

論 文

移動層の熱交換に及ぼす塑性域と不均一ガス
流れの影響

© 1986 ISIJ

赫 冀 成*・桑原 守*²・鞭 巖*³Effects of Shear Zone and Non-uniform Gas Flow on Heat
Exchange in Moving Bed

Ji-Cheng HE, Mamoru KUWABARA and Iwao MUCHI

Synopsis:

A mathematical model is developed to describe heat-exchanging condition in moving bed. The model takes account of the radial distribution of such process variables as descending velocity of solid particle, flow rate of gas, temperature of gas, temperature of solid particle, and pressure of gas.

The heat exchange characteristics in the counter-current or co-current moving beds and in the moving bed heated internally or externally are clarified by numerical computation of the obtained model.

Thickness of a shear zone formed near the wall and the temperature distribution in the counter-current moving beds are observed in the experiments.

The dimensionless radius of the plug flow region, r_0/R is independent of the Froud number and is proportional to $(d_p/D)^{-0.2}$.

The radial distribution of the thermal flow ratio, or the temperature, can be appreciably affected by the preferential gas flow near the cooled wall and by the shear zone established. In case of the counter-current moving bed, the temperature difference between the plug flow region and the shear zone increases with the thickness of the shear zone.

1. 結 言

従来の移動層に関する研究ではたいいていの場合、粒子降下速度、ガス流速、あるいは、粒子やガスの温度が横断面内で均一であると仮定している。また、炉壁を通して加熱あるいは冷却を行う操作では、層内の半径方向の温度分布は、通常、有効熱伝導度に基づいて解析されているが、ガスの流速や粒子降下速度の分布が熱交換に及ぼす効果についてはあまり考慮されていない。

寺田¹⁾は粒子・流体間と炉壁・流体間の熱交換を伴う移動層操作で流体の浮力効果について考察し、高温ガスの上向き流れではガスは熱吸収の少ない高温部に集中して流れる傾向があることを定性的に説明している。また、SCHERTZ²⁾は、充填層内に高温ガスを上方向へ流す場合の実験で、層頂部での流速分布を測定した結果、壁面を冷却した場合には低温の壁側でガス流速が増大することを見出した。SCHERTZ²⁾は、このような偏流現象は、壁近傍のガスの温度低下に伴って起こる粘度の減少に起因するものと考えている。彼ら²⁾の結論では、温度分布とガス流れの関係が反対になつているが、実際の移動層

プロセスでは、浮力の効果は強制対流の効果に比べて無視できると考えられる。

本研究では、向流式および並流式、また、内熱式および外熱式の各移動層の熱交換特性について、粒子降下速度、ガス流れ、ガスと粒子の温度などの半径方向分布を考慮した軸対称モデルによつて理論解析を行い、そのモデルによる数値計算の結果に基づいて、熱流比、粒子径、および、炉壁からの伝熱条件などの操作変数の効果について検討する。さらに、モデルの妥当性を検証するために向流式移動層の実験を行つた。

2. 粒子の降下挙動

移動層内の粒子降下速度の半径方向分布は、熱交換や流体の圧力損失に重要な影響を及ぼす。移動層内の粒子は、ほぼ押し出し流れに近い状態で降下するが壁面近傍には降下速度の遅い塑性変形領域が存在することがBRINN³⁾や高橋⁴⁾によつて観察されている。

定常域における塑性領域の幅については、従来、粒子径のみの関数として表されている。すなわち、矢木ら⁵⁾は約 $1 d_p$ 、外山ら⁶⁾は $(4\sim 8) d_p$ 、また、NEDDERMAN⁷⁾は

昭和 54 年 4 月 本会講演大会にて一部発表 昭和 57 年 3 月・10 月 化学工学協会講演大会にて発表
昭和 61 年 1 月 9 日 受付 (Received Jan. 9, 1986)

* 名古屋大学大学院 (Graduate School, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

*² 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)*³ 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

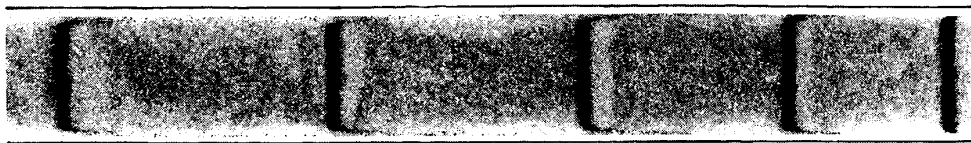


Photo. 1. Timeline of flowing granular material in vertical tube.

$5d_p$ 程度と報告している。一方、高橋ら⁴⁾は粉体層の応力解析に基づいて上層部での非定常域と下層部における定常域について、それぞれ、押し出し流れ域の半径 r_0 と塔半径 R との比 (r_0/R) を流動時の空隙率と内部摩擦角などの関数として表した半理論式を提出している。

本研究では塑性領域の幅に影響する因子を考慮して次元解析を行い、さらに、模型実験で各因子の効果を調べて粒子の降下速度分布を与える式を求める。

2.1 実験装置と方法

本体には2本のアクリル製円筒(内径×長さ=0.04 m×0.75 m, および 0.08 m×1 m)を採用した。実験後にタイムライン分布が調査できるように、円筒はあらかじめ縦方向に中心面で2分割してあるが、実験の際にはフランジで接合する。試料のガラス球は、層頂部から供給し、層底部に設けたテーブル・フィーダーにより排出した。一定時間ごとにトレーサーとして着色ガラス球を層頂部の全表面に水平に装入した。定常的な降下状態に到達してから、装置の運転を停止し、層頂から寒天溶液を注入して層内粒子を固定した。実験後、円筒を2分割して、粒子の運動状態を検討した。

