

文章编号: 1001-1455(2004)04-0337-10

钛合金 TC4 材料热处理工艺对圆筒 在内爆炸载荷下膨胀半径的影响*

范亚夫^{1,2}, 段祝平¹, 马 岳¹, 陈 捷²

(1. 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100080;

2. 中国兵器工业集团 52 研究所烟台分所, 山东 烟台 264003)

摘要: 对采用两种不同热处理工艺的钛合金 TC4 材料进行了 Hopkinson 拉伸实验、圆筒爆炸实验和数值仿真, 从而确定了两种不同热处理工艺的优劣并通过微观分析揭示了钛合金 TC4 材料微观组织结构对内爆炸载荷下圆筒膨胀半径的影响。实验和数值分析表明: 采用双重退火热处理工艺的钛合金 TC4 材料具有良好的动态力学性能。在相同的加载条件下, 经此工艺处理的 TC4 圆筒在爆轰产物未泄漏之前有着充分的膨胀半径, 而且也不容易形成绝热剪切破坏。同时, 给出的依据高速摄影照片确定筒壳断裂点的方法是切实可行的, 获得的断裂时间与数值分析结果吻合。

关键词: 固体力学; 热处理; Hopkinson 拉伸实验; 钛合金 TC4; 膨胀半径; 圆筒爆炸实验; 数值仿真; 微观分析

中图分类号: O346.1

国标学科代码: 130.1545

文献标志码: A

1 引 言

金属圆筒在内爆炸载荷下径向膨胀直至断裂的问题, 由于其明确的军事工程背景一直受到人们的密切关注。

早在 1943 年, R. W. Gurney^[1]从能量守恒的观点给出了柱壳承受内部炸药爆轰时破片最终速度的预测公式。后来, 许多学者提出了改进的 Gurney 模型^[2], 其中包括把爆轰产物视为飞片的附加质量, 由 Newton 定律列出运动方程求解后可得到壳体内壁速度与膨胀半径关系式

$$v = \frac{D_J}{2} \left[\frac{\mu}{2 + \mu} \left(1 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^4 \right) \right]^{1/2} \quad (1)$$

式中: v 是壳体内壁瞬态速度, R_0 和 R 分别是壳体初始和瞬态内半径, $\mu = m/M$ 是爆轰产物质量与壳体质量比, D_J 是炸药的 C-J 爆速。

1944 年, G. I. Taylor^[3]第一次将材料强度和屈服准则引入到由他提出的断裂判据中。后来, 人们应用爆轰物理、弹塑性力学理论和 Taylor 判据得到了柱壳的破裂内半径^[4]

$$R_f = R_0 \left(\frac{\sqrt{3} p_1}{4 \sigma_s} \right)^{1/n \cdot k} \quad (2)$$

式中: R_0 是壳体初始内半径, σ_s 是材料的屈服极限, p_1 是炸药的 C-J 爆轰压力, k 是爆轰产物绝热指数, n 是爆轰产物膨胀的空间维度系数, 其取值在 2~3 之间。

1967 年, P. M. B. Slate 等^[5]研究了金属在高应变率下的断裂行为, 指出应变率在 $6 \sim 40 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 的范围内, 随着应变率和厚度的增加, 大多数金属表现为韧性增加。并通过高速摄影给出了壳体的膨胀速度和断裂点的确定方法。

同年, C. R. Hoggatt 等^[6]在假定断裂是沿最大剪应力线发生的基础上建立了一个数学模型。同时

* 收稿日期: 2004-04-21

作者简介: 范亚夫(1954—), 男, 博士, 高级工程师。

他们也观察到在低爆轰压力下,不稳定的剪切带开始扩展之前在外表面会形成深裂纹;而在高爆轰压力下,来自爆轰的压缩环向应力会阻止裂纹的生长,不稳定的剪切带会形成得早一些,于是能从碎片上观察到更长的剪切带。

1976年,A. G. Ivanov^[7]从能量的观点出发,导出了圆筒断裂时刻的应变和应变率的关系。表明了壳体膨胀时应变对应变率的依赖性,同时指出了“塑性峰”的存在。

1977年,D. L. Wesenberg等^[8]在应变率为 10^4 s^{-1} 下分析了薄壁圆柱壳的膨胀。他们从Mott的断裂方程出发,提出了用一个数值解来讨论圆柱壳的径向膨胀及其断裂。同时,他们将Mott的概率分析与实验结果进行了比较,两者间有着合理的一致性。他们又观察到,随着材料密度、应变率或爆轰压力的降低,壳体的破片数也减少。

1993年,胡八一等^[9]对此问题进行了细致的实验研究和宏观观察,得出金属材料的热导率越低、晶粒越细,就越容易产生绝热剪切,生成相变带。同时指出:TC4钛合金因热导率很小,故局部塑性变形产生的热量可使晶粒达到或接近熔点温度,这样热软化占主导地位,强烈的局部塑性变形最终导致剪切带的形成。

2000年,R. L. Martineau等^[10]对圆柱壳承受内爆炸载荷下的膨胀进行了实验研究,在应变约1.50时,多重塑性不稳定性以准周期的图案出现在壳体的表面。这些不稳定性继续扩展会形成局部剪切带,并在引起壳体破片之前形成裂纹。

本文中采用实验研究和数值仿真的方法,成功地验证了经两种不同热处理工艺的TC4材料圆筒在爆炸载荷驱动下的破碎半径。数值仿真能再现圆筒爆炸膨胀和破碎过程。同时,通过对回收破片的金相分析支持了钛合金TC4材料热处理工艺取舍的相关结论。

