

# 飞秒超短脉冲激光加热金属平面靶\*

刘 智 李儒新 余 玮 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放研究实验室, 上海 201800)

**摘 要** 从能流分析出发, 对飞秒超短脉冲激光与金属平面靶相互作用的机制进行了理论研究, 对其中主要物理过程的能流损耗作了详尽的分析, 并根据一维、双温热扩散模型推导了自由电子温度随时间变化的函数关系。并从理论上推导了超短脉冲近似假设成立的脉宽范围和在此条件下自由电子所能达到的最高温度表达式。

**关键词** 飞秒超短脉冲激光, 激光微加工, 激光与金属相互作用。

## 1 引 言

近 10 年来, 超短脉冲激光技术有了很大的进展。随着新型宽带激光介质的出现和一系列新技术的发明, 已使激光脉冲的脉宽达到了 10 飞秒以下, 聚焦后的光强可以高达  $10^{20} \text{ W/cm}^2$ , 所产生的电场强度远大于原子内电场。在这种物理条件下, 激光与物质的相互作用过程将会发生根本改变, 出现了许多新现象。这些新现象已经远远超出了微扰理论所能解释的范畴, 它们的出现不仅为许多学科基础研究开辟了新的领域, 同时也在高技术的工业领域孕育出许多新的生长点。

利用激光来对金属材料进行微加工, 如切割、刻槽和钻孔, 已经是广泛应用的先进加工技术。目前, 用于激光烧蚀微加工技术的激光脉冲一般是纳秒量级的。但由于金属有相对较低的熔点和良好的传热性, 所以很难利用纳秒量级的激光达到微米量级的加工。飞秒激光的出现将突破这一限制, 实现金属材料的微米甚至亚微米量级的加工<sup>[1, 2]</sup>。飞秒超短脉冲激光加工与以往的长脉冲激光加工相比, 优势主要体现在以下两个方面: 1) 极短的脉冲持续时间使得在激光-物质相互作用期间基本上不需要考虑流体动力学过程的影响。激光能量直接沉积在固体密度的趋肤层内, 使能量的吸收更为集中, 大大地降低了材料的烧蚀阈值。另外, 作用时间的缩短, 也使因热传导作用而影响的热效应体积减小了很多。当激光能流密度被调整到等于或刚超过材料烧蚀阈值时, 材料中的热影响区实际上比聚焦区更小。这不仅极大地提高了加工的精度, 同时也实现了真正意义上的“冷”加工。2) 超短脉冲激光加工时材料的去除主要是以蒸发汽化的方式进行, 材料熔化、液相流动以及材料再凝结等过程的影响被大为

\* 国家自然科学基金、国家科委 863 高科技项目、国家杰出青年科学基金、国家重点基础研究规划项目、中国科学院“百人计划”项目和上海科技发展基金资助项目。

收稿日期: 2000-01-26; 收到修改稿日期: 2000-06-05

减小甚至可以忽略,使加工表面更为平整和光滑,也提高了微加工过程的可控性和精密性。

利用脉冲激光进行金属微加工在时间上可分为两个阶段。首先是激光与金属材料相互作用过程,即激光加热靶过程。然后是脉冲激光停止之后的金属材料内部自身的热力学过程,包括材料的熔化和汽化过程,我们称其为材料的去除过程。在激光加热靶过程阶段,自由电子温度是其中最重要的特征参数。它不仅可以用来表征激光加热靶的物理进程,还是分析研究加热过程的后续过程——材料去除过程的初始参数以及整个金属微加工过程优化的重要参考指标。所以,自由电子温度是研究超短脉冲加热金属平面靶过程的关键。本文从能流分析出发,对飞秒脉冲激光与金属平面靶相互作用的机制进行了理论研究。

## 2 理论模型

超短脉冲激光与金属平面靶相互作用时将发生 4 个主要的物理过程: 1) 靶的电离过程。短脉冲激光辐射到靶表面,在极短的时间内使材料发生隧道电离,从而产生大量的自由电子。2) 自由电子的逆韧致吸收过程。固体趋肤层厚度内的自由电子吸收激光能量,使温度升高,即自由电子的热化过程。3) 热传导过程。自由电子热流将能量从吸收表面带走,传入金属材料的内部。4) 自由电子-晶格的能量耦合过程。被加热的自由电子与声子相互作用,从而将自由电子的热能传递给周围晶格。

