

## 論 文

## 高炉内融着層の還元挙動

高 谷 幸 司\*・岩 永 祐 治\*<sup>2</sup>

## Reduction Behavior in Cohesive Layer of Blast Furnace

Kouji TAKATANI and Yuji IWANAGA

## Synopsis :

Behavior of gas flow, heat transfer and reduction of iron ore in a cohesive layer is investigated by the non-steady mathematical model and experiments.

It was found that

- 1) reduction of iron ore in a cohesive layer is affected by the gas flow resistance through the cohesive layer,
- 2) with the increase of the gas flow resistance through the cohesive layer, rate controlling step of heat transfer and reduction in a cohesive layer is switched over from the convection to the diffusion,
- 3) the reduction of iron ore in a cohesive layer proceeded from the surface to the center of the cohesive layer.

**Key words :** blast furnace ; cohesive layer ; reduction ; packed bed ; heat transfer ; diffusion.

## 1. 緒 言

近年の高炉解体調査<sup>1)~5)</sup>により装入物が層状に装入されるために形成される融着帯の存在が確認され、ガスの分配、鉱石の還元、溶解を支配するという一連の機能についての認識が深まった。そして、この融着帯の形状や位置と高炉操業との関連性を解明することが課題となり、融着帯の形成条件すなわち炉内ガス流れ、固体流れ、熱および物質の移動現象との関連について、実験的あるいは理論的なアプローチも活発になされている。

八木ら<sup>6)</sup>は、高炉内の融着帯スリットやシャフト部の層状充填構造を反映した系に対し、ガス流れと伝熱に関する解析を行つている。また、杉山ら<sup>7)</sup>は、融着帯のスリット構造の一部をとり出したモデル系に対し、流動と伝熱現象を同時解析し、融着の進行にともない、加熱形態が対流伝熱から伝導伝熱へと移行することを示した。

このように、高炉の特性を大きく支配する融着帯において、その充填構造を考慮した解析が注目されるが、流動、物質移動、伝熱を同時に考慮した理論的な解析はいまだ行われていない。

そこで本報告では、融着層の圧力損失と融着粒子の還元反応速度を実験的に定量化したうえで、ひとつの融着

層を想定した系に対し、鉱石層内における還元挙動を記述できる非定常数式モデルを構築し、融着層近傍におけるガス流れ、伝熱および還元反応について理論的に検討した。また、それに対応する実験を行い、計算結果との対比を行つた。

## 2. 実験的検討

融着充填層内の還元反応挙動を解明するための基礎実験として1)融着層内の圧力損失 2)融着粒子の還元反応速度(単一粒子としての反応速度)について検討し、得られた結果を理論解析に用いた。

## 2.1 融着層の通気実験

焼結鉱の融着層での圧力損失を測定し、これまでに提出されている圧力損失式の適用性を検討した。

## 2.1.1 実験方法

融着試料の作成には荷重軟化試験装置<sup>12)</sup>を用いた。粒子径 15~20 mm の焼結鉱 350 g を反応管(内径 55 mmφ)に充填し 1000°C まで昇温する。N<sub>2</sub> から還元ガス(CO/CO<sub>2</sub>=68/32, 50 Nl/min)に切り換えて 2 h 反応させてウスタイト段階まで還元後、1 kg/cm<sup>2</sup> の荷重下で所定の量まで収縮させる。そして N<sub>2</sub> 気流中で室温まで冷却した試料について、Fig. 1 に示す装置により圧

昭和 60 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 60 年学振 54 委員会にて発表  
昭和 61 年 7 月 16 日受付 (Received July 16, 1986)

\* 住友金属工業(株)総合技術研究所 (Technical Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 16 Oaza-Sunayama Hasaki-cho Kashima-gun Ibaraki pref. 314-02)

\*<sup>2</sup> 住友金属工業(株)総合技術研究所 工博 (Technical Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

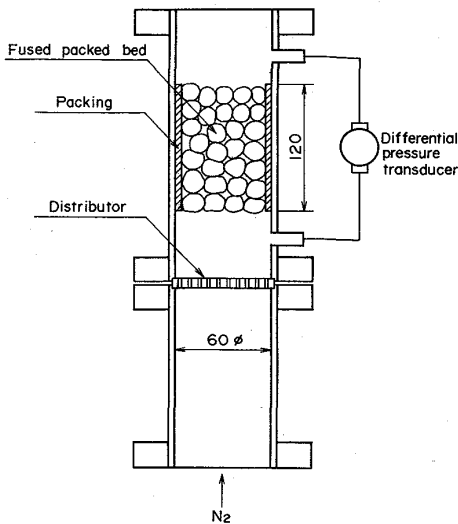


Fig. 1. Experimental apparatus for measuring the pressure drop.

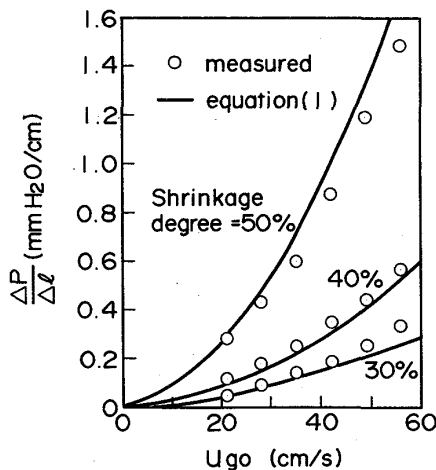


Fig. 2. Comparison of measured pressure drop with calculated pressure drop.

