

潜堤上の擬岩に作用する不規則波の波力特性とその予測手法

許 東 秀*・水 谷 法 美**

1. 緒 言

小型船舶などの安全な航行のため潜堤には標識ブイがつけられることがあるが、最近ブイの代りにより自然に近い景観を創造する擬岩を設置する工法が採用され始めている。擬岩の耐波設計には作用外力の精度高い予測が必要不可欠であるが、その複雑な形状や、天端水深に比べて水位変動による水圧作用面の変動が大きいことによる影響、あるいは砕波や砕波後の波が作用するなど、作用波力の特性は極めて複雑になると考えられる。水谷ら(1999)は、規則波を対象に擬岩模型に作用する波力の特性の解明とその推算方法について考究しているが、実海域の波浪は不規則であるため、不規則波による潜堤上の擬岩に作用する波力特性を明らかにするとともに、それらを精度高く予測する手法を構築することが耐波設計上重要である。

本研究では、擬岩に作用する不規則波の波力の実態を詳細な水理実験から明らかにするとともに、数値解析手法による結果と併せてその予測手法について考究する。

2. 水理実験と解析方法

2.1 水理実験

水理模型実験を片面ガラス張りの 2 次元鋼製造波水槽(長さ 30 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.9 m) を使用して行った。水槽内に、一様勾配 1/30 の木製の不透過斜面を設置し、その上に石により潜堤を構築した。なお、潜堤の法先水深 ($h_t=20$ cm), 天端水深 ($R=4$ cm), 天端幅 ($B=100$ cm), および沖側と岸側の法面勾配 ($i=1/3$) を一定とした。

擬岩模型として、図-1 に示す円錐台および四角錐台の 2 種類を採用した。擬岩模型を、水槽上端に固定した支持台に取り付けた三分力計を介してつり下げ、作用波力の計測を行った。この際、四角錐台は底面の一边が波峰と平行になるように設置した。また、潜堤天端と擬岩底面には 2 mm 程度の隙間を設けた。

この擬岩模型の設置位置を沖側法肩から 4 箇所 ($x=$

7, 17, 27, 50 cm) 変化させ、構造物に作用する水平・鉛直方向波力 (F_x, F_z), 構造物中心位置での水位変動および造波装置前面での水位変動、構造物前面(円錐台と四角錐台のいずれの場合も静水状態における水中部の傾斜面の中心位置)における天端上 1 cm での水平 (x)・鉛直 (z) 方向流速 (u, w) を同時に計測した。なお、実験及び計測はすべて静水状態から開始した。

発生波は Bretschneider-光易型スペクトル(光易, 1970)を期待スペクトルとする不規則波であり、表-1 に示すように、9 種類の不規則波信号を入力として生起させた。なお、表-1 の CASE1-a, CASE2-a, CASE3-a は非砕波の場合である。

2.2 解析方法

擬岩に作用する規則波の波力に関する実験結果より、流速と加速度の評価位置を擬岩の前面とし、投影面積と没水体積として擬岩の中心位置での水位より下にある部分の値を採用すると、Morison 式で波力の時間変化の算定が可能であることが明らかにされている(水谷ら, 1999)。そこで、不規則波の波力に対しても擬岩前面での流速と加速度を採用し、作用波力の算定に規則波と同様

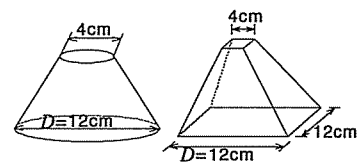


図-1 擬岩模型の概要

表-1 不規則波の諸元

TEST	期待波		発生波	
	$T_{1/3}$ (s)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	$H_{1/3}$ (cm)
CASE1-a	1.0	2.0	0.96	1.94
CASE1-b		6.0	0.94	6.09
CASE1-c		10.0	0.96	9.97
CASE2-a	1.4	2.0	1.26	1.87
CASE2-b		6.0	1.25	5.84
CASE2-c		10.0	1.24	9.70
CASE3-a	2.0	2.0	1.72	1.79
CASE3-b		6.0	1.82	5.64
CASE3-c		10.0	1.79	9.79

