圧延設備特集

U. D. C. 621.77.014 : 621.771.016.2

熱間圧延における圧延荷重
Rolling Load in Hot Rolling

志　田　茂*
Shigeru Shida

要　　旨

分塊圧延から板圧延までの広範囲な炭素鋼の熱間圧延に対する荷重計算方法を総合的に検討したもので，得られた荷重計算式は次式で示される。

$P=k_m \cdot l_d \cdot b_1 \cdot Q_s \cdot Q_p$

従来の計算式と異なり補正係数 Q_s が導入されている。Q_s についての理論的，実験的な検討が詳しく述べられている。

1. 緒　　言

これまでいくつか発表された圧延荷重計算式は，板厚方向に均一圧縮を仮定し，力のつりあい，降伏条件のみ考慮したいわゆる初等理論によって導かれたものである。初等理論は，適合条件を満足していないので当然適用範囲は限定される。接触投影長さに対する板厚の比が1以下になると，弾性域がロール間の変形領域に深くはいり込むいわゆるピーニング効果(1)(2)があるため，初等理論は適用できなくなる。本報ではこの適用限界を考慮して，分塊圧延から板圧延まで統一的に取り扱える熱間圧延における圧延荷重の計算式について検討したものである。

2. 記号の説明

変形抵抗関係

σ：変形抵抗 (kg/mm²)
k_m：拘束平均変形抵抗 (kg/mm²)
ε：対数ひずみ
$\dot{\varepsilon}$：ひずみ速度 (s⁻¹)
C：炭素量 (%)
t：温度(無次元)　$t=\dfrac{\text{実験温度 (°K)}}{1{,}000\ \text{(°K)}}$

圧延関係

P：圧延荷重
p_m：平均圧延圧力
μ：圧延材とロールとの接触面における摩擦係数
τ：圧延材とロールとの接触面におけるせん断応力
p：圧延材とロールとの接触面における面圧
k：平面ひずみ状態での一軸方向の圧縮降伏応力
σ_x, σ_y：x 軸，y 軸方向の垂直応力
τ_{xy}：せん断応力 (x, y 座標系)
Q_s, Q_p：ロールと圧延材の幾何学的関係で決まる無欠元量
h_1：入口板厚
h_2：出口板厚
Δh：圧下量　$\Delta h=h_1-h_2$
r：圧下率　$r=\Delta h/h_1$
h_m：平均板厚　$h_m=\dfrac{h_1+h_2}{2}$
b_1：入口板幅
b_2：出口板幅
b_m：平均板幅　$b_m=\dfrac{b_1+b_2}{2}$
R：ロール半径
R'：偏平後のロール半径　$\dfrac{R'}{R}=1+\dfrac{16(1-\nu^2)}{\pi E}p_m\sqrt{\dfrac{R'}{\Delta h}}$
$\dot{\varepsilon}_m$：平均ひずみ速度
l_d：接触投影長さ　$l_d=\sqrt{R'\Delta h}$
E：ロール材の縦弾性係数
ν：ロール材のポアソン比
N：ロール回転数 (rpm)

3. 熱間圧延理論式についての考察

3.1 熱間圧延に対する基本的な考え方

熱間圧延では，圧延機とロールとの接触面における摩擦係数 μ は冷間圧延の μ に比べて相当大きな値となるのが普通である。ロールと圧延材との接触面上のせん断応力 τ (方向を指定して $\tau\geqq 0$ にとる) は面圧 p と μ との積 μp で表わされるが，μ がいくら大きくても接触面上のせん断応力 τ は，von Mises 氏の降伏条件から導かれるように圧延材のせん断応力を越えることはできない。幅方向に変形しない平面ひずみ問題での von Mises 氏の降伏条件は次式で示される(3)。

$$(\sigma_x-\sigma_y)^2+4\tau_{xy}^2=k^2 \quad \cdots\cdots(1)$$

k は材料を剛塑性体と考えた場合の平面ひずみ状態での一軸方向圧縮降伏応力で，普通の円筒状試験片による単軸圧縮降伏応力の $\dfrac{2}{\sqrt{3}}$ 倍の値をとる。またせん断降伏応力は $\dfrac{k}{2}$ で表わされる。(1)式で x, y の座標系は任意にとれるので，$\tau_{xy}=\tau$ になるような座標を考えると，

$$\tau_{xy}^2=\tau^2=\left(\frac{k}{2}\right)^2-\left(\frac{\sigma_x-\sigma_y}{2}\right)^2\leqq\left(\frac{k}{2}\right)^2$$

となり，

$$\tau=\mu p\leqq\frac{k}{2} \quad \cdots\cdots(2)$$

が得られ，接触面上のせん断応力 τ の制限条件が導かれる。すなわち，接触面上のせん断応力は最大 $\dfrac{k}{2}$ であることがわかる。(2)式の τ の限界 $\tau=\dfrac{k}{2}$ の状態を以下 sticking と呼ぶことにする。

さて，圧延理論に関する解説書(4)などに見られるように，圧延荷重計算式はここで一つ一つ引用できないほどの数に達している。これらの計算式には一長一短があり優劣を述べることは容易ではないが，熱間圧延に対して適用できるかどうかの点に関しては次のように考える。数多い圧延荷重計算式を接触面上のせん断応力の考え方から分類すると，Orowan 氏の数値解法および最近提案された玉野氏らの方法を別にすれば接触面上での μ を一定と仮定するものと，接触面上のせん断応力 τ を一定と仮定するものとに分かれる。この中で前者の μ の導入された圧延理論式は，接触面でのせん断応力を

* 日立製作所日立研究所

表1　各 種 Q_P の 比 較

R'/h_2	r	Sims の式 (3) 式	近 似 式 (5)または(7)式	単純モデル (14) 式
5	0.1	0.95	0.94	0.96
	0.3	1.04	1.04	1.09
	0.5	1.06	1.09	1.16
20	0.1	1.13	1.12	1.14
	0.3	1.36	1.37	1.39
	0.5	1.50	1.50	1.53
50	0.1	1.34	1.33	1.34
	0.3	1.73	1.75	1.74
	0.5	1.99	1.99	1.97
100	0.1	1.57	1.56	1.57
	0.3	2.15	2.18	2.13
	0.5	2.55	2.54	2.45
200	0.1	1.90	1.90	1.90
	0.3	2.74	2.78	2.69
	0.5	3.33	3.32	3.14

すべてμpと考えているので，接触面上局部的にstickingを起こしているような圧延に対しては(2)式の条件から適用できないことがわかる。一方，熱間圧延で部分的にstickingが起こっているかどうかについてはOrowan氏の数値解法[5]によって検討することができる。一般には入口と出口のわずかな領域のみ$\tau=\mu p$が成立し，中央部はほとんどsticking状態にあるようである。そのほかμの決定的な測定方法がないことなどを考えると，不明確なμが導入されている計算式よりも全接触領域をstickingと仮定して$\tau=$一定$=\frac{k}{2}$とした計算式のほうが熱間圧延に対しては適合性がよいものと考えられる。筆者は，一応全接触領域をstickingと仮定し，この仮定の不備はあとで補正するという考え方に立ち，以下熱間圧延荷重計算式の考察を進める。

3.2 Sims 氏 の 式

ロール材と圧延材の接触面全領域をstickingと仮定した式としては，均一圧縮を仮定した初等解によるものであるが，Sims氏の式およびNadai氏の式があり，そのほかに計算を簡略化して得られたOrowan & Pascoe氏の式がある。さきに常温の鉛，900℃付近の0.2% C鋼を用いて圧延実験を行ない，これらの計算式の検討を行なっているが，それによるとあとに述べるように計算するに当たって部分的に問題があるにしても上記三つの式の中ではSims氏の式が最もよい近似を与えることが明らかになっている[6]。

Sims氏の式は次式で示される[7]。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{1-r}{r}}\tan^{-1}\sqrt{\frac{r}{1-r}}-\frac{\pi}{4}-\sqrt{\frac{1-r}{r}}\sqrt{\frac{R'}{h_2}}\log_e\frac{h_n}{h_2}+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1-r}{r}}\sqrt{\frac{R'}{h_2}}\log_e\frac{1}{1-r} \quad \cdots\cdots(3)$$

