DOI: 10.11883/1001-1455(2017)04-0577-08

氩气对乙炔预混气爆轰不稳定性的影响及量化分析*

赵焕娟[1],J. H. S. Lee[2],张英华[1],钱新明[3],严屹然[1]
(1. 北京科技大学土木与资源工程学院,北京 100083;
2. Mechanical Engineering Department, McGill University, Montreal, Quebec, Canada H3A 2K6;
3. 北京理工大学机电学院,北京 100081)

摘要: 为定量研究氩气对预混气爆轰不稳定性的影响,在管径为 50.8、63.5 mm 的管道内对未稀释及氩气稀释(氩气的体积分数为 50%、70%、85%)的 C_2H_2-O_2 预混气进行了实验研究和量化分析,通过烟膜轨迹获得了不同初始压力下各种预混气的爆轰结构。对烟膜图像进行数字化处理,得到了氩气稀释下 C_2H_2-O_2 预混气爆轰轨迹的不规则度表征:轨迹间距的柱状图、标准差曲线、自相关函数。结果表明:随着氩气体积分数的升高,三波点轨迹愈加规则,不稳定性在爆轰自持传播过程中逐渐失去主导作用。稀释后预混气爆轰轨迹间距的柱状图和自相关函数的峰值和分布离散情况基本一致,与标准差分布一致。C_2H_2-O_2-85% Ar、C_2H_2-O_2-70% Ar、C_2H_2-O_2 预混气的柱状图主胞格尺寸占比分别为 33%、23%、20%,标准差分别为 2.66~6.60 mm、5.37~10.96 mm、27.63~36.67 mm,自相关函数的第 1 个最高峰值分别高于其他峰值 1/3 倍、1/6 倍、1/7 倍。通过分析标准差数据,拟合得到氩气的体积分数与不稳定度的多项式函数,为选取不稳定度和氩气稀释浓度提供了依据。

关键词: 爆轰实验;定量不规则度;氩气稀释;胞格结构;数字化处理
中图分类号: O381 **国标学科代码**: 1303510 **文献标志码**: A

爆轰实际上是不稳定的,因此人们采用爆轰胞格尺寸而非 ZND 反应区厚度作为表征胞格爆轰厚度的尺度[1]。爆轰胞格结构作为爆轰波的一种基本特征,受边界条件的影响,与爆轰过程紧密相关[2],与爆轰极限、爆轰速度、爆轰不稳定性等联系密切,是气相爆轰机理研究的基础,已成为备受关注的课题[3-4]。测量爆轰波的方法有纹影法、高速摄像法、烟膜法等。自 Y. H. Denisov 等[5]将烟膜技术用于研究爆轰波结构之后,使用烟膜记录爆轰胞格结构成为研究爆轰现象的主要手段。最近人们在胞格形成机理[6-10]及其量化规律方面取得了重大进展[11],但是需要获取更多的烟膜形态信息,并予以分析验证。

当然,并非所有的爆轰中都能观察到胞格结构。为此,R. A. Strehlow 等[12]提出通过加入惰性气体 Ar 或 He,可以达到获得清晰爆轰胞格结构的目的。然而 R. Takai 等[13]发现,加入惰性气体会使爆轰区缩小,爆轰速度降低,并影响胞格结构的规则性,但是他们未给出定量结果。徐彬等[14]、王昌建等[15]运用烟迹技术和图像技术观察了氩气的浓度变化对 H_2-O_2 预混气胞格结构的影响。实际上 C_2H_2-O_2 预混气更利于观察氩气浓度变化对预混气爆轰结构的影响,这是因为 C_2H_2-O_2 预混气的爆轰敏感度极大,胞格极不规则,但加入高浓度的氩气后,胞格趋于规则[3,16]。已有学者研究了氩气对预混气爆轰胞格尺寸的影响[17-19]。Lee[1]指出:对于稳定爆轰,爆轰结构可以通过 ZND 模型描述,并且横波在爆轰传播中的作用可以忽略;对于不稳定爆轰,横波则起到了决定性作用;惰性气体可能抑制横波传播。

根据上述分析,爆轰不稳定性研究十分重要,但是目前尚缺少针对氩气稀释对爆轰不稳定度影响的探讨,已有研究给出的氩气对预混气不稳定性影响程度的大致描述也无法为爆轰机理研究提供有益参

* **收稿日期**: 2015-11-26; **修回日期**: 2016-04-06
基金项目: 国家自然科学基金项目(11602017);中央高校基本科研业务费专项资金项目(FRF-TP-15-105A1);
中国博士后科学基金项目(2015M580049)
第一作者: 赵焕娟(1985—),女,博士,讲师; **通信作者**: 张英华,zyhustb@163.com。

