

透水斜面上への遡上波の解析

出口 一郎・森 脇 清**

1. ま え が き

最近各地で透水性を持つ緩傾斜護岸が数多く建設されている。これは、透水性斜面が入射波の遡上抑制、反射率の低減といった好ましい水利機能を持つと同時に、汀線へのアクセスが確保されることによる。従来このような透水性斜面の持つ水利機能については、主として実験的に検討されてきた。最近、透水性を考慮した斜面上への遡上波に対する数値解析法（例えばKobayashi・Wurjuarto, 1990）が提案されているが、現在のところ斜面上流体運動の碎波を含む非線形な挙動、透水層内外の水位変動の連続性等の複雑な流体運動を包括的に表現するには至っていない。

本研究は、2次元水理実験によって礫で構成された護岸の斜面上での波変形と遡上、斜面からの反射について検討を加え、ついで、透水層上に流体運動については分散性を考慮した非線形波動理論、透水層内の流体運動に対しては非定常流場に拡張された非線形ダルシー則を適用し、それらと連続式を連立させて解くことにより、透水斜面上での波変形、遡上、反射を解析する数値モデルを開発し、実験結果に基づいてその妥当性を検証することを目的としている。

2. 礫浜礫浜上の波変形に関する2次元実験

(1) 実験装置と方法

実験は、図-1に示す2次元造波水槽内の水平床面上に採石で勾配 $\tan \beta = 1/5$ 及び $1/10$ の模型護岸を作成し、周期 $T = 1.2 \text{ s} - 2.0 \text{ s}$ 、波高 $H = 6 \text{ cm} - 18 \text{ cm}$ の規則波及び有義波高 12 cm 、周期 1.6 s の不規則波を入射させ、斜面上の水位変動、遡上、堤体内の水位変動の測定と反射率の算定を行った。水平床部の水深は $25 \sim 55 \text{ cm}$ である。

護岸は、振動流中において、非定常非線形ダルシー則を適用した場合の透水係数 K_p 、乱流抵抗係数 C_f 、付加質量係数 C_m が既知である平均粒径 1.76 cm 及び 4.08 cm の2種類の砕石を用いて作成した。これらの値を表-1

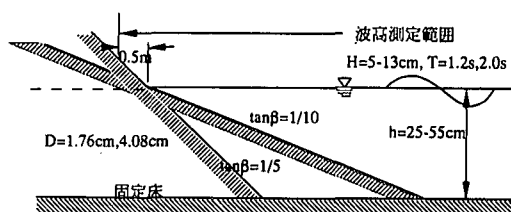


図-1 実験水槽と模型透水斜面

表-1 実験に用いた砕石の特性

D (cm)	K_p (cm ²)	C_f	C_m	空隙率
4.08	0.0038	0.151	1.0	0.47
1.76	0.0015	0.255	1.0	0.46

にまとめて示す。また、比較のため斜面表面を不透過とした場合の実験も行った。

水位変動は、図-1に示す、礫浜静水汀線より 50 cm 陸側から沖側の水平床部にわたる $25 - 30$ 点において容量式波高形により測定した。各測点で測定された水位変動より、波高、平均水位変動量を計算し、水平床部の2点で測定された水位変動時系列から入射分離法によって反射率推定した。遡上高さは、ビデオ解析により測定した。

(2) 透水斜面上の波高、平均水位変動

まず、透水斜面上で生ずる浅水碎波変形について考察する。著者らは、すでに浅水碎波変形に及ぼす透水性の影響について実験的な検討を加え、さらに透水層内の流体運動によるエネルギー逸散を考慮した透水斜面上での波高、平均水位変化予測モデルを提案し、実験結果に基づいてその妥当性を確認している(出口ら, 1995)。図-2及び3に本実験で得られた不透過及び透水斜面上での波高と平均水位変動の比較例($\tan \beta = 1/10$, $T = 1.6 \text{ s}$ 及び $\tan \beta = 1/5$, $T = 1.6 \text{ s}$)を示す。いずれの場合も一様水深部の水深は 50 cm である。透水斜面上では、不透過斜面上での波高よりも減少し、特に斜面勾配が $1/10$ と緩やかで、長い透水層を持つ図-2に示す場合には碎波波高も大きく減少していることがわかる。また、減衰率は底質粒径が大きく、透水性が大きいほど顕著である。

