

討 3 高炉融着層におけるガス流れと伝熱の解析

新日本製鉄(株)基礎研究所 ○杉山 喬, 中村正和, 原 行明
 東北大学 選鉱製錬研究所 八木順一郎, 大森康男

1. 緒 言

一連の融着層からなる高炉の融着帯はそれ自身大きな通気抵抗を有するために、塊状帯へのガスの巨大な分散板としての機能を持ち、その形状が高炉の生産効率、操業の安定性を支配する大きな要因と考えられる。この融着層の生成、消滅の速度過程は融着層およびその近傍のガス流れと伝熱の速度に大きく影響を受け、しかもこの両者は独立ではなく相互に密接な影響をおよぼし合っていると思われる。

本研究はこれら流れ、伝熱現象を基礎的に把握する目的でコークス層と融着層に相当する通気性の異なる二層が共存する充填層をモデル的に設定し、この系における流れと伝熱の数式モデルによる同時解析ならびに低温モデル実験を行った。さらに融着した高炉装入物の諸物性について検討した。

2. 融着充填層におけるガス流れと伝熱に関する数式モデルによる解析

円筒形をした二層からなる系に低温空気(75℃)を流した場合を想定し、流れの運動方程式としては Ergun の圧力損失式の二次元への拡張形を用い、連続の式を満足する流れの函数(Ψ)を導入することにより流れの場の基礎式を(1)式で与えた。一方ガスの熱収支は流通ガスの顕熱、伝導伝熱、粒子流体間の熱交換および非定常項を考慮して(2)式で表わされる。固体の熱収支は同様に蓄熱、粒子流体間の伝熱、固体を伝わる熱伝導を考慮し、(3)式で表わされる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \left\{ f_1 + \frac{2f_2}{r} \left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| \right\} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_2}{\partial z} \left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| \right\} \\ & + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r} + F_a \right) \right\} \left\{ f_1 + \frac{2f_2}{r} \left| \frac{\partial \Psi}{\partial r} + F_a \right| \right\} \\ & + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r} + F_a \right) \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial r} - \frac{f_1}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_2}{\partial r} \left| \frac{\partial \Psi}{\partial r} + F_a \right| - \frac{2f_2}{r^2} \left| \frac{\partial \Psi}{\partial r} + F_a \right| \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \epsilon \rho_g (C_g + T_g \frac{dC_g}{dT_g}) \frac{\partial T_g}{\partial t} &= - \left\{ (C_g + T_g \frac{dC_g}{dT_g}) (G_r \frac{\partial T_g}{\partial r} + G_z \frac{\partial T_g}{\partial z}) \right\} \\ & + \left\{ k_g \left(\frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_g}{\partial r} \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_g}{\partial z} \left(\frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right\} \\ & - h_p (T_g - T_s) \frac{6(1-\epsilon)}{(\phi D_p)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} (1-\epsilon) \rho_s (C_s + T_s \frac{dC_s}{dT_s}) \frac{\partial T_s}{\partial t} &= \frac{6(1-\epsilon)}{(\phi D_p)} h_p (T_g - T_s) \\ & + \left\{ k_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right) + \frac{k_s}{r} \left(\frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_s}{\partial r} \left(\frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_s}{\partial z} \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots (3)$$

