

論 文

UDC 669.162.263.4 : 669.162.283 : 539.217.4 : 53.072.1

融着充填層におけるガス流れと伝熱の解析*

杉山 喬**・八木順一郎***・大森 康男***

A Theoretical Analysis on Gas Flow and Heat Transfer in Packed Beds with Fused and Unfused Layers

Takashi SUGIYAMA, Jun-ichiro YAGI, and Yasuo OMORI

Synopsis:

A mathematical formulation was proposed for the simulation on simultaneous gas flow and heat transfer in the packed bed with fused and unfused layers for providing the mechanism of heat transfer in the lower part of the blast furnace. The model consisted of heat balances on gas and solids and of the multidimensional Ergun equation as the equation of motion. Therefore, it can predict distributions for mass velocity of gas and for temperatures of gas and solids. Numerical computation was performed for various degree of fusion and also for different inlet flow rate of gas.

The computed results show that fused layer is essentially heated up by heat exchange between gas and solid for the low degree of fusion, whereas, for the case of the high degree of fusion, it is done principally by heat conduction from the surrounding unfused layer where preferential flow of gas would present and, as the results, temperature would be increased rapidly.

1. 緒 言

近年、数次にわたる高炉の解体調査の最大の収穫は炉内に融着層と呼ばれる半熔融状態の鉱石層が存在していることが明らかになった点であろう。今まで経験をたよりに操業されていた高炉も、この融着層をベースにして共通のイメージで意見の交換が可能になったことは大きな成果であると考えられる。

この融着層は大きな通気抵抗を持つので、一連の融着層からなる高炉の融着帯部分は炉全体の通気抵抗を上昇させており、またこの融着帯は非融着部へのガスの分散板としての機能をもつことから、非融着部への巨大なガスの吹き出し口と考えることもできる。このことから融着帯は高炉のガス流れを支配する大きな要因の一つと考えられ、ひいては鉄鉱石を還元し、溶解するという一連の主要機能がこの融着帯を中心に進行すると考えても過言ではない。

さて、高炉内でおこる鉄鉱石の還元、軟化、溶け落ちなどの速度過程においては炉内のガス流れ、ならびに鉄鉱石層への伝熱が大きな比重を占めていると考えられ、融着層の生成消滅機構の解明には上述のガス流れと伝熱

機構をカップリングさせた解析が重要となる。すなわち高炉融着層近傍の伝熱現象は、そこを流れる局所的なガス流れと密接に関係する。たとえば粒子・流体間の伝熱を表現した数式においては充填層各部を流れるガスの性質、ガス量によつて伝熱係数は異なる値をとり、通気抵抗が不均一な系での伝熱現象を表現するには系の局所的なガスの流れ挙動が知られねばならない。またこのガス流れを支配するであろう融着層の空間率や形状は融着層への伝熱の結果であるから、“流れ”と“伝熱”は相互に密接な影響をおよぼし合っていることになる。

高炉内のガス流れはこれまで下部から上部への1次元流れとして扱われてきた。特に融着層部分でのガス流れは融着層間のスリットとしてのコークス層を半径方向に流れることも考慮した2次元流れとして解析されるべきであろう。充填層内でのガスの2次元流れについては最近理論的な解析が活発になされつつある。RADESTOCK¹⁾はその理論解析の手法を最初に提唱し、STANEK²⁾は不均一な充填構造を有する等温の充填層におけるガス流れを流れ関数を用いて解いている。また桑原³⁾は高炉内にみられる層状構造と同様の構造を有する充填層において非圧縮性ならびに圧縮性流れについて数値解析を

* 昭和 52 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 53 年 1 月 11 日受付 (Received Jan. 11, 1978)

** 新日本製鉄(株)基礎研究所 (Fundamental Research Laboratories, Nippon Steel Corp., 1618 Ida Nakahara-ku Kawasaki 211)

*** 東北大学選鉱製錬研究所 (Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University)

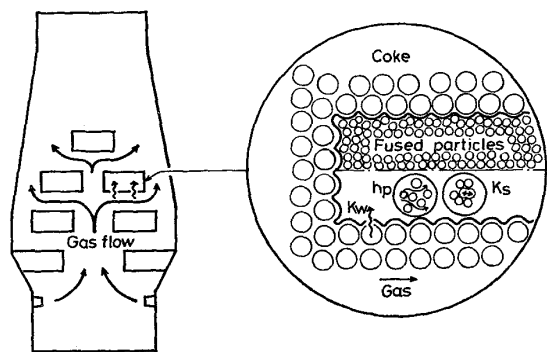


Fig. 1. Schematic pattern of gas flow and heat transfer near the fused layer in a blast furnace.

行い、流通抵抗が不連続に分布する系の効果として流線のパターンは屈折した形状となることを報告している。荒木⁴⁾は2次元の不均一充填構造を有する充填層において層流域における流れの厳密解を求め、理論と実験がきわめてよく一致することを報告している。

一方、充填層の伝熱に関しては、KUNII と SMITH⁵⁾は静止流体を含む充填層の伝熱現象を解析し、理論式を提出している。また矢木、国井⁶⁾は流体が貫流する充填層についても流れの効果を加味した理論式を提出している。しかしこれらの式は均一充填層における1次元流れについて求められたものである。

従来の報告では“流れ”と“伝熱”を同時に解析した例は少い。STANEK ら⁷⁾は充填層について、また RADE-STOCK ら⁸⁾は移動層について数値計算を行っている。反応を伴う系についての流れ、伝熱および物質移動の同時解析も YAGI と SZEKELY⁹⁾ および羽田野、栗田¹⁰⁾によつて報告されている。

