

論 文

ガス吹き込み精錬装置における均一混合時間

浅井 滋生*・岡本 徹夫*²・赫 冀 成^{3*}・鞭 巖*

Mixing Time in Refining Vessel Being Agitated by Gas

Shigeo ASAI, Tetsuo OKAMOTO, Ji-Cheng HE, and Iwao MUCHI

Synopsis:

Correlation between mixing time (τ) and applied power density (ϵ) for gas agitation is theoretically developed from the view point of transport phenomena and the theoretical results were confirmed by the water model experiments. Fluid motion in the vessel agitated by gas injection can be classified into two major flows. One is a flow predominated by viscous force, in which τ is in proportion to $\epsilon^{-0.5}$ and τ does not depend on the vessel size. The other is a flow predominated by inertia force or turbulent viscous force, in which τ is in proportion to $\epsilon^{-1/3}$ and τ is dependent on vessel size. In the latter flow, the evaluation of the mixing length (l) is essential.

Comparing gas agitation with mechanical agitation, the correlations between fluid velocity and applied power density are expressed by the identical formula.

Furthermore, the procedure for scale-up is presented on the basis of data obtained by the water model experiments.

1. 緒 言

純酸素上吹き転炉の大型化に伴い、炉内で融体が十分混合されていないことが知られ始め、そのため、混合の程度を促進させるための種々の試みが行われている。一方、底吹き転炉の出現および取鍋精錬の普及に伴って、融体の混合が冶金反応の速度や選択性に重要な影響を及ぼすことが指摘されるようになってきた。

これまで、冶金の分野においては、融体の混合の程度は「均一混合時間」の概念によつて表現されてきたが、その理論的考察は十分とはいえないのが現状である。

本報告では、均一混合時間と攪拌エネルギー密度との関係について、移動速度論の立場から解析を行い、その解析結果を模型実験によつて検証する。次に、攪拌機による機械的攪拌とガス吹き込み攪拌との関係を明らかにするとともに、ガス吹き込みによつて液体に供給される攪拌エネルギー密度の推算法について熱力学的考察を行う。最後に、本研究によつて得られた知見に基づいて均一混合時間に立脚したガス吹き込み攪拌装置のスケールアップの方法について述べる。

化学工学の分野においては、機械的攪拌槽における混合の程度を表わす方法として、単位容積当たりの動力(すなわち、攪拌エネルギー密度 ϵ)を用いる提案が古く

は *W. BÜCKE*¹⁾ に始まり、永田ら²⁾ によつて実験的にその妥当性が証明されてきた。また、*L. H. LEHRER*³⁾ はガス攪拌における攪拌エネルギー密度の見積、均一混合時間について、それまでの研究をよくまとめている。

一方、冶金の分野においては、*H. SANDBERG* ら⁴⁾ が ϵ の概念を導入して、脱酸反応の解析を行つた。なお、均一混合時間 τ と攪拌エネルギー密度 ϵ との関係は、中西ら⁵⁾ によつて(1)式で表現され、べき n の値として 0.45 が与えられた。

$$\tau \propto \epsilon^{-n} \dots\dots\dots (1)$$

その後、(1)式のべき n の値については、*L. H. LEHRER*³⁾ は 0.23、*J. SZEKELY* ら⁶⁾ は 0.25、拜田ら⁷⁾ は 0.31、中西らは⁸⁾ 0.4、加藤ら⁹⁾ は 0.45 の値を実験によつて求め報告している。一方 *R. S. BRODKEY*¹⁰⁾、*K. KIPKE*¹¹⁾、森ら¹²⁾ は理論的にべき n の値が 1/3 になると述べている。

2. 理 論 解 析

2.1 流速と攪拌エネルギー密度の関係

均一な融体の運動は層流および乱流を問わず、(2)式の Navier-Stokes の運動方程式によつて表すことができる。

昭和 55 年本会講演大会にて発表 昭和 56 年 3 月 16 日受付 (Received Mar. 16, 1981)

* 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

*² 大同特殊鋼(株) (Daido Steel Co., Ltd.)

*³ 中国東北工学院(現:名古屋大学大学院) (Northeast Institute of Technology Shenyang China, Now Graduate School, Nagoya University)

$$\rho(\partial v/\partial t + v \cdot \nabla v) = -\nabla p + \mu_e \nabla^2 v + F \dots\dots\dots (2) \dagger$$

巨視的にみると、(2)式の体積力 F は気泡等によつて系外からもたらされる体積力とみなすことができる。この F が(2)式中のどの項とつり合うかに基づいて、融体の流動形態は次のように (I, II, III) に分類することができる。

(I) 粘性支配の流動

(2)式に基づいて、次式の関係が得られる。ただし、 $\mu_e = \mu$ とおく。

$$\mu \nabla^2 v = -F \dots\dots\dots (3)$$

装置を拡大した場合、相似な流速分布になると仮定すれば、距離に関する微分記号 ∇ は次元的には、 $\nabla \propto L^{-1}$ とおけるので、(3)式に基づいた次元解析から、(4)式が得られる。

$$V \propto (FL^2/\mu) \dots\dots\dots (4)$$

(II) 慣性支配の流動

(2)式から(5)式の関係が得られる。

$$\rho v \cdot \nabla v = F \dots\dots\dots (5)$$

(4)式の誘導の場合と同様にして、(6)式が得られる。

$$v \propto (FL/\rho)^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

(III) 乱流粘性支配の流動

(3)式と同様に、体積力 F が粘性項とつり合うことになるが、この場合は、(2)式の μ_e の代わりに μ_t を用いる。

$$\mu_t \nabla^2 v = -F \dots\dots\dots (7)$$

乱流理論の BOUSSINESQ と PRANDTL の仮説に基づくと、乱流粘性係数 μ_t は(8)式で示される。

$$\mu_t = \rho l^2 |\text{grad } v| \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 l は混合距離である。(8)式を(7)式に代入して、前と同様にして次元解析を行うと(9)式が得られる。