* 正会員 博(工) 名古屋大学大学院助手 工学研究科土木工学教室

** 正会員 工 博 名古屋大学大学院助教授 工学研究科土木工学教室

に式(1)と式(2)のMorrison式を用いることにする。

$$F_x = \frac{1}{2} C_{Dx} \rho A(\eta) |u| u + C_{Mx} \rho V(\eta) \dot{u} \dots\dots\dots (1)$$

$$F_z = \frac{1}{2} C_{Dz} \rho A_z w |w| + C_{Mz} \rho V(\eta) \dot{w} + \rho g (V(\eta) - V(0)) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 C_{Dx} と C_{Dz} は抗力係数、 C_{Mx} と C_{Mz} は慣性力係数、 ρ は水の密度、 $A(\eta)$ と $V(\eta)$ は $z=\eta$ 以下の構造物に対する x 方向への投影面積と体積、 A_z は底面積、 g は重力加速度、である。

Morrison式中の波力係数の計算法として最小二乗法を採用したが、この際、以下に示す二通りの手法により、2種類の値を計算した。

- ①波力係数は、波別解析波ごとに異なると仮定し、波別解析波ごとに波力係数を計算する。
- ②波力係数は、一つの時系列記録内では一定であると仮定し、一つの時系列記録に対して一組の波力係数を計算する。

なお、本研究では、波別解析法にゼロダウクロス法を採用した。また、本研究では紙面の都合上、主に水平方向波力 F_x を取りあげて議論することとする。

3. 数値計算法

不規則波の波力の予測のため、川崎(1998)による数値波動水槽を使って数値計算を行った。基礎方程式は、榑山ら(1992)のPorous Body Modelに基づいた2次元非圧縮粘性流体に対する連続式とNavier-Stokes方程式、および自由表面の形状を模擬するためのVOF関数 F の移流方程式で以下の通りである。

$$\frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = q(z, t) \delta(x - x_s) \dots\dots\dots (3)$$

$$\lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \lambda_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda_z w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - R_x + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x q}{\partial x} \dots\dots\dots (4)$$

$$\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \lambda_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \lambda_z w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \gamma_v g - R_z + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_z q}{\partial z} - \beta w \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x F u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z F w)}{\partial z} = F q \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $q(z, t)$: 造波位置 $x=x_s$ でのわき出し強さ、 t : 時間、 F : VOF関数(流体の体積率)、 δ : Diracのデルタ関数、 β : 付加減衰領域でのみ正の値を持つ減衰係数、 γ_v : 体積空隙率、 γ_x, γ_z : それぞれ x, z 方向の面積空隙率(本計算では均一媒体を仮定し、実験で使用した実際の潜堤の空隙率を用いて $\gamma_v = \gamma_x = \gamma_z = 0.36$ とした)、 ν : 動粘

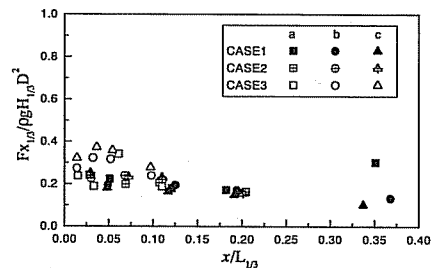
性係数である。また、 M_x, M_z, R_x, R_z は流体抵抗項である(榑山ら, 1992)。なお、数値計算で使用する慣性力係数 C_M と抗力係数 C_D には、球の場合の係数 $C_M=1.5, C_D=0.5$ を用いた。

なお、不規則波の造波は、Bretschneider-光易型スペクトル(光易, 1970)に対応した50個の成分波(正弦波)の流速を重ね合わせた不規則波の流速を造波ソースに与えることにより生起させた。なお、位相角は $[0, 2\pi]$ の範囲の一樣乱数を与えた。また、本研究では一樣勾配斜面を対象に行っているが、直交格子における斜面の取り扱いは、Petitら(1994)にならった。

