

論 文

UDC 536.24 : 512.8 : 669.162.263.43

有限要素法による高炉のガス流れと伝熱の2次元解析*

八木順一郎**・武田 幹治***・大森 康男**

Two-dimensional Mathematical Analysis on Gas Flow and Heat Transfer in Blast Furnace by the Application of Finite Element Method

Jun-ichiro YAGI, Kanji TAKEDA, and Yasuo OMORI

Synopsis :

This paper deals with two-dimensional gas flow in the blast furnace which has complicated structure of the bed by the application of the finite element method. Besides this, simultaneous analysis on the gas flow and heat transfer is also carried out for the simplified conditions in which solid flow is approximated reasonably to potential flow.

As for the gas flow, multi-dimensional Ergun's equation is solved together with the equation of continuity by using the variational principle. However, heat balance equations for gas and solid are solved on the basis of the Galerkin method. In order to consider the layered structure and also the properties of cohesive and raceway zones in the blast furnace, the finite elements for the numerical computation are corresponded to the ore and coke layers.

Computed results indicate that the drastic changes in gas flow occur around the cohesive and raceway zones which have extremely different properties on gas flow. Zig-zag flow of gas appears in the lumpy region which is caused by the different permeability of ore and coke layers and also by the inclination of the layers. Computed results for the simultaneous analysis on gas flow and heat transfer give correctly the principal characteristics of heat exchange, which proves the mathematical formulation and the numerical technique to be sound.

1. 緒 言

高炉は溶銑を生産する複雑な反応器であり、炉内において、固相、液相、気相が共存し、互いに反応、相変化ならびに熱交換を行いながら移動している。このように複雑な反応器の解析においても炉内における個々の現象に対して移動速度理論に基づき導出される基礎式を組み合わせると、シミュレーション・モデルを作成することができる。また、得られたモデルから、諸現象間の相互作用に関する知見や安定で効率のよい操業に関する基礎的資料が得られる。

1次元モデルによる高炉の解析^{1)~6)}は古くから行われており、上述の基本概念に沿った研究も報告^{7)~9)}されている。近年、高炉の操業技術の進歩に伴いプロセス変数の半径方向分布が注目されはじめ、以下に概説するように円周方向には均一分布を仮定した2次元モデルによる

解析が2, 3試みられている。

すなわち、LAHIRI ら⁷⁾は高炉シャフト部を固・気向流移動層と考え、ガスと粒子の均一の流れを仮定し、温度分布、濃度分布、反応率分布を2次元的に求めた。桑原ら⁸⁾は高炉を半径方向に5あるいは10分割し、それぞれの区間に対して、層構造を考慮した1次元モデル⁶⁾を適用し、プロセス変数の半径方向分布を求めている。また、羽田野ら⁹⁾はガス流れ、伝熱、反応を考慮した基礎方程式を、特性曲線法により解析した2次元モデルを提出している。しかし、内部の層構造を具体的に考慮し、ガス流れ、伝熱、反応を伴う物質移動を統一的に組み込んだ高炉の数学的モデルはまだ開発されていない。

本報告では、大野ら¹⁰⁾¹¹⁾がシャフト炉および高炉のガス流れの解析のため開発した手法に従い、コークス、鉱石の層状構造、レースウェイ、融着層などを考慮して、高炉のガス流れを有限要素法をつかつて解析した。ま

* 昭和54年10月本会講演大会にて発表 昭和55年3月25日受付 (Received Mar. 25, 1980)

** 東北大学選鉱製錬研究所 工博 (Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University, 2-1-1 Katahira Sendai 980)

*** 川崎製鉄(株)水島製鉄所 (Mizushima Works, Kawasaki Steel Corp.)

た、同一有限要素に基づくガス流れと伝熱の同時解析のための数値解法を開発し、簡単な操業条件を与えて、2, 3のケーススタディを行つた。

2. ガス流れの解析法

高炉内の流速分布および圧力分布を求める基礎式として、(1)式で表される ERGUN の式¹²⁾を多次元に拡張した(2)式¹³⁾を用いた。

$$-\frac{\Delta P}{\Delta Z} = 150 \frac{(1-\varepsilon_b)^2 \mu}{(\phi d_p)^2 \varepsilon_b^3 \rho_g} G + 1.75 \frac{(1-\varepsilon_b)}{(\phi d_p) \varepsilon_b^3 \rho_g} G^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$-\text{grad } P = (f_1 + f_2 |G|) G \quad \dots\dots\dots (2)$$

この式の正当性については種々議論¹⁴⁾がなされているが、マクロな意味ではある範囲内において高炉内のガス流れの解析に適用できると考えられる。さて、(2)式を(3)式のように表現しておき、(6)式以下の解析においては a_0 を微小領域内で定数であるとした。これは微小領域内における G の変化は小さいと考えたことになる。

$$-\text{grad } P = G/a_0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $a_0 = 1/(f_1 + f_2 |G|)$ である。

(4)式で与えられる連続の式と(3)式を組み合わせると(5)式が得られる。

$$\text{div } G = Q_m \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{div}\{a_0 \text{ grad } P\} + Q_m = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

(5)式に対する汎関数を円柱座標系で軸対称形について書くと(6)式となる。

$$X = 2\pi \int \int_A \left[\frac{1}{2} a_0 \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)^2 \right\} - Q_m P \right] r dr dz - \int_S q_m P ds \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 q_m は外表面から内部へのガスの流入量である。

変分原理によると、汎関数 X を最小にすることと(5)式を解くことは等価である。したがって、ここでは有限要素法を使用して X を最小にする関数を数値的に求める。すなわち、三角形領域における面積座標 N_1 を近似関数とすると領域内の圧力は(7)式で表わされ、この式を使用すると(6)式はつぎのようにして節点圧力 P_i に関する連立1次方程式の形に整理することができる。

$$P = N_1 P_i \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、総和規約に基づき、下指標のくり返しは、その指標のとり範囲での総和を表す。(7)式中の形状関数 N_1 は節点座標の関数として(8)式で定義される。

$$N_1 = (A_1 + B_1 r + C_1 z)/2\Delta \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、

$$A_1 = r_2 z_3 - r_3 z_2, \quad A_2 = r_3 z_1 - r_1 z_3, \quad A_3 = r_1 z_2 - r_2 z_1$$

$$B_1 = z_2 - z_3, \quad B_2 = z_3 - z_1, \quad B_3 = z_1 - z_2$$

$$C_1 = r_3 - r_2, \quad C_2 = r_1 - r_3, \quad C_3 = r_2 - r_1$$

$$2\Delta = \det \begin{vmatrix} 1 & r_1 & z_1 \\ 1 & r_2 & z_2 \\ 1 & r_3 & z_3 \end{vmatrix}$$

