

中文引用格式:孙绪绪,杨轶纬,刘勇江,等. 乙炔-氧气混合气体爆轰失效和再起爆机制[J]. 中国安全科学学报, 2026, 36(5): 83-88.

英文引用格式:Sun Xuxu, Yang Yiwei, Liu Yongjiang, et al. Mechanism of detonation failure and re-ignition of acetylene-oxygen mixture[J]. China Safety Science Journal, 2026, 36(5): 83-88.

## 乙炔-氧气混合气体爆轰失效和再起爆机制<sup>\*</sup>

孙绪绪<sup>1,2</sup>教授, 杨轶纬<sup>1</sup>, 刘勇江<sup>1</sup>, 姚佳欣<sup>1</sup>, 王 珺<sup>1</sup>讲师, 李国春<sup>\*\*3</sup>高级工程师

(1 武汉理工大学 安全科学与应急管理学院, 湖北 武汉 430070; 2 武汉理工大学燃料电池湖北省  
重点实验室, 湖北 武汉 430070; 3 国网山东省电力公司 电力科学研究院, 山东 济南 250003)

中图分类号: X932

文献标志码: A

DOI: 10.16265/j.cnki.issn1003-3033.2026.05.0923

基金项目: 国家自然科学基金资助(12302443); 广东省自然科学基金资助(2023A1515012080); 湖北省揭榜制项目  
(2022BEC024); 湖北省创新群体项目(2023AFA013)。

**【摘 要】** 为揭示微小扰动对正常爆轰和准爆轰波失效与再起爆的影响特征, 以乙炔-氧气混合气体为对象开展研究。首先, 在爆炸罐内布设不同长度的薄金属板, 引入小尺度扰动; 然后, 采用 7、9 mm 线径的螺旋弹簧构建粗糙壁面形成准爆轰; 最后, 通过分布式光电探头记录爆轰波到达时间, 结合高速纹影系统观测爆轰波衍射和再起爆过程。研究结果表明: 引入微小扰动可显著降低临界起爆压力阈值; 当初始压力低于该临界值时, 即使存在扰动也无法实现爆轰波的再起爆; 而高于该临界压力时, 所有重复试验下管中的平面爆轰波最终都能成功转变为球状爆轰波。光滑管中正常爆轰的再起爆位置始终出现在薄板附近, 而粗糙管中准爆轰的再起爆位置呈现随机性。2 类爆轰具有不同的临界起爆判据, 即正常爆轰成功再起爆需满足临界管径与爆轰胞格尺寸的比值 $\geq 13$ ; 而准爆轰成功再起爆的临界阈值则会降低, 其临界管径与胞格尺寸的比值约为 8。

**【关键词】** 乙炔-氧气混合气体; 爆轰失效; 再起爆; 准爆轰; 临界压力

## Mechanism of detonation failure and re-ignition of acetylene-oxygen mixture

Sun Xuxu<sup>1,2</sup>, Yang Yiwei<sup>1</sup>, Liu Yongjiang<sup>1</sup>, Yao Jiaxin<sup>1</sup>, Wang Jun<sup>1</sup>, Li Guochun<sup>3</sup>

(1 School of Safety Science and Emergency Management, Wuhan University of Technology, Wuhan Hubei 430070, China; 2 Hubei Key Laboratory of Fuel Cell, Wuhan University of Technology, Wuhan Hubei 430070, China; 3 Electric Power Science Research Institute, State Grid Shandong Electric Power Company, Jinan Shandong 250003, China)

**Abstract:** In order to reveal the influence of small perturbations on the failure and re-initiation of normal detonation and quasi-detonation waves, experimental were carried out on acetylene-oxygen mixtures. Firstly, thin metal plates of different lengths were arranged in the explosion chamber to introduce small-scale perturbations. Then, helical springs with wire diameters of 7 and 9 mm were used to construct rough wall surfaces for generating quasi-detonation. Finally, distributed photoelectric probes were employed to record the arrival times of detonation waves, and a high-speed schlieren system was combined to observe the diffraction and re-initiation processes of detonation waves. The research reveals that introducing minor

