

層状装入粒子充填層および移動層のガス流れ*

荒木 和 男**・森 山 昭**

Gas Flow through Packed and Moving Beds with Layered Burdens

Kazuo ARAKI and Akira MORIYAMA

Synopsis:

Gas flow patterns and pressure profiles through packed and moving beds with layered burdens have theoretically and experimentally been studied.

In the middle region of the beds, periodic behaviours of gas flow correspond with the alternative packings of the beds. In the top and the bottom region, gas flow tends to concentrate to a lower resistant part of the beds. The velocity profiles of gas flow at the inlet part of the beds cannot be described with such a simple expression as a linear equation. Usually, the total pressure drop through the beds is smaller than the estimation based on "parallel-flow model."

Flow patterns of gas in the top region of the beds are not very affected by the packing structure of the bottom region of the beds and similarly flow patterns in the bottom region are not affected by the packing of the top region.

The third layer imposed in the bottom part of the beds, an inclination of top surface and angles of repose of the packed burdens also have a considerable effect on both pressure profiles and flow patterns through the beds.

1. 緒 言

不均一充填構造粒子充填層で、軸方向流通抵抗の不均一性が半径方向で変化する場合、半径方向ガス流れ、すなわち、クロス流が存在する^{1)~3)}。このため、さまざまな不均一充填構造には、それぞれ特有の不均一ガス流れが伴うことになり、不均一充填構造をもつ充填層型反応器内のガス濃度分布、温度分布、さらには器内の反応過程が、ガス流れの不均一性によつて大きな影響をうけるものと考えられる。高炉内のガス流れ問題についても、最近、ようやくこうした不均一充填構造に伴うクロス流の問題に注意が払われるようになった⁴⁾⁵⁾¹⁵⁾。

従来、この種の問題の理論的研究では、2次元場に拡張した Ergun 式と連続の式とを基礎式として採用している。これは固有流通抵抗の実測値を使用するかぎり、Ergun 式が信頼度の高い半理論式である点から、妥当な研究手法であるといえよう。しかし、この基礎式系の解析解導出は困難であるため、数値解析に基づく場合が多い^{5)~7)15)}。その際、ガス流入部の流速分布を簡単な数式で仮定しているので、結果の現実性を保証するには、

少なくとも、この仮定の妥当性が十分立証される必要がある。一般にガス流入部の流速分布は充填構造に依存して複雑な分布をとるはずであり、たとえば、不均一充填構造充填層に関して V. STANEK ら⁶⁾⁷⁾の等流量流入条件を採用した解析の問題点は、筆者ら²⁾³⁾をはじめ、その後も、他の研究者⁸⁾⁹⁾のしばしば指摘するところである。層状装入された高炉炉胸部のガス流れに関する桑原ら⁵⁾¹⁵⁾の数値解析では、ガス流入部流速分布を1次式(流れ関数について2次式)で仮定している。また、彼ら⁵⁾⁶⁾¹⁵⁾の解析には基礎式についても若干検討の余地があるように思われる。なお、Ergun 式に基づくかぎり、層流域のみならず、乱流域においても、流線と等圧線は直交すべきことが示される⁸⁾⁹⁾。

問題を高炉内ガス流れに限定する場合、充填構造以外に、炉形状、送風羽口からのガス吹き込みも、不均一なガス流れの一因と考えられる。これらについては、J. RADESTOCK ら^{10)~12)}、J. SZEKELY ら¹³⁾、FUKUTAKE ら¹⁴⁾および羽田野ら⁸⁾の最近の研究が知られている。しかし、これらに起因する不均一ガス流れ問題の定量的把握はき

* 別報⁹⁾で詳細に述べる。

* 昭和 51 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 51 年 9 月 22 日受付 (Received Sept. 22, 1976)

** 名古屋工業大学材料開発研究施設 工博 (Material Research Laboratory, Nagoya Institute of Technology, Gokisho-machi Shōwa-ku Nagoya 466)

わめて不十分であり、前提条件として、地道な基礎現象の解明が重要な段階にあると考える。

これまで、筆者ら^{1)~3)}は、不均一充填構造粒子充填層内のガス流れを実験および理論の両面から検討する中で、2次元的小および軸対称系の層流域におけるガス流れに関する分布定数系モデルを提出し、その妥当性を明らかにした。

本報では、前報³⁾で示した手法に基づき、高炉などの実際プロセスを意識して、層状装入粒子充填層および移動層の層流域におけるガス流れに及ぼす諸因子の影響について基礎的考察を試みる。