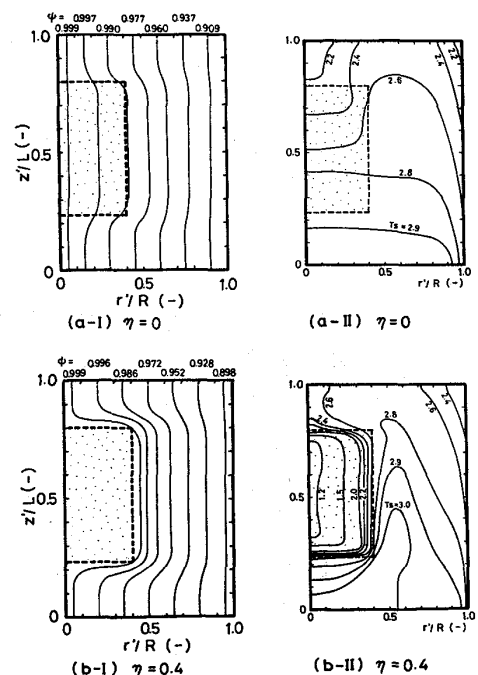


図 1 流線分布(I)および二次元固体温度分布(II)におよぼす融着率の影響

境界条件のもとで(1),(2),(3)式を連立させ、SOR法による数値計算を行った一例を図1に示す。融着層として $D_p=0.36cm$ のポリスチレン球を用い、周囲に $D_p=1.02cm$ のアルミナ球を充填し融着層の融着率 $\eta(=(\epsilon_o - \epsilon_m)/\epsilon_o)$ を変化させた。 $\eta=0$ の場合には融着層とアルミナ層の通気抵抗の比は小さく流線の曲がりも少ないことから融着層内にもガスは流れていることを示しており(a-I)、固体温度分布は高温部が融着層内にも達していることからガスがよく融着層を加熱していることがわかる(a-II)。一方

$\eta = 0.4$ まで増加した場合にはガスは融着層内へほとんど入りこまず 周囲のアルミナ層をまず加熱し、融着層内部の加熱は融着層とアルミナ層との境界から熱伝導によってなされることが明らかである。
(b-I, b-II)

3. 低温モデル伝熱実験²⁾

図2に示す実験装置を用いて数式モデルと同様の系を再現させ、充填層下部から加熱空気を流入させた。空気流量は 18 l/s とし、充填層への入口温度を室温 (T_r) から 75°C (T_{ge})迄 1100 sec (t_e) かけて直線的に上昇させ、その後一定に保った。充填層に流入したガスは内部の通気抵抗分布にしたがって流れを変えながら粒子を加熱して上部へぬける。図3は融着層各部の温度 (T_{ob}) の経時変化を示したものである。

融着率 $\eta = 0$ の場合には理論計算からも示されるように融着層内にもガスがよく流れており、融着層全体が早く均一な温度になっている (c-I, c-II)。一方融着率が増加した $\eta = 0.49$ の場合は融着層の半径方向にはまず融着層とアルミナ層との境界が加熱され、融着層外部から内部へむかってゆっくり昇温しており、昇温過程における融着層の中の温度勾配は大きい。高さ方向においては融着層の中間部より上部の方が早く高温になっており、熱は融着層の側面からだけでなく上下からも内部へ移動することを示している。この現象は上記の数式モデルによる解析の結果とよく符合している。また実験に用いた諸物性を

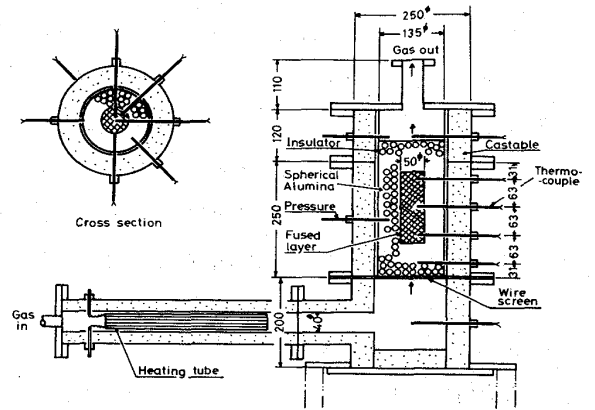


図2 低温モデル伝熱実験装置

を数式モデルに適用してシミュレーションを行った結果、実測値と計算値は良好な一致を見ている。以上の事柄を総合すると融着の進んだ融着層の加熱は粒子流体間の熱交換支配から融着層内における熱伝導支配の伝熱に移るものと考えられる。

4. 高炉装入物の融着時の諸物性³⁾

さて前記数式モデルを実際の高炉内融着層に適用させる場合には

- 1) 各種原料の各還元率, 各温度に対応する軟化収縮挙動, 特に空間率の評価。
- 2) 融着層のガス流れに Ergun の圧損失式を用いることの妥当性。(通気抵抗の評価)
- 3) 伝熱の主体が熱伝導支配に移った融着充填層の有効熱伝導率。

