

砕波および海浜地形の変動について

東京大学 教授 工学部 工学博士 本 間 仁
 東京大学 助教授 工学部 堀 川 清 司
 東京大学 大学院 工学部 工学修士 鮮 干 徹

1. 概 説

海岸の地形変動に関係する主要な外力因子として、一般には、波浪と流れとが挙げられる。強力な沿岸流は、概して高波浪時に発生する wave current であつて、これは、波浪エネルギーの一変形、たとえば swash などの形であらわれる場合が多く、かつ、その作用も、波浪によつて、1 次的に攪乱され巻き上げられた底質を運搬移動せしめるといふ 2 次的役割を果たす場合が多い。筆者らが、太平洋に直面した東海村海岸で実測した経験によれば、沖合波高 1 m 前後の平常時には、距岸 700 m までの水域において、流速が 1 ノットを超過することが全くなかつた。また沖合波高 5 m 以上の台風時の沿岸流は、汀線付近において、最大 3 m/sec を記録したが、これは、流れというよりも、むしろ連続した swash の作用であつて、波浪とみなした方がより妥当であると思われた。したがつて海岸変形に対する作用という点からみれば、波浪の効果は、流れのそれよりも、一段と高位のものであり、かつ、問題の取扱いを簡単にする意味からも、主として波浪のみに着目することは、実用上さしつかえないと思われる。

さて、この分野においては、従来、多数の研究が行われ、その中には貴重な業績も少なくない。特に砂れんの運動に着目して流体と砂質の間における相互運動特性を追求した Bagnold⁹⁾ や Manohar⁹⁾ の実験、Inman の現地調査⁹⁾、漂砂の移動限界水深に関する佐藤、岸の研究⁹⁾、篠原らの研究⁹⁾、また漂砂移動量に関する Caldwell⁹⁾ や樫木らの研究⁹⁾、その他 Scott⁹⁾ の実験的研究等は注目に値する成果であろう。筆者らは、従来東海村海岸や新潟海岸における現地調査を通じ、主として、大地形的な見方に立つて、海岸地形、特に longshore bar と波浪との関係について研究をすすめて来た¹⁰⁾¹¹⁾。以上の諸研究を通じて痛感することは、多数の貴重な成果が得られているにも拘らず、まだ数多くの疑点が未解明のまま残されており、これをそのまま現地に適用し得る段階には至っていないという点である。

たとえば、漂砂の移動限界水深について云えば、佐藤、岸理論においては、底面における水分子軌道速度最大値の半分を工学的に有義な指標と仮定しているが、この仮定の基礎になるべき資料は、問題の複雑性からみて、まだ不足しているとみられ、かつ、仮定に対する物理的説明が不充分であるので、主観的判断の介入する余地がある。また篠原らの理論によれば、同じ移動限界水深を与える波高値は、一般に佐藤、岸による値を 0.183 倍して得られるが、このようにして求められた限界水深の値は、実用上過大であるように思われる。実際に、砕波帯よりも沖側の底質の運動は、多かれ少なかれ、砂れんの運動として実現されるものであつて、砂れんが生成、安定、消滅する現象は、底質と流速ならびに Oscillation の大きさなどによつて支配されるので、このような関係に対する考察も必要であると思われる。Bagnold や Manohar の研究結果には、Scale effect の問題がからんでくる。後で示すように、実験室内で得られる砂れんと現地のそれとは、少くとも幾何学的形状において異質のもののようにあり、これをそのまま現地に延長して考えることは、現在の段階では、まだ危険であるように思われる。Caldwell や樫木らが試みた漂砂量と入射波エネルギーの対比は、実用的に極めて重要な方法であるが、有義な移動限界水深を規定せず、また、砕波帯外の主として orbital motion による規則的な底質運動と、砕波帯付近における水塊の impact にもとづいたより高位の底質運動とを区別しないで取扱つており、資料のちらばりが少なくない。筆者らの行つた研究は、現地海岸での現象記述に重点を置いており、測定技術の不備のために外力因子との相関性を論ずる段階に至っていない。

以上のような事情を考慮し、かつ、海岸保全工法として問題視されている養浜の効果とも関連して、筆者らは一連の研究を計画した。研究はまだ緒に付いたばかりで、まだ実験技術を整備している段階であるので、残念ながらまとまつた形で報告することは不可能である。ここでは筆者らが考えている問題点のいくつかを指摘し、あわせて、今までに得られた結果を一部分紹介することにしよう。

2. 実験施設及び測定方法

実験は 2 次元水槽 (図—1) を用いた。水槽の寸法は、 $25 \times 1 \times 0.8$ (m) で、一端は波起し装置を有し、周期約 2.0 秒までの波を起し得る。

