

© 1985 ISIJ

# 還元鉄製造用シャフト炉のガス流れ シミュレーションモデル

.....  
論 文  
.....

久米 正一\*・杉山 喬\*<sup>2</sup>・下村 泰人\*<sup>3</sup>  
須賀 芳睿\*<sup>4</sup>・蜂須賀邦夫\*<sup>4</sup>・若林 徹\*

## A Simulation Model for Gas Flow in Direct Reduction Furnace for Iron Ores

Shoichi KUME, Takashi SUGIYAMA, Yasuto SHIMOMURA,  
Yoshisato SUGA, Kunio HACHISUKA and Tooru WAKABAYASHI

### Synopsis :

Based on the previous research on the blast furnace simulation, a gas flow simulation model for direct reduction shaft furnaces which are free of a coke layer and operated by a fixed charging cylinder system was developed. In order to derive the calculation formula, experiments were conducted using a burden distribution model for the fixed charging cylinder system mentioned above to analyze the characteristic features of the furnace. Radial distributions of particle diameter and void fraction were considered for the estimation of gas velocity distribution in this model. The results obtained by this simulation system agreed well with those acquired in actual operation of a 500 t/d furnace.

### 1. 結 言

最近、高炉内のガス流れ、還元反応、そして伝熱等の状態を数式化し、操業改善や設備開発に結びつけようとする研究が数多くなされているが<sup>1)~3)</sup>、固体コークスのない直接還元シャフト炉を対象としたガス流れシミュレーションの研究は少ない。このシミュレーションモデルが確立されれば、種々の原料充填条件、シャフト炉プロフィール条件あるいはガス吹込条件のもとでガス流れ分布の予測が可能となり、今後の直接還元シャフト炉の設備や操業の設計に役立つ。

このような観点から、従来の高炉シミュレーションの研究を基にしつつ、コークス層のない、そして固定装入筒方式による直接還元シャフト炉のガス流れシミュレーションモデルの開発を行ったので、その結果を報告する。

### 2. シミュレーションモデルの開発

#### 2-1 プロフィール (モデルの構成)

直接還元用 500 t/d シャフト炉のプロフィールは、まず炉頂の原料装入装置が炉芯軸に単筒管が設けられ、炉下部からのガス吹き込みは高炉、羽口と同じ形式の周囲

6本の吹き込み口より吹き込まれる。その羽口レベルの炉内径は 2.5m、炉頂レベルの炉内径は 2.1mとなっている。この羽口から炉頂のストックラインまでの高さは 9m で、その還元領域内容積は、38 m<sup>3</sup> である。Fig. 1 にシャフト炉のプロフィールを示した。

高炉内のガス流れシミュレーションモデルは、種々報

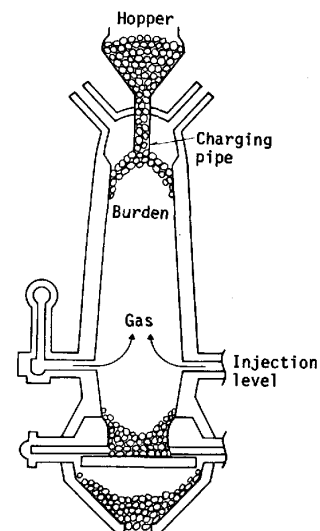


Fig. 1. Profile of 500 t/d shaft furnace.

昭和 59 年 3 月 31 日受付 (Received Mar. 31, 1984)

\* 新日本製鉄(株)マレーシア DR 推進本部 (Malaysia DR Project, Nippon Steel Corp., 2-6-3 Otemachi Chiyoda-ku 100)

\*<sup>2</sup> 新日本製鉄(株)第三技術研究所 工博 (R & D Laboratories-III, Nippon Steel Corp.)

\*<sup>3</sup> 新日本製鉄(株)第三技術研究所 (R & D Laboratories-III, Nippon Steel Corp.)

\*<sup>4</sup> 新日本製鉄(株)設備技術本部 (Plant Engineering and Technical Bureau, Nippon Steel Corp.)

告<sup>1)~3)</sup>されているがシャフト炉と高炉との相違は

- ・ コークス層が存在しない。
- ・ 軟化融着層が存在しない。
- ・ 温度分布は高さ方向でかなり均一である。
- ・ 固定装入筒による原料装入のため、筒を中心にした装入物分布がある。

等の要因がある。これらの要因を考慮したモデルを構成し、以下のように考えた。

2.2 シミュレーションモデルの展開

2.2.1 基礎方程式

(1) 流れの方程式

ガスの質量速度を  $G$  とし、その  $r$  方向、 $z$  方向成分を  $G_r, G_z$  とすると、微小中空円筒へ出入りするガスの物質収支から連続の式 (1) 式が導かれる。なお、本モデルにおいては炉内の充填構造の変化に視点を置いたので、反応によるガスの密度変化に起因する質量速度への影響は無視した。

$$\frac{\partial}{\partial z} (rG_z) + \frac{\partial}{\partial r} (rG_r) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

つぎに (1) 式を満足させるように流れの関数  $\psi$  を、

(2), (3) 式のように定義する。

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = rG_r \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = rG_z \quad \dots\dots\dots (3)$$

