粒子充てん層中の流体流速と圧力勾配に関する Izbash 式の検討

Investigation on Izbash's Relationship Between Fluid Velocity and
Hydraulic Gradient in Packed Beds

渡 辺 治 夫*
Haruo WATANABE

結 言

高さ L [m] の粒子充てん層を通る流体空塔速度 u [m/s] と圧力勾配 $\Delta h/L$ [-] との関係は、流体密度 ρ [kg/m³], 流体粘度 μ [kg/m s], 重力加速度 $g=9.8$ m/s² として Darcy の式 $u=k\rho g\Delta h/\mu L$ で表される。 k [m²] は透過率と呼ばれる。流速と圧力勾配の直線関係は比較的流速の小さい層流域 (ダーシー領域) で成立するだけで、流速の大きな非ダーシー領域では両者の関係は非線形になることが知られている。この非ダーシー領域も含めた全領域について、Izbash¹⁾ は1931年に土砂の流体透過に次式が成立するとしている。

$$u=M(\Delta h/L)^n \quad \cdots(1)$$

M , n は流速と充てん粒子に関係する実験定数で、灌漑溝やロックフィルダムの浸透流などについて求められている²⁻⁴⁾。

Hagen-Poiseuille 式や Kozeny-Carman 式と比較すると、層流域では(1)式のべき指数 n は1となり、また流速の大きな乱流域では Burke-Plummer¹²⁾ 式と比較して $n=0.5$ になると考えられる。したがって層流と乱流の中間領域では、流速が大きくなるにつれて n の値は1から0.5へ連続的に減少すると思われる。またこのような比較から(1)式の係数 M の内容も解明できるであろう。しかし Soni¹⁾ は Izbash の(1)式の理論的根拠はいままでに説明されたことがないと述べている。

ここでは充てん粒子群が流れからうける力にたいし抗力モデルを考え、抵抗係数と空間率関数を導入することにより、流速と圧力勾配の関係を層流から乱流までを含む広い範囲に適用できる一般式で表し、これからべき指数 n とレイノルズ数 (粒径基準) を含む式を求め Izbash 式の背景を明らかにする。さらに抗力モデルを用いて n

を含まない無次元相関式を導き、従来の諸実験式と比較検討し、モデルの妥当性を明らかにしようとするものである。

1. 抗力モデルによる充てん層の圧力勾配と 空塔速度の一般的な関係

充てん層を通る流体の圧力降下を説明するのに毛細管モデルと抗力モデルがある。抗力モデルによれば、 N 個の等大球が空間率 ϵ で充てんされている断面 A [m²] の充てん層に流体を空塔速度 u [m/s] で通過させるとき、層内の1個の球が流体からうける抗力は、無限空間中で単一球が速度 u の流体からうける抗力 F [N] に空間率関数 $f(\epsilon)$ を乗じたものに等しいから、流体の圧力降下 Δp [Pa] は次式で与えられる^{5,6)}。

$$\Delta p = NFf(\epsilon)/A \quad \cdots(2)$$

空間率関数 $f(\epsilon)$ は、充てん管径が粒子系にくらべて充分大きければ充てん層空間率 ϵ のみの関数で、 $f(\epsilon) \geq 1$, $f(1)=1$, $\epsilon=1$ は無限空間中の単一粒子に対応する。無限静止流体中における粒子の終末沈降速度を v_∞ [m/s], 有限容器静止流体中における空間率 ϵ の同一粒子群定速沈降速度を v [m/s] とすると、層流 (ストークス) 域における速度比が空間率関数となり、次式で表される⁵⁾。

$$(v_\infty/v)_{\text{stokes}} = f(\epsilon)$$

沈降もしくは流動層における空間率関数が充てん層にまで拡張できると仮定すれば、⁷⁾ 回分沈降実験から求められた Steinour³⁾ の $f(\epsilon)$ にたいするつぎの実験式を用いることができる。

$$f(\epsilon) = 25(1-\epsilon)/3\epsilon^3 \quad \cdots(3)$$

(2)式の N は直径 d [m] の球を一定断面 A の容器に層高 L [m] で充てんしたときの空間率を ϵ として次式で与えられる。

$$N = AL(1-\epsilon)/(\pi d^3/6) \quad \cdots(4)$$

また(2)式中の F は次元解析より次式で与えられる。

昭和57年1月25日受付

*室蘭工業大学化学工学科(〒050 室蘭市永元町27-1)

