

漂 砂 論

1. 緒 論

漂砂とは、通常海浜において波あるいは流れによって海浜物質の輸送される現象を言い、海岸工学上取り扱いが最も困難な問題の一つである。海浜の自然過程に関しては、D. W. Johnson¹⁾らの自然地理学者によって、その体系づけがなされてはいたが、外力特性との関連において、より明確に漂砂現象をとらえることができなかった。したがって、泊地の埋没、あるいは海岸欠損と言った港湾工学上、または海岸工学上の重要な問題と密接に関連を持っていたにもかかわらず、工学上とした進歩も見られず、数多くの失敗を重ね、試行的な手段によって工事がなされていたのも、それ程遠い昔のことではなかった。

やがて海岸工学の長足の進歩、発展に伴なって、漂砂に関する現地観測、実験的あるいは解析的な研究が内外において枚挙にいとまないほどに多数なされ、漂砂現象に関するわれわれの認識は、きわめて豊かになったといえよう。しかしながら、力学的に詳細に説明しうる部分はなお僅かであり、定性的な理解に止まっているのが現状である。

漂砂論として取り上げねばならない分野は、余りにも膨大であり、これらを統一的に説明することは、浅学の筆者のよくしうところではなく、また紙数の限られた条件で試みても無理なことであろう。したがって、漂砂論と称するにはおこがましいが、ここには第2章海浜変形の諸特性の項において、マクロ的に海浜をとらえ、そこに展開される諸現象のうち工学的に重要と目される事項をとりあげて説明を加える。第3章海浜底質の諸特性においては、漂砂物質としての底質の取り扱い方に若干ふれる。次に、第4章波による砂礫の移動においては、かなりミクロ的に漂砂現象をとらえる試みの幾つかを紹介する。最後に、第5章飛砂においては、上記の漂砂とは性格をやや異にするが、広義の漂砂の中に含められる、風による砂の移動の問題にふれることとする。

本文は短時日の間に取りまとめたものであり、したがって参照した論文も必ずしも十分とは言えない。将来さらに筆を加えて行かねばならないが、漂砂現象を理解する一助ともなれば、筆者にとってこの上ない喜びである。

2. 海浜変形の諸特性

2-1. 序 説

海岸において営まれている諸現象は、古くから自然地理学者によって研究され^{2),3),4),5)}、種々の海岸地形の分類がなされている。すなわち、(1)沈降海岸、(2)隆起海岸、(3)合成海岸、(4)断層海岸、(5)火山海岸、(6)三角州海岸、(7)砂丘海岸等の如きである。これら地理学者の取扱いは必ずしも力学的な考察が十分でなく、その帰結に至った過程に対する説明も必ずしも明らかにされていない。一方、われわれは力学的に海岸過程を説明しようと試み実験、あるいは現地観測の結果を基にして考察を進めているが、現在のわれわれの知識では十分に説明しえない諸現象が余りにも多い、というのが現状であり、われわれは少なくとも現在、謙虚に自然のあるがままの姿を容認しなければならない。

漂砂現象をとり扱っていく場合に、汀線に直角方向の漂砂の特性と、汀線に平行方向の漂砂の特性に大別して考察している。もちろん、両者は密接不可分の関係を持っているが、前者は比較的短期間の諸変化を端的に表わし、また後者は比較的長期間の変化の傾向を知る上で重要となる。

2-2. 海浜の縦断形状

図-1 は、典型的な海浜断面について、各部の名称とその範囲とを示したものである。いま、波動水槽の中に自然砂を用いて模型海浜をつくり、これに一定の波を長時間あてると、次第に平衡した海浜形状を呈するようになるのが認められ、これを海浜の平衡こう配 (equilibrium profile) と名づけている⁶⁾。この平衡こう配に関しては、種々の粒度、比重の底質を用い、初期の海浜こう配もいくつか変え、波の性質、特に沖波の波形こう配

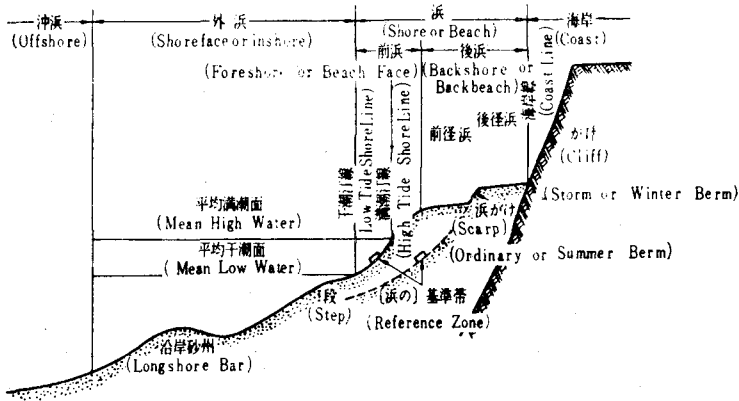


図-1

H_0/L_0 をいろいろ変化させて、数多くの実験が繰返された。その結果浜の縦断形状としては、典型的な2つのタイプに大別されることがわかった。1つは、“bar”の存在に、他は“step”の存在にその大きな特色が認められる。前者の浜は、冬型浜、暴風浜あるいは“bar”型浜と名づけられ、 H_0/L_0 の比較的大きな波によって形成される。一方後者の浜は夏型浜、正常浜あるいは“step”型浜と名づけられ、 H_0/L_0 の比較的小さい波によって形成される。このような形状は実際の浜においても明らかに認められるのであり、その1例として、図-2に茨城県東海村海岸での測量結果を示した。

上記のような、浜縦断形状に対する分類を提示し、かつ暴風浜は欠潰型であり、正常浜は堆積型であるとしたのは、J. W. Johnson である⁹⁾。彼は2つのタイプの浜を分つ限界条件として、自然砂の浜に対して、 H_0/L_0 が 0.025~0.030 の時であることを指摘した。以来数多くの実験的研究がなされたが、R. L. Rector は底質粒径、例えば、底質の中央粒径 d_{50} と波の大きさ、すなわち波長 L_0 、または波高 H_0 との比もまた浜形状に影響することを見出し⁷⁾、引き続き T. Saville, Jr. が大型水槽を用いて実験を行なった結果、scale effect の存在を指摘した⁸⁾。このようにして、久しく神秘的な数値として信じられていた限界条件に疑問が生じ、ひいてはそれまで実験結果を直ちに自然浜に適用しようとする風潮は改められるようになった。岩垣、野田はこれら多くの資料に、自らの実験結果を付加して、沿岸砂州 (bar) の発生限界を求めたのが、図-3 である⁹⁾。したがって、当然予想されたように、Johnson の結果は、ある特定の条件に対するものであることがわかる。

2-3. 沿岸砂州と浜変形

上述のような沿岸砂州の規模については古くから関心が持たれていたが、筆者らが東海村海岸および新潟海岸における深浅測量結果から求めたものを図-4に示す。ここには、F. P. Shepard がアメリカ合衆国 California 海岸で観測した数千個の資料より求めた関係¹⁰⁾、ならびに G. H. Keulegan が実験により求めた関係¹¹⁾ も記入し、

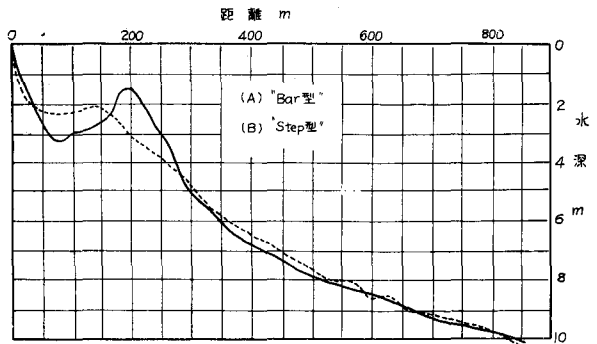


図-2 浜縦断形状 (東海村海岸)

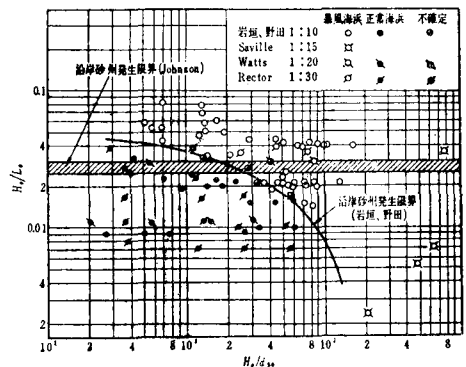


図-3 沿岸砂州発生限界

比較している¹²⁾。一般に比高（砂州頂部と各部との高さの差で、沿岸砂州の規模を示す）の大きい砂州は水深の大きい場所に形成されとも言える。これはまた海浜における碎波の規模とも関係し、海浜変形、あるいは漂砂現象を考える上できわめて重要な要素となる。

先に述べた海浜の平衡こう配そのものが、絶えず潮位の影響を受け、波の変化する自然海浜にはたして存在しうるかには、現在なお議論の余地がある。しかしながら海浜の変化していく過程を考え、欠潰あるいは堆積の機構を調べていく上に有用な考え方の根拠を与えてくれると言えよう。ではここで海浜を拡がりを持った場として眺めてみることにしよう。その1例として新潟西海岸をとって示す。

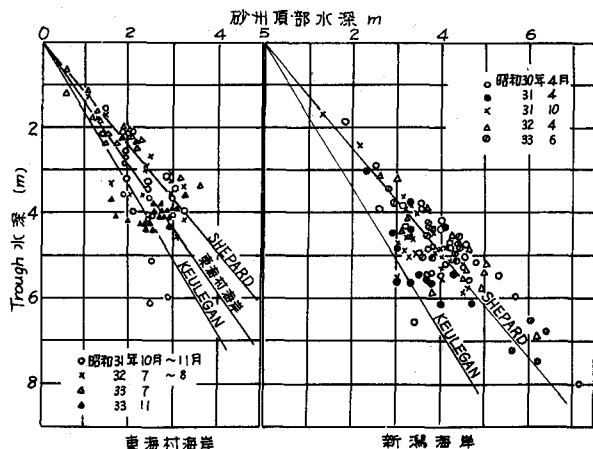


図-4 沿岸砂州の規模

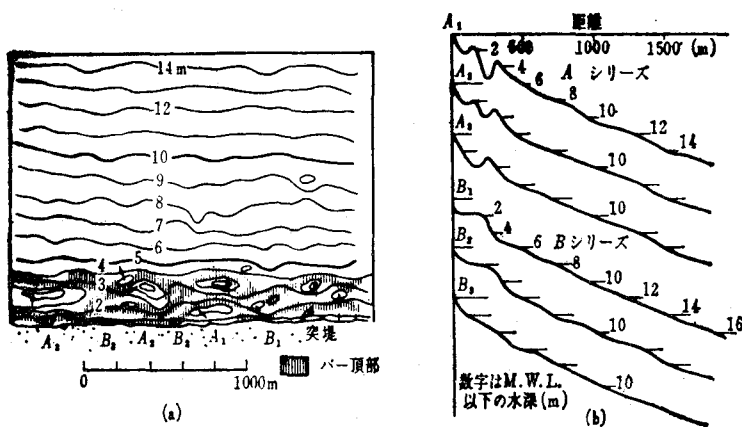
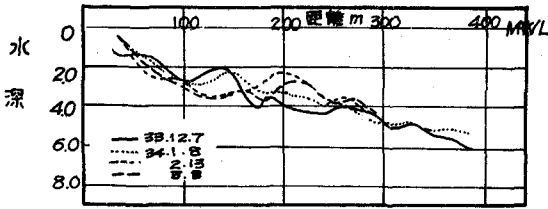
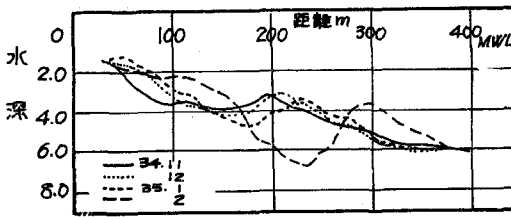