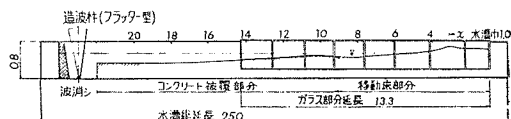
海底断面は、東海村海岸の原子力発電株式会社敷地面、昭和 32 年秋期のプロファイルを採用した。これは、従来多数の模型実験で認められているように、初期勾配をどのようにとるかによつて、得られる結果に履歴現象の影響が効いてくるので、これを避けるためである。先ず、第一段階として、座標 $x=9$ m 附近より波起し板前面までをモルタル張りにして固定し、砕波条件を一定にしたまま、Surf zone や前浜の変形を観察し、あるいは、滑面上の軌道速度測定などに便ならしめた。5 runs の実験をすませた後、モルタル被覆を取り去り全体にわたつて移動床とした。

波高は、電気抵抗式平行ワイヤーを用いて、ペン書きオシロに記録した。水分子軌道は、最初は、電磁誘導式流速計を小型化して用いることを考えたが、種々の難点があるので、差圧式流速計 (歪型) を製作して使用した。差圧式流速計は特性が安定しているので、比較的便利であるが、検定用の適当な水路が得られなかつたので、静圧によつた。図—2 に、差圧式流速計による記録及び波形の同時記録の 1 例を示す。

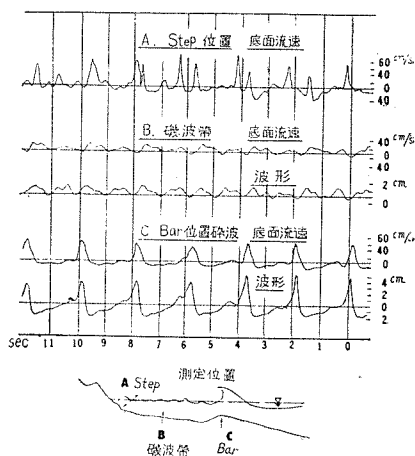
移動床に用いた砂は一種類で、中央粒径 200μ 、 $\sigma=85$ 、 $\sigma/Md=0.475$ の比較的 Sorting のよい組成を有し、海岸の埋立土であるために少量の貝殻を混入する。

使用した波の特性を以下に示す。

図—1 2 次元水槽側面図 (単位 m)



図—2 差圧式流速計および電気抵抗式平行ワイヤーによる底面軌道速度および波形の測定例 (Wave No. 2)



Wave No.	H_0 (cm)	L_0 (cm)	T (sec)	H_0/L_0
1	1.26	644	2.03	0.00195
2	5.15	644	2.03	0.00800
3	7.00	347	1.49	0.0202
4	4.97	347	1.49	0.0143
5	11.70	395	1.59	0.0296

3. 問題点の検討

問題を大別して次のように分類する。

(1) 砂れん運動 (2) 砕波と沿岸砂洲の変動 (3) 前浜地形の変動

(1) 砂れん運動

oscillate する流体の速度が一定の限界に達すると、底面に砂れんが発達することは、一般によく知られた現象である。実際の海岸においては、入射波が波形を維持している領域、すなわち、一般には砕波帯の沖側の海底において、このような現象が見られる。Inman⁹⁾が観測したところによると、ピッチ最大 1 m 程度、高さ最大 20 cm 程度のものから、ピッチ最小 5 cm 程度、高さ最小 0.5 cm 程度に至るまで、種々の大きさのものが報告されている。筆者らは、1958 年の夏、東海村海岸水深 4.5 m の地点で、ピッチ約 60 cm の大きな砂れんの上に、ピッチ 5~10 cm の小さい砂れんが重複しているものを観測した (波高約 50 cm、周期約 9 秒)。D. W. Johnson¹²⁾によれば、617 呎 (約 186 m) の水深でさえ、砂れんが発見されたと報告されており、60~70 呎程度、すなわち約 20 m の水深ではほとんど常に見出されるようである。軌道運動が卓越する領域における海底地形の変動は、このような砂れんの形式による土砂の運動が、長期間継続する結果としてあらわれるものと考えられ、その機構を検討するために、実験室において、移動床模型によつて観察を試みた。

砂れん周辺の砂移動

まず、岸向きに移動する砂れんについてみると、図-3(1)に示したように、波頂部分が到着すると、CD 部分は Sheet 状に引きずられて、BC 部分に落ち込む。同時に、BC 部分には著しい vortex が発生して、波頂部分が通過する間、その形を維持する。CD から BC 部分に落ち込んだ砂粒は、一部分この vortex に捕捉されて浮遊するので、A を越えて更に岸向きに移動することは、ほとんどない。これは後述するように、軌道運動の下向き成分のためである。さて、波頂部分が通過し終わって戻り流れが発生する直前、vortex は径を増大しながら上昇し、図-3(2)のような外観を呈する。しかしながらこのような状態はほんの瞬間的であつて、その直後における戻り流れにより、vortex は急激にその勢を弱めつつ沖向きに拡散流失する(図-3(3))。同時に砂れんの頂部では、弱い戻り流れのために、BC 斜面の砂が押し上げられて頂部にたまり、図のような小さい hump がつくられる。この hump は、次の岸向き流れによつて消失するまで残存する。しかしこの hump は極く少量の砂によつて構成されるものであつて、注意深く観察しないと見落す程度のものであり、場合によつては生じないこともある。また戻り流れと同時に、CD 面上に小さな vortex が生ずるが、入射波の戻り流れの phase が、かなり長いのに比べると、ほんの瞬間的なものである。

