

.....
 論 文

UDC 669.162.238.3

熱風炉におけるスタッガード・パラレル操業の理論解析*

堀尾 正靱**・丹羽 省三***・鞭 巖****

Theoretical Analysis of Staggerd-Parallel Operation in Hot-Blast Stoves

Masayuki HORIO, Syozo NIWA, and Iwao MUCHI

Synopsis:

Staggerd-parallel operation in hot-blast stove is theoretically investigated on the basis of both numerical and analytical methods. The effects of non-dimensional factors in the mathematical model on the longitudinal distribution of brick temperature and on the fractional distribution of blast to each stove have been evaluated by means of the numerical computations.

By applying the analogues method with the method used in the previous paper on the analysis of single blowing operation to a staggerd-parallel operation, the approximate solution and the necessary conditions relevant to a balanced cycle have been obtained. Although the analysis on a staggerd-parallel operation becomes rather difficult since the flow rate of air varies considerably during the cooling period, good agreements between the results obtained from the approximate solution and those from the numerical computation have been found.

Several diagrams to be available for the rational stove design are drawn up on the basis of approximate solution mentioned above.

(Received July 9, 1973)

1. 緒 言

高炉への高温送風を目的として、近年、熱風炉操業にスタッガード・パラレル方式が採用されつつある。スタッガード・パラレル方式においては、4基の熱風炉のうち、たえず2基の熱風炉が高炉への送風を行なうように、おのおのの炉の内部状態の位相を1/4周期ずつずらして操業が行なわれる。送風中の2つの熱風炉に送られる空気流量の分配率は、おのおのの炉から得られる高温の空気を混合したときに、高炉への所定の送風温度が得られるように制御されている。従来のシングル送風操業では冷風のバイパス流量を制御することによつて所定の送風温度を維持しているが、スタッガード・パラレル方式の場合には、原則として、冷風バイパスを行なわないので、シングル送風の場合よりも高温の空気を高炉に供給することが可能になる。

スタッガード・パラレル操業についての報告には、実操業の成績に関する報告や^{1)~4)}、本方式に固有の制御方法や切換時間の決定法に関する報告^{4)~6)}および、数値解析に基づく研究^{7)~9)}がある。最近、KWAKERNAAKら⁸⁾は切換の周期が熱効率に及ぼす効果について検討し、熱風

炉におけるスタッガード・パラレル操業の最適化を試みている。ZUIDEMA⁹⁾は高炉への送風条件が変更された場合の非定常的な操業法について検討している。しかし、スタッガード・パラレル操業についての研究は、シングル送風についての研究にくらべて、まだきわめて少なく、この操業方式の特性についての広い定量的な検討や解析的取り扱いについては試みられていない。

本研究では、まず、スタッガード・パラレル操業の特性を知るために、基本的な無次元諸因子がレンガ温度の軸方向分布や、空気流量の分配率(無次元空気流量)の時間的変化に及ぼす影響を、電子計算機(名古屋大学 FACOM 230-60)を用いた数値解析によつて調べ、つぎに、ここで得られた知見に基づいて、シングル送風の場合についての既報¹⁰⁾¹¹⁾の理論解析の手法をスタッガード・パラレル操業の場合に拡張する。この解析はシングル送風の場合よりも煩雑にはなるが、スタッガード・パラ

* 昭和47年4月本会講演大会にて発表

昭和48年7月9日受付

** 名古屋大学

*** 名古屋大学(現在:三菱重工業)

**** 名古屋大学 工博

レル操作の場合にも、シングル送風について得られた近似解に類似の簡便な解を最終結果として示すことができた。

2. スタッガード・パラレル操作の特性

2.1 基礎式と境界条件

おのおのの熱風炉についての熱収支に基づいて得られる基礎式は、シングル送風の場合と同じで、(1), (2)式のように表わされる。

$$\partial t / \partial \tau = HA(T-t) \dots\dots\dots (1)$$

$$\partial T / \partial \zeta = (A/\sigma)(t-T) \dots\dots\dots (2)$$

ここに t および T は、それぞれ、レンガおよびガスの無次元温度であり、 $t = (t' - T_a') / (T_g' - T_a')$, $T = (T' - T_a') / (T_g' - T_a')$ である。 $\zeta = z/L$ は蓄熱レンガ積み下端から上方への無次元高さを、 $\tau = \theta/\theta_c$ は放熱期の長さ θ_c を用いて無次元化された無次元時間を示す。

無次元パラメータ H と A は、それぞれ放熱期と蓄熱期について添字 c と h を付けて区別するものとする。 $H(H_c, H_h)$ は、各期間に流れたガスの熱容量の積算値とレンガ積みの全熱容量との比を表わす。 $A(A_c, A_h)$ は、各期間に対応する修正スタントン数で、伝熱係数と伝熱面積の積に比例し、ガスの流量に反比例する。

スタッガード・パラレル操作の概要を Fig. 1 に示す。4基の炉の内部状態が位相の差を除いてまったく同じであると仮定すれば、解析は1基の炉の1サイクルの期間について行なうだけでよい。いま、Fig. 1の第1番目の熱風炉に着目して、放熱期 (CP: cooling period) の始点において $\tau = 0$ であつたとすれば、放熱期は $\tau = 1$ のときに終了し、蓄熱期 (HP: heating period) に入る。蓄熱期の長さ θ_h は、4基の炉から成るシステムでは、理想的な場合には $\theta_h = \theta_c$ となるが、実際には切換に要する時間のために、 $\theta_h < \theta_c$ とするのが通例である。ここで、両期間の長さの比を(3)式のように γ とおく。

$$\gamma \equiv \theta_h / \theta_c \leq 1 \dots\dots\dots (3)$$

このとき、蓄熱期は、 $\tau = -(1+\gamma)/2 \sim -(1-\gamma)/2$, $(3-\gamma)/2 \sim (3+\gamma)/2$ の期間となる。 γ は操作変数とみなして意識的に変更することができる。

(2)式中の σ はガスの流れの方向と流量とを示すパラメータで、放熱期と蓄熱期について、それぞれ(4a), (4b)式のように定義される。

$$\sigma = \begin{cases} u^{(i)}(\tau) & \text{(CP) } \dots\dots\dots (4a) \\ -1 & \text{(HP) } \dots\dots\dots (4b) \end{cases}$$

ただし $u^{(i)}(\tau)$ は高炉への送風量を W_{bt} とし、時刻 τ に i 番目の熱風炉を流れる空気の流れを $W_a^{(i)}(\tau)$ とするとき、(5)式で定義される無次元空気流量である。

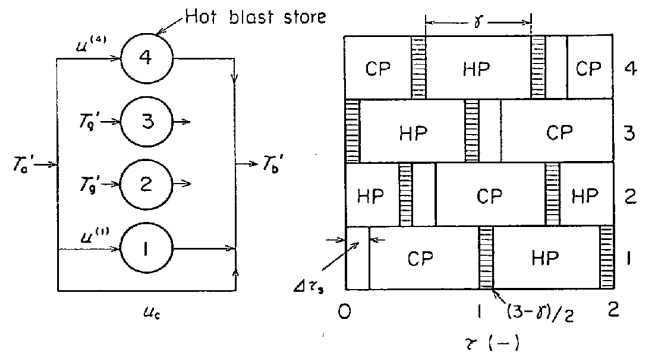


Fig. 1. Illustration of staggered-parallel operation.

$$u^{(i)}(\tau) = W_a^{(i)}(\tau) / W_{bt} \dots\dots\dots (5)$$

いま、4基の炉に Fig. 1 に示すような 1~4 の番号を付け、(1, 2) → (2, 3) → (3, 4) → (4, 1) の組み合わせで送風を行なうものとする。一般に、(j, i) の組の2基の炉が放熱期の状態にあるとき、 $u^{(i)}$, $u^{(j)}$ は(6)~(8)式で決定される。

$$u^{(i)} + u^{(j)} + u_c = 1 \dots\dots\dots (6)$$

$$u^{(i)} \cdot u^{(j)} \cdot u_c = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$u^{(i)} T_{c1}^{(i)} + u^{(j)} T_{c1}^{(j)} = T_b \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 u_c はバイパスされる冷風の無次元流量を示す。また、(7)式は、 $u^{(i)}$, $u^{(j)}$, u_c のうち、少なくともいずれか1個は常に0であることを条件づけている式である*。

いま、かりに冷風のバイパス流量 u_c を0としておいて、 $u^{(i)}$ を0~1の間で任意に変化させて(8)式の左辺を計算したとする。そのさい、常に(8)式左辺 $> T_b$ となるとき、すなわち、 $u^{(i)}$ の任意の値に対しておのおのの炉の出口空気温度 $T_{c1}^{(i)}$, $T_{c1}^{(j)}$ が、つねに T_b よりも大きい場合には、パラレル送風のままで指定送風温度を実現することはできない。このような場合には冷風のバイパスが必要で、(6)~(8)式から得られる。 $u^{(i)}$, $u^{(j)}$, u_c は(9)式のように、シングル送風の場合と同じになる。

$$u^{(i)} = 0, u^{(j)} = T_b / T_{c1}^{(j)}, u_c = 1 - u^{(j)} \dots\dots\dots (9)$$

境界条件は、端末部についての(10), (11)式のほか、周期的平衡が成り立つための条件(12)式で示される。

$$T(\tau, 0) \equiv T_{c0} = 0 \quad \text{(CP) } \dots\dots\dots (10)$$

$$T(\tau, 1) \equiv T_{h1} = 1 \quad \text{(HP) } \dots\dots\dots (11)$$

$$t^{(i)}(\tau + 0.5) = t^{(j)}(\tau), T^{(i)}(\tau + 0.5) = T^{(j)}(\tau),$$

$$u^{(i)}(\tau + 0.5) = u^{(j)}(\tau),$$

$$(i = j + 1 \text{ ただし, } j = 4 \text{ のときは } i = 1) \dots\dots\dots (12)$$

i, j の添字は、以下の解析では、炉番号を指定する必

* $u^{(i)} \cdot u^{(j)} \cdot u_c \neq 0$ の操作も可能であるが、ここでは簡単のために(7)式を仮定した。

要がないかぎり省略する。

2.2 熱効率

各期間の熱効率は(13), (14)式で定義される。

$$\eta_c \equiv \frac{\int_{CP} c_a W_a(\theta) \cdot (T_{cl}'(\theta) - T_a') d\theta}{\int_{CP} c_a W_a(\theta) \cdot (T_g' - T_a') d\theta}$$

$$= \frac{1}{\bar{u}} \int_0^1 u(\tau) \cdot T_{cl}(\tau) d\tau = \frac{\bar{u} T_{cl}}{\bar{u}} \dots (13)$$

$$\eta_h \equiv \frac{\int_{HP} c_g W_g (T_g' - T_{ho}'(\theta)) d\theta}{\int_{HP} c_g W_g (T_g' - T_a') d\theta} = 1 - \bar{T}_{ho} \dots (14)$$

