

平成 21 年度研究助成報告（兼、終了報告）

研究題名	高速気流中での粉体粒子の接触帯電量分布測定装置の開発
研究期間	平成 21 年 4 月 1 日～平成 22 年 3 月 31 日
研究機関・所属 研究者名	山口大学・大学院理工学研究科機械工学専攻 田之上健一郎

1. 平成 21 年度研究成果の概要

粉体供給部近傍で高速気流中 ($15\text{m/s} < u_0 < 30\text{m/s}$) で生じる接触帯電実験を行った。粉体供給部と搬送空気が接触する部分 (区間 A) では、電荷移動量は、すべて正の値を持ち、みかけの衝突角度に対して極大値をもつことがわかった。この結果は、Ema らによって提案された rolling-slipping model によって説明できることがわかった。また、区間 A を通過したあと、ストレート管 (区間 B) における電荷移動量の絶対値もある流速で極大値をとり、この場合も rolling-slipping model で説明できることがわかった。一方、区間 B における電荷移動量は、すべて負の値を持つことがわかった。この極性変化の原因について、電荷移動量、ファラデーケージによる粒子帯電量、空気の帯電量を測定して検討した。その結果、区間 A では、管が負電荷を失い、一方、区間 B では管が負電荷を得ているといったモデルによって説明できることがわかった。

2. 助成期間内での研究成果の概要

2.1 十分に発達した流れの下での衝突帯電

十分に発達した流れの下での衝突帯電については、これまでに数多くの実験データが存在する。本研究では、完全発達した円管内を流れる粒子の運動について着目し、数値解析を用いて既往の実験との比較を行った。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 $k-\epsilon$ モデルを用いて計算した。なお、流体の計算空間は管半径 ($0.5D$) \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 k_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 (半径方向に最小値 $\Delta r_{\min} = 0.003D$ の不等間隔メッシュ、軸方向に $\Delta z = 0.04D$ の等間隔メッシュ) 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。粒子は、壁面近傍 ($0.47D < r < 0.5D$)、 $z = 0.1D$ の位置からランダムに投入した。直径 10mm \times 長さ 2m の円管を通過するときの粒子軌跡、衝突速度を求め、実験との比較を行った。

2.1.1 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。図は、壁面近傍を拡大して表示してある。 $u_0=15\text{m/s}$ ($Re=10000$) の場合、乱流拡散によって壁面 ($r/D=0.5$) 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。一方、乱流拡散によって中心軸側 ($r/D=0$) 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。 $u_0=19\text{m/s}$ ($Re=12000$) では、中心軸側へ向かう大きなうねりをともなう軌跡は無くなるものの、大きな変化は見られない。しかし、 $u_0=31\text{m/s}$ ($Re=20000$) になると、乱流拡散の影響を強く受け、半径方向の振動を伴いながら下流に向かうことがわかる。特に、壁面に到達した粒子軌跡に着目すると、複数回衝突していることがわかる。

Fig. 2 に、 $u_0=15\text{m/s}$ ($Re=10000$) における粒子軌跡の粒子径依存性を示した。これより、 $D_p=10\mu\text{m}$ の場合、乱流拡散の影響を強く受け、振動を伴いながら下流に向かうことがわかる。粒子径を大きくして行くにつれて、半径方向の振動は弱まり、 $D_p=100\mu\text{m}$ では、大きなうねりをともなうものの、ほとんどの粒子がまっすぐに下流に向かうことがわかる。

2.1.2 計算結果と実験結果との比較

粒子軌跡からもとめた数値計算結果と粒子の帯電実験結果との比較を行った。Masuda ら¹⁾によれば、粒子の帯電量 (電荷移動量) は、(2)式で表される。

$$\frac{\Delta q}{m_p} = -\frac{I}{W} = k v_{p,\text{norm}} \Delta n \quad (1)$$

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), $v_{p,\text{norm}}$: 粒子の壁に対する衝突速度の垂直成分 (m/s), Δn : 衝突回数 (-), k : 比例定数 (C s / (m kg)) であり、衝突する材質によつ

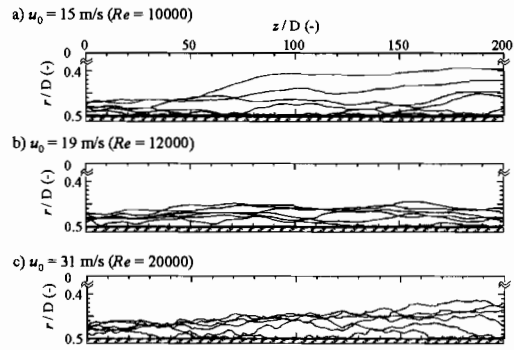


Fig.1 Trajectory of particles for various air velocity.

