礫斜面上を伝播・遡上する波による 掃流移動モデルの構築

田島 芳満¹・藤川 大樹²

¹正会員 東京大学教授 大学院工学系研究科社会基盤学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

E-mail:yoshitaji@coastal.t.u-tokyo.ac.jp

²東京大学 大学院工学系研究科社会基盤学専攻修士課程修了

本研究ではサンゴ礫浜の形成過程に着目し、礫の比重や粒径、浸透特性の影響を陽に含む汎用的な数値モデルを構築することを目的とする。まず実際のサンゴ礫を用いた断面平衡地形の再現実験を行い、礫層内外における水位変動や礫の移動特性を抽出した。次に数値モデルでは、礫斜面上の遡上や浸透を考慮した時間発展型の波動モデルに底面境界層モデルを組み込み、非対称な底面軌道流速とそれに対応する底面せん断応力の波形を算定した。礫の移動には実験で見られた掃流移動を想定し、粒子への作用力として抗力、重力、底面摩擦応力に流体の加速度に伴う慣性力を加えて新たに導出した掃流量式を適用した。最後にモデルを様々な実験結果に適用した結果、波の前傾化に伴う加速度の増大や浸透を伴う遡上波が礫の移動特性や礫浜の形成に大きな影響を及ぼしていることなどが明らかとなった。

Key Words : coral gravels, bedload transport, swashzone, permiable gravel beach

1. はじめに

サンゴ砂礫で構成される州島や礫浜の形成過程の解明は、サンゴ礁が発達した熱帯・亜熱帯の島々の海岸保全において重要である。著者らは西表島沖合の孤立リーフ上に自然に形成されたバラス島における調査を実施し、比較的比重の小さいサンゴ礫は、波打ち際で激しく移動しながら急勾配地形を形成すること、急勾配斜面の形成には、礫層内への遡上波の浸透が影響していることなどを明らかにした¹⁾。

本研究では、サンゴ礫を用いた断面平衡地形の再現実験を行い、礫斜面上を伝播、遡上、浸透する波とそれによる礫の移動、断面地形の形成過程を定量的に抽出し、その物理的なメカニズムを理解するとともに、そのメカニズムに則した汎用的な数値再現モデルを構築することを目的とする。

2. 実験の概要

断面二次元水槽に粒径約1cmのサンゴ礫を用いて斜面を形成し、規則波を作用させて礫浜が断面平衡地形に至るまでの過程を再現した(図-1)。実験では青く着色した水を用い、礫層内、遡上帯および砕波帯を側面からビデオ撮影し、得られた画像から礫層内を含む水位変動を抽出した。実験の詳細および礫層内外での水位の抽出手法とその結果については田島・藤川²⁾に整理している。

撮影した毎秒30枚の連続静止画像に対して、水槽の側面上の平面座標に基づき $x=16\sim 17\text{m}$ (図-1)の区間を対象に座標変換を施した(図-2(a))。さらに移動している礫のみを判別するため、これらの連続する二枚の画像から画素値が変化した場所を黒、それ以外を白に変換した連続画像(図-2(b))を作成した。さらにこれらの連続画像から線分AB上の白黒の画素情報をそれぞれ抽出し、時間の順番に水平右向きに並べた(図-2(d))。すなわち図の鉛直

図-1 (a) 実験水槽断面図および(b) 実験で用いたサンゴ礫(粒径約1cm)

方向は線分AB上の距離，横軸は時間経過を表し，右斜め下に延びる黒点群は，岸向きに移動している礫を示している．また図-2(c)および(e)は，図-2(a)の線分ABの両端点における鉛直線上の画素情報を連続画像からそれぞれ抜き出し，時間の順に並べたものであり，地点AおよびBにおける水位の時間波形が読み取れる．図より，礫は前傾化した水面波形の前面付近で移動を開始している．

礫の移動特性をより詳細に分析するため，図-2(b)の連続画像からPIV法を用いて，各地点における礫の移動速度を求めた．PIVに用いた検査領域の大きさは図-2(b)に例示した縦40画素，横20画素の矩形領域とし，底面に沿って図の全領域で移動速度を求めた．礫の移動速度の抽出は200秒間の撮影画像に対してそれぞれ行い，得られたデータ群を水平方向のそれぞれの地点，および入射した規則波(周期3秒)の位相条件に基づきグループ分けした．さらにそれぞれのグループにおいて異常値の影響を避けるため上位・下位10%のデータを除外し，残りの移動速度データの平均値を求めた．その結果を図-3に示す．図-3には異なる2つの位相条件における水面波形の平均値を実線で，最大・最小値の範囲を網がけで，また各地点で求められた礫の移動速度の平均値を棒グラフで表し