$(r_1, z_1), (r_2, z_2), (r_3, z_3)$ は節点 1, 2, 3 の座標である。

これらの定義に基づき、(7)式を(6)式に代入し、積分を実行する。さらに、(9)式の関係を導入して X を最小にすると(10)式が得られる。

$$\frac{\partial X^e}{\partial P_1} = \frac{\partial X^e}{\partial P_2} = \frac{\partial X^e}{\partial P_3} = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$[H]^e (P)^e - (F_s)^e - (F_b)^e = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 e は要素に関する特性値であることを示す。

また、 $(P)^e$ は $(P_1, P_2, P_3)^T$ を意味する。 $[\]$ はマトリックスを、 $(\)$ はベクトルを表しているが、(10)式中の $[H]^e$ 、 $(F_b)^e$ 、 $(F_s)^e$ についてはつぎのように定義されている。

要素剛性マトリックス $[H]^e$:

$$[H]^e = a_0 \frac{\pi V}{2\Delta} \begin{Bmatrix} B_1 B_1 + C_1 C_1 & B_1 B_2 + C_1 C_2 & B_1 B_3 + C_1 C_3 \\ B_2 B_1 + C_2 C_1 & B_2 B_2 + C_2 C_2 & B_2 B_3 + C_2 C_3 \\ B_3 B_1 + C_3 C_1 & B_3 B_2 + C_3 C_2 & B_3 B_3 + C_3 C_3 \end{Bmatrix}$$

湧き出しベクトル $(F_b)^e$;

$$(F_b)^e = \frac{\pi Q_m}{12} (8\bar{r}\Delta \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{Bmatrix} + I_1 \begin{Bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{Bmatrix} + I_2 \begin{Bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{Bmatrix})$$

ここで、

$$I_1 = (r_1 - \bar{r})^2 + (r_2 - \bar{r})^2 + (r_3 - \bar{r})^2$$

$$I_2 = (r_1 - \bar{r})(z_1 - \bar{z}) + (r_2 - \bar{r})(z_2 - \bar{z})$$

$$+ (r_3 - \bar{r})(z_3 - \bar{z})$$

$$\bar{r} = (r_1 + r_2 + r_3)/3$$

$$\bar{z} = (z_1 + z_2 + z_3)/3$$

$$V = \pi \bar{r} / 2\Delta$$

流束ベクトル $(F_s)^e$;

たとえば、節点番号 1 と 2 の間に q_m という流束が存在すると、

$$(F_s)^e = \frac{\pi q_m L}{3} \begin{Bmatrix} 2r_1 + r_2 \\ r_1 + 2r_2 \\ 0 \end{Bmatrix}$$

ただし、 L は節点 1 と 2 の間の距離を表す。

(10)式を全領域について計算し、重ね合わせると、

(11)式で表されるように、節点圧力に関する連立1次方

程式が得られる。(11)式をガウスの消去法を用いて解くと、圧力分布が求められる。

$$[H](P) - (F_s) - (F_b) = 0 \dots\dots\dots(11)$$

(7)式を微分して圧力勾配を求め(3)式に代入すると(12)式が得られる。

$$\begin{Bmatrix} G_r \\ G_z \end{Bmatrix} = -a_0 \begin{Bmatrix} \frac{\partial P}{\partial r} \\ \frac{\partial P}{\partial z} \end{Bmatrix} = -\frac{a_0}{2A} \begin{Bmatrix} B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{Bmatrix} (P)^e \dots\dots\dots(12)$$

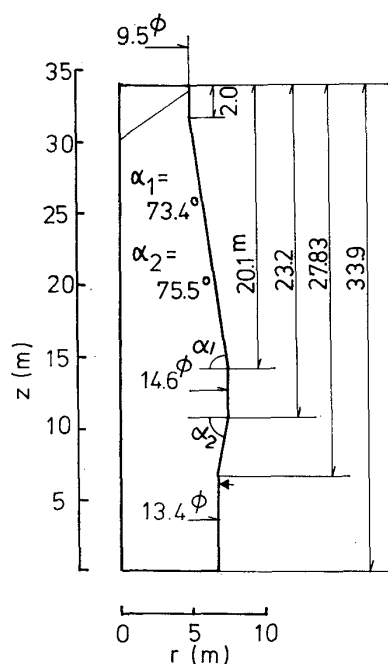


Fig. 1. Profile of the blast furnace.

この式から流速分布を計算することができる。 a_0 は流速ベクトル G に依存しているので、再度 a_0 を計算し、同じ計算をくり返す。くり返し計算後の最大誤差が一定値(相対誤差で 10^{-4})以下になった時に計算は収束したと考えた。なお、この解析における境界条件は層頂ライン上で圧力一定の条件と羽口から流入する送風量が一定であるという二つの条件のみで、その他の条件は自然境界条件として上記の数式展開の中に含まれている。

Table 1. Operating conditions of the blast furnace.

Top gas pressure	0.275 MPa
Blast volume	93.75 Nm ³ /s
Blast pressure	0.321 MPa
Weight of sinter per one charge	1.152×10^5 kg/charge
Weight of coke per one charge	0.277×10^6 kg/charge
Number of charge	1.395×10^{-3} l/s
Top gas temperature	386 K
Blast temperature	1545 K
Temperature of pig iron	1792 K
Production rate of pig iron	99.97 kg/s
Discharge rate of slag	300 kg/t(pig)
Surface angle of sinter	28—32°
Surface angle of coke	33—37°

Table 2. Properties of the layers.

