

論 文

電界振動凝集によるサブミクロン粒子の捕集

中島 耀二*, 小室 弥栄*, 佐藤 孝**

(1993年6月28日受理)

Scavenging of Submicron Particles by Coarse Particles under
the Effects of Electrostatic Field and Particle Vibration

Yoji NAKAJIMA,* Yasaka KOMURO* and Takashi SATO**

(Received June 28, 1993)

In coal combustion processes, the volatilized mineral inclusions in the coal generate very fine particles by recondensation with chemical reactions. They grow rapidly by the Brownian coagulation into a stable size range around $0.1\text{ }\mu\text{m}$ to form the submicron particles. These particles are enriched in toxic metal compounds and are inhalable. Thus the emission of the submicron particles may pose a health risk. No conventional air pollution control devices can capture the submicron particles efficiently enough. It is also true, however, that the coarser particles (fly ash) capture an appreciable portion of the very fine particles by the so-called 'diffusion scavenging'. In this experiment, the electrostatic and the aerodynamic effects are complementarily used to promote the scavenging. A highly charged particle of a few micro meters in radius is vibrated electrostatically to induce a secondary flow around the particle. The flow brings the submicron particles to the space around the charged particle, where the electrostatic forces (e.g., the gradient force) become strong enough to adsorb the submicron particles on the charged particle. The experimental result shows that the scavenging rate is greatly enhanced by the electrostatic and the hydrodynamic effects.

1. 緒 言

Friedlander らは石炭などの燃焼によって排出される煤塵粒子は、燃焼の状況によっては $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 程度のサブミクロン粒子を多量に含み、多くの場合双峰性の粒度分布になることを理論的に明らかにした¹⁾。この種のサブミクロン粒子は、炉内で気化した重金属などの有害物質を吸着しており、しかもこの大きさの粒子は肺の深部に達し、そこに沈着するので健康に有害である。さらに大気中の光化学反応にはこうして発生した微粒子の表面が深く関与するとも言われているので、サブミクロン粒子

の大気への散逸はできるだけ少なくする必要がある。

石炭火力発電所のように、毎秒数千 m^3 の大量かつ高温の排気ガスを処理しなければならない場合には、電気集塵機を用いても $0.1\text{ }\mu\text{m}$ から $1\text{ }\mu\text{m}$ の領域の粒子に対する捕集効率は低く、概ね 90% 程度のようであり、電気集塵機が設備された火力発電所からも $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 程度の微粒子が多量に放出されていることが紹介されている²⁾。この事は以前から問題視されていることであって、サブミクロン粒子を捕集が容易な数 μm 以上の大きさの粒子に凝集してから捕集しようとする試みがなされてきた。この目的に音波凝集法が古くから注目され、1930 年頃から繰り返し試験してきたが、一般に利用される程にはまだ完成されていない。筆者らは音波凝集法に類似した機構に基づく振動凝集法と電気的な凝集法を相補的に併用する方式を試みたところ、サブミクロン粒子の捕集に著しい効果が観測されたのでここに報告する。

2. 音波凝集と静電凝集

音波凝集の機構には、King の理論³⁾ から予想される音波の放射圧に基づく凝集、音波で誘導される異径粒子

キーワード：微粒子の捕集、静電凝集、電界凝集、振動粒子、誘導定常流

* 北海道大学工学部合成化学工学科 (060 札幌市北区北13西8)

Department of Chemical Process Engineering,
Hokkaido University, N13 W8, Kita-ku, Sapporo,
060 Japan

** 北海道工業大学電気工学科 (060 札幌市手稲区前田7-15-4)
Department of Electrical Engineering, Hokkaido
Institute of Technology, 7-15-4, Maeda, Teine-ku,
Sapporo, 060 Japan

間の相対運動による衝突頻度の増加、音波によって発生される乱流⁶に基づく凝集などが考えられてきた。しかし、最近の研究によれば音波凝集の主機構が振動流体中で2粒子間に働く流体力学的な引力(Oseen力)であることが結論されている⁵。もしこの結論が正しく、他の凝集機構が有効に作用しないならば、次節で述べる理由によって音波凝集法はサブミクロン粒子の捕集に対して必ずしも適した方法ではないことになる。実際、Shawらの音波集塵の実験でも、Oseen力の効果がはっきり現れるのは直径1μm以上の粒子に対する場合である⁶。

