

漂 砂 特 論

東京大学工学部土木工学科 堀 川 清 司

1 緒 論

筆者はかつて、本研修会において、漂砂現象一般について論述したことがある¹⁾。従って今回は、その内容を前提として、その後の研究成果を参照しながら、筆者なりの観点にたって漂砂に関する議論を展開しようと思う。

過去5年間の足跡を回顧してみれば、漂砂に関連した研究は、かなり前進したとみてよいであろう。しかしながら、海岸における諸現象のうちで、依然として最も解明の困難な問題の一つであることには変りはない。

比較的最近筆者の眼にふれた著書としては、Steers²⁾³⁾によるイギリス海岸の地学的総論、Zenkovich⁴⁾によるソ連邦における調査研究の成果を主体とした海岸地形学の大著、King⁵⁾による海岸地形学研究上の手法を中心として取りまとめたものがある。これらは何れも自然地理学者による著書であり、工学的な観点から海岸過程を探究しようとするわれわれにとっても、極めて有用な資料を提供してくれる。

筆者は過去16年余りの間に幾つかの海岸の調査に従事してきた。そこで実感として得たものは、海岸過程は非常に複雑であり、短時日の調査資料のみからは容易にその実体を把握することはできないということであった。このような経験から、海岸過程、あるいは漂砂を研究するにあたってはMacro Scaleな判断で大局を把握することの重要性を認識したし、またそれによって有用な結論を引き出すことに幾分なりとも成功した。とは言え、われわれが対象とする時間スケールは、地学的なオーダーとは全く異り、数年、数十年、あるいはたかだか百年であり、地学的な手法のみでは不十分である。

直接、海岸調査に従事し、取得しうる資料は、先のMacro的な観点からのものに比すれば、短い期間、例えば一ヶ月、一週間、数日、あるいは数時間、の現象を対象としたものである。このような現象をここではMeso Scaleのものと呼ぶことにするが、この現象の累積によって、Macro Scaleの現象が具現されているには違いない。従ってMeso Scaleの現象の解明によって、Macro Scaleの事象を解明しうる筈であると考えられる。このような観点にたって筆者は現地調査に、あるいは実験的研究に従事してきた。しかしながら、複雑に移り変る自然の事象を十分に把握しえない現在、Meso Scaleの資料をいかに海岸過程へ結びつけるか、十分な結論を得るに至っていない事柄が多い。

漂砂は基本的には、流体力学的な法則に従って生じられる現象であるといえる。従って漂砂の運動機構を明らかにするためには、流体運動の微細構造を解明しなければならない。筆者がこのような方向に研究を推進したのは、次のような動機からであった。東海村海岸にわが国初の原子力発電所を建設するにあたって、冷却水を外洋から取水することとなった。次いで取水施設を計画するときに、先ずその取水口をいかなる水深の位置に置くべきか、また取水口の立上り高を如何にすべきかが問題となった。前者に対しては、海底縦断形状の変化があまりない所として、Bar(沿岸砂州)の沖側、水深8 mの所と定めた。次に後者に対しては、波の作用によって著しくたたかれる

注. 1) 堀川清司: 漂砂論, 1965 2) J. A. Steers, 1964 3) J. A. Steers, 1960 4) V. P. Zenkovich, 1967
5) C. A. M. King, 1966

ことなく、しかも濃度の濃い浮遊砂を併せて吸水しない高さとする必要があると考えられた。このようにして波による浮遊砂濃度の鉛直分布を求めることが当面の問題となり、一応実用的には満足すべき結論をうることができた。爾来10年余り、この問題に関連して現象をMicro Scaleでとらえようとする試みを継続してきた。このような努力は、漂砂現象の本質を究明するものとして極めて重要であるが、現在の段階としては、現象をできるだけ単純化して取扱わねばならないので、実際現象に結びつけるためには、なお相当の距離があるように思われる。

以上のような経過によって、筆者は、Macro Scaleの取扱い、Meso Scaleの取扱い、Micro Scaleの取扱い、の3者を並行して追求すべきであると考えに至った。この3者を先に一応概念的には区別して述べてみたが、もう少し立ち入って考えてみよう。前述のような観点は、時間的な尺度で区別していることに相当するであろうが、これは更に空間的な広がりやの尺度を基準にした区別であるとも解釈することができる。また研究の対象からみれば、Micro Scale→Meso Scale→Macro Scaleと次第にその範囲が拡大されると考えられるであろうし、一面研究の姿勢からは、Macro Scale→Meso Scale→Micro Scaleと移っていくに従ってより本質的な把握を追求しているともいえる。しかしながら現実的には、これら相互の間になお相当の間隙があり、一方の成果を直ちに他の事象に対する解釈に適用しうるには至っていない。場合によっては、これら3者は全く独立した分野を形成しているかのような感をさえ与えかねない。しかしながら、われわれの目標はその間隙をいくらかでも埋めていくことにありと筆者は考えている。

以下の各章には、以上3つの立場からの漂砂へのアプローチの研究現況を概説することにする。

2 Macro Scaleでの取扱い

2.1 日本沿岸の海岸特性

海岸の地形に関しては、古くから自然地理学者によって研究が積み重ねられ、沈降海岸、隆起海岸、合成海岸、断層海岸、火山海岸、三角州海岸、砂丘海岸などと分類がなされている。これらはその海岸地形形成の地学的な経過に伴った分類であり、海岸の長期的な変遷の過程を把握する上で有益な解釈を与えてくれる。

わが国の海岸線の総延長は約27,000 kmであるといわれる。その海岸の形成の過程はさておき、その海岸を砂浜海岸と岩石海岸とに大別し、分類して示したものが図-1である。海岸の開発が近年極めて急速に行われつつあるとはいえ、まだまだ自然のままに残され、従って海岸の実体が調査によって適確に把握されていない区域はなお相当の延長に及んでいる。なおこの図には、何らかの変化、特に海岸侵蝕が起り、海岸線の後退が問題となっている地域には記号を付して示してある。そこには砂浜海岸あり、岩石海岸ありで、要は開発が進行して

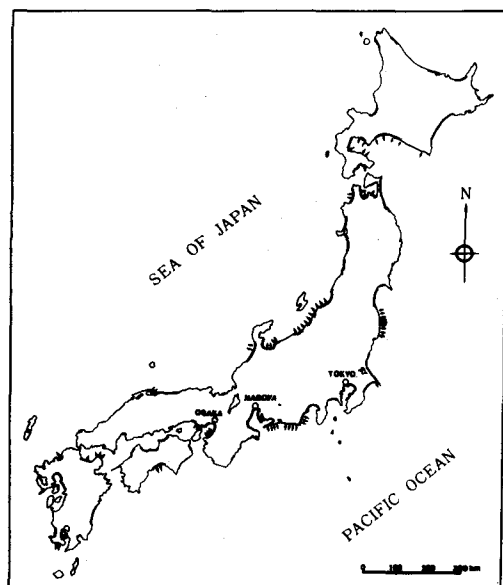


図-1 日本の海岸現況

いる、あるいは少くとも人間が生活を営んでいる区域に限られている。このような観点から、自然海岸と防護海岸、無災害海岸と災害海岸、あるいは未開発海岸と開発海岸といった分類で示すことも可能であろう。

もちろん海岸において問題にされるのは海岸侵蝕のみではなく、逆に土砂の堆積が問題となる場合がある。例えば漁港の埋没、あるいは河口閉塞がその例である。しかしながら、もっと広い視野に立って海岸の変形を眺めてみれば、侵蝕と堆積とは海岸の土砂の移動、すなわち漂砂のバランスが崩れた状態を示すものであり、両者は実は表裏一体の関係にあることは周知の通りである。

2.2 海岸変形の Pattern

海岸の変形は様々の様相を呈して起ってくる。その海岸の形成の歴史からくる宿命的なもの、地殻変動に伴うもの、あるいは人工的な要因によるものが考えられよう。そのような大局を把握し、その海岸の特性を理解することは、われわれのその後の行動を計画し、実行する上で不可欠のものといえよう。以下には幾つかの事例を紹介しつつ、海岸の変化の様相を見ることにしよう。

(a)新潟海岸⁶⁾⁷⁾：新潟市の位置する越後平野は信濃川の沖積平野として形成されたものである。(図-2) その河口から排出された土砂は河口のデルタ地形をつくり、また海岸には数列の

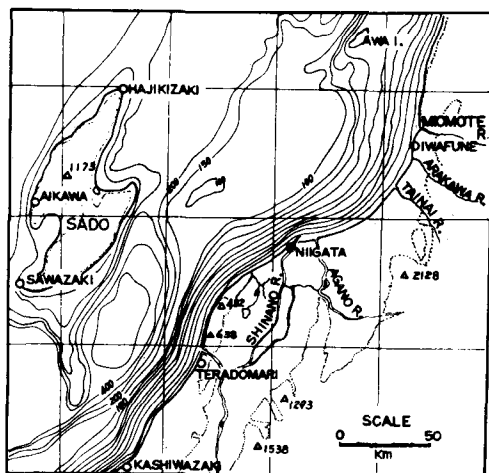


図-2 新潟周辺図

砂丘がつくられていたという。過去において信濃川は毎年のように氾濫を繰返したので、その洪水被害の軽減を計るために、永年の懸案であった信濃川開鑿工事に着手したものは明治42年のことであった。その間多くの困難に遭遇しつつも、あわゆる大河津分水を完成したのは昭和6年であった。その結果洪水流量は殆んど寺泊海岸に放流され、これに伴って河川流送土砂の大部分は同海岸に流送された。またこの大土木工事に並行して、新潟港整備のために河口導流堤工事は延々と継続実施されてきた。このような工事はそれぞれに十分にその目的を果すのに役立ったが、一方においてこれらはその後の新潟海岸を変化させる要因ともなった。

巨大量の土砂が河口から海に放出され、これが波の作用によって海岸に押しあげられ、海浜を涵養していたが、やがてその成長は止まり、更に海岸線の後退に転じた。このような実体は現在必ずしも定量的に明確ではないが、「当海岸には明治時代には3列の砂丘が存在していたが、現在はその最後の砂丘の半分が残されているにすぎない。」という説明がその間の変化の著しいことを物語っている。図-3は新潟西海岸の信濃川河口導流堤よりの距離ごとの汀線の後退状況を経年の示したものであり、侵蝕の区域が次第に拡大されて行った様子がわかる。侵蝕防止の工事はこれを追いかけるように実施され、いわゆる防護海浜においては汀線を固定することに一応成功しているように見える。しかしながら深淺測量の結果によれば、8mおよび16mの等深線は年平均6~7mおよび4~5mの速さで海岸に接近していることが報告されており、広域にわたって

注. 6) 新潟県土木部, 1960 7) 新潟県土木部, 1964

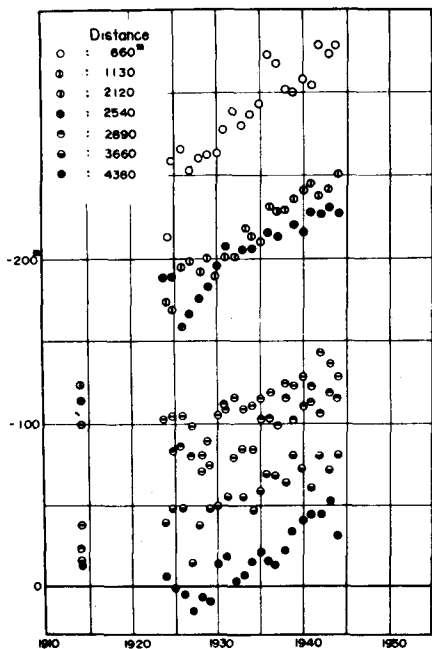


図-3 新潟西海岸汀線後退状況図

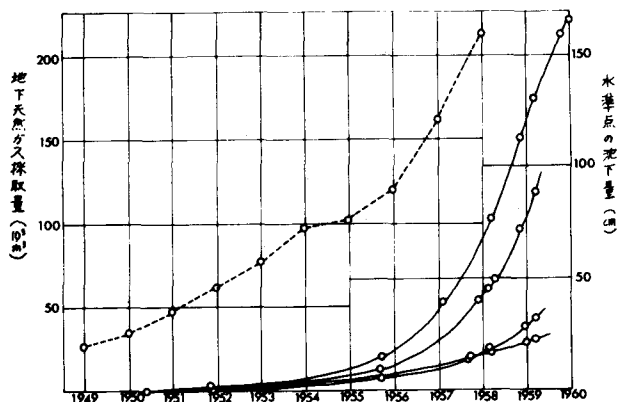


図-4 新潟地区における天然ガス採取量と水準点の沈下量の経年変化

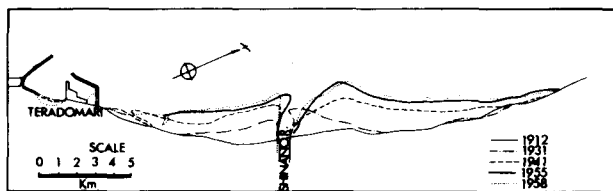


図-5 寺泊海岸の汀線前進状況図

依然として侵蝕が着実に進行していることがわかる。

この海岸において、このように著しい欠損が生じている最も大きな原因は、海浜に供給される土砂の絶対量の欠乏にあるが、これに加えて天然ガスの採取による地盤沈下の影響を無視することはできない。すなわち昭和30年頃よりその傾向は顕著になってきた。(図-4) この天然ガスは水溶性であり、大量の地下水を汲み上げ、ガスを分離した後に排水する工程をとっている。すなわち地下水の汲み上げによる地盤の圧密沈下が促進されているのであり、著しい所では沈下量が年450 mmにも達した。現在はガス規制によって、その沈下量は微小になったとはいえ、過去の累積沈下量は2 m以上にも達する所がある。このような地盤の沈下は海底のある区域にも必ずや起っているであろうから、これも、実質的には侵蝕の要因となっている。先に述べた供給土砂の欠乏、これを

実証するものとして図-5に示した寺泊海岸の汀線が急速に前進している事実をあげることができる。

(b)富山海岸⁸⁾：能登半島に一方を扼された富山湾の沿岸は、新潟海岸と並んで、戦後海岸侵蝕の著しい地域として注目を集めている。

この海岸の大きな特色は海谷が発達し、これが海岸近くに迫っていることである。(図-6)⁸⁾ 海谷の成因については、陸上侵蝕説と混濁流による海底侵蝕説とがあり、種々論議の分かれる所のようなのであるが、田山・佐野⁸⁾によれば富山湾の海谷は陸上侵蝕によるものであることが、種々の要素からほぼ確認されている⁹⁾。このような海谷の存在は地盤の沈降、あるいは海面の上昇と結びつけて考えられる。図-7は現在ほぼ定説として認められている後氷期の海面変化の状況を示したものである。

注. 8)富山県海岸対策協議会, 1952 9)藤井昭二, 1964

例えば過去1万年の間に20mの海面上昇の起ったことを示している。このような事実は1万年という地質学的な年代で海岸の変形を判断しようとする場合に極めて重要となってくる。富山海岸が以上のような経過をたどって形成されたということは、この海岸の変化の過程を理解する上で重要である。

海谷が存在することは、一般には海底勾配が急であることに対応し、かつ波が減衰することなく海岸に来襲する。従って海浜の土砂の移動も激しいであろうと推測される。そのようにして移動さ