本モデルは円筒座標系を用いており、円周方向均一な三次元の場合として解析している。

充填層内のガスの二次元流れについての理論的解析手法については多数の研究がある<sup>4)~7)</sup>。その多くが行っているように ERGUN<sup>8)</sup> が示した充填層の圧力損失と流速との関係を二次元に拡張し、運動方程式として使用した。ERGUN 式を一次元から二次元へ拡張する方法は RADESTOCK<sup>9)</sup> らが示したようにベクトル表示する拡張形式を採用し (4) 式を得た。

$$-\text{grad } p = f_1 \vec{G} + f_2 \vec{G} |G| \quad \dots\dots\dots (4)$$

$r, z$  各成分に分割した ERGUN 式は (5), (6) 式のように表される。ここで  $f_1, f_2$  はそれぞれ粘性抵抗係数、慣性抵抗係数を表している。

$$\frac{\partial p}{\partial z} = f_1 G_z + f_2 G_z |G| \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = f_1 G_r + f_2 G_r |G| \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$f_1 = 150 \frac{(1-\epsilon)^2}{gc(\phi d \rho)^2 \epsilon^3 \rho g} \mu \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$f_2 = 1.75 \frac{(1-\epsilon)}{gc(\phi d \rho) \epsilon^3 \rho g} \quad \dots\dots\dots (8)$$

運動方程式 (5), (6) 式より  $p$  を消去し、(2), (3) 式を用いることにより、流れの関数に関する二階の偏微分方程式 (9) 式が得られる。

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \right) \left\{ \frac{f_2}{r \delta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 + \left( f_1 + f_2 \frac{\delta}{r} \right) \right\} \\ & + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \left\{ \frac{f_2}{r \delta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \left( f_1 + f_2 \frac{\delta}{r} \right) \right\} \\ & + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} \right) \left\{ \frac{2f_2}{r \delta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right\} \\ & + \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{\delta}{r} \frac{\partial f_2}{\partial r} - \frac{\delta}{r^2} f_2 \right. \\ & \left. - \frac{1}{r} \left( f_1 + f_2 \frac{\delta}{r} \right) \right\} \\ & + \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{\delta}{r} \frac{\partial f_2}{\partial z} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{f_2}{r \delta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \left( f_1 + f_2 \frac{\delta}{r} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{f_2}{r \delta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right\} \\ & = 0 \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここで、

$$\delta = \sqrt{\left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

(9) 式を境界条件のもとで解くことにより  $\psi$  の分布が求められ、(2), (3) 式より  $G_r, G_z$  の分布が求まる。

(2) 圧力の方程式

充填層内の圧力分布は流れの方程式から  $G_r, G_z$  の分布が決定されるので、(5), (6) 式を用いることにより独立に求めることができるが、 $G_r, G_z$  を同時に満足する方程式を考え、(11) 式で表される圧力に関するラプラス型方程式として解いた。

(11) 式を境界条件のもとで解くと圧力分布が得られることになる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 p &= \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \\ &= - \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial z} G_z + \frac{\partial G_z}{\partial z} f_1 + \frac{\partial f_2}{\partial z} G_z |G| \right. \\ & \quad + \frac{\partial G_z}{\partial z} f_2 |G| + \frac{\partial |G|}{\partial z} f_2 G_z \\ & \quad + \frac{\partial f_1}{\partial r} G_r + \frac{\partial G_r}{\partial r} f_1 + \frac{\partial f_2}{\partial r} G_r |G| \\ & \quad + \frac{\partial G_r}{\partial r} f_2 |G| + \frac{\partial |G|}{\partial r} f_2 G_r \\ & \quad \left. + \frac{f_1 G_r}{r} + \frac{f_2 G_r |G|}{r} \right\} \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

2.2.2 境界条件

ガス流れに関する境界条件を Fig. 2 に示した。基本的には炉中心、炉壁では線または面に直角な流れはない

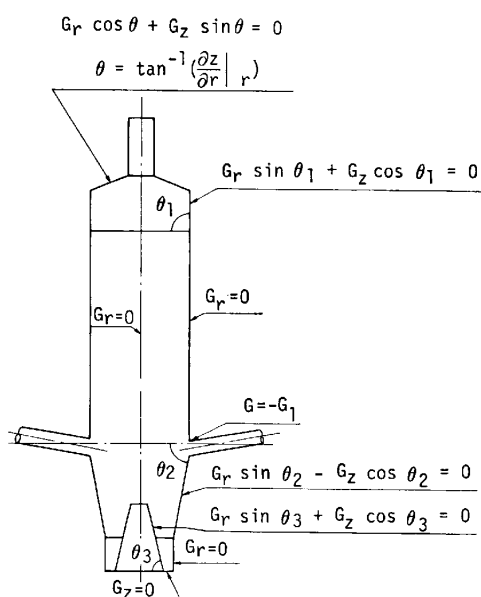


Fig. 2. Boundary condition for gas flow model. (500 t/d plant)

とし、層頂においては装入面が等圧面をなすことから、装入面に垂直にガスが流れるとした。羽口下部には原料の排出をスムーズにするため、テーパ状の炉芯を取り付けているが、その炉芯壁に直角な流れはないとしている。また吹き込み部のガスの質量速度は次のように設定した。

