

狭缝内乙烯/氧气预混气体爆轰 几何极限的实验

潘振华, 张彭岗, 朱跃进, 潘剑锋

(江苏大学 能源与动力工程学院, 江苏 镇江 212013)

摘 要: 为研究狭缝内爆轰波传播极限, 实验得到了不同初始压力(0.004~0.04 MPa)下化学恰当比的乙烯/氧气预混气体在狭缝高度为1.0~4.0 mm狭缝内的爆轰性能。采用烟膜板记录爆轰波运行轨迹, 高速摄影捕捉火焰面。结果表明: 狭缝高度越小, 爆轰极限对应的临界初始压力越高。对于近极限条件下不稳定爆轰传播模式, 包括“结巴”爆轰和驰振爆轰, 其对应的初始压力范围随着狭缝高度的降低而变宽。考虑初始和边界条件, 将水力直径与胞格宽度之比作为合理的爆轰敏感性参数描述预混气体爆轰特性, 得出在不同狭缝通道内爆轰极限范围为, 即该比值在0.326~0.403之间。

关 键 词: 爆轰极限; 传播模式; 狭缝通道; 胞格结构; 极限范围

中图分类号:

文献标志码: A

Experiment on geometrical limits of gaseous detonation of ethylene/oxygen mixtures in narrow gaps

PAN Zhen-hua, ZHANG Peng-gang,

ZHU Yue-jin, PAN Jian-feng

(School of Energy and Power Engineering,

Jiangsu University, Zhenjiang Jiangsu 212013, China)

Abstract: To study the detonation limits of detonation, the gaseous detonation of stoichiometric ethylene/oxygen mixtures through narrow gaps with height of 1.0—4.0 mm was experimentally studied by varying initial pressure of 0.004—0.04 MPa. The soot film was utilized to record the cellular structure of detonation, and the high-speed cinematography was used to capture the flame. Results show that the smaller narrow gap height means the higher critical initial pressure for limits of detonation propagation. For unsteady detonation propagation modes near the detonation limits, including “stuttering” detonation and galloping detonation, the corresponding range of initial pressure becomes wider as the height of gap decreases. By considering both initial and boundary conditions, the ratio of hydraulic diameter to cellular width is found to be an appropriate sensitivity parameter to characterize the mixture. The range of this ratio for defining detonation limits in different narrow gap sizes is 0.326—0.403.

Key words: detonation limits; propagation modes; narrow gaps; cellular structure; range of limit

收稿日期: 2015-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(51306073, 11402102); 江苏省自然科学基金(BK20130510, BK20140524);

江苏大学高级专业人才培养启动基金(12JG081)

作者简介: 潘振华(1981—), 男, 江苏丹阳人, 讲师、硕士生导师, 博士, 主要从事爆轰动力学研究。

爆轰波是由激波诱导的,带化学反应的超声速燃烧形式,由于其本身的特点,爆轰波在不同领域中所处的地位不尽相同.一方面,在工业生产和安全评估领域中,由于爆轰波具有较大的破坏性,人们通常需要采用一定的方法抑制它产生和发展,如阻爆器中最大安全间隙的设计^[1];另一方面,人们关注如何在受限的空间内形成爆轰并发挥其高效燃烧以及强大推力的优势,使其成为可控爆轰应用于航空航天推进器中,如近几年受到关注的脉冲爆轰发动机和旋转爆轰发动机^[2-3].无论抑制还是加以利用,上述两方面均涉及到爆轰波最基本的问题,即爆轰波的产生条件或者传播极限.