考和数据支撑。此外,对胞格形状的分析不够明确,烟膜记录的轨迹也并非直线,为了解释这些现象并确定“代表轨迹间距”的数据,需要大量的实验和丰富的分析经验。对左手轨迹和右手轨迹形成的胞格结构进行量化分析对于研究爆轰传播机理非常重要。为此,本文中通过爆轰实验获得重复度很高的烟膜记录,对烟膜轨迹进行数字化处理,利用多种方法将胞格的不规则度定量化,以期获得爆轰不稳定度与氩气体积分数(稀释度)的关系式,以期填补爆轰不稳定性定量分析方面的不足。

1 管道内预混气爆轰实验

∅50.8 mm 爆轰管道结构见图 1:前段金属引爆管长 1 010 mm,实验段为两段长 1 900 mm 的透明高强度塑料管,管道内径为 50.8 mm,管间通过内部装有橡胶密封圈的法兰连接。在引爆管内充入 $C_2H_2+O_2$ 驱动气,用于引爆实验段内的预混气。实验中,室内温度为 20 ℃,压力数据采用绝对压力。

首先,精确计算充入金属引爆管内驱动气的分压和充入实验管道内预混气的分压。引爆管外接小型金属管,该小型金属管存储的驱动气可在极短时间内引入引爆管,以降低驱动气对实验结果的影响。首先,将小型金属管与实验管道断开,在实验管道内充预混气至压力 p_1;然后在小型金属管内充驱动气至压力 p_2,之后打开小型金属管与实验管道间的阀门,将小型金属管内驱动气充入实验管道内,此时两个管道内的压力均为 p_{initial},p_{initial}即为实验初始压力。利用等容条件,计算实验前需要充入管道内的驱动气分压和预混气分压:

$$\begin{cases} p_1V_1^{\gamma}=p_{\text{initial}}(V_1-V_0)^{\gamma} \\ p_2V_2^{\gamma}=p_{\text{initial}}(V_2+V_0)^{\gamma} \end{cases} \tag{1}$$

式中:V_1 为实验管道与连通通路的体积;V_2 为小型金属管与连通通路的体积;V_0 为驱动气进入引爆管后的体积,引爆甲烷气所需的 $V_0=SD'$,S 为管道截面积,D'为 6~8 倍的实验管道内径;γ 为比热比,取为 1.4。取 D'为 6 倍管道内径,将计算出的 p_{initial}与充气得到的实际压力值校核,若有误差则微调 V_0,重新计算,直至 p_{initial}与计算值一致。通过爆轰速度数据和烟膜记录结果,确定距点火端 3 000 mm 处爆轰速度稳定。

另外,使用∅63.5 mm 的金属光滑管道(见图 2)进行实验。3 段金属管通过内部装有橡胶密封圈的法兰连接。同样使用烟膜记录爆轰轨迹。

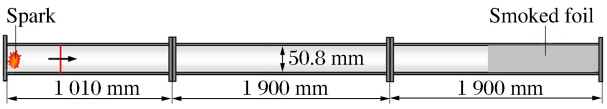

图 1 ∅50.8 mm 爆轰管道结构简图

Fig. 1 Sketch of ∅50.8 mm detonation tube

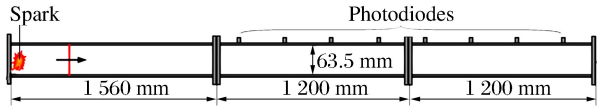

图 2 ∅63.5 mm 爆轰管道结构简图

Fig. 2 Sketch of ∅63.5 mm detonation tube

2 实验结果

当初始压力高于爆轰极限时,通过不同内径管道得到的爆轰结构相同,胞格尺寸取决于可爆混合物的属性。烟膜记录的三波点轨迹大致由两个方向的线条组成,称为左旋或右旋轨迹线。相邻两条左旋/右旋轨迹线间的距离称为轨迹间距。若爆轰成功,则烟膜上的胞格持续存在且无突变。估测烟膜记录的轨迹间距,发现在相同的初始条件下 3 次爆轰实验所得轨迹间距的差异在 10%以内,并且胞格沿爆轰传播方向的分布稳定,胞格尺寸无明显分区,表明实验重复度高,实验结果可靠。本文中以 C_2H_2-O_2、C_2H_2-O_2-70%Ar、C_2H_2-O_2-85%Ar 三种预混气的实验结果为例进行分析。

氩气的加入降低了气体分子活性,横波强度减弱,受边界层的影响加强,爆轰传播过程中三波点轨迹的不规则程度降低,表现为三波点轨迹变得规则,影响爆轰的稳定性。当 C_2H_2-O_2 预混气的爆轰初始压力为 0.7 kPa 时,C_2H_2-O_2 在单头与螺旋爆轰间变化,很难重复。为此,我们进行了初始压力为 0.8、1.2、1.5 和 2.0 kPa 的爆轰实验,烟膜记录如图 3 所示。可见轨迹线可能融合、消失,甚至突然出现新线条形成主胞格内的“二次胞格”(substructure)。对于 C_2H_2-O_2-70%Ar 预混气,当爆轰初始压力为

