DOI: 10.11883/bzycj-2017-0069 文章编号: 1001-1455(2018)05-1064-07

热扩散不稳定和流体动力学不稳定对氢气/空气爆炸胞状火焰的影响*

李艳超,毕明树,张大为,高 伟
(大连理工大学化工机械与安全学院,辽宁 大连 116024)

摘要: 为揭示氢气/空气爆炸球形胞状火焰的传播特性,运用高速摄影技术实验研究了热扩散不稳定和流体动力学不稳定对胞状火焰结构、临界火焰半径、临界 Peclet 数和火焰燃烧速度的影响。结果表明:随着流体动力学不稳定的凸显,Lewis 数大于 1 的火焰胞格尺度远大于 Lewis 数小于 1 的胞格尺度;同一初始压力下,火焰厚度随着当量比的增大呈先减小、后增大的趋势,临界火焰半径会随着当量比的增大而增大;同一当量比下,火焰厚度和临界火焰半径都会随着初始压力的升高而减小;当量比低于 2.0 时,不同初始压力下的临界 Peclet 数会随当量比的增大而线性增大;当量比为 0.6,初始压力为 0.05 MPa 时的火焰燃烧速度最大。

关键词: 热扩散不稳定;流体动力学不稳定;胞状火焰;临界火焰半径;临界 Peclet 数
中图分类号: O381;TK91 **国标学科代码**: 1303510 **文献标志码**: A

氢气作为一种可再生的清洁能源,在解决化石能源危机、减缓气候变化等方面扮演着至关重要的角色。由于氢气具有极低点火能、爆炸极限范围宽、易扩散、易泄漏和氢脆等特性,在扩大氢气制备、存储、输运及使用规模的同时,燃烧和爆炸事故时有发生。特别是在热扩散不稳定和流体动力学不稳定的作用下,火焰的自加速势必会引起更高超压的形成[1-2]。因此,只有充分认识氢气/空气火焰结构,才能从本质上理解火焰自加速和超压形成机理,进而达到降低和防控灾害的目的。

为此,学者们对引起火焰自加速的燃烧不稳定进行了深入的研究[3-6]。Li 等[3]利用高速纹影技术研究了初始压力对 H_2/CO/空气燃烧不稳定的影响,指出随着初始压力的升高,斜压扭矩增强,曲率效应减弱,进而导致胞状不稳定增强。Beeckmann 等[4]利用渐进理论对 H_2/空气球形火焰的稳定性进行了分析,发现临界半径的理论值小于实验值。Quinard 等[5]通过改变管道直径对自湍化火焰进行了实验研究,并指出由于对火焰最大特征尺度的高估,直接导致火焰传播速度的预测值远大于实验值。Askari 等[6]通过改变气体当量比、初始温度和压力,实验研究了 H_2/CO/O_2/He 火焰的胞状燃烧速率和质量燃烧速率,发现胞状燃烧速度和质量燃烧速度与上述参数存在幂律关系。

Gostinsev 等[7]分析了半径介于 0.3~10 m 的球形膨胀火焰,提出了火焰加速传播的自相似模型 $R=R_0+At^{\alpha}$,其中加速指数 $\alpha=1.5$。然而,后续的研究[8-10]表明,$\alpha=1.5$ 并不适用于大多数球形火焰传播工况。Wu 等[11]认为根据加速指数 α 的取值可将火焰发展划分为以下 3 个阶段:自加速、自相似和自湍流。事实上,火焰加速特性主要是由热扩散不稳定和流体动力学不稳定引起的。Kwon 等[12]在升压条件下研究了丙烷/空气球形火焰的燃烧不稳定,指出随着压力的上升,第三体反应作用凸显,流体动力学不稳定被削弱。Sun 等[13]通过改变当量比和初始温度对氢气/空气火焰不稳定进行了详尽分析,发现临界半径会随着当量比和初始温度的升高而增大,且随着当量比的增大,临界 Peclet 数会减小,但 Peclet 数对初始温度并不敏感。Yang 等[14]通过改变初始压力对 H_2/O_2/N_2球形火焰进行了实验研究,发现燃烧不稳定作用下的火焰能被划分为 3 个阶段:光滑阶段、转捩阶段和饱和阶段,并指出热扩散不稳定会引起光滑球形火焰出现褶皱,转捩和饱和阶段主要受流体动力学不稳定的控制。

