



Title	常温および高温時における固体粒子の最小流動化速度およびその速度を用いた終端速度の推定に関する研究
Author(s)	上牧, 修; 加藤, 悟; 久郷, 昌夫
Citation	北海道大學工學部研究報告, 71, 135-143
Issue Date	1974-06-25
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/41207
Type	bulletin (article)
File Information	71_135-144.pdf



[Instructions for use](#)

常温および高温時における固体粒子の最小流動化速度 およびその速度を用いた終端速度の推定に関する研究

上 牧 修* 加 藤 悟* 久 郷 昌 夫*

(昭和48年10月29日受理)

Minimum Fluidization Velocity at Room and High Temperature and an Estimation of Terminal Velocity from said Velocity

Osamu UEMAKI, Satoru KATO and Masao KUGO

(Received October 29, 1973)

Abstract

An equation was derived to represent the relationship between the terminal velocity (U_t) and the minimum fluidizing velocity (U_{mf}) in an intermediate flow region, correlating the force acting on a particle in suspension with that of each constituent particle in the fluidized bed which includes the voidage function as well as the segregation factor. In order to confirm the validity of this equation Bourgeois' experimental equation and data were used from the literatures.

The effect of the fluidizing gas temperature on the U_{mf} was investigated and a modified theoretical equation was proposed for estimating U_{mf} at a temperature as high as 800°C.

It was shown that U_t can be predicted readily by application of this equation for U_{mf} and the above mentioned equation represents the correlation of U_t with U_{mf} .

1. 緒 言

流動層や輸送層などの固体粒子を扱うプロセスにおいては、装置の設計や運転条件の決定に当り、粒子の最小流動化速度や終端速度など粒子の流動化特性を正確に予知することは重要なことである。特に乱流域までの粗粒子を高温ガスで流動化する場合には、理論的に導かれた式や常温の条件で得られた従来の実験式からの値は最小流動化速度、終端速度とも実測値とはあまり良い一致を示さない。

本研究では比較的粗い粒子を用いて高温ガスによる最小流動化速度の測定実験をおこない、実測値と理論式からの計算値を比較することによって温度による流体物性の変化の最小流動化速度に及ぼす影響を明らかにするとともに、最小流動化速度を与える理論式にこの修正因子を考慮することによって高温の場合にも適用できる式を導いた。また単一粒子及び粒子群中の1個の粒子に働く力の釣合条件に空間率関数と粒子運動の不均一性因子を導入することによって理論的に最小流動化速度と終端速度を関係づけ、従来の実測値及び実験式との比較より本研究で得られた式の妥当性を確めた。本研究で導いた最小流動化速度と終端速度の関係式を用いることにより高温

* 応用化学科 第一講座

の状態を含め実測が困難な終端速度を、比較的容易に値の得られる最小流動化速度より求め得ることを示した。

2. 実験装置及び方法

常温の空気による最小流動化速度の測定には内径 115 mm、高さ 920 mm の透明塩ビ管の塔を用い、塔径の 1~2 倍の粒子層高で実験をおこなった。整流板には開孔率 1% の多孔板 (孔径 1 mm) に濾布をはったものを使用した。高温実験には内径 53 mm、高さ 650 mm の鉄製の塔を用い、流動化ガスにはプロパンの燃焼ガスを使用した。ガスの物性値は塔出口のガス組成の分析値より決定した。最小流動化速度は層の圧降下とガス流速の関係をプロットし、その屈折点を求めることによって決定した。

終端速度の測定実験には塔下部に 100 メッシュ金網を取り付けた内径 55 mm、高さ 900 mm のガラス管を用い、Pinchbeck ら¹⁾の方法と同じように管内に 20~80 g の粒子を充填後、次第に空気流速を増加させながら肉眼で粒子の浮遊状態を観察し、充填粒子の約 10% がサイクロンに飛び出す時の流速をその粒子の終端速度とした。実験の再現性は良いことが認められた。

実験に使用した粒子の粒子径は 12~14, 14~16, 16~20, 20~24, 24~28, 28~32, 32~35, 35~42, 42~48, 48~60, 60~80 メッシュの 11 種類であり、各粒子の性状は表 1 に示す通りである。

表 1 粒子の性状

粒 子 名	オリビン砂	石 灰 石	ガラスビーズ	シリカゲル	耐火セメント
粒子密度 (g/cm ³)	3.06	2.68	2.52	1.51	2.93
粒子径 (mm)	0.2-1.3	0.2-1.3	0.2-1.5	0.2-1.3	0.648
形状係数 (—)	0.523	0.757	1.0	0.558	0.540

