

# レーザー加工の物理 3

## — 光パルス幅と加工 —

藤田 雅之

### Physics of Laser Materials Processing 3: Pulsewidth Dependences

Masayuki FUJITA

Physics of laser materials processing is described in the viewpoint of laser pulsewidth. Experimental data of ablation rate and SEM images of ablated target surface are also presented in the range of the pulsewidth from 100 fs to 10 ns. In the case of metal targets, laser light is absorbed by free electrons in the target material or plasmas. Hence the pulsewidth dependences are categorized in terms of electron thermal equilibrium time and time-scale of the plasma formation. Based on the two-temperature diffusion model, it will be understood that the optical penetration depth, heat penetration depth, and/or laser-plasma interaction becomes dominant factors for ablation depending on the laser pulsewidth and irradiated fluence. Down to several tens picoseconds, the ablation threshold decreases with  $t^{1/2}$  scaling due to the thermal diffusion.

**Key words:** laser materials processing, pulsewidth, ablation rate, ablation threshold

レーザーで物質が加工されるには、①レーザーエネルギーが物質に吸収され、②物質の温度が上がり、③物質が溶融、蒸発、プラズマ化しなければならない。一言で「①レーザーエネルギーが物質に吸収され」といっても、レーザーは超高周波の電磁波（波長  $1\mu\text{m}$  で  $3\times 10^{14}$  Hz）であるため、そのエネルギーはまず物質中の電子によって吸収される。原子（核）やイオンは電子に比べて質量が大きいので、レーザーという電磁波の周波数に追従できない。また、レーザーのパルス幅が短い場合は、固体中の電子による光吸収を考察することとなるが、パルス幅が長い場合はプラズマ中の電子による光吸収を考慮しなければならない。（プラズマの場合は、集団的効果としてイオン音波と光との相互作用が存在するが、ここでは取り扱わない。）次に「②物質の温度が上がり」といっても、レーザー光はまず電子に吸収されるわけであるから、まず電子の温度が上がり、その後クーロン衝突によって原子（核）の格子振動やイオン温度上昇を経て、熱平衡状態に収束していく。そして、「③物質が溶融、蒸発、プラズマ化」していくこととなる。①の過程は波長依存性に影響し、②の

過程がレーザー加工のパルス幅依存性を理解するうえで重要となり、③の過程は吸収されたエネルギー量によって変化する。

レーザー加工の対象となる物質は金属、半導体、誘電体とさまざまである。プラズマ化してしまえば同じモデルで扱えるが、レーザー照射初期の段階ではそれぞれ支配的な光吸収のメカニズムが異なる。また、加工に用いるレーザーのパラメーターとしては、波長、ピーク強度（あるいはフルエンス）、パルス幅と多岐にわたるため、これらをすべて一括して簡単に説明することは困難である。ここでは、（自由電子が豊富に存在する）金属やプラズマ化した後の物質を対象として、アブレーションによるレーザー加工のパルス幅依存性に関する物理モデル<sup>1-3)</sup>を紹介する。その後、加工例として金属（Cu）、半導体（Si）の実験データを紹介する。

#### 1. パルス幅依存性の物理モデル

##### 1.1 物質の温度変化と熱拡散

ここでは、冒頭の②の過程を表す物理モデルを、もと

(財)レーザー技術総合研究所 (〒565-0871 吹田市山田丘2-6) E-mail: mfujita@ile.osaka-u.ac.jp

となるモデル式と、そこから導かれる時間スケールに焦点を絞って紹介する。

金属にレーザー光が照射されると、レーザー光のエネルギーは吸収され電子のエネルギーへと変換される。電子は熱拡散により空間的にエネルギーを散逸し、周囲の原子群（以下、格子と称する）とクーロン衝突を繰り返すことでエネルギーを失う。この様子を一次元の2温度モデルで表すと次式のようになる<sup>1)</sup>。

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{\partial Q(z)}{\partial z} - \gamma(T_e - T_i) + S \quad (1-1)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i) \quad (1-2)$$