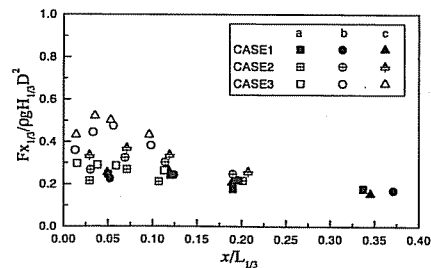
4. 結果と考察

4.1 最大波力の特性

図-2に、無次元1/3最大波力 $F_{x1/3} / \rho g H_{1/3} D^2$ (D : 構造物底面の代表径)の無次元距離 $x/L_{1/3}$ ($L_{1/3}: T_{1/3}$ に対応する沖波波長)にともなう変動特性の実験結果を示す。同図より、潜堤法肩から $x/L_{1/3} < 0.1$ の範囲で $F_{x1/3} / \rho g H_{1/3} D^2$ は最も大きくなるのがわかる。そして、 $x/L_{1/3}$ が大きくなるにともなう $F_{x1/3} / \rho g H_{1/3} D^2$ は減少する。すなわち、潜堤の沖側法肩付近で碎波にともなう大きな波力が作用し、法肩付近で波力は大きくなるといえる。これは、図中四角で示した非碎波の場合の値が法肩付近でもあまり大きくならないことから確認できる。また、 $F_{x1/3} / \rho g H_{1/3} D^2$ は有義波周期に比例して大きくなる傾向がある。なお、図示した値は不規則波の1/3最大値であり、平均した値であるため、規則波のように常に



(a) 円錐台



(b) 四角錐台

図-2 無次元1/3最大波力の変動特性

衝撃的な砕波が作用する場合のような大きな値にはなっていないが、波別解析波の値は規則波と同程度の値になり得ることを付記しておく。

ところで、構造物の形状の違いによる差を見ると、四角錐台の方が円錐台より約1.4倍程度作用波力が大きくなっており、波圧が作用する前面に曲率を有するような形状が波力の面から有利であるという規則波の場合と同様の結果が確認できる。

4.2 波力係数の算定法と波力係数

図-3に、CASE2-bの $x/L_{1/3}=0.03$ の円錐台の場合に対する手法①と②の両手法による波力係数とK.C.数の関係を例示する。手法①による波別解析波の抗力係数はK.C.数が小さくなると大きくなり、逆にK.C.数が大きくなると一定値に近づく傾向が認められる。一方、慣性力係数は、値の範囲に差はあるもののK.C.数による変化はほとんどなく、ほぼ一定値であるとみなせる。しかし、いずれの係数もK.C.数が小さくなるとばらつきが大きくなる。一般にK.C.数が小さい範囲では慣性力が卓越し、抗力係数に含まれる誤差が相対的に大きくなるのが円柱 (Sarpkaya・Isaacson, 1981) や球体 (水谷, 1994) の波力に対して指摘されているが、図-3(b)の慣性力係数にもばらつきが認められ、さらに後述するように潜堤上の擬岩の波力はK.C.数が小さい場合に抗力が卓越する場合もあることを考慮すると、擬岩に作用する不規則波の波力は、波毎に卓越波力成分やその割合が変化するため、このようにK.C.数の小さい範囲で両係数がばらつく結果になったと考えられる。

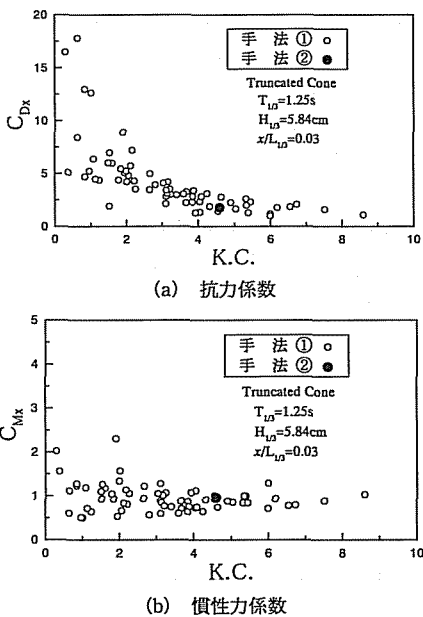


図-3 手法①と②の波力係数 (円錐台)

手法①の抗力係数はK.C.数が大きくなるとともに収束していくことを既述したが、手法②の抗力係数はこの収束値とほぼ一致するのが図-3(a)から確認できる。また、手法②の慣性力係数は、若干ばらつきのある手法①の値のほぼ平均値となっていることが図-3(b)よりわかる。ここでは、紙面の都合上一例しか図示していないが、他の条件でも同様の結果が得られている。