2. 理 論

前報³⁾で詳細に述べたように、層状装入粒子充填層の半径方向を n 分割し、層 1, 2, …, n と名づけ、各層内の軸方向不均一境界を階段近似する。この結果、軸方向は m 区間に分割されるものとする。前報³⁾では、ガスが充填層上部から流下する場合について解析したが、本報は上昇流の場合であり、ガス流れに関する基礎式は、前報³⁾の基礎式で v_i を $-v_i$ で置きかえた形となる。与えられた連立常微分方程式を、前報³⁾と同様にして、「層底および層頂で圧力一定」の条件下で解き、行列形式に基づくガス流速と圧力の分布に関する理論解が導出できる。

なお、等圧線と流線は、理論解に基づいて求められた各格子点の圧力および流速から、内挿法あるいは外挿法によつて求める。その際、半径方向分割数を少なくすると、とくに流線が密な領域で、内挿(外挿)法に基づく誤差を生ずる。前報³⁾の Fig. 5 には、このような誤差が含まれている。この場合、半径方向分割数をふやし、区間幅 δ_i を小さくすれば精度が向上する。本報の計算では、半径方向分割数を 20 にふやし、さらに、行列演算を 2 倍精度から 4 倍精度に強化した*。

3. 層状装入粒子充填層のガス流れ

3.1 理論値と実測値の比較

実験装置および方法は前報³⁾と同一であるが、今回は層内ガス圧力のほかに、ガス流入部での流速分布を熱線風速計を用いて測定した。

Fig. 1 の曲線 a~m は層内ガス圧力分布、また、曲線 n は流入部のガス流速分布の代表例で、層 A と層 B の安息角 θ_A および θ_B がともに 30° 、固有流通抵抗比 $\beta =$

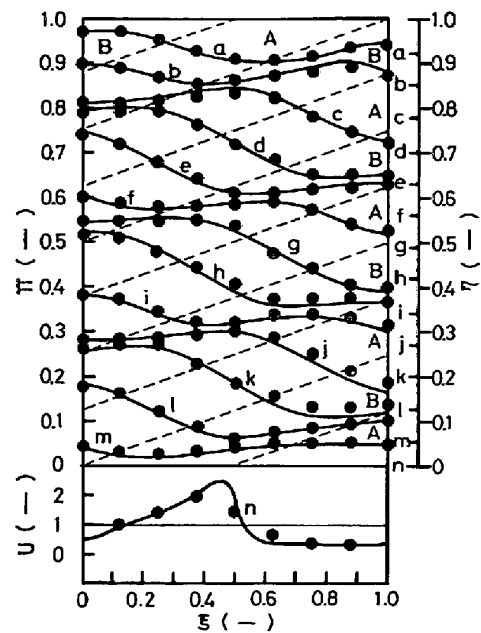


Fig. 1. Pressure distributions through the packed bed with layered burdens and inlet gas velocity profiles (● marks), compared with theoretical curves. The small English letter indicates the axial position of measuring point. $\beta=9.8$, $d_{pA}=0.5$ mm, $d_{pB}=1.51$ mm, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$, $Re \approx 1$.

9.8 の場合である。なお、Fig. 1 中の記号 a~n は、同図右端の座標上に示す測定点にそれぞれ対応している。

実線で示す理論値は、●印で示した実測値とよく一致するので、本報の解析手法は、層状装入粒子充填層のガス流れを実際に十分予測できる方法であることがわかる。

ガス流入部のガス流れの問題については、前述したように、ほとんど正確な知見がないのであるが、Fig. 1 の理論および実測結果によつて、層底部の流通抵抗が小さい部分にガス流れが集中する傾向を示し、その分布を簡単な数式近似することが一般に困難であることがわかる。

3.2 層内ガス流れおよび全圧損失

Fig. 1 の層状装入充填層に関する理論流線と等圧線を Fig. 2 に示した。ただ、この場合、 $\beta=10$ とした。

図より明らかなように、層の中間領域では充填構造の空間的周期性に起因して、ガス流もほぼ周期的な変動を示し⁵⁾、層底および層頂部近傍において、相対的に小さい流通抵抗部分にガス流れが集中して流入もしくは流出することがわかる。

充填層を通しての全圧損失の理論値は $\pi_t=0.440$ (すなわち、 $P_t=0.440 \rho_A l Q/LW$) となり、クロス流を考慮しない並列モデルから計算した全圧損失 $\pi_t=0.550$ に対して、20% も減少する。なお、 $\beta=9.8$ の場合、全圧

