

論文

気泡流における球と液体間の熱伝達

井口 学*・近江宗一*²・鎗山昌倫*³・谷 潤一*⁴

Heat Transfer between Liquid and a Sphere in Bubbling Flow

Manabu IGUCHI, Munekazu OHMI, Masamichi YARIYAMA and Jun-ichi TANI

Synopsis:

The characteristics of bubbling flow of air and water approaching an ice sphere were made clear by means of the photographic recording method and the electroresistivity probe technique. The melting process of the ice sphere was recorded by a video camera and the local Nusselt number Nu_o was determined from a change in local radius with the aid of a digitizer supported by a large scale computer. Here, the initial radius of sphere was used as a representative length. The measured values of Nu_o increased appreciably all over the surface of the sphere compared to the values in single phase flow of water. As a result, the mean Nusselt number $\bar{Nu}$ averaged over the surface also increased. The increasing rate of $\bar{Nu}$ decreased gradually with the passing frequency of bubbles $\bar{n}_b$ and finally the effect of bubbles on $\bar{Nu}$ diminished. The effect of the Reynolds number based on the cross-sectional mean velocity of water and the initial diameter of sphere decreased with an increase in $\bar{n}_b$.

Key word : steelmaking ; injection ; bubbling flow ; heat transfer ; Nusselt number ; sphere.

1. 緒 言

省資源、省エネルギーの観点から、最近低品位鉱の利用や大量のスクラップの再利用を可能にするために、ガスを鋼浴に吹込み攪拌することによって金属の溶解を促進させる技術を利用した種々の精錬法の開発が試みられている¹⁾²⁾。しかし、従来ガス吹込みが攪拌に及ぼす影響についてはかなり詳しく研究されている³⁾が、金属の溶解速度に及ぼす気泡の直接の影響に関する研究は少ない^{4)~7)}。またこれらの研究においても、金属の溶解に密接な関係のある球の周りの気泡を含む流れ場の特性が十分把握されていないために、系統的知見を得るには至っていない。

本研究ではこの課題の基礎的研究として、水と氷球を用いたコールドモデル実験を対象とするが、まず気泡形状と大きさ、気泡が氷球にあたる際の角度と頻度などの基本的特性を調べたうえで、溶解初期における氷球のヌッセルト数を評価し、気泡の衝突頻度と氷球の初期直径に基づくレイノルズ数が氷球の熱伝達ひいては溶解に及ぼす影響を明らかにする。

2. 実験装置と測定方法

2.1 溶解実験

実験に用いる氷球は、2つに割ったピンポン球に直径2 mmの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。氷球に気泡が混入した場合、溶解速度が影響される危険性があるため、脱イオン水を真空ポンプにかけ、気体を除いて使用した。氷球の直径は約3.3 cmであり、ビデオ画面上の周方向に10°間隔で測定した各直径の平均直径からの偏りは、すべての氷球について±5%以内であった。

Fig. 1に実験装置の概要を示す。使用流体は水道水である。ヘッドタンクには高さ方向の3箇所の位置に排水用の穴があり、これらを開閉することにより、ヘッドの位置を4段階に変化しうる。ヘッドタンクからサージタンクへの接続管に設けた4つの仕切弁のうち3つは直径を変えて穴を開け、オリフィスの代用とした。これらの組合せにより多くの水流量 Q_w が設定可能である。各設定流量が実験中に変化しないことは重量法で確認した。本実験では $Q_w = (0 \sim 0.700) \times 10^3 \text{ cm}^3/\text{s}$ であり、水の断面平均速度 V_m とパイプ内径 D に基づくレイノ

昭和61年7月29日受付 (Received July 29, 1986)

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

*² 大阪大学 工博 (Osaka University)

*³ 住友金属工業(株)鹿島製鉄所 (Kashima Works, Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

*⁴ 大阪大学大学院 (Graduate School, Osaka University)

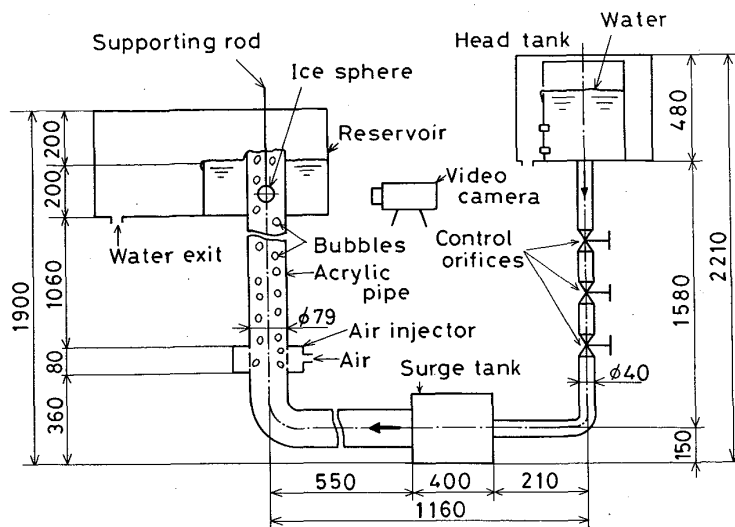


Fig. 1. Experimental apparatus.

