

# 連铸鑄片の表面性状に及ぼす磁気圧力の効果に関するモデル実験と理論解析

鷲見 郁宏\*・佐々 健介\*<sup>2</sup>・浅井 滋生\*<sup>2</sup>

## Model Experiment and Theoretical Analysis for the Effect of Electromagnetic Pressure on Surface Quality of Continuous Castings

Ikunori SUMI, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

### Synopsis:

Being aimed to improve the surface quality of a continuously cast steel, a new electromagnetic casting method is proposed where the high frequency magnetic field is imposed on the initial stage of solidification from the outside of a mold. The magnetic pressure induced by the magnetic field provides the solidification taking place under the soft contacting pressure of molten metal with the mold, so called soft contacting solidification. Molten tin was cast by imposing magnetic field with 1.75, 3.75 and 15.4 kHz frequency in order to examine the applicability of the method to the cast of steel. It is found that this electromagnetic casting method has a potential to be applied to the cast of steel. The stronger intensity of magnetic field could provide the better surface quality of products in the way of reducing oscillation marks. However, the excess intensity of magnetic field caused the disturbance on meniscus inducing surface defects. The critical intensity of magnetic field at which the surface defects due to fluid disturbances at meniscus appeared increased with increasing the frequency of magnetic field. It is noticed that the effect of magnetic field on reduction of surface defects appears more significantly when mold oscillation was not applied than when the oscillation was applied.

**Key words:** electromagnetic processing of materials; electromagnetic metallurgy; application of high frequency magnetic field; solidification; continuous casting; surface quality; oscillation mark.

### 1. 緒 言

鋼の連続鑄造において見られる大多数の表面欠陥はモールド内で生ずる初期凝固現象に由来することが知られている。この欠陥は、表面手入れのための費用の増大、歩留りの低下をもたらすのみならず、連铸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の実現をも妨げている。一方、アルミニウムの分野においては、まったくモールドを使用しない電磁鑄造法<sup>1)</sup>(Electromagnetic Casting = EMC)の適用によって初期凝固過程で生成される表面欠陥をほぼ完全に掃拭しており、電磁鑄造は実用段階にある。そのため鉄鋼分野にあってもこのEMCを適用することが長い間切望されてきたが、アルミニウムとの物性や生産性などの違いから、鋼への直接的な適用は困難視されている。

ところが近年に至り、アルミニウムの分野において、モールドの外側より電磁気力を作用させ従来のEMCに匹敵する表面性状の鑄片が得られるCREMプロセス<sup>2)</sup>の提案がなされた。このプロセスにあってはEMCとは異なり、溶湯は電磁気力とモールドとの両者によって支持されるが、電磁気力によりモールドと溶湯との接触圧の低減が図られているものと推論でき、軟接触凝固と定義された<sup>3)</sup>。この考えに基づけば鋼の連铸においても表面欠陥の極めて少ない鑄片の製造が可能と期待できる。MIYOSHINO, TAKEUCHIら<sup>4)</sup>は50 Hzの交流磁場中に水銀をいれた容器を設置し、水銀の容器壁面圧が電磁気力によって減少することを確認している。また、すず-鉛合金を用いたモデル実験によって表面性状の優れた鑄片の得られることも確認している。また、森、中田ら<sup>5)</sup>もアルミニウムや鋼の鑄片表面性状改善にこの軟接触凝固が

平成3年4月本会講演大会にて発表 平成3年5月29日受付 (Received May 29, 1991)

\* 名古屋大学工学部 (現: NKK) (Faculty of Engineering, Nagoya University, Now NKK Corporation)

\*<sup>2</sup> 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-01)

有効であることを認めている。

鋼の連続鋳造におけるオシレーションマークの生成は、モールドと鋳片との間に強制的に流入、流出するフラックスの動圧変化が主な原因であると考えられている<sup>6)7)</sup>。したがって、電磁気力によってモールドと鋳片の間隔の拡大、あるいはメニスカス形状の安定化がもたらされ動圧の低減が図られるならば、鋼の連続鋳造においてもオシレーションマークの軽減・消滅は夢ではないであろう。

以上の観点から、本研究では、鋼とほぼ密度の等しいすずを用いる連続鋳造のモデル実験系を構築し、周波数が1.75 kHz~15.4 kHzの磁場を黒鉛製のモールドの外側より印加して、それが鋳片の表面性状に及ぼす効果を種々の鋳造条件下で検討した。また、理論解析によって鋳片回りの磁場分布を求め磁気圧および発熱量の計算を行い、実験結果の理解の一助とする。

## 2. 実験

### 2.1 実験方法

実験装置の概略図を Fig. 1 に示す。モールドの外側に1ターン(1.75 kHz あるいは 3.75 kHz の電源を用いる場合)または4ターン(15.4 kHz の電源を用いる場合)のコイルを配して、コイル電流によって磁場の強度を制御しつつ、高周波磁場を印加した。この周波数帯で銅モールドを使用する場合には、磁場浸透深さ  $\delta$  ( $=\sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$ ) が非常に小さくなり、モールド内で磁場の減衰が起こり鋳片表面まで磁場を浸透させることは難しい。そのため、本実験では電気伝導度の比較的小さい黒鉛モールドを用いて磁場のモールド内減衰を極力抑え