Gordon 等^[4]最早定义螺旋爆轰为爆轰波的传播极限,他指出螺旋爆轰能以稳定的速度向前传播,其传播速度为 95% 的理论 C-J (Chapman-Jouguet) 爆轰速度,量符号记为 V_{C-J} . 随后,Man-son 等^[5]通过改变丙烷/氧气/氮气预混气的初始压力以及管道尺寸得到了螺旋爆轰模式,在上述参数的变化过程中,螺旋爆轰存在于较宽的范围,选择第一次出现螺旋爆轰所对应的参数作为爆轰极限条件.然而,对于不稳定性预混气体而言,螺旋爆轰并非爆轰波的极限传播模式,随着爆轰敏感性降低,爆轰速度在纵向传播方向上出现显著的震荡,最为典型的是“结巴”爆轰和驰振爆轰模式^[6-8]. Lee 等^[6]通过速度震荡描述了“结巴”爆轰,此模式的传播速度在 60%~100% 的理论 C-J 爆轰速度值范围内震荡,周期大概为 1ms,对应的管道距离为 1m (大概为 26 倍的管道直径). Edwards 等^[9]最早利用微波多普勒系统得到驰振爆轰的传播速度,其纵向速度在 40%~120% 的理论 C-J 爆轰速度之间震荡,一个周期长度通常为管道直径的 300 倍,驰振爆轰平均速度比理论 C-J

爆轰速度低 10%~30%. 由于驰振爆轰具有一般爆轰波自持传播的特点,因此许多学者将驰振爆轰的出现作为爆轰传播极限.然而,Haloua 等^[10]在稳定的预混气体中(当氩气摩尔分数高于 70% 或者氮气摩尔分数高于 60% 时)并未观察到驰振爆轰现象.同样, Gao 等^[11-12]在管道直径大于 12.7mm 时,实验无法观察到驰振现象. Lee^[13]定义“爆轰传播极限”为爆轰波能够稳定自持传播需满足的最低条件,此条件包括爆轰传播的边界条件和初始条件^[14],当同时满足上述两者,爆轰波才能自持传播,因此在探讨爆轰极限时,应将上述两个因素一并考虑在内. Lee 等^[15]引入无量纲数 d/λ 作为判别爆轰极限的量值,其中 d 为管道直径(边界条件), λ 代表胞格宽度(初始条件:值越小,预混气体爆轰敏感度越高),他们通过大量实验数据分析,最终将 $0.318 < d/\lambda < 0.5$ 规定为爆轰极限范围,这一范围对应螺旋爆轰出现区域. Camargo 等^[16]在更小尺寸通道内将 $d/\lambda = 0.3$ 作为爆轰极限值,由于小管道内边界层影响较大,导致极限值变小.

上述研究结果均在圆管中获得的,针对毫米级通道的狭缝管道,国内外的研究基本关注爆轰波的速度亏损^[17-18]及传播模式^[19],而对狭缝内的爆轰极限的研究鲜有报道. 本文以乙烯/氧气预混气体作为研究对象,在不同的初始压力和狭缝高度下研究爆轰波的传播过程,通过高速摄影以及烟膜技术两种爆轰测试手段得到爆轰波在狭缝管内的传播极限,初步结果能为阻爆器中最大安全间隙的设计及新型动力推进装置中爆轰波的传播提供一定的理论依据.

