

学術論文

レーザーの多重反射と蒸発を考慮した
レーザー穴あけ加工の熱流体解析

—第1報, 光線追跡を用いたレーザーの多重反射シミュレーション—

野口 暁* 大村 悦二* 平田 好則*

Thermohydrodynamics Analysis of Laser Drilling Considering Multiple Reflection of Laser and Evaporation
—1st Report., Multiple Reflection Simulation of Laser Using Ray Tracing Technique—

NOGUCHI Satoru, OHMURA Etsuji and HIRATA Yoshinori

*大阪大学大学院 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)
noguchi@mapse.eng.osaka-u.ac.jp

(原稿受付 2006年10月12日)

In this study, a model using the VOF method and ray tracing has been developed to investigate multiple reflections in a keyhole during laser drilling. The diameter of the virtual keyhole was fixed at 50 μm and as the depth was changed, the multiple reflections were calculated. The main results are as follows: (1) At the stage where the depth of the hole is comparatively shallow, the effect of multiple reflections increases the absorption of the laser power at the bottom of the hole. This is a factor in the transition from a shallow hole to a keyhole. (2) The absorptance begins to increase due to multiple reflections when the keyhole depth exceeds 15 μm . At the depth of 300 μm , the absorptance increases to about 0.9. (3) It is supported by the multiple reflection calculations including plasma absorption that absorption of CO₂ laser radiation by the plasma cannot be disregarded but plasma absorption of Nd:YAG laser radiation can be disregarded when the electron density exceeds $1 \times 10^{17} \text{ 1/cm}^3$.

Key words: laser drilling, multiple reflection, keyhole, ray tracing, VOF, spline

1. 緒 言

高パワー密度レーザーで穴あけを行うと、母材熔融部にキーホールが形成される。キーホールが形成されると、壁面でレーザーが多重反射し、キーホール底部までエネルギーが到達して、高アスペクト比の穴あけが可能となる。キーホール形成はレーザー穴あけにおいて重要な加工現象の一つである。

X線と高速度カメラを用いてレーザー溶接におけるキーホール挙動を観察する研究^{1,2)}が報告されてはいるものの、一般には、材料内部のキーホール挙動を観察し、熔融金属流れを定量的に評価することは難しい。その点、コンピュータシミュレーションを用いると、キーホール挙動と熔融金属流れの可視化と定量的評価ができて、加工結果を予測する上でも有用である。その際、キーホール形成にレーザーの多重反射が深く関わるので、レーザーの多重反射と蒸発を伴う熔融金属流れの連成解析が必要となる。

これまでのレーザー溶接シミュレーションでは、キーホール壁面を固定した熱伝導計算^{3,4)}や、円柱のキーホールを仮定した熱流体計算⁵⁾などが行われている。レーザーの多重反射シミュレーション⁶⁻⁹⁾では、キーホールを三角錐で近似したものや、V字開先を対象にしたものなどが見られる。自由表面でのレーザーの多重反射を考慮した溶接シミュレーションもあるが¹⁰⁾、多重反射の計算手法についてはまったく示されていない。

そこで本研究では、レーザーの多重反射と材料の蒸発を考慮して、レーザー穴あけにおける熔融金属流れを非定常熱流体解析することを目的とした。本報では、VOF法で表された自由表面の穴に対してレーザーの多重反射を光線追跡し、壁面のパワー分布を得る計算方法を提案するとともに、仮想的なキーホールを用いて、壁面のパワー分布と吸収率の穴深さ依存性、プラズマ吸収の影響について検討した。

2. 多重反射計算方法

2.1 要素分割とVOF法

多重反射計算にあたり、解析領域を同じ大きさの立方体要素で分割した。ここでは立方体要素の頂点を節点と呼ぶ。

流体表面の取り扱いにはVOF法¹¹⁾を用いた。VOF法では、空間を要素分割したときの個々の要素の流体体積比率 F で気液界面を記述する ($0 \leq F \leq 1$)。ここでは $F=0.5$ の位置を流体表面とする。

