

論 文

レーザ・ドップラー速度計による高電界中の
微粒子の挙動計測

川瀬 泰*, 三品博達*, 朝倉利光*

(1977年10月24日受理)

Velocity Measurements of Small Dust Particles in High Electric
Field Using Laser Doppler Velocimeter

Y. KAWASE,* H. MISHINA* and T. ASAKURA*

(Received October 24, 1977)

In an electrostatic precipitator it is strongly desired to investigate the moving behaviour of dust particles in the high electric field. Even though this investigation is very important for designing the electrostatic precipitator, it has not been conducted so far mainly due to the lack of a directly measuring method without disturbing the probing area. A laser Doppler velocimeter with high spatial resolution and high accuracy may be suitable for this purpose and has been constructed here to measure the moving velocity of dust particles in a precipitator. As an optical system, the differential type has been adopted. To achieve the high sampling rate, the period-measuring system has been used for obtaining the velocity data from the laser Doppler velocimeter. The moving velocity of small dust particles in a model electrostatic precipitator supplied by various high electrical voltages has been measured in detail by the laser Doppler velocimeter constructed here. The experimental results show that the thickness of the boundary layer near the collection electrodes in the precipitator decreases with the decrease of a supplying voltage between the electrodes. Accurate measurements of the moving direction of dust particles have been performed over a sectional plane of the precipitator. The present experimental study may give the useful information for the collection efficiency and designing the precipitator.

1. まえがき

工場や発電所などにおける排煙中の煤じん除去、あるいは室内空気の清浄化などの目的で使用される電気集じん装置¹⁾ (electrostatic precipitator, 以下 EP と略称) は、公害対策上重要な設備であり、より優れた性能をもつ EP を開発することは大きな意義があろう。このた

め、近年、EP に関する種々の研究が積極的に進められているが、このなかで集じん空間における煤じん粒子の挙動を知ることは、集じん過程の基本的な問題を把握するうえで不可欠なことである。

EP の集じん空間は数 kV/cm もの高電界になっていて、そのなかを気流とともに運ばれる煤じん粒子はコロナ放電によって荷電されている。このような情況下にある粒子の挙動を直接測定することははなはだ困難で、これまで適切な計測手段がなかった。たとえば、煤じん粒子が集じん電極に引き付けられる際の偏向速度 (migration velocity) は EP の集じん機能の基本的特性を考えるうえで重要なパラメータであるが、これを直接的に測

* 北海道大学応用電気研究所 (060 札幌市北区北12条西6丁目)

Research Institute of Applied Electricity, Hokkaido University, Nishi-6, Kita-12, Kita-ku, Sapporo 060, Japan

定することはほとんど不可能で、これまで EP の入口と出口における煤じんの濃度差や放電特性の観測結果などからきわめて間接的な推測が行なわれていたにすぎなかった。このように EP 動作の基本にかかわる粒子挙動について、間接的な推測しかなしえないことが集じん理論の進展や実際の EP 開発に少なからぬ障害となつてゐる。

一方、レーザの出現以来、レーザ光を用いた各種の光学的観測技術が著しく開発されている。流体の流速測定を目的として開発されたレーザ・ドップラー速度計^{2,3)} (laser Doppler velocimeter, 以下 LDV と略称) もそのひとつである。著者らは、この LDV の特徴に着目し、これを集じん空間内の高電界中における粒子挙動の計測に利用することを考え、まず簡単な EP のモデルを作り、このなかで生ずる基礎的な集じん過程にかかわる粒子挙動の LDV による観測を試みた。以下、本論文では、EP 内の粒子挙動計測の一手段として試みた LDV による実験法と、これによって得られた若干の結果を述べ、EP の基礎的研究およびそのための計測技術開発の一助としたい。

2. 測 定 方 法

レーザ・ドップラー速度計 (LDV) には、いろいろな方式があるが⁴⁾、基本的には参照光法と干渉縞法（差動型ともいいう）と呼ばれる二つの形式に分類される。著者らの実験では干渉縞法を用いたので、ここではまずその原理を簡単に説明する。

