円筒型サイクロンセパレータの粒子分離メカニズム*

(第2報, 粒子追跡の精度検証と粒子運動の詳細検討)

秋山 修^{*1}, 加藤 千幸^{*2}, 河手 大輔^{*3}

Mechanism of Particle Separation in a Cylindrical Cyclone Separator (2nd Report, Validation of Lagrangian Particle Tracking Method and Investigation on Detailed Particle Behaviour)

Osamu AKIYAMA^{*1}, Chisachi KATO and Daisuke KAWATE

^{*1} KonicaMinolta Business Technologies, Inc.
Ishikawa-machi 2970, Hachioji-si, Tokyo, 192-8505 Japan

Mechanism of particle separation in a cylindrical cyclone separator has been fully clarified by a combined numerical method of large eddy simulation and a particle tracking method. The former resolves all the important vortical structures in the separator while the latter inputs the instantaneous flow fields computed by the LES and computes trajectory of each particle by considering Stokes drag as well as gravity force. Particle collection efficiency predicted by the proposed method has been compared with the experimental data measured for two cylindrical cyclone separators with several sets of particle diameters. The results showed that the collection efficiency has been quantitatively predicted by the proposed method, which confirms that the method can be used for the engineering design of such a cyclone separator. Detailed investigation of the particle trajectories predicted by the present method has clarified the mechanism of particle separation of a cylindrical cyclone separator. Those particles that are successfully collected by the separator move outward in the swirl flow and are collected when the swirl flow changes its direction at the bottom of the separator. The essential mechanism of this particle separation is due to the centrifugal forces acting on the particles. Three types of particle trajectories have been identified for those particles that are exhausted from the cyclone separator together with the swirl flow. More than half of the uncollected particles are trapped by longitudinal vortexes. The unsteady longitudinal vortexes and vortex rope drastically decrease collection efficiency.

Key Words : Cyclone Separator, Particle Collection Efficiency, Longitudinal Vortex, Large-Eddy Simulation, Particle-Tracking Method, Stokes Drag

1. 緒 言

サイクロンの最初の特許が出願された 1885 年以降, 粒子の捕集効率 (collection efficiency) の向上を目的とした, 速度場や捕集効率の実験結果が数多く報告されている⁽¹⁾⁽²⁾. 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, サイクロンの文献では vortex core とよばれる) の壁面付着による不安定な現象⁽⁵⁾などに関して, 製品開発に有用な知見が蓄積されている. 流体解析が実用的になった 1990 年代以降は, 流体解析と粒子追跡とを組み合わせ, 粒子の経路や捕集効率の予測が行われている. サイクロンに関わる研究では, Derksen が標準 Smagorinsky モデルを適用した Large-Eddy Simulation (LES) の基礎方程式を格子ボルツマン法で離散化し, 粒子追跡を実施した. この手法により, 粒子の捕集効率が精度良く予測されている⁽⁶⁾. さらに, Derksen らは粒子と空気の質量比が 0.2 と濃厚な系を対象として双方向連成解析に研究を発展させている⁽⁷⁾.

* 原稿受付 2012 年 5 月 10 日

^{*1} 正員, コニカミノルタビジネステクノロジーズ(株) (〒192-8505 東京都八王子市石川町 2970)

^{*2} 正員, フェロー, 東京大学 生産技術研究所

^{*3} コニカミノルタビジネステクノロジーズ(株)

E-mail: osamu.akiyama@konicaminolta.jp

旋回流中の粒子追跡に関しては、Park らが、粒子が噴流の発達を遅らせる影響を Direct Numerical Simulation (DNS) により明らかにしている⁽⁸⁾。道岡らは、Dynamic Smagorinsky モデルを適用した LES により、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⁽⁹⁾。

