

© 1988 ISIJ

論 文

水噴流および気泡噴流中に浸漬した球の
まわりの流動特性と熱伝達

井口 学*・谷 潤一*2・植村 知正*3

Flow Phenomena and Heat Transfer Around a Sphere Submerged in Water
Jet and Bubbling Jet

Manabu IGUCHI, Jun-ichi TANI and Tomomasa UEMURA

Synopsis:

Velocity and turbulence around a sphere made of synthetic resin submerged in water and bubbling jets in a cylindrical vessel with bottom blowing were measured by making use of LDV. The melting process of an ice sphere was recorded by video camera. The local Nusselt number Nu_o of the ice sphere was determined from the initial change of the local radius. The mean Nusselt number \bar{Nu} was calculated from Nu_o by numerical integration over the surface of the sphere. The effects of velocity and turbulence intensity on Nu_o and \bar{Nu} were investigated. An empirical expression for \bar{Nu} was proposed as a function of Reynolds number and turbulence intensity. A method of predicting the complete melting time of an ice sphere was presented.

Key words : steelmaking ; injection ; bubbling jet ; Nusselt number ; turbulence intensity ; sphere.

1. 緒 言

ガス吹込みによる金属の溶解促進に関する基礎的研究として、著者らの研究室では容器内の液体に固体球を浸漬させ、底からガスを吹き込み、球の溶解に及ぼす影響を氷-水でのコールドモデル、アルミ球-アルミ浴、シルミン浴でのホットモデルで調べてきた^{1)~3)}。これらの研究では溶解速度に影響を及ぼすパラメーターとして容器形状、吹込みガス流量、羽口(ノズル)径、気泡形状、気泡頻度などに着目したが、溶解特性を定量的に記述するには至らなかった。溶解は熱伝達によつて規定されるから、その特性をより詳細に知るには球への近寄り流れと球の表面に形成される液体の境界層近傍の流れ場に着目する必要がある。そこで前報⁴⁾では、まず空気の底吹込み浴内の流れ場を噴流域、表面流域および循環流域の三つに分類し、最も重要な噴流域の流動特性をノズル径と吹込み空気流量の関数として明らかにした。本研究ではこの噴流部にまず合成樹脂製のモデル球を浸漬して、その周りの速度と乱れをレーザードップラー流速計で測定した。ついで同じ位置に浸漬した同直径の氷球の溶解をビデオカメラで撮影し、氷球の周りの局所ヌッセルト

数と平均ヌッセルト数を求め、熱伝達に及ぼす液体の速度と乱れの影響を明らかにした。さらに平均ヌッセルト数に対する実験式を提案するとともに氷球の完全溶解時間の推定法を示した。

2. 実 験

2.1 溶解実験

2.1.1 試料

溶解実験で用いた氷球は二つに割つたピンポン球に直径 0.002 m のアクリル製支持棒を取り付けたものを型として、冷蔵庫の製氷室で作製した³⁾。氷球の直径は約 0.036 m であり、周方向に 10° 間隔で測定した各直径の平均値からの偏差は ±5% 以内であつた。

2.1.2 実験装置

実験装置は前報⁴⁾に詳しいので、ここでは重要な事項についてのみ記す。試験容器は内径 0.2 m、高さ 0.4 m のアクリル製円筒である。使用液体は水道水、気体は空気である。水流量は $Q_w = (0 \sim 7.86) \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ 、空気流量は $Q_a = (0 \sim 8.95) \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ の範囲で変化させよう。ノズル径 d_n は水噴流の場合、0.002, 0.005, 0.007 m、気泡噴流の場合は 0.001, 0.002, 0.005 m である。

昭和 62 年 12 月 14 日受付 (Received Dec. 14, 1987)

* 大阪大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka Suita 565)

*2 大阪大学大学院 (現:住友金属工業(株)) (Graduate School, Osaka University, Now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

*3 大阪大学基礎工学部 工博 (Faculty of Engineering Science, Osaka University)

2.1.3 実験手順とデータ処理

氷球は溶解実験の前に氷水中で 30 min 以上保持し、氷球全体が 0°C になった状態でアクリル製支持棒を直径 0.005 m の黄銅製支持棒に固定する。ビデオカメラ³⁾で録画を開始し、内蔵タイマーを同時に作動させる。その後、氷球の中心が試験容器の中心軸上でノズルから 0.255 m 離れた位置にくるように浸漬させ、溶解した (Fig. 1)。ビデオ画面に溶解の様子を再現し、一定の時間間隔で半透明の紙に氷球輪郭を写し取り (Fig. 2)、デジタイザーで氷球半径の時間的変化を求めた。

2.1.4 解析

氷球の溶解は熱伝達によって律速される。そこで溶解速度から溶解初期の熱伝達率を計算する。Fig. 2 のよ

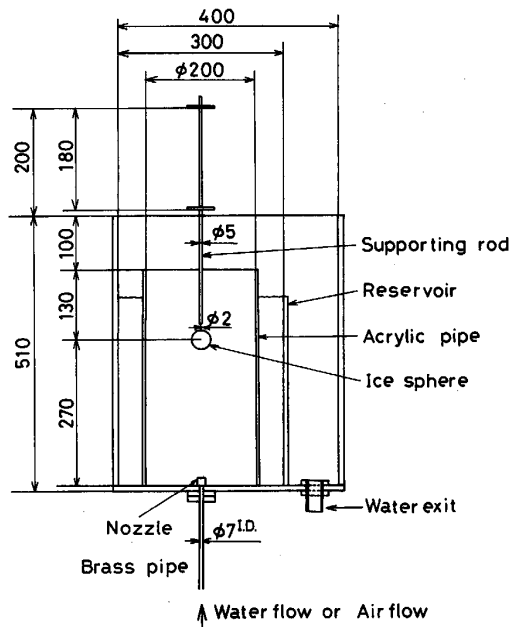


Fig. 1. Schematic layout of the test section.

