

单头部模型燃烧室滑动弧等离子体点火数值仿真研究

陈 威¹, 陈 一^{2,3}, 屈美娇¹, 胡长淮^{2,4}, 朱益飞⁵, 张 祥⁶, 汤朝伟⁶, 侯豪豪¹

(1. 西安工程大学机电工程学院, 西安, 710600; 2. 航空动力系统与等离子体技术全国重点实验室, 西安, 710038;
3. 西安交通大学机械工程学院, 西安, 710049; 4. 西安交通大学航天航空学院, 西安, 710049;
5. 空军工程大学航空工程学院, 西安, 710038; 6. 南京航空航天大学能源与动力工程学院, 南京, 210016)

摘要 针对航空发动机燃烧室内滑动弧等离子体点火的特性, 采用数值模拟的方法对航空发动机单头部模型燃烧室进行滑动弧等离子体点火研究, 将滑动弧等离子体简化为动态热源, 并将滑动弧等离子体点火与电火花点火对比, 归纳 2 种点火方式下燃烧室点火过程中温度分布与火焰演化的规律, 总结滑动弧等离子体点火的特性。计算结果表明, 电火花点火和滑动弧等离子体点火 2 种点火方式所能达到的平均温度峰值基本相同。在滑动弧等离子体点火过程中, 放电功率为 200 W、空气流量为 25 m³/h 条件下, 余气系数为 1 时, 着火延迟时间为 224.6 ms; 余气系数为 2 时, 着火延迟时间为 324.9 ms; 余气系数为 4 时, 着火延迟时间为 878.7 ms。另外, 在放电功率为 200 W、余气系数为 1 的条件下, 当空气流量为 15 m³/h 时, 着火延迟时间为 194.8 ms; 空气流量为 35 m³/h 时, 着火延迟时间为 298.9 ms。结果表明着火延迟时间随着余气系数、空气流量的增大而增长。

关键词 单头部模型燃烧室; 航空发动机; 滑动弧等离子体; 点火; 数值模拟

DOI 10.3969/j.issn.2097-1915.2024.04.004

中图分类号 V231 **文献标志码** A **文章编号** 2097-1915(2024)04-0021-07

Simulation Research Based on Gliding Arc Plasma Ignition in a Single Dome Model Combustion Chamber

CHEN Wei¹, CHEN Yi^{2,3}, QU Meijiao¹, HU Changhuai^{2,4}, ZHU Yifei⁵, ZHANG Xiang⁶,
TANG Chaowei⁶, HOU Haohao¹

(1. Mechanical and Electrical Engineering College, Xi'an Polytechnic University, Xi'an 710600, China;
2. National Key Lab of Aerospace Power System and Plasma Technology, Xi'an 710038, China;
3. School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
4. School of Aerospace Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
5. Aeronautics Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China;
6. College of Energy and Power, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract In order to obtain the characteristics of gliding arc plasma ignition in the combustion chamber of aero-engine, the gliding arc plasma ignition simulation of aero-engine single dome model combustor is studied by numerical simulation. The gliding arc plasma is simplified as a dynamic heat source, gliding arc

收稿日期: 2024-03-28

基金项目: 陕西省博士后科研项目(2023BSHEDZ56)

作者简介: 陈 威(2000—), 男, 陕西西安人, 硕士生, 研究方向为滑动弧等离子体点火仿真。E-mail: 15191457824@163.com

通信作者: 陈 一(1989—), 男, 贵州贵阳人, 讲师, 博士, 研究方向为航空发动机燃烧室等离子体点火助燃技术。E-mail: chenyikgd@163.com

引用格式: 陈威, 陈一, 屈美娇, 等. 单头部模型燃烧室滑动弧等离子体点火数值仿真研究[J]. 空军工程大学学报, 2024, 25(4): 21-27.
CHEN Wei, CHEN Yi, QU Meijiao, et al. Simulation Research Based on Gliding Arc Plasma Ignition in a Single Dome Model Combustion Chamber[J]. Journal of Air Force Engineering University, 2024, 25(4): 21-27.

plasma ignition is compared to electric spark ignition, a rule of temperature distribution and flame evolution in combustion chamber is made by the two ignition methods, and the characteristics of gliding arc plasma ignition are summed up. The calculation results show that the average temperature peaks of the two ignition methods are basically the same. For the gliding arc plasma ignition, when the discharge power is 200 W under conditions of air flow being 25 m³/h, the residual air coefficient is 1, and the ignition delay time is 224.6 ms. When the air coefficient is 2, the ignition delay time is 324.9 ms. And when the residual air coefficient is 4, the ignition delay time is 878.7 ms. In addition, when the discharge power is 200 W under conditions of the air coefficient being 1, and the air flow being 15 m³/h, the ignition delay time is 194.8 ms. When the air flow is 35 m³/h, the ignition delay time is 298.9 ms.

