

参 考 文 献

- [1] *LASL Explosive Property Data*, (1980).
 [2] Roth, J., *5th Inter. Symp. on Deton.* (1970).
 [3] Dremin, A. N. et al., *PB 180145*, (1967).
 [4] Dobratz, B. M. et al., *UCRL-51319* (1974).
 [5] 肖明跃编著, 实验误差估计和数据处理。
 [6] Boyle, V. M., et al., *5th Inter. Symp. on Deton.* (1970).
 [7] 池家春等, 爆炸与冲击, 3(3), (1983), 75。
 [8] Дрем ин, А. Н. И Др., "Ветонационны е волны в конденсированных средах" (1970).

MEASUREMENT OF UNREACTED SHOCK HUGONIOT OF CAST TNT

Wu Godong Zhang Zhenyu

Abstract

We have measured the unreacted shock Hugoniot of cast TNT by the techniques of manganin gauge and streak camera. The advantage of this method is that the experimental systems are simpler. For cast TNT ($\rho_0 = 1.60 \text{ g/cm}^3$), the unreacted shock Hugoniot obtained is as $U_i = 2.70 + 1.38u$ ($U_i > 4.08 \text{ mm}/\mu\text{s}$); $U_i = 2.26 + 1.82u$ ($U_i < 4.08 \text{ mm}/\mu\text{s}$). The accuracy of the result is similar to that in the wedge method.

材料对快速加热的动响应

李清源 赵瑞安

(1983年3月9日收到)

本文讨论了固体材料在快速加热下的状态方程, 论述了固体在快速加热条件下热击波的产生、传播以及力学破坏, 并用一维流体——弹塑性模型模拟了快速加热下组合板中热击波的产生、传播、相互干扰及断裂破坏。

一、引 言

材料在快速加热下的瞬态行为越来越受到人们的重视。除了熟知的高速撞击这种机械方

法外,通常使用的快速加热技术,如低能相对论性电子束⁽¹⁾、高能脉冲激光束⁽²⁾和脉冲辐射源⁽³⁾的照射,都会在固态介质中产生大幅度应力波。但各种加热方式不尽相同,例如在同样的面能量密度条件下,激光基本上是在材料表面上加热,而电子束和辐射加热,则是在一定深度上将材料加热。

一般说,脉冲加热的时间是短暂的,可以使材料的温度瞬间达到熔化温度,甚至气化温度。由于材料没有足够时间产生流体力学运动,于是就在材料中产生极高的热应力。随后,材料表面附近的高温高压区开始膨胀,形成一个由压缩波头和稀疏波尾组成的波,通常称之为“热击波”。

快速受热材料,其响应的理论预示需要联立求解质量守恒方程,动量守恒方程与能量守恒方程以及材料的状态方程。所讨论问题的温度范围和压力范围都很大,还要考虑材料的相变,因而使问题变得复杂。本文目的是从理论上预示快速加热在材料中产生的动态效应。

二、材料对快速加热的响应

1. 物理过程概述

为说明快速加热在材料中引起的热应力波或热击波及其效应,下面讨论一个简单情况。

如果在材料表面的某个薄层内的加热是均匀的和瞬时的,为解除该薄层内的热(压缩)应力,受热材料将在两个方向上膨胀。于是从受热层两边缘开始,向该热层内部传递着两个稀疏波和一个向未受热区传递的压缩波。在两个稀疏波相遇的区域,材料处于拉伸状态,并可能发生断裂。如果该薄层材料达到熔化温度甚至气化温度,由于液体或者气体不能承受拉伸,则在稀疏波作用下液体或气体材料将从固体材料上飞射出去(我们称之为“喷射”),它将在固体材料上产生一个所谓“脉冲载荷”。同时,当向未加热区运动着的应力波或热击波到达材料背面或两种材料(多种材料组成的靶)交界面处将发生反射。倘若反射波是拉伸波,与入射压缩波相比有足够高的幅值及足够长的作用时间,则在材料背面附近或界面处会产生断裂。这个断裂面形成一个新的自由面,入射压缩波继续在该新自由面处反射,如果仍能发生断裂,则形成第二个新自由面,如此继续下去,则多个断裂就构成所谓“层裂”。

2. 基本方程组

材料在瞬态高温高压下的行为类似于可压缩流体或气体(没有热交换及热传导等)。为简便起见,考虑一维平板材料在快速加热下的动响应问题。在拉格朗日坐标系中,含人为粘性压力项 Q 的质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程可分别写成:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma + Q) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + (\sigma + Q) \frac{\partial V}{\partial t} = E_s$$

