

超短脉冲激光在电介质材料中传输 及破坏深度微观理论计算*

李东海 陈发良[†]

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2010年7月9日收到; 2010年9月19日收到修改稿)

基于 Fokker-Planck 方程和激光传输方程建立超短脉冲激光在电介质材料中的传输及材料破坏理论模型, 计算材料内不同位置处导带电子数密度及激光电场强度随时间的变化, 进而得到激光的反射率、透射率及沉积率随激光能量密度的变化特征. 选取导带电子数密度阈值作为材料破坏的判断条件, 计算了不同激光能量密度下的破坏深度, 发现破坏深度随激光能量密度的变化曲线呈现先增长后减小, 讨论了激光能量沉积特性对破坏深度的影响. 计算最大破坏深度随激光脉宽的变化发现, 激光脉宽越短则最大破坏深度越小.

关键词: 超短脉冲激光, 电介质材料, 破坏深度, 微观理论模型

PACS: 78. 20. - e, 79. 20. Eb

1. 引言

电介质材料的激光破坏 (LIB) 是激光器向更短脉宽、更高功率发展的最主要限制因素, 所以这一课题几乎从激光器诞生时起就得到了大量的研究^[1-10]. 随着激光技术的发展以及对 LIB 研究的深入, 人们发现相较于长脉冲激光的情况超短脉冲激光在电介质材料中的破坏区域的空间尺度更小 (可以达到微米量级). 这为材料的微加工, 如超小尺寸的数据储存器件的制备等方面提供了美好的应用前景.

激光能量在电介质材料中的沉积和转移是导致材料发生破坏的根本原因, 激光脉冲经过材料内部时, 将电离大量电子, 同时将能量沉积在这些电子中. 电子又通过与晶格碰撞将能量传递给晶格, 造成晶格的破坏. 实验结果与理论计算结果显示, 激光脉宽对电介质材料的破坏阈值和破坏效果都有很大的影响^[11-15]. 对于不同量级的激光脉宽, 则其能量在电介质材料中的沉积和转移方式将会不同, 最后观察到的破坏效果也会有很大差异. 脉宽较长时 ($t_p > 10$ ps), 电介质材料中初始时刻的导带

电子通过碰撞电离与焦耳加热引起的“雪崩效应”以指数形式增多, 电子的能量逐渐传递给晶格, 造成熔化的破坏效果. 而当脉宽较小时 ($t_p < 10$ ps), 在能量沉积过程中, 光致电离变得重要, 初始时刻的导带电子数的影响变小. 由于激光作用时间小于电子向晶格转移能量的弛豫时间, 激光能量先沉积在电子中. 能量转移将发生在激光脉冲经过后, 其过程变得更加复杂和剧烈^[16], 破坏效果变为烧蚀, 破坏区域的空间尺度明显小于长脉宽的情况, 能量在空间上的扩散效应很小. 在超短脉宽情况下, 激光能量沉积的空间分布直接决定了破坏区域的形状和尺度. 所以对激光在材料中的能量沉积分布的理论分析为讨论宏观上的破坏区域形状提供了依据^[16-20].

本文将由 Fokker-Planck 方程简化得到的电子动力学方程, 激光传输方程联立, 建立超短脉冲激光对电介质材料破坏过程的理论模型, 通过计算机编程进行求解, 得到导带电子数密度和激光电场强度在材料中分布和变化的数值模拟结果. 并将讨论激光能量的反射、透射、沉积特性以及材料破坏深度随激光能量密度和脉宽的变化关系.

* 国家高技术研究发展计划资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: flchen@iapcm. ac. cn

2. 理论模型

2.1. 电子动力学方程

基于以下 Fokker-Planck 方程建立动力学方程, 描述电介质材料中电子在脉冲激光辐照下的能量响应及数量增长机理.

$$\frac{\partial f(u,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial u} \left[G(u)f(u,t) - D(u) \frac{\partial f(u,t)}{\partial u} \right] = S(u,t). \quad (1)$$

其中 $f(u,t)$ 为导带电子的能量分布函数. $[G(u)f(u,t) - D(u) \frac{\partial f(u,t)}{\partial u}]$ 可看作 t 时刻, 单位体积内, 导带电子在能量空间上通过能量 u 的流量密度. $G(u) = \frac{1}{3}A(u,E) - R(u)$ 表示能量为 u 的电子由于焦耳加热以及与声子发生非弹性散射导致的能量变化率, 其中 $A = \frac{e^2 E^2}{m} \frac{\gamma(u)}{[\gamma(u)]^2 + \omega^2}$ 为电子的焦耳加热速率, $\gamma(u)$ 为能量为 u 的电子与声子发生散射传递动量的频率, ω 是激光频率; $R(u)$ 为电子损失能量的速率; $D(u) = 2uA/3$ 为能量空间上的扩散率.