ここで、 $Q(z) = -k_e \frac{\partial T_e}{\partial z}$  は熱流速、 $S = I(t) A \alpha \exp(-\alpha z)$  はレーザー吸収による熱源で、 $I$  はレーザー光強度、 $A$  は照射面積、 $\alpha$  は吸収係数である。 $T_e$ 、 $T_i$  はそれぞれ電子と格子の温度、 $C_e$ 、 $C_i$  はそれぞれ電子系と格子系の単位体積あたりの熱容量、 $\gamma$  は電子-格子の結合パラメーター、 $k_e$  は電子の熱伝導度である。電子の温度変化は式(1-1)で与えられ、右辺第1項は熱拡散によるエネルギーの散逸、第2項は格子との衝突によるエネルギー損失、第3項は外部からの入力を表している。一方、格子の温度変化は式(1-2)で与えられ、右辺は式(1-1)右辺第2項の電子のエネルギー損失に対応し、格子振動による熱拡散は無視している。

電子の冷却時間を  $\tau_e \approx C_e/\gamma$ 、格子の加熱時間を  $\tau_i \approx C_i/\gamma$  で表し、電子の熱拡散係数  $D \approx k_e/C_e$  を一定と仮定すると、式(1)は以下のように書き換えられる。

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D \frac{\partial}{\partial z} T_e - \frac{T_e - T_i}{\tau_e} + \frac{I A \alpha}{C_e} \exp(-\alpha z) \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{T_e - T_i}{\tau_i} \quad (2-2)$$

ここで、

$$I(t) = I_0 \exp(t/\tau_i) \quad \text{ただし、} I(t \geq 0) = 0 \quad (3)$$

を仮定し ( $\tau_i$  はレーザーのパルス幅)、適当な初期条件および境界条件のもとで解析解を求めることができる。物理的に予測される空間的温度変化の関数として

$$\Theta(z) = a \exp(-\alpha z) + b \exp(-\beta z) \quad (4)$$

を仮定し、式(2)に代入し解を求めていく。ここで、 $a$ 、 $b$  は比例定数、 $\alpha^{-1}$ 、 $\beta^{-1}$  はそれぞれ光侵入長、熱拡散長に相当する。すなわち、空間的な温度分布は光吸収分布と熱拡散分布によって決まるという仮定である。また、格子の温度分布は電子の温度分布に追従すると仮定する。解析結果から（詳細は文献1に譲る）、アブレーション深さを支配する熱拡散長は

$$\beta^{-1} \approx (D\tau_{\text{eff}})^{1/2} \quad (5)$$

と求められる。ここで、 $\tau_{\text{eff}}$  はレーザー照射中における実効的な熱拡散時間で、 $\tau_e$ 、 $\tau_i$  とレーザーパルス幅  $\tau_L$  を用いて

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_e \tau_i (\tau_L + \tau_i)}{\tau_e (\tau_L + \tau_i) + \tau_L \tau_i} \quad (6)$$

で与えられる。3つの時定数を含んだややこしい式ではあるが、以下のように簡単化できる。

(1) レーザーのパルス幅が長い場合 ( $\tau_L \ll \tau_i$ )

$$\tau_{\text{eff}} \approx \frac{\tau_e}{\tau_i} \tau_L \quad (7)$$

(2) レーザーのパルス幅が短い場合 ( $\tau_L \ll \tau_e$ )

$$\tau_{\text{eff}} \approx \frac{\tau_e \tau_L}{\tau_e + \tau_L} \quad (8)$$

一方、レーザーパルス照射後もアブレーションは続く。パルス終了後は外部からの熱入力がないため電子と格子（プラズマ化していればイオン）の熱平衡時間  $\tau_{\text{eq}}$  を考慮して、アブレーションの特徴的な時間  $\tau_a$  は

$$\tau_a = \tau_{\text{eff}} + \tau_{\text{eq}} \quad (9)$$

となる。 $\tau_{\text{eq}}$  は

$$\tau_{\text{eq}} = \frac{\tau_e \tau_i}{\tau_e + \tau_i} \quad (10)$$

で与えられる。cold plasma の場合は  $\tau_e \ll \tau_i$ 、hot plasma の場合は  $\tau_e \approx \tau_i$  であるので、近似的には  $\tau_e$  のオーダーとみなせる。パルス幅が十分長く、高温プラズマの場合は、式(7)、(10)から  $\tau_a \approx \tau_L$  程度となる。注意してほしいことは、 $\tau_a$  はアブレーションによって物質が吹き飛んでしまう時間スケールではなく、初期のアブレーションを支配する温度分布が決まる時間スケールを意味するということである。