図-4に、K.C.数にともなう不規則波の手法②による抗力係数の変動特性を規則波の値と比較した結果を示す。図より、いずれの波に対しても抗力係数はK.C.数の減少とともに増大するが、規則波の値と比較すると不規則波の値は若干小さい。これは、時系列全体で係数を評価すると、抗力の卓越する波も増えて抗力係数に含まれる相対的な誤差は小さくなってばらつきが小さくなるとともに、手法②の抗力係数は図-3からわかるように手法①のK.C.数の大きな波の値に近づく。そのため、同一のK.C.数に対する規則波と比べると若干小さい値になったと考えられる。

ところで、波別解析波毎に係数を変化させて波力を計算するのは精度面では利点があるものの実用面では必ず

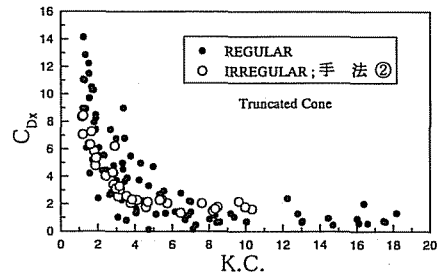


図-4 規則波と不規則波の抗力係数 (円錐台)

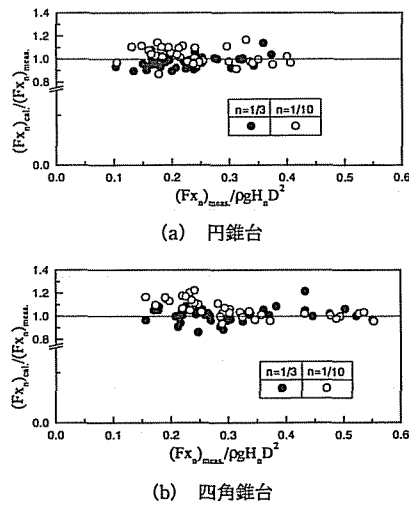
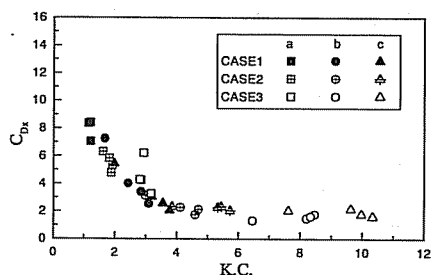
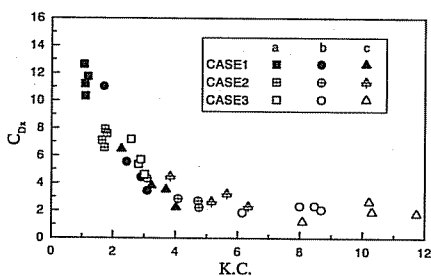


図-5 計算波力と実測波力の極大値の比較

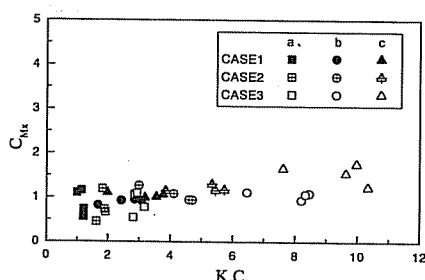
しも好ましいとは言えない。図-5は、手法②の波力係数を使って Morison 式で計算した不規則波の波力の時間変化から得られた 1/3 最大値と 1/10 最大値を実験値と比較した結果である。図より計算値は実験値に良好に一致しているとみなせ、実用的には手法②による係数を使って波力の計算が可能であると判断できる。そこで、手法②の係数について以下に考察する。



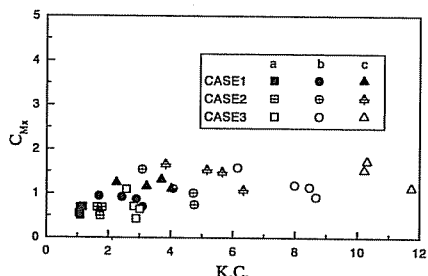
(a) 円錐台



(b) 四角錐台

図-6 C_{Dr} と K.C. 数の関係 (手法②)

