

アーク放電を用いた固体金属の電磁粉霧

薩田 寿隆*・蜷川 伸吾*²・佐々 健介*³・浅井 滋生*³

Electromagnetic Atomization of Solid Metals Using Arc Discharge and Static Magnetic Field

Toshitaka SATSUTA, Shingo NINAGAWA, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

Synopsis : An electromagnetic atomization process for solid metals is newly proposed. The electromagnetic force induced by a direct electric current and a static magnetic field is utilized to splash metals melted by arc discharge.

Tungsten was used as an unconsumable cathode to atomize titanium as the anode. It was found that the imposed magnetic flux density and the current had lower limits in atomizing the solid metal in a stable condition. It was also found from observations by a high speed video set that particles were splashed not continuously but intermittently. The effects of current and imposed magnetic flux density on particle size distribution were studied. The mean particle diameter decreased with increasing the imposed magnetic flux density (B) in proportion to $B^{-0.46}$, but on the other hand scarcely depended on the imposed current.

Key words : electromagnetic atomization ; arc discharge ; metal powder ; splashing ; electromagnetic force ; particle size distribution.

1. 緒言

近年、過酷な環境下での使用に耐え得る材料の開発が活発になされている。化学的活性な金属材料や高融点金属材料はその代表例であるが、これらの材料は一般に難加工性である。また、数種類の元素を添加することで材料特性の向上を図る試みもなされているが、溶質成分数が増加すると凝固時に偏析が生じ易くなるという問題点がある。これらの問題を克服するために、粉末冶金法が成形方法として広く採用されている¹⁾。粉末冶金法による成形体の材料特性は粉末の粒径分布や形状に大きく左右される。そこで、粉末の粒径分布や形状を制御できる粉末製造プロセスの開発が重要となる。さらに、機械的特性などの材料特性向上には母粉末の粒径減少が必要となり、これも重要な課題となっている。

上述の金属材料の粉霧化にはプラズマ回転電極法がこれまでもっぱら用いられており、比較的均一な粒子が得られている²⁾。しかし、遠心力を用いて溶融金属を飛散させるため、回転部の機械的制約により製造できる粒子径には下限値が存在する²⁾。このように、化学的活性な金属材料や高融点金属材料の粉末製造プロセスには開発の余地が残されている。

本研究では、上述の問題点を克服すべく、アーク放電と静磁場の相互作用により生ずる電磁気力を利用した新しい

粉末製造プロセスを提案する。次に、本プロセスを用いてチタンの粉末を製造すると共に、そのプロセス特性を明らかにする。

2. 実験

2・1 原理と装置の構成

本粉霧プロセスの原理をFig. 1に示す。非消耗電極棒を陰極に用い、粉霧化を図る金属棒を陽極に用いる。電極間に直流電場を印加することでアークを点弧させ、陽極金属棒を溶融させる。このとき、溶融金属内を流れる電流 (J) に直交する方向に磁場 (B) を印加し、生ずる電磁気力 (F) により溶融金属を飛散粉霧させることで粉末を製造する。

Fig. 2に、実験装置の概略図を示す。電磁粉霧系、雰囲気制御系および電流・電圧測定系から構成されている。電磁粉霧系の構成は、電極および振動防止ジグ、陽極試料供給装置、直流電源、永久磁石および磁極である。予備実験から電磁気力による電極の振動が粉霧化の障害となることが判明したため、電極の振動を抑える目的で振動防止ジグを取り付けた。また、電力の供給はこのジグを介して行った。さらに、電極間に数度の角度をつけると粉霧化が安定することが予備実験から判明したため、振動防止ジグ間に数度の角度をつけた。直流電源はアーク放電の電圧・電流特性を考慮して、最大印加電圧：40V、最大設定電流：200Aの

平成4年6月15日受付 平成4年11月6日受理 (Received on June 15, 1992; Accepted on Nov. 6, 1992)

* 名古屋大学大学院 (Graduate School, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-01)

* 2 名古屋大学大学院 (現：(株)神戸製鋼所) (Graduate School, Nagoya University, now Kobe Steel, Ltd.)