レーザ光源からの光を適当な振幅分割することによって 2 ビームをつくり、図 1 のごとくこの 2 ビームを適当な角度 θ で交差させると、その交差部にビーム直径にはほぼ等しい広がりの干渉縞が生ずる。この干渉縞は、間隔 d で x 方向にならぶ明暗の縞模様で、その強度分布 $I(x)$ は近似的に次式で表わすことができる。

$$I(x) = \exp\left(-\frac{2\pi x^2}{D}\right) \cdot \cos^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) \quad (1)$$

ここで

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (2)$$

また、 D はビームの直径、 λ はレーザ光の波長である。さらに干渉縞の縞数 N は

$$N = \frac{D}{d} \quad (3)$$

である。

いま、縞間隔 d にくらべて十分小さい粒子が図 2(a) に示すように、速度 v でこの縞列を任意の角度 ϕ でよぎる

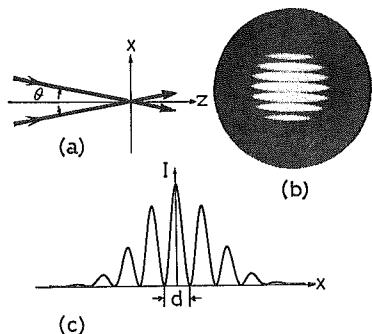


図 1 (a) 角度 θ で交差された 2 光束干渉の概略図、(b) 干渉縞の写真、(c) 間隔 d をもつ (b) の干渉縞の強度分布

Fig. 1 (a) Schematic diagram of two-beam interference with the angle θ , (b) photograph of the interference pattern, and (c) intensity distribution of the interference pattern (b) with the interval d .

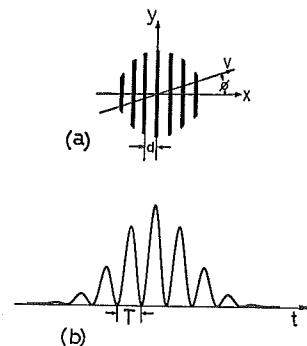


図 2 (a) 探測領域における間隔 d をもつ干渉縞の概略図と速度 v で動く微小粒子の行路（この行路は x 軸に対して角度 ϕ の方向をもつ）、(b) 図 (a) での動く粒子によって生じるドップラービート信号

Fig. 2 (a) Schematic diagram of the interference pattern with the interval d produced in the probing area and the path (whose direction is subtended with the angle ϕ with respect to the axis x) of a small particle moving with v , and (b) Doppler beat signal due to the moving particle in the figure (a).

と、この粒子によって生ずる散乱光は干渉縞の明暗に比例して強度が変化することになる。この散乱光を光電検出器で受光すれば、検出器の出力信号は図 2(b) のような形になる。この出力信号がドップラービート信号と呼ばれるものである。図に示した T をドップラービート信号の周期、また $1/T$ をドップラービート周波数 f とすれば、粒子の速度 v と f の関係で結ばれる。

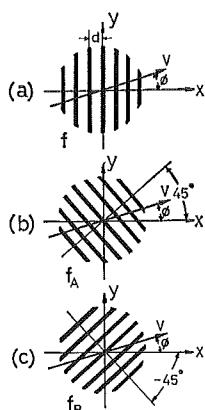


図 3 (a) 図 2 (a) の概略図と、この状態でドップラービート信号は周波数 f をもつ、(b) 図 (a) の干渉縞の位置から 45° 回転させてできた干渉縞と、これから周波数 f_A のドップラービート信号が生じる、(c) 図 (a) の干渉縞の位置から -45° 回転させてできた干渉縞と、これから周波数 f_B のドップラービート信号が生じる

Fig. 3 (a) Schematic diagram of Fig. 2 (a) under which the Doppler beat signal has a frequency f , (b) the interference pattern, rotated with 45° from the situation of the interference pattern (a), from which the Doppler beat signal is produced with the frequency f_A , and (c) the interference pattern, rotated with -45° from that of the interference pattern (a), from which the Doppler beat signal is produced with the frequency f_B .

