

# 脉冲激光烧蚀块状靶材的双动态界面研究\*

张端明<sup>†</sup> 李智华 黄明涛 张美军 关丽 邹明清 钟志成

(华中科技大学 主校区 物理系 武汉 430074)

(2000 年 11 月 25 日收到 2000 年 12 月 14 日收到修改稿)

给出脉冲激光作用块状靶材的烧蚀模型. 根据能量平衡原理, 导出烧蚀面的位置随时间的变化关系. 利用绝热近似、温度连续性条件和能量平衡原理来获得烧蚀面与固液相界面边界条件. 结合热传导方程, 利用精确解与积分近似法相结合的方案, 给出固液两相的温度分布与时间和位置的变化关系, 以及固液相界面的位置随时间的变化规律, 并与已有的理论和实验结果进行比较. 最后以铝靶为例计算模拟了激光烧蚀的全过程计算.

关键词: 脉冲激光, 等离子体, 固液相界面, 烧蚀面

PACC: 5225, 5250J

## 1 引 言

近年来, 高能脉冲激光因其独特的性质, 已被越来越广泛地应用到各个领域, 如激光穿刺、激光表面强化、激光镀膜等等<sup>[1, 12-14]</sup>. 脉冲激光烧蚀块状靶材, 在实验上已经取得了很大的进展<sup>[6, 7]</sup>. 但国内外对脉冲激光烧蚀靶材的机理研究, 仅有寥寥数篇文献而已<sup>[2-4]</sup>, 而且绝大多数只是限于对等离子体部分的研究<sup>[17]</sup>. 本文导出了烧蚀面的位置随时间的变化关系, 通过给出适当的边界条件, 同时利用解析法和积分法得出固液两相的温度演化方程, 以及固液相界面的位置随时间的变化规律. 这对深入研究脉冲激光与靶材相互作用的机理是非常有意义的, 而且对扩大脉冲激光加工技术, 使之在电子、脉冲激光制膜(PLD)技术、军事及航空航天等领域得到广泛的应用, 以及对开辟和扩大新的脉冲激光应用领域都能提供理论指导, 特别是可以根据各自研究的需要, 在这些已有理论的指导下, 来改善和控制具体的实验条件, 以期达到更好的实验目的是相当有意义的.

## 2 激光烧蚀的理论模型

高能脉冲激光照射块状靶材时, 靶材吸收激光

的能量产生高温高压等离子体, 且靶材部分被融化, 因此高能脉冲激光与块状靶材相互作用后, 可以粗略地将对象分为三个区, 如图 1: 图中(1)为脉冲激光照射靶材, 在靶材表面形成高温高密等离子体云. 等离子体云根据其密度的大小可以分为两个区: 电晕区和热传导区<sup>[3]</sup>(图 1 中区域 B 与区域 A). 98% 激光能量主要是通过逆韧致辐射吸收沉积在电晕区, 被吸收的激光能量因存在温度梯度而通过热传导传输到熔蚀面. (2)为脉冲激光融化靶材产生的液

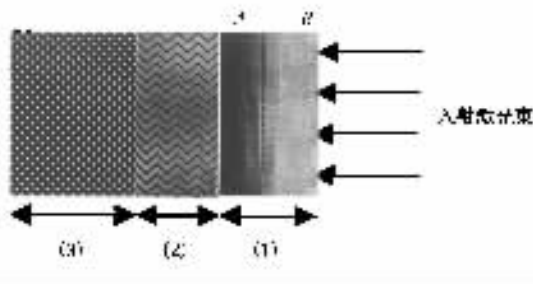


图 1 脉冲激光照射下的块状靶材分区示意图

相区. (3)为没有被脉冲激光融化但仍然吸收激光能量的固相区. 另外, 脉冲激光的加热及融化效应, 原本构成了一个三维热流问题, 但在脉冲激光作用的  $\tau$  时间内(毫秒级)热宏观扩散距离很小, 融化温度与激光照射面积相比相当小, 垂直于靶材表面方向的温度梯度比平行于靶表面方向的温度梯度大几个

\* 华中科技大学激光技术国家重点实验室基金(批准号 9713D)资助的课题.

<sup>†</sup>E-mail: zhangd@public.wuhan.cngb.com

数量级,因此可以将该过程简化成一个一维热流问题.下面将对固液相、烧蚀面和动态固液界面作详细的描述.