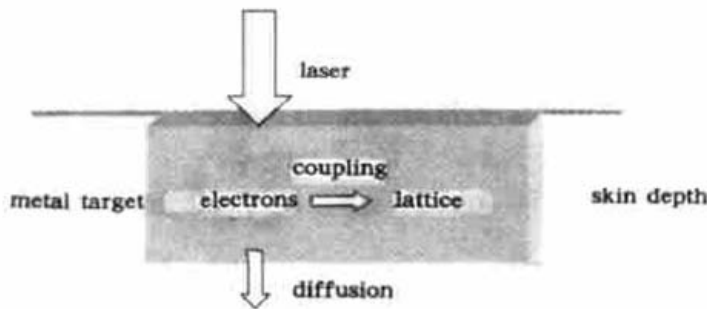


Fig. 1 The energy flux of ultrashort laser pulse heating

图 1 为超短脉冲激光加热金属平面靶过程中能流分布的示意图。

下文将对以上 4 个主要物理过程的能流损耗进行分析。在计算中主要针对较低激光光强(约  $10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) 的飞秒超短脉冲激光(800 nm/100 fs),靶材为常见的金属铜和铝。

### 2.1 靶电离过程

当强激光脉冲辐射到金属靶表面时,在强激光电场的作用下发生场致电离。在激光强度  $I \geq 10^{14} \text{ W/cm}^2$  时,材料电离方式主要为隧道电离,其中电离速率可用准静态直流隧道电离速率公式(ADK 公式)<sup>[5]</sup>来计算。对线偏振光有

$$W_{\text{lin}}(Z) = 1.61\omega_h \frac{Z^2 E_0}{n_{\text{eff}}^4 E_s} \left( 10.87 \frac{Z^2 E_0}{n_{\text{eff}}^4 E_s} \right)^{2n_{\text{eff}} - 1.5} \exp \left[ -\frac{2}{3} \left( \frac{Z^3}{n_{\text{eff}}^3} \frac{E_0}{E_s} \right) \right], \quad (1)$$

其中  $Z$  为离子的电荷数,  $n_{\text{eff}} = Z/(U_i/E_h)^{3/2}$  为有效电荷数,  $U_i$  为离子的电离能,  $E_h$  为氢原子的电离能(13.6 eV),  $E_0$  为氢原子在第一玻尔半径处的原子电场( $5.1 \times 10^9 \text{ V/cm}$ ),  $E_s$  为静态场强,  $\omega_h$  为原子的频率单位( $4.1 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ )。电离过程决定了靶材表面的自由电子密度。

在此基础上,我们可以对电离过程所损耗的能量进行估算。隧道电离单一电子的能量为:  $\epsilon = U_i + E_r$ ,  $E_r$  为电子剩余动能。在线偏振的激光场中,电子的剩余动能约为 0。所以电离过程所损耗的能流密度可表示为

$$Q_i(\text{eV/cm}^2) = \sum_{i=1}^Z U_i n_i l_s, \quad (2)$$

其中  $n_i$ 、 $U_i$  分别为逐次电离的自由电子密度和所需的电离能。 $l_s$  为趋肤深度,它依赖于自由

电子的温度, 随着自由电子温度的升高而减小; 但在自由电子温度很小时, 可以认为是常数,  $l_s = c/2\omega_0$ ,  $c$  为光速,  $\omega_0$  为入射激光频率。

根据以上公式, 对波长为 800 nm、脉宽为 100 fs、强度为  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光脉冲作用下的金属铜和铝的电离过程进行近似计算: 金属铜靶表面的自由电子密度为  $2.54 \times 10^{23}$  cm<sup>-3</sup> ( $Z = 3$ ), 电离过程所损耗的能流约为总激光能流的 5%, 而铝靶表面的电子密度为  $1.81 \times 10^{23}$  cm<sup>-3</sup> ( $Z = 3$ ), 能流损失比例约为 3%。整个电离过程进行的时间不到 7 个光周期(小于 20 fs), 远小于超短脉冲的持续时间。因此, 在以下超短脉冲激光加热金属靶过程的讨论中, 忽略了电离过程进行的时间和其中的能流损耗。电离过程所产生的自由电子密度即为靶加热过程的初始自由电子密度。