Layer	Particle diameter (m)	Shape factor (—)	Voidage (—)
Ore layer	0.0214	0.84	0.36
Coke layer	0.0477	0.90	0.45
Cohesive layer	0.0214	0.84	0.10
Raceway	0.0477	0.90	0.80
Dead zone for gas	0.0477	0.90	0.10

Table 3. Characteristics of the case studies for gas flow analysis.

No.	Surface angle	Ergun's equation	Remarks
1	35° for coke 30° for ore	$-\left(\frac{\partial P}{\partial r}\right) = \begin{pmatrix} f_1 + f_2 G_r & 0 \\ 0 & f_1 + f_2 G_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_r \\ G_z \end{pmatrix}$	
2	35° for coke 30° for ore	$-\text{grad } P = (f_1 + f_2 G) G$	
3	30° for coke 35° for ore	$-\left(\frac{\partial P}{\partial r}\right) = \begin{pmatrix} f_1 + f_2 G_r & 0 \\ 0 & f_1 + f_2 G_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_r \\ G_z \end{pmatrix}$	
4	〃	〃	Cohesive and raceway zones are set up.
5	〃	〃	Roots of the cohesive layers do not contact the wall.
6	〃	〃	Gas does not flow into the dead zone.
7	〃	$-\text{grad } P = (f_1 + f_2 G) G$	Different shape of cohesive zone.
8	〃	〃	Higher top gas pressure.

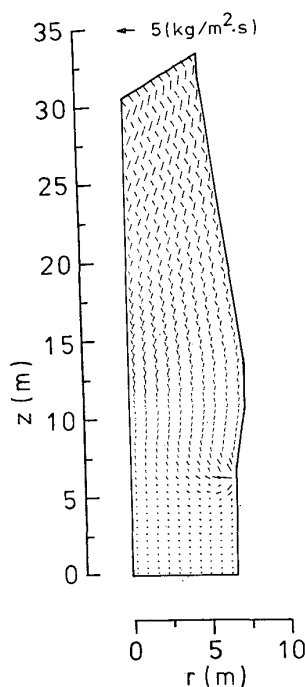


Fig. 2

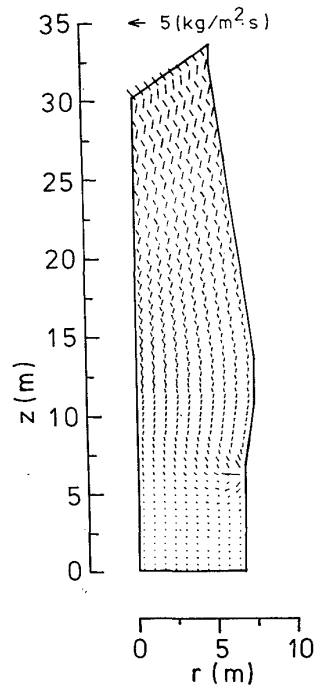


Fig. 3

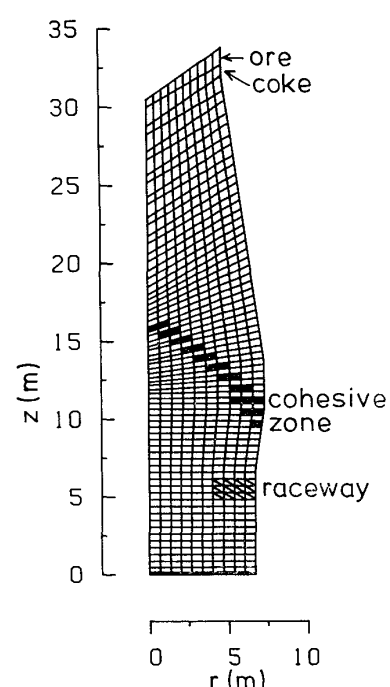


Fig. 4

Fig. 2. Gas flow vector (G : mass velocity of gas) computed for case (1).

Fig. 3. Gas flow vector (G : mass velocity of gas) computed for case (3).

Fig. 4. Schematic representation of the bed structure and finite elements for case (4).

ガス流れの解析には、現在稼動中の大型高炉のプロファイル (Fig. 1) と操業データ (Table 1) に基づいて計算条件ならびに層構造を定めた。数値計算に採用した各層の性質を Table 2 に、また、各ケーススタディーの特徴を Table 3 に示した。

3. ガス流れに関する計算結果

ガス流れおよび圧力分布の計算に入る前に、装入物の表面傾斜角および層頂深度を用い、1度に装入された鉱石あるいはコークスが1層を形成し、その体積は変化しないと仮定して高炉内における充填構造を算出した。ケース(1)では無風状態でのモデル実験¹⁵⁾から求められた装入物の表面傾斜角を採用した。装入物の傾斜角は装入物が降下するにつれて減少するが、本研究では大きい傾斜角をもつ層の傾斜角をシャフト中段 (炉底から18mの位置) で他の層の傾斜角に等しくなるように、炉頂からの降下距離の増加に伴い直線的に減少させた。シャフト下部 (炉底から10~18mの間) では両層の傾斜角を直線的に減少させ、それ以下では水平な層が炉底まで続いていると仮定した。10m, 18mという数値は解体調査の結果¹⁶⁾を参考にして、妥当と思われる数値を選んだ。

Fig. 2 にケース(1)におけるガスの流速分布の計算結果を示した。このケースでは融着層やレースウェイは

考慮されておらず、層底に至るまで鉱石層とコークス層が交互に存在しているとした。なお、温度分布は層頂・層底間で直線近似している。シャフト上部では装入物の傾斜角および通気性の異なる層が交互に存在するため、ガスはジグザグに流れる。また、層頂部では通気抵抗の大きい鉱石層がコークス層より中心部で厚くなっているにもかかわらず、やや中心流になつていくことがわかる。ケース(2)では Table 3 に示したように Ergun 式の拡張形式を変更した。これは a_0 に含まれる $|G|$ の値としてケース(1)の場合 r 方向、 z 方向でそれぞれ独立に $|G_r|$, $|G_z|$ を与えたのに対してケース(2)では $\sqrt{G_r^2 + G_z^2}$ を与えたことを意味している¹⁴⁾。ケース(1)と(2)の間には流速ベクトルにはほとんど相違がみられなかったが、圧力損失はケース(2)の方がやや大きく (約10 KPa) なつた。

