

强激光辐照靶材的破坏机理

中国科学院力学研究所 傅裕寿

强激光辐照材料引起破坏的机理一直是从事激光军工应用研究者所关注的重大课题。本文就有关破坏机理理论方面的一些考虑和数学处理进行了分析讨论。

一、引言

关于强激光对目标的破坏的研究，起初往往把注意力集中到激光器件的研制上，但很快被人们发现激光器件的选择与破坏机制有密切的关系。由于不同的波长，不同的脉宽，不同的功率密度对目标的破坏机制是很不相同的。这样，激光破坏机理的研究对激光武器的发展就起着关键性的作用。

目前，对连续波烧蚀破坏作的工作较多，但是脉冲激光对目标的破坏研究，其资料尚不够系统，观点也有差异，大致是作者们各自利用较熟悉的手段建立相应的理论模型进行理论分析，发表各自的看法。由于其实验尚处于保密状态，所以各种理论考虑的实际意义尚难得出倾向性的评价。

二、脉冲激光对材料的穿孔破坏

一束聚焦的高强度激光能流被材料表面吸收，引起材料内部相态变化。建立轴对称三维热传导形式的数学模型，讨论温度效应和穿孔机理以及由此所引起的热应力破坏，这是穿孔破坏的理论工作。

(一) 温度分布的数学形式

这里对具有普遍意义的半无限大和有限大的两种物体进行讨论，并且为了简化数学处理，提出下列假设：1) 材料的热学性质和机械性质与温度无关；2) 通过界面时没有热损失。

(1) 半无限大物体的边界和初始条件：

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = 0, Z = 0; T = 0, Z \rightarrow \infty \quad (1)$$

(2) 对于在Z向是有限厚度d的物体有：

收稿日期：1980年4月12日。

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = 0, \quad Z = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial Z} = 0, \quad Z = d \quad (2)$$

非非常的热传导方程在笛卡尔坐标中有下列形式:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

假定瞬时点源位于点 (x', y', z') 上, 定义 Q 为在点 (x', y', z') 的瞬时点热源强度。公式(3)对位于 (x', y', z') 的瞬时热源解能写成:

$$T(x, y, z, t) = \frac{Q(x', y', z')}{8(\pi K t)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4Kt} \right\} \quad (4)$$

用极坐标代替直角坐标有:

$$R^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 = r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta') + (z-z')^2 \quad (5)$$

如考虑表面上激光束光点尺寸为半径 a 的瞬时圆板热源, 脉冲时间 t , 在 Z 方向上圆板热源的的运动情况用 $(Z - f(t'))$ 代替 Z , 满足边界条件(1)的温度解表达式为:

$$T(r, z, t) = \int_0^a \int_0^t \frac{P(r', t')}{4\rho C_p \sqrt{\pi} [K(t-t')]^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2 + r'^2}{4K(t-t')} \right] \cdot I_0 \left[\frac{rr'}{2K(t-t')} \right] \cdot r' \left[\exp \left\{ -\frac{[Z-f(t')]^2}{4K(t-t')} \right\} + \exp \left\{ -\frac{[Z+f(t')]^2}{4K(t-t')} \right\} \right] dt' dr' \quad (6)$$

而满足边界条件(2)的解为

$$T = \int_0^a \int_0^t \frac{P(r', t')}{2\rho C_p K(t-t')d} \cdot \exp \left[-\frac{rr'}{2K(t-t')} \right] \cdot \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi[Z+f(t')]}{d} \right] \cdot \exp \left\{ -\frac{Kn^2\pi^2(t-t')}{d^2} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi[Z-f(t')]}{d} \cdot \exp \left\{ -\frac{Kn^2\pi^2(t-t')}{d^2} \right\} \cdot r' dr' dt' \quad (7)$$

