

南太平洋地域における孤立島嶼の波浪外力に関する模型実験

平石 哲也* 平山 克也** 高田 悦子***
上 原 功**** 吉 野 博 之***** 原崎 恵太郎*****

南太平洋地域に顕在する“孤立リーフ”における多方向不規則波の変形を模型実験で調べている。孤立リーフは、急勾配の斜面上に位置するリング状のリーフエッジに囲まれた深さ数 m の浅海域を有しており、リーフ上における波浪の変形や碎波による減衰が明らかになれば、海洋調査基地等が建設できる。二面式の多方向不規則波造波装置を有する実験水槽で、縮尺 1/125 のモデル島嶼を再現して検討したところ、リーフ上の有義波高は沖波波高の 1/5 に軽減するが、速い流れが発生し、構造物の設計には支配的な要因となる。ブシネスクモデルによる波浪変形計算法は、摩擦係数を修正すればリーフ上で適用可能である。

1. はじめに

我が国南方の南太平洋島嶼地域（ミクロネシア）は、水産資源の供給、深層水や海底床鉱物の探査等に関して重要な関係を有している。将来は、遠隔地であることを活用し、宇宙ロケット発射基地としての利用も計画されている。これらの島嶼の特徴は、本体となる矮小な岩礁部の回りにリング状の珊瑚礁（リーフエッジ）が広がり、珊瑚礁の内側は水深数 m の浅海域（リーフ）になっていることである。珊瑚礁の外は急な海底勾配で深くなっているため、外洋からの高波浪が直接来襲するが、波浪エネルギーはリーフ上の碎波によって消散し、中心部の岩礁部に作用する波浪は小さくなる。前述の宇宙開発基地や環境調査施設を島嶼部に建設するためには、リーフによる波浪外力の減衰効果を定量的に推定する必要がある。

リーフ上の波高変化については、高山ら（1988）が断面実験を行い、リーフエッジからの距離に対して指数関数的に波高が減衰することを示しているが、外洋波の多方向性、平面的な屈折、リーフエッジで発生する強い海浜流の特性などは明らかにされていない。そこで、本研究では、有効造波領域（平石・金澤, 1995）を水槽全域まで拡張できる二面式の多方向不規則波造波装置を備えた水槽を用いて、孤立島嶼における波浪変形と流れ特性に関する模型実験を実施して、海洋構造物の設計に必要な外力を検討した。また、ブシネスク方程式を用いた波浪計算モデル（平山ら, 2000）を適用して、実験結果との比較を行い計算モデルの適用性を調べることを目的とした。

2. 島嶼の特性

模型実験の条件とモデル地区を決めるために、島嶼地域の自然特性を整理した。図-1 は、太平洋地域における島嶼の配置で、ほぼ北緯 20°から南緯 20°の範囲に点在し、北方の小笠原、硫黄列島は我が国領土になっている。その南方はミクロネシアと総称され、パプアニューギニア島を含む南端はメラネシアと呼ばれる。図の東側にも島嶼が広範囲に点在し、メラネシアを形成している。この範囲は、年間の月別平均気温の変動が 6°以内で、寒期でも、その平均気温は 21°を下がることはない。海流は、赤道を東から西へ向けて暖流が流れており、海面の温度を上昇させ、台風の発生源になっている。

小型島嶼はリング状の珊瑚礁に取り囲まれており、それらを模式化すると、図-2 の左のようになる。島嶼本体は隆起珊瑚礁や岩礁で満潮位でも水面に露出しており、人間が居住することが可能である場合が多い。外周部は水没する期間もあるリング状の珊瑚礁からなり、リーフエッジと呼ばれる。リーフエッジの内側は水深数 m 以下の浅水域となっている。リーフエッジの外側は、水深が急激に大きくなる。このようなリーフを有する島嶼を孤立リーフと呼ぶ。孤立リーフにおける波浪変形を実験的に検討するために、モデルとして太平洋の島嶼の分布としては、北端に位置するが、我が国の最南端領土で幅広い活用が期待される沖の鳥島を選んだ。

