

進行波による砂漣上の境界層内の流速および乱れ分布

沢 本 正 樹*・山 口 清 一**

1. はじめに

砂質底面上を波が進行すると、底面上に砂漣が形成され、それが沖浜領域の砂移動機構にとって重要な要因となっていることは周知の事実である。形成される砂漣については、本間・堀川・鹿島 (1964)¹⁾の研究により定量的に見積ることも可能である。一方、砂漣近傍の流体の運動については、渦の形成などについての定性的な記述が行なわれているのみで、定量的把握はいまだ不十分である。このような場合は、砂漣背後における渦の形成、渦の放出、渦の崩壊による乱れの発生という独特の乱流場を形成し、その乱流構造が浮遊砂分布などの漂砂現象に密接に関連していると考えられる。しかし、一方向流れ場において乱流測定データの豊富な集積がなされているのに反し、砂漣上に限らずとも波動場における乱れ計測は非常に限られている。これは、媒質が水であるために測定が空気流における熱線流速計の使用ほど安価で容易ではないこと、非定常流での乱れの概念が確立されていないため定常流におけるような演算回路によるアナログ信号処理法に確立されたものがないことなどによるものと思われる。しかし、これらの点も今日の段階ではそれほど致命的なことではない。

この種の測定における従来の業績としては次のものが挙げられる。

堀川・渡辺 (1970)²⁾は独自に開発した電解式乱流計を用いて砂漣上の流

速を測定し、得られたデータから基本調和成分を差し引いた残りを乱れと定義し、その分布を示した。同様の乱れの定義を用いたものに、堀川・水口 (1973)³⁾による水素気泡を用いた平板上の振動流境界層の測定がある。

日野・大西 (1971)⁴⁾は、クロム酸化物のコーティングを施した熱線流速計を用いて棧粗度上の波動境界層の乱れの測定を行なっている。彼等は波の一周期内の各位相

ごとのアンサンブル平均値を主流、それからのずれを乱れと定義し、棧粗度から発生し上方へ拡がっていく乱れの様子を示した。同様の平均法により砂漣上の振動流境界層における乱れ分布、浮遊砂分布、両者の相関などを測定したものに Nakato et al. (1977)⁵⁾がある。

本研究においては、砂漣上の流速、乱れの時間的変化、空間的分布を詳細に調べることににより、流れの構造を明らかにしようとする試みが行われている。測定には2本の熱膜流速計を用い、日野・大西 (1971) と同じアンサンブル平均で定義した位相平均流速、位相平均乱れの分布などを求めた。

2. 実験方法

実験は、長さ 20 m、幅 0.4 m、深さ 0.6 m の造波水路で行われた。水路中央部に全長 1 m の砂漣床を設置し、その上で流速の測定と流れの可視化を行なった。実験条件は表—1 に示す。

Run 2 については、本間・堀川・鹿島 (1964) の提案した砂漣算定法で寸法を決め、パテで模擬し表面を豊浦産標準砂で粗面仕上げした模擬砂漣を用い、その他については標準砂上に生じた砂漣をペンキで固定したものを

表—1 実験条件

Run No.	測定装置	測定項目	記 録	砂 漣 寸 法 長さ (cm)×高さ (cm)	周 期 (sec)	波 高 (cm)	水 深 (cm)	測定断面
2	Hot Film	$\sqrt{u^2 + w^2}$ $\bar{u}$ u'	Visigraph AD 変換	4.0×0.8	1.5	5.0	30.0	3 4
3	Hot Film Milk	$\bar{u}$ u' 可 視 化	AD 変換 Photo	7.2×1.4	2.04	9.6	30.0	7 —
4	Hot Film	$\bar{u}$ u'	AD 変換	7.2×1.4	2.0	8.0	30.0	2

用いた。

流速測定にあたっては、外径 5 mm の微小プロペラ流速計と熱膜流速計について適用の是非を検討した。前者は使用の簡便さにおいて優れているが、本来、定常流を対象に開発されたものである。一般に気象学の分野では風速測定に用いるプロペラ式流速計の時定数は測定する流速に反比例するといわれている。同様の特性が予測されたので、微小プロペラ流速計を振動台車に載せその応答を調べたところ、流速の振幅が 30 cm/sec 以上、周期

