

## 層状装入の炉胸部におけるガス流れの解析\*

桑 原 守\*\*・ 鞭 巖\*\*\*

## Theoretical Analysis of Gas Flow in Shaft with Layered Burdens

Mamoru KUWABARA and Iwao MUGHI

## Synopsis:

To clarify the characteristics of gas flow in the blast furnace shaft with layered ore and coke burdens, the flow equations of continuity and motion were numerically solved for the isothermal flow in two-dimensional bed.

The effects of mass flow rate of gas, compressibility of fluid, shape of bed and non-uniform distribution of permeability on the flow field such as patterns of streamline, mass velocity and isobar in the bed are discussed on the basis of the results calculated for gas fed into the bed at isobaric condition.

## 1. 緒 言

高炉内における不均一なガス流れは炉内の温度やガス組成などの半径方向分布を誘発する原因となると考えられる。したがって、炉内のガスの流動状態と操業条件との関係を解明することが、実操業において重要な課題となる。しかしながら、実操業における高炉炉胸部でのガスの流動現象は複雑なために、理論的研究が行なわれるようになったのは最近のことである。たとえば、わき出しのない等温の流れを想定した場合でも、その流動特性は、(1) 炉形状、(2) 装入物の充填構造、(3) 羽口から吹き込まれたガスの三次元流れといった各種の因子の影響を受ける。

従来発表された大部分の研究では、解析を簡単化するために炉形状は矩形あるいは円筒形と見なされている。(2)に関連して、POLTHIER<sup>1)</sup>は層頂線の傾きに伴う層の高さの不均一によつてシャフト内にガス流の半径方向分布が生じると考えている。また、(3)に関する研究としては、RADESTOCK<sup>ら<sup>2)</sup></sup>のほか SHVYDKII<sup>ら<sup>3)</sup></sup>の矩形をなす均一なコークス層を通しての非圧縮性、渦無し流れの解析がある。一方、不連続的に分布した抵抗を想定した場合の炉内ガスの流れの解析については、RADESTOCK<sup>ら<sup>2)</sup></sup>による羽口近傍での圧縮性流れや、STANEK<sup>ら<sup>4)</sup></sup>による簡単な不均一構造をもつた矩形充填層での非圧縮性

流れなどの数値解析、荒木ら<sup>5)</sup>による二種粒子を並列配置した充填層内における非圧縮性流れの近似解析がある。

ここで、RADESTOCK<sup>ら<sup>2)</sup></sup>は、鉍石とコークスの両層で層空間率は同じであると仮定したり、ガスの流入し難い炉芯を設定している。なお、連続の式と運動方程式を圧力に関して解く RADESTOCK<sup>ら</sup>の方法では、計算に長時間が必要になるという難点がある。これに対して、STANEK<sup>ら<sup>4)</sup></sup>の流れの関数に関して解く方法は、RADESTOCK<sup>ら</sup>の方法に比べて収束性が良好であるが、STANEK<sup>ら</sup>は抵抗が半径方向に分布している系へガスが等流量条件で流入するという境界条件を採用しているが、この境界条件は実現象の観点から問題がある。荒木ら<sup>5)</sup>の解析では、流れを層流域に限っているので、高炉への適用にはまだ問題が残されている。

筆者ら<sup>6)</sup>は、層状に装入された鉍石層とコークス層とで見かけの安息角が異なるために生じる流通抵抗の半径方向分布を局所的に平均化し、さらに連続の式と運動方程式とを組み合わせることによつて、ガス流の半径方向分布を操業条件から予測できる数学的モデルを提出した。このモデルは円筒形で炉芯のない場合を対象にした近似解析である。

本報では、各種炉形状の層状装入物の充填層で、流通抵抗が連続的に分布すると考えない場合も含めて、流体

\* 昭和 50 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 50 年 8 月 4 日受付 (Received Aug. 4, 1975)

\*\* 名古屋大学工学部 (Department of Iron &amp; Steel Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University, Chikusa-ku, Nagoya 464)

\*\*\* 名古屋大学工学部 工博 (Nagoya University)

の圧縮性、層頂線の傾き、炉芯や融着層などがガス流れに及ぼす効果を調べるために、流動方程式を数値解析した結果について述べる。なお、前報<sup>6)</sup>で示した近似解析の適用性を検討するために、近似解と数値計算による厳密解との比較も行なう。

## 2. 流動方程式と数値解法

### 2.1 流動方程式

ここでは、高炉のシャフト部を想定して、空間率と粒子径が分布している不均一な等温充填層を設定し、層内における圧縮性流体の二次元流れについて考察する。

わきだしの無い場における連続の式は一般的に (1) 式で表わされる。

$$\partial(\epsilon\rho)/\partial t = -\text{div}(\epsilon\rho\vec{v}) \dots\dots\dots (1)$$

さらに、定常的な流れの場では、流体の圧縮性、非圧縮性にかかわらず (1) 式の左辺は零となるから、

$$\text{div}(\epsilon\rho\vec{v}) = 0 \dots\dots\dots (2)$$

運動方程式は流体の圧縮性、非圧縮性によらず近似的に ERGUN の式<sup>7)</sup>の微分形で表現できる。すなわち

$$\text{grad } P = -(f_1 + f_2 G) \vec{G} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、

$$f_1 \equiv \frac{150(1-\epsilon)^2\mu}{g_c\rho(\phi d_p)^2\epsilon^3}, f_2 \equiv \frac{1.75(1-\epsilon)}{g_c\rho(\phi d_p)\epsilon^3} \dots\dots (4)$$

ここで、流れの関数  $\Psi$  を

$$u = (\partial\Psi/\partial l)/\epsilon\rho, v = -(\partial\Psi/\partial r)/\epsilon\rho \dots\dots\dots (5)$$

すなわち、

$$G_r = \partial\Psi/\partial l, G_l = -\partial\Psi/\partial r \dots\dots\dots (5)'$$