1 实验系统设置及研究参数

实验系统如图 1 所示,实验分别在截面积为

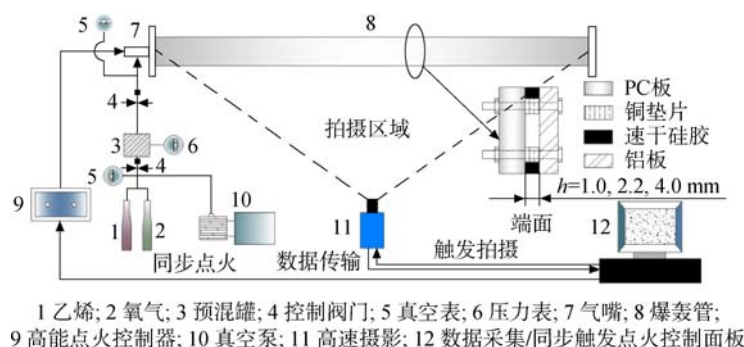


图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental set-up

20 mm×1.0 mm, 20 mm×2.2 mm 和 20 mm×4.0 mm, 长度为 1220 mm 的狭缝内进行。实验管道通过 3 种材料组装而成, 管道一面布置聚碳酸酯(PC)板作为可视化壁面, 通过高速摄影(Olympus i-speed)捕捉火焰传播过程, 设置拍摄速度为 7.5 万帧/s, 火焰传播方向上拍摄长度为 1172 mm, 实验照片的像素为 5860 pixels, 通过计算相邻火焰面之间的像素间隔与时间差的比值, 确定火焰面的平均传播速度, 计算误差为 ±30 m/s, 理论 C-J 爆轰速度通过 Gordon-Mcbrid 程序^[20]计算得到; 另一面预先在铝板上熏制一层烟膜, 用以记录在狭缝内传播的爆轰波传播轨迹。PC 板与铝板之间放置 1.0, 2.2 mm 及 4.0 mm 铜片形成不同高度的狭缝, 狭缝高度 h 的安装误差为 ±50 μm。为保证管道气密性, 在管道侧壁面涂硅胶密封。实验测试气体为乙烯和氧气预混气体, 以化学恰当比在预混罐中混合, 随后将混气静置 24 h 后再进行实验, 以达到充分混合的目的。实验开始前通过真空泵将狭缝抽至真空, 随后再用新鲜预混气体清洗管道 3 次, 最后再充入实验所需压力, 上述实验步骤能尽可能保证狭缝内预混气的质量。实验采用精度为 0.25 的真空压力表控制狭缝内的初始压力, 实验初始压力 p_0 范围为 0.004 ~ 0.04 MPa。为了尽快在狭缝内产生爆轰, 实验采用高能脉冲点火器点燃组件空腔内的混气形成直径约为 6 mm 的火焰射流, 引燃狭缝内的混气。高速摄影仪的触发信号与点火信号同步, 即按下点火按钮的同时开始工作或记录数据。狭缝内火焰由左至右传播, 最终从右端泄出, 泄爆口通过 0.1 mm 厚的铝膜封闭。

2 结果与讨论

表 1 为不同的狭缝高度内不同的初始压力对应的爆轰传播模式, 每个初始压力进行 3 次重复实验。表中 F 代表无爆轰, G 代表驰振爆轰, S 代表“结巴”爆轰, D 代表多头稳定爆轰, G/S 和 F/G 表示在同一初始压力下重复实验出现两种不同的传播模式。从表中可以看出, 对于每种尺寸的狭缝通道, 随着初始压力的降低, 预混气体爆轰敏感度下降, 爆轰传播模式发生转变。远离爆轰极限区域, 爆轰波阵面以多头形式存在, 纵向传播速度稳定。当爆轰传播条件处于近极限区域, 爆轰传播模式由多头稳定爆轰依次向“结巴”爆轰和驰振爆轰模式发生转变。

图 2 为根据表 1 的实验数据得到的不同尺寸

的狭缝管内, 爆轰波传播模式随初始压力变化的曲线。从图中可知, 随着狭缝高度减小, 爆轰波极限传播模式(驰振爆轰)所对应的初始压力增大, 如在 1.0 mm 高度的狭缝内, 初始压力低于 0.011 MPa, 爆轰波无法形成, 其极限压力值远高于 4.0 mm 高度的狭缝。这是由于随着狭缝高度减小, 边界层效应影响显著, 导致火焰在传播过程中热量和动力损失增大, 特别是对于低压附近的初始压力预混气体, 速度亏损越大, 爆轰波越难起爆^[21]。近极限条件下的爆轰传播模式所对应的初始压力范围变宽, 如在 1.0 mm 高度的狭缝内, 驰振爆轰和“结巴”爆轰所对应的初始压力范围为 0.011 ~ 0.021 MPa, 而当狭缝高度增加到 4.0 mm 时, 实验仅在初始压力为 0.005 ~ 0.008 MPa 范围内得到, 这一规律与文献[11]在圆管中得到的一致。