また羽口部では、実際には6本の羽口から吹き込まれることになるが、本モデルは二次元のため円周方向均一なスリットから吹き込まれることになる。したがって羽口部における質量速度  $G_1$  は(12)式で与えられる。

$$G_1 = G_0 * \left( \frac{2D_l}{R_2} \right) \dots \dots \dots (12)$$

ただし  $G_0$  は半径  $R_2$  の断面を上昇する炉内平均ガス質量速度とする。

羽口より上部では炉壁部の流れの関数はつぎのように決定される。(3)式を  $r$  に関して積分すれば、

$$\phi = -\frac{1}{2} r^2 G_z + C \dots \dots \dots (13)$$

$\phi, r, G_z$  を次のように無次元化する。

$$G_z' = G_z / G_0 \dots \dots \dots (14)$$

$$\phi' = \phi / (G_0 R_2^2) \dots \dots \dots (15)$$

$$r' = r / R_2 \dots \dots \dots (16)$$

実際の計算では使用する変数はすべて上記のように無次元に変換される。無次元に変換された(13)式は(17)式のように表される。

$$\phi' = -\frac{1}{2} r'^2 G_z' + C \dots \dots \dots (17)$$

炉中心で  $\phi' = 1.0$  とすれば  $C = 1.0$  となり炉壁では  $r = R_2$  であるから  $r' = 1.0$ 、すなわち炉壁部では  $\phi' =$

0.5 となる。

圧力に関する境界条件は一般的には炉中心では  $2p/2r^2O$ 、炉壁では等圧面が炉壁に垂直、層頂面では等圧面として炉頂圧力が適用される。羽口部圧力は  $\phi' = 0.7$  の流線に沿って各部の通気抵抗係数、計算された  $G$  を用いて炉頂から羽口まで圧力損失を積分して計算した。

$$P_{TY} = P_T + \int_{TU Y E R}^{TOP} (dp/dl)_{\phi=0.7} dl \dots \dots \dots (18)$$

2.2.3 数値計算法

流れの関数  $\phi$  および圧力の方程式に関しては二階の偏微分方程式を解くことになるが、これらの数値計算法は逐次過緩和法 (SOR 法) によつた。炉内を長さ  $DL$  の正方形格子に区切り、各格子点において(9)式、および(11)式を差分方程式に変換し、数値計算を行つた。格子点の数は最大で半径方向に14点、高さ方向に130点を用意した。炉壁は傾斜をもっているが、数値計算上は階段状の格子点配置とした。加速緩和係数  $W$  は、通常1.0~2.0までの値をとるが、初期値を  $W = 1.8$  にとり、誤差の動きに応じて修正する方法をとつた。

使用した計算機は、FACOM-M 140F シリーズで、必要な計算時間は、1回約20minを要した。またコア容量は509KBを必要とした。

3. ガス物性及び充填層特性の決定

3.1 ガス物性

ガス組成は  $CO, CO_2, H_2, H_2O, N_2, CH_4$  の6成分を考慮し、混合ガスの密度  $\rho_g$  は(19)式で与えられる。本プロセスは等モル反応であるので、高さ方向のガスの流量変化は無視できること、ガス利用率が30%程度で高炉ほど高くないことから炉内の組成変化は密度には考慮せず吹き込み組成で一定としている。

$$\rho_g = \left\{ \sum_{i=1}^n FiMi / 22.4 \right\} \frac{273}{(273 + T_g)} \cdot \frac{(10330 + P)}{10330} \dots \dots \dots (19)$$

混合気体の粘性はまず単一気体の粘性の温度変化を求め、次いでBROMELY & WILKEの式<sup>10)</sup>を用いて混合ガスの粘性を計算する。単一ガスの粘性の温度依存性は以下の式による。

1)  $CO, CO_2, H_2, N_2, CH_4$

$$\eta = 2.669 \left\{ \frac{1}{r_0^2} \sqrt{\frac{ME}{k}} \right\} f \left( \frac{kT_k}{E} \right) * \frac{10^{-6}}{9.81} \dots \dots (20)$$

(20)式は1atmにおける粘性係数であるが、ガス体の粘性係数は著しく圧力が高くない限り、圧力の影響は小さい。

2)  $H_2O$ <sup>11)</sup>

$$\eta = \eta_0 + 353.0 \rho_{gc} + 676.5 \rho_{gc}^2 + 102.1 \rho_{gc}^3 \dots (21)$$

$$\eta_0 = 0.407T + 80.4 \dots (22)$$

混合ガスの粘性  $\eta_m^{(10)}$  は以下の式によつた.

$$\eta_m = \frac{\sum_{i=1}^n \eta_i}{1 + \frac{1}{F_i} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n F_j \phi_{ij}} \dots (23)$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\eta_i}{\eta_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^{1/2}}{\frac{4}{\sqrt{2}} \left[ 1 + \frac{M_i}{M_j} \right]^{1/2}} \dots (24)$$

ガス温度は 500 t/d シャフト炉操業の結果によれば、シャフト上部の数メートルを除いて高さ方向で 850°C とほぼ均一であり<sup>12)</sup>、本計算では 850°C とした。

### 3.2 充填層特性の決定

#### 3.2.1 装入面プロフィール

ガス流のない場合の傾斜角は扇形 1/8 スロート実験結果により次のように定めた。

塊鉱 : 38°

ペレット : 33°

塊鉱/ペレット比率 -50/50 : 35°

炉下部からガスが流れている状態では炉頂装入物の傾斜角は減少する<sup>13)</sup>。その減少効果を Table 1 に示す。装入物分布モデルにはこの炉頂ガス流れによる傾斜角減少の効果を考慮させた。