と定義しておけば、(2) 式は自動的に満足される。

STANEK ら<sup>4)</sup>と同様に、軸および横方向成分に関する (3) 式から圧力  $P$  を消去し、その結果を  $\Psi$  で表わすと基礎式として (6) 式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} \left( f_1 + 2f_2 \left| \frac{\partial\Psi}{\partial r} \right| \right) + \frac{\partial^2\Psi}{\partial l^2} \left( f_1 + 2f_2 \left| \frac{\partial\Psi}{\partial l} \right| \right) \\ & + \frac{\partial\Psi}{\partial r} \left( \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{\partial f_2}{\partial r} \left| \frac{\partial\Psi}{\partial r} \right| \right) \\ & + \frac{\partial\Psi}{\partial l} \left( \frac{\partial f_1}{\partial l} + \frac{\partial f_2}{\partial l} \left| \frac{\partial\Psi}{\partial l} \right| \right) = 0 \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

結局、(6) 式を適当な境界条件のもとで解けば流れの関数の場が求まり、(5)' 式により質量速度の場が求まる。さらに、(3) 式の積分から圧力の場が求まることになる。

### 2.2 境界条件

層状装入充填層の模式図を Fig. 1 に示す。ここで、ガスは層底部より流入するものとする。

(1) 中心軸上：左右対称の条件から、

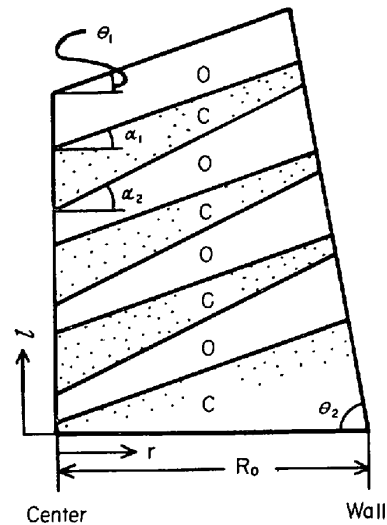


Fig. 1. Schematic view of layered burdens.

$$G_r = 0 \dots\dots\dots (7)$$

(2) 側壁面：壁を通過する流れが存在しないことから、

$$G_r \sin \theta_2 + G_l \cos \theta_2 = 0 \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $\theta_2$  は層底部と側壁のなす角度であり、矩形層では  $\theta_2 = 90^\circ$  であるがシャフトを想定するときには  $\theta_2 = 83^\circ$  とする。

(3) 層頂線上：層頂線は一つの等圧面と考えられるから、この面に沿う流れは存在しない。すなわち、

$$G_r \cos \theta_1 + G_l \sin \theta_1 = 0, P = P_{out} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $\theta_1$  は層頂での粒子層の見かけの安息角である。(4) ガスの流入端：ガスは等圧条件のもとで供給されると考えるのが自然であり、その結果、流通抵抗の半径方向分布に対応して流入ガスの質量速度も半径方向に分布することになる。すなわち、

$$G_l = G_l(r), P = P_{in} \dots\dots\dots (10)$$

これらの境界条件を流れの関数について表わすと、(7) および (8) 式は、それぞれ、中心軸、側壁面に沿う  $\Psi$  の変化が無いことを意味する式となる。(9) 式を差分して表わすと、横および軸方向での格子点番号ときざみ幅の組をそれぞれ  $(i, j)$ ,  $(h, k)$  とするとき、(11) 式となる。

$$\Psi_{i,j+1} = \Psi_{i,j} + \tan \theta_1 (k/h) (\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i,j}) \dots\dots\dots (11)$$

つまり、層頂での  $\Psi_{i,j+1}$  は  $\Psi_{i,j}$  と  $\Psi_{i+1,j}$  の二点の値から定められる。

(10) 式の  $G_l(r)$ , つまり入口での  $\Psi(r)$  は次のようにして求められる。まず、 $\Psi(r)$  に適当な関数形を与え、他の (7)~(9) 式の境界条件も使用して (6) 式を数

値計算し、系内の全格子点における  $\Psi$  の値、およびそれを基に  $G_r, G_l, \partial P/\partial r, \partial P/\partial l$  を決定し、入口から出口までの流れも求められる。次に、各流線の入口での圧力  $P_{in}$  から出発し、流線に沿う全圧損失を計算する。各流線で得られる全圧損失の値のバラツキについて標準偏差  $s$  を求め、 $s$  が最小値をとるまで入口での  $\Psi$  の関数形の係数を修正しながら繰り返し計算を反復する。 $\Psi(r)$  には系によつて異なる関数形を与えることがより望ましいが、ここでは (12) 式のような二次方程式とした。

$$\Psi(r) = ar^2 + br + c \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 $a, b, c$  は定数である。なお、 $c$  の値は流線や質量速度を求める際、何らの影響も及ぼさないから零とするのが便利である。また、入口での平均の質量速度  $G_0$  を指定しておけば、 $a$  と  $b$  は (13) 式の関係によつて従属関係にあることがわかる。

$$G_0 = \int_0^{R_0} G_l(r) dr / R_0 = -aR_0 - b \dots\dots\dots (13)$$

結局、 $\Psi(r)$  は (14) 式で表わされる。

$$\Psi(r) = ar^2 - (aR_0 + G_0)r \dots\dots\dots (14)$$

つまり、等圧の流入条件を求める問題は最適な係数  $a$  を求める一次元探索の問題に帰着させることができる。

ただし、物理的に  $a$  の値が存在しうる範囲は、 $G_l(r) > 0$  ( $0 \leq r \leq R_0$ ) の条件から、(14) 式と (5)' に基づいて (15) 式で示される。

$$-(G_0/R_0) < a < (G_0/R_0) \dots\dots\dots (15)$$

**2.3 数値計算法**

基礎式 ((6) 式) を差分化し、逐次過緩和 (S. O. R.) 法によつて解く。この場合、最も速く収束するための最適な緩和係数  $\omega$  を求めるために、 $m$  回目の繰り返し計算において系内の全格子点 (系により 4000~10000 点をとつた) における流れの関数の現在残差からユークリッドノルム  $\|\delta\|_m$  が計算され、 $\|\delta\|_m / \|\delta\|_{m-1}$  で定義する収束因子が所定値\* 以下になるように各繰り返し計算ごとに  $\omega$  を修正してゆく方法を採用した。その結果、系によつて異なるが、 $\omega = 0.80 \sim 1.90$  ( $\omega < 1$  は不足緩和であるが) が最適値であつた。なお、数値計算には名古屋大学大型計算機センター FACOM 230-60 電子計算機を使用した。

**3. 非圧縮性流れの解析**

ここでは、層内におけるガスの密度変化が無視できる場合の解析を示す。この解析は、 $P_{in}/P_{out}$  の値が 1 に近い場合に適用できる。

\* 所定値として、1.0 よりわずかに大きい値をとる方が収束が良好と思われる。

Table 1. Data for numerical calculation.