2 实验研究

从(1)式可以看到,当 R 时,可得到壳体膨胀的极限速度,说明在壳体破碎之前,若能使其充分膨胀,可得到爆轰产物不泄漏的壳体内壁径向膨胀最大速度。同时,(2)式说明:壳体的破碎半径与 $s^{1/nk}$ 成反比。这种分析给我们一种启示:针对爆炸圆筒所使用的钛合金TC4材料,能否寻找一种合理的热处理工艺使其强度适中,而具有较好的塑性和断裂韧性指标,从而使圆筒在爆轰过程中充分膨胀达到推迟其破碎时间的目的。为此,设计了两种热处理工艺:A—双重退火;B—淬火+时效。前者的预期效果是如上所表述的。后者则是沿袭了钛合金TC4传统的热处理工艺,强度高、但韧性较低。目的是为了进行对比。

考虑到TC4材料是在高应变率下使用的,因此首先通过Hopkinson拉伸实验测试其用于数值计算的Johnson-Cook材料模型的相关常数^[11],所获得的如图1所示的应力-应变曲线说明采取上述热处理工艺使钛合金TC4材料达到了预期的性能指标,即

A(双重退火): $\sigma_s = 800 \text{ MPa}$,延伸率 $\dot{\epsilon} = 28\%$

B(淬火+时效): $\sigma_s = 1200 \text{ MPa}$,延伸率 $\dot{\epsilon} = 18\%$

TC4材料圆筒尺寸为 $\varnothing 25.4 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$,厚度 $h = 2.5 \text{ mm}$,分别经A、B两种不同的热处理工艺处理。共进行了8发实验,其中6发是分别用导爆索和8701炸药驱动,并用闪光X光胶片对它们在破裂时的膨胀半径进行记录并分别回收壳体破片。实验表明^[12],对于TC4材料壳体,采用不同热处理工艺会对壳体在爆炸载荷下的动态响应产生明显影响。双重退火壳体的最大破裂半径大于淬火+时效壳体的最大破裂半径,而且断裂时的膨胀速度也大。

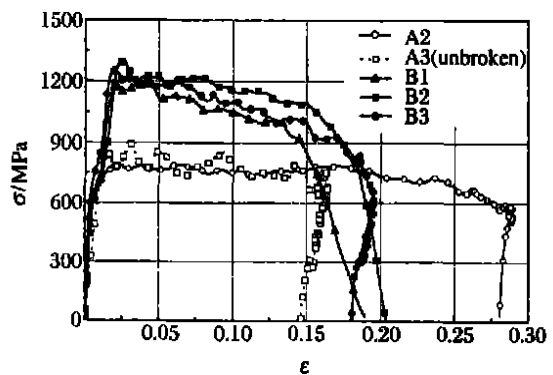


图1 TC4经A、B两种热处理的动态拉伸性能
Fig. 1 Dynamic tension stress-strain curves of TC4 material under A, B two hot-working

图 2 给出了用于高速摄影记录的爆炸实验现场示意图^[13]。壳体内装 120mm 的 TNT/RDX(35/65) 炸药,在装药的一端由雷管加 Tetryl 传爆药柱引爆。距爆炸圆筒 1m 处的两个前照明和一个后照明是分幅式高速摄影机的照明光源,它们是爆炸驱动氩气光源,由雷管、传爆药柱、激发炸药、氩气袋及带孔的遮光板组成。在我们的实验中,激发炸药 $\varnothing 200\text{mm} \times 20\text{mm}$;前后氩气袋尺寸分别为: $500\text{mm} \times 500\text{mm} \times 300\text{mm}$, $700\text{mm} \times 100\text{mm} \times 450\text{mm}$;遮光板孔径 350mm;相机与装置的距离为 25m。通过 45° 反光镜,分幅式高速摄影机可等时间间隔连续记录 40 幅照片。上、下两块靶板用于破片分布及壳体破碎均匀性观察。所获取的高速摄影照片为数值计算提供了可靠的实验对比资料。从图 3 的高速摄影照片看到,在同一时刻,经 A 热处理的筒壳半径明显大于经 B 热处理的筒壳半径。

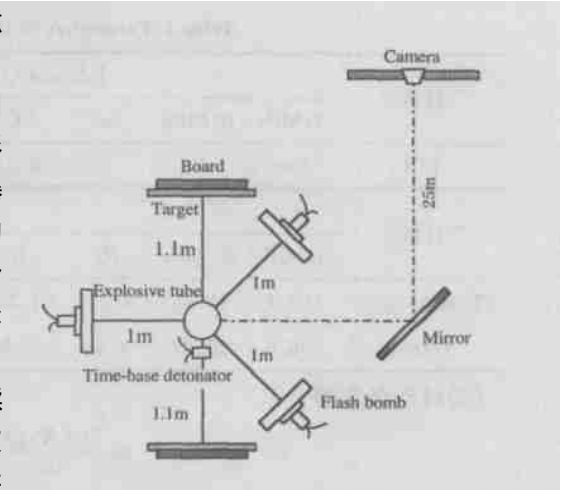


图 2 爆炸实验现场示意图

Fig. 2 Scheme of explosive experiment setup



图 3 两种不同热处理的工艺 TC4 爆炸圆筒高速摄影照片比较

Fig. 3 Comparison between high speed scanning records of TC4 cylinder subjected to detonation by different heat-treatments technology