3.10、3.95、5.00、6.97 kPa 时，烟膜形貌如图 4 所示。对于 C_2H_2-O_2-85%Ar 预混气，当爆轰初始压力为 8.00、11.00、12.85、15.40 kPa 时，烟膜形貌如图 5 所示。对比图 3、图 4 和图 5 可知，随着氩气体积分数的增加，“消失”、“融合”或“分叉”的线条越来越少，轨迹线分布越来越均匀，左旋和右旋轨迹线间距也趋于一致，轨迹线越来越规则，表明预混气的爆轰性质越来越稳定。三波点轨迹总会因为相互干涉等原因而发生弯曲，因此轨迹间距为一个数值区间，此区间及数值离散性与爆轰稳定度有关。

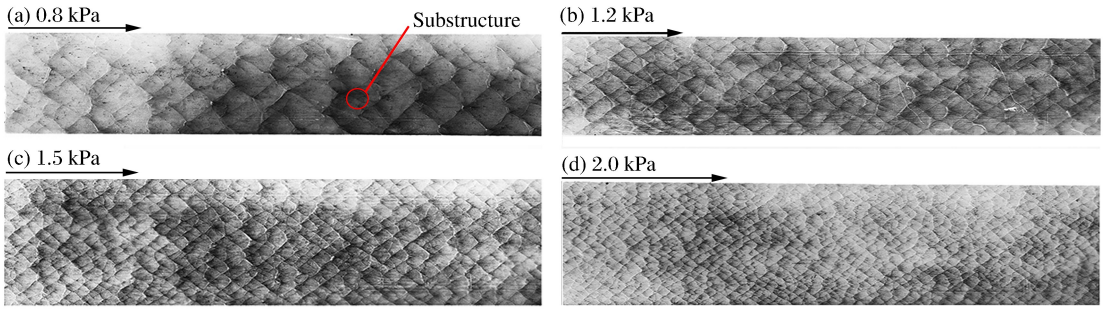

图 3　∅50.8 mm 管道内 C_2H_2-O_2 预混气烟膜

Fig. 3　Smoked foils of premixed C_2H_2-O_2 in a ∅50.8 mm tube

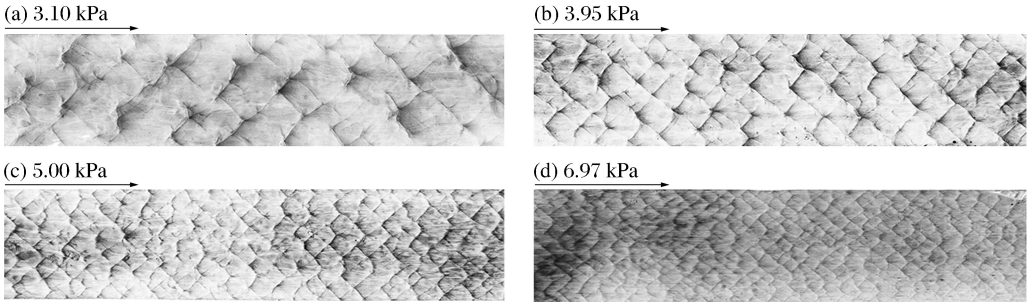

图 4　∅50.8 mm 管道内 C_2H_2-O_2-70%Ar 预混气烟膜

Fig. 4　Smoked foils of premixed C_2H_2-O_2-70%Ar in a ∅50.8 mm tube

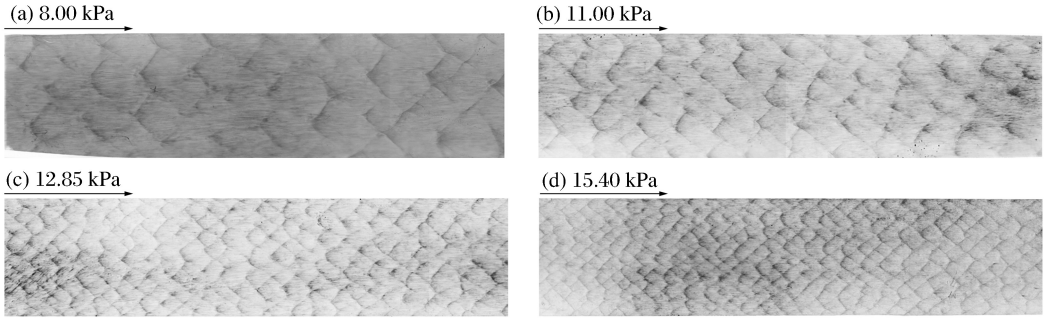

图 5　∅50.8 mm 管道内 C_2H_2-O_2-85%Ar 预混气烟膜

Fig. 5　Smoked foils of premixed C_2H_2-O_2-85%Ar in a ∅50.8 mm tube

3　实验结果分析

3.1　烟膜的数字化处理

用轨迹间距的波动代表轨迹的不规则度。将与传播方向夹角在 0°～90°的轨迹线称为“右旋波”，在 −90°～0°的轨迹线称为“左旋波”，见图 6，其中“theta−”代表左旋，“theta+”代表右旋。

