

論 文

UDC 669.14-412 : 620.192.43 : 620.186.2 : 536.421.4

逆 V 偏析の形態に関する模型実験および理論解析*

浅井滋生**・井上 肇***・中戸 参****・鞭 巖**

Model Experiment and Theoretical Analysis on Structure of Inverse V-segregation

Shigeo ASAI, Hajime INOUE, Hakaru NAKATO, and Iwao MUCHI

Synopsis:

Concerning the formation of macrosegregation in ingots, it is well known that the channels are smooth on the side facing outside of ingot and rough facing inside of ingot.

In this work, these phenomena were reproduced by a model experiment of $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$ system and the progress of channel formation was precisely visualized. The experiment indicated that the channels were melted on the side facing outside of ingot and solidified on the other side, and that the interdendritic liquid flowed into the channels through the wall facing inside of ingot and a part of the liquid flowed out the channels through the other wall. The difference in the roughness between the both walls is theoretically explained on the basis of transport phenomena in this paper.

1. 緒 言

大型鋼塊に現れる逆 V 偏析の生成過程を直接観察することはできないため、従来、低温模型による可視化の実験が行われてきた。模型実験を行う際には、大型鋼塊のチャンネルと模型実験のそれとの間の相似条件がわかつていないことが望まれる。しかしながら、チャンネル生成を伴うような複雑な系における相似条件は解明されていないのが現状である。

鋼塊のチャンネルと低温模型実験のそれとを比較してみると、種々の類似点がある。たとえば、チャンネルの傾斜角度は凝固速度によつて変化し、低温模型実験においても、鋼塊のチャンネルとほぼ同じ傾斜角に制御できると報告されている¹⁾。また、チャンネルが分岐柱状晶帯にみられること、チャンネル内のデンドライトアームがチャンネル内の流れの上流側に傾斜することも、鋼塊のチャンネルとの類似点である。鋼塊のチャンネル型偏析にみられるこれらの諸現象に類似した諸現象が、模型実験でもみられるような凝固条件を調べておくことが望ましい。

従来、大型鋼塊の逆 V 偏析の詳細な観察結果によると、逆 V 型チャンネルの外周側（鋳型側）の面は滑らかであるのに対し、中心側の面は粗い面となつてい

が報告されている。

従来、報告されたチャンネル壁の粗面度に差異の生ずる現象は、後述されるように、チャンネル生成機構および生成域と密接な関係があるので、この現象の生成理由を解明することは、チャンネルの生成過程を推察する上で、重要な手掛かりを与えるものと考えられる。

チャンネル内壁の粗面度に差異がみられる現象は、チャンネル型偏析の初期の研究²⁾において、すでに指摘されている。

H. FREDRIKSSON and S. O. NILSSON³⁾ は、Pb-5~10 %Sn 合金を用いた小規模実験で生成したチャンネルにおいて、内壁の粗面度に差異があることを報告し、その理由について、次のように述べている。濃化溶鋼がチャンネルから流出して、鋳型側の壁面を滑らかにする。一方、樹間の液がインゴット中心部に向かつてチャンネルから流出し、壁の樹間間隙を大きくする結果、中心側の壁は粗面になると考察している³⁾。また、実験においては、共存相温度に長く保持するほど、チャンネルがより顕著になるのは、チャンネルの外周側壁に接する融液は凝固するが、中心側のチャンネル内壁は次第に溶解される傾向があるためと述べている³⁾。

成田ら⁴⁾⁵⁾ は、鋼塊を用いた実験を行い、通常の逆 V 偏析は上記のようなチャンネル構造になることを報告し

* 昭和 54 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 54 年 12 月 24 日受付 (Received Dec. 24. 1979)

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

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

**** 川崎製鉄(株)技術研究所 (Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp.)

ている。なお、オートラジオグラフ法による詳細な観察結果に基づいて、逆V型チャンネルの内部では、最大偏析部が外周側へ偏っており、その周辺では濃度が急激に低下するが、中心側ではなだらかに下がっていることを報告している⁴⁾。そして、チャンネルは主に、共存相が完全液相と接する領域で形成されるとの考えに基づいて、上述の観察結果を次のように説明している⁴⁾⁵⁾。チャンネルはその中心側で完全液相に接しているため、溶質は中心側へ拡散し、濃化溶液の内部に横方向の濃度勾配が生じる。そのため、それに対応する平衡凝固温度分布にも、実際の温度勾配よりもかなり急な勾配が生じる。この濃化溶液の凝固時には、周囲の巨視的な凝固方向とは逆に、個々の樹枝状晶がむしろ中心側から外周側へ等濃度線にはほぼ直角に成長すると述べている⁴⁾⁵⁾。一方、押

湯部では、凝固界面とほぼ平行に外周側に傾斜したチャンネルが認められ、それらの中には一般の逆V偏析とは逆に、外周側よりも中心側がより明瞭な輪郭を示すものが認められたと報告している⁴⁾⁵⁾。

鈴木ら⁶⁾は、チャンネル生成域は凝固界面（共存相内で固相率がある値に達した面）で生ずるとの立場をとっている。そして、ダンプテストによる逆V型チャンネルの観察から、チャンネル内部が凝固する際には、外周側は滑らかなままで、中心側からデンドライトが成長するため、外周側は滑らかで中心側は粗面な壁になったものと推察している。しかし、デンドライトが逆V型チャンネル内部では中心側から鑄型側に向かって成長する理由については不明であると述べられている⁶⁾。

