

スリット型防波堤に作用する波力と波のエネルギー逸散について

中 村 孝 幸*・奥 吉 雄**

1. ま え が き

従来、スリット型防波堤による波浪変形は、Mei ら¹⁾のスリット開口部での流れの急拡大現象によるエネルギー損失を考慮した解析例に代表されるように詳細な理論解析に基づき検討されてきている。これに対してスリット型防波堤に作用する波力は、近藤らの研究²⁾に見られるように上記の波浪変形の解析とは独立して主に実験的に検討されてきており、その水理学的な特性に関する解明も波浪変形のそれに比較して十分でない。この理由としては、波力算定の基礎となるポテンシャル的な流体力の特性が明らかにされていないことなどが挙げられよう。

このような観点より、本研究は、まず最初に堤体の構成部材の形状やその配置を直接的に考慮する波浪ポテンシャル理論に基づく解析法により堤体まわりの波浪変形および作用波力の算定を行い、ポテンシャル理論による算定結果の特性について把握するとともに水理模型実験による実測結果との比較の上で解析法の適用性について明らかにする。これに続き、上記解析法による流体場の算定も行い、時間変動に着目した部材波力の実測結果並びに算定結果との間の相互的な比較から実測波力における非ポテンシャル的な流体力の特性を明らかにし、モリソン式の適用の際に問題となる流速場の選定法についても示した。そして、最後に非ポテンシャル的な流体力と波のエネルギー逸散との間の関連性について検討し、スリット型防波堤による波のエネルギー逸散機構について明らかにするものである。

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

実験に用いた水槽は、高さ 1.25m、幅 1m、長さ 28m の 2 次元造波水槽で、一端にマルチバース型の造波機が、他端には消波のための捨石より成る 1/5 勾配の斜面が設置してある。また、水槽内にはその水路幅を 2 等分するように隔壁板を設け、片方の水路にのみ図-1 に示すように模型堤体を設置した。そして、もう一方の

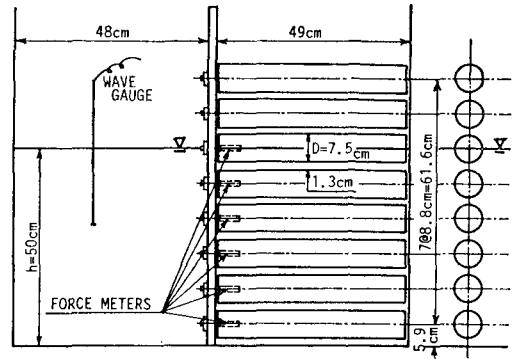


図-1 実験水槽および模型の設置状況の一例 ($n=0.15$)

水路では模型堤体の中心位置での入射波の測定が行えるようにした。

スリット型防波堤の模型としては、図-1 中に一例を示すように水平円柱を部材とする横スリット式の構造物を用いた。水平円柱の直径 D および長さ l は各々 7.5 cm、48 cm になっている。スリット部の開口率としては、0.15、0.10、0.05 の 3 種類を採用した。そして円柱部材は、図-1 に概略を示すように波力計を介して片持梁形式で水槽中央部の隔壁板に固定した。波力計は、円柱部材の固定端付近に設けた正角柱の支持棒の 4 辺にはりつけた歪ゲージより成り、モーメント法で作用波力の水平および鉛直成分が測定できるようになっている。なお波力計の水中固有振動数は、25 Hz 程度であり、動的な効果を無視して作用波力の測定が行えるものと考えられる。

2.2 実験方法

模型堤体による波変形の測定は、堤体の透過波側の 1 点および反射波側の異なる 2 点に波高計を設置して行った。この際入射波の測定も同時にもう一方の水路側で行っている。そして透過率 C_T は、測定した透過波高を入射波高で除して求め、反射率 C_R については入・反射波の分離推定法³⁾を用いて求めた。

円柱部材に作用する波力は、静水時に水面下に位置する部材を対象に各々に作用する水平波力 F_{xp} 、鉛直波力 F_{zp} の測定を行った。実験に用いた波の周期は波力の測