$$f = \left(\frac{1}{T}\right) = \left(\frac{v}{d}\right) \cos \phi \quad (4)$$

ドップラービート出力信号は、通過粒子が縞間隔 d にくらべて十分小さいときは、近似的につぎのように表わすことができる。

$$S(t) = \frac{A}{4} \left\{ 1 + \cos \left(\frac{2\pi f t}{N} \right) + \cos (2\pi f t) + \frac{1}{2} \cos \left[\frac{2\pi(N+1)f t}{N} \right] + \frac{1}{2} \cos \left[\frac{2\pi(N-1)f t}{N} \right] \right\} \quad (5)$$

ここで A は出力信号の最大振幅である。 (5) 式で表わされる検出器からの出力信号をなんらかの方法で解析し、ドップラービート周波数 f を知ることができれば、(4) 式の関係から粒子速度を求めることができる。著者らが用いた信号解析法^{5,6)}は後述するが、 d および ϕ が既知のときには何らかの方法で f を測定することによって (4) 式から v を知りうる。一般に干渉縞間隔 d は適当な方法で事前に較正しておくことになるので、測定時には d は既知のものとなるが、 ϕ は粒子速度 v とともに被測

定量となる。 ϕ は次のような方法で求めることができ、まず、干渉縞を図 3(b) に示すように $+45^\circ$ 傾け、このときに得られるドップラービート信号周波数 f を f_A とすれば

$$f_A = f_0 \cos (45^\circ - \phi) \quad (6)$$

となる。ただし

$$f_0 = \frac{v}{d} \quad (7)$$

である。つぎに干渉縞を図 3(c) のように -45° 傾け、得られたドップラービート信号周波数を f_B とすれば

$$f_B = f_0 \cos (45^\circ + \phi) \quad (8)$$

となる。(6) 式および(8) 式から、 ϕ はつぎのようにして求められる。

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{1-m}{1+m} \right) \quad (9)$$

ここで

$$m = -\frac{f_B}{f_A} \quad (10)$$

である。

以上のような方法で粒子速度 v 、および干渉縞に対する粒子運動の偏角 ϕ を知ることができる。これが干渉縞法による LDV の原理である。LDV の方法は測定領域に 2 ビームを入れて干渉縞を作り、かつそこを通過する粒子からの散乱光を受光できれば、測定対象に攪乱を与えることなく非接触的に粒子自身の運動を高い空間分解能でかつ高い精度で測定できることが大きな特徴である。

3. 実験方法

著者らが行なった実際の実験法について述べる。まず、実験に用いた電気集じん装置 (EP) のモデルセルの主要部の構造を図 4 に示す。このセルは上下の平板電極と、その間に張られた細線電極 (0.3 mm 直径) との間に直流高電圧をかけることによって集じん空間が形成される。また、このセルの両側面は、外部から光ビームを入れて測定領域に干渉縞を作るため、かつセル中を通過する粒子からの散乱光を取り出す必要上、ガラス壁になっている。セルの両端は、柔軟なパイプを介して観測粒子をセル内に流すための気流循環装置に接続されている。気流循環装置は、流速および粒子密度が加減できるようになっている。さらに、このセルは LDV の光学系を固定したまま、セル内の任意の測定場所に干渉縞を形成しうるようにするために、移動可能な架台に取り付けられる。

図 5 に実験の系統図を示す。光源には He-Ne レーザ

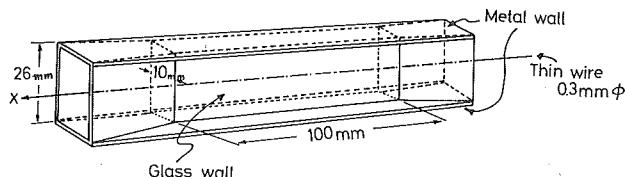


図 4 2つの平板電極とその間におかれた細線電極をもつ電気集じん装置のモデルセル
Fig. 4 Model cell of an electrostatic precipitator with two plate electrodes and a thin wire electrode placed between two plate electrodes.