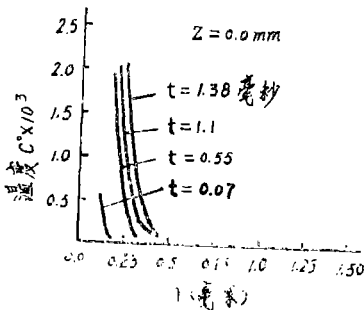


图1 在 Al_2O_3 材料上表面温度与径向距离的关系。红宝石激光, $P = 3.2 \times 10^7$ 瓦/厘米², $a = 0.006$ 厘米

式中, a 为激光焦点半径, $b(Z)$ 为与 Z 成函数关系的穿孔半径, C_p 为比热, d 为基片厚度, E 为扬氏模量, $f(t')$ 表示穿透深度. K 为热扩散率, k 热传导率, $P(r', t')$ 激光强度, Q 为瞬时点源强度, $q(r', t')$ 为连续热源强度, 并有 $Q(r') = q(r') dr'$, $P(r', t') = \rho C_p q(r', t')$ 瓦/厘米², R 为点 (x, y, z) 至 (x', y', z') 的距离, r, θ 为极坐标, T 温度, t, t' 为时间, α 为线热膨胀系数, ϵ_r 为 r 向应变, ϵ_θ 为 θ 向应变, ϵ_z 为 Z 向应变, ν 为泊桑比, ρ 材料的密度, σ_r 为 r 向分应力, σ_θ 为 θ 向分应力, σ_z 为 Z 向分应力, ψ 为应力函数。

图(1)是文献[1]根据公式(6)的计算结果。图中脉冲时间越短, 温度影响范围越小。

(二) 热应力的传播

由于在材料中的温度分布而引起热应力。在较大的温度梯度情况下，热应力的讨论更加重要。如果建立起可超过材料的断裂极限的高应力，这种材料在高速飞行中破坏的危险性是存在的。笔者认为，这是研究激光破坏目标机理的一个重要方面。

利用圆柱坐标中的应力应变关系，并将应力函数表示为 $\sigma_r = \psi/r$ ， $\sigma_\theta = d\psi/dr$ 。将解热传导方程所得到的温度 T 做为—扰动函数处理，经过数学运算可得到应力表达式为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \left(\frac{\alpha E}{1-\nu} \right) \frac{1}{r^2} \left(- \int_b^r T r dr \right) \\ \sigma_\theta &= \left(\frac{\alpha E}{1-\nu} \right) \frac{1}{r^2} \left[\int_b^r T r dr - T r^2 \right] \\ \sigma_z &= - \left(\frac{\alpha E}{1-\nu} \right) T \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 b 为穿孔半径。

在这三个应力中，切应力 σ_θ 是有重要意义的一个，因为它对材料可能发生断裂的影响最重要。根据 (8) 式计算结果示于图(2)。

分析表明，较短的脉冲宽度一般给出较小的应力，较长脉宽则应力较大。

应力波在材料中传播的直接效果是降低了材料的强度。实验表明，使用单脉冲穿孔时不易出现裂纹，但使用多脉冲连续穿孔时，则观察到明显的裂纹。这是因为在连续脉冲穿孔时，应力不能得到完全恢复而保留下的残余应力，它们在每次脉冲后积累起来，将可能达到断裂应力。这种热应力的存在，无疑地对于高速飞行的器件，如导弹、飞机、卫星会发生破坏性的后果。

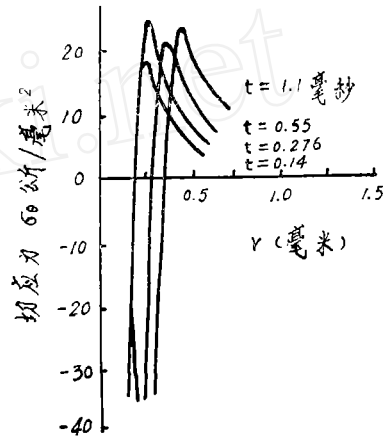


图2 脉宽为 1.38 毫秒的红宝石激光辐照 Al_2O_3 表面，在 r 方向上计算切应力分布

三、热爆炸模型

当表面材料吸收它的汽化潜热之前，表面下部某个深度处的物质首先达到它的汽化温度，当温度上升到临界点以上时，过热固体和高凝聚气体之间不再有任何差别。由于熔化和汽化材料的飞溅，表面温度不能继续升高，而此时，下层温度则高于表面温度，这时过热的材料将导致相当高的压力，在表层以下形成热爆炸。Dabby和Pack等^[2]对此进行过理论分析。

