YAG レーザによる難削材料の加熱旋削加工に関する研究*

(第1報, レーザビーム照射による切削域の温度上昇の解析)

小幡文雄^{*1}, 田中久隆^{*1}, 佐藤公紀^{*2}

Hot Turning of Difficult-to-cut Materials with YAG Laser (1st Report, Analysis of Temperature Rise in Cutting Region due to Laser Beam Irradiation)

Fumio OBATA, Hisataka TANAKA and Kiminori SATO

In order to apply YAG laser to hot turning of difficult-to-cut materials, it is essential to make clear the temperature rise in the cutting region of a work piece due to irradiation of the laser beam. A theoretical solution has been derived of the temperature rise of an isotropic and homogeneous rectangular parallelepiped, which is a model of hollow round bars in turning, when the laser beam is continuously irradiated ahead the cutting region. Numerical examinations were made of the temperature rises in the cutting region. The temperature rise decreases as an increase in cutting speed. The distance from the laser beam irradiation position to the cutting region should be not greater than five times of the beam diameter, because the temperature rise markedly decreases as an increase in distance. Available equations have been proposed to estimate the maximum temperature rise, heat penetration depth, and average temperature rise.

Key Words: Cutting, Turning, Heat Conduction, Difficult-to-cut Material, Hot Machining, YAG Laser, Temperature Rise

1. 緒 言

焼入れ鋼や耐熱合金, セラミックスといった難削材料は高硬度, 低熱伝導率, 高高温強度といった特性を有するため, これらの材料特性を生かした機械部品用材料として多く利用されている。しかし, 難削材料の被削性は非常に悪いため, 工具寿命は短い。

被削性を改善する方法の一つとして, 工具-被削材間の機械的強度差を大きくする目的で被削材を加熱する加熱切削がある^{(1)~(3)}。加熱方法にはプラズマ加熱法, 通電加熱法, レーザ加熱法などがある。加熱部分が多いプラズマ加熱法の場合, 被削材の熱膨張と工作機械の熱変形による加工精度悪化の問題が発生する。また, 通電加熱法は非導電体には適用できない。それに対して加熱部分が小さく, かつ切削工具によって加熱部分のほとんどが除去されるレーザ加熱法は, 加工精度にほとんど影響を及ぼさないうえに非導電体にも適用できる。ただし, レーザ加熱法のうちのCO₂レーザ加熱法は, 光路の自由度が非常に小さいため,

被削材の形状に柔軟に対応できない。この点が光ファイバを利用するYAGレーザ加熱法と大きく異なる。

光路の自由度が大きいYAGレーザ加熱法を難削材料の加熱切削に適用するためには, レーザビーム照射による切削域の温度上昇の解析が不可欠である。切削温度を解析した研究は従来からある⁽⁴⁾。しかし, レーザビームで加熱された部分が被削材の回転によって切削域に移動してきたときにどのような温度上昇になっているかを解明した研究はない。

そこで本報では, 旋削加工を対象に, レーザビーム連続照射による被削材温度上昇の理論解を求め, その数値計算結果から, 切削速度やレーザビーム照射位置と切削域との距離などが切削域およびその近傍の温度上昇に及ぼす影響を検討した。また, 切削域の温度上昇に関する実用式を明らかにした。

2. 解 析

2.1 おもな記号

a : 正方形熱源作用域の一辺の長さ mm

$[\bar{a} = a/a = 1]$

c : 直方体の比熱 J/(kg・K)

G : グリーン関数

h : 放熱面における熱伝達率 W/(mm²・K)

