

開水路乱流の研究の進歩と課題

京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻教授

欄 津 家 久

土 木 学 会
水 理 委 員 会 ・ 海 岸 工 学 委 員 会
2000 年 8 月

開水路乱流の研究の進歩と課題

Historical Review of Open-Channel Turbulence and its Respect

橋津 家久

Ichisa NEZU

1. はじめに

乱流の研究は水理学・流体力学の長い歴史の上から見ると比較的新しく、またその全貌は未解明であり、21世紀においても地球環境問題とも絡み、最重要な課題といわれている¹⁾。流れには、層流(Laminar flow)と乱流(Turbulent flow)の2種類が存在し、流れの抵抗則が両者でまったく異なることが Reynolds(1883)によって、簡単な円管流の可視化実験から発見された。乱流に関する本格的な研究は20世紀になってからであり、Prandtl(1904)の境界層理論によって拍車がかかった。しかし、水流での乱流計測は気流に比べてはるかに困難で、1960年代までの乱流研究は風洞を用いた実験や理論がほとんどである。水流が本質的である開水路乱流に関する本格的な研究はホットフィルム(熱膜)流速計の開発による1970年代以降であり、わずか30年間の進歩に過ぎない。戦後の科学技術の発展は凄まじく、最近では情報技術(IT)やバイオ技術に目を奪われがちであるが、開水路乱流の研究も水理学史上、ごく最近の進歩といえる。

2. 前世紀末(19世紀末)までの水理学・流体力学の進歩と壁

水理学は、ルネサンス期の Leonardo da Vinci(1452~1519)による水流の科学的観察によって、1000年以上前の静水力学から脱皮し、初めて「連続式」の概念が提示された。このことから、Leonardoを「水理学の父」とよぶが、彼はさらに、複雑な水流の乱れや渦に興味をもち、たとえば橋脚周辺の馬蹄型渦に関しても現在の乱流理論から見てほぼ正しい記述とスケッチを残しているのである²⁾。

18世紀になると、水理学は飛躍的に発展する。Daniel Bernoulli(1700~1782)と彼の無二の親友 Euler(1707~1783)によるベルヌーイの定理と完全流体の力学の確立である。水理学演習で習うように、①連続式、②ベルヌーイの定理、③運動量式を連立すれば、流れのマクロな水理量(断面平均流速や平均圧力など)を解くことができる。この時代の水理学が流体力学(または水力学)そのものであり、水流が対象とされたのである(当時は空気流を扱うことは難しかった)。

渦度 ω がゼロと定義される渦なし流れ(非回転流れ)では、速度ポテンシャルが定義でき、一方、連続式から流れ関数が定義できる。これらを組み合わせるとポテンシャル流理論が構成され、2次元流れ場のミクロな構造(流速分布など)を複素関数論を駆使すれば、華麗に解くことができる³⁾。これは、ポテンシャル流理論が線形となるからであり、流れの本質的な特性である非線形性が速度場には見かけ上、現れないからである(流れの非線形性はどこに隠されたか考えてほしい!)。ポテンシャル流理論では、ラプラス方程式を解くことに帰着される。したがって、線形解の和も解という「解の重ね合わせの定理」が成り立つから、ポテンシャル流理論は華麗である。19世紀はポテンシャル流理論の黄金時代となり、流体力学というとポテンシャル流理論を指したといっても過言ではない。現在では、「古典流体力学」とよんでいる。

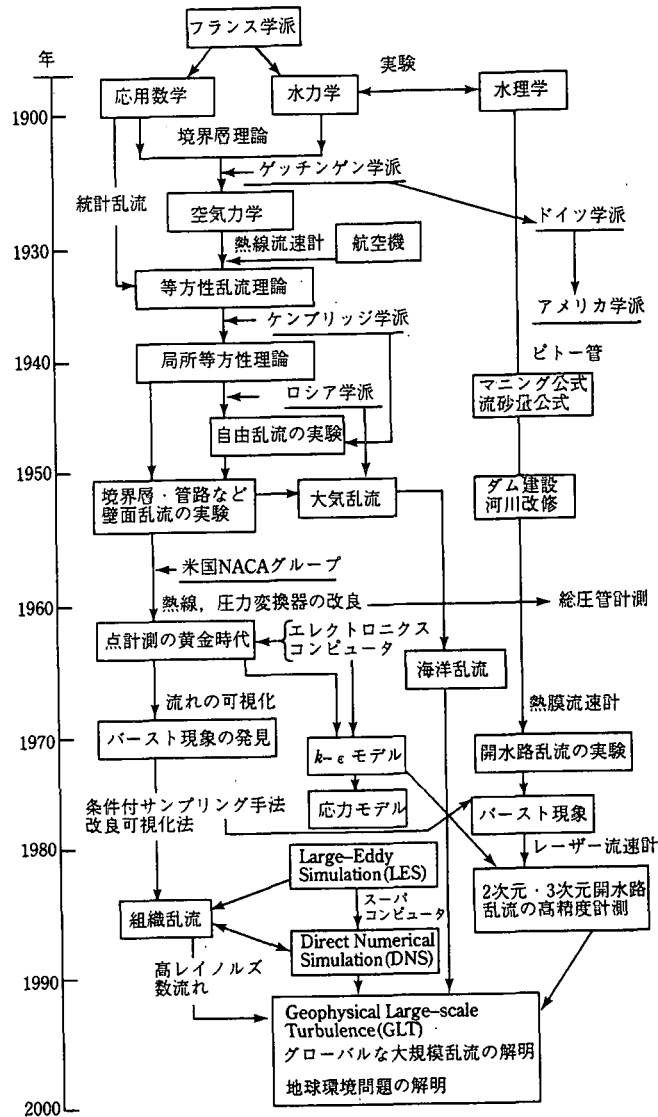
ポテンシャル流理論の最大の欠点は d'Alembert のパラドックスで代表されるように抗力、せん断応力また摩擦損失をまったく計算できないことであり、現場に適用できる実験水理学いわゆる実学からますます乖離していった。このパラドックスを避けるには、粘性係数を $\mu \neq 0$ とする実在流体(粘性流体)を対象にすべきことが Navier(1822)と Stokes(1845)によってオイラー方程式を修正したいわゆる N-S 方程

式が提案された。このとき、せん断応力 τ を2次的に書くと、ニュートン流体では、

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \neq 0 \quad (1) \quad \therefore \omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \approx -\frac{\partial u}{\partial y} \neq 0 \quad (2)$$

すなわち、粘性流体は渦度 ω がゼロでないから、ポテンシャル流理論は成立しない。では、N-S方程式を解けばよいではないかと思われるが、この方程式は強い非線形性のために解けなかった。これが19世紀末までの水理学・流体力学の進歩であり、理論と実験とのギャップは大きくなっていった。

なお、ポテンシャル流理論が現在でも有効な流れ場の1つは、せん断応力があまり効かない波動場であり、ラプラス方程式を解いて、微小振幅波理論が構成される³⁾。



図・1 20世紀の乱流研究の歴史 (禰津著「水理学・流体力学」より引用)⁴⁾

3. 戦前(1945年)までの乱流研究の成果

3. 1 等方性乱流理論と局所等方性理論

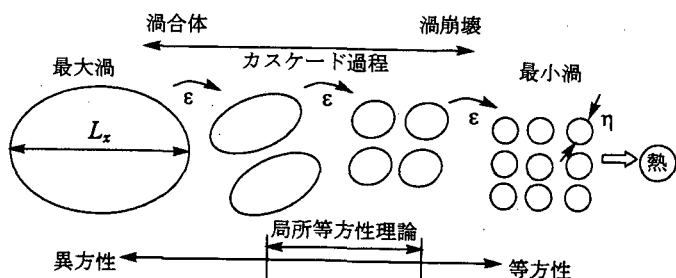
図・1は、今世紀(20世紀)における乱流研究の歴史を示したものであり、文献4)から引用している。乱流研究、より一般的には流体力学の研究は戦前と戦後で大きく異なるようである。先述したように、ポテンシャル流理論は応用数学また応用力学の一きターゲットとなり、大学の学問として発展したが、現場で適用できる実験水理学・水力学からは相容れないものとなった。この大きな溝を一気に埋めたのが、Prandtl(1904)の境界層理論である。静止物体の表面(壁という)の近傍では渦度はゼロでない。すなわち、式(1)と(2)よりせん断応力がゼロとならない薄い層(境界層)が存在し、その外側ではほぼポテンシャル流理論が成立するという今から考えると「コロンブスの卵」のような理論である。そして、境界層内では、主流方向(x軸)に比べてそれに垂直な方向(y軸)の変化がはるかに大きいことから、いわゆる境界層近似($\partial/\partial x \ll \partial/\partial y$)が成立し、N-S方程式が簡略化され、流速分布や次で定義される念願の壁面せん断応力 τ_w 、摩擦速度 U_* を解くことができ、それらの理論値が実験値とよく一致したのである^{3), 5)}。

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (3), \quad U_* = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (4)$$

これらの研究は主として Prandtl のいたゲッチンゲン(北ドイツの小京都である大学町)でなされ、ゲッチンゲン学派(Karman らが代表者)ということがある。境界層理論は空気力学を生み、これが航空機の開発に欠かせないものとなった(図・1)。研究も層流境界層から乱流境界層へと進展していった。

1930年代になると、乱れを直接計測できる熱線流速計が開発され、気象学者の Taylor や Karman らによって等方性乱流理論(Theory of isotropic turbulence)が提唱された。等方性乱流とは、座標軸の取り方やこの反転によらずに乱流場が同じ特性を示す乱れであり、平易に言えば、球形状の渦を指す。この理論の妥当性を実験で示すには、等方性乱流場を作らねばならず、厳密にいうとこのような流れ場は存在しない。近似的には、格子乱流(Grid turbulence)すなわち様な金網を通過した流れで実現でき、このとき主流の流速は一樣となる。すなわち、式(1)より、せん断応力はゼロとなるから格子直後で発生した乱れは単に逸散するのみで、さらなる乱れの発生はなく、乱れは減衰する⁶⁾。

しかし、境界層や管路、また開水路などの実際の流れでは、式(3)は壁面せん断応力をもつことが本質的で(このため、せん断流(Shear flow)という。乱流ならばせん断乱流(TSF)という)、主流の流れは等方性でない。平易に言えば、最大渦の形状は流れの境界条件に左右され、主流方向に大きなフットボール状をなし、異方性を示すから、等方性理論は適用できない。1941年、ロシアの数学者・Kolmogoroffは、大きな渦が崩壊し、小さな渦になるに従って乱れエネルギーは輸送され(これをカスケード(Cascade)過程という)、次第に等方性を示すという局所等方性理論を提唱した。この模式図を図・2に示す。カスケード過程での乱れエネルギーは粘性逸散せず、エネルギーが単により小さな渦へと輸送されるのみであるから、この慣性小領域(渦の大きさ l を波数 $k_w = 2\pi/l$ で表す)のエネルギースペクトル $S(k_w)$ は動粘性係数 ν にはよらないと仮定して、次元解析から次の有名な5/3乗則を導いた⁷⁾。



図・2 乱れのカスケード過程

$$S(k_w) = C \frac{\varepsilon^{2/3}}{u'^2} k_w^{-5/3} \quad (5), \quad \int_0^\infty S(k_w) dk_w = 1 \quad (6)$$

ここで、 $S(k_w)$ は主流方向（ x 軸方向）の乱れ変動成分 $u(t)$ を計測して得られる1次元波数スペクトルで、

式(6)のように規格化されている。 $u' = \sqrt{u'^2}$ は乱れ強度とよばれ、rms値となっている。 ε は、乱れエネルギーが単位時間・単位質量あたりに熱に逸散される割合で、逸散率(Dissipation rate)といい、次式で定義される^{2), 6)}。 ε は乱流現象では最も重要な特性値で、常に正となる。 ε がゼロならば、流れはいわゆる層流である。等方性乱流では、式(7)は、式(8)に帰着される。

$$\varepsilon \equiv \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2} > 0 \quad (7), \quad \varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} \quad (8)$$