## 2.1 激光烧蚀靶材的过程及烧蚀面的位置 $x_a$

强激光束照射靶材,靶材吸收激光的能量,当靶材吸收的激光能量达到材料升华能以上时,材料即从靶面被蒸发出去,这就是激光对靶材的烧蚀过程.

激光对靶材的烧蚀率可表示为

$$\dot{N} = \rho d / \tau m, \quad (1)$$

其中  $\dot{N}$  是单位面积靶材上的粒子蒸发速率,  $\tau$  是激光脉冲持续时间,  $\rho$  和  $d$  分别是靶材的密度和  $\tau$  时间内烧蚀靶材的厚度,  $m$  是被蒸发粒子的质量.

设入射到靶材表面的激光功率密度为  $I_0$ , 靶材对激光的吸收系数为  $b$ , 激光渗透到靶材内位置  $x$  处的功率密度为  $K(x)$ , 则

$$dK(x)/dx = -bK(x), \quad (2)$$

若将坐标原点选在烧蚀面的位置上,则由边界条件  $x=0$  时,  $K(0)=I_0$ , 得

$$K(x) = I_0 e^{-bx}. \quad (3)$$

当激光入射到位置  $x_i$  时,激光功率密度降为  $I_i$ , 激光不能继续再蒸发粒子,我们定义这一位置处的深度为一个激光脉冲所能蒸发靶材的厚度  $d$ , 由 (3) 式可得

$$x_i = (1/b) \ln(I_0/I_i), \quad (4)$$

$I_i$  为入射激光功率密度阈值,即当激光入射功率密度  $I_0 < I_i$  时,激光不能从靶材蒸发粒子,入射的激光功率密度越大,被蒸发靶材的厚度也越大,这与实验结果是一致的.

根据能量平衡原理,要使单位面积上厚度为  $x$  的材料蒸发掉,所需的激光能量必须与这些材料由固态变到气态的升华能  $E_s$  相当,即

$$\rho \cdot E_s \cdot x = \tau \int_0^x bK(x) dx = \tau I_0 (1 - e^{-bx}). \quad (5)$$

因每一激光脉冲蒸发靶材厚度是一个很小的量,因此我们将  $e^{-bx}$  在  $x=0$  附近级数展开,得

$$e^{-bx} \approx 1 - bx + \frac{1}{2} b^2 x^2. \quad (6)$$

由 (5) 和 (6) 式可得

$$x = 2 \left( \frac{1}{b} - \frac{\rho E_s}{b^2 \tau I_0} \right). \quad (7)$$

根据文献 [5], 靶材对激光的吸收系数  $b$  与脉冲激光波长  $\lambda$  和靶材的折射率  $n$  有关, 即

$$b = 4\pi n / \lambda, \quad (8)$$

将 (7) 和 (8) 式同时代入 (1) 式, 得脉冲激光对靶材的烧蚀率  $\dot{N}$  为

$$\dot{N} = \frac{\rho \lambda}{2\pi n \tau m} \left( 1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi n \tau I_0} \right). \quad (9)$$

由 (9) 式看出, 靶材的烧蚀率不仅与激光的功率密度和波长有关, 还与靶材本身的性质有很大关系. 若  $l_0$  为靶材的初始厚度, 且坐标原点选在靶材的后表面, 则烧蚀面的位置可以表示为

$$x_a(t) = l_0 - \left( \frac{d}{\tau} \right) t. \quad (10)$$

将 (1) 式和 (9) 式代入 (10) 式, 有

$$x_a(t) = l_0 - \frac{\lambda}{2\pi n m \tau} \left( 1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi n \tau I_0} \right) t. \quad (11)$$

当  $t = \tau$  时, 有

$$x_a(\tau) = d = l_0 - \frac{\lambda}{2\pi n m} \left( 1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi n \tau I_0} \right). \quad (12)$$

至此, 推导出了烧蚀面的位置随时间的变化关系, 这一关系式是我们首先得到的. 由 (11) 式可以看出, 在脉冲激光作用时间内, 烧蚀面是匀速向前推进的, 推进速度取决于激光和靶材的性质参数. 但对于一定的脉冲激光和靶材, 脉冲激光对靶材的烧蚀率为常数, 这一结论与文献 [16] 是一致的, 然而 (11) 式与实验结果更便于比较.

