

靶材吸收率变化与烧蚀过程熔融前靶材温度分布^{*}

张端明 李 莉 李智华[†] 关 丽 侯思普 谭新玉

(华中科技大学物理系, 武汉 430074)

(2004 年 1 月 17 日收到, 2004 年 4 月 12 日收到修改稿)

讨论了脉冲激光沉积法中烧蚀阶段熔融前靶材吸收率的变化对于其温度分布的影响. 给出了靶材吸收率随时间的变化规律, 并在此基础上, 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, 建立了相应的热传导方程. 结合适当的边界条件, 利用有限差分法, 以硅靶材和钨靶材为例, 给出了靶材熔融前温度分布随时间和深度变化的演化分布规律, 同时对相关过程的物理图像进行详细的讨论. 对于吸收率的变化与脉冲激光能量密度的分布对于相应过程的影响, 进行了分析讨论. 结果表明, 在脉冲激光中间的持续过程中, 忽略靶材吸收率的变化对于最终的模拟结果有重要影响, 从而导致理论结果与实验数据有较大差异.

关键词: 脉冲激光沉积, 吸收率, 有限差分, 温度演化

PACC: 5225, 5250J

1. 引 言

脉冲激光沉积(PLD)是 20 世纪 80 年代发展起来的一种新型薄膜制备技术. 它具有保成分性好、沉积速度高等一系列其他制膜技术所不具备的优点, 是一项非常有发展前景的技术. 在 PLD 的工艺过程中, 烧蚀过程的研究相对于膨胀过程和沉积过程较为薄弱^[1-4]. 在以往的文献中, 往往将材料表面对激光的吸收率作为常数, 我们认为在进一步的深入讨论中, 这是不能允许的.

实际上, 激光辐射到材料表面, 有一部分能量被表面反射, 其他的能量则被材料所吸收. 这个吸收过程可以视为在材料的表面产生了一个“次级”能源, 以后在材料内部发生的各种物理效应系由此能源所产生. 最近关于激光反射率的动态性质, 尤其是反射率对表面温度和入射角的依赖关系有若干实验研究^[5, 6]. 由于在 PLD 的烧蚀过程中激光入射角一般为 45° , 而且吸收率随激光入射角的变化不大^[5], 因此本文将只考虑吸收率随材料表面温度的动态变化行为. 这对于 PLD 整个工艺过程的研究关系重大.

对于吸收率的动态研究, 已有的文献很少涉及到这个问题, 人们一般将之看作常数^[1, 7, 8]. 本文较深入地研究了靶材吸收率对烧蚀阶段熔融前温度分布的影响. 首先给出了吸收率随温度的变化规律. 在此基础上, 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, 建立了热传导方程. 结合适当的边界条件, 利用有限差分法, 模拟了硅靶材和钨靶材的固态温度随时间和靶材深度的变化规律, 将之与假定吸收率为常数情况时的温度变化规律以及相应的实验数据进行了比较. 模拟过程中, 利用脉宽为 15ns、激光能量密度为 $2.16\text{J}/\text{cm}^2$ 的脉冲激光垂直照射硅靶材; 半脉宽为 100ns、每个脉冲能量为 0.8J 的脉冲激光垂直照射钨靶材.

2. 激光烧蚀动态吸收率的理论公式

强激光照射靶材表面, 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, 吸收的能量达到烧蚀潜热时, 材料就从靶材表面蒸发出去, 继而形成高温高压的等离子体. 因为存在温度梯度, 靶材表面吸收的能量, 通过热传导向靶材

^{*} 武汉市晨光计划项目(批准号: 20045006071-40)、湖北省自然科学基金(批准号: 2001ABB099)、湖北省教育厅重点科技项目基金(批准号: 2000B5002)和国家自然科学基金(批准号: 50272022)资助的课题.

[†] E-mail: jily.lzh@263.net

内部传导^[7]. 脉冲激光的加热和熔化效应实际上是一个三维热流问题,但在脉冲激光作用的 τ 时间内,热宏观扩散距离很小,与激光照射面积相比相当小,所以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大几个数量级,因此可以将该过程简化成一个垂直与材料表面的一维热流问题^[9].