* 正会員 工博 大阪大工学部土木工学科

** 正会員 工修 日本道路公団

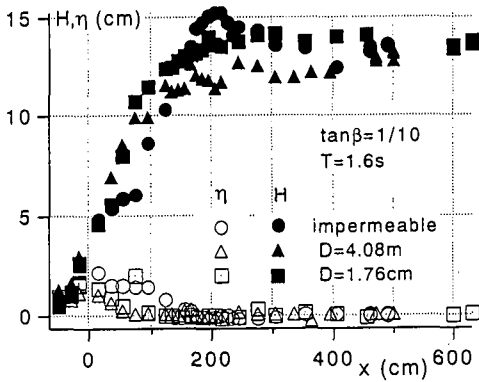


図-2 不透過及び透水斜面上での波高平均水位変動 ($\tan \beta = 1/5$)

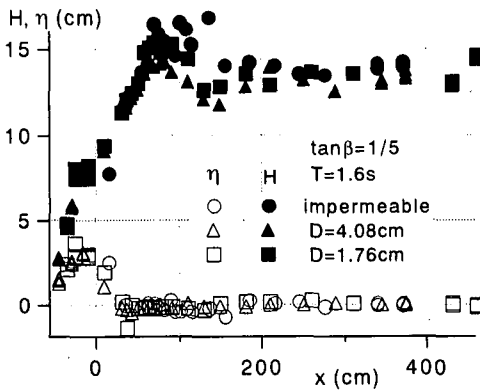


図-3 不透過及び透水斜面上での波高平均水位変動 ($\tan \beta = 1/10$)

一方、平均水位変動量も、透水層の長さが長い $\tan \beta = 1/10$ の斜面上では不透過斜面上と透水斜面上で有意な差異が認められる。

(3) 透水斜面上への遡上高さ

図-4 は、本実験で得られた不透過及び透水斜面上で測定された無次元遡上高さ R/H (R : 静水面から遡上高さまでの鉛直距離, H : 水平床上での入射波高) と碎波帯相似パラメータ $\xi (= \tan \beta / (H/L)^{1/2})$ の関係を示したものである。なお、図中には参考のため $R/H = \xi$ の関係式及び Losada・Curto (1981) によって示されている捨石斜面上への遡上高さの経験式も示してある。また、後述する数値計算で得られる遡上高さの計算式も同時に示す。

不透過あるいは透水斜面上の遡上高さは ξ の増加に伴って単調に増加するが、不透過斜面上でも $R/H > \xi$ まで遡上高さが増加することはない。透水斜面上では、遡上高さが小さい場合の測定精度は必ずしも良くないが、底質粒径の差異による遡上高さの顕著な差異は認められない。ただし、透水斜面上での遡上高さは、平均的に見

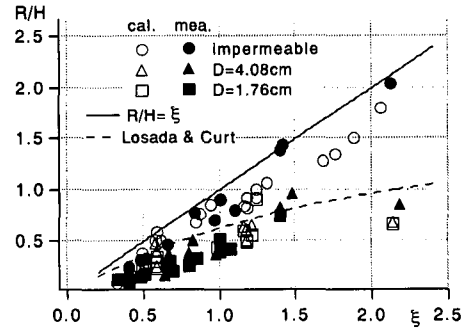


図-4 不透過及び透水斜面上での遡上高さ

て不透過斜面上の遡上高さの $1/2$ 程度にまで減少している。

著者らが先に行った実験結果 (出口ら, 1995) においても、透水斜面上の遡上高さは不透過斜面上の遡上高さに比べて図-4 に示す減少率と同程度の減少を示した。両者の実験で使用した底質粒径は $D = 1.7 \text{ cm} \sim 4.1 \text{ cm}$ の間で、透水係数は表-1 に示すとおり同じオーダーである。遡上高さは、斜面の透水性が増加するにつれて不透過斜面上での遡上高さから連続的に減少するものと推定されるが、この点を確認するためにはさらに透水係数のオーダーが異なる底質を用いた実験が必要である。