(a) 円錐台



(b) 四角錐台

図-7 C_{Mx} と K.C. 数の関係 (手法②)

4.3 手法②の波力係数

a) 抗力係数

図-6に、抗力係数 C_{Dr} と K.C. 数の関係を示す。四角錐台の抗力係数 C_{Dr} は円錐台の値よりも多少大きくなるが、K.C. 数ともなう変動特性はよく似ており、K.C. 数が 4 以下の範囲では K.C. 数の増加とともに減少し、K.C. 数が 4 以上では K.C. 数にほとんど影響を受けずほぼ一定値と見なせる。なお、図中四角の記号で表した非碎波の場合、 C_{Dr} のばらつきが若干大きいのが、これは、非碎波の場合でも Morison 式を適用する際に衝撃碎波力を考慮する時と同様に構造物前面での流速と加速度を採用していることが一原因であると考えられる。

b) 慣性力係数

手法②の慣性力係数 C_{Mx} と K.C. 数の関係を図-7に示す。図-7より、慣性力係数 C_{Mx} は K.C. 数の増加とともに若干大きくなる傾向は見られるものの、抗力係数 C_{Dr} の場合と比べて K.C. 数に対する依存性はほとんど無く、ほぼ一定値と見なせる。なお、構造物の形状の影響については、K.C. 数が 3~6 の範囲で四角錐台の方が明瞭に大きくなっている。

c) 抗力と慣性力の比

図-8に、手法②による抗力係数と慣性力係数を使用した場合の抗力と慣性力の比 $F_{D1/3}/F_{I1/3}$ と K.C. 数の関係について、円錐台の場合の結果を示す。ここで、 $F_{D1/3}$ と $F_{I1/3}$ はそれぞれ 1/3 最大抗力と 1/3 最大慣性力を表している。

全般的に K.C. 数の小さい範囲で抗力の割合が大きく、K.C. 数の増大とともに抗力の割合が減少し、慣性力が支配的な状況へと変化する。これらの傾向はこれまで報告されている直立円柱 (Sarpkaya・Isaacson, 1981) や没水球体 (水谷, 1994) の波力特性と異なっており、著者らの行った規則波に対する波力特性 (水谷・許, 印刷中) と同じ傾向となっている。本研究で対象とするような構造物は、水深の非常に浅い水域に設置されるが、このような状況では、K.C. 数が大きい範囲での不規則波はその波群の大部分が碎波の条件になり、したがって碎波ともなう衝撃的な碎波力が作用する状況に近づく。このよ

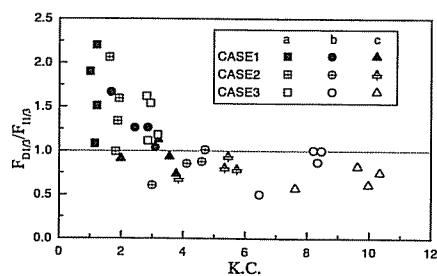


図-8 抗力と慣性力の比 (円錐台)

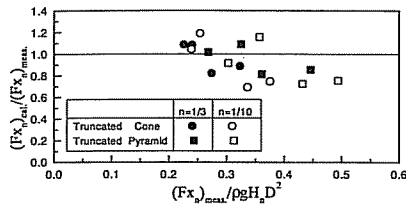


図-9 数値計算結果と実験値の比較

うな状況では、大きな運動量を持った波峰が構造物に衝突し、運動量が力積となって大きな波力を生じると考えられる。すなわち、K.C.数が大きい方が慣性力の卓越する状況になると考えられる。

一方、K.C.数が3より小さい範囲では、抗力の方が卓越しており、その大部分が非碎波(図中四角)の場合である。水位変動は流速の位相とほぼ一致するが、加速度の位相はこれよりも明確に先行する。すなわち、慣性力が最大となる加速度最大時には水位はまだ低いので、慣性力が作用する体積が小さいのに対し、抗力が最大となる流速最大時には水位も最高となり、したがって抗力が作用する断面が大きくなる。

一方、K.C.数が大きくなり、碎波が作用するようになると、流速と加速度の位相差が非常に小さくなり、したがって慣性力も大きな没水体積に作用することになる。

このように、潜堤上のような水深の浅い水域で大きな水位変動の影響を受ける構造物への波力の特性は、通常の構造物と異なる特性を持っており、したがって水位変動の影響を適切に評価することが非常に重要であることが指摘できる。

4.4 波力の予測

図-9は、数値計算により得られた水位変動と流速と手法②による波力係数を Morison 式(式(1))に代入して計算した F_x の時間変化から求めた極大波力の無次元 1/10 最大値と無次元 1/3 最大値を実験値と比較した結果を示したものである。なお、入射波の条件は表-1 の CASE2-b と CASE3-b と同様であり、実験では碎波が生じる場合に対応している。

数値計算は、約 40 波程度の時間を対象に行われているため、統計処理をするには十分な波の数ではない。そのため、1/10 最大値で特に波の数の影響と思われる差異が認められるが、1/3 最大値は実験結果を良好に再現していると思える。したがって、本研究で示した波力係数を使うと、数値波動水槽による数値計算結果を使って不規則波の波力の予測も可能であるといえる。

5. 結 論

本研究で得られた主要な結論を以下に要約する。

- (1) 潜堤法肩から $0.1L_{1/3}$ 程度の範囲で、1/3 最大波力

は最も大きくなる。また、入射波に対して曲面を持つ円錐台の方が波力は小さい。

- (2) 不規則波の慣性力係数は、K.C.数の変化によらずほぼ一定値となる。また、個々の波の平均値(手法①)と時系列全体で定義した値(手法②)はほぼ同じである。
- (3) 手法②の抗力係数は、K.C.数が大きくなり、手法①の抗力係数がほぼ収束する時の値とほぼ一致する。しかし、K.C.数の減少とともに増大するが、規則波の値と比較すると若干小さい。
- (4) K.C.数の小さい範囲(K.C.<3)では、抗力の割合が比較的大きいが、K.C.数の増大とともに抗力の割合が減少し、慣性力が支配的な状況へと変化する。
- (5) 不規則波の波力係数を時系列全体で一定であると仮定(手法②)して計算した波力の時間波形から、極大波力の 1/3 最大値などの統計量を精度よく推算することが可能である。
- (6) Morison 式と本数値解析手法により潜堤上の擬岩の作用不規則波力を算定可能である。

最後になるが、本研究を行うきっかけをいただいた東洋建設(株)総合技術研究所所長の倉田克彦氏、東洋水研(株)技術部長の遠藤正男氏に感謝の意を表す。

参 考 文 献

川崎浩司(1998): 潜水構造物による碎波変形と再生過程に関する基礎的研究, 名古屋大学大学院学位論文, 186 p.

柳山 勉・鹿島遼一(1992): ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究所報告書, 48 p.

水谷法美(1994): 没水球体に作用する波力の算定手法に関する研究, 土木学会論文集, 第497巻, pp. 91-100.

水谷法美・許 東秀(印刷中): 潜堤上の構造物に作用する波力とその算定法に関する研究, 土木学会論文集.

水谷法美・許 東秀・小島一哲・倉田克彦・遠藤正男・岩田好一朗(1998): 潜堤上の構造物に作用する波力の特性の特性に関する一考察, 土木学会第53回年次学術講演会講演概要集II, pp. 315-316.

水谷法美・許 東秀・米勢嘉智・倉田克彦・遠藤正男・岩田好一朗(1999): 潜堤上の構造物に作用する波力の特性と Morison 式の適用性に関する研究, 海洋開発論文集, Vol. 15, pp. 357-362.

光易 恒(1970): 風波のスペクトルの発達(2)一有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について一, 第17回海岸工学講演会講演集, pp. 1-7.

Petit, H. A. H., P. Tonjes, M. R. A. van Gent and P. van den Bosch(1994): Numerical simulation and validation of plunging breakers using a 2D Navier-Stokes model, Proc. 24th ICCE, Vol. 1, pp. 511-524.

Sarpkaya, T. and M. Q. Isaacson(1981): Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures, Von Nostrand Reinhold, 615 p.