適当であるとの結論を得た。次に図2-3-6 に示すように Rb / Rw の値の異なる3ケースの実験結果を任意に選び、計算結果が実験結果と一致するような $f(Rb / Rw)$ の値を求め、これらの値から式(2-3-13)中の定数 a を逆算すると平均値として $a = 6.5$ が得られた。これらの値の物理的意味については不明であるが、以後の計算はすべて $Sc = 2.0$ 、 $a = 6.5$ を用いることとする。

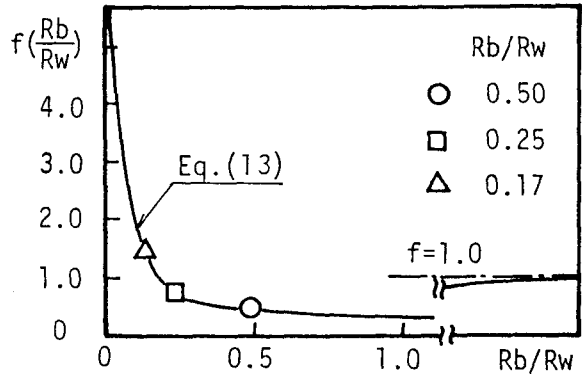


図 2-3-6 $f(Rb / Rw)$ の形状と a の決定
($a = 6.5$)

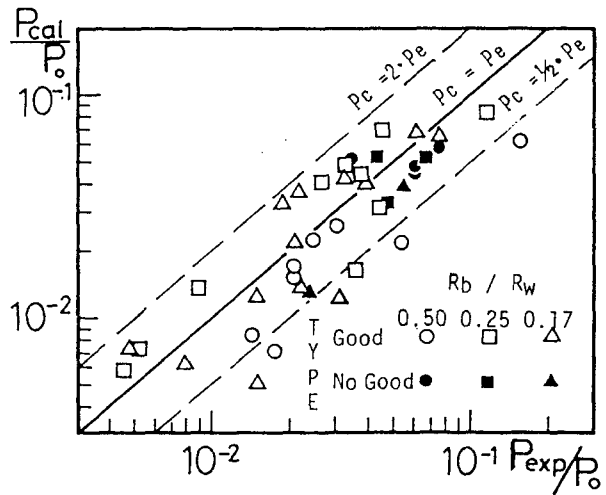


図 2-3-7 計算値と実験結果

図2-3-7 は計算結果と実験結果の比較を示したものであり計算値、実験値ともにリブブロック中央位置での結果のみを用いている。計算で求めた圧力の絶対値は実験結果の1/2 ~ 2倍程度の範囲にあり、そのばらつきは絶対値の大きさにかかわらずほぼ一定である。また図中の黒塗りは計算で定めた揚圧力の発生機構のタイプと実験で求めたタイプが一致しなかったケース(No Good)を、白抜きは一致

したケース(Good)を示している。対象としている現象が衝撃的で複雑な機構を有するものであること、用いている数値計算手法が大胆な仮定と単純なモデルの組み合わせによるものであることを考え合わせれば、図2-3-7 より、ここで提案した数値計算手法が実際現象をかなり表現しているものと考えられる。もちろん、より精度のよい解を得るために本モデルの中で用いている種々の仮定の妥当性の検証、現地スケールの実験・実測との比較検討が必要なことはいうまでもない。

3-7 結語

リブが静水面より高い位置にある場合の栈橋最奥部のリブブロックに作用する揚圧力の発生機構を実験により検討し、揚圧力の発生機構は Bagnold型とWagner型の両者の機構が複合されたものであり、さらに空気の漏出も考慮すべき要因であることを明らかにした。そしてさらにこれらの実験事実に基づいて簡単な物理モデルを組み合わせた数値計算手法を提案し、揚圧力の定量的評価を試み、実験結果によってその妥当性を検証した。

第4章 半没水リブの場合の揚圧力算定法

4-1 既往の研究

本章では床版下面のリブが水面に接しているか、半没水の状態での栈橋床版に作用する揚圧力の解析方法について論じる。これは現実の問題としては高潮位時の栈橋を対象としたものと考えてよかろう。

静水時にリブが半没水しているような状況の時には、波が作用しても栈橋と波との相互干渉効果により、鉛直壁前面で重複波が形成されることは少なく鉛直壁近傍ほど波による水位変動は小さくなる。リブブロック内の空気はこの時、常時閉じ込められた状態に近く、波の運動とともに圧縮、膨張する。この空気圧縮力が半没水リブの場合の揚圧力を示すと考えられる。すなわちこの場合には、波、構造物、閉じ込められた空気の3者の相互干渉問題を解くことにより揚圧力が求められる。

これと類似した現象を取り扱った研究としては小島ら¹⁹⁾の波力発電ケーソンの空気出力効率の解析、清川ら²⁰⁾の中空円筒構造物に対する散乱波の解析、岩田ら²¹⁾の圧気型浮防波堤の解析等がある。小島らは波力発電ケーソンの空気出力効率をケーソン上部工に設けられたノズルからの空気の流入出を考慮しているが、ケーソン内部の空気に重点を置いた解析を行っており、水表面の力学的境界条件の空気圧変動による影響を考慮しておらず、波と空気の相互干渉を取り扱ったものとは言い難い。これに対して清川らは変動空気圧による力学的境界条件の変化をうまく取り扱い固有関数展開を用いた円筒形構造物まわりの散乱波を解析している。しかしこの手法ではノズル等からの空気の流入出は考慮できない。また空気室は単一で構造物まわりの水域は一定水深でなければならず、このままでは本章で取り上げようとする栈橋床版に作用する揚圧力に対しては適用することができない。すなわち一般的には栈橋下の海底にはマウンドが設けられることが多く、そのため任意水底形状に対する波変形の解析が必要であること、またリブブロックは複数存在するため、複数個の空気塊と波との相互干渉問題を解かねばならないからである。

鉛直2次元面内の任意水底形状での構造物による波の変形を取り扱う解析法としてグリーン関数法がある。井島ら²²⁾は基本のグリーン関数を用い構造物から少し離れ

た一様水深場で固有関数展開法と接続させる方法を述べている。これに対し中村²³⁾はJohn²⁴⁾によるグリーン関数を用いた方法を開発している。中村の方法は井島の方法に比して解くべき方程式の次元数が低くなっており、この面から任意形状の構造物に対して有効であるといえよう。

本章では中村らのわき出し分布法に、清川らの変動空気圧の取り扱い方法を組み合わせる方法により、半没水リブを有する栈橋に作用する揚圧力の解析手法を開発し、実験値との比較を行なう。

4-2 グリーン関数法による波変形の解析

対象とする領域を図 2-4-1に示すような鉛直2次元半無限領域とし、非粘性、非圧縮性流体の渦なし流れを仮定する。線型波動論によれば波動場の速度ポテンシャル

$\Phi(x, z, t)$ は入射波と散乱波の速度ポテンシャル $\Phi_I(x, z, t)$ 、 $\Phi_D(x, z, t)$ の線形和で表わされる。この時流速の水平、鉛直方向成分 $u(x, z, t)$ 、 $w(x, z, t)$ は、

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ w &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{aligned} \tag{2-4-1}$$

で定義される。

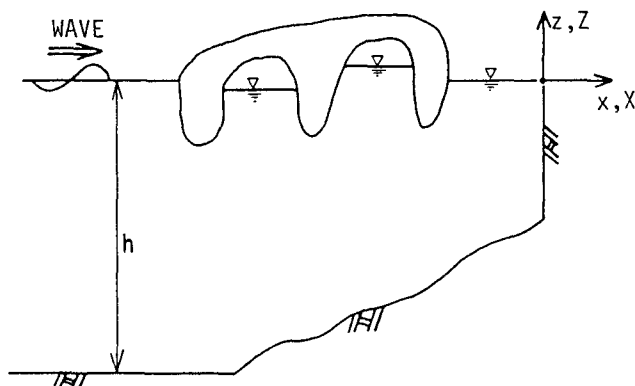


図 2-4-1 計算領域と座標系

グリーン関数を用いた散乱波の速度ポテンシャル Φ_D は、次式で示される。

$$\begin{aligned}\Phi_D(x, z, t) &= \text{Re} \left(\varphi_0 e^{-i\sigma t} \right) \\ &= \text{Re} \left\{ e^{-i\sigma t} \int_s f_s(X, Z) \tilde{G}(x, z; X, Z) ds(X, Z) \right\} \quad (2-4-2)\end{aligned}$$

ここに σ は波の角周波数、 $f_s(X, Z)$ はわき出し分布関数と呼ばれグリーン関数 \tilde{G} の強さを与える。 s は物体表面の境界であり、ここではリブブロック内の水表面も物体表面の一部と考える。