さて、本研究でとりあつかう高炉融着層近傍の解析はつぎの特殊性を考慮する必要がある。

- 1) 系内にはガスを通しやすいコークス層と通しにくい融着層の2相が存在する。
- 2) 融着が進むにつれて融着粒子間の接触面積は大きくなり、その結果伝導伝熱は大きくなる。しかし流通するガス量が減少するので粒子・流体間の伝熱は減少する。
- 3) 融着充填層とコークス層の境界は“つらら”¹¹⁾に象徴されるようにコークス層中に融着物が入りこんだ複雑な形状をしており、この部分での空間率は低くなるので従来の管壁の伝熱係数を使うことが困難となる。

以上の模様を模式的に Fig. 1 に示した。

上記特殊性のうち主として 1), 2) を考慮して融着層近傍をモデル化し、この系での基礎的知見を得るため、低温でのガス流れと伝熱に関する理論解析および実験的検討を行つた。後者については別報¹²⁾で示し、ここでは

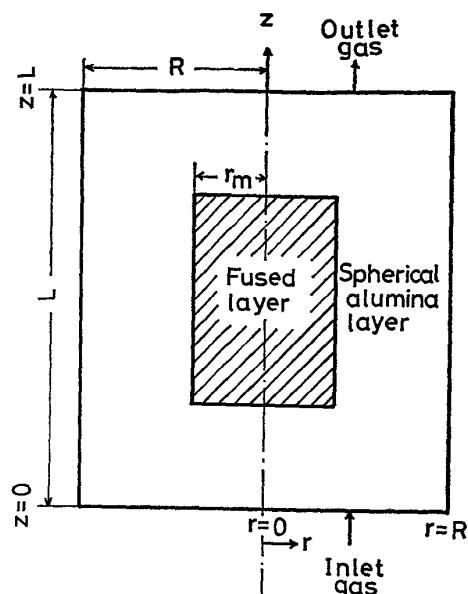


Fig. 2. A sketch of packed bed with fused and unfused layers for the derivation of mathematical model.

理論解析について報告する。

2. 融着充填層の数式モデルの概要

Fig. 2 に示すように、モデルは融着充填層の周囲にコークス層に相当するアルミナ球を充填した2重構造の円筒型固定層を想定している。融着層を構成する粒子は別報¹²⁾の実験に合わせて、低温で融着するポリスチレン球を想定した。ガスは予熱した空気を充填層下部より半径方向で均一になるように垂直に導入した。充填層内部では層の通気抵抗分布にしたがつて流れを変え、粒子を加熱して外部に排出される。操作温度域は 100°C 以下の低温域を選んだ。

座標系は柱座標系を用い、軸対称流での解析を行つた。単位は C.G.S 単位系を用いた。

本数式モデルにはつぎの仮定をおいた。

- 2) 解析する充填層は軸対称である。
- 2) ガス温度ならびに固体温度は非定常である。
- 3) 流れに関する運動方程式は Ergun の式で考えられる。
- 4) 輻射および反応は考慮しない。

以上の仮定のもとに流れの関数 (Ψ)、圧力 (p)、ガス温度 (T_g)、固体温度 (T_s) の各変数について連立方程式を同時に解くことになる。

3. 基礎方程式

3.1 ガス流れの解析

円筒座標系における連続の式はつぎのように表わされ

る。

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

ただし, F_a は (2) 式で表わされる。

$$F_a = \int_0^Z \varepsilon r \frac{\partial \rho_g}{\partial t} dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

つぎに (1) 式を満足するように流れの関数 (Ψ) を (3), (4) 式によつて定義した。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = rG_r \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$-\frac{\partial \Psi}{\partial r} = rG_z + F_a \quad \dots\dots\dots (4)$$

一方 ERGUN が示した充填層の圧力損失と流速との関係¹³⁾を2次元に拡張し, 運動方程式として使用した。この2次元への拡張形式に関しては最近議論が活発に行なわれており¹⁴⁾¹⁵⁾, ERGUN の式をベクトル表示した拡張形式と, 各成分について独立に表現した式とが考えられる。

桑原ら¹⁶⁾¹⁷⁾は高炉内におけるガス流れの理論計算では前者と後者の差はレースウェイ部を除いて微小であると報告している。また STANEK ら¹⁸⁾も両拡張形式による計算結果はほとんど差がないことを指摘している。したがってここでは簡単のため, 後者の拡張形式を用いた。

ERGUN の式を r 方向, z 方向の成分に分離し, 微分形に書き直すと,

$$-\frac{\partial p}{\partial r} = f_1 G_r + f_2 G_r |G_r| \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = f_1 G_z + f_2 G_z |G_z| \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで係数 f_1, f_2 は次式で表わされる。

$$f_1 = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{g_c (\phi dp)^2 \varepsilon^3 \rho_g} \mu \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$f_2 = 1.75 \frac{(1-\varepsilon)}{g_c (\phi dp) \varepsilon^3 \rho_g} \quad \dots\dots\dots (8)$$

運動方程式は (5), (6) 式より p を消去し, Ψ の関数として (9) 式のように表わされる。(9) 式は Ψ に関する2階の偏微分方程式であり, この式を境界条件のもとで解くことにより流れる場が求められ, さらに (3), (4) 式から G_r, G_z の場が求まる。ただし数値計算においてはガス流れは定常状態であるとして, (9) 式中の F_a を 0 とおいた。

