

双ロール法における casting 方向電流とロール間
磁場の直接印加による溶融金属パドルの形状
制御河地政行*・浅井滋生*²Shape Control of Molten Metal Puddle by Directly Imposing Electric
Field in the Casting Direction and Magnetic Field between Rolls in
Twin Roll Process

Masayuki KAWACHI and Shigeo ASAI

Synopsis:

A new process to control the side edge shape of molten metal puddle is proposed in which direct electric field imposed in the casting direction and direct magnetic field applied between rolls induce electromagnetic force in molten metal puddle. The experimental works were carried out to clarify the possibilities of holding molten metal at side edge and of controlling the side edge shape by the electromagnetic force. It was found that the holding height of meniscus can be controlled by the direct electric current as an operating parameter. This method to hold molten metal at side edge is named an electromagnetic dam. And it was noticed that, at the same time, the saw shape edge on cast sheet, which is attributed to the instability of meniscus, becomes smooth by the function of electromagnetism. This effect stabilizing the edge shape was explained qualitatively by considering the characteristics of electromagnetic force. The experimental data verified the mathematical model of the electromagnetic dam which can predict the holding height of meniscus position of molten metal puddle from electric current and magnetic field.

Key words: direct casting; twin roll; shape control of molten metal; electromagnetic processing of materials; electromagnetic force; electromagnetic dam.

1. 緒 言

薄板の直接 casting プロセスは急冷凝固にともなう材料特性の向上のみならず省工程・省エネルギーの観点から鉄鋼分野においてポスト連 casting プロセスとして注目を集めている¹⁾。しかし本プロセスにおいては、急冷凝固やロール間パドル部における溶融金属の流動等の複雑な現象が同時にかかわってくるため、その開発には多くの問題が残されている²⁾³⁾。その一つとして溶融金属側端部の形状制御が挙げられる。例えば双ロール法においては、ロール間隙に形成される湯溜まり部であるパドルを保持するために耐火物の堰が使用されているが、その耐久性およびロールと耐火物の間隙への湯差し等が安定操業に際し問題となってくる。そこでは取り扱う溶融金属が高温であるため、直接接触方式の堰ではロールと耐火物の

間隙の精密な制御は困難を極め、そのことが湯差し等の主要な原因となる。一方、電磁気力等を用いた非接触方式の堰を採用する際には、溶融金属は比重が大きいことから、溶湯静圧がパドルの側端部に強くかかることになる。そのため、側壁部における溶湯静圧の保持にあたっては大きな力が必要とされる。したがって、強力な電磁気力を発生せしめる方法の提案および開発が強く望まれている。

湯原ら⁴⁾は直流磁場を印加することによる側壁部形状の制御法を提案しているが、溶融金属の速度と磁場の相互作用による誘導電流に基づく電磁気力を利用しているため、大きな電磁気力を期待することは難しい。そのため、湯原らの方法は溶融金属の側壁部において曲率が大きく表面張力に基づく保持力が溶湯ヘッドのかなりの部分を支えることができる薄板の場合に有効であると考え

平成3年5月20日受付 (Received May 20, 1991)

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

*² 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

られる。一方、熔融金属のリブレット流⁵⁾について直流磁場と直流電流の印加によってその形状制御が可能であること、および小型双ロール装置を用いた実験によりロール間パドル部に铸造方向磁場とロール間電流を印加することによってその形状制御が可能であることが著者ら⁶⁾⁷⁾によって示されており、そこでは印加電流密度とパドル高さの関係が得られている。また KOLESNICHENKO ら⁸⁾はロール間へ直流電流を印加し、その誘導磁場との相互作用を利用する方法を提案している。また、ロール間方向に直流電流を、铸造方向に直流磁場を印加する方法および铸造方向に直流電流を、ロール間方向に直流磁場を印加する方法も提案している。そこでは擬似ロールとして静止双ロールを用いて、低融点熔融金属によるモデル実験を行って、印加電流とロール間に保持される熔融金属の高さの関係をj得ている。

本研究では非接触による側端部形状制御を目的としてロール間方向に磁場を铸造方向に電流を印加し、実際の回転型双ロール装置を用いて非接触パドル保持に関する実験を実施すると共にその理論解析を行い、電磁堰の効果の確認と本制御法がパドル形状の安定化に及ぼす影響を調査した。

2. 原 理

本報で提案する制御原理を Fig. 1 に示す。本図は铸造方向に垂直な方向から見たロールの正面図を示している。ロールは強磁性材からなる鉄の部分 (Part I) と非磁性材のステンレスの部分 (Part II) とに分かれており、直流磁場 (B) が側壁部に集中するようになっている。一方、熔融金属には铸造方向に直流電流 (J) を印加して、パドル側端部において熔融金属をロール幅方向の中心に向かって押し戻すような電磁気力 (F = J × B) を発生させる。すなわち、この電磁気力を用いてパドルの形状を非接触で制御し得る電磁堰をロール側端部に形成せしめる。双ロール法において本電磁堰は単に熔融金属がロールからあふれることを防ぐのみならず、ロール間に一定高さのパドルを作ることで凝固時間の増加および幅方向に均一な凝固層を得るという品質面での重要な役割をも果たしている。すなわち、本法は耐火物堰と同様なロール間のパドル状態を電磁気力によって再現し、そのうえで耐火物堰の持つ問題点の克服を目指すものである。

