W_f : fractional resistance of fluid-film diffusion [—]	α_c : critical ratio of initial reaction rates [—]
W_i : fractional resistance of intraparticle diffusion [—]	β : ratio of particle diameters [—]
ω : concentration of solid product [mole/cm ³]	δ^* : external mass transfer rate parameter [—]
ω_∞ : concentration of solid product at reaction completion [mole/cm ³]	H_0, H : overall effectiveness factor of porous solid particle [—]
x : distance from center (axis) of cylinder, sphere or flat plate [cm]	η_0, η : effectiveness factor of porous solid particle [—]
α : ratio of initial reaction rates [—]	θ : reaction time [sec]
	ϕ : dimensionless parameter on solid particle [—]

Literature cited

- 1) Akehata, T., S. Namkoong, H. Kubota and M. Shindo: *Can. J. Chem. Eng.*, **39**, 127 (1961)
- 2) Aris, R.: *Chem. Eng. Sci.*, **6**, 262 (1957)
- 3) Austin, L. G.: *Ind. Eng. Chem.*, **53**, 659 (1961)
- 4) Carslaw, H. S. and J. C. Jaeger: "Conduction of Heat in Solids" 2nd ed. p. 491, (1959), Oxford at the Clarendon Press.
- 5) Carberry, J. J.: *A. I. Ch. E. Journal*, **7**, 350 (1961)
- 6) Fujishige, H.: *Kōgyo Kagaku Zasshi* (Japan), **66**, 891 (1963)
- 7) Hougen, J. O., R. R. Reeves and G. G. Mannella: *Ind. Eng. Chem.*, **48**, 318 (1956)
- 8) Kasaoka, S. and Y. Sakata: *Kōgyo Kagaku Zasshi* (Japan), **68**, 75 (1965)
- 9) Kasaoka, S., K. Fujii, Y. Morikama, T. Imura and T. Yano: *Kagaku Kōgaku* (Chem. Eng., Japan), **26**, 556 (1962)
- 10) Thiele, E. W.: *Ind. Eng. Chem.*, **31**, 916 (1939)
- 11) Tinkler, J. D. and A. B. Metzner: *ibid.*, **53**, 663 (1961)
- 12) Yagi, S. and D. Kunii: *Kōgyo Kagaku Zasshi* (Japan), **56**, 131 (1953)

無次元数による粒子運動方程式の解法*

—1次元, 外力に逆行する場合—

森 芳 郎**・菅 沼 彰**

東京大学工学部 化学工学科**

緒 言

流体中における固体粒子の運動方程式は、抵抗係数 C_D が Re の複雑な関数であるために一般には解析的に解けない。ディジタル型の電子計算機を使えば精密な数値解が、アナログ型ならば簡単に近似解が得られるが、数表か線図を利用して手軽に計算ができれば大変便利である。われわれは無次元化した粒子運動方程式をディジタル計算機で解き、その結果を線図にまとめた。この線図を利用すれば、個々の運動方程式の数値解は図積分の手

間をかけることなく、簡単な代数計算で求められる。ここでは1次元で外力に逆行する場合についてのみ述べるが、われわれの手法はもっと一般的な場合への拡張が可能である。

1. 無次元粒子運動方程式

1.1 粒子運動方程式

粒子の体積を V_p 、運動方向への投影面積を A_p とすれば、重力のような均一質量力 F の場における1次元の粒子運動方程式は、

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \right) F g_c + \left(\frac{1}{V_p \rho_p} \right) R g_c \quad (1)$$

$$\frac{ds}{dt} = u \quad (2)$$

$$R = -\text{SIGN}(u) C_D A_p \frac{\rho u^2}{2 g_c} \quad (3)$$

$$C_D = f(|Re|) \quad (4)^{**1}$$

* <Calculation of Particle Trajectories by Dimensionless Variables— The Case of One-Dimensional upward Motion—> Received on May 8, 1965