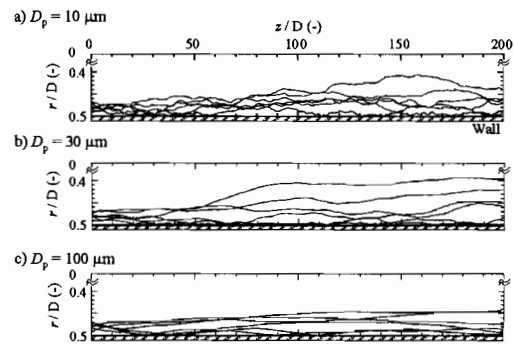


Fig.2 Trajectory of particles for various particle diameter.

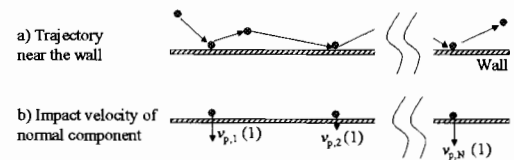


Fig.3 Calculation model of particle impactation.

て変化する定数である。

数値計算では、粒子軌跡が Fig. 3a のようになるとき、それぞれの衝突速度は、Fig. 3b のようになる。式(1)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、

$$\begin{aligned} v_p \Delta n &= \overline{v_p \Delta n} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^{\Delta n} v_{p,i}}{\Delta n} \Delta n \\ &= V_{p,\text{tot}} \end{aligned} \quad (2)$$

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。

$$\frac{\Delta q}{m_p} = \frac{I}{W} = k V_{p,\text{tot}} \quad (3)$$

この操作をすべての投入粒子に施すと、平均帯電量は、(4)式で表される。

$$\frac{\overline{\Delta q}}{m_p} = \frac{I}{W} = k \overline{V_{p,\text{tot}}} \quad (4)$$

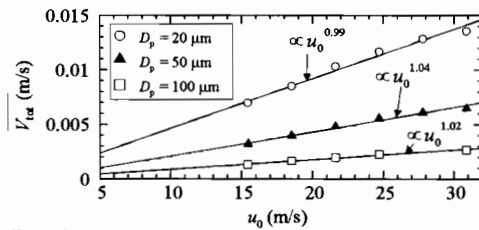
$$\text{ここで、} \quad \overline{V_{p,\text{tot}}} = \frac{1}{N_{\text{In}}} \sum_{J=1}^{N_{\text{In}}} \sum_{i=1}^{\Delta n(J)} v_{p,i}(J)$$

Fig. 4 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。Fig. 4a をみると、いずれの粒子径においても、総衝突速度は、空気流速のべき乗、つまり、次式で表される。

$$\overline{V_{p,\text{tot}}} \propto u_0^a \quad (6)$$

ただし、 $a=0.99 \sim 1.04$ となった。Fig. 4b の実

a) Calculation



b) Experiments

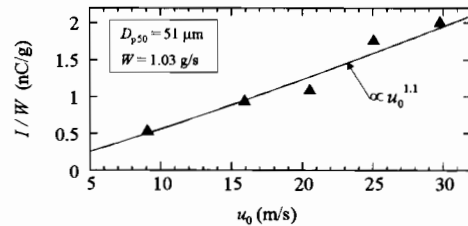


Fig.4 Comparison of calculated total impact velocity and the charge transfer¹⁾.