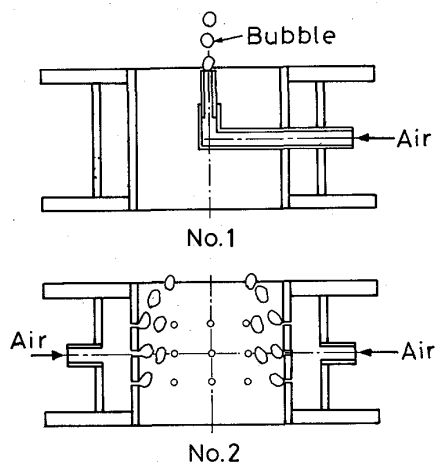


Fig. 2. Schematic diagram of bubble generators.

ルズ数 $Re = V_m D / \nu$ (ν : 水の動粘度) の範囲は $Re \leq 1.2 \times 10^4$, V_m と球の初期直径に基づくレイノルズ数 $Re_p = V_m D_0 / \nu$ の範囲は $Re_p \leq 4.8 \times 10^3$ である。水道水の温度は試験管路前方で、空気温度は注入器の前方で測定した。

アクリルパイプの試験管は、その先端がアクリル製水槽の水面より少し上に出るようにしてある。空気はコンプレッサーで空気注入器に送られる。空気流量 Q_a はガラス管に付けられたオリフィスを用いて $Q_a \approx 1 \times 10^2 \text{ cm}^3/\text{s}$ までの範囲内で設定する。空気注入器には2種類あり、No. 1 はL字型の黄銅管を試験管の中心に突き出し、その先端から気泡が出るようにしたもので、No. 2 は試験管のまわりから空気を注入し、気泡を発生させるものである (Fig. 2)。No. 2 の注入器では空気流量が小さくなると一部分からのみ気泡が発生し、試験管横断面内の気泡通過頻度分布に偏りが生じるので、このような場合には No. 1 を用いた。なお空気を吹き込

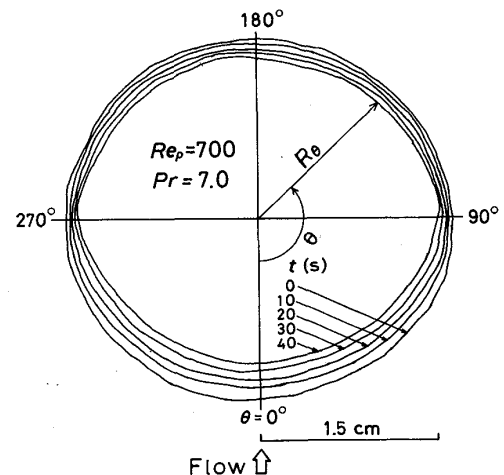


Fig. 3. An example of the time-dependent contour of a melting sphere.

む穴の直径は両者とも 1 mm である。

氷球は水を浮べた水中に 30 min 以上保持し、氷球全体が 0°C になった状態で直径 5 mm の支持棒に固定し、空気注入器の上方 1120 mm ($x/D \approx 14$, x : 注入器出口から測った距離) に浸漬した。アクリルパイプ壁の屈折率の影響を小さくするために、パイプの周りに水を満した水槽を設け、溶解の様子をビデオカメラで撮影した。その後ビデオ画面に再生し、一定の時間間隔で半透明の紙に氷球の輪郭を写しとった。この図から計算機センターのデジタイザーで半径の変化を測定し、必要な処理はすべて大型計算機 (NEAC ACOS SYSTEM 1000) で行つた。

氷球の溶解は熱伝達によつて律速される。そこで溶解速度から溶解初期の熱伝達率を計算する。Fig. 3 のように氷球の前方岐点から周方向座標 θ をとり、 dt 時間に熱伝達によつ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つて失われる熱量が等しいとおけば次

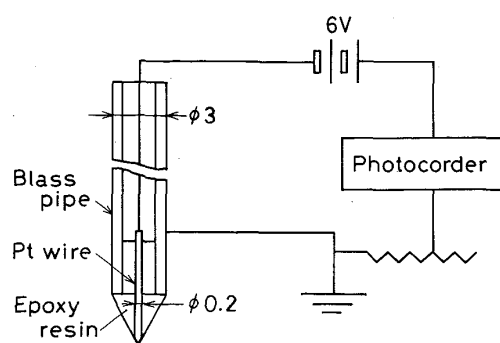


Fig. 4. The circuit of electroresistivity probe.

式が得られる.

$$\frac{dR_\theta}{dt} = -\frac{h_\theta}{\rho_s \Delta H} (T_b - T_f) \dots\dots\dots (1)$$

ここで R_θ は氷球の半径 (cm), t は時間 (s), h_θ は熱伝達率 ($\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}^\circ\text{C}$), ρ_s は水の密度 (g/cm^3), ΔH は水の潜熱 (cal/g), T_b は水のバルク温度 ($^\circ\text{C}$), T_f は水の融点 ($^\circ\text{C}$) である. 本研究では, 氷球が球で近似できる溶解初期の期間 (氷球半径が最大でも初期値の約 25% 減少するまでの期間) を対象としている. この期間における R_θ の減少はいたるところで時間に関して直線的である. そこでそのこう配から $t=0$ における半径減少率 dR_θ/dt を求め, これを式 (1) に代入して h_θ を求め, さらに局所ヌッセルト数 $Nu_\theta = 2R_\theta h_\theta / \kappa$ を計算する. ここで R_0 は氷球の初期半径 (cm), κ は水の熱伝導率 ($\text{cal}/\text{cm}\text{s}^\circ\text{C}$) 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.

