

纳秒激光烧蚀冲量耦合数值模拟*

常浩¹⁾ 金星^{1)†} 陈朝阳^{2)‡}

1) (装备学院, 激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416)

2) (北京化工大学, 物理学院, 北京 100029)

(2013年4月16日收到; 2013年6月17日收到修改稿)

为研究激光烧蚀靶产生冲量过程和机理, 建立了一个复杂的一维热传导和流体动力学模型. 以空间碎片常见材料 Al 为例, 用建立的模型数值计算了纳秒脉宽激光烧蚀靶产生的冲量及冲量耦合系数随时间变化情况. 数值结果和已有的实验数据符合的较好. 数值计算表明: 激光脉冲时间内, 靶获得的冲量随时间迅速增加, 在脉冲时间结束后, 冲量变化随时间趋于稳定; 在冲量耦合过程中, 烧蚀等离子体向真空膨胀, 羽流尺度逐渐增大, 同时吸收入射激光能量, 导致激光与靶耦合的能量降低.

关键词: 激光烧蚀, 冲量耦合, 等离子体

PACS: 52.50.Jm, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.62.195203

1 引言

近年来, 国际上开展了激光清除空间碎片的研究计划, 如美国的 ORION^[1-4], 欧盟的 CLEANSPACE^[5] 等, 国内也开展了激光清除空间碎片的相关研究^[6-8]. 激光清除空间碎片一般选用纳秒脉宽激光, 利用的是高能脉冲激光烧蚀冲量耦合效应, 通过烧蚀空间碎片获得反喷速度增量, 进而变轨进入大气层烧毁. 在激光烧蚀整个过程中, 主要的物理过程有物质的受热升温、熔融气化、激光强度足够强时产生等离子体, 等离子体对入射激光的吸收以及蒸气等离子体急剧膨胀形成高速射流产生推力等^[9], 这些复杂的效应共同影响了激光烧蚀冲量耦合, 因此有必要研究这些物理过程. 对于纳秒脉宽激光而言, 由于作用时间超短, 很难通过实验手段得到各种物理参量实时数值或空间分布, 而数值模拟是研究激光与物质相互作用产生冲量过程中参量随时间和空间变化的有效手段.

国外对纳秒脉宽激光烧蚀有了较为深入的研究, 所建立的模型能够较好的描述靶材升温及烧蚀等离子体羽流膨胀动力学过程. 本文在参考

Chen^[10-13] 提出的烧蚀模型基础上作了进一步的发展, 将靶材温度控制在临界温度值以下, 开展了纳秒脉宽激光烧蚀铝的冲量发生机理初步研究, 数值模拟了低真空度下, 靶的传热、蒸气等离子体羽流的膨胀与电离、激光与等离子体相互作用以及对固体靶的冲量耦合等物理过程, 给出了蒸气等离子体的速度、温度和电离度的时空分布以及冲量随时间的变化等数值模拟结果, 并对这些结果进行了分析和讨论.

2 理论模型

高能脉冲激光辐照靶材表面, 靶物质吸收激光能量后, 局部温度升高, 导致靶的熔融、气化. 当激光强度足够高时, 靶面附近蒸气开始电离, 导致带电离子数显著增加, 进而形成等离子体层, 等离子体对激光形成逆韧致吸收. 随着吸收的加剧, 等离子体密度的逐渐增大, 当等离子体电子密度达到临界密度时, 激光被等离子体反射或散射, 不能通过等离子体区域与靶材作用, 即等离子体的屏蔽效应^[9,14]. 在整个物理过程中, 蒸气粒子和电离产生的等离子体在膨胀过程中给靶材一反作用力, 对靶

* 国家自然科学基金(批准号: 11102234)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jinxing_beijing@sina.com

材形成力的耦合,如图1所示.

