

# 纳秒脉冲激光沉积薄膜过程中的烧蚀特性研究<sup>\*</sup>

谭新玉<sup>1,2)</sup> 张端明<sup>1)</sup> 李智华<sup>1)</sup>† 关 丽<sup>1)</sup> 李 莉<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 华中科技大学物理系, 武汉 430074)

<sup>2)</sup> 三峡大学物理系, 宜昌 443002)

(2004 年 11 月 15 日收到, 2005 年 3 月 7 日收到修改稿)

研究了高能短脉冲激光薄膜制备的整个烧蚀过程. 首先建立了基于超热理论的烧蚀模型, 然后利用较为符合实际的高斯分布表示脉冲激光输入能量密度, 给出了考虑蒸发效应不同阶段的烧蚀状态方程. 结合适当的边界条件, 以 Si 靶材为例, 利用有限差分法得到了靶材在各个阶段温度随时间和烧蚀深度的演化分布规律及表面蒸发速度与烧蚀深度在不同激光辐照强度下随时间的演化规律. 结果表明, 在脉冲激光辐照阶段, 靶材表面的蒸发效应使得靶材表面温度上升显著放缓, 在激光辐照强度接近相爆炸能量阈值时, 蒸发速度与蒸发厚度的变化由于逆流现象将显著放缓. 还得到了考虑了熔融弛豫时间及蒸发效应的固-液界面随时间的演化方程, 这一结论较先前工作更具有普适性.

关键词: 脉冲激光烧蚀, 热流方程, 温度演化, 有限差分法

PACC: 8115J, 6610C, 5225

## 1. 引言

脉冲激光沉积 (PLD) 是近几年发展起来的一种新型薄膜制备技术, 人们利用 PLD 技术已经成功制备了许多铁电薄膜、光学薄膜、半导体金属薄膜等<sup>[1-6]</sup>. 高能短脉冲激光烧蚀块状靶材在实验和理论研究上已取得很大进展, 但是对烧蚀过程中尤其对整个烧蚀过程各阶段的热特性进行较全面研究的文献还不多<sup>[4,7]</sup>, 在分析激光辐照的烧蚀特性时考虑了汽化现象影响的更少, 国外有人正在开展研究<sup>[8,9]</sup>, 国内尚未见有这方面的系统报道. 我们认为在进一步的深入讨论中, 这一效应是必须加以考虑的.

本文首先进行了基于超热理论的靶材烧蚀相变特性分析, 然后从能量守恒原理出发, 考虑汽化带走热量的影响, 利用较为符合实际的高斯分布表示脉冲激光输入能量密度, 分阶段建立了含有汽化项与热源项的脉冲持续阶段三个不同的热流方程, 给出了更加合理的初始条件和边界条件. 在此基础上, 以 Si 为例, 利用有限差分法模拟了靶材固、液态的温度演化规律, 讨论了靶材的烧蚀特性, 导出了包含有熔

融弛豫时间的固-液界面随时间变化的运动学方程. 将液态时的温度与假定无蒸发存在时<sup>[4,7,10]</sup> (目前普遍采用的模型) 的温度变化规律进行了比较. 模拟过程中, 利用脉冲宽度为 3 ns、激光能量密度为 8.15 J/cm<sup>2</sup> 的高斯型脉冲激光垂直照射硅靶材.

## 2. 靶材烧蚀相变特性分析

高能脉冲激光作用于靶材时, 靶材表面吸收大量激光能量, 激光迅速消融固体靶面, 从而引起靶材温度急剧上升, 产生相变、汽化、超热及相爆炸等现象<sup>[11-15]</sup>. 当靶材温度达到靶材熔点时, 熔融发生, 此时已变为液态的表面层出现正常的液相蒸发. 继续加热, 当靶材表面吸收的能量达到汽化潜热时, 在正常情况将出现沸腾现象<sup>[12]</sup>. 但纳秒级激光作用时间短, 无法有足够时间形成普通沸腾所需气泡核, 且激光功率密度又足够高, 靶材表面的饱和蒸汽压由于汽化而急剧增大, 故前部分熔化的液态靶材将成为超热液体<sup>[6-10]</sup>. 如果激光功率密度超过某一阈值、超热液体温度达到  $0.9T_c$  ( $T_c$  为热力学临界温度), 均匀成核现象将出现, 相爆炸<sup>7-13</sup> (爆炸性沸腾) 发生, 液态靶材迅速由超热液体转变为液滴和蒸汽混合

