

文章编号: 1000-8055(2009)06-1242-06

有、无障碍物爆震管起爆过程的 CE/SE 模拟

孙孔倩, 樊未军, 杨茂林

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院 航空发动机气动热力重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 用时空守恒元和解元(CE/SE)法模拟有无障碍物情况下爆震管二维爆震波的形成和传播过程, 分析爆震波的不同机理, 研究在较低能量下, 点火区温度、爆震管管径以及障碍物对爆燃-爆震转捩过程(DDT)的影响。控制方程采取无量纲形式, 用拓展的隐式梯形法实现刚性源项积分。研究表明, 点火能量与点火压力相关, 在较低的点火能量下, 可以通过提高点火温度、减小爆震管径及加入障碍物加强爆震过程, 减小爆燃-爆震转捩过程 DDT 时间和距离, 为研究爆震波点火和 DDT 过程提供了理论依据。

关 键 词: 时空守恒元和解元方法(CE/SE); 爆震波; 点火; 爆燃-爆震转捩过程(DDT); 障碍物

中图分类号: V235.21

文献标识码: A

Numerical simulation of ignition in detonation tube with/ without obstacles by CE/ SE

SUN Kong-qian, FAN Wei-jun, YANG Mao-lin

(National Key Laboratory on Aero Engines, School of Jet Propulsion,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A space-time conservation element and solution element method(CE/SE) was used to simulate the formation and propagation process of two-dimensional detonation with/ without obstacles. The detonation mechanisms were analyzed. Influential factors to deflagration to detonation transition(DDT) were evaluated, including the ignition temperature, the tube diameter and the obstacles. Model equation was non-dimensionalized, and the implicit trapezoidal technique was established to handle stiff source term. Results show that the ignition energy is related to the ignition pressure. The higher ignition temperature, the smaller tube diameter or setting obstacles could accelerate DDT process under the condition of small ignition energy. The results offer a reference to study detonation ignition and DDT process.

Key words: space-time conservation element and solution element method (CE/SE); detonation wave; ignition; deflagration to detonation transition (DDT); obstacle

自然界的两种燃烧波中, 爆震波能够产生极高的燃气压力和燃气温度, 反应过程接近等容燃烧过程, 有很高的利用价值。但是直接点燃爆震波需要巨大的能量, 减少点火能量形成爆震波则需要较长的时间和距离, 国内外研究者通过加入各种扰流装置^[1,2]来加快爆燃-爆震转捩过程(DDT)的距离和时间。本文模拟不同情况下的爆震波形成过程, 研

究在较低能量下, 点火区温度、爆震管管径以及障碍物对爆震的影响。对于爆震波的强间断性, 本文采用了长方形网格的时空守恒元和解元法^[3](CE/SE), 它基于源守恒方程的直接求解, 使空间通量和时间通量都保持严格守恒, 能够很好的控制数值发散提高精度, 有效处理强间断问题。爆震波中的化学反应比较复杂, 为简化计算本文应用单步反应

收稿日期: 2008-05-23; 修订日期: 2008-02-16

作者简介: 孙孔倩(1983-), 女, 河南济源人, 博士生, 主要从事热动力工程研究。

模型结合此方法进行爆震波模拟, 对于刚性源项采用拓展的隐式梯形法进行处理.

1 控制方程及无量纲化

把爆震波在管中的传播模型简化为二维轴对称非定常、无粘性、无气体导热的化学反应流模型, 控制方程为^[4]

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{R} \tag{1}$$

式中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho z \end{bmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \\ \rho uz \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho u^2 + p \\ (\rho E + p)v \\ \rho vz \end{bmatrix} \quad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} -\rho v/y \\ -\rho uv/y \\ -\rho v^2/y \\ -(\rho E + p)v/y \\ -\rho z/y + \dot{\omega} \end{bmatrix}$$

其中 ρ 是气体密度; u, v 是速度; p 是压力; z 为反应物质量分数. 对于完全气体, 总能量

$$E = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + zq_0 + \frac{u^2 + v^2}{2} \tag{2}$$

其中 q_0 是化学反应释放的热量.

