

脉冲激光制备薄膜材料的烧蚀机理^{*}

张端明^{1)†} 侯思普^{1)‡} 关 丽^{1)‡} 钟志成³⁾ 李智华^{1)‡} 杨凤霞^{1)‡} 郑克玉^{1)‡}

¹⁾ 华中科技大学物理系, 武汉 430074)

²⁾ 华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

³⁾ 湖北襄樊学院物理系, 襄樊 441053)

(2003 年 4 月 11 日收到 2003 年 6 月 2 日收到修改稿)

研究了脉冲激光烧蚀靶材的整个过程. 从包含热源项的导热方程出发, 利用适当的动态边界条件, 详细研究了靶材在熔融前后的温度分布规律, 并且给出了熔融后的固、液分界面的变化规律. 熔融后的温度演化规律和固液相界面均以解析表达式的形式给出. 还根据能量平衡原理给出烧蚀面位置随时间的变化规律. 以硅靶材为例计算模拟了激光烧蚀的整个过程, 与实验结果符合较好.

关键词: 脉冲激光, 烧蚀面, 熔融, 温度演化

PACC: 5225, 5250J

1. 引 言

脉冲激光沉积 (PLD) 是近年来发展起来的一种新型薄膜制备技术, 它具有薄膜沉积速率高、基片衬底温度低、保成分性好等优点. 人们利用 PLD 技术已成功制备了许多铁电薄膜、光学光电薄膜、半导体金属超硬材料等功能薄膜^[1]. 尽管这项制膜技术的优点使得它被广泛应用, 但 PLD 机理的研究, 尤其是脉冲激光烧蚀靶材机理的研究, 还方兴未艾. 对烧蚀特性的深入研究有利于更加准确地研究等离子体在空间膨胀的动力学理论和薄膜的表面形态学. 本文较详细地研究了脉冲激光与靶材的相互作用过程. 首先从能量平衡观点出发, 导出了烧蚀面随时间的变化规律, 并在计及热源项影响的导热方程基础上, 结合适当的边界条件, 分别研究了脉冲激光作用于靶材的两个时间区域的烧蚀特性.

2. 激光烧蚀靶材的过程及烧蚀面的位置

高功率脉冲激光束作用于靶材时, 靶表面吸收大量激光能量, 从而引起温度升高、熔融、气化、喷溅

等现象^[2]. 强激光束照射靶材表面, 靶材表面吸收激光能量, 使得其表面的温度急剧升高, 当表面温度达到靶材的熔点时, 将发生熔融现象, 继续加热到靶材表面吸收的激光能量达到烧蚀潜热时, 材料就从靶表面被蒸发出去, 这就是激光对靶材的烧蚀全过程.

激光在靶材内部传播过程中, 激光强度按指数规律衰减, 激光入射到距表面 x 处的激光功率密度 I 为^[2]

$$I(x, t) = I_0 e^{-bx}, \quad (1)$$

式中 I_0 为入射到靶材表面 ($x = 0$) 的激光平均功率密度, 即

$$I_0 = \frac{\int_0^\tau I(t) dt}{\tau},$$

式中 τ 为脉宽, b 为靶材的吸收系数.

根据能量平衡原理, 易得最大烧蚀厚度 (烧蚀面) x_t 为^[3]

$$x_t = \frac{(1 - R)(E - E_{th})}{(\rho_l C_l \Delta T + L_v)}, \quad (2)$$

式中 R 为靶材表面的反射率, ρ_l 指材料的液态质量密度, C_l 指材料的单位液态质量热容, ΔT 为最大温差, L_v 为气化潜热, E_{th} 为入射激光能量阈值, 即当激光入射能量 $E < E_{th}$ 时, 激光不能从靶材中蒸发出

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 50272022), 华中科技大学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), 湖北省教育厅重大科技项目基金 (批准号: 2000B5002) 资助的课题.