高橋ら⁷⁾は、鋼塊にみられる逆V型チャンネルの観察

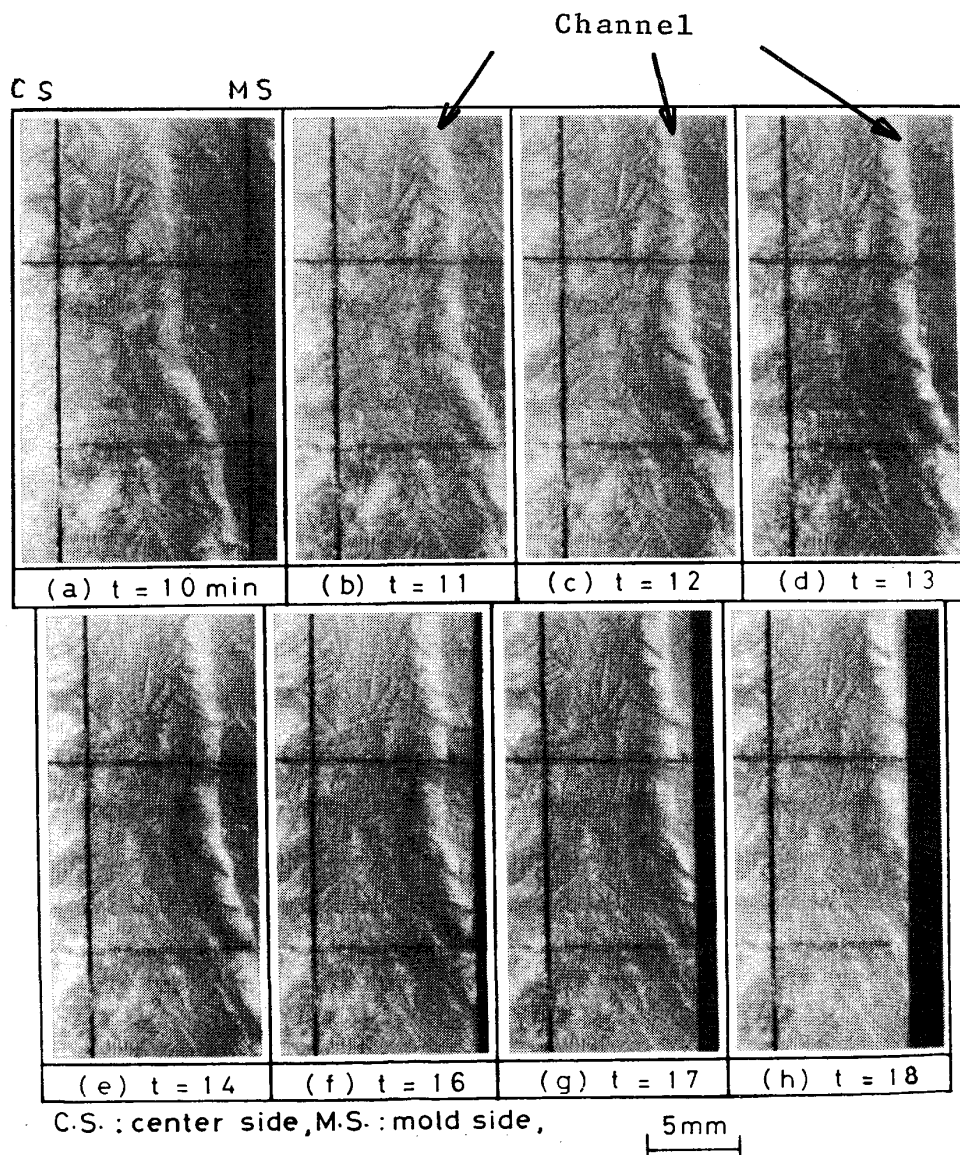


Photo. 1. Transitional behaviors of channel structure in the liquid and solid region during freezing of NH_4Cl solutions.

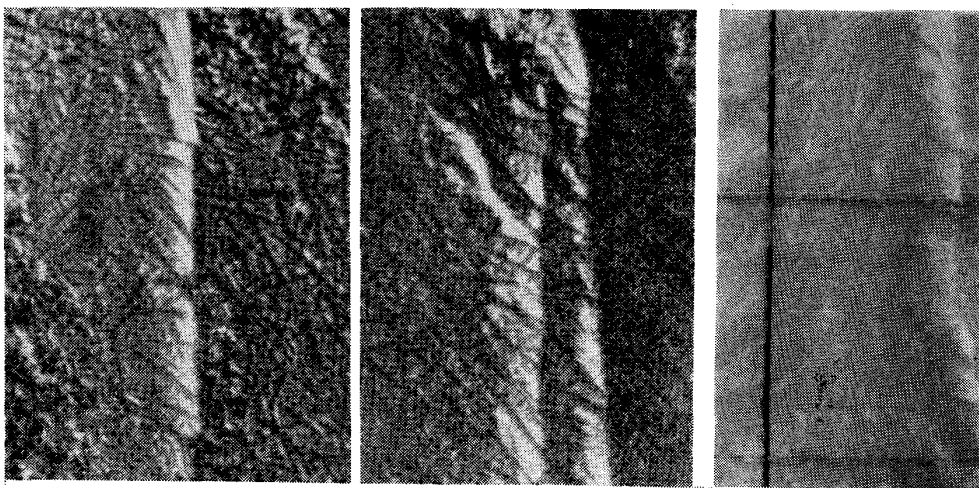


Photo. 2. The structure of "A type channel".

(a) The channel observed in the ingot steel⁴⁾

(b) The channel observed in the $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$ system

と Al-4%Cu 合金を用いたモデル実験を行つた。チャンネル生成領域が共存相内部であり、チャンネルは密度差に基づく自然対流によつて生ずるとの立場から、内壁の粗面度に差異の生ずる理由は、外周側は濃度が高くて再溶解能力が大きい、中心側は拡散によつて濃度が減少する結果、再溶解能力が低下しているためであると述べている。

以上のように、これまでに報告されたチャンネル内壁の粗面度の差異の説明は、チャンネル生成域をどこに想定するかによつておのずと異なっている。これまで、チャンネル内壁の粗面度の差異の説明は定性的なものに終始していたが、これを理論的に解析することは、チャンネル生成機構を理解する上で必要であると考えられる。

本研究では、塩化アンモニウム・水系の模型実験を行い、系内で生成する逆V型チャンネルが上記のような鋼塊でみられるチャンネル構造になることを示す。そして、凝固の経過に伴うチャンネル生成過程を直接観察し、チャンネル内の外周側と中心側の面で粗面度に差異の生ずる原因について考察し、かつ理論解析を行う。

2. 実験方法

両端に冷却槽を接触させた二次元の透明ビニール製の鋳型 ($15 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$) を作成し、冷却槽へエチルアルコールとドライアイスを入装して、冷却槽の温度を -78°C まで冷却した後、鋳型内へ 90°C に加熱した 40% (wt) 塩化アンモニウム水溶液を注入して、逆V偏析の生成過程の推移を鋳型背面から透過光によつて写真撮影した。写真撮影は接写レンズとペローズを組み合わせ、35 mm フィルム面上で約 1~3 倍まで拡大して行つた。