假设化学反应一步完成, 化学反应可用 Arrhenius 公式描述, 其源项表达式为

$$\dot{\omega} = -K\rho \exp(-E^*/RT) \tag{3}$$

其中 K 是指前因子; E^* 是活化能; R 是气体常数.

对控制方程进行无量纲化, 参考密度、压力和温度分别取未燃气体的密度、压力和温度 ρ_0, p_0, T_0 , 参考长度取爆震管长度 x_0 , 参考速度取 $\sqrt{RT_0}$, 则可得各物理量的相对量

$$\bar{x} = \frac{x}{x_0}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{u} = \frac{u}{\sqrt{RT_0}},$$

$$\bar{v} = \frac{v}{\sqrt{RT_0}}, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_0}, \quad \bar{t} = \frac{t}{x_0/\sqrt{RT_0}}, \quad \bar{q} = \frac{q_0}{RT_0},$$

$$\bar{K} = \frac{K}{\sqrt{RT_0}/x_0}, \quad \bar{E} = \frac{E}{RT_0}, \quad \bar{E}^+ = \frac{E^+}{RT_0} \tag{4}$$

可得

$$\bar{\dot{\omega}} = -\bar{K}\bar{\rho}\bar{z}\exp(-\bar{E}/\bar{T}) \tag{5}$$

把各物理量的相对量及方程代到方程(1)中, 可得控制方程除源项外形式与方程(1)相同, 为了

方便起见, 可去掉参数上的“-”.

2 数值解法

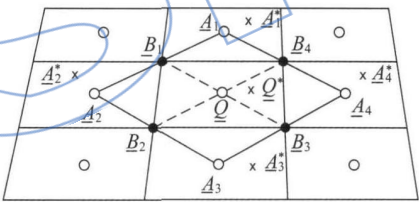
2.1 CE/SE 法

考虑方程(1), 令 $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = t$ 做为三维欧几里德空间 E_3 的坐标. 运用高斯定理, 方程(1)变为

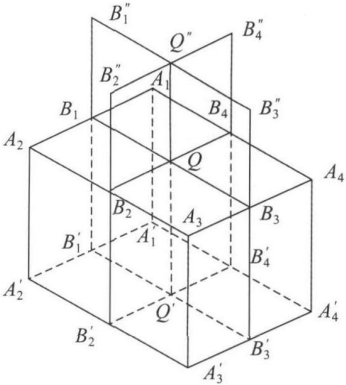
$$\oint_{S(V)} \mathbf{h} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \mathbf{R} dV \tag{6}$$

其中 $S(V)$ 为 E_3 内任意时空域 V 的边界; $\mathbf{h} = (\mathbf{F}, \mathbf{G}, U)$ 为时空通量密度矢量.

图 1(a) 为时空守恒元和解元方法的计算网格, 每个网格点都有一个守恒元 CE 和一个解元 SE 与之对应, 在守恒元内满足守恒律, 在解元内解可以近似给出. 如图 1(b) 中, 守恒元 CE(Q) 为柱体 $A_1B_1A_2B_2A_3B_3A_4B_4A_1B_1A_2B_2A_3B_3A_4B_4$, 解元 SE(Q) 由平面 $QQ'B_1B_1, QQ'B_2B_2, QQ'B_3B_3, QQ'B_4B_4$ 和 CE(Q) 构成.



