文章编号：1000-5773(2013)04-0599-05

惰性介质约束下非理想爆轰波的传播*

姜 洋，黎 源，唐 蜜，钟 敏，谭多望

（中国工程物理研究院流体物理研究所，四川绵阳 621900）

摘要：为研究惰性介质约束下非理想爆轰波的传播问题，采用炸药与介质交界面处的压力/流线偏转匹配的激波极线法，结合爆轰冲击动力学方法和爆轰驱动程序，计算了爆轰波阵面的形状及压力分布。数值模拟结果与实验结果的对比分析证明，尽管细致描述爆轰波与介质的相互作用时需要全流场的全动力学模拟，但是相对简单的激波极线方法可以较好地预测该作用的影响，与美国 Aslam 等人的结论一致。

关键词：非理想爆轰；惰性介质；激波极线法；爆轰冲击动力学方法

中图分类号：O382 **文献标识码**：A

1 引 言

爆轰冲击动力学(Detonation Shock Dynamics，DSD)理论[1]认为，曲面爆轰波在其曲率和边界的力学条件控制下进行传播，因此爆轰波阵面的边界条件是 DSD 方法的关键问题之一。目前，在真空边界条件下，即炸药无约束条件下，无论是 Bdzil 等人[1]、Lambourn 等人[2]的模型，还是孙承纬等人[3]的广义几何光学模型，波阵面的边界条件都得到了较好的处理，曲面爆轰波的传播计算与实验符合较好。但是，在有惰性介质约束情况下，由于涉及曲面爆轰波与惰性介质的相互作用，会出现规则反射冲击波、Mach 反射和规则反射稀疏波 3 种模式，边界条件十分复杂。

许多学者做过爆轰波与介质相互作用的实验、理论分析和数值计算工作。Tran 等人[4]利用 DPT (Detonation Profile Test)技术测量了不同直径和约束条件下 LX-17 炸药的爆速和波形，比较了样品约束对爆轰波传播的影响，结果表明约束不能显著提高装药爆速，但是能改变爆轰波形(约束增强，波形变扁)，此外他们还用点火增长反应流体模型计算了各发实验，符合得较好。姜洋等人[5]讨论了爆轰波在圆弧形装药中的传播，研究了边界物质对波形、传播速度的影响。近年来，惰性介质约束对爆轰波传播影响的研究重点转为两者相互作用的(p,θ)极线，其中 p 为波后压力，θ 为流线偏转角。美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Aslam 等人[6]通过理论分析和数值模拟计算，分析了 7 种爆轰波与惰性介质相互作用的(p,θ)极线，采用含反应率的 Euler 方程，计算了惰性介质约束下矩形炸药中的爆轰波传播过程，并将所得的爆轰波与惰性介质的夹角与根据(p,θ)极线方法确定的角度进行了对比分析，两者符合较好。他们认为尽管完整的流体动力学模拟需要详细地说明边界情况，但是相对简单的激波极线分析方法能较精确地描述装药边界处爆轰波与惰性介质相互作用的力学过程。

鉴于 DSD 方法在计算钝感炸药爆轰波传播方面具有较突出的优势，本研究拟采用 DSD 方法进行惰性介质约束下非理想爆轰波传播的数值模拟计算，结合(p,θ)极线方法，确定 DSD 计算所需的边界条

* **收稿日期**：2011-11-03；**修回日期**：2012-07-17

基金项目：国家自然科学基金(11002129，11072228)

作者简介：姜 洋(1976－)，女，博士，副研究员，主要从事计算流体力学及计算爆炸力学研究. E-mail：jiangyang1016@sina.com

通讯作者：黎 源(1973－)，女，硕士，主要从事计算机应用研究. E-mail：lither@126.com

件，通过数值模拟计算与实验的对比，验证该组合计算方法的正确性。

2 (p,θ)极线方法

Aslam 等人[6]指出，激波极线将波后压力与由斜激波引起的流线偏转角相关联。对于惰性介质约束下的爆轰波传播问题，若给出初始密度 ρ_0、速度 D_0 及比热指数 $\gamma=-(\partial \ln p/\partial \ln v)_S$，便可以将波后压力 p 和流线偏转角 θ 写为激波偏转角 φ 的函数，即

$$p=\frac{2\rho_0 D_0^2\cos^2\varphi}{\gamma+1} \tag{1}$$

$$\theta=\arctan\frac{2\sin\varphi\cos\varphi}{\gamma+1-2\cos^2\varphi} \tag{2}$$