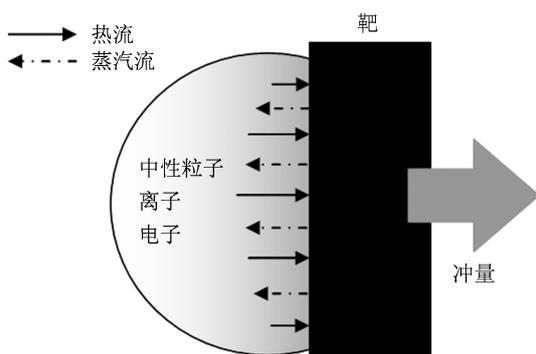


图1 激光烧蚀冲量耦合图示

2.1 靶模型

对于纳秒脉宽激光烧蚀,激光脉冲宽度远大于电子与离子间的能量弛豫时间,可以认为电子和晶格或离子都处于同温度下的局域热力学平衡状态,可以用单温的热传导方程来描述靶材在激光辐照下的温度分布,由于垂直于靶材表面方向温度梯度比平行于靶表面方向温度梯度大几个数量级,因此可以用一维模型来描述^[15].在激光烧蚀过程中,靶物质存在固、液两种状态,所以,所采用的模型应包含相变和由于相变引起的热物理参数变化,另外直接定义固液分界面一般不太合理,所以,以焓的形式来表示热扩散方程^[16],如下式所示:

$$\frac{\partial h(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{\rho c_p} \frac{\partial h(z,t)}{\partial z} \right) + \frac{\alpha I_{\text{laser}}(z,t)}{\rho}, \quad (1)$$

$$I_{\text{laser}}(z,t) = I_{\text{laser}}(t) \exp(-\alpha z)[1-R], \quad (2)$$

(1) 式中, ρ 代表靶材密度, h 代表焓, k 代表热导率, c_p 代表比热容, α 代表靶材对激光的吸收系数; (2) 式中, $I_{\text{laser}}(t)$ 代表激光在靶表面处的功率密度, R 代表靶材表面的反射率.

对(1)式进行差分计算,得到靶材内部焓,再由下式计算靶材内部温度:

$$\begin{aligned} T_{\text{target}} &= \frac{h}{c_s}, & h &\leq c_s T_m, \\ T_{\text{target}} &= T_m, & c_s T_m &< h < c_s T_m + L_m, \\ T_{\text{target}} &= T_m + (h - c_s T_m - L_m)/c_L, & h &\geq c_s T_m + L_m, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, c_s 代表靶材固态时的比热, c_L 代表靶材液态时的比热, T_m 代表靶材熔化温度, L_m 代表靶材熔化焓.

当靶物质表面温度达到熔点时,将发生熔融;继续升温,靶物质表面温度达到气化温度时,表面

将发生气化,利用 Clausius-Clapeyron 方程,通过靶表面温度计算靶表面的饱和蒸气压,如下式所示:

$$p_{\text{vap}}(T_s) = p_0 \exp \left[\frac{\Delta H_{\text{lv}}(T_{\text{surf}} - T_b)}{RT_s T_b} \right], \quad (4)$$

式中, p_{vap} 为靶表面的饱和蒸气压, T_{surf} 和 T_b 分别为靶材表面温度和沸点温度, $P_0 = 1 \text{ atm}$ ($1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$), ΔH_{lv} 为气化焓, R 为气体常数.

2.2 羽流膨胀模型

认为烧蚀蒸气等离子体是处于局部热力学平衡状态下的连续性介质.在真空环境下,可用 Euler 方程组研究蒸气等离子体的膨胀运动,如下式所示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial(\rho v)}{\partial x}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x} [p + \rho v^2], \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(E + \frac{v^2}{2} \right) \right] &= -\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho v \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \alpha_{\text{IB}} I_{\text{laser}} - \epsilon_{\text{rad}}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, ρ 为质量密度, v 为速度, ρv 为动量, ρE 为内能密度, $\rho v^2/2$ 为动能密度, p 为压力, x 和 t 分别是空间和时间坐标,模型的边界条件与文献[13]相同.

假设蒸气等离子体服从理想气体定律,压力和内能密度可用以下式子表示:

$$p = (1 + x_e) \frac{\rho k T}{m}, \quad (6)$$

$$\rho E = \frac{\rho}{m} \left[\frac{3}{2} (1 + x_e) k T + I P_1 x_{i1} \right], \quad (7)$$

式中, x_e 表示电子百分比, k 为玻尔兹曼常数, T 为温度, m 表示铝原子质量, x_{i1} 为一价铝离子百分比, $I P_j$ 为从 $j-1$ 级到 j 级的电离能,这里仅考虑 Al 的一价电离.