表 1 不同狭缝高度下爆轰传播模式随初始压力的转变
Table 1 Transition of detonation propagation modes with initial pressure in different narrow gap heights

$p_0 /$ MPa	通道尺寸		
	20 mm× 1.0 mm	20 mm× 2.2 mm	20 mm× 4.0 mm
0.005			G
0.006			G/S
0.007		F	S
0.008		G	S
0.009		G	D
0.010	F	G/S	D
0.011	F/G	S	D
0.012	G	S	D
0.013	G	S	D
0.014	G	D	D
0.015	G	D	D
0.016	S	D	D
0.021	S	D	D
0.022	D	D	D
0.023	D	D	D
...	...	...	...

图 3(a) 为在 20 mm×1.0 mm 狭缝内实验获得的“结巴”爆轰的高速摄影时序图, 图 3(b) 是通过高速摄影时序图测量得到的平均速度分布曲线, 图 3(c) 是对应的胞格结构, 乙烯/氧气预混气

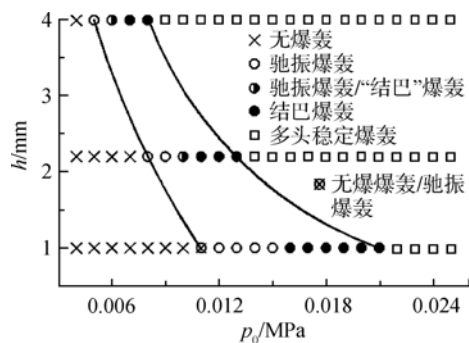
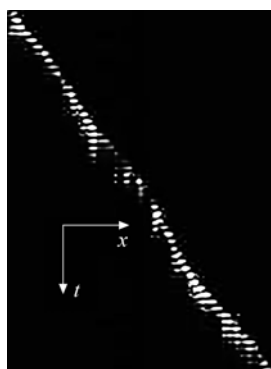
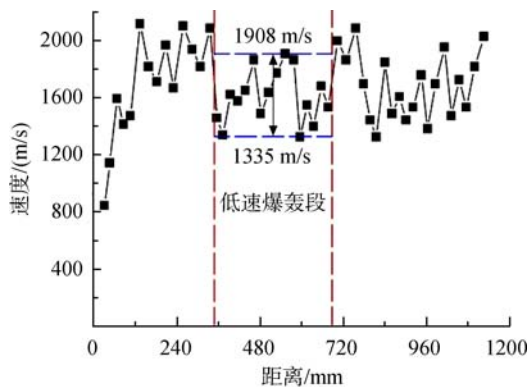


图2 不同初始压力下对应的传播模式

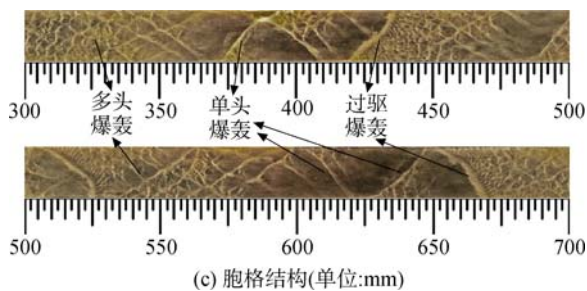
Fig. 2 Different propagation modes vs. initial pressure



(a) 高速摄影时序图



(b) 速度分布



(c) 胞格结构(单位:mm)