$$v \propto (FL^3/\rho l^2)^{1/2} \dots\dots\dots (9)$$

次に、ニュートンの運動の法則によれば、攪拌エネルギー密度 ϵ は流速 v と体積力 F の積に比例することになるので、(10)式が書ける。

$$\epsilon \propto v \cdot F \dots\dots\dots (10)$$

(10)式を(4)、(6)、(9)式に代入して、 F を消去すると、最終的に流速 v と攪拌エネルギー密度 ϵ の関係が次のように得られる。

(I) 粘性支配の流動

$$v \propto (L^2 \epsilon / \mu)^{1/2} \dots\dots\dots (11)$$

(II) 慣性支配の流動

$$v \propto (L \epsilon / \rho)^{1/3} \dots\dots\dots (12)$$

(III) 乱流粘性支配の流動

$$v \propto (L^3 \epsilon / \rho l^2)^{1/3} \dots\dots\dots (13)$$

2.2 均一混合時間と流速との関係

系内に任意の場所を定め、微小な流体の素片に着目して物資収支を行うと次式が得られる。

$$\partial c / \partial t + v \cdot \nabla c = D_e \nabla^2 c \dots\dots\dots (14) \dagger^2$$

投入されたトレーサーの均一化の形態は物質移動過程によつて次のように (A, B, C) に分類される。

(A) 分子拡散支配

(14)式は次のように簡単化される。

$$\partial c / \partial t = D \nabla^2 c \dots\dots\dots (15)$$

幾何学的相似の模型と実物で、トレーサーの濃度分布が相似であると仮定すれば ∇ は装置の代表長 L に逆比例することになる。したがつて、(15)式を(16)式で表し、積分すると(17)式が得られる。

$$dc/dt = -kDc/L^2 \dots\dots\dots (16)$$

$$c \propto \exp(-kDt/L^2) \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 k は比例定数である。

実験によつて均一混合時間 τ を決める場合、トレーサーの濃度が最終値のまわりのある範囲内に漸近するのに要する時間を均一混合時間と定義している。この場合、最終値への漸近度をどの程度に決めるかは、研究者によつて異なつているので、均一混合時間 τ の絶対値を比較しても意味がない。しかしながら、このように決定される τ は、(17)式のべき指数の大きさがある値に達するのに必要な時間である。したがつて、(17)式から(18)式が得られる。

$$\tau \propto L^2/D \dots\dots\dots (18)$$

(B) 対流支配

(14)式から、次式が得られる。

$$\partial c / \partial t = -v \cdot \nabla c \dots\dots\dots (19)$$

∇ を $1/L$ で置き換え、 v を流速 v で表して常微分化すると次式が得られる。

$$dc/dt = -kv \cdot c/L \dots\dots\dots (20)$$

(20)式を積分して、(21)式が得られる。

$$c \propto \exp(-kvt/L) \dots\dots\dots (21)$$

(21)式から、 τ の関係式が(22)式のように得られる。

$$\tau \propto L/v \dots\dots\dots (22)$$

(C) 乱流拡散支配

(15)式と同様の式が得られるが、この場合、 D の代わりに乱流拡散係数 D_t を採用すると、 τ は(23)式で表される。

† μ_e は有効粘性係数であり、 $\mu_e = \mu + \mu_t$ と定義されている。層流では $\mu_e = \mu$ となり乱流では、 $\mu_t \gg \mu$ であるから $\mu_e = \mu_t$ となる。

†² D_e は有効拡散係数であり、 $D_e = D + D_t$ と定義されている。層流では $D_e = D$ となり、乱流では、 $D_t \gg D$ とみなせるので、 $D_e = D_t$ となる。

$$\tau \propto L^2/D_t \dots\dots\dots (23)$$

D_t は近似的にうず動粘性係数 $\nu_t (= \mu_t/\rho)$ に等しいとみなすことができる¹³⁾ので、 D_t は(8)式から次式のように表される。

$$D_t = l^2 |\text{grad } v| \dots\dots\dots (24)$$

(24)式を(23)式に代入して整理すると(25)式が得られる。

$$\tau \propto L^3/(l^2 v) \dots\dots\dots (25)$$

2.3 均一混合時間に及ぼす攪拌エネルギー密度の効果

融体運動の流動の形態 (I, II, III) と物質移動による濃度均一化の形態 (A, B, C) の組み合わせ (実現不可能な場合を除いて) で、 τ の物性値と操作変数への依存性をまとめて Table 1 に示す。Table 1 で、右側へ移行 (I→II→III) するほど、流動の乱れが大きくなり、下方へ移行 (A→B→C) するほど、物質の混合がよくなるものと考えられる。それに伴つて、攪拌エネルギー密度への依存性を示すべき n は、 $n=0 \rightarrow 0.5 \rightarrow 1/3$ となり、装置スケールの効果は、 $\gamma=0 \sim 8/3$ の範囲で変化することになる。