2.2 タイムラインの観察結果

Photo. 1 には、内径 $D=0.08$ mφ、粒子径 $d_p=0.91 \times 10^{-3}$ m、粒子降下速度 $u_{os}=0.2 \times 10^{-3}$ m/s の場合に観察された5本のタイムラインの写真を示した。経過時間は上から、3, 10, 21, 34, 42 min である。この写真では、層の中心部に速度一定の押し出し流れ域とその外側に塑性域が存在し、塑性域の幅は、降下の初期においては発達するが、中間レベルより下方では不変となり、定常状態に到達していることを示している。

2.3 押し出し流れ域の半径 r_0

押し出し流れ域の半径 r_0 に影響を及ぼす物理変数と次元定数は、粒子径 d_p 、塔径 D (半径 R)、粒子平均降下速度 u_{os} 、粒子のかさ密度 ρ_b 、内部摩擦係数 μ_s と壁面での摩擦係数 μ_w 、重力加速度 g であると考えられる。それらを考慮した次元解析の結果次式が得られた。

$$r_0/R = C(d_p/D)^\alpha Fr^\beta \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $Fr \equiv Dg/(u_{os})^2$ はフルード数であり、係数 $C \equiv C' \mu_s^\gamma \mu_w^\delta$ の C' は定数である。

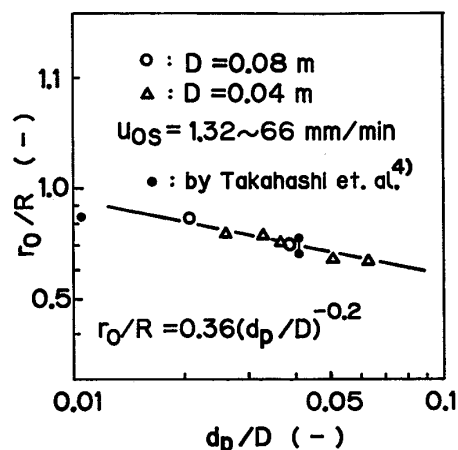


Fig. 1. Effect of (d_p/D) on the dimensionless radius of the plug flow region (r_0/R).

定常領域での r_0 に及ぼすフルード数の効果を調べる実験では、 $D=0.04$ m のアクリル円筒と $d_p=1 \times 10^{-3}$ m, 2.0×10^{-3} m のガラス粒子を使用して、粒子の降下速度は2種類の粒子に対して、それぞれ $u_{os}=(1.1 \sim 4.1) \times 10^{-4}$ m/s と $(0.23 \sim 2.2) \times 10^{-4}$ m/s の比較的広い範囲で測定を行った。その結果、 r_0 の大きさは、 Fr 数にほとんど無関係であることを確認した。

塔径と粒子径の影響については、 $D=0.04$ m と 0.08 m のアクリル製円筒と $d_p=0.91 \sim 3.1 \times 10^{-3}$ m のガラス粒子を使用して $u_{os}=(2.2 \times 110) \times 10^{-5}$ m/s の範囲で測定した結果、Fig. 1 に示すように (r_0/R) と (d_p/D) はほぼ -0.2 乗の比例関係となる。結局、これらの実験により、 $C=0.36$, $\alpha=-0.2$, $\beta=0$ となつた。すなわち、(1) 式は次式となる。

$$r_0/R = 0.36(d_p/D)^{-0.2} \dots \dots \dots (2)$$

2.4 粒子の降下速度分布

定常域での塑性領域の幅 r_0 は、(2) 式から求められる。 r_0 がわかると、非定常領域での塑性領域の幅 r_0' が層頂から下方へ発達する軌跡は高橋ら⁴⁾の次式によつて推算できる。

$$(r_0'/R) = (\mu_s'/\mu_s) (\rho_{bs}/\rho_b) (r_0/R) [1 - e^{-k(z/D)}] \dots \dots \dots (3)$$

塑性領域では、降下速度の分布 $u_s(r)$ は直線的に変化し、また壁部で $u_s=0$ 、押し出し流れ域内で u_s が一様で

あると仮定すれば、粒子側での物質収支より、(4)~(6)式が得られる。

$$G_{os} = 2\pi\rho_b \left(\int_0^{r_0} u_{sc} r dr + \int_{r_0}^R u_{sr} r dr \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$u_{sc} = 3G_{os} / \pi\rho_b (R^2 + Rr_0 + r_0^2) \quad (0 \leq r \leq r_0) \dots\dots (5)$$

$$u_{sr} = u_{sc} (R-r) / (R-r_0) \quad (r_0 \leq r \leq R) \dots\dots (6)$$

ここで、 G_{os} は粒子の断面平均質量速度、 u_{sc} は押し出し流れ域での降下速度、 u_{sr} は塑性域内の降下速度である。

3. 圧力損失

従来、気-固系充填層における圧力損失式については ERGUN⁸⁾ 式が多用されている。しかし、HICKS⁹⁾ や菊池ら¹⁰⁾ は、高レイノルズ数領域への ERGUN 式の適用性に関して疑問を示している。また、YEN ら¹¹⁾ は、ERGUN 式を含めて、各種の圧損式の精度を評価し、いずれの式も数 10% 程度の誤差を生じる可能性があるとして述べている。このような誤差が生ずる原因としては、(1) 流量計の精度、(2) 平均粒子径の取り方と粒度分布、(3) 粒子形状係数、(4) 充填層の層内不均一性のほかに、(5) 壁効果、(6) 流体の圧縮性なども考えられる。そこで、上記の諸要因に留意して充填層における圧損失の検討を行った。