根据 Frohlich 和 Ziman 的散射理论^[21,22], 极性纵向光学声子、非极性声学声子与横向光学声子对电子的散射率的贡献分别为

$$\gamma_{LO}(u) = \frac{\sqrt{2}\pi e^2 m^{*1/2} \omega_{LO}}{hu^{1/2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) (1 + 2n_{LO}), \quad (2a)$$

$$\gamma_A(u) = \begin{cases} \frac{1}{(2m^*)^{1/2}} \frac{k_B T}{a_0^3 M c_1^2} u^{1/2} Q & (k < k_{BZ}/2), \\ \frac{\hbar^2 Q}{2a_0^6 M m^* \omega_e} \left(\frac{u}{\epsilon_{BZ}} \right)^{3/2} & (k > k_{BZ}/2), \end{cases} \quad (2b)$$

$$R_{LO}(u) = \frac{(2m^*)^{1/2} e^2 \omega_{LO}^2}{u^{1/2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \ln \left(\frac{4u}{\hbar \omega_{LO}} \right) \quad (2c)$$

$$R_A(u) = \frac{1}{(2m^*)^{1/2}} \frac{k_B T}{a_0^3 M c_1^2} u^{1/2} Q. \quad (2d)$$

下标 LO 表示极性纵向光学声子; 下标 A 表示非极性声学声子与横向光学声子. 总散射率 $\gamma(u)$, $R(u)$ 则等于两种声子散射率之和

$$\gamma(u) = \gamma_{LO}(u) + \gamma_A(u), \quad (3a)$$

$$R(u) = R_{LO}(u) + R_A(u). \quad (3b)$$

$S(u,t)$ 为导带电子产生源项, 碰撞电离和光致电离产生导带电子的机理可用此项来描述. 但是为了简化计算, 采用 Sparks 等提出的 flux-doubling 模型^[3] 可作一些假设, 近似认为当导带电子达到材料禁带宽度 E_g 时, 将与一个价带电子发生碰撞将其激发到导带底部, 且两个电子的能量都为 0. 这样碰撞电离项将体现在边界条件中. 同时还假设由光致电离激发到导带的电子初始时刻均匀分布在能量为 0 到 u_1 的区域内, 其中 u_1 为离散计算能量空间步长. 于是电子动力学方程及其边界条件变为

$$\frac{\partial f(u,t)}{\partial t} = \begin{cases} - \frac{\partial}{\partial u} \left[G(u)f(u,t) - D(u) \frac{\partial f(u,t)}{\partial u} \right] + \frac{w_{pi}(E)}{u_1} & (0 \leq u < u_1), \\ - \frac{\partial}{\partial u} \left[G(u)f(u,t) - D(u) \frac{\partial f(u,t)}{\partial u} \right] & (u_1 \leq u \leq E_g), \end{cases} \quad (4)$$

$$f(E_g, t) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{u=0} = - \frac{\partial J}{\partial u} \Big|_{u=0} - 2 \frac{\partial J}{\partial u} \Big|_{u=E_g}. \quad (6)$$

光致电离率 $w_{pi}(E)$ 可以由 Keldysh 的公式给出^[23]. 当电场较小, 光频率较高 ($\gamma \gg 1$) 时, 光致电离率由多光子电离效应决定

$$w_{pi} = \frac{2}{9\pi} \omega \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \Phi(\sqrt{2l - (2E_g/\hbar\omega)}) \times \exp \left\{ 2l \left(1 - \frac{1}{4\gamma^2} \right) \right\} \left(\frac{1}{16\gamma^2} \right)^l. \quad (7)$$

当电场较大, 光频率较低 ($\gamma \ll 1$) 时, 光致电离率由隧穿电离效应决定

$$w_{pi} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{E_g}{\hbar} \left(\frac{mE_g}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\hbar\omega}{E_g \gamma} \right)^{5/2} \times \exp \left\{ - \frac{\pi}{2} \frac{E_g \gamma}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\gamma^2}{8} \right) \right\}. \quad (8)$$

其中, $\gamma = \frac{\omega \sqrt{mE_g}}{eE}$ 为 Keldysh 系数, $l = [E_g/\hbar\omega + 1]$

为使价带电子跃迁到导带所需的最小光子数,

$\Phi(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(y^2) dy$ 为 Dawson 积分.