沖の鳥島は、図-1 に示すように東京から南へ 2000 km 離れた南緯 20°に位置しており、台湾島よりも南に位置する。図-2 の右に沖の鳥島の平面図を示す。リーフエッジで囲まれた浅水域は楕円形で長軸方向が 3000 m、短軸方向の長さは 1000 m である。浅水域の水深は平均海面から 5 m 以内で浅く、外洋波が碎波される。リーフエッジの水深は 3~4 m で浅く、現地では常に白波がたつて外洋波のエネルギーを減衰させ、浅水域に残された露岩の浸食を防いでいる。リーフエッジの外側は、勾配 1:1 の急峻な斜面となっており、水深 1000 m 以上の海海底まで続いている。周囲 1000 km 以内には大きい島

* 正会員 工博 (独法) 港湾空港技術研究所海洋・水工部
** 正会員 工修 (独法) 港湾空港技術研究所海洋・水工部
*** 正会員 工修 国土交通省国土技術政策総合研究所沿岸海洋部
**** 正会員 (株) アルファコンサルタント技術部
***** 正会員 工修 (株) 八千代エンジニアリング臨海開発部
***** 正会員 工修 (株) エコー環境水理部

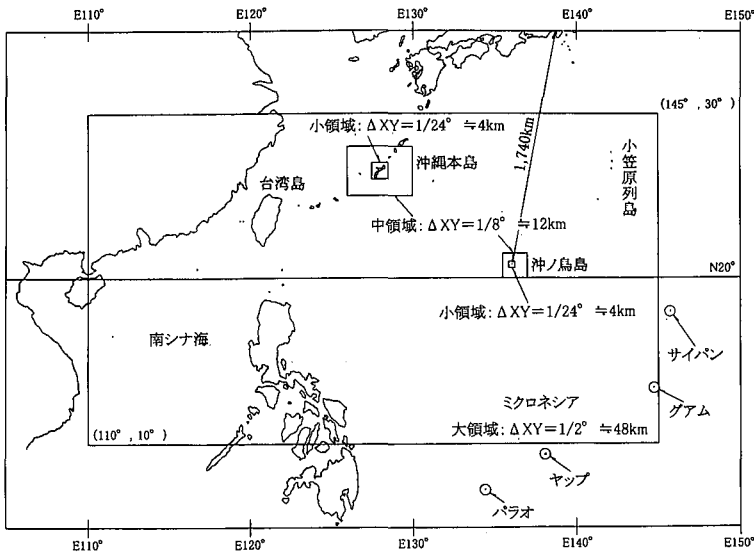


図-1 南太平洋の島嶼の位置と波浪推算領域

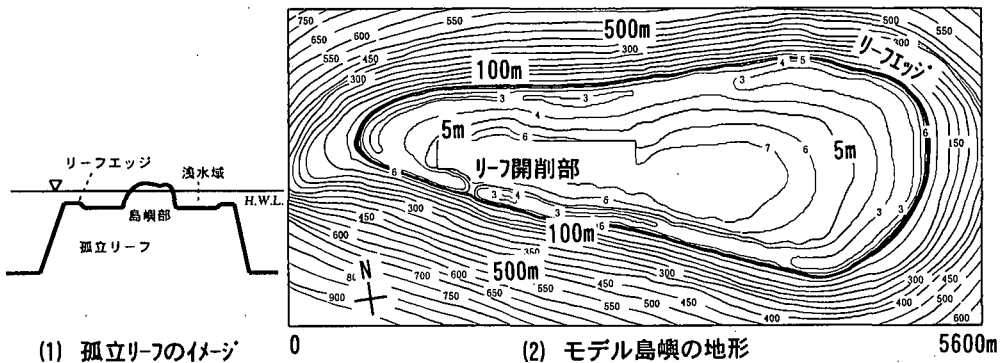


図-2 孤立島嶼リーフの模式断面とモデルの地形

島は存在せず、波の遮蔽効果が期待できないので、最も波浪条件が厳しい位置であることが予想される。浅水域は平坦で、珊瑚れきからなる堅固な水底を有していて、波浪がリーフエッジで軽減される場合には、海洋構造物の設置が可能と考えられる。南太平洋地域は台風の発生源であり、波浪外力は大きくなる可能性がある。そこで1950年から1986年までの沖の鳥島周辺の気圧配置図を収集し、気象庁のスペクトル法(たとえば磯崎・鈴木, 1999)を用いて波浪推算を実施した。