

リーフ上の波浪変形に対する 数値波動水路の適用性検討

APPLICATION OF THE NUMERICAL WAVE FLUME TO THE WAVE DEFORMATION OVER REEF

小竹康夫¹・荒木進歩²・松村章子³
Yasuo KOTAKE, Susumu ARAKI and Akiko MATSUMURA

¹正会員 博(工) 東洋建設株式会社 鳴尾研究所 (〒663-8142 西宮市鳴尾浜1-25-1)

²正会員 博(工) 大阪大学 大学院工学研究科 地球総合工学専攻 (〒565-0871 吹田市山田丘2-1)

³東洋建設株式会社 鳴尾研究所 (〒663-8142 西宮市鳴尾浜1-25-1)

The wave deformation over a reef is a non-linear phenomenon with breaking waves. The wave height is usually estimated by using empirical law based on the data of field survey or experiments. But it is pointed out that the accuracy decreases over the topography which is different from that in the field survey or the experiments.

In this paper, a numerical wave flume adapting VOF method for the analysis of water surface is applied to the calculation of the wave deformation over a reef. The computed wave height and the mean water surface on and around the reef are compared with experimental results measured in a two-dimensional wave flume. The spatial changes in the frequency spectrum and the energy flux are also discussed. The wave steepness of the incident wave has an influence on the energy dissipation on the reef in the computed frequency spectrum and the energy flux.

Key Words : Numerical wave flume, Volume of Fluid method, wave deformation over reef, undertow

1. 研究の目的

リーフ上の波浪変形は、リーフエッジでの急激な波高増大にともなう砕波など非線形性の強い現象であり、波高変化の推定には、高山ら¹⁾が水理模型実験をもとに導いた算定式が広く用いられてきた。しかし、江頭ら²⁾が現地観測結果をもとに算定式に含まれる係数の見直しを提案するなど、異なる地形条件での適用性など、汎用性の面で課題もある。津嘉山ら³⁾は、現地観測と水理模型実験の相違点として、水理模型実験に用いた断面水路の場合、現地で3次元的に発生する戻り流れが生じにくい点に着目し、リーフ模型を工夫することによって、戻り流れの影響を検討している。一方、地球温暖化に伴う海面上昇などを想定すると、リーフ地形を有する陸上部への影響は甚大である。そこで、あらゆる条件下で個別の構造物の機能や安定性に与える影響を精度良く評価する手法を準備しておくことが望まれ、例えば筒井ら⁴⁾は波動方程式による手法を提案している。

本研究では、最近のコンピュータ性能の飛躍的な向上に伴い、水理現象を非常に高精度に解析することが可能な数値解析技術として数々の手法が提案されている数値波動水路に着目した。そして、リーフ

上の波浪変形を断面水路で実施する際の留意事項である戻り流れの現象を対象とした津嘉山ら³⁾の実験の再現計算を行い、計算手法の適用性を検討した。

2. 数値波動水路によるリーフ上の波浪変形計算

(1) 数値波動水路CADMAS-SURFの概要

本研究では、2次元非圧縮性粘性流体を対象とした連続式およびNavier-Stokes方程式を基礎式とし、自由表面の解析にVOF法を採用して開発されたCADMAS-SURF⁵⁾（以下、CSと称する）を用いるものとした。基礎式は式(1)の連続式および、橿山ら⁶⁾がNavier-Stokes方程式をポーラスモデルに基づいて拡張した式(2)、式(3)の運動方程式から構成される。

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u u}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w u}{\partial z} = -\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - R_x$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_e \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_z \nu_e \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] \right) \quad (2)$$

$$\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u w}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w w}{\partial z} = - \frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \gamma g - R_z$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_e \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_z \nu_e \left[2 \frac{\partial w}{\partial z} \right] \right) \quad (3)$$

ここで、 t ：時間、 x, z ：水平、鉛直座標、 u, w ：流速の水平、鉛直成分、 ρ ：密度、 p ：圧力、 ν_e ：分子動粘性係数と渦動粘性係数の和、 g ：重力加速度、 γ ：空隙率、 γ_x, γ_z ：水平、鉛直の面積透過率であり、 C_M を慣性力係数として、 $\lambda_v = \gamma + (1 - \gamma)C_M$ 、 $\lambda_x = \gamma_x + (1 - \gamma_x)C_M$ 、 $\lambda_z = \gamma_z + (1 - \gamma_z)C_M$ 、 R_x と R_z は多孔質体からの抵抗力であり、水平方向を例として式(4)に示すとおり、流速の2乗に比例する形でモデル化されている。