なお、文献4に代表的な金属元素の熱緩和時間、熱伝導率、熱容量、電子-格子の結合パラメーター等の値がまとめられている。

## 1.2 加工閾値

前節の解析結果をもとに加工閾値の評価をする。物質に吸収されたレーザーエネルギー  $E_m$  は

$$E_m \approx I \tau_L / \rho l \quad (11)$$

で与えられる。 $I$  は実効的に吸収される光強度、 $\rho$  は物質の密度、 $l$  はエネルギーの吸収長である。 $E_m$  が単位質量あたり蒸発に要するエネルギー  $\Omega$  を超えたとき ( $E_m \approx I \tau_L / \rho l \geq \Omega$ ) に加工が起こる。

(1) パルス幅が長い場合は、

$$I_{\text{th}} \tau_L / \rho l = \Omega \quad (12)$$

に  $l \approx (D\tau_a)^{1/2} \approx (D\tau_L)^{1/2}$  を代入して

$$F_{th} = I_{th} \tau_L \approx \rho \Omega D^{1/2} \cdot \tau_L^{1/2} \quad (13)$$

が得られる。加工閾値はパルス幅の平方根に比例して下がっていく。物理的な解釈としては、パルス幅が短くなるほど熱拡散長が短くなり、同じエネルギーがより少ない体積に集中するために加工閾値が低下していくことを意味する。このような現象は光学素子のダメージという観点からは好ましくないが<sup>5,6)</sup>、加工にとってはより少ない照射強度でアブレーションを起こすことができるため好都合である。

(2) パルス幅が短く照射強度が低い場合は、熱拡散よりも光侵入が支配的となり、式(12)に  $l \approx 1/\alpha$  を代入して

$$F_{th} \approx \alpha^{-1} \rho \Omega \quad (14)$$

が得られる。加工閾値のパルス幅依存性が消えてしまう。一方、

(3) パルス幅が短く照射強度が高い場合は、光侵入長よりも電子の熱拡散長が支配的となる。この場合も、 $l$  はパルス幅に依存せず式(12)に  $l \approx 1/\beta$  を代入して

$$F_{th} \approx \beta^{-1} \rho \Omega \quad (15)$$

となる。 $\beta^{-1} \approx (D\tau_a)^{1/2} \approx (D\tau_{eq})^{1/2}$  程度である。

(3) のケースについて銅ターゲットの場合の見積もりを文献1にならって以下に示す。フェルミエネルギー  $E_F$  ( $= m_e v_F^2/2$ ,  $v_F$  はフェルミ温度での電子の熱速度) 以下の電子の熱拡散係数は

$$D \approx (1/3) v_F^2 \tau \quad (16)$$

で与えられる。 $\tau$  は電子の緩和時間 ( $1/\tau$  は電子の平均衝突周波数) で、 $\tau \approx a/v_F$  ( $a$  は平均原子間距離) 程度である。一方、 $\tau_{eq}$  は

$$\tau_{eq} \approx (M_i/m_e) (a/v_F) \quad (17)$$

程度と見積もることができる。 $M_i$ ,  $m_e$  はそれぞれ原子核、電子の質量である。銅の場合、 $E_F \sim 7$  eV,  $a \sim 3\text{--}4$  Å に対して、 $\tau_{eq} \approx 20\text{--}30$  ps,  $l = \beta^{-1} = (D\tau_{eq})^{1/2} \approx a(M_i/3m_e)^{1/2} \approx 60\text{--}80$  nm と評価される。

### 1.3 フェムト秒加工の加工レートと加工閾値

フェムト秒加工におけるアブレーション深さのデータ解析に式(18)がよく用いられている。

$$L = \alpha^{-1} [\ln(F_0/F_{th})] \quad (18)$$

この式は、1章2節のモデル((2) パルス幅が短く照射強度が低い場合)に対応して以下のような物理的描像を表している。

図1に示すように、金属等の不透明な物質にピークフルーエンス  $F_0$  のレーザーを照射すると、レーザー光は物質

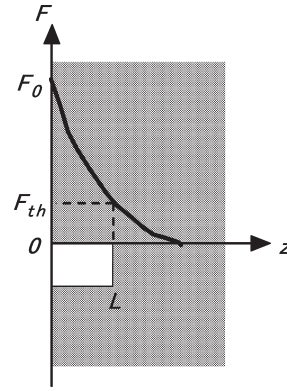


図1 フェムト秒加工のモデル図。物質内で光が指数関数的に減衰し、距離  $L$  進んだところでフルーエンスが加工閾値になり、その手前の物質はすべてアブレートする。