(一) 一维问题的数学形式

由运动前表面的能量守恒，即要求给予汽化物质的能量等于从固体传导的能量，因此有

$$\rho L_v \dot{Z} = K \left. \frac{\partial T}{\partial Z} \right|_{z=Z} \quad (9)$$

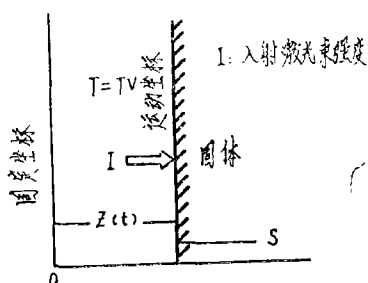


图3 坐标系示意图

为了确定物质内的温度径向分布，采用随前表面(图3)运动的分布激光热源的热传导方程。在 $z > Z$ 时有

$$-\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} B I \exp[-B(z-Z)] + K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (10)$$

近似边界条件为

$$z=Z, T=T_v; \quad z \rightarrow \infty \quad T=0 \quad (11)$$

初始条件有两个。第一个假定从表面开始汽化有：

$$t=0, Z=0 \quad (12)$$

第二个初始条件则依赖于表面汽化运动之前材料的受热程度。这里利用一拟合参数 q 将初始温度写成指数形式，即

$$t=0 \text{ 时, } T = T_v (1 + qz) e^{-qz} \quad (13)$$

上式中 L 为汽化热, Z 表示材料移动的深度, B 为吸收系数。便于讨论, 将(9~13)转换成无量纲参数系。定义: $\bar{T} = T/T_v, S = (IC_p/KL_v)(z-Z), u = (\rho L_v/I)\dot{Z}, \tau = (I^2 C_p/\rho K L_v^2)t, \lambda = \frac{C_p T_v}{L_v}, \bar{B} = (KBL_v)/(IC_p),$ 归一化参数 $M = (KqL_v)/(IC_p),$

$$\text{则有: } \frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} - u \frac{\partial \bar{T}}{\partial S} - \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial S^2} = \frac{\bar{B}}{\lambda} e^{-\bar{B}S} \quad (14)$$

$$u = \lambda \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial S} \right|_{S=0} \quad (15)$$

无量纲初始条件和边界条件为:

$$\tau=0, \bar{T} = (1 + MS) e^{-MS}, S=0, \bar{T}=1; S \rightarrow \infty, T=0 \quad (16)$$

由于初始值 $\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial S} \right|_{S=0} = 0$, 所以当 τ 很小时, 可先假定内部速度 u_i 为零, 代入(14)式有:

$$\frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \tau} - u \frac{\partial^2 \bar{T}_i}{\partial S^2} = \frac{\bar{B}}{\lambda} e^{-\bar{B}S} \quad (17)$$

式中 \bar{T}_i 为依赖初始速度的温度, 称为内部解。对(17)式利用拉氏变换并反演求解得:

$$\begin{aligned} \bar{T}_i(\tau, s) = & \left[1 + \frac{1}{\lambda \bar{B}} \right] \operatorname{erfc} \left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} \right] - \frac{\exp(\bar{B}^2 \tau)}{2\lambda \bar{B}} \left\{ \exp(-\bar{B}s) \operatorname{erfc} \right. \\ & \left. \left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} - \bar{B}\sqrt{\tau} \right] + \exp(\bar{B}s) \operatorname{erfc} \left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} + \bar{B}\sqrt{\tau} \right] \right\} + \exp(M^2 \tau)/2 \\ & \cdot \left\{ \left[2M^2 \tau - Ms - 1 \right] \cdot \exp(-Ms) \operatorname{erfc} \left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} - M\sqrt{\tau} \right] + \left[2Q^2 \tau + Ms - 1 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \exp(Ms) \cdot \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} + M\sqrt{\tau}\right] - \exp(-\bar{B}s) / (\lambda\bar{B}) \cdot \left[1 - \exp(\bar{B}^2\tau)\right] \\ & - \exp(M^2\tau - Ms) \cdot (2M^2\tau - Ms - 1) \end{aligned} \quad (18)$$

由(17)式求出 \bar{T}_i 后,重新由(15)式计算 u_i ,有:

$$\begin{aligned} u_i = \lambda \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial s} \Big|_{s=0} &= 1 - \exp(\bar{B}^2\tau) \operatorname{erfc}(\bar{B}\sqrt{\tau}) + 2\lambda M^3\tau \cdot \exp(M^2\tau) \\ & \cdot \operatorname{erfc}(M\sqrt{\tau}) - \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi}} M^2\sqrt{\tau} \end{aligned} \quad (19)$$

令(14)式中 $\frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} = 0$,并对常数 u 求解,得到稳态解:

$$\bar{T} = e^{-vs} - \frac{1}{\lambda(\bar{B}-v)} (e^{-\bar{B}s} - e^{-vs}) \quad (20)$$

式中 v 是 u 的稳态值。由(20)可以看出,稳态温度是与初始温度无关的传播温度波。通过(15)式求得 $v = 1/(1+\lambda)$,利用这一速度代入(14),对于大的 τ 值则可求出 \bar{T}_0 ,即用迭代法求的外部解:

$$\begin{aligned} \bar{T}_0 &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\lambda(\bar{B}-v)} \right\} \cdot \left\{ e^{-vs} \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} - \frac{v}{2}\sqrt{\tau}\right] + \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} + \frac{v}{2}\sqrt{\tau}\right] \right\} \\ & - \left\{ \exp\left[(\bar{B}-v)\tau\right] / \left[2\lambda(\bar{B}-v)\right] \cdot \left\{ \exp(-\bar{B}s) \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} - (\bar{B}-\frac{v}{2})\sqrt{\tau}\right] \right. \right. \\ & + \left. \exp\left[(\bar{B}-v)s\right] \cdot \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} + (\bar{B}-\frac{v}{2})\sqrt{\tau}\right] \right\} + \frac{\exp(M(M-v)\tau)}{2} \\ & \cdot \left\{ \left[2M(M-\frac{v}{2})\tau - Ms - 1 \right] \cdot \exp(-Ms) \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} - (M-\frac{v}{2})\sqrt{\tau}\right] \right. \\ & + \left. \left[2M \cdot (M-\frac{v}{2})\tau + Ms - 1 \right] \cdot \exp\left[(M-v)s\right] \cdot \operatorname{erfc}\left[\frac{s}{2\sqrt{\tau}} + (M-\frac{v}{2})\sqrt{\tau}\right] \right\} \\ & - \frac{\exp(-\bar{B}s)}{(\lambda(\bar{B}-v))} \left\{ 1 - \exp\left[\bar{B}(\bar{B}-v)\tau\right] - \exp\left[M(M-v)\tau - Ms\right] \right. \\ & \cdot \left. \left[2M(M-\frac{v}{2})\tau - Ms - 1 \right] \right\} \end{aligned} \quad (21)$$