これに対し、静電的凝集法を利用した新しい手法が提案されている²。静電的凝集法の最も直接的な方式は、二種類(両極性)荷電凝集法⁷と名付けられたものである。これは含塵気流を2分して、それぞれの流れに含まれる粉塵に極性の異なる電荷を与えてから再び合流し、粒子間のクーロン引力によって凝集を促進するものである。また、荷電した水滴の周りに生じるグレディエント力などにより微細粒子を高効率で捕集する試みもある⁸。さらに、外部電界で粒子を分極させ、いわゆる数珠玉形成力を利用した凝集法も提案されている⁹。このような電気的凝集力を利用した凝集法を静電凝集法と呼ぶとクーロン引力を主たる作用力にするような印象を与える心配があるので、本報では電界凝集法と呼ぶことにする。

ところで電気的凝集力は粒子間距離が大きいと有効に作用しない。例えば両極性荷電凝集では、コロナ荷電された直径0.5μmの2粒子がそれぞれ30e($\approx 4.8 \times 10^{-18}$ C)の正負の電荷を持っているとすると⁷、両粒子がたまたま1μm程度の至近距離に接近した場合でさえクーロン引力による2粒子の接近速度は数mm/sに過ぎない。仮に一方の粒子を大きな捕集核として強力に帶電したとしても、100μm程度離れた微粒子を周囲の気流の乱れに逆らって捕集核に引きつけることはほとんど不可能である。その他の電気的凝集力は粒子の分極が関係するのでクーロン力よりも一層の近距離作用力である¹⁰。このため電気的凝集作用は粒子濃度が数百万個/ml以上の高濃度のときに有効に作用するものと考えられる。

この観点から判断すると、多重極交流電界の帶電粒子閉じ込め効果¹¹を利用して粉塵濃度を局部的に高めることにより、電気的凝集を促進しようとする試み²は大変興味深い。しかし筆者らの経験では、サブミクロン粒子を多重極電界で閉じ込めるることは容易でなく、この方式の実現には特別な工夫が必要になるかもしれない。

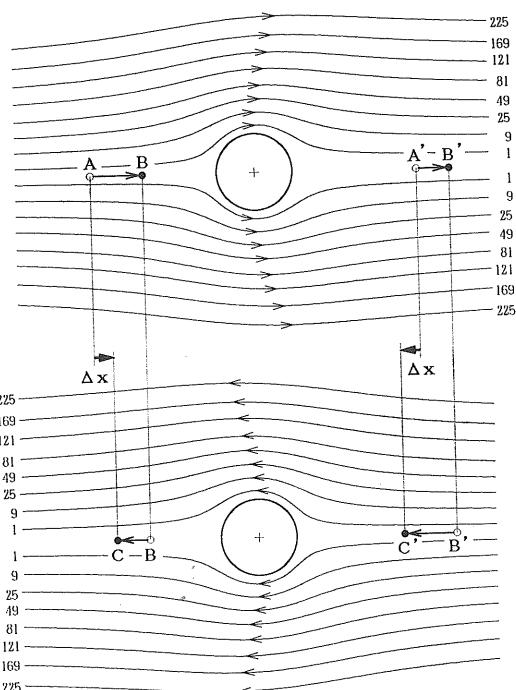


図1 球形粒子の周りの非対称な流れの効果
Fig. 1 Effect of asymmetric flow around a sphere.

3. 電界振動凝集

この実験で試みる電界振動凝集では、半径数μmの比較的大きな帶電粒子を捕集核とし、それを交流電界で激しく振動させ、捕集核粒子の周りに粒子振動によって流体の流れを誘導する。この流れは定常成分を含んでおり、それが遠方のサブミクロン粒子を捕集核粒子付近に運搬してくれる。このため、電界凝集力の有効な作用領域が捕集核粒子の近傍だけに限られていても、電界凝集力をサブミクロン粒子の捕集に効果的に利用することができる。

ここでは、粒子振動によって誘導される定常流の発生機構を定性的に説明する。図1の上側の図は粒子が流体中で右から左へ運動している状態を模式的に表したものである。粒子の周りの流体は、粒子が接近してくると(すなわち粒子の左側では)上下に押しのけられ、粒子が通過した後には一旦押しのけられた流体が元に戻る。もし流体の慣性力が粘着力に対して無視できるならば、このときの流体の運動を粒子と一緒に動く観測者が見た流線は粒子を中心にして左右対称になる。ところが流体の慣性は、上流側(粒子の左側)で生じる押しのけ運動にも、下流側(粒子の右側)で起きる復元運動にも変化に逆らう方向に作用する。その結果、粒子の運動が激しくなる。

く慣性力が無視できない場合には流線の対称性は崩れ、図示したように下流側で流線の間隔がやや広がった状態になる。電場では電気力線の間隔が広い所では電界強度が弱いことを意味するのと同様に、この流れ場で流線の間隔が広い所は流体の粒子に対する相対速度が遅いことを意味する。

