

添加剤による抵抗低減流れに関する研究

2002 年 2 月

熊本大学大学院自然科学研究科

宗 像 瑞 恵

～ 目 次 ～

第1章 序 論 1

1.1 はじめに	1
1.2 抵抗低減溶液の非ニュートン性	3
1.3 本論文の概要	5
参考文献	

第2章 レーザードップラー流速計による高精度乱流計測法 11

2.1 はじめに	11
2.2 平均速度偏り誤差の補正	11
2.2.1 従来の速度偏り補正法	12
2.2.1.1 重み補正法	12
2.2.1.2 等時間間隔サンプリング法	17
2.2.1.3 BC (Burst Continuous) 法	18
2.2.2 新補正法(EIT 法)の提案	18
2.2.3 円管内バックステップ後方流れの 実験装置および測定方法	19
2.2.4 結果および考察	19
2.2.4.1 EIT 法と CP 法・SD 法との比較	19
2.2.4.2 EIT 法と重み補正法との比較	25
2.3 レイノルズ応力の算出法	31
2.3.1 円管内流れの実験装置および測定方法	32
2.3.2 結果および考察	34
2.3.2.1 3σ カットの効果	34

2.3.2.2	種々のレイノルズ応力算出法の比較	36
2.3.2.2a	同時サンプリング法(CT 法)	36
2.3.2.2b	等時間間隔サンプリング法(ET 法)	38
2.3.2.2c	同時データの等時間間隔 サンプリング法(CT+ET _c 法)	39
2.3.2.3	平均到着時間間隔の評価	39
2.3.2.4	円形噴流への適用例	41
2.4	結 言	44

参考文献

第3章 添加剤による抵抗低減流れの乱流構造 47

3.1	はじめに	47
3.2	実験装置および実験方法	48
3.3	結果および考察	50
3.3.1	抵抗低減率	50
3.3.2	平均速度分布および乱流統計量の分布	51
3.3.3	レイノルズ応力の分布	55
3.3.4	4 象限分類法によるレイノルズ応力に 寄与するコヒーレント構造の解析	56
3.3.4.1	各象限の挙動のレイノルズ応力への寄与	56
3.3.4.2	平均振幅	58
3.3.4.3	各象限の運動の振幅比	61
3.3.4.4	各象限の確率	64
3.3.4.5	レイノルズ応力と渦の伸張	66
3.3.5	乱流エネルギーへのコヒーレント構造の寄与	68
3.3.5.1	乱流エネルギーへの各象限挙動の寄与率	68
3.3.5.2	各象限に分類した軸方向 および半径方向速度変動の振幅	70
3.4	結 言	72

参考文献

第4章 粘弾性モデルを用いた数値解析 75

4.1	はじめに	75
4.2	数値計算法	76
4.2.1	計算対象	76
4.2.2	流れの支配方程式	76
4.2.3	FENE-P モデル	77
4.2.4	平行平板間乱流の LES	80
4.3	結果および考察	81
4.3.1	平均速度分布	81
4.3.2	乱れ強さの分布	82
4.3.3	レイノルズ応力の分布	83
4.3.4	高レイノルズ数($Re_\tau=395$)での解析結果	85
4.3.4.1	平均速度分布	85
4.3.4.2	乱れ強さの分布	86
4.3.4.3	レイノルズ応力の分布	87
4.3.4.4	構造テンソルのトレース	87
4.3.4.5	ストリーク構造と分子の伸張	88
4.3.5	コロケート格子による解析結果	89
4.4	結 言	90

参考文献

第5章 界面活性剤水溶液の管内旋回流の計測 93

5.1	はじめに	93
5.2	矩形管内旋回流	94
5.2.1	実験装置および実験方法	94

5.2.2	結果および考察	96
5.2.2.1	同ヘッド差における流量の比較	96
5.2.2.2	矩形管内旋回流の 3 方向速度分布	97
5.2.2.3	乱れ強さの分布	99
5.2.2.4	レイノルズ応力の分布	100
5.2.2.5	可視化画像	100
5.2.2.6	壁面圧力分布	102
5.3	円管内旋回流	103
5.3.1	旋回流発生装置	103
5.3.2	実験装置および実験方法	103
5.3.3	結果および考察	105
5.3.3.1	ヘッド差および流量の関係	105
5.3.3.2	管摩擦係数	106
5.3.3.3	抵抗低減率	108
5.3.3.4	壁面圧力の軸方向分布	109
5.3.3.5	速度分布	110
5.3.3.5a	ヘッド差(バルク速度)の影響	110
5.3.3.5b	速度分布(渦タイプ)の軸方向変化	113
5.3.3.6	旋回強さの減衰	114
5.3.3.7	乱れ強さの分布	115
5.3.3.7a	ヘッド差(バルク速度)の影響	115
5.3.3.7b	乱れ強さの軸方向変化	117
5.4	結 言	118

参考文献

第6章 結 論 121

主な記号 125

謝 辞

第 1 章

序 論

1.1 はじめに

古くから摩擦抵抗の減少に関する研究は続いている。摩擦抵抗は固体同士の摩擦から液体と固体、気体と固体そして流体同士の摩擦まであらゆる境界面で発生しているため、これらの摩擦抵抗を減少させることは、工学上極めて重要となる。流体輸送システムのパイプラインについて考えると、摩擦抵抗の低減によって、ポンプ動力の低減、パイプラインの延長、パイプラインの寸法の減少など数多くのメリットが得られる。特に、形状抵抗よりも摩擦抵抗が大きいような流れには、多大な利益をもたらす。また、工学的に取り扱う流れ場の多くは乱流であり、摩擦抵抗の低減に関する問題は乱流の発生機構と密接に関係している。つまり、摩擦抵抗には渦運動の制御が必要となる。従って摩擦抵抗の低減の研究を進めていくことは、今なお繰り広げられている乱流の研究にも大いに貢献する。これまでに乱流を抑制して省エネルギー化を図るために、航空機、船舶やパイプラインなどにおいて、固体表面に小さな V 型の縦溝（リブレット）をつける方法⁽¹⁾が試みられてきたが、摩擦抵抗の低減率は 10%程度にとどまった。それに対して本研究で取り扱う添加剤による抵抗低減効果は極めて著しく、最大 80%程度の低減率が得られ、うまく利用すれば、工学的な利用価値は高いといえる。

添加剤による抵抗低減効果の歴史を振り返ると、1948 年にオランダのアムステルダムにて発表したトムズの論文⁽²⁾が初めてであった。その論文では、直鎖状高分子をわずかに含む溶液をパイプの中に流すと乱流摩擦抵抗が溶媒のときよりも著しく減少するという内容である。以後、この摩擦抵抗減少の効果はトムズ効果(Toms effect) と呼ばれ、広く知られている。また、直鎖状高分子だけでなく、界面活性剤⁽³⁾、パルプ繊維⁽⁴⁾、泡（微細気泡）なども同様な効果を示す添加剤として知られるようになった。トムズの発表以来、その低減効果のメカニズムや応用に関する研究が数多くなされてきた^{(5)~(7)}。抵抗低減メカニズムに関しては、これまでにさまざまな理論が挙げられている^{(8)~(10)}。例えば、(a) 非等方粘性理論(Isotropic viscosity)⁽¹¹⁾、(b) 壁面における滑り (Effective slip)⁽¹²⁾、(c) 粘弾性理論 (Viscoelasticity)⁽¹³⁾ (d) 層流から乱流への遷移のおくれ (Transition delay)⁽¹⁴⁾ などである。数多くの実験により、かなり詳細なことまで明らかになっている^{(15)~(17)}が、今なお決定的なメカニズムの解明には至っていない。その原因としては、この種の溶液が非ニュートン性を示し、さらに弾性も持ち合わせるなど、これまでのニュートン流体の流体力学では説明でき

ない流れ場を形成することにある。そこで、計算機の発達に伴い、その非ニュートン性や弾性をモデル化した数値解析によるアプローチも試みられてきた。応力と弾性変形との関係をモデル化^{(18)~(20)}し、構成方程式を流れの運動方程式と連続の式に組み込んで解析していく方法が主流である。また、添加剤の分子そのものの運動方程式を解いて、流体との相互作用を考慮した2wayの解析方法^{(21),(22)}も計算機能力が増してきた今日では可能になっている。しかし、モデル化にはモデルのパラメーターと実際の流れのパラメーターとの対応など、未だ依然として不十分な要素を残している。実際の流れ場では、数値解析と異なり、粘性によるひずみと弾性によるひずみをうまく区別できないところに困難さが残り、抵抗低減メカニズムの解明が未解決のままになっているものと考えられる。今後、さらなる流れ場の情報を集約し、新たなモデルを模索しながら、メカニズムが解明されることが期待されている。

一方、抵抗低減効果の応用としては、鎖状高分子がアラスカ横断パイプラインを始め多くの石油パイプラインにおける輸送動力の低減に利用されている⁽²³⁾。また、油井掘削のための高圧水注入、消火用の放水用ホース、スラリー（土砂懸濁液）輸送や集中豪雨時の下水などへの応用も考えられている⁽²⁴⁾。しかしながら、高分子はせん断に弱く、ポンプなどによって高分子鎖が切断されて抵抗低減効果を失うため、循環系のシステムには対応できず、用途に限界があった。そこで、せん断にも強く、一度切れても復元力をもっている界面活性剤による研究が1980年代後半から始まっている。報告⁽²⁵⁾によると、1999年から試験的にヘアニング市（デンマーク）で、界面活性剤を使用した地域冷暖房システムの運用が継続されている。これは総延長5.6kmになる3万戸への熱供給システムである。界面活性剤の添加によって、エネルギー消費が年間4200MWh抑えられ、運転費用に換算すると145万ドル、二酸化炭素排出は3000トン削減されると見積もられている。この運用がうまく行けば、ヨーロッパ各国に広まる可能性が大きいといわれている。アメリカや日本では、この種の地域冷暖房は普及していないので、ビル空調システムへの応用が検討されている。日本では、通商産業省工業技術院のニューサンシャイン計画の1つであるエコ・エネ都市プロジェクトとして、1999年から「高密度熱輸送に利用する界面活性剤の研究開発」として岡山大学の稲葉教授らのグループが参画し⁽²⁶⁾、2001年に試行に至っている。今後さらなる利用が期待されている。

そこで、効果的にこの抵抗低減効果を利用するためには、曲り部や弁部が多くなりまっすぐな管の割合が小さくなる2次系の配管システムへの対応も検討する必要がある。しかしながら、まっすぐな流れ場以外の研究は拡大縮小流⁽²⁷⁾、曲がり管流れ^{(28),(29)}、伸張流⁽³⁰⁾などの希薄高分子溶液の研究に限られ、それらを含め界面活性剤を添加した溶液のその他の流れ場についてはほとんど調べられていない。パイプラインを想定すると、上記以外にも非円形断面のパイプ、分岐部、ポンプ部のほか旋回流、脈動流などさまざまな流れ形態が考えられる。よって、システム全体の効率を上げるためには今後ますますあらゆる流れ場での特性を把握しておくことが必要である。

本論文においてもこれまでの研究で数多く使用されている高分子や界面活性剤を添加剤として

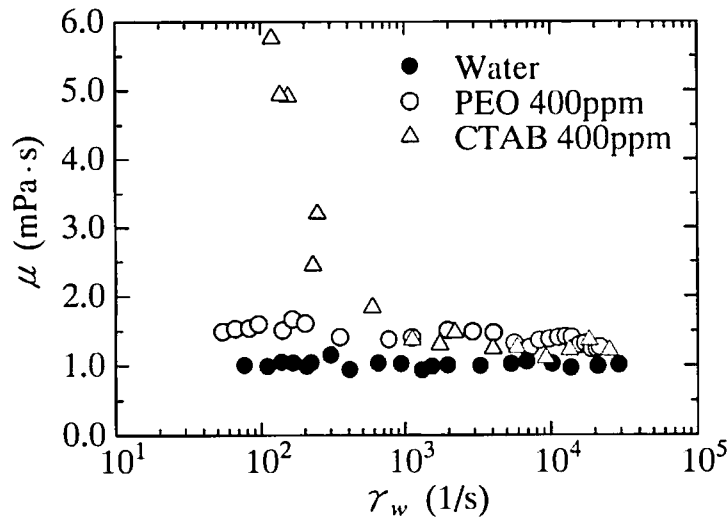


Fig.1.1 Relationship between apparent viscosity μ and shear rate γ_w at 20 °C
(PEO: 400ppm Polyethylene oxide solution, CTAB: 400ppm Cetyl try-methyl ammonium bromide solution⁽³³⁾)

用いて流体輸送の高効率化を目的とし、メカニズムの解明につながる抵抗低減流れの乱流構造の調査や旋回流への適用について検討する。容器内旋回流の研究はこれまでにある⁽³¹⁾ものの、軸方向に流れていく旋回流への試みは、著者の知る限り類がない。ポンプや曲り部などでは旋回流が発生すると予想されるため、本研究で得られた結果は、これらを保有する配管系での流体輸送システムの高効率化につながると考えている。

1.2 抵抗低減溶液の非ニュートン性

高分子や界面活性剤を添加した溶液は、せん断速度と応力の関係が非線形になり、いわゆる“非ニュートン流体”に分類される。図 1.1 に細管式粘度計により Krieger-Marom 法⁽³²⁾を用いて計測した高分子水溶液(PEO)と界面活性剤水溶液(CTAB)の見かけ粘度⁽³⁴⁾を示す。高分子溶液の場合はわずかにしか見られないが、この種の溶液は、せん断速度が増加するにつれて見かけ粘度は減少する。これを“Shear-thinning 粘性”といい、このような性質をもつ流体を“擬塑性流体”という⁽¹⁹⁾。

このようにせん断速度に依存した粘性を持っているため、流れ場のレイノルズ数(Re)を決定する際の動粘度が問題となる。これまでに使われている方法は主に 4 つほどある。

- (1) 水の動粘度に基づく Re
- (2) 壁面せん断速度に基づく動粘度による Re
- (3) ゼロせん断速度に基づく動粘度による Re
- (4) せん断応力とせん断速度の関係をべき乗則で表した時の修正 Re

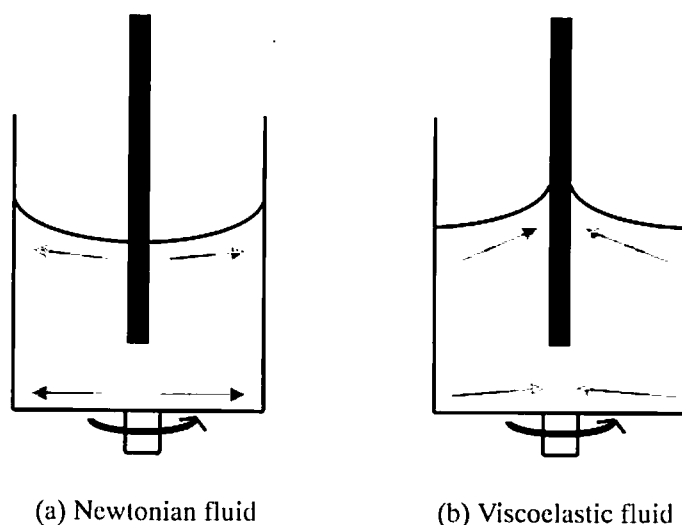


Fig.1.2 Weissenberg effect for viscoelastic fluid

(1) の場合は、 Re 数を速度の無次元量として取り扱うことを意味しており、最近の研究では、有次元の速度をパラメーターにした整理法も使われている。また、高せん断流れ場では、水の動粘度と同様にせん断速度に依存しない一定粘度が得られ、ほぼ水と同様な動粘度であるため、このレイノルズ数により整理した論文は数多くある。詳細は第5章中に述べるが、第5章の旋回流でのレイノルズ数にはこの(1)による動粘度を採用している。(2) の場合は、代表的な壁面せん断速度が決定できれば、流れ場の壁面近傍での粘度を代表粘度として取り扱えるので、流れ場を考慮した物性値がレイノルズ数に反映される。第3章の円管内の単純なせん断流では、完全に発達した流れ場を取り扱うため、圧力損失によって容易にせん断速度が見積もれるため、(2)の方法によるレイノルズ数を採用している。(3) の場合は、せん断速度がゼロのときの動粘度が必要となるため、実測する場合には、低せん断速度での粘度計測を行い、せん断速度ゼロでの粘度を外挿するため粘度計測にはかなりの精度が要求される。プラスチックなどの熔融液などに比べれば、本論文で扱うような濃度は低濃度であり、低濃度の低せん断での高精度な計測は困難となる。従って、弾性体力学をもとにして高濃度の液体で構築されてきた構成方程式を使用するような数値解析の場合によく使われている。第4章の数値解析では(4)の方法によるレイノルズ数を採用している。(4) の場合は、粘度特性がべき乗則に従う場合に使われ、流れ場に依存しない溶液の物性値が入る。

また、この種の高分子水溶液や界面活性剤水溶液は上述のようなせん断速度依存粘性だけでなく、弾性的性質も備えており、これらの水溶液で観察されるワイセンベルグ効果やバラス効果などは粘弾性流体の法線応力効果の一種として説明されている⁽³⁴⁾。ここで、簡単に法線応力効果に

ついてワイセンベルグ効果を使って説明しておく（図 1.2 参照）。水などのニュートン流体をビーカーに入れ、その真中に丸棒を入れて回転させると遠心力によって液体の表面は中心部が下がり外側が盛り上がる。しかし、粘弾性溶液をビーカーに入れた場合は、逆に中央部分が盛り上がってくる。これは単純せん断により弾性変形が大きくなると、流線方向にせん断応力のほかに張力が発生し、これと垂直な方向に圧力が生じるためであり、これを法線応力効果と呼んでいる。また、弾性とも関連する伸張粘性(Elongational viscosity)も保持しており、伸張速度が大きくなるにつれて伸張粘度は高くなる。

1.3 本論文の概要

本論文は、添加剤による抵抗低減効果に関する研究をまとめたものであり、序論、結論のほか、4つの章から構成されている。以下に各章の内容について概説する。

第2章では、レーザードップラー流速計(LDV)による高精度乱流計測法について論じる。添加剤による抵抗低減溶液の速度場の計測には2次元LDVを用いるため、LDVに関わる次の2つの問題点について検討する。1つ目は、LDVは混入したシーディン粒子の挙動を計測するが、測定体積を一定の時間内に通過する粒子の数は速度の速い粒子の方が多いため、アンサンブル平均によって算出される平均速度は真の時間平均速度より速い方に偏るという問題である。これに対する補正法については本研究では新しい方法を提案する。そして、バックステップ後方流れにおいて、幅広い乱れ度の位置で計測し、従来の各種補正法と新しく提案する等時間間隔サンプリング補正法との比較を行い、提案した方法の有効性を示す。また、2つ目の問題点としては、乱流構造を知る上で必要なレイノルズ応力をLDVにより高精度に計測するためには、所有の2カラー4ビーム方式のLDVでは二次元の各速度成分を独立に計測しているため、2成分の速度変動の積として表されるレイノルズ応力を算出するには2成分の同時刻のデータが必要となる。しかしながら、実際には検出のタイミングに差が生じたり、時には片側の成分のみしか検出しない場合さえある。そこで、同時データとみなせるタイミングのズレ時間の許容幅およびデータの再抽出法を変えて、レイノルズ応力の値に与える影響を円管内流れのレイノルズ応力について調査し、直接数値シミュレーション(DNS)による数値計算結果⁽³⁵⁾と比較しながら、最適なレイノルズ応力算出法について検討する。

第3章では、添加剤による抵抗低減効果のメカニズムの解明に重要な乱流構造について論ずる。第2章で提案したLDVでの高精度乱流計測法に基づき、高分子や界面活性剤を添加した円管内乱流の流れを計測し、レイノルズ応力を構成する組織構造について調査することを目的として、レイノルズ応力を4象限分類法および条件付アンサンブル平均法により解析する。その結果、非定常な運動の特徴を抽出でき、抵抗低減流れの乱流構造に対する一考察が述べられている。さらに、混合長モデルを利用して得られた抵抗低減溶液のレイノルズ応力と渦の伸張との関係について示す。

第4章では、数値解析によって抵抗低減流れの乱流構造について調べるために、粘弾性流体の平行平板間乱流の解析結果を報告する。特に前章での実験によるアプローチでは得られない乱流構造に着目する。粘弾性モデルには FENE-P (Finitely extensible non-linear elastic- Peterlin) モデル⁽³⁶⁾を適用し、高レイノルズ数での解析を DNS に比べて安定に、かつ比較的少ない格子数で可能にするために、ラージ・エディ・シミュレーション (LES) を導入し、有効な解析結果が得られたことを示す。また、モデルの表す高分子のマクロな構造を調査し、高分子の伸張に関する考察や高分子の伸張とストリーク構造に関する考察を行う。さらに、複雑形状な流れ場の解析にも今後対応していくためにコロケート格子による粘弾性流体の解析も行い、その有効性も示す。

第5章では、添加剤として界面活性剤を用いた場合の管内旋回流に関して論じる。流体輸送システムの高効率を図るためには、第3、4章で取り扱ったようなまっすぐな流れ場だけでなく、1.1 節で述べたようにパイプラインを構成する様々な流れ形態での添加剤の影響を把握しておく必要がある。この章では、ポンプや曲がり部などで発生することが予想される旋回流について取り扱う。矩形管や円管内の旋回流を対象とし、界面活性剤の濃度や流れ場の速度を変化させて、抵抗低減効果について調査し、低い濃度では抵抗低減効果が得られないことやまっすぐな流れ場に比べて抵抗低減効果が小さいことなどを示す。また、抵抗低減効果が現れる濃度において LDV により流れ場を計測し、ニュートン流体の旋回流とは測定パイプの上流側での渦タイプが異なり、測定パイプの入口に取り付けた旋回流発生装置を通過するとニュートン流体の場合に比べて急速に旋回強さが減衰し、その減衰が抵抗低減に大きく寄与していることなどを示す。

第6章では、結論として本研究で得られた結果をまとめ、今後の課題を含めて本論文の総括を述べる。

参考文献

- (1) Walsh, M. J., Viscous Drag Reduction in Boundary Layers, Bushnell, D. M., and Hefner, J. N., Eds. AIAA, Washington DC, p.203, 1992.
- (2) Toms, B.A., "Some Observations on the Flow of Linear Polymer Solutions through Straight Tubes at Large Reynolds Numbers," in *Proc. First Intern. Congr. on Rheology*, Vol. II, pp.135-141, North Holland Amsterdam, 1948.
- (3) Zakin, J. and Lui, H. L., 1983, "Variables Affecting Drag Reduction by Nonionic Surfactant Additives", *Chem. Engng Commun.*, Vol.23, pp.77-80.
- (4) McComb, W. D. and Chan, K. T. J., "Laser-Doppler Anemometer Measurements of Turbulent Structure in Drag-reducing Fibre Suspensions," *J. Fluid Mech.*, Vol.152, pp.455-478, 1958.
- (5) Lumley, J. L., "Drag Reduction by Additives," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.1, W. R. Sears (Ed.), Annual Reviews Inc., Palo Alto, Calif. pp.367-384, 1969.
- (6) Gyr, A. and Bewersdorff, H. W., Drag Reduction of Turbulent Flows by Additives. Kluwer Academic. pp.172-174, 1995.
- (7) Wei, T. and Willmarth, W. W., "Modifying Turbulent Structure with Drag-reducing Polymer Additives in Turbulent Channel Flows", *J. Fluid Mech.*, Vol.245, pp.619-641, 1992.
- (8) 松信八十男, "Toms 現象," 日本物理学会誌, Vol. 23, No.11, p.858, 1968.
- (9) 田古里哲夫, "ポリマー水溶液による摩擦抵抗減少について(上)," 日本造船学会誌, Vol.478, pp.151-210, 1969.
- (10) 田古里哲夫, "ポリマー水溶液による摩擦抵抗減少について(下)," 日本造船学会誌, Vol.478, pp.211-222, 1969.
- (11) Dodge, D. W., and Metzner, A. B., "Turbulent Flow of Non-Newtonian Systems," *A. I. Ch. E. J.*, Vol. 5, No.2, 1959.
- (12) Oldroyd, J. G., "A Suggested Method of Detecting Wall Effects in Turbulent Flow Thorough Pipes," in *Proc. First Intern. Congr. on Rheol.*, pp. 130-134, Vol. II, North Holland, Amsterdam, 1948.
- (13) Metzner, A. B., and M. G. Park, "Turbulent Flow Characteristics of Viscoelastic Fluids," *J. Fluid Mech.*, Vol.20, p.291, 1964.
- (14) Hershey, H. C., and Zakin, J. L., "Existence of Two Type of Drag-reduction in Pipe Flow of Dilute Polymer Solutions," *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, Vol.6, No.3, p.381, 1967
- (15) Virk, P. S., "An Elastic Sublayer Model for Drag Reduction by Dilute Polymer Solutions," *J. Fluid Mech.*, Vol.45, pp.417-440, 1971.
- (16) 方義・長谷川富市・反町和則・鳴海敬倫・竹村茂雄, "円管内抗力減少流れにおける圧力変動の時間・周波数特性," 日本レオロジー学会誌, 26 巻 1 号, pp.7-14, 1998.

- (17) 伊藤基之・今尾茂樹・徳田和行, “界面活性剤水溶液の抵抗減少流れにおける乱流特性,” 日本機械学会論文集 (B 編), 61 巻 590 号, pp.266-272, 1995.
- (18) Phan-Thien, N. and Tanner, R., “An Adaptive Viscoelastic Stress Splitting Scheme and its Applications: AVSS/SI and AVSS/SUPG ” *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol.2, pp.353-365, 1977.
- (19) Giesekus, H., “A Simple Constitutive Equation for Polymer Fluids Based on the Concept of Deformation-Dependent Tensorial Mobility,” *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol.11, pp.69-109, 1982.
- (20) Rouse, P. E., “A Theory of the Linear Viscoelastic Properties of Dilute Solutions of Coiling Polymers,” *J. Chem. Phys.*, Vol.21, No.7, pp.1272-1280, 1953.
- (21) 川端信義・藤田克志・三宅裕, “球・バネマクロモデルによる粘弾性流体の直接数値シミュレーション(モデル化と解析方法),” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.63, pp.1568-1575, 1997.
- (22) 梶島岳夫・三宅裕, “離散要素モデルによる高分子溶液の乱流抵抗低減の数値シミュレーション,” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.64, pp.3636-3643, 1998.
- (23) Motier, J. F., Chou, L. C. and Kommareddi, N., “Commercial Drag Reduction Past, Present and Future,” *ASME FED*-Vol.237, pp.229-234, 1996.
- (24) Hoyt, J. W., “The Effect of Additives on Fluid Friction,” *ASME J. Basic Eng.*, Vol.94, pp.258-285, 1972.
- (25) 川口靖夫, “界面活性剤による乱流現象とその応用,” 省エネルギー, Vol.51, No.13, pp.18-24.
- (26) 稲葉英男, “将来の都市規模システムへの応用,” 省エネルギー, Vol.51, No.13, pp.38-42.
- (27) 芝沼弘允・加藤宏, “希薄高分子溶液の縮小・拡大流れに関する研究 (第 1 報, 圧力分布と速度分布),” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.45, pp.1669-1677, 1979.
- (28) 高見敏弘・須藤浩三・富田幸雄, “非ニュートン流体の曲がり管内流れ (第一報, べき乗則流体の数値解析),” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.52, pp.1228-1242, 1986.
- (29) 杉山均・秋山光庸・小出葎文, “曲がり円管路内における非ニュートン流体の乱流構造解析,” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, pp.1505-1512, 1999.
- (30) 長谷川富市・高野一男, “希薄高分子溶液の伸張流に関する研究 (第 1 報, オリフィスを通る流れに関する研究),” 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.45, pp.1659-1668, 1979.
- (31) Stokes, J. R., Graham, L. J. W., Lawson, N. J. and Boger, D. V., “Swirling flow of Viscoelastic Fluids. Part 1. Interaction between Inertia and Elasticity,” *J. Fluid Mech.*, Vol.429, pp.67-115, 2001.
- (32) 富田幸雄, レオロジー, 機械工学大系 12, コロナ (東京), pp.206-211, 1975.
- (33) Munekata, M., Ohba, H., Cheng, Y. and Matsuzaki, K., “Turbulence Structure of Drag Reducing Solutions Flow in a Pipe,” *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, FEDSM99-7136 (in CD-ROM)*, 1999.

- (34) 中村喜代次, 非ニュートン流体力学, コロナ社, pp.68-71, 1997.
- (35) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., and Nieuwstadt, F. T. M., "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: a comparison between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol.268, pp.175-209, 1994.
- (36) Peterlin, A., "Streaming Birefringence of Soft Linear Macro Molecules with Finite Chain Length," *Polymer*, Vol.2, pp.257-264, 1961.

第2章

レーザードップラー流速計による高精度乱流計測法

2.1 はじめに

乱流の大きな特徴として、「ランダム性」、「非線形性」、「拡散性」、「散逸性」、「三次元性」などがあり、乱流は高レイノルズ数での流れに起こる複雑な現象である。乱れの特性は、流れの速度変動を観測し、時間平均することにより統計量として数値化できる。従って、真の乱れをとらえるには速度変動を事細かに検知できなければならないので、乱流計測においては高応答性が必須となる。現在、乱流計測に最も適している計測装置として熱線流速計とレーザードップラー流速計（LDV）が挙げられる。LDVは熱線流速計で必要な検定を要せず、直接時系列の速度データが得られる。近似した検定式などを全く用いないので、速度の測定値の信頼性が高い。さらに、空間分解能が高く、強い乱れや逆流を伴う乱流の計測においても計測可能であり、流れに対し非接触で計測を行うため、流れ本来の乱れを計測するには最適な流速計といえる。しかしながら、LDVは流体の速度を直接計測するのではなく、流体中に混入した光散乱粒子（Seeding 粒子）の速度を測定するためにさまざまな欠点を持ち合わせている。そこで、本研究では乱流場の高精度計測を行うために、その欠点の中でも時間平均速度の偏り誤差およびレイノルズ応力の算出に関する問題点について調査し、より高精度な測定方法を提案する。

2.2 平均速度偏り誤差の補正

LDVは、一つの光源から出た2本の交差したレーザーによって形成される測定体積を、流体中に混入した Seeding 粒子が通過することによって得られる散乱光のドップラー周波数変化を測定することで、粒子の速度を算出するものである^{(1),(2)}。一般に、Seeding 粒子が空間的に一様に分布している場合、単位時間当たりに計測される粒子数（データレート）は速度に依存するため、粒子速度が速い場合、計測される粒子数は速度の遅い場合に比べて多くカウントされる。このため、アンサンブル平均によって求められた平均流速は、真の値より高い値に偏ってしまうという統計的な偏りがみられる。この問題に最初に注目したのは McLaughlin と Tiederman (1973)⁽³⁾である。彼らの研究の後、様々な研究者によってこの現象について研究が行われ、速度の統計的偏り誤差に対する様々な補正法が提案された。これらの補正法は、大きく分けて、重み関数を用いた重み補正法（Weighting Function Correction Method）と等時間間隔サンプリング法（Equal Time Sampling

Method)に分けられ、各補正法について様々な比較が行われている。また Gould ら (1994) ⁽⁴⁾は、Saturable Detector を用い、等時間間隔サンプリングを行った値を基準とし、種々の乱れ度において各補正法の検討を行い、補正量と乱れ度との関係について報告をしている。

速度の統計的偏りはこれまでに多く調べられているが、気体（空気）の流れのみで、液体の流れでの検討例は極めて少ない。しかも、作動流体が水の場合、流速が遅くなると、データレートが低くなるため、空気の流れの研究結果をそのまま適用することはできないと思われる。そこで本研究では、円管内ステップ後方において水流での計測を行い、これまでに提案されている種々の補正法をふまえ、諸乱流統計量の算出に有効な新たな補正法を提案し、比較検討を行った。

2.2.1 従来の速度偏り補正法

完全に流れに追従するような、十分に小さい粒子が一様に分布している場合、単位体積中の平均粒子数を M とすると、レーザーが形成する測定体積 ΔV_p を微小時間 ΔT の間に通過する平均粒子数 Δn は、

$$\Delta n = M \cdot \Delta V_p + |V| A_p M \cdot \Delta T \quad \cdots \cdots (2.1)$$

である。なお、 $|V|$ は速度ベクトルの大きさ、 A_p は速度ベクトルからみた測定体積の投影面積である。通常 LDV 計測では、測定体積は ΔT 時間内に測定断面を通過する体積に比べて非常に小さく、 $|V| A_p \cdot \Delta T \gg \Delta V_p$ が成立する。よって以下の式が得られる。

$$\Delta n = |V| A_p M \cdot \Delta T \quad \cdots \cdots (2.2)$$

ゆえに、一定時間に測定する粒子数は速度に比例し、速度の高い粒子が速度の低い粒子より多く測定される。これによって速度の統計的偏りが生じる⁽¹⁾。

これまでに提案されている各種補正法について以下に示す。また、表 2.1 にそれらの分類を示す。

2.2.1.1 重み補正法

重み補正法とは重み関数 w_i を用いて、平均速度と速度変動量の σ (rms) の偏りを減少させる方法であり、種々の補正法は用いる重み関数によって分類される。平均速度 u_m の補正式は

$$u_m = \sum_{i=1}^N u_i w_i / \sum_{i=1}^N w_i \quad \cdots \cdots (2.3)$$

と表され、速度変動の rms は

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N (u_i - u_m)^2 \cdot w_i / \sum_{i=1}^N w_i} \quad \cdots \cdots (2.4)$$

Table 2.1 Category of correction methods for bias

Category	Abbreviation of correction methods for bias
Weighting Function Method	MT1D, MT2D, RT, TBD, VPS1, VPS2, CMR1, CMR2
Multiple Measurement Method	BC
Equal Time Sampling Method	CP, SD, EIT

となる。

これまでに以下の重み補正法が提案されている。表 2.2 はそれらの重み係数についてまとめたものである。

a) MT1D (McLaughlin&Tiederman 's One Dimensional) 法

McLaughlin&Tiederman⁽³⁾によって提案された最初の補正法である。速度の統計的偏り誤差は瞬時速度の大きさに比例するという考え方より、重み関数として瞬時速度成分の大きさの逆数 $w_i = 1/|u_i|$ を用い、式 (3)、(4) より平均速度、速度変動の rms 値を算出する。しかし乱れ度が高いと過補正する傾向にある⁽³⁾。

b) MT2D (McLaughlin&Tiederman's Two Dimensional) 法

上記の MT1D 法を改善したもので、重み関数として瞬時の速度ベクトルの逆数 $w_i = 1/|V_i|$ を用いる。しかし、MT1D 法と同様に、乱れ度の高いところでは過補正すると報告されている⁽¹⁾。

c) RT (Residence Time) 法⁽⁶⁾

粒子が測定体積内にとどまっている時間 t_r (residence time) を重み関数として用い、補正を行うものであり、低い粒子密度でも適用できるが、粒子の滞在時間を厳密に計測するのが困難であり、広く適用できる補正法ではない。

d) TBD (Time Between Data) 法⁽⁶⁾

Barnett & Bentrey (1974)によって提案され、粒子到着時間間隔 (Interarrival time) τ を重み関数として用い、補正を行う方法である。

e) VPS1 (Velocity PDF Shape, First Version) 法⁽⁵⁾⁽⁶⁾

経験式を用い、偏った速度の確率密度関数 (PDF) を正規分布の PDF へ修正をする補正法であり、Nakao らによって提案された。この補正法は他の補正法と異なり、重み関数は直接、速度の PDF の形状を正規分布へ修正するように決定され、偏りを解消しようとするものである。重み関数は

$$w_i = \left| 1 + \frac{u_{en} - u_i}{u_{en}} \right|^{1.5} \quad \cdots \cdots (2.5)$$

と定義している。ここで u_{en} は補正前の速度のアンサンブル平均値である。

Table 2.2 Weighting function for various correction method

Method	Author	Weighting function	Data
MT1D	McLaughlin & Tiederman ⁽³⁾	$1/ u_i $	u_i
MT2D	McLaughlin & Tiederman ⁽³⁾	$1/ V_i $	u_i, v_i
RT	Hoesel & Rodi ⁽⁶⁾	T_i	t_i
TBD	Baratuci & Bentry ⁽⁶⁾	τ_{i-1}	t_i
VPS1	Nakao et al ^{(5),(6)}	$ 1 + E_i ^{1.5}$ $E_i = (u_{en} - u_i)/u_{en}$	u_i
VPS2	Gould & Loseke ⁽⁶⁾	$(1 + E_i)^{1.5}$, if $E_i \geq -1$ $1 + E_i ^{1.5}$, if $E_i < -1$	u_i
CMR1	Edwards & Baratuci ^{(7),(8)}	$\langle r(u) \rangle / r(u)_k$	t_i, u_i
CMR2	Edwards & Baratuci ⁽⁸⁾	$\overline{\langle r(u) \rangle} / \overline{r(u)}_k$	t_i, u_i

f) VPS2 (Velocity PDF Shape, Second Version) 法⁽⁶⁾

VPS1 法を乱れ度の高い流れ場に対しても適用できるように新たな重み関数を導入し、補正を行う。

$$w_i = \begin{cases} (1 + E_i)^{1.5} & E_i \geq -1 \\ (1 + |E_i|)^{1.5} & E_i < -1 \end{cases} \quad \dots\dots(2.6)$$

$$E_i = (u_{en} - u_i)/u_{en}$$

この補正法は1次元計測データしか用いず補正式も簡単で、乱れ度の高いところでも MT2D 法より効果的であり、Gould らは“あらゆる乱れ度に対し最もよい補正法”として紹介している。

g) CMR1 (Conditional Measurement Rate, First Version) 法^{(7),(8)}

CMR 法はここで挙げる補正法の中で、最も複雑な補正法であり、重み関数として条件付計測率 $r(u)$ の逆数を用いる方法である。この条件付計測率は、速度の速い粒子ほど粒子到着時間間隔が短くなるという考えから、図 2.1 のように、まず速度の PDF を作成した後、速度の PDF の各ビンごとに粒子到達時間間隔の PDF を作成し (図 2.2 参照)、この粒子到着時間間隔の1番目のビンの大きさを求めることで得られる。重み関数はこの条件付計測率をそのビンのノルムで正規化した値の逆数

$$w_k = \langle r(u) \rangle / r(u)_k \quad \dots\dots(2.7)$$

k : k th velocity bin

と定義することで得られる。ここで、 $\langle r(u) \rangle$ は

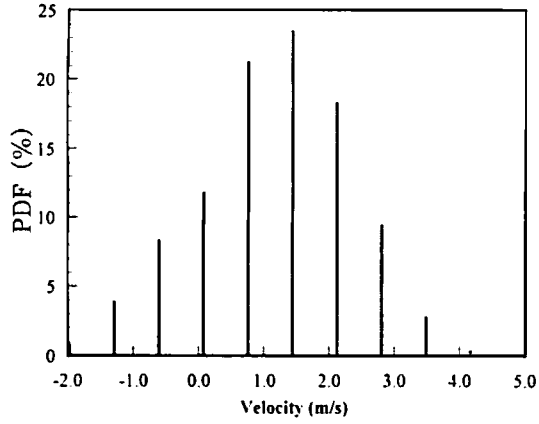


Fig.2.1 Velocity PDF for CMR1

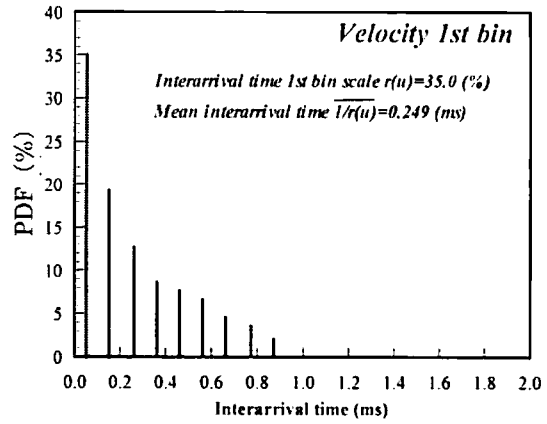


Fig.2.2 Interarrival time PDF for CMR1

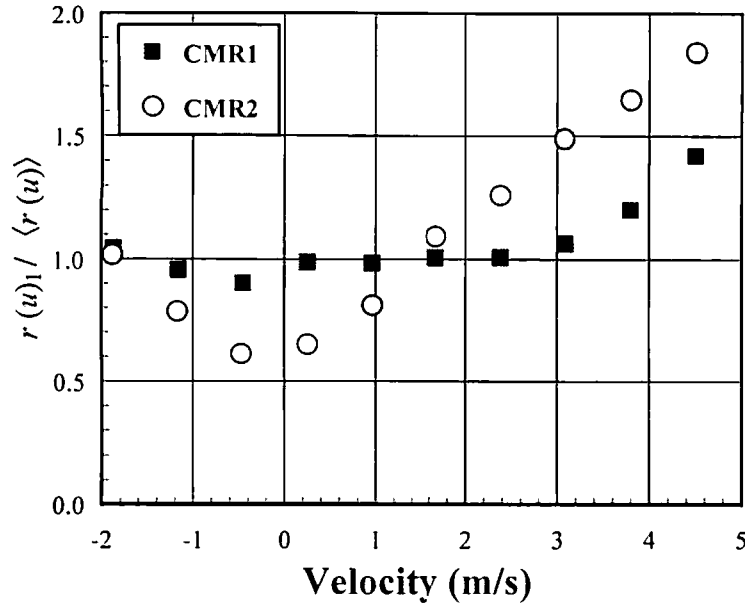


Fig.2.3 3 Normalized conditional measurement rate at TI=100%

$$\langle r(u) \rangle = \sum_{k=1}^M r(u)_k \cdot p(u)_k \quad \cdots \cdots (2.8)$$

M : Number of velocity bins

と定義される。 $p(u)_i$ は各速度の PDF のビンの大きさである。重み付けはこの各々の速度ビンに対して施され、補正值を得る。しかし、CMR1 法では粒子到着時間間隔の PDF を作成する際のビン数によって、重み関数が大きく左右されるため、ビン数の決定には流れの渦スケール等を考慮する必要がある。

h) CMR2 (Conditional Measurement Rate Second) 法⁽⁸⁾

この Interarrival time のビン数を決定することなく条件付計測率を決定するため、新たに条件付

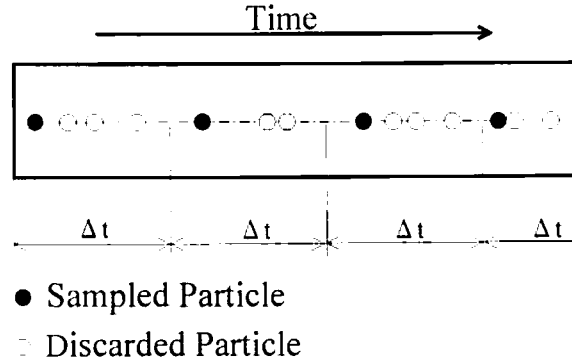


Fig. 2.4 Controlled Processor

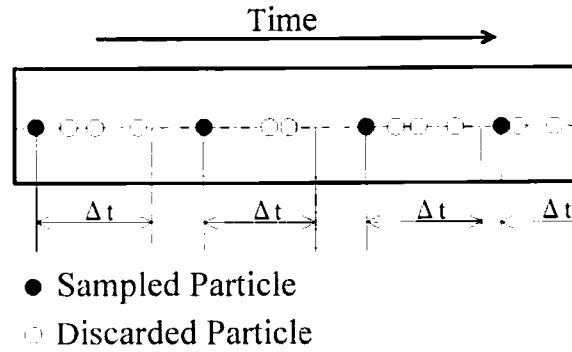


Fig.2.5 Saturable Detector

計測率を各速度ビンでの粒子到着時間間隔の平均値の逆数として,

$$\overline{r(u)}_k = 1 / \left(\sum_{i=1}^m \tau_i / m \right) \quad \cdots \cdots (2.9)$$

m : Number of data in each velocity bin

と定義し, 重み関数は

$$w_k = \overline{\langle r(u) \rangle} / \overline{r(u)}_k \quad \cdots \cdots (2.10)$$

となる. ここで,

$$\overline{\langle r(u) \rangle} = \sum_{k=1}^M \overline{r(u)}_k \cdot p(u)_k \quad \cdots \cdots (2.11)$$

である. 図 2.3 に CMR1 法と CMR2 法の正規化された条件付計測率 (重み関数の逆数) を示す. なお, CMR1 法の粒子到着時間間隔の PDF でのビン数は 20 としている. CMR2 法の場合, CMR1 法に比べて速度の絶対値に対して正規化された条件付計測率がリニアに変化していることから, CMR2 法の重み関数は有効であると考えられる.