<sup>\*</sup> 激光技术国家重点实验室基金 (批准号 9713D)、湖北省自然科学基金 (批准号 2001ABB099) 和国家自然科学基金 (批准号 50272022) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: lily, lzh@263.net

物,产生近似固体密度的等离子体,从靶表面溅射出去<sup>[6]</sup>(实验表明此过程将在脉冲结束后数百纳秒发生).这就是激光对靶材的烧蚀全过程.激光与固体靶材作用过程如图1所示.

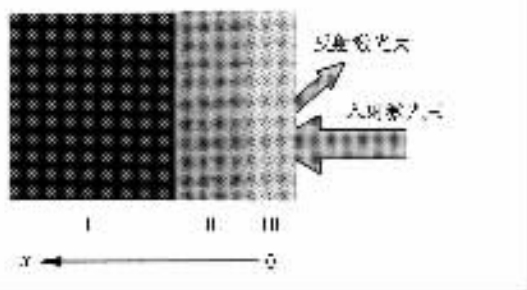


图1 靶材烧蚀示意图

上述过程可以粗略分为三个区:图1中的I区,即没有被脉冲激光熔化但仍能吸收激光能量的固相区;II区,即正常液态区;III区,即超热液态区.

### 3. 烧蚀模型

在脉冲激光作用的 $\tau$ 时间内,表层的激光渗透深度 $\delta_p = k^{-1}$ ( $k$ 为导热系数)要远远小于热波的渗透深度<sup>[16]</sup> $\delta_m = A\sqrt{\alpha\tau}$ ( $\alpha$ 为热扩散系数, $\tau$ 为激光脉冲宽度, $A$ 为对不同靶材的待定系数).一般而言,垂直于靶材表面方向的温度梯度比平行于靶表面的温度梯度要大得多,因此可以将靶材中热流的传输简化成一维的热传导问题<sup>[5,6,10,11]</sup>.

此外,我们考虑入射到靶材表面的激光能量密度随时间的变化用高斯型分布来描述<sup>[6,8]</sup>,入射激光功率密度可表示为

$$I_0(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t - \tau)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

式中 $\sigma$ 为一个无量纲常数,不同的 $\sigma$ 值反映了不同的激光脉冲形状<sup>[17]</sup>,本文计算中取 $\sigma = 0.01$ .

激光能量在靶材内部传播过程中,能量强度按指数规律衰减<sup>[8,12,17]</sup>,亦即入射到距表面 $x$ 处的激光功率密度为

$$I(x, t) = (1 - R)I_0 \exp(-bx), \quad (2)$$

式中 $R$ 为靶材表面反射率, $b$ 为靶材吸收系数.在考虑汽化效应的前提下,我们将烧蚀过程分为靶材熔融前、熔融后两个阶段讨论,并建立三个相应的热流方程.

$$\rho_s(T)C_s(T)\frac{\partial T_s(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(K_s(T)\frac{\partial T_s(x, t)}{\partial x}\right)$$

$$+ bI(x, t)$$

$$(0 < t \leq \tau_m, 0 < x \leq \delta_m). \quad (3)$$

方程(3)为靶材熔融前激光辐照到靶材上的热平衡方程,其中 $\rho_s(T)$ 是与温度有关的质量密度, $C_s(T)$ 是与温度有关的单位质量等压热容,下标 $s$ 表示各物理量在固态时的值, $\tau_m$ 是烧蚀至熔融所需时间, $\delta_m$ 为在熔融时的热渗透深度.