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

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

3.2 圧力に関する方程式

圧力の場合は (5), (6) 式から各々独立に求めることができるが, G_r, G_z の両方を満足する方程式として圧力に関する2次元の方程式として解いた。圧力に関する微分方程式は (10) 式のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 p &= \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \\ &= - \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial z} G_z + \frac{\partial G_z}{\partial z} f_1 + \frac{\partial f_2}{\partial z} G_z |G_z| \right. \\ &\quad + \frac{\partial G_z}{\partial z} f_2 |G_z| + \frac{\partial |G_z|}{\partial z} f_2 G_z + \frac{\partial f_1}{\partial r} G_r \\ &\quad + \frac{\partial G_r}{\partial r} f_1 + \frac{\partial f_2}{\partial r} G_r |G_r| + \frac{\partial G_r}{\partial r} f_2 |G_r| \\ &\quad \left. + \frac{\partial |G_r|}{\partial r} f_2 G_r + \frac{f_1 G_r}{r} + \frac{f_2 G_r |G_r|}{r} \right\} \\ &\quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

3.3 ガス温度に関する方程式

ガスに関する熱収支式は (11) 式のように表わすことができる。熱収支式はガス流れによる顕熱, 粒子を加熱して失う熱, ガスの熱伝導による熱, 蓄熱を考慮した。

$$\begin{aligned} & \varepsilon \rho_g \left(C_g + T_g \frac{dC_g}{dT_g} \right) \frac{\partial T_g}{\partial t} \\ &= - \left\{ \left(C_g + T_g \frac{dC_g}{dT_g} \right) \left(G_r \frac{\partial T_g}{\partial r} + G_z \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \right. \\ &\quad + \left\{ k_g \left(\frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) \right. \\ &\quad + \frac{\partial k_g}{\partial r} \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_g}{\partial z} \left(\frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \left. \right\} \\ &\quad \left. - h_p (T_g - T_s) \frac{6(1-\varepsilon)}{(\phi dp)} \right\} \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

粒子・流体間の伝熱係数 h_p は RANZ¹⁹⁾ の式, (12) 式を用いて計算した。(12) 式は粒子レイノルズ数との関係で求まるが, 粒子レイノルズ数 Re_p は各格子点におけるガスの質量速度に関係する。ここでは h_p の計算にガスの質量速度として流線方向での値を使用した。

$$Nu = 2.0 + 0.60 Pr^{1/3} (9 \cdot Re_p)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

(11) 式中のガスの熱伝導度は EUCKEN²⁰⁾ の式を用い, さらに充填層の気体部分が熱を伝える媒体とした。

3.4 固体温度に関する方程式

固体に関する熱収支式はガスと粒子の間での対流熱交換, 固体部分を伝わる伝導熱および蓄熱を考慮して (13) 式のように表わされる。

$$\begin{aligned}
 & (1-\varepsilon)\rho_s\left(C_s+T_s\frac{dC_s}{dT_s}\right)\frac{\partial T_s}{\partial t} \\
 & = \frac{6(1-\varepsilon)}{(\phi dp)}h_p(T_g-T_s) \\
 & + \left\{k_s\left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2}\right)+\frac{k_s}{r}\left(\frac{\partial T_s}{\partial r}\right)\right. \\
 & \left. + \frac{\partial k_s}{\partial r}\left(\frac{\partial T_s}{\partial r}\right)+\frac{\partial k_s}{\partial z}\left(\frac{\partial T_s}{\partial z}\right)\right\} \dots\dots\dots (13)
 \end{aligned}$$

k_s は熱が固体部分（融着層も含む）を伝導によつて伝わる場合の有効熱伝導度であり、融着層に適用する場合には融着率（融着率は後に定義する）によつて異なる値をとる。この値は高炉の装入物、還元率、温度によつても異なり、実際には炉内で想定される条件で実験的に求められねばならない。しかし、 k_s が静止流体中で測定されたとしても充填層が含んでいるガスの影響を除くことは困難であり、ガスの熱伝導度が固体のそれにくらべて無視しえない場合には問題が残ると思われる。ここでは便宜的に KUNII と SMITH の式⁵⁾からガスのみを伝わる伝熱部分を除いて用いた。

4. 境界条件

流れと圧力に関する境界条件を Fig. 3 に示す。流れの関数 Ψ の微分方程式(9)式に関してはガスの流入端では均一な平行流を仮定したので、 $G_z=G_0$, $G_r=0$ である。これは入口ガス質量速度 G_0 がすべて G_z になることである。数値計算を行う充填層の層頂と層底には均一粒径を有する粒子層を設定したので、この仮定をかなりよく成立していると考えられる。流入端における流れの関数 Ψ は(4)式を積分し、 $\{\Psi(r)\}_{z=0}=\Psi_{r=0}-(1/2)r^2G_z$ が得られる。ただし $\Psi_{r=0}=1.0$ とした。このような半径 r に関する一定の関数形を流入端条件として与えて固定している。一方 $G_r=0$ は(5)式から $\partial p/\partial r=0$ となりガス流入端では等圧となる。

つぎに圧力 p の微分方程式(10)式に関しては入口の圧力は Ergun の式を層全体にわたって数値積分し、平均の圧力を求め、近似的に決定した。すなわち

$$P_{in}=P_0-\left(\frac{2}{R^2}\right)\int_0^R r \int_0^L \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) dz dr \dots\dots\dots (14)$$

ガスならびに固体温度に関する境界条件を Fig. 4 に示す。入口ガス温度は非定常の仮定から各時間ステップで、 $T_g=T_0(t)$ で与えた。すなわち時間ステップ NT の増加に伴つて入口ガス温度を変化させており、時間の増分 Δt の間は流入ガス温度は一定とした。側壁面の伝熱係数は実験値を用いた。また融着層とアルミナ層との境界では伝導伝熱量が等しいとした。

