

运动激光辐照圆柱薄壳温度场的数值模拟*

吴非,周建平,雷勇军

(国防科技大学 航天与材料工程学院,湖南 长沙 410073)

摘要 对圆柱薄壳在四种不同运动模式激光源辐照下的温度场分布进行了分析研究。运用傅立叶级数展开法推导了在不同运动模式激光源作用下圆柱薄壳温度场的解析表达式,并对该解析表达式进行了编程计算,其计算结果与有限元解吻合良好。详细分析了旋转角速度与平动速度对圆柱壳温升分布的影响,发现在往复运动加热模式下光斑区域的温升变化最为剧烈。计算结果为导弹的抗激光辐射提供了理论依据。

关键词 激光辐照;解析解;温度场;有限元法

中图分类号:TN246 文献标识码:A

Numerical Simulation of the Temperature Field in the Thin Shell Irradiated by Mobile Laser Beam

WU Fei, ZHOU Jian-ping, LEI Yong-jun

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract The temperature distribution of the cylindrical shell irradiated by mobile laser beam is studied. Based on the method of Fourier series expansions, an analytical solution of the temperature field is deduced for the thin cylindrical shell, irradiated by intensive laser beam in four different motion modes, and programs are coded for computation. Numerical simulation results of this method are identical with those of finite element method. Finally, we analyze the effect of the rotating angular velocity and moving velocity on its temperature field under laser irradiation. The conclusion is drawn that temperature rise is most prominent in the case of periodic irradiation. Numerical results provide evidence for the laser resistant radiation of missiles in theory.

Key words laser irradiation; analytical solution; temperature field; finite element method

在强激光辐照下,结构的热力耦合破坏是激光与结构相互作用领域的一个重要研究方向。对这一问题的研究,首先必须要对在强激光作用下结构的温度场进行计算,然后才能进行热力耦合分析。国内有许多学者对在强激光辐照下结构的温度场进行了深入研究。赵剑衡等^[1]用有限元方法计算了在强激光辐照下柱壳温度场的变化和分布情况,计算中还考虑了材料热力学性能参数随温度的变化特性;王伟平等在文献^[2]中采用有限元法数值模拟了带涂层钢靶在不同时空分布激光辐照下的温度场与热软化特性,并在文献^[3]中考虑了界面接触热阻特性,又进一步分析了在激光辐照下金属/炸药温度场问题。黄忆龙等^[4]对在激光照射下的炸药温度场分布进行了初步研究,推导出了炸药温度场分布的基本方程。纪峥等^[5]利用有限元法首先分析了在激光辐照下圆柱壳的温度场分布,然后采用热弹塑性模型,数值模拟了圆柱壳在内压和温度场耦合作用下的热爆破效应。国外,Steverding等^[6]研究了激光的热冲击及其导致的热断裂现象,Kar等^[7]对激光作用下材料的熔融与气化现象进行了二维分析。

然而,在实际的激光加热问题中,如激光加工成形、导弹的激光武器拦截等,辐照激光和被辐照物体之间往往存在相对运动,但以上文献分析中没有考虑这种相对运动效应。漆海滨等^[8]利用热传导理论分析了强激光对运动物体的加热问题,得出了物体表面温度、激光功率密度、光斑尺寸及光斑相对于物体运动速度之间的关系。在该文的分析中被加热物体被视为无限大体,这一处理方法在大多数工程问题中是非常合适的,有利于简化计算。但当被辐照物体的几何尺寸不远小于光斑尺寸时,或激光辐照到

* 收稿日期:2005-02-28

基金项目:国家杰出青年基金资助项目(19925209)湖南省自然科学基金资助项目(02JJY2009)

作者简介:吴非(1974—),男,博士生。

物体的边界时,分析运动物体的温度场分布,必须采用激光辐照有限体的温度场分析模型。

1 控制方程

考虑如图 1 所示圆柱壳在运动(平动和旋转)激光辐照下的温度场分布问题。假设该圆柱壳的内半径为 r_1 ,外半径为 r_2 ,长为 l ,且作用在圆柱壳上的激光束为高斯光束,此外无其它内热源。那么该圆柱壳在不考虑热力耦合效应时的热传导方程为:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) \tag{1}$$

