

文章编号: 1000-8055(2023)04-0870-08

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20210506

基于 LIBS 研究丙烷层流预混火焰温度和当量比的空间分布

刘 新, 王朝君, 胡二江, 殷阁媛, 黄佐华

(西安交通大学 动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049)

摘 要: 激光诱导击穿光谱(LIBS)是监测燃烧过程关键参数的重要手段之一。为此搭建了 LIBS 三维可移动实验测量平台, 结合等离子体能量和光谱研究了丙烷层流预混火焰的空间结构, 得到了不同当量比和不同高度的温度趋势和当量比空间分布。结果表明: 本生灯火焰预混燃烧区厚度随高度增加而增加; H、N、O 的谱线强度和等离子体能量变化趋势一致, 说明粒子体积分数是影响等离子体能量的主因。通过标定 H656 和 N746 的谱线强度比值与当量比的关系得到了局部当量比的空间分布。

关 键 词: 丙烷; 本生灯; 预混火焰; 激光诱导击穿光谱; 温度; 当量比

中图分类号: V233.3; TK401

文献标志码: A

Spatial distribution of propane laminar pre-mixed flame temperature and equivalence ratio based on LIBS

LIU Xin, WANG Chaojun, HU Erjiang, YIN Geyuan, HUANG Zuohua

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering,
Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) is one of the important means to monitor the key parameters of combustion process. A three-dimensional movable experimental measurement platform of LIBS was built, then the spatial structure of propane laminar premixed flame was studied by combining plasma energy and spectroscopy, and the temperature trends and equivalence ratio spatial distributions with different equivalence ratios and heights were obtained. The results showed that the thickness of premixed combustion zone of Bunsen flame increased with the increase of height, and the spectral line intensity of H, N and O was consistent with the change trend of plasma energy, indicating that the particle volume fraction is the main factor affecting plasma energy. Then the spatial distribution of local equivalent ratio was obtained by calibrating the relationship between H656/N746 and equivalence ratio.

Keywords: propane; Bunsen burner; premixed flame; laser induced breakdown spectroscopy; temperature; equivalence ratio

燃烧在航空发动机、燃气轮机和内燃机等燃烧室中是一个重要过程^[1-2]。为了正确评价这些燃烧室的性能, 必须在线测量表征燃烧状态的一

些关键参数, 如温度、组分、速度、压力等。对燃烧场进行诊断的方法有许多, 传统的诊断手段如热电偶、热线等成本低、操作简单; 但是侵入式测

收稿日期: 2021-09-11

基金项目: 国家自然科学基金(52176131)

作者简介: 刘新(1997—), 男, 硕士生, 主要从事燃烧诊断研究。

通信作者: 胡二江(1983—), 男, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事航空发动机点火和燃烧调控研究。E-mail: hujiang@mail.xjtu.edu.cn

引用格式: 刘新, 王朝君, 胡二江, 等. 基于 LIBS 研究丙烷层流预混火焰温度和当量比的空间分布[J]. 航空动力学报, 2023, 38(4): 870-877. LIU Xin, WANG Chaojun, HU Erjiang, et al. Spatial distribution of propane laminar pre-mixed flame temperature and equivalence ratio based on LIBS[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(4): 870-877.

量对原物理场影响巨大,且原有的流场等也会对测量精度造成影响。近年来,由于激光器的飞速发展,越来越多的光学诊断手段应用于燃烧场的测量,如平面激光诱导荧光(planar laser induced fluorescence, PLIF)^[3-4]、拉曼散射^[5]、可调谐二极管激光吸收光谱(tunable diode laser spectroscopy, TDLAS)^[6-7]、激光诱导击穿光谱(laser induced breakdown spectroscopy, LIBS)^[8-10]等。这些激光诊断手段具有非侵入性、高精度、高时空分辨率等诸多优势。但 PLIF 测量方法受淬熄问题的影响且对激光波长有很高的要求;拉曼散射测量的信号较弱,易受噪声干扰,测量精度难以保证;TDLAS 可以测量温度和组分,但是要求激光路径上的物理场是均匀的。相比较而言,LIBS 通过等离子体的发射谱线的特征来确定特征元素以及多少,可以实现在线多组分、原位测量且实验装置简单、操作方便。

LIBS 通过激光脉冲使试样产生等离子体,其中粒子在能级的跃迁时发射出与试样元素一一对应的谱线,借此以测量局部当量比是最常见最典型的应用。Phuoc 等^[11]和 Stavropoulos 等^[12]先后都发现了 H656 和 O777 的谱线峰值强度比值与局部当量比呈线性相关,证明了 LIBS 可应用于燃烧过程测量的可行性与可靠性。Lee 等^[13]通过层流和湍流两种火焰燃烧器研究了 CH_4 和 C_2H_4 的燃烧特性。结果发现 C 与 N 的峰值强度与当量比呈线性关系,且根据氮元素 N500.5 nm 峰值强度与局部密度正相关的特征得到了 N500.5 nm 与温度的关系式。对于 LIBS 测温, Kiefer 等认为 Lee 等没有考虑辐照度或脉冲能量的细节和与影响击穿阈值和信号的化学成分相关的问题。因此, Kiefer 等^[14]提出了一种基于 LIBS 测温的新方法,即利用击穿阈值和温度的关系。基于这种方法的实验结果和相干反斯托克斯拉曼散射光谱(CARS)的测量结果吻合很好。击穿阈值的测量是一个繁琐且测量精度难以保证的过程。Tian 等^[15]研究了等离子体与击穿阈值的关系,实验结果发现两者之间存在线性负相关的关系;并借此研究了甲烷层流火焰的空间分布特性。

总的来说,基于 LIBS 研究局部当量比的研究很多,但 LIBS 测温方面的研究较少。本文搭建了空间高分辨式 LIBS 测量实验台架,通过分析击穿阈值、等离子体能量、光谱以及局部当量比,研究了丙烷层流预混火焰的空间结构以及温度场

和当量比分布。对于 LIBS 技术应用到各种燃烧场合进行诊断有着十分重要的意义。

1 实验装置

本实验采用的实验装置系统如图 1 所示。系统由本生灯燃烧系统和 LIBS 测量系统,其中 LIBS 测量系统包括激光器、透镜、光谱仪、ICCD (intensified charge coupled device)、能量探头等装置。本文采用的激光器为 Nd:YAG 灯泵浦纳秒激光器(Grace NASOR800),其可以选用 3 个波长 355、532、1 064 nm,本文使用的为 532 nm。激光脉冲能量可由外部光路的能量衰减器进行调节。激光脉冲光束在激光器中产生,经过能量衰减器、分光镜、反射镜、扩束镜后,最终被聚焦镜聚焦到本生灯火焰中,由此激发产生等离子体。其中,扩束镜的作用是调节光束的直径,以利于增加空间分辨率和脉冲能量的测量。两个能量计探头 (Coherent, 型号: J-50-MB-YAG 和 J-25-MB-LE) 分别置于分光镜和本生灯处以测得激光脉冲的入射能量和残余能量,从而根据入射能量和残余能量的差值来计算等离子体能量。激光诱导出的等离子体发出的光通过聚焦透镜聚焦到光谱仪(型号: Shamrock 750)的狭缝处,通过光谱仪和 ICCD(型号: iStar DH-334T, Andor Technology)记录光谱信号。

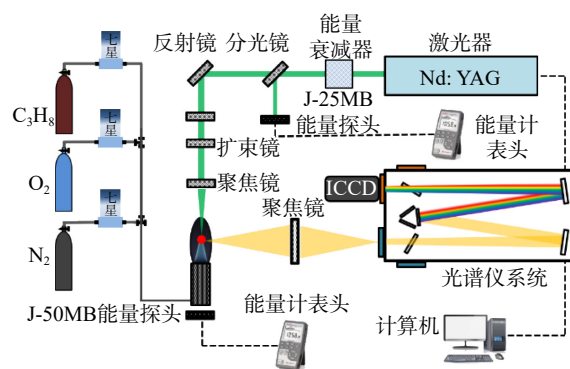


图 1 实验装置图

Fig. 1 Experimental system

本生灯燃烧系统主要包括气瓶、质量流量计、本生灯等。通过气体质量流量计(型号: 七星华创 CS200)分别控制燃料气 C_3H_8 (体积分数为 99.99%) 和空气(N_2 和 O_2 的体积比为 3.762 : 1), 充分混合后通入本生灯燃烧。本生灯灯管内径为 10 mm, 能够产生稳定的轴对称本生灯火焰。本生灯放置在三维可移动平台上, 通过调节移动平台可以使得激光聚焦到本生灯火焰的不同位置从

而实现空间分辨测量。其中三维可移动平台的纵向调节精度为 0.1 mm, 横向调节精度为 0.01 mm。

图 2(a)为丙烷层流预混火焰, 从左到右初始预混气的当量比分别是 0.9、1.0、1.45。从图中可以看出恰当量比时火焰最短, 富当量比火焰最长; 火焰都具有本生灯火焰的三层特征结构, 最里面的锥形为初始预混区, 这是由于黏性效应导致的; 锥形面那层明亮的薄层为预混燃烧区, 也称为本生锥面; 本生锥面以外的火焰为第二燃烧区, 这部分已经有环境空气扩散进入参与反应。图 2(b)为图 2(a)中的本生灯火焰三个部分对应的等离子体能量分布图, 相关内容在文中第 3.1 节有详细的分析。

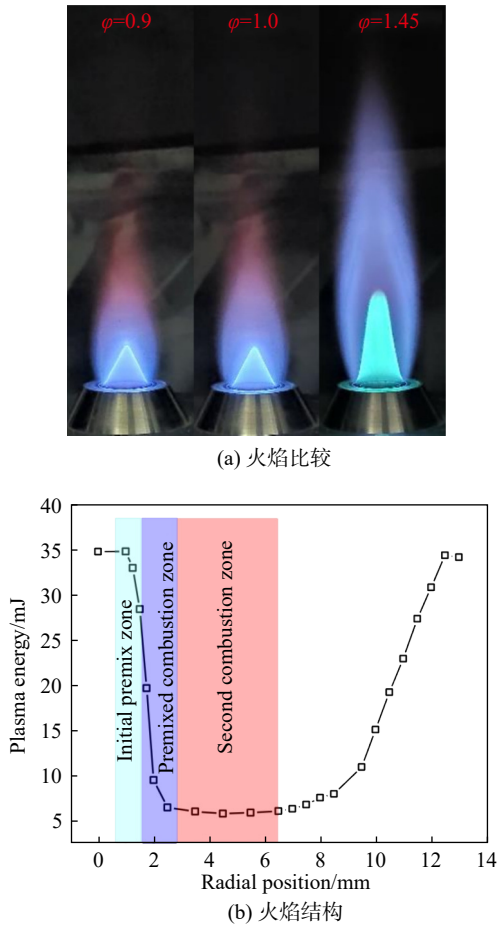


图 2 丙烷本生灯火焰
Fig. 2 Bunsen burner flame of propane

本文研究的为丙烷层流预混火焰, 即丙烷和空气在进入本生灯前已经充分混合。表 1 为本次实验工况, 混合气的流量为 4 L/min, 测量丙烷层流火焰中心剖面在不同高度($H=4.0, 6.5, 9.0$ mm)上不同当量比($\phi=0.9, 1.0, 1.45$)下的温度和局部当量比分布。本文取本生灯口上方 1 mm 为高度

表 1 实验工况表
Table 1 Experimental conditions

流量/(L/min)	高度 H /mm	当量比 ϕ
4	4.0, 6.5, 9.0	0.9, 1.0, 1.45

上的零基点, 这是因为如果激光聚焦点距离灯口较近易把本生灯火焰打灭, 不利于实验进行。

2 实验原理

2.1 当量比标定

元素谱线强度比是和当量比成线性关系的, 通过标定可以对火焰局部当量比进行测量。丙烷特征谱线一般选择 H656 nm、O777 nm、N742.4 nm、N744.2 nm、N746.8 nm。图 3 为本生灯火焰在高度(H)为 6.5 mm 处 H656 与 N742、N744、N746 和 O778 的谱线强度比值(μ)随当量比($\phi=0.9\sim 1.5$)的变化情况, 并进行了线性拟合。由图可知, 四组谱线强度比值与当量比均有比较好的线性关系, 其中 $\mu_{H656/N742}$ 和 $\mu_{H656/N746}$ 线性相关度更优; 而因为光谱仪的限制导致 H656 和 O777 不能同时测量, 线性度也是最差的。

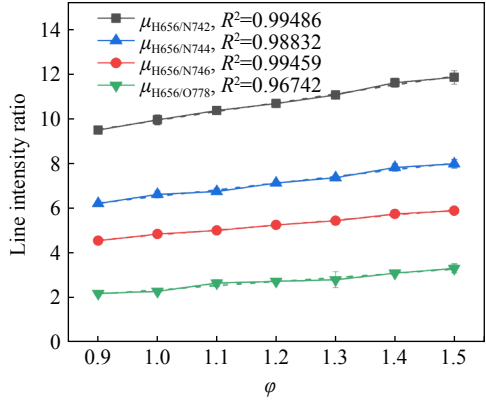


图 3 不同谱线强度比随 ϕ 变化情况($H=6.5$ mm)
Fig. 3 Variation of different line intensities ratio with ϕ ($H=6.5$ mm)

表 2 给出了在不同高度处不同谱线强度比 $\mu_{H656/N746}$ 与当量比线性拟合的线性度 R^2 值。总体来看, 在 $H=4.0$ mm 和 $H=9.0$ mm 处, H656/N742 与当量比的线性相关度降低, 而 $\mu_{H656/N746}$ 具有最大的线性相关度。本文选取 $\mu_{H656/N746}$ 来对丙烷本生灯层流预混火焰当量比进行标定。

因为 H656 谱线强度会受到自吸收效应的影响^[16], 因此本文对于不同的测量高度, 选取不同的标定曲线。图 4 为丙烷本生灯层流预混火焰在不同高度上谱线强度比 $\mu_{H656/N746}$ 随当量比 ϕ 的变化

表 2 谱线强度比值与 ϕ 线性拟合参数
Table 2 Linear fitting parameters of line intensities ratio with ϕ

H/mm	R^2			
	$\mu_{\text{H656/N742}}$	$\mu_{\text{H656/N744}}$	$\mu_{\text{H656/N746}}$	$\mu_{\text{H656/O778}}$
4.0	0.961 19	0.968 91	0.981 13	0.969 34
6.5	0.994 86	0.988 32	0.994 59	0.967 42
9.0	0.970 17	0.987 99	0.982 61	0.826 48

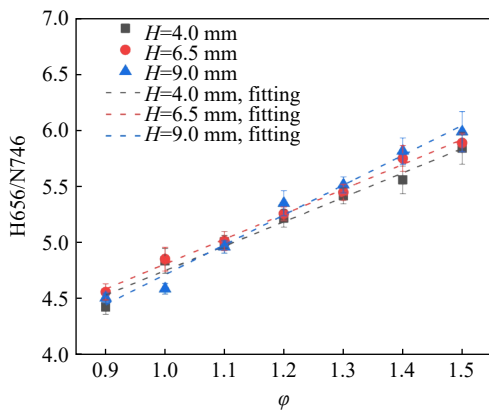


图 4 火焰不同高度上 $\mu_{\text{H656/N746}}$ 随 ϕ 变化曲线和线性拟合

Fig. 4 Variation of $\mu_{\text{H656/N746}}$ with ϕ for different heights and linear fitting

以及线性拟合线。表 3 是三条拟合线的拟合参数(线性度、斜率和截距)。在高度为 4.0、6.5 mm 和 9 mm 处 $\mu_{\text{H656/N746}}$ 随 ϕ 线性拟合的线性度分别为 0.981 13、0.994 59 和 0.982 61, 具有良好的线性关系; 且高度上的拟合直线的斜率和截距相差很小, 表明标定结果可信。

表 3 $\mu_{\text{H656/N746}}$ 与 ϕ 线性拟合参数表
Table 3 Linear fitting parameters of $\mu_{\text{H656/N746}}$ with ϕ

H/mm	R^2	b	a
4.0	0.981 13	2.184 85	2.560 87
6.5	0.994 59	2.228 61	2.575 75
9.0	0.982 61	2.671 72	2.037 59

注: 表中 a 、 b 分别为方程 $y=a+bx$ 的截距和斜率。

2.2 击穿阈值、等离子体能量以及火焰局部温度的关系

当聚焦到火焰中的激光能量达到一定阈值时, 就会击穿气体产生由原子、离子、电子等微粒组成的等离子体。通常击穿气体的阈值($E_{\text{threshold}}$)取决于激光波长、脉冲能量、脉宽、光斑大小等实

验参数。因为电离的实质是分子、原子之间相互碰撞的结果, 所以在相同的入射激光条件下, 阈值和气体压力以及气体组分密切相关。

恒温下, Davis 等^[17]根据实验结果得到了击穿阈值与压力的关系, 可用式(1)表示:

$$E_{\text{threshold}} \propto p^n \quad (n < 0) \quad (1)$$

其中 n 为需实验测量确定的常数, 与实验系统有关; p 为压力。

实际上, 真正影响击穿阈值的是气体密度, 因此 Kiefer 等^[14]提出了一种利用击穿阈值定量测量火焰温度的方法。即在 101 325 Pa, 根据火焰传播热力学理论, 理想气体状态方程是近似成立的。因此式(1)可以改写为式(2):

$$E_{\text{threshold}} = \beta T^\delta \quad (\beta, \delta > 0) \quad (2)$$

其中 β 和 δ 是通过实验标定的常数, 与实验系统(如激光器的参数、装置的空间布置等等)有关, T 表示温度。

气体击穿阈值的测量十分繁琐, 且目前应用较多的半击穿法测量击穿阈值的精度也有待考证。Tian 等^[15]提出了一种用等离子体能量 E_{plasma} 来反映温度的方法。在入射激光脉冲能量一定的情况下, 测量被测火焰下游的残余激光脉冲能量可以得到等离子体能量, 其和温度的关系可以近似用式(3)表示:

$$E_{\text{plasma}} = -\lambda T^\gamma + a \quad (\lambda, \gamma, a > 0) \quad (3)$$

其中参数 λ 和 γ 可以通过实验测量确定; a 为常数。

为了进一步探索验证等离子体能量和气体击穿阈值的关系, 在当量比 $\phi=1.1$, 高度 $H=4.0$ mm 对丙烷层流预混火焰径向上的击穿阈值和等离子体能量就行了测量。击穿阈值测量方法如图 5 所示。在激光脉冲能量较低时, 入射激光能量和残余的激光能量是线性关系(图 5 中虚线)。随着激光入射能量增加到某值附近, 激光残余能量会急剧减小。这是因为气体分子被击穿吸收了激光的能量, 导致残余能量减小。本文选取偏离线性关系最小的入射能量作为击穿阈值(图 5 中实心点)。等离子体能量是根据激光入射能量和激光残余能量的差值得到。因为激光器出射的能量不可避免地会出现上下波动, 将激光器射出的激光脉冲能量视作恒定是不可取的。本文的激光入射能量(聚焦镜和火焰之间的激光能量)是根据分光比和分光镜处能量计测得的能量计算得到。因此每一

次等离子击穿对应唯一的激光入射能量和残余能量,完全避免了激光器出射能量在设定值上下波动的问题。击穿阈值的测量是同步进行的,即在每一个工况点上测完击穿阈值后,将激光器参数调成固定参数(1 000 V, 80 mJ)对该点的等离子体能量进行测量,且每个工况点测量 50 次取平均值。

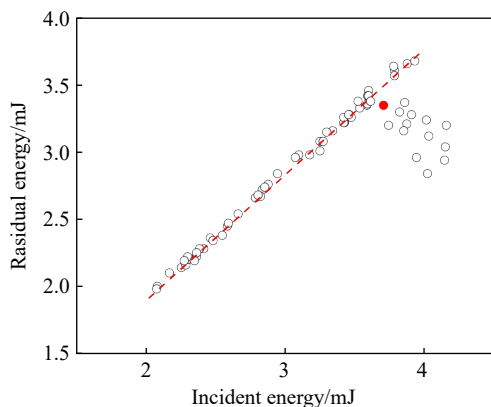


图 5 入射能量和出射能量关系图

Fig. 5 Relationship between incident energy and residual energy

图 6 为当量比 $\varphi=1.1$, $H=4.0$ mm 丙烷层流预混火焰径向上的击穿阈值和等离子体能量分布情况。图中等离子体能量和击穿阈值的趋势走向完全相反。图中虚线给出了两者的关键转折点,可以发现是一致的。这说明利用式(3)来反应本生灯火焰的温度场趋势是可行的。

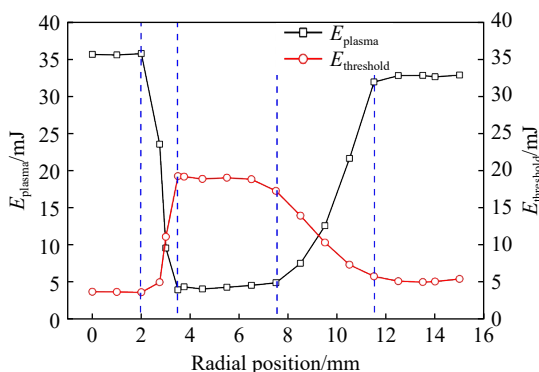


图 6 $E_{\text{threshold}}$ 与 E_{plasma} 的径向分布曲线($\varphi=1.1$, $H=4.0$ mm)

Fig. 6 Radial distribution of $E_{\text{threshold}}$ and E_{plasma}
($\varphi=1.1$, $H=4.0$ mm)

此外,为了说明等离子体能量和当量比的关系,测量了在不同入射激光脉冲能量 E_{laser} 下等离子体能量随当量比的变化关系,如图 7 所示。结果发现当当量比发生变化时,等离子体能量并未发现变化。这说明等离子体能量与组分关系不大。

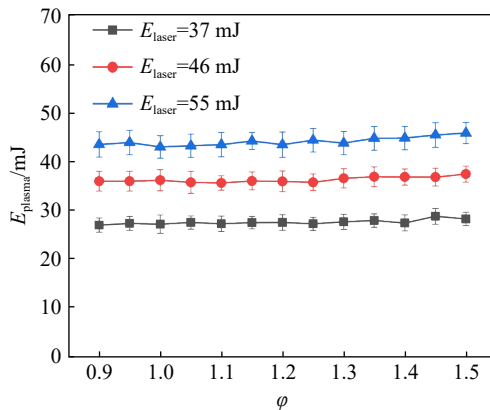


图 7 E_{plasma} 和 φ 的关系

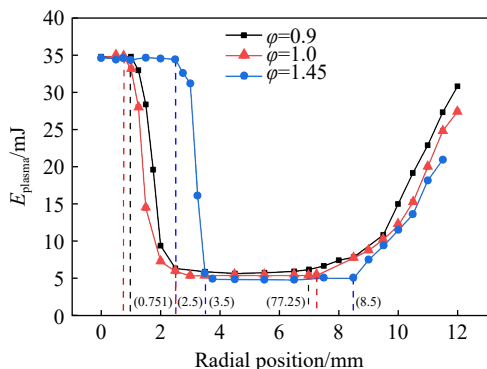
Fig. 7 Relationship between E_{plasma} and φ

3 结果与讨论

3.1 层流预混火焰温度空间分布趋势研究

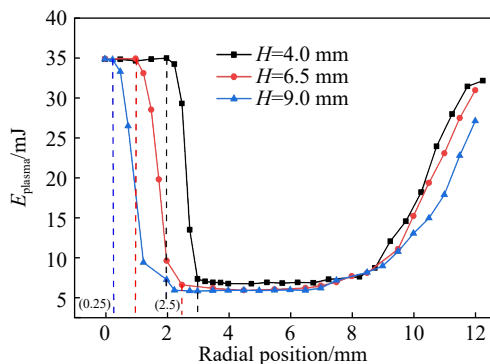
根据文中第 2.2 节介绍的方法,用等离子体能量来反映丙烷层流预混火焰的温度分布趋势。图 8 测量了在同一高度不同当量比($\varphi=0.9, 1.0, 1.45$)下丙烷预混火焰的等离子体能量在火焰中心剖面的径向分布。由图可知,等离子体能量在靠近中心轴线处基本不变。也就是说在初始预混区,温度较低且基本上没有温度梯度。这表明在这部分预混燃烧区丙烷预混气没有发生反应。然后等离子体能量有一个突降的过程,说明在这个区域,温度上升且温度梯度较大。很显然这个区域是化学反应发生的主要场所,剧烈的化学反应和强烈的传热传质造就了较高的火焰温度梯度。随后维持一段等离子体能量基本不变的距离,这部分为丙烷层流火焰的高温区。这部分已经不再是预混区域,因为有空气扩散进入火焰与在预混燃烧区未参与反应的丙烷发生反应。这个区域的热量可能来源于三个部分,一部分来自于预混燃烧区,剩下的来自于未燃气分别与实验通入的氧气和环境扩散进入的氧气反应放热。高温区过后,随着距离中心轴线的距离增大,等离子体能量逐步上升。说明这部分温度开始以相对较小的温度梯度下降。

对图 8 中不同当量比下丙烷本生灯层流预混火焰的结构进行比较。发现初始丙烷预混气当量比 $\varphi=0.9, 1.0, 1.45$ 的预混燃烧区的宽度分别为 1.5 mm(1~2.5 mm)、1.75 mm(0.75~2.5 mm)、1 mm(2.5~3.5 mm)。而且就预混燃烧区位置来讲,当量比为 1.0 时预混燃烧区的位置最靠近火焰中心轴线,当量比为 1.45 时预混燃烧区的位置距离

图8 E_{plasma} 在 $H=6.5$ mm 处不同 ϕ 的径向分布Fig. 8 Radial distribution of E_{plasma} at $H=6.5$ mm with different ϕ

轴线位置最远。在高温区,富当量比温度最高,贫当量比温度最低。这是因为经过预混燃烧区后,富当量比下在预混燃烧区未参加反应的丙烷更多。在第二燃烧区与环境扩散进入的气进行反应放热。

图9为初始预混气当量比为0.9时,丙烷层流预混火焰中心剖面在不同高度上($H=4.0, 6.5, 9.0$ mm)等离子能量径向分布情况。由图可知,测量位置越高,预混燃烧区的位置越靠近火焰中心轴线。这是因为本生灯火焰本身就是一个锥形的。就预混燃烧区的厚度而言, $H=4.0, 6.5, 9.0$ mm处的预混燃烧区的厚度分别为1 mm(2~3 mm)、1.5 mm(1~2.5 mm)、1.75 mm(0.25~2 mm)。换句话说,高度越高预混燃烧区的厚度就越大。

图9 E_{plasma} 在当量比 $\phi=0.9$ 不同高度上的径向分布Fig. 9 Radial distribution of E_{plasma} at $\phi=0.9$ with different heights

3.2 光谱分析

为了进一步了解丙烷本生灯层流预混火焰,对火焰的谱线数据进行分析十分有必要。图10(a)为当量比为0.9时在火焰中心轴线不同高度上的击穿光谱图。由图可见,随着高度的升高,H、N和O的谱线强度是减小的。就H656分析,在

$H=4.0, 6.5, 9.0$ mm处的7次累加谱线强度值(counts)分别为 3.42×10^5 、 3.33×10^5 和 1.44×10^5 。可见随着高度的增加并不是线性减小的,高度 $H=4.0$ mm和6.5 mm处氢的谱线强度差不多,而 $H=9.0$ mm处却不到前两者的50%。N和O的特征也具有类似的特征。这是因为随着高度的增加,预混燃烧区的位置越靠近中心轴线且越厚;在 $H=9.0$ mm处中心轴线已经位于预混燃烧区。图10(b)为 $H=4.0$ mm处火焰中心轴线在不同当量比下的击穿光谱图。结果显示,随着当量比的减小,H的谱线强度减小但幅度不大;N和O的谱线强度随着当量比的增加而稍减小。

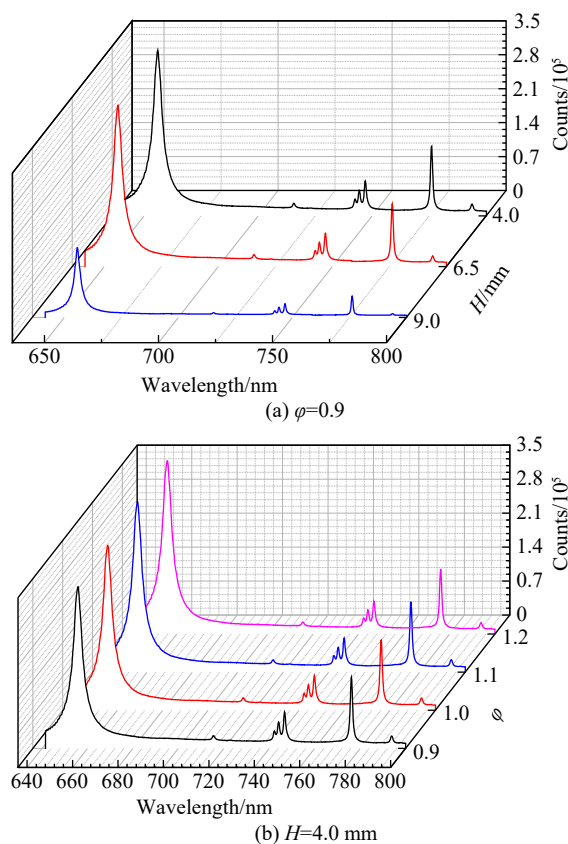
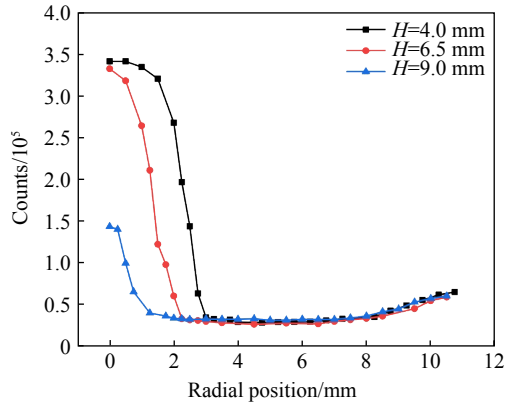
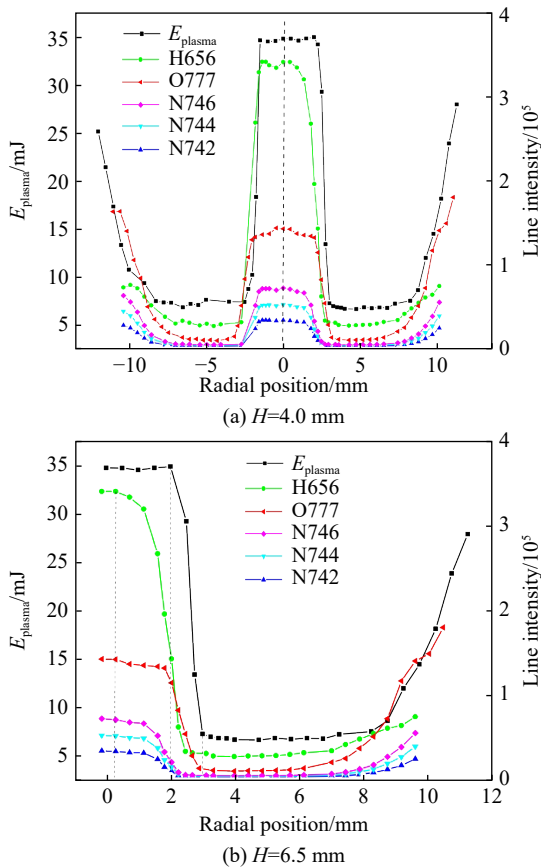
图10 不同高度不同 ϕ 下的击穿光谱图Fig. 10 Breakdown spectra with different heights and different ϕ

图11是在 $\phi=0.9$ 不同高度上H656谱线强度的径向分布。谱线强度的趋势和图9中等离子体能量的径向分布基本一致。进一步证明了随着高度增加,预混燃烧区的位置越靠近中心轴线且厚度越厚。在高温区段,H656的特质峰值强度在各高度上差不多且都较小;这是因为在贫当量比下大部分反应都是在预混燃烧区进行的。

图12(a)为 $\phi=0.9, H=4.0$ mm条件下测得的各元素谱线强度全径向分布。无论是等离子体能量

图 11 不同高度上 H656 谱线强度径向分布($\varphi=0.9$)Fig. 11 Radial distribution of line intensities of H656 with different heights ($\varphi=0.9$)

还是各个元素的谱线强度都是呈对称分布的, 本生灯火焰的温度场和体积分数场为轴对称分布的。从图中可以看出各个元素(H656、O777、N742、N744 和 N744)谱线强度径向分布规律基本相同且和等离子体能量分布类似。这说明击穿阈值以及等离子体能量和粒子体积分数是息息相关的。图 12(b)为 $\varphi=0.9$, $H=6.5$ mm 条件下测得各元

图 12 各元素谱线强度径向分布($\varphi=0.9$)Fig. 12 Radial distribution of lines intensities of different elements ($\varphi=0.9$)

素谱线强度半径向分布。由图可见, 分布趋势和 $H=4.0$ mm 基本一致, 并不随高度发生变化; 与文中第 3.1 节的结果相同。

3.3 层流预混火焰当量比空间分布研究

根据文中第 2.1 节介绍的方法, 对火焰的局部当量比 φ_{local} 进行了测量。图 13(a)为初始混合当量比 $\varphi_{\text{local}}=0.9$ 的丙烷层流预混火焰在不同高度上的局部当量比径向分布情况; 图 13(b)为高度 $H=6.5$ mm 处不同初始预混当量比下局部当量比分布情况; 图中虚线与图 9 和图 8 中的虚线对应, 表示预混燃烧区的位置。

由图 13(a)和图 13(b)可知, 局部当量比先保持初始混合当量比, 然后突然快速升高和下降; 在高温区缓慢下降, 直到高温区结束后快速下降到接近于 0。令人意外的是, 在预混燃烧区局部当量比大于初始混合当量比, 且在不同高度下和不同当量下测得的结果趋势一致, 这个现象和文献 [15] 中的结果相符。实际上, 局部当量比不应该出现这样的突起。这是因为粒子密度、火焰温度等因素导致氢氮谱线强度的变化。根据 Zhang 等 [18] 研究发现, 压力一定时, 温度升高会降低气

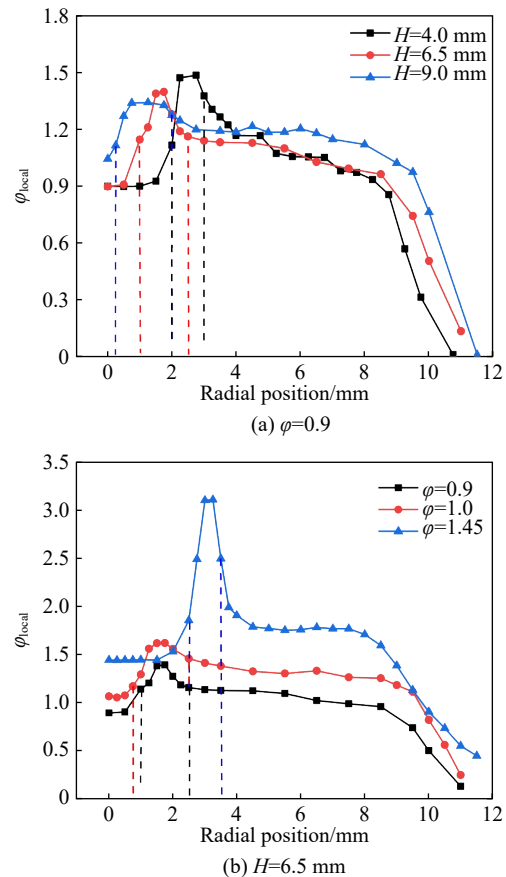


图 13 局部当量比径向分布情况

Fig. 13 Radial distribution of local equivalence ratio

体密度,从而使得谱线强度比值增大。但是目前关于气体密度对谱线强度比值的具体影响机理还不很清楚。此外,谱线强度受自吸收效应影响,尤其是 H656^[16,19]。基态原子对激发态原子的辐射能产生吸收的几率与基态原子数是正相关的,而吸收率增大会导致自吸收更严重。本文使用中心轴线上的点进行标定,因此在预混燃烧区 and 高温区,由于温度较高导致粒子体积分数较低。因此,在预混燃烧区 and 高温区, H 自吸收效应减少而导致 H/N 谱线强度比值偏大。

4 结 论

本文通过搭建的高精度高分辨式的 LIBS 测量实验台架,分析研究了丙烷层流预混火焰的空间结构。

1) 验证了丙烷层流火焰的击穿阈值、等离子体能量与火焰局部温度的关系,通过测量预混火焰的等离子体能量的空间分布,得到了火焰的空间结构,发现预混燃烧区的厚度随着高度是增加的。

2) 通过对丙烷层流预混火焰的光谱进行分析,发现 H、N、O 元素的谱线强度在径向上的变化趋势和等离子体能量的变化趋势是一样的,进一步验证了粒子体积分数是影响等离子体能量的主要因素。

3) 通过对 H656/N746 谱线强度比值进行标定,得到了丙烷层流预混火焰得局部当量比的空间分布,发现预混燃烧区处的局部当量比突然升高的现象,这是由于元素的自吸收效应导致的。

参考文献:

- [1] BARLOW R S, CARTER C D. Raman/Rayleigh/LIF measurements of nitric oxide formation in turbulent hydrogen jet flames[J]. *Combustion and Flame*, 1994, 97(3/4): 261-280.
- [2] 刘晶儒, 胡志云, 张振荣, 等. 激光光谱技术在燃烧流场诊断中的应用[J]. *光学精密工程*, 2011, 19(2): 284-296.
LIU Jingru, HU Zhiyun, ZHANG Zhenrong, et al. Laser spectroscopy applied to combustion diagnostics[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2011, 19(2): 284-296. (in Chinese)
- [3] SINGH S, MARK P B, ROLF D R. Mixing and flame structures inferred from OH-PLIF for conventional and low-temperature diesel engine combustion[J]. *Combustion and Flame*, 2009, 156(10): 1898-1908.
- [4] DONG H, SATIJA A, GOREJAY P, et al. Experimental study of CO₂ diluted, piloted, turbulent CH₄/air premixed flames using high-repetition-rate OH PLIF[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 193: 145-156.
- [5] KUENNE G, SEFFRIN F, FUEST F, et al. Experimental and numerical analysis of a lean premixed stratified burner using 1D Raman/Rayleigh scattering and large eddy simulation[J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(8): 2669-2689.
- [6] QU Zhechao, HOLMGREN P, SKOGLUND N. Distribution of temperature, H₂O and atomic potassium during entrained flow biomass combustion-coupling in situ TDLAS with modeling approaches and ash chemistry[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 188: 488-497.
- [7] MATTHIAS M S, SCHULZ S, STELZNER B. Determination of temperature and water-concentration in fuel-rich oxy-fuel methane flames applying TDLAS[J]. *Combustion and Flame*, 2020, 214: 336-345.
- [8] HYUNG M J, JOHN H K, LEE S H. Towards simplified monitoring of instantaneous fuel concentration in both liquid and gas fueled flames using a combustor injectable LIBS plug[J]. *Energy*, 2018, 160: 225-232.
- [9] KIM J H, LEE S H, DO H, et al. Instantaneous monitoring of local fuel concentration in a liquid hydrocarbon-fueled flame using a LIBS plug[J]. *Energy*, 2017, 140(1): 18-26.
- [10] WU Yue, GRAGSTON M, ZHANG Zhili. High-pressure 1D fuel/air-ratio measurements with LIBS[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 198: 120-129.
- [11] PHUOC T X, WHITE F P. Laser-induced spark for measurements of the fuel-to-air ratio of a combustible mixture[J]. *Fuel*, 2002, 81(13): 1761-1765.
- [12] STAVROPOULOS P, MICHALAKOU A, SKEVIS G, et al. Laser-induced breakdown spectroscopy as an analytical tool for equivalence ratio measurement in methane-air premixed flames[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2005, 60(7): 1092-1097.
- [13] LEE T W, HEGDE N. Laser-induced breakdown spectroscopy for in situ diagnostics of combustion parameters including temperature [J]. *Combustion and Flame*, 2005, 142(3): 314-316.
- [14] KIEFER J, JOHANNES W T. Laser-induced breakdown flame thermometry[J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(12): 3576-3582.
- [15] TIAN Zhaohua, DONG Meirong. Spatially resolved laser-induced breakdown spectroscopy in laminar premixed methane-air flames[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2017, 136: 8-15.
- [16] WOOD R W. Self-reversal of the red hydrogen line[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1926, 2(10): 876-880.
- [17] DAVIS J P, SMITH A L. Laser-induced plasma formation in Xe, Ar, N₂, and O₂ at the first four Nd: YAG harmonics[J]. *Applied Optics*, 1991, 30: 4358-4364.
- [18] ZHANG Z, HUANG S. Influence of the pressure and temperature on laser induced breakdown spectroscopy for gas concentration measurements[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2019, 155: 24-33.
- [19] SURMICK D M, PARIGGER C G. Electron density determination of aluminium laser-induced plasma[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2015, 48(11): 115701.1-115701.6.

(编辑: 陈越)