

開水路の大規模乱流構造と
河床波に関する研究

1983年4月

上野鉄男

目 次

緒 論	1
第 I 編 開水路の大規模乱流構造に関する研究	
第 1 章 緒 言	7
第 2 章 開水路の大規模乱流構造のモデル化	
第 1 節 概 説	10
第 2 節 大規模乱流構造に関する研究の発展と二次流の位置づけ	11
2.1 境界層内の大規模乱流構造	11
2.2 実河川における大規模乱流構造と二次流	18
第 3 節 開水路流れの乱流構造のモデル化	20
3.1 モデル構成の基本的観点	21
3.2 乱流構造のモデルの構成	22
第 4 節 結 語	24
第 3 章 可視化法による大規模乱流構造の検討	
第 1 節 概 説	28
第 2 節 水路床近傍の流況特性の可視化	29
2.1 実験方法	29
2.2 水路床近傍の流況特性	30
第 3 節 水路横断面内の流況特性の可視化	31
3.1 実験方法	31
3.2 水路横断面内の流況特性と二次流	32
第 4 節 水面観察に基づく大規模乱流構造の検討	35
4.1 実験方法	35
4.2 水面における流況特性	36
4.3 水面渦と開水路乱流の立体構造との関係	38
4.4 水面渦の運動学的特性	39
第 5 節 断層撮影法による大規模乱流構造の可視化と解析	41
5.1 実験方法	41
5.2 撮影結果とその解析	42
5.3 各断層面における流況の特徴	47

第 6 節	開水路流れの三次元的な乱流構造	51
6.1	ボイルと水面渦の形成	52
6.2	第二次渦と二次流	53
6.3	低速渦, バーストおよびスweepの発生	53
第 7 節	結 語	54
第 4 章	開水路二次流の安定性に関する実験的検討	
第 1 節	概 説	56
第 2 節	路床形態と二次流の安定性との関連	57
2.1	実験方法および水理条件	57
2.2	水面における流況特性	58
2.3	横断面内の流況特性	59
2.4	水路床近傍の流況特性	64
2.5	路床形態と二次流の安定性	66
第 3 節	水理条件と二次流の安定性との関連	67
3.1	実験方法および水理条件	67
3.2	低速部の横断方向の平均間隔	68
3.3	低速部の横断方向分布	70
第 4 節	結 語	74

第 II 編 河床波と河床波上の流れの構造に関する研究

第 5 章	緒 言	77
第 6 章	河床波上の流れの三次元構造に関する実験的検討	
第 1 節	概 説	81
第 2 節	実験方法と実験条件	82
2.1	実験方法	82
2.2	実験条件	84
第 3 節	移動床河床波上の流れの構造と河床波形状	84
3.1	移動床河床波上の流れの可視化	85
3.2	河床の縦断形状の経時変化	87

第 4 節	固定された河床波上の流れの構造	88
4. 1	河床面上の流況	88
4. 2	河床波上の流れの三次元構造	89
4. 3	縦断面内の流況	92
4. 4	水面近傍の流況	94
第 5 節	砂漣上の流れの構造のモデル化	96
5. 1	斜めらせん流が一つ孤立してある場合	96
5. 2	二つの斜めらせん流が並んである場合	97
5. 3	斜めらせん流が規則的に配列されている場合	97
第 6 節	結 語	99
第 7 章	河床波の発達過程に関する実験的検討	
第 1 節	概 説	101
第 2 節	実験方法	102
2. 1	実験装置および計測方法	102
2. 2	水理条件	103
2. 3	写真撮影結果の処理	104
第 3 節	写真観察による河床波の発達過程の検討	105
3. 1	河床波の発達に伴う波高および波長の変化特性	105
3. 2	河床波の発達過程の時空間構造	108
第 4 節	河床波の発達過程のモデル化	112
4. 1	砂漣の発達過程	112
4. 2	砂堆の発達過程	113
第 5 節	実験資料によるモデルの検討	113
第 6 節	結 語	116
第 8 章	砂漣と砂堆の領域区分と河床波の形状特性	
第 1 節	概 説	118
第 2 節	移動床流れに関する次元解析的考察	120
第 3 節	砂漣と砂堆の領域区分	121
3. 1	実験方法	121
3. 2	砂漣と砂堆の領域区分	122
3. 3	本領域区分法に関する現象論的考察	125
3. 4	本領域区分法の優位性	126

第 4 節	砂漣と砂堆の形状特性	127
4.1	砂漣および砂堆の形状係数	127
4.2	砂漣と砂堆の形状特性と水理量との関係	128
第 5 節	結 語	133
結 論	135

緒 論

現在、水理学の分野において乱流現象に関する研究は洪水流の挙動や流砂現象を解明するための基礎として重要な部分を占めているが、本格的な研究に着手され始めたのは1960年代に入ってからのことである。

実河川の流れの中に大規模乱流構造を認めた古い例としては1940年代のMatthesの研究¹⁾があげられる。Matthesは小川からミシシッピー川のような大河川に至る広範囲の自然河川についての15年間にわたる観察に基づいて、自然河川における大規模乱流現象について検討を加えた。このうち、水の上方向への移動によって引き起される河床洗掘を伴う渦運動は、自然河川における最も普遍的かつ重要な大規模乱流構造であるとして、それをコルクと名付けた。コルクは竜巻によく似た現象であり、河床の凹んだ部分から発生し、それは河床材料を大きな速度で水面にまで持ち上げ、水面でボイルとなって拡散すると述べている(図1)。こ

こで、河床の状態と乱流構造を結びつけて考察している点、乱流構造の重要な部分が渦運動であると考えている点が注目される。

木下²⁾は、洪水時に泡が河川の水面を浮流する様子を航空写真で観察することにより、水面には流下方向に並んだボ

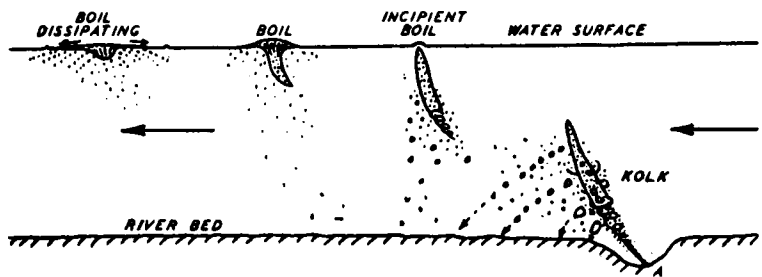


図1 実河川で観察された大規模乱流構造 (Matthes¹⁾による)

イルによる縦筋と、水面上の浮遊物が収れんする縦筋とが横断方向に交互に現われ、それらの間隔はほぼ水深に等しいことを見出した。木下はこのような現象を説明するために、流れの横断面内において、図2に示されるような流下方向の軸をもつらせん流があると考えた。木下は、この並列らせん流が、水深に対して幅広い流れであれば必ず形成されることを実験的に明らかにし、この並列らせん流は普遍的な乱流構造の現われであることを予測して

いる。さらに木下³⁾は、各種形状の凹凸が設けられた固定床水路における流れの水面の写真と比較検討した結果、並列らせん流が最も安定的に形成されるのは、流下方向に並行した凹凸が設けられた水路床の場合と、流下方向に対して斜めに交錯している格子状の凹凸が設けられた水路床の場合であることを見出した。

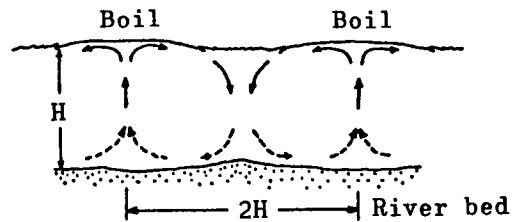


図2 実河川における並列らせん流 (木下²⁾による)

上記のMatthesや木下の研究は、実河川の流れを観察することから進められており、一般の乱流理論とは別の分野から河川流における大規模乱流構造の存在を指摘したという特徴を持っている。また、このような乱流構造が河床の凹凸と関連づけられている点でも共通している。

これに対して石原・余越^{4), 5), 6)}は、実河川における乱流計測をもとにして、河川乱流場の二重構造性の指摘や、ボイルを含む河川乱流場のモデル化を行い、一般の乱流理論と河川乱流とを結びつける上で大きな役割を果たした。その後、Jackson⁷⁾、福岡・福島・奥津⁸⁾および中川・弥津・富永⁹⁾によっても実河川におけるボイルや並列らせん流に関わる研究がなされた。

著者ら^{10), 11)}も、乱流研究を河床形態や河道形態といった河川工学上の実際問題に結びつけようという意図のもとに、開水路の乱流構造を主として流れの可視化の手法を用いて解明してきた。

一方、最近の境界層乱流の研究においては、第二章で詳述するようにKline¹²⁾およびBrodkey¹³⁾によって大規模乱流構造の秩序性が指摘されて以来、流れの可視化法や速度計測結果の条件付データ処理法を駆使してこの秩序性の解明へと目が向けられ、乱流現象の理解がある程度まで進んできた。しかし、佐藤¹⁴⁾は、可視化法においては目でみるということが現象認識にとって重要である反面、可視化された結果をどのように理解するかという点で個人差があるとし、条件付データ処理法においては、乱流のもつ極めて豊富な乱雑さのために、条件の採り方次第で個々の研究者の欲するものを必ず見出すことができるという側面が存在することを指摘し、秩序運動の研究には疑問と異議とが満ち満ちていると述べている。

著者は、乱流研究における上記の問題を解決するには、乱流研究を単なる現象理解だけにとどめず、乱流研究の目的と立場を具体的な形で設定しておくことが重要であると考え。本研究は、乱流研究を河川工学上の実際問題に結びつけようという意図のもとに、とりわけ実河川において重要な役割を果たす河床波の形成と大規模乱流構造との関連を明らかにすることを目的としている。

ここで、河床波の問題を取り上げた理由はつぎのようである。移動床流れにおいては流れの構造は河床波の形成や流砂現象と相互に深く影響を及ぼし合い、それらの相互関連性を明らかにすることはきわめて重要な課題となっている。しかし、河床波上の流れに関する研究はまだ初歩的な段階にとどまっており、このことが河床波に関する現象理解を不十分なものとする一つの理由となっている。そして、このことは一般的な開水路流れの乱流構造が十分に明らかにされていないことと深く関連していると考えられる。したがって、河床波の発生や発達機構あるいは流砂現象の解明に具体的に結びつくような形で開水路の乱流構造を明らかにしてゆくことが、乱流構造そのものの解明という観点からも移動床流れの解明ということからもきわめて重要であると考えからである。また、もう一つは、Matthesや木下の研究においては実河川における大規模乱流構造は河床形状と深い関連をもち、河床そのものの変形や土砂の輸送においては渦運動が重要な役割を果たすという指摘がなされており、著者は実河川におけるこのような事実を重視したからである。

本研究は以上のような目的と立場のもとに、著者がここ数年来取り組んできた研究成果をとりまとめたものであって、その概要を述べると以下のようなものである。

第I編 開水路の大規模乱流構造に関する研究

本編は、開水路の大規模乱流の三次元的な構造を渦度の変形と集中の概念に基づいて解明しようとしたものであり、境界層流れの乱流構造と実河川における大規模乱流構造に関する従来の研究成果を検討することによって、開水路の乱流構造のモデルを構成し、流れの可視化法を用いた実験的検討によって上記のモデルを検証した。

第1章においては、乱流研究の歴史について簡単にふれ、それとの関わりにおいて本研究の位置づけを明確にした。

第2章においては、従来別の概念として捉えられていた境界層内の大規模乱流構造と実河川において観察される二次流とのそれぞれに関する従来の研究成果の到達点と問題点を明らかにし、それらの成果に基づいて両者の発生・発達機構を統一的に説明できるモデルを構成した。

第3章においては、第2章において提案された開水路の大規模乱流構造のモデルを検証し、さらに開水路流れの内部構造を具体的に解明するために、流れの可視化法を用いて開水路流れの三次元的な乱流構造をいろいろな側面から観察した。以上の結果を総合することにより、ボイル、水面渦、二次流を含んだ開水路流れの三次元的な乱流構造を明らかにした。

第4章においては、第2章において開水路の大規模乱流構造として重要な位置づけのされた二次流の安定性に関する実験的研究を行った。すなわち、路床形態および水理条件を種々変化させて、それぞれにおける流れの内部構造を種々の流れの可視化法を用いて明らかにし、開水路二次流の安定する条件を検討した。

第II編 河床波と河床波上の流れの構造に関する研究

本編は、砂漣と砂堆の発達過程や発生領域区分、さらにはそれらの形状特性について明らかにしようとしたものであり、本編においては砂漣が形成されたときの河床波上の流れの構造が三次元的に詳細に観察され、このような流れの構造と河床波の発達過程との相互関連性が議論されている。その結果、砂漣と砂堆とでは発達過程が異なることが明らかにされた。また、河床波上の流れの解明においては、第I編において明らかにされた開水路の大規模乱流構造、とりわけ二次流に関する知識が基礎となっている。

第5章においては、河床波と河床波上の流れに関する研究の現状と問題点を明らかにし、それとの関連において本研究の位置づけを明確にした。

第6章においては、移動床流れにおいて自然に形成された河床波上の流れの三次元的な構造を流れの可視化の手法を用いて明らかにし、さらに二次流の発生状況についても考察を加えた。本研究においては、河床形態のうちでもとりわけ三次元性が強く、したがってその上の流れの構造も強い三次元性を有するであろうと考えられる砂漣を取り上げることとし、実験中に見出された「斜めらせん流」の構造およびその役割に注目して検討を進めた。

第7章においては、河床波の発達過程を取り上げたが、第6章において明らかにされた「斜めらせん流」のような三次元的な渦運動が河床波の発達にどのような役割を果すかを明らかにすることによって、砂漣と砂堆の発達過程の差異を明確にし、それぞれの発達過程をモデル化した。本研究においては、発

達に伴う個々の河床波の変化過程が写真観察の手法を用いて詳細に検討され、それらから共通する重要な特徴が抽出され、法則化された。

第8章においては、小規模河床形態の移動床流れの現象がどのような基本的水理量により、どのような機構で規定されているかという考察に基づいて、砂漣と砂堆の領域区分法を提案し、それぞれの河床形態に対して河床波の形状特性と水理量との関連を明らかにした。

以上の2編を要約して結論とするが、本研究によって開水路における大規模乱流の発生機構およびその三次元的な構造、さらには路床形態や水理条件と流れの構造との関係が明らかにされると同時に、砂漣と砂堆の発達過程、領域区分および形状特性が河床波上の流れの構造との関連のもとにある程度まで明らかにされた。

参 考 文 献

- 1) Matthes., G.H. : Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A. G. U., Vol. 28, No 2, pp. 255~265, 1947.
- 2) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No 1, pp. 1~17, 1967.
- 3) 木下良作 : 並列らせん流に関する実験的研究, 河道形状と洪水流に関する検討業務報告書, 北海道開発局石狩開発建設部, 1977.
- 4) Yokosi, S : The structure of river turbulence, Bull. DPR I, 17 (2), pp. 1~29, 1967.
- 5) 石原安雄・余越正一郎・上野鉄男 : 河川におけるレイノルズ応力の分布について, 京都大学防災研究所年報, 第12号B, pp. 503~514, 1969.
- 6) 石原安雄・余越正一郎 : 河川の乱流構造に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp. 323~331, 1970.
- 7) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, Jour. Fluid Mech., Vol. 77, pp. 531~560, 1976.
- 8) 福岡捷二・福嶋祐介・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.
- 9) 中川博次・柘津家久・富永晃宏 : 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 第312号, pp. 93~105, 1981.
- 10) 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, 京都大学防災研究所年報, 第19号B, pp. 267~288, 1976.
- 11) 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), 京都大学防災研究所年報, 第20号B, pp. 331~354, 1977.

- 12) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 741~773, 1967.
- 13) Corino E. R. and R. S. Brodkey : A visual investigation of the wall region in turbulent flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 1~30, 1969.
- 14) 佐藤浩 : 乱れの中の秩序, 乱流現象の解明と制御研究成果報告集, 中津川集会, pp. 1~12, 1981.

第 I 編

開水路の大規模乱流構造に関する研究

第 1 章 緒 言

乱流現象はわれわれに極めて身近な日常現象の中に見出され、それだけに乱流に関する研究も約100年間もの永きにわたって積み重ねられてきた。

乱流の系統的な研究は19世紀のReynoldsに始まる。Reynolds¹⁾はガラスの管に水を流し、入口の近くで色素を注入して速度を増すときの流れの状態の変化を観察し、管の中の流れが乱流になるかどうかの判定条件がReynolds数 $Re = UL/\nu$ で与えられることを実験的に示した。ここにUは管軸上での流速、Lは管の直径、 ν は流体の動粘性係数である。Reynolds数の物理的意味は、Navier-Stokesの方程式の左辺で表わされる慣性の作用と、右辺の粘性の作用の相対的な割合を与える無次元数ということになる。さらに、Reynolds²⁾は気体運動論からの類推によって、速度および圧力を平均値と変動成分の和として表わし、それをNavier-Stokesの式に代入することによってReynoldsの方程式を誘導した。この式の中には変動成分から成る見かけの応力が含まれており、発見者に由来してReynolds 応力と呼ばれている。

Reynoldsの研究によって流速の平均値からの変動成分(乱れ)を平均流から切り離して取り扱うことが可能となり、それは1930年代のTaylorによる統計乱流理論へと発展した。Taylor³⁾は乱れを連続的な偶然量の関数と考え、乱流場を記述する上に二点における速度間の相関係数を導入し、さらに取り扱いを単純化するために乱流場に等方性の仮定を導入した。Taylorの統計乱流理論は1940年代に入ってKolmogorovらによってさらに発展させられた。Kolmogorov^{4), 5)}は現実の乱流への適用を考慮して局所等方性の概念を導入し、乱れのエネルギースペクトルの $-5/3$ 乗則を明らかにした。1930年代以後に確立された統計乱流理論は1960年代の後半まで理論的にも実験的にも乱流研究の中心的な地位を占めてきた。

一方、Kline⁶⁾らは1950年代後半から流れの可視化法によって境界層乱流に関する研究を進め、大きなスケールをもつ乱流構造は以前に考えられていたほど無秩序なものではないということを示した。

1960年代の後半から1970年代にかけては、このような規則的な側面をもつ大規模乱流構造を解明しようとするにつぎと新しい流れの可視化法が適用されると同時に、乱流計測の方向からも条件付データ処理法などを用いた解明がなされるようになり、現在では、規則的側面を有する大規模乱流構造に関する研究はこれまでの統計乱流理論にかわって乱流研究の中心的な位置を占めるようになってきた。

乱流研究の以上に述べたような変遷と、乱流に対する認識の変化は「乱流の定義」にも変化を与えつつある。谷ら⁷⁾は

「乱流の中にある定まった組織的な構造が潜在するとなれば、乱流の特徴を秩序のない不規則な変動で表わすことも疑問に思われる。つまり乱流は、決定論的な現象が時間的空間的に不規則に発生することであるかも知れないのである。このように考えて来ると、最も短くて無難の乱流の定義は、Navier-Stokes方程式の高いレイノルズ数での一般的な非定常解ということになるのではないかと思われる。」

と述べている。Reynolds の方程式が示されて以来統計理論が乱流研究に導入され、流速の変動成分が乱れと呼ばれて乱流研究の対象とされてきた。しかし、乱流の定義に関する上記のような考え方は乱流研究を Navier-Stokes の式に再び立ち帰って進める必要があることを意味している。

一方、乱流の本質に関しては、従来から非線形性、三次元性、偶然性が強調されてきた。前述の乱流のもつ秩序性を乱流の本質として加えることにすると、乱流構造をどのように理解することができるであろうか。

最近の流れの可視化法による大規模乱流構造の研究の結果、乱流内には各種の渦構造が存在し、それらが相互作用を及ぼし合いながら変化してゆくことが明らかにされてきた。また古くは、Matthes⁸⁾ は実河川の流れを観察し、コルクと呼ばれる渦運動が大規模乱流構造の重要な部分であることを見出して、Rotta⁹⁾ は「乱流は渦運動である」と述べ、これを乱流にそなわった特徴的な性質の一つとしている。これらの事実あるいは考えに基づいて、本研究においては渦運動を基本として開水路の大規模乱流構造を説明することとした。このような立場に立てば、各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく結果として大規模乱流構造に規則的な性質を与えられると考えられる。

本研究においては、特に三次元性および秩序性に注目して大規模乱流構造を解明してゆくこととする。研究方法としては、「各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく」という現象を解明するために流れの可視化法が用いられているが、特に、流れの三次元的な構造の変化をラグランジュ的に追跡することに重点が置かれている。

本研究においては、以上のような考えのもとに、まず第2章においては、従来別の概念として捉えられていた境界層内の大規模乱流構造と、結論において述べたような実河川において観察される二次流とのそれぞれに関する従来の研究成果の到達点と問題点を明らかにし、それらの成果に基づいて両者の発生・発達の機構を統一的に説明できるモデルを構成した。

つぎに、第3章においては本モデルを検証し、さらに開水路流れの内部構造を具体的に解明するために、流れの可視化法を用いて開水路流れの三次元的な乱流構造をいろいろな側面から観察した。以上の結果を総合することにより、ボイル、水面渦、二次流を含んだ流れの三次元的な乱流構造を明らかにした。

さらに、第4章においては、第2章において開水路における大規模乱流構造の重要な部分として位置づけられた二次流の安定性に関して実験的研究を行った。すなわち、路床形態および水理条件を種々変化させて、それぞれにおける流れの内部構造を種々の流れの可視化法を用いて明らかにし、開水路二次流の安定する条件を検討した。以上の結果から、木下¹⁰⁾の指摘した実河川における極めて安定した二次流の存在がどういった条件と関わっているかが明らかとなった。

参 考 文 献

- 1) Reynolds, O.: An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and of the

- law of resistance in parallel channels, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, Vol. 174, 1883.
- 2) Reynolds, O. : On the dynamical theory of incompressible fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, Vol. 186, 1894.
 - 3) Taylor, G. I. : Statistical theory of turbulence, Part I~IV, *Proc. Roy. Soc.*, A 151, pp. 421~478, 1935.
 - 4) Kolmogoroff, A. N. : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *C. R. Acad. Sci. U. R. S. S.*, 30, pp. 301~305, 1941.
 - 5) Kolmogoroff, A. N. : Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *C. R. Acad. Sci. U. R. S. S.*, 32, pp. 16~18, 1941.
 - 6) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layer, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 741-773, 1967.
 - 7) 谷一郎編 : 流体力学の進歩 乱流, 丸善株式会社, pp. 30, 1979.
 - 8) Matthes, G. H. : Macroturbulence in natural stream flow, *Trans.*, A. G. U., Vol. 28, No 2, pp. 255~265, 1947.
 - 9) Rotta J. C. (大路通雄訳) : 乱流, 岩波書店, 1971.
 - 10) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No 1, pp. 1~17, 1967.

第 2 章 開水路の大規模乱流構造のモデル化

第 1 節 概 説

乱流に関する実験的研究は 1950 年代から盛んになり、1960 年代には熱線流速計による計測技術の精巧化と電子計算機による統計処理の高度化ともあいまって、乱れの統計的な性質がつつぎと明らかにされてきた。しかし一方において 1950 年代後半から始められた Kline ら^{1), 2), 3)}による流れの可視化実験は、大きなスケールをもつ乱流構造は以前に考えられていたほど無秩序なものではないということを示した。すなわち、この運動にはある秩序があり、乱れはつつぎと任意に発生しているようであるが、統計的には平均の発生周期をもち、平均のスケールをもつ準規則的な運動が存在するということが明らかになった。さらに、これらの運動は境界層の中を下流側へ動く間にほぼ秩序づけられた発展過程をたどることも指摘された。このような乱流構造の特性を考慮して、Laufer⁴⁾は「乱れの構造には秩序づけられた本質が含まれており、乱れの機構はそれが下流に運搬されるにともなって発展してゆく過程にあるので、空間的に固定された一点あるいは二点での観測は、これらの過程のうち各種の状態の数多くの現われを含んでしまう。このような観測の時空間的な平均はその本質的な特性を「こすり落としてしまう」と指摘している。以上のことから、固定点における乱流計測結果の統計的処理といった方法を機械的に用いることは、上記の大規模乱流構造のもつ規則性と発展性を解明するという点では大きな制約を持っていると言えよう。

このような事情から、Kline らによる研究以後、せん断乱流場の大規模乱流構造を解明するために、流れの可視化法を用いた研究がつつぎと報告された。また、乱流の計測は流れの可視化法による観測結果をもとにして条件付データ処理法を用いた研究へと発展していった。

一方、Matthes⁵⁾や木下⁶⁾は実河川における流れの観察からコルク、ボイルや並列らせん流といった現象を見出し、これが実河川における普遍的な乱流構造の現われであることを指摘した。また、石原・余越^{7), 8), 9)}は実河川における乱流計測から河川乱流場の二重構造的性の指摘やボイルを含む河川乱流場のモデル化を行い、一般の乱流理論と河川乱流とを結びつける上で大きな役割を果たした。

本研究は、石原・余越の研究をさらに発展させて、乱流研究を河床形態や流砂現象といった河川工学上の実際問題に結びつけようとする意図のもとに行ったものである。本研究においては、木下の指摘した並列らせん流、すなわち二次流が乱流構造を解明する上でも、また解明された結果を河床形態の問題に結びつける上でも重要な位置を占めるものとして捉えられている。さらに、渦度の変形と集中の概念および乱流構造の多重構造的性の概念が乱流場の解明の基礎的概念として導入され、各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく様子がモデル化されている。

第2節 大規模乱流構造に関する研究の発展と二次流の位置づけ

先述のように、1960年代から盛んになってきた流れの可視化実験によって、大規模乱流構造には秩序性が含まれることが明らかとなってきた。一方、実河川の流れにおいても規則的な二次流が存在することが指摘されている。本節においては、大規模乱流構造に関する研究の発展と問題点を整理し、実河川において観察されるボイルや並列らせん流といった現象と境界層内の大規模乱流構造との関連性について検討する。

2.1 境界層内の大規模乱流構造

大規模乱流構造の秩序性を見出し、それをモデル化して多くの研究者に乱流研究の発展方向を示したのはKlineらの研究であると言える。Klineらは1950年代から流れの可視化にとりくみ¹⁾、1967年には水素気泡法を用いて粘性底層内で低速縞が規則的に配列されていることを見出した。また、この低速縞が持ち上ってejectionへと発達してゆく様子を映画によって観察し、このようなbursting過程はある秩序をもって周期的にくり返されていることを明らかにした。Klineらはこのようなburstingの現象が乱流境界層の構造全体を決定する上で非常に重要な役割を果していると考えて、それを図2.1に示すようにモデル化した。Klineらは境界層におけるburstingの構造は層流から乱流への遷移の実験で観察されるburstingの構造と類似のものであると考えた。しかし、乱流境界層の場合には初めから変動が存在するという点では遷移の場合と異なっており、Klineらは渦管が引き伸ばされてもち上がる原因として二次流の概念を導入した。この概念は、境界層内の渦糸の引き伸ばしあるいは圧縮を説明するためにLighthill¹⁰⁾

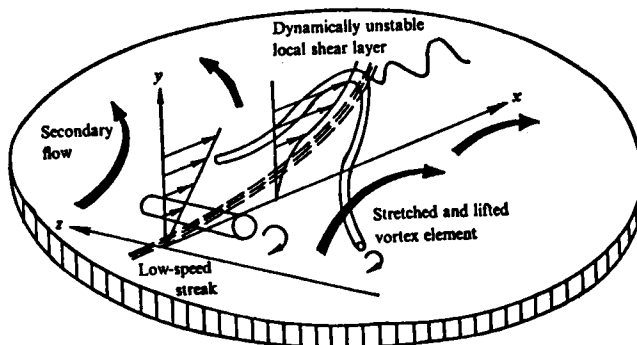


図2.1 バースティング現象の発生機構 (Klineらによる)

によって指摘された流れの横断面内における図2.2に示されるような現象を基礎としたものである。しかし、Lighthillの研究においても二次流の発生機構や詳しい構造は未解決であり、Klineらのモデルの最大の欠陥もこの点にあると考えられる。さらにKlineらはその後流れの可視化法に基づいて現象の解明に努め^{11), 12)}、1975年にはburstとsweepを含む全体の流れを表わすために図2.3に示すようなモデルを提案した³⁾。図に示されたモデルは、burstとsweepの間には相互の関係があり、



図2.2 壁面近傍の二次流れ (Lighthill¹⁰⁾による)

burst は sweep へと続いており, sweep は次の新しい burst をひき起こすことに関与しているという考えのもとに作られており, ここでは乱流場が連続的な現象の発達の過程として捉えられている。

Willmarth¹³⁾ は, 境界層における乱れによって発生する壁面での圧力変動と壁面近傍での流速変動の空間的・時間的相関を計測することにより, 図

2.4 に示されるような渦モデルを提案した。このモデルに関しては図のように壁面とある角度をもつヘアピン形の三次元的な表現がなされているが, この中でも流れ方向軸をもつ渦が重要な役割を果すことが強調されている。

Brodkey¹⁴⁾ は管路における壁面近くの流体運動を明らかにするために, 酸化マグネシウムの微粒子を流体(トリクロロレン)中に浮遊させ, 流れとともに移動する 16 mm 高速度カメラを用いて流れを可視化観察した。その結果, 壁面近傍において壁面から外へ向かう不連続な流体要素の間欠的で周期的な ejection が発生することを認め, このような現象は Kline らによって記述された burst に対応するものであり, この ejection が乱

流を発生させ維持する機構の重要な部分であると述べている。撮影された写真を総合化することにより, 図 2.5 に示すように, ejection に伴う sweep を含んだ一連の現象が図解されている。Brodkey¹⁵⁾ はさらに乱流境界層の外部領域の流体運動についても可視化観察した。その結果から, 外部領域の最も重要な特徴の一つは横断方向軸をもつ渦の存在であり, 横断方向渦の形成は加速流域と減速流域の不安定干渉によると考えた。また, 観察結果に基づいて, 低速流体が横断方向渦の形成に関与していることおよび壁面領域の流体の ejection が横断方向渦と合体していることを指摘し, 横断方向渦が壁面領域の ejection の発生と密接な関係をもつことを強調した。しかし, 彼等の観察が二次元的であることから, 乱流構造の捉え方も二次元的な制約内にあり, 三次元的な考察の欠如のため大規模乱流構造の全体的なイメージが捉えにくいものとなっている。

以上に述べたような流れの可視化法による観察結果に基づいて, 乱流計測は電子計算機の発達とも相まって条件付データ処理法を用いた研究へと発展していった。

Kovasznay¹⁶⁾ は複数の熱線流速計を用いて乱流場の時空間相関特性を詳細に調べ, 乱流境界層に大規模なコヒーレント構造が存在することを示した。このとき, 条件付データ処理法を用いて測定信号を

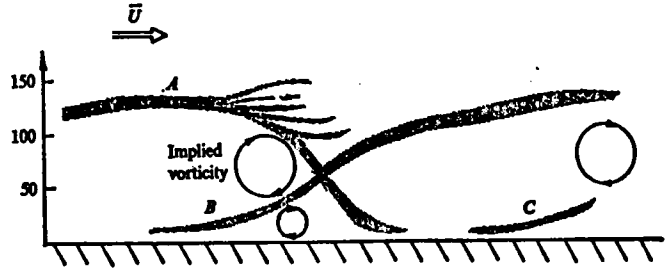


図 2.3 バースティングサイクルの説明図 (Kline らによる)

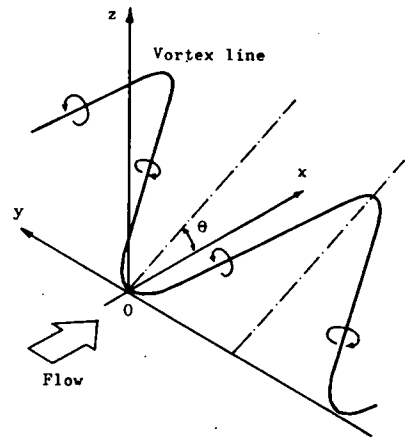


図 2.4 Willmarth らのヘアピンモデル

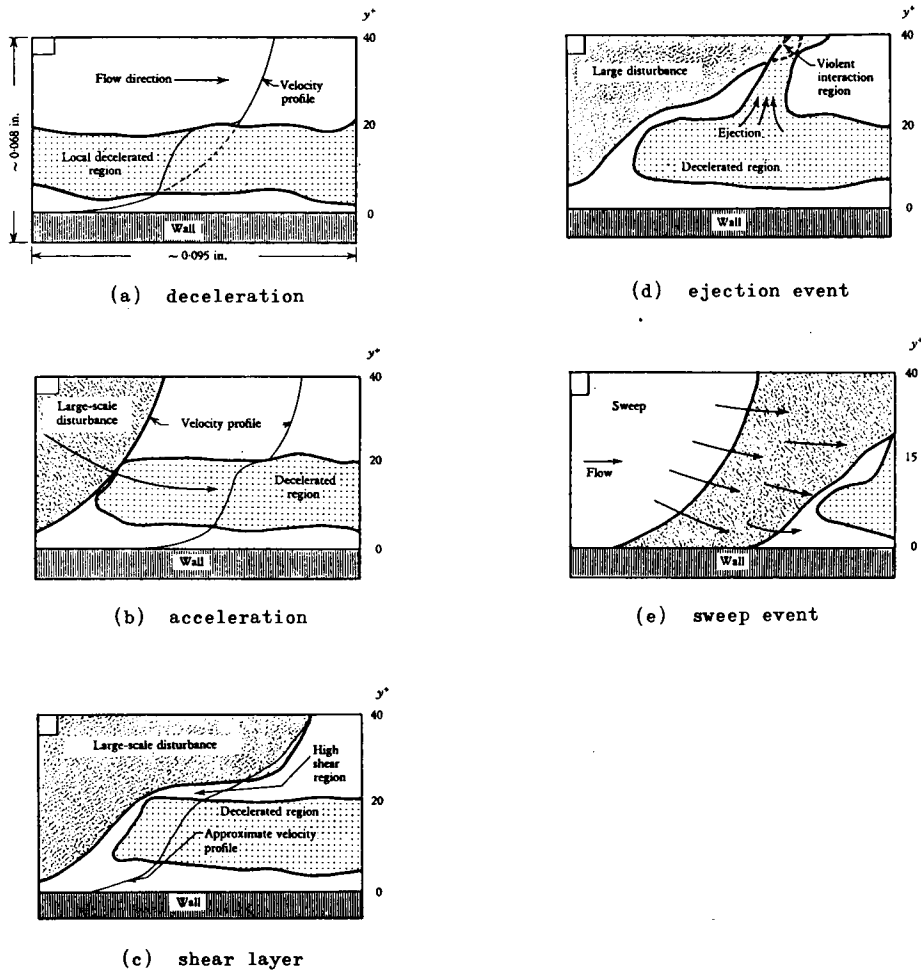


図 2.5 パースティング現象の可視化観察 (Brodkey¹⁴⁾による)

処理し、乱流域と非乱流域を区別して流れの構造を調べ、大規模乱流構造の形状やその挙動を解析した。

Grass¹⁷⁾は自由表面をもつ乱流境界層を水素気泡をトレーサーとした流れの可視化法によって明らかにしようとした。水素気泡発生用の白金線は楕状の覆いをかけてスプレーされ、パルス状に発生する水素気泡列がさらに細かく識別できるように工夫されている。白金線は路床から鉛直に張られ、水素気泡のトレーサーは毎秒 250 コマの高速度カメラで撮影され、各点の流下方向および鉛直方向流速が計測された。計測結果は簡単な条件付平均法を用いて処理され、inrush (sweepに相当する)と ejectionの事象が結果として確認され、それらがレイノルズ応力に非常に高い寄与をしていることが示された。また、Grassは ejectionの影響が壁面近傍だけにとどまらず、水深全体にわたっていることを認め、これが横断方向の流れをもひき起すことを示唆した。

Gupta¹⁸⁾らは低速の風洞において粘性底層の構造を調べた。10個の熱線流速計を用いてそれら流れの横断方向に並べ、瞬間的な流速の横断方向分布を調べた結果、そこにはピークと谷とが交互に配置さ

れており、ピーク間の平均的な間隔は底層厚さの約 10 倍であることを見出した。さらに彼らは、その横断方向の波長は不規則に変化し、長時間の相関をとるとこのような構造は消滅してしまうということを示した。

Wallace¹⁹⁾らは Brodkey らの 1969 年の可視化実験結果を基にして、十分に発達した開水路乱流場においてホットフィルム流速計による乱れの二成分の同時計測を行い、レイノルズ応力の発生過程を調べた。計測から得られたデータはそれぞれの乱れ成分の符号によって 4 種に分類され、それぞれ平均されて、レイノルズ応力への貢献度が求められた。その結果、壁面領域で ejection と sweep はレイノルズ応力の 70% に当たる分だけほぼ同程度の貢献をしているということが明らかにされた。

Willmarth^{20), 21)}らは条件付データ処理法を用いて壁面近くのレイノルズ応力の構造を明らかにした。その主な結果は、粘性底層の縁における流速が小さく、減少する過程で burst が生じ、一方、流速が大きくなり、増加しつつあるときに sweep が生じること、さらに乱流境界層全体を通じて、burst はレイノルズ応力に 77% の貢献をしており、sweep は 55% の貢献をしているということを流速の測定結果から定量的に示したことである。また、先述の Willmarth らによって示された図 2.4 のモデルは上述の計測結果のすべてと矛盾しないということが述べられている。

Laufer⁴⁾は多くの研究者によってなされてきた乱流構造の検討結果を総括した結果、「大スケールの三次元的な渦度“塊”が小スケールの渦度をひき上げながら壁面渦面上を転動している」ということが本質的であるという結論に達し、図 2.6 のような乱流構造の二重構造性を表現するモデルを提案した。

乱流場の二重構造性あるいは多重構造性については、1955 年に Theodorsen²²⁾も図 2.7 のようなモデルを提案しているが、Secondary horseshoe の発生機構およびそれと Primary horseshoe との関連が明らかにされていない。こういった点で Laufer が境界層乱流の二重構造性とその内容を明確にした意義は大きいと言えよう。

中川・祢津は、Kline らによって提案された U 型渦管モデルに基づいて π -eddy モデルを提案し、境界層乱流の構造を定量的に説明しようと試みた。²³⁾ また、彼らは開水路流れにおいて瞬間レイノルズ応力を直接測定し、条件付データ処理法を用いて、乱れの発生に寄与する ejection や sweep の特性を水理条件を変化させて系統的に検討し、bursting 現象の物理モデルを提案した。^{24), 25)}

さらに、中川・祢津・富永は実河川で見られるコルク、ボイルや並列らせん流などの大規模乱流構造と河床近傍で生じる bursting 現象との関連性を明らかにするために、bursting 現象に関連の深い高速・低速縞の構造を条件付

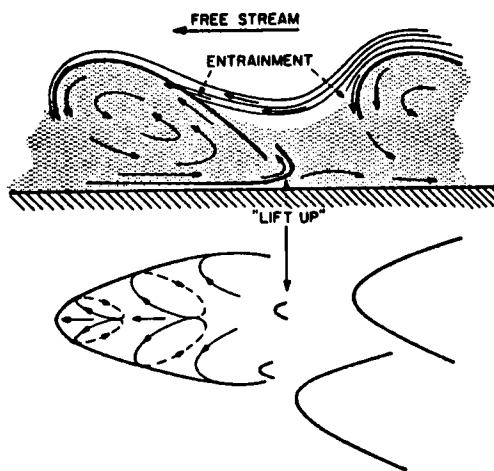


図 2.6 Laufer⁴⁾の渦度塊モデル

プローブ計測法で詳細に検討した。
 その結果から, **bursting** が発達してボイルや並列らせん流になるのではなく, 開水路流れは両運動が共存した二重構造性をもつと考えた。²⁶⁾ 図 2.8 は彼らの示した開水路乱流の組織立った構造の説明図である。

Falco²⁷⁾ は低速風洞の境界層流れにおいて, 境界層乱流のコヒーレントな構造を明らかにしようとした。彼は熱線流速計による計測と煙によって可視化された層の映画を同時に記録することによって, 典型的な流れを含む熱線流速計からの信号を条件付データ処理法を用いて検討した。その結果に基づいて, 図 2.9 に示されるような乱流境界層の外部領域の流れのモデルを提案した。図における小さな渦は“**typical eddy**”と呼ばれ, これが境界層の外部領域でのレイノルズ応力の大部分を発生させることを指摘した。

Brown²⁸⁾ らは風洞の境界層乱流において, 壁面せん断力と流れの中の数点での流速との相関を調べることによって, 境界層の中に組織的構造が存在することを明らかにした。実験結果から最大の相関を連ねる線は直線で近似され, それは壁面に対して 18 度の傾きをもつことが示された。この傾きと, 先述の Falco の可視化実験の写真から煙の境界線を追跡した線の傾きとが一致することが明らかにされた。また, 短時間の相関が大きな値となる信号だけを条件抽出することによって **bursting** の特徴も捉えられた。Brown らはこのような解析結果を基にして図 2.10 に示すようなモデルを提案した。これが図 2.6 に示した Lafer のモデルとよく似たものとなっていることが注目される。

最近, Blackwelder²⁹⁾ は, 従来の可視化法によって明らかにされてきた境界層乱流中に存在する相

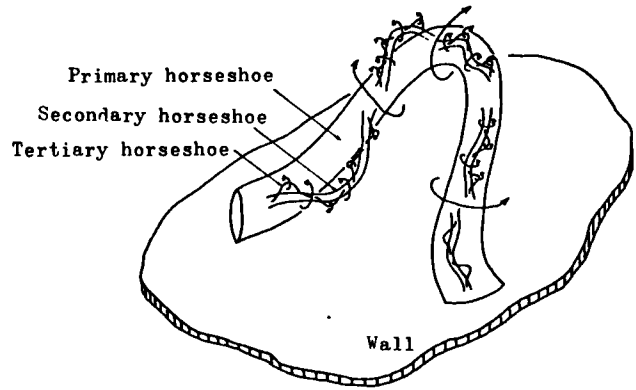


図 2.7 Theodorsen²²⁾ の Horseshoe vortex モデル

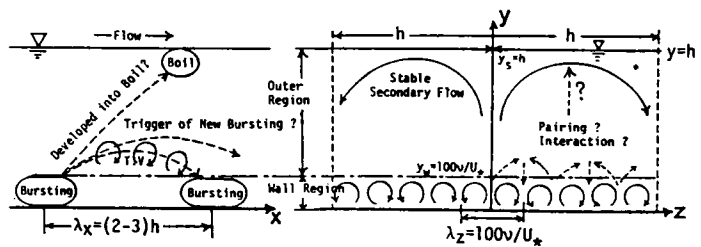


図 2.8 開水路乱流の組織立った構造の説明図
 (中川ら²⁶⁾による)

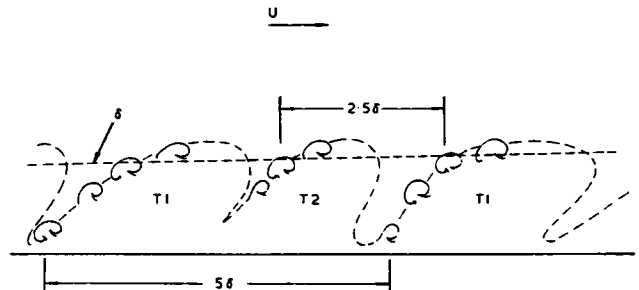


図 2.9 Falco²⁷⁾ による境界層外部領域の乱流構造のモデル

反する向きに回転する流下方向渦の特性を条件付データ処理法を用いた計測によって明らかにしようとした。実験は油性の流体を用いてなされており、壁面と同一高さに密着された平らなホットフィルム流速計が複数用いられている。得られた結果は図2.11に示すようである。流下方向に長く伸びた相反する向きに回転する渦構造が存在し、それらの渦は壁面から流体を上昇させ、渦間に低速縞を形成すると説明されている。

福岡・福嶋・奥津³⁰⁾は開水路流れにおいて大規模渦によって発生させられる上昇流とボイルの構造を可視化観察することによって明らかにしようとした。実験は、ボイルが発生しやすいようにすることと路床形態に対応させてボイルの挙動を調べることができるようになることを考慮して、水路勾配を大きくして不等流とした流れ、固定波状路床上の流れおよび移動床流れの三通りの路床形態のもとで行われた。その結果、ボイルは路床付近で生じた強度の大きな上昇流が水面まで達した結果として現われること、上昇流やボイルを伴う大規模渦の構造は、乱流境界層の大規模乱流構造のモデルとして従来から提案されている馬蹄型渦と類似の構造であることが明らかにされた。

室田・福原³¹⁾は流れの可視化実験によって開水路の乱流構造を明らかにしようとした。

彼らは1.5mm間隔で絶縁した白金線を鉛直に張り、微小な気泡塊を発生させて流れ方向および鉛直方向流速を計測すると同時に、路床から2mmの位置に白金線を水路横断方向に張って流れを観察し、流速の計測点の位置が高・低速縞のどちらに属するかを各瞬間毎に判定するという工夫をした。これらの計測結果に基づいて sweep と ejection の平均周期、低速縞・高速縞の特性などが明らかにされ、開水路の大規模乱流構造が図2.12のように三次元的に表現されている。しかし、この図には乱流において本質的な特性である渦運動が表現されていないという不十分さがある。さらに、室田・福原・小田³²⁾は、条件付データ処理法の一つであるパターン認識法を用いて開水路の大規模乱流構造を解明しようとした。

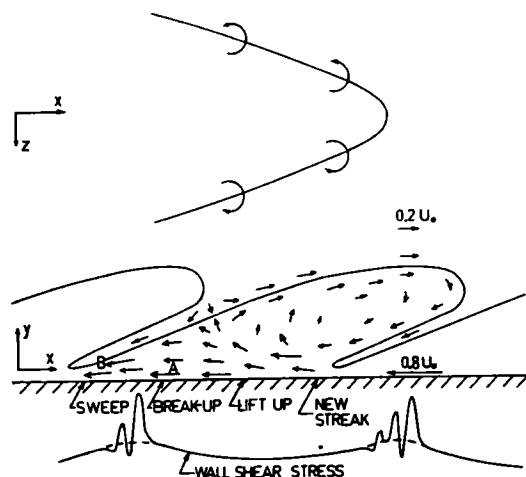


図 2.10 Brown らの境界層乱流モデル²⁸⁾

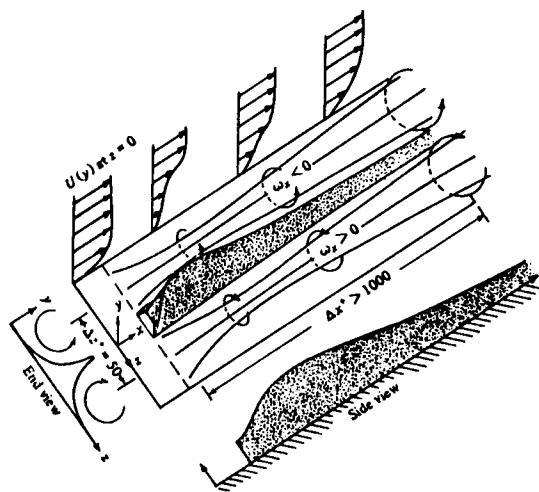


図 2.11 Blackwelder らの流下方向渦モデル²⁹⁾

彼らは、Wallaceらのパターン認識法³³⁾を修正した条件付抽出法を用いて、bursting運動の周期的過程および水深方向変化特性を明らかにし、さらに、計測結果の時系列と可視化で得られた概念図とを対応させて大規模乱流構造を図解した。

大成・佐賀・斉藤³⁴⁾は、低レイノルズ数の開水路流れにおいて、コンデンスミルク法を改良した「AMD法」と呼ばれる方法を主に用いて流れを可視化することによって、壁面近傍の乱流構造を明らかにしようとした。可視化結果においては、水路床全面にわたるAMD液の鱗形状の挙動が捉えられており、鱗形状のスケールや挙動と

Klineらによって示された低速縞の間隔やburstの発生周期との対応性がよいことが示されている。AMD液の比重が水より大きいことと、それが水と混合しにくい性質を持っているために、可視化された現象がどの程度の正確さで壁面乱流構造を表現しているかに対して疑問が投げかけられているが、壁面における乱流構造の特徴を空間的に捉えることにより、個々の乱流構造相互間の関連性やそれらの時間的変化特性が明らかにされようとしている点が注目される。

以上が秩序性を有する大規模乱流構造に関する研究の概要である。研究方法としては流れの可視化法と計測結果の条件付データ処理法とが主に用いられており、実験結果は大規模乱流構造のモデル化に集約されている。

大規模乱流構造に関する上記の研究成果を整理するとつぎのようになる。

まず第一にあげられる特徴は、モデルあるいは現象説明のほとんどに渦構造が用いられている点である。次には、Brodkeyらの結果を除くとほとんどが大規模乱流構造を三次元的に把握しようとしていることがあげられる。第三番目の重要な特徴は、Laufer、Brownおよび中川・祢津らの研究に見られるように乱流構造の二重構造性が指摘されている点である。さらには、中川らや福岡らの実河川において観察されるボイルや並列らせん流との関連で大規模乱流構造が把握されようとしている点が注目される。

以上の特徴が大規模乱流構造の理解に関する共通点あるいは重要な観点として指摘できるが、著者は以上の諸点に加えて、大規模乱流構造の時間的変化過程を解明するという観点が極めて重要であると考え。このような観点から大規模乱流構造の発達過程を詳しく検討しようとしたものとしては、KlineらおよびBrodkeyらの流れの可視化法を用いた研究がある。しかし、これらの研究は1960年代になされたものであって、それ以後は著者ら^{35), 36)}の研究を除いてはほとんど見当たらない。このような事実は乱流研究の発展においては大きな弱点になっていると考えられるが、この背景には、最近の乱流研究が条件付データ処理法を用いた乱流計測に偏っているという事情があると言えよう。というのは、条件付デ

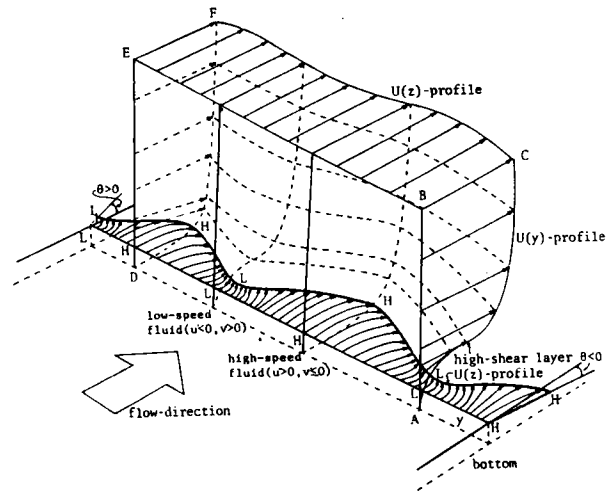


図 2.12 三次元的な大規模乱流構造の概念図 (室田³¹⁾による)

一タ処理法は流れ場の点計測（複数点の場合もある）をもとにしたものであって、この方法が空間的な広がりを持つ乱流構造の変化過程を解明する上で大きな制約を持っているためである。

2.2 実河川における大規模乱流構造と二次流

実河川の流れの中に大規模乱流構造を認めた古い例としては1940年代のMatthes⁵⁾の研究があげられる。Matthesは小川からミシシッピー川のような大河川に至る広範囲の自然河川についての15年間にわたる観察に基づいて、自然河川における6種のタイプの大規模乱流現象について検討を加えた。このうち、水の上方への移動によって引き起される河床洗掘を伴う渦運動は、自然河川における最も普遍的かつ重要な大規模乱流構造であるとして、それをコルクと名付けた。コルクは竜巻によく似た現象であり、河床の凹んだ部分から発生し、それは河床材料を大きな速度で水面にまで持ち上げ、水面でボイルとなって拡散すると述べている。この状況は前述の図1（緒論）に示されるようであり、ここで、河床の状態と乱流構造を結びつけて考察している点、乱流構造の重要な部分が渦運動であると考えている点が注目される。

木下⁶⁾は、1967年に洪水時に泡が河川の水面を浮流する様子を航空写真で観察することにより、水面には流下方向に並んだボイルによる縦筋と、水面上の浮遊物が収れんする縦筋とが横断方向に交互に現われ、それらの間隔はほぼ水深に等しいことを見出した。木下はこのような現象を説明するために、流れの横断面内において前述の図2（緒論）に示されるような流下方向の軸をもつらせん流があると考えた。このらせん流は流下方向の軸をもち、ほぼ円形の断面をもち、さらに交互に反対の回転方向をもって並列していると説明されており、並列らせん流と呼ばれた。さらに木下は、この並列らせん流が固定床でも移動床でも水深に対して幅広い流れであれば必ず形成されることを実験的に明らかにし、この並列らせん流が普遍的な乱流構造の現われであることを予測した。

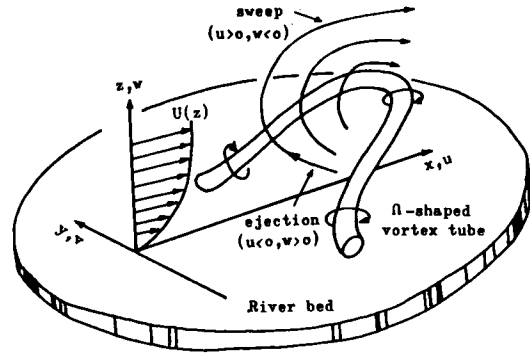
石原・余越^{7), 8), 9)}は、実河川における乱流計測をもとにして、河川乱流場の二重構造的指摘や、ボイルを含む河川乱流場のモデル化を行い、一般の乱流理論と河川乱流とを結びつける上で大きな役割を果たした。図2.13は河川乱流に関して石原・余越が提案したモデルであるが、(b)図はとくに河川の表面に見られるボイルに注目したものであり、(a)図のU型渦管が伸張してその頭部が水面領域にまで達したときに生ずるものであるという理解がなされている。彼らはこのU型渦管の発生に関して「底面境界層の発達により蓄積された大きな $\partial u / \partial z$ が、y方向（水路横断方向）の軸をもつ渦管になって解放される。この渦管は $\partial u / \partial y$ の不均一のために、一部がめくれ上ってU型渦管となる」と説明している。また、レイノルズ応力の発生については「U型渦管が誘発する斜め上流向きのジェットは河床に近い低速部分を激しく上層の高速部分へ移動させ、このような大規模な運動量交換がレイノルズ応力に直接負の寄与をしていると理解される」と述べている。

Jackson³⁷⁾は実河川におけるボイルの周期や大きさを測定し、これを実験室での境界層流れの大規模乱流構造と関連づけた。彼は実河川でのボイルの周期のヒストグラムが実験水路でのburstの周期のヒストグラムに似ていることを示し、また、これを確率紙にプロットすることによってボイルの周期が対数正規分布に適合することを明らかにした。さらに、ボイルの大きさと水深とがほぼ比例することを実

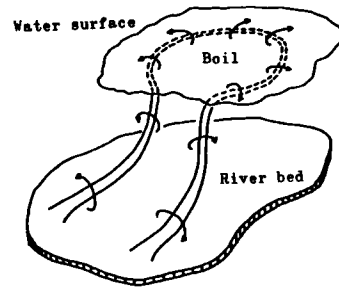
河川の資料を用いて示した。これらのことから、彼は開水路の burst は実河川においてはコルクやボイルとなって現われると考えた。

実河川におけるボイルについては、Matthes⁵⁾ は「ミシシッピー川の最も大きなボイルは、直径にして 100~300 フィートにも達する」と述べ、Jackson³⁷⁾ は Wabash 川での観察から「最大のボイルはその直径が 2~4 m に達し、水面は 10 cm も持ち上げられ、20 秒も続く」と述べている。

以上が、実河川における大規模乱流構造に関する研究の概要である。これらの研究においてはいずれも水面におけるボイルの発生が河川流の重要な特徴として取り上げられている。これに関して、Matthes は河床近傍で発生した渦運動が水面に達したものがボイルであると言い、石原・余越⁹⁾ は U 型渦管が伸張してその頭部が水面領域にまで達したときにボイルが発生するとしている。また、Jackson は bursting 現象が実河川においてはボイルになって現われると



(a)



(b)

図 2.13 石原・余越⁹⁾による河川乱流の U 型渦管モデル

しているが、bursting 現象に図 2.1 に示すような Kline らのモデルをあてはめると石原・余越の考え方と同様な意味をもつことになる。

以上から、ボイルの発生は河床近傍の渦運動が水面まで及んだ結果発生すると言ってもよさそうである。先述の福岡・福嶋・奥津³⁰⁾の実験的研究もそのことを支持するものである。

一方、木下が対象としたのは、個々のボイルの発生機構ではなく、河川の水面全体にわたる多数のボイルの発生に伴う運動の相互作用の総合的な結果としての流況であり、そのような結果として並列らせん流の存在を指摘したのである。

木下の指摘した並列らせん流と同様な流れの存在に関してはその後多くの実験的事実があげられている。森・黒木・岸³⁸⁾は幅 30 cm の実験水路において、その横断面で流速、乱れ速度および歪み度の分布を実測し、これらの結果が木下のモデルと矛盾しないことを示した。村本・河田・布村³⁹⁾は粒径 2.45 cm のガラス玉を敷いた水路において、粒径 1 mm の細砂を用いて流砂実験を行った。その結果、水路床に安定した細砂の縦筋が形成され、それらがほぼ等間隔に並び、その間隔が水深の約 2 倍に等しいこと、および水路横断面内の等流速線が縦筋とほぼ同位相で波状に変形していることを明らかにした。これらの事

実から、彼等は、上記の結果が水路に発生する縦渦によるものであると考えた。室田・中辻・福原⁴⁰⁾は、幅 50 cm の実験水路において主流方向流速と乱れ強度の横断方向分布を計測し、それらの結果が流れの全断面にわたって水深の二倍の周期で波状を呈すること、および流速と乱れ強度が負の相関をもつことを明らかにした。彼らはこれらの結果から総合的に判断して、開水路内には木下が指摘したような断面内二次渦（縦渦）が存在すると考えた。黒木・岸⁴¹⁾は、開水路の縦渦流れの構造を明らかにするために、ホットフィルム流速計を用いて三軸方向の流速とレイノルズ応力の分布を計測した。実験においては、縦渦を安定させるために水路床に斜め格子状に細い溝が掘られている。従来の縦渦の構造を支持する結果が報告されているが、彼らの研究はむしろ、縦渦に関する理論解析結果と計測結果を定量的に比較することに重点が置かれたものである。

以上のように、ボイルは河床近傍の渦運動によって発生し、このような渦運動の相互作用の総合的な結果として並列らせん流や縦渦と言ったものが形成されるということであれば、従来において「二次流」であるとみなされてきた並列らせん流や縦渦は、木下が予測したように、大規模乱流構造の一つの現われであると結論づけられるのである。なお、木下が指摘する並列らせん流あるいは他の研究者が縦渦と呼んでいる流れを、以下においては二次流と呼ぶこととする。ここにおいて、上述の二次流は時間的、空間的に変動するので長時間にわたって平均化するとその存在が認められなくなることに注意する必要がある。そういった意味で、それは従来の平均流の概念に含まれていた「二次流」とは異なっている。したがって、二次流を「主流に対して直角方向の流速成分を有する組織立った流れ」として新たに定義しなおすことにすると、二次流の概念が一般化され、実際現象を考える上でも都合がよいことになる。以後、本研究においては、二次流の概念を上記のように定義して用いることとする。

以上の考察から、開水路流れの乱流構造のモデル化に当っては、乱流の発生・発達過程の一環として二次流を正しく位置づけることの重要性が指摘できる。また、二次流を実験的に捉えるためには、その時間的、空間的スケールに適応した条件付データ処理法の開発や路床条件の適当な設定などといった工夫が重要である。

第 3 節 開水路流れの乱流構造のモデル化

前節での検討によって、大規模乱流構造に関する従来の研究成果の到達点とその問題点が明らかになってきた。そこで、本節ではまずこの問題点を整理することによって、乱流構造を構成する上での基本的な観点を明らかにし、次いで、それらの成果に基づいて、乱流構造のモデルを構成することとする。このような乱流構造の把握とそのモデル化は、次章の可視化実験の方法を決定する基礎となるものである。

3.1 モデル構成の基本的観点

(1) モデル化の意義と限界

大規模乱流構造のモデル化に関してはモデル化の意義と限界について考えておく必要がある。

現在の乱流構造解明の有力な手段は流れの可視化法と流速測定結果の条件付データ処理法である。これらの方法が捉えることのできるものは、現状では乱流構造のある側面であるにすぎず、また実験の方法が異なると捉えられる部分も変わってくる。実験によって捉えられない部分は理論的な考察によって補う必要がある。したがって、ある時点でモデル化されたものは、当然不十分な側面をもっている。このことから逆に、実験の方法や理論が発展するにつれてモデルも発展すると言える。一方、ある段階でのモデルは新しい研究の発展方向を示す基礎となって、実験や理論の発展を促すことになる。

以上のことと関連して、乱流構造のモデル化そのものが研究目的とならないように注意する必要がある。本研究においては、河川工学の実際問題、具体的には河床波や流れの抵抗の問題の解明に結びつくような方向で乱流構造を理解し、モデル化しようとした。

(2) 乱流構造の幾何学的特性

乱流の発生と発達機構については、1967年にKlineらにより提案されたモデルが他の多くの研究者の提案したモデルと内容的に共通しており、もっとも普遍的であるといえそうである。しかし、このモデルの一つの重要な欠陥はLauferが指摘しているような乱流の二重構造性を十分に定式化できない点にある。さらに、Klineらはそのモデルの中で二次流の概念を導入しながら、その二次流の発生・発達機構について説明していない。先に検討したように、二次流も大規模乱流構造の一つの現われであると考えられるが、このことと前節でその重要性が明らかとなった乱流の多重構造性を合せ考えると、乱流構造は二次流を含む各種階級から成立していると見るのが妥当なようである。したがって乱流構造のモデル化に当っては、その多重構造性を明確にするとともに、これらの各種階級の相互の関連性を明確にすることが重要であると考えられる。

(3) 乱流構造の運動学的特性

乱流現象を明らかにする上で、その構造の発達過程を解明することが重要であることは前節で指摘した通りであるが、そのためには乱流構造の運動学的特性について検討を加えておく必要がある。そして、このような検討においては、前述の乱流の多重構造性および三次元性が前提となることは言うまでもないことである。

Klineらの提案したU型渦管モデルに代表される一連のモデルに共通する一つの重要な特徴は、乱流現象を渦度の変形および集中、拡散の概念に結合している点である。著者は、このような渦度の変形と集中の過程を具体的に明らかにすることが、乱流構造の発達過程を解明する上で最も重要であると考えられるわけであるが、従来の研究においては、このような内容についてはほとんど明らかにされていない。したがって、このような渦度の運動学と結合した各種階級の乱流構造の運動、相互作用、発展性、安定性、エネルギーの受授などについて解明してゆくことが必要であるといえよう。

3.2 乱流構造のモデルの構成

開水路乱流の構造に関するモデルを構成するにあたり、流れの中に鉛直方向の流速分布があること、ならびに何らかの擾乱があることを前提とする。さらに、十分に発達した乱流中の乱流の発生機構のモデル化を試みるわけだが、その説明をわかりやすくするためにつぎのような方法を用いることとする。すなわち、層流から乱流への遷移状態での乱流の発生から説明を始め、さらにその状態からレイノルズ数を上げていって乱流が発達してゆく様子を述べ、そのような一連の変化過程が十分に発達した乱流の発生・発達機構であるとする。

鉛直方向の流速分布にともなう渦度の存在の様子を図 2.14(a)のように敷きつめられた渦糸(あるいは vortex sheet)の形で簡単に表わすこととする。この渦糸群が何らかの擾乱のためにその一部が持ち上げられ、図 2.14(b)のように波状の変形が生じたとする。その結果、渦糸群の相互作用によってそれ

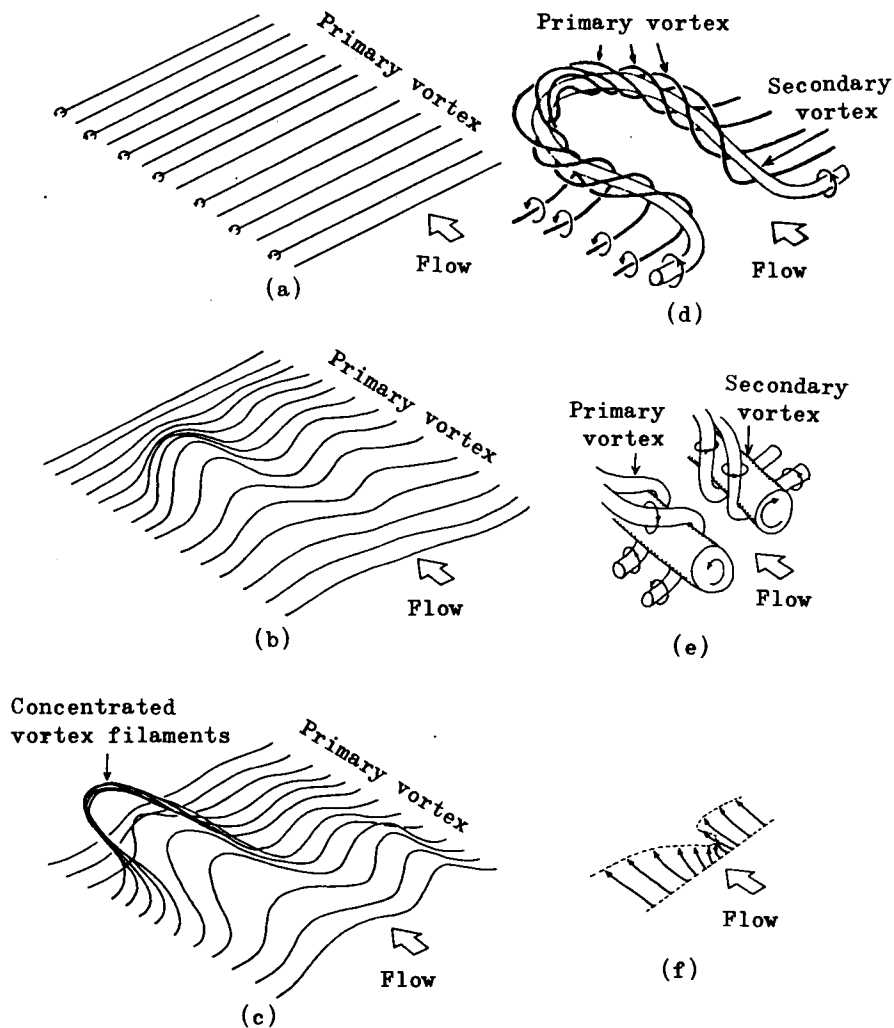


図 2.14 乱流構造の発達過程の概念図

らの変形は三次元的に増大させられ、さらにはその部分に渦糸の集中が生じて、図 2.14(c)で表わされるような状態となるであろうことが推察される。

このような推察は Rosenhead⁴²⁾ の研究による図 2.15 に基づくものであるが、この図は初め直線状に並んでいた渦糸に正弦状の微小な擾乱が与えられたとき、それらが各渦の相互作用によって時間の経過とともに、すなわち図 2.15 の(a)から(e)にかけて変形してゆく様子を示したものである。しかもその変形の仕方には、渦糸の集中と振幅の増大という二つの特徴づけが与えられる。もちろん図 2.15 の変形は、壁面境界をもたない二次元問題であり、しかも微小擾乱が規則的な正弦波で与えられているといった点で図 2.14 の(a)~(c)で示された変形とは同じものとはいえないが、本質的には変わらないと考えてよいであろう。

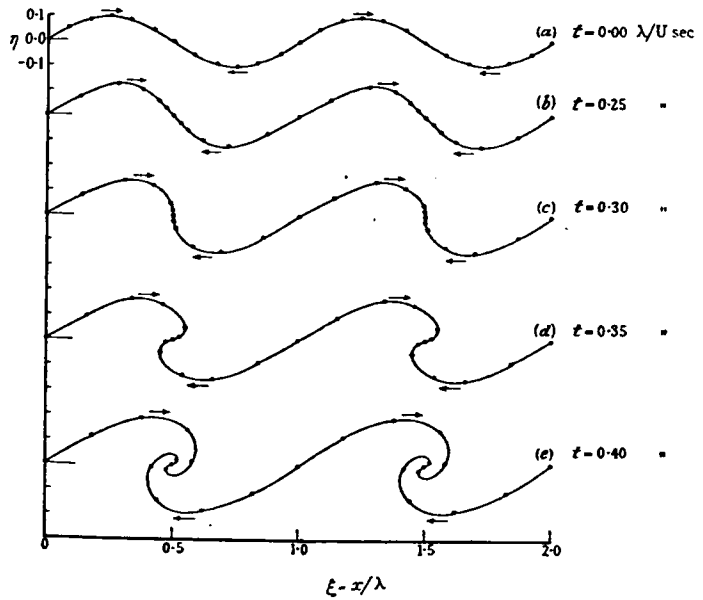


図 2.15 渦糸群の相互作用による変形過程
(Rosenhead⁴²⁾ による)

このように変形が増幅され、しかも集中させられた一部の渦糸群は束状になって図 2.14(d)に太く管状に描かれているようないわゆる馬蹄型渦あるいはU型渦を形成する。説明の便宜上、はじめに仮定した渦糸を以後第一次渦と呼び、ここに形成されたU型渦を第二次渦と呼ぶこととする。このU型渦は各渦の相互作用によって上方へ持ち上げられるが、同時に上方ほど速い平均流速によっても変形を加えられ、下流側に向って傾けられ、同時に引き伸ばされる。この第2次渦により第一次渦は図 2.14(d)に示すように巻込まれ、吸収されて、第二次渦はますます大きなものへと発達しながら、下流側へ引き伸ばされてゆく。このように、第一次渦は第二次渦の形成に寄与した訳であるが、この第一次渦はさらに新たに形成されては第二次渦へと発展してゆくという過程をくり返す。

実河川で観察される二次流はこのようにして形成された複数の第二次渦の相互作用の結果として発生するものと考えられる。すなわち、Kline らも指摘しているように、³⁾一つの第二次渦の発生はその下流側にさらに新たな第二次渦を発生させ、そのまた下流側につきつぎと第二次渦を発生させてゆくであろうことが予測できる。このような場合には、一連の第二次渦の連続した運動は全体として二次流を形成することになるであろう。このようにして発生した二次流は新たな第二次渦の発生・発達にも影響を及ぼし、一方で、第二次渦は二次流を強め維持する役割を果す。実際、実河川の流には第二次渦に起因して発生するボイルが流下方向に連なって観察されることが木下⁶⁾によって明らかにされている。なお、

第二次渦と二次流の実態については次章において乱流構造の可視化実験を通じて明らかにする。

つぎに、このようにして形成された第一次渦および第二次渦の配置によって形成される流速分布特性を検討してみよう。これらの二種の渦の位置関係を拡大して示した図 2.14 (e) から明らかなように、一对の第二次渦によって挟まれた領域付近では第一次渦によって生成される流速は上流向きであるため、流下方向流速は主流の平均流速より小さくなり、しかも第二次渦のため上向きとなる。そこから横方向に距離が離れた位置ほど流向は水平方向を向くようになり、流速も大きくなる。このような流速分布特性は図 2.14 (f) に示されている。一对の第二次渦に挟まれた部分で、低速かつ上向きの流速を有する領域は Kline らが指摘した低速縞に相当するものである。

さらに、本モデルにおけるエネルギーカスケード過程について簡単にふれると、平均流のもつエネルギーは、Lighthill¹⁰⁾ が指摘しているように、二次流の作用によって第一次渦の生成に寄与し、次の段階では第一次渦が第二次渦に巻き込まれる形で、第一次渦のエネルギーが第二次渦に吸収され、これらの第二次渦の相互作用の結果として二次流が形成される。このように考えるとエネルギーの逸散は主として第二次渦を構成する第一次渦の伸張の結果として起っていると考えられる。

以上に述べたモデルは、三次元的な渦度場を二次元的な渦糸群に置き換えるという単純化を行なうことから出発している点など不十分な点を残してはいるが、先に述べたように従来のモデルがもっていた問題点を基本的に解決しているといえよう。

第 4 節 結 語

境界層内の大規模乱流構造と実河川における大規模乱流構造とのそれぞれに関する従来の研究成果の到達点と問題点を明らかにし、それらの成果に基づいて、従来別の概念として捉えられていた境界層内の乱流構造と実河川において観察された二次流の発生・発達機構を統一的に説明できるモデルを構成した。

大規模乱流構造の解明においては次のことを重視した。すなわち、

- (1) 乱流構造に関する研究の目的を河川工学における実際問題の解明に結合しようとしたこと。
- (2) 乱流構造のモデル化にあたっては、乱流構造は二次流を含む各種階級の渦運動から成っているという多重構造性の概念を具体化したこと。
- (3) それらの各階級の乱流構造の運動と発達過程は渦度の変形と集中、拡散といった運動学上の法則に支配されていると考えたこと。

などがその内容である。

最後に、本研究において提示された乱流構造のモデルは、実験方法や理論の発展につれて、発展してゆく必要があることをつけ加えて結語とする。

参 考 文 献

- 1) Kline, S. J. and P. W. Runstadler : Some preliminary results of visual studies of the flow model of the wall layers of the turbulent boundary layer, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., J. Appl. Mech.*, Vol. 26, pp. 166~170, 1959.
- 2) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layer, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 741~773, 1967.
- 3) Offen, G. R. and S. J. Kline : A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layers, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 209~228, 1975.
- 4) Laufer, J. : New trends in experimental turbulence research, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 7, pp. 307~326, 1975.
- 5) Matthes, G. H. : Macroturbulence in natural stream flow, *Trans., A. G. U.*, Vol. 28, No. 2, pp. 255~265, 1947.
- 6) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No. 1, pp. 1~17, 1967.
- 7) Yokosi, S. : The structure of River Turbulence, *Bull. D P R I*, 17(2), pp. 1~29, 1967.
- 8) 石原安雄・余越正一郎・上野鉄男 : 河川におけるレイノルズ応力の分布について, 京都大学防災研究所年報, 第12号B, pp. 503~514, 1969.
- 9) 石原安雄・余越正一郎 : 河川の乱流構造に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp. 323~331, 1970.
- 10) Lighthill, M. J. : *Laminar boundary layers*, (ed. L. Rosenhead), Oxford at the Clarendon Press, pp. 96~102, 1963.
- 11) Kim, H. T., S. J. Kline and W. C. Reynolds : The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 50, pp. 133~160, 1971.
- 12) Offen, G. R. and S. J. Kline : Combined dye-streak and hydrogen-bubble visual observations of a turbulent boundary layer, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 62, pp. 223~239, 1974.
- 13) Willmarth, W. W. and B. J. Tu : Structure of turbulence in the boundary layer near the wall, *Phys. Fluids, Suppl.*, pp. S134~S137, 1967.
- 14) Corino E. R. and R. S. Brodkey : A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 1~30, 1969.
- 15) Nychas, S. G., H. C. Hershey and R. S. Brodkey : A visual study of turbulent shear flow, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 61, pp. 513~540, 1973.

- 16) Kovaszny, L. S. G., V. Kibens and R. F. Blackwelder : Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol.41, pp. 283~325, 1970.
- 17) Grass, A. J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, Jour. Fluid Mech., Vol. 50, pp.233~255, 1971.
- 18) Gupta, A. K., J. Laufer and R. E. Kaplan : Spatial structure in the viscous sublayer, Jour. Fluid Mech., Vol.50, pp.493~512, 1971.
- 19) Wallace J. M., H. Eckelmann and R. S. Brodkey : The wall region in turbulent shear flow, Jour. Fluid Mech., Vol.54, pp.39~48, 1972.
- 20) Willmarth, W. W. and S. S. Lu : Structure of the Reynolds stress near the wall, Jour. Fluid Mech., Vol.55, pp.65~92, 1972.
- 21) Lu, S. S. and W. W. Willmarth : Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol.60, pp.481~511, 1973.
- 22) Theodorsen, Th. : The structure of turbulence, 50 Jahre Grenzschichtforschung, (ed. H. Görtler and W. Tollmien), Friedr. Vieweg & Sohn, pp.55~62, 1955.
- 23) Nakagawa, H. and I. Nezu : On a new eddy model in turbulent shear flow, Proc. J S C E, No 231, pp.61~70, 1974.
- 24) Nakagawa, H. and I. Nezu : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows, Jour. Fluid Mech., Vol. 80, pp.99~128, 1977.
- 25) Nakagawa, H. and I. Nezu : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, Jour. Fluid Mech., Vol.104, pp.1~43, 1981.
- 26) 中川博次・祢津家久・富永晃宏 : 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 第312号, pp.93~105, 1981.
- 27) Falco, R. E. : Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers, Phys. Fluids, Vol. 20, No 10, pp.S124~S132, 1977.
- 28) Brown, G. L. and A. S. W. Thomas : Large structure in a turbulent boundary layer, Phys. Fluids, Vol.20, No 10, pp.S243~S252, 1977.
- 29) Blackwelder, R. F. and H. Eckelmann : Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon, Jour. Fluid Mech., Vol.94, pp.577~594, 1979.
- 30) 福岡捷二・福嶋祐介・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.

- 31) 室田明・福原輝幸：可視化法による壁面乱流に関する実験的研究，土木学会論文報告集，第319号，pp.65～75，1982.
- 32) 室田明・福原輝幸・小田勝也：開水路壁面乱流に関する実験的研究，第25回水理講演会論文集，pp.447～454，1981.
- 33) Wallace, J. M., R. S. Brodkey and H. Eckelmann : Pattern-recognized structures in bounded turbulent shear flows, Jour. Fluid Mech., Vol.83, pp.673～693, 1977.
- 34) 大成博文・佐賀孝徳・斉藤隆：開水路流れ壁面領域における乱流構造の空間的特性，第26回水理講演会論文集，pp.453～459，1982.
- 35) 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，京都大学防災研究所年報，第19号B，pp.267～288，1976.
- 36) 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)，京都大学防災研究所年報，第20号B，pp.331～354，1977.
- 37) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, Jour. Fluid Mech., Vol.77, pp.531～560，1976.
- 38) 森明巨・黒木幹男・岸力：開水路で見い出された二次流に関する実験，第26回土木学会年講，pp.305～308，1971.
- 39) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦：砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究，京都大学防災研究所年報，第20号B，pp.451～474，1977.
- 40) 室田明・中辻啓二・福原輝幸：開水路分散実験にみられる fingering 現象と二次渦の相関について，第23回水理講演会論文集，pp.393～398，1979.
- 41) 黒木幹男・岸力：開水路に発生する縦渦の構造の研究，土木学会論文報告集，第312号，pp.83～92，1981.
- 42) Rosenhead, L. : The formation of vortices from a surface of discontinuity, Proc. Roy. Soc. London, A134, pp.170～192, 1932.

第 3 章 可視化法による大規模乱流構造の検討

第 1 節 概 説

1960 年代後半に Kline ら¹⁾によって乱流構造における規則性が指摘されて以来、乱流研究はそれ以前の単純な形の統計的取り扱いから、流れの可視化法や条件付データ処理法を用いた大規模乱流構造の解明へと発展してきた。

大規模乱流構造の解明においては、第 2 章における検討結果から次の点が重要であると言えよう。すなわち、大規模乱流構造を渦構造を含む三次元的な構造として捉えること、乱流構造の多重構造性が重要であること、実河川における規則的な二次流を乱流構造の中に正しく位置づけること、個々の乱流構造は相互に関連をもち合いながら発生し、流下しながら発達・変形し、消滅してゆくが、このような乱流構造の発達過程を解明することが重要であると言える。

以上のような考え方をもとにして、乱流研究の方法について述べると、点計測結果の条件付データ処理法は上記の乱流構造の発達過程を解明する上で大きな制約を持っていると言える。このことに加えて、佐藤²⁾は、条件付データ処理法においては、乱流のもつ極めて豊富な乱雑さのために、条件の採り方次第で個々の研究者の欲するものを必ず見出すことができるという弱点が存在することを指摘している。

これに対して、流れの可視化法による場合には、空間的な広がりをもった流れの場が把握され、個々の乱流構造の変化過程をラグランジュ的に追跡できる。特に、実験方法を工夫することによって渦運動が直接把握でき、渦度分布の定量化とその時間的変化の検討が可能となる点は大きな特徴である。ただ、流れの可視化法においては従来から可視化結果の数量化に多くの困難が伴う点が問題となっている。しかし、最近モータードライブカメラの性能が向上して、比較的高速の連続撮影に用いることができるようになり、画像の解像度が向上した。さらに、計算機技術の高度化により画像の数値化が高性能で行えるようになってきている。³⁾

本研究は、このように有利な特徴をもつ流れの可視化の手法を用いて開水路の大規模乱流構造を解明しようとしたものである。

実験は低レイノルズ数の流れにおいて行ったが、その理由は、その状態での流れは比較的単純な構造をもち、しかも、その流れの特性から高いレイノルズ数をもつ流れの大規模乱流構造の三次元的な特性をある程度類推することが可能であると考えたからであり、さらに、この場合には流れの可視化による手法も比較的有利に用いることができるからである。さらに、乱流現象の本質である「各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく」という過程を捉えるために、ラグランジュ的な現象把握の方法を重視した。これに関しては、流れとともに移動するカメラを用いて水面と水路横断面内の流況を連続撮影する方法を採用した。

本研究においては、4 通りの方法を用いて開水路の乱流構造を可視化した⁴⁾が、その詳細について以下

に述べる。このうち第5節に示した断層撮影法による流れの可視化と解析は現在開発中の研究方法であって、今後さらに発展させてゆくことを必要とするものである。

第2節 水路床近傍の流況特性の可視化

乱流構造の規則性は1960年代の後半にKlineら¹⁾の研究に続いてBrodkeyら⁴⁾の研究によっても指摘されたが、これらの研究は壁面近傍の乱流構造を可視化することによって進められたものである。これらの研究においては、壁面近傍から外側へ向う流体の運動とその空間的な配置や発生周期に規則性が見出されており、これに伴う一連の現象は *bursting* 現象と呼ばれ、乱流の発生機構において最も重要なものであると位置づけられた。

そこで本研究においても、まず開水路の水路床近傍の流況特性を水素気泡法を用いて明らかにし、第2章において提案された大規模乱流構造のモデルの実際現象との適合性を検討することとする。

2.1 実験方法

実験は長さ12m、幅40cm、高さ30cm、水路床勾配1/500の直線水路で行われたが、実験水路は側方ならびに底面からも照明あるいは撮影が可能のように、透明アクリライト樹脂で作られている。

流量は0.9ℓ/sとし、水路下流端をせき上げるにより計測部分での水深を5.7cmとした。このときの断面平均流速は4.0cm/sであり、水深を用いたレイノルズ数は約2,300で、実験は完全な乱流状態において行われている。本実験条件における流速分布の計測結果から求めた摩擦速度は0.5cm/sである。

水路床近傍における流れの様子は、流下方向に18cmの距離だけ離して水路横断方向に水平に張られた二本の水素気泡発生用白金線から5Hzのパルス状に発生する水素気泡が流れとともに流下する様子を透明な水路底面を通して写真撮影することによって捉えられた。

写真3.1は実測結果の一例を示したものであり、上流側の水素気泡発生用白金線の水路床面からの高

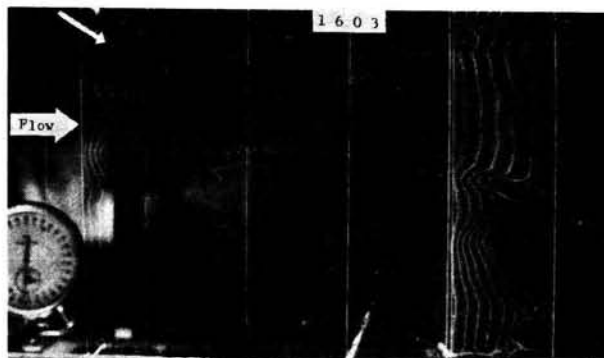


写真3.1 水路床近傍の流況の写真撮影例

さは 0.5 cm , 下流側のその高さは 1.0 cm である。それらの無次元高さ $z^+ = z u_* / \nu$ はそれぞれ約 25 および 50 である。ここで z は路床からの高さ, u_* は摩擦速度, ν は水の動粘性係数である。

2.2 水路床近傍の流況特性

上述の写真 3.1 によって水路床近傍の流況特性を観察すると, 水素気泡列には若干のくびれが存在し, そのくびれの位置は流下方向に並んでいることがわかる。このくびれの位置を流下方向に連ねる線は Kline らが指摘した低速縞に相当すると考えられる。実際その位置では上昇流の発生が観察され, その状況は前章で提案されたモデルにおいて図 2.14 (f) で表わされている状況とよく一致していることが認められる。また, 写真に記入された矢印の位置では水素気泡列が重なっていることが認められるが, これは強い上昇流の存在を表わしており, Kline らがいう burst に相当すると考えられる。

先に示した写真は 1 秒毎に 60 回連続撮影されている。図 3.1 はこれらの写真から得られた各瞬間における流速分布の模様を計測位置における 1 秒間の平均流下距離分だけずらせて並べたものであり, (a) は下流側, (b) は上流側の水素気泡発生用白金線から出る気泡列から得られた各瞬間毎の流速分布の時間的変化を示している。流れの基本的な模様はそれが流下するに伴って急激に変化することがないと考えると, これらの図は流速の空間的な分布特性をも近似的に表現しているものと理解でき, その場合, 図の左側が上流側に相当することになる。

図で, 横方向に伸びたすじは水素気泡列のくびれの位置を流下方向に結んだものであり, 上述のように Kline らのいう低速縞に相当するものであり, 部分的には burst も含んでいると考えられる。この図からは, 低速縞は数 cm から $20\sim 30\text{ cm}$ の長さを持っており, 時間的にみると, $10\sim 15$ 秒間にわたって

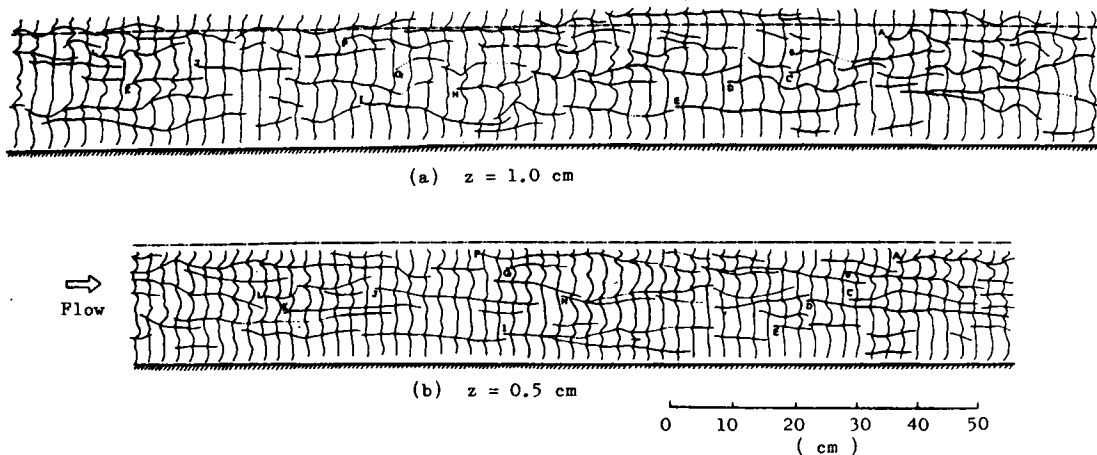


図 3.1 低速縞の時空間分布特性

続いていることがわかる。このことから長く続く低速縞の発生しているところでは、モデルにおける第二次渦が流下方向にいくつか連なって発生していることが推察される。また、低速縞の間隔 λ は(b)図においては $2 \sim 5 \text{ cm}$ 程度であり、 $\lambda^+ = \lambda u_* / \nu$ で表現すると $100 \sim 250$ 程度となる。また、(a)図と(b)図とを比較してみると、(a)図でA~Lの記号がつけられている低速縞は(b)図の同じ記号の低速縞とそれぞれ対応していると思われ、このことから低速縞の位置や形状は水路床面から遠ざかる位置ほど時間的・空間的に変動がはげしいものとなっていること、および低速縞はその流下に伴って変形しながらも、その構造がある程度維持されていることがわかる。

第 3 節 水路横断面内の流況特性の可視化

実河川の洪水流の水面観察から、木下⁵⁾は規則的で安定した二次流が流れの中に存在することを指摘した。これをもとにして、第二章において提案された乱流構造のモデルにおいては、二次流が乱流構造の重要な構成要素として位置づけられている。しかし、本モデルにおいては二次流と第二次渦との関係については十分明らかにされているとは言い難い。

本節においては、水路横断面内の流況を直接的に写真撮影することによって、第二次渦と二次流の実態を捉え、それらの間の関係を明らかにする。

3.1 実験方法

実験は前節で述べたものと同じ水路において行われた。

流量は 0.82 l/s とし、水路下流端をせきあげるにより、計測部分での水深を 3.8 cm とした。このときの断面平均流速は 5.4 cm/s であり、水深を用いたレイノルズ数は約 2,000 である。

水路横断面内の流況の実測に用いた装置を図 3.2 に示す。実験においては、第二次渦や二次流が時間とともにどのように変化するかを捉えることができるように定速で移動する台車が用いられ、台車にはモータードライブカメラ、照明用スポットライト、トレーサー発生用電極および反射鏡が搭載されている。搭載された各装置の機能は次のとおりである。

トレーサー発生用電極 — 水路横断面内に、互に絶縁された 2 本の白金線を平行に張り、それらの間に 10 Hz のパルス状の直流電圧をかけた。このようにすることにより陰極から発生する水素気泡と共に、陽極から発生する酸素気泡もトレーサーとして利用することができる。

照明用スポットライト — 上記のようにして発生したトレーサーのうち、2 本の電極を含む水路の横断面およびそのごく近傍にあるもの

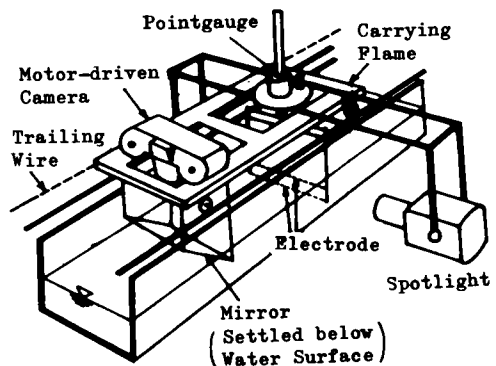


図 3.2 実験装置の概要

けを、水路の側方に設けられたスポットライトからの光をスリットを通すことによって照し出した。

反射鏡——このようにして照し出された横断面内の流況を、その横断面より約 40 cm 下流側の流れの中に設置された鏡で上向きに反射させ、写真撮影が可能にようにした。すなわち、鏡は水路床面に対して 45 度の傾きをもって台車に取り付けられている。このとき鏡は流れをさえぎることになるが、鏡自体が平均流速とほぼ等しい速度で移動すること、および鏡と観測断面との距離が約 40 cm あることを考えると、鏡が二次流に及ぼす影響は大きなものではないといえる。

3.2 水路横断面内の流況特性と二次流

写真 3.2 は、上に示した方法を用いて水路横断面内の流況を連続的に写真撮影した結果である。実験においては、カメラの移動速度を 5.6cm/s とし、写真撮影は 0.3 秒に一度の割合で行われた。各コマの上縁近くと下縁近くに見える水平な線はそれぞれ水面と水路床面であり、それらの中間に水平に張られた二本の白金線から発生する水素気泡および酸素気泡が雲のように時間経過とともに流れに従って移動している様子がよくわかる。上方の白金線の支持棒が各コマの両側近くに白く写っているが、その間隔は 19.5cm である。

まず、これらの連続写真を一見して、流下方向に軸をもつ回転運動があることが明瞭に認められる。二本の白金線から出た気泡群が上方へ移動しているか、下方へ移動しているかを調べることにより、また、上方あるいは下方へ移動する範囲、および移動の速さを調べることにより、この回転運動のスケールと回転速度がある程度わかる。たとえば、フィルム番号 3660 の写真では、写真に示した $a_1 \sim a_4$ の範囲で強い上昇流があり、しかもこれらの各範囲の中心どおしの間隔は平均的に水深の 2 倍に等しくなっている。このことは、対をなす 2 つのらせん流のスケールは水深の 2 倍にほぼ匹敵するという木下の指摘を裏づけている。ところで、この上昇流が発生している範囲は、先に $a_1 \sim a_4$ で例示したように、ほとんど水深に匹敵する程の大きさを持っていることが注目される。しかもその範囲内の流況を詳細に見てみると、 a_3 の範囲の流況が典型的に示しているように、上昇流はその範囲内で全面にわたって発生しているわけではなく、一つの範囲について 2～3 本の条線状の軌跡を示しながら発生している。しかもこれらの各条線が水路床面と交わる所で低速渦が発生しているようである。さらに、これらの条線の中には、水面に達しないものも多くあることが認められる。このような水面に達しない条線の中には、時間の経過とともに水面に達するまで伸張してゆく過程にあるものや、時間が経過しても水面に達するに至らないものなどいろいろあるようである。

これらの観察結果から次のことが指摘される。すなわち、横断面内で立上った条線は低速渦と一対一の対応を示すが、それと二次流とは一対一の対応を示さず、むしろこれらの条線が何本か束ねられた状態で一対の二次流に対応している。

つぎに、水面近くに張られた白金線から出る気泡（酸素）の動きに注目して流況を観察してみよう。先に示した上昇流の発生範囲 $a_1 \sim a_4$ では、この白金線の周辺でも強い上昇流がある。そして、これらの範囲の中間の位置では全般的に下降流が認められる。しかし、そのような比較的大スケールでかつ強

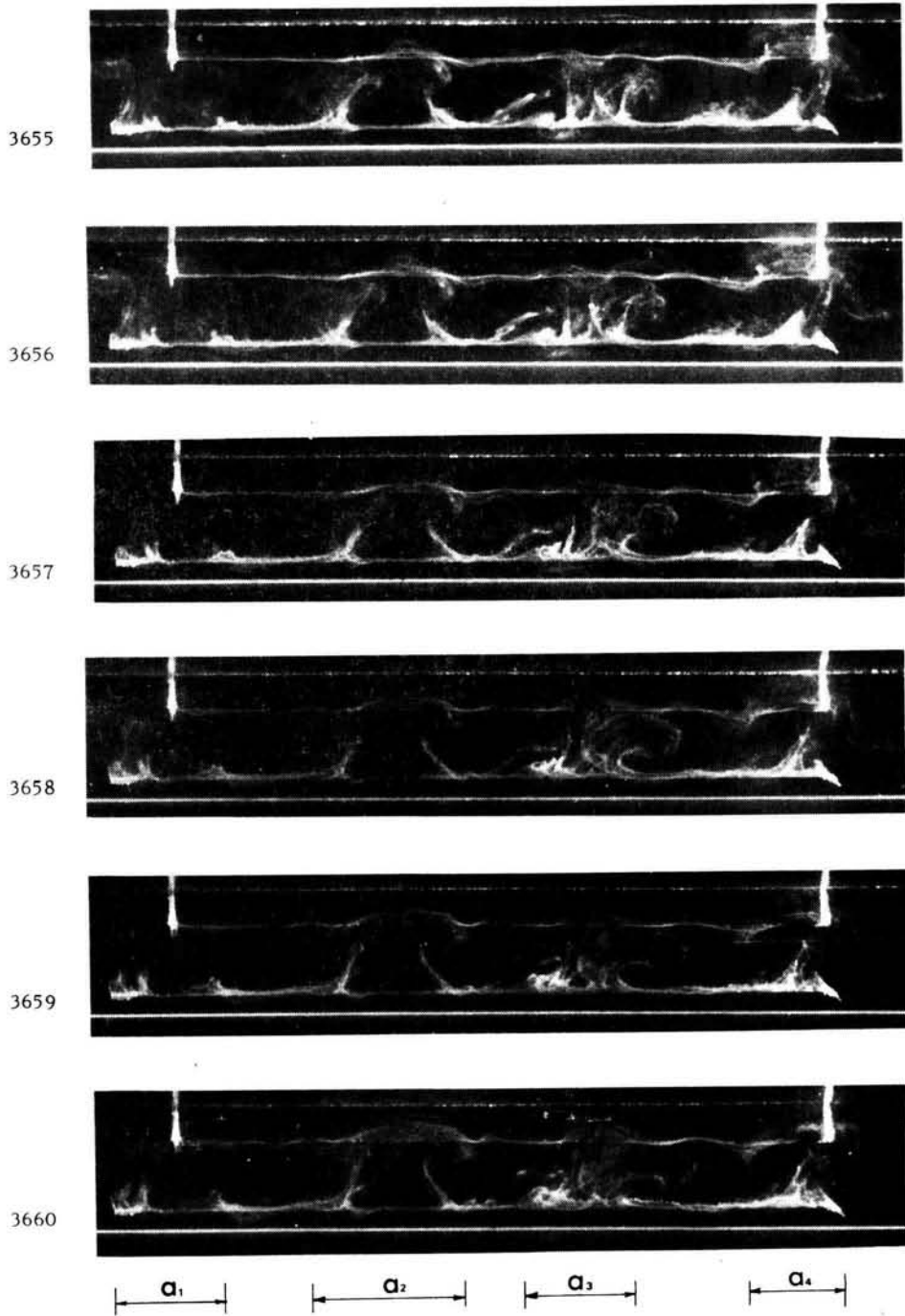
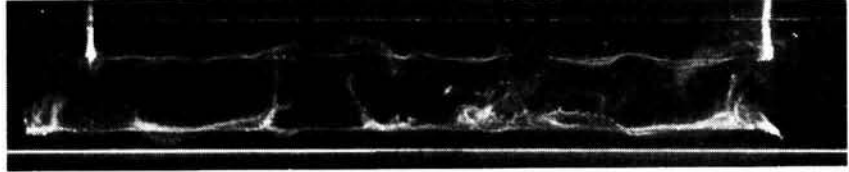
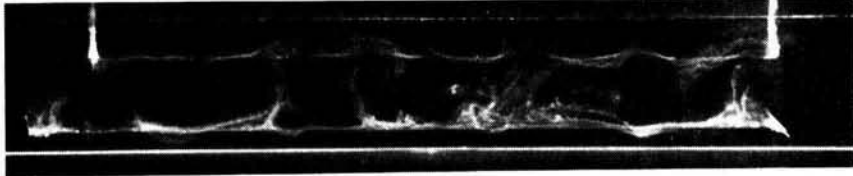


写真 3.2 水路横断面内の流況の写真撮影例(その1)

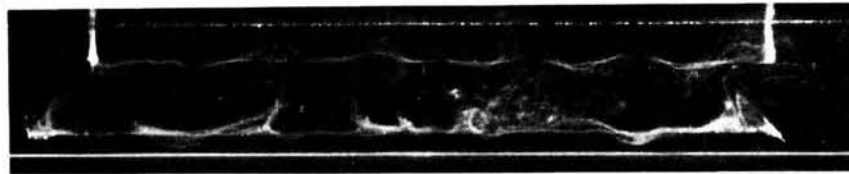
3661



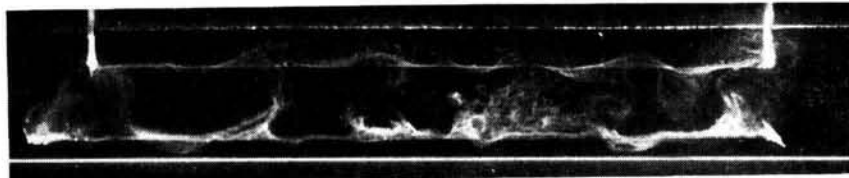
3662



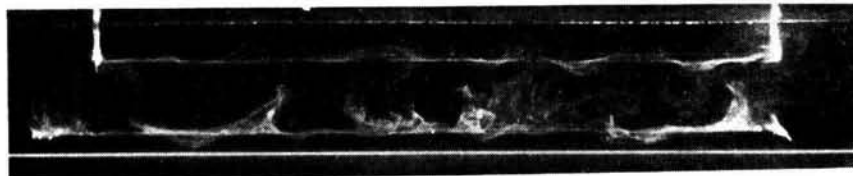
3663



3664



3665



3666

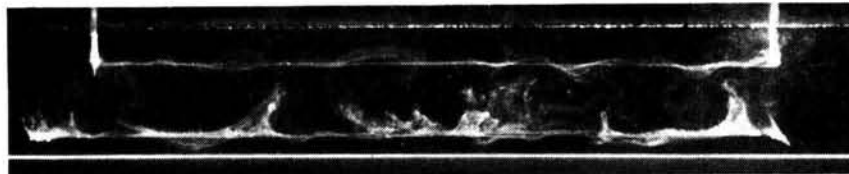


写真 3.2 水路横断面内の流況の写真撮影例(その2)

い上昇流と下降流の分布の他に、比較的小スケールでかつ弱い上昇流と下降流が同時に存在していることが認められる。

以上の事実を総合すると、二次流とは一つの軸のまわりの単純な回転運動ではなく、流下方向に卓越した成分をもついくつかの渦運動の総合が、ある程度の時間平均化操作を通して把握されたものと言える。そして、流下方向に卓越した成分をもついくつかの渦運動とは第二次渦のことであり、先に述べた上昇流中に認められる立上った条線や、それに対応して水路床近くに形成される低速帯はいずれもこの第二次渦によって発生するものと考えてよいであろう。

木下⁶⁾は、人工的に形成されたウロコ状河床上の流れの三次元的な機構を観察し、その結果を、「流下方向に軸をもつ、一つのウロコの長さに満たない程度の、円筒状のものが、幾つも並んで見える。これが縦軸の渦で、らせん流といっても、図3.3のように間けつ的に、脈動的に舞上るいくつかの小さい縦渦の、それがさらに大きからせんに回転する流れのようであり、ミクロにみるにはなかなかわからない、複雑な流況があることが察せられる」と述べているが、前述の第二次渦と木下の縦軸の渦、そして二次流と木下のらせん流とは同じものと考えられるので、先に述べた現象認識は木下のそれと一致しているといえよう。



図3.3 二次流と小規模渦運動(木下による)

第4節 水面観察に基づく大規模乱流構造の検討

開水路流れの水面に適当なトレーサーを浮かべ、その平均的な流下速度にほぼ等しい速度でカメラを移動させながら、水面での流線パターンを写真撮影するという方法はすでに1929年にNikuradse⁷⁾によって、あるいはその後Tietjens⁸⁾によって乱流観察の一法として用いられてきている。

本研究においては、モータードライブカメラによる連続撮影方法を上記の方法に適用することとするが、これによって水面における乱流構造の時間的変化をラグランジュ的に追跡することができる。また木下の研究⁵⁾からもうかがえるように、水面での流況は流れの三次元的な構造の反映であると考えられるので、本方法で得られた資料は三次元的な乱流構造を解明する重要な手がかりとなるであろう。

4.1 実験方法

実験は第2節で述べたものと同じ水路において行われた。

流量は 1.2 l/s とし、水路下流端をせき上げるにより計測区間の中ほどでの水深を 5.85 cm とした。このときの断面平均流速は 5.1 cm/s であり、水深を用いたレイノルズ数は約 $2,200$ である。

水面における流況特性を、以下に示すような方法で捉えた。アルミ粉を付着させたパンチ削を水面に撒き、それらが流れによって運搬される様子を、水路側壁近傍を除く水面での平均流速 7.1 cm/s に等しい速度で流下方向に移動するカメラで写真撮影した。写真撮影は連続的に行い、シャッターの開放時間を 2 秒 、撮影周期を 3 秒 とした。

4.2 水面における流況特性

写真3.3は水面流況の撮影結果の一例であり、流れは写真の左から右へ向っている。なお、以下の解析における距離ならびに流速は、カメラに固定された原点をもち、写真3.3の傍に示されている方向をもつ座標系を基準にしたものである。

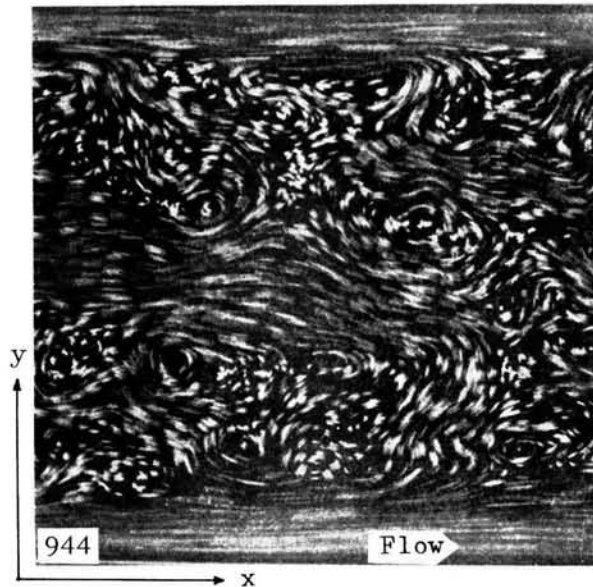
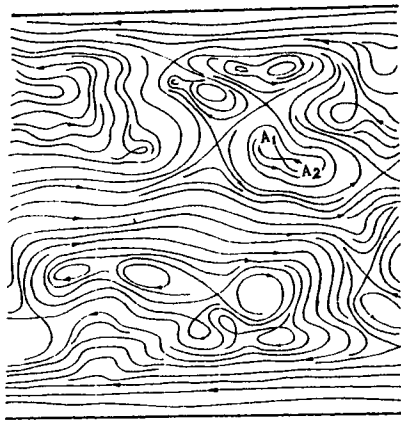


写真3.3 水面流況の写真撮影例

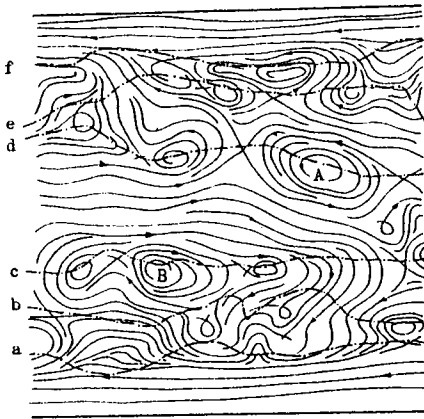
写真から読み取られた流線の概念図を図3.4に示す。(a)~(c)図は3秒間隔で連続撮影された写真から読み取られた流線を示し、(b)図が写真3.3に対応している。これらの写真および図から、水深と同程度のスケールをもった渦運動が存在し、これらの機構はそれらが下流に運搬されるに伴って発展してゆくことが認められる。例えば、図3.4(a)図においてA₁およびA₂で示された二つの渦運動は合体して一つの渦運動となり、(b)図におけるBの渦運動は(c)図のB₁およびB₂のように分裂してゆく過程にあることを表わしている。

写真3.3より水面での流速を求め、流速のxおよびy方向成分uおよびvの分布から水面での渦度成分($\partial v/\partial x - \partial u/\partial y$)および二次元発散($\partial u/\partial x + \partial v/\partial y$)の分布を求めたものを図3.5および図3.6に示す。図3.5の渦度成分の分布図を等高線にみたてた場合、その尾根線と谷線はともに流下方向に走っており、横断方向にはそれらが交互に現われている。図3.5ではこれらの線を一点鎖線で示し、a~fなる記号をつけてある。ただし、本図において、側壁面近傍での渦度成分の計算精度は不十分であり、そのためa線とf線の位置は幾分不正確となっている。また、これらの曲線を図3.4(b)および図3.6にも描き入れてある。これらの図を比較してみると、次のことが指摘される。

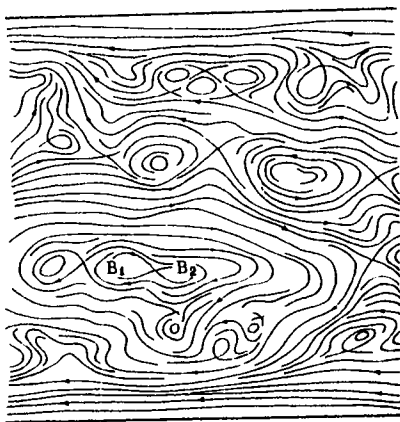
第一に、流線図において渦運動が顕著に認められる領域と渦度分布の尾根線あるいは谷線の位置とは



(a)



(b)



(c)

図 3.4 水面における流れ
パターンの発達過程

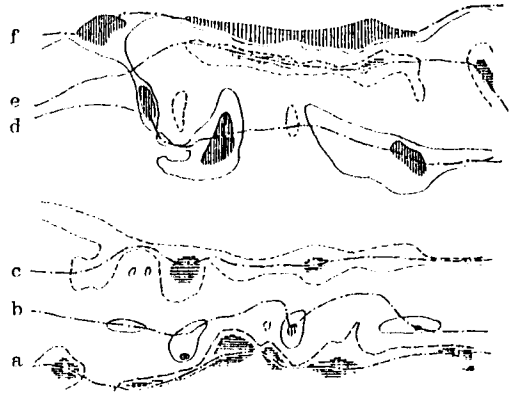
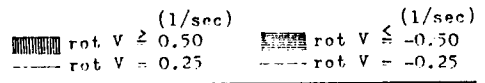


図 3.5 水面における渦度分布

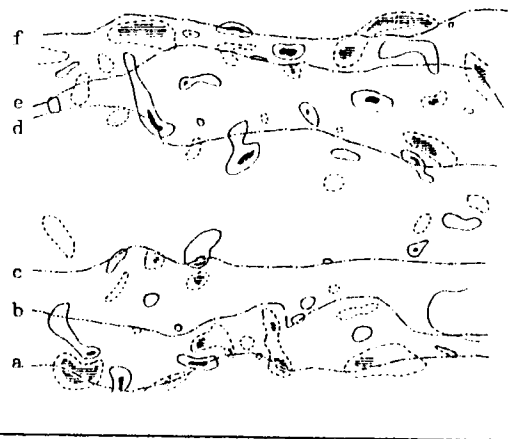
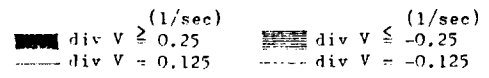


図 3.6 水面における
二次元発散の分布

明確に一致しており，このことから水面近傍の大規模乱流構造を意味する渦運動は集中させられた渦度に起因するものといえそうである。

第二に，図 3.5 において，尾根線 b, d および f 上の渦度の集中した部分には反時計回りの水面渦があり，谷線 a, c および e 上には時計回りの水面渦が存在し，このことから a ~ b, c ~ d および e ~ f の間には流下方向流速が相対的に大きい帯状の領域ができ，b ~ c, d ~ e の間には流下方向流速が相対的に小さい帯状の領域ができていたものと理解される。流下方向流速が相対的に大きい領域および小さい領域はそれぞれ木下⁵⁾の指摘した収れん線およびボイルを連ねた線に対応するものと考えられる。また，a ~ f までの各線間の平均的な間隔は水深に匹敵し，このことも収れん線とボイルを連ねた線との間隔がほぼ水深に等しいという木下の観察結果と一致する。

また，図 3.6 は水面における湧き上がりと沈降の効果を調べるために，そこでの二次元発散の値を計算したものであるが，計測精度の問題とも関連して，明確な結論は得られなかった。

4.3 水面渦と開水路乱流の立体構造との関係

以上の実験的検討を総合すると，水面渦と開水路乱流の立体構造との関係については図 3.7 のような模式図が得られる。すなわち，図で b, c, d および e で示されているように流下方向に連なった渦の列が 4 本認められる。ただし，本図で水路側壁面近くが空白となっているのは，そこではカメラの移動速度と平均的な表面流速との差が大きくなって流況が明確に捉えられなかったためである。また，渦の回転方向は同一列の上では同方向，隣り合う列の上では反対方向となっている。したがって，この場合には b 列と c 列の間にはさまれた領域および d 列と e 列にはさまれた領域では流下方向流速は相対的に遅くなっており，一方，c 列と d 列の間にはさまれた領域では流下方向流速は相対的に速くなっている。これらの事実から考えると，二次流は図に示されるように発生しているものと考えるのが妥当であろう。すなわち，b 列と c 列の間および d 列と e 列の間にはそれぞれ上昇流があり，そこでの流下方向流速は相対的に遅くなっていると考えられる。

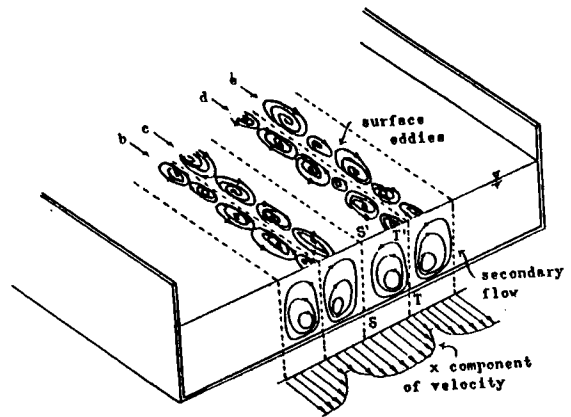


図 3.7 水面渦と大規模乱流構造との関係

ところで，先の横断面内の流況に関する検討および水路床近傍の流れの検討からも明らかにされたように，対をなす二次流の中央部の上昇流は第二次渦の発生と発達に伴うものであり，しかも水面渦の中心付近では渦度が大きくなっていることも確かめられている。これらの事実を合せ考えると，水面渦は第二次渦が水面に達した所で発生していると考えるのが妥当のようである。

4.4 水面渦の運動学的特性

上記のように、水面渦は第二次渦の運動と関係があると考えられるので、水面渦の運動を検討することによって第二次渦の運動の特性をある程度把握できるであろう。ところで、第二次渦は開水路流れの乱流構造を決定する上で重要な役割を果すものであることは先に述べた通りである。したがって、ここでは水面渦の発生・発達の様子を検討することにより、第6節で述べる乱流構造のモデルの構成に寄与することとする。

写真3.4は水面における流れのパターンの連続写真撮影結果を示したものである。水面における平均的な流速は 7.1cm/s であり、カメラの移動速度もこれと同じである。また、シャッターの開放時間は2秒であり、撮影周期は3秒である。写真3.4においては得られた水面パターンをそれらのうちから一つおきに取り出して示したので、各コマ毎の間隔は6秒ということになる。また、水面パターンの撮影結果の各コマの左下半分について、それらから計算された水面における渦度の分布と、水面における流線

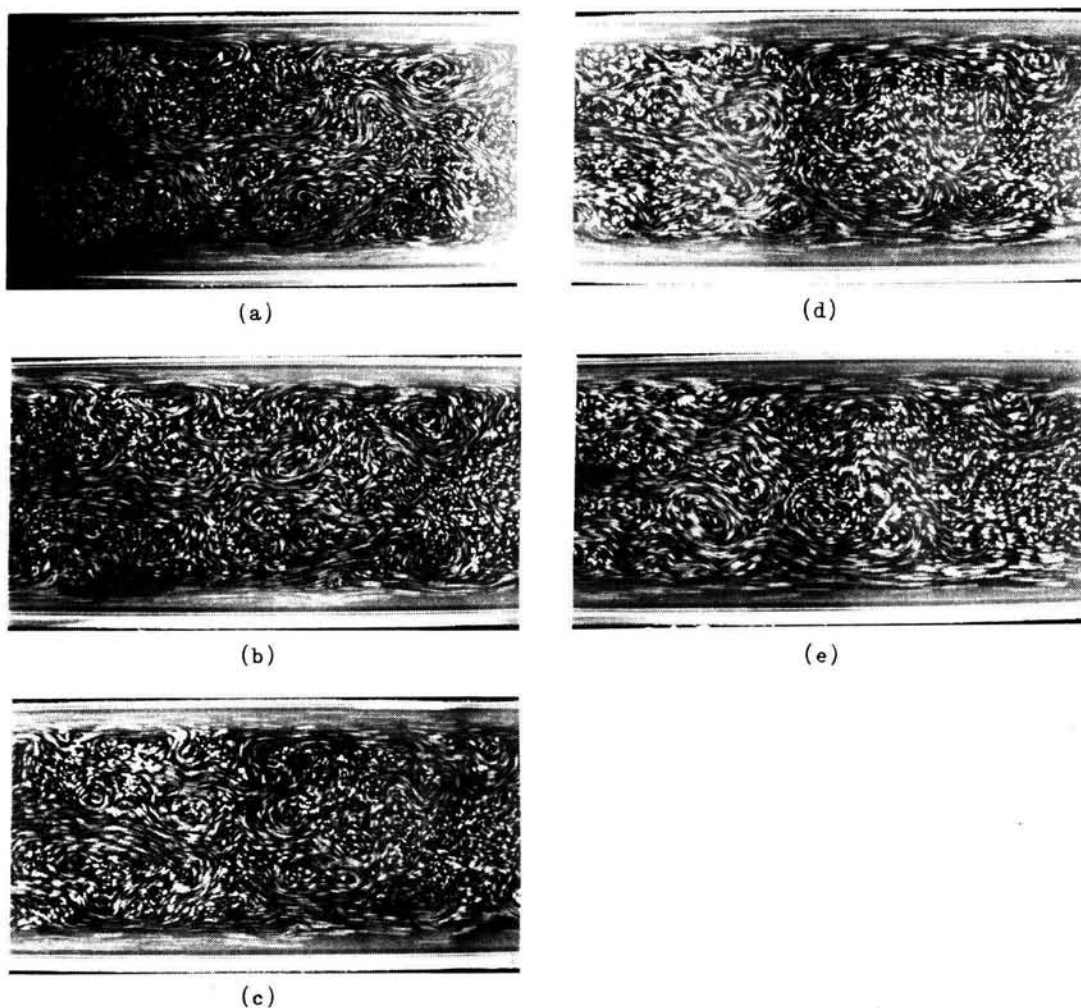


写真3.4 水面における流れパターンの連続撮影結果

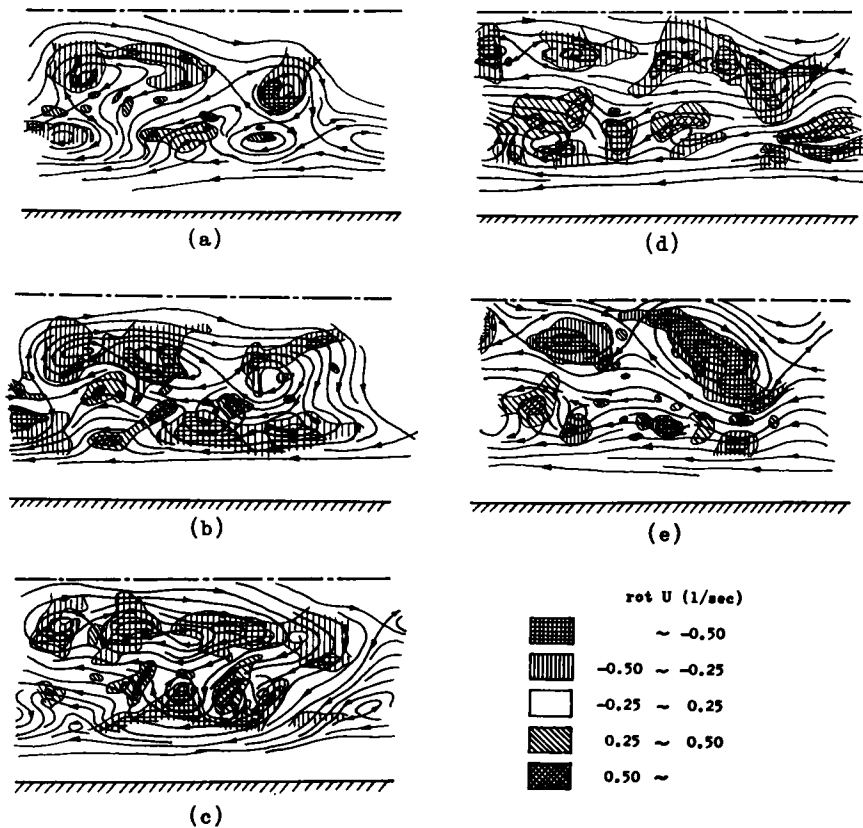


図 3.8 水面における渦度の分布と流況の時間変化特性

の概念図とをあわせて図 3.8 に示した。

これらの写真および図から、水面渦の二次元的な配置と運動は渦度の分布と密接な関連を持っていることが認められる。まず、水面渦の二次元的な配置と渦度の分布との関連については次のことが指摘される。

- ① スケールの大きな渦がある所および曲率の大きな流線がある所ほど渦度の絶対値も大きくなっている。
- ② 同一渦列の上では渦度の符号は同じで、隣り合う渦列の間では渦度の符号は逆となっている。
- ③ 渦のほぼ中心付近に渦度の極大値あるいは極小値が発生している。

次に、水面渦の運動と渦度分布との関連に着目して図 3.8 を見てみると、水面渦の運動あるいは消長には、渦度の集中、拡散および減衰という過程と対応した一種の輪廻があるといえそうである。すなわち、第一段階では、渦度の局所的に集中した領域が跳び石状あるいは帯状に分布する。その段階での流線の模様はスケールの大きい顕著な渦運動を形成するには至らず、いくつかの小さな渦を連ねた形（たとえば図 3.8 の(d)の右上方部分）あるいは曲率の大きな流線の集合した形（同(a)の中程上方部分）にな

っている。第二段階では、渦度の高い跳び石状の領域あるいは帯状の領域が弧状に変形する。このとき閉じた流線が生じ、水面渦が形成される（同(a)の左右上方部分および(b)の中央上方部分)。第三段階では、水面における渦度の集中領域は二次元的な塊状となり、同時にその集中領域のスケールも大きくなる。それに対応して、水面の渦運動のスケールも大きくなり、かつ強いものとなる（同(c)の中央上方部分および(d)の右上方部分）。そして最後の段階では、集中させられた渦度が拡散あるいは減衰し、渦運動も弱く、小スケールのものとなる。

以上の過程で「跳び石状の集中された渦度領域」というのが個々の第二次渦の水面における断面を表わしていると考えられる。したがって、以上の観察から、ただ一つの第二次渦がただ一つの水面渦を形成する場合もあるが、一般的には第二次渦どうしが互に干渉し合っており、その作用の総合の結果として水面渦が形成されていると見る方が妥当と考えられる。

第 5 節 断層撮影法による大規模乱流構造の可視化と解析

流れの可視化結果を正確に数量化することができれば、乱流研究において新たな発展を期待することができる。

流れの写真画像を数量的に処理して、乱流構造を解明しようとした例は少ない。木下⁵⁾は、実河川における洪水時の水面の航空写真から水面における流速分布を詳細に計算し、その結果から洪水流の内部構造に関する多彩な情報を明らかにした。Grass⁹⁾は、実験水路において水素気泡法を用いて流れを連続撮影し、その結果から流速の流下方向および鉛直方向の二成分の空間分布を求め、それを条件付データ処理法を用いて数量的に解析した。また、著者ら¹⁰⁾は開水路における水面流況を連続撮影し、水面における流速分布および渦度分布を求めて、流れのパターンとの関連のもとにそれらが時間とともにどのように変化してゆくかを調べ、流れの内部構造を明らかにしようとした。以上の研究は写真撮影結果の処理という点では初歩的な方法を用いたものであり、多くの労力を要するものであった。また捉えられた流況も二次元的な範囲に限られたものであった。

流れ画像の解析に現実的な展望を与えたのは、最近の木下³⁾の研究である。木下は、実験水路において、多数の着色した中立粒子（粒径 1.5～2.0mm）が水中を流下する様子を、ストロボスコープで照射することにより連続的に立体撮影した。写真用測量図化機を用いて、写真から水中トレーサーの三次元的な位置を測定し、計算機によって流況を作画することによって流れの三次元的な構造を直接的に解明しようとした。

著者も、開水路乱流の構造を三次元的に測定する目的を実現しようとして、一応その展望を得た。本節においては、その実験方法および解析方法について述べ、また得られた若干の結果について示す。

5.1 実験方法

実験は第 2 節で述べたものと同じ水路において行われたが、水路床勾配は 1/1000 とした。

流量を 1.87 l/s とし、計測区間における平均的な水深を 4.1 cm としたが、このときの断面平均流速は 11.4 cm/s 、レイノルズ数は約 4700 である。また、計測区間における平均的なエネルギー勾配は $1/5000$ であり、摩擦速度は 0.90 cm/s である。

実験装置の概要を図 3.9 に示す。投光器からの光を水平なスリットを通して水路側方から流れの場に当て、流れの場の水平な断面を照し出した。照明された流れの場の範囲は水路の長さ方向に約 60 cm 、その厚みは約 5 mm である。水平断面内の流況は台車に搭載されたカメラで連続的に撮影し、これと同時に、投光器の位置を上方へ平行移動させながら向きを回転させ、照明される範囲を上方かつ流下方向に移動させた。流下方向に平行移動させたのは、連続撮影の方法により同じ乱流構造を追跡しようとしたからであり、また、上方へ移動させたのは *bursting* 現象に伴う上昇流の様子を捉えようとしたことと共に水深規模の乱流構造の各断面層面における流速ベ

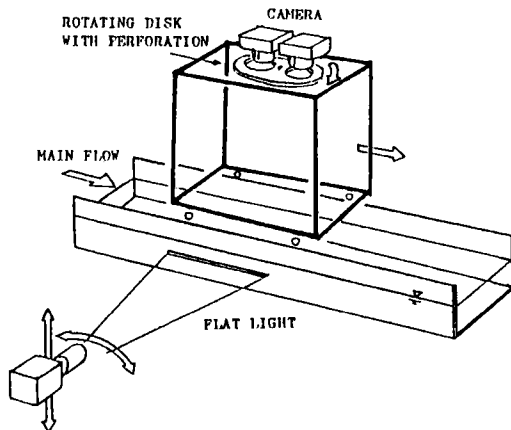


図 3.9 実験装置の概要

クトルを連続的に計測しようとしたためである。照明の上方への移動速度は 0.5 cm/s 、流下方向への移動速度は約 11 cm/s とした。また、トレーサーの移動方向を知るために、照明強度をカメラのシャッターの開閉と同期させて周期的に変化させた。

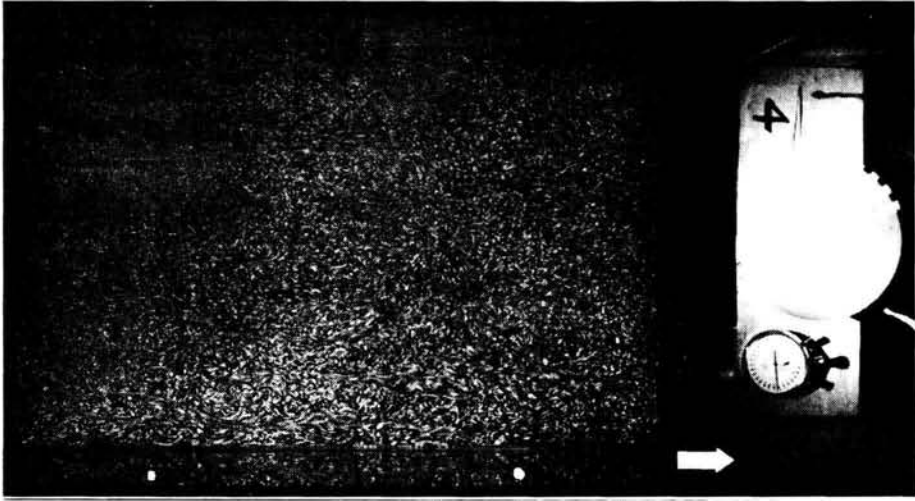
写真撮影は、カメラのシャッタースピードを $1/4$ 秒にセットして、 0.5 秒に 1 回の割合で連続的に行った。撮影しながらカメラを乱流構造の移流速度にはほぼ等しい 11.0 cm/s の速度で流下方向に平行移動させた。また、図 3.9 に示されるように、カメラのレンズ程度の穴をあけた円板をレンズの直前方で回転させ、写しこまれたトレーサーにタイムマークが刻印されるようにした。

流れの可視化のためのトレーサーとしては粒径 $0.3 \sim 0.5\text{ mm}$ のポリスチレンビーズを用いた。この比重は約 1.05 であるから、トレーサーの沈降速度が小さいので局所的な流れにもほぼ追従しているものと見做される。

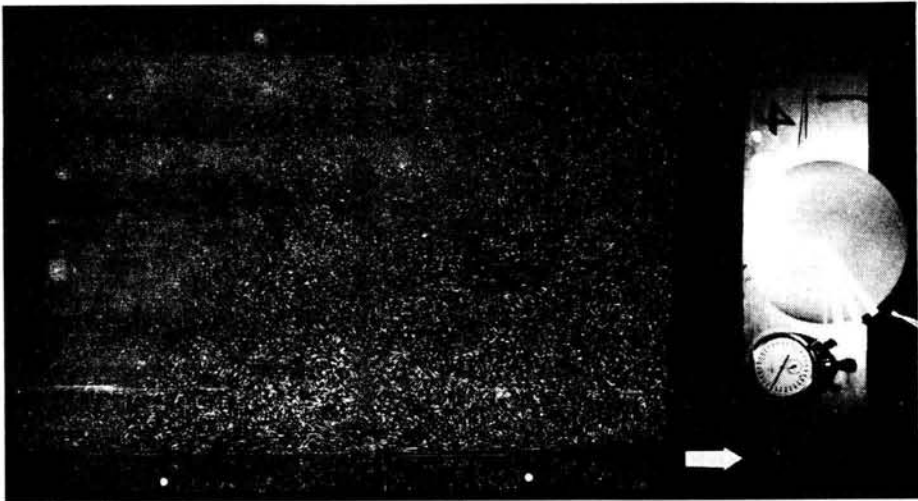
5.2 撮影結果とその解析

(1) 断層面写真

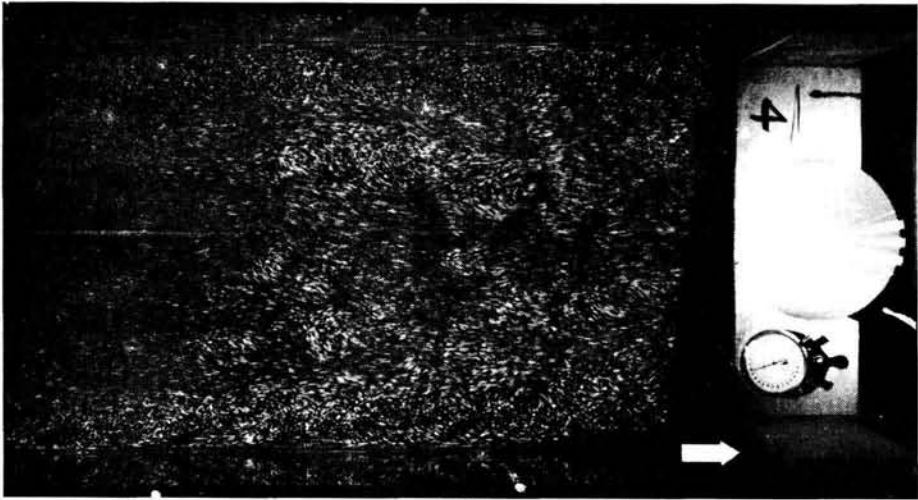
上記の方法により、一回の連続撮影で水路床に接する断層面写真から水面に接するものまで 15 枚の写真が得られた。写真 3.5 はその例を示したものであり、(a) は水路床近くの流況を代表する $\#4-02$ の写真 (水平断面の高さ $z = 0.75\text{ cm}$) であり、(b) は半水深の位置の流況を代表する $\#4-07$ の写真 ($z = 2.05\text{ cm}$)、(c) は水面近傍の流況を代表する $\#4-14$ の写真 ($z = 3.87\text{ cm}$) である。写真において流下方向は矢印で示されている。各写真の上部と下部に直線が写し込まれているが、これは水路の両側壁の位置を示している。



(a)



(b)



(c)

写真 3.5 水平断層面写真撮影例

また、各写真の右端に写し込まれている円板は周期2秒で回転しており、その一つの半径の位置に印付けられた条線が移動する様子からカメラのシャッタースピードの真の値 ΔT とシャッターが開いた時刻とを計算することができる。 ΔT の値は №4-02 と №4-07 の写真では 0.22 秒、 №4-14 では 0.18 秒である。この ΔT の値に差があるのは、レンズの直前方の穴あき回転板によりレンズが開放されるタイミングとシャッターが開閉するときのタイミングとのずれがあるためである。このレンズの直前方の穴あき回転板のためにトレーサーの流跡線は断続的に写っており、流跡線が幾つの断片から成っているかによってトレーサーが撮影領域内かつ撮影時間帯内にあった時間が計算できる。このような方法によって写し込まれる流れの場に途中から出入りするトレーサーについても流速ベクトルを求めることが可能となるわけである。

本研究においては、とりあえず、上に示した三つの場合の写真について解析処理した。なお、これらの写真から得られたそれぞれの解析領域内の平均流下方向流速は -0.79 cm/s (№4-02)、 0.42 cm/s (№4-07) および 1.50 cm/s (№4-14) である。この流速は、各断面の解析領域内の真の平均流速とカメラの移動速度との速度差を意味している。

(2) 流跡線の分布図

これらの写真に写し込まれたトレーサーの流跡線のうち、読み取りうるものすべてを紙上にトレースした。その一例として №4-07 の写真の処理結果を図 3.10 に示す。ただし、解析の範囲は水路の中心線と水路の右岸側側壁とに挟まれる幅 20 cm の範囲で、さらに流下方向に 30 cm の範囲である。なお、本図で流跡線の両端のうち黒丸印がつけられてある方が始点である。

計算機による数値処理を容易にするため、図 3.10 の流跡線の分布図から内・外挿法により格子点における流速ベクトルを求めた。その結果を図 3.11 に示す。ここで格子点間隔は基本的には 5 mm である

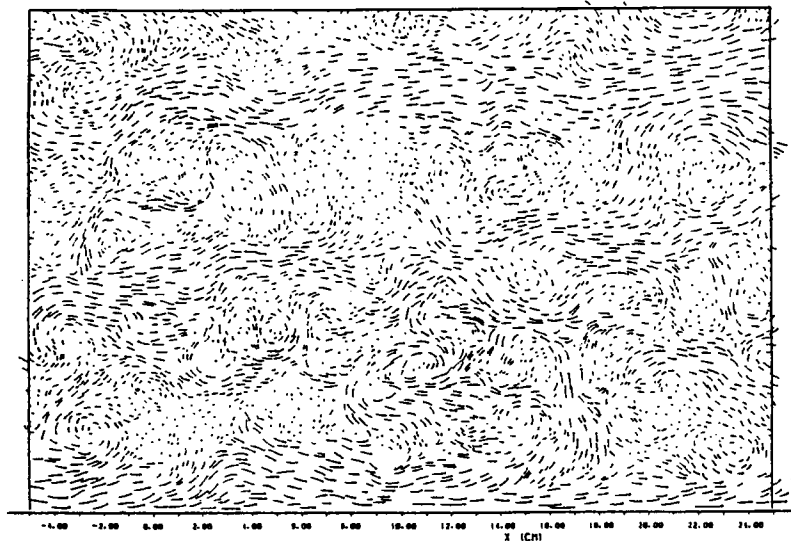


図 3.10 トレーサーの流跡線の図化

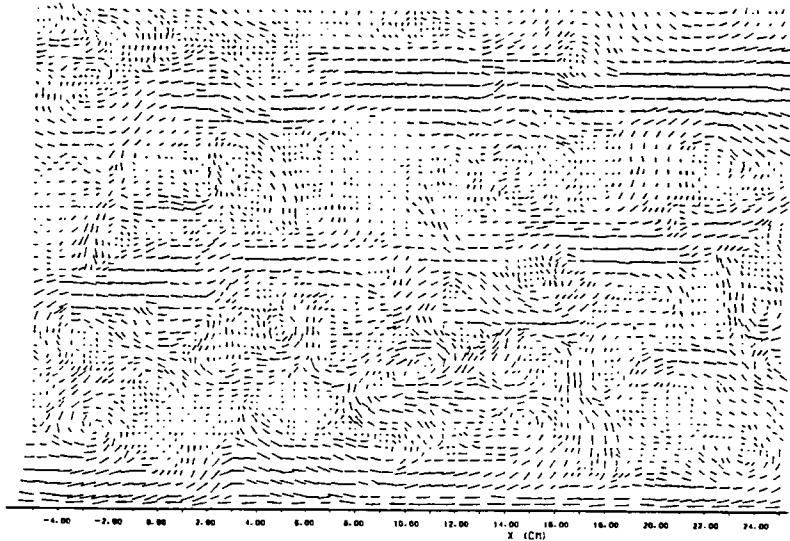


図 3.11 格子点における流速ベクトル

が、流速ベクトルの変動が激しい所では格子点を 2.5 mm 間隔にとっている。格子点は黒丸印で示されており、その印がまた流速ベクトルの始点を表わしている。

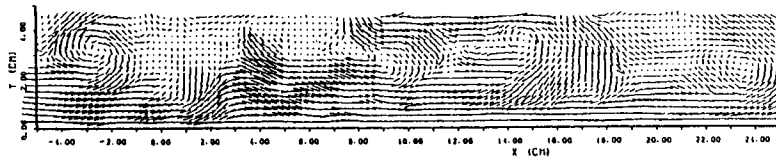
(3) 水路側壁面近傍の流況と観察系の相対速度

水路側壁近くの流れの構造を調べるために、図 3.11 に示されている No. 4-07 の写真から得た流速ベクトル分布図のうち側壁面近くの 5 cm 幅の領域におけるものを計算機にインプットし、これから図 3.12 に示すようなベクトル分布図を求めた。図の(a)は解析領域内のすべての流速ベクトルの流下方向成分からその平均値を差引いて得られた流速ベクトルをプロットしたものであり、換言すると、解析領域内の平均流下方向流速で移動する系から流れの場を見た場合の流速ベクトル分布図である。同様に図の(b)は(a)と同じ流れの場をその平均流下方向速度より 1 cm/s 遅い移動系から見たもの、図の(c)は同じく 2 cm/s だけ遅い移動系から見たものである。

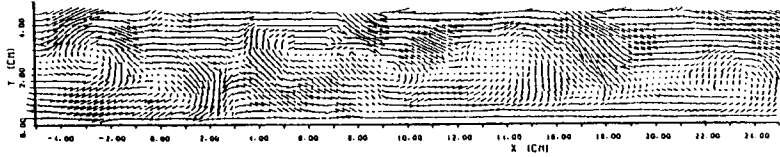
これらの三つの図を比較すると、同じ流れの場でも観測系の移動速度によって観察される流れの様相が異なることがわかる。すなわち、流れの場の中の同一の位置のパターンが相対速度の変化により渦に見えたり波状の流線に見えたりしており、また、同じ渦運動でも相対速度の変化により渦の中心位置が変化しているように見える。

次に、上記の流速ベクトル分布の資料から流れの場の渦度 ($\text{rot } V$) と発散 ($\text{div } V$) を計算し、その結果の等値線をプロッターで描かせた。その結果を図 3.13 に示すが、(a)の渦度分布図においては、等値線の間隔は $1(1/s)$ であり、 $\text{rot } V \geq 2$ の領域には斜線を、 $\text{rot } V \leq -2$ の領域には点を施し、(b)の発散分布図においては、等値線間隔は同様に $1(1/s)$ であり、 $\text{div } V \geq 1$ の領域には斜線を、 $\text{div } V \leq -1$ の領域には点を施した。

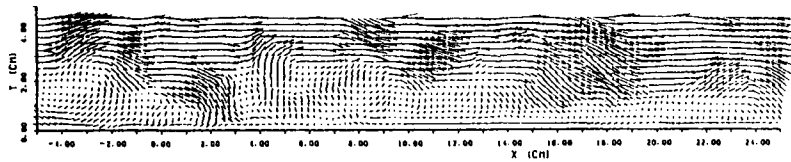
本図の渦度分布図を図 3.12 のベクトル分布図のそれぞれに重ね合せてみると、同図のうち(a)図に重



(a)

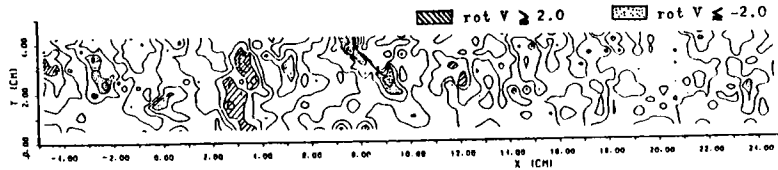


(b)

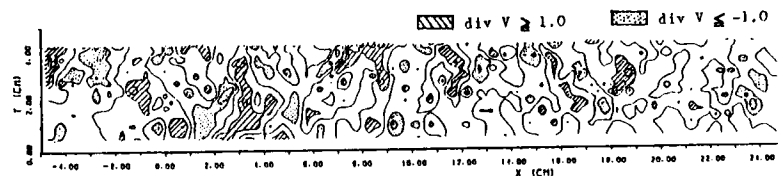


(c)

図 3.12 各種の移動系からみた側壁近傍の流速ベクトル



(a)



(b)

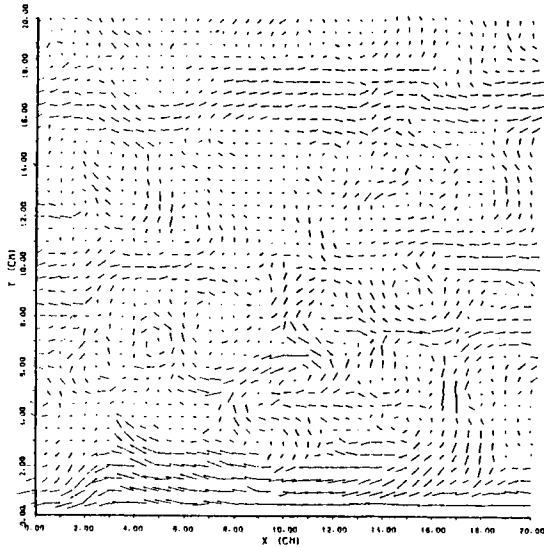
図 3.13 側壁近傍の渦度分布および発散分布

ねた場合に渦運動の中心が渦度($\text{rot } V$)の絶対値の大きな所とよく一致していることがわかる。渦運動がその中心軸の周辺に渦度の集中を伴うことが多いことを考慮すると、上記の事実から、流れの場をその平均流速で移動する系から見たときのパターンが、他の移動系から見たものに比べて現象を理解しやすいと言える。したがって、以後においては各断面の流れのパターンについては、その流れの場の平均流下方向速度に等しい速度で移動する系から見たものについて検討することとする。

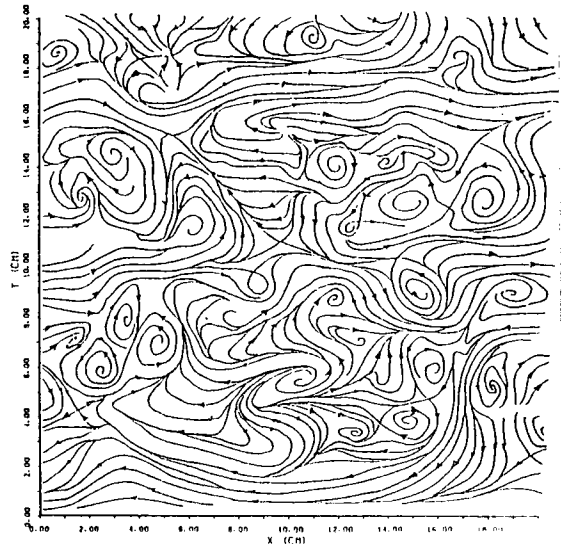
5.3 各断面における流況の特徴

(1) 半水深位置の流況の特徴

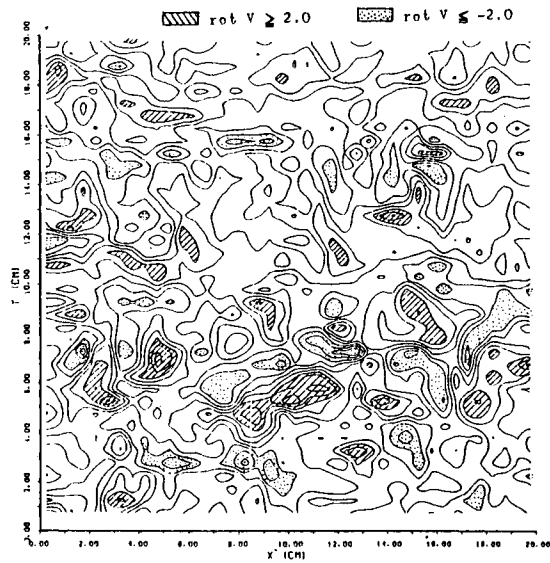
半水深位置の断面写真（写真 3.5 (b)）から読み取った流跡線図（図 3.10）に基づいて、この流れの場をその場の平均流下方向流速に等しい移動系から見た場合の流速ベクトル分布図を求め図 3.14 (a) に示した。ただし、解析の範囲は水路側壁に接する $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ の領域であり、格子点間隔は 0.5 cm とした。



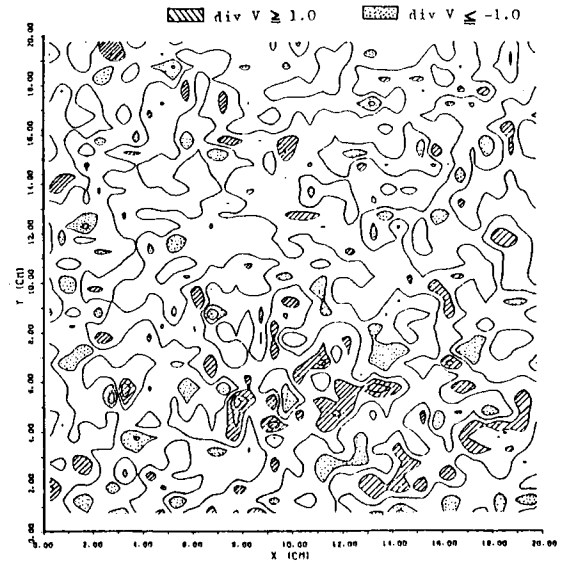
(a)



(b)



(c)



(d)

図 3.14 半水深位置の流速ベクトル，流線パターン，
渦度分布および発散分布

このベクトル分布図が意味する流れのパターンに関する理解を助けるため、流速ベクトルを妥当な包絡線で連結することにより流線パターンを求めた。その結果を図 3. 14 (b) に示す。また、流速ベクトル分布図から渦度および発散の分布を求め、図の(c)と(d)に示した。図の(b)と(c)とを重ねあわせて見ると、渦の位置あるいは流線の曲率の大きな位置で渦度の絶対値が大きくなっていることがわかる。また図(b)と(d)を重ね合わせてみると、流線が発散している所で発散の値も大きな正の値となり、流線が収束している所で発散は負の大きな値を示している。そして、発散の絶対値がとくに大きくなっている領域は渦の周辺部に分布していることが注目される。

(2) 水路床近傍の流況の特徴

水路床近傍の流況を示す写真 3.5 (a) から得られた流速ベクトル分布、流線パターン、渦度分布および発散の分布を図 3. 15 (a) ~ (d) に示す。

この断面は水路床に近いことを考慮すると、この断面で発散が正の値をとることは、この断面へ流体が上方から供給されていること、すなわち sweep が生じていることを意味し、逆に発散が負の値をとることはこの断面から流体が上方へ放出される、すなわち ejection が生じていることを意味している。図の(b)と(d)を重ね合わせて見ると、発散が正でその絶対値が大きな所では流線が発散しており、しかもそこでは流向は下流を向いている。このことは、この領域では流速が周辺よりも大きくなっており、しかも流体が上方から供給されていることを示している。一方、発散が負の大きな値となる所では流線は概して上流向きでしかも収束している。このことは、この領域では流速が周辺よりも小さく、しかも流体が水路底面から上方へ湧昇していることを示している。これらの流線の収束線は流下方向に蛇行しながら若干の長さにはわたって連なっており、この収束線は、水素気泡法で水路床近傍の流況を観察するときに見出される低速縞に相当するものである。

次に、図の(b)と(c)を重ね合わせて見ると、渦構造の所あるいは流線の曲率の大きな所で渦度の絶対値が大きくなっていることがわかる。渦度が正の領域と負の領域とはそれぞれに流下方向に長く連なっており、そのような正の列と負の列とは横断方向には交互に配置されていることがわかる。渦度が正の列から次の正の列までの中心間隔は 4 ~ 8 cm 程度であり、水深のオーダーになっている。また、渦度の絶対値の大きな領域は楕円形状をしており、このことから、水路床面とある傾きをもって流下方行を向く渦軸を有するような渦運動が存在し、それが流下方向に並んでいるのではないかということが推察される。

(3) 水面近傍の流況の特徴

水面近傍の流況を示す写真 3.5 (c) から得られた流速ベクトル分布、流線パターン、渦度分布および発散の分布を図 3. 16 (a) ~ (d) に示す。

図の(b)の流線パターンを見てみると、中央部および上方部に大規模な発散のパターンが認められ、下方部には大規模な渦運動の列が認められる。また、図の(b)と(c)を重ね合わせてみると、渦運動の所で渦度が大きくなっていることがわかるが、流線が発散のパターンを示すところでは渦度の値は大きくない。一方、図の(b)と(d)とを重ね合わせてみると、流線が発散している所で発散の値も非常に大きくなっていることがわかる。ここで扱っている断層面が水面近傍のものであることを考慮すると、その面内で発散が正であるということはその面内に下方から流体が供給されていると理解される。すなわち、

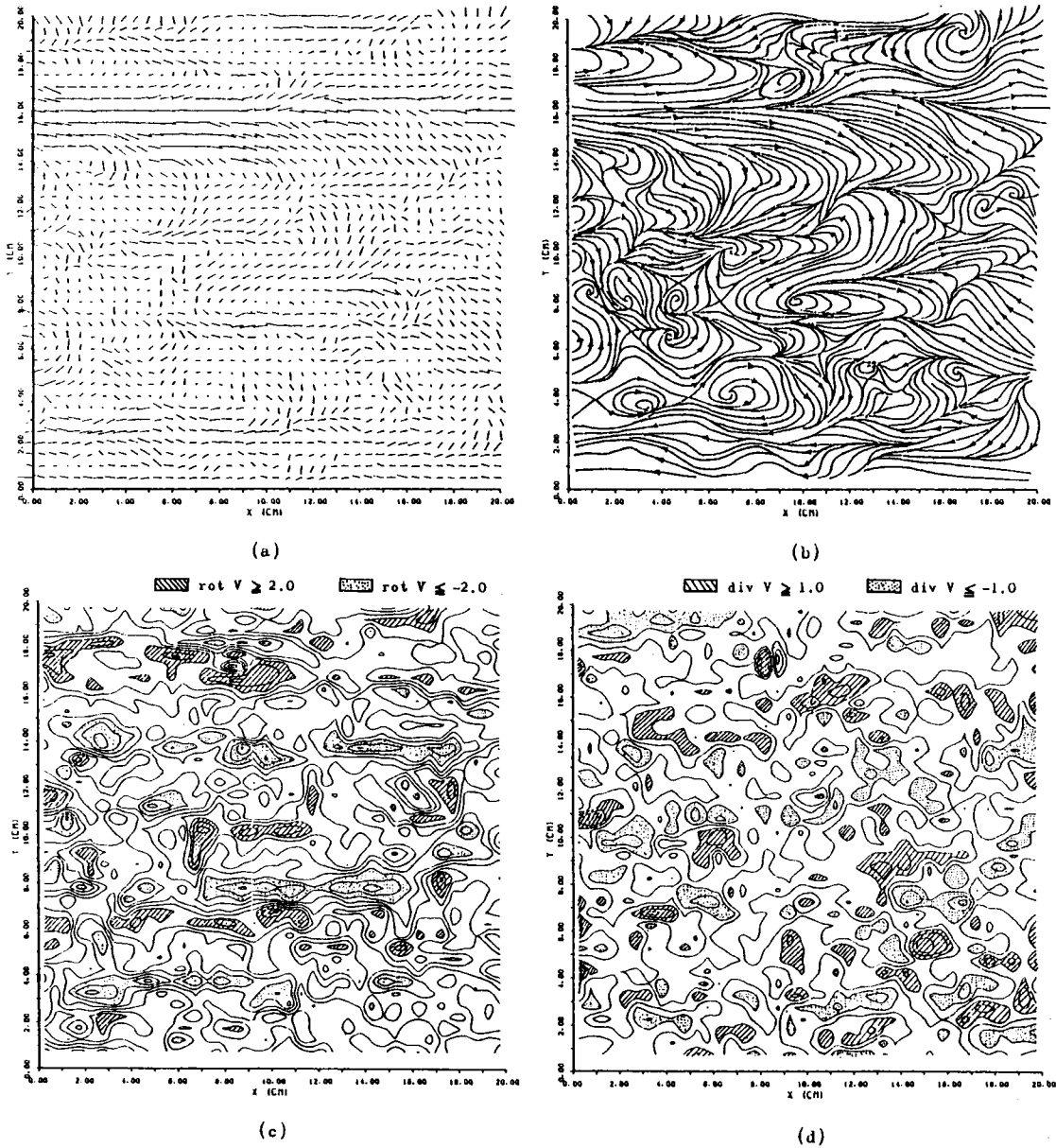


図 3.15 水路床近傍の流速ベクトル，流線パターン，
渦度分布および発散分布

図の(b)に示されている流線の発散のパターンはボイルの瞬間的な姿を捉えたものと考えられる。

図の(b)に示されている流線のパターンは上記のようにボイル構造と渦構造という大規模乱流構造のうちの一つの典型を含んでおり，この二つの構造は視覚的に識別できるし，さらに数量的にもボイル構造には発散の大きな値が，そして渦構造には渦度の大きな値が対応していることが示された。すなわち，渦構造とボイル構造については，両者を互に区別しつつその相互関連性を明らかにしてゆく必要がある。

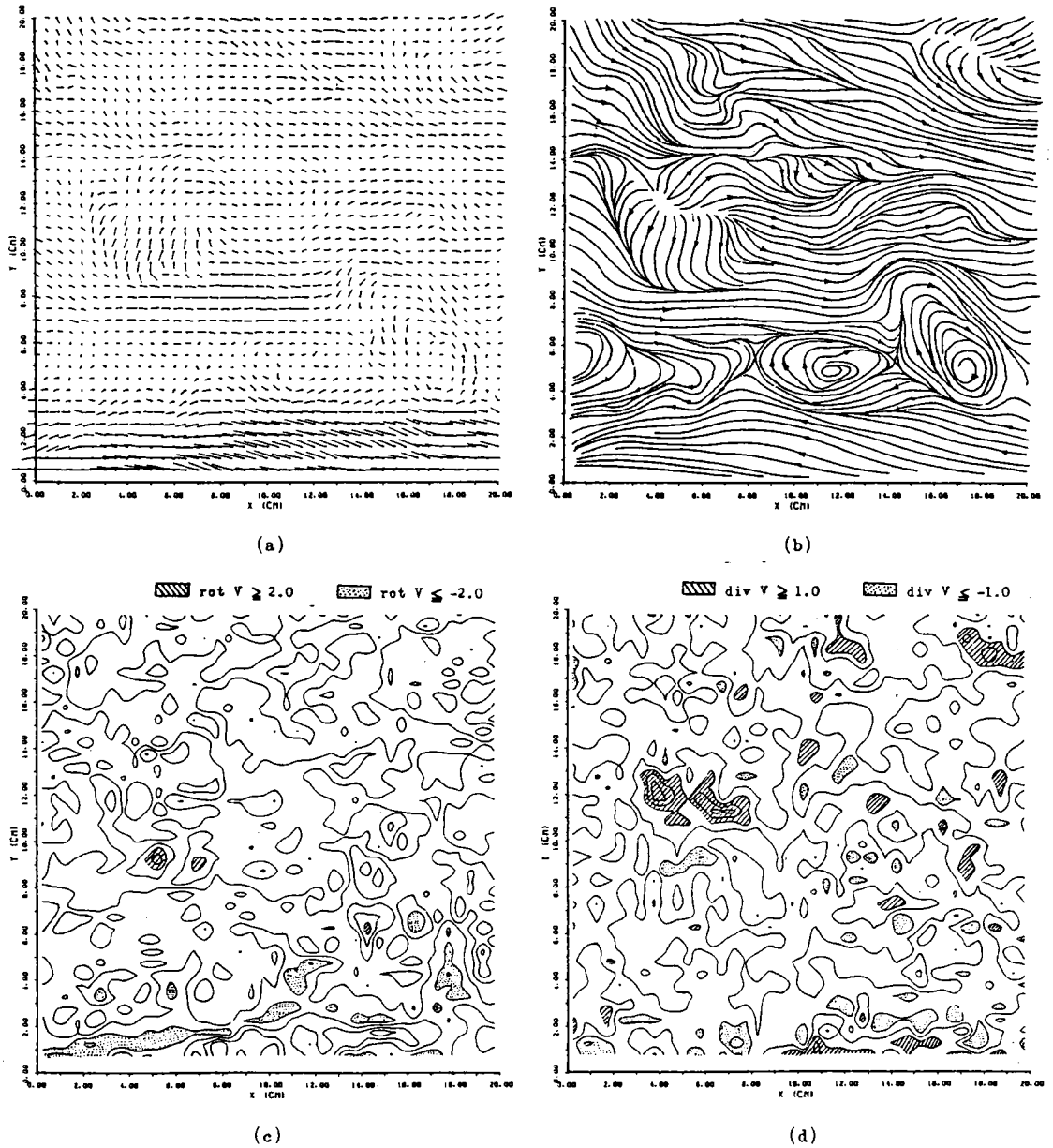


図 3.16 水面近傍の流速ベクトル，流線パターン，渦度分布および発散分布

(4) 流下方向流速成分の縦断方向平均値の分布

写真 3.5 (a)~(c) を読み取って得た流速ベクトル分布の流下方向成分を水路縦断方向に平均し，得られた結果の横断方向分布を図 3.17 に示した。本図によると，水路床近傍の(a)図では平均流速の分布の $y = 25 \text{ cm}$ ， 7.1 cm ， 12.9 cm ， 19.8 cm の位置に低速部があるが，その位置は半水深位置の(b)図では $y = 6.5 \text{ cm}$ ， 13.6 cm ， 20.0 cm の位置に移り，さらに水面近傍の(c)図では $y = 11.4 \text{ cm}$ と 18.6 cm の位置に移って

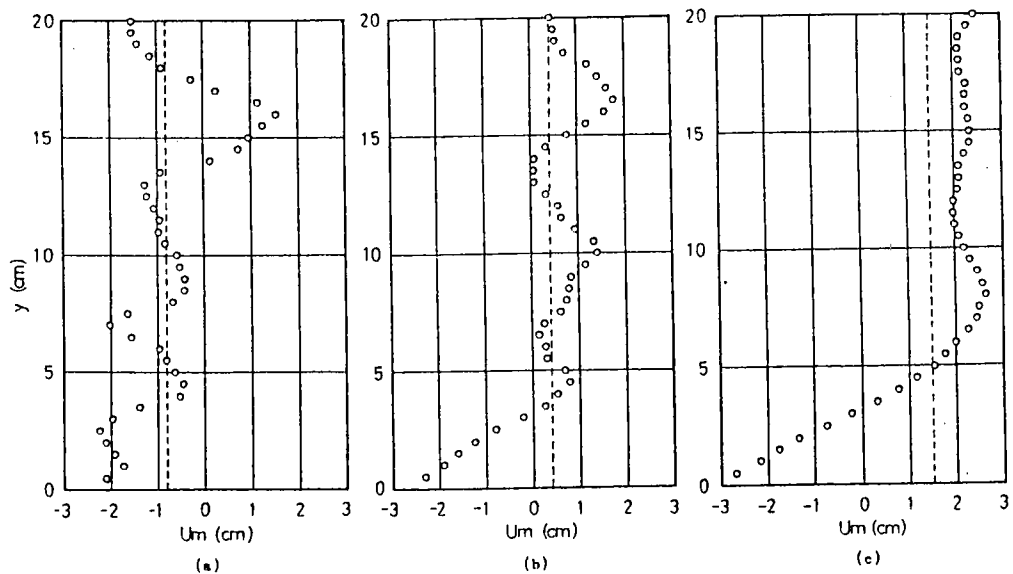


図 3.17 流下方向流速成分の縦断方向平均値の分布

いる。同時に平均流速の横断方向の変動の振幅も水路床近傍のものから水面近傍のものへと移るにつれて減少してゆくことがわかる。

さらに、水路床近傍について本図の(a)図を図 3.15 (d) の発散分布と比較すると、上述の低速部が現われる 4 つの縦断線上で発散分布はほとんど負の大きな値を示していることがわかる。このことから、低速部が現われる縦断線上には上昇流が卓越していることがわかる。同様に、水面近傍について本図の(c)図を図 3.16 (d) の発散分布図と比較すると、低速部が現われる縦断線上で、この場合には発散分布はほとんど正の大きな値を示している。このことから、先と同じ結論が得られる。以上のことから、本図における流速分布の変動は二次流の存在に伴うものと理解される。すなわち、本図に示された流速分布の低速部は二次流に伴う湧昇部に相当し、高速部は下降部に相当する。

第 6 節 開水路流れの三次元的な乱流構造

第 2 章において提示したモデルは開水路乱流の発生機構の解明に重点が置かれたものであり、特に二次渦どうしの相互関連性やそれらと二次流との関係については十分明らかにされていない。ここでは、前述のモデルと、上述の実験結果を総合することにより、開水路流れの三次元的な乱流構造のモデルとして図 3.18 を提案する。

以下の説明は本モデルに即して行う。

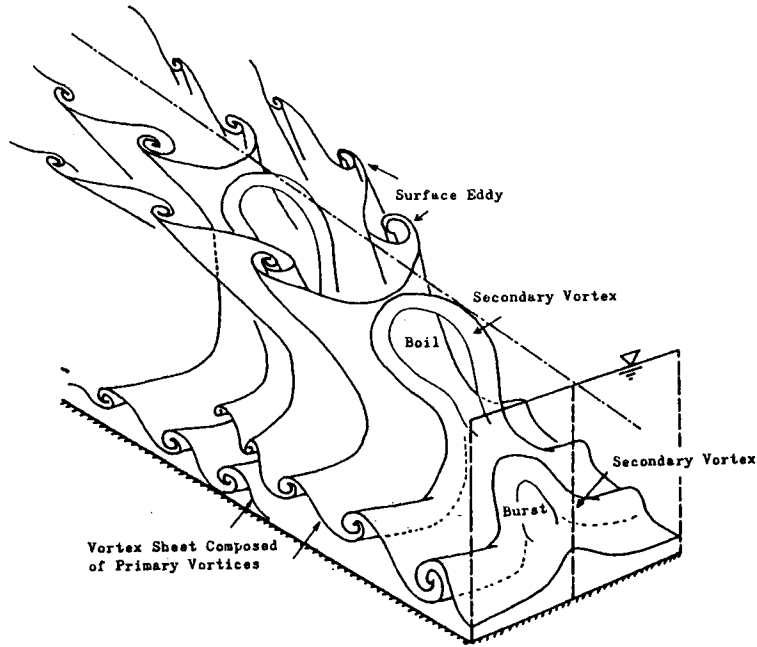


図 3.18 開水路の乱流構造の三次元的モデル

6.1 ボイルと水面渦の形成

第一次渦の集中によって発生した第二次渦のU型の部分は平均流によって下流側へおし流されると同時にピオ・サバルの法則によって上方へ持ち上げられるので、全体としては水路床とある傾きをもって伸張させられることになる。開水路流れにおけるこのようなU型渦管の運動については石原・余越¹¹⁾の考察がある。彼らは、前述の図2.13(b)に示されるように、「ボイルはU型渦管が伸張して、その頭部が水面領域にまで達したときに生ずるものである。U型渦管の頭部が水面領域に達すると、斜め上向き（上流向き）の誘導ジェットがまず水面を上昇させるが、水面は渦管の運動に対しては固定壁とほぼ同様な効果を与え、U型渦管の頭部は急速に放射状に広がる。すなわち、渦管の急激な伸張と、渦度の急激な増大をもたらす。この現象はU型渦管の寿命時間のあいだ継続する。」と述べており、事実、実際現象がよく説明できる。ただ、ボイルの寿命時間がU型渦管の寿命時間にほぼ等しいという理解に立つと、先に述べた水面渦の形成を説明することが困難となる。

そこで、著者はつぎのように考えた。すなわち、余越らの説明通りボイルの形成とともにU型渦管は急激に伸張させられるが、このことは同時に渦管の伸張した部分すなわち、水面にごく接近している部分での渦度の減衰をもたらす。その結果、U型渦管はその頭部を切り取られた形となり、その残りの部分が水面渦を形成するのである。

このように、第一次渦の集中、U型渦管の形成・伸張、ボイルの発生、U型渦管の切断、水面渦の発生というサイクルが次々にくり返されるものと考えられる。ただし、この過程で渦管どおしの相互干渉

があり、それらの渦管の総合作用の結果として水面渦が形成されるということは前に述べた通りである。

6.2 第二次渦と二次流

以上の説明からも明らかなように、第二次渦は上記の一つのサイクルの中でも次々と変形してゆくことがわかる。したがって、U型渦管、ポイルを形成する渦管の脚部、水面渦を形成する渦管はいずれも第二次渦の一つの現われである。このような第二次渦の存在の仕方を水路横断面内の投影図の形で表現すると図3.19 のようになる。ところで先にも述べたように、上記のようなサイクルが次々にくり返されながら平均流とともに流下する訳だから、水路での一横断面を考えると、そこには各サイクルにおける各段階の第二次渦の断面がいくつか接近して存在することがありうる。このような第二次渦の束が、全体として図3.19のTT'断面およびその近傍で上昇流をひき起し、SS'断面およびその近傍で下降流をひき起すわけで、それが二次流であると理解される。

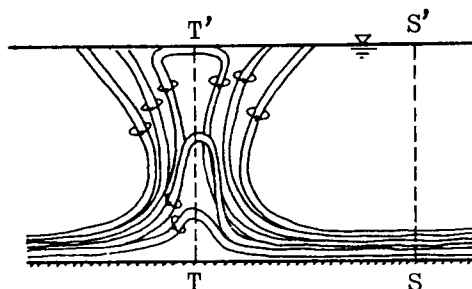


図 3.19 第二次渦の配置の
水路横断面内の投影図

また、このような二次流を形成する過程で複数の第二次渦が存在する場合には、これらの第二次渦の渦管どうしの接近した部分は互いに合体してさらに大きな渦運動を形成することが考えられる。このことは第3節での水路横断面内の流況特性の観察結果および第4節で検討したような水面渦の合体などの実態から推察できる。また、壁面乱流場における渦運動の合体については Kline ら¹²⁾も指摘している。このような渦運動の合体は乱流場をより複雑な構造にする作用をもっていると考えられるが、大局的にみればこのような運動の総合的な結果として規則的な二次流が形成されるということが開水路乱流の重要な特徴となっているのである。

6.3 低速縞、バーストおよびスイープの発生

低速縞は第二次渦を構成している対をなす二つの渦管のうちの水路床面に近い部分によってひき起されていると考えられる。そこでは、前述の図2.14(e)に示されているように、第二次渦によって上向きの流れが生成され、同時に第二次渦に巻き込まれた第一次渦によって上流側を向く流れが生成されている。このように考えるならば、第二次渦の位置関係によって、低速縞どうしが接近したり、合流したりする現象や、低速縞が途中で発生したり、分岐したり、消滅したりする現象も理解できる。

また、burstは第二次渦どうしの何らかの相互作用によって低速縞の一部に局所的にとくに強い上流向きかつ上向きの流れが発生する現象であると考えられる。

これに対して、sweep では高速かつ下向きの流れが発生するとされているが、本モデルにおいてこのような流れは主として二次流の下降する部分、すなわち、図3.7のSS'断面の周辺部分で発生していると考えられる。なぜならば、そこでは当然下降流が顕著であり、同時に流下方向流速の水路横断方

向の分布はその図に示されているようになって、SS'断面での流下方向流速も大きな値をもつことになるからである。

第 7 節 結 語

乱流現象の本質である「各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく」という過程を捉えるために、以上に示した4つの方法を用いて開水路の乱流構造を可視化した。これによって第2章において提案された乱流構造のモデルを検証すると同時に、流れの実態に対する理解をいっそう進めた。すなわち第6節においては開水路乱流場の可視化実験結果を基にして、開水路流れの三次元的な乱流構造のモデルを改めて提案した。このモデルに基づいて、低速渦、burstとsweepの発生機構ならびにボイルと水面渦の形成機構が具体的に説明され、第二次渦と二次流との関係についてもある程度まで明らかにされた。

最後に研究方法に関して述べると、第5節に示した断層撮影法による大規模乱流構造の可視化と解析の方法は現在開発中の方法であって、本研究においても流れの水平断層面写真の解析の一部を示したにすぎない。この方法で、断層面の移動に自動制御を適用し、移動の仕方をいろいろに変えるならば、さらに、流れの縦断面や横断面についてこの方法を適用するならば、乱流の三次元的な構造について飛躍的に豊富な情報が得られるものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 741~773, 1967.
- 2) 佐藤 浩：乱れの中の秩序，乱流現象の解明と制御研究成果報告集，中津川集会，pp. 1~12, 1981.
- 3) 木下良作：「写真測量法」による河川および模型水路の流速測定，流れの可視化，Vol. 1, No. 3, pp. 36~43, 1981.
- 4) Corino, E. R. and R. S. Brodkey : A visual investigation of the wall region in turbulent flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 1~30, 1969.
- 5) 木下良作：航空写真による洪水流の解析，写真測量，Vol. 6, No. 1, pp. 1~17, 1967.
- 6) 木下良作：並列らせん流に関する実験的研究，河道形状と洪水流に関する検討業務報告書，北海道開発局石狩開発建設部，1977.
- 7) Nikuradse, J. : Kinematographische Aufnahme einer turbulenten Strömung , ZAMM 9, pp. 495~496, 1929.
- 8) Prandtl, L. and O. Tietjens : Fundamentals of hydro- and aeromechanics, Vol. 2, Mc Graw-Hill, 1934.

- 9) Grass, A. J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, Jour. Fluid Mech., Vol. 50, pp. 233~255, 1971.
- 10) 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), 京都大学防災研究所年報, 第20号 B, pp. 331~354, 1977.
- 11) 石原安雄・余越正一郎：河川の乱流構造に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第13号 B, pp. 323~331, 1970.
- 12) Offen, G. R. and S. J. Kline: A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layers, Jour. Fluid Mech., Vol. 70, pp. 209~228, 1975.

第4章 開水路二次流の安定性に関する実験的検討

第1節 概説

せん断乱流場には従来考えられていたほど無秩序ではない性質をもつ大規模乱流構造が存在することが、1960年代のKlineら¹⁾の研究以来明らかにされてきている。開水路流れにおいても、乱流の発生機構において重要な役割を果すbursting現象を解明するために、流れの可視化法や条件付データ処理法による多くの研究がなされてきた。その結果、bursting現象は時間的・空間的にはランダムに発生するが、それにとまなう個々の乱流運動にはburst, sweepといった現象に代表されるような秩序が存在することが明らかにされた。

一方、木下²⁾は実河川において洪水時に泡が河川の水面を浮流する様子を航空写真で観察することにより、河流中にはきわめて整然とした並列らせん流(二次流)が存在することを明らかにした。森・黒木・岸³⁾は幅30cmの実験水路において、その横断面での流速、乱れ速度および歪み度の分布を実測した結果から、また、村本・河田・布村⁴⁾は粒径2.45cmのガラス玉を敷いた水路において、粒径1mmの細砂を用いて流砂実験を行い、水路床に形成された細砂の縦筋や流速分布の計測結果から、木下の指摘した二次流の存在を確かめた。さらに、木下⁵⁾は安定した二次流の形成条件を明らかにするために、各種形状の凹凸が設けられた固定床水路において、流れの水面の写真と比較検討した。その結果、並列らせん流が最も安定的に形成されるのは流下方向に並行した凹凸が設けられた水路床の場合と、流下方向に対して斜めに交錯している凹凸が設けられた水路床の場合であることを見出した。その後、室田・中辻・福原⁶⁾、黒木・岸⁷⁾および中川・祢津・富永⁸⁾によっても二次流の細部の構造にまで立入った実験的研究が精力的になされている。

著者は、第二章において、境界層内の大規模乱流構造と実河川において観察された二次流の発生・発達機構を統一的に説明できるモデル、すなわち、路床近傍において渦度の変形と集中の結果として発生した複数の第二次渦(U型渦に対応する)の相互作用の総合的な結果として二次流が形成されるといったモデルを提示した。

しかし、木下の実験的研究は流れの条件に応じて二次流の安定性に差が生じることを示している。また、森・黒木・岸の研究においては水深の整数倍が水路幅になっており、かつ幅と水深の比が小さいという特殊な条件のもとで安定した二次流が形成されたものと考えられる。村本・河田・布村の研究においても、細砂の縦筋が二次流を安定化させる役割を果している。

以上から、二次流がどのような条件のもとで安定するか、また、それぞれの条件のもとで流れの内部構造はどのようになっているかを明らかにすることは、実河川での安定した二次流の存在とその役割を解明する上で重要であると考えられる。

実験的検討をすすめるにあたっては、寺田の次のような実験および考察が重要である。寺田⁹⁾は

1920年代に薄層流において熱対流による二次流を発生させる実験を行った。彼は、幅7cm程度の細長いガラス板を傾けて、その上にアルミニウム粉末を混入したアルコール液を流したところ、深さ0.17～0.34mmの薄い流れの中にアルミニウム粉末による規則的な縦縞が発生することを見出した。さらに、この流れを顕微鏡で観察することによって、図4.1に図解されているような流れが生じていることを明らかにした。寺田はこのような構造の発生を、アルコールの蒸発によって液の表面が冷却され、これによって液体の上下に密度差が生じて不安定となって細胞状の渦が形成され、それが一般流によって平行な柱状渦になると考えた。さらに、彼は深さ2～12mmの開水路流れの底面を一樣に熱することによって、上と同様な規則的な柱状渦を作り出した。寺田は、上記の実験を含む渦に関する多くの実験を行った結果、「渦度は、一方ではその『濃度』の勾配に基づいて『拡散』しようとするとともに、他方では、有限個の個々の『核』のまわりに集合しようとする。このようにして、運動の場全体をコヒーレントな部分からなるモザイクに分割し、そしておのおの部分は一定の回転をもったはっきりとした渦を形成する。」と述べている。

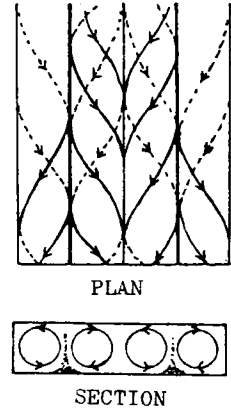


図4.1 熱対流による規則的な二次流の発生状況(寺田⁹⁾による)

寺田の指摘において、『核』のまわりに集合して形成された渦運動を、第2章で提示されたモデルにおける第二次渦に対応させて考えることができる。このように考えると、二次流の安定性は第二次渦の発生場所を固定するような条件の設定の仕方にかかっていると考えられる。もちろん、発生する第二次渦の強さも二次流の安定性に関係することは言うまでもない。

本研究においては、第二次渦の発生場所の固定の仕方に関しては、木下の実験にならって路床形態を変化させ、第二次渦の強さに関しては、路床の粗度および流れのレイノルズ数を変化させた実験を行うこととした。

第2節 路床形態と二次流の安定性との関連

2.1 実験方法および水理条件

実験は長さ12m、幅40cm、高さ30cmの直線水路で行われたが、実験水路は水路底面および側面からの流況観測および照明が可能のように、透明アクリライト樹脂で作られている。

実験に用いられた路床形態は図4.2に示されている4種であって、(a)は平坦路床、(b)は流下方向に断面3mm×3mmの棧を5cm間隔で設置した水路床、(c)は水路

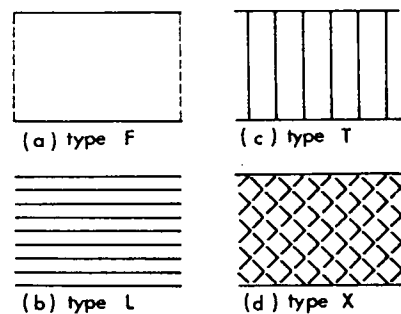


図4.2 路床形態

横断方向に(b)と同じ断面の棧を10cm間隔に設置した水路床、そして、(d)は直径2.6mm、長さ11cmの針金をくの字形に直角に折り曲げて、その頂点とおしの間隔を流下方向にも横断方向にもともに10cmとして配列した水路床であり、それぞれF型路床、L型路床、T型路床およびX型路床と呼ぶこととする。これらの各種の人工粗度要素は、水路全長12mのうちほぼ中央部の長さにして4mの部分に設置されている。

路床形態を上記の4種にわたって変化させ、それと大規模乱流構造との関連を、水面渦の観察、水路横断面内の流況観察および水路床面近傍の低速縞の観察を通して検討した。流況の撮影方法は前章で述べたと同様の方法を用いた。

実験における水理条件は次のように設定されている。すなわち、どの路床形態においても、水路床勾配1/500、流量0.5ℓ/sとし、しかも計測区間での平均水深が2.5cmとなるようにした。そのために、下流端でのせき上げ状態を各路床形態ごとにわずかに調節した。このときの断面平均流速は5cm/s、水面での流速は約7cm/sであり、断面平均流速と水深を用いたレイノルズ数は約1,000、フルード数は0.1となる。

2.2 水面における流況特性

水面における流れの模様は流れの内部構造を反映したものと考えられるが、ここでは、水面で観察される渦運動と路床形態との関連を調べることにより、開水路二次流の安定性に関する検討を行うこととする。

写真4.1および図4.3はそれぞれ移動カメラによる水面渦の撮影結果およびそれを図化したものである。これらにおいて、(a)、(b)、(c)および(d)はそれぞれF型、L型、T型およびX型の路床形態に対応

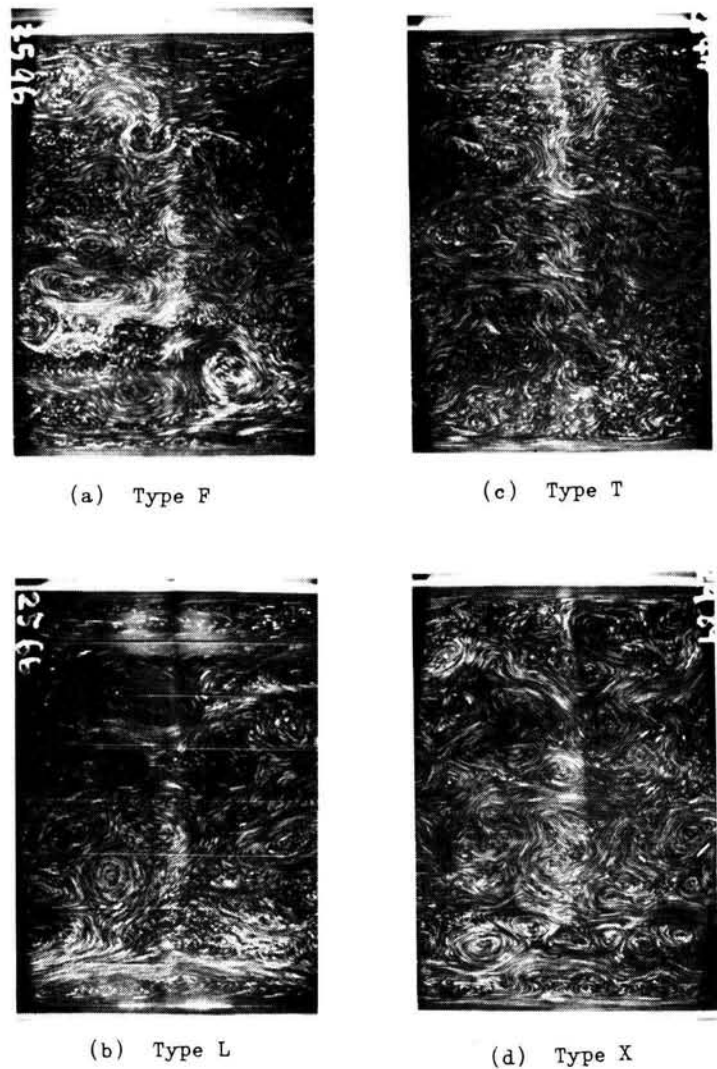


写真4.1 各種路床形態のもとでの水面流況

するものである。実験においてカメラの移動速度は水面での流速にはほぼ等しい約7cm/sであり、カメラの開放時間は約1秒である。これらの写真および図を比較検討することにより次のことがわかる。

① 水面渦の配置はX型路床の場合が最も規則的で、同方向に回転する渦が流下方向に比較的整然と並んでおり、T型路床の場合が最も不規則的である。

② 平坦路床の場合の水面渦の配置はX型路床の場合とT型路床の場合のものとの中間的な性質を示し、この場合にも流れがある程度の規則性をもつことがわかる。

③ 後述の図4.4において第二次渦の発生の著しいことが認められているT型路床およびX型路床の場合には、水面渦の発生も多く、第二次渦の発生が少ないL型路床においては水面渦の発生が少なく、渦のスケールは大きなものとなっている。

④ 水面渦の回転速度の最大値は1～2cm/sに達しており、これは後述する同じ水理条件の流れの横断面写真(写真4.2および4.3)から読み取られた第二次渦の回転速度とほぼ等しい。

以上の検討結果から、水面渦の発生機構は第二次渦の発生状況と深い関わりがあること、およびX型路床の場合に二次流が最も安定的に形成されているであろうことが推察される。

2.3 横断面内の流況特性

前章で述べた方法によって、水路横断面内の流況をX型路床およびF型路床の場合について写真撮影し、それらを比較検討した。

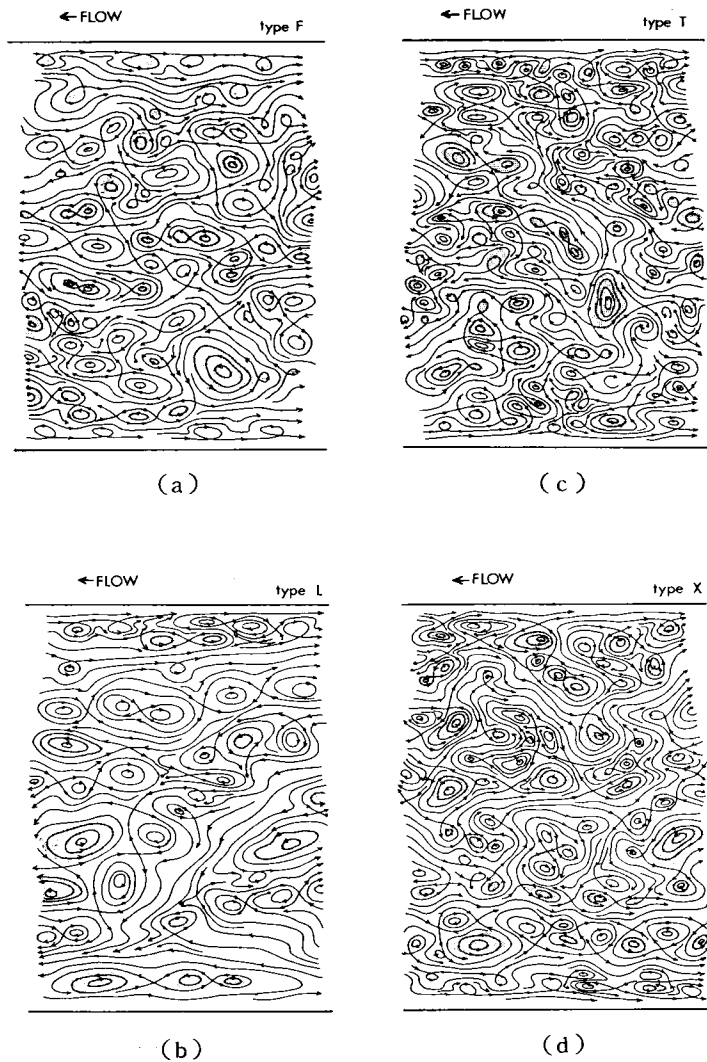


図4.3 各種路床形態のもとでの水面流況の図化

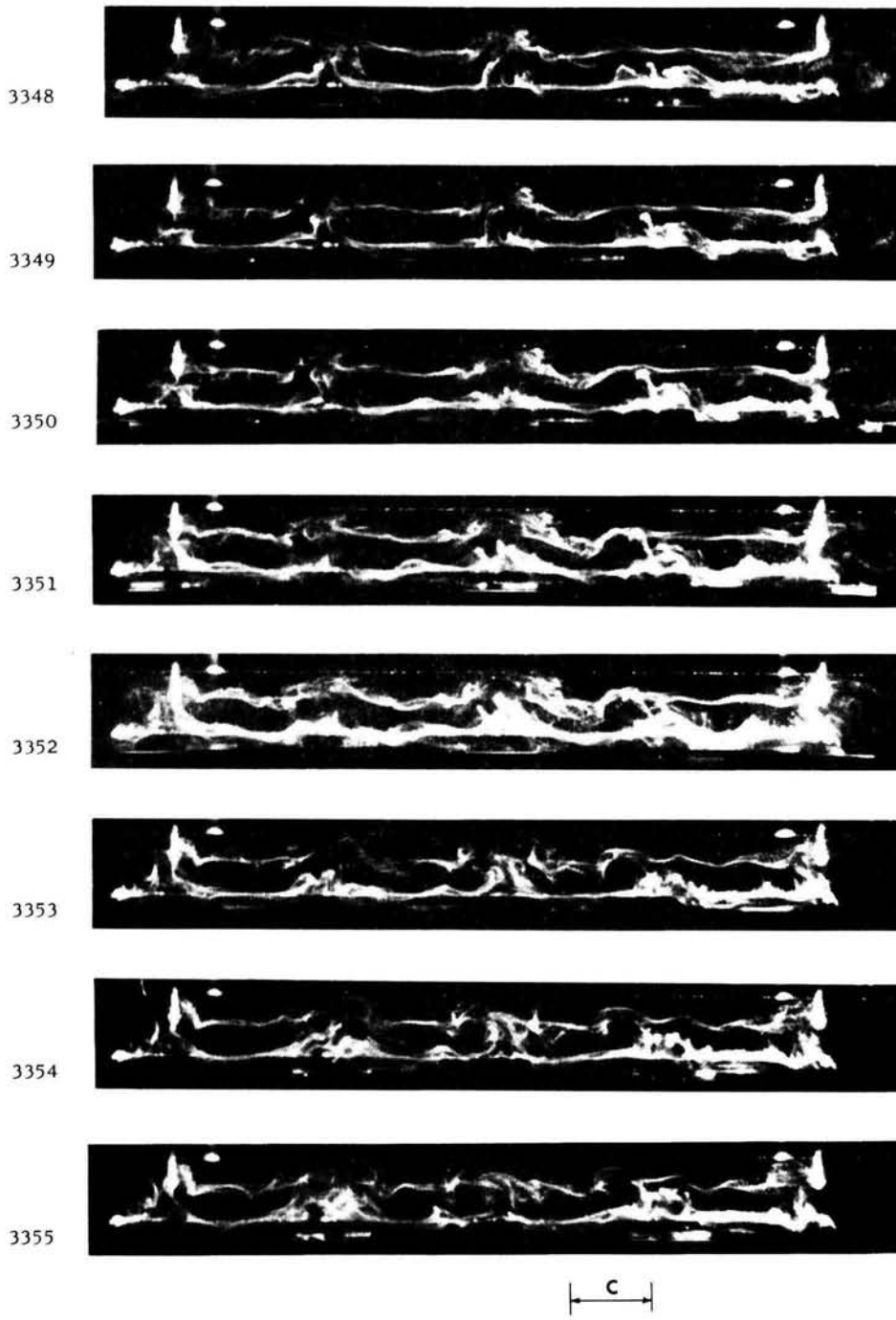
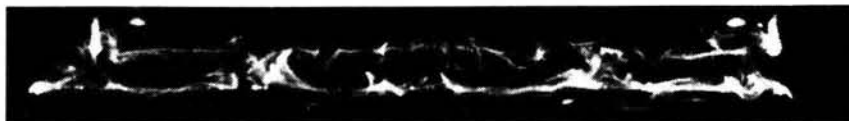
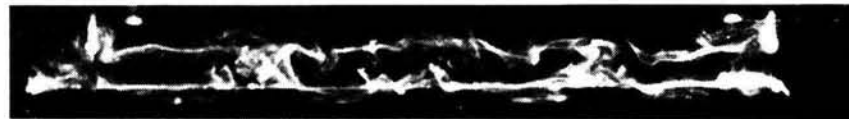


写真 4.2 水路横断面内の流況 (X型路床) (その 1)

3356



3357



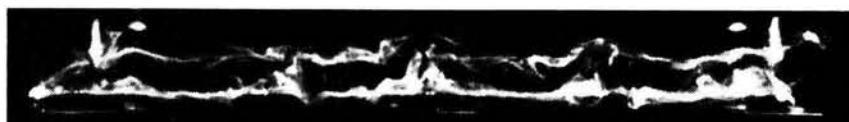
3358



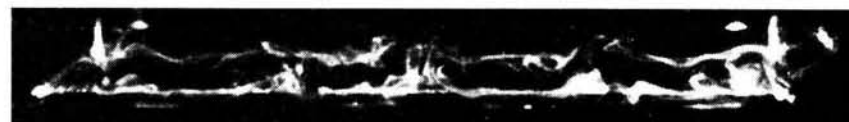
3359



3360



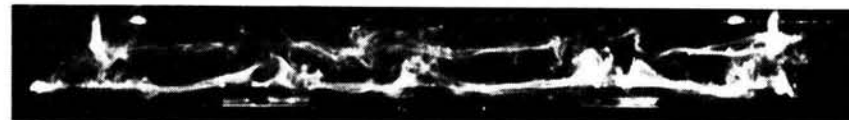
3361



3362



3363



| c |

写真4.2 水路横断面内の流況(X型路床)(その2)

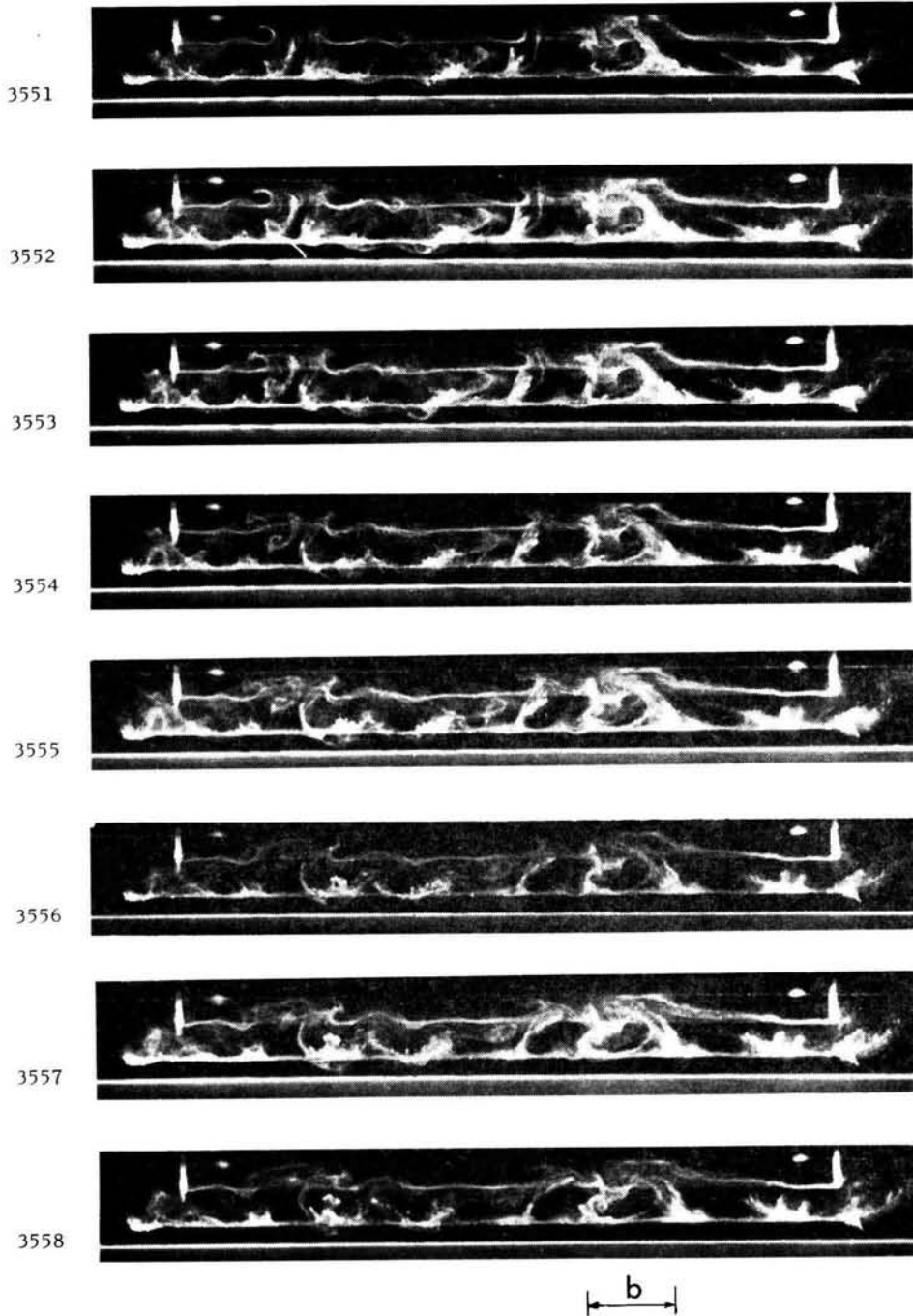


写真 4.3 水路横断面内の流況 (F型路床) (その 1)

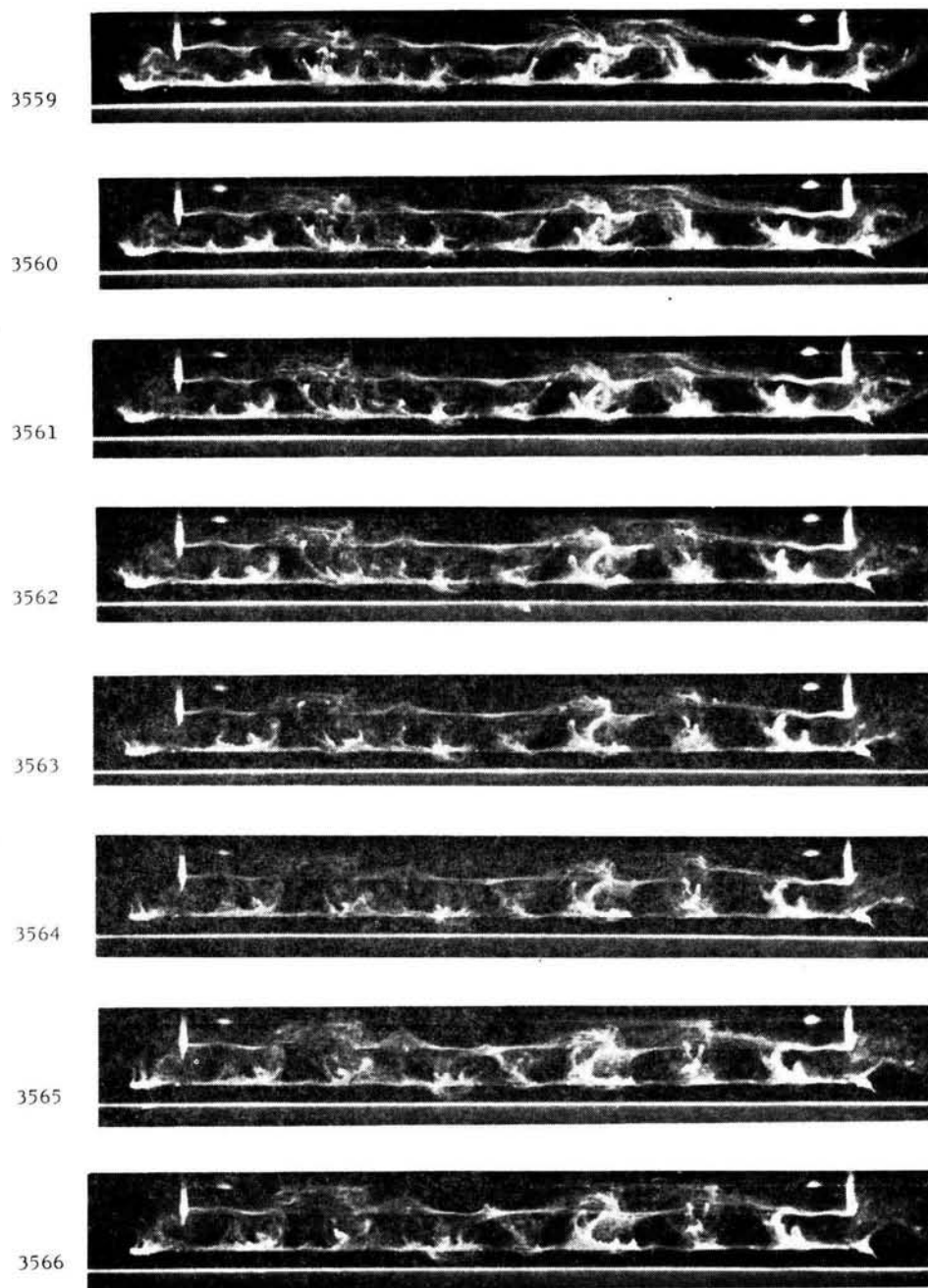


写真4.3 水路横断面内の流況(F型路床)(その2)

写真4.2はX型路床の場合の横断面内の流況を示しており、カメラの移動速度は4.1cm/s、撮影周期は0.3秒である。各コマの上縁近くと下縁近くに見える水平な線はそれぞれ水面と水路床面であり、それらの間に水平に張られた2本の白金線から発生する水素気泡および酸素気泡が雲のように時間経過とともに流れに従って移動している様子がよくわかる。上方の白金線の支持棒が各コマの両側近くに白く写っているが、その間隔が19.5cmである。また、水路床に配列された人工粗度要素の格子点を流下方向に連ねた線の横断方向の間隔は5cmであり、これは水深のちょうど2倍に相当する。したがって、木下の指摘に従えば、横断方向には人工粗度要素の配置どおりに二次流が配列されるはずであり、実際そのとおりに、格子点を流下方向に連ねた線上で上昇流が生じ、それに伴って安定した二次流が形成されていることが認められる。たとえば、写真でcで示された範囲では、流下方向に軸をもつ回転運動が発達してゆく様子が明確に認められるが、これは第二次渦の一断面であると考えられる。

写真4.3はF型路床の場合の水路横断面内の流況を示しており、カメラの移動速度は5.6cm/sで、撮影周期は0.3秒である。先に示した写真4.2に比べると、この場合には安定した二次流の発生は認めにくい。すなわち、この写真の場合、強弱とりまぜた上昇流が水路床近くでかなり広範囲に分布しており、その内でも比較的強いものが水路横断方向に水深に匹敵する間隔をもって分布している。また、写真のbで示された範囲では比較的強い回転運動の発達が観察される。結論的には、F型路床の場合には上昇流は比較的不規則に発生しており、その一部は流下方向に軸をもつ水深に匹敵する規模の回転運動を形成するが、断面全体にわたっての規則的に配列された二次流を形成するには至っていないと言える。

2.4 水路床近傍の流況特性

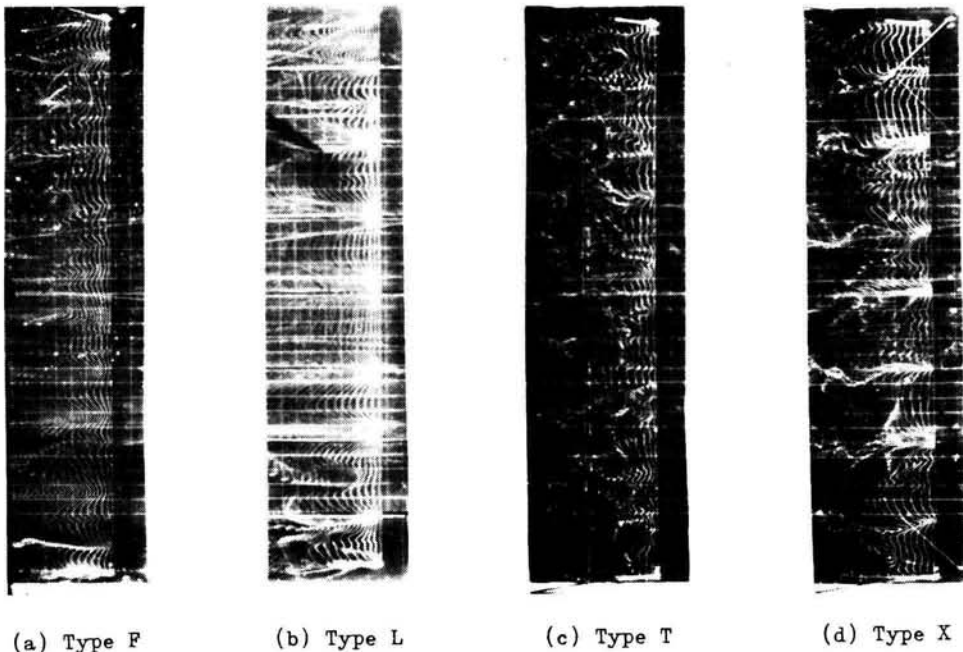


写真4.4 各種路床形態のもとでの水路床近傍の流況

写真4.4は各種の路床形態のもとでの水路床近傍の流況を水素気泡法によって捉えたものである。(a), (b), (c)および(d)はそれぞれF型, L型, T型およびX型の路床形態を与えた場合の写真の一例である。水素気泡発生用白金線は水路床面から0.5 cmの高さで水路横断方向に水平に設置されており, 水素気泡は10Hzのパルス状に発生している。いずれの路床形態の場合にも流下方向流速が水路横断方向に変化していることが共通して認められ, それは, 水路横断方向にある間隔において水素気泡列に顕著なくびれが存在することによって特徴づけられている。この水素気泡列のくびれている部分は低速縞と呼ばれているものに相当し, そこでは上昇流が存在する。くびれの度合がとくにきつく, 水素気泡の線が重なっている部分はburstに相当すると考えられ, T型路床およびX型路床の場合に多く見られる。また, 写真4.4からL型路床およびX型路床の場合にはほぼ路床形態に対応した位置で低速縞あるいはburstが発生していることが認められる。

以上のような低速縞あるいはburstの発生状況の観察から大規模乱流構造がどのようなになっているかを検討し, これによって二次流の安定性と路床形態との関連性を明らかにすることが本実験の目的である。

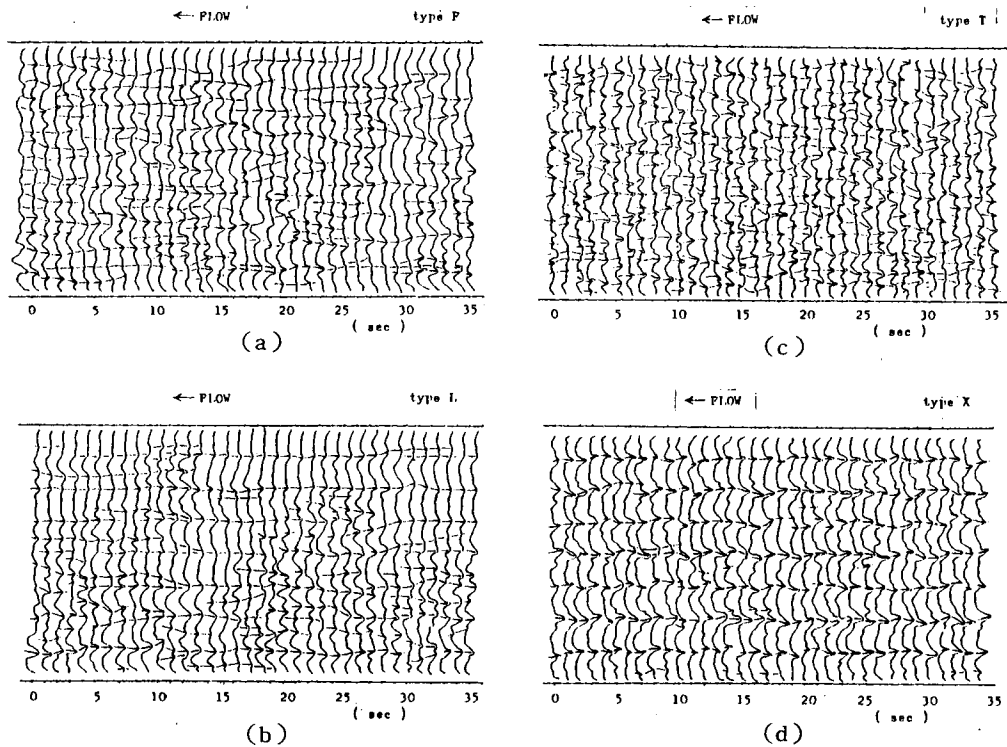


図4.4 各種路床形態のもとでの低速縞の時空間分布特性

図4.4は上と同じ水理条件のもとで, 流況を1秒毎に連続写真撮影したときの流速分布の様相をずらして並べたものであり, (a), (b), (c)および(d)はそれぞれF型, L型, T型およびX型の路床形態のもとでの実験結果である。図で横方向に伸びた筋は各写真に現われた低速縞を結んだものであり, それらの中にはburstも含まれている。

まず、平坦路床の場合について検討する。図 4.4 (a)において低速縞の配置には長く続くものや短時間に消滅するものがあり、また隣り合う低速縞が非常に接近したものがある。このような現象は、低速縞は第二次渦によって形成され、その第二次渦は平坦路床の場合には比較的不規則に発生するという先の 2.3での現象認識から容易に理解される。すなわち、第 2 章で提案されたモデルにおいて示されるように低速縞は一对の第二次渦によって生成される訳だから、第二次渦が不規則的に生成されるような水理条件のもとでは低速縞も不規則的に配置され、しかもその消長も激しくなるのである。実際、図 4.4 (a)では低速縞の配置は不規則で、この図から二次流の配置を予測することが困難なように見える。しかし、この図には比較的長く続いている低速縞も同時に存在しており、それらの間隔がほぼ水深の二倍に相当することが注目される。これらの長い低速縞は二次流と対応したものと考えられ、これは流下方向に連なって発生する複数の第二次渦によって形成されたものと推察される。

L型路床の場合には、棧間隔は木下のらせん流モデルと一致するように水深の二倍に等しくなるように設定されている。この場合には、写真 4.4 (b)および図 4.4 (b)から、棧の中間部分で低速縞が発生する頻度が比較的小さいことが認められる。したがって、ほとんどの第二次渦は棧の部分で比較的整然と形成され、それに伴って二次流も比較的安定していると考えられる。

T型路床の場合には、写真 4.4 (c)および図 4.4 (c)から、第二次渦の発生は非常に不規則であることが認められる。しかしそれにもかかわらず、図において低速縞が横断方向にかなり変動しながらもほとんど途切れることなく流下方向に連なっていることが注目される。このことは、一度第二次渦が発生すると、その直下流に新たな第二次渦が発生しやすい条件ができることを示唆している。その結果、流下方向にいくつかの第二次渦が連なって発生し、それが一つの連続した低速縞を形成することになると考えられる。

X型路床の場合の低速縞の様子は写真 4.4 (d)および図 4.4 (d)に示されている。これらから、水路床の人工粗度要素の格子点を流下方向に連ねる線上で低速縞が現われていることがはっきりと認められ、これに伴って規則的で安定した二次流が存在すると考えられる。実際、写真 4.2 によってそのことが確かめられている。

2.5 路床形態と二次流の安定性

以上の検討から第二次渦の発生仕方あるいはその配置が流れの全体的な機構を決定する上で重要な役割を果たしており、その第二次渦の発生仕方あるいは配置は水路床の形態によって規定されることが明らかになった。この事実は、移動床の流れの構造やその抵抗特性あるいは河床形態の形成過程を解明してゆく上で重要な指針を与えるものと考えられる。

また先の検討から、第二次渦と二次流との相互関連性も明らかになり、それによって開水路の大規模乱流構造のモデルの内容を豊富にすることができた。すなわち、第二次渦はその寿命時間に達するまでの間に流下方向に引伸ばされる。これらの第二次渦は同時に、相互に作用を及ぼし合いながら全体としては流下方向に軸をもつ水深規模の回転運動を形成する。それが二次流である。そして、つぎつぎと発生する第二次渦の運動が、既に形成されて存在していた二次流の運動と矛盾しないような関係にある場

合に、二次流は安定化する。一方、第二次渦は一見したところ平坦路床上などでは不規則に発生しているようであるが、一たん発生するとその下流側で新たな第二次渦が発生しやすくなるとか、二次流の配列状態によって逆に第二次渦が発生しやすくなる位置ができるなどといったように、その発生機構には規則的な面と不規則な面とがあるようであり、そのことが、人工粗度要素を適切に配置すれば第二次渦ひいては二次流をある程度規制することができる一つの理由であるとも考えられる。

本実験においては、路床形態としてX型路床の場合に最も安定した二次流が形成されており、L型路床の場合にも比較的安定した二次流が形成されることがわかった。

第3節 水理条件と二次流の安定性との関連

3.1 実験方法および水理条件

実験に用いた水路は長さ12m、幅40cmの透明アクリライト樹脂製の直線水路であって、水路底面および側面からの流況観察および照明が可能である。路床勾配は任意に設定することができるが、本実験では1/1000と一定にしている。

実験は滑面および粗面路床上で行なわれた。粗面路床は、標準ふるいによりほぼ一様粒径とした砂粒を長さ1.2m、幅39.5cm、厚さ0.4cmの鉄板にペイントにより張り付け、流れの可視化を容易にするために表面を黒く塗装したものをを用いた。砂粒径 d_s は0.3cmおよび0.6cmの二種類を用いている。また、二次流を規制する場合には路床に棧粗度（断面3mm×3mmの真鍮の角棒）を流下方向に平行に設置し、棧粗度の配列は図4.5に示されるような二種類のタイプを用いた。すなわち、type Aでは側壁から水深 H の奇数倍の距離に棧を設置し、type Bでは H の偶数倍の所に設置した。

流況の観測および流速計測は水素気泡法を用いて行われた。すなわち、陰極の白金線に5Hzあるいは10Hzのパルス状の直流電圧をかけて水素気泡列を発生させ、水路上方あるいは水路下方の固定点よりモータードライブカメラを用いて各実験ケースについて1秒に一回づつ30~40回連続撮影した。

写真4.5は、写真撮影結果の一例である。写真には流下方向流速成分の横断方向分布にくびれが生じている様子が捉えられている。それは水路床近くでは間隔も狭くしかも比較的不規則に発生しているが、水路床から離れるにつれてその平均間隔も広がってその位置にも規則性がでてくる。Kline¹⁾は粘性底層およびその周辺におけるこのくびれの現象を低速渦と呼んでいるが、上記のようにこのくびれは水路床近くとそこから隔った所とはその発生機構において若干の差はあるものの水深のほとんど全域にわ

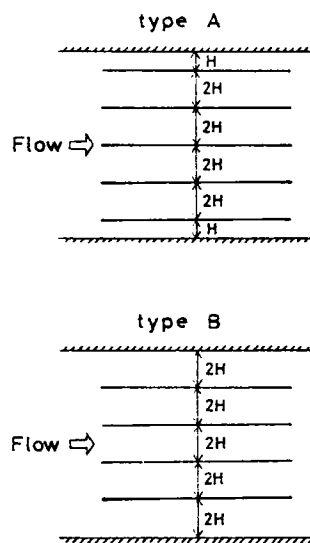


図4.5 棧粗度の配列の型

たって生じている。本実験では、これを低速部と総称することとする。本節では一様な開水路流れにおける大規模乱流構造とりわけ二次流のスケールと位置およびその安定性を明らかにする目的で、上述の低速部の間隔ならびに位置の変動特性を各種の水力条件ならびに水路床条件のもとで検討した。

本節で用いた水力条件は表 4.1 にまとめられている。ここで、摩擦速度 u_* は流れのエネルギー勾配を用いて算出した。なお、座標系として水路の上流端の水路床中心位置に原点を置き、流下方向に x 軸、横断方向に y 軸、鉛直上方に z 軸をとっている。また砂粒粗度を付けた場合には、砂粒を張り付けている水路床の鉄板表面から水面までの距離を水深 H としている。

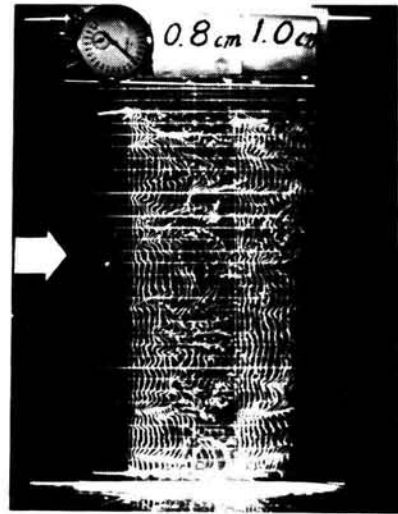


写真 4.5 水素気泡法による流速の横断分布特性の撮影例

表 4.1 実験条件

Case	Q (l/sec)	H (cm)	U_m (cm/sec)	R_e	u_* (cm/sec)	R_*	d_s (cm)	Type of bed
C-1	1.55	4.06	9.54	3050	0.74	237	smooth	N
2	1.55	4.06	9.54	3050	0.74	237	smooth	A
3	1.55	4.06	9.54	3050	0.74	237	smooth	B
4	2.55	6.62	9.67	5040	0.93	487	smooth	N
5	0.80	3.98	4.93	1580	0.61	185	smooth	N
6	1.56	4.09	9.54	3070	0.79	254	0.3	N
7	1.56	4.09	9.54	3070	0.79	254	0.3	A
8	1.56	4.09	9.54	3070	0.79	254	0.3	B
9	1.56	4.12	9.49	3080	0.88	285	0.6	N
10	1.56	4.08	9.56	3070	0.88	283	0.6	A
11	1.56	4.10	9.51	3070	0.88	284	0.6	B
12	4.05	5.05	20.05	10125	1.33	672	smooth	N
13	4.05	5.30	19.10	10125	1.85	981	0.6	N

Q = Discharge

H = Depth

U_m = Mean Velocity

R_e = Reynolds Number

u_* = Friction Velocity

R_* = Friction Reynolds Number

d_s = Grain Size

Type N : No longitudinal roughness elements

Type A, B : As shown in Fig. 4.5

3.2 低速部の横断方向の平均間隔

図 4.6 は滑面上の流れに関して可視化計測より得られた低速部の間隔 λ の平均値 $\bar{\lambda}$ と路床からの高さ z との関係を 4 種のレイノルズ数の流れについて示したものである。ここで、 λ_* および z_* は $\bar{\lambda}$ および

z を内部パラメーターである u_* と ν によりそれぞれ無次元化したもので、それぞれ $u_*\bar{\lambda}/\nu$ および u_*z/ν である。また、図中の R_* は摩擦レイノルズ数 u_*H/ν である。この図より、 z_* が小さい場合 λ_* は100に近づく傾向が認められ、低速縞に関する従来の検討結果と一致する。¹⁾しかし、 z_* が大きくなるといずれの Re あるいは R_* においても λ_* は増加する傾向がみられ、また、 Re あるいは R_* の増加に伴い λ_* は急速に大きくなる様子がうかがわれるが、中川・祢津¹⁰⁾および室田・福原¹¹⁾も同様な結果を得ている。とくに本図からは λ_* は Re とよりも R_* との相関性が大きいことが認められる。

つぎに、外部パラメーターである水深 H を用い、 $\bar{\lambda}/H$ と z/H との関係を示すと図4.7のようになる。これより、 $\bar{\lambda}$ は4種の Re の流れのいずれにおいても水深方向に増大していることが明らかであり、また、 Re による差異もあまり認められない。

以上の検討より、滑面上の流れにおいては $\bar{\lambda}$ は粘性底層およびその近傍では内部パラメーターにより規定されるが、バッファー層およびそれより外の領域ではむしろ H という外部パラメーターにより支配されるようになり、バッファー層は $\bar{\lambda}$ に関しても文字通り遷移領域に相当していると言えよう。

つぎに、粗面上の流れについて検討する。図4.8および図4.9は同一の流量および水深のもとで、路床が滑面の場合、 $d_s = 0.3\text{ cm}$ の粗面の場合および $d_s = 0.6\text{ cm}$ の粗面の場合のそれぞれの流れにおける $\bar{\lambda}$ の水深方向変化を、先と同様

に内部パラメーターおよび外部パラメーターにより無次元化して示したものである。図中で d_s は内部

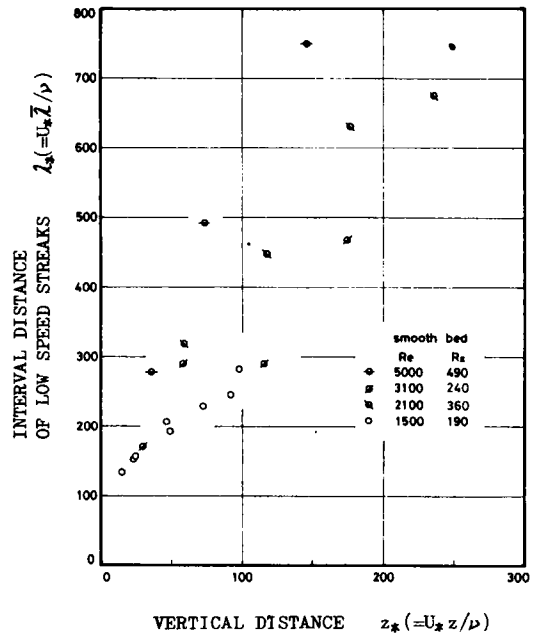


図4.6 低速部の横断方向間隔(滑面)

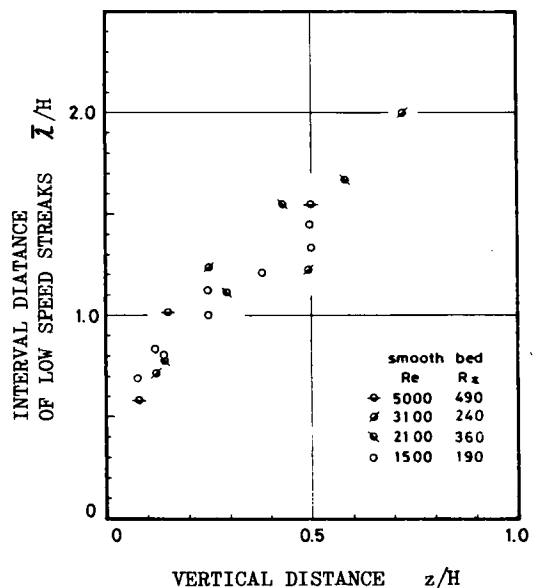


図4.7 低速部の横断方向間隔(滑面)

パラメーターにより無次元化されて $R_{d*}(=u_* d_s/\nu)$ で表示されており、 $R_{d*}=0$ は滑面を表わす。なお、この水理条件下では2種類の粗面は不完全粗面である。

これらの図より、粗面上の流れにおいても水路床面から離れるほど λ が増加する傾向が認められる。また、同じ z_* の値に対して R_{d*} が大きいほど λ_* も大きくなる傾向がこの場合にも認められる。

以上のように、 λ は底面粗度の有無にかかわらず水路床面から離れた位置におけるほど大きくなる傾向が見出された。低速部は上昇流を伴っていることを考え合せると、このことは、低速部の流体が上昇しながら集合してゆくかあるいは上昇するに伴って低速部が部分的に消滅してゆくことを意味している。

3.3 水理条件と二次流の安定性

二次流の安定性に関する一つの指標を得るため、水路横断方向の各位置 y における低速部の発生頻度を検討した。すなわち、1秒に1回ずつ40回にわたって流況を水素気泡法によって連続写真撮影し（陰極は水路横断方向かつ水平方向に設置）、得られた40枚の写真のうちある地点 y に関しては $y - 0.5 \text{ cm}$ から $y + 0.5 \text{ cm}$ の間に低速部が発生している写真の枚数 n を求めた。 y を 0.5 cm ずつずらせながら各 y ごとに n をこのようにして求め、測定範囲 ($-10 \text{ cm} < y < 18 \text{ cm}$) における n の横断方向の総計を N とするとき、 n/N は低速部の相対的な発生頻度と言える。各種の水理条件のもとで n/N を求めて図4.10に示した。ここで、各実験ケースにおける水理条件と水路床の状況は表4.1に示した通りであるが、その概略は各図面の上方にも示してある。

(1) レイノルズ数の変化に伴う二次流の安定性の検討

図4.10(a)は、 $H = 4.06 \text{ cm}$ 、 $Re = 3050$ の滑面上の流れについて低速部の相対的な発生頻度の横断

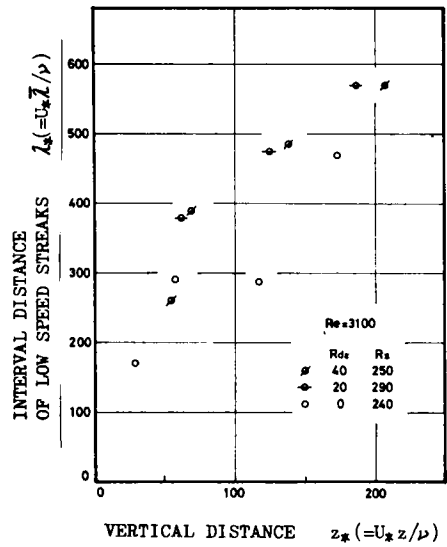


図4.8 低速部の横断方向間隔(粗面)

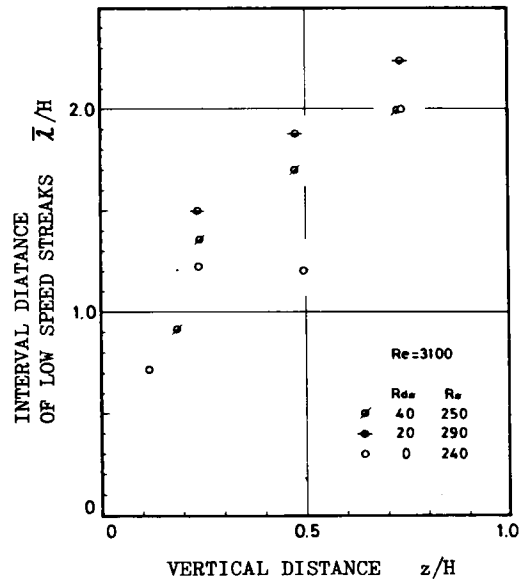
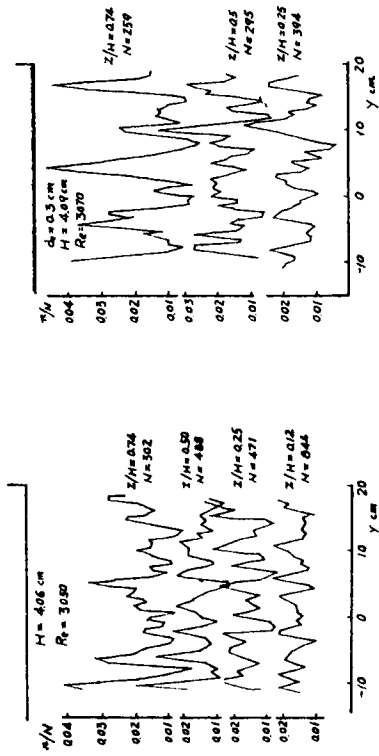
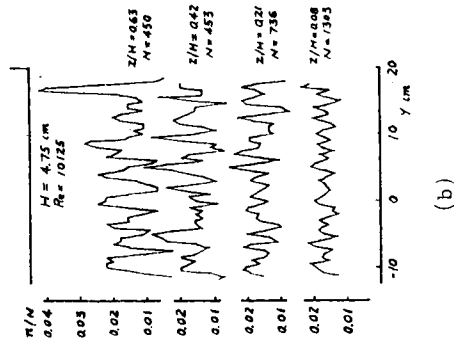


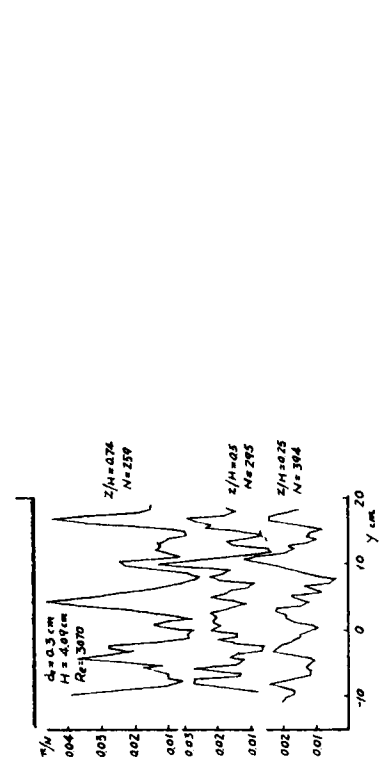
図4.9 低速部の横断方向間隔(粗面)



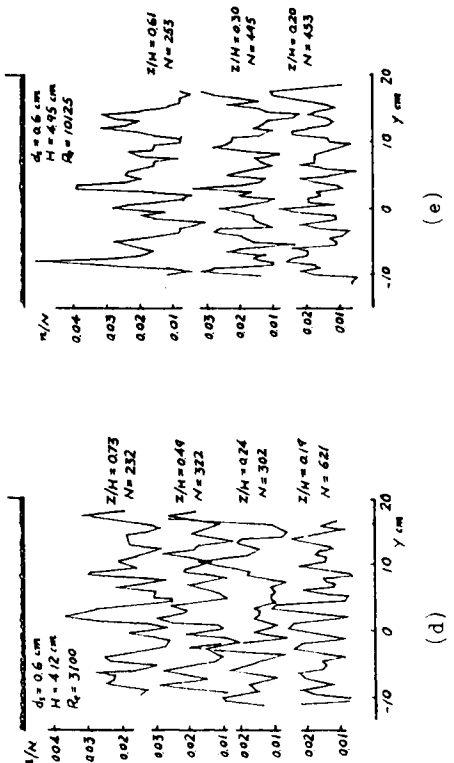
(a)



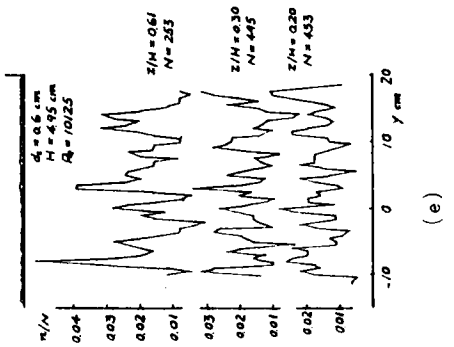
(b)



(c)



(d)



(e)

図 4.10 低速部の発生頻度の横断方向分布

方向分布を示したものである。本図において、水路床に近い $z/H=0.12$ では低速部は横断方向にほぼ一様に発生しているが、 z/H が大きくなるにつれて相対頻度の高い位置および低い位置が現われる。しかもそれらのピークの横断方向の位置は観測地点の高さ z によって異っている。これは、低速部の位置は時間とともに不規則的に変動するが、その変動の時間スケールが底面近くでは観測時間40秒より充分小さいため分布曲線がほぼ一様になったのに対し、 z/H が大きい所では低速部の継続時間が大きくなったため分布曲線に顕著なピークが出たものと考えられる。このことから、路床近傍で発生した第二次渦が路床から離れるにつれて組織化されて二次流を形成してゆく様子がかがわれる。

図 3.10 (b) は同じく滑面水路床の場合で、 Re を 10,125 と比較的大きくした場合の低速部の相対的な発生頻度の横断方向分布を示している。本図でも $z/H=0.08$ では分布曲線はほぼ一様であるが、 $z/H \geq 0.21$ では低速部が集中する所とそうでない所がかなり明瞭になってくる。しかも、低速部が集中する位置は z/H が変わってもそれほど変化しておらず、その横断方向の間隔はほぼ水深のオーダーとなっている。以上から、 Re が大きい流れの方が二次流の安定性がよいのではないかという推論ができる。高い Re の流れにおけるほど二次流が安定することは村本・河田・布村⁴⁾も指摘している。また、木下¹²⁾ は実験水路における二次流は洪水流における二次流ほど安定していないことを指摘している。

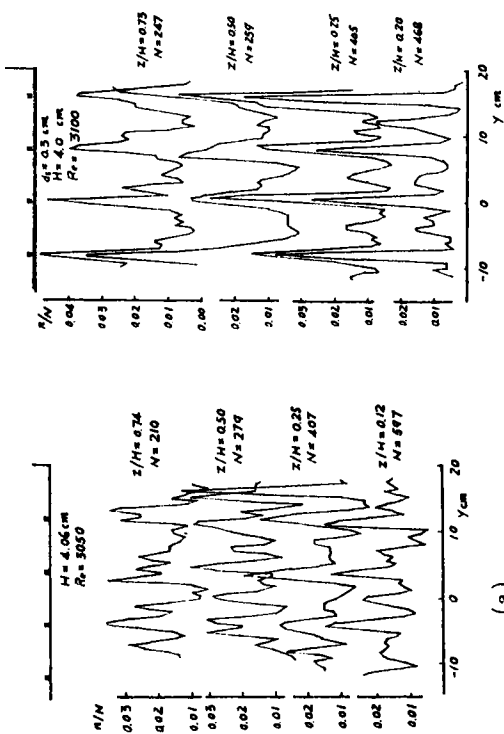
(2) 路床の粗度と二次流の安定性の検討

つぎに、水深および Re が図 4.10 (a)の場合とほぼ同じであるが、水路床面にそれぞれ平均粒径 0.3 cm の砂粒と 0.6 cm の砂粒を敷きつめた状態で実験が行われた図 4.10 (c)と(d)の場合における低速部の発生の相対頻度分布について検討しよう。本図でもやはり z/H の増加にともなって頻度分布に波状にピークが現われるという傾向が明らかであり、しかもそのピークの間隔は、大きなピークがほぼ $2H$ の間隔で存在してその中間に比較的小きなピークがあるという形態となっていることがわかる。同様に(e)は(b)と同じ Re のもとでの実験結果であるが、水路床に(d)と同じ平均粒径 0.6 cm の砂粒を敷きつめた場合の流れにおける低速部の発生の相対頻度分布である。本図においては、先に(c)と(d)について述べた頻度分布のピークとなる位置の特徴がますます明確に現われている。すなわち、水路側壁面から H , $3H$, $5H$ の位置に発生頻度の比較的大きなピークがあり、その中間の位置に比較的小きなピークがある。

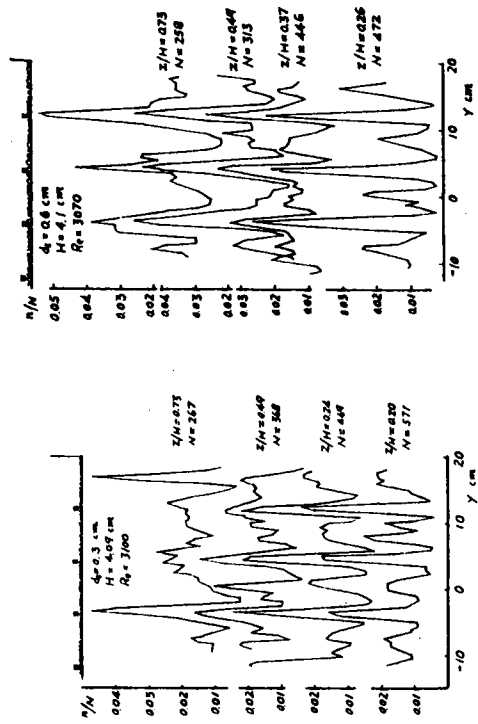
以上の実験事実は、同じ Re の流れでも滑面水路床より粗面水路床上の流れにおける方が二次流は安定し、その低速部の位置は水路側壁面から H , $3H$, $5H$, ……となることを明らかにしている。以上から開水路二次流の安定性に大きく寄与しているのは摩擦レイノルズ数 R_* であると言えよう。そして、大きな摩擦速度をもつ流れにおいては強い第二次渦が発生している。

(3) 水路床条件と二次流の安定性の検討

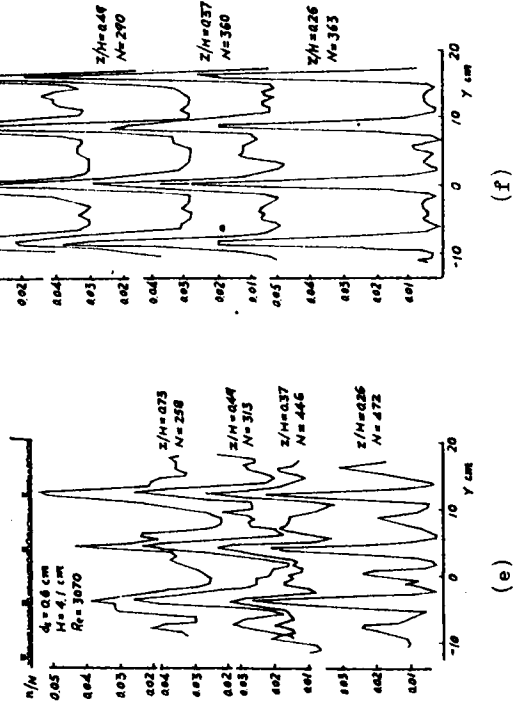
前節においては粗度要素を適当に配置することによって二次流の発達をある程度規制できることを示した。ここではその結果に基づいて、 $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ の正方形断面をもつ真鍮棒を流下方向に平行に並べて水路床に設置した流れを可視化することによって二次流の安定性を検討した。図 4.11 (a)~(f)はその実験結果を示したものである。各実験ケースの水力条件は各図面の頂部に記入されているが、各ケースにおける水深と Re はほぼ等しく、水路床の粗滑と棧の配置が互に異なるように設定してある。棧の配置としては図 4.5 の type A と type B の二種類を用いている。



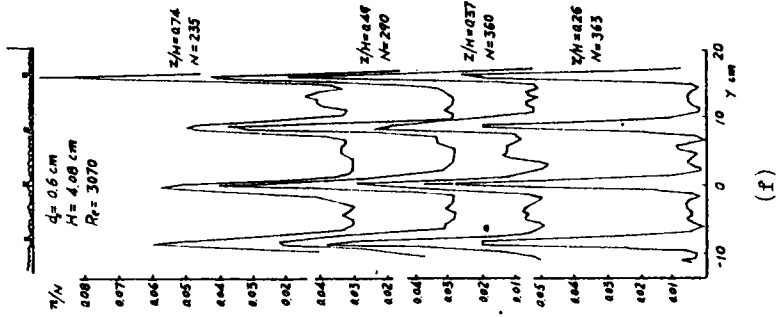
(a)



(d)



(e)



(f)

図 4.11 低速部の発生頻度の横断方向分布 (栈粗度上の流れ)

まず、滑面上に棧をB型に配置した場合の(a)図について検討すると、この図では低速部の発生頻度が集中してピークを示す位置は棧の位置とそれらの中間の位置の両方となっており、その集中の度合いもそれほど大きくないことがわかる。これは、安定的な二次流の配置に伴う低速部と、棧によって強制的に作られた低速部とが共存し、結果的には二次流がそれほど安定していないためと考えられる。(b)図では棧の配置はA型で、二次流の安定条件と一致しているため、棧の位置における低速部の発生頻度はかなり高くなっている。

次に(c)図と(e)図は水路床面にそれぞれ平均粒径0.3 cmおよび0.6 cmの砂粒を敷きつめ、その上に棧をB型に配置したものである。本図の場合、棧の配置は二次流の安定的な配置位置とずれているが、低速部の発生頻度の集中位置は棧の位置と一致しており、しかもその集中の度合いは(b)図の場合よりもむしろ大きいと言える。このことから、摩擦速度が増大すると第二次渦の強さが増大させられること、また棧はそのような第二次渦の作用を組織化して安定した二次流をひき起す上で非常に有効であることがわかる。したがって、本図と同じ条件で棧の位置をA型に配置した場合には二次流の安定性はより一層大きくなるであろうことが予測される。(d)図と(f)図とはそのような条件のもとでの実測結果であるが、予想どおり二次流が安定的に発達していることが明確に認められる。

以上の検討結果から、二次流が安定的に発達する場合の流れの横断面内の流況は概略図4.12のように表現されよう。この結果は、幅の広い開水路流れにおける二次流の配置に関する池田・吉川¹³⁾の考察とはほぼ一致している。

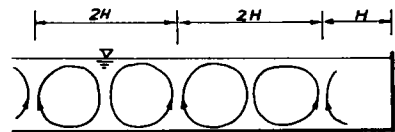


図4.12 二次流が安定する場合の横断面内の流況

第4節 結 語

実河川の洪水流にはきわめて整然とした二次流の存在することが木下によって指摘されている。本研究は、実験水路において路床形態および水理条件を種々変化させることにより、開水路の二次流の安定する条件を検討したものであり、流れの可視化法によってそれぞれの流れの内部構造が明らかにされている。本研究によって得られた主な結果をまとめると次のようである。

(1) 路床形態を図4.2に示されるような4種類にわたって変化させ、その上の流れの構造を調べ比較検討した。その結果、第二次渦の発生の仕方あるいはその配置が流れの全体的な機構を決定する上で重要な役割りを果たしており、その第二次渦の発生の仕方あるいは配置は路床形態によって規定されることが明らかとなった。そして、路床条件に関しては、X型路床の場合に最も安定した二次流が形成されており、L型路床の場合にも比較的安定した二次流が存在することがわかった。

(2) 水理条件を表4.1に示されるように変化させて水素気泡法による実験を行った。このとき、水路床からの各高さにおける流下方向流速の横断方向分布には低速部が現われる。

低速部どおしの平均的な間隔 $\bar{\lambda}$ について検討した結果、 $\bar{\lambda}$ は底面の粗度の有無にかかわらず水路床面から離れた位置におけるほど大きくなり、路床近傍では $\lambda_* = u_* \bar{\lambda} / \nu$ が 100 に近づき、水面に近づくとき $\bar{\lambda}$ は水深の 2 倍程度となることがわかった。また、水理条件が変化すると、摩擦レイノルズ数 $R_* = u_* H / \nu$ が大きくなるほど同じ高さ $z_* = u_* z / \nu$ における $\lambda_* = u_* \bar{\lambda} / \nu$ も大きくなることがわかった。

(3) 低速部の発生頻度の横断方向分布を各水理条件について検討した結果、路床条件が同じ場合にはレイノルズ数 Re の大きな流れほど安定した二次流が形成され、同じ Re の場合には滑面水路床よりも粗面水路床上の流れにおける方が二次流は安定することがわかった。これらを総合すると、開水路二次流の安定性に大きく寄与しているのは摩擦レイノルズ数 R_* であると言える。

(4) 路床に図 4.5 に示されるような栈粗度を配置して低速部の発生状況を検討した結果、二次流が安定的に発達する場合の流れの横断面内の流況は図 4.12 のようになることが明らかとなった。

(5) 以上の検討結果から、実河川における二次流の安定性には、① 河床波による河床形態の規則性の効果、② 河床粗度が大きいことによる効果、③ 流れのレイノルズ数が大きいことによる効果、などが関与しているものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 741 ~ 773, 1967.
- 2) 木下良作 : 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No. 1, pp. 1 ~ 17, 1967.
- 3) 森明巨・黒木幹男・岸力 : 開水路で見い出された二次流に関する実験, 第 26 回土木学会年講, pp. 305 ~ 308, 1971.
- 4) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦 : 砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第 20 号 B, pp. 451 ~ 474, 1977.
- 5) 木下良作 : 並列らせん流に関する実験的研究, 河道形状と洪水流に関する検討業務報告書, 北海道開発局石狩開発建設部, 1977.
- 6) 室田明・中辻啓二・福原輝幸 : 開水路分散実験にみられる fingering 現象と二次渦の相関について, 第 23 回水理講演会論文集, pp. 393 ~ 398, 1979.
- 7) 黒木幹男・岸力 : 開水路に発生する縦渦の構造の研究, 土木学会論文報告集, 第 312 号, pp. 83 ~ 92, 1981.
- 8) 中川博次・祢津家久・富永晃宏 : 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 第 312 号, pp. 93 ~ 105, 1981.
- 9) Terada, T. : Some experiments on periodic columnar forms of vortices caused by convection, Report of Aeronautical Res. Inst., Tokyo Univ., No. 31, pp. 1 ~ 47, 1928.
- 10) 中川博次・祢津家久 : 開水路乱流の bursting 現象とその特性, 第 32 回土木学会年講, 第 2 部,

- pp. 281 ~ 282, 1977.
- 11) 室田明・福原輝幸：可視化法による壁面乱流に関する実験的研究，土木学会論文報告集，第319号，pp. 65 ~ 75, 1982.
 - 12) 木下良作：洪水と流路形態の現地観測，水工学シリーズ，78-A-7，土木学会水理委員会，pp. A-7-1 ~ 17, 1978.
 - 13) Ikeda, S. and H. Kikkawa : Secondary circulation in straight channels, Dept. Found. Eng. Fac. Eng., Saitama Univ., 6, pp. 1 ~ 13, 1976.

第 II 編

河床波と河床波上の流れの構造に関する研究

第5章 緒 言

移動床流れにおいては、流量、勾配、砂粒径などといった水理量を与えられると、それらの特性に応じて各種の河床形態が形成され、流れの抵抗や流砂量などに大きな影響を与える。また、これらの水理条件から河床波の形状や流れの抵抗あるいは流砂量といった特性についてはある程度の予測は可能であるが、これまでの研究においては河床波の発生機構や発達過程に関してあいまいな点が多く含まれており、上記の諸量の予測の根拠が十分に確立されているとは言い難い。

この原因としては、まず第一に、河川や実験水路の流れにおいて自然に形成される河床波は三次元的な構造をもち、また河床波上の流れも三次元的であるにもかかわらず、実験における計測方法や解析的研究においては現象の把握の仕方が二次元的な範囲に限られてきたこと。

第二に、一般的な開水路流れの乱流構造そのものが十分に理解されておらず、また河床波上の流れの研究に関しては初歩的な段階にとどまっていたために、河床波と流れとの相互関連性が不明確であったこと。

第三に、河床波の発達過程においては、河床波の形状、流れの抵抗、流砂量といった移動床流れに特有の三つの側面が互いに影響を及ぼし合いながら、それらの諸量が時々刻々と変化してゆくという複雑性をもつため、河床波の形成にかかわる現象の的確な把握が妨げられてきたこと。

最後に、河床波の発達過程における個々の河床波の変化の様子に注目すると、それらは頻繁に発生、変形、分裂、合体、消滅を繰り返し、従来の現象把握の方法とも関連して、その中に普遍的な法則性を見つけ出すことが極めて困難であったこと、などが考えられる。

このように、複雑で、解明するのに多くの困難を伴う移動床流れは、一方ではその困難性のために、水理学の未完の分野として研究者の興味をひき、現象解明のために多くの努力が積み重ねられてきた。これに関して、土木学会水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会¹⁾は1970年度から「移動床流れにおける河床形態と粗度」に関して調査研究を行い、従来の研究成果を整理し、その問題点を指摘した。

前述の著者の問題意識をもとにして、上記の調査研究の内容(とくに第1章)を検討した結果、次のことが指摘できる。

(1) 砂漣と砂堆の区別にあいまいな点が含まれている。

本研究小委員会の調査研究によると「砂漣は、河床面近傍の物理量によって支配される最も小規模な河床形態であって、砂粒レイノルズ数がほぼ、10～20以下の場合に形成され、その波長、波高は粒径と密接な関係がある」とされ、「砂堆は、砂漣よりも規模が大きく、その波長、波高が水深と密接な関係があり、河床波と逆位相の水面波を伴う河床形態である」とされている。しかし、このような見方で砂漣と砂堆とを区別しようとするとき、あいまいな点が多く含まれていることが指摘できる。すなわち、まず第一に、河床波の形成過程を観察して、それが河床面近傍の物理量に支配されて形成されているも

のか、水深規模の運動によって形成されているものを見分けることは困難である。次に、Yalin²⁾も指摘しているように、砂粒レイノルズ数が10~20あたりでは砂漣および砂堆のいずれの河床形態も発生することになるので、砂粒レイノルズ数のみで砂漣と砂堆とを区別することはできない。

(2) 河床波の発生機構に関する研究は実際現象とかけ離れている。

これについては第6章において述べるが、略述するとつぎのようである。最近の河床波の発達過程に関する実験的研究^{3),4),5)}によって、河床波は発達するに伴ってその波高ばかりでなく、波長までもが増大することが明らかにされてきた。一方、Kennedy⁶⁾らに代表される河床波の発生機構に関する解析的研究、あるいはYalin²⁾らに代表される河床波の特性を流れの乱流構造との関連のもとに把握しようとする研究においては、河床波の発達過程においてその波長が増大する事実は考慮されずに、発生時の条件から平衡状態における河床波の波長が議論されている。

(3) 河床波とその上の流れの構造との相互関連性に関する研究が遅れている。

この調査研究においては、河床波上の流れに関してはRaudkivi⁷⁾の研究が紹介されているにすぎず、こういった分野の研究が十分になされていないことを示している。この他に、人工的に作った三次元的な河床波上の流れの構造を河床面における流況から推察したAllen⁸⁾の研究や、移動床流れにおいて乱れを計測し、そのスペクトル構造と河床変動のスペクトル構造との対応関係を検討した芦田・奈良井⁹⁾の研究などがあげられる。また、著者ら^{10),11),12)}も人工的に作った二次元的な河床波上の流れの構造を実験的に検討したが、河床波上の流れの三次元的な構造を明らかにすることが重要であるとの指摘をするにとどまっている。

このような状況のもとで、本研究小委員会は「河床波の発生・発達過程と流れとの相互関連を明らかにしていく立場から、河床波上の流れについての詳細な検討が必要である」と指摘している。

著者は、移動床流れの乱流構造およびそれと河床波との関連性に関する研究のこのような現状が、砂漣と砂堆の区別における不明確さや河床波の発生・発達機構に関する現象把握の不十分さに結びついていて考える。そして、このことは一般的な開水路流れの乱流構造の理解の不十分さとも関連していると言えよう。

本研究においては、第I編で、境界層の大規模乱流構造と、実河川における洪水流の観察から木下¹³⁾が指摘した並列らせん流(二次流)の発生・発達の機構を統一的に説明できる三次元的な乱流構造のモデルを構成し、流れの可視化法を用いて実験的な検証を行った。さらに、上記の開水路二次流の安定性を各種の路床形態および水理条件のもとで検討した結果、二次流の安定性には路床形態、路床の粗度およびレイノルズ数が深く関与していることが見出された。このことから、移動床流れにおいて形成される河床波は流れの構造を決定する上で非常に重要な役割を果すと言える。一方、上記のような三次元的な大規模乱流構造は、河床波の形成にも大きな役割を果すことは、実河川におけるMatthes¹⁴⁾の観察からも明らかであろう。

本研究においては、以上の考察に基づいて、まず、第6章において、移動床流れにおいて自然に形成された河床波の上の流れの三次元的な構造を流れの可視化の手法を用いて明らかにし、さらに、第I編で明らかにされた二次流の発生状況についても検討することとする。本研究においては、河床形態のう

ちでもとりわけ三次元性が強く、したがってその上の流れの構造も強い三次元性を有するであろうと考えられる砂漣を取り上げることとし、実験中に見出された「斜めらせん流」の構造およびその役割に注目して検討を進めた。

つぎに、第7章においては、河床波の発達過程を取り上げたが、第6章において明らかにされている「斜めらせん流」のような三次元的な渦運動が河床波の発達にどのような役割を果たすかを明らかにすることによって、砂漣と砂堆の発達過程の差異を明確にし、それぞれの発達過程をモデル化した。本研究においては、発達に伴う個々の河床波の変化過程が写真観察の手法を用いて詳細に検討され、それらから共通する重要な特徴が抽出され、法則化された。

最後に、第8章においては、移動床流れの現象を予測するための物理的な機構を提案し、次元解析的考察によって移動床流れを規定する支配要因を明らかにした。これらの支配要因をパラメーターとした砂漣と砂堆の発生領域区分図を提案し、現象論的な説明を加えた。さらに、砂漣と砂堆の各河床形態ごとに河床波の形状特性と与えられた水理量との関係を明らかにした。

参 考 文 献

- 1) 水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会：移動床流れにおける河床形態と粗度，土木学会論文報告集，第210号，pp. 65～91，1973.
- 2) Yalin, M. S. : Mechanics of Sediment Transport, Pergamon Press, pp. 204～261, 1972.
- 3) 芦田和男・木村昌弘：SAND WAVES の成長過程に関する研究，第28回土木学会年講Ⅱ，pp. 275～276，1973.
- 4) 中川博次・辻本哲郎：河床波の発達性状に関する実験的考察，京都大学防災研究所年報，第19号B，pp. 289～309，1976.
- 5) 上野鉄男・宇民正：砂漣と砂堆の発達過程に関する実験的研究，土木学会論文報告集，第318号，pp. 75～84，1982.
- 6) Kennedy, J. F. : The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels, Jour. Fluid Mech., Vol. 16, pp. 521～544, 1963.
- 7) Raudkivi, A. J. : Bed forms in alluvial channels, Jour. Fluid Mech., Vol. 26, pp. 507～514, 1966.
- 8) Allen, J. R. L. : Current Ripples, North-Holland, 1968.
- 9) 芦田和男・奈良井修二：河床形態の変動特性に関する研究，京都大学防災研究所年報，第12号B，pp. 449～462，1969.
- 10) 今本博健・上野鉄男：波状路床上の流れにおける乱れ特性について，京都大学防災研究所年報，第16号B，pp. 521～531，1973.
- 11) 上野鉄男：波状路床上の流れにおける乱れ特性について(2)，京都大学防災研究所年報，第17号B，pp. 717～724，1974.

- 12) 上野鉄男：波状路床上の流れの三次元的特性について，京都大学防災研究所年報，第18号B，pp. 679～688，1975.
- 13) 木下良作：航空写真による洪水流の解析，写真測量，Vol. 6, No 1, pp. 1～17, 1967.
- 14) Matthes, G.H. : Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A. G. U., Vol. 28, No 2, pp. 255～265, 1947.

第6章 河床波上の流れの三次元構造に関する実験的検討

第1節 概 説

移動床流れにおいては、水理条件と河床砂礫の特性に応じて各種の河床形態が形成される。河床波の形成過程においては、流砂量、河床波形状、流れの構造および抵抗が相互に影響を及ぼし合いながら複雑に変化する。従来、上記の諸現象を解明するために多くの研究がなされてきているが、前章でも述べたように、とくに河床波上の流れの構造に関しては十分な理解が得られているとは言い難く、それと他の諸現象との相互の関連性についても明らかではない。

Matthes¹⁾は1940年代に自然河川における流れの観察からコルクやボイルといった現象を見出したが、これはどちらかと言えば砂堆上の流れであろう。一方、砂漣上の流れの構造についてはBlasius²⁾、Znamenskaya³⁾およびAllen⁴⁾の研究がある。とくに、Znamenskayaは局所的な深掘れ部分の不安定な渦構造に注意を払っている。Allenは人工的に作った三次元的な河床波上の流れの構造をその河床面における流況から推察している。

以上の研究はいずれも河床波上の流れの特徴を定性的に記述したものであるが、Raudkivi⁵⁾は人工の二次元河床波上の流れの乱れ分布特性、せん断力および圧力分布特性等について詳細な実験的検討を行った。また、芦田・奈良井⁶⁾は移動床流れにおいて乱れを計測し、流水の乱れのスペクトル構造と河床変動のそれとの対応関係を検討した。著者ら^{7),8)}も波状路床上の流れにおける乱れ特性について実験的検討を行っている。

一方、著者⁹⁾は幾何学的な境界条件が二次元的な路床形状の上の流れでもその構造は三次元的となることを示した。また、木下¹⁰⁾は人工の三次元的なうろこ状河床の上の流れを詳細に観察し、その三次元的な構造を明らかにした。これらの研究は、河床波上の流れと開水路の大規模乱流構造の関わりを示唆するものとなっている。これに対して、池田・柴田¹¹⁾は三角形断面を持つ棧近傍の三次元流れについて実験的に検討し、棧前面に発生する縦渦は平坦路床上に発生する三次元流れとは異なるものであって、それは棧の存在によって生み出される慣性不安定によるGörtler渦によるものであることを指摘している。しかし、このような結論に至る論理の展開に疑問が含まれているとの指摘が著者ら¹²⁾によってなされている。

最近、著者ら^{13),14)}は河床波の発達過程を詳細に観察することによって、砂漣を砂堆から現象論的に区別するものは斜めらせん流が流砂機構の中で支配的であるか否かであることを見出し、砂漣の発達過程の中で果す斜めらせん流の重要な役割を指摘した。斜めらせん流というのは砂漣河床に局所的な深ぼれを形成する渦運動であり、その軸が一般に水路横断方向と一定の傾きをもっていることからこう呼んでいるものである。斜めらせん流の存在は既にZnamenskaya³⁾により指摘されている。また、その果す役割については、木下¹⁰⁾は二次流との関わりにおいて、また池田¹⁵⁾は浮遊砂との関わりにおい

てその重要性を指摘している。

本研究は、小規模河床形態のうちでもとりわけ三次元性が強い砂漣上の流れの構造について、主として流れの可視化の手法を用いて観察した結果を示したものである。本研究においては、現象把握の一つの鍵として上記の斜めらせん流に注目して観察を進めることとした。そして、このような斜めらせん流の発生が移動床流れの二次流の形成にどのように関連しているかということについて検討を加えた。

第2節 実験方法と実験条件

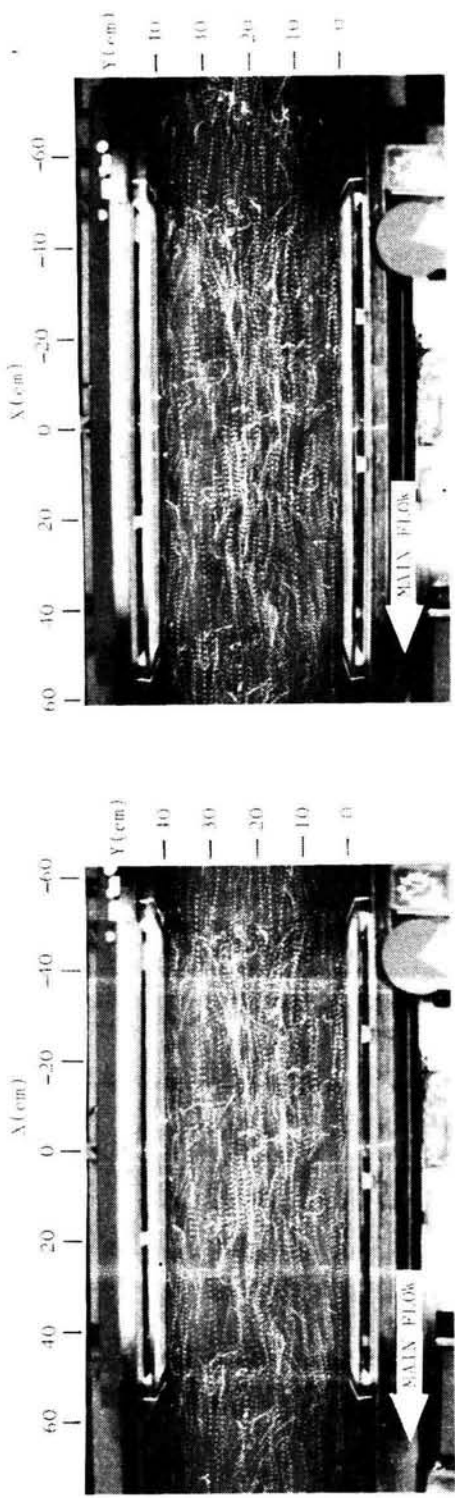
2.1 実験方法

本研究においては、河床波上の流れの構造を三次元的に把握するために流れの可視化の手法を用いることとしたが、河床波上の流れにおいてはこの方法による場合にも、次のような制約がある。すなわち、第一に局所的な深掘れの中の流況や高い河床波の裏側の流況を側方から観察することはできない。第二に撮影された結果は瞬時の現象を捉えたものであり、それがどれほど現象全体を代表しているかを推測することが困難である。第三に水面を通して上方から流況を撮影する場合には、移動床流れの場合に河床に黒い色を塗ることができないので、トレーサーと河床とのコントラストが悪くなり、また、トレーサーの位置の読み取りにも困難を伴う。以上の諸事項を考慮した結果、本研究では刻々に変化する移動床河床波上の流れの各瞬間の様子を可視化する方法、ならびに同様の水理条件のもとで形成された河床波を固定し、その上の流れを繰返し可視化する方法を並用することにより現象把握の精度の向上を図ることとした。

(1) 移動床河床波上の流れの観察

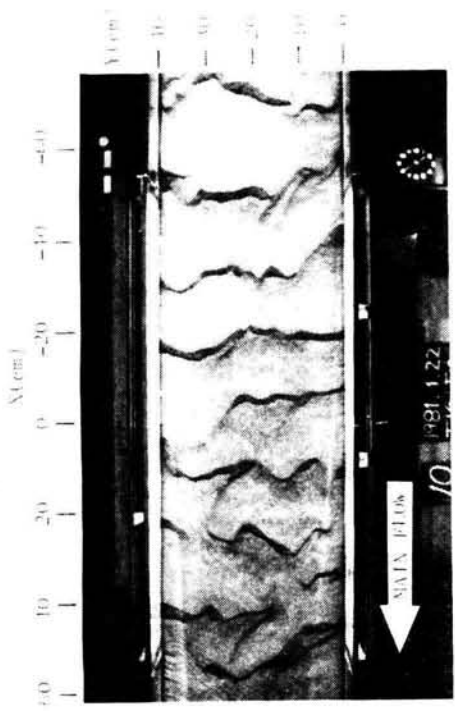
移動床河床波上の流れの観察のためには先に述べた制約を伴うが、本研究においては水路の真上に二台のカメラを上下流方向に15 cm離して並べて置き、流れの状況を立体撮影する方法を用いることにした。トレーサーとしては直径1～3 mmの球状のポリスチレン粒子を蛍光塗料で着色したものを、それが流下する様子を紫外線ランプで照明することにより撮影した。移動床の場合には河床に黒色塗料を塗ることができないので、可視光線でトレーサーを照明すると河床面にも光が当たって照し出されるため、トレーサーと河床面とのコントラストが悪くなる。紫外線ランプを用いるとこのような障害を除去することができる。ここでの三次元流況の写真撮影においては、河床近傍の流況を重視して1よりもわずかに大きい比重をもつトレーサーが用いられた。写真画面上で複数のトレーサーが交錯して識別が難しくなることを避けるため、トレーサーの着色には数種の色を用い、カラーフィルムを用いて撮影した。また得られた写真から流速の目安を得るために、軸対象位置に二つの孔のあいた円板を写真機のレンズの直前で毎秒12回転ほどの速さで回転させることにより視野を周期的に遮った。このようにして得られた流況のステレオ写真の一例が写真6.1に、このときの河床状況が写真6.2に示されている。

同じ撮影装置を用いて水面流況の撮影も行ったが、この場合には比重が1よりも僅かに小さいトレーサーを用いた。このようなトレーサーの流下する様子を一定速度で移動するカメラで流し撮りした。



(a)

写真6.1 河床波上の流れのステレオ写真撮影例(カラーフィルム, T0.5s, F2.0)



(a)

(b)

写真6.2 河床波のステレオ写真撮影例(カラーフィルム, T0.5s, F2.0)

(2) 固定された河床波上の流れの観察

ある一定の水理条件の下で形成された移動床河床波を、その上にセメントを撒いて固定した。固定された河床波の上の流れについて、各縦断面内の流況の断層写真、水面における流況の平面写真ならびに全水深にわたる流況の立体写真を繰り返し撮影した。縦断面および水面の流況の撮影のためには、トレーサーとして直径0.1～0.3mmの球状のポリスチレン粒子を用い、対象断面あるいは水面をスリット状光線で照明することにより撮影を行った。撮影方法としては、固定されたカメラで撮影する方法および一定速度で移動するカメラで流し撮りする方法の二種類の方法を用いた。流れの三次元流況の撮影方法は、先に述べた移動床上の流れの撮影方法と同じである。

2.2 実験条件

実験水路は幅40cm、長さ8mの木製水路であり、上流側から5mの位置の部分では1mにわたって、側方からの水流の観察が可能ないように、あるいは側方からの照明が可能ないように、側壁板が透明のアクリル樹脂板でできている。河床砂としては平均粒径が0.29mmおよび0.53mmの二種類の砂が用いられている。実験は砂澱の上の流れを対象として行われたが、著者による砂澱と砂堆の領域区分図¹⁴⁾を参考にして、砂澱の生じる水理条件として水路床勾配を1/500、流量を5～6ℓ/sとした。なお、実験条件は表6.1に示すとおりである。

表6.1 実験条件

	Discharge (l/s)	Width (cm)	Slope	Grain Size (mm)	Mean Depth (cm)	Bed Condition
Case A	6.0	40	0.002	0.53	6.6	Movable
Case B	5.2	40	0.002	0.29	6.3	Movable
Case C	6.0	40	0.002	0.29	6.8	Fixed

第3節 移動床河床波上の流れの構造と河床波形状

移動床流れでは河床波が刻々と変化し、発達してゆくので、その上の流れの構造も同じものは二度と起らないと言える。また、ごく短時間に限ると河床形態は変化しないと見させるが、同じ形状の河床波のもとでも流れが激しく変化する上に、投入されたトレーサーの水中での分布状態がその都度変化するので、写真に撮られる流れの状態は一こま毎に異なったものとなる。ここでは、写真としては一こま毎に異なっているが、流れの運動として共通する特徴を有しているものを見出し、それを指摘することとした。

移動床流れの実験は、使用砂の平均粒径(d_m)0.53mm、流量(Q)6.0ℓ/s、河床勾配(I)1/500の場合(Case A)と d_m が0.29mm、Qが5.2ℓ/s、Iが1/500の場合(Case B)の二種類の実験条件

のもとで行われた。

3.1 移動床河床波上の流れの可視化

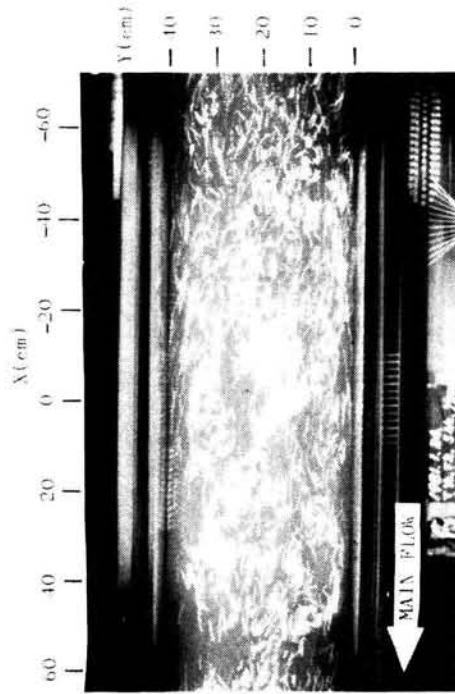
先に示した写真 6.1 は Case A の三次元流況の撮影例であり、上下流方向に 15 cm 隔てて設置された二台のカメラのうち (a) は下流側のカメラで、(b) は上流側のカメラで撮影されたものである。これらは通水開始後 100 分経過したときの流況であり、このときの河床の状況は写真 6.2 に示されているが、河床波は波高、波長とも十分に発達した状態にある。写真 6.2 において、河床波の下流側の斜面（以後、河床波の前面と称する）が二段になっているところが数箇所にわたって認められるが、それらのうち下流側の段はいずれも水路横断方向とかなりの角度をもっており、この下流側の段に接してその下流側で斜めらせん流の発生が観察された。斜めらせん流の実態は写真 6.1 においては三箇所で見えられており、それらは写真に示されているような (X, Y) 座標にして (−10 cm, 28 cm)、(48 cm, 20 cm) および (55 cm, 10 cm) の位置にある。また、これらの位置は写真 6.2 において、斜めらせん流による深掘れが認められる場所である。これらの写真を実体視して上記の三箇所をよく観察すると、これらの場所ではトレーサーが水路横断方向とある角度傾いた軸をもつらせん運動をしていることが明瞭に認められる。また、河床もこのような斜めらせん流によって洗掘されつつある状態にあることがよくわかる。

写真 6.1 の座標が (48 cm, 20 cm) の部分では、斜めらせん流の流況が特別によく捉えられているので、写真を拡大してさらに詳細に観察した。その結果、斜めらせん流の回転径が 3.6 cm、斜めらせん流の河床面近くの流速が約 19 cm/s、斜めらせん流に導入されたトレーサーの上流側での流速が約 32 cm/s、斜めらせん流内を流れる軸方向流量が約 0.2 ℓ/s という数値が得られた。一方、この時点での流れの状態は水深が 6.6 cm、断面平均流速が 22.7 cm/s、水面でのトレーサーの平均流速が 32.3 cm/s であった。

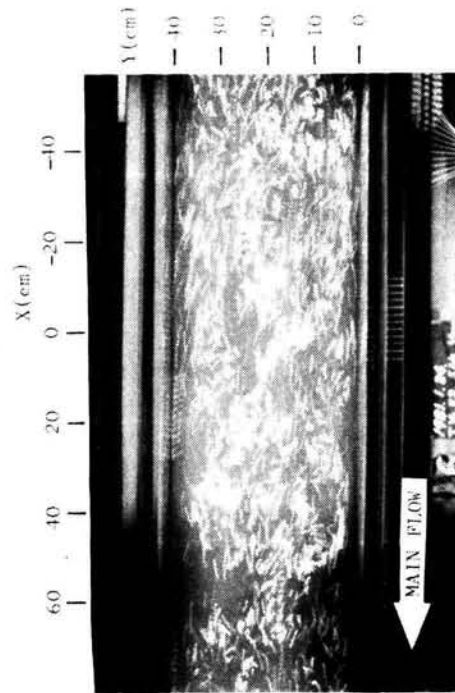
このような結果をもとにして、流れの状態を考察するとつぎのようになる。斜めらせん流を構成する流れは主流部分から供給されており、そのために主流のもつ大きな運動量が河床のごく近くにまで運搬されることになる。その結果、斜めらせん流による河床の洗掘・砂粒の運搬は激しくなる。このような流れの機構は河床波の後流域に形成される死水域の流れとは構造を全く異にしており、砂澁河床の場合にはこのような特別な働きを有する斜めらせん流が河床波の発達に支配的な役割を果たすと考えられるが、これについては第 7 章において検討することとする。

つぎに、水面近傍の流れについて検討する。写真 6.3 は Case B の水面近傍の流況の撮影例である。上下流方向に 15 cm 隔てて設置されたカメラのうち、(a) は下流側のカメラで、(b) は上流側のカメラで同時に撮影されたものであり、カメラを搭載した台車の移動速度は 32.3 cm/s であった。これらの写真は、通水後約 1 時間経過した時の状況を示しており、河床波は十分に発達した状態にある。

写真 6.3 において注目されるのは、(X, Y) 座標にして (47 cm, 10 cm) の位置にある水面近傍での湧昇流の実態である。これらの写真を実体視することにより、上記の部分ではトレーサーが下方から上方へと移動し、水面に達してからはそれらが放射状に広がってゆく様子が認められる。このような水面近傍の流況は、Case A、Case B とも 2 時間通水を継続しながら 10 分間隔で撮影された。これらの



(a)



(b)

写真6.3 水面近傍の流況のステレオ写真撮影例(カラーフィルム, T0.5s, F2.0)

写真から求められる湧昇流の水面での空間的広がりや速度は同じ水理条件のもとではほぼ似通った値をとっている。すなわち、Case Aの場合には湧昇流の水面での広がりや速度は約5 cm/sとなり、Case Bの場合にはその広がりや速度は4~5 cm/sとなっている。また、後述の固定された河床波上の流れの縦断面流況を撮影した写真6.9(c)の写真から、湧昇流が水面で放射状に広がってゆく運動は水面下1.0~1.5 cm程度にまで及んでいることがわかる。これらの結果から水面に到達する湧昇流に伴う流量を求めると、Case Aでは0.12~0.18 l/sとなり、Case Bでは0.09~0.14 l/sとなる。これらの値は、全流量の2~3%に当る。

3.2 河床の縦断面形状の経時変化

流砂機構に及ぼす斜めらせん流の役割を明らかにするために、超音波式河床計を用いて河床形状の時間的変化を計測した。図6.1はCase AにおけるY=13 cm, Y=16 cm, ならびにY=19 cmの三つの河床縦断面形状の経時変化を示したものである。図で、右側の数字は通水開始後の経過時間を示している。これらの断面の中に斜めらせん流による深掘れ孔が二つ捉えられており、その部分は図で黒く塗りつぶされている。また、この斜めらせん流の概略的な平面的配置が図の左下に示されている。

本図から、斜めらせん流が河床の局所的な深掘れに強く寄与していることがあらためて指摘される。

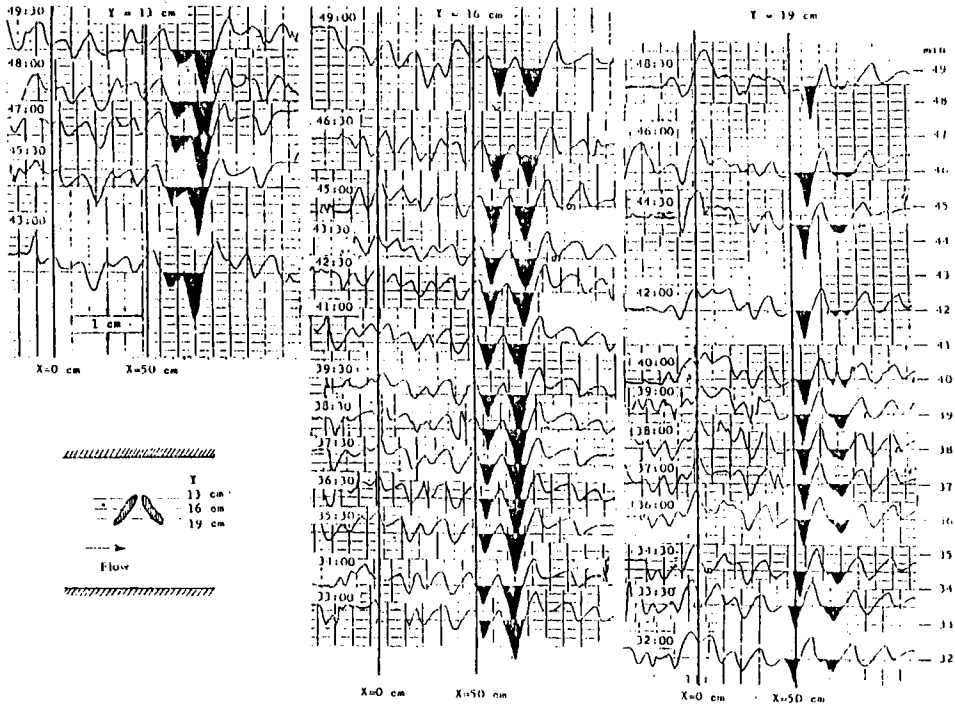


図 6.1 河床縦断面形状の経時変化

また、上流側の斜めらせん流による深掘れは、経過時間44分30秒における $Y=19\text{ cm}$ の縦断面で最も深くなっており、その地点より洗掘孔に沿って下流側ほど広く浅くなっている。一方、下流側の斜めらせん流による洗掘孔は、経過時間が45分30秒における $Y=13\text{ cm}$ の縦断面で最も深く、洗掘孔に沿って下流側へ行くにつれて幅広く浅くなっていることがわかる。

つぎに、洗掘孔の下流側の土砂の堆積状況を見てみると、 $Y=16\text{ cm}$ の縦断面においては斜めらせん流による局所洗掘孔より下流側では河床はほとんど堆積も洗掘もなしに下流側に平行移動している。一方、 $Y=13\text{ cm}$ および $Y=19\text{ cm}$ の縦断面においては、斜めらせん流による局所洗掘孔より下流側で堆積が進行していることがわかる。これらの観察結果ならびに目視観察結果から、斜めらせん流は土砂を斜め下流側により多く流送させながら、それによる洗掘孔を徐々に下流側へ移動させてゆくことがわかる。

第4節 固定された河床波上の流れの構造

平均粒径 0.29 mm 、水路幅 40 cm 、流量 6 l/s 、河床勾配 $1/500$ なる水理条件(Case C)の下で生じた砂澱をセメントで固定し、その上の流況を可視化法により観察した。そのときの平均水深は 6.8 cm であった。

4.1 河床面上の流況

図6.2に実測に用いた河床波の平面形状ならびに河床面上における流況のスケッチを示す。本図で黒く塗った部分は河床波の前面、矢印は河床面上における流向、点を施した部分は死水域をそれぞれ示している。一連の流向が主流と逆方向になるまで流れが巻き込んでいる部分は斜めらせん流の存在を意味している。また、流れが発散している部分は洗掘部分、収束している部分は堆積部分に相当している。

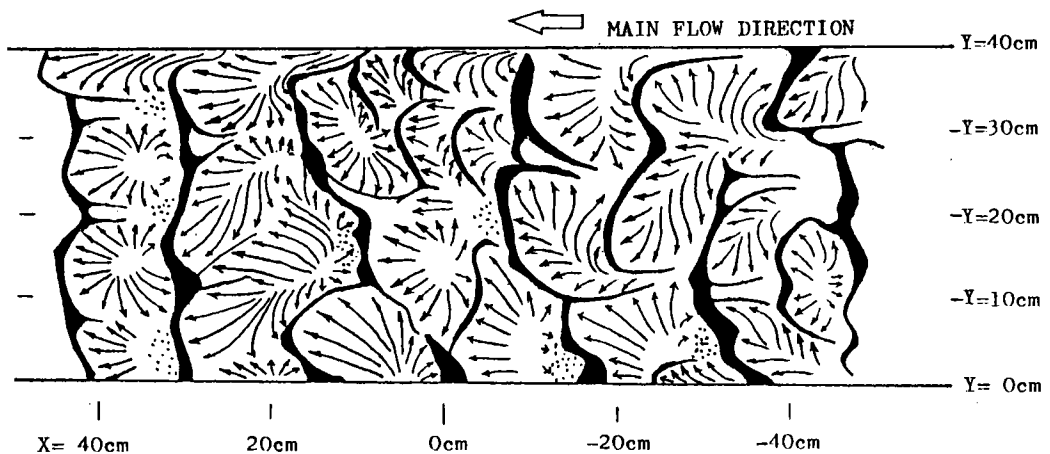


図6.2 河床波の平面形状と河床面上の流況

とくに放射状に流れが発散しているところではその直上流にある斜めらせん流の作用によって深い洗掘孔が発達している。この場合、局所洗掘孔の最深部は流線のよどみ点よりわずかに上流の位置になっている。このことは、斜めらせん流が発達している所で局所洗掘力が最も大きいことを意味している。一方、堆積部分は個々の河床波の前面および隣り合う二つの河床波が互に接する部分である。後者の部分には二本の相ならぶ縦筋状の河床形状が形成されることが多い。

(X, Y)座標にして(-30 cm, 5 cm)の所ならびにその周辺、および(-15 cm, 4 cm)の所ならびにその周辺には比較的大きな死水域が存在している。これらの死水域はそれらの直上流にある波高の大きな河床波の後流域に対応したものであるが、ここでは斜めらせん流は生じていない。ここでは、それより以前に斜めらせん流が生じて局所的な深掘れができていたが、その後その上流側の河床波が伸びてきたため、その河床波の相対的な高さが大きくなり、同時に斜めらせん流も消滅したものと考えられる。

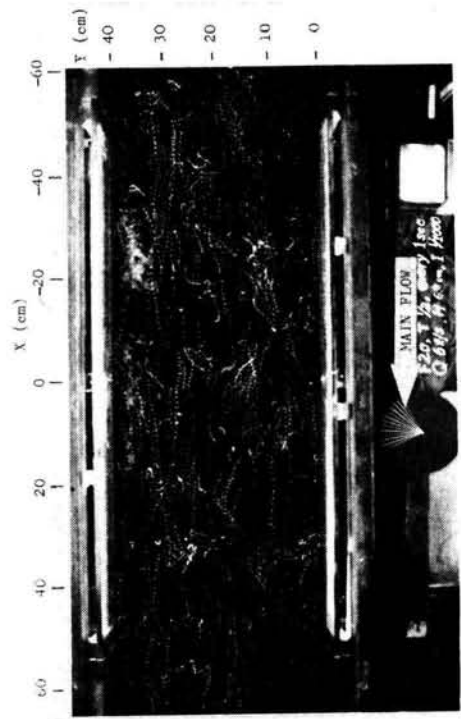
4.2 河床波上の流れの三次元構造

固定された河床波上の流れの三次元流況の実体写真撮影結果のうち典型的な二組の実体写真を写真6.4および写真6.5に示す。これらの写真によると、(X, Y)座標にして(-27 cm, 20 cm)の位置に強大な斜めらせん流が認められ、さらに(5 cm, 5 cm)の位置および(25 cm, 20 cm)の位置にも斜めらせん流の存在が認められる。この場合の河床形状を写真6.6に示すが、これを実体視して、これらの位置における河床形状を見てみると、その何れにおいても図6.2に示されたような局所的な流れを伴う独特の河床形状が認められる。写真6.4および写真6.5によると、斜めらせん流内の流速が10~15 cm/sに達していることがわかるが、このような大きな流速が河床のごく近傍で生じることからも、上記のような局所的な深掘れが引き起されることが肯ける。

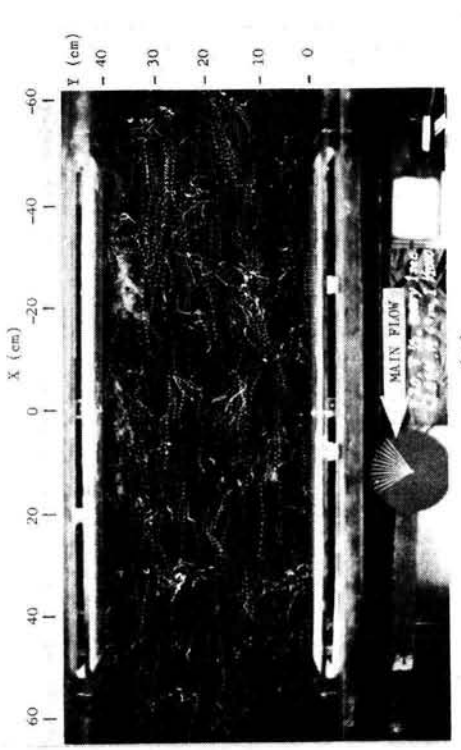
とくに、(-27 cm, 20 cm)の付近の斜めらせん流に注目すると、斜めらせん流の始点付近では主流が急激に下降して斜めらせん流に向っており、斜めらせん流を構成する流体が主流から供給されていることが認められる。一方、斜めらせん流の末尾に相当する(-23 cm, 14 cm)付近の河床近傍ではこの斜めらせん流による横断方向の流れと、(-27 cm, 7 cm)付近の斜めらせん流による横断方向の流れとが衝突して強い湧昇流が広範囲に形成されている。したがって、もし斜めらせん流が規則的に配置されるならば、流れの中に安定した二次流が形成されることも予想される。

一方、(55 cm, 26 cm), (-15 cm, 5 cm), (30 cm, 5 cm)および(30 cm, 26 cm)の各位置には死水域の存在が認められる。この領域内での流体運動は緩慢で平均流速は0~数cm/sの程度であり、死水域と主流域との流れの交換も偶然的である。このような流れが河床の洗掘をもたらすには不十分であるにもかかわらず、これらの死水域が局所的な深掘れを伴っていることがあるのは、この位置ではそれよりも以前に斜めらせん流が発生し、それが深掘れを形成したものと考えられる。

以上のように、同じ河床波後流域での流体運動でも斜めらせん流と単なる死水域の流れとではその構造も役割も全く異なっており、とりわけ斜めらせん流は河床の洗掘、土砂運搬、湧昇流・下降流の形成などに重要な役割を果たすことが認められる。

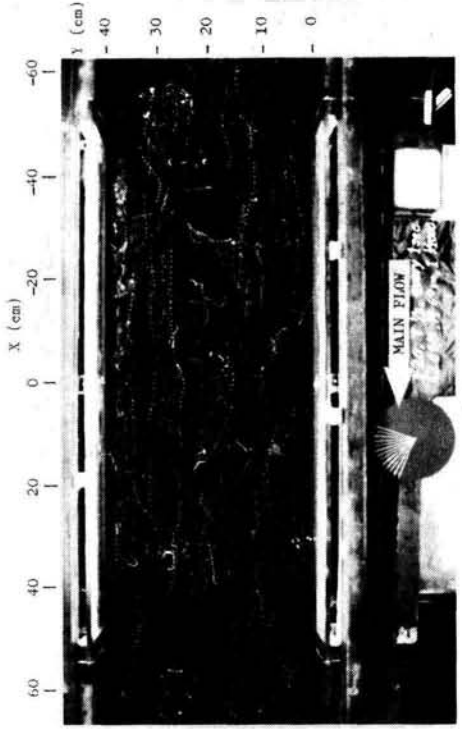


(a)

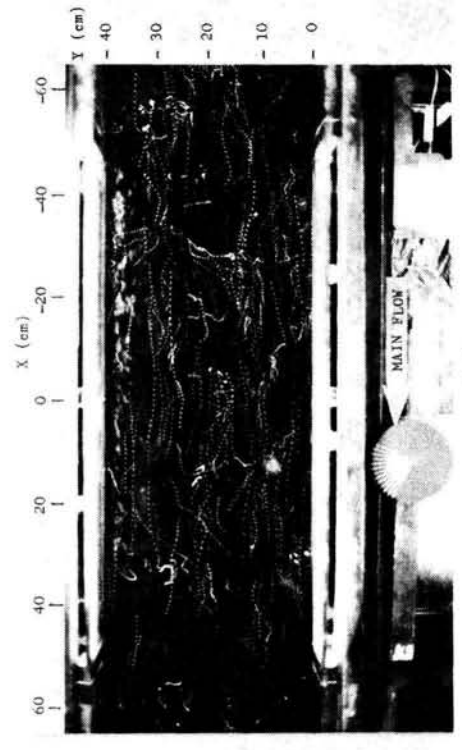


(b)

写真6.4 固定された河床波上の流れのステレオ写真撮影例-1 (T 0.5 s, F 2.0)



(a)



(b)

写真6.5 固定された河床波上の流れのステレオ写真撮影例-2 (T 0.5 s, F 2.0)

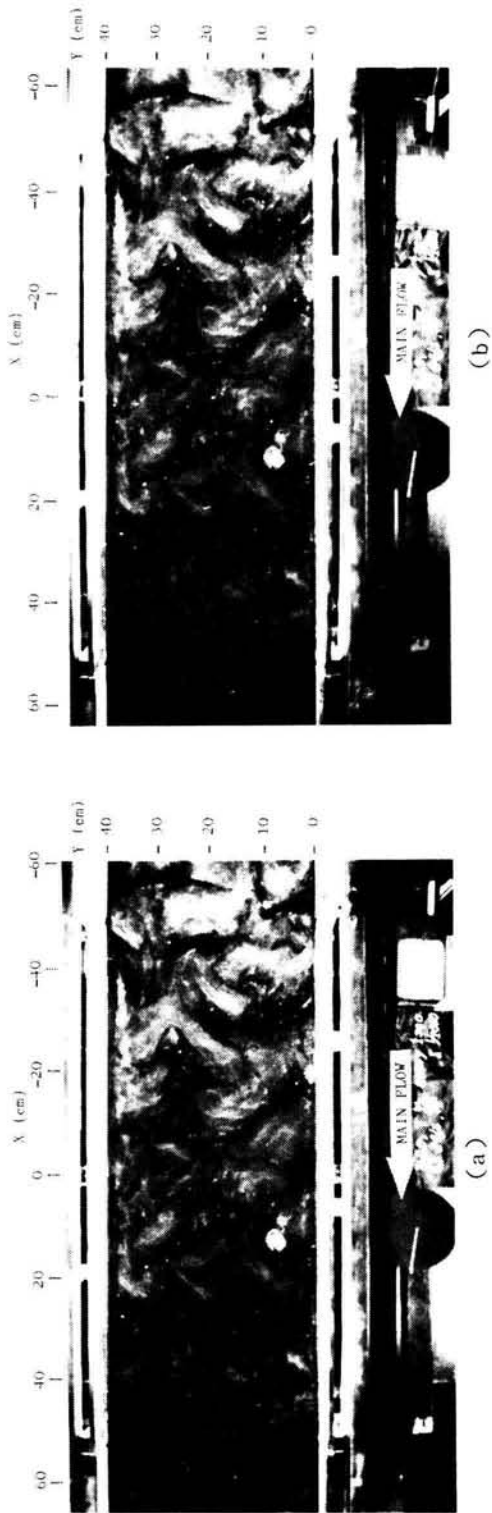


写真 6.6 固定された河床波のステレオ写真撮影例

4.3 縦断面内の流況

(1) $Y = 1.7 \text{ cm}$ の縦断面内の流況

$Y = 1.7 \text{ cm}$ の縦断面内の流況を可視化した結果を写真 6.7 に示す。本写真において(a)は固定されたカメラによって撮影されたものであり、(b)は速度 16.7 cm/s で移動するカメラによって流し撮りの方法を用いて撮影されたものである。写真において、破線は $Y = 1.7 \text{ cm}$ の位置の河床の縦断形状を示している。

図 6.2 に示されている河床面上での流況と対応させると明らかなように、本写真の $X = 5 \text{ cm}$ のところの局所洗掘孔周辺の流況は斜めらせん流の始まり(上流端)の状況を示している。ここでは流線は下降流を形成して河床波の背面に衝突し、その一部が斜めらせん流の方へまき込まれてゆく。河床の最深点は、水流が河床に衝突する点より若干上流側となっており、このことは斜めらせん流の洗掘力が大きいことを示している。

一方、 $X = 20 \text{ cm}$ のところの洗掘孔は斜めらせん流の下流端の部分に相当しており、斜めらせん流の断面を示すいくつかの渦運動が観察される。これらの渦運動の再付着点に相当する場所では写真に見られるような局所的な上昇流がたまに生じている。

$X = -15 \text{ cm}$ の所の洗掘孔は、先に述べたように、斜めらせん流による洗掘孔がその上流側の河床波の前進により埋戻され、斜めらせん流は消滅して単なる死水域として残っているものである。このような死水域の再付着点あたりからも局所的な上昇流が渦をまくような形で生じているのが認められる。

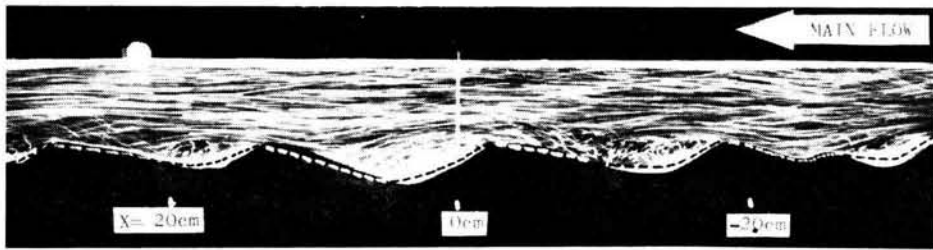
(2) $Y = 6.4 \text{ cm}$ の縦断面内の流況

$Y = 6.4 \text{ cm}$ の縦断面内の流況の撮影結果を写真 6.8 に示す。このうち(a)は固定されたカメラによって撮影されたものであり、(b)は速度 16.7 cm/s で移動するカメラによって流し撮りされたものである。側壁面近くの河床波に妨げられて見えにくくなっているが、 $X = 5 \text{ cm}$ 付近および $X = 20 \text{ cm}$ 付近の河床近くに斜めらせん流の断面を示す渦運動が見られる。一方、 $X = -10 \text{ cm}$ 付近および $X = -25 \text{ cm}$ 付近の洗掘孔は死水域となっている。この死水域の再付着点の $X = -20 \text{ cm}$ 付近で局所的な上昇流がたまに生じているのが観察された。その様子は写真 6.8 (a) に捉えられている。

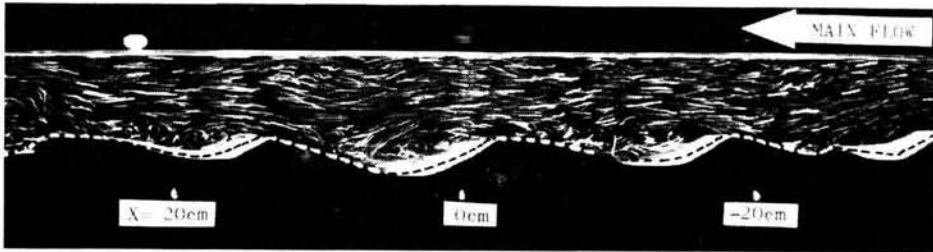
(3) $Y = 13.4 \text{ cm}$ の縦断面内の流況

$Y = 13.4 \text{ cm}$ の縦断面内の流況を写真 6.9 に示す。このうち(a)は固定されたカメラによって撮影されたものであり、(b)は 16.7 cm/s の速度で移動するカメラによって流し撮りされたもの、(c)は同じく 25 cm/s の速度で移動するカメラによって流し撮りされたものである。

この場合の流況写真において、 $X = -30 \text{ cm}$ から -10 cm の範囲では湧昇流が共通して観察された。この湧昇流はその発生領域が広範にわたっており、またほとんど絶えることなく発生している。図 6.2 の河床面上の流況を見ると、ここでは相隣る二つの河床波が接する部分に相当しており、河床面近くで収束する流線が湧昇流を形成するものと考えられる。また、(c)は断面平均流速に近い速度で移動するカメラによって流し撮りされたものであり、この写真から、水深規模の流れの交換が存在していることがわかると同時に、先に述べた湧昇流は水面に達した後水平方向に拡がる様子を示しているが、その拡がってゆく流れの厚みが水面下 $1 \sim 1.5 \text{ cm}$ 程度となっていることがわかる。

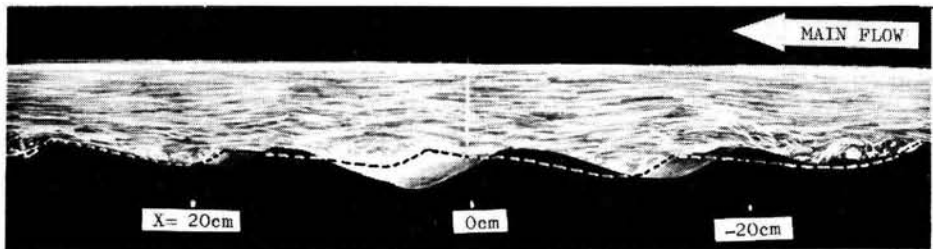


(a) Picture by the fixed camera (Tri X film, ASA 400, T 1/4 s, F 2.8)

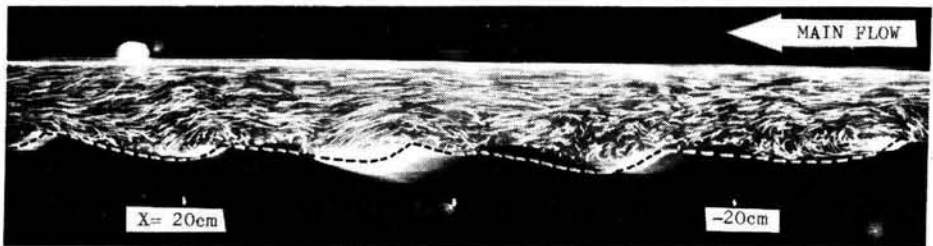


(b) Picture by the camera moving with the velocity of 16.7 cm/s
(Tri X film, ASA 400, T 1/8 s, F 5.6).

写真 6.7 縦断面内の流況 (Y = 1.7 cm 断面)

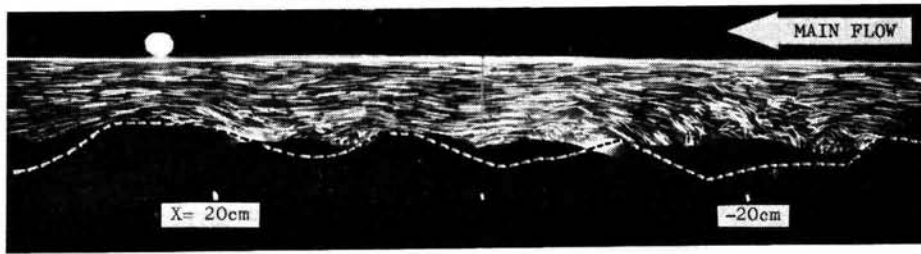


(a) Picture by the fixed camera (Tri X film, ASA 400, T 1/8 s, F 2.8).

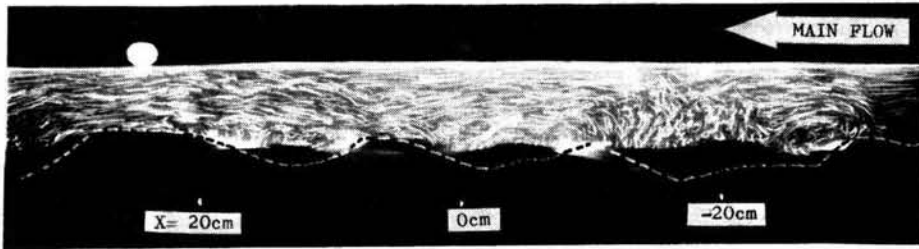


(b) Picture by the camera moving with the velocity of 16.7 cm/s
(Tri X film, ASA 400, T 1/8 s, F 2.4).

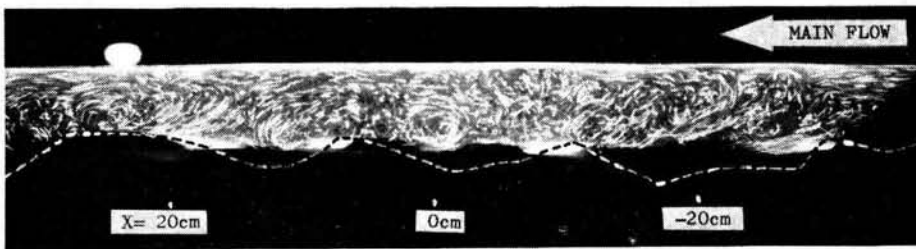
写真 6.8 縦断面内の流況 (Y = 6.4 cm 断面)



(a) Picture by the fixed camera (Tri X film, ASA 400, T 1/15 s, F 2.4).



(b) Picture by the camera moving with the velocity of 16.7 cm/s (Tri X film, ASA 400, T 1/8 s, F 2.4).



(c) Picture by the camera moving with the velocity of 25 cm/s (Tri X film, ASA 400, T 1/8 s, F 2.4).

写真 6.9 縦断面内の流況 (Y=13.4 cm 断面)

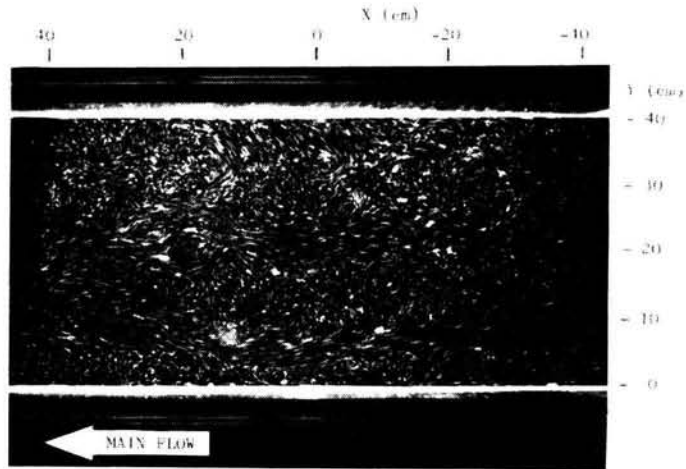
4.4 水面近傍の流況

Case C の実験条件の下で、水面近傍の 1 cm ほどの厚さの部分のスリット光線で照明し、水路上方に設置されたカメラで水面近傍の流況を撮影した。トレーサーとしては 0.1 ~ 0.3 mm の粒径のポリスチレン粒子を用いた。写真撮影結果の一例を写真 6.10 に示すが、これらの写真は流下方向に 25 cm/s の速度で移動するカメラにより流し撮りされたものである。水面流速の浮子による測定結果は 32.5 cm/s であることを考慮すると、これらの写真でトレーサーの軌跡が長く写っているところは流速が比較的大きな部分であり、それが短かく写っているところは流速が小さな部分である。

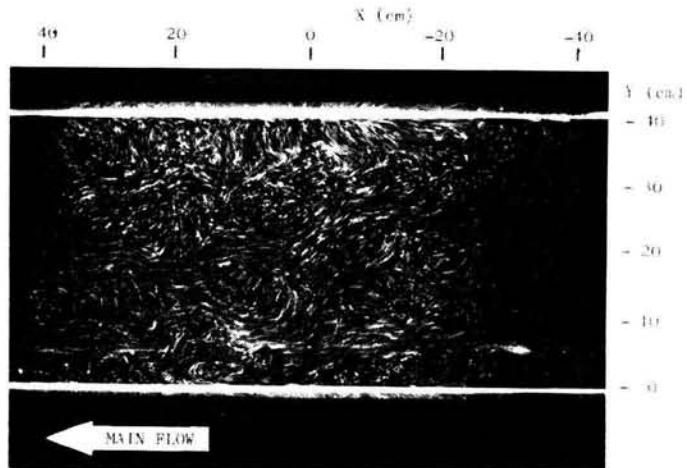
流速が大きな部分は曲折はあるが一応帯状に流下方向に連なっているのに対し、流速が小さな部分は不連続的に分布する塊状の領域内に現われている。これは、湧昇流が河床形状に対応しながら断続的に生じているためと考えられる。

次に、水面におけるこれらの流況と河床面における流況との相互関係性について検討する。河床面に

おける流況は図 6.2 に示されているが、ここで流線の発散するところでは下降流が、また収束するところでは湧昇流がそれぞれ形成されることが推察される。そこで、河床面上の流線の発散部分には網目状の印を、そして流線の収束部分には縦の平行線をつけたものが図 6.3 である。この図と写真 6.10 とを比較してみると、水面における高速領域は河床面上の流線の発散する領域を概略的に連結するような形になっており、一方、水面における低速領域は河床面上の流線の収束する領域とおおよそ一致していることがわかる。



(a) Example 1



(b) Example 2

写真 6.10 水面近傍の流況の写真撮影例 (T 0.25 s, F 2.8)

以上から、河床面における流線の発散領域、換言すると斜めらせん流の始点から中程にかけての領域はその近辺で下降流をひき起しており、水面においてもそれに近い部分は流下方向流速が大きくなること、一方、河床面における流線の収束領域では湧昇流がひき起され、水面上のその近くの領域では流下方向流速が小さくなることがわかる。

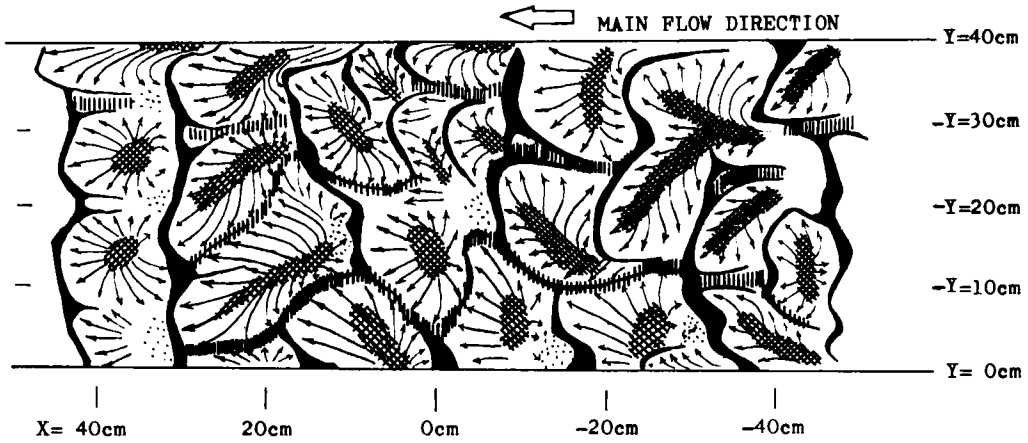


図 6.3 河床面上の流線の収束と発散

第 5 節 砂澱上の流れの構造のモデル化

以上に述べてきたように、斜めらせん流は河床を深く洗掘しながらその土砂を巻き上げ下流方向に流送する。同時に、斜めらせん流は強い湧昇流や下降流を形成する。したがって、河床形状やその上の流れの構造はこの斜めらせん流の強さと配置によって決ってくるといえる。ここでは以上に得られた知見に基づいて、斜めらせん流の配置に応じてどのような河床波形状や流れの構造ができるかを概略的にまとめた。

5.1 斜めらせん流が一つ孤立してある場合

この場合における河床形状ならびに河床上における流向の概略は図 6.4 に示すようになる。図で実線は河床面の等高線を、矢印は河床面上における流向を、そして破線は河床面の形状が急激に変化する位置を示している。また、図において上流側へ廻り込むような一連の流線群が斜めらせん流を表わしている。

図においては、河床の最深部は流線のよどみ点ではなく、それより若干上流側に生じているが、これは先述の流況観察の結果に基づくものである。河床上を掃流される砂粒はほぼ図の矢印に沿って移動し、さらに斜めらせん流により巻き上げられた砂粒は主流により下流側へ運ばれてゆく。

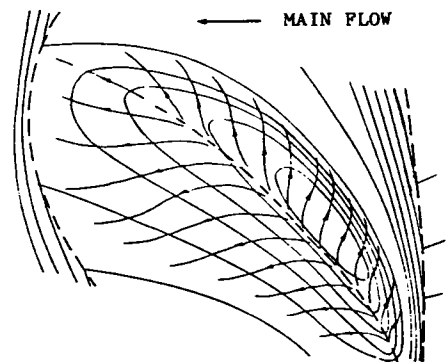


図 6.4 斜めらせん流が一つ孤立してある場合の河床形状と河床面上の流況

5.2 二つの斜めらせん流が並んである場合

二つの斜めらせん流が並んである場合の中でも典型的な場合として、強さの等しい斜めらせん流が横断方向に並んでいる時の河床形状ならびに河床面上の流向の概略を図 6.5 (a), (b)に示した。(a)図のよう

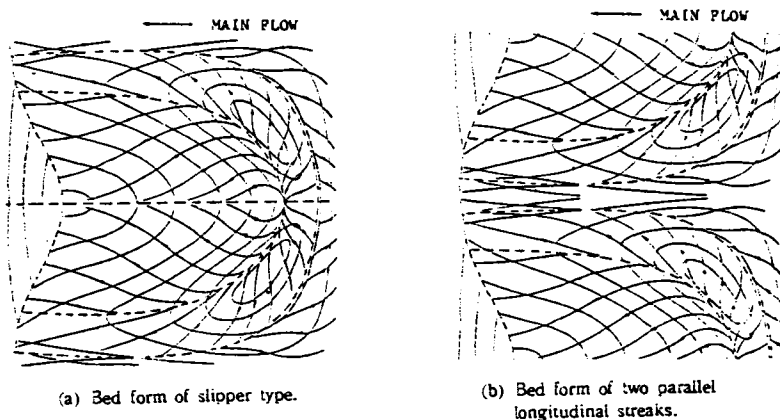


図 6.5 二つの斜めらせん流が並んである場合の河床形状と河床面上の流況

な配列の場合には、河床面上の流線が収束する所で堆積が生じ、スリッパのような形の河床波が生じる。河床面上で収束する流れのために、この河床波上では上昇流が形成される。一方、(b)図のような配列の場合には、二つの斜めらせん流の間に流線が収束する線が並列して二本生じ、ここに縦筋状の河床波が二本形成される。ここで流れの収束は非常に強いため、この縦筋状の河床波の上では強い湧昇流が形成されている。先に写真 6.9 で示された湧昇流はこのような部分に相当する。

5.3 斜めらせん流が規則的に配列されている場合

斜めらせん流の配列状況として河床波が流下方向ならびに横断方向に周期的かつ規則的に配列されている場合について検討する。その場合の河床形状は、その等高線が図 6.6 (a)のように表わされるものであるとした。

同図(b)には河床面上における流向の概要を示している。本図で馬蹄型の渦運動が描かれているが、これの左右に分れたそれぞれの部分が斜めらせん流である。この斜めらせん流の中ほどが河床の局所洗掘孔の最深部に対応している。

同図(c)には(b)図の破線に沿う縦断面内の流況を示している。この縦断面内には波高の大きな河床波とそれが小さな河床波とが流下方向に交互に現われる。波高の小さな河床波は、相隣る斜めらせん流の接する部分における縦筋状の河床波に相当し、そこでは河床面近くで収束する流れのために強い湧昇流が形成される。

一方、波高の大きな河床波は、斜めらせん流により降下・収束させられたために生じた土砂の堆積を

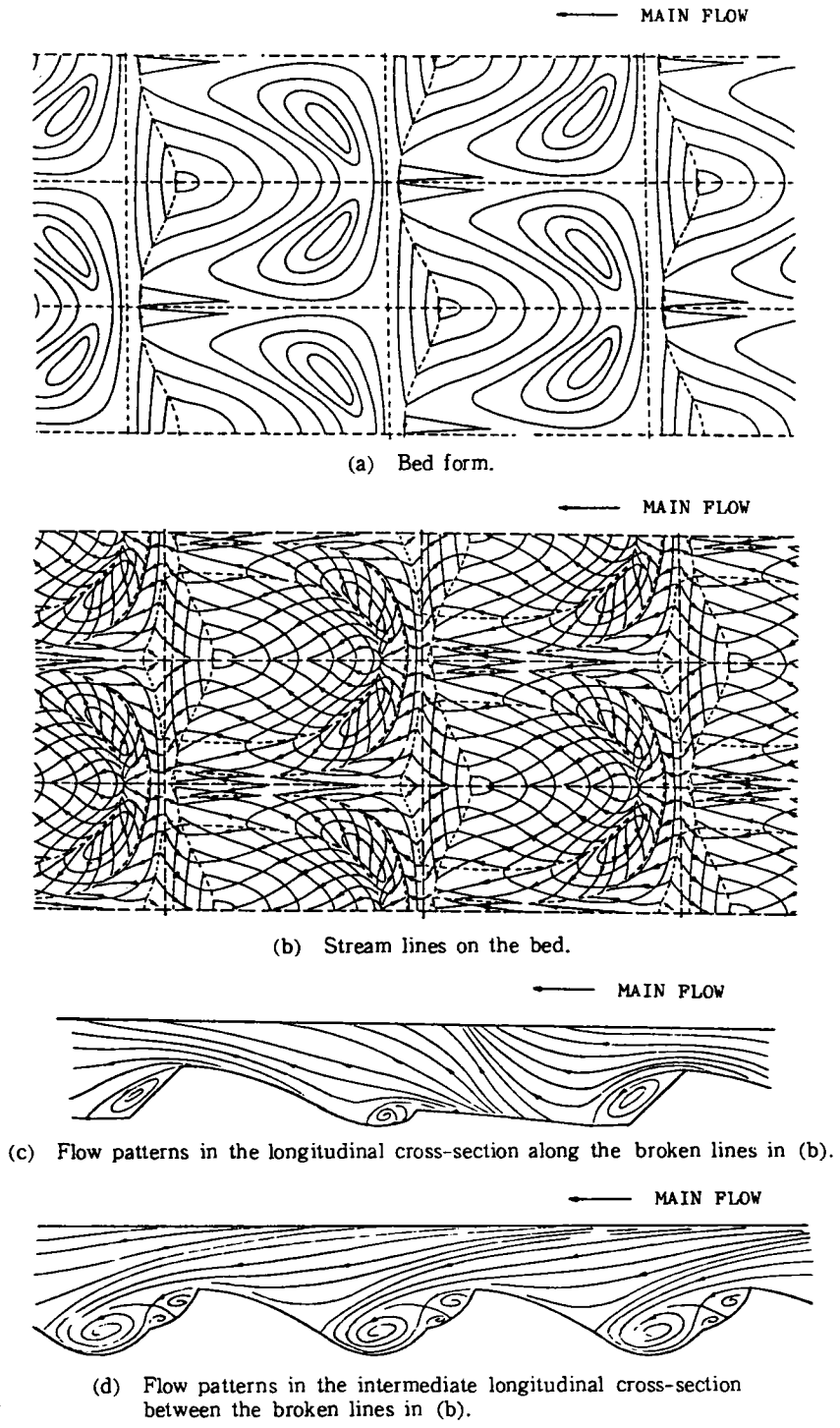


図 6.6 斜めらせん流が規則的に配列されている場合の河床形状と流況

示しており、ここでも流れはゆるい上昇流を形成する。このように、この断面内ではほとんどすべての位置にわたって流れは上向きである、なお、波高の小さな河床波の後流域の小さな回転運動は、斜めらせん流の始まりを示している。一方、波高の大きな河床波の後流域の大きな回転運動は二次元的でゆっくりしたものであり、死水域を形成していると思わせるものである。

図 6.6 (d)には、(b)図の破線の間における縦断面内の流況を示している。この図における大きな渦運動が斜めらせん流で、それはこの断面のあたりで最も強くなっており、それによる局所洗掘も最も深くなっている。斜めらせん流を構成する流体は主流から供給されており、そのためにこの断面ではほとんどすべての位置で流れは下降流となっている。すなわち、水面近くの大きな運動量をもつ主流の一部が河床面に衝突し、そのうちの一部は斜めらせん流を構成して河床の局所洗掘に寄与し、他の一部は河床波の背面上の砂粒の掃流に寄与する。このような流れの状況は写真 6.7 に示されている。

以上に述べたように、(c)図で示される断面では主として上昇流が生じ、(d)図で示される断面では主として下降流が生じるため、本図のように河床波が周期的かつ規則的に配列されている場合には、その河床波上の流れには規則的な二次流が生成されることになる。このことから、実河川において見出される規則的な二次流は河床形態の規則性と関連しているのではないかということが推測される。

第 6 節 結 語

小規模河床形態の中でもとりわけ流れの三次元性の強い砂漣上の流れの構造を、主として流れの可視化の手法を用いて実験的に解明した。本研究においては、刻々に変化する移動床河床波上の流れの各瞬間の様子を可視化する方法、ならびに同じ水理条件のもとで形成された河床波を固定し、その上の流れを繰り返し可視化する方法を並用することにより現象を把握した。また、流れの観察に当っては斜めらせん流の実態に注目し、超音波式河床計を用いて河床の縦断形状の経時変化を計測した結果から斜めらせん流の流砂現象に果す役割を検討した。本研究により、移動床流れの現象理解の基礎となる多くの興味ある現象が観察された。

本実験の結果、斜めらせん流は河床を深く洗掘しながらその土砂を巻き上げ、下流へと流送することが明らかとなり、このような斜めらせん流は河床波の発達過程にも重要な役割を果すであろうことが推測される。

さらに、斜めらせん流は上昇流や下降流を形成することが明らかとなったが、このような斜めらせん流の配置に応じてどのような河床形状や流れの構造ができるかを検討した。その結果は、第 5 節に示されているが、河床波が周期的かつ規則的に配列されている場合には斜めらせん流も規則的に配列されることになり、その河床波上の流れには規則的な二次流が生成されることになる。

以上の検討結果をもとにすると、実河川において見出される規則的な二次流は河床形態の規則性と関連しているのではないかという推測が可能となる。

参 考 文 献

- 1) Matthes, G. H. : Macroturbulence in natural stream flow, Trans., A. G. U., Vol. 28, No. 2, pp. 255 ~ 265, 1947.
- 2) Blasius, Von H. : Über die Abhängigkeit der Formen der Riffeln und Geschiebebänke vom Gefälle, Zeitschrift für Bauwesen, 60, pp. 466 ~ 472, 1910.
- 3) Znamenskaya, N. S. : Experimental study of the dune movement of sediment, Soviet Hydrology, Selected Papers, No. 3, pp. 253 ~ 275, 1963.
- 4) Allen, J. R. L. : Current Ripples, North-Holland, 1968.
- 5) Raudkivi, A. J. : Bed forms in alluvial channels, Jour. Fluid Mech., Vol. 26, pp. 507 ~ 514, 1966.
- 6) 芦田和男・奈良井修二 : 河床形態の変動特性に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第12号 B, pp. 449 ~ 462, 1969.
- 7) 今本博健・上野鉄男 : 波状路床上の流れにおける乱れ特性について, 京都大学防災研究所年報, 第16号 B, pp. 521 ~ 531, 1973.
- 8) 上野鉄男 : 波状路床上の流れにおける乱れ特性について(2), 京都大学防災研究所年報, 第17号 B, pp. 717 ~ 724, 1974.
- 9) 上野鉄男 : 波状路床上の流れの三次元的特性について, 京都大学防災研究所年報, 第18号 B, pp. 679 ~ 688, 1975.
- 10) 木下良作 : 並列らせん流に関する実験的研究, 河道形状と洪水流に関する検討業務報告書, 北海道開発局石狩開発建設部, 1977.
- 11) 池田駿介・柴田宏 : 三角形断面を持つ浅近傍の三次元流れ, 土木学会論文報告集, 第280号, pp. 31 ~ 38, 1978.
- 12) 宇民正・上野鉄男 : " 三角形断面を持つ浅近傍の三次元流れ " への討議, 土木学会論文報告集, 第297号, pp. 131 ~ 132, 1980.
- 13) 上野鉄男・宇民正 : 砂漣と砂堆の発達過程に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第318号, pp. 75 ~ 84, 1982.
- 14) 上野鉄男 : 砂れんと砂堆の発生領域について, 第25回水理講演会論文集, pp. 93 ~ 98, 1981.
- 15) Ikeda, S. : Suspended sediment on sand ripples, Third International Symposium on Stochastic Hydraulics, I. A. H. R., pp. 599 ~ 608, 1980.

第7章 河床波の発達過程に関する実験的検討

第1節 概説

河床波、とりわけ砂漣および砂堆といった Lower Regime の領域に属する河床波は、大きさおよび形において同じものが二つとなく、またそれらの発生・発達過程は時間とともに非常に複雑な変化をするものである。砂漣と砂堆とは、相互に区別すべくいくつかの指標が提案されてはいるが、いずれもその物理的意味に明確さを欠く点がある。また、両者を強いて区別しようとする研究者もいる。しかし、わずかな水理条件の差で砂漣ができるか砂堆ができるかが決まり、それによって流れの抵抗や流砂量といった水理量がかなり変化することを考慮すると、その区別は重要である。本研究は、砂漣と砂堆の発達過程を詳細に調べることによって、それぞれに含まれる本質的な特徴を明らかにしようとするものである。

河床波の発生機構に関して、Kennedy¹⁾ および林²⁾ らは安定解析法による研究を進め、フルード数と水深・波長比との二次元座標面上で河床波の発生領域が明確に区分できることを示した。これらの研究は河床波の形成機構を物理的に説明しようとする方向に大きな展望を切開いた。しかし、同時に、これらの研究は形成される河床波を定量的に予測するまでには至らなかった。

一方、河床波の特性を流れの乱流構造との関連のもとに把握しようとする研究が Yalin³⁾、白砂⁴⁾ および芦田・木村⁵⁾ によりなされている。すなわち、Yalin は砂堆は流れの乱流構造の影響により発生するとし、流水中の最大渦によって流れの不連続点を起点として平均流速に $2\pi h$ (h は水深) の空間的規模をもつ周期的な変動がひき起され、そのために $2\pi h$ の波長をもつ河床波が発生すると考えた。白砂は河床波の発生原因は流速の時間的・空間的変動であるとし、流速変動の空間規模と河床変動のそれとはある程度の相関をもっていることを示した。また、芦田・木村は個々の砂粒子の移動特性をもとにして河床変動の時間的変化特性を表現し、これの空間相関から河床変動の空間スケールを求めた。このときに砂粒子の跳躍距離と乱流のスケールとが関連づけられている。

さらに、砂漣や砂堆に関して、その発達過程を統計的な手法を用いて実験的に捉えようとする研究が芦田・木村⁶⁾ および中川・辻本⁷⁾ によってなされている。これらの研究は、河床波の発達に伴ってその波高ばかりでなく、波長までもが増大してゆくことを明らかにしており、同様の指摘は椿・渡辺・岡田⁸⁾ および山本⁹⁾ によってもなされている。

上の実験事実は先に述べた安定解析法あるいは Yalin³⁾ らの考察に対する重要な反例となっている。すなわち、Kennedy¹⁾ らによる河床波の発生機構に関する解析的研究は、ある波数をもつ河床の初期じょう乱が成長するかどうかを検討したものであって、河床波の発達に伴ってその波長が変化することは前提とされていない。また、河床波の発生機構を水流の乱流構造と結びつけて解明しようとする Yalin³⁾ らに代表される研究においても、発達に伴う河床波の波長の増大に匹敵するような乱流構造のスケール

の変化は考えられていない。

以上の検討から、著者は河床波の研究において次のような立場をとることとした。すなわち、第一に河床波の変化過程を発生過程、発達過程および平衡過程に区分するとき、発生過程の検討から直接的に平衡過程の特性を予測することは無理であり、むしろ平衡過程の予測のためには発達過程の諸特性の把握が重要であると考えた。第二に、そのような平衡過程の諸特性の把握に際しては、個々の河床波の発達過程の物理的な機構をまず把握し、その結果から河床波の平均的な特性を予測しようとした。

本研究の対象とした河床波は砂澁と砂堆であるが、上記のような考え方から本研究においては写真観察の手法を有効に利用した。また、前章においてその実態が明らかにされている斜めらせん流が河床波の発達にどのような役割を果すかに注目して現象を観察した。

本研究の結果、砂澁の発達過程と砂堆のそれとの間には明確な相違があることが見出された。そして、このような発達過程の相違が砂澁と砂堆を特徴づける種々の性質の基礎になることが明らかとなった。

第 2 節 実験方法

2.1 実験装置および計測方法

河床波の形成時に観測位置の上流側の上方から照明を当てると、鉛直下向きに設置したカメラによって通水が続けながらも河床波の平均的な配置や波高の分布状況を写真で撮ることができる。さらに、撮影を一定時間間隔で連続的に行えば波速や流砂量も推定できるし、個々の河床波が流下しながら変動してゆく様子を追跡することもできる。このような主旨の実験を行うための装置の概要を図 7.1 に示す。

実験は長さ 18 m、幅 1 m、深さ 0.6 m のモルタル仕上げの直線水路で行われた。水路下流端から 7.2 m の地点を基準点 ($x = 0$ m) として、その直上 4.85 m の位置にカメラを設置し、路床の状態が水路に沿って約 3 m の長さにわたり撮影されるようにした。写真撮影間隔としては 10~30 秒の間で水理条件に応じて適当なものを採用し、平坦路床から始めて河床波の発生・発達の状況を通水が続けながら撮影した。水面の微小な変動に伴う写真像の歪みを少なくするため、露出時間を 0.5 秒と大きくした。河床波の照明には 1,000 ワットのスポットライトを使用した。

また、測定台車に超音波式河床測定器とサーボ式水位計を取り付け、それを 40 cm/s の速度で水路上を移動させることにより、水路中心線上の河床および水面の状態を水路全長にわたって 10~30 秒間隔で測定し、その結果をデータレコーダーに記録した。

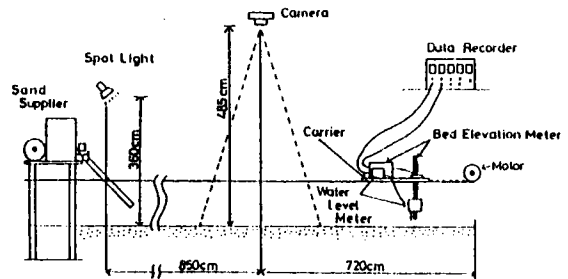


図 7.1 実験装置の概要

2.2 水 理 条 件

移動床流れにおいてはわずかな水理条件の差によって砂漣ができるか砂堆ができるかが決まり、それによって流砂機構や抵抗特性に顕著な差が現われている。そこで本研究においては、それらの発生の際の境界条件の付近の流れを対象として、砂漣と砂堆の発達過程における相違を検討することとした。

表 7.1 に本実験の水理条件を示す。表中の諸量は、通水開始から約 4 時間経過した時点での値を示し

表 7.1 実 験 条 件

Run No.	I	Q	h	T	U	u_*	L_m	H_m	q_s	Bed configuration
		(l/s)	(cm)	(°C)	(cm/s)	(cm/s)	(cm)	(cm)	(kg/(min·m))	
A - 1	1/1000	20.0	7.75	15.7	25.8	2.8	27.0	2.4		Ripple
A - 2	1/700	20.0	7.43	8.3	26.9	3.2	27.5	2.5		Ripple
A - 3	1/600	20.0	7.62	14.8	26.3	3.5	27.5	2.6	0.141	Ripple
A - 4	1/500	20.0	7.36	14.8	27.2	3.8	28.0	2.6	0.170	Ripple
A - 5	1/400	20.0	6.10	13.5	32.8	3.9	32.0	2.6	0.350	Ripple
B - 1	1/400	20.0	5.70	14.6	35.1	3.7	56.0	2.4	0.510	Dune
B - 2	1/400	28.4	6.95	16.2	40.9	4.1	54.0	2.4		Dune
B - 3	1/400	30.0	7.90	14.4	38.0	4.4	70.0	3.1	1.290	Dune

たものであって、この時点では河床波は十分に発達していると見做せる。本表において、 I は河床勾配、 Q は流量、 h は水深、 T は水温、 U は断面平均流速、 u_* は摩擦速度、 q_s は給砂量、 L_m は河床波の平均波長、 H_m は平均波高である。また、実験に使用した砂粒の 50% 粒径は 0.049cm、平均粒径は 0.053cm である。ここで、Run A-3、A-4、A-5、B-1 および B-3 の場合には給砂が施されたが、給砂量は予備実験において水路下流端で測定された流砂量と等しくした。なお、Run A-1、A-2 および B-2 の場合には、水路下流端の水位を堰で調節することにより水路のほとんどの部分で等流状態となるような状態で通水を開始したが、河床波の発達に伴って抵抗が増大し、水深が大きくなったため水路の下流端近くでは低下背水となった。他の場合には、各時刻の水位の記録をもとにして水路下流端の堰高を 1mm 単位で調節し、実験中に流れが常に等流状態となるように努めた。堰の調節の精度としては、誤差を堰高にして 2mm 以内にほぼおさえたが、通水開始直後は、水位の上昇が急激なため 3~4mm 程度の誤差が生じた場合があった。

Run B-1 ではこのような堰の調節の不十分さから通水開始後 30 分程度までの間で低下背水気味となり、砂堆が形成された。一方、同じ流量および河床勾配で実験を開始して、堰の調節を適切に行って常に等流状態を保つようにした Run A-5 の場合には砂漣が形成された。このように、実験の途中の過程における下流端の堰高の調節の不適切さに伴う水面勾配の変化が河床波の発達過程に大きな影響をもたらし、最終的に到達した平衡状態における河床形態が別のものとなることもあることが指摘できる。

ここで、砂漣と砂堆の識別方法について述べておく必要がある。第 5 章において述べたように、土木学会水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会¹⁰⁾の砂漣と砂堆に関する定義にはあいまいな

点が多く含まれているので、これを砂漣と砂堆の具体的な識別方法として用いることはできない。一方、A. S. C. E. の定義¹¹⁾によると、波長および波高がおのおの1フィートおよび0.1フィートよりも小さい河床形態が砂漣、それよりも大きいものが砂堆とされている。この方法によれば、砂漣と砂堆を区別する上でのあいまいさが小さく、実際にこれによって砂漣と砂堆の区分がかなりのところまで可能となる。しかし、この方法は物理的裏付けをもっていないところに最大の問題がある。

以上の検討のもとに、本研究においては河床形態の識別は、便宜上、上述の A. S. C. E. の定義に基づいて行うこととした。すなわち、河床波の規模、とりわけ波長のスケールを目安として、それが約1フィートよりも小さい河床形態を砂漣とし、それよりも大きいものを砂堆とした。このようにすると、Run A-1からA-5までは砂漣、Run B-1からB-3までは砂堆となる。

2.3 写真撮影結果の処理

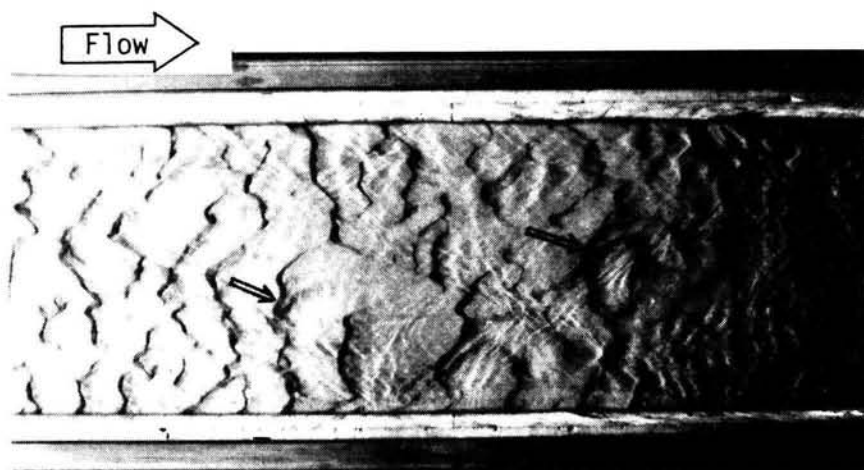


写真7.1 砂漣の写真撮影例

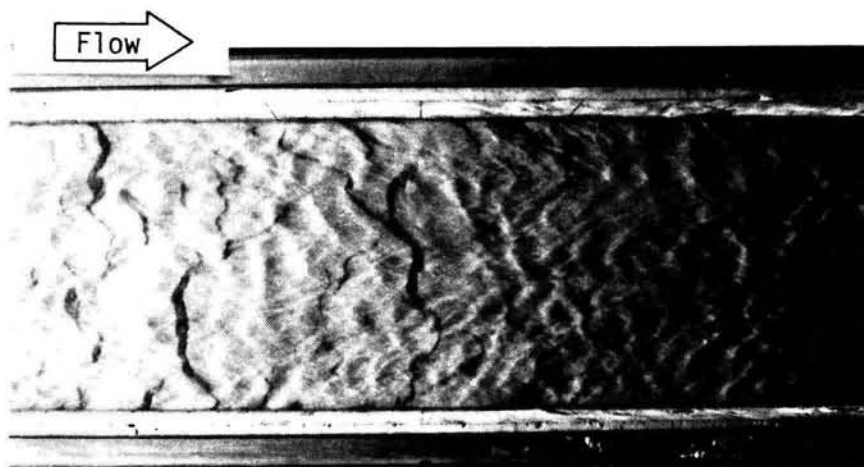


写真7.2 砂堆の写真撮影例

写真7.1および写真7.2にそれぞれRun A-4(砂漣)およびRun B-3(砂堆)の場合の写真撮影結果を示す。これらは河床波の平面的な形状特性を表現している。しかし、写真で暗く写った部分は河床波の下流側の斜面(以後においては河床波の前面と称する)を示すので、その写真上の幅 b と河床波の波高 H との関係がわかれば、写真によって河床波の三次元的な特性までもがある程度捉えられることになる。今、図7.2に示されるように水路縦断面内の河床波の前面をカメラの位置から見込む角度を θ とすると、 θ は基準点からの距離 x の関数となる。今、河床波の前面が水平面とのなす角度を α 、カメラの路床からの高さを P とすると、 θ は次式で表わされる。

$$\theta = (\sqrt{0.44x^2 + P^2} / \tan \alpha - 0.75x) H / (x^2 + P^2) \quad (7.1)$$