境界条件の設定は次のように行つた。

1) ガスを流さない状態での装入面傾斜角  $\alpha$  を基準傾斜角  $A_s$  とする。

2) 粒子が流動化を開始する条件すなわち、粒子の最小流動化速度  $U_{mf}$  においては  $\alpha=0$  となることが予想されるので  $U_{mf}$  が一つの基準となる。以上の条件から、

傾斜角については無次元量  $\alpha/A_s$

流速については無次元量  $u/U_{mf}$

をとつて整理すると特性の異なる粒子であつても、ほぼ一定の関係でまとめられ (25) 式で整理される。

$$\alpha = A_s \sqrt{1 - (U_{TOP}/U_{mf})^2} \dots (25)$$

Table 1. Effects of  $U/U_{mf}$  on surface angle ( $\alpha^\circ$ ) of burden. (sinter)

No.	$U$ (m/s)	$U/U_{mf}$	$\alpha$ ( $^\circ$ )	$\alpha/A_s$
①	0	0	33.2 ( $A_s$ )	1.0
②	0.31	0.17	33.2	1.0
③	0.46	0.26	33.2	1.0
④	0.61	0.34	32.0	0.963
⑤	0.91	0.51	31.1	0.935
⑥	1.07	0.60	28.4	0.854
⑦	1.21	0.68	25.8	0.776
⑧	1.36	0.76	22.8	0.687
⑨	1.61	0.90	15.6	0.469
⑩	1.79 ( $U_{mf}$ )	1.0	0.0	0.0

粒子の最小流動化速度は WEN & YU の式<sup>14)</sup>を用い (26) 式で表される。

$$U_{mf} = \sqrt{\frac{D_p(\rho_p - \rho_g)g}{24.5\rho_g}} \dots (26)$$

#### 3.2.2 装入物の降下特性

もし、炉壁面が直胴でなく傾斜し、広がりのある場合には層厚は減少し、傾斜角は小さくなる。その規則性は壁摩擦が小さい場合には、層内部の粒子はほぼ等速度を保ちながら降下し、壁の傾斜を上方に延長して得られる交点を原点として、放射状に引かれた直線に沿つて移動する<sup>15)16)</sup>こととした。

#### 3.2.3 通気抵抗分布

(1) 通気実験データにもとづく粒度構成と空間率の関係

炉内各位置の通気抵抗は (7) 式、(8) 式から求めるには固体側の充填特性として、平均粒子径  $D_p$ 、空間率  $\epsilon$ 、形状形数  $\phi$  の値が必要である。

このうち特に重要な変数は充填層の空間率  $\epsilon$  である。この  $\epsilon$  を推定する方法としては山田ら<sup>17)</sup>が提案しているように Isp 指数による方法が考えられる。これはある粒度構成をもつ充填層の比表面積のばらつき  $I_s$  と粒子径のばらつき  $I_p$  とを考慮して空間率の変動を予測する方法である。この方法は現在高炉のワークスならびに焼結充填層に対して広く用いられている。しかし本プロセスのようにペレットを多量に使用することや粉率がかなり高い充填層にこの方法を取り入れることは適当ではない。そこで、筆者らは通気実験を行い、その実験の粒度構成から空間率を統計的に求めることを試みた。実験は内径 450 mm $\phi$  と 350 mm $\phi$  の円筒の中に種々の粒度構成、粉率をもつ粒子を装入し、圧力損失を測定する。この圧力損失式が ERGUN 式に従うものと仮定し、その充填層の平均粒子径を調和平均径で計算し、ERGUN 式を満足する空間率を求めている。

この時の粒度構成を Table 2 のように定義し、6 コの重量分率  $\omega_1 \sim \omega_8$  を知つて空間率  $\epsilon$  を推定した。式の一般形を (27) 式のように表した。

$$\epsilon = A_0 + A_1\omega_1 + A_2\omega_2 + A_3\omega_3 + \dots + A_8\omega_8 \dots (27)$$

多数のデータから未知数  $A_0 \sim A_8$  を求める解析方法は最

Table 2. Size construction of burden to calculate void. ( $\epsilon_{cal}$ )

	Opening of eyes of a sieve (mm)	Name of size	Blending ratio by weight (-)	Geometric mean of diameters (mm)	
$d_1$	31.7	25.4	30~25	$w_1$	28.38
$d_2$	25.4	19.1	25~20	$w_2$	22.03
$d_3$	19.1	15.9	20~15	$w_3$	17.43
$d_4$	15.9	9.52	15~10	$w_4$	12.30
$d_5$	9.52	4.76	10~5	$w_5$	6.73
$d_6$	-4.76	-	5	$w_6$	(3.0)