由(21)算出 \bar{T}_0 后,再算出 u_0 ,得

$$\begin{aligned} u_0 &= 1 - \lambda v + \frac{v}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\bar{B}-v} \right) - \operatorname{erfc}\left[\frac{v}{2}\sqrt{\tau}\right] - \frac{(\bar{B}-\frac{v}{2})}{(\bar{B}-v)} \cdot \exp\left[\bar{B}(\bar{B}-v)\tau\right] \\ & \cdot \operatorname{erfc}\left[(\bar{B}-\frac{v}{2})\sqrt{\tau}\right] + \lambda \left[2M(M-\frac{v}{2})^2\tau + \frac{v}{2} \right] \cdot \exp\left[M(M-v)\tau\right] \cdot \operatorname{erfc} \\ & \left[(M-\frac{v}{2})\sqrt{\tau} \right] - \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi}} M(M-\frac{v}{2})\sqrt{\tau} \exp\left[-(v^2/4)\tau\right] \end{aligned} \quad (22)$$

按照上述步骤，重复迭代将得到更精确的解。计算实例示于图4。图4曲线表明，材料内部的温度大于表面温度。调正脉宽和功率密度很容易使表面以下的温度大到引起材料汽化，汽化物质受到约束而引起巨大的压力，产生爆炸移动，这一破坏机理将比纯汽化穿孔破坏有效得多。分析表明，表面下的温度与

$\bar{B} = \frac{KBLv}{CpI}$ 有关， \bar{B} 越小，温度越高，当 $\bar{B} = 0$ 时，其温度达到最大值 $T_{max} = \frac{T_v(1-\lambda)}{\lambda}$ 。这一理论已被

Klocke^[3] 所报导的实验结果所证实。

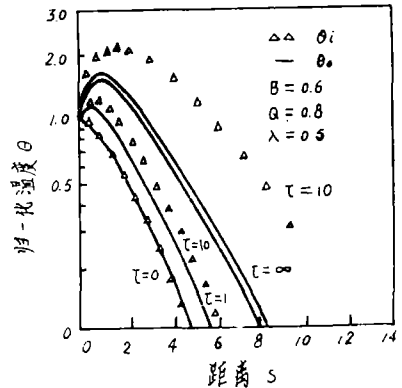


图4 不同归一化时间固体中温度随距离的变化图

四、冲击波破坏理论

靶面受激光照射的汽化物以超声速离开靶面，它所产生的反冲将以冲击波的形式在材料中传播。冲击波在材料内传播，到达交界面或自由表面时发生反射，产生拉伸应力波，当某一断面上的张力超过材料的强度极限时，材料发生断裂。这种破坏效应显然是优越的。

理论上，在处理这类问题时一般分两步进行。第一步先利用气动力学方法求解作用在表面的力学参数，第二步以第一步解出的力学参数作为边界条件求解材料内部的应力分布。而第一步求解又可分为无等离子体屏蔽和有等离子体屏蔽两种情况。

(一) 一维问题的数学形式

根据能量守恒原理，热波在物质中传播时，脉冲 τ 期间的强汽化条件为：

$$\tau \geq t_1 \approx \frac{(Lv)^2 \rho_0^2 k}{I^2}, \quad I > I_1 \approx \frac{Lv \rho_0 k^{\frac{1}{2}}}{\tau^{\frac{1}{2}}} \quad (23)$$

如果 $I \geq I_1$ 则汽化起主要作用，这时物质运动的速度将等于声速。汽化物质在压强梯度的影响下膨胀，膨胀波追赶上热波的时间 t_2 由条件 $ct_2 \approx L$ 决定， L 为热波在物质中穿透深度，约为 $(kt)^{\frac{1}{2}}$ ，因此， $t_2 \approx k \left(\frac{\rho_0}{I} \right)^{2/3}$ 。如果满足条件 $t_1 \leq \tau$ ，则 $t_2 \leq \tau$ ，这时热波阵面将与汽化波阵面重合。这一分析提供了一方便，激光辐照物质汽化问题，可用气动力学方法处理，而凝聚态媒质中的温度传导可以忽略，其基本方程为：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho v \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] + \frac{\partial I}{\partial x} &= 0 \\ I &= I_{\infty} \exp \left[- \int_x^{\infty} k(x') dx' \right] \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