力損失を測定した。電子式差圧変換器を用い、ガス流量 10~80 NI/min の範囲で差圧を測定した。

2.1.2 実験結果

収縮率を 30, 40, 50% とした場合の圧力損失の測定結果を Fig. 2 に示す。収縮率の増加とともに圧力損失が増大する。軟化融着層を対象とした圧力損失式はこれまでに以下に示す式が提案されている。

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} \cdot g_c = K_1 \cdot \mu_g u_{g0} + K_2 \cdot \rho_g u_{g0}^2 \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

$$K_1 = 150 \frac{1}{(\phi d_p)^2} \frac{(1 - \epsilon_B)^2}{\epsilon_B^3}$$

$$K_2 = 1.75 \frac{1}{(\phi d_p)} \frac{(1 - \epsilon_B)}{\epsilon_B^3}$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} \cdot g_c = K_{10} \cdot e^{5 \cdot 6S} \cdot \mu_g u_{g0} + K_{20} \cdot e^{7 \cdot 6S} \cdot \rho_g u_{g0}^2 \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} \cdot g_c = (1.75 + 22.0 \cdot S^{1.4}) \times \frac{1}{(\phi d_p)} \frac{(1 - \epsilon_B)}{\epsilon_B^3} \rho_g u_{g0}^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta l} = 2.9 \cdot 10^3 \cdot 10^{3 \cdot 2S} (\rho_g u_g)^{1.7} \frac{\mu_g^{0.3}}{\rho_g} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $\Delta P/\Delta l$ : 単位長さ当たりの圧力損失 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ),  $S$ : 収縮率 (—),  $K_{10}, K_{20}$ : 収縮前の物理性状より算出される(1)式中の  $K_1, K_2$  の値 (MKS 単位),  $g_c$ : 重力換算係数 ( $\text{kg} \cdot \text{m}/\text{kg} \cdot \text{s}^2$ )

ここに示した(1)式は一般の充填層において成立する ERGUN 式であり、融着による空隙率の減少を考慮して算出する<sup>10)</sup>。(2)式は ERGUN 式の係数  $K_1, K_2$  に対する融着の影響を実験的に定めたものである<sup>11)</sup>。(3)式は融着粒子を複数枚のオリフィスとしてモデル化された圧力損失式<sup>9)</sup>と等価な値を与える実験式である。(4)式は高炉操業解析で用いられる通気抵抗係数に融着の影響を含めたものである<sup>8)</sup>。なお、今回の実験では焼結鉍を用いているため、収縮後の粒子径の測定が困難であり、粒子径不変として空隙率変化を収縮量より算出した。

上記各式により流速に対する圧力損失の変化を推定した結果を Fig. 3 に示す。推定値は使用する式により大きく異なっているが、Fig. 2 に示した実測値との比較により、本研究においては、(1)式により精度よく推定できた。しかし、Fig. 3 の計算結果は、融着層の圧力損失が収縮率のみで表現できないことを示唆している。収縮率が同じでも、メタルまで還元された試料の融着状

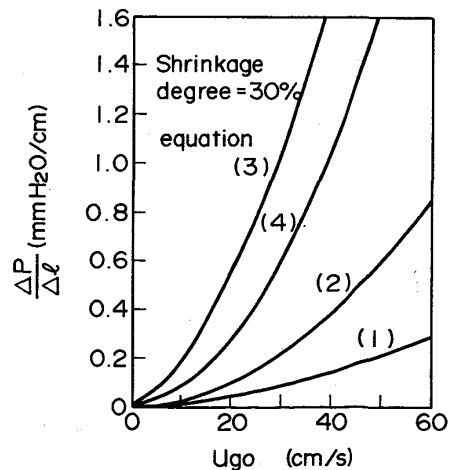


Fig. 3. Comparison of calculated pressure drop by equations (1), (2), (3), (4).

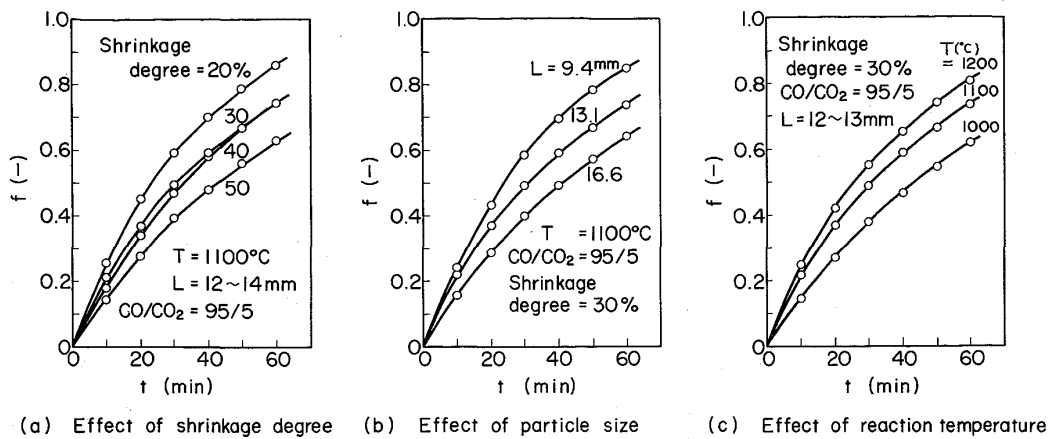


Fig. 4. Reduction curve.