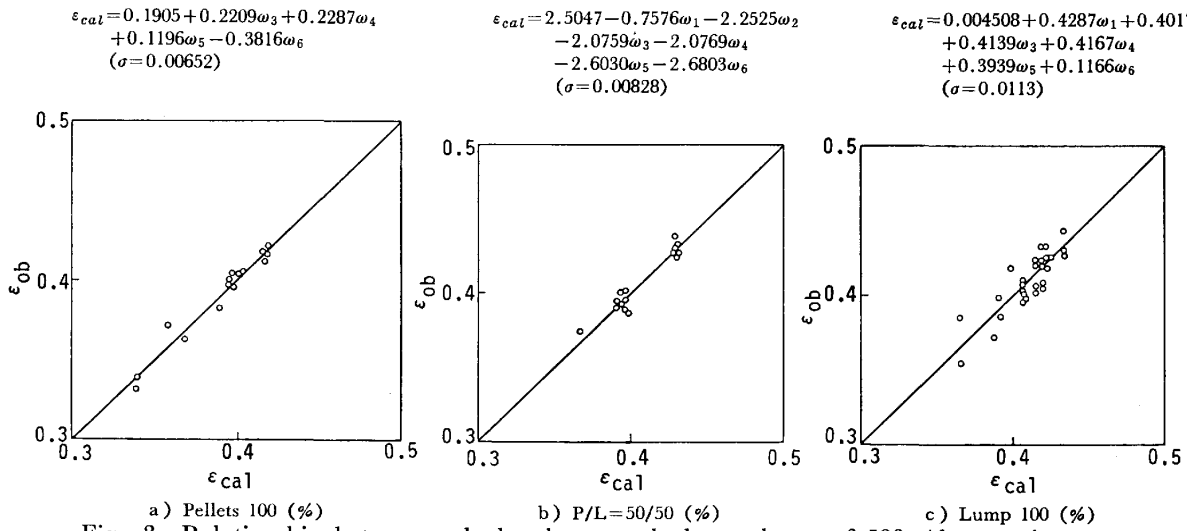


Fig. 3. Relationship between calculated  $\epsilon_{cal}$  and observed  $\epsilon_{ob}$  of 500 t/d operations.

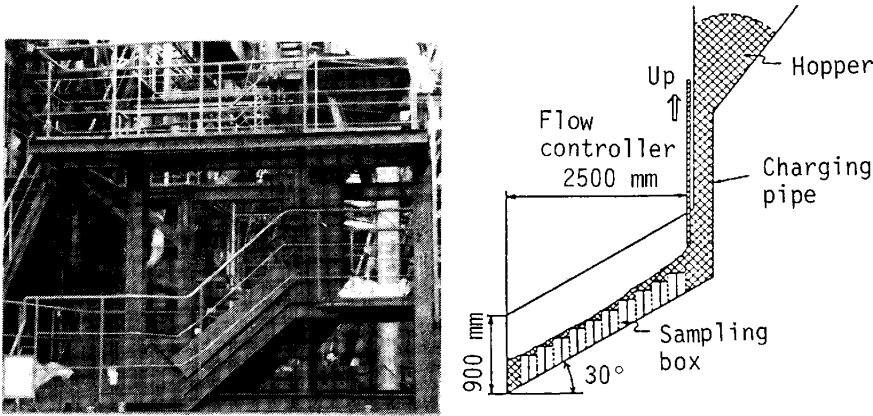


Photo. 1. 45° segment full scale model on burden distribution.

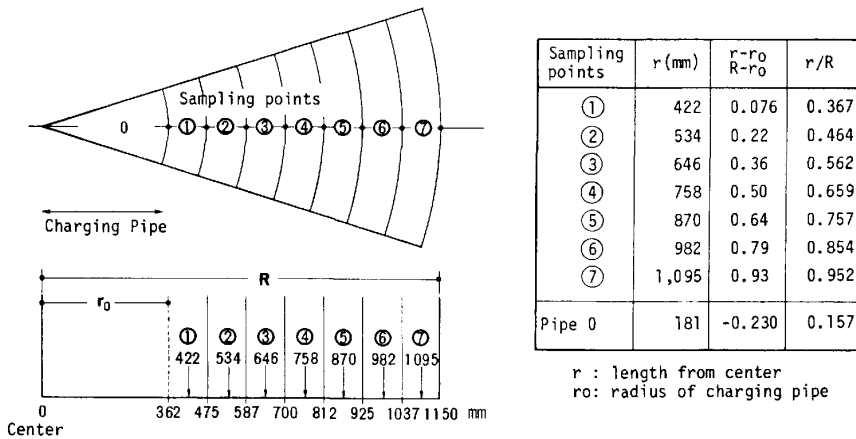


Fig. 4. Sampling points of 45° segment full scale model.

小二乗法によつた。

平均粒子径  $D_p$  については、+5 mm の調和平均径を代表径とした。+5 mm にした理由は細粉が多いと調和平均径は細粒の影響を大きく反映するため、誤差の原因となりやすいためである。形状係数はペレットで  $\phi = 1.0$ 、塊鉱で、 $\phi = 0.84^{(8)}$  とした。Fig. 3 は上記方法によつて推定した  $\epsilon_{cal}$  と実験値の  $\epsilon_{ob}$  との関係を示す。また推定式も同時に示した。マトリックスの数値計算法

は、GAUSS-JORDAN 法によつた。 $\epsilon_{cal}$  と  $\epsilon_{ob}$  は比較的よい一致を示している。特に、ペレット 100% の場合、ばらつき  $\gamma$  は小さい。したがつて、各原料の粒度構成から空間率を求める方法は、この多項式によつて行つた。

(2) 45° 扇形モデル実験による通気抵抗分布の決定 実際のシャフト炉内における半径方向の空間率分布や粒子径分布を、Photo. 1 に示す 45° 扇形の装置によつて実測し、得られた粒度分布から空間率分布を推定し