[†] E-mail: zhangd@public.wh.hb.cn

粒子. 设靶材表面达到蒸发态所需的弛豫时间为 τ_v , 则

$$E_{th} = (1 - R)I_0\tau_v. \quad (3)$$

根据文献 [4], τ_v 可表达为

$$\tau_v = [1 - 2\exp(-1)]K_i C_i \rho_i (T_v (1 - R)I_0)^{-1}. \quad (4)$$

将 (3) 式代入 (4) 式, 可得激光能量阈值 E_{th} 为

$$E_{th} = [1 - 2\exp(-1)] \times K_i C_i \rho_i (T_v (1 - R)I_0)^{-1}. \quad (5)$$

(5) 式表明, 激光能量阈值 E_{th} 不仅与靶材本身的性质有关, 还与激光工作参数有关. 这与文献 [5] 一致. 此外, 将 (3) 式代入 (2) 式, 得

$$x_i = \frac{(1 - R)I_0(t - \tau_v)}{(\rho_i C_i \Delta T + L_v)} \quad (\tau_v < t < \tau). \quad (6)$$

(6) 式是我们所得到的烧蚀面位置随时间的变化规律. 从 (6) 式可以看出, 烧蚀厚度随功率密度的增大而增大, 这与文献 [6] 的实验结果完全一致. 烧蚀厚度与时间呈线性关系, 即从靶材表面开始烧蚀到脉宽内 ($\tau_v < t < \tau$), 烧蚀面匀速向前推进, 其推进速度取决于激光和靶材的性质参数, 这与文献 [1, 3, 7] 一致. 然而 (6) 式与实验结果更便于比较, 由于考虑到弛豫时间的存在, 所以更符合实际情况.

3. 导热方程

高能脉冲激光照射靶材时, 不仅喷射出高温高密度等离子体, 而且使得部分靶材被熔化与升温, 在固相区与液相区形成一个非稳定的温度分布, 而且喷射出的等离子体形成 Gauss 分布的时间极短, 仅约几个纳秒^[1]. 脉冲激光的照射对靶材所产生的热影响完全由脉冲激光参数(瞬时功率密度 $I(t)$ 、脉宽 τ 、波长 λ 、光学性质(反射率 R 、吸收系数 b)及靶材的热性质(导热系数 K_i 、熔化潜热 L_m 、气化潜热 L_v 、热容 C 、熔化温度 T_m 、气化温度 T_q 等)所决定. 在处理激光加热和熔融问题时, 许多研究者在求解反映温度分布的导热方程时略去了热源项. 也有少数研究者, 虽然考虑了热源项, 但其边界条件又过于粗略. 为更加准确地描述其温度演化规律, 我们拟采用包含激光作用所引起的热源项影响的导热方程. 强激光照射靶材过程中, 我们认为靶材内任意一点某一时刻的温度 $T(x, t)$ 所满足的导热方程应为

$$\rho_i(T)C_i(T)\frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_i(T) \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x} \right) + (1 - R)I_0(x, t)be^{-bx} \quad (0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d), \quad (7)$$

式中下标 $i = s, l$ 分别对应于固相与液相, x 轴指与靶材垂直的方向. 为方便计算, 将坐标原点选在烧蚀面上. $\rho_i(T)$ 指与温度有关的质量密度, $C_i(T)$ 指与温度有关的单位质量热容. 假定导热系数 K_i 随温度的变化很小, 可近似看作常数, 且定义热扩散率 $\alpha_i = K_i / (\rho_i C_i)$, 则导热方程 (7) 可表示为

$$\frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} + \frac{(1 - R)I_0(x, t)be^{-bx}}{k_i} = \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \quad (0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d). \quad (8)$$

4. 靶材表面发生熔融前的温度分布规律

4.1. 边界条件

假定靶材表面开始发生熔融时的时间为 τ_m , 熔融温度为 T_m , 且固液相界面从靶材表面以平面型的形式开始向后靶面移动, 即当 $0 < t \leq \tau_m$ 时, 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、后表面的边界条件为

$$-K_s \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = (1 - R)I_0 \quad (0 < t < \tau_m), \quad (9)$$

$$-K_s \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = 0 \quad (0 < t < \tau_m), \quad (10)$$

式中 δ 指热扩散距离, 为确定起见, 令 δ 值为 $3.37(\alpha_i t)^{0.5}$ ^[4].