況と FeO まで還元された試料のそれとでは異なり、前者はかなり強固に融着しているのに対して後者では粒子間の結合力は弱い。このように、融着状況が強く関係しているものと考えられ、今回の実験では融着層内の粒子-粒子間の接触状況が充填層に近いために、(1)式により精度よく推定できたものと推察される。

2.2 融着粒子の還元反応実験

融着部における鉱石の還元反応速度を定量化するために、融着層から適当な大きさの粒子を切り出し、単一粒子の還元反応速度を定量化した。

2.2.1 実験方法

2.1.1 で述べた方法で焼結鉱をウスタイト段階まで予備還元、収縮させた融着層から一辺の長さが 9~17 mm の立方体に試料を切り出し、ガス還元実験を行った。

実験には熱天秤試験装置<sup>13)</sup>を用いた。試料は白金線によりステンレス製反応管内に懸垂され、N<sub>2</sub> ガス (50 NI/min) 中で昇温後、反応ガス (CO/CO<sub>2</sub>=95/5) に切り換え、その後の重量変化を連続測定した。

2.2.2 実験結果

収縮率、粒子の大きさおよび温度を変化させたときの還元曲線の実測値を Fig. 4 に示す。収縮率および粒径の増大にともない還元速度は低下する。

顕微鏡観察から還元反応はトポケミカルに進行していることが確認されたので一界面未反応核モデルを適用し、実験より得られた還元反応曲線に基づいて混合律速プロット<sup>14)</sup>を行った。そして混合律速プロットによつて得られた直線の傾きと切片から、還元ガスの鉱石粒子内有効拡散係数  $D_e$  と界面反応速度定数  $k_s$  を求めた。 $k_s$  のアレニウスプロットを Fig. 5 に示す。 $k_s$  は温度の関数として(5)式で与えられ、活性化エネルギー 18.6 kcal/mol が得られた。

$$k_s = 1.79 \times 10^2 \exp(-18600/RT) \dots\dots\dots (5)$$

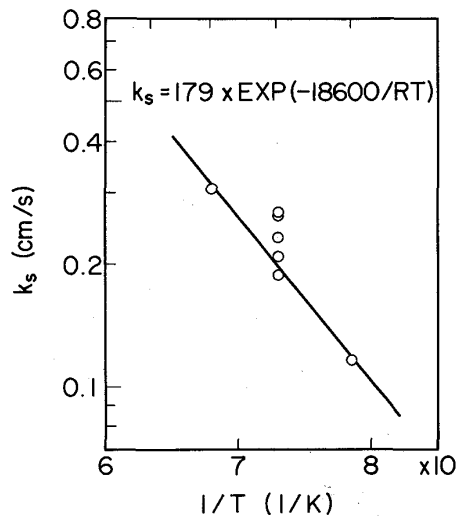


Fig. 5. Temperature dependence of reaction rate constant.

Fig. 6 は  $D_e$  と還元後試料の見掛け密度  $\rho_p$  と真密度  $\rho_i$  から決定した気孔率  $\epsilon_p (\equiv (\rho_i - \rho_p) / \rho_i)$  の関係を示したものである。 $D_e$  の推算式として(6)式を得た。収縮率が還元反応速度に及ぼす影響は、収縮にともなう粒内空隙率の減少による粒内拡散速度の低下によるものと推察される。

$$D_e = 0.96 \epsilon_p^{4.25} D \dots\dots\dots (6)$$

3. 理論解析

杉山ら<sup>7)</sup>と類似の高炉融着層を想定したモデル系を採用し、ガス流れ、伝熱および鉱石層の還元反応が同時進行する場合への拡張を試み、充填層における運動量、物質およびエネルギー収支式の同時解析に関する一般的手法を提示する。

Fig. 7 に対象とする反応系を示す。反応については、

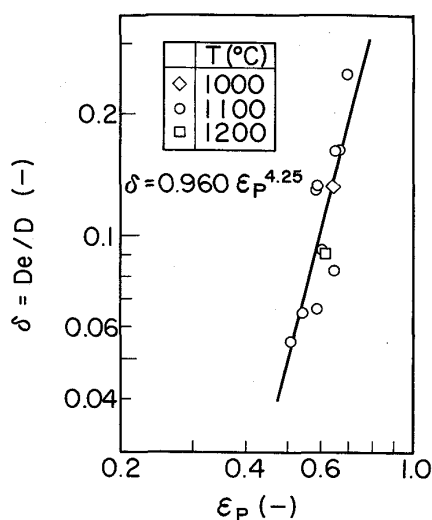


Fig. 6. Correlation between porosity and diffusibility  $\delta$ .

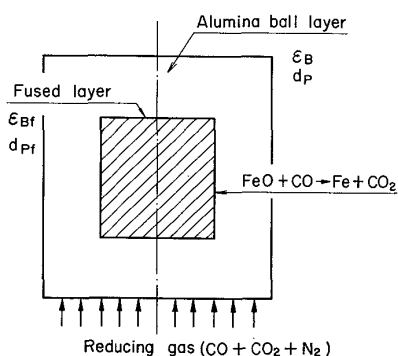


Fig. 7. Schematic model for fused layer.