当靶材熔融发生后,最外表面将有汽化现象发生.由于激光作用功率密度足够高,表面温度将很快升至沸点 $T_b$ ( $T_b$ 为常压下沸点).一方面,由于靶表面气压的增大而导致沸腾温度上升,另一方面,由于激光作用时间短,无法有足够时间形成普通沸腾所需的气泡核,表面液相层无法形成正常沸腾.二者使得部分熔化的液态靶材成为超热液体,温度将远远超过常压下的沸点温度而进入超热状态,此时的汽化就显得很重要,方程(1)不再有效,应该加上汽化带走的热流项.设蒸发速度为 $v_r$ ,则单位面积蒸发带走的热流为 $C_l\rho_l v_r \frac{\partial T}{\partial x}$ .于是我们得到此阶段的

液态相的热流方程(将坐标原点 $x = 0$ 选在前表面的后退界面上)为

$$\begin{aligned} & \rho_l(T)C_l(T)\frac{\partial T_l(x, t)}{\partial t} + C_l\rho_l v_r \frac{\partial T}{\partial x} \\ & = \frac{\partial}{\partial x}\left(K_l(T)\frac{\partial T_l(x, t)}{\partial x}\right) + bI(x, t) \end{aligned} \quad (\tau_m < t \leq \tau), \quad (4)$$

式中下标 $l$ 表示物理量在液态时的值.由于正常情况下熔化的推进速度要大于热传导速度<sup>[18]</sup>,所以方程(4)一般是有效的.

下面我们讨论靶材熔融后固相(图1中的I区)的热流方程.从图1可以看出,靶材的固态部分,由于接受到来自于液相的热流,温度将逐渐升高,而最前面的固-液界面处的温度将始终处于熔点,且无热源项作用,其热传导方程与边界条件将与方程(3)(4)又有所不同.此时的热传导方程如下:

$$\rho_l(T)C_l(T)\frac{\partial T_l(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(K_l(T)\frac{\partial T_l(x, t)}{\partial x}\right). \quad (5)$$

## 4. 分析与计算

### 4.1. 靶材熔融前温度随时间的变化规律

假定 $x$ 轴垂直于靶材表面,初始时靶材温度为

室温,在激光辐照前有

$$T(x,t)|_{x=0}=T_{\text{amb}} \quad (0 < t < \tau_m), \quad (6)$$

$$T(x,t)|_{x=\delta_m}=T_{\text{amb}} \quad (0 < t < \tau_m), \quad (7)$$

式中,  $\tau_m$  为靶材受热到发生熔融的时间,  $\delta_m$  是在  $\tau_m$  时刻的热渗透厚度. 在  $0 < t \leq \tau_m$  区间内, 激光的能量沉积在靶材表面附近. 根据能量守恒条件和绝热条件, 可得靶材前表面的边界条件为

$$-K_s \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = bT(x,t) \quad (0 < t < \tau_m). \quad (8)$$

在  $x = \delta_m$  处, 可以认为不受到激光辐照的影响, 此处温度等于室温. 由于靶材的厚度相对于热渗透深度可看作无限大<sup>[8]</sup>, 故在  $x = \delta_m$  处可采用绝热近似, 亦即没有能量从靶材后表面损失, 这对于短脉冲激光是可以的. 因此有

$$-K_s \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=\delta_m} = 0 \quad (0 < t < \tau_m). \quad (9)$$

微分方程 (3) 没有满足边界条件式 (6)–(9) 的解析解, 我们以 Si 靶材为例用有限差分法对其进行数值求解. 首先, 将时间和空间区域进行离散化处理, 所处理的空间区域的限度为在熔融时间  $\tau_m$  内

的热扩散距离  $\delta_m$ ,

$$\delta_m = A \sqrt{\alpha_1 \cdot \tau_m}.$$

这里,  $A$  由选用不同的材料而定, 对 Si 而言,  $A = 3.37$ ;  $\tau_m$  是我们所取的时间区段, 步长为 1 ps.  $\tau_m$  的计算方法由文献 [7] 给出,

$$\tau_m = \frac{\chi(T_m - T_0)^2 C_s \rho_s K_s}{4I^2}, \quad (10)$$

式中  $T_m$  为靶材熔点. Si 的物性参数如表 1 所示<sup>[6,49]</sup>. 靶材初始温度为 300 K, 反射率取 0.8. 靶材对激光的吸收系数  $b$  在固态和液态 Si 中分别为  $10^5$  和  $1.13 \times 10^6$ .

