

論 文

UDC 669.162.28 : 669.162.263.43 : 532.546

融 着 充 填 層 の 通 気 抵 抗*

杉山 喬**・佐藤裕二**・中村正和**・原 行明***

Mechanism of Flow Resistance of Gas through the Fused Packed Bed

Takashi SUGIYAMA, Hiroji SATO, Masakazu NAKAMURA, and Yukiaki HARA

Synopsis :

An experiment and theoretical analysis on the flow resistance of gas through the fused packed bed were carried out for the calculation of gas flow near the cohesive zone in the blast furnace. The pressure drop was measured for the packed bed of prereduced pellets and sinter which were prepared to be various degree of shrinkage.

In the case of unfused packed bed, the observed value of the pressure drop showed good agreement with the value calculated by Ergun equation. However in the case of fused packed bed, the observed pressure drop showed a trend to deviate largely from Ergun equation as the degree of shrinkage increased. It was found that the experimental results were expressed well by the equation derived on the basis of the new mechanism proposed here that the pressure drop was caused by flow resistance of gas passed through the narrow slit between fused particles, just like the orifice.

On the other hand, an attempt was made to express the shrinkage obtained by experiments as the equation, in order to predict the degree of shrinkage of iron ore under various degree of reduction and temperature in the blast furnace.

1. 緒 言

高炉内部のような通気抵抗が不均一な分布を示す充填層のガス流れを定量的に表す方法として、ERGUN¹⁾が提出した充填層の圧力損失に関する実験式を運動方程式として二次元に拡張し、ガスの連続の式と組み合わせてガス流れを計算する方法が一般に行われている^{2)~5)}。高炉内のガスの二次元流れは融着帯近傍のような通気抵抗が極端に異なる層が隣接する領域においては特に重要であると考えられる。ERGUNの圧力損失式は高炉の塊状部(非融着部)やシャフト炉のような充填層には十分流れの解析に使用することができ、解析結果は実験事実ともよく合う⁶⁾という点でそれを使用することが有効である。最近では充填層の空間率を変化させることによりERGUNの式を融着層にもあてはめて用いている例もある⁷⁾⁸⁾。

ところで高炉融着層のような粒子同士が融着によつて結合し、通気抵抗が大きくなった系に適用できる運動方程式としてERGUNの式が適当か否かはまだ検討を要する問題として残されている。融着層特有の現象を式の

どの部分で表現するのか。さらに圧力損失を生ずるメカニズムの問題等融着充填層においてはいまだ説明すべき多くの問題が存在する。これらの点が明らかにされることにより高炉融着層近傍のガス流れがより明確になると思われ、さらに伝熱との結合をはかることにより高炉操業上装入物分布および装入物の選択に関し有用な情報を提供しうるものと考えられる。

高炉融着層の通気抵抗を測定している従来の研究として、斧ら⁹⁾は高炉塊状帯を対象にして児玉ら¹⁰⁾が研究した圧力損失の実験式(1)式が融着層にも適用できるものとして解析している。

$$\Delta P = KG^{1.7} \rho_g^{-1} \mu^{0.3} L \dots\dots\dots (1)$$

児玉らの実験式では通気抵抗係数 K は粒子の平均粒径 D_p と充填層空間率 ϵ_b 、粒子形状係数 ϕ との関係で表されているので融着層に適用する場合には融着に伴うそれぞれの物性変化を考慮しなければならない困難さがある。斧らは融着層の収縮率 S_r と(1)式から逆に求めた K との関係を(2)式で整理している。 K_0 は収縮前の通気抵抗係数を表している。

$$K = K_0 102.6 S_r \dots\dots\dots (2)$$

* 昭和 54 年 4 月 本会講演大会にて発表 昭和 55 年 3 月 26 日 受付 (Received Mar. 26, 1980)

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

*** 新日本製鉄(株)基礎研究所 工博 (Fundamental Research Laboratories, Nippon Steel Corp.)

小板橋ら¹¹⁾は千葉1高炉の解体によつて得られた融着層の試料の空間率 ε_b と K を測定しており、(1)式に流速依存指数 l ($1.0 \leq l \leq 2.0$) を考慮して K を求め、 ε_b と関係づけている点は注目される。しかしこれらの試みは高炉塊状帯の圧力損失式が融着帯にも適用できるという仮定にもとづいており、通気抵抗のメカニズムにはふれられていない。一方 ERGUN の式を融着帯に適用させるためには融着に伴う物性値の変化を考慮する必要がある。

著者らはこれら融着充填層の通気抵抗に関する基礎的知見を得るため、融着させた高炉原料を用いて通気抵抗を測定し、通気抵抗のメカニズムについての検討を行った。

2. 融着充填層の圧力損失の測定

2.1 通気抵抗測定装置

通気抵抗を測定する装置は Fig. 1 に示すように、鉄製の円筒に、各種塊成鉱を所定の還元率に還元し別の荷重軟化用装置によつて所定の収縮率に融着させた外径 50 mmφ の融着層を設置した。Photo. 1 に融着試料の外観を示す。融着させた試料の側面部は高さ方向に凹凸があり管壁との密着性が悪いので管壁と融着充填層との間をウレタン材でパッキングして固定した。流体は常温空気をを用い、粒子レイノルズ数で 400~6000 の範囲で各種流量における圧力損失を水中マノメータで測定した。

融着層の収縮率 S_r は収縮前の層高を L_0 、収縮後の層

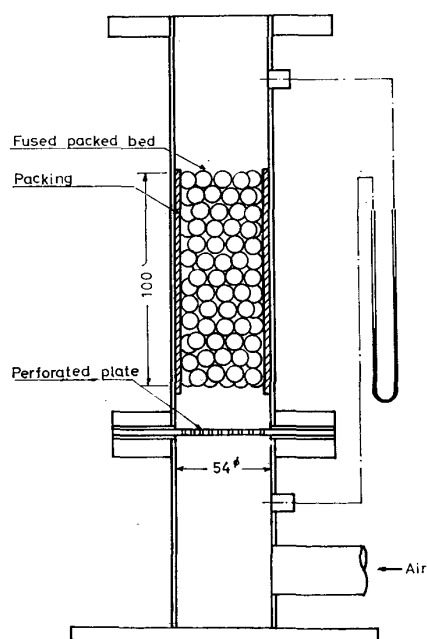
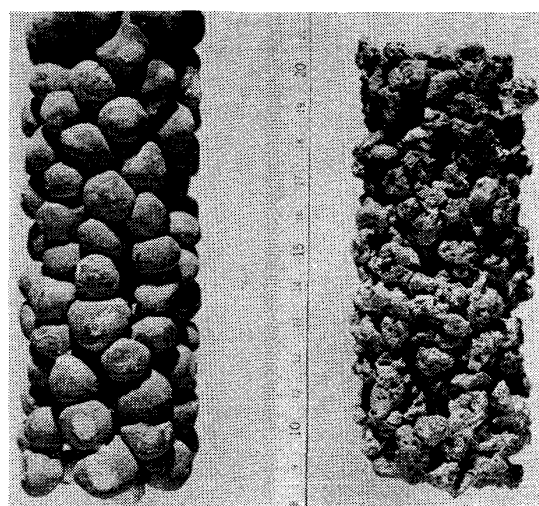