計算機の高性能化にともない、複雑な流れの中での粒子挙動の解析が可能となっている。しかしながら、サイクロンの詳細な渦構造や、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。円筒形状のサイクロンにおいては遠心分離が粒子の主な分離メカニズムであることには疑いの余地はないが、たとえば、ある直径の粒子の 90 % が分離可能な場合に、同じ直径 (質量) の粒子であるにもかかわらず残りの 10 % の粒子を分離できない理由は明らかになっていない。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研究の第1報では、円筒型サイクロンを対象とした LES 解析を行い、解析精度を検証した上で、サイクロン内の流れの詳細な渦構造を明らかにし、特に、粒子の分離特性に大きな影響を及ぼす可能性が高い縦渦の存在を確認した。本報では、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、上記の縦渦を含めた渦運動が粒子の分離特性に与える影響を明らかにする。

2. 円筒型サイクロンの分離性能検証実験

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 $D = 60$ mm, 70 mm の円筒型サイクロン (それぞれ CY60, CY70 とよぶ) の計算モデルを図1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。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。実験装置は図2に示すように、円筒形状のサイクロン、評価フィルタ、ならびに、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。粒子サンプルとしては、密度 $\rho_p = 1,320$ kg/m³、図3に示すような、粒径分布が異なる3種類の球形シリコン粒子 (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 $d_{pe} = 2.4, 4.5, 12.3$ μm と表記する。ここで、粒径分布の横軸解像度 Δd_{pe} は 0.1 μm 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4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定常状態と見なせる。そこで、投入量 $4 \sim 6$ g における2回の平均値を捕集効率 η の実験

Fig. 1 Computational models together with streamlines and mesh shown at every 5 grids for clarity

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⁽¹⁰⁾ため，相対湿度 50 %RH，気温 25℃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．

3. 流体解析手法

流体の解析は第1報で示した手法と同様で，加藤らによって開発された有限要素法 LES コード FrontFlow/blue (FFB)⁽¹¹⁾⁻⁽¹⁵⁾を用いている．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 法により陰的に解いている．Sub-Grid-Scale モデルには，Dynamic Smagorinsky モデル⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾を適用した．

CY60 と CY70 の流体解析格子は図1に示したとおりである．解析は，入口速度 U_{IN} と内径 D に対応する回転速度を基準にした1回転を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，準定常状態となった $t (U_{IN}/D) = 18\pi \sim 50\pi$ において種々の平均化処理を行った．回転中心に近接した5つの節点間における接線方向速度 u_θ の勾配より，強制渦の角速度は CY60 ($z/D = -2.40$)で $\omega (D/U_{IN}) = 64.6$ ，CY70 ($z/D = -2.43$)で $\omega (D/U_{IN}) = 28.3$ である．結果的に，強制渦の1回転は，CY60 ($z/D = -2.40$)が74ステップ，CY70 ($z/D = -2.43$)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に関しては，その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．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

Fig. 2 Photos of experimental set-up

Fig. 3 Measured diameter distributions of test particles

Fig. 4 Typical experimental results of collection efficiency

Table 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

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を若干密にしてある. そのほか, 出口境界からの発散を防ぐために十字型の整流板 (swirl stop) を配置し, また, 計算初期においてらせん渦を安定させるために低マッハ数近似を適用するなどの数値解析上の工夫をしている. 解析精度の検証など LES 計算の詳細は第 1 報⁽¹⁸⁾を参照されたい.

4. 粒子追跡手法と解析精度の検証

4・1 解析手法

流れ場を移動する粒子の運動方程式を式(1)に示す.

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

ここで, $\mathbf{x}$ は粒子の位置ベクトル, $\mathbf{u}_{\text{air}}$ 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 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, 粒子間の衝突と粒子運動が流れに与える影響は無視できる⁽¹⁹⁾. 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⁽²⁰⁾. 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 揚力が大きくなるが⁽²¹⁾, 分離効率の予測精度が不十分な場合に検討するとして, 今回は考慮していない. 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 (2)となる.