图 2 是根据 (3) 式模拟出的 Si 靶材在三个不同位置温度随时间的变化规律. 从图 2 可以看出, 在固定的位置, 温度随时间的推移而升高, 且距离靶面越近变化率越大, 这与表面附近吸收热量较多是一致的. 但在随后的演化过程中, 温度变化率有一个先小后大的趋势, 其原因是由于我们采用了高斯型的脉冲激光分布, 脉冲激光作用的初始阶段, 激光辐射的能量较小, 然后才逐渐上升到能量的峰值. 从图 2 还可以看出, 在同一时刻不同的位置, 温度随着热扩散距离的增加而下降, 这与文献 [4] 的研究结果是一致的.

表 1 Si 的物性参数

$K_s/\text{J} \cdot \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$	$K_l/\text{J} \cdot \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\rho_s/\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$\rho_l/\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$C_s/\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \text{K}^{-1}$	$C_l/\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\Delta H_v/\text{J} \cdot \text{g}^{-1}$	$L_m/\text{J} \cdot \text{g}^{-1}$
1.35	0.6	2.32	2.53	1.05	0.97	13722.0	1797.0

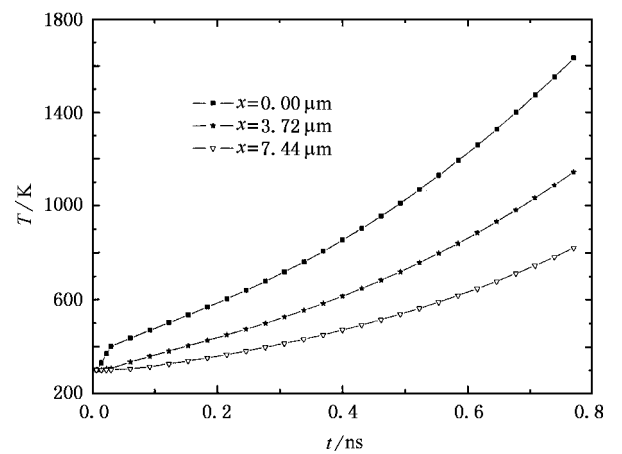


图 2 熔蚀前温度分布图

4.2. 靶材熔融后热力学性质研究

以上讨论的是熔融前靶材的温度演化规律. 下

面我们讨论第二阶段即熔化后液相的热力学特性. 此时的蒸发速度  $v_r$  的值由下式决定<sup>[8–11]</sup>:

$$v_r = \frac{p}{\rho \sqrt{2\pi k_B T/m_1}} C_{st}, \quad (11)$$

式中,  $p$  为饱和蒸汽气压,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $C_{st}$  为粘滞系数<sup>[18]</sup>,  $m$  为粒子质量. 在  $V_{liq} \ll V_{gas}$  条件下 ( $V_{liq}$ ,  $V_{gas}$  分别为液相和气相的摩尔体积),  $p$  与温度之间的关系可由 Clausius-Clapeyron 方程<sup>[14]</sup>表示,

$$p = p_b \exp \left\{ \frac{\Delta H_v(T_b)m}{k_B} \left( \frac{1}{T_b} - \frac{1}{T} \right) \right\}, \quad (12)$$

式中  $p_b$  为一个标准大气压.

对于靶材的表面, 许多文献认为<sup>[4,5,7]</sup>, 其温度始终处于靶材的沸腾温度  $T_b$ , 即

$$T_l|_{x=0} = T_b, \quad (13)$$

我们认为这个假定是不恰当的. 正如以上所述, 此时靶材的液相层表面临近的区域实际上存在着超

热液相层,即液体的温度高于正常情况下的沸点,一直逼近到临界温度<sup>[10-13]</sup>.因此在这种情况下,靶材的表面温度是在一个很大的范围内波动的.由此看来,边界条件(13)式过于简化了.

我们的做法是通过找寻其他的初始条件来进行液态方程(4)的求解,即边界条件(13)式不是求解方程的必要条件.在此阶段,靶材各处的温度初始值就是第一阶段(固态熔融前)的末态值,即

$$T(x, t) \big|_{t=0} = T'(x, t) \big|_{t=\tau_m}, \quad (14)$$

式中  $T'(x, t) \big|_{t=0}$  是第一阶段熔融末态的温度分布.同时,根据能量平衡原理和温度的连续性条件,给出在靶材表面处满足的边界条件为

$$-K_s \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial x} \bigg|_{x=0} = -\Delta H_v \rho_l v_r + bK(x, t) \quad (\tau_m < t < \tau), \quad (15)$$

方程(15)右边的第一项为汽化产生的热量损失,第二项为热源项.与在固态中的热扩散有所不同,在液态中, Si 的热扩散深度与时间的关系为<sup>[6]</sup>

$$\delta = 1.0 \sqrt{\alpha_l t}.$$

在相应的初始条件及边界条件下,我们数值模拟得到了表面液态层的温度变化规律,还与文献[4,7]末考虑汽化影响的模型(即无方程(4)中的蒸发项)在相同条件下的计算模拟结果进行了对比.