3. 理 論 解 析

解析に使用した座標系を Fig. 1 に示す。電流は熔融金属に印加されその密度を J (J_x, J_y, 0) とする。また

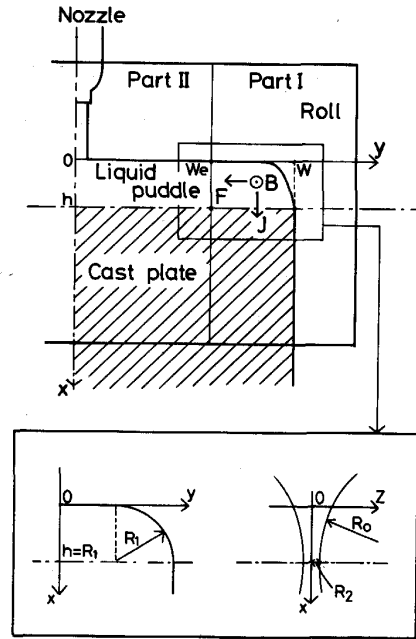


Fig. 1. The principle of shape control of molten metal puddle (front view of roll) and the coordinate of a magnified part.

直流磁場はロール間に印加され磁束は z 成分のみの B (0, 0, B_z) とする。この場合、電流と磁場の相互作用による電磁気力は (1) 式で与えられる。

$$F_m = J \times B = F_m (J_y B_x, -J_x B_z, 0) \dots\dots\dots (1)$$

仮に、J_x, B_z が正の値となるように実験条件を選べば y 成分は負の値となり、電磁気力はパドルの幅を狭める方向に作用することを意味する。

熔融金属の側端位置を W, ステンレスと鉄の間の境界位置を W_e とすると、パドル側面に作用する y 方向の力の釣合いの式は (2) 式となる。

$$\int_{W_e}^W J_x B_z dy \quad \frac{\rho g x}{\text{溶湯静圧力}} - \frac{P_k}{\text{動圧力}} + \frac{\sigma/\gamma}{\text{表面張力}} = 0 \dots\dots (2)$$

ここで、パドルを矩形形状と仮定することで電流密度 J_x は (3) 式のように求められる (Appendix)。

$$J_x = \frac{I}{W \cdot d(x)} \times \left\{ \frac{1}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right) + \cot h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \sin^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right)} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

(3) 式を用いて (2) 式の電磁気力項の積分を実行すると (4) 式となる。

$$F_m = \int_{W_e}^W J_x B_z dy$$

$$= \frac{2IB_z(x)}{\pi d(x)} \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left[\frac{\tan\left(\frac{\pi W_e}{2W}\right)}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2W}\right)} \right] \right\} \dots\dots\dots(4)$$

ここで、磁束密度 B_z は実測値から(5)式のように近似する。

$$B_z(x) = Lx + M \dots\dots\dots(5)$$

次に、ロールのキス部においてパドルを形成する曲面の第一曲率および第二曲率の曲率半径を R_1 , R_2 とし (Fig. 1 参照), R_1 を xy 平面また R_2 を xz 平面におけるパドル曲面の曲率半径と定義する. 本解析において電流密度を評価する際には側端部の形状はそれほど大きな影響を及ぼさないと考えられるために矩形形状で近似したが、表面張力を評価する上ではパドル形状の影響が大きいので、ここでは Fig. 1 に示すようにパドル側端部のみを円形で近似し R_1 にパドル高さ h を用いると、曲率半径 γ は(6)式となる。

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{h} + \frac{1}{R_2} \dots\dots\dots(6)$$

R_2 の値はロール間の間隔の 1/2 であるから、双ロールの幾何学的形状より(7)式となる。

$$R_2 = R_0 + \frac{d(x)}{2} - \sqrt{R_0^2 - (h-x)^2} \dots\dots\dots(7)$$

(2)式中の P_k の値はパドルに作用するせん断力等によりその見積りが困難である. そこで、 P_k は電流値によって変化しない定数であると仮定して、電流値が零の時のパドル高さ h の実測値を与えて(2)式よりロールキス部での力の釣合いより P_k の値を逆算した。

ここで、電磁気力によりパドルを保持するためには(8)式が成立している必要がある。

$$\int_{w_e}^w JBdy - \rho gx - P_k + \sigma/\gamma \geq 0 \dots\dots\dots(8)$$

そこで、 $0 \leq x \leq h$ において(8)式が成立する最大の h がパドルの高さとなることから、パドル高さ h に及ぼす印加電流 I の効果を求めることができる。