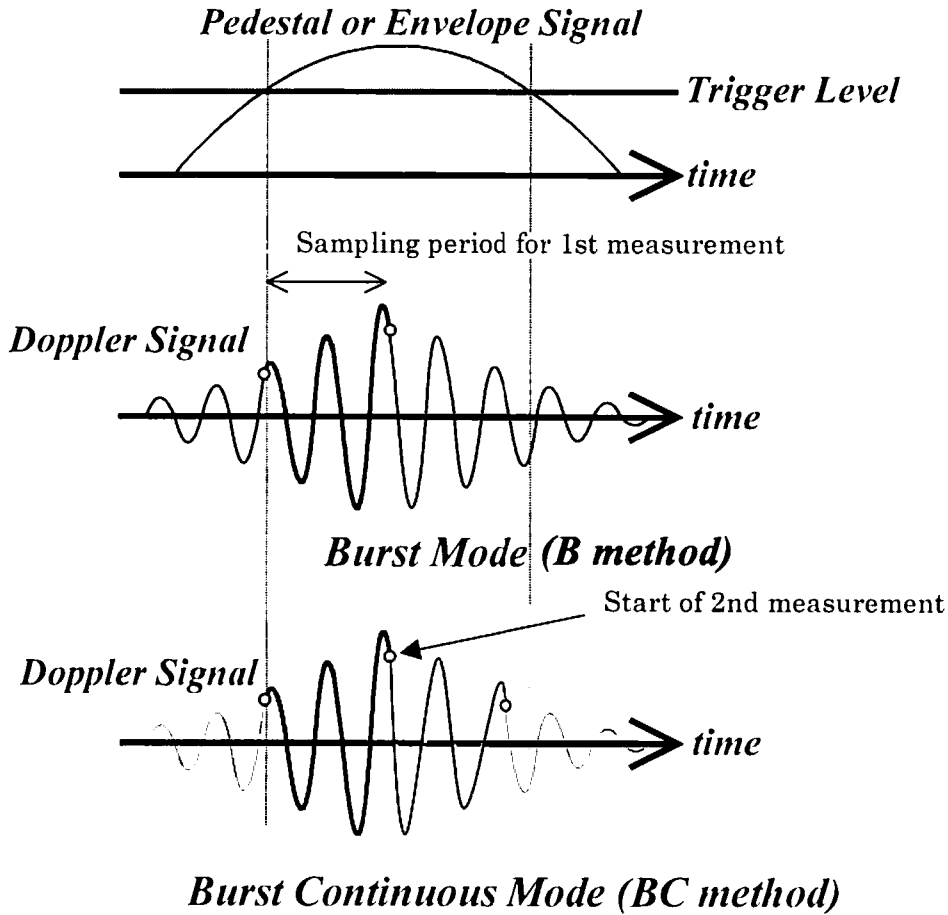


Fig.2.6 General view of burst mode (B method) and burst continuous mode(BC method)

2.2.1.2 等時間間隔サンプリング法

これまでに提案されている等時間間隔サンプリング法は信号処理器によって速度変動と相関のない時間間隔を設定し、サンプリングを行い、データ取得時に統計的偏りを減少させる方法である。これまで Control Processor や Saturable Detector といった処理器を用いた補正法が提案されているが、完全に設定した時刻にデータを抽出するにはかなり高い粒子密度が必要である。

a) CP (Controlled Processor) 法⁽⁹⁾

図 2.4 に示すように、このサンプリング法は測定時間を等時間間隔 Δt ずつに分割し、各時間帯において最初に検出されるデータのみ記録する方法で、データレートが流れのマイクロスケールより小さいと、データは速度に依存しないとされている。

b) SD (Saturable Detector) 法^{(4),(10)}

この補正法は緩和器 (Buffer) を用いる等時間間隔サンプリング法で、緩和器が “Ready” の状態のとき、データの取得を行うものである。つまり、図 2.5 に示すように前のデータから等時間間隔 Δt 分だけシステムが待機し、次に来る最初のデータを記録するというものであり、十分な補

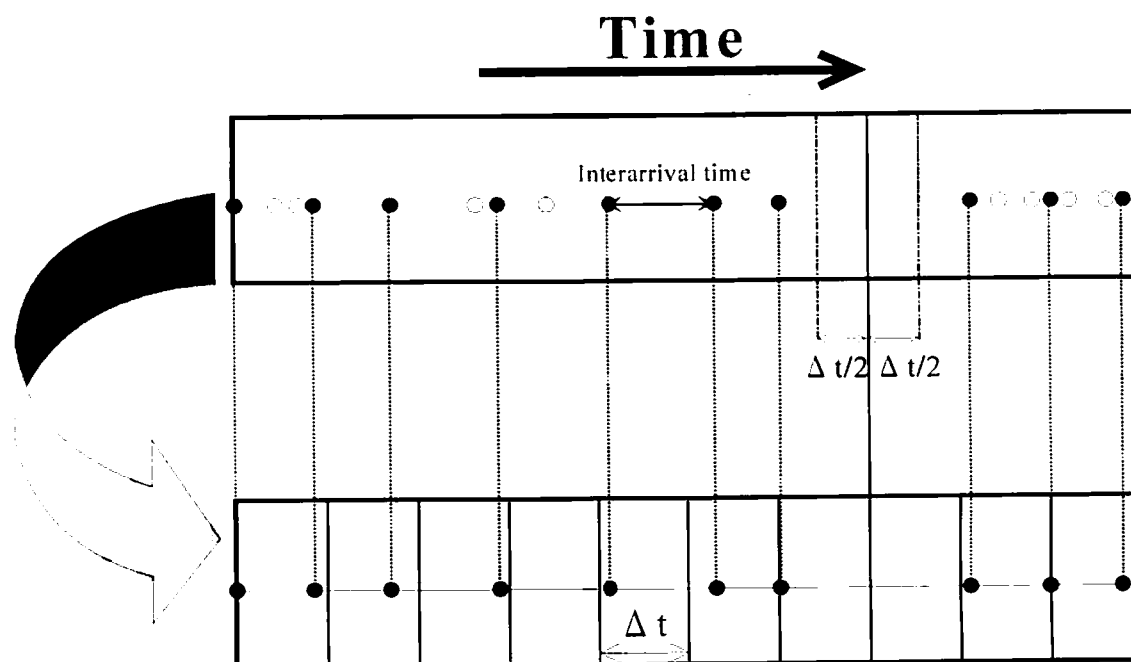


Fig.2.7 Equal interval time method (EIT method)

正効果を得るには補正後の有効データレート（VDR）は少なくともマイクロスケールの3倍以上が必要であるとしている。

2.2.1.3 BC (Burst Continuous) 法

通常、速度の遅い粒子ほど LDV の測定体積中に長く滞在するため、より時間的に長い Doppler 信号をかえす。よって1個の粒子につき1回演算を行った後、残った Doppler 信号を利用してさらに数回演算を行い、1個の遅い粒子から複数個のデータを取り出すことにより補正効果をもたらす方法が BC 法である（図 2.6 参照）。

2.2.2 新補正法（EIT 法）の提案

新しく提案する補正法は先に述べた等時間間隔サンプリング法に分類されるため、EIT (Equal Interval Time) 法 と名づけるが、以下にその方法について述べる。

・EIT (Equal Interval Time) 法

先に述べたように SD 法や CP 法は、完全に等間隔時間にデータを得るには非常に高い粒子密度である必要がある。よって本方法は、いったん粒子を検出した後、等時間間隔 (Δt) に区切り、設定時刻に最も近いデータを設定時刻前後の粒子より選択し、データを抽出する方法である（図 2.7 参照）。本方法は、速度の速い粒子ほど粒子到着時間間隔が短いということから、等時間間隔サンプリングにより、偏った分布をしている粒子到着時間間隔の PDF の形状を、粒子到着時間間

隔の 3 次モーメントである歪み度 (Skewness) を目安に、左右対称にすることで速度の統計的偏りを減少させる補正法である。等時間間隔 Δt はデータレート (DR) を基準に設定し、設定した時間刻みに $\pm \Delta t / 2$ の範囲内にデータがない場合はその時刻のデータはないものとして処理を行う。

2.2.3 円管内バックステップ後方流れの実験装置および測定方法

図 2.8 は本研究で用いた実験装置図である。全体の水容量は 60 l で、ポンプより吐き出された水は一時タンクに蓄えられ、ベルマウスを介して測定部へ導かれポンプへ戻る循環流れとなっている。測定部を拡大したものを図 2.9 に示す。測定部は管径 d ($d=26\text{mm}$) と管径 $2d$ のアクリル円管からなり、測定位置は円管ステップ後方 $2d$ において管中心から半径方向に、乱れ度の異なる 4 点とした。乱れ度 TI (Turbulent Intensity) は Burst mode より算出し、それぞれ 5%, 35%, 70%, 100% である。

本研究で使用した LDV は 2-colour 4-beam の後方散乱方式のアルゴンイオンレーザー (ONO SOKKI) である。光波長は軸方向 515nm、半径方向は 488nm、フリンジピッチは各々 $2.12\mu\text{m}$, $2.01\mu\text{m}$ であり、2 本のレーザーからなる交差部の測定体積は $0.15 \times 10^{-3}\text{mm}^3$ の回転楕円体となっている。使用した seeding 粒子はフリンジピッチの約半分程度である平均粒子径 $1.2\mu\text{m}$ のシリコンカーバイドで、粒子量を変えることによりデータレートを変化させ測定を行った。受光の検出については、ドップラー信号の中心周波数をシフトさせ適切なバンドパスフィルターを通過させた後、受光信号に含まれるエンベロープ信号の立ち上がりトリガーとして設定した。演算処理器はデジタル自己相関方式を採用した LV-5900 で、自己相関関数の演算に必要なサンプルクロック周波数は測定位置において随時適切な周波数を設定し、サンプル数 512 点とした。また、検出される信号の良否は自己相関の周期性と振幅強度で判定を行った。計測は Burst Continuous Mode (BC 法) で行い、1 個の粒子が 1 つの流速値を持つ Burst Mode のデータへ戻し各種補正法を施した。しかし等時間間隔サンプリング法については、高いデータレートが得られる BC 法のデータを用いて補正を行っている。さらにデータ処理の際は特異なデータの影響を受けないように平均値から $\pm 3\sigma$ (rms) の範囲にないデータはカットしてある。詳細は 2.3.2.1. 節に述べる。

2.2.4 結果および考察

2.2.4.1 EIT 法と CP 法・SD 法との比較

先ず EIT 法の設定時間間隔 Δt についての結果を示す。 Δt は、データレートの逆数である $1/\text{DR}$ および $10/\text{DR}$, $30/\text{DR}$, $60/\text{DR}$ の 4 つのパターンで処理を行った。図 2.10 に補正前の粒子到着時間間隔の PDF を、図 2.11 に各 Δt における補正後の粒子到着時間間隔の PDF を示す。

図 2.10, 図 2.11 より最初偏った分布をしていた粒子到着時間間隔の PDF は $10/\text{DR}$ 以上の時間間隔では、ほぼ左右対称な形状を得ていることがわかる。

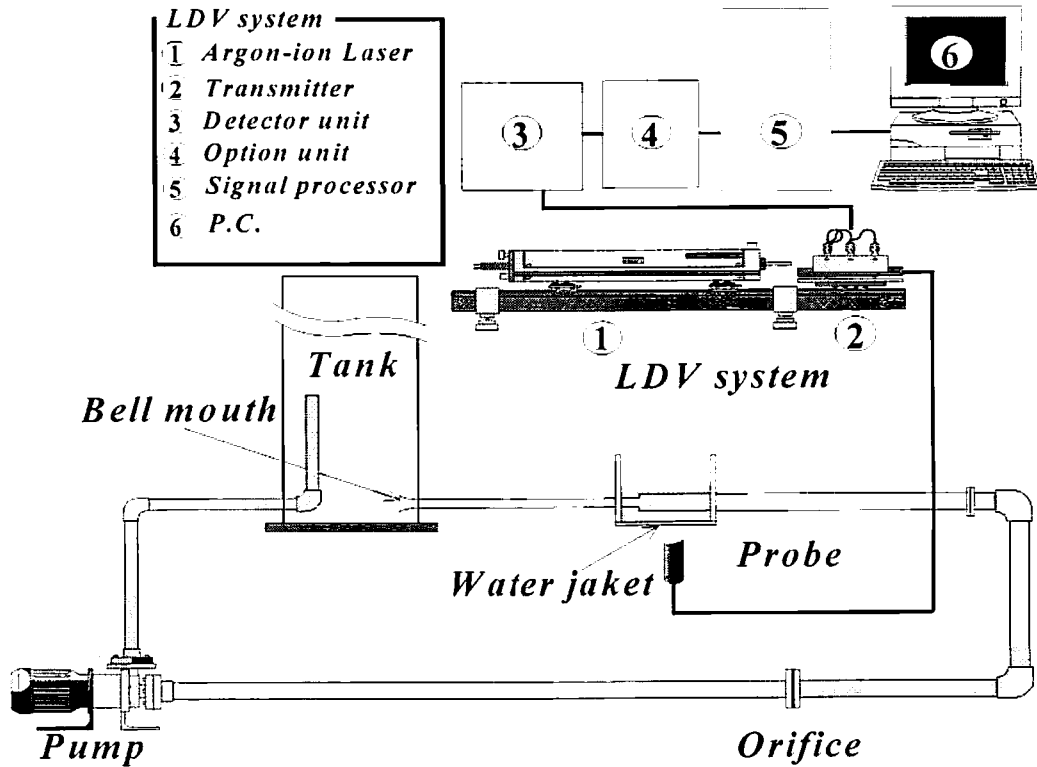


Fig. 2.8 Experimental apparatus

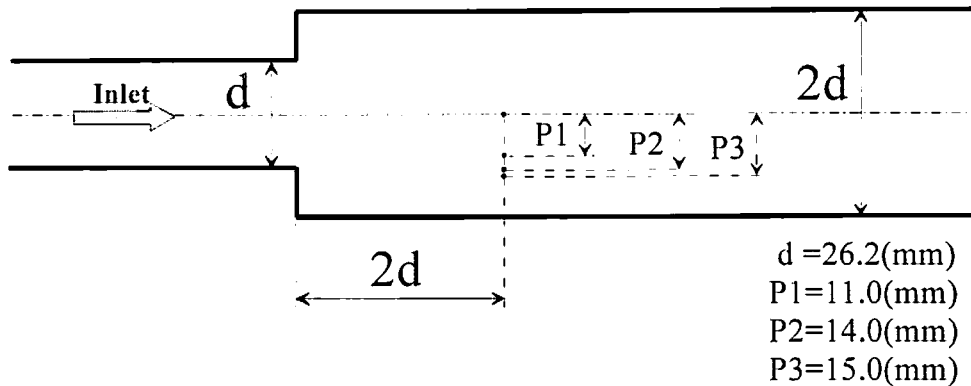


Fig. 2.9 Measurement position

次に、図 2.12 に補正後の有効データレート (VDR)、図 2.13 に等間隔にデータが存在するか否かを示すデータの間欠性、図 2.14 に粒子到着時間間隔の歪み度を、図 2.15 に速度と粒子到着時間間隔の相関係数 $R(u, \Delta\tau)$ を示す。なお、各図における乱れ度は 100% である。

最も高い有効データレートをもつ 1/DR は、データに間欠性があり、Interarrival time の PDF の歪み度も高く、速度との相関も高いことから時間間隔としては適さない。一方 60/DR は有効データレートが低い。このことから時間間隔としては 10/DR あるいは 30/DR が好ましいと思われる。図 2.16 に補正後の速度を u_c 、補正前の速度 (Burst mode) を u_r とし、無次元化した補正量を示す。

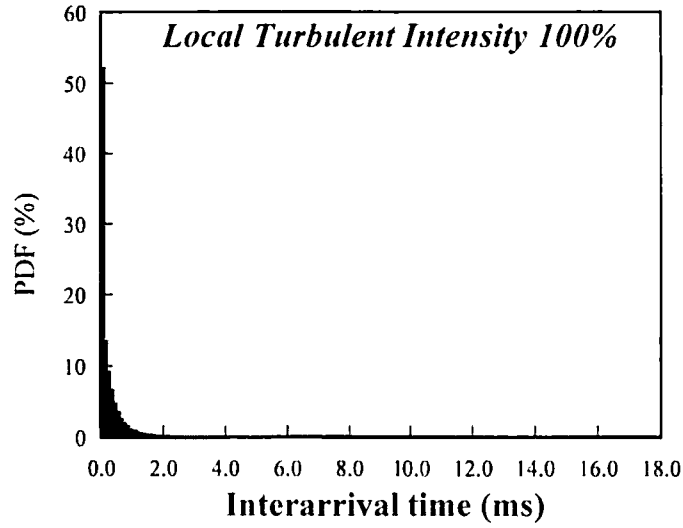


Fig.2.10 PDF distribution of interarrival time (Before Correction)

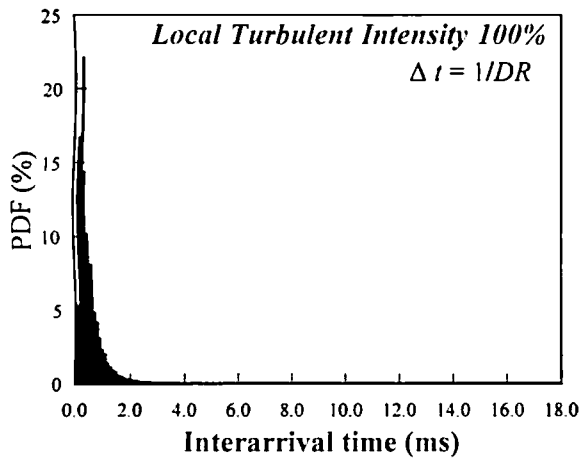
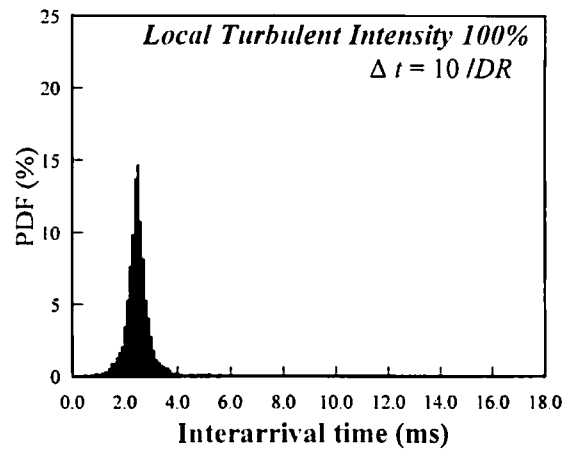
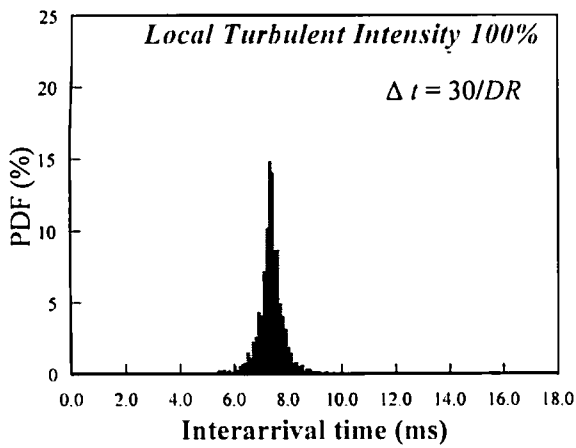
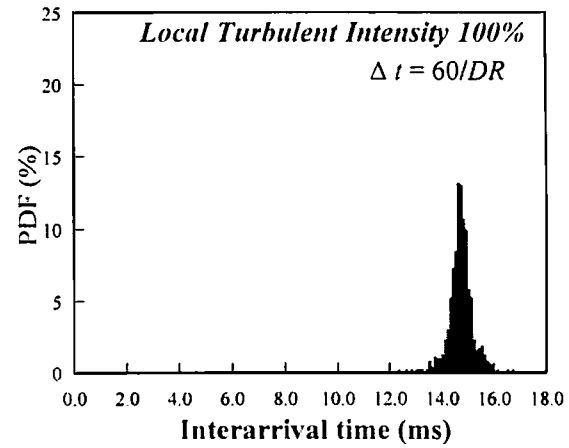
(a) $\Delta t = 1/DR$ (b) $\Delta t = 10/DR$ (c) $\Delta t = 30/DR$ (d) $\Delta t = 60/DR$

Fig.2.11 PDF distribution of interarrival time at TI=100% (After Correction)

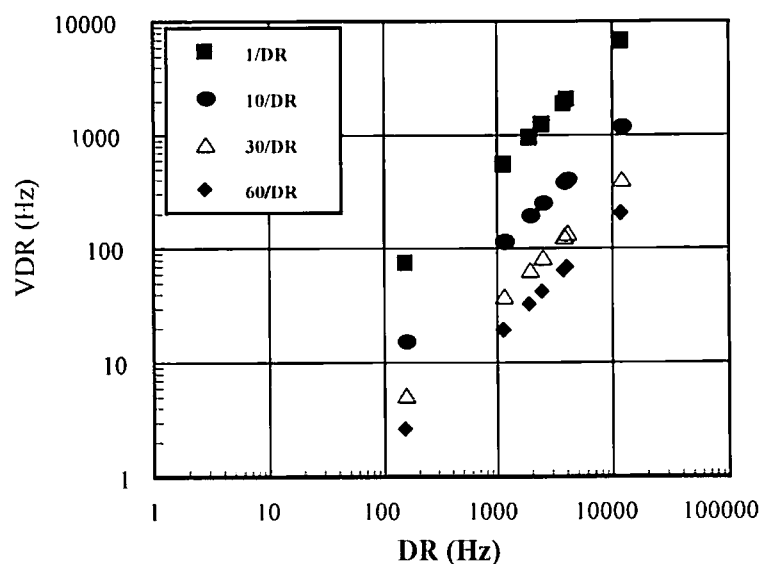


Fig.2.12 Relationship between valid data rate (VDR) and data rate (DR)

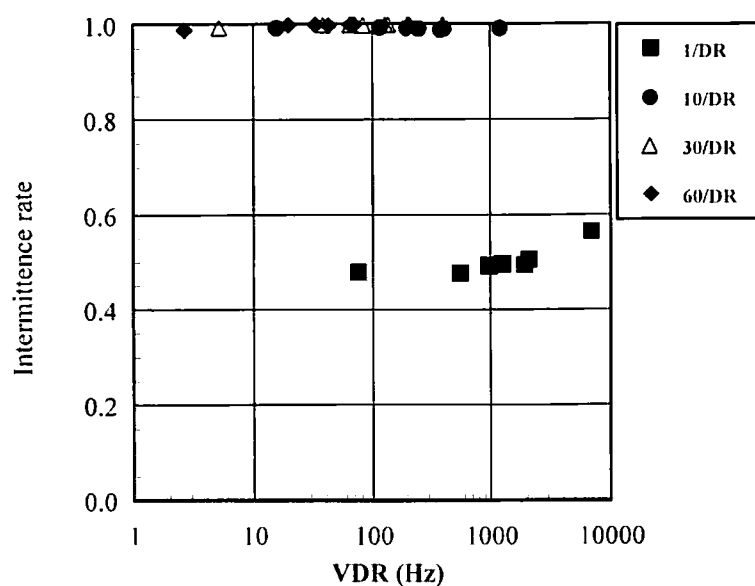


Fig.2.13 Intermittence rate for VDR

補正量は VDR が極端に小さいと補正量は小さく、ある程度のデータレートが必要であることが分かる。また等時間間隔を 10/DR, 30/DR としたデータは 60/DR とほぼ同程度の補正量を得ており、これらの傾向は乱れ度によって変わらないことから、10/DR, 30/DR でサンプリングを行ったデータから算出した平均速度はどの乱れ度においても統計的偏り誤差を含んでいない、真の値に最も近い値であると思われる。なお、図 2.14, 図 2.15 においては BC 法と通常計測に用いられる B (Burst) mode での値も参考のため示しておく。

次に EIT 法での結果を同じ等時間間隔サンプリング法である SD 法, CP 法と比較してその補正

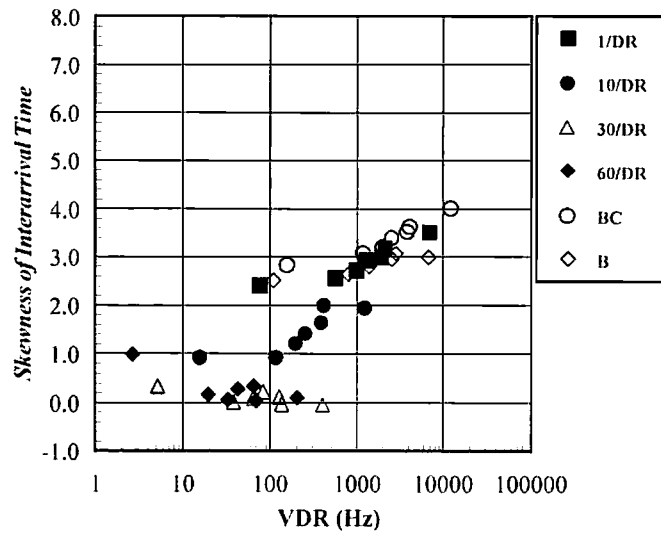


Fig.2.14 Skewness of interarrival time

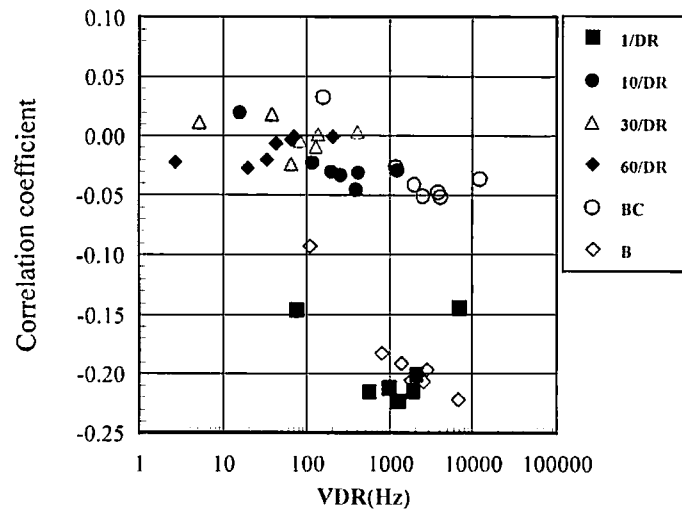


Fig.2.15 Correlation coefficient between u and $\Delta \tau$

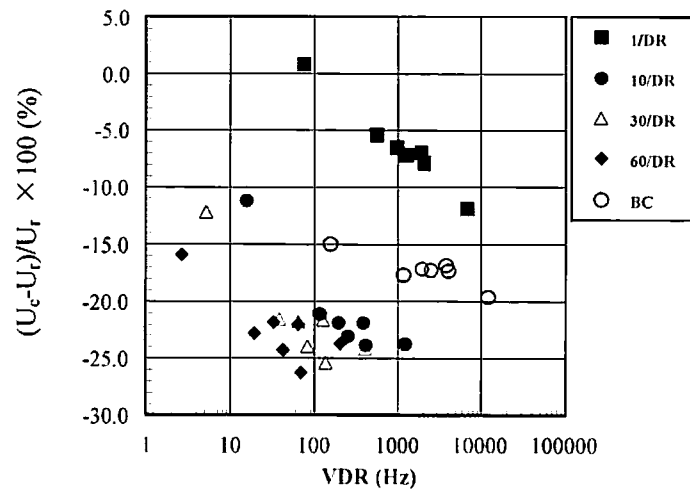


Fig.2.16 Correction ratio of mean velocity

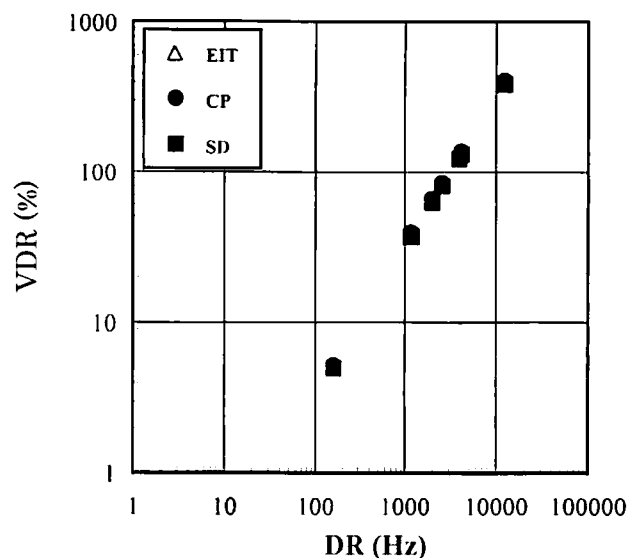


Fig.2.17 Relationship between VDR and DR in three kinds of equal time interval sampling methods

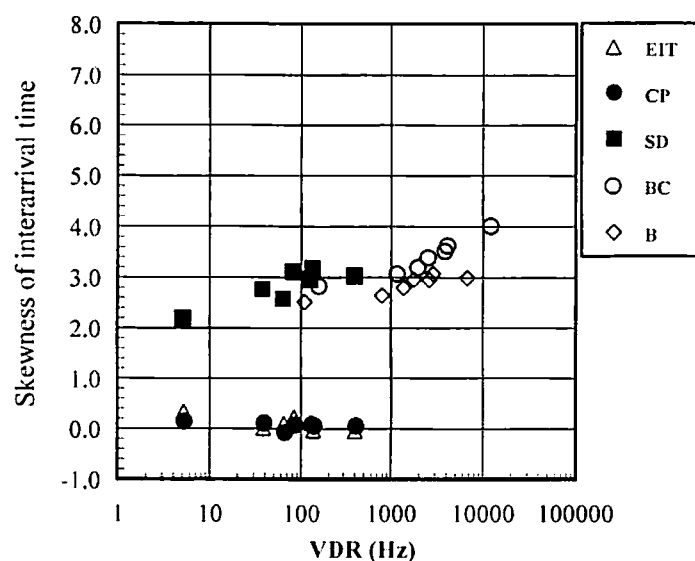


Fig.2.18 Skewness of interarrival time

効果を図 2.17 から図 2.20 に示す。なお、各図の乱れ度は 100%であり、等時間間隔 Δt は $30/DR$ としているが $10/DR$ としても結果に大差はない。なお、図 2.18、図 2.19 においては BC 法と通常計測に用いられる B (Burst) mode での値も参考のため示しておく。

図 2.17 に示す処理後の有効データレート (VDR) ではサンプリング法による違いはなかった。粒子到着時間間隔の歪み度においては、Gould らが真の値に近いとしている SD 法の値が高く、また、速度との相関性も高いことから、速度補正量も他のサンプリング法と比べて低い結果となった。本研究で新しく提案した EIT 法は CP 法とほぼ同程度の補正量を得ており、速度との相関性も低い値を示すことから EIT 法が真の値により近い結果を得ていると思われる。したがって以後、

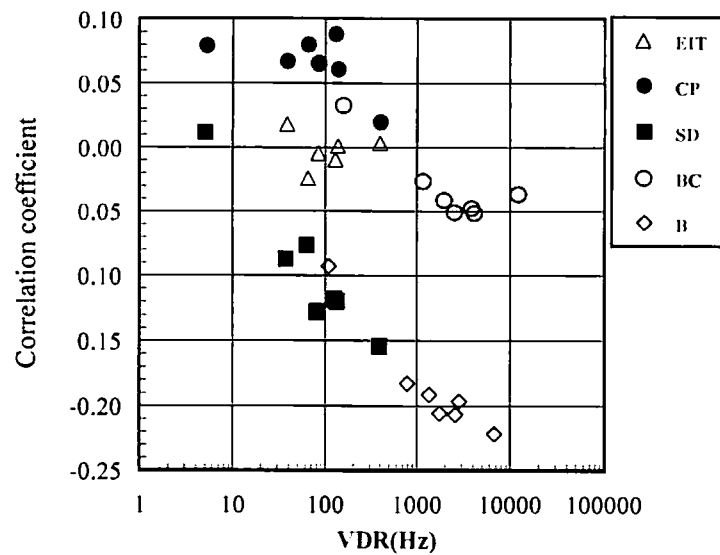
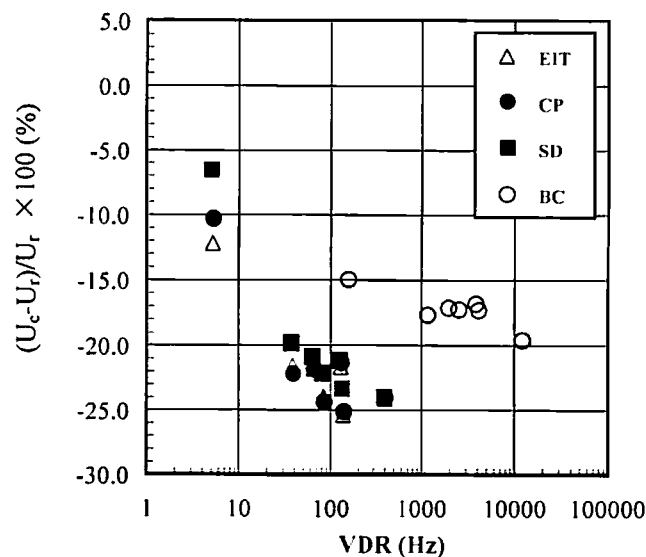
Fig.2.19 Correlation coefficient between u and interarrival time

Fig.2.20 Correction ratio of mean velocity in three kinds of equal time interval sampling method and multiple measurement method (BC: Burst continuous method)

等時間間隔サンプリング法として $30/\text{DR}$ でサンプリングした EIT 法について BC 法や種々の重み補正法と比較を行うこととする。

2.2.4.2 EIT 法と重み補正法との比較

図 2.21 から図 2.24 に各補正法における速度の補正量を各乱れ度ごとに示す。乱れ度 5% の各補正法における速度補正量はすべて数パーセント程度とかなり小さく、速度の統計的偏り誤差はほとんどないものと思われる。乱れ度 35% でもっとも補正効果が大きい結果を得た MTID 法は、乱

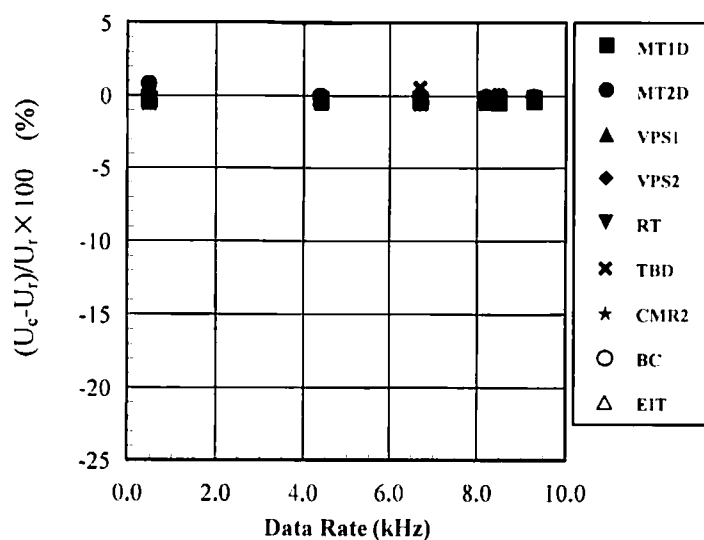


Fig. 2.21 Velocity correction ratio at TI=5%

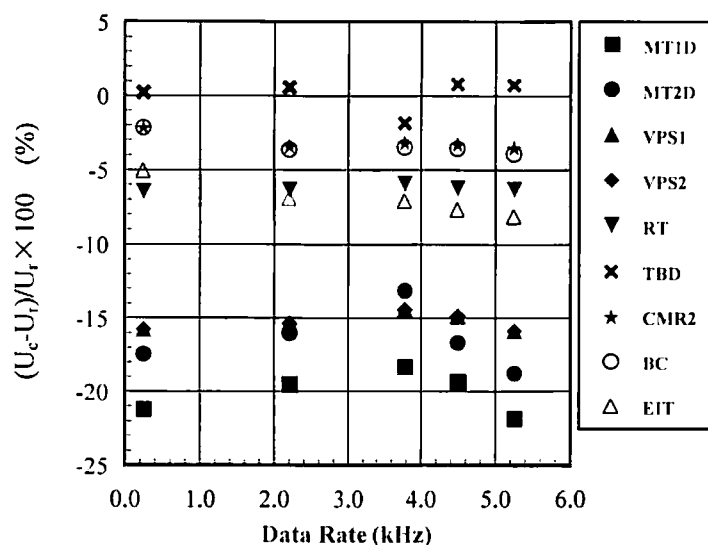


Fig.2.22 Velocity correction ratio at TI=35%

れ度 10%~20%を超える流れ場では過補正を行ってしまうことが報告されており、本研究で提案した EIT 法の補正量とは大きく異なっている。なお乱れ度 70%, 100%では無限に小さい速度成分を持つため、重み関数が限りなく大きくなってしまい過補正を行うことが明白であることから MT1D 法はカットした。速度ベクトルの大きさを重み関数として用いる MT2D 法は、MT1D 法でみられた過補正を減少させていることが分かるが、補正効果がデータレートに対し一定ではなく、補正量の変動がみられる。TBD 法の補正効果はほとんど見られず、重み関数として用いる粒子到着時間間隔の速度との相関係数の低さに問題があると考えられる。粒子到着時間間隔を用い、重み関数である条件付計測率を求める CMR2 法はどの乱れ度でも BC 法の値とかなり一致した結果

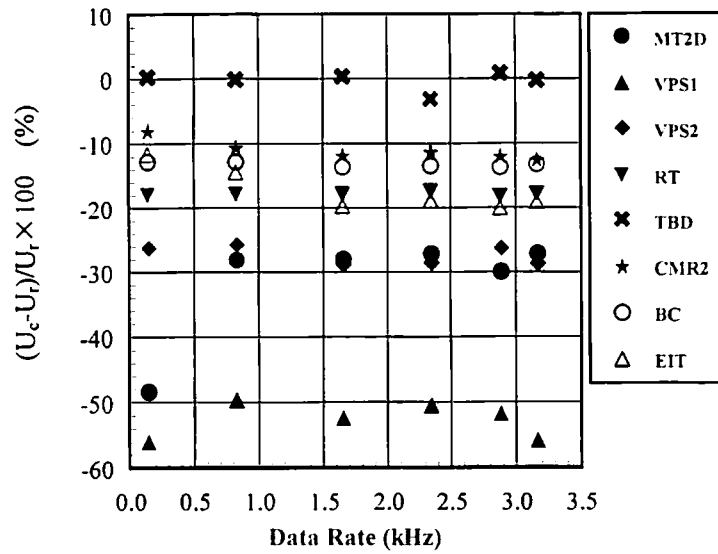


Fig.2.23 Velocity correction ratio at TI=70%

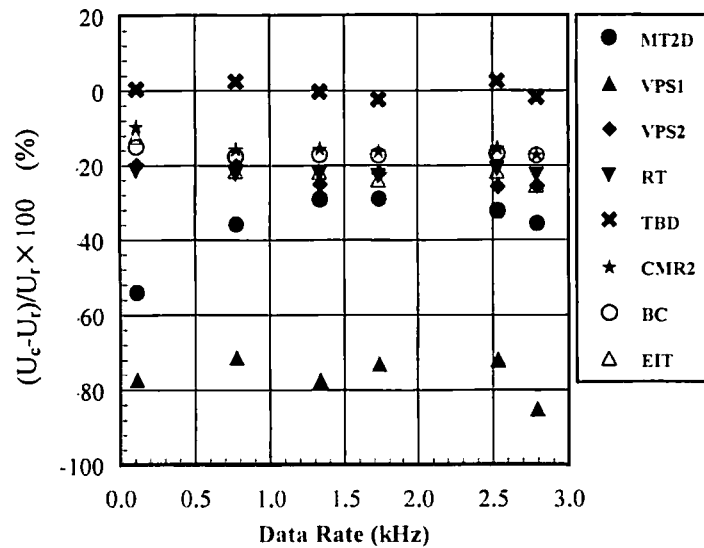


Fig.2.24 Velocity correction ratio at TI=100%

を得た。RT 法と BC 法は遅い粒子ほど測定体積内にとどまっている時間が長いということを利用した補正法であるため、いずれの乱れ度においてもほぼ同程度の補正量を得た。これらの値は EIT 法より補正効果が小さい結果となった。VPS1 法は、補正式の特性として乱れ度が 33%を超えると過補正を行うことから図 2.23、図 2.24 ではその傾向が明らかである。この式の特性を改善した VPS2 法は、EIT 法より補正効果が大きく、むしろ MT2D 法に近い結果となった。ただし EIT 法の補正値はデータレートが高い場合は上記の補正法より高い補正量を得ている。

次に速度変動の rms 値の補正結果を図 2.25、図 2.26 に示す。 σ_r は補正前の rms 値を、 σ_c は補正

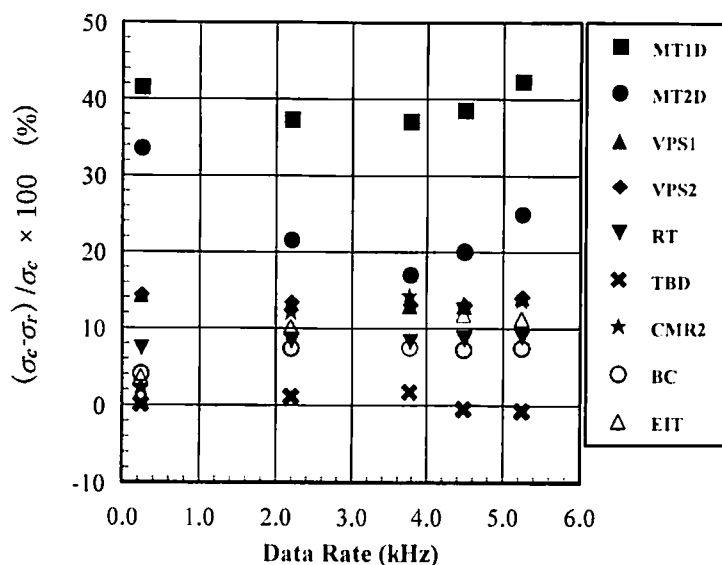


Fig.2.25 Correction ratio of rms value in velocity fluctuation at TI=35%

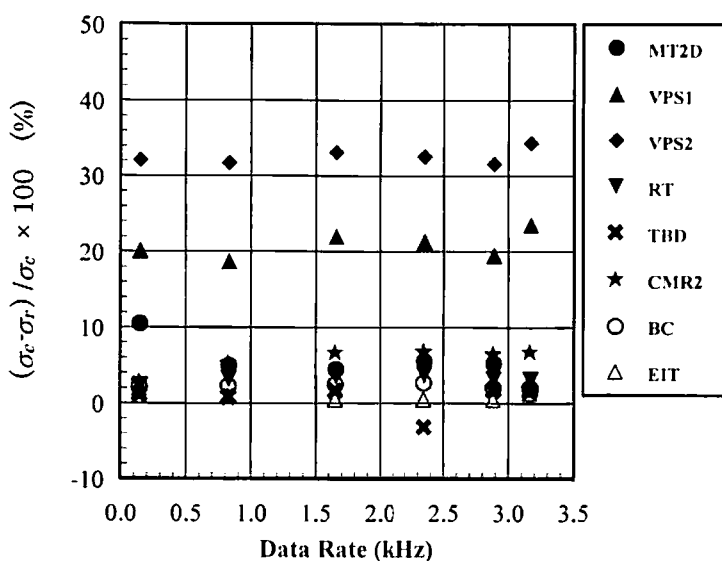


Fig.2.26 Correction ratio of rms value in velocity fluctuation at TI=70%

後の rms 値を表し補正量は σ_r で無次元化してある。平均速度の補正量および速度変動の rms の補正量をみてもデータレートによる補正量の変化は認められない。VPS 法以外の補正法を用いた速度変動の rms 値の補正量は 5%程度と小さいのに対し、VPS 法の速度変動の rms 補正量はかなり大きく、今までその補正精度と補正処理の簡易さから有効とされている VPS2 法を用いる際は rms 値の扱いに充分注意する必要があると言える。

以上より本研究における計測では、CMR2 法、RT 法、EIT 法、BC 法が安定した補正効果を得た。しかし RT 法は粒子滞在時間の厳密性や滞在時間の計測が困難であり、CMR2 法は補正処理の複雑さ、PDF のビン分割数のパラメーター決定の際に問題があり、補正法自体に汎用性が低い

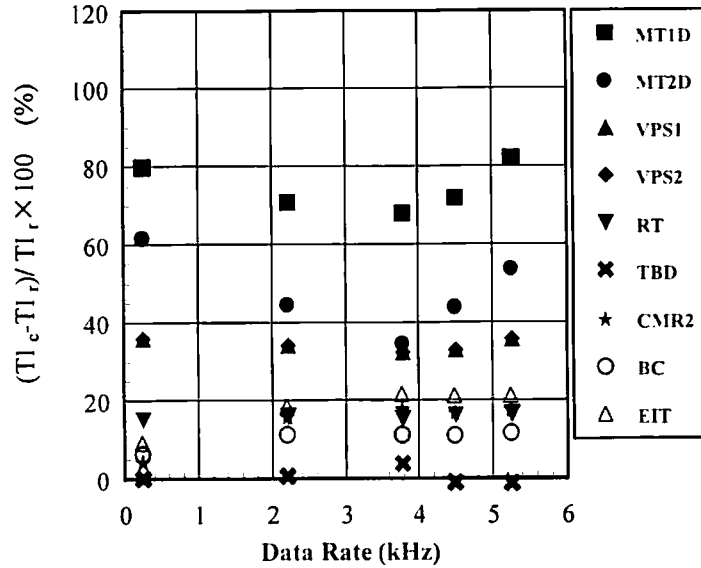


Fig.2.27 Correction ratio of rms value in velocity fluctuation at TI=35%

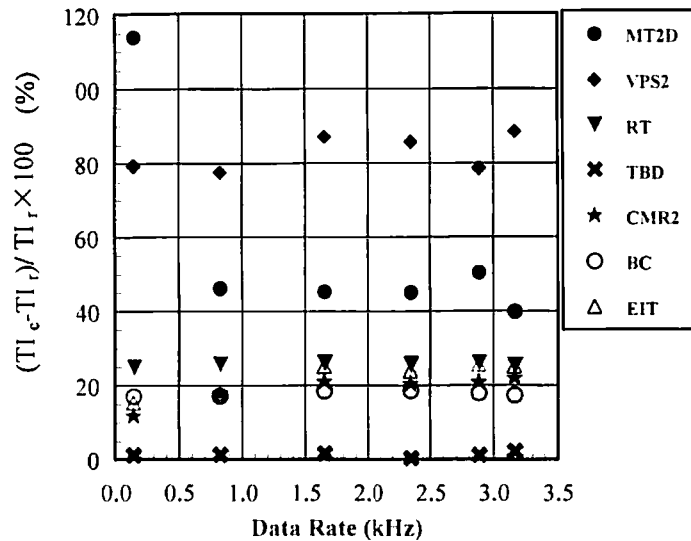


Fig.2.28 Correction ratio of rms value in velocity fluctuation at TI=70%

と思われる。以上のことより EIT 法は速度の統計的偏りを減少させる手段として有効な補正法といえる。これに対し BC 法は、処理器におけるトリガーの設定次第で補正効果が異なると考えられるが、計測後の処理を必要とせず、充分統計的偏りを減少させることができ、さらにデータレートをひきあげることができるため、諸乱流統計量の算出の際、魅力的な補正法であるといえる。これらの流速値、速度変動の rms 値を用い算出した乱れ度 TI の補正量を図 2.27, 図 2.28 に示す。MT1D 法、VPS1 法は前述の理由より TI=70%においてはデータをカットしてある。VPS2 法の TI 補正量は平均速度と速度変動の rms 値の補正量が他の補正法より大きいと非常に大きな補正効果を得ているが、他の補正法における TI の補正効果は速度の補正効果と定性的に一致した結果を

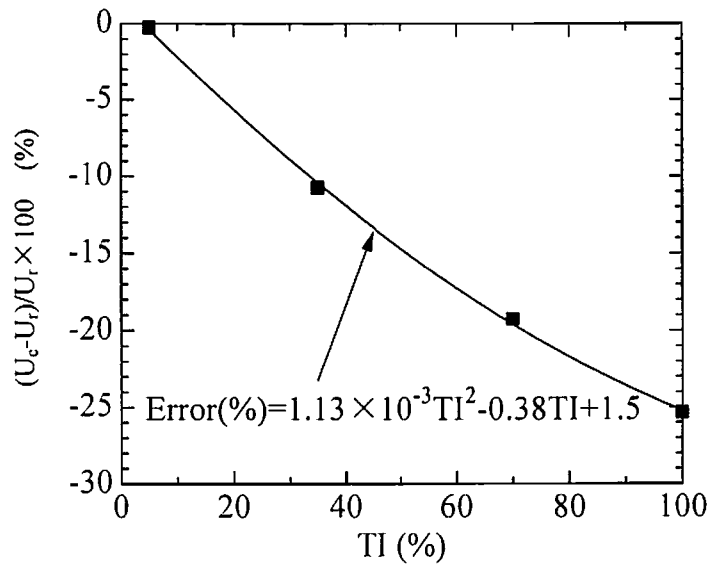


Fig.2.29 Statistical bias error in velocity vs. turbulent intensity (TI)

得た。また、時間間隔を $10/DR$ としたときの速度変動の rms および TI の補正量は $30/DR$ の結果と大差はなかった。

最後に、EIT 法の補正量を偏り誤差とし各乱れ度においてプロットした結果を図 2.29 に示す。EIT 法を用いた場合、偏り誤差は乱れ度に対し、図中の実線のように近似されることが分かる。乱れ強さに対する補正量の分布は 2 乗則となるという報告⁽⁵⁾もあり、本研究と同様な結果が得られた。

2.3 レイノルズ応力の算出法

レイノルズ応力を計測できる流速計の特徴について述べると、熱線流速計では、検定によって求めた測定方程式を用いれば、傾斜型の単一熱線でも3次元計測が可能であり、6つのレイノルズ応力成分を算出することができる。もちろん、複線の熱線を用いても乱流量の算出は可能である。しかし、熱線の冷却速度から速度を算出するため、逆流を検知することはできない。また、測定方程式の近似度の関係で乱れ度の大きい流れ場には適用できない。実際にプローブを流れ場に挿入するため、プローブの流れ場への影響が考えられ、小型の実験装置や壁近傍での計測は困難となる。その他、時間経過による熱線の特性変化のため、前節でも述べたように、たびたび必要となる検定の煩わしさが欠点である。一方、LDVの場合は、検定の必要も流れを乱すこともなく、壁際まで計測できる。LDVによるレイノルズ応力を計測する方法にはいくつかあるが、本研究では2カラー4ビーム方式の2次元プローブを用いた場合のレイノルズ応力算出法について取り扱う。基本的には2次元プローブを用いて2方向の速度を計測し、それぞれの変動成分の積($u'v'$)を平均すれば、レイノルズ応力を算出できる。高精度なレイノルズ応力を算出するには、2方向の同時刻の変動データが変動の大きさに関係なくランダムにサンプルされる必要がある。しかし、粒子の通過を伴わなければ計測できないことが欠点となる。2カラー4ビーム方式による2次元LDV計測の場合、各方向ごとに独立に計測するため、混入した粒子が測定ボリュームを通過しても、ビームのカラーによって測定体積および散乱光強度が若干異なるため、検出時刻が2方向で完全には同時でなく、さらには演算条件等に満たない場合は1方向しか検出しない場合もある。しかも、混入した粒子は非周期に測定ボリュームを通過するため、統計量の算出には注意が必要となる⁽¹⁾。

これまでに、LDV計測によるレイノルズ応力算出法に関する報告がほとんどみられないため、本研究では実験および数値計算のデータが豊富な円管内流れのレイノルズ応力分布に関し、LDV計測におけるいくつかの算出法について比較検討する。ただし、まず、有効な速度変動データを用いるために通常行われる 3σ カットの効果について示す。その後、レイノルズ応力算出法については、同期条件の影響およびサンプリング時間間隔の影響について検討し、最適な方法について提案する。さらに、円形噴流のレイノルズ応力の計測に適用し、熱線流速計によって得られたデータと比較し、本研究で提案する方法の有効性を示す。

今後、さらなる大容量高速計算が可能となるにつれて画像解析によるPIVなどが、断面計測時間の短縮や空間相関も得られるため重宝されると思われる。しかし、粒子を追跡する計測である点ではLDVと同様であるため、これらの計測においても高精度な情報を得るためには本節に示す成果は有用であると考えられる。

Table 2.3 LDV measurement condition

Wave length		514.5 nm	488 nm
Sample clock		40 MHz	40MHz
Filter	LPF	2.5 MHz	2.5MHz
	HPF	1.2 MHz	1.2MHz
Fringe pitch		2.12 μ m	2.01 μ m
Shift frequency		1.8 MHz	1.2~1.5 MHz
Gain		20 dB	20 dB
Trigger signal		Envelope	Envelope
		(+400 mV)	(+96 mV)
Measurement mode		BC	BC
Correlation number		512	512
Sample time		10.0 s*	10.0 s*
		(*30.0 s near the wall)	

2.3.1 円管内流れの実験装置および測定方法

本研究で用いた2次元LDVの演算処理器(LV-5900(株)小野測器)は、自己相関方式により流速を算出する。光源にはアルゴンイオンレーザー(最大4W)を用い、スリットで分光した、514.5nm(緑色光)、488nm(青色光)の2カラー4ビームのプロープで後方散乱方式により計測した。2つのビームの交差により形成される測定ボリュームはそれぞれ、 0.15mm^3 、 0.30mm^3 である。また、干渉縞間隔(Fringe pitch)は、それぞれ $2.12\mu\text{m}$ 、 $2.01\mu\text{m}$ である。混入したシーディング粒子には、平均径 $1.2\mu\text{m}$ の炭化ケイ素(研磨剤、比重 3.15 以上)を用いた。その他のLDV計測における条件を表2.3にまとめた。

図2.30に示す実験装置により、直径12.6mmのガラス円管に水を流して計測するが、ビームが円管の曲率の影響を受けないように、測定窓をもつ角形水槽(ウォータージャケット)で円管を覆い、水槽にも水を満たして計測した。オーバーフローによりタンクヘッドを一定に保ち、円管から流出した溶液をポンプでサブタンクに汲み上げ、サブタンクからメインタンクにはサイフォンにより流入させて循環させた。レイノルズ応力の測定断面は、円管の流入口から2960mmの位置である。本研究で測定した円管内流れは $Re=5300$ のEggelsらによる数値計算結果⁽¹⁴⁾と比較するため、実験においても同様な Re 数の流れ場の計測を行った。このときのバースト信号のサンプリング周波数は、相関の山数が11.5から20.5になるように設定した。自己相関演算に要する相関点は512点に設定したため、1つの速度のデータを得るためには測定体積部を通過する時間は最低 $25.6\mu\text{s}$ ($1/40\text{MHz} \times 512 \times 2$) 必要である。低速であるため、バンドパスフィルターに対して得

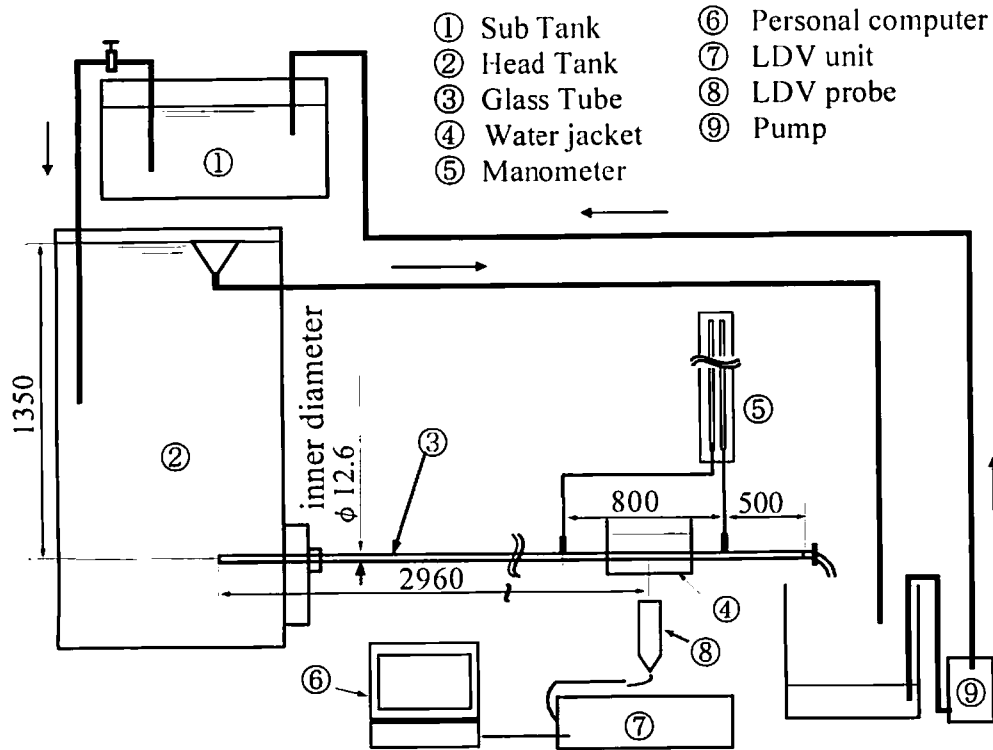


Fig. 2.30 Experimental setup

られる速度の周波数がバンドの中心になるように、平均速度に応じて周波数をシフトさせた。軸方向速度を 488nm、半径方向速度を 514nm のレーザー光で計測した。LDV の計測時のトリガーや演算条件を表 2.3 に示す。

レイノルズ応力は、本研究で使用した演算処理機には同一粒子からの信号かどうかを検出するコインシデンス回路を設定していないため、2 次元 LDV で軸方向速度 u および半径方向速度 v の各々の時系列データを種々の方法で組み合わせて、変動成分 (u' , v') の積 $u'v'$ を平均して算出する。しかし、前述のように 2 方向で独立して計測することや粒子は等時間間隔に通過しない（非周期）などの問題があるため、レイノルズ応力の算出は容易ではない。そこで、種々のデータ処理法によってレイノルズ応力の算出を行い、算出法の違いがレイノルズ応力値に及ぼす影響を検討した。計測後のデータ処理法としては、 u, v の同期処理や等時間間隔処理の条件を種々組み合わせたサンプリング法を試みた。同期処理については、同期とみなす 2 方向データの測定タイミングのズレに対する許容時間を同期条件として変化させた。一方、等時間間隔処理は、サンプリング時間間隔およびデータの補間方法を変えて算出した。この中で、サンプリング時刻直前のデータを用いて等時間間隔にサンプリングする方法は、演算処理器からの出力信号を A/D ボードやロジック変換ボードを利用して等時間間隔にサンプリングする方法に相当する。表 2.4 に検討したすべてのサンプリング法を示す^{(11)~(13)}。ここで、 DR_c は同期処理後のデータレートで、同期条件と

Table 2.4 Calculation method for Reynolds shear stress

Method		Coincidence time	Equal time interval	Interpolation of data
Ensemble average	Coincidence time method (CT)	10,100,500 μ s	—	—
Average data sampled at an equal time interval	Equal time interval method (ET)	—	1/DR _t , 2/DR _t	Last-hold
		—	"	Nearest-hold
		—	"	Last-hold
		—	0.0005	Last-hold
	Equal time interval method with coincidence data (CT+ET _c)	10,100,500 μ s	1/DR _c , 2/DR _c	No-hold
		"	"	Nearest-hold
		1/DR _t , 2/DR _t	1/DR _t , 2/DR _t	No-hold

等時間間隔サンプリングを組み合わせた場合のデータレートは DR_{c10} , DR_{c100} , DR_{c500} など, c の後に同期条件の μ s 単位の数字を添えて記述する. また, DR_t は u, v どちらか低い方のデータレートを示す.