中で減衰しながら伝搬する。光の吸収係数を  $\alpha$  とすると、距離  $z$  を伝搬した後の物質中でのフルーエンス  $F(z)$  は

$$F(z) = F_0 \exp(-\alpha z) \quad (19)$$

で与えられる。距離  $L$  を伝搬した後、フルーエンスが加工閾値  $F_{th}$  まで減衰すれば、式(19)より

$$F_{th}(L) = F_0 \exp(-\alpha L) \quad (20)$$

が成立する。表面から距離  $L$  までの物質はアブレートされ、 $L$  は加工深さに相当する。式(20)を変形することにより式(18)が得られる。物質中でレーザーフルーエンスが  $F_{th}$  まで減衰する間の物質はすべてアブレートされるという単純なモデルである。

一方、1章2節のモデル((3) パルス幅が短く照射強度が高い場合)に対応するときは、式(18)の係数  $\alpha$  を  $\beta$  に置き換える。一般的に、フェムト秒加工のアブレーションレートの実験データは

$$L = \alpha^{-1} [\ln(F_0/F_{th}^L)] + \beta^{-1} [\ln(F_0/F_{th}^T)] \quad (21)$$

で近似され、2つの加工閾値が確認できる ( $F_{th}$  の添え字  $L$  と  $T$  は光と熱を意味している)。

フェムト秒加工ではレーザーとプラズマの相互作用が存在せず、レーザー光は固体表面とだけ相互作用するため図2に示すような簡単なイメージが描ける。照射強度が高い場合は熱伝導で加熱された領域がアブレートするが、照射強度を低くしていくと熱伝導で加熱された領域はアブレーションに至らずに、光侵入で加熱された領域のアブレーションへと変化していく。フェムト秒アブレーションといえども熱伝導は存在し、その範囲がパルス幅に依存せずきわめて限られているために熱影響層が小さく、光侵入長で決まるアブレーションになると熱影響層がほとんど無視できるいわゆる“非熱加工”が実現する。

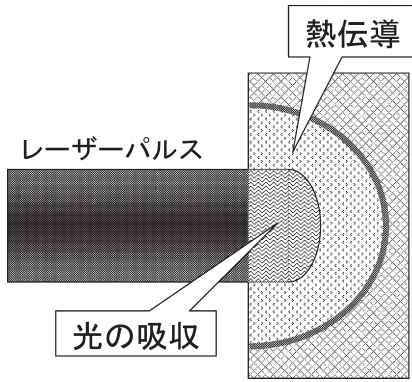


図2 フェムト秒加工を支配する光侵入長と熱拡散長のイメージ図。照射強度が高い場合は熱拡散長に応じてアブレートするが、照射強度が低い場合は光侵入で加熱された領域がアブレーションする。

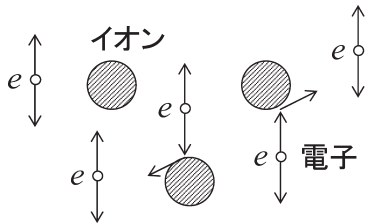


図3 プラズマ中での逆制動輻射のモデル図。レーザーの電界で電子が振動し逆制動輻射によってエネルギーを得て、イオンとのクーロン衝突によって熱緩和していく。

#### 1.4 プラズマによるレーザー光吸収（パルス幅が長い場合）

パルス幅が長くなると、レーザー光のエネルギーはプラズマによって吸収される。ここでは、プラズマによる吸収（逆制動輻射と共鳴吸収）のモデルを紹介し、加工に密接に関連したプラズマの臨界密度について述べる。