4. 実 験

4.1 実験方法

Fig. 2 に実験装置の概略図を示す. 装置は大きく二つの系に分かれている. 一つは給湯系であり、石英管ノズル、ヒーター、熱電対、アルゴンガスタンクおよび溶湯のストッパーの上昇動作とガス供給と制御するシーケンサーから成っている. 石英管ノズル内で融解したすずを、鑄造時にはノズルごとロール間部へと下降させて設置し (Fig. 2 の破線で示した位置), 所定の温度に達した時点

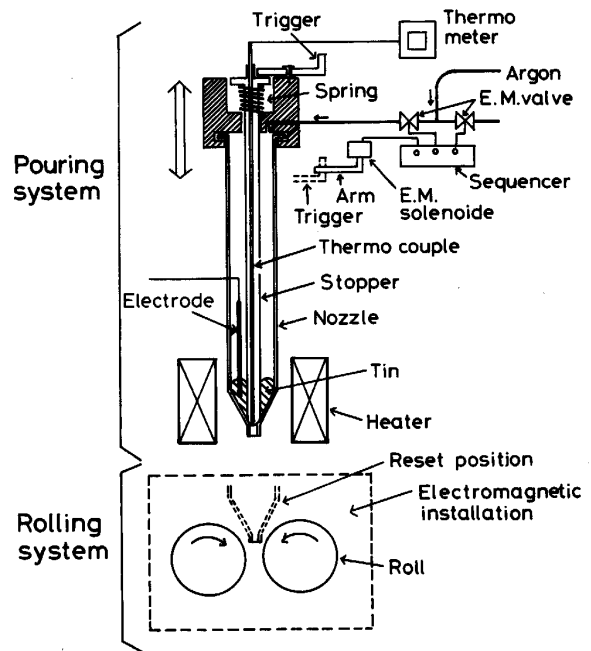


Fig. 2. Experimental apparatus of a twin roll process.

でストッパーを上昇させると同時にガス背圧によりノズルより溶湯を噴出・注湯する. また、石英管ノズルには Fig. 2 に示されるように電極が設置されており石英管内の熔融金属への通電が可能となっている。

他の一つは鑄造系であり、Fig. 3 に示すようにロールおよびロール周辺の電磁機器関係の装置から成る電磁鑄造系となっている. ロールは Fig. 4 に示すように I と II の二つの部分に分かれており、パドルの側壁部にあたる I 部には強磁性体である鉄が使用されているため、この部分に磁束の集中がみられることになる. 各ロールの I 部の直上にはロール形状に加工された磁極を設置した. その結果、ロールキス部において約 1.2 T 程度の磁束密度が得られた. 注湯流に電流を印加するため、

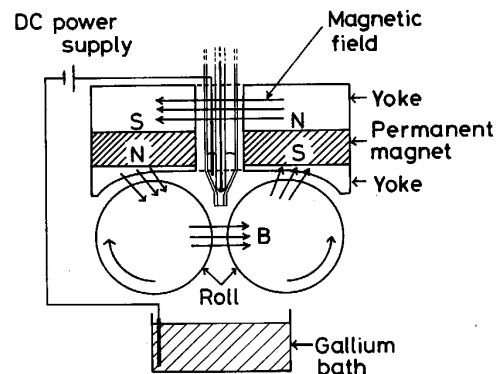


Fig. 3. Schematic view of an experimental installation imposing direct magnetic field and direct electric current.

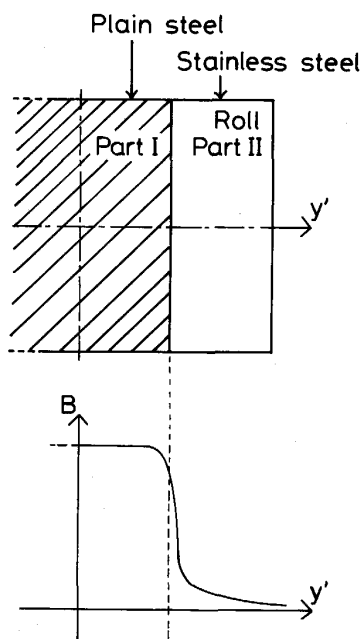


Fig. 4. Distribution of magnetic field along the composite roll.

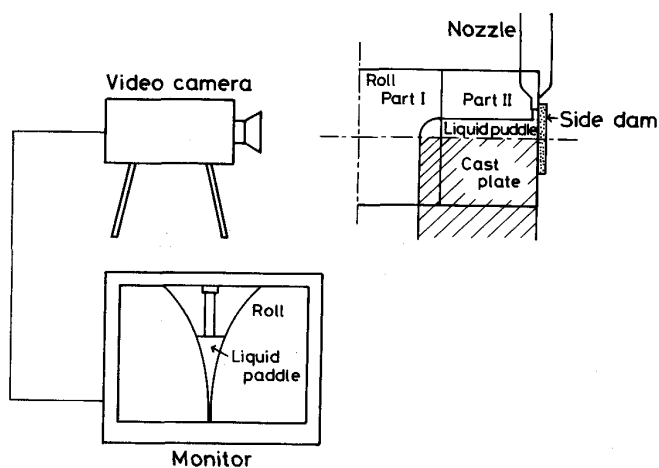


Fig. 5. Recording angle for the behavior of molten metal puddle.