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 正会員 工修 東亜エンジニアリング(株) 技術部

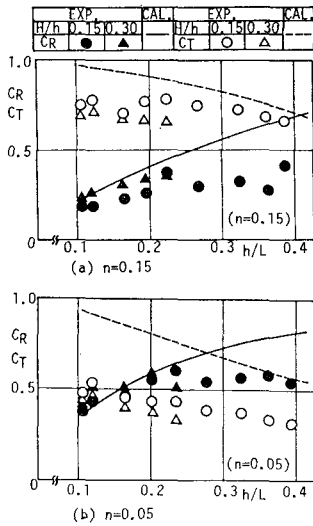


図-2 C_R , C_T の実測結果と算定結果

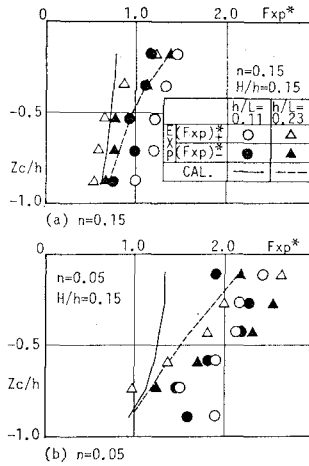


図-3 最大水平波力の鉛直分布

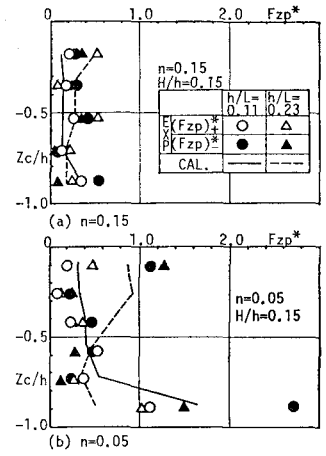


図-4 最大鉛直波力の鉛直分布

定の場合、周期 T が 1.01~2.25 sec の間の 4 種類、波浪変形の測定の場合、周期 T が 0.92~2.25 sec の間の 9 種類である。そして、両測定とも入射波高が 7.5 cm, 15 cm の 2 種類(碎波する場合を除く)について行った。また静水深 h は、50 cm と一定にした。

3. 算定方法の概略

本研究では、上記堤体まわりの 2 次元的な波浪ポテンシャル問題の解析法として、隣接円柱間の距離が小さな場合にも適用できると考えられる 2 次元波動場の Green 関数を核関数とする中村⁴⁾の解析法により透過、反射率、部材まわりの流速場並びに部材波力を算定した。なお部材波力の算定に当っては、円柱群などの波力算定の際に重要となる流速の 2 乗に比例する圧力成分よりの寄与も考慮して行った。また、上記解析法に基づき実際的な算定を行なうには、円柱の断面曲線を直線の線素分より成る多角形に近似する必要があるが、算定精度および計算時間を考慮して 12 角形近似が最適であることが確認され、以下これを用いている。さらに本研究では、水面上に位置する部材の波変形への影響も考慮できるように水面上に位置する部材の流体力学的な慣性効果を水面位置に置いた平板のそれで近似する「平板置換モデル」⁵⁾を採用している。

4. 波変形の特性

図-2 (a), (b) は、各々 $n=0.15, 0.05$ の堤体まわりの反射率 C_R 、透過率 C_T の算定結果と実測結果との比較を横軸に浅水比 h/L をとり示すもので入射波高による差異も検討できるように H/h を明記してある。この図より、反射率 C_R の算定値と実測値とは、 h/L の小

さな長周期波側においては開口率にかかわらずほぼ一致しているものの h/L の大きな短周期波側においては n が小さな場合に両者の差異が大きくなるのがわかる。次に、透過率 C_T に着目すると算定値と実測値とは、 $n=0.15$ の場合 $h=L$ の小さな長周期波側ではほぼ対応しているが、 $n=0.05$ と n が小さくなると両者の差異は h/L にかかわらず大きくなり、実測値が算定値を下回るようになることがわかる。そしてこのような C_R , C_T に関する定量的な差異は、主としてポテンシャル理論に基づく解析法では評価できないエネルギー逸散の影響によるものと考えられる。

