

文章编号: 1001-1455(2004)01-0075-05

# 爆轰波在突扩通道中传播的数值模拟研究<sup>\*</sup>

杜 扬, 沈 伟, 周建忠

(中国人民解放军后勤工程学院军事供油工程系, 重庆 400016)

摘要: 建立了描述甲烷-空气混合物爆轰波传播的单步化学反应爆轰模型, 通过数值模拟研究了在二维突扩通道中爆轰波的强度变化和各種波行为。结果表明: 爆轰波在进入突扩通道初始阶段的衍射使爆轰波局部向爆燃转变; 爆炸波在壁面发生马赫反射形成的高温高压区域将直接诱导自持爆轰波的重新形成。

关键词: 爆炸力学; 转变过程; 数值模拟; 爆轰波; 突扩通道; 爆燃; 衍射; 马赫反射

中图分类号: O381 国标学科代码: 130°3510 文献标志码: A

## 1 引 言

可燃气体的爆轰是可燃气体爆炸的最高形式。无论是工业上对坑道、各种管道气体爆炸灾害的防治还是军事上对云爆武器的利用与防护都需要研究爆轰波在各种空间的传播行为和发展机理。了解常见的变截面通道对爆轰波传播过程的影响对研究如何削弱或者是维持爆轰波传播的技术都有极大的促进作用, 因此有重要的经济、军事价值。

以往对爆轰波在突扩通道中传播的研究主要集中于对“爆轰临界直径”的实验上, 最典型的结论<sup>[12]</sup>为爆轰波传播管道直径小于 1030 倍胞格尺寸时爆轰波进入无限大空间时会熄灭。近年来, 出于阻止爆轰波传播和研究爆轰过程机理的需要, 人们对爆轰波在变截面通道中的复杂传播过程进行了更为细致的研究。无论是国内<sup>[3]</sup>, 还是欧美<sup>[45]</sup>、俄国<sup>[67]</sup>学者的研究, 都表明爆轰波在变截面通道的传播过程包含衰减、熄灭、爆轰的重新形成等复杂过程, 远非临界直径和胞格尺寸两个参数所能描述。最近, S.O-hyagi 等<sup>[8]</sup>通过高速摄影得到了爆轰波在突扩通道衰减和重新形成的纹影图像, 但限于实验测试参数的有限性, 未对爆轰波衰减和重新形成的细节现象以及机理进行进一步的分析研究。

本文中建立了描述甲烷-空气混合物形成的爆轰波在二维突扩通道中传播的可燃气体单步化学反应模型, 数值研究了爆轰波在突扩通道传播的过程, 再现了爆轰波复杂的波行为和削弱、重新形成的细节现象, 并通过数值模拟的结果分析了相应的机理。

## 2 理论模型与数值方法

### 2.1 控制方程

爆轰波的传播过程是非常复杂的物理化学过程, 为简化问题, 假设:

- (1) 整个空间壁面为绝热壁面, 且不计爆轰波传播过程中的辐射传热;
- (2) 初始可燃混合物密度、组分分布均匀, 气体为完全气体并服从摩尔混合定律;
- (3) 不计爆轰波传播过程中湍流的影响。

以上述假设为基础, 粘性气体 N-S 方程和单步化学反应的爆轰过程控制方程可写为

$$\text{连续方程} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\text{动量方程} \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] \quad (2)$$

\* 收稿日期: 2002-11-26; 修回日期: 2003-09-19

作者简介: 杜 扬(1958—), 男, 教授, 博士生导师。

$$\begin{aligned} \text{能量方程} \quad & \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i E) = \\ & - \frac{\partial p u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu u_i \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu u_i \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \right] + \omega \cdot Q_s \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{组分方程} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\rho f_s) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i f_s) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ D \rho \frac{\partial f_s}{\partial x_j} \right] - \omega \quad (4)$$

$$\text{完全气体状态方程} \quad p = \rho R T \quad (5)$$

式中:  $\rho$  为密度;  $u_i$  为速度;  $p$  为压强;  $\mu$  为粘性系数;  $\lambda$  为导热系数;  $T$  为温度;  $D$  为扩散系数;  $R$  为气体常数;  $E$  为单位质量气体总能,  $E = e + u_i u_i / 2 = c_v T + u_i u_i / 2$ ;  $Q_s$ 、 $f_s$  为第  $s$  种组分的单位质量反应热、质量分数;  $\omega$  为化学反应速率; 下标  $s=1, 2, 3, 4$  分别代表混合气体中  $\text{CH}_4$ 、 $\text{O}_2$ 、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{H}_2\text{O}$ 。