2.2 入射光線と入光要素の決定

照射するレーザービームを光線の束とみなし、それぞれについて光線追跡を行う。入射光線ベクトルの方向余弦を $i = (i_x, i_y, i_z)$ 、光線の始点を (x_s, y_s, z_s) とすると、光線上の任意の点 (x_e, y_e, z_e) は媒介変数 $k (> 0)$ を用いて次式で表すことができる。

$$x_e = i_x k + x_s \quad (1)$$

$$y_e = i_y k + y_s \quad (2)$$

$$z_e = i_z k + z_s \quad (3)$$

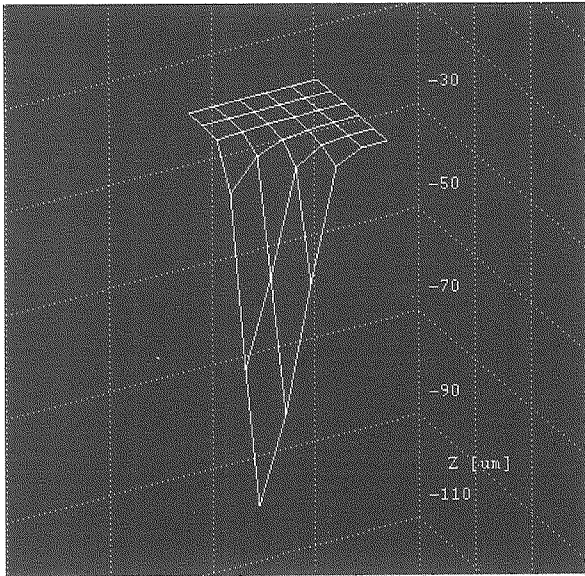


Fig. 1 Wiremesh connecting data points on a part of surface which is determined by $F = 0.5$

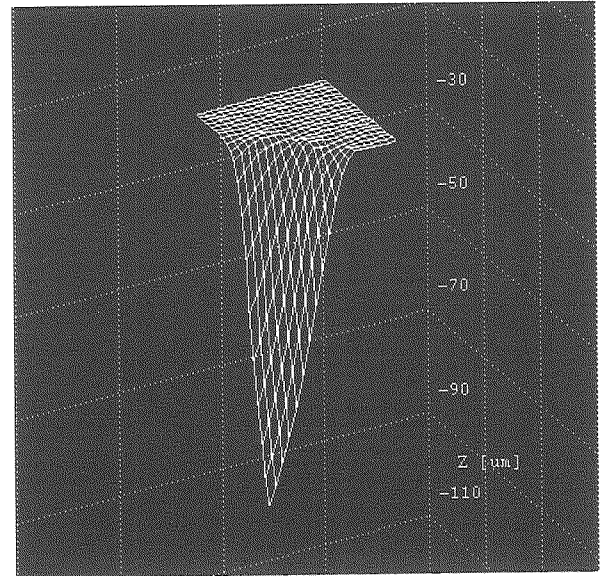


Fig. 2 Wiremesh interpolated to spline surface for a part of surface shown by Fig. 1

光線上の点 (x_c, y_c, z_c) を含む要素の F 値が次に示す二つのどちらかを満たすとき, 表面要素に光線が到達したとする.

1. $0.5 \leq F \leq 1$
2. $0 \leq F < 0.5$ で, 光線が伝播する方向に隣接する要素が $F = 1$

2.3 表面形状の計算方法

穴壁面での光線の反射を計算するため, まず, 光線が到達した表面要素を中心とする局所的な表面形状を求める. 滑らかな曲面を得るため, B スプラインを用いた補間¹²⁾を行う. 解析領域の表面全体をスプライン補間すると, 穴にくびれがある場合に取り扱いが困難になる. 局所的に表面をスプライン補間するのは, この問題を解決するとともに, 比較的少ない計算量で曲面の法線ベクトルを計算するためである.

光線が到達した表面要素とその近傍要素を解析領域の底面に射影すると, 基盤の目状の格子が得られる. いま, x 軸方向に $M-1$ 個, y 軸方向に $N-1$ 個の格子を考え, その中心の格子が光線の到達した表面要素に対応する格子とする. これらの格子の節点座標 (x_{ij}, y_{ij}) を通り z 軸に平行な直線上において F 値が 0.5 となる z 座標 z_{ij} を求め, 局所表面のデータ点 (x_{ij}, y_{ij}, z_{ij}) とする. データ点の個数は x 軸方向, y 軸方向にそれぞれ M, N となるので, 全体で成分が $M \times N$ 個の二次元行列

$$\begin{bmatrix} (x_{11}, y_{11}, z_{11}) & (x_{12}, y_{12}, z_{12}) & \cdots & (x_{1M}, y_{1M}, z_{1M}) \\ (x_{21}, y_{21}, z_{21}) & (x_{22}, y_{22}, z_{22}) & \cdots & (x_{2M}, y_{2M}, z_{2M}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ (x_{N1}, y_{N1}, z_{N1}) & (x_{N2}, y_{N2}, z_{N2}) & \cdots & (x_{NM}, y_{NM}, z_{NM}) \end{bmatrix} \quad (4)$$

