

内爆炸载荷下圆管变形、损伤和破坏规律的研究^{1),2)}

李永池⁺⁺ 李大红^{*} 魏志刚⁺⁺ 孙宇新⁺⁺

^{*}(冲击波物理与爆炸物理国家级重点实验室, 成都 610003)

⁺⁺(中国科学技术大学力学与机械工程系, 合肥 230027)

摘要 以物理统计和唯象研究相结合的方法, 建立了微孔洞型的损伤函数模型和损伤演化方程. 以变形热力学、Drucker 公设和内变量理论为基础建立了含损伤热塑性材料的增量型本构关系. 用所建立的本构关系及损伤演化方程对内部爆炸作用下的圆管破坏过程完成了系列数值模拟. 数值结果与实验结果相比较, 在圆管变形过程、破坏时间、破坏速度、破坏应变、破坏应变率等信息方面都是基本一致的.

关键词 变形, 损伤, 破坏, 圆管, 内爆炸载荷

引言

内爆圆管的变形和破坏规律的研究有着重要的学术价值和直接的应用前景. 本世纪 60 年代以前, 人们多是通过现场实验和简单力学分析寻求裂片速度及块度分布的经验性结论, 但自从 Taylor^[1] 进行了较深入的力学分析, 提出了“当内壁压力降至圆管屈服应力, 整个圆管环向压应力区消失, 圆管即出现贯穿性断裂”的 Taylor 判据以后, 人们对问题的研究便进入了更深入细致的定量研究阶段. Hoggatt 等^[2] 对剪切唇问题的分析, Ivanov^[3] 提出的 ε - $\dot{\varepsilon}$ 断裂曲线中的“塑性峰”等, 都是很有意义的工作. 陈大年等^[4] 曾在国内首先对此问题实现了数值模拟, 不过仍是以 Taylor 断裂判据为基础的, 且未引入损伤函数的概念及其演化规律. 胡八一等^[5] 曾开展了此类问题的宏观实验观测, 但尚未将损伤力学和数值计算结合起来进行较深入的定量分析. 封加坡^[6] 在白以龙^[7] 等有关损伤力学工作的基础上, 建立了一个针对韧性材料的微孔洞型损伤演化方程, 并在一定的近似假定下, 得出了与 Ivanov 相类似的具有“塑性峰”的弹壳断裂曲线, 但进行的是比较简单的近似分析, 而并未对弹壳变形、损伤和破坏的全过程进行细致的分析和数值计算.

本文以物理统计和唯象研究相结合的方法建立了微孔洞型的损伤函数模型及损伤演化方程, 并建立了含损伤热塑性材料的增量型本构关系. 将所建立的本构关系和损伤演化方程应用于内爆弹壳的变形和破坏问题的研究中, 完成了系列的数值模拟, 不但取得了与实验良好一致的结果, 而且得出了一些对基础研究和工程应用有意义的结论.

1 损伤函数模型和损伤演化方程

众所周知, 材料的宏观韧性断裂, 在微观层次上是以微孔洞的萌生和发展为诱因的. 对微孔洞型韧性破坏, 宏观损伤 D 定义为微孔洞的总体积 v_D 和材料总体积 v 之比

1999-03-22 收到第一稿, 1999-04-25 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (19572064).

2) 谨以此文纪念郭永怀教授 90 周年诞辰.

$$D = \frac{v_D}{v} = \frac{v - v_S}{v}, \quad \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial v_D}{\partial t} - \frac{D}{v} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (1)$$

其中 v 是含损伤材料的比容, v_S 是材料实体比容, $v_D = v - v_S$. 从细观层次来看, 含损伤材料中有大量的不同尺寸的微孔洞, 可以用统计模型处理. 在理想损伤系统近似下, 韧性损伤系统的微观变量可取为微孔洞的体积 v , 于是, 该损伤系统可以由一维相空间 $\{v\}$ 来描述. 记 $n(v, t, \sigma)$ 为相空间 $\{v\}$ 中的数密度函数, 即 $n(v, t, \sigma)dv$ 表示 t 时刻在 v 中体积在 $v \sim v + dv$ 范围内的孔洞数, 则孔洞在 v 中所占的总体积 v_D 将为

$$v_D = \int_0^{\infty} n(v, t, \sigma) v dv \quad (2)$$

而微孔洞系统的演化遵从如下的控制方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(n\dot{v})}{\partial v} &= n_N \\ \dot{v} &= \dot{v}(v, \sigma) \\ n_N &= n_N(v, \dot{v}, \sigma) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 $\dot{v}(v, \sigma)$ 是微孔洞的长大速率, $n_N(v, t, \sigma)$ 是成核率密度. (1), (2) 和 (3) 给出

$$\frac{\partial v_D}{\partial t} = \int_0^{\infty} n \dot{v} dv + \int_0^{\infty} n_N v dv \quad (4)$$

即微孔洞总体积的变化可以分为长大 (第一项) 和成核 (第二项) 两部分之和.