激光入射在靶材表面,由于反射效应的存在,靶材表面只能吸收部分激光的能量. 设 m 为靶材质量, c 为靶材的比热容, ρ 为靶材的密度,激光功率为 p ,则在时间 dt 内材料吸收的能量为 $p dt$. 令此时间内温度升高为 $dT = T(0, dt) - T(0, 0)$,其中令温度 T 为靶材深度和时间的函数,即 $T = T(x, t)$. 显然,根据傅里叶定律,在 dt 时间内,材料吸收的能量为 $mc dT$. 由此得到激光表面的动态吸收率为,

$$\beta = \frac{\rho c \delta(t)}{I} \frac{\partial T(0, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

其中 $\delta(t)$ 为在时间 dt 内热扩散深度. 由(1)式可知,当 ρ, c 以及入射激光能量密度 I 一定时,吸收率与热扩散深度以及表面温度对时间的一阶微分成

正比.

靶材表面的温度随时间的变化规律较复杂. 在此认为靶材表面的温度为^[10]

$$T(0, t) = Ct + [(Ct)^2 + Dt]^2, \quad (2)$$

其中

$$C = \frac{3.2}{3} \alpha \frac{I^2 A_0 A_1}{k^2},$$

$$D = \frac{4}{3} \alpha \left(\frac{IA_0}{k} \right)^2,$$

$$\alpha = \kappa(\rho c),$$

A_0 为室温下靶材对激光的吸收率, A_1 为一个常数. 不同靶材的 A_0 和 A_1 值不同.

由文献[10]扩散深度与表面温度的时间变化率为

$$\delta(t) = \frac{\lambda T_0(t) F(t)}{q_0 [A_0 + A_1 T_0(t)]}, \quad (3)$$

$$\frac{dT_0(0)}{dt} = \alpha T_0(t) \frac{F(t) [F(t) - 1]}{\delta^2(t)}, \quad (4)$$

其中

$$F(t) = \frac{\alpha I_0 (A_0 + A_1 T_0(t)) \int_0^1 I_0 (A_0 + A_1 T_0(t)) dx}{(\lambda T_0(t))^2 - \alpha I_0 (A_0 + A_1 T_0(t)) \int_0^1 I_0 (A_0 + A_1 T_0(t)) dx}. \quad (5)$$

由(3)–(5)式可得

$$\delta(t) \frac{\partial T(0, t)}{\partial t} = \frac{I_0}{\rho c} (A_0 + A_1 T_0(t)). \quad (6)$$

将(2)和(6)式代入(1)式,得到激光表面吸收率随时间的变化关系为

$$\beta = A_0 + A_1 [Ct + (Ct^2 + Dt)^2]. \quad (7)$$

显然,当 A_1 等于零时, β 为常数,就是通常文献讨论的情况. 本文的重点在于讨论 A_1 不等于零的情况.

此外,考虑入射到靶材表面的激光能量密度随时间的变化可以用高斯型来描述^[3,11],入射激光功率密度可表示为

$$I_0(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t - \tau)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (8)$$

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^[7,12],亦即激光入射到距表面 x 处的激光功率密度为

$$I(x, t) = \beta I_0(t) \exp(-bx). \quad (9)$$

将(7)和(8)式代入(9)式,有

$$I(x, t) = (A_0 + A_1 T_0(t)) \exp\left(-\frac{(t - \tau)^2}{2\sigma^2}\right) \times \exp(-bx), \quad (10)$$

其中 I_0 为入射到靶材表面 ($x = 0$) 的最大激光功率密度, τ 为半脉宽,对于不同的激光脉冲形状, σ 的值不同^[3], b 为靶材的吸收系数.

3. 激光烧蚀的导热方程与边界条件

3.1. 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高斯分布的时间极短,仅约几个纳秒^[9],在此时间段内,烧蚀面向后靶面推

进。为方便计算,将坐标原点选在烧蚀面上。为了更准确地描述其温度演化规律,我们在导热方程中,利用动态的吸收率。设强激光照射靶材过程中,靶材内任意一点某一时刻的温度 $T(x, t)$, 则相应的导热方程为

$$\begin{aligned} & \rho_i(T)C_i(T)\frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left(K_i(T)\frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x}\right) \\ &+ \beta I_0(x, t)b\exp(-bx)\exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \\ &(0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d), \end{aligned} \quad (11)$$

其中下标 $i = s, l$, 分别对应于固相与液相, x 为与靶材垂直的方向, $\rho_i(T)$ 为与温度有关的质量密度, $C_i(T)$ 为与温度有关的单位质量等压热容。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 $\alpha_i = K_i / (\rho_i C_i)$, 则上述导热方程可简化为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\beta I_0(x, t)b\exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right)\exp(-bx)}{k_i} \\ &= \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \quad (0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d). \end{aligned} \quad (12)$$

3.2. 靶材发生熔融前的初始条件与边界条件

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

$$-K_s \left. \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \beta I_0 \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (0 < t < \tau_m), \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial T_l(x, t)}{\partial x} \right|_{x=\delta} = 0 \quad (0 < t < \tau_m), \quad (14)$$

其中 δ 指热扩散距离。初始时刻, 靶材的温度为 T_0 ,

$$T_s|_{t=0} = T_0. \quad (15)$$

到目前为止, 给出了激光烧蚀模型的方程(11)以及靶材熔融前的边界条件(13)(14)和初始条件(15)式。这里考虑了入射到靶材表面的激光功率密度的时间变化, 尤其边界条件(13)(14)式更符合实际情况。需要特别说明的是, 这里采用的是较符合实际情况的动态激光吸收率。

4. 数值模拟与讨论

4.1. 靶材熔融前的差分方程

微分方程(11)没有满足边界条件(12)(13)式的解析解。下面利用有限差分法求解微分方程(11), 对具有上述边界条件和初始条件的导热方程(11)进行数值计算, 采用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, 即这种解法的稳定性是绝对的^[7]。

将时间和空间区域进行离散化处理, 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 , 将方程(11)差分离散化, 则对于节点 (i, j) 相应的差分方程可以写为

$$\begin{aligned} & \frac{T_i(i+1, j) - 2T_i(i, j) + T_i(i-1, j)}{\Delta x^2} \\ &+ \frac{\beta I_0 b \exp(-bi\Delta x) \exp\left(-\frac{(j\Delta t - \tau)^2}{2\sigma^2}\right)}{k_i} \\ &= \frac{T_i(i, j+1) - T_i(i, j)}{\alpha_i \Delta t}. \end{aligned} \quad (16)$$

显然, 差分方程(16)的截断误差为 $O(\Delta t + (\Delta x)^2)$ 。以下将利用该差分方程对硅靶材和钨靶材进行模拟研究。

4.2. 硅靶材

首先模拟了硅靶材表面温度达到熔点之前靶材内的温度演化规律。假定工艺条件依然取文献[7]所给出数据。硅靶材在脉宽为 15ns、激光能量密度为 2.16J/cm² 的激光垂直照射下, 靶材表面在初始温度为 300K 时的反射率取为 0.8, 并且认为靶材对激光的吸收系数 b 为常数。表 1 列出硅靶材的热物性参数。