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta x} (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (4)$$

ここに C_D は抵抗係数、 Δx は水平方向の格子間隔である。

(2) 断面水路実験（津嘉山ら³⁾）の概要

リーフ上の波高変化推定には、高山ら¹⁾が断面水路実験により求めた算定式が広く用いられているが、地形条件が現地と異なるため、算定式に含まれる係数の調整が必要になる場合がある（例えば江頭ら²⁾）。そこで津嘉山らは現地の3次元的な戻り流れに着目し、リーフ模型を工夫した断面水路実験により、戻り流れの影響を検討している。

図-1は、津嘉山らの用いた断面実験モデルをCSに

よる再現計算用にモデル化した解析領域全体図である。断面実験では、この図と同様に、従来の実験で用いられる戻り流れを許さない断面模型（以下、**no flow**と称する）と、水槽の底部を通して流れが還流できるモデル（以下、**flow**と称する）を用いている。

対象とするリーフは、現地スケールで礁原幅400m、礁原水深1.5mおよび3.0mであり、模型縮尺は1/100である。また波浪諸元としては、模型スケールで有義波周期1.0～1.6秒、有義波高3～11cmの不規則波を主に用いているが、**flow**と**no flow**による水理現象の違いは、規則波実験により確認している。その結果、主要な知見を次の通り整理している。

- 流れを許した場合とそうでない場合とでは、平均海面の上昇量およびSurf-beatあるいは砕波点に大きな違いがある
- リーフ上の個々波の波高は、砕波後の流れの有無に拘わらず両者共に一致する
- リーフ上の平均水位は、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水面形をとる
- Boreモデルを用いてリーフ上の波高算定式を誘導した

(3) 実験の再現計算

図-1は、計算に用いた解析領域全体図を示しており、**no flow**と**flow**では、異なるモデルを用いている。計算は、図に諸元を示す通り、模型実験スケールで行い、矩形格子サイズは、事前検討により、リーフ上で水平方向 $\Delta x = 0.025\text{m}$ 、鉛直方向 $\Delta z = 0.005\text{m}$ 、リーフ沖合では $\Delta x = 0.05\text{m}$ 、 $\Delta z = 0.01\text{m}$ の可変とした。また**flow**計算での還流部では、 $\Delta z = 0.01\text{m}$ とすることで還流部断面を鉛直方向に複数の格子で再現するものとした。