4.2. 求解导热方程

微分方程 (8) 没有满足边界条件 (9) 和 (10) 式的解析解. 下面利用差分法求解微分方程 (8), 对具有上述边界条件和初始条件的导热方程 (8) 进行数值计算. 采用带有很小舍项误差的完全隐式差分格式来求解, 这种有限差分法不受任何稳定性条件的限制, 因此, 这种稳定是绝对的.

首先, 将时间和空间区域进行离散化处理, 我们所处理的空间区域的线度为在熔融时间内的热扩散距离 δ , 时间区域为熔融时间 τ_m .

为估算 τ_m , 利用 Hassan^[8] 所得到的靶材表面温度表达式:

$$T(t) = T_0 + \frac{L_s}{\sqrt{C_s \rho_s K_s}} (4t/3)^{1/2}, \quad (11)$$

式中 T_0 为初始温度, $I_s = (1 - R)I_0$, R 为靶材表面的反射率, C_s , ρ_s 和 K_s 分别为靶材的固态热容、密度和导热系数. 令 $T(t) = T_m$, 由 (11) 式就可得到靶材表面到达熔点所需要的时间 τ_m .

$$\tau_m = \frac{\mathfrak{X} (T_m - T_0)^2 C_s \rho_s K_s}{4 I_s^2}. \quad (12)$$

将方程 (8) 差分离散化, 则对于节点 (i, j) 相应的差分方程可以写为

$$\begin{aligned} & \frac{T_i(i+1, j+1) - 2T_i(i, j+1) + T_i(i-1, j+1)}{\Delta x^2} \\ & + \frac{(1-R)I_0 b e^{-bi\Delta x}}{K_i} \\ & = \frac{T_i(i, j+1) - T_i(i, j)}{\alpha_i \Delta t}. \end{aligned} \quad (13)$$

显然, 差分方程 (13) 的截断误差为 $\alpha(\Delta t + (\Delta x)^2)$.

4.3. 硅靶材表面达到熔点之前温度演化规律模拟

根据方程 (13), 模拟了硅靶材表面达到熔点之前靶材内的温度演化规律. 假定硅靶材在脉宽为 15 ns、激光功率密度为 $1.44 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 激光垂直照射下, 靶材表面的反射率取为常数 0.7, 假定靶材对激光的吸收系数为常数 $1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, 表 1 列出硅靶材的热物性参数^[9], 初始温度取为 300 K.

表 1 硅靶材的热物性参数

$K_s/$	$K_l/$	$\rho_s/$	$\rho_l/$	$C_s/$	$C_l/$
($\text{J/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{C}$)	($\text{J/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{C}$)	(g/cm^3)	(g/cm^3)	($\text{J/g} \cdot ^\circ\text{C}$)	($\text{J/g} \cdot ^\circ\text{C}$)
1.4	0.6	2.33	2.53	0.95	0.97

图 1 为靶材内的温度-位置-时间关系分布图, 其中显示的温度演化规律与文献 [9] 的结论基本一致. 但是文献 [9] 给出的靶材内的温度演化规律是先验性的假设为前提而得到的, 而本文却是从动力学演化的导热方程出发, 在严格意义上, 经过数值计算而得到的.