* 前報³⁾の (14) 式の Y_i^j の表示には記載ミスがあつたので、ここで正しい形を示しておく。

$Y_i^j = 2\alpha^2 (k_i^j / \delta_i + k_{i+1}^j / \delta_{i+1}) / \{h_i^j (\delta_i + \delta_{i+1})\}$
前報³⁾の計算には、正しい式を用いている。

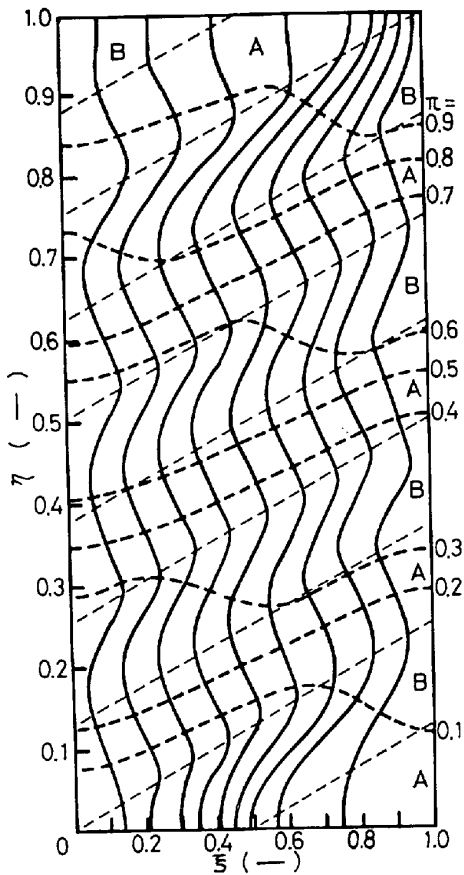


Fig. 2. An example of isobars and streamlines in the packed bed with layered burdens. $\beta=10$, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$.

損失の実測値は $\pi_t=0.457$ であり、並列モデルに基づく計算値 $\pi_t=0.551$ と比較して、17% 減少している。一般に、層状装入粒子充填層の全圧損失は、並列モデルの計算値に比較して、つねに小さくなる。

4. 層底部に挿入した第3の層の影響

層底部に存在する第3の層C(例えば、高炉炉芯)が、層内ガス流れにおよぼす影響について述べる。ここで、第3の層として、Fig. 3 左下に示すような3角形状の層を想定した。

Fig. 3 の各点線は、 $\rho_C=0.1\rho_B$, $\beta=10$ の場合につき理論的に求めた流線で、実線で示した流線は第3の層Cを含まない Fig. 2 の場合の流線である。

一般に、層Cの固有流通抵抗 ρ_C が層Aのそれ ρ_A より大きい場合には、ガス流は層Cを迂回して流れる傾向を示し、 ρ_B が相対的に ρ_A より小さくなるにつれて層Cを流れるガス流量が急激に増大し、とくに、 $\rho_C \leq \rho_B$ では、層底部付近のA層内へはほとんどガスが流れない。またガス流入部の流速分布は、Fig. 4 の実線で示すように第3の層Cの性質によつて、大きな差異を示す。なお、

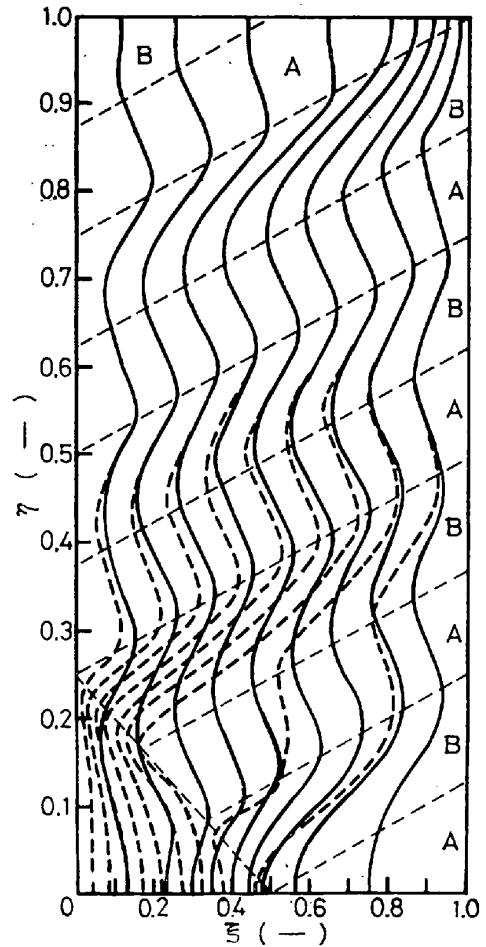


Fig. 3. Streamlines in the bed with an imposed third layer C at the bottom (dotted lines), and those without the third layer C (solid lines). $\beta=10$, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$, $\rho_C=0.1\rho_B$.