表 1 硅靶材的热物性参数

热传导系数 K_i (J/s·cm·°C)	密度 ρ_s /g·cm ⁻³	热容 C_i (J/g·°C)
1.4	2.33	0.95

4.2.1. 硅靶材表面吸收率随时间的变化规律

图 1 是根据(7)式模拟出的硅靶材表面吸收率随时间的变化规律。由图 1 可以看出, 随着时间的增加, 吸收率随之呈增大趋势。这是因为当激光通过

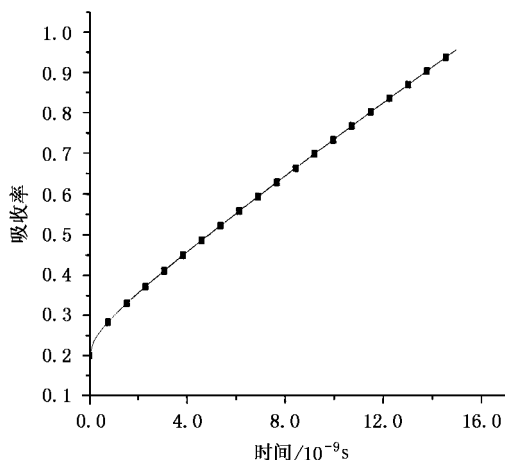


图 1 靶材吸收率随时间的变化规律

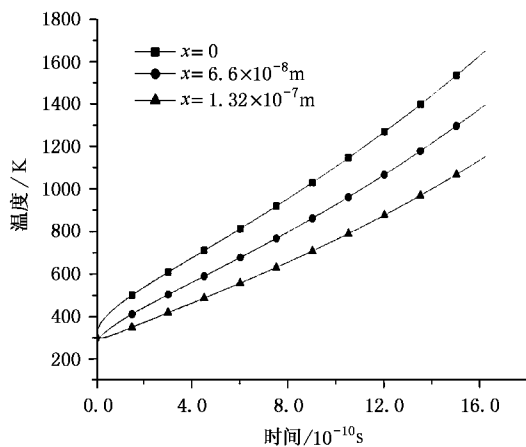


图 2 靶材不同位置的温度演化规律

固体材料时,激光与固体中电子、原子(离子)发生相互作用,导致光的吸收,半导体对激光的吸收有多种机理,如光电离、自由载流子吸收等。随着时间的推移,靶材吸收激光能量,温度升高,从而导致靶材的电阻率增加,由文献[12]可知靶材的吸收率与靶材的电阻率成正比关系,所以靶材的吸收率会随时间呈上升趋势。图1中吸收率的变化规律与文献[13]中吸收率的变化趋势一致。

4.2.2. 吸收率变化时靶材温度随时间的变化规律

图2示出在固定的位置靶材温度随时间的演化规律。由图2可以看出,温度随脉冲激光入射时间的增加而升高,并且随时间的增加,离表面越浅的地方演化曲线的斜率越大,即对于同一演化时间,离表面越浅的地方温度变化率逐渐变大。

由(1)式可知, $\partial T/\partial t$ 和吸收率成正比关系。对于像 Ag, Cu, Al 等金属,熔融前靶材表面的吸收率随温度升高而增大,已经由实验证实[12,13]。从图2来看,除了演化的开始阶段,温度的变化率呈现缓慢增大趋势,这一点与其他金属大体一致。在演化开始时,温度变化率较小的原因是由于采用了高斯型的脉冲激光分布,脉冲激光作用的初始阶段,脉冲激光辐射的能量很小。

图2示出的模拟结果与文献[7]有显著不同。文献[7]中温度的开始变化较为迅速,而后较为缓慢,主要是因为它没有考虑入射激光的实际辐射形状,而是将其简化为矩形分布。本文的结果比文献[7]更能反映真实的物理状况。比较表明:吸收率对靶材温度分布随时间的演化规律影响较大,高斯型的脉冲激光分布主要是影响脉冲开始和终结阶段很短的时间内。图2所示硅靶材熔融前温度的演化

规律与最新的相关实验数据[14,15]完全一致。

4.2.3. 吸收率变化时靶材温度分布规律

图3示出固定时刻靶材温度随深度变化规律。由图3可以看出,温度随热扩散距离的增加而下降,刚开始受热时,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;位置较下的曲线,反映脉冲激光延续较短的时刻温度分布随深度的演化关系,其物理背景很清楚,对于同一深度,脉冲激光作用的时间越短,相应的温度越低。所有不同时刻的分布曲线,随深度的增加,均有趋于同一曲线的趋势。其原因在于,入射激光束的能量随深度的增加由于热传导损失而逐渐耗尽,十分清楚,不管脉冲激光延续时间是多少,渐进直线开始的位置大致应该等于热扩散深度。实际上对于三条曲线有不同的热扩散深度,利用文献[7]给出的公式 $\delta = 3.37(\alpha t)^{0.5} \text{m}$, 分别得到 0.89×10^{-6} , 0.95×10^{-6} 和 $1.1 \times 10^{-6} \text{m}$ 。三者相差很小,因此在图上看起来好像趋于同一条直线,这与图2所反应的情况完全一致。