* 原稿受付 1997年3月21日。

*¹ 正員, 鳥取大学工学部(☎680-0945 鳥取市湖山町南4-101)。

*² 正員, 鳥根県立工業技術センター(☎699-0108 鳥根県八東郡東出雲町出雲郷219)。

- $[\bar{h}=ha/\lambda]$
- $h_{x1}, h_{x2}, h_{y1}, h_{y2}, h_{z1}, h_{z2}$: それぞれ, $x=0, x=l, y=0, y=m, z=0, z=n$ の各放熱面における熱伝達率 $W/(mm^2 \cdot K)$
- $[\bar{h}_{x1}=h_{x1}a/\lambda, \bar{h}_{x2}=h_{x2}a/\lambda, \bar{h}_{y1}=h_{y1}a/\lambda, \bar{h}_{y2}=h_{y2}a/\lambda, \bar{h}_{z1}=h_{z1}a/\lambda, \bar{h}_{z2}=h_{z2}a/\lambda]$
- K_1, K_2 : $(\bar{T}_{cut})_{av}$ を求めるための係数
- l : 直方体の x 方向長さ mm $[\bar{l}=l/a]$
- m : 直方体の y 方向長さ mm $[\bar{m}=m/a]$
- n : 直方体の z 方向長さ mm $[\bar{n}=n/a]$
- Q : 熱源作用域から単位時間に流入する熱量 W
- T : 直方体の温度上昇 K $[\bar{T}=\lambda a T/Q]$
- $(T_{cut})_{av}$: 切削域内の平均温度上昇 K
- $[(\bar{T}_{cut})_{av}=\lambda a (T_{cut})_{av}/Q]$
- $(T_{cut})_{max}$: 切削域内の最高温度上昇 K
- $[(\bar{T}_{cut})_{max}=\lambda a (T_{cut})_{max}/Q]$
- t : 時間 s $[\bar{t}=\lambda t/(\rho c a^2)]$
- V : 切削速度に相当する熱源移動速度 mm/s
- $[\bar{V}=\rho c a V/\lambda]$
- x : 直方体の x 座標 mm $[\bar{x}=x/a]$
- x_{cut} : 切削幅に相当する x 方向長さ mm
- $[\bar{x}_{cut}=x_{cut}/a]$
- x_e : 熱源端部の x 座標 mm $[\bar{x}_e=x_e/a]$
- y : 直方体の y 座標 mm $[\bar{y}=y/a]$
- y_{cut} : 切削域の y 座標 mm $[\bar{y}_{cut}=y_{cut}/a]$
- y_{dis} : 熱源端部から切削域までの y 方向距離 mm
- $[\bar{y}_{dis}=y_{dis}/a]$
- y_e : 熱源端部の y 座標 mm $[\bar{y}_e=y_e/a]$
- y_s : 熱源作用開始時の熱源端部の y 座標 mm
- $[\bar{y}_s=y_s/a]$
- z : 直方体の z 座標 mm $[\bar{z}=z/a]$
- z_{cut} : 切込みに相当する z 方向深さ mm
- $[\bar{z}_{cut}=z_{cut}/a]$

Fig. 1 Laser beam spot position, cutting position, and a coordinate system of hollow round bar for laser-assisted machining

z_{lim} : 切削域内の $x=x_e+0.5a$ の位置で, $(T_{cut})_{max}$ の1%の温度上昇になる z 方向深さ mm

$[\bar{z}_{lim}=z_{lim}/a]$

λ : 直方体の熱伝導率 $W/(mm \cdot K)$

ρ : 直方体の密度 kg/mm^3

ここで, 直方体とは被削材に相当するものである。

また, $[\]$ 内は無次元量を表す。

2・2 解析条件 図1は, 中空丸棒の長手旋削加工におけるレーザービーム照射位置と切削域の関係を示す。図1中で, $O-xyz$ は xy 平面が点 O で被削材外周面に接している静止直交座標系であり, レーザービーム照射位置と切削域はその座標系に対して固定である。ところで, 赤外線放射温度計を用いて旋削加工における被削材外周面の温度上昇を観察した結果, レーザービームで加熱された部分の温度上昇に関して次のことがわかった。レーザービーム照射域を離れると加熱部分の温度上昇は急激に低下する。加熱部分が切削域に達するまでの間に被削材長手方向に生じる加熱部分の熱拡散は無視できる程度である。前者のことから, レーザービームは切削域にできるだけ近い被削材外周面上に照射しなければならないことがわかる。そこで, レーザービーム照射による中空丸棒の切削域およびその近傍の温度上昇解析は, 図1に示した中空丸棒を図2に示すような等方・等質性直方体で近似して行った。図2中で, l は長手方向に相当する x 方向の長さ, m は円周方向に相当する y 方向の長さ, また n は中空丸棒の肉厚に相当する z 方向の長さである。

連続発振 YAG レーザのビームモードはマルチモード, またレーザービーム照射域の形状は円形である。しかし, 発振機内のアパーチャーおよび光ファイバを通過することによってビームモードが変化するため, レーザービーム照射域に作用する熱源の分布は頂上部分が平坦なガウス分布となる。別途行った数値計算の結果, 流入熱量が同じであれば, 熱源分布がガウス分布

Fig. 2 Analytical model

であろうと一様分布であろうと、熱源作用域内の最高温度上昇に及ぼす熱源分布の影響は無視できる程度であった。このことから、切削域がレーザビーム照射域から離れるレーザ加熱法では、切削域の温度上昇に及ぼす熱源分布の影響は小さいと考えられる。そこで本報では、熱源作用域の形状は図2に示すように長さ a の正方形で近似し、その面積は円形のレーザビーム照射域の面積に等しく、かつ熱源分布は一様と仮定する。

送り速度は通常、切削速度と比較して非常に小さいので、図2中で熱源の移動方向は y 軸に平行とする。したがって、図1中の中空丸棒からみたレーザビーム照射位置の移動方向は、図2では y 軸の正方向となる。なお、切削は x 軸に平行で xy 平面に垂直な面内で行われるとする。図2中で y_s は移動熱源が作用し始めたときのその y 座標、 y_e は現在の熱源の y 座標である。切削域の y 座標が y_{cut} 、熱源端部と切削域との距離が y_{dis} である。なお、熱源移動は熱拡散よりも先行するとし、図2中で $y > y_{cut}$ の領域の温度上昇は $y = y_{cut}$ での切削による被削材除去の影響を受けないとする。