图3 “结巴”爆轰模式

Fig. 3 “Stuttering” detonation mode

体的初始压力为 0.016 5 MPa. 从图 3(b)中可以看出, 离狭缝端面约为 350 mm 处, 爆轰波传播速

度突然下降至 1335 m/s 左右, 接着爆轰波以低速纵向振荡的形式向前传播至约为 700 mm 处, 速度为 1335~1908 m/s, 爆轰波在此区域的平均传播速度为 1612 m/s, 明显低于理论 C-J 爆轰速度, 这一爆轰波低速段对应图 3(c)中实验得到的胞格结构. 从图 3(c)中可以看出, 在低速段出现单头爆轰结构, 这类似于圆管中的螺旋爆轰传播模式^[22]. Vasil'ev 等^[23]认为矩形截面管道中并不一定出现螺旋形式传播的爆轰, 如在本文宽度远大于高度的狭缝通道中, 即 $l/h \gg 1$ (其中 l 为狭缝宽度)时, 爆轰波一旦出现单头形式, 由于管道空间的限制, 其无法在如此狭小的空间内沿壁面旋转, 仅能与上下侧壁面发生马赫碰撞形成多头爆轰, 随后衰减为单头爆轰, 爆轰强弱的转变使得当地速度在纵向方向上表现为脉冲式变化, 上述胞格结构的演化过程解释了图 3(b)中为何在低速阶段出现纵向速度振荡, 这与 Lee 等描述的“结巴”爆轰现象相符^[6].

随着预混气体初始压力进一步降低(气体爆轰敏感度下降), 爆轰波传播模式转变为驰振爆轰, 其传播速度振幅加大, 变化范围为 40%~120% 理论 C-J 爆轰速度^[7]. 图 4 为 20 mm×2.2 mm 狭缝内实验获得的驰振爆轰胞格结构, 初始压力为 0.009 MPa, 从图中可知, 火焰在管道中经历 DDT (deflagration to detonation transition) 过程后, 在 400 mm 附近位置出现过驱爆轰, 随后逐渐衰减, 引导激波与化学反应区之间距离拉大, 横波个数减少, 胞格尺寸变大, 如图中区域 I 所示. 爆轰波进一步发展, 波阵面引导激波与化学反应区完全解耦, 最终爆轰波熄灭, 接着经历约 400 mm 长度的低速传播模式过程, 此过程中烟膜板上无胞格结构, 对应图中区域 II. 由于预混气体自身的不稳定性, 诱导区内产生的微小扰动经过与壁面以及周围其他微小扰动发生碰撞强度逐渐放大^[12], 使化学反应速率相应增高, 两者相互促进, 导致低速传播火焰开始加速, 以上过程相应于胞格结构中的区域 III, 在此区域内出现了明显的火焰加速传播并扫过烟膜板的痕迹, 最终在区域 IV 内爆轰波再次起爆形成过驱爆轰, 以上过程形成驰振爆轰的一个周期.

通过以上分析可知, 爆轰波在狭缝中是否能够自持传播(传播极限)与预混气的初始压力及狭缝尺寸有关. 初始压力对应气体敏感度, 一般可用胞格宽度 λ 表示, 对于乙烯/氧气化学恰当比的混合气体, 可采用 Radulescu^[24] 给出的经验公式并

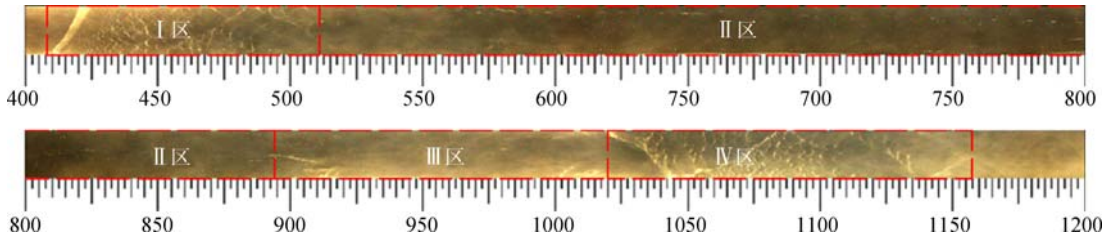
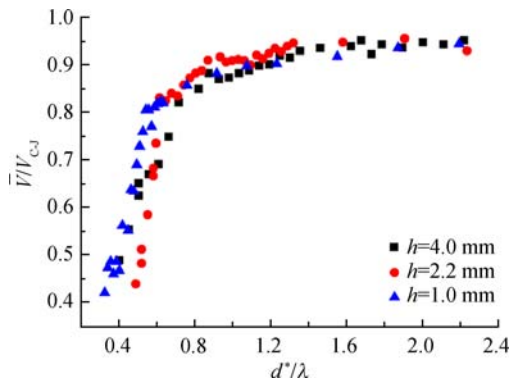