	Ore	Coke
$d_p$ (m)	0.001	0.003
$\varepsilon$ (-)	0.35	0.40
$\alpha$ (-)	30°	25°
$\phi$ (-)	1.0	1.0
$V$ (m <sup>3</sup> (bed))	$3.2 \times 10^{-4}$	$3.2 \times 10^{-4}$
$R_0$ (m)	0.2	
$w$ (m)	0.04	
$\mu$ (kg/m·sec)	$1.8 \times 10^{-5}$	
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1.2	
$P_{out}$ (kg/m <sup>2</sup> )	$1.033 \times 10^4$	

計算に採用した数値を Table 1 に示す。各値は高炉での条件から実験室規模まで幾何学的相似を考慮してスケールダウンされているが、数値の縮小度合は解析の基礎となる (6) 式の形からも明らかなように、流れの場の特性に影響を与えない。流入端におけるガスの質量速度  $G_0$  は完全な層流域と乱流域を対象にして、それぞれ、0.1 と 10 kg/m<sup>2</sup>(bed)·sec の 2 つの数値を採用した。層状装入物の充填層内に分布する流通抵抗は、次の二種類の場合に分けて評価することにする。

(1) 隣接する鉱石層とコークス層の両層の抵抗を各半径位置で平均化して、流通抵抗が半径方向で連続的に分布しているとする場合

(2) 層状装入された充填層の各層の抵抗に着目した場合、鉱石層とコークス層との間で流通抵抗が不連続的に変化するが、このように流通抵抗が軸方向にも半径方向にも不連続的に配列しているとする場合

**3.1 抵抗が連続的に分布する系**

二次元の充填層内の空間率および粒子径について、前報<sup>6)</sup>と同様の手法により各半径位置で平均化して半径位置の関数として表わすことにする。すなわち、半径方向の区間  $r \sim r + dr$  の中に隣接して存在する鉱石層とコークス層をあわせて 1 つのセルとみなし、そのセルの平均空間率を求めると、

$$\bar{\varepsilon} = A + Br \dots\dots\dots (16)$$

ただし、

$$A \equiv (\Delta_1 \varepsilon_1 + \Delta_2 \varepsilon_2) / \Delta, \quad B \equiv (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) A / \Delta,$$

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \quad \Delta_1 = V_1 / (Rw) + RA/2,$$

$$\Delta_2 = V_2 / (Rw) - RA/2, \quad A \equiv \tan \alpha_2 - \tan \alpha_1$$

..... (17)

また、そのセルの総括的な相当直径を、セル内の各層の相当直径の調和平均で定義することにより、軸方向平均の粒子径が (18) 式で表わされる。

$$\bar{d}_p = \Delta(1 - \bar{\varepsilon}) / (C + Dr) \cdot \bar{\varepsilon} \dots\dots\dots (18)$$

ただし、

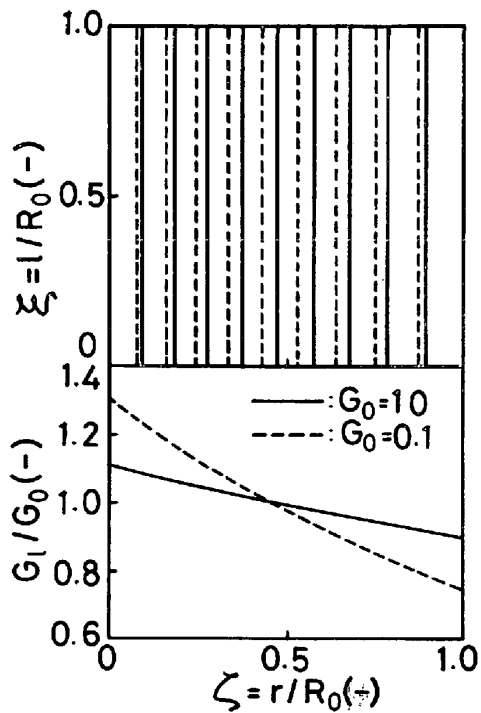


Fig. 2. Streamlines and patterns of  $G_l$  for bed having the continuously distributed resistance.

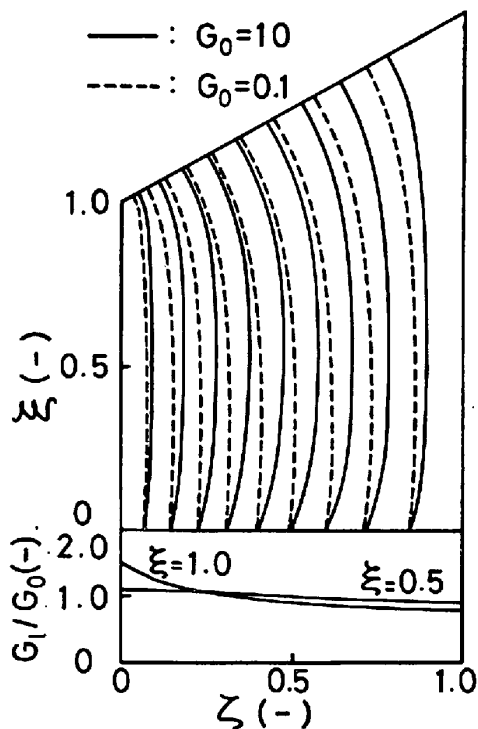


Fig. 3. Streamlines and patterns of  $G_l$  for bed having the continuously distributed resistance. ( $\theta_1=30^\circ$ )

$$C \equiv \Delta_1(1-\varepsilon_1)/(d_{p_1\varepsilon_1}) + \Delta_2(1-\varepsilon_2)/(d_{p_2\varepsilon_2}),$$

$$D \equiv \{(1-\varepsilon_2)/(d_{p_2\varepsilon_2}) - (1-\varepsilon_1)/(d_{p_1\varepsilon_1})\} A$$