ケース(3)では、コークス層と鉱石層の表面傾斜角を変更し、炉中心部にコークスが多くなる層構造を考えた。これは解体調査の結果¹⁷⁾¹⁸⁾、成田ら¹⁹⁾の通風時における装入物の表面傾斜角の研究結果、あるいは、西尾ら²⁰⁾のコークスの流動化メカニズムなどを考えあわせると中心部にコークスが多い方が実炉内の層構造に近いであろうという推定によるものである。この場合のガス流れに関する計算結果を Fig. 3 に示した。ケース(1)に比較

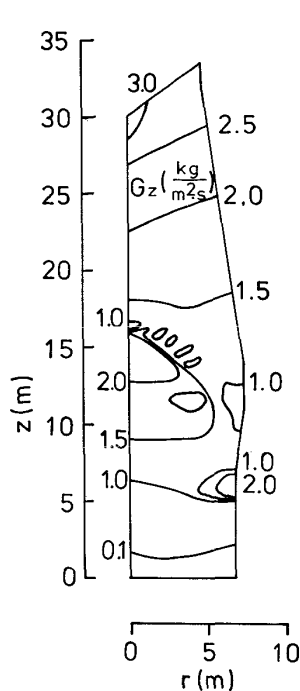


Fig. 5

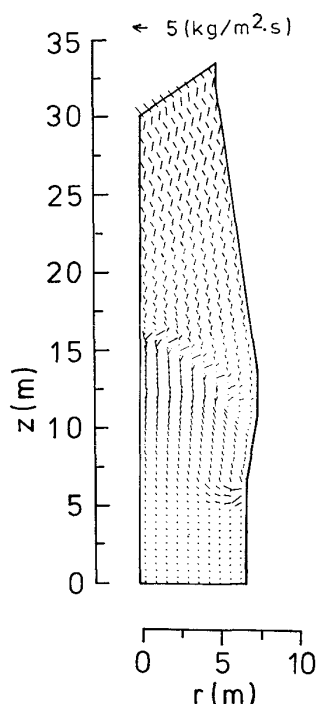


Fig. 6

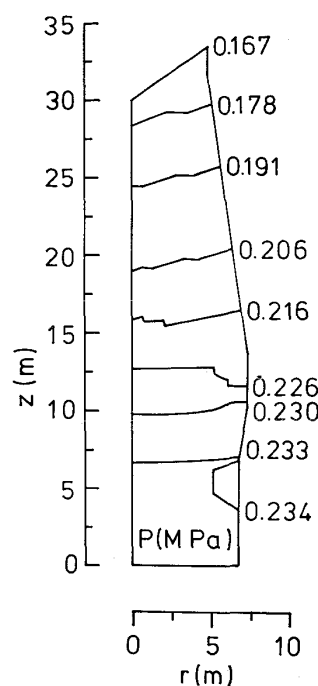


Fig. 7

Fig. 5. Contour lines of G_z computed for case (4).

Fig. 6. Gas flow vector (G : mass velocity of gas) computed for case (4).

Fig. 7. Isopressure lines computed for case (4).

して上部で中心への偏流が著しい。これらの結果から、シャフト上部では装入物の傾斜角、各相の通気性の相違が偏流を助長していることがわかる。

ケース(4),(5),(6)では、より実高炉の炉内状況に近い状態を設定するため、融着帯とレースウェイを仮定した。Fig. 4 にはケース(4)の融着帯とレースウェイの形状を示した。ケース(5)はケース(4)とほとんど同じ層構造をもつがその融着帯形状はケース(4)と異なり、炉壁に融着帯が接触していない状態、すなわち、根部がない融着帯形状になっている。ケース(6)の層構造もケース(4)と類似であるが、炉芯部の通気抵抗が大きく、炉芯にガスが流れにくい条件になっている。Fig. 5～7 にケース(4)の結果を示した。層の構造に対応して、流速ベクトルが敏感に変化し、ガス流れが層構造に強く支配されていることを示している。 G_z の等高線は融着帯近傍で複雑な分布を示しており、融着帯によつて流れが変えられていることが理解できる。Fig. 8 には Table 3 に示したケース(4),(5),(6)の炉壁に沿った圧力分布を示した。図中に融着帯の位置を示したが、融着帯根部より下方にのみ層構造の変化に対応する圧力の相違が認められるが、融着帯より上部には全く影響が及ばないことがわかる。

Fig. 9 には融着帯形状が異なるケース(7)の層構造

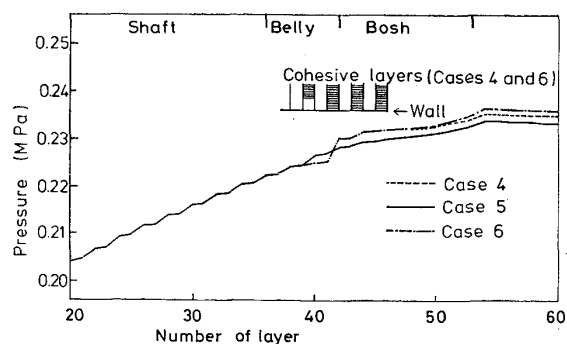


Fig. 8. Pressure distribution along the blast furnace wall.