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

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無風状態 $\mathbf{u}_{\text{air}} = \mathbf{0}$ において式 (3)となる.

$$\frac{dz}{dt_p} = -\frac{\rho_p g d_p^2}{18 \mu_{\text{air}}} (1 - \exp\{-\frac{18 \mu_{\text{air}}}{\rho_p d_p^2} t_p\}) \quad (3)$$

上式を積分することにより, 無風状態での z 成分終端速度 w_t は, t_p に ∞ を代入して式(4)となる.

$$w_t = -\frac{\rho_p g d_p^2}{18 \mu_{\text{air}}} \quad (4)$$

運動方程式の数値積分には 4 次の Runnge-Kutta と前進 Euler 法を適用し, 上記の理論値との差異を議論する. 図 5 は無風状態における自由落下について, 式(3)により求めた理論値と解析結果を比較している. Runnge-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 6 に示す. 図示しないが, 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. 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適切であったた

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Runge-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時間 π の間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。

4・2 解析精度の検証

第1報の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、2章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 $d_p = 0.5 \sim 10.5 \mu\text{m}$ において、刻み幅 $\delta d_p = 0.5 \mu\text{m}$ 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 $t_p(U_{IN}/D) = 10\pi \sim 80\pi$ における解析結果から捕集効率を計算した。この準定常状態において、図1に記した高さ $z/D = 0$ 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, $d_p = 2.5 \mu\text{m}$)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は $\eta = 47.0\%$ 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 にあたえる影響は小さく、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と予想されるが、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解析を実施した。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、準定常状態となって $z/D = 0$ よりも下に位置すれば捕集された粒子として数えた。入力条件が非定常流れの場合、渦運動により再び中央部に移動する粒子も数多くあるため、計算時間を短縮するための処理などは行わなかった。

Fig. 5 Verification of numerical methods in the case of the free fall

Fig. 6 Comparisons of the time marching methods between Runge-Kutta and Forward Euler method for CY70

また、時間 π で流速分布データを周期的に利用したため、粒子は時間 π ごとに不連続な力を受けている。上述の手法に基づいて 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 7 上に、出口管より排出された粒子の割合を図 7 下に示す。図 7 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 について準定常状態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 でまとめると、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 8 のようになる。ここで得た捕集効率曲線に、図 3 で示したサンプルの粒子分布 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 9 は、CY60, CY70 に代表粒径 $d_{pe} = 2.4, 4.5, 12.3 \mu\text{m}$ の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 $d_{pe} = 2.4 \mu\text{m}$ のサンプルは、図 8 に示したようにいずれのサイクロンでも捕集効率曲線の勾配が大きい $\eta = 0.5$ 近くの領域とサンプルの粒子径分布のピーク(図 3 の $d_{pe} = 2.4 \mu\text{m}$ 参照)が重なるため、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。

5. 円筒形サイクロンにおける粒子挙動

4 章で精度が検証された解析手法を用いて、円筒形サイクロンにおける粒子挙動を調査する。粒子追跡の結果より、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ることが明らかとなったので、それぞれの粒子運動について詳細に調べる。さらに、渦運動と粒子挙動を同時に可視化して、第一報で詳細に調査した縦渦が粒子を捕捉する様子を説明する。最後に、非定常な渦運動が捕集効率 η に与える影響と捕集効率 η を改善する手段について議論する。

Fig. 7 Computed histories of input particles (top) and exhausted particle ratio (bottom) for CY70

Fig. 8 Computed collection efficiency curve

CY60

CY70

Fig. 9 Comparisons of collection efficiency for each particle diameter (the two of measured values are plotted in the graphs and the averaged value is shown in the tables)

5・1 平均流れ場における粒子経路

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。本節では前者を調べるため、 $t(U_{IN}/D) = 41\pi \sim 50\pi$ 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。CY70 と、CY70 の中央に直径 $0.14D$ の stabilizer を配置した CY70 (以降、C70 with stabilizer, あるいは単に Stabilizer と称す) の LES 解析結果を図 10 に示す (左: 平均接線方向速度 u_θ , 右: 平均 z 軸方向速度 w)。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 は速度分布が軸対称に近く、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である。らせん渦のねじれは旋回する粒子からみると非定常力に等しいため、まず、Stabilizer 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。5・4 節で詳細を記すが、Stabilizer は縦渦の渦運動を制御し、捕集効率が C70 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。