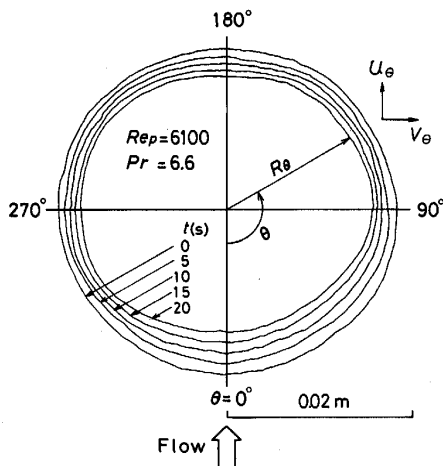


Fig. 2. Time-dependent contour lines of a melting ice sphere.

うに氷球の前方岐点から周方向座標 θ をとり dt 時間内に熱伝達によって移動する単位面積当たりの熱量と氷球が解けることによって失われる熱量が等しいとおけば次式が得られる。

$$\frac{dR_0}{dt} = -\frac{h_0}{\rho_s \Delta H} (T_b - T_f) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 R_0 は氷球の局所半径 (m)、 t は時間 (s)、 h_0 は局所熱伝達率 ($J/m^2 s^\circ C$)、 ρ_s は水の密度 (kg/m^3)、 ΔH は氷の潜熱 (J/kg)、 T_b は水のバルク温度 ($^\circ C$)、 T_f は氷の融点 ($^\circ C$) である。

氷球が球で近似できる溶解初期の期間における R_0 の減少はいたるところで時間に対して直線的である。その勾配から $t=0$ における半径の減少率 dR_0/dt を求め、これを式 (1) に代入して得られる熱伝達係数 h_0 から局所ヌッセルト数 $Nu_0 = 2R_0 \cdot h_0 / \kappa$ を計算する。ここで R_0 は氷球の初期半径、 κ は水の熱伝導率 ($J/m s^\circ C$) である。また氷球全体の平均ヌッセルト数 \bar{Nu} は次式に基づき数値計算で求めた³⁾。

$$\bar{Nu} = \int_0^\pi \sin \theta Nu_0 d\theta / 2 \dots\dots\dots (2)$$

本論文では Nu_0 や \bar{Nu} の値に基づいて氷球の溶解速度を評価した。

2.2 流速測定

2.2.1 実験装置および方法

流速測定時の実験装置、LDV 流速測定システムならびにデータ処理方法の詳細については前報⁴⁾を参照されたい。

2.2.2 実験条件

(1) 代表速度

半径 R_0 の球のレイノルズ数 Re_p を定義するに際しては代表速度として容器中心軸上における球への近寄り速度 \bar{u}_c を用いる。 \bar{u}_c は合成樹脂製のモデル球を浸漬した状態で球の影響を受けない位置として前方岐点の上流側 10 mm (ノズル直上 0.227 m) を選び測定した。この詳細については前報⁴⁾に詳しい。以下、軸方向速度 u とは容器の軸方向の速度を、半径方向速度 v とは容器の半径方向の速度を意味する。この際、球の設定位置は溶解実験での氷球の位置と同じである。

Table 1. Experimental conditions.

Run	Jet	d_n (m)	Q_w, Q_a (m^3/s)	Re_p
1	Water	0.005	5.00×10^{-5}	10 300
2	Water	0.005	1.00×10^{-5}	2 000
3	Water	0.002	1.00×10^{-5}	6 100
4	Bubbling	0.002	1.04×10^{-5}	8 000
5	Bubbling	0.001	1.04×10^{-5}	7 800
6	Bubbling	0.002	4.11×10^{-5}	9 500

(2) 球のまわりの流れ場

Table 1 の条件下で、樹脂製のダミー球の表面から 0.0018 ($=0.1R_0$), 0.0036, 0.0072 m 離れた円周上の $\theta = 0^\circ$ から 180° まで 10° ごとに分割した位置で軸方向速度 u_θ および半径方向速度 v_θ を測定した。この場合、支持棒は測定対象としない半球側の $\theta = 135^\circ$ の位置に

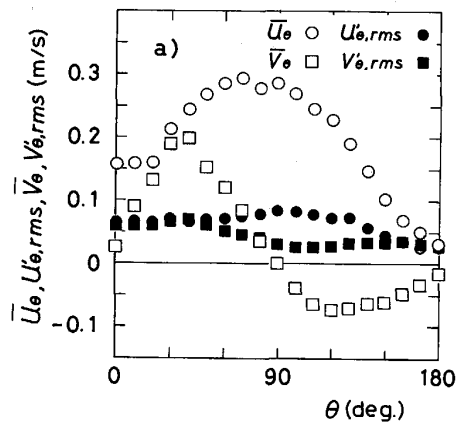
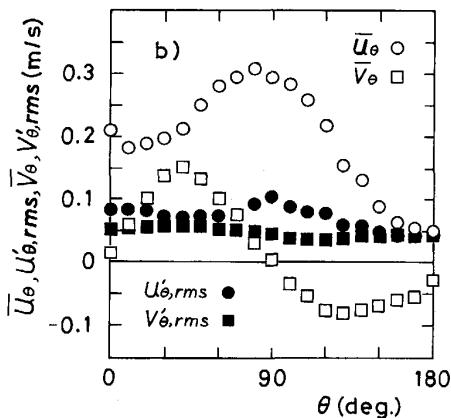
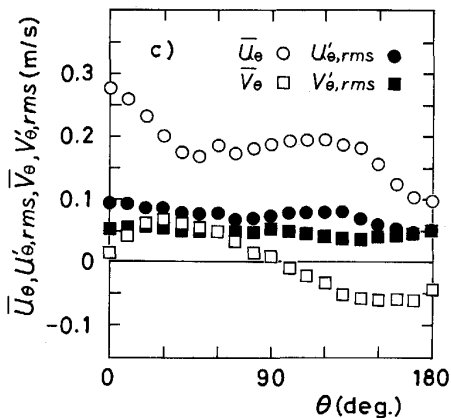
(a) $\xi = 0.0018$ m(b) $\xi = 0.0036$ m(c) $\xi = 0.0072$ m