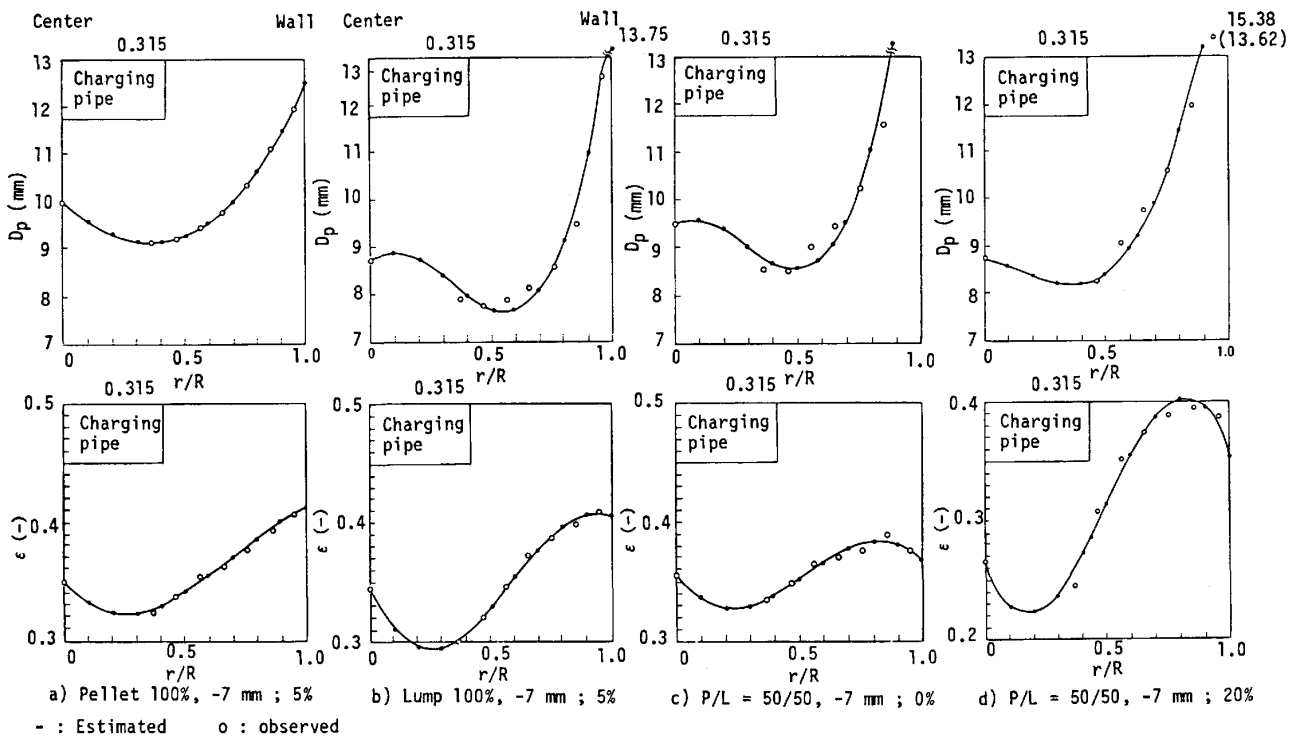


Fig. 5. Distribution of  $D_p$ (mm) and  $\epsilon(-)$  from charging pipe in  $45^\circ$  segment full scale model.

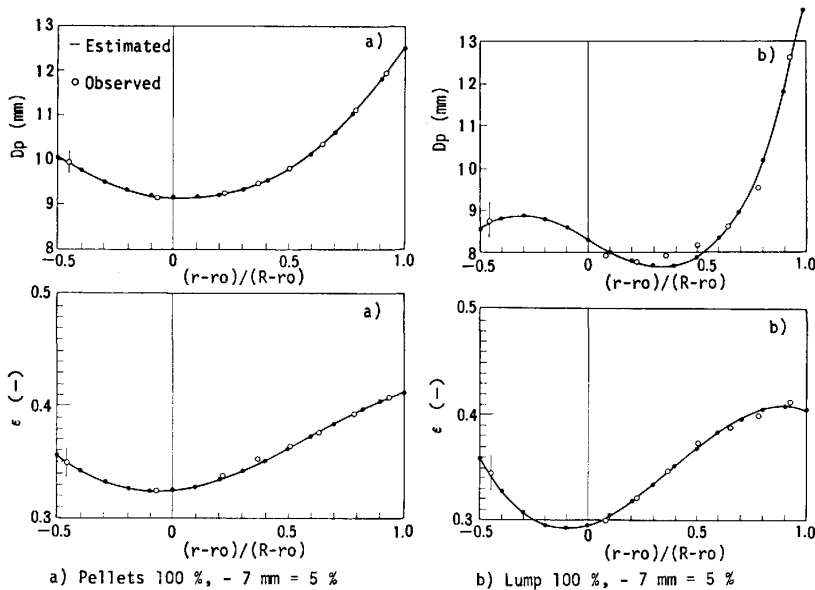


Fig. 6. Distribution of  $D_p$ (mm) and  $\epsilon(-)$  on Index  $(r-ro)/(R-ro)$

た. 得られた測定値は, 各サンプリング位置から採取したサンプルの粒度構成である. この粒度構成から粒度分布と空間率の回帰式に従って空間率を計算することになる. また平均粒径は +5 mm の調和平均で計算された. なおサンプリング配置図と, サンプリング点の無次元半径  $r/R$  および装入筒 (charging pipe) 壁からの距離に対する最高転動距離の比  $(r-ro)/(R-ro)$  を計算して Fig. 4 に示した.

Fig. 5 はこの実験結果にもとづく粒子径  $D_p$  の分布,

空間率  $\epsilon$  分布を  $r/R$  に対してプロットしたものである.