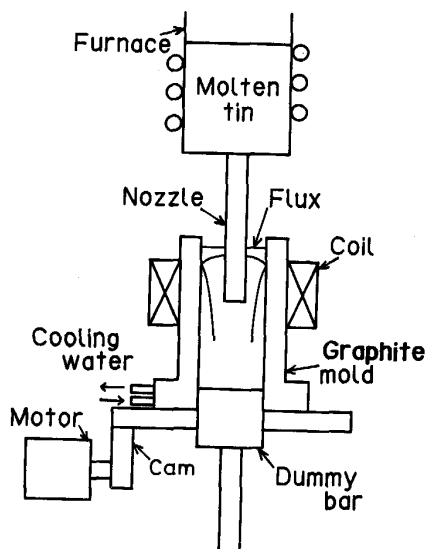


Fig. 1. Experimental apparatus.

Table 1. Experimental conditions.

Casting rate :	2.3 mm/s	
Oscillation :	frequency :	1.1 Hz
	stroke :	4.0 mm
Cooling water :	$3.3 \times 10^{-5} \text{ m}^3$	
Super heat :	50 K	
Mold :	inner diameter :	30 mm
	outer diameter :	62 mm

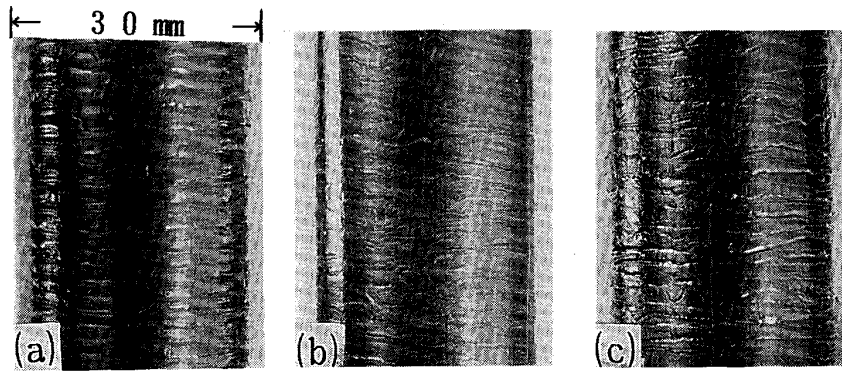
るよう工夫した。試料には低融点 ( $T_m = 505 \text{ K}$ ) で、かつ鋼とほぼ等しい密度 ( $\rho = 7200 \text{ kg/m}^3$ ) を有するすずを用いた。モールド上部に設置した炉ですずを溶融し、浸漬ノズルを介してモールド内(内径 30 mm)に注湯した。溶湯がモールド内に 50 mm ほど溜まった時点でダミーバーを下方に移動して鋳造を開始した。その後、漸次湯面レベルを上げ、定常鋳造に達した時点でメニスカスの位置をコイル上端とほぼ一致させるように操作した。なお、フラックスの効果を見るためにシリコンオイルを擬似フラックスとして用いた。他の実験条件を Table 1 に示す。

### 2.2 実験結果

#### 2.2.1 鋳片の表面性状に及ぼす電磁気力の効果

鋳片の単位表面積に加わる電磁気力(以下、磁気圧と称する)が鋳片の表面性状におよぼす効果を印加磁場の強度と周波数を変えて調査した。その際、コイル内部に黒鉛モールドを配置した状態で磁場を発生させ、その時のコイル中心の磁束密度をもって印加磁場の強度とした。周波数 3.75 kHz で、印加磁場の強度を3通りに変えた場合に得られた鋳片の表面性状を Photo. 1 に示す。(a) は磁場を印加していない鋳片で、(b), (c) はそれぞれ 0.04 T, 0.05 T の磁場を印加して得られた鋳片である。(a) において観察される横縞状の欠陥すなわちオシレーションマークは磁場の印加に伴い軽減され、0.04 T (Photo. 1 (b)) でその効果が顕著となるが、0.05 T (Photo. 1 (c)) になると、鋳片表面に乱れの発生が見られる。

オシレーションマークの生成原因は、主にオシレーションによるフラックスの動圧変化によると考えられている<sup>6)7)</sup>。ここで、磁気圧を印加することによって初期凝固部におけるモールドと鋳片との接触圧の減少(軟接触状態)を図れば、モールド-鋳片間へのフラックスの流入が容易になろう。また、湯面変動等の外乱に起因するメニスカスの不安定性をも高周波磁界によって軽減することが可能と考えられる<sup>8)</sup>。以上の観点から、Photo. 1 (b) のオシレーションマークの軽減が説明できる。しかし、さらに磁気圧の増大を図ると、溶湯流動が活発化し、メニスカス部での溶湯の乱れが観察された。0.05 T の磁場を印加した場合 (Photo. 1 (c)) に鋳片の表面性



(a) 0T (b) 0.04T (c) 0.05T

Photo. 1. Surface aspects of cast billets (3.75kHz : with oscillation).