図-2(a)座標変換画像，(b)移動している礫の抽出画像((a)の白破線枠の領域)，(c),(e)A,Bにおける水位変動，(d)線分AB上で移動していた礫の軌跡(縦軸：水平距離，横軸：時間)

図-3 異なる位相条件における水面の岸沖方向波形および同地点における礫の移動速度(実測平均値(棒グラフ)およびモデル(赤実線：慣性力考慮，青破線：慣性力考慮せず))

ている．棒グラフのない領域では，礫が移動していなかったことを意味する．また図には，後述するモデルにより算定した水面波形および礫の移動速度も示した．

図-2と同様に，図-3においても前傾化した波の前面で礫が移動を開始していることがわかる．さらに，移動速度の分布に着目すると，前傾化した波形の前面付近における礫の移動速度は，岸向きの水平流速が最も大きくなる波峰頂部周辺における礫の移動速度に比べても同等以上の速度となっている．前傾化した波の前面では，水粒子の水平岸向きの加速度が最大となる地点であり，サンゴ礫の移動特性においてはこの加速度に伴う慣性力が有意に影響していることが示唆される．

3. 数値モデルの構築

以上の分析結果から，浅海域におけるサンゴ礫の移動特性には，波の前傾化による加速度の影響が示唆された．構築するモデルにおいてもこのような非対称波形と，それに対応する底面せん断応力，礫の移動量を適切に表現することが重要となる．以下，本研究で適用，構築したモデルの内容を記述する．

(1) 波動モデル

本研究では，田島・藤川²⁾の手法を踏襲して礫層および礫層上部の2層に分割し(図-4)，礫層上部では砕波項を含む修正ブシネスク方程式を，礫層内ではDarcy則に基づく減衰項を含む線形長波方程式を用いて線流量をそれぞれ求めた．ただし，遡上部においては遡上端部での水位を過小評価する傾向が見られたため，本研究では，図-4に示すように礫層上部，礫層内における水位を以下の場合分けに応じて別々に算定し，両水位に差があるときのみ遡上波の透水を浸透速度 w_s を用いて表現した．

$$\begin{aligned} \eta_{1t} &= -M_{1x} - W \\ n\eta_{2t} &= -M_{2x} + W \end{aligned} \quad (1)$$

$$w_{st} = g - \frac{ng}{D_k} w_s \quad (2)$$

ここで下付き添え字 t および x は，それぞれ時空間方向の微分を表し， n は空隙率， g は重力加速度， D_k は透

図-4 モデルにおける変数の定義

水係数である． M_1 、 M_2 および W は、礫層内外の水位と礫層表面の標高との位置関係に応じて表-1で定義する．

表-1の δ は数値計算上の余裕幅で本研究における適用例では5mmとした．表の条件2のときのみ水位は不連続となり，その際の礫層内への流体の浸透速度 w_s (下向き正)の時間変化は，重力とDarcy則に基づく流下抵抗力のつり合い式(2)を用いて算定した．

図-5に，勾配1/20の一樣勾配斜面と断面平衡地形のそれぞれに対して周期3秒の規則波を入射した実験における水位変動の標準偏差 σ_η の実測値とモデルによる計算結果を示す．比較のため本モデル(実線)に加え，田島・藤川²⁾の計算結果(破線)も合わせて示した．図より，本研究で用いた遡上帯周辺における計算手法の改良の効果は，急勾配斜面の遡上点近傍のみに現れ，実測値に比べてやや過小評価しているものの，その再現精度に改善がみられた．また遡上帯以外では両モデルの違いは相対的に小さく，田島・藤川²⁾と同じ透水係数 $D_t=6\text{cm/s}$ を用いることによって，任意の波高，周期，断面地形条件においてモデルが波高分布を妥当に再現できることを確認した．

(2) 底面せん断応力の算定

ここでは前傾化した非対称な底面流速波形に適用可能な底面せん断応力算定手法を構築する．前傾化により加速度が非対称となる流速波形の下では，底面摩擦係数が時間とともに変化することが想定され，従来の線形波理論に基づく底面境界層モデルをそのまま適用することはできない．近年では，乱流モデルを用いて底面境界層を直接数値的に解く試み^{3),4)}も多くなされているものの，計算効率の観点では課題も残されている．