実験用充填層 (アクリル製、塔径 0.07 m、長さ 0.5 m) に、粒子径 (2~7) × 10⁻³ m の 16 種類のガラス球、アルミナ球および磁製球を使用した。まず、層内を流動化状態とし、次に、注意深く流量を減少させることによつて、静止層高と層空間率を流動化開始時に近い値に設定した。ガス流量は流動化開始まで変化させて行つた。

さて、ERGUN 型の式に圧縮性を考慮すると、(7)式となる。

$$F \equiv \frac{M(\phi_p d_p)^2 \epsilon^3 / 2\mu_g G_g R_g T_g (1-\epsilon)^2}{\{P_{in}^2 - P_{out}^2\} / L} = k_1 + k_2 Re_p / (1-\epsilon) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $Re_p \equiv \phi_p d_p G_g / \mu_g$ 、 R_g は気体定数である。

上式によつて、測定データを整理すると、Fig. 2 のように直線になる。以上の結果から、高レイノルズ数式 (130 < { $Re_p / (1-\epsilon)$ } < 2000) においても、圧力損失式は HICKS 式よりもむしろ ERGUN 型の (7) 式で良好に表現できることが明らかとなつた。ただし、本実験より得られた k_1 、 k_2 は ERGUN 式の 150、1.75 とは異なり、それぞれ、145 と 1.42 となる。

4. ガス流れ

ガスの連続の式は、反応がない場合、次式で表される。

$$\text{div } \vec{G}_g = 0 \quad (\rightarrow : \text{ベクトルを表す}) \dots\dots\dots (8)$$

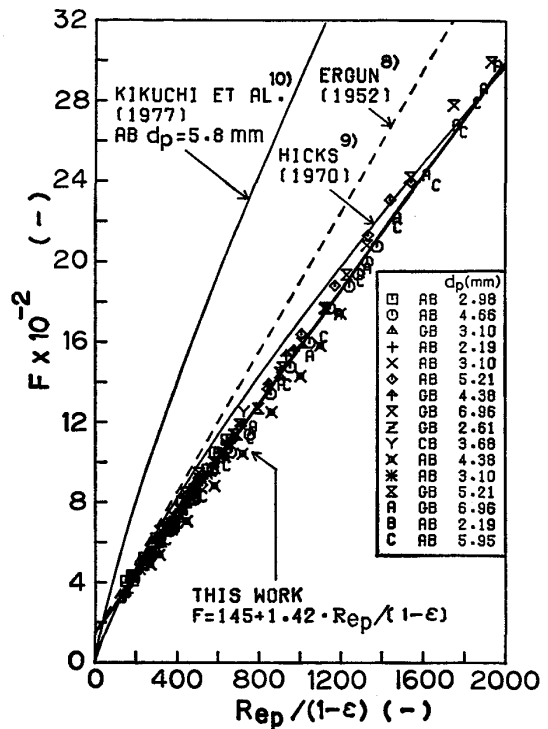


Fig. 2. Correlation of F defined by eq. (7) and $Re_p / (1-\epsilon)$.

ガスの運動方程式には、二次元系に拡張した ERGUN 式¹²⁾¹³⁾を採用する。

$$\text{grad } P = - (f_1 + f_2 |\vec{G}_g|) \vec{G}_g \dots\dots\dots (9)$$

ここで、

$$f_1 \equiv 150(1-\epsilon)^2 \mu_g / \rho_g (\phi_p d_p)^2 \epsilon^3 \dots\dots\dots (10-1)$$

$$f_2 \equiv 1.75(1-\epsilon) / \rho_g (\phi_p d_p) \epsilon^3 \dots\dots\dots (10-2)$$

また、軸対称系では、(8)式と(9)式は、それぞれ、(11)式と(12)式になる。

$$(1/r) \{ \partial(rG_{gr}) / \partial r \} + \partial(G_{gz}) / \partial z = 0 \dots\dots\dots (11)$$

$$\partial P / \partial r = - (f_1 + f_2 \sqrt{G_{gr}^2 + G_{gz}^2}) G_{gr} \dots\dots\dots (12-1)$$

$$\partial P / \partial z = - (f_1 + f_2 \sqrt{G_{gr}^2 + G_{gz}^2}) G_{gz} \dots\dots\dots (12-2)$$

なお、 $\partial^2 P / \partial r \partial z = \partial^2 P / \partial z \partial r$ の関係を利用して、(12)式から P を消去し、得られた式に次の(13)式で定義され、連続の式(11)式を満足する流れ関数 ψ を導入する。

$$G_{gr} = (1/r) (\partial\psi / \partial z), \quad G_{gz} = - (1/r) (\partial\psi / \partial r) \dots\dots (13)$$