式中

$$V = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial R}{\partial r} \quad \text{材料比容}$$

$\sigma = P + SD$	全应力, 以压为正	E	单位质量材料的比内能
P	流体静压力, 以压为正	E_s	单位质量材料的加热率
SD	应力偏量	u	质点速度
R	欧拉坐标	ρ_0	材料初始密度
r	拉格朗日坐标	Q	人为粘性压力
t	时间		

$$Q = \begin{cases} Q_1 + Q_2 & \text{当 } (\partial V / \partial t) < 0 \\ 0 & \text{当 } (\partial V / \partial t) \geq 0 \end{cases} \quad (2)$$

其中

$$Q_1 = a_1 \frac{\rho_0^2 (\Delta r)^2}{V^2} \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial t} - \left| \frac{\partial V}{\partial t} \right| \right)$$

$$Q_2 = a_2 \frac{\rho_0 \cdot \Delta r}{V} \cdot |u| \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial t} - \left| \frac{\partial V}{\partial t} \right| \right)$$

而 a_1 和 a_2 为经验常数。

3. 材料状态方程

在本文所考虑的加热条件下, 材料的温升不足以引起电子激励, 所以电子对内压力和比内能的贡献略去不计。

处于压缩状态的材料, 其状态方程通常采用压力的显式表示式

$$P = P_H \left(1 - \frac{\Gamma_0 \mu}{2} \right) + \Gamma \rho E \quad (3)$$

式中 P_H 是用多项式近似表示的雨贡纽曲线

$$P_H = A \mu + B \mu^2 + C \mu^3 \quad (4)$$

式中, Γ 为格临爱森系数, Γ_0 为常态格临爱森系数, $\mu = \rho / \rho_0 - 1$ 相对密度比。

处于膨胀状态的材料, 其状态方程用下述方程描述

$$P = \rho \left[H + (\Gamma_0 - H) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} \right] \left\{ E - E_s \left[1 - \exp \left(N \frac{\rho_0}{\rho} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \right) \right] \right\} \quad (5)$$

式中, E_s 为 $0^\circ K$ 时固体材料形成蒸气所需能量, $\gamma = C_p / C_v$ 为比热比, $H = \gamma - 1$ 。文献[3]中取 $N = C_0^2 / \Gamma_0 E_s =$ 常数, 且指出方程(5)的适用范围为 $E / E_m \ll 1$ (E_m 为材料熔化能)。当 $\rho = \rho_0$ 时, 表示材料压缩状态的方程(3)和表示材料膨胀状态的方程(5)的压力连续而声速不连续。

为使方程(3)和方程(5)在 $\rho = \rho_0$ 时声速也连续, 可令 N 为一待定值, 由声速连续条件可求得

$$N = \frac{C_0^2}{\Gamma_0 E_s} - N_s \frac{E}{E_s} \quad (6)$$

其中, N_s 为与材料性能有关的常数, 当方程(5)中的 N 用方程(6)表示时, 就不再受 $E / E_m \ll 1$ 的限制, 同时在 $\rho = \rho_0$ 处也满足声速连续条件。可以看出, 取 $N = N_0 = (C_0^2 / \Gamma_0 E_s) =$ 常数, 是 $E / E_m \ll 1$ 时方程(6)的一个近似处理,

当 $E < E_0$ 且 ρ “刚刚”开始小于 ρ_0 时, 方程(5)转化为极稠密气体状态方程

$$P = (\gamma - 1) \left[\rho E + \frac{\rho}{\rho_0} \frac{C_0^2}{\gamma - 1} (\rho - \rho_0) \right]$$

气体继续膨胀, 当 $\rho \rightarrow 0$ 时, 方程(5)变成理想气体状态方程

$$P = (\gamma - 1) \rho (E - E_0).$$

在低应力状态下, 材料强度不可忽略, 考虑材料强度效应的本构方程是

$$\sigma = P + SD$$

$$\frac{\partial SD}{\partial t} = 2G \left(\frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial R} \right) \quad (7)$$