5. 部材波力の特性

以下では、部材波力の表示に式(1)で定義される無次元波力を用いている。

$$F^* = F / (\rho g H R / 2) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 R : 円柱パイプの半径、 ρ : 流体密度、 g : 重力加速度である。また部材の位置は、その中心の鉛直位置 Z_c でもって代表させてあり、水深との比 Z_c/h で表わしてある。なお、実測波力については、正負の波力を $\pm$ を付記して区別してある。

5.1 水平波力 F_{xp}

図-3 (a), (b) は、代表例として $H/h=0.15$ と固定した場合の各々 $n=0.15$ および 0.05 の堤体において静水時に水面下に没する円柱部材に作用する最大水平波力 F^*_{xp} の鉛直分布に関する実験値と算定値との比較を示すものである。なお、図中には周期に関するパラメータとして浅水比 h/L (L : 波長) がとってある。これらの図より、 F_{xp} は、実測値および算定値共に n および h/L にかかわらず $|Z_c|/h$ が大きくなる水表面より水底

に向ってほぼ減少することや、またこの空間特性は n が小さく、 h/L が大きな短周期の波の条件になるほど顕著になることなどが認められる。しかしながら、これら両者の定量的な一致度は、特に h/L の小さな長周期波の場合に十分なものではなく、実測波力が算定波力より大きくなることなどもわかる。この差異の理由としては、後述するいわゆる抗力の影響によるものと考えられる。

5.2 鉛直波力 F_{zp}

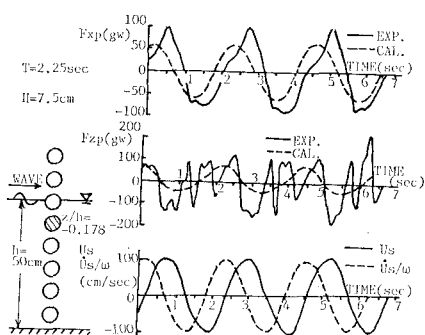
図—4 (a), (b) は、各々 $n=0.15, 0.05$ の堤体の部材に作用する最大鉛直波力 F_{zp} について図—3 と同様に示すものである。この図より、 F_{zp} の実測波力は、 $n=0.15$ の場合、 h/L にかかわらず $0.1\sim 0.3$ の範囲で水深方向にはほぼ一様に分布していることが、また $n=0.05$ の場合、 h/L にかかわらず水表面付近と水底付近で特に大きく、これらの間の円柱で $0.1\sim 0.3$ の範囲でほぼ一様に分布しているのがわかる。この空間特性は、 F_{zp} の算定波力とはほぼ定性的に一致しているが、定量的には一致しているとは言いがたく、特に水表面および水底付近で両者の差異が大きくなっているのがわかる。また $(F_{zp})^*$ と $(F_{zp})^\dagger$ の定量的な差異は、特に n が小さな場合の水表面付近と水底付近で大きくなっている。これは、水面付近では浮力が影響することや最下部の円柱部材では上下のスリット間距離が等しくなっていないことによるものと考えられる。そして F_{zp} が上述した F_{xp} に比較して定量的に有意な大きくなるのは、水表面付近と水底付近の部材のみで、その他の部材については F_{xp} の $1/3\sim 1/6$ 程度の大きさになっているのがわかる。

6. モリソン式に基づく水平波力の算定

6.1 測定波力と算定波力との位相関係

5. より、ポテンシャル理論による横スリット型防波堤に作用する部材波力の予測は、特に定量的に困難であることが認められた。ここでは、波力の発生機構を検討する上で重要となる実測波力の時間波形とポテンシャル理論から求められた算定波力のそれとの比較を行い、両波力の最大、最小波力の出現位相関係について検討してみた。