その結果、 ψ に関する 2 階の非線形偏微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \{ \sqrt{A} (\partial f_1 / \partial r - f_1 / r) + \\ & (A/r) (\partial f_2 / \partial r - 2f_2 / r) \} (\partial\psi / \partial r) \\ & + \{ \sqrt{A} (\partial f_1 / \partial z) + (A/r) (\partial f_2 / \partial z) \} (\partial\psi / \partial z) \\ & + \{ f_1 \sqrt{A} + (f_2 / r) [A + (\partial\psi / \partial r)^2] \} (\partial^2\psi / \partial r^2) \\ & + \{ f_1 \sqrt{A} + (f_2 / r) [A + (\partial\psi / \partial z)^2] \} (\partial^2\psi / \partial z^2) \\ & + \{ (2f_2 / r) (\partial\psi / \partial r) (\partial\psi / \partial z) \} (\partial^2\psi / \partial r \partial z) = 0 \dots\dots (14) \end{aligned}$$

上式で、 $A \equiv (\partial\psi / \partial r)^2 + (\partial\psi / \partial z)^2$

5. 圧力場

連続の式 (8) 式を考慮して、運動方程式 (9) 式の両辺に div を作用させると、

$$div(gradP) = -\vec{G}_g \cdot grad(f_1 + f_2 |\vec{G}_g|) \dots\dots (15)$$

さらに、円周方向での圧力変化がないと仮定して、圧力を決定するための (16) 式が得られる。

$$\begin{aligned} \partial^2 P / \partial r^2 + (1/r) (\partial P / \partial r) + \partial^2 P / \partial z^2 = \\ -G_r \{ \partial (f_1 + f_2 |\vec{G}_g|) / \partial r \} - G_z \{ \partial (f_1 + f_2 |\vec{G}_g|) / \partial z \} \end{aligned} \dots\dots (16)$$

6. 熱収支

定常状態で反応がない場合のガスと粒子の温度は、熱対流、熱伝導、および、粒子・ガス間の伝熱を考慮した次の熱収支式で決定できる。

$$div \vec{q}_{cj} + div \vec{q}_{dj} + \delta_j h_{pa} (T_g - T_s) = 0 \dots\dots (17)$$

(17) 式中で、 $j = g, s$, $\delta_g = 1$, $\delta_s = -1$ である。

熱対流と熱伝導による熱流束は、それぞれ、次の (18) 式と (19) 式で表される。

$$\vec{q}_{cj} = (c_j T_j G_{jr}, c_j T_j G_{jz}) \dots\dots (18)$$

$$\vec{q}_{dj} = (-k_{jre} (\partial T_j / \partial r), -k_{jze} (\partial T_j / \partial z)) \dots (19)$$

ただし、(19) 式中の有効熱伝導度は、流体相については分子拡散的な熱伝導と乱流拡散に依存するが、乱流域では流体混合が重要である。SINGER ら¹⁴⁾ の示した伝熱と物質移動のアナロジー関係を利用して、伝熱の場合と物質移動の場合の P_e 数を等置すれば、流体の有効熱伝導度は次の (20) 式より求められる。

$$k_{gne} = c_g d_p G_{gn} / P_{en} \quad (n = r, z) \dots\dots (20)$$

混合拡散に関する P_e 数は、乱流域では一定値に漸近し、ガス系の場合には、 $P_{er} = 10$, $P_{ez} = 2$ 程度となる。

粒子相の有効熱伝導度は、ほぼふく射が支配的になると考えると、次式¹⁵⁾によつて評価できる。

$$k_{se} = 1.97 \times 10^{-7} \epsilon d_p (T_s + 273)^3 \dots\dots (21)$$

ガス・粒子間の真の伝熱係数 h_p は、空隙率の効果を加味した (22) 式¹⁶⁾

$$\epsilon (h_p' d_p / k_g) = 2.0 + 0.75 (P_r)^{1/3} (R_{ep})^{1/2} \dots\dots (22)$$

によつて推算できる。粒子内の熱伝導を考慮する場合、ガス温度と粒子内の平均温度間で定義する見かけの伝熱係数 h_p は、STUKE¹⁷⁾ の式によつて h_p' を補正して得られる。

$$h_p / h_p' = 1 / (1 + B_i / 10) \dots\dots (23)$$

7. 周壁での伝熱

充填粒子・壁面間の伝熱係数に関する研究は、充填層についても少なく、移動層では見当たらない。ここで

は、壁面を通しての熱損失をガス側の総括伝熱係数 U_w のみに用いて表すことにし、粒子側は断熱条件とした。

$$\partial T_s / \partial r = 0 \dots\dots (24)$$

$$-k_{gre} (\partial T_g / \partial r) = U_w (T_g - T_w) \dots\dots (25)$$

ここで、 T_w は装置の外壁面温度である。

8. 境界条件

流体の流入に等圧の条件を与え、また、中心軸上では $\phi = 0$ と仮定する。流れ関数 ϕ 、圧力 P 、および温度 $T_j (j = g, s)$ に関してはつぎのように設定した。

$$r = 0 : \phi = 0, \partial P / \partial r = 0, \partial T_s / \partial r = \partial T_g / \partial r = 0$$

$$r = R : \phi_w = -\frac{1}{2} G_{og} R^2, \partial P / \partial r = 0, \partial T_s / \partial r = 0,$$

$$-k_{gre} (\partial T_g / \partial r) = U_w (T_g - T_s)$$

$$z = 0 : \partial \phi / \partial z = 0, \partial P / \partial r = 0, \partial T_s / \partial z = 0,$$