## 2.2 方程与边界条件

高能脉冲激光照射靶材, 不仅喷射出高温高密等离子体, 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. 在此段时间内, 烧蚀面向后靶面推进. 另外, 等离子体体系形成后, 98% 激光能量主要以逆韧致辐射吸收效应被等离子体吸收<sup>[31]</sup>, 所以在研究靶材部分时可略去热源项. 为后面方便计算, 我们将坐标原点选在烧蚀面上, 且设  $T(x, t)$  为靶材内任意一点某一时刻的温度, 则由导热方程可得

$$\rho_i(T) C_{p_i}(T) \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_i(T) \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x} \right)$$

$$(0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d),$$

其中下标  $i=1, 2$  分别对应于固相与液相,  $\rho(T)$  指与温度有关的质量密度,  $C_p(T)$  指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  $\alpha = k / (\rho C_p)$ , 则导热方程表示为

$$\frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \quad (0 < t \leq \tau, 0 < x \leq d). \quad (13)$$

设固液相界面处于  $S(t)$  处, 靶材的熔化潜热为  $L$ , 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守恒条件和温度连续性条件, 即

$$-K_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=S} + K_l \left. \frac{\partial T_l}{\partial x} \right|_{x=S} = L \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (14)$$

$$T_l(S) = T_s(S) = T_m. \quad (15)$$

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. 因此在固相的后表面的边界条件可表示为

$$K_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=x_a} = 0, \quad (16)$$

$x_a$  代表烧蚀面的位置(坐标原点处于后靶面位置时烧蚀面的坐标), 此处我们将坐标原点置于烧蚀面位置, 因此后靶面相对原点的坐标就是  $x_a$ , 且等离子体喷射完毕后有

$$x_a = l_0 - \frac{\lambda}{2\pi n} \left( 1 - \frac{\rho E_s \lambda}{4\pi n \tau I_0} \right).$$

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汽化温度  $T_q$ , 因此有

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

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

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

其中  $(\tau + t_0)$  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  $T_0$ , 即

$$T_s|_{t=0} = T_0. \quad (19)$$

到目前为止, 就给出了激光烧蚀模型的方程(13)以及相应的初始条件(19)式和边界条件(14)~(18)式. 但是, 类似的方程在文献[9]已作了部分讨论, 对这种情况是不可能有可能有可靠的精确解的.

### 3 分析与计算

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)式是非线性的边界条件, 因此难于求出其解析解. 下面对液相使用解析解法,

而对固相则采用工程热物理中常用的近似解法——积分解法<sup>[8-10]</sup>, 来讨论固液相的温度演化规律和动态界面的变化规律.

#### 3.1 液相

满足方程(13)的温度分布可用误差函数表示为

$$T_l(x, t) = T_q + A \cdot \text{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha_l t}}\right) \quad (0 < t \leq \tau), \quad (20)$$

其中  $A$  为特定常数, 容易验证(20)式满足边界条件(17)式. 再由温度连续性边界条件(15)式得

$$A = \frac{T_m - T_q}{\text{erf}\left(\frac{S}{\sqrt{4\alpha_l t}}\right)}.$$

因  $A$  为待定常数, 且  $T_m$  和  $T_q$  是常数, 如令  $\beta = \frac{S(t)}{\sqrt{4\alpha_l t}}$ , 可推知  $\beta$  亦应为与时间和位置无关的待定常数, 则(20)式可表示为

$$\frac{T_l(x, t) - T_q}{T_m - T_q} = \frac{\text{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha_l t}}\right)}{\text{erf}(\beta)} \quad (0 \leq t \leq \tau), \quad (21)$$

显然有

$$S(t) = \beta \sqrt{4\alpha_l t}. \quad (22)$$

也就是说, 再熔化的过程中, 固液相界面是以时间的二次方根的关系向前推进. 这就是我们得到的第二个重要关系式. 与文献[15]采用焓解法对半无限大靶材的激光熔蚀的研究相比较, 其模拟的数值解可用我们得出的解析表达式(22)来近似解释, 而且我们研究的是有一定厚度靶材, 更能反映具体的实验情况.