4.2.4. 吸收率变化与不变两种情况所对应的温度随时间变化规律的比较

图4分别示出吸收率为常数和时间的函数两种情况下靶材表面温度随时间的演化规律。由图4可以看出,吸收率为时间的函数时,温度随时间演化的时间变化率显然大于吸收率为常数时的情况,而且由于吸收率随时间的增加而增大(参见(7)式),温度的变化率有随时间增大的趋势;这主要是因为吸收率随时间的演化而不断增大,因而温度的变化率也不断增大,从而导致对应同一时刻,吸收率变化所对应的靶材表面温度较高,靶材达到熔点所用的时间也较短。

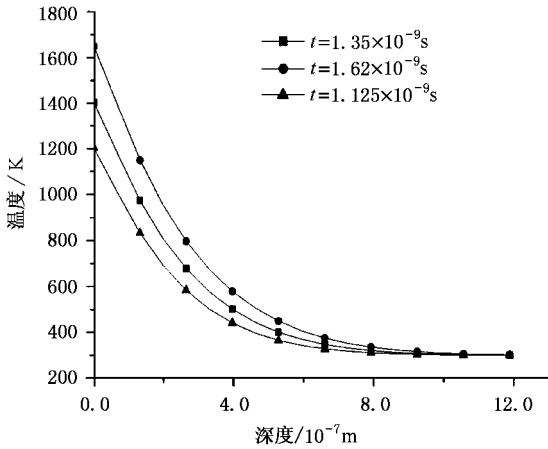


图3 吸收率随时间变化时靶材的温度分布

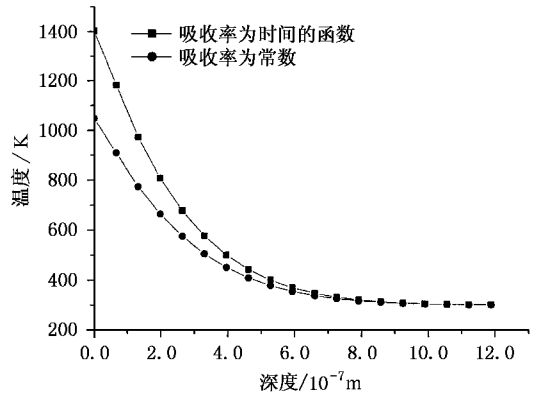


图5 两种情况下靶材温度随位置变化的比较

进一步增加,正如图2所示,热扩散长度 δ 的数量级都在 $1 \times 10^{-6} \text{ m}$ 左右,对应的靶材温度趋于一致.

4.3. 钨靶材

以钨靶材为例,利用差分方程(16),以及边界条件(13)(14)式,模拟了钨靶材表面温度随时间的变化规律.模拟时钨靶材的工艺参数如下:激光半脉宽为100ns,每个脉冲能量为0.8J,钨靶材的初始温度为450K,反射率为0.85^[16].表2列出钨靶材的光学参数和热物性参数^[16].

表2 钨靶材的光学参数和热物性参数

热传导系数 $K/Wm^{-1} \cdot K^{-1}$	热容 $C_p/J \cdot cm^{-3} \cdot K^{-1}$	吸收系数 α/m^{-1}
142	24.7	5.5×10^7

