

リーフ上の波の変形に関する研究

津嘉山正光*・仲座栄三**・我喜屋邦浩***

1. はじめに

現行の設計に用いられているリーフ地形海岸における波の算定式としては、高山ら(1977)によって提案された実験式が一般的である。高山らの式には、水位の上昇量と実験的に求められる2つの係数が含まれているが、水位上昇については現地観測値と実験値が合わないこと、また係数についてはバラツキが大ききこと等が問題とされてきた。最近、詳細な実験(例えば、津嘉山・仲座, 1987)あるいは現地観測(江頭ら, 1985)によって高山らの算定式に含まれる係数は、沖波波高とリーフフラット(礁原)水深の比である相対波高で統一的に整理できることが示された。しかしながら、これまでのリーフ上の波に関する実験結果と現地観測等によって得られた測定結果とを比較すると、大きな違いが見られ、例えば、リーフ上の水位の上昇量については、むしろ相反する結果となっている。また、従来の波高算定式に波の周期に関するパラメーターが含まれていないこと等もあって、実務に携わる現地海岸技術者らの悩みの種となっている。

上述の現地観測結果と室内実験結果との相違は、室内実験の大半が二次元実験であるのに対し、現地観測の対象となった海岸の海象は三次元的であり、実験ではこの点が十分考慮されていないことに起因している。すなわち、観測対象となった現地海岸では通常リーフフラット先端から岸方向へ、あるいはリーフ切れ込み部に向かう流れが形成されるのに対し、従来の室内実験ではこのような流れを許さない実験が行われてきたのである。

本研究においては、以上のことを踏まえ、リーフ上の流れを考慮できるいわば擬似三次元実験を行って、リーフ上の波の変形問題を実験的に検討した。さらに、これらの結果をもとに、Boreモデルを用いて波の周期の効果を含みリーフ上の波の算定式を導き、その妥当性について検討した。

2. 実験装置及び実験方法

(1) 現地観測の対象とされたリーフ地形海岸

前述した現地観測は、図-1で示すようなリーフ地形海岸が対象であり、リーフフラット先端から岸方向に向かう流れが生じるようなリーフ上で主に行われてきた(現行の設計で参照されている観測)。こうした海岸におけるリーフ長(波進行方向に直角方向の長さ)は、一部の海岸を除いて殆どが来襲波の波長の数十倍もあり、来襲波に対してリーフは十分二次元的と見なされる。このことから、現地観測と従来の実験とにおける水理現象の違いは、砕波後の流れの有無にあると考えられる。本研究で用いたリーフ地形海岸のモデルは、上述の砕波後の流れが生じるようなものになっている。なお、比較のために従来のような流れを許さない二次元モデル実験も行った。

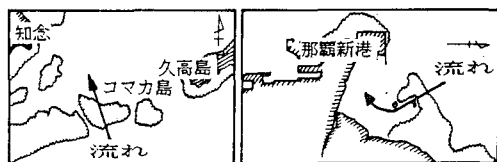


図-1 現地観測の対象となったリーフ地形海岸の例

(2) リーフ地形海岸モデル及び実験方法

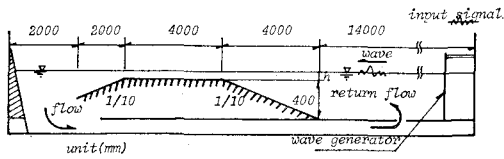
実験には、図-2に示す装置を用いた。造波水槽は、長さが27m、幅0.7mである。入射波は、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルを有し、有義波波高が3~11cm、有義波周期が1.0~1.6秒の不規則波を用いた。また、水位変動の記録には12台の容量式波高計を用い、流速の測定には電磁流速計を用いた。

リーフモデルは、現地スケールで礁原幅 l が400m、礁原水深 h が1.5m及び3.0mの海岸である(1/100縮尺)。砕波後の流れを許す実験では、図-1(a)に示すように、水槽の底部を通して流れが還流出来るようなモデルを用いた。一方、流れを許さない従来のような二次元実験では、汀線部に勾配1/10の海浜部を設けた。なお、リーフ模型と水槽側壁との間には、コーティングを行

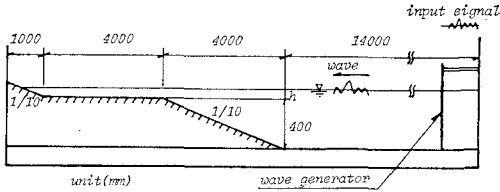
* 正会員 工修 琉球大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 琉球大学助手 工学部土木工学科

