

# 超短脉冲激光烧蚀绝缘体材料机理的耦合理论模型<sup>\*</sup>

林晓辉<sup>a</sup>, 孙元征<sup>a</sup>, 杨决宽<sup>a</sup>, 陈云飞<sup>a, b</sup>

(东南大学 a. 机械工程学院设计工程系; b. MEMS 教育部重点实验室, 南京 210096)

**摘 要:** 基于电子能带理论, 以动力论的 Fokker-Planck 方程为基础, 从微观层次对超短脉冲激光烧蚀绝缘体材料的机理进行分析研究. 源项中分别考虑了雪崩电离、多光子电离机制, 并考虑了电子能量与散射机制对电子弛豫时间的影响. 建立了绝缘体烧蚀机理的耦合数学模型, 其计算的激光烧蚀临界能量密度阈值与实验结果很好的吻合. 定量描述了超短脉冲激光对绝缘体材料烧蚀微观过程的影响.

**关键词:** 超短脉冲激光; 雪崩电离; 多光子电离; 烧蚀损伤

**中图分类号:** TN249

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2009)05-1029-6

## 0 引言

超短脉冲激光的脉宽时间可达飞秒( $10^{-15}$  s)量级, 单脉冲能量能从几个纳焦耳放大至几百毫焦耳、甚至焦耳量级, 脉冲的峰值功率可达  $\text{GW}/\text{cm}^2$  或  $\text{TW}/\text{cm}^2$ . 因此超短脉冲激光可用于加工金属、导体、半导体及非金属材料, 且具有许多优点: 加工准确度高, 对材料热损伤小, 加工出的材料熔融区很小, 边缘清晰, 可实现对材料层层微刨蚀以及加工尺度可以突破衍射极限(工作波长的一半)等. 超短脉冲激光对材料烧蚀的机理与长脉冲激光(纳秒级)有着本质的区别, 其加工机理的理论和实验研究是当前微加工领域的国际性热点课题<sup>[1-9]</sup>.

目前研究飞秒激光烧蚀的理论模型主要有基于粒子数密度守恒的速率方程模型<sup>[1-7]</sup>、基于宏观能量平衡的双温模型<sup>[10-14]</sup>以及动力论方程模型<sup>[15-16]</sup>. 速率方程模型和双温模型无法描述飞秒时间尺度的电子非平衡态加热机理, 是一种粗糙的唯象模型; 动力论模型中主要是基于 Boltzmann<sup>[15]</sup>方程和 Fokker-Planck<sup>[16]</sup>方程. 从描述自由电子输运的角度看, Fokker-Planck 方程物理图像更符合真实情况<sup>[17]</sup>, 但一些文献在使用 Fokker-Planck 模型时将电子弛豫时间视为常量<sup>[16]</sup>, 即模型是建立在弛豫时间近似基础上的, 而对于决定电子散射机制以及弛豫时间大小的因素的物理图像都不清晰. 文献<sup>[18-19]</sup>的研究已证实电子的弛豫时间与电子的散射机理以及电子的能量有关, 不是一个常量.

本文摒弃弛豫时间近似这一假设, 采用库仑碰撞机制描述电子的散射. 根据试探粒子法思想, 将电子的弛豫过程视为试探粒子与处于非热力学平衡

态场粒子的相互作用过程, 并结合 Fokker-Planck 方程建立自由电子弛豫时间与其分布函数相耦合的飞秒脉冲激光辐射氟化钙的烧蚀理论模型, 并提出求解该耦合模型的数值迭代算法. 在此基础上深入讨论和分析超短脉冲激光烧蚀半导体材料的机理以及激光参量对烧蚀的影响.

## 1 超短脉冲激光加工的微观烧蚀机理

皮秒或飞秒量级的超短脉冲激光, 其强度非常高( $\text{TW}/\text{cm}^2$  量级), 而脉宽时间远小于电子一声子的耦合时间, 所以超短脉冲激光烧蚀是一个非平衡态加热过程. 超短脉冲激光烧蚀是通过多光子吸收电离与雪崩电离两种主要机制将原子中束缚态的电子剥离而产生等离子体, 这种高温高压高密度的等离子体通过喷溅方式脱离材料从而实现烧蚀.