#### 3.2 固相

对于固相部分, 我们采用积分法进行求解. 积分法的本质在于是求某一区域的近似解, 它不在每一点都满足热传导方程, 而且是在该区域平均地满足热传导方程. 引入渗透深度  $\delta(t)$ , 按其定义有以下两关系:

$$x = \delta(t), T_s = T_0, \quad (23)$$

$$x = \delta(t), \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=\delta} = 0, \quad (24)$$

即在渗透深度处该点的温度仍然保持初始温度, 而且热流为零. 将(13)式从  $x=S(t)$  到  $x=\delta(t)$  进行积分并整理, 得

$$-\left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=S(t)} + \frac{T_0}{\alpha_s} \frac{d\delta}{dt} - \frac{T_m}{\alpha_s} \frac{dS}{dt}$$

$$= \frac{1}{\alpha_s} \frac{d}{dt} \left( \int_{x(t)}^{\delta(t)} T_s(x, t) dx \right). \quad (25)$$

选取区域  $S \leq x \leq \delta$  的固相温度分布为多项式形式, 因为多项式能较好地近似表示各种实际的温度分布, 且便于进行各种数学运算, 具有较大的灵活性. 固相区的无量纲形式的温度剖面可选为<sup>[9, 10]</sup>

$$\frac{T_s - T_0}{T_q - T_0} = \left( \frac{\delta - x}{\delta - s} \right)^n \frac{T_m - T_0}{T_q - T_0} \quad n \geq 2 \quad (26)$$

可以看出, 该剖面满足边界条件(15)式. 一般而言, 解的精确性随项数的增加而有所改善, 但如果项数太多, 则那些高次项的影响甚小. 经验表明, 幂函数高于四次以后, 解的精确性不再有明显的改善, 因此一般  $n$  取 2, 3 和 4 就可以了. 而且, 在所取的各种温度分布多项式下, 渗透深度均呈  $\delta = c\sqrt{at}$  的形式<sup>[8-10]</sup>,  $c$  为常数. 因此可以假定  $\delta(t)$  和  $t$  有如下关系:

$$\delta(t) = \gamma \sqrt{4\alpha_l t}, \quad (27)$$

其中,  $\gamma$  是待定常数. 将(22)(26)和(27)式代入积分方程(25)计算整理, 得

$$\gamma = \frac{n+1}{2} \sqrt{\beta^2 + \left( \frac{2n}{2n+1} \right) \frac{\alpha_s}{\alpha_l}} - \left( \frac{n-1}{2} \right) \beta, \quad (28)$$

(28)式给出了两待定常数  $\gamma$  和  $\beta$  的关系. 将固液相的温度表达式(21)和(26)式代入能量守恒方程(14)中并整理得

$$\frac{e^{-\beta^2}}{\text{erf}(\beta)} + \frac{k_l}{k_s} \left( \frac{\alpha_l}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{T_m - T_0}{T_m - T_q} \right) \cdot \frac{n\sqrt{\pi}}{(n+1) \left[ -\beta \sqrt{\frac{\alpha_l}{\alpha_s}} + \sqrt{\frac{\beta^2 \alpha_l}{\alpha_s} + \frac{2n}{n+1}} \right]} = \frac{\beta L \sqrt{\pi}}{C_{ps}(T_m - T_0)}, \quad (29)$$

该式是关于待定常数  $\beta$  的一超越方程. 我们用二分法和逐步逼近法分别计算了不同  $n$  时的  $\beta$  值, 再由(28)式来确定  $\gamma$  的值. 给出了  $\beta$  和  $\gamma$  之后, 就可以由(21)(22)和(26)式来给出固液相的温度分布以及动态界面的变化规律. 下面, 以铝靶为例为模拟脉冲激光烧蚀的全过程.

### 4 结果与讨论

在用二分法和逐步逼近法进行数值计算时, 取  $T_0 = 60^\circ\text{C}$ . 须输入靶材的热物性参数有  $k_l, k_s, \alpha_l, \alpha_s$

和  $C_{ps}$ , 以及靶材的熔点  $T_m$ 、汽化温度  $T_q$  和熔解潜热  $L$ . 下面表 1 是金属 Al 的热物性参数<sup>[11]</sup>, 表 2 是经数值计算所得的待定常数  $\beta, \gamma$  和  $\text{erf}(\beta)$  值.