ロールの下部にガリウム浴を設置して、直流電源に接続された電極の一端を浴に浸漬させるとともに、他の端子をノズル内溶湯に接続した。これによって、ノズルから噴射された溶融スズがロール間で凝固し、その先端がガリウム浴に接触した瞬間から、ノズル内の溶融金属およびパドルを通してガリウム浴へと電流回路が形成され、パドル部に直流電流が印加されることになる。なお、実験を簡易に行うために、ロール端にサイドダムを設置しその位置に注湯を行うことで、サイドダムの位置を対称軸とした半断面のみを対称とした実験を行った (Fig. 5, Fig. 6 参照)。実験条件を Table 1 に示す。また、Photo. 1 に電磁铸造系の外観を示す。

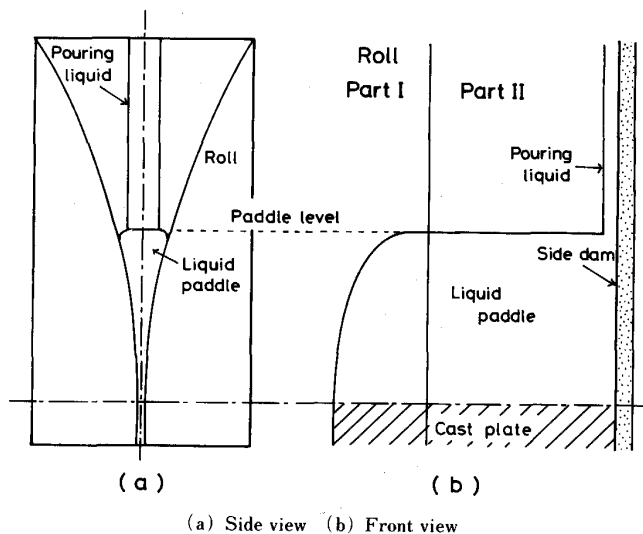


Fig. 6. Schematic views of molten metal puddle.

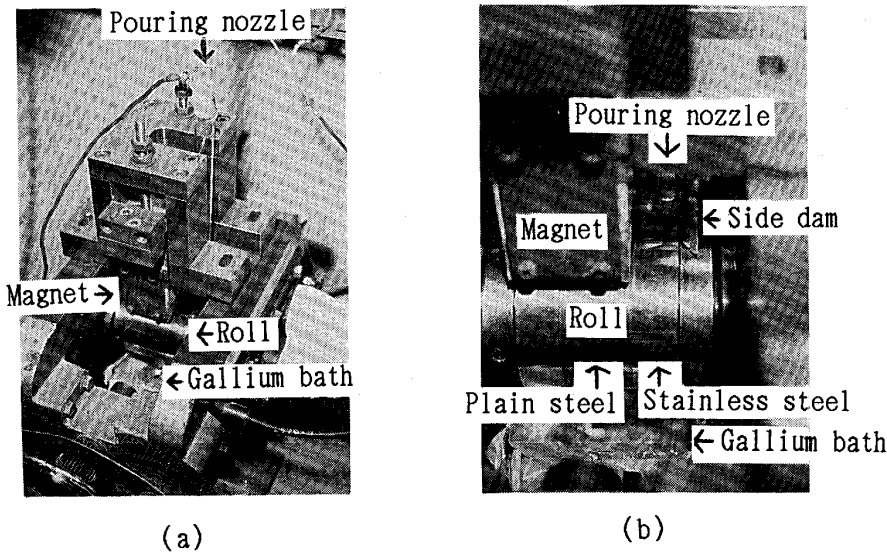
Table 1. Experimental conditions.

Cast metal	Sn
Mass	40 g
Width of cast sheet	20 mm
W_0 (Width of roll with no magnetic field)	20 mm
Roll rotating rate	60 rpm
Roll materials	Plain steel and stainless steel
Roll size	70 ϕ × 70 w (mm)
Roll gap	0.10 mm
Imposed electric current	0~60 A
Imposed magnetic flux density (at nip point)	1.2 T