測定モードには, 1 バースト (1 つの粒子の通過に伴うドップラー信号) につき 1 回のみ演算する Burst Mode (B モード), 1 バーストにつき数回演算する Burst Continuous Mode (BC モード), トリガーに関係なく連続的に演算する Continuous Mode (C モード) がある. 今回の測定には, BC モードで計測した結果を利用することとした. この理由は, これまでの調査によると BC モードは B モードに比べて平均値の偏り誤差が少なく, 平均データレート (1 秒間あたりの平均測定データ数: 以後データレートと称す) も高い⁽¹⁾ため 2 方向の速度 u と v の同期率が高くなるためである.

2.3.2 結果および考察

2.3.2.1 3 σ カットの効果

σ は標準偏差 (速度変動の rms) であり, 平均値 $\pm 3\sigma$ の範囲にあるデータのみを有効とする処理のことを 3 σ カットと呼ぶ. 図 2.31 に平均速度分布を示す. 図から 3 σ カットは平均速度にはあまり影響ないと思われる. 1 バーストにつき, 一回だけ速度を演算する計測モード (B) に比べて平均速度の偏り補正効果のある BC モード (1 バーストにつき複数回連続して演算可) での平均速度は低く, 補正効果を確認できる. 局所乱れ度が小さいので偏り誤差も小さいと思われる. また, 等時間間隔に再度サンプルする補正法でも補正効果は数値上では現れている. これらすべては BC モードで計測して得られたデータをもとにして処理した.

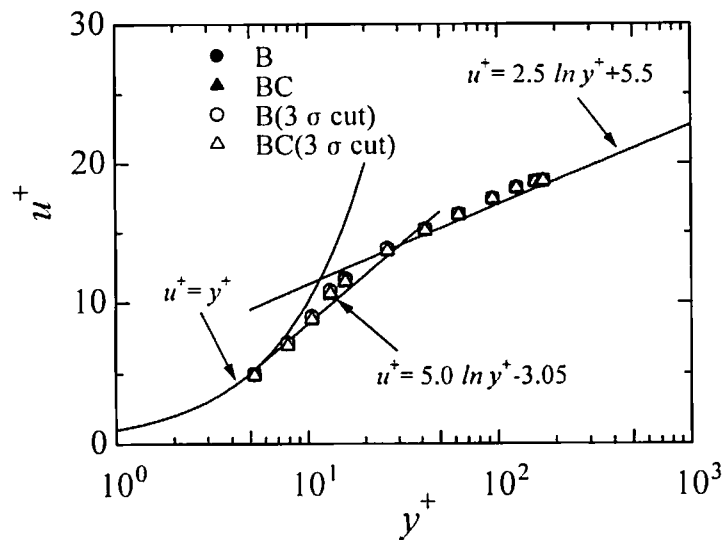


Fig.2.31 Profiles of mean velocity

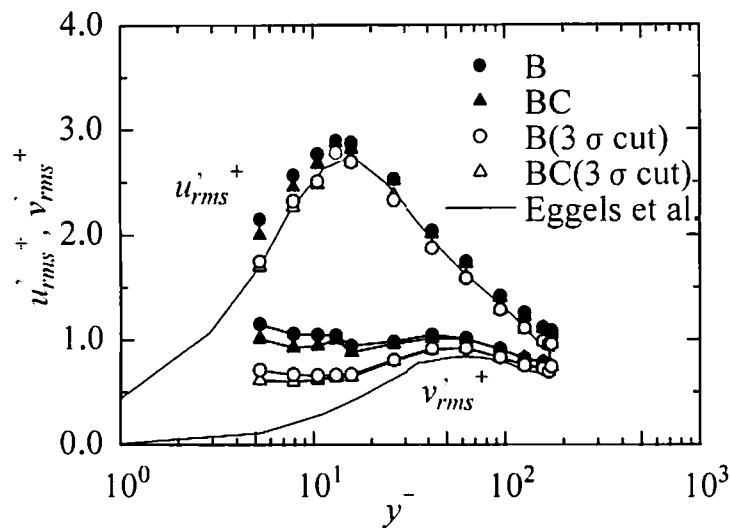


Fig.2.32 Profiles of turbulent intensity

図 2.32 に乱れ強さの分布を示す。3 σ カットを施したデータの方が低くなり、より Eggeles らの計算結果⁽¹⁴⁾に近いことがわかる。特に半径方向の速度変動に関する乱れについては、壁側において3 σ カットが有効であることがわかる。さらに図 2.33 と図 2.34 において乱れの歪み度 ($=\overline{u'^3}/u'_{rms}{}^3$) と平坦度 ($=\overline{u'^4}/u'_{rms}{}^4$) を示す。これらの図においては、3 σ カットなしでは、壁近傍以外の領域でもカットを施した場合と比べてかなり異なる上、なめらかな分布が得られていないことから、カットされたデータは何らかの原因で出現したノイズであったと思われる。

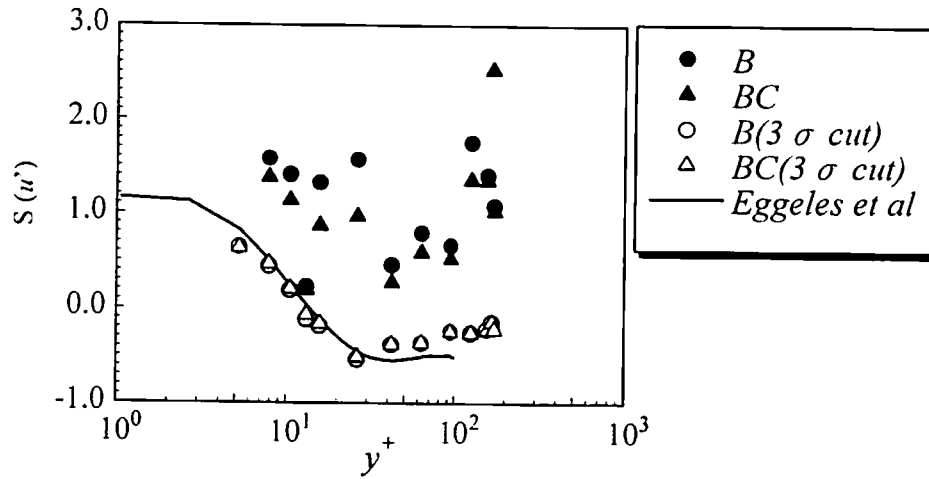


Fig.2.34 Profiles of skewness of u'

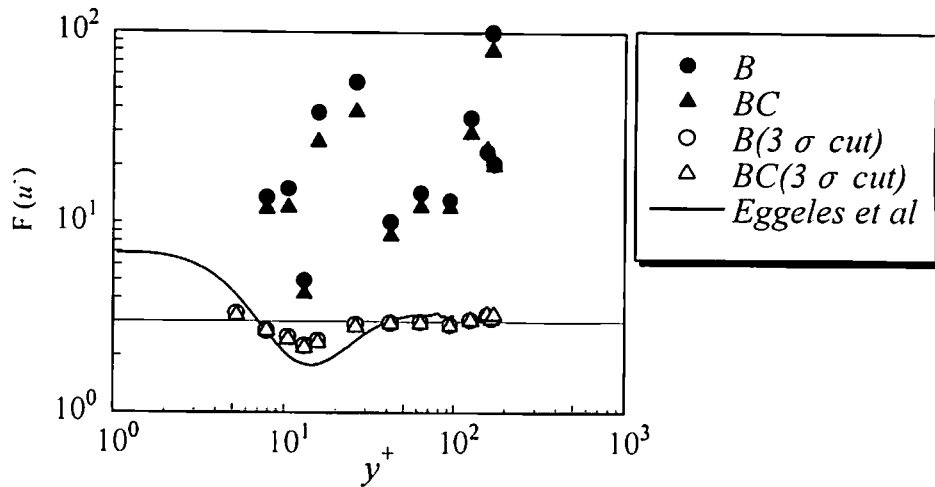


Fig.2.35 Profiles of flatness of u'

2.3.2.2 種々のレイノルズ応力算出法の比較

2.3.2.2a 同期サンプリング法 (CT 法)

厳密には同時刻の各速度変動成分がレイノルズ応力の算出には必要だが、同期とみなす時間 (Coincidence time; CT) の条件によってレイノルズ応力にどのような影響を与えるかについて調査した。同期条件は、2 成分データのサンプル時刻の許容ズレ時間のことであり、本研究では $0 \mu s$ ($0.5 \mu s$ 未満) から $500 \mu s$ までを試みた。図 2.36 は $y/R=0.151$ でのデータレートを示す。ただし、壁からの距離を y 、測定パイプの半径を R とする。この図において、実線は B モード測

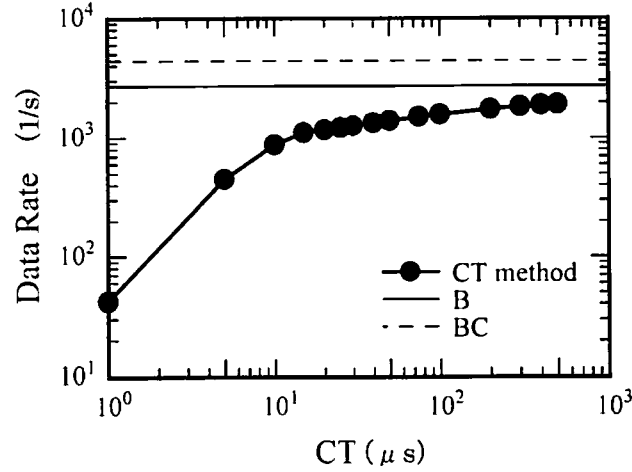


Fig.2.36 Comparison of data rate as a function of coincidence time

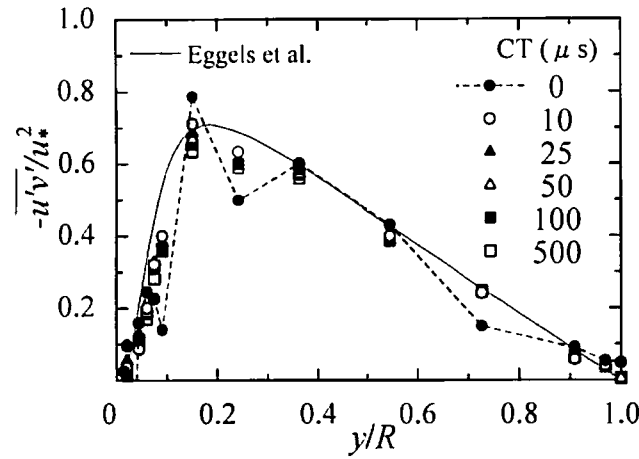


Fig.2.37 Profiles of Reynolds shear stress measured with CT method

定での u と v のデータレートの平均を示し、破線は BC モード測定における u と v のデータレートの平均を示している。CT 法によるデータレート DR_C は CT が $0 \mu s$ に近づくにつれて減少し、また、CT が $15 \mu s$ 以上であれば、 1000 1/s 以上のデータレートが得られることがわかる。しかしながら、それらのデータレートは B モード測定における DR を超えることはない。従って、1 つの Seeding 粒子から 2 つまたはそれ以上の同期データは得られないことが考えられる。

図 2.37 に CT 法によって得られたレイノルズ応力を示す。CT= $0 \mu s$ におけるデータはいくらかばらつきが見られる。これは、図 2.36 でみられたように DR_C が小さいため、十分な平均量を得るにはデータ量が不足していたことが原因ではないかと思われる。CT が $10 \mu s$ 以上でのレイノルズ応力は Eggeles らの DNS 結果と同様な分布形状である。しかし、それぞれの値は CT の増加とともに DNS 結果から離れて減少する傾向が見られる。さらに、前述のように速度の演算に必要な信号の長さは $25.6 \mu s$ であることから、結果的に CT は $10 \sim 25.6 \mu s$ が適切だと思われる。

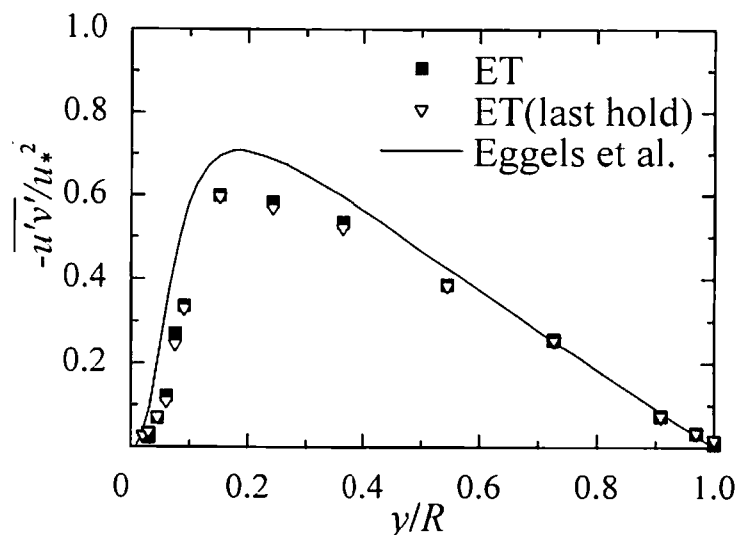


Fig.3.38 Profiles of Reynolds shear stress measured with ET methods

2.3.2.2b 等時間間隔サンプリング法 (ET法)

データの到着時間間隔 (Interarrival time) は、一般に LDV 計測では一定間隔ではないので、レイノルズ応力などの統計量の算出の際には、その統計量が到着時間間隔に独立している必要がある。すなわち、データの値の大きさに関係なく、各データは時間的にランダムにサンプルされる必要がある。しかし、2.2 節でも述べたように Seeding 粒子は速い速度ほど多く通過するので、到着時間間隔は短い方に偏っている。LDV 計測では時間的にランダムなサンプリングを厳密に実現するのは困難である。そこで、等時間間隔サンプリングを基にして、 u' と v' の選択を試み、到着時間間隔の偏りを減少させた。本研究で試みたその選択方法は、一度通常の計測を行った後、設定した等時間間隔の時刻に対して、直前直後の一番近いデータを各速度成分ごとに再抽出する方法 (ET 法) と直前のデータのみを各成分ごとに再抽出する方法 (ET (last hold) 法) を試みた。設定した時間間隔 ET は $2/DR$ である。ここでの DR は BC モード計測での u と v のデータレートの平均を使用している。この設定した ET は B モード計測での到着時間間隔の時間平均値とほぼ同程度である。これらの ET 法によるレイノルズ応力を図 2.38 に示す。2 つの選択方法のいずれの分布も DNS 結果の分布形状と同様であるが、ピーク値付近のデータは DNS 結果より低い。また、直前データを選択する ET (last hold) 法は、直前直後のデータを選択する方法 (ET 法) の場合よりやや低い結果を示していることがわかる。その理由として、ET (last hold) 法の方が組み合わせた u' と v' の計測時刻のタイミングのズレが大きいことが考えられる。さらに、LDV 計測システムは ET 法のような時間依存計測には不向きであることが言える。

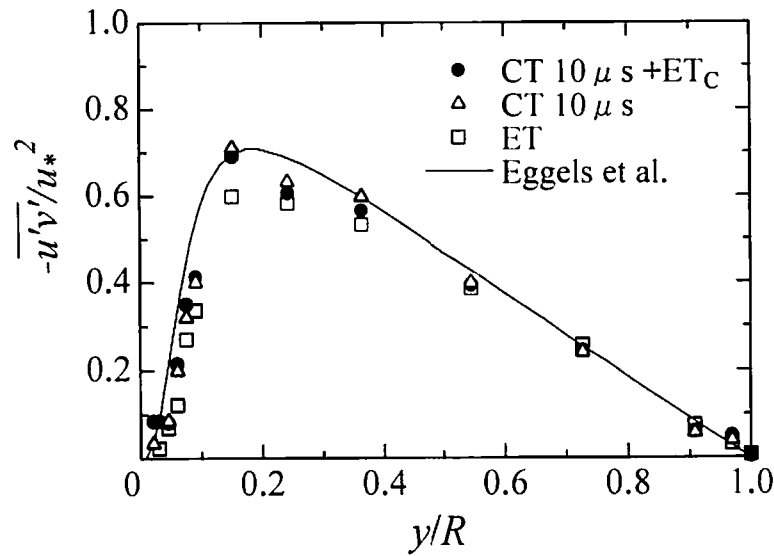


Fig.2.39 Profiles of Reynolds shear stress by each method

2.3.2.2c 同期データの等時間間隔サンプリング法 (CT+ET_c法)

上述のように、CT法は高い DR_c を必要とし、ET法はズレ時間が大きすぎると良い結果は得られない。よって、本研究ではそれらを組み合わせた方法を試みた。この方法では、CT法によって組み合わせた同期データ $(u'v')_c$ をET法によって再度サンプルする。ここでの等時間間隔 ET_c は、同期データレートの2倍の間隔($2/DR_c$)とし、その間隔での設定時刻に対して直前直後が一番近い同期データをサンプルしていく。この方法により算出したレイノルズ応力を図2.39に示す。これらのデータは全体的にはCT法の結果と同様であるが、壁近傍では、この同期データの等時間間隔サンプリング法の方がDNS結果に近く、良い結果が得られている。すなわち、壁際のように DR_c の低いような場合は、この同期データの等時間間隔サンプリング法が望ましいと考えられる。

2.3.2.3 平均到着時間間隔の評価

図2.40に選択された組み合わせデータの到着時間間隔の平均値 \overline{IT} (組み合わせデータの DR の逆数)を示す。ET法による \overline{IT} は管断面にわたって他の方法より小さく、同期データの等時間間隔サンプリング法(CT+ET_c法)は、他の方法より比較的長い。また、壁近傍では、Seeding粒子が入りにくく、管の曲率の影響を受けて計測が困難であるため、どの方法でも \overline{IT} は長くなっている。しかしながら、前節で述べたようにCT+ET_c法の結果は、壁近傍でもDNS結果と良く一致していた。よって、 DR_c が低い場合には、CTを増加させて同期条件を緩くするより、CT+ET_c法を適用するほうがより効果的であると思われる。

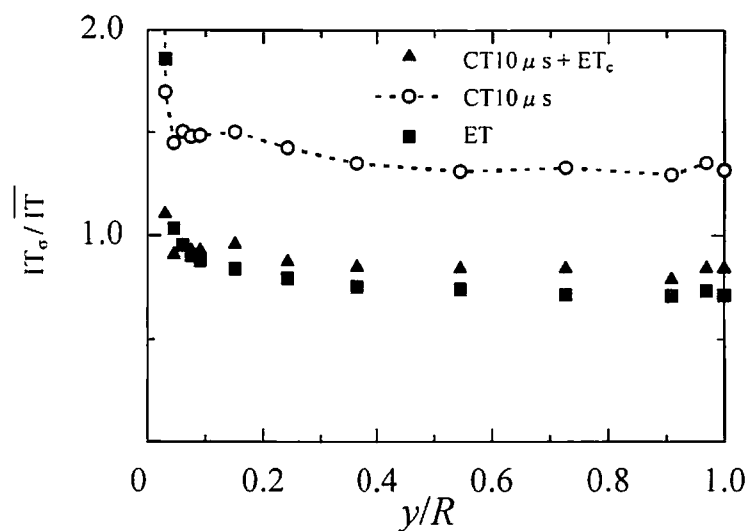


Fig.2.41 Profiles of relative standard deviation for interarrival time

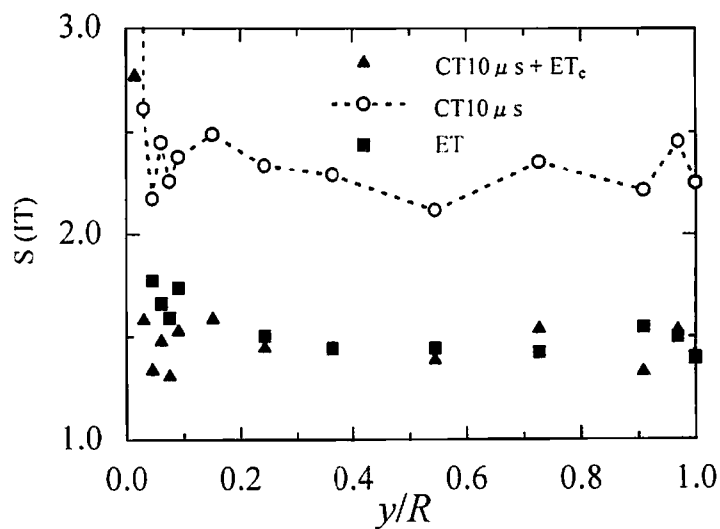


Fig.2.42 Profiles of skewness for interarrival time

図 2.41 に到着時間間隔の相対標準偏差 $\overline{IT_c}/IT$ を示す。CT 法の相対標準偏差が一番高く、管断面にわたって 1 より大きい。ET 法と CT+ET_c 法とのばらつき強度の違いは小さいが、ET 法の方が若干低い結果を示している。いずれにしても等時間間隔サンプリングの効果が反映されていることがわかる。

図 2.42 に IT の歪度 (Skewness) を示す。それは、IT に関する PDF (確率密度関数) 分布形状を表す。正規分布の場合はゼロの値となるが、どのデータも正の値をとり、PDF 分布が偏り、IT

の時系列データには間欠的に長い IT が生じていることを表している。本来なら正確な時間平均値を得るためには、IT の歪度がゼロであるべきところだが、やはり LDV システムでそれを実現するのは非常に困難である。しかしながら、ET 法および CT+ET_c 法の歪度は CT 法に比べて小さく、これらの方法ではより真の時間平均値に近い結果が得られていると考えられる。ただし、精度の高いレイノルズ応力を得るためには、流れに適した同期条件 CT を設定することが重要である。

2.3.2.4 円形噴流への適用例

前節までの結果を踏まえ、CT 法および CT+ET 法を用いて、対象流体を空気とした円形噴流場のレイノルズ応力の計測を行った。比較のため、熱線流速計での計測も行った。円管内乱流場に比べて、噴流場ではより高い局所乱れ度をもつ。計測した流れ場は、円形出口ノズルの直径 D が 10mm の噴流の軸方向を x とすると、 $x/D=0$ での出口速度 $\overline{u_0}$ は 153m/s であった。また、噴流の x 軸上の速度 $\overline{u_{x,y=0}}$ は $\overline{u_0}/\overline{u_{x,y=0}} = 0.178 \ x/D$ の関係である。Seeding 粒子にはドライアイス（二酸化炭素ガス）を用いた。また、データレートを上げるために、レフレクターを用いて、前方散乱光も検出できるようにした。LDV のドップラー信号のサンプリング周波数は 125MHz、自己相関演算点は 512 点とした。

図 2.43 に $x=600\text{mm}$ での軸方向速度の半径方向分布を示す。LDV (3 σ カット) による軸方向速度は傾斜熱線や I 型熱線による結果とほぼ一致している。さらに、図中に示した Panchapakesan ら⁽¹⁵⁾ (LDV による計測) や Wagnanski ら⁽¹⁶⁾ (熱線による計測) の結果ともよく一致している。図 2.44 は軸方向速度の乱れ強さ u_{rms} の半径方向分布を示している。LDV による結果と熱線による結果に違いが見られることがわかる。LDV による乱れは熱線よりもわずかに高く、LDV での Panchapakesan らの結果に近づいている。

図 2.45 にレイノルズ応力の分布を示す。1つの速度の演算に必要な信号の長さは $8.4 \mu\text{s}$ なので、同期条件は $CT=5 \mu\text{s}$ とした。LDV によるレイノルズ応力は、 $r/x>0.05$ で熱線流速計での値よりやや大きく、Wagnanski らの結果より、Panchapakesan らの結果に近づいている。CT 法と CT+ET_c 法を比較すると、 $r/x<0.1$ では LDV による両者の方法は同程度であるが、 $r/x>0.1$ では CT 法の方が若干高い傾向が見られる。

また、熱線流速計での計測のデータレートに相当するサンプリング周波数は 10kHz であることから、同期条件をその時間間隔まで広げた場合 ($CT=100 \mu\text{s}$) のレイノルズ応力を図 2.46 に示す。DR_{C100} は DR_{C5} に比べて大きくはなるが、乱れ度に対して CT が長すぎるので、CT 法では特に乱れの大きい領域でデータにばらつきがあり、信頼性が低いと思われる。しかしながら、CT+ET_c 法では、 $CT=5 \mu\text{s}$ のデータと良く一致しており、同期条件が適切でない場合でも等時間間隔処理を施せば、妥当なデータが得られることがわかる。

結果的に、CT の長さを 1つの速度の演算に必要な信号の長さの範囲内に設定し、流れ場に対して十分な同期データレート DR_C が得られれば、CT 法により精度の高いレイノルズ応力が得られ

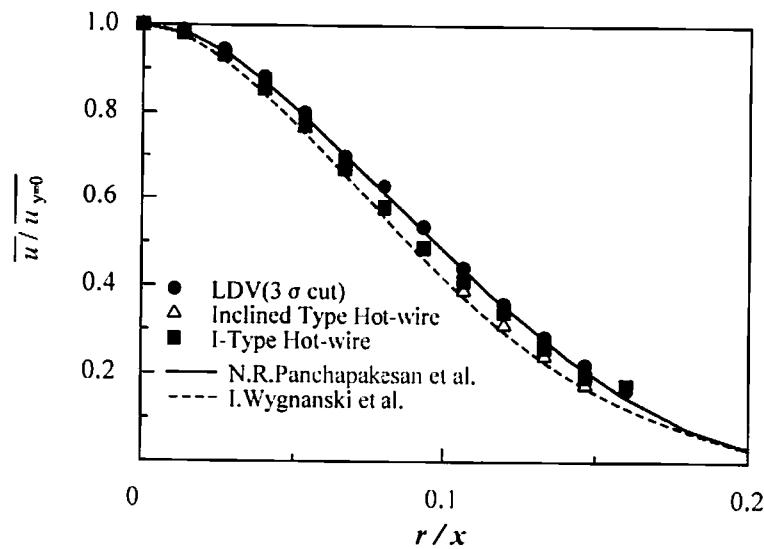


Fig. 2.43 mean axial velocity profile in air jet flow (at $x=600\text{mm}$)

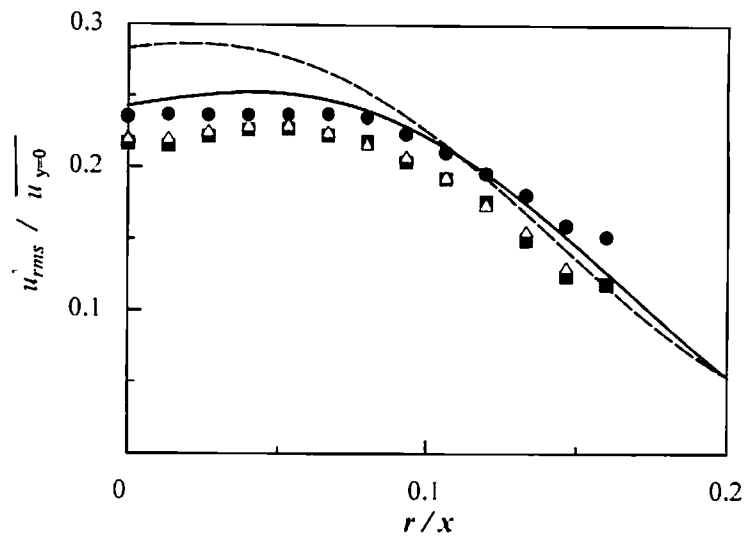
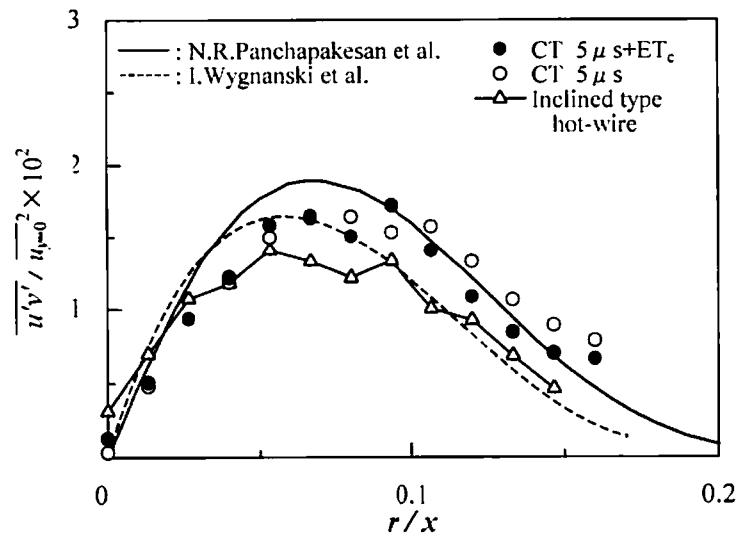
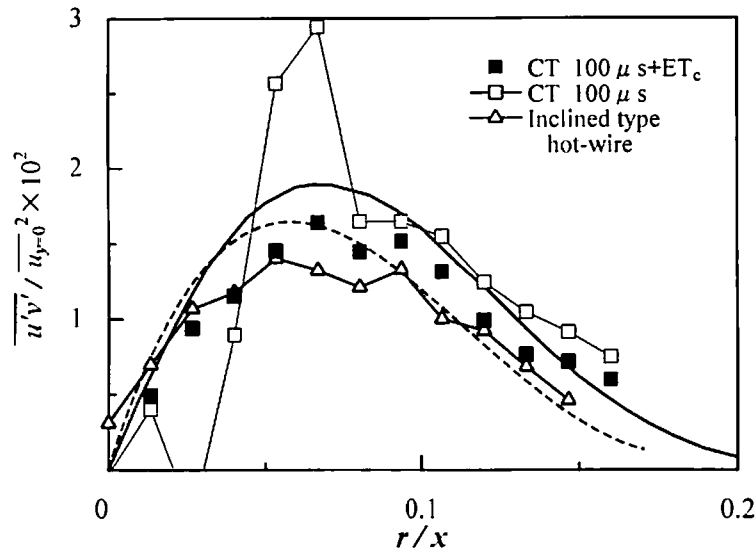


Fig. 2.44 Profiles of rms value of axial velocity fluctuation: Meaning of symbols are presented in Fig.2.43

るといえる。当然ながら、この場合は同じ CT 条件でさらに等時間間隔を施す CT+ET_c 法でも同等の結果が得られる。しかし、十分な DR_c が得られない場合には、CT+ET_c 法を使用すべきである。また、十分な DR_c を得るために CT を長くする場合にも CT+ET_c 法は有効であると思われる。一つの速度の演算に必要な信号の長さは、ドップラー信号のサンプリング周波数と自己相関演算点数で決まるが、これらは測定する流れ場によって適切に設定することが精度の高い LDV 計測を行うためには極めて重要である。これらの設定に関してはこれまでの基礎的実験の結果より、その他の演算条件と密接に関係してはいるものの、サンプリング周波数については相関の山数（通

Fig. 2.45 Reynolds shear stress in air jet flow measured at CT=50 μ s (at x=600mm)Fig. 2.46 Reynolds shear stress at CT=100 μ s

過する縞の数に相当) が過去の基礎実験より 11.5~20.5 の間にあるように設定することが望ましく、相関演算点数については、512 ($=2^9$) 点より下げてしまうと平均速度が真の値からずれ、信頼性が極端に下がるので 512 点よりも下げない方がよい。

2.4 結 言

2.2 節の平均速度の偏り補正法に関して、円管ステップ後方の乱れ度の異なる4点においてLDVによる計測を行い、新しく提案したEIT法と従来の補正法を比較して得られた。また、2.3 節のレイノルズ応力算出法に関して、円管内流れを対象とした自己相関演算式のLDV計測を行い、噴流での適用も検討して得られた結論を示す。

- (1) 粒子の到着時間間隔のPDFが左右対称な形状になるのを目安に等時間間隔サンプリングを行うEIT補正法は、速度の統計的偏りを減少させ、より真の値に近い平均速度を得ることができた。
- (2) EIT法を基準に比較するとVPS法は多少過補正の傾向が見られ、BC法、RT法、CMR2法はどの乱れ度でもデータレートに対して安定な補正効果を得た。
- (3) 遅い粒子のカウント数を増やすBC法を用いることでデータレートが引き上げられ、なおかつ速度の統計的偏りを減少させることが確認できた。
- (4) 高精度な高次の統計量を得るには、 3σ カット処理を施す必要がある。
- (5) 高精度なレイノルズ応力を得るには、同期データの等時間間隔サンプリング法(CT+ET_c法)が最適であり、同期データレートが低い場合や同期条件CTが長すぎるような場合には効果的である。
- (6) 同期条件CTの長さを1つの速度の演算に必要な信号の長さの範囲内に設定し、流れ場に対して十分な同期データレートDR_cが得られれば、CT法のみでも精度の高いレイノルズ応力が得られる。

参考文献

- (1) Irikiin, N., Munekata, M., Cheng, Y., Ohba, H. and Matsuzaki, K., A Study on High Accuracy Methods of LDV Measurement," *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference & Summer Meeting*, San Francisco, FEDSM99-6987, 1999.
- (2) 宗像瑞恵・入来院直彦・程咏華・大庭英樹・松崎和愛, "LDV 計測における平均偏り補正法に関する研究," 熊本大学工学部研究報告, Vol.48, No.1, pp.1-11, 1999.
- (3) McLaughlin, D. K., and Tiederman, W. G., "Biasing Correction for Individual Realization of Laser Anemometer Measurements in Turbulent Flows," *Physics of Fluids*, Vol.16, pp. 2082-2088, 1973.
- (4) Gould, R. D., Stevenson, W. H., Thompson, "Parametric Study of Statistical Bias in Laser Doppler Velocimetry," *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 8, pp. 1140-1142, 1988.
- (5) Nakao, S., Terao, Y., and Hirata, K., "New Method for Eliminating the Statistical Bias in Highly Turbulent Flow Measurements," *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 3, pp. 443- 447, 1987.
- (6) Gould, R. D., and Loseke, K. W., "A Comparison of four Velocity Bias Correction Techniques in Laser Doppler Velocimetry," *Transaction of the ASME* Vol. 115, Sep. pp. 508- 514, 1993.
- (7) Edwards, R. V., and Baratuci, W., "Simulation of Particle Measurement Statistics for Laser Anemometers," *Preprints for the Ninth Symposium on Turbulence*, Univ. of Missouri-Rolla, MO, Oct 1-3, Paper #35, 1984.
- (8) Chen, T. H., and Lightman, A. J., "Effect of Particle Arrival Statistics on Laser Anemometer Measurement," *ASME Winter Annual Meeting, Miami Beach, FL*, Nov. 17-22, 1985.
- (9) Edwards, R. V., "A New Look at Particle Statistics in Laser-anemometer Measurements," *J. Fluid Mech.*, Vol. 105, pp. 317- 325, 1981.
- (10) Stevenson, W. H., Thompson, H. D., and Roesler, T. C., "Direct Measurement of Laser Velocimeter Bias Errors in a Turbulent Flow," *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 12, pp. 1720-1733, 1982.
- (11) Munekata, M., Matsuzaki, K. and Ohba, H., "A Study on Reynolds Shear Stress Measurement of LDV," *Journal of Thermal Science*, Vol.10, No.1, pp.20-25, 2001.
- (12) 宗像瑞恵, 大園辰美, 松崎和愛, 大庭英樹, "LDV によるレイノルズ応力算出法に関する研究," 日本機械学会九州支部講演論文集, No.008-1, pp.27-28, 2000.
- (13) 宗像瑞恵, 幸重誠治, 程咏華, 大庭英樹, 松崎和愛, "LDV によるレイノルズ応力算出法に関する研究", 熊本大学工学部研究報告, Vol.48-2, pp. 355-362, 1999.
- (14) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., and Nieuwstadt, F. T. M., "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol. 267, pp.175-209, 1994.
- (15) Panchapakesan, N. R., Lamley, J. L., "Turbulent Measurements in Axisymmetric Jets of Air and Helium," *J. Fluid Mech.*, Vol.246, pp.197-223, 1993.
- (16) Wygnanski, I., Fiedler, H., "Some Measurements in the Self-preserving jet," *J. Fluid Mech.*, Vol.38, pp.577-612, 1969.

第3章

添加剤による抵抗低減流れの乱流構造

3.1 はじめに

水に微量の直鎖状高分子を添加した溶液は、図 3.1 に見られるように、乱流状態において水に比べ著しく摩擦抵抗が減少する。図中の破線は Virk による最大抵抗減少漸近線⁽¹⁾である。本研究で対象とする添加剤による摩擦抵抗減少流れは液体のパイプライン輸送の高効率化につながる興味深い流れである。この摩擦抵抗減少はトムズ効果と言われ、これまでに多くの研究者によりその抵抗低減メカニズムに関する研究が行われており、円管流や二次元チャンネル流において、かなり流れの詳細が明らかになってきた^{(2),(3)}。直鎖状高分子と同様な効果を示す他の添加剤として、界面活性剤⁽⁴⁾、繊維⁽⁵⁾などがあり、これらについても詳細な乱流特性が調べられている。

その結果、それら摩擦抵抗減少溶液の流動特性を水の場合と比較し、主な相違点として次のようなことがすでによく知られている。壁面圧力変動については、その変動の低周波成分が増加す

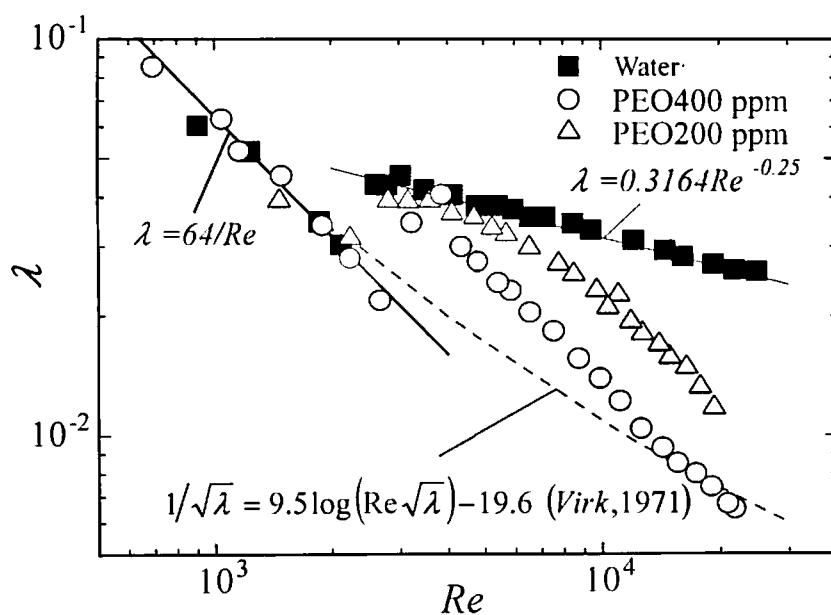


Fig.3.1 Relationship between friction coefficient λ and Reynolds number Re

ること、または高周波成分が低下することが報告されている⁽⁶⁾。次に平均速度分布においては、対数域の速度勾配が増加することが特徴的である。また、乱れ強さの分布については、軸方向速度の乱れのピーク位置が管中央側にシフトすること、および半径および周方向速度の乱れは低下することが知られている⁽³⁾。さらに、レイノルズ応力が低下することや低速ストリーク間隔の増大およびバースティング周波数の低下も大きな特徴としてあげられている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本章でも高次の乱流統計量について調査し、バースティング現象について考察する。

最近では、この種の抵抗低減溶液の場合、全せん断応力が $(1-y/R)$ の直線に一致せず何らかの応力が不足していることが分かっている⁽²⁾。そこで、その不足分に相当する付加応力が存在することが考えられている⁽⁹⁾。しかし、この付加応力を直接測定することは現状では不可能であるため、いくつかの仮定を含んだ非ニュートン流体に関する構成方程式などを用いることによって付加応力を見積もる方法⁽¹⁰⁾や、高分子鎖のモデルの挙動を個々に分離して解くことによって応力欠損分を付加応力とする方法⁽¹¹⁾が試みられている。これらの研究の結果、そのモデルが伸びるときの抵抗すなわち伸張粘性が抵抗低減にとって重要であることが示されている。しかし、伸張粘性と付加応力との決定的な関係を導くのは困難である。つまり、流れと溶液特有の粘性や弾性を伴う物性の物理的関係が解明されていないため、決定的な摩擦抵抗減少機構は未だ明らかにされていないのである。現段階では直接的な機構解明は非常に難しい状況にある。本研究ではその機構解明を念頭には置くが、付加応力の影響を受けて低下したレイノルズ応力がどのような挙動から構成されているかについて明らかにすることを目的とする。本章では、レイノルズ応力に寄与するマクロな乱れ構造をコヒーレント構造（組織構造）として取り扱う。レイノルズ応力に関するこれまでの調査は、結合確率密度関数による解析⁽¹²⁾や四象限分類法による各象限の現象のレイノルズ応力への寄与率の解析⁽¹²⁾などいずれも時間平均的な解析にとどまっていた。従って本章では、抵抗低減溶液の流れの挙動が間欠的であることから、条件付アンサンブル平均によってレイノルズ応力に伴う各象限の非定常運動を抽出し、その強度を求め、流動構造について考察する。これらは構成方程式などの構築に貢献し、物理的な抵抗低減機構の解明に役立つものと思われる。さらに、抵抗低減溶液のレイノルズ応力と渦の伸張との関係について混合長モデルを利用して考察する。

3.2 実験装置および実験方法

図 3.2 に実験装置の概略を示す。実験に使用した円管は内径 $d=12.6$ mm の水力学的に滑らかなガラス管である。円管総長は 3630 mm あり、圧力損失は流入口から 2330 mm とその位置から $l=800$ mm 離れた位置（出口端より 500 mm 上流）で水柱マノメータにより計測した。タンクの位置ヘッドはサブタンクからの流入により常にオーバーフローさせて、管軸高さより約 1350 mm の位置を保っている。流出した溶液はポンプによりサブタンクに汲み上げて循環している。流量は

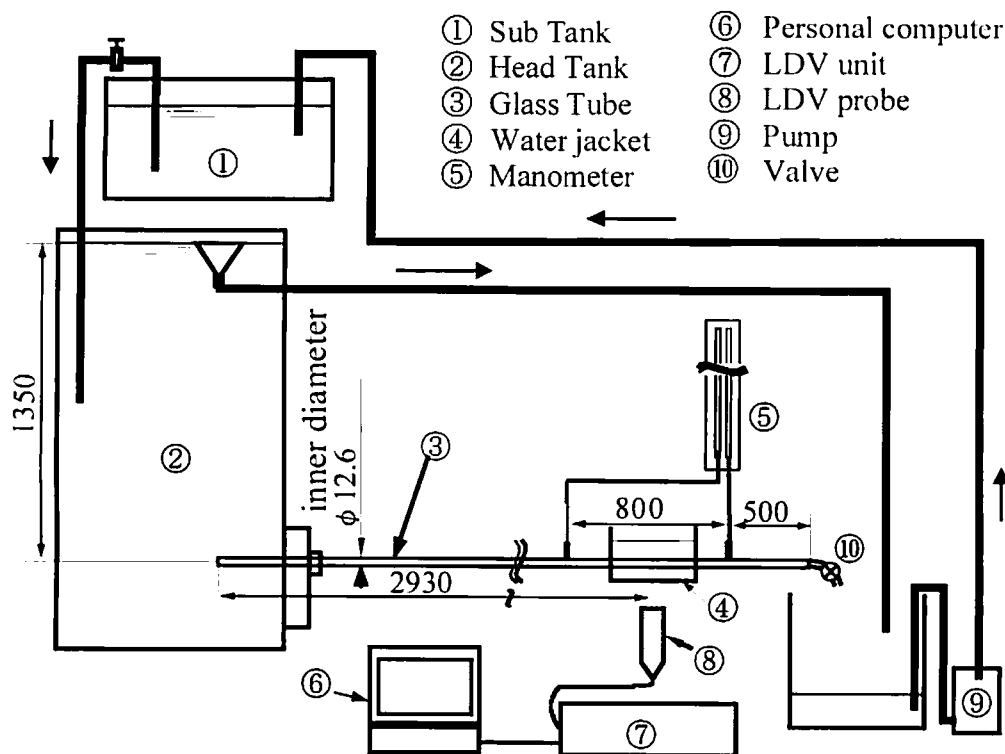
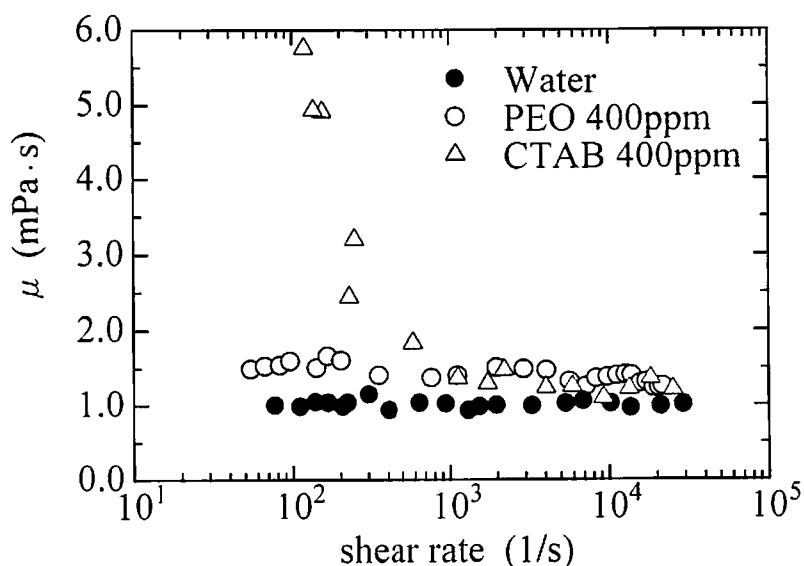


Fig.3.2 Experimental setup

管出口に取り付けたバルブにより調整し、重量法により測定した。溶液温度は、サブタンクに恒温装置を設置することにより、 $\pm 0.5^\circ\text{C}$ に調整した。

また、円管に角形水槽（ウォータージャケット）を取り付け、二次元レーザドップラ流速計（LDV）により、流入口から 2930 mm の位置の平均速度分布を計測し、乱流統計量を算出した。ここで、本章における平均速度とは速度の時間平均値のことであり、その他の統計量についても同じくそれぞれの時間平均値のことである。シーディング粒子には、直径 $1.2\ \mu\text{m}$ の炭化ケイ素（シリコンカーバイド、SiC）を用いた。

添加剤には、高分子として、平均分子量 400 万のポリエチレンオキシド（PEO）および界面活性剤として、臭化セチルトリメチルアンモニウム（CTAB）を用いた。ただし、界面活性剤溶液には、同モル量のサリチル酸ナトリウムを添加した。これらの添加剤は抵抗低減剤として最も広く研究に使用されている直鎖状高分子および陽イオン系界面活性剤である。濃度は両液とも 400 ppm に調整した。PEO 溶液の場合、高分子鎖が強いせん断などによって容易に切断されるため、PEO による抵抗低減効果が減少する。したがって計測にあたっては、ある程度高速な乱流場で、ある程度の大きさの抵抗低減率を計測時間中一定に保つ必要がある。予備実験の結果、本実験装置でのレイノルズ数 10^4 程度の流れ場においては、400ppm の濃度であれば 50% 程度の抵抗低減率が計測に十分な時間の間得られることがわかったので、この濃度に設定することとした。

Fig.3.3 Relationship between apparent viscosity μ and shear rate at 20 °C

しかしながら、1日経過すると抵抗低減率が低下するため、測定日ごとに溶液を作成した。また、計測前には溶液の状態を一様にするために、溶解後12～18時間放置し、計測前に2時間循環させた。一方、界面活性剤溶液についてはPEO溶液の濃度に合わせることにしたが、せん断による劣化は見られないため同一の溶液を6ヶ月間使用した。

溶液の非ニュートン性は、Krieger-Maroon 法⁽¹⁴⁾による自作の細管式粘度計によって計測した。図3.3に20℃における見掛け粘度とせん断速度の関係を示す。PEO溶液の場合、計測したせん断速度の範囲内では、非ニュートン性は小さく、せん断速度が低いところでわずかに粘度の増加が見られる程度であった。一方、CTAB溶液は100 1/s以下において顕著な粘度増加が見られ、“Shear-thinning 特性”をもつ流体といえる。そこで、各流れ場のレイノルズ数における粘度には圧力損失から求めた壁面せん断応力 τ_w に対応するせん断速度における見掛け粘度 μ を用いた。この見掛け粘度 μ は、直径D、長さLの細管粘度計を流れる平均流速Vと圧力損失 $\Delta P/L$ を計測して、 $\tau_w (=D \Delta P/(4L))$ を求め、 $\mu = D \tau_w / (8V)$ に代入して算出した。

3.3 結果および考察

3.3.1 抵抗低減率

バルク速度（管内断面平均速度を表す） V_b は1.3 m/s（400ppm PEO溶液でRe数が約 10^4 に相当する速度）に固定したが、見掛け粘度の違いによりレイノルズ数は各溶液によって大きく異なった（表3.1参照）。抵抗低減率DRは、各溶液の流れにおける管摩擦係数 λ を、同じレイノルズ数のときの溶媒（水）のみの流れの管摩擦係数 λ_s と比較することによって求められる。この管摩

Table 3.1 Specifications of mean flows

Fluids	V_b (m/s)	Re	$\nu \times 10^6$ (m ² /s)	u^* (m/s)	λ_D	DR (%)
Water	1.33	16,200	1.03	0.078	(0.0278)	-----
PEO 400ppm	1.33	9,700	1.73* ¹	0.058	0.0154	51* ²
CTAB 400ppm	1.33	18,800	0.89* ¹	0.040	0.0071	74* ²

*1 Kinematic viscosity estimated from pressure loss data via wall shear rate

*2 Reduction rate of drag from that for pure water flow at the same Reynolds number (Re=9700 for PEO, Re=18800 for CTAB). (See equation (3.1).)