### 2.2 自由电子的逆韧致吸收过程

等离子体的介电常数可表示为:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(1 + i\gamma_{e-i}/\omega_0)}{(\omega_0^2 + \gamma_{e-i}^2)}$$

其中  $\omega_p$  为等离子体频率,  $\gamma_{e-i}$  为电子和离子的碰撞频率,  $\gamma_{e-i} = 4\pi Ze^4 n_e \ln \Lambda / (m_e^2 v_{te}^3)$ ,  $m_e$  为电子质量,  $v_{te}$  为电子热速度。 $\Lambda$  为极大碰撞参数(近似等于电子的德拜长度)与极小碰撞参数(最接近的经典距离)之比。 $\ln \Lambda$  为库仑对数, 它是电子温度的缓变函数, 当温度在很大范围内变化时, 它只在 1~10 之间变化, 所以一般取其平均值 5。由于金属靶表面的初始自由电子密度  $n_e$  远远大于等离子体临界密度  $n_c$ , 因此等离子体频率  $\omega_p = (4\pi m_e e^2 / m_e)^{1/2}$  也将远大于激光频率  $\omega_0$ 。根据吸收特性的不同, 金属对激光能量的吸收可分为三个特征区域。材料的趋肤深度等于激光吸收系数的倒数, 它通常用来表征材料光学吸收层的尺度。为了便于以后的计算和讨论, 以下用材料的趋肤深度来表征金属吸收能力的特征。

当  $\gamma_{e-i} \gg \omega_p$ , 即自由电子温度较低的阶段, 材料的趋肤深度可表示为:  $l_s = c/(2\omega_0)$ 。当激光波长为 800 nm 时,  $l_s = 64$  nm; 当  $\omega_p \gg \gamma_{e-i} \gg \omega_0$  时, 趋肤深度可表示为:  $l_s = (c/\omega_p)(\gamma_{e-i}/\omega_0)^{1/2}$ , 此时自由电子温度范围大约为几十个电子伏到几百个电子伏。

随着金属内自由电子温度的继续升高, 当满足条件  $\omega_0 \gg \gamma_{e-i}$  时, 趋肤深度趋向于一个极限值:  $l_s = c/(4\omega_p)$ , 其数值大约为几个纳米。

靶的电离过程在靶材表面产生了大量的自由电子。研究表明<sup>[6]</sup>, 在较低的激光强度(低于  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>) 作用下, 自由电子温度较低, 因此自由电子对入射激光的吸收主要是碰撞吸收, 即逆韧致吸收, 可称之为正常趋肤效应。在正常趋肤效应区域内, 材料趋肤深度可用  $l_s = (c/\omega_p)(\gamma_{e-i}/\omega_0)^{1/2}$  来表示, 自由电子温度将决定趋肤深度的大小。此时材料的能流吸收比例为:  $A = 2\omega_0 l_s / c$ , 代入等离子体频率  $\omega_p$  和自由电子-离子碰撞频率  $\gamma_{e-i}$  的数值表达式, 可得:

$$A = 1.43 \times 10^{-5} \left( \frac{Z \ln \Lambda}{\lambda_0} \right)^{1/2} T_e^{-3/2} \quad (3)$$

其中  $T_e$  为自由电子温度, 其单位为 keV。

从上式可以看出, 金属的能流吸收比例与离子电荷数成正比, 与激光波长成反比。并且, 随着自由电子温度的升高, 吸收的比例将迅速下降。图 2 给出了正常趋

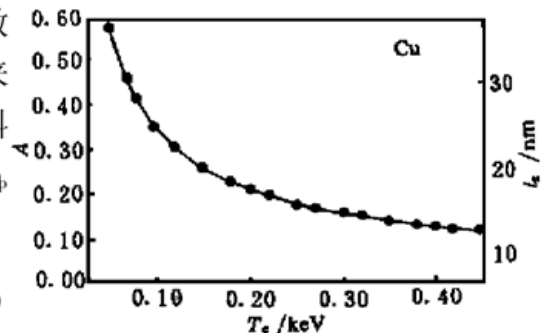


Fig. 2 The absorption coefficient and the skin depth as a function of electron temperature for the normal skin effect with 800 nm,  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> laser pulses

