

文章编号: 1001-1455(2009)02-0217-04

多孔药型罩聚能射流的稳定性*

李如江^{1,2}, 刘天生¹, 沈兆武², 樊自建²

(1. 中北大学安全工程系, 山西 太原 030051;

2. 中国科技大学近代力学系, 安徽 合肥 230027)

摘要: 基于 Herrmann 改进的 Grüneisen 状态方程, 对多孔药型罩受冲击压缩产生的温升进行了估算, 从理论上分析了孔隙度对射流断裂时间的影响。使用脉冲 X 光测试并结合侵彻实验研究了药型罩初始孔隙度为 9.3% 和 11.4% 时聚能射流的稳定性。研究结果表明, 在一定孔隙度范围内, 射流的稳定性随孔隙度的增加而增强。

关键词: 爆炸力学; 稳定性; 孔隙度; 聚能射流; 断裂时间

中图分类号: O385

国标学科代码: 130 · 35

文献标志码: A

1 引 言

聚能射流由于速度梯度的存在而沿其轴线不断延伸, 直至断裂成小颗粒。根据射流的侵彻理论, 穿深和射流的长度有关。在射流断裂后, 由于颗粒的翻转、发散以及重新开坑而消耗额外的能量等原因会使射流的侵彻性能降低。射流的稳定性一般用断裂时间来衡量。如何延长射流的断裂时间是多年来研究的热点课题之一。

对聚能射流稳定性及断裂时间的研究已有 60 多年的历史, 20 世纪 70 年代以来, 人们分别以理论分析和数值模拟的方式研究了弹塑性失稳对聚能射流断裂时间的影响, 并进行了大量的实验。P. C. Chou^[1] 使用一维假定研究了射流的断裂, 并使用量纲分析给出了射流的断裂时间。D. C. Pack^[2] 和 A. L. Yarin^[3] 分别做了弹塑性杆失稳的小扰动解析分析, L. Zernow 等^[4] 通过在 2D 和 3D 程序中引入一扰动, 模拟了材料强度对射流稳定性的影响, 并观察到了绝热剪切现象。J. P. Curtis^[5] 使用率相关模型, 引入 Von Mises 屈服准则对非对称条件下形成的射流的稳定性进行了研究, 提出了非对称聚能射流自由边界扰动增长的失稳模型。国内中科院力学所的郑哲敏^[6] 使用量纲分析方法得出射流的断裂时间与断面收缩率以及材料的动态屈服强度有关。以下是他们给出的断裂时间的量纲一公式

$$t_b = K[\rho r_0^3 / (Y \eta_0)]^{1/3} \quad (\text{P. C. Chou}), \quad t_b = C_t [(\rho/Y) \Omega]^{1/3} \quad (\text{郑哲敏}) \quad (1)$$

式中: t_b 为断裂时间, Y 、 ρ 分别为屈服应力和材料的密度, r_0 为射流半径, K 、 C_t 、 Ω 、 η_0 为系数。从他们得出的半经验公式可以得出材料的动态屈服强度降低, 射流的断裂时间变长。

射流的韧性很大程度上取决于聚能装药的结构和药型罩材料的性能。当聚能装药结构一定时, 其韧性则主要取决于药型罩材料的力学性能。多孔材料由于其可压缩性, 在压垮之前受冲击压缩作用而使温度升高, 为提高射流的韧性提供了可能。本文中对多孔药型罩的冲击温升进行理论计算, 结合 X 光和侵彻实验研究多孔药型罩聚能射流的稳定性。

2 理论分析

聚能射流的高速运动经受了高应变率下的塑性变形, 材料的屈服应力具有较强的应变硬化、应变率强化以及热软化效应。其本构关系一般表示为

$$\sigma = f(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) \quad (2)$$

式中: ϵ 、 $\dot{\epsilon}$ 、 T 分别表示应变、应变率和温度。Johnson-Cook 模型^[7] 结合了这些因素而广泛用于描述材料在高应变率下的性能

$$\sigma = (\sigma_0 + B\epsilon^n) [1 + C \ln(\dot{\epsilon}^*/\epsilon)] [1 - (T^*)^m] \quad (3)$$

式中: $T^* = (T - T_r) / (T_m - T_r)$, σ_0 、 B 、 n 、 C 、 m 为实验确定的 5 个常数, T_r 、 T_m 为参考温度和材料的熔点。

从(3)式可以看出增加温度可以使材料的动态屈服强度降低, 从而增强射流的延伸能力。

* 收稿日期: 2007-12-10; 修回日期: 2008-03-26

作者简介: 李如江(1978—), 男, 博士, 讲师。

3 多孔材料药型罩压垮之前冲击温升估算

3.1 压垮之前罩壁中波的关系

文献[8]中给出了药型罩压垮之前,罩壁中冲击波的波系图,如图 1 所示, O 点为炸药和药型罩的滑移爆轰接触点, OD 为爆轰波阵面, OR 为反射波阵面, OS 为透射波阵面。由于多孔材料的冲击阻抗一般大于爆轰产物的冲击阻抗,故炸药与罩作用处的反射波和透射波都为冲击波。根据斜冲击波在固壁上的反射和入射关系式,可以计算来流的偏折角。

折射角 ϵ_1 仅取决于爆轰波与药型罩壁的夹角 β ,有

$$\epsilon_1 = \beta - \arctan[k \tan \beta / (k + 1)] \quad (4)$$

对于折射角 ϵ_2 有

$$\epsilon_2 = \varphi - \arctan \left[1 - \frac{k(p(v) - p_d) \sin^2 \beta}{(k + 1)^2 p_d \sin^2 \alpha} \tan \varphi \right] \quad (5)$$

$$\varphi = \alpha + \epsilon_1, \quad p_d = \frac{\rho_c D^2}{k + 1}, \quad \alpha = \arctan \frac{k \sin \epsilon_1 \sin \beta}{\sin(\beta - \epsilon_1) - k \cos \beta \sin \epsilon_1}$$

式中: ρ_c 为装药密度, p_d 为爆压, k 为多方指数,对于工程计算,一般可取 $k = 3$ 。

对于折射角 ϵ_3 ,有

$$\epsilon_3 = \arctan \left\{ \frac{\sin \beta}{\rho_{00} D^2 - p(v) \sin^2 \beta} \sqrt{p(v) [\rho_{00} D^2 (1 - \rho_{00} v) - p(v)] \sin^2 \beta} \right\} \quad (6)$$

式中: ρ_{00} 为多孔材料的密度。在 O 点利用罩和爆轰产物的滑移接触边界条件可得各个折射角的关系

$$\epsilon_3 = \epsilon_1 + \epsilon_2 \quad (7)$$

这样,由(4)~(7)式就可以求得罩中的压力,在求压力时一般有 3 个值,最低值对于本文中求解的 $p(v)$ 线没有物理意义,最大值对应于强支冲击波,不稳定,总会衰减为弱冲击波,故仅取中间值。

3.2 冲击温升估算

Herrmann 基于 Mie-Grüneisen 方程,假定冲击波前沿过后孔隙完全闭合,利用质量、动量和能量守恒方程给出了多孔材料的 $p-v$ 关系(见图 2)

$$p(v) = \frac{\rho_0 C^2 \eta}{(1 - S\eta)^2} \left\{ \frac{2 - \gamma_0 \eta}{2 - \gamma_0 [\alpha(1 - \alpha)^{-1} + \eta]} \right\} \quad (8)$$

式中: α 为材料孔隙度, $\alpha = 1 - v_0/v_{00}$, v_{00} 为多孔材料初始比容, v_0 为实体材料的初始比容; η 代表相对压缩性, $\eta = 1 - v/v_0$; γ_0 为室温下的 Grüneisen 系数; C 、 S 为冲击速度 u 和质点速度 u_p 之间的经验系数

$$u = C + Su_p \quad (9)$$

从热力学关系出发并结合经验关系 $\rho\gamma = \rho_0 \gamma_0$ [9],可得到

$$T_3 = \exp \left[\frac{\gamma_0}{v_0} (v_0 - v) \right] \left\{ \frac{1}{2Cv} \int_{v_0}^v \left[p(v) + (v_{00} - v) \frac{dp(v)}{dv} \right] \exp \left[\frac{\gamma_0}{v_0} (v - v_0) \right] dv + T_0 \right\} \quad (10)$$

式中: T_3 为多孔材料被压缩后的温度。由方程(10)可得到 Hugoniot 曲线上任一点的温度,由于模型假定很弱的冲击波就可以把多孔材料压缩至实体比容 v_0 ,因而计算温度时积分下限取为 v_0 。当压力卸载至 0 时,可通过等熵卸载方程求得残余温度,即

$$T_4 = T_3 \exp[(\gamma_0/v_0)(v_4 - v_3)] \quad (11)$$

式中: T_4 为多孔材料被压缩卸载后的温度。由(11)式可以求得冲击波作用后药型罩的残余温度,由 $\Delta T = T_4 - T_0$,可以通过数值计算求得温升。

4 多孔药型罩聚能射流稳定性实验

4.1 射流稳定性的 X 光测试

使用 Scandish Flash-XT450 脉冲 X 光测试装置对 2 种不同孔隙度的铜粉末药型罩射流的稳定性进行了测试,延迟

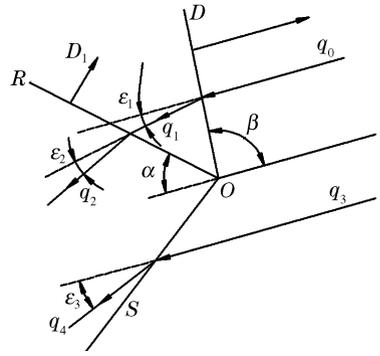


图 1 冲击波与药型罩作用的波系图
Fig. 1 Shock wave scheme during the liner compressed

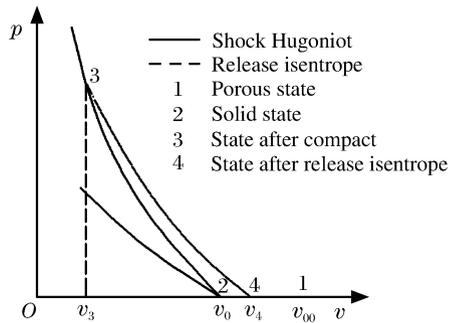
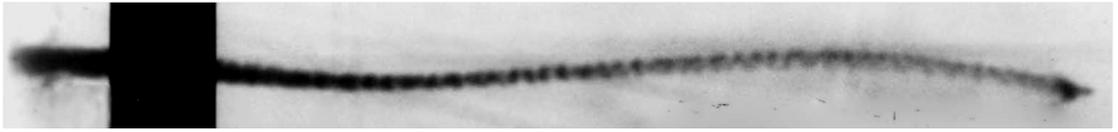


图 2 粉末和实体材料的冲击绝热线
Fig. 2 Solid and porous Hugoniot curve

时间为 30 μs 。保证药型罩形状参数不变,药型罩的初始孔隙度 α 分别为 9.3% 和 11.4%,冲击温升由式(11)估算,分别为约 280 $^{\circ}\text{C}$ 和 340 $^{\circ}\text{C}$ 。射流的稳定性如图 3 所示。

(a) $\alpha=9.3\%$



(b) $\alpha=11.4\%$



图 3 射流的 X 光摄影图

Fig. 3 X-ray photographs of the shaped charge jet

比较上面 2 幅图可以看出,孔隙度 $\alpha=11.4\%$ 时的射流比 $\alpha=9.3\%$ 时射流断裂迟,假定其他条件保持不变,由公式(3)可知,取 $m=1.03$ 时,孔隙度 $\alpha=11.4\%$ 时的材料强度比 $\alpha=9.3\%$ 时降低约 18.5%。

4.2 侵彻实验

靶板由 2 块 100 mm 厚的 603 装甲钢叠合而成,实验装置如图 4 所示。为了验证多孔药型罩聚能射流的稳定性,保证药型罩外形参数不变,分别用这 2 种药型罩形成的射流侵彻 603 钢,测出了穿深和炸高关系曲线(如图 5 所示,其中 P 为穿深, S 为炸高),并进行了比较。聚能装药口径为 36 mm,用 8[#] 电雷管起爆。



图 4 实验装置示意图

Fig. 4 Experimental setup

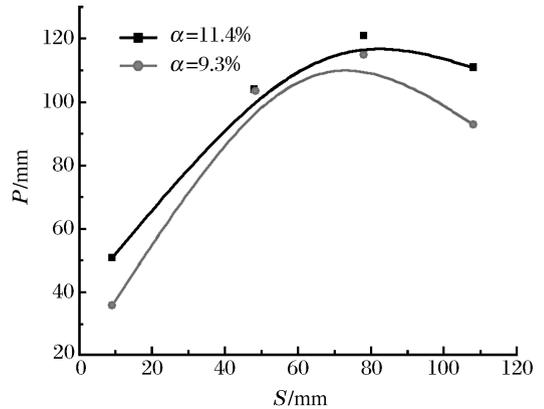


图 5 穿深和炸高关系曲线

Fig. 5 Penetration-standoff curves

5 讨论

粉末材料药型罩在石油射孔及其他行业已使用多年,能显著提高穿深,但是人们对其机理还没有充分的认识,很少注意材料孔隙度的影响。本文中使用 Herrmann 改进的状态方程计算了冲击温升,此模型假定很弱的冲击波就可以把它从初始比容压缩到该材料的实体比容,将其冲击行程当作沿横轴直接压缩至 v_0 ,然后比容再随压力的增加而变化,从而没有考虑此部分比容变化消耗的功,对冲击温度的计算,可能会有一定的误差,但是可以定性比较不同孔隙度的药型罩受冲击产生的温升。

脉冲 X 光测试表明了多孔药型罩聚能射流的稳定性受初始孔隙度的影响,对于相同的延迟时间,从孔隙度 $\alpha=9.3\%$ 的药型罩产生的射流已有明显的断裂,而当药型罩孔隙度 $\alpha=11.4\%$ 时,仅在射流局部出现颈缩现象,可以看出断裂时间随孔隙度的增加而增加,与理论分析相符合。

从图 5 可以看出,当炸高较大时,从孔隙度大的药型罩产生的射流穿深优于孔隙度小的射流的穿深,从另一个侧面表明了孔隙度大的粉末药型罩射流的延伸能力较好。当然,孔隙度取值有一定的范围,不同孔隙度对其力学性能的影响也不同,孔隙度大于某一值就会影响射流的凝聚性和稳定性。

6 结 论

(1)理论分析和计算结果表明,孔隙度是影响多孔射流稳定性的一个重要因素。冲击温升随初始孔隙度的增加而升高,可降低射流的动态屈服强度,延迟射流的断裂时间;

(2)脉冲 X 光测试表明多孔药型罩聚能射流的断裂时间随孔隙度的增加而延长;

(3)侵彻实验结果表明,从孔隙度 $\alpha=11.4\%$ 药型罩中形成的射流穿深优于从孔隙度 $\alpha=9.3\%$ 药型罩中形成的射流穿深,即在一定范围内,稳定性随孔隙度的增加而增强。

参考文献:

- [1] Chou P C, Carleone J. The stability of shaped charge[J]. Journal of Applied Physics, 1977,48(10):4187-4195.
- [2] Pack D C. On the perturbation and breakup of a high-speed, elongating metal jet[J]. Journal of Applied Physics, 1988,63(6):1864-1871.
- [3] Yarin A L. On instability of rapidly stretching metal jets produced by shaped charge[J]. International Journal of Engineering Science, 1994,3(5):847-862.
- [4] Zernow L, Chapyak E J. Initial results obtained from 3D computational model of the shaped charge jet particulation process[C]//Proceeding of the 17th International Symposium on Ballistics. South Africa, 1998:2-199-206.
- [5] Curtis J P. Axisymmetric instability model for shaped charge[J]. Journal of Applied Physics, 1987,61(11):4978-4985.
- [6] 郑哲敏. 聚能射流的稳定性问题[J]. 爆炸与冲击, 1981,1(1):6-17.
ZHENG Zhe-min. Stability of jet produced by shaped charge[J]. Explosion and Shock Waves, 1981,1(1):6-17.
- [7] Johnson G R, Cook W H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rate and high temperatures[C]//Zhague Z. Proceeding of the 7th International Symposium on Ballistics. The Hague, Netherlands, 1983:541-547.
- [8] Trebinski R, Jackaski A. Influence of shock wave heating during porous liners launching on the behavior of jets[C]//Proceeding of 17th International Symposium on Ballistics. South Africa, 1998,2:235-242.
- [9] Meyer M A. Dynamic behavior of materials[M]. New York: John Wiley and Sons Inc, 1994:327-339.

On stability of jet produced by shaped charge with porous liner

LI Ru-jiang^{1,2*}, LIU Tian-sheng¹, SHEN Zhao-wu², FAN Zi-jian²

(1. Department of Safety Engineering, North University of China,
Taiyuan 030051, Shanxi, China;

2. Department of Modern Mechanics, University of Science and
Technology of China, Hefei 230027, Anhui, China)

Abstract: Shock-induced temperature rise of the porous liner before collapse was calculated based on the Grüneisen equation of state revised by Herrmann, effect of porosity on the shaped charge break-up time was analyzed theoretically. The stability of jets produced by shaped charges with two different porous liners was studied with flash X-ray and penetration tests. It is shown that the jet stability increases with the porosity within a certain range of porosity.

Key words: mechanics of explosion; stability; porosity; shaped charge jet; break-up time

* Corresponding author: LI Ru-jiang

E-mail address: liru7841@mai.ustc.edu.cn

Telephone: 86-351-3921560