3. 実験結果および解析

3.1 最小流動化速度 (u_{mf})

固定層から流動層への移行点である最小流動化速度 (以下 u_{mf} で表わす) は、流動化開始時には固定層の圧損失²⁾

$$\frac{4P}{L}g_c = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_f u}{(\phi_s d_p)^2} + 1.75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f u^2}{\phi_s d_p} \quad (1)$$

と流動層の圧損失³⁾

$$\frac{4P}{L}g_c = (1-\varepsilon)(\rho_s - \rho_f)g \quad (2)$$

が等しいという条件より次式 (3) のように導かれる。

$$u_{mf} = 42.86(1-\varepsilon_{mf}) \left\{ \sqrt{\left(\frac{\mu_f}{\rho_f d_p \phi_s} \right)^2 + \frac{3.11 \times 10^{-4} g d_p \phi_s (\rho_s - \rho_f)}{\rho_f} \frac{\varepsilon_{mf}^3}{(1-\varepsilon_{mf})} - \frac{\mu_f}{\rho_f d_p \phi_s}} \right\} \quad (3)$$

しかし (2) 式における流動化開始時では層の圧損失と粒子全量が釣合うという条件は流動化ガスの分散が不均一となり易いことや粒子相互間に働く力の影響のため、(3) 式は必ずしも厳密に成り立つものではなく、これまでは実用上の目的で u_{mf} を与える数多くの実験式が報告されている^{4,5,6)}。ところで従来報告されてきたこれら多くの実験式はその適用範囲が非常に限られた狭い領域についてのものであり、反応器の設計資料として重要な高温のガスを流動化媒体とした場合に適用できる式は殆んど見当たらない。

本研究では最初に常温の空気による粒子径、粒子密度などを変えた u_{mf} の測定実験をおこない、実測値と (3) 式からの計算値とを比較することによって (3) 式の妥当性及び理論的に予想される流体の性状因子以外の各因子の u_{mf} に及ぼす影響の妥当性を検討した。次いで高温ガスを流動化ガスとした場合の u_{mf} の測定実験を行い、本実験の測定値とさらに水蒸気、アセチレンなどの高温ガスによる Singh ら⁷⁾ の測定値をも含めて式 (3) による計算値と高温の流動化ガスによる実測値を比較することによって、流動化ガスの性状すなわち粘度と密度を変化させた時の (3) 式の妥当性を検討した。

図1に常温の空気による u_{mf} の測定値を (3) 式及び白井⁵⁾, van Heerden ら⁶⁾ の実験式からの計算値と比較して示した。

○白井の式

$$u_{mf} = \frac{1.64d_p^{0.929}\rho_s^{0.643}}{\rho_f^{0.357}\mu_f^{0.286}}$$

○van Heerden の式

$$u_{mf} = \frac{7.306 \times 10^{-4}(\rho_s - \rho_f)gd_p^2}{\mu_f}$$

図1から明らかなように白井の式は粒子径の大きい場合すなわち $Re_p > 100$ で (3) 式とほぼ一致し、また van Heerden らの式は粒子径の小さい $Re_p < 1$ で (3) 式とほぼ一致するが、通常よく使用される 0.4~1.5 mm の粗粒子すなわち $Re_p = 1 \sim 100$ の領域では各実験式による計算値は (3) 式の値より 30~50% 高い値を示すことが認められる。一方本実験による測定値は (3) 式及び白井, van Heerden らの式による計算値との中間の値を与えており、(3) 式は一般に低い u_{mf} の値を与える傾向にあることが示される。なおオリビン砂, シリカゲル等についても同様の傾向が認められた。実測値と (3) 式による u_{mf} の計算値を比較した図2に示されるように、流体の物性を除く他の因子の u_{mf} に及ぼす影響は (3) 式で正しく表現されているとの結論が得られた。

次に高温ガスを流動化ガスとした場合の u_{mf} の測定値を (3) 式による計算値と比較して図3に示した。

図3から明らかなように温度上昇に伴うガスの物性の変化がすでに考慮されてある (3) 式からの計算値は図1の場合とは逆に、実測値より常に大きく、高温ほどその差が大きくなっていくことが認められる。すなわちこれら実験結果より u_{mf} に及ぼす流動化ガスの粘度及び密度の影響は (3) 式では正しく表現されていないものと思われる。高温ガスを流動化ガスとした場合の同様の傾向は国井ら⁸⁾によっても観察されており、高温の場合の u_{mf} の測定値は理論値より常に小さく、高温ほどその差が大きくなること及び高温ほど流動層内の気泡の生成頻度が増大することを認め、温度の上昇に伴い流動層の流動性が増加することを定性的に報告している。また Singh ら⁷⁾も水蒸気, アルゴン, アセチレンなどを流動化ガスとして用い、20~700°C の温度で