..... (19)

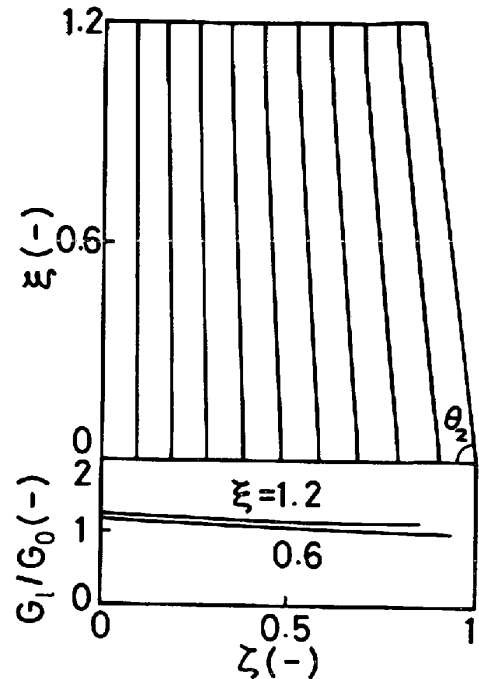


Fig. 4. Streamlines and patterns of  $G_l$  for bed having the continuously distributed resistance. ( $\theta_2=83^\circ$ )

ここでは、層内の空間率と粒子径が、それぞれ (16) 式および (18) 式に従って分布していると考える。

Fig. 2 は、矩形層内における流線と  $G_l$  分布の計算結果を示している。図の実線と破線は、それぞれ  $G_0=10$  と  $0.1 \text{ kg/m}^2(\text{bed}) \cdot \text{sec}$  の場合を示しているが、いずれの  $G_0$  に対しても流線は垂直な直線群となり、等圧の流入条件のもとでは層内に十字流 (cross flow) が存在しないことを示している。また、その結果、 $G_l$  のパターンは軸方向に変化しない。ところで、流線の位置および  $G_l$  分布からわかるように、 $G_0$  の減少に伴い中心流が強化される傾向があるが、この傾向は  $G_0 > 3$  に対してはほとんど見いだされなかつた。

Fig. 3 は、流線と  $G_l$  分布に及ぼす層頂線の傾きの効果を示している。層頂線近傍での流線はその面に直交する形で湾曲し、その位置は中心軸方向へと移行している。その結果、層頂近傍では中心流が強化されている。また、層底部近傍でも流線は湾曲しているが、 $G_0=0.1$  においてはほとんど入口面に直交している。このことから、層底部での流線の湾曲は、Ergun 式の第 2 項 ( $f_2 G \vec{G}$ ) で示される非線形抵抗の効果によるものと考えられる。

Fig. 4 は、傾斜した壁面の効果を示している。図から、ガスの上昇につれて壁面に沿う質量速度が増加する傾向がみられるが、この傾向は比較的小さいと考えることができる。

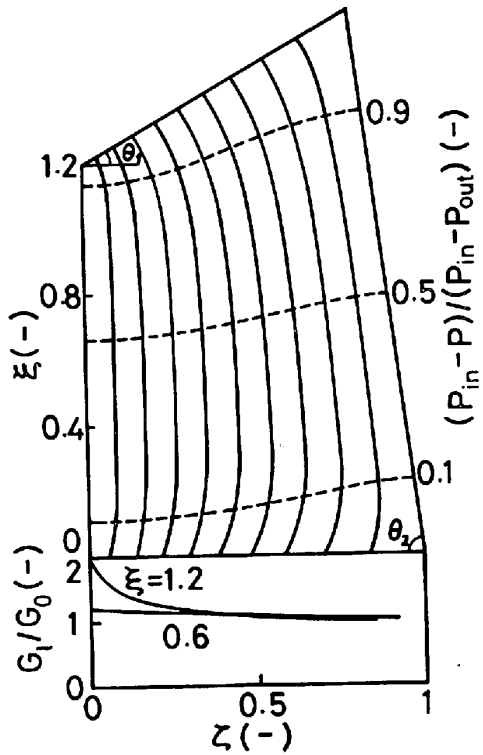


Fig. 5. Streamlines, patterns of  $G_l$  and isobar for bed having the continuously distributed resistance. ( $\theta_1=30^\circ$ ,  $\theta_2=83^\circ$ )

Fig. 5 は、層頂線の傾きと壁面にテーパのある系における流線、等圧線、 $G_l$  のパターンを示している。流線パターンは層頂および層底部近傍を除いた広い領域において直線的であり、これを  $r/R$  で表わされる無次元半径位置に対して描くとほぼ垂直な直線群となることから、この領域の流れは流通抵抗の分布に支配されていると考えることができる。

3.2 近似解との比較

前節において、抵抗が連続的に分布する矩形あるいはシャフト部と同形の層内でのガス流れは、無次元半径位置で考えれば十字流のない、あるいは、それに近い流れであることがわかった。そこで、前報<sup>6)</sup>と同様にして十字流のない二次元充填層に対して近似解を導出する。

抵抗の半径方向分布を考慮した Ergun の式は、

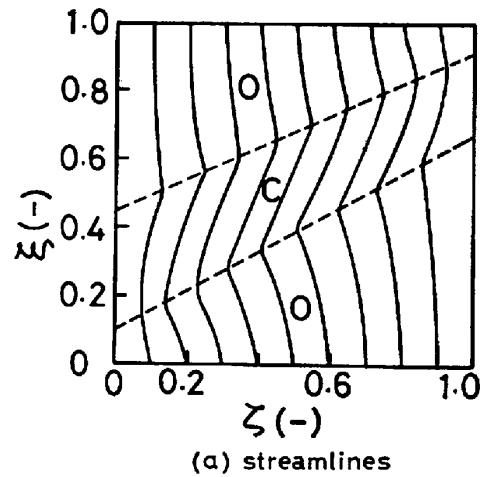
$$\frac{\partial P}{\partial l} = -\bar{\psi}(r) \cdot (1 - \bar{\epsilon}) \cdot \{G_l(r)\}^2 / g_c \rho \bar{\phi}(r) \bar{d}_p \bar{\epsilon}^3 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、前報<sup>6)</sup>でも述べたように、レイノルズ数が大きい流れでは Ergun の抵抗係数  $\bar{\psi}(r)$  は一定値とみなされる。また、形状係数  $\bar{\phi}(r)$  の分布も無視できる。

