

© 1989 ISIJ

解 説

材料電磁プロセシングの動向

浅 井 滋 生*

The Trend of Electromagnetic Processing of Materials

Shigeo ASAI

1. 緒 言

金属分野では古くから電気エネルギーを溶解・製錬・凝固の過程において活用してきた。その際、通電に伴って磁場が生ずることから電場と磁場が電気伝導性流体である熔融金属に作用するところとなり、無意識の内に電磁流体现象が生じていたことになる。この電磁流体现象を取り扱う学問が電磁流体力学であり、これまで、プラズマ物理、宇宙物理、核融合、原子力の各分野において発展を遂げてきた。

電気・磁気のエネルギーを用いて材料、主に金属材料の処理を施すには、この電磁流体力学と材料プロセシングを融合させた“材料電磁プロセシング”の積極的な活用が肝要となる。

電場・磁場の作用下での電気伝導性流体（熔融金属、プラズマ、熔融塩等）の運動を取り扱う電磁流体力学の知見を冶金プロセスに適用する試みは、1982年、ケンブリッジ大学で開催された IUTAM (International Union of Theoretical and Applied Mechanics) シンポジウム¹⁾に始まる。そこでは、はじめて“電磁流体力学の冶金への応用”なるテーマが取り上げられた²⁾。我が国においては、上記のシンポジウムに触発され、日本鉄鋼協会研究委員会の下部組織であった「製鋼の将来技術の調査・検討委員会」が本分野を取り上げるところとなり、“電磁気冶金”と命名した³⁾。その後、1985年、「日本鉄鋼協会特定基礎研究会」として「電磁気冶金の基礎研究部会」が発足し、今日に至っている。

一方、目を外国に転じると、先の IUTAM のシンポジウムより以前、1978年、フランスのグルノーブルに MADYLAM (電磁流体力学の冶金への応用を目的とした CNRS (国立科学研究機関) に属する研究所) が Prof. MOREAU のもとに設立され、現在 Dr. GARNIER に引き継がれている。なお、MADYLAM の組織と研究活動については、文献⁴⁾⁵⁾を参照されたい。またソ連においてもリガ、キエフ、ベルムにおいて本分野の研究が行わ

れているようであるが詳細は一部を除いて不明である⁶⁾⁷⁾。なお、ソ連では1965年より電磁流体力学の雑誌 (Magnetohydrodynamics) が発刊されており、その中には本分野に関連する文献が多数見受けられる。

我が国の「電磁気冶金の基礎研究部会」と MADYLAM の研究内容を比較すると、前者が主に直流の電場・磁場を用いる問題を取り扱っているのに対し、後者は交流の問題に主体が置かれていると言えよう。なお、フランスでは我が国の「電磁気冶金の基礎研究部会」の発足に触発され、電力関係機関が母体となつて同種の部会が Dr. GARNIER を部会長として1987年より発足したと聞く。

上述のごとく、我が国とフランスは萌芽期にある本分野の研究を比較的早い時期より組織的に開始したことになるが、米国、西ドイツ、英国およびソ連においても本分野の研究に従事する研究者が多数見受けられる⁸⁾。

2. 背景と特色

次に、材料電磁プロセシングの研究の必要性が叫ばれる背景と本分野の特色について次に述べる。

2.1 背景

2.1.1 電気使用量の増大

材料の高級化指向に伴い電気エネルギー使用量が増大している。特に、製鋼工程においては近年の清浄鋼指向に伴って処理工程数が増加する傾向にある。そのため精錬時間の長期化は避けられず、膨大な電気エネルギーを投入した熱付加技術が重要な課題となつている。

2.1.2 関連技術の発展

電気・磁気に関連する技術には近年著しい発展がみられる。例えば、近年開発された高性能永久磁石 (Fe-Nd 系等) は強い磁界を安価にして手軽に得られるものとした。また、最近の超電導材料の臨界温度上昇の推移には目を見張るものがあり、すでに、実験室レベルでは超電導磁石が本研究分野において使用されている。また、溶鋼などの高融点金属に直接通電する道を開く浸漬電極

昭和 63 年 7 月 25 日受付 (Received July 25, 1988) (依頼解説)

* 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

Key words : material processing ; magnetohydrodynamics ; electromagnetic processing of materials ; shape control of liquid metal ; fluid driving ; flow suppression ; levitation ; splashing ; heat generation ; velocity detecting.

(ZrB₂)が開発されている。これは鉄より小さい比抵抗値 (10⁻⁵Ω・m) でしかも高融点 (約 3000°C) を有するもので、近い将来、金属製錬分野に大きなインパクトをもたらすものと思われる。すなわち、従来、直接通電の手段がなかつたため、熔融金属に交流磁場を作用させ誘導電流を生じせしめる間接的な方法 (例えば、リニヤータタイプの電磁攪拌、電磁ポンプ) によつて熔融金属の攪拌や輸送が行われてきた。今後は、熔融金属に通電を施す直接的な方法を採用することによつて、従来法に比較して著しく高い電気効率が期待できよう。

2.2 特色

材料電磁プロセシングの特色としては次のことが挙げられる。

2.2.1 電気エネルギーの高密度性、清浄性、優れた制御性の活用

高密度エネルギーを熔融金属に付与する手段としては、電気・磁気の利用は最も簡便な方法である。また、電極からの汚染の問題を除けば、極めて清浄性に優れたエネルギー源でもある。さらに、近年の電気・磁気に関する技術の向上に伴つてその制御技術の発展にはめざましいものがある。

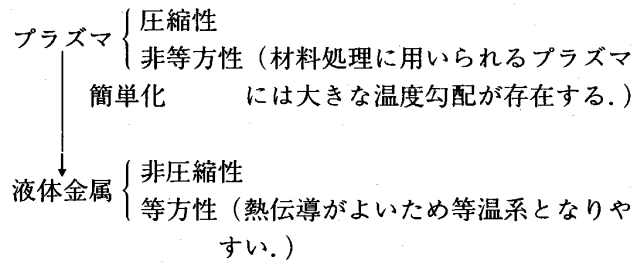
2.2.2 電気エネルギーの有効利用

従来、金属製錬部門にあつては電気エネルギーは主に熱エネルギーとして使用されてきた。電気エネルギーを熱エネルギーに変換する前に、Fig. 1 に示すように、電磁的諸機能 (詳しくは後述する) の付与を図り、その上で熱エネルギーに変換することが望まれる。機能発揮に使用されたエネルギー (主に融体の運動エネルギー) も最終的には熱エネルギーとなることから、決してエネルギーの無駄とはならないからである。さらに、今日精錬に用いられている混合の動力は熱付与技術で求められている電力に比して極めて小さいものであることに注目せねばならない。通常、各種精錬装置において用いられている攪拌動力は 1°C/1 週間から 1°C/30 min の昇温速度に匹敵するものである。一方、今日熱付与技術として求められている昇温速度は、1~6°C/min であることから、印加されている熱エネルギーが運動エネルギーに比較していかに膨大なものであるかがわかる。

