

非定常流れ解析による円筒型サイクロンセパレータの
粒子分離メカニズムの解明

秋山 修

目次

第1章 序論

1.1 研究の背景.	1
1.2 サイクロンに關する先行研究.	2
1.3 旋回流れに關する先行研究.	4
1.4 本研究の目的.	4
1.5 本論文の構成.	5
1.6 参考文献.	7

第2章 流体解析手法と解析精度の検証

2.1 流体解析手法.	9
2.2 高効率 Stairmand 型サイクロンによる検証.	11
2.2.1 解析条件.	11
2.2.2 速度分布の解析結果の検証.	13
2.2.3 すりこぎ運動の解析精度の検証.	17
2.3 円筒型サイクロンによる検証.	18
2.3.1 円筒型サイクロンの解析条件	18
2.3.2 円筒型サイクロン内流れの PIV 計測.	23
2.3.3 速度分布の解析精度の検証.	28
2.4 第2章のまとめ.	37
2.5 参考文献.	37

第3章 粒子追跡手法と解析精度の検証

3.1 粒子追跡の解析手法.	39
3.2 円筒型サイクロンの分離性能実験.	42
3.3 粒子追跡の解析精度の検証.	46
3.4 第3章のまとめ.	49
3.5 参考文献.	50

第4章 円筒型サイクロンの流れ構造

4.1 理想的な流れ構造モデルの導入.	51
4.2 質量流量の移動.	54
4.3 角運動量の減少.	56
4.4 サイクロン内の主要な渦構造.	59
4.5 縦渦の運動.	59
4.6 らせん渦.	62
4.7 微細渦.	63
4.8 サイクロン形状が渦構造に与える影響.	63
4.9 壁面近傍の渦構造.	64
4.10 第4章のまとめ.	67

第5章 円筒型サイクロンにおける粒子挙動

5.1 平均流れ場における粒子経路.	69
5.1.1 理想的な流れ構造における粒子経路.	69
5.1.2 実用的なサイクロンにおける粒子経路.	71
5.2 非定常流れ場における粒子経路.	73
5.2.1 理想的な流れ構造における粒子経路.	73
5.2.2 実用的なサイクロンにおける粒子経路.	75
5.3 縦渦に追従する粒子挙動.	78
5.4 円筒型サイクロンの捕集特性.	81
5.5 渦運動を制御したサイクロン.	87
5.6 第5章のまとめ.	91

第6章 結言

6.1 本研究のまとめ.	93
6.2 今後の課題.	95

謝辞.	97
-------------	----

第 1 章 序論

1.1 研究の背景

1885 年にアメリカの John M. Finch により発明された(図 1.1)サイクロンセパレータは、円筒内部に旋回流れを発生させ、搬送する流体と粒子の密度差により粒子を遠心分離する単純な構成のため広範囲な分野で利用されている。サイクロンは粒子の分級や異物の除去、ミスト粒子の回収などに幅広く採用されており(表 1.1 に適用例をまとめる)、粉体プラントにおいては必要不可欠な要素である。粒子の捕集効率はそのまま製品の歩留まりとなるため、工場の損失費用削減に直接貢献する重要な要素である。そのような理由から、送風機などの設備投資が最大限に効果を生む構成を検討するための予測手法の提案が望まれていた。近年では、掃除機に代表される小型のサイクロンも多く存在するが、低騒音でグリーンな機種開発に向けて家電各社は尽力している。本件の検討のきっかけとなった DC12 という家庭用掃除機(図 1.2: 2004 年ダイソン社発売)は、その騒音レベルの大きさにもかかわらず、吸引力が落ちないというキャッチコピーに訴求力があり、日本でも関心を集めダイソン社のシェアを大きく伸ばした。バルクレイノルズ数 Re で $10^4 \sim 10^5$ となる産業界で利用されるガスサイクロンは、そのシンプルな構成に反して複雑な渦構造が生成される。実機における流速の計測は困難が多く、非定常な渦運動は完全に解明されていない。一方、数値解析に関しても非定常乱流を適切に予測し、粒子の分離性能を高精度に見積もる予測手法は確立されておらず、本件で示すような提案が望まれていた。サイクロンセパレータの粒子を分離するメカニズムに関して、明確な答えを示した文献は筆者の知る限り報告されておらず、本研究が産業界に与える影響は大きいと考える。

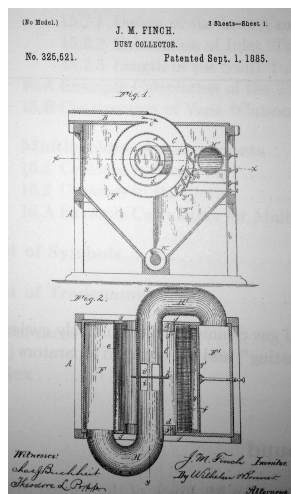


Figure.1.1 The first cyclone patent



Figure.1.2 DC12 (Dyson)

Table 1.1 Industrial applications of cyclones

Hydro cyclone

研磨材のリサイクル	製鉄ダストの分級(鉄と亜鉛の分離)
ダイヤモンド・ジルコニアの分級	炭酸カルシウムの分級
金属粉分級 (鉄・銅・アルミ・ニッケル・チタン等)	ガラス・シリカ・セラミックの分級
貴金属回収 (金・銀)	パルプ中の軽量異物の除去
顔料の分級	古紙パルプ中の軽量異物除去・脱墨
コーンスターチ・グルテン分離	排煙脱硫装置石膏法の石膏の分級
馬鈴薯澱粉濃縮	研磨材の中粒粉の分級
アミノ酸結晶分級	工作機械切削液の浄化

Gas cyclone

圧縮空気や蒸気の除湿	顆粒状農薬・調味料の微粉除去
レンズ・フィルム・医療・電線被覆用プラス	米・麦・豆・そば等の穀物の異物分離
チックペレットのフロス (ファイントリーマ,	掃除機
スネークスキン) 除去	粉体の搬送

1.2 サイクロンに関連する先行研究

サイクロンに関する研究は、流れ場の計測や幾何形状に関する考察⁽¹⁾⁽²⁾が大多数である。出口管 (vortex finder) や入口部の幾何形状⁽³⁾, 円筒部における軸長の効果⁽⁴⁾, らせん渦 (vortex rope) の壁面付着による不安定な現象⁽⁵⁾などの報告⁽⁶⁾⁽⁷⁾があり, 現在では分離性能を数値解析で予測できる段階になりつつある。製品開発においては, サイクロンの強い旋回

流に搬送される粒子の運動を精度良く予測することが、分離性能の向上や開発期間の短縮に繋がるため、高精度で高速な数値解析手法の確立が期待されている。

1990 年代以降、サイクロンの数値解析に関する研究が多く報告されている。 $k-\varepsilon$ モデルなどの渦粘性モデルでは回転運動を剛体回転的に予測するため⁽⁸⁾⁽⁹⁾、ランキン渦の速度分布となるサイクロンの旋回流れを再現することは困難である。平均的な流れ場の再現にはレイノルズ応力モデルか Large Eddy Simulation (LES)⁽¹⁰⁾の適用が必要であり、流れの非定常性まで再現するには LES の適用が必要とされている。Derksen らは、標準スマゴリンスキーモデルを用いた LES の基礎方程式を格子ボルツマン法で離散化し⁽¹¹⁾、らせん渦(vortex rope, 文献 (11) では vortex core とよばれる)のすりこぎ運動を再現している。入り口部が軸方向に長大なスワールチューブ内の流れに対しても同手法を適用し⁽¹²⁾、出口管との接合部における渦崩壊を実験結果⁽¹³⁾と比較して手法の有効性を示した。さらに Derksen らは、高効率 Stairmand 型サイクロン(以下, Stairmand サイクロン)において、時間平均流速分布により上記の手法の解析精度を検証した上で、粒子の濃度が希薄な系を対象として 1 方向弱連成の粒子追跡を行い、分離性能を予測している⁽¹⁴⁾。この論文では、長期間の流れ場を粒子追跡の入力データとして利用する従来手法の計算コストを削減すべく、ある瞬時の流れ場のみを利用する手法と一定期間の流れ場を周期的に利用する手法を従来手法と比較することで、予測精度に与える影響が議論されている。Derksen による最新の報告では、粒子体積率が 0.2 と濃厚な系を対象として、双方向連成解析を実施している⁽¹⁵⁾。粒子運動の影響を強く受ける流れ場を定性的に捉えており、粒子の密度が濃厚な系においても解析手法が有効であることを示した。Gronald らはガスサイクロンにおいて旋回流れの中心にあるらせん渦がすりこぎ運動をする現象を、有限体積法と格子ボルツマン法の LES 解析によって再現した⁽¹⁶⁾。いずれの解析手法でも、すりこぎ運動の回転周波数が obemair らの文献値⁽¹⁷⁾とよく一致する解析精度を有しているが、その他の渦構造やらせん渦が粒子挙動に影響を与えるかについては言及されていない。本研究ではすりこぎ運動の再現に留まらず、サイクロン内部でどのような渦構造が存在し、また、どのような渦運動で粒子を搬送するかを明確にしている。Shalaby らは、有限体積法の LES コードと一方向の粒子追跡により、ガスサイクロンにおける粒子挙動を調べた⁽¹⁸⁾。遠心力で外側に移動し底部で捕集される経路、旋回流れに追随して排出される経路、そして、下降途中に内向きに移動し排出される経路を示している。どのような理由で粒子が内向きに移動したのか言及は無く、捕集性能曲線が定性的に捉えられたことを主張しているが、本研究では、粒子がどのような渦運動で内向きに移動したかを説明した上で、捕集性能曲線に及ぼす影響を議論している。

1.3 旋回流に関する先行研究

強い旋回流への数値解析の適用に関して多くの知見が報告されている。藤本らは、ブラフボディバーナで発生する噴流について、3次元的に複雑にねじれた縦渦の構造を可視化している。旋回成分と軸方向成分の噴流速度により、再循環領域の形成条件や渦構造が異なることを明らかにした⁽¹⁹⁾。山西らは、ロケットエンジンにおいて、インデューサ上流の逆流渦が流量の減少に伴い上流に伸びる性質や、渦のねじれた形状を捉え、渦運動の性質を解明している⁽²⁰⁾。郭らは、キャビテーションをともなう水車のドラフトチューブ内の流れにおいて、らせん渦の挙動を議論している⁽²¹⁾。いずれも、乱流モデルはLESを用いており、旋回流中の3次元的な渦構造を可視化して現象を解明している。

旋回流中の粒子追跡に関しては、Parkらが粒子を伴う旋回噴流に対してDirect Numerical Simulation (DNS) と粒子追跡の双方向連成を適用し、旋回噴流中の粒子が噴流の発達を遅らせるように働くことを明らかにしている⁽²²⁾。道岡らは、単一円管ノズルからの旋回噴流を対象として、LES (Dynamic Smagorinsky モデル)を適用した。ここでは、旋回流中の渦運動のスケールが粒子の拡散挙動に及ぼす影響を粒径や旋回強度を変えて詳細に検討した⁽²³⁾。

1.4 本研究の目的

計算機の高性能化にともない、前述のような詳細な渦運動を解像する流体解析が実現している。しかしながら、サイクロン内の流れの詳細な渦構造や、非定常な渦運動が粒子運動に与える影響については報告されていない。粒子に作用する遠心力が主な分離メカニズムであることに疑いの余地はないが、たとえば、ある直径の粒子の90%を分離可能な場合に、同じ直径(質量)の粒子であるにもかかわらず10%の粒子を分離できない理由は明らかになっていない。図1.3にはサイクロンの捕集性能を示す曲線の典型例を示す。図中の d_{90} に相当する粒子直径がこの議論に相当する。遠心分離のみで分離性能が決まるのであれば捕集効率は $\eta=1.0$ か 0.0 になるが、筆者の調査した範囲では何故S字曲線になるのかという議論すらされていない。この分離メカニズムを詳細に解明できれば、サイクロンのさらなる高性能化が期待できる。このような動機から本論文では、円筒型サイクロンを対象とした詳細なLES解析を行い、解析精度を検証した上で、非定常な流れ構造を明らかにする。次に、LESにより計算された瞬時の流れ場を入力条件として粒子追跡を行い、渦運動の影響を受ける粒子の分離メカニズムを明らかにする。

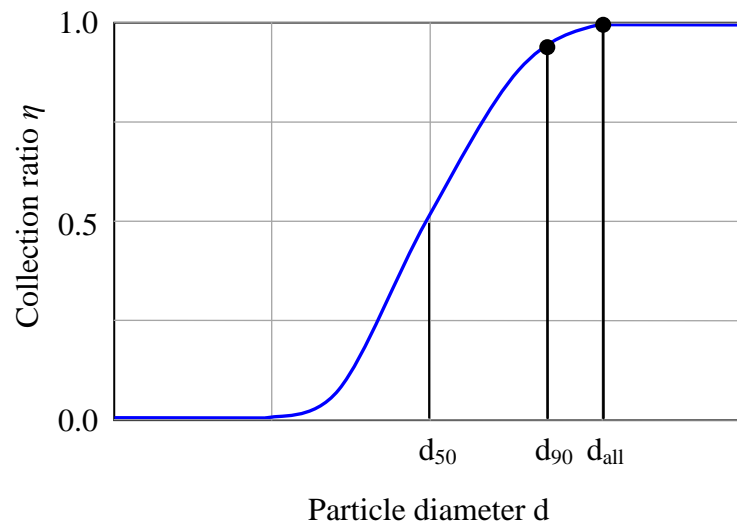


Figure.1.3 Sketch of a typical s-shaped grade-efficiency curve

1.5 本論文の構成

第2章では本研究で用いたサイクロンの流体解析手法とその解析精度について述べている。精度の検証はベンチマークによく使われる Stairmand サイクロンを対象として、平均流れ場を文献値と比較している。さらに、サイクロンの流れ場において特徴的ならせん渦のすりこぎ運動が本手法で用いた LES 解析で再現できることも検証している。また、本論文で対象とする円筒型サイクロンについては、直径や軸長が異なる2つの円筒型サイクロンの内部流れをステレオ PIV によって計測した結果と比較している。平均流れ場や速度変動の解析結果が実験結果と良く一致することから、第4章に続く流体解析は十分な解析精度を有することが保証される。

第3章では本研究で適用したサイクロンの粒子追跡手法とその解析精度について述べている。本件で対象としたケース(流れのバルクレイノルズ数 $Re=10^4$, $5\sim 20\mu\text{m}$ 程度の粒子直径)については、流体中の粒子に作用する力には Stokes Drag と重力のみを考慮して、また、粒子濃度は十分希薄であると仮定して運動方程式を導いている。検証には第2章で流れ場の計測手法を説明した内径や軸長が異なる2つの円筒型サイクロンを供試体として用いた。およそ球体とみなせる数ミクロンのシリコン粒子3種について、解析結果は精度よく捕集効率 η を予測している。

第4章では、第2章で解析精度が検証された LES 解析手法を用いて、バルクな流れ構造や詳細な渦構造について議論している。これまでの研究で議論されることがなかったサイクロン内部の質量流量の移動を調べており、どの程度が底部まで到達するか定量的に示し

ている。さらに、角運動量がサイクロンの底部に向かい減少する原因を明らかにしている。これらのバルクな流れ構造を理解した上で渦運動の詳細を調べた。中央のらせん渦の周りを旋回しながら出口管に移動する長細い縦渦が存在し、円筒の内壁面近傍に達している様子をサイクロンの研究史で始めて示している。この縦渦の運動は内壁面のストリークの運動よりも強く、従って、壁面近傍の粒子を内向きにも強い力で搬送することを説明する。

第5章では、第3章で解析精度が検証された粒子追跡手法を用いて、円筒型サイクロンにおける粒子の分離メカニズムについて言及している。縦渦と粒子の挙動を同時に可視化することで、縦渦により円筒内壁面の近傍から内向きに搬送される粒子の経路を示している。また、排出される粒子の大部分が出口管に近い縦渦に補足された経路であり、円筒型サイクロンの分離メカニズムは遠心力と縦渦で説明されることを示している。

第6章では、本論文の結果をまとめている。

1.6 参考文献

- (1) Alexander, R., McK., “Fundamentals of Cyclone Design and Operation”, Proceedings of the Australasian Institute of Mining and Metallurgy, Vol. 152-3 (1949), pp. 203-228.
- (2) Ter Linden, A.J., “Investigations into Cyclone Dust Collectors”, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Vol. 160 (1949), pp. 233-251.
- (3) Hoffmann, A.C., de Groot, M., Peng, W., Dries, H.W.A. and Kater, J., “Advantages and risks in increasing cyclone separator length”, *AIChE journal*, vol. 47 (2001), pp. 2452–2460.
- (4) Heumann, W.L., “Cyclone Separators: a family affair”, *Journal of Chemical Engineering* Vol. 98 (1991), pp. 118–123.
- (5) Peng, W., Hoffmann, A.C., Dries, H.W.A., Regelink, M.A. and Stein, L.E., “Experimental study of the vortex end in centrifugal separators: The nature of the vortex end”, *Chemical Engineering Science*, Vol.60 (2005), pp. 6919–6928.
- (6) Cortés, C., and Gil, A., “Modeling the Gas and Particle Flow inside Cyclone Separators”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 33 (2007), pp. 409-452.
- (7) Hoffmann, A.C., Stein, L.E., *Gas Cyclones and Swirl Tubes* (2008), Springer.
- (8) Boysan, F., Ayers, WH and Swithenbank, J., “A fundamental mathematical modeling approach to cyclone design”, *Transaction of IChem E*, Vol. 60 (1982), pp. 222-230.
- (9) Davidson, M.R., “Numerical calculations of flow in a hydrocyclone operating without an air core”, *Applied Mathematical Modeling*, Vol. 12 (1988), pp. 119-128.
- (10) Slack, M.D., Prasad, R.O., Bakker, A. and Boysan, F., “Advances in Cyclone Modeling using Unstructured Grids”, *Transaction of IChemE*, Vol. 78 (2000), pp. 1098-1104.
- (11) Derksen, J.J., and Van den Akker, H.E.A., “Simulation of Vortex Core Precession in a Reverse Flow Cyclone”, *AIChE Journal*, Vol. 46, No.7 (2000), pp. 1317-1330.
- (12) Derksen, J.J., “Simulations of Confined Turbulent Vortex Flow”, *Computers & Fluids*, Vol. 34 (2005), pp. 301-318.
- (13) Escudier, M.P., Bornstein, J. and Zehnder, N., “Observations and LDA Measurements of Confined Turbulent Vortex Flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 98, Issue 1 (1980), pp. 49-63.
- (14) Derksen, J.J., “Separation Performance Predictions of a Stairmand High-Efficiency Cyclone”, *AIChE Journal*, Vol. 49, No. 6 (2003), pp. 1359-1371.
- (15) Derksen, J.J., van den Akker, H.E.A and Sundaresan, S., “Two-Way Coupled Large-Eddy Simulations of the Gas-Solid Flow in Cyclone Separators”, *AIChE Journal*, Vol. 54, No. 4 (2008), pp. 872-885.
- (16) Gronald, G., and Derksen, J.,J., “Simulating turbulent swirling flow in a gas cyclone: A comparisons of various modeling approaches”, *Powder Thechnology*, 205(2011),pp.160-171.
- (17) Obermair, S., Woissetschlager, J. and Staudinger, G., “Investigation of the flow pattern in different dust outlet geometries of a gas cyclone by laser Doppler anemometry”, *Powder Technology*. 138 (2003), pp. 239-251.
- (18) Shalaby, H., Wozniak, K. and Wozniak, G., “Numerical calculation of particle-laden cyclone separator

- flow using LES”, *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, Vol.2, No.4(2008), pp382-392.
- (19) Fujimoto, Y. and Yamasaki, N., “Large Eddy Simulation of Swirling Jet in a Bluff-Boddy Burner”, *JSME international journal*, series B, Vol. 49, No.4 (2006), pp. 1125-1132.
- (20) Yamanishi, N., Fukao,S., Qiao, X., Kato, C. and Tsujimoto, Y., “LES Simulation of Backflow Vortex Structure at the Inlet of an Inducer”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129 (2007), pp. 587-594.
- (21) Guo, Y., Kato, C. and Miyagawa, K., “Large-eddy Simulation of Non-Cavitating and Cavitating Flows in an Elbow Draft Tube”, *Proceedings of the 23rd IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems* (2006), No. 195.
- (22) Park, T,W., Katta, V,R. and Aggarwal, S., K., ”On The Dynamics of a Two-Phase, Non evaporating Swirling Jet”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 24, No.2 (1998), pp.295-317.
- (23) Michioka, T. and Kurose, R., “Large-Eddy Simulation of Particle Diffusion in a Particle-laden Swirling Jet”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.3 (2008), No.5, pp.610-621.

第2章 流体解析手法と解析精度の検証

流体解析には加藤らによって開発された LES コード FrontFlow/blue (FFB)⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾を用いた。まず、流体解析手法の詳細を記した上で、ベンチマークでよく使われる Stairmand サイクロンを対象として、文献に記された実験値と比較する。それに加えて、本研究の対象である円筒型サイクロンを対象として、ステレオ PIV で得た実験値と解析結果を比較し、LES コードの解析精度について議論をする。

2.1 流体解析手法

FFB は Navier-Stokes 方程式を、時間、空間において 2 次の精度を有する有限要素法により離散化した陰解法の流体解析コードである。圧力解法には Fractional Step 法を適用し、運動方程式は Crank-Nicolson 法により陰的に時間積分している。Sub-Grid-Scale (SGS) モデルには Dynamic Smagorinsky モデル⁽⁶⁾⁽⁷⁾を適用した。

LES を用いて渦を解像する場合には、渦が出口境界を通過する際に逆流領域が発生し、発散に至ることがしばしばある。出口からの発散を防ぐために強制的に逆流をゼロとしたり、出口近傍の格子をストレッチするなど解析上の工夫が必要である。旋回流を伴う場合には特に十分な配慮が必要であり、例えばファンモータの解析では、ファン後流部に十分下流まで解析格子を設け、その上で解析格子を粗くして強い渦を減衰させている。

出口境界近傍の旋回成分を抑制し、解析が安定して進行するように、出口円筒管 (Vortex Finder, 以後出口管) の長さを変化させた予備検討を行った。解析モデルの一例を図 2.1 に示す。出口管を除く部分は、後述する Stairmad サイクロンを切り出した形状であり解析条件も同一に設定した。図 2.1 に示した解析格子は、5 格子を間引いて表示してある。

このモデルは歪みの小さな 6 面体非構造格子で構成し、出口管 (Vortex finder) に 370 万節点、粒子を分離する円筒部に約 200 万節点を集中させており、合計約 570 万節点である。円筒部は O 型のトポロジで(図 2.1 中央)、ランキン渦を精度良くとらえるために中央部を若干密にしてある。円筒の内径は $D = 0.29 \text{ m}$ であり、入口速度 $U_{IN} = 16.1 \text{ m/s}$ に基づくレイノルズ数は $Re = 2.8 \times 10^5$ である。流入境界には所定の流量となる一様流を、出口境界には圧力ゼロをそれぞれ与えている。壁面は Non-slip 条件としている。解析は、入口速度 U_{IN} で内径 D の周長を 1 回転するのに要する時間を 2,560 ステップで分割するよう、無次元時間刻み幅 $\Delta t(U_{IN}/D) = \pi/2,560 = 1.23 \times 10^{-3}$ で進行し、安定した解析が行えるかを調査し

た。

検討した解析モデルを図 2.2 に示す。図 2.2 の左 3 つは出口管の長さを伸ばすことにより旋回成分を減衰させ、発生した渦の運動も減衰することを意図したが、出口管を 7D まで伸ばしても旋回成分はほとんど減衰せずに発散に至った。そこで、図 2.2 の右 3 つに示すような十字の整流板(Swirl Stop とよぶ)を導入したところ、出口管長さ 3.5D と 5.0D のケースで安定的に解析が進行した。そこで、図 2.1 に示すように長さ D の Swirl Stop と長さ 5.0D の出口管 Vortex Finder で解析モデルを構成することとした。以下の 2.3 節に続く実験値との比較より解析結果はよく一致していることから、本研究で採用した Swirl Stop が上流の円筒部の流れ構造には影響しないと考えられる。

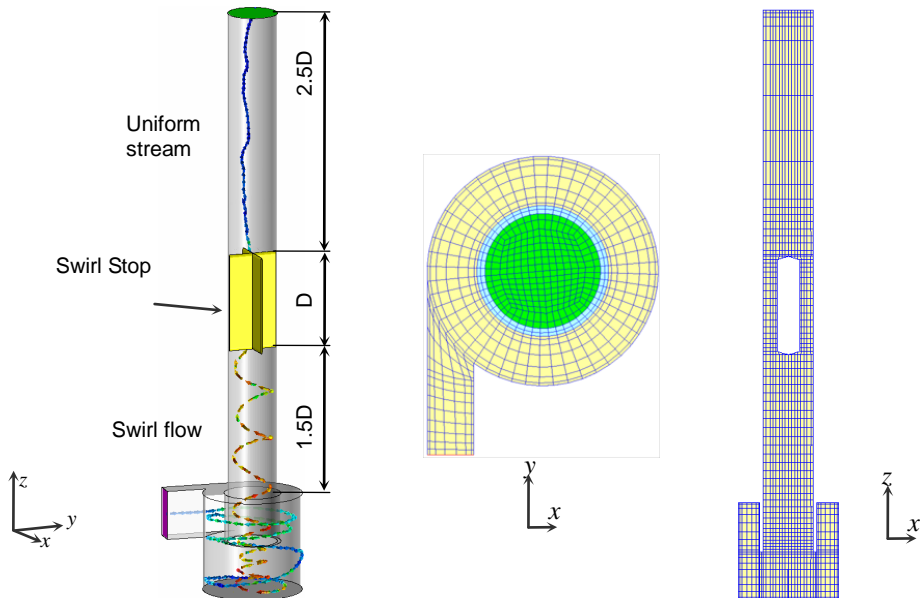


Figure 2.1 A Computational model for a short vortex finder with a swirl stop together with stream line (left) and computational mesh (right). Note that every 5 grids are shown for clarity

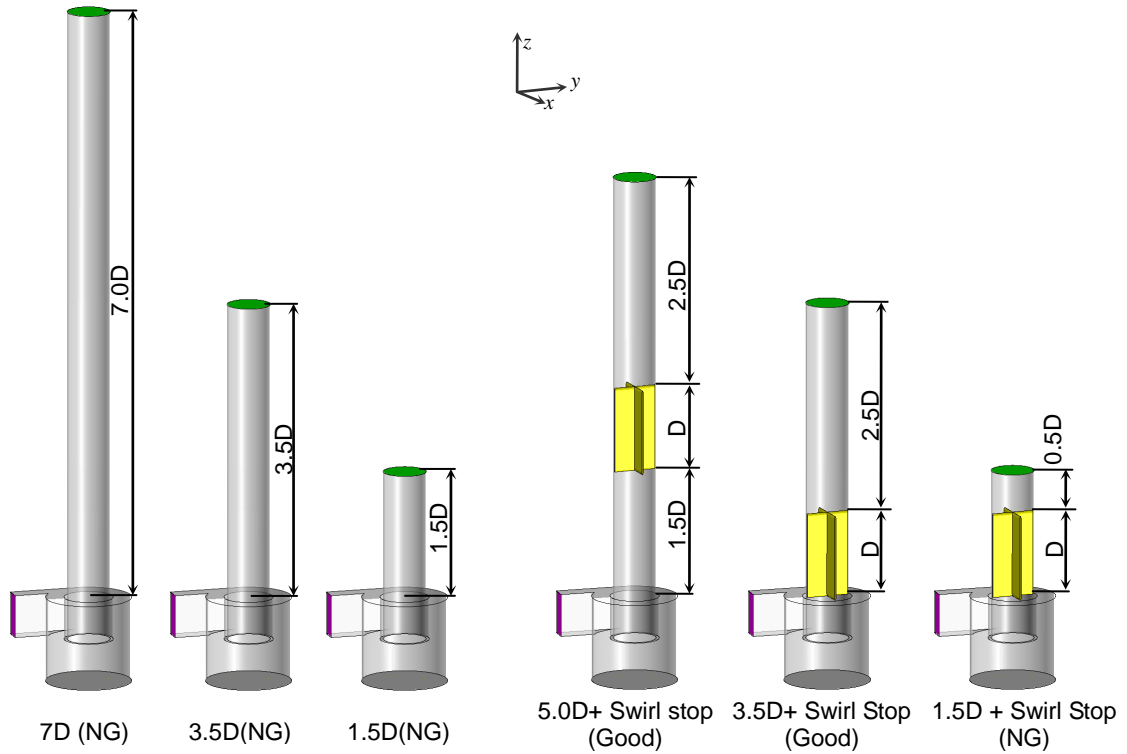


Figure 2.2 Various computational geometries of a vortex finder

2.2 高効率 Stairmand 型サイクロンによる検証

本節ではベンチマークとして一般的によく知られた形状である Stairmand サイクロンに関して、2.1 節に示した流体解析手法で解析を行う。得られた解析結果を文献に記された実験値⁹⁾と比較して解析精度を検証する。

2.2.1 解析条件

Stairmand サイクロンの解析モデルを図 2.3 に示す。図 2.3 左には計算結果より求めた平均流れ場の流線に速度の大きさを色づけて重ねて表示している。平均的な流れ構造は後述する円筒型サイクロンも同様であり、入り口から円筒部の接線方向に流入し、半径方向外側を旋回しながら底部へ向かい、底部で折り返した後に半径方向内側を旋回しながら上部へ向かい、最終的に旋回をしながら出口管 (Vortex Finder) に吸い込まれ、外部に流出する。2.1 節に述べたように、出口近傍での旋回速度成分を減衰する目的で、出口管の中央に Swirl Stop を配置してある。図 2.3 右は代表直径 $D = 0.29 \text{ m}$ を基準として無次元化した寸法を記してある。Stairmand サイクロンにはホルダ部 (Holder) に堆積した粒子の再浮上を防ぐための整流板などは取り付けしていない。

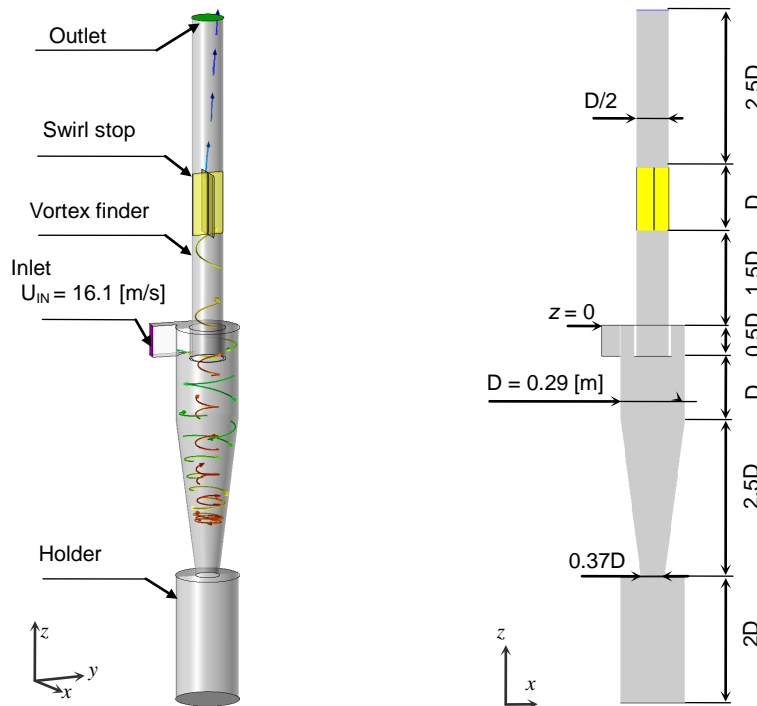


Figure 2.3 Computational model of a Stairmand cyclone separator together with computed typical streamlines (left) and dimensions of geometry (right)

解析格子を図 2.4 に示す。歪みの小さな 6 面体非構造格子で構成し、出口管 (Vortex finder) に 370 万節点、粒子を分離する円筒部に約 780 万節点を集中させており、合計約 1400 万節点である。円筒部は O 型のトポロジを採用し (図 2.4 中央)、ランキン渦を精度良くとらえるために中央部の解析格子を若干密にしてある。図 2.4 で示した解析格子は 5 格子毎に間引いて表示してある。前述のように円筒の内径 $D = 0.29$ m と入口速度 $U_{IN} = 16.1$ m/s に基づくレイノルズ数は $Re = 2.8 \times 10^5$ であり、解析は入口速度 U_{IN} で内径 D の周長を 1 回転するのに要する時間を 2,560 ステップで分割するよう、無次元時間刻み幅 $\Delta t(U_{IN}/D) = \pi/2560 = 1.23 \times 10^{-3}$ で進行し、準定常状態となった $t(U_{IN}/D) = 18\pi \sim 50\pi$ で種々の平均化処理を行った。結果的に、強制渦 1 回転あたりを 443 ステップで計算している。表記に用いているデカルト座標系は、円筒部の中心に xy 平面の原点を合わせ (図 2.4 中)、入り口境界条件の上端を $z=0$ に揃えた (図 2.3 左)。

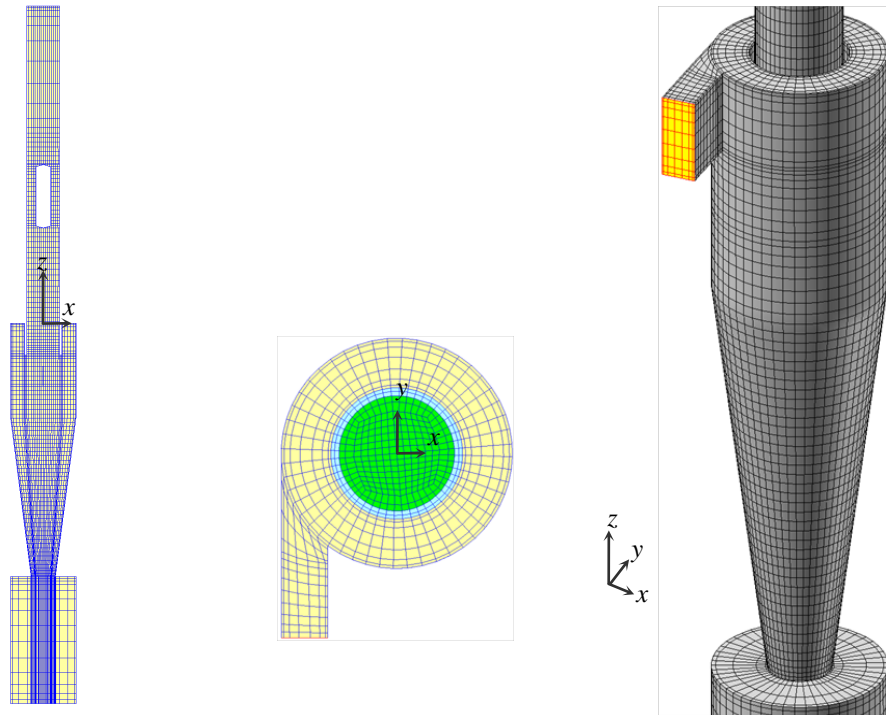


Figure 2.4 Computational mesh in $y = 0$ plane (left), a constant z plane at a middle-height (center) and close-up view around separation region (right). Note that every 5 grids are shown for clarity

2.2.2 速度分布の解析結果の検証

ここでは、文献値に記された平均速度や変動速度と比較して解析精度を検証する。

図 2.5 には Stairmand サイクロンにおける旋回速度分布 (y 方向速度の時間平均) v を示す。図 2.5 左には $y=0$ 断面における分布の様子を、右には文献の実験値と解析結果との比較をそれぞれ示している。中心付近では剛体的な回転運動をする強制渦 (旋回速度 $u_0 = r\omega$)、その外側では自由渦 ($u_0 = \omega a^2/r$; a : 境界の位置) のランキン渦となっている。いずれの高さ位置においても LES の解析結果は実験値と良く一致しており、全体的に旋回速度成分を精度良く捉えているが、ランキン渦のピークをやや過大評価している。

図 2.6 には変動速度 v' (Root Mean Square) を示す。図 2.6 左には $y=0$ 断面における分布の様子を、右には文献の実験値と解析結果との比較を示している。全体的に本研究の LES 解析は変動速度を若干過大に見積もっている。接線方向の格子解像度が十分でなく、微細な渦運動までは捉えていないためと考えられる。サイクロンの中心である $x=0$ において変動速度 v' が零になっていない理由は、渦がサイクロンの中心の周りですりこぎ運動をしているためと推定される。ところで、Derksen の解析格子数は本研究よりも少ないが解析結

果はよく一致している。Derksen の解析手法が格子ボルツマン法であることを考慮すると、直交格子であるため、本研究よりもさらに細かい格子が必要となる。参考文献 (9) には解析格子の詳細までは示されていないため、どのような工夫をしたかは不明である。

Stairmand サイクロンにおける軸方向速度(z 方向速度)の時間平均値 w を図 2.7 に示す。比較した 3 つの断面において、 w についても本研究の LES 計算結果は実験値とよく一致している。半径 $x/D = 0.25 \sim 0.30$ を堺に外側が下向きの流れ、内側が上向きの流れとなる現象を捉えている。文献値の LES も精度よく実験結果を予測している。Stairmand サイクロンにおける軸方向の変動 w' (Root Mean Square) を図 2.8 に示す。接線方向の変動成分と同様に、本研究の LES は全体的に過大評価をしており、渦を全て解像するには至っていない。

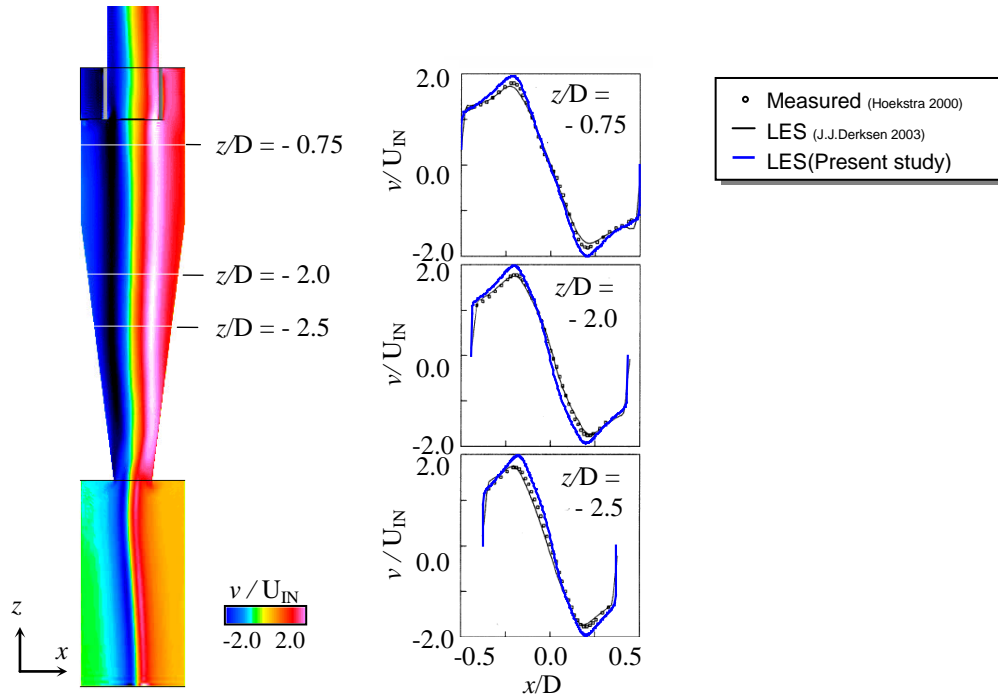


Figure 2.5 Comparisons of swirl velocity distributions averaged for 3π in height planes $z/D = -0.75, -2.0$ and -2.5