が得られる. 本報では, $M = N = 6$ とした. 得られたデータ点の一例として, Fig. 1 にデータ点をワイヤメッシュで表した図を示す. このようなデータ点を曲面補間するため,

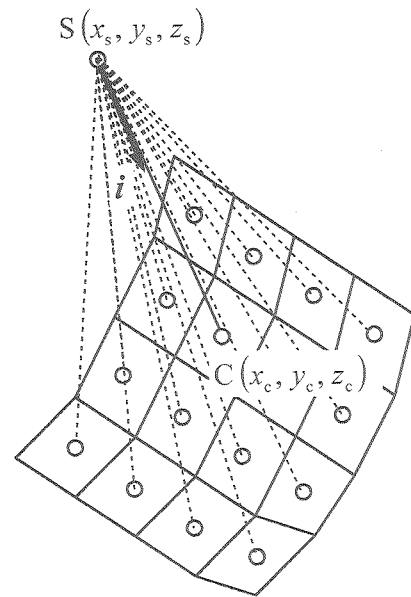


Fig. 3 Search of reflection mesh

B スプラインの積によって

$$x(s, t) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} B_{i,k}(s) B_{j,k}(t) \quad (5)$$

$$y(s, t) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \beta_{ij} B_{i,k}(s) B_{j,k}(t) \quad (6)$$

$$z(s, t) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \gamma_{ij} B_{i,k}(s) B_{j,k}(t) \quad (7)$$

のように表す. ここで, $B_{i,k}(s), B_{j,k}(t)$ は $k-1$ 次の B スプライン関数, s, t は媒介変数で, それぞれ $i-1 \leq s \leq i, j-1 \leq t \leq j$ の値をとる. $\alpha_{ij}, \beta_{ij}, \gamma_{ij}$ は定数で, 式(5)~式(7)に式(4)で示すデータ点を代入して得られる連立方程式を解くことによって値が求まる. このとき, s 曲線および t 曲線上の両端ではシェーンバーク・ホイットニ条件を満足す

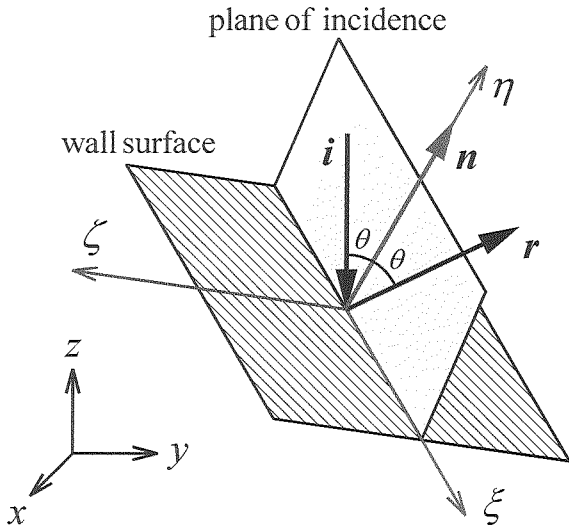


Fig. 4 Local coordinate system defined at reflection point

るものとする. 得られた $\alpha_{ij}, \beta_{ij}, \gamma_{ij}$ を式(5)~式(7)に代入すれば, 補間曲面の空間座標 (x, y, z) が, s, t の関数として計算でき, 曲面上の任意の点の位置ベクトルは,

$$C(s, t) = (x(s, t), y(s, t), z(s, t)) \quad (8)$$

で表される.

2.4 反射点と反射点における法線ベクトルの計算方法

入射光線と曲面の交点を求める際, 式(1)~式(3)と式(8)から k および s, t を求めることは極めて困難である. そこでまず, 新たに s 曲線および t 曲線上に n 個の点を取り, 式(8)を用いて $(n-1) \times (n-1)$ のワイヤメッシュを作成する. $n=21$ として, Fig. 1 のデータ点からワイヤメッシュを作成した例を Fig. 2 に示す. つぎに, Fig. 3 に示すように, 入射光線の始点 (x_s, y_s, z_s) からワイヤメッシュの中心点 (x_c, y_c, z_c) に向かう単位ベクトルと, 入射光線ベクトル i の内積をとり, 最も 1 に近い値が得られる点 (x_r, y_r, z_r) を反射点 (x_r, y_r, z_r) と近似する.

反射点 (x_r, y_r, z_r) における曲面の単位法線ベクトル n は, 式(8)の s, t に関する偏導関数 $C_s(s, t), C_t(s, t)$ を用いて,

$$n = \frac{C_s(s, t) \times C_t(s, t)}{|C_s(s, t) \times C_t(s, t)|} \quad (9)$$

で計算することができる.