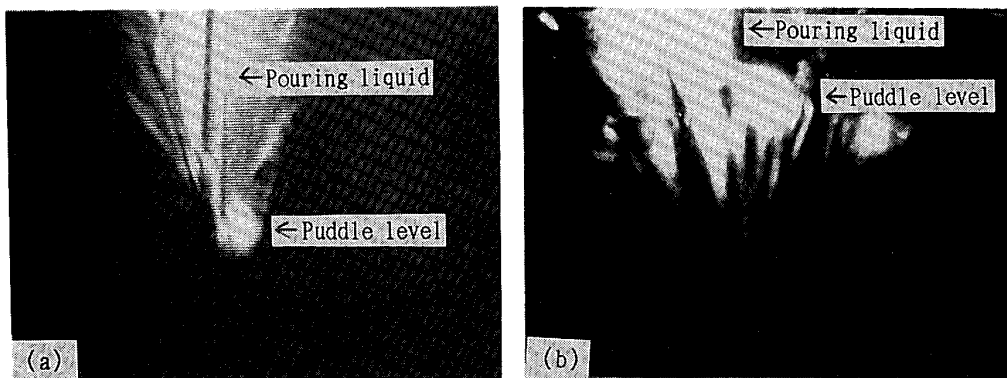
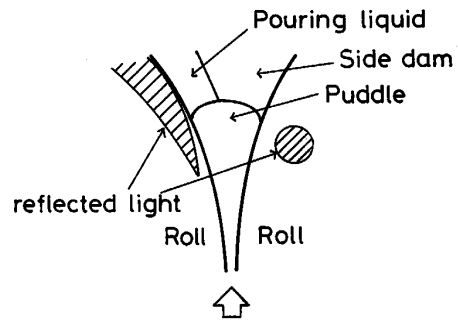
また、パドル高さを測定するために、Fig. 5 に示すようにロールの側壁部からロール軸方向に向かって高速ビデオカメラで注湯時のパドル部の動的挙動を随時撮影した。そして、注湯開始よりやや時間を経て定常に達した時点でのモニター画像を解析してパドル高さの測定を行った。

4.2 実験結果および考察

Photo. 2 に高速ビデオカメラにより撮影されたパドルの側面写真を示す。また、Fig. 6 に写真のパドル位置に対応する側面図および正面図を模式的に示す。Photo. 2 (a) に電流を印加する前の、Photo. 2 (b) には電流を印加した後のパドルの側面写真を示す。両者の比較より電流を印加することでパドル高さの上昇が認められ、電磁堰の効果がみられる。なお、Photo. 2 (b) においてパドル上部がやや不明確になっているが、これは注湯流が電磁気力の影響でサイドダムに押しつけられ広がって流れた結果、撮影用の光が反射されてしまったためである。Photo. 3 (a) に電流を印加しない時、Photo. 3 (b) に電流を印加した時に得られた鋳片を示す。両者とも左側側端はサイド堰、右側側端は自由端となっている。なお、Photo. 3 (b) において鋳片表面に若干しわがみられるが、これは铸造後に鋳片がガリウム浴に浸漬した際に、



(a) Over view of apparatus
 (b) Front view around the roll
 Photo. 1. Casting system with electromagnetic dam.



(a) Before imposing electromagnetic force (b) During imposing electromagnetic force
 Photo. 2. Side views of molten metal puddle.

折りたたまれることによりついたものである。両者の比較より電磁気力が印加された際には、鑄片側端に生じる波形形状が抑制されていることがわかる。これは先に著者らが示したロール間電流・鑄造方向磁場印加の方法⁵⁾において鑄片側壁部の波形形状が抑制されなかった結果とは異なるものである。これについては、次のように考察される。

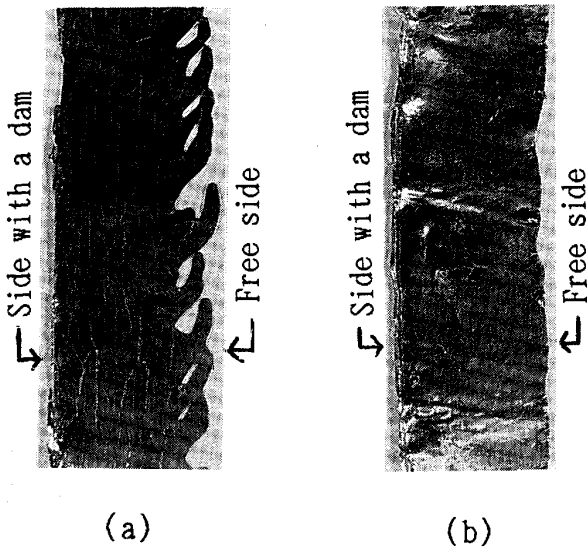
本法でパドルを保持するために印加される電磁気力は(4)式で表される。ここで、パドルの幅が微小量 Δy だけ変化した時の電磁気力の変化量を ΔF_m とすると

(9)式が得られる。

$$F_m + \Delta F_m = \frac{2IB_z(x)}{\pi d(x)} \times \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left[\frac{\tan\left(\frac{\pi W_e}{2(W + \Delta y)}\right)}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2(W + \Delta y)}\right)} \right] \right\} \dots (9)$$

(4)式および(9)式より(10)式が得られる。

$$\Delta F_m = \frac{2IB_z(x)}{\pi d(x)}$$



(a) Without electromagnetic force
 (b) Electromagnetic force is imposed on right side only
 Photo. 3. Views of edge shape of the cast sheets.

$$\times \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{\tan\left(\frac{\pi W_e}{2W}\right)}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2W}\right)} \right] - \tan^{-1} \left[\frac{\tan\left(\frac{\pi W_e}{2(W+\Delta y)}\right)}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2(W+\Delta y)}\right)} \right] \right\} \dots\dots\dots(10)$$