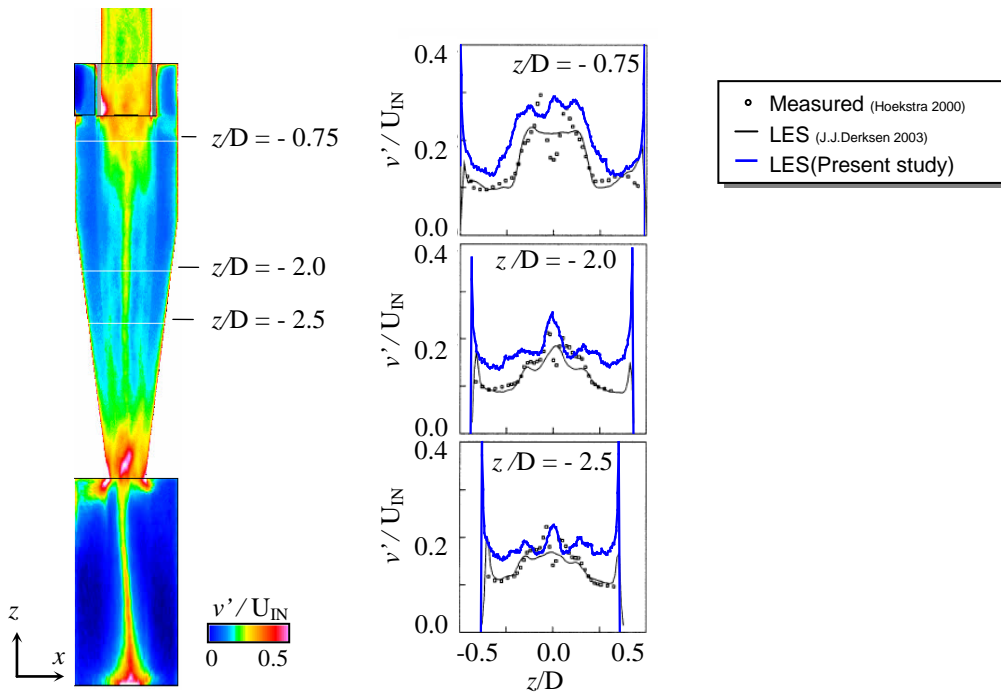


Figure 2.6 Comparisons of swirl velocity fluctuation averaged for 3π in height planes $z/D = -0.75, -2.0$ and -2.5

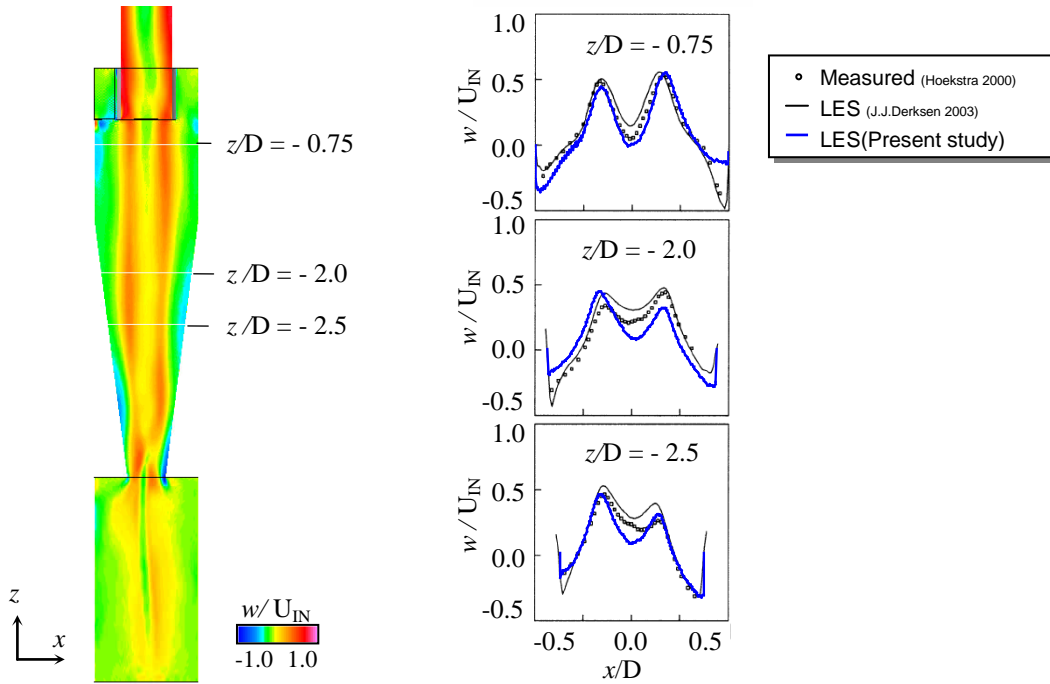


Figure 2.7 Comparisons of axial velocity distributions averaged for 3π in height planes $z/D = -0.75, -2.0$ and -2.5

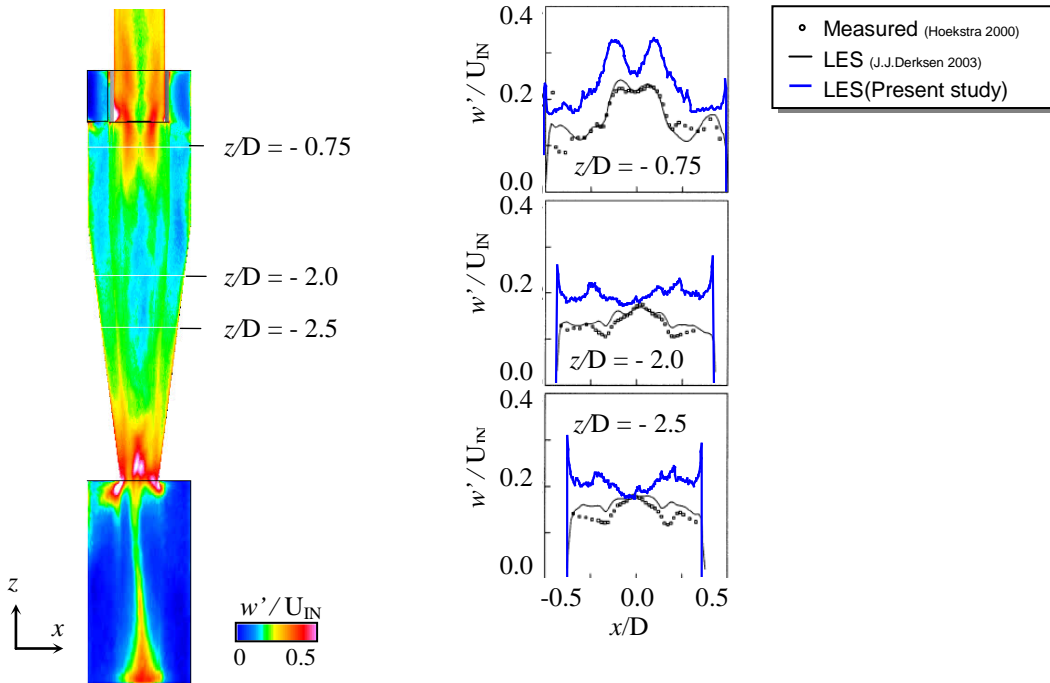


Figure 2.8 Comparisons of axial velocity fluctuation averaged for 3π in height planes $z/D = -0.75, -2.0$ and -2.5

2.2.3 すりこぎ運動の解析精度の検証

2.2.2 項で上述したような平均的な速度場に加え、サイクロン特有の渦運動を再現することは、非定常な現象を正しく理解する上で重要である。らせん渦の回転中心がすりこぎ運動をする周波数成分について、Stairmand サイクロン⁽⁸⁾を対象として、文献値⁽⁹⁾の実験結果と比較した。図 2.9 には、LES の解析結果より得た、 $z/D = -2.0$ 断面の中心位置における速度変動の周波数スペクトル密度を示している。図 2.10 に示した実験値⁽⁹⁾には無次元周波数 $St = 0.70$ にピークが見られるが、Derksen の解析⁽⁹⁾ではこのピークを再現できていない。本解析では、旋回速度 v において $St = 0.66$ にピークが見られ、圧力分布の動画より、このピークはらせん渦のすりこぎ周波数であることが確認された。

以上より、本 LES を用いた流体解析手法は、サイクロンの特徴的な流れ構造を高い精度で予測可能であり、この解析結果に基づき、サイクロン内の流れを検討することは妥当であると判断できる。

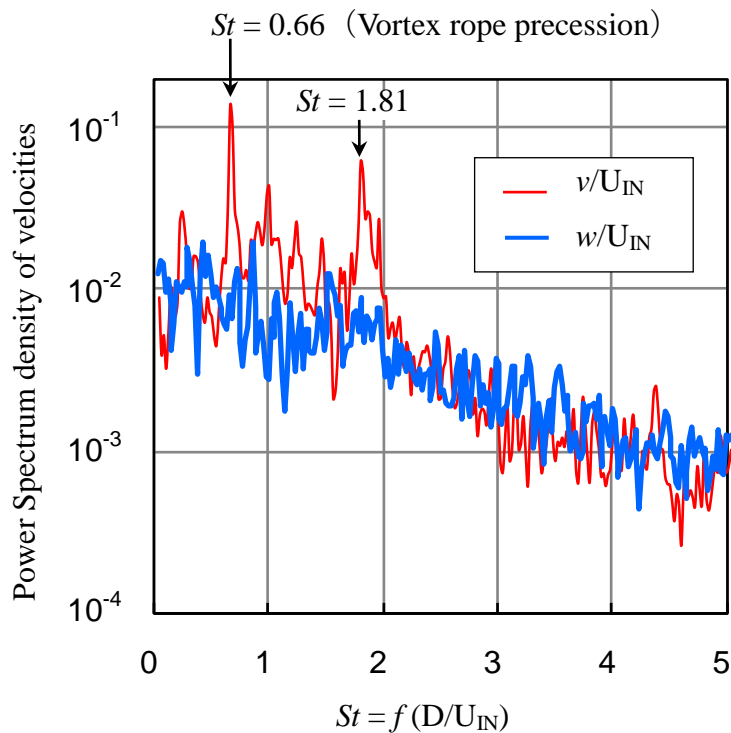


Figure 2.9 Computed power spectrum densities of velocity fluctuations at the center point in $z/D = -2.0$

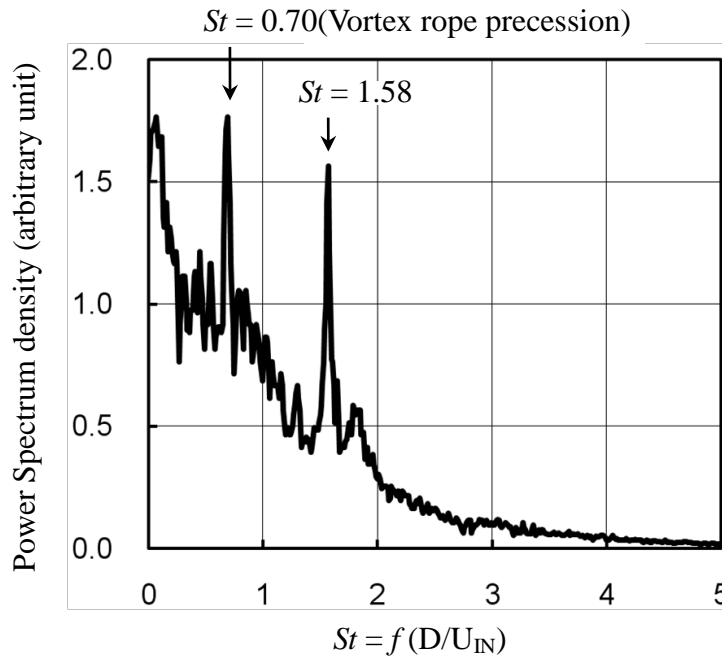


Figure 2.10 Measured power spectrum density of axial velocity fluctuation at the center point in $z/D = -2.0$ (Derksen 2003)

2.3 円筒型サイクロンによる検証

2.1 節で上述した流体解析手法を円筒型サイクロンに適用する. PIV の実験結果と比較して解析精度を検証する.

2.3.1 円筒型サイクロンの解析条件

代表内径が $D = 60\text{mm}$, 70mm の円筒型サイクロン (それぞれ CY60, CY70 とよぶ) の流体解析格子を図 2.11 と 2.12 にそれぞれ示す. 座標系と原点は 2.2.1 項で示した Stairmand サイクロンと同様で, 円筒部の中心に xy 平面の原点を合わせ (図 2.4 中), 入り口境界条件の上端を $z=0$ に揃えた. サイクロンの内径 D と入口速度 U_{IN} に基づくレイノルズ数 Re を表 2.1 にまとめる. 解析は, 入口速度 U_{IN} で内径 D の周長を 1 回転するのに要する時間を 2,560 ステップで分割するよう, 無次元時間刻み幅 $\Delta t(U_{IN}/D) = \pi/2560 = 1.23 \times 10^{-3}$ で進行し, 準定常状態となった $t(U_{IN}/D) = 18\pi \sim 50\pi$ で種々の平均化処理を行った. サイクロンの中心付近の 5 節点における接線方向速度 u_θ の勾配より, 強制渦の回転角速度 ω は CY60(高さ $z/D = -2.43$) で $\omega(D/U_{IN}) = 64.6$, CY70(高さ $z/D = -2.40$) で $\omega(D/U_{IN}) = 28.3$ である. 結果的に, 強制渦 1 回転は, CY60 が 74 ステップ, CY70 が 181 ステップで計算した. 後

述するらせん渦のすりこぎ運動は、1回転をCY60が1,179ステップ、CY70が1,455ステップで計算した。図2.11に示したCY60の解析格子は、歪の小さい6面体非構造格子で構成し、出口管に393万節点、分離を担う円筒部には1,200万節点を集中させており、合計1,682万節点である。CY70の解析格子はホルダを除けばCY60と同様の格子密度で合計1,725万節点である。円筒部の格子はO型のトポロジで、回転方向に260分割、半径方向に75分割し、ランキン渦を精度良く捉えるため中央部を若干密な格子にしてある。32個のCPU (AMD/Opteron 2214, 2.2GHz, 2コア, DDR2メモリ対応)をインフィニバンドでノード間接続したPCクラスタにおいて、FFBの実効性能は19.8 GFLOPSであり、入口速度基準の1回転 (時間 $t(U_{IN}/D)=\pi$)を計算するのに12時間を要し、合計50回転の計算におよそ25日を要した。

CY60, CY70のいずれの件も、2.1節で述べたような十字形状の整流板 (Swirl stop) を長さ5.0Dの出口管に配置した上で、整流板下流の解析格子をストレッチさせて旋回成分を減衰し、安定した計算を可能としている。

CY60における計算初期の圧力分布の時刻推移を図2.13に示す。入り口速度 U_{IN} は、いきなり与えるのではなく、 $t(U_{IN}/D)=0$ から π までの間で徐々に立ち上げている。図2.13上のFractional step法で計算した結果では、流れの発達と共にらせん渦が底部に向けて成長する過程で、らせん渦の端面が内側壁に付着し、そのまま回転する状態で安定となる。らせん渦の端部が側壁に付着する現象は、 z 軸方向に円筒が長いサイクロンでも実験的に観察されていて、付着位置までが分離性能に関わると考えられている⁽¹²⁾。本研究で実施した実験では、らせん渦の端面が渦芯受けに付着した状態で安定になると分かっている。そこで、1) 解析の初期： $t(U_{IN}/D)=0\sim 11\pi$ で低マッハ数近似⁽¹⁰⁾を適用してらせん渦の端部を渦芯受けに付着させ、その後、2) $t(U_{IN}/D)=11\pi$ 以降はFractional-step法で計算した(図2.13下)。らせん渦の端面が内側壁に付着して回転する挙動も一つの解だと思われるが、本研究では実験的に観測された現象に着目する。低マッハ数近似の適用でらせん渦の端面が渦芯受けまで到達する理由は、弱い圧縮性を適用することで系全体が柔軟化して、結果的にらせん渦の挙動が安定したためと推測している。円筒部における流れ構造は、旋回を伴った下降流と上昇流なので、流体の軸方向の移動距離が長く縦渦が支配的となる。このため、流れ構造には不安定が生じやすく、流れを形成する時間も長大である。低マッハ数近似の適用は流れの構造を安定化するだけでなく、解析時間を短縮する効果もあるので(今回の解析ではほぼ半分に短縮された)不安定な系の初期段階の計算には有用である。

Table 2.1 Reynolds numbers

U_{IN}	D [mm]	U_{IN} [m/s]	Re
CY60	60	6.78	2.69×10^4
CY70	70	9.47	4.38×10^4

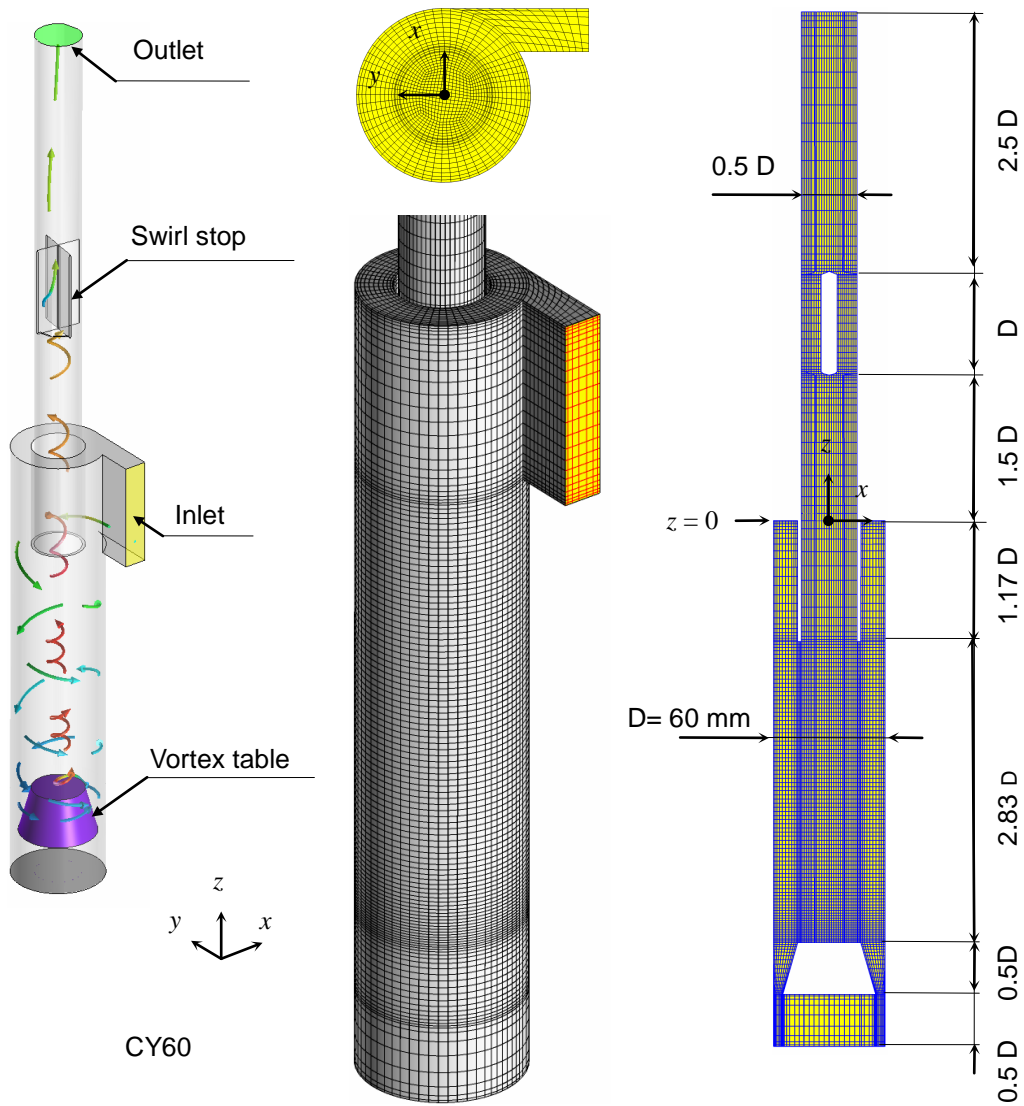


Figure 2.11 Computational model for CY60 together with streamlines and mesh shown at every 5 grids for clarity

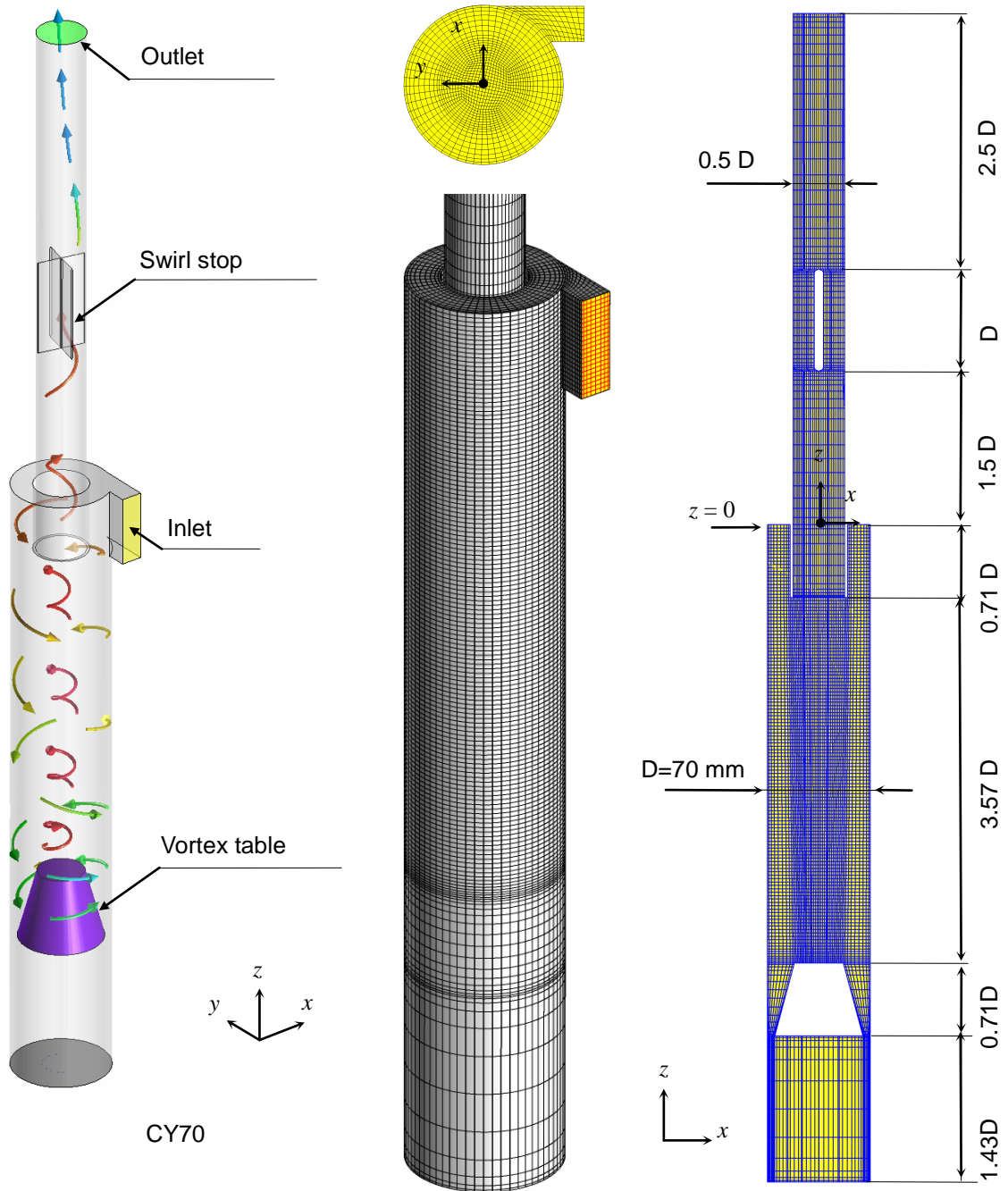


Figure 2.12 Computational model for CY70 together with streamlines and mesh shown at every 5 grids for clarity

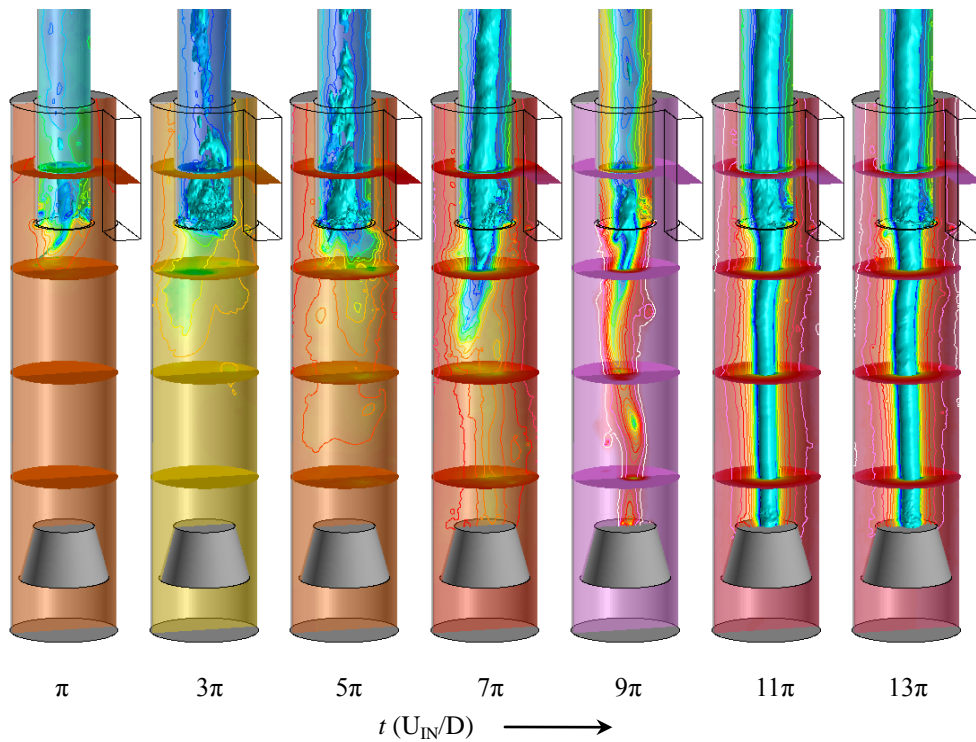
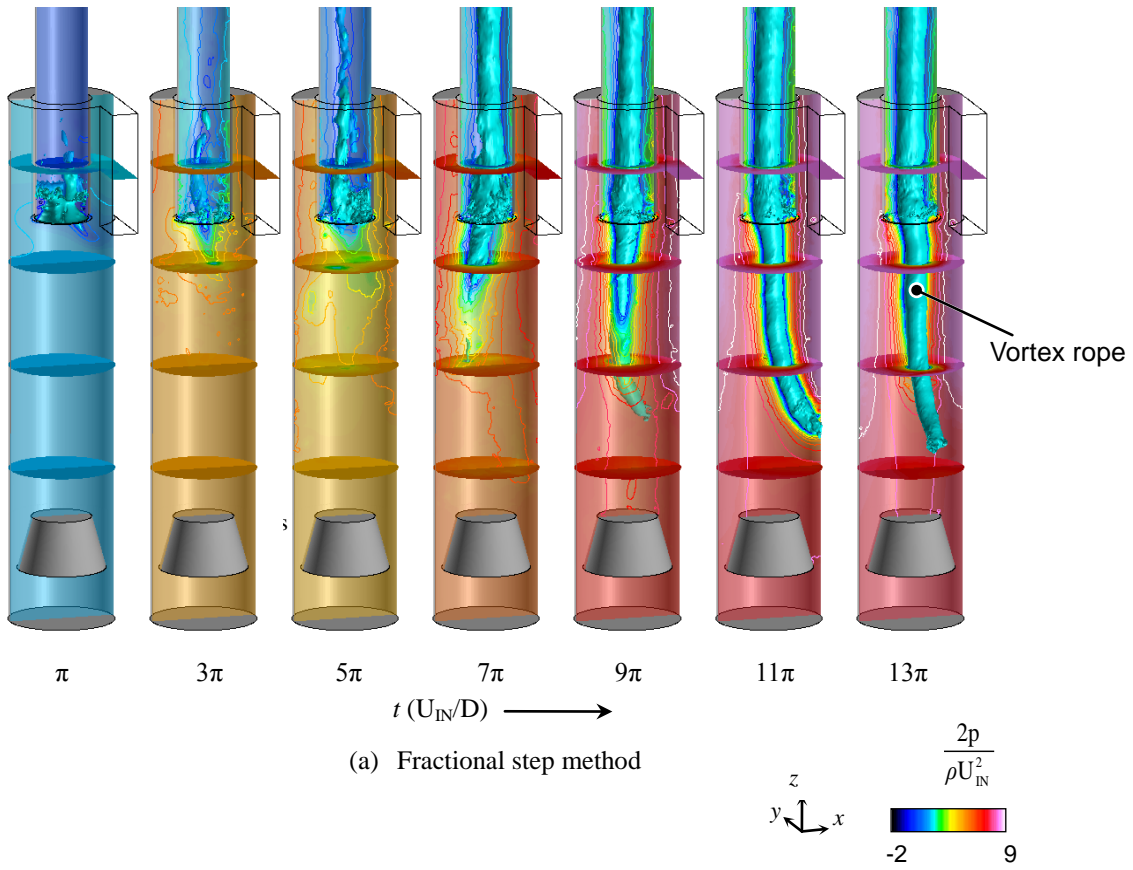


Figure 2.13 Computed growth of vortex rope (expressed by iso-pressure surface) and pressure distributions in y and $z = \text{constant}$ planes

2.3.2 円筒型サイクロン内流れの PIV 計測

LES の解析精度を検証する目的で、ステレオ Particle Image Velocimetry (PIV) システムを用いて円筒型サイクロン内の流れの計測を行った。対象とした内径 $D = 60 \text{ mm}$, 70 mm の円筒型サイクロンを改めて図 2.13 に示す。座標系は 2.3.1 項で示した解析モデルと対応している。円筒の中心軸を z 軸とし、また、サイクロンへの流れの流入方向を y 軸とした座標系を図 2.13 のように定義した。底部には分離した粒子をホルダに捕集し、再浮上を防ぐための仕切を配置してある。らせん渦の底端に接することから、この仕切りを渦芯受け (Vortex table) とよぶ。観察用サイクロン、ダブルパルスレーザー照射装置、撮影装置で構成した実験装置の概念図を図 2.14 に、実験装置の写真を図 2.15 にそれぞれ示す。レーザー光は、凸レンズとシリンダリカルレンズを経て、観察部で厚さ 4 mm 、幅 100 mm 程度のシート光を形成する。ステレオ撮影のために、2 台のカメラモジュールを Scheimpflug 条件⁽¹¹⁾ を満たすように配置し、撮影領域は短辺(1200 画素) が内径 D を捉えられるようにした。図 2.16 に示すように $z =$ 一定の面を 3 面、 $y =$ 一定の面を z 軸方向にずらして 2 面で計測を行ったが、各々の面の流速分布は異なる時刻に計測したものである。レーザーシートの厚み方向の流速成分は計測精度が低いため、接線方向の流速成分 u_θ の比較には $z =$ 一定面、 z 軸方向の流速成分 w の比較には $y =$ 一定面の計測結果を利用する。サイクロン内流れを対象としたステレオ PIV の計測結果はすでに報告されているが⁽¹²⁾、 $z =$ 一定の計測面の報告は初めてであり、本研究では接線方向の流速成分を高精度に計測できる。

観察用サイクロンの写真を図 2.17 に示す。観察用サイクロンは、可視化範囲となる円筒部を透明なアクリルキャストで制作し、図 2.18 に示すように固定ジグにボルトで締結してある。円筒壁面におけるレーザーの反射光はノイズとなるため、測定面ごとに適宜黒塗料を塗布した供試体を作成した (図 2.18 の左半分は塗りつぶされている)。入口の平均流速は 6.8 m/s (CY60)、 9.5 m/s (CY70) であり、この部分から直径約 $0.5\sim 10 \mu\text{m}$ のオリーブオイルを噴霧してトレーサ粒子としている。光源としてダブルパルス Nd:YAG レーザの第 2 高調波を $10 \mu\text{s}$ 間隔で発光して用いた。パルス発振の繰り返し周波数は 10 Hz で、100 セットの画像を連続的に撮影し、これを 4 回平均して統計的な処理を行っている。

カメラのステレオ情報を構築するために、 1.2 mm 間隔の点を基盤の目に配した校正シートを作成し、計測面で撮影した。具体的には、図 2.19 下に示すように $z =$ 一定面では円形状に、 $y =$ 一定面では長形状の中に、等間隔の位置に丸印が記してある。この構成シートを計測面の法線方向に $-3, -2, 1, 0, 2, 1, 3 \text{ mm}$ 移動した画像データを基にカメラ校正値を算出した (図 2.19 上)。校正手法の詳細は文献(13)(14)を参照されたい。校正シートは計測

面の前後 3 mm 可動することや装置の操作性を考慮して、内径よりも小さく作成してある。このため、壁面近傍のデータが 5 mm 程度は欠落することに注意されたい。ステレオ PIV 解析には、商用ソフト Ftr PIV に搭載された直接相互相関法を用いて平均場を導出した。統計演算は、 1600×1200 の画像領域を 32×32 の検査窓で、50% のオーバーラップをさせて相関係数を導出し、結果的に 100×75 の瞬時の流速ベクトルを得た。図 2.20 上には $z =$ 一定面で撮影した画像の典型的な写真を示す(左 CY60, 右 CY70)。斜めに配置したカメラで撮影した写真であるが、カメラのステレオ情報に基づいて校正したため断面が円となっている。図 2.20 下は中央部を拡大した写真を示しており、オイルミストにレーザー光が照射されて散乱している様子が分かる(粒子そのものの大きさではない)。画像の中心から若干離れた位置でオイルミストが観察されない領域は旋回流れの回転中心であり、粒子が遠心力を受けて外側に移動したためである。

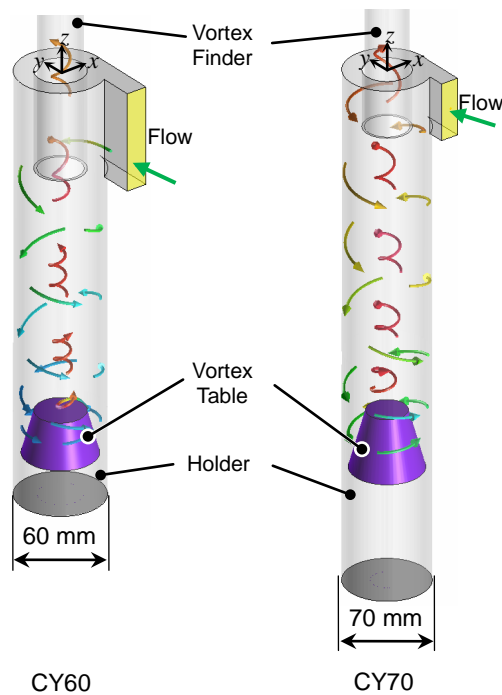
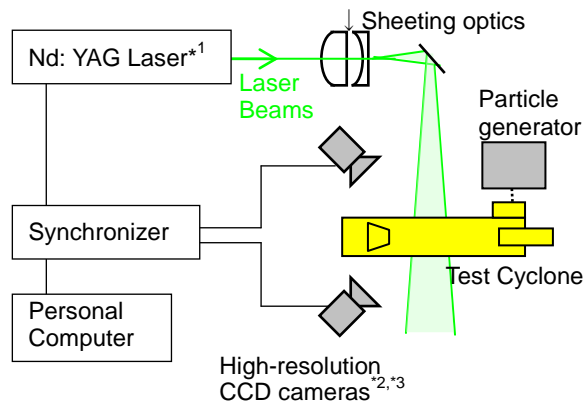


Figure 2.13 Cyclone separators together with schematic path lines



*1 Laser: 50mJ/puls@532nm, QUANTEL TWINS 50
 *2 Camera: 1600*1200, 30fps, jAi CV-M2CL
 *3 Camera Lenze: PC Micro-Nikkor 85mm, F2.8D, Nikon

Figure 2.14 Schematic view of experimental system with stereo Particle Image Velocimetry (PIV)

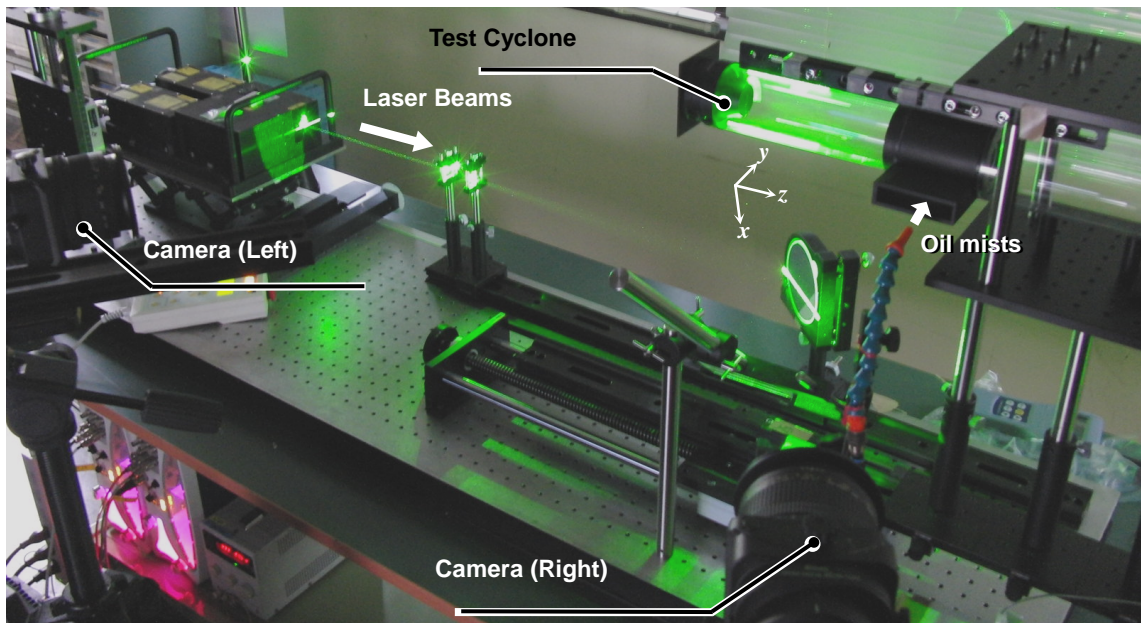


Figure 2.15 Experimental set-up of PIV system

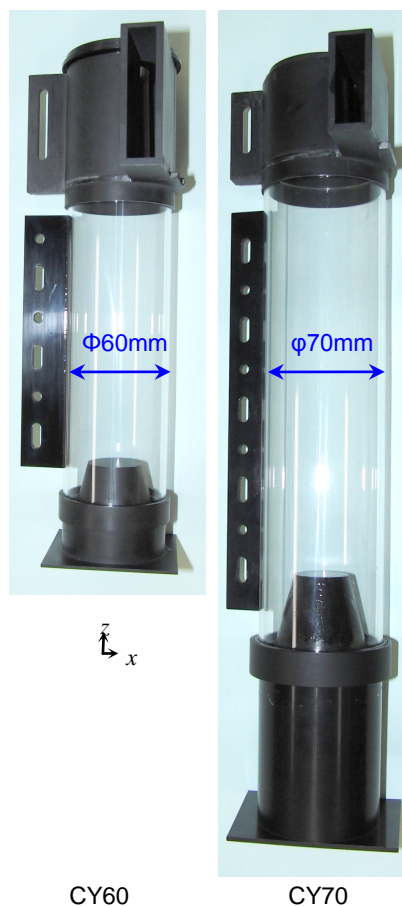
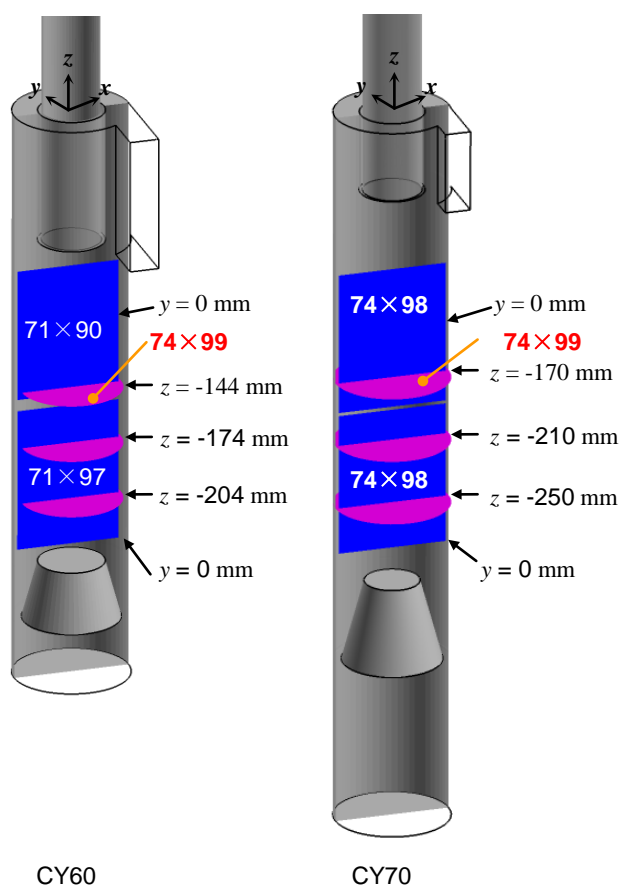


