

三次元画像処理流速計による乱流計測

東京大学工学部 笠木 伸英

横浜国立大学工学部 西野 耕一

1. はじめに

近年の乱流計測では、速度3成分の多点同時計測への要求が高まっている。これは、乱流構造や乱流モデルに関する研究と関連して、瞬時速度の三次元分布や乱れの2点相関テンソルの情報が不可欠となっているためである。

しかしながら、代表的な乱流計測手法である熱線・熱膜流速計とレーザードップラー流速計(LDV)が、そのような要求に十分に応えているとはいえない。これは、それら既存の手法が、原理的に一点計測手法であり多点同時計測に不向きであるばかりでなく、速度3成分の同時測定に関しても実際上の多くの困難を伴うためである。即ち、熱線・熱膜流速計では、乱れのスケールに比較して十分小さなマルチセンサプローブの製作や校正が難しく、またLDVに関しては、速度3成分の同時計測が可能とされるシステムが市販されてはいるものの、高価であることに加えて煩雑な光学系の調節及びトラバースが必要となる。

筆者らは、既存の流速計の抱えるそのような欠点を克服する新しい流速計として、三次元画像処理流速計(3-D PTV)の開発を進めてきた⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。本手

法は、流れ場に投入したトレーサ粒子の運動を追跡することにより、速度3成分の瞬時空間分布を測定するもので、既に種々の乱流計測へ適用され良好な結果が得られている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。特に、二次元チャンネル乱流の計測では⁽⁶⁾⁽⁷⁾、従来型の流速計では測定が困難とされる壁のごく近傍領域を含めて、信頼性の高い三次元速度場データベースが構築されている。本稿では、この二次元チャンネル乱流の計測と得られた三次元速度場データベースの解析結果について述べる。

十分に発達した二次元チャンネル乱流は、最も基本的な壁面剪断乱流であり、従来より多くの研究の対象とされてきた。その結果、壁近傍領域にはスケールの大きな準秩序構造が存在し、乱れの生成や輸送に支配的な役割を演じていることが明らかにされている。この準秩序構造の時空間挙動の詳細を知るためには、速度3成分の多点同時計測が必要となるが、上述したような既存の流速計の欠点は大きな制約の一つであった。近年では、直接数値シミュレーション⁽⁸⁾で得られたデータベースを利用した研究が進められ、準秩序構造に関する知見が得られるようになってきているが、現時点ではそれと直接に対比すべき実験結果は極めて乏しい。そこで本研究では、上述の三次元速度場データベースを用いた解析により、準秩序構造の空間構造の詳細について検討する。

2. 三次元画像処理流速計

本手法は、トレーサ粒子の運動を三次元的に追跡して流体の速度3成分を計測するものである。即ち、流れに投入した多数の微小トレーサ粒子の運動を、3台のテレビカメラを用いて異なる方向から撮影する。次に、記録された画像

から各時刻における個々のトレーサ粒子の三次元位置を計算し、それらの移動量からトレーサ粒子の速度3成分を求め、局所の流体速度とする。作動流体は水、トレーサ粒子としてナイロン12の微小粒子（比重1.02，外径100～200 μm ）を使用する。トレーサ粒子が非定常な流体運動に対して十分な追従性を有することは、数値解析によって確認されている⁽¹⁾⁽²⁾。

図1に示した計測システムは、3台のCCDカメラ、画像処理プロセッサ、アナログ式追記型光ディスクレコーダ、タイムベースコレクタ、ストロボスコープ、パーソナルコンピュータ、等で構成されている。トレーサ粒子の撮影は、同期された3台のCCDカメラで行う。カメラから出力されるテレビ信号を、画像処理プロセッサで同時にA/D変換し、デジタル画像としてフレームメモリに一時的に記憶する。それらの画像はD/A変換されて再びテレビ信号として出力され、光ディスクに記録される。光ディスクへの入力系統の切り換えは電子スイッチで行い、3枚のテレビ画像の記録が1/10sで完了する。この間、フ