図-5 海浜形状の一例（新潟西海岸）

(図-5) 図中Aは bar 型海浜形状の部分であり、Bは step 型海浜形状の部分である。このように同一時期の海浜においても、200m 程度の間隔で両者のタイプの海浜形状が交互にあらわれる現象に、われわれは先ず注目しなければならない。すなわち、幾つかの縦断形状から、欠潰性の海浜であるかまたは堆積性の海浜であると、単純にきめつけることができないことがわかつた。なぜこのような現象が生ずるのであろうか。茂木は多くの深淺測量結果をもとにして、海浜の微地形に注目し、沿岸砂州、cusp、あるいは海岸線の形状等の間に密接な関係があるものと予測している¹³⁾。本間、鮮干は、多くの航空写真および深淺測量の結果を用いて、沿岸砂州の形状や等深線の形態について調べた結果、沿岸砂州が弧状の配列をなすこと、これと沖浜から外浜、前浜に至る微地形との関係を明らかにし、仮設的な考え方を提案して、先に示したように新潟海岸について、2つのタイプの海浜形状のあらわれる理由を説明している¹⁴⁾。いずれが先駆的な要因になっているか不明であり、今後の研究にまたねばならないが、リズムカルな地形が存在すれば、当然屈折的作用によって、波の収束、発散が起こり、2つのタイプの海浜地形の存在には何ら疑問は起こらないであろう。沿岸砂州自体も固定されたものではなく、波に伴なってその規模を変え、(図-6)また大きな規模での漂砂の横移動が起こっていることが P. Bruun¹⁵⁾ や本間、鮮干¹⁴⁾によって報告されている。このような事実は、海浜に築造される構造物の機能、あるいはその維持の問題ともからんで真剣に取り組まねばならないと考える。



(a) 昭和33年12月～昭和34年5月



(b) 昭和34年11月～昭和35年2月

図-6 新潟往生院浜月別海浜形状

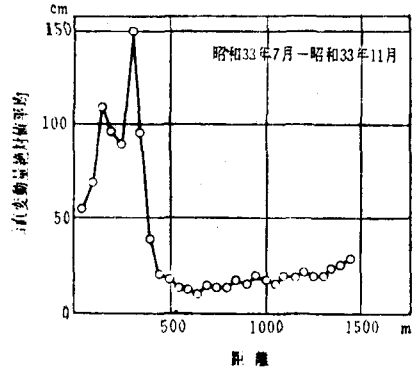


図-7 鉛直変動量分布 (東海村海岸)

さてこのような平面的な複雑さを取り除き、平均化した形で海浜の縦断形状の変動状況を調べてみよう。図-7 にはその1例として、東海村海岸でのものを示す。これは昭和33年7月と同年11月の2回の深浅測量結果をもとに、数10測線の鉛直変動量絶対値平均を求めたものであり、沿岸砂州の存在する領域で最も変動の規模が大きい状況が示されている¹²⁾。このようにして海浜の海底地形が著しく変動するのは、沿岸砂州の存在によるものである。大きな波浪が作用するときには波力が大きく、小さい波浪によって形成されていた既存の小さい沿岸砂州は容易に洗掘されて消滅し、その沖合に新しい大きな沿岸砂州が形成される。このようにして形成された沿岸砂州は、さらに大規模な波浪の襲来がないかぎり急激に変形されることはなく、一般には小さい波浪によって砂州頂部の底質が岸向きに運搬されて、徐々に前面troughを埋め、次第に不鮮明になって行く。異なる時期に異なる距岸で沿岸砂州がみられるのは上記のような過程を経て生ずると考えられる。

図-8は東海村海岸での前浜部分での変動状況を同様に調べたものである¹²⁾。これは季節的な前浜部分の変化状況ならびに鉛直変動量絶対値

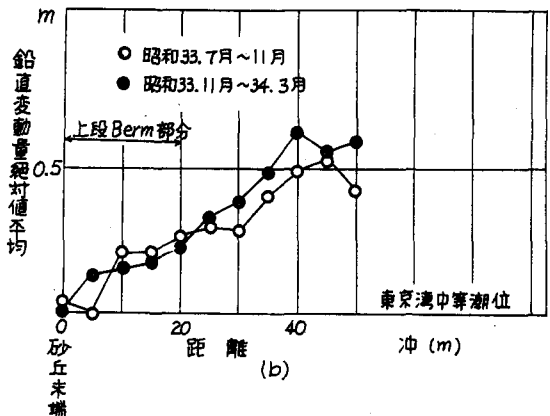
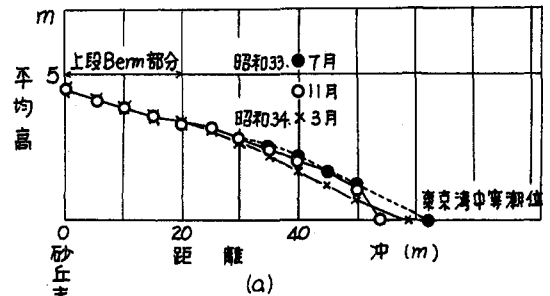


図-8 前浜の変動 (東海村)

平均を示したものであるが、汀線の前進後退は平均して10mであり、いちじるしい所では30mにも及び、したがって汀線付近の鉛直変動量はかなり大きいことがわかる。このような前浜部分の変化は、ほぼ1年を周期としてくり

返されると考えるのが常識であるが、台風など異常な波浪によって生じた変形は非常に大きく容易に恢復しない。

3. 海浜底質の諸特性

3-1. 序 説

海浜を形成している土砂は、河川からの流送土砂や、周辺の海岸を構成する砂丘や海崖の崩壊土砂が供給源となり、これに海浜における波あるいは流れの作用によって淘汰が繰返され残存した物質と考えられる。したがってこのような底質の諸性質を調べることは、海浜に作用する外力と底質との相互の関連を明らかにすること、ひいては漂砂現象を解明する足がかりとなりうるものと考えられる。さらには漂砂に関する工学上の問題を取り扱う上で、最も基本的な漂砂の移動方向を判定する上に、底質特性を詳細に検討することはきわめて有用である。

3-2. 底質特性

海浜の変形や漂砂現象を理解するうえに必要と思われる。海浜底質の物理的性質を列举してみると、粒度組成、形状、丸味度、鉱物組成、空げき率、透水性などがある。これらの中でも最も重要と考えられるのは、粒度組成と鉱物組成であろう。

サンプリングされた底質は、通常ふるいわけ試験によって粒度組成が調べられる。各粒度の頻度分布については、R. A. Bagnold¹⁶⁾ や W. C. Krumbein^{17), 18)} らによって研究が行なわれているが、通常粒径に関する対数正規分布

$$P = \frac{1}{\sigma_{\log d} \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(\log d - \overline{\log d})^2}{2(\sigma_{\log d})^2} \right] \quad (1)$$

でよく表示される。ここにPはある粒径 d に対する確率密度であり、 $\sigma_{\log d}$ は独立変数 $\log d$ の標準偏差であり、また $\overline{\log d}$ は独立変数 $\log d$ の平均値である。すなわち粒径 d そのままをとった分布は正規分布にはならないが、 $\log d$ をとって分布を調べれば正規分布で表示しえ、その他の統計量の算出も容易になるであろう。そこでW. C. Krumbein は ϕ 値を次のように定義した。

$$\phi = -\log_2 d \quad (2)$$

表-1 土砂粒子の大きさ(ϕ 値と mm 単位との関係)

ϕ 値	-3.0	-2.5	-2.0	-1.5	-1.0	-0.5	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
mm	8.00	5.66	4.00	2.83	2.00	1.41	1.00	0.707	0.500	0.354	0.250	0.177	0.125

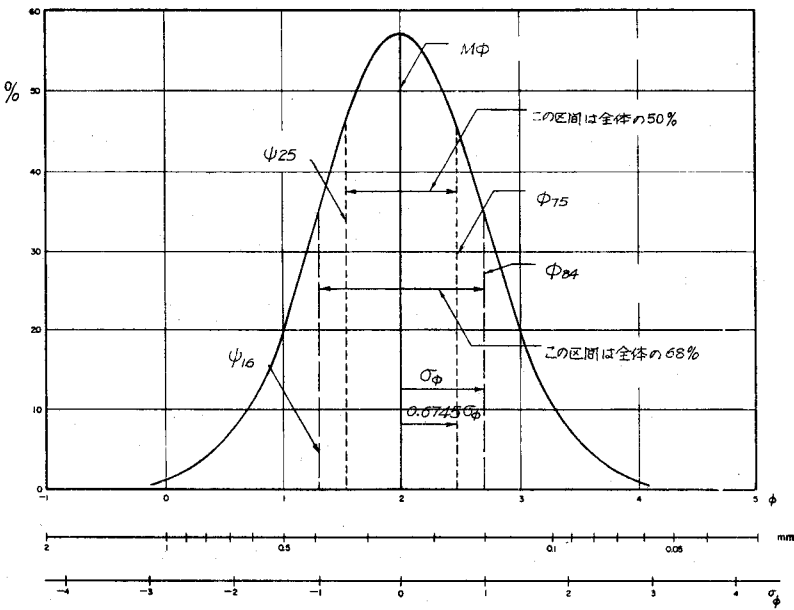


図-9 $M_\phi=2.0$ $\sigma_\phi=0.70$ の場合の分布 (Krumbein による)

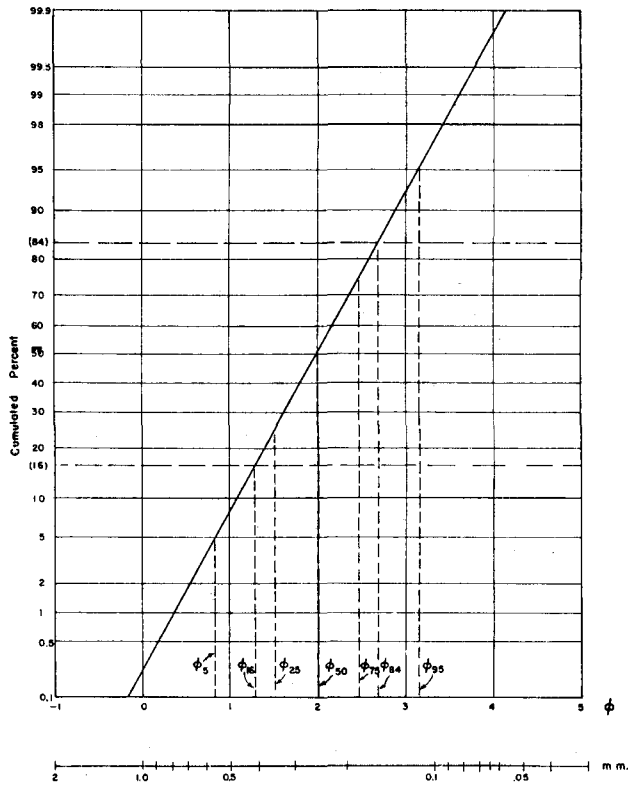


図-10 $M_\phi = 2.0$, $\sigma_\phi = 0.70$ の場合の累積分布 (Krumbein による)

ただし、ここに d は mm で表示した粒径である。表-1には ϕ と d との対応を示してある。1例として $M_\phi = 2.0$, $\sigma_\phi = 0.70$ の場合について図示したのが 図-9 および 図-10 である。また中央粒径 $M_{a\phi}$ 平均粒径 M_ϕ 標準偏差 σ_ϕ はそれぞれ次式で与えられる¹⁹⁾。

$$\left. \begin{aligned} M_{a\phi} &= \phi_{50} \\ M_\phi &= \frac{1}{2}(\phi_{84} + \phi_{16}) \\ \sigma_\phi &= \frac{1}{2}(\phi_{84} - \phi_{16}) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここに ϕ_{16} , ϕ_{84} は粒度加積曲線において、累加百分率が16%, 84%の所の ϕ の値を示している。

また粒度の分布の程度を表すものとして、P. D. Trask の提唱した淘汰係数

$$S_0 = \sqrt{d_{75}/d_{25}} \quad (4)$$

がよく使用される²⁰⁾。ここに d_{25} , d_{75} は累加百分率がそれぞれ25%, 75%での d の値である。上述の ϕ を用いて求めると

$$\log_2 S_0 = 0.6745 \sigma_\phi \quad (5)$$

をうることができる。 $S_0 = 1.0$ は完全に単一粒径にふるいわけられた場合であり、 $S_0 = 1.25$ は実際の海浜でふるいわけが良好な場合の値である。なお、以上の他最近溝口、小木は Roller の粒度分布式の適合性を実際の海浜砂によって検討し、さらにそれらの結果をもとにして新しい分布式を導いている²¹⁾。

さてこのような底質が、海浜断面内でどのような分布を示しているかは、波の作用とも相まって関心の深い所である。図-11は W. N. Bascom が、アメリカ太平洋岸で実測した汀線に直角方向の底質粒径の分布を示したもので、中間潮位において波の作用をうけやすい前述の部分を選定して、その点における砂の平均粒径を100%として比較したものである²²⁾。この分布形から明らかなように、一般に山が2つ見出され、1つは最終

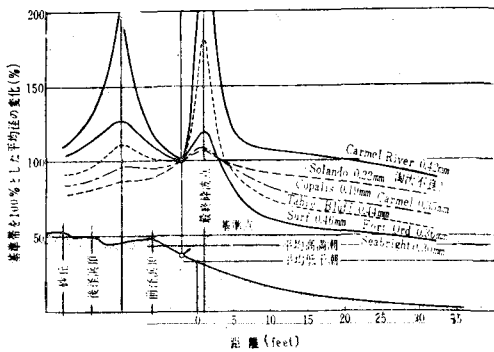


図-11 海浜における粒径分布

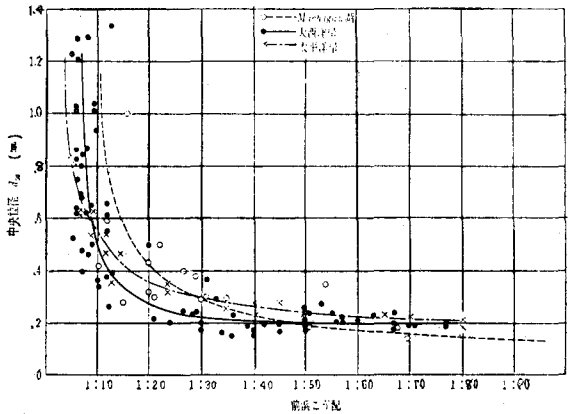


図-12 中央粒径と前浜こう配との関係

砕波点に位置し、他の山は前浜の中央あたりに存在する。そして、これらの山は粒径が大きく、ふるいわけ作用の悪いほど高いことが知られる。また図-12は、前浜のこう配が1/10より急になると急速に粒径は粗くなる傾向が認められる²³⁾。前浜こう配に影響する要素としては、粒径の他に潮汐による水位変動、波の作用などが考えられ、したがって一般的関係を求めることはなかなか困難であるが、Bascom は各粒径に対応して最大可能こう配の存在を示唆しており関心が持たれる²²⁾。

3-3. 鉱物組成および礫の分布

先にも述べたように、漂砂の供給源を調べた漂砂の卓越方向を知る必要がきわめて多い。これがために、例

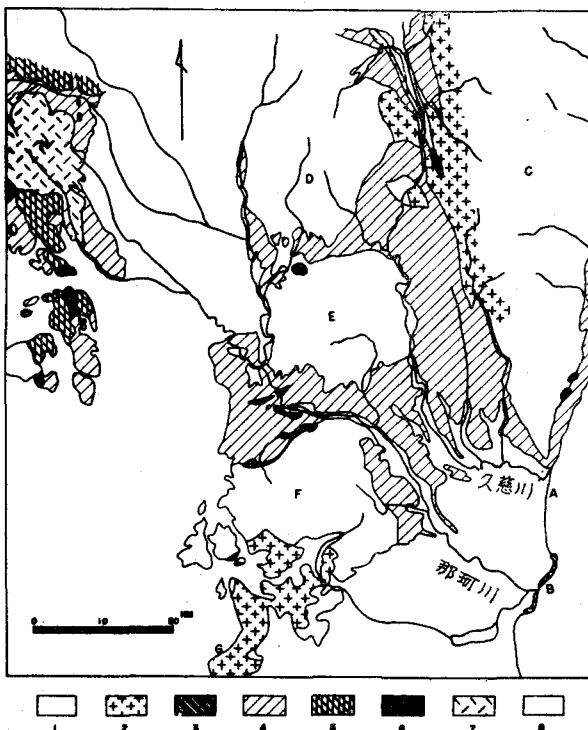


図-13 久慈川、那珂川の流域を主とした東海村海岸後背地の地質概略図

1. 秩父古生層 2. 花崗岩・片麻岩・結晶片岩 (阿武隈高原): 花崗岩・閃緑岩・花崗閃緑岩 (筑波山塊)
3. 上部白堊紀層・大洗層群 (大洗一磯崎海岸)
4. 新第三紀層 5. 石英粗面岩・石英斑岩 6. 中性～基性半深成岩および噴出岩 7. 第四紀火山岩 (高原火山)
8. 第四紀層 (洪積層および沖積層) ただし阿武隈高原をのぞく

- A. 東海村海岸 B. 大洗一那阿湊一磯崎海岸
- C. 阿武隈高原・多賀山脈 D. 八溝山塊
- E. 鷲子山塊 F. 鷲足山塊 G. 筑波山塊
- H. 高原火山

えば海浜の地形, あるいは海浜に築造物の周辺での土砂の堆積状況を有力な判断の指針として採用しうる場合もあり, 時にはこれから述べるような方法が有力な手段となりうることもある。

筆者らは, 東海村海岸に原子発電所を建設するための基本調査として, 同海岸の調査研究に従事した²⁴⁾ (図-13)。対象とした海岸は, 北は久慈川, 南は那珂川に境される区域の中間に位置し, 漂砂の供給源としていずれの河川をとるべきか判定する必要を生じた。そこで, 奈須ら海洋地質学者に協力を要請し, 海浜堆積物の重鉱物組成を調べ, 併せて両河川域の河床底質の重鉱物組成と比較検討した結果, 久慈川が主要な供給源であると確認することができた。このようにして, 土砂の供給源と目される河川に特有な鉱物組成を見出しうる場合には, これをトレーサーとして漂砂の移動方向を見きわめることが可能である。

他の例として湘南海岸の漂砂卓越方向を決定した例を述べよう²⁵⁾。筆者らは鎌倉海岸および片瀬東浜の海岸浸食の原因を探究するために, 海岸調査を実施したことがある。この際には荒巻ら海岸地理学者の協力を要請した。荒巻は丹沢山塊の石英閃緑岩と箱根火山塊の輝石安山岩とが, それぞれ相模川および酒匂川の産出する代表的岩石とみなしうることに注目して, 相模湾北岸一帯における礫の分布状態を調査した。その結果が図-14であるが, 石英閃緑岩および輝石安山岩の酒匂川河口における礫容積 1027.0cm^3 および 1095.4cm^3 を基準として, 他の地点における礫の容積の比率を求めて図示してある。これによれば, 酒匂川から大磯の照ヶ崎の突出地塊に至るまで, 比較的滑らかに減少しており, 同地塊の東で急激に小さくなり, 境川(片瀬川)付近までは, これらの岩石からなる礫はまったく発見されなかった。以上からして, 漂砂の供給源, 卓越方向が明瞭になり, また対象地域はこれらの供給源から絶縁されていることもさらに明らかとなった。

最近 California 大学の J. W. Johnson と A. M. Kamel は, San Francisco の北 Point Reyes における漂砂の移動方向を定める方法として, 自然砂中に含まれるトリウムをトレーサーとして使用した例を報告している²⁶⁾。

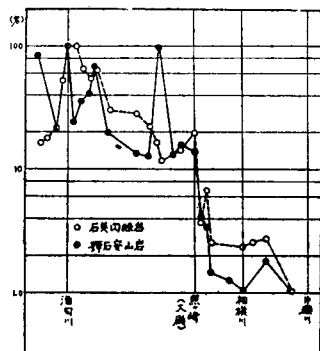


図-14 相模湾北岸における礫の代表的容積比(百分率)

4. 波による砂礫の移動

4-1. 砂礫の移動形態

海浜の砂礫は, 波や海浜の流れによって, 沖向き, 岸向き, あるいは汀線に平行した方向に移動される。砂礫の移動形態としては, 大別して浮遊と掃流とに分けられるが, また沖浜, 外浜, あるいは前浜の領域それぞれに対応して, 移動の様相が異なってくると考えられる。

(1) 沖浜領域: 波が浅海域に入っている水深に達すると, 底質粒子は波の運動に伴って往復運動をするようになり, さらには波の進行方向へのあるいは反対方向への実質的な移動を生ずるようになる。ここで顕著な現象は砂れんの存在であり, 砂れんとの関連において底質砂の移動状況を考えねばならない。さて実験水路において観察された所によれば, ある水深において波高および周期を次第に大きくしていくと, 層流境界層から乱流境界層への遷移が起こり, やがて砂れんの発生が認められるようになる。砂れんは次第に発達して, 水深, 波高, 周期および底質粒径に対応して, ほぼ定まった形状を持つようになる。波の峯が到達すると, 底質砂は波の進行方向に, 砂れん表面に沿った掃流砂として移動し, したがって砂れんの前進が起こる。しかしながら波の谷が到達すると, 砂れんの背後に形成された渦は浮遊砂を包含したままで浮上げられ, 波の進行方向とは逆向きに運ばれ, やがて拡散してしまう。このようにして, ほぼ掃流の形式で波の進行方向に運ばれる底質と, 浮遊の形式で逆の方向に運ばれる底質の量的な大小によって, 砂礫の実質的な移動方向が決定されることになる。佐藤, 田中の行った実験によれば, 波高を一定としたときに, 周期が減少するにつれて, 岸向きに移動する領域, 沖向きに移動する領域, さらに岸向きに移動する領域の3つに分けることができるという²⁷⁾。これに対して R. C. H. Russell, J. R. J. Dyke は岸向きに移動する領域と沖向きに移動する領域の2つに分けられると主張している²⁸⁾。

またもう1つの取り扱いとしては、Longuet-Higgins は砂れんの存在をまったく考えず、閉じた水路の中を波が進行する場合の層流境界層について理論的な解析を行なった結果、波による質量輸送とこれを補償する流れとの合成された流速の分布は相対水深によって変化することを示した²⁹⁾。

(2) 外浜領域：自然海浜において最も顕著な特色をもった砂礫の移動の起こるのは、外浜領域であると考えられる。すなわち砕波の特性に伴って、沿岸砂州の存在が認められる。この領域においては砕波の作用が卓越するために乱れの強さは大きく、したがってかなりの底質は浮遊した状態にあり、砕波による沿岸流によって容易に汀線に平行な移動が行なわれる。

(3) 前浜領域：平均干潮面より岸側、砕波した波の作用の及ぶ前浜領域においては、浮遊、掃流いずれかの形態での砂礫の移動が顕著に認められる。すなわち崩れ砕波、あるいは崩れ寄せ砕波の場合には、浮遊砂としてよりは掃流砂としての移動が卓越し、巻き砕波の場合には浮遊砂がかなり顕著になってくる。また波が斜めに入射してくるときには、底質はジグザグ型に移動し、結局は汀線に平行した砂の移動が起こり、これを浜漂砂と呼んでいる。

4-2. 移動限界水深

海底底質が波の作用によって影響される深さは150~200mにもおよぶといわれている。しかしながら工学的には海岸構造物の設計あるいは海浜変形の基点を求める必要があるが、そのためには有義な砂の移動が起こりうる水深が問題になる。

移動限界水深を求める試みとして、従来かなり多くの研究成果が発表されている。佐藤、岸は、砂の移動限界は、波による底面のせん断応力が砂を動かさうる限界状態にあたると考え、その水深 h_t での波高を H 、波長を L 、底面における軌道速度の半周期間の平均値を u_m とし、次式を提案している³⁰⁾。

$$\sqrt{\frac{d}{25}} = u_m = \frac{\pi H}{2T \sinh \frac{2\pi h_t}{L}} \quad (5)$$

ここで u_m は m/sec, d は砂の粒径で mm 単位である。上式は実用上砂の移動が顕著でなくなる水深、あるいは掃流漂砂が顕著でなくなる水深をはば表現しているものと考えられる。一方栗原、篠原、椿、吉岡も同様な考え方に基づき、ただし水分子の軌道速度の最大値 $u_{\max}$ をとって、次式をえている³¹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{u_{\max}}{\sqrt{sgd}} &= \chi_c = \frac{\pi H_0}{T \sqrt{sgd}} \left[\tanh \frac{2\pi h_t}{L} \left(1 + \frac{4\pi h_t}{\sinh \frac{4\pi h_t}{L}} \right) \right]^{-1/2} \frac{1}{\sinh \frac{2\pi h_t}{L}} \frac{\frac{2\pi h_t}{L_0}}{\frac{2\pi h_t}{L}} \\ &= \tanh \frac{2\pi h_t}{L} \end{aligned} \quad (6)$$

ここに s は水中における砂粒子の比重, d, H_0, h_t, L は同一の単位をとり, $\chi_c = 1.53 \sim 2.38$ である。この式では砂が少しでも動きうる水深 h_t を対象としていいると考えられ、かなり大きな値を与える。

石原、樫木は、砂の移動は層流境界層領域で行なわれると考え、限界摩擦速度に関する実験式から、初期移動のおこる限界水深を与える式として次式をえた³²⁾。

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.171 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/4} \left(\sinh \frac{2\pi h_t}{L} \right) \left(\frac{H}{H_0} \right) \quad (7)$$

また佐藤、田中は実験室、および放射性ガラス砂を用いての現地観測結果を用いて次の2つの限界水深を与える式を提案している²⁷⁾。1つは水底の表面の第1層の砂がほとんど動き出す全面移動限界を与えるもので

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.565 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/3} \left(\sinh \frac{2\pi h_t}{L} \right) \frac{H_0}{H} \quad (8)$$

であり、他の1つは、放射性ガラス砂の移動観測結果から判断して顕著な移動を示すと考えられる限界を与える次式である。

$$\frac{H_0}{L_0} = 1.35 \left(\frac{d}{L_0} \right)^{1/3} \left(\sinh \frac{2\pi h_t}{L} \right) \frac{H_0}{H} \quad (9)$$

以上の諸式のうち、(6)式を除いては、いずれも

$$\frac{H_0}{L_0} = \alpha \left(\frac{d}{L_0} \right)^n \left(\sinh \frac{2\pi h_t}{L} \right) \frac{H_0}{H} \quad (10)$$

の形に表示しうる。これらの係数 α および指数 n をまとめると表-2 のようになり、各移動限界式の比較を示したものが図-15である。

表-2

	佐藤・岸	石原・樫木	佐藤・田中	
n	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
α	10.2	0.171	0.565	1.35
移動形式		初期移動	全面移動	集団移動

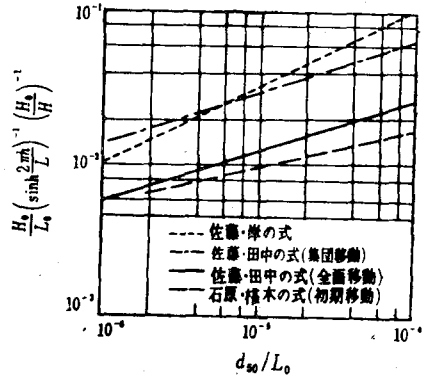


図-15 各移動限界式の比較

4-3. 平衡こう配に関する一つの取扱い

海浜の縦断形成において、平衡こう配が存在すると仮定し、これを定めようとする試みは、主として模型実験によってなされている。しかし沖浜領域の縦断形状を解析的に求めようとする試みがM. I. T.においてなされているので、以下にはその概要を説明することにしよう。³³⁾

海浜の形状が平衡に達している場合には、砂粒子の実質的な移動速度 $\bar{V}_s$ は0でなければならない。幾つかの仮定のもとに導かれた $\bar{V}_s$ に対する表示式において $\bar{V}_s=0$ とすれば、次の関係式がえられる。

$$\sin \alpha = -\frac{dh}{dx} = \frac{M}{J} f_1\left(\frac{h}{L_0}\right) \tag{11}$$

$$\frac{M}{J} = 130 \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^2 \frac{C_0(1-R_f^2)(\beta d)^{3/7} \nu}{gd^2} \cdot \frac{\rho}{\sigma-\rho} \tag{12}$$

$$f_1\left(\frac{h}{L_0}\right) = \frac{\coth^2 kh}{\sinh^2 kh + kh} \tag{13}$$

であり、 α はごく局所的な海浜こう配、 R_f は反射率、 $\beta = \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}}$ 、 ν は流体の動粘性係数、 d は粒径、 ρ および σ は流体および砂粒子の密度、 $k = \frac{2\pi}{L}$ を示す。

$f_1\left(\frac{h}{L_0}\right)$ を $\frac{h}{L_0}$ の巾級数に展開して(11)式を積分すれば次式をうる。

$$\frac{x}{L_0} = 42.7 \frac{J}{M} \left[\ln (0.01335 - 0.0161 \frac{h}{L_0}) + 0.727 \left(\frac{h}{L_0}\right)^2 + 1.206 \frac{h}{L_0} - 1.50 \right] \left(\frac{h}{L_0}\right)^{\alpha} \left(\frac{h}{L_0}\right)_{maz} \tag{14}$$

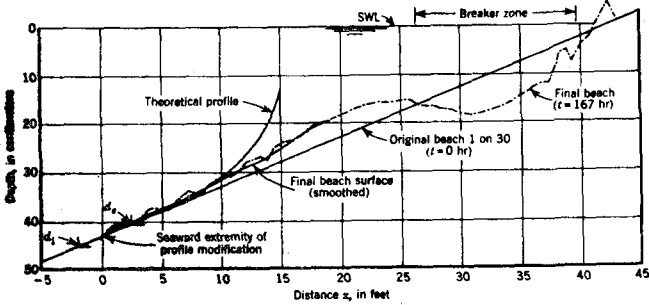


FIG. 9.-TEST NO. 2, BEACH PROFILES

図-16

上式を適用して求めた縦断形状と、実験結果の1例を図-16に示すが、その一致性は必ずしも満足すべきものではなく、さらに検討を重ねる必要がある。

4-4. 砂れんの特性

波により砂れんが形成されることは、古くから知られていたが、その形成について系統的に調べたのは R. A. Bagnold である³⁴⁾。彼は振動板の上に種々の大きさ、比重の材料を敷き、静水中を振動させて実験を行なった。このような方式は California 大学で引き継がれ、M. Manoha はぼう大な実験資料をもとに、砂れんの発生、発達、消滅の過程を詳細に調べた³⁵⁾。他方 T. Scott は波動水槽中に砂で傾斜面をつくり、波によって生ずる砂れんの性質を観察した³⁶⁾。D. L. Inman は California 海岸での砂れんの計測を実施し、有益な資料を提供した³⁷⁾。筆者らも数年来砂れんの安定した形状について調べてきた³⁸⁾。

波によって形成された砂れんは、ほとんど対称形をなし流れによって形成される。通常の非対称の砂れんとは異なっている。したがって波によって生ずる砂れんの形状は、簡単に高さ η と、波長 λ とによって表示することができよう。このような砂れんに関係すると考えられる要素を抜き出してみると、

u_m : 底面付近の水粒子水平方向最大速度, d_0 : 底面付近の水粒子の水平方向最大偏位量, M_a : 底質の中央粒径, w_0 : 底質の沈降速度, ν : 流体の動粘性係数, θ : 流体の温度
である。ここで $f(w_0, M_a, \theta) = 0$ であることを考慮して次元解析を行なえば、

$$\varphi\left(\frac{\eta}{\lambda}, \frac{\eta}{d_0}, \frac{u_m d_0}{\nu}, \frac{w_0 M_a}{\nu}\right) = 0 \quad (15)$$

をうる。

ここで砂れん背後の谷部に、顕著な渦が形成される現象は、円筒背後の後流の特性となんらかの関連性があると推測される。円筒の場合には、Strouhal 数 $S = nD/u_0$ は Reynolds 数 $u_0 D/\nu$ の関数として与えられ、しかも大きな Reynolds 数の範囲では一定値に近づくことが知られている^{39), 40), 41)}。ここに n は円筒の片側からの剥離の frequency, D は円筒直径, u_0 は自由流の流速である。いま上記の結果をわれわれの場合にもあてはめるとし、 $n = 2\pi/T$, $D = 2\eta$, $u_0 = u_m$ とおくとできるとすれば、Strouhal 数は次のようになる。

$$S = \frac{2\pi \times 2\eta}{T u_m} = 4\eta \frac{\pi}{T u_m} = 4 \frac{\eta}{d_0} \quad (16)$$

したがって η/d_0 と $u_m \eta/\nu$ との間にはある関係の存在する可能性が大きい。他方2つの砂れんの山と山との間の空間は、1つの渦によって占有されると考えられ、この渦の大きさはずんぐりした物体背後の渦の大きさと同じように、Reynolds 数、ここでは $u_m \eta/\nu$ の関数でなければならない。以上のように考えてみると、 η/d_0 と

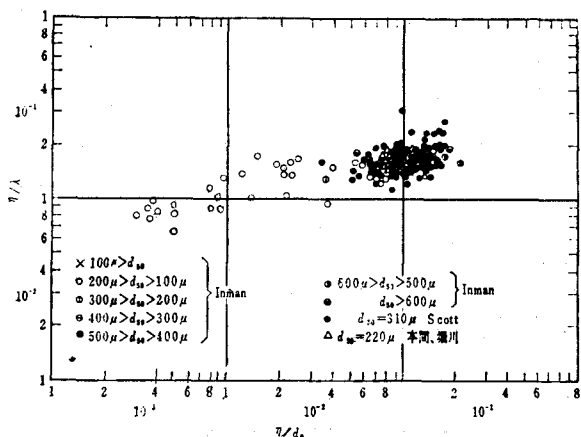


図-17 砂れんの大きさ (I)

η/λ との間には1つの関数関係の存在が結論される。そこで現地資料として Inman の、また実験資料として Scott ならびに筆者らの測定値を使って上記の関係を求めたのが図-17である。この結果は驚くほどよくまとまり、実験と現地の資料をよく結びつけることができた。しかも砂れんの η/λ の最大値は、約0.23であり、これは細砂の水中安息角を ϕ としたときの $\tan \phi/2$ に等しい。

そこで(15)式の各項をみてみよう。 η/λ , η/d_0 との関係はほぼ一義的に定まることが知れたので、次に λ/d_0 , umd_0/ν , w_0Ma/ν の間の関係を調べてみたのが図-18である。ここでは縦軸に d_0/λ を、横軸に umd_0/ν をとっているが、粒径 Ma , すなわち、 w_0Ma/ν が媒介変数として入ってくるように思われる。特に粒径の大きい部分の資料が数少なく、将来大型水槽で比較的粗い粒径の砂を用いて砂れんの実験が行なうことが望まれる。また d_0/λ には下限が存在し、Inman も指摘しているように1.0である。

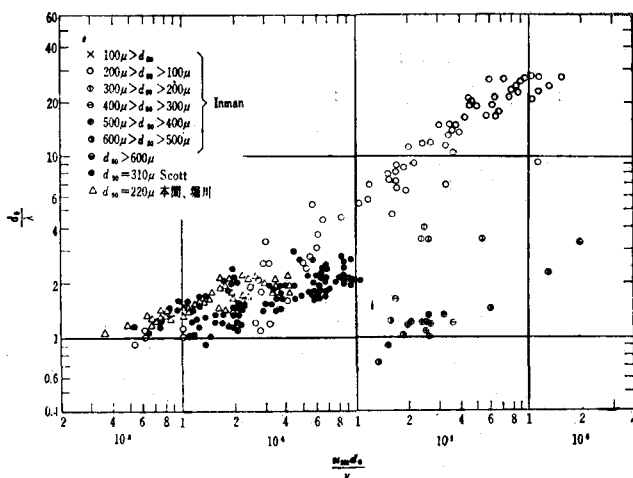


図-18 砂れんの大きさ (II)

以上図-17および図-18を用いれば細砂 ($300\mu > Ma > 100\mu$) の砂れんの大きさ λ および η は、波の条件、水深、水温が知れば算出する。ただし、上記の取扱いにおいては um および d_0 の値は Airy の理論によって計算したものであること、 ν としては $1.00 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ を用いて整理したことを付記しておく。

4-5. 浮遊砂

河川から排出される土砂、特に洪水時の流れにより浮遊運搬される細砂、あるいは泥土はかなりの距離まで運搬されるようで、しばしば航空写真にきわめて明瞭にうつし出されている。その他海岸においては、磯波帯およびそのやや沖合にわたって浮遊土砂による濁りが観測され、沖合との間に判然とした境界をあらわすことが多い。G. E. Vincent によれば、風波減衰期には、しばしばこのような清濁境界線が出現し、これより岸側では沖向きの濁度流が存在し、沖側では入射波の質量輸送や吹送流による岸向きの流れが存在しているという⁴²⁾。そして風波の減衰時には濁度流が相対的に卓越するので、清濁境界線は次第に沖側へ移動し、シルト性浮遊漂砂はやがて徐々に沈殿するか、あるいは拡散によって消滅状態になるものと解釈されている。

北海道大学では竹竿を用いての浮遊漂砂の観測方法を開発し、数多くの資料が報告されている^{43), 44), 45), 46)}。筆者らも同様の方法によって湘南海岸、新潟海岸、東海村海岸で調査を行なった。捕砂の中央粒径は海底からの高さによって次第に細くなっていく。例えば東海村海岸での調査資料によれば、海底から0.5mの高さでは約180 μ であったものが、2.0mの高さでは約90 μ になっていた。海底からの高さによる中央粒径の変化は、その地

点におけるかく乱の強さに影響されるものである。微細砂として分類される 125μ 以下の砂は浮遊性が良好で、例えば水深 $5\sim 6\text{m}$ においても海底から 1.5m 付近まで見出だされる。細砂($125\sim 150\mu$)は水深 10m 付近では海底 1m 以上の部分には存在しないが、水深 8m 以浅になるとかなりの高さまで浮遊している。上記の調査期間の波は水深 10m で $H_{1/3} = 0.5\text{m}$, $T = 8\text{sec}$ であり、したがって上にのべたのはごく平常な状態での浮遊砂の特性である。しかしながら台風時に採取した資料をみると、平均して捕砂量は平時の $10\sim 20$ 倍に達し、かつ中央粒径は $180\sim 300\mu$ にも達した。以上から判断すると台風のような暴風時以外のときの浮遊漂砂はシルト性のものが多く、中細砂の場合には激浪によって捲き上げられた底質が、集団的に雲状をなして運動する状態と考えられる。

浮遊漂砂の鉛直分布の1例として苫小牧海岸での結果を図-19に掲げる。さて波動水槽の底面に砂を敷きならして波をあて観察してみるとしよう。波による底面の往復運動が砂粒子を運動せしめるに十分な大きさになると、波の運動に伴って前後運動を開始し、やがて砂れんを形成しはじめる。流体の乱れは最初底面のごく薄い層に限られていたものが、砂れんが形成されだすと次第に大きくなり、やがて砂れんの谷部に形成された渦は波の運動につれて上向きに運ばれ、強い乱れは底面からかなりの高さまで達し、かなりの浮遊砂濃度を保つようになる。

そこで乱れが底面から表面まで達し、これによって底面から巻き上げられた砂粒子は浮遊状態が保持されると仮定して理論的に取り扱った結果を示そう^{38), 47), 48)}。

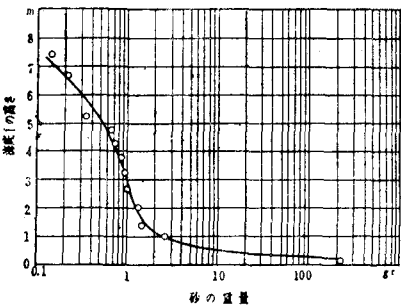


図-19 捕砂量鉛直分布(苫小牧)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{m}}{m_a} &= \exp\left[-\alpha\left(\frac{w_0}{c}\right)\left(\frac{L}{H}\right)^3\left(\frac{h}{L}\right)\sinh^3 kh \cdot f(n,k)\right] \\ f(n,k) &= \int_{n_a}^n (\sinh^3 knh)^{-3} dn = \frac{1}{2kh} \left\{ \frac{\cosh kna h}{\sinh^3 kna h} - \frac{\cosh knh}{\sinh^3 knh} \right\} \\ &\quad + \log \left| \frac{\tanh(kna h/2)}{\tanh(knh/2)} \right| \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ここに $k = 2\pi/L$, $n = (h+z)/h$, $n_a = (h-a)/a$ であり、 $\bar{m}$, m_a はそれぞれ z および $z = -a$ の所での平均浮遊砂濃度である。また w_0 は沈降速度, H , c , L , はそれぞれ水深 h における波高, 波速および波長であり, α は渦動粘性係数 ϵ と次のように結びつけられる1つの係数と考えている。

$$\epsilon = \frac{3}{\alpha} b^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (18)$$

b および u は波の運動における水粒子の軌道運動の鉛直軸半径および水平速度成分であり、理論の展開には第1次近似式として Airy の理論を適用している。このような α についてはなお問題があるが、筆者は一応図-20の使用を提案した。次いで再び渦動粘性係数に Kármán 流の表示を用いて論じた結果、 $\alpha \propto (u_m/c)^2$ であることを実証したが、さらには α は底面からの高さによって変化することが知れた⁴⁹⁾。また m_a については $n_a = 0.10$ に

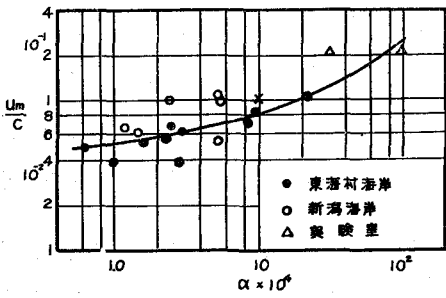


図-20 α 値

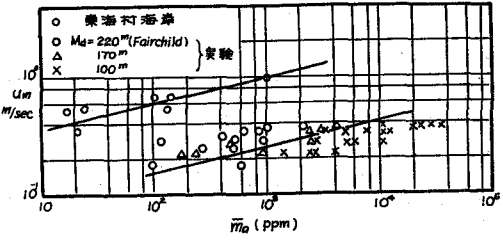


図-21 m_a と u_m の関係

対する値として図-21をえたが、現地と実験の値が統一されていない欠点があった。一応以上の計算方式に従って求めた浮遊砂濃度の鉛直分布曲線と実験値との比較を示した1例が図-22である。

今まで論じてきたのは浮遊砂濃度 $\bar{m}$ であったが、現地においては前述のように捕砂率 $\bar{q}$ がえられるので、両者の関係を知っておくと便利である。図-23はそのために有用であろう。このようにして浮遊砂濃度 $\bar{m}$ から捕砂率 $\bar{q}$ に換算した計算曲線と東海村海岸での観測結果との比較を図-24に示す。最近、岸、榎、山崎は梶浦の理論⁵⁰⁾にもとづいて、底面の摩擦速度の最大値に比例する量 $\bar{u}_{B*}$ を用いて、渦動粘性係数 ϵ を次式のようにあらわした⁵¹⁾。

$$\epsilon = \kappa \bar{u}_{B*} (z + z_0) \tag{19}$$

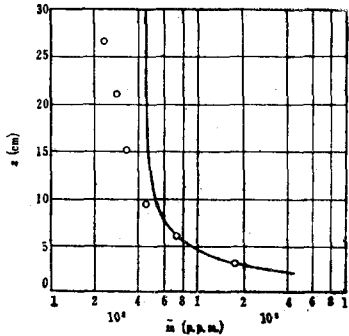


図-22 浮遊砂濃度分布と計算曲線(実験)

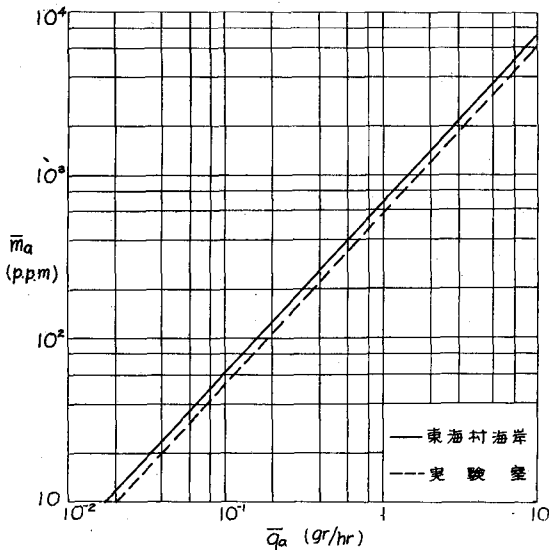


図-23 m_a と q_a の関係

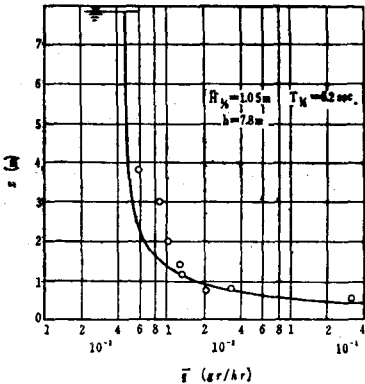


図-24 補砂量鉛直分布と計算曲線(東海村)

ここに κ はKármánの常数、 z_0 は粗さをあらわす量、 z は底面からの高さである。これから浮遊砂濃度分布は

$$\log \frac{\bar{m}}{m_a} = - \frac{w_0}{\kappa A \bar{u}_{B*}} \log \left(\frac{z + z_0}{a + z_0} \right) \tag{20}$$

となり、実験結果と比較した結果 $z_0 = 2\text{cm}$ 、 $A \approx 0.5$ と与えられること、また実験は砂の移動限界のごく近くで行なわれたことなどを明らかにし、従来の取り扱いをより合理的にする方向を示した。なお図-21に関連して現地と実験室での浮遊砂現象に関する相似性が問題になるが、これについては後節で論ずることにしよう。

4-6. 沿岸漂砂量

沿岸漂砂量の定量的な推定は、防砂堤とか防波堤などの構造物の上手側における堆積量や、港内の埋没量あるいは実験によって行なわれている。しかしながら深浅測量の精度や、実施される範囲、波のエネルギーの推定法、底質粒径の影響など困難な問題を包含している。

Savilleは実験を行なった結果、図-25に示すように、沖波の波形こう配 H_0/L_0 が小さい場合には、主として汀線付線を移動する、いわゆる浜漂砂によるものが沿岸漂砂のほとんどであり、波形こう配が大きくなって、沿岸砂州が発生するような場合には、碎波点付近における漂砂が顕著で浜漂砂は非常に少ないことがわかった⁵²⁾。

また Saville は沿岸漂砂量は H_0/L_0 が 0.025 のときに最大となり、かつ波のエネルギーの増大とともに大きくなることを示した。沿岸漂砂量が最大となる沖波の波峰線と汀線とのなす角 α_0 としては、Shay-Johnson は 30° ⁵³⁾、Johnson は 40° ⁵⁴⁾、Sauvage-Vincent は 53° ⁵⁶⁾、岩垣-楯木は 40° ⁵⁶⁾であるとしている。

沿岸漂砂を生ずるのは沿岸流による、という認識はかなり古くからなされていた。Putnam-Munk-Traylor は汀線に平行する等深線をもった単純な海底地形を考え、運動量、あるいはエネルギーをもととした理論式を組み立て、これに孤立波理論を導入して、沿岸流速を求める公式をえた。実験および観測資料との比較の結果、次式に示す運動量の関係から求めた式のほうが妥当なことを知った⁵⁷⁾。

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{a}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4c \sin \alpha_b}{a}} - 1 \right] \\ a &= \frac{2.61 H_b i \cos \alpha_b}{K_f T}, \quad c = \sqrt{2.28 g H_b} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

ここに V は沿岸流速、 i は砕波点から汀線までの平均海底こう配、 α_b は砕波点における波の峰線と汀線とのなす角、 H_b は砕波波高、 T は波の周期、 g は重力の加速度、 K_f は海底の摩擦係数である。そこで K_f のとり方が問題になるが、Inman, Quinn は多くの実験と観測の資料を使って検討した結果

$$K_f = 0.00404 V^{-3/2} \quad (V: \text{m/sec}) \quad (22)$$

の関係を見出した⁵⁸⁾。この関係を(21)式に代入して整理すれば、

$$\left. \begin{aligned} V &= \left[\left(\frac{1}{4x^2} + y \right)^{1/2} - \frac{1}{2x} \right] \\ x &= \frac{646 H_b i \cos \alpha_b}{T}, \quad y = c \sin \alpha_b \\ c &= \sqrt{2.28 g H_b} \quad (m - \text{sec 単位}) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

となる。すなわち海底の摩擦係数はあらわには式の中にあられてこない。等深線が汀線に平行な海岸における α_b の値は図-26から、また H_b/H_0 の値は図-27から、深海波の峰線と汀線とのなす角 α_0 と H_0/L_0 を与えることによって求められる⁵⁹⁾。

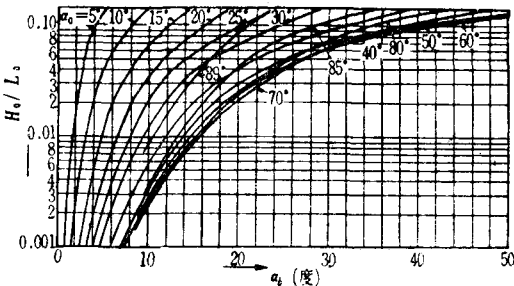


図-26 α_b の算定図

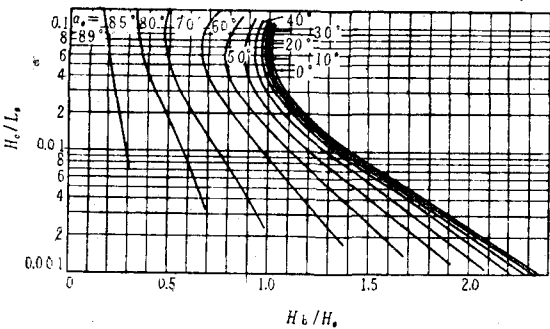


図-27 H_b/H_0 の算定図

以上のようにして計算される沿岸流速はあくまでも平均的なものであり、直接沿岸漂砂量と結びつけることはむずかしい。したがって沿岸流を発生させる波のエネルギーと沿岸漂砂との関係を求めようとする試みが数多くなされた。J. M. Caldwell が波のエネルギーの沿岸方向成分 E_t と沿岸漂砂量 Q_t との関係を見出すために California 州 Anaheim Bay および Florida 州の South Lake Worth Inlet における資料を用いて検討を

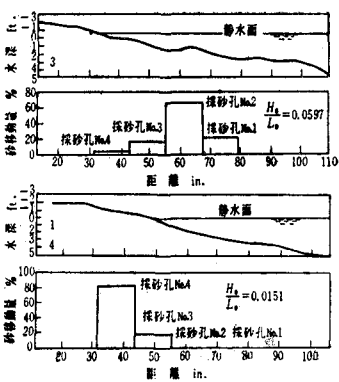


図-25 汀線に平行な砂の移動

加えたのが最初であろう⁶⁰⁾。その後多くの人々によって発表された資料を R. P. Savage がまとめている⁶¹⁾(図-28)。

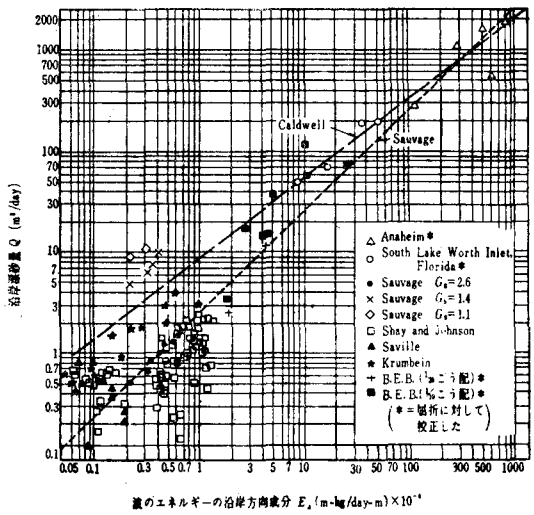


図-28 波のエネルギーの沿岸方向成分と沿岸漂砂量との関係

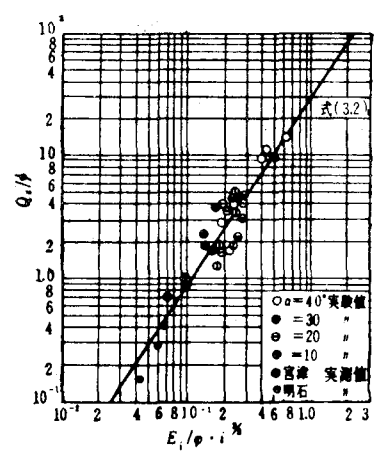


図-29 無次元漂砂量 Q_i/ψ と $E_t^{2/3}/\varphi$ との関係

この図を見ると、実験資料のあるものは著しく小さい沿岸漂砂量を与えているようである。これは波のエネルギーに対応して砂の粒径の影響を考慮する必要のあることを示している。

岩垣-樫木は沿岸漂砂量の算定にあたっては、河川の流砂量公式として知られる Kalinske, Brown 型の公式が適用できると仮定して取り扱いをすすめた⁶⁵⁾。沿岸流速としては Putnam-Munk-Traylor のエネルギー理論から求めた式を用い、かつ碎波高 H_b は相当沖波波高 H_0' にほぼ等しいとおきかえて、次のような公式を導いた。

$$\frac{Q_i}{\psi} = 31.7 \left(\frac{E_t^{2/3}}{\varphi} \right)^{3/2} \tag{24}$$

$$\begin{aligned} \psi &= g^{1/2} (H_0'/L_0)^{1/6} H_0'^{3/2} d^{1/3} (\sin 2\alpha_0)^{1/3} \cos \alpha_0 \\ \varphi &= (\sigma - \rho) g^{3/2} d H_0'^{1/2} L_0 (H_0'/L_0)^{1/6} (\sin 2\alpha_0)^{1/3} \\ E_t &= (1/16) \rho g (L_0 H_b^2 / T) \sin 2\alpha_0 \end{aligned}$$

であり、 Q_i は沿岸漂砂量、 H_0' は相当沖波波高、 d は底質の平均粒径、 σ, ρ はそれぞれ底質および海水の密度、 i は碎波点から汀線までの平均海底こう配、 H, L は波高および波長、 T は波の周期、添字 a, b は沖波および碎波点での条件をあらわす(図-29)。

その他 Manohar は粒径の効果も考慮に入れて次式を提案している⁶²⁾。

$$\left(\frac{\rho}{\sigma - \rho} \right) \frac{E_t}{2gd} = 0.120 \left[Q_i \left(\frac{\rho}{\sigma - \rho} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{gd^3} \right)^{1/2} \right]^{1.1} \tag{25}$$

ここに用いた記号は(24)式の場合と同じであるが、単位は Q_i (ft³/day), E_t (ft-pb/day/ft), d (ft) で与えられていることを注意する。

4-7. 移動床模型実験の相似性の検討

漂砂現象を移動床模型によって定量的に解明することは、一般にはきわめて困難であり、定性的な傾向をみるにとどまっている。本章において論じてきた内容は、かなりの部分が実験によって得られたものであり、したがってその現地への適用にあたってはかなり慎重でなければならない。このような観点から、この節では移動床模型実験の相似性の問題について、若干の検討を行なうことにしよう。

樫木は、先ず2次元的な模型実験の相似性に関しては、先づ河川の流砂量公式のうち Du Boys の公式が、波

の運動の場合にも適用できると仮定して求めた式を基礎として論じた⁶³⁾。模型はひずまないものとし、実験において実際の海浜の砂と同じ比重のものを用いるものとするれば、模型と現型との間には、

$$\left. \begin{aligned} (a) \quad \frac{U^* d}{\nu} < 10 \text{ の場合, } \frac{d_1}{d_2} &= \frac{z_1}{z_2} \\ (b) \quad 10 < \frac{U^* d}{\nu} < 60 \text{ の場合, } \frac{d_1}{d_2} &= \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^{1/4} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

の関係が成立しなければならない。すなわち、粒径の比 d_1/d_2 が垂直縮尺 z_1/z_2 に等しくおけるのは、一部の場合のみであって、その底質粒径と限界摩擦速度 U^* とを用いた Reynolds 数 $U^* d/\nu$ の値によって粒径の比をかえねばならないことが示されている。

次に砂れんの問題について述べてみよう。現地と実験室での砂れんの形状は、必ずしも幾何学的に相似になっていないことは直観的にも認められていたことである。ここで1つの例をとって考える。水深 $h=6\text{m}$ で、 $H=2.5\text{m}$ 、 $T=7\text{sec}$ 、 $d=100\sim 200\mu$ の条件を、模型縮尺を $1/25$ とし、波の条件は Froude 則で規定し、かつ底質は同じく細砂とする。図-17 および図-18を用いて求めた砂れんの大きさは表-3に示す如くである。また底面の摩擦力を

$$\tau = f \rho U^2 \quad (27)$$

とあらわしたときの摩擦係数 f は Bagnold によって求められた関係⁶⁴⁾

表-3

現 地			模 型		
λ	η	f	λ	η	f
6.0cm	0.4cm	0.0051	4.3cm	0.6cm	0.056

$$\left. \begin{aligned} \frac{d_0}{\lambda} < 2, \quad f &= 0.08 \\ \frac{d_0}{\lambda} > 2, \quad f &= 0.072 \left(\frac{d_0}{2\lambda} \right)^{-0.75} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

が成立するものとして f を求めた結果も表示してある。このように砂れんが重要な要素となる現象においては、表に示したように、現地でも模型でも砂れんの大きさはほとんど変わらず、抵抗係数は著るしく異なる、といった事実も十分に念頭におく必要があろう。

このようにみえてくと浮遊砂濃度分布を表示する場合の基準高さの選定には、砂れんの大きさを長さの基準とするのが合理的と考えられ、このようにすれば、先に図-21に示したような不都合も解消しうるのであろう。図-30はその1つの試みを示したものであり、比較的よく実験値と現地の観測値を統一的に整理しえたと思われる⁴⁹⁾。ここに横軸は濃度 $\bar{m}$ (p. p. m.)、縦軸は $U_m \sqrt{\nu/T}$ 媒介変数は z/λ である。 T は波の周期、 z は底面からの高さを示している。

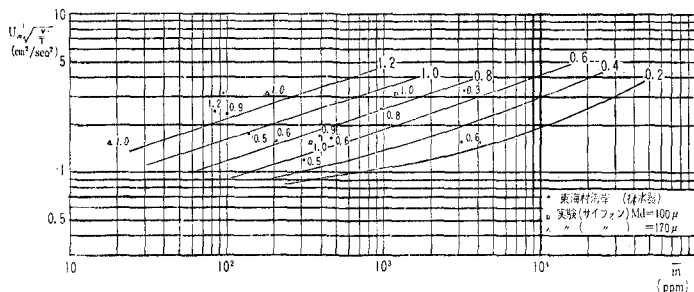


図-30 $\bar{m}$ と h/λ , $U_m \sqrt{\frac{\nu}{T}}$ の関係および他のデータとの比較 図中の数字は h/λ を示す

5. 飛 砂

5-1. 序 説

波の作用によって汀線付近に打上げられた砂は、風によって内陸にあるいは汀線に沿って輸送され、砂丘を形成したり、あるいは河口の閉塞、港湾の埋没の要因となる例はかなり多いようである。このような飛砂現象については、Bagnold をはじめ多くの人々によって、現地観測あるいは風洞を用いての実験がなされてきた。しかしながら使用された捕砂器そのものの特性も加わり、これらの資料にはかなりのばらつきがあるように思われる。

今までに発表された飛砂に関する理論は、大別すると次の2つに分けられる。1つは拡散理論であり、F. M. Exner の理論によって代表される⁶⁵⁾。他の1つは、砂粒子は砂表面の近くを跳躍しつつ移動するものとして取り扱ったものであり、Bagnold の理論によって代表される¹⁶⁾。Bagnold によれば、砂の移動の形態は、1) surface creep (掃流)、2) saltation (跳躍)、3) suspension (浮遊) に分けることができる。風洞内での砂の移動を観察すれば明らかなように、砂粒子と空気との密度があまりにも違うので、ほとんど浮遊の状態にはないといえてよく、この点は水流による砂の移動とは著しく異なっている。

5-2. 砂面上の風速

飛砂現象を調べる上で、最も重要なものは、砂面での風によるせん断応力 τ_0 であり、 τ_0 がある限界値以上に達すれば砂粒子は運動を開始する。風速分布を求めるために通常用いられるものは、次に示す Prandtl の式である。

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \quad (29)$$

ここに u は砂面上 z の高さでの風速、 κ は Kármán の常数、 z_0 は表面の粗さ、 $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ は摩擦速度、 ρ は空気の密度である。上式によれば数点の高さでの風速の記録を用い、かつ $\kappa = 0.40$ と仮定すれば、 u_* および z_0 を直ちに定めることができる。

風によるせん断応力を測定する試みがなされ、 κ の値に対する検討がなされている。その結果は表-4に示すようであり、表面の条件によって κ の値は若干変化するようである。しかしながら $\kappa = 0.40$ との差はそれほど著しいものではない。

表-4

著 者	表 面 の 条 件	平均のKの値
N. E. Rider	草の生えた地面 (野外)	0.43
A.W. Zingg	砂の表面 (実験室)	0.375

粗さ z_0 に関しては、A. W. Zingg は次式を提案している⁶⁶⁾。

$$z_0 = 0.081 \log \frac{d}{0.18} \quad (30)$$

ここに z_0 および砂の粒径 d はともに mm で表示してある。この結果は、Bagnold が粒径の小さい砂について求めた $z_0 = d/30$ および C. M. White が大きな粒径について求めた $z_0 = d/9$ を包含し、適用性の大きい式のように思われる。

(29)式は風速が余り大きくなく、砂が動いていない条件の場合には成立するが、風速が大きくなり砂の動きが起ってくると、風速分布はその影響を受けるようになる。これは砂粒子の跳躍運動の顕著な層が存在し、Prandtl の式で示されるような風速分布が上におし上げられたような形をとるのであろう。ここで興味深いことは、図-31に示したように上にえがいた風速分布の直線はほぼ1点 (z' , u') に集中することである。この点を Bagnold は、“focal point”

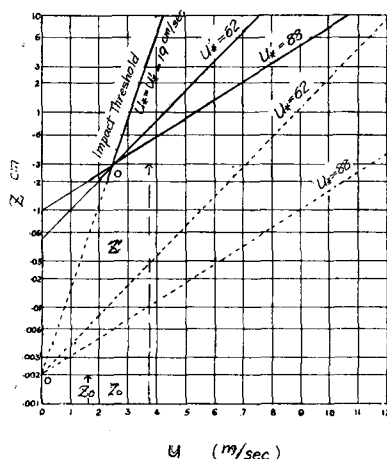


図-31

と呼んだ¹⁶⁾。したがって風速分布式は次のように書きあらためられる。

$$u = 5.75u_* \log_{10} \frac{z}{z'} + u' \quad (31)$$

Zingg の行なった実験によれば、 z', u' 共に砂粒子の大きさ d (mm) によって、次のように表わされる⁶⁸⁾。

$$\left. \begin{aligned} z' &= 10d & (\text{mm 単位}) \\ u' &= 20d & (\text{mile/hr}) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

ただし Zingg は $x = 0.375$ として取り扱っている。

以上のような事実から判断して、せん断応力 τ_0 、あるいは摩擦速度 u_* を定めるためには、ある高さの点での風速の読みと u_* との換算式を求めておけばよいと考えられる。このような目的に沿ったものとして次式をあげることができる。

$$u_* = 0.053 u_{100} \quad (\text{河田}) \quad (33)$$

$$u_* = 0.0572 u_{446.5} - 17.1 \quad (\text{浜田・大久保・長谷})^{67)} \quad (34)$$

ここに風速の単位は cm/sec, u_{100} , $u_{446.5}$ は砂面上 100cm および 446.5cm での風速を示す。そこでこれらに対応した式を計算で求めてみよう。その条件として、1) 先に示した対数分布式が成立する、2) Zingg の結果は focal point を定めるのに適用しうる、3) 砂の粒径 $d = 0.3\text{mm}$ である、をとると、次に示すような結果がえられた⁶⁸⁾。

(a) $x = 0.375$ の場合

$$u_* = 0.0647 u_{100} - 17.3 \quad (33')$$

$$u_* = 0.0514 u_{446.5} - 13.7 \quad (34')$$

(b) $x = 0.40$ の場合

$$u_* = 0.0690 u_{100} - 18.4 \quad (33'')$$

$$u_* = 0.0548 u_{446.5} - 14.7 \quad (34'')$$

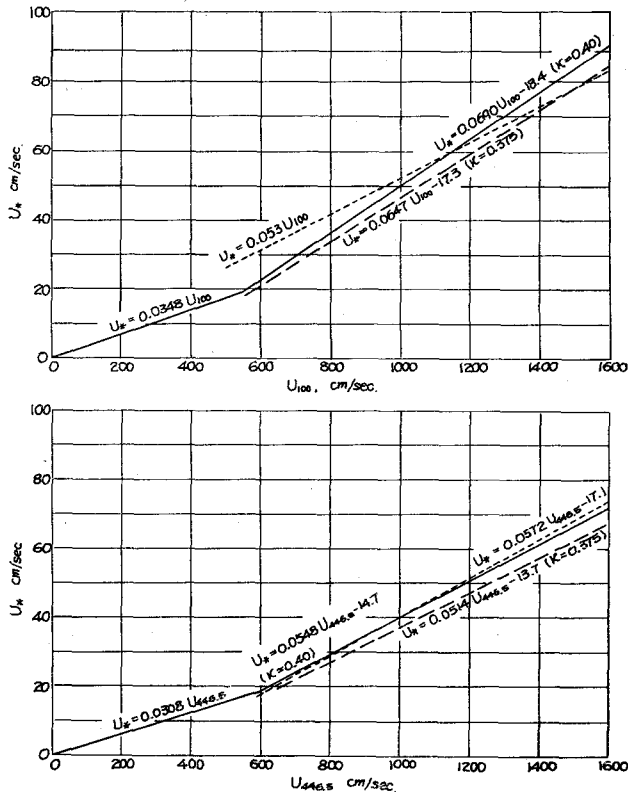


図-32 u_* と u_x との関係

これらの計算結果と、先に示した式とを 図-32 に記入して比較してある。一致はきわめて満足すべきものであり、したがって仮定した事項は妥当であったと考えられる。ここに示した方式により、かなり合理的に u_* と任意の高さ h での風速 u_h との関係を計算で求めることができるであろう。

以上述べた事項は、温度こう配の影響、すなわち気層の安定性を考えた場合に中立の場合であった。気層が安定か、不安定の条件下では、風速の分布がやや異なってくるので、現地観測にあたっては、温度こう配の測定を行なうことが望ましい。しかし Hanford でなされた現地観測の結果によると、日中では約93%の時間は風速が対数分布で与えられ、夜になると大気中に異なった温度層が形成されて、対数分布はあてはめにくくなるようである。その他、通常われわれが使用する風の資料は、10分間の平均風速であるが、実際には風の息が存在し、その風速の変動性が、どのように砂粒子の運動に影響するかも将来調べねばならぬことであろう。

5-3. 風による砂の移動と飛砂量

砂粒子がどのような条件になると移動を開始するかは、Bagnold によって調べられており、その限界の摩擦速度 (threshold value of the shear velocity) u_{*t} は次式で与えられる¹⁶⁾。

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\sigma - \rho}{\rho} g d} \quad (35)$$

ここに $u_* d / \nu > 3.5$ の領域では $A = 0.1$ であり、 σ および ρ はそれぞれ砂粒子および空気密度、 g は重力の加速度、 d は砂の粒径である。図-33 に示したように“fluid threshold”は $d = 0.08 \text{ mm}$ で最低となり、より細かい粒子に対しては、むしろ u_{*t} は大きくなる。これは、このように細かい粒子は粘性底層の中に埋もれ、乱れが粒子に攪乱を与えるに至らないからである⁶⁹⁾。

さて工学的に最も重要な事項は飛砂量の算定にあり、これについては2種の公式が知られている。1つは、Bagnoldによるものであり¹⁶⁾、他の1つは河村によるものである⁷⁰⁾。

Bagnold は、単位時間、単位幅あたりの飛砂量 q を与える式として、

$$q = \frac{3}{4} B \frac{\rho}{g} u_*^3 \quad (36)$$

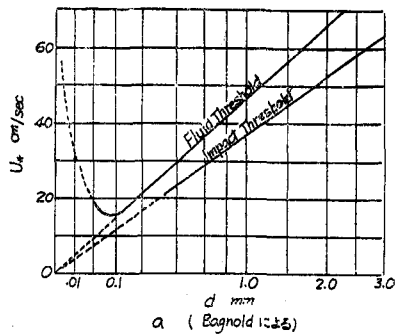
を導いた。ここで B は衝撃係数と名づけられるものであり、また surface creep の形態で運ばれる量 q_0 は、全飛砂量の約 1/4 であるとしている。また砂の粒径の効果を導入するために標準粒径 D として 0.25 mm を使用して、次式のように改めた。

$$q = C \sqrt{\frac{d}{D}} \frac{\rho}{g} u_*^3 \quad (37)$$

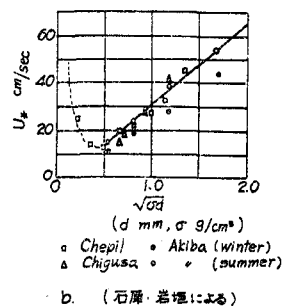
ここで C は実験係数であり、砂の組成によって表-5 に示すような値をとるものとしている。また砂面の乾湿の状態も飛砂量に影響することは事実であるが、風が強くなればほとんど影響しないとも考えられ、その判定は現在のところむずかしい。

河村は、砂の表面でのせん断応力は、砂粒子の衝突によって生ずる τ_s と、風が直接及ぼす τ_w の和として与えられる筈であると考え、かつ平衡した状態においては、 τ_w は砂移動の限界のせん断応力 τ_t に等しいことを見出して、次のように書き表わした。

$$\tau_s = \tau_0 - \tau_t = \rho (u_*^2 - u_{*t}^2) \quad (38)$$



a (Bagnoldによる)



b (石原・岩塚による)

図-33 土砂の移動開始

表-5

C	砂の条件
1.5	ほぼ一樣
1.8	自然砂の粒度組成
2.8	広範囲の粒度よりなる

そして実験結果をも考慮して、飛砂量を与える公式として次式をえた。

$$q = K \frac{\rho}{g} (u_* - u_{*t}) (u_* + u_{*t})^2 \quad (39)$$

ここに K は係数であり、実験的にきめねばならない。河村は $K = 2.78$ とし、Bagnold の資料と比較したのが図-34であり、互にかなりのひらきが存在する。

上記係数の問題は別として、上述2種の式の基本的な考え方は同じである。しかしながら Bagnold の式では $u_* = u_{*t}$ のときでも q は0にならない欠点があり、その点からは河村の式の方が合理的といえる。ただわれわれが最も関心をもつ風速の大きい場合には、両者ともほぼ近似的に同一の結果を与えることになる。

他方 M. P. O'Brien と B. D. Rindlaub は Columbia 河の河口での現地観測の結果(図-35)から

$$G = 0.036 u_s^3 \quad (u_s > 20 \text{ ft/sec}) \quad (40)$$

をえた⁷¹⁾。ここに G は風向きに垂直に 1ft の幅あたり 1日に通過する砂の乾燥重量 (pb/day-ft), u_s は砂面上 5ft での風速 (ft/sec) である。今他の式との比較に便利のように、上式の地点での砂粒子の平均粒径 d を 0.20mm であると仮定して書き直してみると次のようになる⁶⁸⁾。

$$q = 9.96 \times 10^{-7} (u_* + 10.8)^3 \quad (41)$$

ここに q は gr/cm-sec, u_* は cm/sec の単位に換算してある。

W. S. Chepil は土砂の風による移動を研究し、次式

$$q = C \frac{\rho}{g} u_*^3 \quad (42)$$

をえた⁷²⁾。 C の値は土砂によって広範囲に変化し、1.0~3.1の値を記録している。また石原-岩垣が観測資料をとりまとめた結果を図-36に示す⁷³⁾。

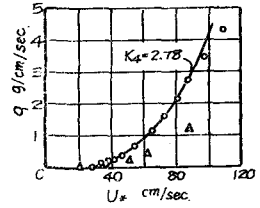


図-34 河村と Bagnold の飛砂量の比較

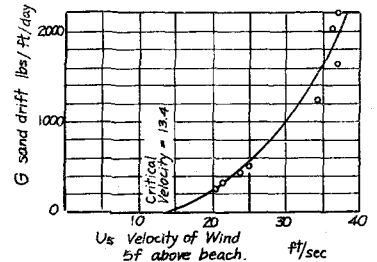


図-35 O'Brien-Rindlaub の結果

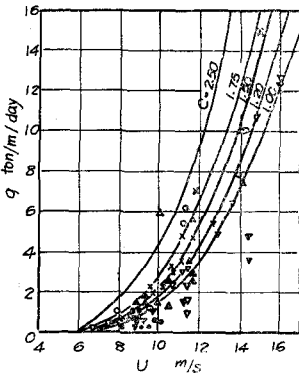


図-36 風速と飛砂量の関係
(石原, 岩垣による)

- by distribution type (石原, 岩垣)
 - △ no sand surface
 - ▽ on crest of dune
 - × model experiment
 - ▲ by distribution type
 - ▼ Tottori Sand dune (wet sand)
 - by total quantity type (wet sand)
 - by distribution type (wet sand)
- } by total quantity type
 } Kawata 1950
 } Ajiro Harbor
 } (石原 - 岩垣, 1950)

以上飛砂量に関する種々の研究成果について述べてきた。筆者は中央粒径が 0.20mm のかなり均一な粒径を用いて実験を行なったが、その結果と上述の各種公式との比較を示したのが図-37である⁶⁸⁾。ここで河村の式に対しては $K = 1.0$ および $u_{*t} = 24$ cm/sec を用いていることを注意したい。また図中の○および●印は、図-38に示す筆者らの考案になる捕砂器を用いて、相模川河口および八郎潟船越海岸においてえられた資料である。