** Yoshiro Mori & Akira Suganuma (Department of Chemical Engineering, University of Tokyo, Tokyo, Japan)

*1 C_D が Re の関数であることはよく知られているが、より厳密に考えると Re は同一であっても定常状態と非定常状態では C_D の値が違ってくる可能性がある¹⁾。しかしながらここでは、定常状態での測定から得られた C_D の値を非定常状態に対しても適用するという従来からの手法^{2,3)}を踏襲する。

$u \geq 0$ に応じて $Re \geq 0$ となるが、 C_D は Re の絶対値でまじり、 $C_D > 0$ である。

$$Re = \frac{D_p u \rho}{\mu} \quad (5)$$

ただしここに、SIGN() はシグナムと読み、 x を任意の実数とすると、

$$\text{SIGN}(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x = 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases} \quad (6)$$

で定義される。

$$u = v_p - v \quad (7)$$

粒子は球形であるとして Eq.(1) に Eq.(3) を代入すると、

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \right) F g_c - \frac{3}{4} \text{SIGN}(u) C_D \left(\frac{\rho u^2}{\rho_p D_p} \right) \quad (8)$$

ここで Eq.(8)、Eq.(2) をそのまま解こうとはせず、まず無次元化することを考える。

$$T = \frac{3 \mu t}{4 D_p^2 \rho_p} \quad (9)$$

$$S = \frac{3 \rho s}{4 D_p \rho_p} \quad (10)$$

$$G = - \frac{4 D_p^3 \rho (\rho_p - \rho) F g_c}{3 \mu^2} \quad (11)$$

を定義すれば、Eq.(8)、Eq.(2) に対応する無次元運動方程式、

$$\frac{dRe}{dT} = - \{ G + \text{SIGN}(Re) C_D Re^2 \} \quad (12)$$

$$\frac{dS}{dT} = Re \quad (13)$$

を得る。レイノルズ数 Re は速度の無次元表示すなわち無次元速度に相当し、 T は無次元時間、 S は無次元距離、 G は無次元外力に相当する。

1・2 粒子運動方程式の無次元解とその性質

Eq.(12)、Eq.(13) の解を形式的にかけば、

$$\begin{aligned} T(Re_1, Re_2 : G) &= \int_{Re_1}^{Re_2} dT \\ &= - \int_{Re_1}^{Re_2} \frac{dRe}{G + \text{SIGN}(Re) C_D Re^2} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} S(Re_1, Re_2 : G) &= \int_{Re_1}^{Re_2} dS \\ &= - \int_{Re_1}^{Re_2} \frac{RedRe}{G + \text{SIGN}(Re) C_D Re^2} \end{aligned} \quad (15)$$

Stokes の抵抗法則が成立する範囲においては解析的に積分できるが、一般には数値積分か図積分によらねば

*2) Eq.(16)~(19) のような関係を利用する。すなわち Eq.(20)、Eq.(21) の無次元解をあらかじめ求めておくという考えを最初に発表したのは Lapple らりであるが、彼らは時間と速度の関係すなわち Eq.(12) の解だけを考え、距離と速度の関係すなわち Eq.(13) にも無次元解が存在して Eq.(17)、Eq.(19) の演算が可能であることを見逃した。彼らは外力がない場合、外力方向に終端速度以下で沈降する場合について Eq.(12) の無次元解を求めるにとどまった。

ならない。しかし何らかの手段で Eq.(14)、Eq.(15) の T, S が、 $T(Re_1, Re : G)$ 、 $S(Re_1, Re : G)$ または、 $T(Re, Re_2 : G)$ 、 $S(Re, Re_2 : G)$ の形で Re, G の関数としてすでに求められているものとする、粒子の無次元速度すなわちレイノルズ数が Re_A から Re_B まで変化するのに要する無次元時間 $\theta(Re_A, Re_B)$ 、無次元飛行距離 $L(Re_A, Re_B)$ は、

$$\begin{aligned} \theta(Re_A, Re_B) &= T(Re_1, Re_B : G) - T(Re_1, Re_A : G) \\ L(Re_A, Re_B) &= S(Re_1, Re_B : G) - S(Re_1, Re_A : G) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\quad (17)$$