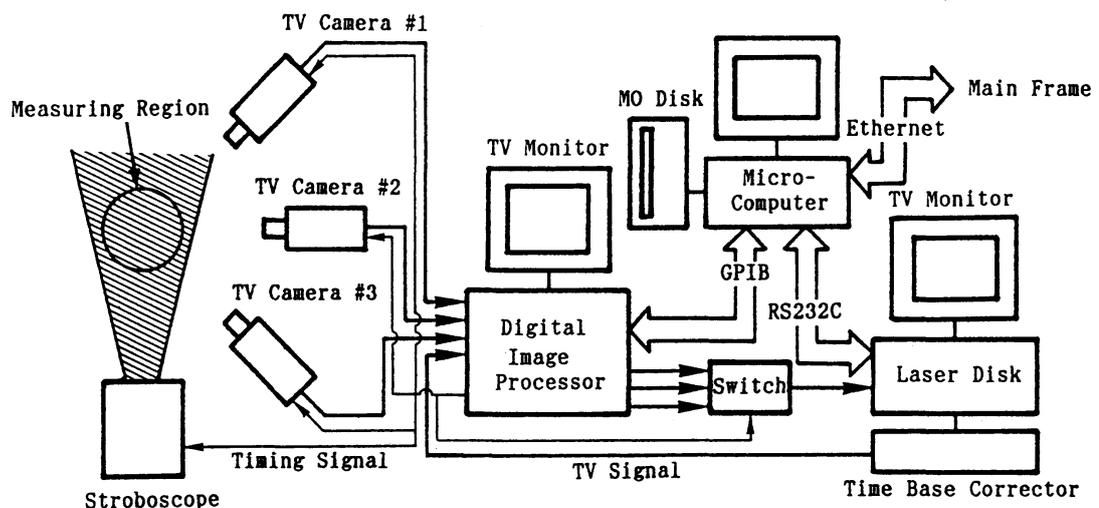


図1 三次元画像処理流速計のシステム図

レームメモリ上の画像データは保持されているが、光ディスクへの記録が完了すると次時刻の新しい画像を取り込み、光ディスクへの記録を繰り返す。

ストロボスコープの発光時間は $20\mu\text{s}$ と極めて短く、運動するトレーサ粒子をほぼ完全に静止した画像として撮影することができる。この発光は、1枚のテレビ画像(1/30s)を構成する2枚の偶数/奇数フィールド(1/60s)の走査開始時に行われる。このような発光により、1/60sで連続したトレーサ粒子画像の組が得られ、そのような組が1/10s間隔で光ディスクに記録されることになる。

図2に示したように、計測手順はカメラ校正とトレーサ追跡とに分けられる。カメラ校正では、テレビカメラの位置と視野方向を記述するパラメータ(標定要素⁽⁹⁾)を決定する。トレーサ追跡では、トレーサ粒子画像からその三次元座標を求め、連続する時刻間の追跡を行ってトレーサ粒子の速度3成分を得る。

標定要素の決定は、流れ場に対する相対位置が既知の基準点の画像を用いて、共線条件式⁽⁹⁾を解くことにより行う。基準点として外径約1mmの白点を校正板上に格子状に貼付したものを使用し、

この校正板を微動装置で測定領域内をトラバースすることにより基準点の相対位置を得る。トレーサ追跡では、まず各トレーサの画像の重心位置(写真座標)を求め、先に求めた標定要素を用いてその三次元座標を計算し、次にトレーサ粒子を時間的

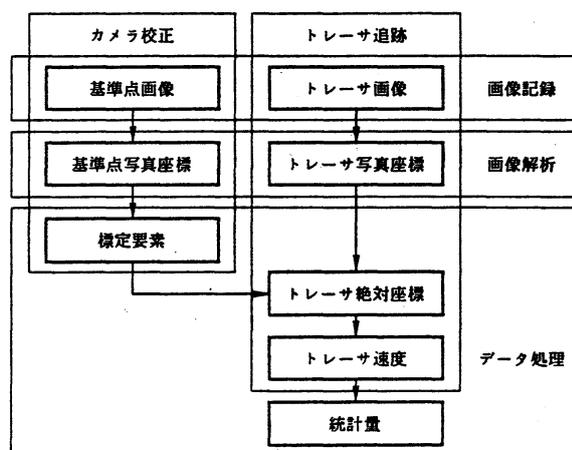


図2 計測手順

に追跡することによりトレーサ速度を求める。これらの処理アルゴリズムの詳細については参考文献(1), (2), (3)を参照されたい。図3は二次元チャンネル乱流の測定で得られた瞬時速度ベクトル分布の一例である。この測定では、最高441個の瞬時速度ベクトルが得られた。

3. 二次元チャンネル乱流計測

二次元チャンネル回流水槽⁽¹⁰⁾は、矩形断面(80mm×800mm)の亚克力製直流通部(長さ約8.3m)を有し、チャンネル入口よりチャンネル幅の84倍下流のテストセクションでは、十分に発達した二次

元チャンネル乱流が実現される。表1に平均流に関するパラメータを示す。

チャンネル断面での平均的な粘性散逸率⁽¹¹⁾に基づいて評価したコルモゴロフ時間スケールは0.15s、長さスケールは0.36mmとなる。従って、本測定の時間間隔(1/10s)及びトレーサ粒子径(200 μ m)は、乱れのスケールと比較して妥当であると考えられる。