2.5 反射光線ベクトルの計算方法

光線が反射の法則に従って反射することを利用して, 反射光線ベクトル r を以下のようにして求める.

Fig. 4 に示すように, n 方向に η 軸, $i \times n$ 方向に ζ 軸, $n \times (i \times n)$ 方向に ξ 軸をとると, i, n, r は $\xi\eta$ 平面内に存在する. このとき, ξ, η, ζ 軸の単位ベクトル e_ξ, e_η, e_ζ は次式で計算することができる.

$$e_\zeta = \frac{n \times (i \times n)}{|n \times (i \times n)|} \quad (10)$$

$$e_\eta = n \quad (11)$$

$$e_\xi = \frac{i \times n}{|i \times n|} \quad (12)$$

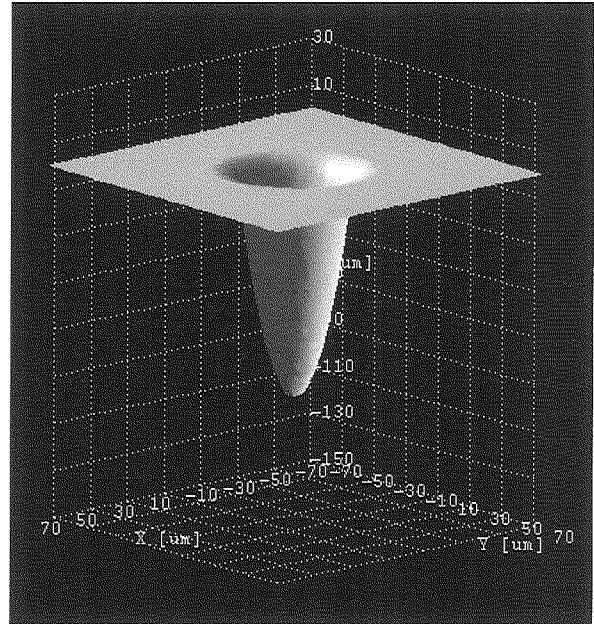


Fig. 5 Example of virtual hole shape defined by quadratic surface

光線の入射角 θ は, 反射面の法線ベクトル n と入射光線ベクトル i の内積から計算される.

$$\cos \theta = i \cdot n \quad (13)$$

反射の法則により, 反射光線ベクトル r は,

$$r = e_\xi \sin \theta + e_\eta \cos \theta \quad (14)$$

となる. ただし, $i = -n$ のときは $r = -i$ とする.

反射点 (x_r, y_r, z_r) と反射光線ベクトル r が求まると,

$$i \leftarrow r, (x_s, y_s, z_s) \leftarrow (x_r, y_r, z_r) \quad (15)$$

と更新して, 光線が次に反射する表面要素の検索を行う.

3. 解析結果

3.1 解析条件

解析領域は $145 \mu\text{m} \times 145 \mu\text{m} \times 380 \mu\text{m}$ で, $z=0$ を初期表面として, z 軸方向の正側に $30 \mu\text{m}$, 負側に $350 \mu\text{m}$ とった. レーザの中心軸は z 軸と一致するようにとった. 解析領域を立方体要素で $29 \times 29 \times 76$ に分割し, 要素の 1 辺を $5 \mu\text{m}$ とした. 穴形状は, 次式で表される二次曲面を想定した.

$$\begin{cases} z = \frac{d}{r^2}(x^2 + y^2 - r^2) & x^2 + y^2 \leq r^2 \\ z = 0 & x^2 + y^2 > r^2 \end{cases} \quad (16)$$

ここで, r は $z=0$ における穴半径, d は穴深さである. 穴の壁面を含む要素では, モンテカルロ法を用いて F 値を計算した. Fig. 5 に $r=25 \mu\text{m}$, $d=100 \mu\text{m}$ の仮想穴を示す.