ここで、添え字は、Einsteinの縮約記号を用いている³⁾。なお、乱流の専門書によっては、逸散率を次式の $\bar{\varepsilon}$ で定義されることもある⁸⁾。

$$\bar{\varepsilon} \equiv 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}} \quad (9), \quad \text{ここで,} \quad s_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

s_{ij} は、乱れの歪み率である。 ε と $\bar{\varepsilon}$ は、簡単な関係式があり、レイノルズ数が大きければ、両者は一致する。このことを文献3)に解説してある。ここで重要な点は、等方性乱流ならばスペクトル分布 $S(k_w)$ は $k_w^{-2} = -6/3$ 乗に従うのに対して、局所等方性理論では式(5)の $-5/3$ 乗に従うことである。この $-6/3$ 乗と $-5/3$ 乗は、乱流の本質的な相違である。

3. 2 壁法則 (Law of the wall)の提唱

戦前の乱流研究のもう1つの金字塔は、「乱流モデル」の提唱である。この最初のものが Boussinesq (1897)による渦動粘性モデル ν_t であるが、当時は単に動粘性係数 ν と形式的に比較されたのみで実際には使いものにならなかった³⁾。なお、乱流の実験的研究の元祖は Reynolds(1883)で、一方、理論的研究は Boussinesq(1872)に始まるが、彼らは共に1842年に生まれている。まさに二人の巨匠といえる。

さて、うまくいった乱流モデルの例は、Prandtl (1925)による混合距離モデルである。古い本では「混合距離理論」との記載もあるが、これはあくまでも1つのモデルであって、理論ではない。後で詳述するが、混合距離モデルから壁面乱流(Wall turbulence)の平均流速分布が対数則に従うことが示され、実験値と良好な一致を示したのである。なお、壁面乱流とは、境界層(Boundary layer)、管路(Closed channel また Duct)、開水路(Open channel)などの壁面を境界条件にもった流れであり、式(4)から摩擦速度が重要なパラメータとなることがわかる。対数則は Blasius の $1/7$ 乗則より優れており、開水路や河川でもピトー管を用いて、その妥当性が検討され、またマンニングの等流公式との関連性も調べている³⁾(図・1)。

一方、壁面をもたないが、せん断乱流となる流れを一般に自由乱流(Free turbulence)という。壁面という拘束条件がなく、「自由」との意味である。噴流(Jet)、後流(Wake)、混合層(Mixing layer)がある⁴⁾。自由乱流でも、混合距離モデルあるいはその拡張形を用いて、平均流速分布の理論解を求めることができる⁵⁾。

4. 戦後から1960年代末(1945~1970)までの乱流研究の成果

4. 1 長時間平均の乱流構造：内層と外層の確立

この約20年間は、乱流の点計測の黄金時代といってよい。戦争の直接的な被害がなかった米国に乱流研究の主体が移っていき、前節の乱流理論(単に、乱れの長時間平均構造をみるのみであるから「統計乱流理論(statistics theory of turbulence)」という²⁾)の実験的検証に重点がおかれた(図・1を参照)。

風洞等を用いた室内実験と大気乱流・海洋乱流などの野外観測が行われた。室内実験では、NACA (NASA の前身) の寄与が大きい。境界層の実験では Klebanoff(1954)⁹⁾、ダクトの実験では Laufer(1951)¹⁰⁾、円管路の実験では Laufer(1954)¹¹⁾ の研究が有名で、現在でもスタンダードな値として引用される場合がある。これらの実験によって、境界層や管路の乱れ強度分布や乱れエネルギーの収支関係が明らかにされた。乱れエネルギー式の発生率、逸散率、拡散率などの分布特性が解明された点は大きく、その後の乱流モデルの開発に大きな足跡を残した^{2), 6)}。

1960 年代に入ると、エレクトロニクスやコンピュータの初期の進展により、熱線流速計や圧力変換器が高精度に改良され(熱線流速計のアンブが定電流式から定温度式(CTA)に改良された)、気流の乱流計測の黄金期を迎える。統計乱流理論を背景に、点計測を高精度に計測すればやがては乱流現象の全貌が解明できるといった過信が生まれた¹⁾。これらの実験の中で、境界層乱流がもっともよく研究された。この理由は以下のように考えられる。①境界層は風洞内に平板を挿入して、管路よりも容易に計測できる。②航空機等の開発に不可欠な知見が得られる。③風洞内の圧力勾配を変化させると、圧力勾配を有した境界層が形成され、剥離現象から再層流化現象まで幅広い乱流現象の基礎研究ができる(9.4 節参照)。

これらの研究の中で、壁面乱流は壁法則に支配された内層と壁面の特性には依存しない外層(主流の種類や境界条件に支配される)から構成されることが次第に明らかにされた。Coles(1956)¹²⁾ は、境界層の外層の流速分布が対数則よりずれるのは平板による一種のウェイク(Wake)であると考え、後述する log-wake 則を提案した。そして、主流の条件すなわち圧力勾配の影響は、ウェイクパラメータ Π (パイ) を導入して良好に説明された。

しかし、境界層乱流における謎も深まっていった。主要な不明な点は以下のようである。

①内層と外層は無関係ではなく、相互に動的な相互作用をしているのではないか?

②内層、特に $5 < y^+ < 30$, ($y^+ \equiv yU_\tau/\nu$) のごく薄いバッファ層でのみ乱れエネルギーの発生が最大になるのはなぜか?

これらの解答が得られるようになるのは、1967 年の Kline ら¹³⁾ によるバースティング現象の発見まで待たなければならなかった。

4. 2 Kolmogoroff の -5/3 乗則の確立と普遍特性

1960 年代までの乱流研究のターゲットは、乱れの空間相関関数 $R_x(r)$ やそのフーリエ変換に当たる波数スペクトル $S(k_w)$ の解明といってよい。高速フーリエ変換(FFT)が開発され、乱れ変動から直接スペクトルが計算できるようになったからである。境界層や管路の乱流計測から、スペクトルは、-6/3 乗よりもむしろ -5/3 乗則に乗ることが次第に明らかにされた。すなわち、せん断乱流は、等方性理論ではなく、局所等方性理論の適用の方が正しいことが解明された。図・2 に示すように、最大渦は式 (11) の乱れの積分スケール L_x で代表でき、一方最小渦は以下で定義される Kolmogoroff のミクロスケール η で代表できる。

$$L_x = \int_0^\infty R_x(r) dr = \frac{\pi}{2} \lim_{k_w \rightarrow 0} S(k_w) \quad (11), \quad \eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \quad (12)$$

スペクトル分布として、発生小領域と慣性小領域には Karman の内挿式、粘性小領域には Heisenberg の -7 乗則を適用して全波数で連続スペクトル分布を計算すると次式が得られる^{2), 14)}。

$$L_x/\eta = K^{1/4} R_L^{3/4} \approx 0.91 R_L^{3/4} \quad (13), \quad \text{ここで, } R_L \equiv u' L_x/\nu \quad (14)$$

したがって、乱れレイノルズ数 R_L が大きくなれば、 L_x/η も大きくなり、局所等方性理論が成立するすなわち -5/3 乗則が成立する領域が大きくなり、式 (5) の妥当性をより正確に検証できる。Grant ら¹⁵⁾ (1962) は、レイノルズ数が非常に大きな潮流の乱れをホットフィルム流速計で計測して、-5/3 乗則の妥当性を実

証するとともに、式 (5) の Kolmogoroff 定数が $C = 0.47$ になることを示した。その後、Bradshaw(1967)¹⁰⁾ は、室内実験値も整理して、Kolmogoroff 定数は $C = 0.5$ の普遍定数であることを示した。 C のより正確な値を求めることは 1 つの課題ではあるが、現在では $C = 0.5$ において、式 (5) の 5/3 乗則から乱れの逸散率 ε を計算する手法がほぼ確立されたと考えられる。

5. 開水路乱流の実験の始まり

5. 1 水流の乱流計測の年譜と計測機器

水流の乱流計測は、気流のそれに比べてはるかに困難で、このため開水路乱流に関する実験的研究は境界層や管路の実験に比べてかなり遅れた (図・1 参照)。表・1 は、これまでの主要な開水路の乱流計測・乱流研究に関して年代順に整理したものであり、文献 2) から引用している。表には順に、研究者名、発表年、発表の学術誌名、計測機器名、流速成分 (u : 主流方向, v : 鉛直方向, w : 横断方向) の区別、河床の滑面(S)・粗面(R)の区別、レイノルズ数 Re 、フルード数 Fr 、水路幅 B および研究した主な課題を記述している。乱流計測の点計測機器 (プローブ計測) として、以下が開発されている。

1. 総圧管(Total head tube)及びそれに付随する圧力変換器
2. プロペラ流速計(Propeller current meter)
3. 超音波流速計(Ultrasonic current meter)
4. 電磁流速計(Electromagnetic current meter)
5. ホットフィルム流速計(Hot-film anemometer)
6. レーザ流速計(Laser Doppler anemometer, LDA または Laser Doppler velocimetry, LDV)
7. 音響ドップラー流速計(Acoustic Doppler velocimetry, ADV)

表・1 開水路流の乱流計測の年譜 (文献 2) より引用)

Authors	Date	Reference	Technique	Velocity			Bed		Re ($\times 10^4$)	Fr	B (cm)	Examination
				u	v	w	S	R				
Ippen & Raichlen	1957	ASCE, HY-6 Paper 1392	Total tube	x					5.0	3-4	122	Auto-correlation
Yokoshi	1967	Dis. Pre. Res. Institute Kyoto Univ., 17, p.1	Propeller	x				x	350	0.25	100 m	River spectrum
Raichlen	1967	ASCE, EM-2, p. 73	Hot-film 1 ch.	x				x	3-4	0.25-0.4	26.7	Spectrum, u'/U_m
Richardson & McQuivey	1968	ASCE, HY-2, p. 411	Hot-film 1 ch.	x				x	0.8-2.0	0.5-1.0	20.0	Spectrum, u'/U_m
McQuivey & Richardson	1969	ASCE, HY-1, p. 209	Yawed hot-film 1 ch.	x	x			x	0.7, 1.2	0.6, 0.4	20.0	Energy balance
Smutek	1969	ASCE, HY-1, p. 519	Yawed tube	x	x			x	0.8-3.7	0.3-1.3	40.0	$u', v', -uv$
Blinco & Partheniades	1971	J. Hydr. Res., IAHR, 9, p. 43	Hot-film 1 ch.	x				x	1.0-2.8	0.15-1.2	30.3	u'/U_o
Grass	1971	J.F.M. 50, p. 233	H ₂ -bubble	x	x			x	0.67	0.2	25.0	u', v' , bursting
Imamoto	1973	D.P.R.I. Kyoto Univ., 22, p. 153	Hot-film 1 ch.	x				x	0.4-7.6	0.45-2.0	50.0	u'/U_o , spectrum
Kisisel, Rao & Delleur	1973	ASCE, EM-1, p. 31	Hot-film 2 chs.	x	x			x	<0.7	<1.5	91.5	u'/U_o , spectrum
McQuivey	1973	USGS, Prof. Paper 802	Hot-film 1 ch.	x				x	<0.7	<1.5	91.5	Shallow water
Eckelmann	1974	J.F.M. 65, p. 439	Hot-film 2 chs.	x	x			x	0.56, 0.82	Oil flow		u', L_z
Blinco & Simons	1975	ASCE, EM-3, p. 241	Flush hot-film	Shear stress				x	1.0-3.4	0.4-1.4	20.4	u', v' , sublayer
Nakagawa, Nezu & Ueda	1975	JSCE, No. 241, p. 155	Hot-film 2 chs.	x	x	x		x	0.9-1.1	0.16	50.0	Spectrum, burst
Bayazit	1976	J. Hydr. Res. 14, p. 115	Hot-film 1 ch.	x				x	0.3-15	0.2-0.9	25.0	Energy balance
Nezu	1977	JSCE, No. 261, p. 67	Hot-film 2 chs.	x	x	x		x	0.9-4.6	0.15-3.1	50.0	u', v', w'
Nakagawa & Nezu	1977	J.F.M. 80, p. 99	Hot-film 2 chs.	x	x			x	1.0	0.16	50.0	$-uv(t)$, bursting
Nakagawa & Nezu	1979	JSCE, No. 285, p. 45	Hot-film 2 chs.	x	x	x		x	1.2	0.17-0.6	50.0	Suction & injection
L.I. Schall & Simons	1980	ASCE, HY-4, p. 575	Hot-film 2 chs.	x	x			x	?	?	20.0	u', v' , probability
Anwar & Atkins	1980	ASCE, HY-8, p. 1273	Electromagnetic	x	x	x		x	7.5	0.75	60.0	Unsteady flow
Oriffith & Grimwood	1981	ASCE, HY-3, p. 311	Electromagnetic	x	x			?	?	?	?	u', U
Nakagawa & Nezu	1981	J.F.M., 104, p. 1	Hot-film 2 x 2 chs.	x	x			x	1.1	0.16	50.0	Bursting, space-time correlations
Komori, Ueda & Mizushima	1982	Int. J. Heat Mass Transfer, 25, p. 513	LDA 1 ch.	x	x	x		x	0.3	0.11	30.0	u' , heat transfer
Imamoto & Ishigaki	1983	Osaka Symp. Flow Meas., 1, p. 17	LDA 2 chs.	x	x			x	1.1	0.5-1.3	40.0	u', U , spectrum
Steffler, Rajaratnam & Peterson	1983	Dept. Civil Eng. Univ. Alberta	LDA 2 chs.	x	x			x	2.3-8.5	0.3-0.6	114.0	u', v', U , high accuracy
Nezu & Rodi	1984	Osaka Symp. Flow Meas., 2, p. 61	LDA 2 chs.	x	x			x	0.6-11.0	0.7-1.2	60.0	u', v', U , high accuracy

S = Smooth bed, R = Rough bed. Since about 1985, two-component LDA measurements have become feasible in standard use.