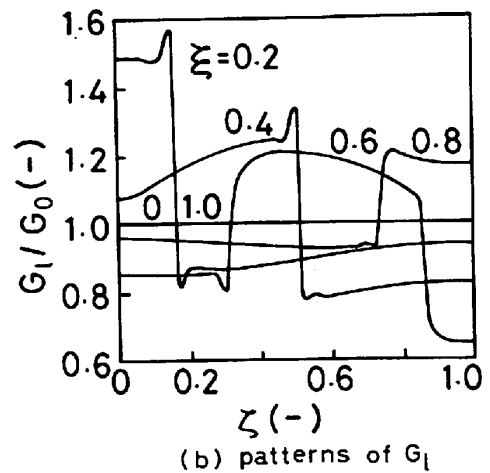
次に十字流の無い条件は、

$$\frac{\partial(\partial P / \partial l)}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

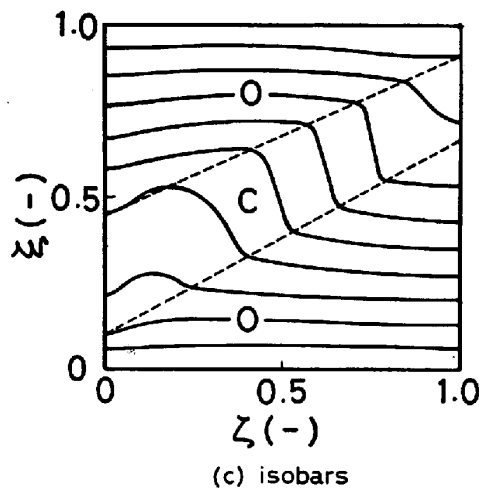
連続の式は、



(a) streamlines



(b) patterns of  $G_l$



(c) isobars

Fig. 6. Streamlines and patterns of  $G_l$  and isobar for layered burdens having the discretely distributed resistance.

$$F_g = \int_0^R G_l(r) dr \quad \dots\dots\dots (22)$$

(20) 式の  $\bar{\epsilon}$  と  $\bar{d}_p$  に (16) 式と (18) 式を代入し、さらに、(21) および (22) 式と組み合わせると、質量速

度の半径方向分布を表わす近似解として (23) 式が得られる。

$$G_l(r) = \frac{F_g(A+Br)}{wEV\sqrt{C+Dr}} \dots\dots\dots (23)$$

ただし、 $E$  は  $\alpha_1 \neq \alpha_2$  の場合は (24) 式で、 $\alpha_1 = \alpha_2$  の場合には (24)' 式で示される。

$$E \equiv 2\{3(AD-BC)(\sqrt{C+DR}-\sqrt{C}) + B[(C+DR)\sqrt{C+DR}-C\sqrt{C}]\}/3D^2 \dots\dots\dots (24)$$

$$E \equiv R(A+BR/2)\sqrt{C} \dots\dots\dots (24)'$$

Fig. 2 の場合と同じ条件を使用して (23) 式から計算した  $G_l$  のパターンは  $r=R/2$  の位置におけるレイノルズ数が 700 以上の場合には、Fig. 2 に示される厳密解 ( $s=0.06\%$ ) のパターンとほぼ完全に一致した。このことから、(23) 式を用いれば電算機による数値計算の必要がなく、操業条件の効果を手計算で評価できることがわかる。たとえば、ore/coke や coke base の増大、あるいは、鉱石層とコークス層の見かけの安息角の差異の減少によって、 $G_l$  の半径方向分布のパターンが平坦化することが (23) 式の計算結果から容易にわかる。

3.3 抵抗が不連続的に分布する系

ここでは、実際状態を考えて、層状装入物の充填層の隣接する鉱石層とコークス層で抵抗が不連続に変化する場合の解析結果を示す。

Fig. 6 は、矩形層における (a) 流線、(b) 質量速度、(c) 等圧線の分布を示している。Fig. 6 (a) から、ガスが鉱石層からコークス層に抜けるときには、ガスは抵抗の小さい中心側のコークス層に引き込まれる傾向があり、コークス層から鉱石層に抜けるときには、層界面に沿って流れる傾向があることがわかる。すなわち、交互の層内をガスが通過してゆく場合には、選択的に抵抗の小さい経路をとる結果、流線は蛇行した分布となる。Fig. 6 (b) から、 $G_l$  の半径方向分布は流線の変化に対応して、無次元高さ  $\xi(l/R_0)$  が 0 ではほぼ等流量分布となり、 $\xi=0.2$  では左端に存在するコークス層にガスが集中して著しい中心流となっており、 $\xi=0.4$  ではその傾向が若干緩和し、 $\xi=0.6$  ではコークス層の存在する部分だけ  $G_l$  が大きい矩形波的な分布となり、 $\xi=0.8$  ではコークス層の位置に対応して  $\xi=0.2$  の場合とは対称的な周辺流となり、出口  $\xi=1.0$  では再び等流量分布に回復している。このように層状充填層におけるガス流れは著しく不均一であることがわかる。また、Fig. 6 (c) で示される等圧線は、コークス層の抵抗が小さいために層界面近傍で屈折するような半径方向分布を示している。