*** 沖縄県浦添市役所農林水産課



(a) 砕波後の流れを考慮できる実験装置



(b) 砕波後の流れを考慮しない実験装置

図-2 実験装置概要図

って水の流通を防止した。

3. 実験結果及び考察

(1) 規則波の変形

本研究は、主に不規則波を対象としているが、規則波を用いることによって問題をなるべく簡単にし、砕波後の流れを許す場合と許さない場合との水理現象の違いを明らかにすることにした。

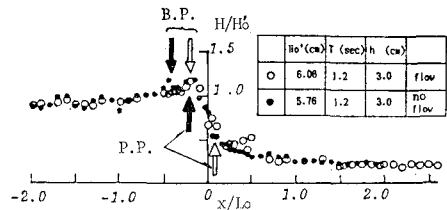
図-3 に、リーフ内外の波高分布及び平均水位の変動を示した。図中、○印が砕波後の流れを許した場合であり、●印は流れを許さない場合のものである。また、図の右上の表には、実験諸元を示してあるが、 H_0' は換算沖波、 T は周期、 h はリーフフラット上の水深を表している。

図-3(a)において、下向きの矢印は砕波点を示しており、上向きの矢印は波の突っ込み点を示している（黒の矢印は流れを許さない場合、白抜きの矢印は流れを許した場合に対応する）。図示のように、砕波後の流れを許した場合と許さない場合とでは砕波位置に相違が見られる。流れを許さない場合は、波の突っ込み点付近で急激な水位の上昇（wave set-up）がおり、これに伴う水面勾配で沖向の流れが生じる。この逆流と波との干渉によって砕波位置が沖側に後退することになる。また、両者の違いは波の突っ込み点にも現れている。砕波後の流れを許した場合は、巻き込み直後の砕波波形がその慣性によって前方に投げ出されることから、砕波点と突っ込み点とは大きく離れる。しかし、流れを許さない場合には、逆流の影響によって上述の現象が抑えられる。

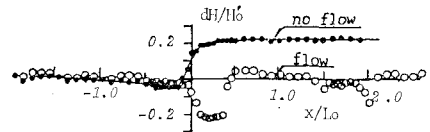
図-3(b)に示すように、平均水位の上昇量はリーフフラット先端より沖側においては、いずれのケースでもほぼ同じ値である。しかし、リーフフラット上では両者は大きく異なっている。流れを許さない場合においては、

従来の実験の考察でもよく言われているように、海浜流の基礎方程式において平均流速をゼロとして得られる値（図中の実線）にほぼ一致している。しかし、砕波後の流れを許した場合のリーフ上の流れは、図-3(c)の概念図で示すように、流れが砕波点より少し岸側（波の突っ込み点付近）で射流となり、その後跳水を起こして常流になる。この点より岸側の水面形は、開水路等で見られるような低下背水の形をとる。すなわち、水面形はリーフ奥の静水位に接続する点付近で限界水深をとり、さらに跳水を起こして静水位に接続する。

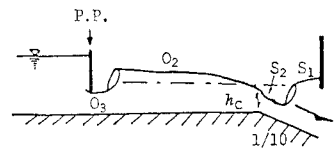
一方、波高分布は、沖側から砕波点付近までほぼ同じ分布傾向を示す。砕波点付近では、両者の砕波水深が異なるので波高分布に違いが見られる。しかしながら、リーフ上においては平均水位に大きな違いがあるにも拘らず、ほぼ同じ値を取っている。このことは、リーフ上の波高が平均水位の上昇量に無関係であることを意味している。また、リーフ上の流れが跳水を起こす位置で波高が大きくなっているが、これはリーフ上を進行する波が跳水（停止段波）と衝突することによるものである。



(a) 波高分布



(b) 平均水位の上昇量



(c) 平均水面の変化の概念図

図-3 波高分布及び平均水面の上昇量

(2) 不規則波の変形

図-4 及び図-5 は、砕波点付近から汀線まで、ある間隔で設置された波高計によって得られた水面の変動波形を示している。図の左端に示した x の値は、リーフフラット先端から波高計設置位置までの距離を示している（岸向きを正の方向とする）。図-4 は砕波後の流れを許

した場合、図-5 は流れを許さない場合の水面変動を示している ($H_0' \approx 8.0$ cm). 図中、短周期で振動しているのが個々波に対応しており、滑らかに長周期で振動しているのが Surf-beat の波形に対応している. 図-4 及び図-5 から明かのように、砕波後の流れの有無によってリーフ上の水面変動には大きな違いが見られる.