Fig. 3. Mean velocity and turbulence and around a sphere in water jet (Run 1).

取り付け、速度測定への影響ができるだけ小さくなるように配慮した。

3. 結果と考察

3.1 球のまわりの流動特性

3.1.1 水噴流

Fig. 3 には Run 1 の条件下で、球の表面からの距離 ξ が 0.0018, 0.0036, 0.0072 m において得られた軸方向速度 (平均速度 \bar{u}_θ , 乱れ $u'_{\theta, rms}$) と半径方向速度 (平均速度 \bar{v}_θ , 乱れ $v'_{\theta, rms}$) を示す (u_θ と v_θ については Fig. 2 参照)。なお、球のまわりの層流境界層の厚さ δ を文献⁵⁾ の Fig. 11.7 に基づいて計算してみると、はく離点 ($\theta = 109.6^\circ$) における層流境界層の厚さは $\delta = 0.00167$ m となる。したがって、ここでの $\xi = 0.0018$ m の測定位置はほぼ境界層の外縁近傍に相当する。

Fig. 3 (a) において \bar{u}_θ は θ とともに増加し、 $\theta = 75^\circ$ で最大値 (中心軸上の近寄り速度の約 1.85 倍) をとつたのち減少していく。 \bar{v}_θ は θ とともに $\theta = 35^\circ$ 付近まで増加するが、その後減少に転じ、 $\theta = 90^\circ$ から負値を取るようになる。

本実験では主流の乱れが平均速度の約 20% 以上と非常に大きい場合に相当するが、球の前方岐点 ($\theta = 0^\circ$) から $\theta = 60^\circ$ にかけては $u'_{\theta, rms}$ と $v'_{\theta, rms}$ はほぼ等しい。ところが $\theta = 60^\circ$ から 150° にかけては $u'_{\theta, rms}$ のほうが $v'_{\theta, rms}$ よりも非常に大きくなっているのは、球の表面の存在によつて半径方向の運動が抑制されたためである。しかし後方岐点近傍になると再び両方向の乱れはほぼ等しい値をとる。この領域では、乱れは球前半部よりもかなり小さくなっている。従来、主流の乱れが小さい場合には、球後半部の乱れは前半部より非常に大きいことが知られている。

Table 1 に示すように、ノズル径や水流量を変えてさらに 2 種類の実験 (Run 2, 3) を行つたが、平均速度と乱れは各条件について大きさは違うものの、 $\xi = 0.0018$ m における球のまわりの分布形状は Fig. 3 (a) と変わらず、吹込み水流量によつて差はない。また $\theta = 180^\circ$ 付近の \bar{u}_θ はどの場合も正となつており、球の後側では乱れの小さい一様流中に置かれた球の下流側のように明確な逆流はない。しかし \bar{u}_θ と $u'_{\theta, rms}$ の大きさから推測されるように、瞬間瞬間には逆流 (球に向かう流れ) が生じている。このように球の下流側で明確な逆流が見られないのは、主流の強い乱流混合によつて、主流のエネルギーが球の背後に持込まれることが原因である。

球表面から離れるにつれて Fig. 3 (b), (c) に示すように \bar{v}_θ の分布は $\xi = 0.0018$ m のときとあまり変わら

ないが、 \bar{u}_θ の分布はかなり変化する。そして注目すべき事項は前方岐点近傍において $u'_{\theta, rms}$ が $v'_{\theta, rms}$ よりも非常に大きくなっている点である。前方岐点の上流 7.2 mm の軸位置では球の影響の無いことはあらかじめ確認している。したがって $\xi=0.0018$ m において $u'_{\theta, rms} \approx v'_{\theta, rms}$ となっていたのは、球の存在によつて

軸方向の運動が抑制されたためである。

3.1.2 気泡噴流

Fig. 4 には Table 1 の Run 4, 5, 6 の $\xi=0.0018$ m の位置で得られた各 θ に対する測定値を示す。水噴流の場合に比べて軸方向、半径方向の乱れと平均速度との比はかなり大きい。Fig. 4 (a), (b) を比べるとノズル径の違いによる差はほとんど見られない。また球の後側の流れも平均的には逆流は見られず水噴流の場合と同様な流れ場となっている。

吹込み空気流量 Q_a を変化させた場合の Fig. 4 (a), (c) において、 $\theta=40\sim 60^\circ$ の半径方向速度の乱れ $v'_{\theta, rms}$ に着目すると、(a) の場合平均速度 \bar{v}_θ に対して 47% と $v'_{\theta, rms}$ はそれほど大きくないが、(c) の場合 74% とかなり大きくなっている。したがって (c) の場合、非常に強い乱流混合が起こり、球の周りの流れのはく離がより強く抑えられているものと思われる。