さて、このような hump や CD 面上の vortex は規模の小さいものであるが、これに比べると先程の岸向流によつて生じて沖合に拡散する vortex の運搬する土砂ははるかに多く、また拡散範囲が非常に広い。これは水分子軌道の関係から、岸向き流れの時には、下向き速度成分が作用するために、前記の vortex は発達時には砂れんの谷部に押し下げられるようなかつこうになるが、戻り流れの場合には、上向きの速度成分が作用し、かつ phase が長いので、vortex は迅速に浮き上り、一しよに巻き上げられた砂は、一部分は浮遊をつづけ、他の部分は後続の 2~3 個の砂れん上に広く分散せしめられる。したがつて、見掛け上は、浮遊によつて沖向きに土砂移動が行われているようにみうけられるが、実際には、砂れん自体が岸方向に移動するので、全体としては岸向きの砂移動が行われていることになる。但し vortex による活潑な sorting の作用によつて、微細粒子は沖側へ、粗大粒子は岸側へ移行する傾向を有する。

水深がやや大きくなると、比較的対称形の砂れんがあらわれ、前進後退をしないで定位置に停滞している。対称形に近い砂れんにおいては、岸向き、沖向きの両 phase とともに、ほぼ同様の大きさの vortex が生じている。

砂れんの形状

Bagnold が振動板上に砂をのせて水中で往復させて行つた実験によると、往復距離(ストローク)が大きくな

図-4 現地および実験水槽における砂れんピッチと中央粒径との関係

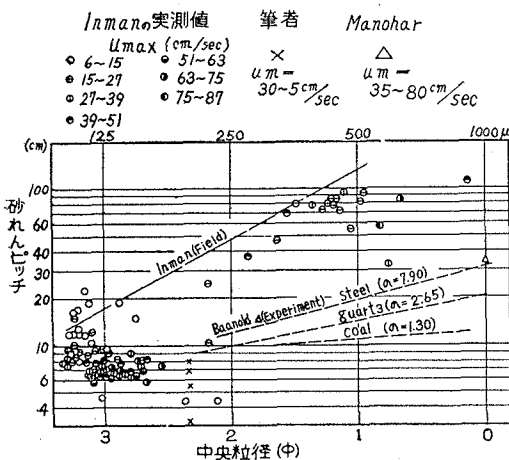
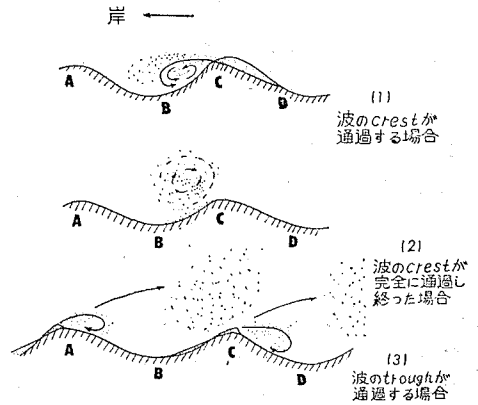


図-3 砂れん周辺における砂粒子の運動



るにつれ、砂れんはピッチを増大して、特定粒径に対応した一定のピッチに達し、それ以上ストロークを増してもピッチ (λ) は不変となる。この時のピッチ (λ) の値を粒径と対比したものが図-4 である。振動板による Manohar の実験値と Inman が現地観測した砂れんの値も一しよにプロットしてある。Manohar の値は、ストロークの速度を漸次増大して行つた場合に砂れんが消滅する直前に認められる最大ピッチの値である。従つて Bagnold, Manohar の実験値を通して知れることは、Inman が現地において測定したものよりも、かなりピッチ (λ) が小さくなつてゐることである。実験では、manohar はストロークの周期が 2 秒以下、Bagnold もその程度のものであると考えられるので、上記の事実は模型実験の限界を示すものであろう。筆者らが行つた 2 次元水槽における実測値も、Bagnold-Manohar の限界を出てはいない。

また, Inman の結果をみると, 特定粒径に対応して実現し得る最大のピッチが存在するように見受けられ, その限界は最大 1 m 程度である。しかしながら, Inman の場合は, アクアラングによる潜水作業によつて得られた値であるので, 高波浪時の資料は全く含まれていないとみてよい。従つて Inman の資料は存在し得るあらゆる大きさの砂れんを任意抽出したものでなく, ある程度かたよつたものになつていゝとみなさなければならぬ。ただ重要な傾向として, 砂れんのピッチは粒径を一つの変数とするものであり, 粒径が大きい程, ピッチも大きくなることが認められる。