れた土砂は海谷に落ち込んで、漂砂の損失となってあらわれるのであろう。更には海浜への土砂の供給源である黒部川、常願寺川、神通川等諸河川の河口デルタの形成は貧弱な状態にあるように思われる。以上のような事実が、基本的にはこの海岸に永年的な侵蝕傾向をもたらしているものと考えられる。これに加えて、例えば黒部川河口位置の変遷、あるいは各種海岸構造物の築造に伴う人工的な要因が加わって、近年の著しい海岸線の後退(年平均0.5～1.0m)となつてあらわれてきたのであろう。

(c)湘南海岸¹⁰⁾：湘南海岸は首都圏における最も有力な海浜保養地としての地位を保持してきた。この湘南海岸、特に片瀬東浜および鎌倉海岸の侵蝕が注目され出したのは昭和30年頃である。その当時筆者は神奈川県当局の要請により海岸調査に従事したが、短期間の現地調査だけでは容易にその実態を把握することができないと悟った。そこでできる限り広い視野から大局を把みたいと考え、種々の資料を検討した。すなわち海底地形、海底底質の分布、更には地盤の変化に及ん



図-6 富山湾海底地形図

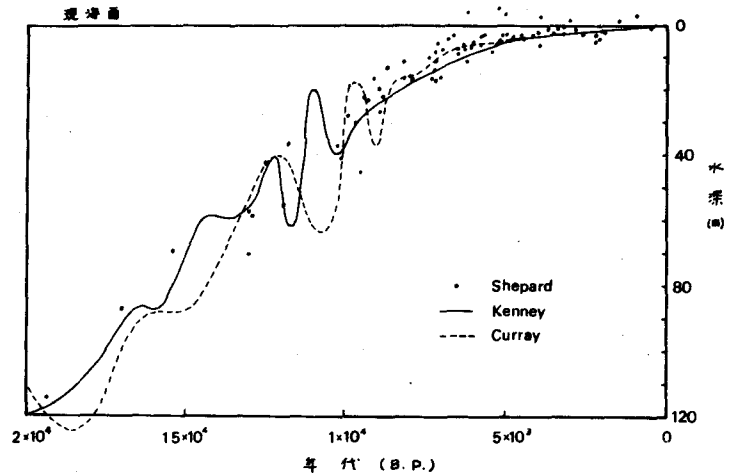


図-7 後氷期海面変化

注. 10) 神奈川県土木部河港課, 1958

だ。

図-8は関東大地震直後の水準点測量¹¹⁾により、地盤高が地震によって如何に変化したかを示したものである。この結果によれば湘南海岸全域にわたり隆起し、国府津では2mにも達していることがわかる。ところが図-9に見るように、その後地盤は沈降を続ける傾向にあることがわかる。

富山海岸においては、数千年から1万年という地学的な年代の間の海岸の変化について述べたが、湘南海岸においては、数十年という一世代の期間内において、このような地殻変動が生じ、海岸の様相を著しく変えているという事実注目しなければならない。

もちろん湘南海岸の変化の様相は、上記の地殻変動のみに起因するものではなく、その他に人工的な要因による所も大きい。すなわち大磯港の防波堤による砂利の推積と、東側海浜の侵蝕、相模川の流送土砂の減少に伴う河口周辺の侵蝕傾向、茅ヶ崎漁港一文字防波堤によるトンボロ地形の形成と東側海岸の侵蝕が見られる。更に江の島に至れば、天然のトンボロ地形によって片瀬東浜と西浜を分かち、漂砂はこの地点で殆んど止められ、従来は東浜の侵蝕、西浜の汀線は前進していた。湘南港の建設にあたって、その埋立土砂を西浜の前面海域の浚渫によって得、また防波堤が築造された。その結果東浜は防波堤に遮蔽され、以前のように侵蝕が激しいという地元の声を聞かなくなった半面、西浜の侵蝕が

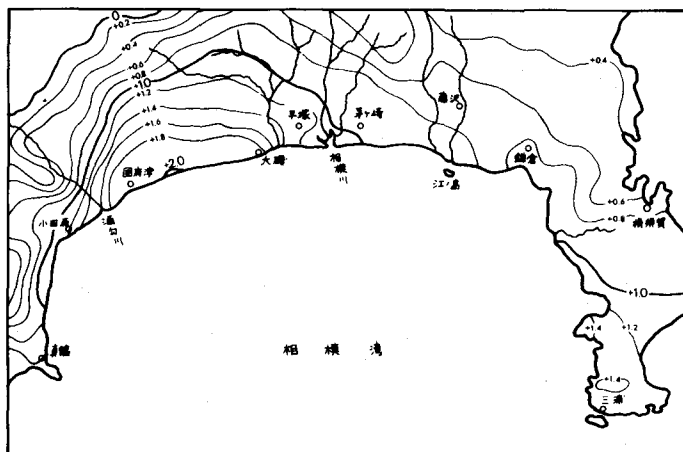


図-8 関東大地震による湘南地区地盤隆起図(単位:m)

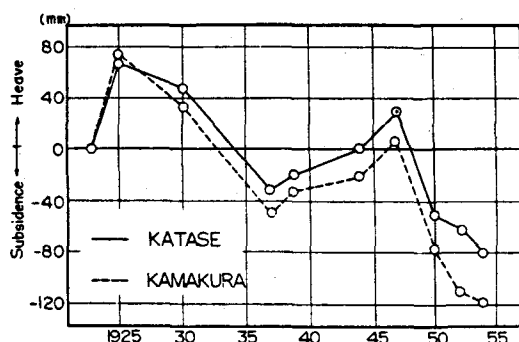


図-9 湘南海岸地盤高変化状況図

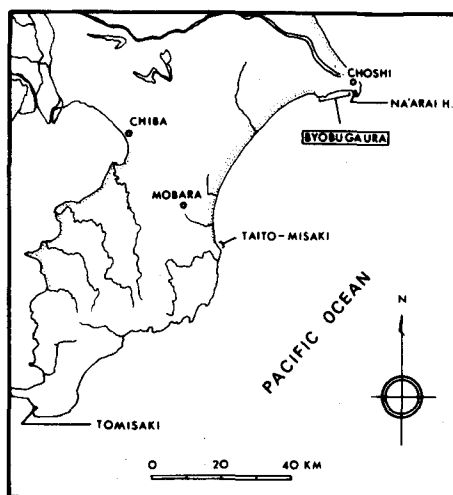


図-10 千葉県海岸図

注. 11) 陸地測量部, 1926.

激しいといわれるようになった。西浜の侵蝕については、筆者は先の浚渫の影響であると判断し、従って比較的短期間の現象であろうと推定している。

(d)千葉県下の岩石海岸¹²⁾¹³⁾：千葉県外房海岸には図-10に示したように屏風ヶ浦と太東岬の岩石海岸があり、その間に九十九里浜が開けている。われわれは、かねてより航空写真測量の結果を利用して、海蝕崖の後退に関する研究を実施しており、当地区もその研究対象としている。

屏風ヶ浦の崖を構

成する岩石は、第三

系・鮮新統の飯岡層

とよばれる泥岩、あ

るいは名洗層とよば

れる凝灰質砂岩であ

る。これらの基岩を

第四系の成田層が被

覆し、さらにその上

に下末吉ローム層が

乗っており、これら

の地層はほぼ水平に

堆積している。海岸

線はほぼ直線状であ

り、その延長は約9

km、崖の高度は10

～60mである。図-

11にはわれわれが調

査の対象とした地域

の地形および測点を

示してある。図-12、

図-13はそれぞれ地

質断面図および地形

断面図である。崖の

基部は、上部からの

崩落物でおおわれて

いる地域が多いが、

基部における海底基

盤の高度はほぼLWL

(平均海面下約0.7

m)付近にある。海

底基盤上の海浜堆積

物の厚さは薄く、0.5

～1.5 mであり¹⁴⁾

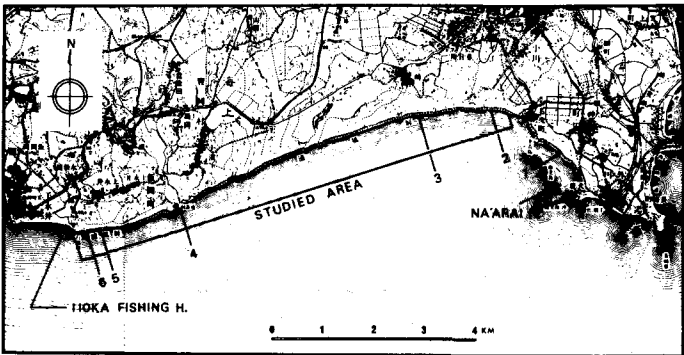


図-11 千葉県屏風ヶ浦地形図

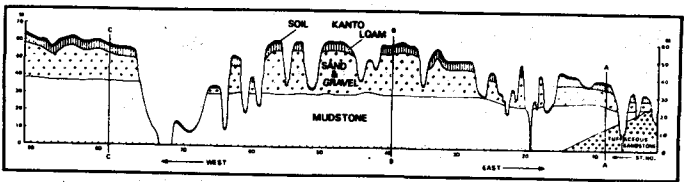


図-12 千葉県屏風ヶ浦海蝕崖地質断面図

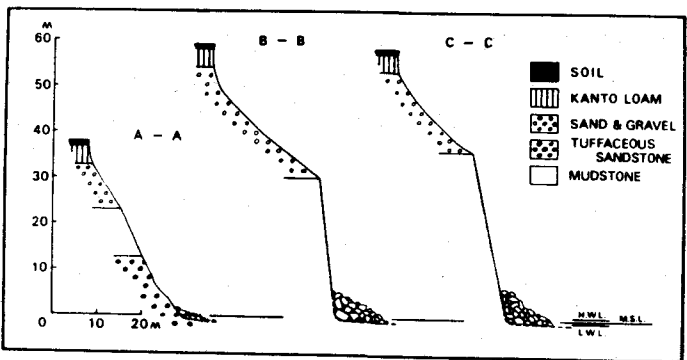


図-13 千葉県屏風ヶ浦海蝕崖地形断面図

12) Horikawa, K. & T. Sunamura, 1967 13) Sunamura, T. & Horikawa, K. 1969 14) 東京大学工学部土木工学科港湾研究室, 1970

海浜はほとんど発達していない。水深 5 m 以浅の等深線は海岸線とほぼ平行に走り、海底勾配は水深 2 m までは約 1/100、水深 5 m までは約 1/200 である。1960 年、1965 年、1967 年の 3 種類の航空写真を図化し、それから同一地点の崖の断面図をえがいた例を図-14にかかげる。これらによればほぼ平行

した縦断形状をもって崖は後退していることがわかり、解析した結果によれば、崖の後退量は年平均 0.9 m となり、海岸線 1 km あたりの崩落土砂量は年平均 43,700 m³、屏風ヶ浦全体では年間 314,000 m³ に及ぶと判断された。各測点の後退速度はかなり著しいばらつきを示し、ま

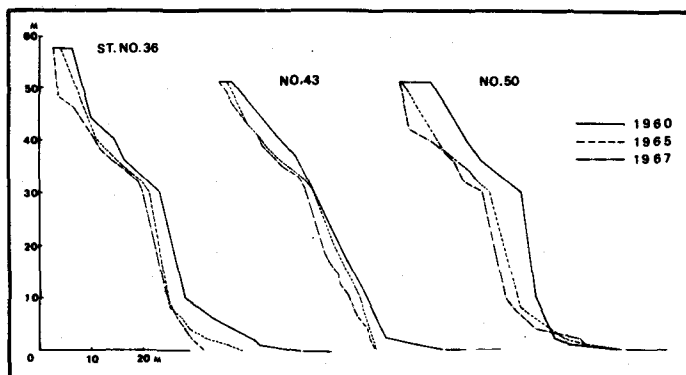


図-14 千葉県屏風ヶ浦海蝕崖地形変化図

たその平均後退速度も期間によって異なることが認められた。屏風ヶ浦と福島県大熊海岸における資料を用い、崖の後退速度の平均値 $\bar{x}$ と標準偏差から求めた変動係数 $\sigma/\bar{x}$ と、対象とした調査期間 τ (年) の関係を求めると図-15のようになる。この図によれば期間が長くなると変動係数は減少する、すなわち長期にわたって考えると、何れの海岸においても、崖は現在の海岸線にほぼ平行に後退していることがわかる。筆者らは崖の後

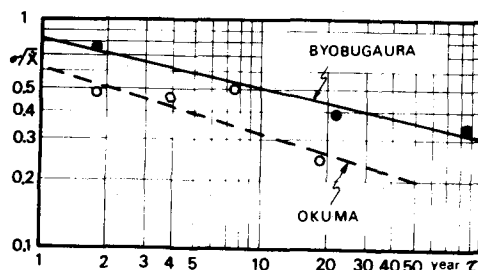


図-15 海蝕崖後退距離変動係数と調査期間の関係

退速度と、主要な外力である波、更に侵蝕に抵抗する基岩の強度との間には密接な関係があると考えており、屏風ヶ浦および福島県大熊海岸それぞれに対してはほぼ妥当な関係を見出すことに成功している。なお更に基岩強度や波浪条件の異なる多くの地点の資料をえて、より普遍的な関係を見出したいと考えている。

さてこのようにして崩壊し、海浜に放出された土砂は沖方向あるいは東より西に向って移動し、九十九里浜に対する土砂の供給源になっているものと推定される。屏風ヶ浦の終る所に飯岡町が位置する。千葉県銚子漁港事務所長見本洗氏より借用した資料を複写したものが図-16である。これは図中に示されているように寛政6年(1794)にえがかれた下永井村絵図に昭和初期までの汀線の変化状況を記入したものである。距離の尺度が正確とはいえないが、過去 700 ~ 800 年の間に 2,000 ~ 6,000 m の後退があったことを主張している。比較的年代の新しい時期をとり、従ってその記録もかなり確からしいものをとっても年約 4 m の後退があったことになる。一方屏風ヶ浦をみると、崖の後退量はやや少く、年約 3 m となる。先にわれわれが求めた年約 0.9 m の後

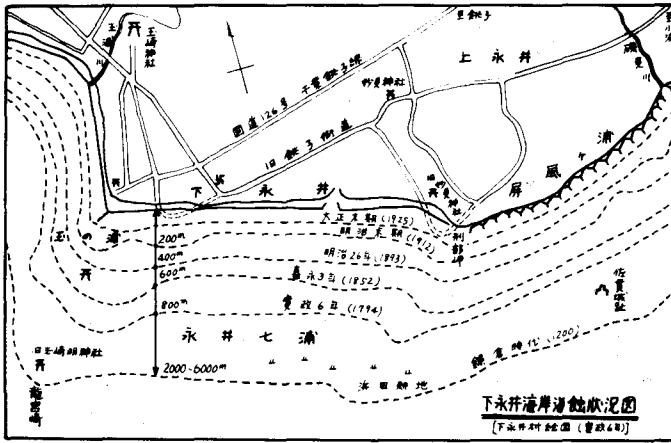


図-16 下永井海岸変化図

退量に比すれば過大のように思われる。しかしこのような崖の後退は数百年、あるいは千年のオーダーの期間にわたって継続して起っている現象であることは注目に値しよう。このような大規模な自然過程を一応念頭におきながら、工事を計画し、工事にあたらねばならないと考える。現実には下永井の位置に建設された飯岡漁港は漂砂による港内泊地の埋没に悪戦苦闘が