また、チャンネル周辺部の流れを観察するため、トレーサーとして過マンガン酸カリウムの結晶片を入れ、この結晶片が溶解して着色した液の動きを写真撮影した。

3. 実験結果と考察

Photo. 1 には、凝固時間の経過に伴うチャンネル構造の推移を示す。写真上にみられる鋳型面上の縦のけがき線 (左側) から、チャンネルの鋳型側壁までの距離を測ると、写真(h)のそれは(a)のものより長くなっている (実寸で約 0.9 mm)。このことは、模型実験では、凝固に伴つて、チャンネルは鋳型側の面を溶解しつつ、外周側へ移行していることを示すものである。鋼塊でも同じ現象がみられるか否かは明らかではないが、チャンネル内壁の粗面度の傾向は模型実験と一致していることから推察して、FREDRIKSSON ら³⁾の説明とは逆に、少なくともチャンネルが中心側へ移行することだけではないものと考えられる。なお、Photo. 1 の(f), (g), (h)の右端の黒い部分は完全固相部分である。さらに、チャンネル内を流れる上昇流によつて、チャンネルの中心側壁より成長したデンドライトは、その多くが上流側に傾斜し、上流側の2次アームが比較的良好に発達しているのが見られる。これはデンドライトの性質として報告されていることがさらに符合するものである⁸⁾。

Photo. 2 の(a)には、鋼塊の逆V偏析の写真⁴⁾を、(b)には本実験で得られた塩化アンモニウム・水系の逆V偏析の写真を示す。両者とも、チャンネル内のデンドライトはチャンネル内の流れによつて上流側に傾斜し、上流側の2次アームがよく発達している。

Photo. 3 は、Photo. 1 よりさらに倍率を高くして、

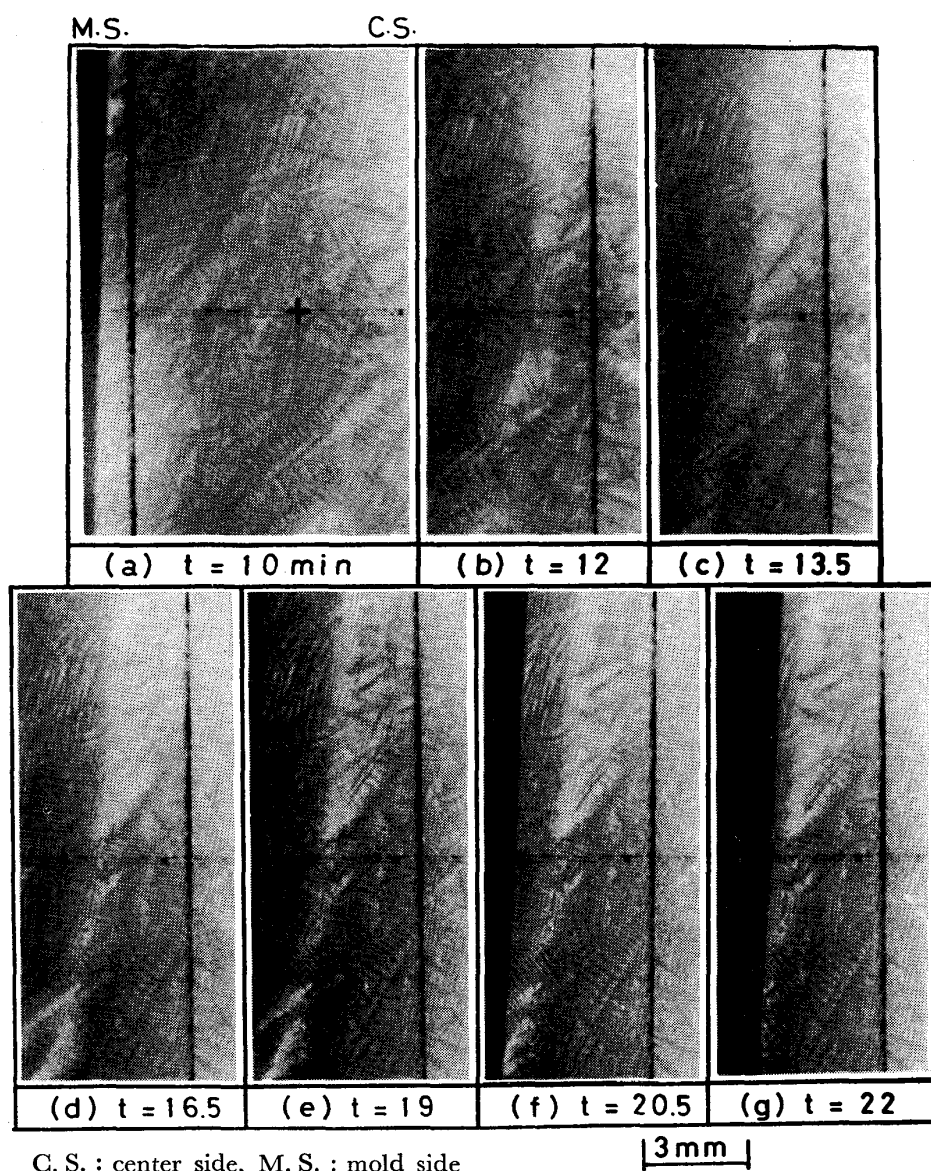


Photo. 3. Transitional behaviors of channel structure in the $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$ system in the large magnification.

チャンネル形成および凝固の過程を撮影したものである。チャンネル形成過程（写真の(a), (b)）では、両側の壁が融解していくが、チャンネルが凝固していく過程では、先に述べたように、鑄型側壁が融解して、中心側壁からデンドライトが成長していく様子が見られる。

Photo. 4 は、トレーサー法によるチャンネルとその周辺部の流れを示す（実験では、トレーサーとして過マンガン酸カリウムを用いたので、トレーサー分散の様子は赤く明瞭に観察されたが、白黒の写真上では必ずしも鮮明ではないため、写真上でトレーサーの広がり部分に斜線を施し、かつその先端に墨入れを行い、トレーサー分散の経過を示した）。最初、共存相内の自然対流によって広がった着色液は、凝固の進行に伴って、チャンネ

ルが形成されるとともにチャンネル内に吸収され、チャンネル内の主流から一部が鑄型側壁を通って上方へぬけ出していく。Photo. 4 では (f) のトレーサーの広がり先端（矢印で示される線）がチャンネル位置と一致している。Photo. 4 の観察結果に基づいたチャンネルとその周辺部の流れを模式的に Fig. 1 に示す。この融液の流れは FREDRIKSSON ら³⁾ の説明とは異なるものである。

Photo. 5 と Photo. 6 は、チャンネル内の流れを示したもので、Photo. 4 の場合と同じ理由から、トレーサーが流れた箇所に、写真上で墨入れを行つた。Photo. 5 ではチャンネル内の主流は鑄型側に偏倚していることがわかる。一方、Photo. 6 は、鑄型を中心側に $\theta = 49^\circ$ だけ傾斜させた場合にみられるチャンネルのうちの一つを

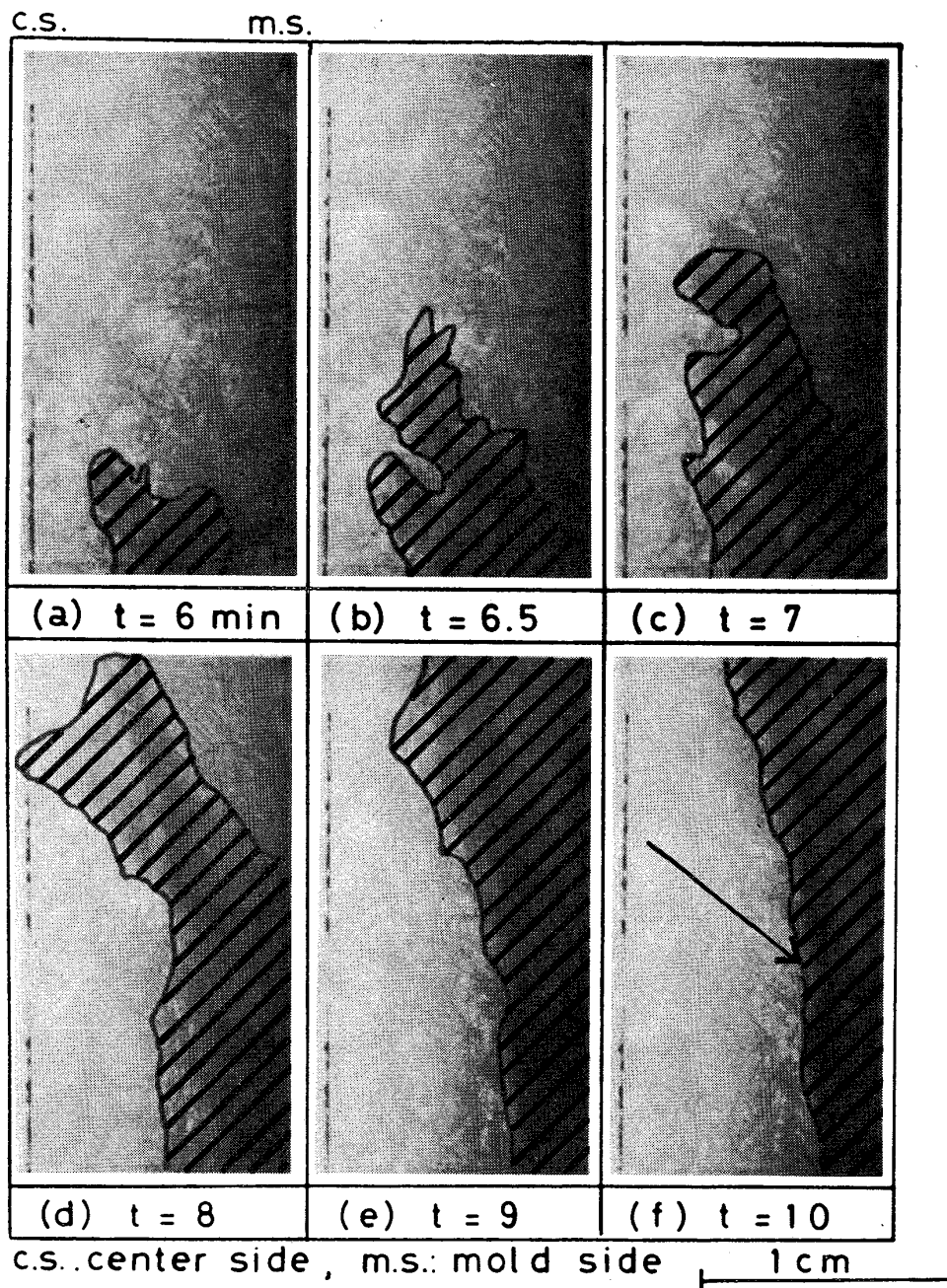


Photo. 4. Fluid flow around a channel visualized by tracer method.

拡大し、その内部の流れを示したものである。この場合、鋳型を傾斜させたため、鋳型と生成したチャンネルがなす角は、鋳型を傾斜させない場合と比較して大幅に大きくなっている。その結果、チャンネル両壁間の温度差は、通常の場合と比較して小さくなっているものと考えられる。この場合、Photo. 5の場合とは異なり、主流はチャンネルの中央部を流れるようになり、内壁の粗面も Photo. 1~5 の場合とは逆に、中心側が比較的滑らかで、鋳型側が粗面となつている。これは、成田ら⁴⁾の報告にみられる押湯部でのチャンネルで、内壁の粗面度が逆転するとの現象に類似するものと思われる。

上述のように、模型実験で見られるチャンネル内壁の粗面度についての観察結果は、従来、鋼塊で見られたチャンネル内壁の粗面度に関する観察結果と一致することがわかる。模型実験によつて得られたチャンネル生成過程と、チャンネル周辺部および内部の自然対流の観察結果は、チャンネル内壁の粗面度に差異が生ずる原因の解明に有用な資料となる。これらの観察結果から、少なくとも模型実験に関する限り、チャンネル内壁の粗面度に差異が生ずる機構は、次のように考察される。