Fig. 1. Apparatus for measuring the pressure drop of the fused packed bed.



(a) Pellet ($S_r=0.3$) (b) Sinter ($S_r=0.3$)
Photo. 1. Appearance of fused particles.

高を L として(3)式で定義した。

$$S_r = 1 - L/L_0 \dots\dots\dots (3)$$

従来の圧力損失式の融着層への適用性を評価するためには収縮に伴う粒子あるいは層の物性値が必要となる。そこで成形した融着試料から粒子を抜き出し、1粒子の見掛け密度 ρ_p を水銀浸析法によつて測定した。融着層の空間率 ε_b は嵩比重 ρ_b を実測し、 ρ_p の実測値から(4)式で計算した。

$$\varepsilon_b = 1 - \rho_b/\rho_p \dots\dots\dots (4)$$

平均粒子径は融着試料から粒子を無作為に20個選び、粒子の異方性を考慮して作為性のないようにノギスによつて種々の方向に測定し、その平均値を平均粒子径とした。Table 1 に圧力損失測定に用いた融着層の物性値の実測結果を示す。予備還元した粒子は昇温による融着の進行につれて平均粒子径の減少が起こる。そこで収縮前の粒子径 D_p と収縮後の粒子径 D_{pm} の比を粒径比 γ と定義した。

$$\gamma = D_{pm}/D_p \dots\dots\dots (5)$$

2.2 測定結果の検討

Fig. 2 にガス流速 u と測定された $\Delta p/L$ との関係を示す。収縮率の増加とともに圧力損失は増加しており、融着した試料についても融着していない試料についてもほぼ u^2 に比例して増加している。

従来より通常の充填層を通る気体の圧力損失に関する実験的検討は数多くなされており、一般に(6)、(7)式の相関式で表されている¹¹⁾¹²⁾。

$$Y = \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{g_c D_p^2}{u \mu} \cdot \frac{\varepsilon_b^3}{(1 - \varepsilon_b)^2} \dots\dots\dots (6)$$

$$X = R_{ep}/(1 - \varepsilon_b) \dots\dots\dots (7)$$

Table 1. Physical properties of samples prepared for the pressure drop measurement.

Run No.	Sample	Degree of shrinkage (S_r) (-)	Void fraction (ϵ_b) (-)	Average diameter of a practice (D_p) (cm)	Ratio of diameter (γ) (-)	Explanations of symbol
1	P L-R 100	0	0.50	1.44	1.0	Pl : Pellet
2	S P-R 100	0	0.48	1.06	1.0	SP : Self fluxed pellet
3	S T-R 100	0	0.56	1.01	1.0	ST : Sinter
101	P L-R 100	0.38	0.49	1.23	0.86	R : Degree of reduction
103	S T-R 100	0.29	0.56	0.97	0.96	
104	P L-R 60	0.31	0.54	1.32	0.92	
110	P L-R 60	0.47	0.47	1.32	0.92	
112	S T-R 100	0.46	0.57	0.95	0.95	
113	P L-R 34	0.44	0.51	1.26	0.87	

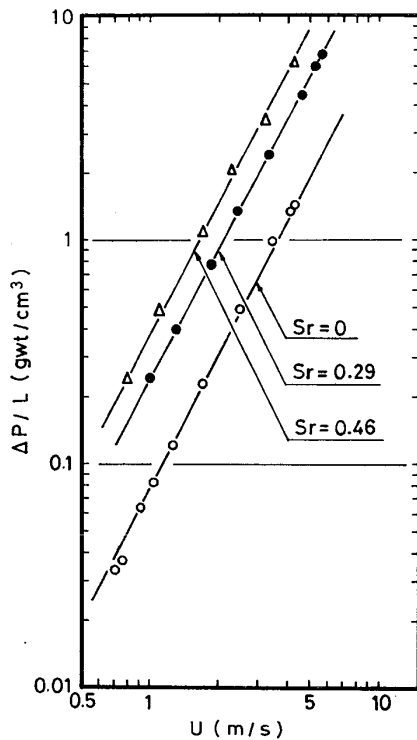


Fig. 2. Relationship between gas velocity and pressure drop in packed bed with fused and unfused particle. (Sinter)

$$R_{ep} = \rho_g \cdot u \cdot D_p / \mu \dots\dots\dots (8)$$

前述の ERGUN の式は(9)式で表すことができる。

$$Y = 150 + 1.75X \dots\dots\dots (9)$$

本実験で得られたデータを(6), (7)式の形に整理して Fig. 3 に示した。同図には他の研究者の結果も同時に載せてある。Fig. 3 においては融着していない高炉装入物の場合はほぼ ERGUN 式のまわりに分布しており、ERGUN 式で表すことは有効であるといえる。しかし融着した試料についてはペレット、焼結鉱共に収縮率の増加にともない圧力損失は著しく増加している。(6), (7)

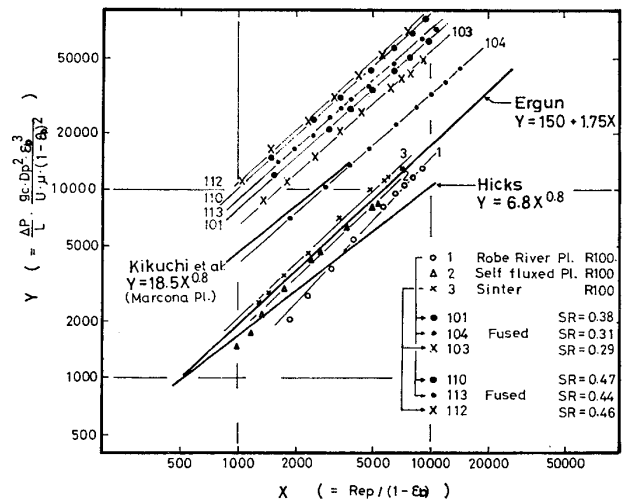


Fig. 3. Pressure drop correlations for packed beds of fused and unfused iron ore.