また、(10)式を Δy で微分することで (11)式を得る。

$$\frac{d(\Delta F_m)}{d(\Delta y)} = \alpha(\Delta y) \cdot \frac{\beta(\Delta y)}{2(W+\Delta y)^2 \left[\tan h^2 \left[\frac{\pi x}{2(W+\Delta y)} \right] \right]}$$

ここで

$$\alpha(\Delta y) = \frac{2IB_z(x)}{d(x)} \cdot \frac{1}{1 + \left\{ \frac{\tan \left[\frac{\pi W_e}{2(W+\Delta y)} \right]}{\tan h \left[\frac{\pi x}{2(W+\Delta y)} \right]} \right\}^2}$$

$$\begin{aligned} \beta(\Delta y) = & W_e \cdot \sec^2 \left[\frac{\pi W_e}{2(W+\Delta y)} \right] \\ & \times \tan h \left[\frac{\pi x}{2(W+\Delta y)} \right] \\ & - x \cdot \tan \left[\frac{\pi W_e}{2(W+\Delta y)} \right] \\ & \times \sec h^2 \left[\frac{\pi x}{2(W+\Delta y)} \right] \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

ΔF_m は $\Delta y=0$ においては零であるから、(11)式より ΔF_m の Δy に関する微係数は $0 \leq \Delta y \leq W, 0 < x$ の範囲において常に正となることがわかる。すなわち、パ

ドルの幅が定常位置より微小量 Δy 増加した場合には幅を減少しようとする力 F_m が増加し、パドル幅が微小量減少した場合には F_m は減少することから、結果的にはパドルは定常位置に制御されることになる。すなわち、本法において電磁気力 F_m はパドル形状の安定化作用を有すると言える。このような機構により、Photo. 3 に示されるパドルの側壁部の波形形状抑制が行われたと考えられる。

なお高速ビデオカメラによる録画面から、注湯時のパドルの挙動の経時変化は次のように観察された。すずの鑄片がガリウム浴内に浸漬した直後よりパドル高さが上昇し一定の高さで安定する。これは溶融金属への通電が開始し、パドル保持の機構が働くことでパドル高さの上昇が起こったものと考えられる。その後、パドル高さは鑄造終了まで安定した状態に保たれた。

Fig. 7 にパドル高さに及ぼす印加電流の効果を示す。図より電流値が増加するにしたがってパドル高さが上昇することが分かる。この結果は電磁気力による非接触の堰、いわゆる電磁堰が実現可能であることを示している。図中の実線は(8)式の計算結果であり実験結果の傾向を良く示している。なお、今回の実験では溶融金属とロールとの間には絶縁は施されていないため、導電性材料から成るロールへの電流の漏れが危惧されたが、上述の実験結果と計算結果の比較から分かるように、本実験条件下ではそれほど問題にはならなかった。

(8)式に基づき電流密度 J と磁束密度 B を変化させた場合のパドル高さを Fig. 8 に示す。電流値が零の場合においてもパドル高さが零とならないのは表面張力の効果であることは(8)式より容易に理解できる。すなわち板厚が薄く (R_2 が小さい) 表面張力の効果が大きい場合には、電磁気力の印加がなくとも非接触である程度のパドル高さを保持できることになる。逆に板厚が厚い場合 (R_2 が大きい) には表面張力による保持力は期待できないので、電磁気力による方法が有効となる。

なお、著者らは先にロール間電流・鑄造方向磁場の印加によるパドル制御法を提案しているが⁷⁾、そこでは電磁堰の効果と側端部の波形形状制御の効果を同時に得ることができないこと、また、装置構成上の制約よりパドル部において高い磁束密度を得ることが難しいなどの問題点を指摘した。それに対し、本法はこれらの問題点については有効なプロセスであるといえるが、パドル高さが大きくなるにつれて上部での電流密度が小さくなり、結果として大きなパドル高さを得ることが難しいという問題点も合わせ持っている。しかし、この問題点については電極位置を変えることにより側端部に優先的に電流

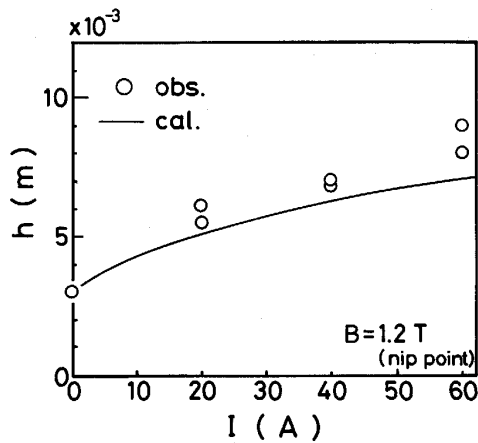


Fig. 7. Effect of direct electric current on the height of molten metal puddle.