(4) 透水斜面からの反射率

図-5 に本実験で測定された反射率と波形勾配の関係を示す。反射率は、水平床上の 2 点で測定された水位変動から入射分分離法によって計算した。

また、図中には次式で表される Miche の不透過斜面からの反射率の関係式

$$K_r = \alpha_r \sqrt{\frac{\beta}{90^\circ}} \frac{\sin^2 \beta}{\pi} \frac{L}{H} \dots\dots\dots (1)$$

も示してある。ここに、 α_r は斜面の状態に依存する係数 (不透過滑面で 1.0) である。

図中に示す全ての実験において斜面上で碎波が生じ、

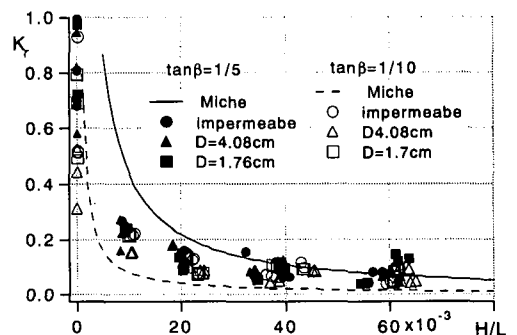


図-5 不透過及び透水斜面からの反射率

結果として反射率は全て30%以下という小さい値を示している。なお、波形勾配が0.005以下の領域にプロットされている結果は、2成分波を造波させた場合の包絡波形に対する長周期波の反射率である。これらは非常に高い値を示し、斜面に透水性を持たせても長周期波の反射を制御することはできないことがわかる。

また、勾配が急なほど反射率が大きくなる傾向はうかがえるが、式(1)で示されるほど顕著ではない。さらに、反射率に及ぼす斜面の透水性の影響についても明瞭には現れていない。斜面からの反射は、入射波浪エネルギーが斜面上でどの程度吸収・逸散されるかに依存する。先に述べたように、本実験では、入射波が全て碎波し、不透過斜面上での碎波波高の方が透水斜面上よりも大きく、碎波によるエネルギー逸散は大きいと考えられる。一方、後述するように、透水斜面上では碎波によるエネルギー逸散は不透過斜面上よりも小さいが、透水斜面内へのエネルギー伝播がずる。したがって、いずれの場合も入射波のエネルギーは斜面上での大部分が消失し、その結果反射波高が小さくなったものと考えられる。

3. 礫浜上の流体運動解析モデル

(1) 解析モデル

透水層上の流体運動に分散性を考慮した非線形波動方程式、透水層（堤体）内の流体運動に非定常流場に拡張された非線形ダルシー則を適用し、それらと連続方程式を連立させて差分化し、数値的に解くことにより透水層上、層内の流体運動を同時に時間発展的に解く数値解析法を開発し、不透過斜面及び透水性斜面周辺での流体運動の解析を行った。解析に用いた座標系と変数を図-6に示す。

厳密には透水斜面表面での鉛直方向水粒子運動を考慮した方程式に基づく解析モデルを構築すべきではあるが、ここでは、とりあえず斜面上と斜面内の鉛直方向の質量及び運動量の交換は無視して解析する。

すなわち、透水斜面上の断面平均された水平方向水粒子速度を u 、透水斜面内（透水層内）の断面平均された水平方向水粒子速度を u_d とし、斜面上水深を h 、透水層厚さを h_d とする。さらに、静水面からの水位変動量を η とする。透水斜面内（ $x < 0$ の領域）では、 $h_d = \text{一定}$ 、で

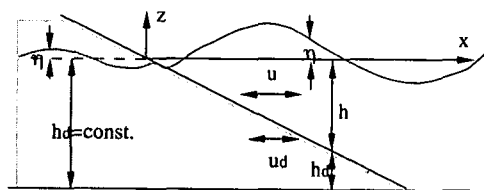


図-6 透水斜面上での流体運動解析の座標系

ある。このとき、斜面法先より沖側及び斜面法先より岸側の領域における連続方程式はそれぞれ式(2)、(3)で表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(\eta + h)u] = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(\eta + h)u + h_d u_d] = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