この検討結果の一例を示すのが図—5 であり、図中に付記した $n=0.15$ の堤体の斜線を施した円柱についての実測波力の時間波形と算定波力のそれとの比較を示す。なお、図中には上述した部材まわりのスリット開口部の水平流速 U_s とその加速度 $\dot{U}_s$ の算定結果も付記してある。まず F_{xp} に着目すると、実測波力のピークが出現する前のこしかけ部の波力と算定波力のピークがほぼ同位相で、かつ $\dot{U}_s$ が極大を示す位相で出現することから、実測波力のこしかけ部の波力は流体加速度に起因する慣性力 F_I に相当するものと考えられる。また、実

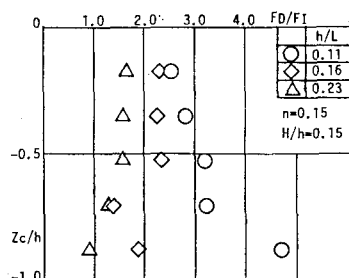


図—5 部材波力の発生機構

測波力のピークは、時間的に U_s のピークと $\dot{U}_s$ のそれとの間に出現しており、モリソン式を想定すると F_{xp} には抗力 F_D の効果が含まれていることがわかる。このように F_{xp} は、スリット開口部での水平流速、加速度を用いるならば位相関係を満足してモリソン式により合理的に表現され得るものと言えよう。一方、 F_{zp} についても F_{xp} と同様の検討を行ってみたが、図中に示すように実測波力と算定波力との周波数特性が一致しない場合もあるなど、 F_{zp} にはモリソン式の適用が困難であることが確認された。

6.2 慣性力と抗力の卓越度

ポテンシャル理論による U_s および $\dot{U}_s$ を適用したモリソン式に基づき実測した F_{xp} を慣性力 F_I と抗力 F_D に分解し、これらの卓越度について検討してみた。この際成分波力への分解は、フーリエ平均法⁶⁾を用いて行った。この結果の一例を示すのが図—6 であり、 F_D/F_I の比の鉛直分布を表わす。この図より、 F_D は F_I に比較してほとんどの場所で卓越しており、この卓越度は h/L の小さな長周期波の条件になるほど顕著になることが認められる。本研究では、上記の F_D/F_I に及ぼす n の効果についても検討しているが、 n が小さくなると F_D の卓越度が増すことなどを確認している。このような検討より、5. でポテンシャル理論に基づく F_{xp} の算定が特に h/L の小さな長周期波側で不十分であったのは、上述のように抗力の影響が大きく現われたためと理解され



図—6 F_{xp} における慣性力と抗力の卓越度

よう。そして、横スリット型防波堤の部材波力の算定に当っては、抗力の効果をも考慮できるモリソン式の適用が是非必要になるものと言えよう。

6.3 慣性係数 C_M と抗力係数 C_D

図-7 (a), (b) は、各々 $n=0.15, 0.05$ の場合の慣性係数 C_M の鉛直分布に関する実測結果と算定結果との比較を示す。これらの図より、算定結果に着目するとスリット開口部の長さが異なる水底付近の円柱の C_M を除くと $n=0.15, 0.05$ とも水深方向に一定な値を示し、各々ほぼ $C_M=0.85, C_M=0.7$ になっているのがわかる。なお、算定結果は、 C_M の h/L による差異が 1/100 程度であったため、各 h/L の C_M を平均化し、それを代表値として採用してある。次に、実測結果に着目すると、 $n=0.15, 0.05$ とも C_M は 0.25~0.55 の範囲にあり、 $n=0.15$ の場合はほぼ h/L に関係なく $C_M \approx 0.4$ 、 $n=0.05$ の場合、水深方向の変化が見られるが平均的には $C_M \approx 0.35$ になっている。そしてこれらの値は、算定値のほぼ 1/2 になっているのがわかる。このように、 C_M の実測結果が算定結果より小さくなる理由としては、流況観測で認められた部材まわりのはく離流れに伴う後流渦の形成効果等によるものと考えている。また上記で求めた C_M は、近藤ら²⁾により示されているように式(2)により近似的に無次元化されたオリフィス長さ $\mathcal{L}^* (= \mathcal{L}/D)$ に変換できる。

