XXVIII-4. 流れの中での煙霧体の挙動*

吉岡直哉**・江見 準**

金岡千嘉男**

緒 言

煙霧体は、それを構成する粒子群が空気中で比較的安定した状態で存在しているものをいう。ゆえに個々の粒子の空気中での挙動を解明することは、集塵、粒径測定など、工学的要求を充足させるための基礎研究として意義はきわめて大きい。そのため研究報告も枚挙にいとまがなく、成書も最近次々に出版されてきている^{27, 54, 58, 68)}が、中でも Fuchs¹⁴⁾ および Davies 編⁵⁾のものが、煙霧体のみの専門書として最も充実している。

前者は、煙霧体の力学的挙動を中心に論じられており、粒子の定常、非定常な直線運動、曲線運動（集塵の基礎原理となるべき運動）、ブラウン運動、乱流拡散などがそのおもな内容である。

それに対し、後者では場における挙動に関して特にくわしく記述されている。内容を簡単に説明すると、(i) 電気的挙動……帯電機構、荷電粒子の運動、(ii) 光泳動 (Photophoresis)……光を照射したとき、粒子表面に生ずる温度分布により、表面付近の気体分子が励起され粒子の運動をひきおこす現象、(iii) 熱泳動 (Thermophoresis)……粒子周辺の気体に温度勾配があるとき、気体分子の運動エネルギーの差により粒子が冷温側に運動する現象、(iv) 拡散泳動 (Diffusiophoresis)……不均一気体混合物中の分子が成分気体の圧力勾配によりひきおこされる運動、などである。このほか、煙霧体の挙動として無視できない大きなテーマに“付着”と“凝集”がある。

このように煙霧体の研究は挙動の研究とといいはばど広範囲にわたっているの、ここでは、媒体（空気）が流れている場合のみに限定し、その中での粒子の挙動を扱うことにする。なお流れの場の挙動のうち、集塵機構に関係する文献は、電気的挙動の項目を除き割愛した。

1. 煙霧体の流れ

煙霧体の流れに関する研究のほとんどは、流体と粒子

の相対運動に着目し、粒子は流体の流れに何らの影響も与えないとしておこなわれてきた。すなわち、粒子の運動の基礎式、(1) 式^{21, 14)}において*

$$m \frac{dv}{dt} = F(t) - \frac{2}{3} \pi \rho r^3 \left(\frac{dv}{dt} - \frac{du}{dt} \right) - \frac{\pi}{4} r^3 C_D (v - u) - 6 r^2 \sqrt{\pi \mu \rho} \int_0^t \left(\frac{dv}{dt} - \frac{du}{dx} \right) \frac{dx}{\sqrt{t-x}} \quad (1)$$

($F(t)$: 外力, C_D : 抵抗係数, m : 粒子質量, r : 粒子半径, t : 時間, u : 流体速度, v : 粒子速度, x : 積分変数, ρ : 流体密度, μ : 流体粘度)

右辺第2項および第4項は無視されることが多い)

流体の速度 u として一般に、粒子が混入しない状態での式が用いられているが、厳密には粒子混入状態での u を採用しなければならない。特に、粒径、濃度ともに大きい場合、粒径が小さくても対象とする系の代表寸法と同程度の大きさの場合など、両者の差異は大きくなり誤差の原因となることが予想される⁷¹⁾。以下に、このような固気2相流的な扱いをも含めて記述する。

Robinson⁴⁰⁾ は粒子のみに着目し、個々の粒子は(1)式に従う運動をするが、粒子相を全体として見れば、一つの流体とみなせるとの立場からポテンシャル流れ場における粒子の運動を論じ、障害物への粒子の衝突と結びつけている。粒子相のエネルギー式を次式で表わし、

$$m \left[-\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right\} \right] = AC_D (\varphi - \varphi_0) + H(t) \quad (2)$$

(φ : 粒子相の流れ関数, φ_0 : 流体の流れ関数, $H(t)$: ポテンシャル)

これより、粒子相の流れ関数を次式で与えている。

$$\varphi = \varphi_0 + \int \left[\left(\frac{H}{m u^2} - \frac{1}{2} \right) \exp \left\{ - \int \frac{AC_D d\varphi_0}{m u^2} \right\} d\varphi_0 \cdot \exp \left\{ \int \frac{AC_D d\varphi_0}{m u^2} \right\} \right] d\varphi_0 \quad (3)$$