* 3 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

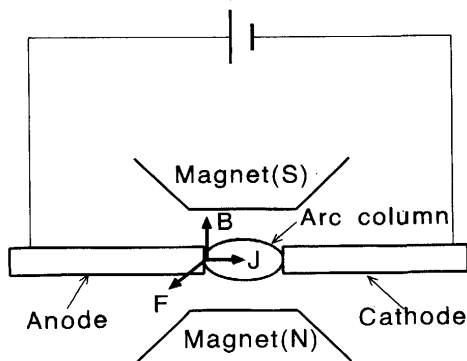


Fig. 1. Principle and structure of an atomization process.

J : current density B : magnetic flux density
 F : electromagnetic force

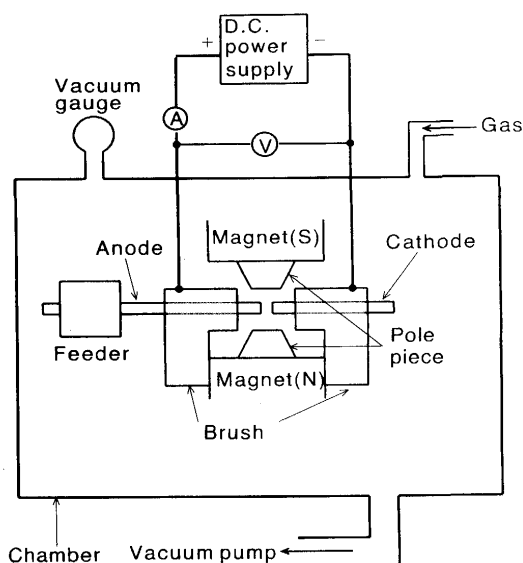


Fig. 2. Schematic view of an experimental apparatus. Brushes are accompanied with the function preventing electrode vibration.

定電流型電源を用いた。永久磁石の磁極の形状を変化させることにより、0.08T~1.1Tの範囲で磁場を変化させた。雰囲気制御系は真空チャンバー、真空計、真空ポンプ、雰囲気ガス供給系から構成されている。粒子飛散時の放電現象を調べるために、電圧計と電流計を電気回路に組み込んだ。

2・2 実験方法

実験手順は以下の通りである。1)二本の電極棒を水平方向に対向させ、電極の軸方向に対し鉛直方向に磁場が印加できるように永久磁石を設置する。2)チャンバー内を真空排気した後アルゴンガスで置換する。3)電極間に電圧を印加した状態で、陰極を固定したまま陽極のみを陰極方向に移動する。4)電極間にアーク放電を生じさせ、陽極端面を溶融しつつ粒子の飛散を継続せしめる。なお、粒子の飛散およびアークの挙動は高速度ビデオカメラを用いて録画・観察し、得られた粉末は篩い分け後、その形状を走査型電

子顕微鏡 (SEM) により観察した。

2・3 無接触放電開始条件の検討

電極間に電圧を印加した状態で電極間隙を狭めると、電極間に強い電場が印加される。この強い電場により、電極間が短絡する前に放電が生じる可能性がある。もし短絡前に放電が生じるならば、陽極供給速度の適切な制御のみで安定した粉霧化が可能となる。そこで、以下に電極間が短絡する前に放電が生じるか否かを理論的に検討する。

直流電場を印加した場合、放電開始に必要な電圧は火花電圧 V_s と呼ばれ、雰囲気圧力 p (Pa) と電極間距離 l (m) との積 pl の関数として次式で与えられる³⁾。

$$V_s = \frac{Hpl}{\ln(pl) + C}, \quad C = \ln\left(\frac{A}{\ln(1+1/\gamma)}\right) \dots\dots\dots (1)$$

A : 定数 ($10.2\text{m}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$), H : 定数 ($176\text{V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$), γ : Townsendの第二係数 (—) である。なお、 γ は陰極に衝突する正イオン1個あたりに放出される二次電子の平均的個数を表す。(1)式を導出する際に基礎となる式には次の適用範囲が存在する⁴⁾。

$$75 \leq \frac{E}{p} \leq 450 \dots\dots\dots (2)$$

ここで E : 電極間の電場 (V/m) を表す。

この式に $E = V_s/l$ を代入すると

$$75pl \leq V_s \leq 450pl \dots\dots\dots (3)$$

となり、(1)式の適用範囲を与える。

次に、(1)式をもとに最小火花電圧 $V_{s\min}$ を求める。

$$\frac{dV_s}{d(pl)} = 0$$

を満たす pl を $(pl)_{\min}$ とおくと(4)式が得られる⁵⁾。

$$(pl)_{\min} = \frac{2.71n\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)}{A} \dots\dots\dots (4)$$

