

文章编号: 1001- 4322(2000)02- 0137- 04

激光辐照金属/炸药复合介质 温度场的数值模拟*

钟 明, 罗大为, 朱炸金, 胡汉平, 何立群, 程曙霞

(中国科学技术大学热科学与能源工程系, 合肥 230026)

摘 要 当激光辐照金属/炸药复合介质外表面时, 在变物性及界面有接触热阻的条件下, 用二维非线性瞬态导热方程, 数值计算了介质内部温度场时空分布。作为特例, 将常物性及无接触热阻下的数值解与相同条件下的二维线性瞬态导热方程的解析解相比较, 结果表明数值法的计算程序及结果是可信的。

关键词 激光加热; 复合介质; 接触热阻; 温度场; 数值模拟

中图分类号: TN 246

文献标识码: A

当激光局部加热内装炸药的金属包壳表面时, 计算并分析其内部温度场时空分布是弄清炸药发生热爆炸的重要前提。王伟平等人^[1]应用有限元方法数值计算了激光辐照下, 金属/炸药双层介质的温度分布。在计算中, 将接触热阻对传热的影响等效于有限厚度的“接触层材料”的热传导。实际上, 两者在本质上是不同的, 能否等效尚需斟酌。前者是由于接触面的粗糙度引起的, 是表面间的热量传递过程, 只与传递面积有关, 是一种表面现象; 而后者则必然产生储热效应, 是一种容积现象。

有鉴于此, 我们认为应该直接应用界面接触热阻的定义, 即把界面上的温度间断、热流密度连续作为界面间的连接条件, 在激光照射及变物性下, 数值求解其温度场分布。为了检验数值解的可靠性, 作为一个特例, 我们将常物性及无接触热阻下的数值解与复合介质的二维线性瞬态传热方程的解析解相比较。结果表明, 当激光热流密度为 $500\text{W}/\text{cm}^2$, 则在外表面中央最高温度约 1500K , 数值解比解析解约低 30K 。

1 计算模型

当激光局部加热内装炸药的金属包壳表面时, 可将求解金属/炸药复合介质的温度场问题化为求解无限大金属平板/半无限大固体(炸药)复合介质的温度场。考虑到热物性随温度变化以及界面间出现接触热阻, 加之激光功率可能使表面融化, 发生相变吸热现象, 因而有必要建立二维非线性瞬态导热方程, 利用数值法求解。其模型如图 1 所示。

1.1 热焓方程及定解条件

设: (1) 在外表面上, 激光的热流密度 $q(r)$ 为高斯分布

$$q(r) = \begin{cases} q_0 \exp(-2r^2/r_0^2), & r \leq r_0 \\ 0, & r > r_0 \end{cases}$$

(2) 在界面法向方向上温度间断, 热流密度连续;

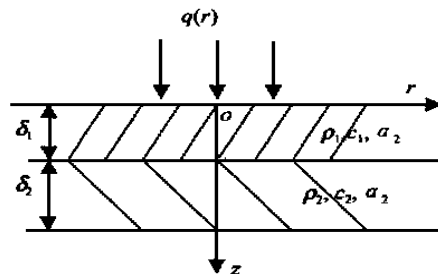


Fig 1 Computational model

图 1 计算模型

* 国家 863 激光技术领域青年科技基金资助课题(编号 98-05)
1999 年 6 月 29 日收到原稿, 1999 年 11 月 1 日收到修改稿。
钟 明, 男, 1972 年 11 月出生, 博士生

(3) 介质厚度分别为 δ_1 和 δ_2 , 且 $\delta_2 > \delta_1$;

(4) 双层介质的热物性以相应物性的下标 (i) ($i = 1, 2$) 表示。则控制方程及定解条件分别为

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_i \frac{\partial h_i}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial r} (\alpha_i r \frac{\partial h_i}{\partial r}), \quad i = 1, 2 \quad (1)$$

$$-\alpha_i \frac{\partial h_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\rho_i} [q(r) + q_1] \quad (1.1)$$

$$\alpha_1 \rho_1 \frac{\partial h_1}{\partial z} \Big|_{z=\delta_1} = \alpha_2 \rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial z} \Big|_{z=\delta_1} = (h_2 - h_1) \Big|_{\delta_1} / R_{12} \quad (1.2)$$