Figure 2.16 Laser sheet planes in the cyclones for CY60 (left) and CY70 (right) Figure 2.17 Transparent test pieces for CY60 (left) and CY70 (right)

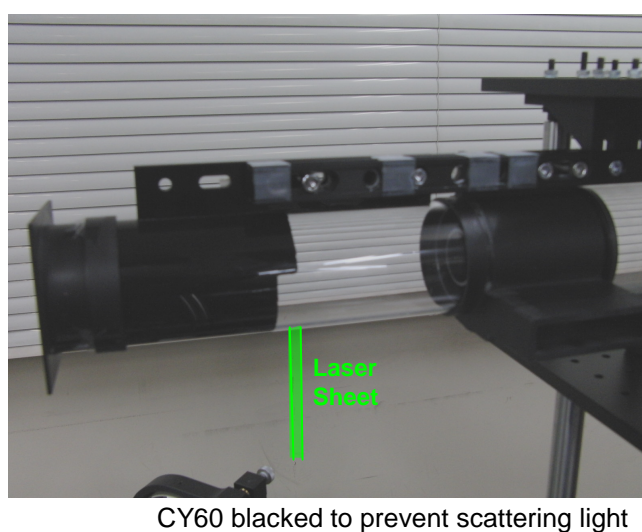


Figure 2.18 Test piece bolted on the support stay

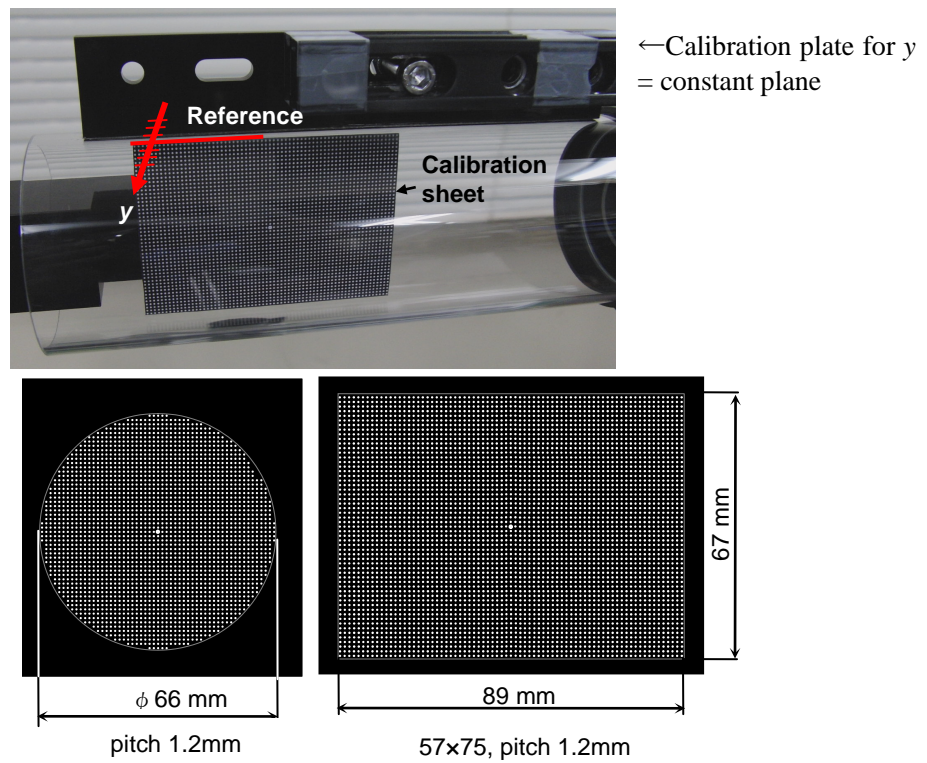


Figure 2.19 Examples of calibration plates for CY70 (left: for $z = \text{constant}$ planes, right: for $y = \text{constant}$ planes)

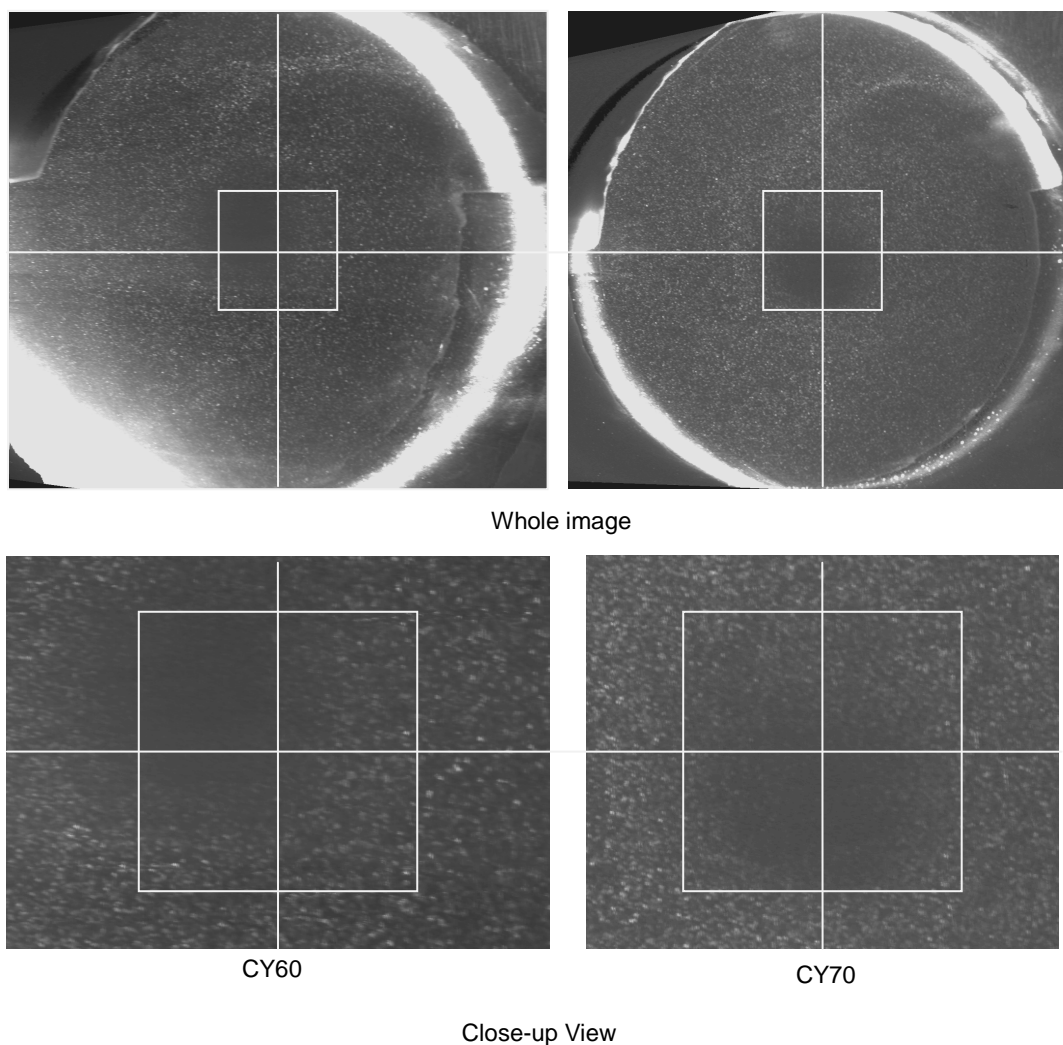


Figure 2.20 Photos of scattering oil mist particles in CY70 (left) and CY60 (right).
Pictures are calibrated in accordance with camera information

2.3.3 速度分布の解析精度の検証

2.3.2 項に詳述した実験方法に基づき計測した平均速度や変動速度と比較して解析精度を検証する。CY70における瞬時の接線方向速度 u_θ の解析結果を図 2.21 に示す。ランキン渦の分布形状は底部に向けて、極大値が生ずる位置が中心に近づいており、一方、壁近傍では壁面せん断力を受けて減衰している。渦芯受け(端面位置は $z/D = -4.28$)よりも下では、流れが十分に減衰されており、ホルダに一度堆積した粒子が再浮上するエネルギーを供給していないことが分かる。また、入口速度 U_{IN} を基準とするため、上部ではサイクロン円筒面に向かって $u_\theta = 1$ に漸近し、回転角速度は $\omega(D/U_{IN}) = 2$ となる。

CY70 の解析結果を実験値と比較する。接線方向速度の時間平均値 u_θ を図 2.23 左に、変

動値 u_0' (Root Mean Square) を図 2.22 右に示す。解析結果は流入速度を基準として 10 回転 (無次元時間 10π) 間のデータを用いて算出している。全体的に LES は接線方向速度 u_0 を精度良く捉えているが、ランキン渦のピークをやや過大評価している。

ここで、レイノルズ数への依存を把握する。CY70 においてレイノルズ数 $Re = 2.50 \times 10^4$, $Re = 4.38 \times 10^4$ (実験値に等しい), $Re = 3.00 \times 10^5$ とした解析結果の、接線方向速度の時間平均を図 2.23 左で比較する。図 2.23 左より、LES の解析結果はレイノルズ数が高いほど接線方向のピーク近傍のみを大きく評価する傾向がある。高レイノルズ数なほどせん断応力は壁面近傍で大きく、また境界層は薄く、内側のピークにかけて接線方向速度は大きくなる。そして、高レイノルズ数なほどピーク間が開き、強制渦の領域が大きくなっている。これに伴い、自由渦における速度勾配も大きくなり、接線方向の渦の生成が活発になる。この傾向は、上部 $z/D = -2.43$ だけでなく底部 $z/D = -3.57$ においても同様である。

図 2.22 右に戻って接線方向速度の変動速度 u_0' に着目すると、円筒の中央付近 ($r/D < 0.08$) で変動速度 u_0' の実験値と解析結果に大きな差が見られるが、この原因は、図 2.20 の写真でも確認できるように、PIV 計測においてトレーサー粒子が遠心力により外側に集められ、中央部で不足したためと考えられる。トレーサー粒子が不足すると速度がゼロと算出されるため、平均速度は小さく、変動速度は大きくなる。この誤差は、空気中の液滴という密度差の大きなトレーサー粒子で旋回流を計測する際の弱点である。変動速度の極大値は、 $z/D = -2.43$ で右側、 $z/D = -2.9$ (図示せず) でほぼ中央、 $z/D = -3.57$ で左側に位置し、短い範囲でらせん渦が 3 次元的にねじれている様子を再現できている。

CY70 における瞬時の z 軸方向速度 w の解析結果を図 2.24 に示す。 $z =$ 一定面において筋状の分布が見られるが、これは後述する縦渦まわりの局所的な回転運動に対応している。この筋状の分布が図 2.21 に示した接線方向速度よりも顕著に見られる理由は、縦渦が外側ほど xy 平面に倒れているためであり、第 4 章の渦構造で詳細を述べる。渦芯受けの側面と内筒の間では、外周部が下向き流れ、渦芯受けの側面に沿って上向き流れとなっており、ホルダにおいては粒子の再浮上に影響する流れ構造がないことが理解できる。

z 軸方向速度の解析結果を実験値と比較する。時間平均速度 w を図 2.25 左に、変動値 w' を図 2.25 右に示す。LES は自由渦の範囲 $r/D > 0.15$ においては平均速度 w を良く予測できているが、極大値をやや過小評価している。レイノルズ数 Re による z 軸方向速度 w の差異を比較した前述図 2.23 右を見れば、レイノルズ数 Re が高いほどピークの近傍の軸方向速度が小さくなることを確認できる。接線方向の結果と同様に、LES は実際よりもやや高レイノルズ数の流れ場を予測しているようにも思われるが、この原因は分かっていない。

また、接線方向速度 u_θ の極大値よりも若干内側に z 軸方向速度 w の極大値があり、出口管の内径 $r/D = 0.25$ よりも少し大きい $r/D = 0.3$ を境界として外側が下向き流れ、内側が上向き流れとなる流れ構造を解析は良く捉えている。変動速度 w' については、前述のトレーサ粒子の影響により中央部分は解析と実験の比較は困難であるが、出口管に近づくと渦運動が活発なため、格子解像度が若干不足する（図 2.25, 右上）。

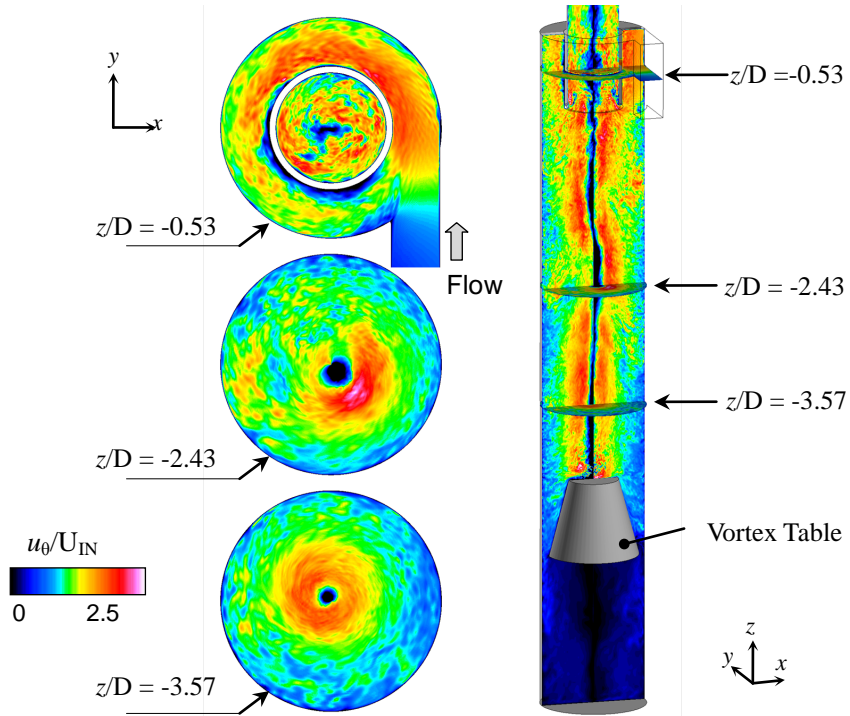


Figure 2.21 Computed instantaneous distributions of tangential velocity u_θ in $z/D = -0.53, -2.43, -3.57$ planes (left) and $y = 0$ plane (right) for CY70

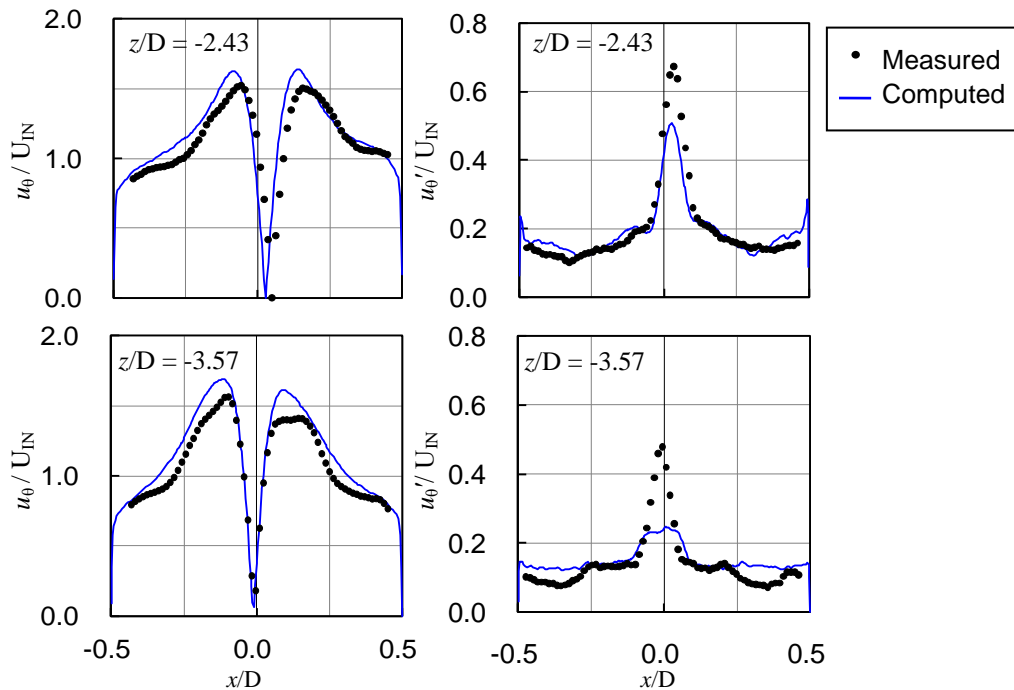


Figure 2.22 Comparisons of computed and measured tangential velocity u_θ (left), fluctuation u_θ' (right) in $z/D = -2.43$ (top) and -3.57 (bottom) planes for CY70

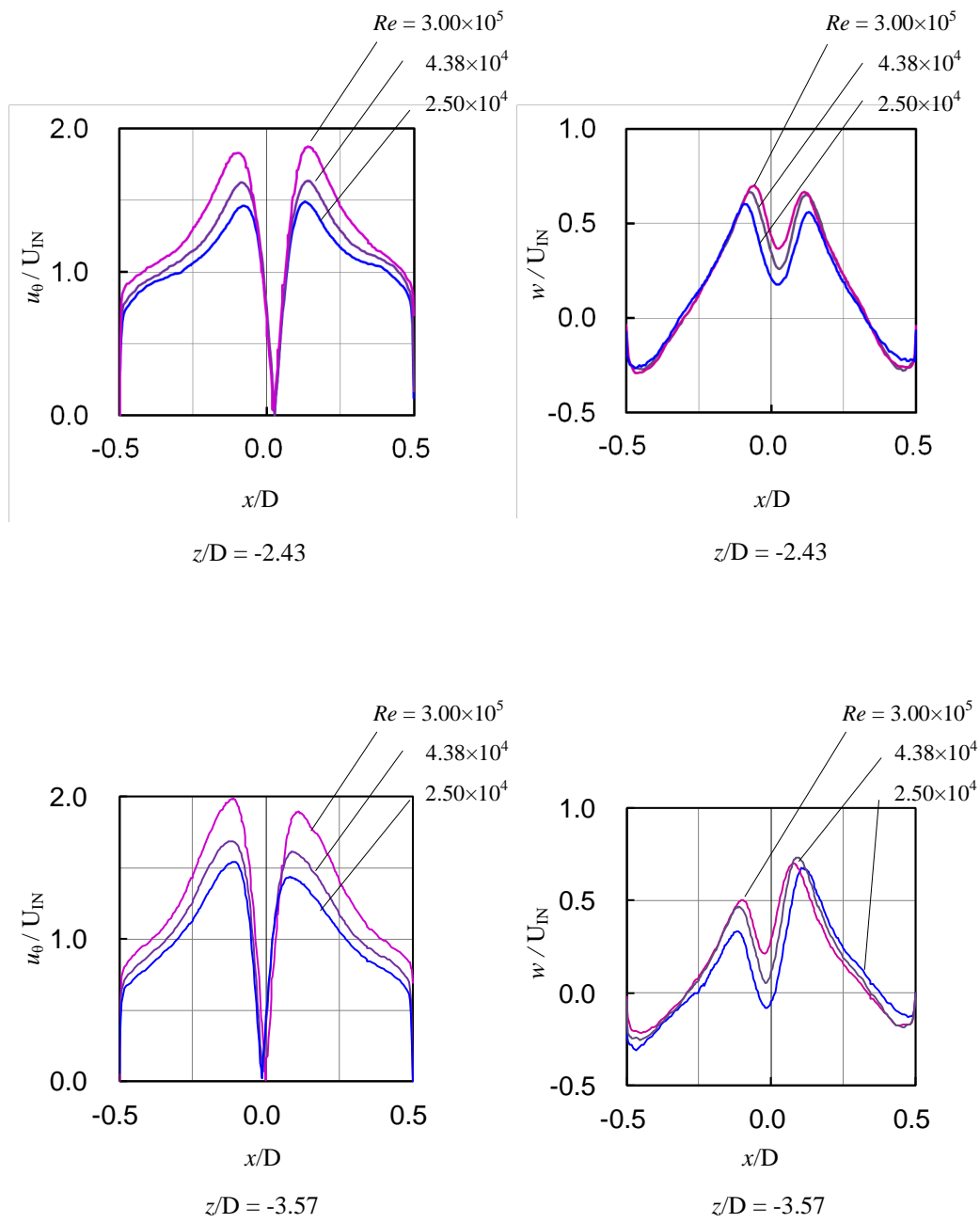


Figure 2.23 Influence of Reynolds Number on computed tangential and axial velocity, u_θ (left) and w (right) for CY70

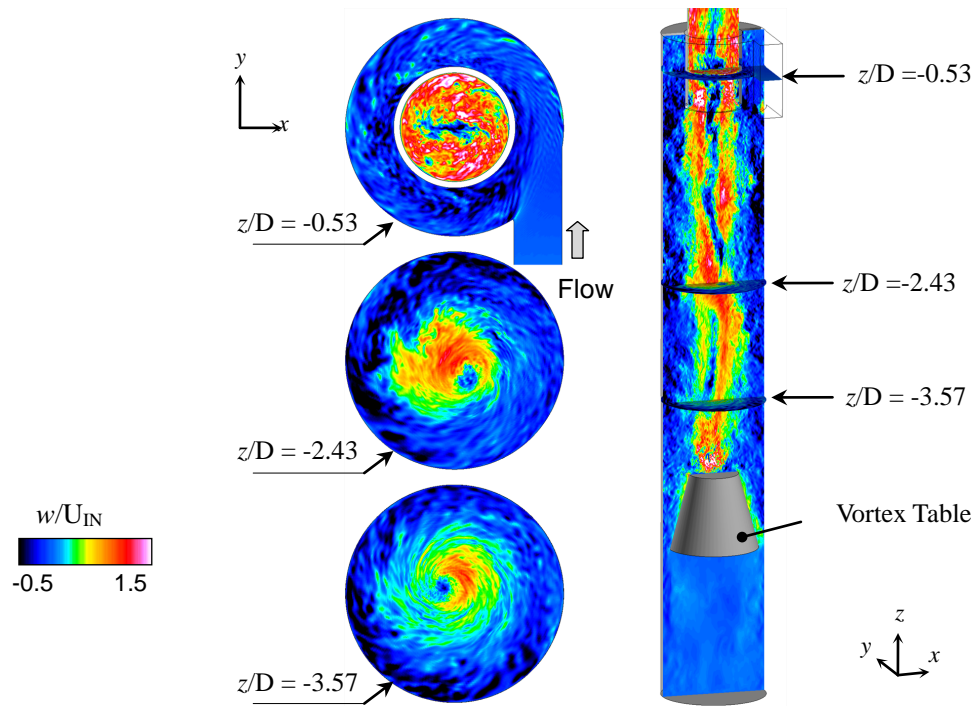


Figure 2.24 Computed instantaneous distributions of axial velocity w in $z/D = -0.53$, -2.43 , -3.57 planes (left) and $y = 0$ plane (right) for CY70

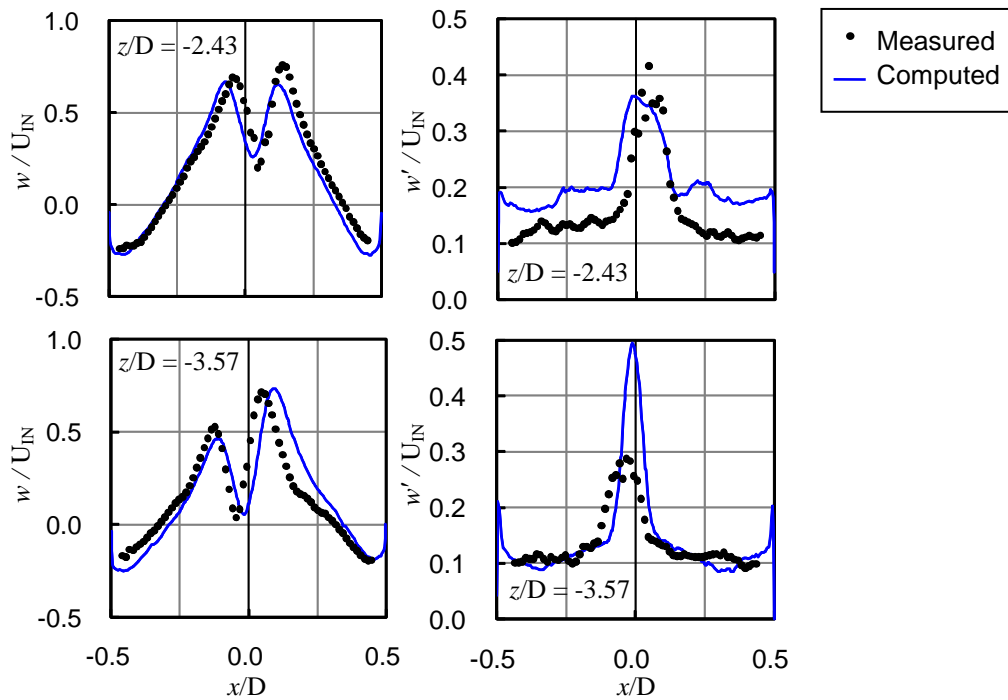


Figure 2.25 Comparisons of computed and measured axial velocity w (left), fluctuation w' (right) in $z/D = -2.43$ (top), -3.57 (bottom) planes for CY70

CY60 における瞬時の接線方向速度 u_θ の解析結果を図 2.26 に示す。また、CY60 の解析結果を実験値と比較すべく、接線方向速度の時間平均値 u_θ を図 2.27 左に、変動値 u_θ (Root Mean Square) を図 2.27 右に示す。相対的に大流量であるため CY60 の方がランキン渦のピークは大きく、従って、自由渦のせん断応力も大きくなる。ピーク間隔は大流量である CY60 の方が狭くなり、強制渦の範囲が狭くなっているがその理由はわかっていない。その他の傾向としては CY70 で上述した内容と同様である。

CY60 における瞬時の z 軸方向速度 w の解析結果を図 2.28 に示す。CY70 と比較すれば (図 2.24), リング状に連なった極大値が際立つ程度で、本質的には CY70 と同様である。

CY60 における z 軸方向速度の解析結果を実験値と比較する。時間平均値 w を図 2.29 左に、変動値 w を図 2.29 右に示す。大流量タイプの CY60 は CY70 と比較して極大値は大きくなるものの、壁面近傍の z 方向速度の大きさ ($w/D_{IN}=0.2\sim 0.3$) や上向き流れと下向き流れの境界 ($x/D=0.3$) に大きな相違はない。

以上に示したように、解析精度に関しては2種の形状が異なるサイクロンについて実測された流れの特徴を良く捉えられており、円筒型サイクロンの解析精度は十分であると判断できる。相対的に入口面積が大きい大流量タイプの CY60 では、接線方向速度 u_θ と z 軸方向速度 w のいずれも極大値が大きく、したがって、速度勾配も大きくなる点が CY70 と異なる。

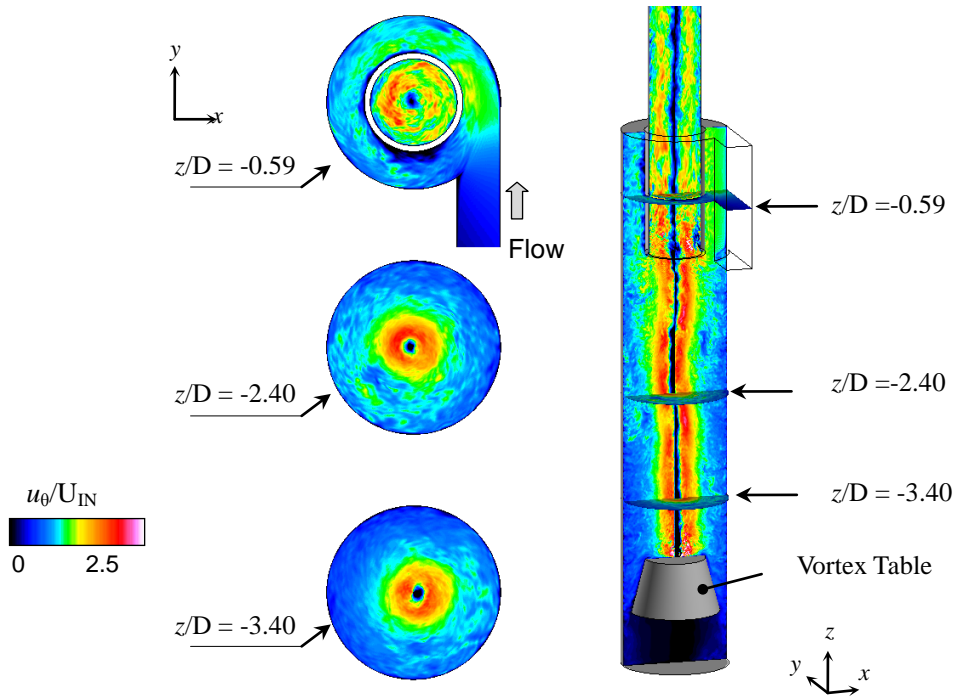


Figure 2.26 Computed instantaneous distributions of tangential velocity u_θ in $z/D = -0.59, -2.40, -3.50$ planes (left) and $y = 0$ plane (right) for CY70

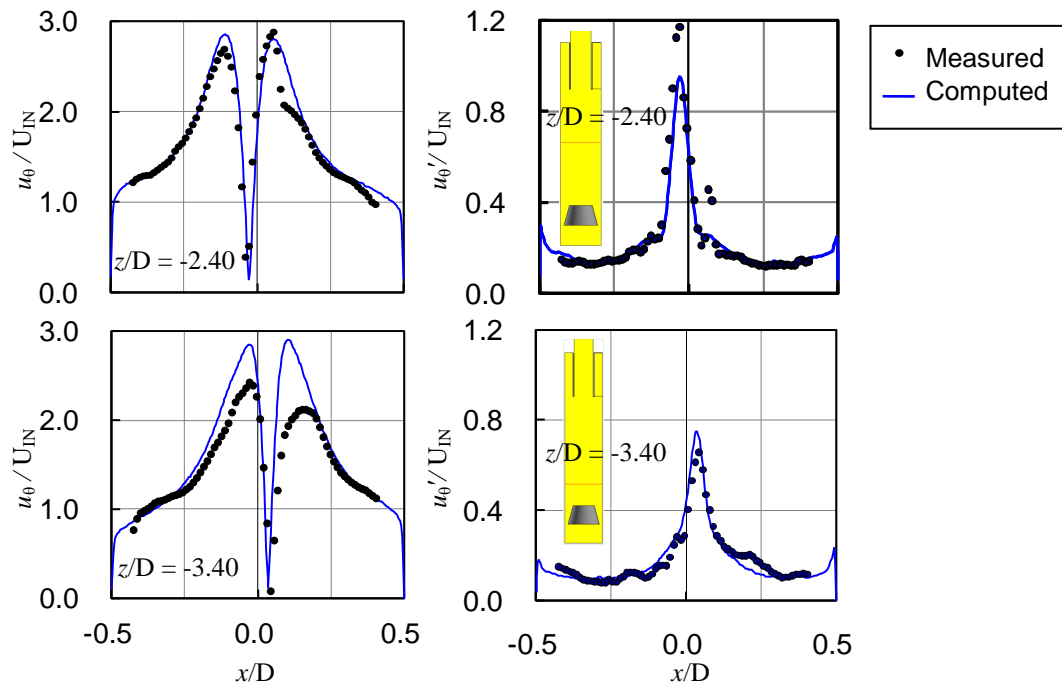


Figure 2.27 Comparisons of computed and measured tangential velocity u_θ (left), fluctuation u_θ' (right) in $z/D = -2.40$ (top) and -3.40 (bottom) planes for CY60

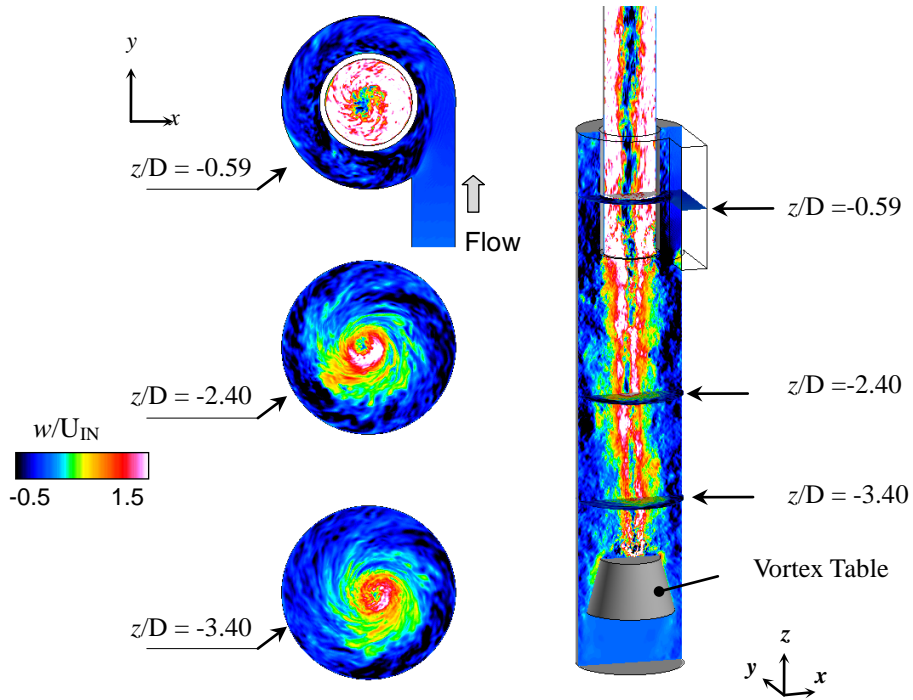


Figure 2.28 Computed instantaneous distributions of axial velocity w in $z/D = -0.59, -2.40, -3.50$ planes (left) and $y = 0$ plane (right) for CY70

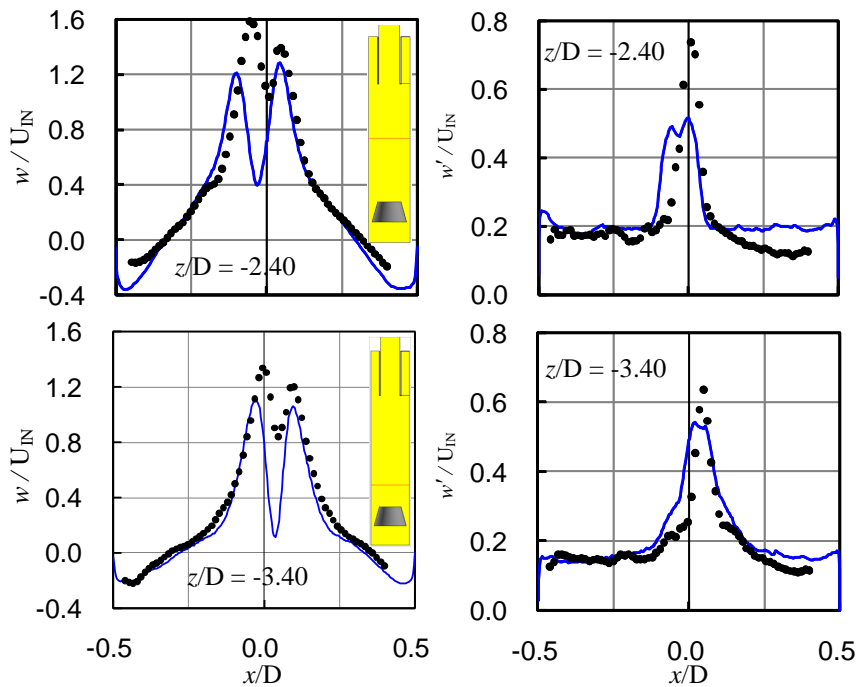


Figure 2.29 Comparisons of computed and measured axial velocity w (left), fluctuation w' (right) in $z/D = -2.40$ (top), -3.40 (bottom) planes for CY60

2.4 第2章のまとめ

第2章ではサイクロンの流体解析に用いたLESの解析手法の詳細を示し、その解析精度を検証した。LESを用いた解析結果は、実験値と比較することで速度場を精度良く予測できることを検証した。また、Stairmandサイクロンにおいては、解析結果を文献値と比較することで、らせん渦のすりこぎ運動が再現できることを示し、その周波数成分が文献の実験値と概ね一致することを検証した。

2.5 参考文献

- (1) Kato, C. and Ikegawa, M., “Large Eddy Simulation of Unsteady Turbulent Wake of a Circular Cylinder using the FEM”, *ASME FED*, Vol. 117 (1991), pp. 49-56.
- (2) Kato, C., Mukai, H. and Manabe, A., “Large-Eddy Simulation of Unsteady Flow in a Mixed-Flow Pump”, *International Journal of Rotating Machinery*, Vol. 9 (2003), pp. 345-151.
- (3) Kato, C., Kaiho, M. and Manabe, A., “An Overset Finite-Element Large-Eddy Simulation Method with Application to Turbomachinery and Aeroacoustics”, *Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics*, Vol. 70 (2003), pp. 32-43.
- (4) Kato, C., Yamade, Y., Wang, H., Guo, Y., Miyazawa, M., Takaishi, T., Yoshimura, S. and Takano, Y., “Numerical Prediction of Sound Generated from Flows with a Low Mach Number”, *Computers & Fluids*, Vol. 36 (2007), pp. 53-68.
- (5) Uddin, A., Kato, C., Yamade, Y., Ohshima, N., Tanahashi, M. and Miyauchi, T., “Large Eddy Simulation of Homogeneous Isotropic Turbulent Flow using the Finite Element Method”, *JSME International Journal, Series B*, Vol. 49, No. 1 (2006), pp. 102-114.
- (6) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, William H., “A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model”, *Physics of Fluids*, A 3 (1991), pp. 1760-1765.
- (7) Lilly, D.K., “A Proposed Modification of the Germano Subgrid Scale Closure Method”, *Physics of Fluids*, A4 (1992), pp. 633-635.
- (8) Stairmand, C.J., “The Design and Performance of Cyclone Separators”, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 29 (1951), pp. 356-383.
- (9) Derksen, J.J., “Separation Performance Predictions of a Stairmand High-Efficiency Cyclone”, *AICHE Journal*, Vol. 49, No. 6 (2003), pp. 1359-1371.
- (10) 稲垣昌英, 村田収, 阿部賢一, 近藤継男, “低マッハ数流れにおける流体共鳴音の数値解析法”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 66, No. 649(2000), pp. 2274-2281.
- (11) Scheimpflug, T., Improved Method and Apparatus for the Systematic Alteration or Distortion of Plane Pictures and Images by Means of Lenses and Mirrors for Photography and for other purposes, *British Patent*, GB1196 (1904).
- (12) Zhengliang, L., Ying, Z., Lufei, J., Jinyu, J. and Qikai, Z., “Stereoscopic PIV Studies on the Swirling

- Flow Structure in a Gas Cyclone”, *Chemical Engineering Science*, Vol.61 (2006), pp. 4252-4261.
- (13) Willert, C., “Assessment of Camera Models for Use in Planar Velocimetry Calibration”, *Experiments in Fluids*, Vol. 41, No.1 (2006), pp.135-143.
- (14) Tsai, R.Y., “A Versatile Camera Calibration Technique for High-Accuracy 3D Machine Vision Metrology using Off-the-Shelf TV Cameras and Lenses”, *IEEE journal of robotics and automation*, Vol. RA-3, No.4 (1987), pp. 323-344.

第3章 粒子追跡手法と解析精度の検証

第3章では円筒型サイクロン内で流体力を受ける粒子挙動の解析手法とその解析精度について述べる。まず、第2章の流体解析で得た流れ場を入力条件とした粒子追跡の解析手法を3.1節で説明する。この手法を用いて自由落下の運動を計算し、理論解と比較することで手法の妥当性を検証する。続く3.2節では粒子をサイクロン内に放出して分離性能を評価した実験について、放出したシリコン粒子や測定に用いた装置の詳細を説明する。3.3節では2章の流体解析でも対象とした円筒型サイクロンCY60とCY70において実施した粒子追跡の解析結果を3.2節で示した実験結果と比較し、粒子追跡手法の精度を検証する。

3.1 粒子追跡の解析手法

流れ場を移動する粒子の運動方程式を式(3.1)に示す。

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt_p^2} = C_D \frac{1}{2} \rho_{\text{air}} |\mathbf{u}_{\text{air}} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_{\text{air}} - \mathbf{u}_p) S_p - m_p \mathbf{g} \quad (3.1)$$

ここで、 \mathbf{x} は粒子の位置ベクトル、 \mathbf{u}_{air} と \mathbf{u}_p は流体と粒子の速度ベクトル、 m_p は粒子の質量、 S_p は粒子の断面積、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトルをそれぞれ示している。時刻 t_p は粒子の追跡を始めた時からの時間であり、添字 p を付けて流体の時刻と区別する。

表3.1に示したように粒子体積率 ϕ が 10^{-7} オーダーと低いため、粒子運動が流れに与える影響と粒子間の衝突とは無視できる⁽¹⁾。また、固体粒子 ($\rho_p = 1,320 \text{ kg/m}^3$) と空気 ($\rho_{\text{air}} = 1.26 \text{ kg/m}^3$) の密度比が約1000倍であるため、仮想質量、圧力勾配力、Basset力なども考慮していない⁽²⁾。粒子の自転を取り扱わないためMagnus揚力も考慮していない。また、粒子レイノルズ数が小さな場合には、壁面近傍の速度勾配に起因して作用するSaffman揚力が大きくなる⁽³⁾。分離効率の予測精度が不十分な場合に検討することにしてはいたが、これは無視しても十分な予測精度が得られたため本解析ではSaffman揚力は考慮していない。本研究では粒子の並進運動のみを対象とし、LESにより計算された瞬時の流れ場の流速分布に基づき流体抗力のみを考慮した。粒子の並進の運動方程式を時間積分することにより各粒子の時々刻々の位置を計算した。放出したシリコン粒子が球形状であり、かつ、粒子直径に基づくレイノルズ数 Re_p は予備計算した結果、高々1のオーダーであったため、ストークスの抵抗則による球の抗力係数 $C_D = 24/Re_p$ を代入してまとめると、運動方程式は式

(3.2)となる.