以上において現地資料と実験資料との間に顕著な相違があることがわかつた。Manohar は実験によつて得られた砂れんの特性を河川掃流土砂に関する Einstein 理論への類推から, lift function

$$\varphi = \frac{\omega a_b' \rho_f^{0.4}}{(\rho_s - \rho_f)^{0.4} g^{0.4} \nu^{0.2} D^{0.2}}$$

を導入することにより, 統一的な説明を与えている。ここで $\omega a_b' =$ 最大水平軌道速度 U_m に対応するもの, ρ_s , ρ_f は, 空中, 水中における底質比重, g は重力の加速度, D は底質の中央粒径である。これからみると, 実用上, ρ_f , ρ_s , g , ν は常数とみなし得るので, lift function は

$$\varphi = \psi(U_m, D)$$

の形となることがわかる。但しこれは実験による砂れんの場合についてだけであるから, scale effect は含まれない。従つて, 現地の砂れんについてはストロークの影響を考慮して

$$\varphi = \psi(U_m, D, d_0) \quad d_0: \text{底面上の軌道径}$$

としなければならない。便宜上,

$$F(U_m, d_0/\lambda, D) = 0$$

とにおいて, プロットしてみると図-5 のようになる。この図からみると 500 μ 以上の粗大粒径のものについては, 判然と区別し難いが, 125 μ 前後のものは比較的まとまりがよく, 全体としては, やはり粒径がパラメーターになつてゐる。上側の斜線は, 中央粒径 500 μ 以上のものについての下限を示すもので, Inman の実測値も, Manohar の実験値もほぼこの限界を満足していることは注目に値する。筆者らが 200 μ の砂を用いて行つた実験値も, 図中ではほぼ妥当な位置を占めていゝとみなしてよいようである。砂れんのピッチは同一条件の下においても, 10 % 程度のちらばりをもつて羅列しているものであり, またここでは粘性の影響を全く無視しているので, この程度のちらばりは止むを得ないものとみなしてよいであろう。

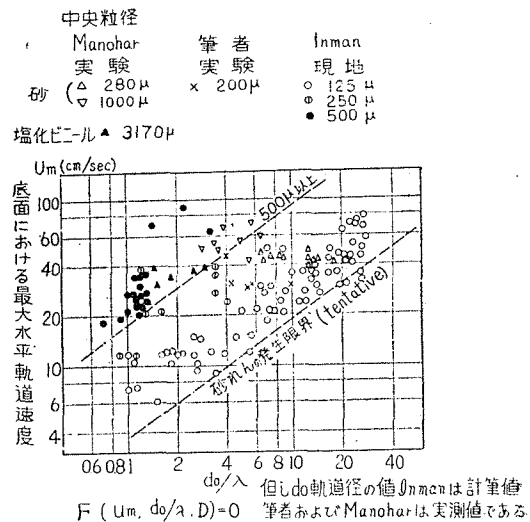
さて, この図から注目すべきことは, 10 cm/sec 程度の流速に対しても, 砂れんが発生していることである。Manohar が振動板を用いて行なつた実験によると, 砂れん開始流速は, 粒径によつて一義的にきまり, それはほぼ次表の通りである。従つてこの表と上図とを比較すれば, 図の資料の約半数が, 実験による砂れん開始流速の限界以下で発生していることがわかる。砂れんの変形は極めてすみやかであるから, 先行する異種の波によつて生じたものが, 引続き残存して観測されたと考えることは首肯し難い。筆者は次のような解釈を試みる。

a) このような限界以下の砂れんは, d_0/λ の小さい波, すなわち波形勾配の非常に小さい波によつて生じたものであつて, shoaling による peaking 現象が著るしく, 従つて岸向きの軌道速度は, 微小振巾波理論で計算したよりも大きく出やすいこと。

b) 砂れんの発生条件は, 砂の粒径と流速ばかりでなく, 流体の oscillation の型式にも関係する。従つて, 発生条件を考える場合には, oscillation に関する factor を考慮に入れた方が適当と思われ, 図-5 では横軸を d_0/λ で表わした。そして図中の下側の斜線は, 砂れん発生限界を意味するものとして加えておいた。

なお, 砂れんの消滅限界についてみると, いくらかの散らばりはあるが, 実験による限界値と大略一致してお

図-5



粒 径 (μ)	125	250	500	1000	2000
砂れん開始流速 (cm/sec)	27.1	33.0	39.2	45.2	57.2
砂れん消滅流速 (cm/sec)	60.2	72.2	87.2	100.2	120.2

り、一般に砂に対しては、粒径の如何にかかわらず、流速が 1 m/sec を越えれば砂れんは消滅し、底質が全体として巻き上げられ、より高位の漂砂運動が発生するものとみなしてよい。