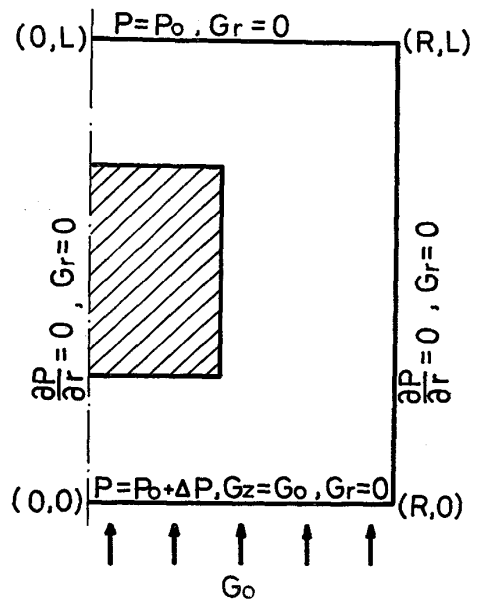


Fig. 3. Boundary conditions for gas flow and pressure.

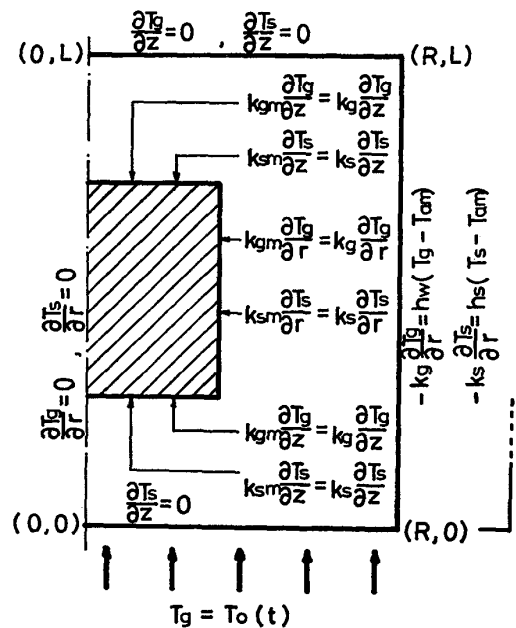


Fig. 4. Boundary conditions for gas and solid temperatures.

5. 数値計算

5.1 基礎式の無次元化

(9), (10), (11), (13) 式中の各変数はつぎのように無次元化した。(本章以降においては同一変数記号に「'」のついていない変数は無次元、ついていない変数は有次元を意味する。)

$$\begin{aligned}
 z' &= z/L, \quad r' = r/R, \quad t' = t/t_0, \quad G' = G/G_0, \quad G_z' \\
 &= G_z/G_0, \quad G_r' = G_r/G_0, \quad p' = p/P_0, \quad T_g' \\
 &= T_g/T_{s0}, \quad T_s' = T_s/T_{s0}, \quad F_1 = RG_0 f_1/P_0,
 \end{aligned}$$

Table 1. Operating conditions and solid properties for calculation.

		Fused layer (Polystyrene)					Alumina layer
		Case I	Case II	Case III	Case IV	Case V	Case I~V
Degree of fusion	η (-)	0	0.22	0.40	1.00	0.22	-
Void fraction	ε (-)	0.32	0.25	0.19	0	0.25	0.37
Particle diameter	d_p (cm)	0.36	0.36	0.36	-	0.36	1.02
Bulk density of bed	ρ_s (g/cm ³)	0.67	0.74	0.79	0.98	0.74	2.08
Friction factor	F_1 (-)	2.19	9.62	24.29	-	19.44	0.20 (0.42)
	F_2 (-)	10.27	38.08	89.28	-	155.42	3.11 (12.71)
Mass velocity of inlet gas	G_0 (g/cm ² s)	0.15	0.15	0.15	0.15	0.30	-
Effective thermal conductivity	k_s (cal/cm s °C)	1.58×10^{-4}	1.74×10^{-4}	1.87×10^{-4}	2.78×10^{-4}	1.74×10^{-4}	7.50×10^{-4}
Specific heat of solid	C_s (cal/g °C)	0.32					0.19
True density of solid	ρ_t (g/cm ³)	0.98					3.30
Initial temperature		gas		: T _{g0} = 25 °C			
		solid		: T _{s0} = 25 °C			
Finally maintained temperature of inlet gas				: T _{ge} = 75 °C			
							() : Case V

$$F_2 = RG_0^2 f_2 / P_0, \quad k_g' = k_g / k_{g0}, \quad k_s' = k_s / k_{s0},$$

$$C_g' = C_g / C_{g0}, \quad C_s' = C_s / C_{s0}, \quad D = L / R,$$

$$\rho_g' = \rho_g / \rho_{g0}, \quad \rho_s' = \rho_s / \rho_{s0}, \quad \Psi' = \Psi / (G_0 RL)$$

..... (15)

5.2 数値計算

数値計算は(9), (10), (11), (13)式を(15)式によつて無次元化し, 差分方程式に変換して逐次過緩和法 (S. O. R 法) を適用し収斂計算を行なつた. 格子点は r 方向 21 点, z 方向 31 点とし, 融着層とアルミナ層との境界は融着層とした. 緩和係数 ω は通常 1.0~2.0 までの値をとるが, 不足緩和 ($\omega < 1.0$) をも範囲に含めた. また ω は $0 < \omega < 2.0$ までの範囲で経験的に初期値を与え, 計算途中の誤差の動きによつて逐次修正していく方法をとつた. 収斂の判定については, 繰り返し数が l 回目において系内の全格子点について前回 ($l-1$ 回) との偏差率の総和すなわち Ψ' を例にとると

$$\delta = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \left| \frac{\Psi'_{i,j,l} - \Psi'_{i,j,l-1}}{\Psi'_{i,j,l-1}} \right| \dots\dots\dots (16)$$

が所定値以下になつたときに収斂とした. 計算のフローチャートを Fig. 5 に示す.

