

ガス吹込みを伴う浴内のスクラップの溶解促進に関するコールドモデル実験

井口 学*・新川 雅樹*²・森田 善一郎*³

Cold Model Experiments on the Enhancement of Scrap Melting in a Bath Accompanied by Gas Injection
Manabu IGUCHI, Masaki SHINKAWA and Zen-ichiro MORITA

Synopsis : A fundamental study based upon an aqueous system was carried out to reveal the effect of gas injection on the melting rate of solid bodies such as scrap. Ice spheres and ice cylinders were used as models of solid metals for the aqueous system. As the first step, the melting behavior of a single ice sphere or cylinder in a water bath was observed in this study using a high-speed video camera and by eye inspection. The melting rate of the ice was highly increased with an increase in gas flow rate. An estimation method of the melting time of the ice was proposed. Measured values of the melting time were found to compare well with estimated ones. The estimation method of the melting time originally proposed for the aqueous system was applicable to Wood's metal systems by adding time required for a solid Wood's metal sphere or cylinder to be heated up to its melting point.

Key words : scrap ; melting time ; cold model ; Nusselt number ; sphere ; cylinder ; ice ; Wood's metal ; bubbling.

1. 緒言

ガス吹込みをはじめとするスクラップの溶解促進に関する実験は以前から活発に行われており、溶解時間予測モデルも数多く提案されているが^{1)~8)}、溶解挙動の予測に際して最も重要なパラメーターである熱伝達率を通常ガス流量や攪拌動力密度の関数として与えており、浴内の流動特性と関連づけて評価した報告は非常に少ない²⁾³⁾。従来の熱伝達率評価法は、實際上非常に有用な方法ではあるが、浴深やガスの吹込み方法の相違によってフローパターンが異なれば適用できない可能性がある。

本研究では熱伝達率を攪拌動力密度ではなく、浴内の平均速度と乱れ強さの関数として評価し、固体の溶解時間を予測することを目的とする。すなわち、浴内に固定した固体の熱伝達率に対して著者らが前に提案した実験式⁹⁾¹⁰⁾を援用して、まず浴内を自由に移動する単一の氷球の溶解時間を予測できるかどうかを調べた。なお固体が球のように比較的単純な外に凸の形状であれば、浴内を移動する間に表面のいたるところが岐点(よどみ点)となる可能性が考えられ、熱伝達は球の場合の値に近くなることが予想される。そこで円柱形の氷に対しても球の場合と同じ基礎式を用いて溶解時間を計算し、測定値と比較して、この予測の妥当性を検証した。さらに低融点のウッドメタルを用いて上記水モデル実験と同様な実験を行っている宮部ら⁵⁾の測定値と

の比較によって、ここで提案した溶解時間推定法の適用性を調べた。

2. 実験

2.1 水モデルによる溶解実験

2.1.1 氷の形状寸法が溶解時間に及ぼす影響

実験装置の概要をFig. 1に示す。浴は透明の亚克力樹脂製で直径 $D=20\text{cm}$ 、高さ $H=36.5\text{cm}$ の円筒形である。氷は直径が 2.8cm と 4.2cm の球形、および 4.2cm の球と表面積の

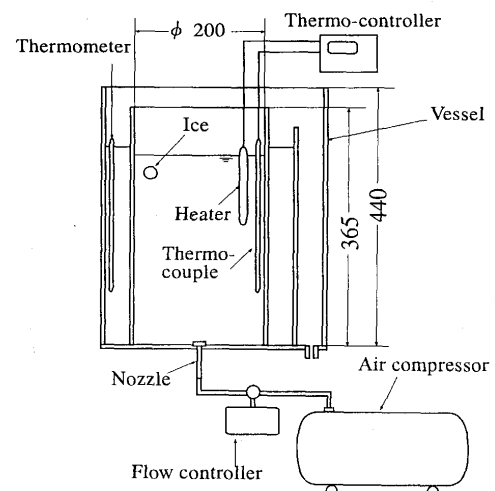


Fig. 1. Experimental apparatus for water model.