5. 2 乱流計測機器が満たすべき条件

上記のように、乱流の点計測機器には現在、多種多様な計器が開発されているが、これが実験室あるいは現地観測で満たすべき条件をまず把握しておかねばならない。Nezu & Nakagawa(1993)²⁾は、以下のような基準を提案している。

スペクトルを粘性小領域まで解析するには、無次元波数 $L_x k_{\max}$ が少なくとも100以上は必要であるから、計器の最大応答周波数を $f_{\max}$ 、計器のセンサーの長さを l 、Kolmogoroffのミクロスケールを η とすれば、最大渦径(マクロスケール) L_x は水深 h のオーダーであるから、次式が得られる²⁾。

$$f_{\max} = k_{\max} U / (2\pi) \geq 100 U / (2\pi L_x) \approx (50/\pi)(U/h) \quad (15)$$

$$l \approx 1/k_{\max} \leq L_x / 100 \approx h / 100 \quad (16), \quad \eta \approx 1.1 L_x / R_L^{3/4} \approx h / R_*^{3/4} \quad (17)$$

代表的な開水路の室内実験では、 $h = 10\text{cm}$ 、 $U_m = 50\text{cm/s}$ 、 $R_* = h U_* / \nu = 2 \times 10^3$ である。ここで、 U_m は断面平均流速である。一方、代表的な河川の諸量は、 $h = 5\text{m}$ 、 $U_m = 1\text{m/s}$ 、 $R_* = 2 \times 10^5$ であるから、式(15)～式(17)に代入して、以下が得られる。

$$f_{\max} > 80\text{Hz}, \quad l < 1\text{mm} \quad \text{and} \quad \eta = 0.37\text{mm} \quad (\text{代表的な実験室規模の流れ}) \quad (18)$$

$$f_{\max} > 3\text{Hz}, \quad l < 50\text{mm} \quad \text{and} \quad \eta = 0.58\text{mm} \quad (\text{代表的な河川の流れ}) \quad (19)$$

河川の乱流計測ではセンサーの大きさや応答周波数はかなり制限が緩く、前記の各流速計はほとんど満足される。その中でも、濁水や浮遊砂を有する流れにも適用できる流速計は、①超音波流速計、②電磁流速計、③音響ドップラー流速計(ADV)である。以下、簡単に各流速計の特徴を述べる。詳細は、文献2)を参照されたい。なお、式(18)と(19)から、レイノルズ数 R_* が大きく変化してもミクロスケール η はあまり変化せず、最小渦は実験室規模でもグローバルな流れでも同程度であることが示唆される。

5. 3 総圧管方式

表・1に示すように、Ippen & Raichlen(1957)¹⁾が総圧管に圧力変換器を付けて、開水路の乱流計測を始めて行った注目すべき実験である(図・1)。しかし、厳密にいうと、これは圧力変動を計測しているのであって、必ずしも速度変動を計測していない。現在ではあまり使用されない。

5. 4 プロベラ流速計

もともと実河川の流速計として開発され、現在でも使用されている。実験室タイプのもので、プロベラ径が3mm、応答性が約10Hzのものがあるが、式(18)を満足しない。平均流速の計器として使うべきである。また、糸くずなどが絡みやすく、絶えず出力の監視が必要である。

5. 5 超音波流速計

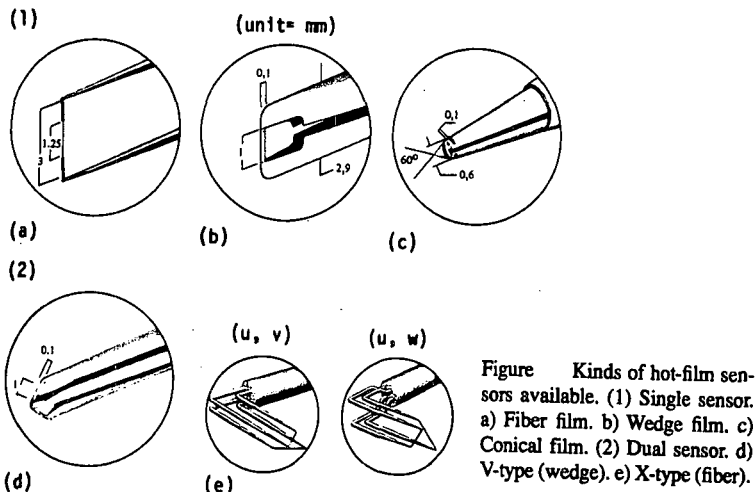
センサーの大きさが5～10cmあり、現場用である。流速によって超音波の伝搬速度の相違を検出し、速度を算定する。

5. 6 電磁流速計

ファラディの原理を応用して、流速を計測する方式である。3成分同時計測もできる。表・1に示すように、1980年代より野外計測機器としてよく使用される。現在は、 $l = 4\text{mm}$ 、 $f_{\max} = 20\text{Hz}$ の小型センサーも市販されている。Nezuら(1993)¹⁸⁾は、電磁流速計を用いて、琵琶湖疏水及び愛知用水の乱流計測を行い、セル状の2次流(並列らせん流)の存在を明らかにした。内層及び外層で乱流特性値を無次元表示すれば、実験室規模の開水路乱流値と良好に一致することが示された。すなわち、よく整備された実験室で乱流を高精度に計測すれば、これが実河川にもスケールアップされて適用される可能性を示した。

5. 7 ホットフィルム流速計

計測原理は、1930年ごろ開発された熱線流速計と同じで、1960年代からは定温度式(CTA)が用いられている²⁾。要は、熱線のセンサーが水流でも使用できるように、熱線・熱膜を数ミクロンの薄い石英



図・3 ホットフィルム流速計のセンサーの形状²⁾

でコーティングして、水と電流とを完全に絶縁する技術の確立であった。水に漏電すると、電気分解が起こり、乱流計測ができないためである。Grant ら (1962)¹⁵⁾ は、手作りのホットフィルムを用いて、潮流の乱流計測に成功したが、一般にはホットフィルムの石英コーティング技術は難しく、1970 年代初めになって市販されるようになった。1973 年頃から 2 成分同時計測が可能なホットフィルムも開発され、式 (18) も良好に満足するから、実験室規模の開水路乱流の本格的な研究が始まったと言ってよい。

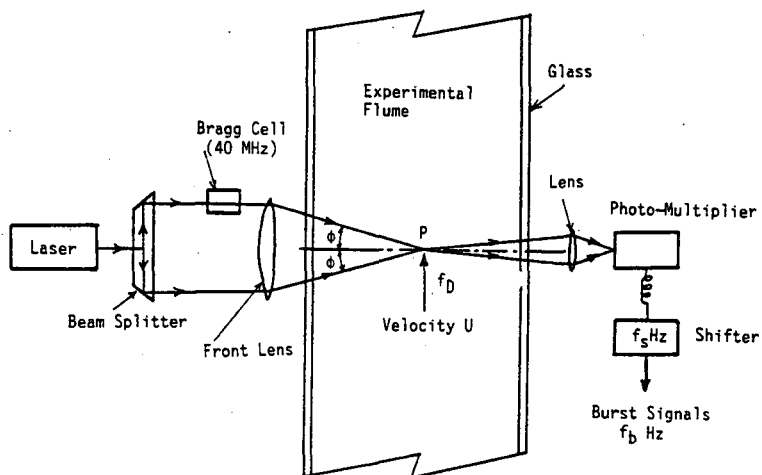
図・1 と表・1 を参照されたい。図・3 は、市販されているホットフィルムのタイプである。この流速計は、センサーを水流に挿入するだけでよいから、開水路乱流の計測設定は容易である。トラバース装置は水路に乗る程度の小型でよく、移動が容易である。しかし、①水温の影響を大きく受ける。②微細な浮遊物・気泡などの付着の影響が大きい。③速度検定を実験ごとに正確に行うこと（速度は出力電圧のほぼ 4 乗に比例するから、わずかの電圧変化が大きく速度変化に変換させる。このため、水温管理のもとで、正確な検定が必要である）など、ホットフィルムによる乱流計測にはかなりの経験と技術が必要である。これらの詳細な検計事項は、文献 2) に述べてあり、参照されたい。

ここで興味ある研究がある。熱線による乱流計測はかなりの精度をもち、また容易である。そこで、Rouse ら (1958)¹⁹⁾ は、開水路で重要な跳水の内部機構を研究するために、跳水の形状にダクトを作り、熱線で乱流計測し、運動量・エネルギーの変換過程を解明しようとした。もちろん自由水面はないから、正確な跳水ではないが、その大まかな挙動はわかったのである²⁰⁾。同様な発想で、Nezu ら (1984)²¹⁾ は、開水路に縦筋がある場合の 2 次流セル（縦渦）の内部構造（図・1 2b）をホットフィルムで計測するには精度上問題があり、ダクトに縦筋を付けて模擬し、熱線で計測して、その大まかな挙動を解明した。McLelland ら (1999)²²⁾ は、実際に移動床でレーザー流速計を用いて、Nezu らの妥当性を示した。

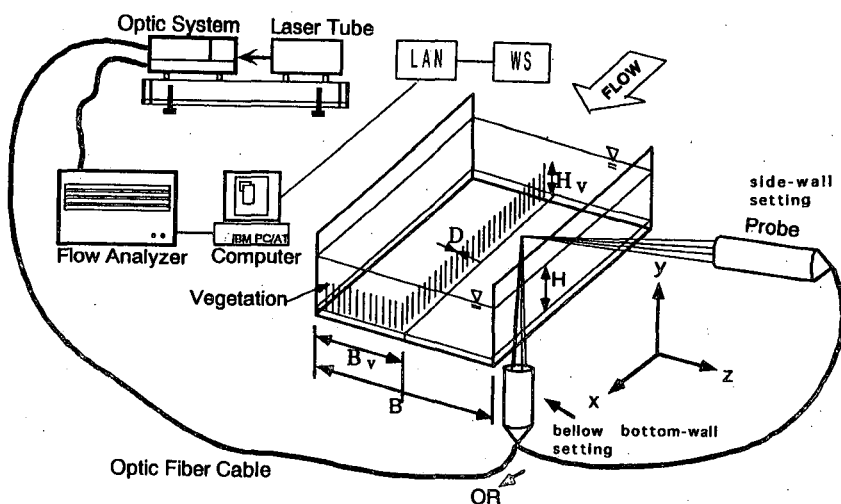
5. 8 レーザー流速計 (LDA または LDV という)

レーザー流速計の開発は 1970 年代と言われるが、これが市販されるのは 1980 年代からであろう。開水路の乱流計測に用いられるようになったのは、1982 年頃であり、83 年には早くも 2 成分同時計測がなされている（表・1 参照）。図・4 は、開水路に用いたレーザー流速計の計測原理を示している²⁾。計測点 P に形成される干渉縞を数ミクロンの微粒子が通過すると、その散乱波はドップラー効果を受けて、周波数変調する。いま、ドップラー周波数を f_D 、実際に計測される周波数（バースト周波数という）を f_b 、周波数シフトを f_s とすれば、ドップラー効果の公式より理論的に次式が得られる。

$$\tilde{u}(t) = K \cdot f_D(t) = K \cdot (f_b(t) - f_s) \quad (20), \quad \text{ここで, } K = \lambda / (2 \sin \phi) = \text{const.} \quad (21)$$