ただし，

$$\frac{h_n}{h_2}=1+\tan^2\left\{\frac{1}{2}\tan^{-1}\sqrt{\frac{r}{1-r}}-\frac{\pi}{8}\sqrt{\frac{h_2}{R'}}\log_e\frac{1}{1-r}\right\} \quad \cdots(4)$$

また(3)式の近似式として次式が得られている[6][8]。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=0.8+\lambda_{sm}\left(\sqrt{\frac{R'}{h_1}}-0.5\right) \quad \cdots\cdots(5)$$

$$\lambda_{sm}=0.45r+0.04 \quad \cdots\cdots(6)$$

圧下率rとR'/h_2の代表的な数値を用いて(5)式の精度を検討した結果[6]，表1に示すように近似度はかなりよく，表の範囲では誤差がたかだか3%である。したがってSims氏の式の物理的意味を考える場合には(3)式の代わりに簡単な(5)式を考えてじゅうぶんであろう。(5)式はまた次式と全く同等である。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=(0.78-0.225r)+(0.45r+0.04)\frac{2-r}{2\sqrt{r}}\frac{l_d}{h_m} \quad \cdots(7)$$

(7)式は圧下率が一定ならばp_m/k_mがl_d/h_mの一次関数で表わされることを示している。

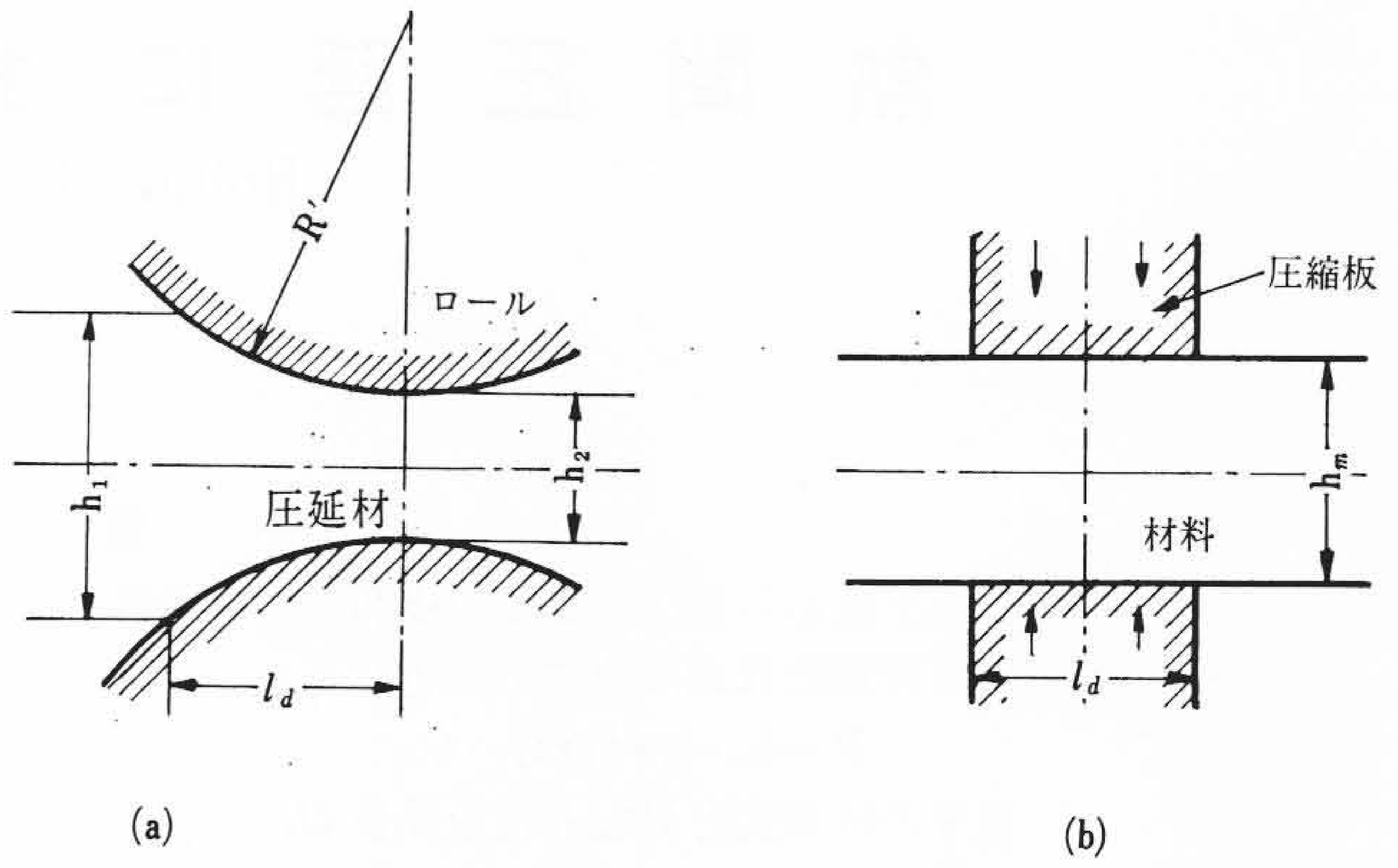


図1　実際の圧延と単純化したモデル

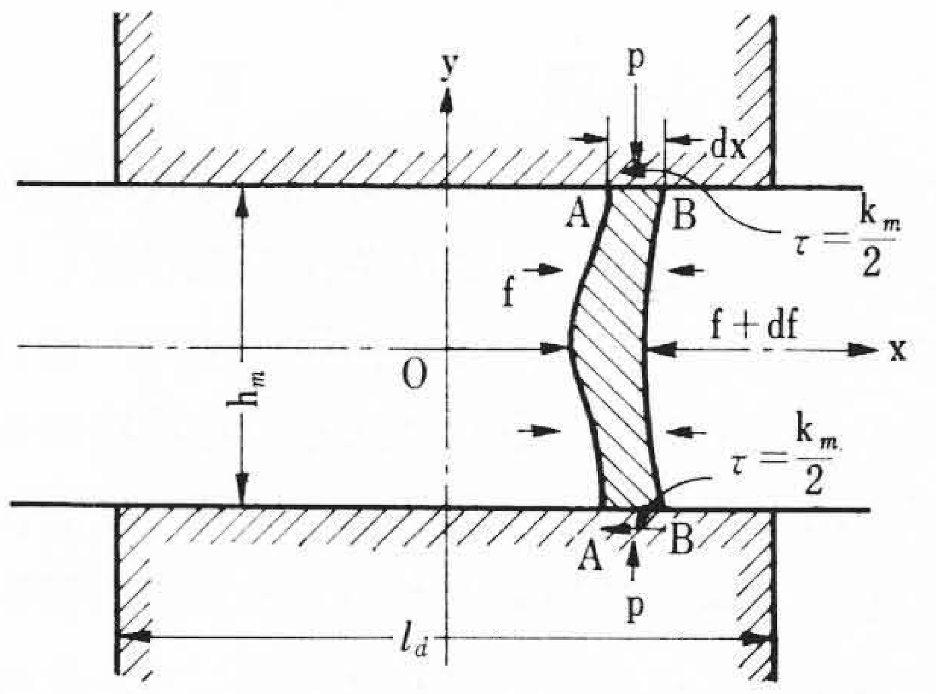


図2　力のつりあい説明図

3.3 単純化した圧延モデルでの考察

前節ではSims氏の式がl_d/h_mの一次関数で表わされることを示したが，さらにSims氏の式の物理的意味を明らかにする目的で，図1(a)の圧延を同図(b)のように簡単なモデルで近似してみる。これまで述べてきた議論と同様に圧縮板と材料間ではstickingを仮定し，接触面でのせん断応力を$k_m/2$とする。以下圧延理論の慣例に従って圧縮力を正にとり，図1(b)の場合の平均圧力を初等理論により計算してみる。