いま、粒子の振動軸上の上流側の点Aと、粒子の中心に関して点Aに対称な下流側の点A'に着目する。点Aを挟んで上下に隣接する2本の流線の間隔が点Aの位置よりも点A'で広がっているので、流体の粒子に対する相対速度は点A'の位置で点Aよりも遅いことがわかる。このため、振動の半周期で上流側の点Aが粒子に接近する距離は下流側の点A'が粒子から遠ざかる距離よりも大きく、点A、A'はそれぞれ点B、B'に移動する。粒子の運動方向が反転する残りの半周期でも同じことが起こるが、上流と下流が逆転するので図1の下側の図に示したように、点B、B'は元の点A、A'に戻らず、点C、C'に移動する。こうして、振動の一周期が経過したときには点A、A'は共に Δx だけ粒子に接近することになる。同様にして、粒子の赤道面（粒子の中心を通り、振動軸に直交する面）での変位を考察すると、赤道面上では粒子から遠ざかる方向の変位が生じることが分かる。このような考察から、粒子の振動が流線に非対称性が現れる程度に強ければ、遠方の流体を振動軸に沿って引き寄せ、赤道面上に排出する流れが誘導されることが想像される。この流れは本実験で重要な役割を果たすと考えられるので、誘導定常流と名付ける。

数学的には、流体の慣性力の効果は Navier-Stokes 式で対流項と呼ばれる非線形項で表現され、これが流線に非対称性を生じる原因になっている。この非線形項の寄与を振動モードの観点から論じると、流れ関数に含まれている時間関数項同士の積が非線形項から生じるため、粒子振動が单一周波数の正弦波であっても、粒子の周りの流れを表す解には定常成分も含んだ無数の振動モードの項が現れる。非線形項の寄与によって生じるこれらの項（ストークス解に含まれない項）が示す流れを仮に2次流と呼ぶ。上記の誘導定常流とは、2次流を構成する無数の項のうちの定常成分であると考えればよい。

誘導定常流を与える流れ関数の一般に認められた形はまだ知られていない。筆者らは音場中の球形微粒子の周りの流れについて、整合漸近展開（matched asymptotic expansion）法¹²⁾を用いて理論的な近似解析をした¹³⁾。その解析は2次流に関する限り粒子が静止流体中で振動する場合にもそのまま利用できる。その結果に従えば、捕集核となる数μmの粒子を振動させることにより、遠方のサブミクロン粒子を捕集核の近傍に運搬してくるの

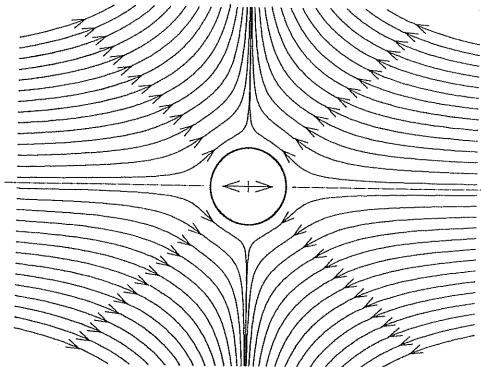


図2 粒子振動で誘導される2次流

Fig. 2 Secondary flow induced by particle vibration.

に十分な強度の誘導定常流を発生できることが予想される。音波凝集におけるOseen力^{5,14-16)}の発現も、ここでいう誘導定常流の微粒子運動作用と本質的には同じ現象のように思われる。誘導定常流の流れ関数の主項は、整合漸近展開法を用いた筆者らの計算によれば、粒子の近傍で次式になる¹³⁾。

$$\begin{aligned} \Psi = & \frac{3 a^3 A^2 \omega^2}{64 \nu} \left\{ 2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 - 3 \left(\frac{r}{a} \right) + 1 \right. \\ & \left. - \left(\frac{a}{r} \right) + \left(\frac{a}{r} \right)^2 \right\} \sin^2 \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (1)$$

ここで (r, θ) は振動粒子の中心に原点をとった球座標、 a は粒子の半径、 A は粒子の振動振幅、 ω は振動の角周波数、 ν は周囲の流体の運動粘度である。なお、流れ関数と速度成分 v_r, v_θ の関係は(2)式で表せる。

$$v_r = -\frac{(\partial \Psi / \partial \theta)}{r^2 \sin \theta}, \quad v_\theta = \frac{(\partial \Psi / \partial r)}{r \sin \theta} \quad (2)$$

(1)式に同等な式は筆者らとほぼ同時にDanilov¹⁷⁾によって提出されている。

図2は(1)式で表される誘導定常流の流線である。遠方の微粒子は粒子振動で誘導されたこの定常流に乗って捕集核粒子の近くにやってくる。後述の凝集実験の代表的な条件では、半径 $a=3 \mu\text{m}$ の粒子が振幅 $A=560 \mu\text{m}$ 、角周波数 $\omega=6900 \text{ rad/s}$ で、運動粘度 $\nu=0.15 \text{ cm}^2/\text{s}$ の空气中で振動する。この条件に対して捕集核粒子の振動軸上で中心から $20 \mu\text{m}$ 離れた点における誘導定常流の接近速度を(1)、(2)式から計算してみると 44 cm/s にもなる。このことから半径数 μm の小さな捕集核粒子の振動でも誘導定常流の効果がかなり大きいものと期待できる。