肤效应区域内金属铜靶的能流吸收比例随自由电子温度变化的示意图。从图 2 看出, 随着自由电子温度的升高, 金属铜的趋肤深度也随之减小, 从 36 nm 减小到 10 nm 左右, 而自由电子通过逆韧致吸收的激光能流份额也从 57% 下降到了 16% 左右。

### 2.3 热传导过程

根据经典的 Spitzer-Harm 能量输运理论<sup>[7]</sup>, 电子热流可以表示为:  $Q_e = -K \partial T_e / \partial z$ ,  $K$  为热传导系数。但是 Spitzer-Harm 理论只适用于很低的激光光强范围, 大量的实验表明, 当  $I\lambda^2 > 10^{14}$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )  $\cdot \mu\text{m}^2$  时, 实际的热流将远远低于 Spitzer-Harm 理论值, 式中的  $I$ 、 $\lambda$  分别为入射激光的强度和波长。为了描述这种热流, 使用一个更为普遍的表达式<sup>[8]</sup>:

$$Q_e = f(T_e/m_e)^{3/2} n_e T_e, \quad (4)$$

$f$  为限流因子, 它是实际热流与理论热流的最大值之比, 是在考虑了影响电子能量输运的几种因素(自生磁场、离子声湍流和等离子体不稳定性)后引入的, 经验上限流因子的取值为  $f = 0.03 \sim 0.08$ <sup>[9]</sup>。在以下的计算中, 取  $f = 0.05$ 。

### 2.4 自由电子-声子的能量耦合过程

在以上的讨论中, 都有一个共同的前提条件, 即自由电子和晶格的能量分布均满足麦克斯韦分布, 这在物理上是合理的。在激光能量沉积过程中, 金属材料中的粒子(自由电子和晶格)通过相互之间的碰撞来交换各自的能量以达到平衡分布, 设  $N_e$  为自由电子密度,  $N_i$  为离子密度,  $T_i$  为金属晶格的温度, 它们各自达到平衡的自弛豫时间可以用下面的式子表示<sup>[10]</sup>。

自由电子与自由电子之间:

$$\tau_{ee} = [3m_e^{1/2} T_e^{3/2} / (4 \sqrt{2\pi N_e \ln \Lambda})] (4\pi\epsilon_0 / e^2)^2.$$

晶格与晶格之间:

$$\tau_{ii} = [3m_i^{1/2} T_i^{3/2} / (4 \sqrt{\pi Z^4 N_i e^4 \ln \Lambda})] (4\pi\epsilon_0)^2.$$

自由电子与晶格之间:

$$\tau_{ei} = [3m_i T_e^{3/2} / (8 \sqrt{2\pi m_e^{1/2} Z^2 N_e \ln \Lambda})] (4\pi\epsilon_0 / e^2)^2.$$

以上过程的弛豫时间分别与  $T_e^{3/2}$ 、 $T_i^{3/2}$  成正比。对于铜、铝等金属材料, 当自由电子密度为  $2 \times 10^{23}/\text{cm}^3$  时, 即使是在  $T_e = 1 \text{ keV}$  和  $T_i = 0.1 \text{ keV}$  (约为金属沸点温度的 500 倍) 的高温下, 自由电子的自弛豫时间约为 10 fs, 晶格的自弛豫时间约为 5 fs, 仍远远小于激光脉冲的脉宽 100 fs。而对于自由电子与晶格之间的碰撞弛豫时间, 则即使是在  $T_e = 0.1 \text{ keV}$  这样的低温下,  $\tau_{ei} \approx 1 \text{ ps}$  仍远大于激光脉冲的脉宽。因此, 在处理超短脉冲激光与金属材料靶相互作用过程中, 通常都认为电子和晶格都分别达到麦克斯韦分布, 即可分别用它们各自的动力学温度描述, 而自由电子和晶格不具有相同的动力学温度。也就是说, 在电子与晶格之间是非平衡的。并且由于晶格质量远大于电子质量, 可以认为在激光作用期间自由电子的温度远远大于晶格温度, 即  $T_e \gg T_i$ 。而在长脉冲情况下, 自由电子与晶格之间的碰撞弛豫时间将小于激光脉冲的脉宽, 自由电子与晶格处于热力学平衡状态。

因此, 自由电子-声子耦合的能流密度可表示为

$$Q_e = g(T_e - T_i) l_s \approx g T_e l_s, \quad (5)$$

其中  $g$  为自由电子-声子耦合系数, 它是一个与自由电子温度无关的常数, 根据实验数据取

经验值为<sup>[11]</sup>:  $g = 1 \times 10^{17} [(\text{W}/\text{m}^3) \text{K}] = 1.16 \times 10^{18} [(\text{W}/\text{cm}^3) \text{keV}]$ 。图 3 是金属铜中自由电子热传导和自由电子-声子耦合的能流损失比例随电子温度变化示意图。其中自由电子热流的能流损失比例  $A_e$  为

$$A_e = 2.13 \times 10^{-9} f n_e I_0^{-1} T_e^{3/2}, \quad (6)$$

式中,  $T_e$  的量纲为 keV, 光强  $I_0$  的单位为  $\text{W}/\text{cm}^2$ 。而自由电子-声子耦合的能流损失比例  $A_c$  为

$$A_c = 1.32 \times 10^{14} \times (\lambda_0 Z \ln \Lambda)^{1/2} I_0^{-1} T_e^{3/4}. \quad (7)$$

可以用一维、双温热扩散模型<sup>[12, 13]</sup>来描述超短脉冲激光与金属平面靶的相互作用过程

$$\frac{C_e \partial T_e}{\partial t} = -\partial Q / \partial z - g(T_e - T_i) + S, \quad (8)$$

$$\frac{C_i \partial T_i}{\partial t} = g(T_e - T_i), \quad (9)$$

$$S = I_0 \alpha \exp(-\alpha z), \quad (10)$$

这里  $z$  为垂直于固体表面的方向。(8) 式等号右边第一项为电子热传导损失,  $Q$  为自由电子传导热流。第二项表示自由电子-晶格之间的能量耦合,  $g$  为电子-声子耦合系数, 它是与温度无关的常数。第三项的  $S$  表示入射激光热源。 $\alpha$  为材料吸收系数。 $C_e$ 、 $C_i$  分别为电子、晶格热容,  $C_i$  与温度无关,  $C_e$  则随温度而变化,  $C_e = C'_e T_e$ ,  $C'_e$  是与电子温度无关的常数。

### 3 计算结果及分析

#### 3.1 自由电子温度的自相似解

根据一维、双温模型来推导超短脉冲激光加热金属平面靶过程中自由电子温度的自相似解。由于金属材料的趋肤层厚度远小于激光波长, 而且材料中自由电子之间的自弛豫时间也远小于激光脉冲的脉宽, 所以在计算中, 假设趋肤层厚度内的自由电子的温度和密度都是均匀的, 即与材料内部坐标  $z$  无关, 自由电子温度仅为时间  $t$  的函数。(8) 式可写为:

$$C'_e T_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = I_0 \alpha - f \left( \frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} n_e T \times \frac{1}{l_s} - g T_e, \quad (11)$$

其中  $C'_e = 96.6 [(\text{J}/\text{m}^3) \text{K}^2] = 1.3 \times 10^{10} [(\text{J}/\text{cm}^3) \text{keV}^2]$  为电子热容<sup>[14]</sup>。

从图 2 和图 3 中可知, 在正常趋肤效应区域内, 自由电子热传导的能流损失比例很小, 远远小于自由电子通过逆韧致所吸收的激光能量比例。而自由电子-声子耦合所导致的能流损失更是远远小于自由电子热传导的能流损失, 因此认为在超短脉冲激光与金属平面靶相互作用期间, 自由电子基本上没有通过热流传导向靶材内部传递能量, 也未通过自由电子-声子之间的能量耦合向晶格传递能量。所以在计算中忽略了自由电子的热传导过程和自由电子-声子之间的能量耦合过程。这样, 对于恒定强度的激光脉冲, 自由电子温度可表示为:

$$T_e (\text{keV}) = 2.4 \times 10^{-5} \left( \frac{I_0 t}{\sqrt{\lambda_0 Z \ln \Lambda}} \right)^{3/4}. \quad (12)$$