を示した。この層構造に対する計算結果を Fig. 10, 11 に示した。ケース(4)と比較すると、ガス流れは融着帯より下流側ではほとんど変化しないが、上流側では羽口と融着帯の間で融着帯の形状の影響を強く受けている。また、融着帯の体積の増大は圧力損失を増大させていることがわかる。Fig. 12, 13 は Fig. 9 に示した層構造について炉頂圧を上昇させた場合の計算結果である。ガスの流れはほとんど変化しないが、圧力損失がかなり減少している。

4. ガス流れと伝熱の同時解析法

高炉内における熱的状态を推定するためにはガスと固

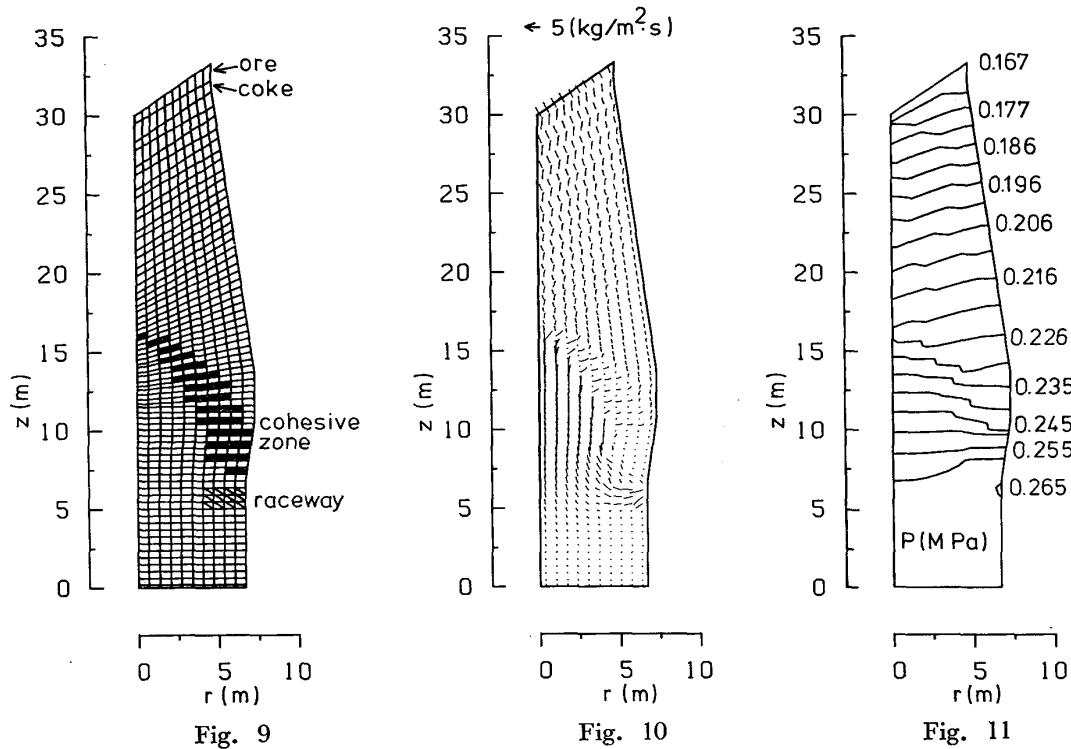


Fig. 9. Schematic representation of the bed structure and finite elements for case (7).
 Fig. 10. Gas flow vector (G : mass velocity of gas) computed for case (7).
 Fig. 11. Isopressure lines computed for case (7).

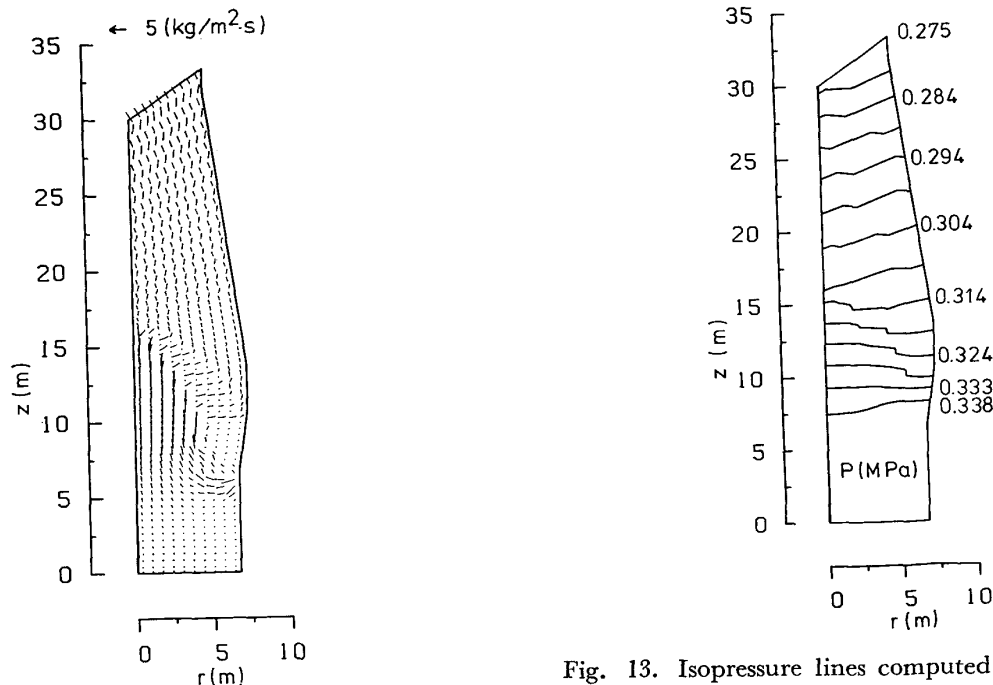


Fig. 12. Gas flow vector computed for case (8).

Fig. 13. Isopressure lines computed for case (8).