通过离散轨迹线，得到离散函数：如图 6 所示，当一条垂直线在左旋或右旋轨迹上运动，碰到轨迹线时将该条线上突变的像素记为“1”，其他像素记为“0”，则每个像素都被数值化，于是轨迹图被转化为离散函数。在离散函数中，相邻两个“1”之间的距离即为轨迹间距，此时需注意像素值与实际尺寸的换算。

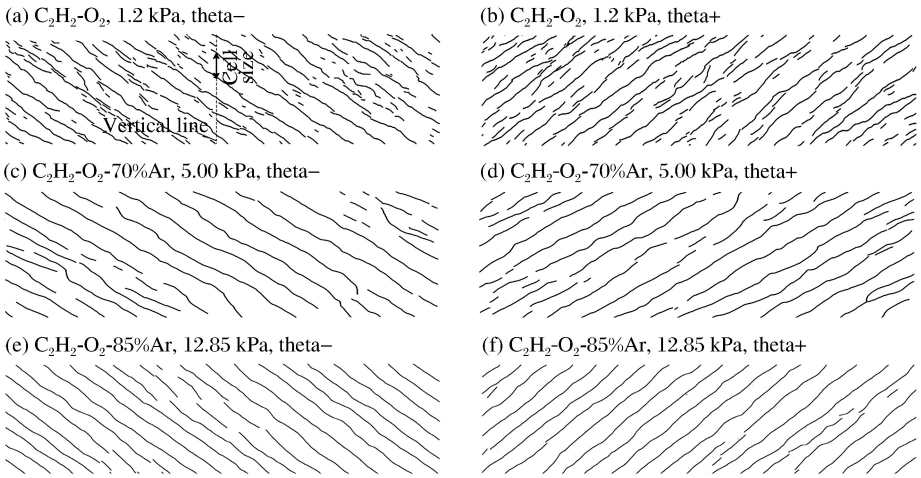

图 6 3 种预混气的典型烟膜轨迹线

Fig. 6 Typical smoked foil patterns of three premixed mixtures

3.2 轨迹间距柱状图

采用等轨迹间距和等数据比例两种柱状图来比较烟膜中轨迹间距数据的差别。多次修正柱子宽度、柱子数后，得到如图 7、图 8 所示的柱状图。图 7 中等数据差值分开，即每个柱子的横坐标宽度相同，图 8 中则是数据等比例均分，由柱子的高低和分布情况可以获取数据分布的离散程度，也就是轨迹的不规则程度。

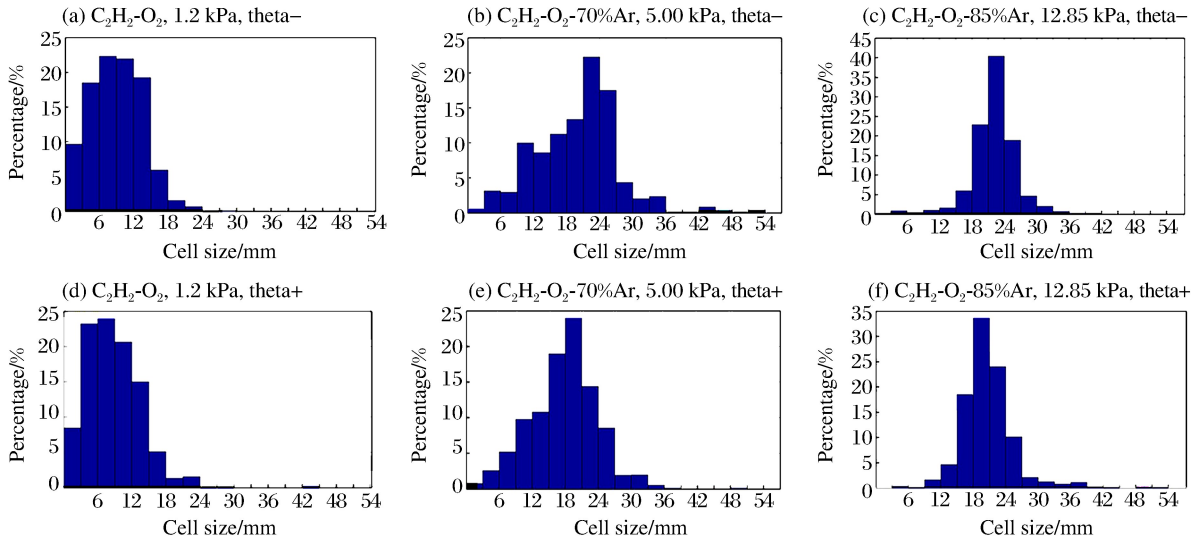

图 7 预混气爆轰轨迹间距数据的等间距柱状图

Fig. 7 Equidistant histograms of transverse waves' spacing of premixed mixtures

常规观察无法获得轨迹的规则程度，但是由柱状图的波峰数和离散程度可以准确地给出轨迹的规则程度。因基准不同，两种柱状图的离散程度有所区别，但是峰值（即最可能的轨迹间距）接近，离散情况基本一致。C_2H_2-O_2-85%Ar 预混气的主胞格尺寸约占所有胞格尺寸的 33%，且占比远高于其他尺寸；C_2H_2-O_2-70%Ar 预混气的主胞格尺寸占比约为 23%，也高于其他胞格尺寸占比；C_2H_2-O_2 预混气的主胞格尺寸占比约 20%，其他胞格尺寸的占比接近主胞格尺寸占比。