图3反映的是分别考虑和不考虑蒸发效应时在靶表面及液态层内部厚度为  $3.7207 \mu\text{m}$  处的温度演化规律.图3中曲线 *a* 为目前文献中广泛采用的不考虑蒸发影响的热流方程的数值计算结果,曲线 *b* 为本文采用的热流方程计算结果.从图3可以看出,在熔融前两种情况下模拟的温度随时间演化规律基本一致,说明此阶段蒸发尚未出现.我们把该段时间

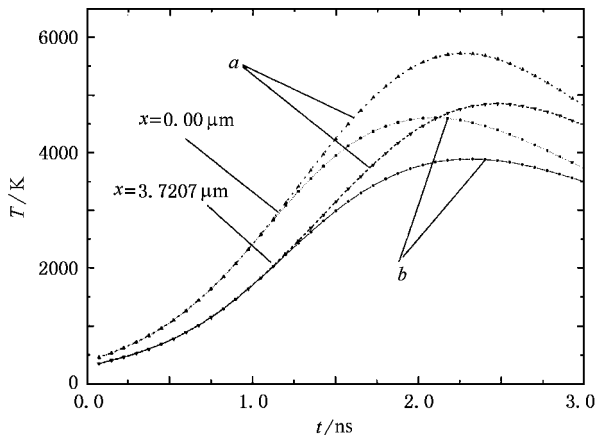


图3 两种模型下液态温度演化图

称作熔融弛豫时间,即4.1节讨论的内容.但是在熔融发生后,我们给出的模型计算的温度上升幅度明显比无蒸发项的结果要平缓,并且温度愈高上升率越小.这是因为在蚀初期,表面层的汽化尚不显著,带走的热量相对较少.随着温度的逐渐升高靶材开始液化,并部分进入超热状态,蒸发效应开始变得明显,对温度的影响显著增大.本文的结果能更好地反映真实的物理状况.

同时,我们还得到了在不同激光辐照强度下的蒸发速度随时间的动态演化规律,如图4所示.

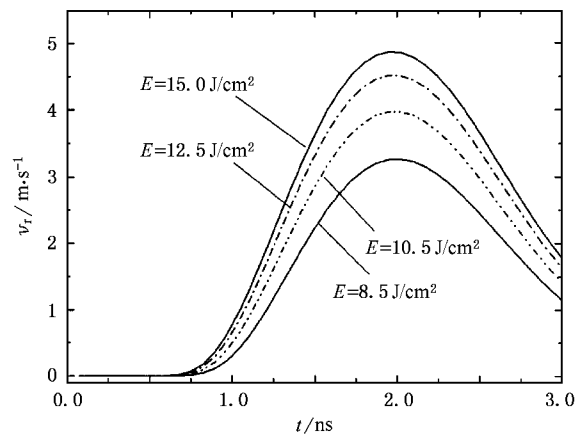


图4 不同激光辐照强度下蒸发速度  $v_r$  随时间  $t$  的演化

从图4可以看出,蒸发速度随时间的演化具有类高斯型的演化规律.图4中的四条曲线在演化初期几乎是重合的,这说明靶材的蒸发发生也有一弛豫时间,这与以上探讨靶材的熔融有一弛豫时间的结果是一致的.从图4还可以看出,激光能量密度愈高弛豫时间就愈短,其中的物理原理是明显的.有趣的是蒸发速度的增长率并不与激光能量的增长率完全一致.在  $E = 10.5 \text{ J/cm}^2$  辐照下的速度峰值比在  $E = 8.5 \text{ J/cm}^2$  辐照下的峰值要大许多,可是从  $12.5 \text{ J/cm}^2$  增长到  $15.0 \text{ J/cm}^2$  时,结果却大不相同,蒸发速度峰值增长明显变缓.可以断言,随着激光辐照强度的逐渐增大,这种效果将愈加明显.