将孔洞近似为半径为 R 的球型空腔, 设其长大所增加之表面能是由孔洞周围有限区域中介质所储存的应变能 δE 所提供, 而此区域是以介质体波波速 C 扩展, 则可得^[6]

$$\dot{v} = \frac{3}{2} \frac{\delta E}{\lambda} C v \quad (5)$$

其中 λ 为单位面积之表面能. 设孔洞之扩展需满足平均拉应力之阈值条件 $\sigma \geq \sigma_C$, 则在视体积模量 K 为常数的近似下可有

$$\delta E = \int_{\sigma_C}^{\sigma} \sigma \frac{dv}{v} = \frac{\sigma^2 - \sigma_C^2}{2K} \quad (6)$$

代入 (5) 即可得单个孔洞之长大方程

$$\dot{v} = \frac{3}{4} \frac{\sigma^2 - \sigma_C^2}{K\lambda} C v \quad (7)$$

将 (7) 代入 (4), 考虑到在强爆炸载荷下, 孔洞长大对损伤发展起主导作用, 可略去成核效应之第二项, 并在积分时不计 K, λ, C, σ 等与 v 的关系, 再利用 (1) 则得

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{3}{4} \frac{\sigma^2 - \sigma_C^2}{K\lambda} C D - \frac{D}{v} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (8)$$

体积的变化 $\dot{\theta} = \dot{v}/v$ 可以分为可逆部分 $\dot{\theta}^e$ 和不可逆部分 $\dot{\theta}^p$ 之和, 在损伤发展时, 可逆部分 $\dot{\theta}^e$ 与不可逆部分 $\dot{\theta}^p$ 相比很小, 且不应计入不可逆的损伤内变量之中, 故有

$$\frac{\dot{v}}{v} = \dot{\theta} = \dot{\theta}^e + \dot{\theta}^p \approx \dot{\theta}^p \quad (9)$$

代入 (8) 有

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{3}{4} \frac{\sigma^2 - \sigma_C^2}{K\lambda} C D - D \dot{\theta}^p \quad (10)$$

其中 σ, σ_c, K, C 都是表观值. 如以 $\sigma_S, \sigma_0, K_S, C_S$ 表示其相应的实体量, 则由于

$$\sigma = \sigma_S(1-D), \quad \sigma_c = \sigma_0(1-D), \quad K = K_S(1-D), \quad C = C_S(1-D)^{1/2} \quad (11)$$

故把 (11) 式代入 (10) 式得

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \psi - D\dot{\theta}^p, \quad \psi \equiv \frac{3}{4} \frac{\sigma_S^2 - \sigma_0^2}{K_S \lambda} C_S D(1-D)^{3/2} \quad (12)$$

这就是我们的损伤演化方程, 其中第二项反映了不可逆体积变形对损伤发展的贡献.

当材料中出现损伤或者温度升高时, 有关材料参数将发生软化. 对损伤软化和温升软化效应, 我们将分别以损伤力学中常用的“应变等价原理”和线性温升近似处理, 于是综合损伤软化和温升软化效应, 可得如下各式

$$\left. \begin{aligned} E &= E_S(1-D)(1-\xi T), \quad \nu = \nu_0 + \left(\frac{1}{2} - \nu_0\right)\xi T, \quad K = K_S(1-D) \\ G &= \frac{G_S(1-D)(1-\xi T)}{1 + \xi T G_S / 3K_S}, \quad Y = Y_S(1-D)(1-\xi T), \quad \lambda_t = \lambda_0(1-\xi T) \\ c_\nu &= c_0(1 + \xi T), \quad \kappa = \frac{\lambda_t}{\rho c_\nu} = \frac{\lambda_0(1-\xi T)}{\rho c_0(1 + \xi T)} = \kappa_0 \frac{(1-\xi T)}{(1 + \xi T)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中 $E_S, G_S, K_S, Y_S, \nu_0, \lambda_0, c_0, \kappa_0 = \frac{\lambda_0}{\rho c_0}$ 分别表示常温实体材料杨氏模量、剪切模量、体积模量、屈服强度、波松比、导热系数、定容比热、导温系数, 而 $E, G, K, Y, \nu, \lambda_t, c_\nu, \kappa$ 等分别表示损伤为 D , 温升为 T 时各相应表观量的值, 而 $T_m = 1/\xi$ 是材料的特征温度, 当 $T = T_m$ 时, $\nu = 1/2$ (不可压).

2 含损伤热塑性材料的增量型本构关系

设材料满足线性各向同性硬化的 Mises 屈服准则, 则其加载函数可写为

$$f = \frac{3}{2} S : S - \kappa^2 = 0, \quad \kappa^2(Y, W^p) \equiv Y^2 + 3cW^p, \quad c \equiv \frac{2}{3} \frac{EE'}{(E - E')} \quad (14)$$

其中 S 为偏应力, Y 是屈服应力, E 和 E' 分别是弹性模量和弹塑性硬化模量, 作为内变量的 W^p 是塑性功, (14) 中各量均为表观量. 塑性应变增量 $d\epsilon^p$ 由广义 Drucker 公设导出的正交法则给出

$$d\epsilon^p = d\lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma} = 3d\lambda S, \quad d\theta^p = 0, \quad d\epsilon^p = d\epsilon^p \quad (15)$$

其中 $d\lambda > 0$ 为塑性流动因子, $d\theta^p$ 和 $d\epsilon^p$ 分别为塑性体应变增量和塑性偏应变增量. 塑性流动的一致性法则为

$$df = 3S : dS - 2YdY - 3cS : d\epsilon^p - 3Wdc = 0 \quad (16)$$

由于

$$d\epsilon^p = 3d\lambda S, \quad dc = -c_S(1-\xi T)dD - c_S(1-D)\xi dT, \quad c_S \equiv \frac{2}{3} \frac{E_S E'_S}{(E_S - E'_S)} \quad (17)$$

$$dS = 2G(de - d\epsilon^p) = 2G(de - 3\lambda S), \quad dY = -Y_S(1-\xi T)dD - Y_S(1-D)\xi dT \quad (18)$$

$$dD = \psi dt \quad (19)$$

$$dT = \kappa \Delta T dt + \alpha \frac{v}{c_v} S : de^p = \kappa \Delta T dt + 3\alpha \frac{v}{c_v} S : S d\lambda \quad (20)$$

其中 (20) 式是能量守恒给出的温升方程, α 为塑性功转热因子, Δ 为拉普拉斯算子, E_S 和 E'_S 是 E 和 E' 的实体量, ψ 由损伤演化方程 (12) 给出. 将 (17)~(20) 各式代入 (16) 即可解出 $d\lambda$

$$d\lambda = \frac{GS : de + \frac{1}{3}[(1 - \xi T)\psi + (1 - D)\xi \kappa \Delta T][YY_S + \frac{3}{2}W^p c_s] dt}{\left[3G + \frac{3}{2}c - (YY_S + \frac{3}{2}W^p c_s)(1 - D)\xi \alpha \frac{v}{c_v}\right] S : S} \quad (21)$$

式 (21) 是由 de 计算 $d\lambda$ 的显式方程, 这对动态问题的应用是十分方便的. 求出 $d\lambda$ 后, 即可分别由 (17), (18), (19), (20) 求出 de^p , dS , dD 和 dT .

3 控制方程组和计算流程

考虑一个无限长内部填满炸药的圆管, 在中心线起爆后的圆管破裂问题. 计算中不考虑炸药的化学反应过程, 并假定炸药满足 C-J 爆轰条件, 产物状态方程采用多方气体状态方程, 圆管则采用 Murnaghan 状态方程及以上所提出的含损伤热塑性本构关系. 当以 Lagrange 径向坐标 R 和时间 t 为自变量时, Euler 径向坐标 r 为一未知量. 一维柱对称问题的基本方程组如下

$$\text{动量守恒} \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{r}{R} \frac{\partial [-(p+q) + s_r]}{\partial R} + \frac{(s_r - s_\theta)}{R} \frac{\partial r}{\partial R} \quad (22)$$