同図の点線は、第3の層Cを含まない場合の流速分布 (Fig. 9, $\tau=0$ の実線) である。

以上のように、層底部のガス流れ挙動は、層底部に存在する第3の層Cの性質に大きく左右され、流線は層Cが存在しない場合のそれ (Fig. 2 および Fig. 3 実線) から大きく偏倚し、その影響は層の中間領域にまでおよぶ。ただ、層頂部付近のガス流れは、第3の層の存在によつてほとんど影響されることがなく、流線は層Cが存在しない場合の層頂部付近の流線にほぼ一致する (Fig. 3)¹⁵⁾。このように、一般に、層底部におけるガス流れ挙動は、層底部の充填状況の影響を強くうけるが、一方、層頂部付近のガス流れ挙動は層底部の充填状況、したがって、層底部におけるガス流れ挙動にあまり左右されない。したがって、数値解析にあつて、層底部の速度分布を仮定し層頂部で判定を行ない仮定値の修正をする計算方式を採用する場合、層全体にわたつて精度良い計算結果を得るためには、適切な流速分布形および判定条件

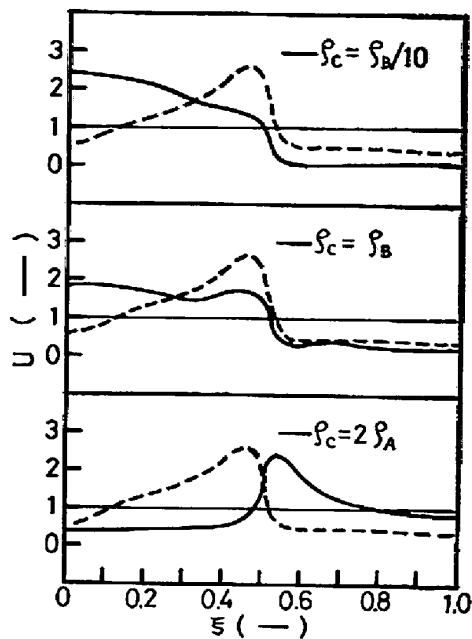


Fig. 4. Velocity profiles of gas at the inlet part of the bed with an imposed third layer C (solid line), and those without the third layer C (dotted lines). $\beta=10$, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$.

の設定に十分な注意が必要となる。

層底部に第3の層Cが存在する場合の充填層を通しての全圧損失は、

(a) $\rho_c=2\rho_A$ の場合, $\pi_t=0.517$ (17.5%増)

(b) $\rho_c=\rho_B$ の場合, $\pi_t=0.385$ (12.5%減)

(c) $\rho_c=0.1\rho_B$ の場合, $\pi_t=0.348$ (20.9%減)

となる。末尾の () の数値は、層Cが存在しない場合の全圧損失 $\pi_t=0.440$ と比較した増減率を示している。

5. 傾斜層頂面をもつ層状装入充填層のガス流れ

5.1 傾斜層頂面の影響

高炉などにみられる傾斜層頂面をもつ充填層について検討した。この種の充填層の代表的な等圧線と流線を Fig. 5 に示す。 ($\theta_A=\theta_B=30^\circ$, $\beta=10$)。

一般に、層頂部近傍では、傾斜層頂面の影響をうけて、流線が中心側 ($\xi=0$ 付近) へ偏倚し、層頂部では層頂面に直交する⁹⁾。 Fig. 5 に示した例の場合、層頂部での中心部ガス流速は、周辺部 ($\xi=1$ 付近) のその 6.6 倍にもなる。しかしながら、このような中心偏倚傾向は層頂部近傍に限られており、層の中間領域では傾斜層頂面の影響をうけていない。ちなみに、Fig. 5 に示した層底部および中間領域の流線は、Fig. 2 に示した流線にほぼ一致する。すなわち、層底部のガス流れ挙動は、層頂