欧拉方程组的能量方程中, α_{IB} 为等离子体对入射激光的逆韧致吸收系数, ϵ_{rad} 为逆韧致过程的辐射损失,其中, ϵ_{rad} 为

$$\epsilon_{\text{rad}} = \left[\frac{2\pi k T}{3m_e} \right]^{1/2} \frac{32\pi e^6}{3hm_e c^3} n_e n_{i1}, \quad (8)$$

式中, m_e 为电子质量, h 为普朗克常量, c 为光速, n_e 为电子数密度, n_{i1} 为一价铝离子数密度.

2.3 蒸气电离与吸收入射激光模型

烧蚀蒸气处于局部热力学平衡状态,这意味着在一个足够小的区域内,电子,离子和中性原子的

温度是相同的. 处于热力学平衡状态下, 蒸气的电离度可用 saha 方程来描述, saha 方程为

$$\frac{x_e x_{i1}}{x_0} = \frac{1}{n_{\text{total}}} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{IP_1}{kT}\right), \quad (9)$$

式中, x_e , x_{i1} , x_0 分别为电子、一价离子、中性原子占总粒子数密度百分比, n_{total} 为总的数密度.

另有

$$\begin{aligned} x_0 + x_{i1} &= 1, \\ x_{i1} &= x_e. \end{aligned} \quad (10)$$

联立 (7) 式, (9) 式和 (10) 式, 用牛顿拉夫生迭代法解非线性方程组, 得到离子、电子数密度和羽流温度.

形成的高温高密度等离子体, 会对入射激光产生强烈吸收, 导致与固体靶耦合的激光能量大大降低, 可以认为等离子体通过电子和离子或中性原子的碰撞吸收光子能量来完成电离. 温度较低时, 电子与中性粒子的碰撞吸收起主导作用, 随着蒸气等离子体的温度增加, 离子数目增加, 此时电子与离子的碰撞吸收占主导作用 [15], 吸收系数表示如下:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{IB}} &= \alpha_{\text{IB,e-n}} + \alpha_{\text{IB,e-i}}, \\ \alpha_{\text{IB,e-n}} &= \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] Q n_e n_0, \\ \alpha_{\text{IB,e-i}} &= \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] \frac{4e^6 \lambda^3 n_e}{3hc^4 m_e} \\ &\quad \times \left(\frac{2\pi}{3m_e kT} \right)^{1/2} n_{i1}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, c 为光速, λ 为激光波长, Q 为电子中性原子碰撞截面.

2.4 冲量及冲量耦合系数

激光烧蚀靶的力学效应可以用冲量及冲量耦合系数来描述. 对于一维模型来说, 靶获得的冲量可以用下式表示 [17]:

$$I = \int P(t) dt, \quad (12)$$

式中, I 为激光辐照下靶单位面积上获得的冲量, 单位为 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, $P(t)$ 为靶材表面单位面积上的烧蚀压, 单位为 N/m^2 .

冲量耦合系数指单位面积上入射激光能量所获得的靶的冲量, 常用表达式为

$$C_m = \frac{I}{F} = \frac{\int P(t) dt}{F}, \quad (13)$$

式中, F 为入射激光能量通量, 单位为 J/m^2 , 冲量耦合系数的单位为 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{J}$.

3 计算结果与分析

靶材参数如表 1 所示, 数值模拟的入射激光条件与文献 [18] 相同, 如表 2 所示. 初始环境和靶材温度均为 300 K, 环境压力为 10^{-2} Pa.