可见，在 p-θ 空间激波极线由激波偏转角 φ 决定，其中 φ 的范围为 0°～90°。在 $\varphi=0°$ 处，即法向激波条件，无流线偏转。随着 φ 的增大，波后压力 p 降低，流线偏转角 θ 增大。对于给定的激波偏转角 φ，存在最大的流线偏转角，并且在强激波限制下，该点对应于定常参考系中波后状态为音速。在 $\varphi=90°$ 处，压力和流线偏转角均为零，对应于零强度的声波。

采用(1)式、(2)式，计算得到爆轰波与不锈钢相互作用的激波极线，如图 1 所示。采用的材料参数为：JB-9014 炸药的密度为 1.891 g/cm³，炸药比热指数 γ 为 2.94；不锈钢的密度为 7.90 g/cm³，不锈钢比热指数 γ 为 2.69。为方便起见，令 $p_s=p/D_0^2$。由图 1 可知，爆轰波与不锈钢的(p_s, θ)极线有匹配点(0.89 g/cm³，13.93°)。根据(1)式，计算得到激波偏转角 φ 为 15.66°。

爆轰波与不锈钢的相互作用是比较典型的强约束模式，其边界处的反应流体动力学过程如图 2 所示。在固结于 E 点以速度 D 运动的参考系中，S_D 为爆轰冲击波，S_R 为反射冲击波，S_T 为折射冲击波，EF 为炸药/介质边界，C 为声速面，S 为流线，R 为反应区末端，C_+、C_- 为特征线。炸药中的先导冲击波入射到介质中，没有反射波反射回炸药。由于约束较强，S_D 后方压力提高，θ_1 增大，致使 S_D 后方成为亚声速流动，声速面与 E 点脱离，反应在声速面之后完成。折射冲击波 S_T 后可能是亚声速区，也可能是超声速区，C_+ 特征线把 S_T 的扰动传向爆轰产物。在产物的亚声速区中至少有两种可能的流场结构：一种是连续的亚声速流动，与药柱内部的产物流场相同；另一种是 Mach 反射，M 为三波点，ME 为 Mach 波，MT 为接触间断。

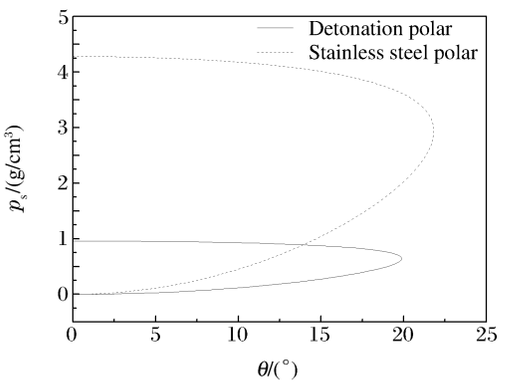


图 1 爆轰波与不锈钢的激波极线图

Fig. 1 Shock polar diagram of detonation and stainless steel

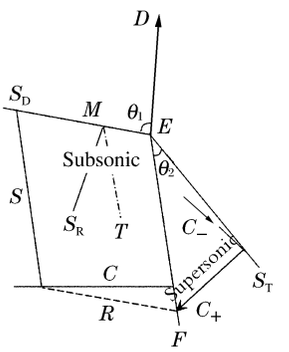


图 2 炸药/惰性介质边界处的流动

Fig. 2 Flow on the explosive/inert medium interface

3 块状炸药面起爆实验与计算

实验装置如图 3 所示。传爆药为 RHT-906 炸药；块状 JB-9014 炸药的尺寸有两种，分别为 100 mm×80 mm×8 mm 和 100 mm×80 mm×10 mm；惰性介质为 1Cr18Ni9 不锈钢，厚 4 mm；两块夹板为 45