図-1に波浪推算に用いた領域を示す。領域内の計算格子は、沖合で約20 km, 対象島嶼周辺で約5 kmの格子を用いて50擾乱について推算した。図-3に沖の鳥島周辺の100年確率波の分布を示す。最大波高は、100年確率波でS方向から来襲し、波高 $H_{1/3}=17$ m, 周期 $T_{1/3}=14$ sである。

3. 実験の内容と結果

図-4に、実験水槽とモデル島嶼の配置を示す。縮尺は

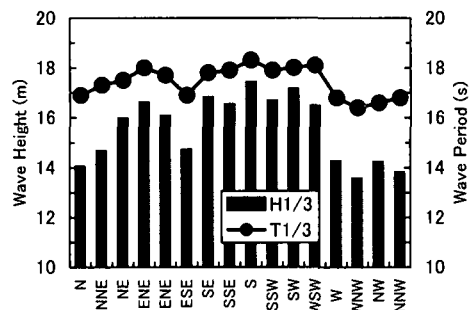


図-3 推算した沖波の分布

1/125とし、水深100 mより深い部分は一様な水槽床で表した。モデル島嶼の再現範囲は、全体の2/3程度で、水槽の条件から、実験対象を限定した。深海域からリーフエッジまでの海底勾配は1:1で、環礁内の水深は平均水面下5 m程度である。沖波は、図-3の推算結果から波高の大きいS~SW方向からの波を、 $S_{max}=10$ の方向集中

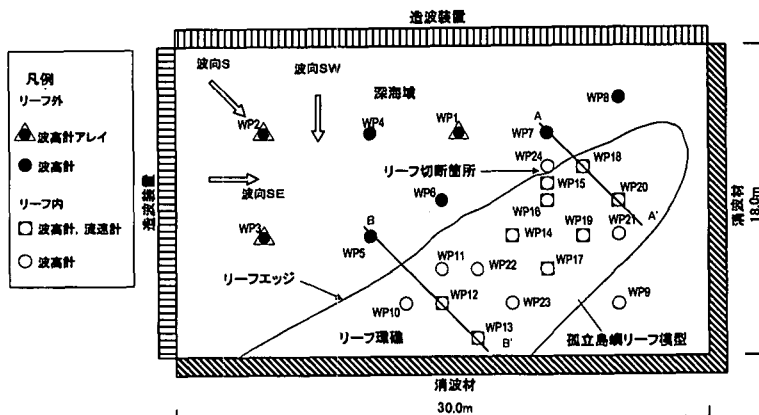


図-4 実験水槽と孤立島嶼リーフ模型の配置

度を有する多方向不規則波として実験水槽で2面造波機(平石ら, 1997)から造波した。造波面は2面あり, 有効造波領域が水槽のほぼ全域で確保でき, 主波向を変化させた多方向不規則波を大規模な模型に造波できる。

図-4には計測器の設置点も示す。リーフ内の浅水域では20カ所で波を測定して, 波高分布と平均水位上昇量を検討した。また9カ所で水平2成分流速を測定した。実験結果としては平面的な計測データの分布の他に, 各波向のケースで主波向方向の測線を設定し, リーフエッジからの距離による波高の減衰, 平均水位上昇量の変化を整理した。なお, 現地でSW方向の波は主波向が造波機の長い第1面の法線方向に相当する。