まず、砕波後の流れを許した場合において、砕波後の個々波はその周期を殆ど変化させずリーフ上を進行している. 黒の矢印で示す位相の所で比較的大きな個々波の波高と冲向きの長周期波が生じているが、これは、リーフ奥の静水位との接続点において比較的大きな波の来襲時に形成された跳水 (停止段波) が波高の低い波の来襲時に沖に向かって飛び出し、進行性段波となって冲向に進行することによるものである (写真-1 参照).

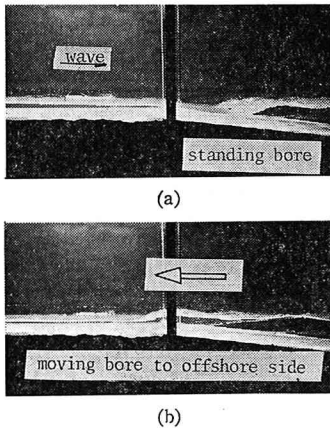


写真-1 リーフ奥から沖側に進行する Bore

一方、砕波後の流れを許さない場合には、リーフ上に極めて大振幅の Surf-beat が形成される。リーフ上の個々波は、白抜きの矢印で示す Surf-beat の先端付近あるいは黒の矢印で示す冲向き反射 Surf-beat の先端付近で Surf-beat と干渉し、特異な現象を引き起こしている (詳細は、日野らを参照, 1989)。

図-6 は、リーフ上の波高分布、平均水位の変動量及び Surf-beat の振幅の大きさ (r.m.s. 値) を示している。前述したように、○印は砕波後の流れを許した場合であり、●印は流れを許さない場合に対応している。

入射波が不規則波であることから (あるいは、プロット値は 3 分程度の平均値であるから)、この図には規則波で見られたような局所的な現象は現れていない。しかしながら、一つの高波群単位 (短い時間) で見れば規則波で発生した明確な跳水も見られた。

Surf-beat の振幅については、流れを許した場合が流れを許さない場合の約半分となっている。これは、流れを許さない場合にはリーフ上に定常長周期波が形成され

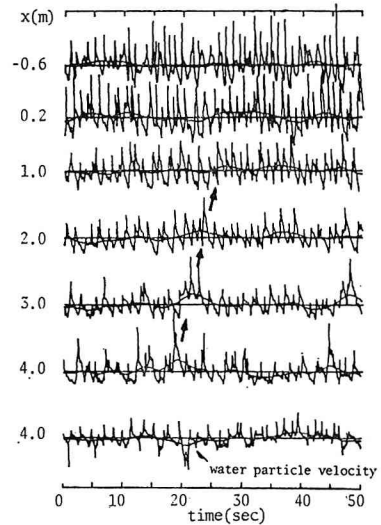


図-4 流れを許した場合の水面波形

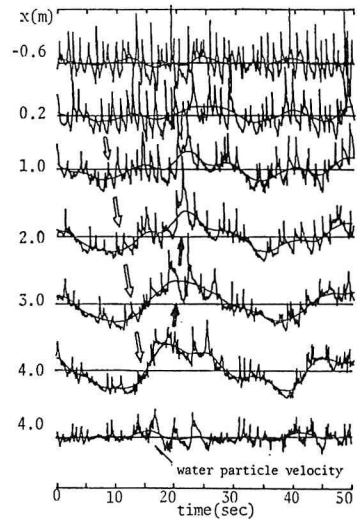


図-5 流れを許さない場合の水面波形

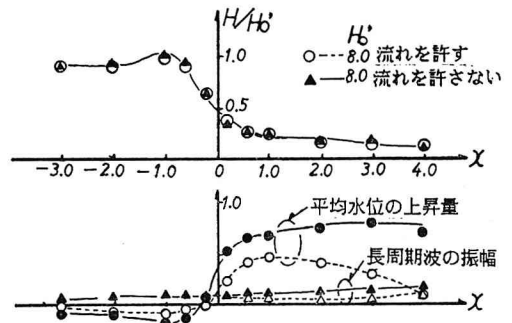


図-6 波高分布と水位上昇及びサーフビートの振幅

ることによるものであり、流れを許した場合にはこのような定常振動は起こらず、したがって Surf-beat はリーフ上をそのまま進行することから、その振幅は流れを許さない場合の約半分となる。こうしたことが、これまでの現地観測等で日野らの言う Bore 状の Surf-beat が観測されなかった原因であると考えられる。