钢,使惰性介质与钝感炸药紧贴;侧板也为 45 钢,用以减少爆轰波的侧向稀疏。平面波透镜起爆后,在传爆药中形成平面爆轰波,进而起爆 JB-9014 钝感炸药。实验中,采用高速扫描相机测量药柱中的爆轰波阵面及惰性介质中冲击波传播阵面的形状。

实验布局见图 4。由于钝感炸药较薄,在钝感炸药与反光镜之间放置透镜,以放大成像尺寸。爆轰波到达钝感炸药底端面前,氙灯光被反射至相机,使胶片曝光;当爆轰波到达钝感炸药底端面时,反光面被破坏,氙灯光不再被反射至相机,曝光截止;之后产物光出现,胶片再次曝光。氙灯光被截止的形状即为爆轰波阵面形状。图 5 为实验测得的拟定态爆轰波形图,其中 δ 为 JB-9014 炸药的厚度。

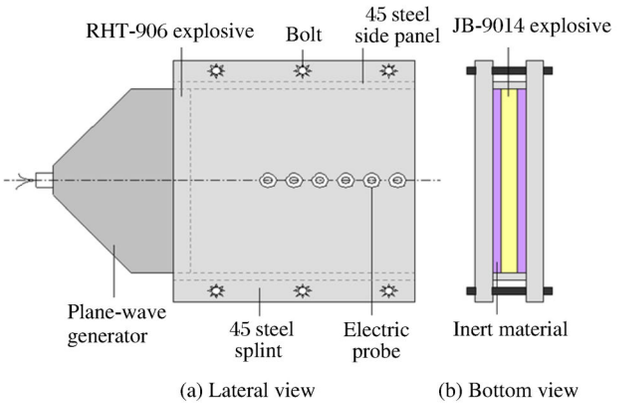


图 3　实验装置

Fig. 3　Experimental setup

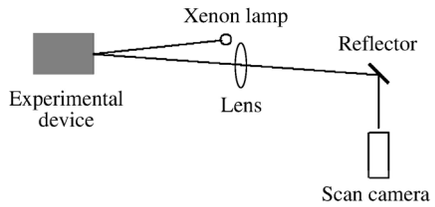


图 4　实验布局

Fig. 4　Experimental layout

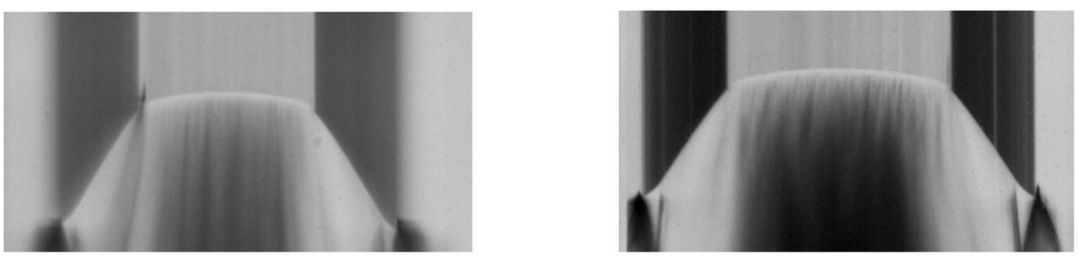


图 5　实验波形

Fig. 5　Experimental detonation-front shape

图 6 为两侧稀疏波对爆轰波传播影响的示意图。图 6 中:斜线区域为未受稀疏波影响的区域,该区域内化学反应能是支持爆轰波的有效部分;灰色区域为受稀疏波影响的区域,该区域内能量受到损失,并且靠近药柱边缘处的能量损失最大,即有效能量最小。因此,爆轰波阵面上相应的爆轰速度,以药柱中心处最大,越靠近边缘处越小,从而使波阵面呈现向前凸出的弯曲形状。由于装药轴线处已经爆轰的炸药对其侧面未反应炸药有起爆作用,因此边缘处的爆轰波阵面比轴线处爆轰波阵面始终落后一定距离,从而使弯曲爆轰波保持稳定的传播,形成拟定态波形。

