粒子の壁面接触・帯電のミクロ-マクロ解析法の開発

Development of micro-macro analytical method
for particle impact on a wall and impact charge

05104

代 表 者 山口大学大学院理工学研究科機械工学専攻

准教授 田之上 健一郎 Ken-ichiro Tanoue

Numerical simulation of impact of particles on a tubular wall in turbulent air flow has been conducted. It is found that the impact velocity normalized by the friction velocity decreased with the particle- Schmidt number. However, for larger Schmidt number, the impact velocity could not be expressed by the Schmidt number because the motion of particle depends not only on the turbulent diffusion but also on the inertia. The total impact velocity, V_{total} , increases with the air velocity, u_0 , and can be expressed by $V_{\text{total}} = k u_0^{1.1}$. The result agrees qualitatively with Masda's experimental data of the impact charge. The distribution of the total impact velocity agrees qualitatively with the experimental charge distribution.

研究目的

粉体粒子の静電気力をもちいるハンドリングのひとつとして、静電粉体塗装があげられ、溶剤を用いない環境に優しい塗装法として注目を浴びている。この場合、微粒子に何らかの手法で電荷を帯びさせること(帯電)が必要である。粒子の帯電法のなかで、摩擦帯電法が上げられる。これは、湿度などの環境条件、でも、環境条件、とくに湿度に依存し、さらに、粒子の接触面積、粒子と壁面との接触電位差などにも強く依存し、ハンドリングを難しくしている。さらに、粒子衝突時に生じるコンタミネーション、粒子の衝突時の運動(水平成分、垂直成分)、初期電荷などによっても、粒子の帯電は変化する。

しかし、ハンドリングとして粒子の帯電を利用する場合、上述した事象を総括的に判断し、最適で安定な粒子の帯電条件を模索する必要がある。本研究では、著者らがこれまでに行ってきた詳細な実験データを基に、乱流拡散を考慮した、粒子の壁面との接触および

帯電に関する数値解析コードを開発し、粒子の帯電を利用したプロセスの合理的な装置設計指針を提案することを目的とする。

1. はじめに

近年、Volatile Organic Compounds (VOC) 問題を解決する塗装法として、接触帯電式粉体塗装が注目されており、自動車部品、鉄道、事務用製品など一部の厚塗り塗装に利用されている。しかし、接触帯電式粉体塗装において、粒子数層分といったような薄塗り塗装を必要とする場合、粒子群は広い帯電量分布を持つことが予想されるため、制御が困難となっている。増田らは、これまでに粒子径分布と帯電量分布を同時に測定することのできるE-Spartアナライザーを用いて、空気流速、粒子径などの各操作条件における帯電量分布の変化について検討している¹⁾。その結果、管内衝突帯電操作において、帯電量分布は正側あるいは負側に単に平行移動するのではなく、分布は広がる傾

向を示した。この原因について実験的に検討することは非常に困難である。

したがって、各種粉体操作条件が衝突帯電におよぼす影響を解析するためには、数値シミュレーションが有効であるといえる。これまでに、粒子—流体相互作用の同時解析に関しては、辻・田中ら、湯ら、日高ら、堀尾らによって開発され、離散要素法を中心として、様々な分野で成功を取めている。さらに、粒子の粉碎条件については、斉藤・加納らの研究グループによって詳細に検討されている。しかし、粒子の帯電に関する数値解析に関しては、ほとんど行われておらず、国内では、筆者ら、綿野らの論文のみである。

本研究では、管内固気二相流乱流中における粒子の壁面衝突速度が粒子径、空気流速によってどのように変化するかを調べ、粒子の乱流拡散係数と衝突速度との関係について調べた。さらに、衝突帯電実験との比較を行った。

2. 計算方法

流体は非圧縮性乱流とし、有限体積法を用いて基礎方程式群の離散化を行ない、SIMPLE法にもとづいて流体の速度・圧力を求めた。乱流モデルには低レイノルズ型 $k-\varepsilon$ モデルを用いた。なお、計算空間は管半径 $(0.5D) \times$ 長さ (D) の円管とした。初期条件として、一様な流速 u_0 、一様な乱流エネルギー ε_0 、一様な粘性散逸率 ε_0 を与え、連続の式を満足させながら周期境界条件を用いて完全発達解を得た。メッシュは 40×30 の不等間隔メッシュ ($\Delta r_{\min} = 0.003D$, $\Delta z = 0.04D$) を用いた。粒子の軌跡、速度は粒子の運動方程式を4次のRKG法で解くことにより決定した。粒子濃度は希薄とし、粒子同士の接触はないとした。流路壁面では弾性反発すると仮定した。流路中央では、鏡面反射するとした。また、気流の変動速度は、モンテカルロ法によって求めた³⁾。粒子は、 $0.47D < r < 0.5D$, $z = 0.1D$ の位置からランダムに投入した。