音波振動でもこれと同じ機構で微粒子が捕集核に接近し、質量がある程度大きな微粒子は慣性力によって捕集核に衝突する。しかし $0.1 \sim 1 \mu\text{m}$ 程度の粒子では慣性

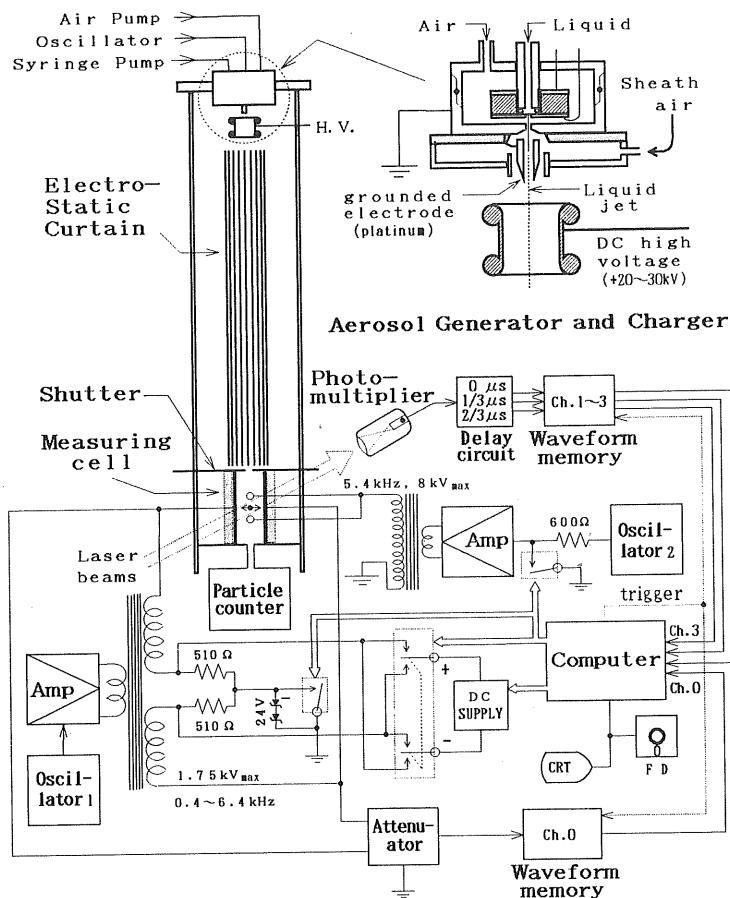


図3 実験装置

Fig. 3 Experimental apparatus.

力が小さい上、プラウン運動に基づく拡散現象も僅かしか作用しないため、接近したサブミクロン粒子の殆どは流体の流線に沿って運動し、捕集核の周りを素通りして流れ去ってしまう。このときもし捕集核に電荷を与えるなどして電界捕集機構が作用するような環境においておけば、微粒子が捕集核に接近したときにグレディエント力のような近接作用力によって強力に捕集されるはずである。このような考えに基づいて、粒子振動（あるいは音波）の作用と電界凝集を相補的に併用することにより、サブミクロン粒子の捕集速度を向上しようとするのがこの実験の試みである。本報ではこの凝集法を電界振動凝集法と呼ぶことにした。

4. 実験装置と実験法

図3に実験装置の概略を示した。この実験装置は、測定部に単一の捕集核粒子を電気動力学的に捕らえておき、それにサブミクロン粒子を供給して捕集核を成長さ

せ、捕集核の粒子径の増加を追跡することにより微粒子の捕集速度（衝突頻度関数¹⁸⁾）を直接的に測定しようとするものである。

装置の上端に取り付けた振動オリフィス型の単分散エアロゾル発生器 (tsi MODEL3050) で発生した約 40 μm の DOP-アルコールの混合液滴を、図に示したようなノズル（白金）対リング（銅）の電極系で負にコロナ荷電する。この液滴のアルコールは電界カーテン中で蒸発し、不揮発性の DOP だけが残り、直徑約 5 μm の液滴になる。この方法によれば、数 μm の粒子としては非常に大きな電荷をもつ液滴が得られる¹⁹⁾。測定セル上部のシャッタを少し開くと、この荷電粒子は図4の帯電粒子閉じ込め電極を組み込んだ測定セルの上部空間に流入する。図4の2本の棒状電極には高圧交流（通常 3~4 kVrms, 5.4 kHz）が掛かっているため荷電粒子は棒状電極から反発力を受け、セルの中央部には流入できない。この状態で高圧交流を一瞬だけ切ると 1 ないし数個の荷