JB-9014 炸药的爆轰波法向爆速可由下式计算

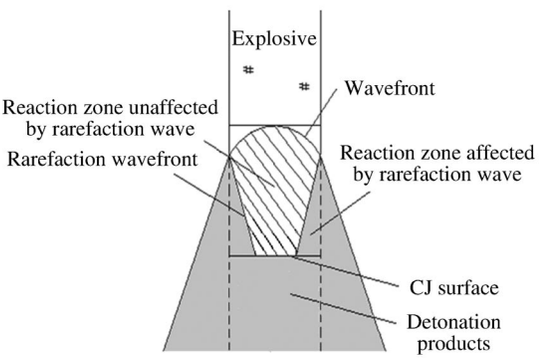


图 6　侧向稀疏波对爆轰波传播的影响

Fig. 6　The influence of rarefaction waves on detonation wave propagation

$$D_{\mathrm{n}} = D_{\mathrm{CJ}} - \alpha\kappa \tag{3}$$

式中：D_{CJ}为炸药的 CJ 爆速，对于 JB-9014 炸药，$D_{\mathrm{CJ}}=7.71$ km/s；D_{n} 为波阵面传播速度在法线方向的分量；κ 为波阵面的中值曲率；α 由实验波形标定，$\alpha=2.246$ m^2/s。根据不锈钢约束下炸药(p,θ)极线方法，可确定不锈钢约束下爆轰波阵面法向与边界法向的夹角 ω(即边界角，$\omega=90°-\varphi$)，为 74.34°。采用 DSD 方法[7]，可计算得到拟定态波形。对于两种尺寸的 JB-9014 炸药平面起爆，波形计算结果与实验结果的比较如图 7 所示，其中 r 代表距离对称轴的横向距离，z 代表沿着对称轴的纵向长度。由图 7 可见，采用一组 DSD 参数及边界角参数计算得到的波形值与实验结果符合较好。

表 1 给出了定态爆速的实验值和计算值，其中 $D_{\mathrm{s,exp}}$、$D_{\mathrm{s,cal}}$分别为定态爆速的实验值和计算值。可见，两者的最大相对误差低于 1.2%。

表 1 定态爆速的实验值与计算值对比

Table 1 Comparison between computational and experimental steady state detonation velocity

Size of explosive/(mm×mm×mm)	$D_{\mathrm{s,exp}}$/(km/s)	$D_{\mathrm{s,cal}}$/(km/s)	Relative error/(%)
100×80×8	7.54	7.62	1.06
100×80×10	7.55	7.64	1.19

采用 DSD 算法与爆轰驱动计算的耦合程序 TDY_DSD[7]，对尺寸为 100 mm×80 mm×8 mm 的 JB-9014 炸药模型中的爆轰过程进行数值模拟计算。在炸药中距起爆端 60 mm 处，从对称轴到炸药边侧等距取 10 个网格单元($A,B,\cdots,J$)，其中单元 A 紧靠轴线，单元 J 紧靠炸药边界，计算其压力历史，如图 8 所示。从图 8 可以看出，当约束介质为不锈钢时，爆轰波在边界处反射冲击波，与上述分析结果相符。