摩擦係数 λ_S は、ブラジウスの実験式 ($\lambda_S = 0.3164 / \text{Re}^{0.25}$) に各溶液のレイノルズ数を代入することによって得られる。DR の定義式は以下のとおりである。

$$DR (\%) = (\lambda_S - \lambda_D) / \lambda_S \times 100 \quad \cdots \cdots (3.1)$$

ここで、 λ_D は抵抗低減溶液の流れにおける管摩擦係数である。本研究で解析する流れ場の抵抗低減率は、PEO 溶液で 51%、CTAB 溶液で 74% となった。同濃度でありながら、CTAB 溶液の方が抵抗低減効果を得やすいことがわかる。

3.3.2 平均速度分布および乱流統計量の分布

図 3.3 は壁座標 ($u^+ = u / u^*$, $y^+ = y \cdot u^* / \nu$, ただし、 y は壁から距離、 $u^* (= (D \Delta P / 4 \rho L)^{0.5})$ は摩擦速度、 $\nu (= \mu / \rho)$ は溶液の動粘性係数である。)で示した平均速度分布である。これまでの研究結果と同様に抵抗低減溶液の場合、水の乱流域 ($y^+ > 30$) において速度勾配が大きく、抵抗低減率が高いほど遷移層を含む粘性底層が肥大化している。図中の点線は、Virk (1971)⁽¹¹⁾ により提案された最大抵抗低減漸近線である。高分子添加により最大の抵抗低減効果が得られたときの速度分布を経験によって求められた式である。一方、界面活性剤添加の場合には、この漸近線を超えることもあり、S 字状の分布を描く⁽¹⁵⁾。

図 3.4 に摩擦速度で無次元化した乱れ強さ分布を示す。抵抗低減率が高いほど軸方向速度の乱れ強さ u'_{rms}^+ の分布はピーク位置が管中央側にシフトする。PEO 溶液の乱れのピーク値は水の場合よりやや大きくなっているが、濃度をさらに上昇させると図中の CTAB 溶液のようにピーク値が低下し高い抵抗低減率が得られることが分かっている。よって、PEO 溶液のピーク値が高いことは抵抗低減率によるものと考えられる。つまり、CTAB 溶液においても 50% 程度の抵抗低減率を得られる流れ場であれば、ピーク値が水より上昇することが予想される。一方、半径方向速度の乱れ強さ v'_{rms}^+ は抵抗低減率が高いほど低下していることが特徴的である。また、抵抗低減溶

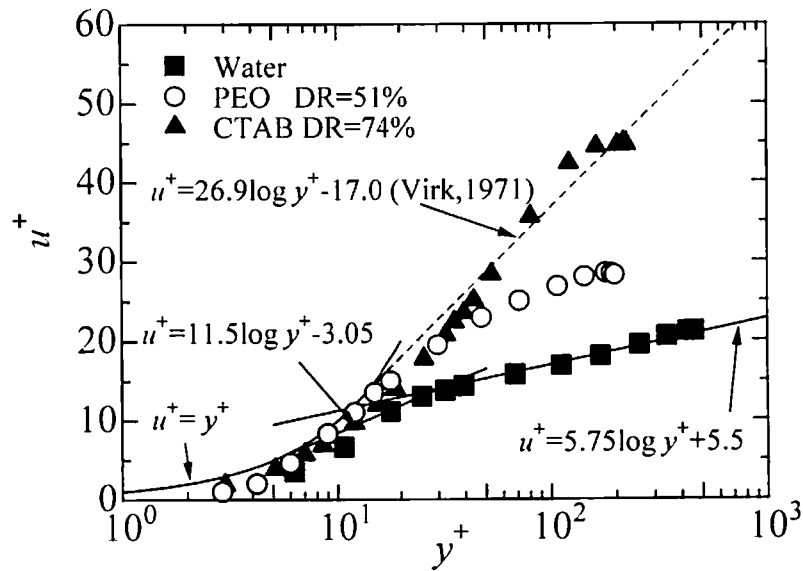


Fig. 3.3 Mean velocity profile; Dash line shows the ultimate profile by Virk (1971)⁽¹⁾

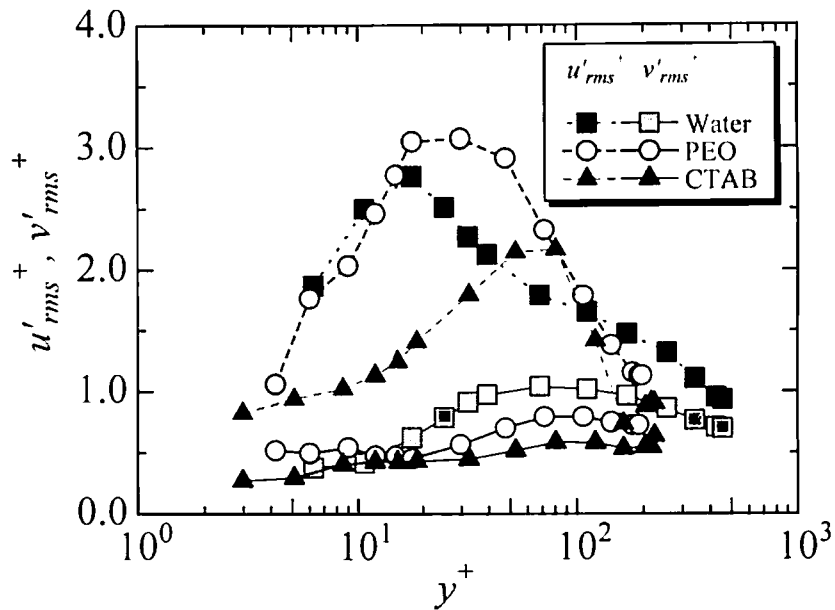
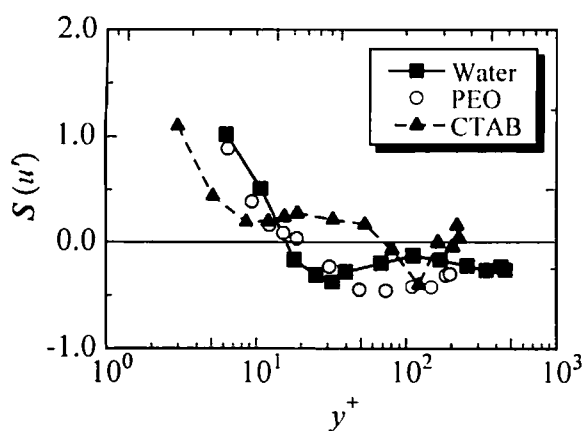
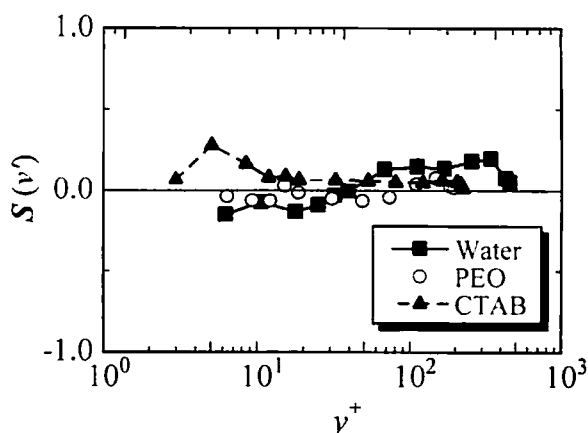
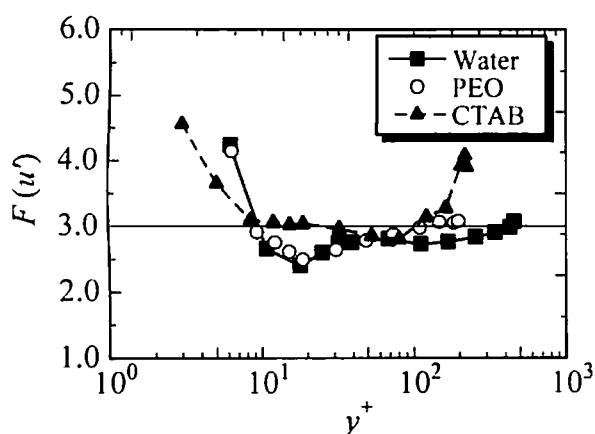
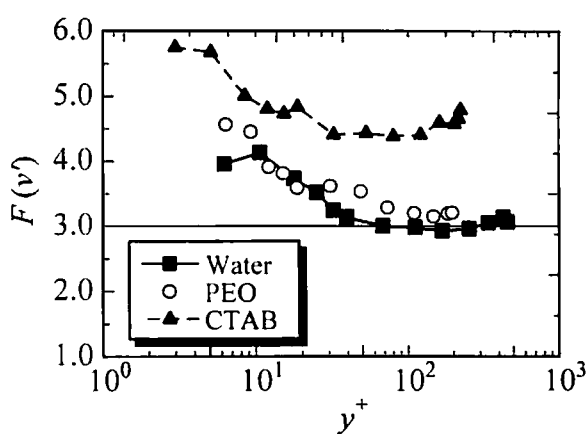


Fig. 3.4 Turbulence intensity profile: Root mean square of velocity component is normalized by friction velocity

液の場合、水に比べて $v'_{rms}+$ と $u'_{rms}+$ の比は小さいことから、乱れの半径方向への輸送が抑制されているといえる。しかし、抵抗低減率の低い PEO 溶液の方が CTAB 溶液に比べてその乱れ強さの比は小さく、CTAB 溶液の場合と乱れの輸送構造が異なっていると思われる。

Fig.3.5 (a) Skewness factor of u' Fig.3.5 (b) Skewness factor of v' Fig.3.6 (a) Flatness factor of u' Fig.3.6 (b) Flatness factor of v'

さらに高次の統計量について比較する。各速度成分の歪み度 (Skewness) および平坦度 (Flatness) を図 3.5, 3.6 に示す。正規分布の場合、歪み度は 0.0, 平坦度は 3.0 になる。

ニュートン流体 (ここでは水) の $S(u') = \overline{u'^3}/u'_{rms}^3$ は軸方向速度の乱れ強さの分布 (図 3.4) の最大となる $y^+ = 14$ 付近でほぼゼロとなる。 $y^+ = 30$ 付近で $S(u')$ は最小値をとり、ニュートン流体の乱流域 ($y^+ > 30$) の境界に相当する。PEO 溶液や CTAB 溶液にも同様に $S(u')$ の最小値と乱流域の境の位置が対応しており、 $y^+ > 50$, $y^+ > 100$ がそれぞれの乱流域になると想定できる。図 3.5 (a) において、各溶液の乱流域での $S(u')$ 値を比較すると、PEO 溶液は水よりも低く、Wei らの結果⁽³⁾ と一致している。CTAB 溶液の場合、水よりも若干高い値を示し、値がゼロに近く、軸方向の速度変動は乱流域でランダムな現象に近いことが考えられる。

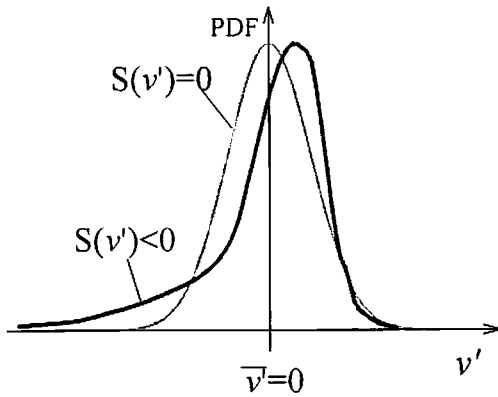
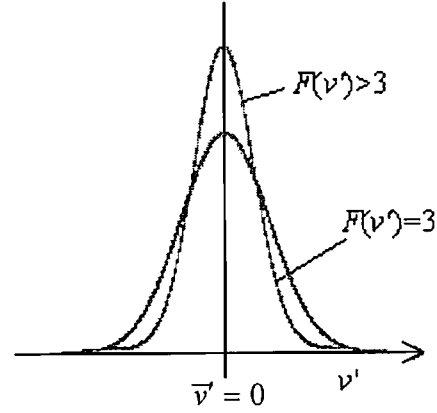

 Fig.3.7 (a) PDF profile in $S(v') < 0$

 Fig.3.7 (b) PDF profile in $F(v') > 3$

図 3.5 (b)に半径方向速度成分 v' の歪み度 $S(v') = v'^3 / v'_{rms}{}^3$ を示す。水の場合は、 $u'_{rms}{}^+$ が最大値をとる半径位置で最小値をとり、 $y^+ = 30$ を境に負から正の値に上昇していくが、PEO 溶液や CTAB 溶液の場合は水に比べて半径方向に対する変化が小さくゼロ付近の値をとることがわかった。図 3.5 (a), (b) を比較すると、 $S(u')$ と $S(v')$ の関係はレイノルズ応力が支配的である $y^+ > 30$ では、水の場合、 $S(u') < 0$ であれば $S(v') > 0$ となっているが、PEO 溶液の場合、そのような関係は見られず、 $S(u')$ が $S(v')$ に関係なく負の値が大きいことが特徴的である。また、CTAB 溶液の場合も水のような関係はまったく見られず、どちらもゼロに近いという領域が多い。

図 3.6 (a) に u' の平坦度（または尖り度） $F(u') = \overline{u'^4} / u'_{rms}{}^4$ を示す。水の場合、 $u'_{rms}{}^+$ が最大となる $y^+ = 14$ 付近で $F(u')$ が最小となる。これらの一致は、ニュートン流体での Eggels らの DNS 結果⁽¹⁶⁾でも確認されている。一方、PEO 溶液の $F(u')$ は乱れ強さの位置と関係づけるのは難しく、 $u'_{rms}{}^+$ のピーク位置は水よりも管中央側にシフトしていたにも関わらず、 $F(u')$ の分布は水の分布形状に近い。しかしながら、また、 $y^+ > 30$ で PEO 溶液の方が水よりもわずかに大きく、 $F(u')$ 値は PDF（確率密度）分布が正規分布のときの値 $F = 3.0$ に近づいているといえる。CTAB 溶液の $F(u')$ は水より高く、 $10 < y^+ < 100$ で 3.0 に近い。

図 3.6 (b) は v' の平坦度 $F(v') = \overline{v'^4} / v'_{rms}{}^4$ の分布である。どの場合も壁近傍では大振幅変動が間欠的に起こるため壁に近づくにつれて $F(v')$ は大きな値を取るが、このとき $S(v') < 0$ では、 v' の PDF 分布の左すそ ($v' < 0$) が長くなり、間欠的に現れる（確率は低い）負の変動 ($v' < 0$) の振幅が大きいと予想される（図 3.7 (a) 参照）。ただし、PEO 溶液の $S(v')$ の負の値は水よりも 0 に近いことから、水ほど v' の PDF 分布の左すそが長くないことを示している。つまり、負の v' の大きさが水より小さいといえる。PEO 溶液は水に比べてこのような領域が y^+ で 80 程度まで広がることをわかる。一方、壁から離れた領域では、水は $F(v')$ の値が 3 にかなり近づくのに対し、PEO 溶液は水よりも値が大きく、 v' の大きな変動はかなり間欠的に生じていると思われる（図 3.7 (b) 参

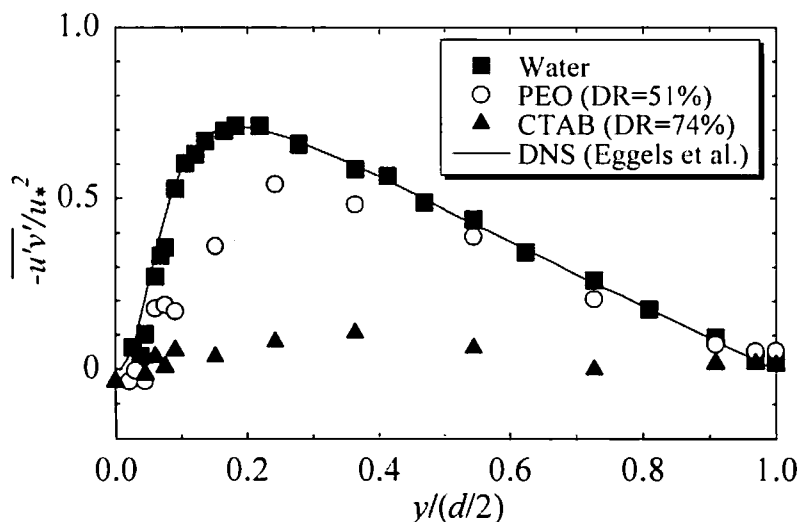


Fig. 3.8 Reynolds shear stress

照)。さらに、CTAB 溶液の場合、3.0 を大きく超えて、極めて水よりも大きくなっており、間欠性が強まっていることを表している。これらの傾向は、界面活性剤溶液について解析してある伊藤らの報告⁽¹⁷⁾ にほぼ一致した。

3.3.3 レイノルズ応力の分布

図 3.8 に LDV 計測によるレイノルズ応力⁽¹⁸⁾ の分布を示す。図中の実線は、Eggels ら(1994)⁽¹⁶⁾ によるニュートン流体流れ ($Re=5300$) における DNS (Direct Numerical Simulation) の結果である。レイノルズ数は多少異なるが、LDV による水の実験結果は DNS 結果とよく一致していることから、良好な実験結果が得られていると思われる。抵抗低減溶液のレイノルズ応力は溶媒 (水) のみの場合に比べて抵抗低減率が高いほど低下し、ピーク位置がさらに壁から中央部にシフトする。さらに、図中の CTAB 溶液の結果においては、レイノルズ応力は管断面全体に渡ってゼロに近い。このような興味深い結果はこれまでにさまざまなレイノルズ数で報告されている。

図 3.9, 3.10 にレイノルズ応力の歪み度 $S(u'v')$ および平坦度 $F(u'v')$ を示す。水の歪み度は壁近傍や管中央部を除くと、PEO 溶液や CTAB 溶液に比べてより大きな負の値をとり、抵抗低減率の高い CTAB 溶液ではゼロに近く、PDF の偏りが少なくなっていることがわかる。それは、大きな $-u'v'$ の運動の確率が減少したこと、または $-u'v'$ の大きさが減少したことが原因であると考えられ、いずれも抵抗低減に大きく関与していると思われる。平坦度はいずれも 3.0 より大きく、レイノルズ応力を構成する挙動は間欠性が強いことがわかる。しかし、抵抗低減率が大きいほど、つまり、CTAB 溶液が一番高い値を示している。 $u'v'$ の大きさが大きい挙動がより間欠的 (低い確率で)

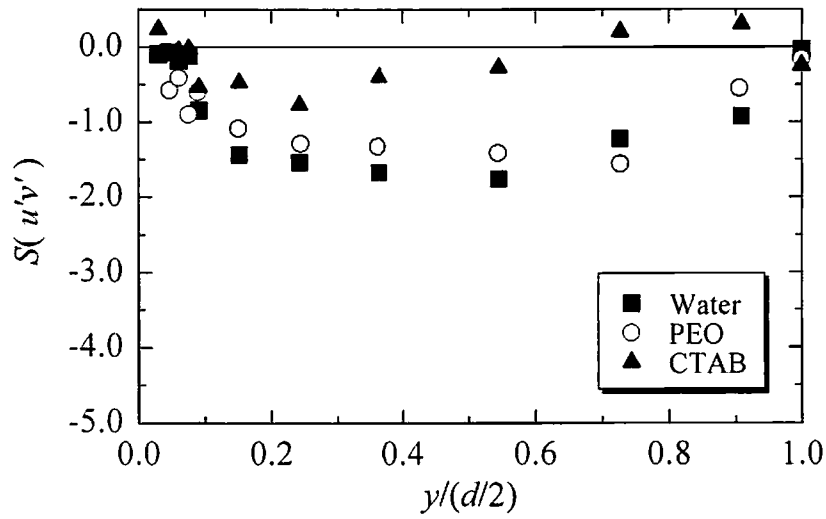


Fig. 3.9 Profiles of skewness factor of $u'v'$

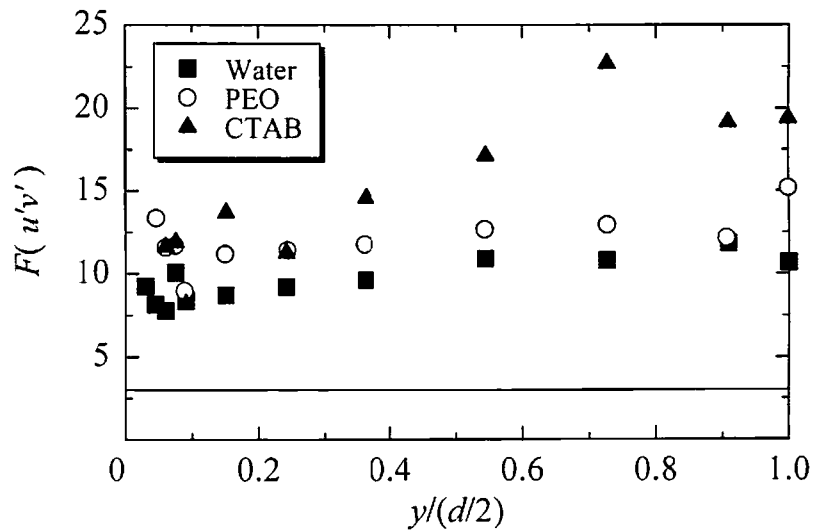


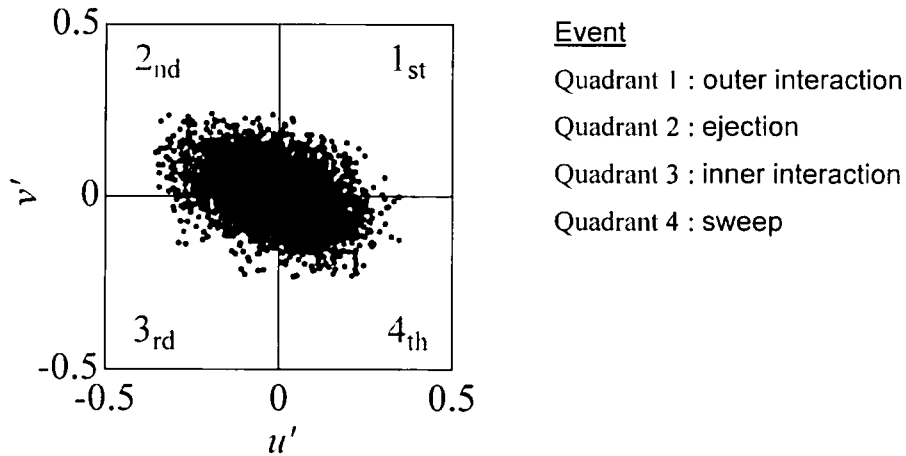
Fig. 3.10 Profiles of flatness factor of $u'v'$

に生じていることを示唆している。次節より、レイノルズ応力を構成する挙動の詳細について述べる。

3.3.4 4象限分類法によるレイノルズ応力に寄与するコヒーレント構造の解析

3.3.4.1 各象限の挙動のレイノルズ応力への寄与

レイノルズ応力を構成する速度変動成分の積 $u'v'$ を各変動成分の値の正負によって、4つの象限に分類する（図 3.11 参照）。第2および第4象限の運動をそれぞれイジェクション、スウィープ、第1および第3象限の運動を外向きインターアクション、内向きインターアクションと呼ん

Fig.3.11 Classification of $u'v'$ into four quadrants

でいる⁽¹⁹⁾。ニュートン流体の流れでは、バースト現象を詳細に抽出するために、4 象限分類法などの条件付サンプリング法を使うことはよく知られている。4 象限分類法は、与える条件としてハイパボリック・ホール H の大きさを導入した Lu & Willmarth (1973) の概念⁽²⁰⁾に基づいている。その H は次式のように定義されている。

$$H = |u'v'| / (u'_{rms} \cdot v'_{rms}) \quad \dots\dots (3.2)$$

ある象限の寄与しているレイノルズ応力は次式で表せる。

$$\overline{(u'v')}_Q = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'(t)v'(t)I_Q(t)dt \quad (Q=1,2,3,4) \quad \dots\dots (3.3)$$

ここで、 $I_Q(t)$ は、次のように条件によって 1 または 0 の値となる係数 (Indicator function) である。

$$I_Q(t) = \begin{cases} 1: \text{when } |u'v'| \geq H \cdot (u'_{rms} \cdot v'_{rms}) \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad \dots\dots (3.4)$$

ここで、 T は統計時間であり、 $\overline{\quad}$ は時間平均値を意味する。

H を 0 から 5 まで変化させたときの各象限の挙動のレイノルズ応力への寄与率を図 3.12 に示す。ただし、いくつかの代表的な位置での分布図のみとする。水の場合、粘性底層では Q4 からの寄与は Q2 からの寄与よりも大きい。また、Q2 からの寄与は H が増加するにつれて急激に減少するが、Q4 からの寄与は $H > 5$ でも存在する。このような領域が PEO 溶液では $y^+ < 30$ に、CTAB 溶液では $y^+ < 100$ に見られている。しかしながら、 H が高くなると両液とも水の場合よりどの領域でも寄与率は高くなっていることが特徴的である。

次に $H=0$ での各象限の挙動のレイノルズ応力への寄与率の半径方向分布を図 3.13 に示す。水の場合の結果は、空気の流れで調査された菱田ら (1981) の結果⁽⁵⁾と定性的によく一致している。

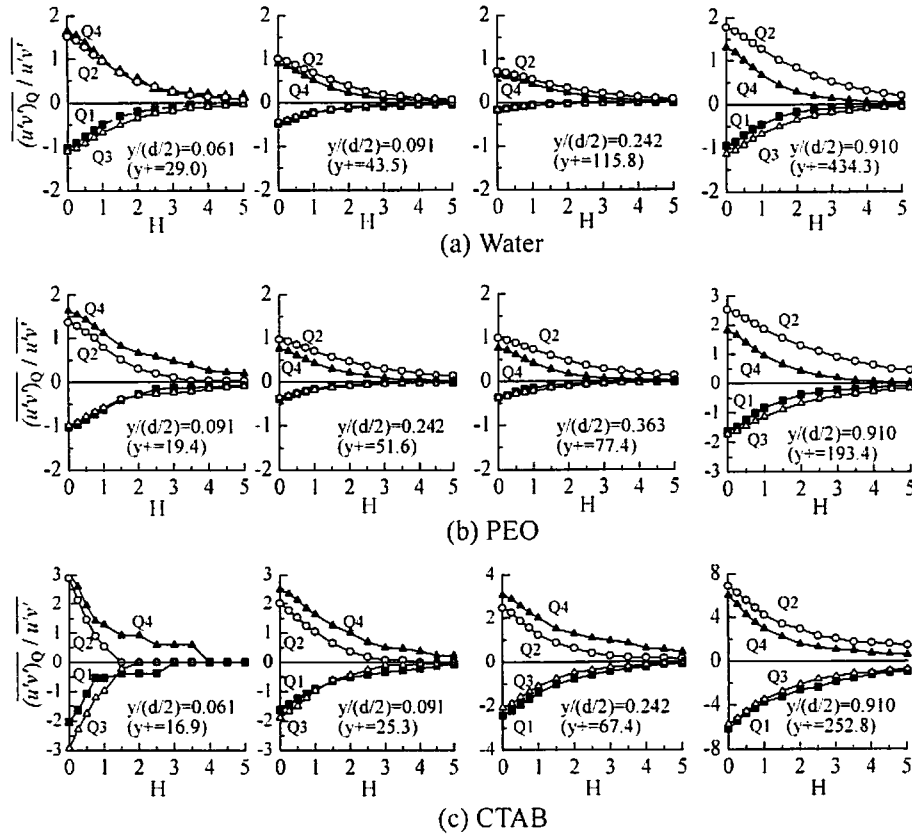


Fig. 3.12 Contribution from each event to Reynolds shear stress

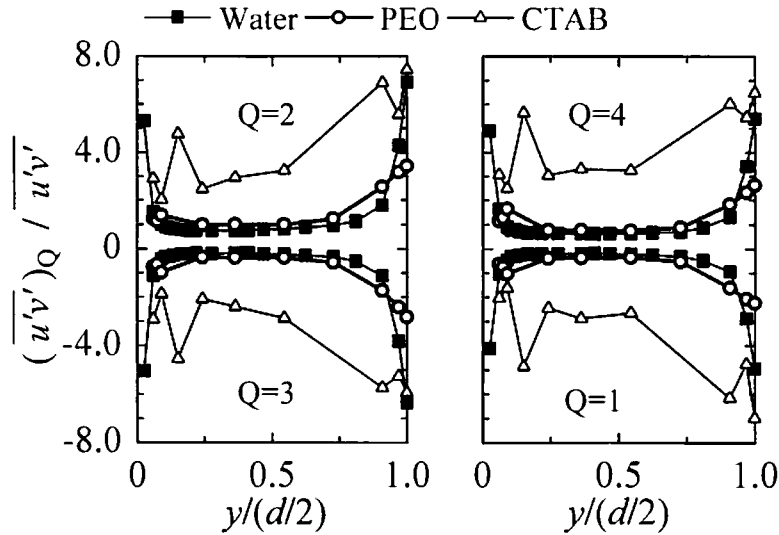
管中央部で寄与率が高くなるのは管中心付近の渦の挙動の影響を周囲から受けるためである。PEO 溶液は、どの象限も $0.1 < y/(d/2) < 0.9$ において水の場合よりも寄与率が高くなっていることがわかる。CTAB 溶液の場合は、断面全体にわたってどの象限においても寄与率が極めて高く、同程度の寄与率を示している。第 1, 3 象限の寄与率の増加や第 2, 4 象限の寄与率の低下は、レイノルズ応力の低下に直接反映される。しかし、レイノルズ応力低下にともなってどの象限の寄与率も上昇していると考えられるため、各象限の運動の大きさについては次節に述べることにする。

3.3.4.2 平均振幅

下記の式で表される各象限の運動の大きさ（振幅）の絶対値を摩擦速度で無次元化した値を図 3.14 に示す。

$$\langle u'v' \rangle_Q = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{P_Q T} \int_0^T u'(t)v'(t)I_Q(t)dt = \overline{(u'v')}_Q / P_Q \dots\dots (3.5)$$

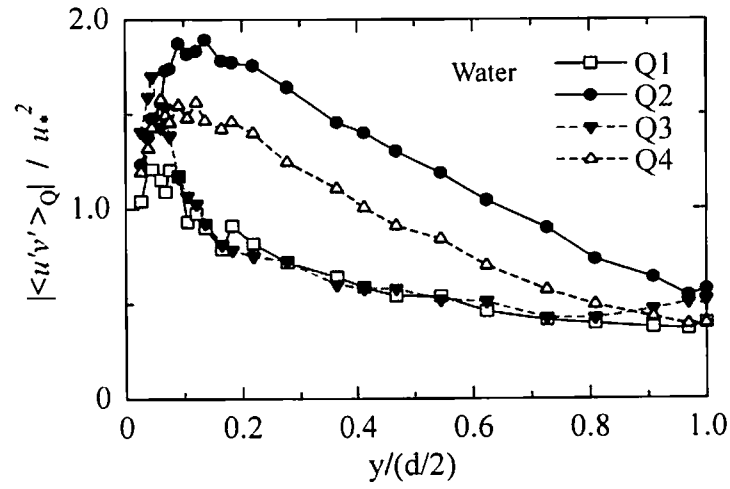
ここで、 P_Q は各象限で生じる確率（または間欠率）である。 $I_Q(t)$ については、(3.4) 式と同様であるが、本節では $H=0.0$ に固定して平均振幅について議論することとする。よって、例えば $Q=1$

Fig.3.13 Profiles of contribution from each event to Reynolds shear stress at $H=0.0$

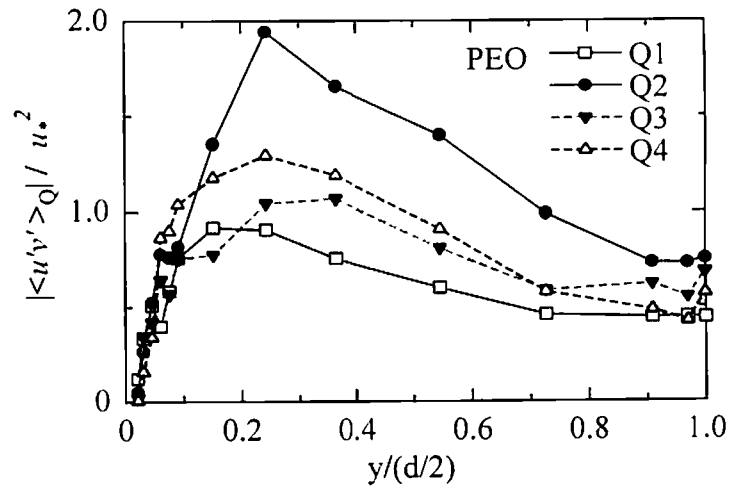
(第1象限) のとき, $u'(t) > 0$ かつ $v'(t) > 0$ であれば $I_Q = 1$, それ以外は 0 となる. また, $\langle \rangle$ は条件付アンサンブル平均を示す.

水の場合, 図 3.14 (a) 見られるように $y/(d/2) > 0.1$ では第2象限の振幅が最大であり, そのピーク値は局所レイノルズ応力の2倍の大きさにも及んでいる. 次いで管中央部を除いて第4象限の振幅値が大きく, その分布形状は2象限の振幅に類似しているが, 大きさは常に第2象限の振幅よりも2~3割小さい. $y/(d/2) > 0.1$ の第1および3象限の振幅の値は管中央部を除いて同程度の値を示している. 分布形状は第2や4象限の振幅とは異なり, ピーク位置はやや壁側に寄り, ピーク位置から $y/(d/2) < 0.5$ において, 急激に減少している. また, 管中央部では第3象限の振幅がわずかに上昇しているが, これは, 周囲の壁からの渦運動によると考えられる. つまり, その第3象限の振幅上昇は, 第3象限の運動が反対側の壁からの運動ではこの領域で最大の振幅をもつ第2象限の運動に相当するためである.

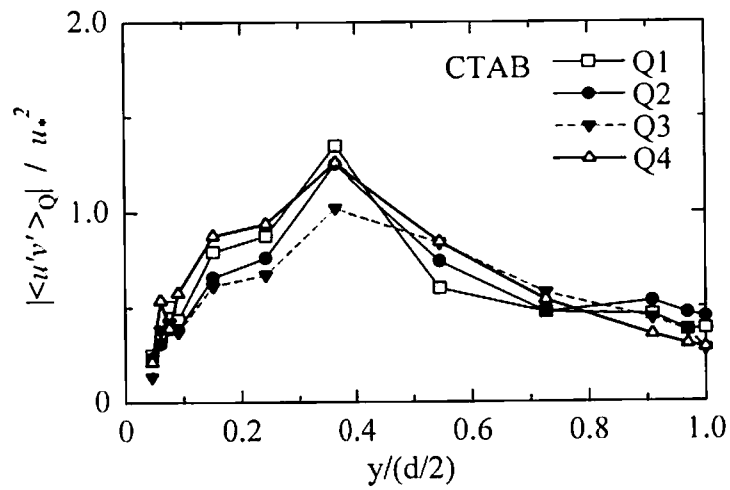
図 3.14 (b) に示す PEO 溶液の場合, 局所レイノルズ応力の分布でも見られたように, いずれの象限もピーク位置が管中央側にシフトしていることがわかる. また, $y/(d/2) > 0.15$ では水の場合と同様に第2象限の振幅が最大で, そのピーク値も水の場合と同程度である. また, 同領域における同じ無次元位置では, PEO 溶液の方が水の場合よりも高い振幅値をとるが, それらの勾配は同程度である. よって, 第2象限の分布形状はピーク値より壁側の領域が水の場合よりも広がり,



(a) Water



(b) PEO (DR=51%)



(c) CTAB (DR=74%)

Fig.3.14 Mean amplitude profiles for each quadrant

分布がそのまま管中央側にシフトしたような状態であることがわかる。第4象限の振幅値は水の場合と同様に壁側と管中央部を除く中間領域で、2象限に次いで大きな値を示しているが、水の場合に比べてピーク値が小さく、局所レイノルズ応力の低下に大きく貢献しているものと思われる。一方、第1および第3象限については水の場合とは異なり、 $y/(d/2) > 0.2$ では第3象限の振幅の増加が際立ち、ピーク位置についても第3象限の方が管中央側へシフトしていることがわかる。水の場合に比べてピーク値はどちらの象限も小さいが、 $y/(d/2) > 0.2$ では大きいことがわかる。これらの象限の振幅が大きいことは局所レイノルズ応力の低下に寄与し、流量増加を促進していると思われる。

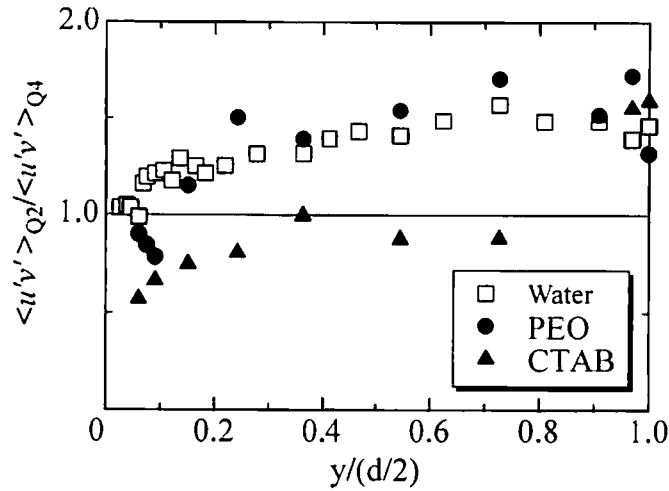
次に図 3.14 (c) に CTAB 溶液の各象限の振幅値を示す。水や PEO 溶液の場合に比べてすべての象限でピーク位置が管中央側にシフトし、全体的に各象限間の値の差が小さくなっていることが明瞭である。また、ピーク値は第1象限が最大であり、第2および第4象限の運動の強度がかなり抑制されていることがわかる。第1および第3象限のピーク値は水よりも低下しているが、PEO 溶液よりも同程度または増加している。この CTAB 溶液のように大きな抵抗低減率を示す流れ場の場合、スウィープやイジェクションの振幅に対するインターアクションの振幅の比は水に比べて大きくなっている。

3.3.4.3 各象限の運動の振幅比

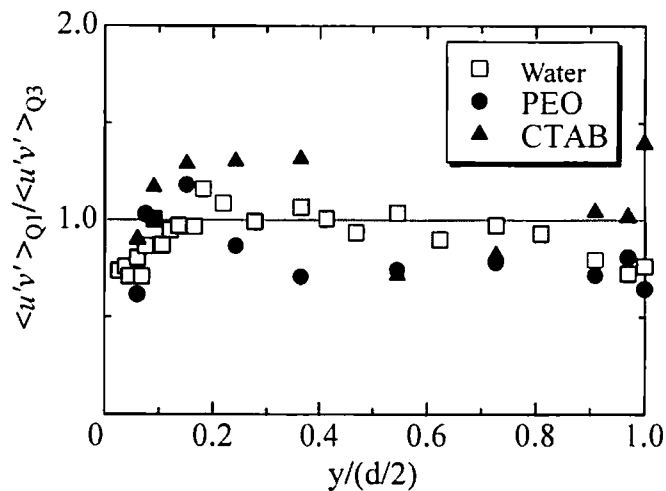
次にイジェクションとスウィープの振幅比を図 3.15 (a) に示す。水の場合、壁近傍を除くほとんどの領域で1より大きく、管中央部ではイジェクションの振幅が1.5倍ほど大きいことがわかる。粘性底層領域で1より小さく、遷移層領域ではほぼ1に一致し、乱流域で1より大きくなるという報告⁽¹⁹⁾が数多く見られ、本研究結果も妥当な結果であるといえる。PEO 溶液の場合、1より小さい壁側の領域が $y/(d/2)=0.1$ 付近まで広がり、 $y/(d/2) > 0.2$ の領域では水の場合よりも若干大きくなっている。このことは図 3.14 (a),(b) から分かるようにイジェクションの振幅が大きくなったのではなく、スウィープの振幅が小さくなっているためであることがわかる。一方、CTAB 溶液の場合、管中央部を除いて1より小さいかまたは1程度である。よって、CTAB 溶液の流れ場はニュートン流体での層流から乱流への遷移状態の流れ場の状態に近いことが考えられる。

そこで、ニュートン流体の乱流状態では注目されることが少ないインターアクションの振幅比を図 3.15 (b) に示す。水の場合、壁側および管中央部では1より小さいが、それ以外の領域ではほぼ1に近い。PEO 溶液の場合、 $y/(d/2) > 0.2$ の領域で水の場合よりも小さいが、これは図 3.12 から分かるように第1象限の振幅の減少ではなく第3象限の振幅の増加によるものである。一方、CTAB 溶液の場合、壁側の振幅比が1より大きい領域がかなり広がっている。

さらに第1、4象限の振幅と第2、3象限の振幅との比を図 3.16 (a) に示す。ニュートン流体の場合、壁側でやや高い値を示すが、いずれも1より小さい。これは、軸方向速度変動 u' が負における $u'v'$ の振幅の方が正の場合より大きいことを示している。しかし、PEO 溶液や CTAB



(a) Amplitude ratio of ejection (Q2) to sweep (Q4)



(b) Amplitude ratio of outward interaction (Q1) to wall-ward interaction (Q3)

Fig.3.15 Profiles of mean amplitude ratio

溶液の場合、水の値よりも大きく1より大きい領域が壁側に存在する。抵抗低減溶液においてレイノルズ応力が小さくなる乱れの要因は、壁側では第1象限の u' の運動の強度が大きいことが考えられる。また、軸方向の乱れ強さの分布の違いがPEO溶液とCTAB溶液の結果に見られたように、ここでもまた $y/(d/2) > 0.2$ の領域においてPEO溶液の場合、水の値より小さく、CTAB溶液の場合、逆に大きい傾向が見られる。ただし、このPEO溶液とCTAB溶液の傾向の違いは溶液によるものではなく、やはり抵抗低減率の違いに基づく現象であると思われる。

同様に第1, 2象限の振幅と第3, 4象限の振幅との比を図3.16 (b)に示す。つまり、半径方向速度の乱れ v' が正のときの $u'v'$ の振幅と負のときの $u'v'$ の振幅との比を表す。水の場合、

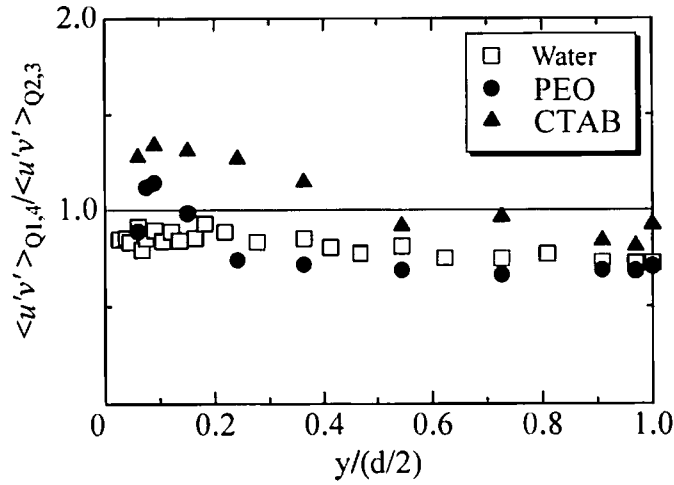
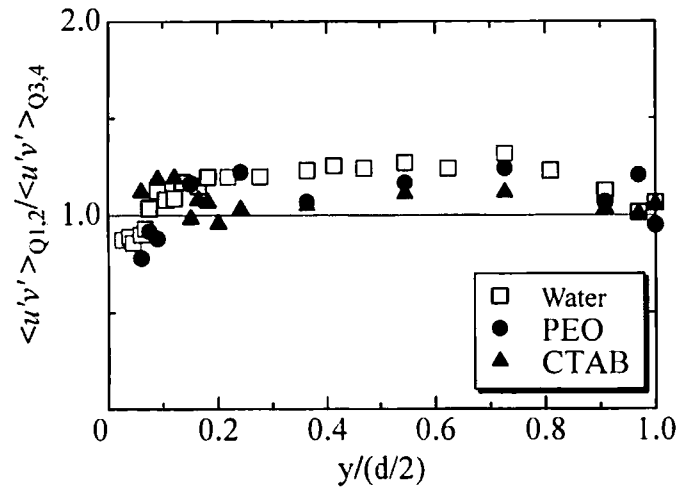
(a) Amplitude ratio of positive events of u' (Q1, 4) to negative events of u' (Q2, 3)(a) Amplitude ratio of positive events of v' (Q1, 2) to negative events of v' (Q3, 4)

Fig.3.16 Profiles of mean amplitude ratio

壁側では1より小さい値であるが、 $y/(d/2) > 0.1$ では1より大きくなっている。PEO溶液も水と同様な分布形状であるが、 $y/(d/2) > 0.3$ では、水の場合より若干低く、より1の値に近づいている。CTAB溶液の場合は、壁側を除いてさらに1の値に近いことがわかる。これらは $u'v'$ の大きさが v' の正負に関係ないことを示し、乱れ強さの分布からも予想できたように u' の乱れが優勢であることがわかる。従って、付加応力によって生じる乱れは軸方向に現れることが予想される。

3.3.4.4 各象限の確率

次に、図 3.17 に各象限で起こった確率を各溶液ごとに示す。水の場合、図 3.17 (a) に見られるように、乱流域で起こる確率は第 4, 2, 1, 3 象限の順に高い。どの溶液についても各象限の確率と振幅の大きさは、第 2 象限と 4 象限、第 1 象限と 3 象限で相反関係にあり、確率の高い象限の振幅は小さい傾向がみられる。PEO 溶液 (図 3.17 (b)) の場合も水の場合と同様な順であるが、水に比べて第 1 象限で起こる確率が増え、第 2 象限で起こる確率が減少していることが特徴的である。これらは結果的に局所レイノルズ応力の低下に大きく寄与しているものと思われる。さらに、CTAB 溶液ではそれらの傾向が増し、どの象限も同程度となっている (図 3.17 (c))。つまり、ランダムに混ざり合うような流れであるといえる。

次に、各象限の運動の周期や継続時間を図 3.18, 3.19 に示す。水の場合、管中央部を除いてスウィープ (Q4) の周期は他の象限の運動に比べてわずかに短く、第 1, 3 象限の両インターアクションは比較的長く、両者は同程度の周期を持っている。また、管中央部ではどの象限の運動も同程度の周期となる。一方、継続時間は周期に比べて象限間での差が大きいことが特徴的である。管中央部を除いて、Q2 と Q4 の継続時間は Q1 と Q3 に比べて長い。当然ながら、管中央部では周期と同様にどの象限も同じ継続時間となっている。

PEO 溶液の場合、図 3.18 (a), 3.19 (b) に示すように、管の断面全体にわたって水に比べて周期も継続時間も長くなっていることがわかる。さらにどの象限についても長くなっている。Q4 の周期が短めであるという点は、水の場合の傾向と同様である。しかし、Q2 の周期は Q1 より長く、水の場合とは異なる。PEO 溶液の継続時間も周期同様に長くなっているが、水と同様に象限間の長さの違いが大きく、Q2 と Q4 の継続時間が Q1, Q3 に比べて長い傾向を示している。

CTAB 溶液の場合、図 3.18 (b), 3.19 (b) に見られるように PEO 溶液よりも周期、継続時間が長くなっている。ただし、どの象限の周期も同程度で、継続時間も象限間の違いが不明瞭で同程度である。また、管中央部まで他の溶液に比べて比較的長いことも特徴的である。

結果として、抵抗低減率が高いほどバースト現象の周期や継続時間が長くなる結果が得られ、この種の抵抗低減流れの渦スケールは大きいことを表している⁽²¹⁾。

次に各象限の振幅に確率の値を掛け合わせ、時間平均量とした各象限のレイノルズ応力を図 3.20 (a),(b) に示す。図中の白抜きシンボルは水の場合の結果である。PEO 溶液の場合、第 2, 4 象限において振幅の場合と同様に壁側を除いて第 2 象限の値の方が大きい。これは水の場合と同様である。水の場合と特に異なっていた第 2 象限における振幅のピーク値も同程度となり、ピーク位置のみが水の場合よりも管中央側にシフトし、レイノルズ応力の低い領域が壁側に広がった分布を示している。一方、第 1, 3 象限のレイノルズ応力は水の場合も PEO 溶液の場合もほぼ等しい値となっているが、 $y/(d/2) > 0.1$ において PEO 溶液の方が大きくなっており、これらの運動がその領域での局所レイノルズ応力の低下に寄与していることがわかる。CTAB 溶液の場合は、どの象限のレイノルズ応力もほぼ等しく、それは局所レイノルズ応力がほぼゼロであることに対