図-5は, 孤立リーフ内の代表測線 A-A'および B-B'に沿った多方向不規則波の波高の変化を示す。図ではリーフエッジの位置を0として, 横軸にリーフエッジからの直線距離を示す。最大波高および有義波高ともにリーフエッジ上で波高は急速に減衰し, リーフの浅水域では, 最遠点で入射波高の1/4~1/5程度に軽減される。

図-6は, 同様の測線上における有義波周期の変化を示したものである。リーフエッジでの減衰が大きく, 砕波後の非線形干渉に使われるエネルギーも逸散しているため浅水上的波形の変化は小さく, 砕波によってピークが急減した波がそのまま浅水域へ伝播するものと予想される。孤立リーフ上の周期は沖波周期から大きく変化せずほぼ一定になる。孤立リーフを通過して背後の水域でも周期は変化せず, 孤立リーフでは周期変化は小さい。

図-7は, 波の周波数スペクトルの変化を示す。図は, 波向SWのケースに相当する。沖波に相当する造波機前面での波のスペクトルには長周期波成分が含まれておらず実験値でピーク周期1.7sのうねりに相当するエネルギーのみが現れている。リーフ上に侵入すると, 砕波によって沖波のスペクトルのピークは低下し, うねり成分のエネルギーは減衰している。しかし, 周期30s前後に

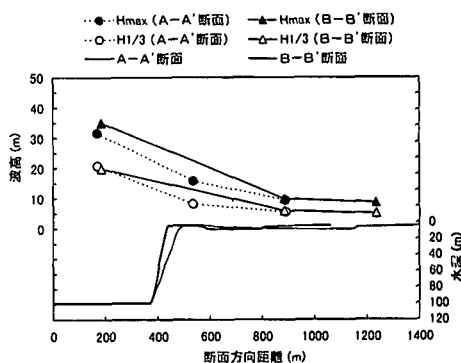


図-5 リーフ上での波高の変化

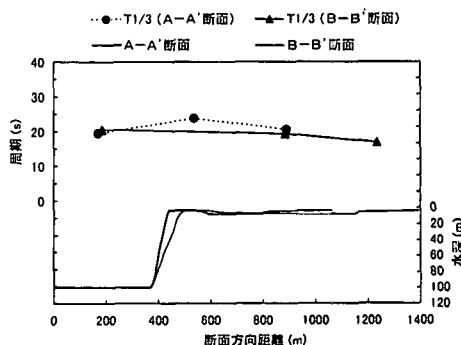


図-6 リーフ上での波周期の変化

長周期波成分のエネルギーが出現しており, 砕波したエネルギーの一部が長周期波側に変換されていると考えることができる。ただし, リーフ上のゼロアップクロス法による波周期には長周期波の影響は見られなかったので, 本ケースにおいてはリーフ上の長周期波の発達は設計条件となる代表周期には影響を与えていないことがわかる。