トレーサ粒子の撮影は約27分間(3200 δ / u_c)行い、光ディスクに記

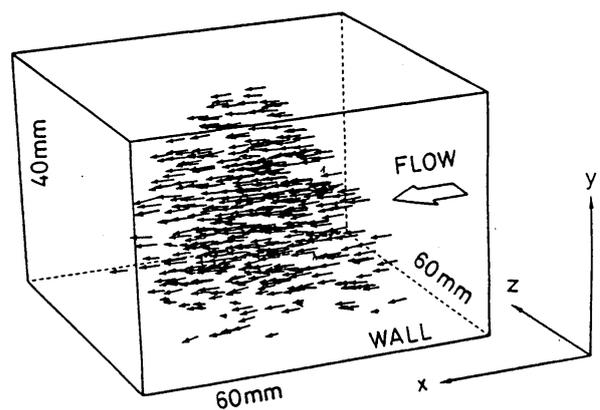


図3 瞬時速度ベクトル分布の一例

表1 平均流に関するパラメータ

channel half height	; $\delta (=H/2)$	40 mm
kinematic viscosity	; ν	$= 0.831 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
center-line velocity	; u_c	$= 78.0 \text{ mm/s}$
bulk-mean velocity	; u_m	$= 68.1 \text{ mm/s}$
friction velocity	; u_τ	$= 4.27 \text{ mm/s}$
Re_c	; $u_c H/\nu$	$= 7510$
Re_m	; $u_m H/\nu$	$= 6560$
Re_τ	; $u_\tau \delta/\nu$	$= 205$

録した48000枚のテレビ画像を処理することにより、計32000の瞬時速度ベクトル分布を得た（図3参照）。各速度ベクトル分布には平均137個のベクトルが存在し、総計437万個のベクトルが得られている。以下では、この速度場データベースから計算された代表的な乱流統計量の結果を示す。

図4は、平均速度3成分の分布である。ここで u , v , w は、それぞれ流れ方向（ x ）、壁垂直方向（ y ）、スパン方向（ z ）の速度成分である。また、 $()^+$ は内層パラメータによる無次元化を表す。なお、摩擦速度 u_τ は壁近傍の5点（ $y^+ = 2.9 \sim 8.1$ ）での \bar{u} の勾配から、McEligot⁽¹²⁾の方法で決定した。図4に示されるように、本測定で得られた \bar{u} は粘性底層から対数領域にわたり壁法則と極めて良く一致している。十分に発達したチャンネル流で零となる \bar{v} についても、本結果はその条件を良く満足している。一方、流れ場の二次元性から零となるべき \bar{w} は、壁からの距離に依らずほぼ一定値（ -0.5 mm/s ）を示している。これはトレーサ

粒子と水との密度差（約2%）による沈降速度と考えられ、使用したトレーサ粒子に対して見積もられる値（ -0.58 mm/s ）と良く対応する。

図5は速度変動3成分のrms値を示したものである。比較のため、Kreplin & Eckelmann⁽¹³⁾（以下、KEと記す）の熱膜流速

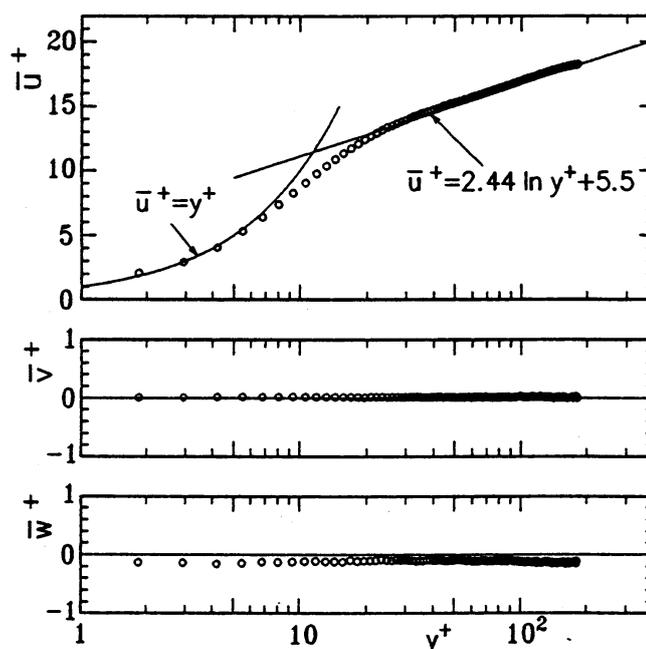


図4 平均速度3成分の分布

計による測定結果 ($Re_c=7700, Re_t=195$) と, Kimら⁽⁸⁾ (以下, KMMと記す) の直接数値シミュレーションの結果 ($Re_c=6600, Re_t=180$) を示す. u'^+_{rms} の分布では, KMMと本結果とが良く一致しているのに対して, KEの結果は若干大きな値を示している. これはKMMの指摘にあるように, KEの測定での u_t の過小評価が原因と考えられる. 一方, v'^+_{rms} については, 本結果とKMMの結果との一致は極めて良いが, KEの結果は全域でかなり大きな値となっている. w'^+_{rms} についても,