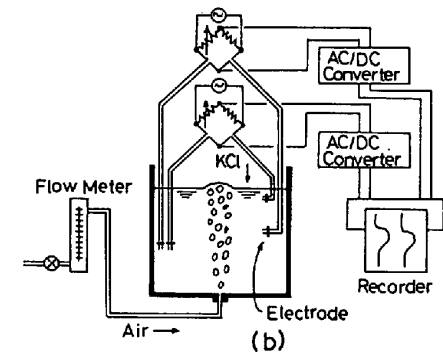
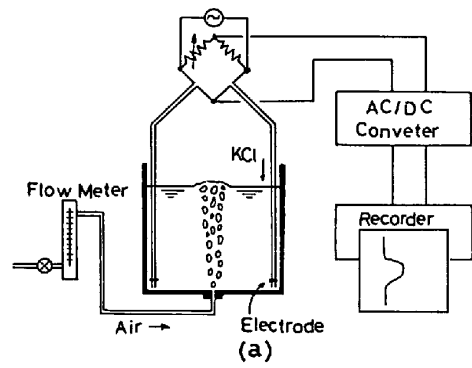
本解析では、乱流の効果はすべて混合距離 l に含ませた。 l は乱流機構によつて異なるが、複雑な流れを示す攪拌層の乱流状態を代表するような l を理論的に決定することは困難である。しかしながら、Table 1 で、B・II, B・IIIとC・II, C・IIIの場合には、 $\gamma + \xi = 2/3$, $n = 1/3$ となつているので、 $l \propto L$ と仮定すれば、 $\tau \propto \varepsilon^{-1/3} L^{2/3}$ となり文献 12) の結果と合致する。

3. 実 験

3.1 実験方法

円筒状の容器に水を入れ、底の中央より空気を吹き込んで、 τ と v の測定を行つた。幾何学的に相似で、三種類 (40.5, 20, 10 cm) の直径の容器を使用し、液の深さを直径の 0.5~1 倍の範囲で変化させた。

実験装置の概略を Fig. 1(a) に示す。トレーサーとして KCl (15%) 水溶液を用い、その投入量は、均一化



(a) for measurement of mixing time
(b) for measurement of fluid velocity

Fig. 1. Experimental apparatus.

後の KCl の濃度が装置の大きさによらず一定になるように留意した。

槽内には 2 本の電極を挿入し、交流ブリッジ回路で電位差を測定し、それを直流に変換した後、ペン書きレコーダーで記録した。最初、2 本の電極の電位は等しいが、槽内にトレーサーが入ると両電極間の電位に差が生じ、再び槽内が均一化するとともに両電極間の電位差は消滅して、もとの状態に戻る。均一混合時間は最終電位差が最大電位差の 2% 以下に達するのに要した時間と定義した。この方法を採用することによつて、各実験で現れる測定誤差は最大 15% 以下にすることができた。

槽内流速の測定用の実験装置を Fig. 1(b) に示す。均一混合時間の測定回路を 2 組用意し、所定の間隔に設置した 2 本の電極がそれぞれトレーサーを感知して立ち

Table 1. The effect of physical properties and operational variables on perfect mixing time.

$$\tau \propto \varepsilon^{-n} L^{\gamma} l^{\xi} \rho^{\alpha} \mu^{\beta} D^{\kappa}$$

Decaying process of tracer	Fluid flow predominated by		
	(I) Viscous force	(II) Inertia force	(III) Turbulent viscous force
(A) Molecular diffusion	$n=0, \gamma=2$ $\xi=0, \alpha=0$ $\beta=0, \kappa=-1$		
(B) Convection	$n=0.5, \gamma=0$ $\xi=0, \alpha=0$ $\beta=0.5, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=2/3$ $\xi=0, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=0$ $\xi=2/3, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$
(C) Turbulent diffusion		$n=1/3, \gamma=8/3$ $\xi=-2, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=2$ $\xi=-4/3, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$

上がる時点の時間差を高速ビシグラフ（直記式電磁式オシログラフ）を用いて記録し、電極間距離を時間差で割って流速とした。

3.2 実験結果

実験結果の一例（405φ×400H）を Fig. 2 に示す。流速 v は攪拌エネルギー密度 ϵ の増加に伴って、まず、 $v \propto \epsilon^{0.48}$ の関係で増加するが、 ϵ の値が約 5 W/m^3 に達した点で屈折点が見れ、それ以後は $v \propto \epsilon^{0.24}$ の関係で増加してゆく。 ϵ のべき 0.48 と 0.24 は(11)式と(12)、(13)式で理論的に予測された 0.5 と 1/3 の値に近いものとなっている。

均一混合時間 τ は、 ϵ の増加に伴って、まず、 $\tau \propto \epsilon^{-0.68}$ の関係で減少し、次に、 $\tau \propto \epsilon^{-0.32}$ の関係へと移行している。この屈折した移行点（屈折点）における ϵ の値は、流速の測定の際にみられた屈折点とほぼ一致することがわかった。 ϵ のべき 0.68 と 0.32 は、Table 1 に示した理論結果で、(I)粘性支配の流動域の $n=0.5$ と、(II)慣性支配、あるいは、(III)乱流粘性支配の流動域の $n=1/3$ に相当するものと考えられる。したがって、流速結果にみられた流動の形態の移行現象と τ の測定に見られる均一化の過程における移行現象は同一の現

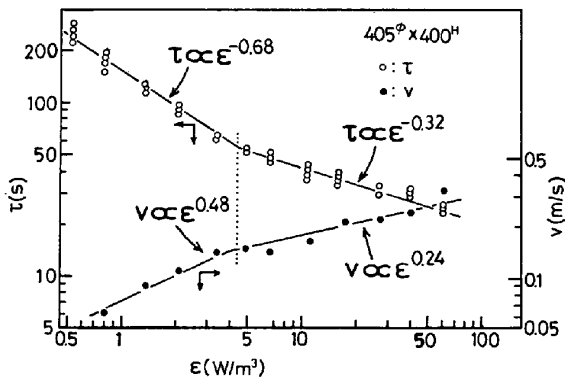


Fig. 2. Effects of applied power density on mixing time and fluid velocity (case for 405φ×400H).