图4 驰振爆轰胞格结构(单位:mm)

Fig. 4 Cellular structure of galloping detonation (unit:mm)

结合 CALTECH 爆轰数据库^[25]中实验胞格数据进行数据拟合,最终得到初始压力与胞格尺寸的关系为 $\lambda = 69 p_0^{-1.03}$,此处 p_0 的单位取为 kPa. 考虑到狭缝高度、狭缝宽度的影响,本文将狭缝尺寸用水力直径表示 $d^* = 2lh/(l+h)$. 图5为无量纲化爆轰速度 $\bar{V}/V_{C-J}$ 与 d^*/λ 之间的关系,其中 $\bar{V}$ 为实验得到的爆轰波平均速度,从图中可以看出,当初始条件远离爆轰临界区域时($d^*/\lambda > 1.2$),预混气爆轰敏感度高,爆轰波传播速度接近95%的理论C-J爆轰速度.随着预混气爆轰敏感度降低,爆轰波传播速度亏损变大,其值分布在约理论C-J爆轰速度的80%~90%范围.当初始条件处于近极限爆轰区域内时,爆轰波传播模式发生变化,爆轰传播速度在纵向方向上出现较大的振荡,如“结巴”爆轰和驰振爆轰传播模式,这类不稳定的爆轰传播模式在传播过程中均存在一段低速过程,从而使爆轰平均速度在此区域内陡然下降,爆轰速度亏损程度达到20%~57%的理论C-J爆轰速度.当 $d^*/\lambda < 0.3$ 时,烟膜板上无法捕捉到三波点结构,表明此条件下任何尺寸的狭缝内均无法产生爆轰波.本文以各个尺寸内实验有无出现胞格结构作为爆轰极限区域,可得其范围为

图5 不同尺寸狭缝内无量纲爆轰速度与 d^*/λ 的变化曲线Fig. 5 Variation curve of normalized detonation velocity with d^*/λ in different narrow gaps

$0.326 < d^*/\lambda < 0.403$,这与 Gao 等在圆管和圆环中实验得到的近极限范围 $0.318 < d/\lambda < 0.5$ 接近^[11].

3 结 论

本文在不同高度的狭缝内实验研究了爆轰波的传播过程,通过高速摄影和烟膜实验手段获得了爆轰波的传播极限.当初始压力降低或者狭缝高度减小到一定程度,管道内无法形成爆轰波,狭缝高度越小,爆轰传播极限对应的初始压力越高.对于纵向速度不稳定的爆轰传播模式,如“结巴”爆轰和驰振爆轰传播模式,其对应的初始压力范围随着狭缝高度的增加而减小.初始压力和管道尺寸共同决定了爆轰波的传播极限,当 $d^*/\lambda < 0.3$,狭缝管道内无法形成爆轰波.以最低传播模式驰振爆轰为极限,得到爆轰波在狭缝内的传播极限区域为 $0.326 < d^*/\lambda < 0.403$.