(a)



(b)

图 1 CE/SE 网格
Fig. 1 Mesh of CE/SE

对于任意点 $(x, y, t) \in \text{SE}(i, j, n), \mathbf{U}(x, y, t), \mathbf{F}(x, y, t), \mathbf{G}(x, y, t)$ 可用简单的一阶泰勒展开来逼近

$$\dot{\mathbf{U}}(x, y, t; i, j, n) = (\mathbf{U})_{i,j}^n + (\mathbf{U}_x)_{i,j}^n(x - x_{i,j}) + (\mathbf{U}_y)_{i,j}^n(y - y_{i,j}) + (\mathbf{U}_t)_{i,j}^n(t - t^n) \tag{7}$$

$$\dot{\mathbf{F}}(x, y, t; i, j, n) = (\mathbf{F})_{i,j}^n + (\mathbf{F}_x)_{i,j}^n(x - x_{i,j}) + (\mathbf{F}_y)_{i,j}^n(y - y_{i,j}) + (\mathbf{F}_t)_{i,j}^n(t - t^n) \tag{8}$$

$$\dot{\mathbf{G}}(x, y, t; i, j, n) = (\mathbf{G})_{i,j}^n + (\mathbf{G}_x)_{i,j}^n(x - x_{i,j}) + (\mathbf{G}_y)_{i,j}^n(y - y_{i,j}) + (\mathbf{G}_t)_{i,j}^n(t - t^n) \tag{9}$$

因此方程 (6) 可近似为离散形式

$$\oint_{S(V)} \dot{\mathbf{h}} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \mathbf{R} dV \tag{10}$$

其中

$$\dot{\mathbf{h}}(x, y, t; i, j, n) = [\dot{\mathbf{U}}(x, y, t; i, j, n), \dot{\mathbf{F}}(x, y, t; i, j, n), \dot{\mathbf{G}}(x, y, t; i, j, n)]$$

在 $SE(i, j, n)$ 内对此方程 (10) 两边进行积分, 并把 (7), (8), (9) 代入得

$$\begin{aligned} (U)_{i,j}^n - \int_{CE(i,j,n)} \mathbf{R} dt &= \frac{1}{4} \left[\left(U + \frac{\Delta x}{4} U_x \right) - \frac{\Delta t}{4} \left(G_y - \frac{8}{\Delta x} F - F_x - \frac{2\Delta t}{\Delta x} F_t \right) \right]_{i-1/2,j}^{n-1/2} + \\ &\frac{1}{4} \left[\left(U - \frac{\Delta x}{4} U_x \right) - \frac{\Delta t}{4} \left(G_y + \frac{8}{\Delta x} F - F_x + \frac{2\Delta t}{\Delta x} F_t \right) \right]_{i+1/2,j}^{n-1/2} + \frac{1}{4} \left[\left(U + \frac{\Delta y}{4} U_y \right) - \frac{\Delta t}{4} \left(-G_x - \frac{8}{\Delta y} G + F_x - \frac{2\Delta t}{\Delta y} G_t \right) \right]_{i,j-1/2}^{n-1/2} + \\ &\frac{1}{4} \left[\left(U - \frac{\Delta y}{4} U_y \right) - \frac{\Delta t}{4} \left(-G_x + \frac{8}{\Delta y} G + F_x - \frac{2\Delta t}{\Delta y} G_t \right) \right]_{i,j+1/2}^{n-1/2} \end{aligned} \tag{11}$$

$(U_x)_{i,j}^n, (U_y)_{i,j}^n$ 由中心差分法进行计算

$$\begin{aligned} (U_x)_{i,j}^n &= [(U_x^*)_{i,j}^n + (U_x)_{i,j}^n] / 2 \\ (U_y)_{i,j}^n &= [(U_y^*)_{i,j}^n + (U_y)_{i,j}^n] / 2 \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} (U_x^\pm)_{i,j}^n &= \pm [(U)_{i\pm 1/2,j}^n - (U)_{i,j}^n] / (\Delta x / 2) \\ (U_y^\pm)_{i,j}^n &= \pm [(U)_{i,j\pm 1/2}^n - (U)_{i,j}^n] / (\Delta y / 2) \\ (U)_{i\pm 1/2,j}^n &= (U)_{i\pm 1/2,j}^{n-1/2} + (\Delta t / 2) (U_t)_{i\pm 1/2,j}^{n-1/2} \\ (U)_{i,j\pm 1/2}^n &= (U)_{i,j\pm 1/2}^{n-1/2} + (\Delta t / 2) (U_t)_{i,j\pm 1/2}^{n-1/2} \end{aligned}$$