平成6年7月27日受付 平成7年1月13日受理 (Received on July 27, 1994; Accepted on Jan. 13, 1995)

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

* 2 大阪大学大学院生 (Graduate Student, Osaka University)

* 3 大阪大学工学部 (現:住友金属工業(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

等しい直径3.4cm, 高さ3.5cmの円柱形である。氷は0°Cの水の中に入れて全体が0°Cとなるようにした後、浴深 H_L が30cmで、水温 T_b が12.5, 25.0および50.0°Cの水浴中に浴壁近傍から静かに投入し、容器の底から内径2mmのノズルを通して温度がそれぞれの水温に等しい空気を10, 20, 40, 80, 160cm³/sの流量で吹き込んだ。

目視観察によって氷が融けてなくなるまでの時間を測定し、これを溶解時間 T_{me} とした。このとき、各条件について10回測定し、その平均をとった。溶解を行っている間に室温との温度差によって水温が低下するのを防止するために、円筒形の浴の周りを正方形断面の浴で囲い、その間に同じ温度の水を満たした。

2.1.2 浴深が溶解に及ぼす影響

Fig. 1と同じ直径20cmの浴と直径4.2cmの球を用い、水温が25°Cにおいて浴深を5cmから30cmまで変化させた。

2.1.3 浴径が溶解に及ぼす影響

直径 D が20cmの容器のほかに、 $D=12.2, 39$ cmの容器を用いて直径と浴深との比 H_L/D を1に保ち、水温が25°Cにおいて直径2.8cmと4.2cmの球を溶解した。

2.1.4 溶解時間の推定法

氷と水との間の熱収支の式を用いて溶解時間の計算を行った。固定した球に対するヌッセルト数 Nu の実験式は次式で与えられる¹¹⁾。

$$Nu = 2 + 0.6Re^{0.5} + 0.1Tu_v Pr^{1/3} \dots\dots\dots (1)$$

ここで Re はレイノルズ数、 Tu_v は乱れ強さ、 Pr はプラントル数であり、それぞれ次式で表される¹²⁾。

$$Nu = hd / \lambda_L \dots\dots\dots (2)$$

$$Re = \bar{V}_{m,v} d / \nu_L \dots\dots\dots (3)$$

$$\bar{V}_{m,v} = 39Q_g^{0.30} / D \dots\dots\dots (4)$$

$$Tu_v = 0.98Q_g^{0.06} \dots\dots\dots (5)$$

ここで h : 熱伝達率, d : 球の直径, λ_L : 液体の熱伝導率, $\bar{V}_{m,v}$: 空間平均流速, ν_L : 液体の動粘度であり、添字 v は浴内全体にわたって空間平均した値を表す。ただし式(4), (5)の成立範囲は $10\text{cm}^3/\text{s} \leq Q_g \leq 160\text{cm}^3/\text{s}$, $12.6\text{cm} \leq D \leq 30\text{cm}$, $0.5 \leq H_L/D \leq 1$ であり、誤差は±15%と見積もられている。

球は浴内を自由に移動するため、式(1)がそのまま適用できるわけではないが、従来このような球の熱伝達に対する式は報告されていないので、便宜的に式(1)を用いた。したがって、溶解時間の測定値と計算値が合わない場合には、適当な補正を施す。

さて、Fig. 2に示すように固体(今の場合球)が溶解するときには、次の熱収支が成立¹³⁾¹⁴⁾。

$$-4\pi r^2 dr \cdot \rho_s \Delta H = 4\pi r^2 h dt \cdot (T_b - T_0) \dots\dots\dots (6)$$

ここで左辺は氷の融解に要する熱量、右辺は水から氷へ熱

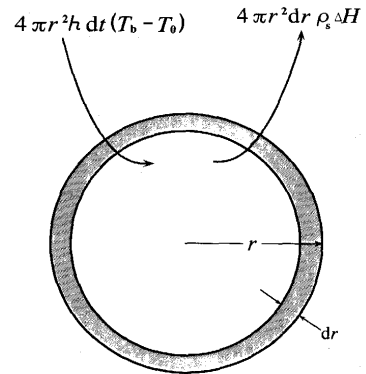


Fig. 2. Schematic of heat transfer between sphere and liquid.

伝達によって伝わる熱量であり、 r は球の半径、 ρ_s は氷の密度、 ΔH は氷の融解熱、 t は時間、 T_b はバルク層の水温、 T_0 は氷の融点である。

式(6)を整理すると次の微分方程式が得られる。

$$dr/dt = -h(T_b - T_0) / (\rho_s \Delta H) \dots\dots\dots (7)$$

本実験では氷の溶解に及ぼす温度差($T_b - T_0$)の影響を単独に評価できない。なぜならば、浴温が変わると動粘度やプラントル数が変化し、熱伝達率 h も変るためである。