融着層近傍という点を考慮して FeO から Fe への還元反応を考える。

### 3.1 基礎方程式

還元反応モデルに一界面未反応核モデルを採用し、気体および固体の物質、運動量、エネルギーの収支をとると次式を得る。

[ガス側]

$$\epsilon_B \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \text{div } \vec{G} - R = 0 \dots \dots \dots (7)$$

$$\frac{\partial \vec{G}}{\partial t} + \text{grad } P + (f_1 + f_2 |\vec{G}|) \vec{G} = 0 \dots \dots \dots (8)$$

$$\epsilon_B \frac{\partial \rho_{gk}}{\partial t} + \text{div} (x_k \vec{G}) - \text{div} (D \text{grad } \rho_{gk}) - R_k = 0, (k = 1 \sim n) \dots \dots \dots (9)$$

$$\begin{aligned} & \epsilon_B \frac{\partial (\rho_g C_{pg} T_g)}{\partial t} + \text{div} (C_{pg} T_g \vec{G}) \\ & - \text{div} (k_{es} \text{grad } T_g) - a_p h_p (T_s - T_g) \\ & - R (-\Delta H) (1 - \eta) = 0 \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

ここに、

$$f_1 = 150 \frac{(1 - \epsilon_B)^2}{(\phi d_p)^2 \epsilon_B^3 \rho_g} \mu_g$$

$$f_2 = 1.75 \frac{1 - \epsilon_B}{\phi d_p \epsilon_B^3 \rho_g}$$

$$R = \sum_{k=1}^n R_k, R(-\Delta H) = \sum_{k=1}^n R_k (-\Delta H_k)$$

[固体側]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{-1}{d_0 (1 - \epsilon_B) M_{CO}} R_{CO} \dots \dots \dots (11)$$

$$\begin{aligned} & \epsilon_B \frac{\partial (\rho_B C_{ps} T_s)}{\partial t} - \text{div} (k_{es} \text{grad } T_s) \\ & + a_p h_p (T_s - T_g) - R (-\Delta H) \eta = 0 \dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} R_{CO} &= -6 M_{CO} \frac{(1 - \epsilon_B)}{d_p} \\ & \times \frac{(C_{CO} - C_{CO}^e)}{\frac{1}{k_f} + \frac{d_p (1 - f)^{-1/3} - 1}{2 D_e} + \frac{(1 - f)^{-2/3}}{k_s (1 + 1/K_e)}} \end{aligned}$$

### 3.2 解法

前述した(7)~(12)式を適当な初期条件と境界条件の下で解けば非定常解が得られるが、現在のところ、連立偏微分方程式の一般的な解法は存在しない。この課題に対して、下記の仮定を設けることにより、一般性を犠牲にすることなく解くことを可能とした。

すなわち、充填層のような固気反応系では、一般に気体の状態変化の速度に比較して固体のそれは遅く、ガス側に関し擬定常状態近似が成立すると仮定できる。この仮定を設けることにより、(7)~(12)式の連立偏微分方程式を次の二段階に分離して計算することができる。

すなわち第一段階では、ある時刻におけるガス流れの定常解を(7)、(8)式を連立させて求める。つぎの第二段階では、第一段階で求めたガス流れ状態を用いて、(9)~(12)式を連立させて解き、物質およびエネルギーに関する状態変数を時間進展させて求める。

これらのステップを繰り返すことにより非定常解が得られる。具体的な解法を以下に述べる。

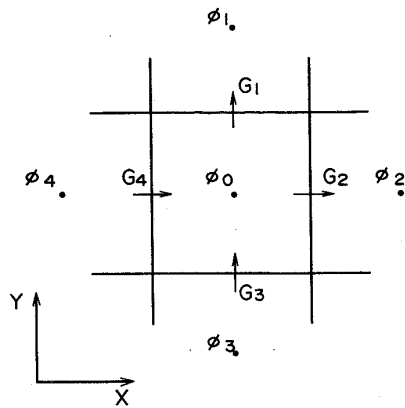
#### 3.2.1 ガス流れの解法

計算に用いるメッシュ系を Fig. 8 に示す。スタガードメッシュ系<sup>15)</sup>を採用し、セルの中心で圧力、温度、成分分率等を定義し、セルの辺上で質量流束を定める。

理想気体法則を用いて(7)式を次のように書き直し、ガス密度を圧力に変換しておく。

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{R_g T_g}{\epsilon_B M} (\text{div } \vec{G} - R) = 0 \dots \dots \dots (7)'$$

この(7)'式を(8)式と連立させて前進差分法で時間



$\phi_i: P_i, T_i, X_i$   $G_i$ : Mass flux  
Fig. 8. Staggered grid system.

進展し、定常解を求める。定常の判定は定常時における連続の式の誤差  $E$  が十分に小さくなつたときとし、次式で判断する。

$$|E| < \epsilon, E = \epsilon_B \frac{\partial \rho_g}{\partial t}, \epsilon: \text{非常に小さな値}$$

境界条件は層下部でガス流入量を与え、層上部で圧力を規定する。側壁では、壁に垂直なガス流れはないものとし、中心軸にたいしては対称とする。

### 3.2.2 物質およびエネルギー収支式の解法

物質およびエネルギー収支式は、同様の解法となるので、物質収支式を例に説明する。

ガス流れの解を得たときに生じる誤差  $E$  は、次のようにすれば、時間進展とともに誤差が蓄積しない。すなわち、ガス密度の時間変化を次式で評価し、基礎式を差分化すればよい。

$$\epsilon_B \frac{\partial (x_k \rho_g)}{\partial t} = x_k E + \epsilon_B \rho_g \frac{\partial x_k}{\partial t}$$

以上のことを考慮して、ある成分の質量分率を  $x$  (添字  $k$  は省略し、セル番号の添字のみ表記) とし、Fig. 8 に示すセルについて着目成分の収支をとると次式を得る。

$$\begin{aligned} x_0 = & [\sum \delta_i A_i G_i x_i + (VR)_0 + (\epsilon_B V \rho_g x^n)_0 / \Delta t \\ & + \sum (\overline{\rho_g D})_{0i} A_i x_i / \Delta l_i] / [\sum (1 - \delta_i) A_i G_i \\ & + (VE)_0 + (\epsilon_B V \rho_g)_0 / \Delta t \\ & + \sum (\overline{\rho_g D})_{0i} A_i / \Delta l_i] \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

