回 転 数: 1·480 rpm 985 rpm

ランナー寸法，回転数は上記のようであるので，周速より定まるランナー摩耗速度は，川崎 No. 3 焼結機に較べて

$$\{(3\cdot150/2\cdot250)\times(985/1\cdot480)\}^3=0\cdot80$$

すなわち，水江 No. 1 焼結機のほうが20%少なくなる．したがつて Fig. 3 中，(1) 式より水江 No. 1 焼結機のランナー寿命とダスト濃度の関係を推定すると(8)式のようになる．

$$T.\ C^{1.6}=0\cdot584 \quad\cdots\cdots(8)$$

このように，ランナーの周速度に帰因する摩耗速度を考えると，わが国のおもな焼結機では，川崎 No. 3 焼結機の摩耗速度を1とした場合，1·12～0·37 の範囲にある．この値が大きいところでは，ランナーの材質あるいは形状の改善などで摩耗を少なくするか，あるいは集塵機の集塵効率を高める必要がある．

一般に集塵効率を高めるには，機械式集塵機では集塵機の圧力損失を大にする必要があるので焼結生産性との関連において，集塵機およびその圧力損失を考えねばならない．集塵効率の高い電気集塵機が，最近焼結用として採用されている例が外国であるが，建設コストの面で難点がある．また，ブロー・ダウン方式の採用にて効率を高めることが，わが国でも実施されているが，これもブロー・ダウン用の排風機を別に取付けない限り圧力損失が増加する欠点がある．

今後，焼結機が大型化するに際し，排風機も大型化する可能性があるが，ランナーの大きさ，回転数などの決定には，集塵機との関係を十分考慮することが重要であろう．

V. 結 言

焼結用排風機のランナーの摩耗と排ガス中ダスト濃度との間には

$$V=K\cdot C^{1\cdot6}$$

なる関係があることがわかつた．この結果にもとづき，ランナーの摩耗につき考察を行なつたが，これが今後の参考になれば幸甚である．

文 献

(1) 平野，小代，山本，
「機械の研究」9 (1957) 6, p. 690～694
「 〃 」9 (1957) 7, p. 801～803

---

(17) 焼結ベッドにおける熱伝達
(焼結過程の物理的解析—I)

八幡製鉄所，戸畑製造所 深川弥二郎
石川 泰・野口信雄・○楯岡正毅

Heat Transfer in Sinter Bed.
(Physical analysis of Sintering Process—I)

Yajiro HUKAGAWA, *Yasushi* ISHIKAWA, *Nobuo* NOGUCHI and *Masatake* TATEOKA.

I. 緒 言

焼結過程の理論的解析はその複雑多様性から取扱いが困難であり，解析結果は測定を主にした定性的なものが多い．最近部分的現象についてではあるが理論的検討結果の報告が見られるようになり，研究の実績は複雑な焼結機構をしだいに解決しつつある．焼結過程の理論的体系を確立することは"焼結原料の価値評価"，"焼結速度の限界の把握"，"新焼結法の開発" などの検討に重要な役割をはたし，さらに焼結操業および焼結設備の合理化を可能にすると考えられる．

筆者らは焼結速度および焼結ベッドの熱履歴を知ることを最終目標とし，まず焼結過程において重要な意味を有する熱伝達について検討した．

II. 基礎方程式の誘導

焼結ベッド内の熱伝達について考える場合，対流，伝導，輻射について考えなければならないが，まず最初に粒子—流体間熱伝達のみについて考える．すなわち基礎方程式の誘導の前提条件を次のように置く．

I) 充塡層においては断熱条件が成立している
II) 充塡層粒子の熱拡散率は非常に高い
III) 粒子および流体の熱的物性常数は一定とする
IV) 流体流量は一定とする
V) 充塡層内の熱伝導および熱輻射はないものとする
VI) 粒子—流体間の伝熱速度は流体—粒子間の温度差に比例する
VII) 充塡層の移動はなく，G. W. 式の焼結機を考える

流体および充塡物について熱バランスを考えると(1)(2)式が成立する．

$$C_{pg}\cdot\rho_g\cdot\varepsilon(\partial T_g/\partial\tau)+C_{pg}\cdot G(\partial T_g/\partial_z)=A_p h_p(T_s-T_g) \quad\cdots\cdots(1)$$

$$C_{ps}\cdot\rho_s\cdot(1\text{-}\varepsilon)\ (\partial T_s/\partial\tau)=-A_p h_p(T_s-T_g) \quad\cdots\cdots(2)$$