図・4 前方散乱型レーザー流速計の原理と実験水路の配置²⁾



図・5 ファイバー型アルゴンイオン・後方散乱型4ビームレーザー流速計と実験水路の配置⁵⁵⁾

λ はレーザー光線の波長で、既知である。 ϕ は、図・4に示すようにレーザー光線の交叉半角であり、フロントレンズの焦点距離がわかれば、計算できる。したがって、ドップラー周波数 $f_D(t)$ を計測すれば、理論的に瞬間速度 $\vec{u}(t)$ の時系列が式(20)より計算できる。通常は、逆流($\vec{u} < 0$)をも計測できるようにブラッグセルであらかじめ周波数シフト f_s しておけばよい。このように、レーザー流速計は、①瞬間速度が式(20)の理論式で求まるから、ホットフィルム流速計のような面倒な検定は不要、②センサーを水流に挿入しないから、非接触で、流れをまったく乱さない、等の大きな利点があり、理想的な計測機器と言われるが、値段が非常に高い。図・4は、散乱光をレーザー発信器より前方に置かれたフォトマルで受光するから、前方散乱方式という。前方散乱の強度は、後方散乱より約100~1000倍も大きく、レーザー光線として20mW程度のヘリウム・ネオンを用いることが多い。

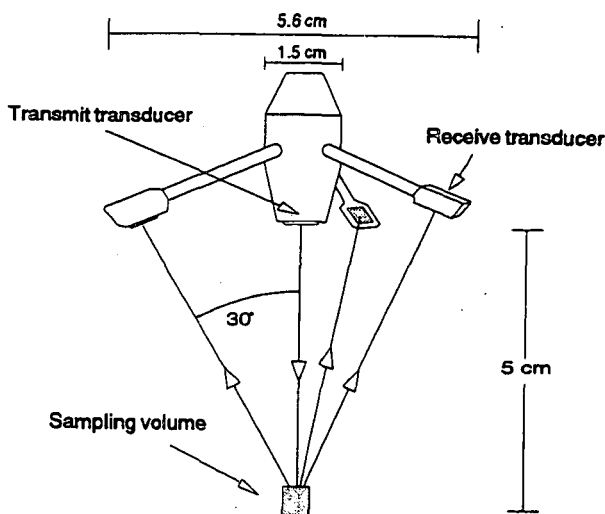
しかし、前方散乱方式では、流速分布を計測する場合、発光部と受光部とを同時に非常に正確に移動せねばならず、大型のトラバース装置が必要である。一方、後方散乱方式は、同一のフロントレンズを用いて、しかも光ファイバーを利用すると、発光部と受光部を小さなプローブにすることができる。最近はこの種のタイプがよく使われる。レーザー光線として、強度が高い500mWの空冷また2Wの水冷アルゴンイオンレーザーが使われる。この場合、青色光線($\lambda = 488\text{nm}$)、緑色光線($\lambda = 514.5\text{nm}$)を使えば、2成分同時計測が容易にできる。さらに、バイオレット光線($\lambda = 476.5\text{nm}$)を使えば、流速3成分を同時計測でき、2次流をはじめすべてのレイノルズ応力を測定できる²⁾。しかし、水流での流速3成分の同時計測はトラバース装置が複雑になるから、2成分同時計測に留めることが多い。

図・5は、植生を有する開水路乱流を2成分レーザー流速計で計測する模式図である。プローブを側壁側にセットすれば、 $(\vec{u}, \vec{v})$ 計測が、水面側あるいは底面側にセットすれば $(\vec{u}, \vec{w})$ が高精度に計測できる。特に、自由水面が変動する高フルード数では、水面での乱反射を防ぐために、図・5のように底面側から計測しなければならない。なお、このタイプの計測点Pの計測体積は $0.12 \times 0.12 \times 2.5\text{mm}$ 程度であり、光軸方向には長い、せん断面 (x, y) には非常に小さく、式(18)を十分に満足している。なお、信号処理に関しても多くの方式があるが、専門的になるのでここでは割愛し、文献2)を参照願いたい。

5.9 音響ドップラー流速計 (ADV)

レーザー流速計のレーザー光線の代わりに10MHz程度の超音波でやはりドップラー効果を利用して流れを計測する計器で、90年になってから商品化された²⁴⁾。

図・6に示すように、水中に、発信部と3つの受信部により3成分同時計測ができるが、計測体積までの距離が5cm必要であり、水深が浅い開水路乱流の計測(2次流の発生を防ぐため、通常は、水深を10cm以下にすることが多い)には適さない。一方、面積が大きな水槽や海岸・海洋モデルの計測には最適かも知れない。LDAとADVと比較したところ、よく一致したようである²⁴⁾。応答特性は、25Hz、改良版が50Hz程度である。現場、主として水深が大きい海岸・海洋でも同様な原理で、ADCP(Acoustic Doppler Current Profiler)によって瞬時の流速プロファイルが計測されている。



図・6 ADVのセンサーの形状
(水中に挿入される)

6. 2次元(2-D)開水路乱流の解明 —基本的な乱れ特性値の普遍関数表示—

6. 1 2次元(2-D)開水路乱流と3次元(3-D)開水路乱流の分類

前節の乱流計測機器の開発, 特に LDA の開発によって開水路乱流の研究がここ20年間で急速に進み, 機械・航空工学分野の境界層や管路・ダクトの乱流特性値と比較できる高精度なデータが得られるようになり, 各種の数値計算(Computational Fluid Dynamics, CFD という)の開発に不可欠なデータベースを与えた(図・1). その結果, 開水路乱流では自由水面の存在によって2次流が境界層や管路のものとまったく相違し, 本質的に重要であることがわかった²⁾. Nezu & Rodi(1985)²⁵⁾は, 水路のアスペクト比 $\alpha = B/h$ を変化させた LDA の乱流計測で, $\alpha \geq 5$ では水路中央断面では時間平均的にほぼ2次元流れが形成されることを見出し, 次の区分条件を提案した²⁾, ²⁵⁾.

$$\alpha = B/h \leq 5 \text{ (狭幅水路, 3次元乱流)}, \quad B/h > 5 \text{ (広幅水路, 2次元乱流)} \quad (22)$$

6. 2 平均流速分布の確立と壁法則の妥当性

N-S方程式を時間平均あるいは集合平均して得られるレイノルズ方程式(RANS 式ともいう)を2次元等流に適用すれば, 容易に次式が得られる³⁾.

$$\tau/\rho = -\bar{uv} + \nu \partial U/\partial y = U_*^2(1-\xi) \quad (23), \quad \text{ここで摩擦速度は } U_* = \sqrt{ghI_e} \quad (24)$$

$\xi = y/h$ は水深 h による無次元座標, I_e はエネルギー勾配である. 大文字 U は平均流速, 小文字 u は乱れを表している. たとえば, $\bar{u}(t) = U + u(t)$. 式(23)は, 未知数が平均流速 U とレイノルズ応力 $-\bar{uv}$ の2つで, 式が1つであるから解けない. 式(23)を, もっと一般的には RANS 式を閉じるように近似式(輸送方程式という)を N-S 方程式から導くことを乱流モデルという³⁾. k - ε モデルや応力モデルが代表的な乱流モデルであり, 1970年代より開発され, 現在でも CFD の重要な一翼となっている(図・1). 乱流モデルの中で一番簡単な混合距離モデルを用いると, 式(23)は以下のように解くことができる³⁾.

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1+\sqrt{1+4I^{*2}(1-\xi)}} \quad (25), \quad U^+ = \frac{U}{U_*}, \quad y^+ = \frac{yU_*}{\nu}, \quad I^+ = \frac{IU_*}{\nu} \quad (26)$$

相対水深 ξ が1に比べて十分小さければ, 式(25)は内部変数の式(26)のみから構成される. これを壁法則といい, 主流の種類や条件にはよらない普遍的法則である. Nezu & Rodi(1986)²⁶⁾は, 高精度な LDA 計測によって, 開水路にも壁法則が成立することを示した. 理論と実験値との比較から,

$$\textcircled{1} \text{内層: } 0 \leq \xi = y^+/R_* \leq 0.2, \quad \textcircled{2} \text{外層: } 0.2 \leq \xi \leq 1.0 \quad (27)$$

混合距離を $l^+ = \kappa y^+$ と近似して式(25)から得られる対数則は内層のみに適用すべきことを強調した²⁶⁾.

このときカルマン定数 κ は境界層・管路・開水路の種類にはよらない $\kappa = 0.41$ の普遍定数であることが確立された意義は大きい. LDA 計測がなされる以前は, 平均流速の計測(ホットフィルムによる絶対値計測)は乱れ計測よりむしろ精度が悪く(特に内層で), 外層まで対数則を強引に適用し, 水理条件によって $\kappa \leq 0.4$ と変化させる研究もあったが, 乱流理論上ではこれは正しくない.

一方, 外層では対数則から系統的に高速側にずれ, このずれが Coles(1956)¹²⁾の wake 関数 $w(\xi)$ で良好に表現できることがわかった. すなわち, 内層および外層で次の log-wake 則が成立する.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + A + w(\xi) \quad (\text{for } y^+ \geq 30), \quad w(\xi) = \frac{2\pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\xi\right) \quad (28)$$

ここで, A は積分定数で, 開水路滑面では $A = 5.29$ である. Π はウェイクパラメータで, $R_* \leq 500$ ではゼロであるが, $R_* \geq 2000$ ではほぼ0.2の一定値になる. これに対応する境界層では $\Pi = 0.55$ と開水路より大きくなる. これは, 境界層端には間欠性が存在するためである(パルジ運動)⁴⁾. 図・7に壁法則と外層の特性を示す. 壁のごく近傍($y^+ \leq 5$)では, 式(25)より次式が得られる(粘性底層の理論式).

$$\therefore U^+ = y^+ \quad (\text{for } y^+ \leq 5) \quad (29)$$

$5 \leq y^+ \leq 30$ がバッファ層とよばれ, van Driest 曲線で与えられる. 図・7にこれらを併示している.

6. 3 乱れエネルギーの収支関係

N-S方程式から次の乱れエネルギー k の収支式を導くことができる^{2), 3)}.

$$G = \varepsilon + (T_D + P_D) + V_D \quad (30)$$

$$G = -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (31)$$

$$T_D = \frac{\partial}{\partial y} (\overline{k \cdot v}) \quad (32)$$

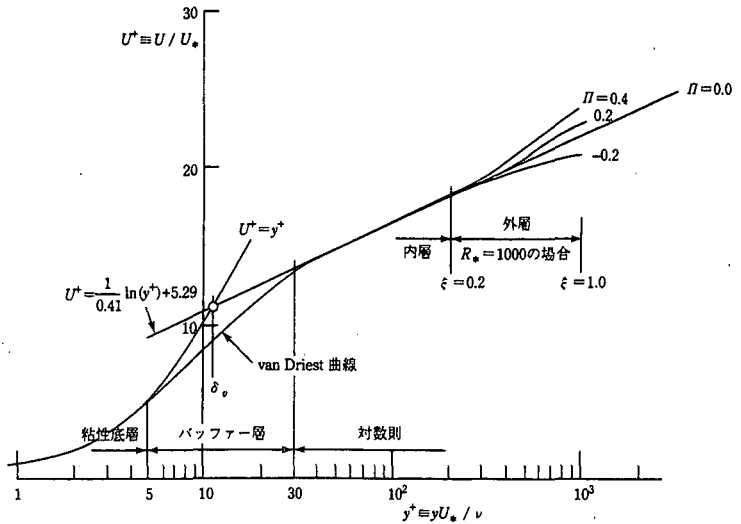
$$P_D = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{p \cdot v}}{\rho} \right) \quad (33)$$

$$V_D = -\nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \quad (34)$$

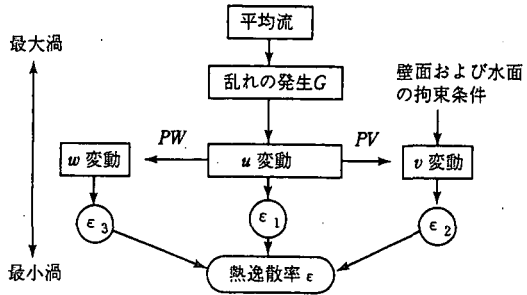
$$k = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (35)$$

T_D , P_D は、それぞれ乱れエネルギー及び圧力の拡散である。乱れは平均流とレイノルズ応力の相互作用から発生し(G 項), まず u 変動が生じ, 圧力・歪み相関 PV , PW によって乱れが v , w 変動に再配分される。図・8にこのメカニズムを示す⁴⁾。各乱れ成分の和を取ると, 連続式より圧力・歪み相関項がゼロになり, 式(30)が成立する。図・9に示すように, 壁面領域, 特にバッファー層のごく薄い領域で乱れは過剰になり, 一方, $\xi \geq 0.6$ の水面領域で乱れは不足し, この収支が乱れエネルギーの拡散 T_D によって賄われる。

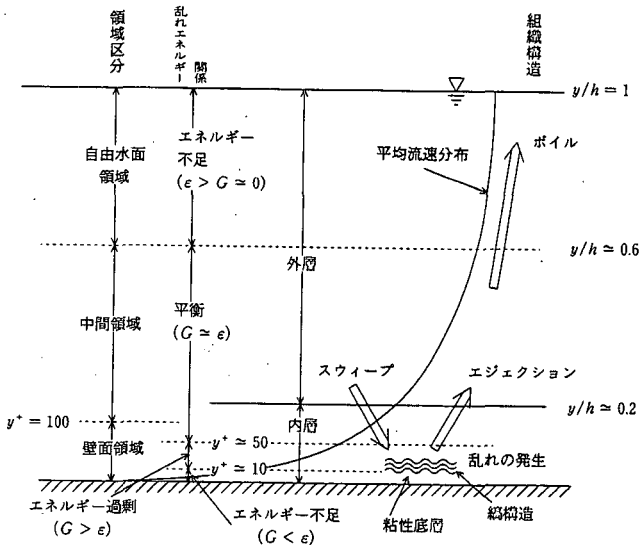
$50/R_* \leq y^+ \leq 0.6$ の中間領域では $G \approx \varepsilon$ となり, エネルギーは平衡状態となる。粗面乱流でも同様に平衡領域が成り立つが, 拡散 T_D が粗度の影響を受ける²⁷⁾。そして, 後述するバースティング現象が乱れの拡散を介して粗度の影響を受けることが明らかとなったのである²⁸⁾。



図・7 内層の特性(壁法則)と外層の特性



図・8 乱れエネルギーの理論



図・9 開水路乱流の領域区分と乱れエネルギー関係

6. 4 平衡領域での

普遍関数

乱れ強度の3成分 u' , v' , w' などの乱流特性値の理論解を求めることは困難で、応力モデルによるCFDで数値計算できるが、解析解ではない。そこで、以下の半理論式が有用である。拡散項を勾配型でモデル化すると、式 (30) は以下となる。

$$G = \varepsilon + \frac{d}{dy} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{dk}{dy} \right) \quad (36)$$

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (37)$$

平衡領域では、式 (36) は

$$\frac{1}{k} \frac{dk}{d\xi} = \text{const.} \equiv -2C_k \quad (38)$$

$$\therefore k/U_*^2 = D \exp(-2C_k \xi) \quad (39)$$

平衡領域では乱れが自己相似すると仮定すれば、次式が得られる。

$$\therefore u'/U_* = D_u \exp(-C_k \xi) \quad (40), \quad v'/U_* = D_v \exp(-C_k \xi) \quad (41), \quad w'/U_* = D_w \exp(-C_k \xi) \quad (42)$$

瀬津(1977)²⁹⁾はホットフィルム流速計による実験値と式 (42) を同定して、次の値を与えた。

$$C_k = 1.0, D_u = 2.30, D_v = 1.27, D_w = 1.63 \quad (43)$$

図・10に、 u'/U_* の実験値と式 (40) を示す。その後、Nezu & Rodi(1986)³⁰⁾は LDA 計測し、式 (43) と若干相違する値を得たが、ほぼ計測誤差内であり (図・10の③と④の曲線)、簡単のために式 (43) による普遍関数を用いてよい。図からわかるように、式 (40) はほぼ水面まで適用できる。この式は実河川の乱れ強度分布とよく一致し、実用価値があることがわかった²⁾。一方、鉛直方向の乱れ v'/U_* の値は $\xi \geq 0.9$ の水面領域で式 (41) より小さく、水面の存在によって減衰することが示唆された^{26), 27), 29)}。しかし、水面近傍の乱流計測は当時精度が悪く、フルード数の増加による水面波がエネルギー再配分率に及ぼす影響は不明であった。最近、ファイバー型の LDA の開発のおかげで、水・空気界面現象の研究が可能になり、水面近傍の乱流特性や組織乱流構造が解明されつつある^{30), 31)}。これは、節を改めて述べる。

6. 5 その他の乱れ特性値の普遍関数表示

(a) マクロスケール：積分スケール L_x は式 (11) より求まり、水深の1/2乗則を示すことがわかった。

$$L_x/h = B \cdot \xi^{1/2} \quad (44)$$

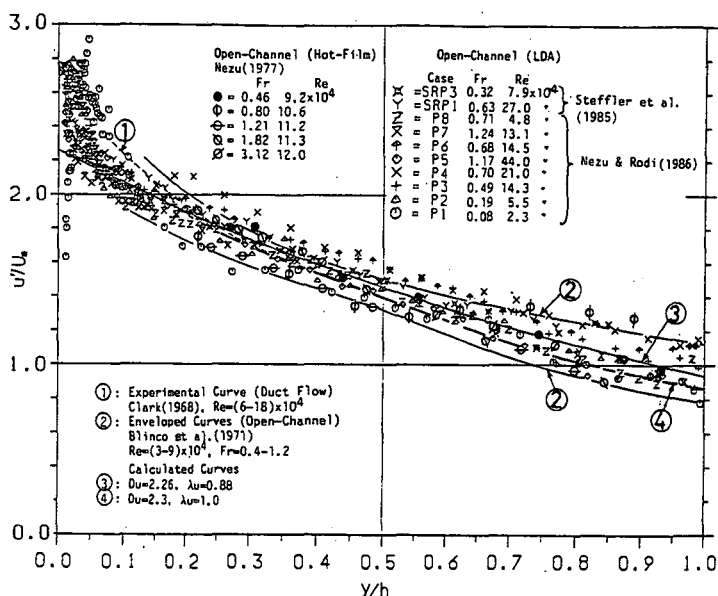
係数 B はほぼ1である。粗面になると、河床付近で L_x は小さくなり、粗度によって最大渦が崩壊されやすくなるためと考えられる²⁾。

(b) エネルギー逸散率：式 (5), (13) 及び (44) より、次式が得られる。

$$\frac{\varepsilon \cdot h}{U_*^3} = E \cdot \xi^{-1/2} \exp(-3\xi) \quad (45)$$

$E = 14.2K/B$ は Re 数の弱い関数であるが、高レイノルズ数では約9.8の一定値となる。

(c) 乱れエネルギーの発生率：式 (31) の G 項は、レイノルズ応力として式 (23), 平均流速として式 (28) を用いれば、容易に計算できる。これと式 (45) を比較することによって、乱れの収支関係が計算できる。文献3) では、これを演習問題として解いている。



図・10 開水路流の乱れ強度分布 u'/U_* 。

7. 組織乱流構造

7. 1 バースティング現象の発見

戦後の乱流研究を活性化させたのは、乱れの組織構造(Coherent structure)の発見であろう。Theodorsen (1955)³²⁾ は、単なる統計処理では検出できない馬蹄型渦が壁面近傍に存在することを彼の直感から予言した。土木系分野の Einstein & Li(1956)³³⁾ も染料注入法で粘性底層がかなり周期的な変動を示すことを明らかにした。Kline ら(1967)¹³⁾ によるバースティング現象の発見以前にも、このような先駆的研究があるが、「乱流は文字通りランダムに乱れた流れではなく、時間的に周期性をもち、空間的にも秩序だった運動をする」との新説が発表された。この画期的発見は、熱線流速計という精度よい計器ではなく、当時定性的な測定と考えられていた水素気泡法による流れの可視化から発見されたことは皮肉である。「点の詳細に見たが、全体像を見失っていたのである」。自由乱流にもパフ構造や渦のペアリング・合体などの組織構造が本質的に存在することが同時期(1974)に発見された³⁴⁾。もしもこの発見がなかったならば、前節までの統計乱流のみでよく、機械工学分野等の乱流研究は行き詰まったであろう。

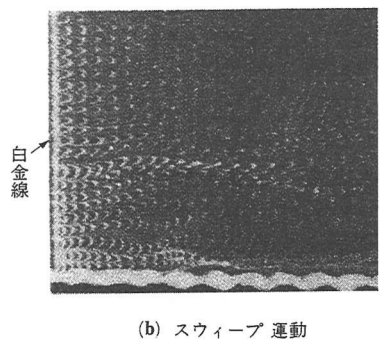
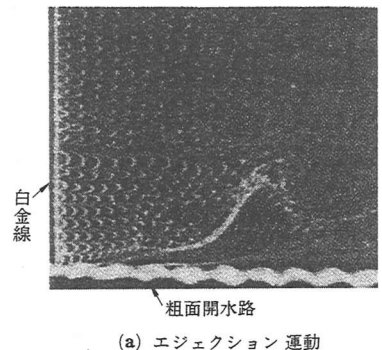
一方、水理学分野にとっては、幸運であった。先述のように、1970 年代になってやっと開水路の乱流計測が本格化し出したが、境界層の乱流研究にずいぶん遅れをとっていた。しかし、バースティング現象の研究ではそれほど遅れをとっておらず(図・1)、水理学分野からもこれに寄与できたのである²⁾。

7. 2 バースティング現象の重要性和カオス理論

バースティング現象は、①粘性低層端 $y^+ \approx 10$ に存在する低速渦が浮上する、②3次元の渦運動をする、③激しい噴射(Ejection)、④Ejectionの残骸物を掃流する(Sweep)と言った一連の運動をする(図・9及び図・11参照)。この運動は秩序立ち、ほぼ周期的に発生するが、完全には規則的ではなく複雑である。これが単に組織だった乱流に留まっていればそれほど重要ではなかったかも知れない。バースティング現象が重要なのは、これが「乱れエネルギーの発生機構そのもの」であることがわかったからである³⁵⁾。4.1節で述べた壁面乱流の不明点が解明されたのである。式(31)で乱れの発生率 G を計算すれば、 $10 \leq y^+ \leq 30$ のバッファ層で乱れの発生率は最大となるが、ではなぜこのような薄い層にのみ限定されるのか、従来は解答が得られなかった。

その後さらに、バースティング現象によって、運動量、熱、物質の乱流輸送が起こることが解明されたのである。一方で、気象学者の Lorenz(1963)に始まるカオス理論がまさにバースティング現象ではないかと指摘された。カオスは非線形力学で発生するが、これがN-S方程式の慣性項の非線形性で起こることがわかってきたのである。簡単な解説を文献3)にしてあり、参照されたい。

粗面乱流にもバースティング現象が発生することがわかった²⁸⁾。図・11は、Ejection運動(低運動量の激しい噴射 $u < 0, v > 0$)と Sweep運動(高運動量の緩やかな降下 $u > 0, v < 0$)を示す写真であり、水素気泡法から得られている²⁾。EjectionとSweepとで、瞬間レイノルズ応力 $-u(t)v(t) > 0$ が発生し、乱れエネルギーが生成されるのである。したがって、 $u(t)$ と $v(t)$ の四象限区分を行えば、バースティング現象を定量的に解析できる。



図・11 バースティング現象

7. 3 条件付きサンプリング手法と四象限区分理論

バースティング現象は準周期的運動をするから単純な統計処理では検出できない。このため、この運動をうまく検出する条件付きサンプリング手法が多く研究者によって提案されてきた。やや専門的になるからここでは割愛し、専門書を参照願うが²⁾、四象限区分しきい値法は現在でもよく使われる。Ejection 運動が第2象限、Sweep 運動が第4象限にあり、レイノルズ応力への寄与率（乱れエネルギーの発生に相当する）などが解析できる。一方、これに関する理論が Nakagawa & Nezu(1977)²⁸⁾ によって展開された。 u と v に関する3次の Gram-Charlier 分布を適用して、レイノルズ応力への寄与率や滞在時間などが理論予測され、実験値とよく一致した。そして、バースティング現象には、乱れの拡散率を介して、粗度の影響を受けることがわかった。最近、橋津ら(1999)³⁶⁾ は、移動床でのバースティング現象をこの手法で解析し、掃流砂量が増加すれば、Ejection 運動と Sweep 運動の寄与率は等しくなる傾向を示唆した。