\* 文章编号: 1003-3033(2026)05-0083-06; 收稿日期: 2025-12-22; 修稿日期: 2026-03-20

\*\* 通信作者: 李国春(1993—), 男, 山东济南人, 博士, 高级工程师, 主要从事爆炸火焰传播动力学与灾害防治等方向的研究。E-mail: 840785489@qq.com。

perturbations significantly reduces the critical initiation pressure threshold. Below this critical initial pressure, re-initiation of the detonation wave is impossible, even with perturbations present. Conversely, above this critical pressure, planar detonation waves within the tube consistently transition to spherical detonation waves in all repeated experiments. The re-initiation site for normal detonation in a smooth tube consistently occurs near the thin plate, whereas the re-initiation location for quasi-detonation in a rough tube exhibits randomness. Quantitative analysis demonstrates distinct critical initiation criteria for the two detonation types: for the successful re-initiation of detonation, the ratio of the critical tube diameter to the detonation cell size must be greater than or equal to 13, while the critical threshold for the successful re-initiation of quasi-detonation is reduced to approximately 8 for the ratio of the critical tube diameter to the cell size.

**Keywords:** acetylene-oxygen mixture; detonation failure; detonation re-initiation; quasi-detonations; critical pressure

## 0 引言

爆轰波是一种特殊的燃烧形式,其本质特征在于前导激波与释能反应区的紧密耦合。其传播特性受热力学特性、几何约束和初始条件共同调控。爆轰一般是由爆燃进一步转变而来<sup>[1-2]</sup>。在脉冲爆震发动机(Pulse Detonation Engine, PDE)、旋转爆轰发动机(Rotating Detonation Engine, RDE)及防爆系统等工程应用中,爆轰波常需经历从约束管道向开放空间的过渡。该过渡通常伴随波系衍射、膨胀及不稳定性发展,这些因素共同作用可能导致爆轰失效。当约束管径过小或混合物活性不足时,爆轰波可能无法自持稳定传播。维持爆轰稳定传播的最小管径称为临界管径,该参数不仅表征可燃混合物的爆轰能力,更为爆轰推进系统设计提供基础数据<sup>[3-5]</sup>。

爆轰传播极限研究始于 Zel'dovich 等<sup>[6]</sup>理论,揭示了临界管径与混合物敏感度及反应区结构间的内在关联。Lee<sup>[4]</sup>进一步提出将临界管径  $d_c$  作为评估混合物活性的实用指标,并发现其与爆轰胞格尺寸  $\lambda$  存在强相关性。Knystautas 等<sup>[3]</sup>证实了经典经验准则  $d_c/\lambda \approx 13$  的普适性,特别注意的是,该准则在具有胞格结构不规则、横波强度大的不稳定混合物中同样成立<sup>[7-8]</sup>。针对通过掺混惰性气体或氩气稀释形成的稳定爆轰体系,通过试验观测到的  $d_c/\lambda$  比值显著增大,可达 20 ~ 40 甚至更高<sup>[5,9-10]</sup>。Abouseif<sup>[11]</sup>与 Stewart<sup>[12]</sup>等研究表明:不稳定爆轰与稳定爆轰具有不同的失效机制:前者失效源于横波抑制或消失,而后者失效主要表现为激波阵面与反应区的解耦,这种解耦通常由过度的曲率引发。Eckett 等<sup>[13]</sup>建立并完善了二维理论模型,揭示了曲率效应与几何散度是诱发耦合失效的关键诱因。Pintgen 等<sup>[14]</sup>通过高速可视化试验捕捉到"爆炸气

泡"的形成过程及其对局部再起爆的促进作用,为该理论提供了重要试验佐证。

尽管爆轰波传播临界行为研究已取得重要进展,但现有理论对微小扰动在失效与再起爆过程中的定量调控机制仍显不足,在真实工程场景中仍面临严峻挑战。例如:RDE 燃烧室内的非均匀流场易诱发局部膨胀抑制现象,而 PDE 的瞬变边界条件则可能导致激波阵面曲率发生突变。在此类复杂工况下,现有模型的预测精度与适用性有待深入验证。鉴于此,笔者拟构建基于薄金属板扰动源与螺旋弹簧粗糙壁的组合式试验平台,在相同管径条件下,系统研究化学计量比乙炔-氧气混合气体在不同初始压力、管壁粗糙度以及氮气稀释/非稀释工况下的爆轰行为;结合高速纹影系统及管尾布置的光电探头,精确测定管道与爆炸罐内混合气体的实际传播速度,系统揭示微小扰动对常规爆轰与准爆轰失效-再起爆动态响应的影响特征,以期为爆轰推进系统过渡段设计提供高精度的理论支撑与设计准则。