$$\mathcal{L}^* = \{1 + (1-n)/n\} C_M \dots \dots \dots (2)$$

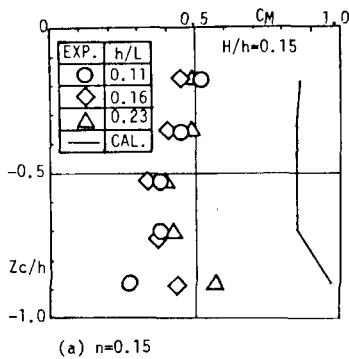
そして本実験による C_M を用いて $\mathcal{L}^*$ を求めてみると $n=0.15$ の場合で 4 程度に、また $n=0.05$ の場合で 8 程度の値になることを付記しておく。

一方、図-8 (a), (b) は、図-7 と同様に抗力係数 C_D の鉛直分布に関する実測結果を示す。これらの図より、水底付近の円柱を除くと各 h/L に対して $n=0.15$ の場合 $C_D=0.4 \sim 0.6$ 、 $n=0.05$ の場合 0.2~0.4 の範囲で水深方向にほぼ一定値になっているのがわかる。また、 $n=0.15, 0.05$ の場合とも h/L にかかわらず水底付近の円柱の C_D が大きくなる理由としては、最下部に位置する円柱と水底との間隔を上側のスリット長さより大きくしたことによる影響を受けているものと考えているが定かでない。

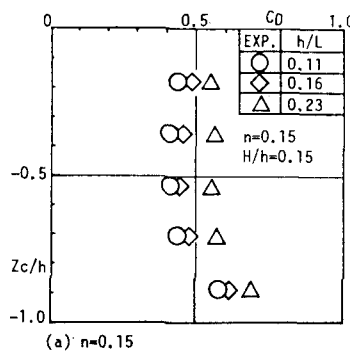
7. 波のエネルギー逸散

図-9 (a), (b) は、各々 $n=0.15, 0.05$ の場合の波のエネルギー逸散率 E_L を示す。そしてこの E_L は、図-2 (a), (b) の C_R, C_T の実測値より $1 - C_R^2 - C_T^2$ により求めたものである。これらの図より、 E_L は n が小さな場合の方が大きく 50% 程度になることなどが認められる。そして本研究では、このような E_L の出現する機構を検討するためレーザ法を用いた堤体まわりの流況の可視化により流体場の観測を行った。その結果、

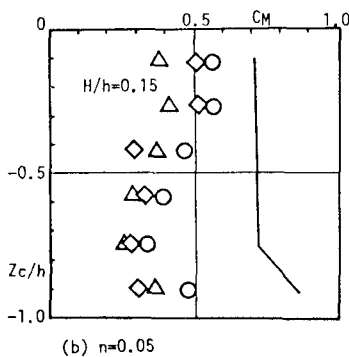
水平スリット型防波堤による波のエネルギー逸散の原因としては従来より指摘されている i) スリット開口部よりの流れのはく離に伴う渦の形成現象および ii) 水面近傍で生じるスリット開口部を通しての水塊の突入現象の両者が確認された。そして上記の i) の流体現象により発生するものと考えられている抗力が、6.2 で示したように作用波力において卓越した影響度をもつことから、抗力の作用による E_L がどの程度の大きさになるのかを算定してみた。従来、抗力による E_L を概算する方法としては、流体運動と固定物体との相対的な置換を行って抗力のなす仕事として E_L を求める日野ら⁷⁾の方法がある。これによる E_L の算定式をスリット構造物の場合について求めると式(3)のように導ける。