式にしたがつて実測値をプロットする際に、収縮に伴う粒子径 D_p 、空間率 ϵ_b の変化が考慮されているにもかかわらず、ERGUN 式をはじめ、どの実験式とも一致しない。

CARMAN¹³⁾ は充填層内のガスの圧力損失を充填層空間を円管に並べ替えた場合の管の抵抗の問題として解析している¹⁴⁾。円管内において流体の受ける摩擦抵抗と圧力損失との関係を論じた FANNING の式に充填層のような円形以外の断面を有する流路の抵抗を表現するため動水半径¹⁵⁾の概念を導入して(10)式を得た。

$$\frac{\Delta P}{L} = f_b \left(\frac{1}{\phi D_p} \right) \left(\frac{1 - \epsilon_b}{\epsilon_b^3} \right) \left(\frac{\rho_g u^2}{2g_c} \right) \dots\dots\dots (10)$$

(10)式は充填層内の粒子の全表面と流体との摩擦抵抗が圧力損失を生ずるとした場合の理論式である。ちなみに $f_b = 3.5$ とおくと乱流域における ERGUN 式と一致する。

本実験で収縮率の増加とともに圧力損失が増加する現象を明らかにするために融着充填層に(10)式を適用させた場合の各種変数の寄与の程度を検討してみる。(10)式中で融着によつて変化すると考えられる変数は ε_b , D_p , ϕ , f_b である。Fig. 4 は実験に用いた試料の範囲で ε_b におよぼす収縮率の効果を示したものであるが、各原料内で大きな変化は見られない。この原因は収縮率 0.5 近傍までは層の収縮が構成粒子の収縮によつて補われているためと考えられる。したがつて、(10)式中の $(1-\varepsilon_b)/\varepsilon_b^3$ は収縮によつて大幅には変化しない。

平均粒径 D_p におよぼす収縮率の効果については Table 1 からわかるように同一原料において粒径がもつとも変化している例として PL-R100 の $D_p=1.44$ と PL-R30 の $D_p=1.26$ があり、これら最大値と最小値の幅は原料粒径に対して 13% 程度である。(10)式において D_p の指数は 1 であるから圧力損失にそれほど強く影響するほどではない。つぎに粒子の形状係数 ϕ の効果として考えてみる。ちなみに $f_b=3.5$ に固定して圧力損失の変化分を ϕ の影響として見積ると(10)式を満たすためには $\phi < 0.3$ のケースがほとんどで中には $\phi=0.15$ となる場合もある。形状係数の例としては雲母の薄片で $\phi=0.28^{16)}$ であるから、 $\phi=0.15$ はさらに球形度が低いことになる。しかし収縮した試料を Photo. 1 から観察する限りではこの数字は実態に即していないことがわかる。

収縮による ε_b , D_p , ϕ の影響を総括的に包含した粒子比表面積の a_p の変化を Fig. 5 に示した。粒子の比表面積は(11)式で与えた。比表面積は収縮によつて顕著には変化しないことがわかる。

$$a_p = \frac{6(1-\varepsilon_b)}{\phi D_p} \dots \dots \dots (11)$$

以上の現象を総括すると収縮にともなう ε_b , D_p , ϕ , a_p の変化から融着層の圧力損失上昇の原因を説明すること

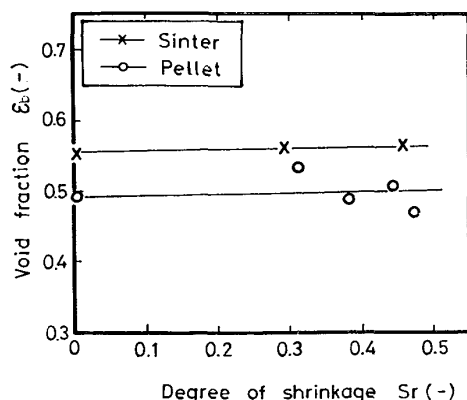


Fig. 4. Effect of the degree of shrinkage on the void fraction.

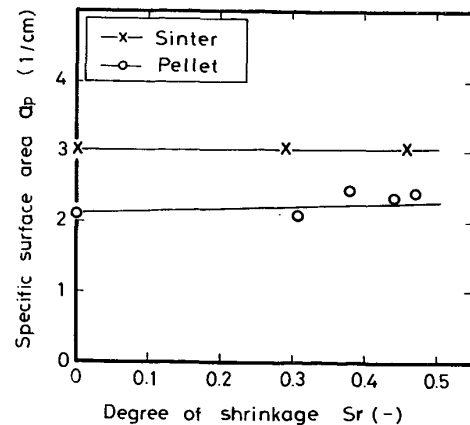


Fig. 5. Effect of the degree of shrinkage on the specific surface area of fused particles.

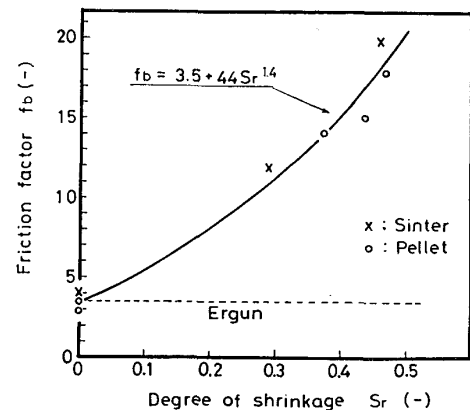


Fig. 6. Relationship between the friction factor and the degree of shrinkage.