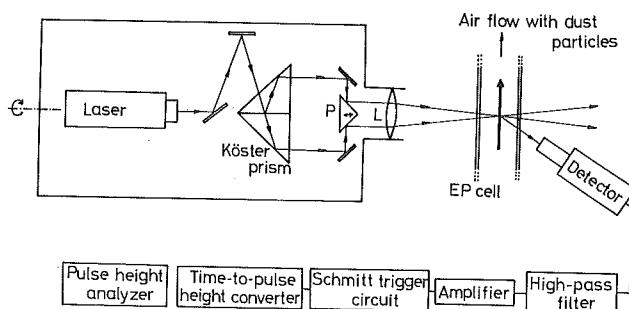


図 5 実験装置の概略図とドップラービート信号解析装置
Fig. 5 Schematic diagram of an experimental apparatus together with the analyzing system of Doppler beat signals.

(出力 2 mW, $\lambda=6328 \text{ Å}$) を用い、レーザからの光ビームは Koster プリズムによって 2 本の光ビームに分かれ、さらに小さな三角型反射鏡 P を経てレンズによって EP セル内の所定位置に集光され干渉縞を作る。三角型反射鏡 P を矢印の方向に動かすことによって 2 本の光ビームの交差角を調整し、干渉縞の縞間隔を所望の値に設定することができる。このようにして作られる干渉縞は 2 本の光ビームの強度および偏光面の不一致から、しばしばコントラストの低いものになることがある。そこで適当な場所、たとえば集光レンズの前か後に偏光フィルタを挿入し、その回転角度を調整することによって明瞭な干渉縞を得ることができる。また、粒子運動の干渉縞に対する偏角を前述の原理によって測定を行なうために、レーザおよび Koster プリズムを主体とするビームスプリッタ部、集光レンズなどは一体にまとめ、これを光軸のまわりに回転できる構造にし、セル内の干渉縞領域（測定点）を通過する粒子からの散乱光は、光電子増倍管を装着した顕微鏡型検出器で捕えられる。この顕微鏡型検出器は干渉縞を作る二つの光ビームが直接はいらないような方向から測定点にピントを合わせて設定される。さらに、この顕微鏡内に視野絞りを挿入して、測定点以外の場所からの光が光電子増倍管にはいらないようにしてある。また、この顕微鏡型検出器には測定点

の状況を目視によって観察するためのビュアを組み込んでおり、つねに干渉縞領域（測定点）を通過する粒子飛跡の状況を肉眼で観察しながら測定が行なえるようにしてある。

粒子が測定点（干渉縞領域）を通過するたびに、それからの散乱光を受光する光電子増倍管からの出力は、図 2(b) に示されるような波形のドップラービート信号として次々と現われる。これらのビート信号の処理解析によって、ビート周波数 f を求めることになるが、ここで著者らの用いた信号解析処理法^{5,6)}の概要を述べる。いま 1 個のドップラービート出力信号について考える（図 2(b))。ここで求めたいものは、この信号の相隣る谷（零点）の間隔 T である。この T は図 1(e) に示される干渉縞間隔 d と (4) 式の関係で結びつけられ、したがって T から粒子速度 v が決定される。図 2(b) の波形は理想化したものであり、実際には波形の谷がゼロにならない、いわゆるコントラストの低い信号波形がしばしば現われ、したがってそのままでは T の正確な決定が困難になる。

この困難さを解決するため、光電子増倍管からのドップラービート出力信号をハイパスフィルタを通して信号中に含まれる直流成分とペデスタル成分を除去し、図 6(a) のようなバースト状の信号波形に変換する。このようにして得られたバースト状ドップラービート信号は、(5) 式で第 1 項および第 2 項を除去したものに対応す

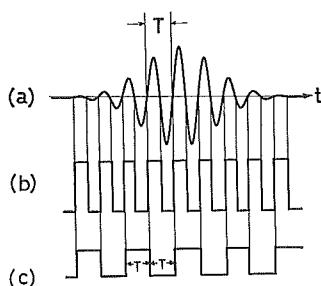


図 6 ドップラービート信号の整形回路のタイムチャート
Fig. 6 Time chart of the shaping circuit of a Doppler beat signal.