$\tilde{G}(x, z; X, Z)$ は半無限領域において適用可能なグリーン関数であって、Johnにより与えられた無限領域における波動場のグリーン関数 $G(x, z; X, Z)$ により鏡像法を用いて

$$\tilde{G}(x, z; X, Z) = G(x, z; X, Z) + \hat{G}(x, z; -X, Z) \quad (2-4-3)$$

として与えられる。Johnはグリーン関数 G を積分形で与えているが、中村は次式のような固有関数の級数展開表示を用いて計算している。

$$G = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{iC_n}{Rn} \cosh\{kn(h+z)\} \cosh\{kn(h-z)\} e^{-i kn |x-X|} \quad (2-4-4)$$

$$\sigma^2 = gkn \tanh kn h \quad (2-4-5)$$

$$C_n = \frac{kn^2 - k_0^2}{(kn^2 - k_0^2) h + k_0} \quad (2-4-6)$$

$$k_0 = \sigma^2/g \quad (2-4-7)$$

上式において $n=1$ の時グリーン関数は進行波形の解を示し、これが反射波あるいは伝達波を表わす。グリーン関数 \tilde{G} はその性質より水面上の境界条件

$$\tilde{G} = - \frac{g}{\sigma^2} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial z} \quad \text{at} \quad z = 0 \quad (2-4-8)$$

水底条件

$$\frac{\partial \tilde{G}}{\partial z} = 0 \quad \text{at} \quad z = -h \quad (2-4-9)$$

鉛直壁面上の条件

$$\frac{\partial \tilde{G}}{\partial x} = 0 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (2-4-10)$$

を満足するので、わき出し分布関数 $f_s(x, z)$ は固定物体表面上で法線方向流速がゼロという境界条件を満たさねばならない。

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial n} + \int_s f_s(X, Z) \frac{\partial \tilde{G}}{\partial n} ds (X, Z) = 0 \quad \text{on } S \quad (2-4-11)$$

ここに $\Phi_1 = e^{-i\sigma t} \cdot \varphi_1$ であり、 n は物体表面における外向き法線を表わす。

4-3 リブブロック内の変動空気圧による水面条件の変化

リブブロック内に閉じ込められた空気と波の相互干渉による空気圧変動はリブブロック内の水面における力学的境界条件を変化させる。本節ではこの力学的境界条件の取り扱い方法について述べる。

まず線型化されたベルヌーイの圧力方程式をリブブロック内の水面に適用すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Phi_1 + \Phi_0) + \frac{P_i}{\rho_w} + g(\eta + \bar{z}_i) = 0 \quad \text{at } z = \bar{z}_i \quad (2-4-12)$$

ここで P_i は i 番目のリブブロックにおける空気圧力（絶対圧力表示）、 \bar{z}_i はリブブロック内の平均水位である。（図 2-4-2 参照）

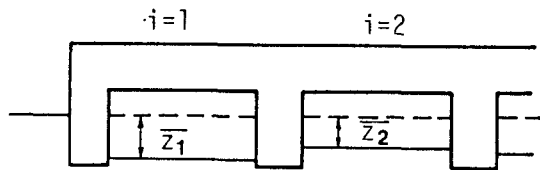


図 2-4-2 リブブロックの番号付け

ここでリブブロック内の空気圧力 P_i はリブブロック内で一様であると仮定する。 i 番目のリブブロック内の空気の体積変化量を V_i とすると、 V_i は平均水位からの水面変動量 η によって

$$V_i = \int_{A_i} \eta dA_i \quad (2-4-13)$$

で表わされる。ここに A_i はリブブロック内の水線面積を表わす。空気は理想気体であると仮定し、 P_i を V_i を用いて表わすと

$$\frac{P_i}{P_{i0}} = \left(\frac{V_{i0}}{V_{i0} - V_i} \right)^{\gamma} \quad (2-4-14)$$

が得られる。ここに P_{i0} 、 V_{i0} は静水時におけるリブブロック内の空気の絶対圧力及び体積、 γ は空気の比熱比で断熱変化の場合 1.4、等温変化の場合 1.0 をとる。ここでは第 3 章と同様、断熱変化を仮定し $\gamma=1.4$ とする。上式を $V_i = 0$ のまわりに Taylor 展開し、体積変動 V_i が V_{i0} にくらべ十分に小さいものと仮定して、2 次以上の高次項を無視すると次式を得る。

$$\frac{P_i}{P_{i0}} = 1 + \gamma \frac{V_i}{V_{i0}} \quad (2-4-15)$$

式(2-4-13)を上式に代入し、 P_i を求めると

$$P_i = P_{i0} + \frac{P_{i0}}{V_{i0}} \gamma \int_{A_i} \eta \, dA_i \quad (2-4-16)$$

が求められる。

一方、運動学的境界条件は一般の場合と同じく

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (\Phi_1 + \Phi_0) \quad \text{at} \quad z = \bar{z}_i \quad (2-4-17)$$

が成り立つ。式(2-4-12)の時間微分を求め、式(2-4-16)、(2-4-17) を連立させて η を消去すると次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial z} (\Phi_1 + \Phi_0) - \frac{\sigma^2}{g} (\Phi_1 + \Phi_0) + \frac{P_{i0}}{\rho_w g V_{i0}} \gamma \int_{A_i} \frac{\partial}{\partial z} (\Phi_1 + \Phi_0) \, dA_i = 0 \quad (2-4-18)$$

時間変動項 $e^{-i\sigma t}$ を除いて表わせれば Φ は φ となり、

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varphi_1 + \varphi_0) - \frac{\sigma^2}{g} (\varphi_1 + \varphi_0) + C_i = 0 \quad (2-4-19)$$

ここに

$$C_i = \frac{P_{i0}}{\rho_w g V_{i0}} \gamma \int_{A_i} \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_1 + \varphi_0) \, dA_i \quad (2-4-20)$$

式(2-4-19)がリブブロック内の変動圧力を考慮した自由表面境界条件であり、一般の場合の境界条件式に式(2-4-20)で表わされる C_i の項が付加されている。今 A_i を一定のままで $V_{i0} \rightarrow \infty$ とすると $C_i \rightarrow 0$ となる。これはリブブロックの高さが無限大、

すなわち上部が開放された場合と同じであり、この時式(2-4-19)は一般の場合と同じ自由表面条件を表わす。清川ら²⁰⁾は式(2-4-19)、(2-4-20)と同様の式を単一の空気室に対して導いている。

4-4 解析モデルの離散化と数値計算法

本数値計算法では”わき出し”は物体表面上のみに配置すればよい、すなわち求める未知数は物体表面上の要素における”わき出し”の強さ f_s のみである。ただしリブブロック内の水面は通常自由水面と異なり”わき出し”を分布させる必要がある。これに対してグリーン関数として基本解を用いる方法では水面、水底や、十分遠方での放射境界上でも要素を与える必要があり、未知数の数は非常に大きくなる。そこで物体表面上とリブブロック内の水面、すなわち”わき出し”を分布させる境界 S を有限個の線素分 ΔS_j に分割し、線素分上で”わき出し”の強さを一定とみなす。この方法で式(2-4-11)を離散化表示すると

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = - \sum_{j=1}^J f_j(X_j, Z_j) \int_{\Delta S_j} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial n} ds \quad (2-4-21)$$

ここで (X_j, Z_j) は j 番目の線素分の中央点の座標、 J は全要素数である。右辺の積分項はその被積分関数 $\partial \tilde{G} / \partial n$ が $(x, z) = (X, Z)$ において特異点を示すことから、この点については特別の処理が必要である。この処理方法については中村らが提案した方法を採用した。また式(2-4-19)、(2-4-20)を離散化すると次式を導くことができる。

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \varphi_1 = - \sum_{j=1}^J f_j \left\{ \int_{\Delta S_j} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial z} ds - \int_{\Delta S_j} \tilde{G} ds \right\} - C_i \quad (2-4-22)$$

$$C_i = \frac{\rho_{i0} \gamma}{\rho_w g V_{i0}} \left[\int_{A_i} \frac{\partial}{\partial z} \varphi_1 d A_i + \int_{A_i} \left\{ \sum_{j=1}^J f_j \int_{\Delta S_j} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial z} ds \right\} d A_i \right] \quad (2-4-23)$$

物体表面上の要素については式(2-4-21)、リブブロック内の水面上の要素については式(2-4-22)が成立するように、”わき出し”の強さ $f_{sj}(X_j, Z_j)$ を決定することにより散乱波のポテンシャル Φ_D を定めることができる。本計算では式(2-4-22)中の C_i

を展開せず、未定定数として取り扱い、式(2-4-23)が満足されるまで繰り返し計算を行なった。

4-5 計算結果と実験値の比較

a. 単一空気室構造物への適用

まず計算手法の妥当性を検討するため、小島ら¹⁹⁾による波力発電ケーソンの空気出力効率に関する実験、解析結果との比較を行なう。この波力発電ケーソンは単一の空気室を有する構造であり、一般には圧縮空気の流出するノズルが設けられているがここでは密閉型との比較を行なう。