$$\text{速度定义} \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u \quad (23)$$

$$\text{质量守恒} \quad v = v_0 \frac{r}{R} \frac{\partial r}{\partial R} \quad (24)$$

$$\text{增量应变} \quad \begin{cases} d\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} dt, & d\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} dt, & d\varepsilon_z = 0, & d\theta = \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r}\right) dt \\ de_r = d\varepsilon_r - \frac{1}{3}d\theta, & de_\theta = d\varepsilon_\theta - \frac{1}{3}d\theta, & de_z = d\varepsilon_z - \frac{1}{3}d\theta \end{cases} \quad (25)$$

$$\text{状态方程} \quad p = \frac{K}{\gamma_0} \left[\left(\frac{v_0}{v(1-D)} \right)^{\gamma_0} - 1 \right] \text{ (圆管)}, \quad p = p_{CJ} \left(\frac{v}{v_{CJ}} \right)^\gamma \text{ (爆炸产物)} \quad (26)$$

$$\text{人工粘性} \quad q = \begin{cases} \frac{b^2}{v} (\Delta u)^2, & \frac{\partial u}{\partial R} < 0 \\ 0, & \frac{\partial u}{\partial R} \geq 0 \end{cases} \quad (27)$$

$$\text{塑性流动因子} \quad d\lambda = \frac{GS : de + \frac{1}{3}[(1 - \xi T)\psi + (1 - D)\xi \kappa \Delta T][YY_S + \frac{3}{2}W^p c_s] dt}{\left[3G + \frac{3}{2}c - (YY_S + \frac{3}{2}W^p c_s)(1 - D)\xi \alpha \frac{v}{c_v}\right] S : S} \quad (28)$$

$$\text{增量塑性应变} \quad d\theta^p = 0, \quad de^p = de^p = d\lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma} = 3d\lambda S \quad (29)$$

$$\text{偏应力增量} \quad \begin{cases} ds_r = 2G(de_r - de_r^p) \\ ds_\theta = 2G(de_\theta - de_\theta^p) \\ ds_z = 2G(de_z - de_z^p) \end{cases} \quad (30)$$

$$\text{温度升高} \quad dT = \kappa \Delta T dt + \alpha \frac{\nu}{c_\nu} S : de^p, \quad \Delta T \equiv \frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial R} \quad (31)$$

$$\text{损伤演化} \quad dD = \psi dt \quad (32)$$

本文采用 Lagrange 型的交叉格式中心差分方法, 速度定义在空间整格点和时间半格点上, Euler 坐标定义在空间整格点和时间整格点上, 其它量定义在空间半格点和时间整格点上. 以上的基本方程组之排序也正是由差分方程组计算各量的计算流程, 这是人们所熟悉的, 故不再列出相应的差分计算公式.

4 计算结果及分析

对 45# 钢管在 TNT/RDX(40/60) 炸药内部爆炸载荷作用下的变形和破坏问题进行了系列数值计算并和我们完成的典型实验进行了对比. 装药密度 $\rho_0 = 1680 \text{ kg/m}^3$, 爆速 $D_{CJ} = 7750 \text{ m/s}$, 爆压 $p_{CJ} = 27.0 \text{ GPa}$, 爆炸产物多方指数 $\gamma = 2.7$; 圆管材料参数为: 密度 $\rho_0 = 7890 \text{ kg/m}^3$, $E'_S/E_S = 0.1$, $\nu = 0.31$, $\gamma_0 = 3.7$, 其它参数见表 1. 计算中对 45# 钢管采用前述的微孔洞型的损伤演化方程, 损伤发展的条件是平均拉应力 $\sigma_S > \sigma_0 = 5.98 \times 10^8 \text{ Pa}$ (σ_0 为材料在准静态条件下的拉伸极限强度), 破坏极限损伤 D_C 取为 0.4. 计算中假设圆管材料中存在着极小的均匀分布的初始缺陷损伤 $D_0 = 1.0 \times 10^{-5}$.