## 2 超短脉冲激光烧蚀的理论模型

由雪崩电离和多光子吸收电离同时作用使导带中产生大量的自由电子, 当其数密度达到某一临界值时, 将发生等离子体喷溅, 实现烧蚀. 烧蚀的临界电子数密度  $n_c$  可取为等离子体振荡频率  $\omega_{pe}$  等于激光频率  $\omega$  时的电子数密度, 此时激光将完全被等离子体反射. 在同时考虑多光子吸收、雪崩两种电离情况下, 所产生的导带中自由电子在不同能级  $\epsilon$  上的分布, 可由含源项的 Fokker-Planck 型方程描述<sup>[16]</sup>, 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ V(\epsilon) f(\epsilon, t) - D(\epsilon) \frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} \right] = \\ \frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial J(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} = S(\epsilon, t) \end{aligned} \quad (1)$$

为了简化 Gaussian 脉冲表达式, 初始时刻取为  $t = -\infty$ . 初始条件为

$$f(\epsilon, -\infty) = 0 \quad (2)$$

式(2)的物理意义为在激光辐射前导带中自由电子

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(50275026)和江苏省自然科学基金(BK2002060)资助

Tel: 13851760077 Email: lxh60@yhuo. com. cn

收稿日期: 2008-01-14

数密度为零. 边界条件为

$$J(0, t) = 0 \quad (3)$$

式(3)物理意义为处于导带底的电子分布流等于零, 即此态的概率流为零

$$f(\infty, t) = 0 \quad (4)$$

式(4)物理意义为电子获得的能量是有限的, 即在  $\epsilon = \infty$  处自由电子数密度为零.

式(1)中,  $J(\epsilon, t)$  为

$$J(\epsilon, t) = V(\epsilon)f(\epsilon, t) - D(\epsilon)\frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial \epsilon}$$

式中, 漂移系数  $V(\epsilon) = \frac{\sigma(\epsilon)E(t)^2}{3} - U_{\text{phon}}\gamma$ ,  $U_{\text{phon}}$  为

声子特征能量,  $\gamma$  为电子与声子间的能量交换率, 扩散系数  $D(\epsilon) = \frac{2\sigma(\epsilon)E(t)^2\epsilon}{3}$ ,  $E(t)$  为激光电场强度,  $\sigma(\epsilon)$  为电子的电导率,  $\sigma(\epsilon) = \frac{e^2\tau_e(\epsilon)}{m_e[1 + \omega^2\tau_e^2(\epsilon)]}$ ,

$m_e$  表示电子质量,  $e$  为电子电量,  $\omega$  为激光频率,  $\tau_e(\epsilon)$  为电子弛豫时间.

方程(1)中的  $S(\epsilon, t)$  表示多光子吸收电离与雪崩电离两种机制产生自由电子的源项

$$S(\epsilon, t) = R_{\text{imp}}(\epsilon, t) + R_{\text{pi}}(\epsilon, t)$$

雪崩电离率为<sup>[1]</sup>

$$R_{\text{imp}}(\epsilon, t) = -v_i(\epsilon)f(\epsilon) + 4v_i(2\epsilon, +U_I)f(2\epsilon, +U_I)$$

而  $v_i(\epsilon) = \chi\left(\frac{\epsilon}{U_I - 1}\right)^2 s^{-1}$  为冲击电离率,  $\chi = 1.5 \times 10^{15}$ ,  $U_I$  为氟化钙带隙能量.