小島らによる波力発電ケーソン模型と計算に際して用いた分割節点の配置、諸元を図 2-4-3に示す。計算により求めた空気室内の変動圧力の片振幅 P を、海水の単位体

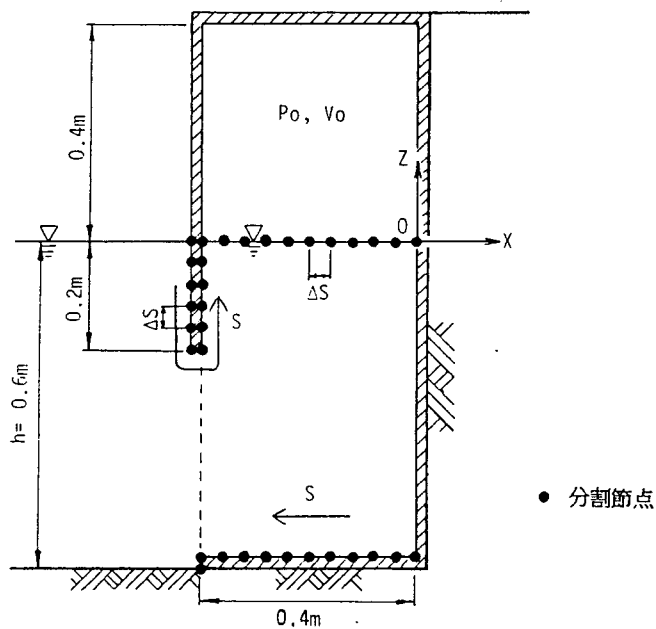


図 2-4-3 小島らによる波力発電ケーソン模型¹⁹⁾

積重量 W_0 と入射波の波高 H で無次元化し、比水深 h/L による変化を図 2-4-4 に示す。同図は小島らによる実験および計算結果も同時に示してある。小島らの近似理論による計算値と本解析手法による計算値とはほぼ同様な値を示し、実験値とも良好な一致を示している。特に比水深 h/L が小さくなるとともに（周期 T が長くなるとともに）圧力は大きくなり、 $1.0W_0/H$ に近づく傾向を良く表わしている。

図 2-4-5 は空気圧縮過程における等温変化と断熱変化の差異を実験室のスケールと現地のスケールについて調べたものであり、空気圧縮過程において断熱変化を仮定した妥当性を示すものである。図中破線および一点鎖線は小島らの模型実験についてそれぞれ断熱変化（ $\gamma=1.4$ ）、等温変化（ $\gamma=1.0$ ）を仮定した計算結果を図 2-4-4 と同様に表示したものである。またこの実験が 1/16 の縮尺で行なわれていることから幾何学的諸元を現地のそれに換算して計算した結果が実線（断熱変化 $\gamma=1.0$ ）および点線（等温変化 $\gamma=1.0$ ）である。模型のスケール

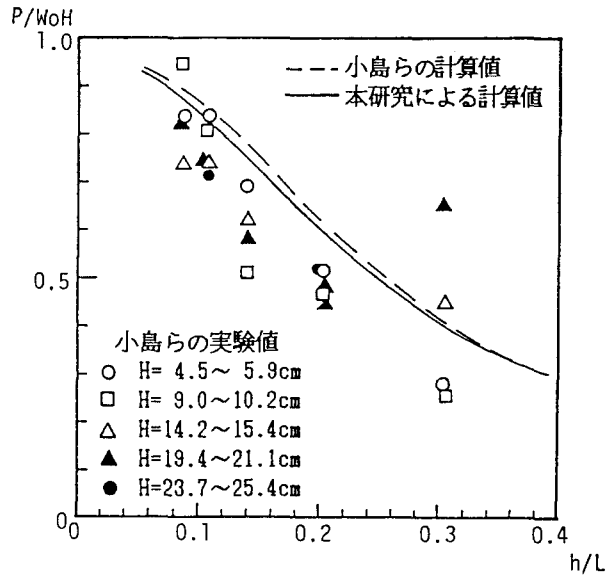


図 2-4-4 計算値と実験値との比較
(小島・合田らより)

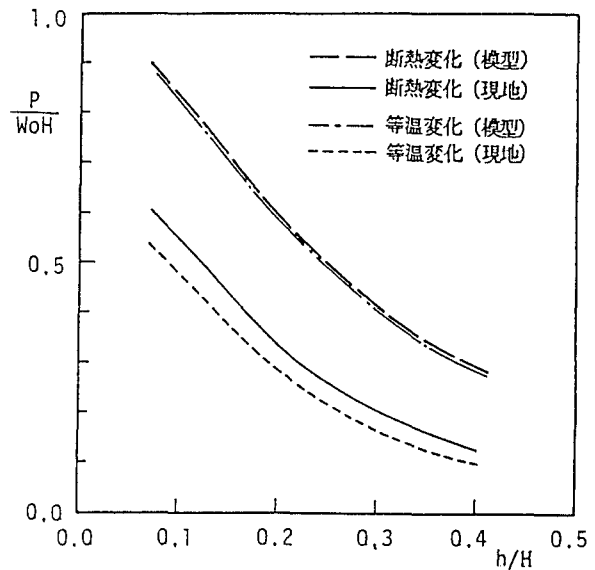


図 2-4-5 模型および現地における
計算圧力ピーク値の変化

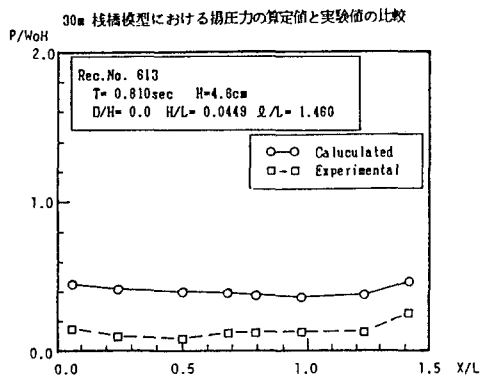
では断熱変化と等温変化の差はほとんど見られないが、現地スケールでは断熱変化による圧力は等温変化による圧力より大きく、その差は無視できない。すなわち断熱変化の仮定は等温変化の仮定より現地において安全側の値を与えるものといえる。これは断熱過程では系の全エネルギーが保存されるのに対し、等温変化では熱によるエネルギー逸散があることから当然の結果ともいえよう。

ｂ．リップ付き栈橋への適用性

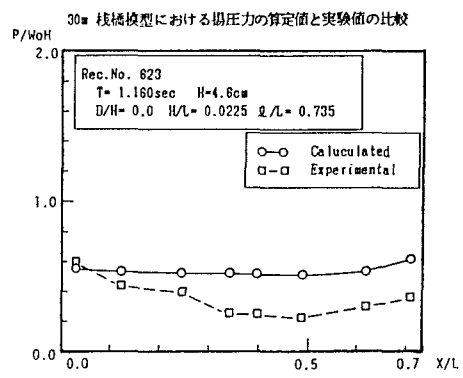
第2章で述べたようにリップ下面が静水面以下にある場合にはリップブロック内の空気の変動圧力は正弦的な変化、あるいは整流化されて正弦変化の正の圧力部分のみを取り出したような変化を示すことが多い。ここでは第2章での実験結果と計算結果の比較を行なう。

図 2-4-6 (a)、(b)、(c)は第2章で示した実験結果の中から $D/H=0.0$ 、 $H=4.6\text{cm}$ と一定で、周期 T の異なる3ケースについて実験結果と計算結果の比較を示したものである。同図は空気の変動圧力の片振幅を図 2-4-4と同様に無次元化し、その空間分布を示したもので、図中の口は実験値を、○は計算値を示している。いずれの周期においても計算値は沖側のリップブロックでやや大きめの圧力が表われ、他はほぼ一定値を示しているが、実験結果においては圧力の空間分布の変化が大きく、特に周期の長い図 2-4-6(c)においてそれが著しい。また周期が長くなるにつれて(図中(a)、(b)、(c)の順)全体的な圧力は大きくなる傾向を、実験値、計算値ともに示しているが、圧力の絶対値については実験値と計算値に差異が見られる。これらの差異の原因としては種々考えられるが、最も重要なものはリップブロック内の空気の密閉状態であろう。すなわち数値計算手法のモデル化においては空気はリップブロック毎に密閉されているものと仮定している。しかし実験では第2章で述べたようなリップブロック沖側下端からの空気の漏出、あるいは気泡の発生が見られる。この空気の漏出は周期が長い場合でかつ岸側のブロック程顕著である。従って岸側ブロック程圧縮、膨張する空気量が少なく、沖側ブロックでは岸側から空気が補給されるため空気量はリップブロックの容積で定められる。式(2-4-16)より、静水時の空気の体積 V_{i0} が小さくなると変動圧力は大きくなることが明らかである。図 2-4-6(c)で実験値の岸側ブロックの圧力