リーフ上の波高分布は、砕波後の流れの有無による上述のような水理現象の違いがあるにも拘らず、両者共にほぼ一致している。すなわち、リーフ上の波高分布は平均水位の上昇量の影響を殆ど受けないことが明かとなった。

4. Bore モデルを用いたリーフ上の波の算定式

ここで述べるのは、厳密な意味での理論展開でなく、波高減衰モデルに Battjes (1978) の Bore モデルを用いてリーフ上の波の波高変化を定式化することである。

波高算定式の誘導にあたっては、物理的解釈の許す限り現行の設計に用いられている高山らの算定式に類似させるように心がけた。

図-7 (a) にリーフ上の波の波高変化パターンを示した。図示のように、リーフ上の波の波高は指数曲線的に減衰し、一定波高に漸近する。このように、波高が一定となるところでは波は完全に再生した状態となる。この現象を Bore に類似させて考えると、図-7(b) で示すように、 Δh の落差を有する Bore が進行しながらエネルギーを失い最終的には $\Delta h=0$ となることに対応する。以下においては、Bore によるエネルギーロスを基にリーフ上の波高の算定式を導く。

図-7(b) に示すような Bore によるエネルギー損失フラックス (E_B) は、

$$\frac{dE_B}{dt} = -\frac{\rho g}{4} C \frac{(h_2 - h_1)^3}{h_2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

で示される。単位長さ当りのエネルギー損失フラックスは、波長を長さの基準として、次式で示される。

$$\frac{dE_B}{dt} = -\frac{\rho g}{4} \frac{C}{L} \frac{(h_2 - h_1)^3}{h_2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、平均的に、

$$\gamma = (h_2 - h_1)/h_2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる係数 γ が存在すると仮定すると、式 (2) は以下のようになる。

$$\frac{d\bar{E}_B}{dt} = -\gamma \cdot \frac{\rho g}{4} \frac{C}{L} (h_2 - h_1)^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

一方、上述の Bore を進行波に置き換えると、進行波のエネルギーフラックス (E_w) は、

$$\bar{E}_w = \frac{1}{8} \rho g (H - H_\infty)^2 \cdot C_g \quad \dots\dots\dots (5)$$

で表される。

以上の式を整理しながら変形して行くと、

$$\frac{d(\bar{E}_w)}{dx} \propto \frac{d(\bar{E}_B)}{dt} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{d}{dx} (H - H_\infty) \propto -\gamma \frac{(H - H_\infty)}{L} \quad \dots\dots\dots (7)$$

を得る。式 (7) で、両辺が線形関係にあるものと仮定すると、

$$\frac{d}{dx} (H - H_\infty) = -A \frac{(H - H_\infty)}{L} \quad \dots\dots\dots (8)$$

を得る。式 (8) を $x=0$ で $H(x)/H_0' = B + H_\infty/H_0'$ なる境界条件の下に積分すると、次式を得る。

$$\frac{H(x)}{H_0'} = B \cdot \exp\left(-A \frac{x}{L}\right) + \frac{H_\infty}{H_0'} \quad \dots\dots\dots (9)$$

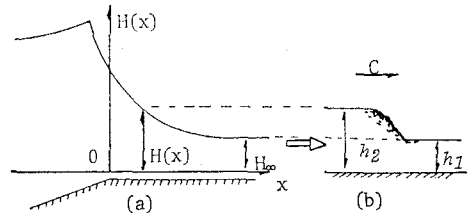


図-7 Bore モデル

式 (9) において、 H_∞/H_0' の項、すなわちリーフ上の波の再生後の波高は、理論的あるいは実験的に与えなければならない。現在のところ、再生後の波高を理論的に得ることは困難であることから、この項は実験的に与えなければならない。高山らは、再生後の波高を平均水位の上昇量に関係するとしているが、3. で述べたように、再生後の波高は平均水位の上昇量の影響を殆ど受けないので、ここではリーフ上の静水深に比例すると仮定する。