続けられている。

次に太東岬に眼を転じてみよう。崖の高度は平均海面上10~70mであり、崖に露出する岩石は第三紀・鮮新統の黄和田層に属する砂岩および泥岩の互層より成り、小規模な断層や節理などの割れ目が多数存在する。この海岸の欠潰もまた極めて顕著であり、その典型的な一例を図-17に示す。これは1960年と1966年の2回の航空写真測量の結果を示したものであり、岬がこの6

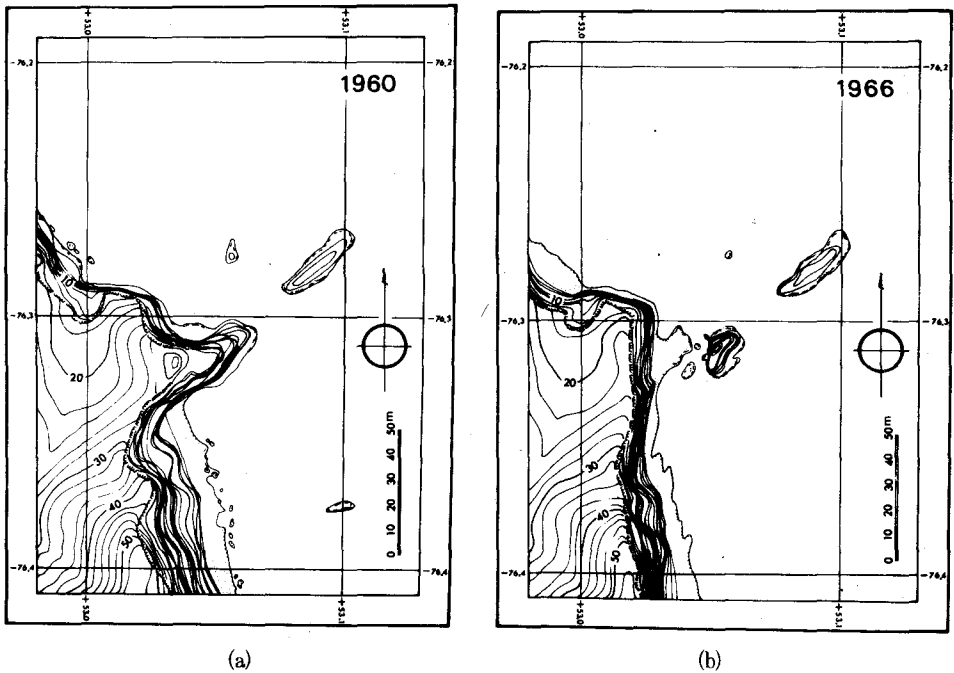


図-17 千葉県太東岬地形変化の一例

年の間に島になり、全面的に10m余りも後退している状況がわかる。太東岬地区海蝕崖の年平均後退距離は約1.1 mであり、海中に放出された土砂量は62,000 m³、海岸線1 kmあたりに換算すると31,000 m³となる。当地でも屏風ヶ浦と同様に、このような侵蝕過程は何百年、いや何千年もの間継続されてきたことであろう。

3 MeSo Scale の取扱い

3.1 海底地形の変化

本章で取扱う範囲を次のように設定することとしよう。まず時間的には、数年から1時間のオーダーとし、空間的には、沖は波により海底地形の変化のおよぶ水深、汀線方向には一つの沿岸過程が生起している区間としよう。

海浜の縦断形状に対して、Bar型海浜（あるいは暴風海浜）とStep型海浜（正常海浜）が存在することに注目し、その形態の相異は、沖波の波形勾配によることを実験的に確認したのはJohnson¹⁵⁾であった。その後多くの実験資料が累積され、Barの形成される限界は、沖波波形勾配の他に、底質粒径の沖波波高（あるいは波長）に対する相対的な大きさによることが明らかになった^{16), 17), 18)}。このようにしてBar型の海浜は欠潰性であり、Step型の海浜は堆積性であるとの認識から、現実の海岸を性格づけようとする試みが行われた。しかし後述する如くそのように単純には規定することができない。とはいうものの海浜の代表的な縦断形状が、その海岸の特性をあらわしていることも事実である。茂木¹⁹⁾は日本沿岸の多くの深浅測量図をもとに、図-18に示すような海浜型の分類を行い、かつそれぞれの型式の認められる地域を図-19に示した。

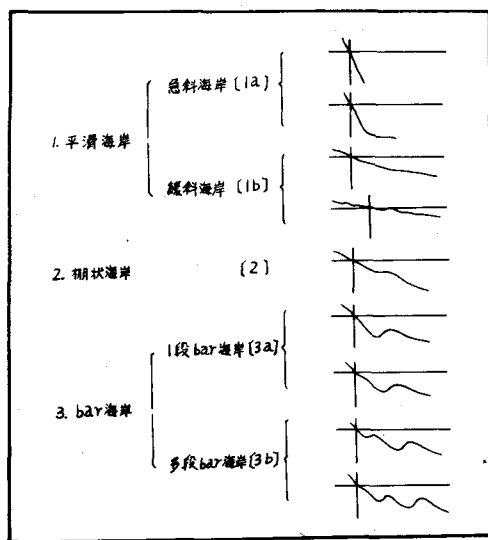


図-18 茂木による海浜地形の分類

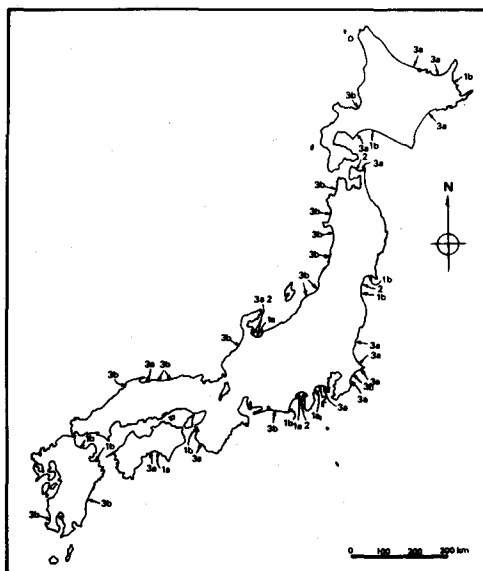


図-19 日本沿岸の海浜形状
(茂木の分類による)

注. 15 Johnson, J. W., 1949
17 Saville, T., Jr., 1957
19 茂木昭夫, 1963

16 Rector, R. L., 1954
18 Iwagaki, Y. & H. Noda, 1963

ここで棚状海岸とは Step 型海浜に対応している。外海に面した海岸では Bar の存在の認められることが多く、特に日本海沿岸では多段 Bar 海岸になっている所が多いことは興味深い。平滑海岸は波に対し遮蔽された区域にあたる。以上のような事実から波浪並びに潮差が海岸地形に対し重大な影響を与えていることがわかる。

次にソ連における研究として Longinov²⁰⁾ の研究成果を紹介しよう。彼はソ連科学アカデミー海洋研究所によってなされた膨大な測量資料を用い、潮汐が著しくなく、かつ現象が 2 次元的と考えられる場合について検討し、図-20 に示すような分類をしている。なお図中 i_2 , i_5 とは水深 2 m および 5 m までの平均海底勾配である。各 Type についての簡単な説明を以下に示す。

Longinov²¹⁾ はまず砕波のタイプをエネルギー逸散の様相から 4 つに分類した。すなわち、

- (I) "Rugged" : 汀線のかかなり近くで巻き波型として砕波する。エネルギーの逸散は瞬間的であつ大きい。
- (II) "Shallow-1" : 巻き波型で何でも砕ける。エネルギーの逸散は間接的で(I)に比してかなり小さい。
- (III) "Shallow-2" : 崩れ波型で砕波する。エネルギーの逸散はかなりの区間連続的に波の峯部分で行われ、最後に汀線近くで巻き波型となる。波の性質は孤立波に近く、エネルギーの逸散量は非常に少ない。
- (IV) "Extreme Shallow" : 砕波は起らず、エネルギーの逸散はすべて海底摩擦によって行われ、波はほとんど汀線に達しない。

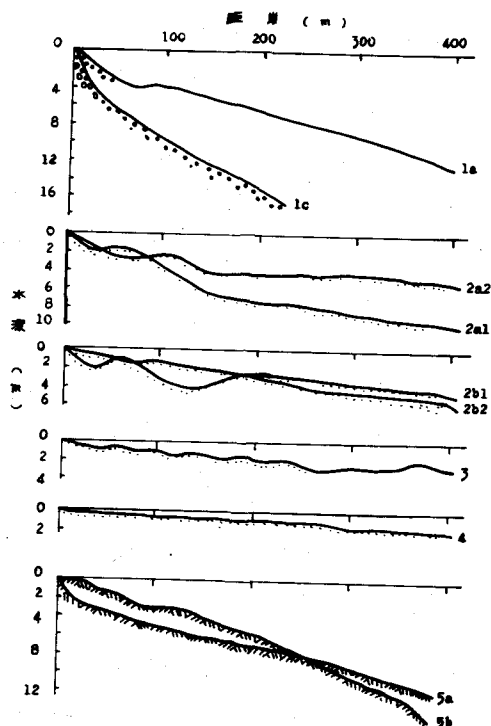
このような砕波の特性は当然海浜地形と密接な関係があると考えられる。

さて、海浜地形に対しては次のように分類されている。

- (1) 小石海岸で、ほとんどの波が "Rugged" の場合 ($i_5 \geq 0.020$, $i_2 \geq 0.025$)

Type 1 a : 汀線付近のみ小石で、それより以深は砂である。波が大きいときには "Shallow" となる。小さな川の河口付近、大きな河のデルタ辺縁、あるいは外海に面した付近に海蝕崖等の漂砂供給源を持つ海岸に特徴的である。

Type 1 b : 小石海岸で水深 5 m 以上 (普通は 7~8 m 以深) から基岩が露出する場合で、水深 5 m 以浅では基岩の上に小石があるので Type 1 a と同じである。この Type は顕著に後退している海蝕崖の海岸に特徴的である。(図中には示されていない。)



	1a	1c	2a1	2a2	2b1	2b2	3	4	5a	5b
$i_2 \times 10^3$	80	200	25	50	14	26	9	5	111	40
$i_5 \times 10^3$	35	200	39	10	10	14	5	5	43	26

図-20 Longinov による海浜地形の分類

注. 20) Longinov, V. V. 1961

21) Longinov, V. V. 1957

Type 1 c : 非常に海底勾配の急な小石海岸で、しばしば砂や礫が混入している ($i_s > 0.030$, $i_z > 0.050$)。大きな河によって急斜面に沖積土が堆積し、地すべりの多い海岸にしばしば見られる。

(2) 海底勾配の大きな砂海岸

Type 2 a : 条件付・Rugged・砂海浜 ($i_s > 0.010$, $i_z > 0.025 \sim 0.020$)。波高 2 m 以下では・Rugged・と考えてよく、波高 2 m 以上では繰返し砕波する・Shallow・。この Type は漂砂の供給が不十分であるために浅海地形が発達していない。これは更に次のように細分される。

Type 2 a 1 : Bar のない Step 型の海浜形状である。漂砂が少く、かつ波が比較的小さい、例えば湾内などでみられる。

Type 2 a 2 : 水深 2 m 付近に 1 つの Bar が存在する。

Type 2 a 3 : 多段の Bar が存在する、かなり大きな波のくる外海に面した海岸にみられる。

Type 2 b : 海底勾配が大きい ($i_s > 0.010$, $i_z < 0.025 \sim 0.020$)、条件付・Shallow・の砂海岸。ほとんど大部分の波に対しては・Shallow・と考えてよいが、大きな波に対しては崩れ波型砕波となる。またほとんどの波に対しては繰返し砕波を生ずるのが特徴である。適当な量の漂砂の供給のある海岸にみられる。これは更に次のように細分される。これらは入射波の大きさによって区別されると考えられる。

Type 2 b 1 : 1 段 Bar の場合。

Type 2 b 2 : 多段 Bar の場合。

(3) 海底勾配のゆるやかな砂海岸 ($i_s < 0.010$, $i_z < 0.015$)

波は繰返し砕波する・Shallow-1・である。うねりがなく、周期の短い風波が卓越し、多段 Bar となる。多くの場合に漂砂の供給は豊富である。

(4) 非常に浅い砂海岸 ($i_s < 0.005$, $i_z < 0.005$)

大きな河の河口デルタのように、おびただしい流送土砂のあるところにみられる。波はほとんど汀線に達せず、海面上の地形も、海面下の地形も波浪によって形成された地形ではない。

(5) 基岩で形成された海岸

Type 5 a : 海底勾配の大きな条件付・Rugged・ ($i_s > 0.010$, $i_z > 0.025 \sim 0.020$)。漂砂の非常に少ない欠潰海岸にみられ、海底の表面はほとんど基岩が露出している。波はほとんど・Rugged・で、5 m 以深の海底縦断形状は凸状であることが多い。

Type 5 b : 海底勾配の小さな海岸 ($i_s < 0.010$, $i_z < 0.025 \sim 0.020$)。上部が砂や小石でおおわれており、欠潰性の湾岸や、もろい岩石でできた欠潰海岸に多い型である。波は・Shallow-1・または・Rugged・との中間の型をとる。

以上であって、砕波の特性、海底構成物質との関係から海浜形状を判断しようとしたもので興味深い。この分類に従って、新潟海岸をながめてみると表-1²⁾のようになる。すなわち信濃川河口に近い日和山付近 (No. 2)、昭石前 (No. 3) の海岸は Type 2 a の欠潰性の縦断形状、河口より遠い No. 1、No. 4 はやや欠潰、阿賀野川河口東岸 (No. 5) はやや漂砂の供給が豊かとなり、現地における状況と大体一致しているといえよう。もっとも当海岸はいわゆる防護海浜であり、自然海浜とは異なり、構造物の存在が海浜形状に大いに影響していることを忘れてはならない。

注. 22 東京大学工学部土木工学科港湾研究室, 1970

では次の段階として、測線に沿っての考察から平面的な広がりをもたして海底地形を眺めてみよう。本間・鮮干²³⁾は多くの深浅測量図並びに航空写真をもとに、形成されているBarがRhythmicなPatternで配列されることを示している。図

21にはその一例として新潟西海岸での結果を掲げる。また深浅測量図から等深线图(図-22)をえがき、三日月形のBarの配列を考慮しつつ、A測線とB測線を選定して縦断形状をえがけば図-23のようになる。これから明らかなように、Bar型とStep型の海浜形状が交互に現われることがわかる。同様にして東海岸について100m間隔毎に縦断形状をえがいてみると図-24のようになる。以上の2例からも明らかなように、現実の海浜は簡単にBar型である、あるいはStep型であると規定することは一般にはできないといえよう。このような砕波帯付近の複雑な海底の地形は何に起因するのであろうか。一つには、より深い所での等深線の屈曲が波を屈折させ、浅海域での波の収束、発散を生じさせるためであるとも解釈される。ではそのような等深線の屈

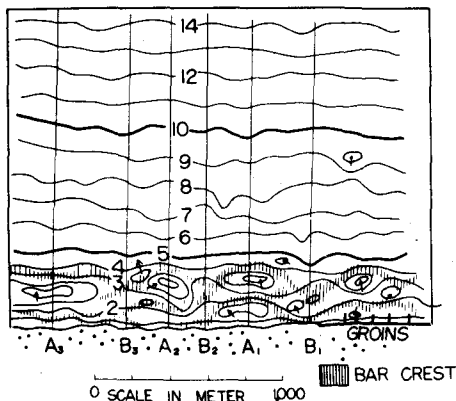


図-22 新潟西海岸の海底地形
(本間・鮮干による)