穴壁面のパワー分布と穴深さの関係を調べるため, 穴半径を $25 \mu\text{m}$ で固定し, 深さを変えて多重反射計算を行った. Nd:YAG レーザやファイバーレーザのような波長 $1 \mu\text{m}$ 程度のレーザを想定し, レーザパワーを 150 W , $1/e^2$ 直径を $50 \mu\text{m}$ とした. 波長 $1 \mu\text{m}$ に対する鉄の反射率が約 0.65 であることから¹³⁻¹⁵⁾, 反射率は 0.65 として, 平行ビームを穴に垂直に入射した. ビームの $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ の領域を 88×88 本の光線の束として, それぞれの光線にガウシアン分布を

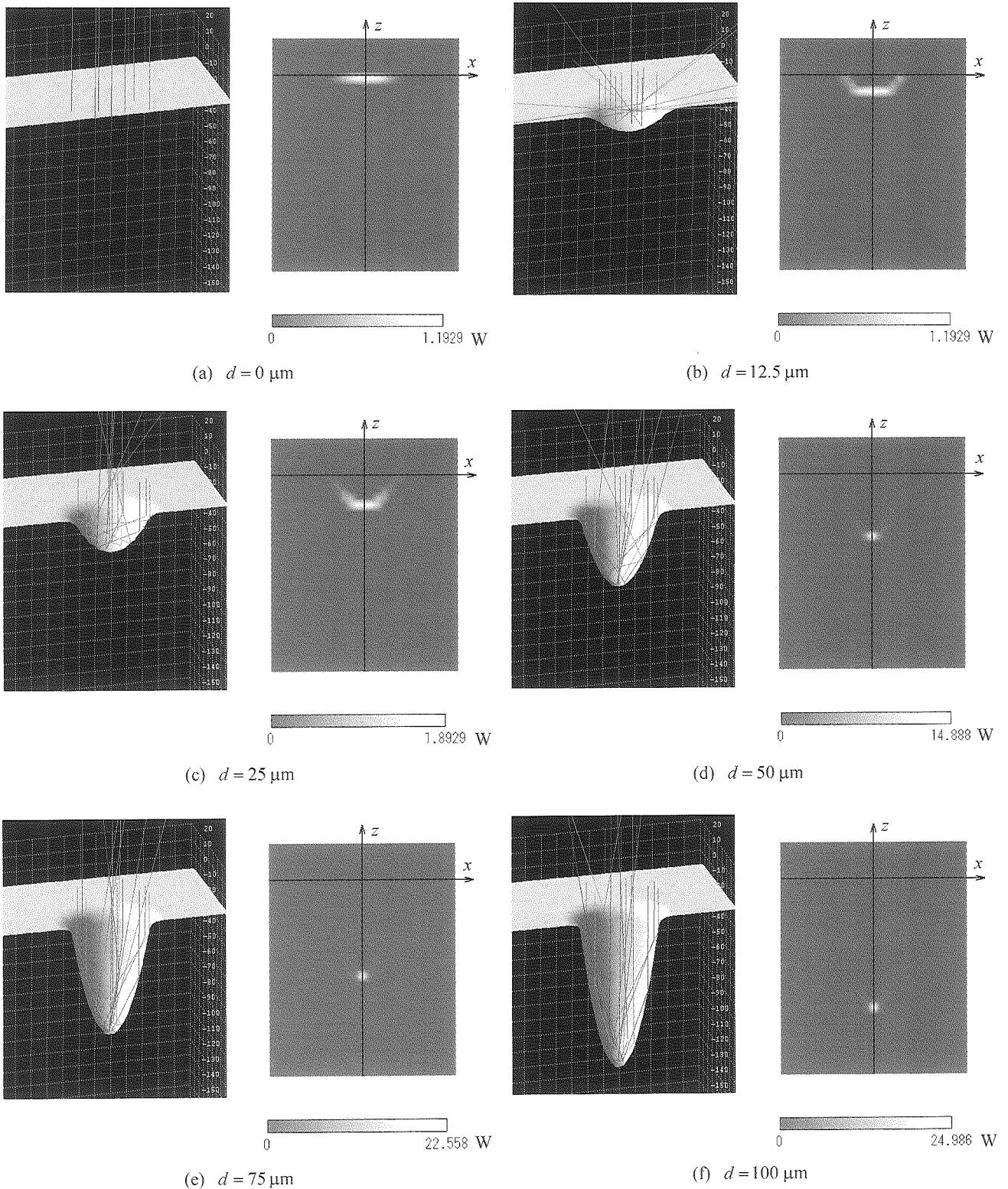


Fig. 6 Part of rays obtained by the ray tracing technique for various hole depths and calculated laser power distribution

考慮したパワーを与えた. いまの場合, $1/e^2$ 直径の外側の光線はキーホール内に入射しないので, その部分の光線のレーザーパワーは0とした.

3.2 穴の深さと穴壁面のパワー分布

Fig. 6に, 多重反射計算により得られた x - z 断面での穴壁面の吸収レーザーパワー分布と光線の一部を図示する.