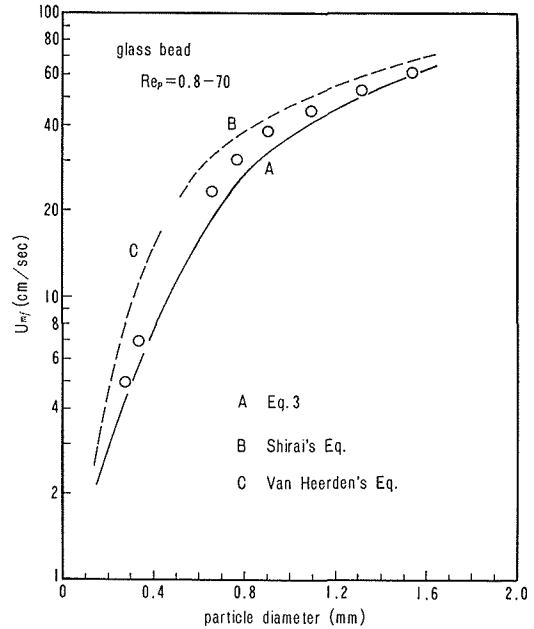


図1 常温時の u_{mf} の実測値と計算値の比較

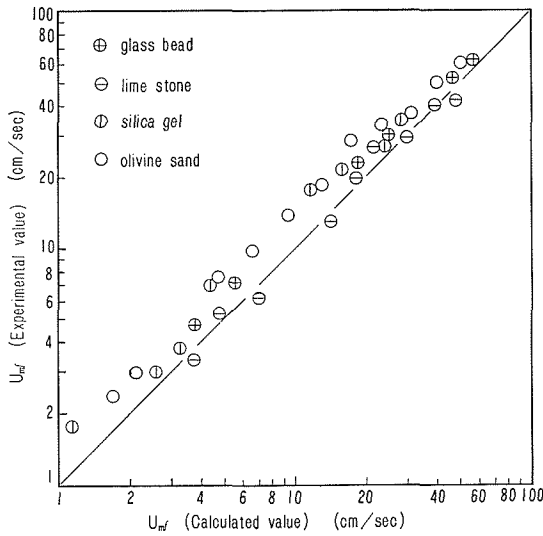


図2 常温時の u_{mf} の実測値と(3)式による計算値の比較

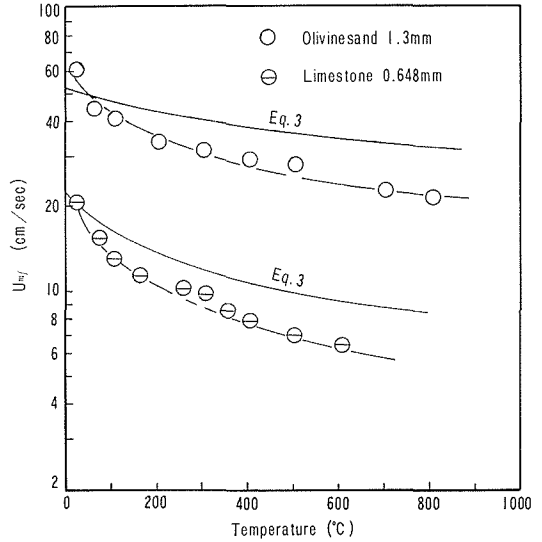


図3 高温時の u_{mf} の実測値と(3)式による計算値の比較

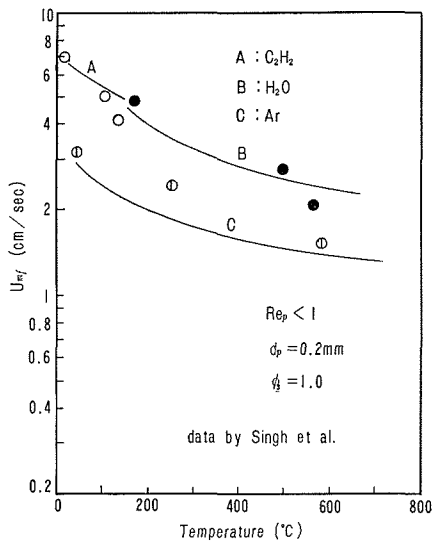


図4 高温ガスによる Singh らの u_{mf} の実測値

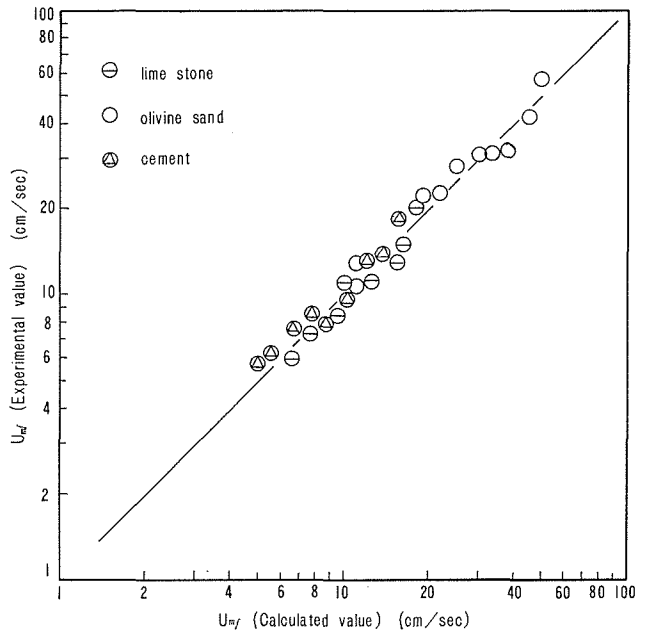


図5 高温時の u_{mf} の実測値と(4)式の比較

u_{mf} を測定し、 $Re_p < 1$ の条件下では u_{mf} は気体の粘度にほぼ比例して減少するが気体の密度の影響は小さいことを定性的に報告している。なお Singh らの実験条件より $\rho_s = 4.0$ [g/m³], $\phi_s = 1.0$, $\varepsilon_{mf} = 0.40$ と推定して(3)式を用いて u_{mf} の計算値を求め、実測値と比較して図4に示した。

図4から明らかのようにアセチレン、水蒸気などの場合にも図3と同様、実測値と理論式からの計算値との差は温度の上昇に伴い大きくなっていくことが示される。

このように(3)式は500°C以上の高温では実測値より50%近い高い値を与えることが明らか

になったため、本研究では温度上昇に伴うガスの密度と粘度の効果を表わす修正因子を理論的に導かれた (3) 式にさらに考慮することにより、(3) 式を常温のみならず高温の場合にも適用できる式にすることを試みた。本実験による約 30 点の測定値より修正因子を決定し、高温の流動化ガスにも適用できる修正された式として次式を得た。

$$u_{mf} = 42.86(1 - \varepsilon_{mf}) \left[\frac{\mu_{fT}/\rho_{fT}}{\mu_{f0}/\rho_{f0}} \right]^{-0.20} \times \left\{ \sqrt{\left(\frac{\mu_{fT}}{\rho_{fT} d_p \phi_s} \right)^2 + \frac{3.11 \times 10^{-4} g d_p \phi_s (\rho_s - \rho_{fT})}{\rho_{fT}} \frac{\varepsilon_{mf}^3}{(1 - \varepsilon_{mf})} - \frac{\mu_{fT}}{\rho_{fT} d_p \phi_s}} \right\} \quad (4)$$

この (4) 式の使用により、計算値と実測値を比較した図 5 に示されるように、高温の流動化ガスを用いる場合にも u_{mf} の値は ±15% の精度で求めることが可能であり、高温粒子を利用する流動層や移動層の設計に (4) 式は有効と考えられる。

3.2 終端速度 (u_t)

球形粒子の終端速度は粒子に働く力の平衡条件より導かれ、本研究で行った遷移領域及び乱流域の u_t は次式で与えられる。

$$u_t = \left[\frac{4}{225} \frac{(\rho_s - \rho_f)^2 g^2}{\rho_f \mu_f} \right]^{1/3} d_p \quad 0.4 < Re_p < 500 \quad (5)$$

$$u_t = \left[\frac{3.1 g (\rho_s - \rho_f) d_p}{\rho_f} \right]^{1/2} \quad 500 < Re_p < 2 \times 10^3 \quad (6)$$

図 6 には本実験及び Pinchbeck ら¹⁾の測定値を上記の (5) 式及び (6) 式と Rubey⁹⁾ の提出した実験式からの計算値と比較して示した。

図 6 に示したオリビン砂及び図 7 に示したシリカゲルなどの他の粒子の実験結果と (5) 式及び (6) 式からの計算値との比較を示した図 7 から明らかなように、 u_t に及ぼす粒子径、粒子密度の影響は (5) 式、(6) 式で正しく表現されているが、計算値と実測値との数値の間にはかなりの差が生ずることが認められ、Rubey の実験式の方が精度良く u_t を与えることがわかる。これは (5) 式及び (6) 式が球形粒子に関して導かれたものであり、流体抵抗を受けて運動する粒子の形状や装置内に生ずるガスの流速分布が粒子の終端速度に大きな影響を与えるためと考えられる。この