使用した計算機は, 東北大学大型計算機センター, NECA-2200 シリーズの ACOS 6 システムで, 通常の計算においては 1 回のシミュレーション (実時間で 40 min 程度) に必要な計算時間は約 30 min であつた.

6. 計算結果および考察

Case I ~ IV は融着層の融着率 η を変化させ, Case V

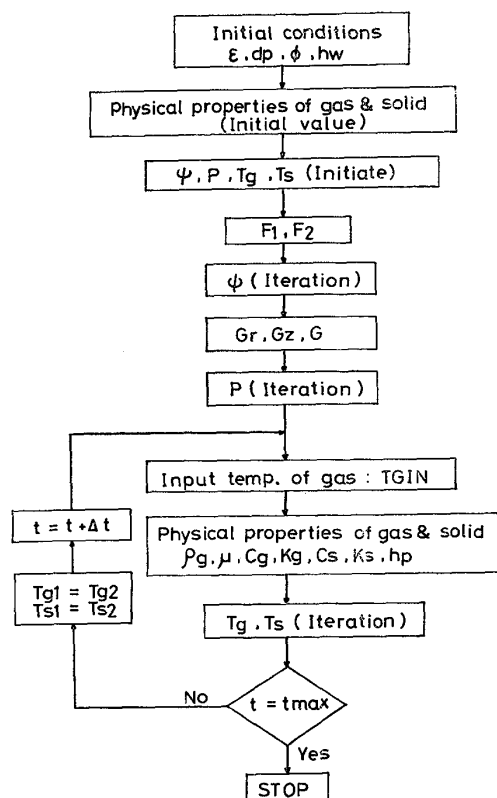


Fig. 5. Flow chart for computer program.

は入口ガス量を 2 倍にとつた場合の計算例である. 各 Case の操作条件ならびに物性値を Table 1 に示す.

融着率は融着層空間率 ε_m と融着前の空間率 ε_0 との関係で(17)式のように表わした.

$$\eta = (\varepsilon_0 - \varepsilon_m) / \varepsilon_0 \dots\dots\dots (17)$$

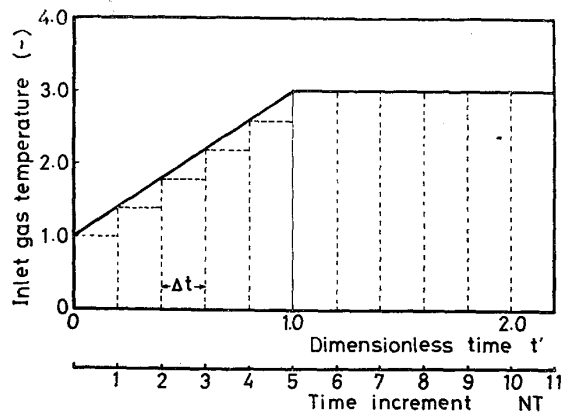


Fig. 6. Heating pattern of inlet gas.

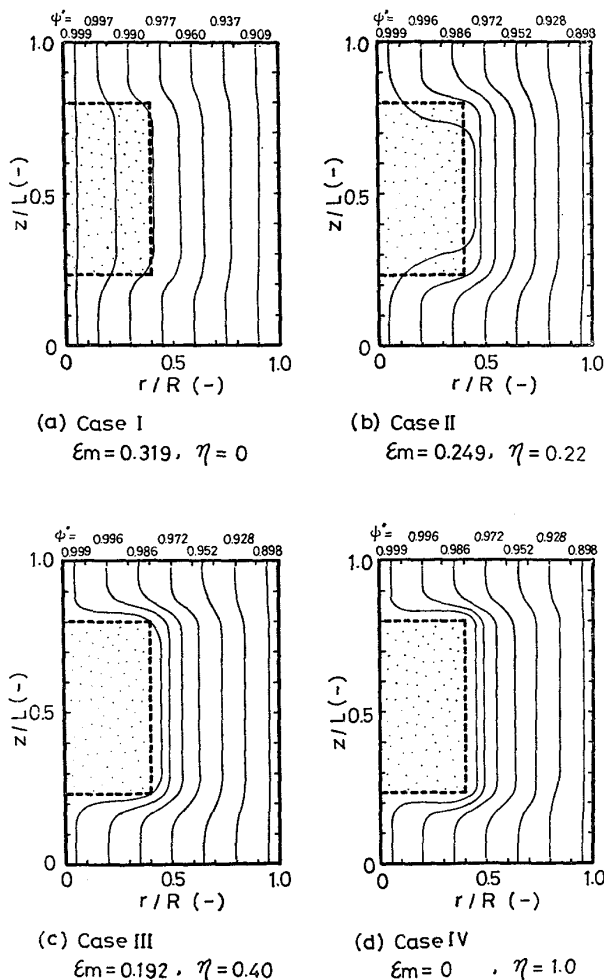


Fig. 7. Effect of the degree of fusion on gas flow.

入口ガスの温度変化は Fig. 6 に示すように無次元時間で 0~1.0 を昇温区前, 1.0~2.2 を定温区間とした. 計算ステップは昇温区間を 5 分割, 定温区間を 6 分割し, 各ステップについて T_g' , T_s' の収斂計算を行った.