7. 4 スケール則

バースティング現象の発生周期 T_B を求めると、 T_B の頻度分布は対数正規分布をなす。その平均値 $\overline{T_B}$ は以下で与えられる³⁷⁾。

$$\overline{T_B} U_{\max} / \delta \approx 5 \quad (\text{境界層乱流}) \quad (46), \quad \overline{T_B} U_{\max} / h = 1.5 - 3.0 \quad (\text{開水路乱流}) \quad (47)$$

式 (46) と (47) とで値が相違するのは、バースティング現象の検出方法が違うからである。ここで重要な点は、発生周期 $\overline{T_B}$ は外部変数で支配されることである。移動床乱流では、式 (47) より若干大きくなり、その値は(3-5)程度の一定値である³⁶⁾。式 (47) に移流速度を乗ずれば、バースティングの流下方向スケール λ_x が求まる。したがって、 λ_x は外部変数で支配される。

一方、バースティングの横断方向スケール λ_z は高速渦・低速渦間隔である。その結果、 λ_z も対数正規分布に従うが、その平均値は以下の内部変数に支配されることがわかった^{2), 37)}。

$$\overline{\lambda_z}^+ = \overline{\lambda_z} U_* / \nu \approx 100 \quad (\text{境界層・管路・開水路とも同一な値}) \quad (48)$$

式 (48) は壁面領域 ($y^+ \leq 100$) で成り立ち、流れの種類や粗度にはよらない普遍的特性を示すことが特徴である。このように、バースティング現象は内部・外部変数に支配された2重構造をもつと考えられる。

7. 5 河川における組織乱流構造

図・1に示すように、1970年代から今日までの乱流研究の主体は組織乱流構造の解明とその予測さらに制御にあると考えられる。壁面近傍には上述のバースティング現象が普遍的に存在するが、流れの主流部すなわち外層にも大規模な渦構造が見出され、バースティング現象との相互作用が検討されてきた。境界層の外層には乱流・非乱流のバルジ運動が存在するのである。

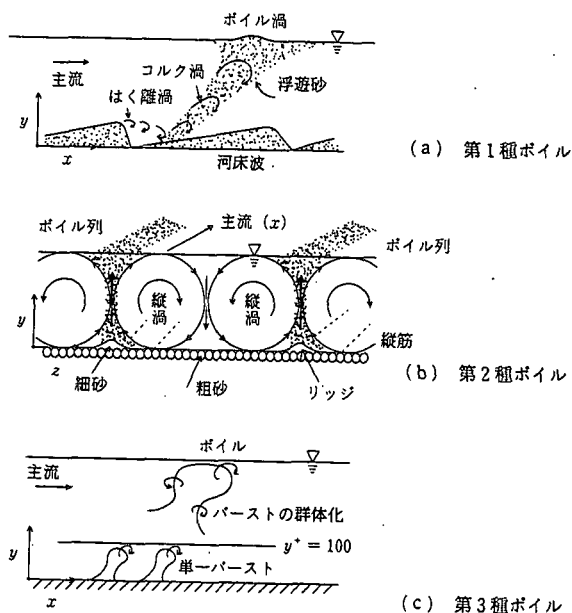
一方、開水路乱流の応用である実河川には多種多様な組織的変動や大規模な渦運動が存在し、多くの水理現象を呈することが河川技術者からだいたい以前より指摘されてきた³⁸⁾。表・2は、これらを再整理したものである。この中で普遍的な組織渦はボイルであろう。ボイルはその成因により3種類に分類される(図・12)²⁾。自由水面近

表・2 組織乱流の分類

名称	運動形態	水理特性	流れ、発生位置
バースト現象	間欠性、内部および外部変数の依存性	せん断乱流に共通したアクティブ成分。乱れ発生機構	河床近傍、滑面乱流で明白。粗面乱流でも類似な現象を示す(第3種のボイルに成長する)
大規模渦	(1) 周期的変動	平均流自体の変化	不定流、不等流、湾曲流など
	(2) 間欠性の弱い渦、定常渦	水平軸渦、鉛直軸渦などの2次元回転渦(roller)、巨大な平面渦	河岸の剝離渦、水理構造物下流の後流渦、死水境界部、分合流部、複断面水路など
	(3) 間欠性の強い上昇渦(コルク渦)	強いエネルギーをもち、土砂を浮上させる。水面に達してボイルとなる。剝離渦と因果関係がある。	河床波のクレスト直下流部で顕著。水理構造物周辺でも発生する(第1種のボイルに成長する)
	(4) 下降する渦	局所洗掘の原因となる馬蹄形渦	水理構造物の前面や側面
	(5) 螺旋(らせん)流やセル状の二次流	並列螺旋流(縦渦ともいう) 単一螺旋流	直線河川(第2種のボイルを発生させる) 湾曲河川

傍($\xi \geq 0.9$)では、鉛直方向の乱れ変動成分が急減し、管路流に比べて非等方性指向が強くなり、このため流下方向の渦度成分(縦渦)が発生して2次元セルが形成され易くなる。アスペクト比 $B/h > 5$ では、河床が固定平面であれば縦渦は安定せず長時間平均の乱流構造は2次元流れ(2-D)とみなしてよいが、河床が移動床であれば縦渦と移動床との相互作用により安定した縦渦と河床に縦筋が形成される^{2), 22)}。縦渦の上昇流部では、河床から浮遊砂を水面まで浮上させ、あたかも水が沸騰しているかのように見えるボイル渦列(第2種ボイルという)が水面に形成される。

河川には、流れと河床との条件により河床波が形成され、第1種のボイルが発生する場合が多い。すなわち、河床波の頂部から剥離渦がK-H不安定性により形成され、これが再付着点からの大規模な組織渦(コルク渦という)の引き金になり、土砂を浮上させる^{39), 40)}。一方、レイノルズ数が小さくなると相対的に内層が厚くなり、内層の単一バーストが外層で群体化し巨大バーストとなって、水面まで発達してボイルとなる(第3種ボイル)。このバースト・ボイル渦は、ヘアピン渦でモデル化でき、境界層のバルジと共通点が多く、最も普遍的な組織乱流構造と考えられている³⁾。



図・1 2 開水路流の組織渦と分類

8. 組織乱流の研究が及ぼした新たな展開

8. 1 可視化画像解析 (PIV及びPTV) の開発

組織乱流の計測には空間的な挙動が瞬時にわかる可視化手法が有効である。Utami & Ueno (1987)⁴¹⁾ は 0.1-0.5mm 径のポリステレン粒子を開水路流に散乱させてカメラに撮り、ほぼ手作業によってパースティング現象を解析するのに成功した。幸い、コンピュータの進展で、このような労力のかかる画像解析を自動処理するソフトが 90 年代から急速に開発された。現在では、PIV(Particle-Image Velocimetry)や PTV(Particle-Tracking Velocimetry)とよばれる。照明にスリット状の高強度のレーザー光(LLS) と CCD カメラをうまく組み合わせ、高精度の PIV・PTV が流体分野で開発され、最近では3次元解析もされつつある。このような情報や講習会は可視化情報学会等で得られるので、参照願いたい。

開水路乱流にも PIV・PTV は非常に有効である。たとえば、高水敷水深が浅い複断面水路では流れの変曲点不安定性により大規模な平面渦が発生するが⁴²⁾、水深が浅いためレーザー流速計で計測することは難しい場合が多い。このような場合は、PIV・PTV によってレーザー流速計並みの精度で乱流計測でき、さらに組織渦の時空間構造を解析できるのである⁴³⁾。

8. 2 数値流体力学CFDの進展 —LESおよびDNSの開発—

6.2 節で述べたように、RANS 式を閉じらせて乱流統計量を計算することを乱流モデルといい、これまで CFD の中心であった(図・1)。乱流モデルは統計乱流理論に則っているから、このモデルから組織乱流を計算することは原理的に無理かも知れない。可視化実験から発見されたパースティング現象の存在をN-S方程式から理論的に証明することは近い将来でも困難であろう。では、CFD から計算でき

ないか？しかし、 $N-S$ 方程式を CFD で直接解く DNS(Direct Numerical Simulation) は当時のスーパー・コンピュータでも容量的・時間的に無理であり、Moin & Kim (1982)⁴⁴⁾ は計算格子以上の大きな渦は $N-S$ 方程式で解くが、計算格子以下の小さい渦は乱流モデル化して解き（この手法を LES(Large Eddy Simulation) という）、バースティング現象らしき渦挙動を再現できた。しかし、 $\lambda_z^+ \approx 250$ となり、その後の他の研究者も同様な結果を与え、LES の結果は式 (48) と定量的に一致しなかった。これが動機となり、Kim ら(1987)⁴⁵⁾ は、モデル化の無い DNS を行い (Re 数=3300)、式 (48) を再現するという画期的な計算を行った。このレビューに関しては、文献 2) を参照願いたい。90 年代は DNS が本格化し出し、まだ低レイノルズ数の計算しかできないが、実り多い成果を与えている (図・1)⁴⁶⁾。

9. 開水路における複雑乱流の解明

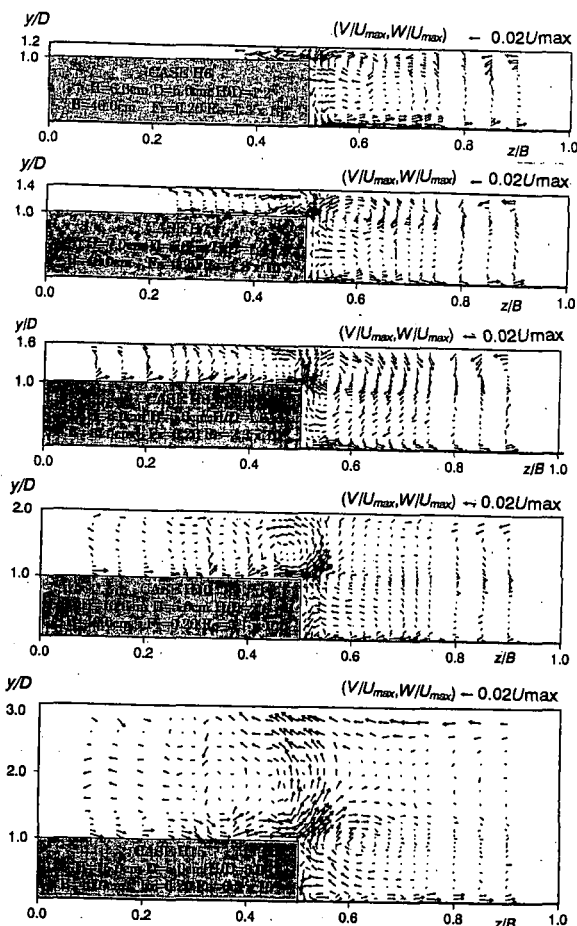
9. 1 3次元(3-D)乱流と2次元

Nezu & Rodi(1985)²⁵⁾ は、式 (22) よりアスペクト比が 5 より小さいと最大流速点が水面下に現れ (Velocity-dip 現象という)、水路全断面に 2 次流が発生し、流れは 3 次元となることを LDA 計測から実証した。

Velocity-dip は開水路特有な現象で、境界層・管路には存在しない。これは鉛直方向の乱れが水面で急低減し、乱れの異方向性が大きくなるためである。Naot & Rodi(1982)⁴⁷⁾ は、代数応力モデルを用いて、開水路の 2 次流の計算に初めて成功した。最近、Shi ら(1999)⁴⁸⁾ は、開水路の 2 次流計算に関しての LES を開発し、Nezu & Rodi(1985)²⁵⁾ の実測値とよく一致した。さらに、2 次流コンタの時間的変化の再現も試みられ、組織渦のアニメーション化など今後の成果が期待される。

9. 2 複断面開水路乱流と2次元

高水敷を有する複断面河道の内部構造を解明することは、流れの抵抗則による治水上にも、また低水路と高水敷との相互作用による河川環境上にもきわめて重要な課題であり、国内外で多くの研究がある⁴⁹⁾。この場合、2 次流が本質的に重要であるから、LDA や PIV による高精度な計測が必要である。図・13 は、高水敷水深を変化させた場合の 2 次流のベクトル図であり⁵⁰⁾、LDA による実測値である (図・5 と同様な乱流計測が行われた)。その結果、水深が $H/D < 1.5$ と浅いと、高水敷・低水路間に変曲点不安定性により単一な渦列が形成される⁴²⁾。一方、 $H/D \geq 1.5$ と深くなると、高水敷端より斜昇流が発生して水路に大規模な 2 次流が形成され、Velocity-dip が起こることがわかった⁵⁰⁾。このような 2 次流は代数応力モデルより良好に計算できる⁵¹⁾。しかし、時間的変化する組織渦の再現には、少なくとも LES の開発が必要であり⁵²⁾、今後の重要な課題である。最近、低水路が蛇行した複断面開水路乱流が、水中に設定された鏡と LDA プローブで計測されつつあり⁵³⁾、注目される。