$$\alpha_2 \rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial z} \Big|_{z=\delta_1+\delta_2} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial h_i}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial h_i}{\partial r} \Big|_{r=sr_0} = 0, \quad i = 1, 2 \quad (1.4)$$

$$h_i = c_i T_i(r, z, 0), \quad i = 1, 2 \quad (1.5)$$

式中 h_i , ρ_i , α_i , T_i 和 c_i ($i = 1, 2$) 分别是介质的热焓、质量密度、导热系数、温度和比热容; R_{12} 是两层介质表面的接触热阻; q_1 为进入第一层的其它形式的热流密度, 我们只考虑对流, 则

$$q_1 = -H(T_1 \Big|_{z=0} - T) = -H(h_1 \Big|_{z=0}/c_1 - T) \quad (2)$$

其中 H 为对流换热系数; T 为气流温度。

引入时间尺度 τ_0 和长度尺度 L 及参考热焓 h_0 作为基本量, 将 t, z, r 和 h 进行无量纲化, 得控制方程的无量纲化方程为

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (F_i \frac{\partial h_i}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial r} (F_i r \frac{\partial h_i}{\partial r}), \quad 0 < z < 1, 0 < r < \frac{sr_0}{\delta_1} \quad (3)$$

式中 $F_i = \alpha_i \tau_0 / \delta_i^2$, $i = 1, 2$; 取 $h_{1,0} = c_1 T_1(r, z, 0) = h_0$ (设初始温度场均匀)。相应的边界条件及初始条件, 对于第一层:

$$-F_1 \frac{\partial h_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\tau_0}{\delta_1 \rho_1} [q_0 \exp(-\frac{2\delta_1^2 r^2}{r_0^2}) + q_1] \quad (3.1)$$

$$F_1 \rho_1 \frac{\partial h_1}{\partial z} \Big|_{z=1} = F_2 \rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial z} \Big|_{z=1} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial h_1}{\partial r} \Big|_{r=sr_0/\delta_1} = 0 \quad (3.3)$$

初始条件,

$$h_1(r, z, 0) = 1 \quad (3.4)$$

对于第二层:

$$F_2 \rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial z} \Big|_{z=1} = F_1 \rho_1 \frac{\partial h_1}{\partial z} \Big|_{z=1} \quad (3.5)$$

$$F_2 \frac{\partial h_2}{\partial z} \Big|_{z=1+(\delta_2/\delta_1)} = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial h_2}{\partial r} \Big|_{r=sr_0/\delta_1} = 0 \quad (3.7)$$

初始条件,

$$h_2(r, z, 0) = \frac{c_2 T_2(r, z, 0)}{h_0} = \frac{c_2 T_2(r, z, 0)}{c_1 T_1(r, z, 0)} \quad (3.8)$$

1.2 方程离散化及计算方法

对两层介质内的热方程, 采用分裂格式进行数值解, 时间分裂格式具有一阶时间精度^[2], 将方程(3)分成两步求解, 先考虑 z 方向导热, 再考虑 r 方向导热, 最终结果与原方程的解是相容的。现以第一层介质的控制方程式(3)为例, 先对 z 方向导热方程进行差分离散, 得到中间焓 \bar{h}_1 的差分方程, 对它进行数值解可得中间焓场。再对 r 方向进行差分离散, 得到时间层 $n+1$ 时刻的焓场。根据焓、比热容、温度之间的关系, 利用线性插值则可得到温度场。

考虑到 F_1 依赖于 $h^{(n+1)}$, 差分方程具有非线性, 宜采用如下迭代方法, 即先用 n 时刻的物性求出 F_1 , 由它求出 $(n+1)$ 时刻温度场, 用求出的温度场得到新的物性和 F_1 , 再由它和 n 时刻温度场得到 $(n+1)$ 时刻的温度场, 多次迭代便可得到 $(n+1)$ 时刻的温度场。

根据两层介质之间热阻的定义, 本文对式 (1. 2) 式的计算处理步骤是: 先假设一个边界热流密度分别求出两层的热焓分布, 由焓场分布可求得 $[(h_2/c_2) - (h_1/c_1)] |_{\delta_1}$, 由它和给定的 R_{12} 可得到新的边界热流密度, 即 $[(h_2/c_2) - (h_1/c_1)] |_{\delta_1} / R_{12}$ 。用它作为边界条件, 重复上述计算过程, 直到边界热流密度收敛。