6.1 ガスの不均一流れ

Fig. 7 に融着率 η を変化させた Case I~IV までの流れのパターンを示した. 横軸には無次元半径, 縦軸に

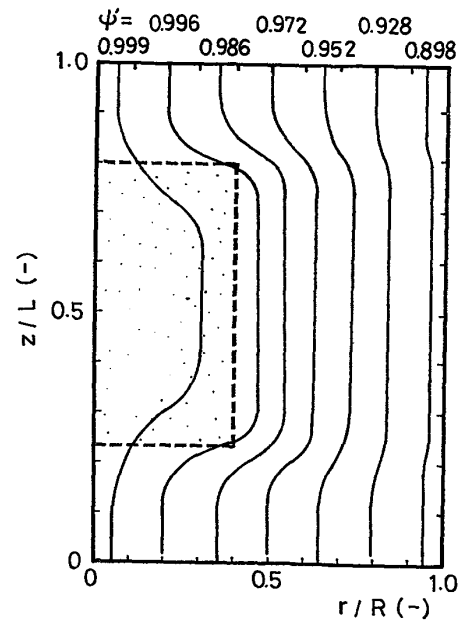
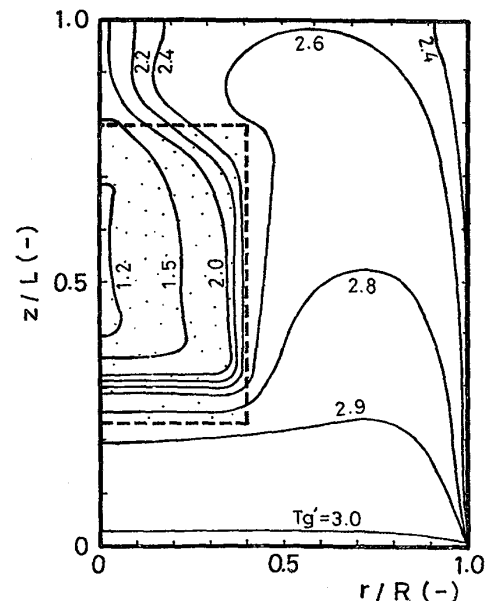


Fig. 8. Streamlines of gas for Case V.

Fig. 9. Distribution of gas temperature at $t' = 1.0$ for Case II.

は無次元高さを用いているが, 実寸比では $L/R = 4.44$ である.

$\eta = 0$ の Case I では融着層とアルミナ層の通気抵抗比はほとんど変化しないので流れの曲がり方も少ない. しかしながら融着層の中にもガスは流通することを示している. さらに $\eta = 0.22$ では流れは融着層部分でかなり曲げられているもののまだ融着層の中にもある程度ガスが流れている. しかし $\eta = 0.4$ ではもはや融着層内にはガスは流れず, ほぼ $\eta = 0.4$ を境にしてそれ以上の融着率では融着層内にはガス流れは存在しない. 融着層内にガスが流通するか否かは融着層のもつ通気抵抗と周囲のア

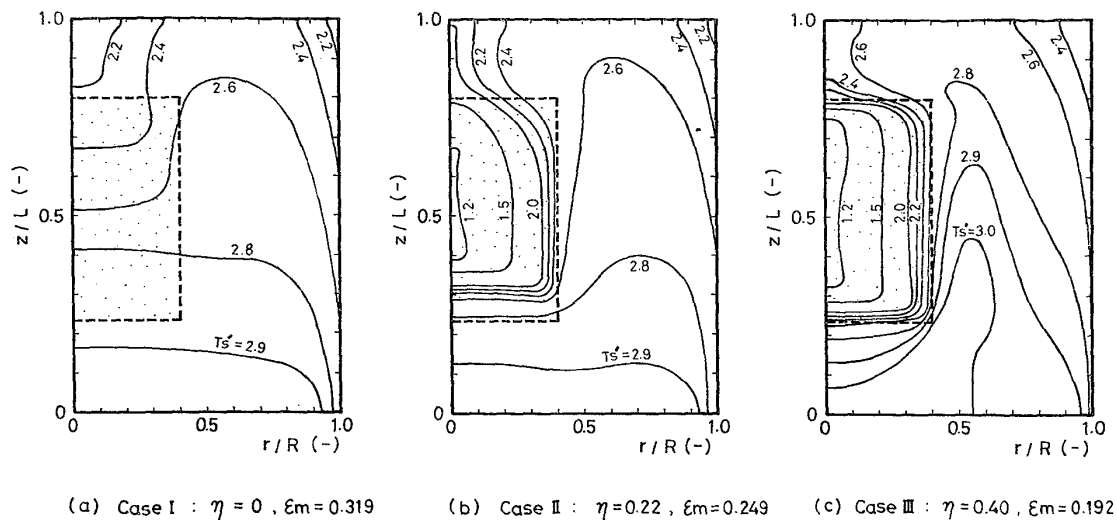


Fig. 10. Effect of the degree of fusion on distribution of solid temperature at $t'=1.0$.

ルミナ層の通気抵抗の比によって決まり、一例として $\eta=0.4$ の場合融着層とアルミナ層の通気抵抗の比は F_1 で 120, F_2 について 30 であつた。

一方同一融着率 ($\eta=0.22$) について G_0 を 2 倍にした Case V の流線のパターンを Fig. 8 に示した。Fig. 8 では Fig. 7 (b) にくらべるとガスは融着層内にも比較的流通するようになることがわかる。

以上のようにガスが融着層内を流通するかどうかは二層の通気抵抗比の程度、ガス流量によって決められる。

6.2 ガスおよび固体温度分布

Fig. 9 に充填層入口ガス温度が所定値 (T_{ge}) に達した時刻 $t'=1.0$ における層内のガス温度分布を示した。また Fig. 10 には同時刻における各種融着率での固体温度分布が示されている。一般的にはガス温度と固体温度とはそのパターンにおいても値においてもよく似た挙動を示している。しかし、アルミナ層では固体温度がガス温度より若干低いことが認められる。