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

2.2 気泡観察

Fig. 1 の装置の支持棒と氷球を除いた状態で気泡を発生させ, 氷球占有位置近傍の気泡をカメラで撮影した. なお, 氷球前方の気泡の特性は, 氷球が存在する場合としない場合とで差のないことを確認した. フィルムはトライ X (ASA 400) を用い, 増感現像液 (バンドール) で ASA 3200 に感度を上げた. 撮影したネガフィルムを写真引き伸ばし機で拡大し, 各実験条件につき 50 個の気泡の長軸と短軸を物指しで測った. また長軸の水平面からの傾きを分度器で測定した.

2.3 気泡通過頻度分布測定

電気探針法によって, 氷球を除いた状態で前方岐点上流 16 mm の管横断面内の気泡通過頻度分布を測定した⁸⁾. Fig. 4 に回路図を示す. 探針は, 先端をサンドペーパーでとがらせてエポキシ樹脂で 3 mm の黄銅パイプ内に先端を出した状態で固定した直径 0.2 mm の Pt 線で

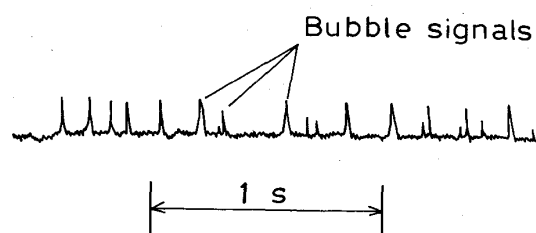


Fig. 5. Output signal of electroresistivity probe.

Table 1. Main experimental conditions.

Run	$Q_a \times 10^{-2}$ (cm^3/s)	$Q_w \times 10^{-3}$ (cm^3/s)	$Re \times 10^{-3}$	$Re_p \times 10^{-3}$	Air injector
1	0.077	0	0	0	No. 1
2		0.102	1.26	0.526	
3		0.406	5.01	2.09	
4		0.692	8.54	3.67	
5	0.224	0	0	0	No. 1
6		0.102	1.26	0.526	
7		0.406	5.01	2.09	
8		0.692	8.54	3.67	
9	0.460	0	0	0	No. 2
10		0.102	1.26	0.526	
11		0.406	5.01	2.09	
12		0.692	8.54	3.67	
13	0.700	0	0	0	No. 2
14		0.102	1.26	0.526	
15		0.406	5.01	2.09	
16		0.692	8.54	3.67	

ある. この白金線を電池の一極に, 黄銅パイプを十極に接続し, その間に約 $1\text{ M}\Omega$ の抵抗を加えた. Fig. 5 に電磁オシログラフに記録された波形の 1 例を示す. 急に立ち上がった部分が気泡の通過を表している. パイプ内の各半径位置の気泡通過頻度は 30 s あるいは 60 s の測定結果から求めた.

3. 実験結果と考察

実験は多くの条件下で行ったが, ここでは主として Table 1 の条件下で得られた結果を対象に選び考察する.

3.1 気泡直径の観察

気泡は回転だ円体のような形状をしている. そこで次式で定義される球相当直径 $d_{3,2}$ を考える.

$$d_{3,2} = \sum_{i=1}^n d_i^3 / \sum_{i=1}^n d_i^2, d_i = (a_i + b_i) / 2 \dots (3)$$

ここで $n=50$, a_i と b_i は個々の気泡の短軸と長軸である. まず気泡径の出現頻度 f を百分率で表示した結果の 1 例を Fig. 6 に示す. 空気流量 Q_a が変化しても正規分布に似た同じような分布をとっている. Table 1 に示したほかの実験条件下でも, ある程度のばらつきはあるものの, これらの分布と特に有意な差はみられなかった. 球相当直径 $d_{3,2}$ で気泡径を整理した結果を Fig. 7 に示す. $d_{3,2}$ に及ぼす水流量 Q_w , 空気流量 Q_a の影響

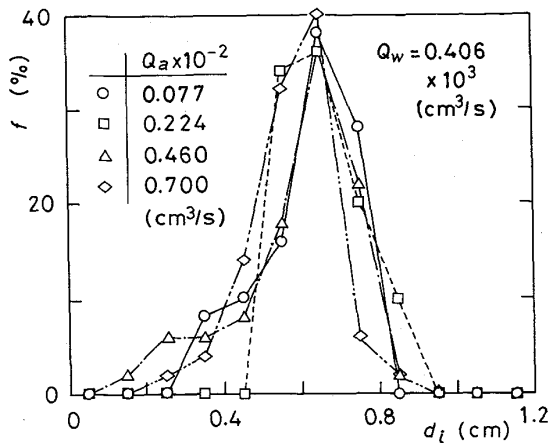


Fig. 6. Histogram of bubble diameter.

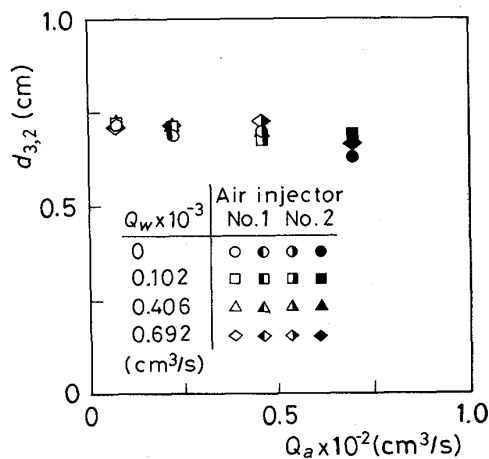


Fig. 7. Equivalent diameter of bubbles approaching an ice sphere.