2.2. 激光传输方程

根据能量守恒原理, 激光在其传输路径上 (记为 z 方向) 单位长度上的能量损失率等于导带电子的焦耳加热率加上光致电离率乘以价带电子的跃

迁能量

$$\frac{\partial W(z, \tau)}{\partial z} = \frac{1}{v_g}(-P(z, \tau) - Q(z, \tau)). \quad (9)$$

其中, $\tau = t - z/v_g$ 为激光在 z 点上作用的时间, 也就是说当激光刚刚传到 z 点的时刻为 z 点上 $\tau = 0$ 的时刻; $v_g = c/n_0$ 为激光在介质中传播的群速度; $W(z, \tau)$ 为激光能量密度; $P(z, \tau)$ 为由于焦耳加热在单位时间, 单位体积内的导带电子吸收的激光能量

$$P(z, \tau) = \int_0^\infty f(u, z, \tau) A(u, E) du \\ = E^2 \int_0^\infty f(u, z, \tau) \sigma(u) du. \quad (10)$$

$f(u, z, \tau)$ 为 z 点上 τ 时刻的导带电子能量分布函数, $A(u, E)$ 为焦耳加热率, $\sigma(u)$ 为电导率; $Q(z, \tau)$ 为由于光致电离在单位时间, 单位体积内电子跃迁所吸收的激光能量

$$Q(z, \tau) = \hbar\omega w_{pi}(E). \quad (11)$$

$w_{pi}(E)$ 为光致电离率. 又有, z 点上 τ 时刻的能量密度

$$W(z, \tau) = \frac{1}{2} \varepsilon E^2(z, \tau), \quad (12)$$

所以(9)式可化为

$$\varepsilon E \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{P(z, \tau)}{v_g} - \frac{Q(z, \tau)}{v_g}, \quad (13)$$

将(10), (11)式代入得

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{E \int_0^\infty f(u, z, \tau) \sigma(u) du}{v_g \varepsilon} - \frac{\hbar\omega w_{pi}(E)}{v_g \varepsilon E}. \quad (14)$$

(14)式即为激光在光学介质中的一维传输方程, 此方程与空间一点处的电子动力学方程(4)式联立, 便可以计算不同位置处的电子数密度分布和激光电场强度变化情况. 其中电子数密度分布为

$$n(z, \tau) = \int_0^\infty f(u, z, \tau) du. \quad (15)$$

由于激光的作用, 在材料内部会产生大量导带电子, 此时材料表面处的反射不能忽略. 考虑时间轴上的高斯型激光脉冲, 在电介质边界处电场的表达式为

$$E(0, \tau) = E_0 \sqrt{1-r} \exp\left[-\frac{2(\tau - 2t_p)^2}{t_p^2}\right]. \quad (16)$$

其中, r 为电介质边界处的反射系数. 高能量密度的脉冲激光在材料表面处产生的导带电子数密度可以达到临界等离子体密度水平, 这时介质的介电函

数表达式为

$$\varepsilon(z, \tau) = 1 + \left[\frac{n(z, \tau)e^2}{m\varepsilon_0}\right] \\ \times \left[\frac{-\tau_e^2(z, \tau) + i\tau_e(z, \tau)/\omega}{1 + \omega^2\tau_e^2(z, \tau)}\right]. \quad (17)$$

而其折射率 f 的表达式为

$$f = f_1 + if_2 = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2}, \quad (18)$$

$$f_1(z, \tau) = \sqrt{\frac{\varepsilon_1(z, \tau) + \sqrt{\varepsilon_1^2(z, \tau) + \varepsilon_2^2(z, \tau)}}{2}}, \quad (19)$$

$$f_2(z, \tau) = \sqrt{\frac{-\varepsilon_1(z, \tau) + \sqrt{\varepsilon_1^2(z, \tau) + \varepsilon_2^2(z, \tau)}}{2}}. \quad (20)$$

于是得到材料界面上的反射系数 r 为

$$r(t) = \frac{[f_1(0, \tau) - 1]^2 + f_2^2(0, \tau)}{[f_1(0, \tau) + 1]^2 + f_2^2(0, \tau)}. \quad (21)$$

2.3. 破坏判据及破坏深度

我们的模型方程可以详细描述材料内沿激光传播方向不同位置上的电子数增长及激光能量的衰减, 即激光能量沉积过程. 为了避免讨论复杂的能量转移过程, 我们以一种被广泛采用的近似方法来建立电介质材料的破坏判据. 认为当材料中某一点处的导带电子数密度达到某一个阈值时, 这一点处将发生破坏. 此假设不难理解, 因为材料发生破坏需要足够大的能量, 而此时各处沉积的能量密度与电子数密度成正比, 所以只有电子数密度达到一个足够大的值时才有可能发生破坏. 之前多数人选择临界等离子体密度作为这个阈值, 但是 Sudrie 等^[17]通过实验与数值结果比较, 发现选取电子数密度阈值为 10^{20} cm^{-3} 左右时, 实验和数值计算结果最相符. 我们认为这个值更为合理, 因为如果电子数密度达到了临界等离子体密度时, 激光在材料中的群速度会降为零, 即不再向前传播, 显然这样无法得到沿激光传播方向上的丝状破坏区域, 与实验结果矛盾. 根据 Sudrie 的结论和我们的分析, 选取电子数密度破坏阈值比临界等离子体密度小一个量级.