3.2 溶解実験

3.2.1 溶解結果の整理法

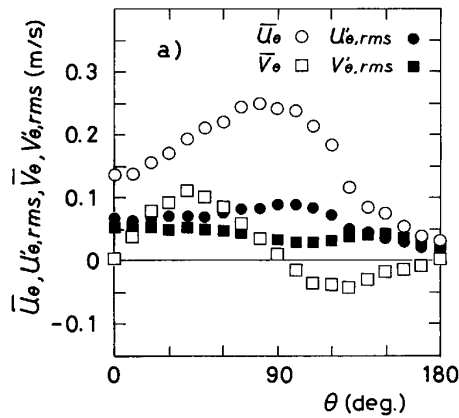
前掲の Fig. 2 に水噴流中に浸漬した氷球が溶解する時の様子を示してある。Pr は水のプラントル数 ($=\mu_b c_p / \lambda$)、 μ_b は水の粘性係数 (Pa·s)、 c_p は水の比熱 (J/kg·°C)、 $Re_p = (2u_c \cdot R_0 / \nu_w)$ は水の初期直径に基づくレイノルズ数である。この場合の各 θ 位置における半径変化から得られる局所ヌッセルト数 Nu_θ は θ 位置で大きく変わるが、 Nu_θ は $\theta=0^\circ$ と 180° の位置を結ぶ線分の左右で対称な分布になっている。これは気泡噴流の実験結果についても成立するので、以下の Nu_θ の図は $0^\circ\sim 350^\circ$ の 10° ごとに求めた Nu_θ を対称な位置で平均した値を示している。ただし、 $\theta=180^\circ$ の位置での値は支持棒のまわりの値を代用した³⁾。

3.2.2 局所ヌッセルト数 Nu_θ

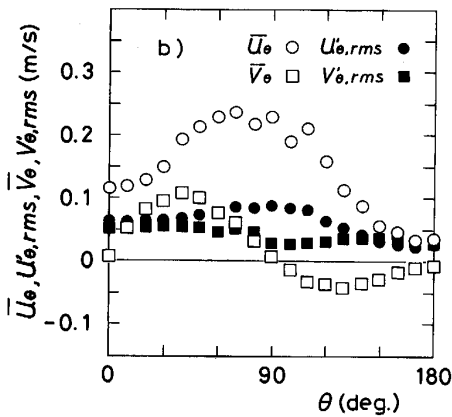
(1) 水噴流

Fig. 5 に $d_n=0.005$ m の水噴流中での氷の溶解実験から得られた局所ヌッセルト数 Nu_θ の例を示す。測定値は 3 回の実験の平均値である。4 本の曲線は MERK⁶⁾ の近似解析解であり、適用範囲は前方岐点 ($\theta=0^\circ$) からはく離前方の位置 ($\theta=90^\circ$) までである。この解は主流の乱れが非常に小さいとき、精度の良い解といわれているが、本実験のように乱れの大きい場合でも Re_p が低い場合は測定値によく合っている。

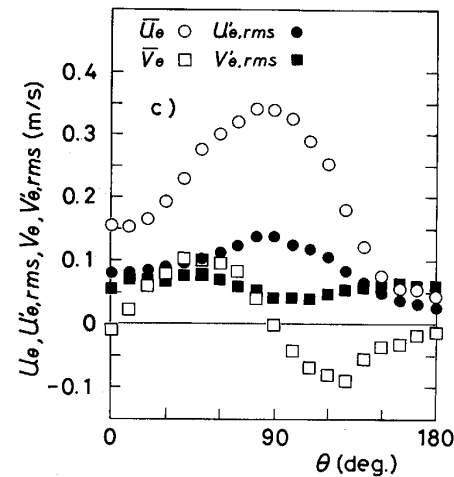
次に局所ヌッセルト数 Nu_θ に及ぼす Re_p の影響を調べる。ノズル径 $d_n=0.005$ m について、 θ, Nu_θ, Re_p の関係を 3 次的に表したものを Fig. 6 に示す。なお $Re_p=0$ は θ 軸に一致する。 $Re_p=0$ (水を吹き込まない場合) では球のまわりで冷却された液体が下降流を起こ



(a) Run 4, $\xi=0.0018$ m



(b) Run 5, $\xi=0.0018$ m



(c) Run 6, $\xi=0.0018$ m

Fig. 4. Mean velocity and turbulence around a sphere in bubbling jet.

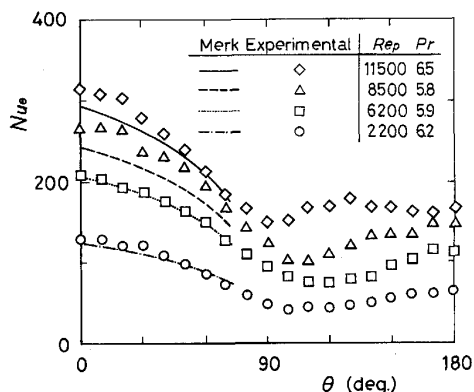


Fig. 5. Comparison of measured and predicted values of local Nusselt number Nu_θ in water jets ($d_n = 0.005$ m).