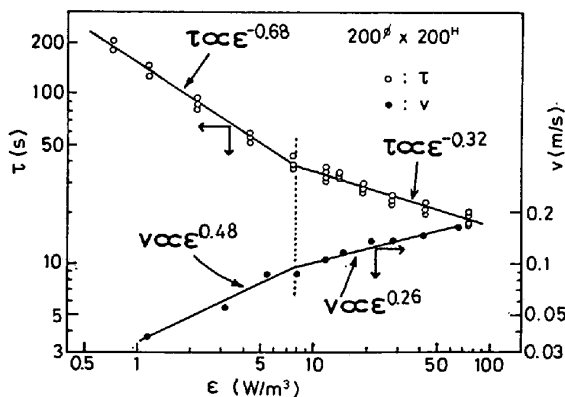


Fig. 3. Effects of applied power density on mixing time and fluid velocity (case for 200φ×200H).

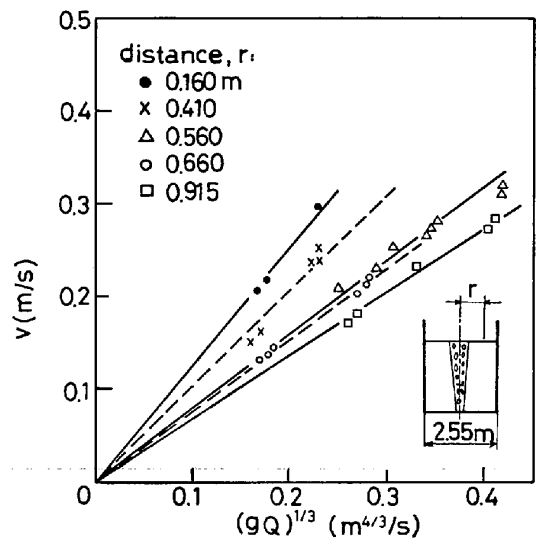


Fig. 4. The correlations between surface velocity and gas volumetric flow rate in 60 t ladle¹⁴⁾.

象であることが理論的に裏づけられたことになる。Fig. 3 には、幾何学的相似条件を保つて、装置の大きさを Fig. 2 の場合の半分にした場合の結果を示す。 τ および流速の推移傾向は Fig. 2 に示した場合と同様であったが、屈折点の位置は ϵ の大きい方へずれた。

以上、Fig. 2 と Fig. 3 からわかるように、 τ に及ぼす ϵ の効果を調べることにより、槽内流動状態を粘性支配域と慣性支配域あるいは乱流粘性支配域に分類できることがわかる。

Fig. 4 には、LEHNER ら¹⁴⁾によつて測定された 60 t 取鍋のアルゴン攪拌における溶鋼表面の流速の測定結果を示す。ここでは、取鍋表面の異なつた半径位置の流速が示されているが、それぞれ、吹き込みガス流量 Q の 1/3 乗に比例していることがわかる。 Q はほぼ ϵ に比例するとみなすことができる（後述の(39)、(40)式参照）ので Fig. 4 に示した結果は、 $v \propto \epsilon^{1/3}$ の関係を示していることになる。すなわち、実用規模の装置においても、前述の理論解析結果の妥当性が示されたことになり、Fig. 4 の実験条件は、(12)式あるいは(13)式で示されるいずれかの流動状態に相当していたものと推察できる。

幾何学的相似条件を保つて、装置の大きさを三通りに変えた場合の τ の測定結果を Fig. 5 に示す。Table 1 に示した理論解析結果では、粘性支配域の (B・I) では、 ϵ にかかるべきは $n=0.5$ であり、装置スケールにかかる係数は $\gamma=0$ となつていて、 τ は装置の大きさによらないことが理論的に予測される。Fig. 5 に示す粘性支配域の実験結果はこのことをよく示している。次に、慣性支配あるいは乱流粘性支配域に移ると、 $\tau \propto \epsilon^{-0.32}$ となり、装置の代表長 L の効果がみられるようになる。

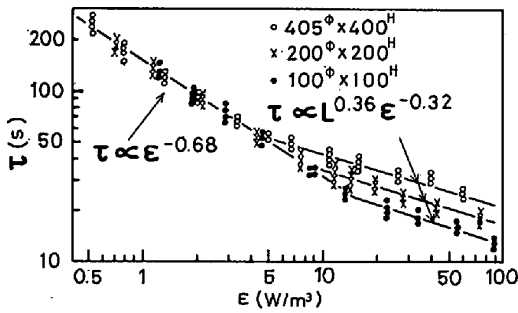


Fig. 5. Effects of vessel size on the correlation between mixing time and applied power density.

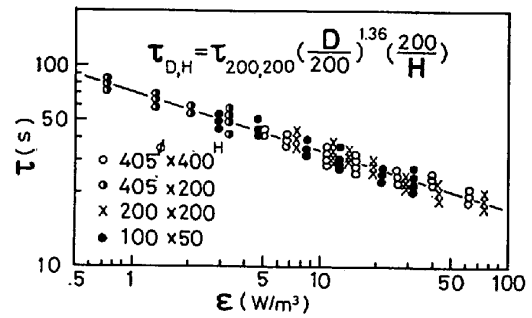


Fig. 7. Effects of vessel size and liquid height on the correlation between mixing time and applied power density.

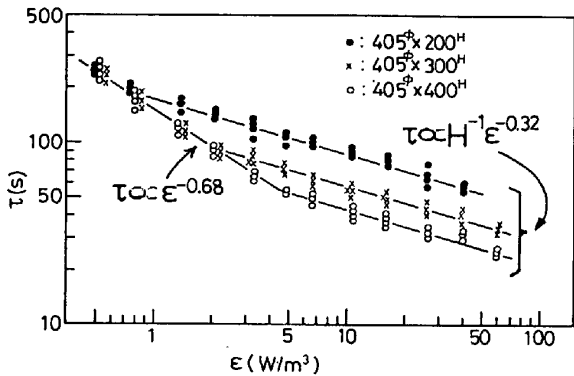


Fig. 6. Effects of liquid height on the correlation between mixing time and applied power density.