3 数值分析

目前,在处理工程问题中,建立在连续介质力学理论基础的有限元数值分析技术已经演化成为一种数值实验,它可以揭示物理测试观察不到的现象。对于爆轰驱动问题,可动画般地显示爆轰成长、应力波传播、筒壳膨胀直至破碎的整个过程。可为经两种不同热处理工艺的钛合金 TC4 圆筒的爆轰驱动提供数值分析解并与物理实验结果进行比较。TC4 圆筒的材料参数为:密度 $\rho_0 = 4.51 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$,剪切模量 $G = 42.0 \text{ GPa}$,泊松比 $\nu = 0.33$,弹性模量 $E = 113 \text{ GPa}$ 。本文中采用 LS-DYNA 有限元结构分析程序进行数值计算,几何模型如图 4 所示。采用 Lagrangian 算法,炸药和壳体间仅采用滑移接触。考虑到问题的轴对称性,取壳体的一半进行几何建模,并施加对称面边界约束条件。计算中采用了能反映材料应变率强化和温度软化效应的理想刚塑性强化的 Johnson-Cook 模型,状态方程取 Grüneisen 状态方程;炸药选用 JWL 状态方程来描述。相关参数列于表 1。



图 4 有限元模型

Fig. 4 Finite element model

在 Lagrangian 算法中,独立变量是 Lagrangian 坐标 X 和时间 t ,主要相关变量是初始密度 $\rho_0(X, t)$,位移 $u(X, t)$ 以及应力和应变的 Lagrangian 度量。

Lagrangian 算法中的控制方程如下。

(1) 质量守恒

$$\rho(X, t) J(X, t) = \rho_0(X) \tag{3}$$

式中: $J(X, t)$ 为 Jacobian 行列式或称变形梯度行列式。

表 1 本构方程和状态方程参量
Table 1 Parameters of the equations of constitutive and state

材料	Johnson-Cook 模型						Grüneisen 模型			
	A/MPa	B/MPa	n	C	m	D ₁	D ₄	C _g /(m/s)	s	o
TC4	800	0	0	0.011	1.0	1.23	0.010	5130	1.028	1.23

材料	JWL 模型								
	A _e /GPa	B _e /GPa	R ₁	R ₂		E ₀ /GPa	e/(kg/m ³)	D/(m/s)	p _{C1} /GPa
T/R(35/65)	602.1	12.25	4.554	1.207	0.322	10.70	1714	7967	28.6
Tetryl	586.8	10.67	4.40	1.20	0.28	8.20	1730	7910	28.5

(2) 线动量守恒

$$\rho \frac{\partial v(X, t)}{\partial t} = \text{div } T_R(X, t) + \rho \cdot f \tag{4}$$

式中: $v(X, t)$ 为质点速度, T_R 为第一 P-K(Piola-Kirchhoff) 应力张量, f 为体力。

(3) 角动量守恒

角动量守恒要求第二 P-K 应力张量是对称的, 即

$$T = T^T \tag{5}$$

(4) 能量守恒

$$\dot{e}(X, t) = - \frac{1}{\rho} \text{div } q_R + r + \frac{1}{\rho} \text{tr}(T \dot{E}) \tag{6}$$

式中: $\dot{e}(X, t)$ 为比内能率, q_R 为 P-K 热流矢量, \dot{E} 为 Green 应变率张量, r 为热源。

(5) 应力分解

通常, 一个对称的二阶张量可以分解为一个球张量和一个偏张量的和。如上所述, 第二 P-K 应力张量是对称张量, 自然可以进行这种分解。考虑到压力 p 是在爆轰后产生的, 是现时构形中的物理量, 利用第二 P-K 应力张量与 Cauchy 应力张量的关系 $T = J F^{-1} T F^{-T}$, 其中 F 是变形梯度张量。可以给出关于 Cauchy 应力张量的分解式, 然后再带回到上式。

$$T = T^D - pI \tag{7}$$

式中: T^D 为偏应力张量, p 为静水压力, I 为单位张量。

若考虑人工粘性阻力 $Q^{[14]}$, 则 Cauchy 应力张量可表示成

$$T = T^D - (p + Q) I \tag{8}$$

注意到

$$\text{tr}(T \dot{E}) = \text{tr}(J \dot{T} D) = J \text{tr}(\dot{T} D) \tag{9}$$

将(8)式代入(9)式再代入到(6)式, 并注意到(3)式, 可得到以 Cauchy 应力张量 T 和伸长率张量 D 表示的能量守恒方程

$$\dot{e}(X, t) = - \frac{1}{\rho} \text{div } q_R + r + \frac{1}{\rho} [\text{tr}(T^D D) - (p + Q) \text{tr} D] \tag{10}$$

若不计热传导和热源, 则有

$$\dot{e}(X, t) = \frac{1}{\rho} \text{tr}(T^D D) - \frac{1}{\rho} (p + Q) \text{tr} D \tag{11}$$

(6) Johnson-Cook 模型

$$\sigma_e = [A + B(\bar{\epsilon})^n] [1 + C \ln \dot{\bar{\epsilon}}] [1 - T^{*m}] \tag{12}$$

式中: $\bar{\epsilon}$ 为等效塑性应变, σ_e 为 von Mises 流动应力; $\dot{\bar{\epsilon}} = \dot{\bar{\epsilon}}/\dot{\epsilon}_0$ 为相对等效塑性应变率, 取 $\dot{\epsilon}_0 = 10^{-4}$

s^{-1} ; $T^* = (T - T_{room}) / (T_{melt} - T_{room})$ 为量纲一温度, 其中 T_{melt} 与 T_{room} 分别表示材料的熔点与室温。

(12) 式中第一个因子给出的是当 $\dot{\epsilon} = 1.0$ 和 $T^* = 0$ 时流动应力与等效塑性应变的函数关系。第二个和第三个因子表示了应变率效应和温度效应。

断裂时的应变由下式给出

$$\epsilon^f = [D_1 + D_2 \exp D_3 \dot{\epsilon}^*] / [1 + D_4 \ln \dot{\epsilon}^*] [1 + D_5 T^*] \quad (13)$$

式中: $\dot{\epsilon}^* = p / \sigma_{eff}$ 压力与 von Mises 等效应力的比值。损伤参数 $D = \frac{1}{\epsilon} = 1$ 时, 断裂发生, 其中 ϵ 为积分循环期间的等效塑性应变增量。

(7) 状态方程

Grüneisen 状态方程

当材料处于压缩状态时 ($\mu > 0$)

$$p = \frac{C_g^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\mu}{2} \right) \mu \right]}{[1 - (s - 1) \mu]^2} + E_0 \quad (14)$$

当材料处于膨胀状态时 ($\mu < 0$)

$$p = C_g^2 \mu + E_0 \quad (15)$$

式中: C_g 是冲击 Hugoniot 曲线 $D-u$ 的截距; s 是曲线 $D-u$ 的斜率; μ 是 Grüneisen 指数; 容积应变 $\mu = V/V_0 - 1$; E_0 是单位体积的内能。

JWL 状态方程

$$p = A_e \left(1 - \frac{1}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B_e \left(1 - \frac{1}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{E}{V} \quad (16)$$

式中: A_e, B_e, R_1, R_2, E 为未反应炸药的材料常数, E 为单位体积的内能, V 为相对体积。

(8) 初始条件和边界条件

初始条件

$$\begin{cases} R(X, t_0) = x_0(X) \\ \left. \frac{\partial}{\partial t} R(X, t) \right|_{t=t_0} = v_0(X) \end{cases} \quad X \in R[B] \quad (17)$$

式中: $R[B]$ 是物体 B 映射到实数域空间的集合, $R(X, t_0)$ 为初始构形到现实构形的映射。

边界条件

设想将物体的边界划分成分离的两部份, 即 $\partial B = \partial_u B + \partial_s B$

几何边界条件

$$x = R(X, t) = r(X, t) \quad X \in \partial_u R[B] \quad (18)$$

动力边界条件

$$\frac{1}{(\det F) \sqrt{n_R \cdot (F^{-1} F^T n_R)}} T_{R n_R} = \hat{s}(X, t) \quad X \in \partial_s R[B] \quad (19)$$

在小变形的情况下, 上式可取下面近似的表达

$$T_{R n_R} = \hat{s}(X, t) \quad X \in \partial_s R[B] \quad (20)$$

滑动接触面间断处的跳跃条件 (在材料界面 $\Gamma(t)$ 处)

$$[T_n] = (T^+ - T^-) \cdot n = 0 \quad \text{沿材料界面 } x^+ = x^- \quad (21)$$

式中: T^+, T^- 是界面 $\Gamma(t)$ 处左右两侧的 Cauchy 应力张量; n 是边界上任意点处向外单位法矢量。

(9) d'Alembert 原理^[15]

$$\iint_{\partial R^+(t)} S_R \cdot u dA + \iiint_{R^+(t)} f \cdot u dV - \iiint_{R^+(t)} R \dot{v} \cdot u dV = \iiint_{R^+(t)} T \cdot E dV \quad (22)$$

式中: u 为约束许可的虚位移; E 为虚的 Green 应变张量。

d'Alembert 原理可以简述为:对于每一个给定的虚位移场,外力和惯性力的虚功等于应力的虚功。此定理使得离散动量方程成为可能。

特别是当惯性力为零时(静态问题),可得到虚功原理

$$\iint_{\partial R} S_R \cdot u dA + \iiint_R f \cdot u dV = \iiint_R \Gamma \cdot E dV \quad (23)$$

虚功原理建立了这样一个事实:对于任意给定的约束许可的虚位移,外力的虚功等于内力的虚功。

图 5 给出了经双重退火工艺的 TC4 爆炸圆筒破裂时仿真结果与高速摄影照片的比较。为清楚地看到壳体在爆轰过程中的变形和破碎,仿真图中只取壳体的瞬态变形图。

图 6 则给出了经两种不同热处理工艺的 TC4 爆炸圆筒破碎半径和断裂时间计算结果的对比。从中可以看到,双重退火工艺使圆筒破碎半径明显增大,断裂时间推迟。

图 7 是以起爆点为零点,沿壳体轴线不同截面处实验和计算的径向位移随时间的变化曲线,从中可以看到二者间有着很好的一致性。而且计算结果表明随着时间的增大,各截面的位移响应曲线将成为直线,而且恰恰是从壳体破碎爆轰产物溢出时开始的,说明壳体破片将匀速膨胀。

图 8 给出了实验和计算得到的径向速度时间历程曲线的对比,两者的一致性说明计算结果的有效性。各截面均有一个趋于水平直线的极限速度,对应于位移响应曲线的直线部分。

图 9 给出了膨胀的 A 处理的 TC4 壳体断裂点的确定方法:即沿高速摄影胶片的某一截面连续采集位移-时间数据。开始采集的是筒壳膨胀的数据;而后面采集的便是爆轰产物膨胀的数据。于是,壳体膨胀的回归直线和爆轰产物膨胀的回归直线的交点便是我们要确定的断裂点。求解回归方程组

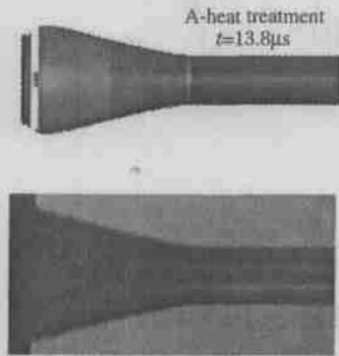


图 5 仿真图与高速摄影照片的比较

Fig. 5 Comparison between high speed scanning record and numerical simulation

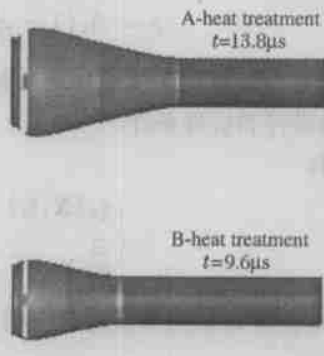


图 6 两种不同热处理工艺 TC4 爆炸圆筒比较

Fig. 6 Comparison of TC4 cylinder subjected to detonation by different heat-treatments technology

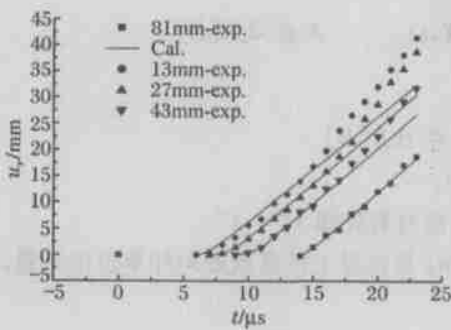


图 7 实验和计算的径向位移时间历程曲线

Fig. 7 Time history of radial displacement for experiment and computation

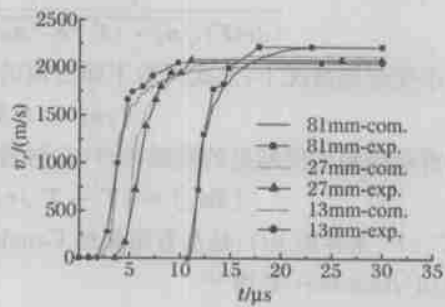


图 8 径向速度随时间变化的实验和计算曲线

Fig. 8 Experimental and computable curve of radial velocity versus time

$$\begin{cases} u_r = 1.85t - 12.82 \\ u_r = 3.04t - 28.64 \end{cases}$$

得到断裂点 $A_f(13.29\mu s, 11.77mm)$, 断裂时间与图 6 给出的数值分析解 $13.8\mu s$ 吻合。

图 10 中可以看到由于端部的卸压效应,在壳体两端的极限速度偏低,而在中部则趋于稳定值。不同截面处径向极限速度的计算值和实验值列于表 2。

表 2 不同截面处径向极限速度的计算值和实验值的比较
Table 2 Comparison between experimental values and simulated values of radial velocity at different sections

L/mm	$v_{cm}/(m/s)$	
	计算值	实验值
13	2002	2053
27	2120	2081
43	2128	2081
81	2216	2219

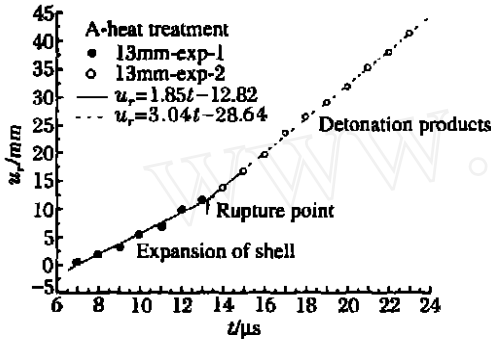


图 9 膨胀的 TC4 筒壳断裂点的确定
Fig. 9 Determination of rupture point for expanding TC4 cylinder

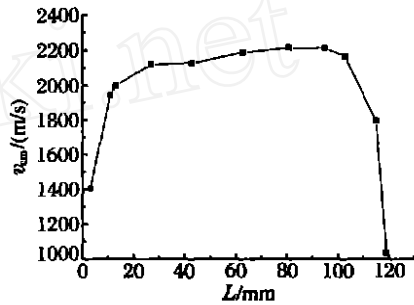


图 10 极限速度沿壳体轴线的变化
Fig. 10 Change of limit velocity along the shell axis

4 微观分析

TC4 合金是一种 $\alpha + \beta$ 的两相组织材料。动态拉伸实验结果表明,钛合金有着明显的应变率效应。图 11 给出了经 A、B 两种不同热处理工艺 TC4 材料动态拉伸断口扫描电子显微镜(SEM)照片,从中可以看到:A 工艺的拉伸断口表面的韧窝大而深,大韧窝中又分布许多密集的小韧窝;B 工艺的拉伸断口表面的韧窝尺寸相对小而浅,表明 A 工艺处理的 TC4 材料塑性好。

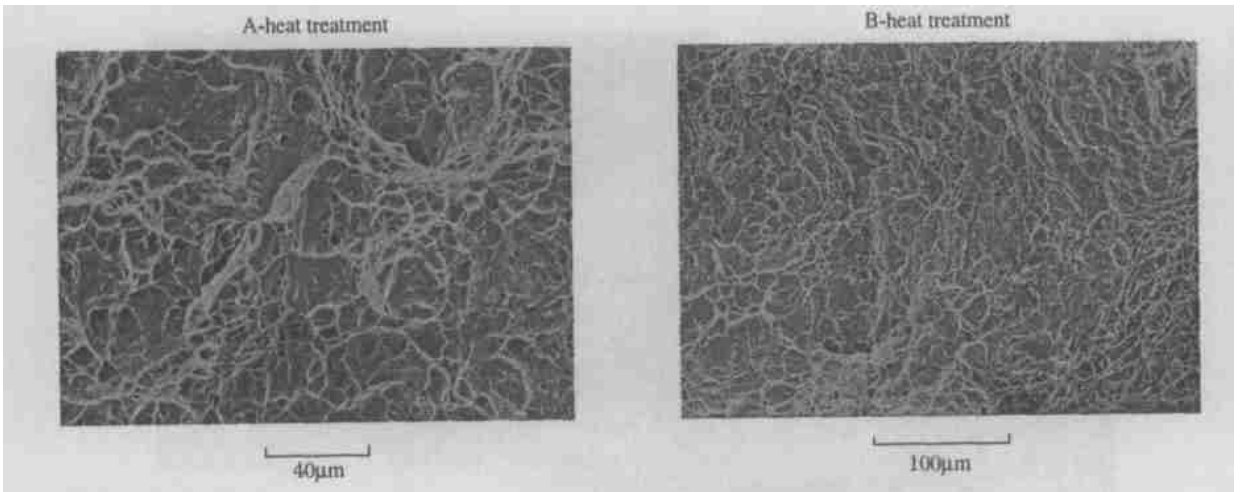


图 11 A、B 两种热处理的拉伸断口

Fig. 11 Tensile fracture by A and B heat-treatment

图 12 和图 13 分别给出了在 A、B 两种热处理工艺条件下破片的横向和纵向金相照片。B 处理的

TC4 破片纵断面的绝热剪切带分布全貌在图 14 中给出。

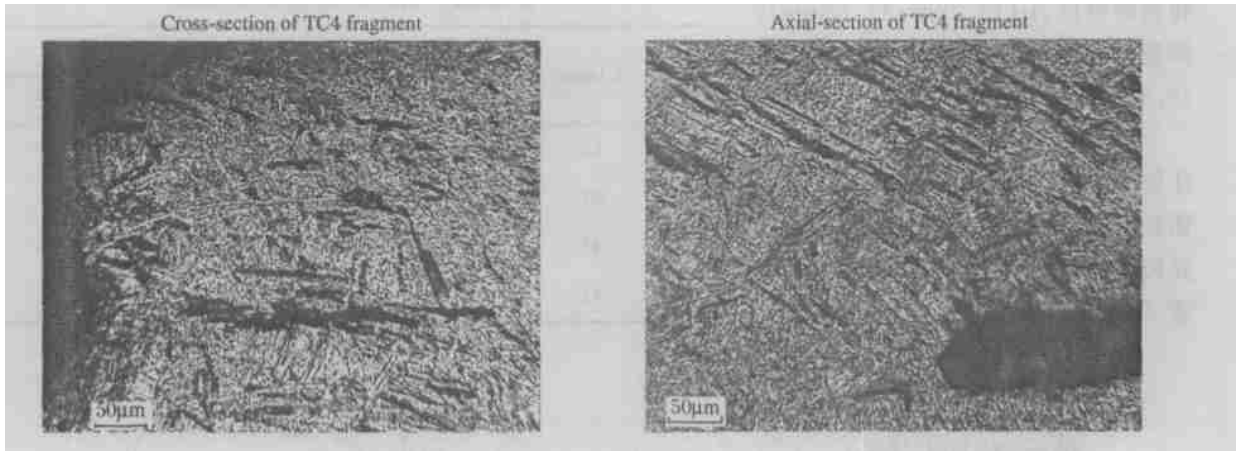


图 12 A 处理的破片横向和纵向的金相照片

Fig. 12 Micrograph of TC4 fragment in cross-section and axial-section under A-heat treatment