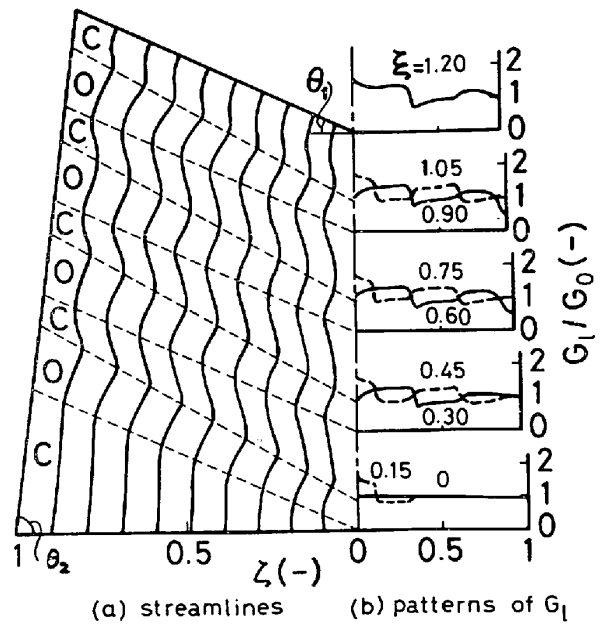


Fig. 7. Streamlines and patterns of  $G_l$  for layered burdens having the discretely distributed resistance. ( $\theta_1=30^\circ$ ,  $\theta_2=83^\circ$ )

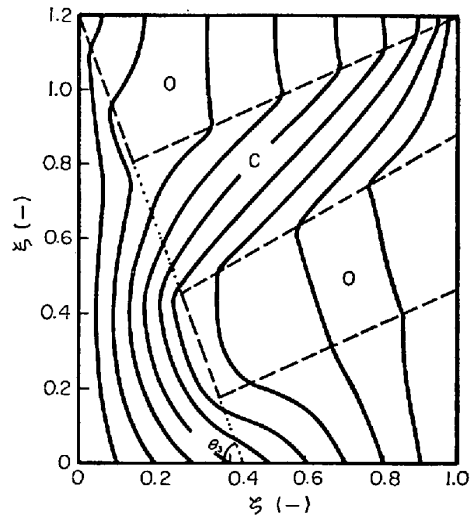


Fig. 8. Pattern of streamlines in rectangular bed with a deadman at low mass velocity of gas ( $G_0=0.1 \text{ kg/m}^2 \text{ (bed) \cdot sec}$ ,  $\theta_3=70^\circ$ )

Fig. 7 は、高炉シャフト部に類似した形状の層内における流線と  $G_l$  分布を示している。層内を局所的にみると、Fig. 6 と同様な傾向をもっていることがわかるが、層頂では層頂線の傾きに対応して中心への流れ込みがある。また、隣接層内をガスが通過するに伴って流線と  $G_l$  は屈曲するが、屈曲したパターンは平均位置は抵抗が連続的に分布していると考えた場合の Fig. 5 の結果に類似していると考えられる。なお、ここでは層頂にコークス層を配した場合の結果を示したが、鉱石層が層頂にあ

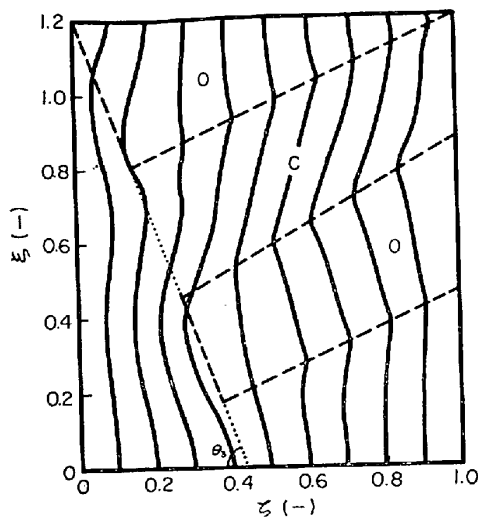


Fig. 9. Patterns of streamlines in rectangular bed with a deadman at high mass velocity of gas ( $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{sec}$ ).

る場合にはそこでの中心流化がより抑制される結果となった。

Fig. 8~Fig. 10 には、層状装入物の充填層内に炉芯が存在する場合の流線パターンを示した。これらの図で、炉芯はガスの流入面に対して  $\theta_3$  の角度（ここでは  $\theta_3 = 70^\circ$ ）で切り立つたコークス層とみなしている。

Fig. 8 は、流入ガス量が極端に少ない場合 ( $G_0 = 0.1 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{sec}$ ) の層流流れを示しているが、流線の間隔からわかるように、抵抗の大きい鉍石層内へはほとんどガスが浸透せずにこの層を迂回して流れること、炉芯部を通る流量割合は非常に大きいことがわかる。

Fig. 9 は、流量が比較的大きい場合 ( $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{sec}$ ) の流れの状況を示している。この場合にも、鉍石層を回避する流れのために中心流が強化されているが、その程度は層流流れの場合に比べると著しく弱められている。このことは、流量が増大すると Ergun の式の第2項で表わされる慣性の効果により、鉍石層の中へもかなりのガスが浸透することを示している。

ところで、最近神原<sup>8)</sup>は生産高炉の解体調査により、炉芯の回りに鉍石の融着層が存在することを見だし、斧<sup>9)</sup>はこの部分の流通抵抗が大きいことを模型実験に基づいて報告している。融着層に関する基礎的資料は現段階では十分でないが、ここでは、炉芯の回りに、空間率が0.2で粒子径は塊状物と同じとした仮想的な融着層を設定し、この層が流れに及ぼす効果について数値計算した結果を Fig. 10 に示した。同図は流量の大きい場合 ( $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{sec}$ ) の計算結果であるが、融着層を大きく回避する流線パターンが示されており、Fig. 9

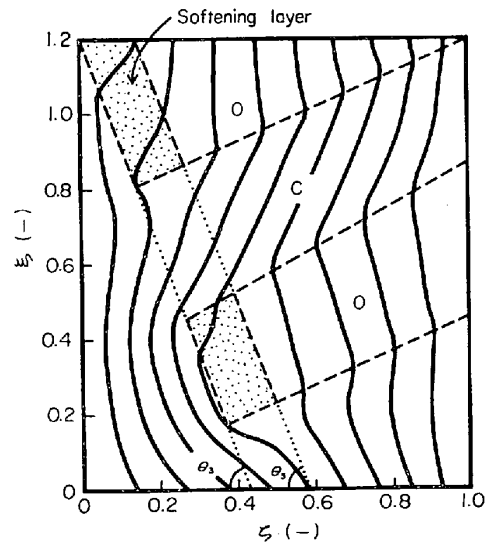


Fig. 10. Pattern of streamlines in rectangular bed with a deadman and the softening layer at  $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2 (\text{bed}) \cdot \text{sec}$ .