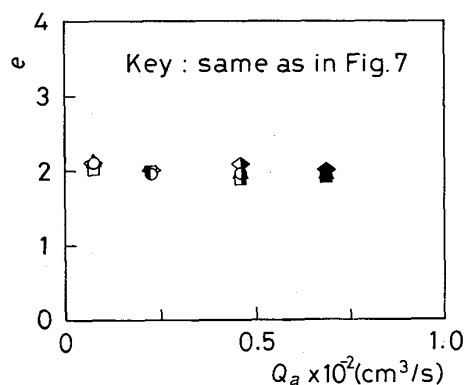


Fig. 8. Mean ellipticity of bubbles approaching an ice sphere.

はほとんどなく、 $d_{3,2}$ は約 0.7cm となっている。

Fig. 8 には長軸と短軸との比の平均値 $e = \frac{\sum_{i=1}^n b_i/a_i}{n}$ ($n=50$) を、Fig. 9 には長軸と水平面とのなす角度 ϕ_i の平均値 $\phi = \frac{\sum_{i=1}^n \phi_i}{n}$ を示した。 e は約 2、 ϕ は約 16°

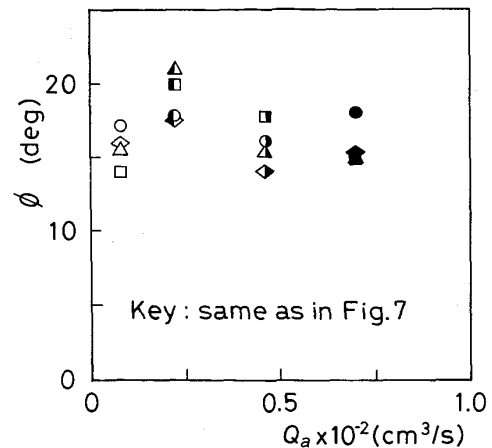


Fig. 9. Mean inclined angle of bubbles approaching an ice sphere.

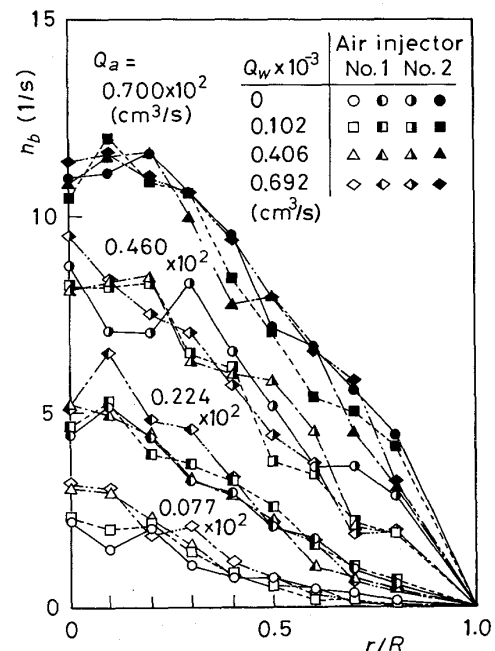


Fig. 10. Distribution of passing frequency of bubbles approaching an ice sphere.

となっており、 Q_w と Q_a の影響はほとんどみられない。したがって本実験条件下では、 Q_w と Q_a が変化してもほぼ同じ大きさを持つ気泡が同じ傾きをもって氷球にあたることになる。

3.2 気泡通過頻度分布

管横断面内の気泡通過頻度 n_b の分布は Table 1 のいずれの条件下でも管中心軸に関してほぼ対称な分布となっている。以下の結果は中心軸に関して対称な半径位置の値を平均したものである。Fig. 10 に n_b の分布を示す (r : 半径座標, R : 試験管路の半径)。 Q_a による変化は大きい、 Q_w の影響はあまりみられない。

氷球の占有位置は $r/R < 0.4$ であるが、氷球まわりの流れ場は層流境界層の厚さ⁹⁾から推定すると、おもに $r/R \leq 0.2$ の近寄り流れによつて支配される。この領域では n_b は一定値のまわりにばらついているとみなしてよからう。 $0 \leq r/R \leq 0.2$ の n_b を断面平均した値 $\bar{n}_b$ を Q_a に対して示せば Fig. 11 のようになる。ここで気泡の体積 $\pi d_{3,2}^3/6$ に $\bar{n}_b$ を乗ずれば氷球にあたる気泡流量の目安になる。物理的には Q_a よりも氷球に直接あたる気泡流量のほうが意味を持つから、以下の解析では Q_a の代わりに $\bar{n}_b$ を用いる。

3.3 局所ヌッセルト数 Nu_θ と平均ヌッセルト数 $\bar{Nu}$ に対する予備実験 (水単相流の場合)

3.3.1 対称性と再現性

Fig. 12 に水単相流中で溶解する氷球の Nu_θ を示す。ここで Re_p は氷球の初期直径 $D_0 = 2R_0$ と水の管横断面

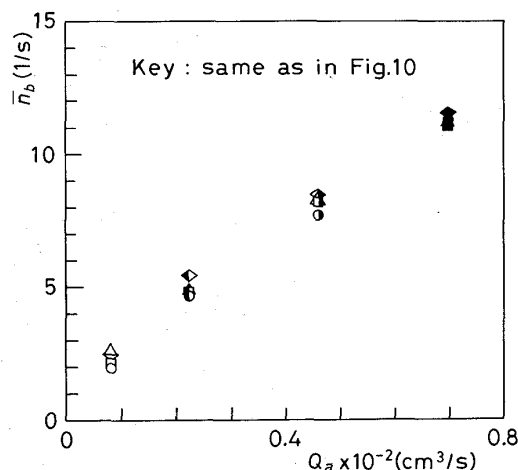


Fig. 11. Relation between the flow rate of air and mean passing frequency of bubbles.