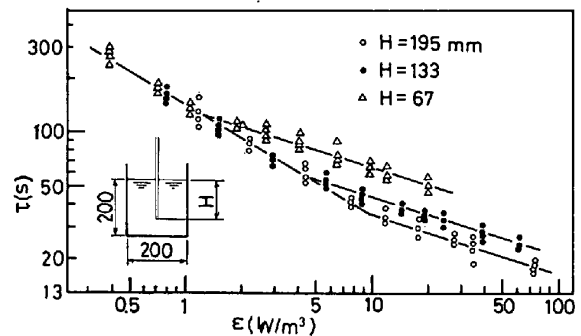


Fig. 8. Effects of gas injection depth on the correlation between mixing time and applied power density.

前述の理論解析でも示したように、 $l \propto L$ とみなし得る場合には、 $r + \xi = 2/3$ となり、 L にかかる係数は $2/3$ になるはずであるが、本実験結果では約 0.36 となり、 $l \propto L$ とみなし得ないことを示している。このことは、装置のスケールアップ(後述)をはかる上で、また、融体の乱流機構が関与する冶金反応を取り扱う上において注目すべきことであると考えられる。

Fig. 6には、 405ϕ の装置を用いて、液の深さを変えた実験結果を示す。液の深さの増加に伴って、粘性支配域が拡大し、 τ の減少がみられる。

Fig. 7には、 L と液の深さ H を変えた種々の実験結果の内、慣性および乱流粘性支配域のデータをまとめて示した。槽底の中央からガスを吹き込む場合については、慣性支配域あるいは乱流粘性支配域の実験式として次式が得られた。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{D,H}/\tau_{200,200} &= (D/200)^{1.36} (200/H) \\ \tau_{200,200} &= 72 \epsilon^{-0.32} \end{aligned} \right\} \dots (26)$$

4. ガス吹き込み条件の変更

前章までにおいて、円筒形装置で、ガスを槽底の中央より吹き込む実験を行い理論結果の検証を行つたが、本章では、さらに異なる吹き込み方法を採用した場合に、先の理論結果が成立するか否かを調べるとともに、吹き

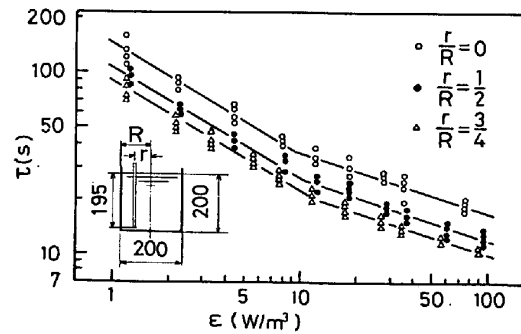


Fig. 9. Effects of radius position of gas injection on the correlation between mixing time and applied power density.

込み条件の変更が τ に及ぼす効果を把握するため $200\phi \times 200H$ の装置を用いた実験を行い、その結果に理論的考察を加える。

Fig. 8には、ガスをランスから槽の中央に吹き込み、ランス浸漬深さを変えていつた場合の結果を示す。ランス浸漬深さの増加に伴って、粘性支配の流動域(I)では τ の変化はあまりみられないが、慣性あるいは乱流粘性支配の流動域(II),(III)では、 τ は短くなり、(II),(III)の領域の減少がみられる。

Fig. 9には、ガス吹き込み半径位置を中心から周壁側へ移していつた場合の結果を示す。 τ は(I)および(II),

(Ⅲ)の領域とも減少する方向に変化している。

Fig. 5 に示された結果は同じ流動パターンになることを前提として、先の理論解析でよく説明されたが、Fig. 6 に示した H を変えた場合およびここに示した Fig. 8 と Fig. 9 の場合には、それぞれ H やランス位置の変化に伴って流動パターンが変化するため、その理論解析は数値計算による以外、解析的には困難であるように思われる。

しかしながら、Figs. 6, 8, 9, に示された実験結果に共通して見られる現象は、槽内循環流のループが長くなるにつれて、均一混合時間 τ は短くなることである。このことは定性的に次のように説明できる。

槽内の流動はその形態に基づいて(3), (5), (7)式で表され、次元解析によつて、流速と攪拌エネルギーの関係として、それぞれ、(11), (12), (13)式を得た。いま、同じ流速下で流れのループが大きい場合と小さい場合の速度勾配を比較すると、全体的にはループが大きいほど速度勾配は小さくなる。したがつて、(11), (12), (13)式の誘導で、ループの長さを考慮して、パラメータ λ を導入すると次式が得られる。

$$v \propto (\lambda^2 L^2 \varepsilon / \mu)^{1/2} \dots\dots\dots (11')$$

$$v \propto (\lambda L \varepsilon / \rho)^{1/3} \dots\dots\dots (12')$$

$$v \propto (\lambda^3 L^3 \varepsilon / \rho l^2)^{1/3} \dots\dots\dots (13')$$

ループが大きいほど、 λ の値は大きいので、同一の攪拌エネルギーのもとでは、当然ループが大きいほど流速は大きくなり、 τ がそれだけ短くなつたものと考えられる。

この考察は、Figs. 6, 8, 9, に示されるもう一つの実験事実によつても裏付けられる。すなわち、流れのループが大きいと考えられる場合ほど、粘性支配の流動域から慣性あるいは乱流粘性支配の流動域への遷移点の ε の値は大きくなつている。Boussinesq と Prandtl の乱流の仮説に基づく(8)式にみられるように、乱流粘性係数は速度勾配 $|\text{grad } v|$ に依存する。したがつて、乱流粘性係数が分子粘性係数を上まわる点である層流から乱流への遷移点も速度勾配に依存することになる。流れのループが大きい場合には、小さい場合と比較して、速度勾配を小さく保つことができるため、流動域(Ⅰ)から(Ⅱ), (Ⅲ)への遷移点 ε の値の大きい方へ移行したものと考えられる。