験結果は、Masuda¹⁾が行った実験のうち、最も希薄濃度である $W = 1.03 \text{ g/s}$ で、 $D_{p50} = 51 \mu\text{m}$ 、石英粒子を用いた場合の電荷移動量の結果である。図より、電荷移動量は、空気流速に対して、

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

で表された。このとき、Fig.4a の $D_p = 50 \mu\text{m}$ の場合のべき乗の値 ($a = 1.04$) とほぼ一致している。したがって、本計算結果は、衝突帯電量の空気流速依存性について、Masuda¹⁾の実験結果¹⁾と定性的に一致することがわかる。

Fig.5 に総衝突速度の粒子径依存性を示す。このとき、いずれの流速においても、総衝突速度は、次式のように表せた。

$$\overline{V_{p,\text{tot}}} \propto D_p^{-1.4} \quad (8)$$

これを(4)式に代入すると、衝突帯電量は

$$\frac{\overline{\Delta q}}{m_p} = \frac{\overline{I}}{W} = k' D_p^{-1.4} \quad (9)$$

となる。また、

$$m_p = \frac{\pi}{6} \rho_p D_p^3 \quad (10)$$

となるので、帯電量 Δq は、

$$\overline{\Delta q} = k'' D_p^{1.6} \quad (11)$$

と表される。松山ら²⁾は、空間電荷効果の影響をうけない領域では、粒子の最大帯電量は、粒径の1.5乗に比例することを報告している。従って、本数値解析は、衝突帯電量の粒径依存性について、松山らの実験結果³⁾と定性的に一致することがわかった。

Fig. 6 に総衝突速度分布を示す。図より、衝突速度は、低流速側に極大値をもつ偏った分布形状をとることがわかる。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が広がることわかる。梅本ら³⁾は、粒子の帯電量分布の空気流速依存性について、フライアッシュ粒子を用い

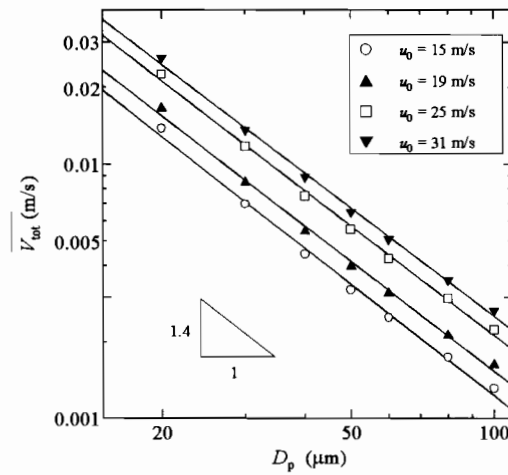


Fig.5 Dependence of the particle diameter on the total impact velocity.

て調査した。その結果、帯電量分布は、正規分布が単純に平行移動した形状を示さず、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）ことを示した⁴⁾。また、空気流速が大きくなるにつれ、平均帯電量およびその帯電量の偏差は大きくなることを示した⁴⁾。従って、本計算結果は、梅本らの帯電量分布に関する実験結果⁵⁾を定性的に説明できることがわかった。なお、帯電量分布の符号については、今後、実験によって確かめる必要がある。

2.2 粉体供給部近傍で生じる衝突帯電

上記したように、十分発達した流れの下での帯電量については、これまでにかんがりの実験データが存在し、そのメカニズムもおおよそわかって来つつある。しかし、粉体供給部のように、急激に流れの変化を伴う場合の帯電量についてはあまり検討されていない。また、この種の検討は、粉体操作の中で、微粒子の付着が問題となる場合（例えば、分級装置などのような間隙の狭い空間で高速気流中を運動する粒子の帯電など）につい

て非常に重要である。本研究では、例として粉体供給部を取り上げ、そこで生じる帯電のメカニズムについて検討した。Fig.7に電荷移動量測定装置の概略を示した。底部に小さな穴が開けられたプラスチック容器から供給された粒子をロートに落下させ、エジェクターを介し気体中に分散して固気二相流 Q_{GS} ($= 35 \text{ L/min}$)を生成した。生成した Q_{GS} と搬送用の空気 Q_{air} (L/min)を測定区間 A(T字管)で混合し測定区間 B(ストレート管, 内径 10mm, 長さ 1m)に流入させた。 Q_{air} を変化させることで管内平均空気流速 u_0 (m/s)を変化させた。測定区間 A,B は石英ガラス管とステンレス管とを接続する事によって絶縁し、ステンレス管における電荷移動量のみを測定できるようにした。各測定区間において、ステンレス管の中央部にエレクトロメータを接続し、粒子が管内を通過する際に発生する電流 I (A)を測定した。試料粉体は、質量中位径 $50\sim 300 \mu\text{m}$ のガラスビーズを用いた。発生電流は、1回につき 400 点の測定を行い、1条件につき 10 回の実験を行った。粒子の質量流量は、実験前後で 5 回ずつ測定し、その平均値を W_{av} (g/s)とした。測定後、各測定区間での発生電流の平均値 I_T ($\text{A}=\text{C/s}$)(測定区間 A), I_{av} ($\text{A}=\text{C/s}$)(測定区間 B)を質量流量 W_{av} (g/s)で割ることにより単位質量あたりの電荷移動量 $I_{A,av}/W_{av}$ (C/g), $I_{B,av}/W_{av}$ (C/g)を算出した。