图 2 示出在固定时刻靶材温度随位置的演化规律. 由图 2 可以看出, 温度随热扩散距离的增加而下降, 且根据温度随热扩散距离的变化梯度可明显划分为两个不同区域: 在 $(0 < x \leq 6.0 \times 10^{-7} \text{ m})$ 区域, 由于激光束的能量远远大于热传导损失的能量, 因而温度梯度很大, 在 $(6.0 \times 10^{-7} \text{ m} < x \leq 1.1 \times 10^{-6} \text{ m})$ 区

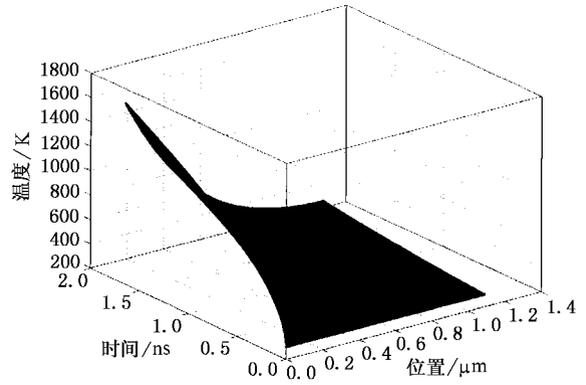


图 1 表面达到熔点前靶材内的温度分布

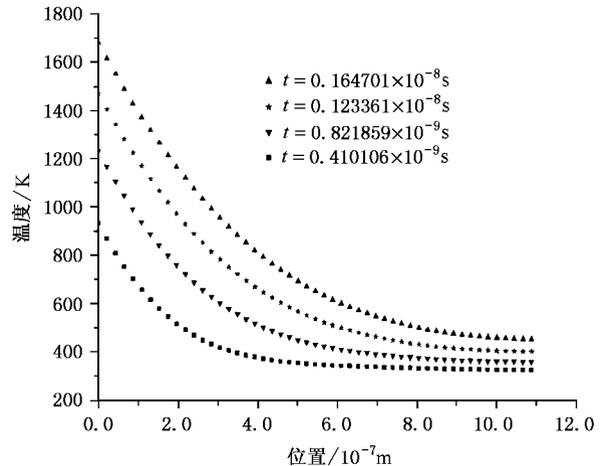


图 2 靶材不同位置的温度分布

域, 入射激光束的能量与热传导损失的能量相互平衡. 对于同一位置, 时间越长, 温度越高.

文献 [10] 虽然考虑了热源项, 得到了解析解的结果, 但边界条件与实际相差甚远. 有意思的是, 本文的结果与文献 [10] 的结果基本一致. 这表明边界条件对于温度分布有影响, 但不影响温度分布的总体趋势.

图 3 示出在固定的位置靶材温度随时间的演化规律. 由图 3 可以看出, 温度随脉冲激光入射时间的增加而升高, 且距靶材表面越近, 温度变化率越大, 也可明显划分为不同的区域. 在 $(0 < t \leq 0.45 \text{ ns})$ 区域, 表面温度随时间增加而急剧升高, 这与靶材表面刚开始受热一致. 刚受热时, 来自表面的热传导损失很低, 此时, 入射激光束占主导地位, 因而温度变化率很大. 在 $(0.45 \text{ ns} < t < 1.65 \text{ ns})$ 区域, 由于热传导损失越来越多, 从而使温度上升趋缓, 后来, 曲线几乎呈线性关系, 表明入射能量和传导对靶材的影响

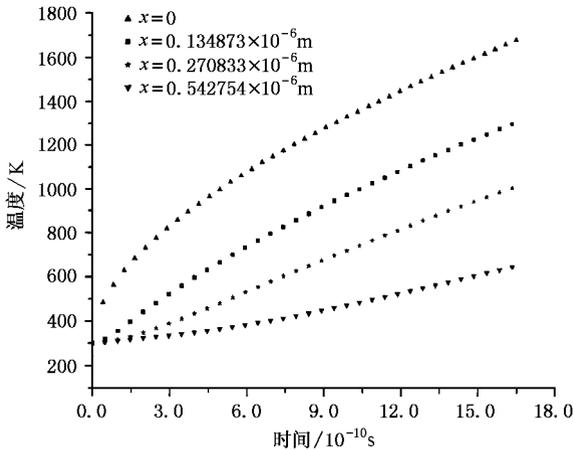


图3 靶材不同时刻的温度分布

达到了平衡. 尽管靶材中的温度不可能在任何时候达到稳态数值, 但在这种意义上, 平衡条件为 $\frac{\partial T}{\partial t} = C$, 其中 C 为常数. 对于同一时间, 距靶材表面越近, 温度越高. 这与文献 [10] 的实验结果完全一致.