一方、融着率の違いをみると融着層内にガスが流れている Case I の場合には融着層もアルミナ層と同じくらいの温度になっており、ガスが融着層をよく加熱していることがわかる。しかし η が増加するにしたがつて融着層を流れるガス量は減少し、融着層を避けてアルミナ層へ回る。その結果、ガスは急速にアルミナ層を加熱するようになり、 η の増加に伴いアルミナ層は高温になっている。また、 η の増加に伴い融着層の周囲に大きな温度勾配が生じ、ガスによる加熱から熱伝導による加熱に移ることがわかる。

Fig. 11 は $\eta=0.22$ でガス量を 2 倍にした場合の固体温度分布を示している。加熱のパターンは Case II と

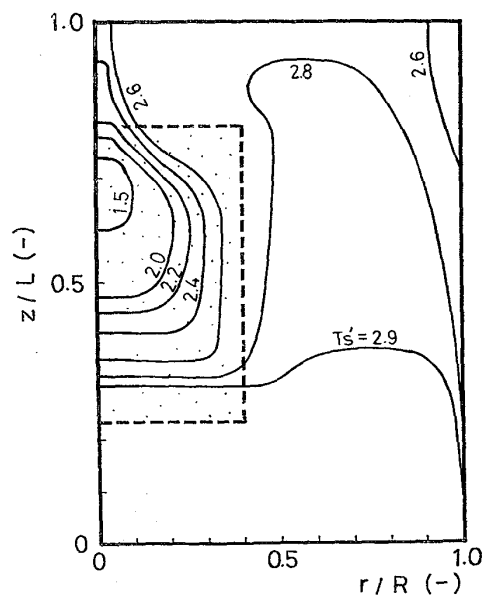
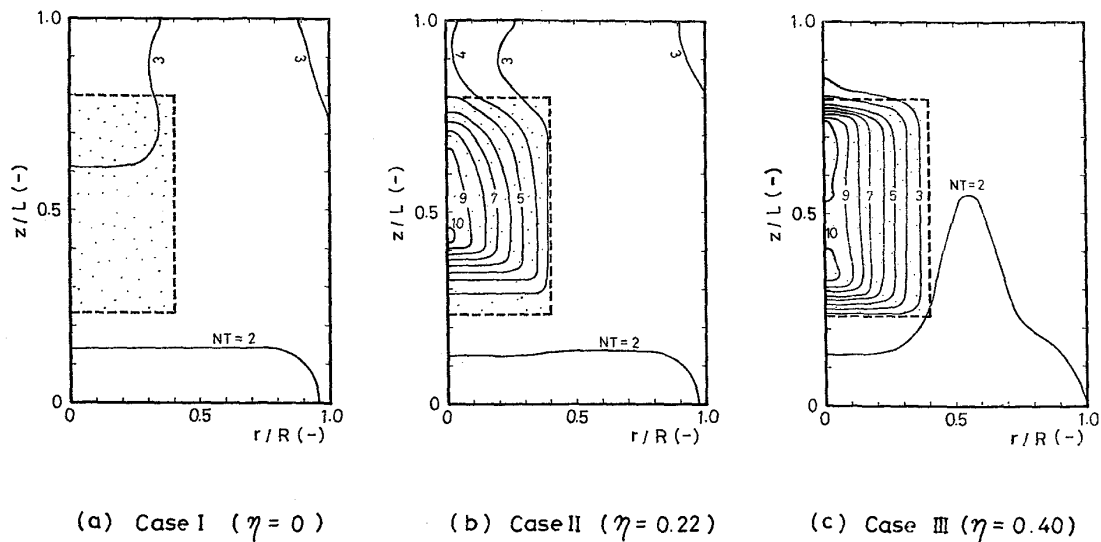


Fig. 11. Distribution of solid temperature at $t'=1.0$ for Case V.

それほど大きな違いはないが、若干ガスが融着層内に流れているので加熱速度は速くなっている。このように層内温度分布はガスの流れと深く関係することが明らかとなつた。

6.3 温度の時間変化

Fig. 12 に固体温度が 1.7 の等温線の時間変化を示した。 $\eta=0$ においてはアルミナ層、融着層ともに非常に速く加熱され、 $T_s'=1.7$ のラインはわずかに $N_T=2, 3$ の時間とにしか存在しない。ところが融着率が高くなるにつれてアルミナ層の加熱は速くなるが、融着層内の等温線の時間変化は遅くなり、融着層内の等温線は周囲か

Fig. 12. Change of isothermal line of solid at $T_s' = 1.7$ with the lapse of time.

ら除々に内部に移動することがわかる。この計算結果は融着の進行に伴い、融着層の加熱が対流伝熱から伝導伝熱に移行することを示している。

7. 結 言

高炉の融着層近傍のガス流れと伝熱の挙動を基礎的に解明する目的で、ポリスチレン融着層とアルミナ層からなる円筒型2重構造の充填層について、ガス流れと伝熱をカップリングした数式モデルを開発した。流れ関数 Ψ 、圧力 p 、ガス温度 T_g 、固体温度 T_s の4従属変数に関する2階の偏微分方程式をS.O.R法を用いて数値計算した。その結果、融着粒子層の加熱にはガスの流通が効果的であることを示し、融着率の変化が通気性ひいては融着層の加熱に大きな影響を与えることがあきらかにされた。また、融着の進行につれて加熱のパターンはガスによる対流伝熱から伝導伝熱に移行することが明らかにされた。

最後に本研究の遂行にあたり、終始熱心にお世話を載いた東北大学選鉱製錬研究所所長、大谷正康教授、ならびに高橋愛和教授、貴重な御示唆、御助言を賜わった東北大学工学部、菊池淳助教授に心から感謝の意を表します。