根据以上破坏判据, 我们可以定义激光对材料造成的破坏深度 d_b : 激光脉冲结束时材料中导带电子数密度大于电子数密度破坏阈值的区域为破坏区域, 这个区域沿激光传播方向上的长度为破坏深度. 在下一节中将讨论材料的破坏深度随激光能量

密度 F 及脉宽 t_p 的变化规律,并详细考察其与能量沉积特性之间的关系.

3. 计算结果与讨论

本文以 SiO_2 材料为研究对象,所讨论的激光为波长 800 nm,随时间呈高斯分布的脉冲激光,所用到的参数取值见表 1.

表 1 数值计算中所用到的参数

物理量	符号	取值
SiO_2 的禁带宽度/eV	E_g	6.9
SiO_2 原胞质量/kg	M	9.96×10^{-26}
SiO_2 原子数密度/ m^{-3}	N	3.04×10^{28}
SiO_2 晶格常数/m	A	3.204×10^{-10}
SiO_2 纵向光学声子频率/ s^{-1}	ω_{LO}	2.32×10^{14}
SiO_2 纵向光学声子数密度/ m^{-3}	n_{LO}	0.0297
布里渊区边界电子能量/eV	ε_{BZ}	5.5
Halide 原子散射截面/ m^2	Q	3.5×10^{-19}
非极性声子声速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	c_1	4.6×10^3
布里渊区边界电子波数/ m^{-1}	k_{BZ}	1.208×10^{10}
布里渊区边界声子频率/ s^{-1}	ω_e	5.5568×10^{13}

3.1. 激光能量的反射、透射和沉积

当激光脉冲经过有一定厚度的 SiO_2 材料时,其能量将会分为反射能量、透射能量和沉积能量.随着激光能量密度的增加,材料中会产生更多的导电电子,从而能量的反射率 R 、透射率 T 及沉积率 D 将发生变化.我们取激光脉宽 $t_p = 90$ fs,材料厚度 $L = 200 \mu\text{m}$,计算 R, T, D 随激光能量密度的变化规律.

图 1 (a) 为我们得到的当激光能量密度为 16934.2 m^{-2} 时,材料表面处的反射系数 r 随时间变化曲线.图 2 为在此能量密度下材料表面导带电子数密度 n_e 随时间 t 变化曲线.可见当材料表面处的导带电子数密度在激光作用下达到临界等离子体密度(185 fs)以后,材料的反射系数将急剧上升.为了比较,图 1(b) 给出了 Jiang 和 Tsai^[20] 计算的材料表面反射系数随时间的变化曲线,计算所用的激光参数不同,但结果与图 1(a) 反映的趋势符合.当然,与文献[20]的理论模型不同,本文在计算介电函数 ε 时考虑了电子能量分布变化对弛豫时间 τ_e 的影响,从而得到的曲线在上升到最高点之后会下降一些.这是因为在激光脉冲的后半段,激光功率密度

下降,电子由于与晶格碰撞向低能量区域转移,导致 τ_e 减小,从而反射系数相应地有所变小.

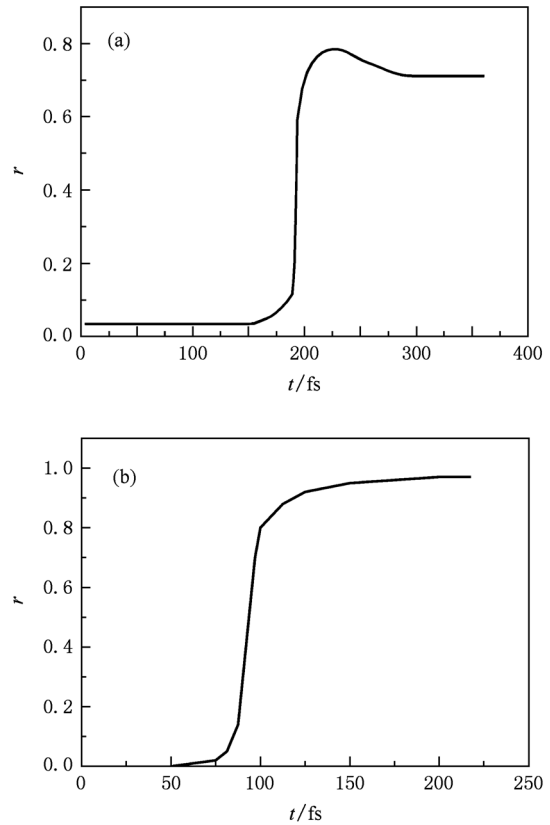


图 1 介质表面反射系数随时间的变化曲线 (a) 激光能量密度为 16934.2 J/m^2 时介质表面反射系数变化曲线;(b) 不同激光参数下 Jiang 和 Tsai^[20] 所计算的介质表面反射系数变化曲线