礁原水深は3.0mのケースを再現対象とし、入射波には周期1.2秒、波高4～10cmの規則波を用いた。波の発生方法は、リーフ地形からの反射波が多重反

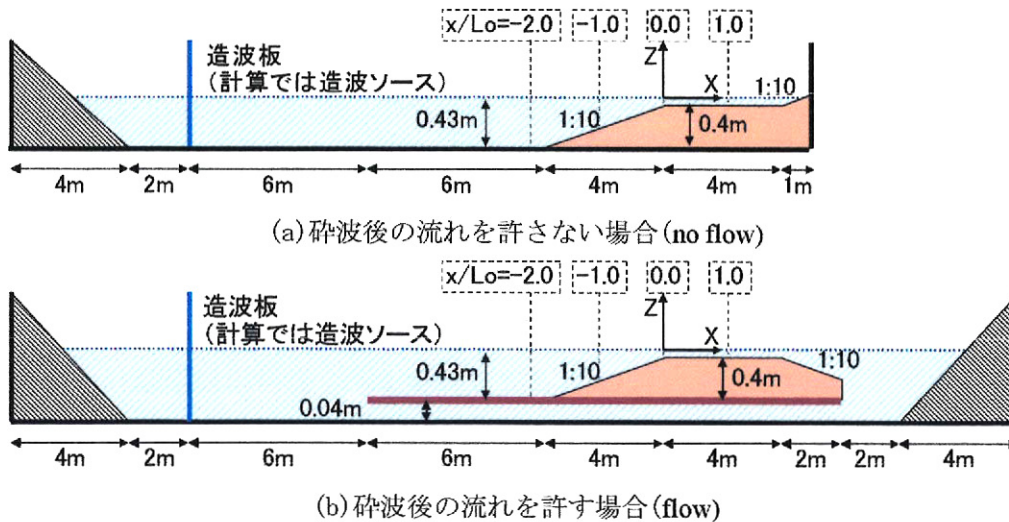


図-1 解析領域全体図

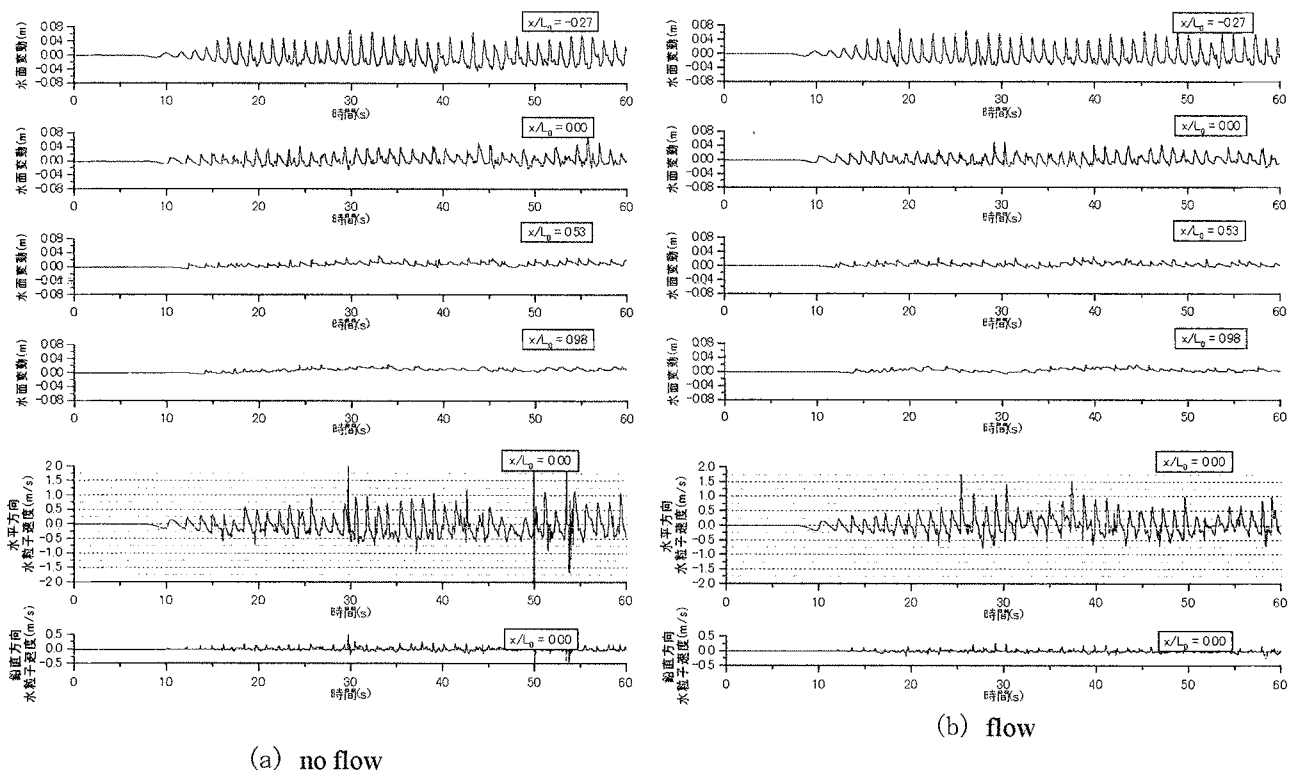


図-2 計算による時間波形 ($H_0' = 0.06\text{m}$)

射を繰り返す影響を緩和する目的で造波ソースを用いることとし、no flow では造波ソース背後に、flow では計算領域の両端にエネルギー減衰帯を設けた。時間波形の計算結果の一例として、入射波周期 1.2 秒、換算沖波波高 $H_0' = 0.06\text{m}$ の規則波の結果を図-2 に示す。上 4 段は水位変動、下 2 段は、水平および鉛直方向の水粒子速度である。凡例に示す x は、斜面上端から岸向きの距離 (図-1 参照)、 L_0 は沖波波長である。実験では不規則波を用いており、いずれの場合にもサーフビートが発生し、特に no flow の場合に顕著であるが、計算には規則波を用いているため、長周期変動は発生していない。ただし礁原上 ($x/L_0 > 0$) では、平均水位がある一定レベルまで上昇する様子が分かる。