または

$$\begin{aligned} \theta(Re_A, Re_B) &= T(Re_A, Re_2 : G) - T(Re_B, Re_2 : G) \\ L(Re_A, Re_B) &= S(Re_A, Re_2 : G) - S(Re_B, Re_2 : G) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\quad (19)$$

として代数的に求められる^{3,4)*2}。

2. 外力に逆行する場合の無次元解

2・1 無次元解関数 $T1(Re, G)$ 、 $S1(Re, G)$

粒子の運動方向を正にとると、 $Re \geq 0$ となる。粒子が外力に逆行する場合を考えるから $F \leq 0$ 、したがって $G \geq 0$ である。Eq.(14)、Eq.(15) はそれぞれ、

$$\begin{aligned} T(Re_1, Re_2 : G) &= - \int_{Re_1}^{Re_2} \frac{dRe}{G + C_D Re^2} \\ &= \int_{Re_2}^{Re_1} \frac{dRe}{G + C_D Re^2} \end{aligned} \quad (20)$$

$$S(Re_1, Re_2 : G) = \int_{Re_2}^{Re_1} \frac{RedRe}{G + C_D Re^2} \quad (21)$$

ここで積分の下限すなわち Eq.(20)、Eq.(21) の Re_2 を 0.1 にとって、 $T1(Re, G)$ 、 $S1(Re, G)$ を定義する。

$$T1(Re, G) = T(Re, 0.1 : G) \quad (22)$$

$$S1(Re, G) = S(Re, 0.1 : G) \quad (23)$$

$T1$ と θ 、 $S1$ と L の関係は、Eq.(18)、Eq.(19)、Eq.(22)、Eq.(23) から、

$$\theta(Re_A, Re_B) = T1(Re_A, G) - T1(Re_B, G) \quad (24)$$

$$L(Re_A, Re_B) = S1(Re_A, G) - S1(Re_B, G) \quad (25)$$

$Re \leq 0.4$ においては Stokes の法則が成立して、

$$T1(Re, G) = \frac{1}{C_D Re} \ln \left(\frac{G + C_D Re^2}{G + 2.4} \right) \quad (26)$$

$$\begin{aligned} S1(Re, G) &= \frac{1}{C_D Re} \left\{ (Re - 0.1) - \frac{G}{C_D Re} \ln \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{G + C_D Re^2}{G + 2.4} \right) \right\} \end{aligned} \quad (27)$$

$$C_D Re = 24 \quad (28)$$

となるが、一般には数値積分を実行しなければならない。われわれは Eq.(4) の関数として球に対する実測値³⁾ を利用し、中間の値は補間で求めることにして $T1$ 、

Fig. 1 Correcting multiplier $K_{T1S}(Re, G)$

Fig. 2 Correcting multiplier $K_{sys} (Re, G)$

Fig. 3 Correcting multiplier $K_{T1G}(Re, G)$

Fig. 4 Correcting multiplier $K_{S1G}(Re, G)$

S1 の関数表を作製した。

2・2 関数表の簡潔化—— $K_T(Re, G)$, $K_S(Re, G)$

線図

数表の範囲を $Re=0.4\sim 10^5$, $G=0\sim 10^9$ とすると, $T1$ は 9 桁, $S1$ は 4 桁におよぶ変化をする。したがってこれをそのまま数表や線図にすると非常に大きなものになってしまう。今ここに, 容易に計算できる近似関数 $T1'$, $S1'$ があるとすれば, 補正係数,

$$K_{T1}=T1/T1' \quad (29)$$

$$K_{S1}=S1/S1' \quad (30)$$

は $T1$, $S1$ 自体よりも変化が少なく, 関数表や線図は簡潔になるのであろう。

近似関数としては Stokes 域での解, Eq.(26), Eq.(27) を $Re>0.4$ の範囲にまで形式的に拡張した $T1_S$, $S1_S$ を用い³⁾, 補正係数を K_{T1S} , K_{S1S} とかくことにする。