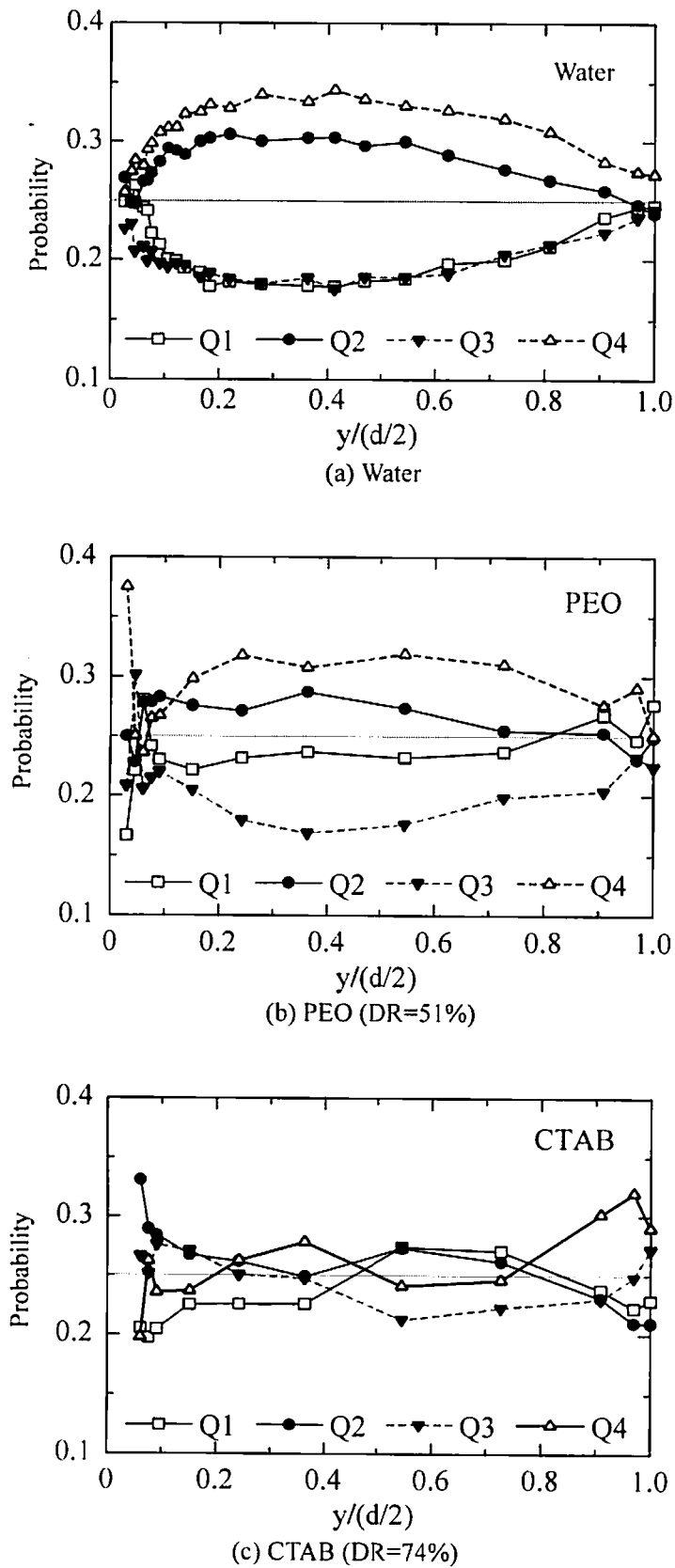
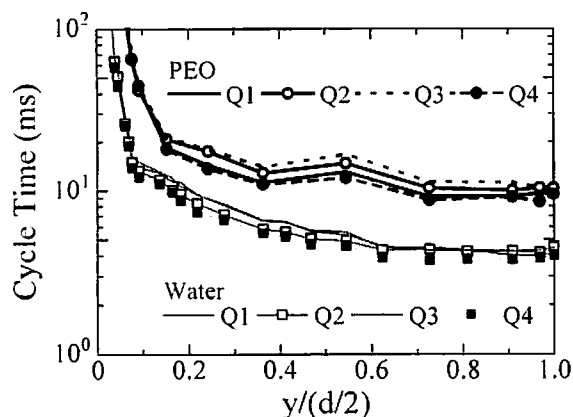
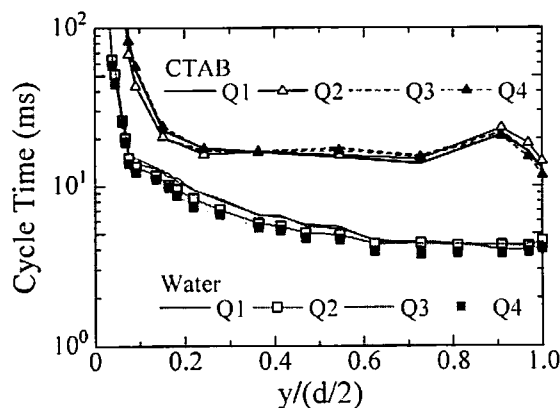


Fig. 3.17 Probability profiles for each event

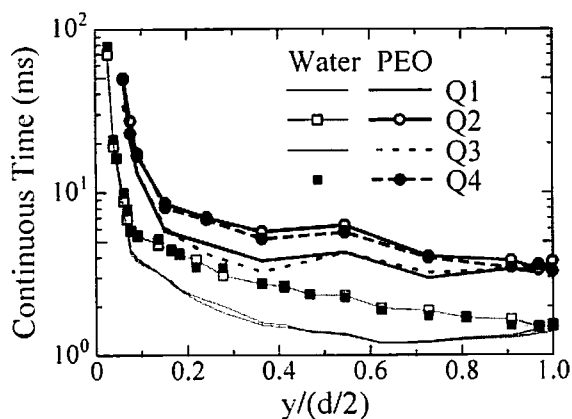


(a) Cycle time for PEO and Water

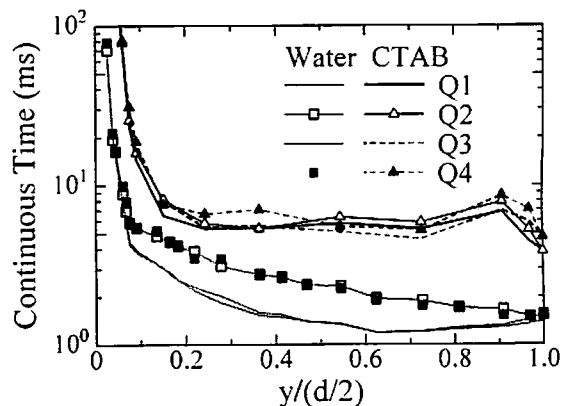


(b) Cycle time for CTAB and Water

Fig.3.18 Cycle time of each quadrant event



(a) Continuous time for PEO and Water



(b) Continuous time for CTAB and Water

Fig.3.19 Continuous time of each quadrant event

応している。ニュートン流体の乱流状態に見られるコヒーレント構造（組織構造）はほとんどないものと思われる。

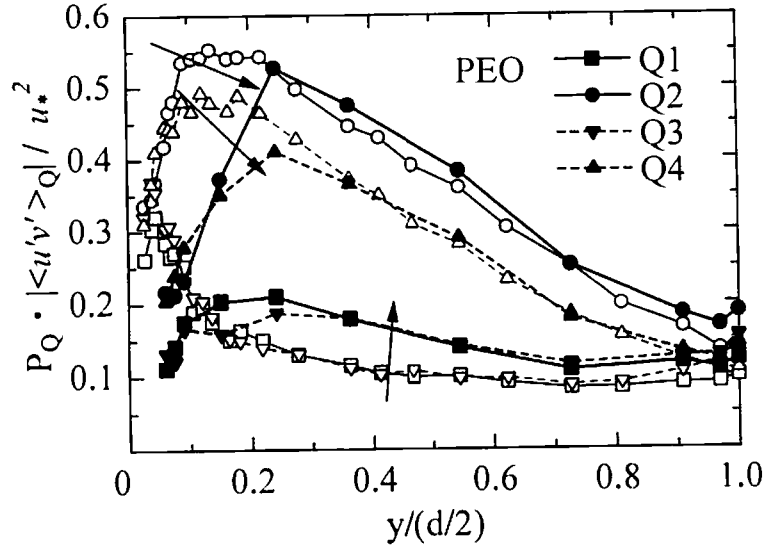
3.3.4.5 レイノルズ応力と渦の伸張

レイノルズ応力は渦の伸張と深い関係があり、混合長モデルを使用すると、次のように表せる。

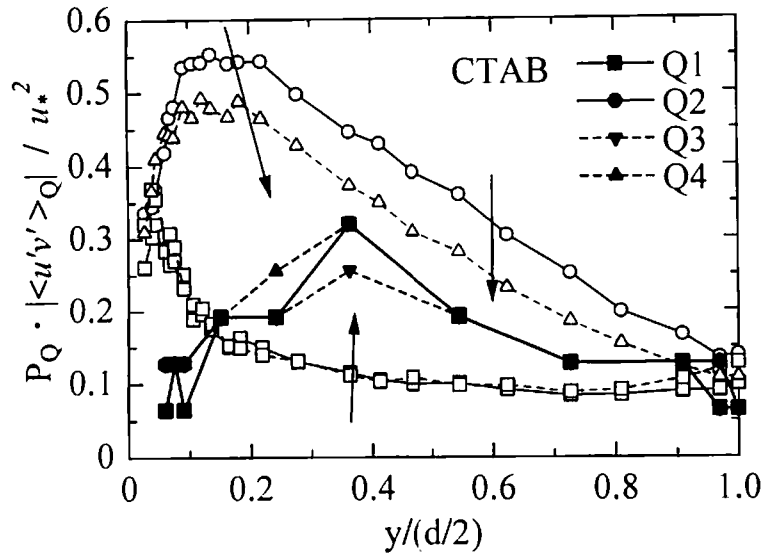
$$-\overline{u'v'} = \kappa y u_* \frac{\partial U}{\partial y} \quad \dots\dots (3.3)$$

両辺を y で微分すると

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(-\overline{u'v'} \right) = \kappa y u_* \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \kappa u_* \frac{\partial U}{\partial y} \quad \dots\dots (3.4)$$



(a) Comparison of time averaged amplitudes for each quadrant between PEO and Water (open symbols)



(b) Comparison of time averaged amplitudes for each quadrant between CTAB and Water (open symbols)

Fig. 3.20 Profiles of time averaged amplitude for each quadrant

となる。右辺第1項は、 $-\kappa y u \cdot \partial \Omega_z / \partial y$ と変形すると渦度の輸送項を示し、第2項は、 $-\kappa u \cdot \Omega_z$ と変形すると渦の伸張の項であることが知られている (Tenekes・Lumley, 1972⁽²²⁾)。そこで、伸張の項を平均速度勾配より求めた。また、 κ には水の場合 0.4、PEO 溶液の場合 0.085 および 0.4、

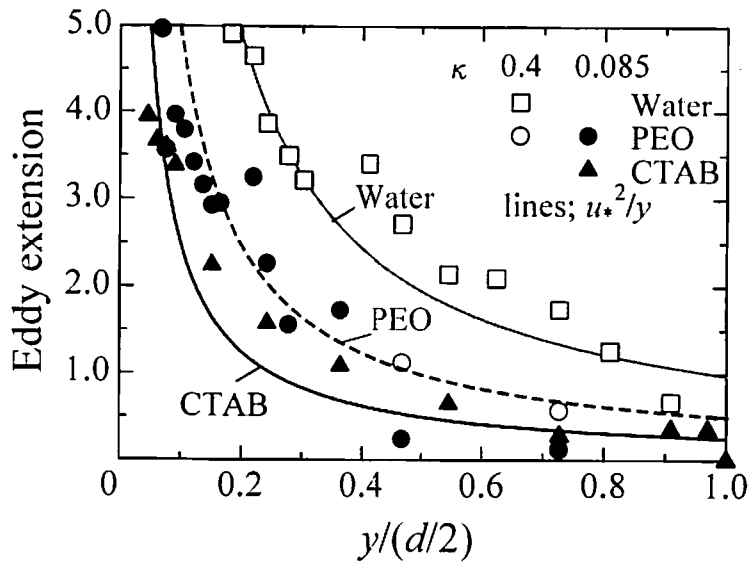


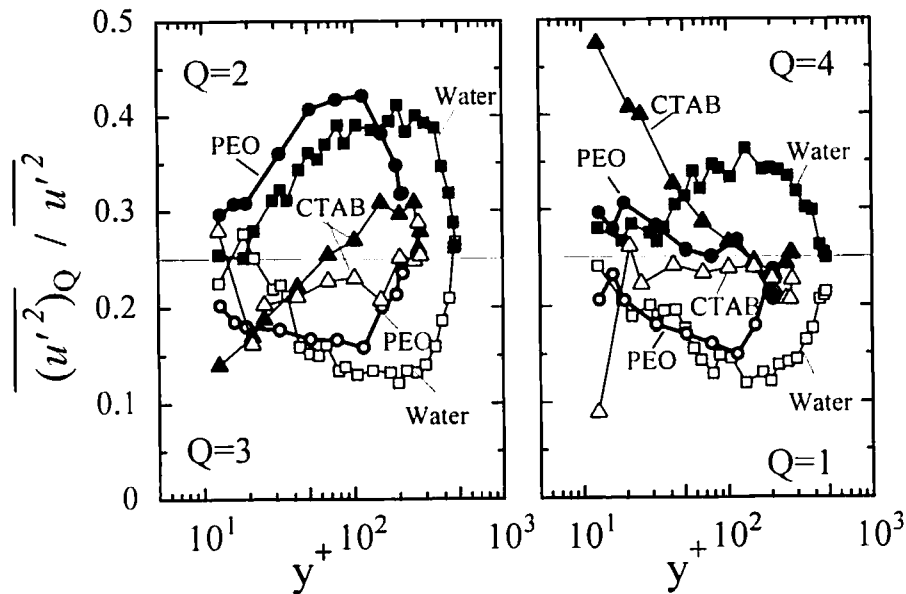
Fig.3.21 Profiles of eddy extension estimated from mixing length

CTAB 溶液の場合 0.085 の値を用いている。0.4 はニュートン流体で一般に知られた値であるが、0.085 については Virk (1971) による最大抵抗低減時の極限速度分布⁽¹⁾より見積もった値である。ただし、PEO 溶液については図 3.3 の対数速度分布から分かるように管中央側ではニュートン流体と同様な速度勾配を持つため、両者の場合を示した。図 3.21 に求めた渦の伸張を示す。図中の実線および破線は、式 (3.4) の右辺第 2 項を変形して得られる u_*^2/y を表している。平均的に渦の伸張は摩擦速度が小さいほど小さくなり、PEO 溶液や CTAB 溶液は水に比べて渦が伸張しにくいことがわかる。渦が伸張しにくいこととレイノルズ応力が低下することは密接に関係しているので、ここで渦が伸張しにくい原因に関する一つの考察を行う。伸張粘性としても知られている溶液のもつ弾性力が渦の伸長を妨げていると考えられる。まず、その弾性力によって組織的な渦を形成しにくく、生成された渦も大きいいためさらに伸張しにくい状態にあると思われる。特に CTAB 溶液のように組織的な渦がほとんど存在しないような流れ場では、ある一定以上のせん断力を受けた流体は、エネルギーを蓄えたまま渦を形成せずに変形し、さらにその変形は半径方向の乱れも抑制するため、高い低減効果が得られていると考えられる²³⁾。

3.3.5 乱流エネルギーへのコヒーレント構造の寄与

3.3.5.1 乱流エネルギーへの各象限挙動の寄与率

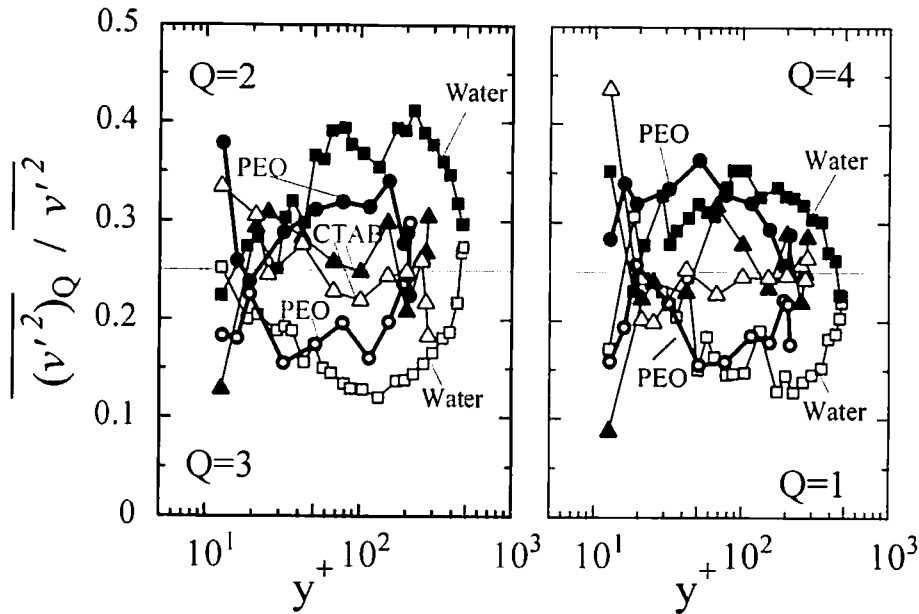
レイノルズ応力と同様に各象限の挙動が乱流エネルギーにどの程度寄与しているかについて調査する。各象限挙動からの乱流エネルギーへの寄与率を (3.3) 式と同様に定義する。H=0.0 での

Fig.3.22 (a) Contribution from each quadrant event to $\overline{u'^2}$

結果を各方向の乱れごとに図 3.22 (a), (b) に示す。乱流エネルギーに対する負の寄与は存在しないので、4つの象限からの寄与率が等しい場合にはその寄与率は0.25となる。

水の場合、各象限間の比較を行うと、 $10 < y^+ < 20$ では $\overline{u'^2}$ への寄与率は Q4 が一番大きいですが、 $y^+ > 20$ では Q2 からの寄与が大きくなっている。Q1, Q3 の寄与率は Q2, Q4 に比べて低く、 $y^+ > 40$ では Q1 と Q3 の寄与率は同程度である。また、3.3.2 節で示した図 3.4 の乱れ強さの分布と比較すると、各象限のピーク位置は u'_{rms} のピーク位置 ($10 < y^+ < 20$) より管中央側にシフトしていることがわかる。一方、半径方向速度成分の乱れへの寄与率も軸方向速度成分の乱れへの寄与率と同様な傾向を示している。

PEO 溶液の場合、水に比べて図 3.4 の乱れ強さのピーク位置は水の場合よりも管中央側にシフトしていたにも関わらず、各象限の寄与率のピーク位置は水よりも管壁側にシフトしている。しかしながら、PEO 溶液の乱れ強さのピーク位置に比べれば、やはり各象限のピーク位置は y^+ で 50 ほど管中央側にシフトしている。また、Q2 が $y^+ < 150$ で水の場合よりも軸方向乱れへの寄与率が大きく、図 3.4 において PEO 溶液の軸方向速度成分の乱れが大きかった原因は、イジェクション (Q2) の寄与率が高かったためであるといえる。しかし、Q4 の寄与率が $y^+ > 30$ で水に比べて大幅に減少し、Q1, Q3 の軸方向速度成分の乱れへの寄与率は $y^+ > 50$ で水の場合より比較的高いことが特徴的である。一方、半径方向速度成分の乱れへの寄与率は、軸方向速度成分の乱れへの寄与率とは逆に $y^+ < 100$ でイジェクション (Q2) よりスウィープ (Q4) の寄与率が高いことがわ


 Fig.3.22 (b) Contribution from each quadrant event to $\overline{v'^2}$

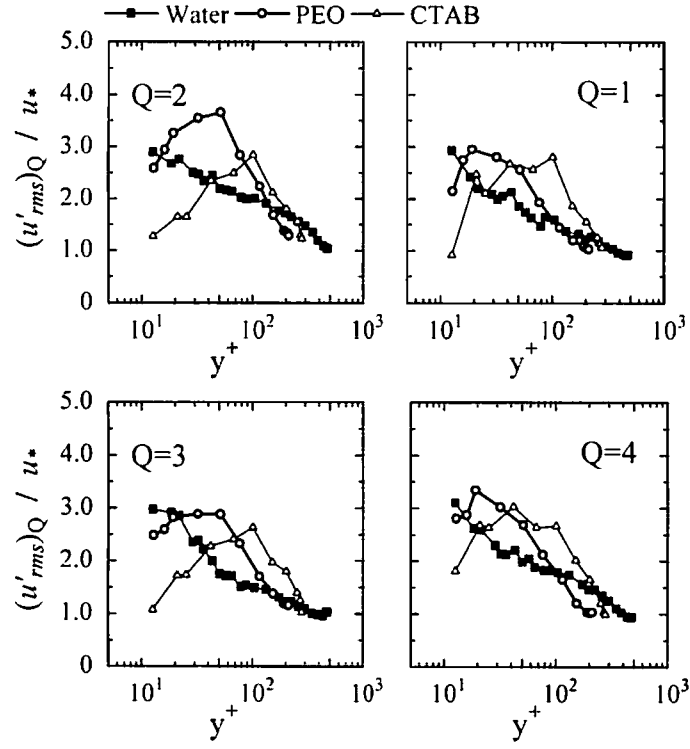
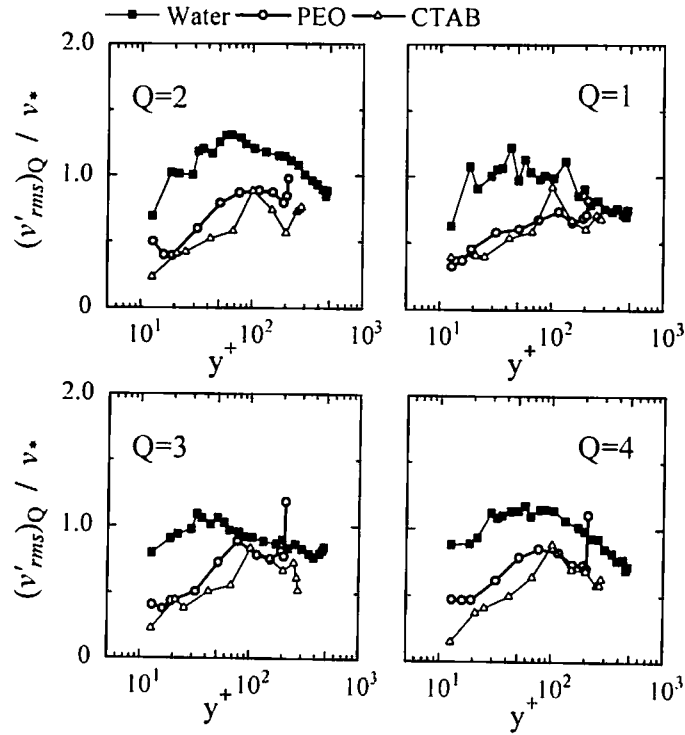
かる。水に比べると Q2 の半径方向速度成分の乱れへの寄与率は低下しているが、Q1, Q3 および Q4 の寄与率は管壁側に分布がシフトしてはいるものの水よりも上昇している傾向が見られる。

CTAB 溶液の場合、軸方向速度成分の乱れへの寄与率は、Q2 および Q4 の関係は減少および増加の相反の関係にあり、Q1, Q3 は水や PEO 溶液に比べて寄与率が増加している。一方、半径方向速度成分の乱れへの寄与率は全体的に 0.25 に近い値となり、ランダムな現象に近いことがわかる。全体的に水や PEO 溶液の寄与率の分布形状とは異なり、これまでに述べてきたように、CTAB 溶液の乱れには通常ニュートン流体に見られるコヒーレント構造は存在しにくいものと思われる。

3.3.5.2 各象限に分類した軸方向および半径方向速度変動の振幅

図 3.23 (a), (b) に各象限挙動における軸方向および半径方向速度変動の振幅の大きさを示す。レイノルズ応力の各象限挙動振幅を算出した (3.5) 式と同様に、乱れの振幅の大きさを求め、摩擦速度 u_* で規格化した。

PEO 溶液の Q2 の軸方向速度変動の振幅が水に比べてかなり大きく、図 3.4 での軸方向速度の乱れ強さのピーク位置とも一致する。よって、軸方向速度の乱れ強さが大きかった原因は、Q2 からの寄与率だけでなく、Q2 の振幅も大きかったためであることがわかる。PEO 溶液も CTAB 溶液もピーク位置は水よりも管中央側にシフトし、DR が高い CTAB 溶液の方がより管中央側にシフトしている。ただし、ピーク位置のシフト幅は、Q1 と Q4, Q2 と Q3 の 2 つに分かれており、

Fig.3.23 (a) Mean amplitude of u' for each quadrantFig.3.23 (b) Mean amplitude of v' for each quadrant

つまり u' の正負によってシフトしている幅が異なっている。 u' が正の Q1, Q4 の方が壁側にピーク位置が存在する。また、ピーク値の大きさは PEO 溶液の Q2 を除けば、水の場合と同程度かやや低い傾向が見られる。

図 3.23 (b) の半径方向速度変動の振幅では、図 3.4 の乱れ強さの分布で見られたように、管断面にわたって、どの象限の振幅も小さくなっていることがわかる。ただし、Q1 と Q3 が管中心部での振幅の低下が少なくなっているのに対して、Q2 と Q4 の振幅低下は管中央部まで広がっていることがわかる。

3.4 結 言

水、PEO 溶液および CTAB 溶液の円管内流れの乱流構造およびレイノルズ応力について 4 象限分類法により解析した結果、以下の結論を得た。これらの結果は構成方程式の構築に役立つものと思われる。

- (1) 壁近傍で生じるイジェクションやスウィープの強度は抑制され、抵抗低減に大きく関係していることが考えられる。
- (2) 50% 程度の抵抗低減率をもつ流れ場では、第 1 象限の運動（外向きインターアクション）の生じる確率が上昇し、第 2 象限の運動（イジェクション）の生じる確率が低下する。さらに高い抵抗低減率をもつ流れ場では、どの象限の確率も同程度となる。
- (3) 各象限挙動のレイノルズ応力への寄与率は、抵抗低減溶液の場合、どの象限も水の場合よりも高くなる。
- (4) 抵抗低減溶液のレイノルズ応力の低下は壁近傍でのイジェクションやスウィープの時間平均振幅の減少および両インターアクションの平均振幅の増加によるものである。
- (5) 本研究での界面活性剤溶液のように高い抵抗低減率を示す溶液では、ニュートン流体に見られるようなコヒーレント構造はほとんど存在せず、ランダムに混ざり合う流れ場が形成されている。
- (6) 抵抗低減溶液の渦の伸張は小さくなることが明らかになり、渦の伸張はそれらの溶液のもつ粘弾性力によって抑制されていると考えられる。
- (7) 各象限挙動の乱流エネルギーへの寄与率や各象限挙動の乱れの振幅の大きさより、PEO 溶液の軸方向速度成分の乱れが水の場合よりも高い原因は、第 2 象限の軸方向運動の振幅および寄与率が高いことによることがわかった。

参 考 文 献

- (1) Virk, P. S., "An Elastic Sublayer Model for Drag Reduction by Dilute Polymer Solutions," *J. Fluid Mech.*, Vol.45, pp.417-440, 1971.
- (2) Gyr, A. and Bewersdorff, H. W., "Drag Reduction of Turbulent Flows by Additives", *Kluwer Academic*, pp.172-174, 1995.
- (3) Wei, T. and Willmarth, W. W., "Modifying Turbulent Structure with Drag-reducing Polymer Additives in Turbulent Channel Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol.245, pp.619-641, 1992.
- (4) Zakin, J. and Lui, H. L., "Variables Affecting Drag Reduction by Nonionic Surfactant Additives," *Chem. Engng Commun.*, Vol.23, pp.77-80, 1983.
- (5) McComb, W. D. and Chan, K. T. J., "Laser-Doppler Anemometer Measurements of Turbulent Structure in Drag-reducing Fibre suspensions," *J. Fluid Mech.*, Vol.152, pp.455-478, 1985.
- (6) 方義・長谷川富市・反町和則・鳴海敬倫・竹村茂雄, "円管内抗力減少流れにおける圧力変動の時間・周波数特性", 日本レオロジー学会誌, 26 巻 1 号, pp.7-14, 1998.
- (7) 伊藤基之・今尾茂樹・杉山耕一, "界面活性剤水溶液の抵抗減少流れにおけるストリーク構造," 日本機械学会論文集 (B 編), 63 巻 605 号, p.40-46, 1997.
- (8) Tiederman, W. G., Luchik, T. S. and Bogard, D. G., "Wall-layer Structure and Drag Reduction," *J. Fluid Mech.*, Vol.156, pp.419-437, 1985.
- (9) Warholic, D. M., Schmidt, M. G. and Hanratty, J. T., 1999, "The Influence of a Drag-reducing Surfactant on a Turbulent Velocity Field", *J. Fluid Mech.*, Vol.388, p.1-20
- (10) Sureshkumar, R., Beris, A. N. and Handler, R. A., "Direct Numerical Simulation of the Turbulent Channel Flow of a Polymer Solution," *Phys. Fluids*, Vol.9, No.3, pp.743-755, 1997.
- (11) 梶島岳夫・三宅裕, "離散要素モデルによる高分子溶液の乱流抵抗低減の数値シミュレーション," 日本機械学会論文集 (B 編), 64 巻 627 号, pp.110-117, 1998.
- (12) Gampert, B. and Yong, C. K., "Polymer Concentration and Near Wall Turbulence Structure of Channel Flow of Polymer Solutions," *Proc. IUTAM Symp.*, Springer Verl., pp.223-232, 1989.
- (13) Kawaguchi, Y., Daisaka, H., Yabe, A., Hishida, K. and Maeda, M., "Turbulent Characteristics in Transition Region of Dilute Surfactant Drag Reducing Flows," *Proc. 11th Int. Symp. Turbulent Shear Flows*, Grenoble, pp. 49-54, 1997.
- (14) 富田幸雄, レオロジー, 機械工学大系 12, コロナ (東京), pp.206-211, 1975.
- (15) Munekata, M., Ohba, H., Cheng, Y. and Matsuzaki, K., "Turbulence Structure of Drag Reducing Solutions Flow in a Pipe," *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, San Francisco, FEDSM99-7136 (in CD-ROM), 1999.
- (16) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., and Nieuwstadt, F. T. M., "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: a Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol.268, pp.175-209, 1994.

- (17) 伊藤基之・今尾茂樹・徳田和行, “界面活性剤水溶液の抵抗減少流れにおける乱流特性,” 日本機械学会論文集 (B 編), 61 巻 590 号, p.266-272, 1995.
- (18) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., “Measurements of the structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp.481-551, 1973.
- (19) 菱田幹雄・長野靖尚, “円管内乱流の構造 (第 2 報, 壁領域の組織的な構造)”, 日本機械学会論文集 (B 編), 47 巻 413 号, pp.50-58, 1981.
- (20) Munekata, M., Matsuzaki, K. and Ohba, H., “A Study on Reynolds Shear Stress Measurement by LDV,” *J. Thermal Science*, Vol.10, No.1, pp.20-25, 2001.
- (21) Munekata, M., Ohba, H. and Matsuzaki, K., “Coherent Structure of Drag Reducing Solution Flow in a Cylindrical Pipe,” *Proc. Pressure Vessels and Piping Conference 2000*, PVP-Vol.414-2, p.73-79, 2000.
- (22) Tenekes, H. and Lumley, L., *A First Course in Turbulence*, the MIT, pp.78-81, 1972.
- (23) 宗像瑞恵・松崎和愛・大庭英樹, “添加剤を用いた抵抗低減流れのレイノルズ応力に寄与するコヒーレント構造に関する研究,” 資源と素材, 118 巻 1 号, pp.43-48, 2002.

第4章

粘弾性モデルを用いた数値解析

4.1 はじめに

本研究で取り扱うような希薄高分子溶液や界面活性剤水溶液は、1 章でも述べたように粘弾性というニュートン流体にはない特性を持ち合わせている。この種の粘弾性流体にはニュートン流体とは異なり、抵抗低減効果⁽¹⁾、ワイゼンベルグ効果およびバラス効果など特異な現象^{(2),(3)}が現れることが知られている。しかしながら、これまでにそれらの発生メカニズムについては明らかにされていない。従来行われてきた粘弾性流体の数値解析では、一般に濃厚な溶融液で比較的遅い流れ場が多かった。しかし、高分子や界面活性剤添加による抵抗低減効果は乱流場でのみ得られる。従って、乱流場での粘弾性流体の流れの解析が必要となるため解析は複雑である。粘弾性流体の解析は、主に流体の変形速度と応力の関係を記述した微分系の構成方程式と流体の運動方程式（コーシーの運動方程式）を取り扱う解き方が一般的である⁽⁴⁾。構成方程式はバネとダッシュポットの直列モデルに基づく Maxwell モデルを代表とする Oldroyd モデルなどの現象論的モデル⁽⁵⁾、網目理論⁽⁶⁾に関するモデル（Phan-Thien-Tanner モデル⁽⁷⁾ など）、弾性論を拡張した Leonov モデル⁽⁸⁾、管模型理論に関連した Giesekus モデル⁽⁹⁾、一本の高分子鎖を球要素とバネ要素の直列モデルでモデル化するもの⁽¹⁰⁾に大別される。また、構成方程式は用いず、高分子鎖の変形および挙動を球・バネモデルにより解析することにより解く方法^{(11),(12)}もある。本章で取り扱うモデルは、乱流場での解析は困難ある Oldroyd モデルを改良して得た FENE-P (Finitely extensible nonlinear elastic-Peterlin)モデル⁽¹³⁾である。有限に伸びる非線形バネをモデル化したもので、非線形ダンペルモデルとも言われる。このモデルは、せん断粘度、伸張粘度および法線応力差のような高分子溶液の実験で得られるさまざまな動特性を関係づけるために過去に広く使用されてきた。さらに、乱流場での適用も可能であり、マクロな分子構造の詳細が構造テンソルによって表現できる⁽¹⁴⁾。

本研究では、粘弾性流体の平行平板間乱流の解析として、連続の式、運動方程式および FENE-P モデルを用いた構成方程式を連立して解き、乱流構造について調査し、実験結果と比較検討しながら抵抗低減メカニズムについて一考察を行う。工学的に使用されているような高レイノルズ数の流れ場の解析には、直接数値シミュレーションの場合、安定に解析するのが困難である上にかかなりの格子点および計算能力の高い計算機を必要とするため、本研究では新たにラージ・エディ・シミュレーション（LES）を導入することにより、高レイノルズ数での解析を可能にする。

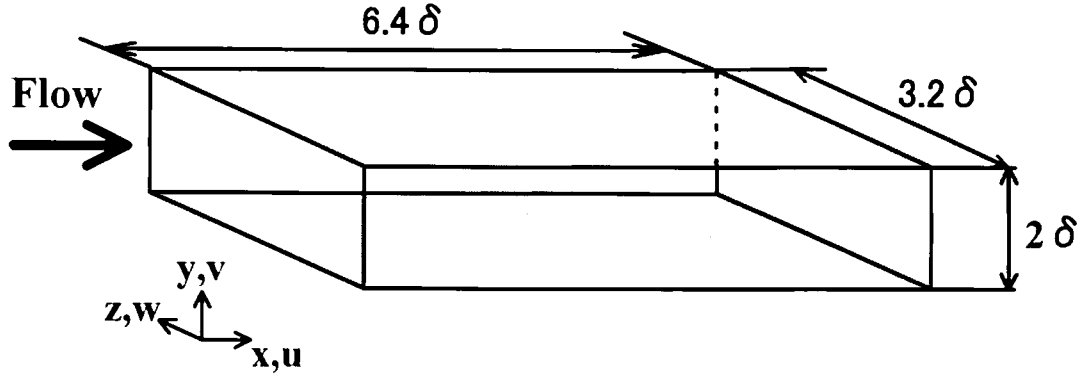


Fig.4.1 Channel geometry and coordinates system

4.2 数値計算法

4.2.1 計算対象

図 4.1 のような平行平板間の乱流について、高分子などの添加剤を加えて抵抗低減効果が得られる流れ場を数値解析によって再現する。まず、静止した平行平板間に一定の圧力勾配を与え、十分に発達した乱流を得る。主流方向を x 、壁に垂直な方向を y 、スパン方向を z とする。各方向の速度成分は、それぞれ u 、 v 、 w で表すが、以後の数式はテンソルで表示するため、 u_i を i 方向成分の速度として表現する。平行平板間の半幅 δ を代表長さとする。

4.2.2 流れの支配方程式

流れの支配方程式は下記の空間フィルターを施した連続の式、運動方程式および構成方程式である。構成方程式についての詳細は次節に述べる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots (4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial x_i} + \left(\beta \frac{1}{\text{Re}} + \nu_e \right) \frac{\partial}{\partial x_j} 2\bar{D}_{ij} + \frac{\partial \nu_e}{\partial x_j} 2\bar{D}_{ij} + (1 - \beta) \frac{\partial \bar{\tau}_{p,ij}}{\partial x_j} \quad \dots\dots (4.2)$$

$$\frac{\partial c_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial c_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} c_{kj} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} c_{ik} = \frac{f(r^2) c_{ij} - \delta_{ij}}{We/\text{Re}_\tau} \quad \dots\dots (4.3)$$

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \nu_e = (C_s \Delta)^2 [2\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}]^{1/2}, \quad \tau_{p,ij} = \frac{f(r^2) c_{ij} - \delta_{ij}}{We}$$

$$f(r^2) = \frac{L^2 - 3}{L^2 - r^2} \quad (r \leq L), \quad r^2 = \text{Trace}(c_{ij}) = c_{11} + c_{22} + c_{33}$$

ここで、 Q は乱流圧力、 c_{ij} は構造テンソル、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 ν_e は SGS 渦粘性係

数 (SGS: Sub-grid Scale), D_{ij} はひずみ速度テンソル, Re_τ はレイノルズ数 ($= u_\tau \delta / \nu_0$), We はワイゼンベルグ数 ($= \lambda u_\tau^2 / \nu_0$; λ : 緩和時間) である. SGS 応力のモデル化は Smagorinsky モデルを用い, 壁面での減衰には Van Driest 型の減衰関数を用いた.

4.2.3 FENE-P モデル

粘弾性流体の基礎式は, 式(4.2)で与えられる運動方程式に高分子を添加することを考慮しなければならないので, 応力テンソル項 τ を式(4.4)のようにニュートン流体に起因する τ_N と高分子添加に起因する τ_p に分けて表す. 数式の簡略化のために一部テンソル成分の添え字を省く.

$$\tau = \tau_N + \tau_p \quad \cdots(4.4)$$

ここで τ_N はニュートン流体の応力成分なので, ニュートンの粘性法則が適用でき式(4.5)のような 1 次式で表すことができる.

$$\tau_N = 2\eta_s D \quad \cdots(4.5)$$

ここで D はひずみテンソルであり, 前節のひずみテンソルと同様である. η_s は溶媒の粘度である. 一方, 高分子による応力成分 τ_p は, ニュートンの粘性法則には従わないのでモデル化する必要がある. 本研究では, そのモデルに FENE-P モデルを適用する. したがって, 粘弾性流体における運動方程式は, 応力テンソル項を 2 つに分けて表すと次式のようになる.

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \eta_s \nabla^2 \mathbf{u} + \nabla \cdot \tau_p \quad \cdots(4.6)$$

さらに, 前章でも述べたように粘弾性流体は shear-thinning 粘性を持つため, セン断速度によって粘度が異なりその扱いが困難である. そこで動粘度 ν としてせん断速度が 0 のときの動粘度 ν_0 を用いることにする. このとき ν_0 は $\nu_0 = \eta_0 / \rho$ として表される. また η_0 は溶媒の粘度 η_s と高分子の粘度 η_p の和で表される.

$$\eta_0 = \eta_s + \eta_p \quad \cdots(4.7)$$

よって, これらを考慮して摩擦速度 u_τ , 代表長さ δ , 動粘度 ν_0 を用いて無次元化を行うと式 (4.6) は次式のようになる.

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* = -\nabla p^* + \frac{\eta_s}{\rho \nu_0} \frac{\nu_0}{u_\tau \delta} \nabla^2 \mathbf{u}^* + \frac{\eta_p}{\rho \nu_0} \nabla \cdot \tau_p^* \quad \cdots(4.8)$$

また, それぞれのパラメータの無次元化は以下のように行う.

$$\mathbf{u}^* = \frac{\mathbf{u}}{u_\tau}, \quad x^* = \frac{x}{\delta}, \quad t^* = \frac{t}{\delta / u_\tau}, \quad p^* = \frac{p}{\rho u_\tau^2}, \quad \tau_p^* = \frac{\tau_p}{\eta_p u_\tau^2 / \nu_0}$$

また, ゼロせん断粘度 η_0 と溶媒の粘度 η_s の比を $\beta = \eta_s / \eta_0$ として, レイノルズ数を $Re = u_\tau \delta / \nu_0$ として式 (4.8) にそれらの関係を適応すれば, 式(4.9)のように表すことができる.

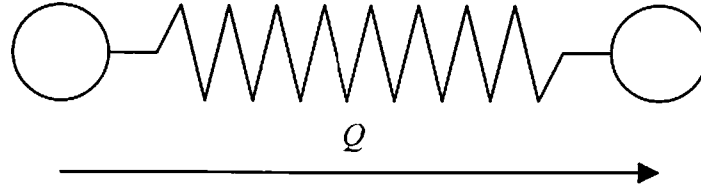


Fig.4.2 FENE-P dumbbell model

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* = -\nabla p^* + \beta \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u}^* + (1 - \beta) \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_p^* \quad \text{.....(4.9)}$$

式中の*は無次元量を表している。上式に空間フィルターを施すことによって、式(4.2)と同様になる。

次に、応力成分 τ_p を表すためには弾性モデルとして、図 4.2 に示すような、2つの球がバネによって結ばれているダンベルモデルを考えることとする。この二つの球を結ぶベクトルを Q としてこのモデルに Hoo-kean のバネ法則を適用すると次式のように表せる。

$$f(Q^2) = k \quad \text{.....(4.10)}$$

ここで、 H はバネ定数である。しかし、この式ではばねの伸びは無限に設定される。そこで、改良された FENE-P モデルは、有限な伸びのばねを下記のように表現している。

$$f(Q^2) = \frac{k}{1 - Q^2/Q_0^2} \quad \text{.....(4.11)}$$

ここで、 Q_0^2 はバネの最大の伸びを表している。この式ではバネの伸び Q^2 が Q_0^2 に近づいたとしても分母はゼロに近づくためバネに働く力 $f(Q^2)$ が無限大になるので、バネの伸びが制限される。

次に高分子に寄与する応力テンソル τ_p をバネの伸張と球の運動の2つの項に起因すると考えると(4.12)式のように表せる。この式において右辺1項目はバネの伸張を表しており、右辺2項目は球の運動を表している。また角括弧は空間平均として定義する。

$$\tau_{p,ij} = -n \langle QF \rangle + nKT \delta_{ij} \quad \text{.....(4.12)}$$

ここで、 K はボルツマン定数、 T は絶対温度である。上式の F に (4.11) 式を代入すると次式のようになる。

$$\tau_{p,ij} = -n \left\langle k \frac{QQ}{1 - Q^2/Q_0^2} \right\rangle + nKT \delta_{ij} \quad \text{.....(4.13)}$$

しかし、このままでは第1項目の空間平均を求めるのは非常に困難である。そこで Peterlin は、この空間平均部分を(4.14)式のように近似した⁽¹³⁾。このモデルは FENE-P モデルと呼ばれる。

$$\left\langle k \frac{QQ}{1-Q^2/Q_0^2} \right\rangle \approx \frac{\varepsilon \langle QQ \rangle}{1-\langle Q^2/Q_0^2 \rangle} \quad \cdots(4.14)$$

ここで、 ε は定数である。また、構造テンソル c を(4.15)式のように定義する。バネの広がり、応力テンソルに寄与する大きさを示すため、構造テンソルは対称で正の値をもつ。

$$c_{ij} = H \frac{\langle QQ \rangle}{KT} \quad \cdots(4.15)$$

これらのことより、(4.13)式に(4.14)式および(4.15)式を代入すると、次式を得る。

$$\tau_{p,ij} = -nKT \left(\frac{\varepsilon c_{ij}}{1-r^2/L^2} - \delta_{ij} \right) \quad \cdots(4.16)$$

ここで、 r^2 は分子の伸びを表しており、熱エネルギーに対する弾性力の比として求められ、(4.17)式で表される。さらに L^2 はバネの最大の伸びを表す。

$$r^2 = \frac{Q^2 k}{KT} = \text{trace}(c) = c_{11} + c_{22} + c_{33} \quad \cdots(4.17)$$

次に定数 ε について、 $c = \delta$ として(4.16)式より算出する。 δ は単位等方テンソルであるため、 $r^2=3$ となり、分子の伸びはないと考えるので弾性成分の寄与 τ_p はゼロとする。これらの条件を考慮すると定数 ε は次のようになる。

$$\varepsilon = 1 - \frac{3}{L^2} \quad \cdots(4.18)$$

よって、(4.18)式の定数 ε を(4.16)式に代入すると次式が得られる。

$$\tau_{p,ij} = -nKT \left(f(r^2) c_{ij} - \delta_{ij} \right) \quad \cdots(4.19)$$

また $f(r^2)$ を Peterlin 関数といい、次式で表される。

$$f(r^2) = \frac{L^2 - 3}{L^2 - r^2} \quad \cdots(4.20)$$

さらに応力成分 τ_p は Giesekus model を用いて Bird ら⁽¹⁵⁾により、次式のように表される。

$$\tau_{p,ij} = \frac{\eta \zeta}{4} \langle QQ \rangle_{(1)} \quad \cdots(4.21)$$

ここで、 ζ は摩擦係数を表し、 $_{(1)}$ は上対流微分を表す。上対流微分は次式の通りである。

$$\alpha_{ij(1)} = \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \alpha_{kj} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \alpha_{ik} \quad \cdots(4.22)$$

また、緩和時間 λ は、(4.23)式のように定義される。緩和時間は粘弾性溶液の部分的記憶特性に関連するものである。緩和時間は摩擦係数およびバネ定数と次式のような関係にある。

$$\lambda = \frac{\zeta}{4H} \quad \cdots(4.23)$$

さらに、(4.15)式および(4.23)式より、(4.21)式は以下のように表せる。

$$\tau_{p,ij} = nKT\lambda c_{ij(1)} \quad \cdots(4.24)$$

このように弾性応力成分 τ_p は FENE-P モデルによる表記と Bird らによる表記の 2 通りの方法で表した。これらの 2 つの表記(4.19)式と(4.24)式を組み合わせることによって、次式のような構造テンソル c_{ij} の構成方程式を導くことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial c_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial u_i}{\partial x_k} c_{kj} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} c_{ik} &= -\frac{f(r^2)c_{ij} - \delta_{ij}}{\lambda} \\ &= -\frac{f(r^2)c_{ij} - \delta_{ij}}{We/Re} \end{aligned} \quad \cdots(4.25)$$

また、上対流微分マクスウェルモデル⁽¹⁶⁾に代入することによっても構成方程式を導出できる。導出については省略するが、本研究で取り扱う FENE-P モデルはマクスウェルモデルの改良型であることがわかる。

4.2.4 平行平板間乱流の LES

基礎式の離散化には有限差分法を用い、運動方程式に対して時間進行は、対流項と粘性項の一部は 2 次精度の Adams-Bashforth 法、粘性項の残りの部分は 2 次精度 Clank-Nicolson 法を用いた。空間の離散化にはスタガード格子を用い、すべて 2 次精度中心差分を適用した。構成方程式の時間進行には、2 次精度 Clank-Nicolson 法を用い、空間精度において、対流項には 1 次精度風上差分、その他の項については 2 次精度中心差分を適用した。速度の境界条件は、壁面上ですべりなし、 x および z 方向においては、周期境界条件とした。圧力の境界条件は、壁面上でノイマン条件、 x および z 方向に周期境界条件とした。構造テンソルの境界条件は、 x および z 方向には周期境界条件としたが、 y 方向については (4.26) 式の条件を適用した。

$$(c_{ij}^{n+1})_{wall} = (c_{ij}^n)_{wall} + \Delta t B^n \quad \cdots(4.26)$$

ただし、

$$\begin{aligned} B &= \frac{\partial c_{ij}}{\partial t} = -u_k \frac{\partial c_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} c_{kj} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} c_{ik} - \frac{f(r^2)c_{ij} - \delta_{ij}}{We/Re} \\ (\bar{u}_i)_{wall} &= 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_{wall} = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)_{wall} = 0 \end{aligned}$$

初期条件として、速度には対数則に微小擾乱を発生させ、構造テンソルについては次のような値を与えた⁽¹⁷⁾。

Table 4.1 Grid resolutions in LES for channel flow

	Re _τ	Number of grid points			Computational domain			Grid resolution			Time increment Δt*
		N _x	N _y	N _z	δ _x *	δ _y *	δ _z *	Δh _x *	Δh _y *	Δh _z *	
LES (in this study)	180	64	64	64	6.4	2.0	3.2	18.0	0.9~11.8	9.0	2×10 ⁻⁴
	395	64	64	64	6.4	2.0	3.2	39.4	0.9~31.8	19.7	
DNS for Newtonian fluid (Moser et al ⁽¹⁸⁾)	180	128	129	128	4π	2.0	4/3π	17.7	~4.4	5.9	
	395	256	193	192	2π	2.0	π	10.0	~6.5	6.5	

$$\begin{cases}
 c_{11}^0 = \frac{1}{F(y)} \left[1 + \frac{2(We/Re_\tau)^2}{F^2(y)} \left(\frac{\partial \xi_k}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial \xi_k} \right)^2 \right] \\
 c_{22}^0 = c_{33}^0 = \frac{1}{F(y)} \\
 c_{12}^0 = \frac{We/Re_\tau}{F^2(y)} \left(\frac{\partial \xi_k}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial \xi_k} \right) \\
 c_{13}^0 = c_{23}^0 = 0
 \end{cases}
 \quad
 \begin{cases}
 F(y) = \frac{\sqrt{3} \Omega(y)}{2 \sinh(\varphi/3)} \\
 \Omega(y) = \frac{\sqrt{2} We/Re_\tau}{L} \frac{\partial \xi_k}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial \xi_k} \\
 \varphi = \sinh^{-1}(3\sqrt{3}/2)
 \end{cases}
 \quad \dots\dots(4.26)$$

圧力と速度のカップリングには Fractional step 法を用いた。表 4.1 に本研究での LES に用いた格子設定を示す。また、計算結果の比較に用いる DNS によりニュートン流体のチャンネル乱流を解析した Moser ら⁽¹⁸⁾の計算パラメータも合せて示している。摩擦速度に基づくレイノルズ数はおおよびワイゼンベルグ数はそれぞれ Re_τ=180 および 395, We_τ=50 であり、ニュートン流体（溶媒）の粘度とゼロせん断粘度との比βを 0.9 に設定した。また、分子の最大伸張を示すパラメーターLは、10, 30, 50 の場合の解析を試みた。Smagorinsky 定数はニュートン流体も粘弾性流体も 0.1 に設定した。無次元時間刻みは、2.0×10⁻⁴ であり、十分発達したと思われるところから、無次元時間 10 の時間空間データより統計量を算出した。