なお、 $pl = (pl)_{\min}$ では

$$\frac{d^2V_s}{d(pl)^2}_{\min} = \frac{AH}{2.71n\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)} > 0 \dots\dots\dots (5)$$

となるので、 $(pl)_{\min}$ は V_s の最小値を与えることが分かる。

(4)式を(1)式に代入すると最小火花電圧 $V_{s\min}$ は次式のようになる⁵⁾。

$$V_{s\min} = 2.7 \frac{H}{A} \ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) \dots\dots\dots (6)$$

(6)式より γ の値が既知ならば最小火花電圧を定めることができる。そこで、次に実験により γ の値を定め、最小火花電圧を求めることにする。電源として高電圧直流電源 (最大印加電圧: 2 kV・最大設定電流: 3 A) を用い粉霧時の条件に準じ、陰極: $W5\phi$, 雰囲気: Ar の条件の下で p と l の積 pl の値を変化させて放電を開始する V_s の値を測定した。 V_s は電源電圧を徐々に上昇させ、通電が生じたときの電圧と

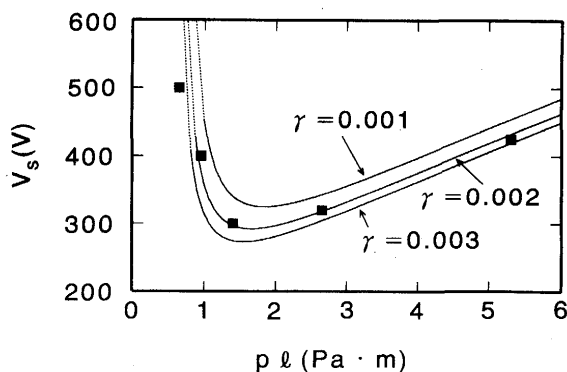


Fig. 3. Relationship between pl and sparking voltage V_s .

した。Fig. 3 に pl と V_s の関係を示す。図中の曲線は γ の値を変化させ描いたものである。ただし、(3) 式で与えられた適用範囲を満たす領域を実線で表し、適用範囲をはずれたところを点線で表している。この図より本実験系では $\gamma = 0.002$ となり、これを (6) 式へ代入すると $V_{s\min} = 290\text{V}$ と求まる。したがって、直流電場の印加のみで放電を開始させるには、最低でも 290V 程度の電圧が必要となることが分かる。

なお、磁場中の放電では雰囲気圧力 p は磁場の影響を受けることが知られている⁹⁾が、(6) 式で与えられる最小火花電圧 $V_{s\min}$ は雰囲気圧力 p の関数とはなっていないため、磁場が印加されても $V_{s\min}$ は変化しないものと推察できる。以上のことから、今回電磁粉霧に用いた電源の最大印加電圧は 40V であるので、電極の短絡前に放電が生じることはないものと判断した。

3. 実験結果と考察

3.1 安定粉霧化条件

前節の考察より本実験系では、電極が短絡するまで放電が生じないことが明らかとなった。放電は短絡時に流れる大電流によって短絡箇所の電極が溶融し、それに電磁気力が作用して強制的に空隙が作り出され、そこに放電が発生すると考えられる。実験条件によっては電磁気力が小さいため空隙が形成されず、放電が発生しない場合がありうると予測し、本実験系における安定粉霧化領域と不安定領域を調べた。Table 1 に示す実験条件下で得られた結果を Fig. 4 に示す。×印はアークが発生しなかった場合、△印はアークは発生するが、数回の粒子の飛散の後、両電極が溶着した場合、○印は粒子の飛散が安定に続いた場合、をそれぞれ表す。Fig. 4 から、安定粉霧化領域には設定電流と印加磁束密度に下限値が存在することが分かる。また、各々の場合の実験後の電極端面状態を Photo. 1 に示す。(a) はアークが発生しなかった×印の場合の端面状態を表している。短絡電流により通電部の一点のみ溶融した痕跡が見られる。

Table 1. Experimental conditions.