$$T1_S(Re, G) = \frac{1}{C_D Re} \ln \left(\frac{G + C_D Re^2}{G + 2.4} \right) \quad (31)$$

$$S1_S(Re, G) = \frac{1}{C_D Re} \left\{ (Re - 0.1) - \frac{G}{C_D Re} \ln \left(\frac{G + C_D Re^2}{G + 2.4} \right) \right\} \quad (32)$$

$$T1(Re, G) = K_{T1S}(Re, G) T1_S(Re, G) \quad (33)$$

$$S1(Re, G) = K_{S1S}(Re, G) S1_S(Re, G) \quad (34)$$

ここに $C_D Re \approx 24$ であって, Eq.(31), Eq.(32) を計算する際にはその Re に対する C_D の値を用いるものとする。 $Re=0.4\sim 10^5$, $G=0\sim 10^9$ に対して $K_{T1S}=1\sim 500$, $K_{S1S}=1\sim 7$ となって変化の幅はかなり狭くなる。 $Re \leq 0.4$ では $K_{T1S}=K_{S1S}=1$ となることはもちろんである。Fig. 1, Fig. 2 に K_{T1S} , K_{S1S} の線図を示した。

K_{S1S} が 1 に近い範囲では, Eq.(32) 右辺第 1 項と第 2 項がほぼ等しくなるために, 対数を十分な精度で求める必要がある。これは G が大きいところで著しい。このような範囲では K_{S1G} と $S1_G$ を用いる方がよい。 $T1$ についても同様で, $G + C_D Re^2 \approx G$ の範囲では K_{T1G} と $T1_G$ による方が計算も楽で精度も高いようである。

$$T1_G(Re, G) = K_{T1G}(Re, G) T1_G(Re, G) \quad (35)$$

$$S1_G(Re, G) = K_{S1G}(Re, G) S1_G(Re, G) \quad (36)$$

ここに $T1_G$, $S1_G$ は流体抵抗を無視した近似解,

$$T1_G(Re, G) = \frac{Re - 0.1}{G} \quad (37)$$

$$S1_G(Re, G) = \frac{Re^2 - 0.01}{2G} \quad (38)$$

であり, K_{T1G} , K_{S1G} は Fig. 3, Fig. 4 で与えられる。

3. 補遺と例題

3・1 補遺——関数表作製の手続き

電子計算機を用いて Fig. 1~4 を求める計算は単純な数値積

分であるから詳細に説明する必要もないと思うが, 念のために若干つけくわえておく。

i) $C_D=f(Re)$ の計算法 2・1 でも述べたように, Lapple らがまとめた球についての実測値の数表³⁾ を基礎にし, 中間の値は補間で求めたのであるが, 積分作業中に毎回補間計算を反復するのは手間がかかるので次のようにした。まず Lapple らの数表を $\ln Re$ 対 $\ln C_D Re^2$ の表に換算し基礎関数表とする。次に Re の 1 桁を等比級数的に 100 分割したきざみ間隔で $\ln Re$ 対 $\ln C_D Re^2$ の関数表を作製する。この場合の補間は前後 6 点の数値を利用することにして Lagrange の方法

$$y = \sum_{i=0}^n y_i$$

$$\frac{(x-x_0)(x-x_1)\cdots(x-x_{n-1})(x-x_{n+1})\cdots(x-x_n)}{(x_1-x_0)(x_1-x_1)\cdots(x_1-x_{n-1})(x_1-x_{n+1})\cdots(x_1-x_n)}$$

による。ここに, $x=\ln Re$, $y=C_D Re^2$ である。この準備ができてから積分にかかるのであるが, 積分作業中に行なう補間は, 関数表のきざみが十分に密であるから $\ln Re$ 対 $\ln C_D Re^2$ の直線関係を仮定して行なった。

ii) 積分計算の進め方, 積分結果の作表上のきざみは Re 1 桁を等差級数的に 100 分割したものをを用いたが, その区間, たとえば $Re=100$ から $Re=101$ の範囲での積分作業上のきざみは, 分割数を n から $2n$ にしたときの積分値の差の相対値が 10^{-7} 以下になるように選ぶことにした。(計算は台形公式による)。したがって計算手続そのものの精度は相当なものであるが, 計算の基礎になっている C_D の値はそれほど精密なものとは考えられないから, 計算結果をたとえば 7 桁の数表にしてみてもあまり意味がなく, ここに示した程度の線図が適当であらう。