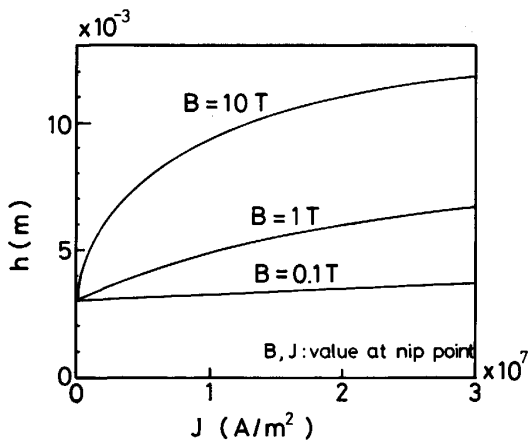


Fig. 8. Effect of direct electric current density and magnetic flux density on the height of molten metal puddle.

を印加することが可能ならば克服できるものと考えられる。

5. 結 言

双ロール法においてロール間パドル部に鋳造方向磁場とロール間磁場を直接印加し、電磁気力により溶融金属パドルの側端部形状制御を行う新しいプロセスを提案し、その効果を確認するための実験および理論解析を行った。得られた結果は次のとおりである。

1) 電磁気力によりパドルの高さが上昇することを確認し、直流電流を操作因子として電磁堰によるパドルの保持が可能であることを明らかにした。

2) 薄板側端部に見られる波形形状が電磁気力により抑制可能であることを明らかにした。

3) パドルの高さを推算する数学的モデルを提出した。

最後に、本研究遂行にあたり有益なご助言をいただきました新日本製鉄(株)宮沢憲一氏、川崎製鉄(株)藤井徹

也氏、(株)神戸製鋼所綾田研三氏に深く感謝いたします。また、本研究経費の一部は日本鉄鋼協会特定研究部会「材料電磁プロセッシング」よりご援助いただいたことを記し謝意を表します。

Appendix

本解析対象における電流分布を Fig. 9 に示されるように壁面に湧出しを持ち、かつ摩擦のない水路内流れと等価であると仮定する。ここで、シュバルツ-クリストッフの定理⁹⁾を用いて Fig. 10 に示すように $t (= x + iy)$ 面から $\zeta (= \zeta + i\eta)$ 面への写像を行う。点 $O (t=0)$ を $\zeta=1$ 、無限遠点 $A_\infty (= B_\infty)$ を $\zeta=0$ 、点 $C (t=iw)$ を $\zeta=-1$ に対応させる。この場合、反時計回りの経路で囲まれる多角形はパドル形状となり、 ζ 面の上半面に写像される。本写像におけるシュバルツ-クリストッフ変換は (A-1) 式となる。

$$\frac{dt}{d\zeta} = K_1 \cdot \zeta^{-1} \dots\dots\dots (A-1)$$

(A-1) 式を積分し (A-2) 式を得る。

$$t = K_1 \cdot \ln \zeta + K_2 \dots\dots\dots (A-2)$$

ここで、O 点と C 点の t 面と ζ 面における対応関係より K_1, K_2 が求められ、結局 t - ζ 間の写像関係は (A-3) 式のようになる。

$$\zeta = \exp(\pi t / W) \dots\dots\dots (A-3)$$

次に ζ 面の O' 点 ($\zeta=1$) に強さ m の湧出し ($m \cdot \ln(\zeta-1)$) をおき、この湧出し量の半分が $A'B'$ 点に吸い込まれる条件から、 $\zeta=0$ には強さ $m/2$ の吸込み ($-(m/2) \cdot \ln \zeta$) をおく。これより、 ζ 面内の流れの複素速度ポテンシャル Ω は (A-4) 式となる。

$$\begin{aligned} \Omega &= m \cdot \ln(\zeta-1) - \frac{m}{2} \ln \zeta \\ &= m \{ \ln(\zeta-1) - \ln \zeta^{1/2} \} \\ &= m \cdot \ln(\zeta^{1/2} - \zeta^{-1/2}) \dots\dots\dots (A-4) \end{aligned}$$

(A-3) 式を (A-4) 式に代入し、 t 面の座標変数 ($t = x + iy$) を用いて表記すると (A-5) 式を得る。

$$\Omega = m \cdot \ln \left\{ \sin h \left[\frac{\pi(x+iy)}{2W} \right] \right\} + m \cdot \ln 2 \dots\dots\dots (A-5)$$

ここで、(A-5) 式における定数項は複素速度ポテンシャルとしては物理的な意味を持たないので省略すると (A-6) となる。

$$\Omega = m \cdot \ln \left\{ \sin h \left[\frac{\pi(x+iy)}{2W} \right] \right\} \dots\dots\dots (A-6)$$

これを複素電流ポテンシャルと見なし、電流の流れ関数とポテンシャルを用いると (A-7) 式のように書ける。

$$\begin{aligned} \Omega = \Phi + i\Psi &= m \cdot \ln \left\{ \sin h \left(\frac{\pi x}{2W} \right) \cos \left(\frac{\pi y}{2W} \right) \right. \\ &\quad \left. + i \cos h \left(\frac{\pi x}{2W} \right) \sin \left(\frac{\pi y}{2W} \right) \right\} \dots\dots\dots (A-7) \end{aligned}$$