は困難である。そこで、(10)式を満足する抵抗係数 f_b を実測した ε_b , D_p の値を用いて計算し収縮率との関係を見ると、Fig. 6 に示すように焼結鉄、ペレットともほぼ一定の関係がある。なお ϕ については田口ら¹⁷⁾が Q.T.M と粒子見掛け密度から算出した値を採用し、本解析では融着時も ϕ は変わらないとした。(10)式を用いるかぎり融着の効果は f_b の問題に帰着する。この場合 f_b に与える収縮の効果は(12)式で整理される。

$$f_b = 3.5 + 44S_r^{1.4} \dots \dots \dots (12)$$

実用的には(10), (12)式によつて融着層の圧力損失を整理することが可能である。しかしこの方法は融着層の圧力損失が f_b を固定すれば粒子表面と流体との摩擦抵抗によつて表現できるはずと考えられるが、 f_b が融着によつて変化することから考えるとこの仮定メカニズムで融着の効果の説明することはできない。

MARTIN ら¹⁸⁾は球形粒子を種々の配列で規則正しく充填した充填層について空間率の値が大差なくとも圧力損失が異なることを確認している。この例では粒子の配列

のされ方で最小の開口比が異なっている。融着層においても高さ方向の開口比の変化が充填層の圧力損失に影響をおよぼすことが推察される。そこで融着に伴って粒子が収縮方向に対して直角方向に拡がり、粒子間のすき間を狭くし、ちょうどオリフィスのように狭くなつたすき間を通る流体の圧縮、膨張によつて圧力損失が生ずるものと考え、以下この仮説にもとづいてその妥当性を検討する。

3. オリフィスモデルによる融着充填層の 通気抵抗の解析

層高 L_0 、直径が D の円筒形充填層中に粒子径 D_p (半径 r_p) の球形粒子が充填されており、この充填層が軟化収縮後に層高 L で粒子は圧縮方向に $2b$ に収縮し、断面方向に $2a$ に拡がったとするモデルを考える。(Fig. 7) 収縮時の充填層の挙動ならびに圧力損失の発生をつぎのように仮定した。

1) 圧力損失は各段の各粒子間のすき間の最も狭い部分すなわち各粒子のふくらんだ部分のすき間で発生する。その場合各段の断面方向の空隙は直径 D_0 なるオリフィスと等価的に置き換えられると仮定する。

2) 収縮後の粒子形状は側断面が短径 $2b$ 、長径 $2a$ の楕円形とし、平断面は円形とする。

3) 粒子の配列構造は収縮前の充填層の空間率にもつとも近い立方体配列構造とする。

4) 粒子は収縮によつて半径方向の移動は起こさず、粒子同士の半径方向の相対位置関係には変化はないとする。

穴の直径が D_0 の部分を v なる流速で流体が通るオリフィス両端の圧力損失 ΔP は(13)式で与えられる。

$$\Delta P = \frac{1}{C^2} \left(\frac{\rho_g v^2}{2g_c} \right) \dots \dots \dots (13)$$

ただし、 C は流出係数でオリフィスの開口比を m とす

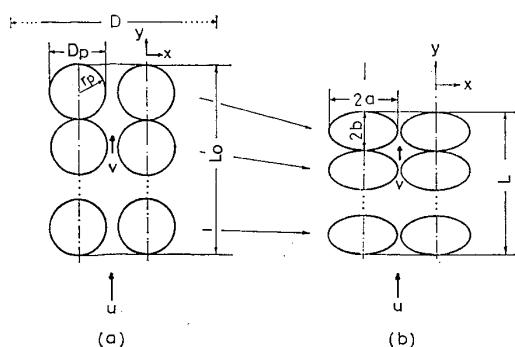


Fig. 7. Model of packed bed having unfused(a) and fused(b) particles.

れば(14)式で与えられる¹⁵⁾。

$$C = 0.597 - 0.011m + 0.432m^2 \dots \dots \dots (14)$$

(13)式を L_0/D_p 枚のオリフィスであると考えた融着充填層に適用させ、さらに粒子間隙を通過する速度 v を空塔速度 u で表すと(13)式は(15)式のようになる。

$$\frac{\Delta P}{L_0} = \left(\frac{1}{Cm} \right)^2 \left(\frac{1}{\phi D_p} \right) \left(\frac{\rho_g u^2}{2g_c} \right) \dots \dots \dots (15)$$

ここで開口比 m は(16)式で表すことができる。

$$m = (D_0/D)^2 \dots \dots \dots (16)$$

(10)式と(15)式は粒径の効果とガス流速の効果は同一の形をとっており、両式の違いは収縮の効果を空間率で表現するか開口比で表現するかの差である。つまり(15)式は充填層が収縮することにより、局部的最小の開口比が変化し、この部分で圧力損失が生ずる現象と考えられる。

3.1 開口比の検討

Fig. 7 に示したモデルから仮定により収縮率 S_r における b は、

$$b = D_p(1 - S_r)/2 \dots \dots \dots (17)$$

また、融着時の平均粒子径を D_{pm} とすると軟化収縮時に粒径変化が起こることを考慮して、収縮前の粒子径 D_p に対する粒径比を γ とすると、

$$\gamma = D_{pm}/D_p \dots \dots \dots (18)$$

収縮後の粒子の側面形状は楕円であることを考慮して収縮前と収縮後の1粒子の体積の関係は(19)式で表される。

$$\frac{\pi}{6} (\gamma D_p)^3 = 2\pi \int_0^b a^2 \left(1 - \frac{y^2}{b^2} \right) dy \dots \dots \dots (19)$$

積分を実行し、(17)式の関係を導入すると a は(20)式で表される。

$$a = \sqrt{\frac{\gamma^2 D_p^2}{(1 - S_r)^4}} \dots \dots \dots (20)$$

収縮前の開口比 m_0 は単位断面積当たりの粒子個数を n とすれば(21)式で表される。

$$m_0 = 1 - n \left(\frac{\pi}{4} D_p^2 \right) \dots \dots \dots (21)$$

収縮後の最小の開口比 m は粒子半径 a を考慮して(22)式で表される。

$$m = 1 - n\pi \frac{D_p^2 \gamma^3}{4(1 - S_r)} \dots \dots \dots (22)$$

収縮前の充填層の空間率を ϵ_0 とすれば充填層の空間と置換される円管が上から下まで均一に通じている円管モデルでは $m_0 = \epsilon_0$ となるはずである。これに対してオリフィスモデルでは空間部の全量が圧力損失に寄与する