3・2 例題

空気中(地上)で $D_p=0.1\text{cm}$, $\rho_p=1.0\text{g/cm}^3$ の球形粒子を鉛直方向に初速 50 m/s で打ち出した。上昇速度が 5 m/s になるまでの経過時間 θ を求む。

(解) Eq.(11) において $Fg_c = -g$ とすれば, $G=3.92 \times 10^4$

$$\begin{cases} \mu_A = 50\text{m/s より, } Re_A = 3.00 \times 10^3 \\ \mu_B = 5\text{m/s より, } Re_B = 3.00 \times 10^2 \\ \text{Lapple らの数表}^3) \text{ によれば, } (C_D Re)_A = 1.20 \times 10^3, \\ (C_D Re)_B = 1.95 \times 10^2, (C_D Re^2)_A = 3.60 \times 10^6, (C_D Re^2)_B = 5.85 \times 10^4 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \text{Eq.(31) により } (T1_S)_A = 3.78 \times 10^{-3}, (T1_S)_B = 4.66 \times 10^{-3} \\ \text{Fig. (1) から } G=3.92 \times 10^4 \text{ のときの } K_{T1S} \text{ vs } Re \text{ のグラフ} \\ \text{を作って読みとると, } (K_{T1S})_A = 2.55, (K_{T1S})_B = 1.10 \end{cases}$$

$$\text{Eq.(24), Eq.(33) により } \theta = 4.49 \times 10^{-2}$$

(Fig.(3) によっても, $\theta = 4.45 \times 10^{-2}$ と一致する)

Eq.(9) によって θ を実時間 θ に換算すれば,

$$\theta = (4 D_p^2 \rho_p / 3 \mu) \theta = 3.0 \times 10^{-1} \quad \text{答 } 0.30 \text{ sec}$$

結 言

以上, 無次元化した運動方程式の解をあらかじめ求めておくことによって一次元粒子運動方程式を簡単に求める方法を示した。先に述べたように, この考え方のヒントは Lapple らの報告³⁾ に現われており, Lapple らの手法および彼らが計算した関数表はわが国にも広く紹介

されているが²⁾、時間と速度の関係について便利な無次元解関数が存在するとすれば、距離と速度の関係についても同じことになるという事実には誰も気がつかなかったようである。なお今回は外力に逆行する系を例にとって報告したが、外力方向への運動についても全く同様の取扱いができることは明らかである。すなわち Re の符

号が変わり積分範囲が変わるだけで、要するに Eq. (14), Eq. (15) を数値積分で計算しておけばよいのである。現在、初速が終端速度以下の場合、初速が終端速度以上の場合、の双方について計算中であるが、これについてもいずれ適当な形で報告するつもりである。