またこのデータをもとにして  $(r/R)$  の三次式で推定した曲線を同時に示した. 推定方法は, 前記の方法と同様である.

Fig. 5 より, 装入筒 (charging pipe) 壁直下の粒子径と空間率は小さく, 炉壁側の粒子径と空間率は大きくなる傾向があることが明らかになった. なお装入筒内のサンプリングも行ったので, 筒中心のデータとして Fig. 5 に示した.

また -7 mm の粉率が 5% の場合、塊鉱の方がペレットよりも半径方向の粒度幅が大きく、また最小の空間率も低くなる。これは半径方向における通気抵抗に顕著な分布を生じさせているものと推察された。

粉率の影響を見ると、-7 mm の粉率が 0% と 20% の場合を比較すると空間率の絶対値および変動幅に大きな差が生じていることが、注目される。

モデル実験結果によれば、これらの分布は、装入筒壁からの最高転動距離で無次元化すれば、どちらの方向へもほぼ同じ関係で取り扱うことができる。そこで、装入筒壁からの距離を最高転動距離で無次元化した値を横軸にとつて、平均粒子径、空間率を表した図を、Fig. 6 に示した。図中のプロットは、実験値であり、曲線は、この関係を 3 次式で表し得ることを示したものである。

#### 4. シミュレーションモデルの 500 t/d 炉の 操業への適用例

500 t/d シャフト炉の実操業結果について、著者ら

Table 3. Operating condition of 500 t/d plant for calculation.

Case	Case I
Burden (%)	Pellets 100%
Gas Volume (Nm/min)	515.8
Fine Ore -7mm (%)	5

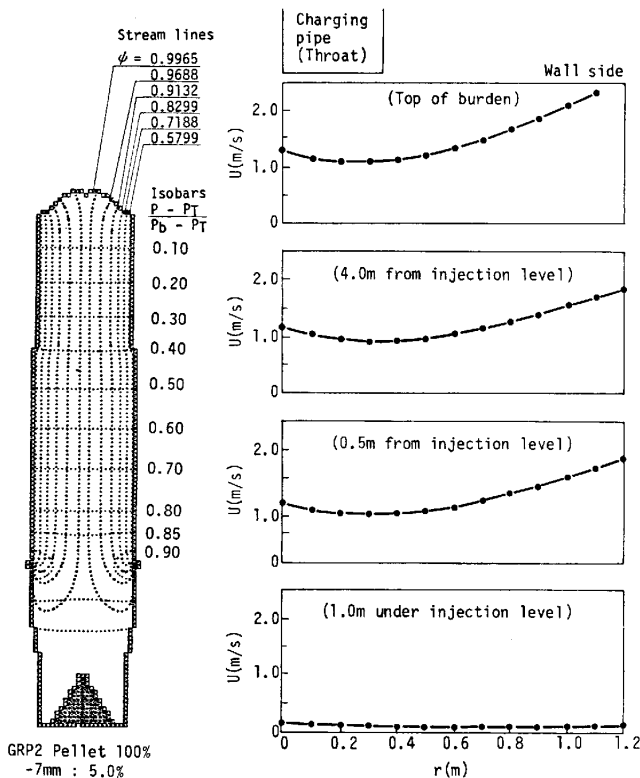


Fig. 7. Gas-velocity distribution in radial direction. (Estimation of 500 t/d plant)

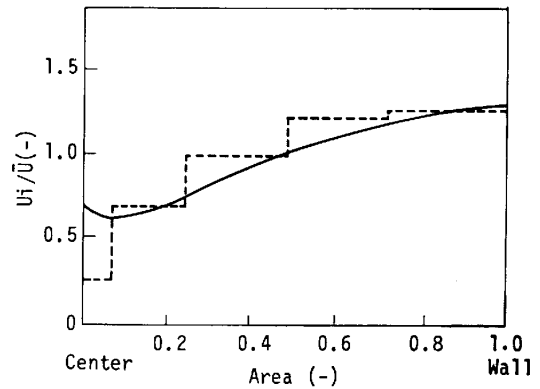


Fig. 8. Relationship between relative gas volume distribution estimated from infurnace temperature in 500 t/d demonstration plant and that from two-dimensional mathematical model.

Fig. 8. Relationship between relative gas volume distribution estimated from infurnace temperature in 500 t/d demonstration plant and that from two-dimensional mathematical model.

は、既にその詳細を報告してきた<sup>(12)(19)</sup>。

Table 3 に示すシャフト炉の操業条件のもとに、前述のシミュレーションモデルを用いて、炉内のガス流れ分布を計算すると、Fig. 7 のような結果が得られた。この計算結果のガス流れ分布は、例えば、吹き込み口から 4 m レベルについては、Fig. 8 に示す計算結果と操業実績<sup>(20)</sup>との間に良い一致を見た。このことから本シミュレーションモデルは、炉内のガス流れ分布を予測する方法として有益であると考えられた。

#### 5. 結 論

還元鉄製造用シャフト炉における半径方向のガス流速分布を予測するための、シミュレーションモデルを開発した。本モデルによつて得られた知見は、以下のとおりである。

1. 基礎方程式は、連続の式と ERGUN 式を二次元に拡張した運動方程式によつて導かれる。また流れ関数  $\psi$  を用いることによつて、安定な解が得られた。
2. 装入筒壁直下での粒子径と空間率は小さく、炉壁側の粒子径と空間率は大きい。従つて、ガス流速は粒子径と空間率の小さい装入筒側が小さく、例えば -7 mm が 5.0% の粉率では装入筒壁直下と、炉壁部とのガス流速は 1:2 程度の比となる。
3. 炉頂においては、装入表面に対して直角にガスが流出する。この現象は炉頂のごく近傍で起こるために炉頂部近傍のガス流速分布は下部の定量的関係と一致しない。
4. 粒度構成から装入物の平均粒子径、空間率を予測する方法は統計的処理で精度よく導出され、重量分率に

