

碳氢燃料超声速燃烧分区实验研究¹⁾

孟凡钊 *,[†] 周芮旭 *,[†] 李忠朋 *,[†] 连欢 *,²⁾

*(中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

[†](中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘要 高保真度空天发动机数值模拟通常基于快速化学反应火焰面假设, 即超声速燃烧反应的特征尺度小于湍流 Kolmogorov 尺度, 该模型方法对于氢气燃料仿真计算结果较好, 但对于乙烯等碳氢燃料仍需进一步研究。受限于极端环境特种非接触测量技术, 目前尚未见超声速燃烧火焰分区判别的实验研究, 导致目前超声速燃烧火焰面模型适用性以及分区燃烧物理模型认识不清, 进而也制约了数值发动机技术发展。本工作基于自主研发的 MHz 发动机内窥光纤传感器, 针对单边扩张双模态冲压发动机超声速燃烧火焰分区开展实验研究, 通过化学自发光信号的最小香农熵定义超声速燃烧的特征时间 τ_{sc} , 根据理论方法和来流工况估算超声速燃烧的流动特征时间, 结合分区燃烧理论分析了双模态超燃冲压发动机内碳氢燃料燃烧的分区情况。通过燃烧分区情况以及与泰勒尺度的比较结果, 验证了碳氢燃料超燃冲压发动机典型飞行条件下燃烧室内超声速燃烧处于旋涡小火焰区域 ($Re \approx 50000$; $Da \in 1.80\text{--}2.60$, B 区), 多尺度湍流涡结构发挥重要作用, 并随着相对于泰勒尺度的不同大小, 分别对应了不同尺度的涡结构主导该过程。同时给出了当量比、通量比以及来流马赫数对燃烧特征时间的影响规律。实验发现, 在一定范围内随着当量比增加燃烧逐渐增强, 并且增强效果明显强于通量比的影响; 而通量比的变化会使得燃烧出现分岔等情况; 来流马赫数的变化对于燃烧的影响效果更为明显, 也表明了宽域来流影响作用机制是未来宽域湍流燃烧理论研究的重要方向。

关键词 超声速燃烧, 香农熵, 燃烧特征时间, 燃烧分区

中图分类号: O354.4, O354.7 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-21-686

EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE REGIMES OF HYDROCARBON SUPersonic COMBUSTION¹⁾

Meng Fanzhao *,[†] Zhou Ruixu *,[†] Li Zhongpeng *,[†] Lian Huan *,²⁾

* (State Key Laboratory of High Tempera Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

[†] (School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract Numerical simulations of high-fidelity aerospace engines are usually based on the rapid chemical reaction flame surface assumption, that is, the characteristic scale of supersonic combustion reaction is smaller than the turbulent Kolmogorov scale. This model method has good simulation results for hydrogen fuel, but further research is needed for hydrocarbon fuels such as ethylene. Limited by the extreme environment special nonintrusive measurement techniques, experimental investigations on the discrimination of supersonic combustion flame mode have not been presented in literature. The applicability of the supersonic combustion flame surface model and understandings of the regimes of

2021-12-27 收稿, 2022-04-17 录用, 2022-04-17 网络版发表。

1) 国家自然科学基金资助项目 (91941104, 11872366).

2) 连欢, 研究员, 主要研究方向: 空天发动机、湍流燃烧。E-mail: hlian@imech.ac.cn

引用格式: 孟凡钊, 周芮旭, 李忠朋, 连欢. 碳氢燃料超声速燃烧分区实验研究. 力学学报, 2022, 54(6): 1533-1547

Meng Fanzhao, Zhou Ruixu, Li Zhongpeng, Lian Huan. Experimental investigation on the regimes of hydrocarbon supersonic combustion. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2022, 54(6): 1533-1547

supersonic combustion restricts the development of high fidelity numerical simulation methods. Based on the in house designed MHz endoscope optical fiber sensor, experiments are designed to study the regimes of supersonic combustion of a dual-mode scramjet combustor. The minimum Shannon entropy of the chemiluminescence signal is used to define the characteristic time of supersonic combustion. The flow characteristic time of supersonic combustion is estimated according to the theoretical method and the incoming flow conditions. Combined with the partition combustion theory, the partition situation of hydrocarbon fuel combustion in a dual-mode scramjet is analyzed. Through combustion zoning and comparison with Taylor scale .The data presented in this paper suggests the supersonic combustion in the vortex framelet regime in a typical flight envelope ($Re \approx 50000$; $Da \in 1.80-2.60$, B zone), suggesting the strong influence of turbulence, With different sizes relative to the Taylor scale, vortex structures corresponding to different scales dominate the process. In addition, parametric evaluation on the influence of equivalence ratio, flux ratio and Mach number during a simulated acceleration is presented in this paper. The experiment found that the combustion gradually increased with the increase of the equivalence ratio within a certain range, and the enhancement effect was obviously stronger than that of the flux ratio; the change of the flux ratio would cause the combustion to bifurcate; the change of the incoming Mach number was important for The effect of combustion is more obvious, and it also shows that the effect mechanism of incoming flow is an important direction for future research on turbulent combustion theory.

Key words supersonic combustion, Shannon entropy, combustion characteristic time, combustion regime

引言

超燃冲压发动机燃烧室内氧化剂与燃料需要在极高速来流条件下实现高效掺混与稳定燃烧. 双模态冲压发动机燃烧室内影响发动机工作性能的流动过程, 通常认为是亚燃工作模态下的预燃激波串结构以及超燃工作模态下的超声速剪切流动结构^[1-2]. 双模态冲压发动机燃烧室内的超声速燃烧与流动耦合问题通常主要关注凹腔结构大尺度涡结构, 形成低速回流区稳定火焰燃烧. 以及超声速横向射流诱发涡结构, 形成气动反压减速来流, 形成尾迹低速区稳定火焰燃烧^[3-4]. 以上几种流动以及流动与燃烧的耦合作用由于对双模态冲压发动机性能作用明显, 近几十年研究较为充分^[5-10].

然而可压缩湍流场的时空多尺度特性以及与超声速燃烧的多尺度耦合关系是超声速燃烧更为本质的基本科学问题. 受限于实验设备和测试技术, 目前尚未见到相关实验研究, 主要采用数值模拟与理论结合的方式^[11-17] 开展研究. 但由于对超声速燃烧本质基本科学问题的认识不清, 制约了数值发动机技术和发动机研制水平的发展. 由此, 构成了本文关注的基本科学问题.

超声速湍流燃烧复杂的相互作用通常在多特征尺度范围内均存在, 使得超声速湍流燃烧问题难以解耦和简化. 一方面, 燃烧情况受到湍流涡的干扰, 导致燃烧特性的改变, 如火焰形状和火焰面厚度等;

另一方面, 由于燃烧释热导致压力和局部流体性质的变化, 如密度、黏度和扩散系数等导致湍流场的结构和动力学性质的改变. Borghi^[18] 通过理论分析与实验方法相结合的方式提出了完全预混条件下的燃烧分区理论, 对上述耦合过程进行了有效简化, 奠定了湍流燃烧研究的基础. 文献 [19] 将燃烧分区理论扩展到了超声速部分预混燃烧情况, 给出了火焰分区的判别方法.

在不可压缩完全预混湍流燃烧模型中, 常用以下五个参数来表征火焰分区: l_k/δ_l , L_0/δ_l , Re , Da , v'/S_l , 其中 L_0 为湍流的积分尺度, l_k 为湍流耗散尺度, δ_l 为火焰面厚度, v' 为湍流脉动速度, S_l 为层流火焰速度. 这些参数划分了三种不同的火焰分区: 分布反应、皱纹层流火焰和波纹火焰. 此外, 在湍流中还有一个重要的尺度参与了火焰分区的划分, 即泰勒尺度 l_λ , 介于积分尺度和耗散尺度之间. 这些参数之间的关系为

$$Re = \frac{\rho v' L_0}{\mu} \quad (1)$$

$$Da = \frac{t_{\text{flow}}}{t_{\text{chem}}} = \frac{L_0/v'}{\delta_l/S_l} = \frac{L_0 S_l}{\delta_l v'} \quad (2)$$

$$L_0/l_k = Re^{3/4} \quad (3)$$

$$L_0/l_\lambda = Re^{1/2} \quad (4)$$

其中, μ 为动力黏度, t_{flow} 为流动的特征时间, t_{chem} 为

燃烧的特征时间, 由湍流雷诺数 Re 和丹姆克尔数 Da 关系可知

$$\frac{\nu'}{S_l} = Re \left(\frac{L_0}{\delta_l} \right)^{-1} = \frac{1}{Da} \frac{L_0}{\delta_l} \quad (5)$$

将湍流雷诺数 Re 和丹姆克尔数 Da 之间的关系作图即可得到典型的燃烧火焰分区图^[19], 如图 1 所示, 根据火焰面厚度与湍流尺度相对大小将火焰分区划分为以下三种。