对于不连续流, 方程可修正为

$$\begin{aligned} (U_x)_{i,j}^n &= W[(U_x)_{i,j}^n, (U_x^*)_{i,j}^n, \alpha] \\ (U_y)_{i,j}^n &= W[(U_y)_{i,j}^n, (U_y^*)_{i,j}^n, \alpha] \end{aligned}$$

其中 $W(x^-, x^+, \alpha) = \frac{|x^+|^\alpha |x^-| + |x^-|^\alpha |x^+|}{|x^+|^\alpha + |x^-|^\alpha}$

2 2 源项的处理

因为反应源项刚性比较大, 应采用更小的时间步长对源项进行积分. 本文参考文献[5] 的隐

式梯形法, 并将此方法拓展成二维格式. 先不考虑源项, 用 CE/ SE 方法求解 $(U)_{i,j}^n$, 时间步长为 $\Delta t / 2$, 然后将 $\Delta t / 2$ 分成 13 个小的时间步长, $\Delta t_c = \Delta t / 26$, 用 Δt_c 沿 $B_1B_1', B_2B_2', B_3B_3'$ 和 B_4B_4' 对源项进行积分后平均得 $\int_{CE(i,j,n)} \mathbf{R} dt$, 最后修改组分密度, 得到点 (i, j, n) 的解.

3 算例与结果分析

本文先进行高能量点火数值模拟, 并采用文献 [6] 中的典型爆震管形式验证程序的正确性. 管长 60 cm, 管径 16 cm, 头部封闭, 反应物选择当量比为 1 的氢气 / 空气混合物. 环境参考压力和温度 $p_0 = 101325 \text{ Pa}$, $T_0 = 300 \text{ K}$. 点火段驱动无量纲压力参数 30、温度参数 8 33, 工质是水蒸气和氮气. 边界条件: 左端面为固壁, 对于壁面采用无滑移边界条件, 开口采用非反射 CE/ SE 边界条件. 计算程序用 C++ 语言编写. 网格大小 $\Delta x = 0.2 \text{ cm}$. 为了更容易实现爆震波, 点火区域长度选择 2 cm.

图 2 为爆震管中心线处压力随时间的变化曲线, 显示了爆震管内的爆震波的形成和传播过程. 点火区的高温高压气体产生一道向外的激波, 同时产生向内的膨胀波. 向外的激波点燃反应物后逐渐转化成稳定爆震波, 在壁面的作用下, 压力峰值在 18 左右, 温度峰值达到 10 左右, 向内的膨胀波使壁面的压力由 30 下降最终稳定在 5.90, 并可推算得爆震波的波速为 1965 m/s. 按照 Chapmann Jouguet (C-J) 爆震理论, 这一条件下的波速为 1971 m/s, 壁面压力为 5.97, 计算结果与理论相符说明了程序的正确性.

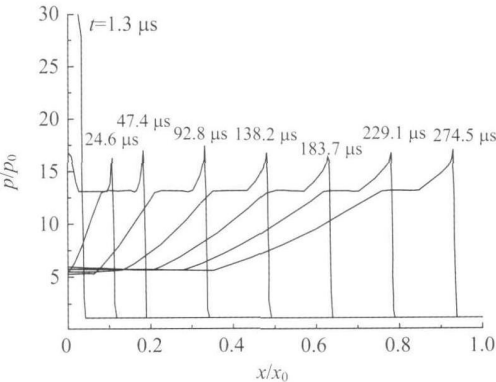


图 2 爆震管中压力随时间分布
Fig.2 Spatial distribution of pressure at various times

理想气体的点火能量的计算公式为^[7]: $E_i = \pi p_i R_s^2 \int_{y-1}^2$ (其中 p_i 表示点火区初始压力; R_s 为点火区

半径; E_i 为点火区能量). 将点火区的压力降到 10, 点火区半径降到 2cm, 点火能量降低到原来的 1/48, 研究低能量下如何增强爆震波.