図-6 は $\lambda - \lambda/\eta$ の関係を示すもので、資料は Manohar 及び筆者らの実験値、ならびに Inman の実測値を用いた。一応、底面における軌道径をパラメーターに採用したが、散らばりが著しい。この図から気がつくことは、 λ の大きい値に対応する λ/η の値が一般に小さいことである。これはすでに述べたように、風波時には潜水作業が不可能であるために、資料が偏つたためであると思われる。事実、 $\lambda = 70 \sim 80 \text{ cm}$ にプロットした値は、太平洋に面した Pt. La Jolla 及び San Diego 海岸の粗大な底質から得られた資料であつて、観測時の軌道速度はせいぜい 30 cm/sec 前後であり、これは砂れんの消滅限界には程遠い数字である。

しかしながら、各 λ/η に対応して、どれだけの大きさの λ 値が可能であるかを推定することは重要である。たとえば、 λ 値に限界が存在するとすれば、実験室の結果を現地に適用する場合に、実験の λ 値を現地尺度にもどした値が、対応する λ/η 値に対して、図-6 における限界を越えれば、この様な模型実験は厳密には Scale が合わないことになる。このことは、単に $\lambda - \lambda/\eta$ の関係ばかりでなく、前記の $F(U_m, D, d_0/\lambda) = 0$ と関係するので更に資料を蒐集して検討を試みたい。

なお、砂れんの最大尖度を図-6 より推定することが出来る。 $\lambda/\eta < 5$ であるから、最大尖度は約 20% である。これは、砂の水中における安息角を 25° にとつた時の値にほぼ一致する。

砂れん運動

一般に、波による岸向きの砂の移動は、波浪の作用が弱く、従つて岸向きの軌道速度成分が小さい間は、砂は岸向きに断続的に掃流される。このような掃流運動は、粗度が大きいと、冲向きの流速成分が小さいため、移動方向は岸向きに一方的である。しかし、このような形式の移動は、筆者らの観察によればせいぜい表層 2~3 grains の厚さに限られ、量的には小さいものである。しかるに、波浪が大きく流速が増大すると、砂の移動は砂れんの形式で行なわれるようになる。すでに述べたように、砂れんのまわりの vortex 運動によつて Sorting 現象がおこり、微細な砂粒子は沖方向に浮遊運搬されるが、粗大なものは砂れんの形状を構成し岸向きに移動する。

さて、このような砂れんの移動は、現地では極めて観察が困難であるので、実験的観測に頼る以外に方法がない。すでに、Manohar や Scott が、貴重な研究結果を発表しているが、Manohar のは振動板によるものであり、Scott は軌道速度を実測していないので、それぞれに問題があり、かつ Scale 効果に関する疑点も未解決のままになっている。

図-7 底面上の最大水平速度 v s. 砂れん速度

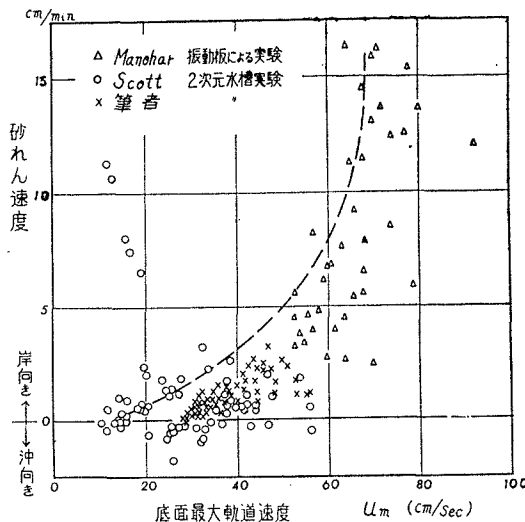


図-6 砂れんの幾何学的形状

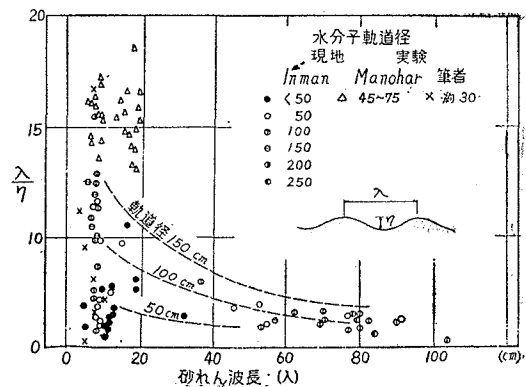


図-7 は、Manohar, Scott の結果ならびに筆者らの観測値をプロットしたものである。但し Scott の流速値は微小振巾波理論により計算して求めたものであり、筆者及び Manohar の流速値は実測によるものである。