Fig. 6(a), (b)の右図に示すように, 穴深さが0および12.5 μm のときは穴壁面の勾配が小さいので, 光線は一回のみ反射する. そのため, 同図の左図に示すように, 穴底部の吸収レーザーパワーの最高値は, ビームの強度分布をそのまま反映した値となる. 穴の深さが25 μm になると (Fig. 6(c)), 一回目の反射後, 反対側の穴壁面でも反射するため, 穴底

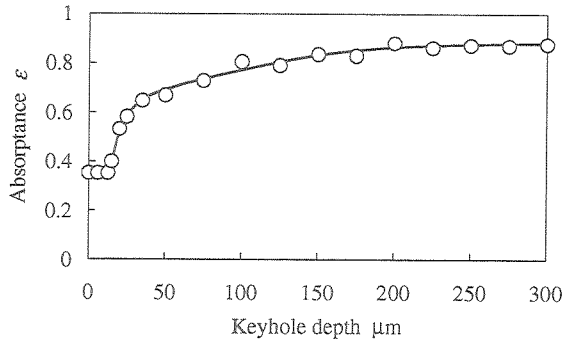


Fig. 7 Relationship between absorbance and keyhole depth

部の吸収レーザーパワーが幾分上昇する。

さらに穴が深くなり、穴深さが 50 μm になると、Fig. 6(d) 右図のように、二回目の反射点が穴底に集まるようになり、穴底に吸収レーザーパワーの高い部分が見られる。この傾向は、穴深さが深くなるとより顕著になる。穴深さが 100 μm の Fig. 6(f) では、多重反射したレーザーのほとんどが穴底に集中している。その結果、吸収レーザーパワーの最高値は、Fig. 6(a) と比較して約 20.8 倍大きくなっている。

以上のことから、レーザーの多重反射が穴底部の吸収レーザーパワーの増加に果たす役割が非常に大きいことが分かる。

3.3 吸収率および平均パワー密度と穴深さの関係

吸収率

$$\epsilon = \frac{\text{材料に吸収されたレーザーパワー}}{\text{入射したレーザーパワー}} \quad (17)$$

と穴深さの関係を Fig. 7 に示す。穴深さが約 15 μm を超えると吸収率が急激に増加する。穴深さが比較的浅い段階から多重反射の効果があることがわかる。穴深さが 50 μm を超えると、吸収率の増加は幾分緩やかになって、深さ 300 μm で吸収率は約 0.87 に達する。このように、キーホールが長くなると、多重反射に起因して吸収率が高くなることがよく理解される。次に、穴底部の平均パワー密度と穴深さの関係を Fig. 8 に示す。ここでの平均パワー密度は、z 軸(中心軸)上の要素が吸収したパワーの総和を、式(16)で表される二次曲面の $-2.5 \mu\text{m} \leq x \leq 2.5 \mu\text{m}$, $-2.5 \mu\text{m} \leq y \leq 2.5 \mu\text{m}$ における表面積で割ることで定義した。穴深さが 20 μm より浅いときには、平均パワー密度の増加はほとんど見られない。しかし、穴深さが 20 μm より深くなると、平均パワー密度は急激に増加する。穴深さが 100 μm 付近で平均パワー密度は極大となった後減少する。これは、穴底部に到達するまでの反射回数の増加で、穴底部に到達した光線のパワーが減少することと、曲率の増加に伴って穴底部の表面積が大きくなることが原因している。

3.4 プラズマによるレーザー吸収の影響

金属蒸気は高パワー密度のレーザーによってプラズマ化する。プラズマができると、その温度や電子密度だけではなく、レーザーの波長にも依存してレーザー吸収が起こる。本節では、穴内部に均一なプラズマが存在しているものと仮定して、これまでの多重反射計算に加えてプラズマによるレ

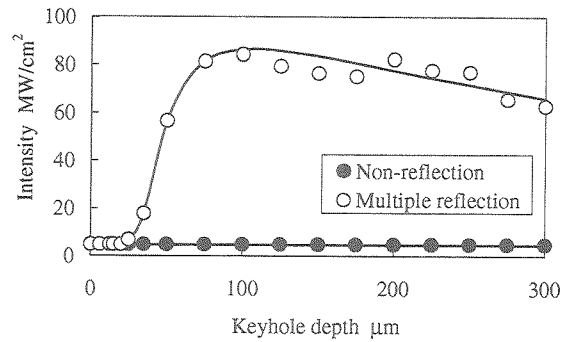


Fig. 8 Relationship between absorbed laser intensity at the bottom of keyhole and keyhole depth

ーザ吸収を考慮して解析を行った。

プラズマの吸収係数 α は、

$$\alpha = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3kT_e} \right)^{1/2} \left(\frac{N_e N_i Z^2 e^6}{h c m_e^{3/2} \nu^3} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \right] \quad (18)$$