表 1 圆管材料参数

Table 1 Material parameters of the circular tube

E_S/Pa	γ_0	$c_\nu^0/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot^\circ\text{C}$	$\lambda_t^0/\text{J}\cdot(\text{sm})^{-1}\cdot^\circ\text{C}$	$\kappa_0/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$T_m/^\circ\text{C}$	Y_S/Pa	$\lambda/\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$
2.1×10^{11}	3.7	447.0	48.15	1.365×10^{-5}	2600.0	3.53×10^8	7500.0

表 2 圆管破裂实验和计算数据

Table 2 Experimental and Computational data for the tube fracture

Tube thickness δ/mm	Fracture time $t_f/\mu\text{s}$		Fracture strain $\varepsilon_f/\%$		Fracture strain rate $\dot{\varepsilon}_f/10^4\cdot\text{s}^{-1}$		Fracture velocity/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	
	Exp.	Comp.	Exp.	Comp.	Exp.	Comp.	Exp.	Comp.
5	15	14.5	75.18	72.76	5.01	5.05	750	938
3	9	9.88	77.04	75.63	7.00	7.65	1050	1436
1	5	4.74	37.00	69.30	8.86	14.77	1550	2202

由表 2 中数据可以看出, 对壁厚 3mm 及 5mm 的钢管, 破裂时间、破裂应变和破裂应变率的计算结果和实验结果相当吻合, 而对壁厚为 1mm 的钢管, 计算结果和实验结果差别稍大, 但仍然是可以接受的. 破裂速度计算结果和实验结果相差稍大, 主要是因为计算采用的是一维数值分析, 未计及二维效应所致.

对比表 2 中三种不同厚度圆管的破裂应变和破裂应变率的数据, 可见无论是实验结果还是计算结果二者有一共同的特点, 即厚度处于中间值 ($\delta = 3 \text{ mm}$) 因之应变率 $\dot{\varepsilon}_f$ 处于中间状态的圆管具有最大的破裂应变 ε_f , 这似乎预示着在此应变率附近可能存在着 Ivanov 所说的“塑性峰”. 为验证此点, 我们对 $\delta = 2 \text{ mm}$ 至 $\delta = 10 \text{ mm}$ 的不同圆管进行了系列计算, 得出了如图 1 所示的圆管破裂曲线 $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$. 由图可以清楚地看出, 在应变率 $\dot{\varepsilon}_f = 7.6 \times 10^4/\text{s}$ 处, 的确出现了“塑性峰”, 图中小黑点对应表 2 中的实验点, 可见趋势和计算结果是一致的. 图 2~ 图 5 表示

的分别是内径为 $R_1 = 12\text{ mm}$, 厚度为 $\delta = 5\text{ mm}$ 的 45# 钢圆管在 TNT/RDX 40/60 爆炸加载下在二典型时刻 $t = 9.5\text{ }\mu\text{s}$ (虚线) 和 $t = 15.96\text{ }\mu\text{s}$ (实线, 破裂) 时的环向应力 σ_θ , 径向应力 σ_r , 径向质点速度 u , 温度 T 的分布曲线. 可以看到管内环向拉应力 σ_θ 的分布特性是内壁比外壁大, 且随着时间的推迟环向拉应力在松弛, 径向应力 σ_r 则在管内壁附近由强压缩渐趋于零, 只是爆心附近压力仍较高. 径向质点速度的分布曲线的爆炸产物部分显示了波在圆管和爆心间多次反射引起的冲击突跃, 但由于管较薄且管中波速较快, 故连续多次反射的均匀化效应使得圆管各处速度接近于相等, 其值和实验结果较接近. 管中塑性变形引起的热使圆管温度随时间进展而升高, 管破裂时管中温度可升至 $550^\circ\text{C} \sim 900^\circ\text{C}$, 说明圆管中有可能出现热失稳造成的剪切带, 而这在实验中是观察到的. 图 6 表示的是几个典型时刻管中损伤的分布曲线, 从下到上依次对应的时间为 $t = 2.7\text{ }\mu\text{s}$, $6.3\text{ }\mu\text{s}$, $9.9\text{ }\mu\text{s}$, $15.96\text{ }\mu\text{s}$ (破裂), 可以看到损伤首先出现在离外壁较近的某一位置 (这是由于压缩波在外壁自由面反射卸载首先在此造成拉应力所致) 以后逐渐向两侧发展, 并趋于均匀化, 直至各处达到极限损伤而出现贯穿性断裂, 从计算结果看损伤似乎在外壁附近发展较快, 故圆管中破坏似是由外向内发展的. 图 7 表示的是距外壁 0.5 mm 处的损伤演化曲线, 图 8 是圆管外壁的径向速度时程曲线 $u-t$, 可以看到随着圆管接近于破裂, 圆管外壁速度略有摆动地趋于破裂速度 $u_f = 938\text{ m/s}$.