に比べて中心流が強化されていることがわかる。しかし、融着層の存在による流れの効果は、その比較的近傍に留まっていると考えられる。

#### 4. 圧縮性流れの解析

流量が大きいためとか、あるいは、層の抵抗が大きいため、 $P_{in}/P_{out}$  (あるいは  $\rho_{in}/\rho_{out}$ ) の値が1よりかなり大きくなる場合には層内におけるガスの密度変化を無視できなくなる。ここではガスの密度変化、すなわち、圧縮性を考慮した解析について述べる。

##### 4.1 解析の手法

前述のように、(6)式は流体の圧縮性、非圧縮性にかかわらず成立する流れの基礎方程式であるが、圧縮性を考慮する場合には抵抗係数  $f_1$  と  $f_2$  に含まれるガスの密度を位置の関数として考慮する必要がある。そこで、次のような計算手順により解析を行なう。

まず、非圧縮流れを仮定して流れの場を計算し、それに基づいて層内の圧力の場を求める。次に状態方程式を介してガス密度の分布を求め、その密度を用いて決定される  $f_1$  と  $f_2$  の層内分布を考慮して、再び、圧力の場の解析を行なう。この手順は、各格子点におけるガス密度が変化しなくなるまで繰り返される。その結果として得られる流れの場が圧縮性を考慮した場合の流れの場となる。

以上の手順のフローチャートを Fig. 11 に示した。層内の圧力分布  $P(r, l)$  を求めるためには、流線に沿った全圧力損失  $(\Delta P)_{bed}$  と出口圧力  $P_{out}$  から入口圧力  $P_{in}$  (入口面に沿って等圧) を

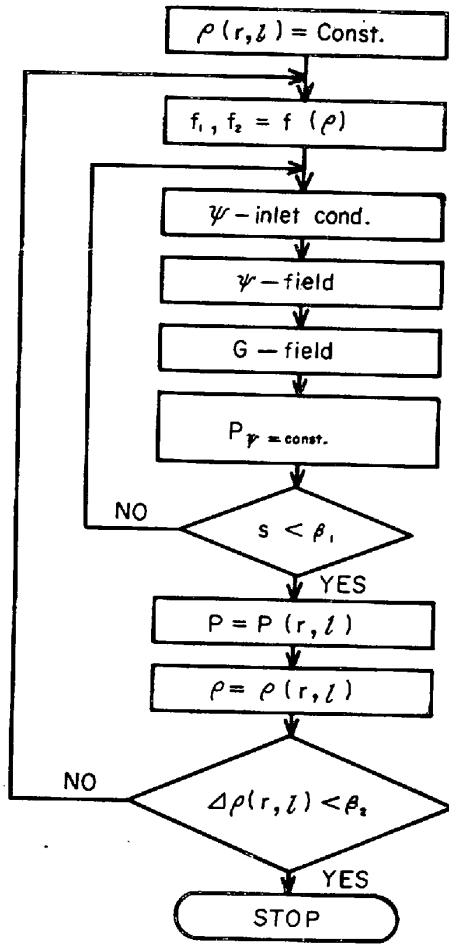


Fig. 11. Flow chart of the computing method for compressible flow.

$$P_{in} = P_{out} + (\Delta P)_{bed} \dots \dots \dots (25)$$

として求め、次に

$$P(r, l) = P_{in} + \int_0^l (\partial P / \partial l)_r dl \dots \dots \dots (26)$$

の関係から層内の圧力分布が求められる。

なお、密度  $\rho(r, l)$  は理想気体の状態方程式に基づいて次式から計算できる。

$$\rho(r, l) = (M/R_g T) P(r, l) \dots \dots \dots (27)$$

4.2 計算結果

ここでは、(a) 抵抗が連続的に分布する矩形層、および、(b) 抵抗が不連続的に分布し炉芯のある矩形層の各場合における圧縮性流れの解析結果を示す。なお、計算に採用した流入ガスの質量速度は  $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2(\text{bed}) \cdot \text{sec}$  である。

(a), (b) いずれの場合にも、得られた流線パターンに及ぼす非圧縮性流れと圧縮性流れの効果の差異は見いだされず、各計算結果は、非圧縮性の場合の (a) および (b) に相当する Fig. 2 および Fig. 9 と同様な結果が得られた。

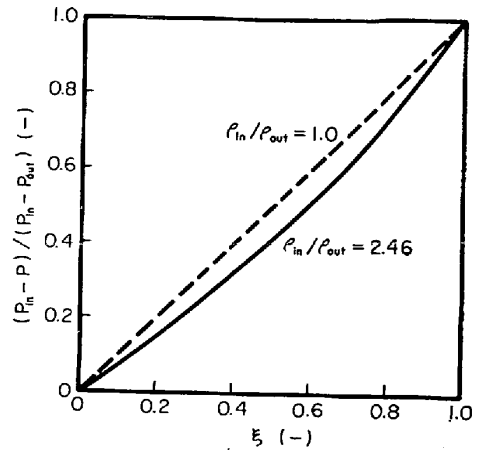


Fig. 12. Longitudinal distribution of gas pressure in rectangular bed with the continuously distributed resistance at  $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2(\text{bed}) \cdot \text{sec}$ .