## 1 爆轰试验平台设计

试验装置如图 1 所示,内径  $D$  为 76.2 mm 的圆管与内径 25.4 cm、深度 37.5 cm 的爆炸罐通过中部的法兰连接,爆炸罐两侧对称安装 2 块直径为 26.4 cm 的石英玻璃观察窗,可观察到整个爆炸罐内的爆轰起爆过程。爆炸罐内设置一长 1 cm,宽 0.5 cm,厚度 0.2 cm 的薄金属板作为扰动源,研究人为微小扰动对正常/准爆轰波衍射与起爆的影响,金属板的放置如图 1b 所示。金属板与管道出口之间用细金属杆连接,金属杆长度  $l$  分别为  $0.5D$ 、 $1D$ 、 $1.25D$ 、 $1.5D$ ,金属杆直径 0.2 cm,其连接方式通过管道与爆炸罐之间的中部法兰实现,细金属杆一端固定于薄金属板的预留安装孔,另一端通过法兰端面预设

的螺纹孔紧固,从而将薄金属板置于爆炸罐内。圆管前端设置的弹簧螺旋用于加速火焰形成稳态查普曼-朱格特(Chapman-Jouguet, CJ)爆轰波。需要特别说明是,圆管材质为透明塑料管,便于采用光电传感器记录爆轰波到达时间,管道末端安装有 7 和 9 mm 线径  $\delta$  螺旋弹簧以形成准爆轰波,图 1 中  $n$  为光电测试仪器的数量,未标出前端螺旋结构,弹簧实物及相关参数见文献[7]。

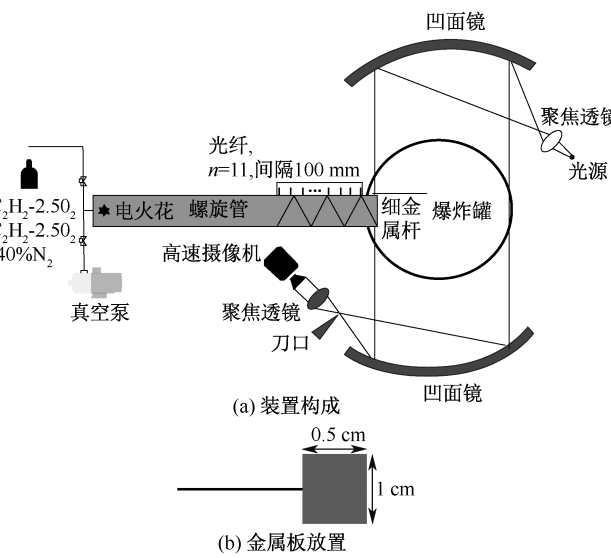


图 1 试验设备

Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

在圆管左端通过高压电容火花放电点燃混合气体,点火能量约为 100 mJ。管道后端等间距(10 cm)布置一系列光电探头以记录爆轰波到达时间,通过相邻光电探头的间距以及波形间的时间差计算正常/准爆轰波传播速度。采用高速纹影系统观测爆轰波在爆炸罐内的衍射与再起爆过程。

选用化学计量比的乙炔-氧气混合气体(乙炔和氧气纯度均为 99.99%)及其经氮气稀释(40%,分压比)后的气体,过去实验室内常用乙炔-空气混合气作为爆炸研究对象<sup>[15]</sup>,可为后续研究提供理论依据。氮气稀释主要用于调节混合气爆轰敏感度,气体通过道尔顿分压法在预混罐中配制,静置 24 h 确保均匀性。通过改变初始压力(每次调整 0.1 kPa)可进一步调控爆轰敏感度,为准确获得爆轰起爆的临界压力,每次试验重复 9 次。