($\partial \rho / \partial T$) > 0 の場合、共存相内自然対流は、固相面近傍で上昇流、鋳型中心部では下降流となる⁹⁾。その結果

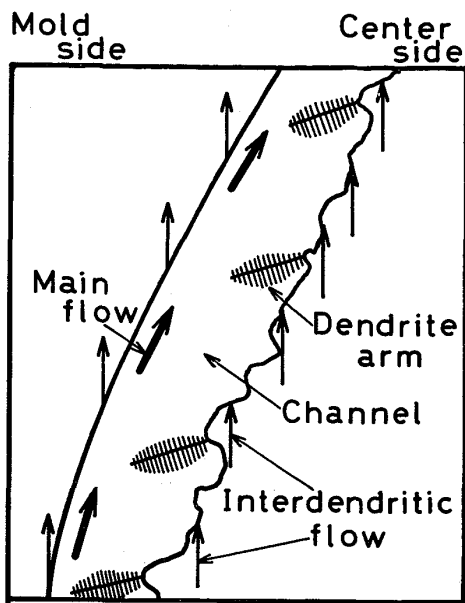


Fig. 1. Schematic flow pattern around a channel.

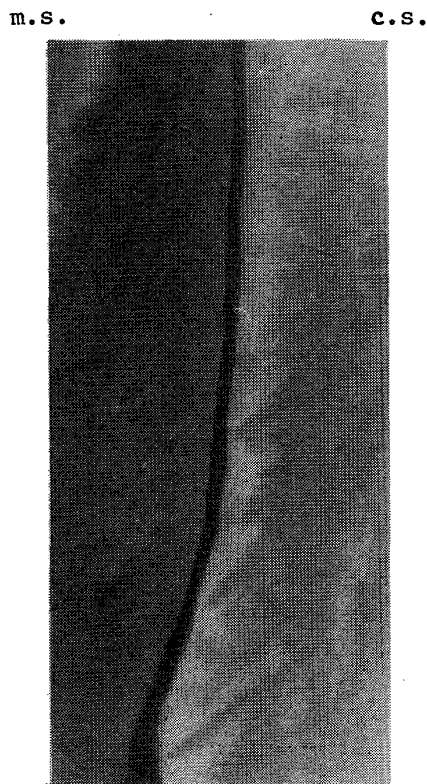
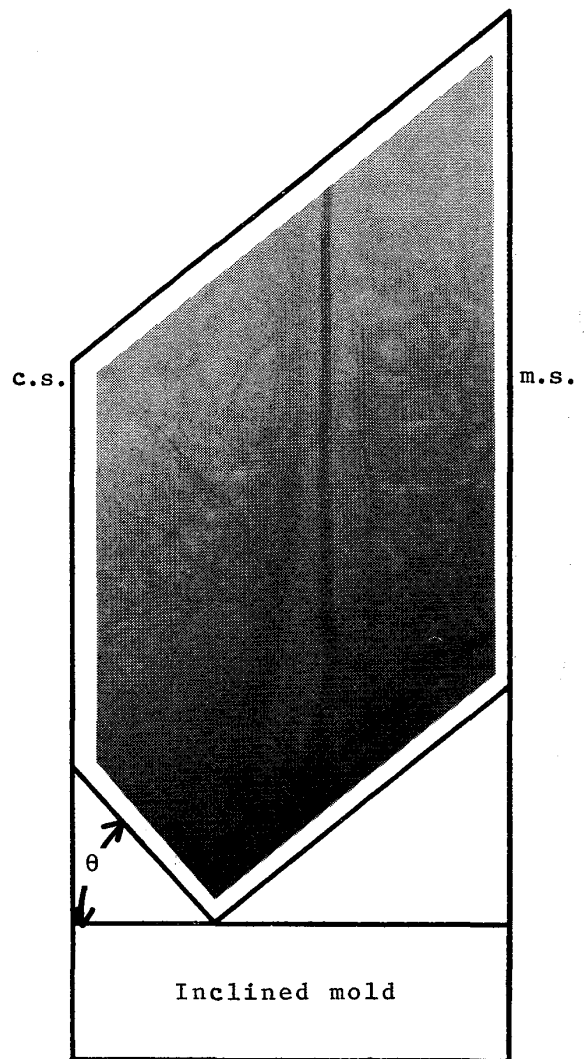


Photo. 5. Fluid flow in a channel observed in the mold.

Fig. 1 に模式的に示すように、チャンネルの中心側（下面側）壁より樹間濃化液がチャンネル内に流入して、チャンネル内の主流の濃化液は鋳型側（上面側）に押し上げられる。さらに、チャンネル内温度勾配に基づいて、鋳型側近傍の融液は中心側近傍の融液より密度が小さくなり、チャンネル内の主流は Photo. 5 にみるように鋳



θ : Inclined angle

Photo. 6. Fluid flow in a channel observed in the inclined mold.

型側により近いところを流れるものと考えられる。前報¹⁰⁾で示したように、対流によつて運ばれる溶質が拡散によつて消散できず、溶質の蓄積が起こると融解現象がみられることになるが、チャンネルの上面側では、流速が大きいため、より顕著な融解現象を伴うことになる。融解に伴つて上面側のデンドライト樹枝が融解すれば、上面側は下面側より流通抵抗が小さくなり、より上面側に融液が集中する不安定現象を示すことになる。その結果、上面側が滑らかになったものと考えられる。上面側で、濃化融液が壁の融解をひき起こす結果、上面側には急激な濃度勾配が生ずることになる。このことは、チャンネル内部で最大偏析部が外周側に偏倚しているとの成田ら⁴⁾の報告と符合する。

押湯部にみられるチャンネルでは、その内壁の粗面度が通常のものとは異なることが知られているが⁴⁾、この

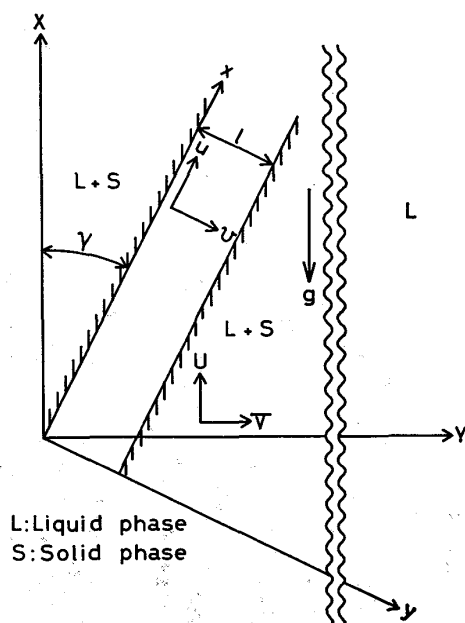


Fig. 2. Schematic view of a channel and relation between (X, Y) co-ordinate and (x, y) co-ordinate.