ここで, \bar{u} , $\bar{u} T_{cl}$, \bar{T}_{ho} は, u , $u \cdot T_{cl}$, および T_{ho} の時間平均値である。(6)~(8)式, および(12)式を考慮すると, (13)式は以下のように変形されて(15)式が得られる。

$$\eta_c = \int_0^1 u(\tau) \cdot T_{cl}(\tau) d\tau / \bar{u}$$

$$= \int_0^{0.5} \{u^{(i)}(\tau) \cdot T_{cl}^{(i)}(\tau) + u^{(i)}(\tau + 0.5) \cdot T_{cl}^{(i)}(\tau + 0.5)\} d\tau / \bar{u}$$

$$= \int_0^{0.5} \{u^{(i)}(\tau) T_{cl}^{(i)}(\tau) + u^{(j)}(\tau) \cdot T_{cl}^{(j)}(\tau)\} d\tau / \bar{u}$$

$$= \int_0^{0.5} T_b d\tau / \bar{u}$$

$$\therefore \eta_c = \bar{u} T_{cl} / \bar{u} = T_b / 2\bar{u} \dots (15)$$

両期間を通じて総括収支を行なうことにより, \bar{T}_{ho} に

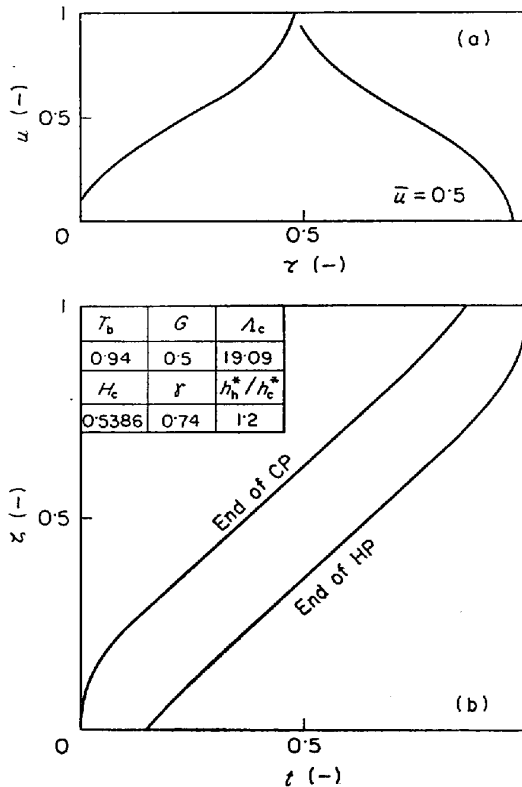


Fig. 2. Illustration of a balanced-cycle operation when $G=0.5$.
 (a) flow rate of air, u vs. non-dimensional time, τ ;
 (b) longitudinal distribution of brick temperatures, t .

ついて(16)式が得られるから, η_h は(17)式のように書ける。

$$\bar{T}_{ho} = 1 - T_b / 2G \dots (16)$$

$$\eta_h = T_b / 2G \dots (17)$$

ここで, G は両期間の熱流比であり, (18)式で定義される。

$$G \equiv W_g c_g \theta_h / W_{bt} c_a = H_h \gamma / H_c \dots (18)$$

(18)式中の W_g は1つの熱風炉における燃焼生成ガスの流量であり, W_{bt} は高炉への全送風量である, したがって, このように定義した熱流比 G の値はシングル送風のとときに比べると約 1/2 になる。このことを考慮すれば, η_c と η_h についての(15), (17)式は, シングル送風の場合の結果と同じであることがわかる。さらに, 前報¹⁰⁾¹¹⁾にひきつづいて, $\bar{u}=G$ の場合をつりあいサイクルと呼ぶとき, スタaggerド・パラレル操業の場合でもシングル送風の場合と同様に, つりあいサイクルでは, $\eta_c = \eta_h = \eta$ となる。

2.3 スタaggerド・パラレル操業の特性

スタaggerド・パラレル操業の特性を知るために 2.1 で展開した基礎式と境界条件に基づいて, 電子計算機による数値解を求めた。 $G=0.5$ と $G=0.498$ の場合について, つりあいサイクル操業の計算結果を Fig. 2 と Fig. 3 に例示する。 Fig. 4 は, Fig. 2 の場合におけるレンガ

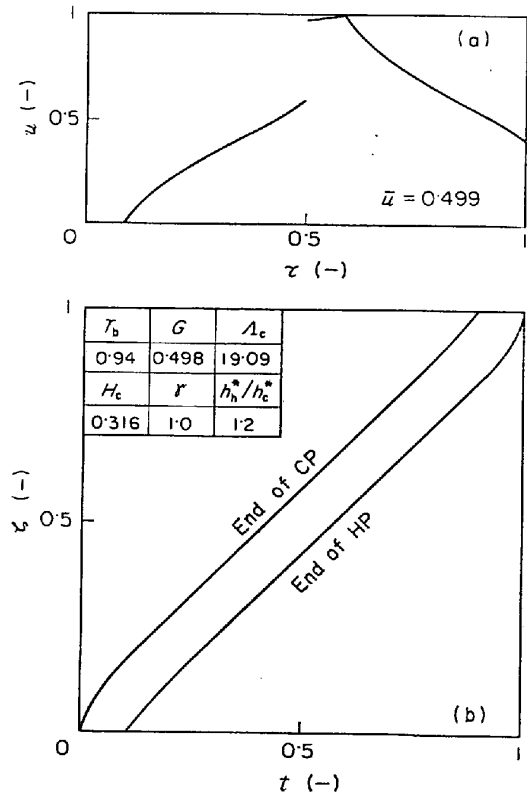


Fig. 3. Illustration of a balanced-cycle operation when $G<0.5$.

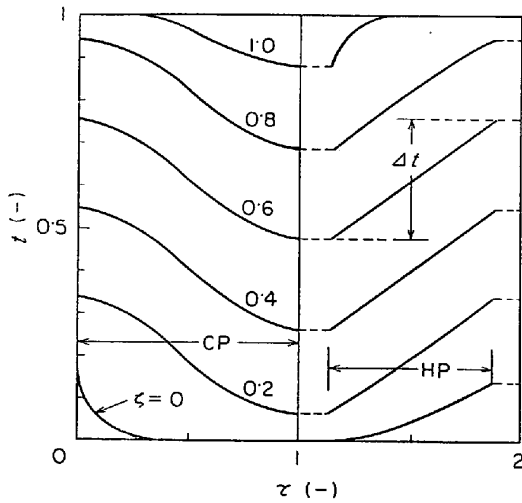


Fig. 4. Transient behavior of brick temperatures in staggerd-parallel operation, where the operating conditions are the same as those shown in Fig. 2.

温度の時間的変化を示したものである。

スタッガード・パラレル操業の放熱期においては、炉内を流れる空気の流量 u が時間的に変化するため、レンガ温度の時間的変化は直線的でなく、Fig. 4 に示すような S 字状になる。しかし、蓄熱期においては、ガス流量を一定と仮定したため、シングル送風の場合と同様に、直線的な変化が得られている。

さて、シングル送風期間を $\Delta\tau_s$ とするとき、空気流量の時間平均値 \bar{u} は、(6)式、(12)式を考慮して(19)式のように書ける。

$$\bar{u} \equiv \int_0^1 u(\tau) d\tau = \int_{\Delta\tau_s}^{0.5} \{u(\tau) + u(\tau + 0.5)\} d\tau + \int_{0.5}^{0.5 + \Delta\tau_s} u(\tau) d\tau$$

$$\therefore \bar{u} = 0.5 - \Delta\tau_s + \int_{0.5}^{0.5 + \Delta\tau_s} u(\tau) d\tau \dots\dots\dots (19)$$

シングル送風期間の間は $u(\tau) \leq 1$ であるから、(19)式右辺の積分の値は $\Delta\tau_s$ よりも小さな値になる。したがって、シングル送風の期間が存在する場合には $\bar{u} < 0.5$ でなければならない。 $\Delta\tau_s = 0$ の場合には $\bar{u} = 0.5$ となる。スタッガード・パラレル操業の利点を最大限生かすためには $\Delta\tau_s = 0$ となるような操業を行なうことが望ましいが、このような場合につりあいサイクル操業を行なうためには $G = 0.5$ でなければならない。

Fig. 2 の計算条件のまわりで、操作条件に対応する無次元因子 (G, H_c, T_b, γ, A_c) を変化させた場合の効果それぞれ Fig. 5~7 に示す。各無次元因子の効果はシングル送風の場合¹¹⁾と同様の傾向になるが、スタッガード・パラレル操業においては、各無次元因子の変化に伴ってシングル送風期間の長さ $\Delta\tau_s$ が敏感に変動する

ことが大きな特徴である。

Fig. 5, 6 からわかるように、 G と H_c が変化した場合には、軸方向温度分布に顕著な影響が見られるが、 T_b, γ, A_c が変化した場合には軸方向温度分布の変化は比較的僅少になるので Fig. 7 では図示を省略している。

H_c 以外のパラメータが変化した場合には総括熱収支が影響を受けるため、空気流量 u の時間的変化のパターンが大きく変化し、シングル送風期間の長さが大幅に変動する。1 サイクルの長さを変化させた場合には、 H_c だけが単独に変化するが、この場合にはレソガ温度の振幅が変化するだけで、 $u(\tau)$ のパターンには大きな変化が見られない。このことは、全体の熱収支を乱さずにサイクルの長さのある程度自由に变化させることができることを示している。

Fig. 5 の $G = 0.49$ の場合のように、 τ が 0.5 になる以前に u の値が 1 になる場合には、シングル送風の期間においてもはや指定送風温度 T_b が維持されていない。Fig. 3 のように τ が 0.5 を過ぎてから u の値が 1 になる場合には、シングル送風の期間に、バイパスされた冷風を混入することによって指定送風温度が維持されるが、パラレル送風の利点を生かすためにはシングル送風

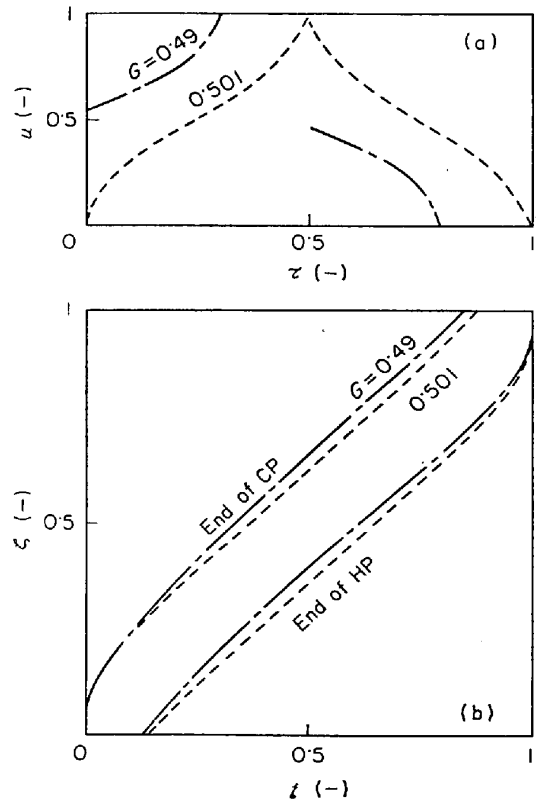


Fig. 5. Effects of thermal capacity flow ratio $G (= W_{gc}c_g\theta_b/W_{bt}c_a\theta_c)$, where the values of the other conditions exclusive of G are the same as those adopted in Fig. 2.