Anode material and diameter (mm)	Ti, $\phi 5$
Cathode material and diameter (mm)	W, $\phi 5$
Anode feeding rate (mm/s)	0.2
Imposed magnetic flux density (T)	0.08, 0.38, 0.85, 1.1
Preset voltage (V)	35
Preset current (A)	10, 30, 50, 100, 150, 200
Atomosphere and pressure	Ar, 0.1 MPa

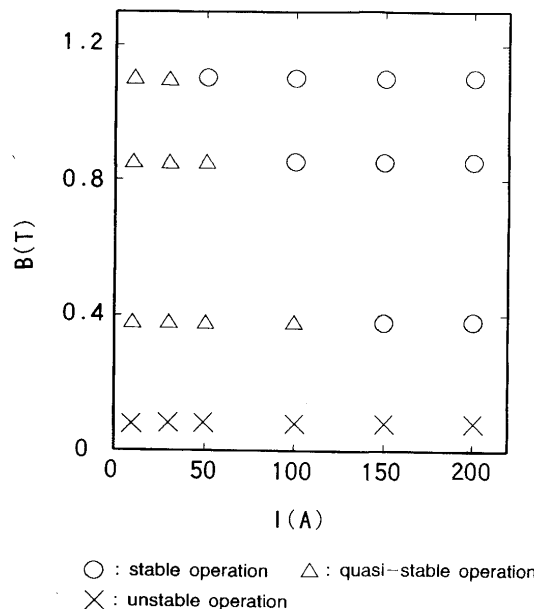
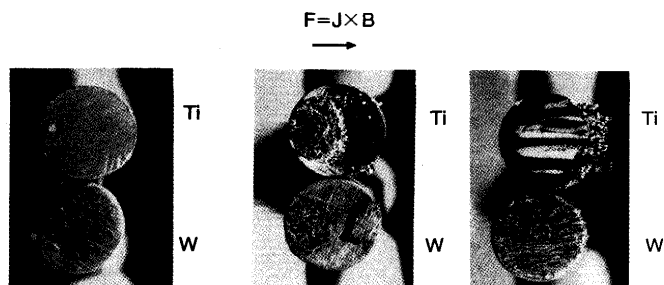


Fig. 4. Stable and unstable regions for atomization in the process.



(a) without arc ignition (b) short-circuited after short period (c) stable atomization
continuation of atomization

Photo. 1. Appearances of anodes (Ti) and cathodes (W) after atomization.

このことから、先に 2・3 節で推察したように短絡前には放電が生じないことが確認できる。本プロセスにおいてアークが発生する場合には、短絡電流によって生じた溶融部が電磁気力によって飛散させられ、電極間に微小空隙が生じる必要がある。×印の条件では溶融部の飛散に必要な十分大きい電磁気力が得られなかったために、微小空隙が生じずアークが発生しなかったものと考えられる。(b) は△印の場合で、溶融金属の飛散と溶着の様子が確認できる。この条件で生じた電磁気力は溶融部を飛散させるのに十分な大き

さであり、実験初期においてはアークの発生が見られた。アークが継続できなかった理由は次のように考えられる。アーク柱には、電流と電流が作る磁場との相互作用により外側から中心に向かうピンチ力が働く。ピンチ力の大きさは電流と電流密度との積に比例する⁷⁾が、△印の条件ではアーク電流がさほど大きくないため、アーク柱は十分に絞り込まれない。その結果、電極全体が加熱され、電極端面が平坦に溶融する結果、短絡時の接触面積が漸次増大し電流密度の低下を招く。その結果、初期段階ではアークは発生するものの、次第に短絡部の電流密度が減少し溶融部飛散に必要な電磁気力が得られなくなり溶着したと考えられる。(c)は○印の場合である。チタン陽極の端面には、電磁気力の方向に溝状の溶損跡が見られる。この溝は次のような機構で生じたと考えられる。安定粉霧化領域では比較的電流が大きいため、先に述べたピンチ力は大きい。このためアーク柱は絞り込まれ、その径は小さくなる。したがって、陽極点の径も小さくなり、陽極端面の溶融部径も減少する。この絞り込まれた溶融部が電磁気力によって陽極点と共に陽極端面上を移動し、溝状の痕跡を生じた。なお、陽極点電極端面を離れるとアークは消弧する。すなわち、安定な粉霧化は電極の短絡と放電の繰り返しによって可能となることが分かった。