参考文献:

- [1] Fischer J, Liebner C, Hieronymus H, et al. Maximum safe diameters of microcapillaries for a stoichiometric ethene/oxygen mixture[J]. Chemical Engineering Science, 2009, 64(12):2951-2956.
- [2] Roy G D, Frolov S M, Borisov A A. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2004, 30(6):549-552.
- [3] Pan Z H, Fan B C, Zhang X D, et al. Wavelet pattern and self-sustained mechanism of gaseous detonation rotating in a coaxial cylinder[J]. Combustion and Flame, 2011, 158(11):2220-2228.
- [4] Gordon W E, Mooredian A J, Harper S A. Limit and spin effects in hydrogen-oxygen detonations[J]. Symposium (International) on Combustion, 1959, 7(1):752-759.
- [5] Manson N, Brochet C, Brossard J, et al. Vibratory phenomena and instability of self-sustained detonations in gases[J]. Symposium (International) on Combustion, 1963, 9(1):461-469.
- [6] Lee J J, Dupré G, Knystautas R, et al. Doppler interferom-

- etry study of unstable detonations[J]. Shock Waves, 1995, 5(3): 175-181.
- [7] Ishii K, Grönig H. Behavior of detonation waves at low pressures[J]. Shock Waves, 1998, 8(1): 55-61.
- [8] Tang J, Radulescu M I. Dynamics of shock induced ignition in Fickett's model: influence of χ [J]. Proceeding of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 2035-2041.
- [9] Edwards D H, Hooper G, Morgan J M. A study of unstable detonation using a microwave interferometer[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1974, 7(2): 242-247.
- [10] Haloua F, Brouillette M, Lienhart V, et al. Characteristics of unstable detonations near extinction limits[J]. Combustion and Flame, 2000, 122(4): 422-438.
- [11] Gao Y, Lee J H S, Ng H D. Velocity fluctuation near the detonation limits[J]. Combustion and Flame, 2014, 161(11): 2982-2990.
- [12] Gao Y, Ng H D, Lee J H S. Experimental characterization of galloping detonation in unstable mixtures[J]. Combustion and Flame, 2015, 162(6): 2405-2413.
- [13] Lee J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge, UK; Cambridge University Press, 2008.
- [14] Chao J, Ng H D, Lee J H S. Detonability limits in thin annular channels[J]. Proceeding of the Combustion Institute, 2009, 32(2): 2349-2354.
- [15] Lee J H S, Jesuthasan A, Ng H D. Near limit behavior of the detonation velocity[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 1957-1963.
- [16] 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.
- [17] Ishii K, Itoh K, Tsuboi T. A study on velocity deficits of detonation waves in narrow gaps[J]. Proceeding of the Combustion Institute, 2002, 29(2): 2789-2794.
- [18] Ishii K, Monwar M. Detonation propagation with velocity deficits in narrow channels[J]. Proceeding of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2359-2366.
- [19] 张超, 唐豪, 李明, 等. 当量比和间隙尺寸对爆震波传播过程的影响[J]. 航空动力学报, 2012, 27(9): 1948-1957.
ZHANG Chao, TANG Hao, LI Ming, et al. Effects of equivalence ratio and gap size on the propagation behavior of detonations[J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(9): 1948-1957. (in Chinese)
- [20] Gordon S, Mcbride B J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and application: analysis[R]. NASA-RP-1311, 1994.
- [21] Gao Y, Ng H D, Lee J H S. Minimum tube diameters for steady propagation of gaseous detonations [J]. Shock Waves, 2014, 24(4): 447-454.
- [22] Kitano S, Fukao M, Susa A, et al. Spinning detonation and velocity deficit in small diameter tubes[J]. Proceeding of the Combustion Institute, 2009, 32(2): 2355-2362.
- [23] Vasil'ev A A. Quasi-steady regimes of wave propagation in active mixtures[J]. Shock Waves, 2008, 18(4): 245-253.
- [24] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous-walled tubes [D]. Montreal: McGill University, 2003.
- [25] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database[R]. Pasadena: California Institute of Technology, 1997.

(编辑: 王碧琚)