$$T_g = T_{g,in}$$

$$z = L : \partial \phi / \partial z = 0, \partial P / \partial r = 0, T_s = T_{s,in},$$

$$\partial T_g / \partial z = 0$$

9. 数値解析と計算結果

以上のように得られた ϕ , P , $T_j (j = g, s)$ に関する 2 階非線形偏微分方程式 (14), (16), (17) 式を SOR 法で数値計算した。計算にあたっては、つぎの数値を採用した。

$$R = 1.5 \text{ m}, L = 7.5 \text{ m}$$

$$d_p = 0.03 \text{ m}, \phi_p = 0.64, \epsilon = 0.4$$

$$T_{g,in} = 1273 \text{ K}, T_{s,in} = 323 \text{ K}$$

$$G_{g,in} = 1.0 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{s},$$

$$G_{s,in} = 1.33 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{s}$$

$$P_{out} = 0.1013 \text{ MPa}$$

また、計算に必要となる各物性値はすべて温度と圧力の関数として計算した。

9.1 壁部の冷却効果

Fig. 3 は、ガス質量速度とガス温度の半径方向分布に及ぼす壁の冷却効果の計算結果を示している。なお、粒子は横断面内均一に降下すると仮定した。層底に均一に流入させたガスは壁の冷却によつて壁近傍では流量がしだいに増加する。しかし、層頂に近づくと、ガスの温度と粒子の温度はともに低いのでその効果は小さくなる。なお、 U_w が増加すれば、壁部への偏流も顕著に大きくなる。寺田¹⁾ は、高温ガスの層内分布について、高温ガスは熱吸収が少ないため、高温の通路に集中すると述べ、単純な煙突作用の原理で解釈している。一方、SCHERTZ ら²⁾ は、冷却される壁側へのガス集中流動は、壁近傍でガス温度の低下に伴つて起こる粘度の減少に起因するものと解釈している。しかし、Fig. 3 の場合や

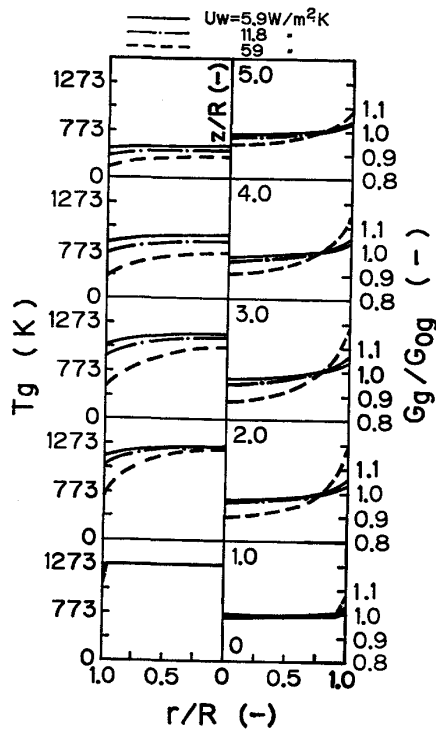


Fig. 3. Profiles of mass velocity and temperature of gas in counter-current moving bed with cooling wall.

通常の移動層のように強い強制対流を伴う場合には、浮力および ERGUN 式の粘性項の寄与は小さい。むしろ、

冷却された壁近傍では、ガス密度が上昇するために(10)式で示される ERGUN 式の抵抗係数 f_2 が減少し、その結果、ガスの集中が起こると推察される。

9.2 半径方向温度分布に及ぼす塑性域の影響

Fig. 5 は、移動層内の押し流れ域の無次元半径 (r_0/R) がそれぞれ 1.0, 0.85, 0.70 の3種類の場合について、ガスの等温線分布を示している。粒子が均一に降下する場合には温度の半径方向分布に及ぼす効果は、炉壁冷却の効果だけであるから比較的均一な分布パターンになっている。塑性域が存在する場合には、塑性域内では熱流比が小さいので温度が高く、押し流れ域の温度は、低いので、U字型の温度分布が形成される。塑性域の拡大、したがって、押し流れ域が減少するにつれて、著しい半径方向の温度分布になることがわかる。ただし、塑性域の発達が小さい層頂近傍での温度分布は、いずれの場合にもほぼ均一なパターンになっている。石灰焼成竖窯内にV型焼成帯が形成される理由について、寺田¹⁾は浮力に基づいて解釈しているが、Fig. 4 に示すように塑性域が存在することにより、窯中心部の熱流比が大きくなることに起因すると推察される。

9.3 熱流比の効果

Fig. 5 は、壁面冷却を伴う向流移動層と並流移動層において、粒子とガスの各入口基準で定義した一種の熱流比 $\beta_0 = (G_{s,in}c_{s,in}/G_{g,in}c_{g,in})$ の値を 0.9 と 1.1 に

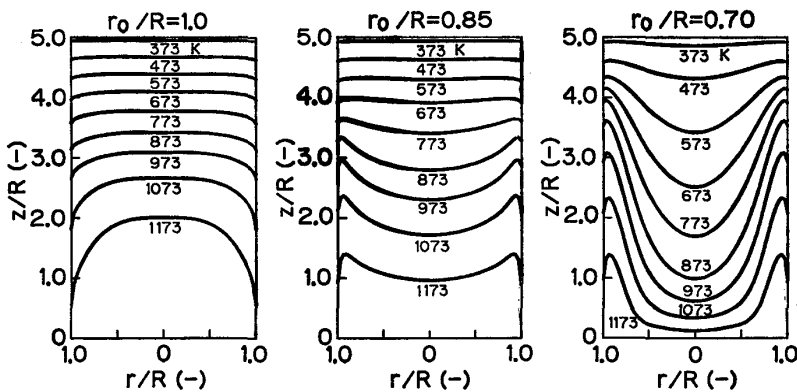


Fig. 4. Effects of thickness of shear zone on gas isotherm in counter-current moving bed.