まず図1(b)をx軸，y軸で対称になるように図2のように座標を定め，$\sigma_y=$const な面AAおよびA点よりdx離れたB点を通る$\sigma_y=$const の面BBを考える。AA面，BB面に作用するx方向の応力の平均値をf，$f+df$とすれば，力のつりあいから次式を得る。

$$h_m df=-k_m dx$$

ゆえに　$f=-\frac{k_m}{h_m}x+c$

cは積分定数で境界条件$x=\frac{l_d}{2}$で$f=0$から定まり，fは次式で示される。

$$f=\frac{k_m}{h_m}\left(\frac{l_d}{2}-x\right) \quad (x\geqq 0) \quad \cdots\cdots(8)$$

今，平面ひずみ問題を考えているので降伏条件は(1)式と同様に次式で表わされる。

$$(\sigma_x-\sigma_y)^2+4\tau_{xy}^2=k_m^2 \quad \cdots\cdots(9)$$

stickingの仮定により，$x\geqq 0$の範囲では$y=\pm\frac{h_m}{2}$で$\tau_{xy}=\pm\tau=\pm\frac{k_m}{2}$である。ここで$\tau_{xy}$を$y$の一次関数と仮定すれば$\tau_{xy}$は次式で表わされる。

$$\tau_{xy}=\frac{y}{h_m}k_m \quad \cdots\cdots(10)$$

幅方向に変形のない平面ひずみ問題で，図1(b)のようにy方向に圧縮される場合には$\sigma_y\geqq\sigma_x$であることを考慮し，(10)式を(8)式に代入して変形すれば次式となる。

$$\sigma_y-\sigma_x=k_m\sqrt{1-\left(\frac{2y}{h_m}\right)^2} \quad \cdots\cdots(11)$$

AA 面は仮定により $\sigma_y=\mathrm{const}=p$ であり，f は AA 面の σ_x の平均値であるから，f と p との関係は次式で示される。

$$f=\frac{1}{h_m}\int_{-\frac{h_m}{2}}^{\frac{h_m}{2}}\sigma_x\,dy=p-\frac{k_m}{h_m}\int_{-\frac{h_m}{2}}^{\frac{h_m}{2}}\sqrt{1-\left(\frac{2y}{h_m}\right)^2}\,dy$$

$$=p-\frac{\pi}{4}k_m \quad \cdots\cdots(12)$$

ゆえに圧力分布は次式となる。

$$\frac{p}{k_m}=\frac{\pi}{4}+\left(\frac{l_d}{2h_m}-\frac{x}{h_m}\right) \quad (x\geqq 0) \quad \cdots\cdots(13)$$

(13)式を積分することにより平均圧力は次式で示される。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=\frac{2}{l_d}\int_0^{\frac{l_d}{2}}\frac{p}{k_m}dx=\frac{\pi}{4}+\frac{1}{4}\frac{l_d}{h_m} \quad \cdots\cdots(14)$$

(14)式は(7)式と同様 l_d/h_m の一次関数で表わされている。(7)式は r の関数になっているのに対し，(14)式は r に無関係であるが，(7)式と(14)式とは**表 1** に示したように数値的にはほとんど等しい。すなわち，Sims 氏の式は(3)式に示したように複雑な形をしているが，その物理的意味は単純化したモデル**図 1**(b)とほぼ同等と考えることができる。

3.4　初等解の適用限界

前節までに述べたことはすべて初等解についてのみの考察であるが，次に初等解をすべり線場法による正解と比較して初等解の適用限界を検討してみる。

熱間圧延に対するすべり線場は特別な例(9)を除いて広範囲な検討は行なわれていない。しかし単純化したモデル**図 2**(b)に対してはすべり線場法による正解が広範囲に求められている。**図 3** は $l_d/h_m\geqq 1$ の正解を示している(10)。図中の点線は Hill 氏(11)が直線近似した式で次式で示される。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=\frac{3}{4}+\frac{1}{4}\frac{l_d}{h_m} \quad \cdots\cdots(15)$$

さきに求めた初等解(14)式と(15)式との差は最大 3.5% である。すなわち $l_d/h_m\geqq 1$ に対しては正解と初等解とはほとんど等しいと考えてよい。

図 4 は $l_d/h_m\leqq 1$ に対するすべり線場法による正解(12)である。この場合は初等解(14)式は全然当てはまらないことがわかる。この事実は，圧延の場合についていえば Sims 氏の式も含めて初等理論によった圧延理論式すべてが，$h_m/l_d\geqq 1$ に対しては全く適用できないであろうことを示すものである。したがって，分塊圧延やプレートミルでも圧下率の小さい圧延など l_d/h_m が小さいものは初等解の適用限界外である。**図 4** の正解は $1\leqq h_m/l_d\leqq 6$ の範囲で

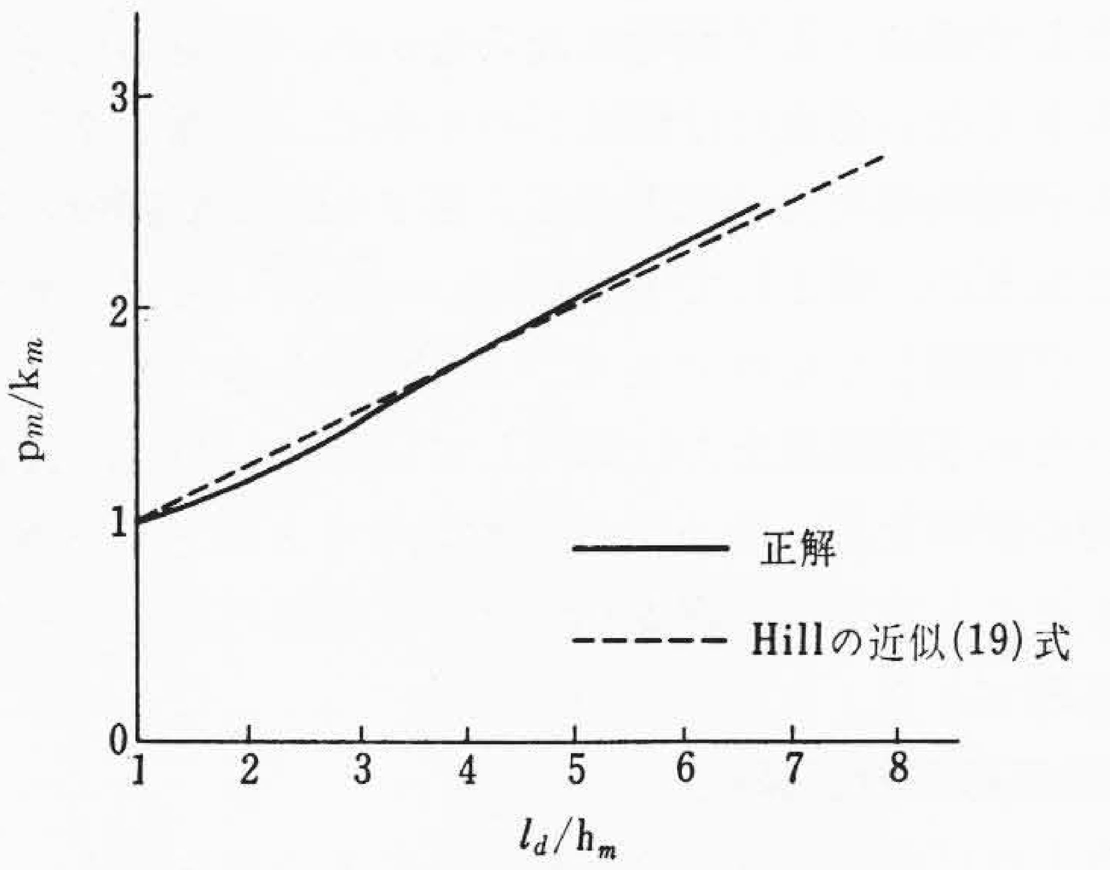
$$\frac{p_m}{k_m}=\frac{3}{4}+\frac{1}{4}\frac{h_m}{l_d} \quad \cdots\cdots(16)$$