## 2.2 组分和化学反应速率的计算

对于混合气中的  $\text{N}_2$ , 因不参与反应, 所以作为“代数组分”处理。爆轰过程中的单步化学反应如下



式中:  $Q_s = 880 \text{ kJ/mol}$  为反应释放的能量。

$\text{CH}_4$  的化学反应速率<sup>[9]</sup>

$$\omega = A \varphi_{\text{CH}_4}^\alpha \varphi_{\text{O}_2}^\beta \exp(-E' / (RT)) \quad (7)$$

式中:  $A$  为化学反应常数,  $E'$  为化学反应活化能,  $\varphi_{\text{CH}_4}$ 、 $\varphi_{\text{O}_2}$  分别为  $\text{CH}_4$ 、 $\text{O}_2$  的体积分数,  $\alpha$ 、 $\beta$  为经验常数。

计算中, 各组分的质量消耗或生成速率  $\omega$  按(6)式中比例以及各自摩尔质量换算, 经验常数取为:  $A = 5.01 \times 10^{11}$ ,  $E' = 202.7 \text{ kJ/mol}$ ,  $\alpha = 0.2$ ,  $\beta = 1.3$ 。

## 2.3 物理模型

本文中主要研究爆轰波在二维突扩通道中的传播, 如图1所示。为保证研究的爆轰传播过程具有一般性, 小截面通道高  $0.05 \text{ m}$ 、长  $0.3 \text{ m}$ , 大截面通道高  $0.15 \text{ m}$ 、长  $0.9 \text{ m}$ 。

设整个空间充满甲烷-空气的混合物, 模拟过程中, 在小截面通道的封闭端以高温高压的启爆源直接诱导爆轰波, 启爆源长度  $0.05 \text{ m}$ 。数值模拟主要研究小通道中爆轰波从小通道传入大通道的过程。

边界条件。壁面采用无滑移、无传热的边界条件。

初始条件。启爆源:  $p_0 = 2.0 \text{ MPa}$ ,  $T_0 = 3000 \text{ K}$ ,  $f_{\text{CH}_4} = f_{\text{O}_2} = f_{\text{CO}_2} = f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ ,  $f_{\text{N}_2} = 1.0$ ; 其他区域:  $p_0 = 0$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $f_{\text{CO}_2} = f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ 。其中压力为大气压为 1 标准大气压时的相对压力, 启爆源外的  $\text{CH}_4$ 、 $\text{O}_2$  按不同工况设为不同的值。

## 2.4 计算方法

考虑计算区域具有几何奇异性, 采用基于非结构网格的有限体积法(FVM)求解所建立的理论模型, 计算网格总共 13500 个单元, 网格的局部分布如图2所示。

由于流体力学方程和化学反应的耦合作用, 求解过程不进行量纲一处理, 直接采用真实尺寸进行计算。具体计算中对时间用显格式离散, 为减小因化学反应带来的方程组刚性, 取 Courant 数小于 0.1。

流体力学方程中的粘性项的处理较为简单, 直接使用中差格式。对无粘通量的处理则采用矢通分裂的方法, 具体各项的计算参见文献[10]

$$F = (F_r + F_l) / 2 - |A| (Q_r - Q_l) / 2 \quad (8)$$

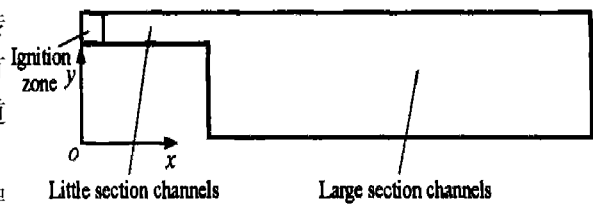


图1 模型几何结构示意图  
Fig.1 Schematics of channels

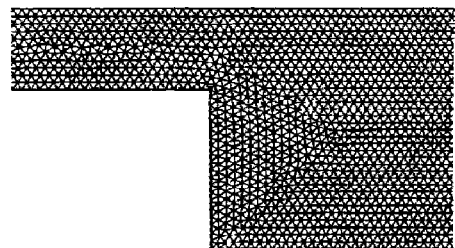


图2 计算网格图  
Fig.2 The mesh of model

### 3 计算结果与分析

首先对模型和计算方法进行了验证,图 3、4 给出的是以本文仿真程序计算的文献 [8] 中常压条件下氢氧爆轰波在突扩通道中传播的结果和实验纹影图片的对比。比较可知:本文计算结果与实验结果<sup>[8]</sup>相当一致,这说明了本文模型和计算方法的正确性。

#### 3.1 爆轰波的衰减

图 5、6 为化学当量的甲烷-空气爆轰波在突扩通道中的传播过程。图中爆轰波发生衍射,成为曲面爆轰波,形状如半个碗。到 3 时刻即与大截面通道底部发生作用前,爆轰波已经部分发生了衰减,比较 3 时刻的压力和温度等值线可知:与原先碗形爆轰波底部对应位置的火焰面与冲击波已经发生了分离,爆轰波在该局部区域已经退化为爆燃波。

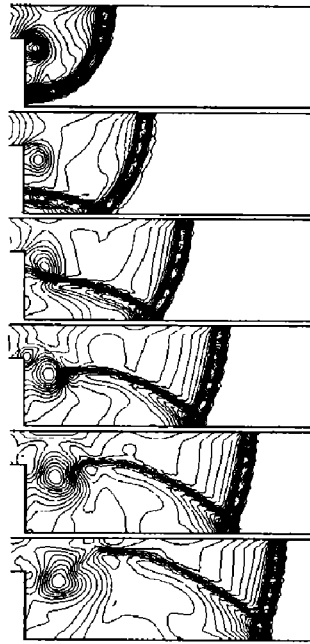


图 3 密度等值线计算结果

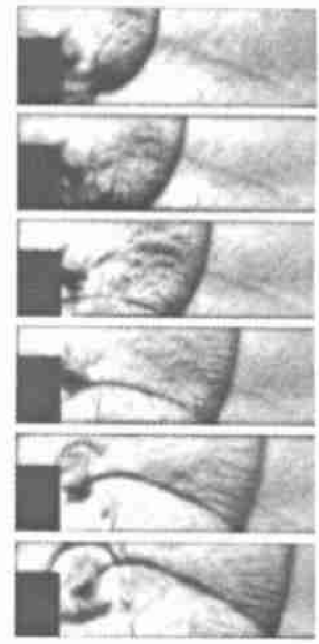


图 4 纹影照片<sup>[8]</sup>

Fig.3 History of density contour

Fig.4 Schlieren photographs<sup>[8]</sup>

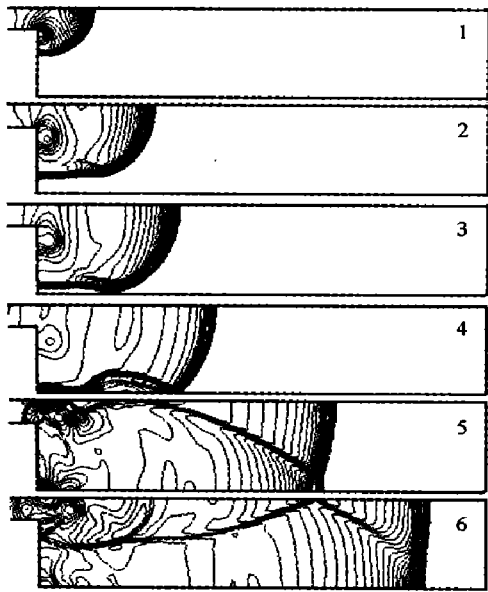


图 5 压力等值线

Fig.5 History of temperature contour

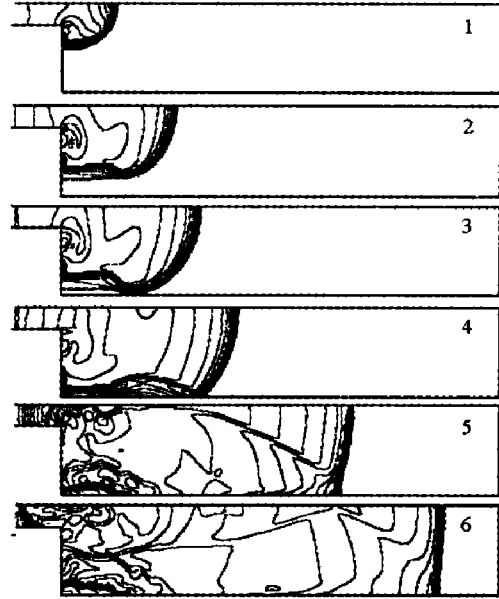


图 6 温度等值线

Fig.6 History of pressure contour

爆轰波要持续传播,由冲击波引发的化学反应所释放的能量和维持冲击波压缩波前未燃气引发化学反应所需要的能量必须存在平衡关系。由图 5、6 可知,由于衍射造成了大曲率的爆轰波阵面,冲击波引发化学反应能力减弱,衍射作用明显的爆轰波发生衰减。爆轰波的衰减使原来的爆炸波阵面分解为 4 个部分,结构如图 7 所示。