とは限らないことを考慮して(23)式で表した。

$$m_0 = \alpha \varepsilon_0 \quad \dots\dots\dots (23)$$

収縮前の試料について(15)式を満たすような m_0 を実測の圧力損失から計算し ε_0 との関係を Table 2 に示す。 α はどの装入物についても 0.8 付近に集中している。すなわち $S_r=0$ では圧力損失に関係する穴の有効部分は ε_0 の 80% ということになる。この係数 α の妥当性を確認するために、収縮前のペレット充填層を樹脂で埋め込み、任意の 10 断面を研磨し、Q.T.M. を用いて開口比の測定を行った。(Photo. 2) この 10 面の m_0 および α を Table 3 に示す。最低の開口比を示す α はほぼ 0.8 付近にあることから、最小の開口比を選ぶことは妥当であると考えられる。したがって、ここでは $\alpha=0.8$ を採用した。

つぎに単位断面積当たりの粒子個数 n は(21)式より

$$n = (1 - 0.8\varepsilon_0) \frac{4}{\pi D_p^2} \quad \dots\dots\dots (23)$$

さらに、(23)式を(22)式へと代入すると融着層の開口比は(24)式で表される。

$$m = 1 - (1 - 0.8\varepsilon_0) \frac{\gamma^3}{1 - S_r} \quad \dots\dots\dots (24)$$

軟化収縮に伴う平均粒子径の実測値の変化を Fig. 8

Table 2. Relation between the fractional open area and the void fraction of the packed bed before shrinkage.

Run No.	Raw materials	Fractional open area m_0 (-)	Void fraction ε_0 (-)	Coefficient $\alpha (=m_0/\varepsilon_0)$ (-)
1	Pellet	0.43	0.50	0.86
2	Self fluxed pellet	0.38	0.48	0.79
3	Sinter	0.44	0.56	0.79

に示した。ばらつきはあるものの全般的傾向として収縮にともない粒径比 γ は減少している。焼結鉍は収縮にともなう粒径変化がペレットに比べて若干少ない。焼結鉍の粒径測定では大きな凹凸のうち凸の部分を選択的に測定しているから粒径変化は見掛上少なく検出されていると考えられる。なぜならば気孔率の変化はペレットなみに起こっている¹⁹⁾ことから全体として体積の収縮があるから、実質的な粒径変化はペレットに近いものと考え

Table 3. Fractional open area measured by Q.T.M. (Self fluxed pellet, $S_r=0$, $\varepsilon_0=0.42$).

Sample No.	Observed fractional open area m_0	Coefficient $\alpha (=m_0/\varepsilon_0)$
1	0.38	0.90
2	0.32	0.76
3	0.42	0.98
4	0.41	0.98
5	0.45	1.06
6	0.39	0.91
7	0.41	0.97
8	0.46	1.08
9	0.35	0.82
10	0.46	1.08

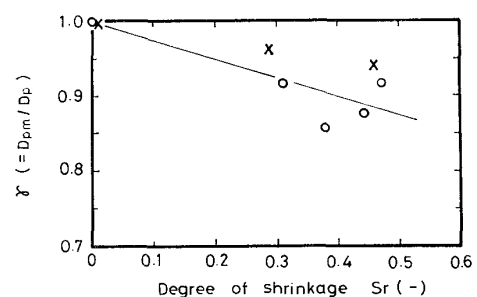


Fig. 8. Change of particle diameter with shrinkage.

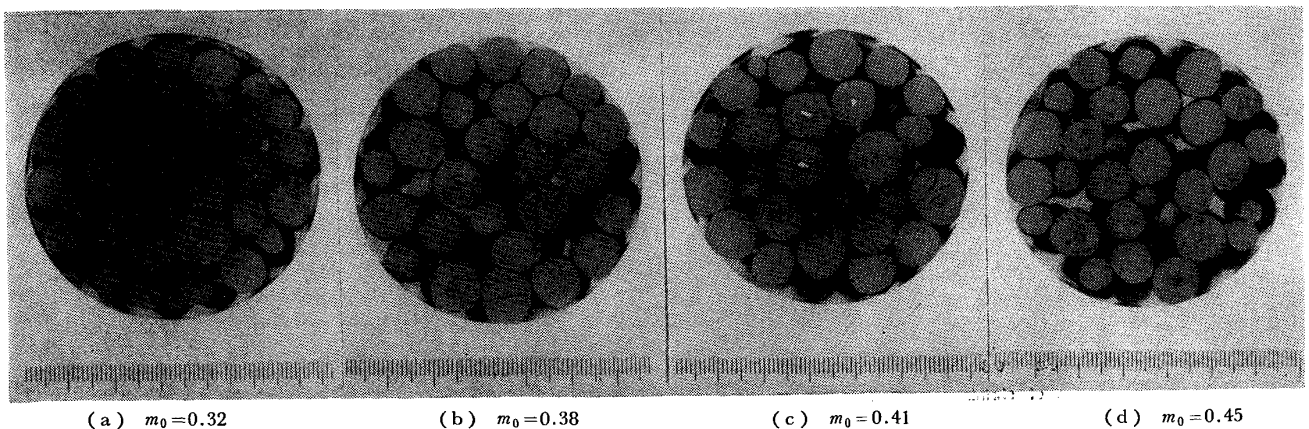


Photo. 2. Appearance of cross section of unfused packed bed. (Self fluxed pellet)

の計算では焼結鉱とペレットを同等に扱った。さらに軟化収縮に伴う粒径変化が還元率の違いによる気孔率の相違によつても影響されるが、これらは以後重要な問題となる。本研究では γ と S_r との関係を(25)式で表した。

$$\gamma = 1 - \beta S_r \quad \dots\dots\dots (25)$$

β は Fig. 8 からの回帰係数として $\beta = 0.25$ とした。

Fig. 9 に (24) 式によつて計算した開口比 m と収縮率 S_r の関係を示した。開口比 m が 0 になる収縮率は収縮前の空間率 ϵ_0 に依存する。たとえば $\epsilon_0 = 0.5$ では $S_r = 0.58$ 近傍で $m = 0$ となり、融着層内のガス流れが完全になくなることになる。

3.2 融着充填層の圧力損失式

(15) 式を融着層に適用する場合、開口比として(24)式を用い、さらに(3)式の関係を導入することにより融着充填層の圧力損失式として(26)式を得る。

$$\Delta P/L = \left(\frac{1}{Cm} \right)^2 \left(\frac{1}{\phi D_p (1 - S_r)} \right) \left(\frac{\rho_g u^2}{2gc} \right) \quad \dots\dots\dots (26)$$