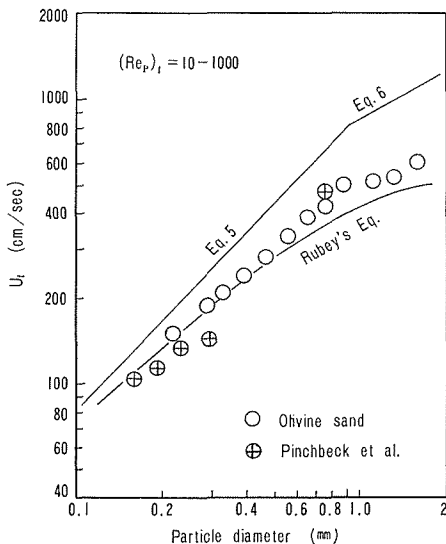


図 6 u_t の実測値と理論式及び実験式の比較

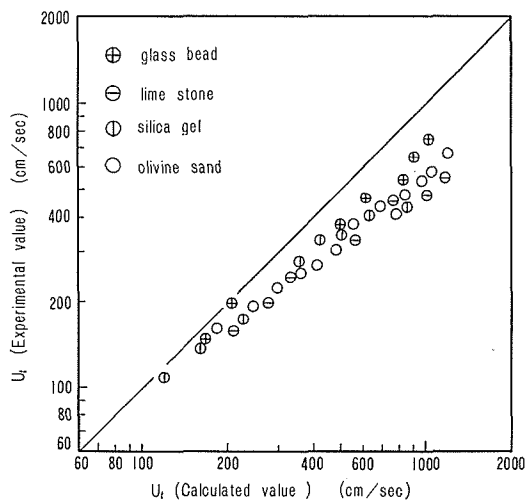


図 7 u_t の実測値と理論式の比較

ように (5) 式と (6) 式からの計算値は実測値と相当異なるため、 u_t の計算に当っては実験式を用いる方が望ましいと思われる。しかし u_t に関する実験式は非常に少く、かつその適用範囲が限られたものであり、特に高温のガスにも応用できる実験式は見当たらない。したがって粒子の u_{mf} と u_t の関係が理論的に明らかにできれば、粒子の形状の影響を含むうえ、高温ガスにも適用できる u_{mf} を与える (3) 式を用いることによって u_t を精度良く求めることができるものと考えられる。

3.3 最小流動化速度と終端速度の関係

最小流動化速度と終端速度は空間率の異った状態におかれた粒子の浮遊状態を表わす流体の速度であるから、それぞれの状態下におかれた粒子に働く力の釣合を考えることによって理論的に関係づけることができるものと思われる。すなわち単一粒子が流体中に浮遊している状態に関しては重力、浮力、抵抗力の動的平衡により次式が成り立つ。

$$\frac{4}{3}\pi\left(\frac{d_p}{2}\right)^3(\rho_s-\rho_f)\frac{g}{g_c}=F_t \quad (7)$$

(7) 式の右辺 F_t は浮遊状態の単一粒子に働く流体の抵抗力であり、 $Re_p=0.001\sim 1000$ で成立する Schiller ら¹⁰⁾ の次式によって与えられる。

$$F_t=\frac{\pi d_p^2 \rho_f u_t^2}{g_c}(3Re_{pt}^{-1}+0.45Re_{pt}^{-0.313}) \quad (8)$$

また粒子群の運動として定義される最小流動化速度もその状態下における 1 個の粒子に働く力を F_{mf} とすれば、浮遊状態になった流動化開始時には (7) 式がそのまま成り立ち、次式を得る。

$$\frac{4}{3}\pi\left(\frac{d_p}{2}\right)^3(\rho_s-\rho_f)\frac{g}{g_c}=F_{mf} \quad (9)$$