在气态与凝聚态边界处，所有的参量发生某些跃变。这可用类似描述冲击波的方法描述。

$$\left. \begin{aligned} \rho_1(D - v_1) &= \rho_0 D \\ P_1 + \rho_1(D - v_1)^2 &= \rho_0 D^2 + P_0 \\ \varepsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}(D - v_1)^2 &= \frac{1}{2}D^2 - \frac{I}{\rho_0 D} \\ \varepsilon_1 &= \frac{P_1}{\rho_1(\gamma - 1)} + L v \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

式中D是汽化阵面速度，下标0表示靠近跃变处固态物质的量，下标1表示靠近跃变处汽化物的量，方程(25)可以看作物质的边界条件，真空边界条件是 $p = \rho = 0$ 。求解(24)式分两种情况：

(二) 情况1， $\frac{\partial I}{\partial x} = 0$ ，相当于无等离子屏蔽。

这种膨胀波的解是熟知的等熵型的，这时所有的值是 x/t 的函数，这可用熟知的自模拟求解方程(24)。

引入无量纲变量， $\lambda = L v^{-\frac{1}{2}} \frac{x}{t}$ ，令 $V = L v^{-\frac{1}{2}} V(\lambda)$ ， $\rho = I L v^{-\frac{3}{2}} R(\lambda)$ ，

$P = I L v^{-\frac{1}{2}} P(\lambda)$ ，经过数学运算，其解为

$$\begin{aligned} V &= L v^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda_2 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right) \left(1 - \frac{\lambda - \lambda_1}{\frac{\gamma - 1}{2} \lambda_2 - \lambda_1} \right) \\ P &= \alpha \rho_0 L v \gamma^{-1} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2 (\lambda_2 - \lambda_1) \left[1 - \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right]^{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (26) \\ \rho &= \alpha \rho_0 \left(1 - \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \end{aligned}$$

式中 γ 是绝热指数， λ_2 ， λ_1 是对应汽化物质与真空边界、汽化物质与固态边界的自模变量。 λ_1 、 λ_2 由下列关系确定：

$$\lambda_1 = \left[\sqrt{\left(\frac{\eta}{2A} \right)^2 + \frac{1}{9A^3} - \frac{\eta}{2A}} \right]^{\frac{1}{2}} - \left[\sqrt{\left(\frac{\eta}{2A} \right)^2 + \frac{1}{9A^3} + \frac{\eta}{2A}} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\alpha(\gamma + 1)} \right]. \text{ 式中 } \alpha = \frac{\rho_1}{\rho_0}, A = \frac{1}{\alpha^2} \left[\frac{1}{\gamma - 1} + \frac{(\alpha - 1)(3\alpha - 1)}{2} \right],$$

$\eta = \left(\frac{I}{\rho_0} \right) L v^{3/2}$ 。在 $1.5\eta A^{\frac{1}{2}} \ll 1$ 的情况下，得到固态物质边界的力学参数为：

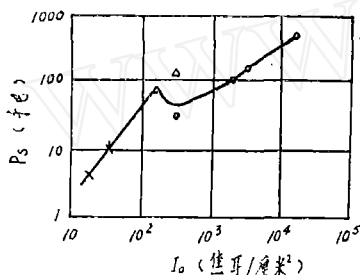
$$\rho_1 = \alpha \rho_0$$

$$\begin{aligned}
 v_1 &= \frac{1}{3} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{1}{\rho_0 L_V} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I}{\rho_0 L_V^{3/2}} A^{1/2} \right) \\
 D &= \frac{I}{\rho_0 L_V} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I}{\rho_0 L_V^{3/2}} A^{1/2} \right) \\
 m &= \frac{I t}{L_V} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I}{\rho_0 L_V^{3/2}} A^{1/2} \right) \\
 T_1 &= \frac{m}{R_0} \frac{1}{\gamma \alpha^2} \left(\frac{I}{L_V} \right)^2 A^{1/2}
 \end{aligned} \tag{27}$$