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt_p^2} = \frac{18}{d_p^2} \frac{\mu_{\text{air}}}{\rho_p} (\mathbf{u}_{\text{air}} - \mathbf{u}_p) - \mathbf{g} \quad (3.2)$$

ここで, d_p は粒子直径, μ_{air} は空気の粘性係数をそれぞれ表している. 重力方向となる z 成分の微分方程式の解は静止流体中 $\mathbf{u}_{\text{air}} = \mathbf{0}$ において式 (3.3)となる.

$$\frac{dz}{dt_p} = -\frac{\rho_p g d_p^2}{18\mu_{\text{air}}} (1 - \exp\{-\frac{18\mu_{\text{air}}}{\rho_p d_p^2} t_p\}) \quad (3.3)$$

上式を積分することにより, 静止流体中での z 成分終端速度 w_t は, t_p に ∞ を代入して式 (3.4)となる.

$$w_t = -\frac{\rho_p g d_p^2}{18\mu_{\text{air}}} \quad (3.4)$$

運動方程式の数値積分には4次のRunnqe-Kuttaと前進Euler法を適用し^(詳細は参考文献⁴), 上記の理論値との差異を議論する. 図3.1は静止流体中における自由落下について, 式(3.3)により求めた理論値と解析結果を比較している. Runnqe-Kutta, 前進Euler法ともに理論値と良く一致しており, 本手法の妥当性を検証できた.

次に, サイクロンの流れ場中の粒子運動の解析条件について説明する. 粒子追跡の時間刻み Δt_p (U_{IN}/D)は, 流体解析の時間刻み Δt (U_{IN}/D) = $\pi/2,560$ を10分割するように Δt_p (U_{IN}/D) = 1.227×10^{-4} に設定した. CY70において流体解析結果を入力条件とした粒子追跡の典型例を図3.2(a)に示す. 時間刻みをさらに半分 Δt_p (U_{IN}/D) = 6.136×10^{-5} としても差異は無かった(図3.2(b)参照). これは, 流体解析のCFL (Courant Friedrich Lewy) 条件が, ほとんどの計算格子で1を下回ったため, その時間刻み幅をさらに10分割した粒子追跡の時間解像度が十分であったためと考えられる. また, 数値解法による差異がない理由も, 時間解像度が十分なためと推測される. ところで, 本報告の粒子追跡の計算時間は, LESで計算された瞬時の流速分布データが格納されたファイルの読み込み時間が支配的となる. 数値解法による計算時間の相違が小さいため, 数値解法は4次のRunnqe-Kuttaを用いることとした. 本研究では一つのケースに対して, 以下に詳述するように, 合計35,100個(CY70),

37,700 個(CY60)の粒子の軌跡を計算した。入口部の旋回流れが一回転する無次元時間 π の間、これらの数の粒子を追跡するのに要した解析時間は、Intel (Xeon, X5670, 2.26GHz, DDR3 メモリ対応) プロセッサ 1 コアを用いた場合、約 30 分であった。

Table 3.1 Reynolds numbers and mass flow ratio

Type	Diameter D [mm]	Velocity U_{IN} [mm]	Bulk flow Reynolds Number Re	Volume flow rate Q [m ³ /min]	Volumetric fraction of particles* φ
CY60	60	6.78	2.69×10^4	0.44	9.16×10^{-7}
CY70	70	9.47	4.38×10^4	0.42	8.74×10^{-7}

* 0.5 [g] of particles are released per minute

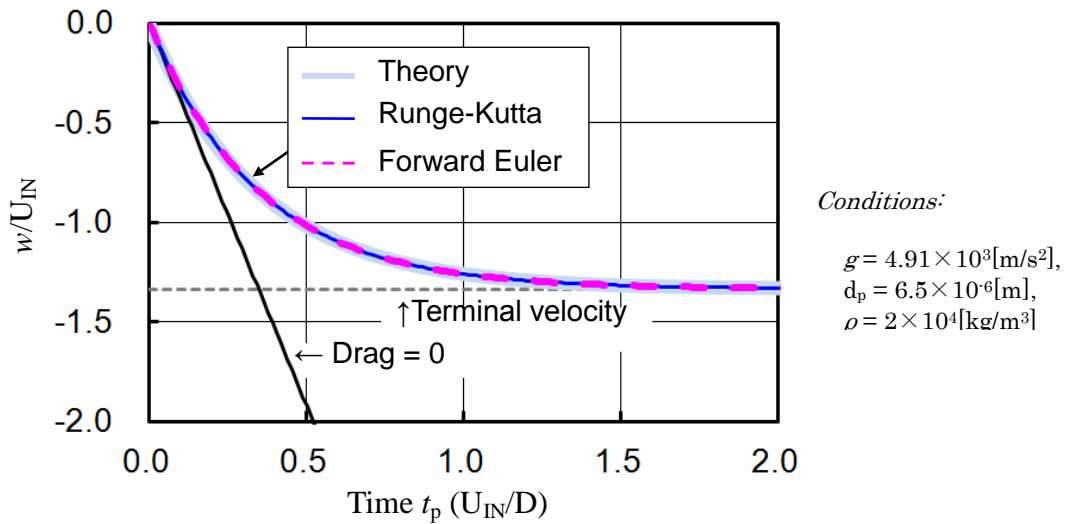
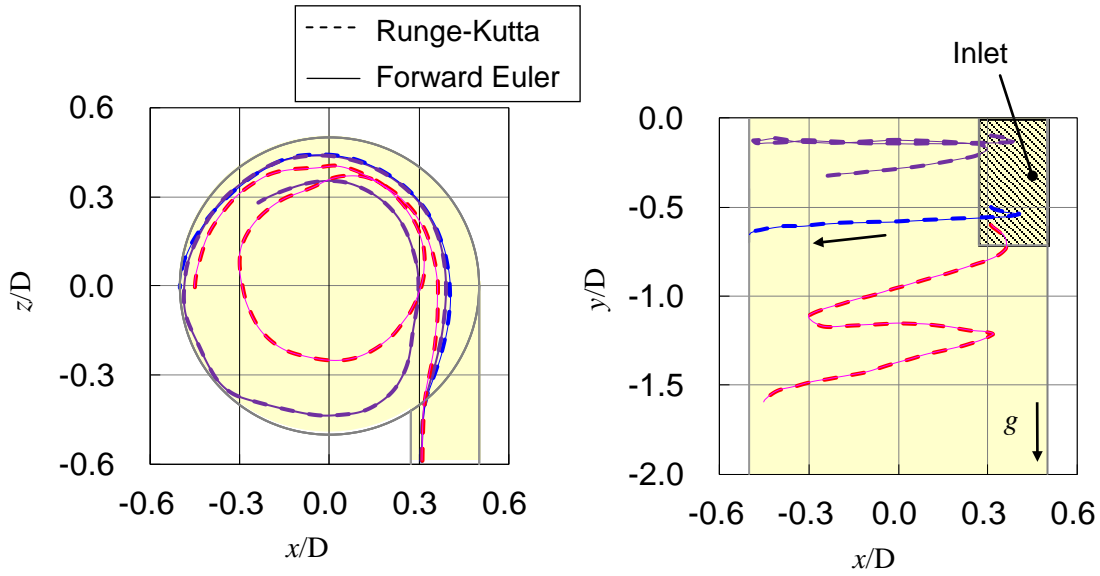
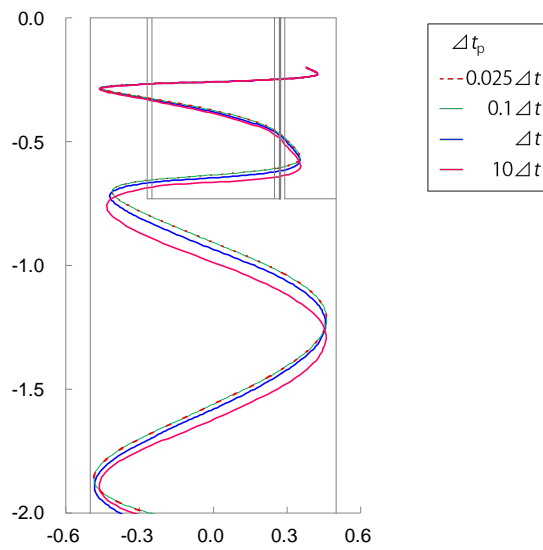


Fig. 3.1 Verification of numerical methods in the case of the free fall



(a) Comparison of the time marching methods (4th-order Runge-Kutta and Forward Euler method) for CY70



(b) Comparison of the time step for CY70 (4th-order Runge-Kutta)

Fig. 3.2 Typical examples of computed particle trajectories

3.2 円筒型サイクロンの分離性能評価実験

粒子追跡の解析精度を検証するために、サイクロンの捕集効率を実験で求めた。本研究で使用する内径 $D = 60 \text{ mm}$, 70 mm の円筒型サイクロン CY60, CY70 の供試体を図 3.3 に示す。入口部で旋回成分が与えられて円筒部に流入した流れは円筒の外側を旋回しながら下

向きに流れ、底部で折り返えされて、円筒の中央部を上向きに流れて上部から排出される。前述のように、サイクロンの中央部にはすりこぎ運動をする大規模ならせん渦 (vortex rope) が形成されるが、このらせん渦の底端を安定させ、かつ、ホルダに捕集した粒子の再浮上を防ぐために、底部に渦芯受け (Vortex table) が配置してある。実験装置は円筒形状のサイクロン、評価フィルタ、ファンから構成されている。サイクロンの捕集効率は、入口部より供給した粒子の質量と、出口から排出された粒子が付着した評価フィルタの質量の増加量との比より算出した。なお、粒子は入り口のほぼ中央に、図 3.4 に示す粉体供給機(ロンスウェイ式定量供給機)を用いて放出した。放出した粒子は密度 $\rho_p = 1,320 \text{ kg/m}^3$ 、図 3.5 に示すように粒径分布が異なる 3 種類のシリコン粒子 (Momentive 社製造)を用いた。粒径分布のピーク値を代表値とし、これら 3 種類の粒子サンプルを $d_{pe} = 2.4, 4.5, 12.3 \mu\text{m}$ と表記する。ここで、粒径分布の横軸解像度 Δd_{pe} は $0.1 \mu\text{m}$ で、縦軸は粒子体積の総和が 1 となるように正規化した頻度である。サイクロンの内径 D と平均入口速度 U_N に基づくレイノルズ数 Re 、および、粒子体積率 ϕ を表 3.1 にまとめる。この実験では 1 分間あたり 0.5 g の粒子を放出した。図 3.6 に示す拡大写真より、粒子が球形として取り扱って問題ないと判断した。

図 3.7 は典型的な実験結果であり、時間の経過に伴う捕集効率 η の推移を粒子の総投入量 6 g まで示している。粒子の投入量が 2 g 未満までは、粒子が円筒の内壁に付着するために捕集効率 η がやや高い。投入量 4 g 以降は、粒子付着の影響が少なく平衡状態と見なせる。そこで、投入量 $4\sim 6 \text{ g}$ における 2 回の平均値を捕集効率 η の実験値とした。本研究で対象とした粒子径 $d_{pe} = 1\sim 25 \mu\text{m}$ の粉体には、粒子同士ならびに粒子と内壁面の間に液架橋付着力、静電付着力、van der Waals 力が作用する。液架橋付着力と静電付着力は湿度や温度に依存して変化する⁽⁵⁾ため、相対湿度 $50 \%RH$ 、気温 20°C の環境で実験を行った。実験結果のばらつきは捕集効率 η と粒子サンプルの組み合わせにより異なり、たとえば、平均捕集効率 $\eta = 99.4 \%$ となった条件 (CY60, $d_{pe} = 12.3 \mu\text{m}$) では 2 回の実験の相違が 0.2% 、 $\eta = 67.2 \%$ となった条件 (CY60, $d_{pe} = 2.4 \mu\text{m}$) では 2 回の実験の相違が 8.4% である。前者よりも後者の差異が大きな理由は後述する。

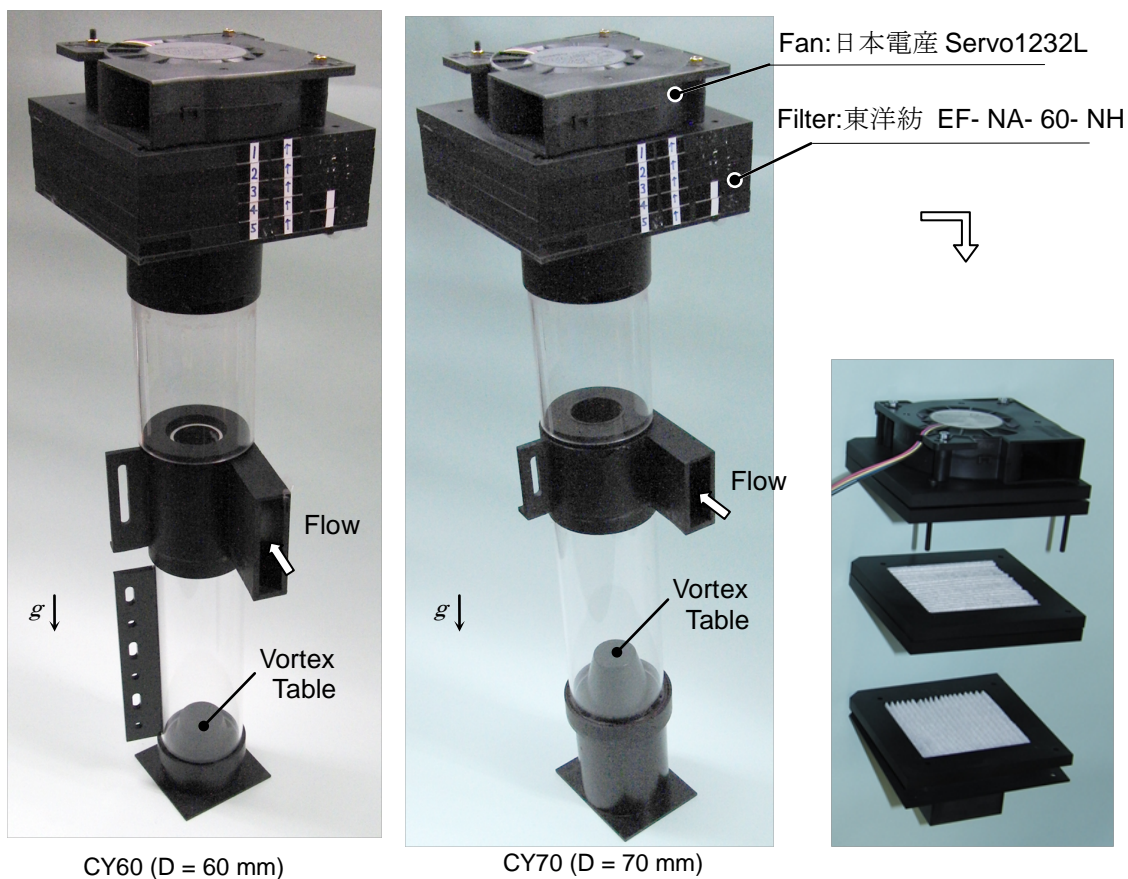
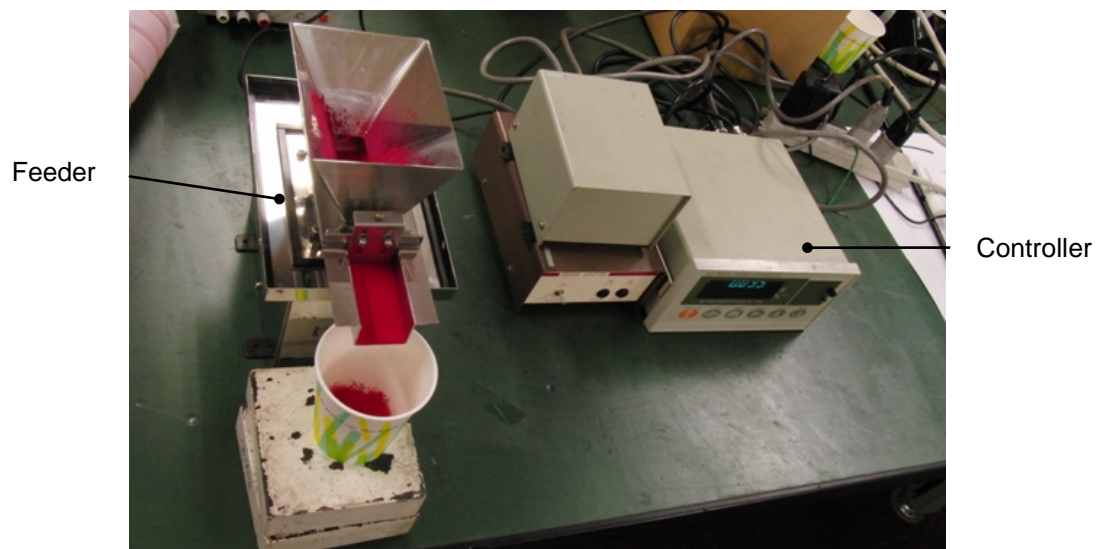


Fig. 3.3 Photos of test cyclones



計量フィーダー

ロスインウェイ式定量供給機 AD-4601A/4601B(<http://www.betterseishin.co.jp/product/plant/ad.html>)

Fig. 3.4 Photo of powder feeder

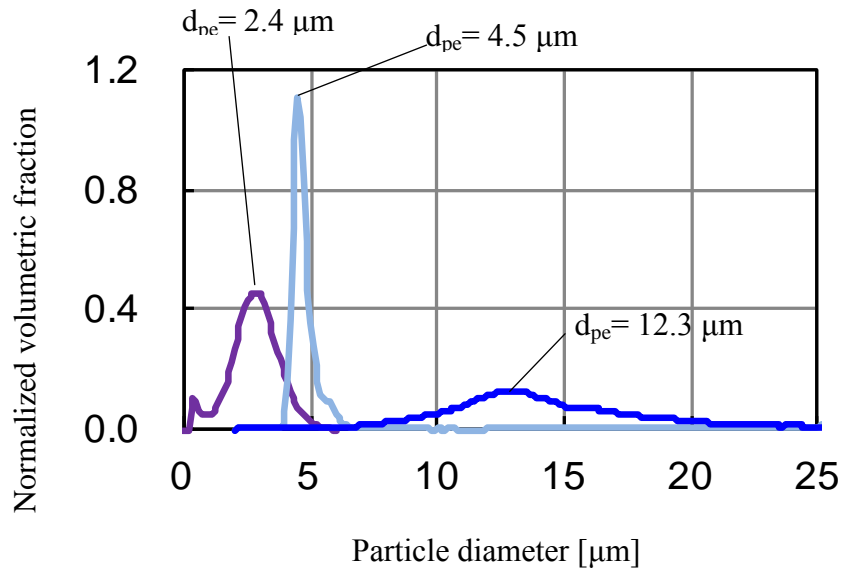


Fig. 3.5 Measured diameter distributions of test particles

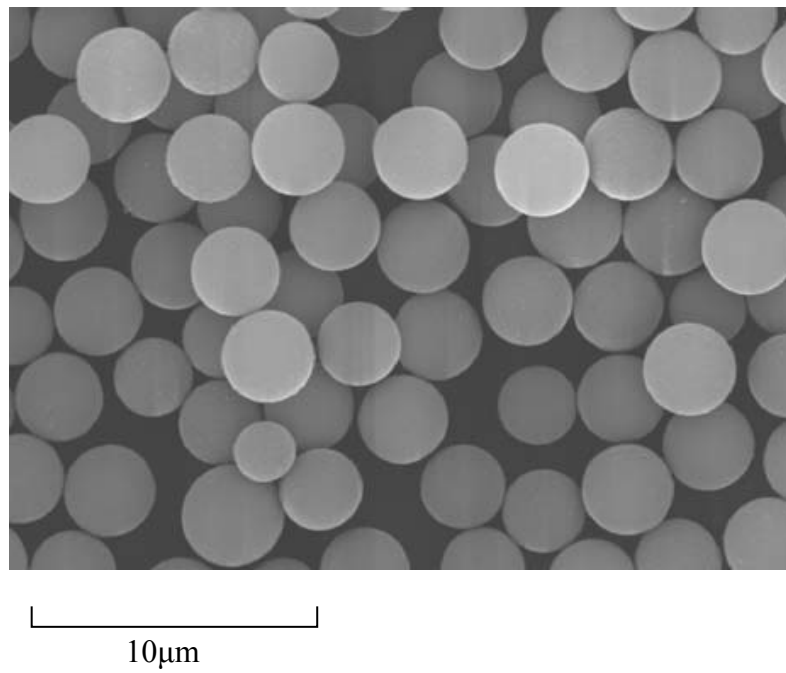


Fig. 3.6 Photo of test particles (tospearl 130, $\times 3000$)

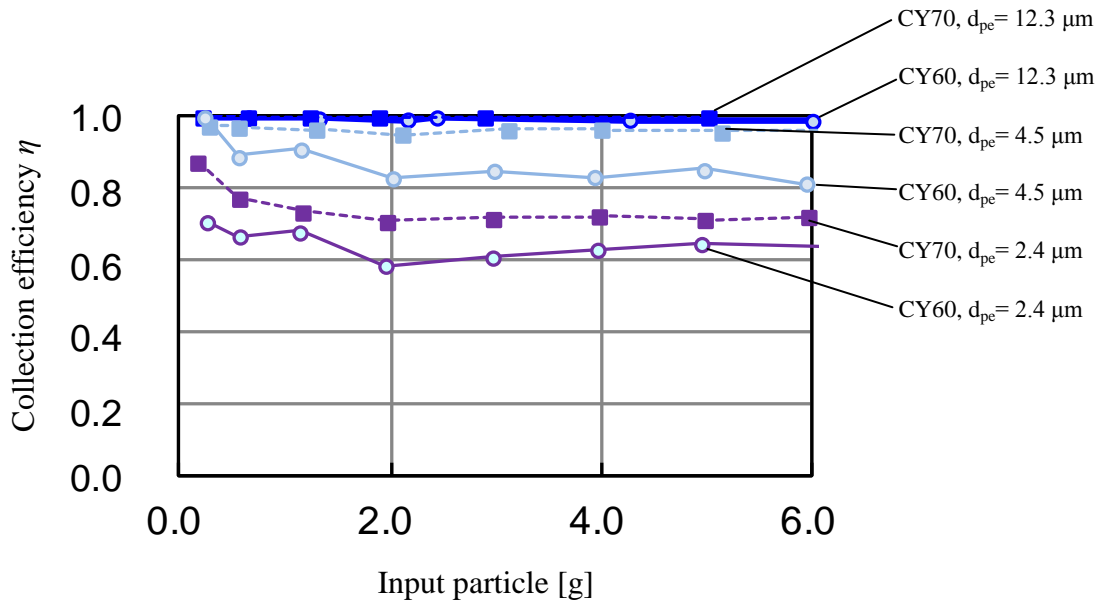


Fig.3.7 Typical experimental results of collection efficiency for CY60 and CY70

3.3 粒子追跡の解析精度の検証

LES 解析で求めた流れ場を入力条件とした粒子追跡を行い、解析結果より求めた粒子の捕集効率を 3.2 節で述べた実験結果と比較して、粒子追跡の解析精度を検証する。

粒子は解析領域の入口では完全に流れに追従しているものと仮定し、表 3.1 に示した流れの平均速度で流入境界より放出する。流入境界面の x, z 方向を等間隔の $5 \times 27 = 135$ 点 (CY70), $5 \times 29 = 145$ 点 (CY60) に分割し、各格子点から粒子追跡計算の 2,000 ステップおきに 13 回、合計 1,755 個 (CY70), 1,885 個 (CY60) の粒子を投入し、それぞれの粒子の軌跡を計算した。粒径範囲 $d_p = 0.5 \sim 10.5 \mu m$ において、刻み幅 $\delta d_p = 0.5 \mu m$ で各粒径について追跡を行い、単位時間当りに計算領域から排出される粒子数が一定となった無次元時刻 $t_p(U_{IN}/D) = 10\pi \sim 80\pi$ における解析結果から捕集効率を計算した。この平衡状態において、流入部や円筒部の上端に相当する高さ $z/D = 0$ よりも下に位置する粒子数を、流入境界より放出した粒子数で正規化し、この比率を捕集効率 η と定義する。

解析と実験の相違は 3 点ある。1 つめは粒子の放出位置であり、実験では流入境界面の中央から放出したのに対し、解析では流入境界の全領域から放出した。粒子追跡の予備計算 (CY70, $d_p = 2.5 \mu m$) により、粒子の放出位置の影響に関して調査した。解析では、流入

境界の全面から放出した際の捕集効率 $\eta = 47.0\%$ であり、中央部のみ（流入境界の x, z 方向の中央で、等間隔の $3 \times 11 = 33$ 点）から放出した場合の捕集効率 $\eta = 45.2\%$ との相違が小さかった。したがって、粒子の放出位置が捕集効率 η にあたる影響は小さく、実験結果と解析結果も比較可能と考える。2つめはサイクロンに対する流れの流入条件であり、実験では供試体の入口部にベルマウス等がないため、箱型の入口端部より流れが剥離することが予想されるが、LES解析では一様流を設定した。3つめは、流れ場の入力条件である。本研究ではLESにより計算された瞬時の流れ場を一端磁気ディスク装置に記憶し、あとでこれらの流れ場を読み出して粒子追跡を実施した。ディスク装置の容量に制限されるため、2,560ステップ（合計 π の無次元時間、CY70におけるらせん渦のすりこぎ運動1.8回転に相当）のLES解析結果を周期的に繰り返して入力した。以下に示すように、粒子の捕集効率の計算結果は実験結果と良く一致していることから、2つめ、3つめの影響も無視できるものと考えられる。遠心力により内壁面に到達した粒子は、静止状態に近い粒子もあるが、壁面を貫くことは無かった。粒子は壁面との付着力を与えていないため重力方向には若干動いており、平衡状態となって $z/D = 0$ よりも下に位置していれば捕集された粒子として数えた。また、無次元時間 π の間で流速分布データを周期的に利用したため、粒子は無次元時間 π ごとに不連続な力を受けている。

上述の手法を用いてCY70にシリコン粒子を放出する解析を実施した。2,000ステップ毎に放出した累計粒子数を図3.8上に、出口管より排出された粒子の割合を図3.8下に示す。図3.8は $t_p(U_{IN}/D) = 50\pi$ までの結果を示しているが、すべての粒子径 d_p について出口管より排出された粒子の割合が一定になるまで計算し捕集効率 η を得ている。このようにして求めた捕集効率 η を粒子径 d_p に対してまとめると、シリコン粒子（ $\rho_p = 1,320 \text{ kg/m}^3$ ）に対するCY60, CY70の捕集効率曲線は図3.9のようになる。ここで得た捕集効率曲線に、図3.5で示した放出した粒子サンプルの直径分布 d_{pe} を掛け合わせ、積分することでオーバーオール捕集効率 η を算出した。図3.10はCY60, CY70に代表粒径 $d_{pe} = 2.4, 4.5, 12.3 \mu\text{m}$ の粒子サンプルを放出した際の捕集効率 η について、解析結果と実験結果を比較している。実験値は2回の値をそれぞれ図示し、2回の平均値を下表に示した。解析結果は実験値とよく一致しており、サイクロンの優劣を把握するのに十分な予測精度を有することが検証できた。実験結果と解析結果の乖離が若干大きい $d_{pe} = 2.4 \mu\text{m}$ の粒子サンプルは、直径分布のピーク（図3.5の $d_{pe} = 2.4 \mu\text{m}$ 参照）が捕集効率曲線の勾配が大きい $\eta = 0.5$ 近くの領域（図3.9）に重なるため、実験のばらつきが大きく、また、解析の誤差感度も大きいものと推定される。

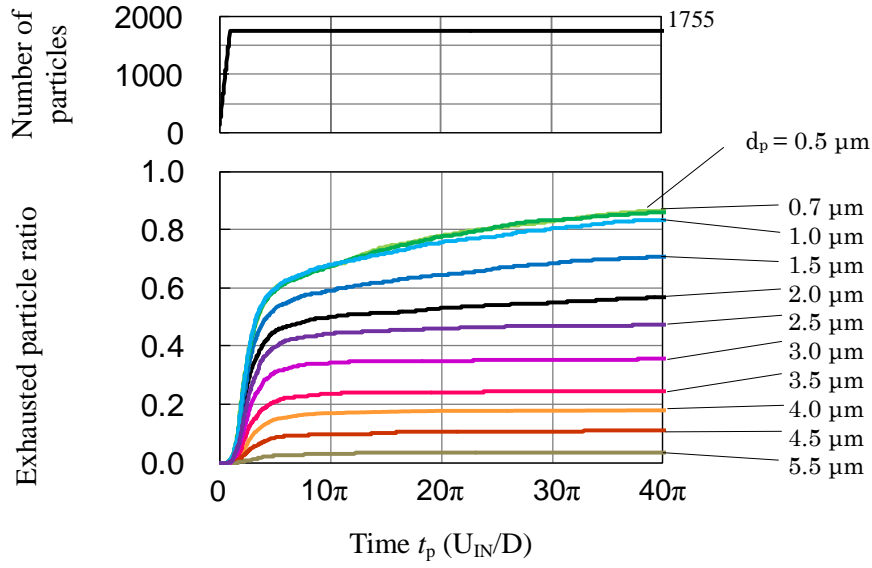


Fig. 3.8 Accumulated number of input particles (top) and exhausted particle ratio (bottom) for CY70

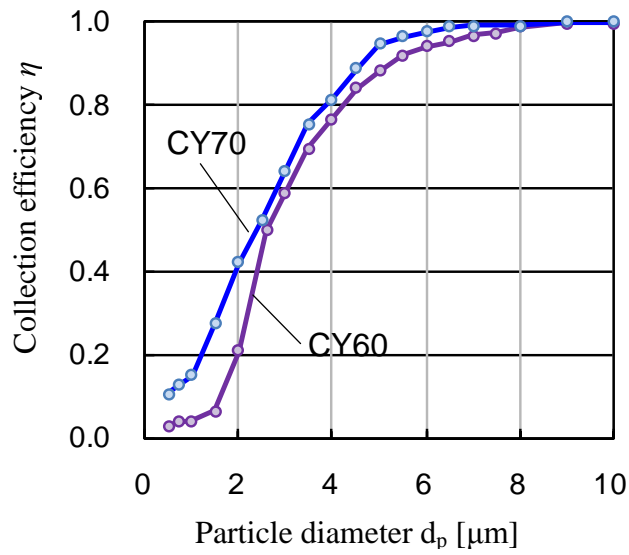
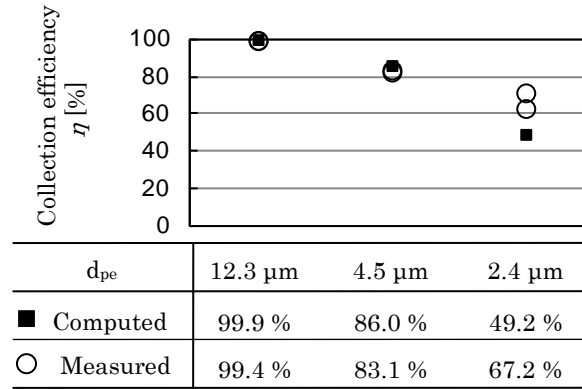
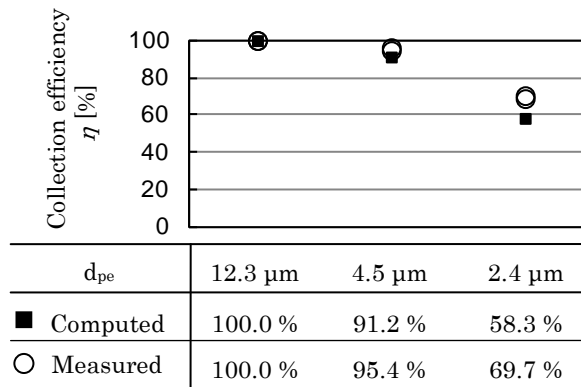


Fig. 3.9 Computed collection efficiency curves



CY60



CY70

Fig. 3.10 Comparisons of collection efficiency for three particle diameters (two of measured values are plotted in graphs and averaged value is shown in tables)

3.4 第3章のまとめ

粒子に作用する外力としては Stokes Drag と重力のみを考慮した粒子の運動方程式を数値積分することにより、種々の粒径の粒子に対してサイクロン内の粒子の軌跡を求め、これによりサイクロンの捕集効率を評価した。この解析では粒子濃度は希薄であると仮定し、粒子同士の衝突の影響は無視し、さらに、粒子の質量流量は流体（空気）の質量流量に比べて十分に小さいことから、粒子の運動が流れ場に与える影響は無視して、LESにより計算された時々刻々の流れ場を用いて一方向連成解析を実施した。本手法により予測された粒子の捕集効率 η を2種のサイクロンと3種の粒子による実験値と比較した結果、粒子の捕集効率 η の定量的な予測が可能であることが実証された。

3.5 参考文献

- (1) Elgobashi, S., “Particle-laden turbulent flows: direct simulation and closure models”, *Applied Scientific Research*, Vol. 48 (1991), pp. 301-314.
- (2) Kurose, R., Desjardins, O., Nakamura, M., Akamatsu, F. and Pitsch, H., “Numerical Simulation of Spray Flames”, *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2004*, Stanford university (2004), pp. 269–280.
- (3) Kurose, R. and Komori, S., “Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 384 (1999), pp.183-206.
- (4) William, H., Press, Brian, P., Flannery, Saul, A., Teukolsky and William, T., Vetterling, ニューメリカル レシピ・イン・シー 日本語版—C 言語による数値計算のレシピ, 技術評論社, 初板, pp.526-557.
- (5) Shimada, Y., Yonezawa, Y. and Sunada, H., “Measurement and Evaluation of the Adhesive Force between Particles by the Direct Separation Method”, *Journal of Pharmaceutical Sciences*, Vol. 92, No.3 (2003), pp. 560-568.