研究中还发现初始爆轰波强度越弱爆轰波传播过程中越容易衰减为爆燃波。图 8 给出了甲烷体积分数为 8%(图 8(a))、9.5%(图 8(b))的混合气在爆轰波传播过程中温度等值线的对比。图中箭头所指为爆轰波与爆燃波的分界点,图 8(a)中因可燃气体比能量低,形成的爆轰波弱,衰减明显。在与壁面发生作用前,爆轰波阵面的三分之二已经削弱为爆燃波;图 8(b)中爆轰波较图 8(a)中强,在与壁面发生作用前仅有三分之一削弱为爆燃波。

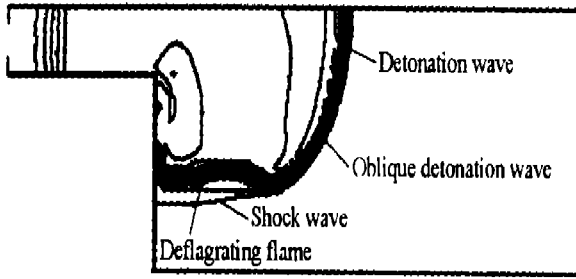


图7 进入大截面通道后爆炸波结构

Fig.7 The structure of explosion wave

after propagating into large section channels

### 3.2 冲击波以及爆轰波与壁面的作用

图56中的4.5、6时刻,斜爆轰波(冲击波+火焰面)已经与壁面发生了明显的马赫反射,图9给出了壁面马赫反射的细节。图中入射波为斜爆轰波,反射冲击波与滑移面连为一体形成一弧形冲击波。随三波点的上移,入射波、反射波与壁面间出现明显的马赫杆。马赫杆将与原来的爆轰波、斜爆轰波形成新的爆炸波阵面一起向未燃气中推进、发展。

### 3.3 爆轰波阵面的重新稳定

从图5与图6的对比可以清晰地观察到爆轰波衰减、斜冲击波发生马赫反射、爆轰波加强、最后又形成稳定的爆轰波阵面的全过程。在图中6时刻,斜爆轰波追赶原先的正爆轰波的过程尤为明显。

图10给出了与图9同一时刻,距大截面通道下壁面0.01m的断面上压力和温度参数的分布,该断面正好经过图9中的马赫杆。由图中可以看出,马赫杆后的相对压力和温度值已经分别超过了2.5MPa和3400K,高于计算得到的自持爆轰波1.85MPa的相对压力和3000K的爆轰温度值。

该马赫杆后的高温高压区域从图3、图4中产生滑移面的时刻即开始形成。在斜冲击波(爆轰波)与壁面的碰撞过程中压力温度不断升高,并且碰撞引发化学反应释放的能量不断加入马赫杆后的区域,造成马赫杆后此类类似于爆轰强启动源的区域。图7中的斜爆轰波在这一驱动源的作用下不断加强,最后将追上原来的爆轰波,重新形成一稳定的正爆轰波进而在大截面通道中自持传播。

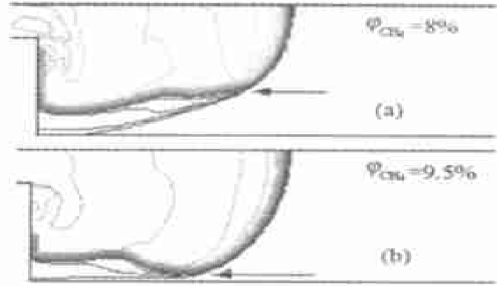
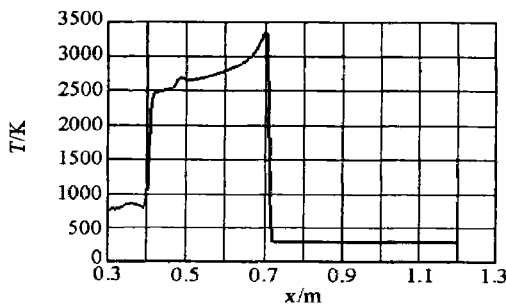