2.3 理論解 図2中に示す一様分布移動熱源に対する直方体の温度上昇の理論解を求めるためには、単位強さの瞬間点熱源が直方体に作用したときの温度応答すなわちグリーン関数が必要である。それは、単位強さの熱源をディラックのデルタ関数で初期温度として表す方法⁽⁵⁾により容易に求められる。

図2に示す等方・等質性直方体の熱伝導方程式は次式で与えられる。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで、 T は温度、 ρ は密度、 c は比熱および λ は熱伝導率であり、 ρ, c, λ は温度に無関係な定数とする。本報ではレーザビーム照射による切削域の温度上昇を問題にしているので、解析は直方体表面から温度零の周囲にニュートンの法則に従う放熱があるとして行う。その場合の境界条件は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} - h_{x1} T \right]_{x=0} &= 0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + h_{x2} T \right]_{x=l} = 0 \\ \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - h_{y1} T \right]_{y=0} &= 0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + h_{y2} T \right]_{y=m} = 0 \\ \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - h_{z1} T \right]_{z=0} &= 0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z} + h_{z2} T \right]_{z=n} = 0 \end{aligned} \quad \cdots \cdots (2)$$

なお、式(2)中の物体表面の熱伝達率 $h_{x1}, h_{x2}, h_{y1}, h_{y2}, h_{z1}, h_{z2}$ は場所および温度に無関係で一定とする。

ここで、物体の初期温度を

$$(T)_{t=0} = f(x, y, z) \quad \cdots \cdots (3)$$

とすると、境界条件(2)を満足する式(1)の解は、

$$\begin{aligned} T &= \frac{8}{lmn} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \\ &\times \frac{X_p(x) Y_r(y) Z_s(z) \exp \{-\alpha^2 \lambda t / (\rho c)\}}{A_p B_r C_s} \\ &\times \int_0^l \int_0^m \int_0^n f(x', y', z') \\ &\times X_p(x') Y_r(y') Z_s(z') dx' dy' dz' \quad \cdots \cdots (4) \end{aligned}$$

で与えられる。

図2に示す一様分布移動熱源に対する直方体の温度上昇を求めるためには、単位強さの瞬間点熱源が直方体に作用したときの温度応答すなわちグリーン関数が必要である。 $t=0$ の瞬間に直方体内の一点 (x_q, y_q, z_q) に作用する強さ 1 Kmm^3 の点熱源をディラックのデルタ関数を用いて初期温度として表現すれば次のようになる。

$$f(x, y, z) = \delta(x - x_q) \delta(y - y_q) \delta(z - z_q) \quad \cdots (5)$$

式(5)を式(4)に代入してデルタ関数の積分特性を考慮すれば、表面から放熱がある直方体のグリーン関数は、式(4)における t の代わりに $(t - \tau)$ を代入することにより次式で与えられる。

$$\begin{aligned} G(x, y, z, t; x_q, y_q, z_q, \tau) &= \frac{8}{lmn} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \\ &\times [\bar{X}_p(x) \bar{Y}_r(y) \bar{Z}_s(z) \bar{X}_p(x_q) \bar{Y}_r(y_q) \bar{Z}_s(z_q) \\ &\times \exp \{-\alpha^2 \lambda (t - \tau) / (\rho c)\} / (\bar{A}_p \bar{B}_r \bar{C}_s)] \quad \cdots \cdots (6) \end{aligned}$$

図2に示す、 $z=0$ の表面上を y 方向に一定速度 V で移動する、単位時間当たりの熱量 Q (一定) の一様分布熱源による直方体の温度上昇 T は、次式で求められる。

$$\begin{aligned} T &= \frac{Q}{\rho c} \frac{1}{a^2} \\ &\times \int_0^t \int_{x_e}^{x_e+a} \int_{y_s+V\tau}^{y_s+V\tau+a} G(x, y, z, t; x_q, y_q, 0, \tau) \\ &\times dx_q dy_q d\tau \quad \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

式(7)より、無次元温度上昇 $\bar{T}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \frac{32}{l\bar{m}\bar{n}} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \\ &\times \frac{\bar{X}_p(\bar{x}) \bar{Y}_r(\bar{y}) \bar{Z}_s(\bar{z}) \bar{Z}_s(0) \bar{I}_1 \bar{I}_2}{\bar{A}_p \bar{B}_r \bar{C}_s} \quad \cdots \cdots (8) \end{aligned}$$