透水斜面より上部の流体運動に対しては、式(4)で表される断面平均流速を用いた Boussinesq 方程式に式(5)で与えられる碎波及び境界せん断力によるエネルギー逸散 D_t を付加した運動方程式を適用する。ただし、水平床部の水深に比べて波長（周期）が長くない場合は、式(4)の右辺の分散項を適宜低減する。式(5)における κ は碎波減衰量に関わる係数、 f は摩擦係数である。また碎波地点以浅では $\alpha_1 = 1$ 、それ以深では $\alpha_1 = 0$ で、水平床部では $\alpha_2 = 0$ 、透水斜面上で $\alpha_2 = 1$ の値をとる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial t} \right) \right] - \frac{h^2}{6} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial t} \right] - D_t \quad \dots\dots (4)$$

$$D_t = \alpha_1 \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa g (h + \eta) \left(\frac{u}{h} \right)^2 \right] + \frac{\alpha_2}{h + \eta} f u |u| \quad \dots\dots (5)$$

一方、透水斜面内の流体運動については、著者らが先に透水層内の断面平均流速に対して定式化した非線形非定常 Darcy 則(出口ら, 1988)に移流項を付加した式(6)を適用する。

$$S \frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{\nu}{K_p} u_d - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} u_d |u_d| \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$S = \{1 + (1 - \lambda) C_m\} / \lambda \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに C_m は付加質量係数、 C_f は乱流抵抗係数、 K_p は透水係数、 ν は動粘性係数で、 ν 以外の値は透水層内の流体運動の様子によって変化することが確認されているが、ここでは、表-1に示す値を用いて計算した。

以上の方程式を、先に著者らが示した方法と同様に差分化し、沖側境界で水位と断面平均流速を与えることによって数値的に解いた。計算は、まず空間的に1ステップ沖側の水位と流速を用いて水位変動を計算し、得られた水位を用いて同じ地点の流速をSOR法で収束計算するという方法で行った。また、斜面上での線形長波の伝播速度 C と計算流速 u の比 u/C が0.6以上となった場合を碎波と判定した。

斜面上の遡上波についてはその波先を移動境界として処理した。このとき、ビデオ解析から、斜面上に遡上した流体と堤体内の流体の水面変動はほぼ連続していることが確認されたので、斜面上の波先と斜面内の水位変動連続させて計算した。

(2) 解析モデルの妥当性の検証

上述の計算方法の妥当性を検証するために、実測された水位変動時系列と計算結果の比較を行った。図-7、8は、勾配 1/10 及び 1/5 の透水性斜面周辺での水位変動時系列の計算結果と実測結果の比較の例を示す。

いずれも入射波の周期は 1.6 s で、透水斜面構成材の粒径は 4.08 cm の場合で、水平床部での入射波高はほぼ 13 cm である。それぞれの図中には、 $x = -50$ cm (透水斜面静水汀線より陸上側で、 $\eta(-50)$ とする)、 $x = 15$ cm (静水汀線より 15 cm 沖側で、 $\eta(15)$ とする) 及び $x = 50$ cm (同 50 cm 沖側で、 $\eta(50)$ とする) の 3 地点の水位変動を示してある。ただし、重複を避けるため、 $\eta(15)$ と $\eta(50)$ はそれぞれ 5 cm 及び 10 cm プラスした水位変動で示した。計算結果の時系列は、斜面前面の水位変動がほぼ定常に達した時点の結果で、実測及び計算波形は、ともに横軸の $t = 1$ s で波峰を重ねて示した。なお、計算は空間差分間隔 5 cm、時間間隔 0.01 s で行った。

それぞれの図中に破線で示す実測された水位変動は、いずれの地点も砕波帯内にあることから砕波帯内の水位変動に特有の前後及び上下の非対称性が大きく現れている。さらに斜面勾配に関わらずすでに $x = 50$ cm の地点