多光子电离率为<sup>[1]</sup>

$$R_{\text{pi}}(\epsilon, t) = \sigma_k \left( \frac{I(t)}{\hbar\omega} \right)^k N_s, \text{ 其中 } \sigma_k \text{ 为 } k \text{ 个光子}$$

吸收电离的碰撞截面参量,  $I(t)$  为  $t$  时刻激光强度,  $N_s$  为绝缘体的原子数密度,  $\hbar$  为约化普朗克常量

方程(1)中的系数  $V(\epsilon)$ 、 $D(\epsilon)$  均由电子的电导率与激光电场强度确定, 而电子电导率是电子弛豫时间  $\tau_e$  的函数,  $\tau_e$  的值应由电子的散射机制以及能量决定, 而不是一个定值. 本文将自由电子的能量  $\epsilon$  视为随机变量, 从统计物理学的角度,  $\epsilon$  应用统计平均值  $\langle \epsilon \rangle$  来描述, 将电子散射机制用库仑碰撞近似, 推出了电子与处于非热力学平衡态的场粒子相互作用的弛豫时间  $\tau_e$  与  $\epsilon$  之间的关系

$$\tau_e = \frac{2\sqrt{2}\pi m_e^{0.5} \epsilon_0^2 \langle \epsilon^{1.5} \rangle}{e^4 \langle n_e \rangle \ln \Lambda} \quad (5)$$

从式(5)中可以看出  $\tau_e$  与  $\epsilon$  的 1.5 次幂的统计平均值成正比. 式中  $\ln \Lambda$  为库伦对数,  $\epsilon_0$  为材料的真空介电常量,  $\langle n_e \rangle$  表示自由电子平均数密度,  $\langle n_e \rangle$  及  $\langle \epsilon^{1.5} \rangle$  表达式为

$$\langle n_e \rangle = \int_0^\infty f(\epsilon, t) d\epsilon \quad (6)$$

$$\langle \epsilon^{1.5} \rangle = \frac{\int_0^\infty \epsilon^{1.5} f(\epsilon, t) d\epsilon}{\langle n_e \rangle} \quad (7)$$

### 3 数值模拟方法

#### 3.1 方程的无量纲化与数值解法

在本文的理论模型中, Fokker-Planck 方程中的系数  $V(\epsilon)$  与  $D(\epsilon)$  均为电子电导率的函数, 而电子电导率又依赖于电子的弛豫时间. 弛豫时间依赖于电子能量 1.5 次幂的统计平均值  $\langle \epsilon^{1.5} \rangle$ , 而  $\langle \epsilon^{1.5} \rangle$  又由分布函数确定, 故方程(1)及(7)构成了非线性耦合方程组, 需通过数值迭代方法, 求解电子的分布函数.

为了保证数值求解的稳定性, 对方程(1)及(7)进行无量纲化处理, 无量纲的基准为  $t_p$  (激光脉冲半宽)、 $U_I$ . 采用的激光脉冲强度  $I(t)$  为 Gaussian 分布, 其表达式为

$$I(t) = I_{\text{max}}(1 - R) \exp \left[ -4 \ln 2 \times \left( \frac{t}{t_p} \right)^2 \right]$$

$R$  为反射率. 定义一个新的分布函数为

$$f^*(\epsilon^*, t^*) d\epsilon^* = \frac{f(\epsilon, t) d\epsilon}{n_c}, f^*(\epsilon^*, t^*) d\epsilon^* \text{ 表示 } t^* \text{ 时刻能量处于 } (\epsilon^*, \epsilon^* + d\epsilon^*) \text{ 区间的相对于 } n_c$$

的自由电子无量纲数密度.

通过无量纲定义, 理论模型的方程组可以化为

$$H_1 - H_2(\epsilon^{*2} - 1)f^*(\epsilon^*, t^*) \quad (8)$$

式中

$$k_1 = \frac{t_p}{U_I} \left[ \frac{1}{3} \sigma(\langle \epsilon \rangle) E^2(t) - U_{\text{phon}} \gamma \right] - \frac{2}{3} \frac{t_p}{U_I} \sigma E^2(t)$$

$$k_2 = -\frac{2}{3} \frac{t_p}{U_I} \sigma(\langle \epsilon \rangle) E^2(t)$$

$$H_1 = \sigma_4 \left[ \frac{I(t)}{\hbar\omega} \right]^4 \frac{t_p N_s}{n_c}$$

$$H_2 = \chi t_p$$

初始条件

$$f^*(\epsilon^*, 0) = 0 \quad (9)$$

边界条件

$$J^*(0, t^*) = 0 \quad (10)$$

$$f^*(\infty, t^*) = 0 \quad (11)$$

电子无量纲弛豫时间为

$$\tau(\langle \epsilon^* \rangle) = k_3 \frac{\langle \epsilon^{*1.5} \rangle}{\langle n_e^* \rangle} \quad (12)$$

$$k_3 = \frac{2\sqrt{2}\pi m_e^{0.5} \epsilon_0^2 U_I^{1.5}}{e^4 n_c t_p \ln \Lambda}$$

