線材の孔型圧延の温度分布の解析*

小 森 和 武^{*1}, 加 藤 和 典^{*1}

Analysis of Temperature Distribution in Caliber Rolling of Bar

Kazutake KOMORI and Kazunori KATO

A bar is made by hot rolling, so it is important to make the temperature distribution clear for a precise estimation of the material shape and controlling texture. We analyzed the flow of material in bar rolling by the energy method using finite element division. In this paper we deal with the temperature distribution in bar rolling. The temperature distribution near the material-roll contact surface changes sharply. So we propose the following new method for the analysis in the neighboring region of the contact surface. We apply the finite differences method to this region, and the finite element method to the other region. Consequently, the following results are obtained. (i) The temperature at the material-roll contact surface depends highly on the frictional condition and the circumferential velocity of the roll. (ii) The temperature becomes high at the central part of the material near the roll contact surface in square-diamond pass and round-oval pass, whereas in square-oval pass the temperature becomes high at the side part of the material near the roll contact surface.

Key Words: Plasticity, Forming, FDM, FEM, Rolling, Temperature Distribution

1. 緒 言

一般に市販されている棒鋼や線材は熱間圧延によって作られる。そのため、材料とロールとの接触による熱伝導および摩擦による発熱、材料表面からの輻射および熱伝達、そして材料の塑性変形による発熱などが起こる。これにより、材料内部の温度分布が不均一になり、変形抵抗や摩擦状態が変化する。これが材料の変形に影響を及ぼすことが予想される。

また熱間圧延を行うと、それに引き続いてただちに材料の再結晶が起こるが、結晶粒の大きさは、一般に材料の温度や加工度に依存すると言われている。

以上のことにより、線材圧延において材料の温度分布を解析することは、材料の変形および材質の制御の面で重要であると考えられる。

著者らは、剛完全塑性材料を対象として、線材の孔型圧延の中でも代表的な圧延形式である角・ダイヤ圧延、丸・オーバル圧延⁽¹⁾、そして角・オーバル圧延⁽²⁾の解析を行ったが、本論文では、これらの変形解析をもとにして、線材圧延の温度分布の解析を行う。

さて、著者らのエネルギー法による変形解析では、有限要素法と同様に塑性変形域を要素分割している。そのため温度解析においても、ガラーキン法に基づく有限要素法⁽³⁾⁽⁴⁾を用いると、要素分割が両解析に共用できるため、解析が簡便になる。

ところで熱間圧延では、材料とロールとの間の熱移動が発熱を伴う接触熱伝導となり、界面近傍では温度分布が急激に変化することが予想される。そのため変形解析に用いた比較的粗い要素分割を用いて温度解析を行っても、界面近傍の温度分布を正確に求めることはできない。

そこで本論文では、温度分布が急変する材料とロールとの接触面近傍では、分割を細かくすることが可能な差分法⁽⁵⁾を、残りの温度分布が比較的ゆるやかな領域では、先に述べたガラーキン法に基づく有限要素法を用いる新たな解析法を提案する。そしてこの両解析法の特長を生かした解析法により、接触面付近の急激な温度変化を考慮した線材の孔型圧延の温度分布の解析を行う。

2. 解 析 法

2-1 概要 変形解析と温度解析とは、厳密には連成問題となるが、本論文では変形解析と温度解析と

* 昭和 61 年 5 月 21 日 昭和 61 年度塑性加工春季講演会において講演、原稿受付 昭和 61 年 12 月 22 日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

を交互に行い、繰返し計算により解を収束させる。解析全体の流れを図1に示す。

すなわち、まず材料の外形形状および温度分布を仮定する。次に有限要素分割を用いたエネルギー法⁽¹⁾⁽²⁾によって変形解析を行う。そして得られた塑性変形仕事および材料とロールとの摩擦損失仕事をもとに、差分法⁽⁵⁾およびガラキン法に基づく有限要素法⁽³⁾⁽⁴⁾によって温度解析を行う。

そして、変形解析より得られた速度場より、材料の外形形状を修正する。また温度解析より得られた温度分布より材料の変形抵抗を修正して、繰返し変形解析と温度解析を行う。これらを材料の外形形状および温度分布が収束するまで繰返すと、定常変形の解になる。