本結果とKMMの結果とが良い一致を示しているのに対して, KEの結果は $y^+ \leq 20$ では分布形自身にも大きな差異が認められる. v, w 成分に見られるこのような差異は, 前述した u_t の過小評価では説明できず, X型, V型プローブのセンサ間距離の影響によるものと考えられる⁽¹⁴⁾.

図6はレイノルズ剪断応力3成分の分布である. $-\overline{u'v'}$ については, 本結果とKMMの結果とは整合性が高く, 特に $y^+ \leq 20$ の領域での一致は良好である. これに対して, X型プローブによる Eckelmann⁽¹⁵⁾

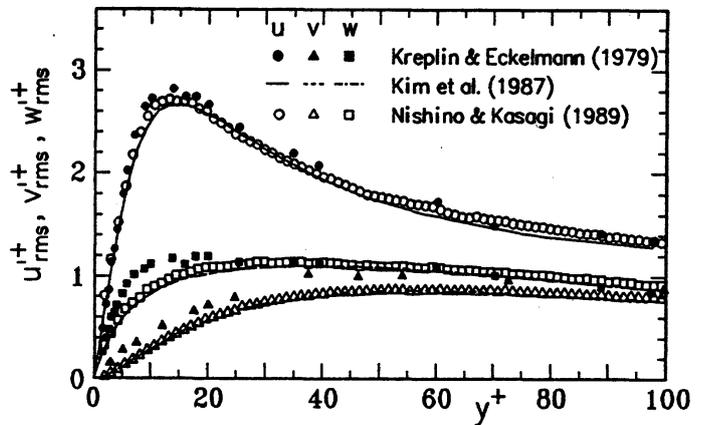


図5 速度変動3成分のrms値の分布

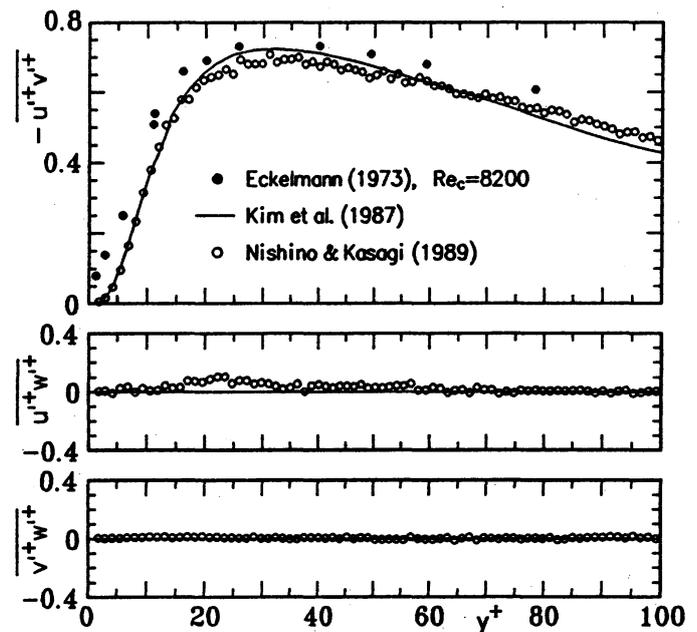


図6 レイノルズ剪断応力3成分の分布

の結果は壁近傍でかなり大きな値となっており、壁面への漸近挙動にも違いがみられる。流れ場の対称性より零となる $\overline{u'w'}$ 及び $\overline{v'w'}$ については、本結果はその条件を良く満足している。

以上のように、三次元速度場データベースから計算された乱流統計量は、壁法則及び流れ場が十分に発達した二次元流である条件を良く満たしている。また本稿では割愛したが、高次の乱流統計量に関しても壁近傍領域を含めて良好な結果が得られており、これらのことから本データベースの信頼性が確認される。

4. 準秩序構造の推定

準秩序構造の空間構造の推定には、Adrian⁽¹⁰⁾により提案されたStochastic Estimation法（以下、SE法と記す）を用いた。この方法は、乱流変動量（例えば、速度、圧力）の2点相関関数を用いて、ある与条件下における乱流変動量の時空間分布を推定する手法である。本研究では、与条件の線形関数として推定を行うLinear SE法を用いた。以下にLSE法について具体的に説明する。

一般に点 x での条件 $E(x)$ に対して、点 $x+r$ の位置における速度変動成分 $u'(x+r)$ の条件付き平均を考える。LSE法では、この条件付き平均を条件 $E(x)$ の線形結合として次式のように推定する。

$$\hat{u}'_i(x+r) = L_{ij}(x, r)E_j(x) \quad (i=1, 2, 3; j=1 \sim m) \quad (1)$$

ここで、 $\hat{u}'_i(x+r)$ は条件付き平均の i 成分の推定値、 $L_{ij}(x, r)$ は係数、 $E_j(x)$ は

j番目の与条件である。本研究では、条件として $x^+ = (0, 14, 0)$ での速度変動3成分、即ち $u'(x)$, $v'(x)$, $w'(x)$ を与えた。これらの詳細については後述する。

係数 $L_{ij}(x, r)$ は、瞬時値 $u'_{i,j}(x+r)$ と推定値 $\hat{u}'_{i,j}(x+r)$ との平均2乗誤差が最小となるよう次式で与える⁽¹⁶⁾。

$$L_{ij}(x, r) = \langle E_j(x)E_k(x) \rangle^{-1} \langle u'_{i,j}(x+r)E_k(x) \rangle \tag{2}$$

係数 $L_{ij}(x, r)$ を計算するためには、上式の右辺に含まれる1点相関関数 $\langle E'_j(x)E'_k(x) \rangle$ と2点相関関数 $\langle u'_{i,j}(x+r)E'_k(x) \rangle$ が必要になる。

LSE法は、通常の場合抽出法と比較して結果の収束が速く、統計的裏付けが明確であるという利点を有するが、測定の難しい2点相関関数の分布を必要とすることから、その適用例は少ない⁽¹⁷⁾。本研究では、上述の速度場データベースから2点相関関数を計算した。図7はその一例であるスパン方向2点相関係数の分布であるが、直接数値シミュレーションの結果⁽¹⁸⁾ ($Re_c = 3480$)との良好な一致を示している。他の

成分に関しても、 $-150 < x^+ < 150$, $0 < y^+ < 150$, $-150 < z^+ < 150$ の範囲で妥当な結果が得られていることを付記する⁽⁸⁾。

LSE法では、速度条件の線形結合として速度場を推定するので、与える速度条件の比が一定の場合、

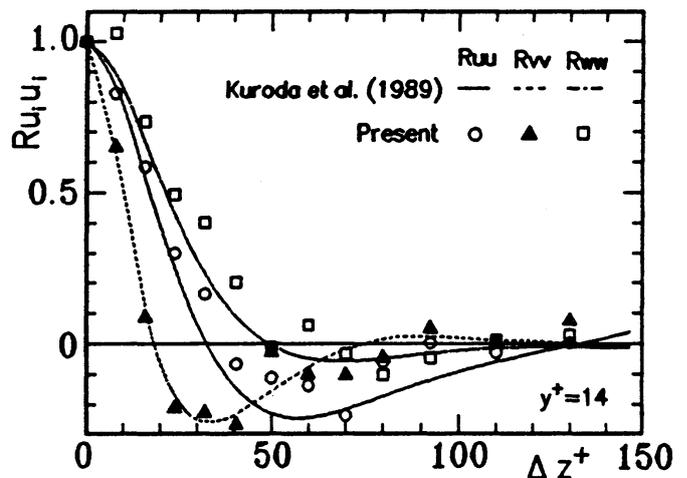


図7 スパン方向2点相関係数の分布

換言すると速度ベクトルの角度が一定の場合、推定される速度場のパターンは変化しない。本研究ではこの特徴を利用し、変動速度ベクトルの角度の最頻値を与条件とした。従って、推定される速度場は、最も頻繁に観察されるフローパターンを表わすことになる。

図8に速度ベクトルの方向を定める2つの角度(ϕ, θ)の定義を示す。図9は速度場データベースから計算された(ϕ, θ)の結合確率密度分布($y^+=14$)である。分布にはイジェクション(Q2: $\phi < 0, u' < 0; \theta > 0, v' > 0$)とスweep(Q4: $\phi > 0, u' > 0; \theta < 0, v' < 0$)領域に極大値(+印)が存在する。Q2の極大値は $\phi = -\pi/2$ (ピーク#1; $w' = 0$)付近に存在する。一方、Q4の極大値は $\phi = \pi/4$ (ピーク#2)と $\phi = \pi/2$ (ピーク#3; $w' = 0$)付近に存在する。

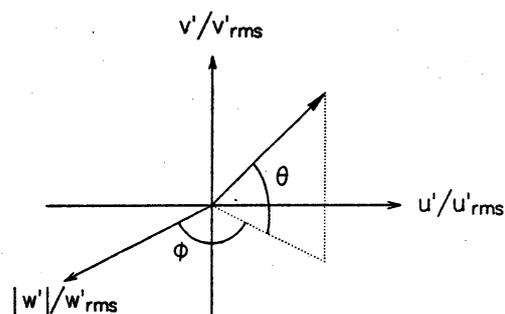


図8 速度ベクトルの角度(ϕ, θ)の定義

前者はスパン方向成分が相対的に大きい角度であり、極大値が第I象限に近接していることから、Q4とアウトワードインターアクション($\phi > 0 (u' > 0), \theta > 0 (v' > 0)$)との密接な関連性が示唆される。本研究では、速度条件としてこれら極大点での速度変動の平均値を与えた。具体的には以下の通りである。

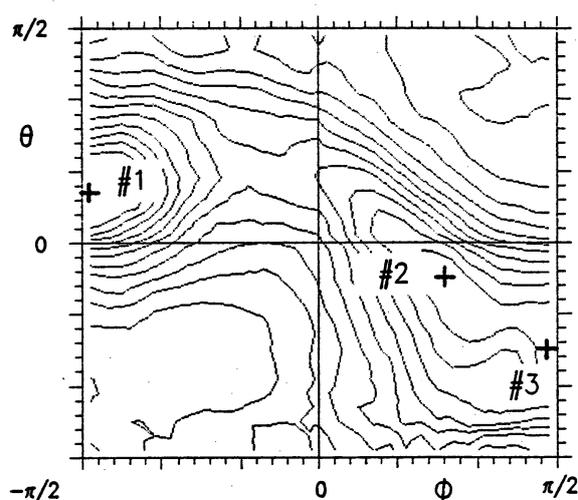


図9 速度ベクトルの角度の結合確率密度分布

Q 2 : $u'^+ = -4.16, v'^+ = 0.27, w'^+ = 0.08$ (ピーク # 1)

Q 4 : $u'^+ = 2.96, v'^+ = -0.18, w'^+ = 1.10$ (ピーク # 2)

Q 4 : $u'^+ = 3.10, v'^+ = -0.51, w'^+ = 0.06$ (ピーク # 3)

図 1 0, 1 1 に, Q 2 と Q 4 (ピーク # 2) を与条件として推定された速度

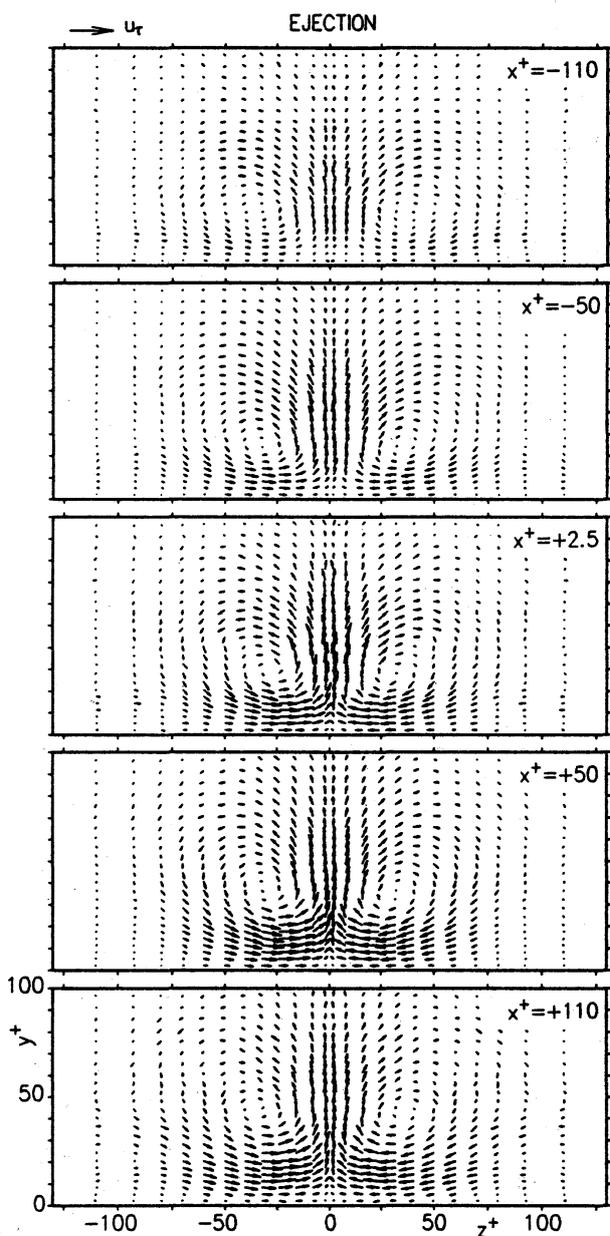


図 1 0 Q 2 渦に伴う速度場の y-z 断面図

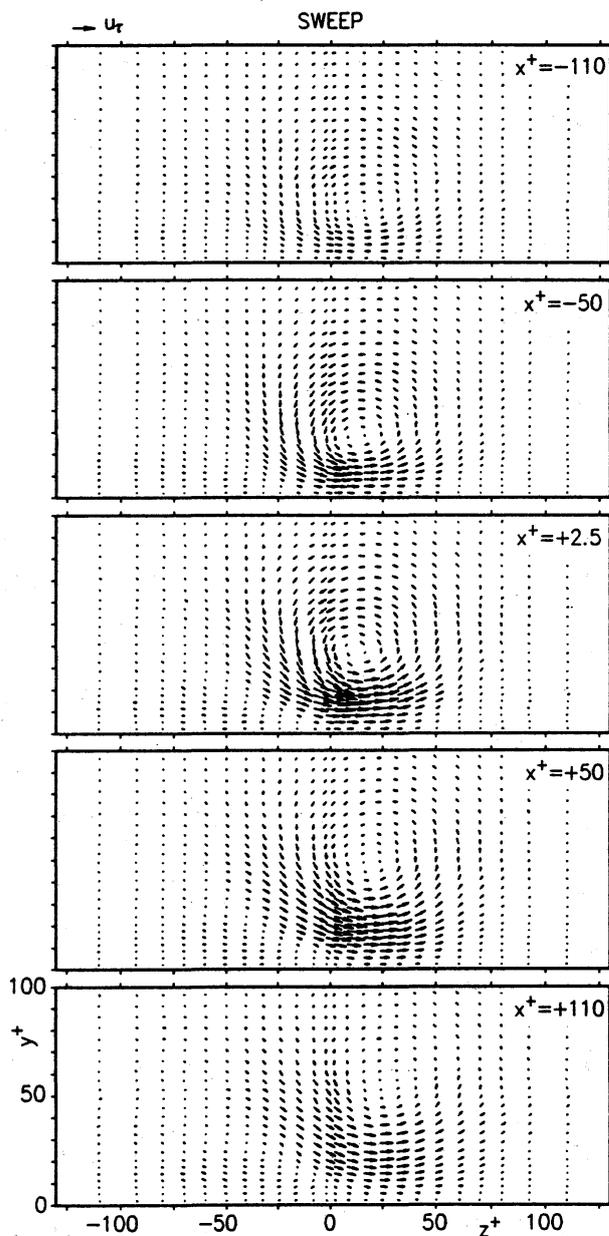


図 1 1 Q 4 渦に伴う速度場の y-z 断面図

場の y - z 断面図を示す。図中の x^+ , z^+ の値は、与条件位置 $(0, 14, 0)$ からの距離を表わす。両ベクトル線図とも、明瞭な縦渦構造の存在が認められ、これらの縦渦構造が二次元チャンネル乱流において最も頻繁に観察される乱流構造であることが分かる。なお、ピーク # 3 を与条件として推定された Q 4 渦は、回転方向が逆であることを除いて、Q 2 渦とほぼ類似のパターンを示す。以下、Q 2, Q 4 に対応する渦運動を各々 Q 2 渦, Q 4 渦と記す。これらの縦渦は、流れ方向のスケールが $300\nu/u_\tau$ 程度と低速ストリークと比較して短く^(*)、上流から下流に向かうにつれて渦中心が壁面から遠ざかり渦径が拡大する。

図は省略するが、レイノルズ応力の分布では、Q 2 渦, Q 4 渦ともに与条件点付近にそれぞれ強いイジェクション, スイープを伴っており、レイノルズ応力がこれらの縦渦構造に伴って発生することが確認された。さらに、Q 4 渦では渦直下に明瞭なアウトワードインターアクションの存在が認められ、上述したようなピーク # 2 の位置と対応して、壁近傍ではアウトワードインターアクションが Q 4 渦に伴って発生することが示された。