* 收稿日期: 2017-03-02; 修回日期: 2017-04-08
基金项目: 国家自然科学基金项目(51674059)
第一作者: 李艳超(1989—),男,博士研究生; 通信作者: 高 伟,gaoweidlut@dlut.edu.cn。

虽然利用球形爆炸腔室对燃烧不稳定的研究已有很多，但初始压力多集中在常压，对初始压力是负压和超压的研究较少。特别是随着球形火焰膨胀，爆炸腔室内压力会升高，持续升压对火焰结构的影响也很少被涉及。基于此，本文中运用高速摄影技术，对 180 L 球形爆炸腔内燃烧不稳定作用下的胞状火焰结构进行了详细的实验分析，旨在揭示热扩散不稳定和流体动力学不稳定对胞状火焰结构、临界火焰半径、临界 Peclet 数和火焰燃烧速度的影响。

1　实验系统

图 1 是氢气/空气燃烧不稳定实验系统示意图。该系统由 180 L 球形爆炸腔室、高速摄像机、脉冲信号发生器、质量流量计、计算机、空气压缩机等组成。

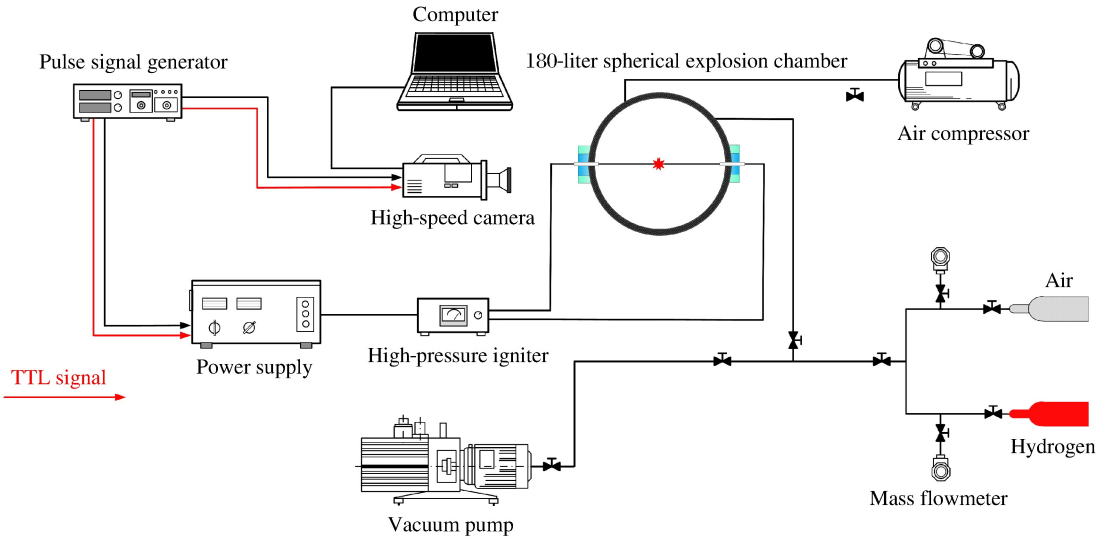


图 1　实验系统示意图

Fig. 1　Sketch of experimental setup

图 2 是 180 L 球形爆炸腔室实物照片，其最大承压为 30 MPa，材质为 316 钢，内径为 700 mm，为提供高速摄影所需光路，腔室前后两侧装有石英玻璃板，视窗直径为 150 mm。实验中的点火器和高速摄像机由脉冲信号发生器进行同步控制。高速摄像机型号为 MEMRECAMHX-3，实验中拍摄速度设置为 10 000 帧/秒，为拍摄到氢气/空气火焰，采用佳能 EF135 mm F2L USM 镜头拍摄。氢气/空气预混气初始温度为 298 K，被高压点火器点燃之前，静置 60 s，点火电极间隙为 1～2 mm，击穿电压为 15 kV。对燃烧不稳定的研究主要通过改变气体当量比 Φ 和初始压力 p_0 实现，具体工况如表 1 所示。