Fig. 10 は Table 1 に示した全データについて(26)式を用いて計算した $(\Delta P/L)_{cal.}$ の値と実測した $(\Delta P/L)_{ob.}$ との関係を見たものであるが $\pm 30\%$ の誤差範囲で実測値はほぼ(26)式の関係を満足している。なお、(26)式中の S_r を 0 とおくことにより(26)式は収縮前の充填層にも適用可能である。

(26)式の適用性の問題として、高炉内の平均粒子レイノルズ数はボッシュ付近で約 2000 ぐらいと考えられ、本実験でも粒子レイノルズ数をこの程度に考えているが、高炉内で融着層とコークス層の通気抵抗の比が大幅に増大された場合、ガスは通気抵抗の低いコークス層を選択的に流れる²⁰⁾²¹⁾から融着層内の粒子レイノルズ数が相当下がることも予想される。さらにガス温度が高くレイノルズ数が低い領域では ERGUN 式で示されるように粘性項の影響が出ることも考えられるが、これらは以後

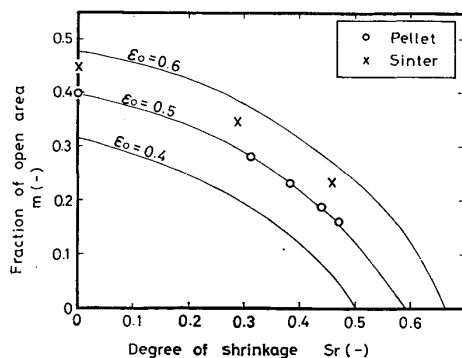


Fig. 9. Relationship between the degree of shrinkage and the fractional open area.

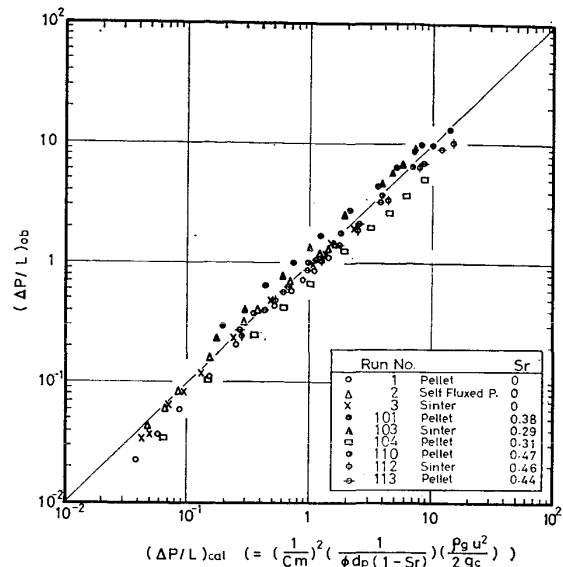


Fig. 10. Comparison of observed pressure drop with calculated one for fused and unfused packed bed.

重要な問題として残される。

4. 高炉装入物の軟化収縮特性の定量化

融着充填層の圧力損失式(26)式は融着層の収縮率 S_r の定量的評価を必要とする。現在鉄鉱石類の軟化収縮特性を評価する試験方法としては高温荷重軟化テスト⁹⁾²²⁾がある。これらは高炉の高温帯での原料の融着挙動を評価する試験法として優れた方法であるが、昇温、還元、圧力損失の測定を同時に行っているため原料の種類、還元率、温度等の因子が複雑にからみあつた結果として荷重軟化特性が表現されており、圧力損失にしても測定されている値が融着した鉱石層のどのような状態に対応しているのかを推定することが困難である。高炉内のガス流れ、あるいは伝熱の状態を数値計算しようとする場合、軟化収縮挙動におよぼす原料の種類、還元率、温度の効果を定量的に明らかにすることが重要となる。そこで本研究では還元率が既知の予備還元試料を用いて N_2 気流中でその還元率を維持した状態で所定の収縮率まで軟化収縮させ、その原料の収縮挙動を検討した。

4.1 軟化収縮実験装置 (Fig. 11)

24 kW の SiC 発熱体をもつ電気炉内に試料層 $50\phi \times 170^l$ を設け、上部より黒鉛製荷重棒によつて荷重をかけ、 N_2 ガスを 30 l/min で流通させた。試料管はアルミナ管を用いているが、軟化試料の脱着を容易にするために 0.5 mm 厚のアルミナペーパーを用いてこれを内張りとした。

昇温曲線は広畑 1 高炉の解体調査から求めた炉内の昇

温曲線²³⁾から炉の中心部, 中間部, 炉壁部の昇温曲線が共通に入っている条件とし, 1000°C までは 1.5 h かけて直線的に上昇させ, 1000°C で 30 min 間保持した後 100°C/h で所定の収縮率まで昇温させた. 荷重は 0.86 kg/cm^2 とし昇温時から常にこの荷重を保った.

選択した高炉原料は酸性ペレットとしてローブリバーペレット, 塩基度 1.3 の広畑製塩基性ペレット, 塩基度 1.7 の焼結鉱の3種類である.

4.2 予備還元試料の軟化収縮曲線の定量化

Fig. 12 は各種還元率に予備還元した原料を収縮率で

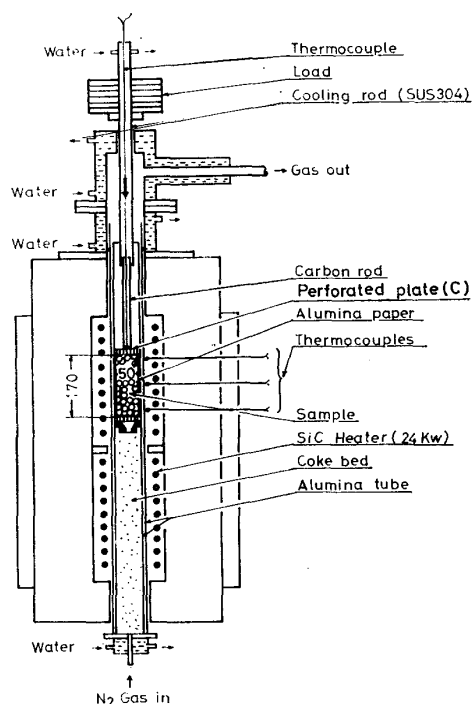


Fig. 11. Apparatus for the preparation of the fused bed of iron ore.