ことは次のように説明される。押湯部では比較的温度勾配が小さくなり、鋳型を傾斜させた模型実験の場合のようにチャンネル内の主流はチャンネル中央部を通るため、外周側に流れが集中するようなことは起こらない。したがって、凝固はより低温である鋳型側から進行するものと推察される。

4. 理論解析

4.1 チャンネル内の流速分布

Photo. 1~5 にみられる共存相内に生成したチャンネルを Fig. 2 に模式的に示す。チャンネルは垂直な重力方向 (X 方向) に対し、角度 γ だけ中心側に傾斜しているものとし、垂直および水平座標系 (X, Y) に対応する流速成分を (U, V)、角度 γ だけ傾斜させた座標系 (x, y) に対応する流速成分を (u, v) とする。

座標 (X, Y) と座標 (x, y) の間には、回転角を γ とし次の関係がある。

$$X = x \cos \gamma - y \sin \gamma \quad (1)$$

$$Y = x \sin \gamma + y \cos \gamma \quad (2)$$

共存相のような固相分率の高いところの流れは、D'Arcy の法則に従う流れになるものと考えられるが、固相分率の極めて低いチャンネル内では、融体は Navier-Stokes 式に従って運動すると考えるのが妥当である。ここでは、チャンネル内の流れに着目して、チャンネル内の流速分布の理論解析を行う。

非圧縮性流体の 2 次元直角座標系における連続の式は

次式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

定常状態の運動の式は次のようになる。

x 成分

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} F_x + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

y 成分

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} F_y + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

ただし、 $F_x = -\rho g \cos \gamma$, $F_y = \rho g \sin \gamma$ である。

境界層理論に従って、各項の数値的大小関係を比較して整理すると次式が得られる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \frac{g}{\rho} (\rho_b - \rho) \cos \gamma + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (6)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial y} - \frac{g}{\rho} (\rho_b - \rho) \sin \gamma = 0 \quad (7)$$

ここで、 p^* は流体が運動した結果生じる静圧の変化量である。

(3), (6), (7) 式を連立して解くことにより、 u , v , p^* が求められることになるが、ここでは以下に示すような仮定を導入して、(3), (6), (7) 式を簡単化して解析解を求めることにする。

仮定 1) チャンネルの中心側壁よりチャンネルに流入する流速 v はチャンネル内を上昇する速度成分 u に比べて十分小さく、ほぼ一定とみなしうる*。

2) 垂直方向の温度勾配は無視できる。($\partial T / \partial X$) = 0

3) 水平方向の温度勾配はほぼ一定とみなしうる。

$$(\partial T / \partial Y) = G = \text{const.}$$

仮定 1) に基づいて、(3) 式から次式が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

傾斜角 γ が小さい場合には、 $(1/\rho)(\partial p^* / \partial x)$ は他の項に比べて十分小さく、 $(1/\rho)(\partial p^* / \partial x) \approx 0$ とみなして差し支えない。したがって、(6) 式は次のように簡単化される。

$$v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{g}{\rho} (\rho_b - \rho) \cos \gamma + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (9)$$

密度の温度依存性は次式で表される。

* この仮定は模型実験の観察結果に基づくものである。

$$\rho = \rho_0 + \beta \rho_0 (T_0 - T) \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 β は $\beta \equiv -(1/\rho_0)(\partial\rho/\partial T)$ で定義される体膨張係数である。

仮定3) より次式が得られる。

$$T = T_0 + GY \dots\dots\dots (11)$$

(2)式, (10)式, (11)式から(12)式が得られる。

$$\rho = \rho_0 - \rho_0 \beta G(x \sin \gamma + y \cos \gamma) \dots\dots\dots (12)$$

(12)式を(9)式に代入すると(13)式が得られる。

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - v\rho \frac{\partial u}{\partial y} + g \left\{ (\rho_b - \rho_0) + \beta \rho_0 G \cdot (x \sin \gamma + y \cos \gamma) \right\} \cos \gamma = 0 \dots\dots\dots (13)$$

(8)式は、 u が x の関数とはならないことを示しているにもかかわらず、(13)式は u が x の関数になることを表している。この矛盾は仮定1) に帰因するものである。

しかしながら、模型実験で多くみられたチャンネルでは、傾斜角 $\gamma \approx 2 \sim 4^\circ$ であり、幅 $l \approx 2 \text{ mm}$ 、長さ $L \approx 25 \text{ mm}$ であつた。したがつてチャンネルのほぼ全域で

$y \cos \gamma > x \sin \gamma$ とみなすことができ、(13)式は事実上ほとんど x に依存しないことになる。

一方、実用鋼塊 (23~30 t) の調査結果¹¹⁾によると、チャンネルの平均傾斜角 $\gamma = 10^\circ$ 、幅 $l = 1 \sim 5 \text{ mm}$ 、長さ $L = 19 \text{ cm}$ である。これらの値から推察すると、すべてのチャンネルが $y \cos \gamma > x \sin \gamma$ の条件を必ずしも満足しているわけではないことになる。しかしながら、ここでは、解析解を得ることを目的として、(13)式において、 $x \sin \gamma$ を定数として取り扱う。この方法は非線形微分方程式の近似解を求める際、慣用される手法であり、たとえば $y \cos \gamma \leq x \sin \gamma$ の場合においても、 $|\partial x / \partial y|$ の値が大きくなければ、比較的よい近似が得られることになる。

(13)式を無次元比すると次式が得られる。

$$\frac{d^2 \bar{u}}{d\bar{y}^2} - Re' \frac{d\bar{u}}{d\bar{y}} = a + b\bar{y} \dots\dots\dots (14)$$