溶解時間の計算値 $T_{me,c}$ は式(7)に式(1)を代入し、Simpsonの1/3公式を用いて数値積分法で求めた。

円柱形の氷の溶解時間の推定は以下の方法にしたがって行った。まず試料の表面積と等しい球を仮定し、その半径を r とする。円柱で高さおよび半径方向に表面がともに dr だけ溶けたと仮定し、その減少した後の円柱の表面積に相当する球の半径を求め、それを r' とする。ここで球に対して r から r' まで解けるのに要する時間を求める。以下同じ操作を繰り返して円柱の高さ、半径、 r' のいずれかが 10^{-3} cmになるまでの時間の和を溶解時間とした。

2.2 ウッドメタルを用いた溶解実験

2.2.1 実験装置と測定方法

ウッドメタルの溶解時間については宮部⁵⁾の測定値と本推定法に基づく計算値との比較を行うが、ご了解を得て測定法などの一部を再録させていただく。容器は転炉型であり、ウッドメタルを溶解している部分の容器径は $D=79.5$ cm、浴深は $H_L=27.6$ cmである。熱源および攪拌力は底吹きノズルからの窒素により可変にしている。

ウッドメタルの物性値は、固体のときの密度 $\rho_s=9200$ kg/m³, 液体のときの密度 $\rho_L=9590$ kg/m³, 比熱 $C=0.04$ kcal/kg°C, 熱伝導率 $\lambda_L=26$ kcal/mh°C, 融解熱 $\Delta H=6.7$ kcal/kg, 融点 $T_0=72$ °Cである。したがってウッドメタル製の球や円柱はウッドメタル浴に投入されたとき、ちょうど水浴に投入された氷のように浮く。これはウッドメタル中にピスマスが入っていることによる。

球の直径は7.0cmと13.0cmの2種類、円柱は直径7.0cm, 長さ17.5cmと直径5.0cm, 長さ12.5cmの2種類である。

2.2.2 溶解時間の推定法

乱れ強さの小さい熔融金属の一様流中におかれた球のヌッセルト数に対する実験式はいくつか提案されているが^{15)~17)}、熱伝達の測定が非常に難しいことから、信頼性の高い実験式は見当たらない。しかし水や空気中におかれた球と無限円柱のヌッセルト数の実験式の関数形は非常によく似ており、しかもヌッセルト数そのものの値もたかだか数%の差でしかない。このことは熔融金属についても成立すると考えられるので、本論文では無限円柱に対して著名な次の実験式を採用し、球の場合にも適用した¹⁷⁾。

$$Nu = 1.125 (RePr)^{0.413} \dots \dots \dots (8)$$

式(8)の妥当性を検証するために、著者らがウッドメタル浴内で支持棒の先に取り付けたウッドメタル球を回転させたときの溶解速度から求めたヌッセルト数の測定値ならびにTaniguchiら¹⁴⁾の気泡噴流中に固定したアルミニウム球のヌッセルト数の測定値と比較してFig. 3に示す。式(8)と各測定値との一致は良好である。なお、本実験装置の詳細は文献¹⁸⁾を参照されたい。データ整理法は文献¹⁴⁾と同じである。

式(8)では乱れ強さを考慮していないが、以下熔融金属中における固体からの熱伝達に対する乱れの寄与について考察する。

水中に浸漬した球の周りの速度境界層と温度境界層の厚さは、本実験範囲の水のプラントル数が約6であることから、速度境界層の方がやや厚い。したがって、乱れによって速度境界層が影響を受けてその厚さが時々刻々変化すれば、温度境界層も影響を受けてその厚さが変化し、熱伝達率が変る。一方、熔融金属のプラントル数は1/100のオーダーであり、温度境界層は速度境界層よりも非常に厚く、速度境界層の厚さが時間的に変化しても、温度境界層の厚さはその影響を受けることなく、熱伝達率は平均流のみに規定されると考えてよいであろう。Fig. 3中のTaniguchiらの

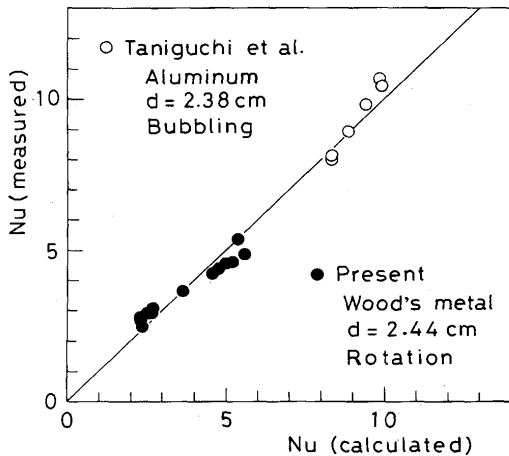


Fig. 3. Comparison between measured and calculated values of Nusselt number for metal sphere.