(3) 式より得られたウェッジおよび楕円体への衝突効率⁵⁸⁾は既往の計算より大きな値を示している。

Saffman⁴⁶⁾ は、粒子はそれ自身の受ける抗力に等しい力を流体に与えると考え、流体の Navier-Stokes の式を次式で与えている。

* 文献 21) では(1)式の右辺各項が重要となるときの条件について詳しく記述されている。

* 昭和43年8月17日 受理

** Naoya Yoshioka, Hitoshi Emi, Chikao Kanaoka 京都大学工学部 化学工学科

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right\} = \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + AC_D N(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (4)$$

$$\text{div } \mathbf{u} = 0$$

(N : 粒子の個数濃度)

一方、粒子に対しては、外力は流体抵抗と重力のみであるとして、運動方程式および連続の式を

$$mN \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} = mN \mathbf{g} + AC_D N(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}(N\mathbf{v}) = 0$$

で表わし、粒子を考慮に入れたときの平行平板間のポアズイユ流れを扱っている。彼によれば、微小粒子では流れの安定性*は $(1+C)$ 倍 (C : 粒子の質量濃度) 減じ、大粒子の場合は $(1+C)$ 倍だけ増加する。Michael²²⁾ は、Saffman の研究をさらに進め、 $C=0.05$ 、慣性パラメータが 0~500 につき安定領域の結果を得ている。このほかにも安定性を論じたものがある^{56, 57, 66, 67)}。Michael²³⁾ はまた、(4)、(5) 式より球まわりの含塵気流について述べているが、その中で C は球表面に近づくにつれて大きくなるが、物質収支より球のごく近傍では粒子の存在しない層が存在すると報告している。さらに慣性パラメータが 1/12 以下では衝突はおこらないという彼の結果は Langmuir²⁴⁾ らの計算と一致する。ほかに、粒子を含んだ衝撃波の研究もかなり見受けられる^{2, 31, 45)}。

図 2 相流の扱いについては、その他に、Panton³⁹⁾、Soo⁵³⁾ のものがある。Panton はその中で 2 相流は本質的には非定常であるとの観点から、粒子相、流体それぞれについて解析することにより、その特性を論じようとしている。

気流中の粒子の挙動のうち、濃度測定などに関連して工学的に重要な吸引については、Vitols⁶⁴⁾ のものなど研究が盛んである^{1, 2, 27, 34, 49, 76)}。この他、一般に煙霧体といわれているものより粒径が大きい範囲で見られる現象に、粒子の回転に起因する管軸方向への移動現象 (マグナス効果)^{16, 44, 48, 62)}、さらには、乱流状態でのみかけ抵抗係数の減少^{22, 55)} などがあるが、まとまった成果は得られていない。

2. 管内を流れる煙霧体粒子の沈着

管内を流れる煙霧体から粒子が管壁へ沈着する機構としては、分子拡散、乱流拡散、乱れの変動速度により粒子に与えられた慣性による衝突、重力沈降、静電気による沈着などが考えられる。ここで、重力、静電気力が無視小であるとする、前三者が主機構となるが、この中で、どの機構による沈着が支配的かは、粒子の大きさ、

緩和時間、流れの様子すなわち、流れが層流か乱流かあるいは境界層をなしているか、さらには乱流である場合にはその速度での変動速度成分などにより決まる。

以下に述べるのは、再飛散がなく、管の end effect を無視できることが前提である。まず、円管内の層流から分子拡散による沈着速度 V は次式で与えられる^{14, 17)}。

$$V = \frac{\nu Re}{4l} \left(1 - \frac{\bar{C}}{C_0} \right) \quad (6)$$

ここで

$$\bar{C}/C_0 = 0.819 \exp(-14.272 \Delta) + 0.0976 \exp(-89.220 \Delta) + \dots$$

$$\Delta = (D/\nu)(1/Re)(l/d)$$

(C_0 : 煙霧体初濃度, $\bar{C}$: 入口より管軸方向に l なる距離の点における平均濃度, d : 管径, D : 分子拡散係数, ν : 動粘度)