对于以上现象,我们可以用气体动力学效应来加以解释.事实上,热发射的离子并不是处于热平衡状态,而是仅仅发生在表面附近的有限区域,这个区域叫 Knudsen 层<sup>[8]</sup>.当蒸发速度达到其阈值附近时,与 Knudsen 层相关的气体动力学效应将导致强烈的逆流(backstreaming)现象,从而导致蒸发出去的总粒子数减少,即蒸发速度下降.达到蒸发速度阈值的激光能量即为发生相爆炸的能量阈值(单晶 Si 约为  $23$

J/cm<sup>2</sup>).图4显示的 Si 靶材熔融后的蒸发速度演化规律与最新的相爆炸相关实验研究结果<sup>[7,11]</sup>是完全一致的.

对方程(1)求积分,上下限分别为靶材熔融至辐照结束时间,我们可得到在烧蚀阶段靶材的汽化层厚度随时间的演化规律,如图5所示,蒸发层厚度具有类指数形式的增加.同样,随着激光能量的增高,厚度增长速度趋于变缓.从图5可以看出,蒸发层的厚度达到了微米量级,可见蒸发效应在高能短脉冲激光烧蚀过程中是显著的.

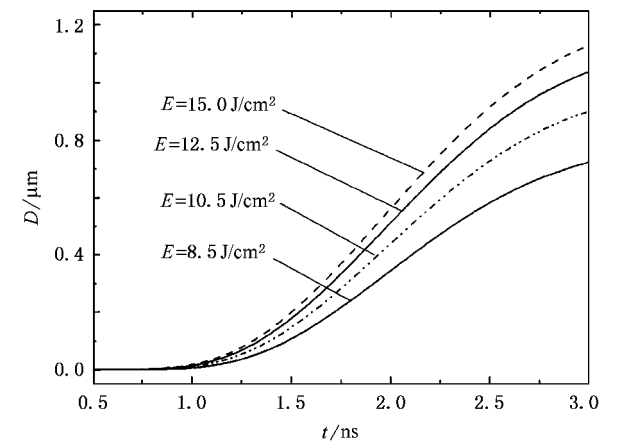


图5 不同激光辐照强度下蒸发厚度  $D$  随时间  $t$  的演化

### 4.3. 熔融后靶材固态部分温度分布研究

设固-液相界面位于  $S(t)$  处,靶材的熔化潜热为  $L_m$ ,靶材的熔点为  $T_m$ ,则在固-液相界面处应该满足能量平衡方程和温度连续性条件,即

$$K_l \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=S(t)} - K_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=S(t)} = (1-R)I(t) \Big|_{x=S(t)} - L_m \frac{\partial S(t)}{\partial t}, \quad (16)$$

$$T_l(x, t) = T_s(x, t) = T_m \quad (x = S(t)). \quad (17)$$

与沸腾温度  $T_b$  不同的是,由于物质由固相向液相转变的温度随周围压强的变化较小,所以此处的  $T_m$  可认为是恒量.对靶材的后表面,仍采用绝热假设.由于固-液界面在不断地向前推进,我们仍将坐标系的原点选在变化的固-液界面处,方向是沿着靶材向里.

结合给定界面条件,利用有限差分法求解方程(5).我们得到了关于  $T = T(x, t)$  的二维曲面解.我们首先考察温度随热渗透深度的变化规律.图6

显示的是固态靶材在三个不同时刻温度随热渗透深度的变化曲线.