体の温度分布をガス流れと同時に求めねばならない。定常状態で固体とガスに関する熱収支をとり、ベクトル形で表わすと(13), (14)式ようになる。

$$\nabla(C_g G_g T_g) + \nabla(-k_g \nabla(T_g))$$

$$+ A_h(T_g - T_s) - Q_g = 0 \quad (13)$$

$$\nabla(C_s G_s T_s) + \nabla(-k_s \nabla(T_s)) + A_h(T_s - T_g) - Q_s = 0 \quad (14)$$

ただし, $A_h = h_p \{6(1 - \varepsilon_b)\} / \phi d_p$ である。

境界条件としてはつぎの3種類が考えられる。

S_0 境界：固体，ガスの温度が境界 S_0 上で指定されている．（羽口でのガス温度，層頂での固体温度）

S_1 境界：熱流束が境界 S_1 上で指定されている
（ガスの出口と仮想的な固体の出口）

$$q_2 = -nk_g \nabla(T_g), \quad q_3 = -nk_s \nabla(T_s)$$

S_2 境界：温度差に応じた熱流束が境界 S_2 上で指定されている．（炉壁）

$$q_4 = -nk_g \nabla(T_g - T_a) = h_g(T_g - T_a)$$

$$q_5 = -nk_s \nabla(T_s - T_a) = h_s(T_s - T_a)$$

(13)，(14)式を上記境界条件のもとで，Galerkin 法²¹⁾²²⁾を用いて，有限要素化し，温度分布を計算する．全領域をガス流れの解析と同じ要素に分割し，近似関数 N_i もガス流れの場合と同じものを採用すると，要素内温度分布は $T_g = N_i T_{gi}$ ， $T_s = N_i T_{si}$ で表される．基礎方程式に近似関数を代入し残差を求め，境界条件に関する残差と組み合わせ，近似関数 N_j の重みをつけた積分平均を求め，零に置くと(15)，(16)式が得られる．

$$\begin{aligned} T_{gi} \int_V \left\{ \left(C_g + T_g \frac{dC_g}{dT_g} \right) G_g \nabla(N_i) N_j \right. \\ \left. + k_g \nabla(N_i) \nabla(N_j) + A_h N_i N_j \right\} dv \\ - T_{si} \int_V A_h N_i N_j dv + \int_{S_1} q_2 N_j ds \\ + \int_{S_2} h_g (T_{gi} N_i - T_a) N_j ds \\ - \int_V Q_g N_j dv = 0 \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{si} \int_V \left\{ \left(C_s + T_s \frac{dC_s}{dT_s} \right) G_s \nabla(N_i) N_j \right. \\ \left. + k_s \nabla(N_i) \nabla(N_j) + A_h N_i N_j \right\} dv \\ - T_{gi} \int_V A_h N_i N_j dv + \int_{S_1} q_3 N_j ds \\ + \int_{S_2} h_s (T_{si} N_i - T_a) N_i ds \\ - \int_V Q_s N_j dv = 0 \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

(15)，(16)式中の T_{gi} ， T_{si} の係数の積分を実行し，マトリックスで表わすと(16)式が得られる．

$$[H_{ij}]^e (T_i)^e + [P_{ij}]^e (T_i)^e + (b_j)^e = 0 \dots\dots (17)$$

ここで， $(T_i)^e = (T_{gi} \ T_{si})^T$ である．

(17)式を全領域にわたって重ね合わせると(18)式が得られ，これをガウスの消去法を用いて解くと温度分布が求められる．

$$[H_{ij}](T_i) + [F_{ij}](T_i) + (b_j) = 0 \dots\dots\dots (18)$$

ここで， i と j は1から接点数まで変化する．

基礎方程式中，物性値に関する項が温度に対する非線形項になっているので，繰り返し計算を行い，繰り返し前後の温度変化が一定値（相対変化 10^{-3} ）以下になった時計算は収束したと考えた．

(18)式で与えられる伝熱方程式を解くにはガス流れに関する解のみでなく，固体粒子の流速分布に関する解が必要である．ここでは，固体粒子がポテンシャル流れであると仮定し(19)，(20)式で与えられる連続の式と運動の方程式から，ガス流れと同様の方法で固体の流速分布を求めた．

$$\text{div } \mathbf{v}_s = V_{sm} \dots\dots\dots (19)$$

$$-\text{grad } \varphi = \mathbf{v}_s / a_s \dots\dots\dots (20)$$

ここで， a_s は速度係数であり固体の流通性を表す．西尾ら²³⁾は解体調査のデータに基づき高炉内における装入物の降下挙動を検討しているが，シャフト部においてはポテンシャル流れでは説明できることを示唆している．

5. ガス流れと伝熱の同時解析結果

前述のガス流れと伝熱に関する理論に基づき同時解析を行つた結果の1例をFig. 14に示した．要素の構成はガス流れの解析の場合と同様であるが，炉下部に固体が動かない炉芯部をもうけた．Fig. 14(b)，(c)に示したガスの流速ベクトルと等圧線はガス流れのみの解析で得られた結果と本質的に変化していないが，計算の過程において物性値の計算に必要な温度分布は同時に計算された値を使用している点が異なっている．Fig. 14(d)に示した固体の流速ベクトルはガス流れや温度の影響を受けておらず，ほぼ炉体形状に沿って流れ，炉下部では炉芯上面に沿ってレースウェイに流れ込むパターンを示している．しかし，鉬石の熔融による固相の消失やコークスの燃焼とルソー・ジョン・ロスによる消失を考慮していないので，羽口より固体が炉外に排出されることになっている．Fig. 14(e)，(f)にはガスと固体の等温線を示した．この計算には，まだ，固体の熔融や反応に伴う熱の発生，消費が考慮されていないので，入口ガスの温度を下げ，流量，組成は炉頂ガスに対応する値を採用している．したがって，炉の上部で固体，ガスともに温度が急速に上昇し，羽口レベルからシャフト中段にかけてはあまり温度変化がみられない．塊状部においては実高炉でみられるような中心部が極端に高温になる現象は現れず，等温線はほぼ層頂ラインに平行になっている．基本的には温度分布がガス流れによつて支配されるので，実高炉では中心部にコークスがさらに多く存在することが予想される．炉下部にうつると，炉芯内部は入口ガス