なお、グローブボックス、ステンレス管内は常に乾燥空気を供給し、湿度を 15%以下に調整した。

2.2.1 電荷移動量と粒子の衝突角度

Fig.8 に測定区間 A における、単位質量あたりの電荷移動量 $I_{A,av}/W_{av}$ (nC/g)と空気流速との関係を

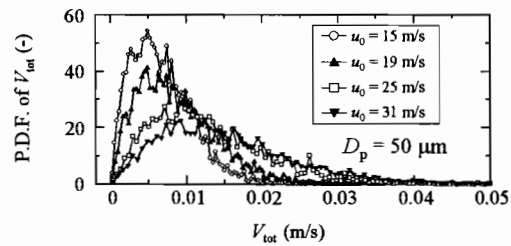


Fig.6 Dependence of the air velocity on the distribution of the total impact velocity.

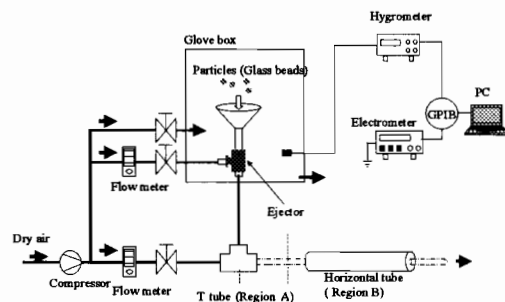


Fig.7 Experimental apparatus for measuring impact charge near the particle - supply.

示す。上軸には、 Q_{GS} と Q_{air} から求めた見かけの衝突角度 $\theta_{app} (= \tan^{-1}(Q_{air}/Q_{GS}))$ を示した。これより、 $I_{A,av}/W_{av}$ はある粒子の衝突角度 θ_{max} ($^{\circ}$) ($D_p=50\mu m$ の場合は $\theta_{max} = 50^{\circ}$ 付近、 $D_p=100\mu m$ の場合は $\theta_{max} = 70^{\circ}$ 付近、 $D_p=300\mu m$ の場合は $\theta_{max} = 72^{\circ}$ 付近) において極大値を取ることがわかる。これは、Ema

らによって提案された、粒子の金属ターゲット上での回転および滑りを考慮した電荷移動モデル (rolling-slipping model) によって説明できる⁹⁾。まず、電荷移動量と粒子の接触面積の間には比例関係があり、ある粒子の衝突角度までは衝突角度の増加に伴い、粒子がターゲット表面上を転がるため接触面積が増加し、ある角度を超えると粒子がターゲット表面上を滑り始めるため、衝突角度の増加に伴い接触面積が減少するためだと考えられる。また、Fig.8 より D_p が大きくなると伴に $I_{A,av}/W_{av}$ が減少していることがわかる。これは Masuda ら¹⁾の結果と定性的に一致する。

2.2.2 電荷移動量と管内平均空気流速

Fig.9に測定区間Bにおける $I_{B,av}/W_{av}$ と管内平均空気流速 u_0 (m/s) の関係を示す。これより、 $u_0 < 17\text{m/s}$ までは、空気流速の増加に伴い $I_{B,av}/W_{av}$ の絶対値は大きくなり $u_0 = 17\text{m/s}$ 付近で極大値を取り、次いで減少している。これは、 u_0 の増加に伴い衝突角度 θ が大きくなると仮定すると、rolling-slipping model⁴⁾で説明できる。電荷移動量の粒子径依存性については、Fig.8 の測定区間Aの場

合に比べて、顕著な差があらわれた。これは、粒子径が小さいほど、乱流拡散の影響を強く受け、衝突回数が増加し、 $I_{B,av}/W_{av}$ が大きくなったと考えられる。また、Fig.8 と Fig.9 とを比べると、電荷移動量の極性の逆転が生じている。以降、その原因について検討した。

2.2.3 粉体供給部近傍における粒子の帯電メカニズムの検討

2.2.3.1 電荷移動量の衝突角度依存性

Tanoue ら⁹⁾によれば、回転アルミ円板に微粒子を衝突させると、アルミ円板に流れる電流は、時間の経過とともに減少しある値に漸近することが報告されている。さらに、衝突角度および衝突速度が大きい場合は、極性が変化することが報告されている⁹⁾。本研究では、この結果⁹⁾に基づき、高速気流中でのステンレス板への衝突帯電実験を行った。Fig.10 に実験装置の概略を示す。粉体供給部およびステンレス板はグローブボックスの中に入れ、そこに乾燥空気を供給することで、常に15%以下の湿度を保った。また、初期電荷の影響を出来るだけ小さくするために、粉体の供給は二重円管を用いて行った。粉体供給部の下方30mmの位置に、所定の衝突角度になるようにステンレス板を設置した。衝突によって発生した電流は、エレクトロメーターで検出し、 GPIB を介してパ

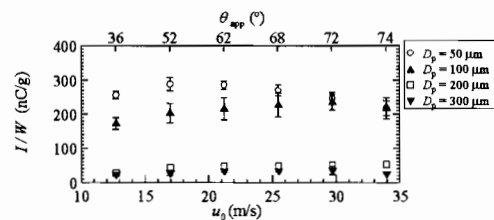


Fig.8 Dependence of the air velocity and the particle diameter on the charge transfer at region A.

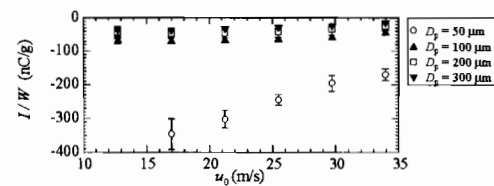


Fig.9 Dependence of the air velocity and the particle diameter on the charge transfer at region B.

ソコンのハードディスクに保存した。

Fig.11 は、 $D_{p50} = 300 \mu\text{m}$, $u_{2nd} = 67 \text{ m/s}$ における a) 電荷移動量 ($I_{p, av}/W_{av}$) の衝突角度依存性、b) 衝突痕の衝突角度依存性を示す。これより、衝突角度が大きくなるにつれ、帯電量は減少し、衝突痕も小さくなった。この結果は、電荷移動量の絶対値は異なるものの、アルミ板でも同様な結果となった。しかし、非常に高速 ($u_{2nd} = 67 \text{ m/s}$) であるにもかかわらず、電荷移動量の極性の変化は起きず、本研究の粉体供給部近傍での電荷移動量の測定実験と Tanoue らの実験⁵⁾とは性質が異なることが示唆された。

2.2.3.2 粒子の帯電量および空気の帯電量

管内での粒子の帯電メカニズムを解明するため、測定区間 a(エジェクター出口)、b(測定区間 A 出口)、c(測定区間 B 出口)において、ファラデーケージによる粉体電荷量 ($\Delta q/m_p$ (C/kg)) の測定を行った。

また、各測定区間出口に針電極を設置して空間電荷量 (I_{sp}/W_{av} (C/g)) の測定を行った。実験結果を Table1 に示す。これと、帯電メカニズムの概念図(Fig.12)を用いて説明する。Table1 より、区間(a)(b)で $\Delta q/m_p$ の負の値は増加し、 I_{sp}/W_{av} の負の値は減少し、区間(b)で $I_{A, av}/W_{av}$ は正の値になっている。これは Fig.12 より粒子が管壁と衝突した際、電離で生じた負電荷かつ管の負電荷を取り込み、

その結果区間(a)(b)において粒子帯電量が増加し、空間の負電荷の割合が減少したためだと考えられる。次に区間(b)(c)で $\Delta q/m_p$ の負の値は減少し、 I_{sp}/W_{av} は負から正の値となり、区間(c)で $I_{B, av}/W_{av}$ は負の値になっている。これは Fig.12 より、負電荷を取り込まなくなった粒子が空間の正電荷を吸着し、さらに粒子が管壁と衝突した際、空間の負電荷を管に与えて流れていき、区間(b)(c)において粒子のもつ負電荷の割合が減少し、結果的に空間の負電荷が減少したためだと考えられる。