## 2 爆轰失效-再起爆机制与临界判据

### 2.1 乙炔-氧气混合气体爆轰失效-再起爆机制

1) 再起爆位置位于小扰动附近。通过试验揭示化学计量比乙炔-氧气混合气体(含氮气稀释/未

稀释)在爆炸罐中不同初始压力下的衍射过程、爆轰失效行为及再起爆传播特性。由于不同工况下得到的结果接近,将所有工况下乙炔-氧气混合气体爆轰时 3 种模式(成功、失效、临界)的高速纹影图像和速度-压力关系图分别置于附录 A 和附录 B。结果表明:当初始压力高于临界压力时,可成功起爆形成球爆轰波;当初始压力低于临界压力时,则会发生爆轰失效,波阵面无法维持自持传播。光滑管道、带 9mm 线圈的管道在衍射过程中,正常爆轰与准爆轰的归一化速度随传播距离的变化关系如图 2 所示,弹簧约束下的粗糙壁结构显著改变爆轰传播状态,根据特征参数差异分为正常 CJ 爆轰与准爆轰波 2 类,二者传播速度呈现显著差异。

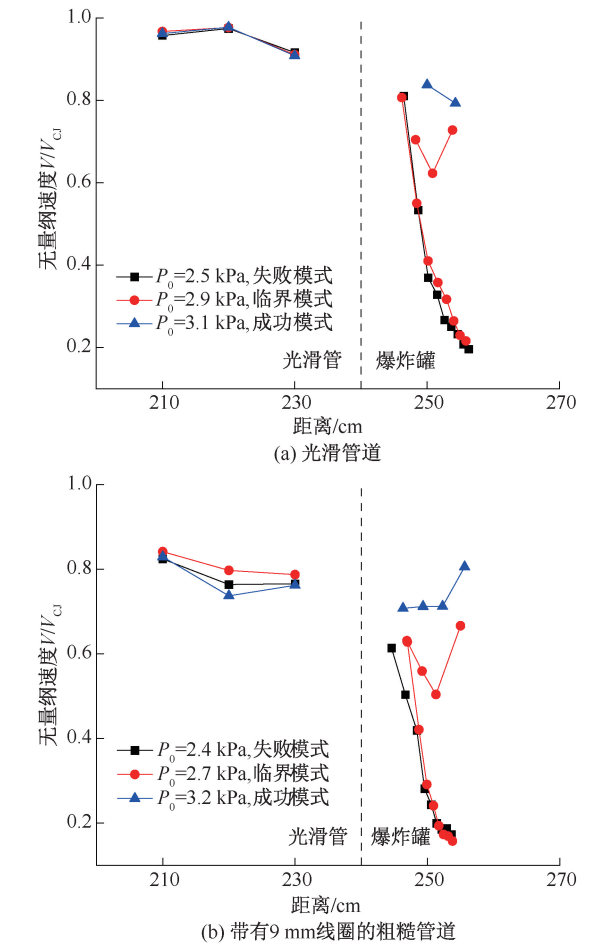


图 2 光滑/带 9 mm 线圈管道衍射出的正常爆轰、准爆轰归一化速度与距离的关系

Fig. 2 Detonation and quasi-detonation normalized velocity-distance relationship after diffraction from smooth/9 mm-coiled pipes

值得注意的是,罐上引入的薄金属板带来的扰动显著改变了爆轰传播特性与再起爆行为。高速摄影观测表明:所有再起爆点均集中分布于扰动源附

近,其空间分布特征与续晗等<sup>[8]</sup>关于受限空间爆轰波演化的研究结论一致。不同初始压力及薄金属板尺寸下的爆轰波再起爆位置分布如图 3 所示,当初始压力达到或超过临界压力时,无论氮气稀释程度或薄金属板的尺寸如何变化,再起爆位置均集中分布于扰动源附近区域。在初始压力  $P_0$  低于临界值时,即使引入人为扰动,解耦爆轰波仍无法实现再起爆;而当初始压力达到临界阈值后,爆轰波可在扰动区附近成功完成再起爆。揭示了小尺度障碍物引发的人为扰动能有效促进横波发展与起爆中心形成,从而验证了续晗等<sup>[8]</sup>提出的受限空间激波-反应区耦合机制。