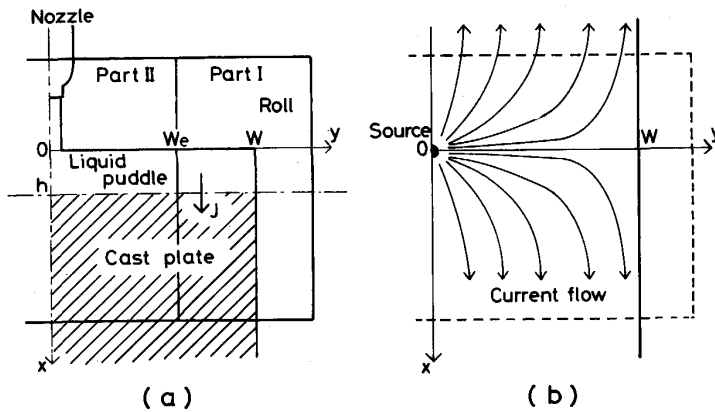


Fig. 9. Schematic view showing the system (a) and the equivalent model system (b).

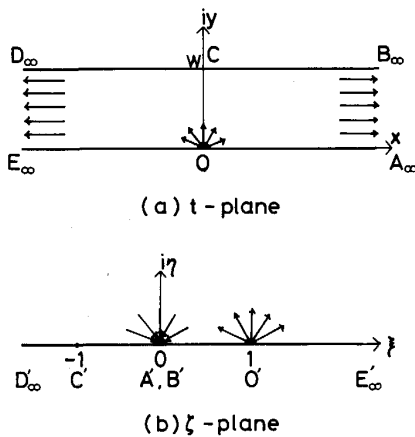


Fig. 10. Coordinate transformation from a physical plane (a) to a complex velocity potential plane (b).

記号

- B_z, B : 磁束密度 (T)
- $d(x)$: x 位置におけるロール間距離 (m)
- F_m, F_m : 電磁体積力 (N/m^3)
- g : 重力加速度 (m/s^2)
- h : パドルのメニスカス高さ (m)
- I : 電流 (A)
- J_x, J_y, J : 電流密度 (A/m^2)
- L : 磁束密度の近似関数の係数 (—)
- M : 磁束密度の近似関数の係数 (—)
- P_k : 動圧力 (N/m^2)
- R_0 : ロール半径 (m)
- R_1, R_2 : 曲率半径 (m)
- W : パドル側端位置 (m)
- W_e : 複合ロールのステンレス部と鉄部の境界位置 (m)
- α : (11)式に現れる関数 (—)
- β : (11)式に現れる関数 (—)
- σ : 表面張力 (N/m)
- γ : 曲率半径 (m)
- ρ : 熔融金属の密度 (kg/m^3)
- Φ : 電流の流れ関数 (A/m)
- Ψ : 電流ポテンシャル (A/m)
- Ω : 複素電流ポテンシャル (A/m)

文 献

- 1) 川上公成: 鉄と鋼, 72 (1986), p. 2153
- 2) 草川隆次: 鉄と鋼, 71 (1985), A200
- 3) T. KUSAKAWA: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., 26 (1986), B123
- 4) 湯原 温, 小塚敏之, 浅井滋生, 軋 廠: 材料とプロセス, 1 (1988), p. 389
- 5) S. G. BANKOFF: Int. J. Heat and Mass Trans., 14 (1971), p. 2143
- 6) 河地政行, 古橋誠治, 浅井滋生: 鉄と鋼, 77 (1991), p. 85
- 7) 河地政行, 千代谷一幸, 浅井滋生: 鉄と鋼, 77 (1991), p. 1434
- 8) A. F. KOLESNICHENKO, B. A. YUSHCHENKO and V. I. ZALOZNY: Proc. The Sixth International Iron and Steel Congress, Japan, 4 (1990), p. 446
- 9) 日野幹雄: 流体力学 (1982), p. 48 [朝倉書店]

(A-7)式における複素電流ポテンシャルを x に関して微分すると(A-8)式が得られる。

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + i \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\pi m}{2W}$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right) + \cot h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \sin^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right)} + i \frac{1}{\sin h^2\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \cot\left(\frac{\pi y}{2W}\right) + \cos h^2\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \tan\left(\frac{\pi y}{2W}\right)} \right\} \quad \text{..... (A-8)}$$

x の位置におけるロール間隙を $d(x)$ とすると位置 x におけるパドルの yz 断面積は $W \cdot d(x)$ となり, (A-8)式の係数 ($\pi m/2W$) を電流密度に置き換えると電流密度の x 成分は(A-9)式のように書ける。

$$J_x = \frac{I}{W \cdot d(x)}$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tan h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right) + \cot h\left(\frac{\pi x}{2W}\right) \sin^2\left(\frac{\pi y}{2W}\right)} \right\} \quad \text{..... (A-9)}$$