Key words single dome model combustor; aero-engine; gliding arc plasma; ignition; numerical simulation;

随着对航空发动机推力重量比需求的提升,未来高温升燃烧室朝着更大头部进气量和更大燃烧室高度的方向发展^[1-2]。更高的来流速度导致电火花能量耗散增加,且点火产生的初始火核难以回传至主燃区,不利于点火稳焰;另一方面,燃烧室高度增加使得电火花有效穿透不够,点火边界明显不足。目前,从燃烧室设计,协调流场和燃油分布的角度出发,发展了一些先进的燃烧组织技术,如旋流燃烧^[3-4]、中心分级燃烧^[5-6]、驻涡燃烧^[7-8]等。但是,在高空/高原、吸雨/吸雹、进气畸变、过渡态等极端条件下,传统点火技术的点火边界大幅变窄,甚至难以成功点火^[9],迫切需要发展新技术拓宽点火裕度。

等离子体点火技术通过气体在等离子体放电中进行热电离和光电离,增加油气混合气温度,形成具有化学活性的组分(如氧原子、臭氧和活性基团等)。等离子体能够裂解燃料为轻质烷烃以降低燃烧反应活化能^[10-12]、提高化学反应速率、拓宽点火边界、缩短点火延迟时间等^[13]。国内外学者对等离子体在点火方面的应用开展了一些研究。文献[14]在等离子体炬点火的基础上,采用介质阻挡放电的方式来产生非平衡等离子体。结果表明,介质阻挡放电可以增强点火效果。文献[15]设计了一种适用于中小发燃烧室的旋转滑动弧涡流器,开展了不同输出电压下滑动弧等离子体的点火性能对比实验。结果表明,适当提高点火激励电压能够有效提升燃烧室的点火性能。文献[16]设计了一种直流滑动弧等离子体点火器,在模型燃烧室内进行了煤油/空气混合气的点火实验,结果表明,随着空气流量增大和驱动电源输出电流减小,滑动弧等离子体点火器的电弧长度减小,点火延迟时间逐渐增长。

为便于测量,研究人员常采用单头部模型燃烧室作为简化模型来研究燃烧室的燃烧特性。文献

[17]为了探究单头部燃烧室燃烧性能开展了实验和数值研究。结果表明随着油气比的逐渐增加,燃烧室的燃烧效率呈现先增大后减小的趋势。文献[18]采用光学诊断与三维数值模拟结合的方式,研究了单头部模型燃烧室内的燃烧组织过程。结果表明,主、预燃级火焰以弱耦合的方式组织燃烧,且燃油分级比的变化(0.15~0.30)不影响燃烧室流动与火焰分布特征。

燃烧室的点火性能决定航空发动机是否能够稳定工作。而仿真技术以其可以捕捉到实验难以观测到的火焰发展过程这一优势,被广泛采用以研究燃烧室的点火特性。文献[19]将一种等离子体动力学求解器和燃烧动力学求解器结合,建立了一种新的等离子体燃烧模型,研究了交流放电非平衡等离子体对 C₂H₄/空气的助燃路径。结果表明,等离子体助燃增加了新的反应路径,生成了更多的自由基和激发态组分,缩短滞燃期接近 2 个数量级。文献[20]开发了一种燃烧模型,使用数值计算的方法研究纳秒脉冲放电与燃料-氧化剂的相互作用。结果表明,纳秒脉冲放电能够显著缩短燃料-氧化剂混合物燃烧的点火延迟时间。文献[21]建立了一种纳秒脉冲等离子体诱导火焰点火和燃烧的二维耦合计算模型,该模型对等离子体形成、燃烧点火和火焰发展的整个过程进行仿真模拟。结果表明,等离子体可以使点火延迟时间缩短 10%。文献[22]利用 Fluent 对某型航空发动机两头部扇形燃烧室进行了等离子体助燃的数值计算,设计了等离子体助燃的数值计算方案,在燃烧室头部附近施加滑动弧等离子体,结果表明,实施等离子体助燃后,高温区的范围增大,而且高温区开始向主燃区方向移动。

综上所述,滑动弧等离子体点火技术应用于航空发动机燃烧室具有良好的应用前景,但在滑动弧

等离子体点火过程中,对于滑动弧点火瞬态过程的准确模拟以及完整火焰演化的研究较少。因此,本文开展了航空发动机单头部模型燃烧室的滑动弧等离子体点火仿真研究。通过将滑动弧等离子体的热效应简化为基于电弧运动形态的热源,模拟真实滑动弧等离子体激励点火过程,分析不同空气流量以及不同余气系数条件下滑动弧等离子体点火对燃烧室内着火延迟时间(着火延迟时间为初始火核出现到火焰稳定的时间)的影响规律,为今后滑动弧等离子体点火技术应用于航空发动机提供理论支撑。

1 计算模型及边界条件

1.1 几何模型建立及网格划分

本文基于单头部模型燃烧室开展滑动弧等离子体点火仿真研究,其结构示意图如图1所示。燃烧室轴向长度为250 mm,头部截面直径为200 mm,出口直径为50 mm。该燃烧室头部由主模和副模组成:主模旋流器内径和外径分别为40 mm和80 mm;副模旋流器内径和外径分别为5 mm和20 mm,且副模旋流与主模旋流的旋流方向同为逆时针。燃油雾化喷嘴在燃烧室头部中心位置处,空气经旋流器后与雾化后的燃料在头部附近掺混后进入主燃区。

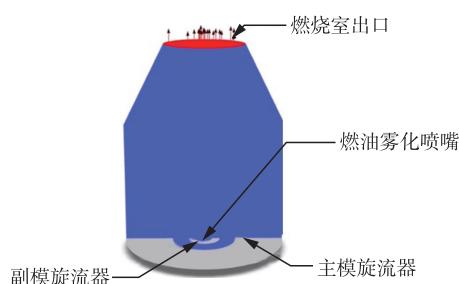


图1 单头部基础燃烧室模型

对整个燃烧室采用结构化的六面体网格的方法进行划分。为兼顾计算能力和计算精度,本文对燃烧室的中心区域进行加密处理,加密后网格如图2所示。燃烧室的整体计算域网格生成情况如图3所示。

分别在网格数量为72万、135万以及178万时对燃烧室出口气体的平均速度进行比较,从而对比验证网格无关性。当网格数量为72万时,出口气体的平均速度为6.28 m/s;网格数量为135万时,出口气体的平均速度为6.21 m/s;网格数量为178万时,出口气体的平均速度为6.24 m/s。可以看出3种不同网格数量下的燃烧室出口平均速度均在6.2

m/s左右,因此为提高计算效率,同时保持计算准确性,最终将网格数量确定为135万。

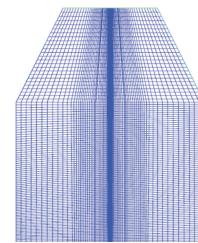


图2 燃烧室中心截面加密后网格



图3 燃烧室整体网格划分

1.2 数学模型及数值求解方法

本文利用Fluent软件,开展数值计算研究。使用标准的 $k-\epsilon$ 湍流模型^[23-25],其中湍流动能 k 方程和耗散率 ϵ 方程通过式(1)和式(2)得到。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_m + S_k \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \\ C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \end{aligned} \quad (2)$$

在式(1)、式(2)中, G_k 为平均速度梯度产生的湍流动能; G_b 为由浮力产生的紊流动能; Y_m 为可压缩湍流中波动膨胀对总耗散率的效应; σ_k 和 σ_ϵ 分别为 k 和 ϵ 的湍流普朗特数,根据实验总结分别为1.0和1.3; S_k 和 S_ϵ 为用户定义的源项; $C_{1\epsilon}$ 、 $C_{2\epsilon}$ 、 $C_{3\epsilon}$ 为常数,其中 $C_{1\epsilon}=1.44$, $C_{2\epsilon}=1.92$ 。

湍流粘度 μ_t 的表达式为:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3)$$

式中: $C_\mu=0.09$ 。通过离散相模型(discrete phase model,DPM)^[26],对燃烧室内的燃油喷雾过程进行模拟。在模拟燃烧过程时,采用组分输运模型的涡耗散(eddy dissipation concept,EDC)模型来模拟航空发动机燃烧室内的湍流燃烧过程。计算时燃料为煤油,可简化为 $C_{12}H_{23}$,本文将燃烧简化为单步反应,反应方程为式(4)。



1.3 边界条件设置

本文分别选取了 $15 \text{ m}^3/\text{h}$ 、 $20 \text{ m}^3/\text{h}$ 、 $25 \text{ m}^3/\text{h}$ 、 $30 \text{ m}^3/\text{h}$ 和 $35 \text{ m}^3/\text{h}$ 的空气流量 W_a 进行冷态流场仿真。使用速度入口模拟主模旋流器和副模旋流器。其旋流角分别为 30° 、 40° ，且初始温度 $T_1 = 305 \text{ K}$ ，出口设置为压力出口，工作压力 P_{in} 为 101.325 Pa 。

燃料从喷嘴喷入燃烧室，喷嘴类型为压力雾化喷嘴，喷雾半锥角为 50° ，颗粒类型选择液滴类型。燃烧室的壁面均设为光滑无滑移条件壁面，外壁面的离散相边界条件类型设置为 Reflect 型，出口的离散相边界条件类型设置为 Escape 型，表示粒子遇到燃烧室外壁面会反弹，只有遇到燃烧室出口才会流出，轨迹计算也会终止。

2 滑动弧等离子体点火简化过程

放电特性实验中使用高速相机和光学反射镜拍摄的滑动弧等离子体的物理形态三视图如图 4 所示。已有研究表明，在高压交流电源的驱动下于阴、阳极的最小间距处击穿形成的电弧被气流驱动旋转滑动，同时电弧长度也会发生变化，当电源供给功率无法满足放电功率时，电弧熄灭。熄灭后，进入下一个周期后再次在最小间距处击穿，持续重复上述过程^[27]。

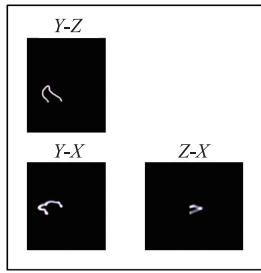


图 4 滑动电弧物理形态三视图

本文将滑动弧等离子体简化为半椭圆形的电弧通道，弧根在阳极，弧梢在阴极。图 5 展示了简化后滑动弧的基础形态以及变化状态，电弧绕燃烧室中心轴线并按逆时针方向进行旋转。依据文献[28]，将滑动电弧的最大弧长设置为 20 mm ，旋转角速度 $\omega = 20 \pi \text{ rad/s}$ ，因此本文中滑动弧的弧长随时间变化如公式(5)所示，周期 $f = 25 \text{ ms}$ 。当滑动弧达到最大弧长后，在下一时刻滑动弧高度变为初始高度 0 mm 。滑动弧等离子体的弧根和弧梢直径为 1 mm 。

$$l_0 = 400(t - nf) \quad (5)$$

式中： l_0 为电弧弧长； t 为滑动弧旋转时间； n 为滑动弧在 t 时间内所累积的圈数。

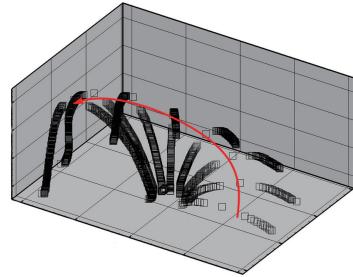


图 5 滑动弧运动简化

滑动弧等离子体的电弧放电功率通过放电特性实验中电流电压探针可以测出滑动弧放电时的瞬时电压值和瞬时电流值，图 6 为空气流量为 $35 \text{ m}^3/\text{h}$ 工况下进行实验的电压电流波形图，通过式(6)可以计算出滑动弧平均功率 $P \approx 200 \text{ W}$ 。

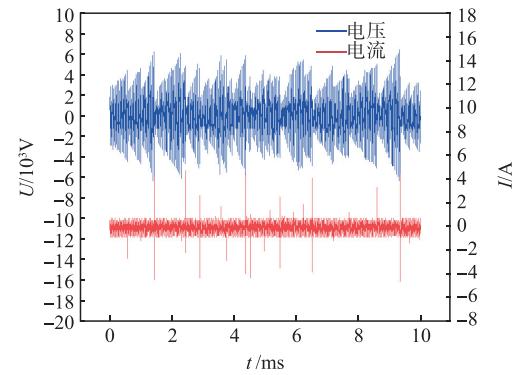


图 6 电流电压波形

$$P = \frac{1}{t} \int_0^t u(t) i(t) dt = \frac{\sum_0^n u_j i_j}{n} \quad (6)$$

式中： u_j 为数字示波器采集的电压信号； i_j 为数字示波器采集的电流信号； n 为采样点。

本文将滑动弧等离子体点火简化为带有热源的运动电弧触发燃烧，仿真时滑动弧等离子体的热量大小依靠仿真模拟中施加功率大小来体现。通过用户自定义函数(user defined function, UDF)编译，将带有滑动弧等离子体模拟的代码加载进 Fluent 燃烧反应模型中，滑动弧围绕燃烧室头部中心轴线进行旋转，滑动弧所携带的能量位置也发生变化，根据实验已知滑动弧放电的功率 P ，在模拟滑动弧加热时，假设放电功率在滑动弧上分布均匀，且滑动弧将电能完全转换为内能，则滑动弧所在位置处单位体积加热功率 P_i 由公式(7)得到，将其作为能量源项反馈到能量方程中，滑动弧功率到能量的映射关系由此建立。

$$P_i = P / V \quad (7)$$

式中： P 为滑动弧放电功率； V 为滑动弧体积。

3 结果分析

3.1 冷态流场计算结果

燃烧室冷态流场同时也影响着燃烧室内的燃烧状

况。在点火之前,首先需要计算出完整的流场分布。根据不同的工况,得到的燃烧室内空气流场的数值仿真结果如图7所示,图7(a)~图7(e)分别是空气流量为 $15\text{ m}^3/\text{h}$ 、 $20\text{ m}^3/\text{h}$ 、 $25\text{ m}^3/\text{h}$ 、 $30\text{ m}^3/\text{h}$ 和 $35\text{ m}^3/\text{h}$ 工况的空气速度矢量图。可以看出空气从主模旋流器和副模旋流器进入,在燃烧室的主燃区内形成回流,最终以较为均匀的平直流动从燃烧室出口流出。

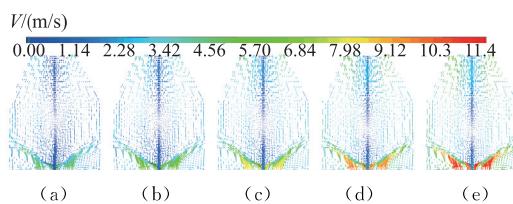


图7 不同 W_a 的燃烧室内速度矢量图

3.2 滑动弧点火与电火花点火火焰演化对比分析

为了观察滑动弧等离子体点火的完整过程,在空气流量 $W_a=25\text{ m}^3/\text{h}$ 、放电功率 $P=200\text{ W}$ 和余气系数 $\alpha=1$ 工况下进行滑动弧等离子体点火模拟。选取燃烧室中心截面作为观察面,如图8所示。整个过程分为3个阶段:① $0\sim15\text{ ms}$ 为点火初始阶段,滑动弧等离子体直接点燃燃烧室头部出口的油气混合气,滑动弧等离子体周围出现初始火核,随后以电弧产生的火核为核心的火焰锋面向燃烧室下游持续扩散,期间火核的最高温度为 1600 K 左右;② $15\sim110\text{ ms}$ 为火焰发展阶段,火焰锋面在此阶段中继续向燃烧室下游扩散,在第 50 ms 到达主燃区,在第 80 ms 开始在主燃区形成2个对称的“肾形”火焰。火焰核心内部温度升高,火焰锋面继续点燃周围的油气混合气,使火焰保持稳定并持续向燃烧室下游延伸,在第 110 ms 时,火核最高温度达到 2400 K 左右;③ $110\sim210\text{ ms}$ 为稳定燃烧阶段,火焰继续扩散,并最终趋于稳定,在第 $200\sim210\text{ ms}$ 左右火焰锋面扩散到整个燃烧室,火核最高温度达到 2500 K 。

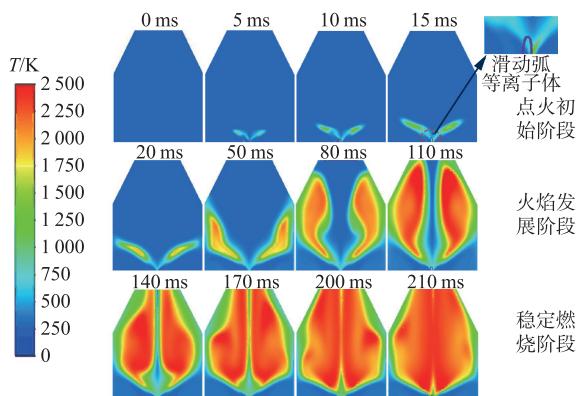


图8 滑动弧点火燃烧室内温度变化

将电火花点火与滑动弧等离子体点火过程进行对比,点火工况 $W_a=25\text{ m}^3/\text{h}$ 、 $\alpha=1$,对比时间区间均为 $2\sim210\text{ ms}$ 。如图9所示。其中电火花点火模拟的点火能量为 5 J ,脉冲频率为 3 Hz ,点火位置在

燃烧室壁面处,火花持续时间为 3 ms ,换算后电火花点火每次脉冲放电的瞬时功率约为 1666.67 W ,而滑动弧等离子体激励属于连续的点火,经实测滑动弧等离子体放电的功率约为 200 W 。电火花点火时,初始火核呈球体,火核半径为 10 mm ,绝大部分初始火核点燃的混合燃气向燃烧室下游耗散,只有少部分在主燃区回流区作用下,回传至燃烧室头部。

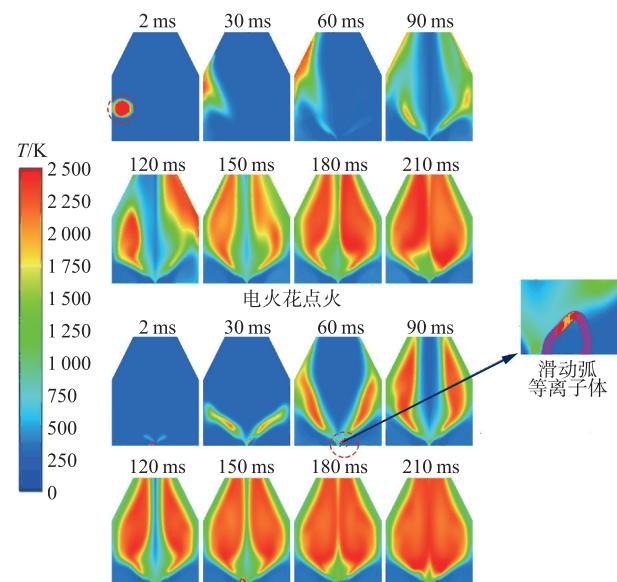


图9 电火花点火与滑动弧等离子体点火对比

从图9可以看出滑动弧点火后形成的初始火核大部分向主燃区累积,相比于电火花点火减少了热的耗散,所以点火效率更高。且电火花点火每次脉冲放电的功率远远高于滑动弧放电的功率,由此也可以看出滑动弧点火的优势。从图中也可以看出电火花点火形成对称火核时间为 180 ms ,而滑动弧点火形成相似大小的对称火核所需时间为 150 ms 左右,且滑动弧等离子体点火火核的对称性要优于电火花点火。

3.3 滑动弧等离子体对着火延迟时间的影响

电火花点火和滑动弧等离子体点火后,燃烧室内中心截面平均温度随时间变化趋势如图10所示。

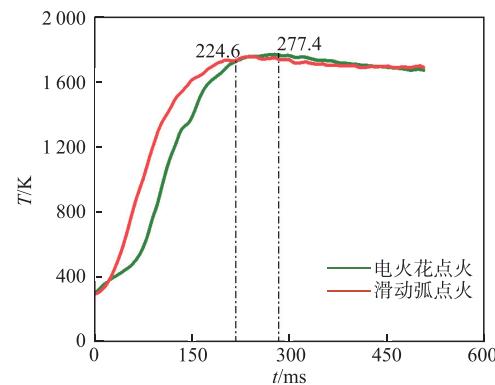


图10 不同点火方式对燃烧室内温度的影响

可以看出2种点火方式所能达到的平均温度峰值相差不大,均维持在 1800 K 左右;另一方面,使

用滑动弧等离子体点火方式下的着火延迟时间为 224.6 ms, 而电火花点火方式下的着火延迟时间为 277.4 ms, 2 种点火方式着火延迟时间相差大约 50 ms。

为进一步研究不同的 W_a 和 α 对滑动弧等离子体点火的影响。在 $W_a = 25 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, α 为 1、2 和 4 的工况进行点火仿真, 来研究不同 α 对滑动弧等离子体点火效果的影响; 在 $\alpha = 1$ 时, W_a 为 15 m^3/h 、20 m^3/h 、25 m^3/h 、30 m^3/h 、35 m^3/h 的工况进行点火仿真, 来研究不同 W_a 对滑动弧等离子体点火结果的影响。

图 11 展示了在放电功率 $P = 200 \text{ W}$ 、空气流量 $W_a = 25 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, 3 种不同 α 的工况下燃烧室内中心截面平均温度随时间的变化, 从图中可以看出, 在余气系数分别为 1 和 2 时, 燃烧室平均温度峰值均达到 1800 K 左右; 但当 $\alpha = 4$ 时, 燃烧室能达到的平均温度峰值只有 1300 K 左右; 另一方面, 可以看出着火延迟时间随着余气系数的增大而增长; 在 $\alpha = 2$ 的贫油工况时, 着火延迟时间为 324.9 ms, 恰当比条件下 ($\alpha = 1$) 时, 着火延迟时间为 224.6 ms, 在 $\alpha = 4$ 时的着火延迟时间为 878.7 ms。产生这一现象的原因: 在空气流量不变的前提下, 随着 α 在增大, 可燃混合气体的燃料浓度下降, 使得燃烧反应区的释热能力降低, 导致燃烧室内的平均温度降低, 从而导致着火延迟时间增长。

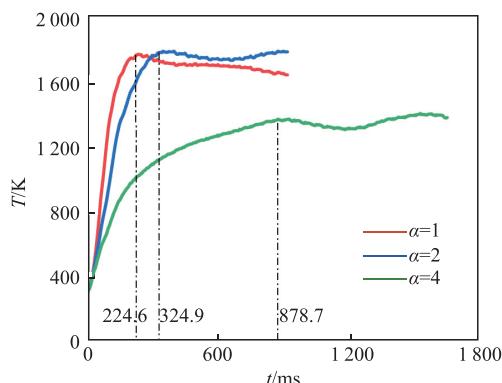


图 11 不同 α 对燃烧室温度的影响

图 12 展示了在放电功率 $P = 200 \text{ W}$ 、余气系数 $\alpha = 1$ 时, 5 种不同 W_a 的工况下燃烧室内中心截面平均温度随时间的变化。从图中可以看出, 在不同空气流量下, 燃烧室平均温度峰值基本维持在 1800 K 左右; 另一方面, 着火延迟时间随着空气流量的增加而增长。在 $W_a = 15 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, 着火延迟时间最短, 着火延迟时间为 194.8 ms; 而在 $W_a = 35 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, 着火延迟时间最长为 298.9 ms, 前后相差将近 100 ms。产生这一现象的原因: 在余气系数和放电功率一定的情况下, 随着入口处空气流量增大, 一方面供给的燃油流量增加, 另一方面旋流器出

口附近的速度也随之增加, 高速气流能够带走更多电弧附近的热量, 燃烧反应需要持续较长的时间才能积累足够的能量, 使得头部滑动弧点火能量更快地耗散到燃烧室下游, 单位来流空气中的火核累积能量减小, 因此点火速率降低, 着火延迟时间会有所增长。

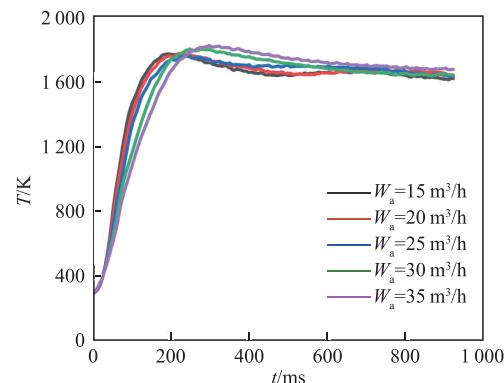


图 12 不同 W_a 对燃烧室温度的影响

4 结论

1) 电火花点火和滑动弧等离子体点火 2 种点火方式所能够达到的平均温度峰值基本相同。电火花点火时, 初始火核点燃的混合燃气向燃烧室下游耗散, 只有少部分在主燃区回流区作用下回传至燃烧室头部; 滑动弧点火后形成的初始火核大部分向主燃区累积, 相比于电火花点火减少了热的耗散。

2) 当滑动弧等离子体放电功率 $P = 200 \text{ W}$ 、空气回流率 $W_a = 25 \text{ m}^3/\text{h}$, 余气系数 α 分别为 1 和 2 时, 燃烧室所能达到的平均温度峰值为 1800 K 左右; 当 $\alpha = 4$ 时, 燃烧室能达到的平均温度峰值显著降低。另外着火延迟时间随着 α 的增大而增长, 在 $\alpha = 4$ 时, 着火延迟时间最大, 为 878.7 ms。

3) 当滑动弧等离子体放电功率 $P = 200 \text{ W}$ 、 $\alpha = 1$ 时, 不同 W_a 工况下燃烧室所能达到的平均温度峰值维持在 1800 K 左右。另外着火延迟时间会随着 W_a 的增加而增长, 在 $W_a = 15 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, 着火延迟时间为 194.8 ms; 而在 $W_a = 35 \text{ m}^3/\text{h}$ 时, 着火延迟时间为 298.9 ms, 前后相差将近 100 ms。

参考文献

- [1] 陈炫午,曾青华,甘晓华.航空发动机高温升燃烧室技术分析[J].推进技术,2023,44(2): 2208054.
- [2] 杨金虎,刘存喜,刘富强,等.分级燃烧室预燃级旋流组织对点熄火性能影响的试验研究[J].推进技术,2019,40(9): 2050-2059.
- [3] 丁国玉,何小民,薛冲,等.头部及掺混孔对三级旋流器燃烧室出口温度分布影响的试验[J].航空动力学报,2015,30(4): 807-813.

- [4] DING G, HE X, ZHAO Z, et al. Effect of Dilution Holes on the Performance of a Triple Swirler Combustor [J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2014, 27(6): 1421-1429.
- [5] 林宏军,常峰,程明.中心分级燃烧室技术和工程应用研究[J].航空动力,2018(3): 41-44.
- [6] LIU W, WANG H, YANG Q, et al. Flow Dynamics in a Multi-Swirler Model Combustor Based on LES and POD Analysis [C]//Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Phoenix: American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 2019: 17-21.
- [7] JIANG P, HE X. Experimental Investigation of Flow Field Characteristics in a Mixed-Flow Trapped Vortex Combustor[J]. Aerospace Science and Technology, 2020(1): 105533.
- [8] 林宏军,程明,何小民.驻涡燃烧室的研究进展和应用浅析[J].航空科学技术,2011(4): 68-70.
- [9] 李应红,吴云.等离子体激励调控流动与燃烧的研究进展与展望[J].中国科学:技术科学,2020,50(10): 1252-1273.
- [10] STARIKOVSKIY A, ALEKSANDROV N. Plasma-assisted Ignition and Combustion[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2013, 39(1): 61-110.
- [11] JU Y, SUN W. Plasma Assisted Combustion: Dynamics and Chemistry[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2015(3): 21-83.
- [12] JU Y, SUN W. Plasma Assisted Combustion: Progress, Challenges, and Opportunities[J]. Combustion and Flame, 2015, 162(3): 529-532.
- [13] 耿华东,陈一,崔巍,等.滑动弧放电等离子体激励的值班火焰头部放电特性实验[J].空军工程大学学报(自然科学版),2022,23(1): 53-63.
- [14] YOSHINORI M. Combustion Enhancement in a Supersonic Flow by Simultaneous Operation of DBD and Plasma Jet[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 3287-3294.
- [15] 彭畅新,杨浩,刘逸博,等.旋转滑动弧涡流器点火探索试验[J].航空动力学报,2023,38(4): 769-776.
- [16] 刘雄,何立明,戴文峰,等.直流滑动弧等离子体点火器特性的实验研究[J].推进技术,2020,41(7): 1550-1559.
- [17] 罗谦.单头部模型燃烧室燃烧性能研究[D].南京:南京航空航天大学,2019.
- [18] 王晶,张漫,张弛,等.单头部模型燃烧室燃烧组织及NO_x排放[J].航空动力学报,2023,38(1): 94-103.
- [19] 班杨杨,张帆,钟生辉,等.交流放电等离子体助燃乙烯/空气的数值模拟[J].内燃机工程,2022,43(1): 58-66.
- [20] BREDEN D, RAJA L. Simulations of Nano Second Pulsed Plasmas in Supersonic Flow[C]//40th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference. San Antonio; Texas, 2009: 3594.
- [21] SHARMA A, SUBRAMANIAM V, SOLMAZ E, et al. Fully Coupled Modeling of Nanosecond Pulsed Plasma Assisted Combustion Ignition[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2018, 52(9): 095204.
- [22] 费力,何立明,陈一,等.某型航空发动机燃烧室等离子体助燃的数值研究[J].燃烧科学与技术,2019,25(5): 451-459.
- [23] SPALDING D B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence[M]. New York: Academic Press, 1972.
- [24] 吴志永,林宇震,刘高恩,等.基于CFD分析改进三旋流燃烧室头部设计[J].推进技术,2009,30(5): 533-537.
- [25] 熊彪,李鹏飞,郭军军,等.半焦掺混煤粉MILD燃烧的数值模拟及分析[J].燃烧科学与技术,2018,24(5): 407-412.
- [26] 范博,沈赤兵,王科,等.空气加热器喷雾燃烧流场仿真模拟[J].火箭推进,2023,49(5): 13-22.
- [27] 雷健平,何立明,陈一,等.旋转滑动弧放电等离子体滑动放电模式的实验研究[J].物理学报,2020,69(19): 232-243.
- [28] 李晓东,张明,朱凤森,等.滑动弧促进甲烷干重整电弧图像及电参数分析[J].高电压技术,2015,41(6): 2022-2029.

(编辑:陈斐)