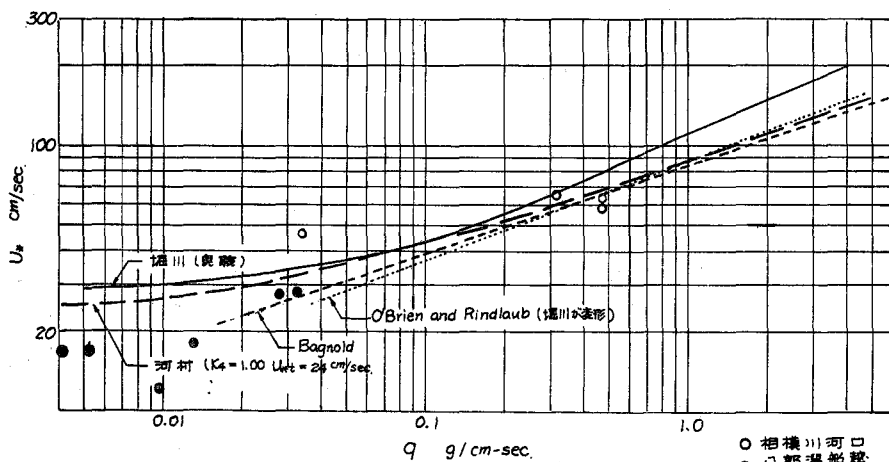


図-37 飛砂量に関する諸式の比較 $d_{50} = 0.20\text{mm}$

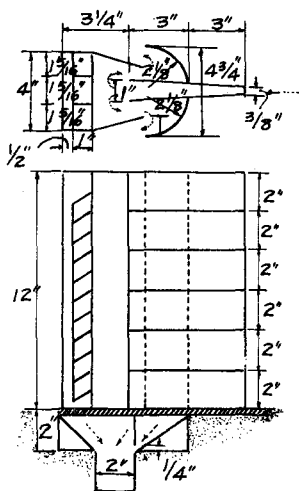


図-38

表-6

著 者	粒 径	q_0/q
Bagnold	平均粒径 0.25mm	0.25
Chepil	(1) 細かい粒径の砂丘砂54.2%が 0.15~0.25mm	0.157
	(2) 重い粘土 (sceptre heavy clay) 79.6%が0.25~0.83mm	0.249
石原・岩垣	網代港	0.065—0.166
堀 川	平均粒径 0.20mm	0.20

前述のように大部分の砂粒子は surface creep および saltation の形態をとって移動し、浮遊はきわめてわずかである。そこで surface creep によってどの程度の割合の砂が輸送されるかは興味深く、既に公表された結果をまとめたのが表-6である。これから q_0/q の値は著るしく変化していることがわかるが、思うに粒径によって変化するのであろう。

今まで述べてきたものの他に、飛砂量の鉛直分布に関しては、河村⁷⁰⁾、石原、岩垣⁷³⁾、Zingg⁶⁶⁾、および筆者⁶⁸⁾の研究結果がある。

参 考 文 献

- 1) Johnson, D. W.: Shore Processes and Shoreline Development, New York, Wiley, 1919.
- 2) Shepard, F. P.: Submarine Geology, New York, Harper, 1948.
- 3) Cotton, C. A.: Criteria for the Classification of Coasts, 17th Int. Cong. Geog., 1952
- 4) Williams, W. W.: Coastal Changes, London, Routledge & Kegan Paul, 1960.
- 5) King, C. A. M. I.: Beaches and Coasts, London, Edward Arnold Ltd., 1959.

- 6) Johnson, J. W.: Scale Effects in Hydraulic Model Involving Wave Motion, Trans. A. G. U., Vol. 30, No. 4, 1949.
- 7) Rector, R. L.: Laboratory Study of Equilibrium Profiles of Beaches, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 41, 1954.
- 8) Saville, T., Jr.: Scale Effects in Two Dimensional Beach Studies, Proc, 7th General Meeting, I. A. H. R., 1957.
- 9) Iwagaki, Y. and H. Noda: Laboratory Study of Scale Effects in Two Dimensional Beach Processes, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., 1963.
- 10) Shepard, F. P.: Longshore-bars and Longshore-trough, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 15, 1950.
- 11) Keulegan, G. H.: An Experimental Study of Submarine Bars, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 3, 1948.
- 12) 本間 仁, 堀川清司, 鮮干 澈: 波浪, 漂砂および海浜変形について, 第6回海岸工学講演会講演集, 昭34.
- 13) 茂木昭夫: 江ノ島および東海村付近沿岸の地形, 地理学評論, Vol. 32, No. 3, 昭34.
- 14) Hom-ma, M. and C. Sonu: Rhythmic Pattern of Longshore Bars Related to Sediment Characteristics, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., 1963.
- 15) Bruun, P.: Migrating Sand Waves and Humps, with Special Reference to Investigations Carried out on the Danish North Sea Coast, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., 1954.
- 16) Bagnold, R. A.: The Physics of Blown Sand and Desert Dunes, London, Methuen & Co. Ltd., 1954.
- 17) Krumbein, W. C.: Size Frequency Distribution of Sediments, Jour. Sed. Pet., 4, 1934.
- 18) Krumbein, W. C.: A. Method for Specification of Sand for Beach Fill, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 102, 1957.
- 19) Inman, D. L.: Aereal and Seasonal Variations in Beach and Nearshore Sediments at La Jolla, California, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 39, 1953.
- 20) Trask, P. D.: Origin and Environments of Source Sediments of Petroleum, Nat. Res. Coun., Rept. Comm. Sed., 1932.
- 21) 溝口 裕, 小木正道: 海岸における砂の粒径分布について, 第8回海岸工学講演会講演集, 昭36.
- 22) Bascom, W. N.: The Relationship between Sand Size and Beach-face Slope, Trans, A. G. U., Vol. 32. No. 6. 1951.
- 23) Shore Protection Planning and Design, Beach Erosion Board, Tech. Report No. 4, 1961.
- 24) Hom-ma, M., K. Horikawa and C. Sonu: Field Investigation at Tokai, Japan, Conducted by Combined Procedure of Macroscopic and Microscopic Approaches, Coastal Engineering in Japan, Vol. 5. 1962.
- 25) 本間 仁, 堀川清司, 鮮干澈: 片瀬・鎌倉海岸の沿岸流に関する研究, 第5回海岸工学講演会講演集, 昭33.
- 26) Kamel, A. M. and J. W. Johnson: Tracing Coastal Sediment Movement by Naturally Radioactive Minerals, Proc, 8th Conf. on Coastal Eng., 1963.
- 27) 佐藤昭二, 田中則男: 水平床における波による砂の移動について, 第9回海岸工学講演会講演集, 昭37.
- 28) Russell, R. C. H. and J. R. J. Dyke: The Direction of Net Sediment Transport Caused by Waves Passing over a Horizontal Bed, 10th General Cong.; I. A. H. R., 1963.
- 29) Longuet-Higgins, M. S.: Mass Transport in Water Waves, Proc. Cambridge Philo. Society, Vol. 245, 1953.
- 30) 佐藤清一, 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. 土木研究所報告, 87号, 昭27.
- 31) 栗原道徳, 篠原謹爾, 椿東一郎, 吉岡益男: 波による海浜の砂移動, 第3回海岸工学講演会講演集, 昭31.

- 32) 石原藤次郎, 樺木 享: 漂砂の移動限界流速, 限界水深および移動量について, 第7回海岸工学講演会講演集, 昭35.
- 33) Eagleson, P. S., B. Glenne and J. A. Dracup: Equilibrium Characteristics of Sand Beaches, Proc. A. S. C. E., Vol. 89, No. HY 1, 1963.
- 34) Bagnold, R. A.: Motion of Waves in Shallow Water, Interaction between Waves and Sand Bottoms, Proc. Roy. Society, London, Vol. 187, A, 1946.
- 35) Manohar, M.: Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 36) Scott, T.: Sand Movement by Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 48, 1954.
- 37) Inman, D. L.: Wave Generated Ripples in Nearshore Sands, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 100, 1957.
- 38) Hom-ma, M. and K. Horikawa: Suspended Sediment due to Wave Action, Proc, 8th Conf. on Coastal Eng., 1963.
- 39) Goldstein, S.: Modern Development in Fluid Dynamics, Vol. 2, 1938.
- 40) Relf, E. F. and L. F. G. Simmons: The Frequency of the Eddies Generated by the Motion of Circular Cylinders through a Fluid, R. & M. No. 917, 1924, Tech. Report of Aeronautical Research Committee, Vol. 2, 1924~5.
- 41) Roshko, A.: On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets, National Advisory Committee for Aeronautics, Rept. 1191, 1955.
- 42) Vincent, G. E.: Contribution to the Study of Sediment Transportation on a Horizontal Bed due to Wave Action, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1957.
- 43) 福島久雄, 溝口 裕: 漂砂とその測定について, 第2回海岸工学講演会講演集, 昭30.
- 44) 福島久雄, 溝口 裕, 柏村正和: 漂砂とその測定(第2報), 第4回海岸工学講演会講演集, 昭32.
- 45) 福島久雄, 柏村正和: 漂砂とその測定(第3報), 第5回海岸工学講演会講演集, 昭33.
- 46) 福島久雄, 柏村正和: 漂砂とその測定(第4報), 第6回海岸工学講演会講演集, 昭34.
- 47) 堀川清司, 鮮干澈: 波による浮遊砂の濃度分布について, 第15回土木学会年次学術講演会, 昭35.
- 48) 本間 仁, 堀川清司: 浮遊砂濃度分布に関する研究, 東海村海岸調査報告書, 第2報, 昭35.
- 49) 本間 仁, 堀川清司, 鹿島遼一: 波による浮遊砂に関する研究, 第11回海岸工学講演会講演集, 昭39.
- 50) Kajiura, K.: On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bull. Earth. Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 42, 1964.
- 51) 岸 力, 榎 国夫, 山崎克之: 波動による底質の浮遊, 第20回土木学会年次学術講演会, 昭40.
- 52) Saville, T., Jr.: Model Study of Sand Transport along an Infinitely Long, Straight Beach, Trans. A. G. U., Vol. 34, No. 4, 1950.
- 53) Shay, E. A., and J. W. Johnson.: Model Studies on the Movement of Sand Transported by Wave Action along a Straight Beach, Univ. of California, Inst. of Eng. Research, Issue 7, Series 14, 1951.
- 54) Johnson, J. W.: Sand Transport by Littoral Currents, Proc. 5th Hydr. Conf., State Univ. of Iowa, Studies of Eng. Bulletin 34, 1952.
- 55) Sauvage, M. G. and M. G. Vincent: Transport Littoral Formation de Fleches et de Tombolos, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., 1954.
- 56) 岩垣雄一, 樺木 享: 沿岸漂砂量の新算定法について, 第7回海岸工学講演会講演集, 昭35.
- 57) Putnam, J. A, W. H. Munk and M. A. Traylor: The Prediction of Longshore Currents, Trans. A. G. U., Vol. 30, 1949.
- 58) Inman, D. L. and W. H. Quinn: Currents in the Surf Zone, Proc. 2nd Conf. on Coastal

Eng., 1951.

- 59) Groen, P. and M. P. H. Weenink.: Two Diagrams for Finding Breaker Characteristics along a Straight Coast, Trans. A. G. U., Vol. 31, No. 3, 1950.
- 60) Caldwell, J. M.: By-passing Sand at South Lake Worth Inlet, Florida, Proc. 1st Conf. on Coastal Eng., 1950.
- 61) Savage, R. P.: Laboratory Determination of Littoral-transport Rates, Proc. A. S. C. E., No. WW 2, 1962.
- 62) Manohar, M.: Savage の論文 61) に対する討議, Proc. A. S. C. E, No. WW 4, 1962.
- 63) 樫木 享: 移動床実験の現地海岸への適用に関する一考察, 第8回海岸工学講演会講演集, 昭36.
- 64) Bagnold, R. A.: Sand Movement by Waves: Some Small-Scale Experiments with Sand of Very Low Density, Jour. Inst. Civil Eng., Vol. 27, 1947.
- 65) Exner, F. M.: Sitzungsber, Mathem-naturw. Kl., Wien Ab, II a 137, 1928.
- 66) Zingg, A. W.: Wind Tunnel Studies of the Movement of Sedimentary Material, Proc. 5th Hydr. Conf., 1952.
- 67) 浜田徳一, 大久保喜市, 長谷直樹: 石巻港および渡波港技術調査報告, 運輸技術研究所, 昭26.
- 68) Horikawa, K. and H. W. Shen: Sand Movement by Wind Action-On the Characteristics of Sand Traps-, Beach Erosion Board, Tech. Memo, No. 119, 1960.
- 69) 石原藤次郎, 岩垣雄一: 網代港埋没防止に関する研究, 鳥取県漂砂対策調査報告書, 昭25.
- 70) 河村龍馬: 飛砂の研究, 東京大学理工学研究所報告, Vol. 5, No. 3/4, 昭26.
- 71) O'Brien, M. P. and B. D. Rindlaub: The Transportation of Sand by Wind, Civil Engineering, May, 1936.
- 72) Chepil, W. S.: Dynamics of Wind Erosion. III, The Transport Capacity of the Wind, Soil Science, Vol. 60, No. 6, 1945.
- 73) Ishihara, T. and Y. Iwagaki: On the Effect of Sand Storm in Controlling the Mouth of the Kiku River, Bull. of the Disaster Prevention Research Inst., Kyoto Univ., No. 2, 1952.