3.1 不同的点火温度

由于点火区半径减小, 点火后, 在压差的作用下形成一个不断衰减的弧形激波. 当点火温度 $T_i=6$, 温度较高时, 反应速率较大, 火焰波迅速与激波重合形成爆震波, 弧形爆震波碰到壁面形成反射激波, 在反射波的作用下弧形爆震波逐渐形成平板爆震波. 图 3 为 $T_i=6$ 时的压力和密度梯度图, 显示了爆震波的形成和传播过程, 14.2 μ s 时刻下激波形成的密度梯度与火焰波形成的密度梯度尚未完全重合, 24.5 μ s 时刻重合形成稳定爆震波.

当点火温度降到 $T_i=4$ 时, 并未直接形成爆震波, 图 4 显示了爆震波的形成过程, 可以看出 0 到 77.3 μ s 之间, 压力迅速衰减, 火焰波和激波的距离越来越大; 77.3 μ s 到 139.8 μ s 之间, 在反射

波与火焰波交汇处形成一个高温高压区, 即爆震点. 此爆震点以球形波形式向周围传播, 向上游传的火焰波被称为回传爆震, 点燃靠近壁面的未反应物, 逐渐衰减成压缩波; 向右的火焰波逐渐增强, 并迅速追上前导激波, 形成稳定爆震波(139.8 μ s 到 181.4 μ s). 弧形稳定爆震波在反射波的作用下向平板波转化.

当点火温度降到 $T_i=3.5$ 时, 温度较低, 在管内并未形成爆震波. 图 5 为不同点火温度下燃烧波波速随时间和空间变化图, 可以看出随着点火温度的降低, 爆燃-爆震转换过程距离和时间越来越长, 越难以形成爆震波. 图 5 与图 3 和图 4 一致, $T_i=6$ 时, 0 到 20 μ s 直接完成激波向爆震波的转换; $T_i=4$ 时, 0 到 126 μ s 为爆燃阶段, 126 μ s 到 171 μ s 为爆燃向爆震的转换阶段, 171 μ s 后为爆震波传播阶段; $T_i=3.5$ 时为形成爆震波, 均为爆燃过程.

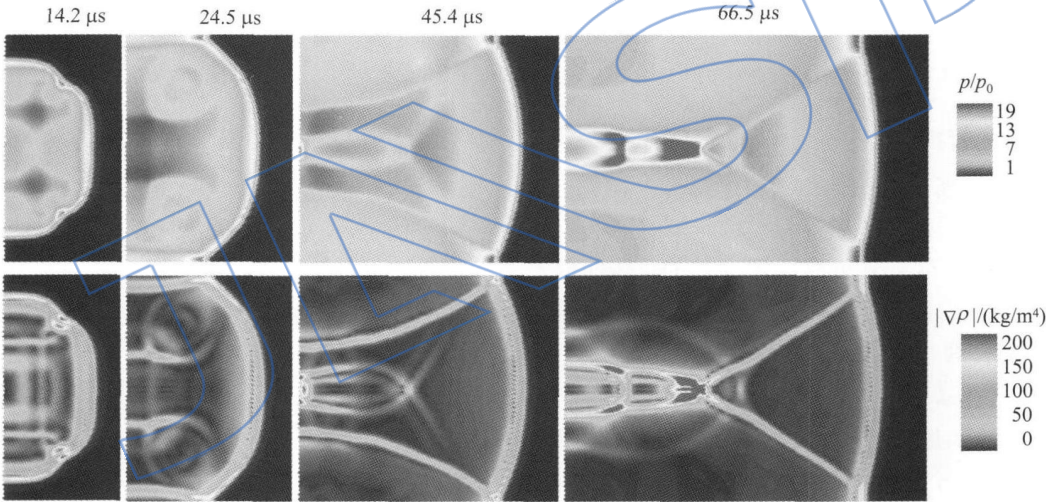


图 3 $T_i=6$ 时的压力密度梯度图

Fig. 3 Spatial distribution of pressure and density gradient for the duct of $T_i=6$