TEL 0143-44-4181

Table 1 球にたいする(7)式の a , b と(8)式の n , K

領 域	Re	a	b	$n = \frac{1}{2-a}$	K
層 流	0.4 以下	1	24	1	$\frac{Gr(\Delta h/L)}{18(1-\varepsilon)f(\varepsilon)}$
中間流	0.4~10	0.833	28	0.857	$\left[\frac{4Gr(\Delta h/L)}{47.1(1-\varepsilon)f(\varepsilon)} \right]^{0.706}$
	10~100	0.583	15.7	0.706	
	100~1000	0.367	5.79	0.612	
乱 流	$10^3 \sim 5 \times 10^3$	0.111	0.987	0.529	$\left[\frac{2.9Gr(\Delta h/L)}{(1-\varepsilon)f(\varepsilon)} \right]^{0.5}$
	$5 \times 10^3 \sim 10^4$	0.073	0.207	0.519	
	$10^4 \sim 10^5$	0	0.453	0.5	

$$F = C(\rho u^2/2)(\pi d^2/4) \quad \cdots \cdots (5)$$

$C[-]$ は抵抗係数, $\rho[\text{kg/m}^3]$ は流体密度である。

(4), (5)式を(2)式に代入して次式を得る。

$$\Delta p = (3/4)C(1-\varepsilon)f(\varepsilon)(\rho u^2)(L/d)$$

流体の静圧頭差を $\Delta h[\text{m}]$ とすると, $\Delta p = \rho g \Delta h$ であるから, 上式を書直すとつぎのようになる。

$$\rho g \Delta h = (3/4)C(1-\varepsilon)f(\varepsilon)(du\rho/\mu)^2(\mu^2/d^3\rho)L$$

$du\rho/\mu \equiv Re$ (粒径基準レイノルズ数) であるから上式はつぎのように無次元式化できる。

$$\begin{aligned} CRe^2 &= [4/3(1-\varepsilon)f(\varepsilon)](d^3g\rho^2/\mu^2)(\Delta h/L) \\ &= 4Gr(\Delta h/L)/3(1-\varepsilon)f(\varepsilon) \quad \cdots \cdots (6) \end{aligned}$$

ただし, $d^3g\rho^2/\mu^2 \equiv Gr$ (グラスホフ数) で, $Re^2/Gr = u^2/dg \equiv Fr$ (フルード数) である。

粒子と流体を与えれば, 上式の C , Re , Δh の他は一定となるから, (6)式が抗力モデルから得られる Re と $\Delta h/L$ の関係を表す一般式となり, C と Re の関係が与えられれば解くことができる。

2. Izbash 式の検討

(6)式中の抵抗係数 C はレイノルズ数の関数として次式で近似される。

$$CRe^a = b \quad \cdots \cdots (7)$$

a , b は実験定数でレイノルズ数により変化し, Lapple は実験から Table 1 のように与えた⁹⁾。

(7)式を(6)式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} Re &= [4Gr(\Delta h/L)/3b(1-\varepsilon)f(\varepsilon)]^{1/(2-a)} \\ &= K(\Delta h/L)^n \quad \cdots \cdots (8) \end{aligned}$$

ただし, $[4Gr/3b(1-\varepsilon)f(\varepsilon)]^n \equiv K$

$$1/(2-a) \equiv n \quad \cdots \cdots (9)$$

とした。(8)式の n と K は Table 1 に付記してある。ただし, K の値は, Re が 0.4 以下, 10~100, $10^4 \sim 10^5$ の範囲についてのみ記してある。

$Re \equiv du\rho/\mu$ であるから, (8)式は次式となる。

$$u = (K\mu/d\rho)(\Delta h/L)^n = M(\Delta h/L)^n \quad \cdots \cdots (10)$$

ただし, $M \equiv K\mu/d\rho[\text{m/s}]$ である。

(10)式は Izbash の示した(1)式と同一であり, 係数 M はグラスホフ数と空間率およびレイノルズ数の関数であり, また n はレイノルズ数に関連することが認められるであろう。しかし M は速度の次元を有するので, 無次元の(6), (8)式の方が取扱いに便利である。

以上のように(6)式にたいし(7)式を用いれば, Izbash 式の n は Table 1 に示すように, $0.4 < Re < 10^3$ の中間域では, レイノルズ数増加とともに 1 から 0.5 へ連続的に減少していくと考えられる。この関係をさらに詳細に検討してみよう。

3. n と Re の関係

(7)式で b がほぼ一定とすると,

Table 2 球の抵抗係数の実験式

式番号	レイノルズ数範囲	最大誤差
(11) $C = (24/Re)(1 + 0.15Re^{0.687})$	$0.1 \sim 10^3$	+8%, -5%
(12) $C = (0.63 + 4.8Re^{-0.5})^2$	$0.1 \sim 10^3$	+20%, -1%
(13) $C = \frac{21}{Re} + \frac{6}{\sqrt{Re}} + 0.23$	$0.1 \sim 4 \times 10^3$	+4%, -4%
(14) $C = 0.5 + 24/Re$	10^3 以下	+32%, -40%

Table 3 (7)式の a と(8)式の n

原式番号	a	式番号	$n=1/(2-a)$	式番号
(11)	$a = \frac{1+0.047Re^{0.687}}{1+0.15Re^{0.687}}$	(11a)	$n = \frac{1+0.15Re^{0.687}}{1+0.253Re^{0.687}}$	(11n)
(12)	$a = \frac{1}{1+0.13Re^{0.5}}$	(12a)	$n = \frac{1+0.13Re^{0.5}}{1+0.26Re^{0.5}}$	(12n)
(13)	$a = \frac{1+0.14Re^{0.5}}{1+0.29Re^{0.5}+0.013Re}$	(13a)	$n = \frac{1+0.29Re^{0.5}+0.013Re}{1+0.44Re^{0.5}+0.026Re}$	(13n)
(14)	$a = \frac{1}{1+0.02Re}$	(14a)	$n = \frac{1+0.02Re}{1+0.04Re}$	(14n)
(15)	$a = 0.89773 - 0.17052 \log Re - 0.01905(\log Re)^2$	(15a)	$n = \frac{1}{1.1+0.17 \log Re + 0.019(\log Re)^2}$	(15n)

Fig. 1 n vs. Re

$$a = -d(\log C)/d(\log Re)$$

で a が近似的に与えられる。 $C(Re)$ の実験式のいくつかを Table 2 の (11)~(14) 式に示す⁹⁾。また次式は Lapple の実験値をよく満足し、実用計算にも便利である。

$$\log C = 1.42267 - 0.89773 \log Re + 0.08526(\log Re)^2 + 0.00635(\log Re)^3 \quad (15)$$

適用範囲 $Re < 3 \times 10^4$ ，最大誤差 +4.5%，-2.3%
たとえば(11)式を用いて a と Re の関係を求めてみるとつぎのようになる¹⁰⁾。

$$\begin{aligned} a &= -\frac{d(\log C)}{d(\log Re)} \\ &= -\frac{d[\log \{(24/Re)(1+0.15Re^{0.687})\}]}{d(\log Re)} \\ &= \frac{1+0.047Re^{0.687}}{1+0.15Re^{0.687}} \quad \cdots \cdots (11a) \end{aligned}$$

$$n = \frac{1+0.15Re^{0.687}}{1+0.253Re^{0.687}} \quad \cdots \cdots (11n)$$

同様に(12)~(15)式を用いた場合の a と n の式を Table 3 に示す。表中の (11n)~(15n) 式は(1)式もしくは(8)，(10)式のベキ指数 n とレイノルズ数の中間流領域に

おける関係を表している。(11n)~(15n) 式の n と Re の関係を Fig. 1 に示す。 n の値は 1 と 0.5 の間にあることが知られるであろう。

以上のようにして Izbash の(1)式，もしくは(8)，(10)式のベキ指数 n はレイノルズ数の関係であり， $Re < 0.4$ の層流域で $n=1$ ， $0.4 < Re < 10^4$ の中間流域で $0.5 < n < 1$ ， $Re > 10^4$ の乱流域で $n=0.5$ となることが認められた。しかし実際に充てん層透過流速を Izbash 式で求めようとしても，計算にはその都度レイノルズ数を考慮しなければならないので複雑となり，実用的とはいえない。

そこで Izbash 式と等価でベキ指数を含まず，実用計算に便利な式を抗力モデルから誘導してみることにしよう。

4. 抗力モデルの検討

抗力モデルを用いて充てん層粒子の抵抗係数を含む(6)式が得られ，これと(7)式を組合せた(8)式が Izbash 式の意義をよく説明できることを示した。ここでは抗力モデルの(6)式中の抵抗係数としてレイノルズ数の連続関数で表した Table 2 の実験式を採用し，Izbash 式と等価で n を含まず，かつ従来の諸実験式による値とよく合致する式を導いてみる。さらに Kozeny-Carman, Ergun, Chilton-Colburn および Rose の式と抵抗係数との関係につき検討し，抗力モデルの妥当性を示そう。

4.1 Kozeny-Carman 式，Burke-Plummer 式および Ergun 式

充てん層内流体流速が小さくて層流域にある場合，Table 1 の $CRe=24$ ，および空間率関数として(3)式の両者を(6)式に代入すると，圧力勾配に関し次式が得られる。

$$\Delta h/L = 150(1-\varepsilon)^2 \mu u / \varepsilon^3 d^2 \rho g \quad \cdots \cdots (16)$$

上式中の係数150を180におきかえと Kozeny-Carman 式¹¹⁾となる。また(16)式の適用範囲は $Re \leq 0.4$ の層流域であることも知られるであろう。さらに $Re \geq 500$ において $C=0.44$, および(3)式を(6)式に代入すると次式が得られる。

$$\Delta h/L = 2.75(1-\epsilon)^2 u^2 / g d \epsilon^3$$

上式で $2.75(1-\epsilon) = 1.75$ とすれば, これはつぎの Burke-Plummer 式¹²⁾に一致する。

$$\Delta h/L = 1.75(1-\epsilon) u^2 / g d \epsilon^3 \quad \cdots \cdots (17)$$

Ergun¹³⁾ は層流域から乱流域を含む広範囲の領域における充てん層の圧力勾配を表すのに(16)式と(17)式を加えた次式を提出した。

$$\frac{\Delta h}{L} = 150 \frac{\mu u}{d^2 g \rho} \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} + 1.75 \frac{u^2}{dg} \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon^3}$$

上式を無次元数を用いて整理すると次式となる。

$$\frac{\Delta h}{L} = \left(\frac{24}{Re} + \frac{0.28}{1-\epsilon} \right) \frac{25(1-\epsilon)^2}{4\epsilon^3} \frac{Re^2}{Gr} \quad \cdots \cdots (18)$$

一方, (6)式に(3)式を代入して上式と同形に整理すると次式のようになる。

$$\frac{\Delta h}{L} = C \frac{25(1-\epsilon)^2}{4\epsilon^3} \frac{Re^2}{Gr} \quad \cdots \cdots (19)$$

抗力モデルから得られた(19)式と Ergun の(18)式を比較すると, 抵抗係数が次式に相当していることが分る。

$$C = (24/Re) + 0.28/(1-\epsilon) \quad \cdots \cdots (20)$$

上式で $\epsilon=0.44$ とすると $0.28/(1-\epsilon)=0.5$ となるから, (20)式は Table 2 の(14)式と同一になり, Ergun の整理法は結局抵抗係数の実験式を求めたことに帰着すると考えてよいであろう。

4.2 Chilton-Colburn の式

充てん層の圧力降下に関する実験式のひとつとして得られた Chilton-Colburn¹⁴⁾ の式は次式で表される。

$$\Delta p = 4f_b(\rho u^2/2)(L/d) \quad \cdots \cdots (21)$$

$f_b[-]$ は摩擦係数で, レイノルズ数範囲により次の実験式が得られている。

$$f_b = 850/Re \quad Re < 40$$

$$f_b = 38/Re^{0.15} \quad Re > 40$$

これらの式と(21)式よりつぎの無次元式が得られる。

$$Re = Gr(\Delta h/L)/1700 \quad Re < 40 \quad \cdots \cdots (22)$$

$$Re = [Gr(\Delta h/L)/76]^{0.54} \quad Re > 40 \quad \cdots \cdots (23)$$

抗力モデルで層流の場合の(16)式で $\epsilon=0.338$ とすると, $150(1-\epsilon)^2/\epsilon^3=1700$ となって(22)式に一致するから, (22)式は平均的な充てん層空間率を与え, 抗力モデルに含まれている空間率関数を一定値にした場合に相当すると考えてよいであろう。また(23)式は抗力モデルの(19)式で中間流および乱流域を含めて $C \propto Re^{-0.15}$ とした場合に相当するとしてよいであろう。

Fig. 2 Re vs. $Gr\Delta h/L$

4.3 Rose の式

Rose¹⁵⁾ は(21)式の f_b について次の実験式を得た。

$$4f_b = \frac{2000}{Re} + \frac{250}{Re^{0.5}} + 28$$

上式と(21)式より $\Delta p = \rho g \Delta h$ として次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta h}{L} &= \left(\frac{2000}{Re} + \frac{250}{Re^{0.5}} + 28 \right) \frac{u^2}{2dg} \\ &= \left(\frac{1000}{Re} + \frac{125}{Re^{0.5}} + 14 \right) \frac{Re^2}{Gr} \quad \cdots \cdots (24) \end{aligned}$$

(24)式と(19)式をくらべると, 抵抗係数としてつぎの関係が得られる。

$$C = \left(\frac{1000}{Re} + \frac{125}{Re^{0.5}} + 14 \right) \frac{4\epsilon^3}{25(1-\epsilon)^2}$$

上式で $\epsilon=0.385$ とすると, $25(1-\epsilon)^2/4\epsilon^3=41.4$ となるから, 次式が得られる。

$$C = \frac{24}{Re} + \frac{3}{Re^{0.5}} + 0.34$$

この抵抗係数の式の形は Table 2 の(12)式の展開形, もしくは(13)式によく似ている。各係数の相違は粒子形状や充てん空間率の差によるものであろう。したがって Rose の式は空間率関数も含めた抵抗係数の実験式を求めたことに相当し, 抗力モデルに帰着すると考えてよいであろう。

(22), (23), (24)式の Re と $Gr(\Delta h/L)$ の関係をまとめて Fig. 2 に示す。いずれの式もほぼ同じ値をとることが認められる。

結 言

充てん層における流体透過流速と圧力勾配の関係を粒子の抗力モデルに基づく無次元式で表し, 粒子抵抗係数の実験式である $C=b/Re^n$ を導入することにより, Izbash 式のべき指数 n は層流域で1, 乱流域で0.5,

中間流域では1から0.5の間で連続的に変化し、レイノルズ数の関数として表せることを明らかにし、Izbash 式の背景を説明することができた。

また抗力モデルに、抵抗係数をレイノルズ数の連続関

数で表した実験式、および空間率関数の実験式を導入することで Kozeny-Carman 式、Burke-Plummer 式、Ergun 式、Chilton-Colburn 式と等価な式を得た。

使用記号

d : 粒子径	[m]	Δh : 圧力ヘッド	[m]
L : 充填層高	[m]	M : 係数	[m/s]
N : 粒子個数	[—]	K : 係数	[—]
A : 層断面積	[m ²]	f_0 : 係数	[—]
F : 抗力	[N]	Re : レイノルズ数	[—]
u : 流体流速	[m/s]	Gr : グラスホフ数	[—]
v_∞ : 終末沈降速度	[m/s]	Fr : フルード数	[—]
v : 粒子群沈降速度	[m/s]	$f(\epsilon)$: 空間率関数	[—]
g : 重力加速度	[m/s ²]	ϵ : 空間率	[—]
k : 透過率	[m ²]	ρ : 流体密度	[kg/m ³]
C : 対抗係数	[—]	μ : 流体粘度	[Pa s]
Δp : 圧力降下	[Pa]	a, b : 定数	

引用文献

- 1) Soni, J.P.: *J. Hydrol.*, **38**, 231—241(1978).
- 2) Curtis, R.P. and J.D. Lawson: *J. Hydraul. Div., A.S.C.E.*, **93** (HY 5), 1—21(1967).
- 3) Johnson, H.A.: *J. Soil Mech. Found. Div., A.S.C.E.*, **97** (SM 2), 329—340(1971).
- 4) Basak, P.: *J. Irrig. Drain. Div., A.S.C.E.*, **103** (IR 4), 459—473(1977).
- 5) Watanabe, H.: *Powder Technol.*, **19**, 217—225(1978).
- 6) Watanabe, H.: *J. Hydrol.*, **58**, to be published, (1982)
- 7) Steinour, H.: *Ind. Eng. Chem.*, **36**, 618, 840, 901 (1944).
- 8) Lapple, C.E., C.B. Shepherd: *Ind. Eng. Chem.*, **32**, 605 (1940).
- 9) Kuerten, H., J. Raasch, H. Rumpf: *Chem. Ing. Techn.*, **38**, 941—948(1966).
- 10) Richardson, J.F., M.A. Jeronimo: *Chem. Eng. Sci.*, **34**, 1419—1422(1979).
- 11) Carman, P.C.: *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **15**, 150—166(1937).
- 12) Burke, S.P., W.B. Plummer: *Ind. Eng. Chem.*, **20**, 1196—1200(1928).
- 13) Ergun, S.: *Chem. Eng. Prog.*, **48**, 89—94(1952).
- 14) Chilton, T.H., A.P. Colburn: *Ind. Eng. Chem.*, **23**, 910—919(1931).
- 15) Rose, H.E.: *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **153**, 154(1945).