レーザー光が伝搬しているプラズマ中の電子の運動方程式は、

$$m \frac{du}{dt} + m\nu_{ei}u = -eE \quad (22)$$

で与えられる。ここで、 $m$ 、 $u$ 、 $e$ は電子の質量、速度、素電荷、 $\nu_{ei}$ は電子とイオンの衝突周波数、 $E$ はレーザー光の電界である。この式は高校物理で習う運動方程式  $f = ma$  に減衰項（左辺第2項）が加わった簡単な形である。物理的描像を図3に示す。レーザーの電界という力  $f$  で電子が振動し、逆制動輻射によってエネルギーを得て、イオンとのクーロン衝突によってエネルギーをイオンに与え熱緩和していく。（逆制動輻射とは、イオンのクーロン場中で電子が光を吸収して加速される現象であり、シンクロトロン放射で電子が光を放出する現象の逆過程である。）

また、電子の運動によって誘起される電流密度  $J$  は

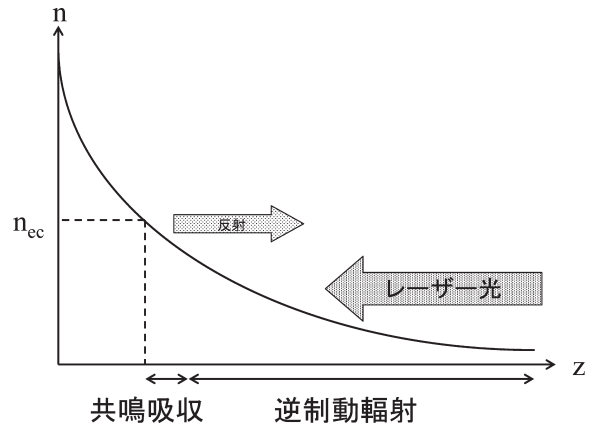


図4 プラズマ中でのレーザー光吸収の概要。指数関数的な密度分布のプラズマ中でレーザー光は逆制動輻射によって吸収される。臨界密度に近づくと共鳴吸収が支配的となり、反射される。

$$J = n_e e u \quad (23)$$

で与えられる。 $n_e$ はプラズマの電子密度である。レーザー光の電界を

$$E = E e^{i(kz + \omega t)} \quad (24)$$

として、式(22)、(23)を解くと<sup>3)</sup>、

$$u = \frac{eE}{m} \left( \frac{i\omega - \nu_{ei}}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right) e^{i(kz + \omega t)} \quad (25)$$

$$J = \omega_p^2 \left( \frac{i\omega - \nu_{ei}}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right) \epsilon_0 E e^{i(kz + \omega t)} \quad (26)$$

が得られる。ここで、式(26)右辺の先頭の係数  $\omega_p$  はプラズマ周波数とよばれ

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m} \quad (27)$$

で定義される。 $\epsilon_0$ は真空の誘電率である。プラズマ中の電子は密度に依存した固有の振動周波数をもつことが導かれる。角周波数  $\omega$  のレーザー光に対するプラズマの屈折率  $n_1$  は

$$n_1 = \left[ 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{ただし、} \nu_{ei} \ll \omega \quad (28)$$

で与えられる。 $\omega_p > \omega$ では屈折率が虚数になり光が伝搬できなくなる。 $\omega_p = \omega$ となる電子密度は臨界密度 (critical density) とよばれ、

$$n_{ec} = \frac{\epsilon_0 m \omega_0^2}{e^2} \quad (29)$$

で与えられる。臨界密度付近ではプラズマの振動周波数とレーザーの周波数が一致し、共鳴的に電子プラズマ波を励起して吸収が起こる。これが共鳴吸収である。図4にプラズマ中でのレーザー光吸収の概要を示す。固体表面で発生したプラズマは膨張し指数関数的な密度分布を形成する。