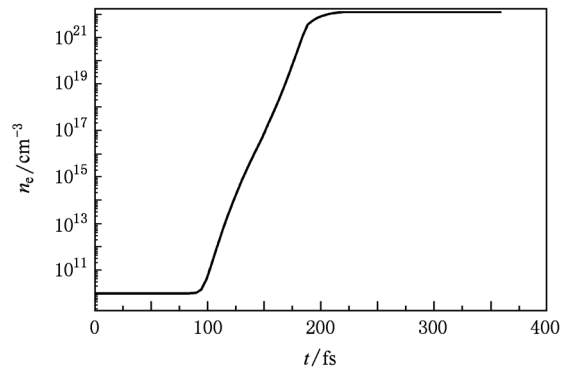


图 2 激光能量密度为 16934.2 J/m^2 时介质表面导带电子数密度随时间的变化曲线

图 3 给出了材料前、后表面处经过的激光脉冲电场强度 E 随时间变化的曲线,可以看到脉冲曲线在材料后表面仍然保持近似的高斯形,但是明显它的峰值变小了,也就是说脉冲在经过材料内部后能量减少了.激光的功率密度与电场强度的关系为

$$I = \frac{1}{2}n_0\varepsilon_0cE^2, \quad (22)$$

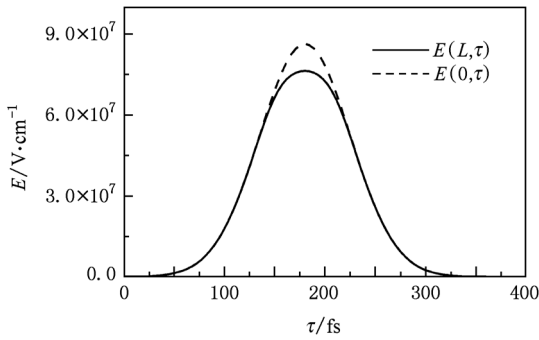


图3 介质前、后表面处经过的激光脉冲电场强度随时间变化曲线

所以通过某一点的能量密度为

$$F = \int \frac{1}{2}n_0\varepsilon_0cE^2 dt. \quad (23)$$

根据(23)式,由材料前表面处的电场强度 $E(0, t)$ 可以计算入射激光的能量密度

$$F_1 = \int \frac{1}{2}n_0\varepsilon_0cE^2(0, t) dt. \quad (24)$$

于是反射掉的激光能量密度

$$F_R = F - F_1. \quad (25)$$

由材料后表面处的电场强度 $E(L, t)$ 可以计算激光脉冲经过材料后的能量密度,即透射能量密度

$$F_T = \int \frac{1}{2}n_0\varepsilon_0cE^2(L, t) dt. \quad (26)$$

沉积能量等于入射能量减去透射能量

$$F_D = F_1 - F_T. \quad (27)$$

我们计算了激光脉宽为 90 fs 情况下,不同能量密度时的能量反射率、透射率及沉积率.并画出了这 3 个量随激光能量密度的变化曲线,如图 4. 可以看到,当激光能量密度低于破坏阈值时,反射率很小,沉积率在 10% 到 20% 之间,大部分的能量透射

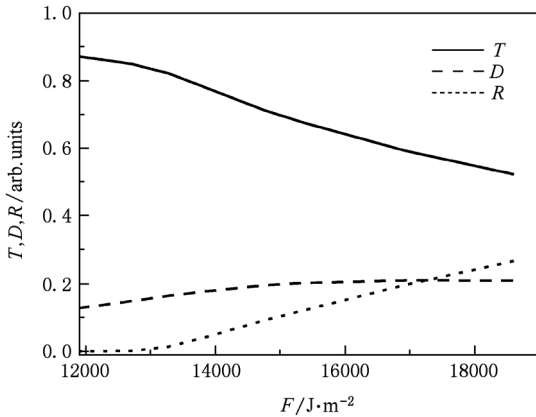


图4 能量沉积率、反射率及透射率随激光能量密度的变化曲线

出去.随着激光能量密度增大,透射率逐渐减小,反射率逐渐增加,能量沉积率增长至 21% 附近时不再增长.也就是说,随着激光能量密度的增长,材料表现出越来越明显的金属特性,这正是由于材料中的导带电子数密度变大造成的.

