

論文

水平式電磁鑄造法の開発と安定性解析

浅井 滋生*・小塚 敏之*²・鞭 巖*

Process Development and Stability Analysis of Horizontal Electromagnetic Casting Method

Shigeo ASAI, Toshiyuki KOZUKA and Iwao MUCHI

Synopsis:

A new process of horizontal electromagnetic casting (HEMC) described as non-mold casting is proposed in which the molten metal is levitated by imposing direct current and direct magnetic field. This process may be favorably applied to the casting of heavy metals, since strong electromagnetic force can be induced at the expense of a small quantity of electric energy. On the other hand, in case of the ordinary process of vertical electromagnetic casting (VEMC), a large amount of electric energy and cost of equipment are indispensable for casting a heavy metal. By using this process, the alloy of 56%Bi-40%Sn-4%Zn (M.P.=403 K, $\rho=8.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) was cast to simulate the casting of molten steel, and the surface defects arising by the metal-mold contact could be eliminated.

Furthermore, the stability analysis is developed to confirm the applicability of this process and to determine the stable operating conditions.

1. 緒 言

溶鋼の連続鑄造においては、鑄型の振動とパウダーが併用されているため、鑄片表面にオンレーションマークが強く発生しやすい状況となっている。また、鑄型内での凝固現象に伴って表面割れ、ラップ、ブリード等の表面欠陥が発生して、表面手入れや歩留りの低下が実操業で問題となっている。さらに、最近では省エネルギーの観点から、連鑄片を無手入れのまま直接圧延工程に移行させる直送圧延法が指向されているが、そこでも鑄片表面のきずは解決すべき課題となる。表面層の欠陥は鋼の場合に限らず、他の金属の鑄造においてもみられるが、特に、アルミニウムの鑄造においては、表面発汗や逆偏析の発生を回避するために、従来、多くの試みが行われてきた。

アルミニウムの連続鑄造では、鑄型内での凝固に伴って起こる表面欠陥の発生を一掃するために、鑄型を使用しないで、電磁気力によって溶融金属の形状を制御しながら鑄造する電磁鑄造（従来、Electromagnetic Casting は EMC と呼ばれてきたが、本研究の電磁鑄造法と区別するため、Vertical Electromagnetic Casting とし、以下、VEMC と略称する。）が GETSELEV ら¹⁾²⁾ によって開発され、GOODRICH ら³⁾ や PRITCHETT⁴⁾ は実操業で VEMC を実施している。さらに、最近、TYLER

ら⁵⁾ は VEMC を銅の分野にも適用している。なお VEMC の理論解析が VIVÈS ら⁶⁾ や LAVERS⁷⁾⁸⁾ によっても発表されている。

電磁鑄造 (VEMC) 法では、溶融金属表面の外側近くに設置したコイルに高周波電流を流して、高周波磁界を発生させ、それによつて溶融金属表層部に磁気圧力（電磁気力）を誘発させる。そして、この磁気圧力を利用して、鑄型を使用しないで溶融金属を所定の形状に保持して鑄造する。そのため、低い導電率と低い熱伝導度および高い密度の金属（たとえば溶鋼）の連続鑄造へ VEMC 法を適用する場合には、設備の巨大化、または鑄造速度の極端な低下は避けられない。

本研究で提案する電磁鑄造法 (Horizontal Electromagnetic Casting, 以下、HEMC と略称する。) では、フレミングの左手の法則が基本原理となっている。溶融金属に直流電流と直流磁束を実質的に直交するように作用させると溶融金属内部に電磁気力が誘発される。この電磁気力の方向を重力の方向と逆向きとなるようにすると、溶融金属を重力に逆らつて空間に浮揚させて鑄造することが可能となる。また、溶融金属に電流と磁束を直接作用させる方法が採用されるため、溶鋼のような高密度の金属の場合でも巨大な設備を使用しないで鑄造することができるものと推察できる。

本報では、HEMC 法の試行実験の結果を示すととも

昭和 60 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 61 年 2 月 24 日受付 (Received Feb. 24, 1986)

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

*² 名古屋大学 大学院 (Graduate School, Nagoya University)

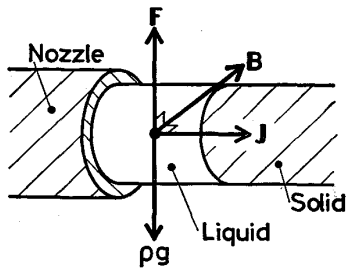


Fig. 1. Balance of electromagnetic force with gravitational force in the levitated molten metal zone.

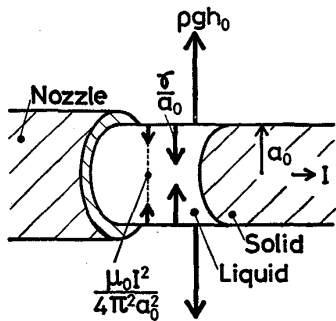


Fig. 2. Metallostatic pressure balance in the levitated molten metal zone.

に、空間に浮揚された溶融金属部の安定性の理論解析を行い、操作変数の安定限界を示す。さらに、その限界を離脱した際、安定限界内に復帰させる方法を示し、安定操作の指針を与える。

2. 鑄造原理

HEMC 法のプロセスは二種類の力の釣り合いと、一つの熱的釣り合いに基づいている。力の釣り合いの一つは、電流と磁束によつて誘発される電磁気力が重力と釣り合うことである。電磁気力は次の(1)式によつて表されるので、Fig. 1 に示すように、電流と磁束を実質的に直交するように作用させると、釣り合いの条件式は(2)式となる。

$$F = J \times B \dots\dots\dots (1)$$

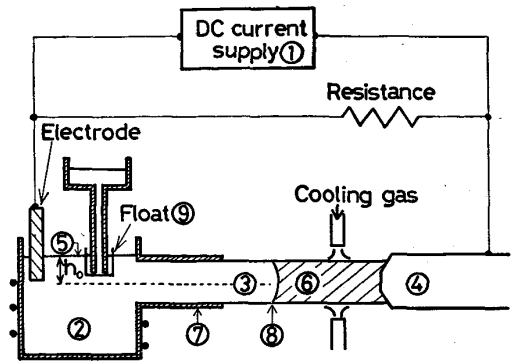
$$JB = \rho g \dots\dots\dots (2)$$

もう一つの釣り合いは Fig. 2 に示すように、電流によるピンチ力(圧縮力)⁹⁾と表面張力の和が溶融部にかかる溶湯の静圧と釣り合うもので、次の(3)式で表される。

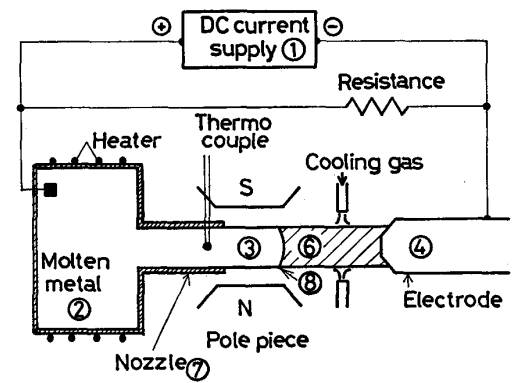
$$\rho gh_0 = \gamma/a_0 + \mu_0 I^2 / 4\pi^2 a_0^2 \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 h_0 は釣り合い状態における溶湯の湯面 (Fig. 3 の⑥に相当する) からノズルの中心位置までの距離であり (Fig. 3 (a) 参照)、 a_0 は円柱状の溶融部の半径である。

熱的釣り合いは、液相および固相の温度分布が一定に保たれ、固・液の界面位置が固定されることであり、熱伝導方程式の(4)式と固・液界面の熱収支を示す(5)式に



(a) Front view



(b) Top view

Fig. 3. Schematic views of the experimental apparatus.

よつて表される。

$$c_p \rho u_0 \left(\frac{\partial T_{i,0}}{\partial x} \right) = \kappa_i \left(\frac{\partial^2 T_{i,0}}{\partial x^2} \right) + J^2 / \sigma_i, \quad (i = s, l) \dots\dots\dots (4)$$

$$\kappa_s \cdot \frac{\partial T_{s,0}}{\partial x} \Big|_{x=l_0} - \kappa_l \cdot \frac{\partial T_{l,0}}{\partial x} \Big|_{x=l_0} = -\Delta H \rho u_0 \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 u_0 と $T_{i,0}$ ($i = s, l$) は定常状態での鑄造速度および液相と固相の温度である。

3. 実験装置と実験方法

本鑄造プロセスの実験装置を Fig. 3 に示す。直流電源①を溶湯溜②とダミーバーを兼ねる電極④に結線して通電する。電磁気力が重力の方向と逆向きに作用するように、ノズル⑦から流出する溶融金属③ (溶融部) に直交する方向から直流磁束を作用させる。

HEMC 法による高密度金属の鑄造の可能性を確かめるために、試料としては、取扱いが簡単な低融点で高密度の 56%Bi-40%Sn-4%Zn 合金 (融点 T_m : 403 K, 密度 ρ : 約 8 700 kg/m³, 表面張力 γ : 約 0.8 N/m) を使用した。

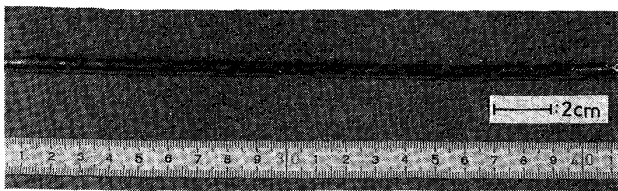
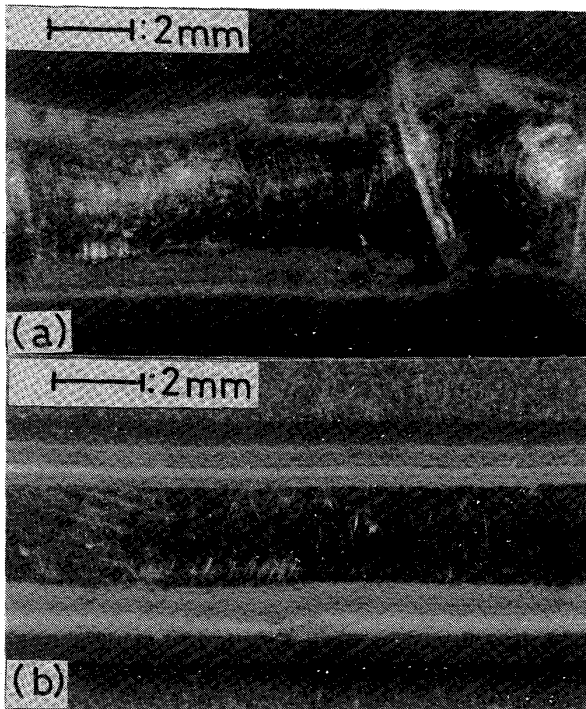


Photo. 1. Horizontal-electromagnetic cast bar.

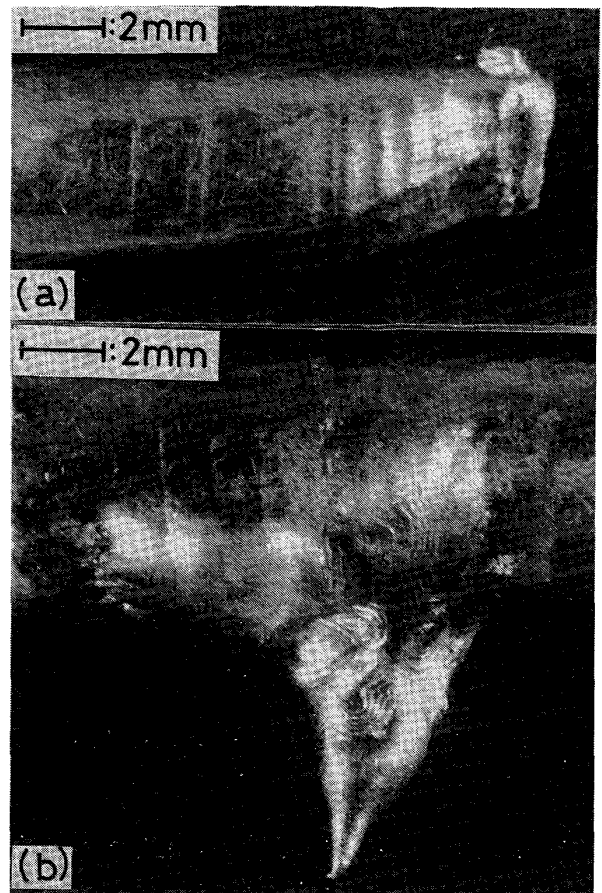


(a) Rough surface resulted from disturbance of casting condition
 (b) Smooth surface obtained by stable casting condition

Photo. 2. Surface appearance of bars.

Fig. 3 で、溶湯溜の湯面レベル⑤を一定に保ち、アルミナ製ノズル (内径 6 mm) より約 411 K に保たれた熔融金属を一定速度 (0.2~0.3 mm/s) で流出させ、窒素ガスで冷却した凝固部⑥と、それに直結するダミーバー④を溶湯の供給速度に合わせて移動させた。本実験では、磁極間距離を 20 mm として、磁束密度は約 0.7 T、電流は 4~5 A (電流密度: $(1.4\sim 1.8) \times 10^5$ A/m²) に設定した。ノズルの先端面から固・液界面位置⑧までの熔融部の長さが 3~4 mm となるように操作したが、その際、熔融部の位置が磁極の中心にくるようノズル先端位置をあらかじめ設定した。すなわち、湯面レベルの調整は、目視によるフロート⑨の位置の手動変更により行い、 casting 速度の調節はダミーバーの引き抜き用駆動電動機の回転数を手動で調節することにより行つた。

窒素ガスで铸件の冷却を行つたため、 casting 速度は極めて小さいが、さらに冷却能力を増加させると casting 速度の増大が可能となる。本実験では設備上の制約から casting の長さは約 0.2 m で打ち切つているが、HEMC 法による



(a) Constriction mode
 (b) Expansion mode

Photo. 3. Break modes of levitated molten metal.

連続 casting の可能性が確かめられた。Photo. 1 に、本実験で得られた casting 製品の一例を示す。試料合金の密度は溶鋼のそれよりも大きい、比較的簡単な実験装置によつて表面性状の良好な製品が得られた。Photo. 2 (a) は、製品の表層部に凹凸が観察される部分の拡大写真である。これは湯面レベルと casting 速度の手動調節に伴つて起こる casting 条件の不連続な変化に起因するものと推察される。Photo. 2 (b) は、湯面レベルと casting 速度をともに一定に保ちながら、 casting を行つた場合の製品の一部分を拡大して示している。本実験で採用した合金は軟質であるため、表面には casting 後に付いた細い糸状の傷が認められる。しかしながら、写真上で铸件の上下面が光つて、白く映つていることからわかるように、表面性状は極めて良好である。一連の試行実験の結果、 casting が途中で破断する場合には、Photo. 3 に示される二種類の破断様式が存在することが明らかとなつた。一つは (a) のように熔融部が細くなつてついに上方に飛散する場合であり、他の一つは (b) のように熔融部が大きくなり、溶湯が滴下する場合である。HEMC 法の安定操業条件を求めめるために、安定性の理論解析を次に行う。

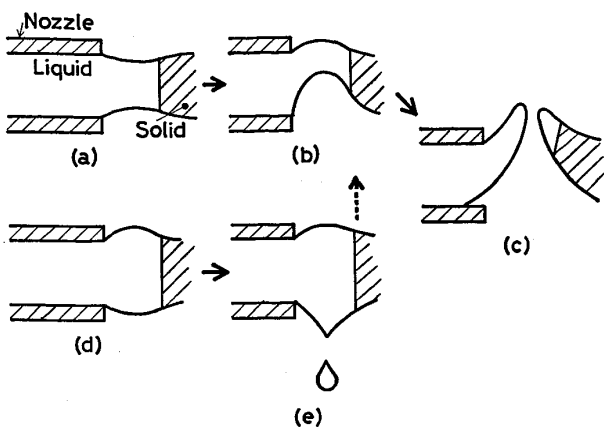


Fig. 4. Transitional behavior of the levitated molten metal zone under an unstable condition.

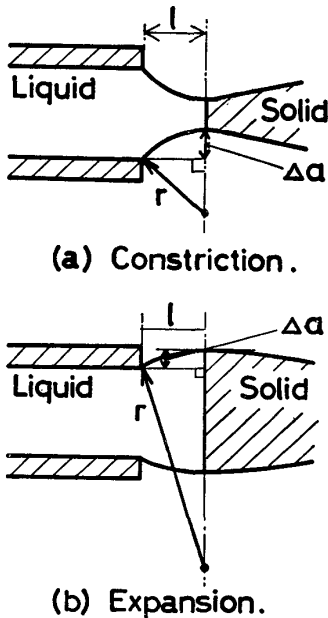


Fig. 5. Second curvature of molten metal surface under unstable conditions.

4. 安定性解析

4.1 破断様式の考察

Fig. 4 に、破断に至るまでの浮揚溶融部の変形の推移 ((a)→(b)→(c); (d)→(e)→(b)→(c)) を模式的に示す。溶湯の供給不足等によつて (a) に示すように、溶融部にくびれが生じてくると、その部分の電流密度 J ($=I/\pi a^2$) はしだいに増加する。その結果(1)式に従つて、より大きな上向きの電磁気力がくびれ部分に作用し (b) に示すように、上方へ凸の湾曲形状になり、逐には (c) に示したように破断する。

溶湯の静圧が高すぎると、(d) に示すように、溶融部にふくらみが生じて、電流密度の低下を招き、重力に抗して溶融部を保持することができなくなる。その結果、

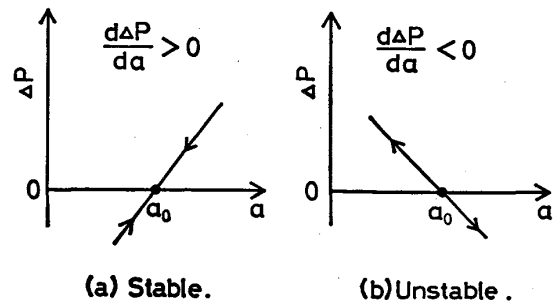


Fig. 6. Schematic view showing the relation between ΔP and a around a_0 under stable and unstable conditions.

(e) に示すように、溶融部で溶湯の漏れが生じ、つらら状の痕跡が生成する (Photo. 3 (b) 参照)。漏れが生じた際に、溶湯の静圧が高いと溶湯は連続的に流出し、熱的な釣合い ((4), (5) 式) が崩れて溶融部が長くなる。その結果、逆に溶融部が不安定となり、くびれ状態を招いて破断する場合もあつた。

上述のように、HEMC 法では、溶湯の静圧の釣合い、電磁氣的釣合い、熱的釣合いの三条件が重要である。

4.2 溶湯の静圧の釣合いに関する安定性

(3) 式で表される溶湯の静圧の釣合い条件 (溶融部の平衡状態) が外乱によつて崩され、Fig. 5 に示すように溶融部の半径が変化した場合には、鑄造方向に曲率が生じる。この曲率 (誘導は Appendix I 参照) に基づいた表面張力 (復元力) を加味すると、溶融部の単位面積当たりにかかる圧縮力 P_1 と膨張力 P_2 はそれぞれ次のようになる。

$$P_1 = (1/a + 2\Delta a/l^2) \gamma + \mu_0 I^2 / 4\pi^2 a^2 \dots\dots\dots (6)$$

$$P_2 = \rho gh \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 Δa は溶融部半径の平衡状態からの微小変位で、 $\Delta a = a - a_0$ と表せる。平衡状態が崩れた場合の圧縮力と膨張力の差は(8)式で表される。

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \left(\frac{1}{a} + \frac{2\Delta a}{l^2} \right) \gamma + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 a^2} - \rho gh \dots\dots\dots (8)$$

ΔP を溶融部半径 a で微分して、平衡状態が崩れた場合の a の挙動を調べる。

$$d(\Delta P)/da = (-1/a^2 + 2/l^2) \gamma - \mu_0 I^2 / 2\pi^2 a^3 \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $d(\Delta a)/da = d(a - a_0)/da = 1$ の関係を利用した。Fig. 6 (a) に示すように、 $d(\Delta P)/da > 0$ の場合、 a の増加に伴つて圧縮力が膨張力に優越するようになつて、平衡状態 ($a = a_0$) へ復帰する。また、 a が減少すれば、膨張力が圧縮力に優越するようになり元の状態に復帰できるようになる。一方、Fig. 6 (b) に示すように、

Table 1. Maximum diameters of a bar obtained in HEMC process.

Metal	Density ρ (kg/m ³)	Surface tension γ (N/m)	Diameter $2a$ (mm)
Steel	6.9×10^3	1.65	9.9
Aluminum	2.4	0.52	9.4
Copper	7.8	1.30	8.2
Titanium	4.1	1.51	12.3
Lead	10.5	0.44	4.1
Zinc	6.9	0.79	6.8
Silver	9.3	0.92	6.4
Tin	6.8	0.53	5.6

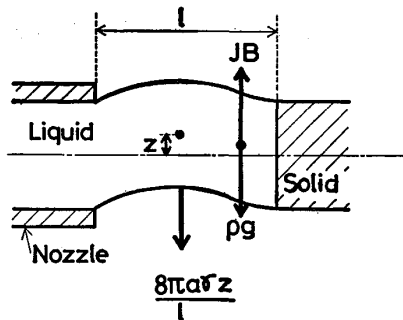


Fig. 7. Schematic view indicating the bending shape of the levitated molten metal zone.

$d(\Delta P)/da < 0$ の場合には、上述の場合とは逆に、系は不安定となつて平衡状態から離れていくことになる。したがつて、 a に外乱が加わつた場合、自己復帰可能な条件は次の不等式である (10) 式で表される。

$$(-1/a^2 + 2/l^2)\gamma - \mu_0 I^2 / 2\pi^2 a^3 \geq 0 \quad (10)$$

溶融金属は一般に表面張力が大きく、かつ、本プロセスでは前述のように、電流 I は極めて小さな値であるから (10) 式の $\mu_0 I^2 / 2\pi^2 a^3$ は無視でき、(10) 式は近似的に $(2/l^2) > (1/a^2)$ と書ける。したがつて、自動的に復帰可能な l の上限値を l_1 で表すと、(11) 式が得られる。

$$l_1 = \sqrt{2} a \quad (11)$$

同様に、ピンチ力が表面張力に比べて小さいとすれば (3) 式から、(12) 式が書ける。

$$a_0 = \gamma / \rho g h_0 \quad (12)$$

すなわち、 h_0 を小さくするほど a_0 は増大する。ところで、 h_0 の最小値は a_0 であるから、結局、 a_0 の最大値 a_{max} は次の (13) 式で与えられることになる。

$$a_{max} = \sqrt{\gamma / \rho g} \quad (13)$$

HEMC 法で铸造可能な主要金属の最大径を (13) 式に基づいて計算して Table 1 に示した。

4.3 電磁氣的釣合い

浮揚溶融部の電磁氣的釣合い条件は (2) 式で与えられるが、外乱によつて a が小さくなり、Fig. 7 に示すように、溶融部の中心が上方へ z だけ移動し、溶融部が湾曲した場合、垂直方向の力の釣合いから次の (14) 式が得

られる。

$$JB = \rho g + 8\gamma z / al^2 \quad (14)$$

右辺の第 2 項は湾曲に伴つて生じる表面張力の下向き成分を溶融部の体積で割つたものであり、この項の誘導は Appendix II に示す。電流 I の値を一定に保つとすれば、電流密度は $J = I / \pi a^2$ となり、また a_0 の平衡状態では (2) 式から $IB / \pi a_0^2 = \rho g$ を得るので、これらを使つて湾曲による溶融部の上昇距離 z と a の関係を (14) 式から求めると次式となる。

$$z = \rho g l^2 (a_0^2 - a^2) / 8a\gamma \quad (15)$$

一方、溶湯がノズルより流出するためには、ノズル出口断面に加わる溶湯の静圧が溶融部の湾曲に伴つて生じる電磁氣力の水平方向成分より優越することが必要となり、次の (16) 式が得られる。

$$\rho g h \geq JB (l/2) \sin \theta = JBz = IBz / \pi a^2 \quad (16)$$

ここで、 $(l/2) \sin \theta = z$ と近似した (Fig. 9 参照)。また、電磁氣力の水平成分を表面張力で保持できなくなると、溶融部は破断する。したがつて破断に至らない条件は、次の (17) 式で示される。

$$2\pi a\gamma \geq (\pi a^2 l / 2) JB \sin \theta = \pi a^2 JBz = IBz \quad (17)$$

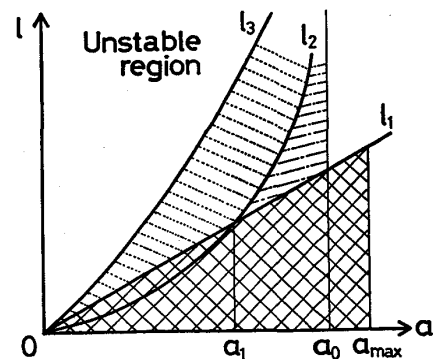
(15) 式を (16) 式に代入すると、溶湯の供給が継続される l の上限値 l_2 が (18) 式で示される。

$$l_2 = \sqrt{8\gamma ha^3 / \rho g a_0^2 (a_0^2 - a^2)} \quad (18)$$

次に、表面張力によつて溶融部の破断が阻止される l の上限値 l_3 は、(15) 式と (17) 式から (19) 式で示される。

$$l_3 = \sqrt{16\gamma^2 a^2 / \rho^2 g^2 a_0^2 (a_0^2 - a^2)} \quad (19)$$

(11) 式と (18) 式と (19) 式で与えられる各限界を Fig. 8 に示す。(11) 式の関係が満足される二重斜線領域 ($l < l_1$) では、 a に外乱が加わつても安定点 $a = a_0$ に自動的に復帰する。この領域を離脱して、Fig. 8 の一点鎖線領域



$$l_1 = \sqrt{2} a$$

$$l_2 = \sqrt{8\gamma ha^3 / \rho g a_0^2 (a_0^2 - a^2)}$$

$$l_3 = \sqrt{16\gamma^2 a^2 / \rho^2 g^2 a_0^2 (a_0^2 - a^2)}$$

$$a_1 = [-2\gamma h + \sqrt{4\gamma^2 h^2 + \rho^2 g^2 a_0^6}] / \rho g a_0^2$$

$$a_{max} = \sqrt{\gamma / \rho g}$$

Fig. 8. Stable conditions of a and l .

($l_1 < l < l_2$ かつ $a_1 < a < a_0$) に入つた場合には自動復帰は望めないが、鑄造は継続可能である。 a と l の条件が点線領域 ($l_2 < l < l_3$ かつ $a_1 < a < a_0$ と $l_1 < l < l_3$ かつ $0 < a < a_1$) に入つた場合には、溶湯流は停止するが、まだ溶融部は保持されている。さらに大きな外乱によつて点線領域をも離脱してしまう ($l > l_3$) と溶融部が飛散して鑄片は破断する。なお、 a の減少に伴つて、(11)式で表される l_1 の曲線と(18)式で表される l_2 の曲線は交差する (Fig. 8 参照)。この交点を a_1 とすると、(11)式と(18)式から a_1 が次のように求められる。

$$a_1 = [-2\gamma h + \sqrt{4\gamma^2 h^2 + \rho^2 g^2 a_0^2}] / \rho g a_0^2 \dots\dots\dots (20)$$

Fig. 8 の $0 < a < a_1$ かつ $l_1 > l > l_2$ の領域では、溶湯の供給は止まるが、自動復帰は可能である。

以上の考察から、点線領域に a と l の関係が入つた場合には、人為的に a と l の関係を一点鎖線領域へ移行させ、さらに自動復帰可能な二重斜線領域へと引き戻すことが必要となる。そのためには、たとえば、溶湯のヘッド h を増加させることにより、(18)式に基づいて l_2 の上限を拡大するとともに、以下に示すように溶融部の物質収支式に基づいて、減少した a の復元を図るようしなければならない。

溶融部への溶湯の流入速度を u 、鑄片の引き抜き速度を u_0 とし、溶融部の半径 a_0 が微小量 Δa だけ変化して $a = a_0 + \Delta a$ となつた場合、物質収支から次式が得られる。

$$dV/dt = \pi a^2 u - \pi a_0^2 u_0 \dots\dots\dots (21)$$

近似的に溶融部の体積を $V = \pi a^2 l_0$ とし、 l_0 は一定に保たれる (熱的釣合い条件は崩れない) と仮定すれば、(21)式は(22)式となる。

$$2l_0 a (da/dt) = a^2 \sqrt{2g(h_0 + \Delta h)} - 2IBz / \pi \rho g a^2 - a_0^2 \sqrt{2gh_0} \dots\dots\dots (22)$$

ここで、溶融部への溶湯の流入速度の導出に当たつては、ノズル部での摩擦損失はないものとし、溶湯溜のヘッドと溶融部の湾曲に伴つて生じる電磁気力の水平成分 ((16)式参照) との差によつて決まるものとした。また、 Δh は a の修正を図るために加えられる h の増分である。(15)式と(2)式を(22)式に代入し、 a を a_0 、 h を h_0 のまわりで Taylor 級数に展開し、一次の微小項まで取ると(23)式が得られる。

$$\frac{d(\Delta a)}{dt} = \left[\frac{\sqrt{2gh_0}}{l_0} + \frac{\rho g a_0 l_0 \sqrt{g}}{8\gamma \sqrt{2h_0}} \right] \Delta a + \frac{a_0 \sqrt{g}}{2l_0 \sqrt{2h_0}} \Delta h \dots\dots\dots (23)$$

(23)式より、 $d(\Delta a)/dt > 0$ となるように Δh を設定すれ

ば a を a_0 に復帰させることが可能であり、その条件は(24)式となる。

$$\Delta h \geq (4h_0/a_0^2 + l_0^2 \rho g / 4\gamma) \cdot |\Delta a| \dots\dots\dots (24)$$

4.4 熱的釣合い

熱的平衡条件は(4)式と(5)式で与えられるが、鑄造速度が u_0 から u に変化した場合の温度分布は次式で表される。

$$c_p \rho \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + u \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \kappa_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + J^2 / \sigma_i, \quad (i = s, l) \dots\dots\dots (25)$$

一方、固・液の界面位置 l は(26)式で定められる。

$$\kappa_s \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=l} - \kappa_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial x} \Big|_{x=l} = -\Delta H \rho u \dots\dots\dots (26)$$

いま u の変動に伴う現象の理解を容易にするために、熱的現象を単純化し鑄造速度が u_0 から u に変化しても温度分布は変化しないものとするれば、(25)、(26)式を考慮することなく、 l の微小増分 Δl が(27)式によつて得られることになる。

$$\Delta l = \int_0^t (u - u_0) dt \dots\dots\dots (27)$$

$u = u_0$ とすれば、界面位置 l は固定され、溶融部の長さ l は一定に保たれる。Fig. 8 に示した二重斜線領域から a vs. l の関係が離脱した場合には、(27)式に基づいて、 $u_0 > u$ となるように引き抜き速度を減少させれば、 a vs. l の関係を再び二重斜線の自動復帰可能な領域に戻すことができる。実際には引き抜き速度の変化に伴う温度分布の変化も考慮しなければならないので、取扱いはいつそう複雑となる。

5. 結 言

鑄型を使用する鑄造に伴う表面欠陥の除去を目的として、鑄型を用いない新しい電磁鑄造 (HEMC) 法を提案した。この鑄造法は溶融金属に直接、直流電流と直流磁束を作用させて、溶融金属を重力に抗して浮揚させ、鑄型を使用しないで鑄造するものである。したがつて、アルミニウムの分野で採用され始めている従来の電磁鑄造 (VEMC) 法と比較すると、固定費および運転費が大幅に減少する。

本研究の鑄造プロセスについての試行実験と安定操作に関する理論解析を行い、次の結果を得た。

- (1) HEMC 法によれば、高密度、低導電率、低熱伝導度の金属、(たとえば溶鋼)でも、連続鑄造が可能であると推察される。
- (2) 鑄造可能な丸棒の最大径は、 $2\sqrt{\gamma/\rho g}$ で与え

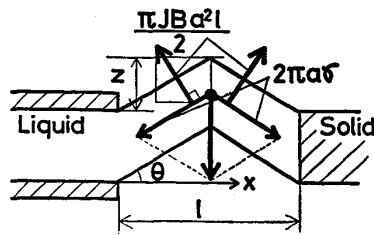


Fig. 9. Recovering force due to upward displacement.

られる。Table 1 に各種金属の最大径を示した。

(3) 浮揚溶融部の長さ l と半径 a に関する安定操作限界は $l < \sqrt{2}a$ である。また、 a vs. l が $l < l_3$ ((19)式参照) の関係を満足する限り、溶融部は保持される。

(4) 安定操作限界を離脱した場合の復元方法を安定性理論に基づいて示した。

最後に、HEMC の実験に協力いただいた松村順三氏(現：住友重機械株式会社名古屋工場)および村瀬正次氏(現：川崎製鉄株式会社技術研究本部)に感謝致します。

なお、本研究の研究費の一部は、日本鉄鋼協会「電磁気冶金部会」の援助によつてゐることを付記して謝意を表します。

Appendix I

Fig. 5 (a) に示すように、溶融部がノズル出口から円弧状に細くなると仮定すると、次の関係が書ける。

$$l^2 + (r - \Delta a)^2 = r^2 \dots\dots\dots (A-1)$$

ここで、 r は円弧の半径(曲率半径)である。実際には、 $\Delta a \ll l$ となることを考慮すると(A-1)式より r は次のように求められる。

$$r = \{l^2 + (\Delta a)^2\} / 2\Delta a \approx l^2 / 2\Delta a \dots\dots\dots (A-2)$$

曲率は(A-2)式で与えられる r の逆数であり、 $2\Delta a / l^2$ となる。また、Fig. 5 (b) に示すように、溶融部が大きくなる場合も同様であるが、曲率は Δa の符号の変化に伴つて異符号となる。

Appendix II

Fig. 7 に示した溶融部の湾曲形状を Fig. 9 に示すように近似する。すなわち、溶融部の中心位置 ($x=l/2$) が最も高く上昇し、その変位距離を z とすると、表面張力(溶融部の全体に働く)による復元力 N は次のようになる。

$$N = 2 \cdot (2\pi a \gamma) \cdot \frac{z}{\sqrt{(l/2)^2 + z^2}} \dots\dots\dots (A-3)$$

$z \ll l$ とすれば、 N は近似的に次のように示される。

$$N = 8\pi a \gamma z / l \dots\dots\dots (A-4)$$

この復元力を溶融部の体積、 $V = \pi a^2 l$ で割ると(14)式の右辺の第2項が得られる。

記 号

a : 浮揚溶融部半径 [m]

- a_0 : 平衡下での浮揚溶融部半径 [m]
- a_{max} : 金属種によつて決まる a の最大値 [m]
- Δa : a の微小増減分 [m]
- B, B : 磁束密度 [T]
- c_p : 比熱 [J/kg·K]
- F : 電磁体積力 [N/m³]
- g : 重力加速度 [m/s²]
- h_0 : 溶湯溜の湯面とノズル中心間の距離 [m]
- ΔH : 凝固潜熱 [J/kg]
- Δh : h の微小増分 [m]
- I : 電流 [A]
- J, J : 電流密度 [A/m²]
- l : 浮揚溶融部の長さ [m]
- l_0 : 平衡下での浮揚溶融部の長さ [m]
- N : 表面張力による復元力 [N]
- P_1 : 浮揚溶融部の単位面積当たりに働く圧縮力 [N/m²]
- P_2 : 浮揚溶融部の単位面積当たりに働く膨張力 [N/m²]
- T_l, T_s : 液相および固相の温度 [K]
- T_m : 金属の融点 [K]
- l_1 : (11)式で与えられる l の安定限界 [m]
- l_2 : (18)式で与えられる l の安定限界 [m]
- l_3 : (19)式で与えられる l の安定限界 [m]
- r : 溶融部の軸方向の曲率半径 [m]
- t : 時間 [s]
- u : 浮揚溶融部への溶湯の流入速度 [m/s]
- u_0 : 鑄片の引き抜き速度 [m/s]
- V : 浮揚溶融部の体積 [m³]
- x : 引き抜き方向の距離 [m]
- z : 湾曲による浮揚溶融部の上昇距離 (Fig.9 参照) [m]
- γ : 表面張力 [N/m]
- θ : 湾曲した溶融部が水平となす角度 (Fig.9 参照) [°]
- κ_l : 液体金属の熱伝導度 (W/m·K)
- κ_s : 固体金属の熱伝導度 (W/m·K)
- μ_0 : 透磁率 [H/m]
- ρ : 密度 [kg/m³]

文 献

- 1) Z. GETSELEV and G. MARTYNOV: Magnit. Hidrodyn., 4 (1973), p.135
- 2) Z. GETSELEV, Y. KALASHNIKOV and B. TRAKHTENBERG: Tekhnol. Leg. Spav., 7 (1974), p.19
- 3) D. G. GOODRICH, J. L. DASSEL and R. M. SHOGREN: J. Met. (1982) May, p.45
- 4) T. R. PRITCHETT: Light Metal Age (1981) Oct., p.12
- 5) D. E. TYLER, B. G. LEWIS and P. D. RENSCHEN: J. Met. (1985) Sep., p.51
- 6) Ch. VIVÈS and R. RICOU: Met. Trans., 16B (1985), p.377
- 7) J. D. LAVERS: Conf. Rec. IEEE IAS Annu. Meet. 15th, 1/2 (1980), p.949
- 8) I. D. LAVERS: Conf. Rec. IEEE IAS Annu. Meet. 17th (1982), p.954
- 9) W. F. HUGHES and F. J. YOUNG: The Electromagnetodynamics of Fluid (1966), p.163 [John Wiley & Sons]