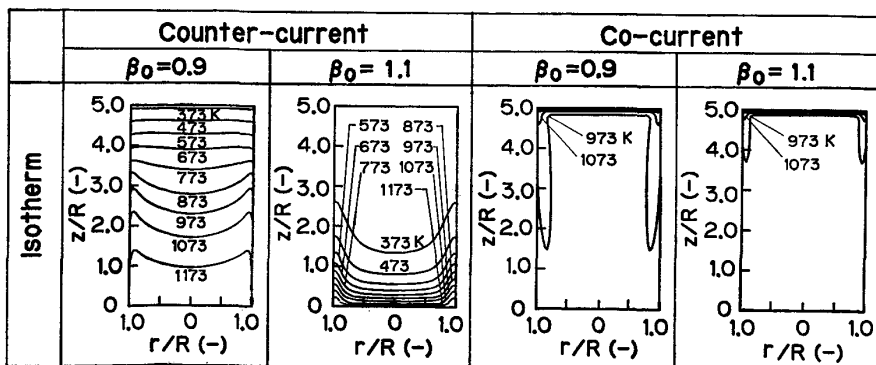


Fig. 5. Effect of thermal flow ratio on isotherm in counter- and co-current moving bed ($r_0/R = 0.85$).

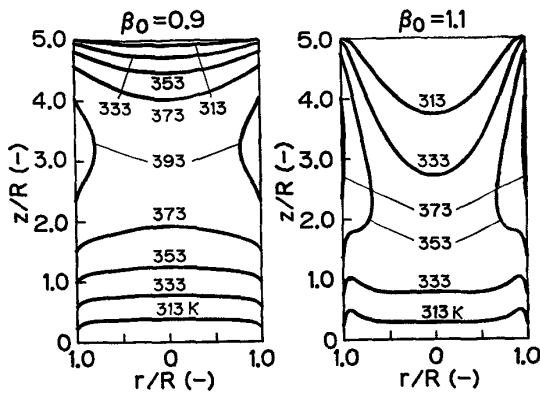


Fig. 6. Isotherm of gas in counter-current moving bed with external heating.

場合には壁面冷却の効果は小さくなっている。一方、並流の場合には、特に熱流比 β_0 が大きいと粒子・ガス間の熱交換が層頂近傍でほぼ完了するため、半径方向でのガス温度の差異は小さくなる。

9.4 外熱式移動層の熱交換特性

外熱式移動層についても同様な計算をして、その伝熱特性を調べた。計算条件として、壁の外側の温度は 573 K、上昇するガスと降下する粒子の流入温度をともに 293 K に設定した。Fig. 6 は、上記の場合についての計算によつて予知された等温線を 20 K 間隔で描いたものである。図から明らかのように、外熱式の場合には軸方向に温度の最大値を持つ分布となる。このことは従来の模型実験の実測データ¹⁸⁾においても実証されている。

また、図から熱流比の増加に伴い、最高温度領域は層下部へ移行し、半径方向の分布はより不均一になることがわかる。

10. 実験結果との比較

以上の二次元モデルの妥当性を向流式移動層の伝熱実験で確かめた。Fig. 7 に実験装置の概要を示す。装置の本体は長さ 0.9 m、内径 0.074 m のステンレス円管で外側に断熱材を巻きつけた。層底には粒子の排出速度を調節できるターンテーブルを設け、粒子の降下速度を一定に保つた。また、層頂にはフォットセンサーと電磁フィーダーにより層高を誤差 5 mm 程度以内に一定に制御しながら、直径 3.1×10^{-3} m のガラス粒子を装入する。送風機から送入される空気はロータメーターで流量を測定後、サイリスタレギュレーターによつて、任意温度に調節できる電熱式熱風発生器に導入される。一定の温度に加熱された空気は、層底から送入され、降下する粒子と熱交換を行い、層頂から大気中へ放出される。送風機の一部は粒子の排出口近くにも送入され、圧力バランス法によつて、高温ガスが装置下部から漏風するのを防止すると同時に、排出された粒子を冷却する。温度測定のために、層高方向で 0.1 m 間隔に、全部で 9 個の温度検出用プローブを挿入した。また、図に示すように、各プローブには、半径方向分布を測定するための 4 個の熱電対が磁製の絶縁管で支持され、さらに、粒子の流れをなるべく乱さないように同じ縦断面内に設置されている。温度の測定は層内の温度場が定常に達した後に付た。

Fig. 8 は、ガスと粒子の入口温度を $T_{g,in} = 473$ K、 $T_{s,in} = 293$ K とし、ガスと粒子の質量速度を、それぞれ、 $G_{og} = 0.63$ と $G_{os} = 0.56$ kg/m²·s、および、 $G_{og} = 0.61$ と $G_{os} = 0.20$ kg/m²·s の二種類の条件とした場合