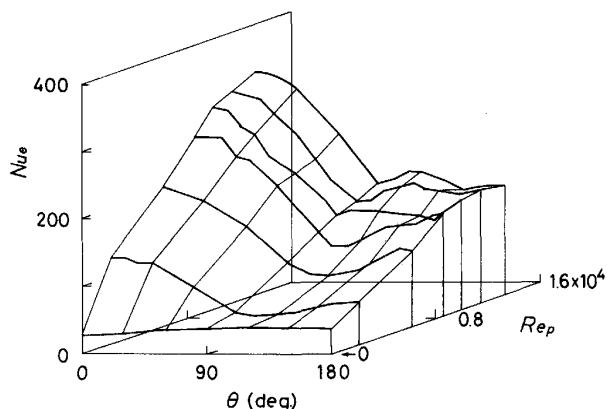


Fig. 6. Effect of Reynolds number Re_p on Nu_θ in water jets ($d_n = 0.005$ m).

すために $\theta > 90^\circ$ でやや Nu_θ が大きい。 Re_p の増加とともに Nu_θ は θ のいたるところで増加している。 $Re_p = 0$ を除いたすべての Re_p で Nu_θ は $\theta = 0^\circ$ で最大を示し、 θ の増加とともに減少し、 $\theta = 90^\circ \sim 100^\circ$ 付近で極小値をとっている。 その後の傾向は Re_p が小さい時は θ の増加とともに Nu_θ は単調増加をするが、 Re_p が大きくなると $\theta = 110^\circ$ 付近からほぼ一定値を取っている。 $\theta = 90^\circ \sim 100^\circ$ 付近で熱伝達が極小値を示すのは球の前方岐点から発達した境界層がはく離する場所が 100° 付近である⁷⁾ ということに対応している。

Re_p が小さい場合、球の後側では平均としては球に向かってくる流れ(逆流)になっていないが、前述のように瞬間瞬間には逆流が生じており、この逆流は後方岐点近傍が最も速いので、 θ の増加とともに Nu_θ は再び増加するものと思われる。 この増加の割合は垂直円管内水単相流の中の氷球の溶解³⁾ のときに比べて小さい。 乱れ強さの小さい一様流中では球の背面に明確な循環渦ができるため、球の後側での Nu_θ の増加率は本実験の場合よりも大きくなる。

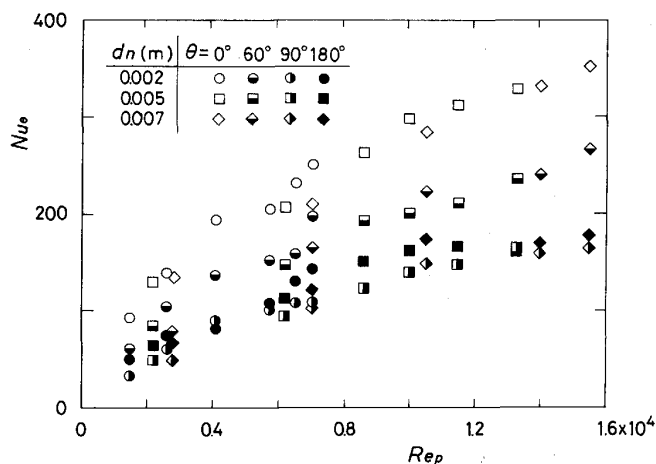


Fig. 7. Effect of nozzle diameter d_n on Nu_θ in water jets.

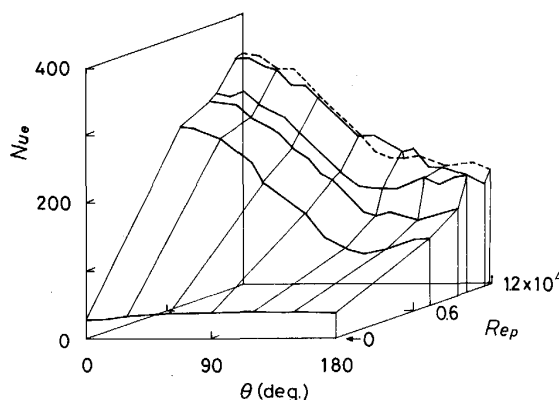


Fig. 8. Effect of Re_p on Nu_θ in bubbling jets ($d_n = 0.002$ m).

一方、 Re_p が大きい場合、主流の乱れも大きくなるが、これによる強い乱流混合によつて球の後側の表面近傍における流れ場の θ 依存性は弱くなり、したがつて Nu_θ はほぼ一定値を取るものと思われる。

局所ヌッセルト数の分布形状については他のノズル径 ($d_n = 0.002, 0.007$ m) のときにもここでの分布と同様なことがいえる。 そこで Fig. 7 に $\theta = 0, 60, 90, 180^\circ$ の Nu_θ を Re_p に対して示す。 Nu_θ は Re_p および θ に依存するが、 d_n の違いによる有意な差は見られない。

(2) 気泡噴流

吹き込まれた気泡の浮力によつて誘起された水の速度(球に対する近寄り速度) \bar{u}_c を代表速度とする Re_p と θ および Nu_θ の関係について $d_n = 0.002$ m の場合を Fig. 8 に示す。 この場合も $Re_p = 0$ は θ 軸に一致する。 また混乱を避けるため、 Re_p の最も大きい場合の測定値は破線で示す。 Re_p の増加とともに Nu_θ は球のまわりのいたるところで増加する。 球前半部における Nu_θ の θ に対する分布形状は $\theta = 0^\circ$ で最大を示し、 θ の増

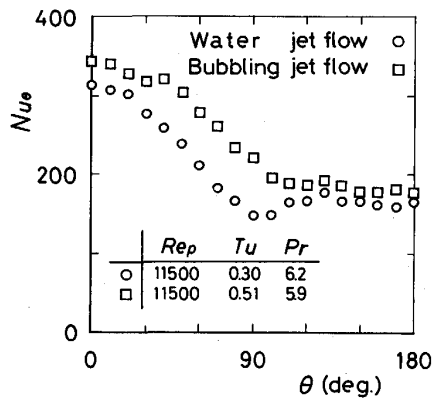


Fig. 9. Comparison of Nu_0 between water and bubbling jets with the same Reynolds number.