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} \right)^2 \right]$$

$b_{\max}, b_{\min}$  分别为最大和最小碰撞系数

$$\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right)^2=k_4\langle\epsilon^*\rangle^3,k_4=\frac{8U_l^3}{27m_e\omega_{\max}^2},$$
$$\omega_{\max}=\max(\omega,\omega_{pe})$$

等离子体电子振荡频率为  $\omega_{pe}=\sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$ ,

$$\langle n_e^* \rangle = \int_0^\infty f^*(\epsilon^*, t^*) d\epsilon^* \tag{13}$$
$$\langle \epsilon^{*1.5} \rangle = \frac{1}{\langle n_e^* \rangle} \int_0^\infty \epsilon^{*1.5} f^*(\epsilon^*, t^*) d\epsilon^* \tag{14}$$
$$\langle \epsilon^* \rangle = \frac{1}{\langle n_e^* \rangle} \int_0^\infty \epsilon^* f^*(\epsilon^*, t^*) d\epsilon^* \tag{15}$$

为了求解方程(8)~(15)的无量纲非线性耦合方程组,需将 $t^*, \epsilon^*$ 进行离散. 采用 Runge\_Kutta 法对时间进行步进求解,用第 $t^{*(k-1)}$ 时刻的分布 $f^{*(k-1)}$ 作为 $t^{*(k)}$ 时刻的初始分布,在能量轴 $\epsilon^*$ 上采用超松弛法进行迭代求解,迭代收敛条件为相邻两次迭代的相对误差小于 0.001. 此时求得 的分布函数 $f^*$ 可近似认为是第 $t^{*(k)}$ 时刻的分布.

3.2 临界烧蚀阈值的计算

通过本文数值求解方法,求出导带中自由电子的相对分布函数 $f^*(\epsilon^*, t^*)$ ,则对其无量纲时间在 $(0, t^*)$ 的区域进行数值积分,计算出无量纲自由电子数密度 $n^*(t^*)$ 随无量纲时间的演化,通过对 $n^*(t^*)$ 的线性插值可求得对应无量纲烧蚀临界密度 $n^*=1$ 的无量纲时间 $t_c^*$ ,则无量纲临界烧蚀能量密度阈值为

$$F_c^* = \int_0^{t_c^*} I^*(t^*) dt^*$$

而有量纲值为

$$F_c = F_c^* I_{\max} t_p \text{ (J/cm}^2\text{)}$$

4 数值模拟结果

本文利用耦合模型对超短脉冲激光烧蚀氟化钙材料进行了数值模拟,模拟所用的物理参量如表 1.

表 1 氟化钙物理常量以及激光参量

| 名称          | 符号           | 数值                      | 单位                             |
|-------------|--------------|-------------------------|--------------------------------|
| 氟化钙原子数密度    | $N_s$        | $7.366 \times 10^{28}$  | $1/\text{m}^3$                 |
| 典型声子能       | $E_p$        | 0.033                   | eV                             |
| 传导扩散率       | $\gamma$     | $10^{14}$               | $\text{s}^{-1}$                |
| 带宽能量        | $U_l$        | 9                       | eV                             |
| 电子质量        | $m_e$        | $9.11 \times 10^{-31}$  | kg                             |
| 电子电量        | $e$          | $1.60 \times 10^{-19}$  | C                              |
| 光速          | $c$          | $3.0 \times 10^8$       | m/s                            |
| 真空中介电常量     | $\epsilon_0$ | $8.9 \times 10^{-12}$   | $\text{C}^2/\text{Nm}^2$       |
| 约化普朗克常量     | $\hbar$      | $1.055 \times 10^{-34}$ | J·s                            |
| 冲击电离的比例常量   | $\chi$       | $1.5 \times 10^{15}$    |                                |
| 四光子吸收碰撞截面参量 | $\sigma_4$   | $5 \times 10^{-118}$    | $\text{cm}^8 \cdot \text{s}^3$ |
| 反射率         | $R$          | 0.61                    |                                |