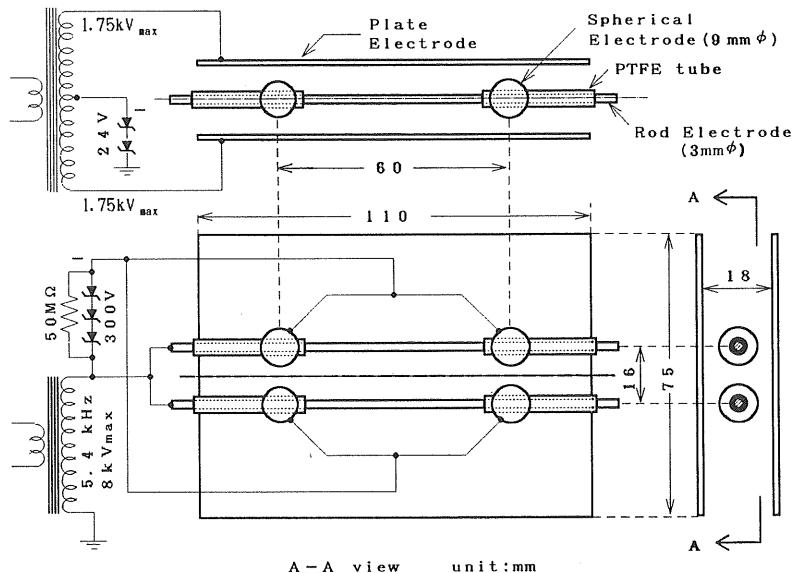


図4 帯電粒子閉じ込め電極（負粒子用）

Fig. 4 Electrodes to confine negatively charged particles.

電粒子がセルの中央部に流入し、棒状電極の中間位置（電界の鞍部）に閉じ込められる。また、帶電粒子の電極軸方向の位置を固定するため、図4の棒状電極には4個の球電極を配置し、それに粒子の電荷と同符号のバイアス電圧を掛けてある。この操作によって粒子を閉じ込めたらシャッタを完全に閉じる。

閉じ込められた粒子は強く帶電しているので、図4の平行平板電極に交流電圧（最大 $3.5 \text{ kV}_{\text{rms}}$, $0.4 \sim 6.4 \text{ kHz}$ ）を掛けて振動させることができる。なお、2本の棒状電極の存在のために、棒状電極が接地状態であっても平行平板電極で掛けられる電界は多少歪む。この歪があまりに大きいと粒子の帶電量の計算に支障があるので、有限要素計算ソフト（日立製作所製 DEQSOL）によって電界計算をした。その結果、粒子が閉じ込められる領域では、棒状電極がない場合の電界強度を4%だけ減じた平等電界として扱って良いことが分かった。

粒子を閉じ込めた位置には He-Ne レーザのフリンジ（直径 3 mm^{ϕ} ）が作られており、その中で振動する粒子からの散乱光強度信号（ビート信号）を解析すると、その粒子の粒子径と振動振幅および帶電量が測定できる。この測定のための解析法に直接法²⁰⁾とフーリエ解析法²¹⁾を考案したが、最も精度の高い方法は、粒子の運動に僅かな定常速度成分を加えたときのビート信号をフーリエ解析する方法である²²⁾。図3の装置では、ビート信号を波形記憶装置（ $1 \mu\text{s}$ サンプリング、64 kWWords、4チャンネル）に波形を取り込む際に、閉じ込め電界を約

0.1 s 停止したり、粒子の運動に適切な定常成分を加えるための直流バイアスの調整や、それを必要な時点で印加するためのリレー回路がパソコンで自動制御されている。（図4ではリレー回路は省略して示した。）また図3のフォトマル出力に接続した遅延回路は、 $1 \mu\text{s}$ の波形記憶装置を3チャンネル使い、サンプル時間を実効的に $1/3 \mu\text{s}$ に短縮するために設けた。これは大きな粒子振幅のときに現れる高い周波数のビート信号に対処するために必要であった。

閉じ込めた粒子が1個であれば、ビート信号は振幅が一定の非常に整ったFM波形になる。もし複数の粒子が閉じ込められていると複数の粒子からの散乱光が干渉するためAM変調波のような波形になるので簡単に区別できる。閉じ込めた粒子が1個で、かつ、その粒子径と帶電量が希望する範囲内にあればそれを捕集核粒子とする。もしそうでなければ捕集核粒子を採取し直す。