ここに、 $\delta_i$ : 着目セルに対して流入のとき 1, 流出のとき 0 となる関数,  $A_i$ : セル間の接触面積,  $V_i$ : セル体積,  $\Delta l_i$ : 着目セル中心からセル  $i$  の中心までの距離,  $i$ : セル番号,  $n$ :  $\Delta t$  前の収束値

また、 $(\overline{\rho_g D})$  は面  $i$  におけるガス密度と拡散係数とを掛け合わせたもので、次のようにして求められる。

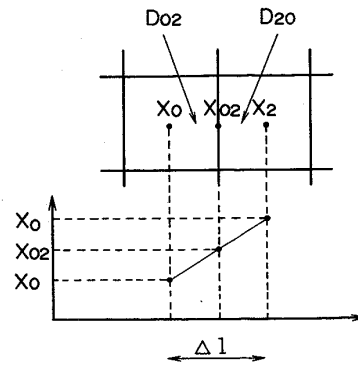


Fig. 9. Grid system.

Fig. 9 においてセル 2 からセル 0 への拡散を考える。セルの接触面を通して拡散する質量流量  $q$  は次式で与えられる。

$$q = \rho_{g0} D_{02} A_2 \frac{x_{02} - x_0}{\Delta l / 2} = \rho_{g2} D_{20} A_2 \frac{x_2 - x_{02}}{\Delta l / 2}$$

$$\therefore q = (\overline{\rho_g D})_{02} A_2 \frac{x_2 - x_0}{\Delta l}$$

$$\text{ただし, } (\overline{\rho_g D})_{02} = \frac{2(\rho_{g0} D_{02})(\rho_{g2} D_{20})}{(\rho_{g0} D_{02}) + (\rho_{g2} D_{20})}$$

(13)式は拡散項を除外すると、流れの上流にあるセル ( $\delta_i$  が 1 のセル) の  $x$  の値が既知であれば、一回の計算で正しい値が算出される。計算の順序は、流れに渦が存在しないかぎり、規定することができる。

拡散項を考慮する場合には、収束計算となるが、流れ方向を考慮して計算順序を規定し、SOR 法<sup>16)</sup>を適用すれば、飛躍的に収束が速くなり、実用的な解析方法となる。

また、拡散の影響が小さいときは、拡散項の計算に前回の収束値を用いれば、収束計算を行わずに  $x$  の値が求められる。今回は、拡散項の影響が大きいところまでとり扱うため、収束計算によつて求めることにする。

同様の手法で他の収支式について差分化を行い、上述の方法を用いて同時に収束させれば望む解が得られる。ただし、ガス温度と固体温度とについては両者の連立方程式として解く必要がある。

境界条件は層下部において値を規定し、層上部では自然流出とする。また、側壁は断熱条件とする。

## 4. 考 察

### 4.1 数式モデルによる基本計算の確認

各種の計算を行い、非定常モデルの基本的な計算の機能を確認した。一例として、入口ガスの条件を Table 1 に示すようにステップ変化させたときの応答を調べた結

果を Fig. 10 に示す。下部から上部へと昇温され、融着層内で還元反応が進行する様子がわかる。

つぎに、ガス相の物質および熱の移動における拡散項の影響を Fig. 11 に示す。ただし、入口ガスは 1100 から 1300°C にステップ変化させている。拡散項を無視すると、還元反応が融着層下部から上部へと進行するのに対し、拡散項を考慮すると周囲から中心へと反応進行し、拡散項が無視し得ないことがわかる。

4.2 還元反応におよぼす融着状態の影響

融着層内の空隙率および粒子径の影響を Fig. 12, 13 に示す。杉山ら<sup>7)</sup>は伝熱現象について融着層の通気抵抗が増加するに従い、伝熱は対流から伝導支配へと移行することを示した。さらに、還元反応を考慮した場合、ここに示したように還元反応も対流から拡散支配へと移行するが、この条件下では、還元反応の方により強く影響が現れている。

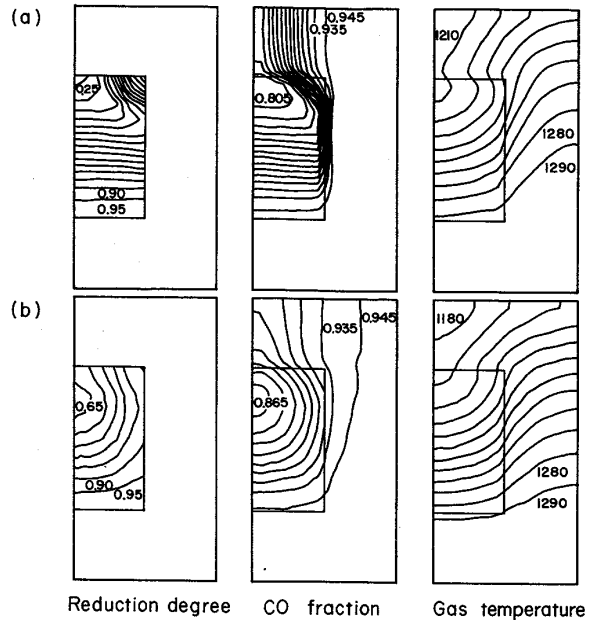
粒子径が小さくなって拡散支配へ移行する場合、単一粒子の反応速度も速くなるため、Fig. 13 では総括の還元率  $f$  は粒子径が小さいものの方が依然として高くな