图 1 为脉宽为 100 fs 时导带中自由电子分布随时间的演化. 由图可见在飞秒时间尺度内,其分布是处于非 Maxwell 分布(非热力学平衡态)并随时间推移,逐步向平衡态演化. 图 2 为脉宽 100 fs 时,导带中无量纲的自由电子数密度随无量纲时间的演化规律. 多光子电离是产生导带中自由电子的主要机制,雪崩电离起次要作用,而且雪崩电离效应随自由电子数密度的增加而逐渐增强,当自由电子数密度达到一定值时雪崩电离的贡献将趋于稳定,自由电子数密度较小时,雪崩电离机制的作用是微小的. 这说明只有多光子电离产生的自由电子(种子电子)达到一定密度时雪崩电离效应才有明显的呈现,另外

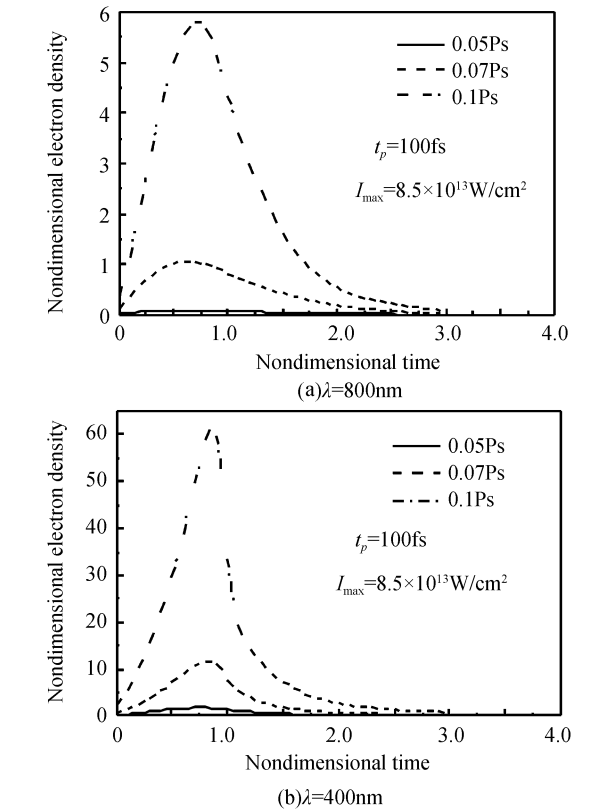
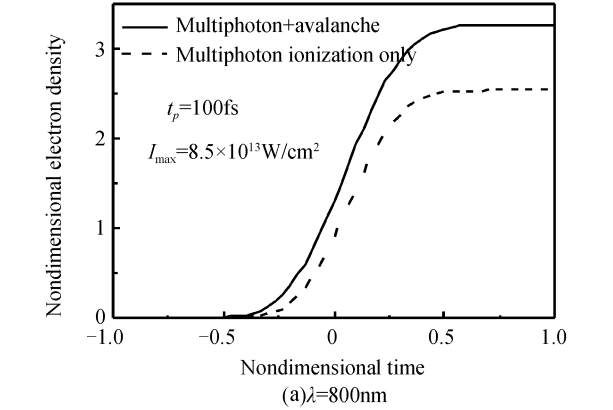


图 1 激光波长为 800 nm 和 400 nm 时自由电子的分布函数随时间的演化

Fig. 1 Distribution of free electrons as a function of time at 800 nm and 400 nm, respectively