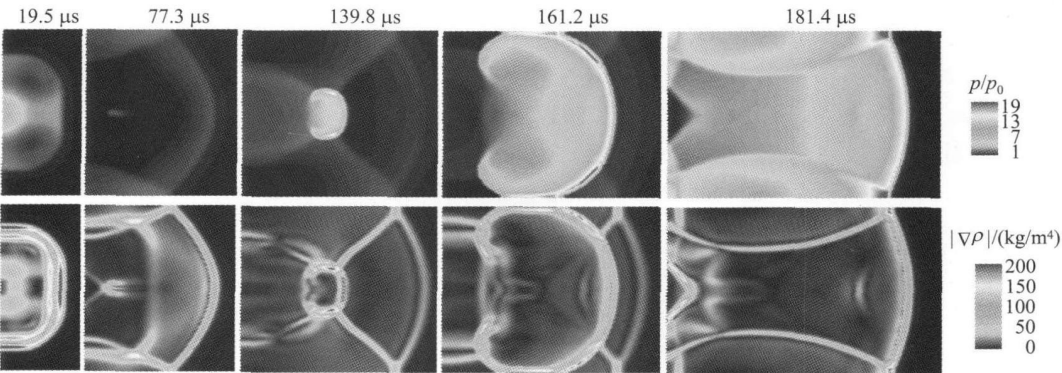


图 4 $T_i=4$ 时的压力密度梯度图

Fig. 4 Spatial distribution of pressure and density gradient for the duct of $T_i=4$

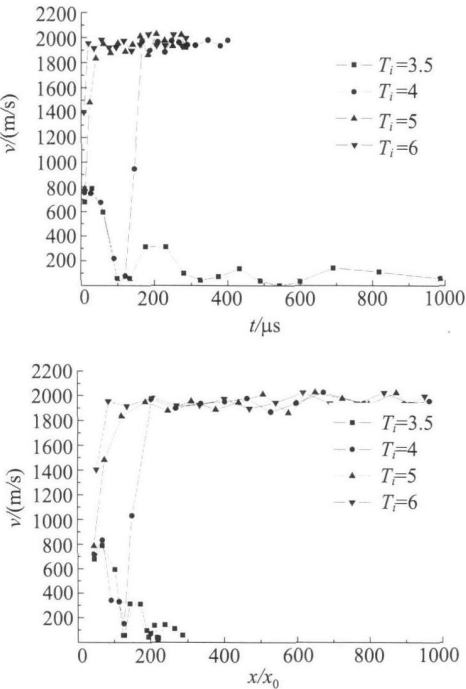


图 5 不同点火温度下时的燃烧波波速分布图
Fig. 5 Distribution of flame velocity at different ignition temperature

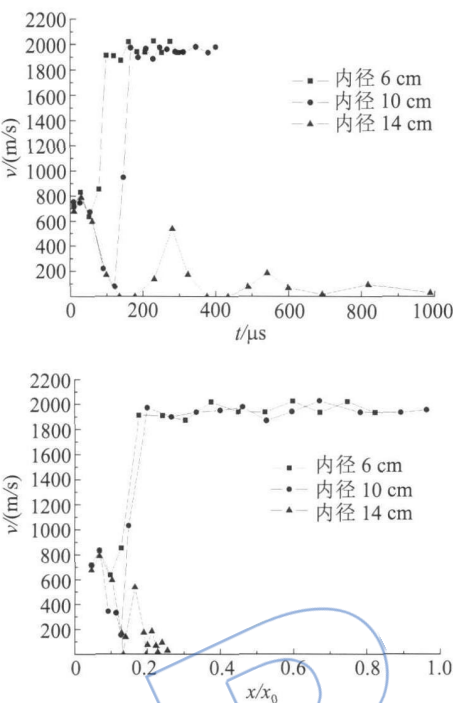


图 6 不同管径下的燃烧波波速分布图
Fig. 6 Distribution of flame velocity at different tube diameter

3 2 不同的管径

在 $T_i = 4$ 条件下选择不同的爆震管内径进行计算,图 6 显示了不同内径下火焰波随时间和空间的波速变化,可以看出内径越大,DDT 转换时间和距离越长,越难形成爆震波.这是由于管径角度大时,激波到达壁面时间增加,激波强度减弱,反射波强度随之减弱.