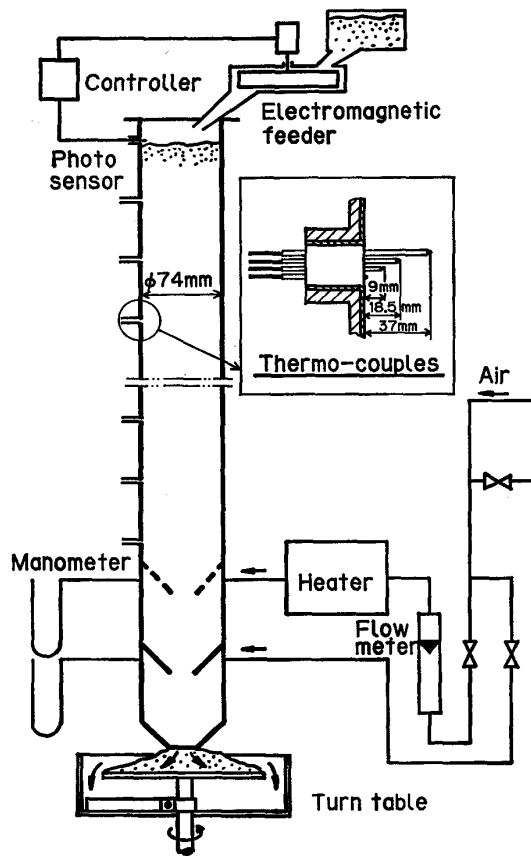


Fig. 7. Schematic view of experimental apparatus.

変化させた場合のガスの等温線を示す。ただし、押し流れ域の幅はいずれの場合にも $r_0/R = 0.85$ に設定した。軸方向の温度分布パターンは、向流の場合には β_0 が小さいときには層頂近傍で、また β_0 が大きいときには層底部で熱交換が活発であり、並流の場合には、常に流入部で熱交換が活発である。半径方向のガス温度は熱流比と壁の冷却作用の複合的な効果に影響され、並流より向流の場合には著しい分布になつている。また、壁面近傍での温度パターンよりわかるように熱流比が大きい

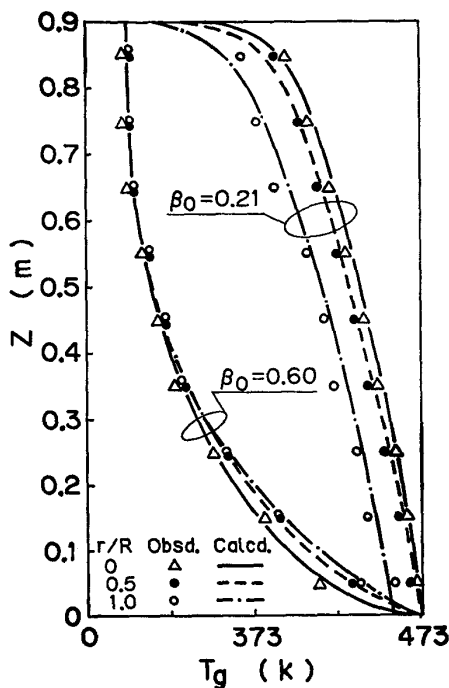


Fig. 8. Comparison of calculated results with observed results with regard to temperature distribution in counter-current moving bed.

の実験結果と計算結果の比較である。実験結果の計算にあたっては、塑性域の幅は上述したように(2)式から求めた。熱的係数の推算では、粒子・ガス間の伝熱係数については、白井¹⁶⁾の(22)式から求めた真の伝熱係数を STUKE¹⁷⁾の(23)式で修正した見掛けの伝熱係数、および粒子層の有効熱伝導度に及ぼすふく射伝熱の影響は本実験系では小さいことを考慮して、国井ら¹⁹⁾の式より計算したものを近似的に使用した。また、壁面伝熱係数 U_w とガス相の有効熱伝導度 k_{gne} については、ここでは、層内の実測温度に適合するように試行錯誤計算から求めた。ただし、半径方向と軸方向のガスの有効熱伝導度の間に、固定層の場合と同様な比例関係を仮定した。このようにして、試行錯誤計算結果から推算された U_w と k_{gne} は、固定層内壁における境膜抵抗²⁰⁾および管壁と耐火物の抵抗を考慮した総括伝熱係数(20)式から計算されるガスの有効熱伝導度より、それぞれ、1桁ほど大きい値が得られた。このことから、移動層の場合には粒子が波状²¹⁾的に降下することに起因して伝熱が促進されていると推察できる。

11. 結 言

向流移動層の模型実験によつて、層内の塑性域の幅と空隙率、および、層内での温度分布を調べた。粒子降下速度、ガス流れ、ガスと粒子の温度などプロセス変数の半径方向分布を考慮した二次元モデルの数値計算結果に

基づいて、移動層内の熱交換特性を検討した。その結果、つぎの知見が得られた。

(1) 粒子降下運動に伴つて壁近傍に形成される塑性域の幅は F_r 数にほとんど無関係で、中心部の押し出し流れ域の無次元半径 r_0/R は $(d_p/D)^{-0.2}$ に比例する。

(2) ガスの圧力損失は ERGUN 型の式で良好に表現できるが、球形粒子に対する実験から、ERGUN 式の抵抗係数 150 と 1.75 に対応する数値としてそれぞれ 145 と 1.42 を得た。