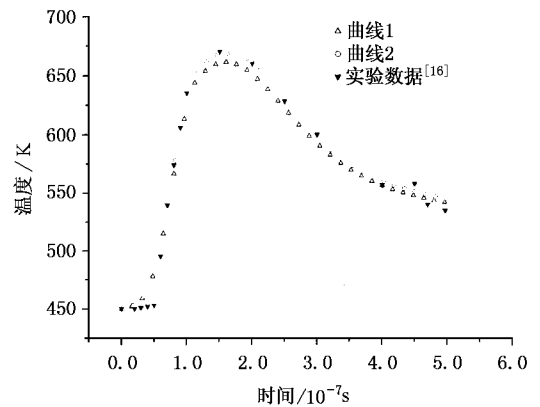


图6 钨靶材表面温度的演化规律

图6曲线1由文献[16]的模拟数据得出,这些数据没有考虑靶材吸收率变化的影响.曲线2由本

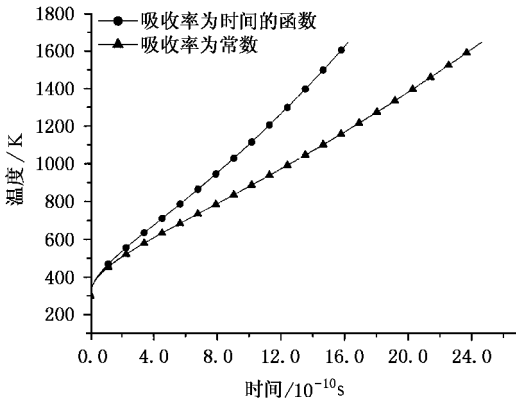


图4 表面温度随时间的演化规律

另外,由图4还可以看出,随着时间的推移,对应同一时刻,吸收率为常数和变量所对应的两种情况下温度差距越来越大,这是因为靶材吸收率是随时间单调增大的,导致靶材对激光能量的吸收能力逐渐增大,所以两种情况所对应的温度差距会越来越大.

4.2.5. 吸收率为常数和变量两种情况所对应的温度随深度变化规律的比较

图5示出吸收率为常数和变量两种情况下,所对应的靶材温度随深度变化规律的比较.由图5可以看出,两种情况下温度的大体变化趋势一致,但是对于同一深度,吸收率为变量时的靶材温度比吸收率是常数时要高,并且深度越深,二者的差距越小.当 $6 \times 10^{-7} \text{ m} < x(\text{深度}) < 1 \times 10^{-6} \text{ m}$ 时,二者趋于重合.这个模拟结果表明,不管吸收率是常数还是变量,对于表面临近的靶材,能量的吸收很大,因而相应的温度随深度的增加均有急剧的下降;随深度的

文的模型,即差分方程(16)模拟得出.由图6可以看出,曲线2显然比曲线1与实验数据符合更好.在达到最高温度前,靶材的温度急剧上升,主要是由于外加热源大量能量的传入,靶材的能量吸收相对总的能量输入比例很小,因此吸收率的变化与否,对于系统状态影响很小,这从图6可看到曲线1和曲线2与实验数据都符合得很好.但是随时间的增加,尤其在脉冲激光能量输入处于高斯型曲线下降的阶段,能量的输入越来越小,因而靶材对能量的吸收对于系统的状态影响增加.此时吸收率的变化与否对于系统状态的影响就有很大差别.这就是曲线2一直与实验数据符合较好,而曲线1则与实验数据差距较大的原因.

在 $t = 150\text{ns}$ 附近,曲线2、实验数据与曲线1二者的差距达到最大值,有趣的是,以后二者的差距又逐渐减小.这是因为在脉冲激光的半周期以后,高斯型的脉冲激光能量密度迅速下降,系统的状态主要取决于外来输入能量的迅速减小,而能量的吸收对整个系统状态的影响相对迅速下降,因而吸收率的变化与否对于系统的影响就显得无关紧要.这就是从图6看到下半个周期,曲线1和曲线2又有接近的趋势,与实验数据都符合得较好.

总而言之,在脉冲开始和结束阶段,由于脉冲激光能量的增加和减小都异常猛烈,此时系统的状态主要取决于脉冲激光的能量输入,因此,此时吸收率的变化与否不予考虑,理论结果与实验数据都不会有大的偏差.这也就是所有将脉冲激光的能量密度简化为矩形的理论模型,在描述脉冲激光开始和结尾阶段均有较大偏差的原因.但是,在脉冲激光较长的中间阶段,脉冲激光的输出相对较稳定,此时,靶材的能量吸收对于系统状态的影响就显得比较重要,因此,此时吸收率的变化与否就决不是无关紧要.文献[16]由于没有考虑到靶材吸收率实际上是在随时间变化这一事实,而是将吸收率简化为一常

数,所以导致在脉冲较长的中间阶段,理论与实验数据有较大误差.本文考虑到了吸收率随时间变化的实际情况,因而得到的结果无论是在脉冲激光较长的中间阶段,还是在脉冲开始和结尾阶段,均能较好地与实验数据符合.

5. 结 语

1. 本文重点考虑了靶材的吸收率实际上随时间变化这一物理事实,给出了在脉冲激光溅射烧蚀过程中的热传导方程以及相应的边界条件.继而利用有限差分法,求解热传导方程,重点研究了靶材在熔融前温度随时间演化的规律,进行了差分模拟.