3・2 粒子の飛散とアーク現象

先に述べたように、安定粉霧化領域ではアークは断続的に発生していたと推測される。ここでは、アーク現象とそれに伴う粒子の飛散について調べる。粉霧過程における電圧および電流の経時変化をFig. 5に示す(設定電流: 200A, 印加磁束密度: 0.85T)。電流値が零となる時間帯が存在することから、放電は断続的に生じていたことになる。放電時の電流値は設定値とほぼ同じ約200Aであり、電圧値は約20Vである。これらの値から、放電はアーク放電と判断される。次に、粒子の飛散とアーク現象を観察するためにビデオ観察を行った。放電時間は約40msと非常に短いので、高速度ビデオ(フレーム速度: 400コマ/s, シャッター速度: 1/10000s)を用いた。画像が最も鮮明に映った実験条件(設定電流: 150A, 印加磁束密度: 1.1T)における観察結果を、電圧と電流の変化と対応させてPhoto. 2に示す。図中の①において陽極が陰極と接し、短絡電流が流れ始め②へ移行する。短絡電流が流れることにより電極端面に溶融部が生じると、それが電磁気力により飛散されアークが発生する。アークは高温なため急激に膨張する。アークの発生により電気抵抗が増大すると電流値が低下し、③の設定電流値付近に落ち着く。そして、電磁気力により陽極点の移動が始まり、溶融金属の飛散が生じる。さらに、電磁気力によりアークが変形して、アーク長が伸び電圧が上昇する。その後、アークは印加磁場により電極間よりはじき出されて消弧する。その結果、電流値が④のように零となり再び電圧は設定電圧に復帰し①に戻る。③の写真の粒子の飛散方向

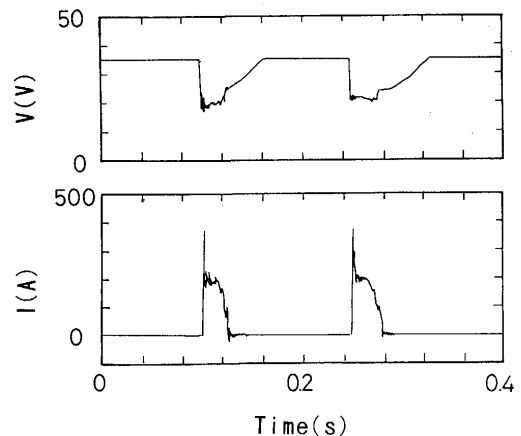


Fig. 5. Observed variations of voltage and current.
 Preset current : 200A Magnetic flux density : 0.85T

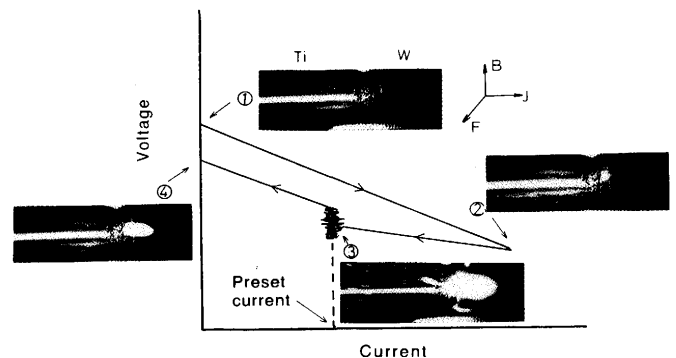


Photo. 2. Arc behaviour in V-I plane and photos in each transition stage.