式中, G 是材料剪切模量。

4. 差分格式

采用差分法进行数值计算。空间点用下标 j 表示, 时间点用上标 n 表示, 于是有

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} - \frac{\Delta t^n}{\rho_0 \Delta r} \left(\sigma_{j+1/2}^n - \sigma_{j-1/2}^n + Q_{j+1/2}^{n-1/2} - Q_{j-1/2}^{n-1/2} \right)$$

$$R_j^{n+1} = R_j^n + u_j^{n+1/2} \cdot \Delta t^{n+1/2}$$

$$V_{j-1/2}^{n+1} = \frac{1}{\rho_0 \cdot \Delta r} \left(R_j^{n+1} - R_{j-1}^{n+1} \right)$$

$$\Delta t^n = \frac{1}{2} (\Delta t^{n+1/2} + \Delta t^{n-1/2})$$

$$Q_{j-1/2}^{n+1/2} = \begin{cases} \frac{a_1 (\rho_0 \Delta r)^2 (V_{j-1/2}^n - V_{j-1/2}^{n+1})^2}{V_{j-1/2}^{n+1/2} (\Delta t^{n+1/2})^2} + a_2 \frac{\rho_0 \Delta t (V_{j-1/2}^n - V_{j-1/2}^{n+1})}{V_{j-1/2}^{n+1/2} \cdot \Delta t^{n+1/2}} |u_{j-1/2}^{n+1/2}| & V^{n+1} < V^n \text{ 时} \\ 0 & V^{n+1} > V^n \text{ 时} \end{cases}$$

$$E_{j-1/2}^{n+1} = E_{j-1/2}^n - \frac{1}{2} (P_{j-1/2}^{n+1} + \sigma_{j-1/2}^{n+1} + SD_{j-1/2}^{n+1} + 2Q_{j-1/2}^{n+1/2}) (V_{j-1/2}^{n+1} - V_{j-1/2}^n) E H_{j-1/2}^{n+1} \cdot \Delta t^{n+1/2}$$

当 $V_{j-1/2}^{n+1} < V_0$ 时,

$$P_{j-1/2}^{n+1} = \Gamma_0 \rho_0 E^{n+1} + [A \mu_{j-1/2}^{n+1} + B (\mu_{j-1/2}^{n+1})^2 + C (\mu_{j-1/2}^{n+1})^3] \left(1 - \frac{\Gamma_0 \rho_0 \mu_{j-1/2}^{n+1}}{2 \rho_{j-1/2}^{n+1}} \right)$$

当 $V_{j-1/2}^{n+1} > V_0$ 时,

$$P_{j-1/2}^{n+1} = \rho_{j-1/2}^{n+1} \left\{ H + (\Gamma_0 - H) \left(\frac{\rho_{j-1/2}^{n+1}}{P_0} \right)^{1/2} \right\} \left\{ E_{j-1/2}^{n+1} - E_0 \left[1 - \exp \left\{ N_{j-1/2}^{n+1} \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \right\} \right] \right\}$$

5. 初始条件、边界条件和稳定性条件

假设材料在被加热前处于常态, 即

$$E = E_0 = 0, \quad E_k = 0$$

$$R = r$$

$$\rho^{(M)} = \rho_0^{(M)}$$

$$u = 0$$

(8)

式中, 上标 M 为第 M 层材料。

对于自由表面 J 处, 应力为零条件使得

$$\sigma_{J+1/2} = -\sigma_{J-1/2} \quad (9)$$

和

$$Q_{J+1/2} = -Q_{J-1/2}$$

从而有

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} - \frac{2\Delta t^n}{\rho_0 \Delta r} (\sigma_{J+1/2}^n + Q_{J+1/2}^n) \quad (10)$$

当 $J=1$ 时, σ 和 Q 的下标取 $J+1/2$, 当 $J=J_{max}$ 时取 $J-1/2$ 。对于受热自由表面, 还有

$$E = \begin{cases} E_h, & 0 < t < \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases} \quad (11)$$

式中 τ 为加热时间。

对于两种材料界面, 连续性条件为

$$\sigma_{J-1/2}^{(M)} = \sigma_{J+1/2}^{(M+1)}$$

$$Q_{J-1/2}^{(M)} = Q_{J+1/2}^{(M+1)} \quad (12)$$

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} - \frac{\Delta t^n}{(\rho_0 \Delta r)^{(M)} + (\rho_0 \Delta r)^{(M+1)}} \{ 3([\sigma^n + Q^{n-1/2}]_{J+1/2} - [\sigma^n + Q^{n-1/2}]_{J-1/2}) - \frac{1}{3}([\sigma^n + Q^{n-1/2}]_{J+3/2} - [\sigma^n + Q^{n-1/2}]_{J-3/2}) \}$$