ただし、

$$a = -\frac{Re}{Fr} \left(\frac{\rho_b}{\rho_0} - 1 \right) \cos \gamma - \left(\frac{Gr}{2Re} \sin 2\gamma \right) \bar{x}$$

$$b = -(Gr/Re) \cos^2 \gamma, \quad Re' = vl/\nu, \quad \bar{u} = u/u_{\max}, \\ \bar{y} = y/l, \quad \bar{x} = x/l, \quad Gr = g\beta Gl^4/\nu^2, \quad Re = u_{\max} l/\nu, \\ Fr = u_{\max}^2/gl$$

(14)式を2回積分して $\bar{u}$ を求めると次式となる。

$$\bar{u} = -\frac{b}{2Re'} \bar{y}^2 - \frac{b+aRe'}{Re'} \bar{y} + C_1 e^{Re' \bar{y}} + C_2 \dots\dots (15)$$

ここで、 C_1, C_2 は積分定数である。

チャンネル壁はち密なものではないため、チャンネル壁上で、平均流速を零とすることはできないが、ここで

は近似的に零とするような境界条件を設定する。すなわち

$$\bar{y} = 0 \text{ と } \bar{y} = 1 \text{ で } \bar{u} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

(16)式を用いて、(15)式の積分定数 C_1 と C_2 を定め、(15)式に代入すると次式が得られる。

$$\bar{u} = \frac{a}{Re'} \left\{ -\bar{y} + \frac{e^{Re' \bar{y}} - 1}{e^{Re'} - 1} \right\} + \frac{b}{Re'} \left\{ -\bar{y} \left(\frac{\bar{y}}{2} + \frac{1}{Re'} \right) + \frac{e^{Re' \bar{y}} - 1}{e^{Re'} - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{Re'} \right) \right\} \dots\dots\dots (17)$$

v が零に近いところにおける $\bar{u}$ の挙動を調べるために、(17)式を Re' の零近傍で展開すると(18)式となる。

$$\bar{u} = \frac{(\bar{y}-1)\bar{y}}{2(1+Re'/2)} \left[\left\{ 1 + \frac{Re'}{3} (1+\bar{y}) \right\} a + \left\{ \frac{1+\bar{y}}{3} + \frac{Re'}{6} \bar{y} \right\} b \right] \dots\dots\dots (18)$$

(18)式に基づいて、チャンネル内のフローパターンを模式的に表したのが Fig. 3 である。(a)には異なる Grashoff 数のフローパターンを示したが、Grashoff 数の絶対値が大きいほど、チャンネル内の最大流速の位置は外周側へ偏倚することがわかる。(b)には、傾斜角 γ が変化した場合のフローパターンを示してあるが、傾斜角が小さいほど、外周側へ偏倚することがわかる。(c)では、チャンネルの長さ方向への変化を示した。後流ほど中心流化する傾向のあることがわかる。チャンネル内の流れにおいては、

$$|(Re/Gr) \{ \rho_b/\rho_0 - 1 \}| > |(Gr/Re) \cos \gamma|$$

が満足されるが、そのような場合におけるチャンネルに直交する流れ(v)の効果を(d)に示す。 $Re' (=vl/\nu)$ が大

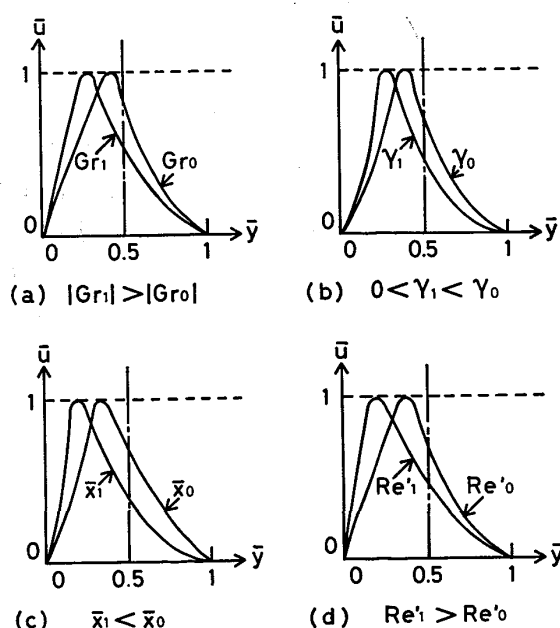


Fig. 3. Schematic flow pattern in a channel.

きいほど、流れは外周側に偏倚することになる。

4.2 チャンネル型偏析の数学的モデル

融液の流動および凝固・融解現象を伴う系で、固液混相の微小素片について熱収支を行うと次式が得られる¹⁰⁾。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon U \frac{\partial T}{\partial X} + \varepsilon V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\kappa}{C_p \rho} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) - \frac{\Delta H}{C_p} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \dots\dots\dots (19)$$

物質収支は、熱収支の場合と同様にして(20)式で表される。

$$\varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} + \varepsilon U \frac{\partial C}{\partial X} + \varepsilon V \frac{\partial C}{\partial Y} = \varepsilon D \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) + (1-K)C \frac{\partial(1-\varepsilon)}{\partial t} \dots\dots (20)$$

チャンネル内の融液は飽和状態にあり、温度と濃度の関係は液相線と表されるとすれば、チャンネル内融液の温度と濃度の関係は(21)式で示される。

$$T = T_m + mC \dots\dots\dots (21)$$

(20)式と(21)式から C を消去して得られる式と、(19)式から $(\partial T/\partial t)$ の項を消去して整理すると、次式が得られる。

$$\left\{ \frac{(1-K)(T_m - T)}{\varepsilon} + \frac{\Delta H}{C_p} \right\} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \left(\frac{\kappa}{C_p \rho} - D \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) + (1-\varepsilon) \left\{ U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

仮定2), 3)と(2)式から得られる次の(23)式の関係を使つて、(22)式を簡単化すると(24)式となる。

$$V = u \sin \gamma + v \cos \gamma \dots\dots\dots (23)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{(1-\varepsilon) \{ u \sin \gamma + v \cos \gamma \} G}{(1-K)(T_m - T) + \frac{\Delta H}{C_p}} \dots\dots\dots (24)$$