图 4 所示为金属铜和铝的自由电子温度随时间的变化曲线。超短脉冲激光与金属平面靶

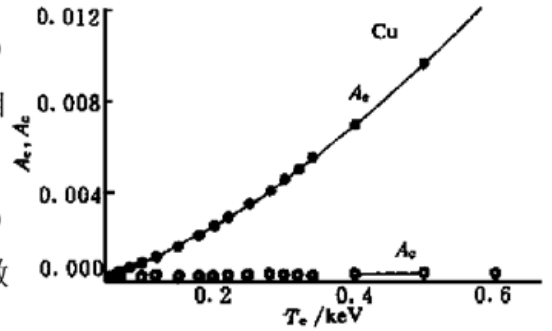


Fig. 3 The flux loss proportions of electron thermal conduction and electron-phonon coupling as a function of electron temperature for copper with 800 nm,  $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$  laser pulses

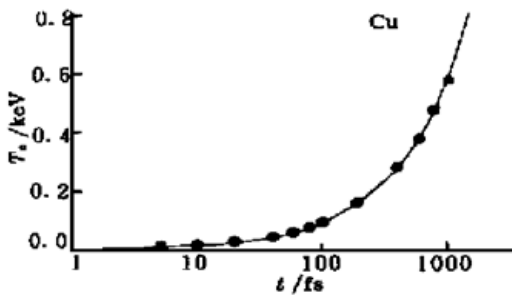


Fig. 4 The electron temperature vs time for copper with 800 nm,  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> laser pulses

相互作用过程中自由电子的温度的影响因素主要是两方面的:一是材料种类的影响;一是超短脉冲激光参数,如激光强度、激光脉宽、激光波长等的影响。材料的影响主要体现在离子电荷数  $Z$  的大小,即与材料电离能有关。但在强激光脉冲场作用下,不同金属材料的离子电荷数的差别很小,从而造成了在相同的超短脉冲激光辐射条件下,不同种类金属中自由电子温度在数值上基本相同。这即是说,自由电子温度的大小基本上不再依赖于金属材料的特性,而只是决定于入射激光的参数。一般来说,减小激光波长,增大激光

强度和增加激光脉宽都会使自由电子温度提高。

### 3.2 超短脉冲的脉宽范围

从优化超短脉冲金属微加工的角度来考虑,高的自由电子温度将有利于金属材料的去除,从而有利于提高激光加工的质量和精度。而从自由电子温度与时间的关系来看,延长激光与靶相互作用的时间,即增加激光的脉宽,可以提高自由电子温度。但是,激光的脉宽不能无限制地增加。这是因为以上的计算和讨论均在超短脉冲近似的情况下进行的,所以所选用的激光脉宽必须处于超短脉冲近似假设成立的脉宽范围内。那么到底激光脉冲脉宽要多短才适用于超短脉冲近似条件呢?对于这个问题,可以从以下三个方面来讨论:

1) 等离子体膨胀长度限制。在超短脉冲作用范围内,忽略了金属表面等离子体的流体动力学的影响,这意味着等离子体膨胀的长度必须远远小于激光波长。因此,这也就是说当等离子体膨胀长度  $l_p < 0.01\lambda_0$  时,可以不考虑等离子体的膨胀的影响。因

$$l_p(m) = \int_0^{\tau} c_s dt, \quad (13)$$

其中  $c_s \approx 3 \times 10^5 (ZT_e/A)^{1/2}$  为等离子体声速,  $A$  为原子量,  $\tau$  为脉冲脉宽。(12) 式与(13) 式联立可得到超短脉冲脉宽的限制条件为:

$$\tau < 2.59 \times 10^{-4} \times \left[ \frac{A^{5/14} \lambda_0^{9/2} (\ln \Lambda)^{3/2}}{I_0^{2/7} Z^{3/14}} \right]. \quad (14)$$

根据计算可得:当激光强度为  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> 时,对于金属铜,超短脉冲近似的限制条件为  $\tau < 320$  fs;对于金属铝有:  $\tau < 200$  fs。

2) 自由电子离子之间的非热平衡条件。超短脉冲激光与材料相互作用的时间必须远远小于自由电子与离子之间碰撞的弛豫时间,即  $\tau_{ei} \ll \tau$ 。而通过计算得知,当等离子体膨胀条件——(14) 式满足时,自由电子-离子的非热平衡条件也已经很好地满足了。

3) 热穿透深度条件限制。超短脉冲与材料相互作用时,所研究的对象是材料的趋肤层,这是因为激光能量沉积在趋肤层深度,即光学穿透深度内,而不是长脉冲情况下的热穿透深度内。所以在超短脉冲近似下,趋肤层深度必然大于热穿透深度,即  $l_s > l_t$ 。热穿透深度等于自由电子的有效热速度与时间的乘积,与自由电子温度成正比。根据计算可知,对于金属铜和铝,当激光脉宽小于 1 ps 时,材料的趋肤层深度则已经大于热穿透深度了。因此,这个限制条件也大于等离子体膨胀长度的限制条件第(14) 式。

所以,综上所述可知,超短脉冲与材料相互作用近似模型成立的脉宽条件为等离子体膨胀长

度的限制条件, 即(14)式。此脉宽限制条件既与材料有关, 也与激光强度、波长等参数有关, 数值大约在几百飞秒到 1 皮秒之间。

### 3.3 如何提高自由电子温度

自由电子温度是超短脉冲激光加热金属平面靶的过程优化中最为重要的参数。研究加热过程的目的是为了获得最高的自由电子温度。那么, 在超短脉冲近似的条件下, 金属中自由电子的最高温度是多少呢? 联立(12)及(14)式, 我们可以得到超短脉冲与金属靶相互作用时自由电子最高温度的表达式:

$$T_{e \max} = 3.24 \times 10^{-8} \times \left( \frac{A \lambda_0 I_0^2}{Z^2 \ln \Lambda} \right)^{2/3}. \quad (15)$$

图 5 和图 6 则给出了在不同种类金属和不同激光波长条件下, 自由电子的最高温度随激光强度变化的示意图。从图中可以看出, 选取原子序数大的金属和较长的激光波长可以获得较高的自由电子最高温度值。

在图 6 中, 当激光强度为  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  时, 不同波长条件下, 金属铜靶中自由电子最高温度约为 200~300 eV, 这与文献[15]的数据大致吻合, 从而验证了此估算模型的正确性。对于特定的金属材料, 通过(12)、(14)和(15)式来选择超短激光脉冲的各项参数, 如波长、光强、脉宽等, 可以精确地控制相互作用过程中自由电子温度, 这将对于靶烧蚀过程的进行和微加工过程参数的优化起着重要的指导作用。

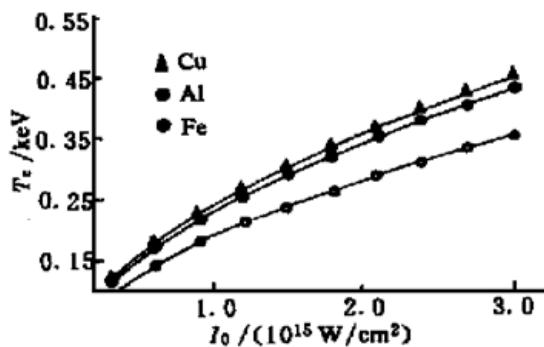


Fig.5 The highest electron temperature as a function of the 800 nm laser intensity for different metals

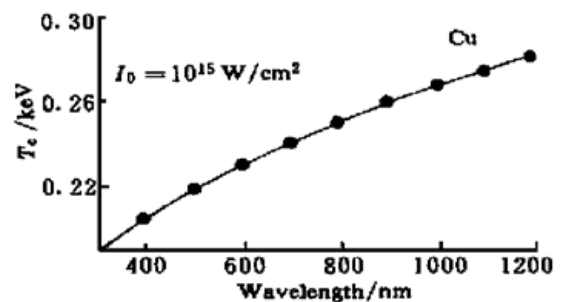


Fig.6 The highest electron temperature as a function of the heating laser wavelength

**结 论** 从能流分析出发, 对飞秒超短脉冲激光与金属平面靶相互作用的机制进行了理论研究, 对其中主要物理过程的能量损耗作了详尽的分析。分析表明, 在飞秒超短脉冲激光与金属平面靶相互作用期间, 自由电子基本上既没有通过热流传导向靶材内部传递能量, 也没有通过自由电子-声子之间的能量耦合向晶格传递能量; 自由电子通过逆韧致吸收的激光能量绝大部分转换成了自由电子的热能, 使自由电子的温度升高, 而同时晶格的温度将仍然保持不变。根据这一结论, 我们利用一维、双温度模型推导了自由电子温度的自相似解。结果表明, 在飞秒超短脉冲激光作用下, 自由电子温度的大小基本上不再依赖于金属材料的特性, 而只是决定于入射激光的参数。同时, 推导了超短脉冲近似假设成立下的脉宽限制条件表达式和超短脉冲激光加热金属平面靶过程中自由电子的最高温度表达式。它们可以用来精确控制激光与靶相互作用过程中自由电子的温度。这些结果对于激光加热过程之后材料去除过程的进行和金属微加工过程参数的优化起着重要的作用。

## 参 考 文 献

- [1] Pronko P P, Dutta S K, Squier J *et al.*. Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm. *Opt. Commun.*, 1995, **114**(2) : 106~ 110
- [2] Lenzner M, Krüger J, Kautek W *et al.*. Precision laser ablation of dielectrics in the 10 fs regime. *Appl. Phys. (A)*, 1999, **68**(3) : 369~ 371
- [3] Li R, Ozaki T, Kanai T *et al.*. Proposal of a longitudinally pumped saturated Ni-like Mo ion X-ray laser at 18.9 nm. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **57**(6) : 7093~ 7102
- [4] Li R, Xu Z, Ozaki T *et al.*. Femtosecond pulse driven 4.3 nm laser in nickel-like tungsten ions. *Phys. Lett. (A)*, 1999, **263**(2) : 117~ 122
- [5] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P *et al.*. Tunneling ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov. Phys. JETP*, 1986, **64**(6) : 1191~ 1194
- [6] Rozmus W, Tikhonchuk V T. Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(12) : 7401~ 7812
- [7] Spitzer L, Harm R. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 1953, **89**(6) : 977~ 981
- [8] 彭惠民, 王世绩, 邱玉波等. X 射线激光. 北京: 国防工业出版社, 1997.
- [9] Rubenchik A, Witkowski S. *Physics of Laser Plasma*. New York: North-Holland, 1991. 575~ 611
- [10] 常铁强, 张 钧, 张家泰等. 激光等离子体相互作用与激光核聚变. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1991.
- [11] Corkum P B, Brunel F, Sherman N K. Thermal response of metals to ultrashort-pulse laser excitation. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(25) : 2886~ 2889
- [12] Chichkov B N, Momma C, Nolte S *et al.*. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. (A)*, 1996, **63**(2) : 109~ 115
- [13] Nolte S, Momma C, Jacobs H *et al.*. Ablation of metals by ultrashort laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1997, **14**(10) : 2716~ 2722
- [14] Eesley G L. Generation of nonequilibrium electron and lattice temperatures in copper by picosecond laser pulses. *Phys. Rev. (B)*, 1986, **33**(4) : 2144~ 2151
- [15] Gamaly E G. Ultrashort powerful laser matter interaction: Physical problems, models, and computations. *Laser and Particle Beams*, 1994, **12**(2) : 185~ 208

## Heating of Planar Metal Targets by Ultrashort Laser Pulses

Liu Zhi    Li Ruxin    Yu Wei    Zhang Zhengquan    Xu Zhizhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 26 January 2000; revised 5 June 2000)

**Abstract** The interaction of ultrashort laser pulses with planar metal targets are investigated theoretically. The energy flux in the process of femtosecond laser pulse heating is analyzed. The electron temperature as a function of time is derived based on the one-dimensional, two-temperature diffusion model. The range of ultrashort laser duration and an expression of the highest electron temperature for the ultrashort laser pulses heating have been obtained.

**Key words** ultrashort laser pulses, micro-machining, interactions of laser with metal.