4.3 結果および考察

4.3.1 平均速度分布

図 4.3 に平均速度分布の y 方向分布を示す。縦軸 u⁺は局所平均速度を摩擦速度 u_τ で無次元化し、横軸 y⁺は y 方向の壁からの距離を粘性長さ u_τ/ν₀ で無次元化している。ニュートン流体の場合、本計算結果は Moser らの DNS 結果⁽¹⁸⁾とほぼ一致し、カルマン-プラントルの式で表される対数則 (u⁺=2.5ln(y⁺)+5.5) に従うことから、有効な計算結果が得られていると考えられる。一方、粘弾性流体の場合、壁から離れるにつれてニュートン流体の場合の分布と比較して粘弾性流体の速度

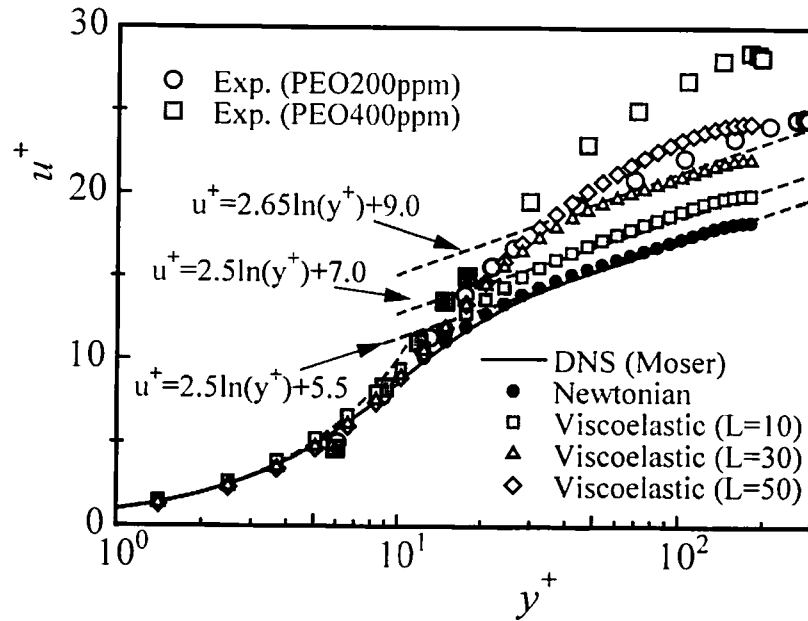


Fig.4.3 Mean velocity profiles for $Re_\tau=180$
($Re_\tau=197$ for 400ppm PEO, $Re_\tau=289$ for 200ppm PEO)

は大きくなり、 $L=10$ の場合、 $u^+=2.5\ln(y^+)+7.0$ に、 $L=30$ の場合、 $u^+=2.65\ln(y^+)+9.0$ の近似式に近づいている。 L が増加するにつれて速度勾配は増加し、流量も増加している。ニュートン流体の結果と比較すると、流量増加率は $L=10$ のとき約 15%、 $L=30$ で約 30%、 $L=50$ になると約 41% になった。また、高分子溶液 (200ppm および 400ppm PEO 溶液) の実験データ⁽¹⁹⁾は、それぞれ $Re_\tau=289$ 、 $Re_\tau=197$ であり、多少レイノルズ数に違いはあるが、200ppm 程度の PEO 溶液であれば、 L が 30～50 程度で十分であることがわかる。しかしながら、前章にも記載したような 400ppm の高分子溶液や界面活性剤水溶液では、 $L=50$ の場合でも再現できていないことがわかる。 L をさらに大きくしたり、 We 数を変更したりする必要があると思われる。

4.3.2 乱れ強さの分布

図 4.4 に各方向の乱れ強さの分布を示す。各方向の乱れは、速度分布と同様に摩擦速度で無次元化している。以後、図中には代表的に $L=30$ の場合のみ示していくが、どの図においても L が 50 ではその傾向が強くなり、10 ではニュートン流体に近い結果が得られた。軸方向の乱れ u'_{rms}^+ は $y^+<10$ を除いてニュートン流体の場合よりも大きくなり、 $30<y^+<50$ での増加割合が一番多くなっている。一方、法線方向の乱れ v'_{rms}^+ 、スパン方向の乱れ w'_{rms}^+ は、主に壁側で大きく減少していることがわかる。これは、図 4.5 からわかるように実験においても希薄高分子溶液の場合に見られた傾向と定性的に一致し、濃度をさらに高くすれば、界面活性剤水溶液 (400ppm CTAB) の結果のように軸方向の乱れも減少し、すべての乱れが減少する傾向が観察されることが報告さ

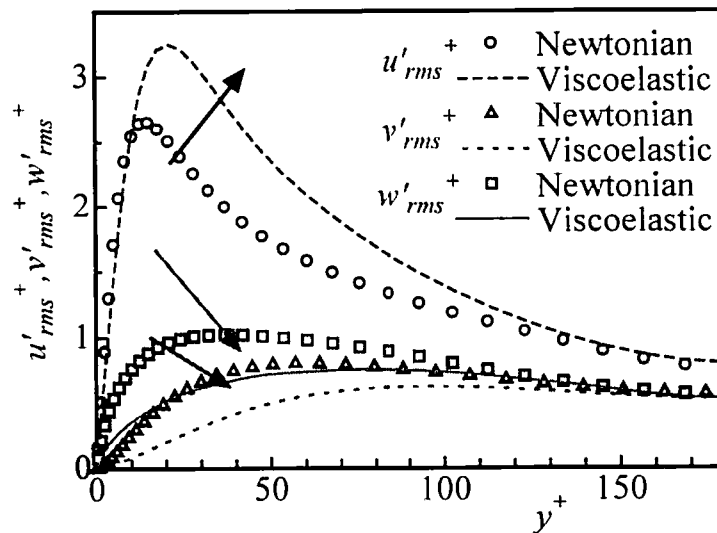
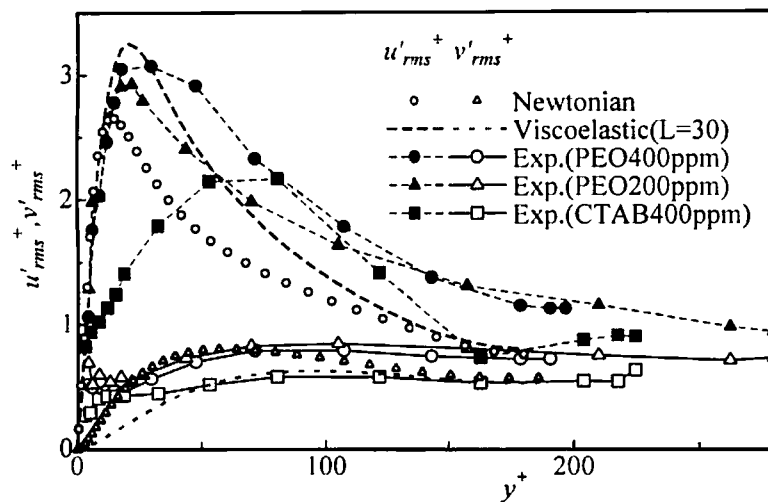


Fig.4.4 Profiles of turbulent intensities for L=30

Fig.4.5 Comparison between LES results ($Re_\tau=180$) and experimental results ($Re_\tau=197$ for 400ppm PEO, $Re_\tau=289$ for 200ppm PEO, $Re_\tau=224$ for 400ppm CTAB)

れている⁽¹⁹⁾。本解析で調査した L の範囲では、希薄高分子溶液の場合に得られる現象をよく再現しているといえる。このような流れ場では、壁に向かって運動する流体が減少し、流れが軸方向に沿ってくるため、軸方向乱れのみが増加し、その他の乱れが減少したものと考えられる。また、乱れ強さのピークの位置に着目すると、 u'_{rms} のピーク位置は中央側にシフトし、実験結果で得られた傾向と一致している。

4.3.3 レイノルズ応力の分布

図 4.6 にレイノルズ応力分布を示す。ニュートン流体に比べて粘弾性流体のレイノルズ応力は

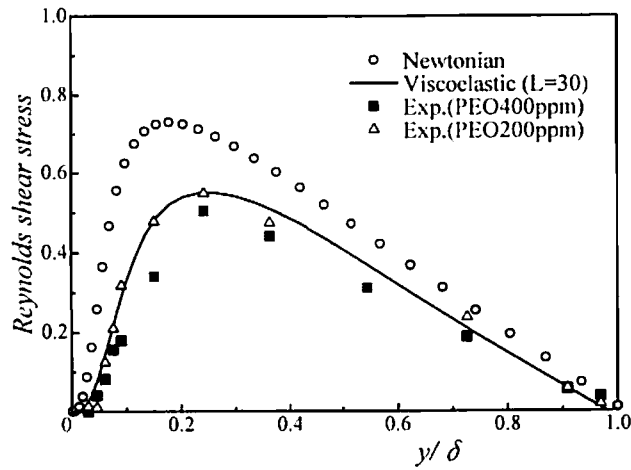


Fig.4.6 Profile of Reynolds shear stress

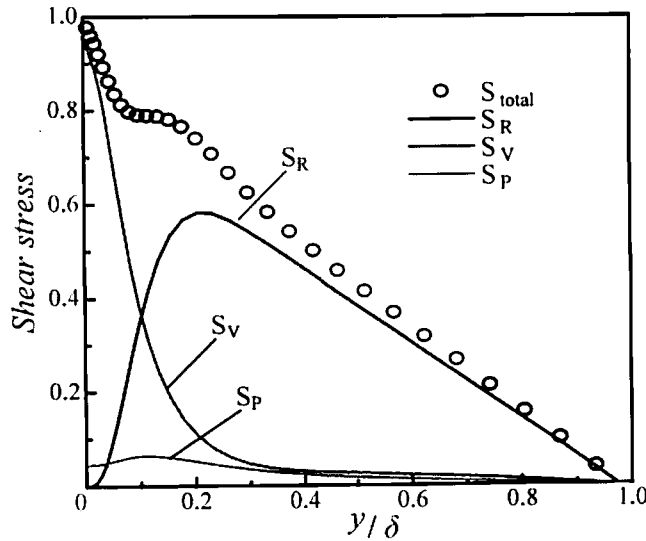


Fig.4.7 Profiles of shear stress components for viscoelastic fluid
in $L=30$; $S_{total} = S_R + S_V + S_P$

低下し、実験結果と同様な傾向を示し、ピーク位置も壁から離れる方向にシフトした。レイノルズ応力の低下は抵抗低減に大きく関係している。ニュートン流体の場合、レイノルズ応力と粘性摩擦応力の和となる全せん断応力が直線分布 $(1-y/\delta)$ になるが、粘弾性流体の場合、次式のような関係式が得られるため、左辺第1項のレイノルズ応力 (S_R) と第2項の粘性摩擦応力 (S_V) に加えて、第3項目に高分子添加に寄与する負荷応力 (S_P) が存在する。

$$-\overline{u'^+ v'^+} + \beta \frac{du^+}{dy^+} + (1-\beta) \tau_{p,12} = 1 - y/\delta \quad \cdots(4.27)$$

図 4.7 に(4.27)式の各項のせん断応力および全せん断応力 (S_{total}) の分布を示す。壁側に高分子による

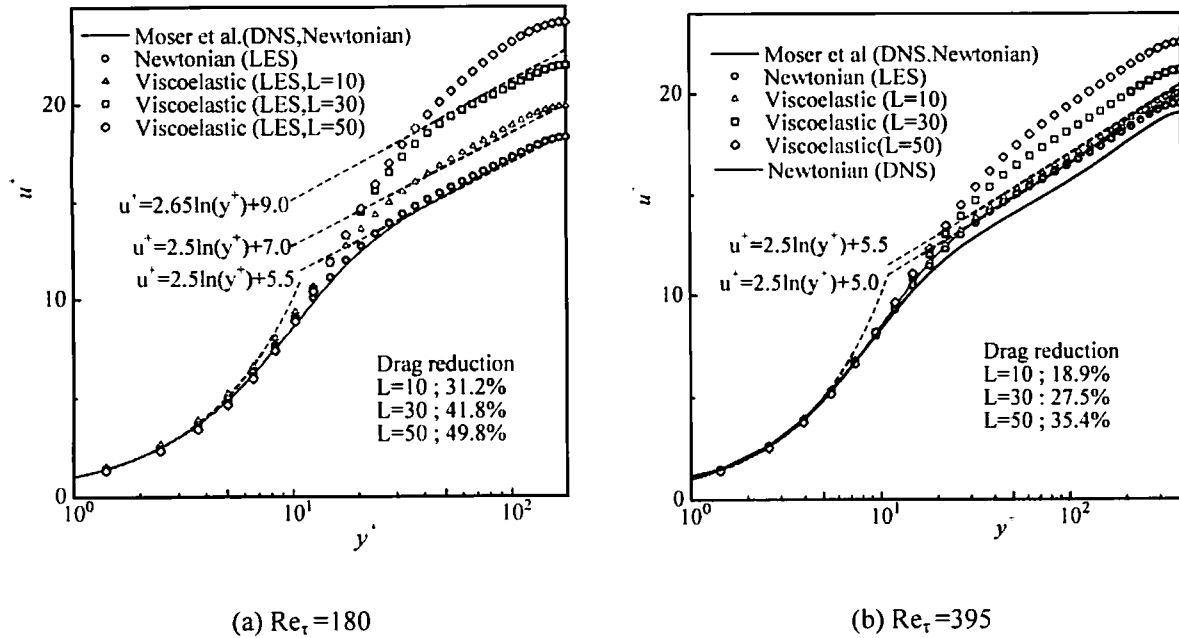


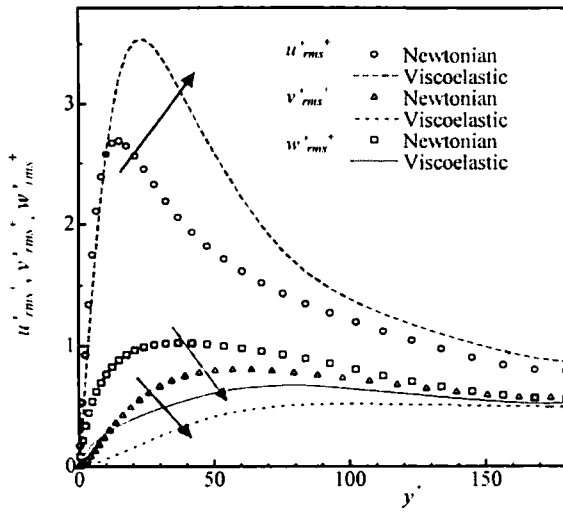
Fig.4.8 Mean velocity profiles

負荷応力が存在し、レイノルズ応力の低下に貢献していることがわかる。しかしながら、全せん断応力は壁側で直線分布からはずれて減少する領域が存在する。DNS で解析している他の報告にも同様な状況がみられ^{(21),(22)}、 L が大きくなるほどその減少傾向は大きくなる。詳細については今後検討する必要がある。

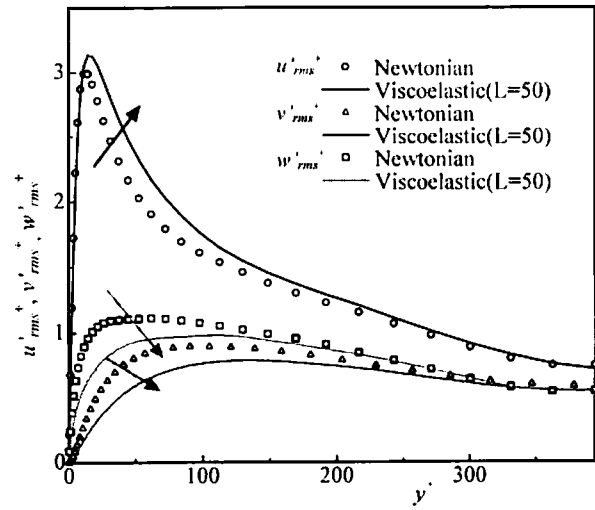
4.3.4 高レイノルズ数 ($Re_\tau=395$) での解析結果

4.3.4.1 平均速度分布

工業的に利用する流れは、ほとんど高レイノルズ数領域の流れ場であるため、前節までに $Re_\tau=180$ での LES コードの有効性を確認できたので、さらに高レイノルズ数の $Re_\tau=395$ で解析した結果を比較検討する。図 4.8 に平均速度分布の結果を示す。ニュートン流体の場合は、 $Re_\tau=395$ の LES による結果は Moser ら($Re_\tau=395$)の結果とほぼ一致しているが、同じ格子解像度で差分法による DNS にて同様に計算した結果は、Moser らより低い値の分布が得られた。レイノルズ数を 180 から 395 に上げたことによって DNS では格子解像度が不足することが原因だと考えられる。ちなみに、図 4.9(a)には示していないが、 $Re_\tau=180$ での同じ格子解像度での DNS 結果は Moser らと同様な結果を示した。粘弾性流体の場合の結果を比較すると、 $Re_\tau=180$ の場合に比べて、 $Re_\tau=395$ の場合は若干速度勾配が減少していることがわかる。抵抗低減率も $Re_\tau=395$ の方がどの L に対しても 30%程度低くなっている。

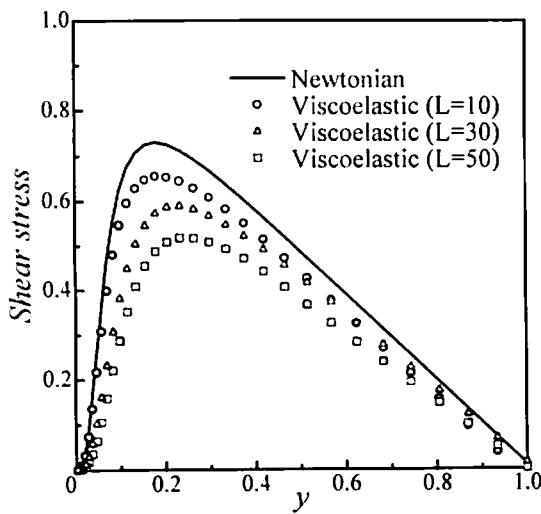


(a) $Re_\tau = 180$

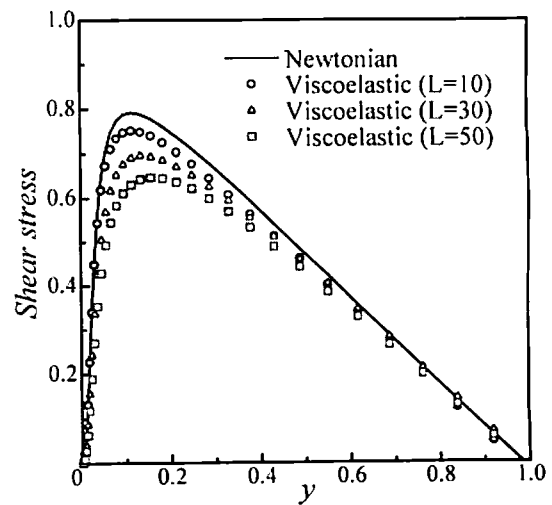


(b) $Re_\tau = 395$

Fig.4.9 Turbulent intensity profiles for $L=50$



(a) $Re_\tau = 180$

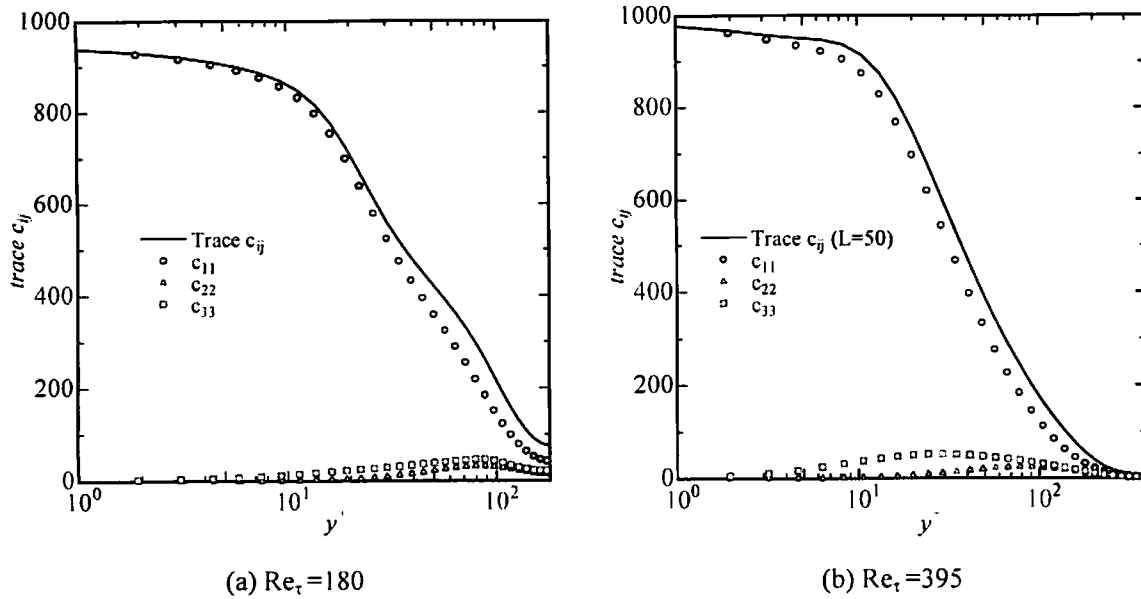


(b) $Re_\tau = 395$

Fig.4.10 Profile of Reynolds shear stress

4.3.4.2 乱れ強さの分布

図 4.9 に $L=50$ における乱れ強さの分布を示す. $Re_\tau=180$ での乱れ強さは, 図 4.4 で示した $L=30$ の場合よりもさらにニュートン流体との違いが大きく, x 方向の乱れ強さが極端に大きく, かつピーク位置が中央側にシフトし, y や w 方向の乱れの減少は著しい. レイノルズ数を上げることによって, ニュートン流体との差は小さくなったが, $Re_\tau=180$ で見られた傾向はとらえられている.

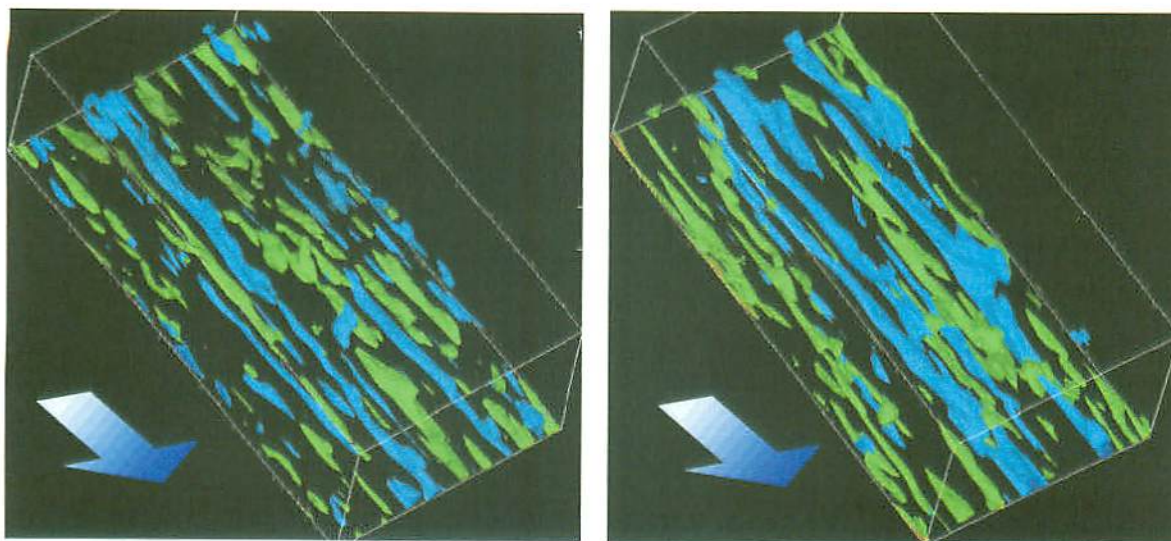
Fig.4.11 Profiles of trace (c) for $L=50$

4.3.4.3 レイノルズ応力の分布

図 4.10 にレイノルズ応力の分布を示す。レイノルズ数が上がることによって、 $Re_t=395$ でのレイノルズ応力のピーク位置はどのパターンも $Re_t=180$ の場合に比べて壁側に寄っている。また、抵抗低減率が $Re_t=395$ の方が低かったことと一致して、 $Re_t=395$ の方がレイノルズ応力の低下割合も小さくなっている。

4.3.4.4 構造テンソルのトレース

図 4.11 に $L=50$ の場合の構造テンソル c のトレース $Trace(c)$ の y 方向分布を示す。このトレースは分子の伸張の度合いを表す。図中の実線は(4.3)式以下に示した $Trace(c)$ を表す。シンボルはその各成分を示している（各成分の和が $Trace(c)$ となる。）。トレースは y^+ が 10 くらいまでかなり高く、極壁近傍では $Re_t=395$ の方が伸張度合いが大きくなっている。壁面近傍の速度勾配が $Re_t=395$ の方が大きいからだと思われる。しかしながら、内側に入ると 850 くらいから $Re_t=180$ では 80 程度まで減少し、 $Re_t=395$ では 0 近くまで減少している。断面全体で考えると $Re_t=180$ での伸び割合は多くなっていることから分子の伸張は抵抗低減に大きな役割を果たしていると考えられる。しかも、乱れを生成する壁近傍で大きく伸びることによって、乱れの輸送を抑制していることが考えられる。また、各成分を比較すると、極端に c_{11} が大きく、トレースの大半を占め、 x 方向の伸びが支配的であることがわかる。



(a) Newtonian flow

(b) Viscoelastic flow ($L=50$)

Fig.4.12 Instantaneous snap shots of the streamwise fluctuating velocity at $Re_\tau=395$

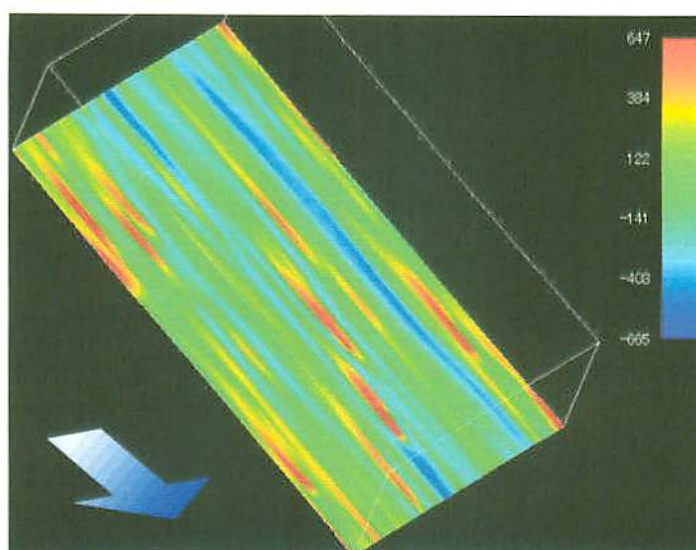


Fig.4.13 Pattern of c_{11} fluctuation at $Re_\tau=395$ ($L=50$)

4.3.4.5 ストリーク構造と分子の伸張

図 4.12 にニュートン流体および粘弾性流体 ($L=50$) の $Re_\tau=395$ におけるストリークの三次元構造を示す. x 方向の瞬間の速度に対して, yz 平面の平均速度からの変動が $u^+ > 3$ および $u^+ < -3$ の場合にそれぞれ緑と青に色付けされている. 壁側に細長いストリーク構造が散在し, 粘弾性流体のストリーク構造の長さはニュートン流体に比べて長く, かつストリークがスパン方向にも広がっているため, ストリーク間隔も広がっていることがわかる.

また, 分子の伸張の度合いを表す図 4.11 より, 最も支配的な構造テンソル c_{11} 成分の変動とストリーク構造との対応を調べるために, $y^+=15$ の yz 平面における c_{11} 成分の変動の大きさを

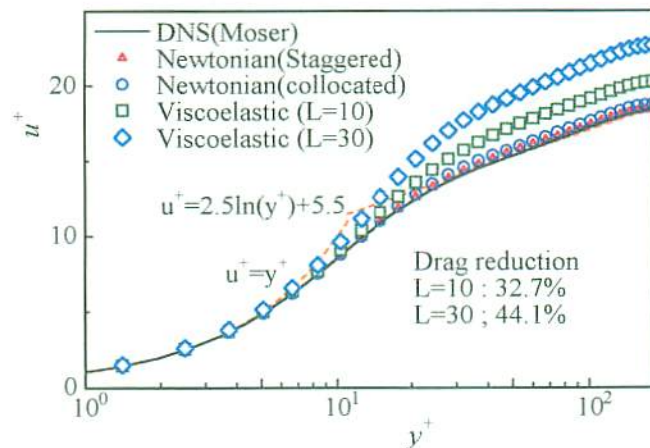
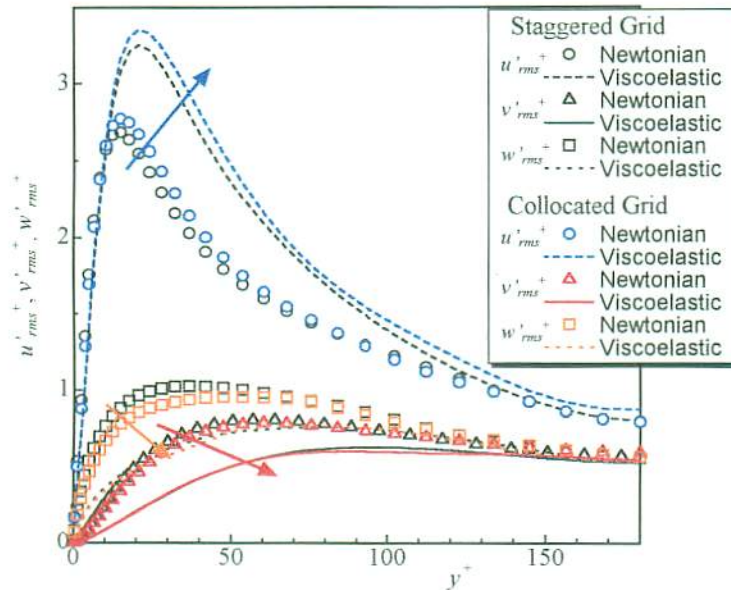
Fig.4.14 Profiles of mean velocity by LES with collocated grid for $Re_\tau=180$ Fig.4.15 Profiles of turbulent intensities by LES with collocated grid for $Re_\tau=180$ in Newtonian flow and viscoelastic flow ($L=30$)

図 4.13 に色分けして示した。図 4.11 (b) と比較すると、分子の伸張はストリーク構造に対応して、スパン方向に縞状に正負の変動が繰り返されている。分子の伸張は u' が正のときに伸びていることがわかる。よって、 u' が大きいときに分子はよく伸び、そのことが抵抗低減に寄与していると思われる。

4.3.5 コロケート格子による解析結果

次に、将来的に平行平板管流れのように単純な流れ場だけでなく、より複雑な流れ場でも解析できるようにこの LES コードを一般座標系へ拡張し、コロケート格子を用いて解析を行った⁽²³⁾。

ただし、空間の離散化には4次精度中心差分法を用い、構成方程式の対流項には3次精度風上差分を適用した。その他の条件についてはすべてスタガード格子の場合⁽²⁴⁾と同様である。図4.14および4.15にコロケート格子によって解析した平均速度分布および乱れ強さの分布を示す。平均速度分布については、コロケート格子とスタガード格子によるニュートン流体の結果を比較すると、両者は同程度であり、コロケート格子でも十分解析できることがわかった。粘弾性流体の平均速度結果も図4.3で得られたスタガード格子による結果と同様な結果が得られている。乱れ強さの分布では、コロケート格子による結果がスタガード格子による結果に比べてわずかに大きめであるが、ほぼ同程度の傾向を示し、コロケート格子による解析の有効性が明らかになった。

4.4 結 言

FENE-P モデルを用いて LES により平行平板間乱流について解析したところ、次のようなことが明らかになった。

- (1) LES による粘弾性流体の解析により、速度勾配の増加や y や z 方向への乱れ強さの減少など、実験結果と同様な現象が再現でき、LES による解析の有効性を示した。今後さらなる高レイノルズ数での解析も可能となる。
- (2) トレースおよびトレースの各成分の y 方向分布より、壁側での x 方向の分子の伸張は、他の方向に比べて顕著であり、抵抗低減に大きく寄与していることが考えられる。
- (3) 粘弾性流体の流れのストリーク構造は、ニュートン流体に比べ、長さは長く、間隔は広くなっていることが確認でき、 x 方向の速度が速いとき ($u' > 0$) に分子が伸張していることがわかった。
- (4) ニュートン流体においても粘弾性流体においてもコロケート格子による解析とスタガード格子による解析は同様な結果が得られ、今後、コロケート格子を用いた複雑形状流れ場についても解析可能であることを示唆した。

参考文献

- (1) Toms, B.A., "Some Observations on the flow of Linear Polymer Solutions Though Straight Tubes at Large Reynolds Numbers" in *Proc. First Intern. Congr. on Rheology*, Vol. II, pp.135-141, North Holland, Amsterdam, 1948.
- (2) 富田幸雄, レオロジー, コロナ社, pp.171-172, 1975.
- (3) 中村喜代次, 非ニュートン流体力学, コロナ社, pp.3-5, 1997.
- (4) 高橋雅興, "高分子液体の構成方程式に関する研究," レオロジー学会誌, Vol.21, pp.218-226, 1993.
- (5) Oldroyd, J. G., "On the Formulation of Rheological Equations of State," *Proc. Roy. Soc., A*, Vol.200, pp.523-541, 1950.
- (6) Yamamoto, M., *J. Phys. Soc. Jap.*, Vol. 11, pp.413-421, 1956.
- (7) Phan-Thien, N. and Tanner, R., "An Adaptive Viscoelastic Stress Splitting Scheme and its Applications: AVSS/SI and AVSS/SUPG," *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol.2, pp.353-365, 1977.
- (8) Leonov, A. I., *Rheol. Acta*, Vol.15, pp.85-98, 1976.
- (9) Giesekus, H., "A Simple Constitutive Equation for Polymer Fluids Based on the Concept of Deformation-Dependent Tensorial Mobility," *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol.11, pp.69-109, 1982.
- (10) Rouse, P. E., "A Theory of the Linear Viscoelastic Properties of Dilute Solutions of Coiling Polymers," *J. Chem. Phys.*, Vol.21, No.7, pp.1272-1280, 1953.
- (11) 川端信義・藤田克志・三宅裕, "球・バネマクロモデルによる粘弾性流体の直接数値シミュレーション (モデル化と解析方法)," 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.63, pp.1568-1575, 1997.
- (12) 梶島岳夫・三宅裕, "離散要素モデルによる高分子溶液の乱流抵抗低減の数値シミュレーション," 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.64, pp.3636-3643, 1998.
- (13) Peterlin, A., "Streaming Birefringence of Soft Linear Macro Molecules with Finite Chain Length," *Polymer*, Vol.2, pp.257-264, 1961.
- (14) Massah, H., Kontomaris, K., Showalter, W. R., and Hanratty, T. J., "The Configurations of a FENE Bead-Spring Chain in Transient Rheological Flows and in a Turbulent Flow," *Phys. Fluids A*, Vol.5, No.4, pp.881-890, 1993.
- (15) Bird, R. B., Curtiss, C. F., Armstrong, R. C. and Hassager, O., *Dynamics of Polymeric Fluids Vol.2*, Wiley, New York, 1987.
- (16) 中村喜代次, 非ニュートン流体力学, コロナ社, pp.127-128, 1997.
- (17) Cheng Y., Munekata, M., Matsuzaki, K. and Ohba, H., "Numerical Analysis of Viscoelastic Flow Based on FENE-P Model Using High-Order Accuracy Finite Difference Method," 熊本大学工学

- 部研究報告, Vol.48-2, pp. 381-393, 1999.
- (18) Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to $Re_\tau=590$," *Phys. Fluids*, Vol.11, No.4, pp.943-945, 1999.
- (19) Gampert, B. and Rensch, A., "Polymer Concentration and Near Wall Turbulence Structure of Channel Flow of Polymer Solutions," *FED-Vol.237, 1996 Fluids Engineering Division Conference*, Vol.2, ASME1996, pp.129-136, 1996.
- (20) 宗像瑞恵・幸重誠治・程咏華・松崎和愛・大庭英樹, "抵抗低減溶液の円管内乱流特性", 日本機械学会九州支部講演論文集, Vol. 998-2, pp.179-181, 1998.
- (21) Sureshkumar, R., Beris, A. N. and Handler, R. A., "Direct Numerical Simulation of the Turbulent Channel Flow of a Polymer Solution," *Phys. Fluids*, Vol.9, No.3, pp.743-755, 1997.
- (22) Cheng, Y. Munekata, M. Matsuzaki, K. and Ohba, H., "A Numerical Analysis for Drag Reduction by Polymer Additives in a Turbulent Pipe Flow," *Proc. of the 3rd International Conference on Material Handling & International Conference on Freight Pipeline (ICMH/ICFP'99)*, Shanghai, China, pp.151-155, 1999.
- (23) 碩本孝徳・宗像瑞恵・松崎和愛・大庭英樹, "非ニュートン流体における管内乱流の数値シミュレーション," 日本機械学会九州支部講演論文集, No.018-2, pp.161-162, 2001.
- (24) 碩本孝徳・工藤康人・宗像瑞恵・松崎和愛・大庭英樹, "FENE-P モデルを用いた非ニュートン流体流れの数値シミュレーション," 日本機械学会九州支部講演論文集, No.018-1, pp.77-78, 2001.

第5章

界面活性剤水溶液の管内旋回流の計測

5.1 はじめに

界面活性剤は洗剤をはじめ多くの工業用品に使用されている。また、高分子と同様に水に微量に添加すると、管内流などのまっすぐな単純せん断乱流において著しく摩擦が低下することが知られている。高分子溶液は強いせん断を受けると高分子鎖が切れて抵抗低減効果を失うが、界面活性剤溶液は、せん断力によって分子のつながりが切れてもその応力が開放されるとまた元に戻るため抵抗低減効果を持続させることが可能である。よって、ポンプなどのせん断にも強く、循環流の抵抗低減に大きく貢献できると思われる。そこで、工業的にパイプラインなどに利用する際には、まっすぐな管内流のみならずさまざまな流れの形態が考えられる。よって、まっすぐな単純せん断流以外の流れ場を調査することは、流体輸送システムの高効率化にとって重要である。

これまでにまっすぐな単純せん断流以外では、正方形断面管路内流れ⁽¹⁾や偏心二重円管などの非円形断面管路内の流れ場の研究⁽²⁾が行われ、非ニュートン流体の場合、二次流れの存在が報告されている。また、円形断面管路においても曲がり管流れに関して、層流場の解析は系統的に行われているが、極めて少ない乱流場において、高見ら⁽³⁾は高分子溶液の管摩擦係数やレーザー流速計による主流速度の断面分布などの流動特性を報告し、杉山ら⁽⁴⁾によりべき乗則を用いた解析結果も報告されている。界面活性剤溶液では、稲葉ら⁽⁵⁾により低温水の熱伝達特性の調査も兼ねた曲がり管路の抵抗低減効果について調査され、まっすぐなせん断乱流に比べてその効果が減少することを報告されている。曲がり部では二次流れや剥離流れの存在がこの種の非ニュートン流体の溶液に与える影響を知ることができるという点で興味深い流れ場である。一方、脈動流や旋回流など直管部においても複雑な渦構造をもつ流れ場については、血液などの非ニュートン流体を対象としたとした脈動流に関する研究は行われているが、旋回流についてはほとんどない状態である。しかし、ポンプなどを使用するパイプラインにおいて旋回する流れ場も少なくないため、本研究では、非ニュートン流体の旋回流について調査し、抵抗低減効果に関してまっすぐな流れの場合と比較検討することを目的とする。また、高分子溶液はせん断により劣化し、抵抗低減効果が激減するため、循環流や長いパイプラインへの適用に実用的に対応できる界面活性剤溶液を使用した。

本章では、界面活性剤水溶液の旋回流について、まず、アスペクト比 1.3 の矩形管内旋回流および円管内旋回流について取り扱う。矩形管内旋回流では、5.2 節で抵抗低減効果が減少している

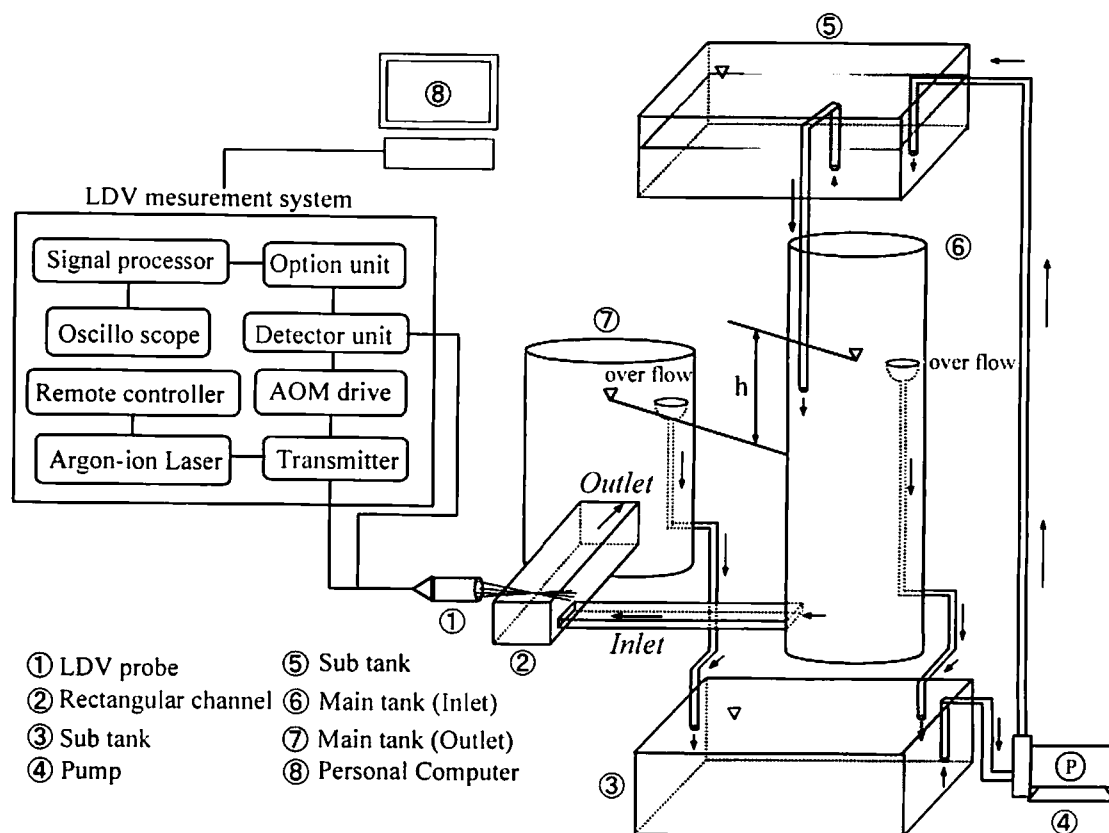


Fig.5.1 Experimental setup

ことを明らかにするが、測定部が短かったことや、コーナー部の二次流れと旋回流れとの干渉など流れ場が非常に複雑であったため⁽⁶⁾、5.3 節以降では十分長い円形断面管路内を流れる旋回流において調査した結果を報告する。また、矩形管内旋回流装置では片側側面の一部から流入させることによって旋回流を形成させていたが、円管内旋回流装置では入口に案内羽根型の旋回流発生装置⁽⁷⁾を取り付け、上流部に軸対称な旋回流を形成し、できる限り単純な旋回流場を対象とした。

本章では、旋回流においてバルク速度や界面活性剤濃度が抵抗低減効果に与える影響を調査し、まっすぐなせん断流に比べて同濃度では抵抗低減効果が低下することを示す。また、壁面圧力の軸方向変化の特性、レーザー流速計で計測した速度分布や乱れ強さの分布の特性を比較検討し、抵抗低減効果との関係について考察する。

5.2 矩形管内旋回流

5.2.1 実験装置および実験方法

図 5.1 に実験装置の概略図を示す。ヘッド差 h より入り口側のメインタンクから流出された溶液は長さ 500mm の助走区間を経て、図のように側面下方から矩形管内に流入し、旋回流を形成する。ヘッド差はオーバーフローさせることにより、常に一定に保つ。図 5.2 に矩形管の寸法、座標系および流入口の詳細を示す。旋回部の矩形管は y 方向長さ $d=50\text{mm}$ でアスペクト比 1.3 の

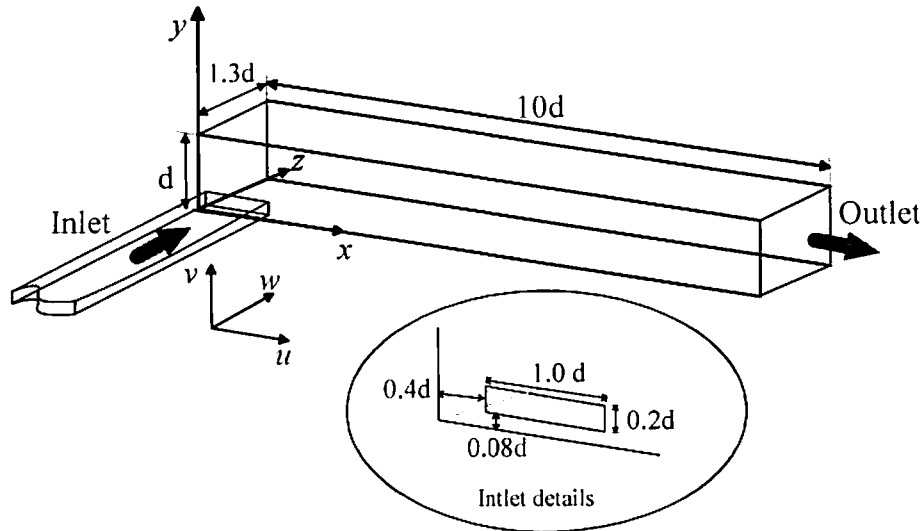
Fig.5.2 Rectangular channel ; $d=50\text{mm}$

Table 5.1 Measurement sections

	A	B	C	D	E	F	G
x (mm)	45	95	145	195	245	295	350
x/d	0.9	1.9	2.9	3.9	4.9	5.9	7.0
LDV	○		○		○		○
Visualization	○	○	○	○	○	○	○

Table5.2 Flow conditions

	V_{in} (m/s)	Re_{in}	V_x (m/s)	Re_x	Temperature (°C)
Water	0.856	14900	0.132	7760	22
100ppm CTAB	0.837	15300	0.129	8000	24

断面を持ち、 x 方向長さ $10d$ である。流入管は、 $0.2d \times d$ の断面を持つ矩形管である。また、 x, y, z 軸方向の速度成分をそれぞれ u, v, w とする。2 カラー・4 ビームの 2 次元 LDV により、別々に上面と側面の 2 方向から、 $z=0.65d$ の管中央位置で $x/d=0.9, 2.9, 4.9, 7.0$ の 4 つの断面における速度三成分の y 方向分布を 2.5mm ($0.05d$) 間隔で計測した。Seeding 粒子には炭化ケイ素（比重 3.10 以上、平均粒子径 $1.2\ \mu\text{m}$ ）を用い、測定溶液に混入した粒子の濃度は 0.45ppm とした。壁面圧力は、上壁 ($y=1.3d$) の $z=0.65d$ における x 方向分布を 25mm ($0.5d$) 間隔に計測した。

界面活性剤水溶液は、臭化セチルトリメチルアンモニウム (CTAB) と同モル量のサリチル酸

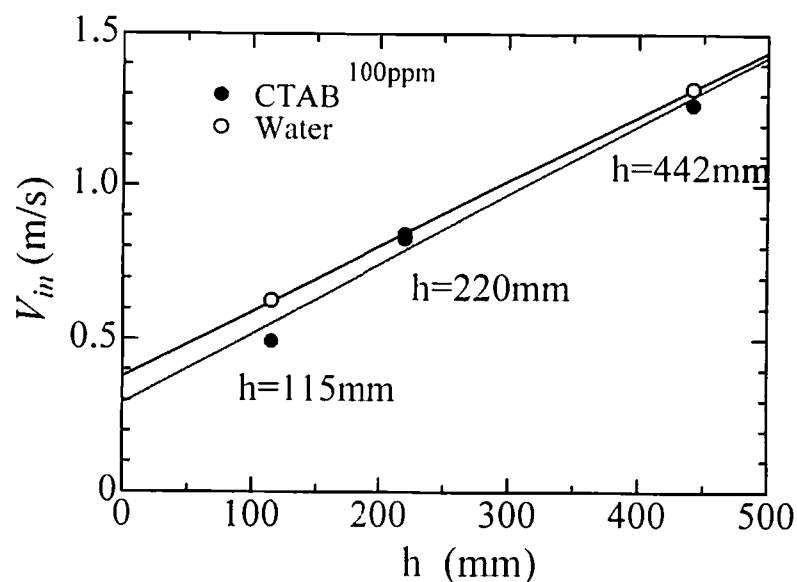


Fig.5.3 Relationship between bulk velocity at the inlet, V_{in} and difference in liquid levels in two tanks, h

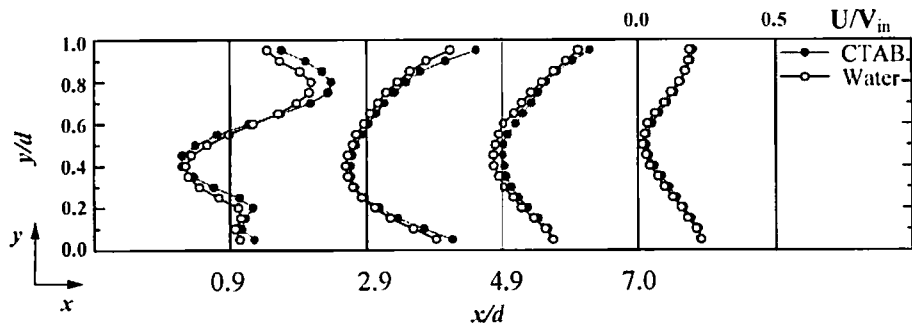
ナトリウムを混合した溶液を用いた。この種の界面活性剤は抵抗低減を目的とした研究に幅広く利用されている。CTAB の濃度は 100ppm とし、この濃度はまっすぐな流れ場では抵抗低減効果の得られる濃度である。

流れの可視化には、粒子トレーサー法を用い、デジタルビデオカメラ(Panasonic 製, NV-DJ100)で撮影した。トレーサー粒子として酸化アルミナ(平均粒子径 $48\mu\text{m}$)を使用した。表 5.1 に各断面の x 方向位置を示す。断面 A~G の各断面に幅が約 0.5mm のスリットを設け、各断面ごとに上面と側面の 2 方向から同時にスライドプロジェクターの光を照射し、上流側の閉端面から撮影した。