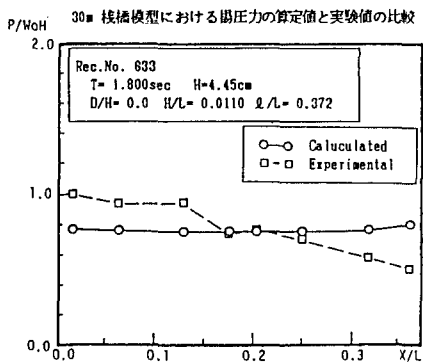
が大きくなっているのはこの理由によるものと考えられる。



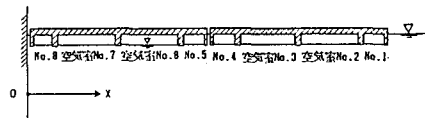
(a)



(b)



(c)



(d)

図 2-4-6 栈橋に対する実験結果との比較

4-6 結語

本章においては複数の空気室あるいは密閉された空気と波との相互干渉効果を考慮した構造物まわりの波変形および構造物に作用する空気による揚圧力の解析手法を提案したが、本手法は鉛直2次元において、鉛直壁前面に設置された栈橋、鉛直ケーソン等の構造物に対してのみ適用可能である。特に本解析手法は密閉された空気の圧力変動の解析に当って、空気室下部の海底形状が任意の形状であっても可能というところに特徴がある。本計算結果は実験値との比較において、単一の空気室を有する波力発電ケーソンにおいては良好な一致を見たが、複数のリブブロックを有する栈橋においては、なお実験値と計算値の間に若干の差異が認められ、空気の漏出等今後検討すべき項目が残されている。

第5章 揚圧力の縮尺効果と現地揚圧力への換算手法

5-1 揚圧力の相似則に関する問題点

空気の圧縮、漏出と波動問題の2つが揚圧力の発生機構に関連しているため、実験で得られた揚圧力を用いて現地換算することは容易なことではない。特に第3章で議論した D/H の大きな場合は難しい。波動運動とWagner型の衝撃圧力は本来Froude則に従う現象である。ところが栈橋床版に作用する時のWagner型の衝撃圧力については、接触時の水面の上昇速度と傾きがリブブロック内の空気の圧力によって変化する。一方、Bagnold型の空気圧力は空気が閉じ込められた時刻での水面の上昇速度と空気室の幾何学的性質等によってBagnold数を定義し、このBagnold数によって最大変動圧が定まる。Bagnold数はFroudeの相似則に従って縮尺とともに変化するが、空気圧とBagnold数の関係は非線型であるため最大変動空気圧はFroude則とは異った変化を示す。これがBagnold則と呼ばれるものである。ところで空気圧縮型の圧力は空気の漏出を伴いながら圧縮され、この空気漏出、空気の閉じ込めは波の状態によって変化する。従って、栈橋床版下のリブブロックで発生するBagnold型の揚圧力はBagnold則に従う、という結論は簡単には導けない。すなわち水面接触型の圧力も空気圧縮型の圧力も波動場の運動、圧縮空気の漏出、閉じ込められた空気の圧縮等種々の要因により決定されており、その相似則は単純ではない。

本章ではこの相似則の問題を取り上げ、第3章で開発した数値計算モデルが正しい解を示し、縮尺が変化しても実験的に決定された定数が適用できるものと仮定し、数値計算による縮尺に伴う揚圧力特性の変化を調べ、水理実験によって現地栈橋の揚圧力を換算推定する際の相似則の新しい適用方法を示すものである。

5-2 縮尺変化に伴う揚圧力の変化

Froudeの相似則では圧力は縮尺に比例するので、縮尺に比例する波高 H と縮尺に独立な水の単位体積重量を用いて無次元化した波圧強度 P/W 。 H は縮尺によらず一定値をとることがわかっている。

通常、波に関する水理実験はFroude則に従って実施され、空気の影響は無視されるので大気圧 P_0 は現地と実験において同じ値をもつ。このような状況においても、得られた値をFroude則に基づいて現地の値に換算することに問題はない。いまFroude則に基づく水理実験においてBagnoldの方程式(式(2-3-1))に従うような現象が縮尺によってどのように変化するか考えてみよう。

Bagnold数 Bg は式(2-3-1)より

$$Bg = \frac{\rho_w K v^2}{P_0 d} = \frac{\rho_w}{P_0} \frac{K}{d} v^2 \quad (2-5-1)$$

と表わされ、 ρ_w 、 P_0 は実験および現地でも変わらないものとし、 K/d も変わらないとするならば実験および現地において一定値とみなすことができる。また v は水面の上昇速度でFroude則より $(V_m/V_p)^2 = S$ が与えられる。ここで添字 m, p はそれぞれ模型および現地スケールの物理量であることを示す。これより Bagnold数は

$$(Bg)_m / (Bg)_p = S \quad (2-5-2)$$

となり、 Bg 数は縮尺 S に比例する物理量であることがわかる。

次に縮尺 S_0 による実験(模型及び数値実験)により得られた絶対空気圧 $(Pa)_{s_0}$ を異なった縮尺 S における絶対空気圧 $(Pa)_s$ に換算することを考える。式(2-3-1)と(2-5-2)より縮尺 S における Bagnold数 $(Bg)_s$ を

$$(Bg)_s = \frac{S}{S_0} (Bg)_{s_0} = \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{(Pa)_{s_0}}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + 2 \left(\frac{(Pa)_{s_0}}{P_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right\} \frac{S}{S_0} \quad (2-5-3)$$

により求める。ここに $(Bg)_{s_0}$ は縮尺 S_0 における Bagnold数である。次に $(Pa)_s$ と $(Bg)_s$ は式(2-3-1)を満足するので、次式より $(Pa)_s$ が求められる。

$$\frac{S}{S_0} (Bg)_{s_0} = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{(Pa)_s}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + 2 \left(\frac{(Pa)_s}{P_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \quad (2-5-4)$$

本研究では式(2-5-3)、(2-5-4)による圧力の換算方法を Bagnold則と呼ぶことにする。従って通常の相似則とは意味合いが異なる。

次に実際の揚圧力が縮尺の変化によってどのように変化するかを調べてみる。この問題の解決のため本研究では第3章で提案した数値計算法を用いた数値実験による

こととした。なおこの計算方法で用いる定数 (a 、 S_c) は第3章で示した値をそのまま用いる。図 2-5-1～図 2-5-3はこの数値実験結果を無次元波圧強度と縮尺との関係で示したものである。図中に示したリブ寸法、波高等の諸元は現地のスケール ($S=1$) における値を示す。縮尺 S における数値計算はFroude則を用いた一般の水理実験と同じく、図中の諸元を長さについては S 倍、時間に関しては \sqrt{S} 倍した値を用いているが、大気圧 P_0 については水理実験と同様縮尺に依らず一定値 (1033gf/cm^2) を用いている。図中の記号 (Δ 、 \circ) はそれぞれ式(2-3-3) および(2-3-6) を用いて数値計算で得られたWagner型の圧力 P_W 、Bagnold型の圧力 P_A を無次元化した波圧強度を示している。今仮に縮尺 $1/20$ で模型実験を行ない、数値実験と同じ値を得たとする。すなわち $S = 1/20$ ($=0.05$) における P_W 、 P_A に対して $P = \max\{P_W, P_A\}$ ($=$ 図中黒三角または黒丸で示した値) であったとする。Froude則を用いてこの実験結果を異なる縮尺 S における値に換算すると、先述のように無次元化した波圧強度は縮尺に依らず一定であるので、図中の実線となる。また式(2-5-3) および(2-5-4) を用いた Bagnold則に基づく任意の S での無次元波圧強度 $P/W_0 H$ に換算したものが図中の破線で示されている。

図 2-5-1において、 $S = 1/20$ の場合にはWagner型の圧力が Bagnold型の圧力より大きく、第3章で述べたタイプIIに属するものである。スケールが大きくなるにつれてWagner型と Bagnold型の関係は逆転し、現地スケール ($S = 1$) では Bagnold型の圧力が卓越したタイプIの型になっている。その絶対値はFroude則による換算値と Bagnold則による換算値の中間の値を示している。すなわちFroude則による換算値は現地での値を過大評価する傾向があり、Bagnold則による換算値は過小評価する傾向にある。

図 2-5-2は図 2-5-1と類似した変化を示しているが、Wagner型の圧力は $S = 1/3$ 以上のスケールでは生じていない。これはリブブロック内部の水面が床版下面に達していないためである。圧力強度の大きさは Bagnold則による換算値とほぼ一致しているが、揚圧力の発生機構がWagner型から Bagnold型へと変化していることから、この一致は偶然によるものと考えべきであろう。