したがつて、 τ を短くするには、槽内の流れができるだけ大きな循環を描くように、ガス吹き込み条件を設定すればよいことになる。しかしながら、ガス吹き込み口を極端に中心からへだたつた位置に設置すると2次循環流が現れ、かえつて τ の増加につながることも考えられ

る。

5. 機械的攪拌とガス吹き込み攪拌の関係

機械的攪拌装置は反応槽などに古くから用いられているので、その研究は従来数多く行われてきた。機械的攪拌の所要動力と攪拌羽根の回転数との関係は、たとえば次式で与えられている¹⁵⁾。

(a) 層流域

$$N_p \propto Re^{-1} \dots\dots\dots (27)$$

(b) 乱流域

$$N_p \propto \text{const} \dots\dots\dots (28)$$

ここで、 $N_p \equiv P / \rho m^3 d^5$: 動力数, $Re \equiv d^2 m \rho / \mu$: レイノルズ数である。

機械的攪拌槽の場合、流速 v と ε は、それぞれ、次式で表わすことができる。

$$v \propto md \dots\dots\dots (29)$$

$$\varepsilon \propto P/d^3 \dots\dots\dots (30)$$

したがつて、これらの関係を(27), (28)式に代入して整理すると次式が得られる。

(a) 層流域

$$v \propto (d^2 \varepsilon / \mu)^{1/2} \dots\dots\dots (31)$$

(b) 乱流域

$$v \propto (d \varepsilon / \rho)^{1/3} \dots\dots\dots (32)$$

(31)式, (32)式の表現は、ガス吹き込み攪拌装置の解析で誘導した(11)式および(12), (13)式と一致するものであることがわかる¹³⁾。従来、機械的攪拌装置とガス吹き込み攪拌装置では、混合の程度の整理の仕方が異なつていたが、 v と ε の関係については、同一であると考えられる。

6. 攪拌エネルギー密度の推算

浴内にガスを吹き込んで攪拌を行う場合の ε の正確な推算は、各種ガス攪拌装置の優劣を検討する上で、また機械的攪拌装置との比較を行う際に、きわめて大切なものとなる。しかしながら、攪拌エネルギー密度の推算方法は研究者によつて異なつており、混乱がみられるのが現状である。ここでは、この問題について熱力学的な考察を行う。

液体の運動に用いられる攪拌エネルギーを見積るために、Fig. 10(a) に示すような思考実験が試みられている¹²⁾。これは、ガスの攪拌エネルギーを熱力学的に考察した初めての興味深い研究である。ここでは、このコンプレッサーの機能を明確にするため、Fig. 10(b) に示

¹³⁾ 機械的攪拌槽では流速を(29)式で表したため、乱流域の(32)式には乱流粘性に固有の l のような変数が含まれていない。

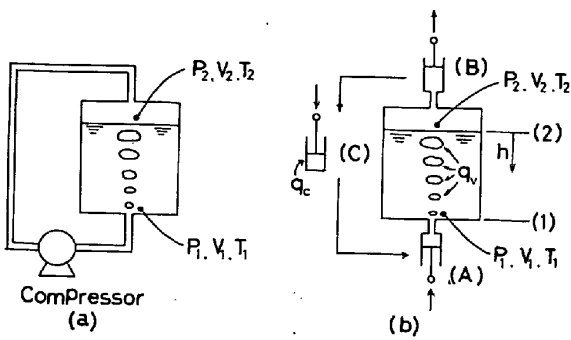


Fig. 10. Schematic view of thought experiment for estimation of applied power.

すように、コンプレッサーの機能を三種類の素機能に分けて考える。すなわち、(A)において、断熱・等圧のもとで液体中にガスを p_1, V_1, T_1 の状態で圧入し、(B)において、シリンダーで断熱・等圧の状態のもとで液体表面から放出されるガスを回収し、(C)において、これを p_2, V_2, T_2 の状態から p_1, V_1, T_1 の状態まで圧縮する閉じた熱力学的サイクルを想定する。このサイクルの機能はコンプレッサーのそれと等価である。(A)においてシリンダーがなす仕事は $W_A = p_1 V_1$ であり、(B)におけるそれは $W_B = -p_2 V_2$ となる。また、一般に気体の圧縮には熱量の出入があるから、(C)においてシリンダーのなす仕事は圧縮に要する機械の仕事 $(-\int_{V_2}^{V_1} p dv)$ とこの間に系外から加えられる熱エネルギー q_c との和を考慮する必要があり、(33)式で与えられる。

$$W_C = q_c - \int_{V_2}^{V_1} p dv \dots \dots \dots (33)$$

熱力学の関係 $dq = n' C_v dT + p dv$ を用いると、(33)式は(34)式となる。

$$W_C = \int_1^2 (dq_c - p dv) = n' C_v (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (34)$$

W_A, W_B, W_C の仕事を加えるとコンプレッサーのなす仕事として(35)式が得られる。

$$W_{comp.} = W_A + W_B + W_C = n' C_v (T_1 - T_2) + (p_1 V_1 - p_2 V_2) = (H_1 - H_2) \dots \dots \dots (35)$$

すなわち、(35)式からコンプレッサーのなす仕事は(1)の状態と(2)の状態におけるエンタルピーの差 $(H_1 - H_2)$ であることが理解できる。

一方、攪拌エネルギーには、コンプレッサーのなす仕事のほかに、ガスが液体中を上昇する間に液体から供給される熱エネルギー q_v をも考慮せねばならない。 q_v はガスが液体から熱エネルギーのかたちで受け取り、ガスの膨張によつて液体を攪拌して、液体の運動エネルギーに変換された後、流体運動に基づく粘性消散によつて熱エネルギーとなつて再び液体にもどるものである。し