* 正会員 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 運輸省港湾局建設課

4秒以上でないと忠実に応答しないことが確かめられた。また、各プローブごとの応答特性についても大きな差のあることが確かめられた。一方、後者については通常の使用法で 3~4 cm/sec 以上の流速で精度よい測定を行えることが確かめられた。よって、本データの採取には熱膜流速計を用いた。

平均流速、乱れの定義は、日野・大西 (1971) と同じように、各位相ごとのアンサンブル平均値を用いて次のように定義した。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}(x, z, t) &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u(x, z, (k-1)T + t) \\ \delta u &= u(x, z, t) - \bar{u}(x, z, t) \\ [\delta u]^2 &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [\delta u(x, z, (k-1)T + t)] \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (u - \bar{u})^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.1)$$

ここに、 T は周期、 t は一周期の中の位相、 x, z はそれぞれ水平、鉛直方向の座標を表わす。以後、本論文では、これらの平均値を「各位相ごとのアンサンブル平均値」の意味で位相平均値と呼ぶことにする。このような平均法は、渦などがあり流れが正弦的なものから系統的にゆがんでいる場合、有限振幅の波を対象とする場合、後にも示すような流速の合成成分を測定している場合などには、正弦成分からのずれで定義する方法よりも優れている。しかし、波の周期、波高のばらつきが大きい場合には、波の不規則性を乱れ成分として評価することにもなる。事実、今回のような室内実験の場合であっても、砂漣より十分上方の領域や、平板上の波動場においては、式 (2.1) で定義した乱れは、波高などのばらつきが主要因であることが認められた。これらは、時間的にも、空間的にも不規則であるといういわゆる乱流の概念からははずれるものであるが、これらを適切に分離することは困難であろう。

測定にあたっては、2本の円筒型プローブをX型に配置して、以下のように水平流速を評価した。

波の場では形成される渦も二次元性が強いことから、 v 成分を無視すると、2本の流速計から得られる流速 u_R, u_L は

$$u_R = \frac{1}{\sqrt{2}} |u - w|, \quad u_L = \frac{1}{\sqrt{2}} |u + w|$$

となる。したがって、 $|u| > |w|$ のときは

$$|u| = \frac{1}{\sqrt{2}} |u_R + u_L|, \quad |w| = \frac{1}{\sqrt{2}} |u_R - u_L| \dots\dots\dots (2.2)$$

$|u| < |w|$ のときは

$$|u| = \frac{1}{\sqrt{2}} |u_R - u_L|, \quad |w| = \frac{1}{\sqrt{2}} |u_R + u_L|$$

となる。これらから原理的には、 u_R が零となる点を明確におさえることにより、水平、鉛直方向の流速が分離されるはずである。しかし、実際には熱膜流速計を零流速まで含めて精度よく作動させることは不可能であり、信頼しうる精度で w 成分を分離することはできなかった。よって、本研究では、波の場では一周期の間のほとんどの時間で $|u| > |w|$ が成り立っていることから、式 (2.2) から水平流速の評価のみを行なった。したがって流速が小さい位相においては、 $|w|$ を測定していることになっている場合もあり結果をみる場合には留意する必要がある。

データは、HITAC・10II (8KW メモリー) で制御された AD 変換器、計時装置を用いてサンプリングし、オンライン処理した後、 $\bar{u}_R, \bar{u}_L, \bar{u}_R^2, \bar{u}_L^2$ の形で紙テープに出力した (図-1)。各波ごとの一連のデータ・サンプリングは、水位計からの出力信号をトリガーとし、波の峯の通過時に同期させて行なった。このような同期法により波高の著しく小さな波は測定の対象からはずされ、波高の不規則性のある程度除くことができる。出力された紙テープはさらに磁気テープ上にファイルされ、東京工業大学総合情報処理センタの HITAC・M180 で処理された。