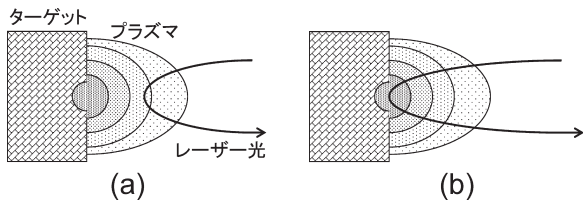


図5 プラズマによる吸収の波長依存性のイメージ図。長波長レーザーは低密度部で吸収され (a)、短波長レーザーは高密度側で吸収を受ける (b)。

レーザー光は低密度側から入射され逆制動輻射によって吸収されるが、臨界密度に近づくと共鳴吸収が支配的となり、反射される。

ただし、臨界密度はレーザー波長の2乗に逆比例する。例えば、波長  $10.6 \mu\text{m}$  の  $\text{CO}_2$  レーザーの臨界密度は  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  であるが、波長  $1 \mu\text{m}$  の YAG レーザーでは  $10^{21} \text{cm}^{-3}$ 、波長  $0.25 \mu\text{m}$  では  $1.8 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$  となる。臨界密度が高ければ高いほど逆制動輻射によってレーザー光が吸収され、共鳴吸収は無視できるようになる。現実的に共鳴吸収を考慮しなければならないのは  $\text{CO}_2$  レーザーのような長波長の場合に限定される。また、図5に示すように、臨界密度が低いとレーザー光はプラズマの外側（低密度側）で吸収され、アブレーションが起こる固体密度領域と吸収領域の距離が遠くなる。加工にとってのメリットはレーザー光強度分布がその間で熱拡散により緩和されることになるが、デメリットとしては加工スポットがレーザースポットよりも大きくなり加工精度が低下することにつながる。しばしば、紫外の短波長レーザーは光子エネルギーが高く分子結合の解離エネルギーに匹敵するため結合を直接切断して加工が行われる、といわれるが、レーザーのパルス幅が長くプラズマとの相互作用時間が長い場合は、逆制動輻射を介した熱加工が支配的となると考えられる。

## 2. 加工の比較

### 2.1 金属 (Cu) の加工例

図6にCuをターゲットとして、パルス幅が100 fsと10 nsの場合の加工の比較を示す。図6 (a) はパルス幅100 fs、波長800 nm、ピークフルーエンス  $3.6 \text{ J/cm}^2$  のレーザーパルスで300ショット照射したとき、図6 (b) はパルス幅10 ns、波長1064 nm、ピークフルーエンス  $56 \text{ J/cm}^2$  のレーザーパルスで30ショット照射したときの試料表面のSEM像である。いずれも照射スポットサイズは半径  $30 \mu\text{m}$  ( $1/e$ ) である。パルス幅が10 nsの場合(図6 (b))は溶融領域が顕著に観察される。一方、パルス幅が100 fsの図6 (a)において照射フルーエンスは、熱加工領域に対

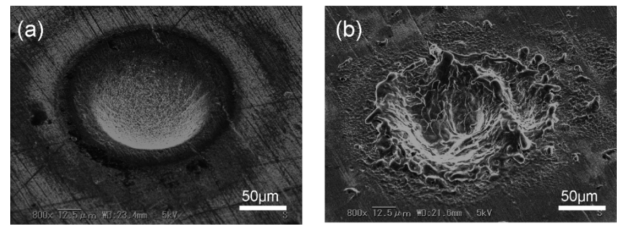


図6 パルス幅が100 fsと10 nsの場合の加工痕SEM像の比較。(a) パルス幅100 fs、波長800 nm、(b) パルス幅10 ns、波長1064 nm。ターゲットはCu。

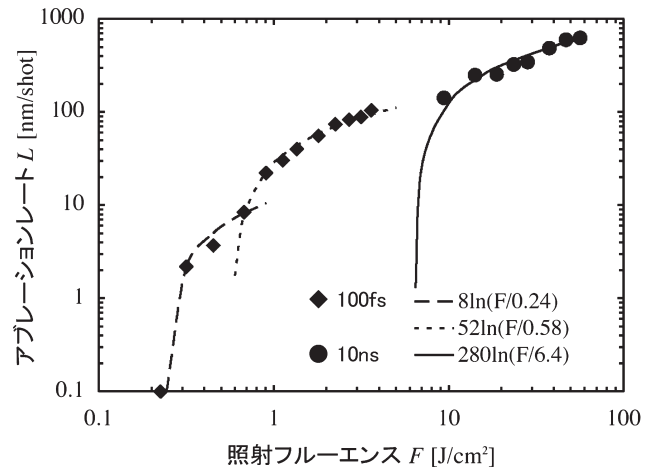


図7 アブレーションレートのパルス幅依存性。ターゲットはCu。

応(1章2節の(3)に相当)するにもかかわらずドロップレットのような溶融部分が観測されていない。これは、レーザーパルスとプラズマの相互作用がないためであると考えられる(ターゲット表面が電離しプラズマが吹き出すまでは数十psの時間がかかる)。