1.3 计算结果及讨论

根据所推出的离散方程, 采用 70×50 的均匀网格, 用 C 语言编程求解。计算所用的基本参数为: $q_0 = 500 \text{ W/cm}^2$, $r_0 = 15 \text{ mm}$, $\delta_1 = 0.2 \text{ cm}$, $\rho_1 = 7.75 \text{ g/cm}^3$, $\delta_2 = 6 \text{ cm}$, $\rho_2 = 1.6 \text{ g/cm}^3$, $c_2 = 1130 \text{ J/(kg)}$, $k_2 = 0.106 \text{ W/(m)}$ 。 k_1, c_1 列于表 1。

表 1 钢板的热物性参数

Table 1 The thermophysical properties of armor plate

T/K	300	373	573	773	973	1173
$k_1/\text{W} \cdot (\text{m})^{-1}$	27.63	29.30	30.56	29.51	27.21	24.61
$c_1/\text{J} \cdot (\text{kg})^{-1}$	473.1	519.1	644.7	766.1		

计算结果如下:

(1) 在 $r = 0, z$ 方向的温度分布如图 2 所示。在 $z = 2 \text{ mm}$ 处曲线有明显的折点, 显然是由于炸药导热系数远小于钢板, 故在相同的热流密度下, 其温度梯度比钢板大得多的缘故。

(2) 在 $z = 0$ 及 $z = 2 \text{ mm}$, r 方向的温度分布如图 3、图 4 所示。

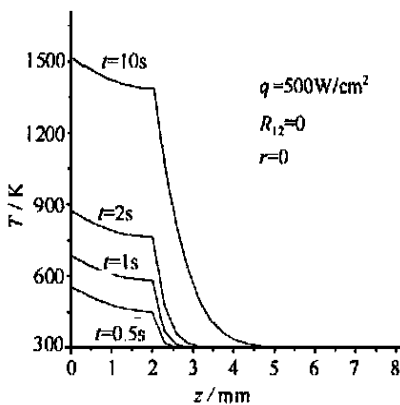


Fig. 2 The temperature distribution on z direction

图 2 在 $r = 0$ 处 z 方向温度分布

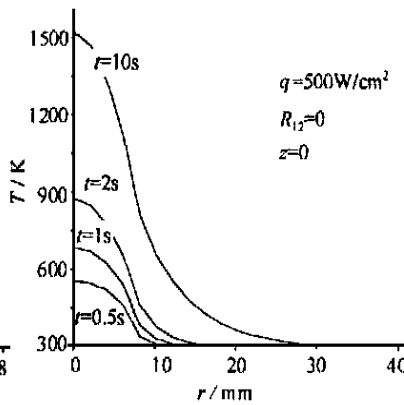


Fig. 3 The temperature distribution on r direction

图 3 在 $z = 0$ 处 r 方向温度分布

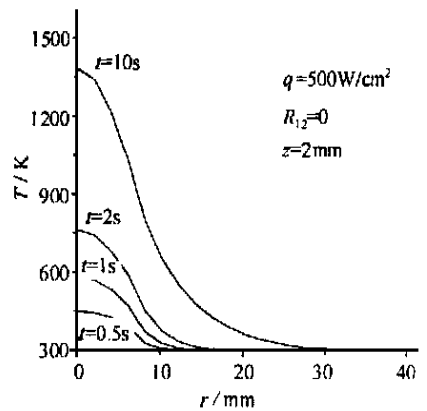


Fig. 4 The temperature distribution on r direction at $z = 2 \text{ mm}$

图 4 在 $z = 2 \text{ mm}$ 处 r 方向温度分布

(4) 热阻的变化对第一层和第二层中心点 ($r = 0$) 温度的影响分别如图 5、图 6 所示, 可见热阻对第一层温度分布影响很小, 但对第二层的影响很大。

(5) 激光热流密度的变化对第一层中心点 ($r = 0$) 温度的影响如图 7 所示。

(6) 当 $q_0 = 500 \text{ W/cm}^2$, $r_0 = 15 \text{ mm}$, $R_{12} = 0.01 \text{ K/W}$, 分别用变物性和常温物性来计算第二层中心点的温度 $T^{(2)}(2 \text{ mm}, 0)$ 。发现在第 10 秒时, 变物性下 $T^{(2)}(2 \text{ mm}, 0) = 748 \text{ K}$, 而在常物性下为 1167 K , 比变物性所计算的值高了约 57%, 所以必须考虑实际物性的影响。

2 数值计算结果的检验

事实上, 如果忽略热损及界面间的接触热阻, 并假定两介质的热物性均为常数, 则可求得双层复合介质内部温度场时空分布的解析解^[3], 在相同的定解条件下, 比较数值解与解析解, 发现两者基本重合。

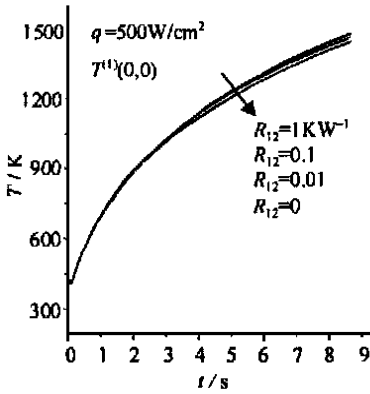


Fig 5 The thermal resistance's infection to layer 1

图 5 热阻对第一层温度的影响

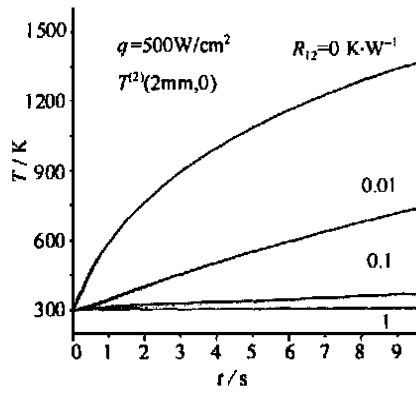


Fig 6 The thermal resistance's infection to layer 2

图 6 热阻对第二层温度的影响

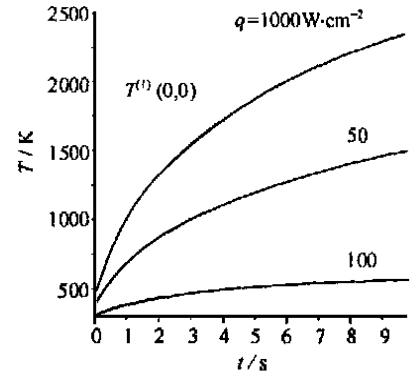


Fig 7 The infection of laser to layer 1

图 7 激光热流密度对第一层温度的影响

在外表面中心温度最高点处,前者比后者约低 30K。

3 结论

(1) 在相同的定解条件下,数值解与解析解基本重合,在温度最高点处,前者比后者约低 30K。说明数值解精度较高,且计算程序正确。

(2) 界面热阻对第一层温度分布影响很小,对第二层影响明显。例如当照射持续 10 秒后,热阻若从 0 增大至 0.01KW/W,则第一层最高温度仅增大了 1.4%,而第二层最高温度减小了 46%。

(3) 表面对流对温度场的影响相当于激光照射热流密度的减小。

(4) 必须考虑介质的热物性随温度的变化。

参考文献:

- [1] 王伟平等 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
- [2] 郭宽良 数值计算传热学[M] 合肥:安徽科技出版社 1987.
- [3] 罗大为,胡汉平,程曙霞 半无限大复合介质表面在激光照射下温度场的解析解[A] 中国科学技术大学第一届研究生学术报告会议论文集[C],1997.

NUMERICAL SIMULATION OF TEMPERATURE FIELD OF METAL/EXPLOSIVE MATERIALS IRRADIATED BY LASER

ZHONG Ming, LUO Da-wei, ZHU Zuo-jin, HU Han-pin, HE Li-qun, CHENG Shu-xia
Department of Thermal Science and Energy Engineering, USTC, Hefei 230026

ABSTRACT: The planar non-linear instantaneous enthalpy equation is used to numerically compute the inside temperature distribution of complex medium metal/explosive materials with varied thermophysical properties and contact thermal resistance when the surface irradiated by laser. The comparisons of numerical simulation with the analytical results show they are close on the same conditions

KEY WORDS: laser heating; complex medium; contact thermal resistance; temperature field