上式は河床波の峰線が水路の横断方向と平行になる場合の関係を表わしたものであるが、それが横断方向と β なる角度を有する場合には次式のようになる。

$$\theta = \frac{(\sqrt{0.44x^2 \cos^2 \beta + P^2} / \tan \alpha - 0.75x \cos \beta) H}{\sqrt{(x^2 + P^2)(x^2 \cos^2 \beta + P^2)}} \quad (7.2)$$

今、 $x=0$ の場合の θ の値を θ_0 とすると、河床波の波高 H は次式で表わされる。

$$H = b \tan \alpha / (\theta / \theta_0) \quad (7.3)$$

ここで、 α の実測値は多少のバラツキを示したが、その平均的な値をとって、 $\tan \alpha = 0.8$ とした。なお、 θ / θ_0 は β が $0, \pi/6, \pi/3$ の値をとるときに図7.3のような関係となる。

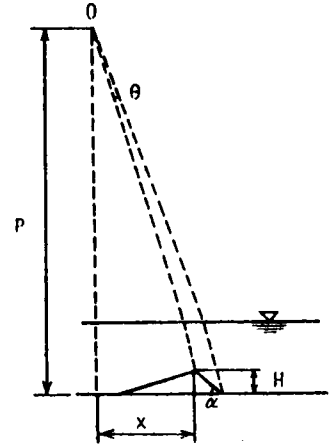


図7.2 記号説明図

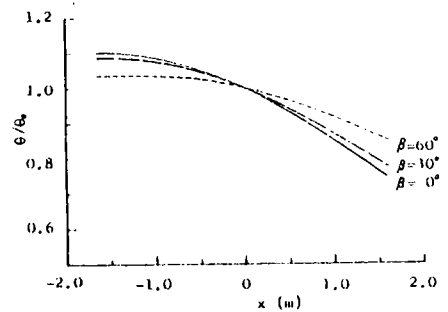


図7.3 x と θ/θ_0 の関係

第3節 写真観察による河床波の発達過程の検討

3.1 河床波の発達に伴う波高および波長の変化特性

河床波の形状特性に関しては、波高 H と波長 L との関係が実験的に検討されており¹⁰⁾、砂漣では、

$$H/L = 1/20 \sim 1/5, \quad \text{平均的に} 1/10 \quad (7.4)$$

砂堆では、

$$H/L = 1/40 \sim 1/10, \quad \text{平均的に} 1/20 \quad (7.5)$$

となる。しかし、これらの差異をもたらす原因については明らかにされていない。著者は、河床波の発

達過程が河床波の性質を特徴づける基になると考えて、発達に伴う河床波の波高と波長の変化過程について以下の検討を行った。

河床波の波高および波長の経時変化を示すと、図7.4および図7.5のようになる。これらの図で(a)および(b)図はそれぞれ砂澱および砂堆の場合に対応している。なお、河床波の波高および波長は河床波の写真撮影結果から直接読み取ったものを用いた。ただし、河床波の波高に関しては先述の(7.2)式および(7.3)式が用いられている。ところで、先に示した写真に見られるように、河床波は三次元的な形状を有し、同一の河床波でも横方向に高さが異なる。そこで、一つの河床波についてその最大の落差を読み取って波高 H とし、その峰からその直下流の峰までの距離を波長 L として (H, L) の組を作り、各時刻の一枚の写真から水路の側壁の影響が小さいと考えられるいくつかの河床波について (H, L) を読み取った。各時刻の一枚の写真から読み取ることのできる河床波の波高および波長の組の数が少なく、また波高および波長の各実験値のバラツキもかなり大きいので、それから求まる平均値もかなりの

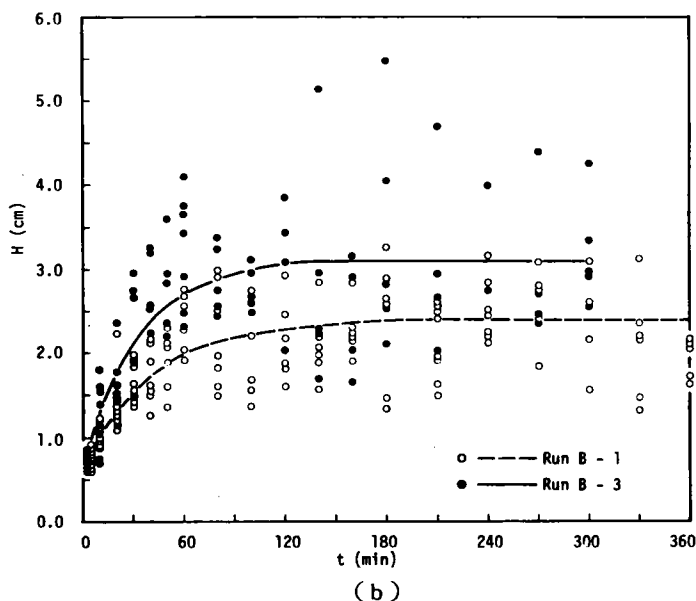
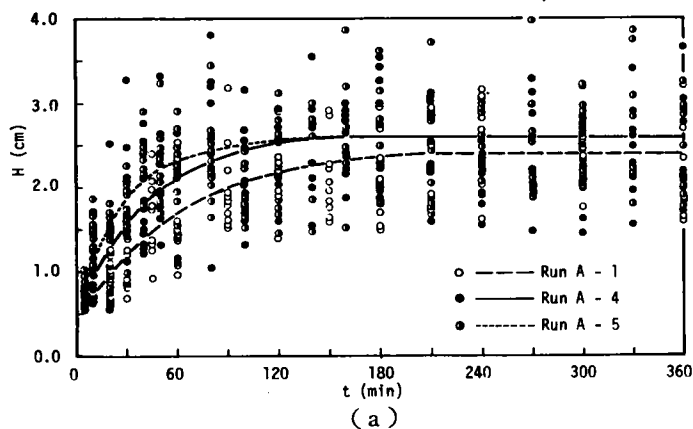


図7.4 波高の経時変化

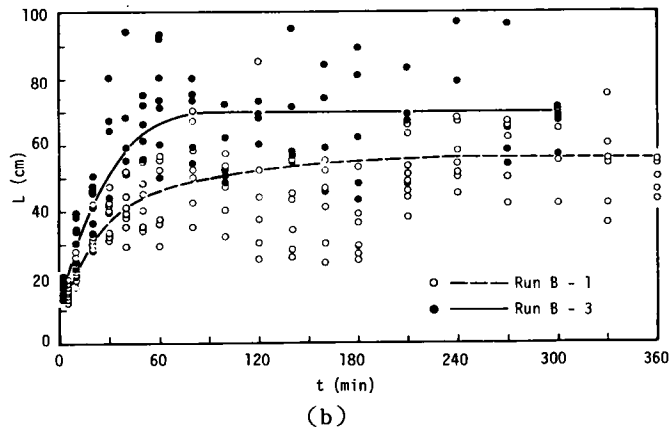
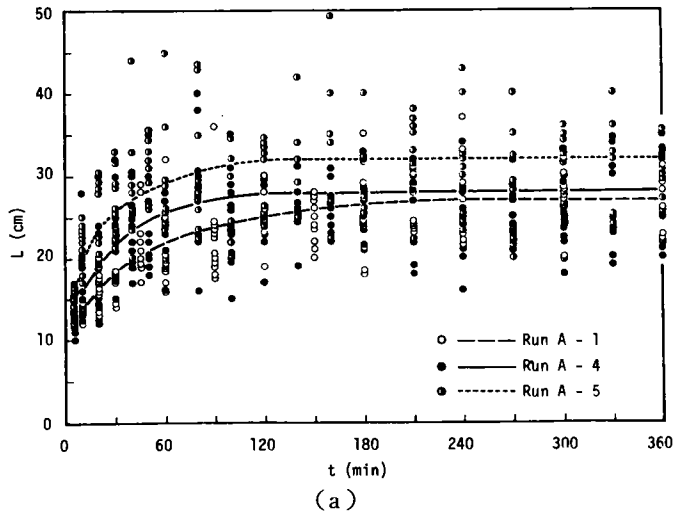


図 7.5 波長の経時変化

バラツキを示す。そこで、これらの図においては各 Run ごとに波高および波長の平均的な変化の傾向を視覚的に求め、おのおの曲線で示してある。

図 7.4 から、河床波は発達するとともに波高を増大させるが、砂漣の場合も砂堆の場合も勾配あるいは流量が大きいほど波高の増大する速度が大きいことがわかる。また、図 7.5 から河床波の波長も河床波の発達に伴って増大してゆくことがわかる。また、発生直後の河床波の平均的な波長は砂漣の場合は $13\sim 15\text{cm}$ 、砂堆の場合は $15\sim 17\text{cm}$ となっており、両者の差はあまり大きくはない。さらに、これらの発生直後の河床波の波長はいずれも水深の約 2 倍程度となっており、砂堆の場合には発生時から水深の 2π 倍の河床波が形成されるとする Yalin の考え方³⁾とは一致していない。十分に発達した段階での河床波の波長は発生時のそれに比べて、砂漣の場合には約 2 倍、砂堆の場合には約 4 倍となり、河床波の発達過程において波長の増大が重要であることがわかる。

図 7.6 は河床波の波形勾配 H/L の経時変化を示したものである。(a)図および(b)図はそれぞれ砂漣および砂堆の場合に対応している。図から、砂漣の場合には河床波が発達するに伴って波形勾配が増大し、

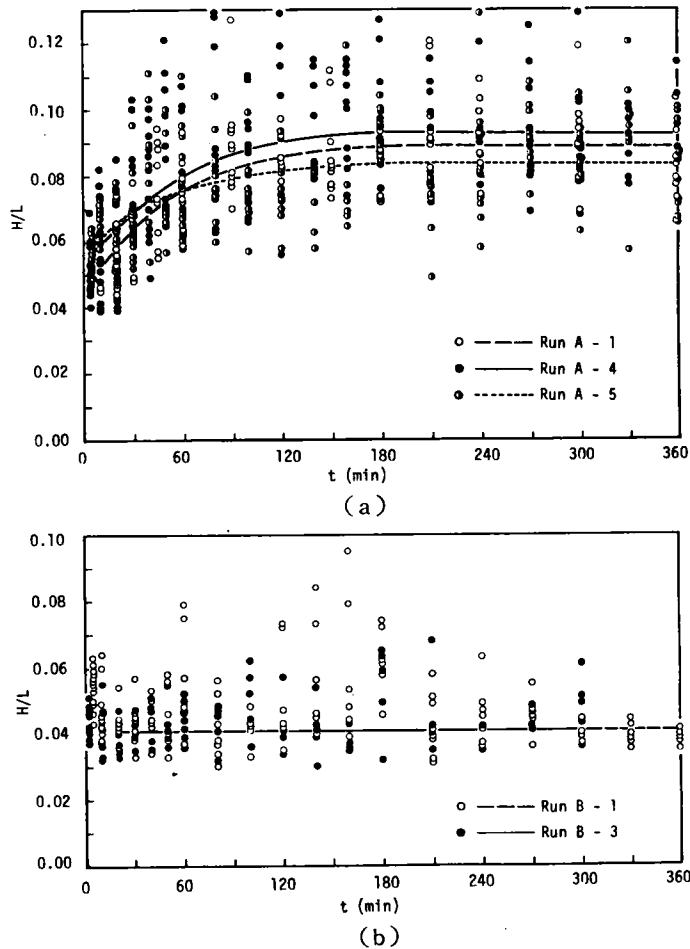


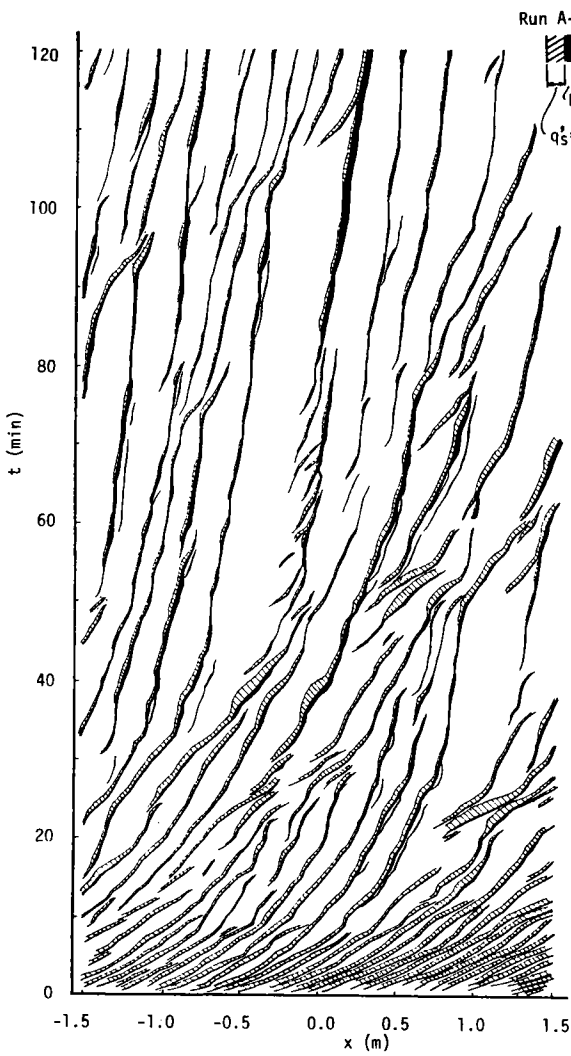
図 7.6 波形勾配の経時変化

砂堆の場合には河床波が発達しても波形勾配は変化せずにはほぼ一定値を保つことがわかる。すなわち、砂堆はその発達過程では平均的に河床波形状の相似性を保ちつつ波高と波長を増大させるのに対して、砂澁は、波形勾配を増大させながら波高や波長を増大させることが明らかとなった。河床形態の違いによって河床波の発達過程には上述のような明確な相違が存在することが注目される。

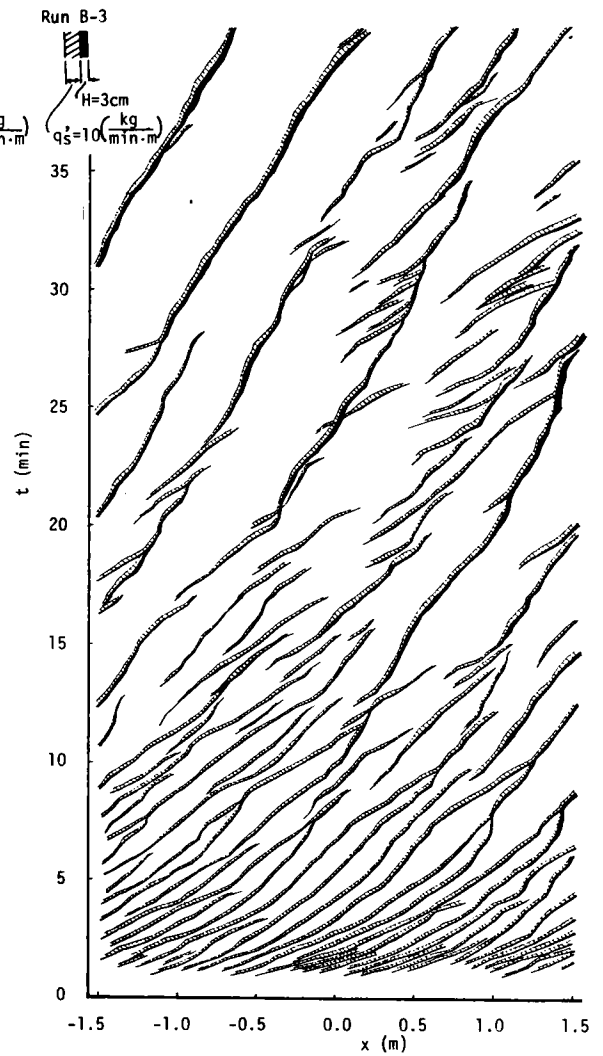
3.2 河床波の発達過程の時空間構造

本研究においては、個々の河床波の発達過程の検討に基づいて河床波の平均的な特性を明らかにし、その結果が平衡状態に達した河床波に適用できるものと考えた。このために、10～30秒間隔で連続的に撮影された河床波の写真によって、河床波の時間的、空間的な変化特性を検討することとした。

図 7.7 は、水路中心線上における河床波の峰の位置を各時刻ごとの写真から読み取り、それを流下方向距離 x を横軸とし、通水開始後の経過時間 t を縦軸とする時空間座標上にプロットした上で、経過時間方向に連ねたものである。また、各時刻の水路中心線上における河床波の前面の幅から (7.2) 式およ



(a) 砂漣の発達過程



(b) 砂堆の発達過程

図 7.7 河床波の発達に伴う波高・位置・流砂量の変化特性

び(7.3)式を用いて河床波の波高を求め、これを黒線の幅で同図に示した。(a)図は砂漣の場合のRun A-4、(b)図は砂堆の場合のRun B-3について示したものである。図の黒線の傾きおよび各線間の横座標の間隔からそれぞれ河床波の進行速度および波長がわかる。さらに、波高 H と進行速度 V_s とから河床波の進行に関与する単位幅当りの流砂量 q_s' が算出される。

$$q_s' = \rho_s (1 - \tau) V_s H \quad (7.6)$$

ここで、 ρ_s は砂粒の密度、 τ は砂の空隙率である。図には q_s' を斜線を施した帯の幅で表わした($\rho_s = 2.65 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\tau = 0.4$)。

まず、(a)図によって砂漣の発達過程について検討する。図において、河床波の波高を表現した各線の幅と河床波の波長を表現した各線間の流下方向間隔が、平均的に見ると時間の経過とともに大きくなっていることが認められることから、河床波は発達に伴って波高ばかりでなく、波長までも増大させていることがわかる。個々の河床波の発達過程を詳細に検討すると、波高および波長は単純に一樣に増大するのではなく、河床波はある特定の時間のある特定の場所で急激に波高と波長を増大させることがわかる。このような場所の上流側の河床波は図において並列する2本の線で表現されていることが多く見られる。本図においては、(x, t)座標にして(0.4 m, 14 min), (0.6 m, 23 min), (0.4 m, 26 min), (-0.9 m, 35 min), (0.5 m, 56 min), (-1.3 m, 61 min), (-3 m, 87 min), (-1.4 m, 93 min) および (-0.6 m, 104 min)の周辺でこのような現象が認められる。このような河床波が現われると2本の線で表わされる河床波のうち上流側の河床波の波高が急激に増大し、これらより下流側にある河床波の進行速度が大きくなって河床波の波長が急激に増大している。このような河床波は前述の写真7.1の矢印の部分に示されており、ここでは前章で詳細に検討したように斜めらせん流が発生している。このような斜めらせん流は河床を激しく洗掘すると同時にその洗掘した砂粒を下流側上方へ撒き散らすため、そのような場所の下流側では流砂量は他の場所より1オーダー大きくなっているのである。その結果、流砂量が周辺より極めて大きい部分が時空間座標上に点在している。

図7.8は斜めらせん流の発生状況を概略的に示したもので、(a)図はふかん図、(b)図は縦断面図である。図の強いらせん流が発生して深く掘れ込んだところとその直上流の小さな渦に対応する斜面とが図7.7で2本の並列する線として現われていた訳である。著者ら^{12),13),14)}はこのような斜めらせん流が河床波の発達に重要な役割を果すことに注目して研究を進めてきた。池田¹⁵⁾も砂漣の三次元性により強いねじれ流が発生し、これが流砂現象に大きな影響を与えることを指摘している。

このような斜めらせん流が生じると、先述のようにその位置の砂粒が洗掘されて下流へ撒き散らされる。その結果、斜めらせん流の直上流の河床波の相

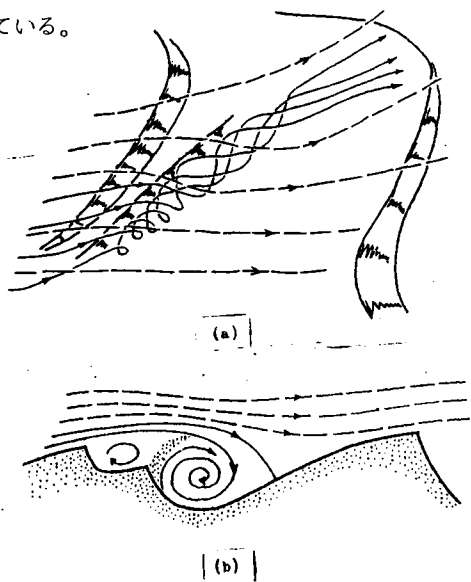


図7.8 斜めらせん流の概要図

対的な高さは増大し、一方、斜めらせん流の下流の河床波は流砂量の増加に伴ってその長さを伸張させる。下流側の河床波の伸長はさらにその下流の河床波の消滅をもたらす。特徴的なことは、このような一連の現象は、河床波の発達過程において河床全面を覆うのではなく、写真7.1に示されるように河床のある空間領域（長さにして河床波の数個分）においてある時間間隔にだけ現われることである。そして、この空間領域においては先述のように河床波は波高と波長を増大させ、その分だけそれより下流の河床波を消滅させる。一方、その領域の外側においては河床波は時間が経過してもその波高や波長を一定に保っている。そして、このような時間的にも空間的にも局部的な領域での現象が時間的空間的に断続的に生じて、河床波は全体としてその平均波高と平均波長を増大させてゆくのである。

以上から、このような斜めらせん流を含む流れの機構こそが砂漣の発達にとって最も重要な役割を果たしていると言えよう。

つぎに、図7.7(b)によって砂堆の発達過程について検討する。図から、通水開始時から7分経過した頃までは河床波はその一部の消滅を伴いながら、それらの波高と波長を増大させていることがわかる。さらに、経過時間 t が7分から12分までの間では河床波の峰を表わす線2本が1本に結合するケースが多く見られる。これらは上下流の河床波の合体を意味しており、このような合体を通じて、河床波はその波長を急激に増大させている。また、7分経過時以前の河床波の波高と12分経過時以後のそれとを比較すると、後者の方がはるかに大きくなっていることがわかる。一方、河床波の写真から河床波の形状の時間的変化を調べると、5分経過時頃までは河床波は水路横断方向にほぼ一様で、二次元的な形状を保ちながらその規模を増大させているが、5分経過時頃から河床波の形状の三次元性が強くなってゆき、さらに7分経過時以後は河床波の合体が河床面のあちこちで生じていることがわかった。

以上の事実から、砂堆の発達過程に関しては次のようにまとめられる。砂堆の発達過程のうち初期の段階（Run B-3の場合には、 $t < 5 \text{ min}$ ）では河床波の消滅を伴いながら河床波はその波高と波長を増大させる。この段階では河床波の形状は二次元的である。第二の段階（Run B-3の場合には、 $5 \text{ min} < t < 12 \text{ min}$ ）では、河床波の形状は二次元的なものから三次元的なものへと移行してゆき、また波高の増大が著しい。この段階のうち7分経過時までは波長の増大は河床波の消滅の結果として起っており、7分経過時以後は河床波の合体が頻繁に発生することにより波長が増大する。それ以後の段階では、河床波は完全に三次元的となり、発達しながら平衡状態に近づいてゆく。以上のように、砂堆の場合には、砂漣の発達過程において重要な役割を果たした斜めらせん流の影響は認められず、砂堆の発達過程が砂漣のそれと根本的に異なることが明らかとなった。

一方、流砂量に関しては、砂漣の場合には時間的、空間的な格差が大きくなっているのに対して、砂堆の場合には河床波の発達につれて流砂量に変化することはほとんどなく、場所的にもほぼ一様である。砂漣の場合には顕著であった斜めらせん流は砂堆の場合には発生が少なく、発生した場合でもそれが流砂量を時間的、空間的に偏らせる結果を生じていない。これは斜めらせん流によって巻き上げられて流送される流砂量よりも各河床波の上流側背面上を掃流される流砂量の方がずっと大きいためである。

以上のことから、砂漣の場合には斜めらせん流が河床波の発達に支配的な役割を果たし、砂堆の場合には流れの掃流作用が支配的であると結論づけられる。

第 4 節 河床波の発達過程のモデル化

前節までの検討によって砂漣の発達過程と砂堆のそれとの間には明確な相違が存在することが明らかとなった。ここでは、流れの構造、流砂現象、河床波の変形の相互の関係を考慮して河床波の発達過程を砂漣と砂堆のそれぞれに関してモデル化することとする。

4.1 砂漣の発達過程

砂漣の場合には主に斜めらせん流の発生に付随して河床波の波高と波長が増大する。このような斜めらせん流はある特定の時間のある特定の場所で起っているため、時間的にも空間的にも断続的に分布する。しかも、その影響範囲は上・下流側に1～2波長にわたる程度である。この影響範囲以外の部分の河床波はその規模と配置をほぼ一定に保ちながらそのまま下流側へ進行している。このようなある時点で波高と波長が増大過程にない河床波もそれより以前に斜めらせん流の作用により波高と波長が増大する過程を経たと考えられる。したがって、斜めらせん流の作用に伴う河床波の波高と波長の増大過程をモデル化することができるならば、その結果によって砂漣の発達過程全般を議論できると考えられる。

河床波の波高および波長の定義については研究者によって別のものが用いられているようなので、ここでは本実験での実測方法を考慮してその結果を整理する上で簡便なように次のように定義することとした。すなわち、図 7.9 のような河床の縦断面図において、あい隣る二つの波頂の間の水平距離を波長 L とし、河床面の最も低くなった所とその直上流の波頂との間の鉛直距離を波高 H とする。

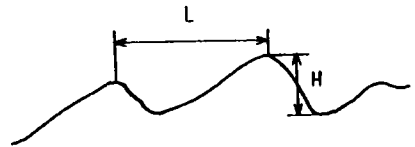


図 7.9 波高と波長の定義

先に述べたような斜めらせん流による河床波の波高と波長の増大の機構を以下のようにモデル化する。斜めらせん流による河床波の上流側の斜面の洗掘の度合は上流側ほど大きいと考えられるので、これを単純化して洗掘される部分は図 7.10 のように三角形状にするとした。図で実線はある時刻 t における河床波の縦断面を示し、破線は時刻 $t + \Delta t$ における河床波の縦断面を示して、点線によってもとの河床波を变形せずに平行移動させた時の状態を示すと、流砂量の連続条件から図で斜線を施した二つの領域の面積が互いに等しいことになり、次式が成立する。

$$(L + \Delta L - kH / \tan \alpha) \cdot \Delta H / 2 = \Delta L \cdot H \quad (7.7)$$

ここで、 k は上流側の河床波の波高と下流側のそれとの比、 α は河床波の前面が水平面となす角度、 ΔH および ΔL はそれぞれ Δt の間における波高および波長の増分である。(7.7) 式を解くと次式が得られる。

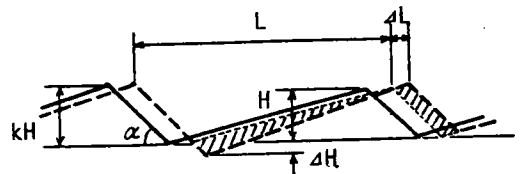


図 7.10 砂漣の発達過程の模式図

$$L = C_1' H^{0.5} - kH / \tan \alpha \quad (7.8)$$

H および L を砂粒の平均粒径 d_m で除して無次元化したものをそれぞれ H_* および L_* とすると、それらの間にも(7.8)式と同様な関係が成立する。

$$L_* = C_1 H_*^{0.5} - kH_* / \tan \alpha \quad (7.9)$$

(7.8)式および(7.9)式において C_1' および C_1 は積分定数である。 k は1に近い値であり、また次項で検討するように C_1 は80~130程度の値をとるので、(7.9)式の右辺の第一項は第二項よりも1オーダー大きな値となる。従って、概略的には砂漣の場合には河床波の波長は波高の平方根に比例して増大すると言える。

4.2 砂堆の発達過程

3.1における検討によって、砂堆は、その発達過程では平均的に河床波の縦断形状の相似性を保ちつつ波高と波長を増大させることが明らかとなった。また、砂堆河床上の流れの観察から、砂堆河床では河床波の上流側の斜面の全面にわたって砂粒が掃流されているのが認められた。

以上から、砂堆の場合には河床波の上流側の緩斜面がほぼ一様に洗掘されるという流砂機構が支配的であると考えられる。従って、この場合の河床波の波高と波長の増大過程は図7.11のようにモデル化される。流砂量の連続条件から次式が得られる。

$$(L - kH / \tan \alpha) \cdot \Delta H = \Delta L \cdot H \quad (7.10)$$

これを解いて次式が得られる。

$$L_* = C_2 H_* - kH_* \ln H_* / \tan \alpha \quad (7.11)$$

ここで、 C_2 は積分定数である。

砂漣の場合と同様の考察の下に、(7.11)式の第一項は第二項に比べて1オーダー大きいことが示される。従って、砂堆の場合にはその波長は波高に比例して増大することが指摘される。

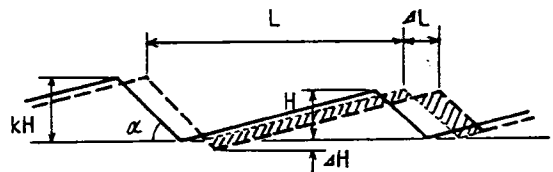


図 7.11 砂堆の発達過程の模式図

第 5 節 実験資料によるモデルの検討

以上の検討によって、砂漣および砂堆の発達過程に関するモデルとして、それぞれ(7.9)式および(7.11)式が得られた。ここでは、これらのモデルの適用性を実験資料によって検討する。

図7.12 および図7.13にそれぞれ(7.9)式および(7.11)式の定数 C_1 および C_2 の経時変化を示す。ただし、(7.9)式および(7.11)式中の k の値は1としている。図中の点のバラツキは大きいですが、平均的に見ると C_1 および C_2 の値はある傾向を示していることがわかる。すなわち、 C_1 および C_2 は通水開始後10分間程は若干増加傾向を示すが、通水開始後20分以後はそれぞれのRunごとに時間の経過にかかわらずほぼ一定の値をとっている。これらの値は、本実験においては、砂漣の場合に

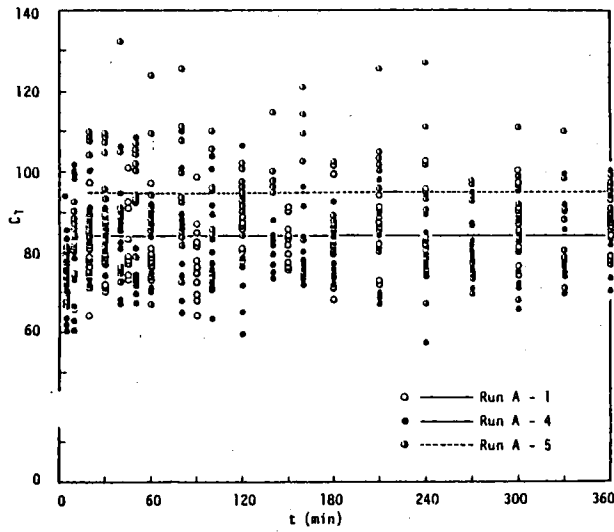


図 7.12 定数 C_1 の経時変化 (砂漣)

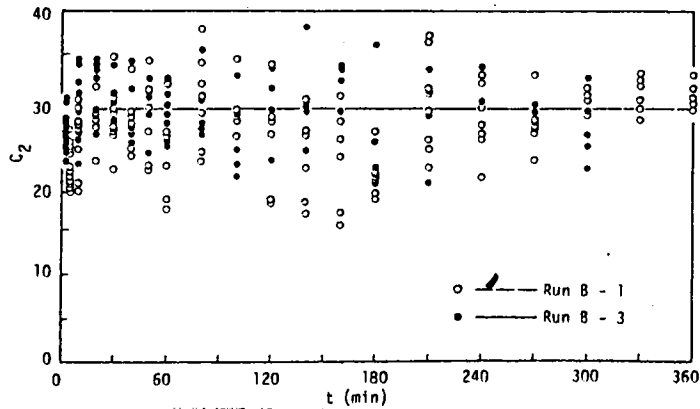


図 7.13 定数 C_2 の経時変化 (砂堆)

は Run A-1 および Run A-4 では $C_1 \doteq 84$, Run A-5 では $C_1 = 95$, 砂堆の場合には Run B-1 および Run B-3 では $C_2 \doteq 29$ となっている。これらの結果から、一つの水利条件における河床形態に対して一つの C (砂漣の場合には C_1 , 砂堆の場合には C_2) の値が定まるのではないかと考えられる。もしそうであれば、砂漣および砂堆の発達過程が平均的にそれぞれ (7.9) 式および (7.11) 式で表現できることになる。

以上のように、 C が水利条件の関数であるとすると、一方において砂漣や砂堆が発生する条件もまた、当然水利条件の関数であるから、砂漣に対応する C の値および砂堆に対応する C の値がそれぞれ別の領域にまとまって分布することが予想される。そこで、Laursen¹⁶⁾、篠原・椿¹⁷⁾、Znamenskaya¹⁸⁾、Stein Guy¹⁹⁾ および Vanoni²⁰⁾ の資料および著者の実験結果を用いて、平衡状態の下における河床波の波高と波長の関係をプロットし、 C の分布する範囲を求めた。その結果が図 7.14 に示されている。先述の

ように本研究においては A. S. C. E. の定義に基づいて、波長および波高がそれぞれ1フィートおよび0.1フィートよりも小さな河床形態を砂漣、それよりも大きいものを砂堆としている。一方、Guyらは波長および波高がそれぞれ2フィートおよび0.2フィートよりも小さな河床形態を砂漣としている。実際、Guyらの資料のうち波長が1フィートから2フィートの間にある河床波については砂漣か砂堆かの識別が困難なものもあるので、図ではこれらの河床波を区別した上で、Guyらの区分のままで示している。

以上のようなGuyらによる区分が不明確な資料を別とすると、図7.14から、砂漣の場合には C_1 は80から130までの値をとり、平均的に105程度であり、砂堆の場合には C_2 は20から40までの値をとり、平均的には30程度であることがわかる。以上のことを裏がえして述べるならば、平衡状態にある河床波の波高と波長の関係を図7.14上にプロットしてみると、それが $C_1=105$ を中心とする帯状の領域に入るか、 $C_2=30$ を中心とする帯状の領域に入るかにより、砂漣と砂堆とを区別することができる。

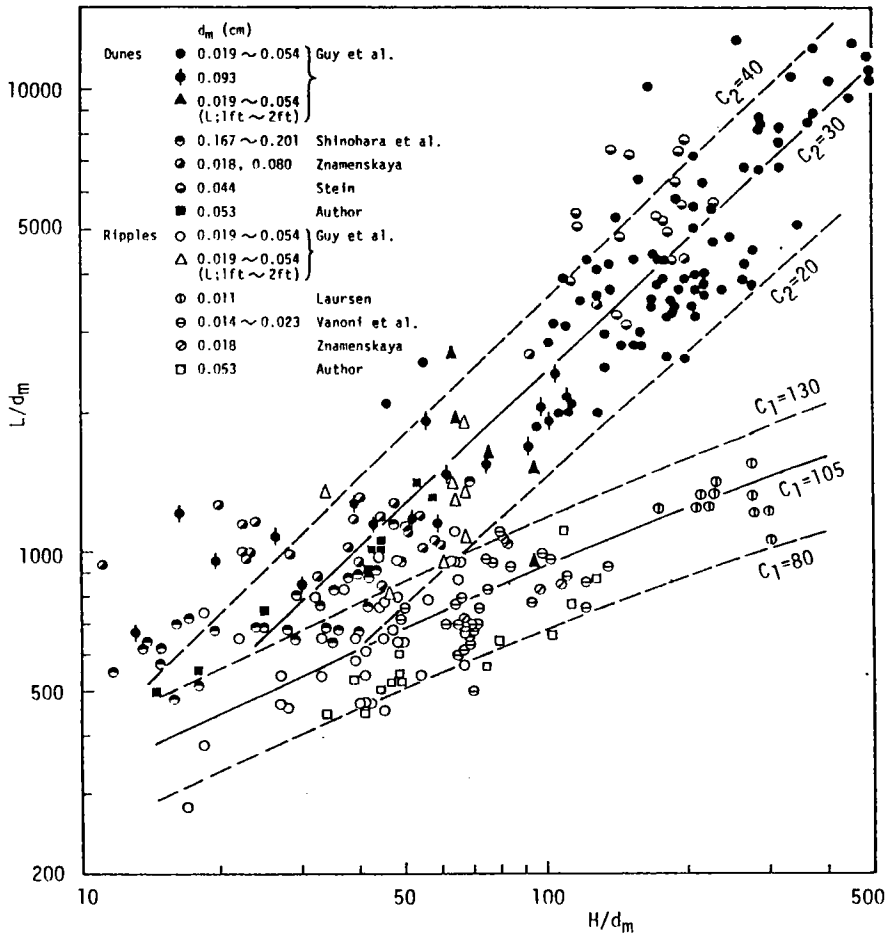


図7.14 河床波の波高と波長の関係

第 6 節 結 語

以上、写真観察の手法によって河床波の発達過程を詳細に検討し、その結果に基づいて砂漣と砂堆の発達過程をモデル化し、それを実験資料と比較検討した。本研究で明らかになった主要な点を以下に示す。

(1) 河床波は発達するに伴ってその波高と波長を増大させる。河床波の波形勾配は、砂漣では河床波の発達するに伴って増大するのに対し、砂堆ではほぼ一定の値を保つ。

(2) 砂漣と砂堆とでは流砂機構が異なる。砂漣の発達においては、局所的に発生する斜め方向の軸を有するらせん流による流砂機構が支配的な役割を果す。一方、砂堆の場合には、流れの掃流作用による流砂機構が河床波の発達に支配的な役割を果す。

(3) 以上の結果をもとにして、河床波の発達過程をモデル化することによって、砂漣および砂堆に対してそれぞれ(7.9)式および(7.11)式が得られた。これらは、河床波の発達に伴って、砂漣では河床波の波長は波高の平方根にほぼ比例して増大するのに対し、砂堆ではその波長が波高にほぼ比例して増大することを意味している。

(4) (7.9)式および(7.11)式に示される河床波の波高と波長との関係についての上述の定式化は、平衡状態のもとでの河床波の波高と波長との関係にも適用できることが実験資料を用いて示された。

参 考 文 献

- 1) Kennedy, J.F. : The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels, Jour. Fluid Mech., Vol.16, pp.521~544, 1963.
- 2) Hayashi, T. : Formation of dunes and antidunes in open channels, Proc.ASCE, HY2, pp.357~366, 1970.
- 3) Yalin, M.S. : Mechanics of Sediment Transport, Pergamon Press, pp.204~261, 1972.
- 4) 白砂孝夫 : 河床波の発生について, 第16回水理講演会講演集, pp.76~81, 1972.
- 5) 芦田和男・木村昌弘 : SAND WAVES の発生過程に関する研究, 土木学会関西支部年講, 1973.
- 6) 芦田和男・木村昌弘 : SAND WAVES の成長過程に関する研究, 第28回土木学会年講Ⅱ, pp.275~276, 1973.
- 7) 中川博次・辻本哲郎 : 河床波の発達性状に関する実験的考察, 京都大学防災研究所年報, 第19号 B, pp.289~309, 1976.
- 8) 椿東一郎・渡辺訓甫・岡田豊明 : 河床波の性状について, 第27回土木学会年講Ⅱ, pp.195~198, 1972.
- 9) 山本晃一 : 相似律の観点からみた移動床流れの水理, 土木研究所資料, 第1059号, 1975.
- 10) 水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会 : 移動床流れにおける河床形態と粗度, 土木学会論文報告集, 第210号, pp.65~91, 1973.

- 11) Task Force on Bed Forms in Alluvial Channels of the Committee on Sedimentation :
Nomenclature for bed forms in alluvial channels , Proc. ASCE, HY3, pp.51~64, 1966.
- 12) 上野鉄男・宇民正・有本俊志：河床波の発生・発達過程に関する実験的研究(2), 京都大学防災研究所年報, 第22号B, pp.521~535, 1979.
- 13) 上野鉄男：砂れんと砂堆の発生領域について, 第25回水理講演会論文集, pp.93~98, 1981.
- 14) 宇民正・上野鉄男：河床波上の流れの三次元構造, 京都大学防災研究所年報, 第24号B, pp.297~313, 1981.
- 15) 池田駿介：砂漣上の浮遊砂の濃度分布について, 第34回土木学会年講Ⅱ, pp.157~158, 1979.
- 16) Laursen, E.M. : The total sediment load of streams, Proc. ASCE, HY1, 1958.
- 17) Shinohara K. and T. Tsubaki : On the characteristics of sand waves formed upon the beds of the open channels and rivers , Report of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. VI, No.25, pp.15~45, 1959.
- 18) Znamenskaya, N. S. : Experimental study of the dune movement of sediment, Soviet Hydrology, Selected Papers, Published by American Geophys. Union, No.3, pp.253~275, 1963.
- 19) Stein R. A. : Laboratory studies of total load and apparent bed load, Jour. Geophys. Research, Vol.70, No.8, pp.1831~1842, 1965.
- 20) Guy, H. P., D. B. Simons and E. V. Richardson : Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61, U.S. Geological Survey Professional Paper 462-I, 1966.
- 21) Vanoni, V. A. and L. S. Hwang : Relation between bed forms and friction in streams, Proc. ASCE, HY3, pp.121~144, 1967.

第8章 砂漣と砂堆の領域区分と河床波の形状特性

第1節 概説

一口に移動床流れの現象といっても、その現象は、流砂現象、河床形態、流れの抵抗特性などといったいくつかの側面をもっており、これらの諸側面は互に複雑に影響しあっている。そのため、移動床流れの現象全体をある基本的な量から予測することは非常に困難である。したがって、移動床流れの予測あるいは解明のためには、そのような1つ1つの側面のもつ法則性を明らかにしてゆくと同時に、これらの諸側面の中の相互関連性をも明らかにしてゆく必要がある。その中で、移動床流れの現象を第一義的に規定するものと第二義的に現われてくるものとを区別してとらえる必要がある。

移動床流れの諸側面の中の因果関係を明らかにする試みはいくつかなされてきているが、そのうちの主なものを示すと図8.1のようである。(a)図は芦田・道上¹⁾による表示であって、図に示された諸現象の間には強い相互作用が働き、閉じた系を形成しており、流砂現象を理解するには、砂粒レベルの粒子の運動機構を把握するとともに、移動床流れの系全体を包括的に捉えた研究が必要であるという指摘がなされている。(b)図は吉川・石川²⁾による表示であって、移動床流れを同定するには図の①～⑥の相互依存関係を明らかにする必要があることが指摘されている。これらの因果関係図の1つの重要な問題点は、移動床流れの現象の諸側面の中の相互関係が閉じた系を構成するとしていることである。すなわち、一つの側面が他の側面の原因となっており、同時に結果ともなっているため、これらの図に基づいて移

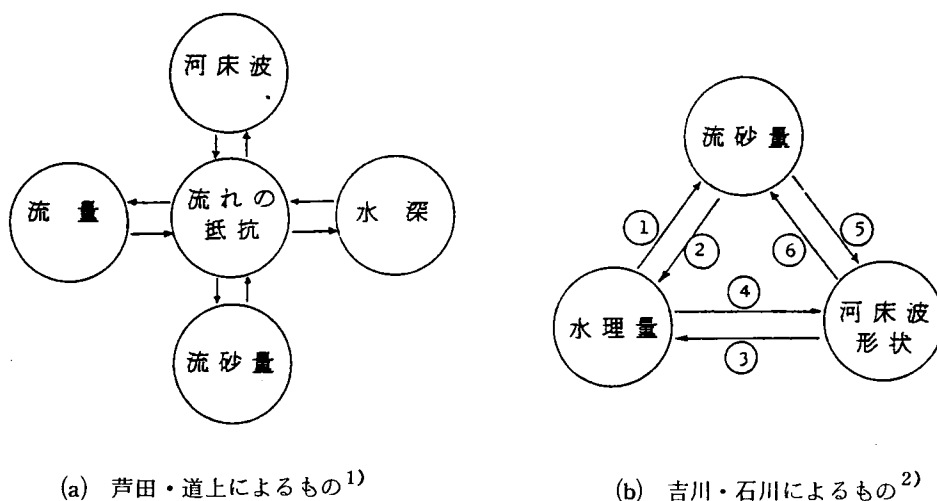


図8.1 移動床流れのとりえ方

動床流れの現象全体を予測するにあたっては困難を伴うと考えられる。

以上のような考察に基づいて、著者は、移動床流れの抵抗、流砂量ならびに河床形状を予測することを目的として、それらがどのような機構で決められるかを図 8.2 のように図化してみた。本図で、第一義的な水理量というのは移動床流れの現象全体を規定する基本的な水理量であり、河床形態というのは砂漣とか砂堆とか平坦床とかいった形態をいっているが、著者はそれらの形態の差は流砂機構によって支配されると考えている。本図の特徴は、第一に、流砂量、抵抗あるいは河床形状は移動床流れの現象全体の結果を現わすものであって、その原因、すなわち移動床流れの現象全体を第一義的に規定する基本的な水理量はこれらの諸量あるいは形状の間の相互関係の外にあると考えたこと。第二に、相互依存関係という表現の中には二種の意味があり、一つは原因・結果の関係を意味するもの、もう一つは変化の前後関係を意味するものであるとして両者を区別してとらえようとしたこと。すなわち、本図では原因・結果の関係は太い矢印で変化の前後関係は小さな矢印で示している。第三に抵抗特性と抵抗、形状特性と形状、流砂量特性と流砂量などといったようにそれぞれの現象の特性と現象量とを区別してとらえたこと、である。

図に示した第一義的な水理量として何を採るべきかについて次に検討しよう。実験室において十分に長い水路で一様な等流状態の移動床流れを作ること考えると、最初に与えることができる水理量のうち最も簡明に決めることができるものは、流量と砂の性質を代表する量と勾配である。すなわち、流量は水路上流端からの供給量で一義的に決まり、砂は河床に予め敷かれたものの代表粒径と密度とで表現でき、勾配は流れが一様等流である以上予め設定された水路床勾配を採用できる。本研究では、これらの諸量と流体の密度、粘性係数、流れの場の特性としての重力の加速度を移動床流れの基本的な支配要因と考えた。

本研究は、上記の考え方に基づいて、河床波のうちでも砂漣と砂堆を対象として、それらの領域区分および形状特性について、実験資料を用いて検討したものである。まず、次元解析的考察によって移動床流れを支配する無次元量を明らかにした。ついで、これらの支配要因をパラメーターとした砂漣と砂堆の発生領域区分図を提案した。また、本領域区分法に関して、第 6 章および第 7 章においてその実態および河床波の形成に果たす役割が明らかにされた斜めらせん流との関連のもとに、現象論的な考察を加えた。最後に、砂漣と砂堆の各河床形態ごとに河床波の形状特性と与えられた水理量との関係を明らかにした。

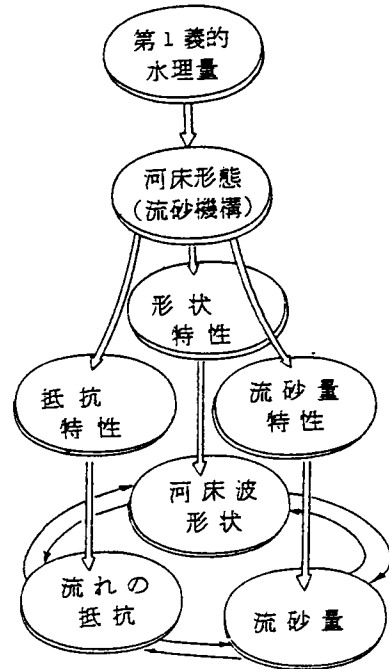


図 8.2 移動床流れの予測の方法

第 2 節 移動床流れに関する次元解析的考察

移動床流れにおいては流砂現象、河床波形状、流れの抵抗および流れの構造は相互に作用を及ぼし合
って複雑に変化するが、本節においてはそれらの特性を支配する要因について次元解析の手法を用いて
検討を加えることとする。

移動床流れの状態量を決定する要因は主に次のようなものであると考えた。

流体の物性に関する量

流体の密度 ρ (gr/cm^3)

流体の粘性係数 μ ($gr/cm \cdot s$)

河床材料の特性に関する量

砂粒の密度 ρ_s (gr/cm^3)

砂粒の平均粒径 d_m (cm)

流れの状態に関する量

流量 (単位幅) q (cm^3/s)

勾 配 I

流れの場の特性

重力の加速度 g (cm/s^2)

ここでは、一様粒径の移動床流れを考えることとする。

今、勾配 I の代りに有次元量

Stream power $U\tau_0$ (gr/s^3)

を用いることとする。ここに、 U は平均流速、 τ_0 は底面せん断力である。

次に、次元解析を行うための基本量として、 ρ 、 g および d_m を選んで次元解析を進めると、移動床流
れの支配量は次のようになる。

$$\pi = F(d_m^3 g / \nu^2, \rho_s / \rho, q / \nu, U h I / \nu) \quad (8.1)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 h は水深である。ここで、第1項と第2項を結合して、無次元粒径 $d_* = d_m /$
(ν^2 / sg)^{1/3} の形で表わし、第3項を Re (流れのレイノルズ数) と書きかえると、移動床流れの支配要
因は次の三つにまとめられる。

d_* : 無次元粒径

Re : 流れのレイノルズ数

ReI : 無次元 Stream power

本考察の特徴は、流れの状態に関する量として、流量および Stream power を用いたことである。
従来の次元解析においては、^{1), 3), 4)} 流れの状態量として水深 (あるいは径深) および摩擦速度が用いられ
ており、その際の次元解析の結果からは、移動床流れの支配要因として無次元掃流力や砂粒レイノルズ
数が導かれることになる。しかし、これらの量は移動床流れにおいては河床波が形成された結果の状態
量であって、移動床流れの抵抗や流砂量を予測するに際して、これらの量を予め与えることは困難であ

る。

一方、本研究のように流量および Stream power を用いる方法においては、流量、砂粒径、勾配、水温などが与えられると、後述するように、これらの量から直接的に河床形態や河床波の形状特性などが予測できることになる。

第 3 節 砂漣と砂堆の領域区分

河床形態の領域区分に関する研究はこれまで数多くの研究者によってなされてきたが、従来の領域区分法のほとんどが砂漣・砂堆の Lower regime を一括して取り扱い、これと平坦河床、反砂堆の領域との境界に注目して得られたものであった。砂漣と砂堆の領域を区分して取り扱ったものとしては、Simons^{5),6)}、Allen⁷⁾、Yalin³⁾、山本⁴⁾、さらに最近では林・矢内・大西⁸⁾の研究があげられる。

Simons らおよび Allen は実験資料をもとにして経験的な方法で河床波を領域区分しようとしており、Yalin および山本は次元解析的考察をもとにして砂漣と砂堆を区分しようとした。ここで、Yalin は砂漣と砂堆の発生原因が異なることを主張し、砂漣と砂堆の発生領域を支配するのは砂粒レイノルズ数であるとしている。これに対して、山本は Yalin の考え方に疑問を提示し、砂漣と砂堆を区分するパラメーターとして無次元掃流力と水深粒径比をとることを提案した。一方、林らは砂漣と砂堆を区別してそれらの発生の問題を解析的に取り扱った。

以上のように、砂漣と砂堆とを区別して取り扱おうとする試みは研究そのものもわずかであり、研究の立場も異っており、統一的な見解が得られているとは言い難い。この原因は、これまで砂漣と砂堆とを区別することの積極的な意味が認められなかったことや、砂漣や砂堆の定義にあいまいな点が含まれていたことによると考えられる。

本研究においては、次元解析的考察から導びかれた移動床流れに関する支配量、 d_* 、 Re および ReI をパラメーターとして砂漣と砂堆の発生領域区分の検討を行った。また、前章において明らかにされた砂漣と砂堆の流砂機構の特性をもとにして、砂漣や砂堆の領域区分に関する現象論的な説明を加えた。

3.1 実験方法

砂漣と砂堆の領域区分に関する実験は、長さ 18 m、幅 1 m、深さ 60 cm のモルタル仕上げの直線水路および長さ 8 m、幅 40 cm、深さ 30 cm の木製の直線水路で行われた。使用砂は平均粒径が 0.23 mm、0.53 mm および 0.60 mm の 3 種類であった。

実験条件および形成された河床波の状況を示すと表 8.1 のようになる。表において、 d_m は砂粒の平均粒径、 B は水路幅、 Q は流量、 I は勾配、 h は水深、 T は水温、 n はマンニングの粗度係数、 L_m は河床波の平均波長、 H_m は河床波の平均波高、 $u_* d_m / \nu$ は砂粒レイノルズ数、 τ_* は無次元掃流力である。なお、本表における河床形態の区別は A. S. C. E. の定義⁹⁾に基づく方法による。