最高 $S_r=0.5$ 付近まで軟化収縮させた時の収縮曲線である. 還元率 $R=100\%$ の原料については収縮曲線の形に若干の相違が見られるが軟化収縮の開始温度には大きな差はない. しかし還元率が低いと軟化収縮温度は低温側に移ることが注目される. 特に酸性ペレットでは還元率 30% と 100% の試料の間に軟化開始温度で約 200°C の差があり, 還元率と軟化収縮開始温度の関係は顕著である.

つぎに得られたこれらの軟化収縮曲線から軟化開始温度 T_{ms} および収縮率 S_r の定量化を試みた. 解析手法は軟化開始温度 T_{ms} については還元率依存性を考慮し, 収縮曲線が $S_r=0.02$ を切る温度を軟化開始温度と定義した. 本来この値は $S_r=0.0$ とすべきと考えられるが, Fig. 12 に見られるように $S_r=0.0$ での軟化開始温度の決定が困難なこと, また軟化開始時には $S_r=0.0$ と $S_r=0.02$ の間に大きな温度差がないと考えられること, および両者の外観上の差がほとんどないことによる. T_{ms} を還元率 R に関する2次の多項式で(27)式のように表した.

$$T_{ms}=B_0+B_1R+B_2R^2 \dots \dots \dots (27)$$

収縮率 S_r の定量化は, まず実測温度 T_{em} を基準温度 T_0 ($=1000^{\circ}\text{C}$) と T_{ms} から無次元温度 T を(28)式のように定義した.

$$T=(T_{em}-T_{ms})/T_0 \dots \dots \dots (28)$$

S_r は T に関する3次の多項式で(29)式のように表した. つまり曲線の起点を軟化開始温度 T_{ms} に合わせ, 曲線の形のみを(29)式で定義することになる.

$$S_r=A_0+A_1T+A_2T^2+A_3T^3 \dots \dots \dots (29)$$

最小二乗法の定義により各係数の正規方程式に関する連立方程式を解くことにより, 各係数は求められる. 各

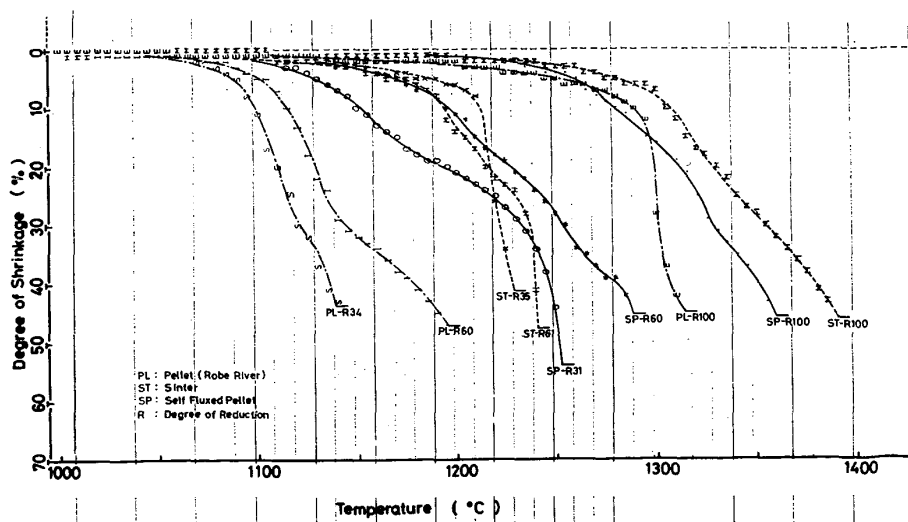


Fig. 12. Shrinkage curves of pre-reduced iron ore.

曲線ごとに観測値を 10 数点ずつ入力し各原料毎に多数の曲線を同時に解析した。

軟化開始温度 T_{ms} と還元率 R に関する解析結果を Fig. 13 に示す。一般に軟化開始温度 T_{ms} は還元率 R の上昇に伴って上昇する。焼結鉍、塩基性ペレットは T_{ms} に関し類似した挙動を示すが酸性ペレット (ローブリバー) は相対的に T_{ms} は低い値を示す。還元率が高くなるにつれて軟化開始温度に対する原料の差は少なくなる。

収縮率 S_r と温度との関係の解析結果を塩基性ペレットを例にとり、Fig. 14 に示す。還元率に大きな差があるにもかかわらず曲線の形は比較的そろっており、還元

率の影響を軟化開始温度で表現することにより、温度によつて収縮曲線を表現することは有効であると考えられる。なお数式化した結果は各図中に示したが、 S_r と T の関係を酸性ペレットについて (30) 式、焼結鉍について (31) 式に示した。

1) 酸性ペレット (ローブリバー)

$$S_r = 0.02 - 1.41T + 96.17T^2 - 429.6T^3 \dots (30)$$

$$\sigma = 0.040$$

2) 焼結鉍

$$S_r = 0.02 - 0.25T + 26.69T^2 - 12.1T^3 \dots (31)$$

$$\sigma = 0.048$$

5. 結 論

高炉融着層のガス流れを計算するために必要な融着層の通気抵抗を測定した。実験は各種原料を種々の収縮率に融着した試料の融着前と融着後の各種物性値を測定し、その値を用いて圧力損失式に理論的検討を加えた。

1) 融着しない充填層の通気抵抗は ERGUN 式に従う。

2) 融着層の通気抵抗は ERGUN 式を直接使用することが困難である。しかし実用的には ERGUN 式中の慣性項の定数 1.75 のかわりに $1.75 + 22 S_r^{1.4}$ を用いることにより ERGUN 式の使用が可能となる。

3) 融着充填層の通気抵抗は粒子表面と流体との摩擦抵抗によるとする理論によつては適確に表すことができない。むしろオリフィスのように狭くなつた粒子間のすき間を通る流体の収縮、膨張によつて生ずると考える方が妥当であり、圧力損失式は (26) 式で表される。この場合開口比の問題に帰着する。

4) 原料の軟化収縮挙動については軟化開始温度は還元率に依存し、収縮曲線は温度により定量的に表現することが可能であつた。

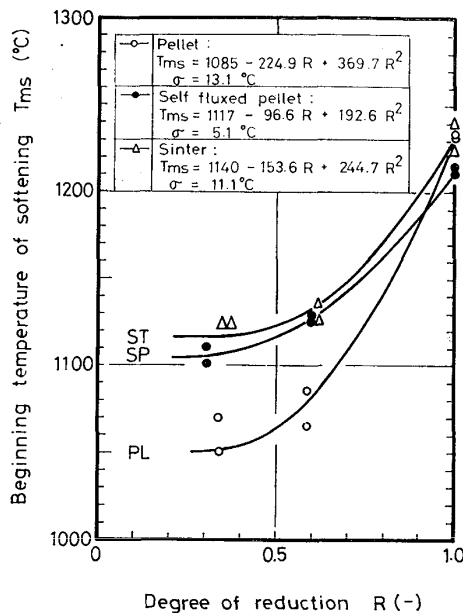


Fig. 13. The effect of the degree of reduction on the beginning temperature of softening of iron ore.