図 2-5-3は $S = 1/20$ のスケールにおいて Bagnold型のみが作用しているケースであ

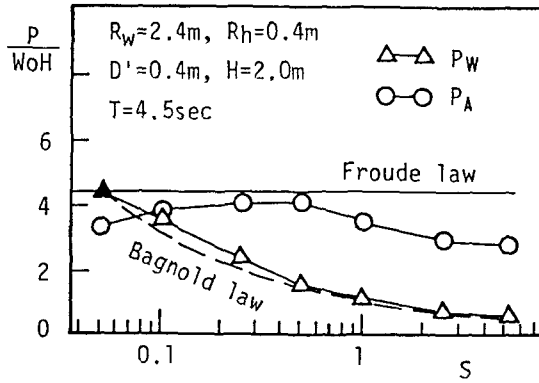


図 2-5-1 揚圧力の縮尺による変化 (その1)

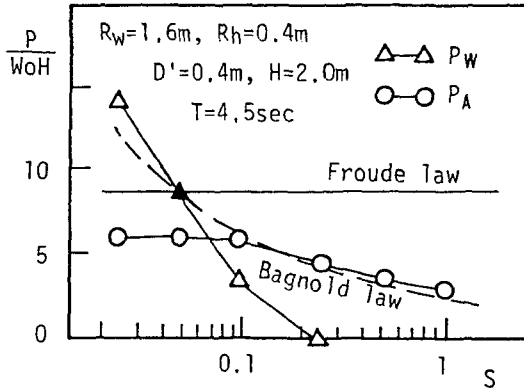


図 2-5-2 揚圧力の縮尺による変化 (その2)

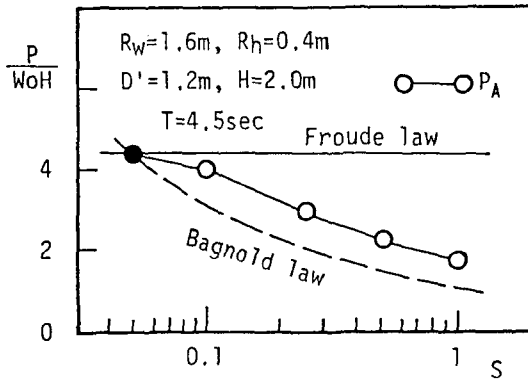


図 2-5-3 揚圧力の縮尺による変化 (その3)

り、スケールが大きくなってもこれは変化していない。圧力の絶対値は図 2-5-1と同様、Froude則による換算値と Bagnold則による換算値の中間の値を示している。

いずれの図においても現地スケールに近づくにつれ Bagnold型のみが生じるか、あるいは Bagnold型の圧力が卓越しており、大縮尺の模型になるにつれて Bagnold型の圧力が現象を支配するような傾向が明確に表われている。

特に空気圧 $P_A / W_0 H$ の縮尺 S に伴う変化には、注目すべき特徴が表われている。図 2-5-1を見ると縮尺 S の小さな領域 ($S < 1/2$) では縮尺 S が大きくなるにつれて空気圧 $P_A / W_0 H$ が漸増し、大きな領域 ($S > 1/2$) においては逆に S が大きくなるとともに小さくなる。特にこの減少の傾向が破線で示した Bagnold則と類似している。また図 2-5-2、2-5-3 では $S > 1/10$ の領域において Bagnold則と類似した減少傾向が見られる。この空気圧の変化特性については以下のように考えることができる。

第3章で考察したように沖側リップ下端より空気漏出のある場合を仮定する。漏出口幅と内部空気圧の時間的な変化を定性的に考えると次のようである。まず漏出口幅が大きく空気が自由に漏出する場合には水面が上昇しても内部の空気圧はほとんど変化しない。しかし漏出口が小さくなるにつれて、水面が上昇することによる単位時間当りのリップブロック内の空気容積の減少量に比して漏出する空気量が小さくなり、内部の圧力が上昇する。さらに水面が上昇し漏出口がふさがれる。この時、漏出口近傍の水塊が十分に大きな運動量を有する場合には内部の平均水面の上昇が停止する（この時内部の空気圧力が最大値を示す）まで漏出口はふさがれたままになっており、内部空気圧の最大値 P_A に対して Bagnoldのモデルを適用できる。しかし運動量が不十分な場合には空気圧が Bagnoldモデルの最大値に達する以前に漏出口近傍の水面が下降し始め、再び漏出口が開き圧力の急激な低下が始まる。この場合の空気圧の最大値 P_A は Bagnoldのモデルによる値より小さな値を示す。さらに運動量が小さな場合にはわずかな圧力変化によって水面の運動状態が大きく変化し、漏出口はふさがれることなく開放されたままの状態となるであろう。この時空気圧 P_A はあまり変化せず大気圧 P_0 とほぼ等しくなる。

この漏出口近傍の水塊がもつ運動量 $m v$ は、Froudeの相似則より縮尺 S の実験に対

して

$$(mv)_m = S^{5/2} (mv)_p \quad (2-5-5)$$

の関係を満たす。すなわち縮尺 S が大きくなるにつれて漏出口近傍の水塊の持つ運動量は大きくなり、ある値を超えると空気圧の最大値 P_A は Bagnold の相似則に従う。図 2-5-4 はこれを模式的に示したものである。まず S が非常に小さな時、水塊の持つ運動量も非常に小さく、空気圧 P_A は大気圧にほぼ等しくなる。この時水面は自由に上昇し Wagner 型の圧力 $P_W / W_0 H$ が主となる。 S が大きくなるにつれて漏出口幅が小さくなり内部の空気圧は S とともに大きくなる。これによって水面の上昇速度が小さくなることから Wagner 型の圧力 $P_W / W_0 H$ (図中の破線) は S が大きくなるとともに小さくなる (領域 III)。さらに S が大きくなると一度漏出口は塞がれるが空気圧が Bagnold モデルの最大値に達する以前に再び漏出口が開くという状況になり、この時の空気圧 $P_A / W_0 H$ は Bagnold モデル (図中点線) による値より小さくなる (領域 II)。さらに S が大きくなると漏出口は塞がれたままとなり Bagnold モデルが適用しうようになる (領域 I)。この領域では縮尺 S とともに空気圧 $P_A / W_0 H$ は Bagnold 則に従って減少する。またこの領域ではすでに Wagner 型の圧力は十分小さなものになり、空気圧 P_A が棧橋の揚圧力を決定するであろう。なお図中の S_L は Bagnold 則を適用しうる最小の縮尺であり、次節ではこの S_L について議論する。

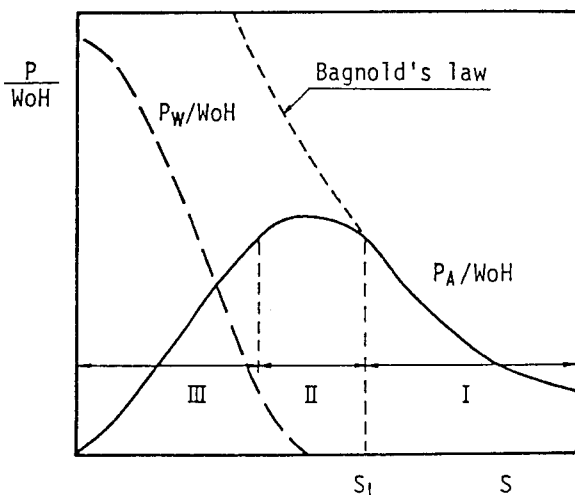


図 2-5-4 P_A と P_W の縮尺による定性的変化

5-3 Bagnold則の適用限界

前節図 2-5-4 に示した領域 I と II の限界の縮尺 S_L は工学的な観点から非常に重要である。もし実験を行なう場合に模型縮尺を S_L より大きな縮尺の水理実験により行なった場合には Bagnold 則を用いて現地揚圧力を換算し求めることができるが、水理実験が S_L より小さな縮尺の場合には換算することは容易ではない。この場合については次節で詳述するが、まずこの Bagnold 則の適用限界を示す S_L について論議しておく。

まず図 2-5-5 において実線で示した水面の状態に対して Bagnold モデルを適用する。すなわち岸側リブ下端に水面が接した時刻において、acdf により囲まれた部分の空気は閉じ込められたと仮定する。この時の Bagnold モデルによる最大空気圧 P_1 は式(2-3-1) により

$$Bg' = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} + 2 \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} - \frac{2}{\gamma-1} \quad (2-5-6)$$