2) 准爆轰起爆位置呈高度随机性。基于高速纹影系统获取的纹影图像,正常爆轰与准爆轰体系的再起爆位置呈现显著差异。由图 3 表明:准爆轰波在非受限空间中的再起爆位置,在“成功”与“临界”模式下均表现出强烈随机性。这种现象源于准爆轰波前缘的固有不稳定性,尽管人工引入的小尺度扰动会诱发局部传播扰动并轻微降低稳定性,但对比分析显示出小尺寸的扰动影响强度远弱于准爆轰波自身的不稳定特性。准爆轰波的自持不稳定性机制表现为横波、未燃气体云团与前导激波之间的复杂相互作用,这些要素共同主导了随机的再起爆过程。

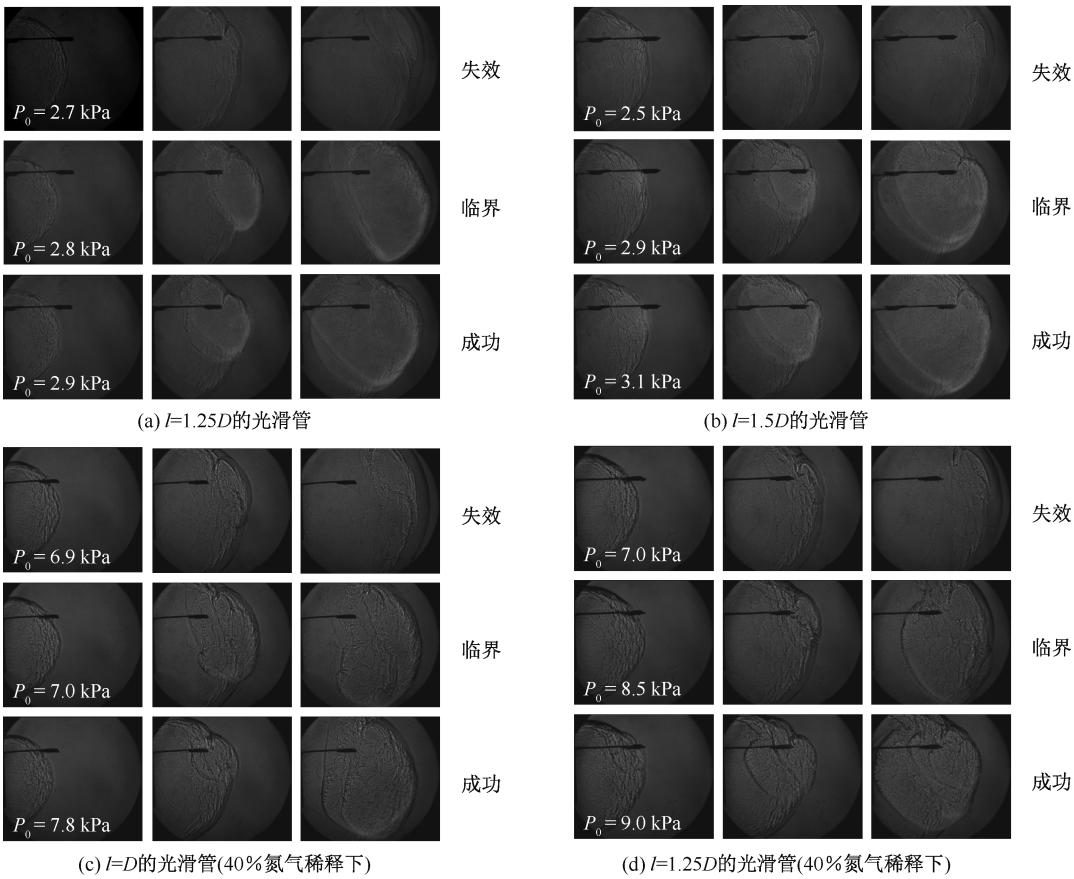


图 3 不同工况下的纹影图像

Fig. 3 Schlieren images under different operating conditions

2.2 爆轰起爆临界条件分析

一般而言,在粗糙管中,准爆轰的胞格尺寸通过直接测量得到。通过将临界管径  $d_c$  与确定的胞格尺寸  $\lambda$  的比来量化分析爆轰起爆的关键标准。作为非理想爆轰波,准爆轰相较正常 CJ 爆轰具有更低传播速度及显著增强的不稳定性。其内部强湍流与界面不稳定性相互作用强化了局部热点生成机制,从根

本上区别于经典爆轰理论的起爆极限判据。基于临界判据体系<sup>[16]</sup>,正常爆轰需满足  $d_c/\lambda \geq 13$ ,而准爆轰临界阈值降低至  $d_c/\lambda \approx 8$ (文中  $d_c = D - 2\delta$ )。

文中引入开放空间人为扰动源,通过放大系统不稳定性显著改善爆轰再起爆特性。结果表明:扰动效应导致再起爆临界压力降低,具体表现为相同初始条件下  $d_c/\lambda$  值的系统性降低(参见图 5 临界压

力与  $d_c/\lambda$  关联曲线)。在量化分析爆轰起爆极限时,通过爆轰数据库中相关爆轰胞格尺寸和临界管径数据,获得不同初始压力下化学计量氢氧混合物相关性。未稀释条件下的爆轰胞格尺寸量化表征采用如下经验公式<sup>[16]</sup>:

$$\lambda = 28.7 \cdot (P_c)^{-1.26}$$

(1)

式中  $P_c$  为临界压力,kPa。

在体积分数为 40% 氮气稀释条件下,针对化学计量比的乙炔-氧气混合气体,在 76.2 mm 直径圆管中进行试验。通过改变管壁粗糙度和初始压力,测量爆轰胞格尺寸数据,并将不同条件下的胞格尺寸与临界压力的关系绘制如图 4 所示。根据以上正常/准爆轰条件下爆轰胞格尺寸与临界管径关系,参考式(1)和图 4,统计得出不同初始压力条件下的  $d_c/\lambda$  值(图 5),各试验条件下的临界压力与  $d_c/\lambda$  值见表 1。结果表明:正常爆轰起爆时对应的临界管径值符合 13 倍的胞格尺寸标准<sup>[3]</sup>,而准爆轰起爆时的临界管径符合 8 倍胞格尺寸标准<sup>[16]</sup>。

表 1 各试验条件下的临界压力与  $d_c/\lambda$  值

Table 1 Critical pressure and  $d_c/\lambda$  values under various working conditions

| 试验条件                                   | $P_c/\text{kPa}$ | $d_c/\lambda$ |
|----------------------------------------|------------------|---------------|
| $l=D=76.2\text{ mm}$ ,光滑管              | 2.7              | 9.281 36      |
| $l=D=76.2\text{ mm}$ ,7 mm 弹簧直径粗糙管     | 3.3              | 9.749 22      |
| $l=D=76.2\text{ mm}$ ,9 mm 弹簧直径粗糙管     | 3.2              | 8.778 28      |
| $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ ,光滑管         | 2.8              | 9.719 39      |
| $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ ,7mm 弹簧直径粗糙管 | 3.2              | 9.381 6       |