次に, 水平2成分電磁流速計で測定された流速データから海浜流成分を除去した変動成分から波の進行方向の

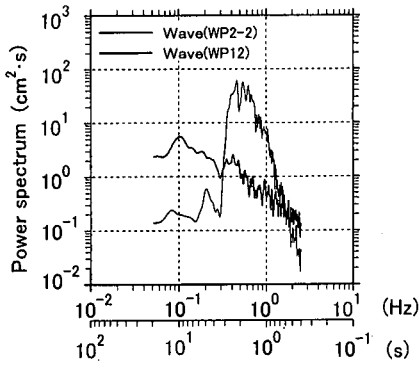


図-7 リーフ上での周波数スペクトルの変化

流速ピークを抽出し、その平均を求めた進行流速平均値を求めた。これは構造物に作用する流圧力の算出に使用される。図-8は、リーフエッジからの距離による進行流速平均値の変化を示したもので、その変化率は小さく、ほぼ一様に0.7 m/s程度である。孤立リーフでは、背後に海浜がないために流れが止められる障壁が存在しない。したがって、リーフ上の伝搬距離が長くなっても流速の減衰はなく、リーフエッジで低減した値がそのままリーフの他端まで続くものと考えることができる。伝播する波が長波と仮定すると、微小振幅波理論から、波高 H での最大水平水粒子速度が、 $u_{\max} = (g/h)^{1/2}(H/2)$ として計算できる。ここでは観測波の有義波高および有義波周期から長波の流速 U_L を計算して進行流速平均値 U_o と比較した。図-9に代表点での U_L と U_o の比を示したものである。 U_o/U_L の比はほぼ0.7で、リーフ上での流圧力設計値の近似を行うためには、波高として沖波の1/5を、周期を沖波値として与え、長波近似で U_L を計算して実験係数を乗ずれば U_o を求めることができる。

なお、リーフエッジの形状は局所的に変化しており、その近傍の流況は一定しない。本実験では楕円形の島嶼の一端が実験水槽内で再現されており、その先端では強い渦が発生していることが目視から確認できた。また、リーフエッジの一部は工事船の通行から掘削されている。この現象はフィジーなどの港湾を有する島嶼では顕著で、港湾の整備を行うために航路上に位置するリーフエッジの掘削が進められている。リーフエッジの掘削の影響を検討するために、図-4に示された掘削点近傍の海浜流速を示したものが図-10である。掘削点の極近傍の測点WP. 15では、他の観測点に比べて流速が増大しており、掘削部からの波の侵入の影響が現れている。

4. 数値計算の検証

非線形性を考慮した波の数値計算では、格子間隔10 mとして実験の再現範囲と同一の領域で、造波境界から規

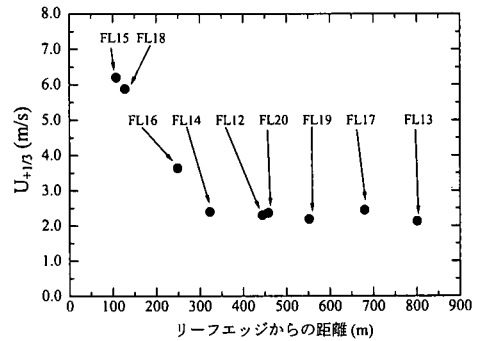


図-8 リーフ上での平均流速の変化

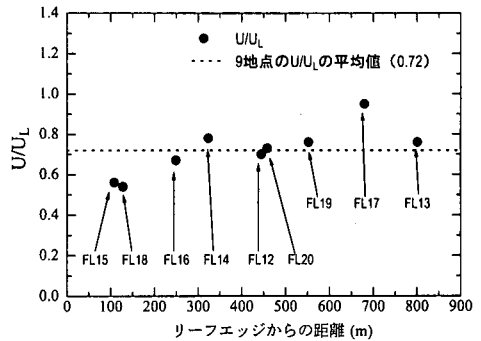


図-9 推定平均流速と観測流速の比較

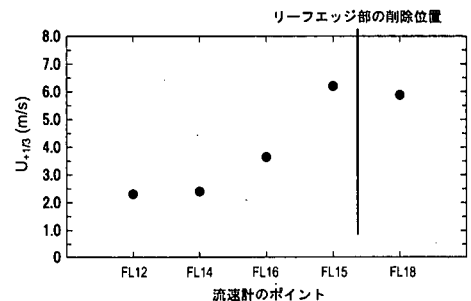


図-10 リーフエッジ掘削点近傍の流速変化

則波および多方向不規則波を入射させた。計算で用いたブシネスクモデルを用いた波浪変形計算法の詳細は、文献(平山ら, 2000)等を参照されたい。基礎方程式中の x 方向の運動方程式は以下に示される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{D} \right) \\ & + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) + \epsilon P + \frac{f}{2D^2} P \sqrt{P^2 + Q^2} \\ & = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^3 \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial x \partial y \partial t} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \\ & + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial t} \right) \\ & + Bgh^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right\} \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

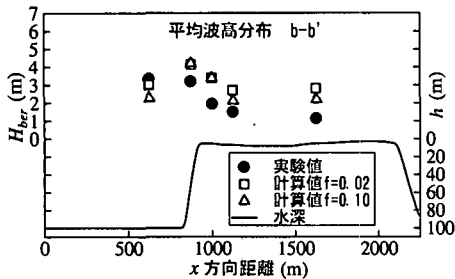


図-11 リーフ上の計算波高と実験波高の比較

ここで、 P 、 Q はそれぞれ x および y 方向への線流量、 D は全水深、 η は水位、 B は分散性指標である。エネルギー減衰は、 ε でエネルギー吸収帯の吸収係数、 ν で碎波による乱れの渦動粘性係数を表し、 f で底面摩擦係数を表す。それぞれ標準値が提案されているが、リーフ上では水深が小さいため、海底摩擦の影響が最も支配的と考えられる。そこで、摩擦係数 f による波高変化を検討した。図-11は、代表測線上での波高変化について実験値と計算値を比較したものである。比較では波高4mの規則波を用いている。摩擦係数 f は標準値として一般的に $f=0.02$ が用いられている。リーフ上の浅海域では f の値を大きくすると波高が減衰する。そこで、 f を0.02から0.1まで変化させて実験波高と比較を行った。その結果 $f=0.1$ で計算すると図のような波高分布が得られ、実験波高と同様な波高分布が得られる。したがって、孤立リーフにおける碎波と波高変化を予測するためには、ブシネスク方程式を用いた波浪変形計算式において $f=0.1$ で海底摩擦を考慮すればよいことがわかる。

図-12は多方向不規則波を外力条件としてリーフ上の波浪変形を計算するとともに平均海浜流速のベクトルの分布を求めたものである。摩擦係数は、 $f=0.1$ を用いている。図の左上のリーフ端部での大規模な渦の再現はされているが、リーフの開削部付近での流速増大は、格子地形の再現性にも問題があり、計算では明らかではない。しかし、孤立リーフ上での海浜流の向きと、広い範囲で平均的な大きさの把握は可能になっている。

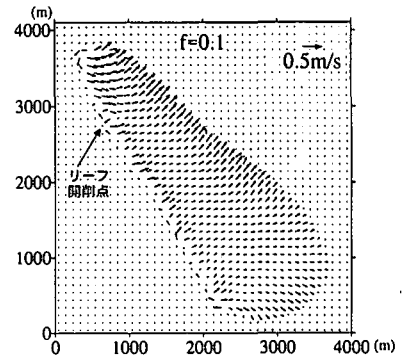


図-12 リーフ上の海浜流ベクトルの計算結果

5. あとがき

沖の鳥島をモデル島嶼として太平洋上の島嶼周辺の波と流れの特性を調べた。この結果は、今後の孤立リーフ海域での構造物設計の基礎データとして活用できる。

本研究においては、京都大学工学部渡邊英一教授にモデル地形の選定についてご教示をいただいた。(株)アルファ水工コンサルタント吉野真史氏には気象データの情報提供を受けた。ここに謝意を表します。本研究は、平成11年度運輸分野における基礎的研究推進制度による「自然のリーフ海岸地形を利用した大規模浮体施設の基礎的研究」の一部として実施したものである。

参考文献

- 磯崎一郎・鈴木 靖 (1999): 波浪の解析と予報, 東海大学出版会, pp. 135-176.
- 高山知司・池田直太 (1988): 広天端領潜堤による波浪変形と霞岸越波流量の低減効果, 港湾技術研究所報告, 第27巻, 第4号, pp. 63-92.
- 平石哲也・金澤 剛 (1995): 多面式造波装置の適用性, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 131-135.
- 平山克也・上原 功・平石哲也 (2000): 領域接続法を用いた時間発展型地形変化予測モデルの開発, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 196-200.