Author's Abstract

Investigation on Izbash's Relationship Between Fluid Velocity and Hydraulic Gradient in Packed Beds

by

Haruo WATANABE

(Muroran Inst. of Technology, Muroran, Japan)

A relationship between the fluid flow velocity u [m/s] and the hydraulic gradient $\Delta h/L$ [—] in a granular bed was proposed by Izbash as follows; $u = M(\Delta h/L)^n$, where M and n are the constants to be determined by the flow and medium properties. According to Soni, Izbash's equation is completely empirical and has not yet been given any theoretical basis by any investigator.

In this paper, an attempt to explain the theoretical basis of Izbash's equation, based on the drag model of particles, is given. The value of n is given as a function of the particle Reynolds number over a wide range of flow regimes by use of the correlation between

the drag coefficient and the particle Reynolds number. Also a dimensionless equation is developed without regard to n . The calculated values obtained from the drag model taking the suitable correlations of the drag coefficient and voidage function into account are in good agreement with the experimental correlations proposed by Kozeny-Carman, Burke-Plummer, Ergun, Chilton-Colburn, and Rose. These facts show the validity of the drag model.

List of Figures and Tables.

Fig.1 Relationship Between n and Re .

Fig.2 Relationship Between Re and Gr_dh/L .

Table 1 Values of a , b for the sphere in Eq. (7) and n , K in Eq. (8).

Table 2 Correlations for Sphere Drag.

Table 3 Values of a in Eq. (7) and $n=1/(2-a)$ in Eq. (8).

研究報告

粉体の流動性の評価

Evaluating Flowability of Cohesive Powders

綱 川 浩*
Hiroshi TSUNAKAWA

1. 緒 言

粉体の流動性の表示法はいろいろある。Jenike¹⁾, Farley ら²⁾および Stainforth ら³⁾は粉体の破壊包絡線を基礎とする流動性をそれぞれ定義した。Carr⁴⁾は粉体の安息角, 圧縮度, スパチュラ角, 均一度の測定値を総合した流動性を提案した。この方法は性質が明らかに異なる粉体の相対的な比較に適するが, 同種粉体間の区別には適さない。これらの流動性は粉体のハンドリングの中でも, 主に, ホッパー設計に利用されている。

荒川らは振動粉体層の流動性を攪拌トルク⁵⁾やオリフィスからの流出速度⁶⁾で表わし, 流動性と粒子間相互作用力や粒子表面の性質などとの関連性あるいは粒子層の充てん構造を解明している⁷⁾。このように, 流動性は利用目的に応じていくつかの表示法が採用されている。

本研究では, ホッパーや管路輸送などにおける粉体の閉塞現象に関連する流動性を検討するため, 粉体の破壊包絡線を基礎とする流動性の表現法を考察する。また, 一連の破壊包絡線群の測定結果から, 流動性と最大圧密応力の関係を検討し, 粉体に固有の係数を見出す。

2. 破壊包絡線を基礎とする流動性の表現

Jenike¹⁾は, Fig.1に示すように, 破壊包絡線に接する2つのモールの応力円からそれぞれ単軸崩壊応力 f と最大圧密応力 σ_1 を決め, 粉体の崩壊関数 FF をつぎのように定義した。 FF 値が大きい粉体ほど流動性がよい。

$$FF = \sigma_1 / f \quad \dots\dots(1)$$

破壊包絡線を表現するための経験式は Ashton ら⁸⁾, 梅屋⁹⁾によって, また, 理論式は牧野¹⁰⁾によって発表されている。Ashton らの式は Warren Spring 式とも呼ばれ, 広く利用されている。

$$\left(\frac{\tau}{C}\right)^n = \frac{\sigma + T}{T} \quad \dots\dots(2)$$

ここで, C は付着応力, n は剪断指数, T は引張強度, σ は垂直応力, τ は剪断応力である。

Fig.1 Construction of yield locus

昭和57年2月24日受付

*横浜国立大学工学部化学工学科(〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台156)
TEL 045-335-1451