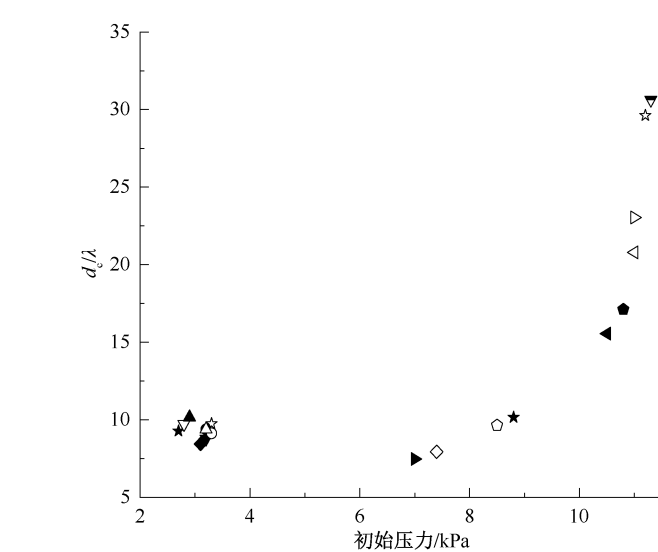


图 5 不同试验条件下  $d_c/\lambda$  与临界压力的关系

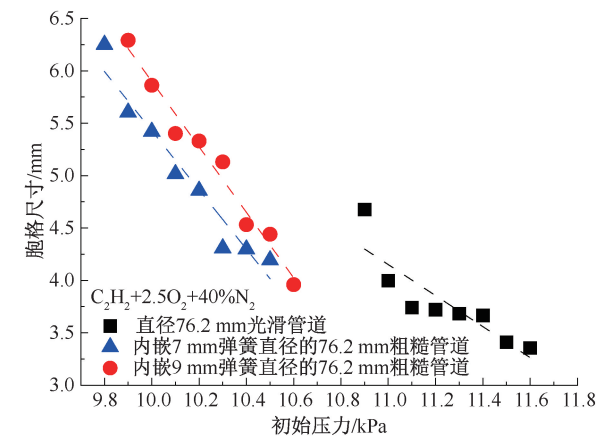


图 4 40% 体积分氮稀释下,光滑管及带 7/9 mm 弹簧管的胞格尺寸与临界压力的关系

Fig. 4 Detonation cell size versus critical pressure with 40% nitrogen dilution for smooth tubes and tubes with 7 mm-diameter/9 mm-diameter springs

续表 1

| 试验条件                                                    | $P_c/\text{kPa}$ | $d_c/\lambda$ |
|---------------------------------------------------------|------------------|---------------|
| $l=1.25D=95.25,9\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管                  | 3.3              | 9.122 26      |
| $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ ,光滑管                           | 2.9              | 10.16         |
| $l=1.5D=114.3,7\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管                   | 3.2              | 9.381 6       |
| $l=1.5D=114.3,9\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管                   | 3.1              | 8.434 78      |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=0.5D=38.1\text{ mm}$ ,光滑管         | 7.4              | 7.937 5       |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=0.5D=38.1,7\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管 | 10.5             | 15.55         |

- ★  $l=D=76.2\text{ mm}$ --光滑管
- ☆  $l=D=76.2\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- ▼  $l=D=76.2\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管
- ▽  $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ --光滑管
- $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管
- ▲  $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --光滑管
- △  $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- ◆  $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管
- ◇ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=0.5D=38.1\text{ mm}$ --光滑管
- ◀ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=0.5D=38.1\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- ◁ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=0.5D=38.1\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管
- ▶ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=D=76.2\text{ mm}$ --光滑管
- ▷ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=D=76.2\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- 40%  $\text{N}_2$ -- $l=D=76.2\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管
- 40%  $\text{N}_2$ -- $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ --光滑管
- ★ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --光滑管
- ☆ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --7 mm弹簧直径粗糙管
- ▼ 40%  $\text{N}_2$ -- $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ --9 mm弹簧直径粗糙管

Fig. 5  $d_c/\lambda$  versus critical pressure under different experimental conditions

续表 1

| 试验条件                                                      | $P_c/\text{kPa}$ | $d_c/\lambda$ |
|-----------------------------------------------------------|------------------|---------------|
| 40% $\text{N}_2$ , $l=0.5D=38.1, 9\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管  | 11               | 20.785 71     |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=D=76.2\text{ mm}$ , 光滑管             | 7                | 7.470 59      |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=D=76.2, 7\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管     | 11               | 23.037 04     |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=D=76.2, 9\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管     | 10.8             | 17.117 65     |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=1.25D=95.25\text{ mm}$ , 光滑管        | 8.5              | 9.645 57      |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=1.5D=114.3\text{ mm}$ , 光滑管         | 8.8              | 10.16         |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=1.5D=114.3, 7\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管 | 11.2             | 29.619 05     |
| 40% $\text{N}_2$ , $l=1.5D=114.3, 9\text{ mm}$<br>弹簧直径粗糙管 | 11.3             | 30.631 58     |

3 结 论

1) 引入小尺度扰动后,体系仍存在 3 类传播模态。当初始压力低于临界值时,解耦爆轰波在扰动作用下仍无法再起爆;高于临界值时,平面爆轰波在

所有重复试验中均能成功演化为球形爆轰波;而在临界压力条件下,爆轰波可能重新再起爆或在整个罐体范围内保持解耦。

2) 微小扰动可显著降低非受限空间正常爆轰/准爆轰成功起爆的临界压力阈值,其引入的不稳定性对爆轰再起爆具有促进作用。但氮气稀释会导致临界压力显著上升,二者呈竞争关系。