ここに、

$$\bar{X}_p(\bar{x}) = \cos \left(\frac{\mu_p}{l} \bar{x} \right) + \frac{\bar{h}_{x1} \bar{l}}{\mu_p} \sin \left(\frac{\mu_p}{l} \bar{x} \right) \quad \cdots \cdots (9)$$

$$\bar{Y}_r(\bar{y}) = \cos \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{y} \right) + \frac{\bar{h}_{y1} \bar{m}}{\nu_r} \sin \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{y} \right) \quad \cdots \cdots (10)$$

$$\bar{Z}_s(\bar{z}) = \cos\left(\frac{\rho_s}{\bar{n}} \bar{z}\right) + \frac{\bar{h}_{z1}\bar{n}}{\rho_s} \sin\left(\frac{\rho_s}{\bar{n}} \bar{z}\right) \cdots (11)$$

$$\bar{A}_p = \left(1 + \frac{\bar{l}^2 \bar{h}_{x1}^2}{\mu_p^2}\right) \left(1 + \frac{\bar{l} \bar{h}_{x1}}{\mu_p^2 + \bar{l}^2 \bar{h}_{x1}^2} + \frac{\bar{l} \bar{h}_{x2}}{\mu_p^2 + \bar{l}^2 \bar{h}_{x2}^2}\right) \cdots (12)$$

$$\bar{B}_r = \left(1 + \frac{\bar{m}^2 \bar{h}_{y1}^2}{\nu_r^2}\right) \times \left(1 + \frac{\bar{m} \bar{h}_{y1}}{\nu_r^2 + \bar{m}^2 \bar{h}_{y1}^2} + \frac{\bar{m} \bar{h}_{y2}}{\nu_r^2 + \bar{m}^2 \bar{h}_{y2}^2}\right) \cdots (13)$$

$$\bar{C}_s = \left(1 + \frac{\bar{n}^2 \bar{h}_{z1}^2}{\rho_s^2}\right) \left(1 + \frac{\bar{n} \bar{h}_{z1}}{\rho_s^2 + \bar{n}^2 \bar{h}_{z1}^2} + \frac{\bar{n} \bar{h}_{z2}}{\rho_s^2 + \bar{n}^2 \bar{h}_{z2}^2}\right) \cdots (14)$$

である。なお、式(9)～(14)中の μ_p, ν_r, ρ_s はそれぞれ、次の μ, ν, ρ に関する方程式の p, r, s 番めの正根である。

$$\left. \begin{aligned} (\mu^2 - \bar{h}_{x1}\bar{h}_{x2}\bar{l}^2) \sin \mu - \mu(\bar{h}_{x1} + \bar{h}_{x2})\bar{l} \cos \mu &= 0 \\ (\nu^2 - \bar{h}_{y1}\bar{h}_{y2}\bar{m}^2) \sin \nu - \nu(\bar{h}_{y1} + \bar{h}_{y2})\bar{m} \cos \nu &= 0 \\ (\rho^2 - \bar{h}_{z1}\bar{h}_{z2}\bar{n}^2) \sin \rho - \rho(\bar{h}_{z1} + \bar{h}_{z2})\bar{n} \cos \rho &= 0 \end{aligned} \right\} \cdots (15)$$

また、

$$\bar{I}_1 = \frac{\bar{l}}{\mu_p} \sin \frac{\mu_p}{2\bar{l}} \times \left[\cos \left\{ \frac{\mu_p}{\bar{l}} (\bar{x}_e + 0.5) \right\} + \frac{\bar{h}_{x1}\bar{l}}{\mu_p} \sin \left\{ \frac{\mu_p}{\bar{l}} (\bar{x}_e + 0.5) \right\} \right] \cdots (16)$$

$$\bar{I}_2 = \frac{\bar{m}}{\nu_r} \left(\bar{I}_{21} + \frac{\bar{h}_{y1}\bar{m}}{\nu_r} \bar{I}_{22} \right) \sin \frac{\nu_r}{2\bar{m}} \cdots (17)$$

式(17)中の $\bar{I}_{21}, \bar{I}_{22}$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} \bar{I}_{21} &= \frac{1}{1 + \left(\frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \right)^2} \frac{\bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \\ &\times \left[\sin \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_1 \right) + \frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \cos \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_1 \right) - \exp(-\bar{\alpha}^2 \bar{t}) \right. \\ &\times \left. \left\{ \sin \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_2 \right) + \frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \cos \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_2 \right) \right\} \right] \cdots (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_{22} &= \frac{-1}{1 + \left(\frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \right)^2} \frac{\bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \\ &\times \left[\cos \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_1 \right) - \frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \sin \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_1 \right) - \exp(-\bar{\alpha}^2 \bar{t}) \right. \\ &\times \left. \left\{ \cos \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_2 \right) - \frac{\bar{\alpha}^2 \bar{m}}{\nu_r \bar{V}} \sin \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \bar{C}_2 \right) \right\} \right] \cdots (19) \end{aligned}$$