記 号

C_g, C_g' : ガス比熱 (cal/g·°C), (—)
 C_{g0} : $t=0$ におけるガス比熱 (cal/g·°C)
 C_s, C_s' : 固体比熱 (cal/g·°C), (—)
 C_{s0} : $t=0$ における固体比熱 (cal/g·°C)
 D : L/R (—)
 dp : 粒子径 (cm)

F_a : (2)式で定義される量 (g/cm·s)
 F_1 : 無次元粘性抵抗係数 (—)
 F_2 : 無次元慣性抵抗係数 (—)
 f_1 : 有次元粘性抵抗係数 (1/s)
 f_2 : 有次元慣性抵抗係数 (cm²/g)
 G, G' : ガス質量速度 (g/cm²·s), (—)
 G_0 : 充填層入口ガス質量速度 (g/cm²·s)
 G_r, G_r' : ガス質量速度の半径方向成分 (g/cm²·s), (—)
 G_z, G_z' : ガス質量速度の高さ方向成分 (g/cm²·s), (—)
 g_c : 重力換算係数 (=980) (g·cm/gwt·s²)
 h_p : 粒子流体間の伝熱係数 (cal/cm²·s·°C)
 h_s : 固体に関する壁の伝熱係数 (cal/cm²·s·°C)
 h_w : ガスに関する壁の伝熱係数 (cal/cm²·s·°C)
 i : r 方向の格子点番号
 j : z 方向の格子点番号
 k_g, k_g' : ガスの有効熱伝導度 (cal/cm·s·°C), (—)
 k_{g0} : $t=0$ におけるガスの有効熱伝導度 (cal/cm·s·°C)
 k_s, k_s' : 充填層固体の有効熱伝導度 (cal/cm·s·°C), (—)
 k_{s0} : $t=0$ における固体の有効熱伝導度 (cal/cm·s·°C)
 L : 充填層高さ (cm)
 l : 計算の繰り返し数
 NT : 時間きざみの番号 (—)
 Nu : ヌッセルト数 (= $h_p dp/k_g$) (—)
 p, p' : 圧力 (gwt/cm²), (—)
 P_{in} : 充填層入口圧力 (gwt/cm²)
 P_0 : 充填層出口圧力 (gwt/cm²)
 Pr : プラントル数 (= $C_g \mu/k_g$) (—)
 R : 充填層半径 (cm)
 Re_p : 粒子レイノルズ数 (= $G dp/\mu$) (—)
 r, r' : 半径方向の距離 (cm), (—)

T_g, T_g' : ガス温度	(°C), (—)
T_0 : 入口ガス温度	(°C)
T_{ge} : ガス到達温度	(°C)
T_s, T_s' : 固体温度	(°C), (—)
$T_{s0} : t=0$ における固体温度	(°C)
T_{am} : 外部温度	(°C)
t, t' : 時間	(s), (—)
t_0 : 入口ガス温度が所定値に達する時間	(s)
z, z' : 高さ方向の距離	(cm), (—)
ϵ : 充填層空間率	(—)
ϵ_0 : 融着していない充填層の空間率	(—)
ϵ_m : 融着層の空間率	(—)
ρ_g, ρ_g' : ガスの密度	(g/cm ³), (—)
$\rho_{g0} : t=0$ におけるガスの密度	(g/cm ³)
ρ_s, ρ_s' : 充填層のかさ密度	(g/cm ³ (bed)), (—)
$\rho_{s0} : t=0$ における充填層のかさ密度	(g/cm ³ (bed))
Ψ, Ψ' : 流れの関数	(g/s), (—)
ϕ : 粒子形状係数	(—)
μ : ガスの粘度	(g/cm·s)
η : 融着層の融着率	(—)
ω : 緩和係数	(—)

文 献

- 1) J. RADESTOCK and R. JESHAR: Stahl u. Eisen, 22 (1970), p. 1249
- 2) V. STANEK and J. SZEKELY: Can. J. Chem. Eng., 50 (1972), p. 9
- 3) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 463
- 4) 荒木和男: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 1485
- 5) D. KUNII and J. M. SMITH: AIChEJ, 6 (1960), p. 71
- 6) 矢木 栄, 国井大蔵: 化学工学, 18 (1954), p. 576
- 7) V. STANEK and J. SZEKELY: Can. J. Chem. Eng., 51 (1973), p. 22
- 8) J. RADESTOCK and R. JESHAR: Chem. Ing. Tech., 43 (1971), p. 355 および p. 1304
- 9) J. YAGI and J. SZEKELY: Trans. ISIJ, 17 (1977), p. 569 および p. 576
- 10) 羽田野道春, 栗田興一: 鉄と鋼, 63 (1977), S 432
- 11) M. SASAKI, K. ONO, A. SUZUKI, Y. OKUNO, and K. YOSHIZAWA: Trans. ISIJ, 17 (1977), p. 391
- 12) 杉山 喬, 八木順一郎, 大森康男: 鉄と鋼 投稿予定
- 13) S. ERGUN: Chem. Eng. Progr., 48 (1952), p. 89
- 14) 荒木和男, 森山 昭: 鉄と鋼, 63 (1977), p. 1035
- 15) 八木順一郎: 日本金属学会会報, 16 (1977), p. 357
- 16) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62 (1976), S 441
- 17) 桑原 守, 近松栄二, 鞭 巖: 学振 54 委資料-1400 (1977)
- 18) V. STANEK and J. SZEKELY: AJChEJ., 20 (1974), p. 974
- 19) W. E. RANZ: Chem. Eng. Progr., 48 (1952), p. 247
- 20) A. EUCKEN: Z. Physik., 14 (1913), p. 324