表 8.1 実験条件および河床形態

Run No.	d_m (cm)	B (cm)	Q (l/s)	I (%)	h (cm)	T (°C)	n (m-s)	L_m (cm)	H_m (cm)	$\frac{u_* d_m}{\nu}$	τ_*	Bed Configuration
A- 1	0.023	40	1.20	0.200	1.42	15.5	0.012	—	—	3.4	0.075	Plane
2	"	"	1.50	0.200	1.60	15.5	0.012	—	—	3.7	0.084	"
3	"	"	1.75	0.217	2.64	15.8	0.025	13.0	1.73	4.9	0.151	Ripple
4	"	"	2.63	0.200	3.97	13.0	0.031	14.6	1.84	5.3	0.209	"
5	"	"	5.00	0.235	6.20	14.1	0.038	15.5	2.39	7.4	0.384	"
6	"	"	9.40	0.217	8.36	15.2	0.032	17.7	2.63	8.6	0.478	"
7	"	"	13.55	0.203	11.50	16.6	0.036	20.0	2.96	10.0	0.615	"
8	"	"	13.55	0.263	9.20	16.0	0.028	25.6	2.54	10.0	0.638	"
B- 1	0.053	100	20.0	0.100	7.75	15.7	0.022	27.0	2.4	13.1	0.089	Ripple
2	"	"	"	0.143	7.43	8.3	0.025	27.5	2.5	12.4	0.121	"
3	"	"	"	0.167	7.62	14.8	0.028	27.5	2.6	16.3	0.145	"
4	"	"	"	0.200	7.36	14.8	0.029	28.0	2.6	17.6	0.168	"
5	"	"	"	0.250	6.10	13.5	0.024	32.0	2.6	17.3	0.175	"
6	"	"	"	0.250	5.70	14.6	0.021	56.0	2.4	17.2	0.163	Dune
7	"	"	28.4	0.250	6.95	16.2	0.021	54.0	2.4	19.7	0.199	"
8	"	"	30.0	0.250	7.90	14.4	0.024	70.0	3.1	20.1	0.226	"
9	"	40	1.50	0.200	1.58	13.5	0.012	—	—	7.9	0.036	Plane
10	"	"	2.05	0.200	1.95	14.0	0.012	—	—	8.8	0.045	"
11	"	"	3.24	0.200	2.64	15.0	0.013	—	—	10.6	0.060	"
12	"	"	3.76	0.230	4.05	16.2	0.024	22.7	1.81	14.5	0.107	Ripple
13	"	"	6.05	0.233	5.45	17.0	0.025	23.6	2.16	17.2	0.145	"
14	"	"	9.45	0.180	6.67	15.0	0.020	28.0	2.07	15.9	0.137	"
15	"	"	10.50	0.230	6.56	14.7	0.020	48.6	2.22	17.7	0.173	Dune
16	"	"	13.80	0.338	7.58	15.2	0.023	74.3	2.88	23.4	0.293	"
C- 1	0.060	40	1.85	0.163	2.00	18.5	0.013	—	—	10.3	0.033	Plane
2	"	"	2.30	0.200	2.25	18.0	0.014	—	—	11.9	0.046	"
3	"	"	2.95	0.200	2.65	18.0	0.014	—	—	12.9	0.053	"
4	"	"	3.85	0.200	3.10	17.0	0.014	65.7	0.41	13.7	0.063	Dune
5	"	"	4.74	0.188	3.61	19.2	0.014	34.3	0.47	15.1	0.068	"
6	"	"	6.10	0.200	4.30	21.9	0.016	30.2	0.89	18.1	0.086	"
7	"	"	8.10	0.260	5.20	20.6	0.018	33.5	1.08	22.0	0.137	"
8	"	"	9.80	0.200	6.20	21.2	0.018	44.8	1.49	21.4	0.125	"
9	"	"	11.70	0.175	7.30	21.5	0.018	60.4	2.57	21.9	0.129	"

3.2 砂漣と砂堆の領域区分

前節の次元解析的考察によって得られた三つの量，無次元粒径 d_* ，流れのレイノルズ数 Re および無次元 Stream power $Re I$ を用いて砂漣と砂堆の領域区分を試みた。

まず， d_* と $Re I$ を用いて検討する。図 8.3 は縦軸に $Re I$ を，横軸に d_* をとって砂漣と砂堆の発生領域を区分したものである。また，上部の目盛は砂粒の水中比重 s を 1.65， ν を $0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ としたときの河床砂の平均粒径を参考のために示したものである。図には著者の実験結果に加えて Gilbert¹⁰⁾，Laursen¹¹⁾，篠原・椿¹²⁾，Znamenskaya¹³⁾，Stein¹⁴⁾，Guy¹⁵⁾ および Vanoni¹⁶⁾ の実験資料が示されている。本図においては，砂漣と砂堆の区別は A. S. C. E. の定義に基づいて波長が 1 フィートよりも小さな河床形態を砂漣，それよりも大きなものを砂堆としている。ただし，Guy らは波長および波高がおのおの 2 フィートおよび 0.2 フィートよりも小さな河床形態を砂漣としているので，Guy らの資料のうち波長が 1 フィートから 2 フィートの間にある河床波を他と区別した上で，Guy らの区分のまま示している。

本図において，砂漣と砂堆の発生領域は直線 E および E' によって区分されるようである。なお，直線 E は次の式で表わされる。

$$(Q/B\nu) I = (Uh/\nu) I = 500 d_*^{-1} \quad (8.2)$$

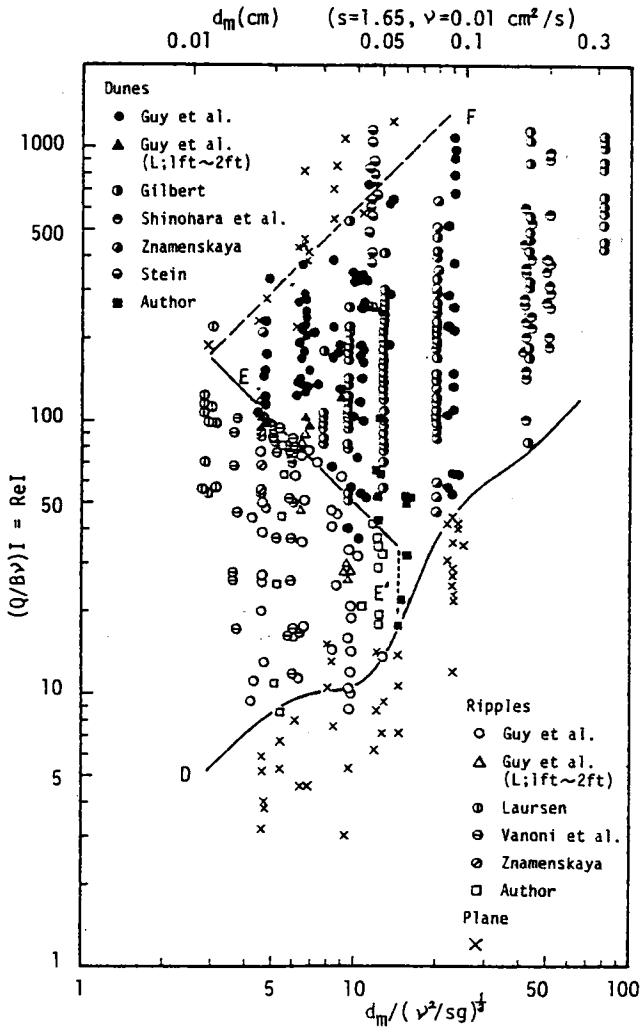


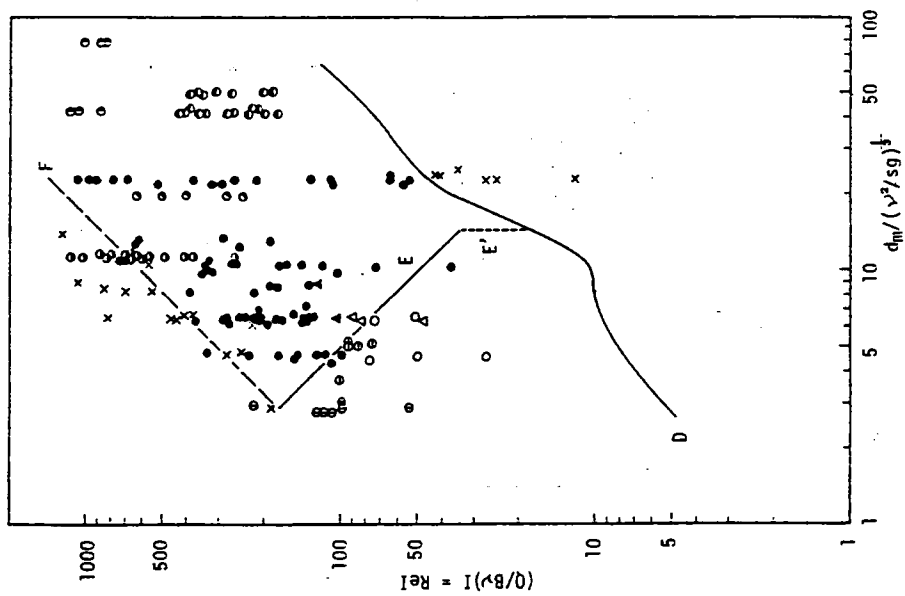
図 8.3 砂漣と砂堆の領域区分図

あるいは,

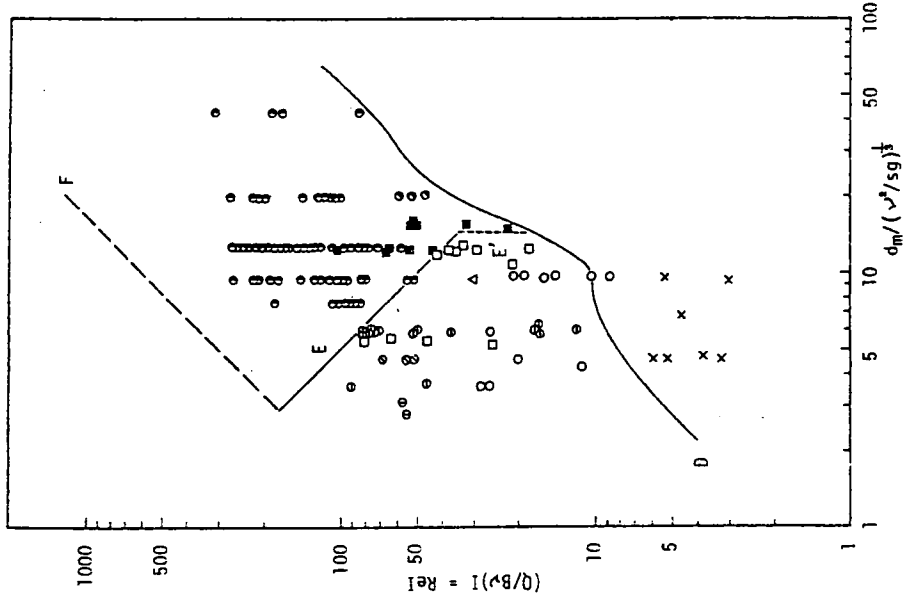
$$q I d_m \frac{1}{s^3} \frac{1}{g^3} \frac{1}{\nu^3} = 500 \quad (8.3)$$

ここに、 Q は流量 (cm^3/s)、 B は水路幅 (cm) である。

次に、砂漣と砂堆の発生領域に対するレイノルズ数の影響について検討する。本研究においては、 Re の範囲を 10,000~40,000、20,000~80,000、40,000~160,000、80,000~320,000 の 4 通りに分けそれぞれの条件のもとでの実験資料を用いて砂漣と砂堆の発生領域を検討した。図 8.4 はそのうちの 2 つの例を示したものであり、各図には図 8.3 と同じ区分線が描かれている。他の Re の範囲の図も含め



(a) $Re = 10,000 \sim 40,000$



(b) $Re = 80,000 \sim 320,000$

図 8.4 砂漣と砂堆の発生領域に対するレイノルズ数の影響

て検討した結果、砂澁と砂堆の発生領域を区分する直線は、 Re の大きさによって変化せず、それらは図 8.3 の直線 E に一致することがわかった。このことから、 Re が 10,000 から 320,000 程度までの実験資料に対しては砂澁と砂堆の領域区分への Re の影響は考慮する必要がないと言えよう。

以上から、図 8.3 によって砂澁と砂堆の領域区分ができることになる。

また、式 (8.3) から砂澁と砂堆の区分には河床砂の比重の影響は比較的小さく、流体の粘性（水温）の影響が大きいことが推測される。図 8.3 において曲線 D は河床波の発生限界を表わすものと考えられる。

3.3 本領域区分法に関する現象論的考察

本領域区分法と同様な方法として、Stream power $U\tau_0$ と砂粒径 d_m を用いて河床形態を領域区分する方法はすでに Simons⁶⁾ および Allen⁷⁾ によって経験的な方法でなされている。このような領域区分法に関して、Simons らは流れのせん断力と Stream power とは流砂に対して同様な働きをすると考え、また Allen は流砂量は Stream power の関数となると述べている。一方、Yang^{17), 18)} は流砂量を決定する最も支配的なパラメーターは Unit stream power $U I$ であるとして、多くの実験資料および実河川の観測資料を用いて検討した結果、流砂量と水理条件とを関係づける経験則を提案した。最近、池田¹⁹⁾ は大型水路における実験によって、有効 Stream power と掃流砂量との関係を検討し、流砂量に対する水深と勾配の役割を明らかにした。以上の研究から考えると、流砂量は Stream power によって、強く支配されていると言えよう。

このように、Stream power は水流の土砂流送能力であると考えることができ、一方、砂粒径は流れに対する河床材料の抵抗力であると考えられる。このような考えをもとにして砂澁と砂堆の発生に関して現象論的な説明をすると次のようになる。

前章における検討によって斜めらせん流が発達しやすい条件があれば砂澁が形成され、その逆の場合には砂堆が形成されることがわかった。まず、砂粒径について検討を加えると、それが大きい場合には斜めらせん流によって砂粒が巻き上げられにくくなるから、河床の洗掘も進まず、斜めらせん流を発達しにくくするという役割を果たす。そして、砂粒径が 0.6 mm を越えると斜めらせん流による砂粒の巻き上げはほとんどなくなり、砂澁も形成されなくなる。一方、斜めらせん流の発達には Stream power によっても支配される。すなわち、Stream power が大きくなって掃流砂量が大きくなると、斜めらせん流が形成されたとしても、それが河床を洗掘して十分に発達する以前に、上流側からの掃流砂によって洗掘された部分が埋め戻される。このような場合には砂澁が形成されないことになる。

このように考えると、図 8.3 はつぎのように説明できる。すなわち、本図は砂粒径が大きい場合には比較的小さな Stream power によって砂堆が形成され、砂粒径が小さい場合には斜めらせん流が発達しやすいので、Stream power が大きくなると砂堆が形成されないという関係を示していると考えられる。

3.4 本領域区分法の優位性

次に、前述の Yalin らによる流れの状態量として水深および摩擦速度をとる方法と本領域区分法とを比較検討する。前者の場合には、次元解析から砂粒レイノルズ数および無次元掃流力が領域区分の重要なパラメーターとなり、図 8.5 のような砂漣と砂堆の領域区分図が考えられる。図には著者の実験結果

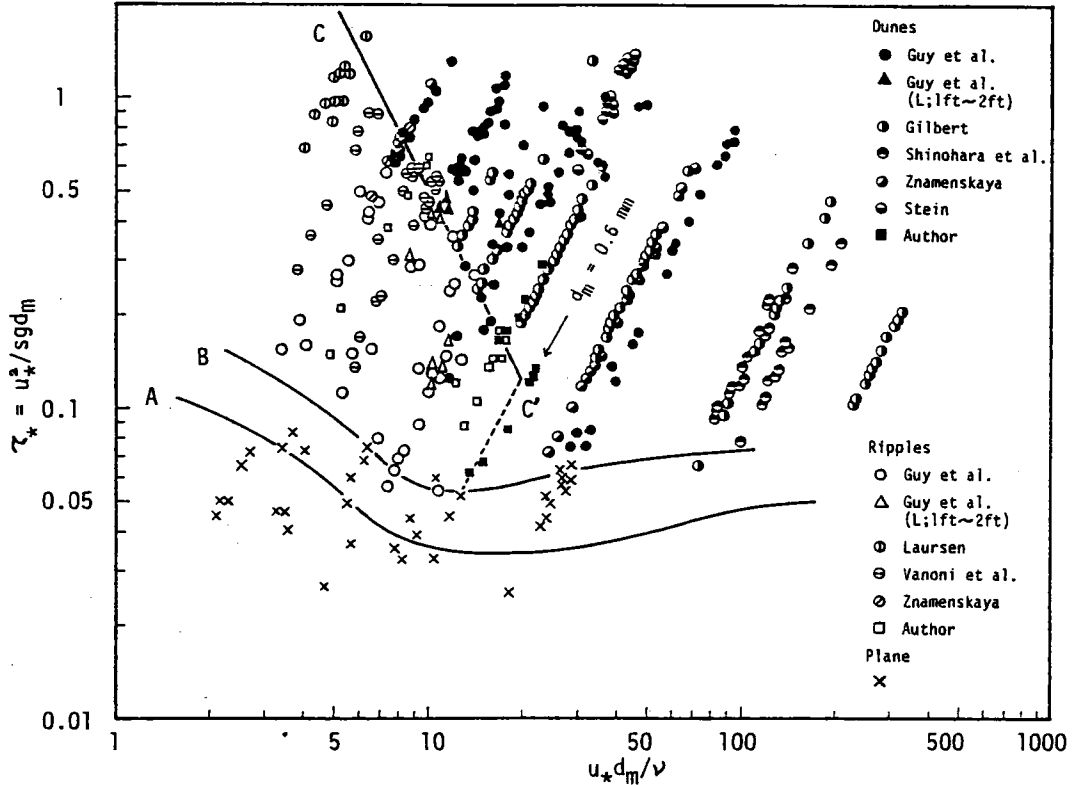


図 8.5 砂漣と砂堆の発生領域

の他に図 8.3 で用いたものと同じ実験資料が用いられている。また、図には限界摩擦速度に対する岩垣の実験式²⁰⁾が曲線 A で表わされている。

河床波の発生限界は、実験資料から曲線 B のように求められる。これと曲線 A とを比較すると河床波の発生限界の無次元掃流力 τ_* の値は砂粒の移動限界の τ_* の 1.5~1.8 倍となることがわかる。砂漣と砂堆の発生領域に関して検討すると、砂粒レイノルズ数が 8~18 の範囲では砂漣と砂堆の両者が発生するが、概略的には直線 C によって砂漣と砂堆の発生領域を区分することができる。このことは、砂粒レイノルズ数のみでは砂漣と砂堆の発生領域を正確に区分することができないことを意味している。なお、直線 C は次の式で表わされる。

$$\tau_* = 50 (u_* d_m / \nu)^{-2} \quad (4.4)$$

しかし、砂漣と砂堆を領域区分する上で、砂粒レイノルズ数および無次元掃流力を用いる上記の方法

には次のような問題点が含まれていることが指摘できる。

① $u_* d_m / \nu$ および τ_* は河床波が形成された結果の流れの状態から与えられる量であるので、このような方法によって河床波の領域区分に関する記述が可能になったとしても、それを用いて予め与えられた水理条件と砂粒の特性とから何れの河床形態が形成されるかを正確に予測することは困難である。

② $u_* d_m / \nu$ および τ_* を用いた場合には、砂漣の発生領域と砂堆の発生領域とは必然的に重複部分をもつことになり、そこでは領域区分ができなくなる。すなわち、0.6mm より小さい砂粒を用いる場合に、砂堆が発生する条件から流量を減少させて砂漣が発生するようにしたとき、砂漣の発生によって流れの抵抗が砂堆の場合よりも大きくなり、流量の減少にもかかわらず $u_* d_m / \nu$ および τ_* が大きくなる可能性がある。このようなときには、砂漣と砂堆の発生の境界条件の付近、すなわち直線Cの付近では砂漣と砂堆の実験値が入り交ることになり、理論上領域区分は行えないことになる。図8.5において、直線Cの近傍で砂漣と砂堆の実験資料の入り交りが大きいのは上記の理由によるものと考えられる。

一方、図8.3においては上記のような問題は発生せず、直線Eの近傍での砂漣と砂堆の実験資料の入り交りは少なくなっており、領域区分法として優れていると結論づけられる。

第4節 砂漣と砂堆の形状特性

本節においては砂漣と砂堆の形状特性と水理量との関係について検討することとする。

河床波の形状特性は流れの抵抗特性と深い関連があり、両者を結びつけた研究としては次のものがあげられる。

芦田・田中²¹⁾ は河床波上の流れが固定床段落ち流れの機構と類似性が強いことを確かめ、段落ち流れのモデルによる損失水頭の算定をもとにして、河床波の形状が与えられると抵抗が予測できることを示した。また、吉川・石川²²⁾ は河床波形状と水流の抵抗との関係を明らかにする目的で、二次元管路内の規則的三角波のもたらす抵抗を理論的に取り扱い、河床波の形状抵抗が河床波の波形勾配に大きく支配されることを明らかにした。

以上の結果から、河床波の形状特性と水理量との関係が明らかにされると、与えられた水理条件から流れの抵抗特性を予測することも可能になるものと考えられる。

4.1 砂漣および砂堆の形状係数

本研究においては、河床波の形状特性とは河床波の平均的な波長と波高の相互関係で表示されるものとする。

前章においては、写真観察の手法によって砂漣と砂堆の発達過程を詳細に検討し、砂漣と砂堆の発達過程をモデル化した結果、それらの波高 H と波長 L との間につきのような関係があることを見出した。すなわち、砂漣に対しては、

$$L_* = C_1 H_*^{0.5} - k H_* / \tan \alpha \quad (8.5)$$

砂堆に対しては、

$$L_* = C_2 H_* - k H_* \ln H_* / \tan \alpha \quad (8.6)$$

が得られた。ここに、 $H_* = H/d_m$, $L_* = L/d_m$, C_1 および C_2 は定数, k は 1 に近い係数, α は河床波の下流側の斜面が水平面となす角度である。(8.5) 式および (8.6) 式における定数 C_1 および C_2 の値について実験資料を用いて検討した結果, 前章の図 7.14 に示すような関係が見出された。図から, 砂漣の場合には C_1 の値は主に 80 から 130 までの範囲に分布し, 平均的には 105 程度となっており, 砂堆の場合には C_2 の値は主に 20 から 40 までの範囲に分布し, 平均的には 30 程度となっていることがわかった。

なお, (8.5) 式および (8.6) 式は流砂の連続の条件から導き出されたものであるが, これらの式中の C_1 あるいは C_2 の値は与えられた水理量との関連で決まるのではないかと考えられる。

そこで, C_1 および C_2 の意味について考察を加えることとする。(8.5) 式および (8.6) 式から C_1 および C_2 はそれぞれ次のように表現できる。

$$C_1 = L_* / H_*^{0.5} + k H_*^{0.5} / \tan \alpha \quad (8.7)$$

$$C_2 = L_* / H_* + k \ln H_* / \tan \alpha \quad (8.8)$$

実験資料によって検討すると, それぞれの式における右辺第二項は第一項に比べて十分小さいから, C_1 および C_2 の特性はほぼ第一項の値によって決まることになる。このことから, 河床波の波形勾配が大きくなると, C_1 および C_2 の値はともに小さくなることがわかる。とくに, C_2 は波形勾配の逆数に近い値となる。

以上のように, C_1 および C_2 はそれぞれ砂漣と砂堆の形状の特性を表現する量と見做されるから, これらをそれぞれ砂漣の形状係数および砂堆の形状係数と呼ぶこととする。

4.2 砂漣と砂堆の形状特性と水理量との関係

第 2 節においては, 次元解析的考察の結果, 移動床流れの支配要因が無次元粒径 d_* , 流れのレイノルズ数 Re および無次元 Stream power $Re I$ であることを明らかにした。ここでは, 砂漣と砂堆の形状係数 C_1 および C_2 が与えられた水理量とどのような関係にあるかを, d_* , Re および $Re I$ をパラメーターとして検討することとする。

実験資料としては, 前節と同様に著者の実験結果に加えて Laursen, 篠原・椿, Znamenskaya, Stein, Guy らおよび Vanoni らの資料が用いられている。

(1) 砂漣の形状係数と水理量との関係

図 8.6 は, 横軸に $Re I$ をとって, 砂漣の形状係数 C_1 と水理量との関係を検討したものであり, 勾配 I の値の適当な範囲に分けて整理することにより I の変化の影響も同時に検討されている。ここで, Re をパラメーターとして採用せず, I を用いた理由は次のようである。

本図に用いられた実験資料によると, 流れのレイノルズ数 Re の小さい資料は相対的に $Re I$ も小さく, Re の大きい資料は $Re I$ の大きい部分に分布する。このため, 図 8.6 と同様な方法で, 各 Re の値の一定範囲ごとに描いた $Re I \sim C_1$ の分布図において, 具体的に $Re I$ と C_1 との有意な関係を求めるこ

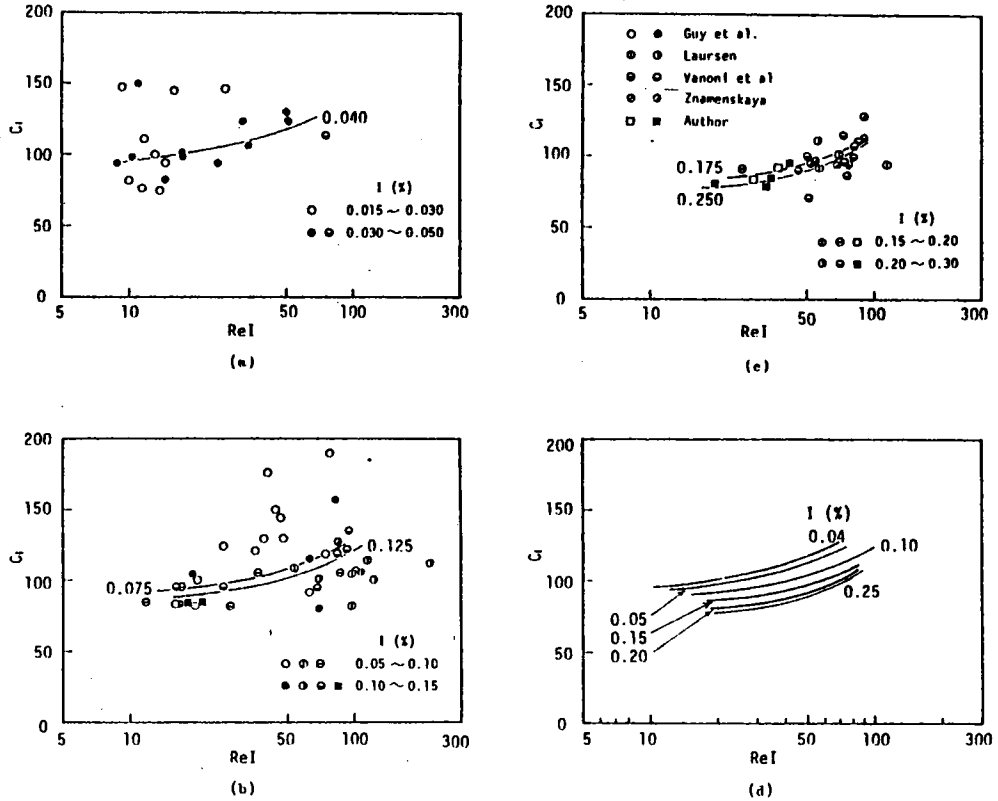


図 8.6 砂漣の形状係数 C_1 と水理量との関係

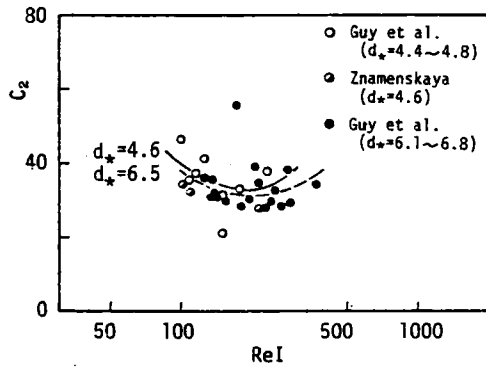
とは困難であった。一方、 I をパラメーターとして採用した場合には、図 8.6 に示すように I のそれぞれの範囲ごとに実験資料は ReI の広い範囲にわたって分布し、しかも ReI と C_1 との間には一定の関係があることが容易に見出された。ここで、 ReI の同じ値に対しては I と Re とは逆比例の関係にあるので、 I と C_1 との関係が求められると、 Re と C_1 との関係もわかることになり、 I をパラメーターとして C_1 と水理量との関係を検討することは、 Re をパラメーターとして検討することと同じ意味をもつと考えられる。

図 8.6 において、各実験資料のばらつきはかなり大きい、平均的な曲線を視覚的に求めて図に入れると、それらは一定の傾向を示している。(d) 図は (a) ~ (c) 図の結果をまとめたものである。図から、Stream power が大きくなるほど C_1 は大きくなり、勾配が大きくなるほど C_1 は小さくなるのがわかる。したがって、 ReI に関して述べると、 Re が大きくなるほど C_1 は大きくなることになる。

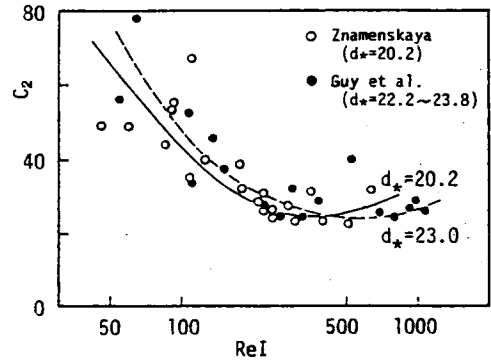
一方、無次元粒径 d_* をパラメーターとして上記と同様な方法で検討した結果、 d_* の変化に対する C_1 の変化には一定の傾向は認められなかった。

(2) 砂堆の形状係数と水理量との関係

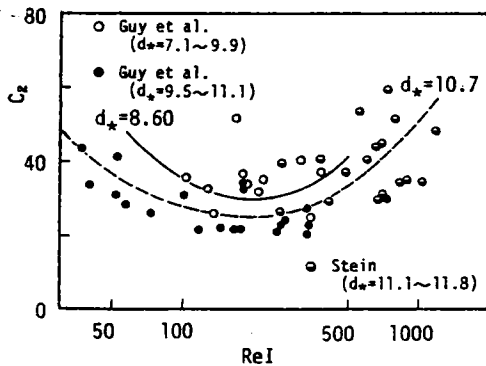
図 8.7 は、横軸に ReI をとって、砂堆の形状係数 C_2 と水理量との関係を検討したものであり、無



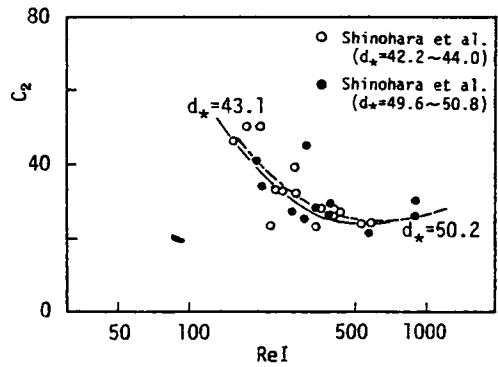
(a) $d_* = 4.4 \sim 6.8$



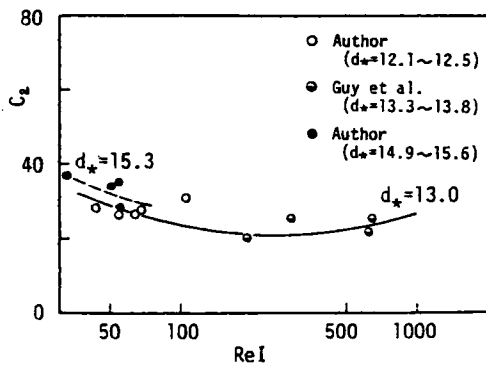
(d) $d_* = 20.2 \sim 23.8$



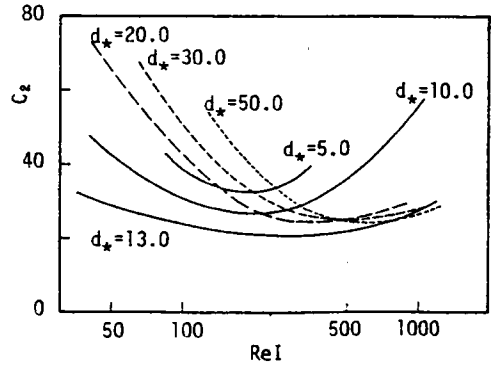
(b) $d_* = 7.1 \sim 11.8$



(e) $d_* = 42.2 \sim 50.8$



(c) $d_* = 12.1 \sim 15.6$



(f) $d_* = 4.4 \sim 50.8$

図 8.7 砂堆の形状係数 C_2 と水量との関係

次元粒径 d_* の適当な範囲に分けて整理することにより、 d_* の変化の影響も同時に検討されている。

図において、各実験資料のばらつきはかなり大きい、平均的な曲線を視覚的に求めて図に入れるとそれらは一定の傾向を示している。(f)図は(a)~(e)図の結果をまとめたものである。なお、本図に用いられた実験資料の各実験者の使用砂に対する d_* および d_m の値を整理して示すと表 8.2 のようになる。こ

表 8.2 実験資料の無次元粒径 d_* および平均粒径 d_m (cm)

	Shinohara et al.	Znamenskaya	Stein	Guy et al.	Author	d_* mean
d_* d_m		4.6 0.018 cm		4.4~4.8 0.019 cm		4.6
d_* d_m				6.1~6.8 0.027, 0.028		6.5
d_* d_m				7.1~9.9 0.032, 0.033		8.6
d_* d_m			11.1~11.8 0.044	9.5~11.1 0.045, 0.047		10.7
d_* d_m				13.3~13.8 0.054	12.1~12.5 0.053	13.0
d_* d_m					14.9~15.6 0.060	15.3
d_* d_m		20.2 0.080				20.2
d_* d_m				22.2~23.8 0.093		23.0
d_* d_m	42.2~44.0 0.167, 0.174					43.1
d_* d_m	49.6~50.8 0.196, 0.201					50.2

ここで同じ粒径に対する d_* の値にバラツキがあるのは、それぞれの実験において水温が異なるためである。また、Znamenskaya の資料は水温が示されていないので、 $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ として d_* を求めた。

図より、次のことがわかる。まず、無次元粒径 d_* が同程度の値となる実験資料は一定の傾向をもって分布する。すなわち、ある d_* に対して $C_2 \sim Re I$ 曲線を $C_2(Re I)$ と表現すると、これは $Re I$ のある値で極小値をとる、下に凸の曲線になることがわかる。次に、それぞれの d_* の値に対して各曲線の極小値を $C_2(Re I)_{\min}$ と表現すると、 $C_2(Re I)_{\min}$ が発生する $Re I$ の値は、 d_* が小さいほど小さく、 d_* が大きくなるほど大きくなる。また、 d_* が小さいときには $C_2(Re I)_{\min}$ の値は大きく、 $d_* \approx 13$ 程度でこれが最小となり、 d_* がそれよりも大きくなると、 $C_2(Re I)_{\min}$ の値もわずかに大きくなるようである。ここで、 $C_2(Re I)_{\min}$ の値が最小となる $d_* \approx 13$ というのは d_m が 0.53~0.54

mmの場合であり、前節でも明らかにしたように、砂漣が発生する上限に近い d_* の場合である。ここで、 C_2 が最小となることは、前項で考察したように波形勾配が最大となることを意味している。このような点で、 $d_* \approx 13$ ($d_m \approx 0.54$ mm) という水理条件は砂堆の形成においては特別に重要な意味をもつことになる。

流れのレイノルズ数あるいは勾配の変化に対する C_2 の変化には、ここで用いた実験資料の範囲内では一定の傾向が認められなかった。

以上の結果を Yalin の検討結果と比較することとする。Yalin³⁾ は、実験資料を用いて流れの掃流力と砂堆の波形勾配が図 8.8 のような関係にあることを示した。図において、 Δ は河床波の波高、 λ はその波長、 X は砂粒レイノルズ数、 Z は相対水深 (h/d)、 Y は無次元掃流力、 Y_{cr} は限界掃流力 (Shields function) である。図から、砂堆の波形勾配は Y/Y_{cr} が 10 より少し大きい値で極大値となる、上に凸の曲線で近似できることがわかる。 C_2 が波形勾配の逆数に近い値になることを考慮して、 $Re I$ と Y/Y_{cr} とを対応させて考えると、図 8.7 における無次元粒径の各値に対する C_2 の変化の傾向は図 8.8 に示される Yalin の検討結果とよい対応関係にあるといえる。

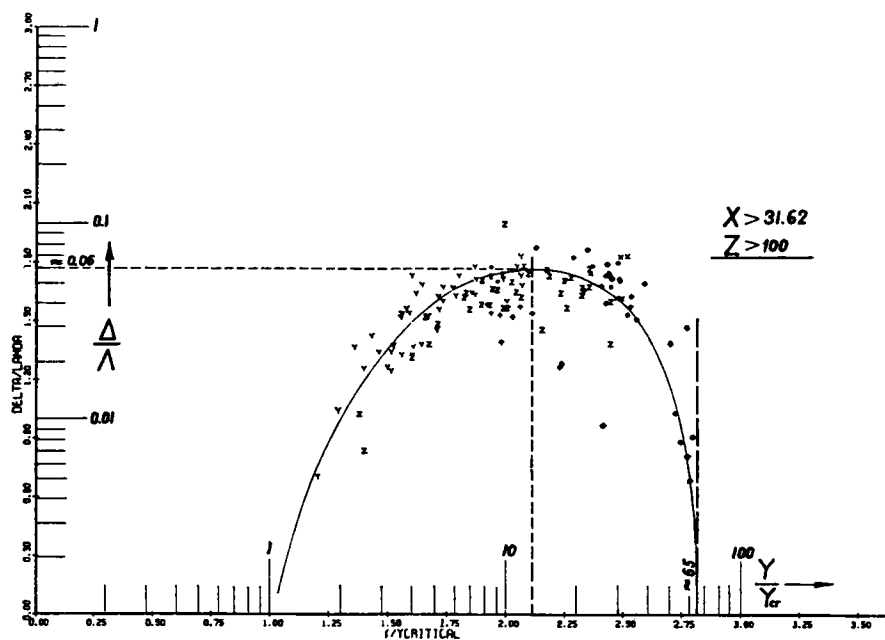


図 8.8 砂堆の波形勾配と水理量との関係(Yalin³⁾による)

(3) 砂漣と砂堆の形状特性と水理量との関係

以上のように、砂漣と砂堆の形状特性はそれぞれ異なる水理量によって支配されることが明らかとな

ったが、それらつぎのように表わすことができる。砂澁に対しては、

$$C_1 = F_1(I, Re I) \quad (8.9)$$

または、

$$C_1 = F_1(Re, Re I) \quad (8.10)$$

砂堆に対しては、

$$C_2 = F_2(d_*, Re I) \quad (8.11)$$

となる。

第 5 節 結 語

小規模河床形態の移動床流れの現象がどのような基本的水理量により、どのような機構で規定されているかという考察に基づいて、砂澁と砂堆の領域区分法を提案し、砂澁と砂堆のそれぞれに対して河床波の形状特性と水理量との関連を明らかにした。本研究によって得られた主要な結果を以下に示す。

(1) 移動床流れの現象は基本的には図 8.2 に示すような機構で成立っており、現象全体を規定する第一義的な水理量は流体の密度、粘性係数、砂粒の密度、砂粒径、流量、勾配および重力の加速度である。

(2) 上記の水理量に基づいて次元解析を行った結果、移動床流れの支配要因は無次元粒径 d_* 、流れのレイノルズ数 Re および無次元 Stream power $Re I$ であることが明らかとなった。

(3) 上記の三つの量、 d_* 、 Re および $Re I$ をパラメーターとして砂澁と砂堆の発生領域に関して検討を加えた結果、図 8.3 に示す領域区分図を得た。

(4) 砂澁および砂堆の形状特性を表現する形状係数 C_1 および C_2 はそれぞれ (8.7) 式および (8.8) 式によって定義され、 C_1 は勾配 I (あるいはレイノルズ数 Re) および無次元 Stream power $Re I$ に依存し、 C_2 は無次元粒径 d_* および無次元 Stream power $Re I$ に依存する。その様子は図 8.6 および図 8.7 に示されている。

本研究における諸々の検討の基礎とした資料はすべて実験室において得られたものであるから、本研究の結果が実験室の規模を越える移動床流れにどれほど適用できるかは今後の検討課題である。

参 考 文 献

- 1) 芦田和男・道上正規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第206号，pp.57~67，1972.
- 2) 吉川秀夫・石川忠晴：移動床流れの水位と流砂量の予測に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第289号，pp.65~73，1979.
- 3) Yalin, M.S.: Mechanics of Sediment Transport, Pergamon Press, pp204~261, 1972.
- 4) 山本晃一：相似律の観点から見た移動床流れの水理，土木研究所資料，第1059号，1975.
- 5) Simons, D.B. and E.V.Richardson: Forms of bed roughness in alluvial channels,

- Proc .ASCE, HY 3, pp.87~105, 1961.
- 6) Simons, D.B.and E.V. Richardson : Resistance to flow in alluvial Channels,U.S. Geological Survey Professional Paper 422-J, 1966.
 - 7) Allen, J.R.L. : Current Ripples, North-Holland, 1968.
 - 8) 林泰造・矢内栄二・大西光陽 : 小規模河床波の形成領域について, 土木学会第36回年次学術講演会講演概要集Ⅱ, pp.577~578, 1981.
 - 9) Task Force on Bed Forms in Alluvial Channels of the Committee on Sedimentation : Nomenclature for bed forms in alluvial channels, Proc. ASCE, HY 3, pp.51~64, 1966.
 - 10) Gilbert, G.K. : Transportation of debris by running water, U.S. Geological Survey Professional Paper 86, 1914.
 - 11) Laursen, E.M. : The total sediment load of streams, Proc. ASCE, HY 1, 1958.
 - 12) Shinohara K. and T. Tsubaki : On the characteristics of sand waves formed upon the beds of the open channels and rivers, Report of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. VII, No 25, pp.15~45, 1959.
 - 13) Znamenskaya, N.S. : Experimental study of the dune movement of sediment, Soviet Hydrology, Selected Papers, Published by American Geophys. Union, No 3, pp.253~275, 1963.
 - 14) Stein, R.A. : Laboratory studies of total load and apparent bed load, Jour. Geophys. Research, Vol. 70, No 8, pp.1831~1842, 1965.
 - 15) Guy, H.P., D.B. Simons and E.V. Richardson : Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61, U.S. Geological Survey Professional paper 462-I, 1966.
 - 16) Vanoni, V.A. and L.S. Hwang : Relation between bed forms and friction in streams, Proc. ASCE, HY 3, pp.121~144, 1967.
 - 17) Yang, C.T. : Unit stream power and sediment transport, Proc. ASCE, HY 10, pp.1805~1826, 1972.
 - 18) Yang, C.T. : Incipient motion and sediment transport, Proc. ASCE, HY 10, pp.1679~1704, 1973.
 - 19) 池田宏 : 大型水路による細礫の流送実験(1), 筑波大学水理実験センター報告, No 5, pp.35~49, 1981.
 - 20) 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.
 - 21) 芦田和男・田中祐一朗 : 移動床開水路の抵抗則に関する研究(1), 京都大学防災研究所年報, 第14号 B, pp.299~310, 1971.
 - 22) 吉川秀夫・石川忠晴 : 砂漣・砂堆上の流れの抵抗について, 土木学会論文報告集, 第281号, pp.55~63, 1979.

結 論

本研究は、乱流研究を河川工学の実際問題に結びつけようという意図のもとに、とりわけ実河川において重要な役割を果す河床波の形成と大規模乱流構造との関連を明らかにすることを目的として、流れの可視化法や河床波の発達過程の写真観察といった方法を用いて、水理現象の実態把握にとくに重点を置いて実験的な研究を進めてきた結果をまとめたものである。

本研究によって得られた成果を要約して結論とする。

緒論では、実河川における大規模乱流構造の実態を紹介し、一方、最近の乱流研究において見出された秩序づけられた乱流構造に関する研究の動向について述べ、乱流研究を発展させるためには、乱流研究を単なる現象の解釈だけにとどめず、乱流研究の目的と立場を具体的な形で設定しておくことが重要であることを指摘した。本研究においては、実河川において重要な役割を果す河床波の形成と開水路の大規模乱流構造との関連を明らかにすることを目的として現象の解明を進めることとし、以下の研究が行われた。

第 I 編は、開水路の大規模乱流構造に関する研究として、境界層流れの乱流構造と実河川における大規模乱流構造に関する従来の研究成果を検討することによって、開水路の乱流構造のモデルを構成し、流れの可視化法を用いた実験的検討によって上記のモデルを検証したものである。

第 1 章においては、Reynolds に始まり、1960年代の後半にKlineらによって明らかにされてきた秩序づけられた乱流構造に関する研究に至る乱流研究の歴史について簡単にふれ、このような乱流研究の発展に伴って、乱流に対する見方を整理し直す必要があることを指摘した。

本研究においては、乱流のもつ「秩序性」に注目して実験的研究を行い、研究方法としては、「各種の渦運動が相互に作用を及ぼし合いながら三次元的に発達してゆく」という現象を解明するために流れの可視化法を用い、とくに流れの構造の変化をラグジュ的に追跡することに重点を置いて研究を進めることとした。

第 2 章においては、まず、境界層内の大規模乱流構造と実河川における大規模乱流構造とのそれぞれに関する従来の研究成果の到達点と問題点を明らかにし、両者の関連性を検討した結果、開水路の大規模乱流構造を解明するために次の点が重要であることがわかった。すなわち、大規模乱流構造を渦構造を含む三次元的な構造として捉えること、乱流構造の多重構造性が重要であること、実河川において観察された規則的な二次流を乱流構造の中に正しく位置づけること、個々の乱流構造は相互に関連をもち合いながら発生し、流下しながら発達・変形し、消滅してゆくが、このような乱流構造の発達過程を解明することが重要であることがわかった。

つぎに、これらの成果に基づいて、境界層内の乱流構造と実河川において観察された二次流の発生・発達の機構を統一的に説明できる図 2.14 に示されるようなモデルを構成した。上記の乱流構造のモデル化に当たっては、乱流構造は二次流を含む各種階級の渦運動から成っているという多重構造性の概念を具体化し、また、それらの各階級の乱流構造の運動と発達過程は渦度の変形と集中、拡散といった運動学上の法則に支配されていると考えた。

第3章においては、二次流を含む開水路の大規模乱流構造の実態を具体的に捉えるために、以下に示す4つの方法を用いて流れを可視化した。すなわち、水素気泡法による水路床近傍の流況の観察、移動カメラによる水路横断面内の流況の直接撮影、同じく移動カメラによる水面流況の連続撮影および水平断面内の流況の可視化を行った。

これによって、第2章において提案された乱流構造のモデルを検証するとともに、流れの実態に対する理解をいっそう進めた。すなわち、上記の可視化実験結果を基にして、開水路流れの三次元的な乱流構造のモデルを改めて提案した。このモデルに基づいて、低速渦、burstとsweepの発生機構ならびにボイルと水面渦の形成機構が具体的に説明され、第二次渦と二次流との関係についてもある程度まで明らかにされた。

最後に、上記の断層撮影法による大規模乱流構造の可視化と解析の方法は、その適用法を発展させることにより、開水路乱流の三次元的な構造を解明する上で非常に有効な方法となることを指摘した。

第4章においては、第2章において開水路の大規模乱流構造として重要な位置づけのされた二次流の安定性に関する実験的検討を行った。すなわち、路床形態および水理条件を種々変化させて、それぞれにおける流れの内部構造を種々の流れの可視化法を用いて明らかにし、開水路二次流の安定する条件を検討した。本研究によって得られた主な結果をまとめると次のようである。

まず、路床形態を図4.2に示されるような4種類にわたって変化させ、その上の流れの構造を調べ比較検討した。その結果、第二次渦の発生仕方あるいはその配置が流れの全体的な機構を決定する上で重要な役割を果たしており、その第二次渦の発生仕方あるいは配置は路床形態によって規定されることが明らかとなった。そして、路床条件に関しては、X型路床の場合に最も安定した二次流が形成されており、L型路床の場合にも比較的安定した二次流が存在することがわかった。

つぎに、水理条件を表4.1に示されるように変化させて、水素気泡法を用いた実験を行った。このとき、水路床からの各高さにおける流下方向流速の横断方向分布には低速部が現われる。低速部の発生頻度の横断方向分布を各水理条件について検討した結果、路床条件が同じ場合にはレイノルズ数 Re の大きな流れほど安定した二次流が形成され、同じ Re の場合には滑面水路床よりも粗面水路床上の流れにおける方が二次流は安定することがわかった。

以上の検討結果から、実河川における二次流の安定性には、①河床波による河床形態の規則性の効果、②河床粗度が大きいことによる効果、③流れのレイノルズ数が大きいことによる効果、などが関与しているものと考えられる。

第Ⅱ編は、河床波と河床波上の流れの構造に関する研究として、砂漣と砂堆の発達過程や発生領域区分、さらにはそれらの形状特性を流れの構造との関連のもとに明らかにしようとしたものであり、本編においては砂漣が形成されたときの河床波上の流れの構造が三次元的に詳細に観察され、このような流れの構造と河床波の発達過程との相互関連性が議論された。

第5章においては、土木学会水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会の調査研究に基づいて、河床波に関する研究の現状と問題点を明らかにした。その内容は次のようにまとめられる。

- ① 砂漣と砂堆の区別にあいまいな点が含まれている。

② 河床波の発生機構に関する研究は実際現象とかけ離れている。

③ 河床波とその上の流れの構造との相互関連性に関する研究が遅れている。

本研究においては、上の三つの点を考慮して、第6章以下の研究方法が明らかにされた。ここでは、開水路の大規模乱流構造と河床波上の流れとの関連、河床波の発達過程と河床波上の流れとの関連などにとくに注意が払われている。

第6章においては、小規模河床形態のうちでもとりわけ流れの三次元的な強い砂漣上の流れの構造を、主として流れの可視化の手法を用いて明らかにし、さらに二次流の発生状況についても考察を加えた。流れの観察に当っては「斜めらせん流」の構造およびその役割に注目して、実験的検討を加えた。本研究により、現象理解の基礎となる多くの興味ある現象が観察された。

本実験の結果、斜めらせん流は河床を深く洗掘しながらその土砂を巻き上げ斜め下流方向に流送し、同時に斜めらせん流は上昇流や下降流を形成することが明らかとなった。さらに、このような斜めらせん流の配置に応じてどのような河床形状や流れの構造ができるかを検討した。その結果、河床波が周期的かつ規則的に配列されている場合には斜めらせん流も規則的に配列されることになり、その河床波上の流れには規則的な二次流が生成されることが明らかとなった。

以上の検討結果をもとにすると、実河川において見出される規則的な二次流は河床形態の規則性と関連しているのではないかという推測が可能となる。

第7章においては、河床波の発達過程を取り上げたが、第6章において明らかにされている「斜めらせん流」のような三次元的な渦運動が河床波の発達にどのような役割を果たすかを明らかにすることによって、砂漣と砂堆の発達過程の差異を明確にし、それぞれの発達過程をモデル化した。本研究においては、発達に伴う個々の河床波の変化過程が写真観察の手法を用いて詳細に検討され、それらから共通する重要な特徴が抽出された。本研究で明らかになった主要な点を示すと以下のようである。

① 河床波は発達するに伴ってその波高と波長を増大させる。河床波の波形勾配は、砂漣では河床波の発達するに伴って増大するのに対し、砂堆ではほぼ一定の値を保つ。

② 砂漣と砂堆とでは流砂機構が異なる。砂漣の発達においては、局所的に発生する斜めらせん流による流砂機構が支配的な役割を果たす。一方、砂堆の場合には、流れの掃流作用による流砂機構が河床波の発達に支配的な役割を果たす。

③ 以上の結果をもとにして、河床波の発達過程をモデル化することによって、砂漣および砂堆に対してそれぞれ(7.9)式および(7.11)式が得られた。これらは、河床波の発達に伴って、砂漣では河床波の波長は波高の平方根にほぼ比例して増大するのに対し、砂堆ではその波長が波高にほぼ比例して増大することを意味している。

④ (7.9)式および(7.11)式に示される河床波の波高と波長との関係についての上述の定式化は、平衡状態のもとでの河床波の波高と波長との関係にも適用できることが実験資料を用いて示された。

第8章においては、小規模河床形態の移動床流れの現象がどのような基本的水理量により、どのような機構で規定されているかという考察に基づいて、砂漣と砂堆の領域区分法を提案し、砂漣と砂堆のそれぞれに対して河床波の形状特性と水理量との関連を明らかにした。本研究によって得られた主要な結

果を以下に示す。

① 移動床流れの現象は基本的には図 8.2 に示すような機構で成立っており、現象全体を規定する第一義的な水理量は流体の密度、粘性係数、砂粒の密度、砂粒径、流量、勾配および重力の加速度である。

② 上記の水理量に基づいて次元解析を行った結果、移動床流れの支配要因は無次元粒径 d_* 、流れのレイノルズ数 Re および無次元 Stream power $Re I$ であることが明らかとなった。

③ 上記の三つの量、 d_* 、 Re および $Re I$ をパラメーターとして砂澱と砂堆の発生領域に関して検討を加えた結果、図 8.3 に示す領域区分図を得た。

④ 砂澱および砂堆の形状特性を表現する形状係数 C_1 および C_2 はそれぞれ (8.7) 式および (8.8) 式によって定義され C_1 は勾配 I (あるいはレイノルズ数 Re) および無次元 Stream power $Re I$ に依存し、 C_2 は無次元粒径 d_* および無次元 Stream power $Re I$ に依存する。その様子は図 8.6 および図 8.7 に示されている。

以上、本研究においては、流れの可視化法や河床波の発達過程の写真観察といった方法を用いて水理現象の実態の把握に努めた結果、実河川で観察される二次流をも含んだ大規模乱流構造の実態がある程度まで明らかにされ、河床波上の流れや河床波の発達過程も明らかとなった。また、大規模乱流構造に関してはさらに深い現象把握をめざして流れの断層面写真の連続撮影とその解析の方法が現在開発されつつある。さらに河床波と大規模乱流構造との関連については河床の形態が二次流の安定性に大きな影響を与えることが明らかとなったが、河床波の発生機構と乱流構造との関連、流れの構造を介しての河床形状と流れの抵抗特性との関連あるいはそれぞれの予測といった問題に関しては今後さらに詳細な検討を進めてゆく必要がある。

最後に、本研究を遂行するにあたり終始懇切な御指導を賜った京都大学防災研究所、今本博健先生に深く感謝致します。また、乱流研究に関して実河川の流れとの関連で御助言をいただいた京都大学防災研究所、石原安雄先生、河床波の研究に関して広い視点から御助言をいただいた京都大学防災研究所、芦田和男先生、共に研究を進め議論していただいた京都大学防災研究所、宇民正先生に深く感謝するとともに実験および資料整理にあたって御協力いただいた京都大学防災研究所の関係各位に対して感謝の意を表します。なお、本研究を進めるにあたっては自由学園、木下良作先生の御研究に接し多くの示唆をうけた。先生の御厚意に謝意を表します。