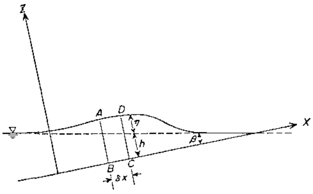
II-405　特性曲線法による孤立波のそ上機構について

京都大学防災研究所　正 ○河田恵昭
京都大学防災研究所　正　土屋義人
運輸省　正　矢下忠彦

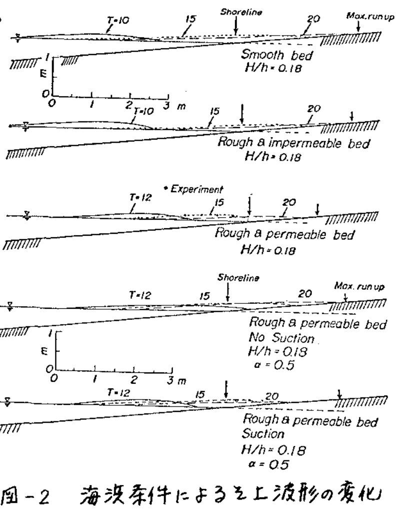
1. 緒　言　海浜過程の一環として，漂砂の swash transport の機構を解明するためには，粗度と透水性をもつ海浜における波のそ上機構を明らかにする必要がある。しかし，周知のように周期波としてのそ上の理論的取り扱いは困難であるので，ここでは特性曲線法を用いて，海浜の粗度と透水性を考慮した孤立波のそ上の基礎式を解き，実験結果との比較から，孤立波のそ上機構について若干の検討を加えた。



図－1 座標系と支配断面の模式図

2. 基礎方程式　いま，緩勾配の海浜を考えて，図－1に示すような座標系をとると，定常浸透の仮定と運動量保存則の適用による1次元解析から，透水性海浜上の水流の運動方程式および連続式は，それぞれ次式のようになる。$\frac{\partial U}{\partial T}+U\frac{\partial U}{\partial X}+2C\frac{\partial C}{\partial X}+\sin\beta+\frac{1}{2}f\left(\frac{U}{C}\right)^2+\frac{U}{C^2}\left\{\bar{k}\left(1+\frac{C^2}{\bar{l}}\right)+\bar{q}_a\right\}=0$，$2\frac{\partial C}{\partial T}+C\frac{\partial U}{\partial X}+2U\frac{\partial C}{\partial X}+\frac{1}{C}\left\{\bar{k}\left(1+\frac{C^2}{\bar{l}}\right)+\bar{q}_a\right\}=0$ -----(1)　ここに，$X=\frac{x}{h_0}$，$T=\sqrt{\frac{g\cos\beta}{h_0}}\,t$，$U=\frac{u}{\sqrt{gh_0\cos\beta}}$，$C=\sqrt{\frac{h+\eta}{h_0}}$，$\bar{k}=\frac{k}{\sqrt{gh_0\cos\beta}}$，$\bar{l}=\frac{l}{h_0}$，$\bar{q}_a=\frac{q_a}{\sqrt{gh_0\cos\beta}}$ であって，u：流速，k：透水係数，l：砂層厚，η：水面変動，h_0：一様水深，$\tan\beta$：海浜勾配，q_a：ポンプによる単位時間単位面積当りの排水量，f：抵抗係数である。式(1)からつぎの特性曲線の方程式が得られる。すなわち，$\frac{dX}{dT}=U\pm C$ の特性曲線上で $\frac{d(U\pm 2C)}{dT}=-\left[\sin\beta+\frac{1}{2}f\left(\frac{U}{C}\right)^2+\frac{1}{C}\left(\frac{U}{C}+1\right)\left\{\bar{k}\left(1+\frac{C^2}{\bar{l}}\right)+\bar{q}_a\right\}\right]$ ----(2)　式(2)の右辺第1項は重力による項，第2項は粗度による摩擦抵抗の項および第3項は自由浸透とポンプによる強制排水による項である。いま，そ上の up-rush の水流の先端にその後から追いつく前進特性曲線が存在しない場合，そ上高 R は次式で与えられる。$\frac{R}{h_0}=\frac{U_S^2}{2}\frac{(1+a)(1+2a)}{1+f/2a^2\sin\beta}-\frac{(1+a)^2(1+2a)(\bar{k}+\bar{q}_a)}{a^2(1+f/2a^2\sin\beta)}U_S+\frac{(1+a)^3(1+2a)(\bar{k}+\bar{q}_a)^2}{a^4(1+f/2a^2\sin\beta)}\log\left(1+\frac{a^2(\sin\beta+f/2a^2)}{(1+a)(\bar{k}+\bar{q}_a)}U_S\right)$ ---- (3)　ここに，そ上中の水流の先端では $C\sqrt{\cos\beta}=aU$ と仮定し，U_S は汀線における無次元流速である。なお，滑面におけるそ上高は式(3)において，$a=f=0$，$\bar{k}=\bar{q}_a=0$，不透水性海浜におけるそ上高は $\bar{k}=\bar{q}_a=0$ として与えられ，その結果は Le Méhauté らの結果[1)]と当然一致している。