ただし (9) 式における抵抗力 F_{mf} は単一粒子の場合の抵抗力 F_t に粒子が集団として運動する効果を考慮した層空間率関数 $f(\epsilon)$ とさらに気固系流動層に生ずる粒子のセグレゲイションの程度を示す不均一性因子 α を修正する必要があるものと考えられる。すなわち従来の研究により粒子群中の 1 個の粒子の受ける流体抵抗 F_{mf} は同じ相対速度の下でその粒子が単独で存在する場合の抵抗 F_t に空間率のある関数 $\epsilon f(\epsilon)$ を乗じたもので表わし得るので¹¹⁾、この関数と粒子運動の不均一性因子 α とを考慮することにより、 F_t と F_{mf} の関係を表わす式として次式が得られる。

$$F_{mf}=\epsilon_{mf}f(\epsilon_{mf})\alpha F_t \quad (10)$$

したがって (9) 式に (8) 式及び (10) 式の関係を入ると次式 (11) を得る。

$$\frac{4}{3}\pi\left(\frac{d_p}{2}\right)^3(\rho_s-\rho_f)\frac{g}{g_c}=F_{mf}=\epsilon_{mf}f(\epsilon_{mf})\alpha F_t=\frac{\pi d_p^2 \rho_f \left(\frac{u_{mf}}{\epsilon_{mf}}\right)^2}{g_c}(3Re'_{pmf}{}^{-1}+0.45Re'_{pmf}{}^{-0.313}) \quad (11)$$

$$\text{ただし } Re'_{pmf}=(d_p u_{mf} \rho_f)/(\epsilon_{mf} \mu_f)$$

一方 (7) 式に (8) 式を代入し、(11) 式と等置して整理すれば u_{mf} と u_t の関係を与える式として次式を得る。

$$u_t^2(3Re_{pt}^{-1}+0.45Re_{pt}^{-0.313})=\frac{u_{mf}^2[3Re'_{pmf}{}^{-1}+0.45Re'_{pmf}{}^{-0.313}]}{\alpha \epsilon_{mf}^2 f(\epsilon_{mf})} \quad (12)$$

(12) 式より明らかなように空間率関数 $f(\epsilon_{mf})$ と不均一性因子 α がわかれば右辺は u_{mf} の値によって計算できるので、 u_{mf} が与えられればその条件下での u_t は容易に計算することができる。

なお気固流動層では気泡が生成し始める時のガス流速は通常最小流動化速度の 1.7~2.8 倍で

あるので¹²⁾、流動化開始時に関する (12) 式の誘導においては、気泡の影響は無視できるとした。(12) 式中の層空間率関数 $f(\varepsilon)$ に関しては固液系による粒子の沈降速度の測定実験や液固及び気固流動層の層膨脹率の測定実験によりすでにいくつかの実験式が報告されているが、本研究では最も広く用いられている Richardson ら¹³⁾の式

$$f(\varepsilon) = \varepsilon^{-n} \quad (13)$$

$$n = 4.45 Re_{pt}^{-0.1} \quad (1 < Re_{pt} < 500)$$

を用いて層空間率関数を求めた。また気固流動層に生じる粒子運動の不均一性 (セグレゲイション) に関しては、それが流動粒子と流動化ガスの密度差や粒子径と塔径の比に影響されるということが定性的に知られているのみで、(12) 式中の α に適用できる式は見当らない。

従って本研究では実験によって得た u_{mf} と u_t の測定値及び (13) 式より得られる層空間率関数 $f(\varepsilon)$ を (12) 式に代入して不均一性因子 α を決定し、 α の実験条件諸変数に対する依存性をしらべることによって、それが粒子の不均一運動によるものであることを確認した。

さて (12) 式の α は定義より流動層内にセグレゲイションが生じない理想的な均一流動層の場合には $\alpha=1$ でなければならない。したがって実際の流動層と均一流動層との差を簡単に表わすため、便宜上 α を次式で表わすことにする。

$$\alpha = e^{-\beta} \quad (14)$$

(14) 式の β を用いれば均一流動層では $\beta=0$ であり、 β の値が大きくなるに従い層内粒子の片寄りが大きくなることになる。

本実験による 35 点の u_{mf} と u_t の測定値より β を与える式として次式 (15) を得た。

$$\beta = 0.69 \left(\frac{d_p \phi_s}{D_c} \right)^{-0.2} \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} \right)^{0.1} \quad (15)$$

(15) 式から明らかなように不均一性因子 $\alpha (\alpha = e^{-\beta})$ は粒子径と塔径の比及び粒子とガスの密度比に依存しており、従来報告されている流動層のセグレゲイション現象の説明と一致する¹²⁾。なお本実験条件下での β の値は 3.5~5.6 であり、気固流動層では粒子運動の片寄り相当に大き