2.2.3 電磁流体力学の活用

プラズマのような電気伝導性流体の運動を取扱う電磁流体力学は、1942 年 ALFVÉN によつて集大成されたも

のである。電気伝導性流体であるプラズマと熔融金属を流体特性の上から比較すると次のようになる。



電磁流体力学のプラズマ分野に蓄積された多くの知見は当然液体金属にも適用可能である。しかもその際、理論的取扱いは圧縮性を非圧縮性に、非等方性を等方性とと簡単化する方向にある。

以上、材料電磁プロセシングについて、その発展の背景と特色について述べた。

3. 電気伝導性流体の運動の支配方程式

電磁気力によつて流動する流体の運動を解析するためには、電磁場の支配方程式である Maxwell の式と Ohm の式および流れの場の支配方程式である Navier-Stokes の式を連立して解かねばならない。

電磁流体力学近似 (Magnetohydrodynamics approximation)⁹⁾ を施した MAXWELL の式は次のように書ける。

$$\nabla \times E = - \partial B / \partial t \dots\dots\dots (1)$$

$$\nabla \times B = \mu J \dots\dots\dots (2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \dots\dots\dots (3)$$

媒体が運動する場合、OHM の法則は次のように表される。

$$J = \sigma (E + v \times B) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、E は電界の強さ、B は磁束密度、J は電流密度、μ は透磁率、σ は電気伝導度、v は媒体の流速である。

(1)~(4)式を解いて電流密度と磁束密度が求まると、それらを(5)式に代入して流体を駆動させる電磁体積力 (ローレンツ力) が得られる。

$$f = J \times B \dots\dots\dots (5)$$

一方、非圧縮性流体の連続の式は(6)式で表される。

$$\nabla \cdot v = 0 \dots\dots\dots (6)$$

また、ニュートン流体の運動方程式は次式 (NAVIER-STOKES の式) のように書かれる。

$$\rho \{ \partial v / \partial t + (v \cdot \nabla) v \} = - \nabla P + \mu_f \nabla^2 v + f \dots\dots\dots (7)$$

ここで、ρ: 流体密度、μ_f: 流体の粘性係数である。

(7)式の右辺第3項の f に(5)式で得られる体積力を代入して、(6)、(7)式を連立して解くと流れの場 v が求まる。しかしながら、(4)式の右辺()内の第2項目にも v が含まれているため、あらかじめ流れの場が求まっていないと、電場と磁場は定まらないことになる。

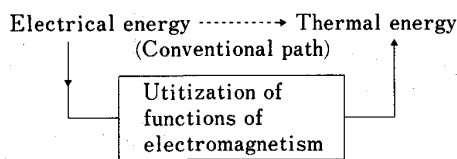


Fig. 1. The recommended energy path (—) and the conventional one (----).

すなわち、電気伝導性流体が運動する系にあつては、流れの場と電磁場は相互に影響を及ぼしあうことになる。一般に、金属精錬装置においては流体の速度は小さく、かつ装置サイズも相対的に小さいため、電磁場は流れに影響を及ぼすが、逆に、流れが電磁場に及ぼす影響は小さいと見なす (これは磁気レイノルズ数 $R_m = \mu\sigma UL \ll 1$ を意味する。ここで、 U は代表流速、 L は代表長さである。) 取扱いが多くの場合可能となる。

4. 電場・磁場が電気伝導性流体に示す機能

4.1 形状制御機能

Fig. 2 に示すように、熔融金属の表面上に $x-z$ 平面を取り、表面を原点として垂直外向きに y 軸の正の方向を取る (直交右手系)。メタルの外側に配置された導線 (その幅は金属表面積に比して十分広いものとする) を通してメタル表面に平行な x 方向に電流を流すと (2) 式に基づいて z 方向に均一磁束 B_z が生ずる。 B_z がメタル中に誘導する電流密度 J は (2) 式に基づいて次のように求められる。

$$J_x = (1/\mu) \partial B_z / \partial y \dots\dots\dots (8)$$

$$J_y = -(1/\mu) \partial B_z / \partial x \dots\dots\dots (9)$$

いま、 B_z が x 方向に均一であるとすれば $J_y = 0$ となる。 J_x と B_z によつてメタル中に誘導される電磁体積力は (5) 式によつて次のように求まる。

$$f_y = -J_x \cdot B_z = -(1/\mu) (\partial B_z / \partial y) \cdot B_z = -(1/2\mu) (\partial B_z^2 / \partial y) \dots\dots\dots (10)$$

単位体積当たりの y 方向の力 f_y を $y = -\infty$ {電磁気的表皮厚さ δ_m (定義は後述される) より十分深い位置} から $y = 0$ (表面) にわたつて積分したものが金属表面に作用する y 方向の単位面積当たりの力、すなわち磁気圧 P_m ということになる。

$$P_m = \int_{-\infty}^0 f_y dy = -(1/2\mu) B_{z0}^2 \dots\dots\dots (11)$$

ここで、境界条件として $y = 0$ で $B_z = B_{z0}$ 、 $y = -\infty$ で $B_z = 0$ とした。 (11) 式から P_m は負値であり、 P_m は熔融金属を表面から内部に向かって押す方向に作用していることがわかる。すなわち、熔融金属表面に張られた導線に電流が流れると電流の向きにかかわらず熔融金

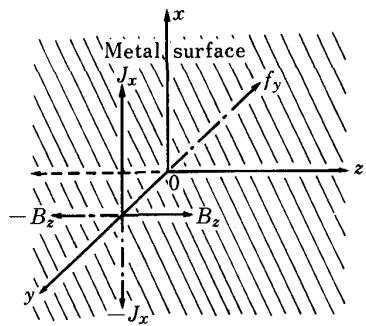


Fig. 2. Principle of the function of shape control.

属は圧縮力を受けることになる。この原理を用いれば、コイル電流を使つて熔融金属の形状制御が可能となる。

(11) 式の誘導をより一般化すると次のようになる。(2) 式を (5) 式に代入してベクトル演算の公式を用いると (12) 式が得られる。

$$f = J \times B = (1/\mu) \cdot (\nabla \times B) \times B = \underbrace{(B \cdot \nabla) B / \mu}_{f_1} - \underbrace{\nabla B^2 / 2\mu}_{f_2} \dots\dots\dots (12)$$

(12) 式の $f_1 = (B \cdot \nabla) B / \mu$ はその回転 (ベクトル演算で $\nabla \times$ を作用させること) を施しても零となるとは限らない [$\nabla \times (B \cdot \nabla) B / \mu \neq 0$] が、 $f_2 = \nabla B^2 / 2\mu$ の回転は B のいかにかわからず、常に零となる [$\nabla \times (\nabla B^2 / 2\mu) = 0$]。すなわち、 f_1 は回転力である可能性があるのに対し、 f_2 は常に非回転力であることがわかる。流体力学によれば (7) 式に表される f が回転力である場合には流体を駆動させ得るが非回転力である場合には流体を駆動させることはできない。したがつて、流体が占める全域にわたつて f が非回転力である場合には流体内部の静圧が f と均衡するように流体形状が変化することになる。すなわち、非回転力は流体形状を変化させる圧縮力としてのみ流体に作用することになる。 f_1 と f_2 の比は次のようになる¹⁰⁾。

$$|f_2/f_1| \sim L/\delta_m \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\delta_m = (2/\mu\sigma\omega)^{1/2}$ は電磁気的表皮厚さ、 ω は交流の角周波数である。 ω の増大に伴つて δ_m は減少し、 $|f_2/f_1|$ は大きくなり、電磁気力をもつばら非回転力として働くようになる。すなわち、熔融金属の形状制御を図る場合には、高い周波数を用い、4.2 で述べる攪拌を目的とする場合には低い周波数を使用すればよいことになる。

4.2 駆動 (攪拌) 機能

直流の電流密度 J_x (x 方向) と直流の磁束密度 B_y (y 方向) が直交するように印加すると (5) 式に従つて電磁体積力 f_z (z 方向) が誘発される。

$$f_z = J_x B_y \dots\dots\dots (14)$$

同様のことは、交流の電流 ($J_x = \sqrt{2} J_e \sin(\omega t)$) と磁場 ($B_y = \sqrt{2} B_e \sin(\omega t - \beta)$) を印加した場合にも次式に示されるように交流の一周期にわたつて積分平均を取ることによつて成立することがわかる。

$$f_z = \frac{1}{T} \int_0^T \sqrt{2} J_e \sin(\omega t) \cdot \sqrt{2} B_e \sin(\omega t - \beta) dt = J_e B_e \cos \beta \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 β は電流と磁束の位相角、 T は周期、 J_e 、 B_e は交流の実効値を表す。

交流電流と直流磁場あるいは交流磁場と直流電流を併用する場合、時間的にその方向と大きさを変える体積力が誘起されることになる。交流の一周期が流体の機械的緩和時間 ($t = \rho L^2 / 2\pi\mu_j$) より短い場合には、流体は

体積力の変化に追従できず、見かけ上、体積力を一周期にわたって時間平均した平均体積力が流体に作用することになる。逆に、交流の一周期が流体の機械的緩和時間に比べて長い場合、流体は体積力の変化に追従するようになり反転流（交番流）が生ずる。

一方、電流の直接印加は行わず、磁場のみによつて電気伝導性流体を駆動する方法として、交流の移動磁界が用いられる。(2)式にベクトル演算子である $\text{rot} (= \nabla \times)$ を作用させたいうで、(1)、(4)式を用いて E と J を消去すると(16)式が得られる。

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times B &= \mu \nabla \times J = \mu \nabla \times \sigma (E + v \times B) \\ &= -\mu \sigma (\partial B / \partial t) + \mu \sigma \nabla \times (v \times B) \end{aligned} \quad (16)$$

ベクトル演算公式 $\nabla \times \nabla \times B = \nabla (\nabla \cdot B) - \nabla^2 B$ と(3)式を用いると(16)式は(17)式となる。

$$\nabla^2 B + \mu \sigma \nabla \times (v \times B) = \mu \sigma \partial B / \partial t \quad (17)$$

連铸の電磁攪拌を例に取つて説明する。Fig. 3 において溶鋼を铸造方向に駆動するには、連片表面に交流移動磁束 $B(x, t) = \mu h(x) \cdot \exp(j\omega t)$ を印加する。 B を(17)式に代入すると(18)式が得られる。

$$\nabla^2 h + \mu \sigma \nabla \times (v \times h) = j\mu \sigma \omega h \quad (18)$$

h は連铸スラブの厚み方向 (x 方向) にのみに依存し、伝播定数 γ で z 方向に伝播するものとして(19)式で表す。

$$h = \begin{cases} h_x = \hat{h}_x(x) \cdot \exp(-j\gamma z) \\ h_y = 0 \\ h_z = \hat{h}_z(x) \cdot \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (19)$$

今、磁気レイノルズ数 $R_m = \mu \sigma UL$ が1より十分小さいとすれば、(17)式の左辺第2項を消去することができ、 z 成分については次式が得られる。

$$d^2 \hat{h}_z(x) / dx^2 - \beta^2 \hat{h}_z(x) = 0, \quad \beta^2 = \gamma^2 + j\mu \sigma \omega \quad (20)$$

境界条件、

$$x = x_0 \text{ で } \hat{h}_z = h_0 \quad (21)$$

$$x = 0 \text{ で } \partial \hat{h}_z / \partial x = 0 \text{ (対称性)} \quad (22)$$

のもとで(20)式を解いて次式を得る。

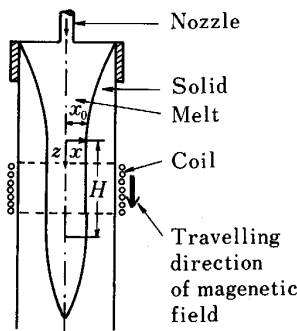


Fig. 3. Explanation of the function of fluid driving by travelling magnetic field in an example of the electromagnetic stirring in continuous casting.

$$B_z = \mu h_0 \frac{\cosh(\beta x)}{\cosh(\beta x_0)} \cdot \exp \{j(\omega t - \gamma z)\} \quad (23)$$

(3)式より(24)式が得られる。

$$\partial B_x / \partial x + \partial B_z / \partial z = 0 \quad (24)$$

上式に(23)式を代入した式を(25)式のもとで解くと(26)式を得る。

$$x = 0 \text{ で } B_x = 0 \text{ (対称性)} \quad (25)$$

$$B_x = j\gamma \mu h_0 \frac{\sinh(\beta x)}{\beta \cosh(\beta x_0)} \cdot \exp \{j(\omega t - \gamma z)\} \quad (26)$$

次に、(2)式に(23)、(26)式を代入して電流密度を求めると次式が得られる。

$$J = \begin{cases} J_x = 0 \\ J_y = h_0 (\gamma^2 - \beta^2) \frac{\sinh(\beta x)}{\beta \cosh(\beta x_0)} \cdot \exp \{j(\omega t - \gamma z)\} \\ J_z = 0 \end{cases} \quad (27)$$

最後に(23)、(26)と(27)式を(5)式に代入し実数部を取ることによつて f が次のように求められる。

$$f = \begin{cases} f_x = \frac{h_0^2 \mu^2 \omega \sigma}{2\sqrt{\gamma^4 + (\mu \omega \sigma)^2}} \cdot \frac{-\beta_i \sinh(2\beta_r x) + \beta_r \sin(2\beta_i x)}{\cosh(2\beta_r x_0) + \cos(2\beta_i x_0)} \\ f_y = 0 \\ f_z = \frac{h_0^2 \mu^2 \omega \sigma \gamma}{2\sqrt{\gamma^4 + (\mu \omega \sigma)^2}} \cdot \frac{\cosh(2\beta_r x) - \cos(2\beta_i x)}{\cosh(2\beta_r x_0) + \cos(2\beta_i x_0)} \end{cases} \quad (28)$$

ここで、 β_r と β_i は β の実数部と虚数部である。実際の電磁攪拌装置では h_0 が z 方向に分布することになるが、 h_0 が定数と見なせる場合には x - z 平面上での(28)式で示した f の回転、 $(\nabla \times f)$ の y 成分は $(\nabla \times f)_y = (\partial f_x / \partial z - \partial f_z / \partial x) = (0 - \partial f_z / \partial x)$ となり、 f_x の方は回転に寄与していないことがわかる。すなわち、 z 方向に移動する交流の移動磁場を印加した場合には、 x 方向の力（圧縮力）と z 方向の力（駆動力）が働くことになる。(28)式の f_z は駆動（攪拌）機能を表している。

4.3 流動（波動）抑制機能

Fig. 4 に示すように y 方向の磁束 B_y の作用下において x 方向の流れ v_x が存在すると、(4)式に基づいて z

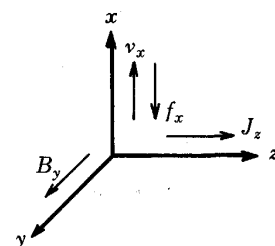


Fig. 4. Principle of flow suppression.

方向の誘導電流が生じる。

$$J = \sigma v \times B = (0, 0, \sigma v_x B_y) \dots\dots\dots(29)$$

この $J_z = \sigma v_x B_y$ を (5) 式に代入すると、

$$f = J \times B = (-J_z B_y, 0, 0) \\ = (-\delta V_x B_y^2, 0, 0) \dots\dots\dots(30)$$

となり、 $f_x = -\sigma v_x B_y^2$ が生ずることになる。この電磁体積力 f_x はその負符号が示すとおり、 v_x と逆方向に作用し v_x の抑制力となる。この議論は z 方向の流れ v_z が存在する場合にも同様に成立し、その際誘導される力は $f_z = -\sigma v_z B_y^2$ となる。すなわち、磁場の印加方向である y 方向以外の流れはすべて抑制されることになる。なお、電氣的境界条件によつては J_z の電流回路が形成されない場合があり²⁰⁾、そのような場合には f_x も生じないことになるので注意が必要である。

4.4 浮揚 (重力変更) 機能

(5) 式で求められる体積力を重力と平衡させることによつて、材料を空中に浮揚させることができる。その平衡条件は、次式で与えられる。

$$J \times B = \rho g \dots\dots\dots(31)$$

(31) 式は浮揚機能を表す。

また、直流電流と直流磁束を印加することによつて、次式で示されるように、見かけ上重力加速度を g から g' に変化させることも可能となる。

$$\rho g' = \rho \{g - (J \times B) / \rho\} \dots\dots\dots(32)$$

(32) 式は重力変更機能を表す。

4.5 飛散機能

電磁体積力を重力あるいは表面張力による保持力より大きく取ることにより、熔融金属を飛散させることができる。

$$|J \times B| > \max \{|\rho g|, 6x/a^2\} \dots\dots\dots(33)$$

ここで、 x は表面張力、 a は熔融金属の半径である。

(33) 式は飛散機能を表す。

4.6 昇温機能

電気伝導性流体では電流 J が流れると次式で示されるジュール熱が生ずる。

$$q = |J|^2 / \sigma \dots\dots\dots(34)$$

(34) 式は昇温機能を表す。ここで、電流 J は (1) 式と (4) 式に基づいて次のように表すことができ、その起源には3種類あることがわかる。

$$J = \underbrace{J_0}_{\text{第1項}} + \underbrace{\sigma(-\partial A / \partial t)}_{\text{第2項}} + \underbrace{\sigma v \times B}_{\text{第3項}} \dots\dots\dots(35)$$

ここで、 A は磁場のベクトルポテンシャル ($B = \nabla \times A$, $\nabla \cdot A = 0$ で定義される) である。

- 1) 第1項は外部より印加された電流
- 2) 第2項は交流磁場による誘導電流
- 3) 第3項は磁場中の電気伝導性流体の運動によつて誘導される電流である。

一方、交流磁場によつて生ずるジュール熱は次のように表される (Fig. 2 参照)。

$$q = \frac{|J|^2}{\sigma} = \frac{h_0^2}{\sigma \delta_m^2} \cdot \exp(2y/\delta_m) \dots\dots\dots(36)$$

(36) 式から、 ω の増大に伴つて発熱速度は増大しかつ表層に集中するようになることがわかる。(36) 式は電場・磁場による昇温機能を表す。

4.7 流速検出機能

磁束密度 B の存在下で電気伝導性流体が流速 v で移動すると誘導起電力が生ずる。これはレンツの法則であり (37) 式で表される。

$$E = -v \times B \dots\dots\dots(37)$$

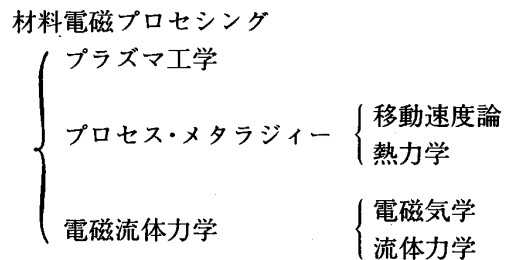
B が既知の場合、(37) 式に基づいて E を測定して v を求めることができる。

4.8 複合機能

複合機能とは、基本機能を複数個の組にして用いるものである。精錬機能は駆動、浮揚、飛散、昇温の各機能が組み合わさつて生まれる機能である。また、駆動、流動抑制、浮揚の各機能から凝固組織制御機能が生まれる。

5. 材料電磁プロセシングの体系と機能別分類

Fig. 5 は、材料電磁プロセシングの体系を木に例えて表したものである。木の根の部分には、本分野を支える基礎工学が示されている。



材料電磁プロセシングはあくまでもプロセス・メタラジィーの一部として位置づけられるものである。すなわち、プロセス・メタラジィーに電磁流体力学とプラズマ工学の導入を図り、より堅固な根幹としたものと見ることができよう。

一方、枝の部分には前章で詳しく説明した機能が、葉の部分にはそれぞれの機能を活用した個々のプロセスおよび技術が示されている。次に各機能ごとに、関連するプロセスと技術について述べる。

5.1 形状制御機能

アルミニウムや銅の分野で実用化されている垂直式電磁鑄造 (VEMC)¹²⁾、コールド・クルーシブル¹³⁾、レピテーション・メルティングのプロセスが本機能に属する代表例である。その他、本機能は熔融金属の薄膜化¹⁴⁾、材料の塑性変形にも用いられる。

コールド・クルーシブルは Fig. 6 に示すようにコイル中にセグメントに切つた水冷の銅るつぽを入れたものである。このるつぽによつて、磁場の集中を図ることができるので、比較的多量 (kg 単位) の金属がるつぽ壁

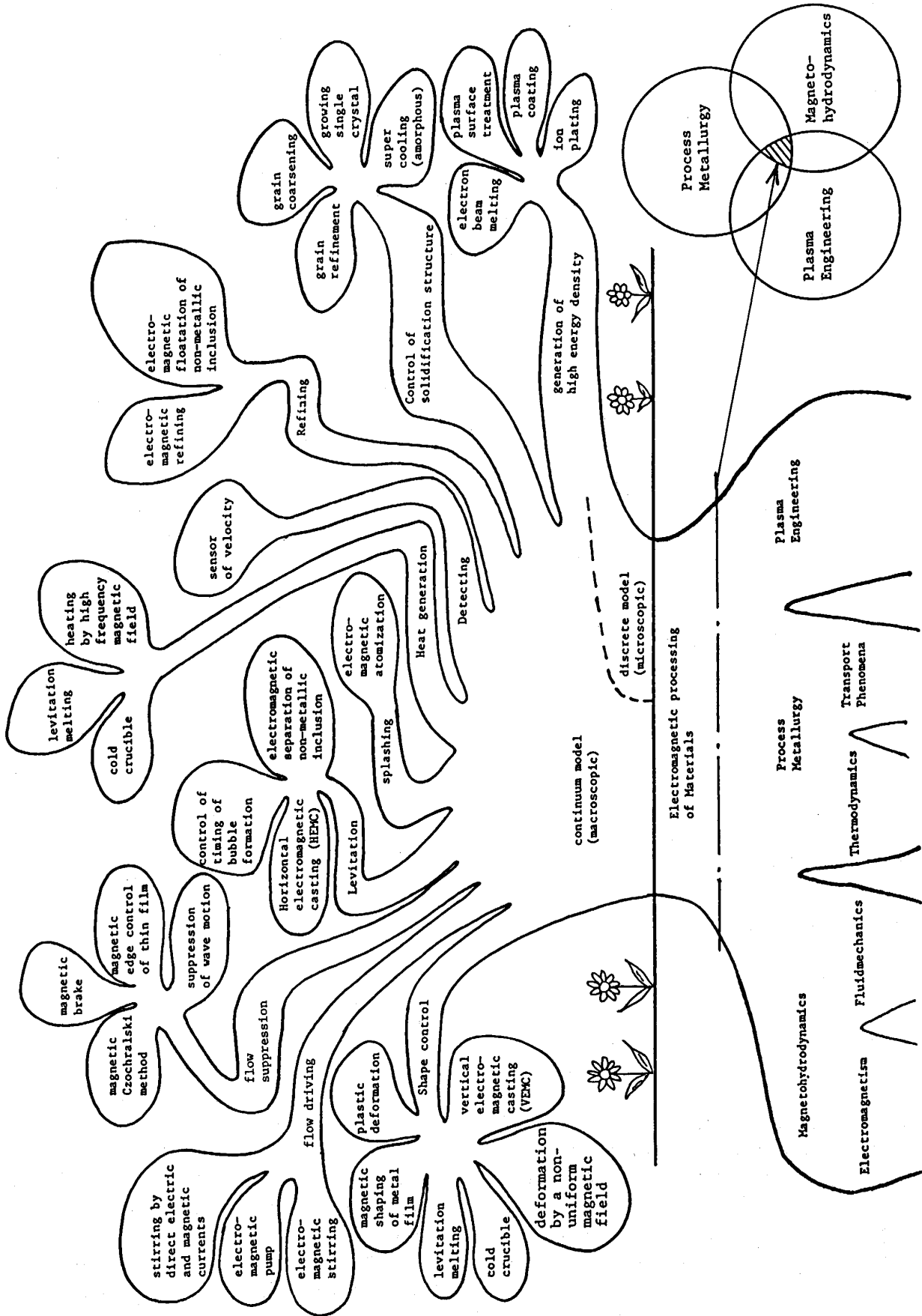
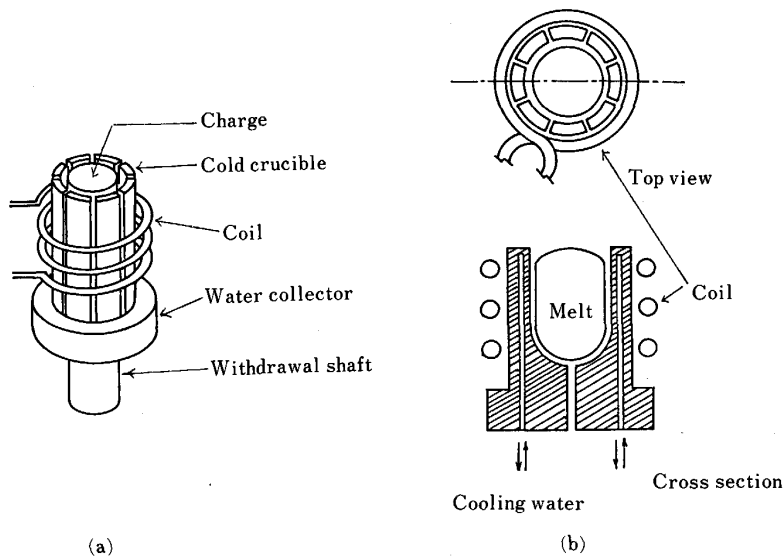


Fig. 5. A tree of electromagnetic processing of materials.



(a) Continuous casting type
(b) Batch type
Fig. 6. Schematic view of a cold crucible.

と接触することなく溶融・浮揚・保持される。高融点材料としては ThO_2 (融点 3400°C) の単結晶育成がコールド・クルーシブルを用いて行われている¹⁵⁾。また、無接触溶融の利点を活かして化学的活性金属、放射性物質の処理、ウラン燃料棒の作成等への適用が見込まれる。さらに、消耗電極法による Ti や Zr の casting に代わりスクラップから直接、溶解・ casting することも考えられている。なお、西欧諸国では早くより本プロセスの開発に着手し、最近では活発な理論的検討もなされている。本技術に関しては現在のところ我が国の立ち遅れが目立つ。

5.2 駆動 (攪拌) 機能

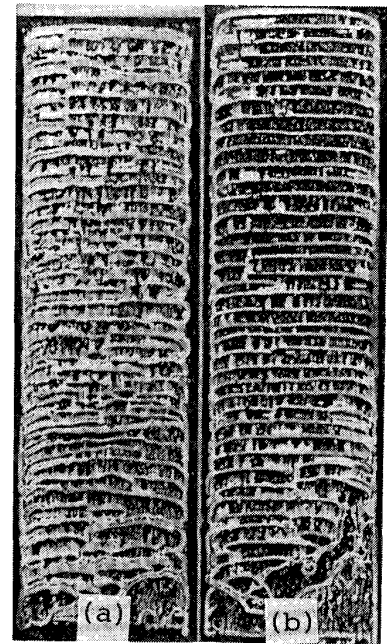
(14)式に示されるように直流磁場と直流電流を溶鋼に印加して連铸のプールを攪拌する静磁場通電攪拌¹⁶⁾や(28)式に従って移動磁場を印加して溶融金属を攪拌する電磁攪拌および溶融金属を輸送する電磁ポンプが本機能に属するものである。

5.3 流動 (波動) 抑制機能

Si 単結晶育成においては、(30)式に示した原理に基づいて、プールに直流磁場を印加し、自然対流の抑制を図り、酸素含有量を制御する磁場中チヨコラスキー法¹⁷⁾や鋼の連続 casting において铸片の表面品質や介在物低減を目的としてノズル出口流速の抑制を図る電磁ブレーキが本機能を利用するものである¹⁸⁾。

また、双ロール法による薄板製造においては側端部が波形形状を呈することがある。これを抑制するために、強磁性体と常磁性体の材料を帯状に配した複合ロールを作成し、ロール上部より磁場を印加した¹⁹⁾。ロール間の所定の位置に作られる強い磁場によつて融体のロール軸方向への流動が抑制され、側端部に現れるのこぎり歯形が消失した。

金属製錬プロセスで波動抑制が強く望まれる箇所としては、双ロール法における注湯流および溶湯プール、連



(a) Without magnetic field and
(b) With magnetic field

Photo 1. Overview of oscillation marks²⁴⁾.

铸メニスカス部、電磁 casting の溶湯保持部が挙げられる。直流磁場により波動抑制を図る場合、波動の進行方向と磁場印加方向によつて次の三つの場合に分類できる。①波動に水平方向から磁場を印加する場合、波動抑制には磁場勾配が必要となる²⁰⁾。②磁場の方向が波数ベクトルと平行な場合²¹⁾²²⁾と③磁場の方向が波数ベクトルと直交する場合¹¹⁾²³⁾についても、理論と実験の両面から検討が加えられ波動減衰の効果が定量化されている。林田、大野²⁴⁾は連铸メニスカス部への直流磁場印加のモデル実験を低融点金属を用いて行つた。Photo. 1に

示すようにオシレーションマークの抑制が認められる。

5.4 浮揚（重力軽減）機能

ノズルから流出する熔融金属に直流電流と直流磁場を相互に直交する方向から印加し、(31)式に示す原理に従って熔融金属の浮揚を図り、他方の端より冷却凝固させる水平式電磁铸造（HEMC）の装置の模式図を Fig. 7 に示す。本プロセスは軽設備にして高密度、低熱伝導度の金属の铸造を可能にするものである。VEMC がスラブの铸造に適しているのに対し、本プロセスは Near net shape の铸造に適している。低融点合金を用いた試行実験で得られた製品の一例を Photo. 2 に示す。表面

性状の優れた製品が得られている²⁵⁾²⁶⁾。

るつば内の熔融金属に直流磁場と交流電流を相互に直交する方向から印加すると、(32)式の原理に基づいて交流電流の周波数に応じて見掛けの重力加速度を変化させることができる。この原理を利用した気泡発生頻度制御の実験結果の一例を Fig. 8 に示す²⁷⁾。電流も磁場も印加されていない場合には気泡は不規則に発生しているが、電磁界を作用させると、気泡発生は印加交流電流の周波数に追従したものとなる。

非金属介在物の除去においては、直流電流と直流磁場を印加し、力の作用方向を重力方向にとると、電流は主に電気良導体である熔融金属中を流れ、非金属介在物中

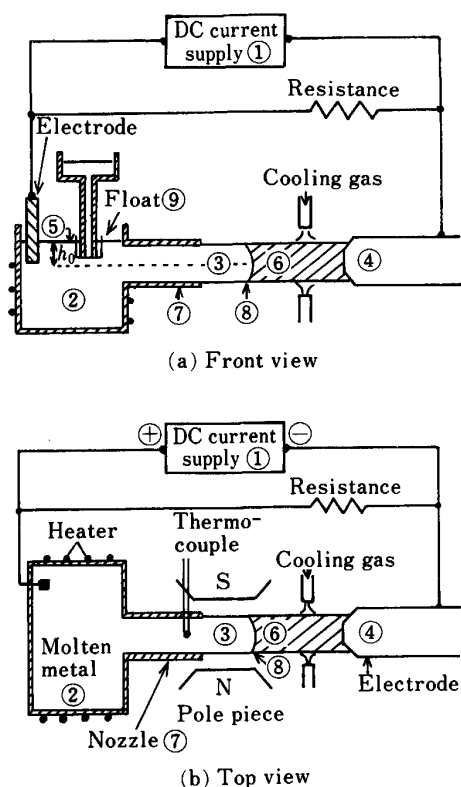


Fig. 7. Schematic views of the experimental apparatus of horizontal electromagnetic casting (③ levitated metal, ⑤ head of molten metal, ⑥ solidified metal, ⑧ solidification front).

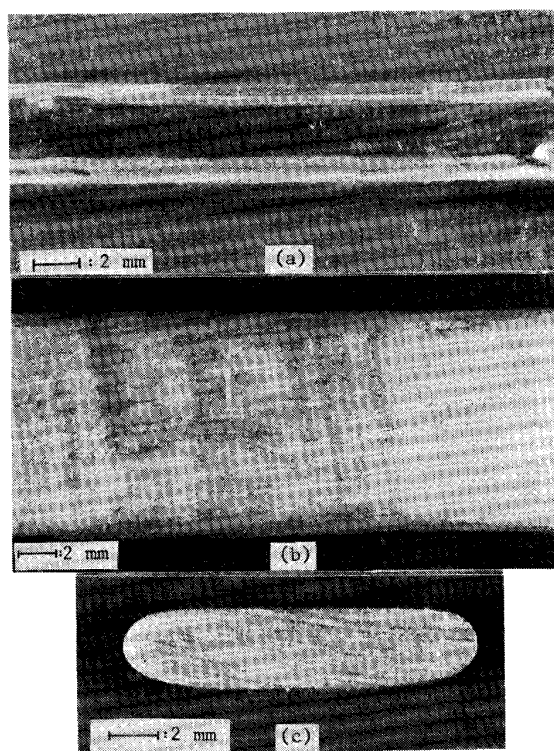


Photo 2. Magnified view of (a) rod, (b) thin plate and (c) cross-section of the thin plate cast by the horizontal electromagnetic casting process given in Fig. 7.