つぎに、境界層を通しての拡散を考える場合、拡散境界層¹⁶⁾なるものが考慮される。

まず、層流境界層を通して、分子拡散により沈着する場合、沈着速度は拡散係数の 2/3 乗、主流速度の 1/2 乗に比例する⁵⁾。

乱流境界層の拡散に関しては、境界層の 3 領域すなわち層流底層、遷移層、乱流コアの各々における乱流拡散係数を考える必要があり、これには多くの研究がある^{25, 28, 47, 52, 59)}。Laufer²⁵⁾ および Lin²⁸⁾ は、実験により層流底層中においても乱れが存在し、乱流拡散による沈着が存在することを指摘した。また Davies^{6, 8)} は、この境界層中での分子拡散、乱流拡散による沈着速度を Sc 数の小さいガス、蒸気とか微小粒子に対して計算しているが、粒子の場合には、分子拡散による沈着速度は小さくなる。

つぎに、粒子が大きくなり慣性が無視できなくなると、拡散だけでなく、流体の半径方向の変動速度成分 v' により与えられる慣性力により壁に沈着する^{6, 12, 38)}。Laufer²⁵⁾ は実験により v' を壁からの距離に相関づけている。したがって、この変動速度成分 v' により粒子が動く距離すなわち、停止距離 $d_s = v'\tau$ (τ : 緩和時間) を考えねばならない。粒子の慣性と拡散による沈着の両方を考慮しなければならない場合については、まず乱れにより粒子に与えられた慣性力が大きく、沈着の最終段階が慣性とみなされるときは次式で与えられる⁶⁾。

$$V_s = \frac{1}{[J]_{d_s+a_s}^{R_s} + 1/(\bar{v}^*)_{d_s+a_s}} \quad (7)$$

ここで

$$[J]_{d_s+a_s}^{R_s} = \int_{d_s+a_s}^{R_s} \frac{1000(2.5 \times 10^7 / Re) v'^{4(100+v_s)}}{y^{(1-v_s^{0.05})}} dy,$$

($V_s = V/u_s$, $R_s = Ru_s/\nu$, $y_s = yu_s/\nu$, $d_s = d_s u_s/\nu$, $a_s = au_s/\nu$, $v_s' = v'/u_s$, $\tau = 2a^2 \rho_p / 9\mu$, $Re = 2Ru\rho/\mu$, u_s : 摩擦速度, a : 粒子半径, R : 管半径, y : 管壁からの距離)

* 流れている流体の乱れが消失していくとき、安定性が増加するといふ。

—: Friedlander and Johnstone¹²⁾ の式 ($Re=4000, 10^6$)
 ---: Sehmel and Schwendiman⁵⁰⁾ の式 ($Re=4000, 10^6$)
 ○△□: Davies の式 (7), (8) による計算
 ○: ガラス球 $0.1 \sim 10 \mu$
 □: 密度 1.0 の球 $a=0.1 \sim 10 \mu$
 △: 密度 1.0 の球 $a=1 \sim 250 \mu$
 $R=5.1 \text{ cm}, Re=129000, u_0=200 \text{ cm/sec}$
 $R=15.2 \text{ cm}, Re=308000, u_0=100 \text{ cm/sec}$
 $R=4.84 \text{ cm}, Re=18000, u_0=16.6 \text{ cm/sec}$

図 5 沈着速度理論式の比較

すなわち上式は、 $(d_{p+}+a_+)$ のところまでは主として乱流拡散により、そこから壁までは変動速度 v_+ により与えられた慣性により沈着することを示している。Davies は⁹⁾、この機構により沈着が起こる最小粒径に対する式を与えている。つぎに、変動速度による慣性が前述よりやや小さく、慣性のみでは壁に到達せず、沈着の最終段階が分子拡散と慣性としたときの沈着速度を与える式は多くある^{7,12,50)}が、Davies⁷⁾によると

$$\frac{1}{V_+} - \frac{1}{(v_+)^{d_{p+}+a_+}} = 10 \left(\frac{\nu}{D} \right)^{2/3} f(\varphi) + [I]_{\text{acc}(D/\nu)^{1/3}} \quad (8)$$