平均個数 N は、統計処理の観点からすれば多いにこしたことはない。一方、熱膜流速計を安定して作動させるためには、全測定時間をできるかぎり短くする方が好

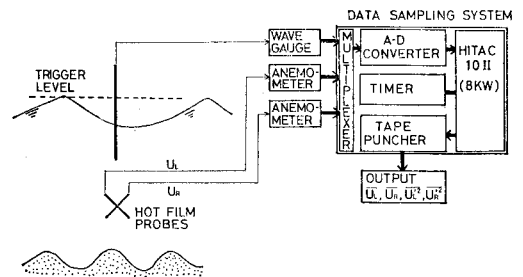


図-1 測定法の概念図

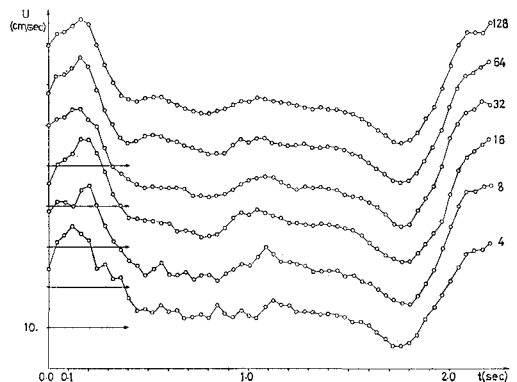


図-2 平均個数 N による位相平均流速の違い

ましい。そのため、まず、測定個数をいくつにするかの検討を行なった。図-2には、砂漣の谷の中の比較的乱れ成分のつよい場所において、平均個数を4から128まで変化させたときの位相平均流速の測定例を示す。これより N を32程度以上にとればほぼ満足のいくデータの得られることがわかる。よって、本研究では、 N は32に固定して測定を行なった。

3. 実験結果および考察

3.1 瞬間流速の時間変化

円筒型熱膜流速計プローブ1本を、波の進行方向に直角水平においた場合、および平行水平においた場合の流速計出力信号の例を図-3(a), (b)に示す。円筒型プローブはプローブに直角な成分をすべて感知するため図-3(a)では $\sqrt{u^2 + w^2}$ 、図-3(b)では $\sqrt{v^2 + w^2}$ を示していることになるが v 成分は流れの二次元性より u, w に比べ小さいと思われる。図中 $z=0$ は砂漣頂より2mm上の高さである。また、位相角 $\omega t=0$ は、波の峯が対象としている砂漣頂の真上を通過した時刻である。

これらから読み取れることを列挙すると

- 1) 流速は底面付近ではかなり乱れているが、 z が1.5 cm程度までいくと細かいじょう乱は重畳されているものの全体的に非常に規則正しく変動する。
- 2) 図-3(b)では砂漣の谷の中においてかなり大きな流速の変動が認められる。これは砂漣より発生する大規模な渦の存在を示しているものと思われる。これらの渦は、発生する位相についてはほぼ一定しているがその強さなどについては必ずしも一定のものにはなっていない。
- 3) 図-3(a), (b) いずれにおいても砂漣近くでは、渦の存在により流速変動は系統的にゆがめられている。このような場においては、正弦成分からのずれとして乱れを定義することは、本質的に不相当である。
- 4) 振動流境界層においては、鉛直方向の流速分布に位相差の存在が認められるが、図-3(a)によると今回の流れではそのような現象ははっきりしない。これは、振動流境界層において位相差が顕著になる厚さは、振動流境界厚さのパラメータ $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ の数倍、すなわち今の場合1 cm程度、であるのに対し、砂漣が存在する場合には、それ以上のスケールの組織的な渦が形成され、粘性係数とか、定常の渦動粘性係数とかで説明される運動量交換とは全く別の運動量交換機構が存在するためである。