3. 結果及び考察

3.1 粒子軌跡

Fig. 1 に、 $D_p = 30 \mu\text{m}$ とした場合の壁近傍における粒子軌跡を示した。 $Re = 10000$ の場合、乱流拡散によって壁面へ到達した粒子は、衝突・飛散を繰り返しながら下流へ向かうことがわかる。乱流拡散によって中

Fig. 1 Dependence of particle trajectories on Re in turbulent air flow. ($D_p = 30\text{mm}$)

Fig. 2 Dependence of particle trajectories on particle size in turbulent air flow. ($Re = 14000$)

Fig. 3 Relationship between average impact number and Re .

心軸側へ移動した粒子は大きなうねりを伴いながら下流へ向かうことがわかる。一方、 $Re = 20000$ の場合、 $Re = 10000$ の場合と同じ投入位置であるにもかかわらず、乱流拡散の影響を強く受け、激しい振動を伴いながら下流へ向かうことがわかる。

Fig. 2 に、 $Re = 14000$ とした場合の壁近傍における粒子軌跡を示した。 $D_p = 10\text{mm}$ の場合、いずれの投入粒子についても、乱流拡散によって激しく振動し、出口へ向かうことがわかる。一方、 $D_p = 100\text{mm}$ の場合、おおきなうねりを伴うものの、 $D_p = 10\text{mm}$ でみられた激しい振動は消滅することがわかる。

3.2 壁面への衝突回数および衝突速度

Fig. 3 に、壁面への平均衝突回数の Re 依存性を示した。いずれの粒子径の場合も、 Re が大きくなるにつれ、衝突回数は単調に減少することがわかる。また、 D_p が大きくなるほど、衝突回数は小さくなることがわかる。

壁面衝突速度の平均値 ($= v_{pav}/U_0$) の Re 依存性を Fig. 4 に示した。 $D_p=10\mu\text{m}$ および $D_p=20\mu\text{m}$ のとき、 Re が大きくなるほど衝突速度は大きくなった。一方、 $D_p \geq 50\mu\text{m}$ では、衝突速度は、 Re とともに増加し、ある一定値に漸近する事が分かった。これは、粒子径がおおきくなると、慣性力がおおきくなり、乱流拡散の影響を受けにくくなるためであると思われる。

3.3 粒子シュミット数による衝突速度の評価

粒子軌跡から見かけの粒子拡散係数をもとめ、粒子衝突速度との相関について調べた。Fig. 5 に $Re=14000$, $D_p=10\mu\text{m}$ で初期位置 $r=0.475D$, $z=0.1D$ から投入した場合の粒子軌跡を示す。見かけの粒子拡散係数 (D_{app}) は、次式で示すように、初期投入位置からの粒子位置との変動量の2乗を粒子が出口まで到達するのににかかった時間 (τ) で算出した。

$$D_{app} = \frac{\sum_{i=1}^{i \max} (\Delta r_i)^2}{\tau} \quad (1)$$

Fig. 4 Relationship between average impact velocity and Re .

Fig. 5 Concept design for estimation of apparent particle-diffusion coefficient.

Fig. 6 Relationship between dimensionless impact velocity and particle-schmidt number.

この値を投入粒子数(20000個)で平均し、粒子シュミット数 ($Sc_p = \mu / \rho D_{app, pav}$) を求め、衝突速度の評価を行った。Fig. 6 は、摩擦速度で無次元化した壁面衝突速度 ($v_p^+ = v_{pav}/u^*$) の粒子シュミット数依存性を示す。これより、粒子シュミット数が大きくなるにつれ、壁面衝突速度が減少し、同時に衝突速度の変動幅も大きくなる事がわかる。これは、シュミット数が小さい、つまり、乱流拡散の影響が大きい場合は、ある衝突速度に収束するものの、シュミット数が大きい場合は、乱流拡散と粒子の慣性が競合し、一意に決まらないためであると考えられる。

3.4 本計算結果と実験結果と比較

前節までの数値計算結果と増田らによる粒子の帯電実験結果との比較を行った。増田らによれば、粒子の帯電量 (電荷移動量) は、(2) 式で表される。

$$\frac{\Delta q}{m_p} = \frac{I}{W} = k \frac{v_{p, norm}}{D_p} \Delta n \quad (2)$$