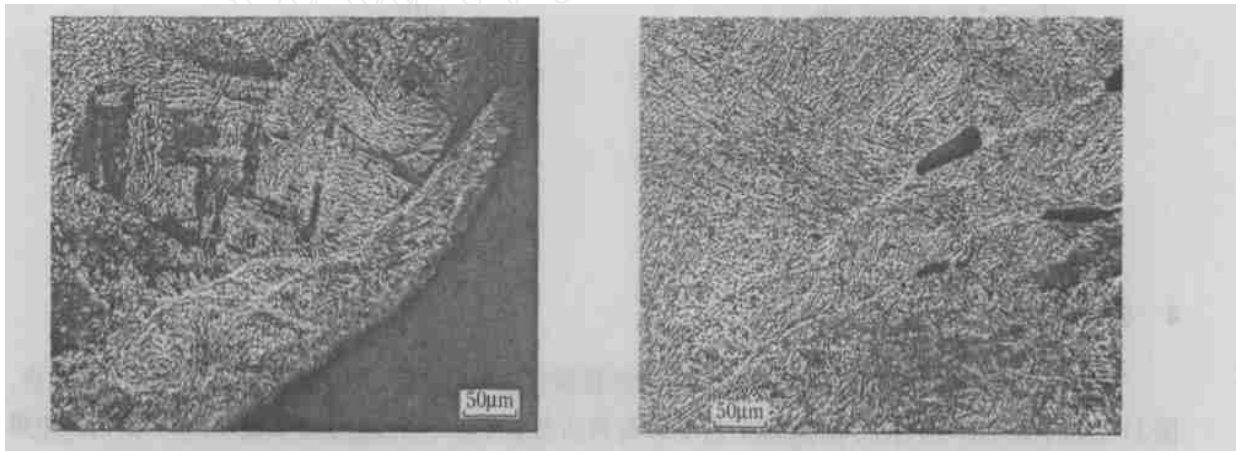


图 13 B 处理的破片横向和纵向的金相照片

Fig. 13 Micrograph of TC4 fragment in cross-section and axial-section under B-heat treatment

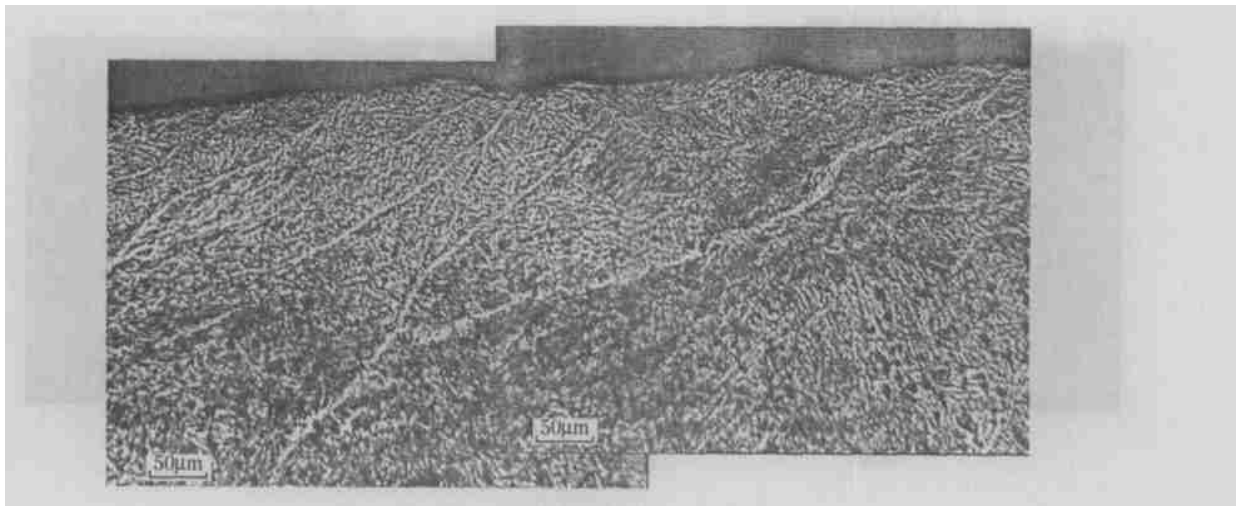


图 14 B 处理的 TC4 破片纵断面的绝热剪切带

Fig. 14 Micrograph of adiabatic shear bands in TC4 fragment under B-heat treatment

A 处理的 TC4 破片横断面:由此图看出:圆筒经过双重退火爆炸后,破片的横断面上均匀分布着尺

寸大致相当约 $50\mu\text{m}$ 微裂纹,微裂纹之间很少交错重叠。

A 处理的 TC4 破片纵断面:裂纹基本沿圆筒轴线方向平行排列且均匀分布在纵断面上,裂纹的长度较长,约 $60\mu\text{m}$ 。

由上述 A 处理的 TC4 横、纵断面的微观组织分析可得:TC4 壳体经过双重退火处理后,强度稍降,塑性提高,在爆炸过程中能够充分膨胀。在破裂时,由于产生的微裂纹沿筒壁轴线方向均匀平行地分布于壳体四周,使壳体形成沿轴线方向的长条状破片。

B 处理的 TC4 破片横断面:破片横断面上分布着微裂纹相互交错、连接,且不均匀,有绝热剪切带分布。

B 处理的 TC4 破片纵断面:破片的纵断面上明显分布着许多纵横交错的剪切带,而且在剪切带上分布着孔洞、微裂纹。

由上述分析得出:TC4 壳体经过淬火+时效处理后,出现许多绝热剪切带,表明强度较高,塑性较差。在爆炸过程中壳体很快出现杂乱无章、纵横交错分布的微裂纹。因此爆炸后形成的壳体破片尺寸及方向均无一定的规律性,实验中破片在靶板上的分布也证实了这一点。

5 结 论

(1) 钛合金 TC4 材料采用双重退火工艺处理后具有良好的综合动态力学性能,强度高、韧性好。实验、数值仿真和微观分析均表明:在相同的加载条件下,经双重退火热处理后的圆筒在爆轰产物未泄漏之前有着充分的膨胀半径。而且也不容易形成绝热剪切破坏。明显优于淬火+时效的热处理工艺。这为工程应用提供了可靠的实验和理论依据。