上記のような帯電メカニズムにより、測定区間 A では管が負電荷を失い、測定区間 B では管が負電荷を得ていることから、発生電流の極性逆転が起きたと考えられる。

2.3 今後の展望

本研究では、完全発達した流れ域での衝突帯電、粉体供給部近傍での衝突帯電にターゲットを絞り検討を行った。特に、粉体供給部での帯電については、電荷移動の極性に変化が生じたため、そ

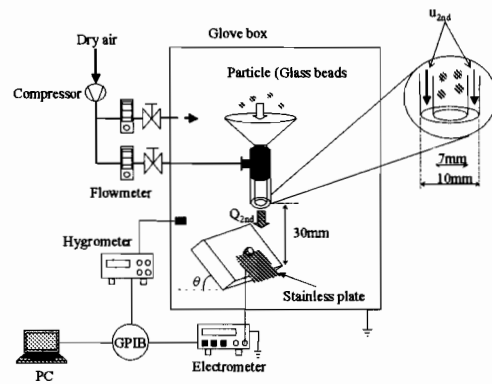


Fig.10 Experimental apparatus for measuring charge transfer between glass beads and stainless plate for high air velocity and high impact angle.

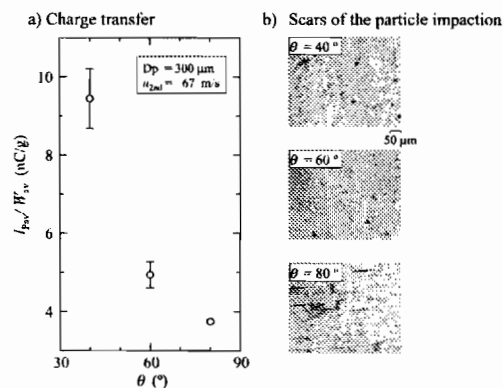


Fig.11 Dependence of the impact angle on the charge transfer between glass beads and stainless plate and scars of the particle impaction.

のメカニズムを解明するために様々な検討を行った。今後は、「流れが急変する高速気流中での帯電量分布の計測」を目標とし、さらに流体力学の専門分野（実験系）の先生方との共同研究により、粒子軌跡と帯電量分布との相関について検討していく予定である。

参考文献

1. H.Masuda et.al, AICHE Journal, 24, 950-956 (1978)
2. T. Matsuyama et. al, J. Phys. D: Appl. Phys., 30, 2170-2175 (1996)
3. 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 -p. 54(1999)
4. A.Ema et.al, Powder Technol., 2-13(2003), 135-136
5. K. Tanoue et.al, Adv. Powder. Technol., 16, 569-584 (2005)

Table 1 Experimental Results of charge transfer for each region ($D_p=50\mu\text{m}$, $u_{av}=17.0\text{m/s}$)

	(a)	(b)	(c)
I_{av}/W_{av} (nC/g)	—	287.4	-308
$\Delta q/m_p$ (nC/g)	-803.6	-1065.3	-416.8
I_{spa}/W_{spa} (nC/g)	-13.2	-11.4	1.3

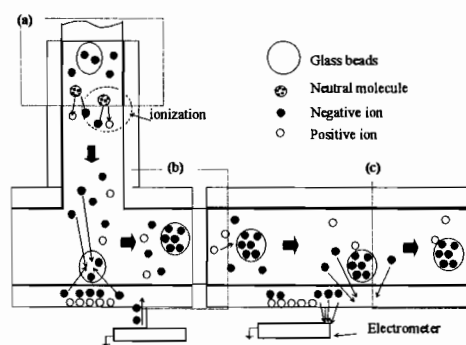


Fig. 12 Concept design for the charge transfer mechanism near the part of the particle-supply.

3. 研究発表

1. 平成 21 年度粉体工学会秋季大会にて発表
2. 平成 22 年度粉体工学会春期大会にて発表予定
「管内固気二相流における粉体粒子の帯電メカニズムに関する研究」末富ら
3. 本報告内容について、論文の投稿準備中。