表-1 V.V. Longinov の分類法による新潟海岸の海浜型

No.	z_1	z_2	海岸地点	海浜型
1	0.011	0.013	西海岸, 金衛町西	2 b 2
2	0.022	0.033	西海岸, 日和山付近	2 a 3
3	0.026	0.031	東海岸, 昭石前	2 a 1
4	0.014	0.018	導流堤東 2.5 km 付近	2 b 2
5	0.010	0.011	阿賀野川河口東岸	2b2~3

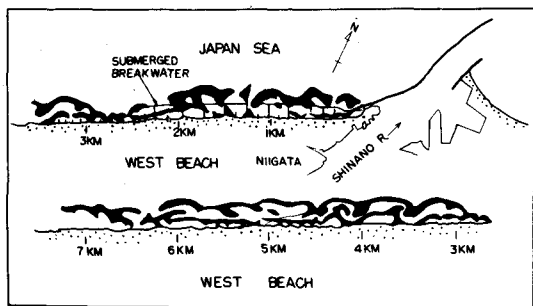


図-21 新潟西海岸のBarの分布
(本間・鮮干による)

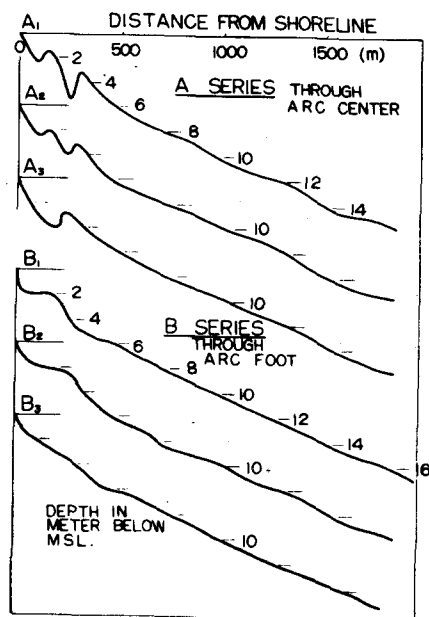


図-23 新潟西海岸の海浜プロファイル
(図-22に対応)(本間・鮮干による)

注. 23) Homma, M. and C. J. Sonu, 1962

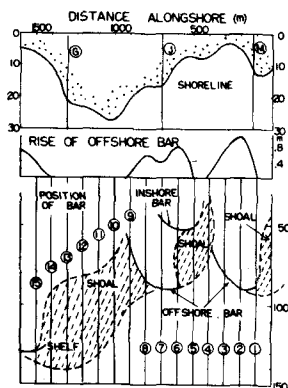
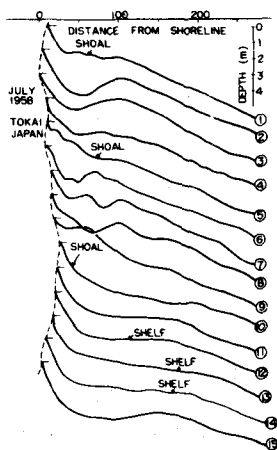


図-24 東海村海岸の海浜プロファイル
(本間・鮮干による)



曲は何故に起ったのかは明らかでない。
また一方何らかの局所的な原因によっ
て、波のエネルギーの集中、あるいは
発散を生じ、それが浅海域の海底地形
を変動させ、やがて深い部分にも及ぶ
とする解釈もありえよう。

われわれは昭和42年より昭和45年
にかけて、満3年の間、新潟海岸での養
浜工の適否を判断するための基礎資料
をうるために平面移動床実験を行った。
そのときの実験結果の一例をここに紹
介しよう。15 m × 15 m の平面水槽に、
中央粒径66 μ 、比重232の粉碎したメ
サライトを底質材料として初期勾配約
1/30 に敷きならし、周期1.13 sec、
水深30 cmでの波高を5.1 cmとして波

を起した。波は模型海
浜に対して 30°の傾き
をもってあてた。地形
を細かくとらえるため
に、地上写真測量の技
術を適用し、等深線を
図化した。図-25は波
を5時間あてた後の地
形であり、実験のよう
に単純化された条件の
もとであるにも拘らず、
如何に複雑な Pattern
を呈するかを見ることが
できるであろう。こ
の実験の経験からすれ
ば前述のうち後者の説
明をとるのがより妥当のように思われる。しかし現状において結論を急ぐのは慎しむべきであり、
今後機会をとらえて解明したいと考えている。

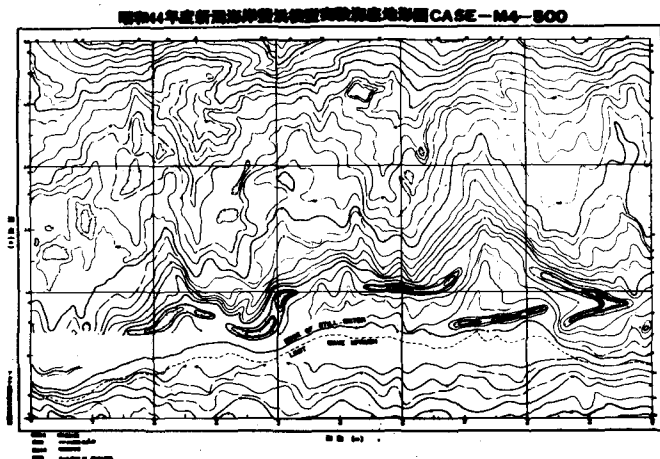


図-25 移動床模型実験による海底地形 (5 時間後)

3.2 砕波帯周辺での諸現象

漂砂現象の最も活発なのは砕波帯周辺であり、従ってその周辺での砂の移動過程を理解することは極めて重要である。さて砂を移動させるのは、基本的には波の作用が主であるといえるが、現実の形態としては、波に伴う振動流、砕波、戻り流れ、砕波による沿岸流、離岸流となり、従ってこれらの実体を把握しなければならない。

(A) 海浜流系統：図-26は沿岸の流れの場を模式的に図解したものであるが²⁴⁾、現地においてこのようなPatternを観測しようとする努力は、測定の困難もあって非常に稀である。最近鮮²⁵⁾は図-27の示したように、気球に35mmカメラを取りつけ、ある時間間隔で写真を撮影する方式を適用して砕波帯付近の流れを追跡しようとしている。わが国においても観測方法に工夫を加え、沿岸での種々のデータを集積する必要がある。このような基本的なデータは、ただ単に海岸過程をMeso Scaleで把握するのに役立つばかりでなく、近年のように海洋レクリエーション地域の開発として、沿岸の環境整備が注目されている現在、直接に有用な資料を得ることができ、かつ必要に応じての模型実験の基礎資料を与えることになる。

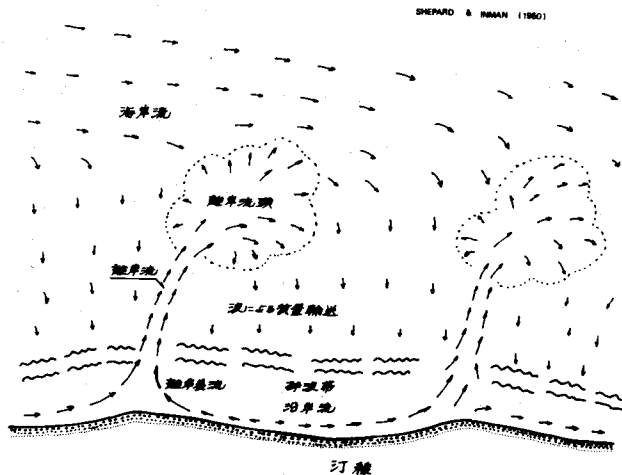


図-26 海浜の流れ

砕波による沿岸流の流速については、従来多くの公式が提出されている。これを一括して表示すれば表-2のようになる²⁶⁾。すなわち表中Aは何れも平行な等深線をもつ直線海岸という極めて、単純かつ理想化された海浜に対するものである。一方Bは現地の海底地形に則した、複雑な形状の等深線をもち、Barが存在するような海浜を対象としたものである。まずAの場合についてみると、Putnam, Munk, Traylor²⁷⁾は沿岸流を解析するにあたっては十分に発達した定常的な状態に達した場合を想定し、エネルギー保存則と運動量保存則を適用したが、現地観測および実験結果の解析から後者の方が斉合性の良いことを知った。従ってその他の公式も運動量保存則によってい

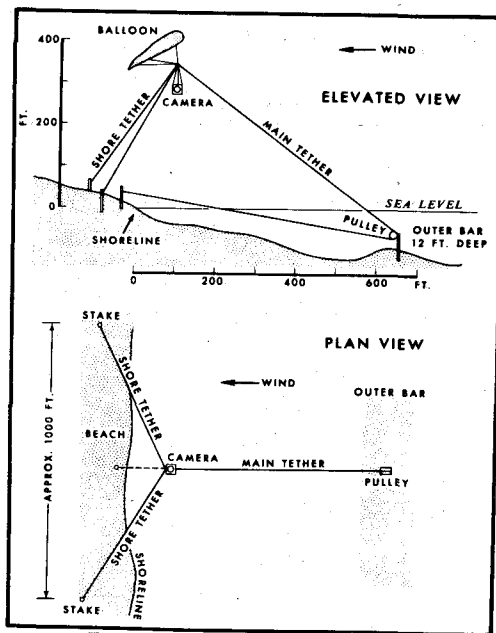


図-27 気球による観測法（鮮干による）

注. 24) Shepard, F.P. and D.L. Inman, 1950. 25) Sonu, C.J., 1969. 26) 堀川清司, 佐々木民雄, 1968. 27) Putnam, J.A., W.H. Munk, and M.A. Traylor, 1949. 28) Inman, D.L. and W.H. Quinn, 1951. 29) 永井荘七郎, 1951. 30) Galvin, C.J., Jr. and P.S. Eagleson, 1949. 31) Eagleson, P.S., 1965. 32) 佐藤昭二, 1966. 33) Sato, S. and N. Tanaka, 1966. 34) Shadrin, I.F., 1961. 35) Bruun, P., 1963.

表-2 沿岸流速公式

A. 平行海岸

No.	著 者	式	解 析 法	理 論	現 地	実 験
1)	Putnam Munk- Traylor ²⁷⁾ (1949)	$\frac{a}{2}[(1+\frac{4C_b}{a}\sin\theta_b)^{\frac{1}{2}}-1]$ $a=\theta_b\cdot\tan\alpha\cos\theta_b/f\cdot h_b\cdot T$	Momentum Balance Solitary Wave	☐	☐ Oceanside, California	☐ 固定床
2)	Inman - Quinn ²⁸⁾ (1951)	$[(\frac{1}{4x^2}+Y)^{\frac{1}{2}}-\frac{1}{2x}]^2$ $x=646\cdot H_b\cdot\tan\alpha\cdot\cos\theta_b/T$ $Y=C_b\cdot\sin\theta_b$	Momentum Balance Solitary Wave	☐	☐ Torrey Pines Beach, Pacific Beach, Calif	☐
3)	永 井 ²⁹⁾ (1954)	$\frac{1}{8}H_b\cdot C_b(\sqrt{1+\frac{16\cdot\sin\theta_b}{K\cdot H_b}}-1)$ $\cdot\tan\alpha/K\cdot h_b$	Momentum Balance Oscillatory Wave	☐		
4)	Galvin- Eagleson ³⁰⁾ (1964)	$K\cdot g\cdot T\cdot\tan\alpha\cdot\sin 2\theta_b$ $K=1$	Momentum Balance	☐	☐ ☐ 〇①	☐ ☐ 固定床
5)	Eagleson ³¹⁾ (1965)	$[\{1-(1-\frac{V_{L(0)}^2}{A})\cdot e^{-Bx}\}A]^{\frac{1}{2}}$ $A=\frac{3}{8}(\frac{g\cdot H_b^2\cdot n_b}{h_b})\frac{\sin\alpha\cdot\sin\theta_b\cdot\sin 2\theta_b}{f}$ $B=\frac{2}{5}(\frac{f}{h_b\cdot\cos\alpha\cdot\sin\theta_b})$	Momentum Balance Oscillatory Wave Developing Current	☐	☐ ☐ 〇①	☐ ☐ 固定床
6)	佐藤 ³²⁾ ・田中 ³³⁾ (1966)	$K_0(\frac{\tan\alpha\cdot H_b^{\frac{3}{2}}}{T^{\frac{1}{2}}}\cdot\sin 2\theta_b)^{\frac{1}{2}}$ $K_0=1.6$ (鹿島海岸)	Momentum Balance Solitary Wave	☐	☐ ☐ 鹿 島	

B. Bar のある海岸

No.	著 者	式	解 析 法	理 論	現 地	実 験
7)	Shadrin ³⁴⁾ (1961)	$\pm\sqrt{1.11\cdot\frac{H_b}{T}\sqrt{g\cdot H_b(1-\frac{1}{1_2})}}$ $1_1, 1_2$: bar と汀線の距離	Surface Gradient Lunate Bar Rip Outflow Solitary Wave	☐	☐ Anapa, Black sea	
8)	Bruun ³⁵⁾ (1963)	$\frac{Q_b\cdot X\cdot\cos\theta_b}{A_s\cdot T}$ A_s : 碎波帯断面面積	Continuity Regular rip Outflow Spectral Wave	☐	☐ Bovbjaerg on the Danish North Sea Coast	
9)	Bruun ³⁵⁾ (1963)	$(\frac{2\cdot g\cdot Q_b}{L_b}\cdot\frac{\tan\alpha\cdot\sin 2\theta_b}{f})^{\frac{1}{2}}$ L : 碎波点における波長	Continuity Straight Single Bar	☐	☐ Bovbjaerg	

H_b : 碎波波高, H_0 : 沖波波高, h_b : 碎波水深, C_b : 碎波点での波速, $\tan\alpha$: 碎波帯内の平均海底勾配, θ_b : 碎波点における波峰線と汀線のなす角, T : 波の周期, g : 重力の加速度, n_b : 碎波点における群速度と波速の比, f : Darcy-Weisbachの摩擦係数, x : 障害物からの汀線沿いの距離 (Eagleson) あるいは離岸流の根元からの汀線沿いの距離 (Bruun)

☐: 論文において検討されている。 ☐: Putnam et al. のデータあるいは理論を用いている。
①: Inman-Quinn のデータを用いている。

る。また解析に用いている波としては、孤立波によるものと微小振幅波によるものとに分かれている。従来発表された現地および実験のデータ、更にはわれわれが実験によって得た資料をもとに種々検討した結果によれば、Eagleson³¹⁾の式は、海底条件が単純な場合に比較的よい結果を与えることを知った。従ってここにその式をあらためて記すことにする。

(1) 過渡状態の流速

導波板（防波堤、導流堤、突堤などに相当）のつけ根からの距離 x における沿岸流速を $V(x)$ とすれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{V(x)^2}{A} &= 1 - \left[1 - \frac{V(0)^2}{A} \right] \cdot e^{-Bx} \\ \text{ここに} \\ A &= \frac{8}{3} \left[\frac{g H_b^2 n_b}{h_b} \right] \frac{\sin \alpha \cdot \sin \theta_b \cdot \sin 2 \theta_b}{f} \\ B &= \frac{8}{3} \left[\frac{f}{h_b \cos \alpha \cdot \sin \theta_b} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