図・13 複断面開水路の 2 次流ベクトル⁵⁰⁾

9. 3 植生を有する開水路乱流と2次流

生態系水理学を展開するには植生流れとそれに伴う河川環境を解明する必要がある。複断面乱流と同様に、LDA や PIV による高精度な計測が不可欠で、たとえば図・5の設定で計測される^{54), 55)}。その結果、水面近傍で非植生域から植生域に向かう大規模な循環渦があり、これによって浮遊砂は植生域に輸送され、堆積するものと考えられる。代数応力モデルによる2次流計算も試みられているが⁵⁶⁾、植生・非植生境界部のモデル化がミソで、現在精度よい乱流モデルはまだなく、今後の重要な課題である。

9. 4 瀬と淵のある流れの基礎 —加速流と減速流の乱流構造—

環境に配慮した多自然型川づくりの基本は、河川とそれを取り巻く環境を多様化することである。その1つが、瀬と淵のある流れで、水生生物や生態系にとっては変化ある好環境を与える。この流れは加速流と減速流であり、ベルヌーイの定理からすなわち順圧力勾配・逆圧力勾配流れに対応する。このような圧力勾配を有する研究は境界層で主として行われ、膨大な研究がある。順圧力勾配の極限が再層流化現象、逆圧力勾配の極限が流れの剥離現象であり、流体力学にとってきわめて重要な課題である。一方、開水路乱流に関しては、LDA による乱流計測は最近であり^{57), 58)}、乱流モデルの開発も試みられているが⁵⁹⁾、自由水面の変化を取り入れた計算手法の開発が不可欠である。

9. 5 キャピティ（凹部流れ）やわんど周りの乱流構造と組織渦構造

前節は河床が漸変した流れであるが、急変すると流れが剥離し、K-H不安定性により規則的な組織渦が発生する³⁾。この最も基本的な流れがキャピティで、LDA および PIV で乱流計測され、LES で良好に再現できるようである^{60), 61)}。また、ウエーブレット変換を用いて、この組織渦が解明されつつある⁶²⁾。さらに、DNS が行われ、組織渦が解明されつつある⁶³⁾。

一方、凹部が側岸にある流れがわんどに対応するから、河川環境を研究する上で基礎的データを与える。実験室でわんどモデルを作り、LDA・PIV による乱流計測が行われ、組織渦構造が解明されつつある⁶⁴⁾。組織渦がわんどの水質・浮遊砂などの物質交換にどのように寄与するのかを実験的・数値計算的に検討することが重要であり、今後の課題であろう。

9. 6 粗度急変流れの乱流構造とオーバーシュート特性

河床や側岸の粗度が滑面状から粗面状に急変すると（粗度が小さい壁面から大きな壁面へ急変する）、式(3)の壁面せん断応力 τ_w は滑面の値から粗面の値に単調に増加するのではなく、粗度急変部で粗面での値をオーバーして急増し、ピークに達した後、粗面の値に低減するという奇妙なオーバーシュート特性を示す⁶⁵⁾。これは粗度が急変したため、壁面近傍の流れが急減速し、流れにくくなって、抵抗が平衡値より急増するためである。多自然型河川工法では多様な護岸作り・床止め工をするが、最も被災を受けやすい箇所は異なる粗度面のジョイント部であると示唆される。せん断応力がオーバーシュートして、局所洗掘され易いためである。これら特性は LDA で計測され、また CFD で計算されている⁶⁶⁾。今後、安全な護岸づくり、河床洗掘の防止工などへ応用・展開が必要であろう。

9. 7 非定常な開水路流れの乱流構造 —洪水における乱流特性はいかに？—

これまでの複雑乱流は定常流であった。非定常になると、時間項が付き、非定常性が乱流にいかに関与するか重要な課題である。開水路では水深が増水期・減水期で変化するから、ホットフィルム流速計や ADV などの接触型流速計では流れを大きく乱すから計測できない。LDA で初めて高精度な計測が可能である。Nezu ら(1997)⁶⁷⁾は、3ビーム偏光 LDA で水深増加領域を含め、すべての領域の乱流計測に初めて成功した。流量・速度・壁面せん断応力等は増水期で最大に達し、いわゆるループ特性を示す。非定常性が極度に大きくなると対数則のカルマン定数 κ は増水期で若干小さく、減水期で若干大きくなるが、ほぼ0.41の普遍定数としてもよい。最近の高精度な4ビーム LDA 計測でもこの妥当

性が示されている⁶⁸⁾。洪水の非定常性は実験室のものより一桁以上小さいから、乱れなどに関して普遍関数表示が可能であろう。水面が時間的に変化する非定常流れの乱流モデルや LES の開発・最適化が今後の大きな課題である。

9. 8 自由水面近傍の組織乱流とガス輸送現象 —界面水理学の展開と環境問題への寄与—

さらに複雑な乱流が界面水理学である^{3), 4)}。従来の水理学は壁法則で代表されるように、壁面と流れとの相互作用であり(図・12)、流れの抵抗則や土砂輸送などの治水上の学理を与えた。一方、自由水面はせん断応力がゼロ(抵抗がゼロ)としたのみで、ほとんど考慮されて来なかった。しかし、地球温暖化に絡み、水面を介しての CO₂ の輸送現象、また水生生物や生態系に直結する O₂ の輸送現象など流れの界面を介しての水・ガス輸送(Gas/Water Transfer)問題は 21 世紀での最重要課題であり、水理学のパイを広げる絶好の機会であろう(図・1)。界面水理学の展開である。このような課題は、薄層流で液体・ガスの反応系が問題となる化学工学や、海洋科学・地球物理の分野で研究されてきたが、水理学ではほとんどない。フルード数 Fr を常流から射流に大幅に変化させ、水面近傍の乱流構造を LDA で計測すると、 Fr の増加に従って、流下方向乱れ u' と鉛直方向乱れ v' は増加するが、横断方向乱れ w' は減少し、エネルギーの再配分が変化する³¹⁾。これが、水面近傍のバースト運動と水面波に関与する。風洞・開水路循環装置で、LDA と PIV を駆使して、風波とそれに伴うガス輸送問題を解明する緒についている⁶⁹⁾。壁面バースト、気液界面シアによるダウンバーストとそれに伴うガス輸送など不明な点が多く、これらは他分野との連携の基に、強力に展開していくべき課題と考えられる。

10. 21 世紀における開水路の乱流研究の新たな展開と問題点

10. 1 対象となる乱流の特徴と解析方法の進展

自然界の流れの大半は乱流で、人間を含めた動植物を取り巻く環境そのものであり、流体力学・環境科学上、最も重要でかつ難解な課題である。その理由は、乱れを支配する N-S 方程式が強い非線形で、非線形力学によって構成されているからである。非線形力学の大きな特徴は、カオスを生み出し、自己相似性(フラクタル)となる。したがって、IT 革命、バイオ技術など 21 世紀の花形科学とも連携され、このような境界領域・融合領域のブレイクスルーに組織乱流になる可能性があるだろう!

これらの乱流解析の手法として、①純理論的、②実験的、③数値計算的(CFD)が考えられるが、①は相当困難であろう。次に、②実験的手法では、前述のように高精度な乱流計測が必要で、LDA と PIV は不可欠である。LDA は開発されて約 20 年経つが、その間の技術革新はすくなく、ファイバースコープの開発で操作性が格段によくなり、精度もよくなった。PIV に関しても同様である。今後も技術革新により、さらに小型で操作性がよく、精度が高い理想的な流速計になると考えられるが、これらの原理を越えた新たな計測器が開発されるか? 開発が必要な実験室規模の計測機器は、(1)瞬時に流速分布が計測できるレーザー流速計、ちょうど現場での ADCP の実験室版、(2)密度流や浮遊砂流(固液混相流)の乱流計測機器などである。(2)では、浮遊砂がレーザー光線を遮蔽し、計測できないためである。ローザンヌ大学の Graf のグループ(1998)^{70), 71)}は、超音波を応用して、(1)と(2)を試作しており、興味深い。開発の決め手は、図・6でも示すように、超音波の発信部・受信部をいかにして水中から避けるかである。佐藤ら(2000)⁷²⁾は、レーザー濃度計を試作しており、その開発が期待される。

一方、③の CFD はコンピュータが今後とも進展するから期待される。乱流モデル、LES および DNS を自由水面が変動する開水路風波に適用する課題である。また、河床が移動床の境界条件で計算できないか。将来は、高 Re 数・高 Fr 数の流れに適用できるだろう。これらの計算手法は Euler 手法だが、粒子を追跡する Lagrange 手法もコンピュータの進展で可能で、混相流の解析が可能になっている^{73), 74)}。

10. 2 フィールド計測と大規模乱流の解明と問題点

実験室でいかに高精度なデータを得ても、また CFD で計算できても、現場の流れ、すなわち河川の流れに適用できなければ、科学的興味に終わってしまう。筆者の経験によれば、開水路乱流の特性

は Re 数が非常に大きい河川にもスケールアップして適用できると思われる。式 (40) が河川にも適用できた²⁾。高精度な計測を要する 2 次流特性が実験室と河川ではほぼ一致した (5.6 節)¹⁸⁾。しかし、河川の中の乱流構造を計測することは一般に難しい。水面の流速分布から内部構造を解明できないか。この先駆的研究が木下⁷⁵⁾ による航空写真による解析である。宇民・上野(1994)⁷⁶⁾ も優れたレヴィーを行っている。実験室で開発された PIV を河川の表面流速の計測に用いる試みもされている⁷⁷⁾。21 世紀では、衛星を用いたりモセンで大河川の表面流速はかなりの精度で計測できることが期待でき、実験室のデータベースとの比較から、河川の複雑な内部構造・組織乱流構造は解明されるかも知れない。

11. おわりに

本年は、2000 年で、20 世紀も残すところあと半年弱となった。図・1 で示したように、気流の乱流研究は 20 世紀で着手されたと言ってもよい。計測機器の進展とともに発展してきた。一方、水流での乱流計測は気流より難しいことから、開水路乱流の研究は 1970 年代以降のここ 30 年間の進歩である⁷⁸⁾。

この 30 年間には、組織乱流の発見とその解明に向けての精力的な研究、乱流モデル・LES・DNS などの数値流体力学 CFD の開発という画期的な時期でもあった。河川という現場をもつ水理学ではグローバルな大規模乱流の解明と地球環境問題への寄与が大きく残されている (図・1 参照)。本論文では、頁の制限から、熱・物質などを含む流れのレヴィーは行わなかった。成層流・密度流・混相流などのさらに複雑な乱流の解明も当然必要である。

ここで、最も重要なことは、実験値・計測値のデータベースの構築と CFD の比較同定化、それを使っての予測、そして流れの制御工法の開発である。このような工学的応用は 21 世紀での大きな仕事であり、若き研究者・技術者によって開拓・進展してほしいと強く念願している。

