粉体圧縮に関する基礎的研究*

川 北 公 夫**

Fundamental Research on Powder Compression

by

Kimio KAWAKITA

(Faculty of Engineering, Hosei University, Koganei)

1 ま え が き

粉体の充てんおよび圧縮の現象を基本的に考察すると、粉体粒子の基礎物性との関連性は重要な問題であるが、一応これを別問題として考えると、計測上大別して次の二つの方向がある。

- (a) 圧力とそれに伴う容積変化との関係を表わす理論式を導く。
- (b) 圧粉体内部の応力分布，密度分布を表わす理論式を導く。

それぞれにいくつかの理論が発表されているが、前者の(a)の方向として著者はすでに次に示す圧縮式を発表した。^{1)~9)}
^{10)~18)}

$$C = (V_0 - V) / V_0 = abP / (1 + bP) \quad (1)$$

ここに C は粉体の見掛け容積減少度, V_0 は初期容積, V は加圧下における容積, P は圧力, a および b は使用した粉体の特性定数である。(1)式を変形すると,

$$P/C=1/(a \cdot b)+P/a \quad (2)$$

となり、 P/C と P とは直線関係となり、グラフの上で a と b が求まる。一般に使用する薬剤粉体や空隙率のある程度大きい粉体にはよくこの直線関係が見いださ

Table I. Application of Kawakita's compression equation to tapping and vibrating compaction.

	Piston compression	Tapping compaction	Vibrating compaction
Equation	$P/C=1/(ab)+P/a$	$N/C=1/(ab)+N/a$	$t/C=1/(ab)+t/a$
a	$(V_0-V_\infty)/V_0$	$(V_0-V_\infty)/V_0$	$(V_0-V_\infty)/V_0$
V_∞	Volume $P \rightarrow \infty$	Volume $N \rightarrow \infty$	Volume $t \rightarrow \infty$
b	$(V_0-V)/P(V-V_\infty)$	$(V_0-V)/N(V-V_\infty)$	$(V_0-V)/t(V-V_\infty)$

P =applied pressure, N =tapping number, t =vibrating time, C =degree of volume reduction, V_0 =initial apparent volume, V =volume of powder under applied pressure, tapping and vibration.

れる。(1)式において実験上特に注意を払わなければならない点は初期容積の測定である。測定値ばらつきの最も大きい原因となりうる。^{19)~21)}

なお、上記の川北式はタッピング圧密、あるいは微振動圧密(垂直)にも適用できる。すなわち、これらの場合はまずタッピングについては(1)および(2)式の P の代わりにタッパ回数 N を、また微振動については振動時間 t を置き換えることによって適用できる(Table I).

2 川北式の特性定数

川北式をグラフで表現すると、Fig. 1 のようになる。Fig. 1 において n は空隙率を表わす。 $P/C \sim P$ プロットについて一言すると、厳密に考察すれば初期の部分、すなわち圧力のごく小さい場合には、多少直線が負に偏異することが考えられる。H. Sheinberg²⁹⁾ は球状ステンレス粉体と銅酸化物粉体のピストン圧縮について実験し、きれいな川北プロットを得ているが、ステンレス球粉については Fig. 2 のように初期部分は直線からややはずれることを報告している。

定数 a は(1)式において, P が無限に大になるときの

C の値, すなわち C_{∞} に等しい.

$$C_{\infty} = (V_0 - V_{\infty}) / V_0 = a \quad (3)$$

ここに V_{∞} は粉体の実質容積である。
すなわち a はまた初期空隙率でもある。
定数 a 、 b と粉体粒子の形状その他の
物性との相関性についてはすでに報告
したが、 a についてはある程度の相関
性は認められるが、一般に明確な関係
は得られていない。

(1) および(3)式より次の式が導かれる.

$$(P+1/b)(V-V_\infty)=(V_0-V_\infty)/b \quad (4)$$

$$1/b = P(V - V_\infty)/(V_0 - V) \quad (5)$$

* 原稿受理 昭和44年1月28日

** 正 会 員 法政大学工学部 小金井市緑町2丁目

Fig. 1. Graphical representation of Kawakita's equation.

Fig. 2. Kawakita plot of P/C vs. P for -100+140 mesh, type 316 stainless steel powder (H. Sheinberg).