流速に関して、冲向きの流速は no flow の場合には、個々波の谷の位相で約 0.5m/s とほぼ一定値を示すが、flow の場合には $0.25 \sim 0.5\text{m/s}$ の範囲で変動している。これは戻り流れの違いが影響していると思われる。また no flow の場合に、造波開始後約 30 秒、あるいは 50～60 秒の時間帯で、ノイズ状の波形を示しており、一方 flow は相対的に緩やかな時間変化を示している。これは砕波の打ち込み状況の相違によるものと推測し、空間波形を確認することとした。

そこで、リーフエッジでの砕波状況の一例として波高 0.06m で、造波開始後 30.6 秒～31.8 秒の 1 周期分に相当する空間波形を図-3 に示す。このケースは、水理公式集⁷⁾の砕波形式の区分図によると巻き波砕波の条件である。

flow の場合には、砕波面が比較的穏やかな巻き波砕波の形状を示しているのに対して、no flow の場合には、砕波先端部が乱れながら砕け寄せ波砕波に近い形状を示している。その結果、砕波の突っ込み点は、no flow に比べて flow の場合が岸側に移動している。また斜面上で砕波が生じる位相では、いずれの場合も斜面上端で冲向きの流速が発生するが、no flow に比べて flow の場合には水深が浅い。

なお flow の各図では、リーフ地形の下部に設定した還流部での流れの状況も合わせて示しており、礁原での平均水位の上昇に合わせて、流速が増大し、造波開始後 60 秒では、冲向きに約 0.25m/s の流速が発生している。

そこで津嘉山らにならい、no flow と flow の違いを定量的に評価するため、波高および静水状態からの平均水位上昇量 dH の分布の一例として $H_0' = 0.06\text{m}$ の規則波の結果を図-4 と図-5 に示す。両図とも縦軸は H_0' で無次元化、横軸は斜面上端を原点、岸向きを正として、沖波波長 L_0 で無次元化した位置を示す (図-1 参照)。図面には、論文から読み取った規則波の実験データも併せて示した。

まず図-4 の波高分布について、斜面上 ($x/L_0 < 0$) での波浪変形に関しては、斜面上端のやや沖で砕波する状況は実験と同様であり、図-3 と整合している。しかし砕波波高については、計算結果は実験結果に比べてやや過大である。また実験では、no flow に比べて flow の砕波位置が岸側に移動する現象が確認されているが、計算では有意な差は生じていない。礁原上 ($x/L_0 > 0$) では、計