それぞれの記号は表-2の説明に記した通りである。 $V(0)$ は $x=0$ における V の値である。 f はDarcy-Weisbachの摩擦係数であり、Kármán-Prandtlの抵抗式に再づいた次の式を適用することができる。

$$f = [2 \log_{10} \frac{h_b}{k} + 1.74]^{-2} \quad (2)$$

ここに k は粗度長さであり、滑らかなコンクリートでは0.03 cm、現地の天然砂に対しては0.10 cmとすることができる。

(2) 定常状態の流速

x が十分に大きな領域では $V(x)$ は一定値 V に収束する。すなわち、

$$V = A^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

一例としてわれわれが移動床で測定した沿岸流速の結果とEaglesonの式による計算曲線との比較を図-28³²⁾に示す。発達の段階での一致は必ずしも良くはないが、定常値はかなりよく一致している。また過渡および定常状態についての式と測定値との比較を図-29³²⁾および図-30³²⁾に示す。なお参考のために抵抗係数 f と相対

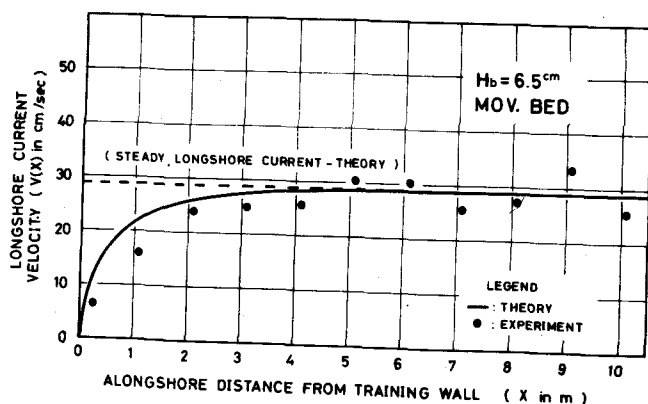


図-28 沿岸流速の発達状況

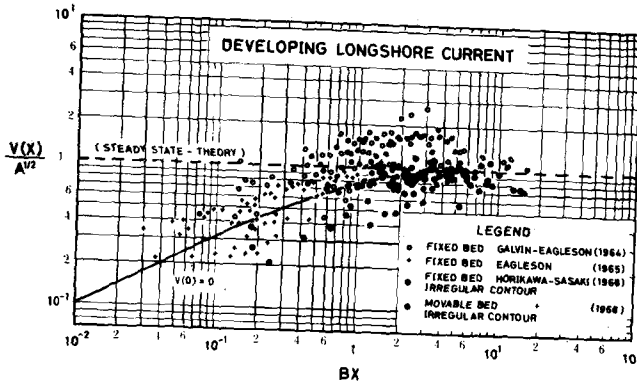


図-29 過渡状態の沿岸流速

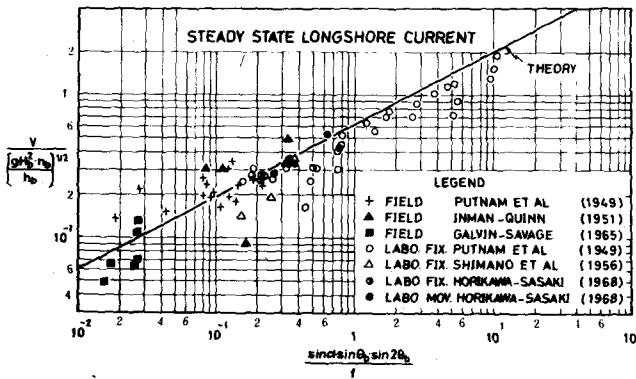


図-30 定常状態の沿岸流速

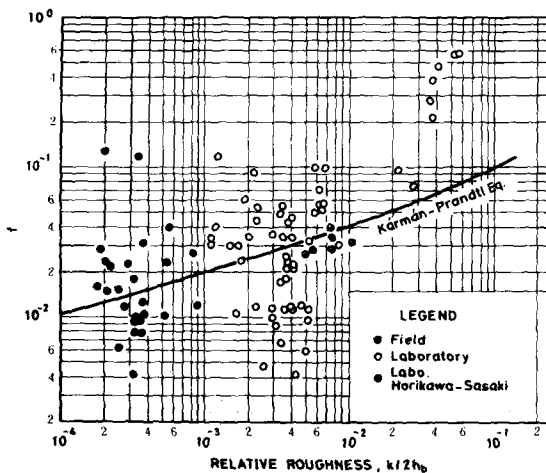


図-31 摩擦係数と相対粗度の関係

粗度 $k/2h_b$ との関係を図示すると図-31のようになり、点のちらばりは相当に大きい。これは測定精度が十分でないということの他に、流れが層流から乱流への遷移領域にあり、 Re の影響を無視しえない資料が多く含まれているからである。

以上の取扱いは海底地形を非常に単純化しているために、現地に適用する場合には、かなり制約を受けざるを得ないと考えられる。すなわち現地では Bar や離岸流 (Rip Current) の存在が認められ、そのような場における沿岸流速を Shadrin³⁴⁾ と Bruun³⁵⁾ は求めようとした。ここでは Shadrin の取扱いを簡単に説明しよう。図-32 に示すように Lunate Bar が存在する海岸において、波が汀線にはほぼ直角に入射するときには、汀線に沿って不均一な水面上昇がおこり、その結果一種の傾

斜流を生ずる。表-2 の 7) 式はそのような場合の平均流速を Bar と汀線との距離によって与える式である。波高の小さいときは汀線から最も離れた地点から Rip Current として沖へ流出する。波高が増大するにつれて、この Rip Current は沿岸方向成分を次第に増加して、ついには消失する。波高が増大し、約 1 m 程度になると、海底地形が変化し、Lunate Bar が汀線に平行に配列するようになり、7) 式で示される流れは消滅し、Bruun による 9) 式に示されるような流れになると考えられる。Shadrin は更に波高が高くな

ると, Putnam et al. 流の「エネルギー流れ」が卓越するので, 結局沿岸流速 V として (4) 式を提案している。(図-33)

$$V = \frac{a}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4 C_b \sin \theta_b}{a}} - 1 \right] \pm \sqrt{1.11 \frac{H_b}{T} \sqrt{g H_b} \left(1 - \frac{l_1}{l_2} \right)} \quad (4)$$

表-2 にみられるように, 現地海滨に適合したと考えられる B の系統の資料は必ずしも十分とはいえない。特に実験室において, 移動床により複雑な海底地形を模型上に再現して沿岸流速を測定した例はほとんど皆無に等しく, 今後に残された検討材料を考える。

これまでは沿岸流の平均流速を対象とした議論であった。漂砂現象, 特に漂砂量との関係を求めようとすれば, 当然その砕波帯内外での流速分布を知る必要がある。このような観点から若干の結果が発表されているが^{36) 37)}

測定の困難もあって極めて断片的である。最近 Bowen³⁸⁾ は単純な平行

海岸を対象としてではあるが, 沿岸流速の分布を求める試みを発表している。その詳細をここに紹介するには紙数が十分でないが, 要は Longuet-Higgins・Stewart³⁹⁾ によって, 波の存在によって生ずる付加運動量として定義された Radiation Stress と, 流速に比例した底面摩擦応力を考え, 定常状態としての運動方程式, 連続の方程式を, 砕波帯内, 砕波帯外それぞれについて解いたものである。その結果によると,

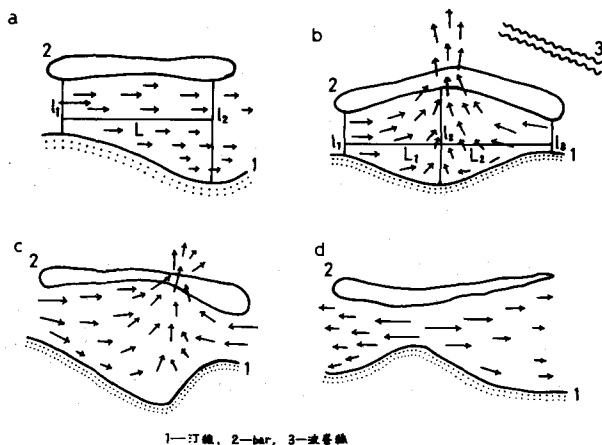


図-32 Shadrin による沿岸流の発達状況模式図

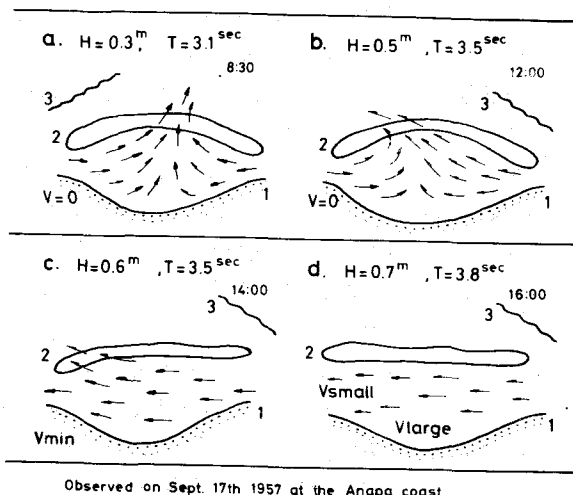


図-33 Shadrin による沿岸流観測例

注. 36) 石原藤次郎, 岩垣雄一, 村上正, 1956. 37) 嶋野貞三, 本間仁, 堀川清司, 1956.
38) Bowen, A.J. 1969. 39) Longuet-Higgins, M.S. and R. W. Stewart, 1964.

$$\theta = \frac{4 r h_b}{A_h \tan^2 \beta} \quad (5)$$

を定めれば沿岸流速の分布は求められる。ここには r は底面摩擦応力を表わす係数、 h_b は砕波水深、 $\tan \beta$ は海底面の勾配、 A_h は水平渦動粘性係数である。従って θ を定めるには r および A_h の値をいかに選定するかが問題となり、現在の段階では決定することが困難である。Galvin・Eagleson⁴¹⁾ の実験値と θ の値を適当に選んで計算した結果の比較を図-34に示す。今後このような面からの検討も積み重ねる必要があろう。

(B) 砕波の機構：これまでに述べてきたところから明らかなように、漂砂現象の活発な領域は砕波点周辺および砕波帯である。従って砕波の機構そのものが重要となることはいうまでもなく、海岸工学に関する研究が開始された当時から注目されてきた。すなわち、砕波条件を求めようとする努力は、実験

・観測による方法と理論的な解析による方法とが併せ行われてきた。しかしながら斜面上での砕波の現象は非常に複雑であって、例えば崩れ砕波、巻き砕波といった区別が何故に生ずるのかを物理的に明らかにしようとしても、解析的な取扱いは容易ではない。従ってやむを得ず実験によって得られた関係を適用しているのが現状である。

最近再び砕波現象に取り組もうとする試みが幾つかなされるようになった。中村・白石・佐々木⁴¹⁾ は斜面勾配を $1/10$, $1/20$, $1/30$, $1/50$, $1/100$ と広範囲に変えて実験を行い綿密にデータを集積し、整理を行っている。そこで砕波の持続距離あるいは砕波終了後の波の周期を求め、多段砕波を生ずる場合の波の変形を求めようとしている。また砕波波高 H_b を基準として、砕波前および後の波高 H の増大および減少の状況を調べている。これによれば斜面勾配によらず、沖波波形勾配 H_o/L の小さいもの程砕波前の波高の増大は緩やかであるが、砕波後の波高の現象は著しい。これは H_o/L の相異によって斜面上での波の変形の状態が異なることを明らかに示しており興味がある。砕波の持続距離に関連してはその他 Galvin⁴¹⁾ の実験的研究がある。樫木・岩田・中辻⁴²⁾ は斜面勾配を $1/15$ にした場合について実験を行い、崩れ砕波は相対水深 $h/L_o \geq 0.06$ 、巻き砕波は $h/L_o < 0.06$ の範囲で生ずることを示し、また Stokes 波理論は崩れ砕波に、長波理論は巻き砕波に適用しうることを主張している。その他中村・白石・佐々木⁴¹⁾ は砕波帯における水位上昇を求めようとしているが、先に述べた Radiation Stress を適用して検討する余地がありそうに思われる。砕波後の波は乱れと底面摩擦によって波高が減衰するとの考えにたって堀川・郭⁴³⁾ は計算を行っているが、水平床の

沿岸流の流量分布 ($K=0.4$) A.J. BOWEN (1969)
—: 理論値 ○: 実験値 (Galvin と Eagleson)

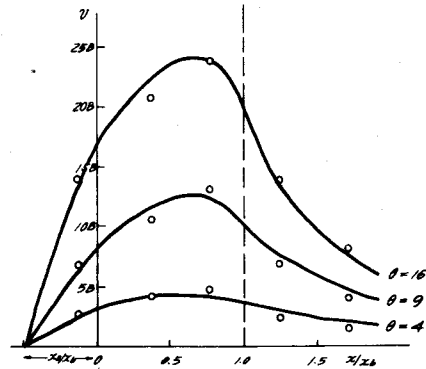


図-34 Bowen による沿岸流速分布図

注. 41) 中村充, 白石英彦, 佐々木泰雄, 1966.

41) Galvin, C.J. Jr. 1969

42) 樫木亨, 岩田好一郎, 中辻啓二, 1969.

43) 中村充, 白石英彦, 佐々木泰雄, 1968.

44) Horikawa, K. and C.T. Kuo, 1966.

場合には実験結果をよく説明しうるが、斜面の場合には戻り流れの効果が大きくあまりよい結果を得ることができなかった。井島、松尾⁴⁵⁾はステレオ・カメラを用いて砕波帯内の波を実測し、それによってエネルギー・スペクトルを求めている。以上のように多方面からの検討が開始されているとはいえ、まだほとんどが未解決といってもよく、今後の成果に注目したい。

(C) 砕波点付近での浮遊砂濃度分布：筆者らは波による浮遊砂の濃度分布に関心を持ち続けていることは先にも記した通りである。漂砂現象を理解するためには砕波点付近での砂の移動をよく把握する必要がある。特に浮遊砂濃度分布を知ることができれば、沿岸流速分布と合わせ考えて沿岸漂砂量を評価する手がかりをつかむことができるであろう。そのような観点から筆者らは砕波点付近での浮遊砂濃度の測定を試みている^{46) 47)}。測定にあたってはFairchild⁴⁸⁾の考案になる真空ポンプを用いた砂採取器に工夫を加えて使用した。その分布の2例を参考のために掲げるが、(図-35、図-36)砕波の性質によって砂の巻き上げの機構ならびにその規模が異なることが明らかである。従ってMiller・Zeigler⁴⁹⁾によってなされたように砕波点周辺での流れのPatternを併せて知ることができれば、有益な解釈を下すことができるとと思われる。われわれの研究とほとんど平行してBhattacharya・Glover・Kennedy⁵⁰⁾は独特の測定装置を作成して砕波帯での浮遊砂濃度を求めている。ただ測定点がまばらで、十分な成果を得るには至っていない。では砕波点での濃度分布はその他の地点とどのように異なっているのかを示したのが図-37である。図中の砕波点より以深での浮遊砂濃度分布は筆者らの計算方法⁵¹⁾によって求めたものであり、砕波点での分布はこれにはほぼ平行しているが、濃度は著しく大きくなっていることがわかる。一方砕波帯内部においては、砕波点よりも濃度は全般的に小さくなるが、こ

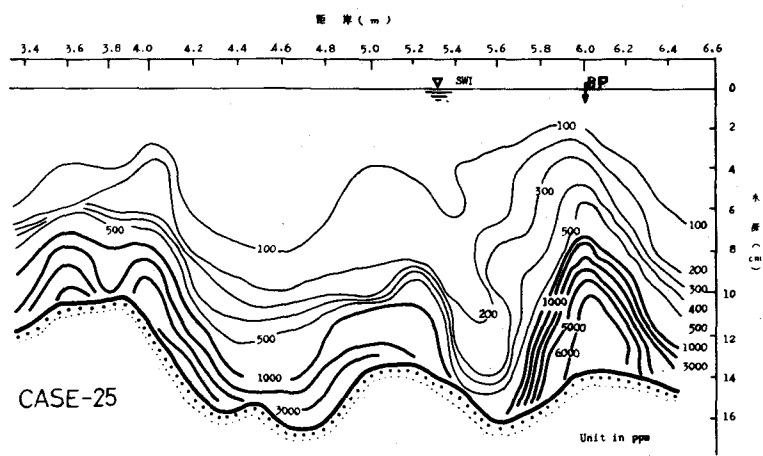


図-35 砕波点付近の浮遊砂濃度分布
($H_0 = 10.0 \text{ cm}$, $T = 1.7 \text{ sec}$, $\frac{H_0}{L_0} = 0.0216$)

注. 45) 井島武士, 松尾隆彦, 1968.

