

双ロール鋳造法における固体堰併用型電磁堰による熔融金属パドルの保持

論 文

河地政行*・浅井滋生*²

Confinement of Molten Metal Puddle in a Twin Roll Caster by Use of an Electromagnetic Dam Combining a Solid Dam

Masayuki KAWACHI and Shigeo ASAI

Synopsis :

A combined electromagnetic dam to confine molten metal puddle in a twin roll caster is newly proposed. It is composed of the solid dam of an inside type and the electromagnetic dam which makes use of the electromagnetic force performed by the direct electric field imposed on metal along the casting direction and the direct magnetic field applied between rolls. In the solid dam, ferromagnetic material is buried in order to smoothly transfer the magnetic flux from one roll to the other through it and electrodes are attached separately along the side face of the solid dam for concentrating the electric current density in the gap between the dam and the roll. The electromagnetic force produced by the combined dam is much larger than that of only the previously proposed electromagnetic dam where both the magnetic flux and the electric current are imposed, but there is no solid dam.

The experimental works were carried out to find how much height of molten metal is confined by the combined electromagnetic dam. It was found that the holding height of meniscus is much higher than that of the previous works of the electromagnetic dam and can be controlled by adjusting the imposed electric current. A mathematical model of the combined electromagnetic dam was developed to predict the holding height of meniscus from the given electric and magnetic fields and verified by the experimental data.

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

1. 緒 言

薄板の直接鋳造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鋳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、凝固現象やロール間パドル部における熔融金属の流動等の複雑な現象が関わってくるため、その開発には多くの問題点が残されている²⁾³⁾。その一つとして熔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。そこでは取り扱う熔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長時間にわたる正確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。

上記の熔融金属側端部の問題に対し、電磁気力を用いた非接触方式の堰である電磁堰が対策として考えられるが、対象となる熔融金属の比重が大きい場合には、溶湯静圧がパドルの側端部に強くかかることになるため、側端部における溶湯静圧の保持にあたっては強い力が必要とされる。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端部形状の制御法を提案している。そこでは、熔融金属の速度と磁場の相互作用によって生ずる誘導電流に基づく電磁気力を利用して、大きな電磁気力を期待することは難しい。一

平成4年1月7日受付 平成4年6月5日受理 (Received on Jan. 7, 1992 ; Accepted on June 5, 1992)

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

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

方, 溶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に磁場を, ロール軸方向と直角な水平方向にロール間に電流を印加, もしくは铸造方向に電流をロール間に磁場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)~8)}によって示された. また Kolesnichenko ら⁹⁾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作成し, 低融点溶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溶融金属の高さの関係をjている.

実操業レベルの問題として双ロール法におけるパドル高さを考えた場合, 実験機においても数百 mm のパドル高さが求められることから, 将来, 実機においてはパドル高さが 1 m に達することも十分考えられる. これまでに提案された方法に従って, このように高いパドルを電磁気力のみによって保持することは, 設備面および操業面から極めて困難であると推察される.

本報告では, 双ロール直接铸造プロセスの実用化に伴い生じるとされる上記問題の解決を目的に, 固体堰と電磁堰を併用した新たな固体堰併用型電磁堰 (以下併用型電磁堰と記す) を提案する. 次に, 静止双ロール装置を用いて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, 併用型電磁堰の有効性の確認と湯面レベル制御の操作因子を調査した.