測定値は、乱れ強さが40~50%の気泡噴流中で得られたにもかかわらず、式(8)によく一致していることはこの予測の妥当性を物語っている。

以上の考察により、本論文では式(8)をそのまま用いることにする。式(8)を式(7)に代入して整理すれば、水の場合と異なり容易に積分できて、溶解時間 $T_{me,c}$ は次式で与えられる。

$$T_{me,c} = 2R_o^2 \rho_s \Delta H / (1.587 Nu_o \lambda_L \Delta T) = 1080 R_o^2 / (Nu_o \Delta T) \dots \dots \dots (9)$$

ここで R_o は球の初期半径、 $Nu_o = 1.125 (Re_o Pr)^{0.413}$ 、 $Re_o = 2R_o \bar{V}_{m,v} / \nu_L$ 、 $\Delta T = T_b - T_o$ である。円柱の場合には端面の寄与があるので水モデルと同様な計算を行った。

レイノルズ数 Re の計算に必要な空間平均流速 $\bar{V}_{m,v}$ には水の場合の式(4)をそのまま用いた。これは次の理由による。気泡噴流部では、ノズル近傍を除き、気泡の浮力が流れ場を支配すると考えてよい。このとき気泡の浮力と流動抵抗とが釣り合っており、次式が成立する。

$$(\rho_L - \rho_g) g \pi \bar{d}_B^3 / 6 = C_D (\pi \bar{d}_B^2 / 4) \rho_L (\bar{u}_B - \bar{u}_L)^2 / 2 \dots \dots (10)$$

ここで ρ_L と ρ_g は液体とガスの密度、 g は重力加速度、 \bar{d}_B は平均気泡径、 C_D は抵抗係数、 \bar{u}_B と \bar{u}_L は気泡と液体の平均上昇速度である。

乱流の場合、 C_D はほぼ一定とみなすことができ、また $\rho_L \gg \rho_g$ であるから気液の上昇速度の差すなわち滑り速度 $\bar{u}_s = \bar{u}_B - \bar{u}_L$ は次式で近似できる。

$$\bar{u}_B - \bar{u}_L = [4g\bar{d}_B / (3C_D)]^{1/2} \dots \dots \dots (11)$$

ノズルで生成される気泡直径 \bar{d}_B は次式で与えられる¹⁹⁾。

$$\bar{d}_B = 0.274 (\sigma / \rho_L)^{1/12} (\rho_L / \rho_g)^{1/15} Q_g^{4/15} d_{ni}^{1/6} \dots \dots \dots (12)$$

ここで d_{ni} はノズル内径を表す。

式(12)を式(11)に代入して整理すれば

$$\bar{u}_B - \bar{u}_L = 18.9 C_D^{-1/2} (\sigma / \rho_L)^{1/24} (\rho_L / \rho_g)^{1/30} \times Q_g^{2/15} d_{ni}^{1/12} \dots \dots \dots (13)$$

となるが、液体と気体の物性値に依存する $(\sigma / \rho_L)^{1/24} (\rho_L / \rho_g)^{1/30}$ の値は水—空気系に対し1.5、ウッドメタル—窒素系に対しては1.59となり、たかだか6%の相違でしかない。したがって、両システムの滑り速度 $\bar{u}_B - \bar{u}_L$ はほぼ一致する。

さらに浮力の支配的な領域の平均気泡上昇速度 \bar{u}_B は液体と気体の物性値に依存せず次式²⁰⁾

$$\bar{u}_B = 1.7 (Q_g g^2)^{1/5} \dots \dots \dots (14)$$

で与えられる。したがって、式(13)、(14)から \bar{u}_L は水—空気系とウッドメタル—窒素系でほとんど差がない。空間平均流速 $\bar{V}_{m,v}$ は \bar{u}_L に直接関係しているため、 $\bar{V}_{m,v}$ に水—空気系の式(4)をそのまま採用した。 T_{uv} に関しても同様な考え

に基づき、式(5)を用いた。

ウッドメタルは融点の72°Cよりも低い温度で浴内に投入されるために、上記計算結果にウッドメタルが融点に達するまでの時間 T_{wu} を加える必要がある。この時間を正確に評価することは難しいので、ここでは便宜的にハイプラー線図を用いて計算する²¹⁾。本実験条件下の球に対してはビオ数 $Bi = hR_o/\lambda_s$ の逆数が約0.05となるので、球中心の温度が融点の95%になったとき溶解が始まると仮定すれば、フーリエ数 F_o は0.4となり、 T_{wu} は次式で計算できる。

$$T_{wu} = 0.4R_o^2/\kappa_L \dots\dots\dots (15)$$

F_o の評価には任意性が伴うが、球中心の温度を融点の99%にしても式(20)の係数が0.6になるだけであり、この差は $T_{me,c}$ に対して約10%以下の影響を及ぼすにすぎない。