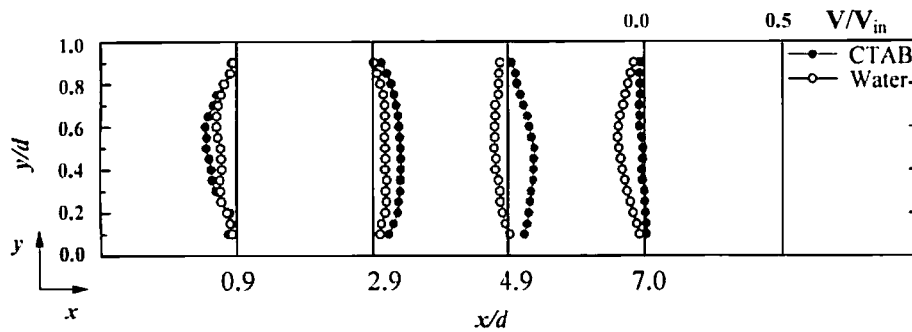
5.2.2 結果および考察

5.2.2.1 同ヘッド差における流量の比較

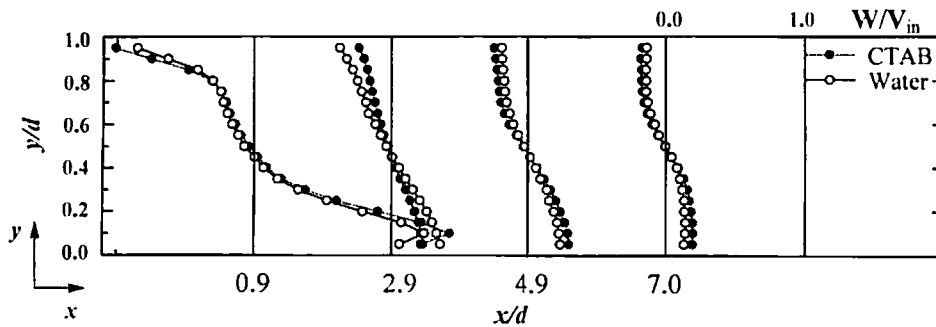
図 5.3 にヘッド差と流入断面平均速度の関係を示す。調査した範囲内では、同ヘッド差ならば断面平均速度は水と 100ppm CTAB 溶液を比較すると、同程度または 100ppmCTAB 溶液の方が若干遅くなっている。 $h=220\text{mm}$ のときの Re 数は表 5.2 に見られるように、代表寸法を $d=50\text{mm}$ とし流入断面の断面平均速度を代表速度とする Re_m 数では 15000 程度、旋回部のバルク速度(断面平均速度)を代表速度とした場合の Re_x 数は 8000 程度となっている。この場合の動粘度は水と同じ値を使用している。装置(タンク)の大きさの都合上、高 Re 数($Re_m > 50000$)での測定は出来なかったが、実験した範囲内では Re 数が大きくなるにつれて 100ppm CTAB 溶液の流量は水の流量に近づき、さらに高い Re 数では CTAB 溶液の方が水よりも流量が増加する傾向が観察された。



(a) Axial velocity



(b) Radial velocity

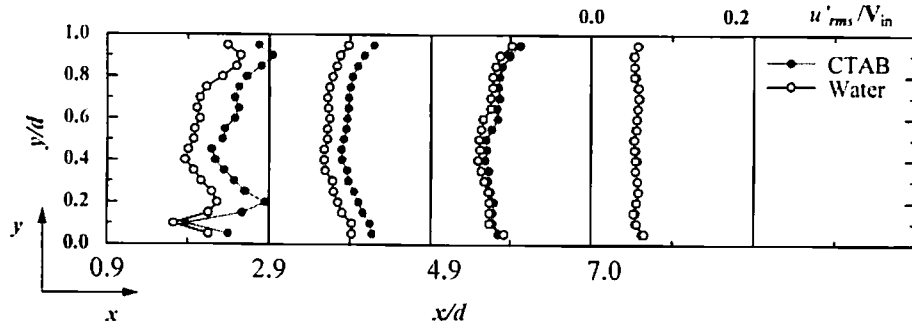


(c) Tangential velocity

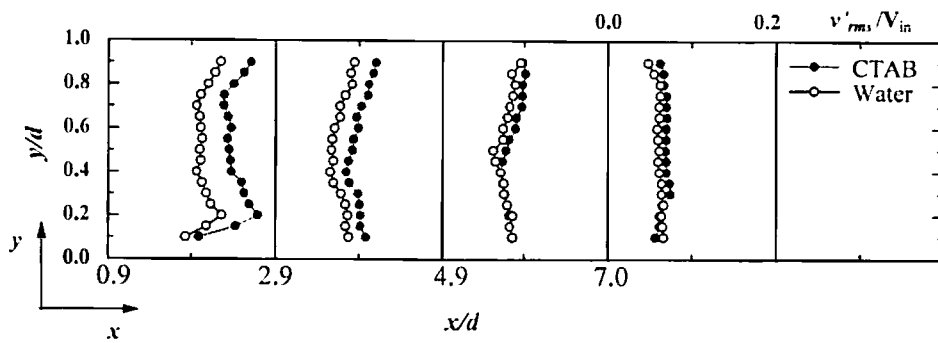
Fig.5.4 Mean velocity profiles

5.2.2.2 矩形管内旋回流の3方向平均速度分布

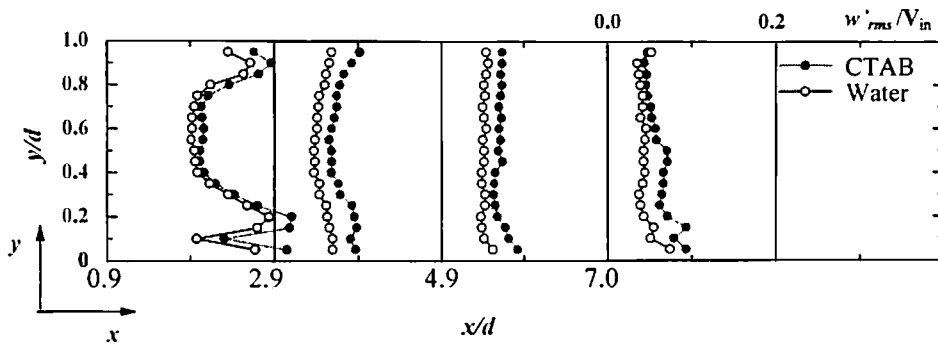
図 5.4 (a)～(c) に水および 100ppm CTAB 溶液について同一ヘッド ($h=220\text{mm}$) における旋回部の 3 方向速度の y 方向分布 ($z=0.65d$) を示す。縦軸に y 方向の矩形管下壁からの距離、上側横軸には流入口断面平均速度 V_{in} で無次元化した速度成分、下側横軸は計測した 4 つの断面の x 方向位置を示している。 x 方向速度成分の分布は、流入口付近($x/d=0.9$)では 100ppm CTAB 溶液の方が水に比べて速度勾配が大きい、下流の $x/d=7.0$ の断面では両者はほとんど一致している。また、下流になるにつれて、両液とも上下対称な分布に近づいている。 y 方向速度分布の正負により旋回



(a) rms of axial velocity



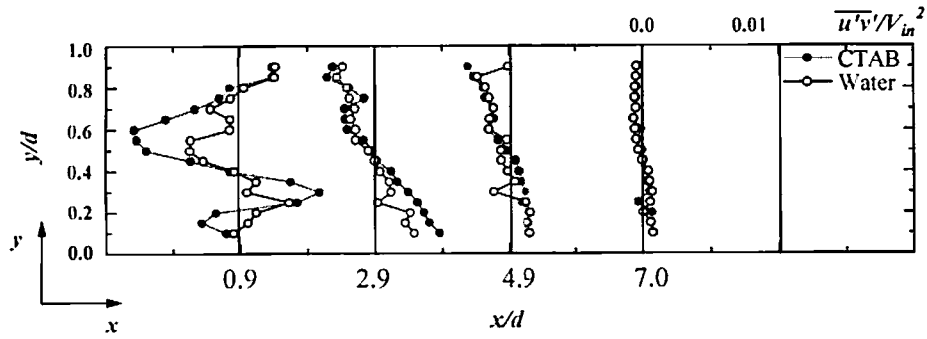
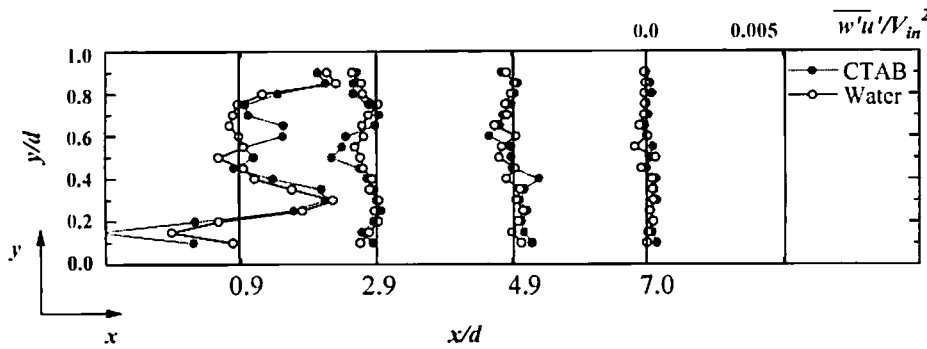
(b) rms of radial velocity



(c) rms of tangential velocity

Fig.5.5 Profiles of turbulent intensities at $z/d=0.65$

渦中心位置の平均的な z 方向の偏りが予想できる。すなわち、流入口付近 ($x/d=0.9$) では流入口の反対側に渦が偏心し、 $x/d=2.9$ の断面ではその逆に偏る傾向がある。 $x/d=4.9$ では水と 100ppm CTAB 溶液の渦の偏心方向が逆になっている。また、 $x/d=7.0$ の断面では 100ppm CTAB 溶液の値はほぼ一定でゼロであり、渦の偏りがなくなることがわかる。 z 方向速度分布は、他の速度成分に比べて全体的に大きな値となっている。いずれの断面も水と 100ppm CTAB 溶液の分布形状は類似しているが、100ppm CTAB 溶液と水との大きさの比較は渦が z 方向に偏心しているため単純ではない。

(a) Reynolds shear stress $\overline{u'v'}$ (b) Reynolds shear stress $\overline{w'u'}$ Fig.5.6 Profiles of Reynolds shear stresses at $z/d=0.65$

さらに、速度勾配により強制渦と自由渦についての情報も得られるが、両液とも下流につれて強制渦の領域が狭くなっている。しかしながら、よく観察すると $x/d=0.9$ の断面では 100ppm CTAB 溶液の方

が旋回強さのピークが大きいにも関わらず、 $x/d=2.9$ の断面では逆転し、100ppm CTAB 溶液の旋回強さは急激に減衰していることがわかる。しかし、 $x/d=4.9$ および 7.0 の断面では、若干 100ppm CTAB 溶液の方が水よりも旋回強さが強く、旋回の減衰の様子が水と 100ppm CTAB 溶液では異なることが考えられる。

5.2.2.3 乱れ強さの分布

乱れ強さの分布を図 5.5 (a)~(c)に各速度成分ごとに示す。これらは、各変動速度の rms を V_{in} で無次元化している。流入口付近はかなり大きな乱れが生じ、100ppm CTAB 溶液は w 方向速度の乱れは水よりわずかに大きいだけであるが、 x および y 方向速度の乱れは明らかに大きいことがわかる。また、下流にいくほど乱れは減少する傾向が見られ、 u, v の乱れ強さについては、水と 100ppm CTAB 溶液はより近づいていく傾向がある。これらの図からは、乱れの y 方向分布は外側（上下

壁側) が大きい、局所乱れ度で表すと中心付近の速度成分はいずれも小さいため、乱れ度は極端に大きくなる。これは、渦の振れ回りの影響を受けるためである。

また、両液の旋回流の乱れ強さは旋回を伴わないせん断乱流の場合に比べて、各方向の乱れが同程度の大きさとなっている。旋回を伴わないせん断乱流における抵抗低減溶液の乱れは水に比べて非等方的な乱れを形成していた⁽⁶⁾が、旋回流では水と同様に下流ほど等方的な乱れである。

5.2.2.4 レイノルズ応力の分布

図 5.6 (a), (b) にレイノルズ応力成分 $\overline{u'v'}$ および $\overline{w'u'}$ の y 方向分布を示す。両液とも流入口付近のレイノルズ応力は大きく、下流につれて小さくなりゼロに近い値の分布になっている。流入口でのレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ は CTAB 溶液の方が大きい傾向があるが、下流については同程度である。 $\overline{w'u'}$ の分布傾向も同様であるが、両液がより接近した結果が得られた。前述のように、本研究での旋回流においては水よりも流量が増加するような抵抗低減は見られなかったため、レイノルズ応力の低下も見られないことが納得できる。

5.2.2.5 可視化画像

図 5.7 および 5.8 に水および CTAB 溶液の可視化画像を示す。これらの静止画は 1/60 秒間におけるトレーサの軌跡である。流入口は断面 A の右下に位置する。水の場合、断面 A, B では旋回渦中心が定まっておらず、動画で見れば内部には複数個の旋回渦が発生して干渉し合っている⁽⁸⁾。また、これらの断面では左下のコーナーに大きな二次渦が確認でき、横に長い楕円状に旋回流を形成している。断面 C~F にかけては、渦中心が徐々に管中央位置になり、同心円状の渦を形成し、各コーナーには同程度の大きさの二次渦領域ができていることがわかる。動画により、断面 C 以降の下流での渦中心は任意の場所を中心に振れ回っていることを確認している。また、この任意の場所は断面に対して偏った位置にあり、この渦芯の偏りは、先に述べた LDV による計測結果による予測と一致している。

100ppm CTAB 溶液の場合、水と流量が同程度であるため水と同じような流れ場になっていることがわかる。しかし、断面 B での二次渦は水に比べてかなり大きくなっており、 z 方向の速度が遅くなっていることがわかる。これは、LDV の計測結果においても、 $x/d=2.9$ において w 方向速度が水より減衰していた（図 5.8 (c)参照）ことから、その原因は二次渦であったことがわかる。このような二次渦が流量増加の妨げになっていることも考えられる。また、LDV の計測は行っていないが、断面 F において水と 100ppm CTAB 溶液の流れを比較すると CTAB 溶液の旋回速度はかなり弱まっていることがわかる。そのために x 方向速度が水よりも増加していることが予想される。全断面の画像を比較してみても、CTAB 溶液の場合、旋回速度の減衰が速いように思われる。この原因は大きな二次渦の影響によるものだと考えられる。

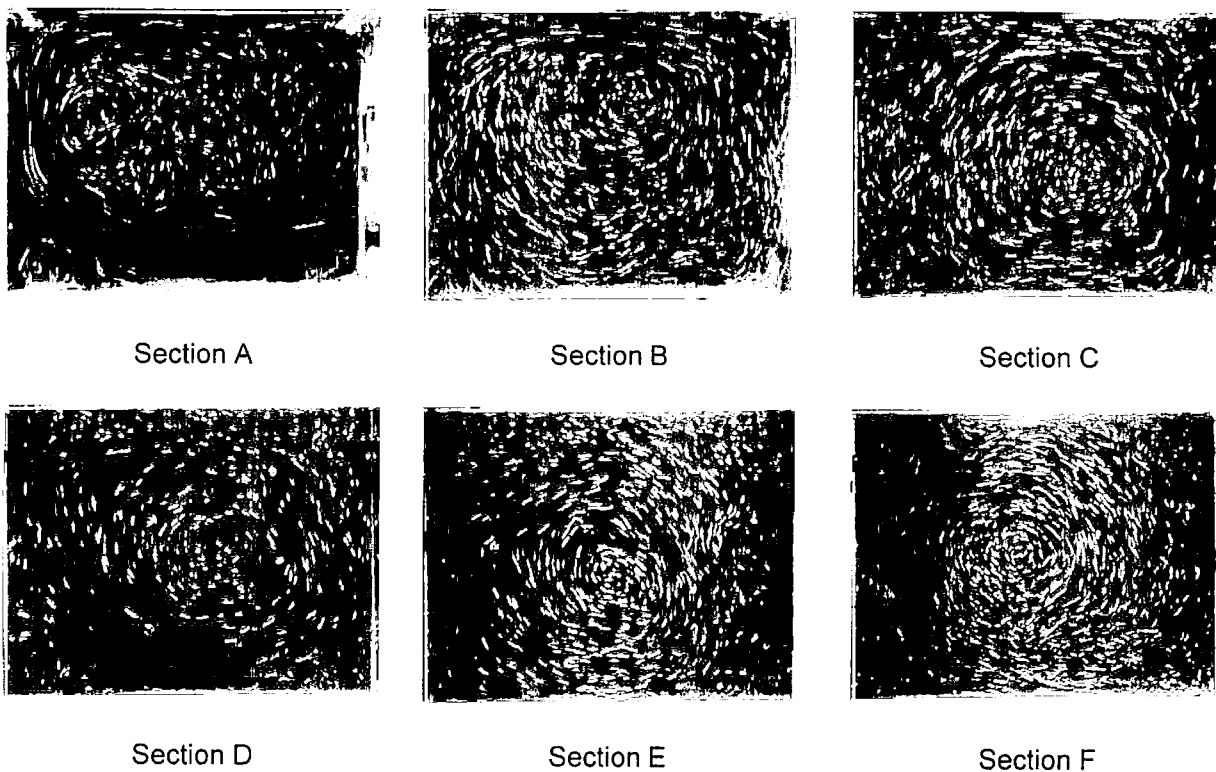


Fig.5.7 Flow patterns for water

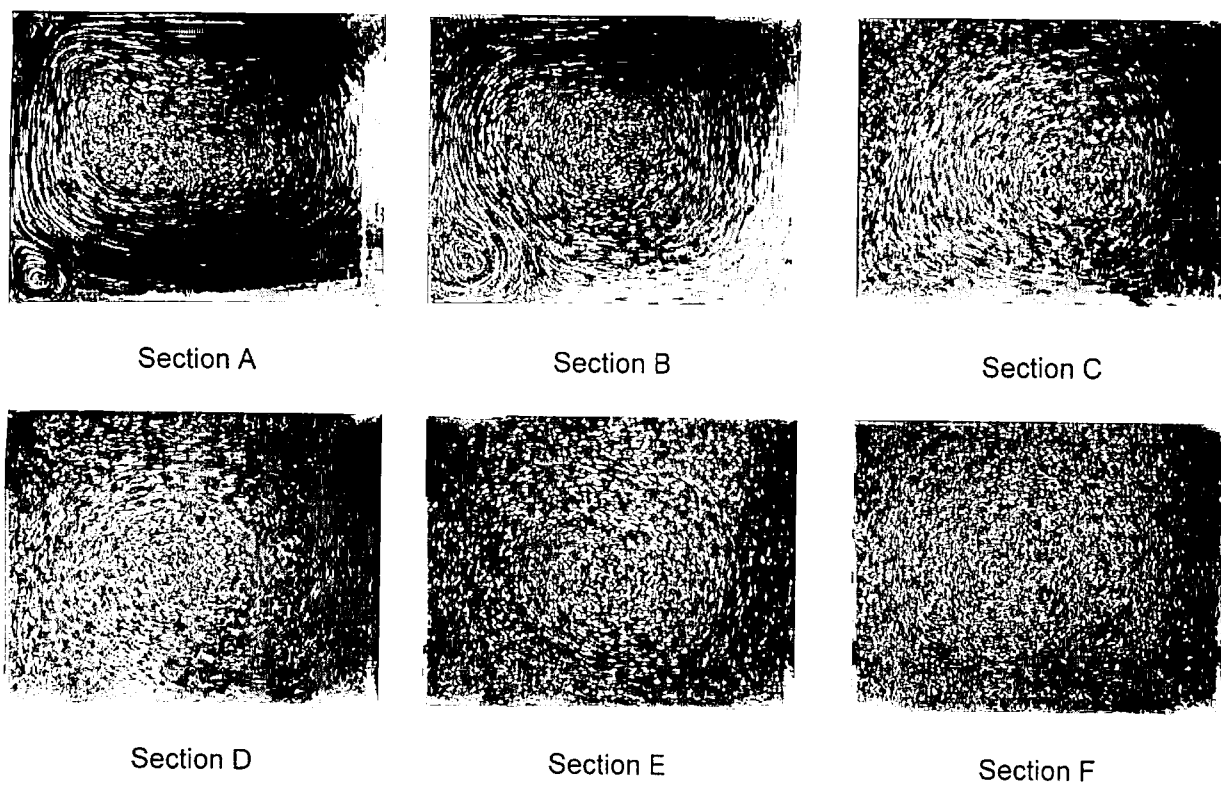


Fig.5.8 Flow patterns for 100ppm CTAB solution

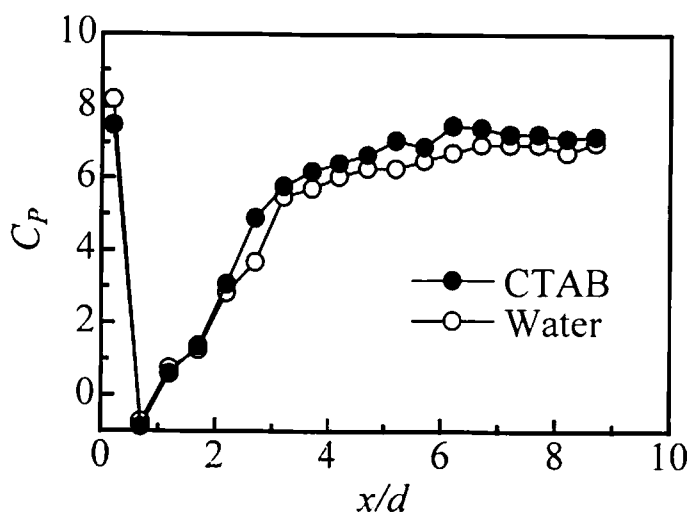


Fig.5.9 Profiles of wall pressure coefficient

5.2.2.6 壁面圧力分布

図 5.9 に旋回部上壁面の中央位置 $z/d=0.65$ における圧力係数 C_p の分布を示す。ここで、 C_p を以下のように定義している。

$$C_p = \frac{P - P_{ref}}{\rho V_b^2 / 2} \quad \dots\dots (5.1)$$

参照圧力 P_{ref} には $x/d=0.9$ での上壁面圧力を使用した。動圧には旋回部断面のバルク速度（旋回部断面平均速度）に基づく値を用いた。水と 100ppm CTAB 溶液は同様な分布を示している。よって、界面活性剤による抵抗低減効果はほとんど得られていないことがわかる。 x/d がゼロに近い閉端面側の圧力はよどみの影響で圧力が高く出ていると思われる。流入口近辺は圧力が低く、下流に行くにつれて圧力が上昇し、ほぼ一定に落ち着いている。旋回速度の速い流入口では圧力の低下が激しく旋回速度が弱くなる下流につれて圧力が上昇していることから、これらの分布は旋回速度と負の相関があると思われ、旋回中心の圧力に比例しているものと考えられる。 $x/d > 2.4$ においてわずかに 100ppm CTAB 溶液の圧力が高くなっているが、可視化画像により 100ppm CTAB 溶液の方が旋回速度はやや小さいことがわかる。

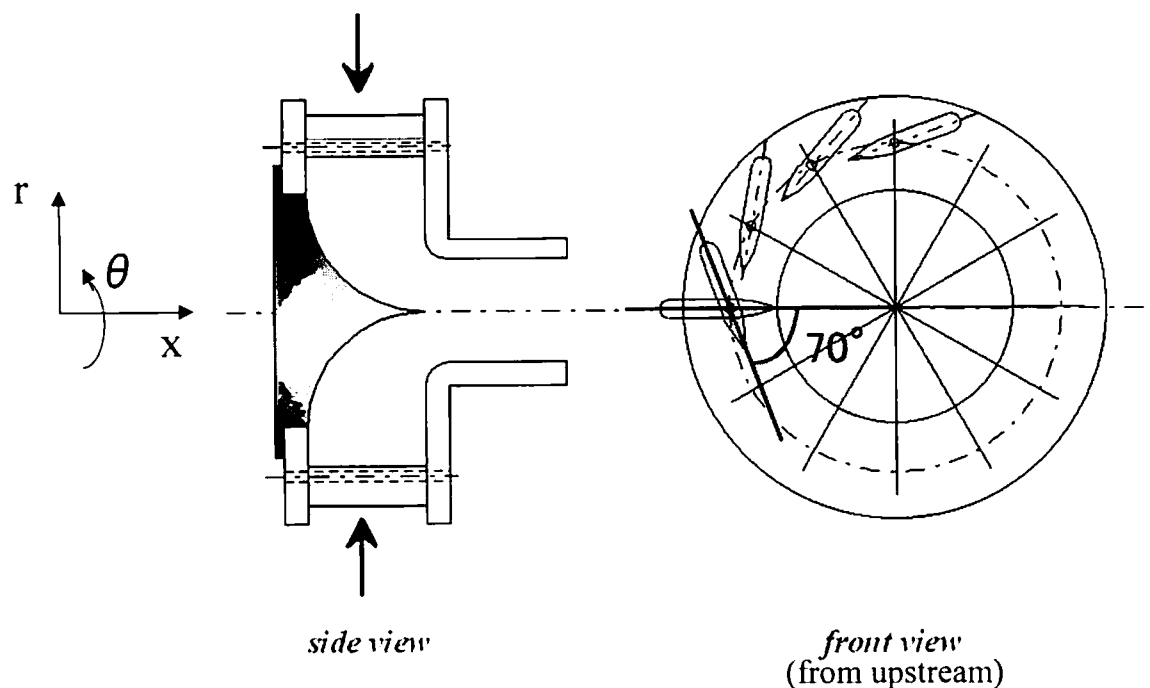


Fig.5.10 Swirl generator

5.3 円管内旋回流

5.3.1 旋回流発生装置

前節ではアスペクト比 1.3 の矩形断面管路における界面活性剤溶液の旋回流を対象とし、100ppm CTAB 溶液では抵抗低減効果がほとんど得られていないことを報告した⁽⁶⁾が、測定部が短かったことや、コーナー部の二次流れと旋回流れとの干渉など流れ場が非常に複雑であったため、本節では十分長い円形断面管路内を流れる旋回流を対象とする。また、以前の矩形管内旋回流装置では片側側面の一部から流入させることによって旋回流を形成していたが、本節での円管内旋回流装置では入口に図 5.10 のような案内羽根型の旋回流発生装置⁽⁷⁾を取り付け、上流部に軸対称な旋回流を形成し、できる限り単純な旋回流場を対象とした。

5.3.2 実験装置および方法

図 5.11 に円管内旋回流装置の概略を示す。流れの駆動力は入口タンクと出口タンクのヘッド差 H である。旋回流は管入口に取り付けた案内羽根型の旋回流発生装置によって形成される。乱れ強さおよび旋回流強さは案内羽根の枚数や取り付け角度によって調節可能であるが、本研究では案内羽根 12 枚、取り付け角度 70° に固定した。測定パイプの内径は $d=44\text{mm}$ 、長さは 5000mm ($114d$) である。入口および出口タンクのヘッドはオーバーフローさせて一定に保つように設定した。出

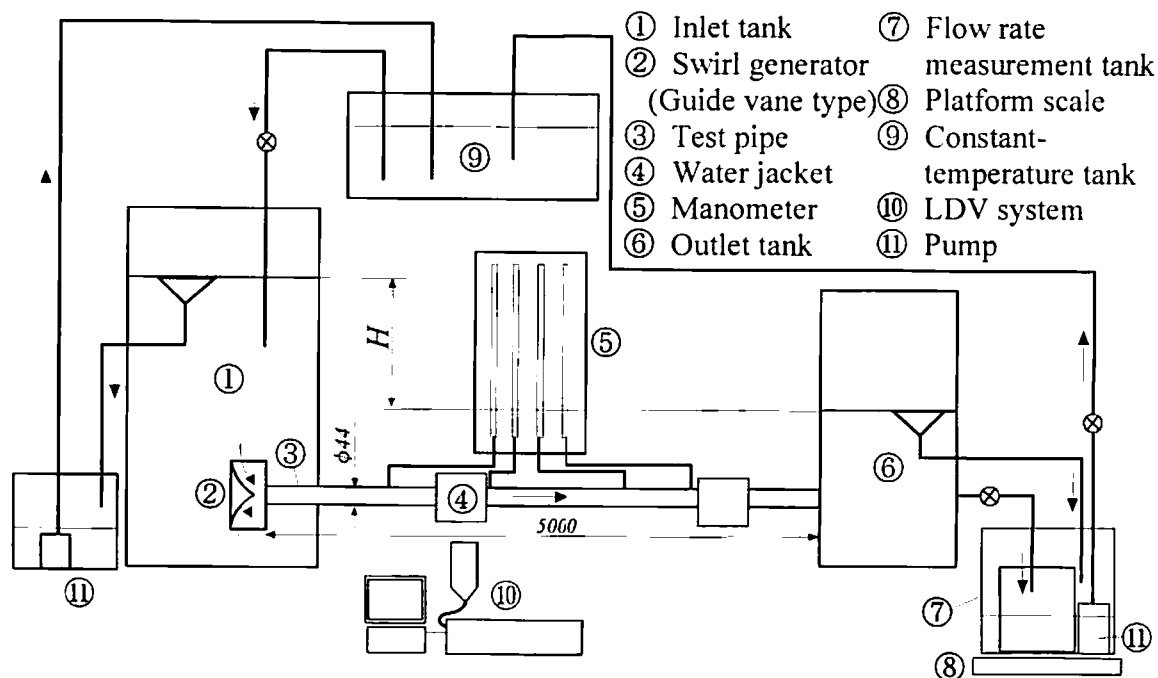


Fig.5.11 Experimental setup

ロタンクから流量測定用タンクに流出した溶液は遠心ポンプによって上方のサブタンクにくみ上げて淀ませた後、サイフォンにより複数のチューブを通して入口タンクに流入させる。また、サブタンクには恒温装置が取り付けられ、溶液の温度の変化を 0.5°C 以内に保っている。

ヘッド差 H を9段階に変化させ、流量および壁面圧力を計測した。流量は重量法によって計測した。壁面圧力測定孔 ($\phi 1\text{mm}$) は1断面につき 90° おきに4ヶ所、軸方向に5断面設けてあり、圧力計には水柱マノメーターを使用した。ただし、軸方向の圧力損失に使用する壁面圧力値には同断面内の4ヶ所の平均値を採用した。管入口から 2120mm と 4370mm の区間 2250mm ($51d$) の壁面圧力損失から摩擦係数 λ を算出した。座標系は半径方向、周方向および軸方向をそれぞれ r , θ , x とし、各方向の平均速度成分を V_r , V_θ , V_x とする。ただし、 $V_r = 0$ と仮定し、二次元レーザー流速計により V_θ , V_x のみ計測した。周方向の向きは上流からみて反時計まわりの方向を正とし、旋回方向と一致している。Seeding 粒子には粒子径 $10\mu\text{m}$ 、比重 0.918 のチタンコーティングされた低密度ポリエチレン粒子（商品名：フロービーズ；住友精化㈱）を使用した。

本実験で使用した界面活性剤は、臭化セチルトリメチルアンモニウム (CTAB) および等モル量のサリチル酸ナトリウムの混合を使用している。以後、CTAB 溶液と略す。140, 250 および 500ppm の CTAB 溶液の実験を行った。濃度の表示は溶液に対する臭化セチルトリメチルアンモニウムのみの重量割合を示している。各溶液の粘度特性は Krieger-Maron 法⁽⁹⁾ を用いた細管式粘度計により計測した。図 5.12 に見られるように、濃度が高いほど、低せん断速度になるにつれて粘度の上昇が観察される。1.2 節でも述べたように、この種の特性は、shear-thinning 粘性と呼ばれ、非ニュー

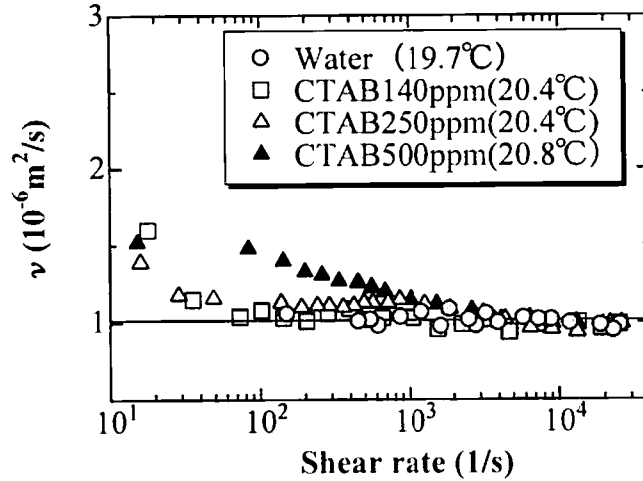
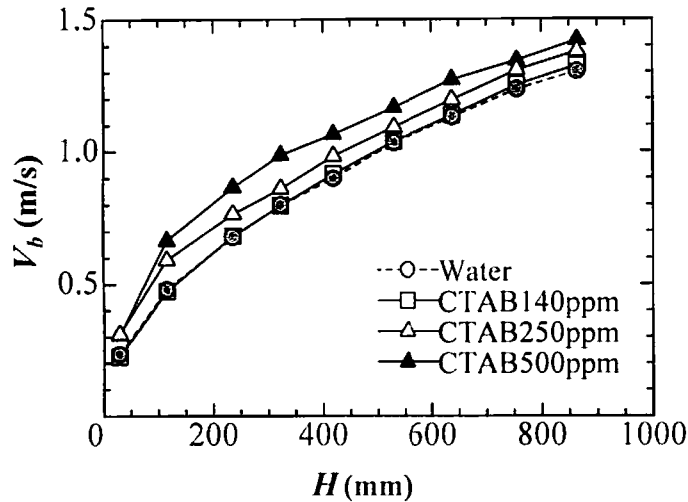


Fig. 5.12 Characteristics of kinematic viscosity

Fig.5.13 Relationship between bulk velocity, V_b and difference of liquid levels in two tanks, H

トン流体の中でも擬塑性流体の性質をもつ。また、弾性的性質ももつため粘弾性流体としても分類される。ここで、 Re 数で取り扱う動粘度について触れておく。本研究で対象としている旋回流では、軸方向への旋回強さの減衰を伴うため、速度分布および壁面せん断応力も軸方向とともに変化していく。従って、代表的な（平均的な）壁面せん断速度を見積もることは困難であるため、本研究では水の場合と同じ動粘度を使用している。

5.3.3 結果および考察

5.3.3.1 ヘッド差および流量の関係

図 5.13 にヘッド差 H を変化させたときのバルク速度 V_b を示す。CTAB 濃度の低い 140ppm では水とほとんど変わらないが、250ppm 以上では、濃度が高いほど水の場合よりもバルク速度が増加

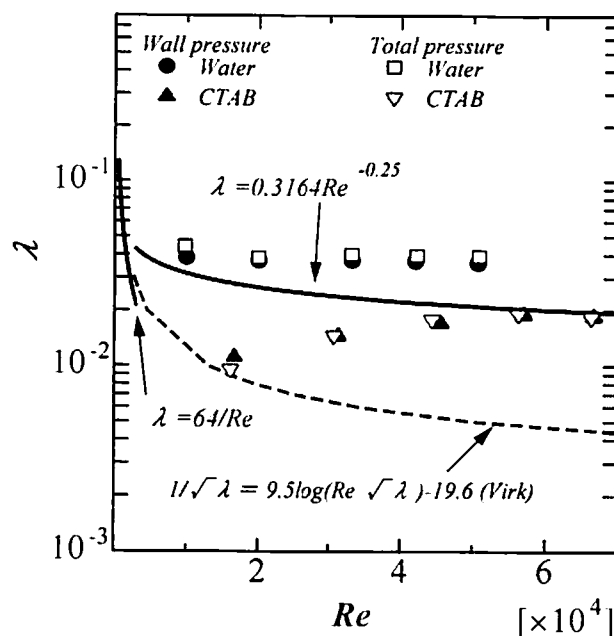


Fig.5.14 Comparison of friction coefficients determined from total pressure gradient and gradient of mean static pressure at wall (top, bottom, left and right wall)

していることが分かる。また、ヘッド差が大きくなるにつれてバルク速度の増加率は減少する傾向が見られる。ヘッド差と流量の関係ではまっすぐな流れの場合と単純に比較できないため、管摩擦係数によって抵抗低減効果を調べることとする。

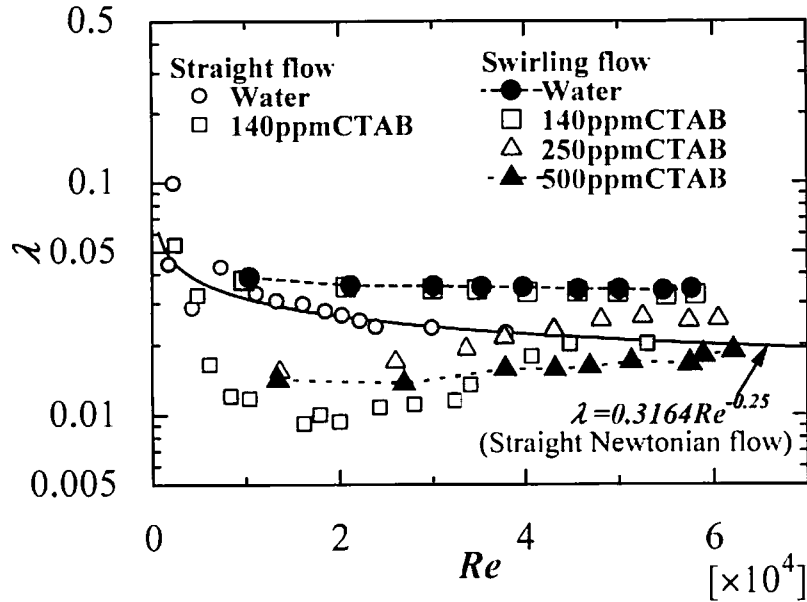
5.3.3.2 管摩擦係数

旋回流の場合、旋回成分をもつため円管断面の静圧、動圧および全圧が一様でない。しかも、この種の旋回流は下流に行くにしたがい、旋回強さが減少するため圧力の分布が上流と下流では異なってくる。よって、壁面圧力差だけでは真のエネルギー損失が見積もられていないことになる。そこで、断面平均全圧 $\langle P_T \rangle$ の差による管摩擦係数 $(=\langle P_T \rangle_1 - \langle P_T \rangle_2) / (\rho V_b^2/2) \cdot (L/d)$ と壁面圧力差によって求めた管摩擦係数 $(= (P_{w,1} - P_{w,2}) / (\rho V_b^2/2) \cdot (L/d))$ とを、図 5.14 において比較する。壁面圧力 P_w には上下左右の壁面での圧力の平均値を用いたが、断面平均全圧 $\langle P_T \rangle$ は、(5.2)式に示すように全圧 P_T および軸方向速度 V_x の分布により求まる。ただし、速度分布は軸対象ではないため、LDV 計測によって得られた 90° ごとの 4 つの半径方向分布の平均分布を使用している。

$$\langle P_T \rangle = \frac{1}{Q} \int_0^R 2\pi r \cdot P_T(r) \cdot V_x(r) dr \dots\dots (5.2)$$

ここで、 Q は流量 $(= V_b \cdot \pi R^2)$ であり、各半径位置での全圧 $P_T(r)$ は次のように定義する⁽¹⁰⁾。

$$P_T(r) = P_s(r) + \frac{1}{2} \rho C(r)^2 \dots\dots (5.3)$$

Fig.5.15 Friction coefficient by wall pressure loss for $l=51d$

(5.3) 式中の $P_s(r)$, $C(r)$ および ρ は、それぞれ各半径位置の静圧、合成速度および密度である。その静圧および合成速度は次式によって表される。

$$P_s(r) = P_w - \rho \int_r^R \frac{V_\theta(r)^2}{r} dr \quad \dots\dots (5.4)$$

$$C(r) = \sqrt{V_x(r)^2 + V_r(r)^2 + V_\theta(r)^2} \quad \dots\dots (5.5)$$

ただし、二次元平面渦 ($V_r(r) \approx 0$) と仮定して、合成速度 $C(r)$ は(5.6)式によって算出した。

$$C(r) = \sqrt{V_x(r)^2 + V_\theta(r)^2} \quad \dots\dots (5.6)$$

図 5.14 からわかるように、断面平均全圧差と壁面圧力差から求めた管摩擦係数に大きな違いはないことから、今後、壁面圧力差による管摩擦係数の比較によって抵抗低減効果について議論することとする。

入口および出口損失を含まない途中の区間 (51d) の管摩擦係数と Re 数の関係を図 5.15 に示す。図中には比較のためまっすぐな単純せん断流のデータも示している。まっすぐな流れでは、水のデータはニュートン流体の乱流状態で使用されるブラジウスの実験式にほぼ一致している。このときのまっすぐな流れのデータは管入口の旋回流発生装置を取り付けていない状態で得られたものである。140ppm CTAB 溶液のまっすぐな流れは Re 数 40000 以下の範囲でブラジウスの実験式よりも低い値をとり、抵抗低減効果が見られることがわかる。 Re 数 40000 以上では水の場合とほとんど変わらない状態になっているが、このような事実は他にも報告されており、ある一定以上の高せん断力がかかり界面活性剤による弾性力が働かない状態になっていることが考えられ

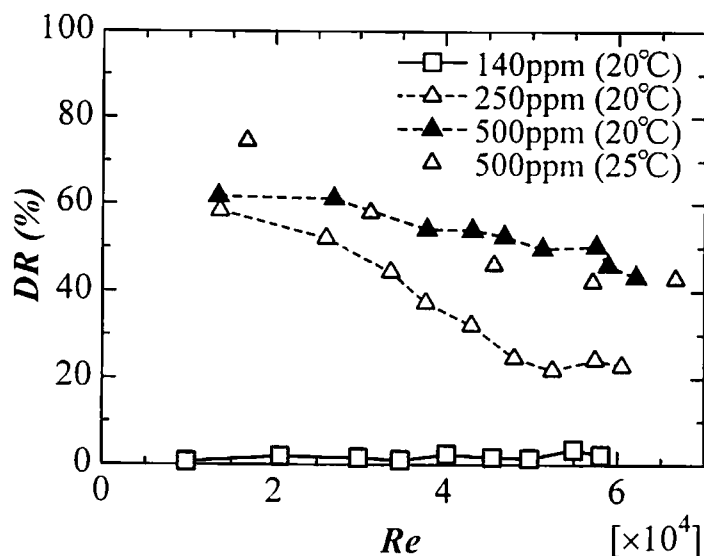


Fig.5.16 Drag-reducing rate. DR

る。

一方、旋回流では水の場合も 140ppm CTAB 溶液の場合もまっすぐな流れに比べて摩擦抵抗が大きくなることがわかる。しかし、まっすぐな流れでは 140ppm CTAB 溶液でも抵抗低減効果は得られていたが、旋回流では水の場合とほとんど変わらない結果が得られた。また、まっすぐな流れに比べて Re 数に対する変化が小さくなっている。まっすぐな流れの場合、ある濃度までは濃度を上げれば抵抗低減率は増加することが確認されている。そこで、本実験でも濃度を 250ppm および 500ppm に増加させてみたところ、水の場合よりも抵抗を小さくすることができた。実験を行った Re 数の範囲内では、水や 140ppm CTAB 溶液では Re 数が増加するにつれてわずかに減少していたが、250 および 500ppm の場合、上昇する傾向が見られ、抵抗低減効果が小さくなっている。図によると濃度が高いほど抵抗低減効果は大きい。Re=10000 付近では、250ppm と 500ppm の管摩擦係数値の差は小さく、この程度の低い Re 数ではこれ以上濃度をあげてもその効果は小さいと思われる。

5.3.3.3 抵抗低減率

壁面圧力損失より得られた水の旋回流の管摩擦係数と Re 数の関係を次の対数近似式によって表した⁽¹¹⁾。

$$\lambda_W = 0.0725 Re^{-0.071} \quad \dots\dots (5.7)$$

CTAB 溶液の管摩擦係数 λ_D と上式によって算出した同 Re 数の水の管摩擦係数を比較して抵抗低減率 DR を算出する。

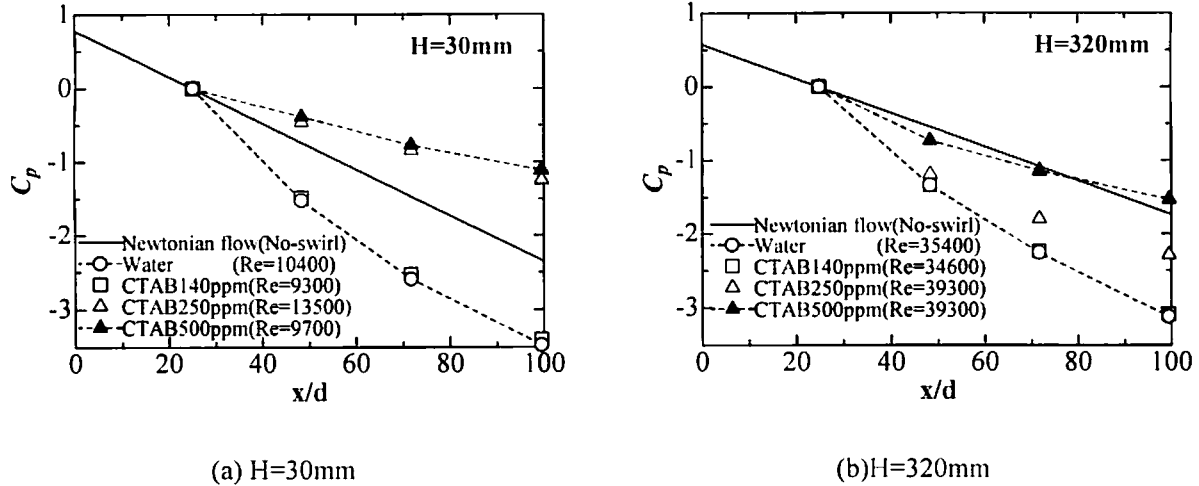


Fig.5.17 Change in wall pressure coefficient in the axial direction

$$DR(\%) = \left(\frac{\lambda_w - \lambda_D}{\lambda_w} \right) \times 100 \quad \dots\dots (5.8)$$

図 5.16 にその抵抗低減率 DR を示す. 140ppmCTAB 溶液では DR はほとんどゼロであるが, 250 および 500ppm の濃度では, 最高 60%程度 of DR が得られている. それらの濃度では高 Re 数になるにつれて DR は低下しているが, 濃度によりその変化は異なっている. 250ppm の方が 500ppm よりも低い Re 数で DR の著しい低下がみられるが, $Re > 50000$ では 20%程度程度の DR を保っている.