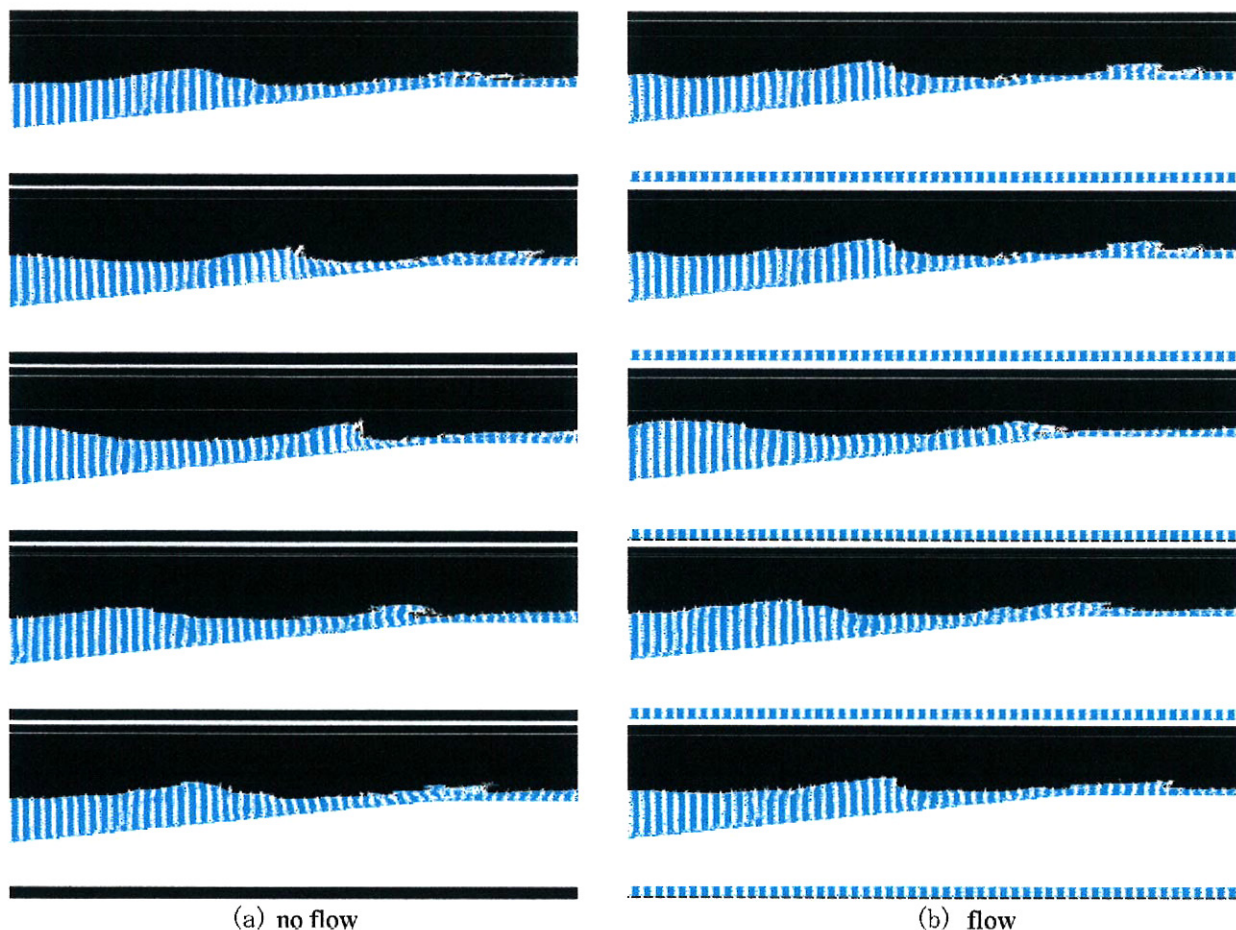


図-3 空間波形 ($H_0' = 0.06\text{m}$)

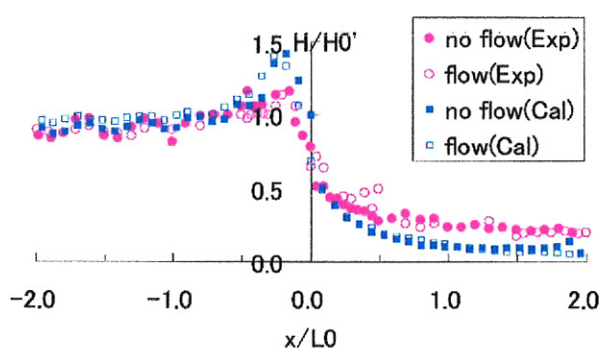


図-4 波高分布の一例 ($H_0' = 0.06\text{m}$)

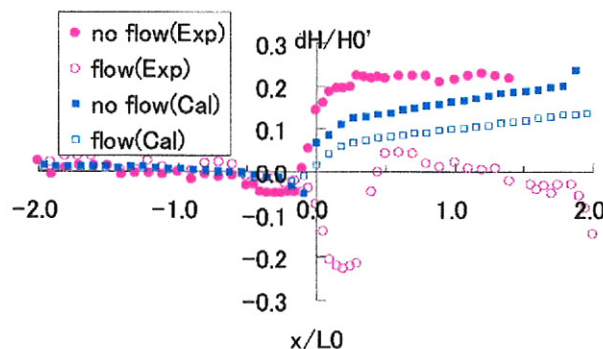


図-5 水位上昇の一例 ($H_0' = 0.06\text{m}$)