(1)(2)式より，

$$\partial T_g/\partial\tau+\{G/(\varepsilon\cdot\rho_g)\}(\partial T_g/\partial_z)=K_2(T_s-T_g) \quad\cdots\cdots(3)$$

$$\partial T_s/\partial\tau=-K_1(T_s-T_g) \quad\cdots\cdots(4)$$

ここで $K_2=A_p h_p/(C_{pg}\cdot\partial_g\cdot\varepsilon)$ ……(5)

$K_1=A_p h_p/\{C_{ps}\cdot\rho_s(1-\varepsilon)\}$ ……(6)

いま

$$U=(K_2\varepsilon\rho_{gz})/G \quad\cdots\cdots(7)$$

$$V=K_1\{\tau-(\rho_g\varepsilon_z)/G\} \quad\cdots\cdots(8)$$

とし，変数変換すると

$$\partial Ts/\partial V=T_g-Ts \quad\cdots\cdots(9)$$

$$\partial T_g/\partial U=T_s-T_g \quad\cdots\cdots(10)$$

(9)(10) 式より T_g を消去すると，

$$\partial^2 Ts/\partial U\partial V+\partial T_s/\partial U+\partial T_s/\partial V=0 \quad\cdots\cdots(11)$$

同じく T_s を消去すると

$$\partial^2 T_g/\partial U\partial V+\partial T_g/\partial U+\partial T_g/\partial V=0 \quad\cdots\cdots(12)$$

(11) 式が求める基礎微分方程式である．

III. 計 算 方 法

(11) 式の解法には Fourier 積分によるもの[1]もあるが，ここでは理解が容易で，計算しやすい，Taylor 展開に基ずく数値解析を用いることとする．杉山らの[2,3]方法によると

$Ts(U.\ V)$ の Taylor 展開は

$$Ts(U,V)=T_s(U_0,V_0)+\varDelta U(\partial T_s/\partial U)+\varDelta V(\partial T_s/\partial V)+(1/2)(\varDelta U)^2(\partial^2 T_s/\partial U^2)+(\varDelta U,\varDelta V)(\partial T^2{}_s/\partial U,\partial V)+(1/2)(\varDelta V)^2(\partial^2 T_s/\partial V^2)+\cdots\cdots \quad(13)$$

$\Delta U=\Delta V=\Delta$ とすると,

$$T_s(U_0+\Delta,\ V_0+\Delta)=T_s(U_0,\ V_0)+\Delta(\partial T_s/\partial U+\partial T_s/\partial V)+(\Delta^2/2)(\partial^2T_s/\partial U^2+\partial^2T_s/\partial V^2+\partial^2T_s/\partial U\partial V)\ \cdots(14)$$

$$T_s(U_0+\Delta,\ V_0)=T_s(U_0,\ V_0)+\Delta(\partial T_s/\partial U)+(\Delta^2/2)(\partial^2T_s/\partial U^2)+\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

$$T_s(U_0,\ V_0+\Delta)=T_s(U_0,\ V_0)+\Delta(\partial T_s/\partial V)+(\Delta^2/2)(\partial^2T_s/\partial V^2)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(16)$$

(15)(16) 式に定数Cを乗じて (14) 式に加えると

$$T_s(U_0+\Delta,\ V_0+\Delta)+CT_s(U_0+\Delta,\ V_0)+CT_s(U_0,\ V_0+\Delta)=(1+2C)T_s(U_0,\ V_0)+(1+C)\Delta(\partial T_s/\partial U+\partial T_s/\partial V)+(\Delta^2/2)(1+C)(\partial^2T_s/\partial U^2+\partial^2Ts/\partial V^2)+\Delta^2(\partial^2T_s/\partial U\partial V)+\cdots\cdots\cdots(17)$$

(11) 式より

$$\partial T_s/\partial U+\partial T_s/\partial V=-(\partial^2T_s/\partial U\partial V)\ \cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

$$\partial^2T_s/\partial U^2+\partial^2T_s/\partial V^2=-2(\partial^2T_s/\partial U\partial V)-(\partial^3T_s/\partial U^2\partial V+\partial^3T_s/\partial U\partial V^2)\cdots\cdots\cdots(19)$$