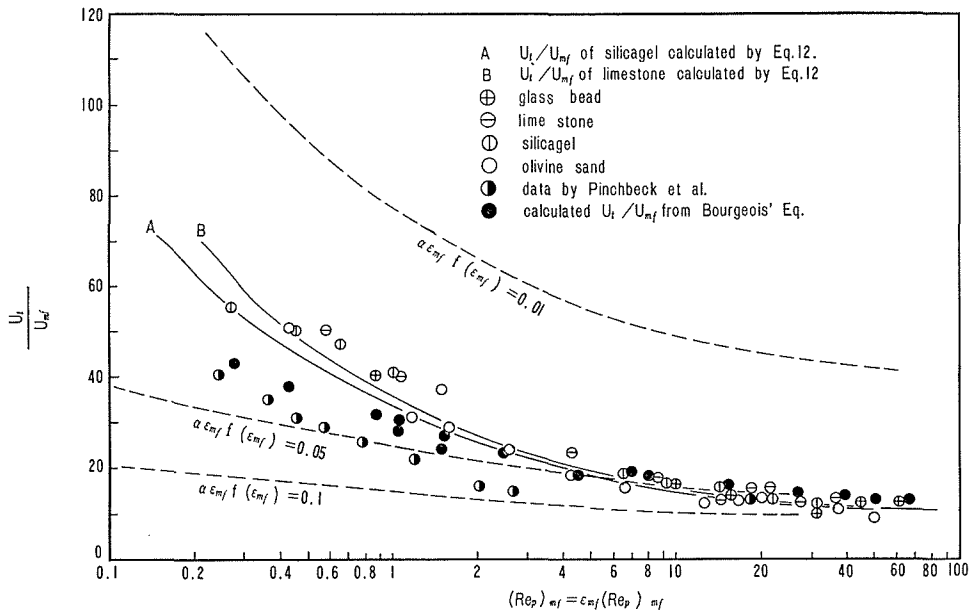


図8 u_t/u_{mf} と Re_{pmf} の関係 ((12) 式と Bourgeois らの実験式及び Pinchbeck らの実験値との比較)

いものと考えられる。

このように不均一性因子 α は (14) 式と (15) 式によって得られるので、これを $f(\varepsilon_{mf})$ を与える (13) 式とともに (12) 式に代入することにより、与えられた u_{mf} に対応する u_t を求めることができる。このようにして得られた計算値を実測値とともに u_t/u_{mf} 対 Re_{pmf} に関して点綴したのが図 8 である。図 8 には (12) 式より得られる u_t/u_{mf} と Re_{pmf} の関係を (12) 式中の $\alpha\varepsilon_{mf}f$ (ε_{mf}) をパラメータとして表示し、このパラメータの u_t/u_{mf} に及ぼす影響を明らかにした。また Pinchbeck ら¹⁾の u_t/u_{mf} の実測値及び Bourgeois らの実験式¹⁴⁾

$$u_t/u_{mf} = 135.7 - 45 \log F_n + 4.1 (\log F_n)^2 \quad (F_n = 10^2 \sim 4 \times 10^4)$$

$$u_t/u_{mf} = 26.6 - 2.30 \log F_n \quad (F_n = 4 \times 10^4 \sim 8 \times 10^6)$$

に本実験条件を代入して得られた u_t/u_{mf} と Re_{pmf} の関係も同時に示し、(12) 式の妥当性を示した。なお図 8 中には本実験による測定結果とともに実験条件を (12) 式に代入して得られた u_t/u_{mf} の計算結果をも示した。なお計算値の曲線としては石灰石とシリカゲルの 2 つの場合 (曲線 A, B) を示したが、他の粒子の計算はこの両曲線の間の中位置にくるため省略した。なお図 8 に示されるように Pinchbeck らの u_t/u_{mf} の値は本実験結果より常に小さい値であり、両者は良い一致を示さないが、これは Pinchbeck らの u_t/u_{mf} の値は u_t が実測値であるが u_{mf} は実験式によって求めた値を用いて計算しているためと考えられる。

一方国井ら¹⁵⁾によっても u_t/u_{mf} と Re_p の関係に対して半理論的に $u_t/u_{mf} = 92(Re_p < 0.4)$ 及び $u_t/u_{mf} = 8.7(Re_p > 1000)$ なる結果が得られており、本実験結果の妥当性が確かめられるとともにさらに図 8 から明らかのように (12) 式より得られる結果とすでに報告されている他の実測値及び実験式との一致性より、遷移領域における u_t と u_{mf} の関係を与える式として (12) 式は十分満足できるものと考えられる。

このように (12) 式の適用により実測が容易なうえ (4) 式を用いることにより高温状態を含め正確な計算値が得られる最小流動化速度より従来正確な値を求めることが困難とされてきた粒子の終端速度を常温のみならず高温の場合にも精度良く求め得ることが示され、気固流動層の反応装置の設計や輸送管の設計等に (12) 式は極めて有効であると考えられる。