本研究では乱流境界条件を想定し，かつ，後述する礫の掃流移動量算定式では底面せん断応力のみが使われ，境界層内の詳細な流速分布の高精度予測は不要であることも勘案し，安定で計算効率も比較的良好以下の k 方程式⁴⁾に基づき底面せん断応力の算定を試みた．

$$k_t = \frac{1}{z} \left(\kappa u_* k_\xi \right)_\xi + \frac{\kappa u_*^2}{z} u_\xi^2 - \frac{C_d^{3/4} k^{3/2}}{\kappa z} \quad (3)$$

$$u_* = \sqrt{\tau / \rho} = C_d^{1/4} k^{1/2} \quad (4)$$

$$u_{r,t} = \frac{1}{z} \left(\kappa u_* + \frac{\nu}{z} \right) u_{r,\xi\xi} \quad (5)$$

ここで $\xi=\log z$ で， z は底面からの高さ， κ はカルマン定数， u_* はせん断流速， τ は時々刻々の底面せん断応力， ρ は比重， C_d (≈ 0.08)は減衰定数， ν は水の動粘性係数， $u_r = u - u_w$ は境界層内の実際の流速 u と波動モデルで計算される時々刻々の底面流速 u_w との差分である．また，せん断応力 τ の符号は，時々刻々の水平流速の鉛直上方向への傾きの正負と一致し，下付き添え字 t ， ξ はそれぞれ時間・鉛直方向の微分を表わす．

表-1 式(1)の変数の定義

条 件			M_1	M_2	W
1	$\eta_1 > z_l + \delta$	$\eta_2 > z_l - \delta$	$P_1 + P_2$	0	0
2	$\eta_1 > z_l + \delta$	$\eta_2 \leq z_l - \delta$	P_1	P_2	nw_s
3	$\eta_1 \leq z_l + \delta$		0	P_2	0

図-5 一樣勾配地形(上)および断面平衡地形(下)に対する水位変動の標準偏差 σ_η の比較(実測値○および計算値：本モデル(実線)および田島・藤川(破線))

数値モデルでは式に示した様に対数座標 ξ に基づき微分形式を離散化し，底面付近の解像度を効率的に高めた．また方程式は底面境界層内で適用されるが，境界層厚の実験式は底面軌道流速の周期や振幅の関数として与えられるものが多く，時間発展型の波動モデルでは，振幅を別途求めるなどの操作が必要となる．そのため，本モデルでは境界層厚は用いず，想定される境界層厚より十分に大きい高さ h_δ を与え，次式で底面付近の格子座標を定義した．

$$\xi_i = \log z_0 + \frac{i-1}{N-1} (\log h_\delta - \log z_0) \quad (6)$$

ここで $z_0=k_N/30$ は流れの対数則に基づく底面高さで k_N はNikradseの相当粗度， $i=1,2,\dots,N$ は格子番号， N は分割総数である．乱流境界層を仮定し，境界条件は底面 $\xi=\log z_0$ で $k_\xi=0$ ， $u_r=-u_w$ ，上端 $\xi=\log h_\delta$ で $k_\xi=u_r=0$ とした．

図-6に本モデルをYuan&Madsen⁵⁾の大型振動流装置による実験に適用した結果を示す．図の横軸は相当粗度と底面における水粒子の最大軌道半径 A_{lm} の比であり，縦軸は次式で定義される周波数成分別の摩擦係数である．

$$f_1 = \frac{2\tau_{bm(1)}}{\rho u_{wm(1)}^2}, \quad f_2 = \frac{2\tau_{bm(2)}}{\rho u_{wm(1)} u_{wm(2)}} \quad (7)$$

ここで τ_{bm} および u_{wm} は底面せん断応力および底面軌道流速波形の周波数成分別の振幅で，下付き添え字(1)および(2)は，1次および2次の周波数成分を表わす．実験では正弦波に加えて，2次のStokes波と2次成分の位相を $\pi/2$

ずらして作成した前傾波形が適用されており、2次成分に対する摩擦係数も比較している。またモデルでは、 $h_s=10\text{cm}$ とし、格子分割数 N を10および50とした条件で計算を行い比較した。その結果、本モデルでは分割数 N による影響は比較的小さく、いずれの波形においても実験結果や経験式⁶⁾ (図のMS1998)を実用上十分な精度で再現できることが確認できた。