Fig. 3. An example for relation of N vs. N/C (M. Arakawa).

実験条件を一定にすれば(4)式において b , V_0 および V_∞ は一定であるから

$$(P+1/b)(V-V_\infty)=\text{一定} \quad (6)$$

が得られる。これはガスの van der Waals 状態式に相似である。ガスの場合圧力に対する補正はガス分子どうしの相互作用のプラスであり、容積に対する補正はガス分子の実質容積のマイナスである。式の意味もよ

く似ているのはおもしろい。

荒川は³⁰⁾タップ充てんの川北式に着目し、ホワイトアランダム微粉体について、Fig. 3 のようなきわめてよい直線関係を示す結果を得た。常法によってその傾きと切片から定数 a , b を求めると Fig. 4 のようになる。

ホワイトアランダムについては粒度と a , b の関係は、 a に関しては粒子径の減少とともに大

きくなることを観察している。しかし、 b については 3μ 付近において極小値を示したことはきわめて興味がある。

Fig. 4. Relation of a and b vs. particle size (M. Arakawa).

荒川は、またタッピングの川北式と久野式³¹⁾³²⁾ $(\rho_f - \rho_0)e^{-kn}$ (ρ_0, ρ_f, ρ_n はそれぞれ充てん前後および n 回タップしたときの見掛け密度、 k は充てんされやすさを示す定数)を比較検討し、定数 k (この場合タップ初期の k の値をとる) と川北式の定数 b との間には Fig. 5 のように完全な相関性のあることを報告している。

要するにタップ充てんの場合、川北式の b の逆数、 $1/b$ は粉体粒子の凝集力(付着力)に関係のあることは明らかである。²¹⁾

Fig. 5. Relation of k vs. b for white alundum (M. Arakawa).

3 粒子の理論的配列構造と実際の食い違い

いま充てんについて一種のモデル実験をしてみる。すなわち、同大の球状ガラス粒子を容器に入れて空隙率を測定してみる。そうするとだいたい空隙率は38~40%である。一方理論的には同大球の配列は Table II^{33)~35)}に示され、ちょうど接触点の数が8の場合に相当する。また非常に小さい球状ガラス粉体をピストン圧縮して、粒子がこわれる直前の最も密に充てんしたと考えられる状態の空隙率を測定すると、²³⁾ Table III のようにだいたい37%付近である。すなわち、実際上のガラス球粉の最密充てんは37%付近であって、けっして理論上の25.95%にはならない。すなわち、このようなモデルの実験でも理論と実際はなかなか合致しない。

Table II. Packing characteristics.

Type of packing	Number of contacts	Porosity (%)
Cubic	6	47.64
Orthorhombic	8	39.54
Rhombohedral	12	25.95
Tetragonalphenoidal	10	30.19

Table III. Porosity of spherical glass powder just before the breaking of the particles.

Average particle diameter (mm)	Porosity (%)
1.205	36.8
0.920	37.3
0.775	37.3
0.650	37.8
0.545	36.0
0.460	35.2
0.385	37.1
0.324	35.7

4 各種圧縮式の吟味

粉体の圧縮式については、圧力と容積変化の関係を表現する式についても多数あるが、³⁶⁾ 表現がまちまちであるので一応比較しやすいように統一した記号で表現しなおすと Table IV のようになる。

Table IV に示した式のうち、Murray, Konopicky の式は Athy の式と本質的に同じであり、谷本、津和の式は川北の式と同じであり、西原の式は Nutting の式と同じである。したがって、これらの式を除いた残りの式について、空隙率 n について、式自身に合理性があるかどうかをみると Table V のようになる。Table V より明らかなように式として合理的で、矛盾のないのは Athy と川北の式である。一般に実験式と称するものの中には式として自己矛盾のあるものもあるから、合理的でないといつて価値がないというこ

Table IV. Various equations represented by the same notations.