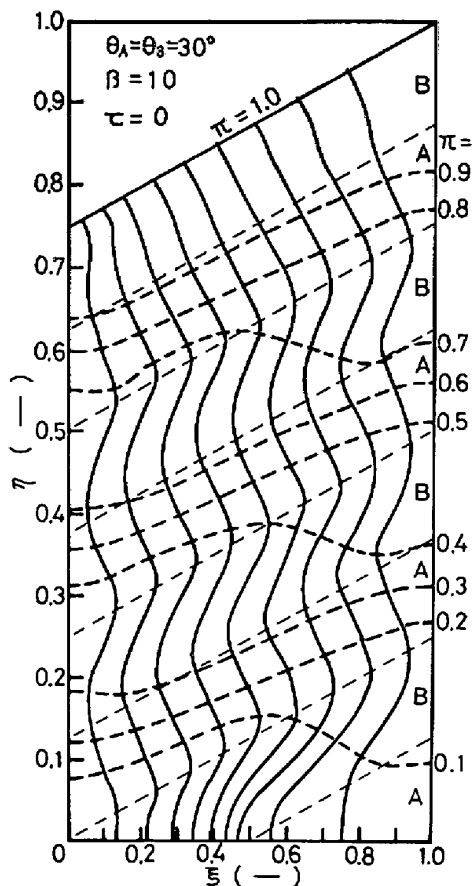


Fig. 5. A typical example of isobars and streamlines in the bed with inclined surface of the burden.

部の充填状況の影響をうけることはない。したがって、4章で得られた結果をも考慮すると、一般に、層底部のガス流れ挙動は層頂部充填状況により、逆に、層頂部の流れ挙動は層底部充填状況(したがって、ガス流れ挙動)によつて左右されないと結論できる。

5.2 安息角の影響

前節では層Aと層Bの安息角が等しい場合について、層頂面の傾斜とガス流れ挙動を論じた。一方、高炉ではコークス層と鉍石層の見かけの安息角が異なると思われる。安息角が異なると、各半径位置での軸方向流通抵抗が、半径位置の関数として単調に増減するので、安息角が等しい場合と比較して、中心流あるいは周辺流の一方的な強化につながるものと考えられる。

いま、代表例として、 $\theta_A=20^\circ$, $\theta_B=30^\circ$ および $\beta=10$ の場合について、傾斜層頂面をもつ層状装入充填層内の流線を計算した結果が、Fig. 6 の実線である。図には比較のため、 $\theta_A=\theta_B=30^\circ$ の場合の流線を点線でえがいてある。 Fig. 6 に示した例では、 $\theta_A=\theta_B=30^\circ$ の場合に比較して、周辺側流通抵抗が相対的に減少するので、周辺側にガス流が偏倚する。なお、 $\theta_A=30^\circ$, $\theta_B=20^\circ$ の

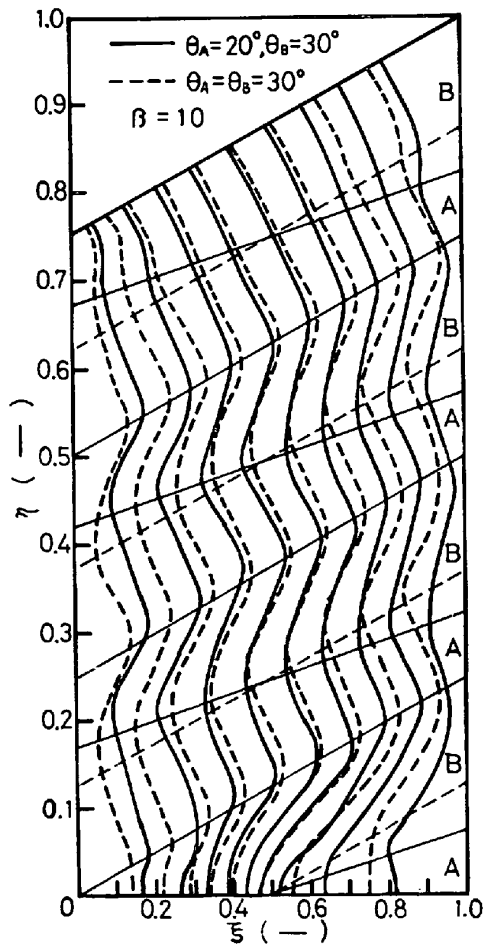


Fig. 6. Gas flow patterns through the bed where $\theta_A=20^\circ$ and $\theta_B=30^\circ$ (solid lines) and $\theta_A=\theta_B=30^\circ$ (dotted lines).