3.3 轨迹间距标准差

使用标准差公式，可计算轨迹间距的标准差。这是一个很明确的定量描述轨迹间距不规则度的量，如图 9 所示。从曲线趋势上看，随着氩气体积分数（即稀释度 α）的升高，标准差明显降低。通过预混气

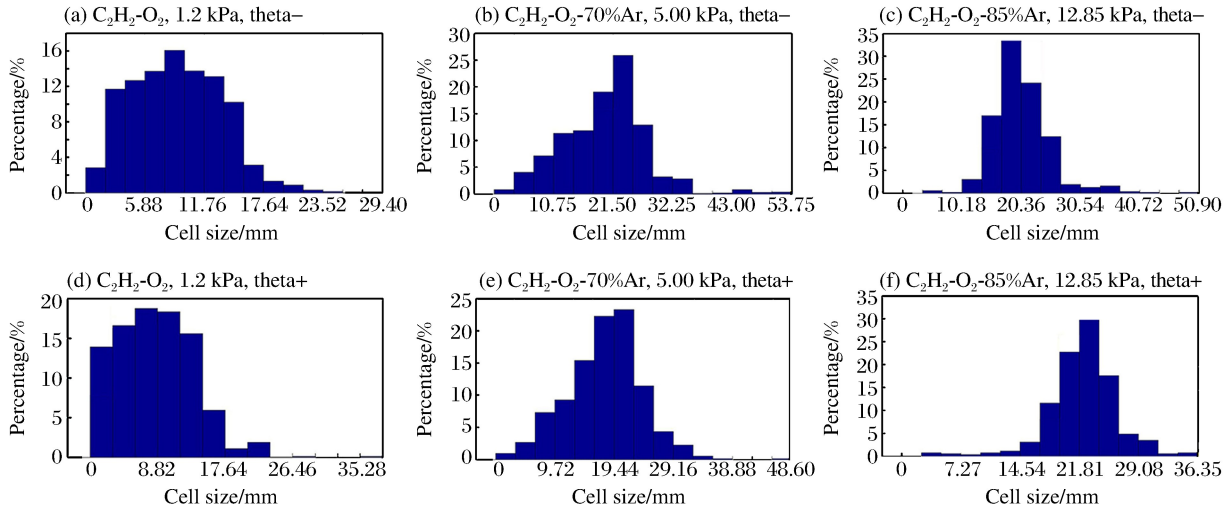

图 8　预混气爆轰轨迹间距数据的等比例柱状图

Fig. 8　Proportional histograms of transverse waves' spacing of premixed mixtures

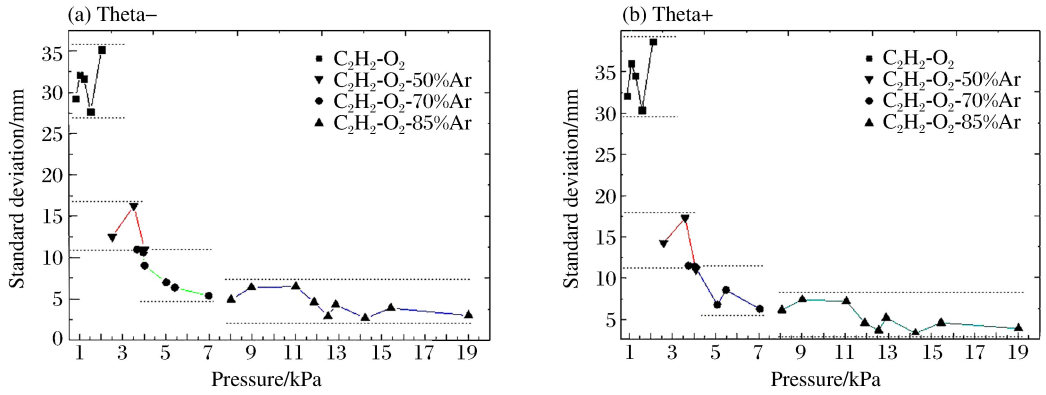

图 9　Ar 体积分数不同的预混气的爆轰轨迹间距标准差

Fig. 9　Standard deviation of transverse waves' spacing of premixed mixtures with different Ar dilution