2. 本文以硅靶材和钨靶材为例,采用适当的工艺参数,得到了靶材温度随时间和深度的变化规律,并且参照实验数据,将这一结果与将吸收率简化为常数的相关文献结果,进行认真而仔细的分析比较.

3. 本文的一个重要结论是,在脉冲开始和结尾阶段,由于脉冲激光能量的增加和减小都异常猛烈,此时系统的状态主要取决于脉冲激光的能量输入,因此,此时吸收率的变化影响不大.不考虑吸收率的变化所得到的理论结果与实验结果不会有大的偏差.此时必须采用高斯型的激光脉冲能量密度分布,否则就不可能准确地描述相关的实验现象.

4. 本文另一个重要结论是,在脉冲激光较长的中间阶段,脉冲激光的输出相对较稳定,靶材的能量吸收对于系统状态的影响就显得较重要.因此,吸收率的变化与否就决不是无关紧要.此时必须考虑吸收率随时间演化的实际情况,否则就不可能准确地描述这一阶段的实验现象.

5. 由于在理论模型中采用了高斯型的激光脉冲能量分布,又考虑了吸收率的实际变化,因此,本文的理论结果较全面地描述了相应的实验现象.

[1] Li Z H et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1950 (in Chinese) [李智华等 2001 物理学报 **50** 1950]

[2] Singh R K and Narayan J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8843

[3] Li Z H et al 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1841

[4] Zhang D M et al 2001 *Sci. China A* **31** 743

[5] Huang Y L et al 2003 *Chin. J. Lasers* **30** 449

[6] Yang L B et al 1994 *High Power Laser Particle Beams* **6** 99

[7] Zhang D M et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2237 (in Chinese) [张端明等 2004 物理学报 **53** 2237]

[8] Lunney J G and Jordan R 1998 *Appl. Surf. Sci.* **127-129** 941

[9] Zhang D M et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 914 (in Chinese) [张端明等 2001 物理学报 **50** 914]

[10] Hassan A F et al 1993 *Opt. Laser Technol.* **25** 155

[11] Gert C et al 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 794

- [12] Zheng Q G *et al* 1996 *Interaction of Laser with Materails*(Wuhan : Huazhong University of Science and Technology Press) p13 (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 13 页]
- [13] Sun C W *et al* 2002 *The Effect of Laser Irradiation*(Beijing : National Defence Industry Press) in Chinese] 孙承纬 等 2002 激光辐照效应(北京 : 国防工业出版社)]
- [14] Daniel C , Mucklich F and Liu Z 2003 *Appl. Surf. Sci.* **208-209** 317
- [15] Hernandez M *et al* 2003 *Appl. Surf. Sci.* **208-209** 345
- [16] Nettesheim S *et al* 1996 *Chem. Phys. Lett.* **255** 39

Variation of the target absorptance and target temperature distribution before melting in the pulsed laser ablation process *

Zhang Duan-Ming Li Li Li Zhi-Hua[†] Guan Li Hou Si-Pu Tan Xin-Yu
(*Department of Physics , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 ,China*)
(Received 17 January 2004 ; revised manuscript received 12 April 2004)

Abstract

We have discussed the effect of the variation of target absorptance on the temperature distribution of the target before melting. The relationship of the target absorptance with time is derived. Based on this relationship and the actual shape of incident energy density which is a Gauss distribution , the relevant heat flow equation is set up. By using the finite difference method , heat flow equation under an appropriate boundary condition is solved. We have obtained the temperature distribution as function of time and location. At the same time , we have also discussed the physical picture of a relevant process in detail. Finally , we have studied the effect of the variation of absorptance and the distribution of incident energy density on the relevant process. The result shows that during the pulsed laser process , the variation of target absorptance has an important effect on the final simulation result. If this variation is neglected , a remarkable difference can be found between theoretical results and experimental data.

Keywords : pulsed laser deposition , absorptance , finite difference , evolvement of temperature

PACC : 5225 , 5250J

* Project supported by the " Chen Guang " Foundation of Wuhan ,China(Grant No. 20045006071-40) ,the Natural Science Foundation of Hubei Province , China(Grant No. 2001ABB099) ,the Technology Foundation from the Education Bureau of Hubei Province ,China(Grant No. 2000B5002) , and the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 50272022).

[†]E-mail : jily.lzh@263.net