算が過少になっているものの、波高の低減傾向を概ね良好に再現できている。

次に図-5の水位上昇について、斜面上では、実験値、計算値ともほぼゼロである。一方、礁原上では、実験と計算で傾向が異なる。実験ではflowの場合に跳水現象が確認されているが、計算では再現されておらず、斜面部を離れると実験では平均水位がゼロに漸近するのに対して、計算では上昇傾向にある。no flowの場合、実験では斜面上端付近で急激に水位が上昇し、 H_0' の約0.2倍で安定するのに対し、計算では緩やかに漸近する。この相違は、還流部の設定に起因すると考えられるが、詳細は今後の課題である。

の課題である。

以上により、平均水位については実験と計算で相違があるものの、構造物の安定性や機能性の検討に重要となる波高については、実験結果の傾向を概ね再現できている。水位上昇量によらずに波高が同じ値になる実験の主要な結論も再現できている。なお、実験値と計算値の定量的な相違の解明は、今後の課題である。

3. リーフ上の波浪変形に関する考察

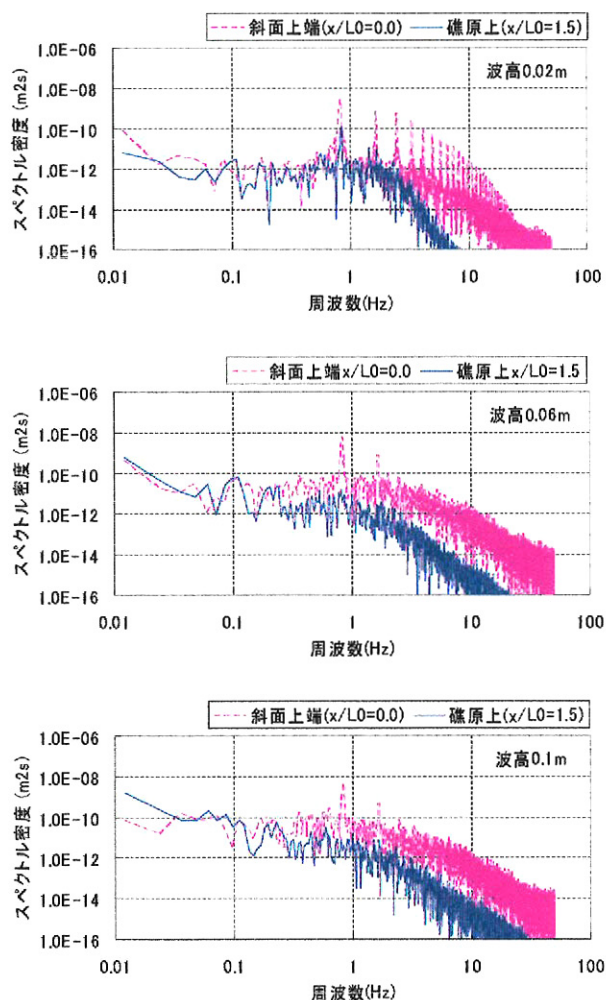


図-6 周波数スペクトルの空間変化

(1) 周波数スペクトルの空間変化

図-6に斜面上端($x/L_0=0$)と礁原上($x/L_0=1.5$)での周波数スペクトルを波高別に表示。解析モデルはflowで、入射波はいずれも周期1.2秒(0.83Hz)の規則波である。斜面上端ではいずれの波高でも基本周波数のスペクトル密度が卓越しており、波形勾配の小さい $H_0'=0.02\text{m}$ では倍周波数成分の発生も確認できる。

一方、礁原上では、いずれの波高でも高周波側のエネルギー減衰が大きく、波形勾配が大きい $H_0'=0.1\text{m}$ では、基本周波数のスペクトル密度も低下している。これらは、リーフ斜面での砕波や反射波に起因するものと考えられる。

(2) エネルギーフラックスの空間分布

数値解析では、実験で測定できないエネルギーフラックスの算定が可能である。図-7にリーフの沖合($x/L_0=-2$)、斜面上端($x/L_0=0$)および礁原上($x/L_0=1.5$)でのエネルギーフラックス EF_{flux} の時

間変化を示す。縦軸は入射波高により異なる。

エネルギーフラックスは、一周分分の平均波パワーとして、波の周期 T 、水位 η 、水深 h により式(5)で定義した。

$$EF_{flux} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_h^\eta u \left[p + \frac{1}{2} \rho(u^2 + w^2) \right] dz dt \quad (5)$$