Balshin	$\ln F = -c_1(V/V_\infty) + c_2$
Smith	$\frac{1}{V} - \frac{1}{V_0} = c_3 P^{1/3}$
Murray	$\ln \left(\frac{V}{V - V_\infty} \right) = c_4 \left(\frac{V_\infty}{V - V_\infty} \right)^{1/2} + c_5 P$
Ballhausen	$\ln \left(\frac{V_\infty}{V - V_\infty} \right) = c_6 P + \ln c_7$
Konopicky	$\ln \left(\frac{V}{V - V_\infty} \right) = c_8 P + \ln \left(\frac{V_0}{V_0 - V_\infty} \right)$
Jones	$\ln P = -c_9 \left(\frac{V}{V_\infty} \right)^2 + c_{10}$
Athy	$\frac{V - V_\infty}{V} = \frac{V_0 - V_\infty}{V_0} e^{-c_{11} P}$
Nutting	$\ln \left(\frac{V_0}{V} \right) = c_{12} P^{c_{13}}$
Tanimoto	$\frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{c_{14} P}{V_0} + \frac{c_{15} P}{P + c_{15}}$
Terzaghi	$\frac{V - V_\infty}{V_\infty} = -c_{17} \ln(P + c_{18}) - c_{19}(P + c_{18}) - c_{20} P + c_{21}$
Cooper	$\frac{V_0 - V}{V_0 - V_\infty} = c_{22} e^{-c_{23} P/P} + c_{24} e^{-c_{25} P/P}$
Gurnham	$P = c_{26} e^{c_{27}/V}$
Nishihara	$\ln \left(\frac{V_0}{V} \right) = - \left(\frac{P}{c_{28}} \right)^{1/c_{29}}$
Tsuwa	$\frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{V_0 - V_\infty}{V_0} \cdot \frac{(1/c_{30})P}{1 + (1/c_{30})P}$
Kawakita	$\frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{c_{31} c_{32} P}{1 + c_{32} P}$

V_0 =initial apparent volume of powder, V =volume of powder under the applied pressure P , V_∞ =net volume of powder, $c_1, \dots, c_{32}$ =constants

In the equation of Burr, the density of a powder is expressed as the function of pressures and we omit this equation from the list because of its unconcrete expression. In Athy's equation we substituted the depth of a burial with a pressure term P . In ordinary case it is used as Athy's compression equation and we justified in taking this manner. As for Nutting's equation which includes a time dependent factor, it is very important from the standpoint of rheology, but it is treated that the measuring time is taken as a constant in order to compare with other equations.

とはいえない。

5 圧縮理論

圧力と容積変化の関係を導く理論はいくつか発表されている。圧縮過程をモデル化して考察したものや、³⁷⁾ 確率論的な立場をとるものやいろいろある。若林はモールの応力円と粒子の配列状態の変化のしかたを関係づけることによって応力と圧縮の関係を論じている。かれによれば最終的に得られた圧縮理論式は Terzaghi の式と本質的に同様であることを指摘している。

著者はやはりモールの応力円を使って次のように圧縮理論式を導いた。²⁵⁾³⁸⁾ 詳細な説明は省略するが、Fig. 6 において、限界応力状態にある粉体の応力状態が円 K_1 で示されているとする。図で σ_1, σ_2 はそれぞれ最大、最小主応力を表わし、 φ は内部摩擦角、 τ はせん断応力を表わす。さてこのとき最大主応力 σ_1 が $\Delta\sigma_1$

Table V. Comparison of porosities derived from various equations.

Author	Porosity (n)	$P \rightarrow 0$	$P \rightarrow \infty$	Necessary condition
Balshin	$1 - \frac{c_1}{c_2 - \ln P}$	1	1	$c_1 \neq 0$
Smith	$n_0 - c_3 V_\infty P^{1/3}$	n_0	$-\infty \ (c_3 > 0)$ $+\infty \ (c_3 < 0)$	$c_3 \neq 0$
Ballhausen	$\frac{1}{1 + c_7 \exp(c_6 P)}$	$\frac{1}{1 + c_7}$	0	$c_6 \neq 0$ $c_7 \neq 0$
Jones	$1 - \left(\frac{c_9}{c_{10} - \ln P} \right)^{1/2}$	1	1	$c_9 \neq 0$
Athy	$n_0 \cdot e^{-c_{11} P}$	n_0	0	$c_{11} \neq 0$
Nutting	$1 - \left(\frac{V_\infty}{V_0} \right) e^{c_{12} P c_{13}}$	n_0	$\frac{n_0}{1} \begin{matrix} -\infty & (c_{12} < 0, \\ & c_{13} > 0) \\ +\infty & (c_{12} > 0, \\ & c_{13} < 0) \end{matrix}$	$c_{12} \neq 0$ $c_{13} \neq 0$
Terzaghi	$1 - \frac{1}{1 - c_{17} \ln(P + c_{18}) - c_{19}(P + c_{18}) + c_{21}}$	$1 - \frac{1}{1 - c_{17} \ln c_{18} - c_{19} c_{18} + c_{21}}$	1	
Cooper	$1 - \frac{(V_\infty/V_0)}{1 - n_0 c_{22} \cdot \exp(-c_{23}/P)}$	n_0	$\frac{1 - c_{22}}{(1/n_0) - c_{22}}$	$c_{22} \neq 0$ $c_{23} \neq 0$
Kawakita	$\frac{n_0}{1 + (V_\infty/V_0) c_{26} P}$	n_0	0	$c_{26} \neq 0$