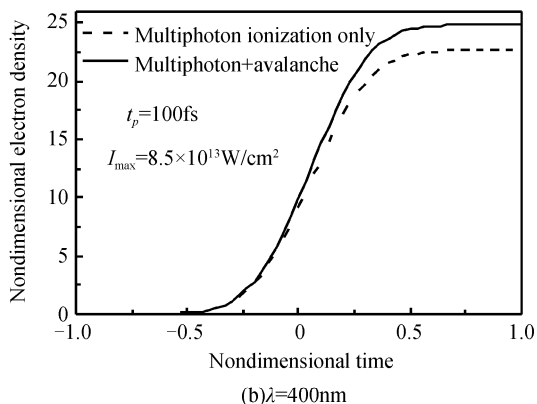


图2 激光波长为 800 nm 和 400 nm 时自由电子数密度随时间的演化

Fig. 2 Time dependence of free electron density for 800 nm and 400 nm

长波长超短脉冲激光雪崩电离效应较短波长强.

图3为波长 800 nm 和 400 nm 脉冲激光烧蚀的能量密度阈值随激光脉宽变化的模拟结果与文献<sup>[18]</sup>中实验值的比较. 对于波长 800 nm 和 400 nm 的脉冲激光在大部分脉宽范围内其理论值与实验值相吻合. 并且烧蚀能量密度阈值与脉宽的  $1/2$  次方不成线性关系. 另外在同等脉宽下, 短波长脉冲激光的烧蚀阈值小于长波长脉冲激光, 说明短波长超短脉冲激光的加工准确度更高, 并且对材料的热损伤程度更低.

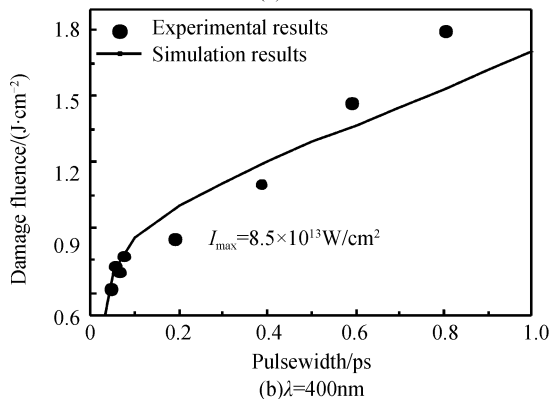
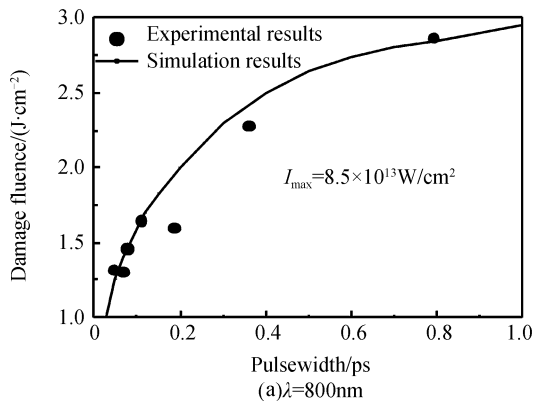


图3 激光波长为 800 nm 和 400 nm 时激光烧蚀能量密度阈值  $F_c$  随脉宽  $t_p$  的变化

Fig. 3 Pulse width dependence of threshold damage fluence

图4描述了耦合模型与弛豫时间近似模型在两种波长时的烧蚀能量密度阈值与实验值<sup>[20]</sup>的对比曲线. 其中, 弛豫时间近似模型中电子的弛豫时间被视为常量. 从图中可以看出, 对于长波长与短波长激光, 弛豫时间近似模型所预测的烧蚀阈值在脉宽较大时明显偏离实验值, 而耦合模型在整个脉宽区域都与实验值吻合得很好, 这表明本文所建立的耦合模型能正确描述超短脉冲激光烧蚀绝缘体材料的机理.