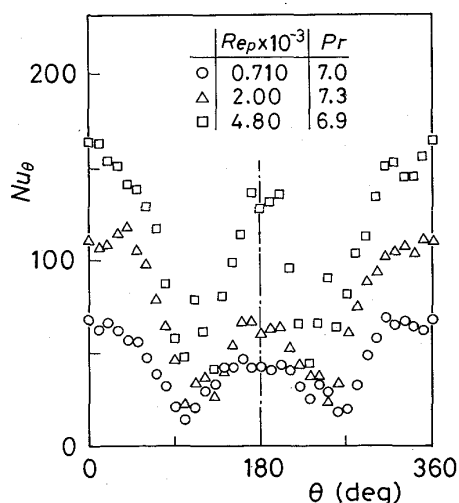


Fig. 12. Local Nusselt number of ice sphere at various values of Reynolds number.

平均速度 V_m (cm/s) を代表速度とするレイノルズ数 $2R_0 V_m/\nu$ であり、 Pr は水のプラントル数 $\mu_b C_p/\kappa$ である。また ν は水の動粘度 (cm^2/s)、 μ_b は水の粘性係数 (P)、 C_p は水の比熱 ($\text{cal}/\text{g}^\circ\text{C}$) である。ここには示さないが、半径の減少率は流れ方向の $\theta = 0^\circ$ と 180° を結ぶ直線(管中心軸に一致する)に関して左右対称な分布になっている。この対称性は気泡流における実験結果についても成立するので、以下の Nu_θ の図は $\theta = 0^\circ \sim 350^\circ$ の 10° ごとに求めた測定値を左右対称な位置で平均した値を示している。ただし $\theta = 180^\circ$ には直径 2mm の支持棒があるため、この位置での値は支持棒のまわりの値を代用した。

3回の実験による再現性の1例を Fig. 13 に示す。本測定例はもつともばらつきの大きい場合であるが、ほかのすべての実験条件下でこれよりも良好な再現性が得られた。

3.3.2 支持棒の影響

氷球は Fig. 1 のように $\theta = 180^\circ$ の位置で保持しているために、支持棒がこの近傍の Nu_θ に影響を及ぼすことが考えられる。そこで氷球を流れに垂直な方向 ($\theta = 90^\circ$) で支持したときの結果と比較した (Fig. 14)。両結果にほとんど差はなく、支持棒の影響は無視してよいといえる。

3.3.3 Nu_θ に関する従来の研究結果との比較

Fig. 15 で MERK の近似解析解¹⁰⁾ と本実験結果とを比較した。彼は層流境界層理論に基づき級数展開法で Nu_θ を求めたが、この計算法では前方岐点 ($\theta = 0^\circ$) からはく離点前方の位置 ($\theta = 90^\circ$) までの範囲しか計算できない。この解は主流の乱れが非常に小さいとき、計算時間が短かくて、しかもかなり精度の良い解であるといわれている¹¹⁾。 $Re_p \leq 2.00 \times 10^3$ の測定値と計算値はよく

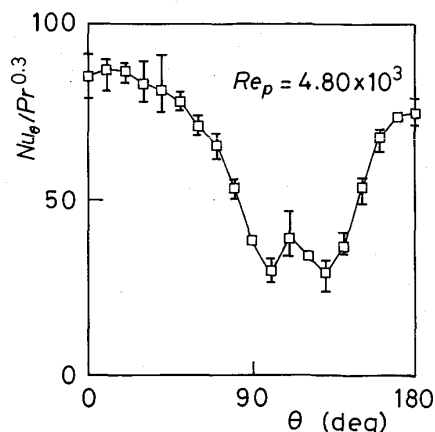


Fig. 13. The reproducibility of local Nusselt number data.

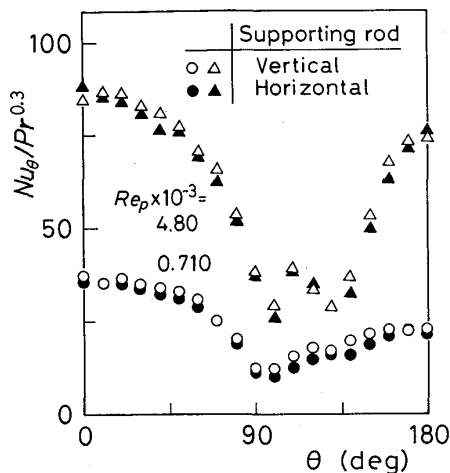


Fig. 14. The effect of the position of supporting rod on the local Nusselt number.

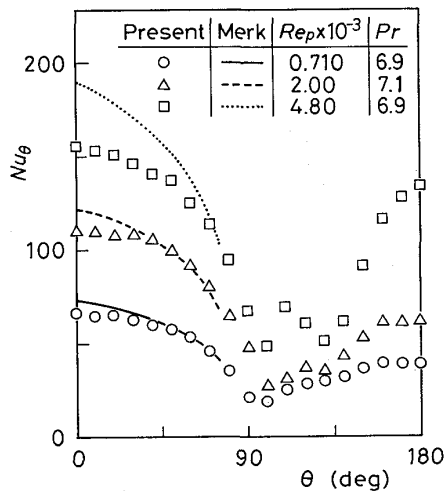


Fig. 15. Comparison of Nu_θ between predictions and the present data.