轨迹间距标准差的平均值，可以更直观地掌握氩气的体积分数与爆轰不稳定度的关系，如图 10 所示，其中上、下箭头表示标准差的取值范围。

左旋和右旋两方向爆轰轨迹图的标准差分布一致，C_2H_2-O_2 的标准差均集中在很高的数值范围（27.63～36.67 mm），标准差在该区间的烟膜轨迹表现出典型的不稳定爆轰特性；C_2H_2-O_2-50%Ar 和 C_2H_2-O_2-70%Ar 的标准差分别在 10.12～16.26 mm 和 5.37～10.96 mm 区间，标准差在该区间的烟膜轨迹表现出不稳定爆轰特性；C_2H_2-O_2-85%Ar 的标准差在 2.66～6.60 mm 区间，标准差在该区间的烟膜轨迹表现出较不稳定爆轰特性。

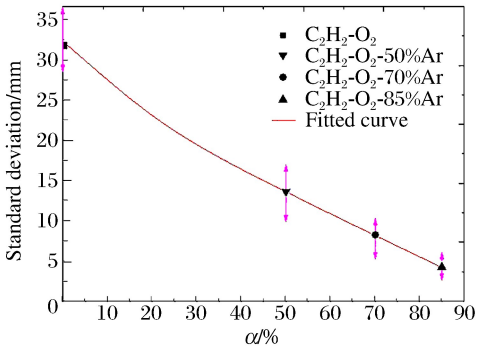

图 10　标准差-Ar 体积分数的拟合曲线

Fig. 10　Fitted curve of standard deviation versus volume fraction of Ar

假设 C_2H_2-O_2-αAr 的不稳定度多项式 $I(\alpha)$ 为连续函数，根据不稳定度与能量的相关假设，$I(\alpha)$ 为二次函数，取标准差平均值作为 $I(\alpha)$ 的函数值，通过拟合图 11 中的数据，得到：

$$I(\alpha) = -8.53\times10^{-4}\alpha^2 - 0.28\alpha + 31.83 \tag{2}$$

$$\alpha = \frac{p_{\mathrm{Ar}}}{p_{\mathrm{C_2H_2}} + p_{\mathrm{O_2}} + p_{\mathrm{Ar}}}\times 100\% \tag{3}$$

式中：p_{Ar}、$p_{\mathrm{C_2H_2}}$、$p_{\mathrm{O_2}}$ 分别为制作预混气过程中充入 Ar、C_2H_2 和 O_2 的压力。式(2)给出了选取氩气体积分数的依据。在使用 $I(\alpha)$确定氩气的体积分数时，先绘出 $I(\alpha)$曲线，然后以一种极不稳定气体和极稳定气体作为标准，确定所需的不稳定度，最后在 $I(\alpha)$曲线上找到对应的 α。

3.4 自相关函数

以序列函数 $x(n)$记录离散函数，其中 n 为离散点个数，x 为离散点的值，$x(n)$由 1 和 0 构成。设 $x(n)$中有 M 个单元：如果 n 为偶数，则 $M=n$；如果 n 为奇数，则 $M=n-1$。设 $y(n)$是 $x(n)$的零填充序列平移函数，平移值为 m，即：

$$y(n) = \begin{cases} x(n) & 0 \leqslant n \leqslant M/2 \\ 0 & M/2 < n \leqslant M \end{cases} \tag{4}$$

由此得到 $x(n)$的自相关函数 $\varphi_{xy}(m)$：

$$\varphi_{xy}(m) = C_{xy}[m] = \frac{1}{M}\sum_{n=0}^{M-|m|-1} x(n)y(n+|m|) \qquad 0 \leqslant |m| \leqslant \frac{M}{2} - 1 \tag{5}$$

式中：$C_{xy}[m]$是 $x(n)$和 $y(n)$的互相关函数[11-12]。

若轨迹完全规则，则轨迹间距的离散函数在平移一定距离(轨迹间距的整数倍)后得到的值会与原函数重叠，那么自相关函数 $\varphi_{xy}(m)$的第 1 个最高峰值对应的平移距离即为主要轨迹间距，其他峰值对应占比较小的轨迹间距及间距的倍数。对于不规则的轨迹，其自相关函数的第 1 个最高峰值仍然代表出现频率最高的轨迹间距。

如果烟膜轨迹的线宽大于 1 像素，将会导致离散函数中像素连续，需要将离散函数中相连的“1”进行优化，使结果更为显著。基于这种思路，对 J. J. Lee 等[11]的自相关计算进行改进。从图 11 中的自相关函数结果可以轻易地找到 C_2H_2-O_2-85%Ar 的第 1 个最高峰值(对应 26.8 和 27.9 mm)，且附近无接近的峰值，高于其他峰值 1/3 倍以上；C_2H_2-O_2-70%Ar 的第 1 个最高峰值(对应 26.1 和 30.9 mm)也被找到，但其附近数据较多，仅高于其他峰值 1/6 倍；而对于 C_2H_2-O_2，虽然能够找到第 1 个最高峰值(对应 5.1 和 4.2 mm)，但是峰值密集且差距不大，仅高于其他峰值 1/7 倍。