 n =porosity, n_0 =initial porosity

Fig. 6. Mohr's stress circle.

だけ増しても粉体の場合は、粒子の再配列が行なわれてただちに σ_2 が変わるわけではない。その応力状態は一応 K_2 で示されるような状態になる。 K_2 は不安定であるから、結局 σ_2 も変化して安定な K_3 の状態になっていく。ここでモール円 K_2 が限界線 OR をこえる量を図のように $\Delta\varphi$ で表わすことにすれば、粉体内の粒子の配列状態が変化する確率は $\Delta\varphi$ によって表わすことができると考えてよいであろう。粒子の配列が変わる確率は疎充てんのとき大きく、密充てんにおいてはわずかである。 $\Delta\varphi$ の値についても図からわかるように定性的には同様であり、ある一定の $\Delta\sigma_1$ の増加分に対して σ_1 の値が小さいときに $\Delta\varphi$ の値は大きく、 σ_1 の値が大きな密充てんの状態では $\Delta\varphi$ の値が小さくなる。

さて図から $\Delta\varphi$ の値を求める。Rankine の係数を K とすると、

$$K = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}, \quad \sigma_2 = K\sigma_1 \quad (7)$$

であるから、

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_1 &= 2(\overline{O_2Q} - \overline{O_1P}) = \{(1+K)\sigma_1 + \Delta\sigma_1\} \sin(\varphi + \Delta\varphi) \\ &\quad - (1+K)\sigma_1 \sin \varphi = \Delta\sigma_1 \sin \varphi + (1+K)\sigma_1 \Delta\varphi \cos \varphi \end{aligned} \quad (8)$$

ゆえに

$$\Delta\varphi = \frac{1}{1+K} \cdot \frac{1 - \sin \varphi}{\cos \varphi} \cdot \frac{\Delta\sigma_1}{\sigma_1} \quad (9)$$

また

$$\sin \varphi = \frac{1-K}{1+K}, \quad \cos \varphi = \frac{2\sqrt{K}}{1+K} \quad (10)$$

であるから

$$\Delta\varphi = \frac{\sqrt{K}}{1+K} \cdot \frac{\Delta\sigma_1}{\sigma_1} \quad (11)$$

さて(11)式において、 $\Delta\varphi$ は粒子の配列変化を生ずる確率を表わすものであるから、充てん状態を表わす何かの量に比例すると考えてよいであろう。

(a) $\Delta\varphi$ が空隙率 n の減少に比例するとき、

$$-dn = k \frac{dP}{P} \quad (12)$$

ただし比例定数を k で表わす (以下同様)。

これは Gurnham の式に一致し、Smith の式に近い理論式を得たことになる。

(b) $\Delta\varphi$ が体積ひずみ ε の変化に比例するとき、

$$-d\varepsilon = -\frac{dn}{(1-n)} = k \frac{dP}{P} \quad (13)$$

これは Nutting の式に近い理論式になる。

(c) $\Delta\varphi$ がかさばり度 C (粉体容積減少度) の変化に比例するとき、

$$-dC = -\frac{V_\infty}{V_0} \frac{dn}{(1-n)^2} = k \frac{dP}{P} \quad (14)$$

これは Balshin の式に一致し、Terzaghi の式に近い。

(d) $\Delta\varphi$ が $-\frac{dn}{nP}$ に比例するとき、

$$-\frac{dn}{nP} = k \frac{dP}{P} \quad (15)$$

これは Athy の式に一致する。

(e) $\Delta\phi$ が $-\frac{dn}{n^2P}$ に比例するとき,

$$-\frac{dn}{dP} = kn^2 \quad (16)$$

これは川北の式に一致する.