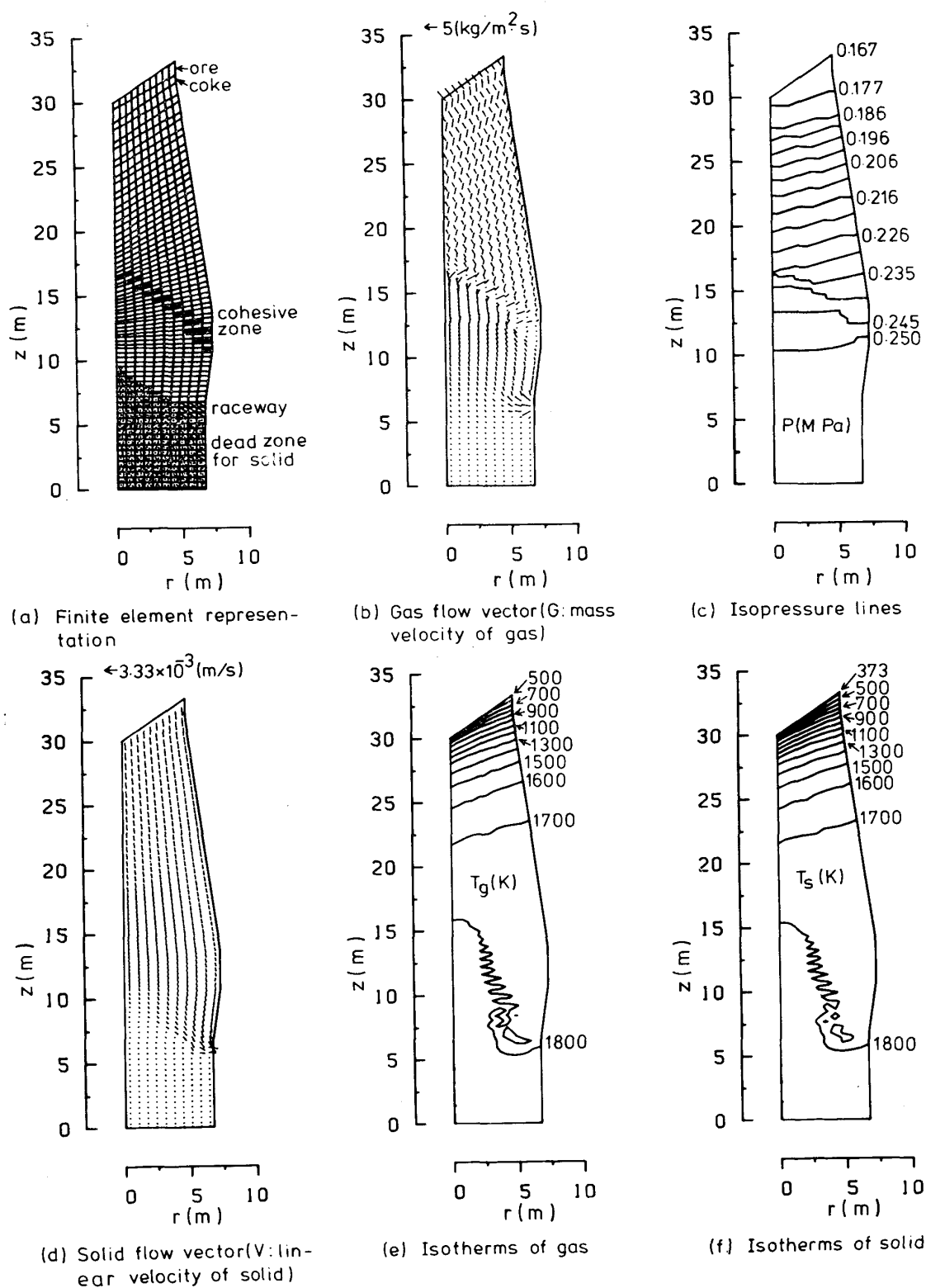


Fig. 14. Graphical representation of the results obtained by the simultaneous analysis.

温度と等しい温度になつている。1800K の等温線は羽口前で複雑なカーブを描き、また、小さな離れ島を形成している。これは、ここに示された計算結果が計算機によつて作図したものであるため生じたものである。すな

わち、1800K が入口ガス温度であり、それ以上の温度は存在しないため、わずかの計算誤差（収束限界値によるが、ここでは 1 K 以下）で等温線が変化したためである。計算機から節点温度を数値で出力してみた結果で

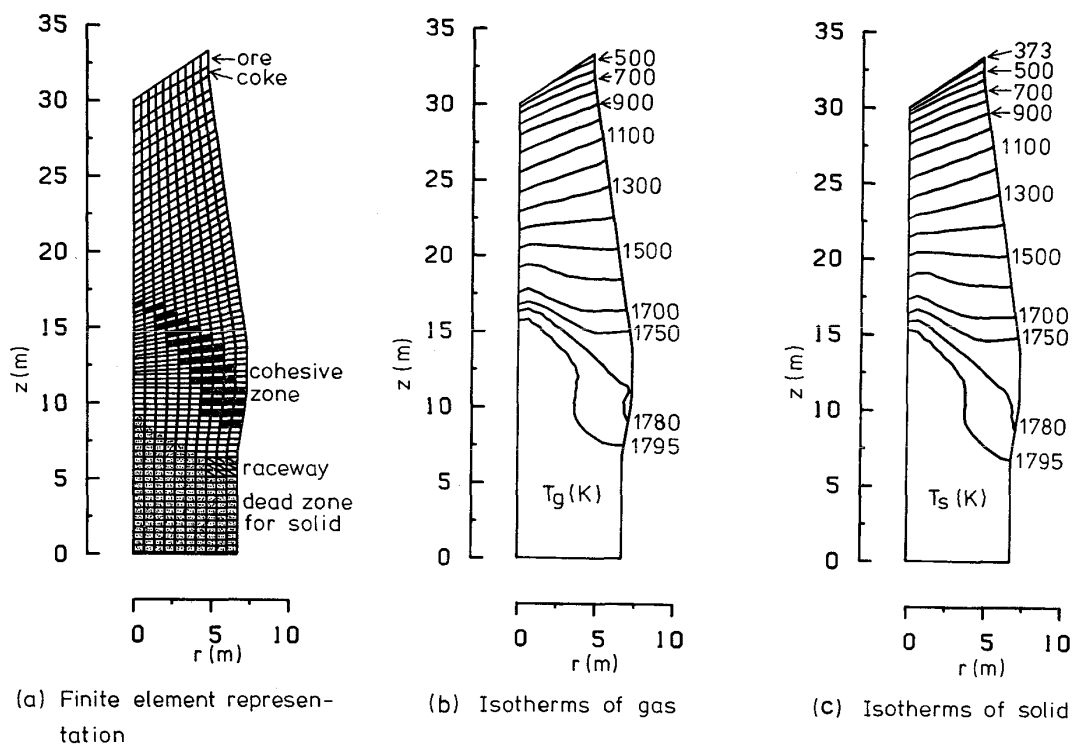


Fig. 15. Isotherms of gas and solid computed by the simultaneous analysis.