(3) 礫の掃流移動量式の導出

最後に、得られた底面せん断応力を用いて礫の移動量を算定する。ここでは実験結果や著者らの現地調査時に見られた礫の掃流移動を想定したモデル化を行う。本研究では、図-3にみられたようにサンゴ礫の移動は前傾化した波形の加速度の影響を受けやすいと推察されること、断面平衡地形の再現には、礫斜面による影響の考慮が不可欠なことなどを勘案し、Madsen⁷⁾の掃流砂の概念モデルに基づき、流速加速度による影響を考慮した掃流移動モデルの定式化を試みた。紙面の都合上、導出の詳細は省略するが、例えば礫粒子の移動速度 u_s は、定常状態を仮定した以下の運動方程式に基づき算定される。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \rho C_D \frac{\pi d^2}{4} (u - u_s)^2 + \rho C_M \frac{\pi d^3}{6} \frac{\partial u_w}{\partial t} \\ & = \rho(s-1)g \frac{\pi d^3}{6} (\sin \beta + \cos \beta \tan \phi_m) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで C_D は抗力係数、 C_M は慣性力係数、 d は粒径、 ρ_s は粒子比重、 β は流下方向の底面勾配、 ϕ_m は動摩擦角である。左辺第二項の加速度に伴う慣性力を導入している点で本モデルはMadsen⁷⁾と異なる。底面境界層理論にならない、底面付近での水平方向の圧力勾配は、波による軌道流速の加速度で代表されると仮定し、慣性力項の加速度は、波による底面軌道流速に基づき与えた。また、粒子が動き始める限界流速時や、単位面上で移動している全ての礫に対する力のつり合い式にも同様の慣性力項を導入し、以下に示す掃流移動量の算定式を導出した。

$$q_{sb} = \pm \frac{8 \left(\tau_b / \rho - \tau_{cr, \beta} / \rho \right) \left(\sqrt{\tau_b / \rho} - \alpha_\beta \sqrt{\tau_{cr} / \rho} \right)}{(s-1)g \cos \beta (\tan \phi_m + \tan \beta) \mp C_M \frac{\partial u_w}{\partial t}} \quad (9)$$

$$u_s = \pm 8 \left(\sqrt{\tau_b / \rho} - \alpha_\beta \sqrt{\tau_{cr} / \rho} \right) \quad (10)$$

$$\tau_{cr, \beta} = \frac{\tau_{cr}}{\tan \phi_m} (\cos \beta (\tan \phi_s + \tan \beta)) \mp \frac{C_M}{(s-1)g} \frac{\partial u_w}{\partial t} \quad (11)$$

$$\alpha_\beta = \frac{\cos \beta (\tan \phi_m + \tan \beta)}{\tan \phi_s} \mp \frac{C_M}{(s-1)g \tan \phi_s} \frac{\partial u_w}{\partial t} \quad (12)$$

ここで τ_{cr} は限界せん断応力、 ϕ_s は静止摩擦角である。また正負の記号は粒子が岸向き、冲向きに移動する場合の違いを表わしており、移動方向によって流下方向の底面勾配 β も符合が変わること、慣性力の影響を表わす項

図-6 周波数成分別摩擦係数の比較(Stokes波(上), 前傾波(下))

については、正負が逆になっていることに注意が必要である。また式(9)の底面せん断応力が限界せん断応力を下回る場合は粒子は移動せず移動量もゼロとなる。

図-7に、本モデルをKing⁸⁾の実験に適用した結果を示す。King⁸⁾は図に示した前傾(STFR)あるいは後傾(STRE)した波形の半周期の振動流を作用させ、底面砂の移動量を計測した。図-7は作用させた流速波形、加速度、本モデルで算定した底面せん断応力、さらに式(9)で算定した掃流移動量を示している。本研究では慣性係数 C_M は単純に1とし、特別な合わせ込みはしていない。図に見られる様に、流速および加速度波形は、前傾と後傾で対称な関係になっているのに対し、底面せん断応力は、両者の符合が一致する前傾波形のときの方が後傾波形のときよりも大きな値となった。