以上は試みに $\Delta\phi$ がいろいろな量に比例するとした場合にいろいろな圧縮式が導かれることを示したが, 本当に $\Delta\phi$ が何に比例すると考えなければならないかについては今後の論議が必要である.

梅屋³⁹⁾はひずみ ε と応力 σ との間には圧縮係数を X とし, 一般に $\varepsilon = X\sigma$ の関係があることから, 粉体材料についての圧縮係数に対する考察を行なった結果,

$$\sigma = K \cdot \varepsilon^{1+a} \quad (17)$$

の理論式を得た. ただし K , a は定数, この式は

$$\varepsilon = K^{-\frac{1}{1+a}} \cdot \sigma^{\frac{1}{1+a}} \quad (18)$$

と書き直すことができるから, Nutting の実験式と同じである.

若林, 梅屋のような粉体材料の特性を考えて理論を構成する立場に対して, 以下に述べる最上, 早川, 大矢根の理論のように, 粉体をミクロ的な不連続体と考えて個々の粒子の充てん条件あるいは個々の粒子の圧縮抵抗から集合体としての粉体の力学的挙動を考察していく立場がある.

最上⁴⁰⁾は, 一定容積の中に粒子を分配する確率と熱力学的考察とから次の理論式を得た.

$$P = K_0(V_0 - V) + NK\left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V_0}\right) \quad (19)$$

ただし P : 圧力, V_0 : 初期容積, V : 容積, N : 粒子の総数, K_0 と K は定数である. (19)式の右辺の第1項は弾性エネルギー変化の項であり, 高圧でなければ第1項を無視して,

$$\frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{(V_0/NK)P}{1 + (V_0/NK)P} \quad (20)$$

と書き替えることができるから, 川北の式と本質的に同じである.

なお, 最上は上記の理論を改訂して,

$$S = \frac{1}{A} \log \frac{P-B}{P_0-B} \quad (21)$$

の式を提出している. ここで S : ピストンの変位, A : ピストンの断面積, P_0 : 初期加圧, P : 圧力, B : 定数である. この式は

$$-\frac{dn}{dP} = \frac{V_\infty(1-n)^2}{(P-B)} \quad (22)$$

と書き替えることができるから, Terzaghi の式と本質的に等しい理論式を導き出したことになる.

早川⁴²⁾は1個の球に対応する充てん空間を表わす単位細胞についてのエネルギー的な考察に粒子間のポテンシャルを導入し, 粒子間ポテンシャルの関数としていろいろな型を考えることから, Athy 式, Balshin 式,

川北式などを理論的に誘導している.

大矢根⁴³⁾は粉体内の個々の粒子の変形抵抗と, それら粒子の集合体としての粉体の力学的挙動とを関係づけることから次の理論式を得ている.

$$q = \frac{n(1-\varepsilon_f)}{\pi(1-\varepsilon)} \left\{ 200 \left(\frac{\mu\pi}{16} + \frac{1}{3} \right) \varepsilon^2 + 140 \frac{\mu\pi}{8} + \frac{1}{2} \right\} \varepsilon \quad (23)$$

ここで q : 垂直方向の圧縮応力, ε : 圧縮率, ε_f : 真の密度になるまでの圧縮率, n : 粒子の1/8球面に隣接する他の粒子の数, μ : 粉体内の内部摩擦係数である. (23)式は ε^2 の項 ($\varepsilon < 1$) を無視すれば,

$$\frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{(1/\alpha)P}{1 + (1/\alpha)P} \quad (24)$$

と書き替えられるから, 本質的には川北の式と同じである. ただし α は定数, (23)式における圧縮率 ε はかさばり度に相当する.

このほかにも粉体内の圧力分布, 密度分布を表わす理論として, 津和, 明田⁴⁴⁾の理論や西原, 郡, 谷⁴⁵⁾の理論があるが, ここでは圧力-容積の関係の理論のみを論述した.

今後この方面の理論の発展を期待し, あわせて粉体粒子の基礎的物性とのつながりについての解明の進展に期待したい.