っているが、さらに粒子径を小さくすると融着層が一つの粒子としての還元挙動を示すようになり、総括の還元率は低下する。したがって、還元速度が最大となる適正な粒子径が存在するものと考えられる。

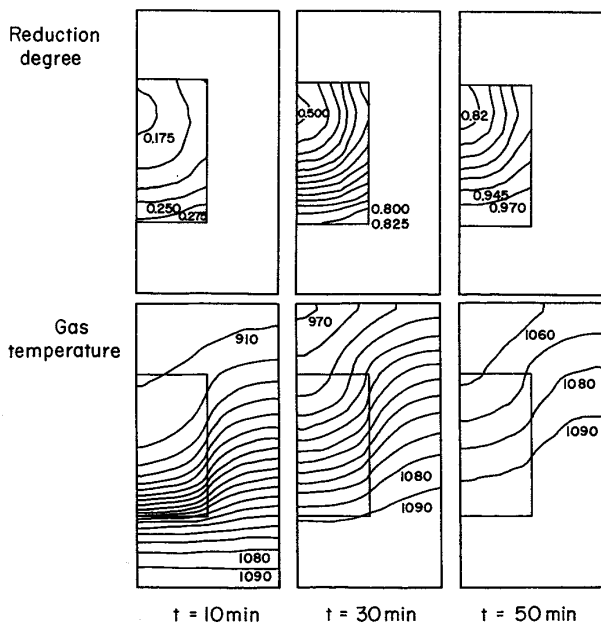
なお、充填層内の物質移動および伝熱に関する拡散係

Table 1. Inlet gas condition.

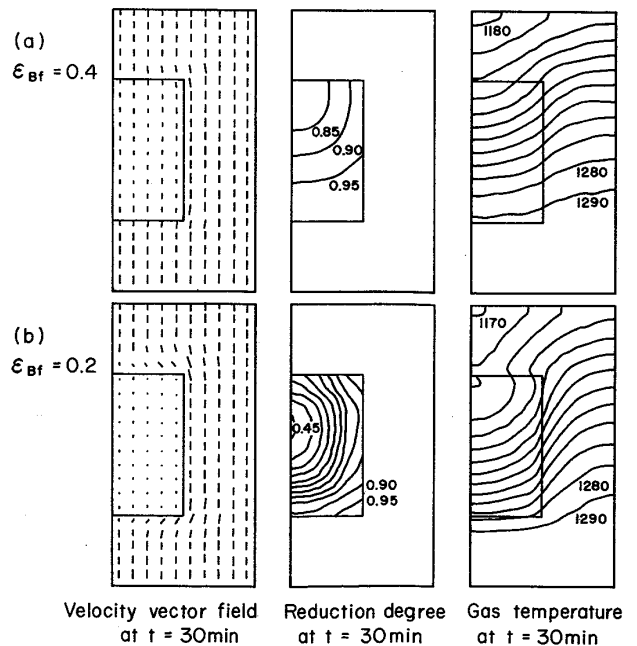
	$t < 0$	$t \geq 0$
Component CO/CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> (%)	0/0/100	95/5/0
Mass flux (kg/m <sup>2</sup> ·s)	0.1	0.1
Temperature (°C)	900	1200



(a) Without diffusion term (b) With diffusion term  
 $d_p=1.0 \text{ cm}$   $d_{pf}=1.0 \text{ cm}$   $\epsilon_B=0.5$   $\epsilon_{Bf}=0.3$   $G_{in}=0.1 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$   
 $\text{CO/CO}_2=95/5$   
 Fig. 11. Reduction degree, CO fraction and gas temperature contours at  $t=30 \text{ min}$ .



$d_p=1.0 \text{ cm}$   $d_{pf}=1.0 \text{ cm}$   $\epsilon_B=0.5$   $\epsilon_{Bf}=0.3$   $G_{in}=0.1 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$   
 $\text{CO/CO}_2=95/5$   
 Fig. 10. Reduction degree and gas temperature contours at  $t=10, 30, 50 \text{ min}$ .



$d_p=1.0 \text{ cm}$   $d_{pf}=1.0 \text{ cm}$   $\epsilon_B=0.5$   $G_{in}=0.1 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$   $\text{CO/CO}_2=95/5$   
 Fig. 12. Effect of fused layer porosity.

数は次式<sup>17)</sup>により推定した。

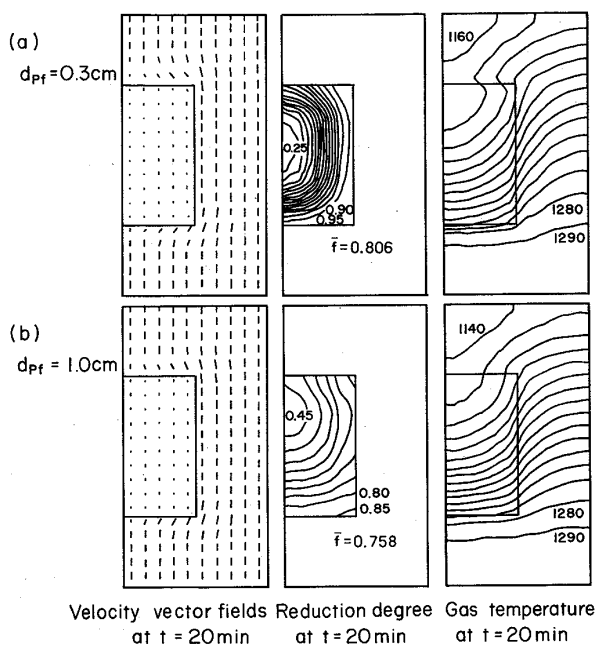
$$Pe=11 \text{ (流れに垂直な方向)}$$

$$Pe=2 \text{ (流れの方向)}$$

ただし、分子拡散領域 (上式で算出される拡散係数が分子拡散係数より小さくなる領域) では、分子拡散係数を用いる。

### 4.3 実験結果と計算結果との比較

前述した数式モデルの妥当性を検証するために、Fig. 14 に示す実験装置を用いて還元実験を行った。2.1.1 で述べた方法で FeO まで還元させた後、融着層高さ  $l$  は収縮前を 120 mm とし、所定量まで収縮させた。



$d_p=1.0 \text{ cm}$   $\epsilon_B=0.5$   $\epsilon_{Bf}=0.3$   $G_{in}=0.1 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$   $\text{CO/CO}_2=95/5$

Fig. 13. Effect of fused layer particle diameter.