3. 孤立波のそ上特性　**a) 波形**　式(2)を数値計算する場合，海浜勾配が十分小さく，$\sin\beta\fallingdotseq\beta$，$\cos\beta\fallingdotseq 1$ とおけるものとし，初期条件は孤立波を与えた。図－2は波形の計算結果の1例であり，計算条件は中央粒径 $d=0.81\ mm$ および $k=0.441\ cm/sec$ としたほかは，つぎのように与えた。(a) 滑面，(b) 不透水海浜で粗面，(c) 透水性海浜で海浜の全域から定常浸透を仮定，(d) 透水性海浜で汀線より陸上側で定常浸透の 1/2 を仮定，(e) (d)の条件に，さらに海浜全域からポンプによる強制排水（sub-sand filter system）を仮定し，$\bar{q}_a=0.00041$ とした。まず，図－2(a)および(b)から，無次元時間 $T=10$ において，滑面の場合の波形が若干フラットになっていることがわかる。つぎに，(b)および(c)からそ上に及ぼす透水性の効果が見出される。すなわち，透水性および不透水性海浜では同一の無次元時間に対して，孤立波の到達位置が相違し，透水性は波速の減少に寄与していることがわかる。さらに，波形の非対称性は透水性海浜で顕著になり，孤立波の前面での屹立が激しく，段波の発達が推察されよう。さて，強制排水による効果を評価するために，(d)と(e)を比較すれば，強制排水の場合，透水性海浜の全域から定常



図－2　海浜条件によるそ上波形の変化

浸透を仮定した(c)の場合と同じく，波速の減少と孤立波の非対称性を生じさせることが認められる。汀線より陸上側では，(d)および(e)はともに定常浸透を仮定しており，その差は陸上側では強制排水の効果と考えられるが，図から波形の相違は明らかではない。その理由として，浸透水量を定常浸透量の1/2と仮定した場合，この量が今回の強制排水量の約10倍の値になるため，その効果が顕著にならなかったことが挙げられよう。さて，図-3に示すように，強制排水の可能なdouble deckの海浜をもつ孤立波造波水槽を用いて，図-2(e)の条件で実験を行った結果と計算結果との比較を図-4に示す。ただし，汀線付近の実験および計算波形をほぼ対応させて，その前後の波形の比較を行った。この図から，定常浸透などの仮定に問題はあるが，両者の対応はある程度良好であることが見出される。(b) そ上速度　図-5は汀線を通過した波の先端の場所的な速度変化の1例を示したものである。ただし，汀線での値はプロペラ流速計による流速U_sとした。これから，up-rushにおいては汀線通過直後に流速の最大値が観測され，いずれの実験においてもこの傾向が見出された。また，希薄波としてそ上する速度の距離的変化が線形でなく，これは実験値および計算値からも確められよう。(c) そ上高　図-6は式(3)によって与えられるそ上高の近似値と実験値との比較を示したものである。この図と図-2から，孤立波のそ上高に及ぼす海浜条件の影響のために，滑面，不透水性粗面および透水性海浜の順にそ上高が小さくなることが見出される。さらにそ上高に及ぼす粗度と透水性の効果は，図中に示した計算の条件では前者の効果がかなり大きく，これは実験結果とも一致することがわかる。図-7は式(2)の数値計算から得たそ上高に及ぼす粗度と透水性の効果を示したものである。ただし，$H/h>0.2$では汀線付近で段波が完全発達し，前進特性曲線が汀線より陸上側で交差する結果，これ以上計算できなかった。この図から，滑面におけるそ上高H/h_0によってほぼ直線的に増加するのに対し，粗面および透水性海浜では両者の線形性が成立しないことがわかる。さらに，強制排水を行った場合には，そ上高の波高水深比による変化が，定常浸透の場合の傾向と相違し，suctionの効果が波高の小さい場合に顕著に現れることが指摘できる。なお，前述した傾向は図-8で示した実験結果とある程度一致しているようである。