Nomenclature

A_p : projected area of a particle	[m ²]	s : distance	[m]
C_D : drag coefficient	[—]	$S1$: S -function, defined by Eq. (23)	[—]
D_p : particle diameter	[m]	$S1g$: approximate function for $S1$, defined by Eq. (38)	[—]
F : force	[Kg/kg]	$S1s$: approximate function for $S1$, defined by Eq. (32)	[—]
G : dimensionless force defined by Eq. (11)	[—]	T : dimensionless time, defined by Eq. (9)	[—]
g_c : gravity conversion factor [kg·m/Kg·sec ²]	[—]	t : time	[sec]
$KS1$: correcting multiplier for $S1$ function	[—]	$T1$: T -function defined by Eq. (22)	[—]
$KS1g$: correcting multiplier for $S1$ function, defined by Eq. (36)	[—]	$T1g$: approximate function for $T1$, defined by Eq. (37)	[—]
$KS1s$: correcting multiplier for $S1$ function, defined by Eq. (34)	[—]	$T1s$: approximate function for $T1$, defined by Eq. (31)	[—]
$KT1$: correcting multiplier for $T1$ function	[—]	u : relative velocity between a particle and fluid	[m/sec]
$KT1g$: correcting multiplier for $T1$ function, defined by Eq. (35)	[—]	V_p : volume of a particle	[m ³]
$KT1s$: correcting multiplier for $T1$ function, defined by Eq. (33)	[—]	v : velocity of fluid	[m/sec]
$L(Re_A, Re_B)$: dimensionless relative displacement of a particle during its relative velocity changing from u_A to u_B	[—]	v_p : velocity of a particle	[m/sec]
R : resistance force of fluid	[Kg]	$\theta(Re_A, Re_B)$: dimensionless time during the relative velocity of a particle changing from u_A to u_B	[—]
Re : Reynolds number, dimensionless velocity	[—]	μ : fluid viscosity	[kg/m·sec]
S : dimensionless distance, defined by Eq. (10)	[—]	ρ : fluid density	[kg/m ³]
		ρ_p : particle density	[kg/m ³]

Literature cited

- 1) Ito, S.: Comment on "3'ed Symposium on Chemical Engineering (1964. 10, Nagoya, Japan)"
- 2) Oyama, G. & Ito, S.: "Bunri oyobi Kongo (Separation and Mixing)" p.22 Maruzen (Tokyo, Japan) (1954)
- 3) Lapple, C. E. & Sheperd, C. B.: *Ind. Eng. Chem.*, 32, 605 (1940)
- 4) Suganuma, A.: *J. Res. Assoc. Powder Tech.* (Japan), 1, (2) 87 (1964)

メタノール-エタノール-*n*-プロパノール三成分系の気液平衡関係 (平田光純・松林徹, 化学工学, 30, 29~33 (1966))
メタノール-エタノール-*n*-プロパノール系の大気圧における気液平衡関係の測定を行った。また、測定値に基づいて等気組成曲線および等沸点組成曲線を作成した。

非ニュートン流体の流動—球の抵抗係数— (佐藤忠正, 行山巖, 下河津一, 化学工学, 30, 34~38 (1966))
球径 0.77~10.3 mm, 円筒径 56, 75, 100, 140 mm の装置で、ニュートン流体として水、非ニュートン流体として三種のゴム-トルエン溶液 (polybutadiene-toluene および polyisoprene-toluene) を用いて、球の抵抗係数を測定した結果非ニュートン流体中の球に及ぼす管壁の影響はニュートン流体中のそれより小さく、また非ニュートン流体中の見かけ剪断速度は $\dot{\gamma}_a = 0.6(v/d)$ であらわされることが分った。

溢流管のない多孔板塔の流動実験 (平塚幸哉・増田貞夫・橋本尚人, 化学工学, 30, 38~43 (1966))
溢流管のない多孔板塔について、空気-水系の流動実験を行なった。実験範囲は空塔速度 $U_t = 0.5 \sim 2.2$ m/sec, 液流量 $L = 2,400 \sim 19,000$ kg/m²·hr である。6 種類の棚、すなわち孔径 3 mm, 4 mm で開口比はそれぞれ 15, 20, 30% のものについて実験した。圧力損失を棚上の停留量との関係で求めた。飛沫同分量や単位容積当りの液ホールドアップの値を測定した。

水蒸気-空気混合気流中における単一水滴の蒸発 (桐葉良三・岡崎守男・久保田克之・大橋公司・片岡邦夫・水田浩二, 化学工学, 30, 43~49 (1966))
過熱水蒸気および水蒸気-空気混合気流中における単一水滴の蒸発実験を行なった。その蒸発速度より境界伝熱係数および境界物質移動係数を求め、それぞれに対して次の実験式を得た。

$$Nu = 2.0 + 0.65 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}, \quad 9 < Re_p < 120$$

$$Sh(p_{Bm}/p_s)^{-0.20} = 2.0 + 0.65 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}, \quad 9 < Re_p < 120,$$