3. 結果と考察

3.1 水モデル実験

3.1.1 溶解時間に及ぼす氷の形状寸法の影響

Fig. 4, 5 は球形の水、Fig. 6 は円柱形の氷の溶解時間を

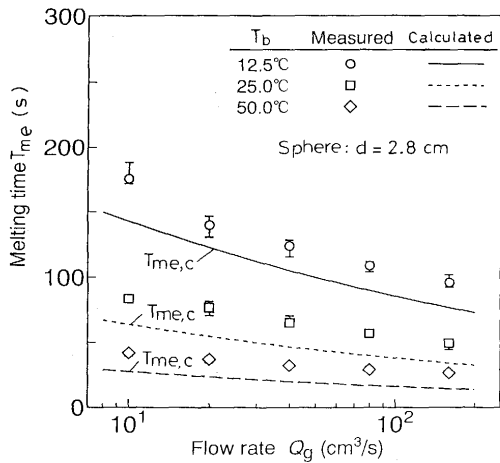


Fig. 4. Effect of gas flow rate on melting time (sphere: d=2.8cm).

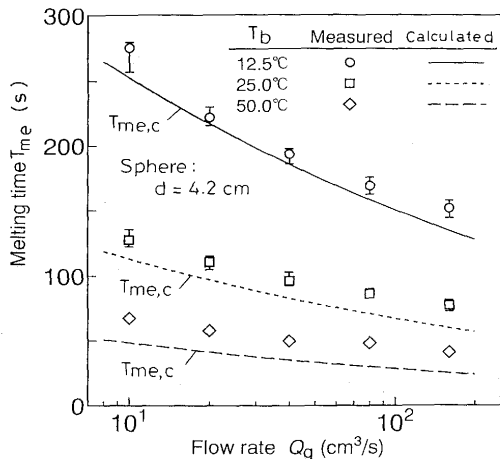


Fig. 5. Effect of gas flow rate on melting time (sphere: d=4.2cm).

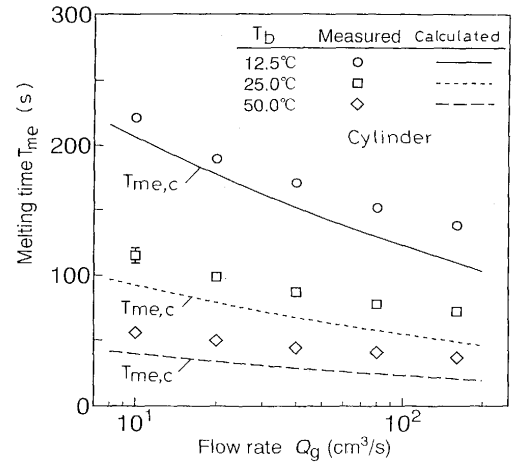


Fig. 6. Effect of gas flow rate on melting time (cylinder).

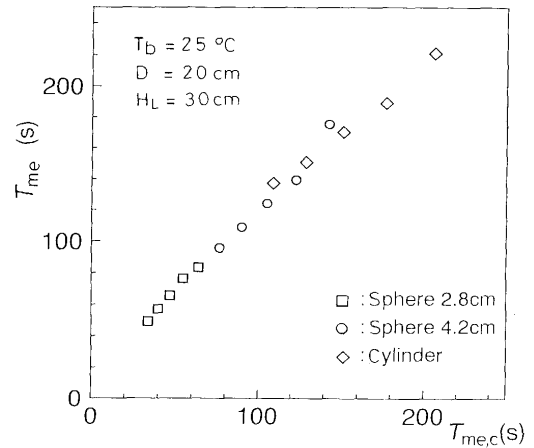


Fig. 7. Comparison between measured and calculated values of melting time for $T_b=25^\circ\text{C}$, $D=20\text{cm}$, $H_L=30\text{cm}$.