は電磁気力の方向と一致しており、粉霧化が先に想定した原理に基づいて行われたことが確認された。

これらの観察をもとに、アーク発生からの消弧の過程をFig. 6に模式的に示す。(1)電極間に電圧を印加した状態で陽極を駆動する。(2)陽極が陰極に接すると、電極間の印加電圧によって短絡電流が流れる。この短絡電流により陽極の一部が溶融する。(3)短絡電流と印加磁束密度によって生ずる電磁気力により、溶融金属が飛散され、電極間にアークが発生する。(4)アークは電磁気力により変形させられつつ移動を開始する。(5)溶融金属が飛散し、アークが電極間よりはじき出されて消弧し、再び(1)の状態に戻る。

3・3 粉末粒子の粒径分布と形状

安定粉霧化領域内で、設定電流および印加磁束密度が粒子の重量積算分布に及ぼす効果をFig. 7およびFig. 8に示す。Fig. 7より、設定電流は粒径分布にほとんど影響を及ぼさないことが分かる。これに対し、Fig. 8より、印加磁束密度が大きくなると粒径分布は狭くなると共に、粒子径が小さくなることが分かる。また、平均粒子径について整理するとFig. 9のようになる。ここで、平均粒子径は累積曲線の中央

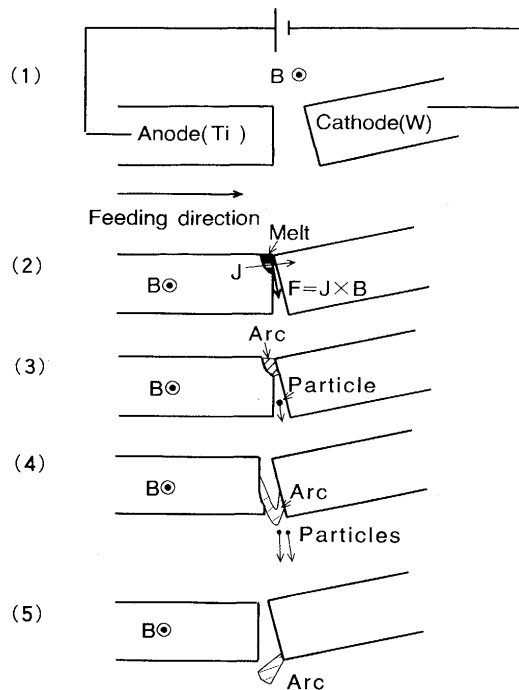


Fig. 6. Schematic illustration of transitional arc behaviour from ignition to vanishment.

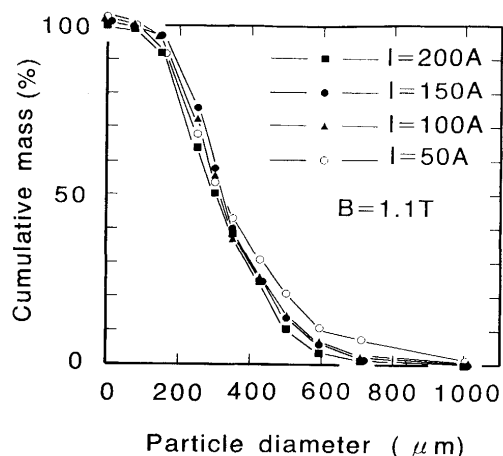


Fig. 7. Effects of current on particle size distributions.

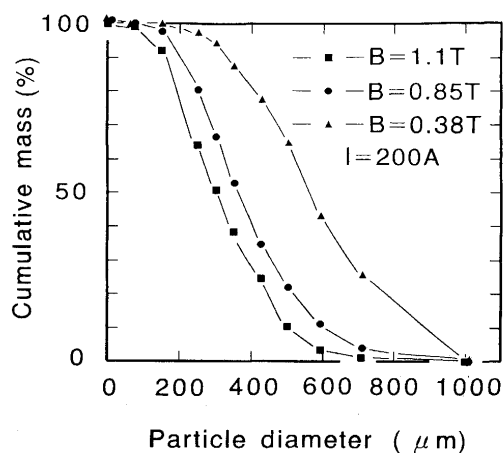


Fig. 8. Effects of magnetic flux density on particle size distributions.

累積値 (50%) に相当する粒子径とした。Fig. 9 の結果からも、設定電流が平均粒子径に及ぼす効果はほとんどないことが分かる。これに対し、磁束密度の効果は顕著であり、平均粒子径は磁束密度 (B) が大きくなるにつれ、 $B^{-0.46}$ に比例して小さくなることが分かる。

以上のように、粒子径は印加磁束密度のみに影響され、設定電流には依存しないことが明らかになったが、その理由を以下で考察する。Fig. 10 に、陽極面で半球と仮定した溶融部の模式図を示す。粒子が飛散される直前の溶融部では電磁気力と界面張力が釣り合っており、次式が得られる。

$$\frac{2}{3} \pi r^3 J B = 2 \pi k r \sigma \quad (7)$$

ここで、 r : 溶融部半径、 J : 陽極端面の電流密度、 σ : 固液間の界面張力、 k : 比例定数を表す。(7) 式より、 r と磁束密度 B および J の関係は (8) 式となる。

$$r = k' B^{-1/2} J^{-1/2} \quad (8)$$

溶融部半径 r とそこから生成される粒子径 D_p は比例関係にあると仮定すれば、 D_p は (9) 式で示される。

$$D_p = k'' B^{-1/2} J^{-1/2} \quad (9)$$

この式は B の指数部の係数 ($-1/2$) が Fig. 9 から得られた値 (-0.46) とは多少異なるもののほぼ一致することを

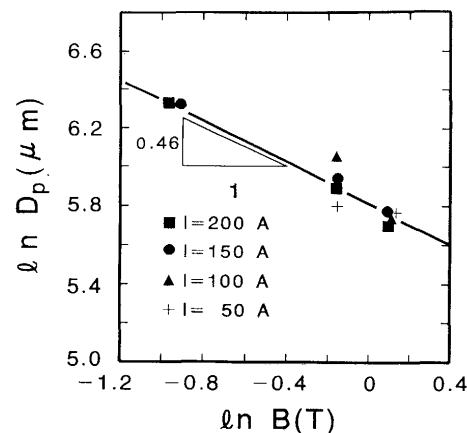


Fig. 9. Effects of magnetic flux density and current on mean particle diameter.

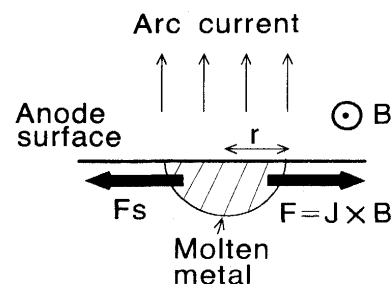


Fig. 10. Schematic illustration for producing a particle from molten pool on anode surface.
 F_s : surface tension F : electromagnetic force

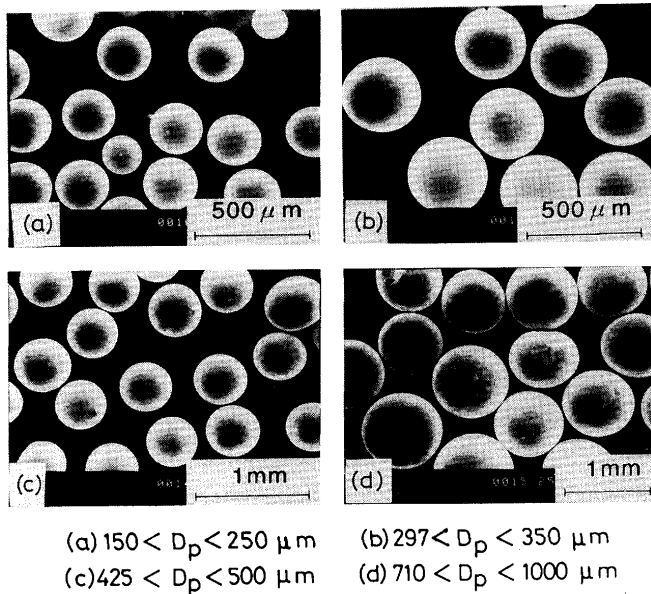


Photo. 3. SEM images of Ti particles.