たがつて攪拌に供される全エネルギー W_T は次式となる。

$$W_T = (H_1 - H_2) + q_v \dots \dots \dots (36)^{14}$$

液体中で気泡が等温膨脹する場合、(36)式の右辺第1項は零となり、断熱膨脹であれば右辺第2項が零となる。気泡が液体中を上昇する間に気体が受け取る熱エネルギー q_v は $dq = dH - V dp$ の熱力学の関係を用いて(37)式で表される。

$$q_v = \int_1^2 dq_v = \int_1^2 dH - \int_1^2 V dp \dots \dots \dots (37)$$

(37)式を(36)式に代入すれば、(38)式が得られる。

$$W_T = \int_2^1 V dp \dots \dots \dots (38)$$

(38)式は、熱力学的に考察された全攪拌エネルギー W_T が、運動力学的観点から見ると浮力のエネルギー $\int_2^1 V dp$ に等しいことを示している¹⁵。

この浮力のエネルギーを等温膨脹の条件下で誘導すると(39)式となる。

$$(W_T)_{co} = \int_2^1 V dp = \int_{p_2}^{p_1} (n' RT_1 / p) dp = n' RT_1 \ln p_1 / p_2 = p_1 V_1 \ln (p_1 / p_2) \dots (39)$$

また、断熱膨脹の条件下では次式となる。

$$(W_T)_{ad} = \int_2^1 V dp = \int_{p_2}^{p_1} (p_1 V_1^\zeta / p)^\{1/\zeta\} dp = \zeta p_1 V_1 [1 - (p_2 / p_1)^{\{(\zeta - 1) / \zeta\}}] / (\zeta - 1) \dots (40)$$

実際のガス攪拌においては、 $(W_T)_{co}$ と $(W_T)_{ad}$ の中間の値になるものと考えられる。なお、液深が浅く、 (p_2 / p_1) の値が1に漸近すれば $(W_T)_{ad} \approx (W_T)_{co}$ となる。Fig. 10の思考実験では、ガスが液体中を上昇する間になす仕事に着目するため、吹き込みガスの温度は液の温度 T_1 に等しいとして取り扱つた。しかしながら、実際の溶鋼攪拌の場合は、(39)式あるいは(40)式で見積ることのできる浮力の仕事の他に、羽口近傍でガスが常温から溶鋼温度まで急激に加熱されるため、そこでのガスの膨脹に伴う仕事 $\int p_1 dv$ を加味する必要がある¹²⁾。

以上の考察に基づいて、本実験結果の整理にあつては、ガスの膨脹は断熱膨脹とみなして浮力による攪拌エネルギーを見積つた。ガスの持つ運動エネルギーが攪拌

¹⁴ (36)式で示される攪拌エネルギー W_T の一部はガスを(1)の位置から(2)の位置に持ち上げる位置のエネルギーとして使われるため厳密には、(36)は $W_T = (H_1 - H_2) + q_v - \int_2^1 V \rho_g g dh$ (36')となる。

¹⁵ (36')式に基づく(38)式は $W_T = \int_2^1 V dp - \int_2^1 V \rho_g g dh$ (38')となり、浮力の仕事 $\int_2^1 V (\rho_l - \rho_g) g dh = \int_2^1 V \rho_l g dh - \int_2^1 V \rho_g g dh = \int_2^1 V dp - \int_2^1 V \rho_g g dh$ と一致する。ここでは $\rho_l \gg \rho_g$ として(38)式の W_T を浮力のエネルギーとした。

エネルギーに及ぼす効果については、現時点では必ずしも理論的に明らかではないので、ここでは *L. H. LEHRER*³⁾ の考えに従い、ガスの運動エネルギーに 0.06 の係数を掛けたものを有効運動攪拌エネルギーとした。このようにして得られた二種類の攪拌エネルギーの和を、操作時間と液体の体積で割って ϵ を算出した。

7. 装置のスケールアップ

これまで発表された τ と ϵ の関係式においては、幾何学的に相似とはみなし得ない種々の装置の結果を一括して、一つの関係式で与えているものがみられるが、理論的には、幾何学的相似条件が成立していない場合には、 τ と ϵ の関係が統一的に一つの関係式で与えられるという保証はない。したがって、より精度の高いスケールアップをはかるためには、たとえば、次のような手法を採用する必要がある。

1) 実装置と幾何学的に相似な模型で、水系の実験によつて τ を測定し、Fig. 5 に相当するような線図を作る。L のべき (Fig. 5 の場合は 0.36) を実験によつて決める。

2) 上記の 1) で得られた線図の縦軸 (τ の値) を 1.9 倍 ($(\rho_{Fe}/\rho_w)^{1/3} = 7^{1/3} = 1.9$) して、溶鋼系の線図に書き変える。実装置の τ と ϵ の関係を L のべきを考慮して Fig. 11 に破線で示す。Fig. 11 は、円筒形装置で底の中央のノズルからガスを吹き込む場合であり、H と内径の比は 1 で、溶鋼量は 50 t である。Fig. 11 で、縦軸の τ を指定して、矢印のようにして ϵ を決める。

3) 吹き込みガス流量と攪拌エネルギーの関係式、(39)あるいは(40)式を用いて、吹き込みガス流量を決める。

8. 結 言

ガス吹き込み精錬装置における均一混合時間 τ につい

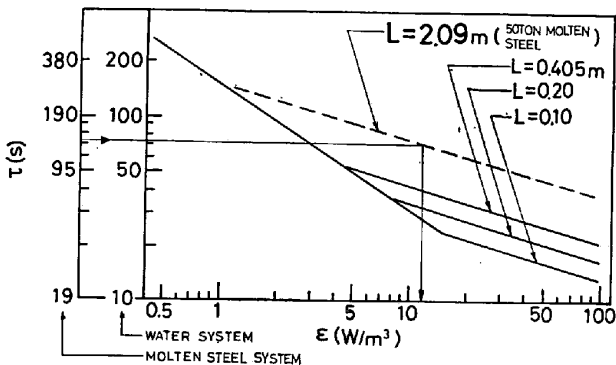


Fig. 11. The correlations between mixing time and applied power density for water system and molten steel system.