【参考文献】

- 1) 瀬津家久(1989): 水理学における乱流研究の動向、日本流体力学誌、第 8 巻 2 号、pp.106-120.
- 2) Nezu, I. and Nakagawa, H.(1993): 「Turbulence in Open-Channel Flows」, 国際水理学会 (I A H R) モノグラフ, Balkema 出版社, 総 281 頁.
- 3) 瀬津家久・富永晃宏(2000): 「水理学」, 朝倉書店, 総 319 頁.
- 4) 瀬津家久 (1995): 「水理学・流体力学」, 朝倉書店, 総 195 頁.
- 5) Schlichting, H.(1968): 「Boundary-Layer Theory」, 6th ed., 総 747 頁.
- 6) Hinze, J.O.(1975): 「Turbulence」, 2nd Edition, McGraw-Hill, 総 790 頁.
- 7) Monin, A.S. and Yaglom, A.M.(1975): 「Statistical Fluid Mechanics」, MIT Press, vol.2, 総 874 頁.
- 8) Tennekes, H. and Lumley, J.L.(1972): 「A First Course in Turbulence」, MIT Press, 総 300 頁.
- 9) Klebanoff, P.S.(1954): Characteristics of Turbulence in a Boundary with Zero Pressure Gradient, NACA, TN-3178.
- 10) Laufer, J.(1951): Investigation of Turbulent Flow in a Two-Dimensional Channel, NACA, TN-1053.
- 11) Laufer, J.(1954): The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow, TN-1174.
- 12) Coles, D.(1956): The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, vol.1, pp.191-226.
- 13) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W.(1967): The Structure of Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, vol. 30, pp. 741-773.
- 14) 瀬津家久 (1977): 「開水路流の乱流構造に関する基礎的研究」, 京都大学学位論文.
- 15) Grant, H.L., Stewart, R.W. and Moilliet, A.(1962): Turbulent Spectra from a Tidal Channel, *J. Fluid Mech.*, vol.12, pp.241-268.
- 16) Bradshaw, P.(1967): Conditions for the Existence of an Inertial Subrange in Turbulent Flow, A.R.C. ,

- 17) Ippen, A.T. and Raichlen, F.(1957): Turbulence in Civil Engineering; Measurements in Free Surface Streams, *J. Hydraulic Div.*, ASCE, vol. 83, HY-5, pp.1-27.
- 18) Nezu, I., Tominaga, A. and Nakagawa, H.(1993): Field Measurements of Secondary Currents in Straight Rivers, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.119, No.5, pp.596-614.
- 19) Rouse, H., Siao, T.T. and Nagaratnam, S.(1958): Turbulence Characteristics of the Hydraulic Jump, *J. Hydraulics Div.*, ASCE, vol.84, HY-1, No. 1528, pp.1-30.
- 20) 瀬津家久(1997): 開水路流れ, 流体実験ハンドブック, 朝倉書店, pp.459-503.
- 21) Nezu, I. and Nakagawa, H.(1984): Cellular Secondary Currents in Straight Conduit, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.110, No.2, pp.173-193.
- 22) McLelland, S.J., Ashworth, P.J., Best, J.L. and Livesey, J.R.(1999): Turbulence and Secondary Flow over Sediment Stripes in Weakly Bimodal Bed Material, *J. Hydraulic Eng.*, vol.125, No. 5, pp.463-473.
- 23) 鬼束幸樹・瀬津家久(2000): 3次元同時計測による2次流特性の解明, 水工学論文集, 第44巻, pp.449-454.
- 24) Kraus, N., Lohmann, A. and Cabrera, R.(1994): New Acoustic Meter for Measuring 3D Laboratory Flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.120, pp.406-412.
- 25) Nezu, I. and Rodi, W.(1985): Experimental Study on Secondary Currents in Open Channel Flow, *Proc. of 21st Congress of IAHR*, Melbourne, vol.2, pp.114-119.
- 26) Nezu, I. and Rodi, W.(1986): Open-Channel Measurements with a Laser Doppler Anemometer, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.112, pp.335-355.
- 27) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H.(1975): Turbulence of Open Channel Flow over Smooth and Rough Beds, 土木学会論文集, No.241号, pp.155-168.
- 28) Nakagawa, H. and Nezu, I.(1977): Prediction of the Contributions to the Reynolds Stress from Bursting Events in Open-Channel Flows, *J. of Fluid Mech.*, vol.80, pp.99-128.
- 29) 瀬津家久(1977): 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, 土木学会論文集, No.261号, pp.67-76.
- 30) 瀬津家久・中山忠暢 (1998): 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, No.593/II-43, pp.69-78.
- 31) 中山忠暢・瀬津家久(1999): 開水路流れにおけるバーストの水面近傍での挙動及び乱れ構造との関連性について, 土木学会論文集, No.635/II-49, pp.31-40.
- 32) Theodorsen, T.(1955): The Structure of Turbulence, *50 Jahre Grenzschichtforschung* (eds. Görtler, H. & W. Tollmien), Friedr. Vieweg & Sohn, Germany, pp.55-62.
- 33) Einstein, H.A. and Li, H.(1956): The Viscous Sublayer along a Smooth Boundary, *J. Eng. Mech. Div.*, ASCE, vol.82, EM-2, pp.1-27.
- 34) Brown, G.L. and Roshko, A.(1974): On Density Effects and Large Structure in the Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, vol.64, pp.775-816.
- 35) Kim, H.T., Kline, S.J. and Reynolds, W.C.(1971): The Production of Turbulence near a Smooth Wall in a Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, vol.50, pp.133-160.
- 36) 瀬津家久・鬼束幸樹・倉田昌明(1999): 平坦河床上に発生する bursting 現象に及ぼす掃流砂の影響, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.77-89.
- 37) Nakagawa, H. and Nezu, I.(1981): Structure of Space-Time Correlations of Bursting Phenomena in an Open-Channel Flow, *J. of Fluid Mech.*, vol.104, pp.1-43.

- 38) Matthes, G.H.(1947): Macroturbulence in Natural Stream Flow, *Trans. Amer. Geophy. Union*, vol.28, pp.255-265.
- 39) Nezu, I. and Nakagawa, H.(1993): Three-Dimensional Structures of Coherent Vortices Generated behind Dunes in Turbulent Free-surface Flows, *Proc. of 5th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, Paris, pp.603-612.
- 40) Kadota, A. and Nezu, I.(1999): Three-Dimensional Structure of Space-Time Correlation on Coherent Vortices Generated behind Dune Crest, *J. Hydraulic Research*, vol.37, No.1, pp.59-80.
- 41) Utami, T. and Ueno, T.(1987): Experimental Study on the Coherent Structure of Turbulent Open-Channel Flow Using Visualization and Picture Processing, *J. Fluid Mech.*, vol.174, pp.399-440.
- 42) 池田駿介・村山宣義・空閑健(1995): 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.131-142.
- 43) Nezu, I. and Nakayama, T.(1997): Space-Time Correlation Structures of Horizontal Coherent Vortices in Compound Open-Channel Flows by Using Particle-Tracking Velocimetry, *J. of Hydraulic Research*, IAHR, vol.35, No.2, pp.191-208.
- 44) Moin, P. and Kim, J.(1982): Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow, *J. of Fluid Mech.*, vol.118, pp.341-377.
- 45) Kim, J., Moin, P. and Moser, R.(1987): Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number, *J. of Fluid Mech.*, vol.177, pp.133-166.
- 46) 大宮司久明・三宅裕・吉澤徹(編)(1998): 「乱流の数値流体力学」, 東京大学出版会.
- 47) Naot, D. and Rodi, W.(1982): Calculation of Secondary Currents in Channel Flow, *J. of Hydraulics Div.*, ASCE, vol.108, pp.948-968.
- 48) Shi, J., Thomas, T.G. and Williams, J.J.R(1999): Large-Eddy Simulation of Flow in a Rectangular Open Channel, *J. of Hydraulic Research*, IAHR, vol.37, pp.345-361.
- 49) Nezu, I.(1994): Compound Open-Channel Turbulence and its Role in River Environment
—Significance of Secondary Currents—, *9th Congress of APD-IAHR*, Keynote Lecture, Singapore., pp.1-24.
- 50) 禰津家久, 鬼束幸樹, 相良幸輝, 池谷和哉(2000): かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究, 土木学会論文集, No.649/II-51, pp.1-15.
- 51) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.(1993): Hydrodynamic Behavior of Compound Rectangular Open-Channel Flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.119, No.3, pp.390-408.
- 52) 佐藤弘行・河原能久・玉井信行(1999): Smagorinsky モデルによる複断面直線開水路乱流の解析, 土木学会論文集, No.628/II-48, pp.115-130.
- 53) Shiono, K. and Muto, Y.(1998): Complex Flow Mechanisms in Compound Meandering Channel for Overbank Flow, *J. of Fluid Mech.*, vol.376, pp.221-261.
- 54) 池田駿介・金沢稔・太田賢一(1995): 可撓性を有する沈水性植生層上の組織渦の三次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.33-43.
- 55) 禰津家久・鬼束幸樹・定免英樹(1998): 植生を有する開水路流の横断面内乱流特性, 日本流体力学誌, vol.17, pp.357-367.
- 56) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.(1996): Hydrodynamic Behavior of Partly Vegetated Open Channels, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.122, pp.625-633.
- 57) 禰津家久・門田章宏・戸田孝史・中川博次(1995): 加速流および減速流の解析手法とその乱流特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.89-98.

- 58) 瀬津家久・鬼束幸樹・藤田正樹(2000): 開水路加速流の乱流特性に関する実験的研究, 土木学会論文集, No. 642/II-50, pp.57-66.
- 59) 瀬津家久・門田章宏・賀建勲(1997): 開水路河床波上の乱流構造に関する数値シミュレーション、水工学論文集, 第 41 巻, pp.669-674.
- 60) 藤田一郎・神田徹・門脇正夫・森田卓光(1996): 開水路凹部流れの PIV および LES による乱流解析, 土木学会論文集, No.539/III35, pp.79-88.
- 61) 瀬津家久・山本義暢(1999): 開水路キャビティ流れの乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.614/II-46, pp.51-63.
- 62) 神田徹・宮本仁志(2000): ウェーブレット変換を用いた開水路凹部流れの組織運動の解析, 水工学論文集, 第 44 巻, pp.515-520.
- 63) 瀬津家久・山本義暢(1999): DNS を用いた開水路キャビティ流れの乱れの生成機構とその輸送過程の解析、水工学論文集, 第 43 巻, pp.377-382.
- 64) Nezu, I., Onitsuka, K., Iketani, K. and Takahashi, S.(2000): Turbulence Characteristics of Side-Cavity “Wando” Open-Channel Flows, *12th Congress of APD-IAHR*, Thailand (to be published).
- 65) Nezu, I. and Nakagawa, H.(1991): Response of Velocity and Shear Stress to Abrupt Irregularity of Bed Roughness in Streams, *Proc. of 24th Congress of IAHR*, Madrid, vol.A, pp.233-242.
- 66) Nezu, I., Tominaga, A. and Nakagawa, H.(1993): Turbulent Structures and Bursting Phenomena over Roughness Discontinuity in Open-Channel Flows, *Proc. of 5th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, Paris, pp.629-636.
- 67) Nezu, I., Kadota, A., and Nakagawa, H.(1997), Turbulent Structure in Unsteady Depth-Varying Open-Channel Flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.123, No.9, pp.752-763.
- 68) 鬼束幸樹, 瀬津家久(1999): 滑面開水路流の内層に及ぼす非定常性の影響, 水工学論文集, 第 43 巻, pp.353-358.
- 69) 中山忠暢・瀬津家久(2000): 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, No. 642/II-50, pp.45-56.
- 70) Graf, W.H. group (1998): A Correction Method for Turbulence Measurements with a 3-D Acoustic Doppler Velocity Profiler, *Rapport Annual 1998*, LRE, Ecole Polytechnique Fédérale Lausanne (EPFL).
- 71) Graf, W.H. group (1998): Application of an Acoustic Particle Flux Profiler in Particle-Laden Open-Channel Flow, *Rapport Annual 1998*, LRE, Ecole Polytechnique Fédérale Lausanne (EPFL).
- 72) 佐藤行成・吉田偉和正・村本龍夫・日野幹雄(2000): 高速スキャン CT 型 2 次元レーザ濃度計, —試作装置および実測例—, 水工学論文集, 第 44 巻, pp.437-442.
- 73) 後藤仁志・酒井哲郎・芝原知樹 (1999): 急激な水面変動を伴う流速場の Lagrange 型数値解析, 水工学論文集, 第 43 巻, pp.509-514.
- 74) 牛島省・田中伸和・米山望 (1999): 3 次元複雑形状領域内における固気混相流中の固体粒子のラグランジュ的解析法, 水工学論文集, 第 43 巻, pp.515-520.
- 75) 木下良作(1984): 航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, No.345/II-1, pp.1-19.
- 76) 宇民正・上野鉄男(1994): 写真画像処理による洪水流解析, 土木学会論文集, No.503/II-29, pp.1-17.
- 77) 藤田一郎・中島丈晴(2000): 実河川流計測における LSPIV の汎用化と水制間流れへの適用, 水工学論文集, 第 44 巻, pp.443-448.
- 78) 瀬津家久(2000): 流れと応用力学, 特集「応用力学の深淵」, 土木学会誌, 8月号, vol.85 (印刷中) .