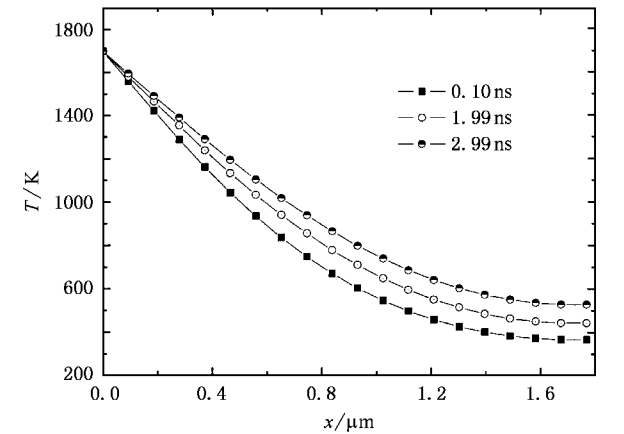


图6 靶材固相区不同位置的温度分布

从图6可以看出,在固-液界面即  $x = 0$  处,在三个不同时刻的温度对热渗透深度曲线都交汇于一点.这是因为假定了在固-液界面处,靶材温度始终不变,处于熔点.三条曲线都随热扩散深度  $x$  的距离增加而下降,但对于同一深度  $x$ ,时间越长温度就越高,其道理是显而易见的.

图7中的曲线  $a$  是我们通过差分方程求解得到的固-液界面随时间的变化曲线,它反映了 Si 的固-液界面位置与时间的依赖关系.我们给出其拟合方程,

$$S(t) = 0.32 \sqrt{t - 0.758}. \quad (18)$$

方程(18)准确地描述了差分方程的解,曲线  $b$  就是我们根据方程(18)得到的曲线.在图7中,我们可以清楚地看到,曲线  $a$  与曲线  $b$  几乎是完全重合的.必须强调,拟合方程(18)比文献[4,7]更能真实地反映固-液界面的推进规律.一方面,它与以前文献的理论结果基本相同,都认为固-液界面是以时间的二次方根的关系向前推进的.另一方面,我们的拟合方程多出一个常数因子 0.758,这个常数因子反映的是靶材烧蚀熔融有一个弛豫时间,这也与实际情况更加符合.这样,我们就可写出固-液界面推进的广义表达式,

$$S(t) = A \sqrt{t - B}, \quad (19)$$

式中变量  $A, B$  可由不同靶材和激光参数来决定.

至此,我们以 Si 靶材为例模拟了激光烧蚀靶材相变特性的全过程,对于其他的靶材,也可以通过给定适当的物性参数加以模拟研究.

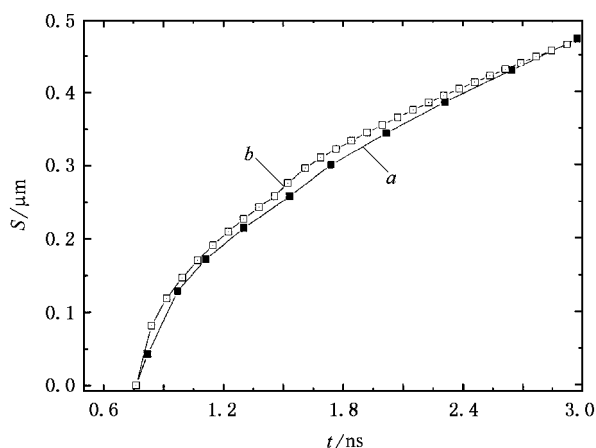


图 7 固-液界面位置  $S$  与时间  $t$  的关系

## 5. 结 论

1) 研究了高能短脉冲激光制膜技术中烧蚀阶段的温度分布变化规律, 尤其是考虑到了靶材开始熔

融前后导热方程、边界条件和初始条件的不同, 考虑了在烧蚀阶段中汽化的影响以及在高能短脉冲激光作用条件下特有的靶材液态的过热现象.

2) 以 Si 靶材为例, 采用了适当的工艺参数, 得到了靶材在不同相态下温度随时间和深度的变化规律, 研究了在超热状态时的蒸发速度和厚度随激光辐照强度和辐照时间的演化规律. 参照相关文献, 对模拟结果进行了分析比较.

3) 我们的结果显示, 靶材表面经过一弛豫时间  $\tau_m$  后将快速变为超热液态层. 在弛豫时间内, 热现象可以用目前广泛采用的不含蒸发相的一维热流方程描述. 当作用时间超过  $\tau_m$  后, 必须考虑蒸发效应的影响, 否则就不可能准确地描述这一阶段的实验现象. 蒸发速度和蒸发厚度在激光辐照强度接近相爆炸能量阈值时, 由于逆流现象将显著变缓. 在描述液-固相温度演化时, 我们数值模拟得到的固-液界面随时间的推进方程, 由于考虑了熔融弛豫时间及蒸发效应, 更具有普适性. 因此, 本文的理论结果给出了激光烧蚀过程中比较完满的理论框架.