第 4 章 円筒型サイクロンの流れ構造

粒子の分離メカニズムを解明するには、搬送力となる流体の運動を把握することが重要である。本章では第 2 章で解析精度が検証された LES 解析結果を用いて、円筒型サイクロンを対象としたバルクな流れ構造や詳細な渦構造について議論する。

4.1 理想的な流れ構造モデルの導入

一般的なサイクロンセパレータは、CY70 や Stairmand サイクロンのように円筒の接線方向に設けられた一つの経路より流入することに起因して、円筒の中央部には 3 次元的にねじれた大規模ならせん渦が存在する。さらに、このらせん渦自体が円筒の幾何学的中心まわりに回転するすりこぎ運動をすることがよく知られている。そこで本研究では、回転中心は幾何的に中央に固定された理想的な流れ場を生成し、らせん渦の 3 次元的なねじれや非定常なすりこぎ運動が分離性能に与える影響と切り分けて、サイクロンの分離メカニズムを詳細に理解する。具体的には、図 4.1 に示すモデル TAN70 を用いた解析結果を調査することとした。図 4.1 の中央に示した矢印のように TAN70 は周方向の全範囲から流入され、接線方向速度 $U_{IN,\theta} = 1.000$ 、半径方向速度 $U_{IN,r} = 0.068$ と設定することで CY70 と流量を等しくしてある。ホルダや出口管、Swirl stop 等の幾何形状、解析条件は CY70 と同じである。図 4.1 に示すように、TAN70 の中央には直径 $0.14D$ の円柱を配置しており、らせん渦の 3 次元的なねじれやすりこぎ運動を低減できる。図 4.1 右に示した解析格子は、円柱周りに格子を集中させた O 型のトポロジーで、歪の小さい六面体で構成している。第 5 章に詳細を記すが、TAN70 は後述する縦渦の運動を制御し、捕集効率が CY70 よりも高いことが分かっているため、CY70 の結果と並行して議論する。

図 4.2 は接線方向速度の時間平均 u_θ について、CY70, TAN70 の解析結果を比較している。図 4.2 左は子午面における分布図を、図 4.2 右は高さ $z/D = -2.43, -3.57$ における比較をそれぞれ示している。接線方向速度と同様に、図 4.3 は z 軸方向速度の時間平均 w についてそれぞれの解析結果を比較している。CY70 の速度分布は、らせん渦が 3 次元的にねじれているため、極大値や回転中心が非軸対称である。CY70 と比較して、TAN70 は z 軸方向の全範囲で速度分布がほぼ軸対称であり、粒子が受ける遠心力の影響を理解するのに適切な流れ場を形成している。

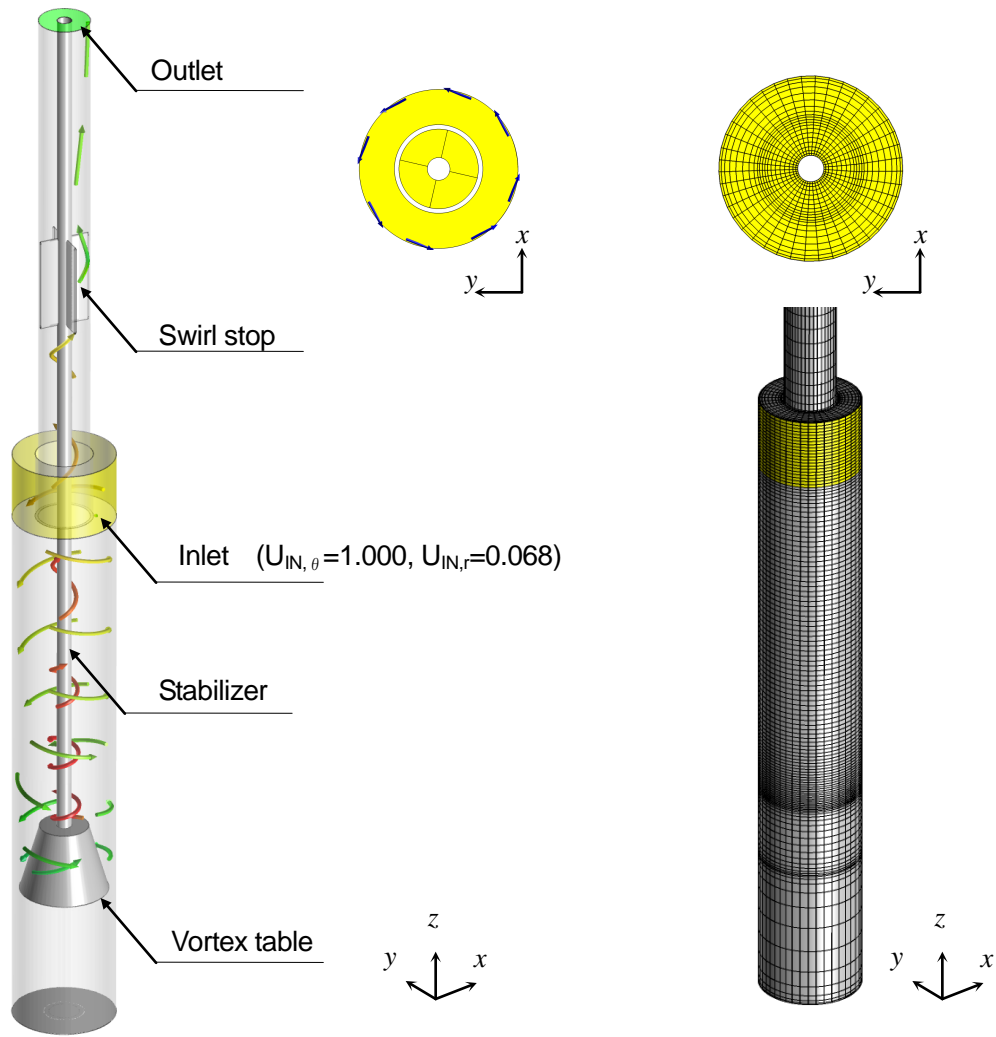


Figure 4.1 Schematic model (left) and computational mesh (right) for TAN70
 (Note that every 5 grids are shown for clarity)

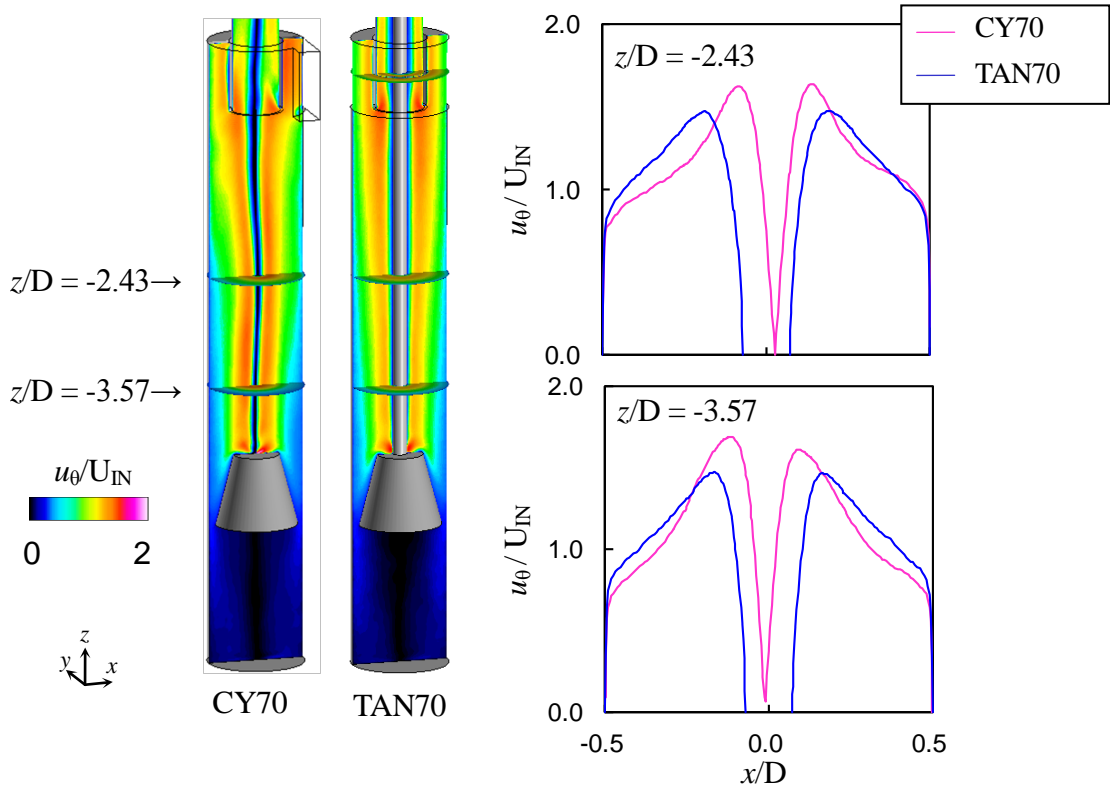


Figure 4.2 Comparisons of time-averaged tangential velocity

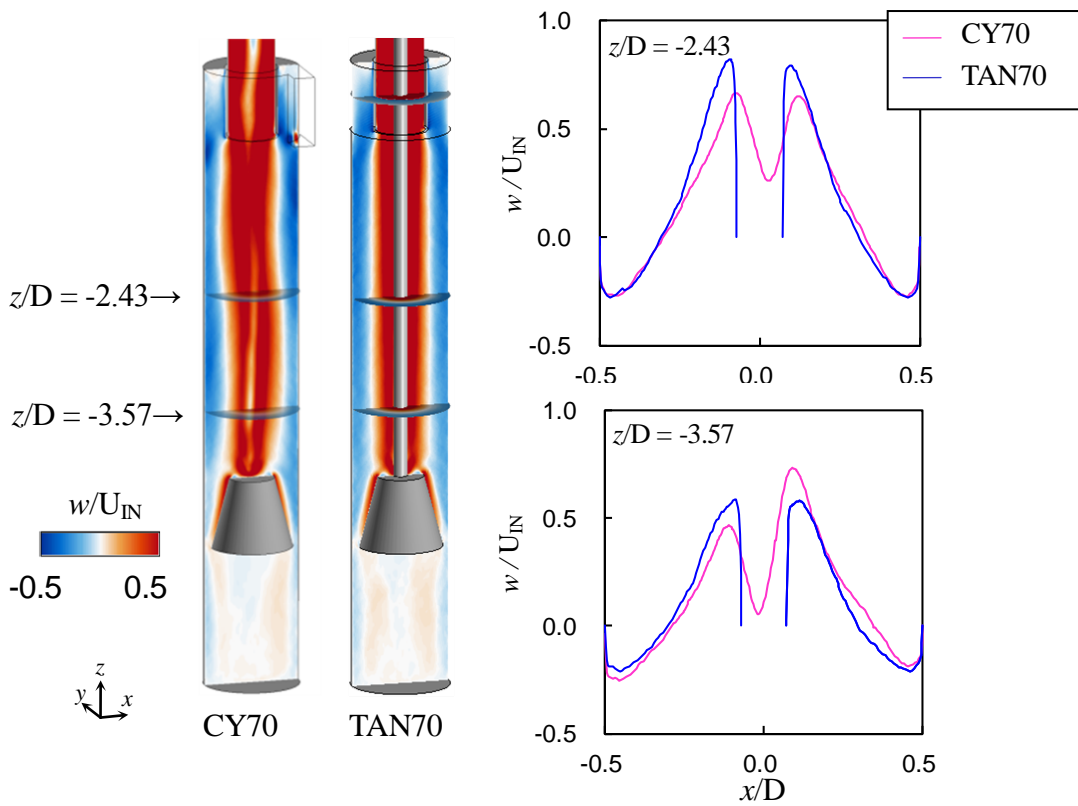


Figure 4.3 Comparisons of time-averaged axial velocity

4.2 質量の移動

入口部と出口管の間の経路では、流れの全ては底部までは移動しないため、 z 軸方向の各断面において、下向きの流れと上向きの流れの質量流量はそれぞれ変化する。粒子は流体の質量の移動によって搬送されるため、流れ構造を議論するにあたり、まず、この質量の移動を明らかにする。特に、逆流を伴う旋回流では、実験的に下向き流れと上向き流れの間の質量の移動を算出することが困難なため、数値解析による評価は有意義である。サイクロンの大まかな流れは、旋回を伴いながら外側を下降し、底部で折り返して、旋回を伴いながら上昇し出口管に向かう。前述のように、全ての質量が底部まで移動するのではなく、サイクロンの下部へ向かうほどその断面に到達する質量は減少する。この現象を図 4.4 に示す検査体積を用いた収支で説明する。 z 軸方向速度 w が零になるところを検査体積の境界に設定し、外側は下向きの流れとなるリング状の検査体積、内側は上向きの流れとなる検査体積をとる。 $z =$ 一定の任意の検査面 S を通過する正味の質量流量は質量の保存によりゼロとなる ($\dot{m}_{+w,t} + \dot{m}_{-w,t} = 0$ および $\dot{m}_{+w,b} + \dot{m}_{-w,b} = 0$)。解析結果でも、入口流量 $\dot{m}_{in} = 1.0$ で正規化した下向きと上向きの質量流量の差異は、最大で 10^{-5} オーダーと微小であるため、質量は保存されているといえる。また、解析結果より検査面 S_{top} , S_{bottom} における下向き成分は $\dot{m}_{-w,t} > \dot{m}_{-w,b}$ となることから、両者の差分が内側に移動する量 $\dot{m}_r = \dot{m}_{-w,t} - \dot{m}_{-w,b}$ と考えることで、質量流量の収支が釣り合う。図 4.5 に示すように、正負いずれかの質量流量を z 軸方向にプロットすることで、 z 軸方向、半径方向への質量流量の移動を定量的に把握できる。

図 4.5 に示した下向き流れの質量流量 $\dot{m}_{-w} / \dot{m}_{in}$ は、平均流れ場の解析結果より $z =$ 一定の検査面で積分した流量を入口流量 \dot{m}_{in} で正規化したものである。ここで、図中の丸印は入口部直後の位置 (CY70, TAN70: $z/D = -1.22$, CY60: $z/D = -1.57$) と渦芯受け上面の位置 (CY70, TAN70: $z/D = -4.26$, C60: $z/D = -3.97$) を表す。

まず、図 4.5 上段に示した CY70 と CY60 について議論する。入口直後においては、出口管に対して入口面積が大きい CY60, CY70 の順に、それぞれ $\dot{m}_{-w} / \dot{m}_{in} = 0.50, 0.30$ もの質量が内向き方向に移動している。これは、入口部から流入した直後に出口管より排出されていることを意味し、この流れは粒子分離に寄与しないことになる。次に、CY70 における円筒中央の区間 $z/D = -1.3 \sim -3.4$ では、単位長さ $z/D = 1$ あたり入り口から流入する質量流量 \dot{m}_{in} の約 91% の質量が下向きに移動している (CY60 も同等)。入口直後と円筒中央区間の流れの折り返しにより、渦芯受けに到達する質量流量は CY60, CY70 の順に、それぞれ $\dot{m}_{-w} / \dot{m}_{in} = 0.19, 0.34$ であり、渦芯受け上面付近では、局所的に強い内向きの流れが生じている。

次に、図 4.5 下段に示した CY70 と TAN70 について議論する。概して、両者の質量流量の

変化はよく似ている。入り口直後 ($z/D = -1.22$) で内向きに移動する流量は、CY70 と TAN70 の順に $\dot{m}_{-w} / \dot{m}_{in} = 0.30, 0.22$ であり、中央に $0.14D$ の円柱を配置した TAN70 のほうが CY70 よりも減少している。なお、渦芯受け (Vortex table) の下部からサイクロンの底部 ($z/D = -6 \sim -5$) に向けて流量が増加する理由は、この部分に循環流が生じているためである。

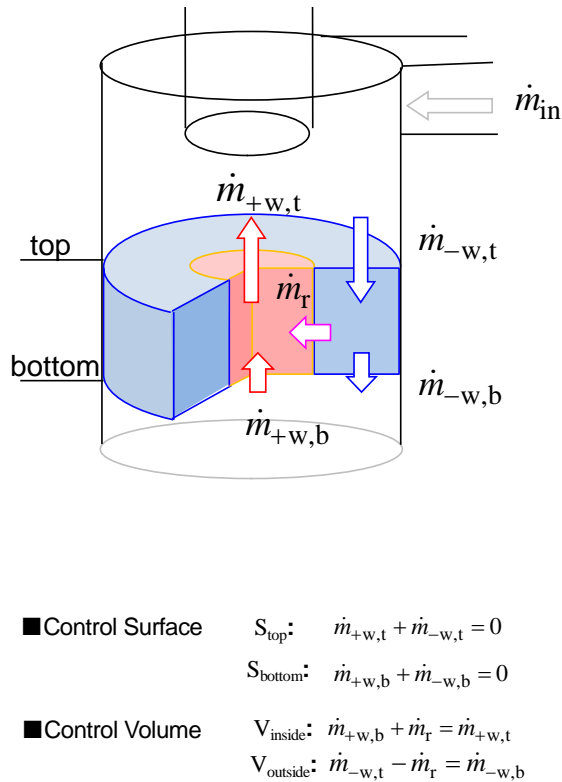


Figure 4.4 Balances of mass flow ratio in a cyclone

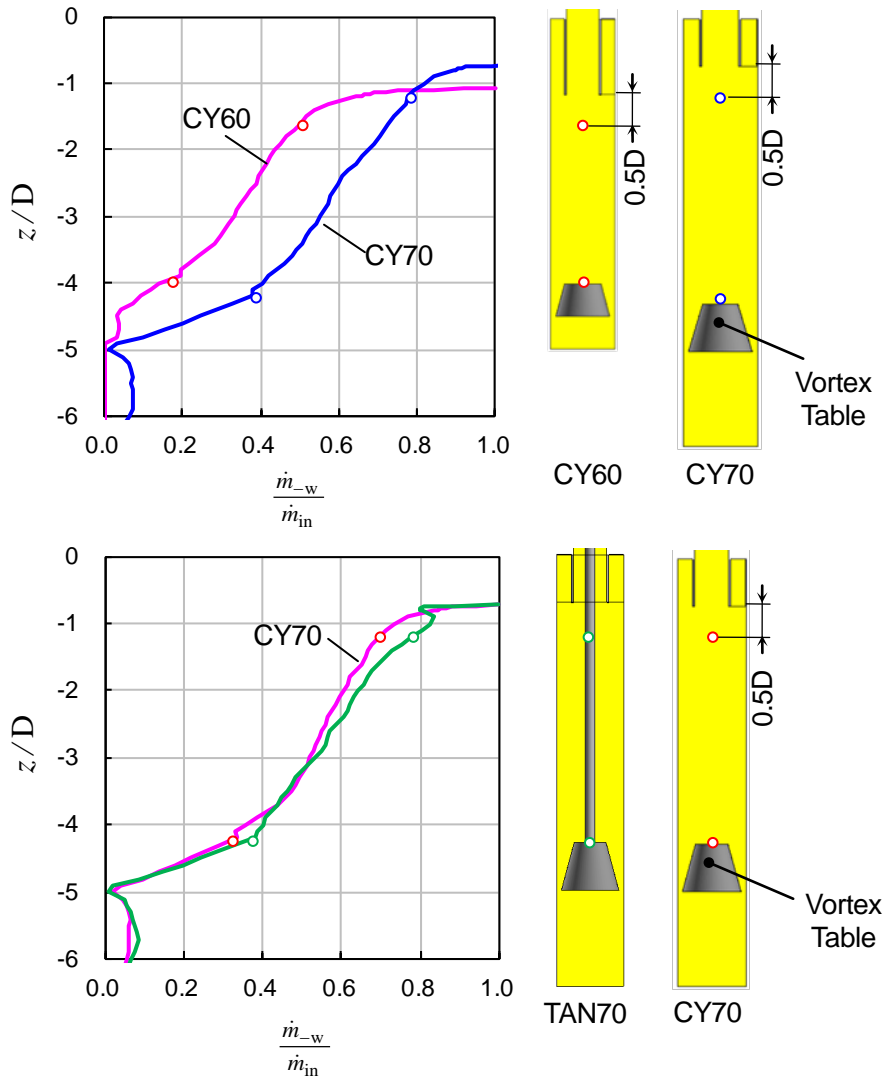


Figure 4.5 Computed mass flow ratio of downward flow

4.3 角運動量の減少

前節で示した質量の移動を踏まえ、本節では、下向きに流れる旋回流と上向きに流れる旋回流との間でどのように角運動量が受け渡されているかを調査する。式(4.1)に示す流体の角運動量 L は、 $z =$ 一定の検査面 S を単位時間あたりに通過する平均角運動量を表す (図 4.6 を参照)。また、これを式 (4.2) のように無次元化した量をスワール数 Sw と定義する。

$$L = - \int_0^{D/2} 2\pi r^2 w u_0 dr \quad (4.1)$$

$$Sw = - \frac{L}{\frac{D}{2} \cdot \rho \frac{4}{\pi D^2} (U_{IN} A_{IN})^2} \quad (4.2)$$

ここで、 A_{IN} は入口の断面積を示す。図4.7(A)にCY70の時間平均した流れ場より求めたスワール数 S_w の分布を下向きの流れと上向きの流れのそれぞれの流れに対するスワール数 S_w と共に示す。グラフの右には z 軸スケールを対応させて解析モデルを図示している。ただし、上向きの流れのスワール数としては負の値 $-S_w$ を表示している。また、それぞれの流れの積分範囲は $D/2$ から w が0になる半径位置、 w が0になる半径位置から0までである。まず、上向きに向かう流れの角運動量は流れとともに増大している。このことはトータルとして外側の流れから内側の流れに角運動量が受け渡されていることを意味する、トータルという意味は、2.3.3項の図2.22および図2.25に示したように、外側の下向きに向かう流れと内側の上向きに向かう流れとの境界は自由渦の領域にあり($\frac{\partial u_\theta}{\partial r} < 0$)、せん断応力により角運動量は内側の流れから外側の流れに輸送される。しかし、4.2節に示したように、外側の流れから内側の流れに質量が移動するため、この質量移動に伴い、外側の流れから内側の流れに角運動量が持ち込まれる。前者のせん断応力による輸送よりも流れによる輸送のほうが大きいためトータルとして外側の流れから内側の流れに角運動量が受け渡されるのである。このことから、下向きに向かう流れの角運動量が底部に向かい減少するのは、壁面のせん断応力により角運動量が減少することに加えて、上側から流入した角運動量の一部を内側の流れに受渡しているからであると分かる。両成分の和であるスワール数 S_w は、壁面のせん断応力により減少する、正味通過する角運動量を意味する。渦芯受けでスワール数 S_w がゼロとなるのは、ホルダ部で流れが減衰しているためである。図4.7の(B)(C)にそれぞれ示したTAN70、CY60のスワール数 S_w の分布も、CY70の場合と同様の傾向を示している。次に、らせん渦の端部が内壁に付着した場合について考察する。図2.13上に示したFractional-step法のみで計算した流れ場について、 $t(U_{IN}/D) = 13\pi \sim 14\pi$ において時間平均した流れ場から求めたスワール数 S_w の分布を図4.7の(D)に示す。らせん渦が円筒内壁に付着した高さ $z/D = -3.4$ よりも下側では、スワール数 S_w がほぼゼロとなっており、角運動量が持ち込まれず、回転していない流れとなっている。このことより、粒子の分離性能に関わるサイクロンの有効分離長さは、出口管よりらせん渦の端面までと考えるのが妥当であり、スワール数 S_w を調べることでより定量的に評価できると言える。らせん渦の端面がどこまで到達するかはサイクロンの幾何形状に関して最適化を行う際には極めて重要である。らせん渦の長さが長い場合に、実現象として壁面にらせん渦が付着する解しか無いのか、本研究のように底面にらせん渦が付着する解も存在するかは現時点では判別することができない。

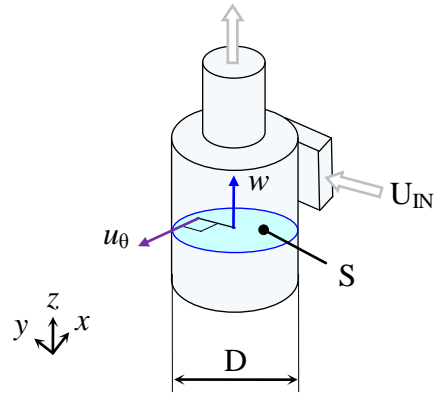


Figure 4.6 Sketch illustrating the $z=\text{constant}$ control surface in a cyclone

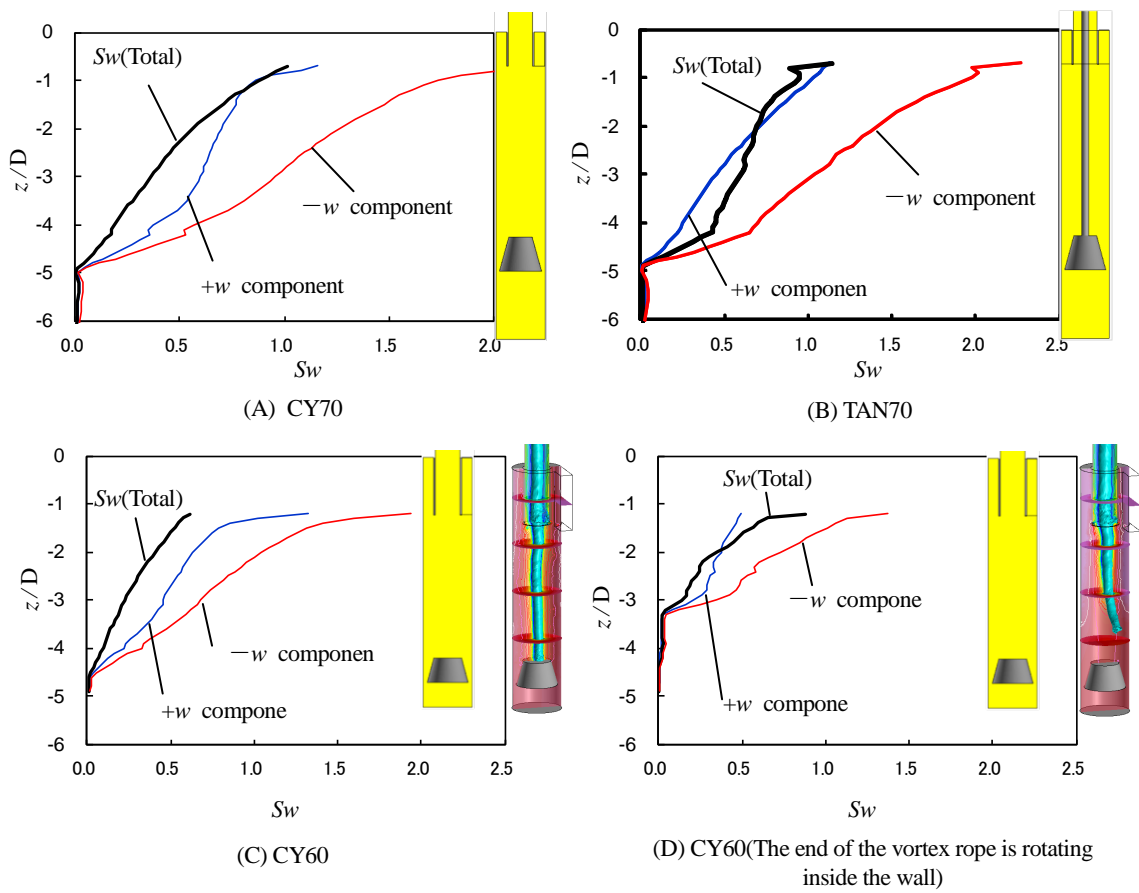


Figure 4.7 Computed swirl number distributions

4.4 サイクロン内の主要な渦構造

非定常な流れ構造を調査する目的で、まず、大規模な渦構造を可視化する。図 4.8 は、CY70 の瞬時の渦構造を $\nabla^2 C_p = 1,200$ の等値面により可視化し、圧力係数 C_p の値に応じて色付けした図に、 $y = 0$ 面内の瞬時の流れ場の流線を重ねて示している。なお、静圧 p は入口速度 U_{IN} に対応する動圧の 2 倍を基準圧力として無次元化しており、長さは円筒内径 D で無次元化している。上図には、 $z/D = -3.5 \sim -2.5$ の範囲にある渦を $+z$ 方向から観察した様子を示している。

図 4.8 を参照して、渦を以下の 4 つに分類して説明する。(a) らせん渦 (Vortex rope) : 出口管より渦芯受けまで連なる大規模な渦。3 次元的にねじれた状態ですりこぎ運動をしており、底部は渦芯受けに付着した状態で安定している。(b) 縦渦 (Longitudinal vortex) : 空間的にも時間的にも間欠的に生成され、らせん渦の外側を旋回しながら出口管に向かう。長細い縦渦で一方の端部はサイクロンの内壁面近傍に達する。(c) 出口管直下の微細渦構造 (Fine vortical structures under vortex finder) : 流入直後の約 30 % の質量流量が出口管に移動する領域 (入口底部より $-z$ 方向に約 $0.5D$ まで、CY70: $z/D_{IN} = -0.71 \sim -1.22$) で、 z 軸方向に折り返す流れの強いせん断応力により微細な渦構造が連続的に生成され、上向きの速い流れで出口管に吸い込まれる。出口管の外径に相当する $r/D = 0.28D$ を境に外側は前述の (b) の縦渦として区別する。約 30 % もの質量が出口管に向かうために、この領域に密集した微細渦が常に生成される。(d) 渦芯受け上部の微細渦構造 (Fine vortex structures on vortex table) : 約 34 % の質量が内向きに移動する渦芯受けでも、 z 軸方向に折り返す流れにより局所的に速度勾配が大きい領域があり、ここで微細な渦構造が連続的に生成され、旋回しながら消滅している。

4.5 縦渦の運動

(b) の縦渦に関してさらに詳細に渦運動を説明する。 $+z$ 方向から見て反時計回りに旋回するサイクロンでは、縦渦は渦の進行方向に対して時計回りに回転する。これは、自由渦が生成される接線方向速度の勾配が $\frac{\partial u_\theta}{\partial r} < 0$ の領域は軸方向速度の勾配も $\frac{\partial w}{\partial r} < 0$ となるためである。図 4.8 上図のように $+z$ 方向から観察すれば、縦渦は外側に向かい伸張して xy 平面内の曲率が大きくなり、壁の近傍では壁面に平行に、かつ、水平になっている(図 4.8 (b) の拡大図)。図 2.22 と図 2.25 の速度分布から、接線方向速度 u_θ と z 軸方向速度 w のいずれにおいても自由渦の速度勾配により強いせん断応力が作用する範囲 ($0.1 < r/D < 0.5$) に位置するため、3 次元的な縦渦の生成は合理的である。接線方向速度 u_θ は $r/D = 0.3$ から壁付近にかけて $u_\theta = 1.0$ に漸近して勾配 $\frac{\partial u_\theta}{\partial r}$ が緩くなる一方、軸方向には壁面近くまで勾配 $\frac{\partial w}{\partial r}$ がほぼ一定の

ため、壁付近の縦渦は水平方向に進行すると裏付けられる。図4.8の(b)に示した縦渦の拡大図より、縦渦が $y=0$ 面を貫く様子に着目すると、縦渦のまわりを流線が同心円状に連なることがわかる。縦渦の進行方向に対し時計回りの渦運動を考慮すると、拡大図に示すような $x>0$ の範囲では、渦の $+z$ 側では外向きの流れ、 $-z$ 側では内向きの流れというように、実際のサイクロンでは、縦渦との相対的な位置関係に依存して粒子に作用する流体力の向きが異なることを示唆している。高精度にサイクロンの流れ構造を予測するためには、このような縦渦を解像できるような格子密度を壁面近くまで適用し、渦運動を適切に解析することが重要になる。サイクロンの流れ構造に関する研究で、このように縦渦の運動を可視化して議論したのは本論文が初めてである。図4.9は(a)らせん渦と本研究で明らかとなった(b)縦渦を模式図で表現している。

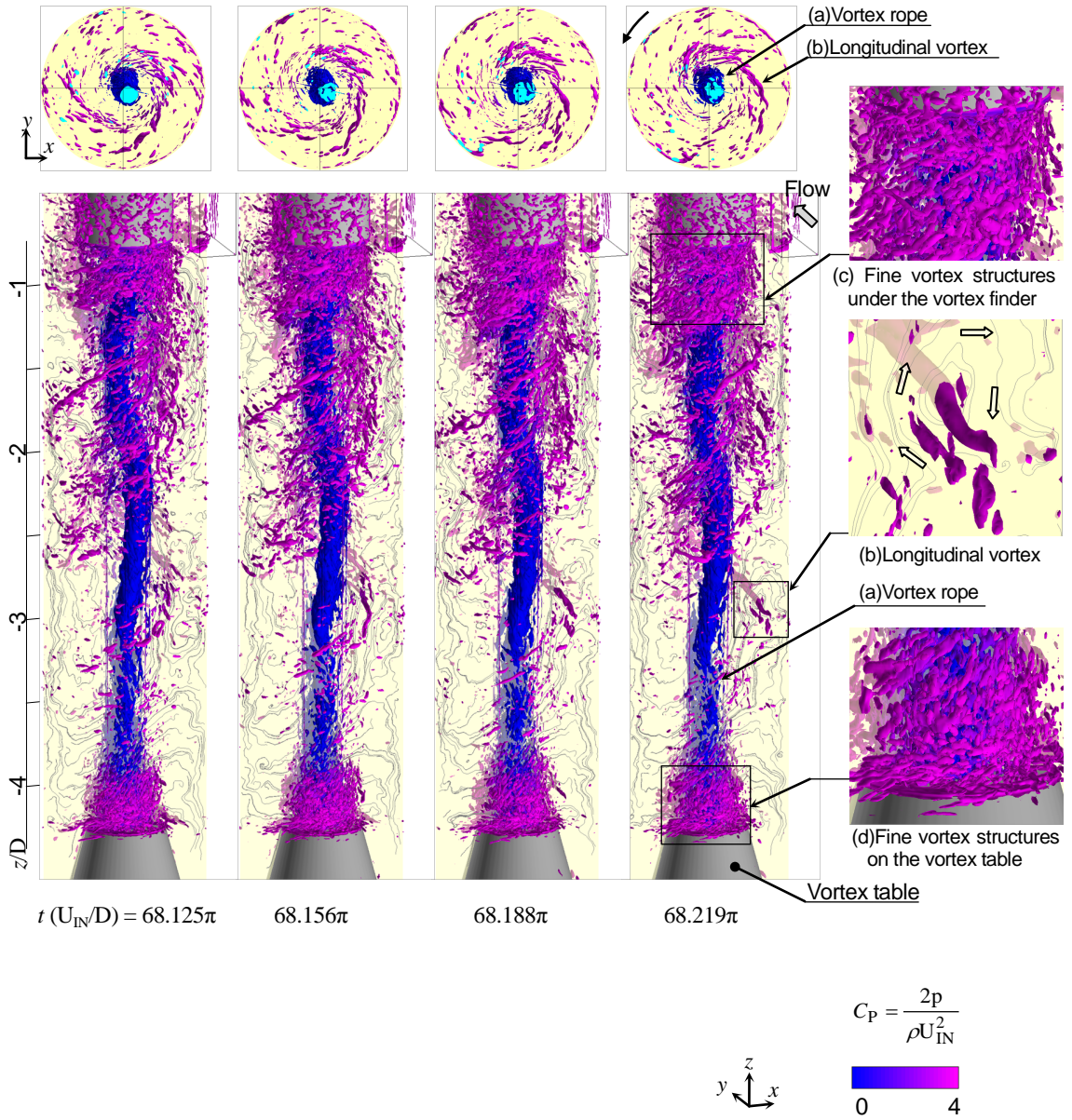


Figure 4.8 Computed vortical behavior visualized by $\nabla^2 C_p = 1200$ together with streamlines in the $y = 0$ plane for CY70. Top figures show vortical structures in range of $z/D = -3.5$ to -2.5 as they are viewed from positive z direction

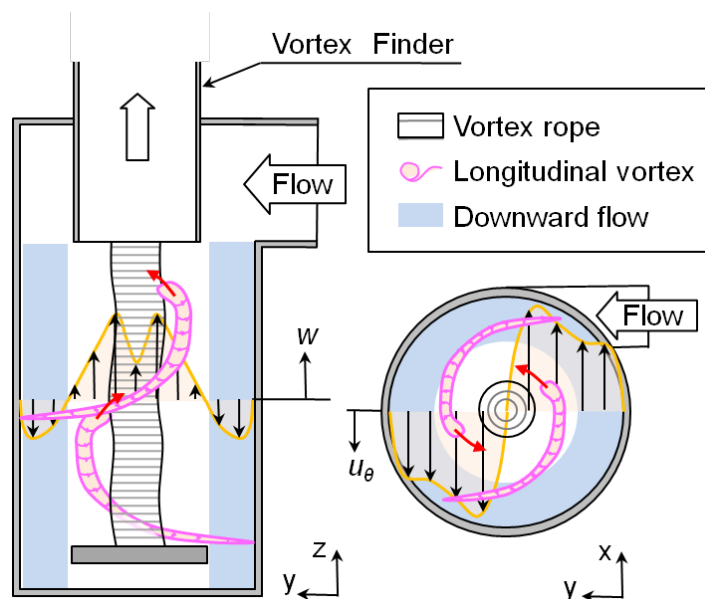


Figure 4.9 Sketch of vortical structures in a cylindrical cyclone

4.6 らせん渦

らせん渦の運動を詳細に調べるため、入口速度 U_{IN} と内径 D に基づく回転周波数を基準にして 27 回転に相当する時間 $t(U_{IN}/D) = 48\pi \sim 74\pi$ の速度変動の周波数解析を行った。CY70 の速度変動のパワースペクトル密度 (Power Spectrum Density) を図 4.10 に示す。周波数変換は 1,024 点のデータを用いて hanning 窓で処理を行った。入口速度基準の回転周波数は、内径 D と入口速度 U_{IN} で無次元化されたストローハル数 (Strouhal number) で $St = f(D/U_{IN}) = 1/\pi = 0.32$ に相当する。周波数解像度は $\Delta St = 9.88 \times 10^{-2}$ である。図示はしていないが、らせん渦のすりこぎ運動は無次元周波数 $St = 0.56$ に対応することを圧力分布の動画より同定した。図 4.10(a) に示したサイクロンの幾何中心 $x/D = 0$ においては、いずれの流速成分もすりこぎ運動の周波数 $St = 0.56$ が主成分である。図 4.2 の接線方向成分 u_θ の中央部の勾配より算出すると、らせん渦の中央部 (剛体回転している部分) は無次元周波数 $St = 3.87$ で回転運動している。らせん渦がその 7 倍もの長い周期で触れ回っている機構はよくわかっていない。図 4.10(b) より、 $x/D = 0.3$ においては広い周波数帯で、接線方向成分 u_θ に相当する v よりも半径方向速度に相当する u や z 軸方向速度 w の変動が大きい。この位置で広帯域な周波数成分を見ると、縦渦が進行する方向の主成分である u_θ (図 4.10 (b) の v) については変動が少なく、渦軸を中心とした回転運動 (u_r に相当する u や z 軸方向速度 w) が活発なことを確認できる。 $x/D = 0.3$ においても、すりこぎ運動の周波数 $St = 0.56$ とその高調波が卓越している。渦運動の動画を見ると、らせん渦のすりこぎ運動の影響は縦渦の運動にも及んでおり、 $+y$ 方向から観察した xy 平面内の縦渦の曲率はすりこぎ運動と同期して変化している。上記を考慮して図 2.22,

図 2.25 に示した変動速度を改めて考察すると、半径 $r/D < 0.1$ の領域にすりこぎ運動が局在しているわけではなく、剛体回転領域自体がすりこぎ運動をしており、中心では速度勾配が大きいため、結果的に中央の変動速度が大きくなっているものと解釈できる。

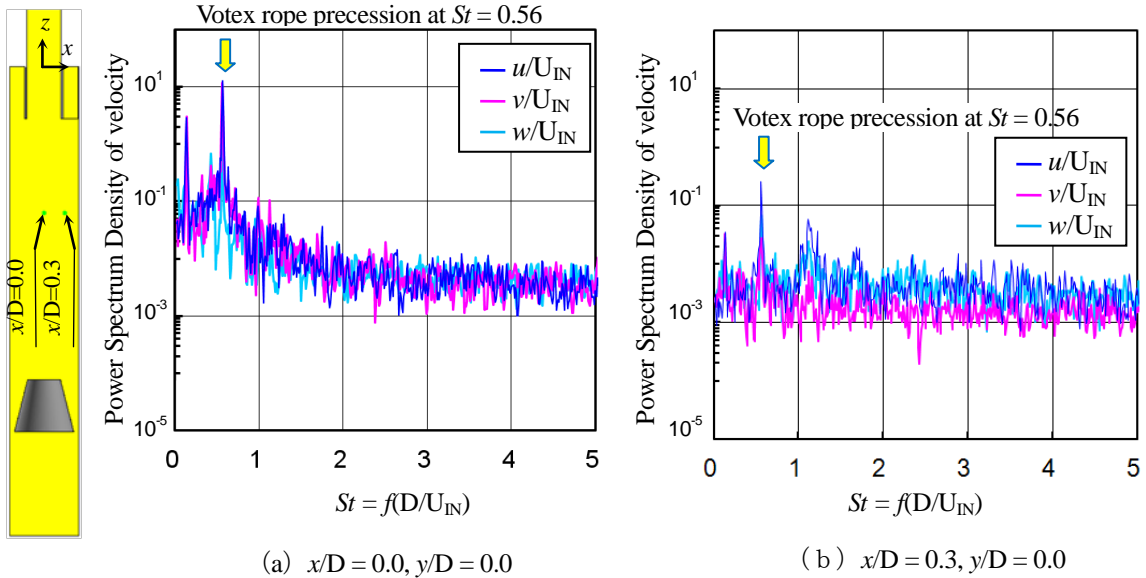


Figure 4.10 Computed power spectrum densities of velocity components in $z/D = -2.0$ height points for CY70

4.7 微細渦

出口管直下の微細渦構造は速い上向き流れの領域にあり (図 2.25), 渦が密集した状態で出口管に吸い込まれている。粒子は特定の渦から力を受けるのではなく、密集した渦群の流れに搬送されるものと考えられる。一度この領域に入った粒子はマクロな流れによりそのまま排出され、微細渦の挙動は粒子の分離性能には影響をしないものと予測される。ただし、このような微細渦が粒子を出口管直下の領域に巻き込むことに関与しているかどうかについては第5章で検討する。また、(d)の渦芯受けの微細渦構造が分離性能に寄与するかは、流体解析結果だけでは予測が困難である。

4.8 サイクロン形状が渦構造に与える影響

図 4.8 は CY70 と TAN70 における瞬時の渦構造を前述のように $\nabla^2 C_p = 1,200$ の等値面により可視化し、圧力係数 C_p の値を色付けして示したものである。中央に $0.14D$ の円柱を有する TAN70 は、3 次元的ならせん渦のねじれが小さい。動画からもサイクロンの幾何学的中心とらせん渦の中心がほぼ等しく、CY70 のような周期的なすりこぎ運動は観測できない。縦渦に関しては、TAN70 よりも CY70 の渦運動が活発である。CY70 の出口管近傍 ($z/D > -2$) に

おいては縦渦が密集しており、壁面近傍まで塊となって近づいている様子が可視化されている。TAN70とは壁面近傍に到達する縦渦の数が違うことは一目でわかる。図4.2, 図4.3で示した速度分布の平均値を見ると、自由渦の領域ではCY70の方が速度勾配は小さく、縦渦の運動が活発という結果は不合理である。しかしながら、CY70では3次元的ならせん渦がすりこぎ運動をするため、瞬時のピーク位置は半径方向にさらに離れた位置にあり、速度勾配が大きな側で強い縦渦が生成されているものと考えられる。

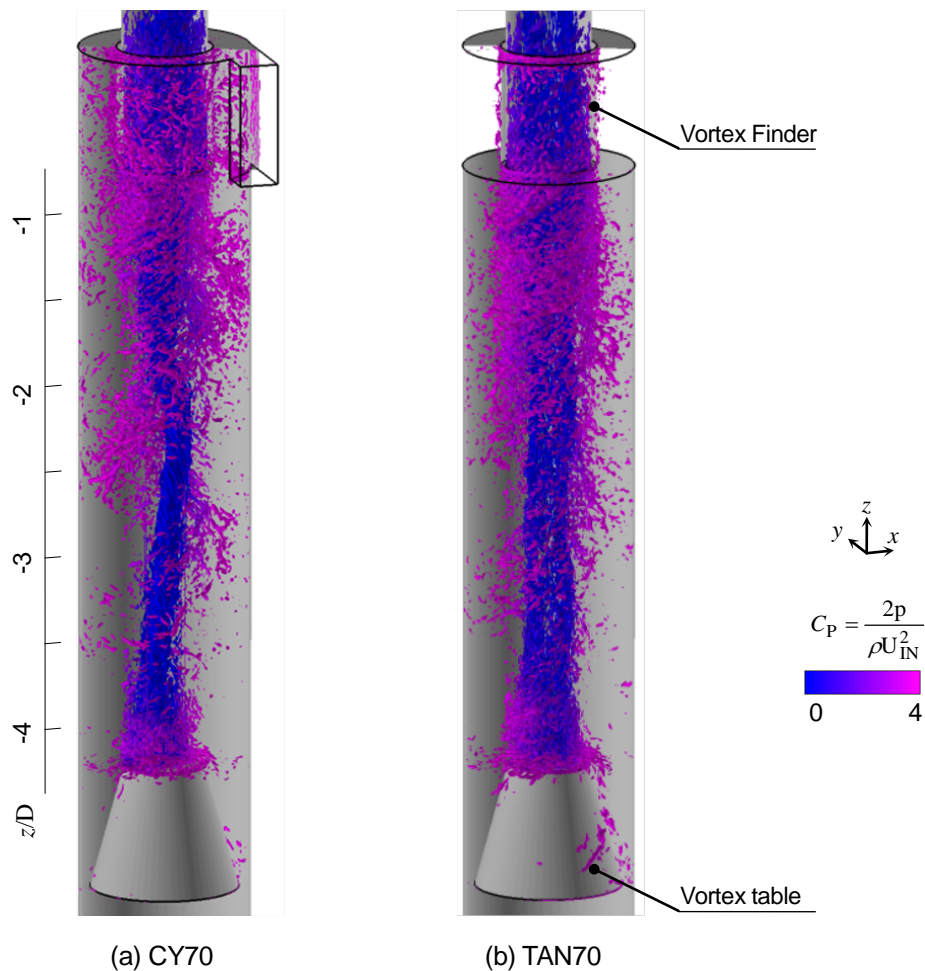


Figure 4.8 Comparisons of instantaneous vortical structure visualized by $\nabla^2 C_p = 1,200$ for CY70 and TAN 70