ここで

$$f(\varphi) = 0.7877 - \frac{1}{6} \ln \frac{(1+\varphi)^2}{1-\varphi+\varphi^2} - \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \frac{2\varphi-1}{\sqrt{3}}$$

$$\varphi = \frac{d_{p+}+a_+}{10(D/\nu)^{1/3}}$$

(D : 分子拡散係数)

となる。Friedlander ら¹²⁾ も緩和時間を三つの領域に分けて、理論式と実験の比較をおこなっている。彼のモデルによれば、粒子の沈着速度は、Reynolds のアナロジーに従い、普通の気体よりも小さいかせいぜい同程度である。以上、各研究者の理論式を比較して図⁵⁾に示す。その他、Sehmel ら⁵⁰⁾も半実験式を与えている。Owen³⁸⁾も

表 乱流からの静電気沈着理論の背景⁴²⁾

研究者	境界層	拡散係数	境界条件	再飛散
White (1955)	層流	core では無限大。境界層では 0	濃度は全断面にわたって一定	無視
Friedlander (1959)	乱流	壁に近づくにつれて小さくなる。	再飛散がなければ $C_w=0$ 再飛散があれば $C_w>0$	
Williams & Jackson (1962)	層流	core では一定。境界層では 0	sublayer と core の界面では $\partial c / \partial y = 0$	無視
Inyushkin & Averbukh (1962~63)	層流	境界層では 0	$C_w = x\bar{C}$, $x>1$ x は D の関数	無視
Cooperman (1960~66)	乱流	全断面で一定	再飛散がなければ $C_w=0$ 再飛散があれば $C_w>0$	
Robinson (1967)	層流	境界層では 0	$C_w = x\bar{C}$, $x>1$ x は D の関数	

D : 拡散係数, C : 粒子濃度, $\bar{C}$: 粒子の断面平均濃度, C_w : 壁における粒子濃度

乱流空気流からのダストの沈着に関して、同様の研究をおこなっているが、彼の理論は、Dawes ら¹⁰⁾の実験とよく一致する。しかし、彼は、粒径による粒子慣性の差異を考慮していない。

つぎに、円管内を流れる煙霧体が重力沈降する場合の研究として、Natanson¹⁴⁾、Thomas ら⁶⁰⁾ その他^{18,61)}がある。Natanson は流れが層流の場合の捕集効率を導いており、Thomas らは円管内の層流から重力沈降する煙霧体の境界を示す式を与えている。また Davies⁹⁾ は、重力が乱流からの沈着におよぼす影響について報告している。

静電沈降におよぼすガス流れ、とくに乱れの影響についての研究^{4,18,41,42,65)}もある。各研究者の理論の背景をまとめて表に示す。

その他、捕集板の材質の違い、とくに帯電状況による粒子の沈着を調べたもの⁴⁸⁾、捕集板の角度を流れ方向にいろいろかえて沈着を観察したもの¹⁹⁾がある。

3. 電気的挙動

ここではおもに障害物（円筒、球その他の不規則形状物体）へ沈着する際の挙動について展望する。

粒子が流体の流れに沿って障害物に接近するさい、両者の静電的性質、外部電界により種々の電気力が働く。

Deryagin ら¹¹⁾ は粒子の慣性力が無視でき、外力がソレノイダル ($\text{div } \mathbf{F}=0$, $\mathbf{F}$: 外力ベクトル) であるならば、表面に到達する全粒子量 Φ は

$$\Phi = \iint n(r) \{u_n(r) + B F_n(r)\} dS \quad (9)$$

$n(r)$: 粒子濃度, $u_n(r)$: 流体の半径方向成分速度, B : 粒子移動度, $F_n(r)$: 静電気力その他の外力の半径方向成分, S : 障害物表面積)

で表わされることを示し, 捕集効率を解析的に求める方法を提案した。(9) 式の考え方にに基づき, Natanson^{35, 36)} は, 粒子の運動に関する基礎式

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - BF(r), \quad v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (10)$$

(ψ : 流れ関数, v_r, v_θ : 粒子の半径方向および接線方向速度)

