

溶鋼中微小介在物粒子の運動に関する モデル実験

谷口尚司*・菊池淳*

Model Experiment on the Motion of Fine Particles of Inclusion in Liquid Steel

Shoji TANIGUCHI and Atsushi KIKUCHI

Synopsis:

The lateral migration of solid particles in the vertical pipe flow of water was studied to know the behavior of fine particles of inclusion in the flow of liquid steel. Hollow glass particles, $0.46 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ in density and $55 \sim 135 \mu\text{m}$ in diameter, were injected in a vertical pipe flow of water or aqueous glycerol solution, and the collection efficiency of particles on the wall, η , was measured at the exit of the pipe. Most experiments were carried out for the case of upward flow, and effects of various factors on η were investigated in the following experimental conditions: $z=0.25 \sim 1 \text{ m}$, $\bar{v}_f=0.01 \sim 0.5 \text{ m/s}$, $d_p=55 \sim 135 \mu\text{m}$, $\mu=10^{-3} \sim 3.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $D=0.02, 0.033 \text{ m}$, where z is pipe length, \bar{v}_f mean velocity of liquid, d_p particle diameter, μ viscosity of liquid, D diameter of pipe.

Rubinow and Keller's equation on migration velocity of a rotating sphere in a uniform shear flow was modified by multiplying a correction factor, β , and then values of η were calculated by the trajectory model. Comparing the calculated and observed values of η , the values of β were determined and correlated with the particle Reynolds number and the tube Reynolds number. By using this correlation, values of η of alumina particles in liquid steel were estimated for various conditions.

Key words: inclusion particle; liquid steel; lateral migration; pipe flow; trajectory model; model experiment.

1. 緒 言

溶鋼中には脱酸生成物や巻込みスラグ等を起源とする無数の微小介在物が懸濁している。この介在物は溶鋼の流れ場で凝集・肥大化し、それが製品に残留すると、強加工時の割れ、薄板の疵、線材の断線等の重大な問題を引き起こす。従来、介在物の除去は主に浮上分離によっていたが、近年の高精浄化への厳しい要求に応えるためには、更に積極的な除去法の開発が急務になっている。しかし、開発の助けとなるべき介在物挙動に関する基礎的、理論的研究は極めて少ないのが現状である。

一方、目を他分野に転ずると、流れ場における固体粒子の挙動については古くから流体力学の分野で多くの研究がなされている¹⁾。その中でも流れ場における球形粒子の泳動に関する研究は介在物挙動との関連において興味深い。この研究は SEGRE と SILBERBERG の実験²⁾³⁾に端を発している。彼らは液と同密度の球形粒子を分散させ

た円管内 Poiseuille 流中で、粒子が下流に行くにつれ管軸と管壁との間(半径が管半径の約 60% の位置)に集まることを見出した。これに引き続き多くの研究が行われ^{4)~10)}、粒子が集まる平衡位置は粒子と主流との速度差で変化し、粒子が主流より先行する場合は管壁方向に、粒子が主流より遅れる場合は管軸方向に移動することなどが明らかにされた。この現象に関する理論的研究としては、RUBINOW と KELLER¹¹⁾、SAFFMAN¹²⁾、COX と BRENNER¹³⁾の研究等があり、最近の ISHII と HASHIMOTO の研究¹⁴⁾によって主要な実験結果が理論的に説明された。ISHII らの理論によれば粒子に対して主流と直角方向に作用する泳動力は、粒子の回転、流体の慣性効果および壁効果の複合効果として表されている。しかし微小粒子($\sim 100 \mu\text{m}$)を対象とした研究はなく、上記の研究成果を溶鋼中微小介在物挙動の解析に反映させるためには、微小粒子を対象とした基礎研究がぜひ必要である。

このような観点から、本報では垂直円管内水流中にお

平成 2 年 9 月本会講演大会にて発表 平成 3 年 6 月 27 日受付 (Received June 27, 1991)

* 東北大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Tohoku University, Aza-Aoba Aramaki Aoba-ku Sendai 980)

ける微小中空ガラス粒子の泳動現象について定量的な検討を加えることを目的とした。

2. 実験方法

2.1 介在物のモデル粒子

本研究では介在物のモデル粒子として中空ガラス粒子を用いた。その形状は真球に近く、粒子の平均密度は $0.46 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、粒子径は $10 \sim 250 \mu\text{m}$ 間に分布する。

直径 d_p の固体球の終末速度 v_{PT} (m/s) は、粒子レイノルズ数 $Re_p (= d_p v_{PT} \rho_f / \mu)$ が 1 より小さければ (1) 式の Stokes 則より算出できる。

$$v_{PT} = d_p^2 (\rho_f - \rho_p) g / 18 \mu \dots\dots\dots (1)$$

水中の中空ガラス球と溶鋼 ($\rho_f = 7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 5 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$) 中の球形アルミナ粒子 ($\rho_p = 4 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) につき、(1) 式に基づいて v_{PT} および Re_p を算出すると、次のようになる。