る。このバースト状ビート信号のゼロ交差点の間隔は原信号のコントラストの大小にほとんど左右されず、かつゼロ交差点の間隔の2倍がビート信号周期 T になっていく。つぎに、このバースト状ビート信号を適当な方法、たとえばショミット回路などを用いて図6(b)に示される矩形波に変換する。この矩形波にはバースト状ビート信号のゼロ交差情報だけが含まれており、幅変調に起因するビート周波数の広がりが除去されている。つぎに、この矩形波から図6(c)に示す倍周期の矩形波をつくる。したがって図6(c)の矩形波はビート信号の周期 T と等しい周期をもつことになる。つぎに、この矩形波の立ち上がりおよび立ち下り点に対応して生ずるパルスを作り、これを時間-波高変換器のスタートおよびストップ端子に入力することによって周期 T に比例する振幅をもつパルス列を得ることができる。すなわち、粒子速度に対応するドップラービート周期 T が、パルス振幅の大小に変換される。このパルス信号列は、パルス波高解析装置に入力される。パルス波高解析装置はパルス振幅の大きさの生起頻度を計数し、これを表示する機能を持っている。したがって、このパルス波高解析装置には、ドップラービート信号の周期が T である頻度が計数され、計数値の最も多いところの T が粒子速度の最大確率値に対応し、周期頻度分布の広がりが粒子速度のゆらぎ状態を示す。そこで、あらかじめ周波数のわかっている信号をショミット回路および時間-波高変換器を通してパルス波高解析装置に加え、このパルス波高解析装置を較正しておけば、ドップラービート信号の周期、あるいは周波数を容易に求めることができる。

以上の説明では、1個の粒子によって生ずるビート信号波形を例にして、その処理解析の方法を述べてきたが、実際には測定領域を何個もの粒子がつぎつぎと通過し、光電子増倍管からの出力信号は図2(b)に示される波形がいくつもつらなり、ときには重なり合ったものになる。しかし、このような場合でも上述の方法によって信号の

処理解析を行なうことができる。これは、粒子密度をいろいろ変えた実験から確認される。

4. 実験結果

実験は、EPセルのほぼ中央部において、細線電極と平板電極間の各点で、通過粒子の速度および運動方向が電界の大小によってどのように変化するかを主眼にして行なった(セルの構造は中心に張られた細線電極に関して対称であるから、測定点は細線電極と上側あるいは下側、いずれか一方の平板電極間にとればよい)。実験に際して、測定点に作られる干渉縞の縞間隔 d 、縞数 N は測定粒子の速度や測定機器の都合などから適宜にきめられるが、ここでの実験では縞間隔 d は約 $7.94\mu\text{m}$ 、縞数 N は約23本である。また、測定粒子にはタバコの煙粒子を用い、その粒子密度は推定値で $10^5 \sim 10^6/\text{cm}^3$ 程度である。この実験に用いたセルの寸法、平均流速などから、測定粒子を移送する媒体としての空気流のレイノルズ数は600~700程度である。したがって、ここでの実験は、ほぼ層流条件下にある気流中での煙粒子の挙動計測である。セルを通過する煙粒子の流れは電極間に電圧を加えることにより、セル軸に対して ϕ なる角度の偏向を生ずる。したがって、粒子の運動はセル軸に平行な速度 v_1 およびセル軸に直角な方向の速度 v_m の2成分をもつことになる。そこで、干渉縞の縞列をセル軸と直角になるようにしたときに得られるドップラービート周波数 f を測定すれば、図2および(4)式の関係からわかるように、セル軸方向の速度成分 v_1 が求められる。すなわち

$$f \cdot d = v \cos \phi = v_1 \quad (11)$$

ここで d は既知である。セル軸に直角な方向の速度成分 v_m (migration velocity)は

$$v_m = v \sin \phi \quad (12)$$

であるから、(9)式にもとづいて ϕ の値を測定することにより、(11)式および(12)式から

$$v_m = v_1 \tan \phi \quad (13)$$

として求められる。 ϕ を求めるとき、粒子の運動方向が電界によって平板電極側に傾くか、あるいは細線電極側に傾くかを区別しておく必要がある。粒子運動が平板電極側に傾くとき偏向角 ϕ を正値に、そして細線電極側に傾くとき ϕ を負値として表わすことにした。

セルの中心に張られた細線電極と上下の平板電極間に電圧を加えるとき、細線電極を正電圧にするか、あるいは負電圧にするかによる粒子挙動の差異について調べることも必要な実験項目である。

図7は、セル内の細線電極を正電圧にした場合の細線電極と上側平板電極における煙粒子のセル軸方向の速

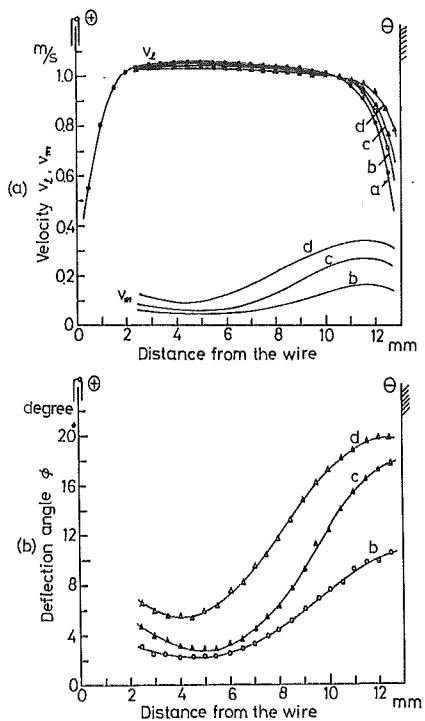


図 7 (a) 細線電極が正電圧の場合における、セル軸に対し平行および直角方向に動く微小粒子の速度成分 v_1 と v_m の空間分布、(b) セル軸に対する動く粒子の偏向角 ($a : 0 \text{ V}$, $b : 8 \text{ kV}$, $9 \mu\text{A}$, $c : 9 \text{ kV}$, $11 \mu\text{A}$, $d : 10 \text{ kV}$, $13.5 \mu\text{A}$)

Fig. 7 (a) Spatial distribution of velocity components v_1 and v_m of small moving particles in the directions parallel and perpendicular to the cell axis when the wire electrode has a positive voltage, and (b) the deflection angle of moving particles with respect to the cell axis. ($a : 0 \text{ V}$, $b : 8 \text{ kV}$, $9 \mu\text{A}$, $c : 9 \text{ kV}$, $11 \mu\text{A}$, $d : 10 \text{ kV}$, $13.5 \mu\text{A}$)

度成分 v_1 およびセル軸に直角な方向の速度成分 v_m 、そしてセル軸方向に対する偏向角 ϕ の空間分布を示している。この図において、粒子のセル軸方向の速度成分 v_1 およびセル軸に対する偏向角 ϕ は、実験によって測定され、実験値が ● ○ ▲ △ 印で示されている。しかし、粒子のセル軸と直角な方向の速度成分 v_m は、(13) 式により間接的に求められ実線で示されている。集じん電圧がゼロのとき、 v_1 の分布形を見ると、平板電極近傍では当然のことであるが、直径がわずか 0.3 mm という細線電極でもその近傍において粒子速度の低下が明瞭に観察されており、境界層の形成状況が明らかに現われている。この場合、検出器に付属するビュアで測定点を通過する粒子の飛跡を観察すると、セル軸方向と平行に揃って流れる粒子飛跡群が見られる。電界をしだいに強め

ていくと、細線電極全体がかすかな光芒に包まれコロナ放電電流がしだいに増加し、それとともに粒子飛跡が平板電極側に傾きはじめ、電界強度の増加にともないこの傾きが増していく様子が明瞭に観察される。またこの飛跡の傾きは場所によって異なり、平板電極に近いほど偏向角 ϕ が大きい。ただし、この偏向角 ϕ はある場所に最小点があり、そこからは逆に細線電極に近づくにつれて偏向角が若干増加してゆく傾向が見える。肉眼で観察されるこのような様子は、ドップラービート信号の測定によって得られた結果と一致する。 v_1 の様子は図に示すように、細線電極と平板電極の中間部分では電界強度による差異はほとんど見られないが、電極近傍では電界が強いほど境界層の厚さが減少する傾向が現われている。また付属ビュアによる測定点の目視観察でつぎのような現象が見られた。すなわち、細線電極に近い点で粒子飛跡を観察しながら電界を強めていくと、ある電界強度になると粒子飛跡がその点で見えなくなる。このとき観測点を少しずらせると、再びはっきりした粒子飛跡が観察される。この粒子飛跡の消滅は、細線電極に近いほど低い電界強度で生ずる。このことから集じん空間を通過する粒子は平板電極側に引きつけられ、その結果電界が強いほど粒子密度が細線電極側で減少し、平板電極側に増加することが推測される。

図 8 は、細線電極を負電圧にした場合の実験結果を示す。この場合、細線電圧が正電圧である図 7 の結果と比較してみると、 v_1 に関してはほとんど同じような様子が見られる。また集じん空間の粒子密度分布の様子も細線電極が正電圧のときと同様で、電界の増加にしたがって細線電極側で粒子密度が減少し平板電極側に増加していく傾向が観察される。しかし、偏向角 ϕ 、したがって偏向速度 v_m については非常に異なる様子が測定された。細線電極が正電圧の場合には、粒子運動の偏向角はつねに平板電極側に（つまり負電圧側）傾くが、細線電極を負にした場合は測定場所や電界強度によって、平板電極側に傾いたり、逆に細線電極側に傾いたりする。すなわち、負放電極の場合は、電風の効果により部分的に気流に攪乱が生じるものと考えられる。図 8 における ϕ および v_m の正あるいは負の値はこのことを示したものである。また、電界による粒子運動の偏向角 ϕ は同じ電圧であっても細線電極電圧が正のときは負のときよりも大きくなることが推定される。図 8 において、電圧を印加したときの観測点が細線電極から約 1 mm 離れたところまでプロットされているのにくらべ、図 7 では約 3 mm 離れたところまでしかプロットされて

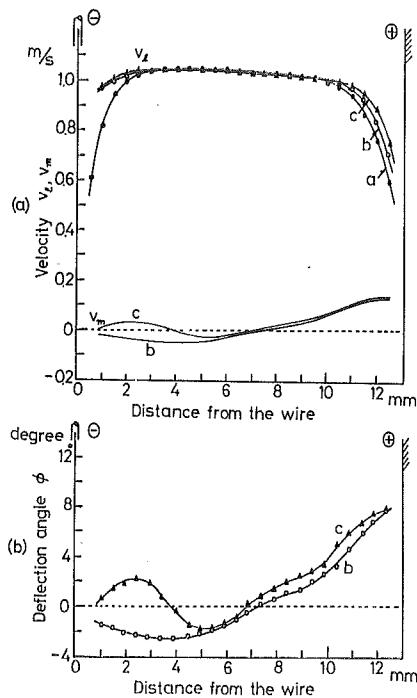


図 8 (a) 細線電極が負電圧の場合における、セル軸に対し平行および直角方向に動く微小粒子の速度成分 v_1 と v_m の空間分布、(b) セル軸に対する動く粒子の偏角 (a : 0 V, b : 8 kV, 4 μ A, c : 9 kV, 6.5 μ A)

Fig. 8 (a) Spatial distribution of velocity components v_1 and v_m of small moving particles in the directions parallel and perpendicular to the cell axis when the wire electrode has a negative voltage, and (b) the deflection angle of moving particles with respect to the cell axis. (a : 0 V, b : 8 kV, 4 μ A, c : 9 kV, 6.5 μ A)

いよいよこの点より細線電極側に近くなると観測しようとする粒子が消滅してしまうためであるが、これは上述の理由から理解できることである。このように集じん電界の極性によって粒子運動の様子に著しい差異の見られることは興味深い。

さらに、細線電極電圧の極性によって放電状態にも差異が見られる。すでに述べたように、細線電極が正電圧のときは、コロナ放電の開始とともに細線電極全体が一様にかすかな光芒に包まれるが、細線電極を負電圧にしたときは細線上に小さな光点がとびとびにならんで現われる。さらにコロナ放電電流も細線電極が正電圧の場合にくらべ少ない。また、細線電極電圧が負のときは正の場合にくらべ、放電状態が不安定になりやすい。図 8 では印加電圧が 0~9 kV までの実験結果しか示されていないが、これはそれ以上の電圧では放電状態が不安定と