5. 靶材在表面开始发生熔融后的温度分布规律

5.1. 边界条件

靶材表面开始发生熔融后, 靶材内具有固态和液态两种状态. 设固液相界面处于 $s(t)$ 处, 靶材的熔化潜热为 L_m , 靶材的熔点为 T_m , 初始温度为 T_0 , 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

$$K_l \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=s} - K_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=s} = (1-R)I(t)|_{x=s} - L_m \frac{\partial s}{\partial t}, \quad (14)$$

$$T_l(x, t) = T_s(x, t) = T_m \quad (x = s(t)). \quad (15)$$

另外, 对靶材的后表面采用绝热假设, 也即在后靶面无热量损失. 这对于短脉冲激光是合理的, 因为作用过程时间很短, 以致于在表面不可能有大量的热被辐射损失掉. 因此在固相后表面的边界条件可表示为

$$T_s|_{x=x_a} = T_0. \quad (16)$$

在脉冲激光作用时间内, 对于液相前表面(即烧蚀面), 可近似认为其温度始终保持靶材的气化温度 T_q , 因此有

$$T_l|_{x=0} = T_q \quad (\tau_m < t \leq \tau), \quad (17)$$

而当一个脉冲作用完毕之后, 对烧蚀面同样可以作绝热近似, 即

$$K_l \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (\tau < t < \tau + t_0), \quad (18)$$

式中 $(\tau + t_0)$ 为脉冲激光的一个脉冲周期. 另外, 当 $t=0$ 时, 假定靶材的温度为 T_0 .

至此, 给出了激光烧蚀模型的方程 (8) 以及相应的初始条件和边界条件 (14)~(18) 式. 方程 (9) 与边界条件 (16) 和 (17) 式可以精确求解. 这与文献 [11] 所讨论的情况大体一致. 但是本文的边界条件更符合实际情况.

5.2. 计算

方程求解的复杂性在于它研究的是有界区域, 而且其耦合边界条件 (14) 式是非线性的. 好在此情况下可以得到解析解. 下面以精确分析的方法来讨论固液相的温度演化规律的精确解和动态界面的变化规律.

5.2.1. 固液相的温度演化规律

假定液相内温度分布的解 $T_l(x, t)$ 的形式为

$$T_l(x, t) = T_q + A \cdot \text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_l t}}\right) + \frac{(1-R)I_0}{bK_l}(1 - e^{-bx}) \quad (\tau_m < t \leq \tau), \quad (19)$$

式中 A 为任意函数. 容易验证 (19) 式满足微分方程 (8) 及边界条件 (17) 式.

取固相内温度分布的解 $T_s(x, t)$ 为如下形式:

$$T_s(x, t) = T_0 + B \cdot \text{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_s t}}\right) - \frac{(1-R)I_0}{bK_s} e^{-bx} \quad (\tau_m < t \leq \tau), \quad (20)$$

式中 B 也为任意函数. 容易验证 (20) 式满足微分方程 (8) 及边界条件 (14) 式.

将 (19) 和 (20) 式代入界面耦合条件 (15) 式, 可得

$$\begin{aligned} & T_q + A \cdot \text{erf}(\lambda) + \frac{(1-R)I_0}{bK_l}(1 - e^{-b\lambda}) \\ &= T_0 + B \cdot \text{erfc}(\lambda(\alpha_l/\alpha_s)^{1/2}) - \frac{(1-R)I_0}{bK_s} e^{-b\lambda} \\ &= T_m, \end{aligned} \quad (21)$$