単一の適当な捕集核が捕らえられたらエアロゾル発生器のオリフィスと供給溶液をサブミクロン粒子発生用に準備したものに交換する。サブミクロン粒子を発生するように調整されたエアロゾル発生器からは、乾燥後の直径が $0.73 \mu\text{m}$ のDOP粒子になるような液滴（初期粒子径 $23 \mu\text{m}$ ）が 210 kHz のオリフィス振動数で発生される。エアロゾル発生器にはフィルタで濾過した $2500 \text{ ml}/\text{min}$ の清浄な空気が供給され、発生されたサブミクロン粒子を分散し、約 $5000 \text{ 個}/\text{ml}$ の濃度に希釈する。この分散、希釈用の空気は大気中の微粒子が実験装置内に流

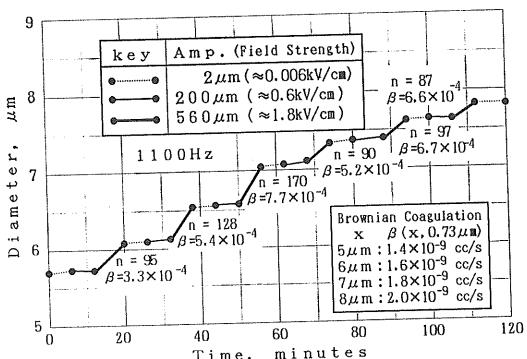


図5 サブミクロン粒子の捕集 (1,100 Hz)

Fig. 5 Scavenging of submicron particles (1,100 Hz).

入しないようにするためのエアページの役目も果たしている。

この装置には電界カーテンが組み込んであるが、サブミクロン粒子には効果がない。このため発生したサブミクロン粒子の多くが管壁などに付着し、測定セルに到達するまでに濃度が大幅に減少する。とくにサブミクロン粒子が帶電しているとこの損失が著しいので、溶媒をメタノールとして流動帶電の減少を図った²³⁾。しかしそれでもまだ損失が大きかったのでプラスティックレンズ用の帶電防止剤を約 1 vol% 添加したところ、測定セルでの微粒子濃度をようやく 500~1,000 個/ml にすることができた。メタノールだけの溶媒では、流動帶電により正に帶電した DOP 液滴が得られることが分かっているが²³⁾、帶電防止剤を混入した結果、帶電極性は負に逆転し、捕集核と同符号になっていることが後の測定結果から明らかになった。

衝突頻度関数を求めるためには捕集空間でのサブミクロン粒子の粒子径と個数濃度を知る必要がある。そこで測定セルの底面中央に散乱光式のパーティクルカウンタ（リオン KC-01s+ 希釈装置 KD-02A）のサンプル吸引管を接続した。パーティクルカウンタはここから 500 ml/min の空気を常時吸引し、2 分間隔で粒径別の粒子数を計数する。しかしパーティクルカウンタで測定される粒子径には粒子の屈折率が関係するため、このデータからサブミクロン粒子の粒子径を求ることはできない。この実験では、パーティクルカウンタのデータをサブミクロン粒子の個数濃度の測定だけに用い、サブミクロン粒子の直径はエアロゾル発生器の運転条件から算出した 0.73 μm を用いることにした。ちなみにパーティクルカウンタの測定では中位径が 0.95 μm 前後になり、やや偏差が大きすぎるようと思えるが、詳しい検討はしていない。

サブミクロン粒子は、シャッタを解放したときに捕集

核粒子の周りに供給される。捕集核粒子は前述の電界振動凝集によりサブミクロン粒子を捕らえ徐々に肥大していく。当初の計画では、サブミクロン粒子を供給しながら捕集核の粒子径と帶電量の変化を連続的に追跡する予定であったが、シャッタを解放したままではエアロゾル発生器からの噴出気流やパーティクルカウンタの吸引気流によって測定部の気流が乱れるため測定できなかつた。そこでやむを得ず、シャッタを 6 分間ずつ間欠的に全開してサブミクロン粒子を供給し、その前後での捕集核の粒子径と帶電量をシャッタを閉じた状態で測定した。凝集時間を 6 分間もの長時間に選んだのは、この実験での微粒子の濃度が測定セル内では最高値でも 1,000 個/ml であり、凝集実験の目的には非常に希薄なためである。