2.2 変形解析 著者らの線材圧延の解析では、材料を剛完全塑性体としていたが、本論文では2.4節において述べるように、変形抵抗が、ひずみ、ひずみ速度、温度の関数であるとする。そのため、変形解析において最小化するエネルギー汎関数も以下のように修正する必要がある⁽⁶⁾。

$$2T\omega \leq \Phi$$

$$\Phi = \int_V \frac{1}{M+1} \sigma_{eq} \dot{\epsilon}_{eq}^k dV + \int_{\Gamma_k} \frac{\sigma_{eq}}{\sqrt{3}} \Delta v_k^k d\Gamma_k + \int_{S_c} \tau_f \Delta v_k^k dS_c \quad (1)$$

ただし、 T ：上・下ロールのトルクの正解、 ω ：上・下ロールの角速度、 V 、 Γ_k 、 S_c ：材料の塑性変形域の体積、速度の不連続面およびロール接触面、上付添字 k ：可容速度場に関する添字、 M ：ひずみ速度依存指数、 σ_{eq} ：相当応力、 $\dot{\epsilon}_{eq}^k$ ：相当ひずみ速度、 Δv_k^k ：可容速度の不連続量、 τ_f ：ロール面摩擦応力である。

ここで τ_f は、本来ならばロール接触面の変形抵抗

を σ_{eq} 、摩擦比を m として、 $\tau_f = m \times (\sigma_{eq}/\sqrt{3})$ を与えるべきである。しかしここでは以下のように修正する。

ロール接触面近傍においては、温度分布が急激に変化する。そして上述の τ_f が、ロール接触面近傍の材料内部のせん断変形抵抗よりも大きくなる場合がある。この場合には、材料がロール面をすべるより前に、材料内部でせん断変形が起こる。このせん断変形を考慮するためには、ロール接触面近傍の要素分割を十分に細かくする必要があるが、現実には計算機の計算時間、記憶容量の点で無理である。そこでここでは近似的に次のようにして、このせん断変形を考慮する。すなわち本解析では、2.3節で述べるように、温度解析を行う領域を、ロール接触面より材料内部に微小量 δh （仮に $\delta h = 0.5 \text{ mm}$ とする）入った位置で差分法と有限要素法に分割している。そこで、この位置におけるせん断変形抵抗 $\sigma_{eqd}/\sqrt{3}$ と先の $m \times (\sigma_{eq}/\sqrt{3})$ を比較して、小さいほうを τ_f として、式(1)のエネルギー計算に用いる。

$$\tau_f = \min \left(m \times \frac{\sigma_{eq}}{\sqrt{3}}, \frac{\sigma_{eqd}}{\sqrt{3}} \right) \quad (2)$$

ところで、先の剛完全塑性体に対する解析では、速度の不連続面を含む速度場を用いたが、本論文のように、変形抵抗がひずみとひずみ速度に依存する場合は、速度の不連続面が存在し得ないと考えられる。しかし、速度の不連続面を取り除く速度場を作成するには、特別の工夫が必要であり⁽⁷⁾、また本解析の収束時における速度の不連続面の平均せん断ひずみ $\bar{\gamma}$ は $\bar{\gamma} \approx 0.01$ と極めて小さい。

以上のことを考慮して、本解析では速度の不連続を許容するものとする。そして式(1)の右辺第2項の変形抵抗の算出にあたっては、ひずみ速度としては、不連続面前後の平均値を、ひずみ速度としては、便宜的に本解析で求まる最大値よりひとけた大きい、 $10^5/\text{s}$ を用いる。数値計算例においては、不連続線上でのエネルギー消費は小さく、事実上不連続のない速度場を用いたことに相当している。

なお変形解析については、以上の修正のほかは、前報⁽¹⁾⁽²⁾と同様である。

2.3 温度解析

2.3.1 概要 1章でも述べたように、本論文では、差分法とガラキン法に基づく有限要素法を組合せた新たな解析法により、温度分布の解析を行う。まず温度解析全体の流れを図2を用いて説明する。

図2(a)は、角・ダイヤ圧延、図2(b)は、角・オーバル圧延の全体の見取図である。対称性より全体の四

図1 フローチャート

分の一を示す。 x 軸は圧延方向、 y 軸は幅方向、 z 軸は圧下方向にとってある。図では説明の都合上、ロール接触面を材料より離して示してある。

まずかみ込み線直下の材料内部の温度分布を、前段階の温度分布より求める(図の①)。具体的な手順については2・3・4項で述べる。次に差分法によりロール接触面近傍(接触面からの深さ $\leq \delta h$)の温度分布を求める。図ではロール接触面の温度分布を②で、ロール接触面からの深さ δh での温度分布を②'で示す。最後に①、②'の温度分布をもとに、残りの塑性変形域全体の温度分布を、ガラーキン法に基づく有限要素法により求める(図の③)。

2・3・2 ロール接触面近傍の温度解析(差分法)

まず材料とロールの接触面近傍の熱移動は、接触面の接線方向への温度こう配が小さいとして、法線方向のみとする。すると半無限体の材料とロールが接触して、境界面および材料内部で発熱する問題となる。

接触面の法線方向を z' 、接触面の z 座標を h とすれば、基礎方程式および境界条件は次のようになる。

$$\frac{\partial t_R}{\partial \tau} = \frac{\lambda_R}{C_R \rho_R} \cdot \frac{\partial^2 t_R}{\partial z'^2} \quad (z > h) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial t_M}{\partial \tau} = \frac{\lambda_M}{C_M \rho_M} \cdot \frac{\partial^2 t_M}{\partial z'^2} + \frac{q_d}{C_M \rho_M} \quad (z < h) \quad \dots\dots (4)$$

$$-\lambda_R \left(\frac{\partial t_R}{\partial z'} \right)_{z=h} = -\lambda_M \left(\frac{\partial t_M}{\partial z'} \right)_{z=h} + q_f$$

$$t_R = t_M \quad (z = h) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 t : 温度、 τ : 時間、 λ : 熱伝導率、 c : 定圧比熱、 ρ : 密度、添字 R : ロールを表す。添字 M : 材料を表す。 q_d : 単位体積、単位時間あたりの塑性変形熱、 q_f : 単位面積、単位時間あたりの摩擦熱である。ここで q_d 、 q_f は、変形解析で求めた値を使う。

この場合の時間 τ は、材料とロールの接触時間を表す。すなわち、時間 τ の増加は圧延の進行を表し、 q_d 、 q_f は時間 τ の関数になる。

この非定常熱伝導方程式を差分法により解く。すなわち時間 $\tau=0$ で t_R は既知とする。また t_M は図2の①

(a) 角・ダイヤ圧延 (b) 角・オーバル圧延

図2 温度解析の手順

の値を用いる。実際には、材料とロールが相対的にすべるため、各接触点における接触開始からの時間は、材料側とロール側とで異なるが、ここでは便宜上、時間 τ は両者の平均値を用いる。

ところで上述の差分法では、圧延中に材料が塑性変形によって移動する。いわゆる物質移動が考慮されていない。そこでここでは近似的に、差分計算における1ステップ後の材料高さを、ステップ前後の材料速度の比から、平面ひずみ状態を仮定して求め、ステップ後に補正することとする。

2・3・3 材料内部の温度解析(有限要素法)

材料とロールの接触面近傍を除く、比較的溫度分布のゆるやかな領域に対しては、ガラーキン法に基づく有限要素法により温度分布の解析を行う。

ここで、差分法と有限要素法の解析領域の境界は、材料とロールの接触面より材料内部に $\delta h=0.5$ mm 入った位置とする。この位置では圧下方向の温度こう配は、後述の図6、8の(c)のようにすでにゆるやかである。そして差分法によって求めたこの分割位置、すなわち図2の②'の温度分布を既知温度として、有限要素法の解析に取り込む。ここで分割位置に0.5 mm という絶対的な数値を用いるのは、接触熱伝導による温度分布が材料の物性値に依存し材料の大きさに依存しないからである。