図 1 2 に、渦中心位置の流れ方向への変化を示す。なお、この図には、上流から観察して渦の回転

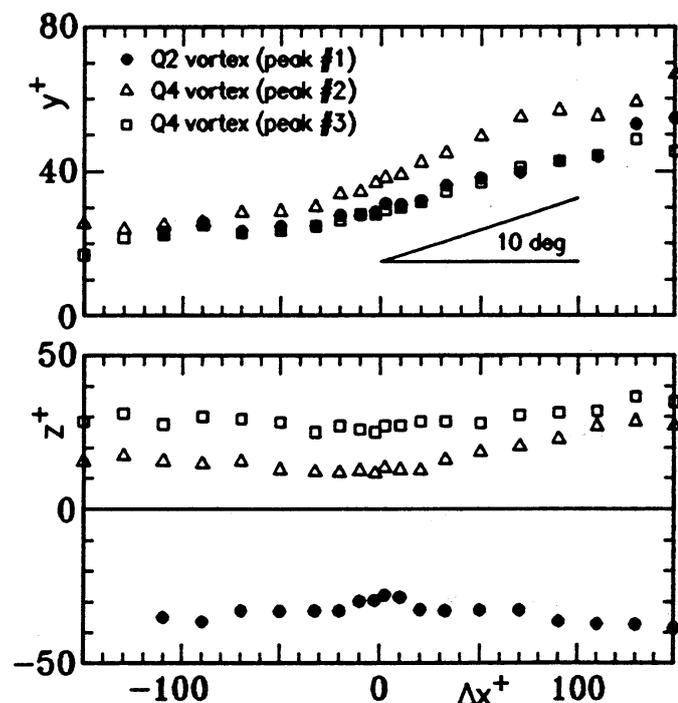


図 1 2 渦中心位置の流れ方向への変化

方向が反時計回りとなる縦渦についてのみ示した。y方向位置の変化は、前述したように下流に向かうにつれて壁面から離れ、その傾斜角は約 10° である。この傾斜角は条件点が $y^+=61$ では 20° 、 $y^+=102$ では 35° となり⁽³⁾、条件点が壁から遠ざかるにつれて増加する。一方、z方向位置は下流に向かうにつれて、Q2渦、Q4渦ともに $z^+=0$ から離れる方向に移動するが、Q2渦とQ4渦とでは移動する方向が逆である。この結果は、ここで比較した縦渦がともに同じ回転方向の渦であることを考慮すると、Q2渦とQ4渦が互いに異なる空間構造を有することを示唆している。

5. 結論

速度3成分の瞬時空間分布の測定が可能な三次元画像処理流速計を用いて、十分に発達した二次元チャンネル乱流を測定し、壁のごく近傍領域を含む三次元速度場データベースを構築した。そこから計算された乱流統計量は、壁法則及び流れ場が十分に発達した二次元流である条件を良く満たすとともに、近年の直接数値シミュレーションの結果とも良い一致を示しており、速度場データベースの信頼性が確認された。壁面剪断乱流に存在する準秩序構造を解析するため、Stochastic Estimation法をこの速度場データベースに適用し、最も出現確率の高い乱流構造を推定した。その結果、イジェクションあるいはスweepを伴う2種類の縦渦構造の存在を示し、その空間構造の詳細を明らかにした。

参考文献

- (1) 西野・笠木・平田・佐田, 1989, 機論, 55-510B, pp. 404-412.
- (2) Nishino, K., Kasagi, N. and Hirata, M., 1989, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 111-4, pp. 384-391.
- (3) 西野, 1989, 東京大学博士論文.
- (4) 笠木・西野, 1990, ターボ機械, 18-9, pp. 498-503.
- (5) Kasagi, N. and Nishino, K., 1990, Experimental Thermal and Fluid Science, 掲載予定.
- (6) Nishino, K. and Kasagi, N., 1989, Proc. 7th Symp. on Turbulent Shear Flows, Stanford, pp. 22.1.1-22.1.6.
- (7) 西野・笠木, 1990, 機論, 56-524B, pp. 1338-1346.
- (8) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., 1987, J. Fluid Mech., 177, pp. 133-166.
- (9) 村井・奥田・中村, 1981, 東京大学生産技術研究所報告, 29-6, pp. 1-15.
- (10) 入谷・笠木・平田, 1985, 機論, 51-470B, pp. 3092-3101.
- (11) Kastriakis, E. G. and Eckelmann, H., 1983, J. Fluid Mech., 137, pp. 165-186.
- (12) McEligot, D. M., 1985, Max-Planck Institut für Strömungsforschung, Göttingen, D-3400.
- (13) Kreplin, H. P. and Eckelmann, H., 1979, Phys. Fluids, 22-7, pp. 1233-1239.
- (14) 鈴木・笠木, 1990, 機論, 56-532B, pp. 3724-3731.
- (15) Eckelmann, H., 1974, J. Fluid Mech., 65-3, pp. 439-459.
- (16) Adrian, R. J., 1975, in: Turbulence in Liquids, Science Press, pp. 323-332.
- (17) Adrian, R. J., 1988, Proc. Int. Seminar on Near-Wall Turbulence, 5S.
- (18) Kuroda, A., Kasagi, N. and Hirata, M., 1989, Proc. Int. Symp. Comp. Fluid Dynamics, pp. 1174-1179.