

# 研究展望

## 乱流研究の展望と今後の課題

### STATE OF THE ART AND SUGGESTED APPROACH OF RESEARCH OF TURBULENT SHEAR FLOW

中川 博次

By Hiroji NAKAGAWA

#### 1. はしがき

水工学の分野で取り扱われる水の流れのほとんどは乱流であり、しかも大きい平均速度勾配をもつせん断乱流である。乱流中での平均せん断速度は乱れによるレイノルズ応力によって発生、維持されるから、せん断応力の分布特性が平均速度場を決定づける。また、レイノルズ応力の発生は互いに垂直な速度変動による運動量の拡散・混合を意味するから、実用工学面で問題とされる物質や熱の拡散・輸送に果たすせん断乱流の乱れ特性の役割は支配的である。従来、平均流との関連においては、渦動粘性モデルや混合距離理論で代表されるような半経験的モデルに頼ってきたし、物質や熱の拡散についても輸送理論の相似性に基づく取扱いが実用上なされてきた。比較的単純な流れでは、このように物理的合理性に少々欠けているモデルであっても現象説明には十分な場合が多く、その応用範囲はいまだに広い。

しかし、実際上はより複雑な環境条件のもとでの二次元あるいは三次元流れの解明が必要とされ、さらに温度・密度勾配をもつ流れや浮遊粒子を含む流れにおける抵抗則や拡散特性の物理的説明が要請される。こうした現象に流れの微細構造としての変動成分が直接関与する以上、乱れ強度やレイノルズ応力等の乱れ特性値に関する普遍的な関係を見つけ出そうと努力するのは自然の成行きである。せん断乱流における乱れの計測機器やデータ処理技術の進歩がそうしたヴェールを剥いでいったのはまぎれもない事実である。水流の乱れについても、各種のせん断乱流の変動スペクトルが計測によって求めら

れ、各波数領域ごとの分布特性が局所等方性理論や従来研究成果との対比において明らかにされるとともに、乱れ構造の相似性に基づいて乱流場全体での乱れ特性値の普遍関数表示が検討された。さらに、乱れエネルギーの変遷過程を調べることによって、乱流場の空間構造を明らかにする努力が払われた。

1960年代後半になって、乱れ変動の中にも比較的規則立った運動が存在し、それが乱れを発生させることが確認されるに及んで、従来の乱れの長時間平均構造から組織構造へと研究の中心が向けられてきた。しかし、そうした乱流の組織構造の定量的評価はまだ十分に確立されておらず、種々の境界条件のもとでの複雑な乱流現象にどれほど寄与するかについてはまったく不明である。乱れは強いせん断層を形成する界面付近に発生するものであるから、移動床を含む流砂現象や成層密度流の界面現象等の物理的考察を行うための乱れの研究は今後も続けられるものと思われるが、その工学的発展を図るためには、ただいたずらに乱流の微細構造を追い求めるのではなく、対象とする現象における変動量の寄与ないしは位置づけを明確にした立場での研究が望まれる。

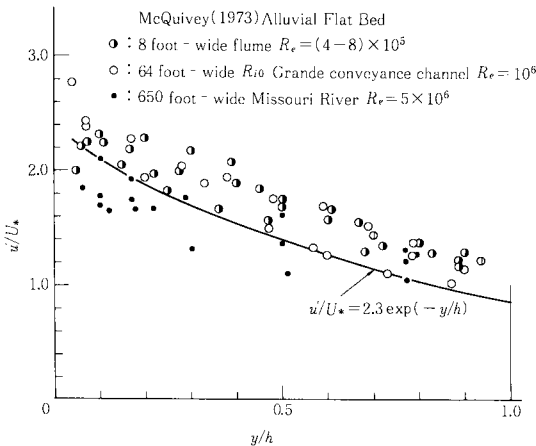
乱流研究の発展過程や最近の進歩については、谷一郎編「乱流」<sup>1)</sup>(丸善, 1980)によくまとめられており、著者が改めて述べるまでもないが、ここでは主として水工学の分野におけるわが国の乱流研究の最近の発展ならびに問題点を関連課題別に説明するとともに、今後の研究動向を著者なりに模索することにする。

#### 2. 長時間平均構造の研究

1960年代後半に熱膜流速計が開発されてから開水路乱流の乱れ計測が盛んになり、十分に発達した鉛直乱流

\* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

場を対象とした石井<sup>2)</sup>や今本<sup>3)</sup>による実験的研究によって、変動諸量の波数空間におけるスペクトルが普遍特性を示すことが明らかにされ、また平衡領域における乱れ構造の相似性から乱流空間における乱れ強度やレイノルズ応力等乱れ特性値の普遍関数表示が与えられた。著者ら<sup>4)</sup>も開水路乱流構造に及ぼす粗度、フルード数、レイノルズ数の影響を詳細な乱れ測定によって検討しているが、平衡領域での乱れ特性値はこれらの水理パラメーターに関係なく普遍特性を示し、また境界層や管路の空気流に関する実験結果と大きい差異はなく、むしろ壁面乱流の一般的構造として取り扱われてよい。



図一 実河川における乱れ強度分布

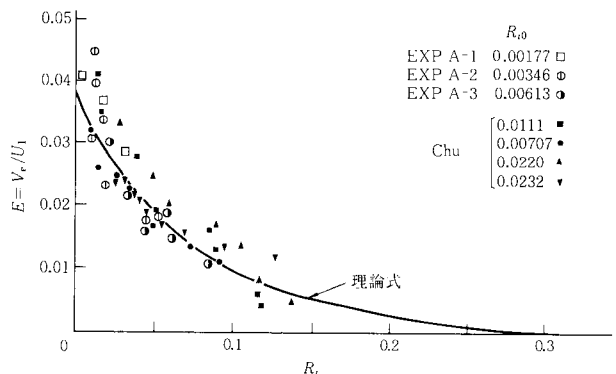
図一は McQuivey<sup>5)</sup> が大型水路や実河川で測定した乱れ強度分布と室内実験で得られた普遍関数とを比較したものであるが、両者は比較的良好に一致しており、室内計測の結果から実河川の乱流現象を十分予測できることを示している。

これらはいずれも乱れ変動量を長時間平均する従来の統計的处理方法に従って、基本的な乱れ特性値のスペクトル構造や空間構造を研究したものであって、そこに見出された乱れの普遍的な性格は流れの予測により有効な武器として利用でき、またそれらの成果は実用的にも拡散係数などの正当な評価を可能にする。しかし、実際の河川流を取り扱う立場からは、乱流の構造はそれほど単純ではなく、これまで得られた乱れに関する知見を生かして各種の流路における流れの挙動を明らかにしようとする試みがなされねばならない。たとえば、直線流路にみられる縦渦や蛇行流路における二次流の発生・発達・維持機構はレイノルズ応力の分布や変化特性と直接的な関係があるから、主流と乱れとの相互作用や乱れエネルギーの変化過程の理論

的・実験的検討によって、流れの変化が物理的に説明されることが望まれる。また、河床面の透水性による運動量の交換や河床波など河床形状の変化は流れの抵抗や底質輸送に支配的影響を与えるが、そうした外的条件による乱れ構造の変化を解明することも必要である。もちろん、同じ流れであっても、対象とする現象や要求される精度によっては乱れを二次的なものとみなして、経験的取扱によって実用上十分満足な結果が得られることはいうまでもない。この意味では乱流研究の現状は、一部の研究者の問題意識がいささか不足しているとの批判は免れそうもない。