5.3.3.4 壁面圧力の軸方向分布

壁面圧力を次式のような壁面圧力係数 C_p によって表し, 図 5.17 にその軸方向分布を示す.

$$C_p = \frac{P_w - P_{ref}}{\rho V_b^2 / 2} \quad \dots\dots (5.9)$$

ここで, P_{ref} は参照圧力であり, $x/d=24.9$ の断面における壁面圧力を使用した. 図中の実線はまっすぐな流れの場合であり, この実線の勾配より C_p の勾配が大きい場合は, 圧力損失が大きいことを意味する. また, 完全に発達したまっすぐな流れでは C_p の勾配は直線的であるが, 旋回流の場合, 指数的に減少する傾向がみられる. $H=30\text{mm}$ の場合, 水や 140ppm CTAB 溶液の C_p 値が同程度で, 250ppm および 500ppm の C_p 値も同程度かつ水などの場合よりも高い値を示している. また, C_p の勾配は大きく異なり, 水や 140ppm CTAB 溶液の場合, まっすぐな流れの場合よりも C_p の勾配は明らかに大きい. 一方, DR の高い 250ppm や 500ppm CTAB 溶液の場合は, 軸方向のどの位置においてもまっすぐ流れの勾配よりも小さくなっている. しかし, ヘッド差が大きくなり

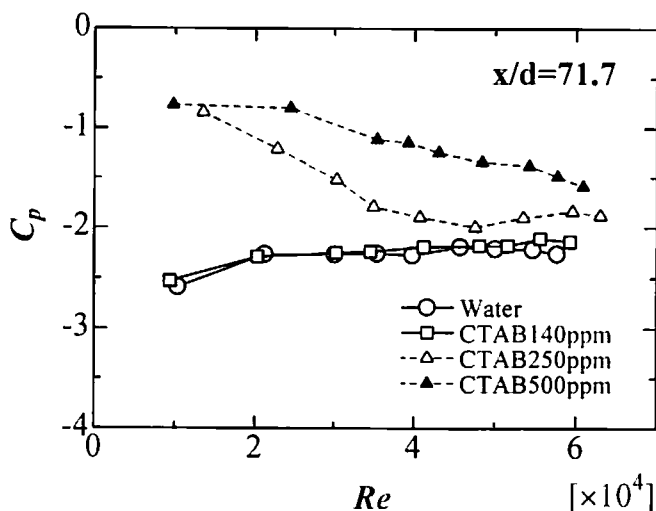


Fig.5.18 Relationship between wall pressure coefficient, C_p , and Reynolds number, Re

流速が大きくなると、上流側ではまっすぐな流れの場合よりも C_p の勾配は大きい、下流に行くにつれて C_p 値の減少割合が急激に小さくなり、71.7 x/d の断面より下流側ではまっすぐな流れの場合よりも C_p 値の勾配は小さくなっている。流速および濃度が高いほどそのような傾向がみられる。

また、図 5.18 に Re 数に対する C_p 値の変化を示す。水や 140ppmCTAB 溶液は Re 数が大きくなるにつれて C_p 値は上昇しているが、250ppm および 500ppm 溶液については C_p 値が減少している。これらは抵抗低減率が Re 数が高くなるほど小さくなることに対応している。また、図は $x/d=99.5$ の断面のデータのみを示したが、その他の断面も同様な傾向を示した⁽¹²⁾。

5.3.3.5 速度分布

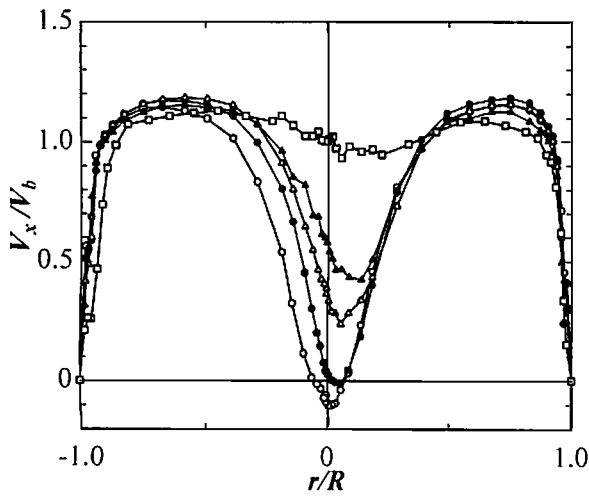
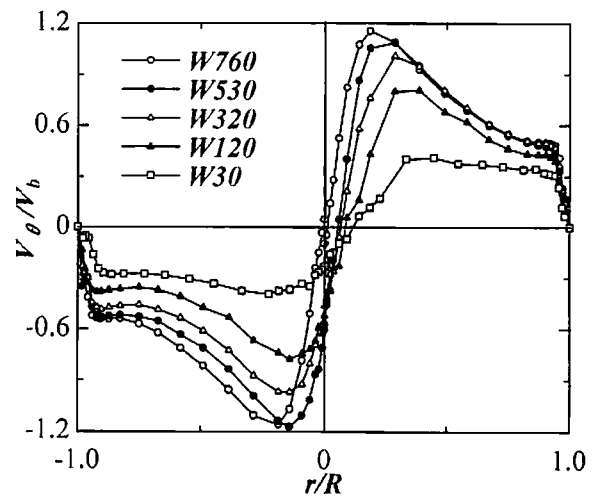
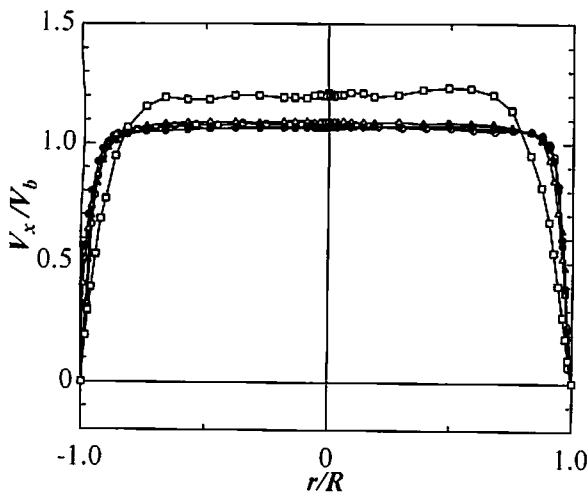
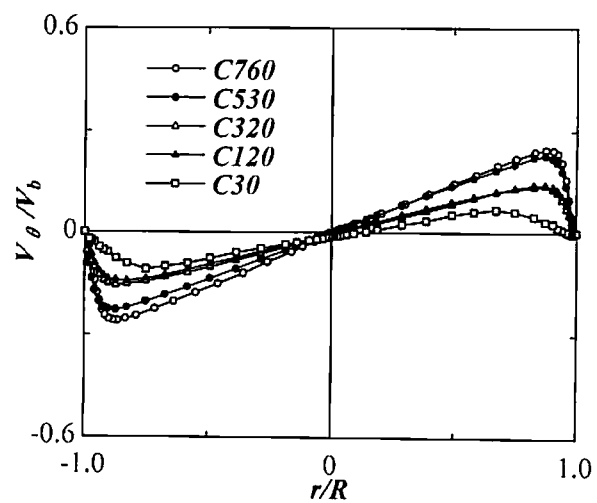
5.3.3.5a ヘッド差（バルク速度）の影響

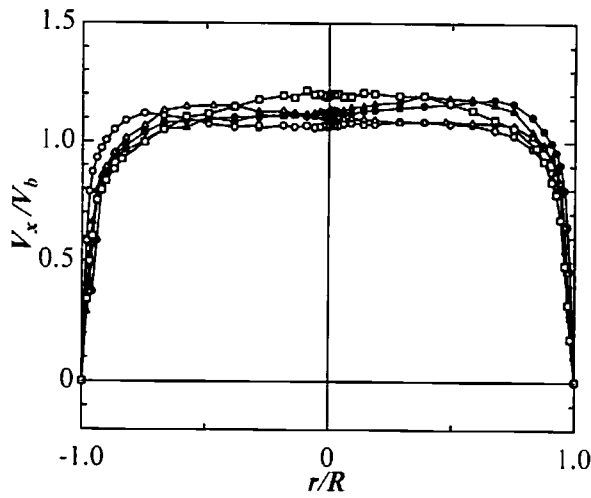
LDV により計測した軸方向速度 V_x および旋回方向速度 V_θ の上流断面 ($x/d=44.8$) および下流断面 ($x/d=101.8$) における半径方向分布を図 5.19, 5.20 に示す。ただし、水および 500ppmCTAB 溶液の速度分布のみ示す。表 5.3 に各流れ場の条件をまとめている。 $x/d=44.8$ の断面は、まっすぐな流れにおいて十分発達した流れ場が得られる断面である。

水の場合、上流断面 ($x/d=44.8$) ではどのヘッド差においてもランキンの組み合わせ渦型(Rankin's vortex type or a forced-free vortex type) を呈している。ランキンの組み合わせ渦型では、強制渦型のコア領域 (core region)、そのコア領域を囲む自由渦型の領域(annular region)および壁側の領域 (wall region)が存在する⁽¹³⁾。これらの領域は V_x および V_θ の両方の分布に見られ (図 5.19 (a1), (a2) 参照)、各領域の占める割合は後述の Sw 数と深く関係している。コア領域の V_x の最小値は、ヘッド差が大きいほど小さくなり、 Sw 数の増加とともに小さくなっている。W760 や W530 では

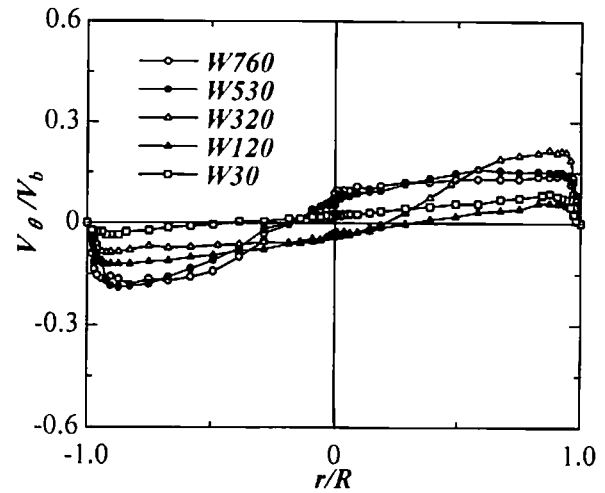
Table 5.3 Flow conditions for LDV measurements

H (mm)	Symbol	Water (20 °C)						500ppm CTAB (25°C)					
		Abbreviation	V_b (m/s)	Re	Sw		Abbreviation	V_b (m/s)	Re	Sw		DR (%)	IR (%)
					x/d =44.8	x/d =101.8				x/d =44.8	x/d =101.8		
30	□	W30	0.229	10000	0.190	0.025	C30	0.339	16700	0.031	0.028	74.5	44.9
120	▲	W120	0.458	20100	0.269	0.048	C120	0.636	31300	0.142	0.073	57.9	38.6
320	△	W320	0.758	33300	0.334	0.075	C320	0.926	45700	0.173	0.076	46.0	22.3
530	●	W530	0.952	42100	0.351	0.089	C530	1.147	57100	0.287	0.112	42.1	20.4
760	○	W760	1.140	50700	0.380	0.096	C760	1.338	66700	0.270	0.119	42.8	14.8

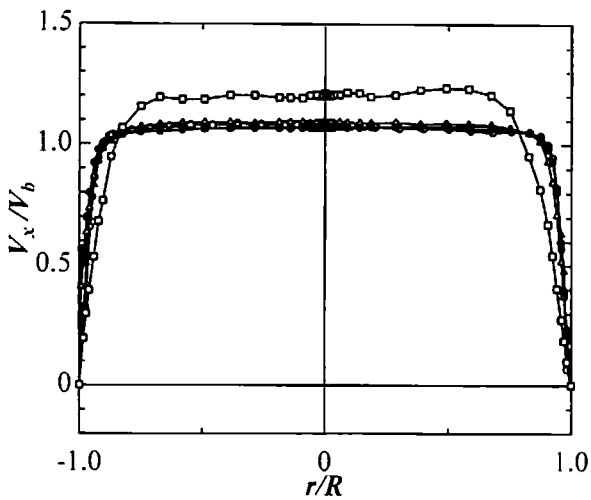
(a1) V_x for Water(a2) V_θ for Water(b1) V_x for 500ppm CTAB(b2) V_θ for 500ppm CTABFig.5.19 Velocity profiles at an entry section ($x/d=44.8$)



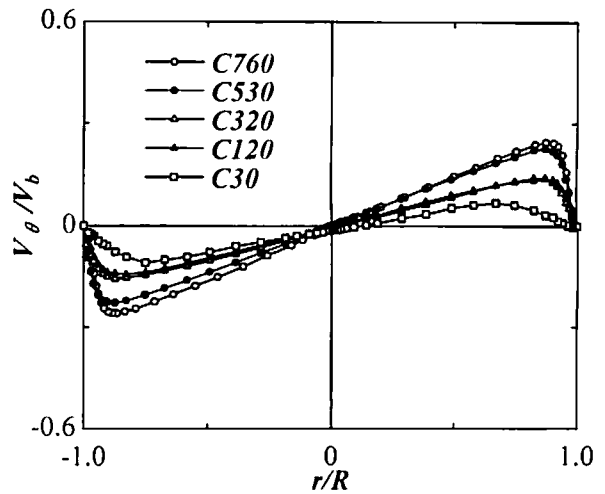
(a1) V_x for Water



(a2) V_θ for Water



(b1) V_x for 500ppm CTAB

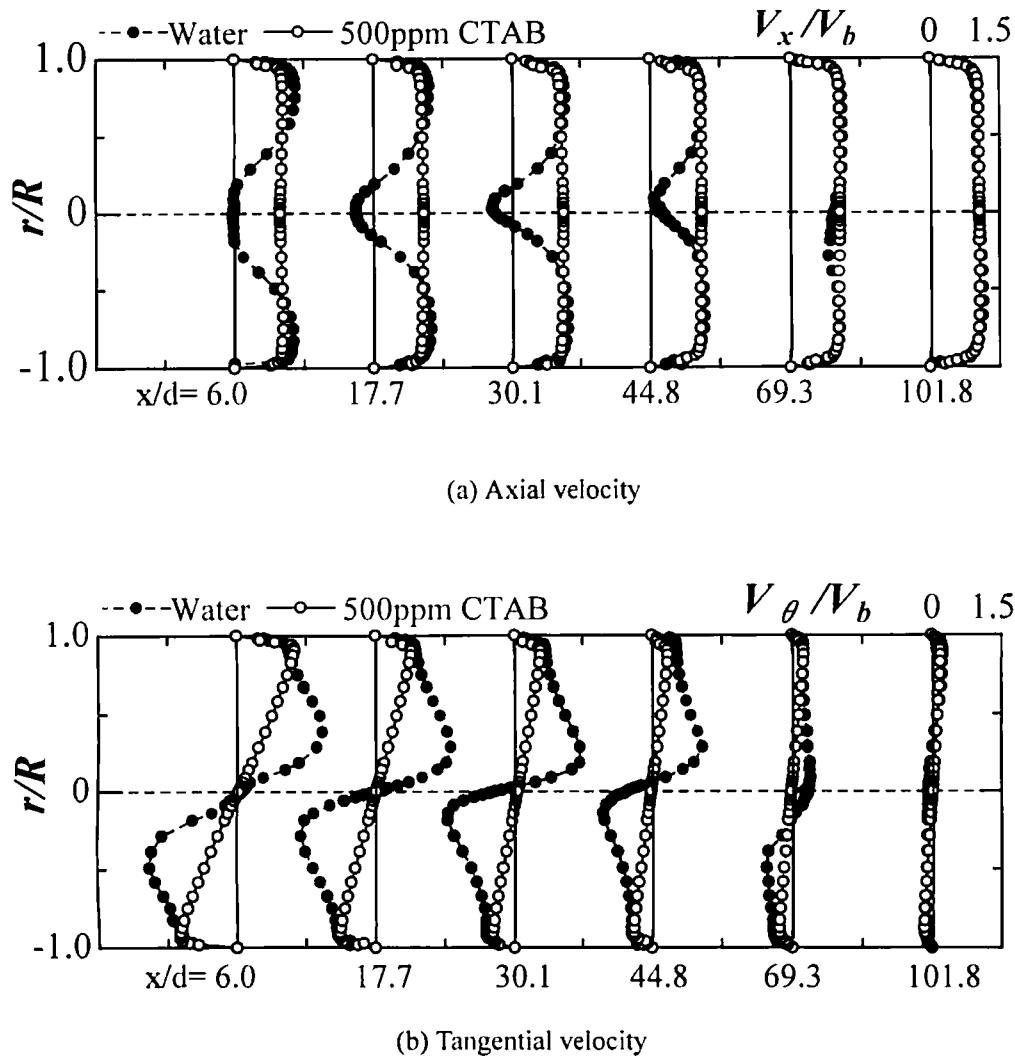


(b2) V_θ for 500ppm CTAB

Fig.5.20 Velocity profiles at a section ($x/d=101.8$) near to the outlet

逆流も生じており、それは下流方向への旋回強さの減衰によって引き起こされる中心部での逆圧力勾配が原因である。また、 V_θ の最大値はRe数（またはヘッド差）の増加とともに大きくなり、同断面におけるSw数が高いほど大きくなっていることがわかる（図5.19(a2)参照）。

図5.19(b1), (b2)は上流断面（ $x/d=44.8$ ）での500ppm CTAB溶液の速度分布を示す。どのヘッド差においても V_x および V_θ の分布にコア領域は見られない。500ppm CTAB溶液の V_x の分布形状は、水の場合の分布とは逆に、C30を除いて中心部でRe数の増加とともにわずかに高くなる傾向が見られる。C30の V_x の分布は旋回なしの層流におけるベル型と同様である。500ppm CTAB溶液の V_θ の分布は壁側を除いて、ほぼ全域で強制渦型である（図5.19(b2)参照）。

Fig.5.21 Velocity profiles at various axial positions (Bulk velocity, $V_b \approx 0.95$ m/s)

管出口に近い下流の断面 ($x/d=101.8$) では、上流断面に比べて旋回強さが減衰するため、図 5.20 (a1),(a2)からわかるように、水の場合でもコア領域が明瞭ではない。高ヘッド差 (Re 数) での水の V_x の分布は旋回中心付近でかなり小さい速度を持つが、 V_θ の分布は水も 500ppm CTAB 溶液もほぼ強制渦型である (図 5.20 (a2), (b2) 参照)。ただし、水の場合、W30 を除いた分布は完全な強制渦型ではなく、自由渦と強制渦の境の V_θ のピークが壁側のピークより小さくなったために、小さなピークの膨らみを残した強制渦である。また、C30 の V_x 分布は下流の断面においても、上流断面と同様に、旋回なし層流型の分布に近いと思われる。

5.3.3.5b 速度分布 (渦タイプ) の軸方向変化

図 5.21 に同じバルク速度 ($V_b \approx 0.95$ m/s) における速度分布の軸方向変化を示す。前節での上流断面 ($x/d=44.8$) において、すでに水と 500ppm CTAB 溶液では渦タイプの違いが見られたため、

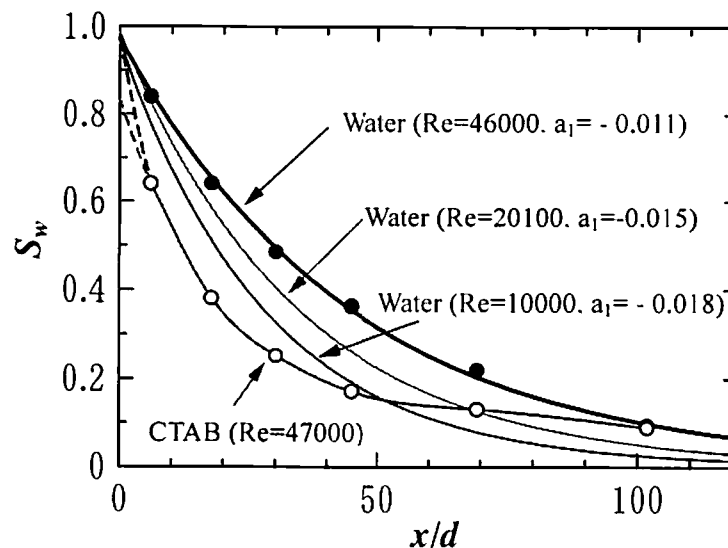


Fig.5.22 Decay of swirl intensity

さらに上流の管の入り口付近の断面について調査を試みた。しかしながら、図 5.21 に見られるように、最上流計測断面 ($x/d=6.0$) においても 500ppm CTAB 溶液の渦タイプは強制渦型であり、水のようなランキン渦型とは大きく異なる。このような違いは、CTAB 溶液のもつ粘弾性の影響によるものであると考えられる。水の場合、強制渦と自由渦の境にある V_θ のピーク値は下流にいくにつれて減少し、さらにそのピーク位置は下流にいくにつれて管軸側に寄る。それは管軸付近の V_x の減少が下流にいくにつれて小さくなり、強制渦のコア領域が狭くなっていくことと密接に関連している。500ppm CTAB 溶液の場合、下流にいくにつれて V_θ のピーク値および強制渦領域の $\partial V_\theta / \partial r$ は減少するが、 V_x の分布は上流から下流にかけてほとんど変化が見られない。

5.3.3.6 旋回強さの減衰

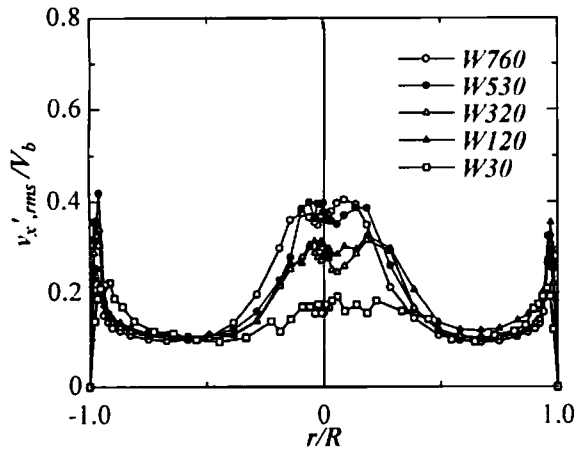
測定した速度分布により旋回強さの指標となるスワール数⁽¹⁴⁾ Sw を下記の式によって求めた。

$$Sw = \frac{\int_0^R \rho V_x(r) V_\theta(r) r \cdot 2\pi r dr}{R \int_0^R \rho V_x(r)^2 \cdot 2\pi r dr} = \frac{\int_0^R V_x(r) V_\theta(r) r^2 dr}{R \int_0^R V_x(r)^2 r dr} \quad \dots\dots (5.10)$$

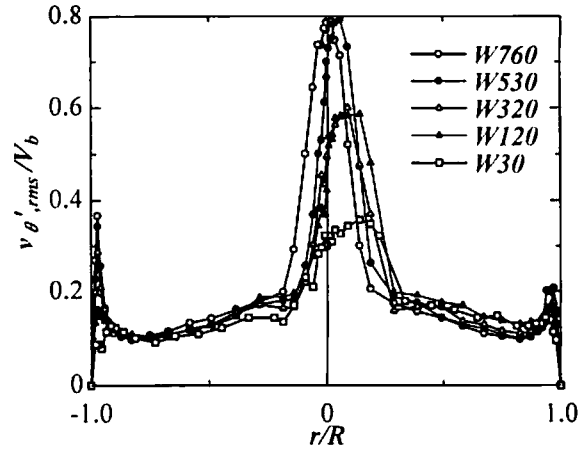
しかしながら、本研究で取り扱う旋回流場は軸対称ではないので、渦芯の偏りの影響を考慮し、平均的な旋回強さを得るために 90 度おきに 4 つの半径方向の V_x および V_θ の分布の平均により任意の断面の Sw 数を算出した。旋回強さの下流方向への変化は、次式に表す Sw 数の指数減衰則に従うことが知られている。

$$Sw = Sw_0 \exp\{2a_1(x - x_0)/d\} \quad \dots\dots (5.11)$$

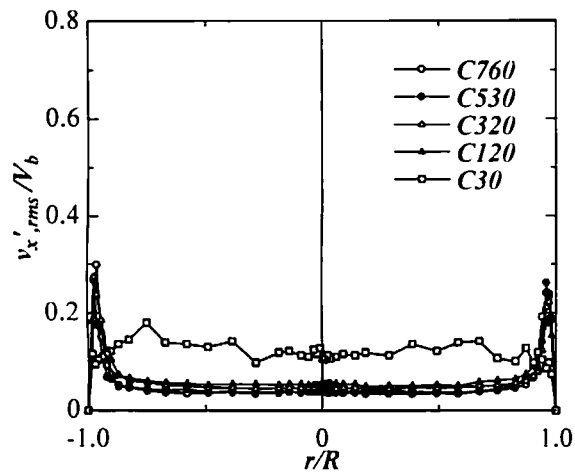
ここで、 a_1 は減衰係数、 Sw_0 は x_0 の断面における Sw 数である。本研究では、参照位置 x_0 を管の入口とする。図 5.22 に Sw 数の軸方向変化を示す。水の場合、(5.11) 式で表すように指数的に減



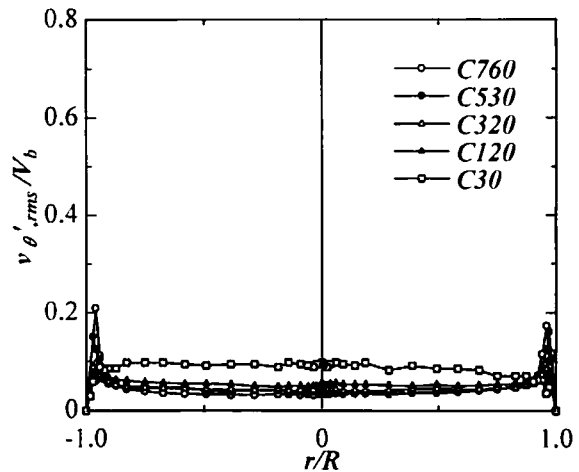
(a1) Turbulence intensity in axial velocity for water



(a2) Turbulence intensity in tangential velocity for water



(b1) Turbulence intensity in axial velocity for 500ppm CTAB



(b2) Turbulence intensity in tangential velocity for 500ppm CTAB

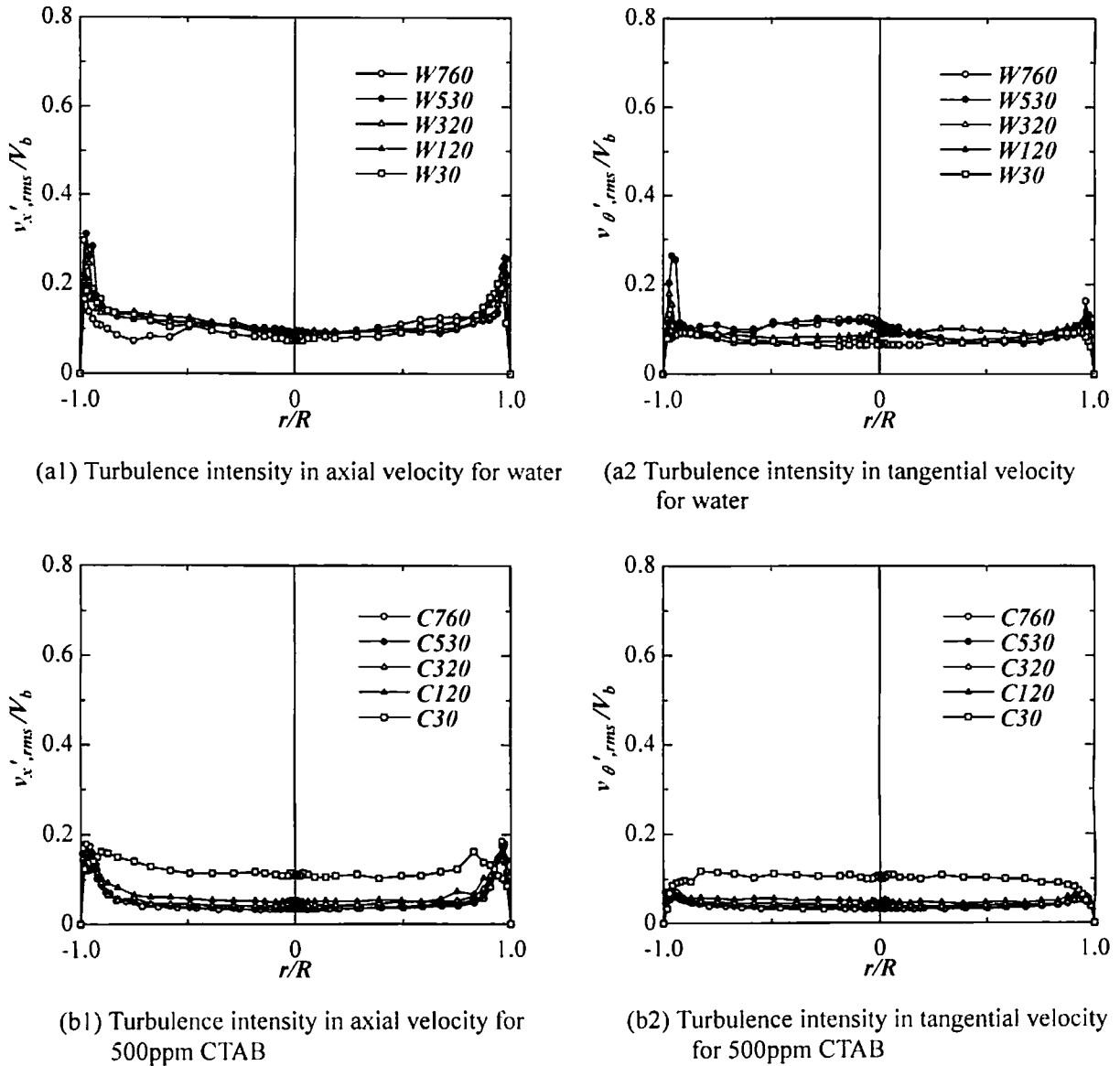
Fig.5.23 Profiles of turbulence intensities at upstream cross section ($x/d=44.8$)

衰していることがわかる。Re 数が低くなるにつれて減衰係数の負の値は大きくなり、上流側で急激に減衰することがわかる。しかしながら、500ppm CTAB 溶液の場合、Sw 数は指数的減衰則に従わず、上流側で $Re=10000$ の水の場合よりもさらに急速に減衰し、 $x/d > 44.8$ 以降の断面での減衰はかなり小さくなっている。これは、CTAB 溶液のもつ粘弾性により内向きの力が発生し、遠心力効果が抑制されたことが原因だと考えられる。従って、CTAB 溶液の場合、強制渦型かつ上流側で急速に旋回強さを減衰させることが、旋回流における抵抗低減効果をもたらすといえる。

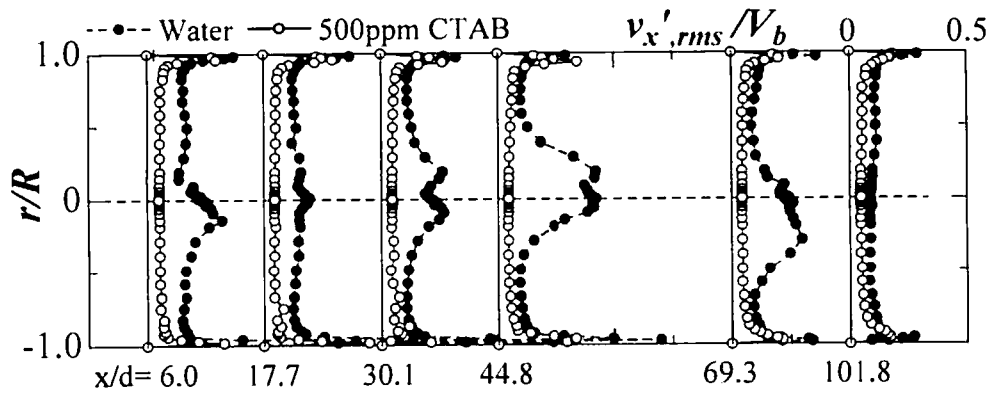
5.3.3.7 乱れ強さ

5.3.3.7a ヘッド差（バルク速度）の影響

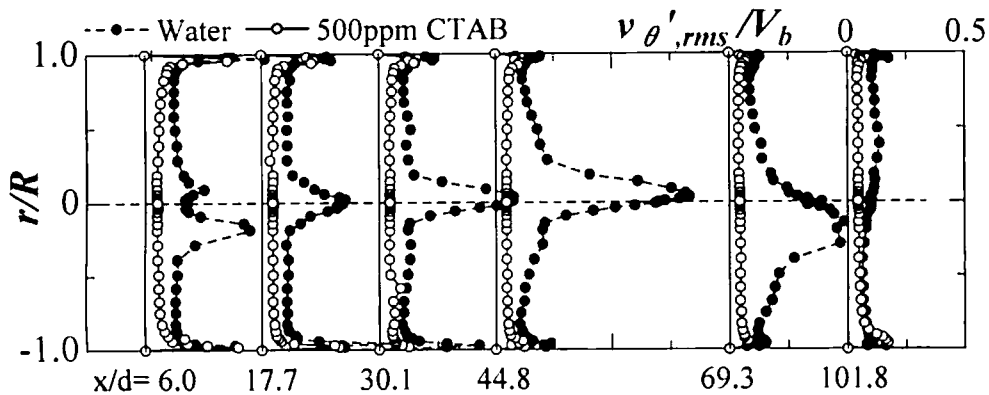
図 5.23 に上流断面($x/d=44.8$)における速度成分の rms 値をバルク速度で無次元化した値を示す。水の場合、軸方向速度の乱れはコア領域と壁側の領域で高く、ヘッド差 (Re 数) が大きいほど乱


 Fig.5.24 Profiles of turbulence intensity at downstream cross section ($x/d=101.8$)

れ強さも大きくなっていることがわかる (図 5.23 (a1) 参照)。また、コア領域には 2 つのピークがあり、ヘッド差が大きくなるにつれてその 2 つのピークは明瞭になっている。これらのピーク位置は $\partial v_\theta / \partial \xi$ の rms が最大となる位置に相当することが知られている。ここで、 ξ は旋回中心を原点とする座標系における半径方向の座標である。渦芯は振れ回るために 2 つのピークが現れていると考えられる。また、 v_θ の rms の場合もコア領域および壁側でヘッド差が大きいほど高くなっているが、 v_x の rms 分布に比べてピーク値は大きく、ピーク幅も狭く鋭くなっていることがわかる (図 5.23 (a2) 参照)。一方、500ppm CTAB 溶液の場合、C30 を除いて乱れ強さは水に比べて極めて小さく、速度分布でもコア領域が見られなかったことから、管軸付近のピークは見られず壁側のピークのみであることがわかる (図 5.23 (b1), (b2) 参照)。このような乱れの抑制についても



(a) Turbulence intensity in axial velocity



(b) Turbulence intensity in tangential velocity

Fig.5.24 Change in turbulence intensity profile along the pipe axis at $V_b \approx 0.95\text{m/s}$

CTAB 溶液のもつ粘弾性によるものだと考えられる。また、壁側のピークは Re 数の増加につれて高くなっているが、水の場合よりも低くなっていることがわかる。さらにコア領域がないために v_x と v_θ の乱れが同程度である。このような水と 500ppm CTAB 溶液の乱れ分布の違いは渦タイプによる影響が大きいことから、ほぼ強制渦タイプとなる下流断面 ($x/d=101.8$) での乱れ分布を図 5.24 にて比較する。下流断面での乱れの分布形状は水と 500ppm CTAB 溶液で同様になってきたが、乱れの大きさはやはり、500ppm CTAB 溶液の方が小さいことがわかる。よって、500ppm CTAB 溶液の乱れが小さいことは、速度分布が強制渦型であるだけでなく、粘弾性による乱れの抑制の影響も大きいといえる。

5.3.3.7b 乱れ強さの軸方向変化

図 5.24 にバルク速度 $V_b \approx 0.95\text{m/s}$ における乱れ強さの軸方向変化を示す。水の場合、コア領域の乱れが管入口から徐々に増加し、 $x/d=44.8$ の断面で最大となり、その後下流にかけて減少する。

上流から $x/d=44.8$ の断面になるにつれて、コア領域の減少とともに速度勾配が増加しているためであると考えられる。また、コア領域の乱れ強さの大きさは渦芯の振れ回りの影響も大きいことが予想できる。しかしながら、500ppm CTAB 溶液の場合、壁側を除いて上流から下流にかけて大きな変化はない。壁側では、下流に行くにしたがい、わずかではあるがピーク値が減少する傾向が見られる。これは、強制渦の V_θ のピーク値の減少と関係していると思われる。

5.4 結 言

界面活性剤溶液の旋回流について、濃度および流速を変化させた実験を行ったところ、次のようなことが明らかになった。

- (1) 界面活性剤による抵抗低減効果は旋回流の場合、まっすぐな流れの場合に比べて低下し、希薄な濃度ではその効果は得られない。
- (2) 矩形管内旋回流において、界面活性剤溶液の場合、水の場合に比べてコーナー部で大きな2次渦を形成し、旋回速度が減衰しやすくなっていると考えられる。
- (3) 高濃度の界面活性剤溶液の旋回流では、ニュートン流体のまっすぐな流れよりも抵抗が減少する。
- (4) 旋回流において抵抗低減効果が得られる場合、ある Re 数以上では高 Re 数ほど抵抗低減率は低下する。
- (5) 抵抗低減効果のある界面活性剤溶液の流れでは、ランキンの組み合わせ渦が形成されにくく、上流断面から強制渦型の速度分布である。
- (6) 高濃度界面活性剤溶液の流れは、案内羽根直後の管入口で旋回強さが急速に減衰することが抵抗低減効果の一因だと思われる。
- (7) 抵抗低減効果のある流れ場の乱れ強さは管断面全体にわたって小さい。

参考文献

- (1) Townsend, P., Walters, K., and Waterhouse, W. M., "Secondary Flows in Pipes of Square Cross-Section and the Measurement of the Second Normal Stress Difference," *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1(1946), 107-123..
- (2) 堀川明・森教安・三村宣治, "粘弾性流体の偏心二重円管内流れ," 日本機械学会論文集 (B編), Vol.47, No.422, pp.1971-1977, 1981.
- (3) 高見敏弘・須藤浩三・富田幸雄, "非ニュートン流体の曲がり管内流れ (第一報, べき乗則流体の数値解析)," 日本機械学会論文集 (B編), Vol.52, 1228-1242, 1986.
- (4) 杉山均・秋山光庸・小出葎文, "曲がり円管路内における非ニュートン流体の乱流構造解析," 日本機械学会論文集 (B編), Vol.65, pp.1505-1512, 1999.
- (5) 稲葉英男・春木直人・堀部明彦, "管内流動抵抗低減用界面活性剤を添加した低温水の曲がり幹部における流動抵抗低減効果と熱伝熱特性," 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 66, pp. 1818-1825, 2000.
- (6) 宗像瑞恵・松崎和愛・大庭英樹, "界面活性剤溶液の矩形管内旋回流れに関する研究," 日本機械学会流体工学部門講演論文集, No.00-14, p.169 and No.1005 in CD-ROM, 2000.
- (7) 鬼頭修己・鈴木義文, 機論, 51-471, B(1985), 3461-3362.
- (8) 松崎和愛・宗像瑞恵・大庭英樹, "矩形管内過渡旋回流れの渦振れ回り挙動," 可視化情報学会論文集, Vol.21, No.5, pp.79-85, 2001.
- (9) 富田幸雄, レオロジー, コロナ社, pp.206-211, 1975.
- (10) 芝田英治・宗像瑞恵・松崎和愛・大庭英樹, "界面活性剤溶液の円管内旋回流に関する研究 (LDV による流れ場の測定)," 日本機械学会九州支部講演論文集, Vol.018-2, pp.165-166, 2001.
- (11) 宗像瑞恵・芝田英治・松崎和愛・大庭英樹, "界面活性剤による管内旋回流の抵抗低減効果," 日本機械学会流体工学部門講演論文集, No.01-3, p.203 and G203 in CD-ROM, 2001.
- (12) Munekata, M., Shibata, E., Matsuzaki, M. and Ohba, H., "Experimental Study of Swirling Flow with Surfactant in a Pipe," *JSME International Journal, Series B*, Vol.45, No.1, pp.35-40, 2002.
- (13) Kitoh, O., "Experimental Study of Turbulent Swirling Flow in a Straight Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol.225, 445-479, 1991.
- (14) Yajnik, K. S. and Subbsish, M. V., "Experiments on Swirling Turbulent Flows. Part I. Similarity in Swirling Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol.60, part 4, pp.665-687, 1973.

第6章

結 論

高分子や界面活性剤を溶媒に添加して摩擦抵抗を減少させる抵抗低減流れについて、流体輸送システムの高効率化を前提に、抵抗低減メカニズムの解明に役立つ乱流構造の把握と抵抗低減効果の管内旋回流への適用に関する調査を目的とした研究を行った。その目的を遂行するために、計測に用いたレーザードップラー流速計 (LDV) の高精度乱流計測法に関する研究 (第2章)、実験および数値解析による抵抗低減溶液の乱流構造の調査 (第3および第4章)、および管内旋回流での抵抗低減効果やその流動特性の調査 (第5章) を試みた。以下にそれらの研究成果を総括する。

第2章では、LDV による高精度乱流計測法について、次の2点について検討を行った。一つ目は、平均速度の偏り補正法についてバックステップ後方流れにより調査した。LDV では混入したシーディング粒子の挙動を計測しており、測定体積を一定の時間内に通過する粒子の数は速度の速い粒子の方が多いため、乱れが大きいほどアンサンブル平均によって算出される平均速度は真の平均速度より速い方に偏る問題があった。そこで、広範囲な乱れ度の計測において、新たに提案する EIT 補正法と従来の補正法を比較検討した。その結果、Seeding 粒子の到着時間間隔の PDF (確率密度関数) が左右対称な形状になるのを目安に等時間間隔サンプリングを行う EIT 補正法は、速度の統計的偏りを減少させ、より真の値に近い平均速度を得ることができた。さらに、EIT 法ではその他の補正法に比べて、調査した範囲内ではどの乱れ度でも低いデータレートに対しても十分な補正効果が得られた。また、これまでに計測モードとして知られていた BC 法は、遅い粒子のカウント数を増やし、データレートを引き上げる効果があるため、速度の統計的偏りを減少させることが確認でき、補正法として乱流計測に有効であることがわかった。二つ目は、乱流構造を知る上で必要なレイノルズ応力を LDV により高精度に計測するために、レイノルズ応力の分布が既知な円管内流れの速度変動を計測し、レイノルズ応力算出法について検討した後、その方法の噴流への適用を試みた。所有の2カラー4ビーム方式の LDV では二次元の各速度成分を独立に計測しているため、2成分の速度変動の積として表されるレイノルズ応力を算出するには2成分の同時刻のデータが必要となる。しかしながら、実際には検出のタイミングに差が生じ、時には片側の成分のみしか検出しない場合さえある。そこで、同時データとみなせるタイミングのズレ時間の許容幅 (同期条件の時間 CT) およびデータの再抽出の方法を変えたところ、高精度なレイノルズ応力を得るには、同期データの等時間間隔サンプリング法 (CT+ET_C法) が最適であり、同

期データレートが低い場合やCTが長すぎるような場合には効果的であることがわかった。また、CTの長さを1つの速度の演算に必要な信号の長さの範囲内に設定し、流れ場に対して十分な同期データレート DR_c が得られれば、CT法のみでも精度の高いレイノルズ応力が得られた。ただし、高精度な高次の統計量を得るには、 3σ カット処理を施すことも明らかになった。

第3章では、添加剤による抵抗低減効果のメカニズムの解明に重要な乱流構造について、第2章で得られたLDVでの高精度乱流計測法に基づき、LDVにより高分子や界面活性剤を添加した円管内乱流の流れを計測し、レイノルズ応力を構成する組織構造について調査した。4象限分類法のみによる時間平均的な各象限挙動のレイノルズ応力への寄与率が、抵抗低減溶液の場合、どの象限も水の場合よりも高くなり、さらに条件付アンサンブル平均によって非定常な運動の特徴を抽出する必要性が現れた。そこで、それらの手法を施した結果、壁近傍で生じるイジェクションやスウィープの強度は抑制され、壁近傍でのイジェクションやスウィープの時間平均振幅の減少および両インターアクションの平均振幅の増加によりレイノルズ応力の低下を引き起こし、抵抗低減効果を得ていることがわかった。また、50%程度の抵抗低減率をもつ流れ場では、第1象限の運動（外向きインターアクション）の生じる確率が上昇し、第2象限の運動（イジェクション）の生じる確率が低下することが特徴的で、さらに高い抵抗低減率をもつ流れ場では、どの象限の確率も同程度となった。本研究での界面活性剤溶液のように高い抵抗低減率を示す溶液では、ニュートン流体に見られるような組織構造（コヒーレント構造）はほとんど存在せず、ランダムに混ざり合う流れ場が形成されていることが特徴的であった。さらに、混合長モデルを利用して得られた抵抗低減溶液のレイノルズ応力と渦の伸張との関係について調べたところ、抵抗低減溶液の渦の伸張は小さいことが明らかになり、それらの溶液のもつ粘弾性力によって抑制されていると考えられる。

第4章では、数値解析によって抵抗低減流れの乱流構造について調べるために、粘弾性流体の平行平板間乱流の解析を行った。粘弾性モデルにはFENE-P (Finitely extensible non-linear elastic-Peterlin) モデルを適用した。実用的な流れ場での適用を想定し、高レイノルズ数での解析をDNSに比べて安定に、かつ比較的少ない格子数で可能にするために、ラージ・エディ・シミュレーション (LES) を導入した。摩擦レイノルズ数が180および395での計算を試みたところ、速度勾配の増加やyやz方向への乱れ強さの減少など、実験結果と同様な現象が再現でき、LESによる解析の有効性を示すことができた。すなわち、今後さらなる高レイノルズ数での解析を可能とする有効な解析法であることを示した。また、高分子の伸張の度合いを表すモデルの構造テンソルのトレースを解析した結果、壁側での流れ方向の分子の伸張は、他の方向に比べて顕著であり、このことが抵抗低減に大きく寄与していることが考えられる。粘弾性流体の流れのストリーク構造については、ニュートン流体に比べて長さは長く、間隔は広がっていることが確認でき、流れ方向の速度が速いとき ($u' > 0$) に分子が伸張していることがわかった。さらに、ニュートン流体においても粘弾性流体においてもコロケート格子による解析とスタガード格子による解析は同様

な結果が得られ、今後、コロケート格子を用いることによって複雑形状流れ場についても解析可能であることを示した。

第5章では、添加剤に界面活性剤を用いた場合の管内旋回流に関して、抵抗低減効果と流れ場の特性について調査した。矩形管や円管内の旋回流を対象とし、界面活性剤の濃度や流れ場の速度を変化させたところ、低い濃度では抵抗低減効果が得られないことやまっすぐな流れ場に比べて抵抗低減効果が小さいことが明らかになった。しかし、高濃度（本研究では 250ppm 以上）の界面活性剤溶液の旋回流では、ニュートン流体の旋回無しの場合よりも抵抗が減少することがわかった。また、旋回流において抵抗低減効果が得られる場合、ある Re 数以上では高 Re 数ほど抵抗低減率は低下した。抵抗低減効果の得られる濃度で LDV による流れ場の計測を試みた結果、ニュートン流体の旋回流とは上流側での渦タイプが異なり、抵抗低減効果のある旋回流ではランキンの組み合わせ渦が形成されにくく、上流断面から強制渦型の速度分布であり、上流側で急速に旋回強さが減衰していることが抵抗低減効果の一因であるといえる。また、これらの特徴は界面活性剤のもつ粘弾性により遠心力が抑制されたことに起因していると考えられる。抵抗低減効果のある流れ場の乱れ強さは管断面全体にわたって小さいことも粘弾性による乱れの抑制が原因として考えられ、抵抗低減に寄与しているものと考えられる。さらに、矩形管内旋回流においては、界面活性剤溶液の場合、水の場合に比べてコーナー部で大きな2次渦を形成するため、その2次渦との干渉により旋回速度が減衰しやすくなっていると考えられる。

以上のように、本研究では LDV による高精度計測法を含め、添加剤による抵抗低減流れ、いわゆる粘弾性をもつ非ニュートン流体の流れの乱流構造や旋回流場での流動特性等について論じた。これらの成果は、粘弾性流体の構成方程式の構築に役立ち、抵抗低減メカニズムの解明に貢献し、旋回流場の存在するシステムの高効率化に大いに活用されることが期待できる。また、LDV による高精度乱流計測技術は今後あらゆる流れ場で適用できると思われる。

主な記号

c_{ij}	構造テンソル ($i,j=1,2,3,4$)	[—]
C	合成速度($=\sqrt{V_x^2 + V_r^2 + V_z^2}$)	[m/s]
C_p	圧力係数	[—]
d	直径	[m]
D_{ij}	ひずみ速度テンソル ($i,j=1,2,3,4$)	[—]
DR	抵抗低減率	[%]
DR_c	同期データレート	[1/s]
DR_l	2方向のうちの低い方のデータレート	[1/s]
F	平坦度 (尖り度)	[—]
g	重力加速度	[m ² /s]
h	損失ヘッド ($=\lambda L/d \cdot V_b^2/2$)	[m]
H	入口と出口のタンクの水位のヘッド差	[mm]
H	ハイパボリック・ホールの係数($= u'v' /(u'_{rms} \cdot v'_{rms})$)	[—]
l_Q	第 Q 象限の間欠係数($Q=1,2,3,4$)	[—]
K	ボルツマン定数	[J/K]
L	管の長さ	[m]
P	壁面圧力	[Pa]
P_Q	第 Q 象限の確率 ($Q=1,2,3,4$)	[—]
P_s	静圧	[Pa]
P_T	全圧	[Pa]
$\langle P_T \rangle$	断面平均全圧	[Pa]
P_{ref}	参照圧力	[Pa]
P_w	壁面静圧	[Pa]
Q	接合ベクトル	[Pa]
Q_l	乱流応力	[Pa]
r	円管中心から半径方向の距離	[m]
R	半径	[m]
Re	レイノルズ数 ($=V_b d/\nu$)	[—]
Re_τ	摩擦レイノルズ数 ($=u_\tau \delta/\nu$)	[—]
S	ひずみ度	[—]
Sw	スワール数	[—]
t	時間	[s]
T	絶対温度	[K]

主な記号

T	統計時間	[s]
TI	乱れ度	[%]
u	軸方向速度成分 ($=U + u'$)	[m/s]
u'	軸方向速度変動成分	[m/s]
u'_{rms}	軸方向速度変動成分の rms	[m/s]
u_s, u_t	摩擦速度	[m/s]
U	軸方向の時間平均速度	[m/s]
U_c	補正後の軸方向速度	[m/s]
U_r	補正前の軸方向速度	[m/s]
v	半径方向速度成分 ($=V + v'$)	[m/s]
v'	半径方向速度変動成分	[m/s]
v'_{rms}	半径方向速度変動成分の rms	[m/s]
V	半径方向の時間平均速度	[m/s]
V_x	x 方向 (軸方向) の時間平均速度	[m/s]
V_r	r 方向 (半径方向) の時間平均速度	[m/s]
V_θ	θ 方向 (周方向) の時間平均速度	[m/s]
V_b	バルク速度	[m/s]
VDR	有効データレート	[1/s]
V_{in}	流入口断面平均速度 (矩形管内旋回流)	[m/s]
w	w 方向距離	[m]
x	x 方向距離	[m]
y	y 方向距離	[m]
z	z 方向距離	[m]
β	ゼロせん断粘度 η_0 と溶媒の粘度 η_s の比	[-]
δ	チャンネル半幅	[m]
δ_{ij}	クロネッカーのデルタ	[-]
η	粘性係数	[Pa·s]
η_0	ゼロせん断粘度	[Pa·s]
η_s	溶媒の粘度	[Pa·s]
λ	管摩擦係数	[-]
ν	動粘性係数	[m ² /s]
π	円周率	[-]
ρ	密度	[kg/m ³]
σ	標準偏差	
τ_{ij}	応力テンソル	[N]
Ω_z	z 方向の渦度	[1/s]

添え字

- $+$ 粘性長さにより規格化した距離の無次元量を表す. または
摩擦速度で規格化した速度の無次元量を表す.
- $—$ 時間平均量を表す.
- $\langle \quad \rangle$ 条件付アンサンブル平均を表す.
- $Q1$ 第 1 象限 (Q1) であるという条件を課すことを意味する.
- rms rms を表す.

謝 辞

研究の構想から論文集約の最終段階に至るまで、適切なご指導ご鞭撻を限りなく賜りました大庭英樹教授（熊本大学工学部）に心より感謝申し上げます。まわりも見えず未熟者ゆえ、おかけした苦労は耐えがたいものであったこととお察しいたします。何よりも楽しく研究させてくださったことに深くお礼申し上げます。

また、井村英昭教授（熊本大学工学部）、佐田富道雄教授（熊本大学工学部）、平山忠一教授（熊本大学工学部）につきましても丁寧にご指導していただき、誠にありがとうございます。有意義なアドバイスを数多くいただき、今後の研究にも生かしていきたいと思っております。

同研究室所属の松崎和愛助手（熊本大学工学部）にも先輩として同僚として、惜しみなくサポートしていただき、深く感謝しております。また、実験装置の製作等におきましては、宮田政信技官（熊本大学工学部）に大変お世話になり、誠にありがとうございました。

これまでに研究をともに頑張ってくれた卒業生を含む流体機械工学研究室の皆さんにも振り返れば振り返るほど感謝の気持ちでいっぱいです。私一人ではとても成し遂げることはできませんでした。暑い時も寒い時もつらい時も頑張ってくれて本当にありがとうございました。皆さんの今後の活躍を期待しております。

そして、熊本大学の助手として勤務しながら、社会人ドクターとして同大学自然科学研究科博士後期課程への在学を理解していただき、修了までご支援くださった関係学部・学科の皆様にも心よりお礼申し上げます。在学中、学会発表や海外研修など数多くの機会を与えてくださったお陰で、さらなる刺激を得て研究に対する向上心を高めることができました。アメリカ合衆国・イリノイ大学への約1ヶ月の海外研修につきましては、西田鉄工株式会社から援助していただき、充実した研修生活を送ることができました。また、イリノイ大学でお世話になった Tom J. Hanratty 教授をはじめとする研究室関係の皆様にも心から感謝の意を表します。さらに、井上雅彦教授（九州大学大学院）をはじめとする流体工学セミナー参加者の皆様そして日本機械学会・流体の抵抗低減効果に関する分科会の委員の皆様にも、いつも研究に対して貴重なご助言をいただき、誠にありがとうございました。

また、本研究の遂行を援助していただいた原田記念財団（西島製作所株式会社）ならびに東京エレクトロン九州株式会社に対しまして、厚くお礼申し上げます。

まだまだ感謝の意を付記したい方は数多くいらっしゃいますが、割愛させていただきます。最後に、いつも暖かく見守ってくれた故郷の両親へ心から感謝の気持ちを表して結びといたします。

平成14年2月

宗像 瑞恵