

DOI: 10.11883/1001-1455(2015)04-0603-06

高浓度氩气稀释气体爆轰波临界管径 和临界间距关系*

喻健良, 高 远, 闫兴清, 高 伟

(大连理工大学化工机械学院, 辽宁 大连 116024)

摘要: 建立圆管及环形管道系统研究临近极限下爆轰波在管道内传播失效机理。选用 $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ 气体, 采用光纤探针测量爆轰波在管道内传播速度, 用烟迹法记录管道内爆轰波胞格结构。结果表明: 初始压力远大于爆轰极限压力时, 爆轰波在管道内以稳定速度传播; 随着初始压力的减小, 爆轰波速度逐渐降低; 当初始压力一定时, 爆轰波速度随着管道尺寸的减小而逐渐减小; 当初始压力达到临界压力时, 爆轰波在进入管道内后其速度会逐渐衰减直至爆轰波完全失效。对于不同几何尺寸的圆管与环管, 通过引入无量纲参数 d/λ 及 w/λ (d 为圆管管径, w 为环管间距, λ 为爆轰胞格尺寸) 得出, 爆轰波在管道内传播的临界圆管直径为环形间距的 2 倍, 与理论模型结果相吻合, 验证了稳态气体基于爆轰波波面曲率的失效机理。

关键词: 爆炸力学; 爆轰极限; 临界直径; 临界间距; 爆轰波波面曲率

中图分类号: O382 **国标学科代码:** 13035 **文献标志码:** A

爆轰波在管道内传播时需要满足一定的初始条件(初始压力、当量比等)及边界条件(管道尺寸、几何形状), 若上述条件无法满足, 则爆轰波不能够在管道内自持稳定传播, 并最终失效, 此时达到爆轰极限^[1]。爆轰极限的研究对深入理解爆轰波在管道内的传播机理具有重要意义。爆轰波波面是瞬态三维非稳定结构, 且在传播过程中会与管道壁面产生相互扰动^[2-4], 并导致爆轰波热量、动量及质量的损失^[5]。当条件接近爆轰极限时, 爆轰波的传播变得非常复杂且不稳定, 在介于自持稳定传播与失效之间出现一系列的非稳定传播现象, 如: 单头螺旋爆轰、驰振爆轰、低速爆轰等^[6-7]。近期研究表明, 对于高浓度氩气稀释气体, 其化学反应区具有层流结构且胞格结构非常规则, 可用 ZND 模型描述其爆轰波结构^[8-10]。对于此类气体, 爆轰波波面非稳定性对于其传播影响很小, 因此, 在研究此类气体的爆轰极限时, 可以忽略爆轰波波面非稳定性因素而仅从边界条件对其传播影响着手研究爆轰极限^[11]。根据 Fay-Dabora 理论模型^[12], 管道壁面的边界层效应导致爆轰波化学反应区中的流场扩散, 使得爆轰波波面产生弯曲, 导致热量及动量的损失, 从而使得爆轰速度衰减。当爆轰波波面曲率达到某个临界值时, 爆轰波波速特征值不再存在, 此时达到爆轰极限, 爆轰波失效。

本文中研究高浓度氩气稀释气体在 2 种不同几何形状(圆管、环管)管道内的传播现象及爆轰极限, 对比分析临界管径与临界间距之间的关系, 进一步验证和阐述高浓度氩气稀释气体爆轰波的失效机理。

1 实验装置

实验装置见图 1。圆管爆轰管道由驱动段和测试段组成(图 1(a)), 驱动段为长 1.3 m, 内径为 70 mm, 壁厚 4.5 mm 的钢管。测试段为透明的聚碳酸酯塑料管。环形爆轰管道由驱动段、过渡段及测试段组成(图 1(b)), 其中间距(w)为 3.2 及 5.9 mm 的环形通道通过在内径为 50.8 mm 的聚碳酸酯塑料管内分别插入外径为 44.4 与 39.0 mm 光滑铜管构成。圆管及环管几何尺寸见表 1~2, 其中: L 为管道长度, t 为管壁厚度, d 为圆管内径。由于环管间距相对于环管直径很小, 故爆轰波在环管内传播时,

* 收稿日期: 2013-12-21; 修回日期: 2014-05-04

基金项目: 国家自然科学基金项目(50974027)

第一作者: 喻健良(1963—), 男, 博士, 教授, yujianliang@dl.cn。

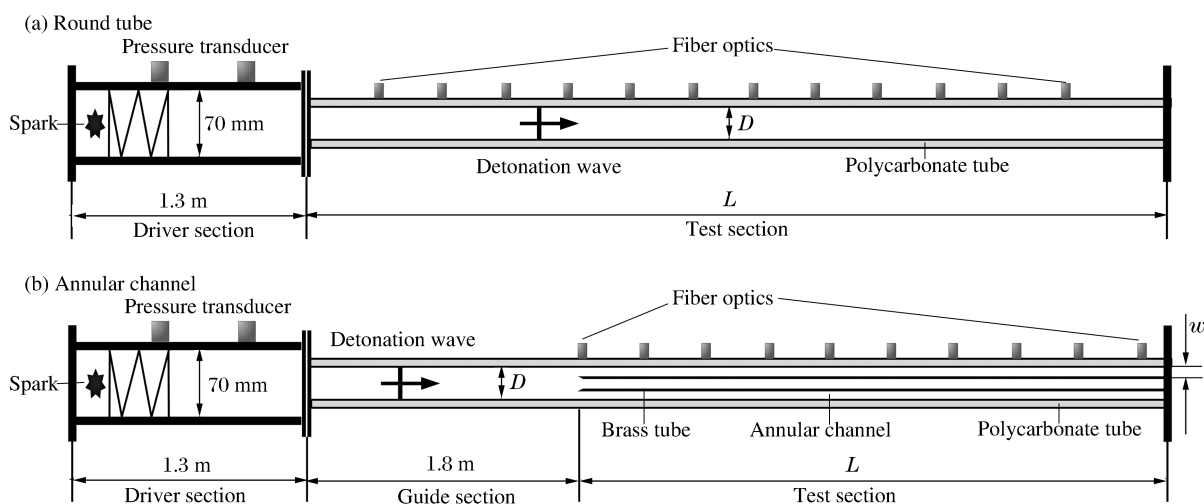


图1 实验装置

Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

其径向弯曲曲率对其传播的影响可以忽略,因此可以将其视为二维通道。采用环管而不采用矩形管道的优点在于,环管能够避免矩形管道的边缘效应^[11,13]。采用高压电火花起爆,并在驱动段内靠近起爆端添加一长200 mm的Shchelkin螺旋用以增加对爆炸波的扰动,从而更易在驱动段内形成稳态的爆轰。采用分压法配置 $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ 气体。研究表明 $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ 混合气体爆轰时具有规则胞格结构,且化学反应区具有层流结构^[1,4,9],因此被称为稳定气体。

实验前采用真空泵对管道抽真空,使管道内的压力低于10 Pa,然后通过阀门控制加入混合气体,并通过电子压力表控制进气量。在驱动段上安装PCB压力传感器(型号:113B24,响应频率:500 kHz,量程:0~6.9 MPa,输出电压:0~5 V),用以测定爆轰波的压力和到达各压力传感器的时间,从而计算在驱动段内是否形成并达到稳态的爆轰波。在测试段管道上等间距布置光纤探针,通过光纤探针测量测试段内爆轰波到达各测点的时间,并计算出爆轰波在相邻两测点间的实际传播速度。通过CEA程序^[14]计算混合气体在该初始状态下的理论爆轰CJ速度。采用烟迹法记录爆轰波在管道内胞格变化规律并测量对应条件下胞格尺寸。

2 实验结果及讨论

2.1 爆轰极限临界压力的确定

图2为不同压力下, $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ 气体在内径为50.8 mm圆形管道内的爆轰波传播速度, x 为距管道入口的距离。初始压力远离爆轰极限临界压力时($p_0 = 9$ kPa),爆轰波进入到管道内后,其平均速度接近于理论爆轰速度 v_{CJ} ,并以该速度在管道内稳定传播;随着初始压力的降低,爆轰波在管道内传播速度逐渐降低;初始压力临近极限压力时($p_0 = 1.1$ kPa),爆轰波在进入到管道后仍能够以一稳定速度传播,此时爆轰波的平均速度 $\bar{v} \approx 0.8v_{CJ}$;若进一步降低预混气体的初始压力($p_0 = 1$ kPa),爆轰波在进入到测试段管道后速度将逐渐衰减,在距离管道入口大约1400 mm处,速度降至 $0.3v_{CJ}$,此后

表1 圆管几何尺寸

Table 1 Round tube size

d/mm	L/mm	t/mm
1.5	2438	0.8
3.2	2438	1.6
12.7	4118	3.2
31.7	4118	3.2
50.8	3048	3.2

表2 环管几何尺寸

Table 2 Annular channel size

w/mm	L/mm	t/mm
3.2	1828	3.2
5.9	1828	3.2

光学探针已不能检测到火焰信号,表明爆轰波已经完全失效。因此,内径为 50.8 mm 圆管对应的爆轰极限临界压力约为 1.1 kPa。对于环形管道,爆轰波在其内部传播与在圆管管道内类似,如图 3 所示。因此可以同样采用逐步降低预混气体初始压力方式获得对应管道内爆轰极限临界压力。

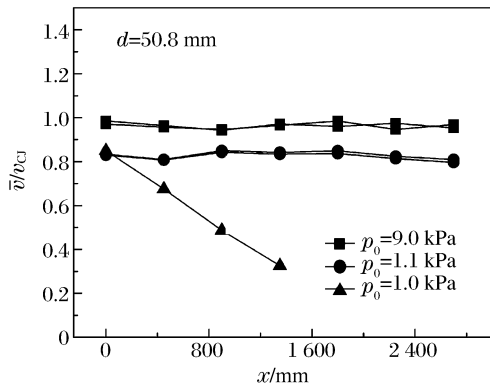


图 2 圆管内爆轰波传播

Fig. 2 Propagation of detonation wave in the round tube

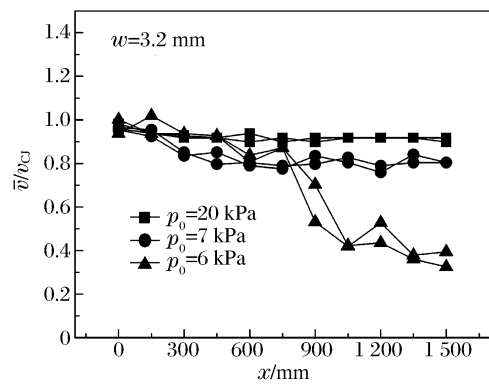


图 3 环管内爆轰波传播

Fig. 3 Propagation of detonation wave in the annular channel

2.2 初始压力及管道几何尺寸对爆轰速度的影响

图 4 为不同管道内,初始压力与爆轰速度关系。随着初始压力的降低,爆轰波速度逐渐减小,这是由于 $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ 稳定气体化学反应区具有典型的 ZND 结构。当混合气体初始压力降低时,爆轰波诱导区长度增加,边界层扩散导致的能量损失逐渐增大,从而导致爆轰波的化学反应变缓,并使得爆轰速度降低^[12]。在临界压力处,当爆轰波失效时,最小爆轰速度与管道直径、环形间距无关,其值约为 $0.8v_{CJ}$ 。同时由图 4 得到,当初始压力一定时,爆轰速度随管道尺寸减小而降低。这是由于在小内径管道中,边界层所占比例增加,边界层效应增大,从而导致爆轰速度的降低。

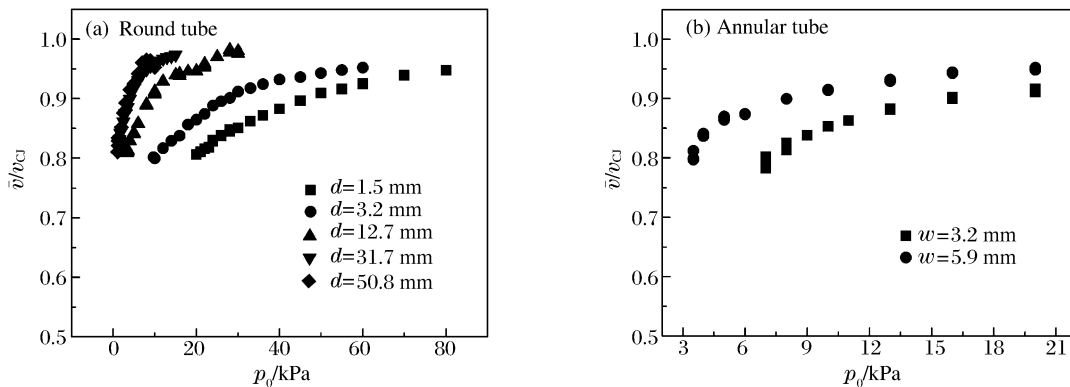


图 4 爆轰速度随着初始压力的变化

Fig. 4 Detonation velocity versus initial pressure

对于圆形管,当管径(d)为 1.5、3.2、12.7、31.7、50.8 mm 时,对应的爆轰极限临界压力(p_c)分别为 20、9.8、3.2、1.5、1.1 kPa;对于环形管,当间距(w)为 3.2 和 5.9 mm 时,对应的爆轰极限临界压力分别为 7.0 和 3.5 kPa。通过比较不同几何尺寸管道所对应的临界压力可以看出,爆轰极限临界压力随着管径或间距的减小而显著增大,说明随着管径或间距的减小,管道内壁边界层所占的比例不断增加,在小尺寸管道内管道边界层效应对爆轰波在管道内的传播起到主导作用。

2.3 临界圆管内径与环管间距的关系

当混合气初始压力一定时,圆管临界管径尺寸为环管临界间距的 2 倍^[12],这是因为爆轰波在环管

内传播时,由于环管可视为二维通道,爆轰波波面弯曲只发生在一个平面上,而对于圆管,爆轰波波面弯曲则发生在两个相互垂直的平面上。本实验中共采用了 5 种不同内径的圆管及 2 种间距的环管,并得到其对应的临界压力。由于临界压力值不同,为了消除初始压力不同对结果的影响,引入无量纲参数 d_c/λ 及 w_c/λ ,通过无量纲化的方法消除初始压力对结果的影响,并得到一个普适规律。无量纲参数 d_c/λ 及 w_c/λ 中, d_c 、 w_c 和 λ 分别为临界管道直径、临界环形间距及胞格尺寸,其中 d_c 和 w_c 可反映爆轰波在管道内传播的边界条件,而胞格尺寸作为爆轰动态参数^[1],可反映爆轰气体的敏感度。对于给定的气体,胞格尺寸大小与初始压力相关,因此胞格尺寸可间接反映爆轰气体初始压力。

图 5 为典型的爆轰波胞格结构随初始压力变化规律(圆管, $d=50.8$ mm)。由图可知, $C_2H_2+2.5O_2+70\%Ar$ 具有规则的胞格结构,且随着初始压力的逐渐降低,爆轰波胞格尺寸逐渐增加。通过实验测定了不同管道及初始压力下爆轰波胞格尺寸(如图 6 所示),并采用了最小二乘法拟合出胞格尺寸与初始压力之间的关系式:

$$\lambda = 320.82 p_0^{-1.3358} \quad (1)$$

式中: λ 单位为 mm, p_0 单位为 kPa。通过(1)式,可计算得到各管道在临界压力处对应的胞格尺寸,并计算出相应的 d_c/λ 、 w_c/λ ,结果见表 3~4。由表 3~4 可以得出, d_c/λ 和 w_c/λ 的平均值分别为 0.185 和 0.0954。对于不同内径的圆管及环管,在极限压力处, d_c/λ 与 w_c/λ 的平均比值为 1.95,这与理论结果($d_c/w_c=2$)相吻合,证明对于稳态气体,可采用理论分析预测其爆轰极限。

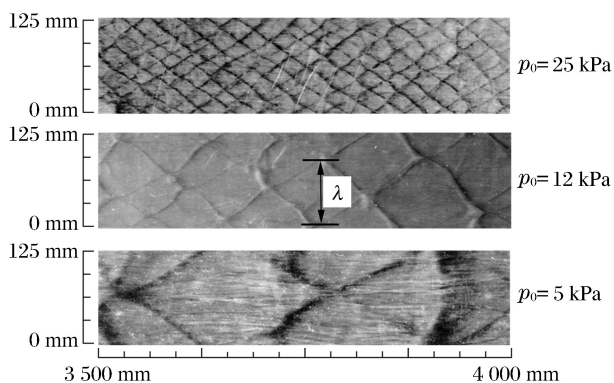


图 5 爆轰胞格结构随初始压力的变化($d=50.8$ mm)

Fig. 5 Structures of the detonation cellulars vary with the initial pressure ($d=50.8$ mm)

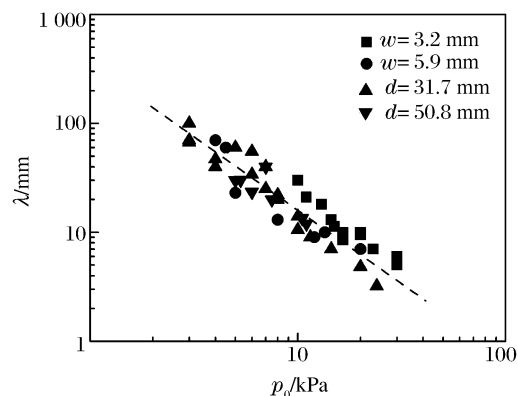


图 6 爆轰胞格尺寸与初始压力的关系

Fig. 6 Detonation cellular size versus initial pressure

对于高浓度氩气稀释的稳态气体,其胞格结构非常规则,因此可采用经典的 ZND 模型进行分析,故除了采用胞格尺寸所建立无量纲参数外,亦可采用 ZND 诱导区长度(Δ_{ZND})建立无量纲参数,以此分析临界管径与临界间距间关系。ZND 诱导区长度可通过 Chemkin 程序^[15]和 San Diego 化学反应动力学原理^[16]计算得到,结果见表 5 和 6。B. Bazathazajan 等^[17]证明了 San Diego 化学反应机理对于计算 $C_2H_2+2.5O_2+70\%Ar$ 气体爆轰波 ZND 诱导区长度的有效性。由表 5 和 6 可知, d_c/Δ_{ZND} 与 w_c/Δ_{ZND} 的平均值分别为 24.07 和 12.25。 d_c/w_c 的平均值为 1.96。当采用 ZND 诱导区长度建立无量纲参数时,结果同样与理论结果吻合。进一步证明了采用爆轰波波面曲率失效机理鱼刺爆轰极限的正确性。

表 3 圆管实验结果

Table 3 Experimental results of round tubes

d/mm	p_c/kPa	λ	d_c/λ	d/mm	p_c/kPa	λ	d_c/λ
50.8	1.1	306.47	0.166	3.2	9.8	16.50	0.194
31.7	1.5	202.51	0.157	1.5	20.0	6.36	0.236
12.7	3.2	73.60	0.173				

表 4 环管实验结果

Table 4 Experimental results of annular channels

w/mm	p_c/kPa	λ	w_c/λ
5.9	3.5	65.30	0.0903
3.2	6.0	31.79	0.1006

表 5 圆管 ZND 化学反应区长度

Table 5 ZND reaction zone length of round tubes

d/mm	p_c/kPa	$\Delta_{\text{ZND}}/\text{mm}$	d_c/Δ_{ZND}	d/mm	p_c/kPa	$\Delta_{\text{ZND}}/\text{mm}$	d_c/Δ_{ZND}
50.8	1.1	1.818	27.94	3.2	9.8	0.148	21.54
31.7	1.5	1.273	24.94	1.5	20.0	0.065	23.08
12.7	3.2	0.553	22.96				

表 6 环管 ZND 化学反应区长度

Table 6 ZND reaction zone length of annular channels

w/mm	p_c/kPa	$\Delta_{\text{ZND}}/\text{mm}$	w_c/Δ_{ZND}
5.9	3.5	0.482	12.2
3.2	6.0	0.259	12.3

3 结 论

(1) 当初始压力远大于爆轰极限临界压力时,爆轰波在管道内以一稳定速度传播。随着预混气初始压力的减小,爆轰波在管道内传播的速度逐渐降低。当初始压力达到临界压力时,爆轰波在进入到管道内并传播一段距离后,其速度将逐渐衰减直至爆轰波衰变成爆燃波并完全失效。通过比较不同几何尺寸管道内爆轰波传播速度可知,爆轰波速度随着管道几何尺寸的减小而减小,表明爆轰波在管道内传播时受到边界条件及初始条件的影响。

(2) 对于不同几何尺寸管道,通过无量纲参数分析研究得出,爆轰波在管道内传播时临界圆管直径为临界环管间距的 2 倍,这与理论预测相符合。表明高浓度氩气稀释气体爆轰波在管道内传播时,管道壁面的边界层效应所导致的爆轰波化学反应区内的动量、热量损失是导致此种高浓度氩气稀释气体爆轰波在管道内传播失效的主要原因。通过对爆轰波在圆形及环形管道内的失效分析,进一步验证了此种高浓度氩气稀释气体基于爆轰波波面曲率的失效机理。

参考文献:

- [1] Lee J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008.
- [2] Dupre G, Peraldi O, Lee J H S, et al. Propagation of detonation waves in an acoustic absorbing-walled tube[J]. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1988,114:248-263.
- [3] Teodoczyk A, Lee J H S. Detonation attenuation by foams and wire meshes lining the walls[J]. Shock Waves, 1995,4(4):225-236.
- [4] Radulescu M I, Lee J H S. The failure mechanism of gaseous detonations; Experiments in porous wall tubes[J]. Combustion and Flame, 2002,131:29-46.
- [5] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems[R]. Soviet Union: Soviet Physics-JETP, 1940.
- [6] Lee J J, Dupre G, Knystautas R, et al. Doppler interferometer study of unstable detonations[J]. Shock Waves, 1995,5(3):175-181.
- [7] Camargo A, Ng H D, Chao J, et al. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes[J]. Shock Waves, 2010,20(6):499-508.

- [8] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonations: Experiments in porous-walled tubes [D]. Montreal, Canada: McGill University, 2003.
- [9] Radulescu M I, Ng H D, Lee J H S, et al. The effect of argon dilution on the stability of acetylene-oxygen detonations[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2002,29(2):2825-2831.
- [10] Ng H D, Radulescu M I, Higgins A J, et al. Numerical investigation of the instability for one-dimensional Chapman-Jouguet detonations with chain-branching kinetics[J]. Combustion Theory and Modeling, 2005,9:385-401.
- [11] Chao J, Ng H D, Lee J H S. Detonation limits in thin annular channels[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2009,32(2):2349-2354.
- [12] Fay J A. Two-dimensional gaseous detonations: Velocity deficit[J]. Physics of Fluids, 1959,2(3):283-289.
- [13] Meredith J, Ng H D, Lee J H S. Detonation diffraction from an annular channel[J]. Shock Waves, 2010,20(6):449-455.
- [14] McBride B J, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications[R]. NASA, 1996.
- [15] Kee R J, Rupley F M, Millerja. Chemkin-II: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics[R]. Sandia National Laboratories, 1989.
- [16] The San Diego Mechanism. Chemical-kinetic mechanisms for combustion applications[EB/OL]. <http://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>
- [17] Varatharajan B, Williams F A. Chemical-kinetic descriptions of high-temperature ignition and detonation of acetylene-oxygen diluents systems[J]. Combustion and Flame, 2001,124(4):624-645.

Correlation between the critical tube diameter and annular interval for detonation wave in high-concentration argon diluted mixtures

Yu Jian-liang, Gao Yuan, Yan Xing-qing, Gao Wei

(School of Chemical Machinery, Dalian University of Technology,
Dalian 116024, Liaoning, China)

Abstract: Detonation tube including driver section and test section was built to investigate the failure mechanism of detonation wave near the limits. The mixture of $C_2H_2 + 2.5O_2 + 70\%Ar$ was investigated experimentally. Fiber optics was used to measure detonation velocity. Smocked foils were used to record the detonation cellular structure. The results show that, with the initial pressure far larger than the critical pressure, detonation wave propagates at a constant value in the tubes. Detonation velocity decreases with the decreasing initial pressure. With a given initial pressure, the detonation velocity decreased as the tube diameter (or channel interval) decreased. Under the critical pressure, the detonation velocity propagated a short distance in the tubes and then decreased gradually until complete failure. For different geometries tubes and channels, by introducing dimensionless parameter d/λ and w/λ (d the diameter of the round tube, w the interval of the annular channel and λ the size of detonation cellular), the results show that the critical thickness is half of the critical diameter. Good agreement is found between the experimental measurements in both geometries which supports this conclusion and theoretical mode. The failure mechanisms based on the detonation front curvature for stable detonation in mixtures that are highly argon diluted are well defined.

Key words: mechanics of explosion; detonation limits; critical diameter; critical thickness; detonation front curvature

(责任编辑 王小飞)