で与えられる。また、式(18), (19)中で

$$\bar{\alpha}^2 = \left(\frac{\mu_p}{\bar{l}} \right)^2 + \left(\frac{\nu_r}{\bar{m}} \right)^2 + \left(\frac{\rho_s}{\bar{n}} \right)^2 \cdots (20)$$

$$\bar{C}_1 = \bar{y}_s + \bar{V} \bar{t} + 0.5 \cdots (21)$$

$$\bar{C}_2 = \bar{y}_s + 0.5 \cdots (22)$$

である。

3. 計算結果および考察

以下に示す計算結果および考察は、一般性を持たせるため、すべて式(8)で与えられる無次元温度上昇 $\bar{T}$ に対するものである。計算で用いた、直方体の寸法、正方形熱源作用域の大きさおよびその作用位置などを表1に示す。なお、表1中および以下に示す値はいずれも、図2中に示した正方形熱源作用域の一辺の長さ a を基準にした無次元量である。

中空丸棒の長手方向旋削加工において、切れ刃が被削材端部にある場合、あるいは横切れ刃角が零かそれに近い値でかつ設定切込みがレーザービームの連続照射による熱拡散深さより大きい場合の無次元温度上昇は、式(16)中で $\bar{x}_e = 0$ とおいて求められる。しかし本報では、切削域の温度上昇に及ぼす被削材端部の影響のない場合、具体的には表1中に示したように $\bar{x}_e = 5$

Table 1 Values used in calculations

$\bar{l}$	$\bar{m}$	$\bar{n}$	$\bar{a}$	$\bar{x}_e$	$\bar{y}_e$	$\bar{x}_{cut}$	$\bar{y}_s$
25	25	10	1	5	5	5.5	5

(a) $\bar{V} = 10$

(b) $\bar{V} = 1000$

Fig. 3 Temperature rise distributions at $\bar{x} = 5.5$
($\bar{h} = \bar{h}_{x1} = \bar{h}_{x2} = \bar{h}_{y1} = \bar{h}_{y2} = \bar{h}_{z1} = \bar{h}_{z2} = 0.001$)

の場合の無次元温度上昇のみを示すことにし、段付き加工を対象にした無次元温度上昇は扱わない。なお、以下で示す無次元温度上昇は、式(8)で $p \leq 350$, $r \leq 400$, $s \leq 6000$ の範囲で収束状態を考慮して求めた。また、計算はすべて倍精度で行った。

図3は、図2で $x = x_e + 0.5a$ に相当する $\bar{x} = 5.5$ における熱源移動方向すなわち $\bar{y}$ 方向の無次元温度上昇 $\bar{T}$ に及ぼす無次元熱源移動速度 $\bar{V}$ の影響を示す。計算で用いた無次元熱伝達率は空気中の放熱実験から求めた $\bar{h} = 0.001$ であり、いずれの放熱面でも同じ値とした。移動熱源は $\bar{y}_s = 5$ から作用し始め、図3中には熱源端部の無次元 $\bar{y}$ 座標 $\bar{y}_e = 6, 12, 18$ はそれぞれのときの $\bar{T}$ を示す。熱源移動速度が遅い $\bar{V} = 10$ では、熱源作用域前方の表面 ($\bar{z} = 0$) および表面下 ($\bar{z} > 0$) にも温度上昇が認められる。このことは熱源移動よりも熱拡散のほうが先行していることを意味するが、その程度はわずかである。通常の旋削では $\bar{V} > 10$ であり、その場合、 $\bar{V} = 1000$ である図3(b)のように、熱源作用域前方の温度上昇は無視できる。2・2節で、図2中の $y > y_{cut}$ の領域の温度上昇は $y = y_{cut}$ での切削による被削材除去の影響を受けないことを仮定したが、図3に示した結果はそのことの妥当性を裏付けている。

図3(a)と図3(b)の対比から、次のことがわかる。

Fig. 4 Temperature rise distributions at $\bar{x} = 5.5$
($\bar{h} = \bar{h}_{x1} = \bar{h}_{x2} = \bar{h}_{y1} = \bar{h}_{y2} = \bar{h}_{z1} = \bar{h}_{z2} = 0.1$)

熱源移動速度が高くなれば表面および表面下の温度上昇は低くなる。2・2節で述べた赤外線放射温度計を用いた実験結果と一致するが、 $\bar{y}_{dis}$ すなわちレーザービーム照射位置と切削域との距離が大きくなれば、表面および表面下の温度上昇は熱源作用域の最高温度上昇と比較して急激に小さくなる。ただし、その程度は熱源移動速度が高くなれば小さくなる。また、レーザービーム照射によって温度上昇する領域は、当然のことではあるが、熱源移動速度が高くなるほど表面近傍に限られる。