(昭和43年10月4日 第6回粉体に関する討論会にて講演)

参 考 文 献

- 1) Kawakita, K., and Y. Tsutsumi, Bull. Chem. Soc. Japan, **39**, 1364 (1966).
- 2) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 5, 5 (1968).
- 3) 川北公夫, 津々見雄文, 化学工学, **32**, 750 (1968).
- 4) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 5, 1, (1968).
- 5) 川北公夫, 津々見雄文, 化学と工業, **20**, No. 5, 443 (1967).
- 6) Lüdde, K.-H., and K. Kawakita, Die Pharmazie, Heft 7, s. 393 (1966).
- 7) Kawakita, K., and Y. Tsutsumi, J. App. Phys. Japan, **4**, No. 1, 56 (1965).
- 8) 川北公夫, 材料, **13**, 421 (1964).
- 9) 川北公夫, 津々見雄文, 材料, **14**, 707 (1965).
- 10) 川北公夫, 科学, **26**, No. 3, 149 (1956).
- 11) 川北公夫, 高峰研究年報, **8**, 83 (1956).
- 12) 同上, **8**, 87 (1956).
- 13) 同上, **8**, 92 (1956).
- 14) 同上, **10**, 93 (1958).
- 15) 川北公夫, 粉体および粉末冶金, **10**, 71 (1963).
- 16) 同上, **10**, 236 (1963).
- 17) Collins, R E., Transactions American Geophysical Union, **45**, No. 1, 161 (1964).
- 18) 川北公夫, 津々見雄文ほか, 応用物理, **34**, 360 (1965).

- 19) 川北公夫, 津々見雄文, 応用物理, **35**, 260 (1966).
- 20) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 3, 36 (1966).
- 21) 川北公夫, 粉体と工業, **1**, No. 1, 44 (1969).
- 22) 川北公夫, 材料, **13**, 427 (1964).
- 23) 川北公夫, 粉体および粉末冶金, **10**, 242 (1963).
- 24) 同上, **10**, 73 (1963).
- 25) Lüdde, K.-H., and K. Kawakita, Die Pharmazie, Heft 7, s. 399 (1966).
- 26) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 3, 43 (1966).
- 27) 川北公夫, 津々見雄文, 応用物理, **35**, No. 4, 263 (1966).
- 28) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 3, 49 (1966).
- 29) Sheinberg, H., Los Alamos Scientific Laboratory of the Univ. of California, UC-25, Metals, Ceramics, and Materials TID-4500, U. S. A. (1967).
- 30) 荒川正文, 岡田隆夫, 水渡英二, 材料, **14**, 764 (1965); 151 (1966).
- 31) Kuno, H., Proc. Fac. Eng. Keio Univ., **11**, No. 41, 1 (1958).
- 32) 川北公夫, 種谷真一, 概論粉体工学, p. 57 (1967).
- 33) 川北公夫, 津々見雄文ほか, 法政大学工学部研究集報, No. 2, 47 (1965).
- 34) 川北公夫, 津々見雄文, 法政大学工学部研究集報, No. 5, 1 (1968).
- 35) 川北公夫, 粉体および粉末冶金, **10**, 71 (1963).
- 36) 川北公夫, 種谷真一, 概論粉体工学, p. 71 (1967).
- 37) 若林隆夫, 粉体および粉末冶金, **10**, 83 (1963).
- 38) 川北公夫, 津久見雄文, 粉体工学, No. 7, 51 (435) (1967).
- 39) 渡辺 明, 梅屋 薫, 材料, **13**, 237 (1964).
- 40) 最上武雄, 東大理工研究報告, **3**, 168 (1949).
- 41) Mogami, T., J. Fac. Eng. Univ. of Tokyo, **28**, 65 (1965); Trans. Japan Soc. Civil Engineers, **128**, 53 (1966); **129**, 39 (1966).
- 42) 早川宗八郎, 東大理工研報告, **4**, 87 (1950); 表面, **3**, 409 (1965).
- 43) 大矢根守哉, 粉体および粉末冶金, **13**, 113 (1966).
- 44) 津和秀夫, 明田勇蔵, 精密機械, **29**, 945 (1963).
- 45) 西原利夫, 郡 利矩, 谷 哲郎, 日本機械学会論文集, **20**, 208 (1954).