(3) 炉壁の冷却作用により炉壁部へのガスの偏流が起こるが、その効果は向流式移動層では熱流比が小さい場合に比較的顕著になる。

(4) 塑性域の存在は、熱流比の分布を変化させるため、壁の冷却とともに半径方向の温度分布に複合的な影響を与える。その効果は、向流式移動層の場合には、塑性域の拡大に伴つて顕著になる。

記 号

B_i : ビオー数 ($\equiv h_p' d_p / k_s$)	(—)
c_j : 比熱	(J/kg·K)
D : 円筒の内径	(m)
d_p : 粒子径	(mm)
F_r : フルード数	(—)
G, G_0 : 質量速度と断面平均の質量速度	(kg/m ² ·s)
$G_{g,in}, G_{s,in}$: ガスと粒子の各流入口での質量速度	(kg/m ² (bed)·s)
g : 重力加速度	(m/s ²)
h_p, h_p' : ガス・粒子間の見掛けの伝熱係数と真の伝熱係数	(W/m·K)
k : 定数	(—)
k_g : ガスの熱伝導率	(W/m·K)
k_s : 粒子の熱伝導率	(W/m·K)
k_{ge}, k_{gne} : ガスの有効熱伝導度	(W/m·K)
k_{se} : 粒子層の有効熱伝導度	(W/m·K)
L : 層高	(m)
M : 分子量	(kg/mol)
P : 圧力	(Pa)
P_{in}, P_{out} : ガスの入口と出口での圧力	(Pa)
P_e : ペクレ数	(—)
P_r : プラントル数	(—)
R : 層の半径	(m)
Re_p : 粒子レイノルズ数	(—)
R_g : 気体定数 ($=8.3144$)	(J/K·mol)
r : 半径位置	(m)
r_0, r_0' : 定常領域と非定常領域での押し出し流れ域の半径	(m)
T : 温度	(K)
T_w : 装置の外壁面温度	(K)
U_w : 炉内周壁基準の総括伝熱係数	(W/m·K)
u, u_0 : 速度と空塔速度	(m/s)
u_{sc} : 押し出し流れ域での粒子降下速度	(m/s)
u_{sr} : 塑性変形域での粒子降下速度	(m/s)
β_0 : 熱流比 ($=G_{s,in}, c_{s,in} / G_{g,in}, c_{g,in}$)	(—)
ε : 空隙率	(—)
μ_g : ガスの粘性係数	(Pa·s)
μ_s : 粒子層の内部摩擦係数	(—)
μ_s' : 流動時の粒子層内部摩擦係数	(—)

μ_w : 壁面での摩擦係数	(—)
ρ_b : 粒子のかさ密度	(kg/m ³ (bed))
ρ_{bs} : 流動時の粒子かさ密度	(kg/m ³ (bed))
ρ_g : ガス密度	(kg/m ³)
ϕ_b : 粒子の形状係数	(—)
ϕ : 流れ関数	(kg/s)
(添字)	
$n=r, z$: 半径方向と軸方向	
$j=g, s$: ガス相と粒子相	

文 献

- 1) 寺田 清: *Cypsum & Lime*, 38 (1959), p. 259
- 2) W. W. SCHERTZ and K. B. BISCHOFF: *AIChE J.*, 4 (1969), p. 597
- 3) M. S. BRINN, S. J. FRIEDMAN, F. A. GLUCKERT and R. L. PIGFORD: *Ind. Eng. Chem.*, 40 (1948), p. 1050
- 4) 高橋洋志, 柳井 弘: *化学工学*, 3 (1971), p. 357
- 5) 矢木 栄, 国井大藏, 長原勝美, 内藤 宏: *化学工学*, 25 (1961), p. 469
- 6) S. TOYAMA: *Powder Technol.*, 4 (1970/71), p. 214
- 7) R. M. NEDDERMAN and C. LAOHAKUL: *Powder Technol.*, 25 (1980), p. 91
- 8) S. ERGUN: *Chem. Eng. Prog.*, 48 (1952), p. 89
- 9) R. E. HICKS: *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 9 (1970), p. 500
- 10) 菊池 淳, 名雪利夫, 浅川 純, 前田四郎, 不破 祐, 萬谷志郎: *鉄と鋼*, 63 (1977), p. 901
- 11) I. YEN: *Chem. Eng.*, 13 (1967), p. 173
- 12) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: *Stahl. Eisen*, 90 (1970), p. 1249
- 13) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: *Chemie. Ing. Technol.*, 43 (1971), p. 355
- 14) E. SINGER and R. H. WILHELM: *Ind. Eng. Chem.*, 46 (1950), p. 343
- 15) W. SCHOTTE: *AIChE J.*, 6 (1960), p. 63
- 16) 白井 隆: *東工大紀要*, 8 (1962), p. 5
- 17) B. STUKE: *Angewandte Chemie*, B20 (1948), p. 262
- 18) 高橋洋志, 川向一史, 竹内隆男: *化学工学論文集*, 9 (1983), p. 123
- 19) D. KUNII and J. M. SMITH: *AIChE J.*, 7 (1961), p. 29
- 20) D. KUNII and M. SUZUKI: Paper presented to Symposium on Heat and Mass Transfer, Minsk (1968a)
- 21) R. L. BROWN and J. C. RICHARDS: *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 38 (1960), p. 243