4.9 壁面近傍の渦構造

縦渦が壁近傍にまで達していることが4.5節より把握できたので、壁面極近傍の渦構造に着目して流れ場を調査する。式(4.3)に示す壁面摩擦係数 C_f を用いて壁面近傍の流れ構造を調べる。せん断応力 τ_w を求めるにあたり、壁面上 ($r/D = 0.5$) の速度勾配は、最も壁面に近い

格子点における壁面に平行な速度成分 U_{wall} を用いて1次の片側差分で求めた。 ρ は流体の密度、 μ は粘性係数をそれぞれ示している。

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_{\text{IN}}^2} \quad (4.3)$$

$$\tau_w = \mu \left. \frac{dU_{\text{wall}}}{dr} \right|_{r/D=0.5} \quad (4.4)$$

$$U_{\text{wall}} = \sqrt{u_\theta^2 + w^2} \quad (4.5)$$

壁から y_w だけ離れた第一格子点は、壁座標 $y_w^+ = \sqrt{\frac{\tau_w}{\mu}} \frac{y_w}{\sqrt{\nu}}$ が、 $u_{\text{wall}}^+ = \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} U_{\text{wall}} = y_w^+$ に従う粘性低層の中にある（図4.11に高さ $zD = -1.5, -3.0$ における速度プロファイルの一例を挙げる）。図4.12はCY70に対して、瞬時の壁面摩擦係数 C_f と $\nabla^2 C_p = 1,200$ の等値面により可視化した渦構造（圧力係数 C_p の値を色付け）をそれぞれ比較している。図4.13はCY60について同様の比較を示している。図4.12、図4.13の壁面摩擦係数 C_f より、旋回しながら底部に向かう細い筋状の低速域の構造はストリーク構造としてよく知られており円筒部全体で観察できる。この渦構造を前節より引き継いで(e)内壁面のストリーク構造 (Streaky structures inside the wall) と整理する。本解析では5接点で解像できる程度のスケールのストリークが現れている。また、底部に向かうほどストリーク構造が水平となるのは、下向きの質量流量が底部ほど減少するためと説明できる。CY60, CY70のいずれにおいても、ストリークを横切るように壁面摩擦係数 C_f の大きな領域が連なる。この領域は、右図の渦構造と比較することで、縦渦の運動に対応していることがわかる。したがって、縦渦が壁面に及ぼす影響は、壁面固有のストリークの運動よりも強く、空間的な規模も大きいものと理解できる。

図4.14は $\theta = 270$ 度の一定面における壁面摩擦係数 C_f をCY60とCY70で比較している。時間平均してあるためストリークや縦渦の情報は埋もれている。 $-z$ 方向に向けて壁面摩擦係数 C_f が減少している要因は、流れが旋回しながら下降するので、壁面とのせん断応力により底部に向けて減衰するためと解釈できる。また、出口管に近い領域 (CY70: $zD > -2.0$, CY60: $zD > -3.0$) で壁面摩擦係数 C_f が大きな理由は、出口管近傍で特に活発な縦渦の運動が壁面でも同様に強い渦運動をしているためと考えられ、粒子の非定常な運動に大きく作用することが予測される。

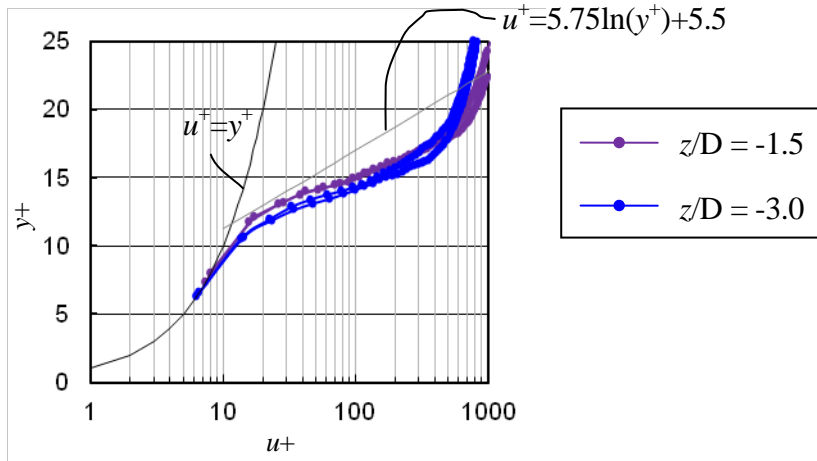


Figure 4.11 Averaged velocity profiles in the $z/D = -1.5$ and -3.0 height line

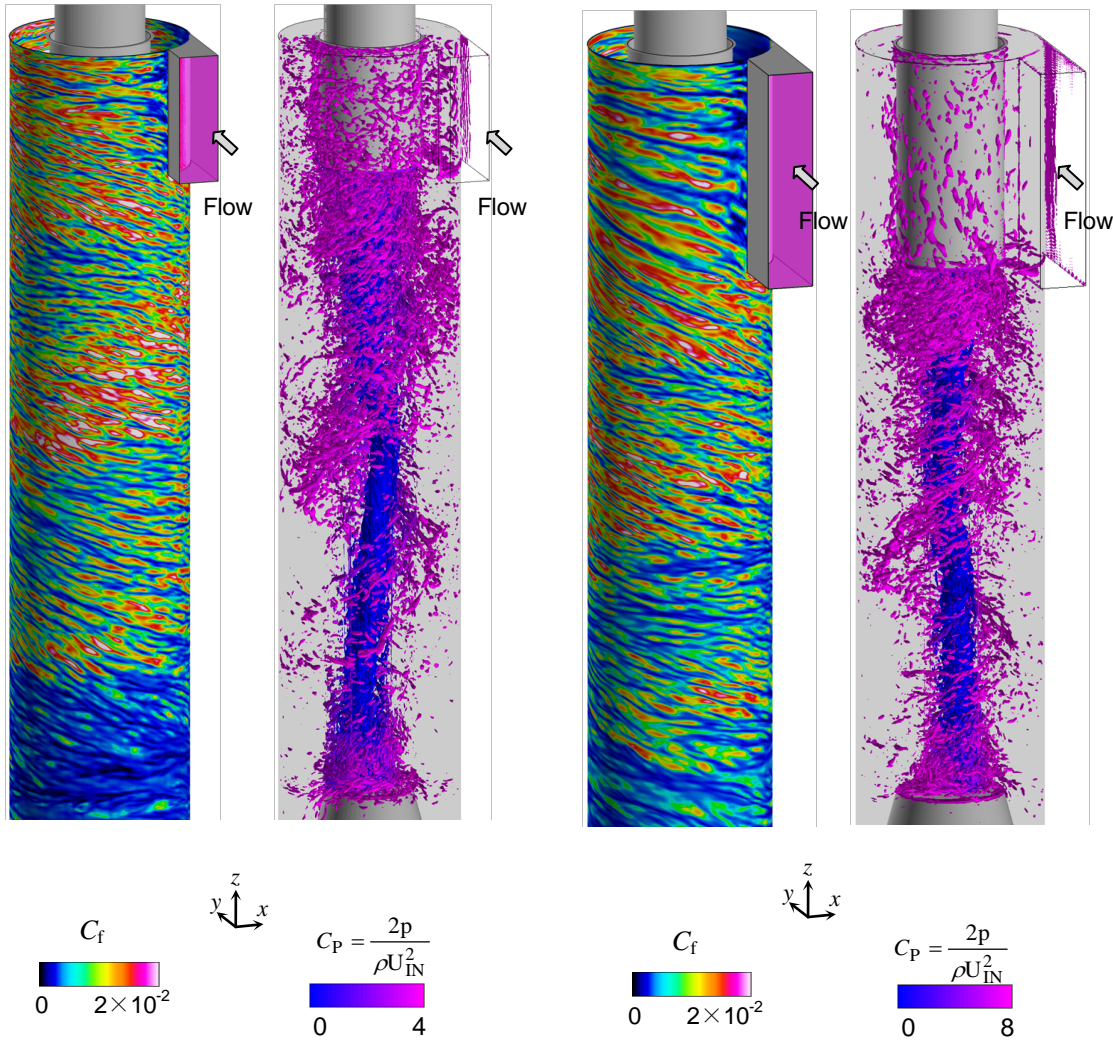


Figure 4.12 Computed instantaneous distribution of skin-friction coefficient (left) and vortical structure (right, $\nabla^2 C_P = 1,200$) for CY70

Figure 4.13 Computed instantaneous distribution of skin-friction coefficient (left) and vortical structure (right, $\nabla^2 C_P = 1,600$) for CY60

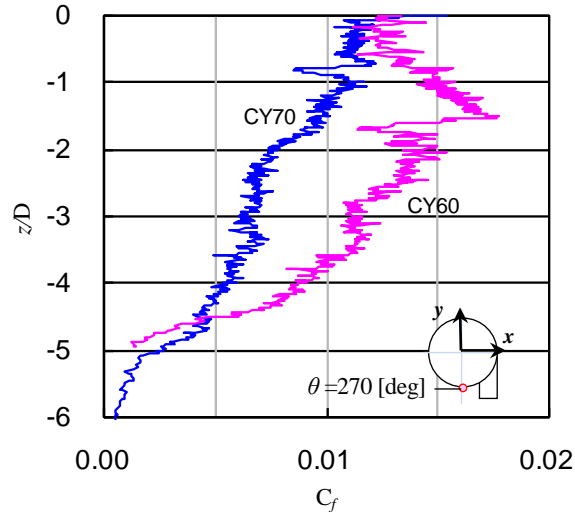


Figure 4.14 Comparison of time-averaged distributions of skin-friction coefficient on wall in $\theta=270$ degree plane

4.10 第 4 章のまとめ

第 2 章で精度を検証した流体解析手法を円筒型サイクロンに適用することで、円筒型サイクロン内部の流れ構造を解明した。本章の主要な結論は以下のとおりである。

1. 質量流量の流れ方向の変化を調べた結果、出口管より $-z$ 方向に $0.5D$ となる入口直後において、CY70 で全流入質量に対して約 30%の質量が、また、出口管に対して入口面積が大きい CY60 では約 50%もの質量が出口管に移動している。この流れは粒子の分離には寄与していないと考えられる。円筒中央においては、入り口から流入する質量流量の約 9%の流れが円筒直径あたりで内側の流れに移動し、内向きの流れが微少なことを示した。これらの結果より底部の渦芯受けに到達する流量は CY60 で 入り口から流入する質量流量に対して約 19%、CY70 で 同 34%となり、渦芯受けでも内向きに強い流れが発生している。バルクな流れで z 軸方向に折り返す入り口直後と渦芯受けでは、粒子は内向きに強い抗力を受けると予測されるが、このことが捕集効率に大きく影響するかについては第 5 章で明らかにする。
2. 下向きに向かう流れの角運動量が底部に向かい減少するのは、壁面のせん断応力により角運動量が減少することに加えて、上側からもらった角運動量を内側にも渡しているためとわかった。また、円筒型サイクロンにおいて、断面全体を通過する正味の角運動量の減少は、壁面のせん断応力と釣り合っている。らせん渦の端面が壁面に付着した場合には、その付着高さよりも下側には角運動量を渡さないため、角運動量が持ち込まれず、回転していない流れとなっている。このことより、粒子の分離性能に関

わる有効分離長さは、出口管よりらせん渦の端面までと考えるのが妥当であり、角運動量を用いて定量的に評価できる。

- 円筒型サイクロンの内部には、以下の5つの渦構造が存在することを可視化により明らかにした。(a) らせん渦 (Vortex rope) : 中央で出口管より渦芯受けまで連なる大規模な渦で、3次元的にねじれた状態ですりこぎ運動をする。この渦の外側を旋回する縦渦もすりこぎ運動の影響を受けるため、間接的に粒子の分離効率に影響するものと考えられる。(b) 縦渦 (Longitudinal vortex) : 空間的にも時間的にも間欠的に生成され、らせん渦の外側を旋回しながら出口管に向かう。長細い縦渦で壁面にまで及ぶため、壁面近くに位置する粒子を内側へ輸送するものと予測される。したがって、粒子の分離効率には多大な影響を及ぼすものと考えられる。(c) 出口管直下の微細渦構造 (Fine vortex structures under vortex finder) : 流入直後に約30%の質量流量が出口管に移動する領域(入り口底部より $-z$ 方向に $0.5D$ まで)で、 z 軸方向に折り返す流れで発生したせん断応力により、微細な渦構造が連続的に生成され、上向きの速い流れで出口管に吸い込まれる。出口管の外径に相当する範囲に入った粒子は、密集した渦群の上向き流れで出口管に吸い込まれるものと予測される。(d) 渦芯受け上の微細渦構造 (Fine vortex structures on vortex table) : 約34%の質量流量が内向きに移動する(CY70の場合)渦芯受けでも、 z 軸方向に折り返す流れにより局所的に速度勾配が大きく、微細な渦構造が連続的に生成され旋回しながら散逸している。渦芯受けの上面における強い渦運動が粒子を内側へ搬送するものと予測される。(e) 内壁面のストリーク構造 (Streaky structures inside wall) : 旋回しながら底部に向かう内壁面固有のストリーク構造。(b)の縦渦は境界層のストリークを横切るように、壁面に強い渦運動の影響を及ぼしている。

円筒型に限らず、サイクロン内部の詳細な渦構造は筆者の知る限り報告されていない。本研究で得られた上記の知見はサイクロンの高効率化を促進するうえで工学的に有用であると考えられる。

第5章 円筒形サイクロンにおける粒子挙動

第3章で精度が検証された粒子の追跡手法を用いて、円筒形サイクロンにおける粒子挙動を調査する。粒子追跡の結果、粒子の軌道は遠心力で分離される経路、旋回流を追従する経路、渦運動の影響を受ける経路に大別されたので、それぞれの粒子運動について詳細に説明する。さらに、渦運動と粒子挙動を同時に可視化して、第4章で詳細に調査した縦渦が粒子を捕捉するメカニズムを説明する。最後に、非定常な渦運動が捕集効率 η に与える影響について考察し、本研究で得られた知見に基づいた捕集効率を高める形状を提案する。

5.1 平均流れ場における粒子経路

5.1.1 理想的な流れ構造における粒子経路

粒子経路を大別するにあたり、バルクな平均流れによる粒子運動と、非定常な渦運動による粒子運動とを分けて調査する。5.1節ではバルクな平均流れによる粒子運動を調べるため、 $t(U_{IN}/D) = 41\pi \sim 50\pi$ で時間平均された流れ場を入力条件とした粒子追跡を実施した。第4章の結果より CY70 の流れはらせん渦が3次元的にねじれているため、速度分布の極大値や渦の回転中心が非軸対称であることがわかっている。一方で、TAN70 は速度分布が軸対称であり(図4.2, 4.3参照)、粒子が受ける遠心力の影響を理解するのに適した流れ場である。TAN70 の平均流れの結果を次の5.1.2項で述べる CY70 の結果と比較すれば、らせん渦のねじれが粒子の捕集に影響を及ぼすのかを切り分けて理解できる。そこでまず、TAN70 における平均流れ場の結果を用いて粒子運動を議論する。

図5.1左には TAN70 の解析モデルの概念図を示す。全周に設けた流入口より均一に流入させることで、旋回流れの回転中心が幾何的な中心に安定する。TAN70 の平均流れ場を入力条件として粒子追跡を実施した結果を図5.2に示す。左から粒子直径 $d_p = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5 \mu\text{m}$ の粒子の経路である。それぞれの図は、青線で捕集されずに排出された粒子の経路、赤線で捕集した粒子の経路を左半分にし、黒線で $r-z$ 面内の流線を示している。粒子経路は $r-z$ 平面に投影した表示である。左側の小粒径の粒子 $d_p = 0.5\mu\text{m}$ は流れに完全に追従して出口へ排出され、右側の大粒径の粒子 $d_p = 3.5 \mu\text{m}$ は遠心力により外側へと移動して捕集されている。 $d_p = 1.5, 2.0 \mu\text{m}$ の粒子に着目すると、排出される経路と補足される経路の両者が存在しており、入り口における粒子の高さ方向の位置に一義的に依存している。さらに、上部より放出された粒子はサイクロン内部を循環する経路が存在する。図5.2のPで示した位置で

は、右半分の流線を見ると循環する流れは存在しておらず、わずかに内向きに質量が移動する領域と分かっている。この領域では、流れを追従して出口管に向かった粒子が、内側の強い遠心力により外側に、そして再び流れを追従して出口管に向かっている。このことは遠心力のみにより粒子が捕集できると考えられない理由の一つである。

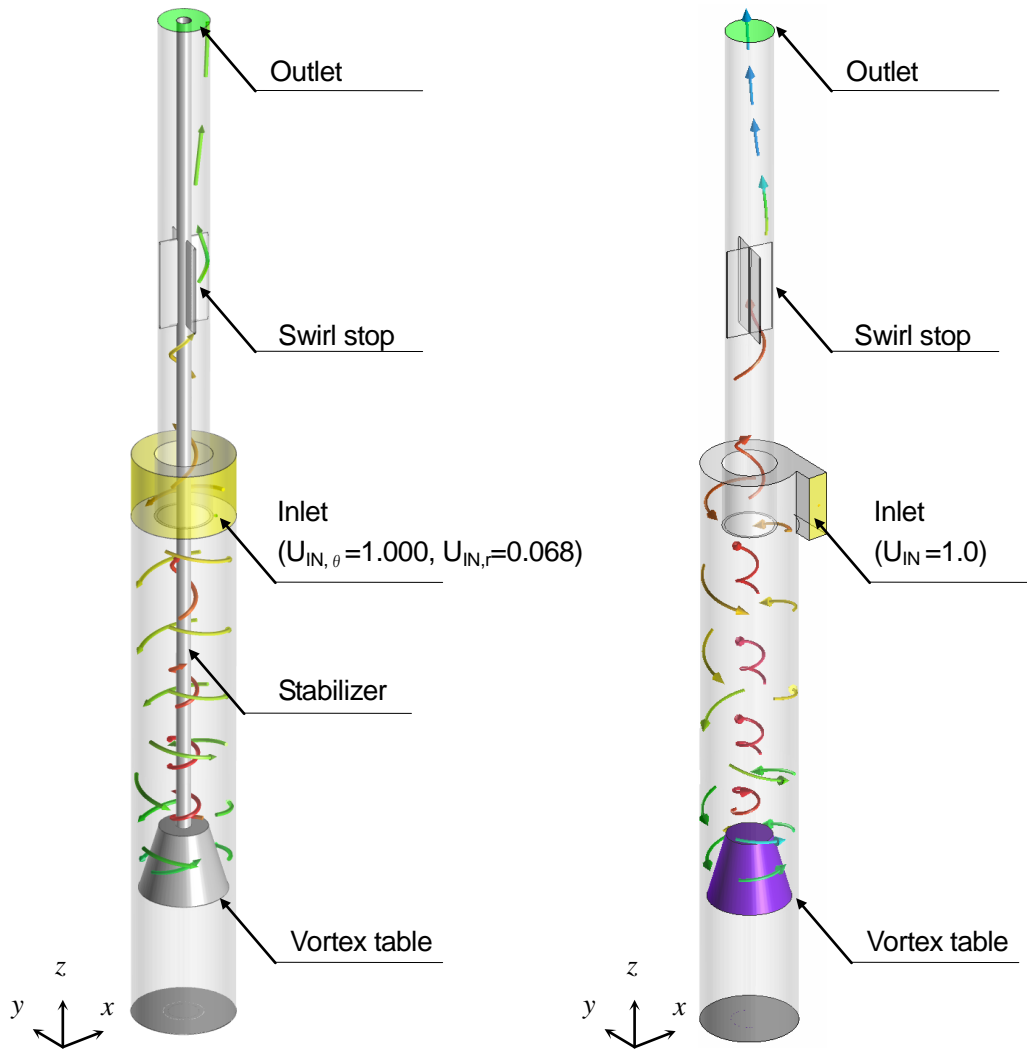


Figure 5.1 Schematic models for TAN70 (left) and CY70 (right)

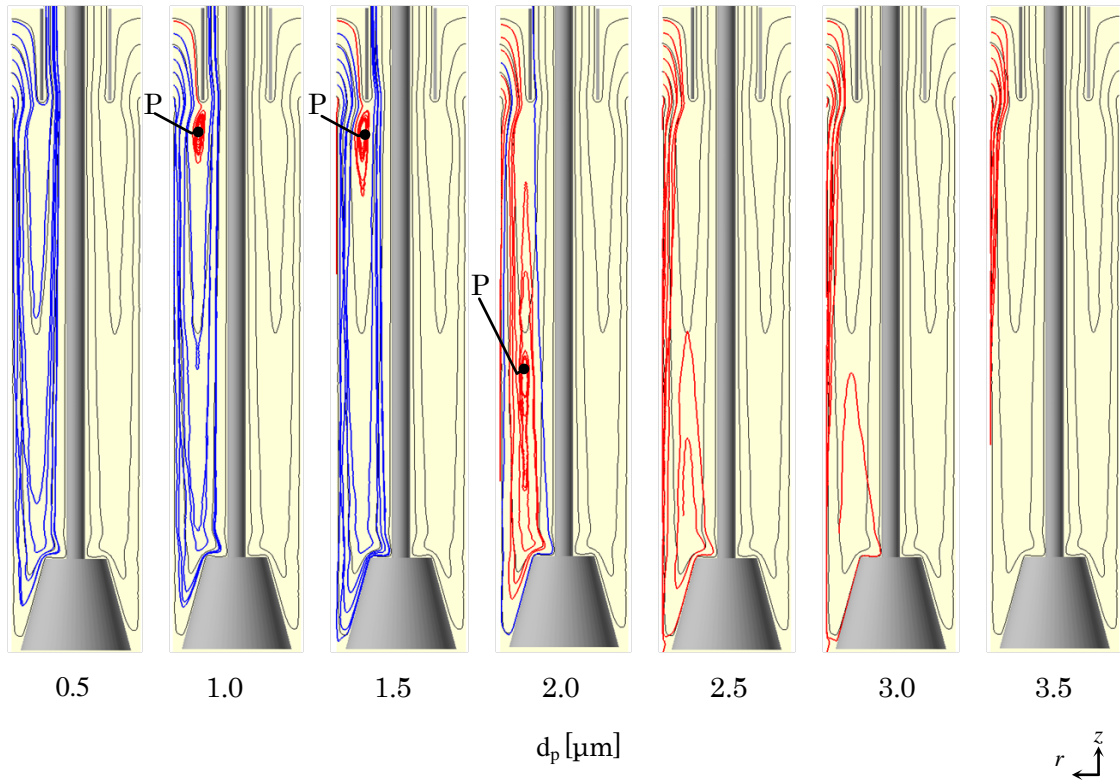


Figure 5.2 Computed particle trajectories in averaged flow for TAN70: Blue and red lines on the left of each figure respectively show trajectories for exhausted and captured particles. Black line show streamline. Note that paths are projected on the r - z plane.

5.1.2 実用的なサイクロンにおける粒子経路

円筒の接線方向に流入口が接続された実用的なサイクロンにおいて平均流れ場を入力条件として粒子追跡を行った結果を説明する. 前の 5.1.1 項と比較することでらせん渦のねじれの影響を切り分けられる. また, 節の次の 5.2 節で非定常な流れ場を入力条件として粒子追跡を行った結果と比較することで, 粒子が質量の移動により分離されたのか, それとも渦運動の影響を受けているのかを切り分けて理解することができる. 図 5.3 には, CY70 における粒子追跡結果の典型例を示している. 上段に粒子の z 軸方向位置, 中段に r 方向位置, 下段に粒子の r 方向速度 \dot{r}_p と粒子位置における流体の r 方向速度 \dot{r}_f の時刻歴を示している. なお, それぞれの図は粒子がサイクロン内に流入した後, ホルダに捕集される, あるいは, 出口管から排出されるまでの間の粒子の軌跡を示しているため, 各図の横軸のスケールが異なっていることに留意されたい. 経路(i)は, 遠心力により分離された後にホルダに捕集された粒子軌跡の典型例であり, サイクロンで粒子を捕集する理想的な形態である. r 方向速度 \dot{r}_f を見ると, $t_p(U_N/D) = 1.2$ 以降に粒子は遠心力で徐々に外側へ, また下方へと移動している. 図 2.25

の流体解析結果で示した z 軸方向速度 w より, r 方向位置 $r/D =$ 約 0.3 を境に内側が上向き流れであるが, 経路(i)は上向き流れの領域に入ること無くホルダに捕集されている. 経路(ii)は, 粒子が下向きの旋回流れに追従して円筒の底部までは一端到達したが, その後, 上向きの旋回流れに追従し, 出口管より排出された経路である. 経路(i)のように半径方向外側に移動すること無く, $r/D = 0.45$ 程度の位置で旋回しながら下方に向かって移動し, $t_p(U_{IN}/D) = 13$ 以降, 渦芯受け近傍の領域 ($z/D =$ 約 -4.5) で内向き方向の流れに追従し, 上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ に移動した. 図 4.5 を見ると, $z/D = -3.5$ 以下で内向き方向の質量流量が増えている. ここは, 渦芯受け近傍で質量流量 $\dot{m}_w / \dot{m}_{in} = 0.34$ の流れが折り返す領域であり, 遠心力の小さな粒子は流れに追従してしまう. $t_p(U_{IN}/D) = 15.5$ 以降は, 強制渦の回転中心と幾何的な中心がずれているために, 粒子の半径方向位置 r は旋回運動と同期してわずかに増減する. このような理由で, r 方向位置の微分値である粒子の半径方向速度 \dot{r} は大きく変動している. 経路(iii)は, サイクロンへ放出後直ちに出口管より排出された経路の一例である. $t_p(U_{IN}/D) = 4.4$ まで出口管を周回する間に入り口部からの流れで内向き方向に, その後, 出口管の外周面に沿って下向きに移動し, 出口管に吸い込まれている. この経路(iii)は, 出口管底面より下方にわずかな距離 $c/D = 0.036$ (高さ $z/D = -0.75$) までに粒子が出口管に向けて折り返す. 流体の質量は全体の 12% が折り返すが, 粒子が通過する頻度は高くない.

図 5.4 には平均流れ場における捕集効率曲線を TAN70 と CY70 で比較している. CY70 と TAN70 のいずれも, 粒子がサイクロン内部で循環して移動する粒系範囲 $d_p = 1.0 \sim 3.0 \mu\text{m}$ が存在している. これは, 前項で述べたように, 同じ質量の粒子であっても, 流入位置によって捕集の可否が異なる粒子直径の範囲が存在するためと考えられる. 平均流れ場における TAN70 と CY70 の差異はらせん渦のねじれである. 図 5.4 の結果より, らせん渦のねじれは粒子の捕集効率に影響を与えないことがわかった.

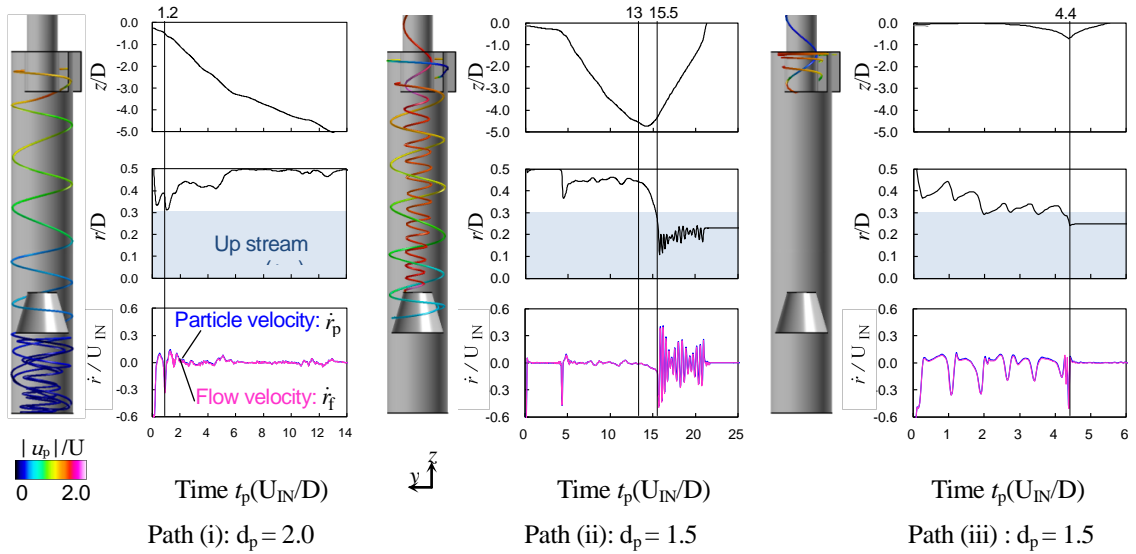


Figure 5.3 Typical examples of computed particle trajectories in averaged flow for CY70: axial position (top), radial position (middle), radial flow and particle velocity (bottom) are plotted. Vertical lines indicate timings referred to in the text.

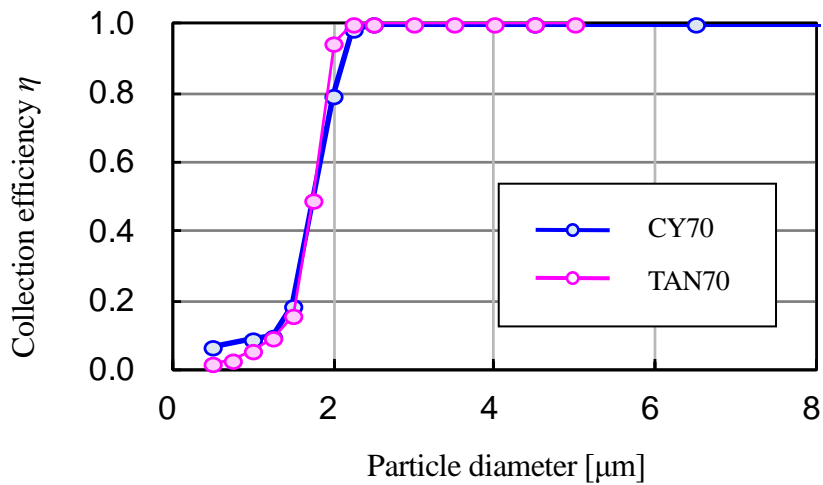


Figure 5.4 Collection efficiency curves in averaged flow field

5.2 非定常流れ場における粒子経路

5.2.1 理想的な流れ構造における粒子経路

5.1 節で示した平均流れ場における粒子経路を踏まえて、非定常な渦運動の影響を受けた粒子運動を調査する。図 5.5 は TAN70 について平均流れ場を入力条件とした粒子経路を左半分、非定常な流れ場を入力条件とした粒子経路を右半分それぞれ示している。3 つの図は

左から粒子直径 $d_p = 0.5, 1.5, 2.5\mu\text{m}$ の解析結果であり、青線は捕集されずに排出された粒子の経路、赤線は捕集された粒子の経路をそれぞれ示す。黒線は平均流れ場の r - z 面内の流線を示している。粒子経路は r - z 平面に投影して表示している。非定常な流体力を受ける粒子は、流線から大きく離れて半径方向の移動を繰り返している。図 5.15 で後述するが、TAN70 はらせん渦のすりこぎ運動を大きく減衰できているため、らせん渦の運動には関係の無い流れの非定常成分が粒子の運動に強く影響を及ぼしていると考えられる（図 5.6 の瞬時渦構造を参照）。また、平均流れでは入り口における粒子の高さ方向の位置に捕集の可否が依存していたが、非定常流れでは入り口における放出高さは捕集効率に依存しないことがわかる。さらに、排出される粒子の多くが出口管に近い、上部の非定常な運動で内側に移動している。これらは、平均流れ場の結果からは到底予測できない粒子挙動であり、次の 5.2.2 項では典型的な粒子挙動に注目して分離メカニズムを明らかにする。図 5.5 では粒子直径が大きい $2.5\mu\text{m}$ のほうが $0.5\mu\text{m}$ と比較して排出された経路が $-z$ 方向に至っているが、実際には粒径が大きいほど上部で補足される。このことは 5.4 節で統計的に処理をしたデータを用いて詳細に述べる。

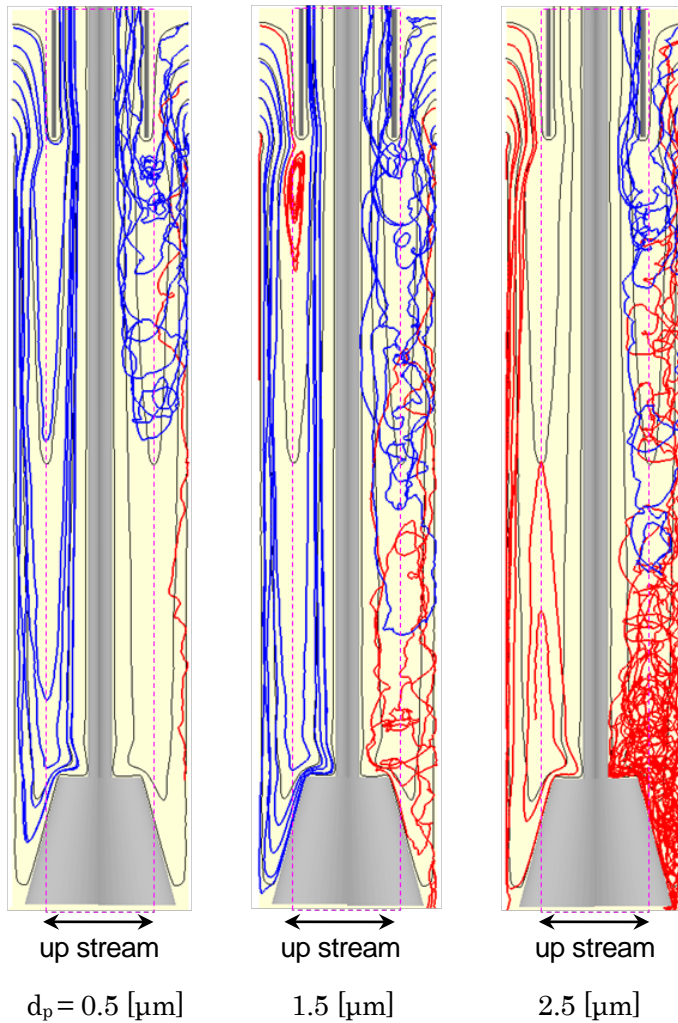


Figure 5.5 Typical examples of computed particle trajectories in averaged (left) and unsteady (right) flows for TAN70: Blue and red lines show trajectories respectively, for exhausted and captured particles. Black lines show streamline. Note that trajectories are projected on r - z plane.

Fine vortex Structures under vortex finder ($r/D < 0.3$)

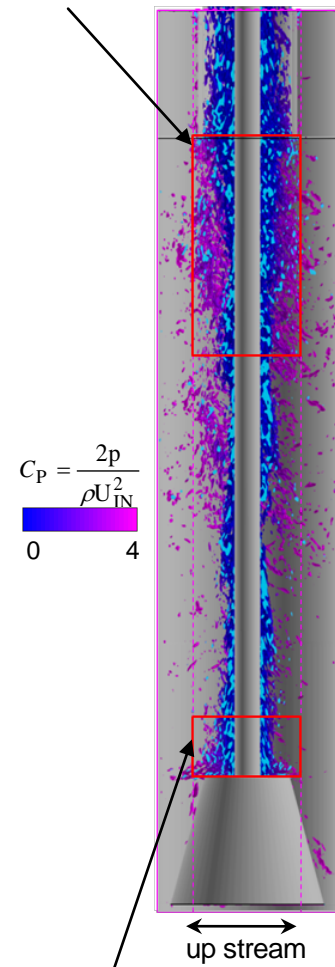


Figure 5.6 Instantaneous vortical structures visualized by iso-surface with $\nabla^2 C_p = 1200$ for TAN70

5.2.2 実用的なサイクロンにおける粒子経路

図 5.7 には、CY70 において非定常な流れ場を入力条件とした粒子追跡結果を示している。上段に z 方向位置、中段に r 方向位置、下段に粒子の r 方向速度 i_p と粒子位置における流体の r 方向速度 i_f の時刻歴を示している。経路(i), (ii), (iii)は、前節で示した平均流れ場の結果と本質的には同じ経路を示している。遠心分離してホルダに捕集された経路(i)と、旋回流れ

に追従して出口管から排出された経路(ii)について、粒子の r 方向速度 \dot{r}_p/U_{IN} の片振幅で最大 0.5 以上にもなるような非定常流の影響を受けて搬送されていることが、平均流れ場との相違点である。流入後直ちに出口管より排出された経路(iii)は、平均流れ場と同様に入口部からの流れで内向き方向に移動し、出口管の外周面に沿って下向きに移動して排出される。出口管よりも上 ($z/D > -0.71$)、かつ、出口管の外側 ($r/D > 0.28$) の下向き流れで非定常成分が小さな理由は、この領域は流入口からの一様流が支配的であり、渦運動の影響が小さいためと考えられる。経路(iv)は平均流れ場では観察されなかった経路であり、出口管と渦芯受けの間 $z/D = -2.5$ 付近で内向き方向に移動し、排出された経路の一例である。サイクロン内に流入した粒子は遠心力により外側に移動し、 $t_p(U_{IN}/D) = 4$ では壁面近傍 ($r/D \simeq 0.5$) を旋回しながら下降していたが、非定常な流れで上向き流れの領域 $r/D < \text{約} 0.3$ に入り、排出されている。どのような非定常流が壁面近傍にあった粒子を内側に引き込んだかについては次節で詳細を述べる。

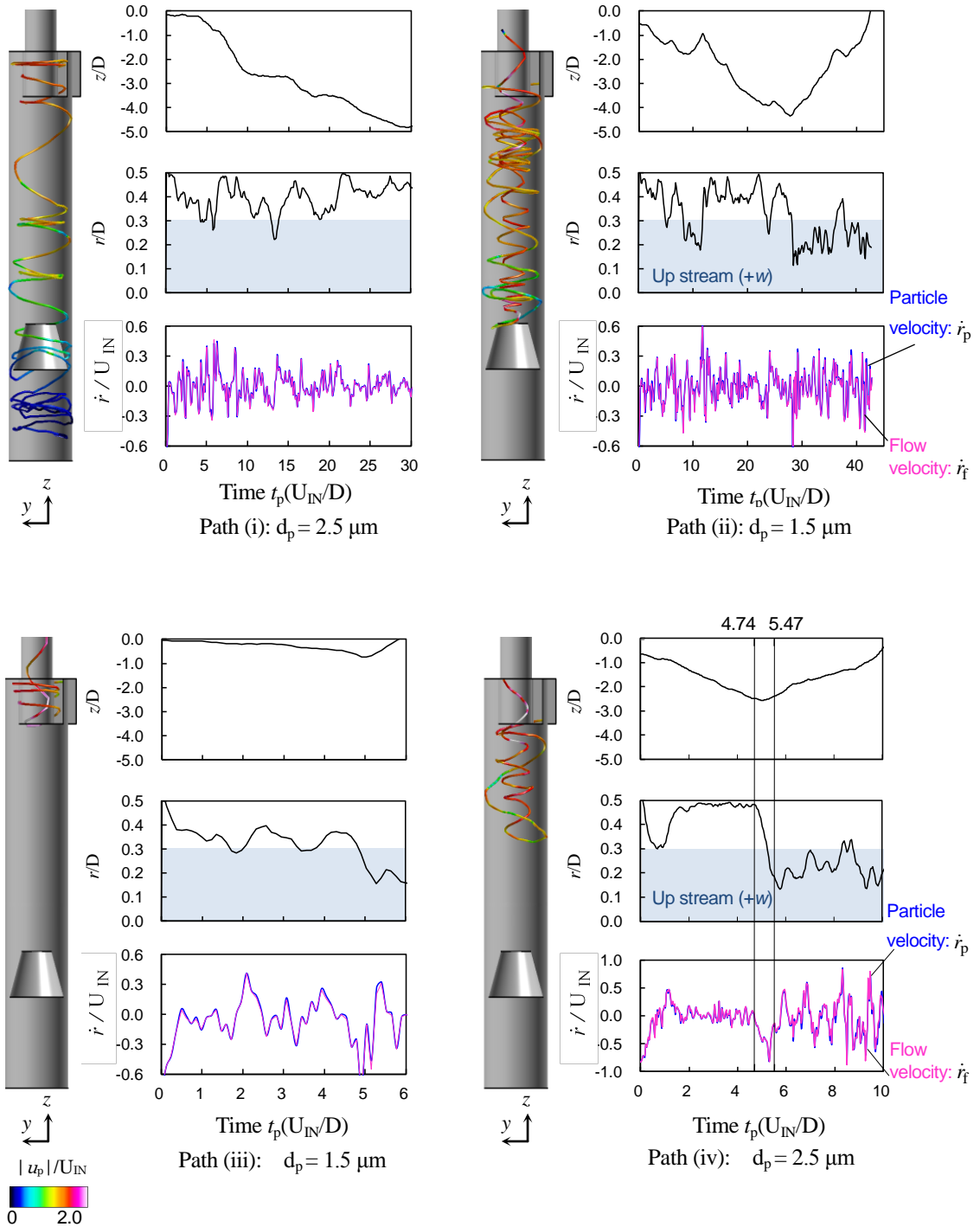


Figure 5.7 Typical examples of computed particle trajectories in unsteady flow for CY70: axial position (top), radial position (middle), radial flow and particle velocities (bottom) are plotted. Vertical lines indicate timings referred to in text.