ここで、 $\Delta q/m_p$: 粒子 1 個当たりの電荷移動量 (C/kg), I/W : 質量流量 W (kg/s) あたりの壁面に発生する電流 I (A=C/s), $v_{p, norm}$: 粒子の壁に対する衝突速度の垂直成分 (m/s), D_p : 粒子径 (m), Δn : 衝突回数 (-), k : 比例定数 (Cs/kg) であり、衝突する材質によって変化する定数である。

数値計算では、粒子軌跡が Fig. 7 a のようになるとき、それぞれの衝突速度は、Fig. 7 b のようになる。式 2 中の衝突速度は、衝突回数当たりで平均化されることになるので、衝突回数と衝突速度の関係は、

Fig. 7 Calculation model for impact charge of particles.

$$\begin{aligned}
 v_p \Delta n &= \overline{v_p} \Delta n \\
 &= \frac{\sum_{i=1}^{\Delta n} v_{p,i}}{\Delta n} \Delta n \\
 &= V_{p, total}
 \end{aligned} \quad (3)$$

のようにすべての衝突速度の和（総衝突速度）となる。すなわち、計算で求まる帯電量は次のように表される。

$$\therefore \frac{\Delta q}{m_p} = \frac{I}{W} = k \frac{V_{p, total}}{D_p} \quad (4)$$

この操作をすべての投入粒子に施すと、平均帯電量は、(5) 式で表される。

$$\therefore \frac{\overline{\Delta q}}{m_p} = \frac{\overline{I}}{W} = k \frac{\overline{V_{p, total}}}{D_p} \quad (5)$$

$$\text{ここで, } \overline{V_{p, total}} = \frac{1}{N_{in}} \sum_{J=1}^{N_{in}} \sum_{i=1}^{\Delta n(J)} v_{p,i}(J)$$

Fig. 8 に計算で得られた総衝突速度の平均値と実験で得られた平均帯電量とを比較したものを示す。なお、粒子径は、どちらの場合も $D_p \approx 50 \mu\text{m}$ である。図より、総衝突速度は、空気流速に対して、

$$\overline{V_{p, total}} \propto u_0^{1.1} \quad (6)$$

で表された。一方、衝突帯電量は、

$$\frac{I}{W} \propto u_0^{1.1} \quad (7)$$

Fig. 8 Comparison of experimental impact charge with calculated total impact velocity.

で表された。この実験データは、同じ材質（シリカ粒子、鉄パイプ）を用いており、比例定数は一定である。したがって、本計算結果は、衝突帯電量の実験結果と定性的に一致することがわかる。

Fig. 9 に実験で得られた帯電量分布と計算で得られた総衝突速度分布とを比較したものを示す。実験結果は、正規分布が単純に平行移動した形状ではなく、粒子の帯電の方向（この場合は、負帯電）に広がる、偏った形状を示す（偏差を持つ）ことがわかる。空気流速が大きくなるにつれ、平均値およびその偏差は大きくなることがわかる。これに対し、数値計算結果は、空気流速が大きくなるにつれ、平均総衝突速度およびその偏差は大きくなり、実験結果と定性的に一致する。しかし、本計算では、帯電は、一方向（例えば、この実験に対しては、負帯電の方向）で生じると仮定している。従って、正負にまたがった帯電量分布を再現することが出来ない。

この原因については、実験において、管との衝突前に生じたものなのか、衝突後に生じたものなのか、今後実験を通じて詳細に検討する予定である。

4. まとめ

円管内乱流中で生じる粒子の壁面衝突について、数値計算を行い、次のような結論が得られた。

- 1) 摩擦速度で無次元化された衝突速度は、粒子シュミット数が大きくなるほど、減少することがわかった。しかし、粒子シュミット数が大きい場合は、乱流拡散と慣性力とが競合するため、一意に表現できないことが示された。

- 2) 総衝突速度の空気流速依存性は、帯電実験における空気流速依存性と定性的に一致し、

$$\overline{V}_{p,\text{total}} \propto u_0^{1.1}$$

で表現できることがわかった。

- 3) 総衝突速度分布の空気流速依存性は、帯電量分布の空気流速依存性と定性的に一致した。しかし、帯電量分布の符号については、今後、実験を通して検討することが必要である。

参考文献

- 1) 増田ら：1999年度春期研究発表会講演論文集，粉体工学会，P. 53 (1999)．
- 2) J. S. Shirolkar, C. F. M. Coimbra and M. Queiroz McQuay, *Fundamentals aspects of modeling turbulent particle dispersion in dilute flows*, Prog. Energy Combust. Sci. 22 (1996)．
- 3) Masuda, H. and K. Iinoya, *Electrification of a particle by Impact on Inclined Metal Plates*, AIChE J., 24 (1978)．