場合には、ガス流が中心側へ偏倚する。

ガス流入部 ($\eta = 0$)、層の中間部 ($\eta = 0.5$) および層頂面でのガス流速の増減割合は、 $\theta_A = \theta_B = 30^\circ$ の場合の対応する点のガス流速を基準として、Fig. 7 のように表わされる。この場合、基準流速は、Fig. 9 の $\tau = 0$ ($\theta_A = 20^\circ$, $\theta_B = 30^\circ$)、および、 $\tau = 0.6$ ($\theta_A = 30^\circ$, $\theta_B = 20^\circ$) に対応する。Fig. 7 は、上述した中心側または周辺側へのガス流の偏倚をきわめて明瞭に示している。

6. 層状装入移動層内ガス流れ

高炉のように、粒子降下速度が、ガス流速に比較して十分おそい層状装入粒子移動層においては、ガス流れは各瞬間に定常状態を保ちつつ時間的に推移するものと考えられる。したがって、各瞬間の充填構造に対する定常ガス流れ挙動を求めることによつて、この種の移動層内ガス流れを予測できる。しかも、層状装入粒子移動層では、ある一定周期ごとに同一充填状態がくり返されるので、一周期間のガス流れ挙動を知れば十分である。

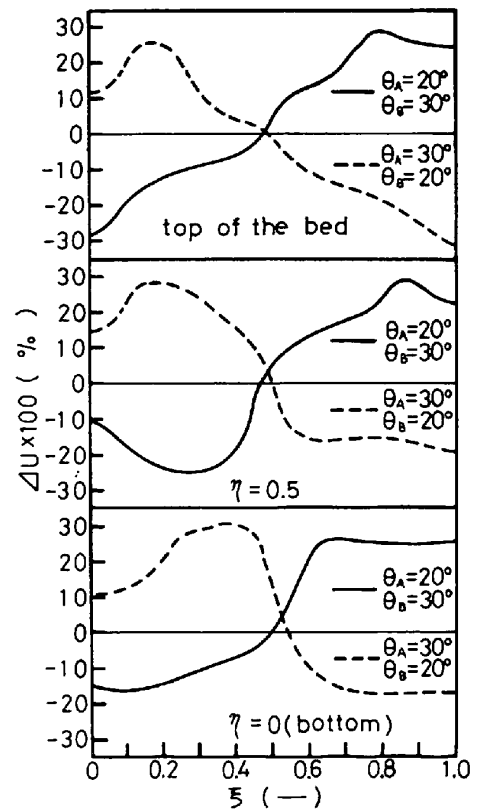


Fig. 7. Increased and/or decreased ratios of the flow velocity of gas referred to those where $\theta_A = \theta_B = 30^\circ$.

本報では、Fig. 5 に示した充填状況を初期状態として層状装入粒子移動層のガス流れにつき解析した。Fig. 8 は $\tau = 0.6$ における流線と等圧線の理論計算値である。3.2 節でも述べたように、一般にガス流れは、層底部で流通抵抗が相対的に小さい部分に集中し、層の中間領域で充填構造の空間的周期性に対応して蛇行する。しかし傾斜層頂面をもつ場合は、一般に、層頂部のガス流れは充填状況にかかわらず中心側に偏流する傾向を示す。このことは、各瞬間のガス流入部および層頂におけるガス流速分布から、よりいつそう明瞭に理解される (Fig. 9)。また、層頂部の中心部ガス流速は、周辺部のその数倍 (2~7 倍程度) にもなる (Fig. 9 点線)。

移動層の場合、全圧損失は、Fig. 10 に示すように、時間的に周期変動する。この場合 ($\theta_A = \theta_B = 30^\circ$, $\beta = 10$)、周期変動の振幅は、全圧損失の時間平均値の約 7.5 % の大きさで、時間平均値は $\bar{\pi}_t = 0.402$ 、すなわち、 $\bar{P}_t = 0.402 \rho_A l Q / LW$ である。

層状装入移動層では、充填構造が時間に関して周期変動する。この場合も含めて、一般に、不均一充填構造移動層の充填構造が時間的に変化するような場合の層内ガス流れの考察にあたっては、入口ガス流入流速分布を境

