

# 凹腔稳燃超声速燃烧火焰闪回不稳定性的数值研究\*

肖焯焯, 金台

(浙江大学 航空航天学院, 杭州 310027)

**摘要:** 针对等直截面超燃冲压发动机燃烧室中火焰闪回低频燃烧振荡现象, 采用延迟分离涡模拟 (DDES) 的混合 RANS/LES 方法结合 PaSR 湍流燃烧模型进行了三维模拟研究. 计算得到了完整的燃烧振荡周期, 与实验中的低频燃烧振荡现象较为一致. 低频燃烧振荡周期可分为凹腔火焰稳定、火焰回传、火焰吹熄 3 个阶段. 通过分析低频燃烧振荡周期中不同阶段的燃烧流动状态, 给出了可能的低频燃烧振荡的形成机制. 研究表明, 在整个低频燃烧振荡周期中燃烧室内没有发生热壅塞, 燃烧室提供的背压和燃烧释热是燃烧室内形成低频燃烧振荡的关键.

**关键词:** 火焰闪回; 超声速低频燃烧振荡; 燃烧流动; 热壅塞

**中图分类号:** O354.4 **文献标志码:** A **DOI:** 10.21656/1000-0887.440103

## Numerical Analysis of Flame Flashback and Instability in Cavity-Stabilized Supersonic Combustion

XIAO Yexin, JIN Tai

(School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, P.R.China)

**Abstract:** Aimed at the phenomenon of flame flashback and low-frequency combustion oscillation in the scramjet combustor with equal straight cross sections, 3D simulations were conducted, with the hybrid RANS/LES method (delayed detached-eddy simulation, DDES) for turbulence modeling and the partially stirred reactor (PaSR) for turbulence-reaction interactions. The obtained entire combustion oscillation period is consistent with the low-frequency combustion oscillation phenomenon observed in the experiment. The low-frequency combustion oscillation period can be divided into 3 stages: the cavity-holding flame, the flame flashback, and the flame blowout. By analysis of the reacting flow field in different stages of the low-frequency combustion oscillation cycle, the possible formation mechanism of low-frequency combustion oscillations was summarized. The results show that, there is no choking in the combustion chamber during the whole low-frequency combustion oscillation period. The pressure rise induced by shock interaction and the heat released by combustion are the key factors for the formation of low-frequency combustion oscillations in the combustion chamber.

**Key words:** flame flashback; low-frequency combustion oscillation; combustion flow field; choking

## 0 引 言

高超声速飞行被誉为继螺旋桨和喷气推进飞行之后航空史上的第 3 次“革命”, 是 21 世纪航空、航天技

\* 收稿日期: 2023-04-12; 修订日期: 2023-07-21

基金项目: 国家自然科学基金项目(52076194)

作者简介: 肖焯焯(1999—), 男, 博士生(E-mail: xiao\_yexin@zju.edu.cn);

金台(1988—), 男, 副教授(通讯作者, E-mail: jintai@zju.edu.cn).

引用格式: 肖焯焯, 金台. 凹腔稳燃超声速燃烧火焰闪回不稳定性的数值研究[J]. 应用数学和力学, 2023, 44(9): 1042-1053.

术的制高点,针对高超声速技术的研究也层出不穷<sup>[1-3]</sup>。以超燃冲压发动机为代表的吸气式推进装置是高超声速飞行的理想动力<sup>[2-5]</sup>。相比于火箭发动机自带氧化剂,超燃冲压发动机以其比冲高、载荷比高等特性而备受青睐。超声速条件下难以组织燃烧,即使强迫点火成功也难以稳定。为此,研究人员们提出了多种火焰稳定设计,并广泛应用于各种不同构型的超燃燃烧室中<sup>[2,6]</sup>。凹腔火焰稳定方案以其较宽的稳焰范围和较低的总压损失而逐步成为一种主流的稳焰设计方案<sup>[2-3,7-13]</sup>。随着对超燃冲压发动机燃烧研究的逐渐深入,实验研究表明燃烧室内存在不稳定燃烧过程<sup>[9,11-18]</sup>。燃烧室内不稳定的燃烧流动可能会引起发动机推力不稳定、进气道不起动、喘振等严重后果,为发动机的工作带来重大安全隐患。为了控制燃烧室内的不稳定燃烧流动过程,需要对燃烧室内不稳定燃烧流动机制有更进一步的认识。