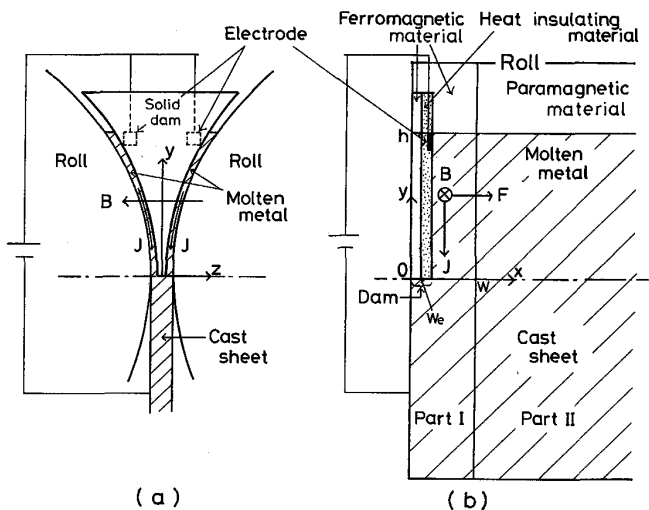


Fig. 1. The principle of confinement of molten metal puddle and the coordinate for calculation: (a) side view of roll, (b) front view of roll.

2. 原 理

本報で提案する溶湯保持原理を Fig. 1 に示す. Fig. 1 (a) はロール軸方向に外側から堰を見たロールの側面図を示している. ロール間にはインサイド堰が設置されており, 電流効率を高めるために, 溶融金属のパドル高さの位置において堰の両端に電極が埋め込まれている. そして, 電極と铸造薄帯とを直流電源に接続することで溶融金属に直流電流密度 (J) を印加する. Fig. 1 (b) 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 (鉄) からなる部分 [Part I] と常磁性材 (ステンレス) の部分 [Part II] とに分かれており, 直流磁場 (B) が側端部に集中する構造となっている. さらに固体堰自体も, 溶融金属に接触する側は耐火物製で, その背面は強磁性体製の複層構造となっている. この強磁性体は磁場の集中回路を形成する働きをなし, 堰とロールの間隙の磁束密度を高める. このように併用型電磁堰においては, パドル側端部において堰とロールの間隙の溶融金属をロール軸方向の中心に向かって押戻す電磁気力 $F(=J \times B)$ を, 前報⁸⁾で提案したものよりもより強力に作用させる構造となっている.

3. 理 論 解 析

解析に使用する座標系を Fig. 1 に示す. 溶融金属に印加される電流密度を $J(J_x, J_y, 0)$ とし, ロール間に印加される直流磁束密度は 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.

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

仮に, $J_y B_z$ が正の値となるように実験条件を選べば, 電磁気力はパドルを保持する x の正の方向に作用する.

ロールの側端位置を $x=0$, 複層堰の強磁性体と耐火物の境界位置を $x=W_e$, ロールの常磁性体と強磁性体との境界位置を $x=W$ とすると, パドル側面に作用する x 方向の力の釣り合いの式は (2) 式となる.

$$\int_0^{W_e} J_y B_{z1} dx + \int_{W_e}^W J_y B_{z2} dx - \rho g(h-y) + F_s = 0$$

電磁気力 溶湯静圧力 表面張力

..... (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_y は (3) 式のように求められる [Appendix].

$$J_y = -\frac{I}{h \cdot d(y)} \left\{ \frac{\sin\left(\frac{\pi y}{h}\right) \left[\cos h\left(\frac{\pi x}{h}\right) + \cos\left(\frac{\pi y}{h}\right) \right]}{[P(x) + 1]^2 + [Q(x)]^2} + \frac{\sin\left(\frac{\pi y}{h}\right) \left[\cos h\left(\frac{\pi x}{h}\right) - \cos\left(\frac{\pi y}{h}\right) \right]}{[P(x) - 1]^2 + [Q(x)]^2} \right\}$$

$$P(x) = \cos h\left(\frac{\pi x}{h}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{h}\right)$$

$$Q(x) = \sin h\left(\frac{\pi x}{h}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{h}\right)$$

.....(3)

(2)式に表れる磁束密度 B_{z1} と B_{z2} は強磁性体とロール間の部分および耐火物とロール間の部分のおののについて実測値から求め、1次関数である(4)式で近似する。

$$\begin{cases} B_{z1}(y) = L_1 + M_1 \cdot y & 0 \leq x \leq W_e \text{(4)} \\ B_{z2}(y) = L_2 + M_2 \cdot y & W_e \leq x \leq W \end{cases}$$

次に、使用した低融点金属であるガリウムが非常に酸化しやすいものであり、特に本実験は大気中で行っているため、表面張力項を解析的に見積もることが困難であった。そこで、表面張力項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_0 より(2)式を使って逆算した。

ここで、電磁気力によりパドルが保持されるためには(5)式が成立している必要がある。

$$\int_0^W J_y B_z dx - \rho g(h - y) + F_s \geq 0 \text{(5)}$$

そこで、(5)式が満足される最大の h の値がパドルの高さとなることから、パドル高さ h と印加電流 I との関係を求めることができる。

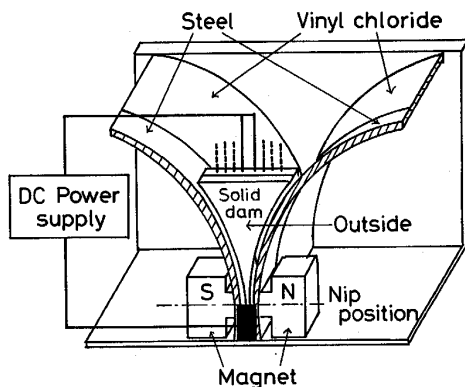


Fig. 2. Experimental apparatus of a combined electromagnetic dam.

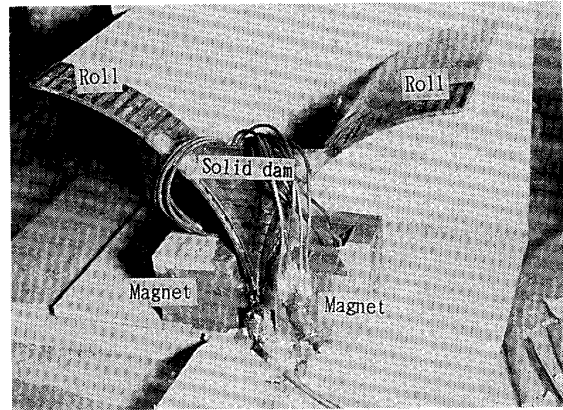


Photo. 1. Experimental apparatus of a combined electromagnetic dam.

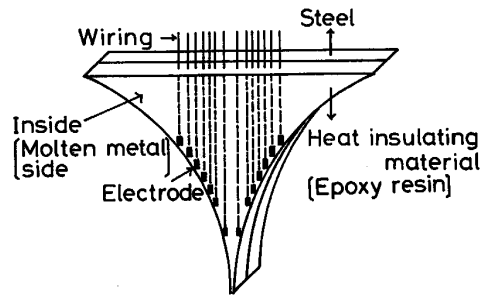


Fig. 3. Schematic view of a double layer solid dam.

Table 1. Experimental conditions.

Cast metal	Ga (MP = 29.8°C)	Roll gap	4.0 mm
Materials of a composit roll	• Steel • Vinyl chloride	Distance between Roll and Dam	0.5 mm
Materials of a double layer dam	• Steel • Epoxy resin	Magnetic flux density (Max.)	0.9 T
Roll size	400 φ × 70 mm	Electric current	0~110 A

4. 実 験

4.1 実験方法

Fig. 2 にモデル実験装置の概略図を、Photo. 1 に外観写真を示す。ロールは周方向に約4分の1に切断したものを使用し、その材質としては強磁性体部には鉄を、非磁性体部には塩化ビニールを用いた。ロール間にはインサイド堰方式で複層堰を設置し、ダムに埋め込んだ電極とロール間の最小間隙部(キス部)直下に設置した電極とを直流電源に接続した。また、キス部においてロールの左右に永久磁石を設置し、静圧が最大となるキス部において磁束密度が最大となる構成にした。Fig. 3 に併用型電磁堰の複層堰の模式図を示す。複層堰の耐火物の部位に相当するエポキシ樹脂中には電極が埋め込まれ

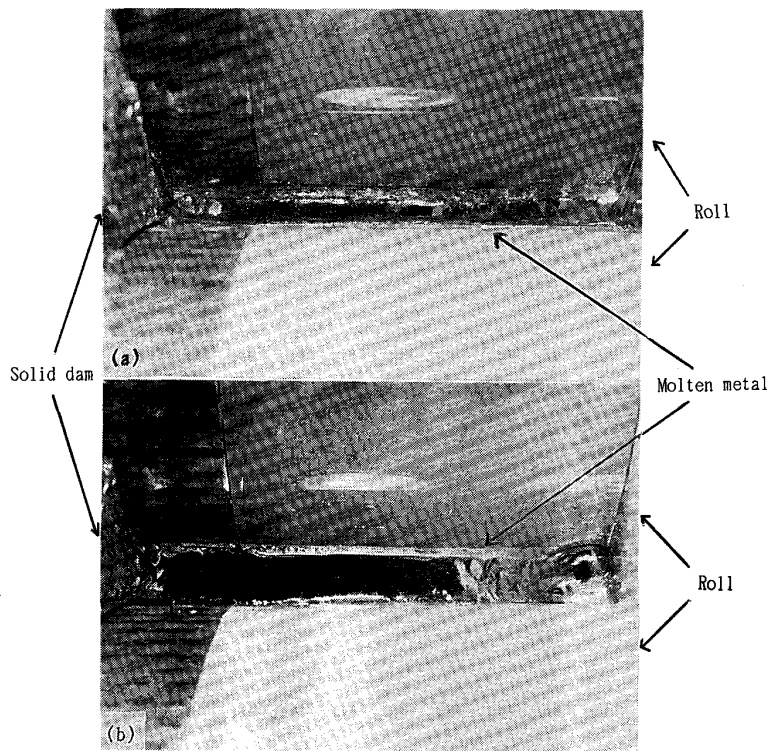


Photo. 2. Over views of a molten metal puddle : (a) $I = 50$ A, (b) $I = 100$ A.

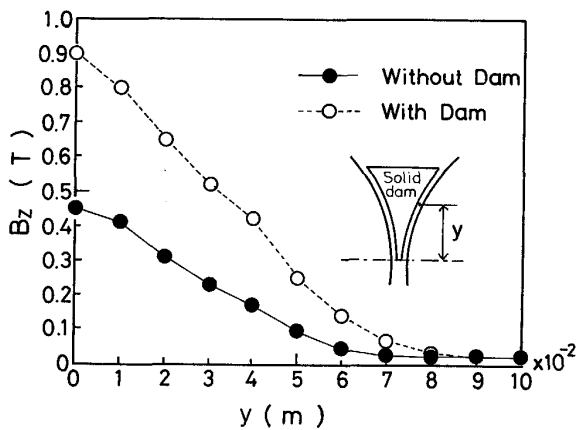


Fig. 4. Distribution of magnetic field along the roll.

ており、ロールと堰の間において電流密度を高めるために、堰の左右側端面に配置されている。また、任意の高さで溶融金属を保持できるように、高さ方向に電極を分割し、各電極からは樹脂内部を通して配線が成されている。実験条件を Table 1 に示す。

4.2 実験結果および考察

Fig. 4 に複層堰を挿入した場合としない場合の高さ方向の磁束密度分布を示す。磁束密度は高さ方向に直線的な分布をしており、複層堰の使用によってほぼ2倍近い磁束密度が得られている。Photo. 2 (a) は $I = 50$ A, (b) は $I = 100$ A において溶融金属が併用型電磁堰によって保持されている様子を斜め上部から見た写真

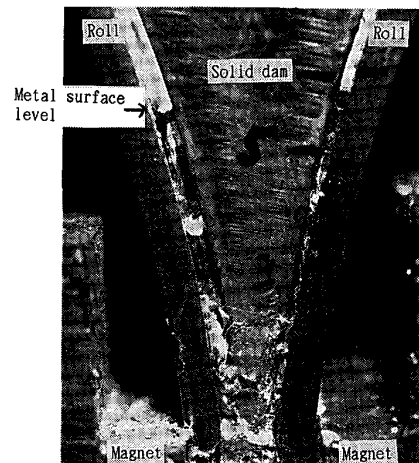


Photo. 3. Side view of molten metal puddle confined by the combined electromagnetic dam.

である。ロール間において、併用型電磁堰を用いて溶融金属が安定に保持されている様子が分かる。堰近傍においても、溶融金属表面は通常の固体堰によって保持されているように平滑な表面が維持されている。溶融金属表面もほぼ鏡面を呈しており非常に安定していたが、Photo. 2 (b) の右端の壁近傍においては溶融金属の盛り上がりが見られる。この部分の溶融金属内に棒を浸漬させてみたところ、ロールキス部近傍において堰から壁[†]に向かう強い対流が確認された。すなわち、堰のロー

† ロールの軸方向中心を原点として、溶体は左右対称となることを想定しており、実験装置では中心部に壁を設けた。

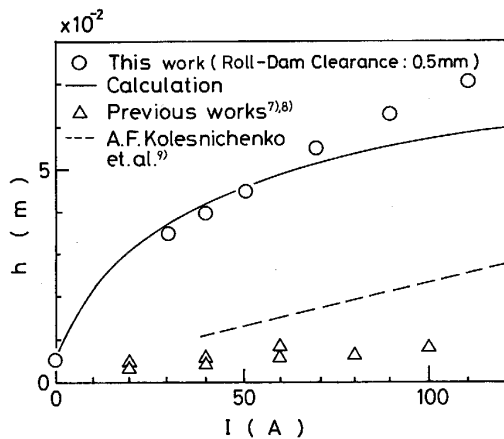


Fig. 5. Effects of imposed electric current on the height of molten metal puddle.

ルキス部近傍においては堰から壁の方向に強力な電磁気力が作用しているため強制対流が発生し、その流れが壁に当たるため上昇流となり熔融金属表面に盛り上がりが生じたものと考えられる。ロールと堰の間隙において熔融金属の自由表面が保持されている様子を Photo. 3 に示す。実験中に熔融金属表面に外乱を与えても、自由表面が崩れることなく保持された状態が維持できたことから、併用型電磁堰によって安定度の高い自由表面保持を期待できることが分かった。直流電流と直流磁場を併用して熔融金属を重力に逆らって保持する場合には表面波動が発達し不安定系となりやすいが¹¹⁾、本プロセスではロールと堰との間隔が小さいため波動の発達が抑制されているものと考えられる。

Fig. 5 にパドル高さと同加電流の関係を示す。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。Fig. 5 には本実験結果と共に(5)式の計算結果も実線によって示した。また、著者らが以前報告した電磁堰によるデータ^{7),8)}、および Kolesnichenko ら⁹⁾による静止双ロールを用いた電磁堰実験データを低電流側に外挿したのも破線で示した。計算結果は実験結果の傾向を良く示している。なお、電流値の増加に伴い計算値と実測値との間にずれが生じているが、これは本解析において、磁束密度および電流密度の分布に関してかなりの近似を行っていることによるものと考えられ、今後さらに解析の精度を向上させるためには、磁束密度および電流密度の正確な分布の把握が必要になる。また、Kolesnichenko らや著者らの以前の実験結果に比べて約 3~5 倍近い保持高さが得られているが、これは併用型電磁堰が堰近傍に電流および磁束を集中させる構造を持つためである。

5. 結 言

双ロール法において、固体堰に加え、鋳造方向に電場を、ロール間に磁場を印加する電磁堰を併用する新しいタイプの併用型電磁堰を提案し、熔融金属保持の試行実験と理論解析を行った。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 直流電流を操作因子として併用型電磁堰によって熔融金属パドルの保持が可能である。
- (2) 熔融金属パドルの保持高さは、従来型電磁堰の約 3~5 倍である。
- (3) 併用型電磁堰を使用する場合、ロールと堰の間隙における熔融金属の自由表面の安定度は高い。
- (4) 併用型電磁堰の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、本研究の遂行に当たり有益なご助言を頂きました新日本製鉄(株)君津製鉄所技術研究所の宮沢憲一氏に深く謝意を表します。

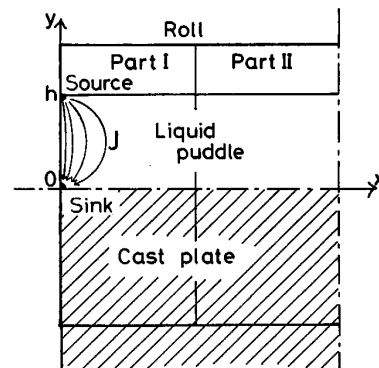


Fig. 6. Schematic view showing the model of electric current distribution.

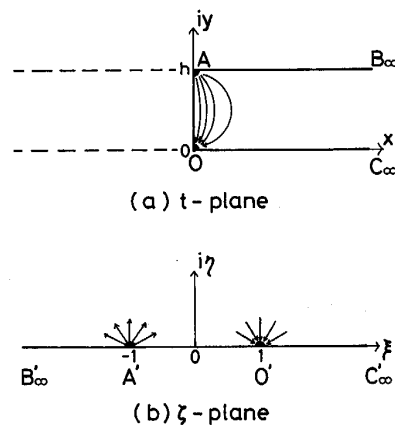


Fig. 7. Coordinate transformation from a physical plane (a) to a complex velocity potential plane (b).

Appendix

本解析対象における電流分布を Fig. 6 に示すように壁面に湧出しと吸い込みを持ち、かつ摩擦のない水路内流れの流速分布と等価であると仮定する。ここで、シュバルツ-クリストッフェルの定理¹⁰⁾を用いて Fig. 7 に示すように $t (= x + iy)$ 面から $\zeta (= \xi + i\eta)$ 面への写像を行う。点 $A (t = ih)$ を、点 $A' (\zeta = -1)$ 、点 $O (t = 0)$ を点 $O' (\zeta = 1)$ 、無限遠点 C_∞ を $C'_\infty (\xi = \infty)$ 、そして無限遠点 B_∞ を $B'_\infty (\xi = -\infty)$ にそれぞれ対応させる。この場合、反時計回りの経路で囲まれる多角形がパドル形状となり、 ζ 面の上半面に写像される。本写像におけるシュバルツ-クリストッフェル変換は(A-1)式となる。

$$\frac{dt}{d\zeta} = \frac{K_1}{\sqrt{\zeta^2 - 1}} \dots\dots\dots (A-1)$$

(A-1)式を積分し(A-2)式を得る。

$$t = K_1 \cdot \cos h^{-1} \zeta + K_2 \dots\dots\dots (A-2)$$

ここで、 t 面の O, A 点と ζ 面の O', A' 点の対応関係より $K_1 = h/\pi$ 、 $K_2 = 0$ と求められ、結局 t - ζ 間の写像関係は(A-3)式のように表される。

$$\zeta = \cos h(\pi t/h) \dots\dots\dots (A-3)$$

次に ζ 面の A' 点 ($\zeta = -1$) に強さ m の湧出し [$m \cdot \ln(\zeta + 1)$] をおき、この湧出しが O' 点に吸い込まれる条件から、 $\zeta = 1$ には強さ m の吸込み [$-m \cdot \ln(\zeta - 1)$] 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。

$$\Omega = m \cdot \ln(\zeta + 1) - m \cdot \ln(\zeta - 1) \dots\dots\dots (A-4)$$

(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。

$$\Omega = m \cdot \ln \left\{ \cos h \left(\frac{\pi t}{h} \right) + 1 \right\} - m \cdot \ln \left\{ \cos h \left(\frac{\pi t}{h} \right) - 1 \right\} \dots\dots\dots (A-5)$$

この Ω を複素電流ポテンシャルと見なし、 $t = x + iy$ を(A-5)式に代入すると共に、流れ関数 Φ とポテンシャル Ψ を用いると(A-6)式のように書ける。

$$\begin{aligned} \Omega &= \Phi + i\Psi \\ &= m \cdot \left\{ \ln \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) + 1 \right] \right. \\ &\quad \left. + i \cdot \sin h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right\} \\ &\quad - \ln \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) - 1 \right] \\ &\quad \left. + i \cdot \sin h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right\} \dots\dots\dots (A-6) \end{aligned}$$

(A-6)式の複素電流ポテンシャル Ω を y に関して微分すると次式を得る。

$$\frac{\partial \Omega}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} + i \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \text{ そしてその実数部分である } \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

から、 y 方向の電流成分が(A-7)式のように得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= -\frac{\pi m}{h} \left\{ \frac{\sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) + \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right]}{[P(x) + 1]^2 + [Q(x)]^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) - \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right]}{[P(x) - 1]^2 + [Q(x)]^2} \right\} \end{aligned}$$

$$P(x) = \cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right)$$

$$Q(x) = \sin h \left(\frac{\pi x}{h} \right) \sin \left(\frac{\pi y}{h} \right)$$

$\dots\dots\dots (A-7)$

ここで湧出し量 m と電流値 I の関係を得るために位置 $y = h/2$ において(A-7)式の流れの成分を x に関し半無限まで積分し、印加電流値の $-I$ (印加方向を考慮して一符号を付けた) と等置すると(A-8)式が得られる。

$$\begin{aligned} I &= \frac{\pi m}{h} \int_0^\infty \left\{ \frac{\sin \left(\frac{\pi}{2} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) + \cos \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]}{[P(x) + 1]^2 + [Q(x)]^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin \left(\frac{\pi}{2} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) - \cos \left(\frac{\pi}{2} \right) \right]}{[P(x) - 1]^2 + [Q(x)]^2} \right\} dx \\ &= \frac{2\pi m}{h} \int_0^\infty \frac{\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right)}{1 + \sin h^2 \left(\frac{\pi x}{h} \right)} dx = \pi m \dots\dots (A-8) \end{aligned}$$

(A-8)式の結果より、(A-7)式の係数 πm を電流 I に置き換え、さらにロールと堰との間の電流密度は z 方向にわたって均一とし、 $d(y)$ で割ることにより電流密度の y 成分は(3)式のように書ける。

$$\begin{aligned} J_y &= -\frac{I}{h \cdot d(y)} \left\{ \frac{\sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) + \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right]}{[P(x) + 1]^2 + [Q(x)]^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin \left(\frac{\pi y}{h} \right) \left[\cos h \left(\frac{\pi x}{h} \right) - \cos \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right]}{[P(x) - 1]^2 + [Q(x)]^2} \right\} \dots\dots (3) \end{aligned}$$

記 号	文 献
B_z, B : 磁束密度 (T)	
$d(y)$: y 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 : パドル高さ (m)	
I : 電流 (A)	
J_x, J_y, J : 電流密度 (A/m^2)	
K_1 : 変数変換式の係数 (m)	
K_2 : 積分定数 (m)	
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 (—)	
R_o : ロール半径 (m)	
W : 複合ロールのステンレス部と鉄部の境界位置 (m)	
W_o : 複層堰の強磁性体と耐火物の境界位置 (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)
	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, 鞭 巖: 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) 河地政行, 浅井滋生: 鉄と鋼, 78 (1992), p. 455
	9) A. F. Kolesnichenko, B. A. Yushchenko and V. I. Zalozny: Proc. The Sixth International Iron and Steel Congress, Japan., 4 (1990), p. 446
	10) 日野幹雄: 流体力学 (1982), p. 48 [朝倉書店]
	11) 竹内秀次, J. Etay, M. Garnier: 鉄と鋼, 76 (1990), p. 870