5. 実験結果

図5は、周波数が 1,100 Hz、振幅は 2 μm, 200 μm, 560 μm の三種の状態で振動する捕集核にサブミクロン粒子を供給したとき、凝集によって捕集核粒子が成長していく様子を測定した結果である。図中の n は 560 μm の大振幅の状態を 6 分間（あるいは例外的に 8 分間）持続したときに捕集したサブミクロン粒子の個数を、サブミクロン粒子の直径に 0.73 μm を仮定して、捕集核粒子の粒径変化から算出した値である。 β [ml/s] は衝突頻度関数と呼ばれる凝集の速度定数であるが、 n をサブミクロン粒子の個数濃度と凝集時間の積で除せば求められる。捕集核の成長速度は振動振幅に対して強度な非直線性を示しており、振幅 200 μm のときにはさしたる効果がないのに 560 μm の大振幅では顕著な効果が認められた。図中には直径 x [μm] と 0.73 μm のプラウエン凝集による衝突頻度関数の値 (Fuchs の補正¹⁹⁾をしていない) を示してある。この値と振幅 560 μm での測定値を比較すると、凝集速度の倍率が数十万倍にもなっていることがわかる。これに対し音波凝集では、直径 2 μm のやや粗い粒子に対してもせいぜい数千倍であり、サブミクロン粒子に対しては数倍に過ぎないことが報告されている⁶⁾。このことから判断して、電界振動凝集が音波凝集よりもかなり効果的な方法であるといえる。

この実験でもう一つ興味ある点は、微粒子の凝集に伴って捕集核の電荷が増加したことである。測定開始時に $-3.8 \times 10^{-14} \text{ C}$ (捕集核直径 5.70 μm) であった捕集核の電荷は、約 800 個の微粒子を捕集した測定終了時には $-4.5 \times 10^{-14} \text{ C}$ (直径 7.95 μm) に増加していた。このことから、捕集した微粒子 1 個あたりの荷電数を見積もると $-55 e$ にもなる。この値はサブミクロン粒子を人工的にコロナ荷電した時の荷電数に匹敵し⁷⁾、しかも捕

集核の電荷と同符号である。それにもかかわらず凝集が起こるのは非常に強力な凝集作用が働いている証拠と思われるが、この凝集機構の解明と定量的な評価は今後の課題である。

図5の実験では捕集核の振動振幅を $560\text{ }\mu\text{m}$ に保つため、捕集核の大きさの変化に応じ $1.4\sim2.2\text{ kV/cm}$ のかなり高い交流電界を用いた。このため、この実験で観測された顕著な凝集効果は数珠玉形成力のような電界凝集作用だけに基づくものかもしれない。そこでさらに高い電界強度(2.6 kV/cm)を用いるとともに、電界の周波数を $1,100\text{ Hz}$ から $6,400\text{ Hz}$ に高めて粒子振幅を小さくし、流体力学的な効果を実質的に消滅させた。図6はその結果である。この高い電界強度では数十 μm の粒子振幅でも電界凝集がある程度進む様子が見られるが、同じ電界強度で周波数を $1,100\text{ Hz}$ に落として粒子振幅を増加すると、図中の太線で示した区間のように凝集速度がはっきりと増加する。このことから、ここでの凝集作用には電気的な現象だけでなく、捕集核の振動に基づいた流体力学的な現象が強く関与していることが推察できる。

図6の太線部の振幅は約 $600\text{ }\mu\text{m}$ で電界強度も図5よりも大きい。それにもかかわらず衝突頻度閾値の値が図5よりも低めになっているのは、図5ではサブミクロン粒子の荷電数が $-55e$ であったのにに対し、図6では $-96e$ (いずれも捕集核の電荷と同符号)とかなり大きめであったためのようである。人工的な荷電をしていないのに、直径 $0.73\text{ }\mu\text{m}$ の微粒子としては大きな電荷を持つのは、この微粒子がエアロゾル発生器から噴出された直径約 $23\text{ }\mu\text{m}$ の液滴の蒸発によって得られたものであるからである。すなわち、エアロゾル発生器のマイクロオリフィスから噴出する液滴は流動帶電しており²³⁾、その電荷は液滴が蒸発して小さくなても液滴に残る²⁴⁾。したがって上記の $100e$ 程度の荷電数は $23\text{ }\mu\text{m}$ の液滴が噴出したときに持っている荷電数(この粒子径では通常数千以上)であるから決して大きな値ではなく、むしろ流動帶電が抑制された状態であったと判断される。

6. 結 言

一般に $0.1\sim1\text{ }\mu\text{m}$ のサブミクロン粒子には拡散捕集機構も慣性捕集機構もあまり有効に作用しない。これに対し、電気的凝集機構はこの粒径域の粒子にも効果的に作用するので、サブミクロン粒子の捕集効率の向上に有力な手段になるものと期待される。電界凝集では、捕集核粒子とサブミクロン粒子の間隔が小さいほど凝集力が強力になるので、この実験では粒子間距離を縮める目的に振動粒子の流体力学的な作用を併用してみた。すなわ

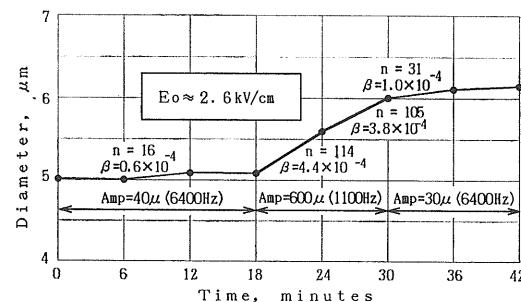


図6 サブミクロン粒子の捕集(強電界)

Fig. 6 Scavenging of submicron particle (high electric field strength).