表1中に示したように本計算では中空丸棒の肉厚に相当する無次元量 $\bar{n}$ は10としたが、図3でレーザービーム照射によって温度上昇する $\bar{z}$ 方向の深さはそれと比較すれば明らかに小さい。このことは、旋削加工における通常の切削速度では、レーザービーム照射による切削域の温度上昇に及ぼす中空丸棒の肉厚の影響は、極端な薄肉中空丸棒の場合を除いて、無視できることを示唆する。

図4は、放熱面における熱伝達率が図3の場合の100倍で計算した温度上昇を示す。図3の対比からわかるように、温度上昇に及ぼす熱伝達率の影響は認められない。このことは、レーザーを用いた加熱旋削加工では、被削材表面を断熱状態として切削域の温度上昇を解析しても差支えないことを意味する。

2・2節で、YAG レーザによる加熱旋削加工で切削域の温度上昇をできるだけ大きくするためには、切削域にできるだけ近い位置にレーザービームを照射しなければならないと述べた。図3あるいは図4に示した計算結果はそのことを裏付けている。なお、レーザービーム照射位置が切削域にあまりにも近いと、切削条件によっては切りくずでレーザービームが遮断される。実際にはこのことを考慮してレーザービーム照射位置を決定しなければならないが、目安としては、レーザービーム照射位置と切削域との距離はレーザービーム径の5倍以内にすべきである。

ところで、図3, 4において、熱源作用域の左端 $\bar{y}_e$ から $\bar{y}_{dis}$ だけ後方すなわち $\bar{y} = \bar{y}_{cut}$ のところにある切削域の温度上昇は、 $\bar{y} = \bar{y}_s$ から作用し始めた移動熱源がどの程度移動したところで定常状態となるのであろうか。このことについて次に検討する。

図3, 4で明らかなように、 $\bar{y} = \bar{y}_{cut}$ の切削域内の最高温度上昇は $\bar{z} = 0$ の表面で発生するが、ここでそれを $(\bar{T}_{cut})_{max}$ と定義する。図5は、各種 $\bar{y}_{dis}$ に対して調べた、 $(\bar{T}_{cut})_{max}$ と $\bar{y}_{cut}$ の関係を $\bar{V} = 10$ と $\bar{V} = 1000$ について示す。 $\bar{V} = 10$ では $\bar{y}$ 方向に移動する熱源の移動距離が正方形熱源作用域一辺の長さの無次

Table 2 Values of A_{ij} in Eq. (24)

j	i				
	0	1	2	3	4
0	-1.65651688508593	1.49510875004531	-1.11156528389663	0.269061321695857	-0.0235437743207235
1	-0.807202557448591	0.619176105096871	-0.307670060376046	0.0769860497356131	-0.00912661568996407
2	-0.239777786687981	-3.62398103437796	3.70872853084912	-1.23667685443866	0.136485093761956
3	3.44578935286157	-1.08844615358429	-1.27209464286117	0.687525674839177	-0.0897738848703171
4	-2.54947289333985	2.31481261724185	-0.630774687780376	0.0285034150457406	0.00618816774072545

Fig. 5 Effects of $\bar{y}_{dis}$, $\bar{y}_{cut}$, and $\bar{V}$ on $(\bar{T}_{cut})_{max}$

元量 $\bar{a}(\approx 1)$ の少なくとも 5 倍以上, $\bar{V}=1000$ では $\bar{a}$ と同じ熱源移動距離で $(\bar{T}_{cut})_{max}$ は定常になる. 計算の結果, $\bar{V}$ が大きくなるほど $(\bar{T}_{cut})_{max}$ が定常になるまでに要する移動距離は短くなった. そこで以下では, 切削域の定常温度上昇のみを対象とする.

4. 切削域の温度上昇に関する実用式

3 章では移動熱源による表面および表面下の温度上昇について検討した. 4 章では, 本解析結果を YAG レーザによる難削材料の加熱旋削加工に適用できるようにするため, レーザビームの連続照射による切削域内の最高温度上昇, 熱拡散深さおよび切削域内の平均温度上昇を求めるための実用式について説明する. なお, 取扱う値はすべて無次元量で, 無次元温度上昇は定常値である.

図 6 は, $\bar{y} = \bar{y}_{cut}$ の切削域の無次元温度上昇 $\bar{T}$ を切削幅方向に相当する $\bar{x}$ 方向と切込み方向に相当する $\bar{z}$ 方向に対して三次元表示した一例を示す. 図 6

Fig. 6 Temperature rises in cutting region and in its neighborhood ($\bar{V}=10$, $\bar{y}_{dis}=1$) Fig. 7 $(\bar{T}_{cut})_{max}$ as a function of both $\bar{V}$ and $\bar{y}_{dis}$