で近似できる。

さて，$l_d/h_m\geqq 1$ の解を延長して $l_d/h_m\leqq 1$ の場合にも適用した場合の誤差を表わすために(16)式と(15)式との比 Q_s を考える。Q_s は次式で示される。

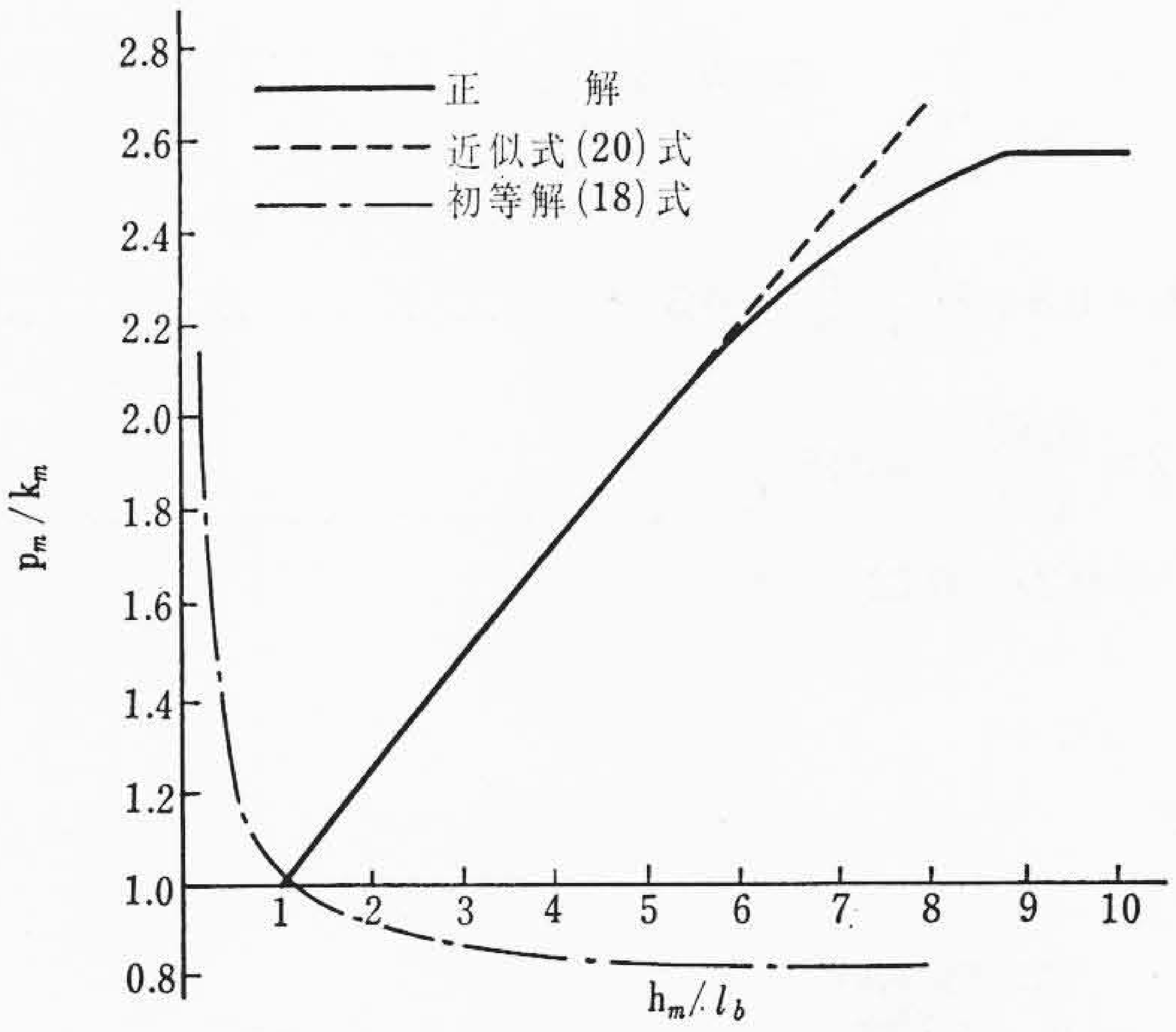
$$Q_s=\frac{\frac{3}{4}+\frac{1}{4}\frac{h_m}{l_d}}{\frac{3}{4}+\frac{1}{4}\frac{l_d}{h_m}}=\frac{3+\frac{h_m}{l_d}}{3+\frac{l_d}{h_m}} \quad \cdots\cdots(17)$$

(17)式は別な見方をすれば $h_m/l_d\geqq 1$ に対する計算を(15)式で行なった場合の補正係数と考えることもできる。したがって，**図 1**(b)の単純化したモデルについて $0\leqq h_m/l_d\leqq 6$ の全領域の平均圧力は次式で表わすこともできる。



($l_d/h_m\geqq 1$)

図 3　l_d/h_m と p_m/k_m との関係



($l_d/h_m\leqq 1$)

図 4　l_d/h_m と p_m/k_m との関係

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_s\left(\frac{3}{4}+\frac{1}{4}\frac{l_d}{h_m}\right) \quad \cdots\cdots(18)$$

$$\text{ただし，}\left.\begin{array}{ll} Q_s=1.0 & \left(\frac{l_d}{h_m}\geqq 1\right) \\ Q_s=\frac{3+\frac{h_m}{l_d}}{3+\frac{l_d}{h_m}} & \left(1\leqq\frac{h_m}{l_d}\leqq 6\right)\end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(19)$$

(19)式までの議論は**図 1**(b)の単純化したモデルに対して行なってきたものであるが，**図 1**(a)の実際の圧延に対しても拡張できるものとすれば，(18)式は次の一般形で表わすことができる。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_s\cdot Q_p \quad \cdots\cdots(20)$$

ただし，Q_p の式としては平行ダイス圧縮(14)または(15)式でなく，$l_d/h_m\geqq 1$ の圧延現象をよく表現する式のほうが望ましい。Q_p としては，(3)または(5)式の Sims 氏の式でもよいが，広範囲の圧下率に対しては，次式(6)(8)のほうがさらによいように思われる。

$$\frac{p_m}{k_m}=Q_p=0.8+\lambda\left(\sqrt{\frac{R'}{h_1}}-0.5\right) \quad \cdots\cdots(21)$$

$$\left.\begin{array}{ll}\lambda=\frac{0.052}{\sqrt{r}}+0.016 & (r\leqq 0.15) \\ \quad =0.2r+0.12 & (r\geqq 0.15)\end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(22)$$

(21)式は Sims 氏の式と同じ形で λ の値だけが異なっている。(22)式の λ は(6)式の λ_{sm} と比較すると圧下率の小さいところで大きな値をとるのが特徴である。

3.5 幅広がりを生ずる場合の圧延荷重

板圧延などではほとんど問題にならないが，板幅が板厚に比較してあまり大きくない場合には幅広がりが生じ，平面ひずみ状態でなくなるため平均圧延圧力は低下する。図5(a)は軟鋼板の熱間圧延実験結果であるが，幅として平均幅 $b_m=\dfrac{b_1+b_2}{2}$ を用い平均圧延圧力 $p/l_d b_m$ で整理したものである。b_1/h_1 が小さいものほど幅広がりが大きいため平均圧延圧力は低下している。しかし，図5(b)のように最初の板幅を用いて $p/l_d b_1$ で整理するとほとんど b_1/h_1 の影響はなくなるようである。図5(c)は常温の鉛の圧延の場合であるが同様に整理できる。

3.6 熱間圧延荷重計算式

以上要約すれば熱間圧延荷重計算式は次式で示される。

$$P=k_m\cdot Q_s\cdot Q_p\cdot b_1\cdot l_d \qquad \cdots\cdots(23)$$

$$Q_s=\left\{\begin{array}{ll}1.0 & (l_d/h_m\geqq 1)\\ =\dfrac{3+\dfrac{h_m}{l_d}}{3+\dfrac{l_d}{h_m}} & (6\geqq h_m/l_d\geqq 1)\end{array}\right. \qquad \cdots\cdots(24)$$

$$Q_p=0.8+\lambda\left(\sqrt{\frac{R'}{h_1}}-0.5\right) \qquad \cdots\cdots(25)$$

$$\lambda=\left.\begin{array}{l}\dfrac{0.052}{\sqrt{r}}+0.016\\ =0.2r+0.12\end{array}\right\} \qquad \cdots\cdots(26)$$