(18) (19) 式を (17) 式に代入して

$$T_s(U_0+\Delta,\ V_0+\Delta)+CT_s(U_0+\Delta,\ V_0)+CT_s(U_0,\ V_0+\Delta)=(1+2C)T_s(U_0,\ V_0)-(1+C)\Delta(\partial^2T_s/\partial U\partial V)-(\Delta^2 2)(1+C)\{2(\partial^2T_s/\partial U\partial V)+(\partial^3T_s/\partial U^2\partial V+\partial^3T_s/\partial U\partial V^2)\}+\Delta^2(\partial^2Ts/\partial U\partial V)+\cdots\cdots\cdots\cdots(20)$$

いま微分項の3次以上を無視し,

$$(1+C)\Delta+(1+C)\Delta^2-\Delta^2=0$$

となるようにCを決めると

$$T_s(U_0+\Delta,\ V_0+\Delta)=(1+2C)Ts(U_0,\ V_0)-CT_s(U_0+\Delta,\ V_0)-CT_s(U_0,\ V_0+\Delta)\ \cdots\cdots(21)$$

初期条件は $U=0$ で

$$T_s=T_{g0}-(T_{g0}-T_{s0})e^{-v}\ \cdots\cdots\cdots\cdots(22)$$

$V=0$ では

$$T_s=T_{s0}\ \cdots\cdots\cdots\cdots(23)$$

一般に実験により heat front speed を測定する場合には, 最初高い温度の空気を送つて焼結ベッドにある程度の熱の蓄積を行なつた後に室温の空気を送り, 熱分布曲線の移動を測定する. この場合吸引空気の温度の変化があるが (22) (23) 式の初期条件を吸引空気の温度が一定の範囲について別々に計算すれば良い, Fig. 1 に計算例を二通り示す.

IV. 焼結ベッドへの適用

Heat front speed の測定は実験装置を検討中であるが, 試験焼結のデータで理論的な heat front speed の計算を行なつてみる.

$\rho_g=1{\cdot}293$	[kg/m³]	
$\rho_s=3{\cdot}300$	[kg/m³]	
$\varepsilon=0{\cdot}545$		
$\phi=0{\cdot}55$		
$G=4{\cdot}86\times10^3$	[kg/hr m²]	
$D_p=2\times10^3$	[m]	
$k_f=0{\cdot}06$	[kcal/m hr°C]	air at 400～500°C
$\mu=0{\cdot}108$	[kg/m. hr]	air at 400～500°C
$P_r=0{\cdot}7$		
$Q_p=6(1-\varepsilon)/(Dp\cdot\phi)=2{\cdot}48\times10^3$	[m²/m³]	
$\varepsilon(h_p\cdot D_p/k_f)=2{\cdot}0+0{\cdot}75\ (P_r)^{1/3}(D_pG/\mu)^{1/2}$		
$h_p=460$	[kcal/m²hr°C]	
$C_{pg}=0{\cdot}24$	[kcal/kg °C]	air
$C_{ps}=0{\cdot}20$	[kcal/kg °C]	

以上の数値を (1)(2) 式に代入すると (24)(25) 式が得られる.

$$(0{\cdot}24\ \mathrm{kcal/kg})(1{\cdot}293\ \mathrm{kg/m^3})(0{\cdot}545\ \partial T_g/\partial\tau)+(0{\cdot}24\ \mathrm{kcal/kg})(4{\cdot}86\times10^3\ \mathrm{kg/hr\ m^2})\cdot(\partial T_g/\partial z)=11{\cdot}4\times10^5(T_s-T_g)\cdots\cdots\cdots(24)$$

$$(0{\cdot}20\ \mathrm{kcal/kg})(1850\ \mathrm{kg/m^2})(\partial T_s/\partial\tau)=11{\cdot}4\times10^5\ (T_g-T_s)\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(25)$$