$$0.38 < p_{Bm}/p_s < 0.98$$

多孔性固体・流体間反応に対する拡散の影響——総括速度式ならびに固体有効係数について—— (笠岡成光・阪田祐作, 化学工学, 30, 50~56 (1966))
流体の粒子外部物質移動、粒子内拡散および粒子内化学反応の 3 抵抗が共存する場合の、多孔性固体粒子 (球, 円柱, 平板) と流体との反応に対し、粒子内の拡散と化学反応が並列に起こると考える並列抵抗モデルに従って、等温総括反応速度式を導出し、さらに、これらに基づいて固体有効係数および総括固体有効係数を定義・導出し、上記各抵抗の一近似評価法を得、酸化タングステンの水素による還元速度データに適用を試み、満足すべき結果を得た。

無次元数による粒子運動方程式の解法——1 次元、外力に逆行する場合—— (森芳郎・菅沼彰, 化学工学, 30, 56~62 (1966))
無次元関数を用いて粒子運動方程式の数値解を得る方法を導いた。無次元外力 G に逆行する 1 次元運動の場合、無次元速度 (レイノルズ数) Re 、無次元時間 T 、無次元飛距離 S の関係は無次元関数 $T1(Re, G)$ 、 $S1(Re, G)$ で表わされ、近似関数 (31, 32), (37, 38) と Fig. 1~4 の補正係数から容易に計算できる。粒子速度が Re_A から Re_B まで変化するのに要する無次元時間 θ 、無次元飛距離 L は $T1$ または $S1$ の差として簡単に求められる。

多孔板塔の集塵効果に関する研究 (高松武一郎・平岡正勝・松野儀三・梅本 紘二郎, 化学工学, 30, 63~68 (1966))
多孔板塔の集塵効率を測定し、湿式集塵装置としての多孔板塔の性能を解析した。Fig. 1 (a), (b) に示す実験装置を用いて一段および多段スクラッパの集塵効率におよぼす因子と効率の関係を研究した。この実験の因子として堰高さ、ガス量、液量、液ガス比それに多孔板段数が選ばれた。その結果は Figs (4), (5), (6), (7), (8) に示すとおりで、多孔板塔をスクラッパとして使用する場合、液ガス比は 0.3 l/m³ gas 以上を必要としよう。実験結果を Fuks の理論を基にしたモデルにより解析した。

回転噴出孔からの液流による気液接触面積の考察 (高橋照男, 化学工学, 30, 68~69 (1966))
回転噴出孔からの液流とガスとの接触による物質移動現象の解明のため、二重円筒が形成する環状部に占める小孔からの連続液柱の単位容積当りの気液接触面積が理論的にらびに実験的に考察されている。その結果、噴出流体の粘性が大きい場合には、液表面に乱れがないとしてもめった理論値と実験値とはよく一致することが示されている。

石膏の熱分解反応機構に関する一考察 (杉本益規・竹内孜・田中達夫, 化学工学, 30, 70~71 (1966))
石膏の単一粒子の脱水反応・カニズムを研究するために、各種反応温度のもとで各種粒径の石膏の熱分解反応実験を行った。その結果、 $t = 160 \sim 200^\circ\text{C}$ では $2\text{H}_2\text{O}$ の脱水反応は反応生成物 CaSO_4 を通過する熱または物質の拡散速度によって律速され、 $t = 80 \sim 140^\circ\text{C}$ では $3/2 \text{H}_2\text{O}$ の脱水は化学反応速度に律速される。残りの $1/2 \text{H}_2\text{O}$ は拡散速度に律速されるようである。

熱媒体熱交換系の最適化 (此木恵三, 化学工学, 30, 71~72 (1966))
通常直接熱交換方式の方が熱媒体熱交換方式に較べて経済的であることを示し、高温流体側または低温流体側の境界伝熱係数が非常に小さく、直接熱交換方式の場合の伝熱面積単価が熱媒体方式の高温流体側または低温流体側の伝熱面積単価に較べて著しく高い場合は結論が逆になる。また最適熱媒体温度についても考察した。