图8 不同强度爆轰波传播过程中温度分布的比较

Fig.8 compare of temperature contour

in different detonation propagating

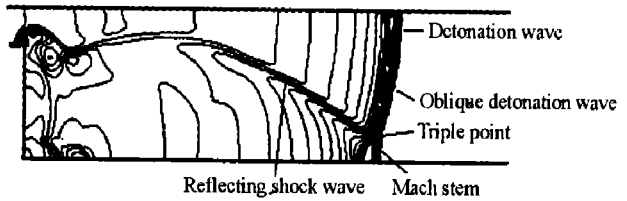


图9 爆炸波压力等值线

Fig.9 The pressure contour of explosion wave

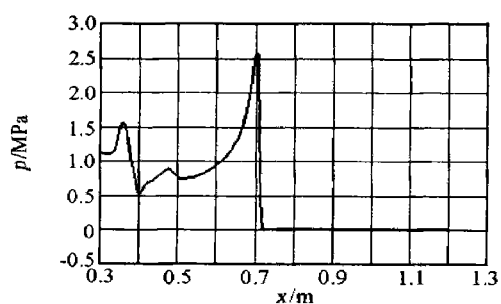


图10 马赫杆后的流场参数

Fig.10 Parameter distribution behind Mach stem

## 4 结论

(1)爆轰波在突扩通道中传播过程的初期会部分衰减为爆燃波,由爆轰波发展来的爆炸波将会在壁面依次形成滑移面和马赫反射;(2)爆轰波发生衍射形成的波阵面弯曲是爆轰波衰减的主要原因,爆轰波衰减的程度和爆轰波的初始强度有关;(3)斜爆轰波在壁面发生马赫反射形成的高温高压区域将驱动大截面通道中自持爆轰波的重新形成。

## 参考文献:

- [1] Lee J H, Matsui H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and mixture[A]. 17th Symp (Int) on Combustion[C]. Pittsburgh: the Combustion Institute, 2002: 1269—1280.
- [2] 陈成光, 陈志坚, 吴宝国. 气相爆轰波临界直径的实验研究[J]. 爆炸与冲击, 1990, 10(4): 302—308.  
CHEN Cheng-guang, CHEN Zhi-jian, WU Bao-guo. Experimental studies on the critical tube diameter of gaseous detonation waves[J]. Explosion and Shock Waves, 1990, 10(4): 302—308.
- [3] 周凯元, 李宗芬, 周自金, 等. 阻爆器扩张腔中心缓冲隔离板对气相爆轰波的衰减作用[J]. 爆炸与冲击, 2001, 21(3): 179—183.  
ZHOU Kai-yuan, LI Zong-fen, ZHOU Zi-jin, et al. The attenuation of gaseous detonation strength as a result of the bumper-separator in expanding cavity of the detonation arrester[J]. Explosion and Shock Waves, 2001, 21(3): 179—183.
- [4] Jones D A, Oran E S, Sichel M. Re-ignition of detonations by reflected shocks[J]. Shock Waves, 1995, 5(1): 47—57.
- [5] Jones D A, Kemister G, Tonello N A, et al. Numerical simulation of detonation reignition in H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> mixture in area expansions[J]. Shock Waves, 2000, 10(1): 31—41.
- [6] Smirnov N N, Panfilov I I. Deflagration to detonation transition in combustible gas mixture[J]. Combustion and Flame, 1995, 101(1): 91—100.
- [7] Dorfeev S B, Sidorov V P, Dvoinishnikov A E, et al. Deflagration to detonation transition in large confined volume of lean hydrogen air mixtures[J]. Combustion and Flame, 1996, 104(1): 95—110.
- [8] Ohyaigi S, Obara T, Hoshi S, et al. Diffraction and re-initiation of detonations behind a backward-facing step[J]. Shock Waves, 2002, 12(3): 221—226.
- [9] Hucknall D J. Chemistry of Hydrocarbon Combustion[M]. London: Chapman and Hall Ltd, 1985.
- [10] Barth T J. Numerical aspects of computing viscous high Reynolds number flows on unstructured meshes[A]. AIAA Paper[C]. 1991, 91-0721.

## Numerical simulation of detonation wave propagating through the channels with suddenly expending section

DU Yang<sup>\*</sup>, SHEN Wei, ZHOU Jian-zhong

(Department of Petroleum Supply Engineering,  
Logistical Engineering University, Chongqing 400016, China)

**Abstract:** The phenomenon of detonation wave propagating through the channels with suddenly expending section was studied by numerical simulation. The theory model in which the single-step chemistry reaction has been taken into account was found and a finite volume method was adopted to solve the theory model. The detailed process including diffraction and reflection of detonation wave was given. It is shown that the detonation wave is weakened to deflagration partly in initial stage of propagating into the large section channels according to detonation wave diffraction. The slip line could be formed, and the Mach reflection of detonation wave had occurred when the detonation wave interact with the well. The detonation is reignited by the high pressure and high temperature zone behind the Mach stem, which created by the Mach reflection of detonation wave.

**Key words:** mechanics of explosion; transition; numerical simulation; detonation wave; channels expending; deflagration; diffraction; Mach reflection

\* Corresponding author; DU Yang; E-mail address: duyang58@163.com; Telephone: 023-68756474