次に、反応温度 1100°C, CO ガス 100%, 流量 15 Nl/min の条件で 30 min 反応させた後、冷却し試料を樹脂埋めして断面観察を行った。

還元後の試料の断面写真を Photo. 1 (白い部分が金属鉄, 黒い部分がウスタイト相) に示す。また、それに対応する数学モデルによる還元率分布の計算結果を Fig. 15 に示す。断面写真から判断して、収縮率が小さいときはガスが融着層内に流入するため、反応はほぼ均一に進行している。それに対し、収縮率が 60% では融着層中心は未還元のまま、反応が層上部からも進行していることがわかる。これらの実験結果と数学モデルの計算結果とを比較すると、定性的に傾向は一致しており、その妥当性が検証できたものと考えられる。

## 5. 結 言

高炉融着帯近傍のガス流れ、伝熱および還元反応挙動を解明するために、まず、基礎実験を行い、つぎのこと

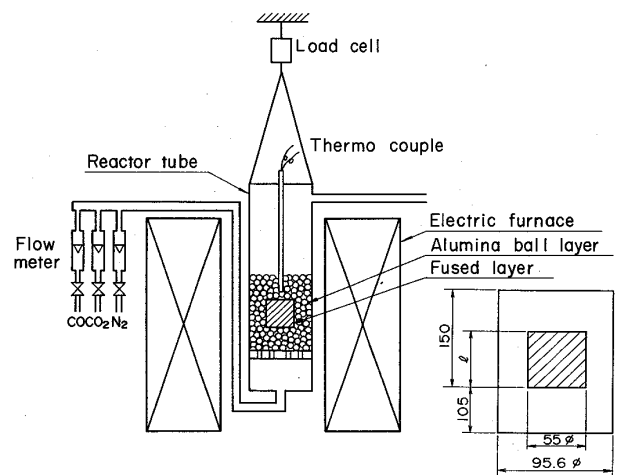
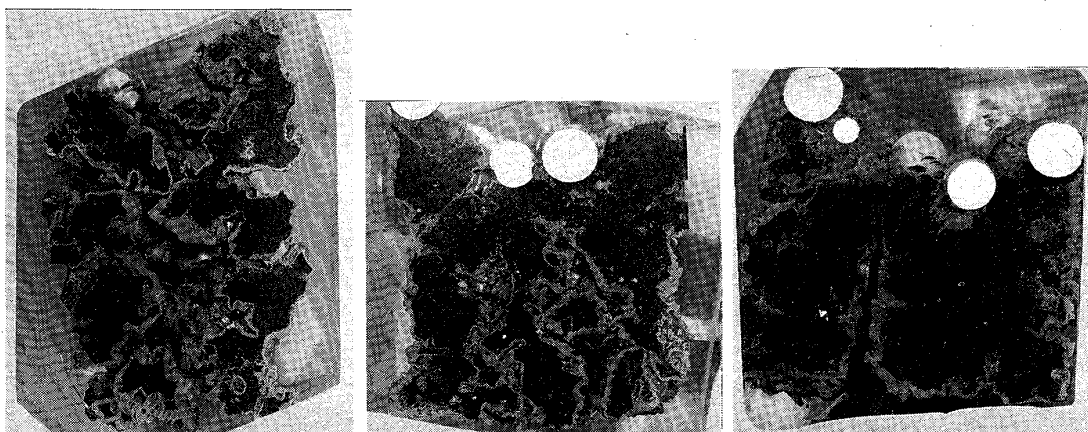


Fig. 14. Experimental apparatus.



a) Shrinkage degree=30%

b) Shrinkage degree=50%

c) Shrinkage degree=60%

Photo. 1. Effect of shrinkage degree.

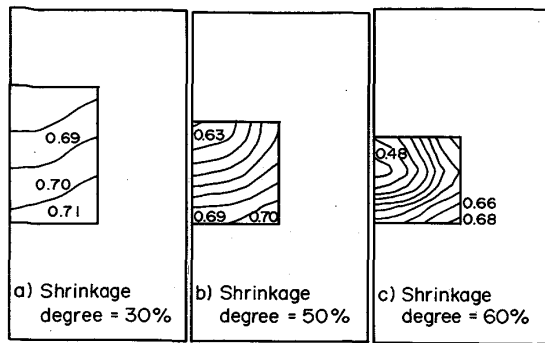


Fig. 15. Calculated results of reduction degree contours.