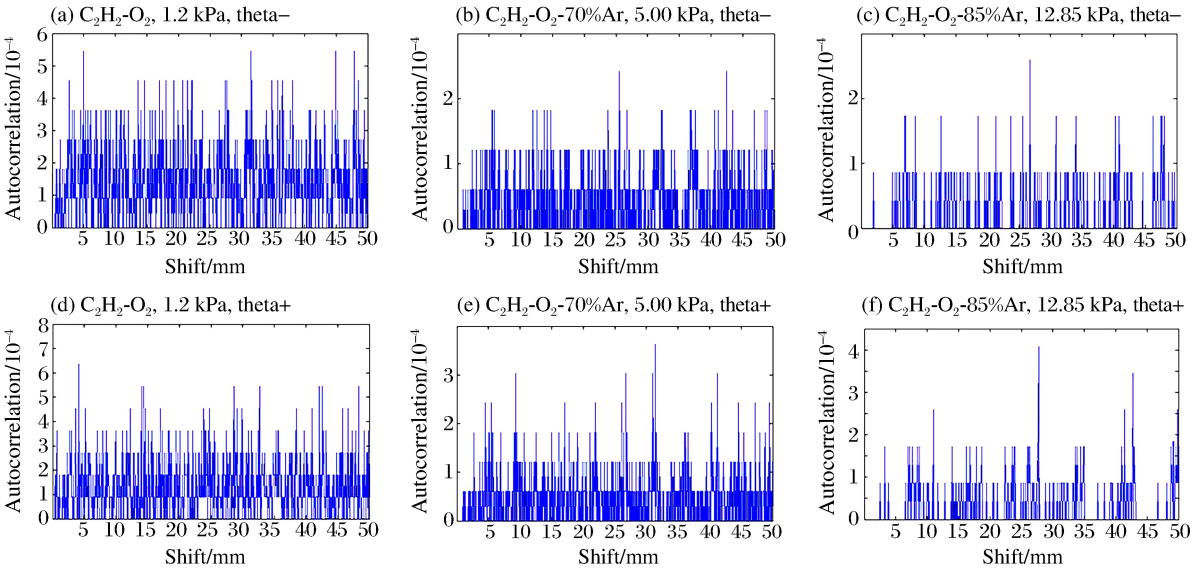

图 11 预混气爆轰轨迹的自相关结果

Fig. 11 Autocorrelation function results of transverse wave of premixed mixtures

4 结　论

(1) 通过实验得到不同氩气稀释的 C_2H_2-O_2 螺旋爆轰三波点轨迹。未加入氩气时，胞格结构不规则，对初始压力的变化很敏感，在很低的初始压力下便可以形成爆轰；加入氩气后，烟膜轨迹趋于规则；高浓度氩气稀释后，爆轰不稳定性在爆轰自持传播过程中逐渐失去主导作用，爆轰趋于稳定，与 M. I. Radulescu 等[16]通过仿真得到的结论一致。

(2) 通过数字化技术得到氩气稀释下爆轰轨迹的不规则度表征：轨迹间距数据的柱状图、标准差曲线、自相关函数。C_2H_2-O_2-85%Ar、C_2H_2-O_2-70%Ar、C_2H_2-O_2 预混气的柱状图主胞格尺寸占比分别为 33%、23%和 20%，标准差分别为 2.66～6.60 mm、5.37～10.96 mm、27.63～36.67 mm，自相关函数的第 1 个最高峰值高于其他峰值 1/3 倍、1/6 倍、1/7 倍。3 种方法得到的不稳定度一致。给出了选取不稳定度及氩气体积分数的依据曲线，即不稳定度多项式 $I(\alpha)=-8.53\times10^{-4}\alpha^2-0.28\alpha+31.83$。

(3) 不稳定性是爆轰自持发展的本质，惰性气体降低了爆轰不稳定性，开展氩气对预混气不稳定性影响的定量研究，将为阻止爆轰传播提供理论支持。

参考文献：

[1] Lee J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.

[2] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984,16(1):311-336.

[3] Zhang B, Bai C. Critical energy of direct detonation initiation in gaseous fuel-oxygen mixtures[J]. Safety Science, 2013,53(2):153-159.

[4] Zhang B, Mehrjoo N, Ng H D, et al. On the dynamic detonation parameters in acetylene-oxygen mixtures with varying amount of argon dilution[J]. Combustion & Flame, 2014,161(5):1390-1397.

[5] Denisov Y H, Troshin Y K. Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes[J]. Doklady Akademii Nauk SSSR, 1959,125:110-113.

[6] Teng H, Ng H D, Kang L, et al. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces[J]. Combustion & Flame, 2015,162(2):470-477.

[7] Sharpe G J. Transverse waves in numerical simulations of cellular detonations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001,447:31-51.

[8] 张薇，刘云峰，姜宗林. 气相爆轰波胞格尺度与点火延迟时间关系研究[J]. 力学学报，2014,46(6):977-981.
Zhang Wei, Liu Yunfeng, Jiang Zonglin. Study on the relationship between ignition delay time and gaseous detonation cell size[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2014,46(6):977-981.