3 3 带障碍的爆震管

本文选择 $T_i = 3.77$ 条件下,研究障碍物个数对爆震的影响.障碍物高 1.5 cm,间距 6 cm.由于障碍物尺寸较小,需采用更小的网格,取 $\Delta x = 0.1$ cm.

图 7 显示了带不同组数的障碍对 DDT 的影响,未带障碍物时,激波很快衰减成压缩波,燃烧波速也迅速衰减到 36 m/s,后由于压缩波到达壁面产生反射波,在 148 μ s 到 187 μ s 时火焰波速上升,但未产生爆震波,最终衰减 100 m/s 以下.带一组障碍物时,压缩波经过障碍物发生反射,加速燃烧波速度,350 3 μ s 时刻在 18.1 cm 处形成稳态爆震.图 8 是激波经过第一组障碍时的密度梯度分布图,与光管相比有更复杂的波形结构,压缩波到达障碍产生反射,在障碍物上形成一个弧形绕射波面(86.5 μ s);绕射波与压缩波相互作用在障碍的下游底角形成旋涡(104.7 μ s);壁面反射波与障碍反射波相互作用在障碍的上游底角也可

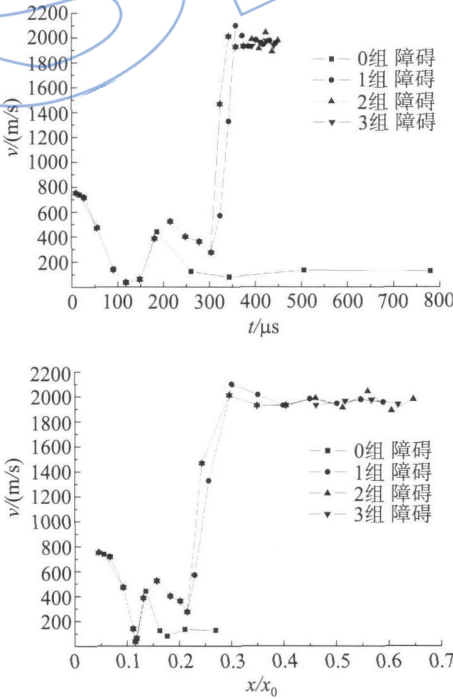


图 7 带不同障碍的爆震管的燃烧波波速分布图
Fig. 7 Distribution of flame velocity for the duct with different obstacles

以形成旋涡(131.9 μ s).爆震管带两组障碍物时,DDT 时间和距离更短,为 342 μ s 和 17.7 cm.爆震管带三组障碍物与带两组障碍的燃烧波波速基本重合,这是因为爆震在第二组障碍和第三组障碍