式中

$$\lambda = s(t)/2\sqrt{\alpha_l t}. \quad (22)$$

系数 A 与 B 可从 (21) 式中求得

$$A = \frac{T_m - T_q - \frac{(1-R)I_0}{bK_1}(1 - e^{-bs})}{\operatorname{erf}(\lambda)},$$

$$B = \frac{T_m - T_0 + \frac{(1-R)I_0}{bK_s}e^{-bs}}{\operatorname{erfc}(\lambda(\alpha_1/\alpha_s)^{1/2})}. \quad (23)$$

将系数 A 与 B 代入 (19) 和 (20) 式, 可得液相与固相的温度分布规律为

$$T_l(x, t) = T_q + \frac{T_m - T_q - \frac{(1-R)I_0}{bK_1}(1 - e^{-bs})}{\operatorname{erf}(\lambda)} \times \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{\alpha_1 t}) + \frac{(1-R)I_0}{bK_1}(1 - e^{-bs}), \quad (24)$$

$$\frac{\exp(-s^2/4\alpha_1 t) \left[K_l(T_m - T_q) - \frac{(1-R)I_0}{b}(1 - e^{-bs}) \right]}{\sqrt{\pi\alpha_1 t} \cdot \operatorname{erfc}(s/2\sqrt{\alpha_1 t})} + L_m \frac{\partial s}{\partial t}$$

$$= (1-R)I_0 e^{-bs} - \frac{\exp(-s^2/4\alpha_s t) \left[K_s(T_m - T_0) - \frac{(1-R)I_0}{b}e^{-bs} \right]}{\sqrt{\pi\alpha_s t} \cdot \operatorname{erfc}(s/2\sqrt{\alpha_s t})}. \quad (26)$$

由微分方程 (26) 确定的 $s(t)$, 描述了固液相界面与时间的函数关系. 再将其函数关系式分别代入 (24) 和 (25) 式, 即可得到靶材开始熔融后, 其内部固液相的温度演化规律.

至此, 以精确分析的方法得到了靶材开始熔融后, 其内部动态界面的变化规律和固液相的温度演化规律.

5.3. 模拟与分析

下面仍以上述硅靶材为例, 具体讨论从硅靶材表面开始熔融后, 脉冲激光对其烧蚀的全过程.

将方程 (26) 进行数值解, 并将其解进行曲线拟合. 为方便起见, 令 $f = \sqrt{t}$, 则拟合后的结果为

$$s(t) = -2.26389 \times 10^{-7} + 0.00936f + 16.73518f^2. \quad (27)$$

令

$$s1 = -2.26389 \times 10^{-7} + 0.00936f,$$

$$s2 = -2.26389 \times 10^{-7} + 0.00936f^2,$$

图 4 示出固液相界面位置与时间的依赖关系. 从图 4 易看出, $s1$ 与 $s2$ 相比, $s1$ 更接近于精确解 $s(t)$, 因此 f^2 项可以认为是对 $s1$ 的修正, 亦即一次项 t 是对 \sqrt{t} 的修正.

将 (27) 式写为一般表达形式为

$$T_s(x, t) = T_0 + \frac{T_m - T_0 + \frac{(1-R)I_0}{bK_s}e^{-bs}}{\operatorname{erfc}(\lambda(\alpha_1/\alpha_s)^{1/2})} \times \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{\alpha_s t}) - \frac{(1-R)I_0}{bK_s}e^{-bs}. \quad (25)$$

5.2.2. 动态界面变化规律

将 (1) (22) (24) 与 (25) 式代入界面能量平衡方程 (14), 并整理, 即可得到如下用于求得反映动态界面变化规律 $s(t)$ 的微分方程:

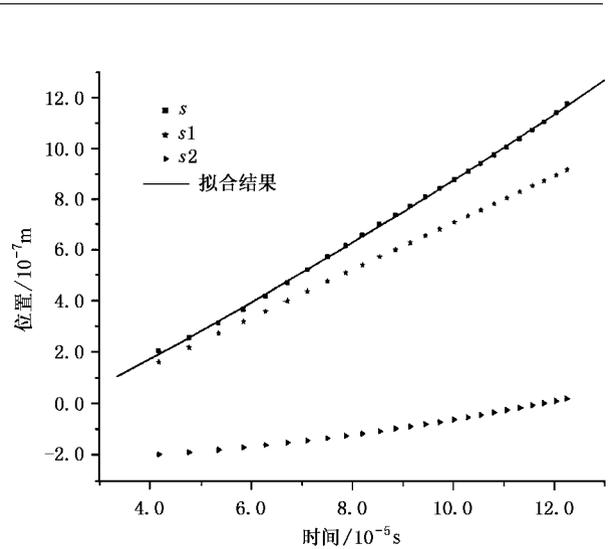


图 4 固液相界面位置与时间的依赖关系

$$s = A + B \cdot f + C \cdot f^2, \quad (28)$$

将 $f = \sqrt{t}$ 代入 (28) 式, 可得

$$s = A + B \cdot \sqrt{t} + C \cdot t, \quad (29)$$

式中 A, B, C 均为常数, 并且其值根据不同靶材的物性参数、光学性质以及照射靶材的脉冲激光的激光参数具体来确定. (29) 式是我们所得到的固液相界面位置随时间的变化规律, 且一次项 $C \cdot t$ 是对 $s = A + B \cdot \sqrt{t}$ 的修正. 这与文献 [7, 9] 所得到的固液相

界面是以时间二次方根的关系向前推进的观点基本一致. 这里的修正项 $C \cdot t$ 是由于考虑了激光照射的热源项和相应的修正边界条件所产生的. 因此, 所得到的修正后的靶材的动态界面变化规律, 更能反映具体的实际情况.

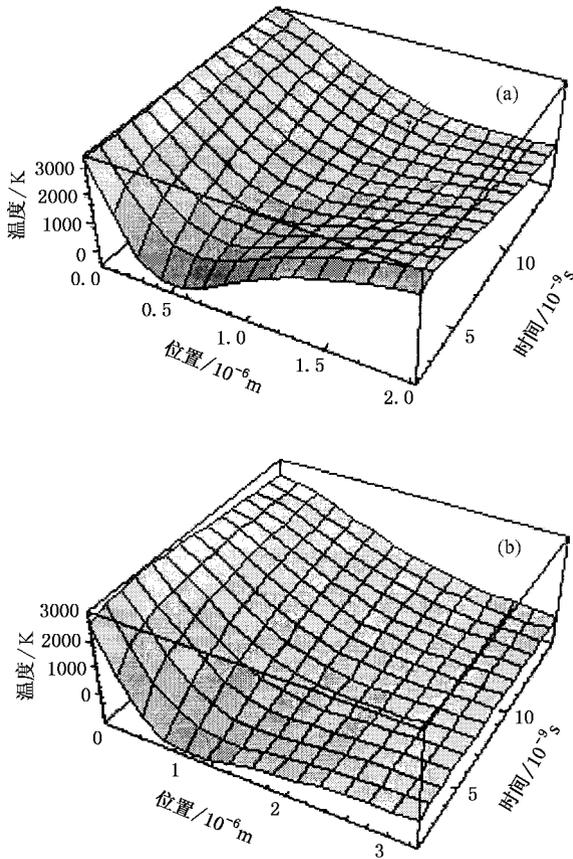


图5 液相(a)和固相(b)温度图

将(27)式代入(24)和(25)式, 可以作出从硅靶材开始熔融到脉冲结束($\tau_m < t < \tau$), 固相和液相的温度-位置-时间关系图, 图5(a)和(b)分别表示液相和固相的温度图.

应该注意的是, 渗透深度 δ 显然满足 $\delta \leq d$ (靶材厚度), 即 $3.37 \sqrt{\alpha_1 t} \leq d$, 故脉冲激光宽度必须满足 $\tau \leq d^2 / 3.37^2 \alpha_1$, 否则以上分析便不适用.