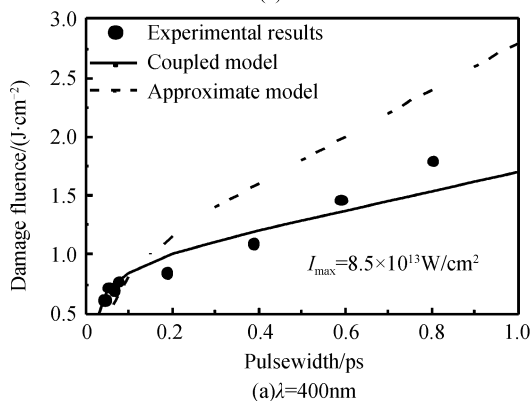
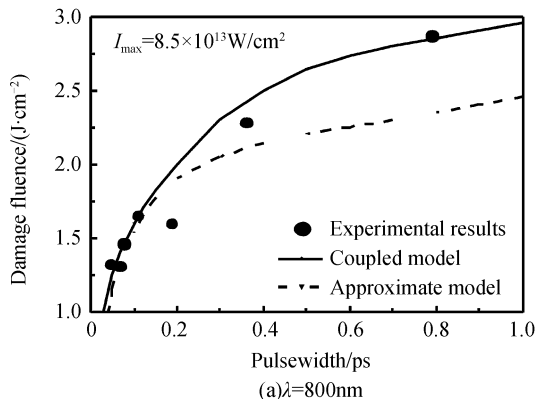


图4 激光波长为 800 nm 和 400 nm 时两种模型计算的烧蚀能量密度阈值随脉宽的变化

Fig. 4 Comparison of measured and calculated threshold damage fluences from both the coupled and the approximate models

## 5 结论

本文摒弃了弛豫时间近似假设, 基于 Fokker-Planck 方程建立了飞秒脉冲激光辐射绝缘体材料的烧蚀耦合模型. 采用库仑碰撞机制描述电子的散射, 推出了非平衡态场粒子与电子相互作用时, 电子弛豫时间  $\tau_e$  与能量  $\epsilon$  的关系,  $\tau_e$  正比于  $\epsilon$  的 1.5 次幂的统计平均值, 而非场粒子处于平衡态时的统计平均值的 1.5 次幂. 同已有的动力论模型相比, 本文的耦合模型考虑了由于非热力学平衡态电子对能量输运到影响, 更符合飞秒时间尺度下烧蚀的能量输运情况.

经对本文耦合模型和弛豫时间近似模型数值计

算比较,耦合模型在 0~1 ps 脉宽范围均与实验值吻合.而弛豫时间近似模型虽然对长波长及短波长情况能给出与实验大致相同的趋势,但在脉宽较大时与实验值相差过大,这表明本文提出的耦合模型在理论上更加完备.

参考文献

[1] STUART B C,FEIT M D,HERMAN S,*et al.* Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics [J]. *Physical Review B*,1996,**53**(4):1749-1761.

[2] JASAPARA J, NAMPOOTHIRI A V V, RUDOLPH W. Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films[J]. *Physical Review B*,2001,**63**(4):045117.

[3] JIA T Q, XU Z Z, LI R X, *et al.* Mechanisms in fs-laser ablation in fused silica[J]. *Journal of Applied Physics*,2004,**95**(9):5166-5171.

[4] RETHFELD B. Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics [J]. *Physical Review Letters*, 2004,**92**(18):187401.

[5] JIANG L, TSAI H L. Prediction of crater shape in Femtosecond laser ablation of dielectrics [J]. *Journal of Physics D*,2004,**37**(4):1492-1496.

[6] JIANG L, TSAI H L. Plasma modeling for ultrashort pulse laser ablation of dielectrics[J]. *Journal of Applied Physics*, 2006,**100**(2):023116.

[7] HELTZEL A, BATTULA A, HOWELL J R, *et al.* Nanostructuring borosilicate glass with near-field enhanced energy using a Femtosecond laser pulse[J]. *Journal of Heat Transfer*,2007,**129**:53-59.

[8] MA Lin,SHI Shun-xiang,CHENG Guang-hua,*et al.* Multiple micro-explosions induced by a single focused femtosecond pulse in glass[J]. *Acta Photonica Sinica*,2007,**36**(7):1187-1190.  
马琳,石顺祥,程光华,等. 单次飞秒激光脉冲在玻璃内部产生多次微爆的研究[J]. *光子学报*,2007,**36**(7):1187-1190.