関する多項式で与えられた。

5. 本モデルによる推定結果と 500 t/d シャフト炉の  
操業実績とはよい一致をみた。

直接還元シャフト炉においては装入筒から流出する鉄  
鉱石は転動距離に応じて異なる充填特性をもち、そのこ  
とが半径方向に異なる通気性を生じ半径方向に流速分布  
を生じる。

### 記 号

$A_s$ : ガス流なしの傾斜角	(DEG)
$d_p$ : 平均粒子径	(m)
$D_l$ : 数値計算上の格子点間の距離	(m)
$F_i$ : $i$ 成分のガスの濃度	(-)
$f_1$ : 粘性抵抗係数	(1/s)
$f_2$ : 慣性抵抗係数	(m <sup>2</sup> /kg)
$g$ : 重力加速度	(m/s <sup>2</sup> )
$g_c$ : 重力換算係数	(kg·m/kgwt·s <sup>2</sup> )
$G$ : ガス質量速度	(kg/m <sup>2</sup> ·s)
$G_r$ : $r$ 方向のガスの質量速度	(kg/m <sup>2</sup> ·s)
$G_z$ : $z$ 方向のガスの質量速度	(kg/m <sup>2</sup> ·s)
$G_0$ : 基準ガス質量速度	(kg/m <sup>2</sup> ·s)
$K$ : ボルツマン定数	(-)
$M_i$ : $i$ 成分の分子量	(-)
$P$ : 圧力	(kgwt/m <sup>2</sup> )
$P_T$ : 炉頂圧力	(kgwt/m <sup>2</sup> )
$P_{TY}$ : 羽口圧力	(kgwt/m <sup>2</sup> )
$r$ : 半径方向距離:	(m)
$T_g$ : ガス温度	(°C)
$T_K$ : 絶対温度	(K)
$U_{TOP}$ : 炉頂ガス平均流速	(m/s)
$U_{mf}$ : 流動化開始速度	(m/s)
$r_0$ : 分子衝突半径	(m)
$z$ : 高さ方向距離	(m)
$\alpha$ : ガス流通下の傾斜角	(DEG)
$\eta_i$ : 粘性係数	(kg·s/m <sup>2</sup> )
$\varepsilon$ : 充填層空間率	(-)
$\rho_g$ : ガス密度	(kg/m <sup>3</sup> )
$\rho_p$ : 一粒子の見掛密度	(kg/m <sup>3</sup> )
$\mu$ : ガス粘度	(kg/m·s)
$\phi$ : 粒子形状係数	(-)
$\psi$ : 流れの関数	(kg/s)
$E$ : エネルギー差	(-)

### 文 献

- 1) 八木順一郎: 鉄と鋼, 69 (1983), p. 1242
- 2) 杉山 喬, 須賀田正泰, 下村泰人, 吉田光男: 鉄と鋼, 69 (1983), S 862
- 3) 杉山 喬: 第 94・95 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1983), p. 133
- 4) V. STANEK and J. SZEKELY: Can. J. Chem. Eng., 50 (1972), p. 9
- 5) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 463
- 6) 荒木和男: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 1485
- 7) 八木順一郎, 武田幹治, 大森康男: 鉄と鋼, 66 (1980), p. 1888
- 8) S. ERGUN: Chem. Eng. Progr., 48(1952), p. 89
- 9) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: Stahl Eisen, 22 (1970), p. 1249
- 10) L. A. BROMLEY and C. R. WILKE: Ind. Eng. Chem., 43 (1951), p. 1641
- 11) F. MAYINGER and U. GRIGULL: BWK, 17 (1965) 2, p. 53
- 12) 村木潤次郎, 西田信直, 原 行明, 大槻直樹, 蜂須賀邦夫, 若林 徹, 安田隆春: 鉄と鋼, 64 (1978), S 459
- 13) 杉山 喬, 中村正和, 鶴野建夫, 原 行明: 鉄と鋼, 62 (1976), S 39
- 14) C. Y. WEN and Y. H. YU: AIChE J., 12 (1966), p. 610
- 15) 外山茂樹, 広末英晴, 内田邦夫: 粉体工学研究会誌, 10 (1973), p. 146
- 16) 日本鉄鋼協会高炉内反応部会中間報告, “高炉内現象とその解析”
- 17) 山田孝雄, 佐藤政明, 宮崎伸吉, 嶋村鉄郎, 田口整二: 川崎製鉄技報, 6 (1974), p. 16
- 18) 田口整司, 宮崎伸吉, 岡部俠児: 学振 54 委-No. 1315 (昭和 49 年 2 月)
- 19) Y. HARA, T. WAKABAYASHI and N. OTSUKI: The Eight Japan-USSR Joint Symposium Physical Chemistry of Metallurgical Process (1981), p. 228
- 20) 久米正一, 須賀芳睿, 蜂須賀邦夫, 若林 徹, 香春陸夫: 鉄と鋼, 71 (1985), p. 41