5.3 縦渦に追従する粒子挙動

非定常流に追従して排出された経路(iv)の搬送メカニズムを解明するために、CY70の流体解析結果と粒子追跡結果を用いて、渦と粒子の運動を重ねて可視化する。図5.8は、ある時刻 $t_p(U_{IN}/D) = 6.28$ における直径 $d_p = 2.5 \mu\text{m}$ の粒子群と、 $\nabla^2 C_p = 1,200$ の等値面により表現した渦構造を重ねて示している。等渦値面には入口速度 U_{IN} に対応する動圧の2倍を基準圧力として無次元化された圧力係数 C_p の値に応じて色付けしている。4章で明らかとなった渦の運動を以下に再掲する。(a) らせん渦 (Vortex rope) : 中央で出口管より渦芯受けまで連なる大規模な渦。らせん渦は旋回流れの回転中心で3次的にねじれた状態ですりこぎ運動をしており、端部は渦芯受けに付着した状態で安定している。(b) 縦渦 (Longitudinal vortex) : 空間的にも時間的にも間欠的に生成され、らせん渦の外側を旋回しながら出口管に向かう。長細い縦渦で壁面にまで及ぶため、後述するように、壁面近くに位置する粒子を内側へ輸送することがある。(c) 出口管直下の微細渦 (Fine vortex structures under the vortex finder) : 流入直後に約30%の質量が出口管に移動する領域(入り口底部より $-z$ 方向に $0.5D$ まで)で、 z 軸方向に折り返す流れで発生したせん断応力により、微細な渦構造が連続的に生成され、上向きの速い流れで出口管に吸い込まれる。出口管の外径に相当する $r/D = 0.28D$ を境に前述の外側の(b)縦渦と区別する。(d) 渦芯受け上の微細渦構造 (Fine vortex structures on the vortex table) : 約34%の質量流量が内向きに移動する渦芯受けでも、 z 軸方向に折り返す流れにより局所的に速度勾配が大きい領域があり、ここで微細な渦が連続的に生成され旋回しながら消滅している。(e) 内壁面のストリーク構造 (Streaky structures inside the wall) : 旋回しながら底部に向かう内壁面の境界層のストリーク構造(図4.12, 図4.13)。縦渦は、境界層のストリークを横切るように、壁面に強い渦運動の影響を及ぼしている。

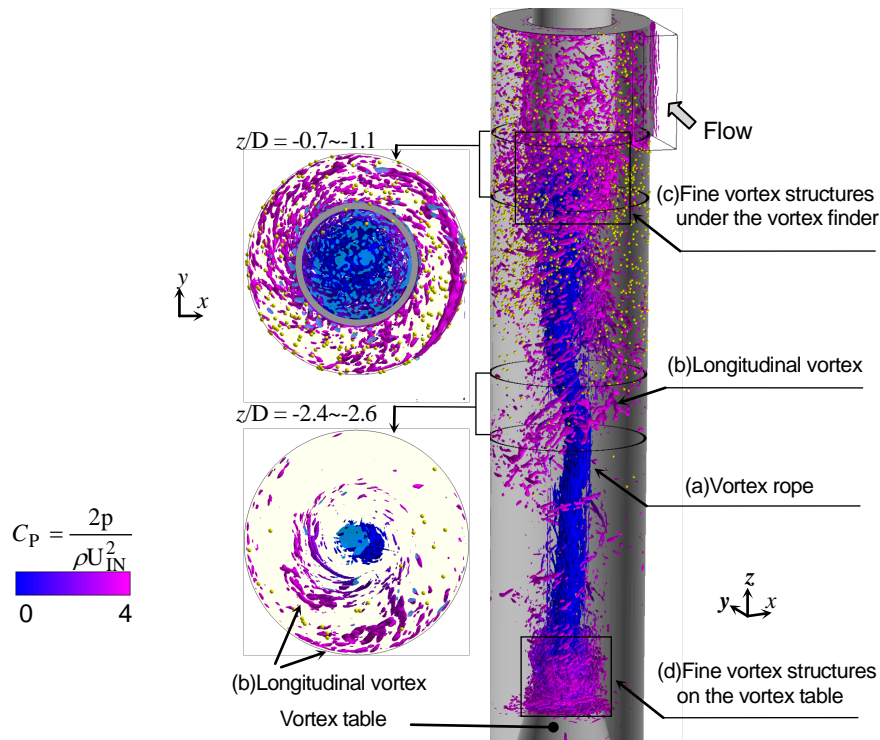


Figure 5.8 Instantaneous vortical structures visualized by iso-surface of $\nabla^2 C_p = 1,200$ together with particles with a diameter of $2.5 \mu\text{m}$ in CY70 at $t_p = 6.28 (U_{IN}/D)$

CY70 において、非定常流に追従して排出された経路(iv)をとった(前節の 5.2.2 項の図 5.7 に示した), ある 1 つの粒子の挙動に着目する。粒子は壁面近傍 $r/D \doteq 0.5$ から一気に内向き方向に引きこまれている(図 5.7 の経路(iv))。この様子を捉えるべく、 $t_p(U_{IN}/D) = 4.74 \sim 5.47$ 間を 4 分割し、各瞬間の粒子と $\nabla^2 C_p = 1200$ の等値面により可視化した渦構造を図 5.9 に示す。上段には $z/D = -2.6 \sim -2.2$ の範囲の渦を $+z$ 方向から観察した様子を、下段には粒子を含む $\theta =$ 一定面で切断した渦構造に、同面に投影した瞬時速度ベクトルを重ねて示している。繰り返し利用する流れ場の入力条件は $t_p(U_{IN}/D) = \pi, 2\pi$ で不連続となるが、ここで着目する時刻間では連続している。 $t_p(U_{IN}/D) = 4.74$ より、下段の $\theta =$ 一定面で十字印をつけた縦渦は、上段の図で見ると縦渦の後端が壁面近傍に達している。 $+z$ 方向から見て反時計回りのサイクロンでは、縦渦はその進行方向に向かって時計回りに回転する。 $+z$ 方向からの視点も合わせて見ると、 $t_p(U_{IN}/D) = 4.74 \sim 4.98$ で流れの遅い壁近傍に位置する粒子は、縦渦に追い越され、 $t_p(U_{IN}/D) = 4.98 \sim 5.27$ で縦渦後端が上部より接近することで、内向き方向に移動している。この粒子については、一つの縦渦の運動で上向き流れの領域 $r/D < \text{約 } 0.3$ まで搬送されている。 $t_p(U_{IN}/D) = 5.47$ 以降では、特定の縦渦は影響せず、らせん渦まわりの上向き流れに搬送されている。

次に、最も渦運動が活発な出口管近傍 $z/D = -1.1 \sim -0.7$ において、別な一つの粒子の挙動に

着目する。図 5.9 と同様に、 $t_p(U_{IN}/D) = 1.47 \sim 2.21$ 間を 4 分割した瞬時の渦構造を図 5.10 に示す。流入直後に約 30% の質量が z 軸方向に折り返す出口管の近くでは、比較的軸長の短い縦渦が連続的に発生し、短時間で消滅している。これに対応して、粒子は各時刻で異なる渦運動の影響により内向き方向に移動していることが分かった。 $\theta = 302 \text{ deg}$ ($t_p(U_{IN}/D) = 2.21$ の上図参照) の内壁面より連続して放出されている渦は、入り口部からの流入により生成される縦渦であり、およそ半周で消滅している。この縦渦の内側で渦の生成が少ない理由は、流入口に与えた流れが一樣であるためと考えられる。以上より、非定常流に追従して排出された経路(iv)の搬送メカニズムは、縦渦による粒子の捕捉ということが明らかになった。

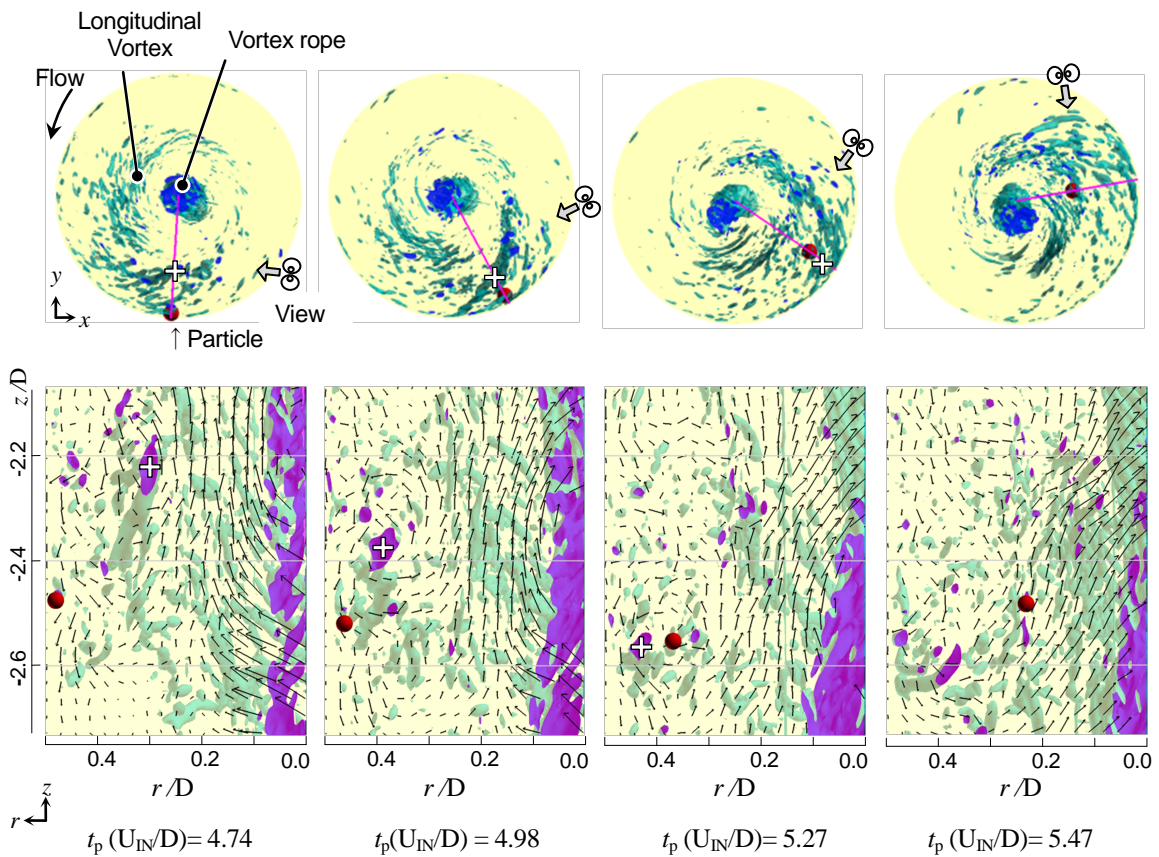


Figure 5.9 Particle motion being conveyed by a longitudinal vortex: views from z -axis with vortical structures in a range of $z/D = -2.6$ to -2.2 (top) and $\theta = \text{constant}$ planes that includes the particle with instantaneous flow velocities (bottom)

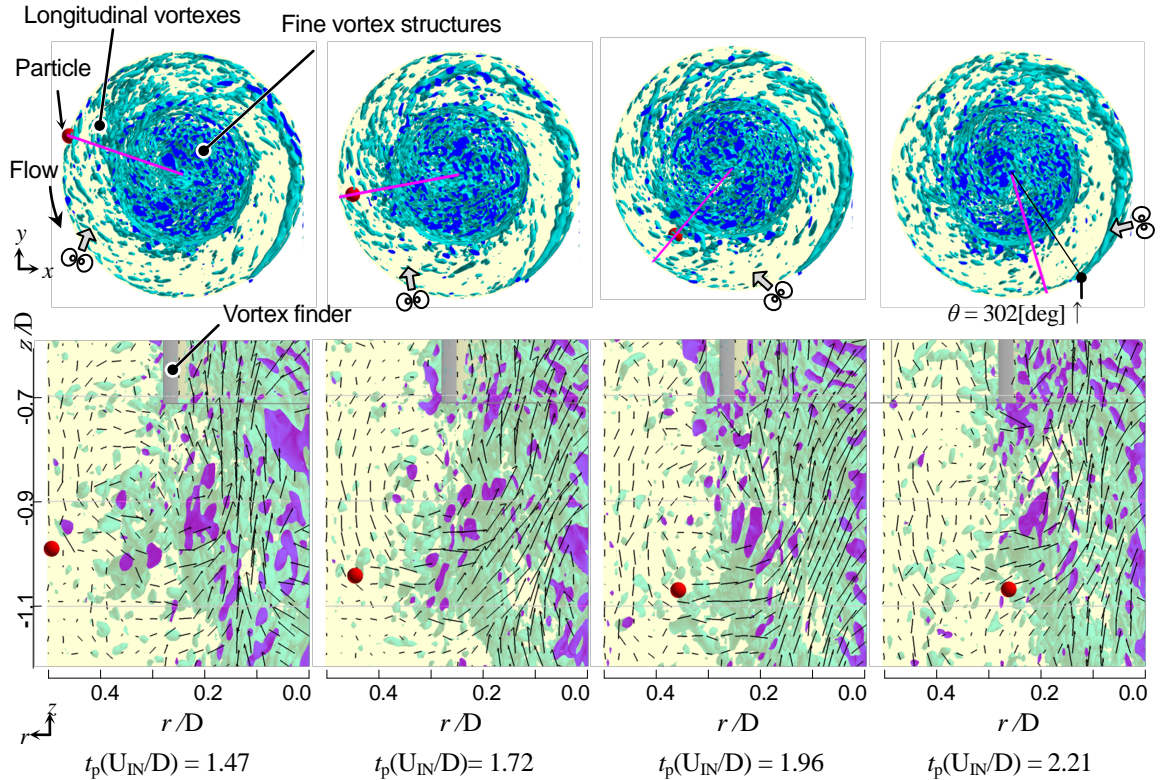


Figure 5.10 Particle motion being conveyed by a longitudinal vortex: views from z -axis with vortical structures in a range of $z/D = -1.1$ to -0.7 (top) and θ -constant planes that includes particle with instantaneous flow velocities (bottom)

5.4 円筒型サイクロンの捕集特性

5.3 節で明らかとなった縦渦による粒子の捕捉が捕集効率 η に与える影響と、捕集された粒子の軌跡を統計的に調査する。図 5.11 は CY70 において、非定常流を入力条件とした際の粒子の軌跡を示している。粒子の軌跡は粒子速度で色付けしてある。粒子径 $d_p = 0.5, 1.5, 2.5, 3.5, 4.5, 5.5 \mu\text{m}$ それぞれの粒子に対して、出口管より排出された粒子のみが表示してある。粒子径 $d_p = 3.5 \mu\text{m}$ 以上の粒子では、旋回流れに追従して排出された経路(ii)は存在せず、大部分は遠心力により分離されホルダに捕集されている。また、 $z/D > -3.0$ の領域において縦渦に捕捉された粒子の経路(iv)が存在し、粒子径が大きいほどこの経路は z 座標が大きい領域に限定的になることがわかる。

図 5.11 に対応させて、経路別の頻度で整理した結果を図 5.12 に示す。粒子が到達した軸方向位置の最小値 z_{\min} はおよそ粒子経路に対応している。頻度は投入粒子数で正規化しており、ここでは排出された粒子の経路だけを図示した。まず、 $z_{\min}/D > -0.75$ (出口管底面より下方にわずかな距離 $c/D = 0.036$) で折り返した粒子は、放出後直ちに出口管より排出され

た経路(iii)に対応しており、捕集効率に対する影響は小さいことがわかった。およそ 50%を捕集する粒子直径 $d_p = 2.5 \mu\text{m}$ で 1%未満であった。

縦渦に捕捉された経路(iv)は、およそ $z_{\text{min}}/D = -4.0 \sim -0.75$ で折り返した粒子に対応している。この根拠を図 5.13 に示した平均流れの粒子追跡結果より求めた経路別の頻度より説明する。図 5.13 に示した粒子直径 $d_p = 0 \mu\text{m}$ の結果は、粒子挙動が質量の移動のみによるものとして図 4.5 より算出している。 $z_{\text{min}}/D = -4.0 \sim -0.75$ で折り返す比率は、粒子が完全に追従する $d_p = 0 \mu\text{m}$ において 5 割程度だが、 $d_p = 2.5 \mu\text{m}$ 以上では皆無であり、質量の移動によっては内側に引き込まれないことを意味する。ところが、図 5.12 の非定常流れの結果を振り返ると $d_p = 2.5 \mu\text{m}$ において $z_{\text{min}}/D = -4.0 \sim -0.75$ で折り返す比率は 4 割程度もあり、これらは 5.3 節で説明した縦渦により捕捉されると考えられる。特に渦運動が活発な $z_{\text{min}}/D = -2.0 \sim -0.75$ に着目すると(図 5.12)、粒子径が大きいほど出口管の近傍で縦渦により捕捉された粒子の割合が相対的に増加している。これは、出口管に近いほど縦渦の運動が活発であり、このため大きな粒子をも捕捉した結果である。出口管より排出された粒子の大部分が $z_{\text{min}}/D > -2.0$ の領域で縦渦に捕捉されるため、この領域の渦運動を制御できればより高い捕集効率 η を得られるものと考えられる。入口直後の $z/D = -0.75$ までに流入質量の 1.2 割が内向きに折り返す強い流れがあるが、図 5.12 に示した非定常流れの結果では、 $z/D = -0.75$ よりも上では粒子はほとんど排出されない。一方で、 $z/D = -2.0 \sim -0.75$ では流入質量の約 3 割が内向きに移動するが、排出される粒子の大部分はこの領域で内向きに移動する。これらの結果は、内向きに折り返すバルクな流れではなく、この流れで発生した縦渦が粒子を搬送したことを示唆している。また、排出された粒子の大部分が縦渦に捕捉された経路(iv)であるため、縦渦の影響を抜きにして円筒形サイクロンの分離メカニズムを説明することはできない。

旋回流れに追従して排出された経路(ii)は、およそ渦芯受け近傍 $z_{\text{min}}/D < -4.0$ で折り返した粒子に対応している。渦芯受けの近傍で流入質量の約 4 割が内向きとなる強い流れとなっているが、底部に到達するまでに遠心力で外側に移動しなかった粒子が旋回流れに追従するだけで、内向き流れや(d)渦芯受け上の微細渦構造が捕集効率 η に与える影響は小さいと分かった。

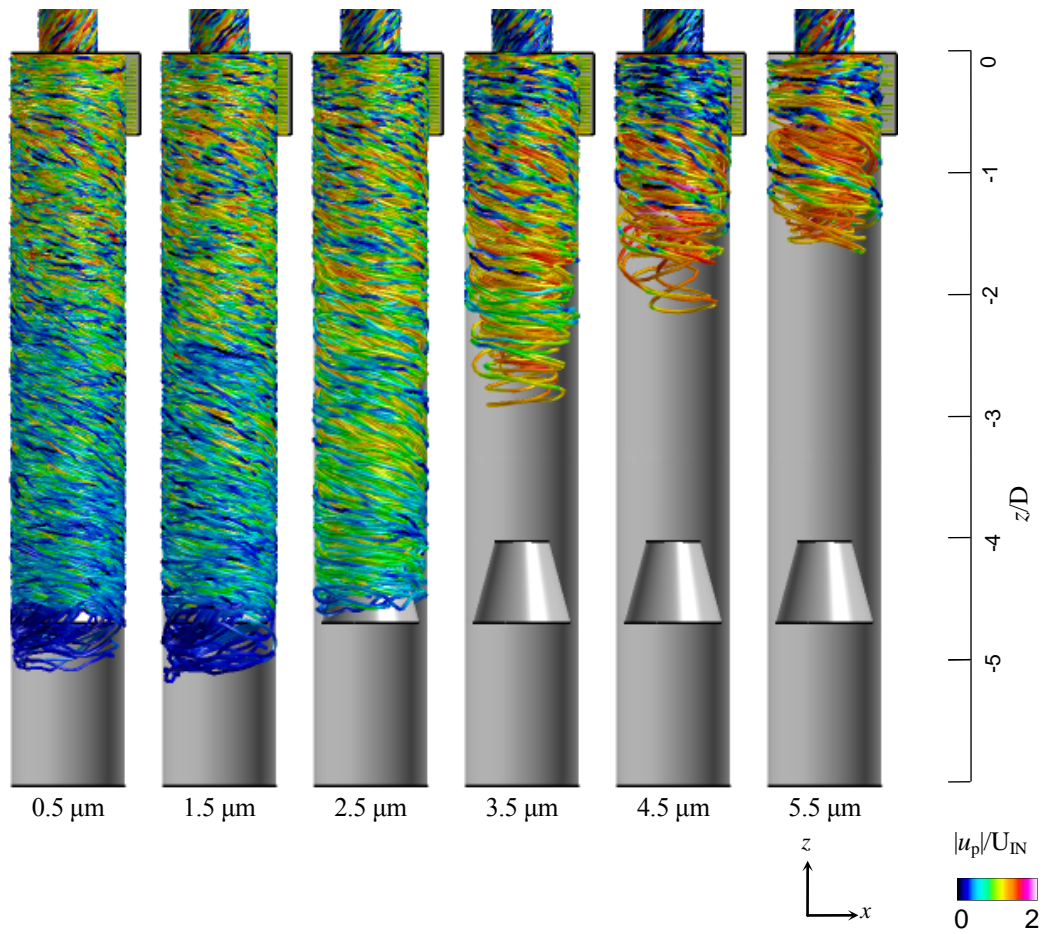


Figure 5.11 Computed trajectories of particles that are exhausted through outlet. Color indicates magnitude of particle velocity

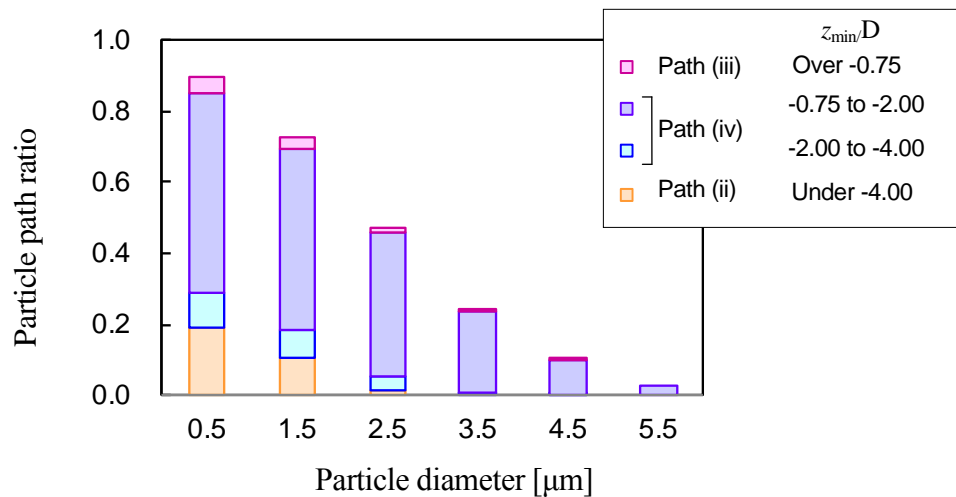


Figure 5.12 Ratio of number of exhausted particles against that of released particle categorized by minimum z position reached by each particle in unsteady flow for CY70

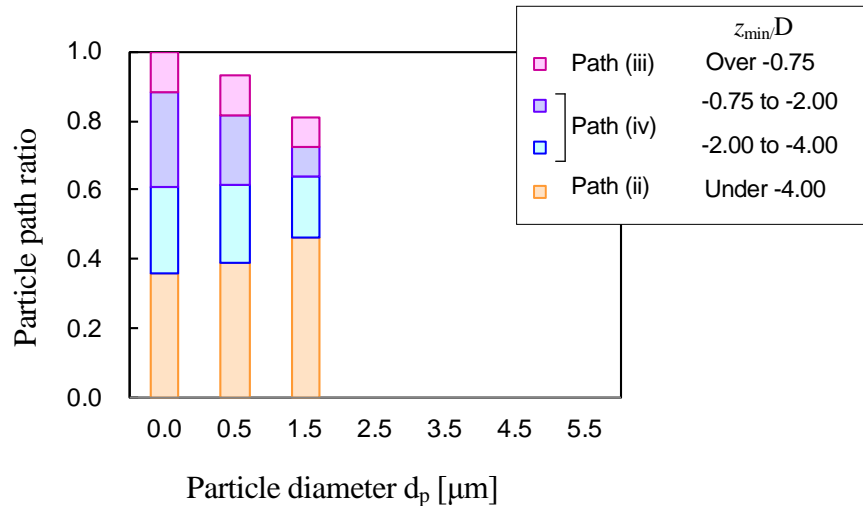


Figure 5.13 Ratio of number of exhausted particles against that of released particle categorized by minimum z position reached by each particle in averaged flow for CY70. Note that diameter with $d_p=0.0$ μm (left) is estimated by computed mass flow.

図 5.14 は、各粒子径の粒子に対して予測された CY70 および TAN70 の捕集効率曲線を比較している。それぞれについて、平均流れ場と非定常流れ場を入力条件とした結果を示している。CY70 の平均流れ場で捕集効率 $\eta = 0.5$ となる粒子径 $d_p = 1.76$ μm において、遠心力のみで分離性能が決定されると仮定した線（質量にのみ依存して捕集性能が決まる）を理想線と定義し、これを図 5.14 に重ねて示す。

平均流れ場による捕集効率曲線（三角）で比較すると、TAN70 と CY70 による捕集効率の相違は小さい。両者の差は、接線方向より流入するために生じたらせん渦の空間的なねじれの度合いであり、CY70 で示した程度のねじれであれば捕集効率 η に大きな相違は生じない。また、平均流れ場による捕集効率曲線（三角）と理想線（緑）との乖離も同様の理由により生ずるものである。周方向から複数の流入口を持つなどして軸対称な流れ構造が形成されても、ねじれを無くしたことによる捕集効率 η の増加は無いと切り分けて考えられる。次に、TAN70 において、平均流れ場と非定常流れ場の効率曲線を比較する。縦渦の運動の有無が両者の主要な差異であるから、 $z_{\min}/D > -2.0$ の領域における渦運動を制御できれば、捕集効率 η は最大で平均流れ場の曲線まで高められるものと考えられる。CY70 において平均流れ場と非定常流れ場の効率曲線を比較しても同様である。 $d_{pe} = 4.5$ μm の粒子サンプル（図 3.5）を用いた解析結果を例に挙げると、非定常流れ場で計算された CY70 の捕集効率 $\eta = 0.91$ は、渦運動を抑制できれば平均流れ場で計算された捕集効率 $\eta = 1.00$ まで向上できるものと予想される。最後に、同じ非定常流れ場を用いた場合に、CY70 よりも TAN70 の捕集効率 η が高い

理由を議論する。TAN70 はすりこぎ運動の周波数成分 $St = 0.56$ を高さ $z/D = -2.0$ における中央部で大幅に低減できている(図 5.15 参照. LES 解析の結果より求めた y 方向と z 方向の速度変動のパワースペクトルを示す.)ことから, 捕集効率 η はすりこぎ運動の影響を大きく受けるものと推測される。

CY70 と TAN70 において経路別の頻度で整理した結果を図 5.16 に示す。粒子直径 $d_p = 2.5\mu\text{m}$, $3.5\mu\text{m}$ において両者を比較すると, $z/D = -2.0 \sim -0.75$ の縦渦に捕捉された経路(iv)を大幅に削減している。以上より, 軸対象な流れ構造にすることで $z/D = -2.0 \sim -0.75$ におけるすりこぎ運動を抑制することで縦渦の運動を抑制し, 粒子の分離効率を高められることは明らかになった。しかしながら, すりこぎ運動を抑えることで縦渦の運動を制御できた理由が不明であり, 今後の課題として残る。

図 5.14 の理想線で $\eta = 0$ となる小粒径の領域でも, 計算された捕集効率曲線は理想線から乖離している。平均流れから予測された捕集効率よりも非定常流れから予測された捕集効率の方が高く, 理想線からの乖離が大きい理由は, 縦渦が粒子を外側に輸送することもあり, 捕集効率を向上させることもあるためと推測される。したがって, 捕集効率曲線は, らせん渦のねじれが大きく渦運動が強いサイクロンほど, 理想ラインから乖離した緩やかな右肩あがりの曲線になると考えられる。

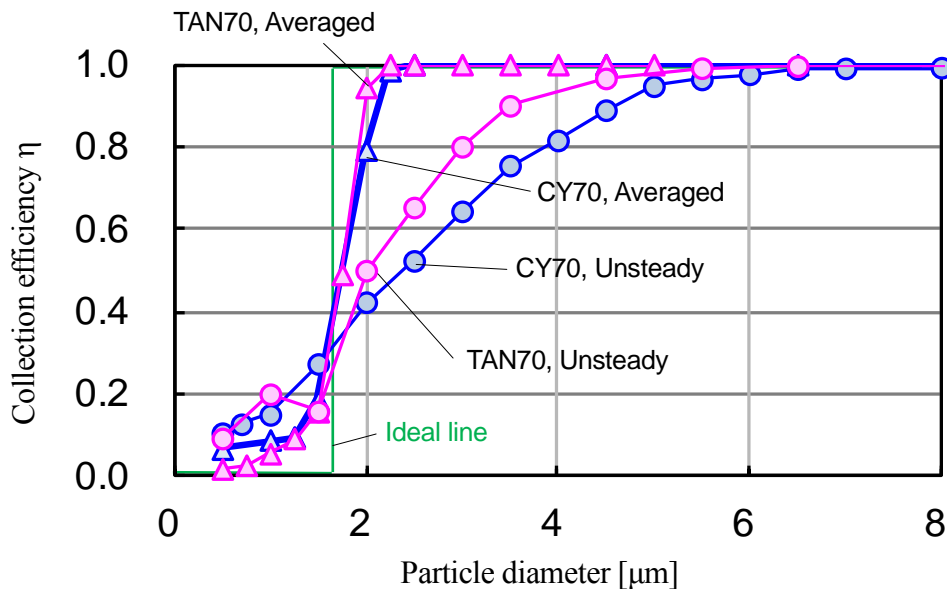


Figure 5.14 Comparisons of collection efficiency curves between unsteady and averaged flow fields for CY70 and TAN70

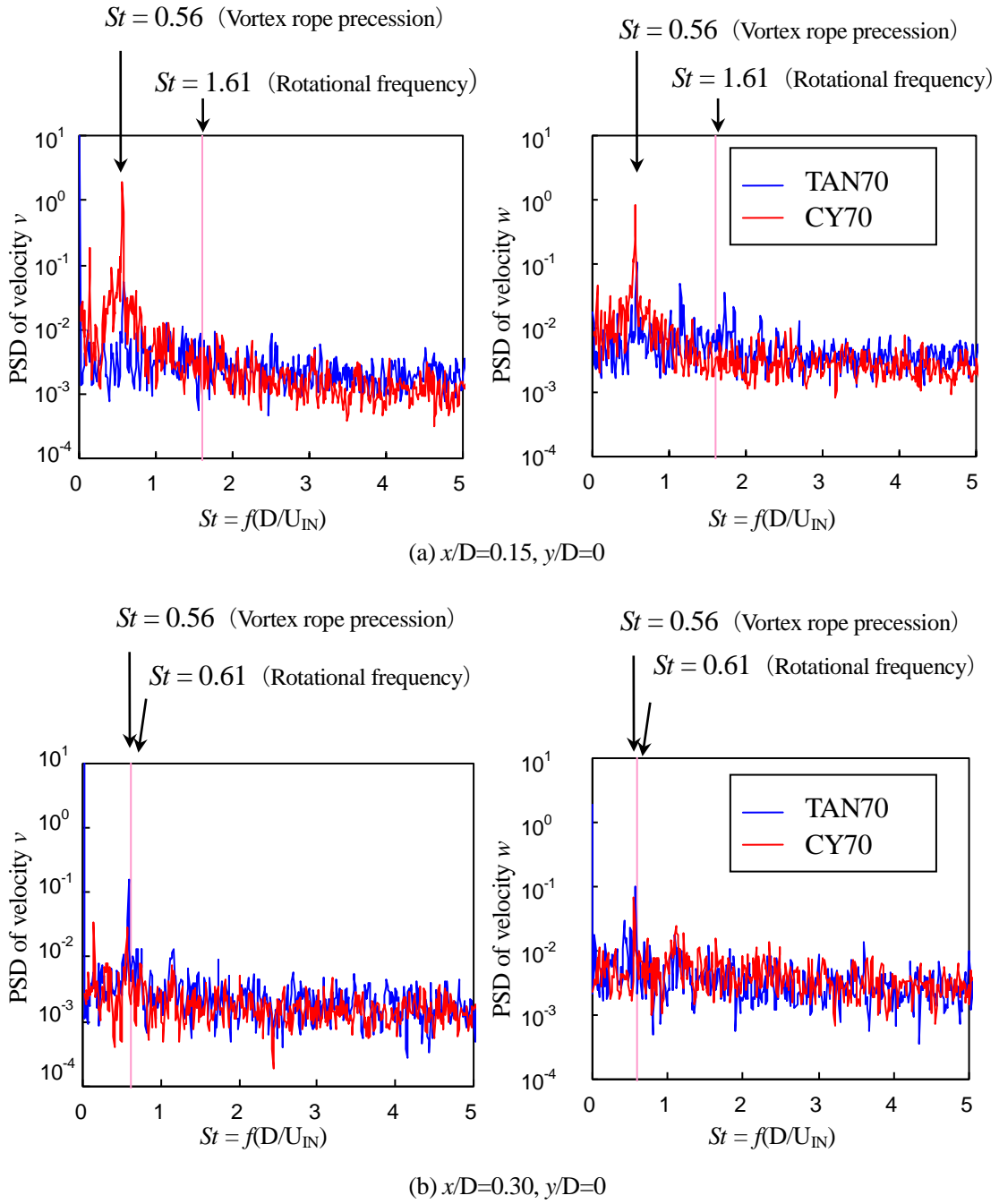


Figure 5.15 Computed power spectrum densities of velocity fluctuations for CY70 and TAN70 at the points in $z/D=-2.0$.