粒子追跡を行う前に、質量流量の移動を定量的に評価して、バルクな流れ構造を把握する。前述のように、サイクロンの流れは大まかには、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て出口管に向かう。全ての流れが底部まで下降してから上昇するのではなく、 $-z$ 方向に向かうほど到達する量は減少する。この現象を、図 11 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 の正負により検査体積の界面を設定し、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円形の検査体積とする。 $z =$ 一定の任意検査面 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 ($S_{top}: \dot{m}_{+w,t} + \dot{m}_{-w,t} = 0$)。解析結果でも、下向きと上向きの質量流量の差異は、最大でも 10^{-5} オーダー (入口部流量で正規化、 $\dot{m}_{in} = 1.0$) 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 S_{top} , S_{bottom} における下向き成分は

Fig. 10 Computed time averaged distributions of tangential (left) and axial velocity (right) for CY70 with and without stabilizer

Fig.11 Balances of mass flow ratio in a cyclone

Fig. 12 Computed distributions of mass flow ratio of downward flow ($-w$)

$\dot{m}_{w,t} > \dot{m}_{w,b}$ となることから、両者の差分が内側に移動する量 $\dot{m}_t = \dot{m}_{w,t} - \dot{m}_{w,b}$ と考えることで、質量流量の収支が釣り合う。図 12 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 12 に示した下向き成分の質量流量 $\dot{m}_w / \dot{m}_{in}$ 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結果を入口部の質量流量 $\dot{m}_{in}$ で正規化している。ここで、図中の丸印は入口部直後の位置 $z/D = -1.22$ (入口の底部より $-z$ 方向に $0.5D$ の距離) と渦芯受け上面の位置 $z/D = 4.26$ を表す。入口直後において、Stabilizer と CY70 では、それぞれ $\dot{m}_w / \dot{m}_{in} = 0.22, 0.30$ もの質量流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流れが出口管より排出されていることを意味し、粒子分離に寄与しないことになる。また、Stabilizer の付加により、入口部直後で折り返す質量流量が低減されている。Stabilizer における中央の区間 $z/D = -1.3 \sim 3.4$ では、質量流量の約 4 割が内向きに移動するが、 z 軸方向に広範囲な領域でこの移動は生じているために、半径方向内向きの流速成分は微小である。入口直後と円筒中央区間の構成要素を合わせた結果として、渦芯受けに到達する質量流量は、Stabilizer, CY70 の順に、それぞれ $\dot{m}_w / \dot{m}_{in} = 0.38, 0.34$ であり、渦芯受け近傍では約 4 割が内向きとなる強い流れになっている。

次に、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。図 13 には、Stabilizer 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、 $t_p(U_{IN}/D) = 0.4$ 以降に粒子は大きな流体力を受けておらず、遠心力で徐々に外側へ、また下方へと移動している。図 10 右の流体解析結果で示した z 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た。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、 $r/D = 0.4$ 程度の位置で旋回しながら下方に向かって移動し、 $t_p(U_{IN}/D) = 8.9$ 以降、渦芯受け近傍の領域 ($z/D = -3.5 \sim -4.0$) 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 12 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 $\dot{m}_w / \dot{m}_{in} = 0.38$ 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。 $t_p(U_{IN}/D) = 17.0$ 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、微分値である、粒子の半径方向速度 $\dot{r}$ は大きな変動となる。経路(iii)は、サイクロンへ

Fig. 13 Typical examples of the computed particle trajectories in averaged flow for CY70 with stabilizer: axial position (top), radial position (middle), radial flow and particle velocity (bottom) are plotted. Vertical lines indicate timings referred to in the text.