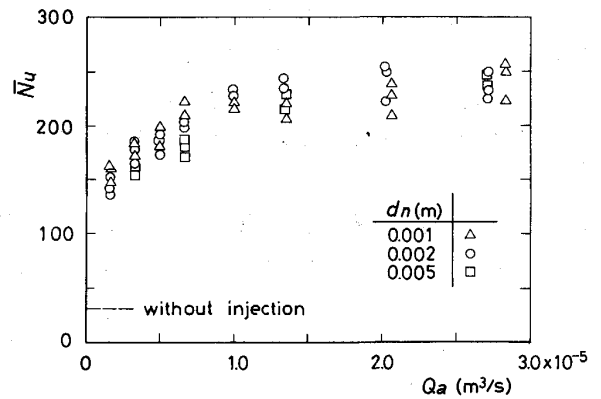


Fig. 11. Effect of air flow rate Q_a on \bar{Nu} .

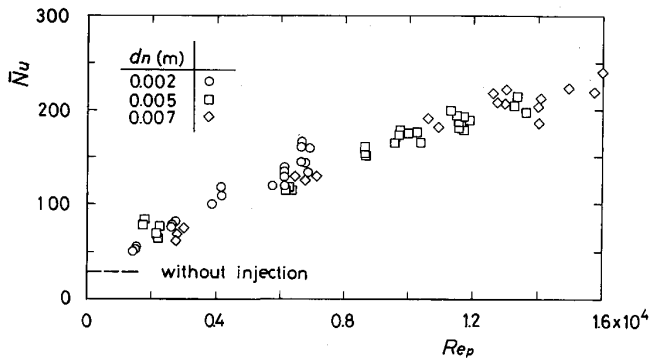


Fig. 10. Effect of Re_p on the mean Nusselt number \bar{Nu} in water jets.

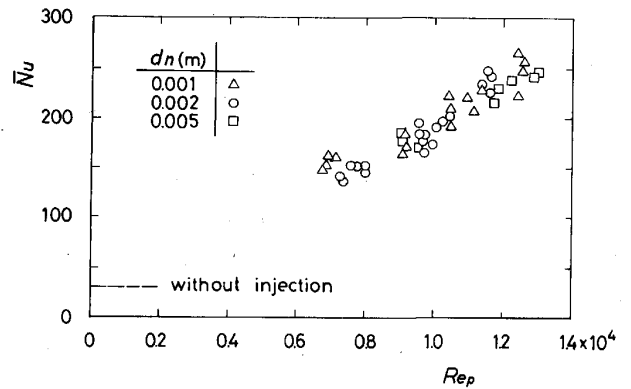


Fig. 12. Effect of Re_p on \bar{Nu} in bubbling jets.

加とともに減少する。一方、球後半部では Re_p が小さい時 $\theta=130^\circ\sim 140^\circ$ 付近で極小値をとる。球のまわりの速度場に関して前に述べたように、気泡噴流の場合、同じ Re_p の水噴流に比べて乱れ強さがかなり大きく、より強い乱流混合により、はく離が水噴流の場合よりも抑えられている。したがって Nu_0 の極小値が水噴流の場合 ($\theta=90^\circ\sim 100^\circ$) よりも後方で現れたのである。また Re_p が大きくなると Nu_0 の極小値は存せず θ の増加にともない単調減少するといった非常に興味深いことが起こる。

ほぼ等しい Re_p に対する水噴流と気泡噴流の Nu_0 の比較を Fig. 9 に示す。気泡噴流の Nu_0 は球前面で大きく、極小値を取る場所も気泡噴流の方が後側となっているのが確かめられる。

3.2.3 平均ヌッセルト数 \bar{Nu}

水噴流の場合、 \bar{Nu} を吹込み水流量 Q_w に対して図示したところ、ここには示していないが、 \bar{Nu} はノズル径 d_n に大きく依存することが分かった。しかし \bar{Nu} を Re_p によつて整理すると Fig. 10 のようになり、ノズル径による差はほとんどなくなつて、測定値のまとまりは

よい。

気泡噴流の場合、吹込み空気流量 Q_a に対する平均ヌッセルト数 \bar{Nu} の変化を Fig. 11 に示したが、水噴流の場合とは異なり、 \bar{Nu} はノズル径にほとんど依存しない。レイノルズ数 Re_p に対して \bar{Nu} を整理し直したものが Fig. 12 である。測定値のまとまりはよいが、水噴流に比べて Re_p に対する傾き、すなわち増加率が大きい。これは気泡噴流における大きな乱れが \bar{Nu} に強い影響を与えているものと考えられる。

以上を総合的に判断すると、球の熱伝達は局所的に見れば細かい違いはあるものの、平均的に見れば近寄り速度に基づくレイノルズ数 Re_p と乱れ強さ $Tu = u'_{c, rms} / \bar{u}_c$ で整理すれば単相流、気泡流の区別なく整理することができると思われる。