水-中空ガラス球:

$$v_{PT} = 2.9 \times 10^5 d_p^2 \quad Re_p = 2.9 \times 10^{11} d_p^3$$

溶鋼-アルミナ系:

$$v_{PT} = 3.3 \times 10^5 d_p^2 \quad Re_p = 4.7 \times 10^{11} d_p^3$$

これより、本研究で用いる系は溶鋼中介在物挙動のモデル実験系として適切と考えられる。

2.2 粒子の整粒および終末速度の測定

粒子の整粒は以下のようにして行った。115~325 メッシュの五つの標準ふるいを用い、粒子を湿式篩分する。各ふるい上の粒子を分液ロートに入れ、水を注入後直ちに下部から水を排出する。この操作を数回繰り返す。粒子径による浮上速度の差を利用して整粒を行った。整粒後の粒子は顕微鏡下で 100 個の粒径を測定し、その平均径を求めた。平均径は $55 \sim 135 \mu\text{m}$ 間の 5 段階に区分され、各粒径の標準偏差は $5 \sim 9 \mu\text{m}$ 内にあった。

次に整粒後の粒子について水中の終末浮上速度を求めた。内径 0.02 m のガラス円管中に水を満たし、管下部から注射器で粒子を 1 個ずつ注入する。ガラス管上部に設けた 2 本の標線 (間隔 $0.02 \sim 0.05 \text{ m}$) を粒子が通過する時間から終末速度を求めた。各粒径の粒子につき、200 回の測定を行い、得られた平均終末速度から (1) 式で粒子密度 ρ_p を算出した。その結果、 ρ_p は $(0.417 \sim 0.513) \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ として得られ、粒子径による系統的变化はみられなかった。そこで本報では粒子密度として上記の平均値 $0.46 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ を採用することにした。

2.3 粒子泳動実験

Fig. 1 に実験装置の概要を示した。測定管①は内面が平滑なガラス円管で、管入口には多孔板②を設置し、入

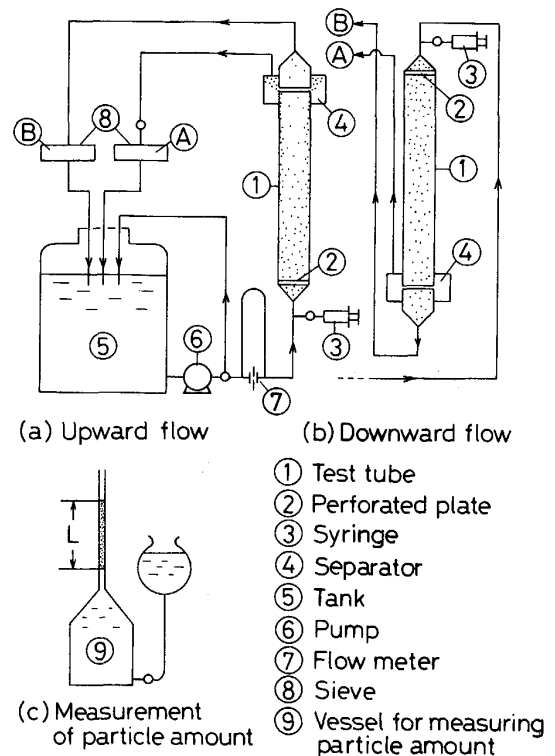


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

口の流れを平滑にした。液としては水道水または水道水に 25 mass% および 40 mass% のグリセリンを溶解した水溶液†を用い、その液をタンク⑤からポンプ⑥およびオリフィス流量計⑦を経て測定管入口に導入した。粒子は測定管の上流から注射器③によって少量ずつ供給できるようにした。円管出口には壁面に沿って浮上する粒子を採取するための粒子分離部④を設置した。この分離部には円管側面に幅 2 mm 程度の間隙を設け、そこからわずかの流量 (主流の流量の数 %) で水を吸引し、壁面に沿って浮上する粒子のみを採取できるようにした。なお、下降流の場合には吸引流量を主流流量の 40% までの範囲で種々変化させた。分離部で分けられた主流と壁部の粒子は二つのふるい A, B で別個に回収される。実験は測定管内の流れが上昇流 (Fig. 1 (a)) および下降流 (Fig. 1 (b)) のそれぞれについて行った。

入口で注入された粒子が壁に集積する割合 η (本報では壁付着効率と呼ぶ) は次のようにして測定した。ふるいで回収された粒子を粒子量測定容器⑨に入れる。この容器には上部に毛細管が取り付けられており、毛細管と容器本体とは滑らかなテーパで接続されている。容器下

† グリセリン水溶液の物性値は以下の値を用いた¹⁵⁾ (25 mass% : $\mu = 2.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\rho_f = 1.06 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 40 mass% : $\mu = 3.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\rho_f = 1.10 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$).

部から水を送入して粒子を毛細管部に集め、その長さ L を測定する。二つのふり A, B (Fig. 1 (a) 参照) で別個に回収された粒子に対して測定した長さ L_A, L_B より、次式で壁附着効率 η を算出した。

$$\eta = L_A / (L_A + L_B) \dots\dots\dots (2)$$

実験は常温 (約 20°C) で行った。本実験条件は以下に示すとおりである。

上昇流の場合 : 測定管内径 $D = 0.02, 0.033$ m, 測定管長 $z = 0.25 \sim 1$ m, 粒子径 $d_p = 55 \sim 135 \mu\text{m}$, 液の粘度 $\mu = (1 \sim 3.7) \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 平均液流速 $\bar{v}_f = 0.01 \sim 0.5$ m/s, 管レイノルズ数 $Re = 60 \sim 10\,000$, 粒子レイノルズ数 $Re_p = 0.0468 \sim 0.724$

下降流の場合 : $D = 0.02$ m, $z = 0.75$ m, 粒子径 $d_p = 135 \mu\text{m}$, $\mu = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\bar{v}_f = 0.1 \sim 0.5$ m/s, $Re = 2\,000 \sim 10\,000$, $Re_p = 0.724$

なお、上記の実験に先立ち円管内の粒子の分布状況を上昇流および下降流のそれぞれについて観察した。その結果、水流中の粒子は上昇流の場合には下流に行くにつれて管壁に集まり、下降流の場合には壁から離れることが確認された。

3. 実験結果および考察

3.1 壁附着効率 η に及ぼす諸因子の影響

3.1.1 η と z との関係

Fig. 2 (a) および (b) に測定管の長さ z を種々変えた場合の壁附着効率 η の実測値を平均液流速 $\bar{v}_f = 0.05$ m/s (上昇流) の場合について示した。図より η は z とともに増加しており、同一の z では粒子径 d_p が大きいほど、また流体の粘度 μ が小さいほど η が大きくなっている。なお、図中の実線は後に述べる η の計算

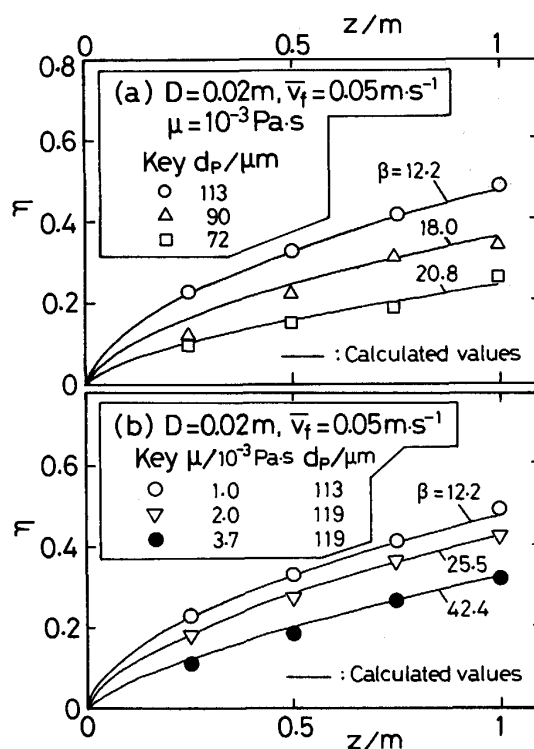


Fig. 2. Values of η as a function of z .

値である。

3.1.2 η に及ぼす \bar{v}_f および d_p の影響

Fig. 3 に $z = 0.75$ m の場合の η と \bar{v}_f との関係を上昇流の場合について d_p をパラメーターとして示した。図より η は \bar{v}_f が小さい領域では \bar{v}_f とともに急激に大きくなっているが、最大値を経た後、 \bar{v}_f とともに緩やかに減少し、 \bar{v}_f が約 0.25 m/s 以上で急激に減少する傾向を示している。 η が \bar{v}_f の増加とともに大となる低流速域では η は d_p によってあまり変化していないが、 η が \bar{v}_f

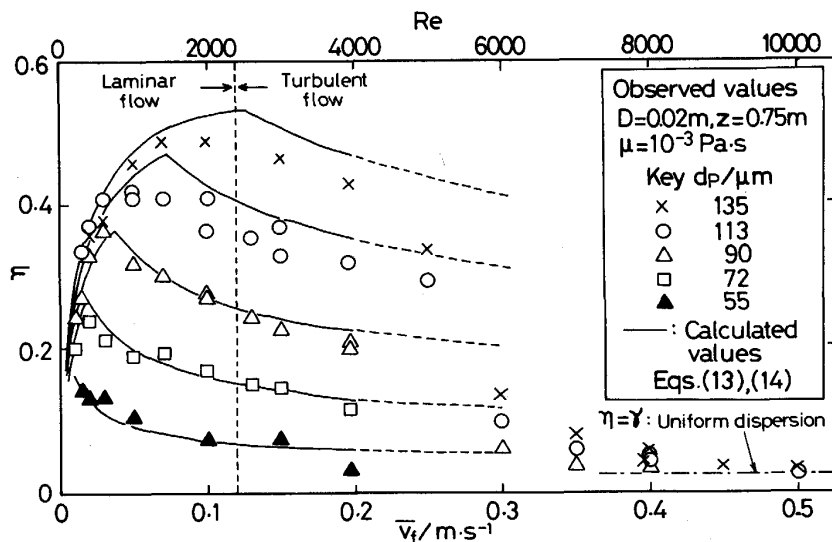


Fig. 3. Relation between η and \bar{v}_f for various values of d_p .

の増加とともに緩やかに減少する中間流速域では d_p の増加とともに η は顕著に増加している。また η が急激に減少する高流速域では η が吸引率 γ (Fig. 1 の粒子分離部で液を吸引する流量 Q_s と主流の流量 Q との比) の値に漸近しており、粒子が管内で均一に分散するようになることを示している。図中の横軸に管レイノルズ数 $Re (= D\bar{v}_f \rho/\mu)$ の値も併記したが、 $\bar{v}_f \geq 0.12 \text{ m/s}$ の条件では $Re \geq 2400$ であり、円管内の流れは乱流状態にあるものと考えられる。しかしながら η と \bar{v}_f との関係は $Re = 4000$ に至るまでは顕著な変化を示していない。これより、乱流域でも粒子の壁方向への泳動が起こることが分かる。しかし $Re \geq 5000$ となると乱流の激しい混合作用のために粒子はしだいに均一分散に近づくようになる。なお、図中の実線は後述の実験式(13)および(14)式による計算値である。

3.1.3 η に及ぼす μ および D の影響

Fig. 4 に液の粘度 μ をパラメータとして η と Re との関係を示した。図より η は低 Re 域では μ に依存せず Re とともに増加しているが、高 Re 域では μ の増加につれて著しく減少している。

次に Fig. 5 に管径 D をパラメータとして η と Re との関係を示した。 η は Re の全領域で D が大きい方が小となっている。

以上、上昇流の場合の η は d_p 、 \bar{v}_f 、 μ および D によって変化することが示された。

3.1.4 下降流における η

Fig. 6 (a) および (b) に下降流の場合の η と吸引率 γ および \bar{v}_f との関係を示した。まず Fig. 6 (a) を見ると、 \bar{v}_f が一定の場合の η の実測値は $\gamma = \eta$ の実線(粒子が均一に分散する場合)より下方に位置している。

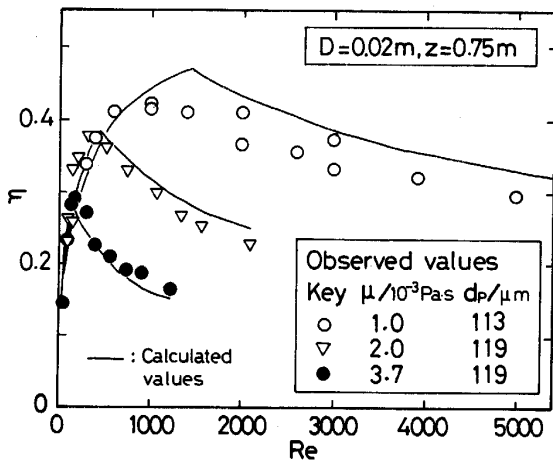


Fig. 4. Relation between η and Re for various values of μ .

これは粒子が壁から離れていることを示している。次に Fig. 6 (b) は吸引率 γ をほぼ一定(約 0.25)にしたときの η/γ と \bar{v}_f との関係を見たものであるが、 η/γ は \bar{v}_f が 0.1 m/s ($Re = 2000$) では小さい値を示している。しかし \bar{v}_f がこれより大きくなると η/γ は急激に大となり \bar{v}_f の増加とともに 1 (均一分散) に近づいている。これは乱流に伴う混合作用によるものである。

3.2 揚力理論との比較

前述のように、速度分布のある流れの中に存在する粒

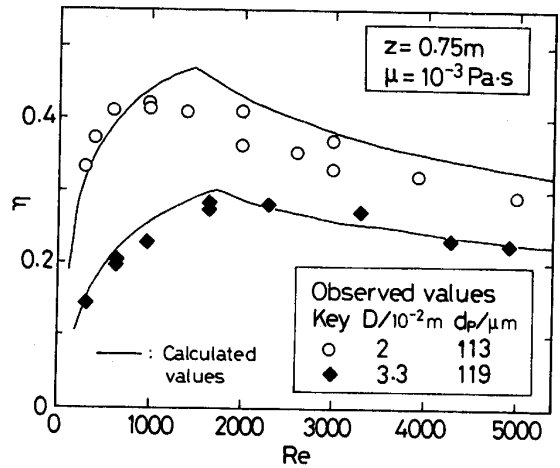


Fig. 5. Relation between η and Re at different values of D .

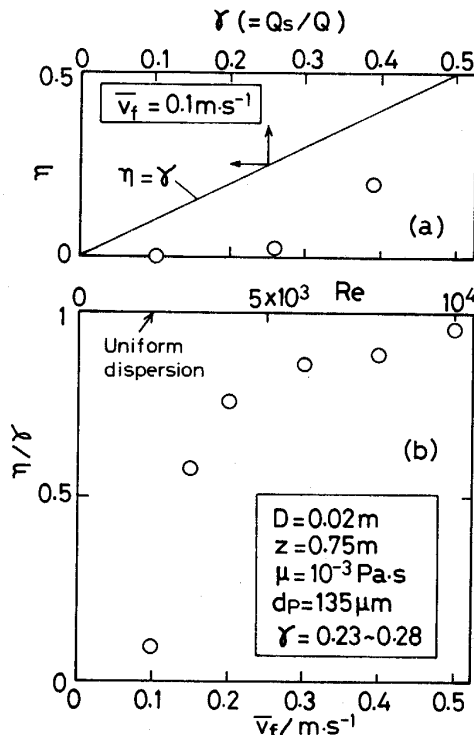


Fig. 6. Values of η obtained for downward flow.

子には主流と直角方向に泳動力が作用する。この泳動力として RUBINOW と KELLER は粒子の回転による揚力を考え、SAFFMAN は流体の慣性による揚力を考えた。両理論により得られる管壁方向の揚力はそれぞれ(3)および(4)式で与えられる。

RUBINOW-KELLER :

$$F_L = \pi a_p^3 \rho_f \omega (v_{pz} - v_{fz})$$

$$\omega = -\frac{1}{2} \frac{dv_{fz}}{dr} \dots\dots\dots (3)$$

SAFFMAN :

$$F_L = 81.2 \mu (v_{pz} - v_{fz}) \left| \frac{dv_{fz}}{dr} \right|^{1/2} \frac{a_p^2}{\nu^{1/2}} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ω は粒子の回転角速度、 a_p は粒子半径、 v_{pz} および v_{fz} はそれぞれ粒子および流体の z 方向速度、 ν は流体の動粘度である。

一方、粒子が流体中を v_{pr} なる速度で半径方向に泳動するとき、粒子には(5)式で示される Stokes の抵抗力が作用する。

$$F_R = 6\pi\mu a_p v_{pr} \dots\dots\dots (5)$$

粒子の慣性を無視し、 F_L と F_R とを等値すれば(3)~(5)式より粒子の泳動速度 v_{pr} を算出できる。

ISHII と HASHIMOTO は上記の両機構に壁効果も考慮して、(6)式で示される円管内層流速度分布中における v_{pr} を解析的に求めた。

$$v_{fz} = 2\bar{v}_f [1 - (r/R)^2] \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 R は円管の半径 (= $D/2$) である。

彼らの得た v_{pr} の結果は(7)式で表される

$$v_{pr} = (a_p v_{pr} \bar{v}_f / \nu) f(r/R) \dots\dots\dots (7)$$

$f(r/R)$ は $r=0$ および R で 0、 $r/R \approx 0.7$ で最大値を示すような関数である。

以上三つの理論に基づいて以下のようにして壁付着効率 η の理論値を求めてみた。円管内の流速分布が(6)式で表されると仮定し、(6)式および(3)~(5)式より RUBINOW と KELLER および SAFFMAN の理論に基づく v_{pr} を求めた。これらの理論値および(7)式の結果を用いると各理論による粒子軌跡を算出し得る。今、時間 t における管内の粒子位置を (r, z) とすると、粒子速度 v_{pr} 、 v_{pz} は次式で表される。

$$v_{pr} = dr / dt ; v_{pz} = dz / dt \dots\dots\dots (8)$$

これより次式を得る。

$$dr / dz = v_{pr} / v_{pz} = v_{pr} / (v_{fz} + v_{pr}) \dots\dots\dots (9)$$

(9)式を z について積分すれば、円管内の粒子軌跡が得られる。積分は管入口の粒子位置を初期条件として、 $\Delta z = 0.01$ m ごとに数値的(前進差分法)に行った。得

られた粒子軌跡より以下のように η を算出した。ある粒子軌跡が管壁と交わる z の位置 z_c を考える。この軌跡を管入口 ($z=0$) まで逆にたどると、その粒子の入口における位置 ($r=r_c$) が分かる。このとき入口において $r \geq r_c$ の領域にあるすべての粒子は $z=z_c$ において管壁にあることになる。管入口に供給される粒子濃度が一様であるとする、 $z=z_c$ における η は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\int_{r_c}^R (v_{fz} + v_{pr}) 2\pi r dr}{\pi R^2 (\bar{v}_f + v_{pr})} \dots\dots\dots (10)$$

このようにして求めた η と z との関係を Fig. 7 に実測値と比較して示した。図より SAFFMAN の理論による η の計算値が最も大きく、RUBINOW と KELLER のそれが最も小さい。実測値は ISHII と HASHIMOTO の理論と RUBINOW と KELLER の理論との中間にある。

前述のように、ISHII らの理論は粒子の回転、流体の慣性効果および壁効果をすべて考慮した最も高度な理論と考えられる。 η の実測値がこの理論と一致しないのは次の理由によると思われる。

ISHII らの理論は次式の条件下で導出されている。

$$Re_p \ll a_p / R \dots\dots\dots (11)$$

本研究では微小な粒子を対象としたために、上記の条件は満たされていない ($Re_p = 0.0468 \sim 0.724$, $a_p/R = 0.0008 \sim 0.0068$)。このことが ISHII らの理論値と本実験結果との相違の主な原因と考えられる。

また、実測値は RUBINOW と KELLER の理論値よりも大きい、これは前述のように彼らの理論が流体の慣性効果を見逃しているためと考えられる。

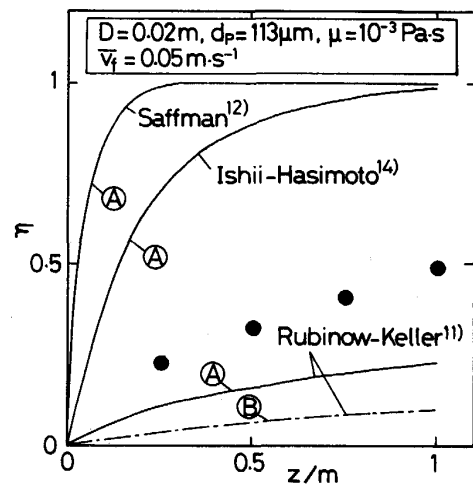


Fig. 7. Comparison between observed values of η and calculated ones by the lift force theories.

なお、図中の一点鎖線は後述のように入口の平滑流から発達した速度分布に至る過渡流れの影響を考慮した場合であるが、この場合の η は過渡流れを考慮しない場合よりも小さくなっている。

本実験条件に対して適用できる理論はまだ確立していないので、本報では(6)式の Poiseuille 流れに限らず一般の流れ場に適用可能な RUBINOW と KELLER の理論を修正して実験結果の整理に用いることにした。

3.3 粒子泳動に関する実験式の導出

前述のように RUBINOW と KELLER の v_{Pr} に関する理論式は(3)および(5)式より求められる。本報ではその v_{Pr} に β なる補正係数を乗じた式、(12)式を用いることにした。この β は、RUBINOW と KELLER の理論に含まれない流体の慣性効果等を表すパラメーターと考えた。

$$v_{Pr} = -\beta (a_P / 24) Re_P (dv_{fz} / dr) \dots\dots\dots(12)$$

そしてこの β を種々変えて(12)式に基づく粒子軌跡の計算を行い、 η の実測値を最も良く表し得る β を求めることにした。

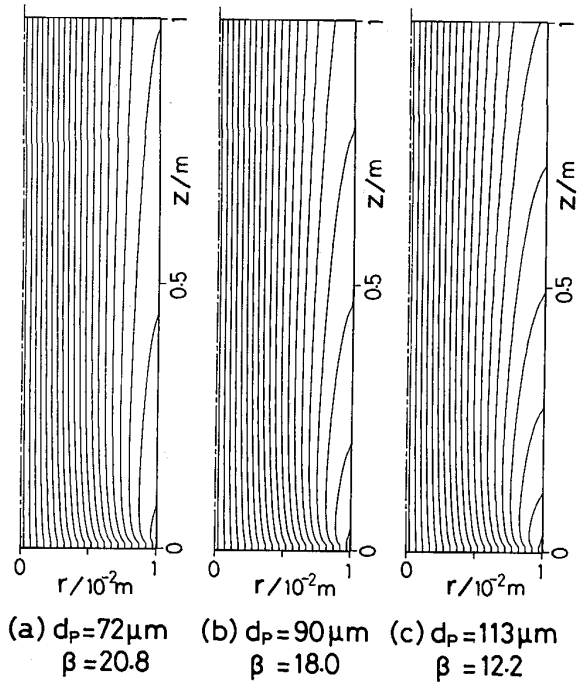
なお、本計算では円管入口における平滑流れから発達した速度分布に至る過渡流れの領域も考慮した。その流れの計算は Navier-Stokes の式を Upwind 法で差分化し、加速緩和法で数値的に解くことにより行った。差分格子の間隔は $\Delta r = R/40$, $\Delta z = 0.01 \text{ m}$ とした。

過渡流れを考慮して求めた粒子軌跡の計算例を Fig. 8 に示した。図は Fig. 2 (a) の条件における計算結果であるが、いずれの場合も粒子軌跡は管入口で管軸方向に向き、その後管壁方向に向きを変えている。これは入口近傍の過渡流れの影響である。これらの粒子軌跡より η を求めた結果を Fig. 2 (a) および (b) に実測値と比較して示した。図より η と z との関係は適当な β を選んで得た計算値によって非常に良く表されている。

同様の方法で η の実測値から求めた β の結果を一括して Fig. 9 に示した。図には $d_p = 55$ および $72 \mu\text{m}$ の場合を除く上昇流の場合の結果を、 $Re < 5000$ の範囲で示したが、 β と Re との間には二つのことなる関係が認められる。第1の関係は β が Re と Re_P に依存する関係で、 β は Re の増加とともに大となり、 Re_P の増加とともに小となっている。第2の関係は β が Re_P に依存せず、 Re の増加とともに小となる関係である。それぞれについて実験式を求めると(13)および(14)式が得られた。

$$Re / Re_P < 3420 : \beta = 0.19 Re_P^{-1} Re^{1/2} \dots\dots\dots(13)$$

$$Re / Re_P > 3420 : \beta = 650 Re^{-1/2} \dots\dots\dots(14)$$



$D = 0.02 \text{ m}$ $\bar{v}_f = 0.05 \text{ m/s}$ $\mu = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$

Fig. 8. Calculated particle trajectories for various particle diameters.

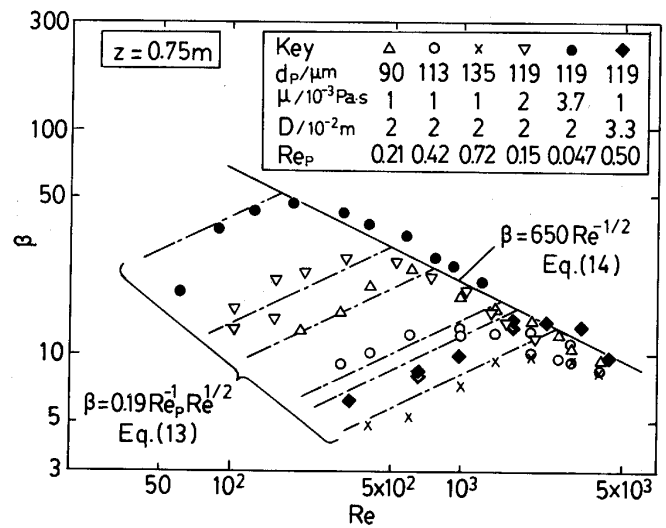


Fig. 9. Relation between β and Re for various values of Re_P .

これらの実験式の物理的意味は今後の理論的研究によって解明されるべきと考える。

(12)~(14)式を用い粒子の軌道計算を行って得られた η の計算値を Fig. 3~5 に実測値と比較して示した。 η の計算値は実測値と大略一致していることがわかる。

4. 溶鋼中アルミナ粒子の壁付着効率の推算

本研究で見いだされた円管内上昇流における懸濁粒子

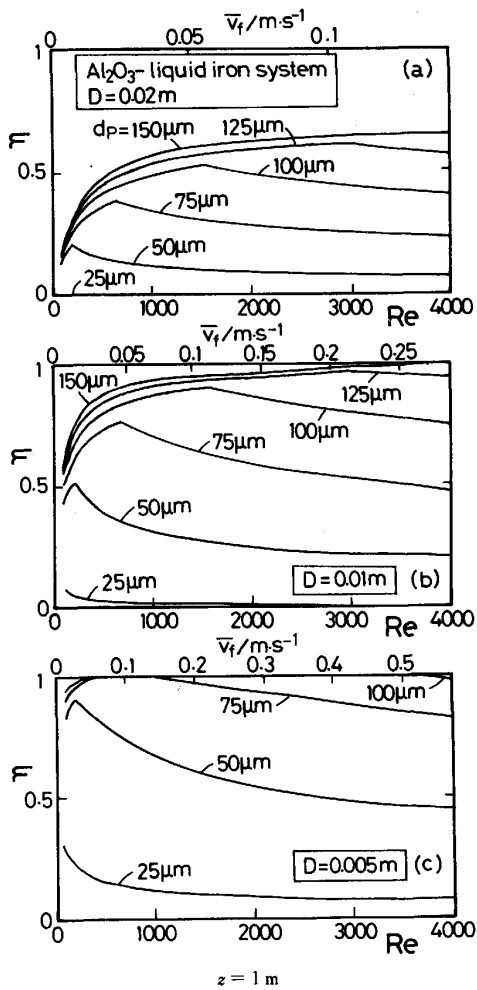


Fig. 10. Estimated values of η for alumina particles in liquid iron.

の壁付着現象は、溶鋼中介在物の積極的除去法として利用し得る現象と考えられる。そこでその有効性を検討するために、溶鉄中のアルミナ球形粒子について、壁付着効率を推算してみた。計算は前述と同様に行い、円管入口近傍の過渡流れの影響も考慮した。

円管の長さを 1 m に固定し、種々の管径および粒子径について求めた η の推算値を Fig. 10 (a)~(c) に示した。図より管径が小さいほど、また粒子径が大きいほど η は大きくなっている。特に $D = 0.5 \times 10^{-2}$ m の場合には、粒径 100 μm 以上の粒子が広い流速範囲でほぼ 100% 除去されている。また流速範囲を限定すれば 50 μm 程度の粒子も有効に除去し得ることがわかる。しかしながら 25 μm の粒子はいずれの管径の場合にも除去効果は期待できない。