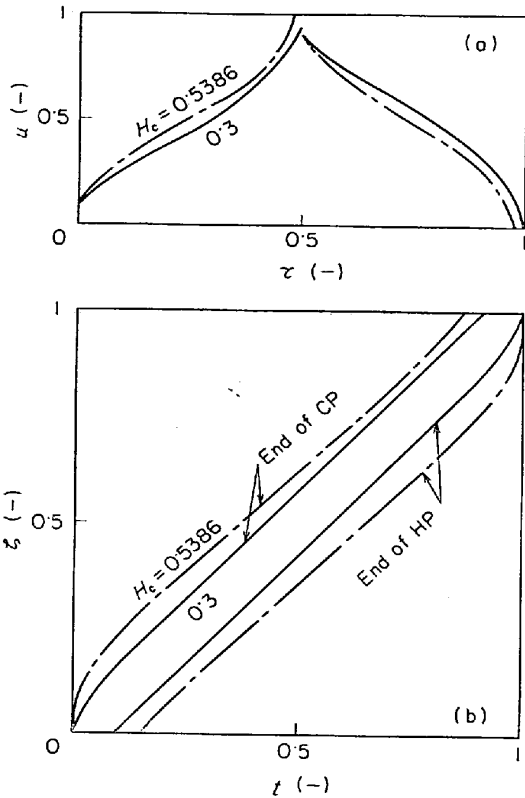


Fig. 6. Effects of $H_c (= W_{b1}c_a\theta_c/Mc_s)$, Where the values of the other conditions exclusive of H_c are the same as those adopted in Fig. 2.

の期間 $4\tau_s$ は短いことが望ましい。したがって、スタaggerド・パラレル操業においては、實際上、操業条件を変動させることのできる範囲はかなり狭いことが推察される。

なお、ここで採用した計算法については付録1で述べる。

3. つりあいサイクルの近似解

前報¹¹⁾で示したように、熱流比 G を減少させると蓄熱期の熱効果 η_h はゆるやかに1に漸近するが、放熱期の熱効率 η_c は急激に減少する。また、 G を増大させると逆の結果が得られる。したがって、熱風炉における最適操業条件は、 $\eta_c = \eta_h$ となるつりあいサイクルの操業条件の近傍に存在するものと考えてよい。このため、熱風炉の装置設計や操作条件の決定を、解析の容易なつりあいサイクル操業を基準にして行なうことは十分実際的であると考えられる。

とくに、スタaggerド・パラレル操業の長所が生かせるような操業条件は、2・3 で送ったように比較的狭い範囲にあるため、スタaggerド・パラレル操業におけるつりあいサイクル操業の解析は、シングル送風操業の場合よりもさらに重要になると考えられる。そこで、以下

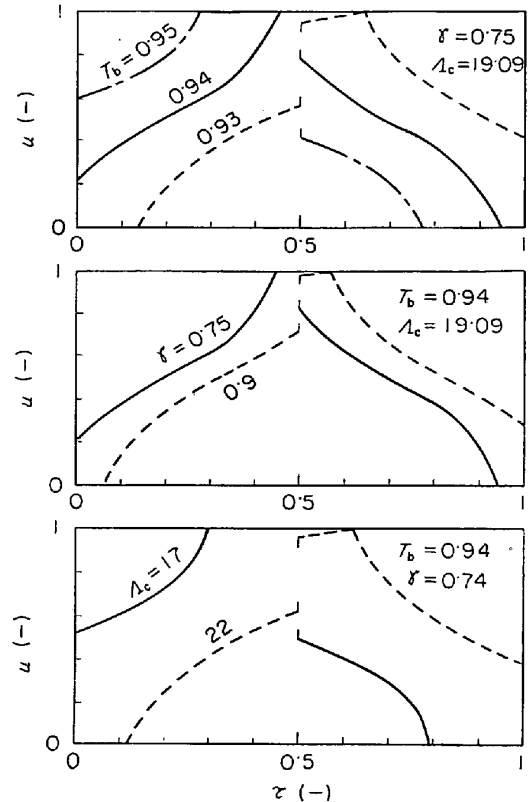


Fig. 7. Effects of non-dimensional blast temperature, T_b , ratio of the length of HP to the length of CP, γ , modified Stanton number, Λ_c .

に、シングル送風の場合についての既報¹⁰⁾¹¹⁾の解析をスタaggerド・パラレル操業の場合に拡張する。

3.1 軸方向温度分布が直線的になるための条件

シングル送風の場合には、つりあいサイクルにおいて軸方向温度分布が端末部分を除く大部分の領域で直線的になることを示したが、以下に示すように、スタaggerド・パラレル操業においても同じ結論が得られる。

(1), (2)式から T または t を消去すると(20)式が得られる。

$$\frac{\sigma}{A} \frac{\partial^2 X}{\partial \tau \partial \zeta} + \sigma H \frac{\partial X}{\partial \zeta} + \frac{\partial X}{\partial \tau} = 0$$

($X \equiv t, T$) (20)

レンガ温度の軸方向分布が直線的になっている場合には(20)式の2次偏導関数は0となる(付録2参照)から σ に(4a), (4b)式を代入して整理すると、放熱期には(21)式、蓄熱期には(22)式が成立する。

$$\frac{\partial t}{\partial \zeta} = -(1/uH_c) (\partial t / \partial \tau) = \text{const. (CP, } \zeta \epsilon D_L)$$

..... (21)

$$\frac{\partial t}{\partial \zeta} = (1/H_h) (\partial t / \partial \tau) = \text{const. (HP, } \zeta \epsilon D_L)$$

..... (22)

ただし、 D_L は温度分布が軸方向に直線的であるような領域を示す。

(21)式からわかるように、放熱期におけるレンガ温度の変化速度 $(\partial t/\partial \tau)$ は u に比例する。そこで、直線の分布の部分におけるレンガ温度の振幅 Δt を(23)式のように定義すると、 $(\partial t/\partial \tau)$ は(24)式のように書ける。

$$\Delta t \equiv \int_0^1 (\partial t/\partial \tau) d\tau \quad (\zeta \in D_L) \dots\dots\dots (23)$$

$$\partial t/\partial \tau = -\Delta t \cdot u(\tau)/\bar{u} \quad (CP, \zeta \in D_L) \dots\dots\dots (24)$$

シングル送風の場合には、 u の変化幅が小さいため、 $u = \bar{u}$ とみなして $(\partial t/\partial \tau) = \text{const.}$ として解析することができたが、パラレル送風の場合には(24)式のように u の時間変化の効果を考慮する必要がある。

蓄熱期については、ガス流量の変化が小さいものとする、(25)式が得られる。

$$\partial t/\partial \tau = \Delta t/\gamma \quad (HP, \zeta \in D_L) \dots\dots\dots (25)$$

軸方向の温度勾配 $(\partial t/\partial \zeta)$ は、(21)、(24)式、および、(22)、(25)式から、放熱期と蓄熱期について、それぞれ(26)、(27)式のようになる。

$$\partial t/\partial \zeta = \Delta t/\bar{u} H_c \quad (CP, \zeta \in D_L) \dots\dots\dots (26)$$

$$\partial t/\partial \zeta = \Delta t/\gamma H_h \quad (HP, \zeta \in D_L) \dots\dots\dots (27)$$

周期的平衡状態においては $(\partial t/\partial \zeta)$ は両期間を通じて一定でなければならないから、(26)、(27)式の右辺を等置すると(28)式が得られる。

$$\bar{u} = \gamma H_h/H_c = G \dots\dots\dots (28)$$

すなわち、軸方向温度分布が直線的であるための条件は、パラレル送風の場合のように流量変化の大きな場合でも、流量変化の小さい場合と同様に(28)式の形になる。

3.2 Δt の推算

(23)式で定義した Δt を求める問題は、シングル送風の場合と同じく、有効高さ $\Delta \zeta_e$ を求める問題に帰着する。 $\Delta \zeta_e$ は(29)式で定義される。

$$\Delta \zeta_e \equiv Q/\Delta t \dots\dots\dots (29)$$

ただし、 Q は1サイクルの間に蓄積・放出される熱量を無次元化した量で、(30)式に示されるように、放熱期の最初の時点でのレンガ温度の分布曲線と、終点での分布曲線との間にはさまれる部分の面積である。

$$Q \equiv \int_0^1 \{t(0, \zeta) - t(1, \zeta)\} d\zeta \dots\dots\dots (30)$$

レンガ温度の軸方向平均値 $t_m(\tau) \equiv \int_0^1 t(\tau, \zeta) d\zeta$ を用いて(30)式を書きかえると(31)式が得られる。

$$Q = -\int_0^1 (\partial t_m/\partial \tau) d\tau \dots\dots\dots (31)$$

ここで、(1)、(2)式を ζ について $0 \sim 1$ の間で定積分して整理すると、 k 番目の炉の放熱期について(32)式が書ける。

$$dt_m^{(k)}/d\tau = -H_c u^{(k)} T_{c1}^{(k)} \quad (k=i, j) \dots\dots\dots (32)$$

(32)式を(8)式に代入すれば(33)式となる。

$$d(t_m^{(i)} + t_m^{(j)})/d\tau = -H_c T_b \dots\dots\dots (33)$$

さて、(31)式右辺の定積分は(12)式を用いて(34)式のように書きかえられるから、(33)式を(34)式に代入して Q と Δt を求めると(35)、(36)式が得られる。

$$\begin{aligned} \int_0^1 (\partial t_m^{(i)}/\partial \tau) d\tau &= \int_0^{0.5} [\partial \{t_m^{(i)}(\tau) + t_m^{(i)}(\tau+0.5)\}/\partial \tau] d\tau \\ &= \int_0^{0.5} [\partial \{t_m^{(i)}(\tau) + t_m^{(j)}(\tau)\}/\partial \tau] d\tau \dots\dots (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \therefore Q &= -\int_0^1 (\partial t_m/\partial \tau) d\tau \\ &= -\int_0^{0.5} (-H_c T_b) d\tau = H_c T_b/2 \dots\dots\dots (35) \end{aligned}$$

$$\Delta t = H_c T_b/2 \Delta \zeta_e \dots\dots\dots (36)$$

したがって、 $\Delta \zeta_e$ が与えられた場合、以上の解析から Δt 、 $(\partial t/\partial \tau)$ 、 $(\partial t/\partial \zeta)$ を計算することが可能になり、さらに、(1)式から固気間温度差 $(T-t)$ を求めることもできる。有効高さ $\Delta \zeta_e$ は、流量変化の大きな場合には(37)式で与えられる(付録3参照)。

$$\Delta \zeta_e = \frac{T_b}{2A_c} \cdot \frac{\alpha - 1 + \bar{u}^2/G^2}{1 - \eta + \bar{u}t_c/G - \bar{t}_h} \dots\dots\dots (37)$$