47) 福井直治, 1970.

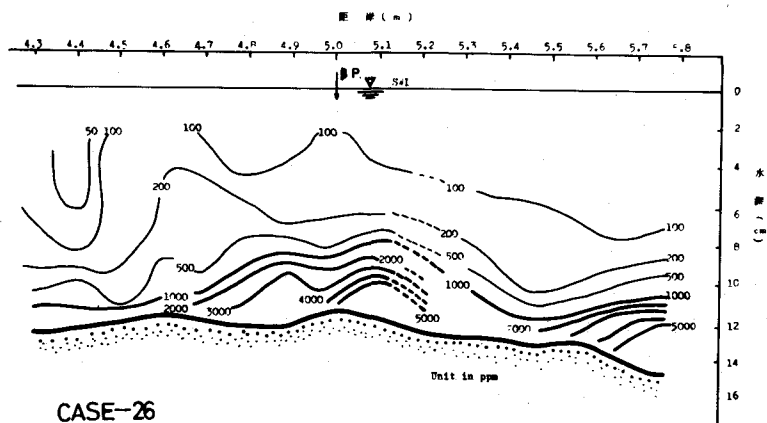
49) Miller, R. L. and J. M. Zeigler, 1964.

50) Bhattacharya, P. K., J. R. Glover, and J. E. Kennedy, 1969.

51) Homma, M and K. Horikawa, 1962.

46) 小和田亮, 1969.

48) Fairchild, 1959.



CASE-26

... 次元浮遊砂濃度分布 (単位: ppm)

図-36 砕波点付近の浮遊砂濃度分布
($H_0 = 8.4 \text{ cm}$, $T = 0.9 \text{ sec}$, $\frac{H_0}{L_0} = 0.0606$)

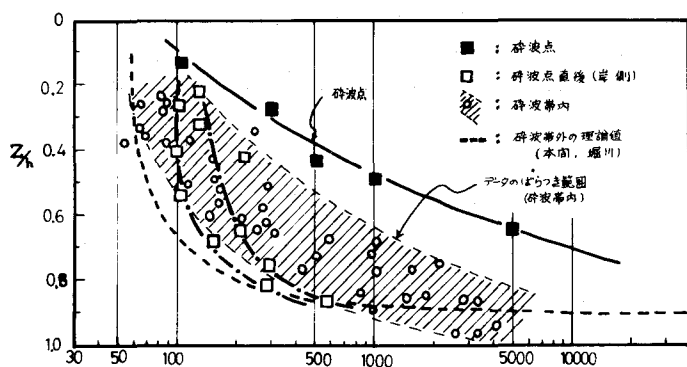


図-37 浮遊砂濃度の鉛直分布図

れらよりやや立った曲線分布となり、乱れによって水深全体にかなり一様化される傾向にあることがわかる。

D) 海浜の微地形：前節

3.1 においてふれたように海底地形はかなり複雑な形状を呈している。このような海底地形はまた海浜における微地形と密

接な関連があると考えられる。すなわち Cusp が発達しているか否か、Cusp の大きさ、あるいはもっとずっと大きな規模での汀線の波うち、といった地形である。茂木⁵²⁾によって湘南海岸および東海村海岸での Cusp についての調査結果が報告されているが、これは Bar と極めてよく対比されるようである。今後工学的な観点からも、このような地形特性を詳細に検討する余地が残されているように感じられる。

3.3 移動床模型実験の相似性の問題

移動床材料を用いて模型実験を実施することは、その相似性が明確でない現在、極めて困難な作業である。筆者も移動床模型実験を実施した経験を若干持っているが、なおこのような考えに立脚すればよいという明確な方針をもっているわけではない。

模型実験の結果が現地と対比しうるか否かを判断する基準を何に求めればよいのであろうか。その一つには移動限界水深が相似になるように条件を設定することが考えられよう。しかし、そ

注. 52) 茂木昭夫, 1959.

れによって移動限界水深より浅い所のプロファイルなり、漂砂量が相似になるとの保証は全くない。それならば海底のプロファイルを相似になるように底質の粒径、比重を変えてやることが考えられる。そのような試みの一例を以下に紹介しよう。

われわれは新潟海岸の養浜工に関連して、基礎的な平面実験を昭和42, 43, 44年度の3年間にわたって実施したことは先に述べた。最初の年はまず取りあえず自然砂(比重2.65, 中央粒径 160μ)を用いて実験を実施することとした。実験に使用する波の設定にあたっては、新潟海岸における冬季風浪期の波高の2乗平均値を求めた。このようにして定められた波の条件から、 $H_0 = 2.4\text{ m}$, $T = 8\text{ sec}$ を採用することとした。模型の縮尺は $1/50$ とし、Froudeの相似則を適用した。次の年には砂よりも比重の軽い材料としてパーライト(比重2.45, 中央粒径 170μ)を、更に昭和44年度には人工軽量骨材として使用されている、メサライトを粉砕(比重2.32中央粒径 66μ)して使用した。

以上によって得た深浅測量図から7測線を選び、その平均によって代表的なプロファイルと考え、現地のプロファイルと比較したのが図-38である。実験はいずれも5時間後の状態である。これから現地とはほぼ合致させるためには、実験結果に次のような縦横の歪入を与える必要のあることがわかる。

すなわち砂： $\lambda = 1.66$, パーライト：\lambda = 1.28, メサライト： $\lambda = 1.11$ である。これからもメサライトを用いれば、ほとんど歪みを

考えることなく、少くとも海底のプロファイルは相似にしうることがわかった。もっとも基準としている現地のプロファイルが、先に定めた波に現実に対応したものであるかには、若干疑問は残されている。

次に野田⁵³⁾は、浮遊砂が漁港泊地内に侵入し、堆積して埋没を生ずる機構を模型実験によって解明している。このような現象においては当然ながら底質の沈降速度が重要な役割を果すと考えられる。すなわち現地と模型の底質材料の沈降速度をそれぞれ w_{op} , w_{om} , 模型の縮尺を n とすれば、

$$\frac{w_{om}}{w_{op}} = \sqrt{n} \quad (6)$$

となるように底質材料を選んで実験を行った。このような観点からしても、われわれの実験においてメサライトを使用し、 $n = \frac{1}{50}$ とったのが妥当であったと考えられる。

注. 53) Noda, H, 1966.

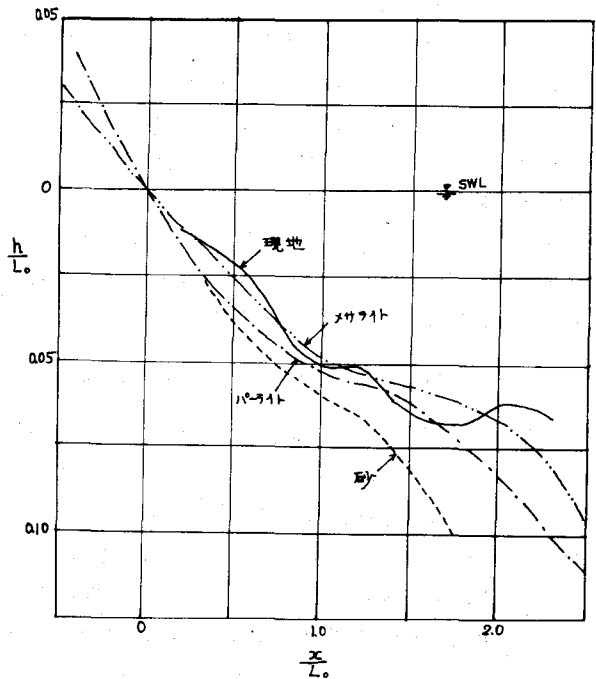


図-38 各種底質による実験の代表的なプロファイルと現地のプロファイルの比較

4 Micro Scale の取扱

4.1 振動流に対する梶浦の取扱い

一般に波の運動の取扱いにおいては、完全流体と考え、粘性の効果を無視する。しかしながら例えば波の浅海域の減衰を考慮するといった問題を取扱うためには、当然のことながら、粘性流体の運動方程式を適当な境界条件のもとで解く必要がある。これを最初に本格的に行ったのは、Hough⁵⁴⁾であると考えられる。その後 Longuet-Higgins^{55), 56)}, Eagleson⁵⁷⁾は何れも層流としての理論的な取扱いを示した。このようにしてえられた成果は層流領域の運動を与えるものとしては価値が大きい。一方では波による底面の剪断力を実験的に求めようとする努力が M.I.T. でなされ⁵⁷⁾, また京都大学⁵⁸⁾でも同様な方法で研究がなされた。これは更に浅海域の波のエネルギー・スペクトルの変化から海底面の摩擦係数を見出そうとする試みに発展していった^{59), 60)} また Jonsson^{61), 62)} は振動流水路を用いて乱流領域での流速分布を測定し、これらの成果を総合して摩擦係数を表示した。また梶浦は最初潮汐のような長周期の波について解いたが⁶³⁾, ついで短周期波へと理論を拡張した⁶⁴⁾。以下には梶浦の取扱いを主として、その概要を述べよう。

進行波の作用下における層流境界層に関しては、Longuet-Higgins⁵⁵⁾が Navier-Stokes の運動方程式から出発して、水平流速を次式で与えた。

$$u = \hat{U} [\cos(\sigma t - kx) - e^{-z/\delta_L} \cos(\sigma t - kx - z/\delta_L)] \quad (7)$$

$$\text{ただし } \hat{U} = \pi H / (T \sinh kh), \quad k = 2\pi/L, \quad \sigma = 2\pi/T, \quad \delta_L = (2\nu/\sigma)^{1/2}$$

であり、 ν : 動粘性係数, H : 波高, T : 周期, L : 波長, h : 水深, x : 水平座標, z : 鉛直座標 (底面から上向きにとる), t : 時間である。

一方、梶浦は、波に伴って水底に生ずる乱流境界層について理論的解析を行うにあたって、 u : 水平流速, U : 境界層外縁流速, τ : 摩擦応力, ρ : 水の密度, $u^* (\tau/\rho = \hat{u}_B^* u^*)$: 摩擦速度, $\delta^* = A_{mp} \int_0^\infty (U-u) dz / \hat{U}$: 排除厚, K_z : 渦動粘性係数を定義した。 K_z は次式によって与えられるものとする。

$$K_z \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau}{\rho} \quad (8)$$

ここで、角速度 σ で変化する量は複素表示とし、振幅には $\wedge$ をつける。また u_B^* は底面摩擦速度である。

つぎに定常流の場合にならって、境界層を3層に分けて考え、それぞれの層に対応する定数 $N (=12)$, $\kappa (=0.4)$, $K (=0.02)$ を導入して、 K_z をつぎのように仮定する。

$$\text{滑面の場合} \quad K_z = \begin{cases} \nu, & 0 \leq z \leq D_L \text{ (内層)} \\ \kappa \hat{u}_B^* z, & D_L < z \leq d \text{ (中間層)} \\ K \hat{U} \delta^*, & d < z \text{ (外層)} \end{cases} \quad (9)$$

注. 54) Hough, S. S., 1896.

56) Longuet-Higgins, M. S., 1953.

58) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行, 1964

60) 岩垣雄一・柿沼忠男, 1966.

62) Jonsson, I. G. 1966.

64) Kajiwara, K. 1968.

55) Longuet-Higgins, M. S. 1957.

57) Eagleson, P. S. 1962.

59) 岩垣雄一・柿沼忠男・宮井宏, 1965.

61) Jonsson, I. G. 1963.

63) Kajiwara, K. 1964.

ここで、 D_L は層流底層の厚さ ($\hat{u}_B^* D_L / \nu = N$) であり、中間層の上限の高さ d は、 $\kappa \hat{u}_B^* d = K \hat{U} \delta^*$ から決める。

$$\text{粗面の場合, } K_z = \begin{cases} \alpha \kappa \hat{u}_B^* D_R, & 0 \leq z \leq D_R \quad (\text{内層}) \\ \kappa \hat{u}_B^* z, & D_R < z \leq d \quad (\text{中間層}) \\ \kappa \hat{u}_B^* d, & d < z \quad (\text{外層}) \end{cases} \quad (10)$$

とおく、ただし z_0 (Nikuradse の相当粗度: $D = 30 z_0$) は粗度長さであり、 $D_R = 15 z_0$, $1/\alpha = 1/\kappa (D_R/z_0) = 2,708$ と仮定する。

境界層の厚さが波長に比較して小さく、乱れ以外の非線型項の影響を無視しうる場合には、境界層内の運動方程式はつぎの式で近似される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (U - u) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \quad (11)$$

式(8)と式(11)を組み合わせることにより、基本方程式

$$\frac{\partial^2 u^*}{\partial z^2} - \frac{i \sigma}{K_z} u^* = 0 \quad (12)$$

が得られる。したがって先に仮定した K_z を代入することにより、境界層内の流れの様子が決められることになり、したがって水平流速 u および摩擦速度 u^* の鉛直分布が求められる。また、梶浦は複素摩擦係数 C を $\tau_B/\rho = C \hat{U}$ で定義し、その振幅 $\hat{C}$ および位相 θ は、底面が滑面か粗面かによって、それぞれ $R = \hat{U} \delta / \nu$ (ここに $\delta = \sqrt{\nu/\sigma} = \delta_t / \sqrt{2}$)、または $\hat{U} / (\sigma z_0)$ の関数として表示しうることを示し、計算によってこれらの関係を求めた。

さらに、粗面から滑面への遷移領域を定常流の場合にならって

$$0.4 \lesssim D/D_L \lesssim 5 \quad (13)$$

と考えることにすれば、層流から乱流への遷移領域は、

$$0.4 \lesssim \delta^*/D_L \lesssim 5 \quad (14)$$

となり、これを書き直すと、滑面に対する層流から乱流への遷移領域は

$$25 \lesssim R \lesssim 650 \quad (15)$$

粗面に対しては $M = \hat{U} D_L / \nu$ とすれば

$$10^2 \lesssim M \lesssim 10^3 \quad (16)$$

となる。

以上が梶浦の理論の要点であるが、 K_z の仮定の妥当性が根本的な問題となる。野田は粗面に対する K_z の表示を Johns⁶⁶⁾ の取扱いおよび Kalkanis⁶⁷⁾ の結果を参考にして次式のように仮定した。

$$K_z/\nu = \begin{cases} \xi^2 & \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1 \\ \left[1 + \frac{(\xi_1 - 1)(\xi_2 - \xi)^2}{\xi_2 - \xi_1} \right]^2 & \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2 \\ 1 & \xi_2 \leq \xi \end{cases} \quad (17)$$

注. 65) 野田英明, 1969. 66) Johns, B., 1968. 67) Kalkanis, G., 1957.

ここに、 $\xi = 1 + \{ \alpha(z_0 + z) / \delta \}$ 、 $\xi_0 = 1 + (\alpha z_0 / \delta)$ 、 $\xi_1 = 1 + \{ \alpha(z_0 + z_1) / \delta \}$ 、 $\xi_2 = 1 + \{ \alpha(z_0 + z_2) / \delta \}$ 、 α ：境界層内の幾何学的尺度と乱れの強さによって決定する定数、 z_0 ：粗度長さ、 $\delta = \sqrt{\nu T / 2\pi}$ 、 T ：波の周期である。ここで z_1 、 z_2 ($z_2 > z_1$) は α と同様に境界層内の幾何学的尺度と乱れの強さによって決定するパラメーターとしているが、物理的な意味づけを今後なされねばならない。

4.2 移動限界水深

波の作用により海海底質が移動する限界水深が何程になるかは工学上非常に関心の持たれる所であり、多くの人々によって論じられてきた。すなわち、佐藤・岸⁶⁸⁾、栗原・篠原・椿・吉岡⁶⁹⁾、石原・樫木⁷⁰⁾、佐藤・田中⁷¹⁾、野田・井保⁷²⁾、樫木⁷³⁾、野田⁷⁴⁾、堀川、渡辺⁷⁵⁾によるものが知られている。ここには筆者らの取扱を紹介することとする。

波の作用下における底面の摩擦応力 $\tau_B = \hat{\tau}_B e^{i(\sigma t + \theta)}$ を、底面近くの水平方向の流速 $U = \hat{U} e^{i\sigma t}$ を用いて

$$\tau_B = \rho f \hat{U} U \quad (18)$$

すなわち

$$\hat{\tau}_B e^{i\theta} = \rho f \hat{U}^2 \quad (19)$$

と表わし、式(18)によって与えられる f をもって抵抗係数と定義する。ただし $\hat{\tau}_B$ 、 $\hat{U}$ はそれぞれ τ_B 、 U の振幅、 ρ は水の密度を表わす。浅海における進行波を考えれば、

$$\hat{U} = \frac{\pi H}{T} / \sinh \frac{2\pi h}{L} \quad (20)$$

である。よって式(19)より、

$$f = \frac{\hat{\tau}_B}{\rho \hat{U}^2} e^{i\theta} \quad (21)$$

となるから、抵抗係数 f の振幅 $\hat{f}$ は次のようになる。

$$\hat{f} = \frac{\hat{\tau}_B}{\rho \hat{U}^2} \quad (22)$$

さて、波による底質の移動を考える際、個々の底質粒子に注目して、波による鉛直力、および水平加速度による力を無視すると、その移動開始時における力の平衡関係は、式(22)を用いてつぎのように表わすことができる。

$$(\rho' - \rho) \frac{\pi}{6} g d^3 \tan \varphi = \rho K \frac{\pi}{4} d^2 \hat{f} \hat{U}^2 \quad (23)$$

ここに ρ' ：底質の密度、 g ：重力の加速度、 d ：底質粒径、 φ ：水中における底質の静止摩擦角、 K ：底質の形状および注目する移動状態によって異なる値をとる係数である。式(23)を変形すると、

$$\left. \begin{aligned} \hat{f} &= \frac{2}{3K} \cdot \frac{S g d \tan \varphi}{\hat{U}^2} \\ S &= \frac{\rho'}{\rho} - 1 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

注. 68)佐藤清一、岸力、1952.

71)佐藤昭二、田中則男、1962.

74)野田英明、1966.

69)栗原道徳、篠原雅爾、椿東一郎、吉岡益男、1956.

72)野田英明、井保武寿、1964.

75)堀川清司、渡辺晃、1966.

70)石原藤次郎、樫木亨、1960.

73)樫木亨、1966.

を得る。抵抗係数の振幅 $\hat{f}$ は、 $\hat{U}d/\nu$ および $\hat{U}\delta/\nu$ の関数と考えることができるから、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{U} \cdot d}{\nu} \right)^p \left(\frac{\hat{U} \cdot \delta}{\nu} \right)^q \quad (25)$$

とおく。ただし、 a, p, q は係数であり、 $\delta_L = (2\nu/\sigma)^{\frac{1}{2}} = \beta^{-1}$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ である。よって式(25)は、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{U} \cdot d}{\nu} \right)^p \left[\hat{U} \cdot \left(\frac{2}{\nu\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^q \quad (26)$$

となる。底面が流体力学的に粗で境界層が完全に乱流の状態にあるときには、抵抗係数 f によぼす分子粘性の影響は微小になるものと考えられるから、式(26)において、 $p = -\frac{q}{2}$ でなければならないのでその結果はつぎのようになる。

$$\hat{f} = a \left(\frac{2\hat{U}}{\sigma d} \right)^{\frac{q}{2}} \quad (27)$$

そこで式(27)を式(24)に代入して変形し、整理すればつぎのような移動限界表示式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_0}{L_0} &= a \left(-\frac{d}{L_0} \right)^a \sinh \frac{2\pi h_1}{L} \cdot \left(-\frac{H_0}{H} \right) \\ n &= \left(\frac{2+q}{4+q} \right), \quad a = \left(\frac{4S \tan \varphi}{3Ka\pi} \right)^{\frac{2}{4+q}} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

これは従来得られていた表示式の一般形となっている。

一方、境界層が層流で底面粗度よりも分子粘性の影響が顕著となる場合には、式(26)で $p \ll q$ とおけるから、

$$\hat{f} = a \left(\frac{\hat{U} \cdot \delta}{\nu} \right)^q \quad (29)$$

となる。

さて先節に述べたように梶浦は摩擦係数 C を理論的に求めているが、 $\hat{C}$ と $\hat{f}$ の間には $\hat{C} \propto \hat{f}$ の関係が成立していなければならないので、梶浦の結果を適用することができる。

さて、関数形を決定するためには、第1に z_0 と d 、あるいは砂れんの大きさや形状との関係を、第2には移動形態の定義、第3には層流、乱流の限界、滑面、粗面の限界を明らかにしなければならない。まず移動形態としては、Manohar⁽⁷⁶⁾の定義に従い、初期移動とは水底表面に比較的突

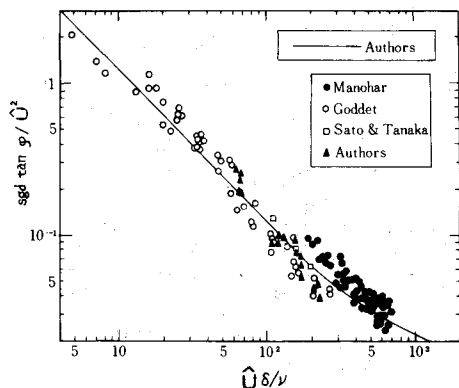


図-39(a) 層流および滑面乱流における全面移動限界曲線

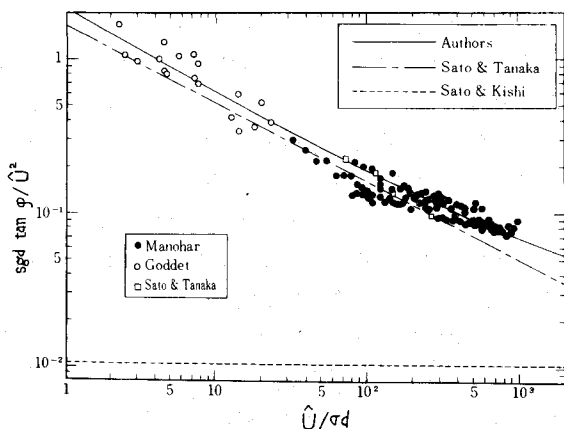


図-39(b) 粗面乱流に対する全面移動限界曲線

注. 76) Manohar, M.: 1955.

出した粒子が幾つか動き出す限界, また全面移動とは水底表面の第一層の砂がほとんど動き出す限界とした。筆者らの得た結果のうち全面移動限界に対するものを図-39に示す。図中には佐藤・岸, 佐藤・田中の関係式も比較のために記入してある。この結果をもとに移動限界水深を求めるには, やや複雑な計算をしなければならない。そこで計算結果を図表にしたものを先に発表したの(77)で参照されたい。以上は砂を底質材料とした実験結果を用いて求めた関係であるが, Rance・Wallen⁷⁸⁾は砂利を用いた実験結果を発表しているの(78)で, 比較のために図-40に示す。これによって筆者らの結果は砂利のような粒径の大きい場合にもあてはまることが確認された。なおここで論じたものと異なる移動形態については海岸保全施設設計便覧を参照されたい。

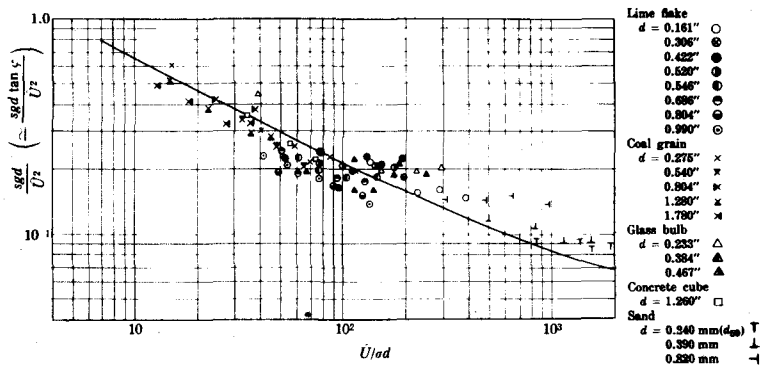


図-40 Rance-Wallenによる実験結果と堀川, 渡辺の全面移動限界曲線の比較

4.3 振動流境界層

従来定常流に対する境界層, とくに乱流境界層に関しては多くの研究者が関心を寄せ, かなりの研究成果が報告されている。しかしながら非定常乱流境界層についてはほとんど皆無に等しい。そのような状況の中でも Jonsson⁶¹⁾が振動流装置を用いて測定した結果は先駆的なものといえる。筆者らは, 浮遊砂機構の解明のためにも, 境界層内の流速, 剪断応力, 更には乱れの強さを測定したいと考え, 数年来努力を続けてきた。まず流速分布の測定に関しては水素気泡式流速計の適用を試み, かなりの成果をあげることができた⁷⁹⁾。また乱れの測定については, 新たな流速計 (Electrolytic Turbulence Transducer, ELETT) を開発し, それによって乱れを測定することができるとの確信を得るに至った⁸⁰⁾。今後その精度の向上と, データの累積に進みたいと考えている。

図-41は水素気泡式流速測定装置の概要を示したものであり, 陰極白金線の径は50μ, 両極間の印加電圧は約1kVであり, パルスの

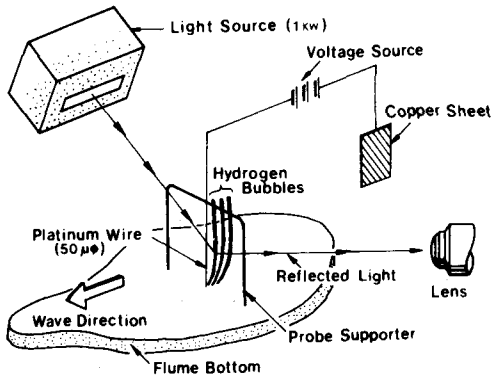


図-41 水素気泡式流速計

注. 77) 堀川清司, 佐々木民雄, 1970. 78) Rance, P. J. and V. F. Wallen, 1968. 79) Horikawa, K. and A. Watanabe, 1968. 80) Horikawa, K. and A. Watanabe, 1970.

繰り返し周波数は約 50 cps とした。また光源としてはヨードランプ (200 V, 1 kW) を用いた。実験によって得られた結果と尾浦の理論による計算曲線との比較 (流速の振幅比 $\frac{\hat{u}}{\hat{U}}$ と位相差 ϵ) を参考のために示す。図-42は滑面条件のもとで得られたものであり、図-43は波高 0.8 cm、波

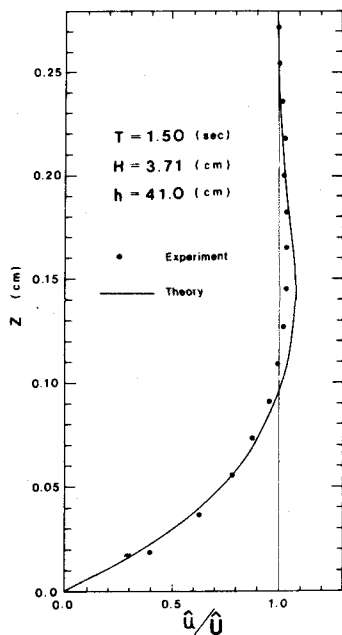


図-42(a) 水平流速成分の振幅比 (滑面)

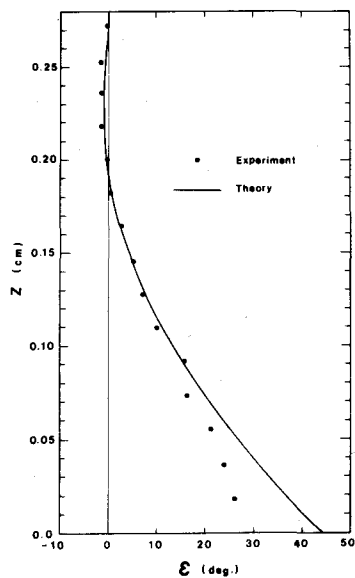


図-42(b) 水平流速成分の位相差 (滑面)

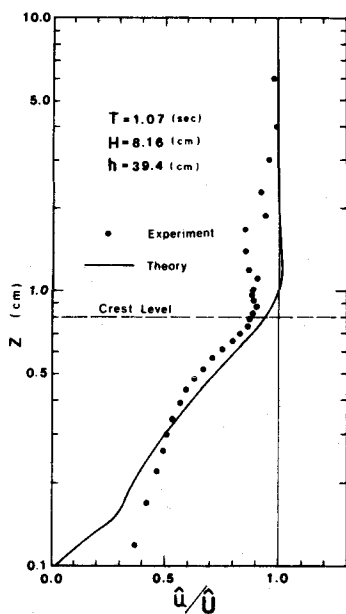


図-43(c) 水平流速成分の振幅比 (粗面)

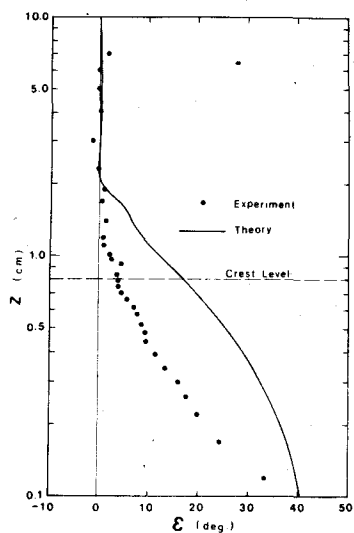


図-43(d) 水平流速成分の位相差 (粗面)

長 3.2 cm の人工砂れんを底面に設置した結果である。滑面については一致はかなりよいが、粗面については必ずしも十分とはいえない。粗面の場合、高さの基準を何処にとるかは大きな問題である。これらの流速分布をもとにして K_z , τ の鉛直分布を求めることができ、検討の結果によれば、基本的には梶浦の取扱いが妥当であることが認められた。しかしながら K_z は時間と共に変化すること、粗面の場合には負の値をもとること等、今後解明しなければならない事項が多く見出された。以上の筆者らの実験データの他に Jonsson のデータも用いて検討をしたが、波長が粗度（あるいは砂れんの大きさ）に比して十分に大きい場合に相当する Jonsson の実験の結果からは K_z の鉛直分布は、時間的に変動するとはいえ、かなり梶浦の仮定に近いことがわかった。一方において砂れんの大きさに比して波長が余り大きくないと、砂れんの周辺で生ずる鉛直速度成分が水平速度成分に比して無視しえなくなり、式(11)が適用できなくなるために上述のような問題が生じたものと判断された。

上記のような検討は砂の浮遊機構の解明と密接に関係していることは明らかであろう。すなわちある高さにおける剪断力 τ の分布は、その場所における Reynolds 応力をあらわすと考えられ、これはまた乱れの強さと関係があるはずである。このうち鉛直方向の乱れ強さが、その点での浮遊砂をその位置に維持している原動力であり、これは砂粒子の沈降速度と何らかの関係があると推測される。もっとも振動流における乱れとは何かの概念を筆者らは現在必ずしも明確に把握しうるに至っていない。

また振動流の乱れを求める解析手段が十分でないことも一つの大きな問題として残されている。この方面の研究成果は近く発表の予定である¹⁰⁾。

5 む す び

以上各章において、漂砂へのアプローチの仕方について、筆者なりの考え方を取りまとめた。またその材料としては、極力筆者が今日までに累積してきたものに限定して記述するように努めてみた。従って漂砂論の内容としては、なお論ずべきその他の事柄が多々存在し、あるいは取り上げるべき重要な研究成果を見落してしまった惧れは無きにしもあらずと思われる。再び稿をあらためる機会をえられれば幸と考える。

漂砂の研究を今後更に発展させるためには、如何なる方向の努力がなされるべきであろうか。現在筆者なりに考えている幾つかの事項を挙げて、本稿のむすびとしたい。

- (1) 本論においても例示したように、比較的長時間にわたる海岸の変化の実体、あるいはその海岸のおかれている自然環境を把握するためには、それぞれの地域に関する古文書なり、古図なりを積極的に見出し、活用する必要がある。
- (2) 航空写真の活用を積極的に推進すべきである。海浜の変形の状況を定量的に知るために有効なことは、本論において取り上げた事例からも明らかである。筆者はこれを現地調査に利用することを考えているが、まだその機会をうるに至っていない。また実験室における観測手段としても極めて有効であることを確認している。
- (3) 海浜において起っている諸現象、例えば波の変形、砕波、沿岸流、離岸流、砂の移動と、海浜の微地形とを系統的に、かつ総合的に把握するための調査をする必要がある。そのためには現地での計測方法の開発に一段の努力を払う必要がある。
- (4) 海浜変形に関する実験を系統的に実施し、単純化された条件下とはいえ、綿密な観測、観察を行う必要がある。

- (5) 以上によって現象の実体の理解を深めると共に、解析にも一段と力を注ぐべきであろう。
- (6) Micro的なアプローチはかなり急速に推進されつつあるが、非定常、あるいは周期的な流れの下における乱れの取扱い方に本格的に取り組むべき段階に到達していると考えられる。
- 本稿を草するにあたり、東京大学工学部土木工学科港湾研究室員はそれぞれの立場からの協力を惜しまなかった。ここに記して謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司：漂砂論，水工学シリーズ65-14，土木学会水理委員会，1965，25 pp.
- 2) Steers, J. A. : The Coastline of England and Wales, Cambridge University Press, Second Edition, 1964, 750 pp.
- 3) Steers, J. A. : The Coast of England and Wales in Pictures, Cambridge University Press, 1960, 146 pp.
- 4) Zenkovich, V. P. : Processes of Coastal Development, Oliver & Boyd, 1967, 738 pp.
- 5) King, C. A. M. : Techniques in Geomorphology, Edward Arnold Ltd., 1966, 342 pp.
- 6) 新潟県土木部：新潟海岸の欠潰について，1960，160 pp.
- 7) 新潟県土木部：新潟海岸の欠潰について（第二輯），1964，151 pp.
- 8) 富山県海岸対策協議会：富山海岸侵蝕調査報告書，1952，303 pp.
- 9) 藤井昭二：富山湾の形成について，放生津潟周辺の地学的研究，富山新港資料，調査編Ⅱ-1，第一港湾建設局伏木富山港工事事務所，1964，pp. 169-177.
- 10) 神奈川県土木部河港課：片瀬鎌倉海岸侵蝕対策調査報告書，1958，280 pp.
- 11) 陸地測量部：関東震災地一帯に於ける土地の隆起及沈下状態，東京大学地震研究所彙報，第1号，1926，pp. 65-68.
- 12) Horikawa, K. and T. Sunamura : A study on erosion of coastal cliffs by using aerial photographs, Coastal Eng., Vol. 10, 1967, pp. 67-83.
- 13) Sunamura, T. and K. Horikawa : A study on erosion of coastal cliffs by using aerial photographs (Rept. No. 2), Coastal Eng., Vol. 12, 1969, pp. 99-120.
- 14) 東京大学工学部土木科港湾研究室：昭和44年度千葉県屏風ヶ浦および太東岬海岸侵蝕調査報告書，1970.
- 15) Johnson, J. W. : Scale effects in hydraulic model involving wave motion, Trans. A. G. U., Vol. 30, No. 4, 1949.
- 16) Rector, R. L. : Laboratory study of equilibrium profiles of beaches, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 41, 1954.
- 17) Saville, T., Jr. : Scale effects in two dimensional beach studies, Proc. 7th General Meeting, I. A. H. R., 1957.
- 18) Iwagaki, Y. and H. Noda : Laboratory study of scale effects in two dimensional beach processes, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., 1963. pp. 194-210.
- 19) 茂木昭夫：日本の海浜型について（沿岸州の地形学的研究第1報），地理学評論，第36巻，第5号，1963，pp. 245-266.
- 20) Longinov, V. V. : The possibility of forecasting transient coastal relief changes by waves, Trudy Instituta Okeanologii, Vol. 48, 1961.

- 21) Longinov, V. V. : Some field observations on the deformation of waves in the surf-zone, Trudy Instituta Okeanologii, Vol. 21, 1957.
- 22) 東京大学工学部土木工学科港湾研究室：昭和44年度新潟海岸養浜模型実験報告書，1970。
- 23) Homma, M. and C. J. Sonu : Rhythmic pattern of longshore bars related to sediment characteristics, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., 1963. pp. 248-278.
- 24) Shepard, F.P. and D. L. Inman : Nearshore circulation, Proc. 1st Conf. on Coastal Eng., 1950, pp. 50-59.
- 25) Sonu, C. J. : Tethered balloon for study of coastal dynamics, Proc. Symposium on Earth Observations from Ballons, 1969.
- 26) 堀川清司・佐々木民雄：沿岸流速に関する二、三の考察，第15回海岸工学講演会講演集，1968，pp. 126-135.
- 27) Putnam, J. A., W. H. Munk, and M. A. Traylor : The prediction of longshore currents, Trans. A. G. U., Vol. 30, No. 3, 1949.
- 28) Inman, D. L. and W. H. Quinn : Currents in the surf zone, Proc. 2nd Conf. on Coastal Eng., 1951. pp. 24-36.
- 29) 永井莊七郎：海岸防砂堤について，海岸工学研究発表会講演集，1954。
- 30) Galvin, C. J., Jr. and P. S. Eagleson : Experimental study of longshore currents on a plane beach, M. I. T. Hydrodynamics Laboratory, Rept. No. 63, 1964.
- 31) Eagleson, P. S. : Theoretical study of longshore currents on a plane beach, M. I. T. Hydrodynamics Laboratory, Rept. No. 82, 1965.
- 32) 佐藤昭二：漂砂，水工学シリーズ66-19，土木学会水理委員会，1966，29 pp.
- 33) Sato, S. and N. Tanaka : Field investigation on sand drift at Kashima Harbor facing the Pacific Ocean, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 595-614.
- 34) Shadrin, I. F. : The possibility of predicting longshore currents in tideless seas, Dynamics and Morphology of Sea Coasts, Trans. the Institute of Oceanology, Academy of Sciences of the USSR, 1961, pp. 350-364.
- 35) Bruun, P. : Longshore currents and longshore troughs, Jour. Geophys. Res., Vol. 68, No. 4, 1963. pp. 1065-1078.
- 36) 石原藤次郎・岩垣雄一・村上正：明石海峡北岸の侵食調査について，第3回海岸工学講演会講演集，1956，pp. 185-193.
- 37) 嶋野貞三・本間仁・堀川清司：海岸水制の効果に関する実験，第3回海岸工学講演会講演集，1956，pp. 195-202.
- 38) Bowen, A. J. : The generation of longshore currents on a plane beach, Jour. of Marine Research, Vol. 27, No. 2, 1969, pp. 206-215.
- 39) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart : Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications, Deep-Sea Research, Vol. 11, 1964, pp. 529-562.
- 40) 中村充・白石英彦・佐々木泰雄：砕波による波の変形に関する研究，第13回海岸工学講演会講演集，1966，pp. 71-75.
- 41) Galvin, C.J., Jr : Breaker travel and choice of design wave height, Proc. A.S.C.E., Vol. 95, No. WW 2, 1969, pp. 175-200.

- 42) 横木亨・岩田好一郎・中辻啓二：砕波の内部機構に関する基礎的研究（第一報）—砕波型にもとづく二、三の考察—，第16回海岸工学講演会講演集，1969，pp. 35-39.
- 43) 中村充・白石英彦・佐々木泰雄：砕波による水理特性，第15回海岸工学講演会講演集，1968，pp. 30-35.
- 44) Horikawa, K. and C. T. Kuo : A study on wave transformation inside surf zone, Proc. 10 th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 217-233.
- 45) 井島武士・松尾隆彦：砕波帯の波の研究(1)—観測法および例—，第15回海岸工学講演会講演集，1968，pp. 36-40.
- 46) 小和田亮：砕波帯における浮遊砂の研究，東京大学工学部土木工学科卒業論文，1969.
- 47) 福井直治：砕波帯における砂の浮遊機構に関する研究，東京大学工学部土木工学科卒業論文，1970.
- 48) Fairchild, J. C. : Suspended sediment sampling in laboratory wave action, B. E. B., Tech. Memo. No. 115, 1959, 25 p.
- 49) Miller, R. L. and J. M. Zeigler : The internal velocity field in breaking waves, Proc. 9 th Conf. on Coastal Eng., 1964, pp. 103-122.
- 50) Bhattacharya, P. K., J. R. Glover and J. F. Kennedy : An electro-optical probe for measurement of suspended sediment concentration, Proc. 13 th Congress of I. A. H. R., 1969, Vol. 2, pp. 241-250.
- 51) Hom-ma, M. and K. Horikawa : Suspended sediment due to wave action, Proc. 8 th Conf. on Coastal Eng., 1962, pp. 168-193.
- 52) 茂木昭夫：江の島および東海村付近沿岸の地形，地理学評論，Vol. 32, No. 3, 1959, pp. 121-134.
- 53) Noda, H. : Model study on the filling-up of a fishery harbor by drifting sand, Proc. 10 th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 564-594.
- 54) Hough, S. S. : On the influence of viscosity on waves and currents, Proc. Lond. Math. Soc., Vol. 28, No. 1, 1896, pp. 264-288.
- 55) Longuet-Higgins, M. S. : The mechanics of the boundary-layer near the bottom in a progressive wave, Proc. 6 th Conf. on Coastal Eng., 1957.
- 56) Longuet-Higgins, M. S. : Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 245, 1953, pp. 535-581.
- 57) Eagleson, P. S. : Laminar damping of oscillatory waves, Proc. A. S. C. E., Vol. 88 J. Hyd. Div., No. 3152, 1962. pp. 155-181.
- 58) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究—底面摩擦力の測定について—，第11回海岸工学講演会講演集，1964，pp. 62-68.
- 59) 岩垣雄一・柿沼忠男・宮井宏：現地海岸における海底摩擦係数について，第12回海岸工学講演会講演集，1965，pp. 35-40.
- 60) 岩垣雄一・柿沼忠男：現地海岸の海底摩擦係数について(2)，第13回海岸工学講演会講演集，1966，pp. 21-29.
- 61) Jonsson, I. G. : Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. 10 th Congress of I. A. H. R., London Vol. 1, 1963.

- 62 Jonsson, I. G. : Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10 th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp. 127-148.
- 63 Kajiura, K. : On the bottom friction in an oscillatory current, Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 42, No. 1, 1964.
- 64 Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, 1968.
- 65 野田英明 : 波動による乱流境界層の発達, 第16回海岸工学講演会講演集, 1969, pp. 23-27.
- 66 Johns, B. : The damping of gravity waves in shallow water by energy dissipation in a turbulent boundary layer, Tellus, Vol. 20, No. 2, 1968, pp. 330-370.
- 67 Kalkanis, G. : Turbulent flow near an oscillating wall, B.E.B. Tech. Memo. No. 97, 1957, pp. 1-36.
- 68 佐藤清一・岸 力 : 漂砂に関する研究(7), 波動による海底せん断力と底質の移動, 建設省土木研究所報告, 第85号-6, 1952.
- 69 栗原道徳・篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男 : 波による海底の砂移動, 第3回海岸工学講演会講演集, 1956, pp. 151-158.
- 70 石原藤次郎・榎木亨 : 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, 1960, pp. 47-57.
- 71 佐藤昭二・田中則男 : 水平床における波による砂移動について, 第9回海岸工学講演会講演集, 1962, pp. 95-100.
- 72 野田英明, 井保武寿 : 波による海底砂の移動限界と砂れんの発生, 第11回海岸工学講演会講演集, 1964, pp. 153-158.
- 73 榎木亨 : 漂砂の移動限界流速および限界水深に関する再考, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966, pp. 142-145.
- 74 野田英明 : 波による海底砂の初期移動について, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966, pp. 135-141.
- 75 堀川清司・渡辺晃 : 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966, pp. 126-134.
- 76 Manohar, M. : Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, B.E.B. Tech. Memo. No. 75, 1955. 90 p.
- 77 堀川清司・佐々木民雄 : 波の運動に伴う砂の移動限界水深の数表, 土木学会誌, Vol. 55, No. 5, 1970, pp. 58-63.
- 78 Rance, P.J. and N. F. Warren : The threshold of movement of coarse material in oscillatory flow, Proc. 11 th Conf. on Coastal Eng., 1968, pp. 487-491.
- 79 Horikawa, K. and A. Watanabe : Laboratory study on oscillatory boundary layer flow Proc. 11 th Conf. on Coastal Eng., 1968, pp. 467-486.
- 80 Horikawa, K. and A. Watanabe : Turbulence and sediment concentration due to wave, Proc. 12 th Conf. on Coastal Eng., 1970. (in print)