状が悪化しているのは、この溶湯流動によるメニスカス乱れが原因と考えられる。

#### 2.2.2 鑄片の表面性状に及ぼす磁場周波数の効果

印加磁場の周波数が高くなるほど、磁場浸透深さ  $\delta$  が減少し、溶湯の流動が抑制されることからメニスカス形状は安定化する。そのため、印加磁場の周波数を増大させることは、鑄片の表面性状に何らかの効果をもたらすものと期待できる。

周波数を 1.75 kHz, 15.4 kHz の 2 通りに変化させて得られた鑄片の表面性状を Photo. 2 に示す。これらの周波数を用いて溶融すずの磁場浸透深さ  $\delta$  ( $=\sqrt{2/(\mu\sigma\omega)}$ ) を求めると  $\delta=8.3$  mm (1.75 kHz) と  $\delta=2.8$  mm (15.4 kHz) となる。磁場を印加していない Photo. 1 (a) と比較していずれの周波数の場合においても、磁場の印加によってオシレーションマークが軽減されている。特に周波数が 15.4 kHz の場合では 0.015 T という小さな磁場でオシレーションマークの顕著な減衰がみられ、0.02 T ではほとんど消滅している (Photo. 2 (c), (d))。しかし、1.75 kHz の場合は、磁束密度が 0.05 T で鑄片表面に乱れが認められる。これは、3.75 kHz (Photo. 1 (c)) の時に見られたものと同じであり、メニスカス部の溶湯の乱れに起因するものと考えられる。一方、15.4 kHz の場合は鑄片表面の乱れは発生せず、1.75 kHz, 3.75 kHz で得られた鑄片と比較すると表面性状は極めて良好なものとなっている。

磁場を印加せずに鑄造した鑄片と周波数 15.4 kHz の磁場を印加して鑄造した鑄片の水平断面と垂直断面のマクロ組織写真を Photo. 3 に示す。磁場を印加していない (a) では鑄片表面から中心軸に向かってほぼ全体を柱状晶が占めているが、磁場を印加した (b) には等軸晶の部分が認められる。この原因としては、印加磁場による溶融金属の攪拌による結晶核の分散や、ジュール発

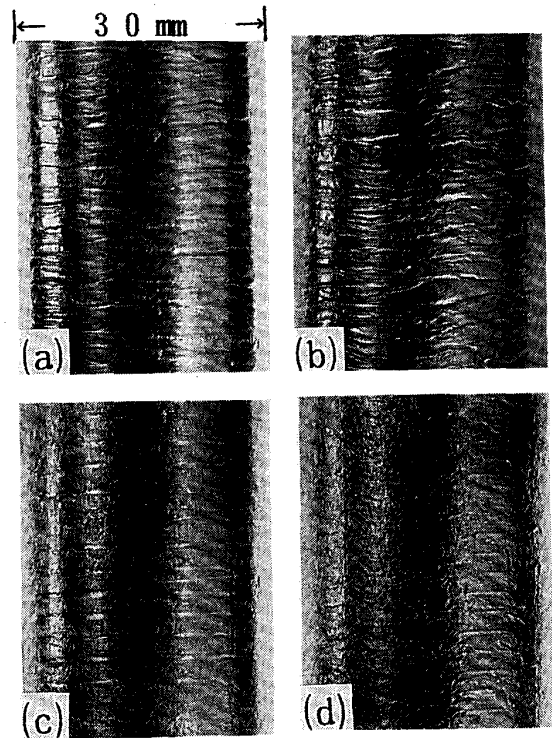
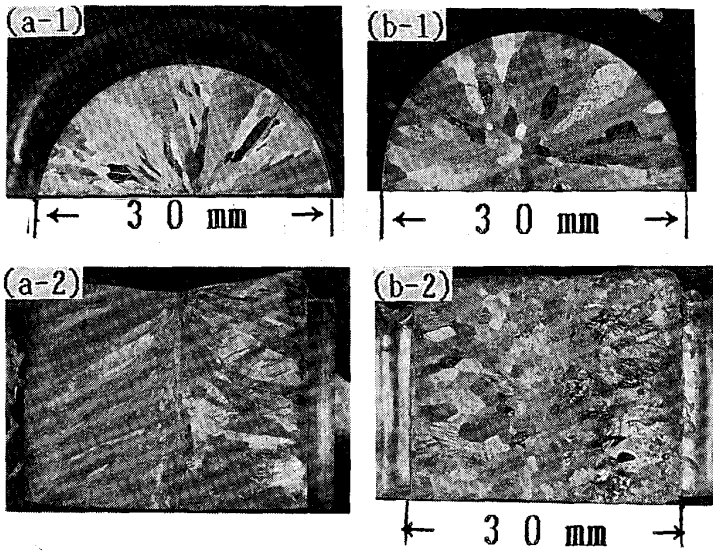
(a) 0.04T, 1.75kHz (b) 0.05T, 1.75kHz  
(c) 0.015T, 15.4kHz (d) 0.02T, 15.4kHz

Photo. 2. Surface aspects of cast billets (with oscillation).

熱に起因する鑄片冷却速度の減少が考えられる。

次に、鑄片表面性状を定量化するため顕微鏡を用いて表面粗度の測定を行った。ここでは、磁場を印加せずに得られた鑄片の表面欠陥深さ  $D_0$  に対する測定された表面欠陥深さ  $D$  の比 ( $D/D_0$ ) をとり、これを表面粗度とした。Fig. 2 に磁束密度に対する表面粗度の変化をデータのばらつき幅と共に示す。表面粗度は印加磁場の増加に伴い減少し、減少の度合いは周波数が高くなるほど大きくなっている。周波数が 15.4 kHz の場合、0.02 T において表面欠陥のほとんどない鑄片が得られた。周波



(a-1) Horizontal cross section and (a-2) vertical cross section : 0T  
 (b-1) Horizontal cross section and (b-2) vertical cross section : 0.02T  
 Photo. 3. Macrostructures of cast billets (15.4 kHz : with oscillation).