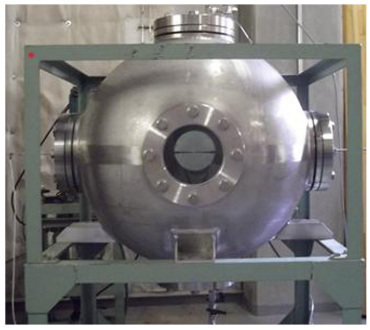


图 2　180 L 球形爆炸腔室

Fig. 2　Spherical explosion chamber of 180 L

表 1　实验工况

Table 1　Experimental conditions

Φ	0.6	0.8	1.0	1.8	3.5	5.0
p_0/kPa	50	50	50	50	50	
	100	100	100	100	100	100
	150	150	150	150	150	150
	200	200	200			

2 结果与讨论

2.1 燃烧不稳定性对球形火焰胞状结构的影响

燃烧不稳定性主要包括流体动力学不稳定性和热扩散不稳定性。球形火焰在膨胀过程中,由于热膨胀作用,火焰面两侧会产生密度差,这必然引起流体动力学不稳定,可以说,球形膨胀火焰必然始终受到流体动力学不稳定性的影响。此外,流体动力学不稳定性也受火焰面厚度的影响,厚度越小,火焰面抗拉伸的能力越低,流体动力学不稳定性越容易凸显。热扩散不稳定主要由火焰阵面内部热扩散和质量扩散不均衡引起的,可通过 Lewis 数 Le 进行定量表征,计算公式如下:

$$Le=\frac{\alpha}{D}=\frac{\lambda}{\rho c_p D}$$

式中:α 为热扩散系数,D 为质量扩散系数,λ 为热传导率,ρ 为密度,c_p 为定压比热容。

$Le<1$ 时,热扩散不稳定性会使火焰失稳,致使火焰表面产生褶皱;$Le=1$ 时,火焰内部热扩散和质量扩散处于平衡状态,热扩散不稳定性对火焰面失稳不起作用;$Le>1$ 时,热扩散不稳定会使褶皱火焰面趋于稳定。