ガス流量に対して示している。いずれの図でも計算値は測定値よりやや小さくなっている。これは、氷が自由に動けるので液体との相対速度が計算に用いた値より小さくなっているためである。

Fig. 7 に浴温25°Cにおける3種類の氷の溶解時間を示した。氷の大きさや形状が異なっても溶解時間の測定値 T_{me} と計算値 $T_{me,c}$ の間には強い相関がある。

3.1.2 溶解時間に及ぼす浴深の影響

Fig. 8 には、浴深 H_L を5cmから30cmまで変化させたときの溶解時間をガス流量に対して示した。浴深が10cm以下の場合、浴が浅すぎるためにガスが液体に十分にエネルギーを伝えないうちに浴表面から出ており、 $\bar{V}_{m,v}$ と Tu_v が式(4)、(5)の値に比べて小さくなって、溶解時間が計算値よりも長くなったと考えられる。浴深が15cm以上の場合、溶解時間は浴深に依存しない。

3.1.3 溶解時間に及ぼす浴径の影響

容器径 D による溶解時間 T_{me} の変化をFig. 9, 10に示す。吹き込まれたガス流量が等しいとき、直径の小さい容器のほうが $\bar{V}_{m,v}$ が大きくなり、溶解時間は短くなる。

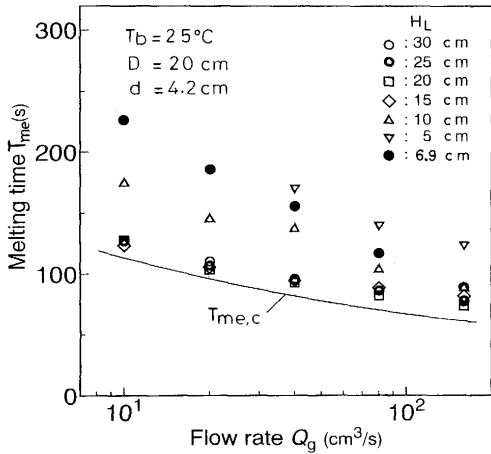


Fig. 8. Effect of bath depth on melting time (sphere: $d = 4.2$ cm).

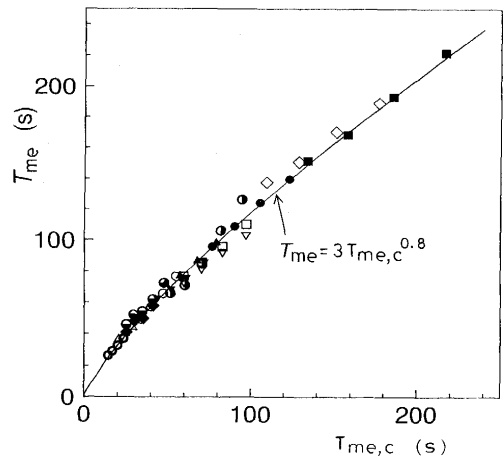


Fig. 11. Comparison between measured and calculated values of melting time for deep baths.

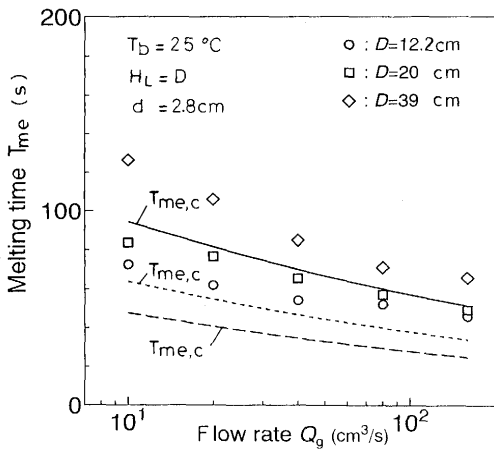


Fig. 9. Effect of vessel diameter on melting time (sphere: $d = 2.8$ cm).

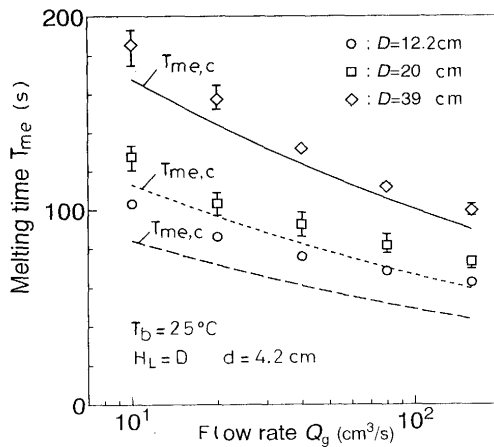


Fig. 10. Effect of vessel diameter on melting time (sphere: $d = 4.2$ cm).

Table 1. Symbols in Fig.11.