等が解決されねばならない重要な因子と考えられる。現在 1), 2) の評価方法として荷重軟化テストが最も有力な試験法として挙げることができ、高炉内の高温帯での原料の状態をシミュレートさせた試験法としては最有力であるが、原料の種類, 還元率, 温度の因子が複雑に絡み合った結果として荷重軟化特性が表現されており、圧力損失の測定にしても融着した鉍石層のどのような状態に対応するのかを推定することが困難であると考えられる。融着層の性質を把握するためには原料の種類, 還元率, 温度の効果を分離することが必要と考えられる。そこで各種塊成鉍を所定の還元率に予備還元し、 N_2 気流中でその還元率を維持した状態で種々の収縮率の荷重軟化試料を作成し、軟化収縮挙動, 融着層の諸物性, 圧

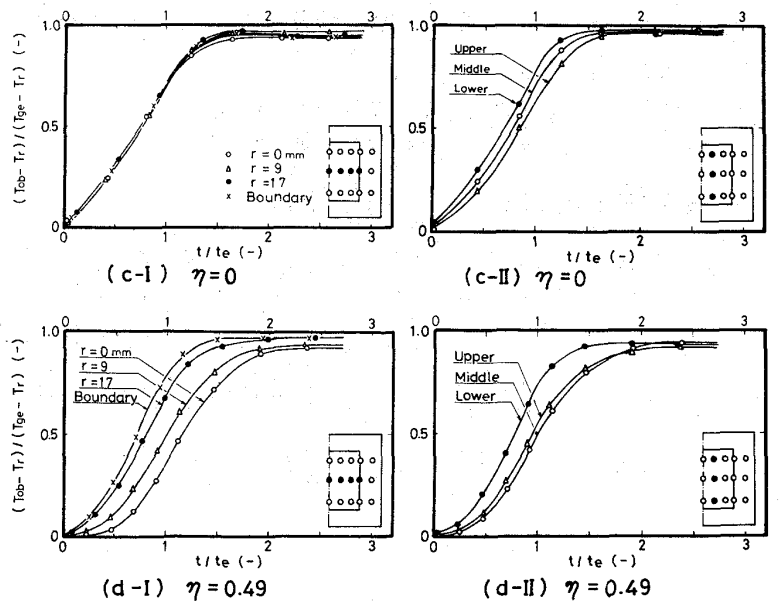


図3 融着層各部の温度変化

損失, 有効熱伝導率等を測定した。

4.1 予備還元試料の軟化収縮時の挙動

図4は塩基度1.7の焼結鉍(ST), 酸性ペレット(ローブリバー)(PL), 塩基度1.3の塩基性ペレット(SP)について収縮率(SR)を0.3付近まで軟化収縮させ, 収縮曲線におよぼす還元率の効果を見たものである。

還元率(R)が100%の各試料については収縮曲線の形に若干の相違は見られるものの軟化収縮の温度域にはさほど大きな違いはない。しかし還元率が低いと軟化収縮温度が低温側に移ることは注目される。特に酸性ペレットは焼結鉍にくらべその傾向は顕著に表われている。このことは酸性ペレットが低い還元率で高温帯に達した場合は融着帯は上昇するものと推察される。

つぎに原料物性の収縮に伴う変化を常温で測定し図5に示した。酸性ペレットでは一粒子の気孔率(ϵ_p)は還元試料では還元率の上昇にとまっていったん増加するが, 軟化収縮にしたがって著しく減少する。また粒径(D_p)の収縮も起っている。しかし充填層の空間率(ϵ_b)は還元, 軟化収縮を通じて変化は非常にわずかである。すなわち酸性ペレットでは収縮が一粒子の変化に吸収され, 充填層の空間率には変化をもたらさない。

これに対し焼結鉍では粒径の変化は収縮時も少ないこと。還元率が低い場合に空間率(ϵ_b)が収縮に伴って減少することが特徴である。

4.2 融着充填層の通気抵抗

成型した融着層のまわりをウレタン材でパッキングし, 常温空気を用いて乱流域の圧力損失を測定した結果を図6に示す。ただし使用した物性値は融着層については融着した時の物性値を用いている。

融着しない充填層(1, 2, 3)についてはほぼErgunの式を使用することが可能であるが, 融着層については収縮率の増加にしたがって圧力損失は増加し, Ergun式で表現することは困難である。また図6に見られるように実験データをほぼ Y は X の一乗の形で整理することが出来る点はこの圧損失を運動方程式として二次元ガス流れへの展開