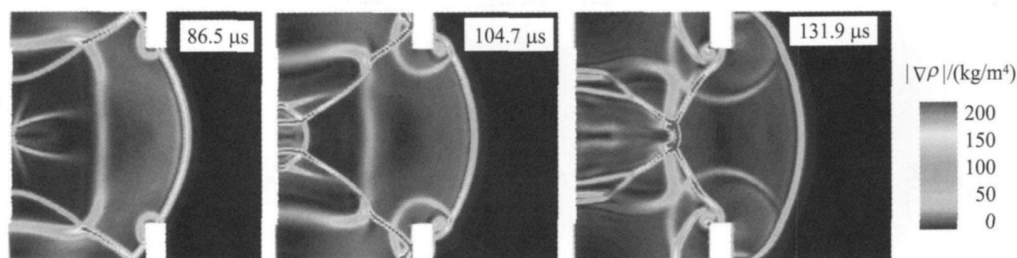


图 8 激波经过第一组障碍时的密度梯度分布图

Fig. 8 Spatial distribution of density gradient

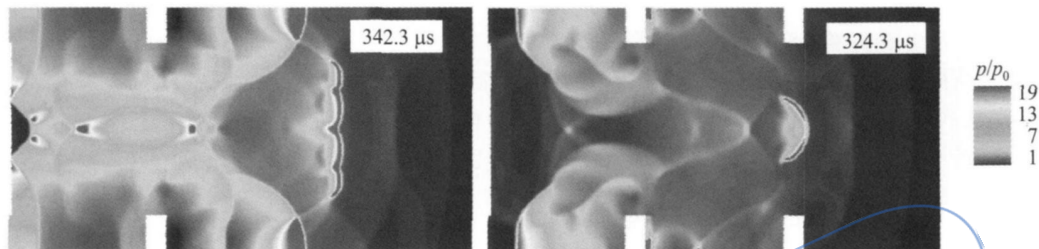


图 9 不同障碍物下压力分布对比

Fig. 9 Comparison of the duct with different obstacles

之间已经形成, 也说明障碍只能够加快爆燃速度, 不能加快爆震速度.

图 9 显示了不同障碍下爆震点的不同, 无第二组障碍时, 在压缩波、绕射波、反射波及膨胀波的作用下, 342.3 μs 在 14.4 cm 形成 4 个小爆震点点燃爆震, 最终发展成稳定爆震波; 经过第二组障碍则通过障碍反射波的加强作用, 324.3 μs 在 13.2 cm 形成一个爆震点, 加速了爆震的产生.

4 结 论

1) 应用时空守恒元和解元方法(CE/SE)模拟有、无障碍物的爆震管中二维爆震波的产生和传播, CE/SE 法能够很好处理爆震波间断性问题.

2) 点火能量与点火压力相关, 在较低的点火能量下, 可以通过提高点火温度、减小爆震管径及加入障碍物加强爆震过程, 减小 DDT 时间和距离.

3) 点火温度高时, 由激波直接转化成爆震波; 点火温度降低后, 激波衰减成压缩波, 有一个爆燃向爆震转化的过程, 反射波与火焰波聚焦形成爆震点, 爆震点以球形波向外传播, 向上游传的是回传爆震, 并衰减成压缩波, 向下游传的火焰波逐步追上压缩波, 形成稳态爆震波; 点火温度过低, 形不成爆震.

4) 加入障碍物后, 产生复杂的绕射波系和反射波. 各种波系的反射和聚焦形成一个或多个爆

震点, 局部爆炸发展形成稳定爆震波, 缩短 DDT 距离和时间.

参考文献:

- [1] 李牧, 严传俊, 王治武, 等. 障碍物强化爆震起爆和传播的数值模拟与验证[J]. 西北工业大学学报, 2006, 24(3): 299-302
- LI Mu, YAN Chuanjun, WANG Zhiwu, et al. Numerical simulation of and experimental study on effect of ring obstacles on detonation initiation and propagation [J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2006, 24(3): 299-302 (in Chinese)
- [2] Shiokawa S, Eto K, Sato H, et al. Numerical and experimental study of detonation propagation in a rectangular tube with obstacles [R]. AIAA 2004-310.
- [3] Zhang Z C, Yu S T J. A modified space time conservation element and solution element method for Euler and Navier Stokes equations [R]. AIAA 99-3277.
- [4] He H, Yu S T J, Zhang Z C. Direct calculation of one-, two-, and three-dimensional detonations by the CESE method [R]. AIAA 2005-229
- [5] Im K S, Yu S T J, Kim C K, et al. Application of the CESE method to detonation with realistic finite rate chemistry [R]. AIAA 2002-1020
- [6] Wu Y, Ma F, Yang V. Space time method for detonation problems with finite rate [J]. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2004, 18(3): 277-287.
- [7] Tangirala V, Varatharajan B, Dean A J. Numerical investigations of detonation initiation [R]. AIAA 2003-0716.