Sphere: $d = 2.8$ cm			
●	$D = 20$ cm,	$H_L = 30$ cm,	$T_b = 12.5^\circ\text{C}$
○	20	30	25.0
⊙	20	30	50.0
Sphere: $d = 4.2$ cm			
■	$D = 20$ cm,	$H_L = 30$ cm,	$T_b = 12.5^\circ\text{C}$
□	20	30	25.0
◆	20	30	50.0
Cylinder			
◇	$D = 20$ cm,	$H_L = 30$ cm,	$T_b = 12.5^\circ\text{C}$
▲	20	30	25.0
△	20	30	50.0
Sphere: $d = 4.2$ cm			
▼	$D = 12.2$ cm,	$H_L = 12.2$ cm,	$T_b = 25.0^\circ\text{C}$
▽	39.0	39.0	25.0
Sphere: $d = 2.8$ cm			
⊙	$D = 12.2$ cm,	$H_L = 12.2$ cm,	$T_b = 25.0^\circ\text{C}$
●	39.0	39.0	25.0

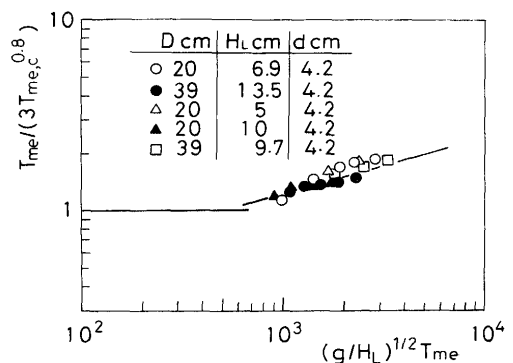


Fig. 12. Correlation of melting time for shallow baths (sphere: $d = 4.2$ cm).

3.1.4 測定値と計算値との比較

浴深が十分大きく吹き抜けや旋回が起こらない場合について、溶解時間のすべての測定値と計算値とを比較してFig. 11に示す。ただし図中の記号の詳細はTable 1に掲げてある。今回の実験条件下では、溶解時間 T_{me} は次式によって±10%の偏差で近似できる。

$$T_{me} = 3T_{me,c}^{0.8} \dots\dots\dots (16)$$

3.1.5 浴が浅い場合の実験式の導出

Fig.12に浴が浅い場合の溶解時間の測定値を式(16)の右辺で除した値を $(g/H_L)^{1/2} T_{me}$ に対して示した。ここで $(g/H_L)^{1/2}$

による T_{me} の無次元化は重力波の伝播速度を参考にして導いた。Fig.12の測定値は図中に示した次式で比較的好く整理できる。

$$T_{me}/(3T_{me,c}^{0.8}) = 0.166 [(g/H_L)^{1/2} T_{me}]^{0.29} \dots\dots\dots (17)$$

この式から T_{me} を求め、さらに若干の整理を施すことによって次の実験式を導出した。

$$T_{me} = 0.38 (g/H_L)^{0.20} T_{me,c}^{1.12} [800 > (g/H_L)^{1/2} T_{me,c}^{0.8} \geq 300] \dots\dots\dots (18)$$

$$T_{me} = 3 T_{me,c}^{0.8} [40 < (g/H_L)^{1/2} T_{me,c}^{0.8} < 300] \dots\dots\dots (19)$$

ただし $T_{me,c}$ は第2章で求めた計算値である。式(18), (19)は測定値を±20%の偏差で近似できる。

3・2 ウッドメタルの溶解実験結果との比較

Fig.13に球と円柱に対するすべての溶解時間の測定値を計算値と比較して示す。計算値は水モデルの結果を援用した次式で求めた。

$$T_{me} = 0.38 (g/H_L)^{0.20} T_{me,c}^{1.12} + T_{wu} [800 > (g/H_L)^{1/2} T_{me,c}^{0.8} \geq 300] \dots\dots\dots (20)$$

$$T_{me} = 3 T_{me,c}^{0.8} + T_{wu} [40 < (g/H_L)^{1/2} T_{me,c}^{0.8} < 300] \dots\dots\dots (21)$$