この図をみると、資料は散らばりが著しいが、全般的に Scott の値は小さく、Manohar の値は大きい傾向を示している。これは、実験方法の相異よりも、砂れんの大きさそのものに関係があるようである。すなわち、筆者らの値と Scott のそれとは、同じく 2 次元水槽による移動床の実験から得られたものであるが、筆者らの砂れんは Scott のものよりもいくらか大きく、また、砂れんの速度もいくらか大き目に出ている。この事実は表面波の伝播速度が波長に比例して大きくなるという事実と関連させて考えると面白いが、表面波の場合の phase 移動は主としてポテンシャル・エネルギーの伝播であるのに対し、砂れんにおいては、構成粒子の実質的移動の

結果として phase の前進後退が実現されるのであつて、その物理的内容は全く相異なる。砂れんの寸法と移動速度との関係は、前述の砂れん周辺における砂移動の状況を定量的に評価することから出発しなければならないと思われるので、この問題は今後の報告にゆずることにしよう。

なお、図において、作用流速に対応する砂れんの速度に上限が存在するようにみられ、これを点線で示しておいた。砂れんのピッチが底面上の軌道径を上まわることがあり得ないと同様に、砂れんの速度の限界も軌道運動や粒径によつて定まる一定の限界があり得るであろうことは当然考えられることである。但し、この分野における解釈を進めるためには、現在の資料だけでは不足であり、今後の研究課題にしたい。

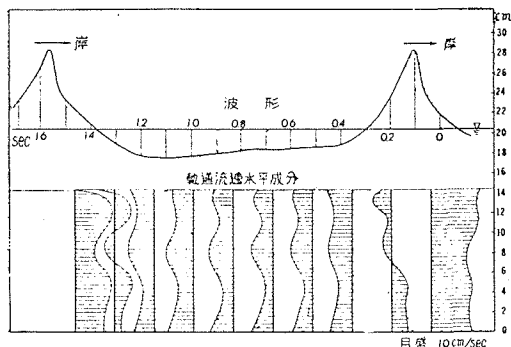
(2) 碎波と沿岸砂洲の変動

従来、碎波に関して行なわれた種々の研究は、固定床の模型実験がその主なものであり、また、Breakers and Surf など¹³⁾一部の報告に集録された資料は、海底の bar 地形と碎波との関係を明示していない。

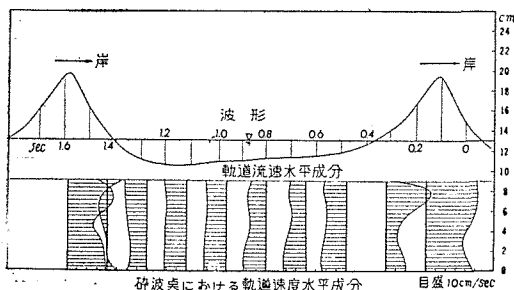
現実にはわれわれが当面する碎波は、移動床上における現象である。bar 地形付近で入射波が著るしく peaking すると、底面流速が大きい場合には、砂れんが平滑化されて消滅し、より高位の底質運動が発生する。さらに、碎波によつて投げ出された水塊は、著るしく気泡を含んで、活潑な乱れを発達せしめ、海底を攪乱する。この時に発生する底質運動は、一種の洗掘現象ともみなし得る程、はげしいものであつて、落点付近には trough 地形が形成される。このようにして出来上つた bar 地形では、bar 頂部において断面が狭められるので、岸向きの質量輸送を補償するための戻り流れは、固定床の場合に比して一層著るしいものとならう。このような特殊な流れの存在は、bar 付近における急激なプロファイル変化と相まつて、碎波条件に微妙に影響するであろうということは充分に考えられることである。また、碎波による海底の洗掘、従つて bar 地形生成の機構は、碎波水塊による impact の性質、すなわち碎波形式 (plunging か spilling か) と密接な関連性を有すると考えられる。Stoker¹⁴⁾は、Breakers and Surf の与えた碎波条件における資料の散らばりは、必ずしも観測精度だけに帰することは出来ないのではないかと指摘しているが、Breakers and Surf の資料が多数の現地資料を含むものであるだけに、Stoker の見解は興味あるものとみなしてよいと思われる。碎波条件に対するより詳細な検討は、内外の研究者によつてすでに一部分着手されており、たとえば、Iversen は碎波タ形、海底勾配について実験を行ない¹⁵⁾、また速水は碎波形式について検討を行なつて¹⁶⁾、ともに貴重な結果を得ている。

われわれはこの問題を、移動床を用いて追究することにした。実験は目下続行中であり、未だまとまつた見解を発表する段階には至っていないので、ここでは、今迄に得られた資料の一部分を挙げて参考供することにしよう。