对于相邻材料密度相差较大的界面, 上式有较好的精度。

计算中尚需满足声速稳定性条件(13)式和粘性稳定性条件(14)式

$$\Delta t_1 < \rho_0 V \Delta r / C \quad (13)$$

$$\Delta t_2 < \frac{\rho_0 V \Delta r}{4a^2 | \Delta u |} \quad (14)$$

声速 C 为:

$$V_{j-1/2}^{n+1} < V_0 \text{ 时}$$

$$\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s^{n+1} = \frac{\Gamma_0 \rho_0 P_{j-1/2}^{n+1}}{(\rho_{j-1/2}^{n+1})^2} + \frac{1}{\rho_0} \left[A + 2B \mu_{j-1/2}^{n+1} + 3C (\mu_{j-1/2}^{n+1})^2 \left(1 - \frac{\Gamma_0 \mu_{j-1/2}^{n+1} \rho_0}{2 \rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \right] \quad (15)$$

$$V_{j-1/2}^{n+1} > V_0 \text{ 时}$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s^{n+1} = & \left[H + \frac{3}{2}(\Gamma_0 - H) \left(\frac{\rho_{j-1/2}^{n+1}}{\rho_0} \right)^{1/2} \right] \left\{ E_{j-1/2}^{n+1} - E_s \left[1 - \exp \left[N_{j-1/2}^{n+1} \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \right] \right] \right\} \\ & + \left[H + (\Gamma_0 - H) \left(\frac{\rho_{j-1/2}^{n+1}}{\rho_0} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{N_{j-1/2}^{n+1} \rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \left(\frac{2\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} - 1 \right) \left\{ E_s \exp \left[N_{j-1/2}^{n+1} \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \right] \right. \\ & \left. \cdot \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \right) \right\} + \frac{P^{n+1}}{\rho_{j-1/2}^{n+1}} \left[H + (\Gamma_0 - H) \left(\frac{\rho_{j-1/2}^{n+1}}{\rho_0} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

6. 断裂破坏准则

如前述, 受热薄层中稀疏波相遇区可能会引起材料断裂; 受热区温度超过熔化温度时材料会发生喷射; 热击波传播到两种材料界面或自由背面时形成的反射拉伸波也可能引起材料断裂。高温下材料动态断裂是个复杂的课题。为使问题简化, 做了如下假定:

(1) 高强度合金材料的动态断裂服从时间相关断裂准则, 如铝合金材料有⁽⁴⁾

$$I/40.07 - (\sigma/5.53) \exp(-\sigma/5.53) = 0 \quad (17)$$

式中 I 为冲量, 即

$$I = \int \sigma dt$$

计算中, 式(17)左边的绝对值 $< 10^{-3}$, 即认为满足方程(17)。

三、计算结果与讨论

我们假定加热时间为微秒数量级, 热量在材料深度方向按指数衰减形式分布。计算中采用厘米·克·秒制。在受热区及多孔材料区, 空间网格取得较密些。计算正确与否, 由程序中的总能量守恒检验计算误差。计算结果表明, 从加热结束时刻起, 到第一次断裂时刻止, 总能量守恒较好, 相对误差小于 4%。

图 1 表示复合材料在快速加热时, 热击波的发生、发展、传播及衰减情况。图 2 表示复合材料/铝合金材料/多孔材料组合板内热击波应力峰值曲线, 图 3 表示复合材料某截面上的热击波波形。从图看出:

- (1) 由于材料被迅速加热, 所以热击波在极短时间内上升到最大值, 一旦加热停止, 即开始迅速衰减。随后, 衰减逐渐变缓, 热击波脉冲宽度也逐渐增加。
- (2) 热击波由复合材料传递到与铝合金材料的交界面时, 由于铝合金材料的击波阻抗较高, 导致铝合金中热击波峰值又重新剧增。
- (3) 热击波由铝合金材料传入多孔材料后, 其峰值大幅度下降, 击波阵面由陡变缓, 前进速度也变得非常缓慢。这是由于孔在压塌过程中吸收了热击波的能量以及压塌需要时间的缘故。这也足以看出多孔材料具有极好的热击波衰减性能, 是良好的冲击防护材料。

当热击波由铝合金材料 / 多孔材料界面反射后, 在铝合金材料中出现拉应力脉冲, 根据时间相关断裂准则方程(17), 在铝合金中出现了第一次断裂。由此算例可见, 在材料表面上极快速加热会引起材料的动态断裂破坏。