で与えられる。ここでは簡単のため $\gamma = 1.4$ とした場合の Bagnold¹⁴⁾、光易²⁵⁾、中村²⁶⁾ によって提案されている近似式を用いて、

$$\begin{aligned} P_1 &= P_0 (1.18 \sqrt{Bg'} + 1.2 Bg' + 1) & \text{for } Bg' < 0.62 \\ P_1 &= 2.7 P_0 Bg' & \text{for } Bg' > 0.62 \end{aligned} \quad (2-5-7)$$

とする。ここで Bg' は次式で与えることとする。

$$Bg' = \rho_w K U_0^2 / P_0 d \quad (2-5-8)$$

$$K = 1/2 \{ \pi/8 R_w + f (R_b/R_w) R_b \} \quad (2-5-9)$$

$$d = R_h + 1/2 \delta \quad (2-5-10)$$

$$\delta = D' \{ 1 - \cos k(G_p + R_w) / \cos k G_p \} \quad (2-5-11)$$

$$U_0 = 2\pi H/T [\cos^2 \{ k(G_p + 1/2 R_w) \} - (D'/H)^2]^{1/2} \quad (2-5-12)$$

ここに K は一般に用いられる付加質量厚さ $\pi R_w/8$ と第 3 章の数値計算で用いた端部付加質量厚さ $f (R_b/R_w) \cdot R_b$ の平均値であり、 d は空気室の長さとして与えた。 δ 、 u_0 はそれぞれ初期の漏出口幅、リブブロック中央での水面上昇速度であって両者と

も微小振幅の完全重複波理論より求めている。ただし漏出口からの空気の漏出は生じないものとしている。

一方空気の漏出のないまま図中破線で示した位置まで水面が上昇したとするとその時の絶対圧力 P_2 は

$$P_2 = P_0 (V/V_0)^{-\gamma} \quad (2-5-13)$$

で与えられる。ここに V_0 は acdf で囲まれた空気の体積、 V は bcde で示される空気の体積である。なおここで破線は実線で示された水面形状がそのままの形状で上向きに移動したと見なした場合の水面である。したがって V/V_0 はリブブロックの位置と幾何形状のみで決定され、縮尺 S には独立である。すなわち P_2 も縮尺 S によらず一定である。これに対して P_1 は縮尺 S によって変化し、 S が大きくなるとともに P_1 も大きくなる。

今ここである縮尺 S' より大きな縮尺 S に対して、 P_1 が P_2 より大きくなるような S' を考える。すなわち

$$P_1(S) \geq P_2 \quad \text{for} \quad S \geq S' \quad (2-5-14)$$

S' なる縮尺はこの時、空気を圧縮する水塊の持つ運動量が十分に大きく、空気の漏出を無視した場合にもリブブロック内部に空気を閉じ込めることができる最小の縮尺である。実際の現象では空気の漏出は無視できず、漏出口幅が十分に小さくなるまで空気の圧力はほとんど上昇しない。この時水塊の持つ運動量はほとんど変化せずに図2-5-5の破線に近づく。すなわち S' より大きな縮尺においては空気を圧縮する水塊が十分に大きな運動量を持って空気を閉じ込めると考えられる。

次にこの S' なる縮尺を Bagnold 則の適用限界縮尺 S_L の近似であるとみなし、 S' で S_L をどの程度表現しうるかについて調べてみよう。まずここで得られた S' を示すと、図 2-5-6~2-5-8 中の矢印で示

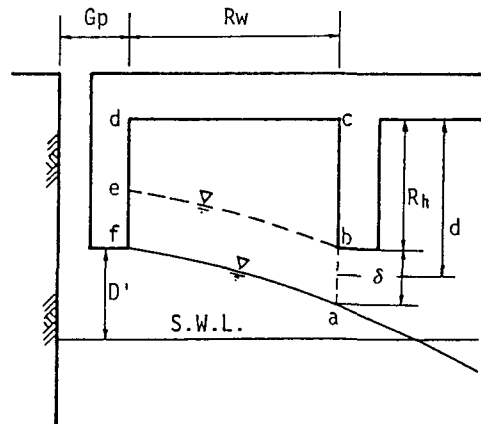


図 2-5-5 P_1 および P_2 の計算概念

す値をとる。図 2-5-6~2-5-8 は、それぞれ図 2-5-1~2-5-3 と対応しており、図中の記号は先の図と同じものである。次にこの S' の縮尺における数値計算の結果をもとに式 (2-5-3)、(2-5-4) を用いて求めた各縮尺での Bagnold 則に従う無次元波圧強度を求めたのが図中の実線である。各図とも S' より大きな縮尺においては数値計算結果が Bagnold 則から求めた波圧強度の実線とほぼ一致している。したがって縮尺 S' は Bagnold 則の適用限界を示す縮尺 S_1 を十分表わしていると考えて差しつかえなからう。そこで $P_1(S_1) = P_2$ として S_1 を定義する。なお、図 2-5-6 において S_1 は現地のスケール ($S = 1$) より大きい値を示しているが、このことは決して水理模型実験が意味のないことを示すものではなく、現地換算をする場合に次節で述べるような考慮を必要とすることを意味している。

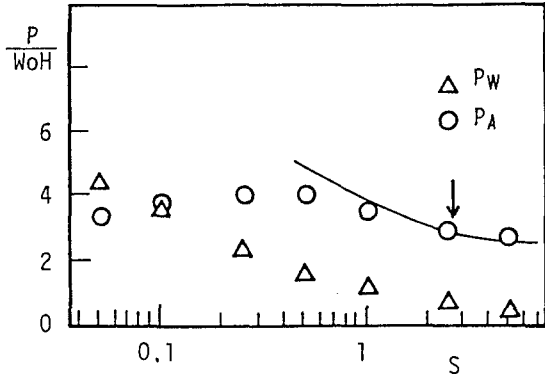


図 2-5-6 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その 1)

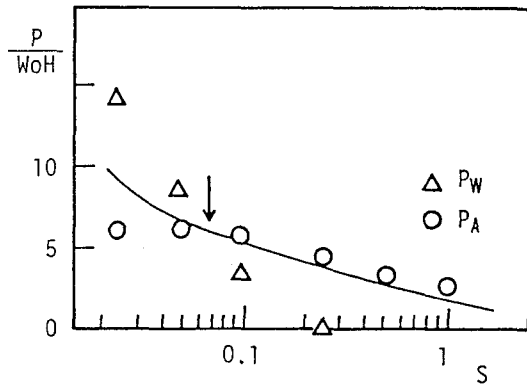


図 2-5-7 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その 2)

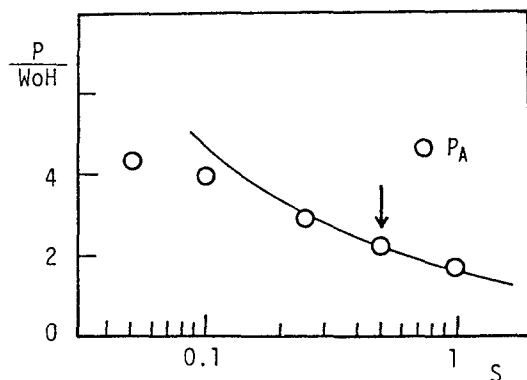


図 2-5-8 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その 3)

5-4 現地揚圧力への換算方法

今まで述べてきたように揚圧力の絶対値は種々の条件が重なり、第3章において提案した数値計算法を用いても現地栈橋に作用する揚圧力を精度よく推定することは難しい。このような場合には当然水理実験により揚圧力を推定しなければならないが、この実験が前説で示した Bagnold則の適用限界縮尺 S_L より大きな縮尺での実験ならば Bagnold則を用いて現地揚圧力を算定できる。しかし実際には実験施設等の制約により S_L より小さな縮尺での実験が行なわれることが多い。この小さな縮尺での実験値を従来のFroude則だけに従って現地揚圧力を算定すれば大きめの値が得られ、不経済な設計値を与えることになる。逆に Bagnold則だけに従って算定すれば小さめの値が得られ、危険な設計値を与えることになる。本説ではこのような条件下での実験結果を用いて現地揚圧力を推定する方法を提案する。

まず Bagnold則の適用限界の縮尺 S_L を以下のように求める。絶対圧力 P_2 を水面を直線近似することにより、式(2-5-11)を用いて δ を求めた後

$$P_2 = P_0 \left(\frac{R_h - 1/2 \delta}{R_h + 1/2 \delta} \right) \quad (2-5-15)$$

で求める。この時の縮尺は任意である。 P_2 を式(2-3-1)に代入し、 $\gamma = 1.4$ を用いて縮尺 S_L における Bagnold数 B_{g_L} を求めると次式で示される。

$$B_{g_L} = 5 \left(\frac{P_2}{P_0} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{P_2}{P_0} \right)^{5/7} - 7 \quad (2-5-16)$$