放出後直ちに出口管より排出された経路の一例である。 $t_p(U_{IN}/D) = 2.0$ 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。流体の質量流量は全体の 12% が折り返すが、粒子が通過する頻度は高くない。このことは 5・4 節で後述する。

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(5)となる。

$$f_c = \frac{m_p u_\theta^2}{r} \quad (5)$$

ここで、 r は粒子の半径方向位置を示す。式(5)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(6)と定義する。

$$C = \frac{D}{r} \left(\frac{u_\theta}{U_{IN}} \right)^2 \quad (6)$$

無次元遠心力 C を $y=0, x=0$ の面における流線と重ねて図 14 に示す。入力条件とした流れ場は、 $t(U_{IN}/D) = 41\pi \sim 50\pi$ を平均化してある。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と分かった。本研究で対象とした CY60, CY70 では、後述するように経路(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。

捕集される粒子経路 (準定常状態となっても出口管 $z/D = 0$ を超えない) には、渦芯受けと出口管との間を循環する経路がある。図 15 は、上述と同様の平均流れ場で計算し、粒子経路の $-0.02 \leq y/D \leq 0.02$ の範囲を示している。CY70 で 100% 捕集される最小の粒径 (図 23 参照) $d_p = 2.25\mu\text{m}$ の解析結果で、粒子経路には z 方向速度 w を色付けしてある。渦芯受けの高さ $z/D = -4.3$ までに遠心力で外側に移動しなかった粒子は、渦芯受けの上面の流れ (図 14) に沿って中央まで移動する。その後、渦芯受け中央で強い遠心力 (図 14) が作用し、粒子は外側かつ上向きに巡回移動している。粒径 $d_p = 2.25\mu\text{m}$ から $3.0\mu\text{m}$ までの捕集される最小レベルの粒径範囲 (図 23 参照) では、最終的にホルダに捕集される粒子もあれば、再び渦芯受けの中央に向かい循環する粒子もある。一方、粒径 $d_p = 3.5\mu\text{m}$ 以上では、図 13 の経路(i)に示した通り、底部に向けて外側に徐々に移動し、ホルダに捕集される。粒子が渦芯受け $z/D = -4.3$ から $z/D = -1.7$ まで上向きに移動する領域は、粒子の捕集に影響する空間であり、出口管と渦芯受け

Fig. 14 Computed streamlines of time-averaged flow and distributions of non-dimensionalized centrifugal force acting on a particle exactly following the time-averaged flow for Stabilizer

Fig. 15 Cross-section view ($y/D = -0.02 \sim 0.02$) of computed particle trajectories following the time-averaged flow for CY70 with stabilizer. The particle diameter is $2.25\mu\text{m}$.

の距離が短ければ分離性能も低下すると予測できる。サイクロンの軸長は、長すぎてもらせん渦が壁面に付着して不安定を招くため、適切な軸長を解析により予測することが重要となる。

図示しないが、CY70 の解析結果でも同様に(i)~(iii)の粒子経路が確認されたことを付記する。また、約 4 割の質量流量が内向きに移動する $z/D = -4.0 \sim -1.22$ では、上向き流れの領域 $r/D < 0.3$ に入る粒子がごくわずかであった。

5・2 非定常流れ場における粒子経路

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 16 には、Stabilizer 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 $\dot{r}_p$ 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。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 0.5 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 ($z/D > -0.71$)、且つ、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、流入口からの一様流により渦運動が少な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 $z/D = -1.7$ 付近で内向き方向に移動し、

Fig. 16 Typical examples of the computed particle trajectories in unsteady flow for CY70 with stabilizer: axial position (top), radial position (middle), radial flow and particle velocity (bottom) are plotted. Vertical lines indicate timings referred to in the text.

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、 $t_p(U_{IN}/D) = 2.1$ では壁面近傍 ($r/D \approx 0.5$) を巡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。なお、Stabilizer が無い CY70 の解析結果でも同様に(i)~(iv)の粒子経路が確認されたことを付記する。

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 17 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、 $\nabla^2 p = 600$ の等値面により表現した渦構造を重ねて示している。渦構造には入口速度 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 の値を色付けしている。図 17 を参照して、第 1 報⁽¹⁸⁾で明らかとなった渦の運動を以下の 5 つに分類して説明する。(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 次元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、らせん渦の外側を巡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 $r/D = 0.28D$ 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巡回しながら散逸している。(e) 内壁面のストリーク構造 (Streaky structures inside the wall) : 巡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 (図無し)。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。

非定常流に追従して排出された経路(iv)をとった、ある 1 つの粒子の挙動に着目する。図 18 は、上段より対象とした粒子の z 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 $\dot{r}_f$

Fig. 17 Instantaneous vortical structures ($\nabla^2 p = 600$) together with particles with a diameter of $2.5 \mu\text{m}$ in CY70 at $t_p = 6.28 (U_{IN}/D)$

Fig. 18 Typical example of computed trajectories of a particle trapped in a longitudinal vortex and exhausted for CY70. The particle diameter is $2.5 \mu\text{m}$, and top, middle and bottom figures respectively show axial position, radial position and radial flow and particle velocity.

の時刻歴を示している。図 16 に示した Stabilizer における経路(iv)と同様に、粒子は壁面近傍 $r/D \approx 0.5$ から一気に内向き方向に引きこまれている。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 $\nabla^2 p = 600$ の等値面により可視化した渦構造を図 19 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いる。周期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、上段の図でみ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。

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 19 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 20 に示す。流入直後に約 30 % の質量流量が 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、短時間で散逸している。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、およそ半周で散逸している。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様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。

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 21 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ある。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 $+z$ 方向に限定的になることが分かる。図 21 に対応させて、経路別の頻度で整理した結果を図 22 に示す。粒子が到達した軸方向位置の最小値 $z_{\min}$ で粒子経路を分類し、頻度は投入粒子数で正規化してある。ここでは、排出された粒子の経路だけを図示した。まず、放出後直ちに出口管より排出された経路(iii)は、 $z_{\min}/D > -0.75$ (出口管底面より下方にわずかな距離 $c/D = 0.036$) で折り返しており、捕集効率に対する影響は小さいことが分かった。縦渦に捕捉された経路(iv)は、およそ $z_{\min}/D = -4.0 \sim -0.75$ に対応している。渦運動が活発な $z_{\min}/D = -2.0 \sim -0.75$ に着目すると、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割合が増加している。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 $z_{\min}/D > -2.0$ 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 $z/D = -1.22$ までに 3 割が内向きに折り返す強い流れがあるが、この位置までに平均流れ場で折り返す粒子は極めて少ないことは 5・1 節で上述した。しかし、図 22 に示した通り非定常流れの結果では、 $z/D = -1.22$ よりも上で多くの粒子が出口管に吸い込まれている。これらの結果は、内向きに折り返す 3 割の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、渦芯受け近傍の $z_{\min}/D < -4.00$ に対応している。渦芯受けの近傍で約 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。

図 23 は、各粒子径の粒子に対して予測された CY70 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率 $\eta = 0.5$ となる粒子径 $d_p = 1.76 \mu\text{m}$ において、遠心力のみで分離性能が決定されるとした線を理想線と定義し、これを図 23 に重ねて示す。

Fig. 19 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)

Fig. 20 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 $\theta = \text{constant}$ planes that includes the particle with instantaneous flow velocities (bottom)

平均流れ場による捕集効率曲線(破線)で比較すると, Stabilizerの有無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(破線)と理想線(緑)との乖離も同様の理由による. 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, 捕集効率 η の大幅な改善とはならない. 次に, Stabilizer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. $d_{pe} = 4.5\mu\text{m}$ のサンプル(図3)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捕集効率 $\eta = 0.91$ を, 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考えられる. 最後に, 同じ非定常流れ場を用いた場合であっても, CY70よりもStabilizerの捕集効率 η が高い理由を議論する. まず, 捕集効率 η は, $d_{pe} = 4.5\mu\text{m}$ (図3)の場合, 解析ではStabilizer $\eta = 97.0\%$ がCY70 $\eta = 94.6\%$ を上回ると予測され, 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は確かである. 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(図無し), 捕集効率 η に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22同様に, Stabilizerにおいて経路別の頻度で整理した結果を図24に示す. 粒子径 $d_p = 2.5\mu\text{m}, 3.5\mu\text{m}$ においてCY70の結果(図22)と比較すると, Stabilizer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, Stabilizerを付加することにより $z/D = -2.0 \sim -0.75$ 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ることは明らかになったが, 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確であり今後の課題として残る.

図23の理想線で $\eta = 0$ となる小粒径の領域でも, 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.

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 $k-\varepsilon$ 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23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

Fig. 21 Computed trajectories of particles that are exhausted through the outlet. The color indicate the magnitude of particle velocity

Fig. 22 Ratio of the exhausted particle paths categorized by the minimum z position reached by each particle for CY70

Fig. 23 Comparisons of collection efficiency curve between the unsteady and averaged flow field

Fig. 24 Ratio of the exhausted particle paths categorized by the minimum z position reached by each particle for Stabilizer

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始めてである。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。

6. 結 言

円筒形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、第1報では流れの詳細な渦構造を LES 解析により明確にした。本報では、LES により計算された瞬時の流れ場を入力条件とした粒子追跡を行い、渦運動と粒子の分離メカニズムの関係を検討した。

本手法により予測された粒子の捕集効率を実験値と比較した結果、捕集効率の定量的な予測が可能であることが実証された。さらに、捕集効率を正確に予測するためには、縦渦の運動を精度良く捉えることが重要であり、レイノルズ平均乱流モデルを利用した流体解析では捕集効率の予測は困難であると考えられる。

円筒型サイクロンには4つの粒子経路があることが分かった。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。(ii)旋回流に追従するが排出される経路：粒子は約 $r/D = 0.4$ の位置で、半径方向に移動すること無く旋回しながら底部まで到達する。そのまま追従して上昇流により排出される。渦芯受けの近傍では、遠心力で外側に移動しなかった粒子が旋回流に追従するだけで、バルクな内向き流れや(d)渦芯受け上の微細渦構造が捕集効率に与える影響は小さいと分かった。(i)と(ii)は粒子に作用する遠心力、重力、流体抗力の大小関係に依存して決まる経路である。これにより分離特性は大まかには決定される。(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：出口管に沿って周回しながら下方に移動し排出される。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：縦渦が、壁付近を下降する粒子を内向きに搬送して、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(iv)であるため、縦渦の旋回運動は捕集効率に大きな影響を及ぼす。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ではなく、縦渦の運動が粒子を搬送したと考えられる。

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、渦の運動を制御することにより捕集効率を向上できることが示唆された。

謝 辞

数値解析の実施に関して、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の郭陽博士に多大な協力と貴重な助言を頂いた。本論文で使用した流体解析コード FrontFlow/blue は、文部科学省次

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。それぞれ、ここに記して感謝の意を表する。

文 献

- (1) 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.
- (2) Hoffmann, A.C. and Stein, L.E., *Gas Cyclones and Swirl Tubes* (2008), Springer.
- (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) Derksen, J.J., “Separation Performance Predictions of a Stairmand High-Efficiency Cyclone”, *AIChE Journal*, Vol. 49, No. 6 (2003), pp. 1359–1371.
- (7) 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.
- (8) Park, T.W., Katta, V.R. and Aggarwal, S.K., “On The Dynamics of a Two-Phase, Nonevaporating Swirling Jet”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 24, No.2 (1998), pp.295-317.
- (9) 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.
- (10) 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.
- (11) 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.
- (12) 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.
- (13) 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.
- (14) 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.
- (15) 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.
- (16) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., “A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model”, *Physics of Fluids*, A 3 (1991), pp. 1760-1765.
- (17) Lilly, D.K., “A Proposed Modification of the Germano Subgrid Scale Closure Method”, *Physics of Fluids*, A4(1992), pp. 633-635
- (18) 秋山修, 加藤千幸, 河手大輔, “円筒型サイクロンセパレータの粒子分離メカニズム (第1報, LES解析の精度検証と流れ構造の詳細検討)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 78, No.795 (2012), pp. 1886-1902.
- (19) Elgobashi, S., “Particle-laden turbulent flows: direct simulation and closure models”, *Applied Scientific Research*, Vol. 48 (1991), pp. 301-314.
- (20) Kurose, R., Desjardins, O., Nakamura, M., Akamatsu, F. and Pitsch, H., “Numerical Simulation of Spray Flames”, *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2004*, pp. 269–280.
- (21) 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.