温度解析に用いる要素分割は、簡単のため変形解析に用いる要素分割を接触面の法線方向に0.5 mm だけ均等に縮小したものとする。

ガラーキン法に基づく有限要素法については、文献(3)、(4)のとおりであり、ここでは自由表面から空気への熱伝達および輻射を考慮している。

2・3・4 かみ込み部の温度分布の更新 図2の①の温度分布の求め方について述べる。基本的には①の温度分布は、①の近傍の③の温度分布に等しいとする。以下具体的に述べる。

角・ダイヤ圧延の場合、図2(a)の①の近傍の要素分割は、かみ込み線のどの位置でも同一である。例として材料の出口面について図3(a)に示す。ここで①の節点cとdには、節点aとbの平均温度を与える。

(a) 角・ダイヤ圧延 (b) 角・オーバル圧延(辺AB) (c) 角・オーバル圧延(辺BC)

図3 温度分布の更新

丸・オーバル圧延についても同様である。

角・オーバル圧延の場合、図2(b)の①の近傍の要素分割は辺ABと辺BCで異なる。辺ABの代表例として中央鉛直面の要素分割を図3(b)に示す。ここで①の節点cとdには、節点aとbの平均温度を与える。また辺BCの代表例として材料の出口面の要素分割を図3(c)に示す。ここで①の節点bには、節点aの温度を与える。

2・4 変形抵抗 鋼の熱間変形抵抗式として、ここでは志田の式⁽⁹⁾を用いる。すなわち、

$$\sigma_{eq} = \sigma_t(t) \cdot \sigma_e(\epsilon_{eq}) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}_{eq}}{10} \right)^{M(t)} \quad \text{.....(6)}$$

ここで、この式の適用範囲は次のとおりである。温度 t : 700~1200°C, 相当ひずみ ϵ_{eq} : ~0.7, 相当ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{eq}$: 0.1~100/s

本研究では、この式の適用範囲外の部分について、次のような修正をする**1。

$$\sigma_e(\epsilon_{eq}) = \sigma_e(0.1) \quad (\epsilon_{eq} \leq 0.1) \quad \text{.....(7)}$$

$$\sigma_e(\epsilon_{eq}) = \sigma_e(0.7) \quad (\epsilon_{eq} \geq 0.7) \quad \text{.....(8)}$$

また鋼の青熱脆性温度は、普通 200~300°C であるが、線材圧延では一般にひずみ速度が大きいため、こ

れが高温側に移る。簡単のためこれを 500°C として、それ以下では次のように修正する。

$$\sigma_t(t) = 40 \text{ kgf/mm}^2 \quad (t \leq 500^\circ\text{C}) \quad \text{.....(9)}$$

$$M(t) = 0 \quad (t \leq 500^\circ\text{C}) \quad \text{.....(10)}$$

また 500°C から 700°C の間では、 $\sigma_t(t)$, $M(t)$ は直線的に変化するとする。

3. 解析結果

3・1 圧延条件および圧延特性値の定義 角・ダイヤ、丸・オーバルおよび角・オーバル圧延について、次のような変数を定義する。ここで式中の各記号は図4に示すとおりで、添字 B は入側を、添字 F は出側を表す。図中、破線は素材(入側)形状を、太実線は圧延材(出側)形状を、細実線は孔型形状を示す。

幅広がり率: $w = (b_F - b_B)/b_B$

($2b_F$: 角・ダイヤ、丸・オーバルの場合は最大幅
角・オーバルの場合は平均幅)

自由表面平均傾き角: θ_F

(ロール接触点と中央水平面(xy面)の幅広がり点とを直線で結んだ時に、その y 軸となす角度)

先進率: $\xi = (v_F - U)/U$

(v_F : 材料出側速度)

(U : 中央鉛直面(xz面)でのロール周速)

材料出側温度: t_F

表1に標準圧延条件を示す。後の計算では表1を基準として、注目する条件だけを変化させる。

材料は炭素量 0.08 % のキルド鋼として、物性値は鉄鋼便覧⁽⁹⁾の値を使う。これも合わせて表1に示す。

温度解析における仮定は以下のとおりである。まず材料の塑性変形仕事および摩擦損失仕事はすべて熱に変換するとする。また材料から空気への熱伝達については小門の研究⁽¹⁰⁾を参考にして、自由対流によるものと強制対流によるものを求めて、その大きいほうとす

表 1 標準圧延条件

(a)

	Square・Diamond Round・Oval	Square・Oval
$2h_B$ (mm)	40	40
$2b_B$ (mm)	40	40
$2h_F$ (mm)	28	26
$2b_F$ (mm)	48	60
R (mm)	100	100
m	1	1
U (m/s)	100	100

(b)

	Material	Roll
initial temperature (°C)	900	20
thermal conductivity(W/mK)	26.7	59.1
specific heat (J/kgK)	812	472
density (kg/m ³)	7860	7860

図 4 記号の定義

**1 志田の式を $\epsilon_{eq} \geq 0.7$ まで適用すると極端な加工軟化を示し実験事実と反すると思われるため、ここでは仮に一定値とした。また計算の便宜のため降伏点を設けた。また $t \leq 700^\circ\text{C}$ まで適用すると変形抵抗が極端に大きくなるため、ここでは仮に常温における値を越えないようにした。より厳密な構成式により解析を行なうには、厳密な実験を行ない慎重に検討することが必要である。

る。輻射率は0.6とする。

図5に各圧延形式に対する、標準圧延条件の収束時の要素分割を示す。要素数はそれぞれ250個である。角・ダイヤ、丸・オーバル圧延については前報⁽¹⁾よりも要素数を増やしたため、速度場の自由度もそれとともに増加して48個である。

3.2 標準条件

3.2.1 角・ダイヤ圧延 図6に標準条件に対する解析結果を示す。図(a)はロール接触面の温度分布、図(b)はそれより $\delta h (=0.5 \text{ mm})$ 材料内部に入った位置での温度分布である。図よりロール接触面近傍での温度変化が著しいことがわかる。一例として図(c)に図(a), (b)のA点の圧下方向の温度分布を示す。

図(d)~(g)は、それぞれ出側横断面($x=l$)内の相当ひずみ、相当ひずみ速度、温度、変形抵抗分布である。相当ひずみは中央鉛直面($y=0$)に近づくほど、また相当ひずみ速度はロール接触面に近づくほど大きくなる。ロール接触面近傍の温度分布は、図(a), (b)で示したので省略するが、図より材料角部の温度上昇が著しいことがわかる。また変形抵抗は要素毎に一定として計算しているので、図のように要素毎に塗り分けて表示する。図よりロール接触面近傍で大きい。

3.2.2 丸・オーバル圧延 標準条件に対する解析結果を図7に示す。ロール接触面および材料内 δh の温度分布を図(a), (b)に示す。図6の(a), (b)と比較すると、角・ダイヤ圧延に見られた中央鉛直面近傍での鋭い温度こう配は見られない。

図5 要素分割と座標系

出側横断面内の相当ひずみ、変形抵抗分布を図(c), (d)に示す。図6の(d), (g)と比較すると、角・ダイヤ圧延において材料の側面付近に見られた低ひずみ低変形抵抗領域がなくなり、全体としてひずみが均一化していることがわかる。

3.2.3 角・オーバル圧延 図8に解析結果を示す。図(a), (b)はロール接触面および材料内 δh の温度分布である。前の二者と比較して全体的に温度が高い。特に材料角部の温度上昇が著しい。一例として図のA点の圧下方向の温度分布を図(c)に示す。

図(d), (e)は、出側横断面内の相当ひずみ、温度分布である。両者とも材料の側面付近、特に材料角部で値が大きく、前の二者と大きく異なる。

3.3 摩擦比の影響

3.3.1 角・ダイヤ圧延 図9に摩擦比の影響を示す。丸印は計算点で実線で結んである。破線で示したのは剛完全塑性材料による結果である。

図(a)は幅広がり率、図(b)は自由表面平均傾き角である。図より本解析結果は剛完全塑性材料による結果と比較して、前者は大きく後者は小さくなる。これは図6の(g)に示したように、ロール接触面近傍の材料の変形抵抗が大きくなり、この部分の変形がしにくくなったためと考えられる。図(c)は先進率であり本解析結果のほうが大きい。図(d)は材料出側温度で摩擦比によってほとんど変化しない。図(e)は $m=0.4$ の場合のロール接触面の温度分布である。図6の(a)

図6 標準条件 (角・ダイヤ)

と比較すると温度分布の傾向は一致するが、温度そのものは低い。このことより、ロール接触面の温度分布に摩擦の影響が大きいことがわかる。

3.3.2 丸・オーバル圧延 摩擦比の影響 図10に示す。図(a)は幅広がり率、図(b)は先進率である。剛完全塑性材料に対する傾向は、角・ダイヤ圧延の場合と同様である。 $m=0.4$ の場合のロール接触面の温度分布を図(c)に示す。摩擦に対する傾向は、角・ダイヤ圧延の場合と同様である。

3.3.3 角・オーバル圧延 図11に摩擦比の影響を示す。幅広がり率[図(a)], 先進率[図(b)]の剛完全塑性材料に対する傾向は、前の二者と異なる。図(c)は $m=0.4$ の場合のロール接触面の温度分布である。摩擦比が大きくなると、接触面温度全体が高くなる傾向は、前の二者と同じであるが、温度そのものは前の二者と比べて非常に高い。図(a)における剛完全塑性材料に対する傾向の相違は、この接触面温度の上昇により摩擦応力が低下したためと考えられる。

3.4 圧延速度の影響

3.4.1 角・ダイヤ圧延 圧延速度の影響 図12に示す。図(a)は幅広がり率でほとんど変化しない。図(b)の材料出側温度は、圧延速度の増加とともに上昇する。図(c)は $U=10$ m/sの場合のロール接触面の温度分布である。図6の(a)と比較すると極端に温度が低く、圧延速度の接触面温度に及ぼす影響が非常に大きいことがわかる。図(d)は出側横断面内の温度分布である。接触面温度が極端に下がったにもかかわらず、材料内部の温度分布は図6の(f)とあまり変わらない。

3.4.2 丸・オーバル圧延 図13に圧延速度の影響

図7 標準条件(丸・オーバル)

を示す。幅広がり率[図(a)], はほとんど変化しない。また材料出側温度[図(b)]は圧延速度の増加とともに上昇する。これらはみな角・ダイヤ圧延の場合と同様である。ロール接触面の温度分布を図(c)に、出側横断面内の温度分布を図(d)に示す。温度分布の傾向は角・ダイヤ圧延の場合と同様である。

3.4.3 角・オーバル圧延 圧延速度の影響 図14に示す。図(a)の幅広がり率、図(b)の自由表面平均傾き角、図(c)の先進率とも圧延速度の増加とともに

図8 標準条件(角・オーバル)

図9 摩擦比の影響(角・ダイヤ)

に減少する。これらは前の二者とは異なる。図示していないが、角・ダイヤ圧延、丸・オーバル圧延では自由表面平均傾き角、先進率は、圧延速度によってほとんど変化しない。また図(d)の材料出側温度は上昇する。図(e)はロール接触面の温度分布である。図より前の二者と同様に温度が著しく低下していることがわかる。また図8の(a)と比較すると、図(a)において $U=100\text{ m/s}$ の時に幅広がり率が低下しているのは、接触面温度の上昇により摩擦応力が低下したためと考えられる。図(f)は出側横断面内の温度分布である。温度分布の傾向は前の二者と同様である。

4. 結 言

差分法と有限要素法を組合せた新たな解析法により、線材の孔型圧延の温度分布の解析を行った。得られた結果を要約すれば以下のとおりである。

(1) 線材の孔型圧延では、材料とロールとの接触面近傍において温度分布が急激に変化するが、このような問題に対して、差分法と有限要素法を組合せた新

たな解析法により接触面付近の急激な温度変化を考慮した温度分布の解析を行った。

(2) 摩擦比と圧延速度を変化させた解析結果より、材料とロールとの接触面温度はこれらによって大きく変わるが、材料内部の温度は通常の圧延速度では接触面温度に大きくは影響されないことが明らかとなった。