図—8 (1) Spilling 碎波



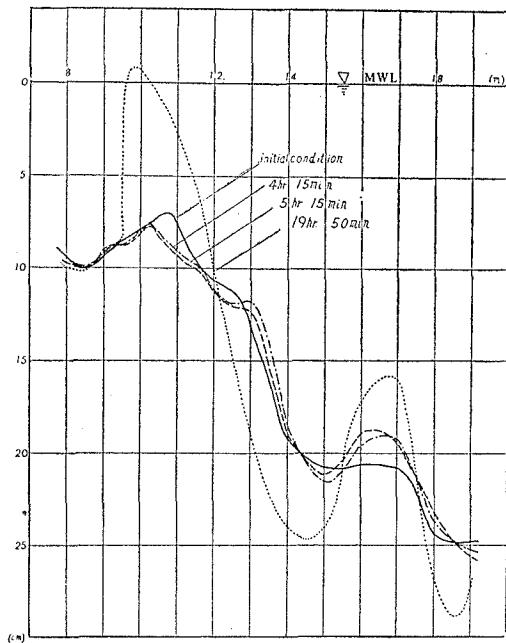
図—8 (2) Bar 上の plunging 碎波



図—8 は碎波点における波形ならびに軌道速度水平成分の同時記録である。この波は、水深 20.4 cm でわずかに spilling 碎波をおこすが、直ちに再生されて bar に至り plunging 碎波を行う。いずれの場合にも岸向きの最大軌道速度は、波頂にやや先行して現われる。spilling 碎波の場合には、波底と底面との中間付近において、ほとんど恒常的な戻り流れが存在する。bar 上における plunging 碎波の場合には、戻り流れは底面付近から開始して全面に及び、充分に発達した状態では全断面はほぼ一様である。なお、この流速を測定した時、底面上にはピッチ平均約 7 cm、高さ約 0.8 cm の砂れんがあつた。

図—9 は bar 地形の変化状況を示す。これは水槽を全体にわたつて移動床とし、その断面を前述の東海村海岸断面に相似させたものに、長時間、波 No. 5 を作用させたものである。初期断面の bar より沖合の海底勾配は、bar 沖側斜面上で約 1/30、さらにその外側では約 1/100 である。 $x=16.5\text{m}$ 付近の初期断面がやや上方に盛り上っているのは、軌道運動測定のため、事前に短時間、波をあてた後、均し方が不完全であつたためであり、ここでは図—8 ですでに示したように spilling 碎波が行われていた。また、bar 上の plunging 碎波点は $x=13\text{m}$

図-9 Bar 附近の地形変動



1/60勾配とし、同一の砂を用いて行なった移動床実験でも、やはり同じような現象が発生した。さて上記のような現象は、主として、plunging 砕波の作用によるものであるが、沖側の spilling 砕波の部分でも、やはり著しい海底地形の変動が発生している。この地点における spilling 砕波は、ごく一時的なものにすぎないので、見掛け上は、隣接の非砕波の領域と異なる作用を及ぼすものとは考えられず、従つて前述したように、初期断面のもり上り部分も看過したのであるが、実際に生じている海底変動は極めて大きいことがわかる。この部分の海底は、すっかり砂れんで蔽われているので、砂れんの移動方向が長時間にわたりこの点に集中する結果として、このような地形を形成したのではないかと推測される。残念ながら、この部分は、ガラス壁になつていないので、砂れん速度を測定することが不可能であり、上記の推測を確認するに至らない。

その他の原因としては、水槽内における定常波の発生ということが考えられる。軌道径や砕波位置を目測していても、20~30 秒程度の beat 現象が認められた。この問題もさらに検討を要する問題であり、もし、beat 現象の影響が原因であるということになれば、移動床を用いる水槽実験の効用は著しく低減するわけである。

(3) 前浜地形の変動

bar 地形を固定床とし、その内側を移動床として波をあて、前浜地形の変動を観察した。図-10 にその結果を示す。

bar 付近で一たん砕波すると、その内側の磯波帯で再生される波は、図-8に示すように、不規則な小波長の波に分離する。このような小さい波は、軌道速度が小さいために底質はほとんど静止状態にあり、わずかに汀線付近の1~

図-10 (1) 前浜地形の形成状態

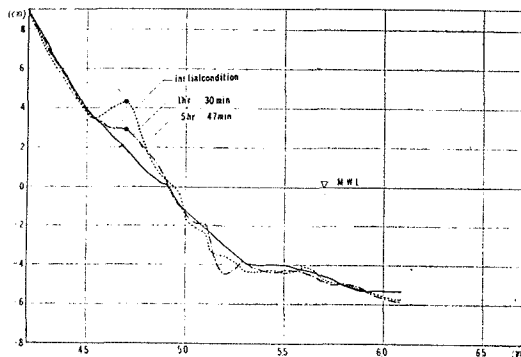
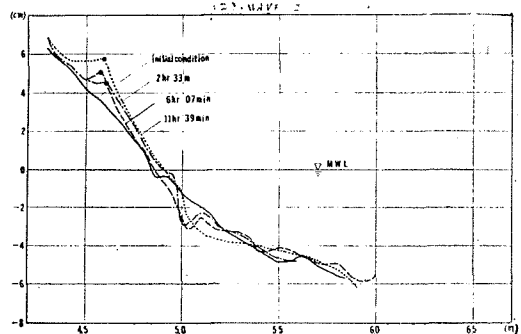