3) 准爆轰本征不稳定性效应显著强于小扰动引入的不稳定性;正常爆轰再起爆点始终出现在障碍物附近;而准爆轰的再起爆位置则呈现随机分布特征,这与横波-未燃气体云团的耦合机制直接相关。

4) 明确 2 类爆轰再起爆临界判据——正常爆轰成功再起爆的临界判据为  $d_c/\lambda \geq 13$ ,而准爆轰成功再起爆的临界阈值降至  $d_c/\lambda \approx 8$ ,这为爆轰设备尺寸设计提供定量标准:旋转爆轰发动机可通过调整内壁粗糙度在小尺寸下实现准爆轰稳定传播。

参 考 文 献

[1] 胡洋, 陶红, 宋民航, 等. 长直管道预混气体爆燃波系演化过程研究 [J]. 中国安全科学学报, 2024, 34(3): 55-62.  
Hu Yang, Tao Hong, Song Minhang, et al. Study on evolution process of deflagration wave system of premixed gas in long straight pipeline[J]. China Safety Science Journal, 2024, 34(3): 55-62.

[2] 马晨波, 陆心怡, 刘向东, 等. 海上平台泄漏天然气爆燃特性分析[J]. 中国安全科学学报, 2022, 32(10): 107-114.  
Ma Chenbo, Lu Xinyi, Liu Xiangdong, et al. Analysis of deflagration characteristics of leakage gas on an offshore platform[J]. China Safety Science Journal, 2022, 32(10): 107-114.

[3] Knystautas R, Lee J, Guirao C. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures [J]. Combustion and Flame, 1982, 48:63-83.

[4] Lee J H. Dynamic parameters of gaseous detonations[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16:311-336.

[5] Moen I O, Sulmistras A, Thomas G O, et al. Influence of cellular regularity on the behavior of gaseous detonations[J]. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1986, 106:220-243.

[6] Zeldovich I A, Kompaneets A S. Theory of detonation[M]. New York:Academic Press,1960:330.

[7] Liu Weikang, Sun Xuxu, Yao Jiaxin, et al. The failure and re-initiation of quasi-detonations in stoichiometric acetylene-oxygen mixtures diluted by nitrogen[J]. Fuel, 2025; DOI:10.1016/J.FUEL. 2024.133125.

[8] Xu Han, Mi Xiaocheng, Kiyanda B C, et al. The role of cellular instability on the critical tube diameter problem for unstable gaseous detonations[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2019, 37(3):3 545-3 553.

[9] Ciccarelli G, Dorofeev S. Flame acceleration and transition to detonation in ducts[J]. Progress in Energy Combustion Science, 2008, 34(4):499-550.

[10] Shepherd J, Moen I, Murray S, et al. Analyses of the cellular structure of detonations[C]. Proceeding in Symposium (International) on Combustion, 1988;1 649-1 658.

[11] Abouseif G E, Toong T Y. Theory of unstable two-dimensional detonations: genesis of the transverse waves [J]. Combustion and Flame, 1986, 63(1/2):191-207.

[12] Stewart D S, Bdzil J B. The shock dynamics of stable multidimensional detonation[J]. Combustion and Flame, 1988, 72(3):311-323.

[13] Eckett C A, Quirk J J, Shepherd J E. The role of unsteadiness in direct initiation of gaseous detonations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 421:147-183.

[14] Pintgen F, Shepherd J. Detonation diffraction in gases[J]. Combustion and Flame, 2009, 156(3):665-677.

[15] 邓文俭, 陈亮, 李道波, 等. 乙炔-空气混合气体爆炸的数学模型及其工程应用[J]. 山东电力技术, 2006(3):3-8.  
Deng Wenjian, Chen Liang, Li Daobo, et al. The mathematical model of ethyne-air mixed gas detonating and engineering application[J]. Shandong Electric Power Technology, 2006(3): 3-8.

[16] Sun Xuxu, Yan Chian, Yan Yiran, et al. Critical tube diameter for quasi-detonations[J]. Combustion and Flame, 2022, 244; DOI:10.1016/J.COMBUSTFLAME. 2022.112280.

作者简介: 孙绪绪 (1994—),男,安徽宿州人,博士,教授,主要从事氢能安全监测与风险防控、火焰传播动力学、缓燃转爆轰等方面的研究。E-mail: xuxusun@ whut. edu. cn。