一致しており、本測定法の妥当性が伺える。しかし $Re_p = 4.80 \times 10^3$ ($Re = 1.20 \times 10^4$) における相違は大きい、この場合管壁に発達する境界層は乱流に遷移している。従来、乱流境界層が管内を埋めつくすのは管入口からの距離 x が管直径 D の 30~40 倍とされている¹²⁾。本実験の水球中心位置は $x/D \approx 14$ であるから、球のまわりは乱流でないともてよいが、かなりの速度変動が誘起されており、このために一様流を仮定して求めた MERK の解との間に上記相違が生じたと考えられる。 Re 数の変化に伴う入口流れ場の詳細については文献¹²⁾に詳しい。

3.3.4 $\bar{Nu}$ に関する従来の研究結果との比較

Fig. 16 に $\bar{Nu}$ の実験結果を示す。式(5)に示すレイノルズ数 Re_{VL} の小さい領域を除いて測定値はほぼ直線的に増加している。実線は VLIET-LEPPERT¹³⁾ が本実験装置とほぼ同じ装置を用いて求めた加熱銅球から水への $\bar{Nu}$

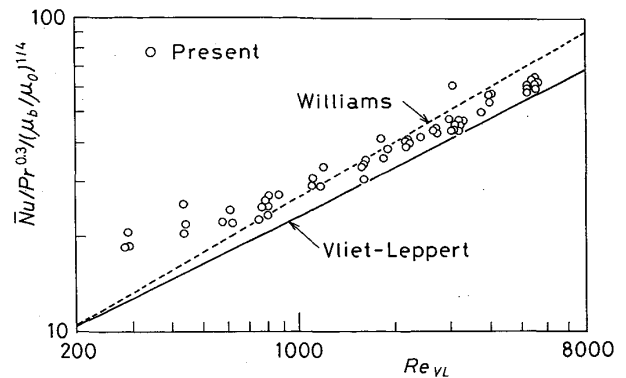


Fig. 16. Comparison of mean Nusselt number data.

の実験式であり、次式で与えられる。

$$\bar{Nu} (\mu_0 / \mu_b)^{1/4} / Pr^{0.3} = 1.2 + 0.53 Re_{VL}^{0.54} \dots (4)$$

$$V_{VL} = Q_w / A_m, A_m = \pi D^2 / 4 - 2\pi R_0^2 / 3, \left. \begin{aligned} Re_{VL} &= 2R_0 V_{VL} / \nu \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

ここで μ_0 は 0°C の水の粘性係数 (P) である。適用範囲は $1 < Re_{VL} < 300\,000$ とされている。また破線は WILLIAMS の実験結果であり、文献¹³⁾の Fig. 5 から読み取った。 Re_{VL} の大きい領域での本測定値は実線と破線のちょうど中間のところに位置し、本測定法の妥当性の一端が伺える。 Re_{VL} が約 600 以下の測定値は従来の結果よりも少し大きくなるが、これは北浦ら¹⁴⁾の言うように、球の抵抗法則が ALLEN の法則に従う領域にあり、球後半部の流れ場が上流から伝わる微小攪乱によつて不安定化するために球後半部の熱伝達が促進されたためであると考えられる。ただし微小攪乱は各装置によつて異なり、これに応じて $\bar{Nu}$ の増加量も異なると考えられる。

3.4 熱伝達に及ぼす気泡の影響

3.4.1 局所ヌッセルト数 (実験条件は Table 1 参照)

(1) 水単相流の実験結果

まず水単相流の結果を Fig. 17 に示す。 $Q_w = 0$ すなわち $Re_p = 0$ のときには自然対流によつて球のまわりは下降流が生じ、 Nu_θ は球の後半部で大きくなっている。 $Re_p = 0.526 \times 10^3$ になると球の背後に明確な循環領域ができるために、 Nu_θ は前方岐点で最大値をとつたのち、 θ の増加とともに減少するが、 $\theta \approx 100^\circ$ での極小値を経て後方岐点に向かつて増加する。極小値をとる位置は GARNER ら¹⁵⁾の求めた層流境界層のはく離点とほぼ一致している。しかし Re_p が大きくなると $\theta \approx 110^\circ$ に極大値が現れている。鳥居ら¹¹⁾は球の物質移動の測定を行い、主流に乱れがある場合には、 Re_p が臨界レイノルズ数以下であつても局所シャーウッド数分布の極大値が $\theta \approx 110^\circ$ 付近に現れることを観察している。彼らは流れの可視化に基づき、この現象をはく離点をすぎた流れ

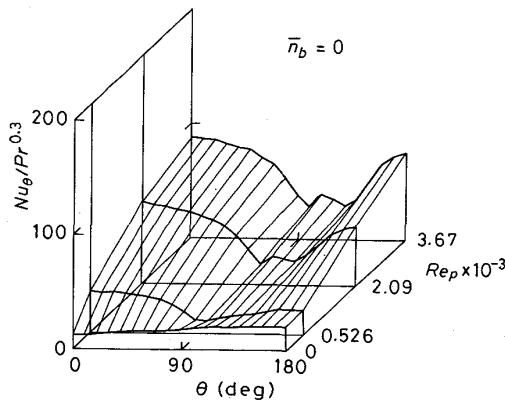


Fig. 17. Local Nusselt number in single phase flow of water.