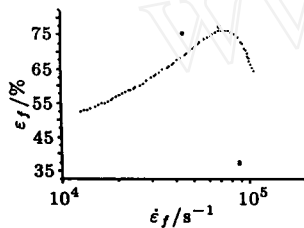


图 1 破裂曲线 $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$
Fig.1 Fracture curve $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$

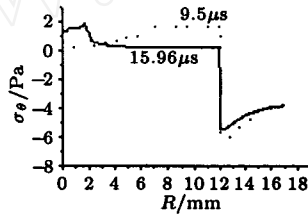


图 2 环向应力分布
Fig.2 Circumferential stress profiles

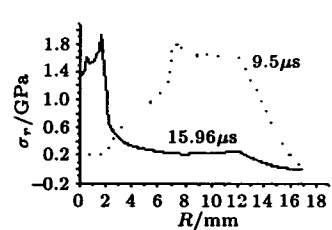


图 3 径向应力分布
Fig.3 Radial stress profiles

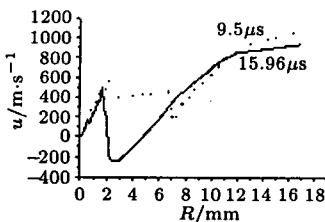


图 4 径向速度分布曲线
Fig. 4 Radial velocity profiles

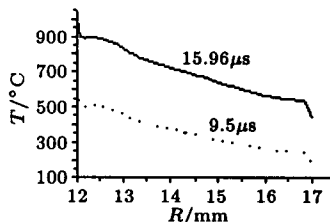


图 5 温度分布曲线
Fig.5 Temperature profiles

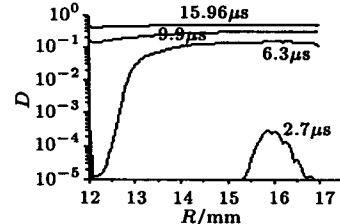


图 6 损伤分布曲线
Fig.6 Damage profiles

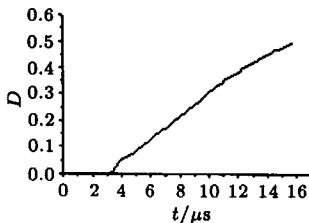


图 7 距外壁 0.5 mm 处损伤的演化
Fig.7 Damage evolution at the point 0.5 mm from out-wall

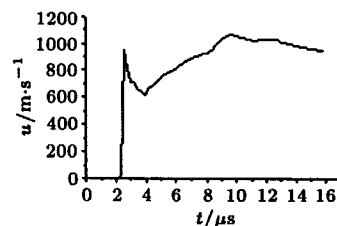


图 8 外壁速度的演化
Fig.8 Radial velocity evolution of the out-wall

5 结 论

1) 以物理统计和唯象研究相结合的方法, 建立了微孔洞型的损伤函数模型和损伤演化方程. 并以变形热力学、Drucker 公设和本构关系的内变量理论为基础, 导出了含损伤热塑性材料的增量型本构关系. 对 45# 钢圆管在内部爆炸载荷下的破坏规律的数值模拟, 给出了与实验基本一致的结果, 说明所建立的理论和计算方法是正确和有应用价值的.

2) 通过对不同厚度圆管的系列数值计算, 得到了 45# 钢圆管破坏应变和破坏应变率关系曲线 $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$. 结果显示其破坏曲线在 $\dot{\varepsilon}_f \approx 7.6 \times 10^4 / \text{s}$ 达到其破坏应变的“塑性峰”.

3) 45# 钢圆管在内部爆炸载荷作用下膨胀变形过程中, 首先是由冲击波的反射卸载在外壁附近某处出现损伤, 以后迅速向两侧发展. 由于塑性流动、热软化和损伤软化的交互作用可在圆管中产生 $550^\circ\text{C} \sim 900^\circ\text{C}$ 的高温, 从而导致热塑失稳破坏, 并具有很高的破裂速度. 故破片兼具杀伤和引燃的双重功能.