ここで、蓄熱期のガスの時間平均温度とガスの時間平均温度との差を推進力とみなしたときに定義されるみかけの総括伝熱係数 U を(38)式で定義するとき、(37)式中の α は(39)式のように定義される。

$$\begin{aligned} 1/U &\equiv (1/h_c^* \theta_c + 1/h_h^* \theta_h) (\theta_c + \theta_h) \\ &= (1/h_c^* + 1/h_h^* \gamma) (1 + \gamma) \dots\dots\dots (38) \end{aligned}$$

$$\alpha \equiv (h_c^*/U)/(1 + \gamma) = 1 + 1/(\gamma h_h^*/h_c^*) \dots\dots\dots (39)$$

また、(37)式中の η はつまりあいサイクルにおける効率で、 $\eta = \eta_h = \eta_c = T_b/2G$ である。

(37)式は、 u の時間的変化が少ない場合のように(40)式の仮定が許される場合には、シングル送風の場合と同じ(41)式に帰着する。

$$\bar{u}^2 \equiv \int_0^1 u^2 d\tau = (\bar{u})^2 = G^2, \quad \bar{u}t_c/G = \bar{t}_h \dots\dots\dots (40)$$

$$\Delta \zeta_e = \alpha T_b/2A_c(1 - \eta) \dots\dots\dots (41)$$

$u(\tau)$ が(42)式のような折線で近似できる場合には、 $\Delta \zeta_e$ は(43)式のように $1/3\alpha$ の割合だけ大きな値になる。

$$u(\tau) = \begin{cases} 2\tau & (\tau = 0 \sim 0.5) \\ 2(1 - \tau) & (\tau = 0.5 \sim 1) \end{cases} \dots\dots\dots (42)$$

$$\Delta \zeta_e = \frac{\alpha T_b}{2A_c(1 - \eta)} \left(1 + \frac{1}{3\alpha}\right) \dots\dots\dots (43)$$

このとき、 $\bar{u}^2 = 1/3$ である。

ここで、補正係数 ξ を導入して $\Delta \zeta_e$ を(44)式のように表わすことにする。

$$\Delta \zeta_e = \xi \cdot \Delta \zeta_e(\text{single}) = \alpha T_b \xi/2A_c(1 - \eta) \dots\dots\dots (44)$$

前述の(41)式は $\xi = 1$ の場合であり、(43)式は $\xi = 1 + 1/3\alpha$ の場合に相当する。後述の数値解の結果(Table 1中の ξ の値)から、実際の ξ の値は、1 と $1 + 1/3\alpha$ の

中間になる場合が多いことがわかる。

3.3 両端の境界条件を満足するための条件

温度分布についての解を確定するためには、さらに、蓄熱室の上端および下端での境界条件(10)、(11)式を考慮した解析が必要である。このさい、シングル送風の場合の解析¹⁰⁾と同様に、(10)、(11)式を直接用いるのではなく、空気と燃焼生成ガスそれぞれの出口温度の時間平均値を表わす(15)、(16)式を利用して、端末部分におけるレンガ温度 $t_1^*(=t(\zeta=1, \tau=1))$ と $t_0^*(=t(\tau=0, \zeta=0))$ を求める手法を採用する。

3.3.1 t_1^* の推算

放熱期の終点における蓄熱室上端のレンガ温度 t_1^* を求める際に、スタッガード・パラレル操業では、Fig. 4 に示したように u の時間的変化に伴ってレンガ温度 t が S 字状に変化するため、シングル送風の解析で行なったように空気の出口温度 T_{c1} の時間的変化を τ の 1 次式で近似することはできない。しかし、温度分布が直線的な領域で(24)式が成り立つことに着目し、新たな変数 x を(45)式で定義すると、レンガ温度 t と x との間には(46)式の直線関係が成立する。

$$x \equiv \int_0^\tau (u/G) d\tau \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$t(\tau, \zeta) = t^0(\zeta) - \Delta t \cdot x \quad (\text{CP}, \zeta \epsilon D_L) \quad \dots\dots\dots (46)$$

Fig. 8 に、炉内の種々の高さにおけるレンガ温度 t と x との関係を示す。 $\zeta = 1$ の近傍では、(11)式の境界条件によるレンガ温度の軸方向分布の非直線性に伴い、放熱期の初期にはレンガ温度は $t = 1$ のままあまり変化せず、放熱期の末期になると(46)式と類似の変化を示す

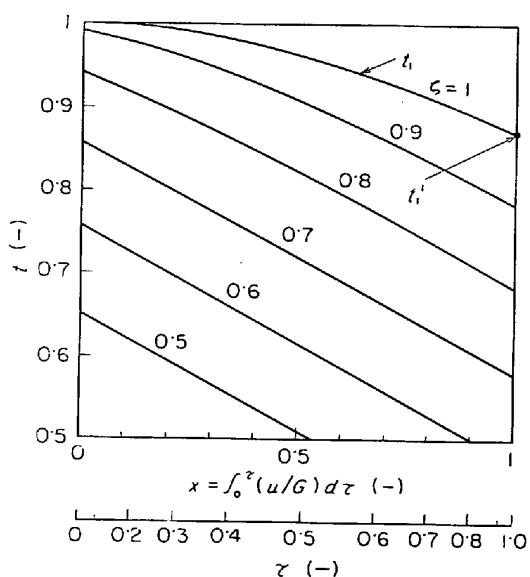


Fig. 8. Brick temperatures, t vs. x , where the operating conditions are the same as those shown in Fig. 2.

ようになる。

そこで、 $t_1 (=t(\tau, 1))$ を τ の関数として近似する代わりに、 x の 2 次式として、(47)式のように近似する。

$$t_1 = 1 - bx - ax^2 \quad \dots\dots\dots (47)$$

(47)式の係数 a 、 b を決定するためには、条件式が 2 個必要である。まず、放熱期の末期においては、 t_1 と x の関係は、前述のように(46)式に類似の直線的变化を示すので、(48)式が書けるものとする。

$$(dt_1/dx)_{x=1} = -(2a+b) = -\Delta t \quad \dots\dots\dots (48)$$

また、(1)式を変形すると、 $\zeta = 1$ の地点において(49)式が得られが、(49)式の両辺に (u/G) をかけて、 $\tau = 0 \sim 1$ の区間で積分すると(50)式が書ける。

$$T_{c1} = t_1 + (1/H_c A_c) (dt_1/d\tau) \quad \dots\dots\dots (49)$$

$$\int_0^1 (u T_{c1}/G) d\tau = \int_0^1 (u/G) t_1 d\tau + (1/H_c A_c) \int_0^1 (u/G) (dt_1/d\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (50)$$

(15)式より $\overline{u T_{c1}} = \bar{u} \eta_c = G \eta$ であるから、(50)式の左辺は η に等しい。また、右辺第 1 項は(45)、(47)式を代入することにより、(51 a)式のように積分される。

$$\int_0^1 (u/G) t_1 d\tau = \int_0^1 (1 - bx - ax^2) dx = 1 - b/2 - a/3 \quad \dots\dots\dots (51 a)$$

(50)式の右辺第 2 項は、解析を容易にするために、 u の非直線的な時間的変化が(42)式のように折線近似できるものとするれば、近似的に積分が実行できて(51 b)式ようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H_c A_c} \int_0^1 \frac{u}{G} \frac{dt_1}{d\tau} d\tau \\ &= \frac{1}{H_c A_c} \left[t_1 \frac{u}{G} \int_0^1 - \frac{1}{G} \int_0^1 \frac{du}{d\tau} t_1 d\tau \right] \\ &= -2(a+b)/3GH_c A_c \quad \dots\dots\dots (51 b) \end{aligned}$$

(51a, b)式を(50)式に代入すると(52)式が得られる。

$$\eta = 1 - b(1/2 + 1/1.5GH_c A_c) - (a/3)8(1 + 2/GH_c A_c) \quad \dots\dots\dots (52)$$

(47)、(48)、(52)式から、 $\tau = 1$ (このとき $x = 1$) における t_1 の値 (t_1^*) について(53)式が得られる。

$$t_1^* = 1 - \frac{1.5(1 - \eta + \Delta t/6)}{1 + 1/GH_c A_c} \quad \dots\dots\dots (53)$$

(47)式の代わりに他の類似の形の近似式を用いたときにも、(53)式に類似の結果が得られるが、付録 4 に示すように、(47)式による近似が、種々の場合を通じて最も妥当な値を与える。

3.3.2 t_0^* の推算

t_0^* は、蓄熱期において、出口ガス温度の平均値が(16)式を満足しなければならないという条件に基づいて決定できる。燃焼生成ガスの流量が変化しない場合には、レ

ンガ温度は末端部分を除き τ について直線的に変化する。 $\zeta = 0$ の近傍では、蓄熱期の初期において t は $t = 0$ のままほとんど変化しないが、次第に、中央の部分と同様の直線的変化に移行する。そこで、 $\zeta = 0$ におけるレンガが温度 $t_0 (=t(\tau, 0))$ の時間的変化を(54)式のように近似する。

$$t_0 = a\tau'^2 + b\tau' \dots\dots\dots (54)$$

ただし、 τ' は蓄熱期の始点を 0 としたときの無次元時間を表わす。 t_0 について(53)式を導いたときと同様に(48)式に対応する式として(55)式が、(52)式に対応する式として(56)式が得られる。

$$(dt_0/d\tau')_{\tau'=r} = 2a\tau' + b = \Delta t/\gamma \dots\dots\dots (55)$$

$$1 - \eta = a\gamma^2/2 + b\gamma + t_0^0(\alpha - 1)/H_c A_c \dots\dots\dots (56)$$

放熱期の始点 ($\tau = 0$) における t_0 の値 (t_0^0) は、蓄熱期の終点 ($\tau' = \gamma$) における t_0 の値に等しいから、(54)~(56)式より、 t_0^0 について(57)式が得られる。

$$t_0^0 = 1.5(1 - \eta + \Delta t/6) / \{1 + 1.5(\alpha - 1)/H_c A_c\} \dots\dots\dots (57)$$

(57)式による t_0^0 の推算値は、付録3に示すように、(54)式の代わりに他の近似式を用いた場合に比較して、数値解から得られた結果に最もよく一致する。

3.3.3 両端の境界条件を満足するための条件

以上の解析から、 $(\partial t/\partial \zeta)_{\zeta=0L}$ 、 Δt 、 t_0^0 、 t_0^0 について(26)、(36)、(53)、(57)式が得られたので、これを(58)式の幾何学的関係式に代入すると、 $\Delta \zeta_e$ について(44)式とは別個に(59)式が得られる。

$$t_0^0 = t_0^0 + \Delta t - (\partial t/\partial \zeta)_{\zeta=0L} \dots\dots\dots (58)$$

$$\Delta \zeta_e = [\eta - (H_c T_b/2)(1 - X/4)] / [1 - 1.5(1 - \eta)X] \dots\dots\dots (59)$$

ただし、

$$X \equiv 1/(1 + 1/G\Pi_c) + 1/[1 + 1.5(\alpha - 1)/\Pi_c] \dots\dots\dots (60a)$$

$$\Pi_c \equiv H_c A_c = h_c^* a_M \theta_c / c_s \dots\dots\dots (60b)$$

さて、(44)式と(59)式とから得られる有効高さ $\Delta \zeta_e$ は互いに等しくなければならないから、両式を等置すると(61)式が得られる。

$$A_c = G \left[\frac{\alpha \xi}{2(1 - \eta)} \left\{ 1 - 1.5(1 - \eta)X \right\} + \frac{\Pi_c}{2} \left(1 - \frac{X}{4} \right) \right] \dots\dots\dots (61)$$

(61)式は、与えられた操業条件の下でつりあいサイクルが実現されるための必要条件の1つである。(61)式は修正スタントン数 A_c について解かれているため、つりあいサイクルを実現するために必要な伝熱面積 A を決定するのが容易である。

3.4 つりあいサイクルの計算線図

どのような操業条件のときにつりあいサイクルが実現されるかを知るために、前報¹¹⁾ではシングル送風の場合について、(62)、(63)式で定義される新しい変数 Φ と Ψ を用いて簡単な計算線図を提出した。

$$\Phi \equiv 1/(1 - \eta) \dots\dots\dots (62)$$

$$\Psi \equiv A_c/\alpha G = \{(1 + \gamma)/\gamma\} UA/W_g c_g \dots\dots\dots (63)$$

スタッガード・パラレル操業の場合にも、 Ψ の代わりに(64)式で定義される Ψ' を使用すると、シングル送風の場合に類似の理論展開が可能である。

$$\Psi' \equiv A_c/G\alpha \xi \dots\dots\dots (64)$$

つりあいサイクルの存在領域を求めるためには、シングル送風の場合の解析と同様に、つりあいサイクルについての解が物理的な妥当性を失わないための不等号束縛条件((65)~(67)式)について検討する必要がある。

$$\Delta \zeta_e = (\Phi - 1)/\Psi' < 1 \dots\dots\dots (65)$$

$$\Delta t = (\Pi_c/\alpha \xi)/\Phi < 1 \dots\dots\dots (66)$$

$$u(\tau) \leq 1 \dots\dots\dots (67)$$

スタッガード・パラレル操業の場合、空気流量 u は $\tau = 0.5$ 付近で最大になる。とくに $G = 0.5$ のときのつりあいサイクルにおいてはシングル送風期間は存在しないから、 u は $\tau = 0.5$ で最大になる。シングル送風期間が存在しないという条件の下では、 u を決定するための(6)~(8)式を用いると、(67)式の条件は空気の出口温度 T_{c1} についての条件式((68)式)に書きかえることができる。

$$T_{c1}(\tau = 0.5-) \geq T_b, T_{c1}(\tau = 0.5+) \leq T_b \dots\dots (68)$$

本解析の場合、解析を容易にするために u の時間的変化について(53)式の誘導のさいに(42)式を仮定したが、この場合には T_{c1} について(69)式の等号束縛条件が書ける。

$$T_{c1}(\tau = 0.5) = T_b \dots\dots\dots (69)$$

(69)式の条件は、(68)式と比較して、よりきびしい条件であるが、(68)式のような一般的な不等号束縛条件について検討を行なうと解析が煩雑になるので、ここでは(69)式を一つの近似的な目安として解析することにする。

3.3.1 の解析を進めると、 $T_{c1}(\tau = 0.5)$ について(70)式が得られる。

$$T_{c1}(\tau = 0.5) = 1 - \frac{1 - \eta}{4} \left\{ 6 - \frac{\Pi_c}{2 + \Pi_c} \left(\frac{\Pi_c}{4\alpha\xi} + \frac{3}{2} \right) \right\} \dots\dots\dots (70)$$

$G = 0.5$ のときには $T_b = \eta$ となるので、(69)、(70)式より、(69)式の束縛条件は Π_c と α についての条件式

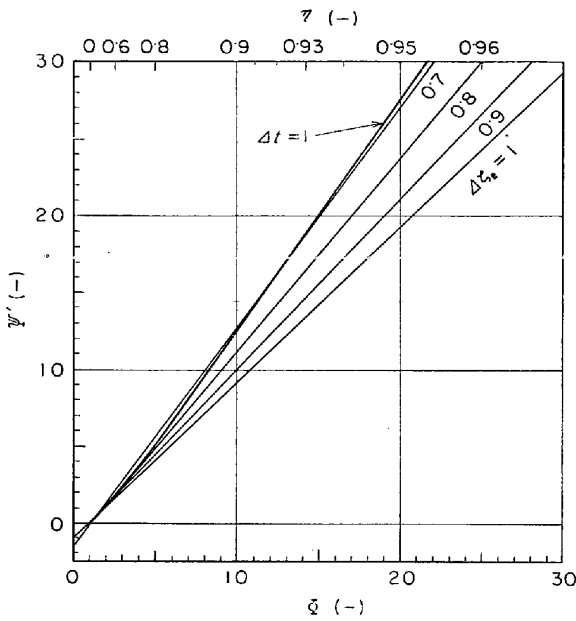


Fig. 9. Diagram for estimating the value of effective height, $\Delta\zeta_e$ on the basis of the data of Φ and Ψ' .

((71)式) に変換される.

$$\alpha\xi = \Pi_c^2 / 2(\Pi_c + 8) \dots\dots\dots (71)$$

さて, (65)式に基づいて (Φ, Ψ') 平面に有効高さ $\Delta\zeta_e$ の等高線を描くことができる. 結果はシングル送風の場合と同じで Fig. 9 のようになる.

つぎに, Φ, Ψ' を用いて(61)式を書きかえると(72)式が得られる.

$$\Psi' = \Phi + C(\Pi_c, \alpha, \xi) \dots\dots\dots (72)$$

ただし,

$$C(\Pi_c, \alpha, \xi) \equiv \Pi_c / \alpha\xi - (1.5 + \Pi_c / 4\alpha\xi) X(\Pi_c, \alpha) \dots\dots\dots (73)$$

(66)式と(72)式の間で Π_c を消去すると(74)式の形が書けるから, (Φ, Ψ') 平面上にレンガ温度の振幅 Δt についての等高線を描くことができる.

$$\Psi' = \Phi + C(\Delta t, \Phi, \alpha, \xi) \dots\dots\dots (74)$$

(74)式に基づいて描いた等 Δt 線図を Fig. 10 に示す.

(74)式には α と ξ が含まれているため, スタッガード・パラレル操業の場合の等 Δt 線はシングル送風の場合のような一本の直線にはならない. しかし, α と ξ の効果は比較的小さく, $\alpha = 1.5 \sim 3$, $\xi = 1.1 \sim 1.2$ 付近では, α と ξ の効果はほとんど無視できる.

ところで, $G = 0.5$ の場合のつりあいサイクルにおいては, つりあいサイクルの条件式(72)式と, シングル送風期間が存在しないための条件式(71)式が, とともに成立する必要がある. 両式から Π_c を消去すれば, α が与えられたときに (Φ, Ψ') 平面上の操作点が満足すべき条

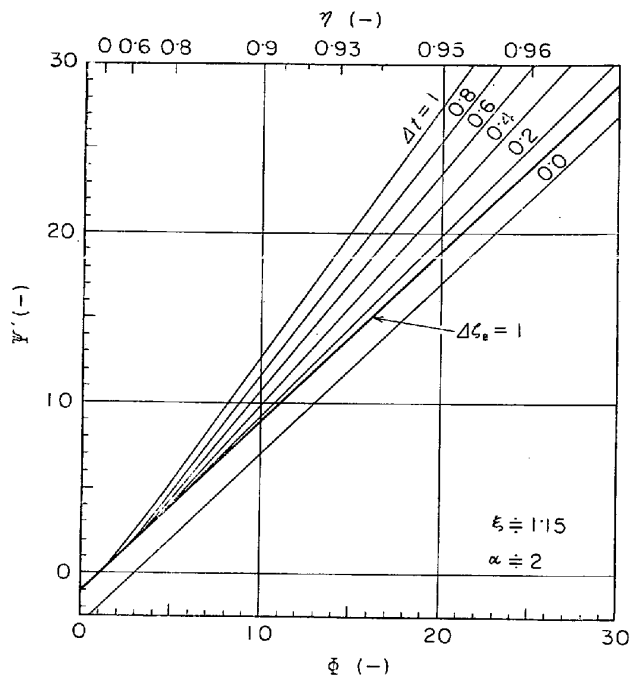


Fig. 10. Diagram for estimating the value of the amplitude of brick temperature, Δt on the basis of the data of Φ and Ψ' .

件として(75)式が書ける.

$$\Psi' = \Phi + C^*(\alpha, \xi) \dots\dots\dots (75)$$

ただし, C^* は (71), (73)式より,

$$C^* = C(\Pi_c^*(\alpha\xi), \alpha, \xi) \dots\dots\dots (76a)$$

$$\Pi_c^*(\alpha\xi) \equiv \alpha\xi + \sqrt{\alpha\xi(\alpha\xi + 16)} \dots\dots\dots (76b)$$

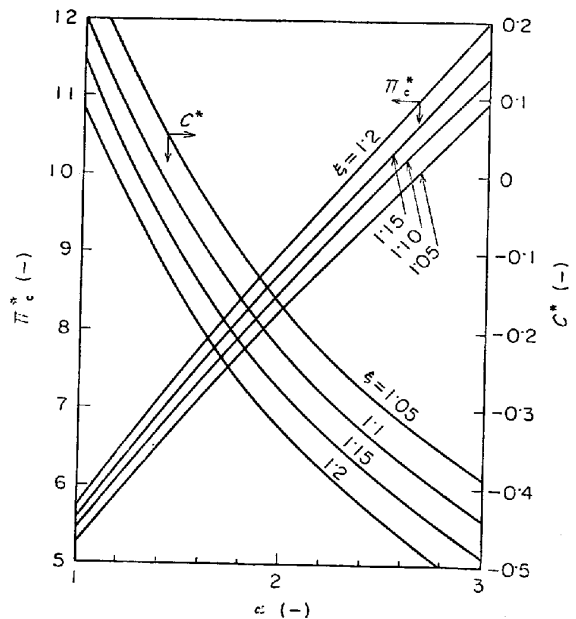


Fig. 11. Relations between α and Π_c^* and those between α and C^* where, $\alpha \equiv 1 + 1/(\gamma h_n^*/h_e^*)$, $\Pi_c^* = \alpha\xi + \sqrt{\alpha\xi(\alpha\xi + 16)}$ and $C^* = C(\Pi_c^*, \alpha, \xi)$.

(75)式により、 (Φ, Ψ) 平面上に傾きが1, Ψ' 軸切片が C^* となる直線を引くことができる。 α と Π_c^* および切片 C^* の関係を(76)式から計算し Fig. 11 に示す。 α については定義式 ((39)式) からわかるように、 $1 < \alpha < 3$ 程度の変域を考慮しておけば十分であるが、この α の変域内で起こる C^* の変化は、 Φ, Ψ' が 10~20 の範囲を変化することとくらべるとわずかであるといえる。同様に、 ξ の変化に伴う C^* の変化も少ない。したがって、(75)式から得られる直線をスタッガード・パラレル操業におけるつりあいサイクルの操作線と呼ぶとき、操作線は (Φ, Ψ') 平面上で大きくは変化しない。(4.1 で、 $\xi = 1.15$ のときの操作線を Fig. 14 に示すが $\xi = 1 \sim 2$ の範囲では、操作線は $\xi = 1.15$ のときの操作線とほぼ同じ直線になる。)

以上の解析に基づいてスタッガード・パラレル操業の計算を容易に行なうことができる。一例として、高炉への送风量 W_{bt} , 送風温度 T_b' , 燃焼生成ガス温度 T_g' , 蓄熱レンガ積みの質量比表面積 a_M , および蓄熱室内

径 D が指定されていて、さらに補正係数 ξ の値がわかっているときに、伝熱面積 A , 燃焼生成ガス流量 W_g , 放熱期と蓄熱期それぞれの長さ θ_c, θ_h を求めるための計算のフロー・チャートを Fig. 12 に示す。

4. 近似解と数値解の比較

4.1 軸方向温度分布

数値解法により、つりあいサイクルが実現できるような操業条件を探索し、その結果を Table 1 の操業条件の欄に示した。これらの操作条件の場合に得られる平均空気流量 \bar{u} , 有効高さ Δz_c , 直線分布の部分におけるレンガ温度の振幅 Δt , 端末部におけるレンガ温度 t_h^0, t_h^1 , 有効高さの推算式における補正係数 ξ の値について数値解と近似解とを Table 1 の結果の欄に示した。ここで数値解における Δt は $\xi = 0.5$ における値を採用してある。有効高さ Δz_c の値は数値解の場合には(36)式に Δt の値を代入して逆算し、近似解の場合には(59)式から計算した。また、補正係数 ξ の値は、(44)式に上記の $\Delta \xi$ の値を代入して算出したものである。

t_h^1 と t_h^0 について近似解は数値解によく一致している。 Δt については近似解の方がやや小さい値になる。逆に、 Δz_c は、近似解から得られた値の方が約5%大きな値になっている。この誤差は、Fig. 2 の計算例の場合にも明らかのように、放熱期の末期における蓄熱レンガ積み頂部の温度分布、および、蓄熱期の末期におけるレンガ積み底部の温度分布が完全に直線的にならないために、(58)式の関係が厳密には成立しないことによるものと考えられる。なお、 Δt が小さい場合など、誤差が小さくなる傾向がみられる。

Table 1 の run 3 と run 5 の各場合におけるレンガ温度の軸方向分布について、数値解と近似解を Fig. 13 に比較して示したが、両者の間に良好な一致が得られている。近似解から得られた温度分布を初期値にして数値解を求める場合、7~15 サイクルのシミュレーションの後に計算が収束し、周的平衡状態の解が得られる。初期値に近似解を採用しないで適当な値を仮定する場合には、通常 40~60 サイクル以上の収束計算が必要であるから数値解法で厳密な解を求める場合にも、計算時間の短縮化の観点から近似解を初期値に用いるのが有効である。

4.2 Φ - Ψ' 線図の精度

3.4 で展開したつりあいサイクルの計算線図を使用する際には、その精度を検討しておく必要がある。 Δz_c と Δt については、 ξ の値が正確に予知できる場合には、近似解と数値解は完全に一致するはずであるから、等

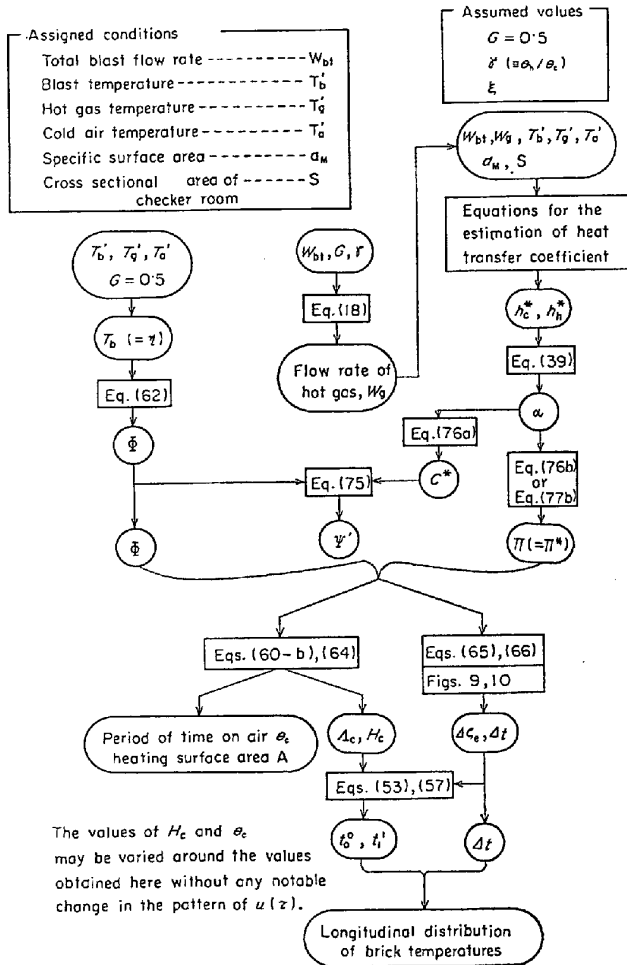


Fig. 12. Flow diagram for the stove calculation based on the approximate solution.

Table 1. Comparison between numerical solutions and approximate solutions

Operating conditions†									Results (a) : numerical solution, (b) : approximate solution					
rum	T_b	G	A_c	H_c	γ	h_h^*/h_c^*	α	Π_c^*	\bar{u}	$\Delta\zeta_e^{\dagger\dagger}$	Δt	t_1^{\ddagger}	t_0^{\ddagger}	$\xi^{\dagger\dagger\dagger}$
1	0.84	0.5	7.4	1.2864	0.8333	1.2	2.0	9.519	(a) 0.5	0.833	0.648	0.666	0.360	1.17
2	0.89	0.5	10.5	0.8743	0.8333	1.2	2.0	9.519	(b) 0.5	0.888	0.608	0.676	0.339	1.25
3	0.86	0.5	9.28	0.4188	0.91	1.173	1.937	3.886	(a) 0.5	0.831	0.468	0.776	0.232	1.08
4	0.92	0.5	14.0	0.635	0.8333	1.2	2.0	8.841	(b) 0.5	0.919	0.423	0.778	0.233	1.19
5	0.94	0.5	19.09	0.5386	0.74	1.2	2.126	10.28	(a) 0.5	0.945	1.197	0.855	0.148	1.12
6	0.94	0.5	18.7	0.4715	0.8333	1.2	2.0	8.816	(b) 0.5	0.998	0.188	0.859	0.157	1.18
7	0.94	0.498	19.09	0.316	1.0	1.2	1.833	6.032	(a) 0.5	0.870	0.334	0.840	0.166	1.06
8	0.96	0.5	27.9	0.3129	0.8333	1.2	2.0	8.738	(b) 0.5	0.939	0.309	0.839	0.169	1.14
									(a) 0.5	0.890	0.285	0.872	0.138	1.02
									(b) 0.5	0.937	0.270	0.865	0.139	1.07
									(a) 0.5	0.904	0.245	0.882	0.122	1.08
									(b) 0.5	0.954	0.232	0.879	0.127	1.14
									(a) 0.499	0.942	0.158	0.942	0.094	1.17
									(b) 0.498	0.985	0.151	0.907	0.103	1.22
									(a) 0.5	0.936	0.161	0.921	0.080	1.09
									(b) 0.5	0.969	0.155	0.920	0.084	1.13

† These values of operating conditions are determined from the numerical method in order that a balanced cycle may be realized.
 †† The values of $\Delta\zeta_e$ (b) are calculated from Eq. (59).
 ††† The values of ξ are calculated from Eq. (44).

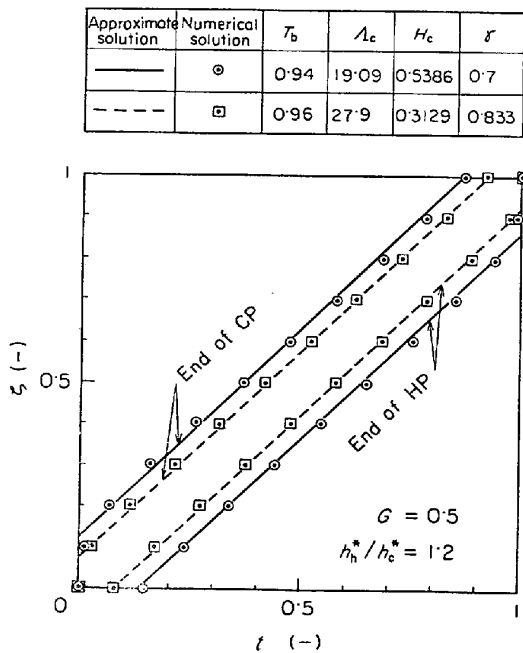


Fig. 13. Comparison between the longitudinal distributions of brick temperature obtained from the approximate analysis and those obtained from the numerical computation in the case where the value of ξ has been assumed to be equal to 1.15.

$\Delta\zeta_e$ 線図と等 Δt 線図についての検討は省略し, (75)式に基づいて描かれる操作線図について検討する.

熱風炉の計算を行なう場合には, 補正係数 ξ の値は未知であるが, その値は Table 1 に示されているように

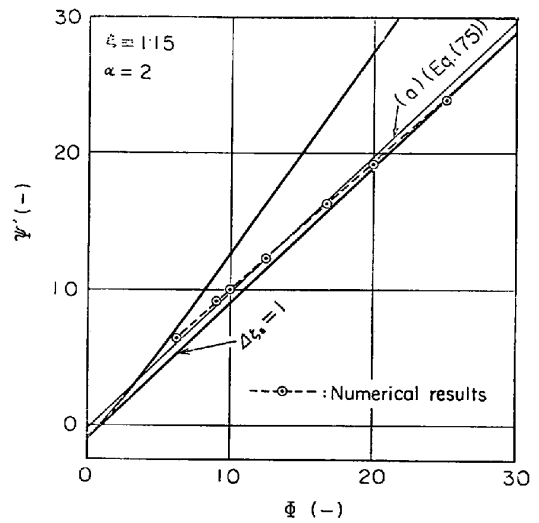


Fig. 14. Validity of the operating line (a) in balanced cycle obtained from approximate analysis in the case of $\xi = 1.15$.

$\xi = 1.15$ の周辺に分散している. ξ の誤差は Δt や $\Delta\zeta_e$ に直接影響するので重要であるが, $\xi = 1.15$ において計算を行えば, 以下に示すように数値解とよく一致する結果が得られる.

$\xi = 1.15, \alpha = 2$ の場合に, 近似解の (75), (76) 式に基づいて (Φ, Ψ') 平面上に操作線を描くと, Fig. 14 の直線 (a) が得られる. $G = 0.5, \gamma = 0.8333, h_h^*/h_c^* = 1.2$ のときに, つりあいサイクルが実現される操作条件を種々の $T_b (= \eta)$ の値について数値解から決定し, このときの Φ と Ψ' を $\xi = 1.15$ の仮定の下に算出して Fig.

14 に破線で示した. $\xi = 1.15$ のときの直線(a)は数値解から得られた結果にかなりよく一致している.

3.4 で述べたように, (75)式の操作線は ξ の値によらずほぼ同じ直線になるが, 数値解でつりあいサイクルが実現される計算条件から(64)式を用いて Ψ' を算出する場合 (あるいは, 操作点の Ψ' から A_c の値を逆算する場合) には, 仮定した ξ の値が結果の精度にかなり影響する. もしも, (71)式が厳密に成立するならば, この式を用いて Π_c や α の変化に伴う ξ の変化を考慮できるはずである. しかし, 実際には Table 1 の Π_c, α, ξ は (71)式を満足していないので, ここでは補正係数 ξ_0 を用いて(71)式を(77a)式のように, したがって(76b)式は(77b)式のように修正してみる.

$$\alpha\xi = \xi_0 \Pi_c^2 / 2(\Pi_c + 8) \dots\dots\dots (77a)$$

$$\Pi_c = \alpha\xi / \xi_0 + \sqrt{(\alpha\xi / \xi_0)(\alpha\xi / \xi_0 + 16)} \dots\dots\dots (77b)$$

$\xi_0 = 0.985$ を仮定し, (77a)式にしたがって ξ の変化を考慮して, Fig. 14 の数値解の結果における Ψ' の推算をやり直したところ, Fig. 15 が得られた. このように, (71)式を補正して ξ の変化を考慮すれば, 近似解は数値解とよく一致するようになる.

ただし, (71)式または(77)式をまったく満足しないような操業条件においても, つりあいサイクルの実現される場合が多い. Table 1 の run 3, 5, 7 はこのような場合の例である. これは, (71)式を誘導するさいに, u の時間的変化について(42)式のようなきびしすぎる仮定を置いたことによるものと考えられる. したがって, (71)式あるいは(77)式は, つりあいサイクルの十分条件

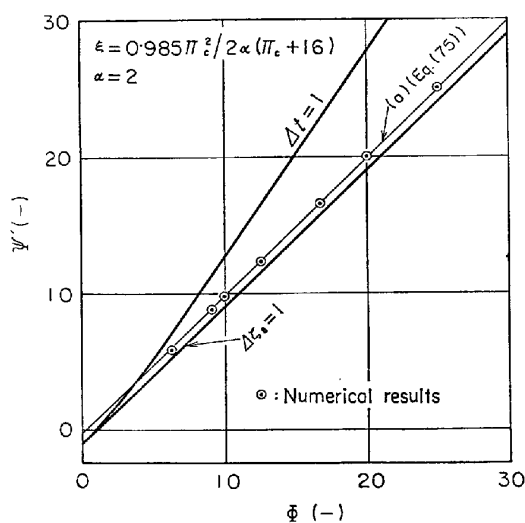


Fig. 15. Validity of the operating line (a) of balanced cycle obtained from approximate analysis in the case where Eq. (77a) has been used for the purpose of the estimation of ξ .

と考えてよい. ただし, (77)式において, 補正係数 ξ_0 はあくまでも $\xi_0 = 1$ の場合にだけ有効である.

通常の計算においては, Fig. 12に示したように, (77)式は, ξ と ξ_0 を仮定して α に対応する $\Pi_c (= H_c A_c)$ を推算する式として使用するのが妥当である. ξ の値を仮定して, Fig. 12の方法で A_c と H_c を決定した場合, 得られた他の操業条件を変更しないで, H_c だけを変化させた場合にも, ほぼ, つりあいサイクルが得られる. これは, 2.3 で述べたように, \bar{u} に及ぼす H_c の効果が小さいためと考えられる. このようにして H_c を変更した場合 Π_c の値はもはや(77)式を満足していない.

4. 結 言

最近普及し始めているスタッガード・パラレル操業について数学的モデルを展開し, これに基づいた数値計算によつてスタッガード・パラレル操業の特性を示した. スタッガード・パラレル方式の効果を生かすためには, 冷風のバイパスを行なう期間の短い操業を行なう必要があるが, パラメータの微少な変動に対してこの期間の長さが大きく変化してしまうため, 望ましい操業条件はかなり狭い範囲内にあることがわかった.

近似解の誘導は, 放熱期における空気の流量の大幅な変化と, これに伴うレンガ温度のS字状の時間的変化のために, シングル送風の場合よりもかなり困難である. しかし本解析では, シングル送風についての既報の近似解法を拡張し, 流量変化の効果を考慮して, スタッガード・パラレル操業についての近似解法を展開することができた.

この解法によつて得られた近似解は, 数値解と比較した結果, 実際の熱風炉の計算に十分使用できる精度があることを確認した. 本近似解法を使用すれば, スタッガード・パラレル操業の熱風炉の設計や操業条件の決定を手軽に行なうことが可能であり, さらに, 電子計算機によつて厳密な解を得るための収束計算の時間を短縮する場合にも有用となる.

なお, ここで展開した解法は, 既報のシングル送風の近似解析よりも厳密であるため, シングル送風の近似解法に本解析で用いた方法を適用すれば, さらに解の精度を向上させることができよう.

付 録

1. スタッガード・パラレル操業の数値解法

軸方向の格子点番号と時間方向の格子点番号をそれぞれ j, k で表わし, 格子間の間隔を $\Delta\xi, \Delta\tau$ で示すとき, (1), (2)式からつぎの差分方程式が得られる.

$$t_{k+1,j} = (T_{k,j} - t_{k,j}) \Delta H \Delta \tau + t_{k,j} \dots\dots\dots (A-1)$$

$$T_{k,j+1} = (T_{k,j} - t_{k,j}) \cdot \exp(-A_c \Delta \zeta / u_k) + (t_{k,j} - t_{k,j+1}) \{1 - \exp(-A_c \Delta \zeta / u_k)\} \cdot u_k / A_c \Delta \zeta + t_{k,j+1} \quad (\text{CP}) \dots\dots\dots (\text{A-2a})$$

$$T_{k,j-1} = (T_{k,j} - t_{k,j}) \cdot \exp(-A_h \Delta \zeta) + (t_{k,j} - t_{k,j-1}) \{1 - \exp(-A_h \Delta \zeta)\} / A_h \Delta \zeta + t_{k,j-1} \quad (\text{HP}) \dots\dots\dots (\text{A-2b})$$

ただし、(A-2a)、(A-2b) 式は、軸方向の格子点の間でレンガ温度の分布を直線近似して(2)式を解析的に積分することにより得られる。

放熱期については、 $\tau = 0 \sim 0.5$ の区間について同時に送風する2つの炉を考え、(6)~(8)式が常に満足されるように各時点ごとに(A-2a)式によりガス側の温度をくりかえし計算して、 u の値についての収束計算を行なう。この計算が収束したのちに、時間を $\Delta \tau$ だけ増してつぎの計算に入る。

計算の初期値には、 $\tau = 0$ および $\tau = 0.5$ における温度分布を近似解から推算したものをを用いた。初期値の与え方が不適切な場合にはパラレル送風の解が得られずに全期間ともシングル送風になってしまう場合がある。このような場合には初期値を変えて計算する必要がある。

軸方向、および各期間の分割数は、100 分割を採用したが、200 分割にしてもほぼ同じ結果が得られた。なお(6)式に誤差が若干でも存在するような計算法の場合には、 u の時間的変化に関して解が大幅に正しい解からずれるので注意が必要である。

2. 温度勾配が直線の場合に $\partial^2 t / \partial \tau \partial \zeta = 0$ となることの証明

かりに、レンガ温度の軸方向分布が直線的であるとすると、(A-3)式を書くことができる。

$$t = a(\tau)\zeta + b(\tau) \dots\dots\dots (\text{A-3})$$

(A-3)式を(20)式に代入すると、未知パラメータ a 、 b について、(A-4)式が得られる。

$$\left(\frac{\sigma}{A} + \zeta\right) \frac{da}{d\tau} + \sigma H a + \frac{db}{d\tau} = 0 \dots\dots\dots (\text{A-4})$$

(A-4)式は任意の ζ について成立しなければならないから、(A-5)式が成立する。

$$da/d\tau = 0 \dots\dots\dots (\text{A-5})$$

よつて、(A-3)、(A-5)式より

$$\partial^2 t / \partial \tau \partial \zeta = 0 \dots\dots\dots (\text{A-6})$$

したがつて、軸方向温度分布が直線の場合には必ずその勾配が時間的に一定になる。

3. $\Delta \zeta_e$ に関する(37)式の誘導

(24)式と(36)式より、直線的な温度分布の領域では(A-7)式が書けるが、さらに(A-7)式と(1)式から放熱期の固気間温度差について(A-8)式が得られる。

$$(\partial t / \partial \tau) \zeta_e D_L = -H_c \eta u / \Delta \zeta_e \quad (\text{CP}) \dots\dots\dots (\text{A-7})$$

$$(T - t) \zeta_e D_L = -u \eta / A_c \Delta \zeta_e \quad (\text{CP}) \dots\dots\dots (\text{A-8})$$