3.2. 破坏深度

图 5 为不同能量密度的脉冲激光经过后,材料中的导带电子数密度分布曲线,其中虚线为材料发生破坏的导带电子数密度阈值,曲线在虚线之上的部分的长度为该能量密度下的破坏深度.由图 5 可以发现,当激光能量密度稍稍大于破坏阈值时(图 5 (a)情形),导带电子沿激光传播方向上的分布相对均匀,能量每增长一些整个曲线便会向上升一些,破坏深度也会随之增大一些.而当激光能量密度更大时(图 5(b)情形),导带电子的分布曲线在材料表面附近远高于材料内部,随着激光能量的增加,材料表面导带电子数密度明显增加,而材料内部的分布更加平均,破坏深度反而会开始变短.为了更好的理解这一现象,我们需要更加详细的讨论激光

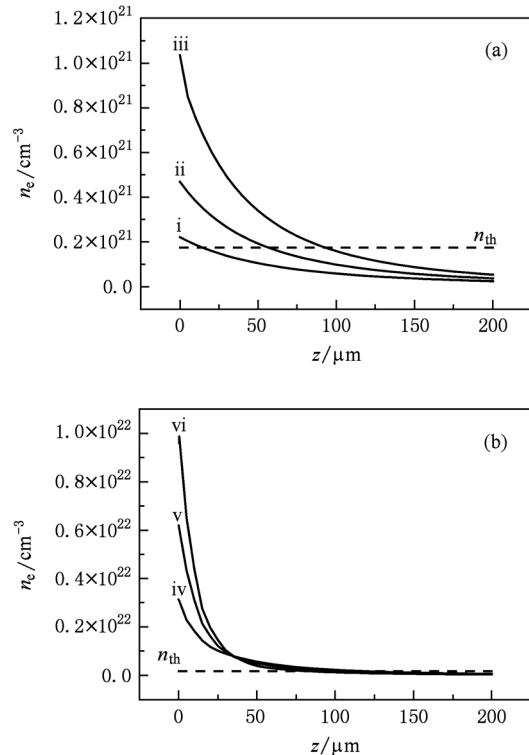


图5 不同能量密度的激光脉冲经过后,材料中不同位置的导带电子数密度分布曲线 (a) 激光能量密度分别为 i) 11625.9 J/m², ii) 12166.5 J/m², iii) 12719.5 J/m² 的情况;(b) 激光能量密度分别为 iv) 13862.2 J/m², v) 15359.8 J/m², vi) 16934.2 J/m² 的情况

能量的沉积. 我们知道脉冲结束时激光沉积在材料中的能量基本上都在导带电子中, 于是能量沉积的分布曲线与导带电子数密度分布曲线一致. 在图 5 (b) 中, 当激光能量密度增加时, 材料表层的导带电子数密度显著增加, 而表面附近的电子数密度越大, 则对激光能量的吸收越快, 激光能量在沿传播方向上下降得越迅速, 使得激光能量的沉积显示出一种“趋肤效应”, 即能量沉积随能量增加越来越趋近表面. 正是这种能量沉积的“趋肤效应”导致了当

激光能量密度很大时, 破坏深度随着激光能量的增加反而会开始变短.

激光脉宽为 90 fs 时, 材料的破坏深度随激光能量密度的变化曲线如图 6 (a), 可见, 当激光能量密度稍大于破坏阈值时, 破坏深度近似呈线性增长, 而当激光能量密度更大时, 破坏深度在达到一个最大值之后将会随激光能量的增大而减小, 这与从图 5 中观察到的结果是一致的.