から平均水位の上昇が見られ、 $x = -50$ cm の地点にも波動が伝播し、その水位変動はすべて静水深以上の領域で生じていることが分かる。また、 $x = -50$ cm の透水層内で測定された水位変動は、フィルターがかかり、正弦波に近い。

一方、計算結果の水位変動振幅は、斜面勾配に関わらず実測結果と同程度の値を示し、平均水位変動量もほぼ再現されている。しかし、波形については実測結果と差異が見られ、特に砕波帯の幅が広い勾配 1/10 の斜面上で差異が大きい。また、伝播速度についても、実測結果と比較して若干の差異が見られ、この差異も、勾配 1/10 の緩勾配斜面の透水層内で顕著である。

波形の再現性を高めるためには、砕波条件、砕波後の運動量逸散の与え方等について再検討が必要である。また、勾配 1/10 斜面で顕著になった透水斜面にでの伝播速度の遅れの原因については、明らかにすることができなかった。ただし、計算結果の透水層上下の水粒子速度の位相差は認められなかった。

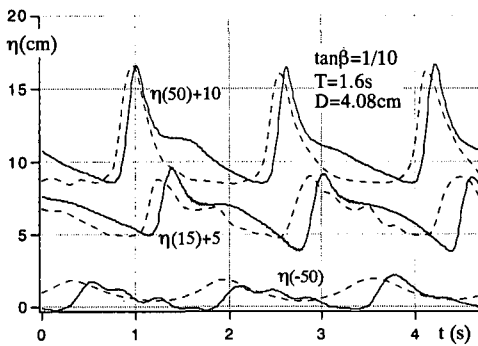


図-7 水位変動時系列の比較
 ($\tan \beta = 1/10$, $T = 1.6$ s, $D = 4.08$ cm の場合)

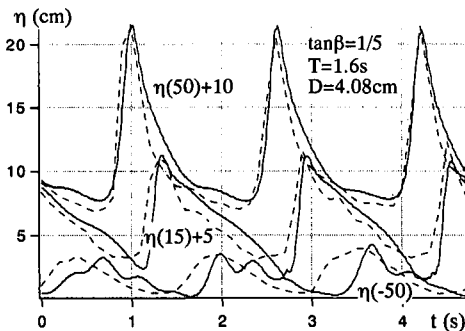


図-8 水位変動時系列の比較
 ($\tan \beta = 1/5$, $T = 1.6$ s, $D = 4.08$ cm の場合)

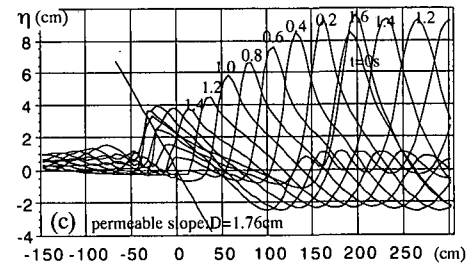
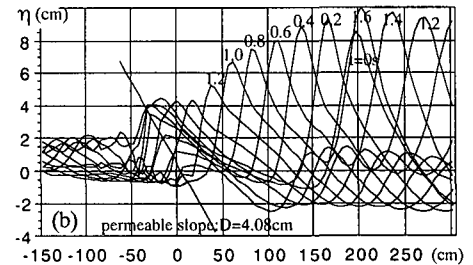
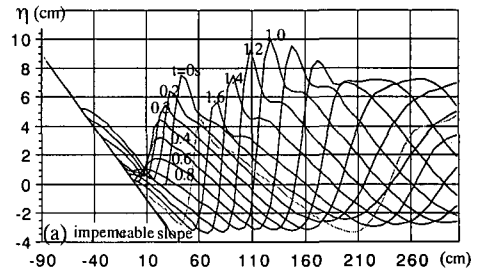


図-9 斜面周辺の空間波形計算結果
 ($T = 2.0$ s, $\tan \beta = 1/10$ の場合)