3.2.4 \bar{Nu} に対する無次元相関式

従来、球の強制対流熱伝達に対して多くの無次元相関式が提唱されており^{8)~10)}、一般に平均ヌッセルト数はレイノルズ数とプラントル数の関数として表される。また LAVENDER ら¹¹⁾、RAITHBY ら¹²⁾ は熱伝達に及ぼす流体の速度の乱れを考慮した式を提唱しているが、これらは比較的乱れの割合が小さい場合 (約 17% 以下) に相当

する。乱れ強さが 20% をこえる場合の熱伝達に及ぼす特性についての系統的な研究は見られない¹³⁾。したがって乱れが大きい時の球の熱伝達を予測できる無次元相関式を提唱することは工業的に非常に重要な課題である。

球のまわりの熱伝達現象は Re_p 依存性の異なる境界層型の球前面とはく離流型の球背面の二つの伝熱系の和からなると考えなければならない¹⁴⁾。このような考えにたつて球の熱伝達の実験式を提唱した中に WHITAKER¹⁰⁾ の式がある。この式は金属球と流体 (水, 油, 空気) との熱伝達を表したもので次のように示される。

$$(\bar{Nu} - 2) = (0.4 Re_p^{1/2} + 0.06 Re_p^{2/3}) Pr^{0.4} \times (\mu_b / \mu_o)^{1/4} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、

$$3.5 < Re_p < 7.6 \times 10^4, \quad 0.71 < Pr < 380, \\ 1 < (\mu_b / \mu_o) < 3.2$$

ここで μ_o は金属球の温度における流体の粘性係数である。本実験の場合には、 μ_o は氷球の温度における水の粘性係数となる。なお、式(3)は乱れの影響が無視しうる条件下で成立するとみてよい。

この式をもとに水噴流、気泡噴流の実験結果を整理すると Fig. 13 のようになる。記号▽は著者らが前に垂直円管内水単相流において求めた氷球の平均ヌッセルト数の測定値³⁾である。この測定値は主流の乱れ強さが最大でも 5% 程度の場合に得られたが、式(3)上によくのつている。これに対して本実験で得られた水噴流の結果は式(3)で得られた直線より上にあり、気泡噴流の結果はさらにその上側にある。これらを先程述べたように近寄り流れの乱れ強さを考慮して整理してみよう。パラメーターとして $T_u = (u'_{c,rms} / \bar{u}_c)$ という無次元数を採用し、式(3)を参考に T_u が小さい時は元の式に合うように式(3)の右辺に $(1 + T_u)^n$ を乗じた無次元相関式を仮定した。

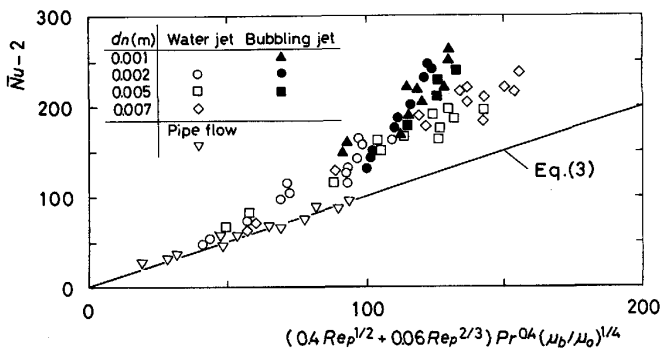


Fig. 13. Comparison of \bar{Nu} between the present measured values and Whitaker's empirical formula.

最小二乗法で n を決定すると $n=1.36$ が得られた。

$$(\bar{Nu} - 2) = (0.4 Re_p^{1/2} + 0.06 Re_p^{2/3}) Pr^{0.4} \times (\mu_b / \mu_o)^{1/4} (1 + T_u)^{1.36} \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $Re_p < 16000, 5.7 < Pr < 9.2, T_u < 0.5, 0.46 < (\mu_b / \mu_o) < 0.7$

式(4)によつて実験結果を整理し直すと Fig. 14 のようになり、水単相流、気泡流の区別なく整理できることがわかる。式(4)は熱伝達に及ぼす乱れ強さの重要性を示しているが、 Pr が非常に小さい液体金属に直接適用することはできない。この点に関しては今後の課題としたい。

3.2.5 完全溶解時間の予測

氷球の完全溶解時間を実験条件から予測することは金属の溶解に関して冶金工学上重要なことである。そこで本無次元相関式(4)に基づいて氷の完全溶解時間を次のように計算した。

固定球は溶解中期より球の形状を保たずに溶けていくが、ここでは各時間に平均半径 \bar{R} の球形を保ちつつ、

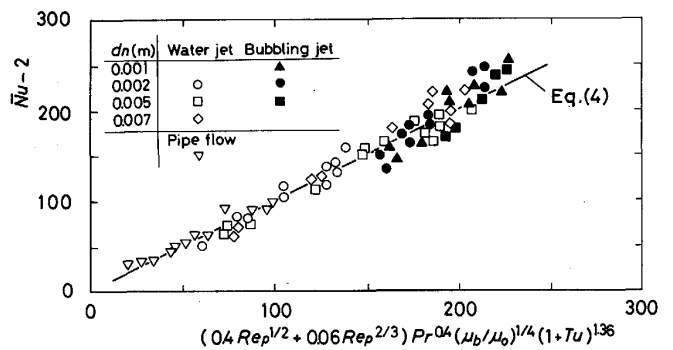


Fig. 14. Comparison of \bar{Nu} between the present measured values and empirical formula proposed here.