至此, 以硅靶材为例计算模拟了激光烧蚀的全过程, 对于其他靶材也可以通过给定恰当的工艺参数来进行计算模拟.

6. 结 论

本文根据能量平衡原理, 尤其是考虑了达到烧蚀温度之前的弛豫时间, 导出了烧蚀面的位置随时间的变化规律, 这一结论更便于与实验结果进行比较, 给出了更符合实际的包含热源项的导热方程及其相应的边界条件. 据此, 利用有限差分法对靶材表面熔融前($0 < t < \tau_m$)的温度演化规律进行了差分模拟, 利用解析分析方法求得从靶材熔融后到脉冲激光结束内($\tau_m < t < \tau$)的固液相温度分布, 以及固液相界面的位置随时间的变化关系, 并将这些结果与已有的理论和实验结果进行了比较. 通过比较表明: 本文的结果较类似工作颇有推进. 对硅靶材的整个烧蚀过程进行了模拟计算, 并对模拟结果进行分析研究, 进而揭示了烧蚀过程的物理机理. 通过对其烧蚀特性的深入探讨, 完善了PLD技术机理的理论模型, 为后续研究完整的PLD动力学理论提供了理论基础.

- [1] Zhang D M *et al* 2001 *Sci. China A* **31** 743
 [2] Lu J *et al* 1996 *The Interaction Physics of Laser and Materials* (Nanjing: Mechanics Industry Press) pp18—19 [in Chinese] 陆解等 1996 激光与材料的相互作用(南京:机械工业出版社)第18—19页]
 [3] Singh R K 1994 *J. Non-Cryst. Solids* **178** 199
 [4] Harrach R J 1976 *J. Appl. Phys.* **47** 2473
 [5] Singh R K and Narayan J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8843
 [6] Zheng Q G *et al* 1996 *Interaction of Laser with Materials* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press) p55 (in

Chinese] 郑启光等 1996 激光与物质相互作用(武汉:华中科技大学出版社)第55页]

- [7] Zhang D M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 914 [in Chinese] 张端明等 2001 物理学报 **50** 914]
 [8] Hassan A F *et al* 1993 *Opt. Laser Technol.* **25** 155
 [9] Shen Z H *et al* 1998 *Chin. J. Laser* **25** 632
 [10] Yilbas B S and Shuja S Z 1997 *Appl. Surf. Sci.* **108** 167
 [11] Auchixike M N and Yu C M 1984 *Heat Transfer* (Beijing: High Education Press) p435

Target ablation characteristics during pulsed laser deposition of thin films^{*}

Zhang Duan-Ming^{1,2)*} Hou Si-Pu^{1,2)} Guan Li^{1,2)} Zhong Zhi-Cheng³⁾

Li Zhi-Hua^{1,2)} Yang Feng-Xia^{1,2)} Zheng Ke-Yu^{1,2)}

¹⁾Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

²⁾State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

³⁾Department of Physics, Xiangfan College, Xiangfan 441053, China)

(Received 11 April 2003; revised manuscript received 2 June 2003)

Abstract

The whole ablation process of target heated by pulsed lasers is studied in this paper. Under the appropriate dynamic boundary conditions, have been investigated in detail the heat flow equation with heat generation term, and the temperature distribution of target before and after the melting. In particular, after target melting, the temperature distribution and the interface position between the solid and liquid phases as functions of time are presented in the solution of analytical expressions. Additionally, under the energy balance conditions, the dependence of the ablating surface position on the time is investigated. Consequently, the ablation of target Si has been calculated. This research shows a positive result compared with the relevant experiments.

Keywords : pulsed laser, ablating surface, melting, temperature distribution

PACC : 5225, 5250J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.50272022),the State Key Laboratory of Laser Technology, HUST(Grant No. 9713D), the Natural Science Foundation of Hubei Province, China(Grant No. 2001ABB099), and the Science and Technology Project Foundation from the Education Bureau of Hubei Province, China(Grant No.2000B5002).

[†]E-mail :zhangd@public.wh.hb.cn