示している。次に、平均粒子径が設定電流に依存しない理由を考える。陽極上の溶融部は陽極点を中心に形成されるが、この陽極点は分散して存在する場合があることが知られている⁸⁾。本実験においても陽極点が分散して存在し、かつ個々の陽極点が担う電流密度は一定で、電流値の変化は陽極点の個数の変化のみにつなぐと仮定すると、(9)式より設定電流が変化しても平均粒子径は変化しないことになる。なお、この点については今後のより詳細な検討を待たなければならない。

次に、粉末のSEM写真をPhoto. 3に示す。いずれの粒子径においても、粒子はほぼ真球に近い形状であることから溶融金属は飛散中に凝固したものと推察できる。

4. 従来法との比較

磯西ら²⁾は、プラズマ回転電極法を用いたTi-6Al-4V合金の粉末の製造を試み、最小平均粒子径200μm程度の粉末を得ている。一方チタンの粉霧化を行った本実験系では、最小平均粒子径は約300μmとなっている(Fig. 7および9参照)。用いた試料が異なるため単純な比較はできないが、プラズマ回転電極法に比べて多少大きめの粒子径となっている。しかしながら、実験により得られた平均粒子径 D_p と印加磁束密度 B の関係式である $D_p \propto B^{-0.46}$ をもとに予測すると、4 T程度の磁場を印加することが可能となれば平均粒子径は150 μm程度と算出できる。さらに、超伝導磁石などの使用により磁場をより強くするか、極性や雰囲気を変化させることで電流密度を大きくし、溶融部に働く電磁気力を増大させ

粒子径を減少させることが可能と思われる。このように電磁粉霧法は、操作因子を制御することにより従来法に勝る微小粒径の粉末を製造することが期待できる。また、電流と磁場の向きを一定にすれば粒子を飛散させる電磁気力の方角も固定できる。360°に粒子が飛散するプラズマ回転電極法に比べ、本法は粒子飛散方向を絞ることができるため装置の小型化が図れるといった優位性が見られる。

5. 結言

アーク放電と静磁場の相互作用によって生じる電磁気力を利用して、固体金属から直接粉末を得る電磁粉霧化法を考案した。さらに、このプロセスの特性を調べ以下のことを明らかにした。

1) 電流と磁束密度で規定される安定粉霧領域にはしきい値が存在する。

2) 粒子の飛散はアークの断続的な発生によって生じる。

3) 粉末の粒子径は電流値にはほとんど依存しないが、磁束密度の増大に伴って $B^{-0.46}$ に比例して減少する。

また、本法と従来法を比較し、本法の可能性および優位性を示した。

なお、本研究費の一部は(株)神戸製鋼所および日本鉄鋼協会特定基礎研究会材料電磁プロセッシング部会の援助によることを記し、感謝申し上げます。また、論文作成にあたり貴重な助言を頂いた、名古屋大学工学部材料プロセス工学科 長谷川正氏に謝意を表します。

記 号

A : 定数 ($\text{m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$), B : 磁束密度 (T), D_p : 平均粒子径 (μm), E : 電場 (V/m), F : 電磁気力 (N/m^3), H : 定数 ($\text{V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$), J : 電流密度 (A/m^2), k, k', k'' : 比例定数 (—), l : 電極間距離 (m), p : 雰囲気圧力 (Pa), r : 溶融部半径 (m), V_s : 火花電圧 (V), $V_{s \min}$: 最小火花電圧 (V), γ : Townsendの第二係数 (—), σ : 界面張力 (N/m)

文 献

- 1) 加藤哲男, 草加勝司, 洞田 亮, 市川二郎: 鉄と鋼, **71** (1985), p. 719
- 2) 磯西和夫, 小林昌彦, 時実正治: 鉄と鋼, **75** (1989), p.1913
- 3) 武田 進: 気体放電の基礎, (1990), p. 65 [東京電機大学出版局]
- 4) 同上, p.51
- 5) 同上, p.68
- 6) 同上, p.85
- 7) 安藤弘平, 長谷川光雄: 溶接アーク現象, (1976), p.163 [産報]
- 8) The Physics of Welding, ed.by J.F.Lancaster, (1985), p.172 [Pergamon Press]