より出発し, 種々の円筒まわりの流れについて解き, 外部電界のない場合の三種の静電気力(クーロン力, 影像力, 誘起力)の捕集効率を計算している。

フィルターによる実験的検証^{29, 72)}(影像力のみ)はいずれも理論より高いが傾向は一致する。さらに障害物が不規則形状物体についても, Levin²⁰⁾は同様な手法で次式のごとく求めている。

$$\eta = \frac{4\pi qQB}{U_0 S_m} \quad (11)$$

(η : 捕集効率, q, Q : 粒子および物体の電荷, U_0 : 物体の無

限前方流体速度, S_m : 捕集体の流れに垂直な面への投影面積)

Kraemer^{23, 24)}は球捕集体につき, 粒子の運動方程式(1)式から直接, 軌跡計算により捕集効率を求め, 実験結果との一致を確かめている。

荷電粒子の拡散運動は, その本質は明らかでないが, Gillespie¹⁵⁾はTownsend⁶⁸⁾のイオン拡散の扱いと類似の基礎式より, すべての静電気力を考慮した捕集効率を円筒について求めている。このように, これまで多くの計算結果があるが, 注意すべきことは, 円筒は, コンデンサー形式にしない限り, 外部電界をかけてもその表面に既知の電荷を与えることができないという点である。それゆえ, 実用上, 上記の解析は, 粒子荷電, 円筒無荷電の場合しか役立たない。しかしながら, 円筒一粒子系に外部電界をかけると, 双極子による力が発生することが知られている。この種の研究には, 一様電界下で円筒群に相互作用がある場合^{20, 30, 51, 65)}と単一円筒と粒子の間に働く力^{73, 74)}に関するものがあるが, これらはおもに, 静電繊維充填層内部の捕集機構の問題の一環として取り上げられている。

引用文献

- 1) Badzioch, B.: *J. Inst. Fuel*, **33**, 106 (1960)
- 2) Bohnet, G.F.: *Chem. Ing. Tech.*, **38**, 972 (1967)
- 3) Carrier, G.F.: *J. Fluid Mech.*, **4**, 376 (1958)
- 4) Cooperman, P.: *Air Poll. Cont. Assoc.*, 58-th Annual Meeting, Toronto (1965)
- 5) Davies, C.N.: "Aerosol Science", Academic Press, London and New York (1966)
- 6) Davies, C.N.: *Proc. Roy. Soc., A* **288**, 235 (1966)
- 7) Davies, C.N.: *ibid.*, **A 288**, 557 (1966)
- 8) Davies, C.N.: *Ann. Occup. Hyg.*, **8**, 239 (1965)
- 9) Davies, C.N.: *Brit. J. Appl. Phys.*, **11**, 535 (1960)
- 10) Dawes, J.G. and Slack, A.: *Rep. Saf. Mines Res.* No. 105 (1954)
- 11) Duchin, S.S. and Deryaguin, B.U.: *Kolloid Zh.*, **20**, 326 (1958)
- 12) Friedlander, S.K. and Johnstone, H.F.: *Ind. Eng. Chem.*, **48**, 1151 (1957)
- 13) Friedlander, S.K.: *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **55**, 135 (1959)
- 14) Fuchs, N.A.: "The Mechanics of Aerosols", Pergamon Press, Oxford (1964)
- 15) Gillespie, T.: *J. Colloid Sci.*, **18**, 299 (1965)
- 16) Goldstein, S.: "Modern Developments in Fluid Dynamics", Oxford (1943)
- 17) Gormley, P. and Kennedy, M.: *Proc. Roy. Irish Acad.*, **52 A**, 163 (1949)
- 18) Green, H.L. and Lane, W.R.: "Particulate Clouds, Dusts, Smokes and Mists", 218 D. Van Nostrand Company, New York (1957)
- 19) Gregory, P.H. and Stedman, O.J.: *Ann. Appl. Biol.*, **40**, 651 (1953)
- 20) Havlicek, V.: *Inter. J. Air and Water Pollution*, **4**, 225 (1961)
- 21) Hjelmfelt, A.T. Jr. and Mockros, L.M.: *Appl. Sci. Res.*, **18**, 149 (1966)
- 22) Kazkevich, F.P. and Krapivin, A.M.: *Izv. Vysch. Uchebn. Zavedenii, Energetica*, No. 1, 101 (1958)
- 23) Kraemer, H.F.: *U. S. A. E. C. Report*, Contract, No. AT (30-3)-28 (1954)
- 24) Kraemer, H.F. and Johnstone, H.F.: *Ind. Eng. Chem.*, **47**, 2426 (1955)
- 25) Laufer, J.M.: *NACA Rep.*, 1174 (1954)
- 26) Levin, L.M.: *Izv. Akad. Nauk SSSR, ser. Geofiz.*, 1073 (1959)
- 27) Levin, L.M.: *Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Geog. i Geofiz.*, 914 (1957)
- 28) Lin, C.S., Moulton, R.W. and Putnam, G.L.: *Ind. Eng. Chem.*, **45**, 637 (1953)
- 29) Lundgren, D.A. and Whitby, K.T.: *Ind. Eng. Chem., Process Design and Develop.*, **4**, 345 (1965)
- 30) 牧野, 井伊谷: *化学工学*, **32**, 99 (1968)
- 31) Marble, F.E.: 5th Agard Colloquium, Combustion and Propulsion, 175 (1962)
- 32) Michael, D.H.: *J. Fluid Mech.*, **18**, 19 (1964)
- 33) Michael, D.H.: *ibid.*, **31**, 175 (1968)
- 34) Narjes, L.: *[Staub]*, **25**, 148 (1965)
- 35) Natanson, G.L.: *Proc. Acad. Sci. SSSR, Phys. Chem. Sect.*, **112**, 95 (1957)
- 36) Natanson, G.L.: *Dokl. Acad. Nauk SSSR*, **112**, 696 (1957)
- 37) Orr, C. Jr.: "Particulate Technology", Macmillan, New York (1966)
- 38) Owen, P.R.: "Aerodynamic Capture of Particles", p. 8, Pergamon Press, New York, London, Paris (1960)
- 39) Panton, R.: *J. Fluid Mech.*, **31**, 273 (1968)
- 40) Robinson, A.: *Comm. Pure and Appl. Mathe.*, **18**, 69 (1956)
- 41) Robinson, M.: *Atm. Envir.*, **1**, 193 (1967)
- 42) Robinson, M.: *J. Air Poll. Cont. Assoc.*, **18**, 235 (1968)
- 43) Rosinski, J. and Langer, G.: *Powder Technology*, **1**, 167 (1967)
- 44) Rubinow, S.I. and Keller, J.B.: *J. Fluid Mech.*, **11**, 447 (1961)
- 45) Rudinger, G.: *Phys. Fluids*, **7**, 659 (1964)
- 46) Saffman, P.G.: *J. Fluid Mech.*, **13**, 120 (1962)
- 47) Schlenger, W.G. and Sage, B.H.: *Ind. Eng. Chem.*, **45**, 659

- (1953)
- 48) Segré, G. and Silberberg, A.: *J. Fluid Mech.*, **14**, 115 (1962)
 - 49) Sehmel, G. A.: *Ann. Occup. Hyg.*, **10**, 73 (1967)
 - 50) Sehmel, G. A. and Schwendiman, L. C.: "The Turlubent Transport and Deposition of Particles within Vertical Tubes", HW-SA-3183, Sept. 18, Handford Atomic Products Operations, Richland, Washington (1963)
 - 51) Silverman, L., Billings, C. E. and Dennis, R.: *U. S. A. E. C. Report NYO-1952* (1954)
 - 52) Soo, S., Tien, C. and Kadambi, V.: *Rev. Sci. Instr.*, **30**, 821 (1959)
 - 53) Soo, S. L.: *A. I. Ch. E. Journal*, **7**, 384 (1961)
 - 54) Soo, S. L.: "Fluid Dynamics of Multiphase Systems", Blaisdell Publishing Company, Toronto (1967)
 - 55) Sproull, W. T.: *Nature*, **180**, 976 (1961)
 - 56) Stuart, J. T.: *Proc. Roy. Soc. A*, **221**, 189 (1954)
 - 57) Stuart, J. T.: *J. Fluid Mech.*, **9**, 353 (1960)
 - 58) Suits, C. G.: "The Collected Works of Irving Langmuir", Vol. 10, Atmospheric Phenomena, Pergamon Press (1961)
 - 59) Tchen, C. M.: *Advances in Geophysics*, **8**, 165 (1954)
 - 60) Thomas, J. W. and Knuth, R. H.: *Int. J. Air and Water Pollution*, **10**, 569 (1966)
 - 61) Thomas, J. W. and Knuth, R. H.: *J. Am. Ind. Hyg. Assoc.*, May-June, 229 (1967)
 - 62) Torobin, L. B. and Gauvin, W. H.: *Can. J. Chem. Eng.*, **38**, 142 (1960)
 - 63) Townsend, J. S.: "Electricity in Gases", Ch. 6, Oxford Univ. Press (1915)
 - 64) Vitols, V.: *J. Air Poll. Cont. Assoc.*, **18**, 79 (1966)
 - 65) Walkenhorst, W. and Zebel, G.: *Staub*, **24**, 444 (1964)
 - 66) Watson, J.: *J. Fluid Mech.*, **8**, 371 (1960)
 - 67) Watson, J.: *ibid.*, **14**, 211 (1962)
 - 68) White, H. J.: "Industrial Electrostatic Precipitation", Addison-Wesley Publishing Company Inc. (London) (1963)
 - 69) White, H. J.: *Ind. Eng. Chem.*, **47**, 932 (1955)
 - 70) 山中, 井伊谷: 化学工学協会第6回総合シンポジウム講演前編集, p. 208 (1967)
 - 71) 吉岡, 江見, 曾根: 化学工学, **31**, 1011 (1967)
 - 72) 吉岡, 江見, 服部, 田森: 同上, **32**, 815 (1968)
 - 73) Zebel, G.: *J. Colloid Sci.*, **20**, 522 (1965)
 - 74) Zebel, G.: *Staub*, **28**, 281 (1966)

XXVIII-5. 煙霧体の反応*

鈴木 伸**・阿部 史朗***
杉田 和之**

1. 緒 論

大気中には多数の気体, イオンと同時に, 多数の液体および固体の微粒子が浮遊しているが, これらの間の相互作用の問題は, 原子力問題あるいは大気汚染問題などで, 最近新しく関心をもたれてくるようになった。またこれらの問題と関連して, 地表の各種物体との反応も決して無視できるものではない。しかしながら, その割には現在他の領域での研究に比して研究も少なく, 学問的体系も整っておらず, これらの基礎研究とその体系づけは今後の興味ある研究課題の一つとなろう^{9, 10, 14, 15, 24)}。

煙霧体の反応対象として, 以上のように, 物体, 煙霧体粒子, ガス体, およびイオンの四つのカテゴリーに分けられるが, 前二者の問題については他でも述べられるので, ここでは割愛し, ガス体ならびにイオンとの反応を中心に述べることにする。

2. 煙霧体とガス体との反応

煙霧体—ガス系の反応速度は, つぎの三個のファクタ

* 昭和43年9月7日 受理

** Shin Suzuki, Kazuyuki Sugita 千葉大学工学部

*** Shiro Abe 放射線医学総合研究所

—によって支配される。

- (1) ガス相における拡散と衝突
- (2) 煙霧体粒子の表面における反応
- (3) 煙霧体粒子内における拡散

2・1 ガス相における拡散と衝突

粒子が反応性ガス混合気体中に導入されると, 最初の反応速度は粒子表面への反応性ガスの衝突頻度によって支配される。従って, 気体分子運動論を用いてガス吸収の初期反応速度を計算してみよう。

ここでは, 粒子表面に到達した反応性ガスは直ちに粒子と反応するが, 気相中における物質移動が律速である, と考える。これは立体因子 P が1, 活性化エネルギー E が0と仮定して, 衝突理論に基づく化学反応速度論から, 速度定数 k_r を求めることと同じことである。

$$-d[A]/d\theta = 3k_r[A]_0[B]_0/r_0 \quad (1)$$

$$\text{および} \quad k_r = PZ \exp(-E/RT) \quad (2)$$

ここで $[A]$ は反応ガスの濃度, $[B]$ は球状煙霧体粒子の濃度(容積比), r_0 は煙霧体粒子の半径である。

一般に(1)式および(2)式より計算したガス吸収の速度は非常に大きく, 最初に煙霧体粒子がガス系に導入されるとすぐに上記の反応が達成される。そして粒子の近傍における反応性ガスの濃度は急速に減少し, その後は気相中での拡散がガス吸収の律速段階となるであろう。