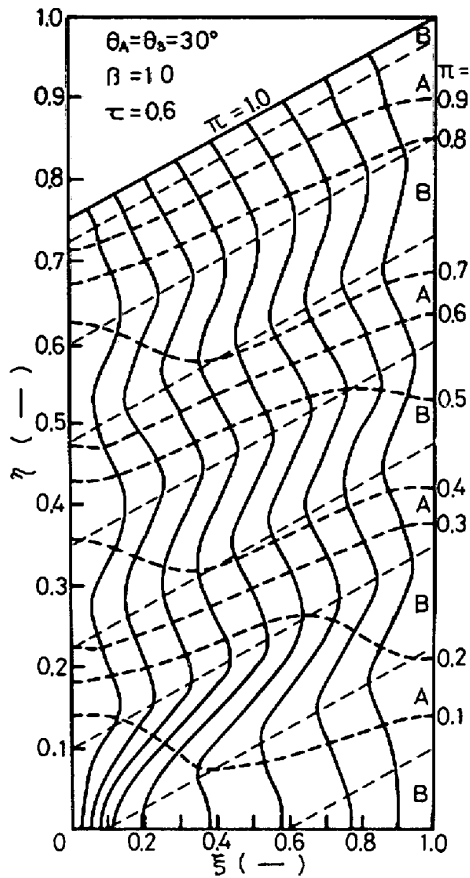


Fig. 8. Example of calculated isobars and streamlines in the moving bed with layered burdens. $\beta=10$, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$, $\tau=0.6$.

界条件の一つとして使用する解析手法は適当ではないようである。この点は、すでに指摘した、ガス流入流速分布の数式表現の妥当性の問題とともに、この種の取扱いの短所の一つであると考えられる。

7. 結 言

不均一充填構造粒子充填層について前報⁹⁾で提出した解析手法に基づき、高炉などの実際プロセスを念頭において、層状装入粒子充填層および移動層の層流域におけるガス流れに関する基礎的考察を展開した。

層状装入粒子充填層の中間領域では、充填状況の空間的周期性に対応して、ガス流れが周期的に変動する。しかし、層底部および層頂部では、相対的に小さい流通抵抗部分に流入あるいは流出ガスが集中する傾向が認められる。また、流入部におけるガス流速分布は充填構造に依存して複雑となるため、一般に、簡単な数式近似は困難であることがわかった。

層を通しての全圧損失は、一般に、クロス流を考慮しない並列モデルに基づくそれよりも小さくなる。

層底部に第3の層(例えば、高炉炉芯)が存在する場

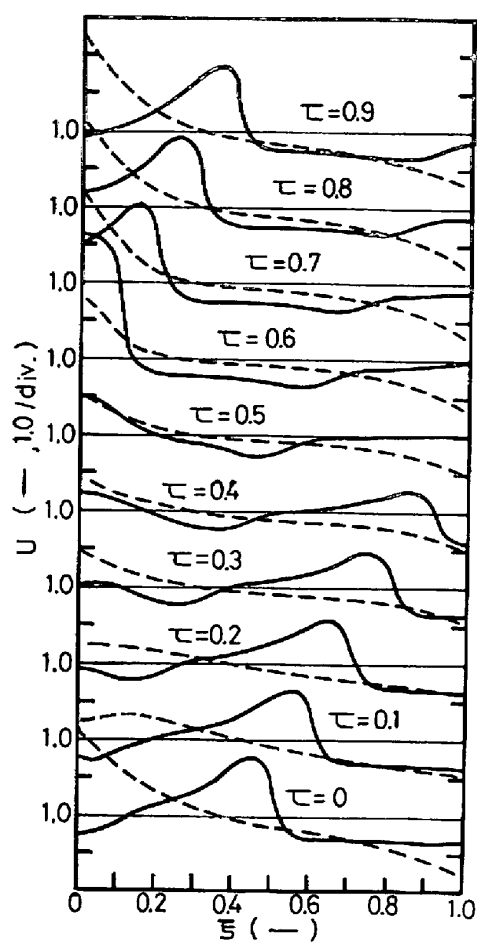


Fig. 9. Velocity profiles of gas at the bottom (solid lines) and the top (dotted lines) of the moving bed where $\beta=10$ and $\theta_A=\theta_B=30^\circ$.

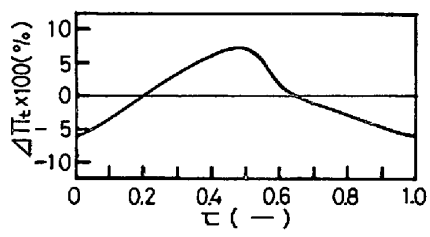


Fig. 10. Change of the total pressure drop through the moving bed with dimensionless time. $\beta=10$, $\theta_A=\theta_B=30^\circ$, $\bar{\pi}_t=0.402$.