其中 $a^2 = \lambda_t / \rho c$, λ_t 为材料的热传导系数, ρ 为材料的密度, c 为材料的比热, $U = U(r, \theta, z, t)$ 为圆柱壳的温度场分布函数。

壳体内表面($r = r_1$)绝热,壳体外表面($r = r_2$)的边界条件为:

$$-\lambda_t = \frac{\partial U}{\partial r} = F(\theta, z, t) \tag{2}$$

其中, $F(\theta, z, t)$ 为辐照激光的热源密度函数。

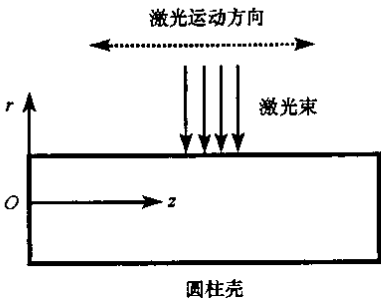


图 1 受平动激光辐照圆柱壳

Fig.1 Cylindrical shell irradiated by moving laser beam

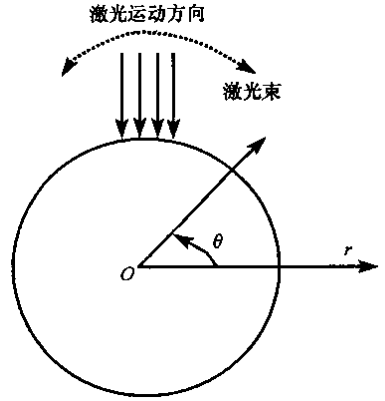


图 2 受旋转激光辐照圆柱壳

Fig.2 Cylindrical shell irradiated by rotary laser beam

计算过程中辐照激光源考虑如下四种运动模式:

(1) 单向旋转运动加热模式,其热源密度函数为

$$F(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos(\theta - \omega t) \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2(\theta - \omega t) + z^2}{d^2}}$$

其中, α_A 为材料表面的吸收系数, P_S 为激光光斑中心的功率密度, d 为激光束的光斑直径, ω 为激光源的旋转角速度, R_0 为圆柱薄壳的半径。

(2) 往复旋转运动加热模式,设其往复运动区间为 $[\theta_1, \theta_2]$,此时热源密度函数 $F(\theta, z, t)$ 定义如下:

$$F(\theta, z, t) = \begin{cases} F_1(\theta, z, t), & nT \leq t \leq nT + \frac{T}{2} \\ F_2(\theta, z, t), & nT + \frac{T}{2} \leq t \leq (n+1)T \end{cases}$$

其中, n 为往复运动周期数, T 为辐照激光热源往复运动的最小正周期 $T = 2(\theta_2 - \theta_1) / \omega$,且

$$\begin{cases} F_1(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos[\theta - \theta_1 - \alpha(t - nT)] \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2[\theta - \theta_1 - \alpha(t - nT)] + z^2}{d^2}} \\ F_2(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos\{\theta - [\theta_2 - \alpha(t - nT - \frac{T}{2})]\} \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2\{\theta - [\theta_2 - \alpha(t - nT - \frac{T}{2})]\} + z^2}{d^2}} \end{cases}$$

(3) 单向平动加热模式,其热源密度函数为:

$$F(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos\theta \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2\theta + (z - vt)^2}{d^2}}$$

其中 v 为激光源的平动速度。

(4) 往复平动加热模式, 其往复运动区间为 $[h_1, h_2]$, 此时热源密度函数 $F(\theta, z, t)$ 定义如下:

$$F(\theta, z, t) = \begin{cases} F_1(\theta, z, t), & nT \leq t \leq nT + \frac{T}{2} \\ F_2(\theta, z, t), & nT + \frac{T}{2} \leq t \leq (n+1)T \end{cases}$$

其中 n 为往复运动周期数, $T = 2(h_2 - h_1)/v$ 仍为辐照激光热源往复运动的最小正周期, 且

$$F_1(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos\theta \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2\theta + [z - h_1 - v(t - nT)]^2}{d^2}}$$

$$F_2(\theta, z, t) = \alpha_A P_S \cos\theta \cdot e^{-8 \frac{R_0^2 \sin^2\theta + [z - [h_2 - v(t - nT - \frac{T}{2})]]^2}{d^2}}$$

当圆柱壳很薄(即径厚比大于 100)时, 温度场的变化可以假设与 r 无关。这时可将(2)式中的热源密度函数转化为体积热源。这样就将一个三维热传导问题的求解转化为一个二维热传导问题的求解。在旋转激光辐照作用下, 上述方程的求解等价于如下定解问题:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} = a^2 \left(\frac{1}{R_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) + f(\theta, z, t) \\ U(\theta, 0, t) = U(\theta, l, t) = 0 \\ U(\theta, z, 0) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

其中 $f(\theta, z, t) = F(\theta, z, t) / \rho c h$ 。

由冲量定理⁹⁾可求出上述定解问题(3)的积分形式的解析解为:

$$U(\theta, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^t C_{km}(\tau) e^{-\frac{k^2 \pi^2 R_0^2 + l^2 m^2}{l^2 R_0^2} a^2 (t-\tau)} d\tau \cdot \cos(m\theta) \sin \frac{k\pi z}{l}$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^t D_{km}(\tau) e^{-\frac{k^2 \pi^2 R_0^2 + l^2 m^2}{l^2 R_0^2} a^2 (t-\tau)} d\tau \cdot \sin(m\theta) \sin \frac{k\pi z}{l} \quad (4)$$

式中, 积分系数 $C_{km}(\tau)$ 与 $D_{km}(\tau)$ 由热源密度函数 $F(\theta, z, t)$ 确定, 即:

$$C_{km}(\tau) = \frac{2}{l\pi} \iint_D f(\theta, z, \tau) \cos m\theta \sin \frac{k\pi z}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty; m = 1, 2, \dots, \infty$$

$$D_{km}(\tau) = \frac{2}{l\pi} \iint_D f(\theta, z, \tau) \sin m\theta \sin \frac{k\pi z}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty; m = 1, 2, \dots, \infty$$

$$C_{k0}(\tau) = \frac{1}{l\pi} \iint_D f(\theta, z, \tau) \sin \frac{k\pi z}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty$$

且 D 为光斑区域。

由于(4)式中积分系数 $C_{km}(\tau)$ 与 $D_{km}(\tau)$ 是时间变量 τ 的函数, 使得温度场分布 $U(\theta, z, t)$ 是一个含有卷积的三维积分公式, 其计算量非常大。为计算方便, 可以利用光斑区域的对称性和三角函数的正交性, 将(4)式转化为一个关于时间变量的一维积分与一个关于空间变量的二维积分的乘积, 从而极大地降低了积分运算量。以单向旋转激光加热模式为例, 其温度场分布 $U(\theta, z, t)$ 可写为如下形式:

$$U(\theta, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} C_{km} f_{km}(t) \cos(m\theta) \sin \frac{k\pi z}{l} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} D_{km} g_{km}(t) \sin(m\theta) \sin \frac{k\pi z}{l} \quad (5)$$

其中,

$$f_{km}(t) = \frac{l \left[1 - a^2 (m^2 + k^2 \pi^2) e^{-\frac{a^2 (m^2 + k^2 \pi^2) t}{l^2}} + l^2 m \omega \sin m \omega t + a^2 (m^2 + k^2 \pi^2) \cos m \omega t \right]}{l^4 m^2 \omega^2 + a^4 (m^2 + k^2 \pi^2)^2}$$

$$g_{km}(t) = \frac{l \left[l^2 m \omega e^{-\frac{a^2 (m^2 + k^2 \pi^2) t}{l^2}} - l^2 m \omega \cos m \omega t + a^2 (m^2 + k^2 \pi^2) \sin m \omega t \right]}{l^4 m^2 \omega^2 + a^4 (m^2 + k^2 \pi^2)^2}$$

$$C_{km} = \frac{2}{l\pi} \iint_D f(\theta, z) \cos m\theta \sin \frac{k\pi}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty; m = 1, 2, \dots, \infty$$

$$D_{km} = \frac{2}{l\pi} \iint_D f(\theta, z) \sin m\theta \sin \frac{k\pi}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty; m = 1, 2, \dots, \infty$$

$$C_{k0} = \frac{1}{l\pi} \iint_D f(\theta, z) \sin \frac{k\pi}{l} z d\theta dz, \quad k = 1, 2, \dots, \infty$$

由(5)式所给出的温度场分布表达式中积分系数 C_{km} 与 D_{km} 不再是时间变量的函数。通过选用合适的高斯积分公式, 就可以得到不同时刻圆柱壳温度场分布。

同理, 还可求出平动激光辐照作用下, 柱壳温度场分布函数的表达式为:

$$U(\theta, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{km} w_{km}(t) \cos(m\theta) \cos \frac{k\pi}{l} z \quad (6)$$

2 数值验证

为验证上述分析模型的有效性, 分析了圆柱薄壳在激光光源单向旋转运动模式下光斑中心处在不同时刻的温度值, 并与有限元法的计算结果进行比较。计算模型中圆柱壳为铝合金材料, 其几何尺寸取 $\phi 66\text{mm} \times 123\text{mm} \times 0.18\text{mm}$, 同时为便于有限元模拟激光光斑的运动, 激光光斑采用正方形光斑来验证, 光斑边长为 50mm , 取相关激光辐照与运动参数 $\alpha_A = 0.04, P_0 = 4100\text{W}/\text{mm}^2, \omega = \pi/3$ 。铝合金的热力学参数根据相关工程材料手册选取: $\lambda_l = 151\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K}), \rho = 2700\text{kg}/\text{m}^3, c = 0.883\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

表1和表2分别给出了在单向旋转运动模式和激光束固定照射下, 其光斑中心点温度在 0.5s 内的变化值, 对比有限元计算的结果, 两者吻合得很好(最大相对误差 $< 0.7\%$), 这说明采用(5)式来分析旋转激光辐照下有限长圆柱壳薄壳的温度场分布是合适的。

表1 在单向旋转激光源作用下不同时刻光斑中心处的温度值($\omega = \pi/3$)

Tab.1 Temperature rise vs time in the center of area irradiated by rotary laser beam($\omega = \pi/3$)

时间	$t = 0.1\text{s}$	$t = 0.2\text{s}$	$t = 0.3\text{s}$	$t = 0.4\text{s}$	$t = 0.5\text{s}$
解析解	34.65°C	61.68°C	80.60°C	92.75°C	100.03°C
有限元解	34.53°C	61.31°C	80.34°C	92.58°C	100.02°C

表2 在激光源固定照射下不同时刻光斑中心处的温度值

Tab.2 Temperature rise vs time in the center of area irradiated by laser beam without rotation

时间	$t = 0.1\text{s}$	$t = 0.2\text{s}$	$t = 0.3\text{s}$	$t = 0.4\text{s}$	$t = 0.5\text{s}$
解析解	37.11°C	70.42°C	101.89°C	131.29°C	158.88°C
有限元解	37.42°C	70.91°C	102.35°C	131.67°C	159.16°C

3 计算结果分析

选取与前面相同的材料与激光参数, 将圆柱壳的长度改变为 500mm 。针对旋转运动和平动运动两种加热模式, 研究在不同激光运动速度下圆柱壳的温度场分布情况。

在平动加热模式下, 分别取 $v = 25\text{mm}/\text{s}, v = 50\text{mm}/\text{s}, v = 100\text{mm}/\text{s}$ 来考察平动加热模式下壳体温度场随时间的变化。在以下分析中, 以图1中坐标系为参考坐标系, 在往复平动加热模式下, 光斑沿着圆柱壳母线方向运动, 在 z 轴方向上的运动区间为 $[250, 275]$, 因此, 在往复平动加热模式下的最小正周期分别为 $0.5\text{s}, 1\text{s}, 2\text{s}$ 。在旋转加热模式下, 分别取 $\omega = \pi/3, \omega = 2\pi/3, \omega = \pi$ 来考察在旋转运动加热模式下壳体温度场随时间的变化。在单向旋转运动模式下的最小正周期分别为 $1\text{s}, 2\text{s}, 3\text{s}$, 在往复旋转运动加热模式下, 旋转运动区间设为 $[0, \pi/3]$, 其最小正周期分别为 $1/3\text{s}, 2/3\text{s}, 2\text{s}$ 。

在单向平动加热模式下,选取光斑中心的初始位置作为监视点,绘制出监视点的温度随时间变化的曲线,如图3。由图3可知,当监视点不在激光源加热范围内时,其温度开始下降,并且随着平动速度的增大,其温度明显下降,这是因为随着平动速度的增大,激光源对监视点的加热时间缩短,导致此结果。同样,在单向旋转运动模式下,也有类似结果,所不同的是,由于圆域运动的周期性,在运动时间接近周期点时,激光源又会对同一点加热,导致监视点的温度明显上升,如图4所示。

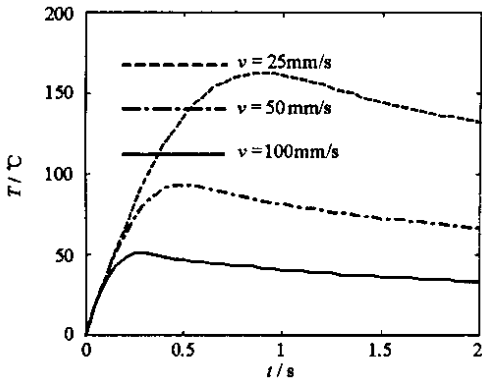


图3 单向平动监视点温度变化图

Fig.3 Temperature variation vs time in the observing point in unilaterally moving mode

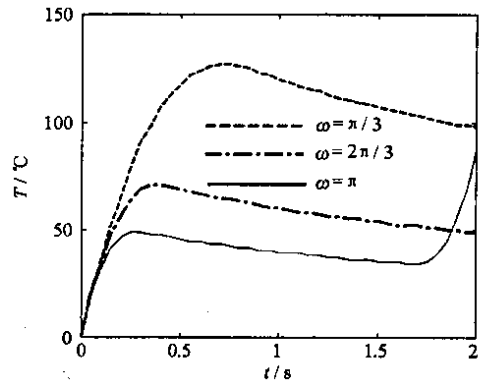


图4 单向旋转运动监视点温度变化图

Fig.4 Temperature variation vs time in the observing point in unilaterally rotary mode

在单向平动加热模式下,特选取光斑中心运动线上6个点作为考察点,其z坐标分别为250、300、350、400、450、490(光斑中心初始位置的z坐标为250,圆柱壳最上端边界点的z坐标为500),这些点的温度变化曲线如图5所示。点1为光斑中心初始位置,点2、3、4远离点1与边界点,其温升变化曲线很相似,只存在一个时间滞后问题,点6已接近最上端边界点,但此时该点已有温升响应,这与将圆柱壳视为无限长体从而不考虑边界点的温升响应有所不同;由此可见,当运动激光源接近边界点时,需要考虑边界点的温升响应。此时,仅在边界点附近有温升变化,而在其余区域无温升响应。

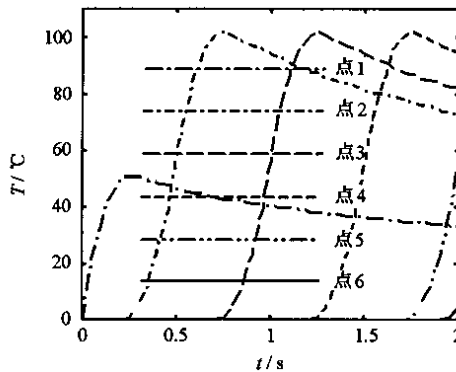


图5 在单向平动速度 v = 100mm/s 时不同考察点温度随时间的变化图

Fig.5 Temperature variation vs time in various observing points in unilaterally moving mode (v = 100mm/s)

在往复平动加热模式下,仍选取光斑中心的初始位置作为监视点,绘制出监视点的温度随时间变化的曲线,如图6。由图6可知,当运动时间接近周期点时,监视点温度会明显上升,原因同前。由图3、图6可知,与单向平动运动加热模式相比,当激光源经过一次往返运动后,往复运动加热模式的监视点温度明显高于单向平动加热模式的监视点温度,随着运动速度的增大,这一现象会更加明显。这是因为在一个运动周期内,与单向平动加热模式相比,在往复平动加热模式下,激光光源只集中在一个小区域内运动,在同一时间内,往返运动的次数也相应增加,从而对激光作用区域内各点加热的次数也相应增加,致使其温度升高,而在单向平动加热模式下,随着运动时间的增加,监视点会远离激光作用区域而散热,因此,往复平动加热模式的温升变化远高于单向平动加热模式的温升变化。由图4、图7可知,在往复

旋转运动加热模式下,也有类似的结果。

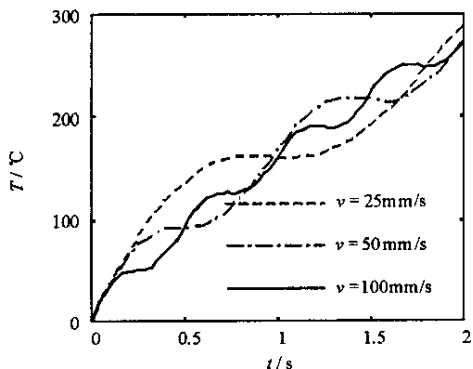


图6 往复平动时监视点温度变化图

Fig.6 Temperature variation vs time in the observing point in reciprocating moving mode

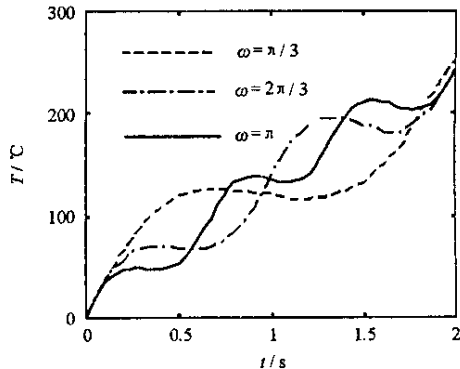


图7 旋转往复运动时监视点温度变化图

Fig.7 Temperature variation vs time in the observing point in reciprocating rotary mode

4 结论

(1) 由单向旋转运动加热模式的温升分布图4与表1、表2可知,适当提高导弹的自旋速度,可增强导弹的抗激光打击能力。

(2) 由于圆域运动的周期性特点,在单向旋转运动加热模式下,当运动时间超过其最小正周期时,在光斑运动区域内,某些点的温升会明显增加。

(3) 在往复运动加热模式下,运动速度较大时,光斑运动区域的温升变化较为剧烈。

(4) 当激光辐照到物体的边界时,在分析运动物体的温度场分布时,将其视为无限大体从而不考虑边界点的温升响应是不合适的,此时必须采用激光辐照有限体的温度场分析模型。

本文的计算结果为导弹的抗激光辐射提供了理论依据。

参考文献:

- [1] 赵剑衡,章冠人,刘绪发.强激光辐照下柱壳温度场的数值模拟[J].高压物理学报,1996,10(1):44-49.
- [2] 王伟平,刘绪发,孙承纬.激光时空分布对钢靶温度场及热软化的影响[J].强激光与粒子束,1997,9(2):298-302.
- [3] 王伟平,刘绪发.激光辐照下金属/炸药温度场的计算[J].强激光与粒子束,1999,11(2):205-209.
- [4] 黄忆龙,李德波,徐忠田.激光照射下炸药温度场的初步研究[J].爆破器材,2000,29(2):1-3.
- [5] Zheng J, et al. Numerical Modeling of a Thermal Destruction of a Cylindrical Shells with Internal Pre-pressure Under Laser Irradiation[J]. Computers & Structures, 1999, 71: 359-370.
- [6] Steverding B, Dudel H P. Laser-induced Shocks and Their Capability to Produce Fracture[J]. Appl. Phys., 1976, 47(5).
- [7] Kar A, Mazumder J. Two-dimensional for Material Damage Due to Melting and Vaporization during Laser Irradiation[J]. Appl. Phys., 1990, 68(8).
- [8] 漆海滨,李文煜.强激光束对运动物体的加热[J].红外与激光工程,1999,28(1):33-35.
- [9] 杨秀雯,梁立华.数学物理方程与特殊函数[M].天津:天津大学出版社,2000.