表 1 铝材料的物理参数 [18-20]

名称、符号和单位	数值
热导率, $\kappa/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	164(固态), 170(液态)
比热容, $C_p/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	940(固态), 1289(液态)
密度, $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	2700(固态), 2375(液态)
吸收系数, α/m^{-1}	5.700×10^7
反射率, R	0.790
吸收率, A	0.210
熔点温度, T_m/K	933.500
沸点温度, T_b/K	2767
熔化潜热, $\Delta H_d/(\text{J}/\text{g})$	401
气化潜热, $\Delta H_v/(\text{J}/\text{g})$	10770
第一电离能, IP_1/eV	5.996

表 2 激光参数

名称、符号和单位	数值
波长, $\lambda/\mu\text{m}$	1.064
能量, E/J	0.90
半高全宽, $\tau_{\text{FWHM}}/\text{ns}$	9

3.1 冲量数值计算结果验证

由建立的理论模型数值计算得到单位面积上铝靶获得的冲量随时间的变化情况, 如图 2 所示, 并与文献 [18] 的实验值进行对比, 可以看出数值模拟结果与实验结果相比, 计算结果略小, 冲量随时间变化趋势与实验对比符合较好. 随着时间推移, 从激光脉冲开始至大约 30 ns 范围内, 靶材单位面积上获得的冲量随时间增加较快, 迅速增加至约 1.25 Pa·s, 在大约 30 ns 之后基本不变, 说明在激光脉冲结束后的较短时间内, 冲量变化随时间逐渐趋于稳定. 这是因为在激光脉冲时间内, 靶材吸收激光能量, 导致迅速蒸发, 产生的蒸气电离进一步吸收激光能量, 在靶表面附近形成高温高压等离子体, 冲量在此过程中迅速增加; 在激光脉冲结束后, 等

离子体失去了能量来源,并逐渐向远离靶材表面的方向膨胀,导致靶表面的压力迅速降低,靶失去了冲量来源,导致冲量增加趋于零.

3.2 冲量耦合系数数值计算结果验证

图 3 给出了冲量耦合系数随时间变化的理论计算值和实验值,可以看出,数值计算结果在 4ns 左右突然有一个峰值,这是因为在数值计算中 4ns 左右,开始形成等离子体并吸收激光能量,导致靶面压力增大,然而入射激光的能量通量还比较小,所以导致了峰值的形成.随后,冲量耦合系数开始下降,并与实验值变化趋势相同,计算值同样略小于实验值,这是由于冲量数值计算结果略小的缘故.

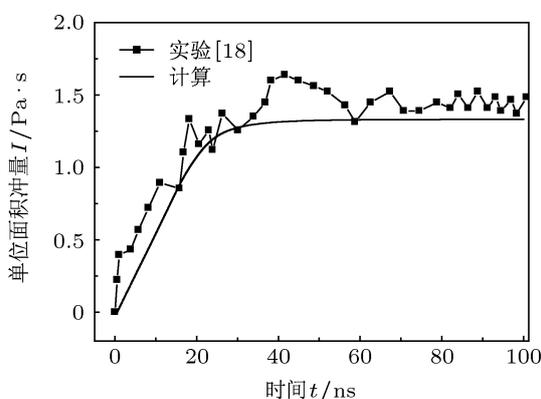


图 2 激光烧蚀冲量随时间变化计算值与实验值比较

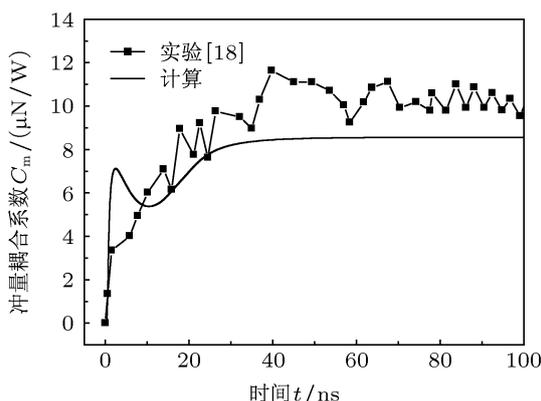


图 3 激光烧蚀冲量耦合系数随时间变化计算值与实验值比较

3.3 冲量产生机理

3.3.1 蒸气电离及等离子体对入射激光的吸收

图 4 给出了脉冲激光作用在 7.5 ns, 15 ns, 30 ns 和 50 ns 时 Al 蒸气电离情况的空间分布.随着时间的推移,等离子体长度从 7.5 ns 时的大约 30 μm 膨

胀到 50 ns 时的约 160 μm.在靠近靶面附近,中性原子占优势,但是在波前,一价离子所占比例超过 0.5,说明此时蒸气大部分电离,这是因为形成的激波波前温度非常高,而在羽流其它位置,温度相对较低的缘故.

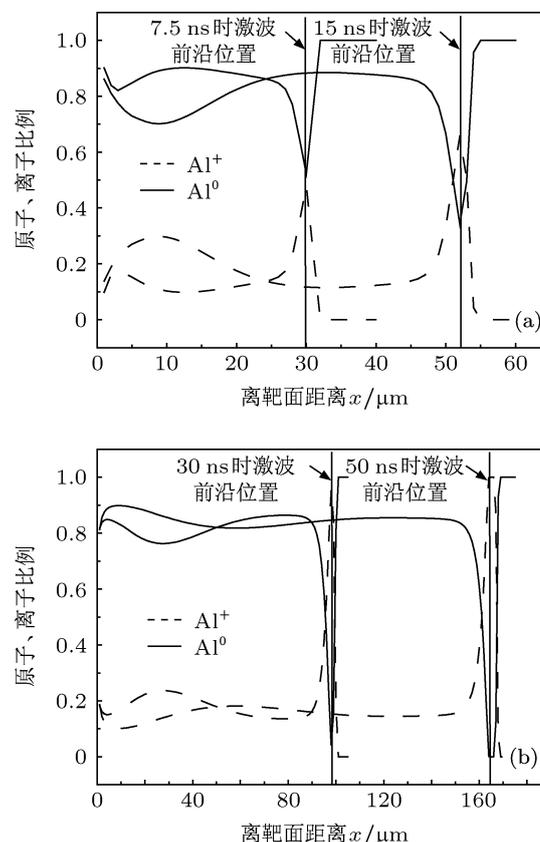


图 4 羽流中离子数和中性原子所占比例在空间中的分布 (a) 7.5 ns, 15 ns; (b) 30 ns, 50 ns

图 5 给出了入射激光的初始功率密度和穿过等离子体区域到达靶面激光功率密度随时间的变化.从图中可以看出在大约 4 ns 时,等离子体对入射激光开始有吸收,一直持续到结束,说明在整个过程中,等离子体的屏蔽效应非常显著.图 5 计算结果图形与文献 [11] 较为一致.

图 6 给出了入射激光的能量通量和穿过等离子体区域到达靶面激光能量通量随时间的变化,从图中可以看出与固体靶耦合的激光能量通量为 4.132 J/cm²,能量利用率约为 27%,约有 73%的能量被等离子体吸收.

3.3.2 蒸气等离子体膨胀

图 7(a) 给出了 Al 蒸气等离子体数密度在不同时刻的空间分布.从图中可以看出 Al 蒸气等离子体尺度从 7.5 ns 时的不到 40 μm 扩展到 50 ns 时的约 160 μm.随着时间的推移,数密度的峰值在不断

减小,但是基本保持在靶面附近达到最大数密度. 7.5 ns 时,靶面数密度最大值为 $3.383 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$; 30 ns 时,数密度的最大值降到 $3.464 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$; 50 ns 时,数密度的最大值降到 $1.111 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$. 这是因为脉冲结束后,没有激光能量继续沉积靶材,导致蒸发减小,蒸气等离子体同时向真空中膨胀,羽流尺度越来越大,所以靶面数密度最大值随时间减小.

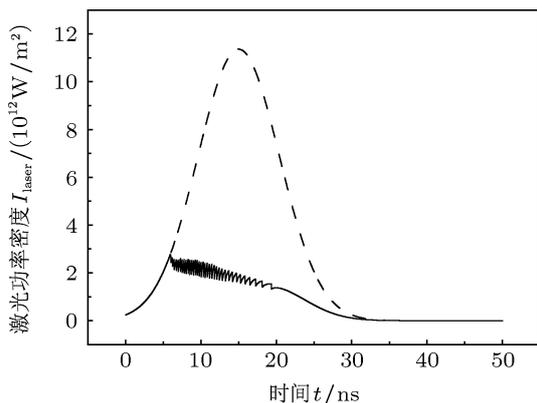


图5 激光功率密度随时间变化情况(虚线表示入射激光功率密度随时间变化,实线表示穿过等离子体区域与靶耦合的激光功率密度随时间变化)

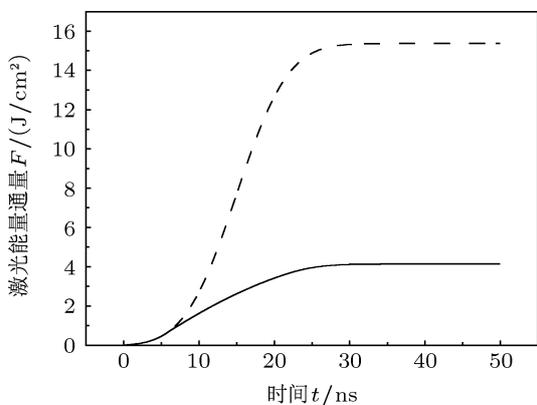


图6 激光能量通量随时间变化情况(虚线表示入射激光能量通量随时间变化,实线表示穿过等离子体区域与靶耦合的激光能量通量随时间变化)

图 7(b) 给出了蒸气等离子体速度在不同时刻的空间分布. 由图可知,随着离靶面距离的增大,等离子体的速度逐渐增大,速度的最大值出现在激波前. 7.5 ns 时,波前速度为 8393 m/s; 30 ns 时,波前速度为 12450 m/s; 50 ns 时,波前速度为 14690 m/s. 尽管膨胀过程中,波前速度一直增加,但增大的趋势相对缓慢. 从图中还可以看出,30 ns 前靶面附近的速度的正,而 50 ns 时靶面附近的速度的出现负值,原因是当靶面附近等离子体羽流的压力小于靶面的饱和蒸气压力时,蒸发粒子进入等离子体羽流区域

并向真空中膨胀,反之,则会出现“回流”,靶面附近气体凝结在靶面上.

图 7(c) 给出了蒸气等离子体温度在不同时刻的空间分布. 由图可知,在 30 ns 以前,等离子体羽流温度的最大值出现在靠近靶面附近,这是由于靠近靶面,等离子体数密度比较大,等离子体强烈吸收入射激光能量,导致温度升高. 随着时间的推移,温度的最大值也在逐渐减小,这是由于等离子体同时也在不断向真空中膨胀对外做功. 在 50 ns 时,温度的最大值出现在约离靶面 160 μm 处,大小为 15310 K,这是由于虽然等离子体不能继续吸收入射激光能量,但是由于波前加热效应,导致了较高温度.