(A-8)式に (u/G) をかけて、 $\tau = 0 \sim 1$ の区間で積分すると、

$$\overline{uT_c} / G - \overline{ut_c} / G = -\overline{u^2} \eta / G A_c \Delta \zeta_e \dots\dots\dots (\text{A-9})$$

一方、蓄熱期については(A-10)式が書ける。

$$\overline{T_h} = \eta / G A_h \Delta \zeta_e + \overline{t_h} \dots\dots\dots (\text{A-10})$$

(A-9)、(A-10)式より(A-11)式が書ける。

$$\overline{T_h} - \frac{\overline{uT_c}}{G} = \frac{\eta G}{\Delta \zeta_e} \left(\frac{\overline{u^2}}{A_c G^2} + \frac{1}{A_h G} \right) + \overline{t_h} - \frac{\overline{ut_c}}{G} \dots\dots\dots (\text{A-11})$$

ところで、総括収支から(A-12)式が成り立つから、(A-11)、(A-12)式より(37)式が得られる。ただし、 $G A_h = A_c / (\alpha - 1)$ の関係を使用する。

$$\overline{T_h} - \overline{uT_c} / G = 1 - \eta \dots\dots\dots (\text{A-12})$$

$$\Delta \zeta_e = \frac{T_b}{2A_c} \frac{\alpha - 1 + \overline{u^2} / G^2}{1 - \eta + \overline{ut_c} / G - \overline{t_h}} \dots\dots\dots (37)$$

4. t_1^i と t_0^i の推算法について

t_1 vs. x 、 t_0 vs. τ' について種々の近似が考えられるが、ここでは Table A-1 に示すような3種類の近似式に基づいて、本文中で述べた方法により t_1^i と t_0^i の推算式を求める。結果を Table A-1 の右側の欄に示す。

各近似によつて得られる t_1^i と t_0^i の値を、それぞれ

Table A-1 Results obtained on the basis of each approximation.

Case	Approximations		Results	
	t_1 vs. x	t_0 vs. τ'	t_1^i	t_0^i
I	$t_1 = 1 - ax$	$t_0 = a' \tau'$	$t_1^i = 1 - \frac{1.5(1-\eta)}{0.75 + 1/G\Pi_c}$	$t_0^i = \frac{1-\eta}{0.5 + (\alpha-1)/\Pi_c}$
II	$t_1 = 1 - ax^2$	$t_0 = a' \tau'^2$	$t_1^i = 1 - \frac{1.5(1-\eta)}{0.5 + 1/G\Pi_c}$	$t_0^i = \frac{1-\eta}{1/3 + (\alpha-1)/\Pi_c}$
III	$t_1 = 1 - bx - ax^2$	$t_0 = a' \tau'^2 + b' \tau'$	$t_1^i = 1 - \frac{1.5(1-\eta + \Delta t/6)}{1 + 1/G\Pi_c}$	$t_0^i = \frac{1-\eta + \Delta t/6}{2/3 + (\alpha-1)/\Pi_c}$

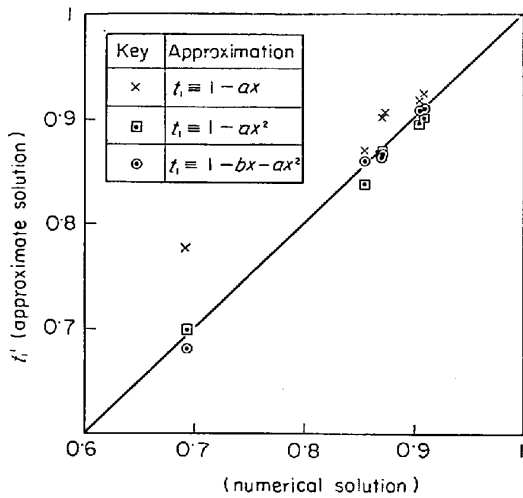


Fig. A-1. Comparison between the values of t_1 obtained from the approximate solution by the use of each approximation connected with t_1 and those obtained from the numerical computation.

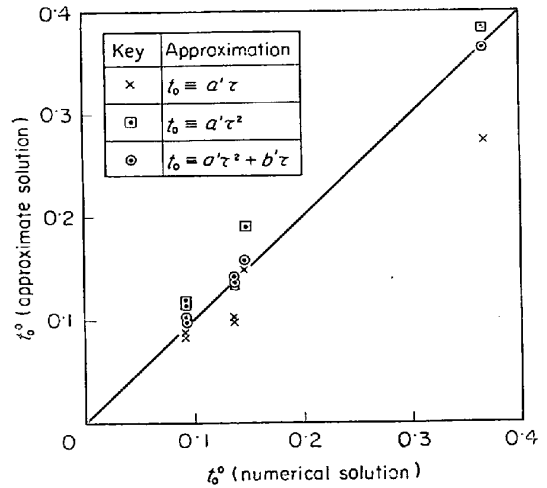


Fig. A-2. Comparison between the values of t_0 obtained from the approximate solution by the use of each approximation connected with t_0 and those obtained from the numerical computation.

Fig. A-1, A-2 に示す。Fig. A-1, A-2 において、対角線に近いものほど近似の精度がよいが、Table A-1 の第3番目の近似は他の近似にくらべて精度が良好で、しかも、とくに大きくずれる場合がない。このため、本報では第3番目の近似に基づいて解析した。

記号

- A : 蓄熱レンガ積みの総伝熱面積 [m²]
- a_M : 蓄熱レンガ積みの質量比表面積 [m²/kg]
- C, C^* : (73)式, および(76)式で定義 [-]
- c_a : 空気の比熱 [kcal/kg·°C]
- c_g : 燃焼生成ガスの比熱 [kcal/kg·°C]
- c_s : レンガの比熱 [kcal/kg·°C]
- D_L : 温度の軸方向分布が直線になる ζ の領域
- $G = W_g c_g \theta_h / W_{bt} c_a \theta_c$: 送風量基準の熱流比 [-]
- $H_c = W_{bt} c_a \theta_c / M c_s$ [-]
- $H_h = W_g c_g \theta_h / M c_s$ [-]
- h_c^*, h_h^* : 放熱期および蓄熱期の固気間総括伝熱係数 [kcal/m²·hr·°C]
- L : 蓄熱レンガ積み高さ [m]
- M : 蓄熱レンガ積みの総質量 [kg]
- Q : 1 サイクルの間に交換される無次元熱量 ((30)式で定義) [-]
- $T = (T' - T_a') / (T_g' - T_a')$: 無次元ガス温度 [-]
- T_b : 無次元送風温度 [-]
- T_c, T_h : 放熱期および蓄熱期のガス温度 [-]
- $T_{c1} = T_c(\zeta=1)$ [-]
- $T_{h0} = T_h(\zeta=0)$ [-]

- T' : ガス温度 [°C]
- T_a', T_b', T_g' : 空気の入口温度, 高炉への送風温度, および, 燃焼生成ガスの入口温度 [°C]
- $t = (t' - T_a') / (T_g' - T_a')$: 無次元レンガ温度 [-]
- t' : レンガ温度 [°C]
- $t_0^* = t(\tau=0, \zeta=0)$ [-]
- $t_1^* = t(\tau=1, \zeta=1)$ [-]
- U : みかけの総括伝熱係数 ((38)式で定義) [kcal/m²·hr·°C]
- $u = W_a / W_{bt}$: 蓄熱室を流れる空気の流量が全送風量中に占める割合 [-]
- $\bar{u} = \int_0^1 u d\tau$: 全放熱期間にわたる u の平均値 [-]
- W_a : 蓄熱室を流れる空気の流量 [kg/hr]
- W_{bt} : 高炉への送風量 [kg/hr]
- W_g : 一基当たりの燃焼生成ガスの流量 [kg/hr]
- X : (60 a)式で定義されるパラメータ [-]
- $x = \int_0^\tau (u/G) d\tau$ [-]
- z : 蓄熱レンガ積みの下端から上方への距離 [m]
- $\alpha = 1 + 1/(\gamma h_h^* / h_c^*)$ [-]
- $\gamma = \theta_h / \theta_c$: 蓄熱期と放熱期の継続時間の比 [-]
- $\zeta = z/L$: 無次元高さ [-]
- $\Delta \zeta_0$: 蓄熱レンガ積みの有効高さ [-]
- $\Delta \zeta$: 数値計算における ζ 方向の格子間隔 [-]
- η : 熱効率 [-]
- θ : 放熱期または蓄熱期の継続時間 [hr]
- θ : 時間 [hr]
- $A_c = h_c^* A / W_{bt} c_a$: 放熱期の修正 Stanton 数 [-]

$A_h = h_h * A / W_g c_g$: 蓄熱期の修正 Stanton 数 [-]

ξ, ξ_0 : $\Delta \zeta_0$ の推算式 ((44)式) の補正係数, および

(77 a)式における補正係数 [-]

$\Pi_c = H_c A_c$ [-]

σ : (4)式で定義されるパラメータ [-]

$\tau = \theta / \theta_c$: 無次元時間 (放熱期の始点で $\tau = 0$) [-]

τ' : 無次元時間 (蓄熱期の始点で $\tau' = 0$) [-]

$\Delta \tau_s$: シングル送風期間の長さ [-]

$\Delta \tau$: 数値計算における τ 方向の格子間階 [-]

$\phi = 1 / (1 - \eta)$ [-]

$\Psi = A_c / \alpha G$ [-]

$\Psi' = \Psi / \xi$ [-]

[添字]

(接頭字) c : cooling period, h : heating period,

0 : $\zeta = 0$, 1 : $\zeta = 1$, m : $\int_0^1 d\zeta$

(接尾字) 0 : $\tau = 0$, 1 : $\tau = 1$, (i) : 熱風炉の番号,

- : 1 期間を通じての時間平均値

文 献

- 1) 中村: 特許公報, 昭 33-604, (1958)
- 2) 新日鉄君津製鉄所: 学振製鉄 54 委, 第 85 回会議資料, No 1262 (1972. 11)
- 3) N. K. LEONIDOV and G. S. KLYAGIN: Stal. in Engl., (1967), p. 194
- 4) P. V. LEVCHENKO, S. T. PLISKANOVSKII, D. V. GULYGA, V. A. CHERNYSHEV, and A. A. SHOKUL: Steel in USSR, (1971), p. 597
- 5) 菅: 富士時報, 41 (1968), p. 306
- 6) 小幡, 大出, 菅: 特許公報, 昭 45-2802, (1970)
- 7) 山田, 土田, 一宮: 川鉄技報, 2 (1970), p. 422
- 8) H. KWAKERNAAK, P. TIJSSSEN, and R.C.W. STRIJBOS: Automatica, 6(1970), p. 33
- 9) P. ZUIDEMA: Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972), p. 433
- 10) 堀尾, 都築, 鞭: 鉄と鋼, 58(1972), p. 1355
- 11) 堀尾, 鞭: 鉄と鋼, 59(1973), p. 702