参 考 文 献

- 1 Taylor, G I. The Fragmentation of tubular bombs, Scientific Papers of G I Taylor, III(44) London: Cambridge University Press, 1963. 387
- 2 Hoggatt C R et al. Fracture behavior of tubular bombs. *J App Phys*, 1968, 39: 1856
- 3 Ivanov A G. Strength of Materials, 1976, 8: 1303
- 4 陈大年等. 柱壳的高速膨胀断裂, 爆炸与冲击, 1987, 7(1): 27 (Chen Danian et al. High-velocity expansion and fracture of cylindrical shells. *Explosion and Shock Waves*, 1987, 7(1): 27 (in Chinese))
- 5 胡八一等. 内部爆轰加载下的钢管膨胀断裂研究, 爆炸与冲击, 1993, 13(1): 49 (Hu Ba-yi et al. Studies of expansion and fracture of explosive-filled steel cylinders. *Explosion and Shock Waves*, 1993, 13(1): 49 (in Chinese))
- 6 封加坡. 金属动态延性破坏损伤函数模型. 博士学位论文. 北京理工大学, 1992 (Feng Jiapo, Damage function models for the dynamic ductile fracture of metals, Doctorial thesis, Beijing Science and Technology University, 1992 (in Chinese))
- 7 白以龙. 固体中微裂纹系统演化的基本描述, 力学学报, 1991, 23(3) (Bai Yilong, Foundational description of the evolution of micro-crack system in solids. *Acta Mechanica Sinica*, 1991, 23(3) (in Chinese))

RESEARCH ON THE DEFORMATION, DAMAGE AND FRACTURE RULES OF CIRCULAR TUBES UNDER INSIDE-EXPLOSIVE LOADING^{1),2)}

Li Yongchi⁺⁺ Li Dahong^{*} Wei Zhigang⁺⁺ Sun Yuxin⁺⁺

^{*} (National Key Lab. of Shock and Detonation Physics, Chengdu 610003, China)

⁺ (University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract In this paper, the problem of the deformation, damage and fracture rules of circular steel tubes under inside-explosive loading is studied theoretically and numerically. The damage is defined as the ratio of the void volume to the total volume of the materials, and the surface

Received 22 March 1999, revised 25 April 1999.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (No.19572064).

2) In memory of academician Kuo Yonghuai's 90 anniversary.

energy's increase for the void growth is considered to be provided by the strain energy of the materials in a limited neighbourhood, which expands with the volumetric wave speed of the material. From the above point of view, the damage function models and the damage evolution equations for the micro voids in materials are established by means of combining the physical statistics method and the phenomenological research method. In our damage evolution equations, the effect of the plastic volumetric strain on the damage evolution is considered. Then on the basis of deformation thermodynamics, the Drucker's postulate and the theory of internal variables, the incremental constitutive relations for damaged thermo-plastic materials are presented. Our constitutive relations are given with the incremental stress expressed by the incremental strain, and can cover plastic hardening behaviors, thermo-softening behaviors, damage softening behaviors and their coupling effects between each other. So they are very convenient for the use in dynamic problems. The thermo-softening effects of the material parameters are also considered in the constitutive relations. After giving the computational routine, applying our constitutive relations and the damage evolution equations to the problem of inside-explosively loaded steel tubes, we have completed the systematic numerical simulations for the deformation and fracture process of the 45# steel tubes. Compared to each other, the computational results and the experimental ones are in reasonable and good agreement in the informations of the tubes' deformation procedure, fracture moment, fracture velocity, fracture strain and fracture strain rate and so on. This demonstrates that our constitutive relations, the damage function models and the computational method are correct and of academic and practical values. By changing the thickness of the tubes we have obtained the steel tubes' fracture curve $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$ (fracture strain versus fracture strain rate), which has a so called "plastic peak" by Ivanov^[3]. The computational results show that the steel tubes' fracture curve $\varepsilon_f - \dot{\varepsilon}_f$ reaches its "plastic peak" at about the strain rate $\dot{\varepsilon}_f = 7.6 \times 10^4/\text{s}$. The computational results also show that because of the combining effects of plastic flow, thermo-softening and damage-softening very high temperature about $550^\circ\text{C} \sim 990^\circ\text{C}$ can be reached, and the thermo-plastic instability may appear in the tubes, which indeed has been found in our experiments.

Key words deformation, damage, fracture, circular tubes, inside-explosive loading