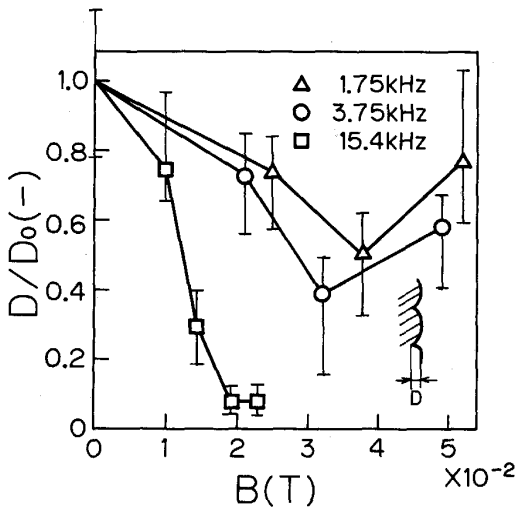
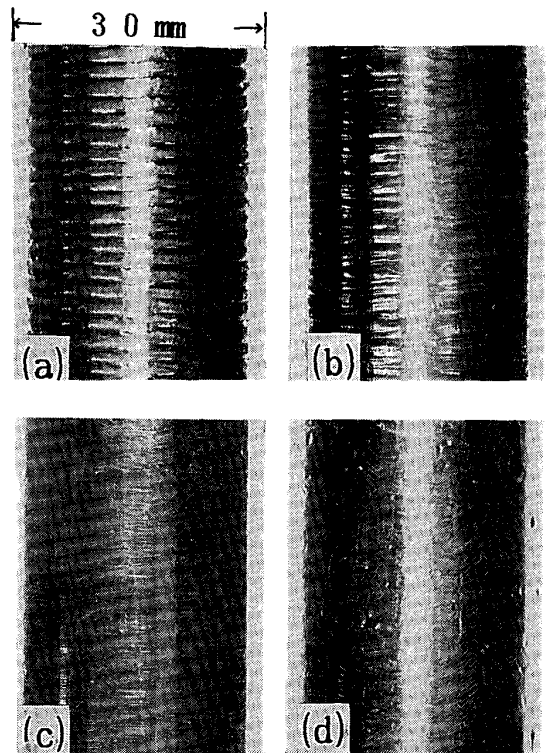


Fig. 2. Relationship between surface roughness and magnetic flux density (with oscillation).

数を 1.75 kHz および 3.75 kHz とした場合も、磁束密度の増加に伴い表面粗度は減少していく傾向にあるが、0.05 T になると増加に転じている。この表面粗度の増加はオシレーションマーク深さの増加を意味しているのではなく、鑄造中におけるメナスカス乱れに起因するものである。すなわち、周波数が低い場合には、印加磁場の増加に伴いメナスカスの乱れにより欠陥が発生し表面性状を悪化させるが、周波数が高い場合には、たとえ磁場強度が大きくなってメナスカス部に乱れが生じないため、オシレーションマークの軽減がなされたものと考えられる。

2.3 モールド振動を行わない場合

磁場の効果をより明確にするためオシレーションを加えずに鑄造を行った。周波数 3.75 kHz の場合に得られ

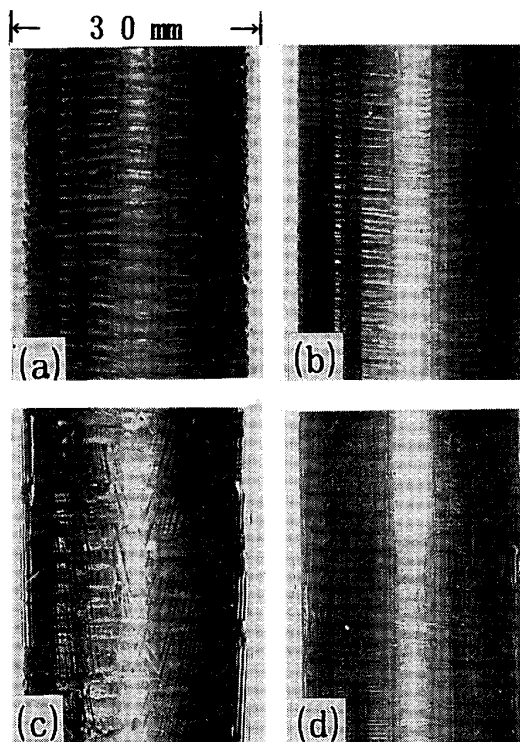


(a) 0T (b) 0.02T (c) 0.05T (d) 0.07T  
 Photo. 4. Surface aspects of cast billets (3.75 kHz : without oscillation).

た鑄片の表面性状を Photo. 4 に示す。磁場を印加しない場合には、オシレーションマークに非常によく似た表面欠陥が生成されている (Photo. 4 (a)). なお、フラックスを使用しない鑄造ではこのようなオシレーションマークに類似した表面欠陥は認められなかったことから、この種の表面欠陥はフラックスに起因しているものと考えられる。また、オシレーションを加えた場合と同様に、

この場合にも磁束密度の増加に伴い鋳片の表面性状は改善された。表面欠陥の軽減は印加磁場が 0.02 T (Photo. 4 (b)) ですでに認められ、0.05 T (Photo. 4 (c)) においては極めて滑らかな鋳片が得られた。なお、メニスカスの乱れに起因する鋳片の表面欠陥は 0.07 T (Photo. 4 (d)) 付近から発生したが、オシレーションを加えた場合に観察されたような激しい表面乱れは見られなかった。すなわち、鋳片の表面はオシレーションを加えた場合 (Photo. 1) と比較して極めて滑らかであり、また、比較的小さな磁束密度で表面欠陥の軽減が始まり、磁場による表面性状改善効果はオシレーションを加えた場合と比較してより顕著に現れている。

次に周波数 1.75 kHz, 15.4 kHz の場合に得られた鋳片を Photo. 5 に示す。3.75 kHz では 0.02 T で表面欠陥の軽減が認められたが (Photo. 4 (b)), 1.75 kHz の場合は 0.02 T ではほとんど表面性状の改善の効果はみられない (Photo. 5 (a)). 0.05 T はかなり軽減されているが (Photo. 5 (b)), 3.75 kHz の場合 (Photo. 4 (c)) と比較すると効果は小さい。一方、15.4 kHz の場合は、0.01 T ですでに軽減効果がみられ (Photo. 5 (c)), 0.015 T で表面欠陥はほとんど消滅していることがわかる (Photo. 5 (d)).



(a) 0.02T, 1.75 kHz (b) 0.05T, 1.75 kHz  
(c) 0.01T, 15.4 kHz (d) 0.015T, 15.4 kHz

Photo. 5. Surface aspects of cast billets (without oscillation).

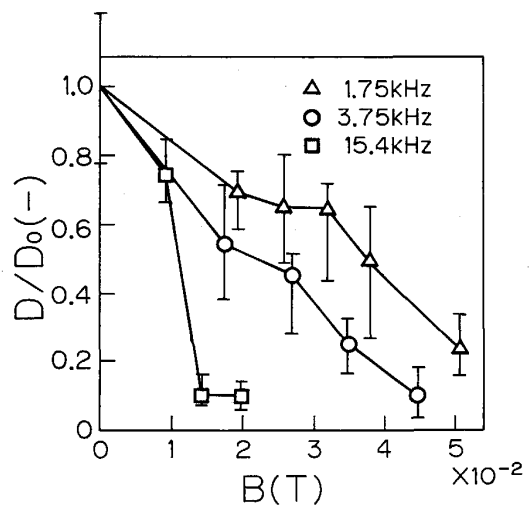


Fig. 3. Relationship between surface roughness and magnetic flux density (without oscillation).

このように、オシレーションを加えない場合においてもオシレーションマークに類似する表面欠陥が生成され、かつ、それが磁場の印加により軽減されていることがわかる。

Fig. 3 に磁束密度に対する表面粗度の変化を示す。オシレーションを加えた場合 (Fig. 2) と同様に、印加磁束密度の増加に伴い表面粗度は減少し、また、周波数が高くなるにつれてその減少は顕著であることがわかる。さらに、オシレーションを加えた場合と異なり、いずれの周波数においてもメニスカス乱れに起因する表面粗度の増加は見られないばかりか、印加磁場の効果はオシレーションを加えた場合 (Fig. 2) よりオシレーションを加えないもの (Fig. 3) の方がより顕著となっている。オシレーション印加の必要性とも考え合わせ、鋼の連铸に磁場印加を導入する際、本知見は考慮すべき重要な示唆と考える。

### 3. 考 察

#### 3.1 磁場の強度と周波数

アンペールの法則を表す(1)式を、電磁体積力(ローレンツ力)を加える(2)式に代入すると(3)式が得られる。

$$\nabla \times B = \mu J \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$F = J \times B \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$F = J \times B = (1/\mu) \cdot (\nabla \times B) \times B \quad \dots\dots\dots(3)$$

さらに、ベクトル演算の公式を用いて(3)式を変形すると(4)式となる<sup>9)</sup>。

$$F = \underbrace{(B \cdot \Delta) B / \mu}_{f_1} - \underbrace{\Delta (B^2 / 2\mu)}_{f_2} \quad \dots\dots\dots(4)$$

右辺第一項  $f_1$  に回転 ( $\nabla \times$ ) を施した場合には必ずしも零になるとは限らないが、第2項  $f_2$  は  $B^2$  の分布のいかんに関わらず、ベクトル公式に基づき回転を施すことによって常に零となる。すなわち、 $f_1$  が回転力である可能性を有するのに対し、 $f_2$  は常に非回転力であることがわかる。前者は溶融部の流動を引き起こす駆動力となり、後者は表面張力や静圧と均衡してメニスカス形状を決定する。 $f_1$  と  $f_2$  の比は近似的に(5)式で表される<sup>3)</sup>。

$$|f_1/f_2| \approx \delta/L \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここで、 $L$  は装置の代表長さで、 $\delta$  は磁場浸透深さである。

周波数の増大に伴って  $\delta$  ( $=\sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$ ) は減少し、 $|f_1/f_2|$  の値は小さくなり、電磁気力はもっぱら非回転力として働くようになる。そのため、周波数の増加に伴い流動に起因するメニスカスの乱れは抑制されることになる。

一方、交流磁場印加の下で溶融金属表面に乱れが発生した場合には、(6)式に示される安定化圧力が発生することが GARNIER ら<sup>8)</sup>によって明らかにされている。(6)式から、この圧力は周波数の増加に伴って大きくなることわかる。

$$P_m = \frac{B_0^2 k z_0}{2\mu} \cdot F(k\delta) \cos^2 \theta \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここで、

$$F(x) = \frac{\sqrt{\sqrt{(x^4+4)+x^2} + (1-x)\sqrt{\sqrt{x^4+4}-x^2}}}{\sqrt{2(x^4+4)}}$$

である。モールド内で生ずる主要波数はモールド内径  $2R$  を一波長とすると固有振動とすれば波数  $k$  は  $k = \pi/R$  となり、 $k$  は定数とみなすことができる。その場合には(6)式の安定化圧力は近似的に(7)式で表される比例関係にある。

$$P_m \propto B^2 F(k\delta) \quad \dots\dots\dots(7)$$

一方、磁気圧の大きさは一般に  $B^2/4\mu$  と表され、周波数に依存しないかたちで用いられているが、磁場浸透深さ  $\delta$  が融液の厚さ(軸対称系では半径  $a$  となる)に対して十分小さいとはいえない本系のような場合にあっては周波数の依存性を考慮する必要性が生ずる。すなわち、融液表面に実際に加わる磁気圧は周波数の関数となり磁気圧補正係数  $\Phi$ <sup>10)</sup> を用いて(8)式のように書かれる。

$$P = \Phi \frac{B_0^2}{2\mu}, \quad \Phi = 1 - \frac{1}{ber^2 a + bei^2 a},$$

$$\alpha = \sqrt{2} \frac{a}{\delta} \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで、 $ber$  と  $bei$  は0次のケルビン関数である。

磁場の拡散方向に半無限に広がった融液の表面安定化圧力として導出された(6)、(7)式を有限長の融体に適用するため、近似的ではあるが(8)式の磁気圧補正係数  $\Phi$  を使って(7)式の比例関係を(9)式で表す。

$$P_m \propto \Phi B^2 F(k\delta) \quad \dots\dots\dots(9)$$

(9)式を用いて Fig. 2 と Fig. 3 を整理しなおすと Fig. 4 と Fig. 5 となる。オシレーションを加えた場合の結果である Fig. 4 のデータの内メニスカスの乱れに起因するもの(印加磁場の増大に伴って表面粗度が増大に転じるもの)を除き、1.75 kHz、3.75 kHz のデータは変数  $\Phi B^2 F(k\delta)$  によってよく整理できることがわかる。しかし、15.4 kHz のデータはその限りではない。オシレーションを加えない場合 (Fig. 5) も 1.75 kHz と 3.75 kHz のデータに限ってはほぼ変数  $\Phi B^2 F(k\delta)$  で整理できるものの、15.4 kHz のデータは他の周波数のものとは異なる傾向を示している。

Fig. 4, Fig. 5 を通して、1.75 kHz、3.75 kHz では表面粗度が増加に転じるまでは、それらの変化はほぼ一致

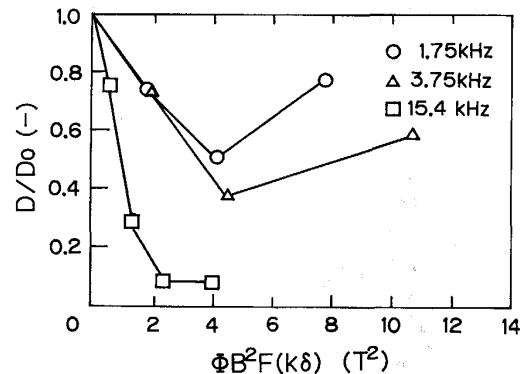


Fig. 4. Relationship between surface roughness and magnetic stabilizing parameter (with oscillation).

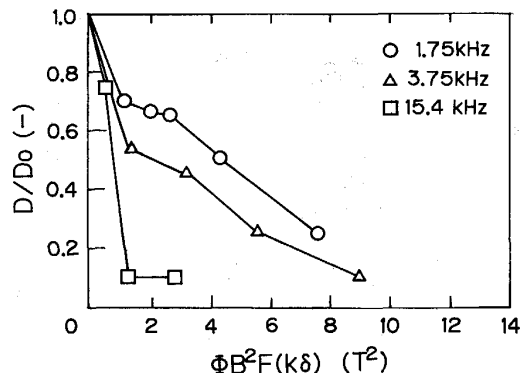


Fig. 5. Relationship between surface roughness and magnetic stabilizing parameter (without oscillation).

しているが、15.4 kHz では 1.75 kHz, 3.75 kHz と比較して、より大きな表面粗度の減少が見られる。これについては後に述べるように周波数の増大に伴う発熱量の増大による凝固速度の変化、濡れ性の変化等が考えられるが現時点では不明である。

3.2 接触圧と発熱速度

磁気ベクトルポテンシャル法を用いた3次元軸対称の磁場解析を行い、磁場印加に伴うモールドと溶湯間の接触圧と発熱速度を計算した。

3.2.1 基礎方程式

マクスウェル方程式は次のように書き表される。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \dots\dots\dots(10)$$

$$\nabla \times B = \mu J \dots\dots\dots(1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \dots\dots\dots(11)$$

ここで磁気ベクトルポテンシャル  $A$  を(12)式で定義すると(11)式は自動的に満足されることになる。

$$B = \nabla \times A \dots\dots\dots(12)$$

次に、オームの法則は(13)式となる。

$$J = \sigma E \dots\dots\dots(13)$$

(1), (10)~(13)式を用いると磁気ベクトルポテンシャルについての基礎方程式が(14)式のように得られる<sup>11)</sup>。

$$\nabla \times (\nu \nabla \times A) = J_0 - \sigma \frac{\partial A}{\partial t} \dots\dots\dots(14)$$

右辺第1項は強制電流によるものであり、第2項は誘導電流項である。本実験系の境界条件の下で(14)式を解いて  $A$  の分布が求まると、次にそれを(12)式に代入して  $B$  の分布が得られ、さらに(1)式を使って  $J$  の分布が求まる。また、 $B$  の値から(3)式を使って電磁体積力  $F$  が求まると、それを鋳片の半径方向に積分して磁気圧  $P$  が得られる。さらに、単位体積あたりのジュール発熱速度  $q$  は(15)式で求められる。

$$q = J_e^2 / \sigma \dots\dots\dots(15)$$

(15)式の  $q$  を体積積分すると、磁場によって発生する鋳片全体にわたる発熱速度  $Q$  を求めることができる。

3.3 計算結果

計算は有限要素法に基づいて名古屋大学大型計算機(M780-20)を用いて行った。三角要素を用いて格子数1500、要素数3000として行った計算時間は約15sであった。コイル電流1400A、周波数3.75kHzの場合の計算結果の一例をメニスカス近傍を拡大し磁気圧(実線)、溶湯静圧(破線)および接触圧(一点鎖線)の分布としてFig.6に示す。ここで、接触圧とは磁気圧と溶湯静圧との差であり、実際にモールドに加わる圧力である。メニスカス近傍において接触圧は負値を示すが、こ

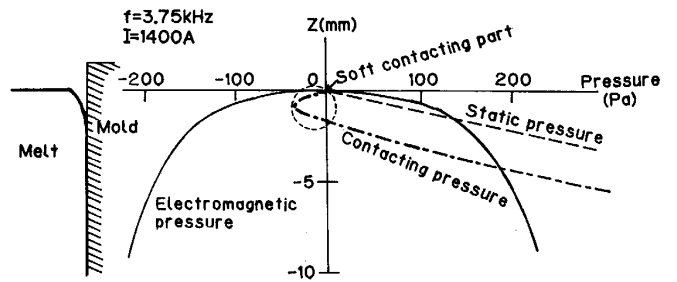
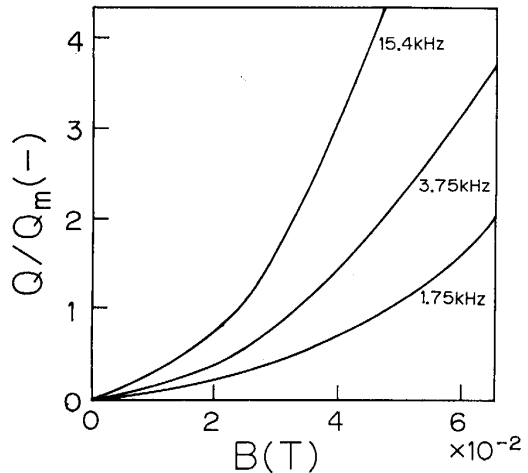


Fig. 6. Distributions of static, electromagnetic and contacting pressures.



$Q_m = \rho v A \Delta H$   $\rho$ : Density  $v$ : Casting rate  
 $A$ : Sectional area  $\Delta H$ : Latent heat

Fig. 7. Effects of the magnetic flux density and frequency on the joule heat induced in cast billets.

れはモールドと溶湯がこの領域では接触していないことを意味している。なお、溶湯表面で接触圧が負値を有することはありえず、このように負値をとった理由は単純に接触圧を溶湯静圧から磁気圧を引いたものとして計算したために生じたものである。厳密にはメニスカス部の形状変形を考慮した数値解析が必要となるが、ここではそこまでの検討は行わなかった。メニスカス部では磁気圧力と溶湯静圧の値が同程度であることから、実際にモールド内面に作用する溶湯静圧は大幅に減少し軟接触状態の出現を予測させる。

鋳片に発生するジュール発熱速度  $Q$  と鋳片が放出する凝固潜熱  $Q_m$  (一定) の比 ( $Q/Q_m$ ) を、印加磁束密度に対して示したのが Fig. 7 である。磁束密度の増加に伴い発熱量は著しく増加し、増加の割合は周波数が高いほど大きいことがわかる。印加磁場に高い周波数を選定した場合、または磁束密度を増大させる場合はジュール発熱が凝固潜熱を上回る ( $Q/Q_m > 1$ ) ようになり、磁気圧の効果に加えて発熱の効果も現れる可能性があるといえる。

本実験において、鋳片の表面性状に変化が顕著に見えはじめる  $B$  の値は 1.75 kHz では  $3.8 \times 10^{-2}$  T, 3.65 kHz では  $3.2 \times 10^{-2}$  T, 15.4 kHz では  $2 \times 10^{-2}$  T であり、そのときの  $Q/Q_m$  の値は Fig. 7 よりそれぞれ 0.7, 0.92 および 0.74 と読み取れる。すなわち、ジュール発熱速度  $Q$  と凝固により放出される熱流量  $Q_m$  はほぼ等しい状態になっていることがわかる。そのため、磁場印加によって得られたオシレーションマーク軽減効果には磁気圧のみならずジュール発熱の効果も重畳されているものと考えられるが、本研究ではそれらを分離して検討することはできなかった。ただし、ジュール発熱の効果が無視できる低周波の磁場を用いた他の研究者ら<sup>4)</sup>の結果とも考え合わせると、オシレーションマーク軽減には磁気圧の効果が大きいものと推察できる。

#### 4. 結 論

鋼の連铸における表面性状の改善を目的として、モールドの外側より電磁気力を作用させるモデル実験をすずを用いて行い、次のことを明らかにした。

- 1) 高周波磁場 (1.75 kHz ~ 15.4 kHz) を印加することによって、オシレーションマーク等の表面欠陥を軽減することが可能である。
- 2) 印加磁場が過大な場合には、メニスカス部の乱れに起因する表面欠陥が生じる。
- 3) 印加磁場の周波数を高めることによってメニスカスの乱れの抑制と高周波磁界が有する波動抑制効果により、小さな磁場でも表面性状の改善を図ることが可能となる。
- 4) 印加磁場による表面粗度の抑制効果はモールド・オシレーションを行わない場合の方が行う場合より有効である。

最後に、本研究の遂行に当たり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」および新日本製鉄(株)、NKK、(株)神戸製鋼所より研究費の一部を補助していただきました。ここに謝意を表します。また、示唆に富む数々の助言をいただいた新日本製鉄(株)竹内栄一氏、NKK 中田正之氏、(株)神戸製鋼所綾田研三氏に厚く御礼申し上げます。さらに、データの整理に当たっては李 廷挙氏(中国大連理工大学)の手助けを受けました。ここに、謝意を表します。

#### 記 号

$A$ : 磁場ベクトルポテンシャル (Tm)  
 $A$ : 断面積 ( $m^2$ )

$a$ : 半径 (m)  
 $B$ : 磁束密度 (T)  
 $B_0$ : 表面での磁束密度 (T)  
 $ber, bei$ : 0 次のケルビン関数  
 $D$ : 表面欠陥深さ (m)  
 $D_0$ : 無磁場下での表面欠陥深さ (m)  
 $E$ : 電界の強さ (V/m)  
 $F$ : 電磁体積力 ( $N/m^3$ )  
 $f$ : 周波数 (Hz)  
 $I$ : コイル電流 (A)  
 $k$ : 波数 (1/m)  
 $J$ : 電流密度 ( $A/m^2$ )  
 $J_0$ : 強制電流密度 ( $A/m^2$ )  
 $J_e$ : 誘導電流密度 ( $A/m^2$ )  
 $L$ : 代表長さ (m)  
 $L_h$ : 潜熱 (J/kg)  
 $P$ : 磁気圧 (Pa)  
 $P_m$ : 表面波動の安定化圧力 (Pa)  
 $Q$ : 発熱速度 (W)  
 $Q_m$ : 単位時間あたりに凝固に伴って放出される潜熱 (W)  
 $q$ : 単位体積あたりの発熱速度 ( $W/m^3$ )  
 $R$ : モールド内半径 (m)  
 $T_m$ : 融点 (K)  
 $t$ : 時間 (s)  
 $v$ : 鑄造速度 (m/s)  
 $z_0$ : 乱れの振幅 (m)  
 $\delta$ : 磁場浸透深さ (m)  
 $\theta$ : 波数ベクトルと磁束線のなす角度 (rad)  
 $\mu$ : 透磁率 (H/m)  
 $\nu$ : 磁気抵抗率 ( $= 1/\mu$ ) (m/H)  
 $\rho$ : 密度 ( $kg/m^3$ )  
 $\sigma$ : 電気伝導率 (S/m)  
 $\Phi$ : 磁気圧補正係数 (—)  
 $\omega$ : 角周波数 (rad/s)

#### 文 献

- 1) Ch. VIVÈS and R. RICO: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 377
- 2) Ch. VIVÈS and R. RICO: Metall. Trans. B, **20** (1989), p. 623
- 3) 浅井滋生: 第 129・130 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1989), p. 51
- 4) I. MIYOSHINO, E. TAKEUCHI, H. YANO, J. SAKANE, T. SAEKI and H. KAJIJO: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **29** (1989), p. 1040
- 5) 森健太郎, 中田正之, 小松政美: 材料とプロセス, **2** (1989), p. 318
- 6) E. TAKEUCHI and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans. B, **15** (1984), p. 493
- 7) E. TAKEUCHI and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 605
- 8) M. GARNIER and R. MOREAU: Metall. Appl. of Magnetohydrodynamics, London (1984), p. 211 [The Metals Society]
- 9) 浅井滋生: 鉄と鋼, **75** (1989), p. 32
- 10) J. D. LAVERS: IEEE Trans. Ind. Appl., **17** (1981), p. 427
- 11) 中田高義, 高橋則雄: 電気工学の有限要素法 (1982), p. 13 [森北出版]