ここで, (24) 式の左辺第一項は (25) 式左辺と比べ非常に小さいので無視することができる. したがつて,

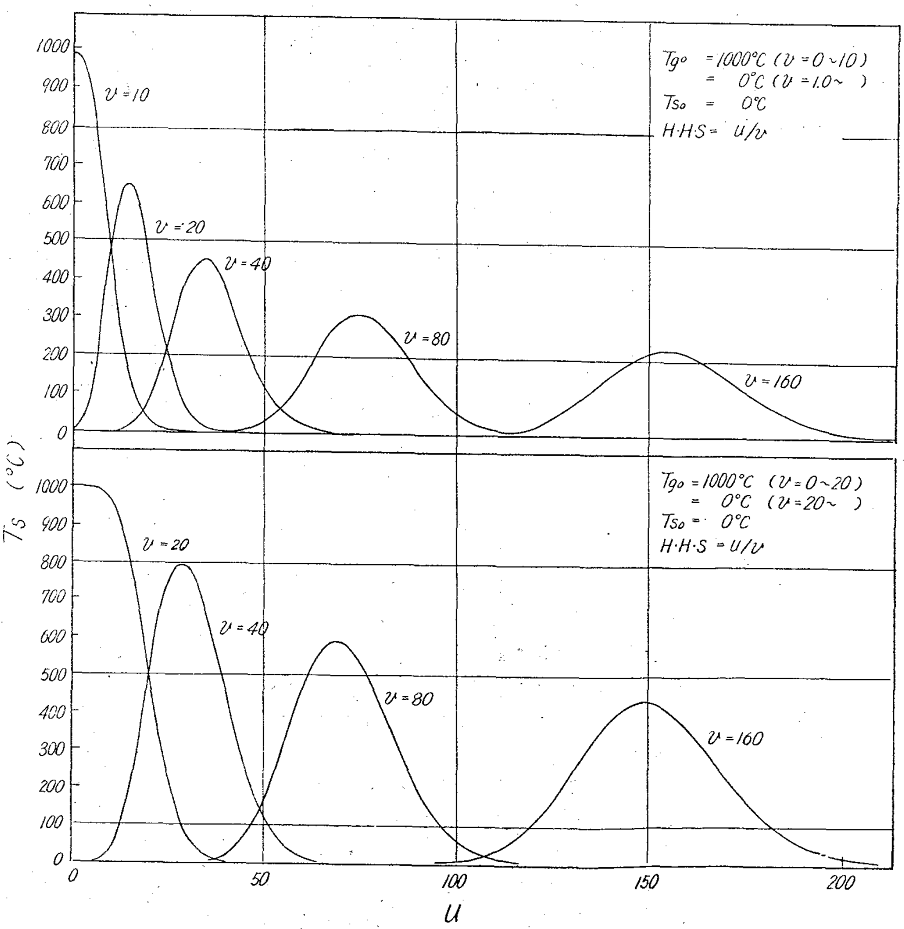

Fig. 1. Relation between Ts. U and V—1.

$U=0{\cdot}966\,z$ ……………………………………(26)

$V=0{\cdot}856\,\tau$ ……………………………………(27)

と考えても誤差はほとんど増加しない.

Fig. 1 によつて heat front speed (最高温度点の移動速度と定義しよう) を求めると 1·13 mm/sec となる. このときの焼結速度は 0·58 mm/sec であつた.

V. 焼結ベッド内の伝導および輻射の検討

充塡層内の熱伝導については数多くの研究がある. 充塡層を G. W. 式のものとして考えているので, 流れと直角方向の熱伝導は焼結機よりの熱損失を考慮することになるが, 大型焼結機の中央部ではほとんどこの影響はない.

流れ方向の熱伝導については H. SCHENCK ら[5] は重要性を強調しているが, 実測された熱伝導度は

$(P_e)h=D_pGC_{pg}/k_L\fallingdotseq 1$ すなわち $k_L=D_pGC_{pg}$

実際の数値を代入してみると

$k_L=2\times10^{-3}\times4{\cdot}86\times10^3\times0{\cdot}24$

$\fallingdotseq 2{\cdot}33$ kcal/m hr °C

となる.

熱伝導を考慮した熱バランスを考えると

$$-k_L(\partial^2T_g/\partial z^2)+C_{pg}\rho_g\varepsilon(\partial T_g/\partial\tau)+G\cdot C_{pg}(\partial T_g/\partial z)=A_ph_p(T_s-T_g) \quad \cdots(28)$$

実際の数値を代入してみると

$$-2{\cdot}33(\partial^2T_g/\partial z^2)+0{\cdot}17\,(\partial T_g/\partial\tau)-1850\,(\partial T_g/\partial z)=11{\cdot}4(T_s-T_g) \quad \cdots\cdots(29)$$

これより, 熱伝導の影響はそれほど大きくないと考えることができる. H. SCHENCK ら[5] は焼結ベッド中の heat front speed の測定結果から, 下層へ行くにしたがつて熱分布曲線が下に広がることを説明するために, 熱伝導度の影響を大きく評価しているが, 熱伝導を考慮しない筆者らの計算によつても, 下層における熱分布曲線は上下に広がることから, 彼等の計算の前提に問題があると考えられる.