- [ 1 ] Singh R K , Narayan J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8843
- [ 2 ] Wood R F , Leboeuf J N 1998 *Appl. Surf. Sci.* **127** 151
- [ 3 ] Venkatesan T 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 1193
- [ 4 ] Zhang D M , Li Z H *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 914 ( in Chinese ) [ 张端明、李智华等 2001 物理学报 **50** 914 ]
- [ 5 ] Zhang D M , Li Z H *et al* 2001 *Am. Ceram. Soc. Bull.* **80** 57
- [ 6 ] Yoo J H , Jeong S H *et al* 2000 *J. A. Phys.* **88** 1638
- [ 7 ] Zhang D M , Hou S P *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 209 ( in Chinese ) [ 张端明、侯思普等 2004 物理学报 **53** 209 ]
- [ 8 ] Andrea P , Antonio M *et al* 1994 *Phys. Rev. E* **50** 4716
- [ 9 ] Miotello A , Kelly R 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 3535
- [ 10 ] Craciun V , Craciun D 1999 *Appl. Surf. Sci.* **138** 218
- [ 11 ] Lu Q M , Mao S 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3072

- [ 12 ] Roger K , Miotello A 1996 *Appl. Surf. Sci.* **96** 205
- [ 13 ] Bulgakova N M , Bourakov L M 2002 *Appl. Surf. Sci.* **197** 41
- [ 14 ] Ellegaard O , Schou J 1999 *Appl. Phys. A* **69** S577
- [ 15 ] Xu X F , Willis D A 2002 *J. Heat Transfer* **124** 293
- [ 16 ] Zhang D M , Li Z H 2001 *Sci. China* **44** 1485
- [ 17 ] Li Z H , Zhang D M 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1841
- [ 18 ] Liu J L , Zhou Z R *et al* 1996 *The Heat Treatment by High Energy Beam* ( Beijing : Machine Industry Press ) ( in Chinese ) [ 刘江龙、邹至荣等 1996 高能束热处理 ( 北京 : 机械工业出版社 ) ]
- [ 19 ] Sun C W , Lu Q S *et al* 2002 *The Effect of Laser Irradiation* ( Beijing : National Defence Industry Press ) ( in Chinese ) [ 孙承纬、陆启生等 2002 激光辐照效应 ( 北京 : 国防工业出版社 ) ]

# Target ablation characteristics of thin films during nanosecond pulsed laser deposition in the ablation process<sup>\*</sup>

Tan Xin-Yu<sup>1,2)</sup> Zhang Duan-Ming<sup>1)</sup> Li Zhi-Hua<sup>1)</sup>† Guan Li<sup>1)</sup> Li Li<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ( Department of Physics , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China )

<sup>2)</sup> ( Department of Physics , Three Gorges University , Yichang 443002 , China )

( Received 15 November 2004 ; revised manuscript received 7 March 2005 )

## Abstract

The whole ablation process of target during the pulsed laser preparation of thin films is studied in this paper. An ablation model of targets in which the vaporization is taken account is present based on the superheated theory. Different heat flux equations for different stages are then established. Finally , as using Si as the target , a finite difference method is employed to simulate the space- and time-dependence of temperature in the target. Vaporization velocity and vaporization thickness evolutions with different laser fluence are investigated. The dependence of solid-liquid interface location  $S(t)$  on time which takes into account the melting relaxation time is derived too. The results show that the vaporization strongly affects the surface temperature in the pulsed laser ablation. When the laser intensity reaches near the phase explosion energy threshold , the vaporization velocity and ablation depth will evidently decrease because of the gas dynamic effects. This result is more appropriate than that obtained in previous works.

**Keywords :** pulse laser ablation , heat diffuse equation , evolvement of temperature , finite difference

**PACC :** 8115J , 6610C , 5225

<sup>\*</sup> Project supported by the Foundation of State Key Laboratory of Laser Technology , China ( Grant No. 9713D ) , the Natural Science Foundation of Hubei Province , China ( Grant No. 2001ABB099 ) , and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50272022 ).

<sup>†</sup> E-mail : lily. lzh@263.net