(3) 温度変化を考慮した本解析結果と剛完全塑性材料による前報の解析結果の相違の主な原因は、角・ダイヤ、丸・オーバル圧延では材料内部の変形抵抗の分布、角・オーバル圧延では材料表面付近の温度変化に関連する摩擦応力の変化であることが明らかとなった。

(4) 温度分布の特徴として、角・ダイヤ、丸・オーバル圧延では材料の幅方向中央部の、角・オーバル圧延では材料の幅方向端部の、ロール接触面およびその近傍における温度上昇が大きいことが明らかとなった。

なお実際の鋼の熱間圧延では材料表面に酸化皮膜(スケール)が付着するが、スケールの機械的性質や熱的性質はまだよくわかっていない。また材料が出口面

図 10 摩擦比の影響 (丸・オーバル)

図 11 摩擦比の影響 (角・オーバル)

図 12 圧延速度の影響 (角・ダイヤ)

図 13 圧延速度の影響 (丸・オーバル)

図 14 圧延速度の影響 (角・オーバル)

を出た時の材料表面温度の測定は、温度変化が速いため困難と思われる。よってスケールの解析への導入、および実験との比較については今後の課題としたい。

最後に貴重な資料を提供していただいた新日本製鉄(株)第三技術研究所の野口幸雄氏に感謝する。

文 献

- (1) 小森・加藤・室田, 機論, 51-469, A (昭 60), 2181.
- (2) 小森・加藤・室田, 機論, 53-488, A (昭 62), 848.
- (3) 矢川, 流れの熱伝導の有限要素法入門, (昭 58), 培風館.
- (4) 麻田・ほか 3 名, 塑性と加工, 22-244 (昭 56), 488.
- (5) ホールマン (平田訳), 伝熱工学, (昭 57), プレイン図書.
- (6) Tomita, Y. and Sowerby, R., *Int. J. Mech. Sci.*, 20-6 (1978), 361.
- (7) 加藤・室田・熊谷, 塑性と加工, 23-262 (昭 57), 1087.
- (8) 志田, 塑性と加工, 10-103 (昭 44), 610.
- (9) 日本鉄鋼協会, 鉄鋼便覧 (第 3 版), (昭 55), 丸善.
- (10) 小門, 塑性と加工, 11-118 (昭 45), 816.

討 論

〔質問〕 富田 佳 宏 (神戸大学工学部)

以下二、三ご教示願いたい。

(1) 定常圧延を解析されて、温度分布 (接触面近く) は非定常とされるのはどうしてか。

(2) 非定常とした場合ロールの温度はどのように考えるか。

(3) 接触熱伝導は材料の物性値に依存するようであるが、式(3)の物性値は温度によって大きく変化しないと考えてよいか。

〔回答〕 (1) 本文の説明を補足させていただく。まず材料の温度分布を仮定して、変形解析を行う。そして塑性変形仕事および摩擦損失仕事を求める。次に材料表面上の微小部分に注目する。この部分がロールにかみ込まれてから、ロールを出るまでの温度変化をロール接触面の法線方向への一次元非定常熱伝導問題として解析する。これによって材料表面近傍の温度分布が求まる。さらにこれに続けて、材料内部の温度

分布を有限要素法により解析する。これらの解析で求めた温度分布が、先に仮定した温度分布と異なる時は、温度分布を修正して再計算する。この手順を材料の外形形状と温度分布が変化しなくなるまで繰返すと、定常変形の解となる。

(2) 本研究では、ロールは十分冷却されていると考えて、ロールのかみ込み部における温度は常温であるとしている。

(3) 物性値に若干の変化はあり、繰返し計算の中でこれを考慮することも可能であるが、現段階では実際の摩擦条件がほとんど不明なため、そのような補正によって、精度を高める意味はあまりないと思われる。なお温度変化は材料表面近傍を除けば大きくないので、内部のひずみ分布への影響は小さいと思われる。ただし見かけ上、摩擦応力が変化したような結果になる。