で表される¹⁶⁾。ここで、Z はイオン価数、 N_e は電子密度、 N_i はイオン密度、 T_e は電子温度、 e は電子電荷、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数、 m_e は電子の質量、 c は光速、 ν はレーザーの振動数である。 e, h, k, m_e, c の値は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} e &= 4.803 \times 10^{-10} \text{ e.s.u} \\ h &= 6.625 \times 10^{-27} \text{ gm cm}^2/\text{sec} \\ k &= 1.380 \times 10^{-16} \text{ erg/degree} \\ m_e &= 9.109 \times 10^{-28} \text{ g} \\ c &= 2.998 \times 10^{10} \text{ cm/sec} \end{aligned}$$

$T_e = 7 \times 10^3 \text{ K}$ で $Z=1$ のとき¹⁷⁾、CO₂ レーザ(波長 10.6 μm) と Nd:YAG レーザ(波長 1.064 μm) に対する吸収係数とプラズマの電子密度の関係を Fig. 9 に示す。図より、CO₂ レーザの吸収係数は、Nd:YAG レーザに比べて約 200 倍大きいことがわかる。そこで、直径が 50 μm で、深さ 100 μm と 200 μm の二次曲面キーホールを想定して、多重反射計算を行った。プラズマの吸収は、ランバート・ビアー則に従うとすると、

$$I = I_0 \exp(-\alpha l) \quad (19)$$

で表すことができる。ここで、 l はプラズマ中をレーザー光線が進む距離である。多重反射計算において、反射点間で光線がキーホール内を進む距離を式(19)に適用してプラズマ吸収を計算した。キーホール内にプラズマが全くないときにキーホール壁面が吸収するレーザーパワーを P_m 、プラズマが存在するときにキーホール壁面が吸収するレーザーパワーを P'_m とし、 P'_m/P_m と電子密度の関係を調べた。電子密度の範囲は、 $1 \times 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ から $1 \times 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ とした¹⁷⁾。結果を Fig. 10 に示す。

CO₂ レーザの場合、電子密度が $1 \times 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ のとき、 P'_m/P_m は約 1 であるが、電子密度が $1 \times 10^{17} \text{ 1/cm}^3$ を超えると P'_m/P_m は減少し始め、電子密度が $1 \times 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ になると、穴深さが 100 μm のとき約 0.66、穴深さが 200 μm のとき約 0.49 まで低下する。つまり穴深さが 200 μm のときには、

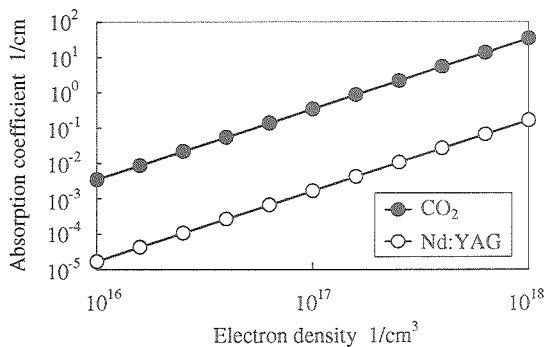


Fig.9 Relationship between absorption coefficient of plasma and electron density at $T = 7 \times 10^3$ K

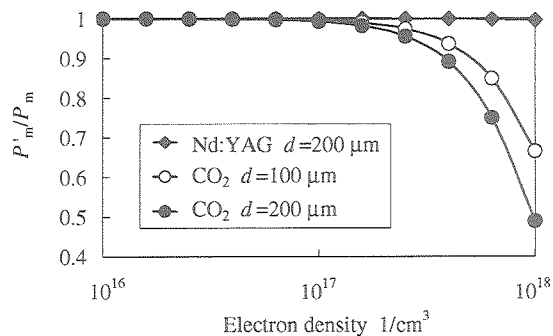


Fig.10 Relationship between absorbed laser power ratio and electron density of plasma for Nd:YAG laser and CO₂ laser

照射されたレーザーの約50%がプラズマによって吸収されることになり、プラズマの逆制動放射を考慮する必要があるといえる。一方、Nd:YAG レーザの場合は、電子密度が 1×10^{16} $1/\text{cm}^3$ から 1×10^{18} $1/\text{cm}^3$ へ増加しても P'_m/P_m は約1のままほとんど変化しない。電子密度が 1×10^{17} $1/\text{cm}^3$ を超えると、CO₂ レーザでは溶接現象に与えるプラズマの影響が無視できなくなるという報告があるが¹⁸⁾、ここでの計算結果はそれを定量的に裏付けている。