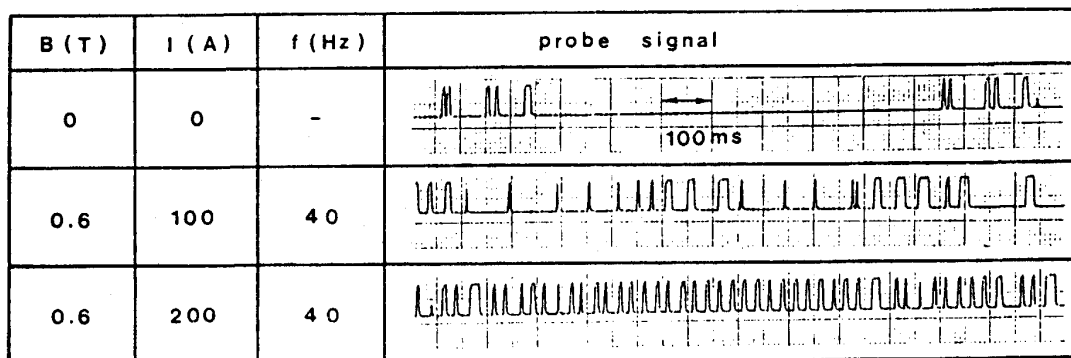
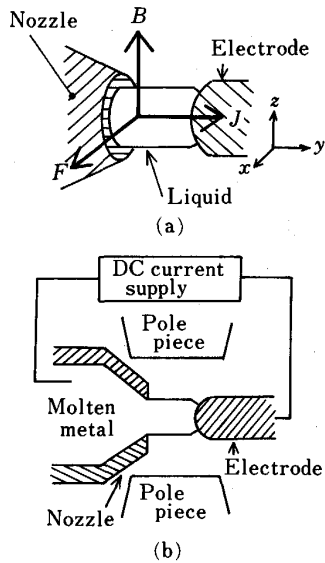


Fig. 8. Formation of bubbles under various electric and magnetic conditions.



(a) Principle (b) Schematic view of apparatus
Fig. 9. Electromagnetic atomization process.

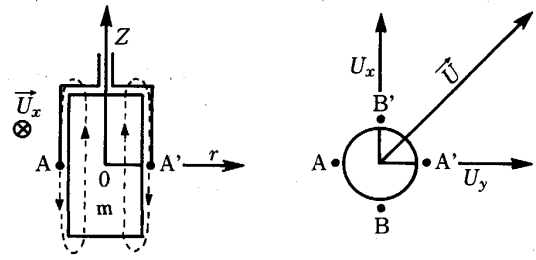
にはほとんど流れないことになる。したがって見掛け上、溶融金属の比重は大きくなり、介在物浮上の促進を図ることができるとの提案がなされ、モデル実験が行われた²⁸⁾。

5.5 飛散機能

電磁微粒化の原理を次に説明する。Fig. 9 に示すように、細いノズルより流出する溶融金属とノズルに対向して置かれた電極間に電圧を印加しておく、溶融金属が電極に接触すると同時に通電される。一方、ノズル-電極間の電流方向と直交する方向から直流磁場を印加しておく、通電と同時にノズル-電極間の溶融金属内に体積力が生じ、溶融金属は飛散され、電流は遮断される。次に、続いて流出する金属によって再び通電し飛散するプロセスが順次繰り返されることになる。従来、気体や液体を用いる粒滴化法では、流体衝突時の偶発的因子による粒径分布の広がりには避けられないが、本法では粒径分布制御をより適確に行うことになる。また、磁束方向の変更に伴って容易に飛散方向を変化させることができ、スプレーキャストや溶射への適用も考えられよう²⁹⁾。

5.6 昇温機能

溶融金属の昇温には溶融金属に直接通電する場合と高周波磁場を印加して誘導電流を発生させる方法((36)式)とがある。前者の場合、電気エネルギーから熱エネルギーへの変換効率はいいものの、大電流、低電圧容量の電源が必要となり実用的とは言えない。しかし、先にも述べたように(2.1.2 関連技術の発展)、金属への直接通電³⁰⁾は電極材の開発とあいまって将来極めて重要な技術となることが予測できる。



m : magnet A, A' and B, B': electrode U : velocity
Fig. 10. Schematic diagram of the magnetic velocity probe proposed by VIVÈS³¹⁾.

5.7 流速検出機能

VIVÈS によって提案された流速センサーの一例を Fig. 10 に示す³¹⁾。小型の強力磁石と導線を組み合わせ、(37)式に基づいて導線間に誘発される電界 E から速度 v を求めるもので、高い精度の流速測定が可能である³²⁾。しかしながら、本法は磁石のキューリー点以下でなければ有効ではない。高温で作動する流速センサーの開発が強く望まれる。

5.8 複合機能

5.8.1 精錬機能

RH 脱ガス装置において、ガスリフティングによる循環運動の駆動力を電磁気力に置き換え、さらに、真空槽内でスパークを伴う溶融金属の飛散を起こさせ、脱ガスの促進を図る電磁精錬プロセスを提案する³³⁾。そこでは、Ar ガスを使用しないため、真空設備の大幅な軽減がなされるとともに、スパークによってスポット的に生ずる多数の火点から活発な物質移動も期待できる(スポット精錬)。

介在物の電磁分離は先に説明したとおり浮揚機能を用いるものであり、精錬機能にも属するものである²⁸⁾。

5.8.2 凝固組織制御

溶融金属を直流磁場中で凝固させると(30)式の原理に基づいて自然対流が抑制され、凝固界面近傍での結晶核の増殖も抑えられることから結晶組織は柱状晶化する。一方、駆動機能を用いて凝固中の溶解金属を攪拌すると凝固界面で結晶の溶解・分断が生じ、さらには結晶核の輸送が活発となり、結晶組織は等軸晶化する。なお、今日まで報告されている凝固組織に及ぼす電磁気力の効果については、一部の興味深い報告³⁴⁾を除いて、電界・磁界を用いたことによる特異性は認められておらず、融液の流動が凝固組織に及ぼす効果として見れば統一的な説明が可能である³⁵⁾。今後、凝固組織に及ぼす電界、磁界の直接的影響について研究が進められることを期待する。