測定値は本推算法により±40%の偏差で近似でき、式(20), (21)がおおむね妥当であることが実証された。

より実操業条件に近いホットモデルのガス吹込み浴内における固体の溶解に対する本推算法の妥当性については今

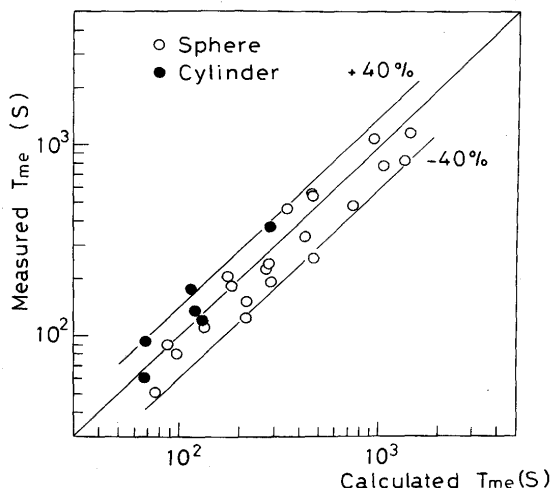


Fig. 13. Comparison between measured values of melting time by Miyabe et al. and calculated values from Eqs. (20) and (21).

後の課題としたい。

4. 結言

まず水モデルを用いて、浴内に投入された単一スクラップの溶解時間に及ぼすスクラップの形状と寸法、吹込みガス流量、浴深、容器径などの影響を調べ、式(18), (19)を導出した。これらの式は測定値を±20%の偏差で近似できる。また式(18), (19)にウッドメタルが浴内に投入されてから融点に達するまでの時間を加えた式(20), (21)によって、ウッドメタルの溶解時間の測定値も±40%の偏差で近似できる。

新日本製鉄(株)、室蘭製鉄所の工藤一郎博士にはウッドメタルの溶解実験に関して多くのご教示を頂いた。ここに記して感謝の意を表する。

文 献

- 1) H.Gaye, M.Wanin, P.Gugliermi and Ph.Schittly: Proc. 68th Steelmaking Conf., AIME (1985), p.91
- 2) 磯部浩一, 河内雄二, 前出弘文, 奥野嘉雄: 材料とプロセス, 2 (1989), p.1084
- 3) 磯部浩一, 前出弘文, 奥野嘉雄: 材料とプロセス, 3 (1990), p.130
- 4) 磯部浩一, 前出弘文, 奥野嘉雄, 小沢浩作, 梅沢一誠, 斎藤 力: 材料とプロセス, 3 (1990), p.1139
- 5) 宮部修一, 工藤一郎, 矢崎 尚, 磯部浩一: 材料とプロセス, 3 (1990), p.1140
- 6) 錦織正規, 石塚晴彦, 野村 寛, 朝徳隆一: 材料とプロセス, 4 (1991), p.1298
- 7) 田中 勉, 工藤一郎, 宮部修一, 矢崎 尚, 田中重雄, 石井博美: 材料とプロセス, 4 (1991), p.1299
- 8) M.Kawakami, T.Hiroe and K.Mitani: Proc. 6th Japan-China Symp. (1992), p.225; 広江俊勝, 川上正博, 三田地紘史: 材料とプロセス, 5 (1992), p.15
- 9) 井口 学, 谷 潤一, 植村知正: 鉄と鋼, 74 (1988), p.2106
- 10) 井口 学, 竹内博明, 川端弘俊, 植村知正, 森田善一郎: 鉄と鋼, 75 (1989), p.2031
- 11) 井口 学, 富田祐志, 中島敬治, 森田善一郎: 鉄と鋼, 78 (1992), p.1786
- 12) 井口 学, 新川雅樹, 中村英世, 森田善一郎: 鉄と鋼, 81 (1995), p.105, あるいは井口 学, 森田善一郎, 中村英世: 製鋼第19委員会鋼中非金属介在物小委員会, 介在物, 流動4-17, 流動グループ研究発表会提出資料
- 13) S.Taniguchi, M.Ohmi, S.Ishiura and T.Yamauchi: Trans. ISIJ, 23 (1983), p.565
- 14) S.Taniguchi, M.Ohmi and S.Ishiura: Trans. ISIJ, 23 (1983), p.571
- 15) J.P.Holman: Heat transfer, 3rd ed., (1972), p.198 [McGraw-Hill Kogakusha]
- 16) 伝熱工学資料 (日本機械学会編), 改訂第3版, (1980), p.74
- 17) 伝熱工学資料 (日本機械学会編), 改訂第4版, (1986), p.109
- 18) M.Iguchi, M.Takeuchi, H.Kawabata, K.Ebina and Z.Morita: Trans. JIM, 35 (1994), p.720
- 19) 井口 学, 高梨智裕, 小川雄二, 徳光直樹, 森田善一郎: 鉄と鋼, 80 (1994), p.515
- 20) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: 鉄と鋼, 77 (1991), p.1426
- 21) 小林清志, 飯田嘉宏: 移動論, (1991), p.102 [朝倉書店]