リーフ沖のエネルギーフラックスは、造波開始から10～15秒で最大値を示した後に低下し、それ以降は安定する。これは、リーフ地形からの反射波がリーフ沖の測定位置に到達したため、岸向きの進行波エネルギーが、反射波により相殺されたためと考えることができ、最大値と安定値の差が、反射波の持つ沖向きエネルギーフラックスとなる。造波開始から20秒以降の安定した時間帯で各測定位置でのエネルギーフラックスを比べると、no flow, flowのいずれの場合においても、波形勾配の小さな $H_0'=0.02\text{m}$ では、沖から輸送されたエネルギーが礁原上で急激に減衰するが、 $H_0'=0.06\text{m}$ では斜面部での砕波により大きく変動し、波形勾配が大きい $H_0'=0.1\text{m}$ では斜面上端到達以前に砕波などで既に減衰している様子が分かる。

次にno flow とflowを比較する。 $H_0'=0.02\text{m}$ では、大きな差は見られない。 $H_0'=0.06\text{m}$ では、造波開始から20秒以降の安定した状態で、リーフ沖のエネルギーフラックスに差が生じており、no flowの場合はflowより小さい。 $H_0'=0.1\text{m}$ では、リーフ沖の変動傾向が大きく異なり、flowでは、他のグラフに見られる様な進行波エネルギーが最大値を示す時間帯が存在しない。これは、流速の算定結果から、造波開始後の比較的早い時刻から、還流部での流れによるエネルギーフラックスの沖向き成分が発生したためと推測される。そのため、20秒以降の安定した時間帯での計算結果を利用することが妥当である。

そこで、安定した時間帯での入射波のエネルギーフラックスに対する反射波および各測定位置に到達したエネルギーフラックスの割合を図-8に示す。波高の増大に伴い反射率が増加し、斜面上端ではエネルギー到達率が低下、礁原部では極めて小さい値を示すことがわかる。到達率はno flowに比べてflowが若干大きい。これは、還流部を設けることによって、エネルギーがリーフ奥まで到達しやすくなったことを示している。

4. おわりに

数値波動水路を用いて、津嘉山ら³⁾によるリーフ上の波浪変形の断面水路実験の再現計算を試みた。その結果、実験で留意が必要と指摘される戻り流れの取り扱いについて、no flowではflowより水位上