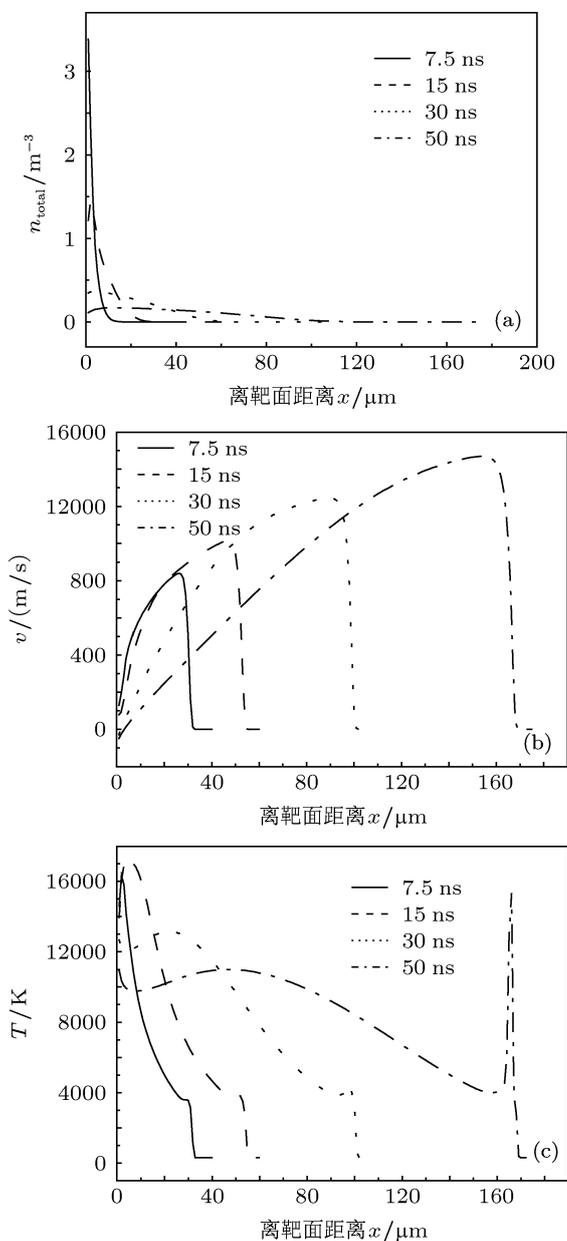


图7 (a) 数密度, (b) 速度和 (c) 温度在羽流中空间分布

3.3.3 靶的烧蚀熔化及蒸发

图 8 给出靶面温度随时间的变化. 由图可知, 在大约 4 ns 靶面达到临界温度, 此时的激光功率密度已经超过了 $3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$, 引起靶面温度急剧上

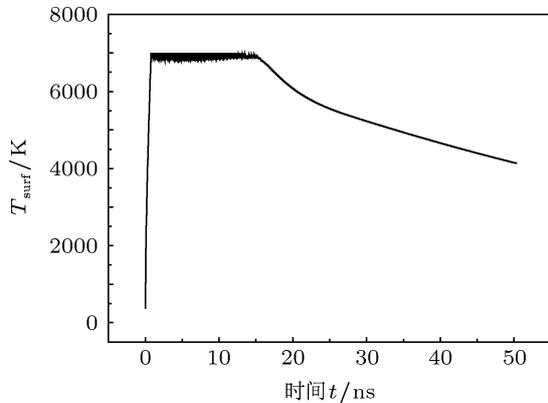


图 8 靶表面温度随时间变化情况

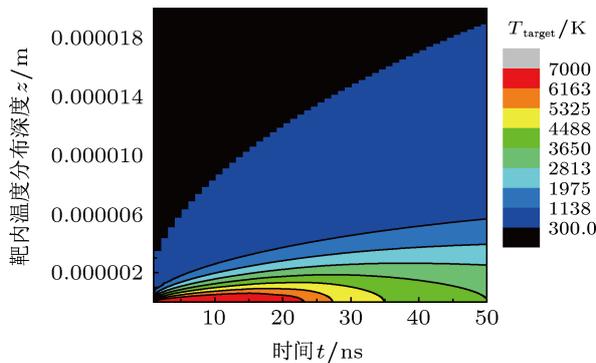


图 9 靶温度分布随时间、空间变化情况

升. 在大约 15 ns, 靶面温度开始下降, 此时激光脉冲结束, 无激光能量继续沉积在靶材内部, 在 50 ns 时, 靶面温度下降到 4137 K. 图 9 给出了靶材中温度随时间、空间的分布. 可以看出, 靶表面温度始终处于最高, 由于热传导, 高温区域随时间开始向靶材内部传播. 本文计算条件下, 在 50 ns 内, 靶的加热区域主要在靶深度 20 μm 范围内.

4 结论

建立了一维纳秒脉宽激光烧蚀 Al 靶热传导和流体动力学模型, 对靶获得的冲量及冲量耦合系数进行了数值计算, 同时, 分析了脉冲激光烧蚀过程中的等离子体膨胀特性及等离子体屏蔽效应, 得到以下结论:

1. 在激光脉冲时间内, 靶获得的冲量随时间迅速增加, 在脉冲时间结束后, 冲量变化随时间趋于稳定;
2. 由于纳秒脉宽激光峰值功率密度较高, 形成的等离子体对入射激光吸收, 导致与靶耦合的能量减小;
3. 烧蚀产生的等离子体向真空膨胀过程中, 密度逐渐降低, 速度在波前达到峰值; 在激光脉冲时间内, 等离子体温度在靶面附近达到最大, 脉冲时间结束一段时间后, 等离子体温度逐渐减小.