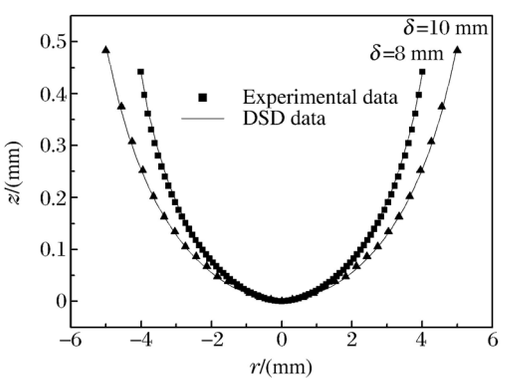


图 7 波形计算结果与实验值对比

Fig. 7 Comparison between computational and experimental detonation-front shape

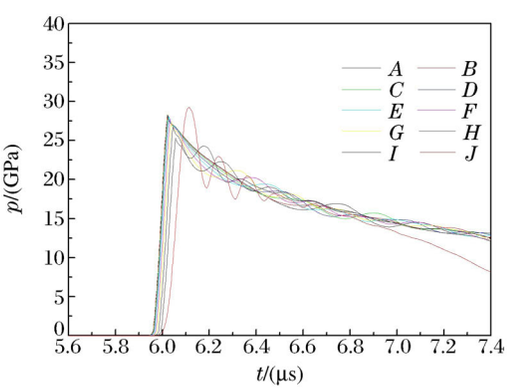


图 8 不锈钢约束下爆轰产物压力分布的计算结果

Fig. 8 Calculated pressure distribution of detonation products confined by stainless steel

4 结 论

计算了 JB-9014 炸药爆轰波与不锈钢作用的(p,θ)极线，根据两者的匹配点，确定了 DSD 波形计算中的边界角条件，计算所得两种炸药模型的爆轰波拟定态波形及爆速均与实验符合较好，证实了 DSD 方法与(p,θ)极线方法组合应用的有效性。采用 DSD 算法与爆轰驱动计算的耦合程序 TDY_DSD，对炸药爆轰波与不锈钢的相互作用进行了数值模拟计算。对比表明，激波极线法能够较准确地反映两者交界面的相互作用情况。

References:

[1] Bdzil J B, Stewart D S. Modeling two-dimensional detonations with detonation shock dynamics [J]. Phys Fluids A, 1989, 1(7): 1261-1267.

[2] Lambourn B D, Swift D C. Application of Whitham's shock dynamics theory to the propagation of divergen detonation waves [C]//Proceedings of the 9th International Symposium on Detonation. Portland, USA, 1989: 784-797.

[3] Sun C W, Gao W. The generalized geometrical optics model for the detonation shock dynamics [C]//Proceedings of the 17th International Pyrotechnics Seminar on High Dynamic Pressure. Tours, France, 1995.

[4] Tran T D, Tarver C M, Maienschein J, et al. Characterization of detonation wave propagation in LX-17 near the critical diameter [C]//Proceedings of the 12th International Detonation Symposium on Detonation. San Diego, USA, 2002.

[5] Jiang Y, Li L, Wang T, et al. Detonation propagation in 180° ribs of an insensitive explosive [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2013, 27(1): 132-136. (in Chinese)
姜　洋, 李　蕾, 王　涛, 等. 180°圆弧形钝感炸药的爆轰波传播 [J]. 高压物理学报, 2013, 27(1): 132-136.

[6] Aslam T D, Bdzil J B. Numerical and theoretical investigations on detonation-inert confinement interactions [C]//Proceedings of the 12th International Detonation Symposium on Detonation. San Diego, USA, 2002.

[7] Jiang Y, Zhong M, Sun C W, et al. Application of the Level Set method for propagation of non-ideal detonation wave [J]. Acta Armamentarii, 2010, 31(7): 896-901. (in Chinese)
姜　洋, 钟　敏, 孙承纬, 等. 非理想爆轰波阵面传播的 Level Set 方法应用研究 [J]. 兵工学报, 2010, 31(7): 896-901.

Propagation of Non-Ideal Detonation Wave Confined by Inert Medium

JIANG Yang, LI Yuan, TANG Mi, ZHONG Min, TAN Duo-Wang

(*Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: In order to have an insight into the propagation of non-ideal detonation wave confined by inert medium, the shock polar method relating the pressure/streamline-deflection matching condition at the explosive/inert medium interface was adopted. The detonation front shape and the pressure distribution were calculated by this method combined with detonation shock dynamics (DSD) method and the program describing detonation acceleration. Comparison between experimental data and numerical simulation results shows that although a detailed description for interaction between the detonation wave and the inert medium needs full hydrodynamic simulation in the complete flow field, a relatively simple shock polar analysis can also provide a good prediction of the interaction effect, which is consistent with the argument from Aslam *et al*. of United States of America.

Key words: non-ideal detonation; inert medium; shock polar method; detonation shock dynamics method