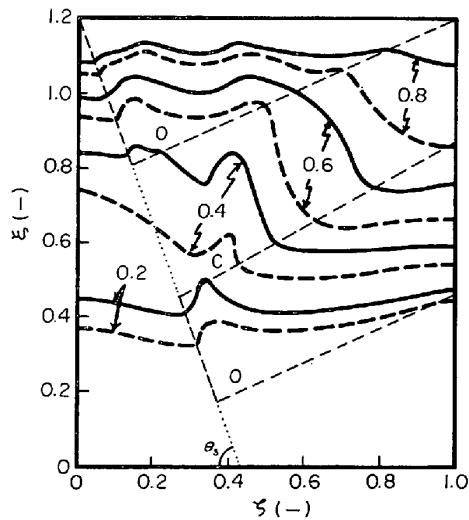


Fig. 13. Patterns of isobars in rectangular bed with a deadman at  $G_0 = 10 \text{ kg/m}^2(\text{bed}) \cdot \text{sec}$ . (—:  $\rho_{in} / \rho_{out} = 2.36$ , - - - -:  $\rho_{in} / \rho_{out} = 1.0$ )

圧力は、(a.) の場合には圧縮性、非圧縮性にかかわらず、半径方向では分布しないが、軸方向では圧縮性の効果が現われて、Fig. 12 のように異なつた分布になるという計算結果が得られた。同図から、層内における軸方向の圧力は非圧縮性流れでは直線分布であるが、圧縮性流れでは湾曲した分布となり、ガスの上昇に伴う密度減少の効果により圧力勾配が次第に増加することがわかる。

Fig. 13 は、炉芯が存在する (b) の場合の等圧線を示している。この図でも、圧縮性を考慮した場合の等圧線は上方へと移行することがわかるが、層内の抵抗の不均一性にもかかわらず、半径方向での等圧線の分布形状には圧縮性流れと非圧縮性流れとの間に実質的な差異は



認められない。

以上のことから、抵抗が層内に著しく不均一に分布する系においても、非圧縮性流れとしての解析により流れの関数の場、したがって、流線や質量速度の場については正当な評価ができることがわかる。しかし、圧力の場については、ここで採用された  $P_{in}/P_{out}=2.4$  の場合には、圧縮性を考慮した場合と考慮しない場合との間にかんりの差異が現われていることがわかる。

## 5. 結 言

高炉炉胸部内におけるガス流れの特性を解明するために、鉍石層とコークス層が交互に層状に装入されている充填層を設定し、非圧縮性流れおよび圧縮性流れの各場合についての数値解析と近似解析を行なった。

すなわち、まず、充填層内における隣接2層の抵抗を各半径位置で平均化した流通抵抗が連続的に分布する系について数値解析し、層内での抵抗分布、層頂線の傾き、傾斜した壁面が流れに及ぼす効果を定量的に示した。なお、これらの数値解析の結果と近似解析の結果とを比較検討した結果、ガス流れの挙動に及ぼす操作条件の効果は、近似解析の簡単な理論式を用いて容易に予測できることがわかった。

次に、層状装入された鉍石層とコークス層により流通抵抗が充填層内で不連続的に分布する系について数値解析を行なった結果、ガスが抵抗の小さい経路を選択的に流通するために、流線のパターンは屈曲した形状となり、質量速度分布や圧力分布も顕著に現われることがわかった。

さらに、流体の圧縮性を考慮した数値解析から、層内に不均一な流通抵抗の分布が存在する場合でも、流線や質量速度の分布は非圧縮性流れとしての解析によつて正当な評価が得られるが、圧力分布の推算には圧縮性に留意する必要があることが判明した。

本研究の一部は文部省科学研究費の援助によるものである。なお、本研究の計算の一部を担当した湯本守君に感謝の意を表する次第である。

## 記 号

- $d_p$ : 粒子径 (m)  
 $F_g$ : ガスの質量流量 (kg/hr)  
 $g_c$ : 重力換算係数 (kg·m/kg·hr<sup>2</sup>)  
 $G, G_l, G_r$ : ガスの質量速度とその軸および横方向成分 (kg/m<sup>2</sup>(bed)·hr)  
 $l$ : 層底部から上方への距離 (m)

- $M$ : ガスの分子量 (kg/kg mol)  
 $P$ : ガス圧力 (kg/m<sup>2</sup>)  
 $r$ : 中心軸からの半径方向距離 (m)  
 $R$ : 充填層の横幅 (m)  
 $R_g$ : 気体定数 (kg m/kg mol·°K)  
 $s$ : 各流線に沿つた全圧力損失に関する標準偏差 (-)  
 $t$ : 時間 (hr)  
 $T$ : ガス温度 (°K)  
 $\vec{v}, u, v$ : ガス速度ベクトルとその横および軸方向成分 (m/hr)  
 $V$ : 粒子層の容積 (m<sup>3</sup>(bed))  
 $w$ : 充填層の奥行き (m)  
 $\alpha$ : 粒子層の見かけの安息角 (-)  
 $\Delta$ : 層の厚み (m)  
 $\epsilon$ : 空間率 (-)  
 $\zeta$ : 無次元の横方向距離 ( $r/R_0$ ) (m)  
 $\mu$ : ガス粘度 (kg/m·hr)  
 $\xi$ : 無次元高さ ( $l/R_0$ ) (m)  
 $\rho$ : ガス密度 (kg/m<sup>3</sup>)  
 $\phi$ : 形状係数 (-)  
 $\psi$ : 流れの関数 (kg/m·hr)  
 $\Psi$ : ERGUN の抵抗係数 (-)  
 $\omega$ : 緩和係数 (-)  
 (添 字)  
 0: 層底部, 1: コークス層, 2: 鉍石層, in: 入口, out: 出口

## 文 献

- 1) K. POLTHIER: Arch. Eisenhüttenw., 37 (1966), p. 453~462
- 2) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: Stahl u. Eisen, 90 (1970), p. 1249~1255
- 3) V. S. SHVYDKII, Ya. M. GORDON, Yu. G. YAROSHENKO, and V. B. SHCHERBATSII: Izv. VUZov, Cher. Met., (1974) 8, p. 137~142
- 4) V. STANEK and J. SZEKELY: Canad. J. Chem. Eng., 50 (1972), p. 9~14
- 5) 荒木, 森山, 西尾: 鉄と鋼: 60 (1974), p. 2085~2097
- 6) 桑原, 鞭: 鉄と鋼, 61 (1975), p. 787~796
- 7) S. ERGUN: Chem. Eng. Progr., 48 (1952), p. 89~94
- 8) 神原, 萩原, 佐々木, 奥野, 片山, 吉沢: 鉄と鋼, 59 (1973) 9, 第 86 回講演大会討論概要, A77~80
- 9) 斧, 肥田, 重見, 児玉: 鉄と鋼, 61 (1975), p. 777~786