[9] Trotsyuk A V, Fomin P A, Vasil'Ev A A. Numerical study of cellular detonation structures of methane mixtures [J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2015,36:394-403.

[10] 刘岩，武丹，王健平. 低马赫数下斜爆轰波的结构[J]. 爆炸与冲击，2015,35(2):203-207.
Liu Yan, Wu Dan, Wang Jianping. Structure of oblique detonation wave at low inflow Mach number[J]. Explosion and Shock Waves, 2015,35(2):203-207.

[11] Lee J J, Garinis D, Frost D L, et al. Two-dimensional autocorrelation function analysis of smoked foil patterns [J]. Shock Waves, 1995,5(3):169-174.

[12] Strehlow R A, Liaugminas R, Watson R H, et al. Transverse wave structure in detonations[C]// Watson R H, Eyman J R. 11th Symposium (International) on Combustion, 1967:683-692.

[13] Takai R, Yoneda K, Hikita T. Study of detonation wave structure[J]. Symposium on Combustion, 1975,15(1): 69-78.

[14] 徐彬，陈成光，糜仲春，等. H_2-O_2 爆轰时 Ar 浓度对产生胞格结构的影响[J]. 实验力学，1988,3(1):35-39.
Xu Bin, Chen Chengguang, Mi Zhongchun, et al. The effect of concentration of Ar on formation of cellular structure in H_2-O_2 detonation[J]. Journal of Experimental Mechanics, 1988,3(1):35-39.

[15] 王昌建，徐胜利，费立森. 气相爆轰波反应区结构的平面激光诱导荧光测量[J]. 力学学报，2007,39(5):661-667.
Wang Changjian, Xu Shengli, Fei Lisen. Study on reaction zone structure of gaseous detonation wave by planar la-

ser induced fluorescence technique[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2007,39(5):661-667.

[16] 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.

[17] 徐晓峰,解立峰,彭金华,等.环氧丙烷-空气混合物爆轰波胞格结构的研究[J].爆炸与冲击,2004,24(2):158-162.
Xu Xiaofeng, Xie Lifeng, Peng Jinhua, et al. Study on the detonation cellular structure of propylene epoxide-air [J]. Explosion and Shock Waves, 2004,24(2):158-162.

[18] 程关兵,李俊仙,李书明,等.氢气/丙烷/空气预混气体爆轰性能的实验研究[J].爆炸与冲击,2015,35(2):249-254.
Cheng GuanBing, Li JunXian, Li ShuMing, et al. An experimental study on detonation characteristics of binary fuels hydrogen/propane-air mixtures[J]. Explosion and Shock Waves, 2015,35(2):249-254.

[19] Golovastov S, Golub V, Mikushkin A. Stability of acetylene-propane-butane and acetylene-hydrogen gas mixtures subjected to shock wave action[J]. Fuel, 2014,126(12):213-218.

Effect of argon dilution on detonation instability of C_2H_2-O_2 mixture and its quantitative analysis

Zhao Huanjuan[1], J. H. S. Lee[2], Zhang Yinghua[1], Qian Xinming[3], Yan Yiran[1]

(1. *School of Civil and Resource Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing* 100083, *China*;
2. *Mechanical Engineering Department, McGill University, Montreal, Quebec, Canada H3A 2K6*;
3. *School of Mechatronical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*)

Abstract: To investigate quantitatively the effect of argon dilution on the detonation instability of C_2H_2-O_2 mixture, we carried out a digital comparison of smoked foils from C_2H_2-O_2 mixtures with different Argon dilutions (with an volume fraction of 50%, 70%, and 85%, respectively) in two tubes (with an inner diameter of 50.8 mm and 63.5 mm, respectively) producing transverse waves of regular and irregular spacing and, based on the smoked foils, obtained under different initial pressures the histogram, the standard deviation and the autocorrelation function, which we then used to quantify the spacing irregularity for different cellular detonation structures. Each smoked foil was digitized and separated into left-running and right-running waves for subsequent analysis. The histogram, the standard deviation and the autocorrelation function showed consistent tendency. As the Ar dilution's volume fraction rose, the trajectory of the triple points became more regular. Similarly, mixtures of different Argon dilutions showed different degrees of irregularity in the analysis of the histograms and the autocorrelation function of the transverse waves' spacing. The proportion of the dominant mode of C_2H_2-O_2-85%Ar, C_2H_2-O_2-70%Ar, and C_2H_2-O_2 were 33%, 23%, and 20%, respectively, while their standard deviation was 2.66～6.60 mm, 5.37～10.96 mm, and 27.63～36.67 mm, and their autocorrelation function peak values were higher by 1/3, 1/6, and 1/7 times. A polynomial fitted curve of the dilution and the irregularity was drawn from the standard deviation data to provide a selection basis for the instability degree and the Ar dilution's volume fraction.

Keywords: detonation experiment; quantitative irregularity; Ar dilution; cellular structure; digital processing

(责任编辑 王 影)