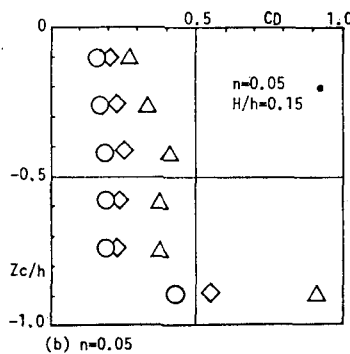
(a) $n=0.15$



(a) $n=0.15$



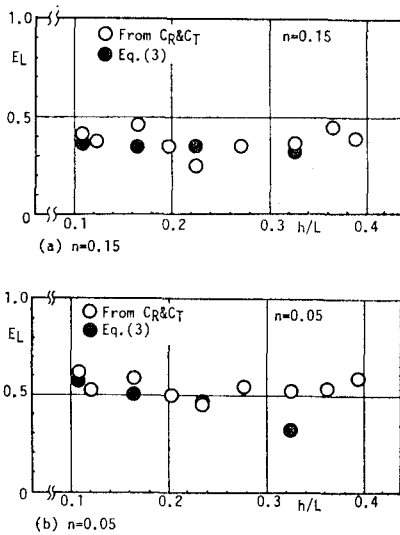
(b) $n=0.05$



(b) $n=0.05$

図-7 慣性係数 C_M の鉛直分布

図-8 抗力係数 C_D の鉛直分布

図-9 波のエネルギー逸散率 E_L の比較

$$E_L = \sum_{m=1}^M \frac{4n}{3\pi} (F_D)_m (U_s)_m / E_I C_g l \dots\dots\dots (3)$$

ここに M : 部材の本数, E_I : 入射波の単位面積当りのエネルギー, C_g : 群速度である. そして $(F_D)_m$ に実測波力より分離した抗力を, $(U_s)_m$ にスリット開口部でのポテンシャル理論による算定値を適用した E_L を求めてみた. この算定結果を示すのが, 図-9 (a), (b)中の黒丸であり, C_R, C_T より求めた E_L にほぼ一致していることが認められる. そしてこのような検討より, スリット型防波堤による波のエネルギー逸散は, 部材に作用する抗力に直接的に関係しており, 主として上記の i) の流体現象により起因されて生じているものと言えよう. そして $n=0.05$ の場合の h/L の大きな短周期波側での E_L における差異は, 反射波が大きくなることから上記 ii) による流体現象による E_L も無視できない大きさになることによるものと考えられる.

8. 結 語

1) スリット型防波堤では, スリット開口部付近の渦形成等に起因するエネルギー逸散が有意な影響度をもつことやそれに伴う抗力が卓越することから, ポテンシャル理論に基づく解析法では堤体まわりの波変形および作用波力を十分な精度で予測できない.

2) 構成部材に作用する水平波力は, ポテンシャル理論によるスリット開口部での流速および加速度を適用したモリソン式により時間位相を考慮して合理的に予測できる. この際, 用いるべき流体力係数は, ほぼ波条件や部材の位置にかかわらず各開口率に特有な一定値である. また, 慣性係数の値は, ポテンシャル理論による算定値よりも小さくなっていることなどが明らかとなった.

参 考 文 献

- 1) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen: Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW 3, pp. 217~239, 1974.
- 2) 近藤俊郎・佐藤隆一: 多孔壁の損失係数と見かけのオリフィス長さの推定, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 333~239, 1974.
- 3) Thornton, E. B. and R. J. Calhoun: Spectral resolution of breakwater reflected waves, Proc. ASCE, Vol. 98, No. WW 4, pp. 443~460, 1972.
- 4) 中村孝幸: 薄肉物体まわりの波浪境界値問題に関する解析法, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 410~414, 1983.
- 5) 中村孝幸・奥 吉雄: わき出し分布法によるスリット構造物まわりの波浪変形に関する解析, 第37回土木学会中国・四国支部研究発表会講演概要集, pp. 175~176, 1985.
- 6) Keulegan, G. H. and L. H. Carpenter: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, Vol. 60, No. 5, pp. 423~440, 1958.
- 7) 日野幹雄・山崎文夫: 垂直板による波の反射率透過率およびエネルギー損失, 土木学会論文報告集, 第190号, pp. 75~79, 1971.