は、Fig. 14 (e), (f) にみられる羽口前の離れ島の周囲はほとんど 1800K に近い温度 (誤差 ± 10 K) になっていた。Fig. 15 には融着層の形状を変化させた場合の要素形状と等温線を示した。上述の問題をさけるため、等温線を 1795K で描かせた結果、なめらかなカーブになることがわかった。これらの計算結果は向流熱交換の特質をよく示しており、モデルの健全さを保証していると考えられる。なお、本研究における数値計算は東北大学大型計算機センターの NEAC 2200 シリーズモデル 900 デジタル計算機によって行われた。

6. 結 言

有限要素法を使用して、高炉の複雑な層構造を考慮した総合的な 2 次元モデルの開発を最終目標とし、その第 1 段階としてガス流れの解析を行つた。種々の系について数値計算を実施したところ、構造の変化は流れの上流の圧力分布に強く影響することがわかった。ガス流れと伝熱の同時解析においては、固体の流れをポテンシャル流れであると仮定して、ガス流れ、ガスの圧力、固体流れ、ガスと固体の温度を同時に計算できるプログラムを作製し、熱と物質の吸い込みや湧き出しがない場合について数値解を求めた。今後、さらに、物質収支や化学反応を組み込み、プロセス変数の 2 次元分布を考慮しながら、実高炉の性能を評価することのできるプロセスモ

デルを開発する予定である。

本研究は鉄鋼基礎共同研究会高炉内反応部会の研究テーマとして実施されており、研究費の一部御援助、ならびに、部会における委員各位の有益な御助言に対して感謝の意を表します。また、新日本製鉄株式会社君津製鉄所より高炉の操業データの御提供を、日本鋼管株式会社技術研究所よりガス流れに関する基礎プログラムの御提供を賜った。ここに厚く御礼申し上げます。

記 号

A : 面積分領域	(r - z 平面座標)
C : 平均比熱	(J/ kg $\cdot$ K)
d_p : 装入物平均粒度	(m)
f_1, f_2 : Ergun の式で粘性項と慣性項を表わす係数	(1/s), (m ² / kg)
G : 質量速度	(kg/m ² $\cdot$ s)
h : 炉壁の熱損失伝熱係数	(W/m ² $\cdot$ K)
h_p : 粒子・流体間伝熱係数	(W/m ² $\cdot$ K)
k : 熱伝導率	(W/m $\cdot$ K)
L : 線積分領域	(r - z 平面座標)
N_1 : 形状関数	(面積座標)
P : 圧力	(Pa)
Q : 熱のわき出し	(W/m ³)
Q_m : 質量のわき出し	(kg/m ³ $\cdot$ s)
q : 熱流束	(W/m ²)
q_m : 質量流束	(kg/m ² $\cdot$ s)
r : 半径方向座標	(m)

s : 境界積分領域 (r - z - θ 円柱座標)
 T : 温度 (K)
 T_a : 外部温度 (K)
 V_{sm} : 固体の体積のわき出し ($m^3/m^3 \cdot s$)
 v_s : 固体の線速度 (m/s)
 X : 汎関数
 z : 軸方向座標 (m)
 μ : ガスの粘度 ($kg/m \cdot s$)
 ϵ_b : 空隙率
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 ψ : 形状係数
 φ : 固体流れの速度ポテンシャル
 添字 : g : ガス, r : r 成分, s : 固体, z : z 成分

文 献

- 1) P. REICHARDT : Arch. Eisenhüttenw., 1 (1927), p. 77
- 2) A. RIST and N. MEYSSON : Rev. Met., 62 (1965), p. 995
- 3) V. KOUMP, R. H. TIEN, R. G. OLSSON, and T. F. PERZAK : Process Simulation and Control in Iron and Steelmaking edited by J. M. Uys and H. L. Bishop, (1964), p. 125
- 4) J. YAGI and I. MUCHI : ISIJ, 10 (1970), p. 183
- 5) J. YAGI and I. MUCHI : ISIJ, 10 (1970), p. 393
- 6) 桑原 守, 鞭 巖 : 鉄と鋼, 61 (1975), p. 3
- 7) A. K. LAHIRI and V. SESHADRI : JISI, 207 (1969), p. 293
- 8) 桑原 守, 鞭 巖 : 鉄と鋼, 61 (1975), p. 787
- 9) 羽田野道春, 栗田興一 : 鉄と鋼, 63 (1977), S 432
- 10) 大野陽太郎, 田島 治 : 化学工学協会第 34 年会前刷集 (1974), p. 199
- 11) 大野陽太郎, M. SCHNEIDER : 鉄と鋼, 64 (1978), S 31
- 12) S. ERGUN : Chem. Eng. Progr., 78 (1952), p. 48
- 13) J. RADESTOCK : Stahl u. Eisen, 90 (1970), p. 22
- 14) 八木順一郎 : 日本金属学会会報, 16 (1977), p. 357
- 15) 私信
- 16) 神原健二郎, 萩原友郎, 重見彰利, 近藤真一, 金山有治, 若林敬一, 平本信義 : 鉄と鋼, 62 (1976), p. 535
- 17) 伊沢哲夫, 三浦光敏, 里見弘次, 斎藤正紀, 宮本健彦, 福島 勤, 古川 武 : 鉄と鋼, 63 (1977), S 446
- 18) 吉村研三, 佐藤 忠, 富貴原璋, 嶋崎重信, 成田貴一, 前川昌大, 金山宏志 : 鉄と鋼, 64 (1978), S 551
- 19) 成田貴一, 稲葉晋一, 清水正賢, 山口荒太, 小林勲, 沖本憲市 : 鉄と鋼, 65 (1979), S 66
- 20) 西尾浩明, 有山達郎 : 鉄と鋼, 65 (1979), A 1