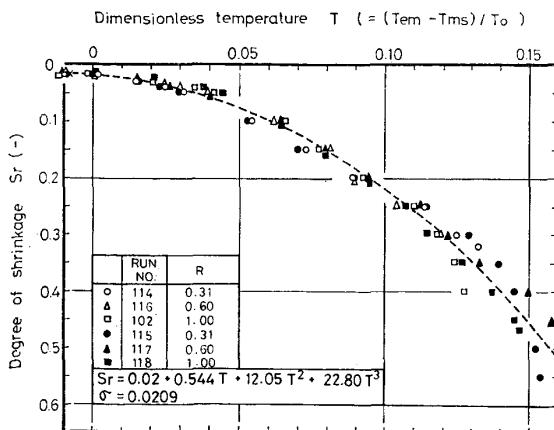


Fig. 14. Unified curve of shrinkage for self-fluxed pellet.

記 号

- a : 楕円球の長半径 (cm)
- a_p : 粒子の比表面積 (1/cm)
- $A_0 \sim A_3$: $S_r - T$ 曲線の係数 (—)
- b : 楕円球の短半径 (cm)
- $B_0 \sim B_2$: $T_{ms} - R$ 曲線の係数 ($^\circ\text{C}$)
- C : 流出係数 (—)
- D : 充填層の直径 (cm)
- D_0 : オリフィスの穴径 (cm)
- $D_p (d_p)$: 平均粒子径 (cm)
- D_{pm} : 融着粒子の平均粒径 (cm)
- f_b : ガス、粒子間の抵抗係数 (cm^2/g)
- G : ガス質量速度 ($\text{g}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
- g_c : 重力換算係数 ($\text{g} \cdot \text{cm}/\text{gwt} \cdot \text{s}^2$)
- K : 通気抵抗係数 (—)

K_0 : 収縮前の通気抵抗係数	(—)
L : 充填層, 融着層の層高	(cm)
L_0 : 収縮前の充填層の層高	(cm)
m : 開口比	(—)
m_0 : 収縮前の開口比	(—)
n : 単位断面積当たりの粒子個数	(—)
P : 圧力	(gwt/cm ²)
R : 還元率	(—)
R_{ep} : 粒子レイノルズ数	(—)
S_r : 融着層の収縮率	(—)
T : 無次元温度	(—)
T_0 : 基準温度 (=1000°C)	(°C)
T_{em} : 実測温度	(°C)
T_{ms} : 軟化開始温度	(°C)
$u(U)$: ガスの空塔速度	(cm/s)
v : ガスの実速度	(cm/s)
α : 収縮前の空間率と開口比の係数	(—)
β : 粒径比と収縮率との係数	(—)
μ : ガス粘性係数	(g/cm·s)
ϕ : 粒子形状係数	(—)
ε_b : 充填層, 融着層の空間率	(—)
γ : 粒径比	(—)
ρ_b : 充填密度	(g/cm ³)
ρ_g : ガス密度	(g/cm ³)
ρ_p : 一粒子の見掛密度	(g/cm ³)
σ : 標準偏差	

文 献

- 1) S. ERGUN: Chem. Eng. Prog., 48 (1952), p. 89
- 2) J. RADESTOCK and R. JESHAR: Stahl u. Eisen, 22 (1970), p. 1249
- 3) V. STANEK and J. SZEKELY: Can. J. Chem. Eng., 50 (1972), p. 9
- 4) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 463
- 5) J. YAGI and J. SZEKELY: Trans. ISIJ, 17 (1977), p. 569, 576
- 6) 柳 謙一, 鈴木信次郎, 原田昌博, 宮崎公明: 日本機械学会第 11 回シンポジウム講演論文集 No. 760-18, ('76.11.18~20), p. 187
- 7) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 62 (1976), S 440
- 8) 大野陽太郎, M. SCHNEIDER: 鉄と鋼, 64 (1978), S 31
- 9) 斧 勝也, 肥田行博, 重見彰利, 児玉惟孝: 鉄と鋼, 61 (1975), p. 777
- 10) 児玉惟孝, 堀尾竹弘, 肥田行博: 鉄と鋼, 52 (1966), p. 295, 298
- 11) R. E. HICKS: Ind. Eng. Chem.-Fundamentals, 9 (1970), p. 500
- 12) 菊池 淳, 名雪利夫, 浅川 純, 前田四郎, 不破祐, 萬谷志郎: 鉄と鋼, 63 (1977), p. 901
- 13) P. C. CARMAN: Trans. Inst. Chem. Eng., 15 (1937), p. 150
- 14) 大山義年: 化学工学 II (岩波全書), p. 47
- 15) 化学工学便覧 (化学工学協会編), p. 111 [丸善]
- 16) 白井 隆: 「流動層」, p. 43 [科学技術社]
- 17) 田口整司, 宮崎伸吉, 岡部俠児: 学振第 54 委-1315, 昭和 49 年 2 月
- 18) J. J. MARTIN, W. L. MCCABE, C. C. MONRAD: Chem. Eng. Progr., 47 (1951), p. 91
- 19) 杉山 喬, 中村正和, 原 行明, 八木順一郎, 大森康男: 鉄と鋼, 5 (1979), A 5
- 20) 杉山 喬, 八木順一郎, 大森康男: 鉄と鋼, 64 (1978), p. 1676
- 21) 杉山 喬, 八木順一郎, 大森康男: 鉄と鋼, 65 (1979), p. 341
- 22) 成田貴一, 前川昌大, 志垣一郎, 関 義和: 鉄と鋼, 63 (1977), p. 1623
- 23) 重見彰利: 学振 54 委物測小委 WG 提出資料, 昭和 53 年 2 月