3.2 位相平均流速および乱れの分布

図-4(a), (b)に、前節で定義した位相平均流速お

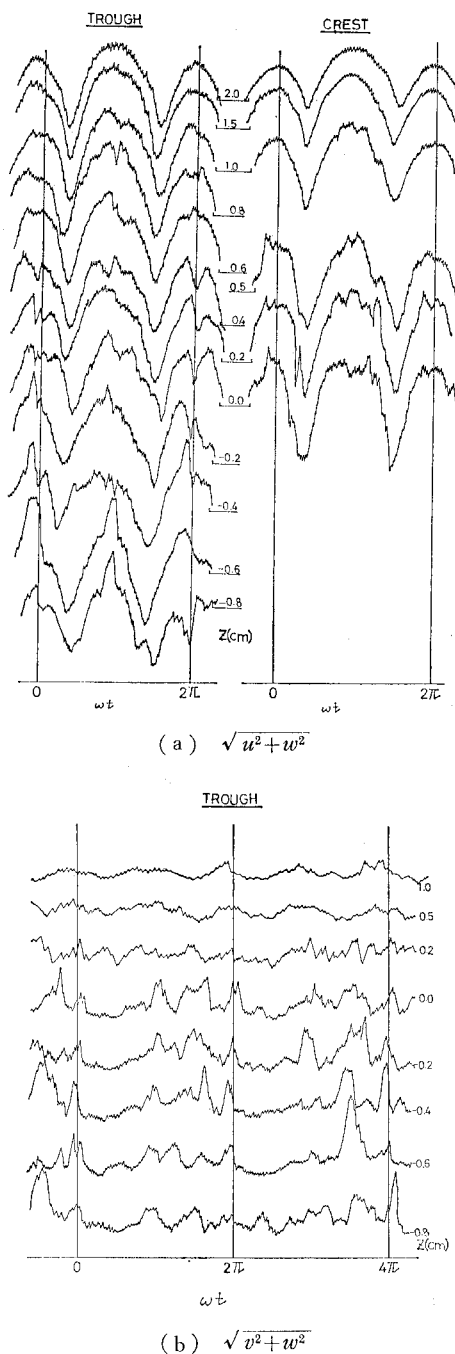


図-3 瞬間流速の時間変化—Run 2

よび、位相平均乱れ強度の空間分布を等強度線で示す。波の進行方向は左から右で、砂漣より十分上方では(a)の場合流速は右向き、(b)の場合左向きである。(a)は波の峯の通過直後の位相にあたり、これは可視化によると、砂漣背後に顕著な渦が発達しつつある段階である。同様のことが平均流速の等強度線からもうかがうことができる。乱れの中心は平均流速から推察される渦とは多