(24)式の右辺は $\{ \}$ の項を除いては常に正であり、左辺の $(\partial \varepsilon/\partial t)$ の値の正負は右辺の $\{ \}$ の値の正負によつて決まる。すなわち、チャンネル内に存在するデンドライトの枝は、 $(\partial \varepsilon/\partial t) > 0$ では融解し、 $(\partial \varepsilon/\partial t) < 0$ では成長することになる。模型実験による共存相内の可視化実験からも明らかなように、流れはチャンネルの中心側壁から入つて鋳型側壁に抜ける流れとなつてゐるため、 v は負の値をとるものと考えられる。Fig. 3に示したように、チャンネル内の流れ u はその中心が鋳型側に偏倚しているため、鋳型側近傍で、 $|u \sin \gamma| > |v \cos \gamma|$ となり融解 $((\partial \varepsilon/\partial t) > 0)$ が進行することになる。したがつて、突出していたデンドライトの枝は融解し、平滑な面になるものと考えられる。一方、中心側壁近傍では、 $|v \cos \gamma| > |u \sin \gamma|$ となり、デンドライトの枝の成

長 $((\partial \varepsilon/\partial t) < 0)$ が促進される結果、粗い面になるものと推察される。

チャンネル内の温度勾配が減少すると、Fig. 3の(a)にみられるように、流れは中心流化する。その結果、鋳型側壁近傍で、 $|v \cos \gamma| > |u \sin \gamma|$ となり、デンドライトが成長して粗面となり、中心側壁近傍では、逆に、 $|u \sin \gamma| > |v \cos \gamma|$ となつて滑らかな面になるものと推察される。押湯部の温度勾配の小さいところで、鋳型側壁が粗面で、中心側壁が滑らかなのがみられる⁴⁾ことは、上述の理由によるものと考えられる。模型実験においても、鋳型を傾斜させてチャンネル内温度勾配を小さくした場合には、Photo. 6にみられるように、チャンネル内流れは中心流化し、チャンネル内壁の粗面度は通常のものとは逆になつてゐる。

5. 結 言

従来、大型鋼塊の逆V型チャンネルは、チャンネルの鋳型側壁は滑らかであるのに対し、中心側壁が粗くなつてゐることが報告されてきた。この原因を解明することは、実用鋼塊のチャンネル生成域および生成機構を理解する上で極めて重要であるとの観点から、模型実験と理論解析を行つた。すなわち、塩化アンモニウム・水系の模型実験で、チャンネル壁の粗面度に差異が生ずる現象を再現し、凝固の進行に伴うチャンネル形成過程とチャンネル周辺部の流れの直接拡大観察を行つた。観察結果に基づいて、チャンネル壁に生ずる粗面度の差異について、定性的考察のほか、移動現象論に基づいた理論解析を行つた。

記 号

a : (14)式で定義される無次元数	(-)
b : (14)式で定義される無次元数	(-)
C : 融液の溶質濃度	(%)
C_p : 比熱	(J/ kg · K)
D : 拡散係数	(m ² /s)
Fr : Froude ($=u_{\max}^2/gk$)	(-)
F_x : x 方向の単位体積当たりの外力	(kg/m ² · s ²)
F_y : y 方向の単位体積当たりの外力	(kg/m ² · s ²)
G : 温度勾配	(K/m)
Gr : 修正 Grashoff 数 ($g \beta G l^4/\nu^2$)	(-)
g : 重力加速度	(m/s ²)
ΔH : 融解に伴うエンタルピー変化	(J/ kg)
K : 平衡分配係数	(-)
L : チャンネル長さ	(m)
l : チャンネル幅	(m)
m : 液相線勾配	(K/%)
p : 流体の静圧	(Pa)
p^* : 流体の運動に伴う静圧変化量	(Pa)
Re : Reynolds 数 ($=u_{\max} l/\nu$)	(-)

Re' : Reynolds 数 ($=vl/\nu$)	(—)	θ : 鑄型の傾斜角	(°)
T : 温度	(K)	ρ : 密度	(kg/m ³)
T_0 : 基準温度	(K)	ρ_b : 液本体の密度	(kg/m ³)
T_m : 純物質の融点	(K)	ρ_0 : 基準密度	(kg/m ³)
t : 時間	(s)	文 献	
U : X方向の流速	(m/s)		
u : X方向の流速	(m/s)	1) 川和高穂, 北川 融, 土田 裕, 中田正之: 学振	
u_{max} : u の最大流速	(m/s)	第19委員会第3分科会凝固現象協議会提出資料,	
$\bar{u}$: 無次元化された x 方向の流速 ($=u/u_{max}$)	(—)	19委-10077, 凝固 229	
V : Y方向の流速	(m/s)	2) 蒔田宗次: 鉄と鋼, 13(1927), p. 1001	
v : y方向の流速	(m/s)	3) H. FREDRIKSSON and S. O. NILSSON: Met. Trans.,	
X : 垂直方向の座標	(m)	9B(1978), p. 111	
x : X軸に対して γ だけ傾斜した座標	(m)	4) 成田貴一, 谷口政行: 鉄と鋼, 56(1970), p. 212	
$\bar{x}$: 無次元化された x の距離 ($=x/l$)	(—)	5) 成田貴一, 森 隆資: 鉄と鋼, 56(1970), p.1323	
Y : 水平方向の座標	(m)	6) 鈴木是明, 宮本剛汎: 鉄と鋼, 63(1977), p. 45	
y : Y軸に対して γ だけ傾斜した座標	(m)	7) 萩原 巖, 高橋忠義: 鉄と鋼, 53(1967), p. 27	
$\bar{y}$: 無次元化された y の距離 ($=y/l$)	(—)	8) T. OKAMOTO and K. KISHITAKE: J. Crystal	
β : 体膨張係数	(—)	Growth, 29(1975), p. 131	
γ : チャンネル傾斜角	(°)	9) 浅井滋生, 佐原崇彦, 鞭 巖: 鉄と鋼, 63	
ε : チャンネル内空間率	(—)	(1977), p. 1512	
κ : 熱伝導度	(W/m·K)	10) 浅井滋生, 小沢順造, 鞭 巖: 鉄と鋼, 64	
ν : 動粘性係数	(m ² /s)	(1978), p. 730	
μ : 粘性係数	(Pa·s)	11) 木下勝雄, 北岡英就, 岡野 忍, 江見俊彦: 私信	