以上のことから、電子密度が 1×10^{17} $1/\text{cm}^3$ を超えると、多重反射計算において、CO₂ レーザではプラズマ吸収を考慮する必要があるが、波長 1 μm 程度のレーザーではプラズマ吸収は無視できると結論される。

4. 結 論

VOF 法で表されたキーホールにおけるレーザーの多重反射を、光線追跡によってシミュレーションする手法を開発した。直径 50 μm の仮想穴を作成して多重反射計算を行い、穴壁面のパワー分布および吸収率と穴深さの関係、プラズマ吸収の影響を検討した。得られた結果を以下に示す。

- (1) 比較的穴が浅い段階でも、多重反射によって穴底部のパワーが増加する。このことが、浅い穴をキーホールに成長させる要因になる。
- (2) 本シミュレーションでは、穴深さが 15 μm を超えると吸収率が増加し始め、キーホール長 300 μm では、吸収率は 0.9 程度まで増加した。
- (3) プラズマ吸収を考慮した多重反射計算によって、電子密度が 1×10^{17} $1/\text{cm}^3$ を超えると、CO₂ レーザではプラズマ吸収を無視できないが、波長 1 μm 程度のレーザーではプラズマ吸収は無視できることが裏付けられた。

謝 辞

本研究の一部は、平成 13, 14 年度および平成 16, 17, 18 年度科学研究費補助金の交付を受けていることを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Arata, Y., Abe, N., Oda, T.: Fundamental Phenomena in High Power CO₂ Laser (Report II), Trans. JWRI, 14-2 (1985), 17.
- 2) Fujinaga, S., Takenaka, H., Narikiyo, T., Katayama, S., Matsunawa, A.: Direct observation of keyhole behavior during pulse modulated high-power Nd:YAG laser irradiation, J. Phys. D: Appl. Phys., 33 (2000), 492.
- 3) Lankalapalli, K. N., Tu, J. F., Leong, K.H., Gartner, M.: Laser Weld Penetration Estimation Using Temperature Measurements", J. Manuf. Sci. Eng., 121 (1999), 179.
- 4) Simon, G., Gratzke, U., Kroos, J.: Analysis of heat conduction in deep penetration welding with a time-modulated laser beam, J. Phys. D: Appl. Phys., 26 (1993), 862.
- 5) Rabier, S., Medale, M., and Fabbro, R.: 3-D Numerical Modeling Laser Welding, Proc. ICALEO 2001, (2001).
- 6) Fuerschbach, P. W., MacCallum, D. O.: Variation of Laser Energy Transfer-Efficiency with Weld Pool Depth, Proc. ICALEO'98 (1998), 497.
- 7) Bang, S.Y., Modest, M.F.: Evaporative Scribing with a Moving CW Laser-Effects of Multiple Reflections and Beam Polarization", Proc. ICALEO'91 (1991), 288.
- 8) Solana, P., Negro, G.: A study of the effect of multiple reflections on the shape of the keyhole in the laser processing of materials, J. Phys. D: Appl. Phys., 30 (1997), 3216.
- 9) Milewski, J., Sklar, E.: Modelling and validation of multiple reflections for enhanced laser welding, Modelling simul. mater. sci. eng. 4 (1996), 305.
- 10) Ki H., Mohanty, P. S., Mazumder, J.: Multiple Reflection and Its Influence on Keyhole Evolution, Proc. ICALEO2001 (2001).
- 11) Hirt, C. W., Nichols, B. D.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, J. Comp. Phys., 39 (1981), 201.
- 12) Ahlberg, J. H., Nilson, E. N., Walsh, J. L.: The theory of Splines and Their Applications, Academic Press, New York, 1967.
- 13) Palik, E. D.: Handbook of Optical Constants of Solids II, Academic press, (1991), 385.
- 14) Araya, T.: Answer Your Question -From Technical Service Q&A Laser Process(4), Welding Technology, 53-8 (2005), 117.
- 15) 工藤恵栄: 分光学的性質を主とした基礎物性図表, (1972), 386.
- 16) Spitzer, L.: Physics of Fully Ionized Gases, Wiley, New York, 1962.
- 17) Poueyo-Verwaerde, A., Fabbro, R., Deshors, G.: Experimental study of laser-induced plasma in welding conditions with continuous CO₂ laser, J. Appl. Phys., 74-9 (1993), 5773.
- 18) Miyamoto, I.: -Laser Welding(2)- Welding of Thick Plate, Proc. 41th Laser Material Processing Conference, 21. (in Japanese)