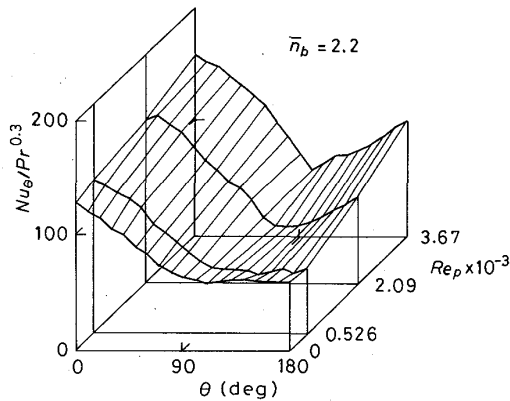


Fig. 18. Local Nusselt number in bubbling flow with mean passing frequency of $\bar{n}_b = 2.2$.

の非定常的な再付着現象によるものであると結論したが、本実験でも前述のように主流には大きな速度変動があり、これが原因となつて Nu_θ に極大値が現れたものと考えられる。

(2) 気泡が球前半部と後半部の Nu_θ に及ぼす影響
平均気泡通過頻度 $\bar{n}_b = 2.2$ ($Q_a = 0.077 \times 10^2 \text{ cm}^3/\text{s}$) の場合の結果を Fig. 18 に示す。わずかの気泡が衝突するだけで、いずれの Re_p に対しても Nu_θ は球表面全体にわたつて顕著に増加している。吉田ら¹⁶⁾ は、水中に水平に設置された平板に下方から気泡流を衝突させたとき、岐点の熱伝達率は液体の速度にはほとんど関係なく、気泡が衝突する頻度に影響されることを見出した。彼らはこれを、境界層が気泡の衝突によって薄くなつたために生じたと説明している。本実験の場合にも球の前半部における Nu_θ の顕著な増加は上に述べた理由で概略説明できよう。

つぎに球後半部について考える。単相流における主流の乱れと球からの物質移動に関する研究結果によれば、乱れの影響は球の後半部において顕著である。これは乱

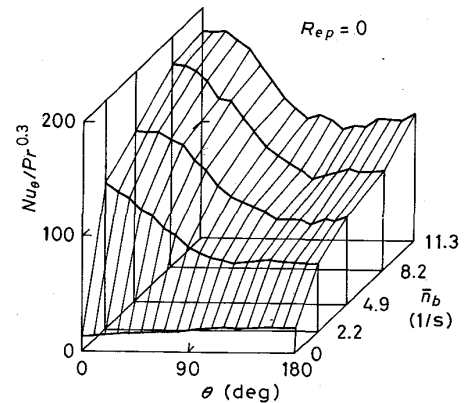


Fig. 19. The effect of mean passing frequency on local Nusselt number in still water.

れによる強い混合のために球後半部の循環領域が減少することに起因するといわれている¹¹⁾¹⁴⁾。気泡流においては、気泡に誘起された激しい速度変動に基づく循環領域の減少によつて Nu_θ が増加するとともに、循環領域に取り込まれた気泡が球後半部に衝突することによる増加もある。おもにこれらの理由によつて球後半部の Nu_θ がいたるところで大きくなつたと考えられる。球の周りの流れ場の詳細については今後の課題としたい。

$\bar{n}_b$ の増加につれて Nu_θ が増加する様相を明確に示すために、 $Q_w = 0$ ($Re_p = 0$) として $\bar{n}_b$ を変化させたときの結果を Fig. 19 に掲げた。気泡による Nu_θ の増加が球表面全体に及んでいることがよく分かる。

(3) 気泡が Nu_θ に及ぼす影響の飽和について

Fig. 19 において $\bar{n}_b$ の増加に伴い気泡の影響は飽和する傾向がみられる。この傾向は、ここには示さないが、水球に関するレイノルズ数 Re_p が最大の場合はもとより、ほかの2つの Re_p についても同様に現れている。また後掲の Fig. 21 の平均ヌッセルト数の測定値においてより顕著である。この理由を考察してみよう。球前半部において、気泡が衝突して薄くなつた境界層が元の厚さに戻るまでにはある程度の時間がかかると思われる。ところが衝突回数が多くなると、境界層厚さが回復する前に次の気泡が衝突するということが起こり、その結果として境界層厚さはある一定値に落ち着くことが考えられる。球前半部の Nu_θ が飽和していく現象はこれによつて説明できるのではないと思われる。

一方、気泡に誘起された速度変動が球後半部の流れ場に及ぼす影響も $\bar{n}_b$ がある程度増加すると飽和し、したがつて Nu_θ も $\bar{n}_b$ に敏感でなくなるのであろう。これについては今後の課題としたい。なお、 $\bar{n}_b$ が本実験範囲を超えてさらに増加すると、気泡によつて球表面の水が吹きとばされることも起こり、 Nu_θ の値は本実験結果か

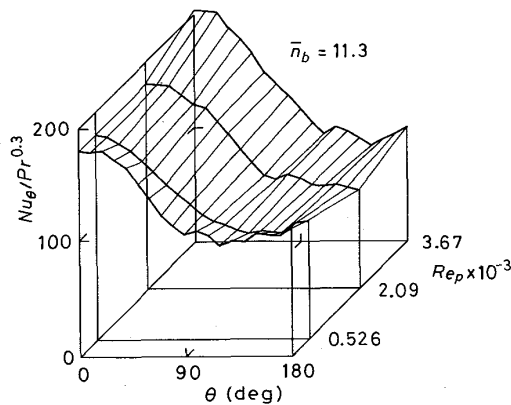


Fig. 20. The effect of Reynolds number Re_p on local Nusselt number in bubbling flow.