黄欧阳同志参加了部分数据处理工作, 关吉利同志在计算稳定性方面曾给予有益的讨论, 在此表示感谢。

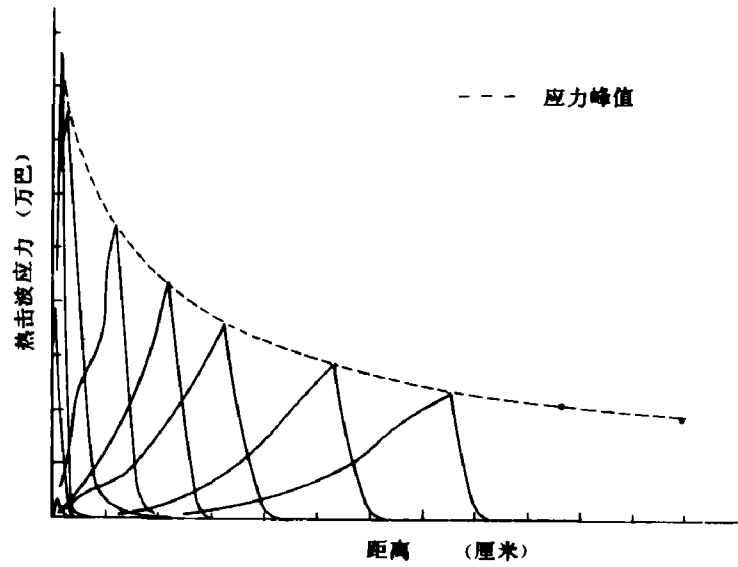


图1 复合材料中热击波的发生、发展、传播和衰减

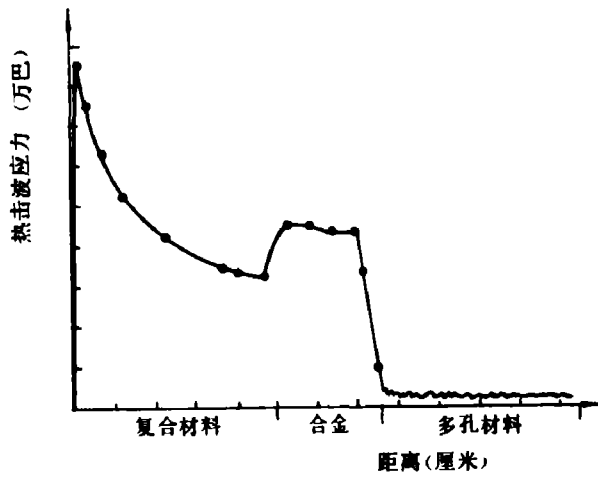


图2 三层组合板中热击波应力峰值

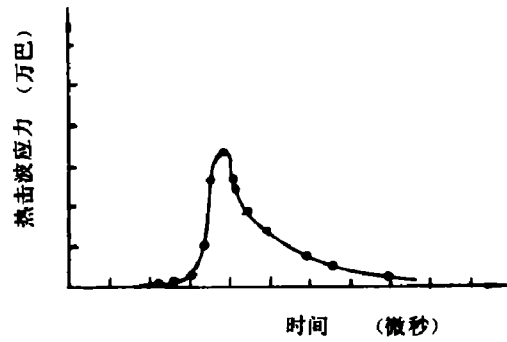


图3 某截面上热击波波形

参 考 文 献

- [1] Stefansky, T., Shea, J. H., *DAS D - 2500*, (1971).
 [2] Larson, A. R., *LA - 6519 - MS, Rev.*, (1974).
 [3] Fisher, R. H. et al., *AD - 755147*, (1972).
 [4] Cohen, C. J., Berkowitz, H. M., *Int. J. Fracture Mech.*, 7, (2) (1971), 183 - 196.
 [5] Lundergan, C. D., *J. Appl. Phys.*, 34, (7) (1963), 2046.
 [6] Richtmyer, D. R., *Difference Methods for Initial Value Problems*, 2nd ed., New York, Interscience, (1967).

DYNAMIC RESPONSE OF MATERIALS TO RAPID HEATING

Li Qingyuan Zhao Ruian

Abstract

The equation of state for solid materials under rapid heating is discussed. The production, propagation and mechanical damages of thermal shock waves in solids are described. The production, propagation, interferences and fracture damage in an assembly plate under rapid heating are simulated by one-dimensional elastoplastic fluid model.

2[#]纯铁和不锈钢的变形硬化效应

陆景德 张万甲 张玉松

(1983年4月13日收到)

由2[#]纯铁和不锈钢的冲击压缩实验,确定了它们在HEL(两贡组弹性极限)点上的动力学屈服强度和弹性常数。根据实验测得的2[#]纯铁的两贡组数据,给出了50千巴以内的动力学屈服强度随应力的变化。实验结果表明,在所研究的压力区间里,两种材料表现出明显的加工硬化效应。

在平面冲击压缩实验中,如果受冲击试件的径向尺寸远大于它的厚度,试件中心部位可视为一维应变状态。在忽略内部耗散(热传导粘性等)作用时,可用下述本构关系描述试件中的应力——应变状态: