DOI: 10.11883/1001-1455(2015)04-0561-06

圆柱形爆轰波的二维数值模拟*

武 丹[1,2],刘 岩[1,2],王健平[1,2]
(1. 北京大学工学院燃烧推进中心和应用物理与技术研究中心,北京 100871;
2. 北京大学湍流与复杂系统国家重点实验室,北京 100871)

摘要: 基于带化学反应的二维 Euler 方程,对圆柱形爆轰波的直接起爆和传播过程进行了二维数值模拟研究,拟分析起爆条件和初始压强对圆柱形爆轰波形成和传播的影响。研究发现,圆柱形爆轰波起爆成功向外传播的过程中,新的三波结构的生成标志着爆轰波进入稳定传播阶段。在起爆能量足够的情况下,起爆半径(曲率)的大小决定着三波结构初始形成时的数目和传播半径,起爆压强对其基本不产生影响;起爆半径大(曲率小)时,三波结构初始形成时的传播半径大、数目多,圆柱形爆轰波进入稳定传播阶段的传播距离长;数值模拟中,初始压强的提高,有助于圆柱形爆轰在较短的传播距离内进入稳定传播阶段。

关键词: 爆炸力学;三波结构;初始压强;直接起爆;起爆条件;圆柱形爆轰波
中图分类号: O383 **国标学科代码**: 13035 **文献标志码**: A

爆轰波是一种在可燃介质中以超声速传播的燃烧波,根据点火能量的大小,其起爆方式可以分为爆燃转爆轰和直接起爆 2 种。直接起爆是指在极短的时间内爆源驱动一股足够强劲的爆炸波,使其可以直接起爆爆轰波,期间不经过爆燃转爆轰起爆机制的火焰加速阶段[1],所需能量较大。爆轰波起爆成功后,在不受空间约束的情况下向外传播,表面积不断增大,形成发散式爆轰波,如球形爆轰波或圆柱形爆轰波。这类爆轰波在传播过程中,无壁面条件的限制,直管内爆轰波的传播机理不再适用。自 Y. B. Zeldovich 等[2]研究直接爆炸引起的球形爆轰波以来,大量学者开始从事这方面的研究。

实验中,圆柱形爆轰波可由火花隙[3]或者爆丝[4-5]提供直接起爆能量获得。R. I. Soloukhin[6]的实验结果显示了圆柱形爆轰波的胞格结构,并指出除了在起爆的初始阶段,爆轰波前端横波之间的间距是基本不变的;随后 J. H. S. Lee[1]和 D. C. Bull 等[7]分析认为随着圆柱形爆轰波向外传播,表面积增大,爆轰波前端需产生新的胞格,即产生新的横波。数值模拟中,圆柱形爆轰波可通过高温高压区获取直接起爆能量来实现。姜宗林等[8]采用氢/氧两步化学反应对二维圆柱形爆轰波做了数值模拟,结果显示圆柱形爆轰波的传播由新的横波产生来维持并指出了横波生成的 4 种机制。M. Asahara 等[9]通过二维数值模拟详细分析了起爆能量对于圆柱形爆轰波的影响,并指出在圆柱形爆轰波传播的稳定阶段,爆轰波前端横波的数目随着传播半径线性增加。通过这些研究,可以发现横波的生成和发展对圆柱形爆轰波的自持传播至关重要。然而,上述研究都仅仅研究起爆能量这一参数的影响,而不涉及起爆区域具体参数和初始环境条件对横波生成和发展的影响。

本文中采用带有化学反应源项的 Euler 控制方程,对圆柱形爆轰波的直接起爆和传播过程进行二维数值模拟,主要目的是明确起爆半径和初始压强对于圆柱形爆轰波起爆和传播过程的影响。

1 数值方法和物理模型

1.1 数值方法

采用二维带有化学反应源项的 Euler 控制方程,$2H_2/O_2$ 两步化学反应模型[10],假设预混好的可燃气体为理想气体,忽略扩散、粘性和热传导作用,控制方程如下:

* **收稿日期**: 2013-10-30; **修回日期**: 2014-01-22
第一作者: 武 丹(1987—),女,博士研究生,wudan65@126.com。

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial y}=\boldsymbol{S} \tag{1}$$

各守恒分量定义如下：$\boldsymbol{U}=[\rho,\rho u,\rho v,e,\rho\beta,\rho\alpha]^{\mathrm{T}}$，$\boldsymbol{E}=[\rho u,\rho u^2+p,\rho uv,(e+p)u,\rho u\beta,\rho u\alpha]^{\mathrm{T}}$，$\boldsymbol{S}=[0,0,0,0,\rho\omega_2,\rho\omega_1]^{\mathrm{T}}$，$\boldsymbol{F}=[\rho v,\rho uv,\rho v^2+p,(e+p)v,\rho v\beta,\rho v\alpha]^{\mathrm{T}}$。其中：$p=\rho RT$，$e=\dfrac{p}{\gamma-1}+\beta\rho q+\dfrac{1}{2}\rho u^2+\dfrac{1}{2}\rho v^2$，$\omega_2=\begin{cases}-k_2\rho^2\left[\beta^2\exp\left(-\dfrac{E_2}{RT}\right)-(1-\beta)2\exp\left(-\dfrac{E_2+q}{RT}\right)\right](\alpha\leqslant 0)\\ 0(0<\alpha<1)\end{cases}$，$\omega_1=-k_1\rho\exp\left(-\dfrac{E_1}{RT}\right)$。其中：$\rho$ 为密度，p 为压强，e 为单位体积的总能，γ 为质量热容比比，u、v 分别为 x、y 方向速度，T 为温度，α 为诱导反应阶段的化学反应进行度参数，β 为放热反应阶段化学反应进行度参数，k_1、k_2 为常系数，E_1、E_2 为活化能，R 为理想气体常数，ω_1 和 ω_2 为反应速率。对于满足化学恰当比的氢/氧混合气体，文献[10-11]对此模型进行了详细分析。对流项采 5 阶 MPWENO 格式求解[12]，时间方向采用 3 阶 TVD Runge-Kutta 法。数值模拟中，网格为规则正交网格，$\Delta x=\Delta y=0.05$ mm。

1.2 物理模型

使用直接起爆方式起爆圆柱形爆轰波时，其物理模型如图 1(a)所示。初始时刻，预混好的 $2H_2/O_2$ 混合气体充满整个区域，初始压强 p_0 为 100 kPa，初始温度为 300 K。在区域的中心处设置一个圆形的高温高压起爆区域，提供起爆能量 E_s。E_s 的计算公式为：

$$E_s=\pi R_s^2 p_s/(\gamma-1) \tag{2}$$

式中：p_s 为起爆区域压强，R_s 为起爆区域半径。使用临界起爆能进行起爆时，起爆初始阶段爆轰波振荡较大，不稳定[13]。为弱化这一因素的影响，本文中使用的起爆能量均远大于临界起爆能量。

在数值模拟时，为减小计算量，我们取 1/4 区域作为计算域，如图 1(b)所示。x 轴和 y 轴处设置为反射边界条件。另 2 条边的边界条件保持为初始状态，这是因为爆轰波以超音速在可燃气体中传播，不会影响波前可燃气体的状态。

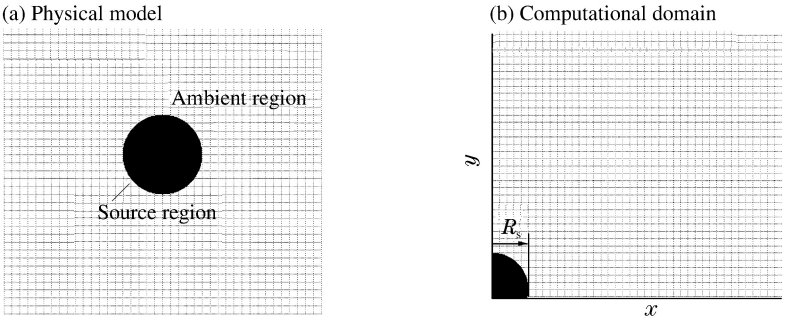

图 1 圆柱形爆轰波物理模型和计算区域

Fig. 1 Physical model and computational domain of cylindrical detonation wave

1.3 网格验证

爆轰波由入射激波、马赫杆和横波组成。三波的交汇处三波点的压强较高，追踪并记录三波点的运动轨迹可得到爆轰波胞格结构。以下分别使用 0.03、0.05 和 0.1 mm 等 3 种网格尺寸对圆柱形爆轰波的直接起爆过程进行数值模拟。在起爆能量 15 900 J/m($p_s=5$ MPa，$R_s=0.02$ m)相同时，3 种网格下圆柱形爆轰波均能成功起爆。起爆 10.8 μs 时，3 种网格大小下得到的圆柱形爆轰波流场的胞格结构如图 2 所示，图中压强范围是 3～5 MPa。

从图 2 可以看到，小网格下胞格结构的纹路较深。这是因为三波点处能量分布在几个网格区域内，网格越细，三波点处压强越大，所得胞格结构越明显。使用高温高压区进行直接起爆时，起爆瞬间，起爆区域产生的强压力冲击波先行，经过一段时间的诱导反应，起爆区域内发生化学反应，产生的燃烧波追上前行的强压力冲击波并与之耦合在一起，形成过驱爆轰波，随后衰减为爆轰波并向外传播。在 0.05

和 0.03 mm 网格下的模拟结果中可以很明显地看到冲击波-过驱爆轰波-爆轰波这一直接起爆过程，而这在 0.1 mm 网格下的模拟结果中无法看到。此外，对比发现，网格大小为 0.1 mm 时，同一传播半径处，爆轰波前端三波点数目少，并且在其整个胞格结构中，胞格的交叉点少，即三波点碰撞的次数少，得到圆柱形爆轰波的胞格结构明显不同于其他 2 种较细网格下的胞格结构。因此，0.1 mm 网格无法确切模拟圆柱形爆轰波的直接起爆过程和胞格结构。综合对比 0.05 和 0.03 mm 网格下的胞格结构，两者基本相似，且符合 R. I. Soloukhin[6] 的实验结果。因此，0.05 mm 网格大小对于模拟圆柱形爆轰波的直接起爆和传播过程已经足够。

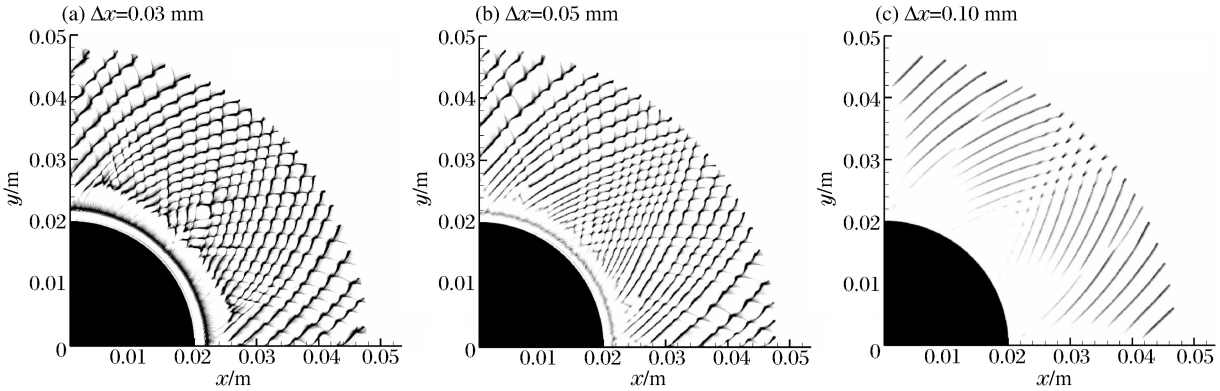

图 2　3 种网格下圆柱形爆轰波的胞格结构

Fig. 2　Cellular pattern of cylindrical detonation using three different grid sizes

2　结果讨论

2.1　流场结构

起爆能量为 15 900 J/m(p_s=5 MPa，R_s=0.02 m)时，稳定传播后，圆柱形爆轰波流场的压强分布如图 3 所示。在波阵面处可以明显地看到爆轰波特有的三波结构：入射激波、横波和马赫杆。局部放大图中着重显示了两个相向运动的三波点。由于在圆柱形爆轰波传播过程中，无壁面，爆轰波是靠三波点的相互碰撞来加剧化学反应，从而获得自维持传播所需要的能量。流场中流线基本沿半径方向，即波后产物基本跟随爆轰波沿径向向外传播。爆轰波沿径向的传播速度约为 2 500 m/s，小于相应条件下的 C-J 理论值2 843 m/s，这是由爆轰波波阵面发散造成的。

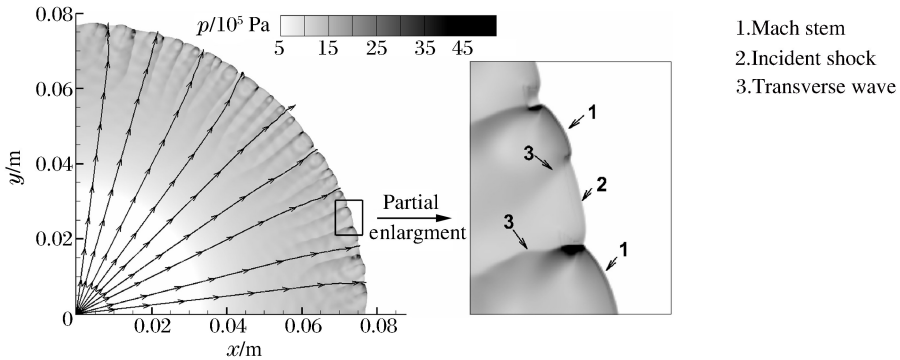

图 3　二维圆柱形爆轰波流场结构

Fig. 3　Flow field of two-dimensional cylindrical detonation

图 4 所示为 22.6 μs 时圆柱形爆轰波的胞格结构图。起爆成功后，随着圆柱形爆轰波向外传播，波阵面曲率下降，爆轰波逐渐从不稳定传播阶段进入稳定传播阶段，其间伴随着三波结构的扩展和产生。在初始起爆的不稳定传播阶段(0.023～0.065 m)，爆轰波前端三波点数目变化不大，圆柱形爆轰波主

要由三波结构的扩展和相互碰撞来维持，在胞格结构中表现为胞格的增大。在传播半径约为0.065 m时，为维持爆轰波胞格的平均尺寸在一定范围内，在较大胞格内形成新的胞格结构，即产生新的横波。此时圆柱形爆轰波进入稳定传播阶段，主要依靠三波点的生成和相互碰撞来维持。在随后的传播过程中，爆轰波波阵面三波点数量与传播半径成正比[9]。由上面的分析也可以看出，爆轰波的胞格结构能较为明显地反应出流场的流动特征。

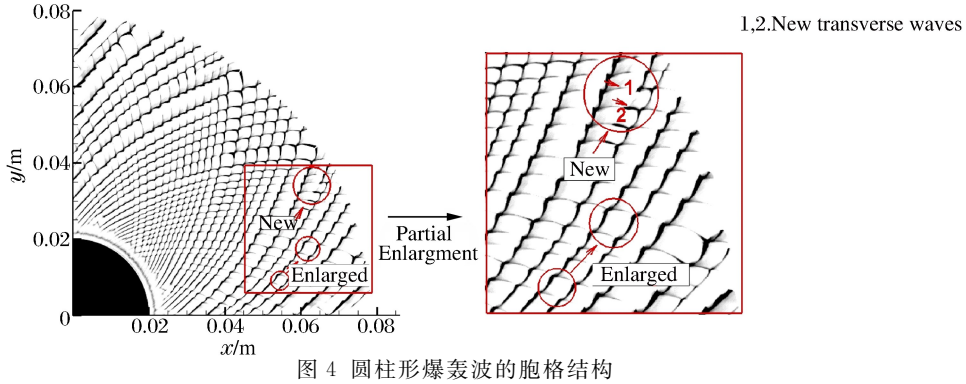

图 4 圆柱形爆轰波的胞格结构

Fig. 4 Cellular pattern of cylindrical detonation

2.2 起爆条件的影响

保持起爆能量相同为 15 900 J/m，起爆半径 R_s 为 0.015 m，起爆压强 p_s 约为 9 MPa 时所得的圆柱形爆轰波的胞格结构，如图 5 所示。从图中可以看到，爆轰波三波结构初始形成时的传播半径 R_c 约为 0.017 m，数目 N 约为 26，进入稳定传播阶段时的传播半径 R_w 为约 0.056 m。这 3 个数值均小于相应情况下起爆半径 R_s 为 0.02 m 时所得到的结果(图 4 中，$R_c\approx0.023$，$N\approx38$，$R_c\approx0.065$)。此外，图 5 中圆柱形爆轰波不稳定传播阶段的传播距离为 0.039 m(传播半径为 0.017～0.056 m)，小于图 4 中的不稳定传播阶段的传播距离 0.042 m(传播半径为 0.023～0.065 m)。因此，在起爆能量相同的情况下，起爆半径小(曲率大)时，三波结构初始形成时传播半径短、数目少，为维持爆轰波胞格的平均尺寸，需较早的生产新的三波结构，即圆柱形爆轰波会在较短的传播距离内进入稳定传播阶段。

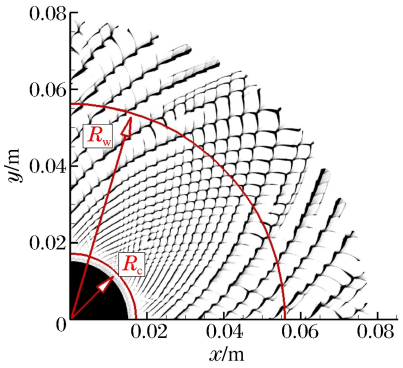

图 5 胞格结构

Fig. 5 Cellular pattern

在上文的分析中，起爆能量保持相同，起爆半径和压强同时发生了改变。这改变了圆柱形爆轰波初始形成的状态及其以后的传播。在下面的研究中，放开起爆能量相同这一条件，重点关注起爆条件的改变对圆柱形爆轰波初始形成时状态的影响。

起爆半径 R_s 保持为 0.02 m 不变时，三波结构初始形成时的数目 N 和传播半径 R_c 随起爆压强的变化如图 6 所示。从图中可以看到，虽然起爆压强在增大，但是三波结构初始形成时的传播半径和数目均基本不发生变化。因此，起爆压强对圆柱形爆轰波初始形成时状态的影响基本可以忽略。

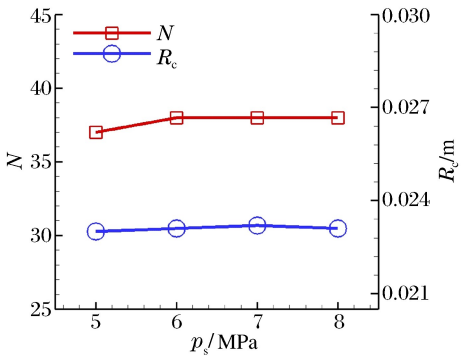

图 6 起爆压强对三波结构初始形成时的影响

Fig. 6 Influence of ignition pressure on the new-generated triple shock waves

当起爆压强保持为 5 MPa 不变时，起爆半径对于三波结构初始形成时的数目和传播半径的影响如图 7 所示。可以看出，随着起爆半径的增大，三波结构初始形成时的传播半径和数目都随之增大。但是在 3 种起爆半径下，三波结构初始形成的传播半径与数目之比大致相等（分别为 0.65、0.61 和 0.61 mm）。这是因为圆柱形爆轰波初始形成的胞格大小基本一致，与起爆情况无关。

综合图 6～7 可知，在起爆能量足够的情况下，起爆半径（曲率）决定了三波结构初始形成时的状态并继而影响爆轰波进入稳定传播阶段的传播距离；三波结构初始形成时传播半径的大小决定其数目的多少。

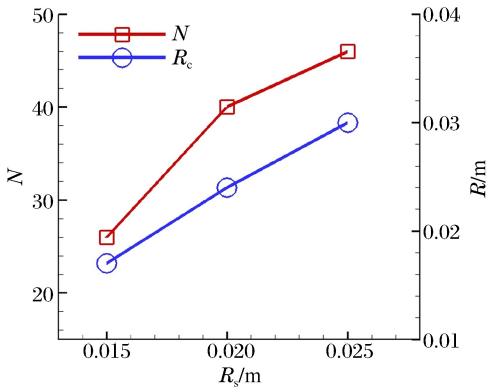

图 7　起爆半径对三波结构初始形成时的影响

Fig. 7　Influence of ignition radius on the new-generated triple shock waves

2.3　初始压强的影响

使用起爆能量 15 900 J/m（p_s = 5 MPa，R_s = 0.02 m），爆轰波三波结构初始形成时的数目 N 和进入稳定阶段时的传播半径 R_w 与初始压强的关系，如图 8 所示。从图中可以看出，初始压强基本不会影响三波结构初始形成时的数目，而爆轰波进入稳定阶段时的传播半径将会随着初始压强的增大而缩短。如初始压强为 120 kPa时，爆轰波传播至 0.055 m 时即开始生成新的三波结构，小于 100 kPa 时的传播半径 0.065 mm 和 80 kPa时的传播半径 0.08 m。这是因为随着初始压强的增大，爆轰波胞格尺寸将变小[14]；在三波结构初始形成数目相当的情况下，随着传播半径的变大，爆轰波胞格尺寸小的情况将会在相对短的传播半径时生成新的三波结构以维持爆轰波胞格的平均尺寸。

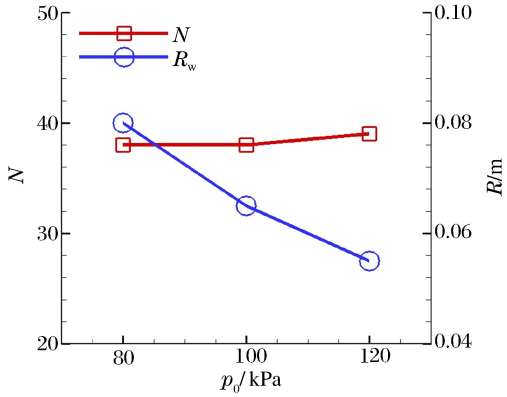

图 8　初始压强对三波结构初始形成的数目和稳定传播半径的影响

Fig. 8　Influence of initial pressure on the number of new-generated triple shock waves and the stable running radius

3　结　论

基于带有两步化学反应模型的 Euler 控制方程，对圆柱形爆轰波的直接起爆和近场传播过程进行了数值模拟，得到如下结论：

（1）圆柱形爆轰波的自持传播是通过三波点的相互碰撞来完成的，在不稳定传播阶段，爆轰波的胞格结构逐渐变大，新的胞格结构也即是三波结构的生成标志着爆轰波进入稳定传播阶段。由于爆轰波波阵面的发散作用，圆柱形爆轰波的传播速度小于 C-J 理论值。

（2）在起爆能量足够的情况下，起爆半径（曲率）的大小决定着三波结构初始形成时的数目和传播半径，起爆压强对其的影响基本可以忽略。起爆半径大（曲率小）时，三波结构初始形成时的传播距离大，数目多，进入稳定传播阶段传播距离长。

（3）同一起爆条件下，提高初始压强，爆轰波胞格平均尺寸变小，可使圆柱形爆轰波在较短的传播距离内进入稳定传播阶段。

参考文献：

[1]　Lee J H S. Initiation of gaseous detonation[J]. Annual Review of Physical Chemistry, 1977,28:75-104.

[2]　Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. Experimental investigation of spherical detonation in gases[J]. Soviet Physics-Technical Physics, 1957,1(8):1689-1731.

[3]　Matsui H, Lee J H. Influence of electrode geometry and spacing on the critical energy for direct initiation of spheri-

cal gaseous detonations[J]. Combustion and Flame, 1976,27:217-220.

[4] Vasilev A A. Geometric limits of gas detonation propagation[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 1982,18(2):245-249.

[5] Aminallah M, Brossard J, Vasilev A. Cylindrical detonations in methane-oxygen-nitrogen mixtures[J]. The American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993,153:203-228.

[6] Soloukhin R I. Shock waves and detonations in gases[M]. Moscow: Mono Book Corp, State Publishing House, 1966:138-147.

[7] Bull D C, Elsworth, J E, Hoooper G, et al. A study of spherical detonation in mixtures of methane and oxygen diluted by nitrogen[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1976,9(4):191-199.

[8] Jiang Z L, Han G L, Wang C, et al. Self-organized generation of transverse waves in diverging cylindrical detonations[J]. Combustion and Flame, 2009,156(8):1653-1661.

[9] Asahara M, Tsuboi N, Hayashi A K, et al. Two-dimensional simulation on propagation mechanism of H_2/O_2 cylindrical detonation with a detailed reaction model: Influence of initial energy and propagation mechanism[J]. Combustion Science and Technology, 2010,182(11/12):1884-1900.

[10] Korobeinikov V P, Levin V A, Markov V V, et al. Propagation of blast wave in a combustion gas[J]. Astronautica Acta, 1972,17:529-537.

[11] Mohanraj R, Merkle C L. A numerical study of pulse detonation engine performance: AIAA 2000-0315[R]. 2000.

[12] Balsara D S, Shu C W. Monotonicity preserving weighted essentially non-oscillatory schemes with increasing high order of accuracy[J]. Journal of Computational Physics, 2000,160(2):405-452.

[13] Watt S D, Sharpe. Linear and nonlinear dynamics of cylindrically and spherically expanding detonation waves[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005,522:329-356.

[14] 张博,Lee J H S,白春华. C_2H_4-O_2混合气体直接起爆的临界能量[J].爆炸与冲击,2012,32(2):113-120.
Zhang Bo, Lee J H S, Bai Chun-hua. Critial energy for direct initiation of C_2H_4-O_2 mixture[J]. Explosion and Shock Waves, 2012,32(2):113-120.

Two-dimensional simulation of cylindrical detonation

Wu Dan[1,2], Liu Yan[1,2], Wang Jian-ping[1,2]

(1. *Center for Combustionand Propulsion and CAPT, College of Engineering, Peking University, Beijing* 100871, *China*;
2. *State Key Laboratory of Turbulence & Complex Systems, Peking University, Beijing* 100871, *China*)

Abstract: Based on two-step reactive Euler equations, two-dimensional simulation of cylindrical detonation (CD) is performed. The objective is to study the influence of ignition conditions and initial pressure on the formation and propagation of CD. It is found that the new-generation of triple shock waves is the sign that CD becomes stable as it is running outwards. As long as CD could be ignited successfully, the ignition radius (curvature) decided the number and location of initial-generated triple shock waves, and the ignition pressure has little influence on them. When the ignition radius is large, the number and running radius of initial-generated triple shock waves is large as well, and long running distance is needed for CD to become stable. When the initial pressure is elevated, CD becomes stable in shorter running distance.

Key words: mechanics of explosion; triple shock waves; initial pressure; direct initiation; ignition condition; cylindrical detonation

(责任编辑 王易难)