(2) 给出的数值计算结果弥补了物理测试观察不到的现象。计算结果证实了经两种不同热处理工艺的 TC4 筒壳在内爆炸载荷作用下断裂时间的差异。

(3) 依据高速摄影照片确定筒壳断裂点的方法是切实可行的,而且与数值计算的结果吻合。

(4) 从图 8 看到,在某一截面从壳体膨胀开始,大约 $5 \sim 8\mu\text{s}$ 壳体的径向速度便达到极限值。如此高的径向加速度说明从壳体膨胀到破碎是在高应变率下完成的,而在这样高的应变率下材料的动力学响应特性由于采用的热处理工艺的不同竟会使壳体的破碎产生明显差异。可见,由热处理工艺导致的钛合金 TC4 材料动态力学性能的差别在爆轰驱动这样的力学问题中应给予足够重视。

感谢北京理工大学的万丽珍、刘长林老师;感谢中国工程物理研究院流体物理研究所的韩长生(博士)、王德生老师及童慧峰、孙学林、孙亚琴同志在实验工作中给予的通力合作和真诚帮助;感谢刘仓理(博士)研究员、谷岩研究员和赵剑衡博士对此项工作的积极支持、帮助和指导。

参考文献:

- [1] Gurney R W. The Initial Velocity of Fragments from Bombs, Shells, and Grenades[R]. BRL Report No. 405, 1943.
- [2] 孙承纬,卫玉章,周之奎. 应用爆轰物理[M]. 北京:国防工业出版社,2000:574 - 580.
- [3] Taylor G I. The fragmentation of tubular bombs[A]. Batchelor G K, et al. The Science Papers of Sir G. I. Taylor Vol. [C]. London: Cambridge University Press, 1963:387 - 390.
- [4] 张守中. 爆炸与冲击动力学[M]. 北京:兵器工业出版社,1993:369 - 375.
- [5] Slate P M B, Billings M J W, Fuller P J A. The rupture behaviour of metals at high strain[J]. Journal of the Institute of Metals, 1967,95(2418):244 - 251.
- [6] Hoggatt C R, Recht R F. Fracture behavior of tubular bombs[J]. Journal of Applied Physics, 1968,39(3):1856 - 1862.
- [7] Ivanov A G. Explosive deformation and destruction of tubes[J]. Strength of Materials, 1976,8(11):1303 - 1311.
- [8] Wesenberg D L, Sagartz M J. Dynamic fracture of 6061-T6 aluminum cylinders[J]. Journal of Applied Mechanics, 1977,44:643 - 646.

- [9] 胡八一,董庆东,韩长生,等.爆炸金属管绝热剪切断裂的微观研究[J].爆炸与冲击,1993,13(4):305-312.
HU Ba-yi, DONG Qing-dong, HAN Chang-sheng, et al. Mesoscopic study of adiabatic shear fracture of the metal tubes under internal explosive loading[J]. Explosion and Shock Waves, 1993, 13(4):305-312.
- [10] Martineau R L, Anderson C A, Smith F W. Expansion of cylindrical shells subjected to internal explosive detonations [J]. Experimental Mechanics, 2000, 40(2):219-225.
- [11] 范亚夫,段祝平. Johnson-Cook 材料模型参数的实验测定[J].力学与实践,2003,25(5):40-43.
FAN Ya-fu, DUAN Zhu-ping. Cylinder explosive test and material model of Johnson-Cook[J]. Mechanics in Engineering, 2003, 25(5):40-43.
- [12] 范亚夫.爆炸载荷下具有附加质量筒壳结构与相关材料动力学响应研究[D].北京:中国科学院研究生院,2003.
- [13] 王德生,胡海波,韩长生,等.不同照明条件下分幅摄影效果的实验研究[J].爆轰波与冲击波,2000(1):16-20.
WANG De-sheng, HU Hai-bo, HAN Chang-sheng, et al. Experimental investigation on high speed frame photography effects under different lighting conditions[J]. Detonation and Shock Waves, 2000(1):16-20.
- [14] von Neumann J, Richtmyer R D. A method for the numerical calculation of hydrodynamical shocks[J]. Journal of Applied Physics, 1950, 21:232.
- [15] Haupt P. Continuum Mechanics and Theory of Materials[M]. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000:109-117.

Influence of cylinder expansible radius under internal explosive loading by heat-treated technology of Ti-6Al-4V alloy

FAN Ya-fu^{1,2*}, DUAN Zhu-ping², MA Yue¹, CHEN Jie²

- (1. State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China;
2. Yantai Branch of No. 52 Institute of China Ordnance Industry Group,
Yantai 264003, Shandong, China)

Abstract: After two kinds of different heat-treated technologies are applied to Ti-6Al-4V alloy, the Hopkinson tension experiment, cylinder explosive test and numerical simulation are conducted in this paper. Consequently, the differences between two hot-workings are determined and the influence of microstructure of Ti-6Al-4V alloy on the expansive radius of cylinder under internal explosive loading is revealed by microscopic analysis. The experiment and numerical calculation show that excellent mechanical properties of Ti-6Al-4V alloy have been acquired by double annealing heat treatment technology. Under identical loading conditions, the double annealing hot-working gives the cylinder abundant expanding radius before leaking out of detonation products and the damage of adiabatic shear can not be formed so easily. Meanwhile, the method of determining rupture point of the cylindrical shell is practicable by high speed scanning records and the obtained fracture time is consistent with the numerical calculation results.

Key words: solid mechanics; hot-working; Hopkinson tension experiment; Ti-6Al-4V alloy; expansible radius; cylinder explosive test; numerical simulation; micro-analysis

* Corresponding author: FAN Ya-fu
E-mail address: fanyafu@263.net
Telephone: 0535-6891831