5. 結 言

溶鋼中介在物の運動に関する基礎的知見を得るために円管内水流中の中空ガラス粒子の泳動に関する実験を行

い、以下の結果を得た。

(1) 上昇流中の中空ガラス粒子の壁付着効率 η は、管の長さ z とともに大となった。また η は液流速 \bar{v}_f 、粒子径 d_p 、流体の粘度 μ および管径 D に依存して変化した。管レイノルズ数 Re が 5000 以上になると η は急激に減少し、粒子は管内で均一に分散するようになる。

(2) 下降流中の中空ガラス粒子は層流域では管壁から離れる傾向にあるが、流れが乱流に遷移した後 Re が大きくなるにつれて均一分散状態になる。

(3) 既往の揚力理論から軌道理論を用いて算出した η の計算値は実測値を表し得なかった。

(4) RUBINOW と KELLER の理論を修正し、流体の慣性効果を表す係数 β をフィッティングパラメーターとして使い、 η の実測値を表し得る β を求めた。得られた β は $Re < 5000$ の条件で(13)および(14)式で整理された。また、この β を用いて逆算した η は実測値と大略一致した。

(5) β の実験式に基づく計算により、溶鋼中アルミナ粒子の壁付着による除去法の有効性を検討した。

本研究の遂行に御協力いただいた当時 4 年次学生の及川浩司氏 (現: 富士通東北デジタルテクノロジー(株)), 中屋道治氏 (現: 東北大学大学院), 廣瀬健彦氏 (現: 住友電工(株)) ならびに実験器具の製作に御協力いただいた東北大学工学部金属・材料系硝子工場の洞澤和夫技官に謝意を表す。また本研究に関する有益な助言をいただいた山形大学工学部教授都田昌之先生ならびに中空ガラス粒子を提供していただいた日本シリカ工業(株)に謝意を表す。さらに本研究の一部は文部省科学研究費 (一般研究 C, 平成 2, 3 年度) の補助によって行われたものであることを記して謝意を表す。

記 号

- a_p : 粒子の半径 (m)
- D : 円管の直径 (m)
- d_p : 粒子の直径 (m)
- F_L : 粒子に作用する揚力 ($\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$)
- F_R : 粒子に作用する抵抗力 ($\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$)
- g : 重力加速度 (m/s^2)
- Q : 円管内の液流量 (m^3/s)
- Q_S : 粒子分離部の吸引流量 (m^3/s)
- R : 円管の半径 (m)
- Re : 管レイノルズ数 ($= D \bar{v}_f \rho / \mu$)
- Re_p : 粒子レイノルズ数 ($= d_p v_{PT} \rho / \mu$)
- r : 半径方向の距離 (m)
- t : 時間 (s)
- \bar{v}_f : 円管内の平均液流速 (m/s)
- v_{fz} : 軸方向の液流速 (m/s)
- v_{PT} : 粒子の終末速度 (m/s)
- v_{Pr} : 粒子の半径方向の速度 (m/s)
- v_{Pz} : 粒子の軸方向の速度 (m/s)

z : 円管入口より軸方向(下流方向)への距離(m)
 β : (12)式の係数
 γ : Q_s/Q
 η : 壁付着効率
 μ : 粘性係数(Pa·s)
 ν : 動粘性係数(m²/s)
 ρ_p : 粒子の密度(kg/m³)
 ρ_f : 液の密度(kg/m³)
 ω : 粒子の回転角速度(rad/s)

文 献

- 1) 谷口尚司: 鉄と鋼, **75** (1989), p. 187
- 2) G. SEGRE and A. SILBERBERG: *Nature*, **189** (1961), p. 209
- 3) G. SEGRE and A. SILBERBERG: *J. Fluid Mech.*, **14** (1962), p. 115
- 4) D. R. OLIVER: *Nature*, **194** (1962), p. 1269
- 5) R. C. JEFFREY and J. R. A. PEARSON: *J. Fluid Mech.*, **22** (1965), p. 721
- 6) A. KARNIS, H. L. GOLDSMITH and S. G. MASON: *Can. J. Chem. Engng.*, **44** (1966), p. 181
- 7) C. D. DENSON, E. B. CHRISTIANSEN and D. L. SALT: *A. I. Ch. E. J.*, **12** (1966), p. 589
- 8) M. TACHIBANA: *Rheol. Acta*, **12** (1973), p. 58
- 9) 青木 弘, 黒崎晏夫, 安斎 博: 日本機械学会論文集(第2部), **44** (1978), p. 2027
- 10) H. AOKI, Y. KUROSAKI and H. ANZAI: *Bull. JSME*, **22** (1979), p. 206
- 11) S. I. RUBINOW and J. B. KELLER: *J. Fluid Mech.*, **11** (1961), p. 447
- 12) P. G. SAFFMAN: *J. Fluid Mech.*, **22** (1965), p. 385
- 13) R. G. COX and H. BRENNER: *Chem. Eng. Sci.*, **23** (1968), p. 147
- 14) K. ISHII and H. HASHIMOTO: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **48** (1980), p. 2144
- 15) 化学便覧基礎編(日本化学会編)(1975), p. 584 [丸善]