为了考察激光脉宽的影响, 我们又计算了脉宽

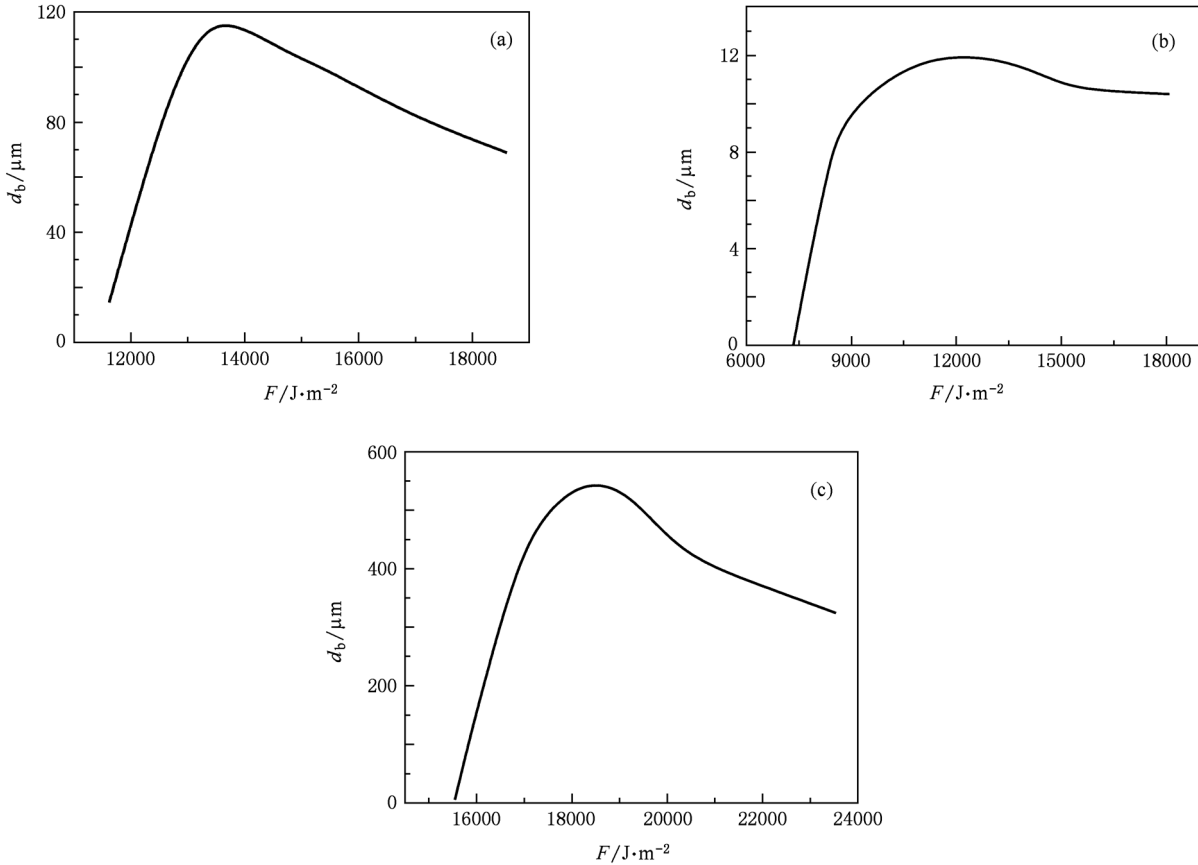


图 6 三种激光脉宽情况下, 材料破坏深度随着激光能量密度的变化曲线 (a) 激光脉宽为 90 fs; (b) 激光脉宽为 20 fs; (c) 激光脉宽为 200 fs

分别为 20, 200 fs 两种情况下, 破坏深度随激光能量密度的变化曲线, 如图 6 (b), (c). 发现激光脉宽不同时, 几个曲线的变化规律基本一致, 即先增加后减小, 然而 20 fs 的激光脉冲造成的破坏深度最大值 d_{bMAX} 仅为 10 μm 左右, 而 90 fs 的激光脉冲所造成的破坏深度最大值可以达到 100 μm 的量级, 200 fs 的激光脉冲所造成的破坏深度最大值可以达到 500 μm 以上, 这说明材料的最大破坏深度与激光脉宽有显著关系. 我们进一步计算了不同激光脉宽下材料的破坏深度所能达到的最大值, 如图 7, 可见脉宽越短则破坏深度的最大值将越小. 这与实验^[12]上

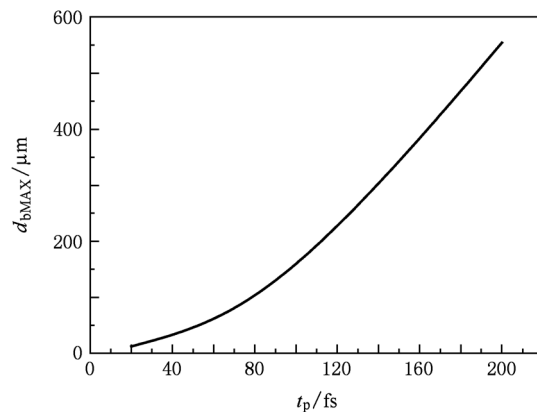


图 7 材料破坏深度最大值随激光脉宽的变化曲线

观察到的激光脉宽越短破坏区域尺寸越小的规律相符合。

4. 结 论

将电子动力学方程和激光传输方程联立起来,建立了完整的超短脉冲激光在电介质材料中传输及材料破坏微观分析的理论模型.计算了材料内不同位置导带电子能量分布函数、导带电子数密度及激光电场强度随时间的变化,进而计算

得到了不同能量密度下激光脉冲作用于材料时的能量分配(反射、沉积和透射)特征和材料破坏深度.研究表明:1)随着激光能量密度的增大,激光能量透射率逐渐减小,反射率逐渐增加,沉积率增长至一定值时则不再增长.材料对激光脉冲的响应表现出越来越明显的金属特性.2)由于能量沉积的“趋肤效应”,材料破坏深度随激光能量密度变化曲线呈现先增长后衰减的规律,在脉宽一定时存在最大值;激光脉宽越短,材料破坏深度最大值越小.