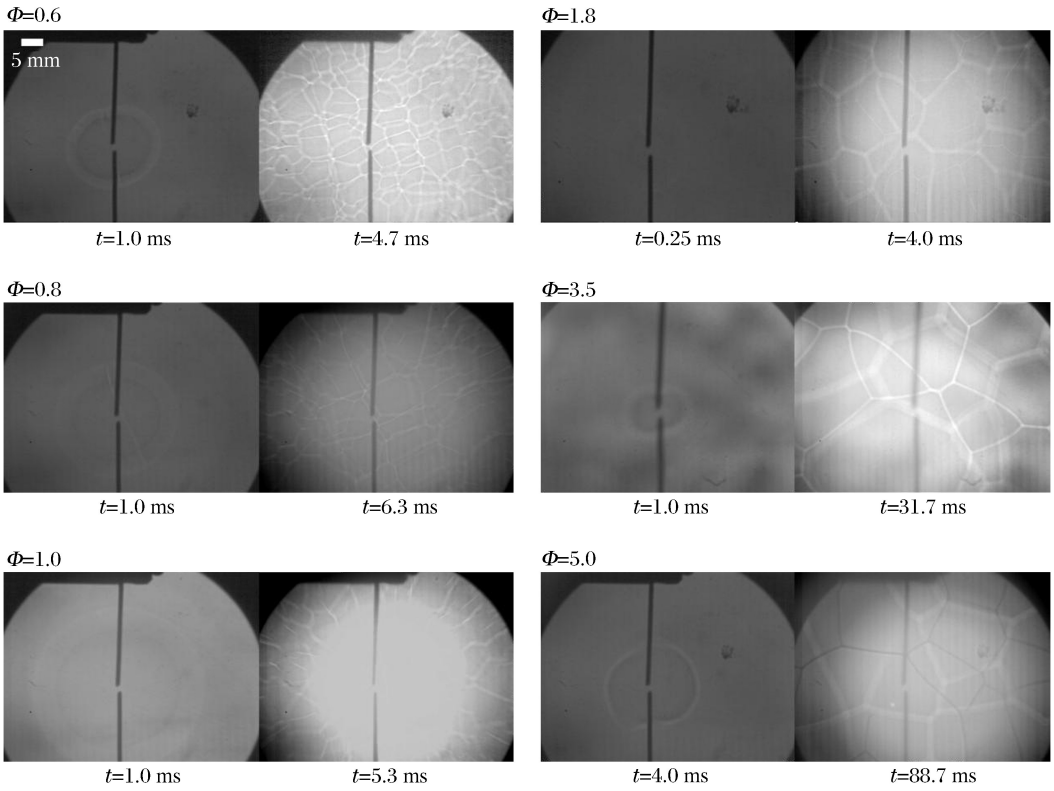


图 3 氢气/空气不同当量比下的胞状火焰

Fig. 3 Hydrogen/air cellular flame at different equivalence ratios

图 3 对比了初始压力 $p_0=100$ kPa 时,氢气/空气不同当量比下的胞状火焰。可知,不同当量比下的初期火焰形态均是光滑球形结构,随着球形火焰的膨胀和爆炸腔室内压力的上升,火焰表面都会产生胞状结构。值得注意的是,当量比 $\Phi=1.8,3.5,5.0$ 时的火焰胞格尺度远大于当量比 $\Phi=0.6,0.8,1.0$ 时的胞格尺度。图 4 展示了不同当量比下临界火焰半径和 Lewis 数的变化特性,其中临界火焰半径是指光滑火焰面出现褶皱时刻的球形火焰半径,其值越小,代表火焰越容易失稳。从图 4 可以发现,Lewis 数随着氢气/空气当量比的增大呈增大趋势,且当量比 $\Phi=0.6,0.8,1.0$ 时,$Le<1$,热扩散不稳定性和流体动力学不稳定性对球形膨胀火焰都会产生失稳效应;当量比 $\Phi=1.8,3.5,5.0$ 时,$Le>1$,流体动力

学不稳定性对火焰产生失稳效应，热扩散不稳定性对火焰产生稳定作用。热扩散不稳定性作用效果的转变，使得同一初始压力下，临界火焰半径会随着当量比的增大而增大。同时，结合图 3 发现，胞格尺度的差异也是热扩散不稳定性和流体动力学不稳定性耦合方式不同造成的。值得注意的是，同一当量比下，随着初始压力的升高，临界火焰半径呈减小趋势。

图 5 对比了氢气/空气当量比 $\Phi=1.0$ 时，不同初始压力下的胞状火焰。可见，初始压力 $p_0=50$，100 kPa 时，初期火焰形态（$t=1.0$，1.0 ms）呈光滑球形结构；初始压力 $p_0=150$，200 kPa时，初期火焰（$t=1.0$，0.7 ms）表面开始出现褶皱。且不同初始压力下，火焰表面最终都会出现胞状结构。且随着初始压力的升高，后期