さて、上述の壁面せん断乱流に対して、壁面拘束を受けない自由せん断乱流は、拡散によって速度分布が平坦化し、乱れもしだいに減衰していくのが特徴である。その取扱いは次節で述べられるが、均一流体の自由乱流では平均流や乱れについての相似性が認められることから、噴流や後流など流れの型に応じた相似解を得ることで実用目的は満足されていた。一方、乱れの挙動については後流に関する Townsend の測定<sup>6)</sup>、噴流に関する Bradbury の測定<sup>7)</sup>に基づいて、乱れエネルギーの収支関係が明らかにされたが、その後の実験的研究では界面付近で間欠的に発生する乱流と非乱流の現象や界面の湾曲構造が連行・混合特性との関連で注目されてきた。

密度勾配をもつ自由せん断乱流の研究は、温排水や河口密度流の拡散・混合など実際問題に関連して要請の高いものであり、密度成層流の安定問題や密度乱流の構造について数多くの研究が実施されてきた<sup>8)</sup>。界面から乱れによって環境流体が連行される現象は、自由せん断乱流の特徴で、混合機構に支配的影響を及ぼす。椿・小松<sup>9),10)</sup>は種々の密度差をもつ表層密度噴流の速度変動や濃度変動を詳細に測定し、平衡領域における各種変動量スペクトルの普遍定数を決定するとともに、密度噴流場での乱れ強度や混合距離の断面最大値が浮力効果を表わす全体的リチャードソン数  $R_i$  の関数となることを乱れ



図二 連行係数  $E$  と  $R_i$  の関係 (椿・小松による)

エネルギー式と乱れの加速度平衡式から説明し、それから求められた渦動粘性係数を用いて表面流速、表面浮力、噴流幅などの流下方向変化を解析し、実験的に検証した。さらに、その成果を用いて連行係数が  $R_i$  の増加とともに急激に減少するという実験的事実を物理的に説明することに成功している。このように、従来半経験的ないしは巨視的モデルで評価されていた乱流現象に関わる水理諸量を詳細な実験計測と理論解析を通して再評価し、現象の物理的説明を試みることによって、初めて研究成果の幅広い応用が可能となり、実用的発展も期待できるものと考えられる。

### 3. 組織乱流の研究

近年の乱流研究で最も注目をひく話題は、組織乱流 (ordered motion, coherent structure あるいは organized motion と呼ばれる) の発見とそれが流体工学分野の諸現象に果たす役割の解明であろう。Kline ら<sup>11)</sup>が境界層流れの可視化観測によって空間的、時間的に相当規則立った運動が存在することを見出して以来、壁面乱流、自由乱流のいずれにもこの組織乱流が存在することが確かめられ、乱流の一般の性質として、1970年代における乱流研究の中心課題となった。それらの詳細はJFMに連載されたおびただしい論文を参照されたいが、ここでは水工学分野における研究の動向と発展性について述べる。

#### (1) 組織乱流の計測とその解析法

図-3は組織的な乱流を解析する手順を示したもので、周期現象や外部制御擾乱を与えた現象では、その基本特性が既知であり、計測された出力波形を基本特性と比較して抽出し、集合平均することにより現象を検出できるが、組織乱流のように基本特性の未知な現象では、たとえ大まかでもこの基本特性を把握しておかないと現象解明の手掛りも得られない。この意味で流れの可視化法を用いた流況観察によって定性的かつ粗雑でも基本特性を知ったうえで、条件付き計測によって定量的評価を行うといった形で検出法が発展してきた。壁面乱流のバースティングを例にとると、その基本特性は次の2つに集約される。

1) 時間的、空間的に不規則に発生するが、その現象自体は ejection-sweep-ejection という規則的過程を示す。

2) ejection および sweep で瞬間レイノルズ応力 ( $-uv > 0$ ) が生成され、乱れエネルギーの発生機構を表わす。

いま、検出プローブとサンプリングプローブの位置をそれぞれ  $(x_0, y_0, z_0)$  および  $(x, y, z)$  とし、組織乱流の検出関数を  $I(x_0, y_0, z_0, t)$  とすると、任意の物理量  $q(x, y, z, t + \tau)$  の条件付き平均は次のように定義される。

$$\langle q \rangle (x, y, z, \tau) = \frac{\int_{\tau} q(x, y, z, t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t) dt}{\int_{\tau} I(x_0, y_0, z_0, t) dt} \dots (1)$$

ここで、 $\int_{\tau} \dots dt$  は計測時間  $T$  内での時間平均を表わし、 $I=1$  のとき従来の無条件平均と一致する。検出関数  $I$  の合理的決定が組織乱流を評価するための最大の課題であり、その基本特性を組み込んだ簡単なスキームが望ましい。

これまで提案された検出方法<sup>12)</sup>としては、可視化観測で得られたバースト周期  $T_B$  によって同定した初期の検出法、上記2)の基本特性に着目し、瞬間レイノルズ応力  $u(t) \cdot v(t)$  あるいは乱れ強度  $u^2(t)$  があるしきい値を超えたとき  $I(t)=1$  としたり、あるいは重み付け平均を行うものである。さらに、パターン認識法といって1)の基本特性に着目し、規則的過程の変動位相を合わせて集合平均し、このパターンを検出しようとする方法がある。これらの方法には一長一短があり、確立された検出関数は見出されていないが、バースティング構造の解明にそれぞれ有用であることが示されている。

自由乱流の組織渦も同様な手順で解析されるが、この場合の基本特性は組織渦に伴う乱流/非乱流界面の存在であり、これを示す間欠関数を検出関数に選べばよく、Hedley ら<sup>13)</sup>が各種の間欠関数を比較、検討している。

しかし、バースティングと比較して自由乱流の組織渦ははるかに規則的で組織立っているのが特徴である。たとえば、噴流、重力噴流を問わず、完全な渦崩壊が起こるまでは組織渦が明瞭に可視化され、スペクトル分布にもこれに対応した卓越周期がみられることから、可視化情報を検出関数に用いることによってより直感的な解析が可能となろう。

#### (2) 開水路流れの組織構造

開水路流れにもバースティング現象が現われることがGrass<sup>14)</sup>の可視化研究で示され、壁面乱流に共通した現象であることが確かめられた。バースティングは壁面領域での組織立った渦運動であり、高速流体が壁面に向かって侵入し (sweep)、このため壁面近くの低速流体が振動しながら浮上、発達し、ある限界で渦崩壊を起こして周辺流体と激しい相互作用を演じ (ejection または burst)、再び高速流体が侵入するといった一連の運動を

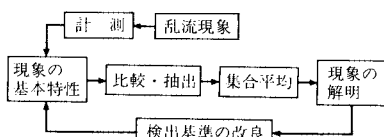


図-3 組織乱流の解析手順

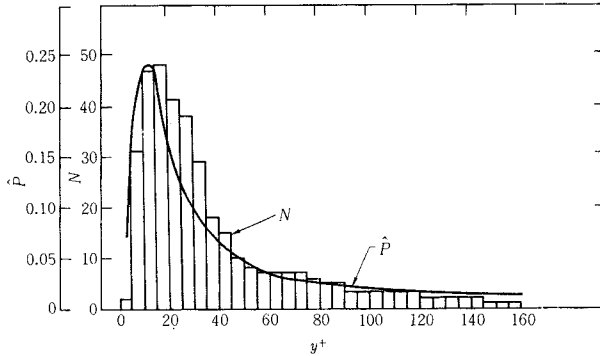


図4 パースティングの発生率  $N$  と乱れエネルギー発生率  $\hat{P}$

かなり規則的に繰り返す。組織渦の発生率と乱れエネルギー発生率の分布を比較した図4<sup>15)</sup>では両者は明らかに一致しており、ejection および sweep によって乱れの大部分が生成されることがわかる。

3.(1) で述べた条件付き解析法によって、開水路流れでの乱れの発生に及ぼすパースティングの寄与率、周期特性、空間スケールなどが解明されてきた<sup>16), 17)</sup>。その結果、パースティングの周期  $T_B$  は、 $T_B U_{\max}/h = 1.5 \sim 3.0$  で与えられ、主流の最大流速  $U_{\max}$  と水深  $h$  といった外部スケールで規定されることがわかった。パースティングの流下方向の平均間隔も同様に水深で規定されるが、横断方向の平均間隔は  $\lambda_z \equiv \lambda_z U_* / \nu \approx 100$  で与えられ、摩擦速度  $U_*$  と動粘性係数  $\nu$  の内部スケールで支配されることが明らかにされた。このように、壁面領域の組織渦が内部および外部スケールに同時に支配されるという事実から、この渦運動が主流域にみられるボイルや縦渦といった大規模渦運動と強い相互関係をもつものと推論され、両者の関連についての研究が行われるようになった。

すなわち、Jackson<sup>18)</sup> は実河川でのボイルを観測し、河床波の谷の部分からボイルが生じやすく、その発生周期はパースティングの周期にほぼ等しいことを見出している。また、宇民・上野<sup>19)</sup> や福岡ら<sup>20)</sup> は上昇流やボイルが発生しやすい河床条件で可視化実験を行い、パースティングと同様な馬蹄型渦モデルで現象が説明されることを示した。さらに、パースティングの平均縦間隔  $\lambda_z$  も外部領域に向かって増加し、水面近傍で河川でみられる縦渦の間隔  $2h$  にはほぼ等しくなるという実験結果<sup>17)</sup> も与えられている。このように壁面領域での組織渦と外部領域での大規模渦が酷似した運動性状を表わすことから、両者を同一のものとみなす見解が示されてきた。しかし、この結論は低レイノルズ数の流れの可視化に基づいていることから、大規模渦の成因やパースティングとの関係は未解決のままであり、2つの運動が開水路れ

で self-consistent に共存する二重構造性が唱えられているに過ぎないが<sup>21)</sup>、今後両運動の支配スケール則や空間構造をより詳細に検討する必要があり、最近、より洗練された可視化法を用いてパースティングのスケール則や内部構造<sup>22)</sup>を、また主流域の渦構造<sup>23)</sup>を検討する試みがなされているのが注目される。

一方、主流域の大規模渦運動については、河川での流量、流砂量、河床形成等の実際問題に関係するものとして重要であるが、河床形態等の境界条件や土砂輸送が関係してきわめて複雑な三次元性状を示し、定性的にも不明な点が多い<sup>24)</sup>。この中で、直線河道にみられる縦渦群はかなり整然とした三次元流れの構造を示し、これが最大流速点が水面下に現われる現象、横断方向に浮遊土砂濃度が一様とならない現象や、河床のせん断応力の横断分布によって縦筋が生成される現象等の主要原因になると考えられ、従来から多くの定性的観測が行われてきた。この場合の二次流の速度が主流速に比べて極度に小さく、検出できないことが研究進展の障害となっていたが、高精度の流速計の出現によって、ようやく定量的な研究が行われるようになってきた<sup>25)~27)</sup>。このように、開水路流れの三次元構造の定量的評価が可能になり、パースティングとの関連が実験的に検討され、河川での組織乱流の全貌が明らかになるのも近いものと期待される。

パースティングが河床近傍における運動量、熱、質量の輸送に大きい役割を演ずるという事実から、特にパースティングと浮遊砂の輸送との関係についての研究が盛んになりつつある。Sumer ら<sup>28)</sup> は単一の浮遊粒子をトレーサとした観察から、砂粒子運動とパースティングの関係を初めて確認しており、それに基づいて馬蹄型モデルを使って浮遊砂の運動を説明しようとする研究<sup>29)</sup>や、パースティングの再起性に着目して開発された更新モデルを使って浮遊砂の基準面濃度を推定しようとした研究<sup>30)</sup>がみられる。

しかし、パースティング運動を記述する力学方程式が不明な現在、これを安易にモデル化し、浮遊砂現象を定量的に評価しようとする試みは早計であるとの誹りを免れない。パースティング運動と浮遊砂運動とを可視化や点計測で同時計測して、両者の相互関係を解明していく系統的な研究によって整合性のある力学モデルが開発されることが望まれる。

### (3) 自由乱流の組織渦

壁面乱流のパースティングの発見とほぼ時を同じくして、混合層や噴流等の自由乱流中にも大規模な組織構造が存在することが見出され、これが乱流拡散、周辺流体の連行、音の発生等の主因ではないかと考えられた。い

ま、噴流を例にとると、従来軸上流速の低減のないポテンシャルコアの流れへの寄与はほとんど無視され、それより下流の混合が発達して、自己保存が成立する領域での相似解を得ることに研究の主眼が向けられていたが、未発達領域であるポテンシャルコア内で組織立った渦構造が見出され、次の観点から活発に研究が行われるようになった。

1) 組織渦は比較的短い区間で発生、発達、合体、崩壊の過程をたどり、観測が容易で、乱流の一般的組織構造を把握しやすい。

2) 周辺流体の連行機構、乱流拡散や希釈混合など工学的諸問題の解明が期待できる。

3) 噴出孔形状の変化や外部攪乱を与えることにより、流れの履歴が乱流現象に及ぼす影響や乱流の応答性等、流体力学上の基礎的知見を深めることができる。

空気噴流の実験によって組織渦の機構はかなり明確になり、ノズル先端からの薄いせん断層が線形増幅して不安定波となる領域と噴流全断面にわたり組織立ったパフ運動を示す非線形領域とから成り、特に Laufer ら<sup>31)</sup>によって円噴流の渦輪の形成・合体機構が検討されて以来、パフ運動が連行機構を支配するものとして注目され出した。

水工学の分野でも Rockwell ら<sup>32)</sup>や著者ら<sup>33)</sup>の水素気泡法を用いた研究があり、渦列パターンはレイノルズ数が大きく、ノズル長が短くなるほど、波状型から脈動型に移り、渦の合体によって連行が活発になり、渦径が増大することが判明している。福岡ら<sup>34)</sup>は二次元噴流の連行現象が噴流軸をはさんで交互に配列された一対の組織渦によって引き起こされるとして、連行現象をモデル化している。

しかし、組織渦の定量的検討には、バースティング同様、条件付きサンプリング法を用いた多点計測が必要で、特に渦合体から崩壊に至る過程では chaotic な微細乱れを生じ、これが組織渦を遮蔽して可視化観測が困難になることから、点計測による研究が盛んに行われている<sup>35)</sup>。そして、組織渦の通過に伴う流速変動のスペクトル解析の結果に基づいて、渦構造とスペクトル特性との関係が論じられている。このような流速変動パターンの特徴を基本特性として検出関数に取り込めば、組織渦の時空間構造や環境水の連行機構を解明することができよう。

密度流界面での組織渦は Brown と Roshko<sup>36)</sup>の可視化実験で見出され、密度混合や連行がその運動と密接な関係があり、渦径や渦間隔が渦の合体により断続的に増加することが示されたが、混合層の密度比を大幅に変化させても大規模渦構造に大きい変化がないことがわかった。

このような界面での混合・連行機構は、温排水、河口

密度流などの問題に関連して解明すべき重要な課題である。室田・中辻ら<sup>37)</sup>は二次元表層密度噴流に関する実験によって大規模渦運動の一般特性は均一流体の噴流と同じであるが、密度差が大きくなり、成層化してくると、浮力の影響を受けて渦の鉛直方向の運動が抑制され、渦相互の合体が不活発になって連行機能が低下することを指摘している。最近、小松ら<sup>38)</sup>は鉛直密度噴流でも組織渦による連行が行われることを実験的に示し、このとき浮力によって軸上流速は低減せず、そのため渦は合体を繰り返しながら成長し、噴流軸をはさむ渦相互の強い干渉によってプリューム全体が大規模な渦の動揺を示すことを確かめている。

このように、二次元密度噴流の乱流構造は、均一流体の場合と同様な組織渦によって支配され、環境水の連行や希釈混合が積極的に行われる。こうした組織渦の構造は定性的な現象論的モデルによって渦の合体や連行機構を説明するにとどまっているのが現状である。

#### 4. 水流の乱れ計測

せん断乱流構造の理論的解明はごく一部に限られ、主として実験的研究に頼らざるを得ない現状から、各種の乱れ計測器の開発が進められてきたが、幅広い周波数をもつ乱れ変動を完全に計測することは困難であり、対象とする乱れ現象の特性スケールを把握して、その乱れ特性を可能な限り検出できる計測器を選ぶ必要がある<sup>39)</sup>。

ある点の速度変動を測る点計測法では、(i) 計測器が流れを許容範囲でしか乱さない、(ii) センサーが乱れの最小スケールより小さい、(iii) 周波数応答性や追従性がよい、(iv) 計器が安定で操作性がよいなどの条件を満足しなければならない。(ii) および (iii) を検討するには、乱れの最小渦径  $l$  や最大波数  $k_{\max}$  の概略値を評価する必要がある。たとえば、水深  $h$  が 10 cm、平均流速  $U$  が 50 cm/s の実験室規模の流れを考え、平均渦径を  $L_x$  として、慣性小領域までを対象とすると、 $L_x k_{\max}$  は少なくとも 100 程度であり、 $L_x$  はほぼ  $h$  に等しいから、最大応答周波数  $f_{\max}$  および最小スケール  $l$  は

$$f_{\max} = k_{\max} U / 2\pi \approx 100 U / 2\pi = 80 \text{ Hz}$$

$$l \approx 1/k_{\max} \approx L_x / 100 = 1 \text{ mm}$$

となり、 $f_{\max}$  が 100 Hz 以上、センサーの長さが 1 mm 以下の計測器が必要とされる。 $f_{\max}$  が高々数 Hz 程度の総圧管式やプロベラ流速計は低周波数変動成分の計測のみに適し、プローブ寸法が大きい超音波流速計も室内実験用には不向きである。熱膜流速計やレーザー流速計は上記の諸条件を満足し、特にレーザー流速計は流れを乱す心配はなく、速度検定も不要であることから、高精度の計測が期待できるという点で広く使われるようになって

てきた。

### (1) 熱膜流速計とレーザー流速計

熱膜流速計は応答性や追従性に優れ、出力信号の処理が比較的容易であるという長所をもつが、電圧-流速変換や方向性についての較正值は計測環境によって敏感に変化するから、実験前後での注意深い検定が必要である。また、水中の不純物や気泡の付着によって出力電圧が低下したり、センサーと水流との間の電位差によって石英被膜に傷が入ったり、気泡の発生で計測が不安定になり、使用不能に陥ったりするから、その使用にあたっては細心の注意とかなりの経験を必要とする。

レーザー流速計の光学系には種々の形式のものがあるが、一般に2本のレーザービームの焦点での干渉縞を散乱粒子が横切るときに発生するドプラー周波数  $f_D$  をフォトマルを通して計測する方法が用いられる。この場合、流速は  $f_D$  に比例し、比例定数も既知であるから、 $f_D$  を計測すればただちに流速が求まり、何らの速度検定も要らない<sup>40)</sup>。また、干渉縞を2種類作り、それぞれの干渉縞平面を直交させると、2方向成分が同時に計測でき、さらに3種類の干渉縞を発生させて、3方向成分の同時計測も可能である。

このように、理想的と考えられるレーザー流速計も操作性や信号処理法に問題が残されている。すなわち、光学系を最適の状態にセットするには経験が物をいい、計測点ごとの微調節も必要である。高精度の移動装置の出現で近頃は操作性もかなり向上してきた。

最近、先端技術としての光ファイバーを光学系に応用し、熱膜流速計と同様にプローブとして用いる方法が試作されている<sup>41), 42)</sup>。目下のところプローブの寸法が大きく、流れを乱さないレーザー流速計としての条件を満たすまでには至っていないが、将来レーザー発光器の超小型化の出現で操作性が一段と向上することが期待される。

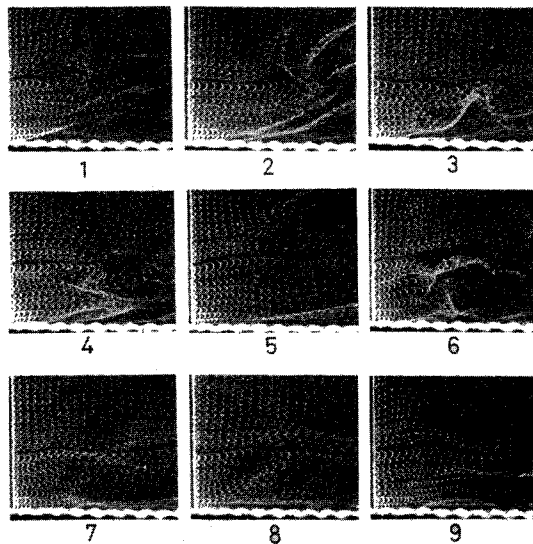
レーザー流速計の信号処理法の難点は、散乱粒子が通過したときだけ散乱光(バースト信号)が得られ、ドプラー周波数  $f_D$  が離散的な信号によって評価される点である。信号処理法としては、 $f_D$  に同調する回路で、瞬時の流速波形を得る周波数トラッカー法や、 $f_D$  をとる回数を計測してその頻度分布を求め、流速の平均値や分散を得るカウンター法がよく用いられる。最近、個々のバースト信号をトランジェント・レコーダーに記録し、しきい値を2つ設けて信号/ノイズ比(SN比)のよいバースト信号だけから  $f_D$  を実時間で算定し、これらの集合平均から乱流特性値を解析する方法が開発された<sup>43)</sup>。この方法では、流速波形は得られないが、信号欠損の影響はなく、きわめて高精度の乱流計測が行える。実際、この信号処理法を用いて、主流速の2~3%とい

う開水路の縦渦の計測に成功している<sup>44)</sup>。このように、要求される計測精度や流速波形の必要性に応じた信号処理法が工夫されている。

### (2) 流れの可視化

可視化による乱れ計測には、水素気泡、微細粒子、染料等を用いたトレーサー法と、シュリーレン法のように流体の物性値の局所的变化を利用した方法とに分かれ、点計測法に比べると応答性や解析精度は劣るものの、瞬時に乱流場の空間構造が把握できるなどの利点がある。特に水素気泡法は乱れの可視化法として注目され、組織乱流の研究分野で大きい成果をもたらした。写真-1は粗面上で発生するバースティング現象を水素気泡法で観測した一例である<sup>45)</sup>。各コマの左端に2mm間隔で絶縁された白金線が垂直に張られ、格子状の水素気泡列が発生している。No.1~4は底面から低流速部が激しく浮上する ejection, No.7~9は高流速部が底面に向かって侵入する sweep をはっきり示しており、これがほぼ周期的に生起して乱れエネルギーが生成されることが点計測で確かめられることはすでに述べたとおりであり、バースティングの基本特性が可視化によって与えられる。

写真-1 水素気泡によるバースティングの可視化



このように、水素気泡法によって容易に低流速の水流の乱れのパターンを可視化でき、気泡の移動から定量的に流速を解析できる。しかし、白金線による後流や気泡の浮上速度の影響によって、可視化された全領域にわたって定量的に評価することはできない。こうした水素気泡法の欠点を避けるには、水流への追従性のよい微細な中立浮遊粒子をトレーサーに選ばばよい。水路にス

リット光線を入射させると、その断層面内のトレーサーの挙動、すなわち水流の変動を可視化でき、トレーサーを追跡することによって流速場が解析される<sup>46)</sup>。近年の画像解析装置の飛躍的な発展によって、可視化写真からトレーサーの位置を自動判読して流速場を解明する方法も開発され、可視化法の有用性も一段と高まるものと期待される。

## 5. 乱流の数値計算の発達

電子計算機の急速な発達により複雑な乱流現象を数値予測することがある程度可能になり、実用に供し得る計算方法が次々に開発されつつある。乱流の実用計算のための問題点はレイノルズ方程式に含まれるレイノルズ応力の取扱いである。種々の流れに対してできる限り普遍性の高いモデルを開発することにこれまで苦心が払われてきた。現在実用化されている乱流計算法を大別すると、次の3つである。

### 1) 平均流モデル

レイノルズ方程式をコントロールボリューム内で積分する方法で、よく知られている乱流境界層に関する運動量積分式や開水路の不等流式で代表されるような一次元解析法である。この場合、流速分布や摩擦抵抗に関する半経験式が用いられるが、乱流構造に立ち入った取扱いは数少ない。

### 2) 多方程式モデル

レイノルズ応力と平均速度勾配とを渦動粘性係数や混合距離をパラメーターとして直接関係づける初期の乱流モデルは、レイノルズ方程式の段階で閉じるという有利性があり、壁面乱流の対数分布則や自由噴流の流速分布といった実用性の高い解が得られるが、渦動粘性係数を既知のものとして与える必要があり、自己保存型に近い流れにのみ適用される。レイノルズ方程式以外の微分方程式を必要としないという点で、ゼロ方程式モデルといわれる。

より普遍性の高いモデルとしては、乱れの長さスケールを  $l$ 、速度スケールを  $q$  とするとき、渦動粘性係数  $\nu_t$  は  $\nu_t \sim ql$  とみなされることから、 $l$  や  $q$  を乱れの輸送方程式から決定し、流れの場に依存しない普遍定数を使って個々の流れを計算する方法である。この場合、特性距離  $l$  を経験的に与え、乱れの運動エネルギー  $K (= q^2/2)$  に関する輸送方程式を導入する1方程式モデルやさらに  $Kl$  や逸散率  $\epsilon$  に関する輸送方程式を加えた2方程式モデルが提案されているが、その中でも  $K \sim \epsilon$  モデルが最も普遍性の高いことが確かめられており<sup>47)</sup>、標準的な乱流モデルとして流体力学の分野で多用されている。いま、 $\epsilon = \gamma K^3/l$  であるから、 $\nu_t = c_\mu K^2/\epsilon$  ( $c_\mu$ : 普遍定数) となり、 $K$  と  $\epsilon$  が与えられると、 $\nu_t$  が決定

されることになる。

$K-\epsilon$  モデルを水理学の分野に適用するにあたっては、境界条件の複雑さ、特に自由水面の取扱いが最大の課題であって、その適用例は少ない。Rodi ら<sup>48)</sup> は自由水面の存在によって鉛直方向の乱れ強度が抑制されるという事実に着目して自由水面の効果を計算法に導入し、単純な境界条件のもとでの開水路乱流の特性を説明するのに成功している。また、曲線流路での二次流の発生・発達過程について、いくつかの条件を設定したうえでの数値計算による予測が行われ、実験結果との比較によってその有効性が検証されている<sup>49)</sup>。今後、蛇行流など実際問題により近い境界条件に対しても計算可能な方法が開発されることが望まれる。

### 3) Large eddy simulation (LES)

上述の2つの方法は長時間平均された乱流計算法、すなわちレイノルズ方程式に基づいている。それに対して、LES法はナビエ・ストークス方程式自身を差分化する方法であるが、計算格子スケール以下の捕捉できない微細乱れの寄与をコルモゴロフの局所等方性理論を用いてモデル化し、格子スケール以上の乱流変動を計算しようとするものであって、Deardorff ら<sup>50)</sup> によって開発された。三次元空間および時間座標を使うために、格子点を増やすと計算量は飛躍的に増大するが、近年の計算機の高速度化、高容量化によって簡単な流れの場に対しては、十分実用的な方法として用いられるようになった。

以上の3つの計算手法の中で、組織乱流の数値予測を可能にするものといえば、LES法であると考えられる。現在のところ組織乱流の位置づけは明確ではないが、バースティングが乱れ発生機構であることから、慣性小領域以下の低波数領域に属するものと考えられ、計算格子をある程度細かくとれば組織乱流を十分捕捉でき、その構造をシミュレートできるものと期待される。実際、堀内<sup>51)</sup> はLES法を壁面近傍の流れに適用して、バースティングによく似た挙動や高速・低速縞を数値的に再現できる可能性を示している。LES法が組織乱流の解明にどこまで有効であるかははまだ明らかではないが、詳細な実験の成果と照合せながら発展させていくことが期待される。

## 6. 流砂現象と乱れ

河川の流砂現象は移動床現象とよばれるように、流送砂礫が河床構成材料とたえず交換を繰り返しながら、河床変形を伴って運搬輸送されるのが特色である。この場合、流れが砂粒運動に及ぼす影響は、主として砂粒子に働く流体力を意味し、河床粒子が河床から離脱して、あるものは河床面に沿って運ばれる掃流運動をし、あるものは流れに取り込まれて浮遊砂となり、ある距離だけ移

動してから再び河床に落ち着き、他の河床粒子と入れ換わる。

砂粒子の河床からの離脱過程については、古くから流体力と抵抗力との静的なつり合いに基づく限界掃流力の概念が提起され、その中には乱れによる付加的な流体力を考慮した取扱いもみられる<sup>52)</sup>。しかし、砂粒の移動限界を明確に規定することは困難で、さらに量的に把握しようとする立場からは、pick-up rate とよばれる単位時間当たりの砂粒の離脱確率密度などの概念が必要で、底面せん断応力の変動とその生起確率、河床における砂粒の配列や構成との関連でこれを定量的に評価する研究もある<sup>53)</sup>。

砂礫の離脱にあたっては、流れの乱れが流体力の変動として効いてくるが、掃流砂の運動過程では流れの乱れ特性とほとんど独立な不規則性が現われる。すなわち、流砂は河床との接触を保ちながら流下するために、河床凹凸との衝突、反発による不規則な加速・減速の繰返しが見られ、砂粒運動自体の不規則性に着目した取扱いが有力になってくる。

一方、浮遊砂の挙動は流れの乱れに従属するが、その乱れへの追随性は乱れ強度を規定する摩擦速度  $u_*$  と砂粒自体の運動性状を代表する沈降速度  $w_0$  との比によって決まるといえる。事実、 $w_0/u_*$  が従来から掃流砂と浮遊砂の区分に用いられており、その値が小さいほど乱れに対する応答性は良好で、浮遊砂としての挙動が卓越する。ただ、浮遊砂といっても、その移動開始直後は河床近傍にあって掃流的挙動を示し、掃流砂も浮遊砂への遷移領域では乱れの影響を受けると考えられる。従来、掃流砂と浮遊砂に分けて独立に研究が行われてきたために、便宜的な方法に頼ってきたが、両者の区分や遷移を明確にするために、境界近傍の流砂の挙動を明らかにする研究が進められねばならない。特に、浮遊砂濃度分布との接続に関連して移動床の上の saltation 運動が見直され、その不規則性を考慮した掃流砂の濃度分布が検討されている<sup>54)</sup>。

浮遊砂の濃度分布については、従来から二次元定常等流に対する鉛直方向の浮遊砂輸送量のつり合いを考えた拡散方程式に基づく実用式がある。この場合、濃度拡散に流体の運動量拡散とのアナロジーを適用しているが、両者の拡散係数の比  $\epsilon_s/\epsilon_m = \beta$  は図-4<sup>55)</sup> に示すように一定でなく、河床からの高さによって変化するから単なる相似理論だけでは論じられず、粒子の運動に着目した考察が必要である。浮遊砂の拡散係数  $\epsilon_s$  は  $R_s \sqrt{v}^{1/2} l_s$  で与えられ、相関係数や混合距離の大きさは土砂濃度、粒径、河床条件などによって変化する、また浮遊砂濃度によって  $w_0$  やカルマン定数  $x$  も変化する。

粒子運動に着目したモデルとしては、浮遊砂の輸送が

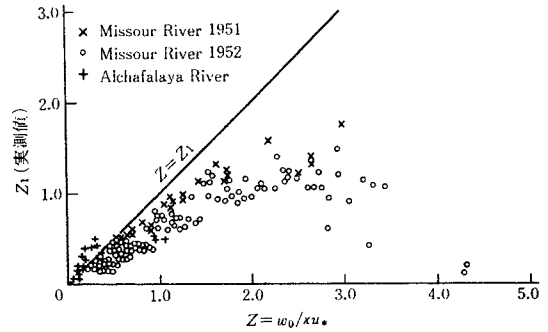


図-5 実測の  $z_i$  と  $z = w_0/xu_*$  の比較

不規則な乱れ変動によるものであり、濃度分布も確率的見地から検討されるべきであるとの立場から、粒子運動をラグランジュ的に追跡する方法が Yalin と Krishnapan<sup>56)</sup> により提示された。彼らは微小時間  $\Delta t$  内の砂粒の鉛直方向変位の標準偏差  $\sigma_y$  をその点での鉛直乱れ強度と結びつけ、 $\sigma_y = (\text{const.}) \sqrt{v}^{1/2} \cdot \Delta t$  として、そのアンサンブル平均として濃度分布を得ている。これを確率過程論による粒子の拡散理論と比較すると、 $\epsilon_s = \sigma_y^2/2 \Delta t$  で与えられ、先の拡散モデルで与えられる  $\epsilon_s$  とは鉛直方向の分布が異なる。ただ、この確率論的取扱にしても、粒子間の干渉は全く考えられておらず、また粒子拡散係数の評価でも乱れ強度に与える浮遊砂の影響は考慮されていない。

浮遊砂濃度を決定するためのもう一つの問題は河床からある高さの基準点での濃度である。これについては、掃流砂濃度と接続させる方法、鉛直方向の速度変動と河床付近の濃度とを関係づけた Lane-Kalinske の方法、さらにそれを修正した芦田・道上の方法<sup>57)</sup>などが提案されている。掃流砂と浮遊砂とを区別することは河床付近での複雑な流砂現象を解析する一つの便法ではあるが、それをどこで区分するかはかなり問題であり、掃流-浮遊の遷移や砂粒の存在確率など底面付近における流砂の挙動に着目した研究が進められねばならない。

流砂による流れの特性の変化は、掃流砂では河床に停止していた砂粒が流体力によって加速されると、その反力として流体の運動量の減少をきたすが、移動床系全体からみるとその効果は無視できるほどで、むしろ流砂運動の結果として生じた河床形状によって流れが変化する効果はるかに大きい。

一方、浮遊砂の存在によって流速分布や乱れ特性が変化することは、Vanoni の実験以来多くの研究者の注目するところとなってきたが、これらは主として流速分布におけるカルマン定数  $x$  の変化に着目したものであり、単に対数則のパラメーターである  $x$  の変化だけにしわ寄せしてよいのかという反省がないわけではない。



Ippen 等<sup>58)</sup>はこの種の問題を系統的に取り扱っているが、彼らは粒子浮遊流のみかけの動粘性係数の増加がカルマン定数や抵抗係数の変化をもたらすものとの立場をとっている。わが国でも志村<sup>59)</sup>や日野<sup>60)</sup>によって浮遊砂流の乱流構造の変化を理論的に説明しようとする研究が進められた。たとえば、日野は粒子衝突による混合距離の減少を考えた乱れの加速度方程式から流速分布を導き、濃度の増加によってカルマン定数が減少することを示したが、これは粒子浮遊のためのエネルギーを必要としない中立浮遊粒子流にも適用され、また一般の浮遊砂流では、濃度とともに乱れ強度が減少するが、中立粒子流では増加するという乱流構造の変化についても、乱れエネルギーの粘性逸散に及ぼす浮遊粒子の影響を考慮した説明を与えている。

最近、岸ら<sup>61),62)</sup>は上述のようなカルマン定数の変化に着目した解析が不自然であるとして、新しい観点から速度勾配の増加を論じている。すなわち、浮遊砂流の乱れエネルギーの平衡式として

$$\tau \frac{du}{dy} = g \overline{\rho' v'} + B \frac{\rho u_*^3}{xL} + \frac{\rho u_*^3}{xy} \dots \dots \dots (2)$$

を与え、砂粒子を浮遊させるためのエネルギーと粘性逸散エネルギーの割合によって浮遊砂流の流速分布が清水流と異なるとの考えから、その比である Monin-Obukhov 長さ  $L$  を導入し、流速分布として図-5 に示す対数-直線則を得た。また、乱流運動の減衰に関係する重要なパラメーターとして、乱れエネルギーの発生率と粒子を浮遊させるためのエネルギーの比 flux Richardson 数  $R_f$  を導入し、それに基づく運動量拡散係数を用いて浮遊砂濃度分布を求めた結果、Rouse 式に比べ実験値との適合性がかなりよいことを確認している。

こうした理論モデルは実際現象をよく説明し得るもの

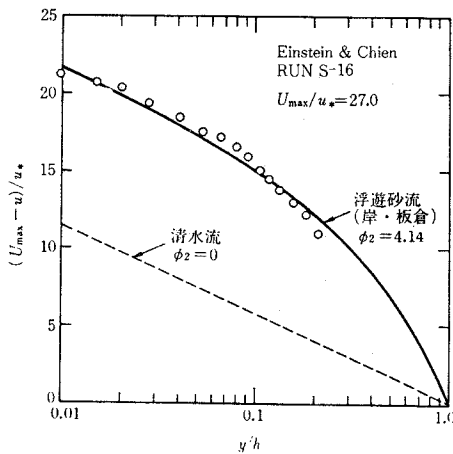


図-6 浮遊砂流の流速分布 (欠速度則/岸・板倉による)

であるとはいえ、いくつかの仮定や未知の定数を含んでおり、浮遊砂の運動機構の面からの実証に欠けている。浮遊砂の運動自体の複雑さや不規則性のために、このアプローチは難解であるとはいえ、今後の研究の発展が望まれる。こうした立場からの研究として、吉川ら<sup>63)</sup>は乱流場を振動流、浮遊砂分布を格子モデルで表現した簡単な条件のもとで、粒子運動の運動方程式からエネルギー平衡式における付加項の検討を行っており、その取扱いは今後の研究の一つの示唆を与えている。

移動床では流砂運動に伴って河床形状が変化していくが、その場合の河床上の流れは、河床形態に応じて二次元または三次元不等流として取扱われる。十分に発達した河床波上での掃流砂の挙動は河床形状に強く規制されるから、流砂量も個々の砂の動きより河床波の波高や進行速度といった特性と結びつけられる。浮遊砂に関しては、河床波のクレストを越えた流れが再付着する点でバーストに似た周期的に強い鉛直乱れ成分が現われ、それが斜め上方に流下するために、浮遊砂濃度が流下方向に変化し、平坦河床の場合に比べて流砂量が増すことを岸ら<sup>64)</sup>は確かめており、興味深い。

### 7. 波と乱れ

海岸での漂砂の移動に関連して、海底に形成される砂連上の波の運動による流れの挙動と砂の浮遊は興味ある課題である。これに関しては、堀川・渡辺<sup>65)</sup>の実験に始まる数多くの研究成果があるが、沢本<sup>66)</sup>は波や振動流を与えた場合の可視化やレーザー流速計による測定結果の解析から、砂連上の流れでまず渦が形成され、それが乱れを生成して、さらに上方へ乱れが拡散していく過程をとらえ、底面付近の渦層と上方の拡散層について乱れエネルギーの各項を現象論的に評価し、それに基づいて乱れ強度と浮遊砂濃度の分布を推定している。詳細な現象観察の結果から展開された比較的簡単なモデルによって現象の物理的意味を明確にした点は評価されよう。

海岸工学で最近注目されているもう一つの問題は砕波帯での乱れ構造である。これは砕波による波高減衰や沿岸流の水平拡散項の評価に関係し、また直接的には砕波帯内での底質の浮遊を支配する。従来これらの現象における乱れの効果は、種々の仮定に基づき、また外的要因としての波の水量などで表現されていた<sup>67)</sup>。しかし、現象を物理的に説明するにはその内部構造を明らかにする必要があり、計測技術の進歩とともに実験や現場観測による砕波の乱れ計測が盛んに行われるようになった。

しかし、波による非定常乱流では組織的変動の影響が加わって乱れの定義そのものが問題となり、データ処理法でも移動平均法、位相平均法、フィルター法等がそれぞれ利用され、乱れの抽出法も研究者によってまちまち

である。また、乱れが時空間的に分布するために、その取扱いが複雑で、一般的特性を論じるのもかなり難しい。また、砕波による乱れエネルギーは水面から持ち込まれるものと底面で生成されて上に拡散するものがあり、そのため乱れの強さの鉛直分布には等方性とみなされる部分と二次元的な乱れ特性を示す部分とが現われる。さらに、砕波による乱れ現象を複雑にしている原因としては、外力である砕波の間欠性と砕波帯内で発生する戻り流れの非定常性が挙げられよう。堀川ら<sup>8)</sup>は現地観測の結果から得られた水面と流速変動のスペクトルから、砕波帯内の流速の鉛直分布に対する3層モデルを提案しているが、その内部特性を明確に表示するまでには至っていない。

なお、これまでの実験的研究は汀線に対して直角に入射する波を対象としているが、現地の波は一般に斜めに入射し、さらに沿岸流も存在する。この沿岸流に対して砕波による乱れの非等方性が関係しているものと考えられ、今後は従来の二次元実験や野外観測の成果を生かして、より実際に近い現象の解明に発展していくことが望まれる。

## 8. む す び

水工学に関連する乱流研究の最近の動向と将来展望を述べることを目論みながら、著者の勉強不足のために、関係するごく限られた範囲の内容を羅列するにとどまった。乱流、狭義には乱れが関与する現象は到る所にみられるが、それを取り扱う立場あるいは要求される予測精度によって、経験的ないしは巨視的な解析法で実用上十分満足な精度が得られることもあるし、内部機構に立ち入って現象の本質に迫ることを必要とされることもある。ここでは、近年の趨勢としての後者の立場に立った研究を取り上げ、それらによって従来の半経験的知見の物理的意味が明らかにされ、より普遍性の高いモデルの開発が期待されることを示した。また、その成果が実際問題にどのように生かされるかについて述べた。しかし、組織乱流のようにその存在が確認されながらも力学的表示が得られておらず、また、野外規模での実態が不明な現象もある。さらに、実際の河川流や海岸付近の流れにおける乱れの発生や乱れエネルギーの変遷機構は、平均流の挙動と密接に関係し、また複雑な外部条件に支配されるから、基本的な流れについて蓄積されてきた豊富な知見を活用しつつ、室内実験、現場観測、数値解析などを通して、流れの物理機構を明らかにする努力が望まれる。

## 参 考 文 献

1) 谷 一郎編：乱流，丸善，昭和55年。

2) 石井千万太郎・板倉忠興・岸 力：Hot-film 流速計によ

る開水路の乱れの測定，土木学会論文報告集，第180号，pp.51~60，1970。

- 3) 今本博健：開水路流れにおける乱れの基本的特性について，土木学会論文報告集，第197号，pp.83~91，1972。
- 4) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H. : Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, Proc. JSCE, No. 241, pp.155~168, 1975.
- 5) McQuivey, R. S. and Richardson, E. V. : Some turbulence measurements in open-channel flow, Proc. ASCE, HY 1, pp.209~223, 1969.
- 6) Townsend, A. A. : Measurements in the turbulent wake of a cylinder, Proc. Roy. Soc. London, A 190, pp.551~561, 1947.
- 7) Bradbury, L. J. S. : The structure of a self-preserving turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol.23, pp.31~64, 1965.
- 8) 日野幹雄：成層流の乱流，前出1)の第5章参照。
- 9) 椿 東一郎・小松利光：成層密度噴流における乱れおよび密度変動のスペクトル特性，土木学会論文報告集，第268号，pp.63~74，1977。
- 10) 椿 東一郎・小松利光：2次元表面密度噴流における流れの特性と連行現象，土木学会論文報告集，第273号，pp.69~82，1978。
- 11) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W. : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., Vol. 30, pp.741~773, 1967.
- 12) 瀬津家久・中川博次：開水路乱流の組織立った構造の検出基準について，第25回水理講演会論文集，土木学会，pp.439~445，1981。
- 13) Hedley, T. B. and Keffer, J. F. : Turbulent/non-turbulent decisions in an intermittent flow, J. Fluid Mech., Vol. 64, pp.625~644, 1974.
- 14) Grass, A. J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, J. Fluid Mech., Vol. 50, pp.233~255, 1971.
- 15) Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C. : The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 50, pp.133~160, 1971.
- 16) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows, J. Fluid Mech., Vol. 80, pp.99~128, 1977.
- 17) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 104, pp.1~43, 1981.
- 18) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. Fluid Mech., Vol. 77, pp.531~560, 1976.
- 19) 宇民 正・上野鉄男：可視化法による大スケール乱れに関する研究(2)，京大防災研年報，20号B-2，pp.331~354，1977。
- 20) 福岡捷二・福島祐介・奥津一夫：大規模渦によって誘起される上昇流およびボイルの構造，土木学会論文報告集，

- 第298号, pp.41~52, 1980.
- 21) 中川博次・禰津家久・富永晃宏：開水路流れにおける横断方向の縞構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 第312号, pp.93~105, 1981.
  - 22) 大成博文・佐賀孝徳・斉藤 隆：開水路乱流における秩序運動の相互作用過程, 第28回水理講演会論文集, 土木学会, pp.233~238, 1984.
  - 23) 宇民 正・上野鉄男：連続断面撮影法による大規模乱流構造の可視化とその解析(2), 第28回水理講演会論文集, 土木学会, pp.207~212, 1984.
  - 24) 芦田和男(編)：洪水流の三次元流況と流路形態に関する研究, 土木学会水理委員会研究小委員会, 1982.
  - 25) 今本博健・石垣泰輔：開水路隅角部付近における縦渦の配列特性について, 第28回水理講演会論文集, 土木学会, pp.257~262, 1984.
  - 26) 林 泰造・水橋正和・小谷裕司：開水路流れにおける縦渦の乱流特性について, 第28回水理講演会論文集, 土木学会, pp.263~269, 1984.
  - 27) Nezu, I. and Nakagawa, H. : Cellular secondary currents in straight conduct, J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.110, pp.173~193, 1984.
  - 28) Sumer, B. M. and Oguz, B. : Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel, J. Fluid Mech., Vol.86, pp.109~127, 1978.
  - 29) Gyr, A. : Towards a better definition of the three types of sediment transport, J. Hydraulic Res., Vol.21, pp.1~15, 1982.
  - 30) 芦田和男・岡部健士：非平衡な浮遊砂濃度の算定法に関する研究, 第26回水理講演会論文集, 土木学会, pp.153~158, 1982.
  - 31) Broward, F. K. and Laufer, J. : The role of large scale structures in the initial development of circular jets, 4th Symp. on Turbulence in Liquids, pp.333~344, 1975.
  - 32) Rockwell, D. O. and Niccolis, W. O. : Natural break down of planar jets, J. of Basic Eng., Trans. ASME, pp.720~730, 1972.
  - 33) 中川博次・禰津家久・北村卓也・中川雅夫：水素気泡法による2次元噴流の組織立った渦運動の可視化, 第8回可視化シンポジウム, pp.103~108, 1980.
  - 34) 福岡捷二・佐藤郁太郎：二次元噴流中のオーガナイズド・モーシヨンの構造とその水理学的役割, 土木学会論文報告集, 第277号, pp.71~83, 1978.
  - 35) Yule, A. J. : Phase scrambling effects and turbulence data analysis, Turbulent Shear Flows 2, Springer-Verlag, pp.263~281, 1980.
  - 36) Brown, G. L. and Roshko, A. : On density effects and large structure in turbulent mixing layers, J. Fluid Mech., Vol.64, pp.775~816, 1974.
  - 37) 室田 明・中辻啓二・藪内生死：二次元表面層密度噴流における大規模渦運動に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第339号, pp.109~118, 1983.
  - 38) 小松利光・浦 勝・後藤俊一：2次元密度 plume における組織渦の構造と連行現象, 第28回水理講演会論文集, 土木学会, pp.311~319, 1984.
  - 39) 禰津家久：水流の乱れ計測とその応用, 第18回流れの計測懇談会テキスト, pp.12~22, 1982.
  - 40) Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J. H. : Principles and practice of laser-doppler anemometer (2nd ed.), Academic Press, 1981.
  - 41) 吉田静男・塚田昌司：水流流速測定に用いる光学的手法の改良, 第26回水理講演会論文集, 土木学会, pp.489~494, 1982.
  - 42) 日野幹雄・沢本正樹・山下俊彦・村本龍夫：光ファイバを用いたレーザドブラ流速計の汎用化, 第27回水理講演会論文集, 土木学会, pp.561~566, 1983.
  - 43) Tropea, C. : Frequency determination in an LDA digital processor, SFB 80/ME/152, Universität Karlsruhe, 1980.
  - 44) 禰津家久：2色アルゴンレーザ流速計による開水路乱流の2次元の計測, 第16回乱流シンポジウム, 1984.
  - 45) 中川博次・禰津家久：水素気泡法による開水路流の乱れの可視化, 第5回流れの可視化シンポジウム, pp.47~50, 1977.
  - 46) 上野鉄男・宇民 正：連続断面撮影法による流れの三次元構造の把握(2), 第12回流れの可視化シンポジウム, pp.213~218, 1984.
  - 47) Launder, B. E. and Spalding, D. B. : The numerical computation of turbulent flows, Computer Method in Applied Mech. and Eng., Vol.3, pp.269~289, 1974.
  - 48) Leschziner, M. A. and Rodi, W. : Calculation of strongly curved open channel flow, Proc. ASCE, Vol.105, HY 10, pp.1297~1314, 1979.
  - 49) Rodi, W. : Turbulence models and their application in hydraulics, A State of the Art Review, IAHR, 1980.
  - 50) Deardorff, J. W. : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.41, pp.453~480, 1970.
  - 51) 堀内 潔：Study of incompressible turbulent channel flow by large-eddy simulation, 東京大学学位論文, 1981.
  - 52) たとえば, 岩垣雄一：限界掃流力の流体力学的研究, 土木学会論文集, 第41号, pp.1~21, 1956.
  - 53) 中川博次・辻本哲郎：水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第244号, pp.71~80, 1975.
  - 54) Tsujimoto, T. and Nakagawa, H. : Stochastic study on successive saltation by flowing water, Proc. 2nd Int'l Symp. on River Sedimentation, Nanjing, China, pp.187~201, 1983.
  - 55) Einstein, H. A. and Chien, N. : Second approximation to the solution of the suspended load theory, Research Rept., Univ. of California, No.8, 1955.
  - 56) Yalin, M. S. and Krishnappan, B. M. : A probabilistic method for determining the distribution of suspended solids in open channels, Proc. Int'l Symp. on River Hydraulics, Bangkok, Vol.1, pp.603~614, 1973.
  - 57) 芦田和男・道上正規：浮遊砂に関する研究(1), 京都大学防災研年報, 13号B, pp.117~126, 1970.
  - 58) Ippen, A. T. : A new look at sedimentation in turbulent Streams, J. Boston Soc. Civil Eng., Vol.58, No.3, pp.131~163, 1971.

- 59) 志村博康：浮遊砂を有する水流の諸特性について，土木学会論文集，第46号，1957.
- 60) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第92号，pp.11~20，1963.
- 61) 板倉忠興・岸力・中山隆：沖積地河川における河床形態と流体抵抗の研究，科研報告書，1975.
- 62) Itakura, T. and Kishi, T. : Open channel flow with suspended sediments, Proc. ASCE, HY 8, Vol.106, pp.1325~1343, 1980.
- 63) 吉川秀夫・福岡捷二・石田貴：土砂浮遊流における流体と砂粒子の相對運動のモデル化，第20回水理講演会論文集，土木学会，pp.59~64，1976.
- 64) Itakura, T. and Kishi, T. : Open channel flow with suspended sediment on sand waves, Proc. 3rd Int'l Symp. on Stochastic Hydraulics, pp.589~598, 1980.
- 65) 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，土木学会，pp.126~166，1966.
- 66) Sawamoto, M. : Flow field over rippled beds induced by wave action, Proc. 3rd Int'l Symp. on Stochastic Hydraulics, pp.621~630, 1980.
- 67) 酒井哲郎：砕波による乱れ，水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，土木学会水理委員会，1980.
- 68) 堀川清司・堀田新田郎，木口優・磯部雅彦：砕波後の波にともなう流速場に関する現地観測，第26回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.46~50，1979.

(1984.9.21・受付)