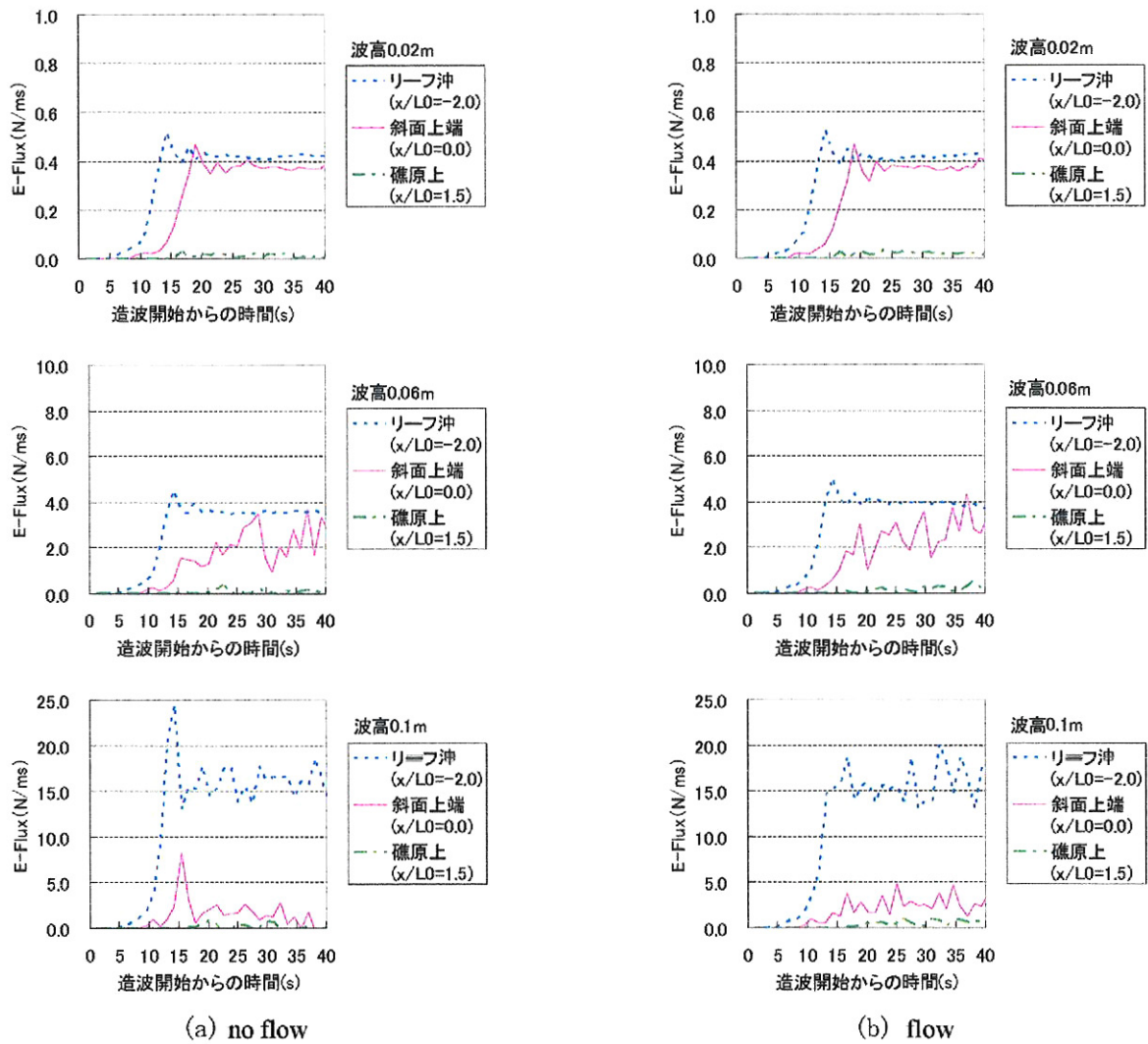


図-7 エネルギーフラックスの時間変化

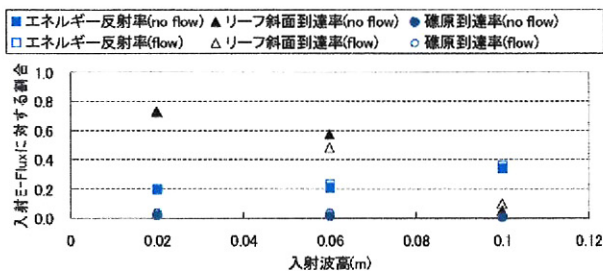


図-8 エネルギーフラックスの空間変化

昇量が大きく、構造物評価で重要な波高変化については、いずれの場合もほぼ同じ値に漸近する傾向を適切に再現できることを確認し、ここで採用した手法の適用可能性を示した。また、数値計算の優位性として、実験では得ることの出来ないエネルギーフラックスの時間、空間的な変動を算定し、エネルギー特性について考察した。これは従来では得ることの出来なかった諸量を提供できることを意味し、リーフ上の波浪変形を考慮した設計への適用可能性を示唆するものである。ただし、定量的な再現性の確保が今後の課題である。

参考文献

- 1) 高山知司, 神山豊, 菊地治: リーフ上の波浪の変形に関する研究, 港湾技研資料, No. 278, 32p, 1977.
- 2) 江頭和彦, 福田功, 岸良安治, 西村達郎: 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, 1985.
- 3) 津嘉山正光, 仲座栄三, 我喜屋邦浩: リーフ上の波の変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 70-74, 1989.
- 4) 筒井茂明, 鈴木勝之, 大木洋典: 浅海での非線形分散波のモデル方程式とそのステップ型リーフへの適用, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 16-20, 1996.
- 5) 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会: 数値波動水路の研究開発, (財) 沿岸開発技術研究センター, 296p, 2001.
- 6) 榊山勉, 阿部宣行, 鹿島遼一: ポーラスモデルによる透過性構造物周辺の非線形波動解析, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 554-558, 1990.
- 7) 土木学会: 水理公式集[平成11年版], 713p, 1999.