なり、定常的な測定値が得られなかつたためである。集じん作用は細線電極電圧の極性の正負にかかわらず、ほとんど平板電極側で行なわれ、細線電極での粒子捕集はきわめてわずかである。また、電圧極性のいかんにかかわらず、放電電流の増加とともに細線電極に振動が現われてくることが観察される。

5. あとがき

本論文では、電気集じん装置における高電界中での煤じん粒子の挙動計測を目的に試作したレーザ・ドップラー速度計の概略と、それを用いて測定した実験結果の一例を示した。ここでの実験は、実際の電気集じん装置とは異なる構造と尺度のモデル集じん装置内の粒子挙動観測であるが、実際の集じん装置において測定しようとする場合には、あるいは測定事項の種類によっては、それぞれの状況に応じてさらに種々の工夫を導入する必要があろう。しかし、本論文の実験結果（図 7, 8）は、今まで計測することが困難であった高電界中における集じん空間の粒子挙動が、レーザ・ドップラー速度計でかなり詳細に測定できることを示したものであり、したがってレーザ・ドップラー速度計が電気集じん装置内の粒子挙動の研究に有用な手段であることがわかった。

モデル電気集じん装置セル内における高電界中の煤じん粒子の挙動を、実験結果から興味ある点を要約するとつぎのごとくなる。

(1) 細線電極と平板電極の近傍以外の部分では、集じん電圧がゼロの場合でも、電圧を増加させても、セル軸方向の粒子速度 v_1 はほとんど変化しない。しかし、電極近傍には速度低下をともなった境界層が明瞭に生じ、この境界層の厚さは電圧の増加とともに減少していく。

(2) 集じん電圧がゼロのとき、粒子がセル軸方向に一様に動いていたものが、集じん電圧をかけることによってその挙動に変化が生じる。細線電極を正電圧にした場合には、粒子運動のセル軸に対する偏角が平板電極へ傾き、この偏角は平板電極に近いほど、また電界強度の増加とともに増していく。ただし、この偏角はある場所で最小となり、そこから逆に細線電極に近くにしたがってやや増加する。

(3) 上記の現象が、細線電極を負電圧にした場合には不安定となり、異なる状態となる。すなわち、電界強度が弱い場合には、細線電極と平板電極のほぼ中央を境界にして、それぞれの電極方向に粒子運動の偏角が傾く。しかし、電界強度を強めていくと、平板電極側での粒子運動の偏角の様相はほとんど変わらないが、細線電極側ではほぼ周期的に偏角の傾きが変化し、複雑な粒子の運動が生じている。すなわち、負放電極の合場には、

電風の効果により部分的に攪乱が見られる。この複雑な粒子運動の動向は、電界強度の増加とともに激しくなり、粒子挙動が不安定となる。

本論文で行なわれた実験は、セル内の中央部の一つの断面内で行なわれたが、同様の実験をセル内の粒子の進行方向にそって行なうことで、さらに集じん空間全域における煤じん粒子の挙動が明らかになることが期待され、現在その方向で実験が進められている。本研究では、高電界中での速度測定を基礎にした挙動計測に重点がおかれたが、この粒子挙動計測から電界中における粒子がもつ電荷量に関する情報も得られるのではないかと考えられ、この方向への研究も計画中である。

参考文献

- 1) 静電気学会誌，“電気集じん特集”，1, 2 (1977).
- 2) B.M. Watasiewicz and M.J. Rudd : *Laser Doppler Measurements*, Butterworths, London, Boston (1976).
- 3) F. Durst, A. Melling and J.H. Whitelaw : *Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry*, Academic Press, London, New York (1976).
- 4) 三品博達, 朝倉利光:応用物理, 42, 6 (1973), 560.
- 5) H. Mishina and T. Asakura : Appl. Phys., 5, 4 (1975), 351.
- 6) H. Mishina, S. Tokui, T. Ushizaka, T. Asakura and S. Nagai : Jpn J. Appl. Phys., 14, Suppl. 14-1 (1975), 323.