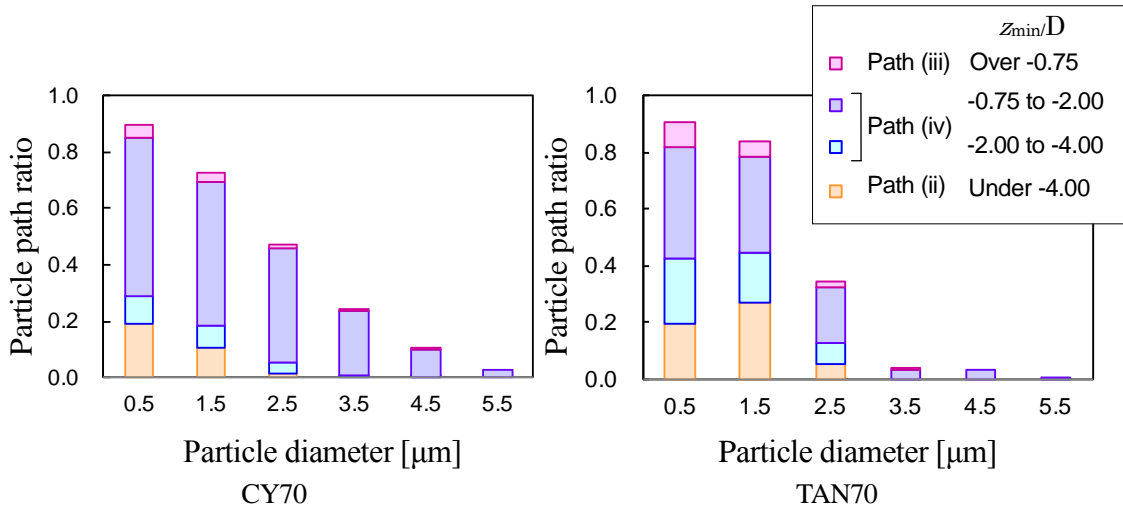


Figure 5.16 Ratio of the exhausted particles against that of released particle categorized by minimum z position reached by each particle in unsteady flow for CY70 (left) and TAN70 (right)

以上のようなサイクロンの分離特性を解析で再現するためには、流体解析の精度が重要だと考えられる。この理由は、縦渦の運動を適切に解像しなければ、大多数を占める、縦渦が捕捉する経路(iv)を正確に捉えることができないためである。大まかな計算をするにしても、乱流モデルに $k-\epsilon$ などの Reynolds-Averaged Navier Stokes (RANS)モデルを適用した場合には、流体の解析精度が低下することに加えて、粒子追跡の捕集効率 η を過大に予測することを念頭におく必要がある。仮に、LES で計算された平均流れ場が RANS により計算できたとしても、図 5.14 に示した平均流れ場から計算される捕集効率 η と非定常流れ場から計算される捕集効率 η の乖離をみれば、RANS による捕集効率を過大予測する程度は許容できない。進行方向に直交する変動成分に、縦渦に相当するランダムウォークを適用する手段も考えられるが、モデル化により解析精度が大きく左右されるため有効な手段ではない。本研究で示したような、サイクロン内の縦渦の挙動まで詳細に解析し、その結果を用いて粒子の捕集効率を議論した報告は筆者等が知る限りでは本報告が初めてである。このような詳細な LES 解析の活用により、サイクロンの捕集効率をさらに向上できるものと期待される。

5.5 渦運動を制御したサイクロン

前 5.4 節より理想的な流れ構造である TAN70 は渦運動を制御することで高い捕集性能となることが予想された。本節では、軸対象の流れ構造により渦運動を制御するコンセプトを引き継いで、量産に適したサイクロン Stabilizer を提案する。Stabilizer は CY70 の中央に 0.14D の円柱を配置した形状であり、解析格子は流入口を除いて TAN70 と全く同様である。図 5.17

は接線方向速度の時間平均 u_θ について、CY70、TAN70 と Stabilizer の解析結果を比較している。図 5.17 左は子午面における分布図を、図 5.17 右は高さ $z/D = -2.43, -3.57$ における比較をそれぞれ示している。接線方向速度 u_θ と同様に、図 5.18 は z 軸方向速度の時間平均 w についてそれぞれの解析結果を比較している。CY70 の速度分布は、らせん渦が 3 次元的にねじれているため、極大値や回転中心が非軸対称である。一方で、Stabilizer は TAN70 と同様に z 軸方向の全範囲で速度分布がほぼ軸対称である。

図 5.19 は、各粒子径の粒子に対して予測された CY70、TAN70 そして Stabilizer の捕集効率曲線を比較している。Stabilizer は TAN70 の捕集効率とほぼ同等であり、本解析手法は中央の円柱により渦運動を抑制できることを予測した。この解析結果が正しいかを実験により検証した。オーバーオール捕集効率 η は、粒子サンプル $d_{pe} = 4.5 \mu\text{m}$ (図 3.5) の場合、解析では Stabilizer $\eta = 97.0 \%$ が CY70 $\eta = 94.6 \%$ を上回るものと予測され、実験でも同様に Stabilizer $\eta = 98.9 \%$ が CY70 $\eta = 97.6 \%$ を上回ったため、CY70 よりも Stabilizer の捕集効率が高いことが実証された。次に、LES 解析の結果では、Stabilizer を付加したことで、すりこぎ運動の周波数成分 $St = 0.56$ を高さ $z/D = -2.0$ における全域で低減できたことから (図 5.20)、捕集効率 η はすりこぎ運動の影響を大きく受けるものと推測される。図 5.12 同様に、非定常流れにおいて CY70 と Stabilizer の経路別頻度で整理した結果を図 5.21 に示す。粒子直径 $d_p = 2.5 \mu\text{m}, 3.5 \mu\text{m}$ に着目して両者の結果を比較すると、 $0.14D$ の円柱を付加することで $z/D = -2.0 \sim -0.75$ の縦渦に捕捉された経路(iv)を大幅に削減している。以上より、円筒型サイクロンの中央部に $0.14D$ の円柱を付加した Stabilizer は $z/D = -2.0 \sim -0.75$ における縦渦の運動を制御することで、粒子の分離効率を高められたと考えられる。

以上より、本解析手法により円筒型サイクロンの分離メカニズムを解明したことで、具体的な捕集効率の改善手法を提案できた。サイクロンの中心に円柱を配置する設計は、多くの場合困難は無く、広く適用が進むものと期待される。

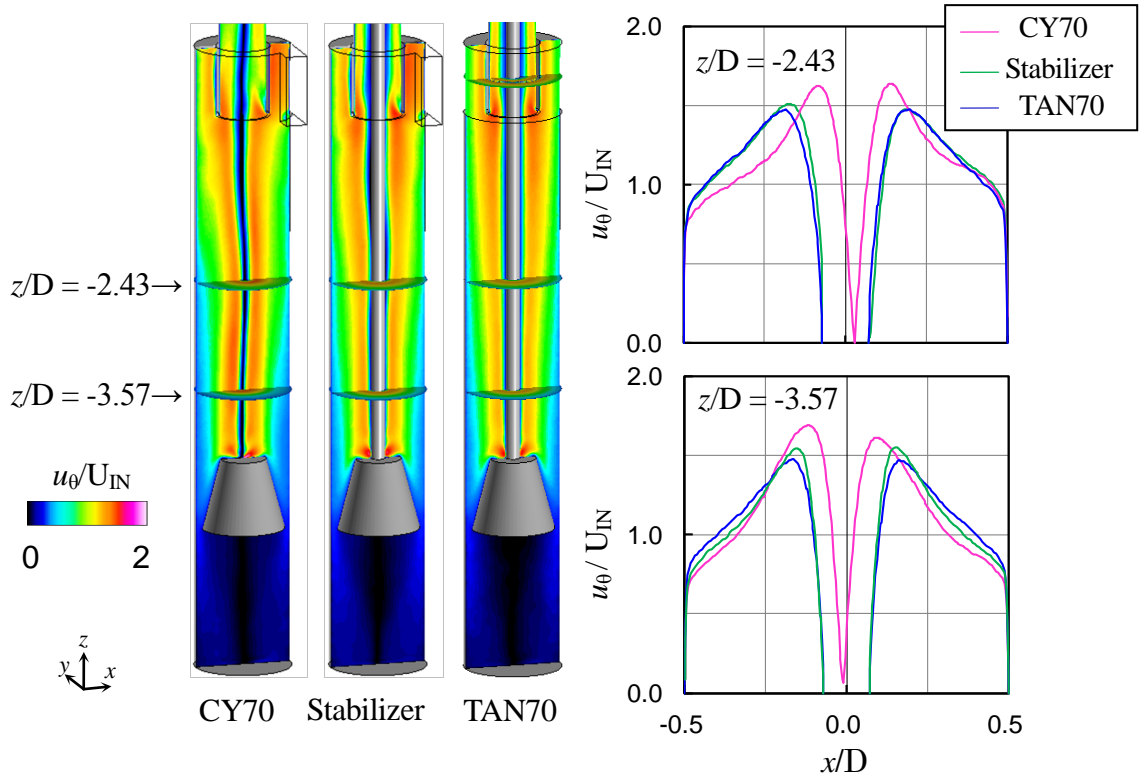


Figure 5.17 Comparisons of time-averaged tangential velocity

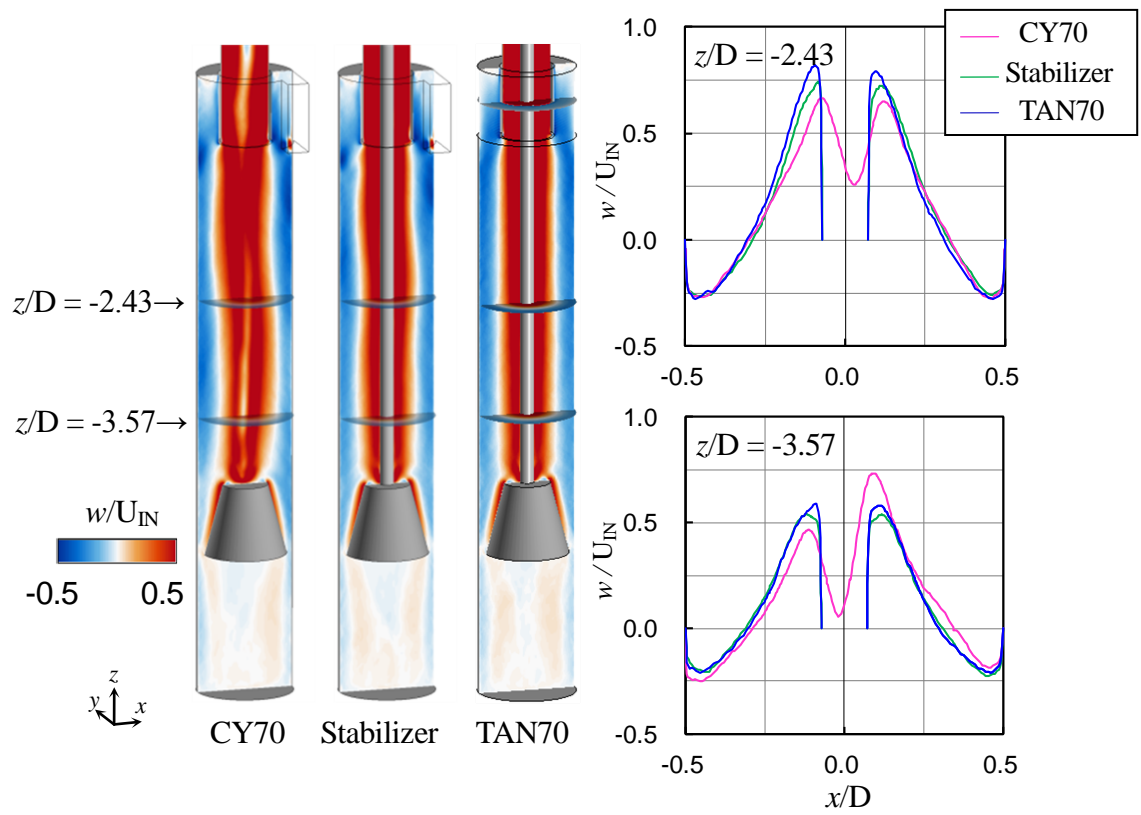


Figure 5.18 Comparisons of time-averaged axial velocity

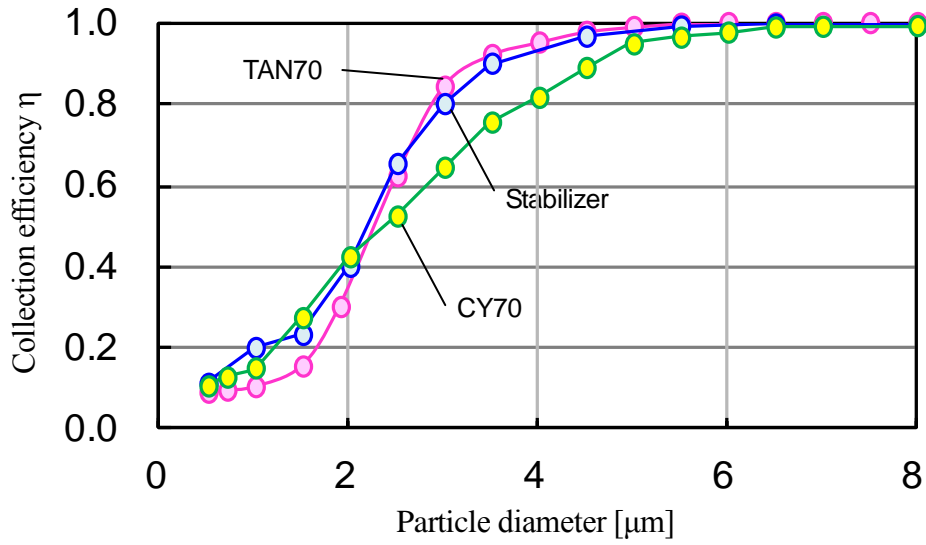


Figure 5.19 Comparisons of collection efficiency curves between CY70, TAN70 and Stabilizer

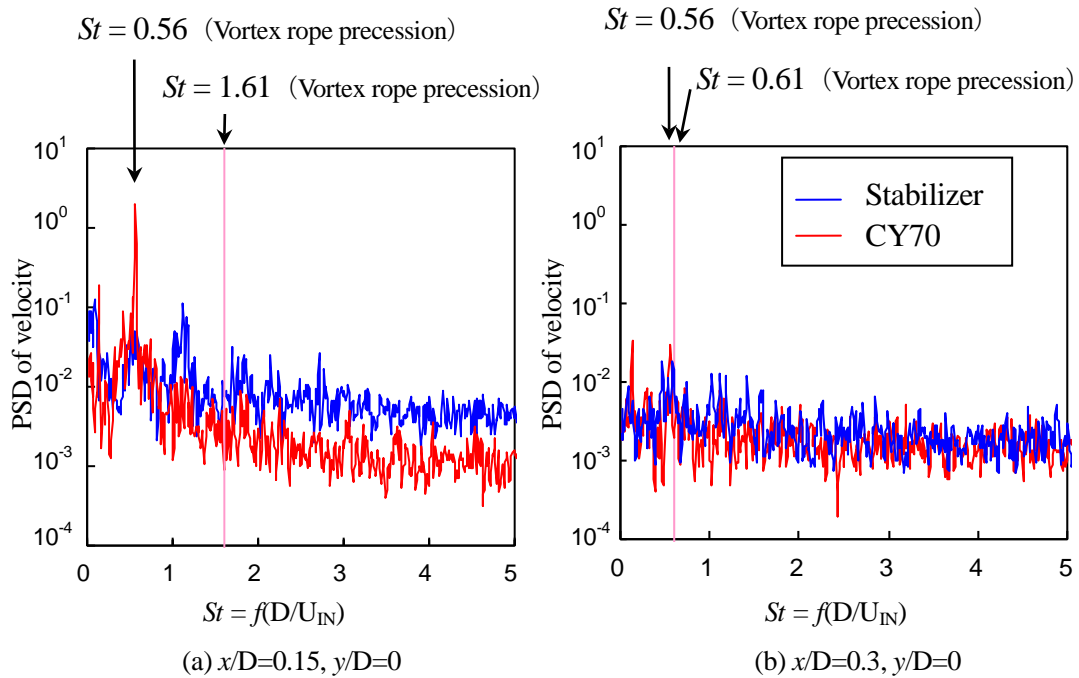


Figure 5.20 Computed power spectrum densities of tangential direction velocity fluctuations for CY70 and Stabilizer at the points in $z/D=-2.0$.

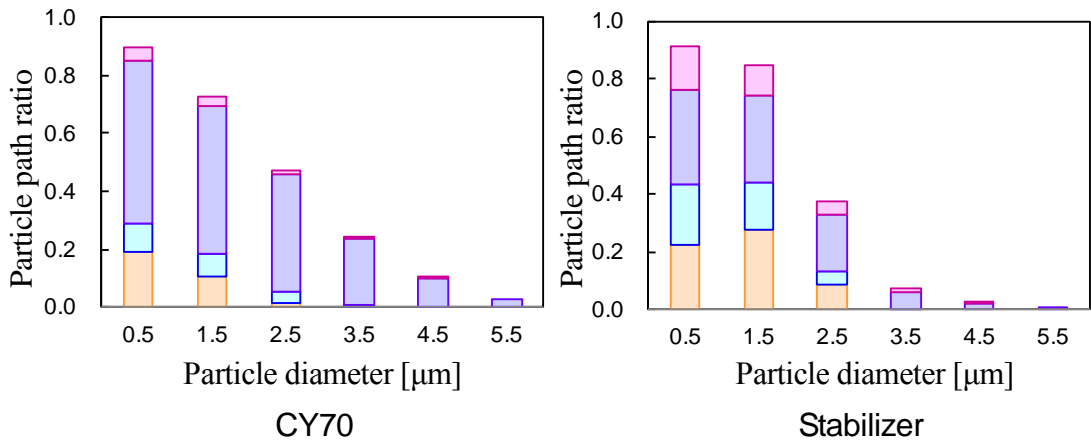


Figure 5.21 Ratio of the exhausted particles against that of released particle categorized by minimum z position reached by each particle in unsteady flow for CY70 (left) and Stabilizer (right)

5.6 第 5 章のまとめ

粒子の捕集効率 η を正確に予測するためには、流れの中にある縦渦の運動を精度良く捉えることが重要であることがわかった。このことは、工学的には広く用いられているレイノルズ平均乱流モデルを利用した流体解析では粒子の捕集効率を正確には予測できないことを意味する。

円筒型サイクロンには次の 4 つの粒子経路があることがわかった。すなわち、(i) ホルダに捕集される経路：旋回流中にある粒子が受ける遠心力により、粒子が徐々に外側に移動して行き、底部まで到達する。底部に到達した際に壁面近くに位置する粒子は、旋回流の向きが下降流から上昇流に変化する際に受ける遠心力の作用により旋回流から完全に分離され、底部のホルダに到達する。(ii) 旋回流に追従するが排出される経路：粒子は $r/D = 0.4$ 程度の位置で、半径方向外側に移動すること無く旋回しながら下方に向かって移動し底部まで到達する。そこで旋回流にそのまま追従して運動の向きを変え、上昇流により排出される。渦芯受けの近傍では総流量の約 4 割の流量が折り返すため強い内向き流れになっているが、底部に到達するまでに遠心力で外側に移動しなかった粒子が旋回流れを追従するだけで、内向き流れが捕集効率 η に与える影響は小さいことがわかった。(i)と(ii)は粒子に作用する遠心力と重力、ならびに、流体抗力の大小関係に依存して決まる経路である。これによりサイクロンの分離特性は大まかには決定される。なお、これらの効果は定常の乱流解析によっても考慮することが可能であるものと推定される。(iii) 入口部から円筒部に流入した直後に出口管から

排出される経路：出口管を周回するたびに入口部の流れで内向き方向に、出口管に沿って下方に移動し、出口管の下端で上向きに向きを変えて出口管に入り、そのまま出口管から排出される。この経路の粒子が捕集効率に与える影響は小さい。(iv) 縦渦に捕捉されて排出される経路：縦渦まわりの局所的な回転運動が壁付近を下降する粒子を半径方向内向きに搬送して、上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ に移動させ、出口管から排出される。排出される粒子の半数以上がこの経路(iv)によるため、縦渦の旋回運動は粒子の捕集効率 η に大きな影響を及ぼす。縦渦の運動は旋回流のせん断が強い出口管に近い領域で強く、大粒径の粒子の捕集効率 η も低下させる。なお、入口直後の $z/D = -1.22$ までに3割が内向きに折り返す強い流れがあるが、内向きに折り返すバルクな流れが粒子を搬送したのではなく、縦渦の運動が粒子を搬送したと考えられる。これとは逆に、上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ から縦渦が粒子を外側に移動し、粒子がホルダに捕集されることもある。さらに、この縦渦はサイクロンの中心部に存在する大規模ならせん渦 (vortex rope) の周りの強いせん断により生成されるため、旋回渦のすりこぎ運動の影響も受けるので、その挙動は極めて複雑である。

円筒型サイクロンの粒子挙動を理解した上で、サイクロンの中央部に円柱を配置する形状 **Stabilizer** を提案した。中央に配置した直径 $0.14D$ の円柱によりらせん渦のすりこぎ運動を抑制し、縦渦の運動をも抑制したことで捕集効率を高められた。

第6章 結論

6.1 本研究のまとめ

サイクロンセパレータは100年以上の歴史を持ち、その形状も簡単であるが故に研究対象としては関心が低くなる一方で、微粒子の人体被害が懸念される昨今では製品への適用範囲が広がっている。形状の簡易さとは反して、発生する旋回流は半径方向の内側と外側で管軸方向の流れの向きが異なる複雑な流れ構造をしており、解析による正確な予測は困難なものであった。

サイクロンにおける粒子の分離メカニズムを解明することを目的とし、本論文では粒子の搬送媒体である流れの構造を FrontFlow/blue (FFB) を用いた LES 解析により詳細に調べた。

LES を用いた解析結果は、円筒型サイクロン CY60, CY70 の実験値と比較することで、速度場を精度良く予測できることを検証した。また、Stairmand サイクロンにおいては、らせん渦のすりこぎ運動を再現できることを示し、その周波数成分が文献の実験値と概ね一致することを検証した。

LES 解析より得られた流れ構造の知見を以下に示す。

1. 質量流量の変化を調べた結果、次のことがわかった。出口管より $-z$ 方向に $0.5D$ となる入口直後において、CY70 で流入質量の3割の質量が、また CY60 で同5割もの質量が出口管に移動しており、粒子分離には寄与していないことがわかった。円筒中央においては、円筒直径長さ当り流入量の約9%の質量が内側に向かい、内向きの流れが比較的微少なことを示した。底部の渦芯受けに到達する流量は CY60 で流入量の19%、CY70 で同34%となり、渦芯受け上部でも内向きに強い流れが発生している。
2. 下向きに向かう流れの角運動量が底部に向かい減少するのは、壁面のせん断応力により角運動量が減少することに加えて、上側からもらった角運動量を内側にも渡しているためであることがわかった。らせん渦の端面が管壁面に付着した場合には、その付着高さよりも下側には角運動量を渡さないため、速度場は激的に減衰する。このことより、出口管よりらせん渦の端面までが粒子の分離性能に関わる有効分離長さと考えられる。
3. 以下の5つの渦構造を明らかにした。(a) らせん渦：中央で連なる大規模な渦が、

CY70 では無次元周波数 $St=0.56$ ですりこぎ運動をする。(b) 縦渦：らせん渦の外側を旋回しながら出口管に向かう。長細い縦渦で壁面にまで及ぶため、壁面近くの粒子を内側へ輸送する。(c) 出口管直下の微細渦構造：入口直後の領域で、微細な渦構造が連続的に生成され、出口管に吸い込まれる。(d) 渦芯受け上の微細渦構造：渦芯受け上方部で微細な渦構造が連続的に生成され、旋回しながら消滅している。(e) 内壁面のストリーク構造：旋回しながら底部に向かう流れにより発生する内壁面近傍のストリーク構造。(b)の縦渦はこの境界層のストリークを横切るように、壁面近傍で強い影響を及ぼしている。

次に LES により計算された瞬時の流れ場を入力条件として粒子追跡を行い、渦運動と粒子の分離メカニズムの関係を検討した。

粒子の運動方程式に関しては、Stokes Drag と重力のみを考慮し、また、粒子は希薄であると仮定し、粒子同士の衝突の影響は無視した。さらに、粒子の質量流量は流体（空気）の質量流量に比べて十分に小さいことから、粒子の運動が流れ場に与える影響は無視し、一方向連成解析を実施した。

本手法により予測された粒子の捕集効率 η を実験値と比較した結果、捕集効率 η の定量的な予測が可能であることが実証された。さらに、粒子の捕集効率 η を正確に予測するためには、流れの中にある縦渦の運動を精度良く捉えることが重要であることもわかった。このことは、工学的には広く用いられているレイノルズ平均乱流モデルを利用した流体解析では、粒子の捕集効率を正確には予測できないことを意味する。

円筒型サイクロンには次の4つの粒子経路があることがわかった。

- (i) ホルダに捕集される経路：旋回流中にある粒子が受ける遠心力により、粒子が徐々に外側に移動して行き、底部まで到達する。底部に到達した際に壁面近くに位置する粒子は、旋回流の向きが下降流から上昇流に変化する際に受ける遠心力の作用により旋回流から完全に分離され、底部のホルダに到達する。
- (ii) 旋回流に追従するが排出される経路：粒子は $r/D = 0.4$ 程度の位置で、半径方向外側に移動すること無く旋回しながら下方に向かって移動し底部まで到達する。そこで旋回流にそのまま追従して運動の向きを変え、上昇流により排出される。渦芯受けの近傍では約4割が内向きとなる強い流れになっているが、底部に到達するまでに遠心力で外側に移動しなかった粒子が旋回流れを追従するだけで、内向き流れや(d)渦芯受け上の微細渦構造が捕集効率 η に与える影響は小さいとわかった。(i)と(ii)は粒子に作用する遠心力と重力、ならびに、流体抗力の大小関係に

依存して決まる経路である。これによりサイクロンの分離特性は大まかには決定される。なお、これらの効果は定常の乱流解析によっても考慮することが可能であるものと推定される。

- (iii) 入口部から円筒部に流入した直後に出口管から排出される経路：出口管を周回するたびに入口部の流れで内向き方向に、出口管に沿って下方に移動し出口管の下端で上向きに向きを変えて出口管に入り、そのまま出口管から排出される。この経路の粒子が捕集効率に与える影響は小さい。
- (iv) 縦渦に捕捉されて排出される経路：縦渦まわりの局所的な回転運動が壁付近を下降する粒子を半径方向内向きに搬送して、上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ に移動させ、出口管から排出される。排出される粒子の半数以上がこの経路によるため、縦渦の旋回運動は粒子の捕集効率 η に大きな影響を及ぼす。縦渦の運動は旋回流のせん断応力が強い出口管に近い領域で強く、大粒径の粒子の捕集効率 η も低下させる。なお、入口直後の $z/D = -1.22$ までに流入質量の3割が内向きに折り返す強い流れがあるが、内向きに折り返すバルクな流れが粒子を搬送したのではなく、縦渦の運動が粒子を搬送したと考えられる。これとは逆に、上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ から縦渦が粒子を外側に移動し、粒子がホルダに捕集されることもある。さらに、この縦渦はサイクロンの中心部に存在する大規模ならせん渦 (vortex rope) の周りの強いせん断応力により生成されるため、らせん渦のすりこぎ運動の影響も受けるので、その挙動は極めて複雑である。

本研究で対象としたような、バルクレイノルズ数が $Re = 10^4 \sim 10^5$ の範囲にある円筒形サイクロンでは、平均的な旋回流により粒子が受ける遠心力で分離可能であっても、らせん渦のすりこぎ運動、その周りに存在する縦渦の運動により排出される粒径範囲が広範囲に存在することが分かった。したがって、送風機の出力を増大させて遠心力を大きくするだけでなく、上記の渦の運動を制御することにより粒子の捕集効率 η を向上できる可能性があることが示唆された。本研究で対象とした、中央に円柱を付加した Stabilizer により粒子の捕集効率が向上できた理由は、らせん渦のすりこぎ運動を抑制したためと考えられる。

6.2 今後の課題

今後は、縦渦の抑制手段についても検討していく。また、円筒型だけでなく、広く普及している円錐型でも流れの構造や粒子の挙動を調査して、本報告で示した分離メカニズム

が一般的なサイクロンでも普遍的なものであるかどうかを見極めることも重要な課題であろう。

ものづくりの現場において、本研究のような 2,000 万節点程度の非定常計算であれば、解析設備と計算時間の観点から適用可能である。まず、これまでに蓄積した製品実績や経験則の根拠となる物理現象を明確にすることが重要であり、高効率なサイクロンの開発に繋がると考える。

ほとんどのサイクロンセパレータは円錐形状をしており、その根拠には遠心力を高めることが挙げられる。本研究の結果を鑑みれば、底部の形状が捕集性能に大きく影響をあたえることは考えづらく、長い歴史が思い込みを深めているようにも思える。円錐形状の内部流れについては他者の報告を待ちたい。

謝辞

本研究を行うにあたり、2004年のポリゴンモータに関する共同研究、2010年以降のサイクロンに関する本研究のご指導・ご鞭撻を賜りました東京大学生産技術研究所の加藤千幸教授に心より感謝申し上げます。社会人としても多くの助言をいただき、常に励ましていただいたおかげで研究をまとめあげることができました。

本研究をまとめるにあたり、飯田教授、大島教授、鹿園教授、白樫准教授には貴重なご意見を頂きました。建設的なコメントとアドバイスに心より感謝申し上げます。

みずほ情報総研株式会社の山出吉伸氏、高山糧博士、東京大学生産技術研究所革新的シミュレーション研究センターの郭陽博士には、数値解析コードの開発・改良や解析の実施に関して多くのご助言・ご協力を頂きました。深夜に及ぶ多忙な業務の中ボランティアで時間を削っていただいたことに心より感謝申し上げます。豊橋技術科学大学の横山博士には、国際学会の参加やその準備にご協力いただきました。謙虚で誠実な姿勢に敬意を表し、心からの感謝を申し上げます。

本研究のPIV計測はコニカミノルタ株式会社の河手大輔氏によるもので、PIV導入から立ちあげまで尽力して頂きました。職人技の習得に粘り強い努力を払った精神力に敬意を表し、心より感謝申し上げます。コニカミノルタ株式会社の渡部直樹氏には、長期に渡り解析業務の支援や予算計画で協力をいただきました。後輩の育成に尽力する姿勢に敬意を表し、心からの感謝を申し上げます。

本論文で使用した流体解析コードFrontFlow/blueは、文部科学書次世代IT基盤構築のための研究開発「イノベーション基盤シミュレーションソフトウェアの研究開発」プロジェクトで開発されたプログラムである。ここに記して感謝の意を表します。

最後に、本研究を遂行するにあたり支えてくれた秋山涼子様、笑顔で送り出してくれた幸くんと葉奈さん、大学院まで卒業させていただいた秋山孝夫様、ウメ様に心から感謝いたします。

付録 1 PIV 計測におけるトレーサ粒子の追従性の考察

ここでトレーサ粒子の追従性について考察する。旋回流中のトレーサ粒子は流体との密度差で遠心力の影響を受ける。直径 d_t の球形トレーサ粒子が曲率半径 r_t の流れ場を接線方向速度 u_θ の流体に完全に追従して $u_{t,\theta}$ で運動しようするとき、粒子は曲率半径方向に速度 $u_{t,r}$ で移動する。このとき、粒子に加わる遠心力 f_c は式(A.1)となる。

$$f_c = \frac{4}{3}\pi(\rho_t - \rho_{\text{air}})\left(\frac{d_t}{2}\right)^3 \frac{u_{t,\theta}^2}{r_t} \quad (\text{A.1})$$

ρ_{air} と ρ_t は、それぞれ空気とトレーサ粒子の密度である。このとき、粒子が流体より受ける抗力 f_r は式(A.2)となる。

$$f_r = \frac{1}{2}C_D\rho_{\text{air}}u_{t,r}^2\left(\frac{\pi d_t^2}{4}\right) \quad (\text{A.2})$$

式(A.1)と式(A.2)が釣り合っていると仮定すると、ストークスの抵抗則による球の抗力係数 $C_D = 24/Re$ を代入してまとめると、粒子の半径方向の速度成分 $u_{t,r}$ と流れの旋回速度成分 $u_{t,\theta}$ との関係は式(A.3)となる⁽¹⁾。

$$\frac{u_{t,r}}{u_{t,\theta}} = \frac{d_t^2}{18\nu}\left(\frac{\rho_t}{\rho_{\text{air}}}-1\right)\frac{u_{t,\theta}}{r_t} \quad (\text{A.3})$$

ここで、 ν は空気の動粘性係数を示している。トレーサ粒子の運動は $\rho_{\text{air}} > \rho_t$ であれば中心方向に移動し、 $\rho_{\text{air}} < \rho_t$ であれば遠心力により外向きに移動する。実験で用いたトレーサ粒子 ($\rho_t = 900 \text{ kg/m}^3$) と空気 ($\rho_{\text{air}} = 1.26 \text{ kg/m}^3$) との密度比 ρ_t/ρ_{air} は 714 であり、トレーサ粒子は遠心力で外向きに移動する。2.3.3 項の図 2.22 で示した CY70 の接線方向速度の実験結果を式(A.3)に適用する。高さ $z/D = -2.43$ 、半径位置 $r_t/D = 0.04, 0.11, 0.30, 0.40$ (それぞれ図中の(i), (ii), (iii), (iv))におけるトレーサ粒子の遠心力の影響 $u_{t,r}/u_{t,\theta}$ を付録図 A1 に示す。詳細は図 2.22 や図 2.25 に関連して述べたが、CY70 における解析値と実験結果は、半径 $r_t/D = 0.04$ (2.8 mm)の外側ではよく一致している(付録図 A1 中の(ii), (iii), (iv)が相当)。一例を挙げて付録図 A1 を考察する。計測可能な最小半径(i) $r/D = 0.04$ における接線方向速度 $u_{t,\theta}/U_{\text{IN}} = 1.08$ (10.3 m/s)の条件で、遠心力の影響 $u_{t,r}/u_{p,0}$ が 1.0 %に収まる粒径は $d_t = 0.9 \mu\text{m}$ 未満である。トレーサ粒子は、粒径 $d_t = 0.5 \sim 10 \mu\text{m}$ で正規分布に似た山なりの分布であるため、 $d_t = 0.9 \mu\text{m}$ 未満のトレーサ粒子は数が少なく、本件の測定限界が $r/D = 0.04$ となったと考えられる。

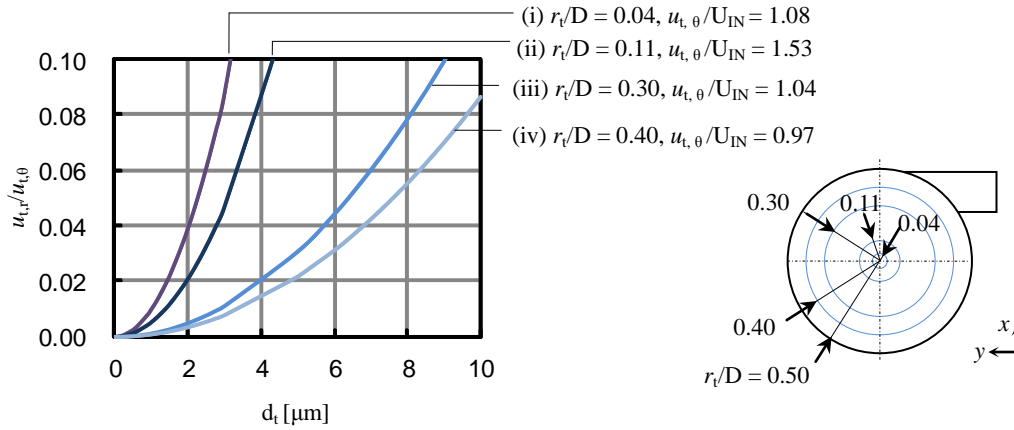


Figure A.1 Particle velocity ratio between radial and tangential direction components based on the experimental results (CY70)

付録2 Stabiliser において粒子が受ける遠心力

時間平均した流れ場における粒子の運動に関して考察する。流体に追従した粒子に作用する z 軸まわりの遠心力 f_c は式(A.4)となる。

$$f_c = \frac{m_p u_\theta^2}{r} \quad (\text{A.4})$$

ここで、 r は粒子の半径方向位置を示す。式(A.4)を m_p で割り、単位質量の仮想粒子が受ける無次元遠心力 C を式(A.5)と定義する。

$$C = \frac{D}{r} \left(\frac{u_\theta}{U_{IN}} \right)^2 \quad (\text{A.5})$$

中央に円柱を付けた Stabilizer の時間平均流れにおける無次元遠心力 C を図 A.2 に示す。図 A-2 には平均流れ場より求めた流線を重ねてある。入力条件とした流れ場は、 $t(U_{IN}/D) = 41\pi \sim 50\pi$ の間で平均化している。出口管の周りでは、接線方向からの流入に起因して流れ構造が非軸対称となり、遠心力の小さな領域が $-y$ 方向（流入口の方向）に偏在している。加えて、この領域には出口管に向かって z 方向に折り返す流れ構造が存在しており、放出後直ちに出口管より排出された経路(iii)の通過領域に対応することがわかった。本研究で対象とした CY60, CY70 では、本編の 5 章で述べたように経路(iii)が捕集効率 η に対して及ぼす影響は小さいが、出口管が短い、あるいは入口部が大きいサイクロンでは流れ構造が極端に非軸対称となり、捕集効率 η への影響が大きくなることが予想される。

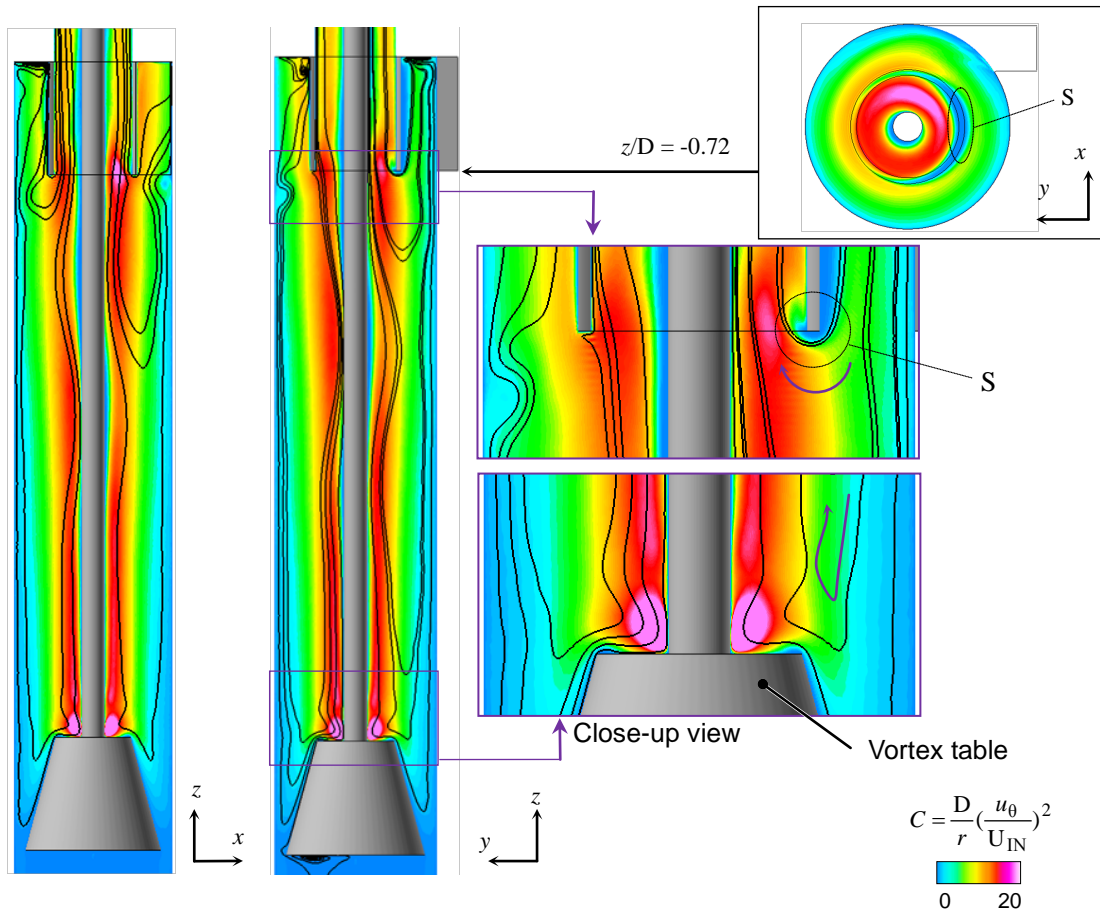


Figure A.2 Computed streamlines of time-averaged flow and distributions of non-dimensionalized centrifugal force acting on a particle exactly following time-averaged flow for Stabilizer

付録3 Stabiliser における粒子の挙動

図 A.3 には、CY70 における粒子追跡結果の典型例を示している。上段に粒子の z 軸方向位置、中段に r 方向位置、下段に粒子の r 方向速度 \dot{r}_p と粒子位置における流体の r 方向速度 \dot{r}_f の時刻歴を示している。なお、それぞれの図は粒子がサイクロン内に流入した後、ホルダに捕集される、あるいは、出口管から排出されるまでの間の粒子の軌跡を示しているため、各図の横軸のスケールが異なっていることに留意されたい。本編中で示した CY70 の結果と同様の経路 (i) ~ (iv) をそれぞれ示している。CY70 と比較してらせん渦のすりこぎ運動を抑えたものの、粒子の挙動には非定常な渦運動が強く影響している。中央の円柱の太さは $0.14D$ が適切かどうかは議論しておらず、改善の余地はある。

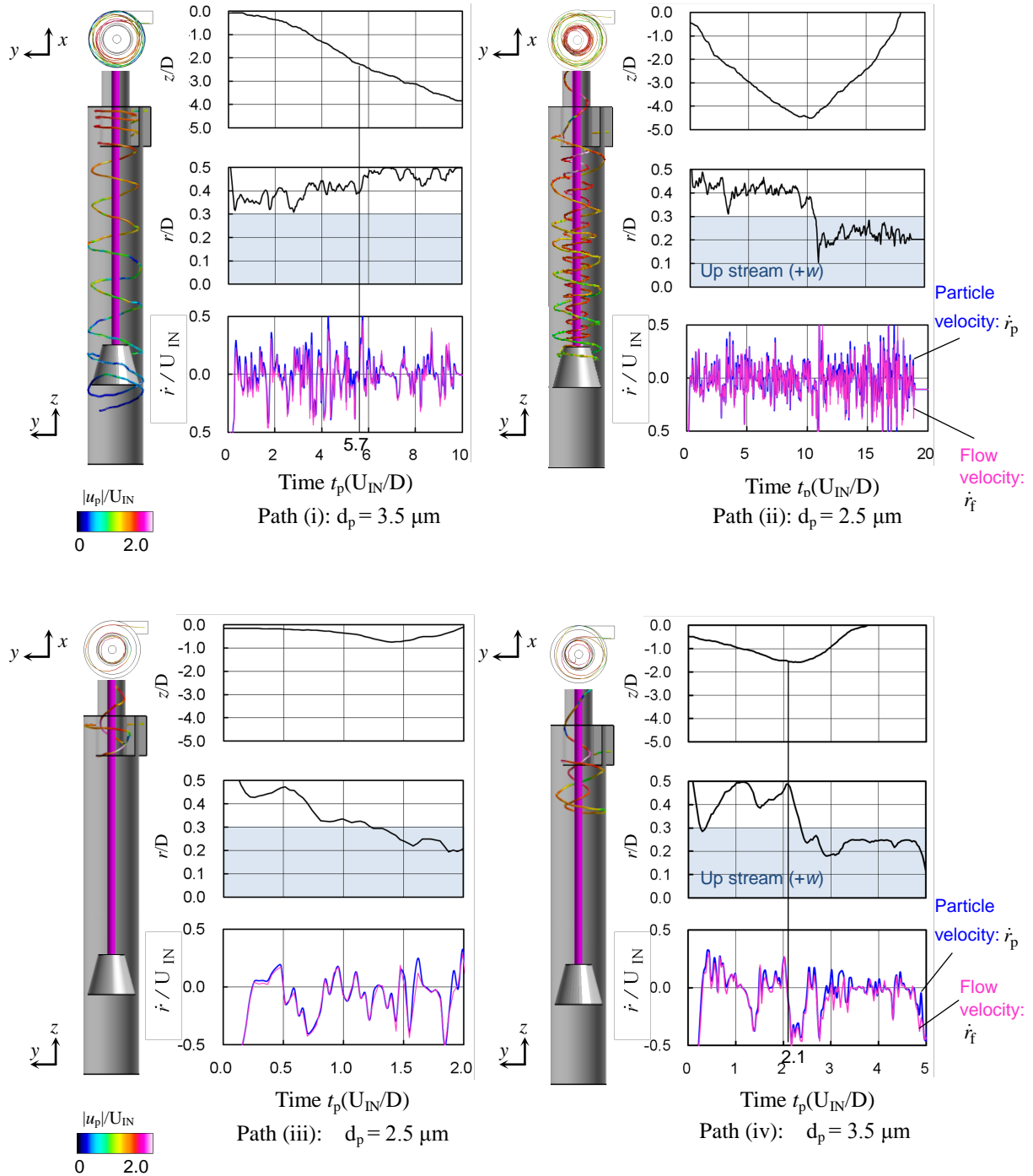


Figure A.3 Typical examples of computed particle trajectories in unsteady flow for CY70 with stabilizer: axial position (top), radial position (middle), radial flow and particle velocities (bottom) are plotted. Vertical lines indicate timings referred to in text.

参考文献

(1)可視化情報学会編，PIVハンドブック，第1版(2002)，p.34，森北出版株式会社。