掃流移動量では、慣性力の影響を考慮した場合(赤実線)としなかった場合(黒破線)の計算結果を比較している。底面せん断応力において既に前傾・後傾波形の違いがみられたため、加速度の影響を考慮しなくても前傾波形の方が大きな掃流移動量が算定されている。しかしながら、慣性力項を加えることにより、前傾波形の条件では特に加速度の大きい時間帯でより大きな掃流移動量が計算されている。一方、後傾波形では負の加速度が大きい時間帯における底面せん断応力が小さいため、加速度による影響は相対的に小さかった。

図-8には、King⁸⁾による実験において掃流移動が卓越的であった比較的粒径の大きかったケース($D_{50}=440\mu\text{m}$ および $1100\mu\text{m}$)において、流速波形の振幅 U_{max} および周期を変化させた場合の底面砂の移動量の実測値と、本モデルによる推定値を比較した。モデルにおける相当粗度にはそれぞれ中央粒径 D_{50} を用いた。粒径が相対的に小さい $D_{50}=440\mu\text{m}$ では、流速振幅の小さい領域においてやや乖離が見られるものの、モデルは実験結果を妥当に再現している。また移動量が波形や流速振幅、周期によって変化する一方で、粒径に対する感度は比較的小さいことなどの定性的な特徴も妥当に捉えている。また加速度に

図-7 非対称流速波形と対応する加速度，モデルによる底面せん断応力および掃流移動量の計算結果(左段：前傾波形，右段：後傾波形)

図-8 掃流移動量と流速波形の振幅および周期との関係(実線：加速度考慮，破線：加速度未考慮)

よる影響を考慮した場合(実線)としなかった場合(破線)の差は比較的小さかったが，これは本実験が半周期の岸向流速のみに対するものであるからだと考えられる。

岸沖両方向の流速を含む一周期の前傾波形による掃流移動量への影響を検証するため，モデルを高地ら⁹⁾の実験条件に適用した．図-9に実験で用いられた一次のCnoid波に基づく加速度とその流速の波形，本モデルによって算定した底面せん断応力と掃流移動量の時間波形を示し，また図-10には一周期の波形に対する正味の掃流移動量の実測値と本モデルによる計算結果とを比較した．高地らの実験では，砂粒子の粒径が200μmと比較的に小さく，シートフロー状態になっていたため，底面せん断応力を求める際の相当粗度には粒径ではなく，Hermannら¹⁰⁾のシートフローに対する相当粗度の計算式を用いた．また比較的小さな移動量を含む比較のため，図の縦軸には対数軸を用いた．また図中の α は前傾部の時間と周期の比で表され⁹⁾， α が小さいほど前傾度が大きい．図-9の波形は $\alpha=0.32$ のケースである．

図-9に見られる様に，岸沖方向に対称な流速波形に対して，モデルによる底面せん断応力の計算結果は，岸沖方向に非対称な波形を再現できており，これに対応し

図-9 高地ら⁹⁾の実験における流速と加速度，モデルによる底面せん断応力および掃流移動量の時間波形

図-10 高地ら⁹⁾の実験における前傾波形と加速度，モデルによる底面せん断応力および掃流移動量の計算結果

て加速度の影響を考慮しない従来の掃流移動モデル(破線)でも岸向の移動量が相対的に大きくなる波形が計算された．さらに加速度による影響を加えることによって，特に底面せん断応力と加速度の符号が一致する $t/T < 0.1$ の位相帯において岸向きの掃流移動量が大きくなっていることが分かる．これに対して負(沖向)の底面せん断応力と正の加速度が作用する $t/T > 0.9$ の位相帯では，加速度による影響が相対的に小さい．

図-10に比較した一周期の正味の移動量に着目すると，岸沖両方向の移動量が相殺するため，加速度による影響は相対的に大きくなる．図より，岸沖方向に対称な流速波形に対しても，モデルでは前傾波形に伴う岸向移動量を妥当に再現できている．さらに，掃流移動量の算定に加速度の影響を考慮した場合(実線)としなかった場合(破線)についても有意な差が見られ，加速度による影響を考慮することによって，モデルは実験結果をよりよく再現できることが確かめられた．

4. モデルの適用

最後にそれぞれ構築し，妥当性を検証したモデルを組み合わせ，2節で示したサンゴ礫の実験条件に適用し，その再現性を検証した．サンゴ礫の粒径は1cm，比重は実測値に基づき2.0とした．サンゴ礫の特徴的な形状は