中で, $\bar{a}$ は移動熱源作用域の $\bar{x}$ 方向の大きさである. $\bar{x}_{cut}$ は無次元切削幅, $\bar{z}_{cut}$ は無次元切込み, また $(\bar{T}_{cut})_{max}$ は切削域内の無次元最高温度上昇である. $\bar{z}_{lim}$ は, $\bar{x} = \bar{x}_e + 0.5\bar{a}$ の位置で $(\bar{T}_{cut})_{max}$ の 1% の温度上昇となる $\bar{z}$ 方向の無次元深さである. 加熱旋削加工は切削域の温度を高くすることが目的であるから, $\bar{z}_{cut}$ は $0 < \bar{z}_{cut} < \bar{z}_{lim}$ の範囲で選ぶべきである. 以下, 切削速度に相当する無次元熱源移動速度 $\bar{V}=10 \sim 10^4$, 熱源端部から切削域までの $\bar{y}$ 方向無次元距離 $\bar{y}_{dis}=1 \sim 13$ の範囲で検討した実用式を示す.

4.1 切削域内の最高温度上昇 図 7 は $(\bar{T}_{cut})_{max}$ と $\bar{V}$, $\bar{y}_{dis}$ の関係図であり, 最小二乗法で求めたその近似式は次式で与えられる.

$$(\bar{T}_{cut})_{max} = 10^{\bar{a}} \dots \dots \dots (23)$$

ここに,

Table 3 Values of B_{ij} in Eq. (26)

j	i				
	0	1	2	3	4
0	1.82767663122535	-2.70956719225370	1.53829650284861	-0.440916432543780	0.0442954810606358
1	3.58320976977223	-4.64961606368683	0.918386000684568	0.416337211020615	-0.103853694612288
2	-30.0162723652447	52.3864939976734	-25.8392486294732	4.25051713618081	-0.136033870774503
3	44.3862981603326	-77.5451438579267	38.8232450770694	-6.61950034794172	0.246977485523016
4	-17.4828609191362	29.6896006801425	-13.9062156248641	1.98110427282207	-0.0122401939193170

Table 4 Values of C_{ij} in Eq. (28)

j	i		
	0	1	2
0	0.980451102805958	0.00432311592541085	-0.000328000485327275
1	-0.486666438743948	0.0578793561596872	-0.00250893587090266
2	0.0678166040922671	-0.0123935217180975	0.000599816343628314

Fig. 8 $\bar{z}_{lim}$ as a function of both $\bar{V}$ and $\bar{y}_{dis}$ Fig. 9 K_1 as a function of both $\bar{y}_{dis}$ and $(\bar{z}_{cut})_{app}$

$$\beta = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^4 A_{ij} (\log \bar{V})^i (\log \bar{y}_{dis})^j \quad \dots\dots\dots (24)$$

であり、式(24)中の係数 A_{ij} の値を表2中に示す。式(23)の近似式で求められる $(\bar{T}_{cut})_{max}$ の値は、厳密な値の2%未満の誤差となる。なお、 $(\bar{T}_{cut})_{max}$ の近似値を正確に求めるためには、表2中に示された有効けた数約15けたの A_{ij} の値を用いなければならない。このことは、以下で示す係数についても同様である。

4・2 熱拡散深さ 図8は $\bar{z}_{lim}$ と $\bar{V}$, $\bar{y}_{dis}$ の関係図であり、最小二乗法で求めたその近似式は次式で与えられる。

$$\bar{z}_{lim} = 10^\gamma \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここに、

$$\gamma = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^4 B_{ij} (\log \bar{V})^i (\log \bar{y}_{dis})^j \quad \dots\dots\dots (26)$$

であり、式(26)中の係数 B_{ij} の値は表3で与えられる。なお、式(25)の近似式で求められる $\bar{z}_{lim}$ の値は、厳密な値の6%未満の誤差となる。

4・3 切削域内の平均温度上昇 上述の $(\bar{T}_{cut})_{max}$, $\bar{z}_{lim}$ のほかに重要なものとして、切削域内の無次元平均温度上昇 $(\bar{T}_{cut})_{av}$ があげられる。ここで $(\bar{T}_{cut})_{av}$ と

は、 $\bar{y} = \bar{y}_{cut}$ の切削域において、図6中の $\bar{x}_e + 0.5 \times (\bar{a} - \bar{x}_{cut}) \leq \bar{x} \leq \bar{x}_e + 0.5(\bar{a} + \bar{x}_{cut})$, $0 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_{cut}$ における $\bar{T}$ の平均温度上昇であり、それは次式で与えられる。

$$(\bar{T}_{cut})_{av} = K_1 K_2 (\bar{T}_{cut})_{max} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$(\bar{T}_{cut})_{av}$ は、 $(\bar{T}_{cut})_{max}$ のほかに $\bar{V}$ や $\bar{y}_{dis}$, $\bar{x}_{cut}$ や $\bar{z}_{cut}$ の値によって定まる。式(27)中の係数 K_1 は $\bar{V}$, $\bar{y}_{dis}$ および $\bar{z}_{cut}$ の関数、また K_2 は $\bar{x}_{cut}$ の関数である。