式中 m 是汽化质量，用克原子量表示， R_0 是气体常数。

(三) 情况 2, $\frac{\partial I}{\partial x} = -\beta I$, 相当有等离子体屏蔽。

设等离子体吸收系数 $\beta = \alpha \rho^2 T^{-2/3} = b \rho^{7/2} p^{-3/2}$ 。这样可以得出自模拟形式的解。引用无量纲变量 $\lambda = q x t^q$, 并有 $S = -9/8$, $q = [b I^2]^{-1/8}$, $v = \frac{1}{q} t^{1/8} v(\lambda)$, $\rho = I q^2 t^{-3/8} R(x)$, $P = I q t^{-1/8} P(\lambda)$, 结果得到固态物质边界上的物理参数, 和汽化质量 m 为



- × 表按相变型汽化计算结果
- △ 表按升华型计算结果
- 表按有等离子体屏蔽时计算结果

图 5 气动力学理论计算
表面压力与 I_0 的关系曲线

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \frac{0.97 m}{(Z+1) R_0} I^{1/2} b^{1/4} t^{1/4} \\
 \rho_1 &= 0.31 I^{1/4} b^{-3/8} t^{-3/8} \\
 m &= 0.28 I^{1/2} b^{-1/4} t^{3/4} \\
 I_1 &= 0.78 I
 \end{aligned} \tag{28}$$

式中 Z 是平均的电离次数

赵伊君等〔4〕同志用自己建立的气动力学模型, 对钹激光辐照铝靶进行了计算。其结果示于图 5, 计算表明当脉宽为 3×10^{-8} 秒时, 起初表面压力随输入能量增加而增加。当能量密度为 150 焦耳/厘米²时出现等离子效应。

五、激光维持爆震波理论 (简称 LSDW)

当激光功率密度足够高时, 在大气压力状态下, 激光与靶材相互作用区周围的空气由于充分吸收激光能量而离化, 形成等离子体, 它以超声速离开靶面向激光束方向传播, 这称为激光维持爆震波, 由爆震波使材料产生破坏的可能性是存在的。

对平面 LSDW, 由质量、动量、能量守恒有:

$$\begin{aligned}
 \rho_0 D &= \rho_{CJ} (D - u_{DW}) \\
 P_0 + \rho_0 D^2 &= \rho_{DW} (D - u_{DW})^2 + \frac{P_0}{\rho_0} - \frac{D^2}{2} + \frac{I_0}{\rho_0 D} \\
 E_{CJ} - E_0 &= \frac{P_{DW}}{\rho_{DW}} + \frac{1}{2} (D + u_{DW})^2 - \frac{P_0}{\rho_0} - \frac{D^2}{2} + \frac{I_0}{\rho_0 D}
 \end{aligned} \quad (29)$$

式中D是爆震波速度，u是粒子速度，E是内能。0和DW分别为空气的初始状态及爆震波状态。空气状态方程可写成 $E = \frac{P}{(\gamma-1)\rho}$ ，对于波前为绝热膨胀，即 $\rho\rho^{-\gamma}$ 等于常数的情况下，经过数学运算，并假定 $P_0 \ll P_{DW}$ ， $E_0 \ll E_{DW}$ ，则得到D为

$$D = \left[2(\gamma-1) \frac{I_0}{\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (30)$$

由(30)式可得到LSDW压力为

$$P_{DW} = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma+1} = \frac{[2(\gamma^2-1)]^{\frac{2}{3}}}{\gamma+1} \rho^{\frac{1}{3}} I_0^{\frac{2}{3}} \quad (31)$$

激光流密度变化时 γ 变化很大，但利用(30)取 γ 为1.181计算与实验测定的波速D很好的一致。

由爆震波对靶材表面的作用压力可通过中心稀疏波的Rieman不变量计算。经过运算有：

$$P_S = \frac{[2(\gamma^2-1)]^{\frac{2}{3}}}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right] \frac{2\gamma}{\gamma-1} \rho_0^{\frac{1}{3}} I_0^{\frac{2}{3}} \quad (32)$$