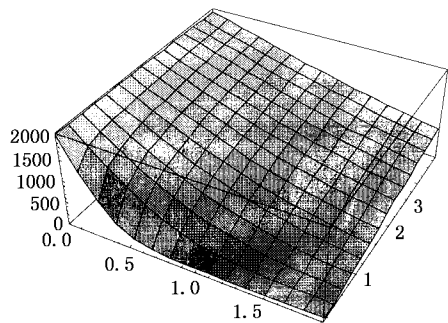
表 1 Al 的热物性参数

$T_m / ^\circ\text{C}$	$K_s (\text{J/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$	$\rho_s (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	$C_s / (\text{J/g} \cdot ^\circ\text{C})$	$L (\text{J/g})$
660.3	$0.597 \times 4$	2.6991	$0.215 \times 4$	$94.5 \times 4$
$T_q / ^\circ\text{C}$	$K_l (\text{J/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$	$\rho_l (\text{g/cm}^3)$	$C_l (\text{J/g} \cdot ^\circ\text{C})$	$\alpha_l (\text{cm}^2/\text{s})$
2060.2	$0.290 \times 4$	2.315	$0.259 \times 4$	0.483

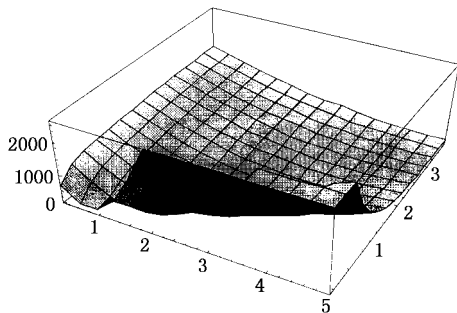
表 2 待定常数  $\beta, \gamma, \text{erf}(\beta)$

$(n=2)$	$\beta$	$\gamma$	$\text{erf}(\beta)$
	0.71905684	1.869443	0.6992022
$(n=3)$	$\beta$	$\gamma$	$\text{erf}(\beta)$
	0.71661931	2.333255	0.697548
$(n=4)$	$\beta$	$\gamma$	$\text{erf}(\beta)$
	0.71536940	2.792459	0.6966881

根据表 1 给出的值, 我们作出了在脉冲激光作用时间内 ( $0 \leq t \leq \tau$ ) 固相和液相的温度-位置-时间关系图, 图 2, 3 A 的 (a) 及 (b) 图分别表示液相和固相的温度图.

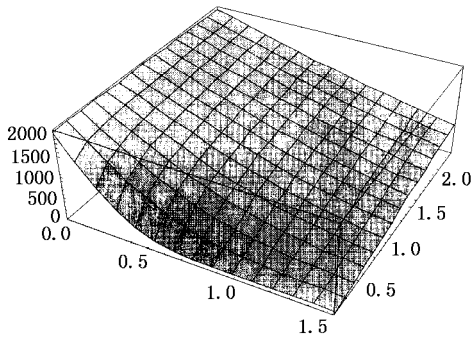


(a)

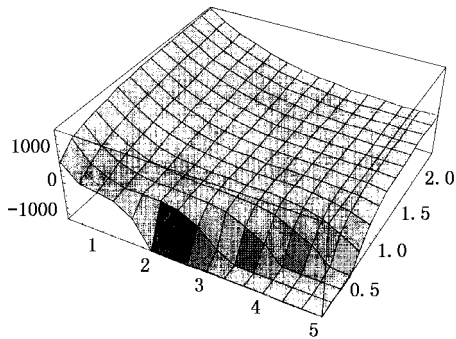


(b)

图 2  $n=2$  时液相和固相的温度分布图

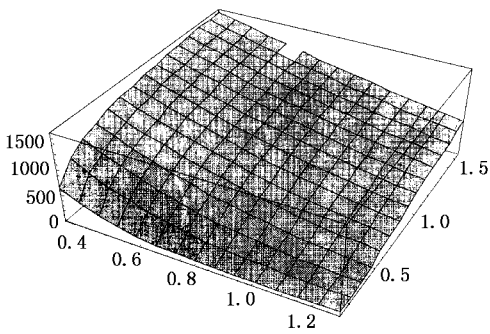


(a)