合、層底付近のガス流れに大きな影響が現われ、それは層の中間領域にまでおよぶ。しかし、層頂付近のガス流れは、第3の層の影響をほとんどうけない。一般に、層底および層頂付近のガス流れは、それぞれ、層頂および層底部の充填状況、したがって、ガス流れにあまり影響されない。このため、この種の問題の数値解析にあたっては、妥当な境界条件の設定に十分な留意が必要である。傾斜頂面をもつ充填層では、層頂付近のガス流が中心側に偏流する傾向を示す。この層頂面傾斜の影響は層

頂面付近に限られるが、流出ガス流速の不均一性はきわめて大きい。

層状装入された両層の安息角が異なる場合、固有流通抵抗が大きい層の安息角の相対的大小関係に応じて、中心流あるいは周辺流が強化される。

ガス流速に比較して粒子降下速度が十分におそい層状装入粒子移動層のガス流れは、一定の周期をもつて時間的に変動する。同時に、移動層を通しての全圧損失も、時間的平均値のまわりに周期的に変動する。

記号

- c : 充填層の幾何学的形状因子 l/L , (-)
 d_{pA}, d_{pB} : 層 A および B 層の充填粒子径, (mm)
 h_i^* : 層 i と層 $(i+1)$ 間のクロス流に対する単位層高あたり無次元流通抵抗, (-)
 k_i^* : 軸方向無次元固有流通抵抗, (-)
 L : 充填層幅, (cm)
 l : 充填層高, (cm)
 m : 軸方向分割数 (区間数)
 n : 半径 (横) 方向分割数
 P_t : 全圧損失, (cm(H₂O))
 Q : 全ガス流量, (cm³/sec)
 Re : レイノルズ数, (-)
 T : 層状装入移動層における同一充填状態くり返し周期, (sec)
 U : 空塔速度基準無次元ガス流速, (-)
 ΔU : ガス流速増減率, (-)
 W : 充填層厚さ, (cm)
 x : 半径 (横) 方向距離, (cm)
 y : 層内高さ, (cm)
 β : 層 B の固有流通抵抗に対する層 A の固有流通抵抗の比, (-)
 ξ : 無次元半径 (横) 方向距離 x/L , (-)
 η : 層内無次元高さ y/l , (-)

- δ_i : 無次元分割層幅 d_i/L , (-)
 ρ_A, ρ_B, ρ_C : 層 A, 層 B, 層 C の固有流通抵抗, (cm(H₂O) · sec/cm²)
 v_i^j : 層 i , 区間 j を流れる無次元ガス流量 Q_i^j/Q , (-)
 π : 全圧損失基準無次元ガス圧力, (-)
 π_t : $\rho_A l Q / LW$ 基準無次元全圧損失, (-)
 $\bar{\pi}_t$: π_t の時間平均値, (-)
 $\Delta \pi_t$: π_t の増減率 $(\pi_t - \bar{\pi}_t) / \bar{\pi}_t$, (-)
 θ_A, θ_B : 層 A および層 B の安息角, (度)
 τ : 周期 T 基準無次元時間, (-)

文献

- 1) 森山 昭, 西尾賢一: 鉄と鋼, 60(1974), p.1271
- 2) 荒木和男, 森山 昭, 西尾賢一: 鉄と鋼, 60(1974), p. 2085
- 3) 荒木和男: 鉄と鋼, 62(1976), p. 1485
- 4) 下村泰人, 九島行正, 西川 潔: 学振54委, 化工小委71 (1975年5月)
- 5) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62(1976), p. 463
- 6) V. STANEK and J. SZEKELY: Canad. J. Chem. Eng., 50(1972), p. 9
- 7) V. STANEK and J. SZEKELY: AIChE Journal, 20(1974)5, p. 974
- 8) 羽田野道春, 栗田興一: 鉄と鋼, 62(1976), p. 953
- 9) 荒木和男, 森山 昭: 鉄と鋼, 63(1977), p.1035
- 10) J. RADESTOCK and R. JESHARA: Stahl u. Eisen, 90(1970), p. 1249
- 11) J. RADESTOCK and R. JESHARA: Chemie. Ing. Techn., 43(1971), p. 355
- 12) J. RADESTOCK and R. JESHARA: Chemie. Ing. Techn., 43(1971), p. 1304
- 13) J. SZEKELY and J. J. POVEROMO: AIChE Journal, 21(1975), p. 769
- 14) T. FUKUTAKE and K. OKABE: Trans. ISIJ, 16(1976), p. 189
- 15) 桑原 守, 近松栄二, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62(1976), S42