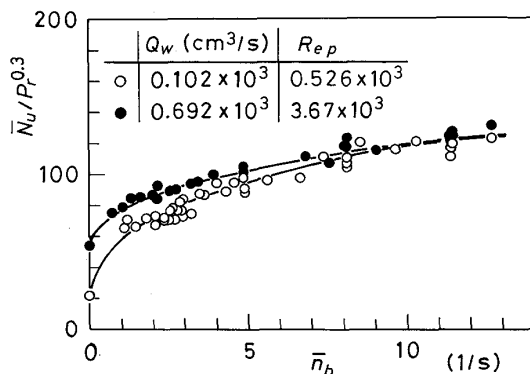


Fig. 21. Mean Nusselt number in bubbling flow.

ら予想されるものとは大きく異なる可能性がある。

(4) レイノルズ数 Re_p が Nu_θ に及ぼす影響

$\bar{n}_b$ を最大にして Re_p を変えたときの結果を Fig. 20 に示す。单相流の Fig. 17 と比較すれば明らかなように、気泡流において Re_p が Nu_θ に及ぼす影響は水单相流の場合よりはるかに小さく、 $\bar{n}_b$ が大きくなるほど Re_p の影響は小さくなる。ただし Re_p の増加とともに球の背後の循環流の勢いが強くなるので、この影響が Fig. 20 に示した球の後半部にわずかに認められる。

3.4.2 平均ヌッセルト数 $\bar{Nu}$

$\bar{Nu}$ を $\bar{n}_b$ に対して Fig. 21 に示す。パラメーターには Re_p を選んだ。局所ヌッセルト数 Nu_θ について述べたように、 $\bar{n}_b$ のわずかの増加により、いずれの Re_p の $\bar{Nu}$ も顕著に増加したのち、やがて一定値に漸近するようになりみうけられる。また $\bar{n}_b$ の小さいときには Re_p の相違による $\bar{Nu}$ の相違は明らかであるが、 $\bar{n}_b$ の増加とともに両者の差は非常に小さくなる。

4. 結 言

Table 1 の実験条件下では、2種類の発生器で得られた気泡の氷球に衝突する前の形状はほぼ回転だ円体、寸法は球相当直径 $d_{3,2}$ で評価して約 0.7cm、衝突角度は約 16° とほとんど同じであった。したがって氷球に衝突する前の平均気泡通過頻度 $\bar{n}_b$ とレイノルズ数 Re_p をパラメーターに選び、 $\bar{n}_b$ と Re_p がヌッセルト数に及ぼす影響を調べた。得られた主な成果をまとめると以下のようになる。

(1) 気泡の存在によつて局所ヌッセルト数 Nu_θ は氷球全体にわたつて顕著に増加する。これは気泡の衝突と気泡に誘起された速度変動によつて球表面上の境界層が薄くなるとともに、球後半部の循環領域が減少するなどの原因によつて起こる。この結果として平均ヌッセルト数 $\bar{Nu}$ も増加する。

(2) $\bar{Nu}$ は $\bar{n}_b$ の増加につれて、Fig. 21 に示すようにはじめ大きく増加するが、やがて一定値に落ち着き、気泡の影響は飽和するようになる。

(3) Re_p が $\bar{Nu}$ に及ぼす影響は $\bar{n}_b$ が小さいときには顕著に現れる。しかし $\bar{n}_b$ の増加とともにその影響はほとんど無視できるようになる。

文 献

- 1) 徳田昌則: 鉄と鋼, **71** (1985), S918
- 2) 西田禮次郎: 鉄と鋼, **71** (1985), S920
- 3) 浅井滋生: 第 100・101 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1984), p. 65
- 4) Y.-C. YEN: Int. J. Heat Mass Transfer, **18** (1975), p. 917
- 5) J. SZEKELY, T. LEHNER and C. W. CHANG: Ironmaking Steelmaking, **6** (1979), p. 285
- 6) S. TANIGUCHI, M. OHMI, S. ISHIURA and S. YAMAUCHI: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **23** (1983), p. 565
- 7) S. TANIGUCHI, M. OHMI and S. ISHIURA: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **23** (1983), p. 571
- 8) K. SEKOGUCHI, H. FUKUI, T. MATSUOKA and K. NISHIKAWA: Bulletin of the JSME, **18** (1975), p. 391
- 9) H. SCHLICHTING: Boundary-Layer Theory, 6th ed. (1968), p. 228 [McGraw-Hill]
- 10) H. J. MERK: J. Fluid Mech., **5** (1959), p. 460
- 11) 鳥居 薫, 磯部昌久, 堀部隆史, 三浦直明: 日本機械学会論文集B編, **46** (1980), p. 944
- 12) A. KLEIN: J. Fluids Eng., Trans. ASME, **103** (1981), p. 243
- 13) G. C. VLIET and G. LEPPERT: J. Heat Transfer, Trans. ASME, **83** (1961), p. 163
- 14) 北浦嘉之, 青木一雄: 化学工学, **24** (1960), p. 134
- 15) F. H. GARNER and R. D. GRAFTON: Proc. Roy. Soc., A224, **64** (1954), p. 64
- 16) 吉田英生, 森 康夫, 土方邦夫: 日本機械学会論文集B編, **49** (1983), p. 1904