トータルの照射エネルギーは、図6 (a)では図6 (b)の約0.6倍である。また、加工レートから計算される穴深さは、図6 (a)で約  $30 \mu\text{m}$ 、図6 (b)で約  $19 \mu\text{m}$  である。エネルギー利用の点からも(波長による吸収率の違いはあるが)フェムト秒パルスによる加工は効率が良いといえる。

図7にCuをターゲットとしたときのアブレーションレートのパルス幅依存性を示す。◆は100 fs(波長800 nm)、●は10 ns(波長1064 nm)のパルスを用いた場合である。図中の曲線は式(19)によるフィッティングを示す。フェムト秒の場合は2つの関数の重ね合わせ(式(21))でフィッティングしており、光侵入長、熱拡散長はそれぞれ8 nm、52 nmと得られた。ナノ秒の場合は熱拡散長として280 nmが得られている。加工閾値に関しては、フェムト秒の場合はナノ秒の場合に比べて20分の1以下に低下している。閾値がパルス幅の1/2乗則に沿って低下すること

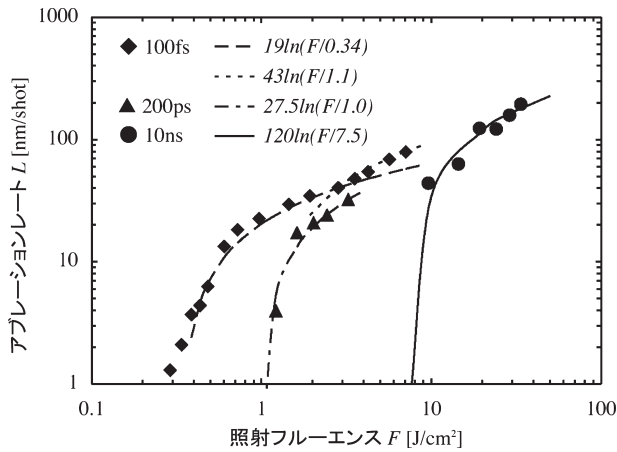


図8 アブレーションレートのパルス幅依存性。ターゲットはSi。

を考慮すると、 $10 \text{ ns} \div (6.4/0.24)^2 = 14 \text{ ps}$  と計算され、数十 ps 以下ではパルス幅によって決まる熱拡散長では説明できない領域に入っているといえる。

## 2.2 半導体 (Si) の加工例

図8に、Siをターゲットとしたときのアブレーションレートのパルス幅依存性を示す。◆は100 fs (波長800 nm)、▲は200 ps (波長800 nm)、●は10 ns (波長1064 nm) のパルスを用いた場合である。図7と同様に、図中の曲線は式(19)によるフィッティングを示す。フェムト秒の場合は2つの関数の重ね合わせ(式(21))でフィッティングしており、光侵入長、熱拡散長はそれぞれ19 nm、43 nmと得られた。ピコ秒、ナノ秒の場合はそれぞれ熱拡散長として28 nm、120 nmが得られている。Siの場合に注意すべきことは、超高速光パルスによって試料表面にキャリアが瞬時に励起され表面反射率や光侵入長が変化する。また、加工閾値近傍では単結晶からアモルファスへの相転移が観察される。そのため、光侵入長は分光特性に基づくデータよりも実験的には短くなり、閾値近傍では多重ショットによる相変化の影響でアブレーションレートが式(19)のモデル曲線からずれてくる。200 psと100 fsの場

合のアブレーションレートを比較すると、同じフルーエンスでは100 fsのほうがアブレーションレートが大きい。これは、200 psの場合はレーザー光とプラズマの相互作用が存在し、プラズマの加熱にレーザーエネルギーが費やされるためであると考えられる。

図9に、Siウェハをターゲットとして、パルス幅が100 fs、200 ps、10 nsの場合の加工の比較を示す。図9(a)はパルス幅100 fs、波長800 nm、ピークフルーエンス $4.2 \text{ J/cm}^2$ のレーザーパルスを600ショット照射したとき、図9(b)はパルス幅200 ps、波長800 nm、ピークフルーエンス $6.1 \text{ J/cm}^2$ のレーザーパルスを600ショット照射したとき、図9(c)はパルス幅10 ns、波長1064 nm、ピークフルーエンス $67.5 \text{ J/cm}^2$ のレーザーパルスを300ショット照射したときの試料表面のSEM像である。200 psのパルスは、Ti:Sap.レーザーの圧縮前のパルスを用いた。いずれも照射スポットサイズは半径約 $30 \pm 5 \mu\text{m}$  ( $1/e$ )である。パルス幅が長くなるにつれて溶融領域が顕著になり、加工痕周囲に盛り上がりが見られる。パルス幅が100 fsの場合(図9(a))、2つの加工閾値があるために加工痕周囲の照射フルーエンスが低い箇所でリング状の弱いアブレーションが観測される。フェムト秒加工の場合は熱拡散の影響が小さいので、集光強度分布が加工形状に忠実に反映される。すなわち、局所的な照射強度で加工形状が支配される。

レーザー加工の物理をパルス幅の観点からまとめた。パルス幅が短く( $\sim 100 \text{ fs}$ )照射強度が低い場合は光侵入長で加工現象が支配されるが、照射フルーエンスが大きくなるにつれ熱拡散の影響を受ける。しかし、熱拡散の影響を受けるといっても、レーザー光とプラズマとの相互作用がないため加工精度はよい。パルス幅が200 ps程度になると熱拡散でアブレーションレートは支配されるが、プラズマとの相互作用があり溶融領域が観測される。パルス幅が10 nsになるとレーザー光とプラズマとの相互作用が支配

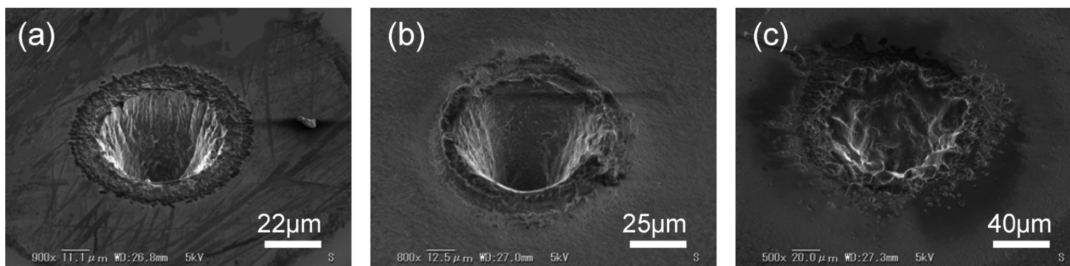


図9 パルス幅が100 fs、200 ps、10 nsの場合の加工痕SEM像の比較。(a)パルス幅100 fs、波長800 nm、(b)パルス幅200 ps、波長800 nm、(c)パルス幅10 ns、波長1064 nm。ターゲットはSi。

的となり，加工形状はプラズマの生成状態に大きく依存してくる。溶融領域はパルス幅が長いほど照射スポットから外へと広がっていく。また，加工閾値はパルス幅の1/2乗に比例して低下していくが，数十 ps を境にして1/2乗則からはずれていき，パルス幅に依存しない加工現象へと移行していく。

## 文 献

- 1) S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tunnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen and H. Welling: "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," *J. Soc. Am. B*, **14** (1997) 2716-2722.
- 2) C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben,

A. Tunnermann, H. Welling and B. Wellegehausen: "Short-pulse laser ablation of solid targets," *Opt. Commun.*, **129** (1996) 134-142.

- 3) J. J. Duderstadt and G. Y. Moses: *Inertial Confinement Fusion* (John Wiley & Sons, New York, 1982) pp. 136-152.
- 4) 橋田昌樹，藤田雅之，節原裕一：“フェムト秒レーザーによる物質プロセッシング”，*光学*，**31** (2002) 621-628.
- 5) B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore and M. D. Perry: "Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses," *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 2248-2251.
- 6) B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore and M. D. Perry: "Optical ablation by high-power short-pulse lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (1996) 459-468.

(2007年5月4日受理)