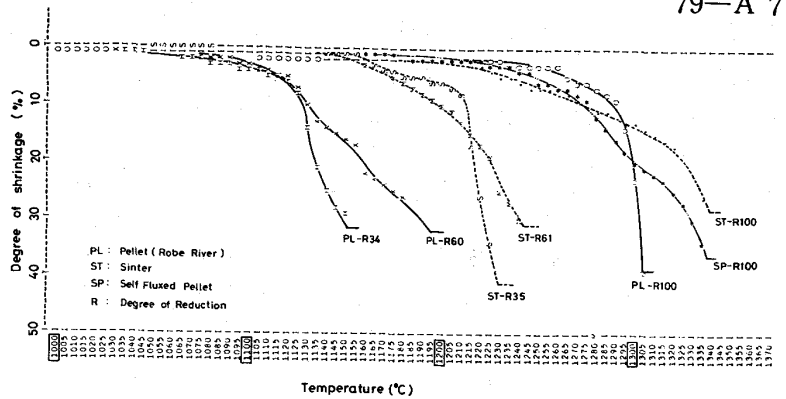


図4 予備還元試料の軟化収縮曲線

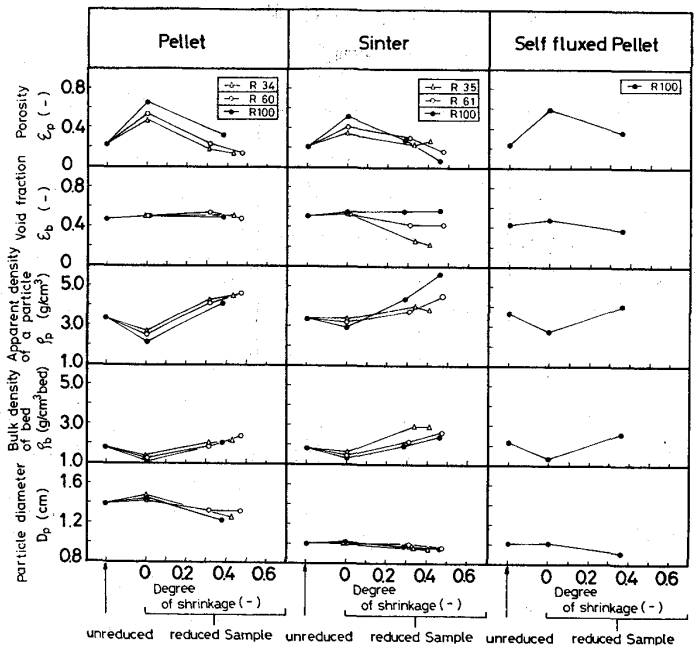


図5 各種原料の収縮に伴う諸物性の変化

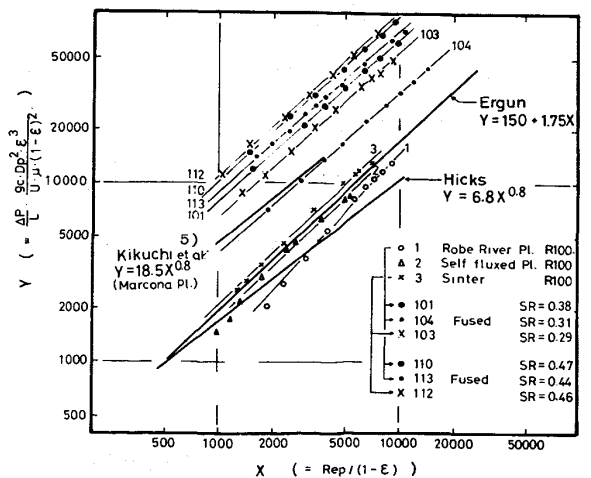


図6 非融着層と融着層の圧力損失

をはかる際には都合のよい結果となっている。

充填層の圧損失は空間を固体内に円管を並べたと考え、Fanningの式に動水半径の概念をとり入れて展開すると(4)式を得る。

$$\frac{\Delta P}{L} = f_b \left(\frac{1}{D_p} \right) \left(\frac{\rho_g u^2}{2g_c} \right) \frac{(1-\epsilon_b)}{\epsilon_b^3} \quad \dots\dots\dots (4)$$