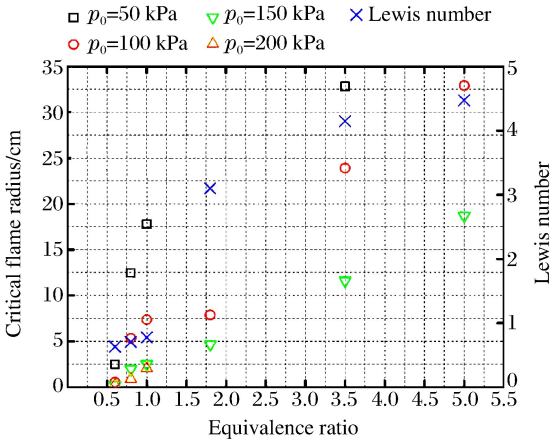


图 4 临界火焰半径和 Lewis 数随当量比的变化特性

Fig. 4 Critical flame radius and Lewis number varying with equivalence ratio

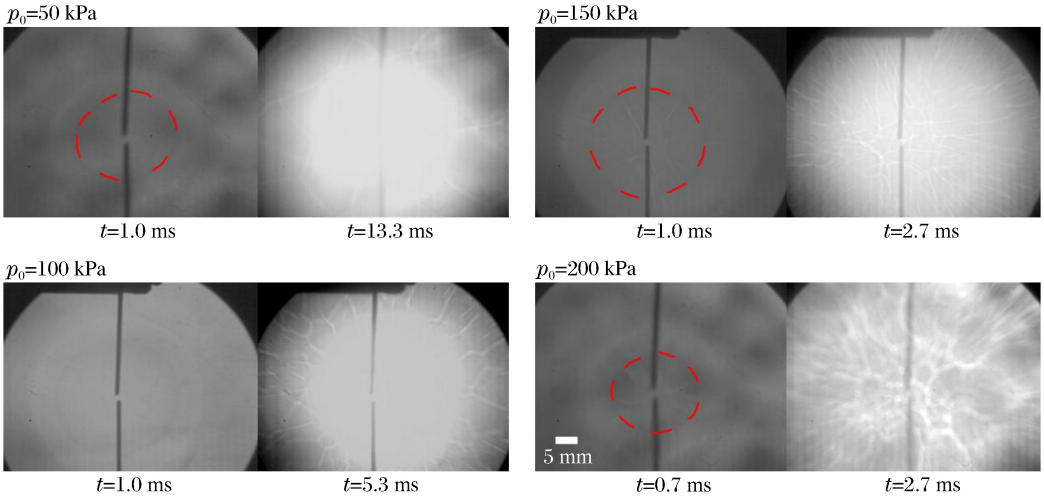


图 5 氢气/空气不同初始压力下的胞状火焰

Fig. 5 Hydrogen/air cellular flame at different initial pressures

火焰胞状结构的尺度在明显减小。

图 6 展示了不同初始压力下的火焰厚度随当量比的变化特性。火焰厚度是定量表征流体动力学不稳定性的重要参数之一，火焰厚度的计算公式如下：

$$\delta=\frac{\lambda}{c_p\rho S_1}$$

式中：S_1为层流火焰速度。

从图 6 可知，同一初始压力下，随着当量比的增大，火焰厚度呈先减小后增大的趋势。另外，同一当量比下，随着初始压力的升高，火焰厚度减小，流体动力学不稳定凸显，进而引起上述提及的临界半径减小。

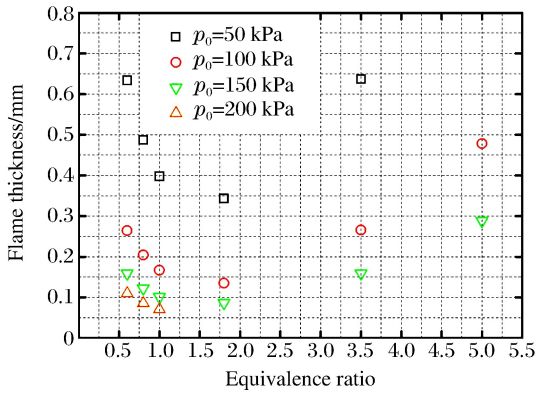


图 6 不同初始压力下的火焰厚度随当量比的变化特性

Fig. 6 Flame thickness varying with equivalence ratio at different initial pressures

2.2 临界 Peclet 数

图 7 展示了不同初始压力下的临界 Peclet 数随当量比的变化特性。Bradley 等[15]发现胞状不稳定的出现与临界火焰半径和火焰厚度密切相关,因此提出了无量纲指标 Peclet 数 Pe 对这种不稳定进行量化表征:

$$Pe = r_c/\delta$$

式中:r_c为临界火焰半径。

可以发现,当量比 $\Phi<2.0$ 时,在不同初始压力下的临界 Peclet 数随当量比的增大而线性增大;当量比 $\Phi=3.5,5.0$ 时,初始压力 $p_0=100$ kPa 的临界 Peclet 数大于初始压力 $p_0=150$ kPa 的临界 Peclet 数,但需要指出的是,当量比 $\Phi=3.5$,$p_0=50$ kPa 时的临界 Peclet 数远小于初始压力 $p_0=100,150$ kPa 的临界 Peclet 数。

图 8 给出了当量比 $\Phi=0.6$,初始压力 $p_0=150$ kPa 时,不同 Peclet 数下的胞状火焰结构。可以发现,两种 Peclet 数的胞状火焰都呈现出典型的分形特性,且 $Pe=669$ 的胞格尺度大于 $Pe=293$ 的胞格尺度。

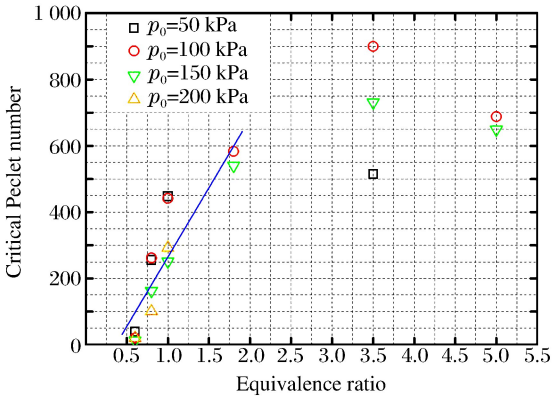


图 7 不同初始压力下的临界 Peclet 数随当量比的变化特性

Fig. 7 Critical Peclet number varying with equivalence ratio at different initial pressures

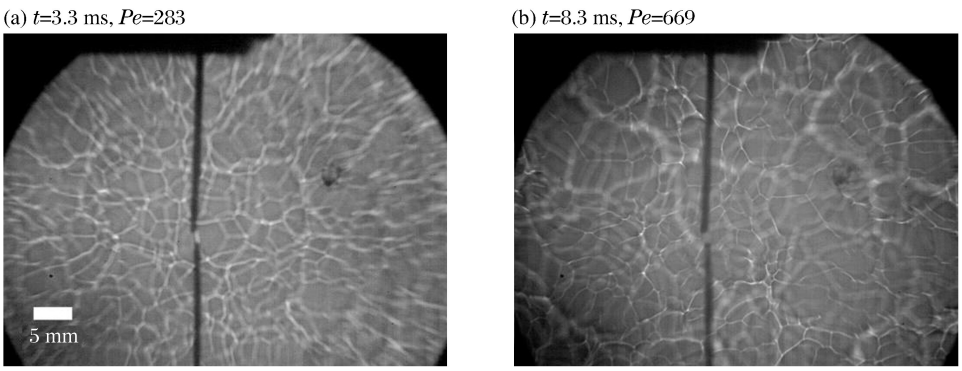


图 8 两种 Peclet 数下的胞状火焰结构

Fig. 8 Cellular flame structures at two Peclet numbers

2.3 火焰燃烧速度

图 9 展示了不同初始压力下无量纲的火焰燃烧速度随当量比的变化特性,其中纵轴是最大火焰燃烧速度与层流燃烧速度的比值。可以发现,当量比 $\Phi=0.6$,初始压力 $p_0=50$ kPa 的火焰燃烧速度最大;当量比 $\Phi=0.8,1.0$,初始压力 $p_0=200$ kPa 的火焰燃烧速度最大;$\Phi=1.8,3.5,5.0$,初始压力 $p_0=150$ kPa 的火焰燃烧速度最大。

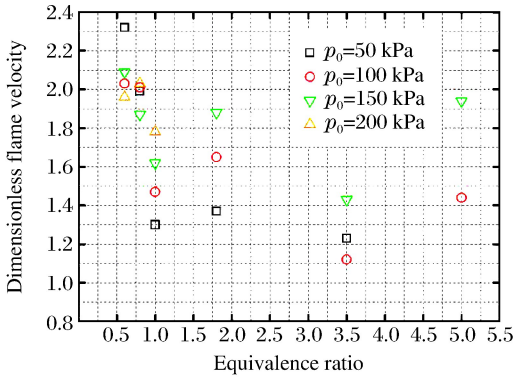


图 9　不同初始压力下无量纲的火焰燃烧速度随当量比的变化

Fig. 9　Dimensionless flame burning velocity varying with equivalence ratio at different initial pressures

3　结　论

通过实验研究了 180 L 爆炸腔内热扩散不稳定和流体动力学不稳定对胞状火焰结构的影响机理。利用高速摄影技术揭示了胞状火焰的结构变化，采用临界火焰半径、火焰厚度和临界 Peclet 数等参数定量表征燃烧不稳定对火焰的失稳效应。结论如下：

(1)不同当量比下，球形火焰发展初期，强火焰拉伸率使火焰面一直呈光滑状，随着球形膨胀和爆炸腔内压力的升高，火焰面表面开始产生胞状结构，且由于热扩散不稳定和流体动力学不稳定的耦合方式不同，当量比 Φ=1.8，3.5，5.0 时的火焰胞格尺度远大于当量比 Φ=0.6，0.8，1.0 时的胞格尺度。

(2)同一当量比下，初始压力的升高引起火焰面厚度减小，进而使火焰面更易受到流体动力学不稳定的影响，并最终使临界火焰半径呈减小的趋势。

(3)同一初始压力下，火焰厚度随着当量比的增大呈先减小、后增大的趋势，临界火焰半径会随着当量比的增大而增大。

(4)当量比 Φ<2.0 时，不同初始压力下的临界 Peclet 数会随当量比的增大而线性增大。

参考文献：

[1]　NISHIMURA I, MOGI T, DOBASHI R. Simple method for predicting pressure behavior during gas explosions in confined spaces considering flame instabilities[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2013,26(2):351-354.

[2]　KIM W K, MOGI T, DOBASHI R. Flame acceleration in unconfined hydrogen/air deflagrations using infrared photography[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2013,26(6):1501-1505.

[3]　LI H, LI G, SUN Z, et al. Experimental investigation on laminar burning velocities and flame intrinsic instabilities of lean and stoichiometric H_2/CO/air mixtures at reduced, normal and elevated pressures[J]. Fuel, 2014,135(11):279-291.

[4]　BEECKMANN J, HESSE R, KRUSE S, et al. Propagation speed and stability of spherically expanding hydrogen/air flames: Experimental study and asymptotics[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2016,36(1):1531-1538.

[5]　QUINARD J, SEARBY G, DENET B, et al. Self-turbulent flame speeds[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2012,89(2):231-247.

[6]　ASKARI O, ELIA M, FERRARI M, et al. Cell formation effects on the burning speeds and flame front area of synthetic gas at high pressures and temperatures[J]. Applied Energy, 2017,189:568-577.

[7]　GOSTINTSEV Y A, ISTRATOV A G, SHULENIN Y V. Self-similar propagation of a free turbulent flame in mixed gas mixtures[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 1988,24(5):563-569.

[8] BRADLEY D, CRESSWELL T M, PUTTOCK J S. Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large-scale explosions[J]. Combustion and Flame, 2001,124(4):551-559.

[9] HAQ M Z. Correlations for the onset of instabilities of spherical laminar premixed flames[J]. Journal of Heat Transfer, 2005,127(12):1410-1415.

[10] WANG J, XIE Y, CAI X, et al. Effect of H_2O addition on the flame front evolution of syngas spherical propagation flames[J]. Combustion Science and Technology, 2016,188(7):1054-1072.

[11] WU F, JOMAAS G, LAW C K. An experimental investigation on self-acceleration of cellular spherical flames [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013,34(1):937-945.

[12] KWON O C, ROZENCHAN G, LAW C K. Cellular instabilities and self-acceleration of outwardly propagating spherical flames[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2002,29(2):1775-1783.

[13] SUN Z Y, LIU F S, BAO X C, et al. Research on cellular instabilities in outwardly propagating spherical hydrogen-air flames[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2012,37(9):7889-7899.

[14] YANG S, SAHA A, WU F, et al. Morphology and self-acceleration of expanding laminar flames with flame-front cellular instabilities[J]. Combustion and Flame, 2016,171:112-118.

[15] BRADLEY D, HICKS R A, LAWES M, et al. The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-n-heptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb[J]. Combustion and Flame, 1998,115(1):126-144.

Effects of diffusive-thermal instability and hydrodynamic instability on cellular flame during hydrogen/air explosion

LI Yanchao, BI Mingshu, ZHANG Dawei, GAO Wei

(*School of Chemical Machinery and Safety Engineering, Dalian University of Technology, Dalian* 116024, *Liaoning, China*)

Abstract: The paper aims at revealing the cellular flame propagation during hydrogen/air explosion. High-speed video photography is used to investigate the effects of diffusive-thermal and hydrodynamic instabilities on cellular flame structure, critical flame radius, critical Peclet number and flame burning speed in the experiment. The results demonstrate that the cellular size of Lewis number $Le>1$ is larger than that of $Le<1$ as the hydrodynamic instability dominates the cellular flame propagation. At the same initial pressure, the flame thickness decreases and then increases with increasing equivalence ratio, critical flame radius increases with increasing equivalence ratio. At the same equivalence ratio, the flame thickness and critical flame radius decrease with increasing initial pressure. Critical Peclet number under different initial pressures increases linearly with increasing equivalence ratio at the equivalence ratio lower than 2.0. Especially, the flame burning speed reaches its maximum value at the equivalence ratio of 0.6 and the initial pressure of 50 kPa.

Keywords: diffusive-thermal instability; hydrodynamic instability; cellular flame; critical flame radius; critical Peclet number

(责任编辑 张凌云)