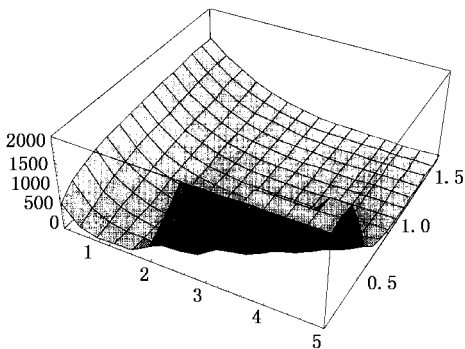


(b)

图3  $n=3$  时液相和固相的温度分布图



(a)



(b)

图4  $n=4$  时液相和固相的温度分布图

应该注意的是, 渗透深度  $\delta$  必须满足  $\delta \leq d$ , 这样采用积分法才适用, 即  $\gamma \sqrt{4\alpha_l t} \leq d$ , 故脉冲激光宽度必须满足  $\tau \leq d^2 / (4\gamma^2 \alpha_l)$ , 因此对于某一宽度的脉冲激光只要靶材厚度满足该关系便能进行了. 模拟计算的结果表明, 虽然解的精确性随项数  $n$  的增加应有所改善, 但累高于四次后, 解的精确性不再有明显的改善.

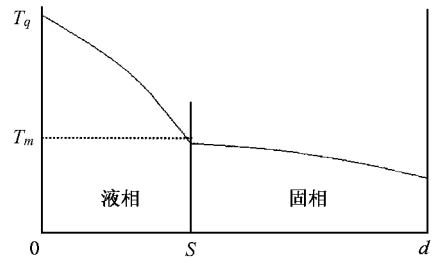


图5 激光作用完毕后靶材固液相温度分布示意图

对  $\tau < t < \tau + t_0$  时, 脉冲激光作用已停止, 烧蚀面和靶材的后表面均处于绝热状态, 但由于存在温度梯度, 使得固液相的温度逐渐趋于平衡. 相对该时段的初始状态为脉冲激光作用过程中的温度演化方程和固液相界面的位置在  $t = \tau$  时的取值, 即  $T_s^0(x, \tau)$ ,  $T_l^0(x, \tau)$  和  $S(\tau)$ . 假定该时间相对  $\tau$  来说足够长, 见图5, 则有

$$E_1 = \int_0^S C_l (T_l^0 - T_m) dx, \quad (30)$$

$$E_2 = \int_S^d C_s (T_m - T_s^0) dx, \quad (31)$$

$E_1$  表示液相的部分的靶材全部变为处于熔点液相时须释放出的热能,  $E_2$  则表示处于固相的靶材升温至熔点固相时所必须吸收的能量. 因此可能有三种情况:

1. 若  $E_1 \geq E_2 + L(d - S)$ , 整个靶材最终变为温度为  $T_l$  的液相. 其中  $E_1 = E_2 + L(d - S)$ , 则对应着  $T_l = T_m$ ; 由能量平衡原理可得此状态液相的温度为

$$T_l = T_m + [E_1 - E_2 - L(S - d)] / (C_l d).$$

2. 若  $E_1 + LS \leq E_2$ , 则整个靶材最终变为温度为  $T_s$  的固相. 其中  $E_1 + LS = E_2$  则对应着  $T_s = T_m$ ; 同样由能量平衡原理可得此状态固相的温度为

$$T_s = T_m - (E_2 - E_1 - LS) / (C_s d).$$

3. 若  $E_2 - LS \leq E_1 \leq E_2 + L(d - S)$ , 则靶材处

于固液共存态,温度为  $T_m$ . 设此状态固液相界面的位置为  $X$ , 由能量平衡原理得

$$X = (E_1 + LS - E_2) / L.$$

到目前为止,我们以铝靶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参数来进行编程模拟.

## 4 结 论

1. 给出烧蚀模型方程、边界条件和初始条件.
2. 首次给出了烧蚀面的动态变化方程 (11) 式. 相对文献 [16] 给出的关系式而言 (11) 式与实验结果更便于比较.
3. 比较严格地推导出烧蚀过程中固液界面的

演化关系,与文献 [15] 给出的数值解形式上符合较好.

4. 利用精确解与积分近似的方案,给出了整个系统包括固相和液相的温度分布与位置和时间的变化关系,并且以金属铝材料为范例,完成了相应的模拟计算.

5. 根据我们的理论模型及数值模拟结果,对脉冲间歇整个系统的演化相应固液相温度以及系统的最终状态作了半定量的描述.

综上所述,本文给出了激光烧蚀过程较为严格的理论框架,并为以后研究激光与物质的相互作用尤其是 PLIX (脉冲激光沉积) 法的机理研究提供了理论依据.

- 
- [ 1 ] Q. G. Zheng *et al.*, Interaction of laser with Materails ( Huazhong University of Science and Technology, 1996 ) [ in Chinese ] 郑启光等, 激光与物质相互作用( 华中科技大学出版社, 1996 ).
- [ 2 ] R. K. Singh, J. Narayan, *Phys. Rev.*, **B41**( 1990 ) 8843.
- [ 3 ] J. S. De Groot, S. M. Cameron, *Phys. Fluids*, **B4**( 3 )( 1992 ) 701.
- [ 4 ] K. Singh, J. Narayan, *Materials Science and Engineer*, **B3**( 1989 ), 217.
- [ 5 ] J. Lu *et al.*, the Interaction physics of Laser and Materials( Machinery industry press, 1996 ).
- [ 6 ] A. Ng, D. Pasini, P. Celliers *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **45**( 1998 ), 1046.
- [ 7 ] Duan-ming Zhang, Zhi-hua Li *et al.*, *The American Ceramic Society Bulletin*, **80** 57.
- [ 8 ] [ America ] Aikater, Delaker, Qinghang, Analysis of heat and mass transfer( Science Press, Beijing, 1983 ).
- [ 9 ] [ America ] M. N. Auchixike, Changming YU ( High Education Press ).
- [ 10 ] J. G. Chen *et al.*, High-grade heat transfer( Chongqing University, 1991 ).
- [ 11 ] [ America ] W. M. nosenler *et al.*, Heat-Transfer hand book( Science Press, 1985 ).
- [ 12 ] Weidong Wang, Shiming Wang, Duanming Zhang *et al.*, *Chinese Science Bulletin*, **43**( 3 )( 1998 ) 259.
- [ 13 ] T. Venkatesan, *Appl. Phys. Lett.*, **52**( 14 )( 1988 ), 1193.
- [ 14 ] LiMing Cheng *et al.*, *Chinese Physics*, **49**( 3 )( 2000 ) 592.
- [ 15 ] GangYu *et al.*, *Chinese laser journal*, **27**( 10 )( 2000 ), 931( in Chinese ) [ 虞钢等, 中国激光, **27**( 2000 ) 931 ].
- [ 16 ] Remy Fabbro, Chaire Max, Edouaid Fubre, *Phys. Fluids*, **28**( 5 ) ( 1995 ), 1463.
- [ 17 ] Yu Tong Li *et al.*, *Chinese Physics*, **49**( 2000 ) 7.

# STUDY ON THE TWIN DYNAMIC INTERFACES OF BULK TARGET IRRADIATED BY PULSED LASER\*

ZHANG DUAN-MING<sup>†</sup> LI ZHI-HUA HUANG MING-TAO ZHANG MEL-JUN GUAN LI ZOU MING-QING ZHONG ZHI-CHENG

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

(Received 25 November 2000; revised manuscript received 14 December 2000)

## ABSTRACT

The ablating model of a bulk target irradiated by a pulse laser is set up. Using the simple energy balance considerations, the relationship of the ablating surface's location with the time is derived. By adiabatic approximation, the continuous-temperature condition and conservation of energy, we find out all the boundary conditions. By using the combination of analytical method and integral-approximation method and solving the heat flow equation, the temperature distribution of solid and liquid phases as functions of time and location are obtained, the interface of solid and liquid phase is also derived. In addition, the results are compared with other published data. Finally, most of the calculated results present are on excimer-laser irradiated target Al, although the calculations can be easily extended to laser irradiation of other targets.

**Keywords** : pulse laser, plasma, interface of the liquid and solid phase, ablating surface

**PACC** : 5225, 5250J

---

\* Project supported by the National Laser Key Laboratory, HUST (Grant No. 9713D), China.

<sup>†</sup>E-mail: zhangd@public.wuhan.cn.gb.com