ち、直径 $5\text{ }\mu\text{m}$ 程度の帶電した捕集核粒子を激しく振動させて粒子の周りに誘導定常流を誘導し、その流れによって遠方のサブミクロン粒子を捕集核に接近させ、捕集速度の向上を試みた。その結果、プラウン凝集の数十万倍にもおよぶ顕著な凝集速度の向上が観測され、微粒子の捕集に電界凝集と粒子振動による流体力学的作用を併用することが非常に効果的であることが分かった。

この実験では、捕集核粒子がサブミクロン粒子を捕捉して肥大していくときの粒子径の変化だけでなく、捕集核の帶電量の変化も測定した。それによるとサブミクロン粒子は捕集核と同符号の、しかもかなり大きな電荷を持っていたことが明らかになった。このことから、振動粒子の周りに誘導される定常流は、グレディエント力のような近距離作用力がクーロン反発力に打ち勝つ距離にまで微粒子を運搬してくる能力をもつものと思われる。今後、サブミクロン粒子の大きさや電荷をいろいろ変えて測定し、電界振動凝集の機構を一層明確にすることによって捕集速度の定量的な評価を可能にするとともに、この方式の実用性についても検討を加えて行きたい。

参 考 文 献

- 1) S.K. Friedlander, W. Koch and H.H. Main : J. Aerosol Sci., 22 (1991) 1
- 2) 渡辺恒雄：静電気学会誌, 16 (1992) 483
および放電研究, No. 133 (1991) 19
- 3) L.V. King : Proc. Royal Soc. London, A147 (1934) 212
- 4) R. Tiwary, G. Reethof and H. McDaniel : J. Acoust. Soc. Am., 76 (1984) 841
- 5) B. Schetter and J. Funcke : Agglomeration der dispersen Phase von Aerosolen durch starke Schallfelder, Reihe 3: Verfahrenstechnik, Nr. 196, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf (1990)
- 6) D.T. Shaw and K.W. Tu : J. Aerosol Sci., 10 (1979) 317
- 7) 金沢誠司, 大久保利一, 野木孝治, 足立宜良: 静電気学会誌, 16 (1992) 323
および J. Electrostat., 29 (1993) 193

- 8) 原 雅則, 住吉谷覚, 阿武泰治, 藤本 哲, 赤崎正則: 静電気学会誌, 6 (1982) 239
- 9) 謙早則夫: 日立評論, 49 (1967) 77
- 10) 原 雅則, 住吉谷覚, 赤崎正則: 静電気学会誌, 6 (1982) 163
- 12) 静電気学会(編): 静電気ハンドブック, p. 293, オーム社 (1981)
- 12) I. Proudman and J.R.A. Pearson : J. Fluid Mech., 2 (1957) 237
- 13) 島津 隆, 中島輝二, 田中達夫: 化学工学協会第17回秋季大会講演要旨集, I-202, 仙台 (1983)
- 14) D.B. Dianov, A.A. Podolskii and V.I. Turubaro: Soviet Physics-Acoustics, 13 (1968) 314
- 15) 日本流体力学会(編): 混相流体の力学, p. 39, 朝倉書店 (1991)
- 16) J. Happel and R. Pfeffer : A.I.Ch.E.J., 6 (1960) 129
- 17) S.D. Danilov: Soviet Physics-Acoustics, 30 (1984) 452
- 18) 早川一也, 芳住邦雄(訳): エアロゾルの科学 (S.K. フィードラング原著), p. 174, 産業図書 (1983)
- 19) 浜本伸夫, 中島耀二, 佐藤 孝: 静電気学会誌, 15 (1991) 452
および J. Electrostat., 28 (1992) 161
- 20) 佐藤 孝, 中島耀二: 電気学会論文誌A, 110 (1990) 473
- 21) Y. Nakajima and T. Sato : KONA (Powder and Particle), 10 (1992) 161
- 22) 中島耀二: 1992年粉体工学会春季研究発表会要旨集, p. 56, 京都 (1992)
- 23) 佐藤 孝, 中島耀二: 静電気学会講演論文集'90, p. 99, 東京 (1990)
および静電気学会講演論文集, '91, p. 379, 名古屋 (1991)
- 24) J.V. Iribane and B.A. Thomson : J. Chem. Phys., 64 (1976) 2287