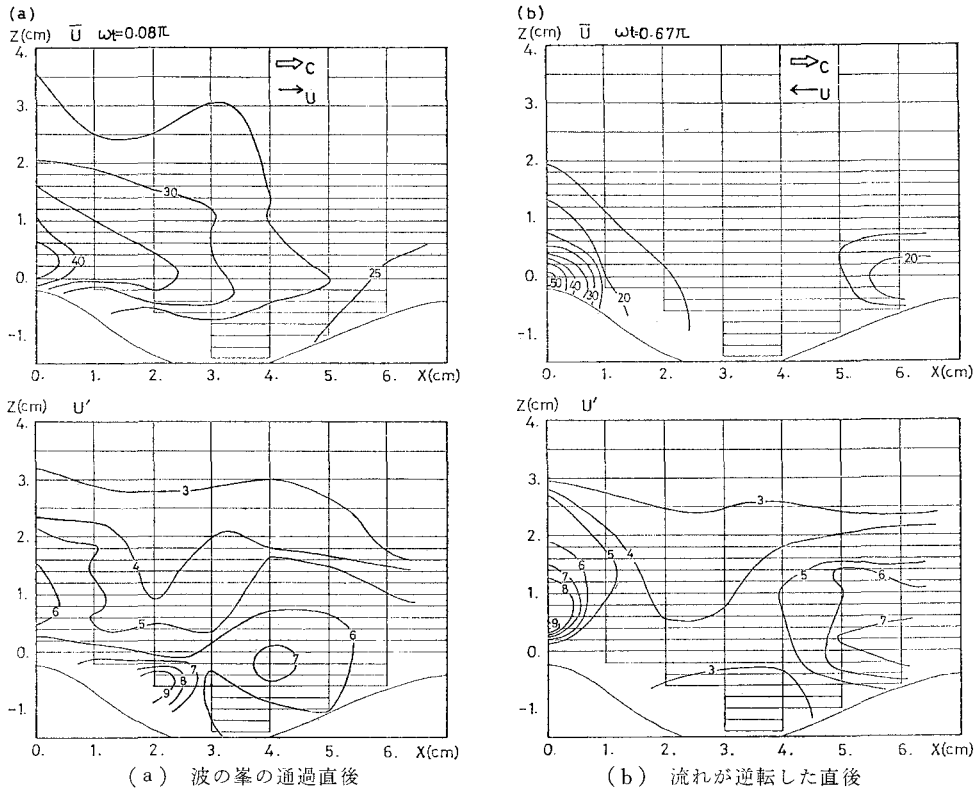


図-4 位相平均流速および乱れの空間的分布—Run 3

少ずれ、渦の周辺部にみられる。これは本解析で定義した乱れが、渦の大きさや位置のふらつきをも含めているためである。

図-4(b)は、主流の方向が逆転した直後の位相に相当している。逆流により砂漣背後に形成された渦およびそれに付随した乱れが図の左端断面から掃き出されている様子が読みとれる。

3.3 砂漣上の波動境界層の構造

図-5には、位相平均の乱れ強度をさらに一周期にわたり平均したものについての鉛直分布を示してある。これらの分布曲線を同一グラフ用紙上に重ねてプロットしてみると、 z が2.5cm程度の高さを境としてそれより

下では各断面ごとに異なった分布形を示すが、それより上では断面に関係なく同一の分布形を示す。このことや他の測定結果および可視化による観察から総合的に判断すると、砂漣上の波動境界層は、水平方向に空間的構造をもった層と、さらにその上の鉛直方向にのみ空間的構造をもった層との二つの領域に分離して考えるのが適当であるように思われる。

前者は、砂漣背後に形成される組織的渦が明瞭にその形態を保ち続けている領域であるところから本研究ではこれを渦層と呼ぶことにする。後者は流れがより確率的であり、本研究においては拡散層と呼ぶことにする。

渦層においては、流れが岸向きの位相で砂漣背後に顕著な渦が形成される。この渦は、流れが逆転すると逆流および砂漣の反対側に形成される別の渦とによって沖側へ引きもどされ、かつ上方へ放出される。放出された渦は大体波の半周期の間その形態を保っているが、次の流れの逆転時に崩壊し乱れ成分となる。この渦が崩壊するまでに達する高さが渦層の上端となる。このような渦層内の流体の運動については、決定論的な解析が可能であり、そのモデル化の試みが著者らによりなされている⁹⁾。

拡散層においては、流れはより確率的であり乱流の概念が成り立つように思われる。すなわち、渦層における渦の崩壊により乱れエネルギーの供給をうけ、さらに乱れは自身の拡散能により上方へ拡散していく。しかしこ

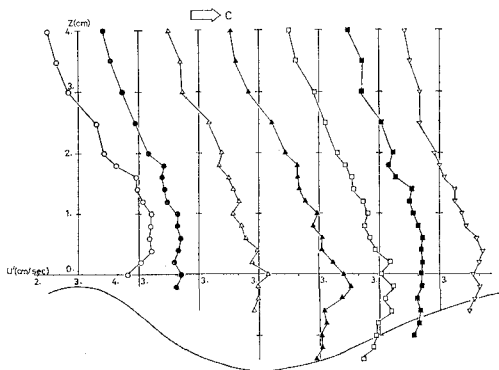


図-5 一周期平均した乱れ強度の鉛直分布—Run 3

の領域を、一方向流の乱流境界層などと比較すると、次のような相違点を有している。一方向流の乱流境界層においては壁面のごく近傍を除けば、大体は乱れの生成項と逸散項とがつり合い乱れの分布形が決定されている。一方、砂漣上の波動境界層では、渦層からのエネルギー供給が大きいこと、主流の流速分布もポテンシャル流れのものに近いことから、乱れの生成項はあまり重要な意味をもたず、拡散項と逸散項とのつり合いから乱れの分布形が決定されているように思われる。