が明らかとなった。

1) 融着層内の圧力損失は、従来の充填層に対する ERGUN 式が適用でき、収縮の影響は空隙率の変化として捉えることができる。

2) 融着粒子の還元反応は未反応核モデルで整理することができ、以下の速度パラメーター（粒内有効拡散係数  $D_e$ 、界面反応速度定数  $k_s$ ）を得た。

$$k_s = 1.79 \times 10^2 \exp(-18600/RT)$$

$$D_e = 0.96 \cdot \epsilon_p^{4.25} \cdot D$$

つぎに、融着帯スリット構造の一部をとり出したモデル系に対し、非定常数式モデルを作成し、基礎実験結果との対比を行い、以下の結果を得た。

1) 融着層内の還元は、融着層内の通気抵抗に支配される。

2) 通気抵抗が増大すると、伝熱および還元反応は、対流支配から拡散支配へと移行する。

3) 融着層内の還元反応は融着層の周囲から中心へと進行する。

今後は、コークスのガス化反応が同時進行する系において実験的、理論的検討を行い、装入物性状と高炉下部における反応挙動との関係を明確化し、装入物性状を評価することが課題である。

## 記号

- $a_p$ : 単位充填層当たりの比表面積 [1/m]  
 $C_{pg}$ : 気体の定圧比熱 [kcal/kg·K]  
 $C_{ps}$ : 個体の比熱 [kcal/kg·K]  
 $C_{CO}$ : CO モル濃度 [mol/m<sup>3</sup>]  
 $C_{CO}^e$ : Fe-FeO 間還元平衡 CO モル濃度 [mol/m<sup>3</sup>]  
 $D$ : 充填層内の気体の拡散係数 [m<sup>2</sup>/s]  
 $D_e$ : 粒子内の有効拡散係数 [m<sup>2</sup>/s]  
 $d_o$ : 被還元酸素濃度 [k-atm/m<sup>3</sup>]  
 $d_p$ : 粒子径 [m]  
 $f$ : 還元率 [—]

- $\vec{G}$ : 質量流束 [kg/m<sup>2</sup>·s]  
 $h_p$ : 充填層内の熱交換係数 [kcal/m<sup>2</sup>·s·K]  
 $K_e$ : FeO-Fe 還元反応の平衡定数 [—]  
 $k_{eg}$ : 充填層内の気相熱伝導度 [kcal/m·s·K]  
 $k_{es}$ : 充填相内の固相熱伝導度 [kcal/m·s·K]  
 $k_f$ : 境膜物質移動係数 [m/s]  
 $k_s$ : 反応速度定数 [m/s]  
 $M_{CO}$ : CO の分子量 [kg/k-mol]  
 $P$ : 圧力 [kg/m·s<sup>2</sup>]  
 $Pe$ : 物質移動のペクレ数 =  $(d_p u_g)/D$  [—]  
 $Pe$ : 伝熱のペクレ数 =  $(C_{pg} d_p u_g \rho_g)/k_{eg}$  [—]  
 $R_g$ : ガス定数 [N·m/k-mol·K]  
 $R_k$ : 気相  $k$  成分の生成速度 [kg/m<sup>3</sup>·s]  
 $t$ : 時間 [s]  
 $T_g$ : 気体温度 [K]  
 $T_s$ : 固体温度 [K]  
 $u_g$ : ガス流速 [m/s]  
 $u_{g0}$ : ガス空塔速度 [m/s]  
 $x_k$ : 気相  $k$  成分の重量分率 [—]  
 $\epsilon_B$ : 充填層内の空隙率 [—]  
 $\eta$ : 反応熱の固体側への分配係数 [—]  
 $\mu_g$ : 気体粘性係数 [kg/m·s]  
 $\rho_g$ : 気体密度 [kg/m<sup>3</sup>]  
 $\phi$ : 粒子の形状係数 [—]  
 $\Delta H$ : エンタルピー変化 [kcal/kg]

## 文 献

- 1) 小嶋鴻次郎, 西 徹, 山口徳二, 仲摩博至, 井田四郎: 鉄と鋼, **62** (1976), p. 570
- 2) 佐々木寛太郎, 羽田野道春, 渡辺雅雄, 下田輝久, 横谷勝弘, 伊東孝夫, 横井 毅: 鉄と鋼, **62** (1976), p. 580
- 3) 奥山泰男, 柳内 衛, 宮津 隆: コークス・サーキュラー, **28** (1979), p. 130
- 4) 橋爪繁幸, 高橋洋光, 奥村和男, 富田貞雄, 小坂橋寿光, 小西行雄, 近藤幹夫, 森岡恭昭: 川崎製鉄技報, **11** (1979), p. 388
- 5) 成田貴一, 佐藤 忠, 前川昌大, 富貴原璋, 金山宏志, 笹原茂樹: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1975
- 6) 八木順一郎, 武田幹治, 大森康男: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1888
- 7) 杉山 喬, 八木順一郎, 大森康男: 鉄と鋼, **64** (1978), p. 1676
- 8) 斧 勝也, 肥田行博, 重見彰利, 児玉惟孝: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 777
- 9) 杉山 喬, 佐藤裕二, 中村正和, 原 行明: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1908
- 10) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, **62** (1976), S440
- 11) 下田輝久, 栗原興一, 岩永祐治: 鉄と鋼, **70** (1984), p. 665
- 12) 岩永祐治: 鉄と鋼, **70** (1984), p. 665
- 13) 羽田野道春, 岩永祐治, 高谷幸司, 宮崎富夫, 下田輝久: 学振 54 委-No. 1654 (昭和 58 年 11 月)
- 14) T. YAGI and Y. ONO: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **8** (1968), p. 377
- 15) コンピュータによる流体力学〈演習〉(高橋亮一編) (1983), p. 15 [(株)構造計画研究所]
- 16) 例えば, FORTRAN による数計算ハンドブック (1971), p. 262 [オーム社]
- 17) 鈴木基之: 化学工学, **29** (1965), p. 253