現地での値を用いて、式(2-5-9)～(2-5-13)により現地での $(B_{g'})_p$ を求める。式(2-5-15)、(2-5-16)及び S_L の定義式 $P_1(S_L) = P_2$ より Bagnold則の適用限界縮尺 S_L は次式で与えられる。

$$S_L = B_{g_L} / (B_{g'})_p \quad (2-5-17)$$

現地のスケールを1とした時の実験の縮尺 S_e を用いて次の3つの場合に分けて考える。

(i) $S_e > S_L$

この場合は Bagnold則の適用範囲内であるので5-2で述べた Bagnold則を用いて現地揚圧力を推定してよい。まず実験での圧力 P_e を絶対圧力 P' に変換する。

$$P' = P_e + P_0 \quad (2-5-18)$$

この P' を用いて実験において Bagnold の方程式を満たす Bagnold 数 B_{ge} を求める。

$$B_{ge} = 5 \left(\frac{P'}{P_0} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{P'}{P_0} \right)^{-5/7} - 7 \quad (2-5-19)$$

これを $1/S_e$ 倍し現地での Bagnold 数を算定し、現地栈橋に作用する絶対揚圧力 $\bar{P}_p (= P_p + P_0)$ を式(2-5-7) を用いて求める。

$$\bar{P}_p = P_0 (1.18 \sqrt{B_{ge}/S_e} + 1.2 B_{ge}/S_e + 1) \quad \text{for } \frac{B_{ge}}{S_e} < 0.62$$

$$\bar{P}_p = 2.7 P_0 B_{ge}/S_e \quad \text{for } \frac{B_{ge}}{S_e} > 0.62 \quad (2-5-20)$$

設計圧力 P_p は

$$P_p = \bar{P}_p - P_0 \quad (2-5-21)$$

で与えられる。 P_0 は 1 気圧 = 1013 mb = 1033 gf/cm² を用いればよい。ただし台風通過時等特殊な気象状態を考慮する場合には式(2-5-20)、(2-5-21)中の P_0 のみ、その気象状態での気圧を用いればよからう。

(ii) $S_e < S_L < 1$

この場合には図2-5-9 に示すように 2 段階に分けて換算を行なわなければならない。まず区間 $[S_e, S_L]$ は Froude の相似則により実験結果を縮尺 S_L での値に換算

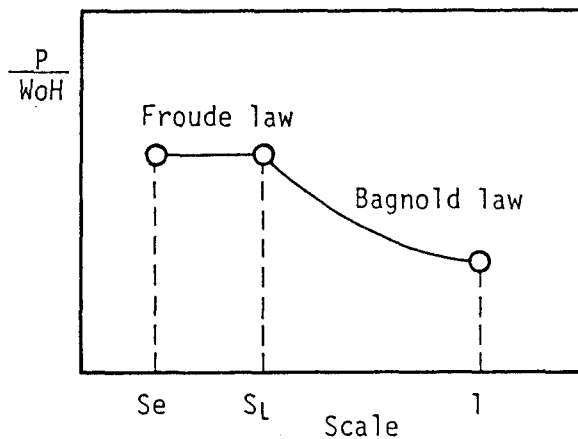


図2-5-9 現地揚圧力推定法 ($S_e < S_L < 1$)

する。この換算値を用いて区間 $[S_L, 1]$ は Bagnold則により現地揚圧力を求める。すなわち水の単位体積重量 W_0 、波高 H で実験結果を無次元化すると Froude則では縮尺に依らず一定値を示すので、

$$\frac{P_e}{W_0 H e} = \frac{P_L}{W_0 H L} \quad (2-5-22)$$

ここで添字 L は縮尺 S_L における値であることを示す。次の Bagnold則による換算法はすでに (i) で述べているので式(2-5-18)中の P_e を P_L 、式(2-5-20)中の S_e を S_L に置きかえれば P_p が求められる。

(iii) $1 < S_L$

この場合 Bagnold則を用いることができないので Froude則のみで換算すればよい。すなわち従来通り、

$$\frac{P_p}{W_0 H p} = \frac{P_e}{W_0 H e} \quad (2-5-23)$$

で P_p を求めればよい。ここに H_p は現地での波高である。

表 2-5-1 は 図 2-5-1 ~ 図 2-5-3 に示したケースについて実験の縮尺 $S_e = 1/20$ とみなして従来提案あるいは用いられている Bagnold則、Froude則と本換算法による現地揚圧力の換算値を無次元波圧強度により表わしたものである。図 2-5-1 については、 $S_L > 1$ であることから本換算法による結果は Froude則のみの結果と一致している。他の 2 つについては、本換算法による結果は Froude則、Bagnold則による結果の間に位置し、数値計算結果より安全側の値を与えている。これらの結果より本換算法による結果は 3 者の中で最も妥当な方法であると考えてよからう。

	Froude law	Bagnold law	Proposed method	Numerical results
Fig.2-5-1	4.21	1.09	4.21	3.52
Fig.2-5-1	7.31	2.07	2.73	2.39
Fig.2-5-1	4.43	1.06	3.35	1.74

表 2-5-1

5-5 結語

栈橋に作用する揚圧力の縮尺効果を数値実験により明らかにし Bagnold則の適用しうる縮尺の下限値 S_L が存在することを示した。またこの S_L の近似計算法を開発するとともに、水理実験により揚圧力を求める場合の換算法を S_L を用いて使い分ける方法を提案した。そして著者らの先に行なった $S = 1/20$ の水理模型実験結果を例に取りあげ、Froude則、Bagnold則による各換算結果と、本換算法による値を数値計算結果と比較し、本換算法の妥当性を示した。なおこのBagnold則の適用限界縮尺 S_L はリブブロック毎に異なる値を取ることに注意すべきであり、場合によってはリブブロック毎に現地揚圧力への換算法が異なるということもありうるので、個々のリブブロック毎に検討を加えることが必要である。

第6章 結論

本編では実際の横棧橋の床版に近い構造を示すリブ付き棧橋床版を取り上げ、これに働く衝撃的揚圧力について議論を進めてきた。すなわち、第2章では水理実験により基本的な揚圧力の特性を明らかにした。そして特にリブが半没水の状態と水面より高い位置にある状態で水理学的特性が大きく異なることを述べた。第3章、第4章ではこれを受けてそれぞれの場合の揚圧力特性を詳細に解析した。まず第3章ではリブが水面より高い位置にある状態の棧橋揚圧力を取り上げ、特に強大な衝撃的圧力の生じる棧橋最奥部のリブブロックに対する詳細な実験により空気の漏出が重要な役割を果たすことを示すとともに、数値計算モデルを開発し、これの妥当性を検証した。第4章では半没水リブに対する数値計算手法を提案した。第5章においては水理模型実験における相似則を論議し、空気圧縮による圧力が揚圧力の主要因となる最小の縮尺の存在を指摘するとともにその前後で適用すべき相似則を使い分けることを提案した。それぞれの結論は各章の末節に要約してあるので、本章では今後の検討課題となる項目について一括して述べておこう。

本編ではリブブロック中央部に作用する波圧を中心として結果をまとめてある。これは空気圧縮型の圧力が主要因となる場合には問題とはならないが、水面接触型の圧力の場合には圧力の時間的空間的变化を考慮する必要がある。特にリブ間隔が大きくリブの高さが短い場合（平床版に近い場合）には現地規模でも水面接触型の圧力が生じる。このような場合、棧橋床版の設計荷重として与えるべき値が問題となる。構造力学の著しい発達にもかかわらず棧橋床版については等分布荷重により設計されているのが現状であり、圧力の時間的空間的变化の詳細な測定結果を設計現場へ単純に適用することは容易ではなく、検討すべき課題の1つであろう。

衝撃的な波力の特徴の1つとして実験結果のバラツキの大きいことがあげられるが、この特性をいかに設計に反映し、またその対策をいかにすべきかは実際上の設計において大きな問題となろう。これについて中村²⁶⁾は揚圧力に対して空気による緩衝効果を用いると特に強大な波力の減少が顕著であり、衝撃波圧のバラツキが小さくなることを実験的に明らかにしている。この事実と水理実験の縮尺比が大きな程、空気圧縮型の圧力が卓越することを合わせて考えると、現地での揚圧力のバラツキが小

さくることが期待される。これは揚圧力の設計荷重に衝撃波力の変動特性を考慮するための貴重な資料となるであろう。

またリブブロックに作用する圧力と床版全体に作用する全揚圧力との関係についても本編中では議論していない。特に各リブブロックに作用する最大圧力の空間積分は、リブブロック毎に最大圧力の発生時刻が異なるため全揚圧力と一致しない。全揚圧力の水理学的特性が、リブブロック内で計測された圧力の特性と異なったものであることは第2章で指摘しているが、これよりリブブロック内の圧力は床版の設計に、全揚圧力は支持杭の設計に用いるという使い分けも考えられる。今後の揚圧力による栈橋の破壊機構の研究において一考を要する課題ではないかと思われる。