充塡層内の輻射についてもやはり実測例[6] から, 伝導伝熱に対し輻射伝熱の比は大きくても 4～5 倍程度であることから熱伝導と同様に影響は小さいと考える.

粒子内伝導熱については同じ数値解析によつて検討されている[2]が

$\gamma=(D_p/2)(h_p/\lambda_s)/\{5+(h_p/\lambda_s)\}$ において

$1-\gamma\fallingdotseq 1$ であれば粒子内伝熱を無視できる.

実際の数値を入れて計算してみると

$\gamma=(2\times10^{-3}/2)(460/1)/(5+460/1)\fallingdotseq 10^{-3}$

(ここで鉱石の熱伝導度の測定値がないのでいろいろの鉱物の数値を考慮しほぼ 1 kcal/m hr°C とした) すなわち, 粒子内伝熱は無視できる.

VI 考察および結言

焼結ベッドにおける伝熱を検討する場合に粒子—流体間の熱伝達が主で, 各種の伝導熱および輻射伝熱を考えなくとも, 精度への影響は小さいと考えられる.

Heat front speed の計算は数値計算の結果求まるが, 2種類の計算結果から, 温度分布曲線の最高点がほぼ $U/V=1$ の点にあることが認められた, この数学的意味ははつきりしないが, この現象に普遍性があるとすれば Heat front speed は簡単に (30) 式から求まる.

$$(Z/\tau)=(C_{pg}G)/\{C_{ps}\rho_s(1-\varepsilon) \quad \cdots\cdots(30)$$

結果として,

i) Heat front speed は

a) ガスの比熱, ガスの比重およびガス流量に比例し,

b) 粒子の比熱, 粒子の比重および充塡率に反比例する.

ii) 熱伝達係数の heat front speed への影響はなく, ただ熱伝達係数の大きい場合には, 温度分布曲線の形状が鋭くなつてくる.

以上理論的に heat front speed および伝熱過程における層内温度分布の変化について検討したが, 今後, この結果の実験による確認, さらに燃料の燃焼を含む充塡層内熱伝導についての検討を進めたい.

記号

C_{pg}	Specific heat of gas	[kcal/kg °C]
C_{ps}	Specific heat of solid	[kcal/kg °C]
ρ_g	Density of gas	[kg/m³]
ρ_s	Density of solid	[kg/m³]
ε	Void fraction	
T_g	Temperature of gas	[°C]
T_s	Temperature of solid	[°C]
T_{g0}	Initial temperature of gas	[°C]
T_{s0}	Initial temperature of solid	[°C]
τ	Time	[hr]
Z	Distance in bed measured in direction of flow	[m]
A_p	External area of solid per unit volume	[m²/m³]
h_p	Heat transfer coefficient per unit area of solid	[kcal/m²hr°C]
ϕ	Shape factor	
D_p	Diameter of solid	[m]
kg	Thermal conductivity of motionless gas	[kcal/mhr°C]
μ	Viscosity of of gas	[kg/m hr]
P_r	Promdtle number	
$(P_e)h$	Peclet number for thermal conductivity	
k_L	Effective thermal conductivity in axial direction	[kcal/mhr°C]
λ_s	Thermal conductivity of solid	[kcal/mhr°C]

文献

1) P. M. REILLY, A. I. Ch. E. J. 3 (1957) p. 513/6

2) Y. SUGIYAMA and K. NAGASAKA Chem. Eng. (Japan) 22 (1958) 9 p. 547～554

3) Y. SUGIYAMA and K. NAGASAKA Ibid 23 (1959) 6 p. 374～380

4) M. KIMURA Ibid 25 (1961) 10 p. 742～746

5) H. SCHENCK, W. WENZEL und G. DIETRICH, Arch. Eisenhüttenw., 34 (1963) 7 p. 493～496

6) J. C. CHEN and S. W. CHURCHLL A. I. Ch. E. J. 9 (1963) 1 p. 35～41