限界シールズ数や抗力係数等に影響すると考えられるが、本研究ではその影響は考慮していない。まず図-2および3に示した周期3秒の規則波を入射させた条件に対してモデルを適用し、図-3と同じ位相条件における、サンゴ礫粒子の移動速度を式(10)で算定した。計算結果の水位は赤破線で、礫の移動速度は加速度を考慮した場合としなかった場合をそれぞれ赤実線および青破線で図-3に重ねて示した。実験、モデルの両方で礫は岸方向にのみ移動しており、加速度を考慮することによって、前傾波形前面での移動速度が大きく、移動開始位置岸向に移動しており、実験結果をよりよく再現できている。

最後に図-11には周期3秒および4秒の規則波を入射させた本実験の断面平衡地形の実測値と再現計算結果を比較した。加速度の考慮により、モデルは実測地形により近い結果を得たが、前浜の高さや勾配の再現には課題も残った。打ち上げ時の前傾波形の再現性の向上や、礫の形状に合わせた限界シールズ数や抗力係数、摩擦角の設定方法などに改善の余地があると考えられる。

5. おわりに

礫の比重や粒径、浸透特性の影響を陽に含む汎用的な数値モデルを構築し、サンゴ礫を用いた断面平衡地形の再現実験や既往の実験結果との比較を通じてその特性や妥当性を検証した。その結果、礫浜の形成には波の前傾化に伴う加速度の増大や、礫浜に浸透する遡上波が影響していることなどが明らかとなった。本研究は、国土交通省河川砂防技術研究開発で採択され、国土技術政策総合研究所から委託された「サンゴ礁海岸保全モデルの開発」により得られた委託研究成果の一部である。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 藤川大樹, 田島芳満, 竹森涼, 岩塚雄大, 琴浦毅, 茅根創: サンゴ礫海浜の遡上帯における透水特性と堆積特性, 土木学会論文集 B2(海岸工学), vol.71, No.2, pp.I_55-I_60, 2015.
- 2) 田島芳満, 藤川大樹: 礫浜における碎波および遡上特

図-11 礫サンゴによる平衡断面の再現計算結果と実測値の比較(周期3秒(70分後)および4秒(120分後)).

性に関する研究, 土木学会論文集 B3(海洋開発), vol.72, No.2, 2016(印刷中).

- 3) Suntoyo, Tanaka, H. and Sana, A.: Characteristics of turbulent boundary layers over a rough bed under saw-tooth waves and its application to sediment transport, *Coast. Eng.*, 55, pp.1102-1112, 2008.
- 4) Launder, B.E., & Spalding D.B.: Lectures in mathematical models of turbulence, *Academic press*, London/New York, 1972.
- 5) Yuan, J. and Madsen, O.S.: Experimental study of turbulent oscillatory boundary layers in an oscillating water tunnel, *Coast. Eng.*, 89, pp.63-84, 2014.
- 6) Madsen, O.S. & P. Salles: Eddy viscosity models for wave boundary layers, *Proc. Int. Conf. on Coast. Eng.*, pp.2615-2617, 1998.
- 7) Madsen, O.S.: Sediment transport outside the surf zone. *Tech. Report*, U.S. Army Corps of Engineers, 1993.
- 8) King D.B.: Studies in oscillatory flow bedload sediment transport, *PhD. thesis* Univ. California, San Diego, 1991.
- 9) 高地潤, 佐藤慎司, 渡辺晃: 前傾化した波と流れによるシートフロー漂砂量, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.426-430, 2002.
- 10) Herrmann, M.J. & O.S. Madsen: Effect of stratification due to suspended sand on velocity and concentration distribution in unidirectional flows. *J. Geoph. Res.*, 112, C02006, 2007.

(2016.3.16 受付)

MODELING BEDLOAD TRANSPORT OF GRAVELS UNDER WAVES ON A SLOPING GRAVEL BED

Yoshimitsu TAJIMA and Hiroki FUJIKAWA

This study aims to develop a process-based model for predictions of waves breaking, broken and running up on a coral gravel bed, and bedload transport of gravels under such waves. Laboratory experiment was performed to investigate the hydrodynamic characteristics of waves and the behavior of coral gravels. A process-based model was developed and verified through the comparisons with existing data and the present experimental data. It was found through the comparisons that forward-leaning waves play an important role in determination of the shoreward movement of gravels.