按照这一公式，当 $\gamma = 1.81$ ， $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3}$ 克/厘米³， $I = 10^{10}$ 瓦/厘米²时，表面压力为3000大巴(近似为3千大气压)。Fox^[7]用30毫微米的钹激光，能密度为100焦耳/厘米²，在铝中引起3.5千巴的压力，与我们的计算大致相符。Fox的实验^[5]，在铝背面观察到层裂现象。

六、Steverding^[6]计算表面压力模型

Steverding指出，对于常能流 I_0 及脉宽产生的等离子击波 τ ，作用在材料表面产生的平均压力为

$$p = \frac{3}{7} (H\tau)^{-\frac{1}{2}} I_0^{\frac{3}{4}} \quad (33)$$

式中 $H = 4 \times 10^{20} \left| \frac{e^3(1+e)^{-\frac{3}{2}}}{e^{\frac{3}{2}}} \right| \cdot \left(\frac{2.73 \times 10^{15}}{\omega} \right) \mu^{-\frac{7}{2}}$ (cgs单位)，e是离子电荷， μ 是

离子原子量， ω 为德拜频率。根据(33)方程所确定的击波作用于表面的压力列于表1。

由上所述，强脉冲激光破坏靶材的理论机制是不同的，所得结果自然也有差别，而且实验的支持也很不够。正如此，一些物理模型还相继提出。实验工作也正在积极进行。在国

(下转19页)

样的工作条件下,当飞机在不同高度上对地或对空中目标测距,激光极限作用距离有明显不同。在合理选择整机参数时是应考虑。为便于说明,介绍一次实验结果如下:

飞行高度 (米)	目 标	极限距离 (米)	气象条件
地 面	山	8150	能见度 20公里
800	地 面	13055	温度 1~2°C
	靶机 (高800米)	7690	湿度 31~35%
2000	海 岛	18080	风力 3~5米/秒
	靶机 (高2000米)	9880	

当然由于飞机飞行高度的不同,不同目标的反射特性及接收口径变化等对测距的影响均与高度有关,但总的变化规律与地面实验结果类似,此不多述。

总之,激光在空中使用,仅从测距本身考虑是较地面为好,但从适应机上的苛刻条件,与火控系统的匹配,以便发挥其优点,提高航空火控的系统性能方面,尚需作大量的摸索和实施工作,希望得到有关兄弟单位的帮助,更好地为部队建设服务。

(上接9页)

表 1

对铝靶, $\tau = 10^{-8}$ 秒时能流 I_0 与压力关系	
I_0 焦耳/厘米 ² ·秒	P(巴/厘米 ²)
10^8	1.5×10^3
10^{10}	4.8×10^4
10^{11}	1.6×10^5
10^{12}	7.8×10^5

内力学所在实验方面也做了有意义的尝试^[7,8]。

根据已有的上述模型计算,表面压力可高达相当于一百万吨级的高空核爆炸摧毁距离爆炸点3.2公里处的导弹情况。由此观之,强脉冲激光破坏目标的研究是值得重视的,它具有潜在的实际意义。

参 考 文 献

- [1] U.C.Pack et al.; IEEE J.Q.E., 1972, QE-8, No.2, P.112.
- [2] F.W.Dabby et al.; IEEE J.Q.E., 1972, QE-8, No.2, P.106.
- [3] H.Klocke; Spectrochim acta, 1969, 24B, P.263.
- [4] 赵伊君等;《工学报》, 1979, No.3, P.27.
- [5] J.A.Fox; Appl.Opt., 1974, Vol.13, No.8, P.1760.
- [6] B.Steverding et al.; J.Appl.Phys., 1976, Vol.47, No.5, P.1940.
- [7] 付裕寿等;《物理学报》, 1980, Vol.29, No.4, P.500.
- [8] 付裕寿、王春奎、范良藻;《力学与实践》, 1980, No.2, P.50.