[9] MA Lin, SHI Shun-xiang, CHENG Guang-hua, *et al.* Micro-explosions threshold induced by a single focused femtosecond laser pulse in fused silica[J]. *Acta Photonica Sinica*,2007,**36**(6):969-971.  
马琳,石顺祥,程光华,等. 单个飞秒激光作用下熔融石英的微爆阈值研究[J]. *光子学报* 2007,**36**(6):969-971.

[10] CHICHKOV B N, MOMMA C, NOLTE S, *et al.* Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solid[J]. *Applied Physics A*,1996,**63**:109-115.

[11] NOLTE S,MOMMA C,JACOBS H,*et al.* Ablation of metals by ultra-short laser pulses [J]. *Journal of the Optical Society of America B*,1997,**14**(10):2716-2722.

[12] RAMANATHAN D, MOLIAN P A. Micro- and sub-micromachining of type IIa single crystal diamond using a Ti: Sapphire Femtosecond laser[J]. *Journal of Manufacturing Science and Enginerring*,2002,**124**:389-396.

[13] YANG J,ZHAO Y,ZHU X. Theoretical studies of ultrafast ablation of metal targets dominated by phase explosion[J]. *Applied Physics A*, 2007,**89**:571-578.

[14] YANG J, LIU W, ZHU X. A study of ultrafast electron diffusion kinetics in ultrashort-plus laser ablation of metals [J]. *Chinese Physics*,2007,**16**(7):2003-2010.

[15] KAISER A,RETHFELD B,VICANEK M,*et al.* Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses[J]. *Physical Review B*,2000,**61**(17):11437-11450.

[16] STUART B C,FEIT M D,RUBENCHIK A M,*et al.* Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses[J]. *Physical Review Letters*,1995,**74**(12):2248.

[17] XU Jia-luan. JIN Shang-xian. *Physics of plasmas* [M]. Beijing:Atomic Energy Press,1981.  
徐家鸾,金尚宪. 等离子体理论学[M]. 北京:原子能出版社,1981.

[18] FATTI N D, VOISIN C, ACHERMANN M, *et al.* Nonequilibrium electron dynamics in noble metals [J]. *Physical Review B*,2000,**61**(24):16956-16966.

[19] RETHFELD B, KAISER A, VICANEK M, *et al.* Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under Femtosecond laser irradiation[J]. *Physical Review B*,2002,**65**(21):214303.

[20] JIA T Q,XU Z Z,LI R X,*et al.* Microscopic mechanisms of ablation and micromachining of dielectrics by using femtosecond lasers [J]. *Applied Physics letters*, 2003, **82**(24):4382-4384.

## A Coupled Theoretical Model of the Mechanism of Ultrashort Laser Ablation of Dielectrics

LIN Xiao-hui<sup>a</sup>, SUN Yuan-zheng<sup>a</sup>, YANG Jue-kuan<sup>a</sup>, CHEN Yun-fei<sup>a,b</sup>

(*a. School of Mechanical Engineering; b. Key Laboratory of MEMS of China Educational Ministry, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

Received date: 2008-01-14

**Abstract:** Based on the Fokker-Planck equation of kinetic theory, the mechanism of ultrashort laser ablation of dielectrics was studied. A coupled model of the mechanism of ablation of dielectrics was developed. Avalanche ionization and multiphoton ionization were considered as the sources during the generation of free electrons. The impact of electron energy and scattering mechanism on electron relaxation time was taken into account. The calculated threshold damage fluences were in good agreement with experimental results. The impact of ultrashort pulses on the ablation of dielectrics was described quantitatively.

**Key words:** Ultrashort pulses; Ablation; Avalanche ionization; Multiphoton ionization



**LIN Xiao-hui** was born in 1960. He is an associate professor at School of Mechanical Engineering, Southeast University, his current research interests focus on ultra-short laser ablation and energy transportation in the MEMS devices.