最後に波力研究の最大の課題である揚圧力の減勢工法について、二、三の提言を加える。従来提案されている減勢方法としては、積極的に空気を閉じ込める方法（永井ら¹⁾、中村ら⁸⁾）と空気抜き孔を床版に設ける方法がある。空気を閉じ込める方法は研究者が試験的に提案したものであるが施工された例は見当たらない。空気抜き孔は現場から出された案と思われるが、実際に施工されている。ただし定量的な効果の有無については報告がない。第5章で明らかにしたように実験室スケールでは水面接触型の圧力が卓越しやすく、空気を閉じ込めればこの強大な波圧は低減できる。逆に現地スケールでは空気圧縮型の圧力が卓越する傾向にあるが、この空気圧縮による力は設計荷重として、なお強大でかつ衝撃的である。このことは研究者にとっては忘れてはならない事実であろう。この面から考えると現場サイドから空気抜き孔の案が出るのは当を得たものといえよう。本研究を終えた段階では空気抜き孔による波圧減少手法はより実用的、実際的な方法であると考え。ただしその有効性については、なお検討すべき課題がある。例えば孔が大きく空気が容易に漏出するならば空気圧はほとんど上昇せず、スケールの小さな場合と同じく水面接触型の力が現われ易くなる。これはむしろ波圧減殺の面からすると逆効果となる可能性が高い。また現地栈橋には様々な特性を持つ不規則波が来襲する。その特性それぞれに対して有効な空気抜き孔は異なるであろう。様々な特性の波に対しても揚圧力を低減しうる空気抜き孔が存在するかどうか、揚圧力低減工法の鍵となるであろう。

参考文献

- 1) 永井莊七郎, 久保直, 時川和夫: 棧橋に働く揚圧力に関する研究(その1), 第13回海岸工学講演会講演集, pp.112~119, 1966
- 2) 室田明, 古土井光昭: 棧橋床版に作用する揚圧力についての実験的研究, 第13回海岸工学講演会講演集, pp.120~125, 1966
- 3) 港湾の施設の技術上の基準・同解説, 日本港湾協会, 1972, 3
- 4) 伊藤喜行, 竹田英章: 棧橋に作用する揚圧力, 港湾技術研究所報告第6巻4号, pp.37~63, 1967
- 5) 堀川清司, 中尾忠彦, 矢島昭弘: 棧橋に働く揚圧力についての実験的研究, 第14回海岸工学講演会講演集, pp.148~153, 1967
- 6) 合田良実: 1967年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会水理委員会, 1967
- 7) 谷本勝利, 高橋重雄, 和泉田芳和: 水平床版に働く揚圧力に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第17巻2号, pp.3~47, 1978
- 8) 中村孝幸, 川本浩二, 藤田昌夫: 棧橋に作用する衝撃揚圧力の減勢法に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.342~346, 1983
- 9) 谷本勝利, 高橋重雄, 村上 努: 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力, 港湾技術研究所報告, 第19巻1号, pp.3~31, 1980
- 10) 高橋重雄, 谷本勝利, 宮永清一: 遊水室に上床版のある直立ケーソンの現地波圧観測, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.552~526, 1984
- 11) 谷本勝利, 富田英治, 村永 努: 水路における不規則波の再反射波の影響について, 港湾技研資料, No.467, 1983
- 12) 合田良実, 鈴木康正, 岸良安治, 菊地 治: 不規則波実験における入・反射の分離推定法, 港湾技研資料, No.248, 1976
- 13) 例えば, 岩垣雄一, 榎木 亨: 海岸工学, 共立出版, 1979
- 14) Bagnold, R.A. : Interim Report on Wave Pressure Research, Journal of Institute of Civil Engineers, Vol. 12, pp.201~226, 1939
- 15) Wagner H. :Über Stob-und Gleitorgange an der Oberflach von Flussigkeit-

- en, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 12, pp.193~215, 1932
- 16) 合田良実, 原中祐一: 衝撃波圧に関する一実験, 港湾技術研究所資料, No.32, pp.1~18, 1967
 - 17) 例えば リープマン, ロシュコ: 気体力学, 吉岡書店, pp.14~16, 1954
 - 18) 合田良実, 阿部淑輝: 有限振幅波の部分反射に伴う見掛けの反射率について, 港湾技術研究所報告第7巻3号, pp.3~58, 1980
 - 19) 小島朗史, 合田良実, 鈴木論司: 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析, 波エネルギーに関する研究 第1報, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第3号, pp.125~158, 1983
 - 20) 清川哲志, 大山 巧: 中空円筒による波の散乱におよぼす空気圧縮性の影響, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.481~485, 1984
 - 21) 岩田好一郎, 沖 政和, 北浦新一, 奥岡辰芳, 池野正明: 圧気型浮体の波浪動揺特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.531~535, 1986
 - 22) 井島武士: 周辺積分法による水面波境界値問題の数値解析法, 1983年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会水理委員会, 1983
 - 23) 中村孝幸, 高橋和男, 中山和典: わき出し分布関数を用いた2次元物体まわりの波変形と流体力の解析法, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.462~466, 1982
 - 24) John, F. : On The Motion of Floating Bodies, II, Comm. of Pure and Applied Math., vol.3, No.1, pp.45~101, 1950
 - 25) Mitsuyasu, H. : Shock pressure of breaking wave, Proc.10th ICCE, pp.268~283, 1966
 - 26) 中村孝幸: エアークッション効果を利用した栈橋揚圧力の減勢法とそのモデル則に関する研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.599~603, 1985

結 言

本論文では海岸港湾構造物に作用する衝撃波力のうち、円柱に作用する碎波衝撃波力と棧橋床版に作用する衝撃揚圧力に対して研究を行なった。各編の終章に個々の問題に対する残された課題、将来展望については述べているので、ここでは衝撃波力全般に関する課題、展望とともに海岸港湾構造物の設計概念に関する著者の意見を付しておくこととする。

衝撃波力の問題は基本的な力学機構の解明、碎波を含めた波の変形の解析あるいは数値計算手法の開発、および衝撃波力による構造物の動的応答特性と疲労破壊の解明の3点に集約される。力学機構の解明には緒言で述べたように、自由表面の境界条件から物体表面の境界条件への変化に関する問題を根本として、物体と水面の間に閉じ込められる空気等の影響も同時に考慮しなければならない。波の変形の問題は本論文中では構造物のない状態での碎波時の水面形状として取り扱ったが、実際には構造物の影響を含めた3次元的取り扱いが理想であり、特に大スケールの構造物に対してこれが要求されるであろう。また構造物の動的応答と疲労破壊に関する問題は、構造力学の分野としての問題ではなく、海岸港湾構造物全般に関する問題として広い視野で望むべき問題であると考え。外力あるいは動的応答の長期間にわたる時系列を決定論的あるいは確率論的に表示して初めて、その外力あるいは動的応答に対する構造部材の疲労度が求められるものであり、海岸工学からの積極的なアプローチを必要としよう。波浪という繰り返し荷重を受ける海岸構造物にとってこの問題は避け難い問題であり、安全で経済的な構造物の設計のために衝撃波力だけでなく一般の波力を受ける構造物全般に関する今後の重要な課題であると思われる。

現在の海岸・港湾構造物は来襲する最大波高を用いた設計が主となっている。しかしながら工学的観点から見た衝撃波力の特徴の1つとして最大波力が必ずしも最大波高によって生じないことがあげられることから、最大波力を示す条件を模索し、設計することが必要であろう。

本論文は、1980年に Sedny で開かれた ICCE の会議から戻られた榎木教授が、『"extraordinary wave force" というのが (国際会議で) 話題になっていた。一度調べてみたら?』といわれた言葉に触発されて本格的に始めた研究をまとめたものであ

る。数秒あるいは十数秒の周期の波を扱う海岸工学の分野においてミリ秒の世界をも論議したこの論文には筆者の限られた知識故、議論の未熟な所もあろうかと思う。御意見をいただければ幸いである。またこの論文が海岸工学の発展の一助になれば幸いである。

最後に本研究の端緒より終始熱心に御指導を賜った大阪大学榎木亨教授に深甚の謝意を表するとともに、終始貴重な御助言、御討議をいただきました大阪大学室田明教授、名古屋大学岩田好一朗教授、大阪大学出口一郎助教授、愛媛大学中村孝幸助教授に感謝の意を表します。

神戸商船大学久保雅義助教授、大阪大学中辻啓二助教授、道奥康治講師には公私にわたり御指導、激励いただきましたこと感謝いたします。

また本研究を遂行するにあたり、多大な御協力を得た当時大学院学生岩橋哲哉、吉村文章、岡邦彦、高久雅喜、安川浩一氏を始め、学部学生諸氏に御礼申し上げます。さらに、大阪大学一宮孝信技官には本研究を通して実験、図面の作成等に御協力いただいた。ここに謝意を表します。