- [1] Bloembergen N 1974 *IEEE J. Quantum Electron.* **10** 375
- [2] Holway L H, Fradin D W 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 279
- [3] Sparks M, Mills D L, Warren R, Holstein T, Maradudin A A, Sham L J, Loh E Jr., King D F 1981 *Phys. Rev. B* **24** 3519
- [4] Chen X Q, Zu X T, Zheng W G, Jiang X D, Lü H B, Ren H, Zhang Y Z, Liu C M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1201 (in Chinese) [陈习权、祖小涛、郑万国、蒋晓东、吕海兵、任寰、张艳珍、刘春明 2006 物理学报 **55** 1201]
- [5] Liang L P, Zhang L, Sheng Y G, Xu Y, Wu D, Sun Y H, Jiang X D, Wei X F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3596 (in Chinese) [梁丽萍、张磊、盛永刚、徐耀、吴东、孙子罕、蒋晓东、魏晓峰 2007 物理学报 **56** 3596]
- [6] Han J H, Feng G Y, Yang L M, Zhang Q H, Xie X D, Zhu Q H, Zhou S H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5558 (in Chinese) [韩敬华、冯国英、杨李茗、张秋慧、谢旭东、朱启华、周寿桓 2008 物理学报 **57** 5558]
- [7] Dai C J, Chen Z D 2001 *Chin. Phys. B* **10** 403
- [8] Chen L M, Zhang J, Lin H, Li Y T, Zhao L Z, Jiang W M 2001 *Chin. Phys. B* **10** 40
- [9] Liu H J, Huang J, Wang F R, Zhou X D, Jiang X D, Wu W D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1308 (in Chinese) [刘红婕、黄进、王凤蕊、周信达、蒋旭东、吴卫东 2010 物理学报 **59** 1308]
- [10] Zhao X H, Hu J P, Gao Y, Pan F, Ma P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3917 (in Chinese) [赵兴海、胡建平、高杨、潘峰、马平 2010 物理学报 **59** 3917]
- [11] Du D, Liu X, Korn G, Squier J, Mourou G 1993 *Appl. Phys. Lett.* **64** 3071
- [12] Stuart B C, Feit M D, Rubenchik A M, Shore B W, Perry M D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2248
- [13] Tien A C, Backus S, Kapteyn H, Murnane M, Mourou G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3883
- [14] Jia T Q, Chen H, Wu X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1277 (in Chinese) [贾天卿、陈鸿、吴翔 2000 物理学报 **49** 1277]
- [15] Li C B, Jia T Q, Sun H Y, Li X X, Xu S Z, Feng H D, Wang X F, Ge X C, Xu Z Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0217 (in Chinese) [李成斌、贾天卿、孙海轶、李晓溪、徐世珍、冯海东、王晓峰、葛晓春、徐至展 2006 物理学报 **55** 0217]
- [16] Jiang L, Tsai H L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 093101
- [17] Sudrie L, Couairon A, Franco M, Lamouroux B, Prade B, Tzozakis S, Mysyrowicz A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 186601
- [18] Wu A Q, Chowdhury I H, Xu X 2005 *Phys. Rev. B* **72** 085128
- [19] Deng Y P, Jia T Q, Leng Y X, Lu H H, Li R X, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2216 (in Chinese) [邓蕴沛、贾天卿、冷雨欣、陆海鹤、李儒新、徐至展 2004 物理学报 **53** 2216]
- [20] Jiang L, Tsai H L 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 023116
- [21] Frohlich H, Mott N F 1954 *Adv. Phys.* **3** 325
- [22] Seitz F 1949 *Phys. Rev.* **76** 1376
- [23] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307

Microscopic theoretical investigation on propagation and breakdown depth of ultrashort-pulse laser in dielectrics *

Li Dong-Hai Chen Fa-Liang[†]

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 9 July 2010; revised manuscript received 19 September 2010)

Abstract

Based on the Fokker-Planck equation along with laser propagation equation, a theoretical model that describes the ultrashort-pulse laser propagation characteristics and breakdown in dielectrics is established. Using this model, the conduction band electron densities and the electric field intensities at different positions in a dielectric material at different time are calculated. The variations of reflection, transmittance and energy deposition rate with input laser energy density are discussed. With the threshold conduction band electron density criterion, the breakdown depth in the material under varying laser energy density is calculated, which is found to increase first with laser energy density, and then to decline after reaching a maximum value. Effect of the spatial distribution of laser energy deposition on breakdown depth is analyzed. Meanwhile, the maximum value of breakdown depth is found to decrease as the laser pulse duration becomes shorter.

Keywords: ultrashort-pulse laser, dielectric, breakdown depth, microscopic theoretical model

PACS: 78.20.-e, 79.20.Eb

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail: flchen@iapcm.ac.cn