この点について以下の推算を試みる。一周期にわたり平均した乱れ強度はついても乱れのエネルギー収支式を適当な方法で平均化することにより、Prandtlの混合距離仮説を適用しようと仮定し次のようにおく。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \varepsilon \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial z} &= \frac{A}{L} (\bar{q}^2)^{3/2} \\ \varepsilon &= B (\bar{q}^2)^{1/2} L \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.1)$$

ここに、 $\bar{q}^2$ は乱れ強度、 L は混合距離、 ε は渦動拡散係数、 A 、 B は普遍定数である。これより拡散層における乱れ分布は L を一定と考えることにより、

$$\bar{q}^2 = \bar{q}_0^2 \cdot \exp \left\{ \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2A}{3B}} (z_0 - z) \right\} \dots\dots\dots (3.2)$$

という指数型に予測される。 A 、 B 、 L については、波動境界層の場合適当な値は提案されていないが、 $A=0.124$ 、 $B=0.396$ という一方向流境界層の値を準用し、本実験について最もよくあうような指数分布を求めると、Run 4 について $L \approx 0.45 \text{ cm}$ となる。 $\bar{q}^2 \propto \bar{u}'^2$ と考え、 $\bar{u}'$ の鉛直方向の減衰の様子を式 (3.2) と比較したものが図-6である。図には、同一条件下での平板上の乱れの分布も併示してある。測定データには、2. で述べたように波の不規則性による効果も含まれているた

め、その分約 1 cm/sec を差し引いて考えると、 $\bar{u}'$ の分は大体上述の考え方で説明できる。

砂漣上の波動境界層を上述のように渦層と拡散層とに分けて考えることは漂砂現象に関連しても有意なことである。すなわち、従来から試みられていた浮遊砂への拡散理論は拡散層において十分その適用の根拠をもつものとなる。また、渦層における流体運動ならびに砂粒子の運動を決定論的に解析することにより、砂漣近傍の砂移動機構の記述が可能になるとともに、拡散層での拡散理論に対して合理的な境界条件を与えることが可能になる。

4. あとがき

波によって生じた砂漣上の波動境界層の流速測定より平均流、乱れについての定量的把握を試みた。それにより多くの知見が得られたが、最も重要な点は、波動境界層は、渦層と拡散層とに分離して考えるべきであるという事である。今後さらに詳細な検討が必要ではあるが、渦層については、決定論的な議論が可能であろう。一方拡散層については、乱流としての確率論的な取り扱いが必要となる。

本研究をすすめるにあたりご指導頂いた東京工業大学日野幹雄教授、吉川秀夫教授に感謝の意を表します。また、本研究に対して昭和52年度文部省科学研究費の補助を受けたことを付記します。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・鹿島達一：「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, 159~164, 1964.
- 2) 堀川清司・渡辺 晃：「波運動に伴う乱れと底質の浮遊」, 第17回海岸工学講演会論文集, 229~234, 1970.
- 3) 堀川清司・水口 優：「振動流境界層に関する実験」, 第20回海岸工学講演会論文集, 429~433, 1973.
- 4) 日野幹雄・大西亮一：「浅水表面波の粗度上の乱流構造」, 第18回海岸工学講演会論文集, 83~92, 1971.
- 5) Nakato, T., F. A. Locher, J. R. Glover and J. F. Kennedy: "Wave Entrainment of Sediment from Rippled Beds", ASCE, WW1, Vol. 103, pp. 83-99, 1977.
- 6) 山口清一・沢本正樹：「波によって生じた砂漣上の浮遊砂の算定法」, 第33回年次学術講演会概要集II, 1978.

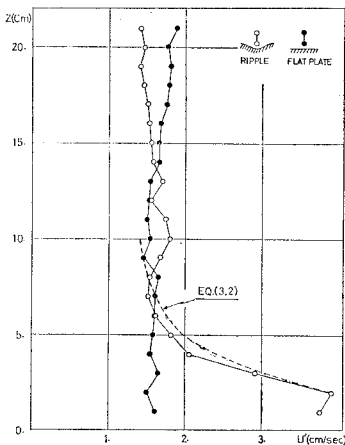


図-6 拡散層における乱れ強度分布—Run 4