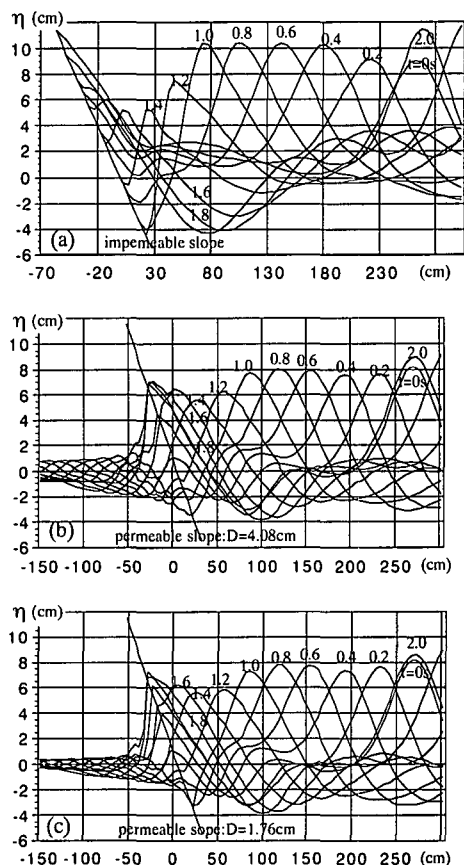


図-10 斜面周辺の空間波形計算結果
($T=2.0$ s, $\tan \beta=1/5$ の場合)

(4) 透水斜面上での遡上波形

最後に、透水性の差異による遡上波形変化の様子について、計算結果に基づいて検討する。図-9, 10は、斜面勾配 $1/10$ 及び $1/5$ の不透過斜面 (図 (a)) 及び $D=4.08$ cm (図 (b)) と 1.76 cm (図 (c)) の捨石で構成された透水斜面周辺の水位の空間波形を示したものである。それぞれの図の $t/T=0$ は、斜面上への遡上波形がほぼ定常となった時点で波が最終遡上点に達した時間とし、時間間隔 0.2 s で $t/T=1.0$ に至る 11 波形を示した。水平床部での入射波高はほぼ 10 cm である。

まず、それぞれの図 (a) に示す不透過斜面上では、遡上高さも大きい、斜面からの反射も大きく空間波形は大きく乱れるのに対し、透水斜面前面では波形の顕著な乱れはなく、透水斜面内の水位と透水層内に波が伝播していく。一方、図 (b), (c) に示す透水斜面前面では粒径の差異による遡上波形の差異は見られず、粒径の差異は $x < 0$ の透水層内の水位変動にのみ現れている。この原因は、斜面上での鉛直方向流体運動を無視して解析したためと考えられるが、この点については、今後本計算方法を改良を加えていく予定である。

なお、これらの図に例を示す一連の計算結果によって得られた遡上高さの無次元量と碎波帯相似パラメータの関係を図-4 に示してあるが、透水斜面上での計算結果は実測結果のばらつきの範囲に収まっている。

4. 結 語

本研究では、透水斜面上への遡上波を解析するモデルを提案し、実測結果に基づいてその妥当性の検討を行った。その結果、斜面上での波高、平均水位変動はほぼ再現されることが分かった。しかし、碎波後の時間波形を精度よく推定するためには碎波による運動量逸散項の与え方を再検討する必要があること、遡上運動の再現性を高める場合には、本解析で無視した鉛直方向の水粒子運動を考慮する必要があることが分かった。今後これらの点についてさらに検討を加えて行く予定である。

最後に、本研究は文部省科学研究費 (一般研究 C, 0605065) の成果の一部である付記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 出口一郎・小野正順・森脇 清 (1995): 礫浜上の波の変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 41-45
- 出口一郎・榎木 亨・白谷宏司 (1990): 透水層上の波浪変形に対する非線形定常ダルシー則の適用性について, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 487-491.
- Kobayashi, N. and A. Wurjanto (1990): Numerical model for wave on rough permeable slope, J. of Coastal Research, Special Issue No. 7, pp. 149-166.
- Losada, M. and L. Gimenez-Cruto (1991): Flow characteristics on rough, permeable slopes under wave action, Coastal Engineering, 4, pp. 187-206.