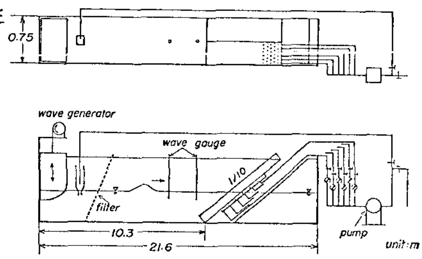


図-3 孤立波造波水槽の概要

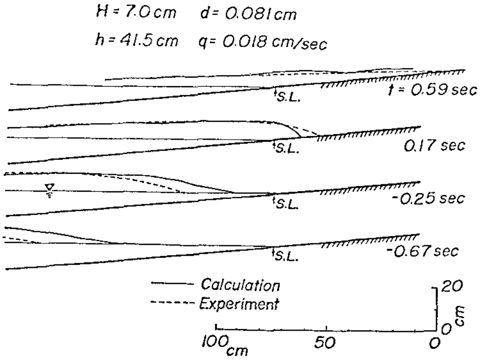


図-4 汀線近傍の孤立波の波形変化

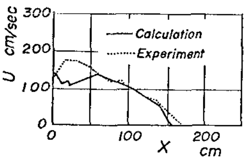


図-5 そ上速度の1例

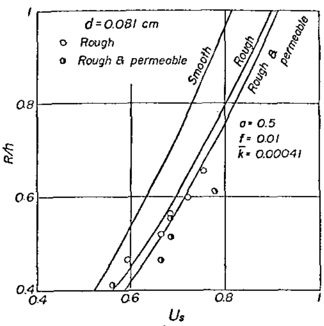


図-6 そ上高と汀線での流速との関係

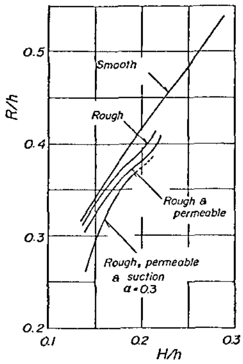


図-7 そ上高に及ぼす粗度と透水性の効果

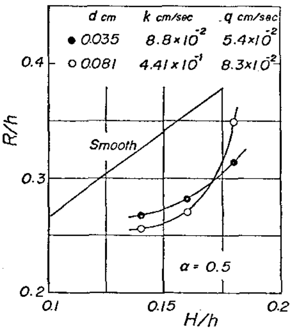


図-8 強制排水した場合のそ上高

4. 結語　以上，海浜の粗度と透水性を考慮した孤立波のそ上機構について特性曲線法を適用して検討した。今後，さらに波のそ上に及ぼす粗度と透水性の効果を明らかにしていきたい。

参考文献 1) Freeman, J.C. & B. Le Méhauté : Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY2, 1964, pp. 187-216.