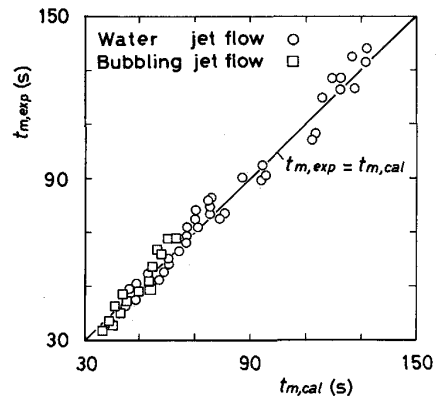


Fig. 15. The complete melting time of an ice sphere.

完全に溶解すると仮定すると、式(1)を変形して

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = -\frac{\bar{h}}{\rho_s \Delta H} (T_b - T_f) \dots\dots\dots (5)$$

が得られる。ただし、 $Re_p = 2\bar{u}_c \bar{R} / \nu_w$ である。ここで \bar{h} ($= \bar{Nu}x / 2\bar{R}$) は平均熱伝達係数である。計算に与える条件は水の初期半径 R_0 、水のバルク温度 T_b 、水球に対する近寄り速度 \bar{u}_c 、その乱れ $u'_{c,rms}$ である。これらを与えて初期条件

$$t = 0: \bar{R} = R_0 \dots\dots\dots (6)$$

のもとに $\bar{R} = 0$ となるまでの時間をルンゲ・クッタ法で数値計算した。

このようにして得られた計算値 $t_{m,cal}$ と本実験で得られた実測値 $t_{m,exp}$ の比較を Fig. 15 に示す。水噴流、気泡噴流とも、よい予測がなされている。すなわち溶解初期から得られた熱伝達特性の実験式によつて固体球の溶解時間は十分予測可能である。

4. 結 言

(1) 水噴流中の球のまわりの境界層外縁近傍の軸方向および半径方向の速度の平均値と乱れに関しては、各 *Run* の間で分布形状の差は見られなかつた。気泡噴流でも吹込み空気流量 Q_a が小さい場合の速度分布は水噴流の場合によく似ている。 Q_a が大きくなると乱流混合は水噴流の場合より非常に強くなり、これによつて球後半部におけるはく離がかなり抑えられる。

(2) 水噴流、気泡噴流とも局所ヌッセルト数 Nu_θ を球に対する近寄り速度に基づくレイノルズ数 Re_p で整理するとノズル径の違いによる差はなくなる。 Nu_θ の分布形状は $Re_p \neq 0$ を除く条件下では $\theta = 0^\circ$ で最大値をとる。水噴流の場合 Re_p が小さいとき $\theta = 90 \sim 100^\circ$ で Nu_θ は極小値をとり、その後 θ の増加にともなつて増加するが、 Re_p が大きくなると球の後側では平坦な分布となる。また気泡噴流の場合、 Re_p が小さい時の極小値は $130 \sim 140^\circ$ となるが、 Re_p が大きくなると Nu_θ は極小値をとらず θ の増加にともなつて単調減少する。

(3) 平均ヌッセルト数 \bar{Nu} は水噴流、気泡噴流によら

ず Re_p と近寄り速度の乱れ強さ T_u で整理できることを明らかにし、無次元相関式(4)を提案した。

(4) 相関式(4)から水球の完全溶解時間を計算する方法を示した。

記 号

- d_n : ノズル径
- h_θ : θ の位置の熱伝達係数
- Nu : 平均ヌッセルト数
- Nu_θ : 局所ヌッセルト数 ($2R_0 h_\theta / x$)
- Pr : 水のプラントル数 ($\mu_b c_p / \lambda$)
- R_0 : 初期の水球の半径
- Re_p : 初期の水球直径を代表長さとするレイノルズ数 ($2R_0 \bar{u}_c / \nu_w$)
- R_θ : θ の位置の水球の半径
- T_u : 乱れ強さを表す無次元数 ($u'_{\theta,rms} / \bar{u}_c$)
- t_m : 完全溶解時間
- Q_a : 空気流量
- Q_w : 水流量
- θ : 球の上流側岐点からの角度
- ξ : 球の表面からの距離

文 献

- 1) S. TANIGUCHI, M. OHMI, S. ISHIURA and S. YAMAUCHI: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., 23 (1983), p. 565
- 2) S. TANIGUCHI, M. OHMI and S. ISHIURA: 同上, p. 571
- 3) 井口 学, 近江宗一, 鎗山昌倫, 谷 潤一: 鉄と鋼, 73 (1987), p. 1496
- 4) 井口 学, 谷 潤一, 植村知正, 川端弘俊, 竹内博明: 鉄と鋼, 74 (1988), p. 1785
- 5) H. SCHLICHTING: Boundary-Layer Theory, 6th ed. (1968), p. 228
- 6) H. J. MERK: J. Fluid Mech., 5 (1959), p. 460
- 7) F. H. GARNER and R. D. GRAFTON: Proc. Roy. Soc. Lond., A224, 64 (1954), p. 64
- 8) N. FROSLING: Gerlands Beitr. Geophysid, 52 (1938), p. 170
- 9) T. YUGE: Trans. ASME, Ser. C, 82 (1960), p. 214
- 10) S. WHITAKER: AIChE J., 18 (1972), p. 361
- 11) W. J. LAVENDER and D. C. PEI: Int. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), p. 529
- 12) G. D. RAITHYBY and E. R. G. ECKERT: Int. J. Heat Mass Transfer, 11 (1968), p. 1233
- 13) J. SZEKELY, H. H. GREVET and N. EL-KADDAH: Int. J. Heat Mass Transfer, 27 (1984), p. 1116
- 14) 土方邦夫: 日本機械学会誌, 90 (1987), p. 118