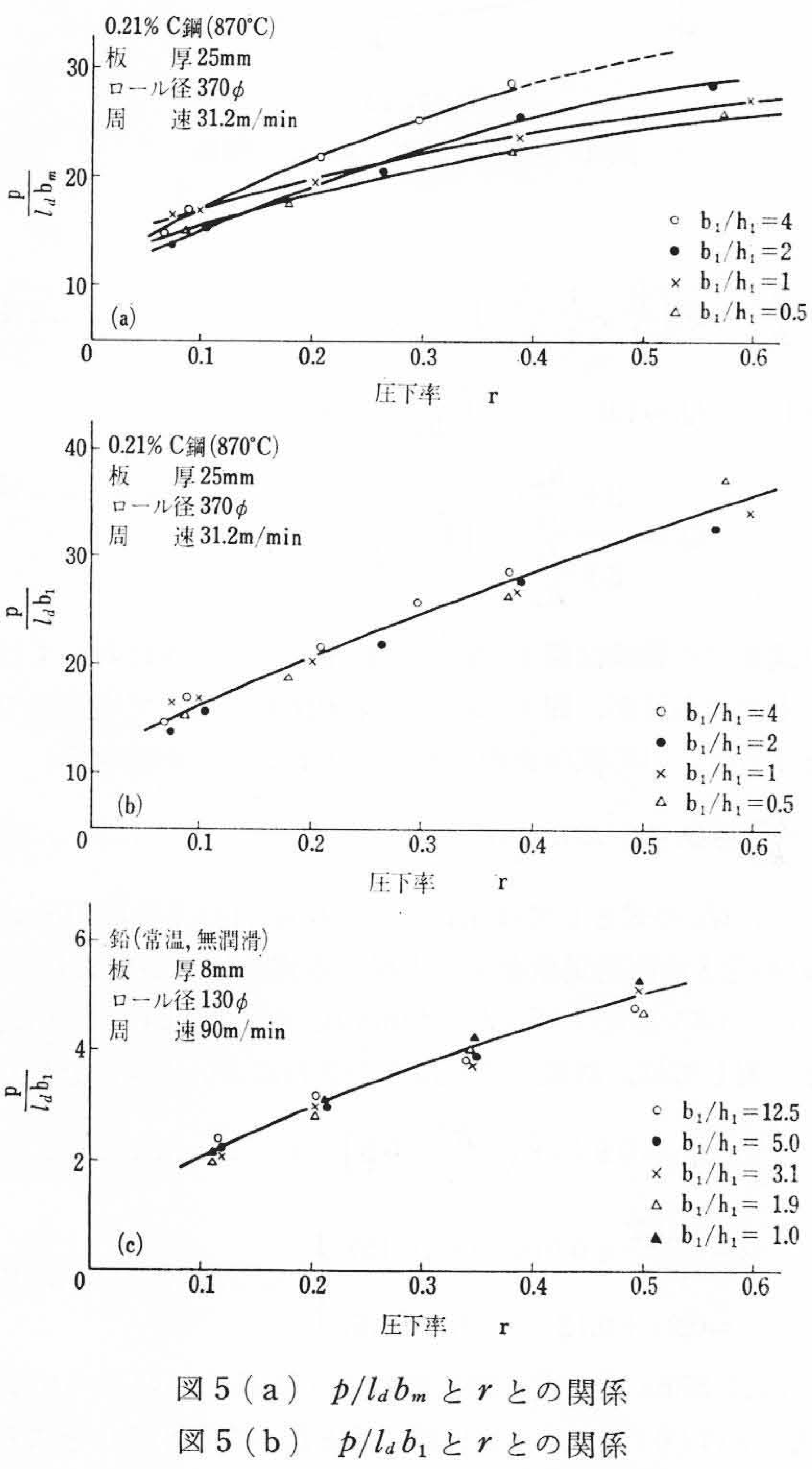


図5(a)　$p/l_d b_m$ と r との関係
図5(b)　$p/l_d b_1$ と r との関係
図5(c)　$p/l_d b_1$ と r との関係

4. 炭素鋼の熱間変形抵抗

圧延荷重を(23)式で計算するためには，拘束平均変形抵抗 k_m が数式化してあれば都合がよい。数式化はまだ限られた材料のみであるが，最も一般的な普通炭素鋼に対してはすでに報告されたように次式で示される[13]。

(1)　変形抵抗 σ

$$\sigma=\sigma_f\cdot f\cdot\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{10}\right)^m \qquad \cdots\cdots(27)$$

(2)　拘束平均変形抵抗 k_m

$$k_m=1.15\,\sigma_f\cdot f_m\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{10}\right)^m \qquad \cdots\cdots(28)$$

ただし，
$$t=\frac{\text{実験温度}\ (^\circ\text{K})}{1{,}000\ (^\circ\text{K})}=\frac{\text{実験温度}\ (^\circ\text{C})+273}{1{,}000} \qquad \cdots\cdots(29)$$

$$t_d=0.95\frac{C+0.41}{C+0.32} \qquad \cdots\cdots(30)$$

$$m=\left.\begin{array}{l}(-0.019C+0.126)t+(0.075C-0.050)\quad (t\geqq t_d)\\ =(0.081C-0.154)\,t+(-0.019C+0.207)+\dfrac{0.027}{C+0.320}\\ (t\leqq t_d)\end{array}\right\} \qquad \cdots\cdots(31)$$

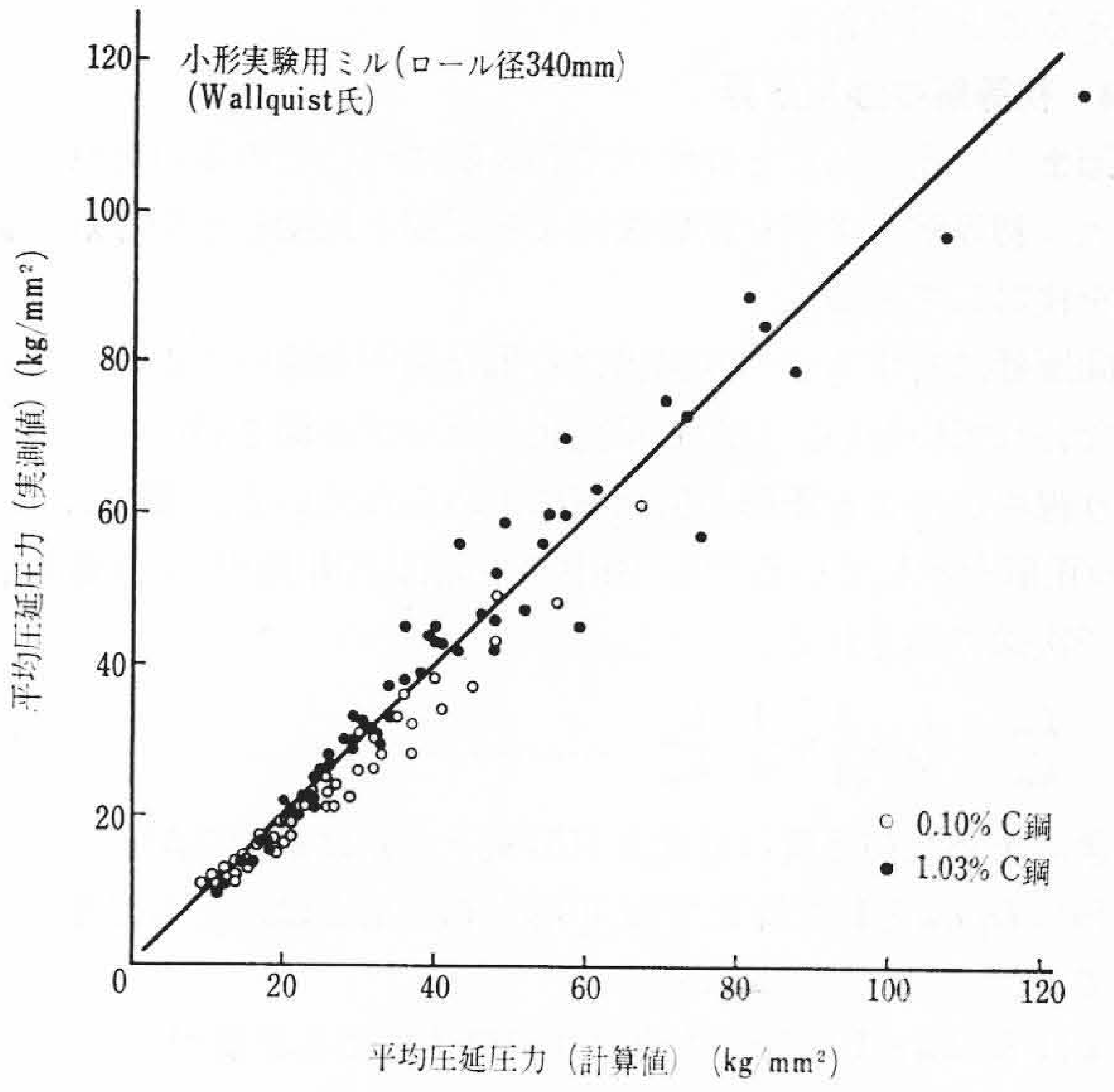


図6　計算結果の検討（その1）

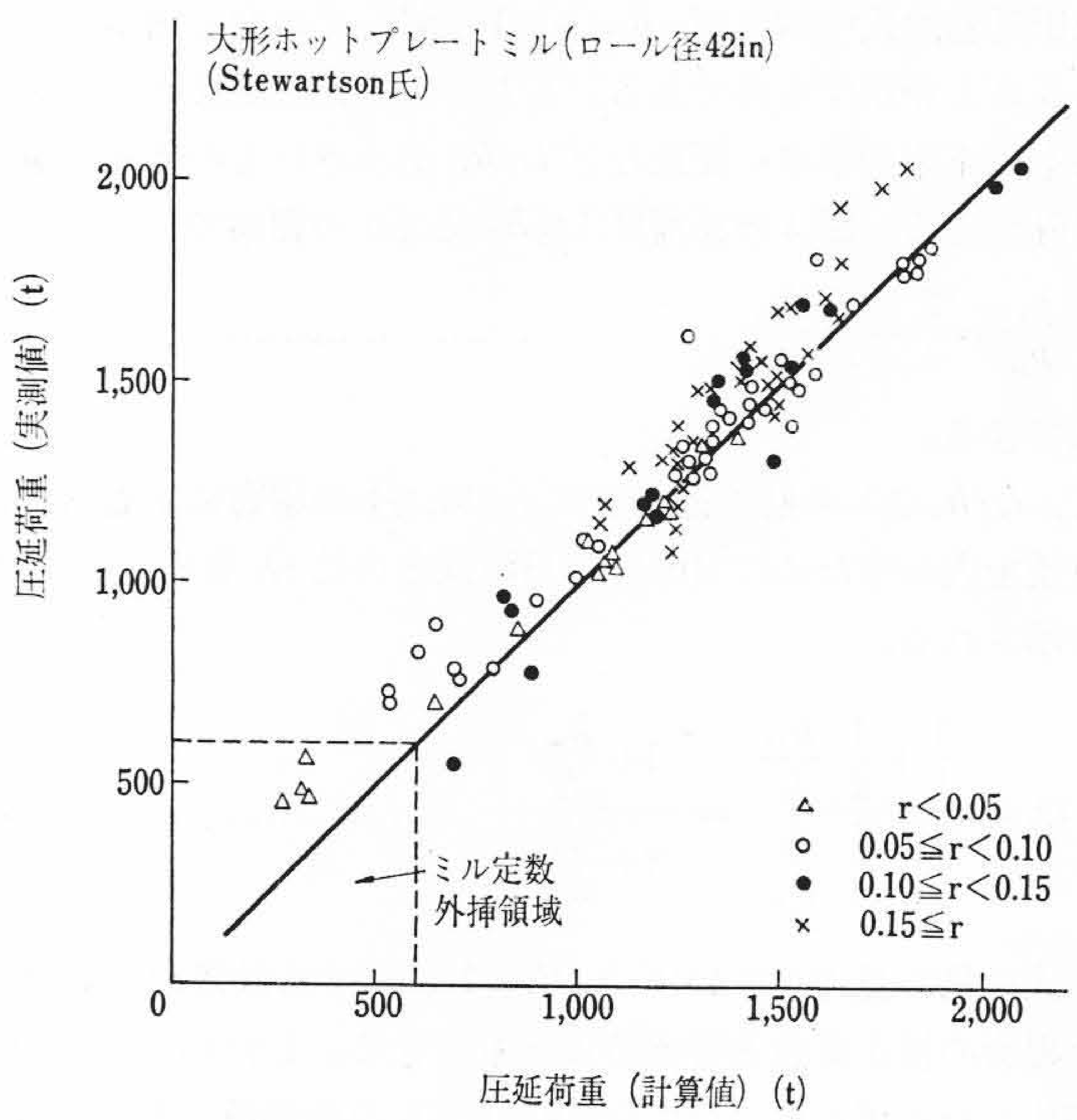


図7　計算結果の検討（その2）

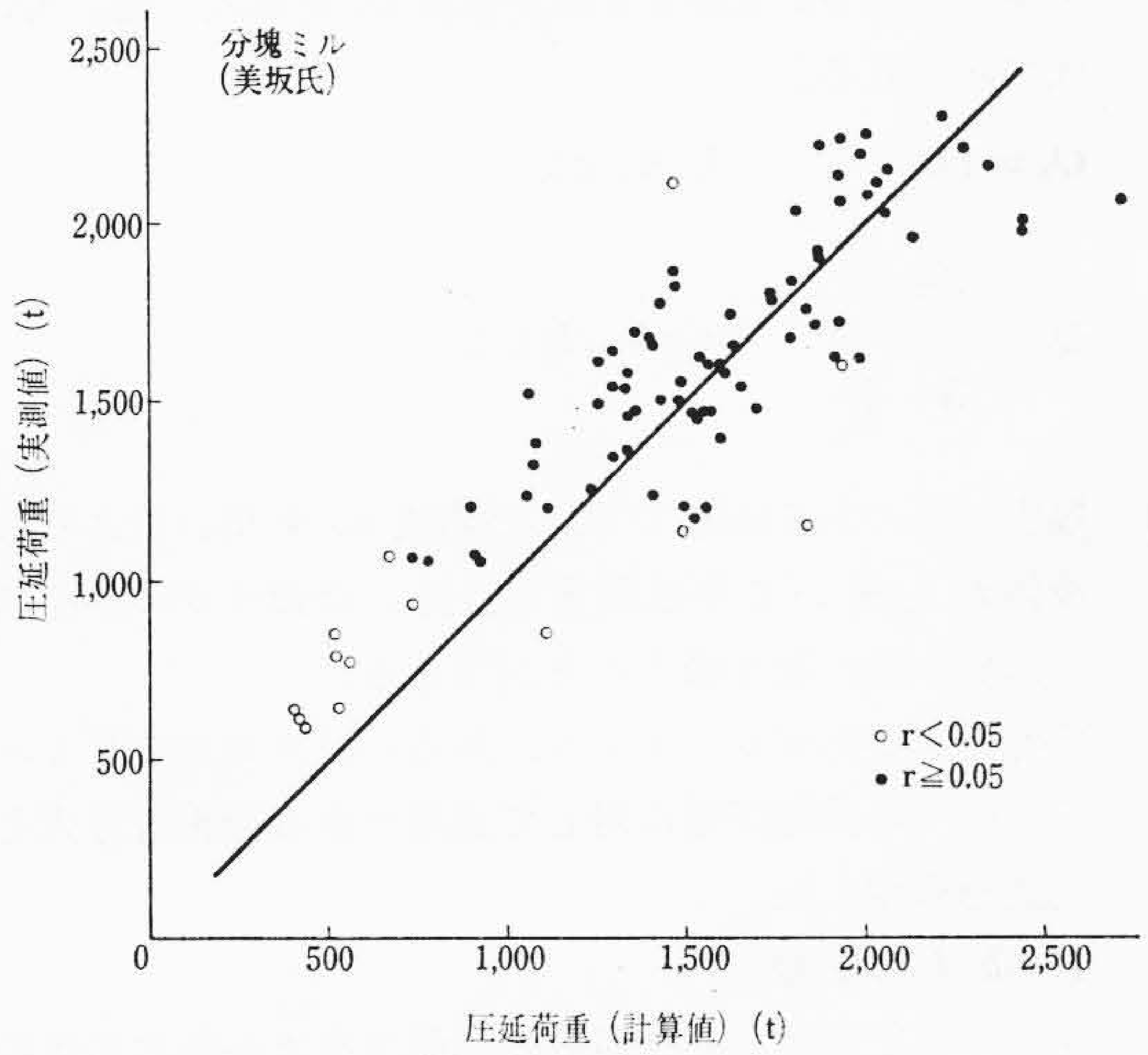


図 8　計算結果の検討（その 3）

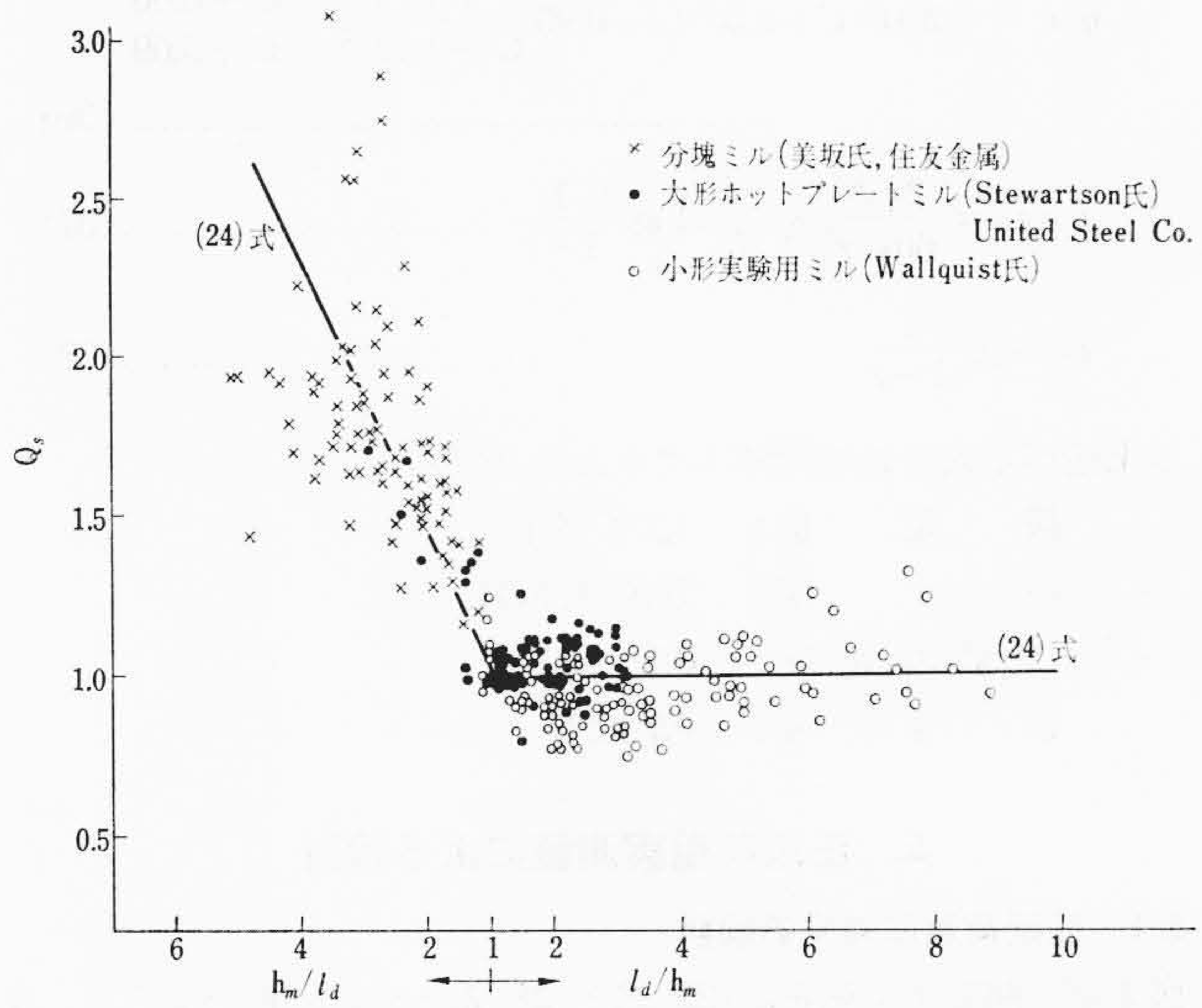


図 9　l_d/h_m と Q_s との関係

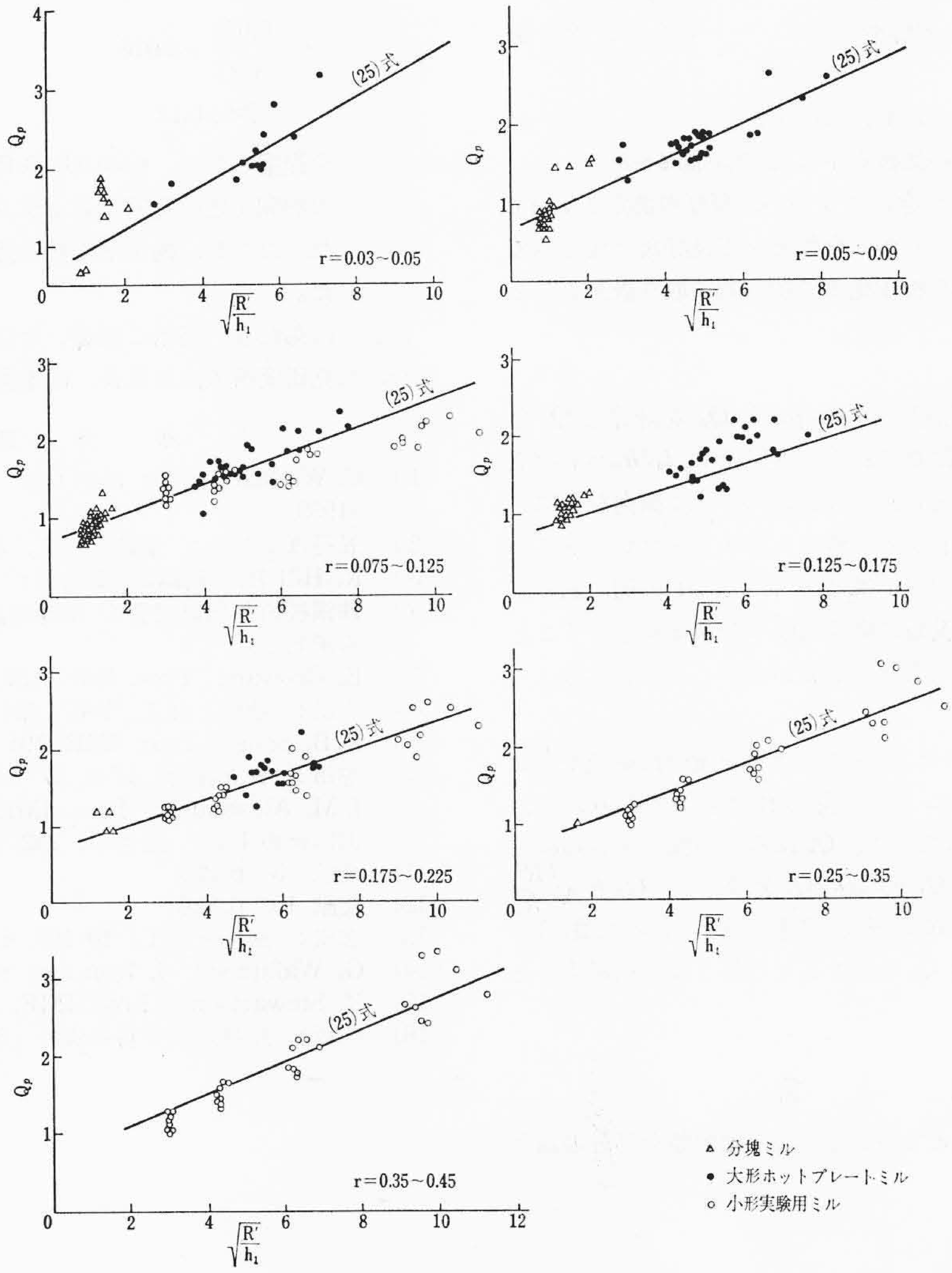


図 10　$\sqrt{\dfrac{R'}{h_1}}$ と Q_p との関係

$$f=1.3\left(\frac{\varepsilon}{0.2}\right)^n-0.3\left(\frac{\varepsilon}{0.2}\right) \quad\cdots\cdots(32)$$

$$f_m=\frac{1.3}{1+n}\left(\frac{\varepsilon}{0.2}\right)^n-0.15\left(\frac{\varepsilon}{0.2}\right) \quad\cdots\cdots(33)$$

$$n=0.41-0.07C \quad\cdots\cdots(34)$$

$$\left.\begin{aligned}\sigma_f&=0.28\exp\left[\frac{5.0}{t}-\frac{0.01}{C+0.05}\right]\quad(t\geqq t_d)\\&=0.28\cdot g(c,t)\cdot\exp\left[\frac{5.0}{t_d}-\frac{0.01}{C+0.05}\right]\quad(t\leqq t_d)\end{aligned}\right\}$$

$$\cdots\cdots(35)$$

$$g(c,t)=30.0(C+0.90)\left(t-0.95\frac{C+0.49}{C+0.42}\right)^2+\frac{C+0.06}{C+0.09} \quad \cdots\cdots(36)$$

$$\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_m=\frac{2\pi N}{60\sqrt{r}}\sqrt{\frac{R}{h_1}}\log_e\frac{1}{1-r} \quad \cdots\cdots(37)$$

$$\varepsilon=\log_e\frac{1}{1-r} \quad \cdots\cdots(38)$$

以上述べた式の適用範囲は次のとおりである。

炭　素　量：　1.2% 以下
温　　　度：　700～1,200℃
ひずみ速度：　0.1～100 s^{-1}
ひ　ず　み：　0.7 以下

5. 圧延荷重実測値による検討

5.1 圧延荷重に対する検討

炭素鋼の熱間圧延荷重は(23)式と(28)式とから計算できるが，次に圧延荷重実測値による検討を行なう。

検討の際使用した圧延荷重の実測データは次のとおりである。

(1) Wallquist 氏による小形実験用ミルにおける測定値[14]

(2) Stewartson 氏による大形ホットプレートミルにおける測定値[15]

(3) 美坂氏による分塊ミルにおける測定値[16]

圧延荷重計算値と実測値との比較を示したのが図6～8である。図8は図6, 7に比較してばらつきは大きいが，板厚の測定が5 mm 単位とあらいためと思われる。しかし全体として良好な一致とみてよく，本計算式は分塊圧延から板圧延まで統一的に取り扱えることがわかる。

5.2 Q_s に対する検討

(24)式を検討するため実測値から $Q_s=p_m/k_m Q_p$ を計算し Q_s と l_d/h_m との関係を調べたのが図9である。明らかに $l_d/h_m=1$ の点で折れ線になっており $l_d/h_m \geqq 1$ と $l_d/h_m \leqq 1$ とでは傾向を異にし(24)式を満足していることがわかる。特に大形ホットプレートミルにおける実測値でも圧下率が小さい場合で $l_d/h_m \leqq 1$ の例があるが(24)式を満足しており，圧延荷重に関する限り分塊ミルということで特別プレートミルと区別して考える必要がないことがわかる。

5.3 Q_p に対する検討

Q_p の式(25)式はすでに述べたように[8]，初等理論の仮定の不備を補った補正式で鉛の実験結果によって得られたものであり，また $\sqrt{\frac{R'}{h_1}} \leqq 5$ の範囲が対象とされていた。Q_p に対する検討をさらに広範囲に行なうため実測値から $Q_p=p_m/k_m Q_s$ を計算し，Q_p と $\sqrt{\frac{R'}{h_1}}$ との関係を調べてみた。図10はその結果を示すものである。$\sqrt{\frac{R'}{h_1}} \leqq 10$ の範囲で(25)式は Q_p の式としてじゅうぶん満足するといえよう。

6. 結　　言

(1) 分塊圧延から板圧延までの広範囲な圧延現象を初等理論だけで表わすことが困難であることを示し，接触投影長さ l_d と平均板厚 h_m で決まる補正係数 Q_s を導入した。Q_s は次式で示される。

$$Q_s=1.0 \qquad (l_d/h_m \geqq 1)$$

$$Q_s=\frac{3+\frac{h_m}{l_d}}{3+\frac{l_d}{h_m}} \qquad (\sigma \geqq h_m/l_d \geqq 1)$$

(2) 幅広がりのある圧延では，平均幅 b_m を用いるよりも入口板幅 b_1 を用いて圧延荷重を計算したほうが b_1/h_1 に無関係に統一的に取り扱うことができる。

(3) 分塊ミルからプレートミル，あるいはストリップミルに至るすべての熱間圧延に対して適用できる荷重計算式として次式を提案した。

$P=k_m l_d b_1 Q_s Q_p$

(4) ロールと圧延材との幾何学的関係で決まる無次元量の式として，以前に

$$Q_p=0.8+\lambda\left(\sqrt{\frac{R'}{h_1}}-0.5\right)$$

$$\lambda=\frac{0.052}{\sqrt{r}}+0.016$$

$$=0.2r+0.12$$

を提案したが，$r=0.03$～0.45, $\sqrt{\frac{R'}{h_1}} \leqq 10$ に対する炭素鋼の熱間圧延の範囲でじゅうぶん適用できることが確認された。ただし，拘束平均変形抵抗として本文(28)式を使用した。

終わりにあたり，終始ご指導いただいた日立製作所日立工場原口部長，日立研究所大内田部長，楠本室長にお礼申し上げる。

参　考　文　献

(1) C. W. MacGragor ほか1名： J. Basic Engr., 81-4, 669 (1959)
(2) 五弓ほか2名： 塑性と加工，3-13, 73 (昭 37)
(3) R. Hill 著，鷲津ほか2名訳： 塑性学，128 (昭 29 培風館)
(4) 鉄鋼技術共同研究会： 圧延理論と変形抵抗，4 (昭 35 誠文堂新光社)
(5) E. Orowan： Proc. IME, 157, 140 (1943)
(6) 志田： 塑性と加工，7-67, 424 (1966)
(7) R. B. Sims： Proc. IME, 191 (1954)
(8) 志田： 日立評論 47-9, 57 (昭 40)
(9) J. M. Alexander： Proc. IME, 169, 1021 (1955)
(10) 山田ほか1名： 塑性学，232 (昭 35 機械学会)
(11) 文献 3 p. 226
(12) 文献 10 p. 226
(13) 志田： 塑性と加工，10-103, 610 (昭 44)
(14) G. Wallquist： J. Iron and Steel Inst. 177, 142 (1954)
(15) R. Stewartson： Proc. IME, 168, 201 (1954)
(16) 美坂： 圧延理論分科会資料 33-11 (昭 42-11)