て移動速度論的観点より解析し、その理論解析結果を水の模型実験によつて検証し、次のことを明らかにした。

(1) ガス吹き込み攪拌槽の流動状態は ϵ の増加に伴つて、粘性支配域 ($\tau \propto \epsilon^{-0.5}$) から慣性支配域あるいは乱流粘性支配域 ($\tau \propto \epsilon^{-1/3}$) へと移行する。

(2) τ に及ぼす装置スケールの効果は、粘性支配域ではみられないが、慣性支配域あるいは乱流粘性支配域には現われる。その際、混合距離を装置の代表長に比例するとみなすことはできない。

(3) 同一の ϵ のもとでは、液の深さの増加に伴つて τ は減少する。

(4) 槽内の流れが大きな循環をなすようにガス吹き込み条件を設定することにより、 τ を減少させ得る。

(5) 流速と ϵ の関係については、機械的攪拌とガス吹き込み攪拌は同一とみなすことができる。

以上、本研究の成果は、装置のスケールアップに有用な基礎資料となるものと考えられる。

記 号

- c : トレーサー濃度 (kg/m³)
- D : 分子拡散係数 (m²/s)
- D_e : 有効拡散係数 (m²/s)
- D_t : うず拡散係数 (m²/s)
- d : 攪拌羽根の径 (m)
- F, \mathbf{F} : 体積力 (N/m³)
- g : 重力加速度 (m/s²)
- H : エンタルピー (J)
- h : 液の深さ (m)
- k : 比例定数 (-)
- L : 装置の代表長 (m)
- l : 混合距離 (m)
- m : 攪拌羽根の回転数 (1/s)
- N_p : 動力数 ($\equiv P/\rho m^3 d^5$) (-)
- n : 攪拌エネルギー密度にかかるとべき (-)
- n' : モル数 (kg mol)
- P : 攪拌エネルギー (J)
- p : 流体の静圧 (Pa)
- Q : ガスの流量 (m³/s)
- q : 熱エネルギー (J)
- R : 気体定数 = 8.31 (J/mol·K)
- Re : レイノルズ数 ($\equiv d^2 m \rho / \mu$) (-)
- r : 中心からの距離 (m)
- T : 温度 (K)
- t : 時間 (s)
- V : 体積 (m³)
- v, \mathbf{v} : 流速 (m/s)
- W : 仕事 (J)
- α : ρ のべき (-)
- β : μ のべき (-)
- γ : L のべき (-)
- ϵ : 攪拌エネルギー密度 (W/m³)
- ζ : 比熱比 (-)

κ : D のべき (—)
 λ : 流体の循環ループ長を表すパラメータ (—)
 μ : 分子粘性係数 (Pa·s)
 μ_e : 有効粘性係数 (Pa·s)
 μ_t : 乱流粘性係数 (Pa·s)
 ν_t : うず動粘性係数 (m^2/s)
 ξ : l のべき (—)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 τ : 均一混合時間 (s)
 添字 ad : 断熱膨脹, co : 等温膨脹, comp : コンプレッサー, D : 直径, Fe : 鉄, g : ガス, H : 液の深さ, L : 液体, W : 水, T : 全体, 1, 2 : 状態 1 および 2

文 献

- 1) W. BÜCKE: V. D. I., 81 (1937), p. 1065
- 2) 永田進治, 北村和久, 藤永吾一, 谷井 譲: 化学機械, 15(1951), p. 59
- 3) L. H. LEHRER: I & EC, Process Design and Develop, 7 (1968), p. 226
- 4) H. SANDBERG, T. ENGH, J. ANDERSSON, and R. OLSSON: The First Japan-Sweden Joint Symposium at Tokyo, (1971), p. 87
- 5) 中西恭二, 藤井徹也: 鉄と鋼, 59(1973) 11, S 460
- 6) J. SZEKELY, T. LEHNER, and C. W. CHANG: Ironmaking and Steelmaking, 6 (1979), p. 285
- 7) O. HAIDA, T. EMI, S. YAMADA, and F. SUDO: SCANINJECT II, 2nd, International Conference on Injection Metallurgy, Luleå, Sweden, June (1980), p. 20
- 8) K. NAKANISHI, T. FUJII, and J. SZEKELY: Ironmaking and Steelmaking (1975), p. 193
- 9) 加藤時夫, 岡本徹夫: 電気製鋼, 50(1979), p. 128
- 10) R. S. BRODKEY: MEFOS report presented at Scan Lancers Club 1st Meeting, Stockholm Jan. (1979)
- 11) K. KIPKE: Verfahrenstechnische Fortschritte beim Mischen, Preprints, V. D. I., (1978), p. 21
- 12) 森 一美, 佐野正道: 学振19委-No. 10244 (昭和55年5月)
- 13) 甲藤好郎: 伝熱概論 (1966) [養賢堂]
- 14) T. LEHNER, G. CARLSSON, and T. C. HSIAO: SCANINJECT II, 2nd International Conference on Injection Metallurgy, Luleå, Sweden, June (1980), p. 22
- 15) 永田進治: 新化学工学講座VII-2, 攪拌機の所要動力(1961) [日刊工業新聞社]