K_1 は $\bar{x}_{cut} = \bar{a} (=1)$ として最小二乗法を用いて得られた次の近似式で与えられ、その三次元表示は図9となる。

$$K_1 = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^2 C_{ij} (\bar{y}_{dis})^i \{(\bar{z}_{cut})_{app}\}^j \quad \dots\dots\dots (28)$$

なお、式(28)中の係数 C_{ij} の値を表4に示す。

図8で明らかのように、 $\bar{V}$ が高くなれば $\bar{z}_{lim}$ は急激に小さくなる。式(28)中の $(\bar{z}_{cut})_{app}$ はそのことを取り入れるために導入した無次元量であり、次式で与えられる。

$$(\bar{z}_{cut})_{app} = 0.31623 (\bar{z}_{cut}) \bar{V}^{0.5} \quad \dots\dots\dots (29)$$

図9に示した K_1 の近似曲面で、ある $\{\bar{y}_{dis}, (\bar{z}_{cut})_{app}\}$ の組合せに対して値が示されていない部分

Table 5 An example of calculations

	Values	Equations used
β	-1.5560	Eq.(24)
$(\bar{T}_{cut})_{max}$	0.02779	Eq.(23)
γ	-0.08021	Eq.(26)
z_{lim}	0.8314	Eq.(25)
$(z_{cut})_{app}$	0.7887	Eq.(29)
K_1	0.7482	Eq.(28)
K_2	1.0506	Eq.(30)
$(\bar{T}_{cut})_{av}$	0.02185	Eq.(27)

$$\bar{V} = 100, \bar{y}_{dis} = 3, \bar{x}_{cut} = 0.8, \bar{z}_{cut} = 0.3 \bar{z}_{lim}$$

がある。それは、式(29)でわかるように、 $\bar{z}_{cut}$ は同じであって $\bar{V}$ によって $(\bar{z}_{cut})_{app}$ が変化するためである。なお、式(28)で求められる K_1 は、厳密な値の4%未満の誤差となる。

次に、 $(\bar{T}_{cut})_{av}$ に及ぼす切削幅の影響を考慮するための係数である式(27)の K_2 についてであるが、 $\bar{x}_{cut}$ の関数として次の近似式で厳密な値の0.4%以内の誤差で求められる。

$$K_2 = 0.08[1 - \exp\{5(\bar{x}_{cut} - 1)\}] + 1$$

$$(0.1 \leq \bar{x}_{cut} \leq 1) \dots\dots\dots (30)$$

4.4 計算例 式(23)～(30)を用いた計算例を表5に示す。計算条件は $\bar{V}=100$, $\bar{y}_{dis}=3$, $\bar{x}_{cut}=0.8$, $\bar{z}_{cut}=0.3\bar{z}_{lim}$ である。

ところで、切削域内の最高温度上昇 $(T_{cut})_{max}$ 、熱拡散深さ z_{lim} および切削域内の平均温度上昇 $(T_{cut})_{av}$ そのものの値を求めるためには、次の諸量が必要である。それらは、レーザービーム径、レーザー出力、被削材のレーザー吸収率、比熱、密度および熱伝導率、ならびに切削条件である。

5. 結 言

YAG レーザを用いて難削材料の加熱旋削加工を行う基礎として、中空丸棒を等方・等質性直方体で近似し、レーザービームの連続照射による被削材温度上昇の理論解を求めた。数値計算により切削域およびその近傍の温度上昇に及ぼす種々の要因の影響を調べた結果、レーザービーム照射による切削域の温度上昇に関して次のことが明らかにされた。

(1) 通常の切削速度では、レーザービーム照射域前方の温度上昇、切削域の温度上昇に及ぼす表面からの放熱の影響はともに無視できる。

(2) 切削速度が高いほど切削域の温度上昇は小さい。

(3) レーザービーム照射位置と切削域との距離が大きくなれば切削域の温度上昇は急激に小さくなる。また、その程度は低切削速度ほど顕著となる。

(4) 切削域の温度上昇をできるだけ大きくするため、レーザービーム照射位置は切削域の前方でレーザービーム径の5倍以内にすべきである。

最後に、切削域内の最高温度上昇、熱拡散深さおよび切削域内の平均温度上昇が簡便に求められる実用式を提示した。それらの式は、レーザービーム照射位置、レーザー出力、切削条件などの決定に役立つものである。

文 献

- (1) 北川武揚・ほか2名, 精密工学会誌, **53**-1(1987), 78-84.
- (2) Uehara, K., ほか2名, *Annals of the CIRP*, **32**-1(1983), 97-100.
- (3) Konig, W. and Zaboklicki, A. K., *Ceramic Ind.*, Dec. (1993), 32-35.
- (4) 例えば, 白井英治・白樫高洋, 精密機械, **38**-6(1972), 510-517.
- (5) 竹内洋一郎, 機論, **32**-242(1965), 1470-1477.