浮揚機能を用いて、金属と固体との接触を断つて冷却することによって大幅な過冷(鋼で約 200°C)が得られている³⁶⁾。これはバルクアモルファスを融体から作る

可能性を秘めたものと見る事ができ、注目される。

6. む す び

電気・磁気が電気伝導性流体に示す諸機能を利用して材料処理を施す材料電磁プロセシングの発展の経緯、本分野を支える技術的背景およびその特色について述べた。次に電磁流体力学の基礎式に基づいて、材料電磁プロセシングに活用しうる諸機能の理論的誘導とその説明を行った。最後に、現存するプロセスや新しく提案されたプロセスを機能別に分類し、概説した。

新興工業国の追い上げで、我が国鉄鋼業を取り巻く状況は厳しいものとなっている。この状況を打開する道として、新しいプロセスによる製造コストの低減と高付加価値材料の製造が挙げられる。そのため、我が国独自のプロセス開発の必要性が今日強くさげられている。その時代のニーズを踏まえて、今後プロセス・メタラジイの分野には必要に応じて他分野の知識の導入が積極的に図られるべきであろう。材料電磁プロセシングはそのようなものの中の一つであり、プロセス・メタラジイの一環として先進国が今日取り組むべき研究課題と考える。

本分野は生産現場への浸透が徐々に図られつつあるものの、そこでは既存の機能（本稿で述べたもの）の適用と活用に忙殺されているのが現状である。本分野が材料電磁プロセシングとしてプロセス・メタラジイの中で確かな位置づけを得るためには、本報に掲げた以外の、これまで知られていない新しい機能の発掘が不可欠である。新しい機能は既存の金属工学、電磁流体力学、プラズマ工学の中に存在するのではなく、その境界においてのみ見出されよう。金属工学専門家は言うに及ばず他分野の多くの研究者・技術者が本分野に関心を抱き、新しい機能の発掘のなされることを希望する。

最後に、著者が本分野に関わる最初の機会を与えて下さいました元名古屋大学教授（故）鞭巖先生、MIT, Prof. SZEKELY, 川崎製鉄(株)江見俊彦氏および住友軽金属工業(株)の（故）吉田政博氏に心より感謝申し上げます。また、本分野の研究の必要性を早くから説き、常に励まし続けて下さいました住友金属工業(株)郡司好喜氏、NKK 川上公成氏、新日本製鉄(株)大橋徹郎氏に謝辞を捧げます。また、本稿の執筆に当たり貴重なご助言を賜りました住友金属工業(株)丸川雄浄氏にお礼申し上げます。なお、本稿は川崎製鉄(株)藤井徹也氏の勧めによるものである。

文 献

- 1) H. K. MOFFATT and M. R. E. PROCTOR: Metallurgical Application of Magnetohydrodynamics, Proceedings of a Symposium of the IUTAM (1984) [The Metal Society]
- 2) 浅井滋生: 日本金属学会会報, 22 (1983), p. 1029
- 3) 川上公成: 鉄と鋼, 70 (1984), p. 1357

- 4) M. GARNIER: 鉄と鋼, 71 (1985), p. 1846
- 5) 大橋徹郎: 鉄と鋼, 74 (1988), p. 745
- 6) A. F. KOLESNICHENKO: Tekhnologicheskies MGD Ustanovkii Protsessy, Kiev (1980) [Naukoba Dymka]
- 7) A. F. KOLESNICHENKO, I. B. KAZACHKOB, B. O. BODYANJUK and N. B. IYSAK: Kapillyarnye MGD Techeniya so Svobodnymi Granitsami, Kiev (1988) [Naukoba Dymka]
- 8) R. MOREAU and J. LIELPETERIS: IUTAM Symposium on Liquid Metal Magnetohydrodynamics, Riga, USSR (1988年5月)
- 9) W. F. HUGHES and F. J. YOUNG: The Electromagnetodynamics of Fluids (1966), p. 148 [John Wiley & Sons., Inc.]
- 10) M. GARNIER: La Levitation Electromagnetique (1987), p. 6 [GIS MADYLAM]
- 11) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 鉄と鋼, 74 (1988), p. 2278
- 12) Z. N. GETSELEV: U. S. patent 3467166
- 13) T. F. CISZEK: J. Electrochem. Soc., 132 (1985), p. 963
- 14) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 鉄と鋼, 73 (1987), p. 828
- 15) C. C. HERRICK and R. G. BEHRENS: J. of Crystal Growth, 51 (1981), p. 183
- 16) 中谷元彦, 足立隆彦, 杉谷泰夫, 小林純夫, 吉原正裕, 石村進: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 1287
- 17) K. HOSHI, T. SUZUKI, T. OKUBO and N. ISAWA: Extended Abstracts Electrochem. Soc. Spring Meeting, Vol. 80-1, Electrochem. Soc., Pennington, NJ (1980), p. 811
- 18) J. NAGAI, K. SUZUKI, S. KOJIMA and S. KOLLBERG: Iron Steel Eng., 61 (1984), p. 41
- 19) 湯原温, 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 389
- 20) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 鉄と鋼, 75 (1989), 3号掲載予定
- 21) 木下誠, 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 387
- 22) 岸田豊, 武田紘一: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 386
- 23) 六車俊範, 小林純夫: 鉄と鋼, 73 (1987), S 1448
- 24) 林田道弥, 大野剛正, 尾野均, 提一彦: 鉄と鋼, 73 (1987), S 686
- 25) 浅井滋生, 小塚敏之, 鞭巖: 鉄と鋼, 72 (1986), p. 2218
- 26) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭巖: 鉄と鋼, 74 (1988), p. 1793
- 27) 武田紘一, 中村正和, 野崎洋, 桑原和弘, 大橋徹郎: 鉄と鋼, 73 (1987), S 1449
- 28) P. MARTY and A. ALEMANY: Metallurgical Application of Magnetohydrodynamics, Proceedings of a Symposium of the IUTAM (1984), p. 245 [The Metal Society]
- 29) 佐々健介, 安形直人, 小塚敏之, 浅井滋生: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 390
- 30) 和田要, 竹内栄一, 安藤憲三, 北峯誠二, 森英郎, 野田郁郎: 鉄と鋼, 73 (1987), S 687
- 31) Ch. VIVES and R. RICOU: Metall. Trans B, 16 (1985), p. 377
- 32) 細谷浩二, 中戸参, 斉藤健志, 小口征男, 奥田治志, 菅野明生: 鉄と鋼, 73 (1987), S 688
- 33) 浅井滋生: 名古屋大学: 日本鉄鋼協会特定基礎研究会電磁気冶金の基礎研究部会提出資料 1986年2月
- 34) O. LIELAUSIS, A. MIKELSONS, E. SHCHERBININ and Yu. GELFGAT: Metallurgical Applications of Magnetohydrodynamics, Proceedings of a Symposium of the IUTAM (1984), p. 234 [The Metal Society]
- 35) 浅井滋生, 安井研二, 鞭巖: 鉄と鋼, 64 (1978), p. 34
- 36) 中田正之, 尾関昭矢, 森健太郎: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 264