Ergun の式は乱流の条件では $f_b=3.5$ となるが融着層について(4)式に融着時の ϵ_b, D_p を考慮したとしても f_b は一定値をとらず、収縮率とともに増加し、

$$f_b = 3.5 + 4.4 SR^{1.4} \quad \dots\dots\dots (5)$$

なる関係となった。但し $SR = \Delta L / L$

4.3 融着充填層の有効熱伝導率の測定

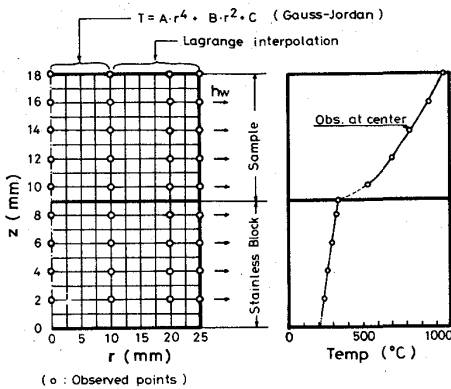


図8 有効熱伝導率の計算の概念図

融着層の有効熱伝導率は SUS 304 を標準試料とした比較法によって測定した。測定は完全な断熱系で行うことが理想的であるが、実際には炉壁からの熱損失を無視することが不可能である。そこで炉壁の総括伝熱係数(h_w)をステンレスブロック内の熱収支から

$$h_w = \frac{Dk_s \frac{dT}{dz}|_{z=L} - \frac{dT}{dz}|_{z=0}}{4 \int_0^L (T - T_{am}) dz} \quad \dots\dots\dots (6)$$

で与え、試料層各高さで熱収支式(7)式を満足する有効熱伝導率(k_e)を数値計算で求めた。(図8)

$$\int_0^R (rk_e \frac{\partial T}{\partial z})_{z=J} dr = \int_0^R (rk_e \frac{\partial T}{\partial z})_{z=J-1} dr + Rh_w \int_{J-1}^J (T - T_{am}) dz \quad \dots\dots (7)$$

k_e は還元率の上昇と共に増加している。これは熱伝導率のよい金属鉄の生成に起因するものと考えられる。また収縮率 0.3 の熱伝導率は収縮率 0 にくらべて若干高い値を示しているが、顕著ではない。これは酸性ペレットでは一粒子が収縮し、空間率(ϵ_b)が減少していないことから、接触面積が増加する効果が 0.3 迄は顕著ではなかったと推測される。また特に温度依存性が大きい点が注目される。Schotte⁴⁾の理論式を用いた試算によれば輻射の寄与が非常に大きいことがわかった。(図9)

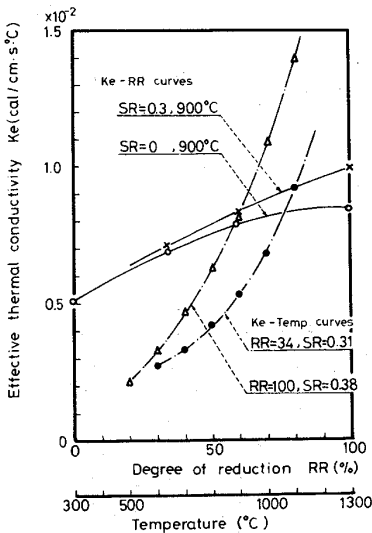


図9 融着層の有効熱伝導率 (酸性ペレット)

記号： T ; 温度, D_p ; 粒子径, ϵ ; 空間率, ρ ; 密度, k ; 熱伝導率, u ; ガス流速, r ; 半径方向距離, z ; 高さ方向距離, G ; ガス質量速度, C ; 比熱, f_b ; 抵抗係数, D ; 直径

文献 1) 杉山, 八木, 大森 : 鉄と鋼, 64(1978), P. 1676
 2) 杉山, 八木, 大森 : 鉄と鋼, 63(1977), S465
 3) 原, 中村, 杉山 : 鉄と鋼, 64(1978), S532
 4) Schotte.W : AIChEJ, 6(1960), P. 63
 5) 菊池 他 : 鉄と鋼, 63(1977), p.901