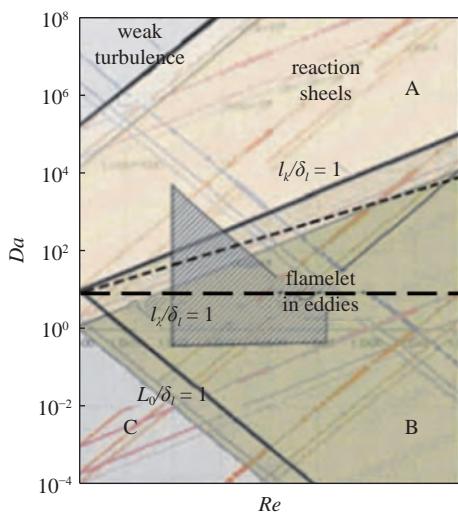


图 1 Ingenito 等给出的火焰分区分布

Fig. 1 Flame mode distribution given by Ingenito

(1) 褶皱层流火焰区域, 位于 A 区域, 此时火焰面厚度小于湍流耗散尺度, 燃烧在很薄的区域进行, 以快速化学反应为主。

(2) 旋涡小火焰区域, 位于 B 区域, 此时火焰面厚度在湍流积分尺度与耗散尺度之间, 超声速燃烧一般均发生在该区域。在 B 区域, 湍流场涡结构不仅对火焰面厚度和形状有影响, 对局部输运现象也会造成不同程度的影响, 具体与飞行条件有关。 Da 较大时, 火焰面厚度小于泰勒尺度, 此时为快速化学反应, 湍流场小涡结构起到主导作用, 称为 B1 区域。而 Da 较小时, 火焰面厚度大于泰勒尺度, 此时为慢速化学反应, 湍流场大涡结构起到主导作用, 称为 B2 区域。而快慢化学反应的分界线主要与泰勒尺度有关, 在低马赫数情况下, 刚好对应于 $Da = 1$, 但随着 Ma 增加, 可压缩性影响逐渐增强, 该分界线会随之上移^[19], 约为 $1 + 2Ma^2$ 。

(3) 分布反应区域, 位于 C 区域, 此时火焰面厚度大于湍流积分尺度, 所有的湍流特征尺度都在反应区, 该区域燃烧受湍流影响最大。

超声速湍流燃烧数值模拟通常基于输运 PDF (probability density function) 模型^[20]、火焰面模型^[21-22]、条件矩模型^[23-24]、线性涡模型^[25]等模型假设和方法。由于对超声速湍流燃烧基本科学问题认识不清, 每种模型的适用性不明确因此存在一定的局限性。设定型 PDF 由于不能准确估算化学反应源项的高阶关联量导致存在一定的计算误差^[26], 同时湍流燃烧过程中涉及了多时空尺度以及多组分化学反应问题导致系统复杂度与计算量的激增, 基于输运 PDF 模型的超声速湍流燃烧高保真数值计算由于依赖于混合模型以及采用 Monte-Carlo 方法而计算量巨大, 需要至少千万量级的网格数^[12,27]。由于相对具有较快的计算速度, 火焰面模型应用更为广泛, 其模型计算量并不随着化学反应系统复杂度的增加而明显增大。目前, 基于火焰面模型的超声速燃烧数值模拟^[21-22,28], 通过数值模拟以及 Chemkin 软件等对流动和燃烧时间尺度进行估算来判别火焰分区, 通常进行小火焰模型假设, 以扩散火焰为主, 以高丹姆克尔数 Da 为主要特征^[11-17,29-30]。超声速燃烧反应的特征尺度小于湍流 Kolmgorov 耗散尺度, 受到湍流场的影响较小, 在燃烧反应区内主要考虑分子扩散与化学反应的动态平衡。而由于碳氢燃料多步化学反应与流场燃烧场耦合较为复杂, 因此上述火焰面模型研究多以氢气燃料为主, 文献 [26,28] 等研究表明氢气燃料的超燃冲压发动机, 其燃烧过程中主要为扩散火焰, 输运过程以分子扩散为主, 湍流影响有限。对于碳氢燃料燃烧分区的数值仿真研究相对较少, 其中李晓鹏等^[31]等开展的碳氢燃料仿真结果表明, 碳氢燃料超声速燃烧不仅是分子扩散主导输运过程, 湍流影响不可忽略。

综上所述, 目前对超声速燃烧火焰面模型适用性以及分区燃烧物理模型认识不足, 并且受限于实验设备和测试技术尚未见到相关实验研究。本工作基于自主研发的 MHz 发动机内窥光纤传感器, 针对单边扩张双模态冲压发动机超声速燃烧火焰分区开展实验研究, 通过化学自发光信号的最小香农熵定义超声速燃烧的特征时间 t_{chem} , 结合 Sutherland 理论^[32], 对燃烧室内燃烧分区进行判别, 验证了碳氢燃料超燃冲压发动机典型飞行工况下燃烧室内超声速燃烧处于旋涡小火焰区域 ($Re \approx 50000$; $Da \in 1.80-2.60$, B 区), 湍流发挥重要作用, 并给出了当量比、通量比以及马赫数对燃烧特征时间的影响规律。

1 实验方法

1.1 超声速燃烧直连实验台

中国科学院力学研究所研制的连续变马赫数直连实验台主体由流量动态调节气源、可调加热器、可调喷管以及实验段组成^[33]。图 2 为示意图。通过压力调节阀实现空气、氢气、氧气流量动态调节，采用环形多孔喷注中心燃烧的烧氢补氧方式对来流进行加热，通过气源流量动态调节实现加热器内模拟总温总压实时可调，可调喷管型面按照高低马赫数双设计点非对称方法设计，由机电伺服机构驱动改变喉道面积实现模拟飞行马赫数实时调节。可调加热器和可调喷管均采用水冷热防护。流量动态调节气源、可调加热器、可调喷管通过 PLC 工业控制系统进行精确时序控制，接受实验控制台操作指令，并根据指令执行流量调节、伺服机构运动等相应动作，同时具有实验台主体气源压力、直连台双螺柱安装型推力传感器数据采集和处理能力。实验台模拟最大气体流量 2.5 kg/s，最高总温 1900 K，最高总压 4 MPa，最长工作时间 30 s，模拟飞行马赫数范围 4.5~6.5。实验段为截面为 80 mm×40 mm 的等截面隔离段和单边扩张双凹腔燃烧室模型，其中隔离段长度为 337 mm，燃烧室模型下壁面扩张角为 2°，凹腔位于隔离段入口下游 447 mm 处，长度为 65 mm，深度为 17 mm，倾角为 22.5°。凹腔上游 60.5 mm 安装乙烯喷块。此外，凹腔底部安装火花塞辅助点火。

本文报告的实验全部使用气态乙烯燃料，具体实验工况如表 1 所示。主要涵盖了三种实验条件的变化，当量比 Φ 、动量通量比 J 以及来流马赫数 Ma 。通过乙烯喷注压力实现燃料质量流量和当量比 Φ 调节；同时采用了三种不同孔径的燃料喷孔，实现相同质量流量（当量比 $\Phi = 0.17$ ）条件下，燃料动量通量比 J 的变化；除以上定常实验以外，通过改变喉道面积，模拟了来流马赫数 Ma 动态变化的加速上行模拟实验。

本次地面模拟实验，前五种工况为定常实验，燃烧室入口马赫数 $Ma = 2.8$ ，实验有效时间为 2 s。一组变马赫数加速上行的非定常实验，燃烧室入口马赫数 $Ma = 2.5 \sim 2.8 \sim 3.0$ 线性变化，实验有效时间为 7 s。全部实验均是总温 1475 K、总压 1678 K，加热气体总流量 1379 g/s。

首先分析并判别本次六组实验工况的燃烧模态

表 1 实验工况

Table 1 Experimental conditions

Number	Φ	J	Ma
1	0.10	2.94	2.8
2	0.13	3.82	2.8
3	0.17	4.92	2.8
4	0.17	5.04	2.8
5	0.17	4.01	2.8
6	0.10~0.17	3.27~4.47	2.5~3.0

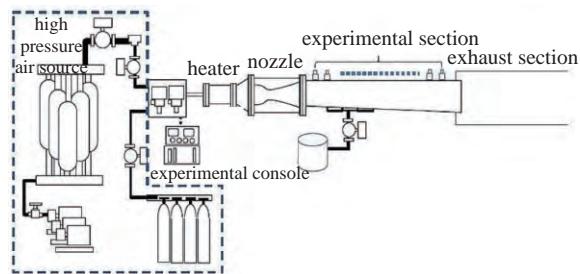


图 2 直连式超声速燃烧实验台示意图

Fig. 2 Schematic diagram of direct connected supersonic combustion test bench

情况，在此基础上展开本文的主要研究内容，即超声速燃烧特征时间的分析。前五种工况定常实验中间时刻以及加速上行实验不同时刻的沿程压力分布和一维马赫数分布如下图所示。其中，图 3 及图 4 表示通过改变乙烯燃料喷注压力，实现燃料质量流量和当量比调节，实现由工况 1 超燃工作模态向工况 3 亚燃工作模态的转变。

图 5 及图 6 表示三种不同孔径的喷孔，实现相同质量流量（当量比 $\Phi = 0.17$ ）条件下，燃料动量通量比的变化，可见在与当前燃烧室构型组合条件下，高

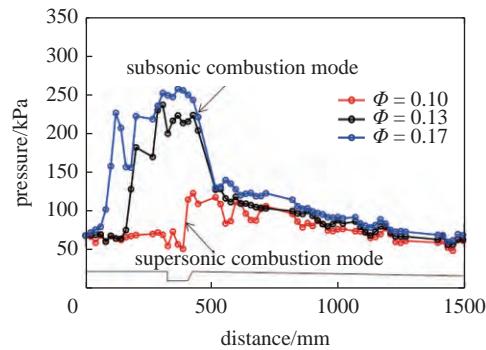


图 3 当量比变化时沿程压力分布

Fig. 3 Pressure distribution along the model of different stoichiometric ratios

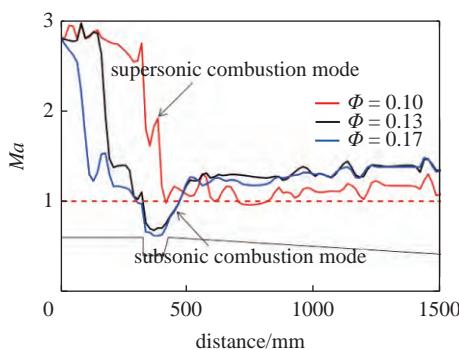


图4 当量比变化时一维沿程马赫数分布

Fig. 4 One-dimensional Mach number distribution along model of different stoichiometric ratios

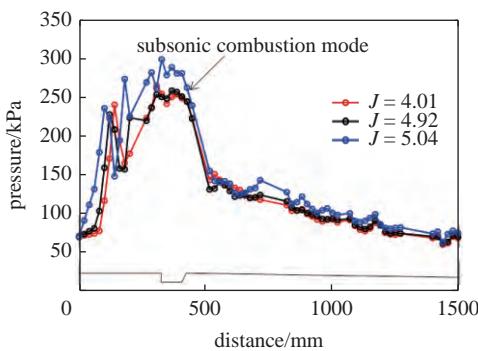


图5 动量通量比变化时沿程压力分布

Fig. 5 Pressure distribution along the model of different momentum flux ratios

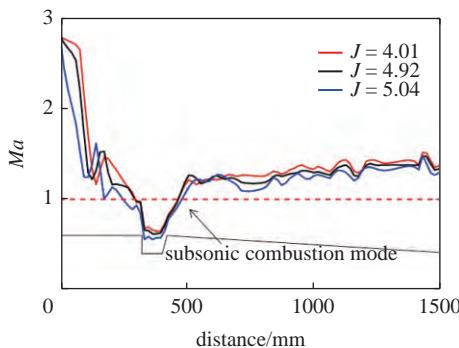


图6 动量通量比变化时一维沿程马赫数分布

Fig. 6 One-dimensional Mach number distribution along model of different momentum flux ratios

通量比通过实现增强混合提高了释热量。通过不同当量比和通量比对比可以发现,当量比的变化显著影响释热,通量比变化对释热存在的影响有限。

加速上行实验结果如图7和图8所示,受马赫数变化的影响,不同时刻的沿程压力以及马赫数变化较小,均处于亚燃模态。本文对于超声速燃烧火焰分区的判断基于此六组具有代表性的实验,定量分析共性的燃烧特征时间和火焰分区实验规律。

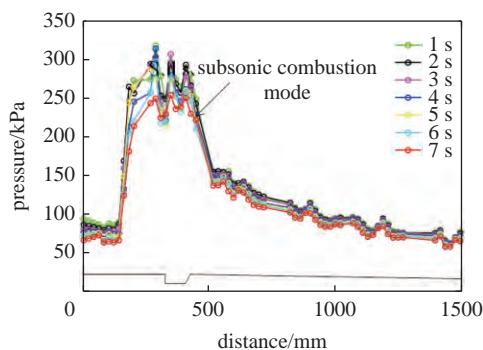


图7 加速上行飞行轨迹沿程压力分布

Fig. 7 Pressure distribution along the model of acceleration experiment

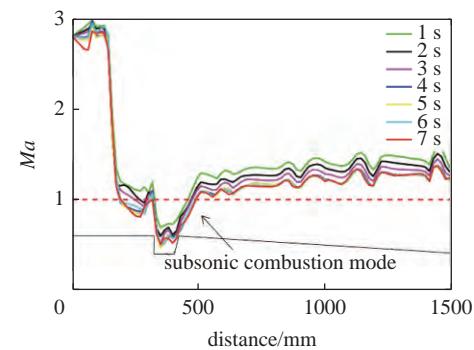


图8 加速上行飞行轨迹一维沿程马赫数分布

Fig. 8 One-dimensional Mach number distribution along the model of acceleration experiment

1.2 实验测量系统

针对发动机燃烧室极端力热环境以及难以开设光学窗口的机构特点,团队自主研发了动态频响应200 kHz,采样率1 MHz的被动内窥光纤火焰传感器测试系统^[34],详细的系统描述以及超声速燃烧感知功能开发过程可参考该论文。内窥光纤火焰传感器测试系统主要包含光信号采集模块、光电倍增模块、模电转换模块、燃烧信号处理模块四个子系统,子系统接口和布局方式如图9所示。

碳氢燃料燃烧时发生化学反应,从高能级向低能级跃迁过程自发产生特定波长的化学自发光,四

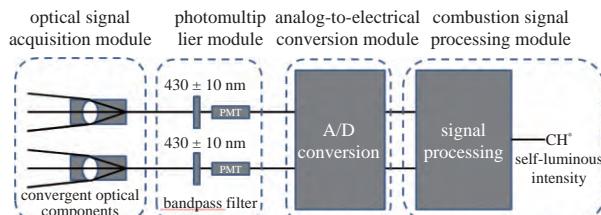


图9 被动式内窥镜火焰传感器测试系统示意图

Fig. 9 Schematic diagram of passive endoscope flame sensor test system

种主要的自由基为 OH^* , CH^* , C_2^* , CO_2^* . 其中 OH^* 表征 $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(A-X)$ 跃迁系统的 309 nm 波段的自发紫外光; 碳氢燃料蓝光 CH^* 来自于两个不同的跃迁系统, 表征 $A^2\Delta - X^2\Pi$ 转换系统的 431 nm 波段的可见蓝光 $\text{CH}(A)^*$, 以及 $B^2\Sigma^- - X^2\Pi$ 跃迁系统的 390 nm 波段蓝光 $\text{CH}(B)^*$; 碳氢燃料 C_2^* 为最强的被动自发光波段, 又称为天鹅波段, 发出主要峰值为 471 nm, 516 nm, 563 nm 的绿光; CO_2^* 自由基存在于 240 nm 至 800 nm 的广谱自发光.

431 nm 峰值波段的可见蓝光 $\text{CH}(A)^*$ 光强与释热率有较好的线形正相关关系, 因此通常使用 431 nm 峰值波段的可见蓝光 $\text{CH}(A)^*$ 表征释热率 q ; 309 nm 峰值紫外波段 OH^* 与 431 nm 峰值蓝光波段 $\text{CH}(A)^*$ 的比值 $\text{OH}^*/\text{CH}(A)^*$ 以及及天鹅波段 C_2^* 与 431 nm 峰值蓝光波段 $\text{CH}(A)^*$ 的比值 $\text{C}_2^*/\text{CH}(A)^*$ 均与碳氢燃料当量比 ϕ 有较好的线形正相关关系且受湍流火焰应力拉伸影响不大, 因此通常使用 $\text{OH}^*/\text{CH}(A)^*$ 以及 $\text{C}_2^*/\text{CH}(A)^*$ 表征碳氢燃料当量比 ϕ . 然而紫外波段被动自发光强较弱且紫外波段光电传感器的性能通常低于天鹅波段光电传感器, 因此在超燃环境下选择 $\text{C}_2^*/\text{CH}(A)^*$ 表征碳氢燃料当量比 ϕ .

采集燃烧释热过程中自发辐射的 C_2^* 和 CH^* 光信号, 经过光电倍增与模数转换获得高时间分辨率(微秒解析)的化学自发光的时间序列数字信号, 基于该时间序列进行燃烧感知等发动机工作状态分析.

通过将内窥光纤火焰传感器与发动机点火器集成的结构设计方法, 可确保无需在发动机燃烧室单独开设安装孔, 实物图如图 10 所示. 点火器集成的光学测点布设方式可进一步实现对点火瞬态过程及凹腔回流区火焰燃烧特性的感知与分析. 安装方式如图 11 所示, 集成后共有 4 个光学观测窗口, 分别



图 10 点火器与传感器集成
Fig. 10 Igniter and sensor integration

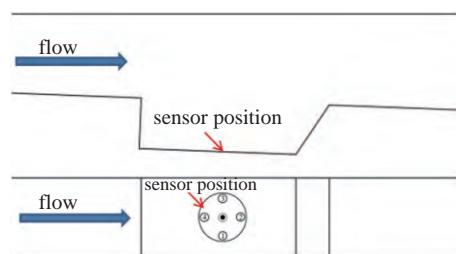


图 11 传感器安装位置示意图
Fig. 11 Schematic diagram of sensor position

对凹腔内不同位置火焰自发光信号进行 MHz 采样率的化学自发光时间序列信号采集.

2 实验数据分析方法

2.1 火焰质心定义方法

通过布设通道光纤测点定义火焰质心 X_f 的离散时间序列, 可对超声速燃烧稳定性进行定性观测(图 12)

$$x_f = \frac{\sum_i q_i r_i}{Q} \quad (6)$$

其中, r_i 和 q_i 分别表示空间每个像素点 i 的矩阵坐标与像素值的大小, Q 表示所有像素点值的总和.

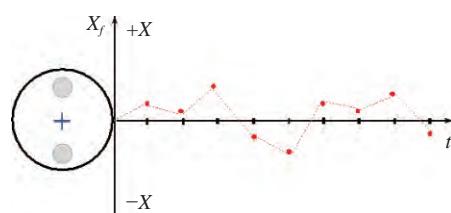


图 12 火焰质心定义原理示意图
Fig. 12 Schematic diagram of flame centroid definition principle

2.2 最小香农熵定义超声速燃烧特征时间

基于动力系统理论的非线性时间序列分析为揭示非周期时间序列数据的动力学特性提供了重要的信息, 对超声速燃烧稳定性进行定量描述. 比如通过分形维数、Lyapunov 指数和熵等用于物理不变量的量化、非线性预测和降噪等技术应用. 近期研究人员针对燃烧过程和火焰前缘不稳定性^[35-41], 重点研究了动力学中非周期性演化特征. 比如相关维量化的自相似结构, 最大 Lyapunov 指数在相空间中的轨道不稳定性^[42-45] 表征.

修正的香农熵^[46]是对采样时长为 T 的时间序列随机性的定量度量. 将该时间序列数据用一定的符号进行分割, 利用分割数目 N 和时间调查窗口

L 离散化, 来表征数据的时间相关性. 本文采用修正香农熵的方法, 参考湍流特征时间的经典定义方法, 通过燃烧信号的时间自相关性定义超声速燃烧的特征时间 τ_{sc} , 详细推导过程见附录. 如图 13 和图 14 所示, 首先对直接测量的燃烧自发光 CH* 时间序列信号 I_i 进行等概率区间 N 、多时间调查窗口 L 的离散化处理, 针对特定 $[N, L]$ 组合计算表征直接测量时间序列的时间相关性的信息香农熵 $H_s(N, L)$. 化学自发光燃烧时间序列信号 I_i 可表示为

$$I_i = I(i\Delta), \quad i = 1, 2, \dots, k \quad (7)$$

其中 $\Delta = 1 \mu s$, 表示序列的时间分辨率, 目前为 $1 \mu s$, 由测量系统硬件参数决定; k 表示时间序列长度.

之后将离散后的信号进行修正香农熵的计算

$$H_s = -\frac{1}{\lg n_{seq}} \sum_k p_k \lg p_k \quad (8)$$

其中, P_k 表示在时间调查窗口为 L 和符号分割数目 N 一定时, 每组调查序列出现的概率. n_{seq} 表示不同类型调查序列的总数. 当香农熵 H_s 等于 1 时, 表示该系统完全随机; 当香农熵 H_s 小于 1, 表示该系统存在确定性机制, 香农熵越小确定性越强. 而随着调查

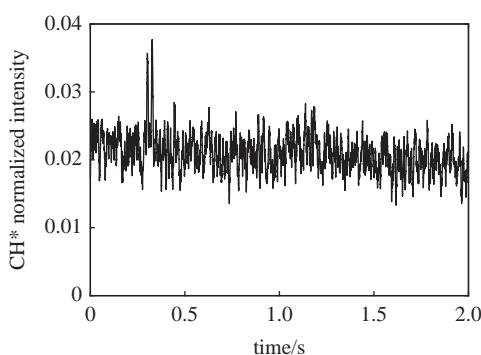


图 13 工况 1 中 P1 测点自发光 CH* 信号

Fig. 13 Self-luminous CH* signal of P1 point in experimental condition 1

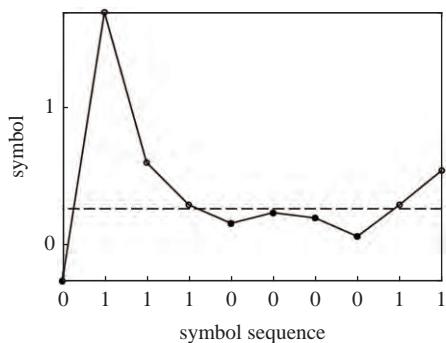


图 14 $N = 2$ 时 CH* 信号离散化示意图

Fig. 14 CH* signal discretization diagram when $N = 2$

窗口 L 和符号分割数目 N 不同, 香农熵会随之改变, 但存在极小值点.

如图 15 所示, 工况 1 采样时长为 5 ms, 即 $T = k\Delta = 5 \text{ ms}$ ($k = 5000$), 对应的不同 $[N, L]$ 离散方式下的香农熵分布图 $H_s(N, L)$, 由图可知, 离散信号 $[N, L]$ 不同, 香农熵数值随之变化. 计算最小香农熵, 此时燃烧自发光 CH* 时间序列具有最强的系统时间相关性和确定性, 其对应的时间调查窗口 L 所表征时间即为燃烧特征时间. 由此本文采用燃烧自发光 CH* 时间序列信号最小香农熵定义并计算了不同工况下的超声速燃烧的特征时间.

由以上分析可知, 对于实验有效时间内特征时间的计算除了与离散过程中调查窗口 L 和符号分割数目 N 有关以外, 每个时刻选取计算香农熵的采样时长 T 也会对最终结果有所影响. 因此, 改变采样时长 T , 验证香农熵计算结果对采样时长的敏感性. 计算实验有效时间内三个不同时刻的燃烧特征时间随着采样时长 T 的变化情况, 结果如图 16 所示, 由最

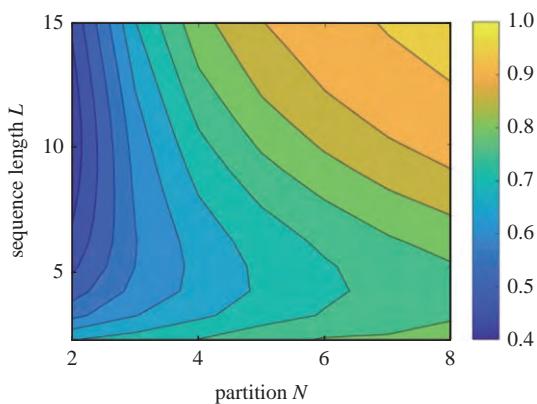


图 15 $T = 5 \text{ ms}$ 时工况 1 下 P1 测点测得的香农熵

Fig. 15 Shannon entropy measured at P1 point under experimental condition 1 when $T = 5 \text{ ms}$

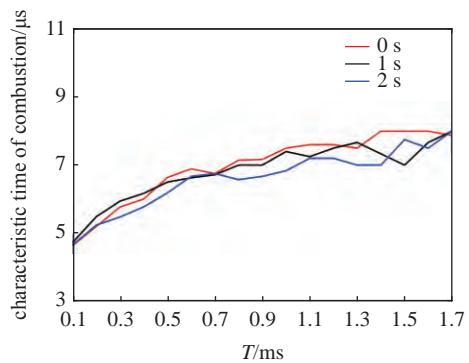


图 16 采样时长的敏感性分析

Fig. 16 Sensitivity analysis of sampling duration

小香农熵计算得到的燃烧特征时间,在采样时长 $T = 1.2 \text{ ms}$ 及更大时逐渐收敛。并且由图 17 可知,当 $T = 1.1 \sim 1.3 \text{ ms}$ 时,燃烧特征时间的标准差处于较小值,均在 0.2 以下。因此,同时综合考虑计算量等因素,选取 $T = 1.2 \text{ ms}$ 来计算最小香农熵,进而分析燃烧的特征时间。

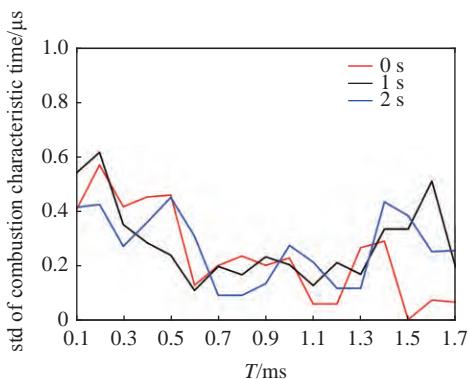


图 17 采样时长敏感性变化的标准差分析

Fig. 17 Standard deviation analysis of sensitivity variation in sampling duration

心分布对比可知,随着火焰质心的靠近,测点 P2 和测点 P3 的燃烧特征时间会减小,距离质心越近化学反应速率越快。如图 20 所示,从燃烧特征时间变化的标准差情况分析可知,质心靠近,燃烧特征时间的波动会相对减弱,主要是因为距离质心越近,燃烧相对更强,受到湍流场影响导致的燃烧强度变化相对更小,所以质心更近的位置燃烧波动更小。

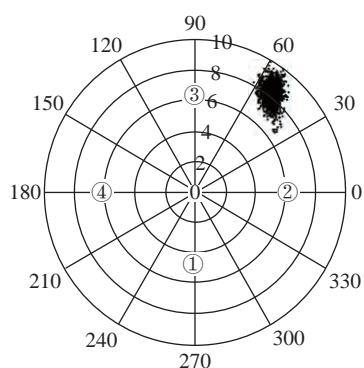


图 18 工况 1 中火焰质心位置分布

Fig. 18 Distribution of flame centroid position in condition 1

3 实验结果

3.1 燃烧特征时间

首先通过燃烧自发光信号强度,定性观察火焰质心位置分布情况,如图 18 所示。虽然燃料喷孔、凹腔等燃烧室内几何尺寸均为对称关系,但火焰质心分布极不规则,这是因为在超声速燃烧过程中受湍流场的影响,导致火焰质心呈现一定随机分布情况。而火焰质心的不均匀分布会导致不同位置燃烧速度存在差异,靠近火焰质心的位置,燃烧相对更强,化学反应速率更快。而更强的燃烧释热又会反作用于该处湍流场,使得湍流与燃烧之间存在多尺度强耦合作用,最终导致超声速湍流燃烧系统极其复杂,多种效应之间的解耦极其困难。虽然对超声速湍流燃烧机理的解析尚未能有详细完备的理论分析,但通过分析燃烧的特征时间,结合分区燃烧理论等,可以对不同马赫数下火焰分区进行判别,进而简化湍流燃烧问题,分析控制流动与燃烧的主导因素,得出相互作用机理。

图 19 表示工况 1 四个测点燃烧特征时间变化情况。首先可以发现,不同位置燃烧特征时间均在一定范围内小幅度波动,说明此时燃烧与输运呈现动态平衡,在该工况燃烧较为稳定。与图 18 中火焰质

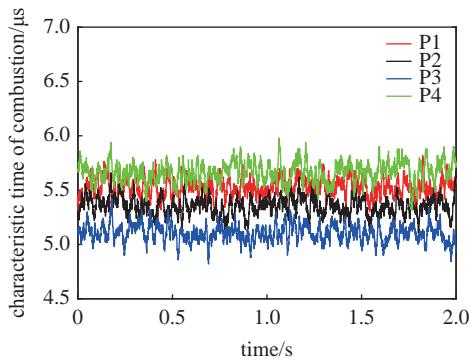


图 19 工况 1 下不同测点燃烧特征时间

Fig. 19 Combustion characteristic time of different points under condition 1

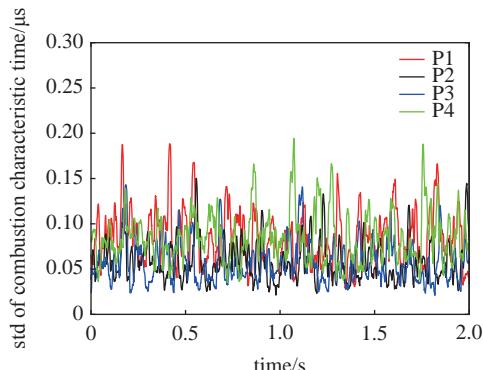


图 20 工况 1 下不同测点燃烧特征时间标准差

Fig. 20 Combustion characteristic time standard deviation at different points under condition 1

综上可知, 火焰质心位置分布的定性观察与由最小香农熵计算得到的燃烧特征时间定量描述表征了相同的物理化学过程, 进一步交互验证说明了实验方法的正确性。

3.2 当量比的影响

在实际的超燃冲压发动机工作中, 由于混合效率不高, 燃烧室内各处的局部当量比差异比较大, 即存在贫燃区与富燃区共存的情况, 局部当量比的分布特征影响燃烧效率、热释放率以及发动机的整体推力等性能。因此在来流总温总压以及马赫数不变的前提下, 通过改变燃料喷注压力来对比不同当量比情况下燃烧特征时间的变化情况。如图 21 所示为不同当量比情况下火焰质心的分布情况。由上一节分析可知, 受到湍流场的影响, 火焰质心分布呈现出一定随机变化, 而对比不同当量比火焰质心位置分布情况可知, 不同的燃烧模态同样也会对质心有所影响。图中当量比为 0.13 时, 火焰质心位置存在突变的情况, 主要由于该工况处于模态转换阶段, 不同的燃烧模态湍流与燃烧相互作用关系会有所改变, 因此出现燃烧强度突变的情况, 进而影响凹腔内火焰分布情况。

如图 22 和图 23 所示为四个测点处不同当量比下燃烧特征时间均值以及相应的标准差变化情况。随着当量比的增加, 燃烧特征时间呈现减小的趋势, 化学反应速率加快, 燃烧相对更强。并且由 0.13 当量比燃烧特征时间变化情况可知, 燃烧特征时间除与当量比有关以外, 所处燃烧模态影响很大。在同为 0.13 当量比的情况下, 前半段的超燃模态燃烧特征时间明显高于后半段的亚燃模态的特征时间, 并且两种燃烧模态下的燃烧特征时间分别与 0.10 和

0.17 当量比情况的特征时间近似。此外在当量比为 0.10 和 0.13 时, 燃烧特征时间标准差普遍比当量比 0.17 时更大并且会呈现出更剧烈波动的情况, 说明 $\Phi = 0.17$ 时燃烧更稳定。分析原因, 主要在较低当量比时火焰面较厚, 通过下一节分析可知, 比泰勒尺度更大, 导致输运现象不仅受分子扩散控制, 还受到湍流脉动的强烈影响, 特别是大涡的卷吸和扭曲作用, 使得当量比越大局部当量比也会随之升高, 燃烧加强, 燃烧特征时间变短。与此同时, 湍流场涡结构会显著影响火焰面的形状和燃烧速度, 大涡可以将火焰头部卷起, 形成较为充分的多层, 这不仅会影响燃烧强度, 更会对燃烧中化学反应过程产生波动, 相比较而言, 在一定当量比范围内, 燃烧越强, 波动会越小。图中 $\Phi = 0.13$ 工况之所以前半段会出现与 $\Phi = 0.10$ 工况近似大小的特征时间以及波动情况, 主要是由于该工况处于模态转换阶段, 前半段处于与 $\Phi = 0.10$ 工况相似的超燃模态, 并且很快出现模态转换阶段, 此时燃烧不稳定, 热壅塞的出现最终导致燃烧强度突变等情况。

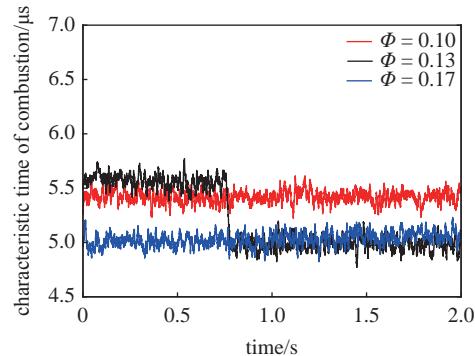


图 22 不同当量比下燃烧特征时间

Fig. 22 Combustion characteristic time of different stoichiometric ratios

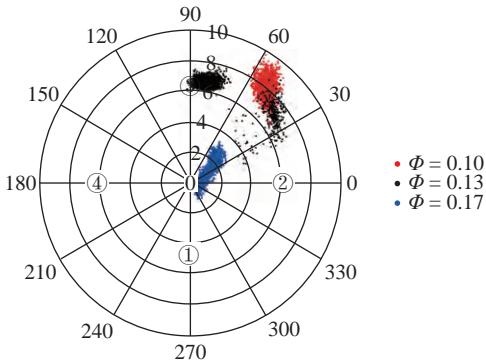


图 21 不同当量比下火焰质心分布

Fig. 21 Flame centroid distribution of different stoichiometric ratios

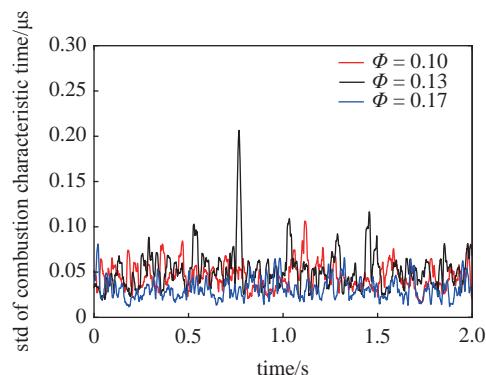


图 23 不同当量比下燃烧特征时间标准差

Fig. 23 Combustion characteristic time standard deviation of different stoichiometric ratios

3.3 通量比的影响

除当量比以外,动量通量比也是目前较为关注的参数。因此,保持来流总温总压以及马赫数不变的前提下,通过改变燃料喷口孔径来对比不同通量比情况下燃烧特征时间的变化情况。

如图24所示,工况3与工况4由于动量通量比近似,所以火焰质心分布较为相似,均在中心区域附近。而工况5动量通量比减小,火焰质心出现突变情况,可能与稳焰分区分岔有关。

如图25所示为不同动量通量下燃烧特征时间平均变化情况,随着动量通量比的增加,燃烧特征时间呈现出先减小后增大的趋势。与改变当量比相比,通量比改变对燃烧特征时间的影响较小,三种通量比的燃烧特征时间逐渐趋于一致。 $J=4.01$ 与 $J=5.04$ 两种通量比的燃烧特征时间几乎相同,说明通量比对于燃烧结果的影响有限,存在极值。对比当量比变化的作用结果可知,通量比的改变导致的燃烧特征时间变化更小。此外,由图26可知,相比较于

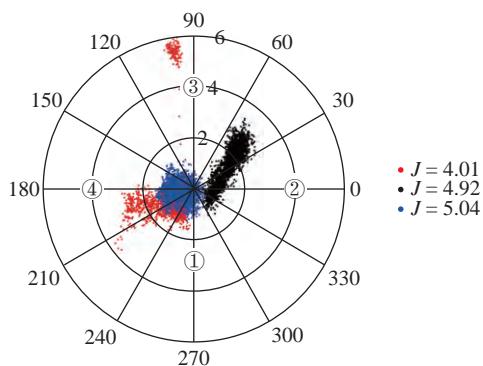


图24 不同通量比下火焰质心位置分布

Fig. 24 Distribution of flame centroid positions with different momentum flux ratios

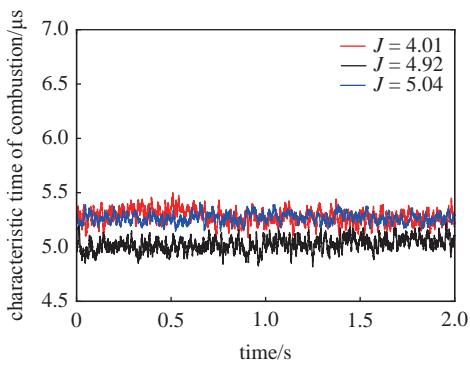


图25 不同通量比下燃烧特征时间

Fig. 25 Combustion characteristic time of different momentum flux ratios

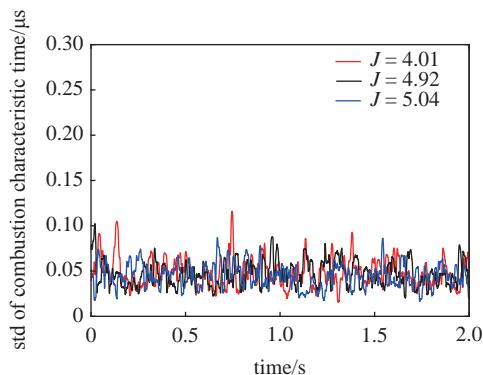


图26 不同通量比下燃烧特征时间标准差

Fig. 26 Combustion characteristic time standard deviation of different momentum flux ratios

改变当量比,通量比改变的三种工况燃烧特征时间的波动情况更接近。说明当量比对湍流燃烧影响更直接,而不同的通量比虽然会引起射流尺度等的变化,但最终对局部当量比的影响没有总当量比带来的改变大,甚至随着乙烯燃料的逐渐加入,三种通量比燃烧特征时间变化情况趋于一致。

3.4 马赫数的影响

超燃冲压发动机在实际飞行过程中存在加速过程,除当量比、通量比等变化情况以外,还存在马赫数变化的宽域飞行需求。加速上行结果如图27所示,加速上行过程中,燃烧室内火焰质心分布情况相对较稳定,并未随着马赫数的变化而出现剧烈变化,均集中在P3测点附近。如图28和图29所示加速上行过程中4个测点位置及其均值的燃烧特征时间变化情况。由图可知,随着马赫数的增加,前3.5 s内燃烧特征时间较为稳定,在3.5 s以后开始出现减小的趋势,说明此时燃烧逐渐增强,特别是靠近火焰质心的P3测点位置,特征时间变化更为明显。

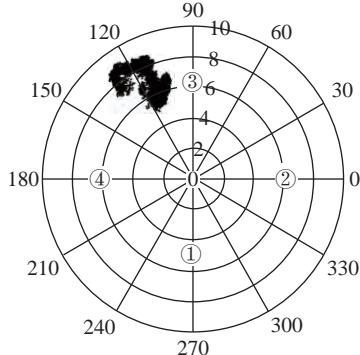


图27 加速上行实验火焰质心的分布

Fig. 27 Distribution of flame centroid positions with acceleration

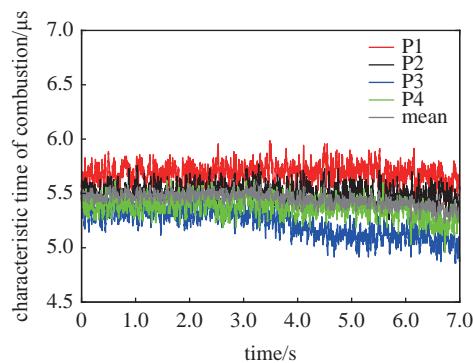


图 28 加速上行实验不同测点的燃烧特征时间

Fig. 28 Combustion characteristic time of different points under acceleration experiment

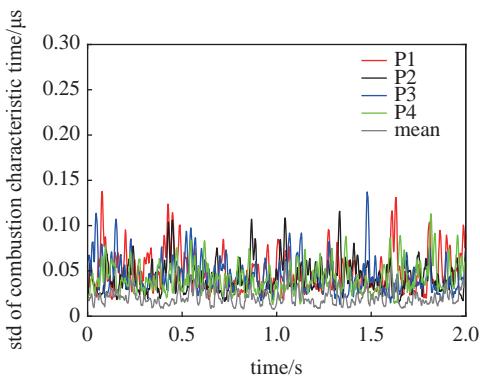


图 29 加速上行实验不同测点燃烧特征时间标准差

Fig. 29 Combustion characteristic time standard deviation at different points under acceleration experiment

虽然加速上行实验中, 马赫数和通量比与改变当量比实验中相应参数不同, 但加速上行实验中当量比从 0.10 变化到 0.13 的前 3.5 s 过程中燃烧特征时间变化较小, 而当量比从 0.13 变化到 0.17 时燃烧特征时间逐渐减小, 该结果刚好与上述改变当量比定常实验结果相吻合, 说明当量比的变化所带来的影响更为明显。与此同时, 对比改变当量比的定常实验可知, 虽然同样当量比变化范围均在 0.10~0.17 范围内, 但马赫数的动态变化导致在加速上行实验过程中并未出现超燃与亚燃模态的转换, 均为亚燃模态, 这与改变当量比的定常实验有所不同。说明马赫数变化所导致的流场以及释热的变化避免了热壅塞的出现, 详细机理需要具体分析此时流场以及释热等的变化情况才能加以说明。但从下一节分析可知, 随着马赫数的增加, 丹姆克尔数逐渐减小, 大尺度涡结构带来的影响增强, 使得燃烧室内混合与燃烧过程受到湍流影响逐渐增加, 进而两者之间相互作用加深, 整个燃烧室内的释热情况有别于改变当量比的定常实验, 从而避免了热壅塞的出现。

3.5 发动机工作范围

通过以上分析, 首次从实验中估算了燃烧的特征时间 t_{chem} , 作为湍流燃烧问题的研究基础, 将根据以上结果结合分区燃烧等理论对超声速湍流燃烧火焰分区判别, 进而分析湍流与燃烧相互作用过程中的主导因素, 简化相互作用关系。

由第 2 节介绍的火焰分区判别方法可知, 需要计算流动特征时间 t_{flow} 以及燃烧的特征时间 t_{chem} , 其中燃烧的特征时间 t_{chem} 由实验测得 $t_{\text{chem}} = \tau_{\text{sc}}$, 而流动特征时间可由来流条件结合相应理论估算得到, 这也是目前较为常用的方式^[31]。

根据实验设计, 定常实验超燃冲压发动机隔离段入口马赫数 $Ma = 2.8$, 非定常实验超燃冲压发动机隔离段入口马赫数 $Ma = 2.5 \sim 2.8 \sim 3.0$, 总温度 $T = 1475 \text{ K}$ 。由 Sutherland 公式^[32] 动力黏度 μ

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{288.15} \right)^{1.5} \frac{288.15 + B}{T + B} \quad (9)$$

其中, T 为来流总温, μ_0 与 B 为实验参数, 与气体种类有关。当为空气时, $\mu_0 = 1.7894 \times 10^{-5}$ 而 $B = 110.4 \text{ K}$ 。因此, 来流动力黏度 $\mu \approx 5.21 \times 10^{-5}$ 。之后根据绝热等熵流动基本关系

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right)^{1/(\gamma - 1)} \quad (10)$$

$$V = Ma \sqrt{\gamma RT} \quad (11)$$

由此可得, 定常实验来流的密度 $\rho \approx 1.30 \text{ kg/m}^3$, 以及来流速度 $V \approx 2159.31 \text{ m/s}$ 。而加速上行的非定常实验来流的密度 $\rho \approx 1.08 \sim 1.84 \text{ kg/m}^3$, 来流速度 $V \approx 1927.95 \sim 2313.54 \text{ m/s}$ 。

高速相机的传感器大小是 1920×1080 像素, 根据单像素点对应的真实长度计算得到, 实验用高速空间分辨率是每像素 $107 \mu\text{m}$, 误差范围在 $107 \mu\text{m}$, 对比高精度数值模拟计算结果, 高速空间分辨率约为 2~3 倍 Kolmogorov 尺度, 根据实验流体力学领域常用的评估测量有效实验空间分辨率方法 ($< 3\eta$), 基于高速纹影的流动参数估算方法具有一定的可信度。如图 30 所示。

根据充分发展湍流的经验公式可知

$$I = 0.16 Re^{-1/8} \quad (12)$$

$$v' = IV \quad (13)$$

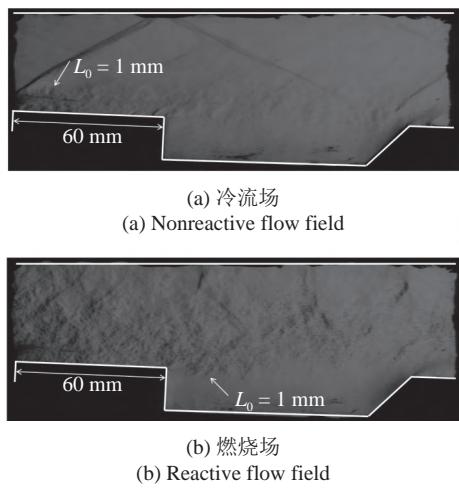
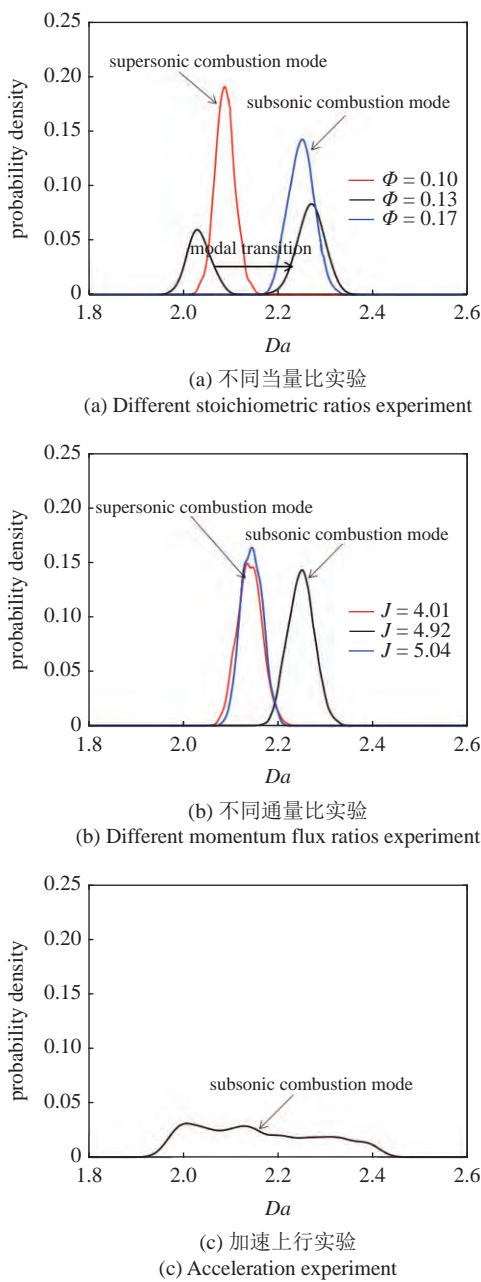


图 30 超声速燃烧高速纹影图像

Fig. 30 High speed schlieren image of supersonic combustion

综上所述,根据燃烧室入口来流条件可以估算出以上五种定常实验工况下湍流的流动特征时间,约为 $t_{\text{flow}} = L_0/v' \approx 11.30 \mu\text{s}$,而实验中测得的燃烧特征时间 $t_{\text{chem}} = \tau_{\text{sc}} = 5.05 \sim 5.80 \mu\text{s}$,与式(2)联立可解出丹姆克尔数 Da .将本次五种定常实验全部工况中有效时间内的所有丹姆克尔数整合后分析发现, $Da \approx 2.00 \sim 2.40$.而加速上行的非定常实验丹姆克尔数随着马赫数的增加变化情况约为 $Da \approx 1.80 \sim 2.60$.全部工况的丹姆克尔数概率密度分布如图 31 所示.

基于以上分析结果,在燃烧分区图上绘制出发动机此时工作范围,如图 32 所示.图中红色区域为本次实验发动机工作范围,均在 B 区域,此时火焰分区处于旋涡小火焰分区,燃烧状态受到湍流涡结构较大的影响.此外考虑可压缩性的影响,此时 B 区域中快慢化学反应的分界线位于 $Da = 2.20$ 位置,所以本次实验工况 3 完全处于 B 区域中的快速化学反应区域,工况 6 的加速上行实验处于快慢化学反应交替出现的阶段,其余工况均处于泰勒尺度以下的慢速化学反应区域.该实验结果说明本次实验工况下的超声速燃烧受到湍流影响,并且该影响在较低当量比时主要来自于湍流大尺度涡结构的卷吸和扭曲作用,在较高的当量比并且中等通量比时,该影响来自于湍流中小尺度涡结构的脉动影响更大.而在加速上行实验中,由于马赫数逐渐增加,流动时间尺度受到较大影响,导致在整个实验有效时间内处于快慢速化学反应交替出现的情况,湍流场中不同尺度的涡结构分别作用于超声速燃烧过程.并且由图 31 可知,加速上行实验丹姆克尔数分布更均匀且在

图 31 全部工况的 Da 概率密度分布
Fig. 31 Da probability density distribution of all experiment conditions

2.2 左右,同样说明此时流场变化对于燃烧情况的影响较大.

本文通过实验方法验证了超声速燃烧中湍流起到重要作用,并且可简化为大尺度涡结构卷吸与扭曲或者小尺度涡结构的脉动对于超声速燃烧的影响.在此基础上,根据实验中不同的燃烧分区情况,对湍流场进行简化.特别是对于以碳氢燃料为主的超燃冲压发动机,可具体根据快慢化学反应区域的不同,分别观测小尺度涡结构或者大尺度涡结构的衍化规律,进而分析湍流与燃烧相互作用的机理.本

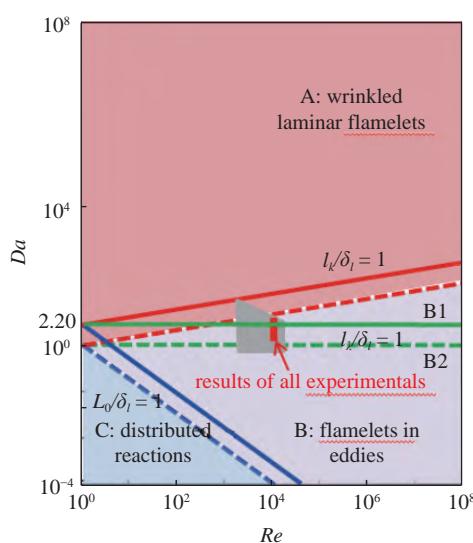


图32 本次实验发动机工作范围

Fig. 32 Working range of the engine in these experiments

文报告的实验结果与文献[31]开展的碳氢燃料仿真结果基本一致。

4 结论

本文研究基于单边扩张双模态冲压发动机燃烧室模型,其有效当量比工作范围较窄,实验数据具有一定局限性。本文遍历了该模型由超燃工作模态到近热壅塞工作状态的燃料质量流量和一定的来流变化条件,当前研究表明碳氢燃料超声速燃烧在旋涡小火焰区域(B区),多尺度湍流涡结构发挥重要作用,在宽域湍流燃烧研究中需要着重关注宽域来流和多尺度流动特性,具体得到了如下结论。

(1) 提出了一种基于内窥光纤传感器测量CH*自发光时间序列信号,通过最小香农熵“唯一解”定义燃烧特征时间的方法,并获得了不同燃料当量比、通量比、来流马赫数实验条件下的超声速燃烧特征时间。

(2) 在实验当量比的范围内,碳氢燃料超声速燃烧分区在旋涡小火焰区域(B区),多尺度湍流涡结构发挥重要作用。当量比增加可导致燃烧特征时间减小,表现为超声速燃烧分区在旋涡小火焰区域上移,主导流动由较大尺度涡结构向小尺度湍流涡结构过渡。

(3) 在实验通量比的范围内,动量通量比对燃烧分区影响不大,但是动量通量比对碳氢燃料超声速燃烧特征时间及燃烧分区存在分岔现象。在中等通量比情况下出现了旋涡小火焰区域小尺度涡结构作

用的情况。

(4) 加速上行实验说明,来流条件变化显著影响碳氢燃料超声速燃烧特征时间及燃烧分区,宽域来流影响作用机制是未来宽域湍流燃烧理论研究的重要方向。

参 考 文 献

- Lin F, Karp M, Bose ST, et al. Shock-induced heating and transition to turbulence in a hypersonic boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 909(8): 1-49
- Li N, Chang J, Xu K, et al. Instability of shock train behaviour with incident shocks. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 907(40): 1-27
- Micka D, Driscoll J. Dual-mode combustion of a jet in cross-flow with cavity flameholder//46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2008
- Fotia ML, Driscoll JF. Isolator-combustor interactions in a direct-connect ramjet-scramjet experiment. *Journal of Propulsion & Power*, 2012, 28(1): 83-95
- Yuan Y, Zhang T, Yao W, et al. Characterization of flame stabilization modes in an ethylene fueled supersonic combustor using time-resolved CH* chemiluminescence. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2016, 18(6): 1-7
- Zhang C, Chang J, Zhang Y, et al. Flow field characteristics analysis and combustion modes classification for a strut/cavity dual-mode combustor. *Acta Astronautica*, 2017, 137(8): 44-51
- Segal C. Flameholding Analyses in Supersonic Flow//12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, 2003
- Wang H, Wang Z, Sun M, et al. Combustion modes of hydrogen jet combustion in a cavitybased supersonic combustor. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2013, 38(27): 12078-12089
- Huang W, Du ZB, Yan L, et al. Flame propagation and stabilization in dual-mode scramjet combustors: A survey. *Progress in Aerospace Sciences*, 2018, 101(8): 13-30
- Micka DJ, Driscoll JF. Combustion characteristics of a dual-mode scramjet combustor withcavity flameholder. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32(2): 2397-2404
- Gonzalezjueze D, Kerstein AR. Advances and challenges in modeling higher-speed turbulent combustion in propulsion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2017, 60: 26-67
- 杨越,游加平,孙明波.超声速燃烧数值模拟中的湍流与化学反应相互作用模型.航空学报,2015,36(1): 261-273 (Yang Yue, You Jiaping, Sun Mingbo. Modelling of turbulence-chemistry interaction in numerical simulations of supersonic combustion. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, 36(1): 261-273 (in Chinese))
- Ladeinde F. A critical review of scramjet combustion simulation// Advanced CFD Techniques for SCRAMJET Simulation, 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2009
- Pitsch H. Large-eddy simulation of turbulent combustion. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, 38(38): 453-482
- Veynante D, Vervisch L. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2002, 28(28): 193-266
- Chen C, Donzis D. Shock-turbulence interactions at high turbulence

- intensities. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 870(2): 813-847
- 17 张会强, 陈兴隆, 周力行等. 端流燃烧数值模拟研究的综述. 力学进展, 1999, 29(4): 567-575 (Zhang Huiqiang, Chen Xinglong, Zhou Lixing, et al. A review on numerical modeling of turbulent combustion. *Advances in Mechanics*, 1999, 29(4): 567-575 (in Chinese))
- 18 Borghi R. On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames. New York : Springer, 1985: 117-138
- 19 Ingenito A, Bruno C. Physics and regimes of supersonic combustion. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2010, 48(3): 515-525
- 20 Pope SB. PDF methods for turbulent reactive flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1985, 11(2): 119-192
- 21 Peters N. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1984, 10(3): 319-339
- 22 Berglund M, Fureby C. LES of supersonic combustion in a scramjet engine model. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2497-2504
- 23 Klimenko AY, Bilger RW. Conditional moment closure or turbulent combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 19, 25(6): 595-687
- 24 Kim SH, Pitsch H. Conditional filtering method for large-eddy simulation of turbulent non-premixed combustion. *Physics of Fluids*, 2005, 17(10): 65-113
- 25 Kerstein AR. Lineareddy modeling of turbulent transport. Part 7: Finite-rate chemistry and multi-stream mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 240(5): 289-313
- 26 孙明波, 范周琴, 梁剑寒等. 部分预混超声速燃烧火焰面分区研究综述. 力学进展, 2010, 40(6): 634-641 (Sun Mingbo, Fan Zhouqin, Liang Jianhan, et al. Review on flame surface models of partial premixed supersonic combustion. *Advances in Mechanics*, 2010, 40(6): 634-641 (in Chinese))
- 27 Yoo CS, Richardson ES, Chen JH, et al. A DNS study on the stabilization mechanism of a turbulent lifted ethylene jet flame in highly-heated coflow. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(1): 1619-1627
- 28 Yao W, Liu H. Performance analysis of a strut-aided hypersonic scramjet by full-scale IDDES modeling. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 117: 106941
- 29 Robin V, Mura A, Champion M. Direct and indirect thermal expansion effects in turbulent premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 689(6): 149-182
- 30 Kha KQN, Robin V, Mura A, et al. Implications of laminar flame finite thickness on the structure of turbulent premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 787(7): 116-147
- 31 李晓鹏, 齐力, 范学军等. 超声速燃烧中的特征尺度及影响因素. 航空动力学报, 2013, 28(7): 1458-1466 (Li Xiaopeng, Qi Li, Fan Xuejun, et al. Characteristic scales and influential factors in supersonic combustion. *Journal of Aerospace Power*, 2013, 28(7): 1458-1466 (in Chinese))
- 32 Sutherland W. The viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine*, 2009, 365(36): 507-531
- 33 孟宇. 超燃冲压发动机加速过程及等离子体对超声速火焰结构的影响. [博士论文]. 北京: 中国科学院大学, 2019 (Meng Yu. Effect of acceleration and plasma on supersonic combustion structure of scramjet. [PhD Thesis]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2019 (in Chinese))
- 34 李忠朋. 基于被动内窥火焰传感器技术的超声速燃烧感知实验研究. [硕士论文]. 北京: 中国科学院大学, 2021 (Li Zhongpeng. Supersonic combustion sensing by the passive endoscopic flame sensor. [Master Thesis]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2021 (in Chinese))
- 35 Mondal S. Effects of inlet conditions on dynamics of a thermal pulse combustor. *Combustion Theory and Modelling*, 2011, 16(1): 59-74
- 36 Gotoda H. Nonlinear analysis on dynamic behavior of buoyancy-induced flame oscillation under swirling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(23): 5423-5432
- 37 Kabiraj L, Saurabh A. Route to chaos for combustion instability in ducted laminar premixed flames. *American Institute of Physics*, 2012, 22(2): 713-716
- 38 Kabiraj L, Sujith RI. Nonlinear self-excited thermoacoustic oscillations: intermittency and flame blowout. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713(10): 376-397
- 39 Noble AC, King GB. Nonlinear thermoacoustic instability dynamics in a Rijke Tube. *Combustion Science and Technology*, 2012, 184(3): 293-322
- 40 Vervisch VL, Veynante D. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2002, 28(8): 193-266
- 41 Li L, Song DR. Parameter estimation based on fractional power spectrum under alpha-stable distribution noise environment in wide-band bistatic MIMO radar system. *International Journal of Electronics and Communications*, 2013, 67(11): 947-954
- 42 Gotodaa H, Ikawa T. Short-term prediction of dynamical behavior of flame front instability induced by radiative heat loss. *American Institute of Physics*, 2012, 22(3): 1-8
- 43 Gotoda H, Ueda T. Transition from periodic to non-periodic motion of a bunsen-type premixed flame tip with burner rotation. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2002, 29(2): 1503-1509
- 44 Gotoda H, Asano Y. Nonlinear analysis on dynamic behavior of buoyancy-induced flame oscillation under swirling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(1): 1-11
- 45 Gotoda H, Miyano T, Shepherd IG. Dynamic properties of unstable motion of swirling premixed flames generated by a change in gravitational orientation. *Physical Review E*, 2010, 81(2): 1-10
- 46 Lian H, Martz J, Prakash N, et al. Fast computation of combustion phasing and its influence on classifying random or deterministic patterns. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2016, 138: 1-8

附录

最小香农熵原理分析, 参考 Softmax 函数, 其计算了不同类别之间的相对概率

$$P_i = \frac{e^{V_i}}{\sum_i^{n_{\text{seq}}} e^{V_i}} \quad (i = 1, 2, \dots, k) \quad (\text{A1})$$

式中, V_i 是分类器前级输出单元的输出, n_{seq} 表示不同类型调查序列的总数.

香农熵

$$H_s = -\frac{1}{\lg n_{\text{seq}}} \sum_k p_k \lg p_k \quad (\text{A2})$$

其中, P_k 表示在时间调查窗口为 L 和符号分割数目 N 一定时, 每组调查序列出现的概率. n_{seq} 表示不同类型调查序列的总数. 当香农熵 H_s 等于 1 时, 表示该系统完全随机; 当香农熵 H_s 小于 1, 表示该系统存在确定性机制, 香农熵越小确定性越强. 而随着调查窗口 L 和符号分割数目 N 不同, P_k 和 n_{seq} 随之改变. 对 H_s 求导分析, 极小值存在的情况

$$\frac{\partial H(P_i)}{\partial V_j} = - \sum_k (1 + \lg P_i) \frac{\partial P_i}{\partial V_j} \quad (\text{A3})$$

其中 $\frac{\partial P_i}{\partial V_j}$ 求导过程可以参考 Softmax 计算过程, 结果为

$$\frac{\partial P_i}{\partial V_j} = \begin{cases} P_i(1 - P_j), & i = j \\ -P_i P_j, & i \neq j \end{cases} \quad (\text{A4})$$

因此, 在最一般的情况下 $i \neq j$ 时

$$\frac{\partial H(P_i)}{\partial V_j} = -P_j [\lg P_j + H(P_j)] \quad (\text{A5})$$

由上式可知, 随着 P_k 和 n_{seq} 的不同, 香农熵数值以及偏导数均在变化, 针对某一时间序列的时间分析, 当调查窗口 L 和符号分割数目 N 与真实规律偏离较大时, 事件中包含的每种类别的概率 P_i 极低, 此时香农熵较大, 偏导数小于 0, 香农熵递减. 而当接近真实规律时, 事件确定性逐渐加强, 所有类别的概率中便会出现某些显著高于其他类别的概率, 该结果在实验数据分析过程中已有验证. 最终导致香农熵值逐渐减小, 偏导数此时逐渐由负转正, 即出现极小值点, 并且此时对应的调查窗口 L 和符号分割数目 N 便是接近于该时间序列内在规律的划分情况, 而时间调查窗口即对应此时的特征时间.

综上所述, 越接近真实特征时间的调查窗口 L , 其划分出的各种类别的事件会有部分事件重复出现多次, 其概率会集中于此部分事件, 导致偏导数由负转正, 因此, 燃烧自发光信号的香农熵极小值点所对应的调查窗口 L 是唯一解, 可以用来代表燃烧特征时间.