[1] Campbell J W 1996 *NASA technical memorandum* **108522**
 [2] Phipps C R, Albrecht G, Friedman H, Gavel D, George E V, Murray J, Ho C, Priedhorsky W, Michaelis M M, Reilly J P 1996 *Laser and particle beams* **14** 1
 [3] Rubenchik A, Barty C, Beach R 2010 *LLNL-PROC* **423323**
 [4] Early J T, Bibeau C, Phipps C R 2004 *High-Power Laser Ablation V* Taos, NM, United States, April 25–30, 2004 p441
 [5] Bruno Esmiller, Christophe Jacquellard 2011 *Beamed Energy Propulsion: Seventh International Symposium* Ludwigsburg, Germany, April 10–14, 2011 p347
 [6] Jin X, Hong Y J, Li X Q 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 281 (in Chinese) [金星, 洪延姬, 李修乾 2012 强激光与粒子束 **24** 281]
 [7] Jin X, Chang H, Hong Y J, Li X Q 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1956 (in Chinese) [金星, 常浩, 洪延姬, 李修乾 2012 强激光与粒子束 **24** 1956]
 [8] Chang H, Jin X, Hong Y J 2012 *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica* **33** 984 (in Chinese) [常浩, 金星, 洪延姬 2012 航空学报 **33** 984]
 [9] Phipps C R, Luke J R, Lippert T 2004 *Appl. Phys. A* **79** 1385
 [10] Bogaerts A, Zhaoyang Chen, Renaat G, Akos V 2003 *Spectro chimica*

Acta **58** 1867

[11] Chen Z Y, Annemie Bogaerts 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 063305
 [12] Annemie Bogaerts, Chen Z Y, David Bleiner 2006 *Journal of Analytical Atomic Spectrometry* **21** 384
 [13] Autrique D, Zhaoyang Chen, Alexiades V, Bogaerts A, Rethfeld B 2012 *International Symposium on High Power Laser Ablation* New Mexico, USA, April 30–May 3 2012 p648
 [14] Phipps C R, Birkan M, Bohn W L 2010 *Journal of Propulsion and Power* **26** 609
 [15] Madhusudhan Kundrapu, Michael Keidar 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 083302
 [16] Gusarov A V, Gnedovets A G, Smurov I 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 4352
 [17] Takeharu Sakai 2009 *Journal of Propulsion and Power* **25** 406
 [18] Kohei Anju, Keisuke Sawada, Akihiro Sasoh 2008 *Journal of Propulsion and Power* **24** 322
 [19] Saravanantham Rajendran, Michael Keidar, Iain D B 2007 *38th AIAA Plasmadynamics and lasers conference* Miami, Florida, United States June 25–28 2007 p1
 [20] Zhang P B, Qin Y, Zhao J J, Wen B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7120 (in Chinese) [张朋波, 秦颖, 赵纪军, 温斌 2010 物理学报 **59** 7120]

Numerical simulation of nanosecond laser ablation impulse coupling*

Chang Hao¹⁾ Jin Xing^{1)†} Chen Zhao-Yang^{2)‡}

1) (State Key Laboratory of Laser Propulsion & Application, the Academy of Equipment, Beijing 101416, China)

2) (Department of Physics, Beijing University of Chemical Technology, Beijing 100029, China)

(Received 16 April 2013; revised manuscript received 17 June 2013)

Abstract

To investigate the process and mechanism of the impulse generation of laser ablation target, a comprehensive model including one-dimensional heat conduction and fluid dynamics is developed. The target Al, the most common space debris material, is used based on the proposed numerical model in the calculation of ns laser pulse ablation impulse and impulse coupling coefficient as a function of time. Numerical results agree well with experimental data available. Numerical simulations show that, during the laser pulse the impulse the target gained increases greatly with time; after the laser pulse terminates, the impulse tends to be stable with time. In the process of laser impulse coupling, the laser ablation plasma expands into vacuum and its size also gradually increases; meanwhile the plasma plume absorbs the incident laser energy and leads to the reduction in the laser energy deposited onto the target.

Keywords: laser ablation, impulse coupling, plasma

PACS: 52.50.Jm, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.62.195203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11102234).

† Corresponding author. E-mail: jinxing_beijing@sina.com