4. 結 論

本研究では理論的な取扱いがむずかしいため従来行われていなかった遷移領域の固体粒子の最小流動化速度と終端速度の関係を表わす式を粒子に働く力の釣合より導き、数種類の粒子の最小流動化速度と終端速度の測定結果よりその妥当性を確かめ、次の結論を得た。

1. 理論的に導かれた (3) 式からの u_{mf} の計算値は高温ガスを流動化媒体とした場合には、実測値より 30~50% 高い値を示すことを認め、(3) 式に気体の粘度と密度の物性値を含む修正項を考慮することにより、高温の流動化ガスにも適用できる (4) 式を求めた。

(2) 単一粒子及び粒子群中の一個の粒子に働く力の釣合条件に層空間率関数と粒子運動の不均一性因子 α を導入することによって、従来その取り扱いが困難とされてきた遷移領域における u_{mf} と u_t を理論的に関係づける (12) 式を得た。また遷移領域 ($0.4 < Re_p < 500$) における不均一性因子 α を与える式として (15) 式を得、与えられた u_{mf} に対応する u_t を (12) 式より求め得ることを示し、従来の実験式及び実験値との比較よりその妥当性を明らかにした。この u_{mf} と u_t の関係を与える (12) 式と高温時の最小流動化速度を与える (4) 式とを用いることにより、高温ガスでの粒子の終端速度を求め得ることを示した。

使用記号

D_c : 流動層の塔直径	[cm]
d_p : 粒子径	[cm]
F : 粒子に働く流体の抵抗力	[Kg]
g : 重力の加速度	[cm/sec ²]
g_c : 重力の換算係数	[kg·cm/Kg·sec ²]
L : 層高	[cm]
n : (13) 式中の指数	[—]
ΔP : 圧損失	[Kg/cm ²]
u_{mf} : 空塔基準の最小流動化速度	[cm/sec]
u_t : 空塔基準の終端速度	[cm/sec]
u : 空塔基準の流速	[cm/sec]
F_n : フルードアイゼンション数 $= g\rho_f(\rho_s - \rho_f)d_p^3/\mu_f^2$	[—]
Re_p : 粒子径基準のレイノルズ数 $= d_p u \rho_f / \mu_f$	[—]
Re'_p : 修正レイノルズ数 $= d_p u \rho_f / \mu_f \epsilon_{mf}$	[—]
α : (10) 式で定義される不均一性因子	[—]
β : (14) 式で定義される指数	[—]
ϵ : 空間率	[—]
$f(\epsilon)$: 層空間率関数	[—]
μ_f : 流体の粘度	[g/cm·sec]
ρ_f : 流体の密度	[g/cm ³]
ρ_s : 粒子の密度	[g/cm ³]
ϕ_s : 形状係数	[—]

添字

mf : 最小流動化速度の状態に関するもの
t : 終端速度の状態に関するもの
o : 常温の物性値
T : 高温の物性値

引用文献

- 1) Pinchbeck, P. H. and Popper, F.: *Chem. Eng. Sci.*, 6 (1956) p. 57.
- 2) Ergun, S.: *Chem. Eng. Progr.*, 48 (1952) p. 89.
- 3) Kunii, D. and Levenspiel, O.: *Fluidization Engineering* (1969) p. 72, John Wiley & Sons.
- 4) Frantz, J. F.: *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 62 (1966) p. 21.
- 5) 白井 隆: 流動層 (1960) p. 76, 科学技術社。
- 6) van Heerden, D., Nobel, A. P. P. and van Krevelen, D. W.: *Chem. Eng. Sci.*, 1 (1951) p. 37.
- 7) Singh, B., Rigby, G. R. and Callcott, T. G.: *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 51 (1973) p. 93.
- 8) Mii, T., Yoshida, K. and Kunii, D.: *Journal of Chem. Eng. of Japan*, 6 (1973) p. 100.
- 9) Rubey, W. W.: *Amer. J. Science* 25, (1933) p. 325.
- 10) Von Schiller, L. and Naumann, A.: *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, 77 (1933) p. 318.
- 11) 伊藤四郎: 化学工学 26 (1962) p. 1109.
- 12) Davidson, J. F. and Harrison, D.: *Fluidization* (1971) p. 44, Academic Press.
- 13) Richardson, J. F. and Zaki, W. N.: *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 32, (1954) p. 35.
- 14) Bourgeois, P. and Grenier, P.: *Can. J. Chem. Eng.*, 46 (1968) p. 325.
- 15) Kunii, D. and Levenspiel, O.: *Fluidization Engineering* (1969) p. 77, John Wiley & Sons