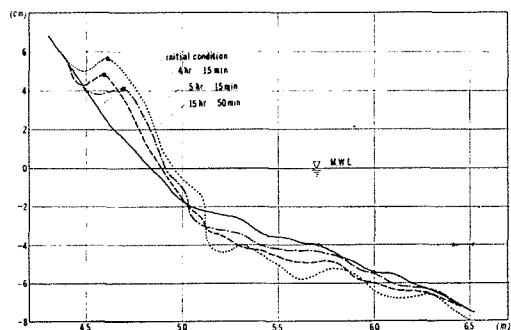
図-10 (2) 前浜地形の形成状態



2 m の水底の土砂が移動せしめられるだけであった。

いずれの場合においても、顕著な Step が発生する現象は共通しており、これは現地海岸の状態に類似している。前浜の頂部は、最終砕波による uprush のはいり限界であつて、最終砕波が大きい程、前浜頂部も高い。また土積の増減を比較すると、前浜地形形成のために用いられた土砂は、前面磯波帯の汀線に隣接した部分から供給されたものであることは明らかである。換言すれば、汀線付近の土砂だけでも、あるいは汀線付近の土砂だけが浜地形に対してかなり著しい養浜作用を及ぼすものであることがわかる。しかしながら、これは、砂の粒径組成や波浪の性質、沖側の bar における砕波現象とも関係する現象であるので、すべての場合について断定することは尚早であり、今後の研究にまつ所が大きい。

図一10(3) 前浜地形の形成状態



4. む す び

研究は、ようやく軌道にのつたばかりであり、まだ、何ら結論めいた事を発表する段階には至っていないので、取敢えず、今までに得られた資料の一部分を紹介するとともに、いくつかの問題を提起し、かつ、これらに対する筆者らの見解を若干附しておいた。

なお、漂砂の移動限界水深については、具体的に何も触れなかつた。筆者らの考えでは、土砂の運動現象を、先ず定性的にいくつかの段階に区分し、たとえば、砂れん発生以前の純然たる掃流運搬の段階、砂れんによる移動の段階、砂れん消滅後の段階、あるいは、洗掘による浮遊砂が流れにのつて移動する段階などのように、現象的に客観的判別が可能ないくつかの段階に対して、漂砂規模を定量的に確定し、このようにして得られた結果を工学的に意義づけの際に、初めて主観を導入するという方法が必要なるように思われる。

5. 謝 辞

本研究の実施ならびに報告書の作製にあたり、東京大学土木工学科教室港湾研究室所属、東京大学工学部職員、手賀啓氏、布川尚子嬢、本間久枝嬢、間淵昭次氏、菊池宜行氏から、貴重な協力を賜わつた。厚くお礼を申上げる次第である。

なお、この研究の一部は、文部省科学試験研究費によつたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 本間仁：東海村海岸調査中間報告書，日本原子力発電株式会社，昭和32年12月．本間仁：東海村海岸調査報告書（第1報），日本原子力発電株式会社，昭和34年8月．
- 2) R. A. Bagnold: Motion of waves in shallow water-Interaction between waves and sand bottoms, Proc. Roy. Soc. Lond., vol.187, 1946.
- 3) M. Manohar: Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, B. E. B. Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 4) D. L. Inman: Wave-generated ripples in nearshore sands, B. E. B. Tech. Memo. No. 100, 1957.
- 5) 佐藤精一，岸力：漂砂に関する研究（7）波動による海底剪断力と底質の移動，建設省土木研究所報告，第85号の6，昭和27年．
- 6) 栗原道徳，篠原謹爾，椿東一郎，吉原益男：波による海浜の砂移動，第3回海岸工学講演会講演集，昭和31年11月
- 7) J. M. Caldwell: Wave action and sand movement near Anaheim Bay, California, B. E. B. Tech. Memo. No. 68, 1956.
- 8) 横本亨：宮津海岸の漂砂の特性について，土木学会第12回年次学術講演会講演概要，1957.
- 9) T. Scott: Sand movement by waves, B. E. B. Tech. Memo. No. 48, 1954.
- 10) 新潟海岸の欠濱について，新潟県土木部，昭和35年3月．
- 11) 堀川清司，鯉干澈：浅水部海底地形の変動について，土木学会第15回年次学術講演会，昭和35年5月．
- 12) D. W. Johnson: Shore processes and shoreline development, New York, 1919.
- 13) U. S. Navy Hydrographic Office: Breakers and Surf; Principles in Forecasting, Pub. No. 234, 1944.
- 14) J. J. Stoker: Water waves, New York, 1958.

- 15) H. W. Iversen : Waves and breakers in shoaling water, Proc. 3 rd Conf. Coast. Eng., 1952.
 - 16) 速水頌一郎 : 砕波の機構 (Ⅱ), 第2回海岸工学講演会講演集, 昭和30年.
-