図-8 は、実験によって得られた再生後の波高 H_∞/H_0' を相対波高 h/H_0' で整理したものである。実験値は、flow あるいは no flow の如何にかかわらず統一して整理されており、式 (9) 中の H_∞/H_0' の項は h/H_0' の関数として与えられる。式 (9) 及び図-8 より、リーフ上の波高算定式は最終的に次式で与えられる。

$$H(x)/H_0' = \begin{cases} B \cdot \exp(-A \cdot x/L) + 0.12, & h/H_0' \leq 0.3, \\ B \cdot \exp(-A \cdot x/L) + 0.39 \cdot h/H_0', & 0.3 < h/H_0' (< 2.4). \end{cases} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (10) は、高山らの波高算定式と極めて類似しているが、周期に関するパラメーターを含んでいること、平均水位の上昇量を含んでいない点が異なる。また、波高減衰率を表す係数 A は、これまで経験的に整理されてきたが、これは式 (3) 及び (7) から次のようにして評価される。

仮に、式 (7) の両辺がほぼ等しいとおくと、式 (3) から

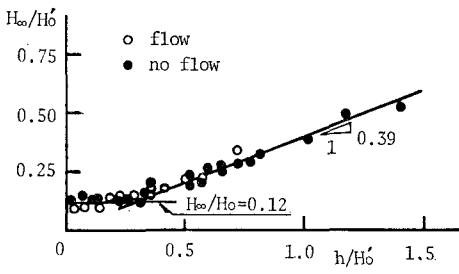


図-8 H_{∞}/H_0' と h/H_0' との関係

$A=r$ となる。再生後の波高を $H_{\infty}/H_0'=0.1$ 、任意点の波高を $H(x)/H_0'=1.0\sim 0.2$ とすると、

$A=0.5\sim 0.9$ (11)

となる。実際には、係数 A は実験的に求めることになるが、式(10)中に波の周期の関数である波長が含まれていることから、この係数は周期の影響よりも主に波高等の影響を受けるものと考えられる。

図-9 は、実験によって得られた係数 A を相対波高で整理したものである。図示のように、係数 A は、沖波波形勾配の範囲が広いにも拘らず（波形勾配の影響をあまり受けず）、flow, no flow の場合共に相対波高によって統一的に整理できることが分かる。

図-10 は、実験値と計算値との比較を示している。実験値と計算値とは、よい一致を示しており、式(9)の妥当性が示された。

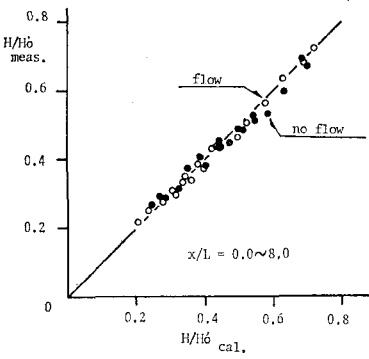


図-9 係数 A と相対波高との関係

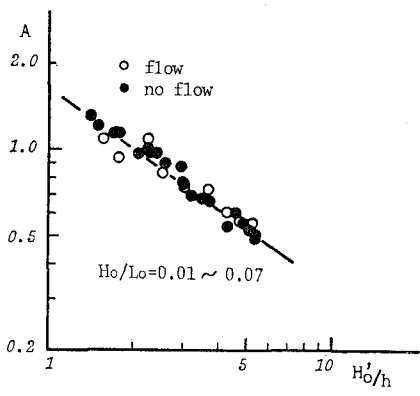


図-10 実験値と計算値との比較

5. おわりに

本研究においては、従来の室内実験結果と現地観測結果との隔たりがリーフ上に引き起こされる砕波後の流れの有無にあるとの観点にたつて、砕波後の流れを考慮できるモデルを用いた実験を行い、従来のモデルによる水理現象との違いを検討した。その結果、流れを許した場合とそうでない場合とでは、平均海面の上昇量及び Surf-beat あるいは砕波点に大きな違いがあることが分かった。しかしながら、リーフ上の個々波の波高は、砕波後の流れの有無に拘らず両者共に一致することが明かとなった。このような実験的に得られた知見を背景に、理論的アプローチとして Bore モデルを用いてリーフ上の波高算定式を誘導し、実験値との比較によってその妥当性を検証した。

参考文献

江頭和彦・福田 功・岸良安治・西村達郎 (1985): リーフによる波浪変形の現地観測, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 90~94.

高山知司・神山 豊・菊池 治 (1977): リーフ上の波の変形, 港研資料, No. 278, pp. 1~32.

津嘉山正光・仲座栄三 (1987): 二次元リーフによる波の変形と平均水位変化, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 76~80.

日野幹雄・仲座栄三・與那覇健次 (1988): 波群によって引き起こされる Bore 状サーフビートに関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 197~201.

Battjes, J. A. (1978): Energy dissipation in breaking solitary and periodic waves, Manuscript, Delft University Technology.