对于凹腔的构型设计,当超声速流体流过时,边界层在凹腔前台阶处与壁面分离,形成自由剪切层。自由剪切层流动的不稳定使得边界层在凹腔后台阶的再附过程也存在不稳定,再附过程中自由剪切层对凹腔后壁面的冲击将引起声振荡。不稳定的声振荡将沿着凹腔及壁面边界层向上游传播,进而触发混合燃烧过程的不稳定,最终将造成整个燃烧室内复杂的不稳定燃烧流动<sup>[11,15-16,18]</sup>。在超声速燃烧不稳定研究中,一般将 1 000 Hz 作为参考基准,高于 1 000 Hz 频率的振荡通常看作是高频振荡,低于 1 000 Hz 的振荡则通常看作是低频振荡。Ouyang 等<sup>[9]</sup>在直连式实验台上观察到了较低频率的燃烧振荡现象,峰值频率约为 126 Hz。实验中通过光学测量手段得到了火焰的传播过程,并进一步将燃烧振荡周期划分为 3 个阶段:凹腔火焰稳定阶段、火焰上游传播(火焰回传)阶段、火焰快速吹熄阶段。李文栋等<sup>[19]</sup>在研究中指出,主要的回火机理有 4 种,其中燃烧不稳定引发回火及边界层回火在热声不稳定燃烧器中起主导作用。Zhao 等<sup>[12,20]</sup>在实验中同样观察到了大振幅的火焰振荡,通过对比实验得到了多个状态下的燃烧不稳定现象,并在数值计算中着重研究了火焰闪回这一低频燃烧振荡周期中的重要阶段。进一步分析发现,尽管燃烧室内存在多种状态下的不稳定现象,但不同状态下火焰回传与火焰吹熄过程存在相似的速度分布。数值计算的结果则表明,火焰闪回过程对凹腔内及凹腔下游的流动状态较为敏感,其中温度波动的影响尤为明显。Jeong 等<sup>[13]</sup>基于实验模型燃烧室结构开展了二维大涡模拟(LES)计算,计算中得到了不同当量比下,频率在 188~456 Hz 之间的低频压力振荡结果。分析指出,燃烧室及隔离段内前传激波的产生和耗散是低频燃烧不稳定的重要影响因素。Ma 等<sup>[16]</sup>在直连式实验台上观察到了主导频率为 106 Hz 的低频燃烧振荡,并结合数值计算及理论分析给出了两种可能的燃烧不稳定机制:火焰区和预燃激波之间的热声对流反馈及火焰区和燃料喷注之间的热声对流反馈。Du 等<sup>[18]</sup>在实验中通过空气节流方法实现了煤油燃料的自点火及火焰稳定,关闭空气节流后较强的燃烧不稳定现象出现。纹影测量结果表明燃烧室内存在激波大规模的前后移动,并伴随着大面积的流动分离和再附。进一步分析认为燃烧释热提供的背压是造成激波不稳定的关键因素。Frost 等<sup>[21]</sup>基于 HyShot 模型超燃燃烧室,通过一维模型分析,给出燃烧室内热壅塞当量比预测值,与实验结果较为吻合。实验中存在低于该当量比而流动仍然达到壅塞的结果,分析认为该情况下燃烧形成的背压将推动流动分离,进而引起流动壅塞。Seleznev 等<sup>[10]</sup>回顾了过去 30 多年有关超燃冲压发动机的重要的实验及数值仿真研究,并指出现有的实验技术手段已经足够描述发动机内的各种现象,但数值仿真研究仍然存在严重不足。超燃冲压发动机中化学反应动力学模型、湍流混合燃烧模型、不稳定涡及湍流结构描述模型仍有待进一步发展。

上述研究对凹腔稳燃超燃燃烧室内的低频燃烧振荡机制给出了多种分析,但尚未形成统一的认知。针对该过程的研究主要为实验研究,目前还缺少对于完整火焰回传、吹熄过程分析的数值研究。本文针对火焰回传、吹熄的周期性的低频燃烧振荡现象,开展了实验室尺度模型燃烧室的数值计算研究,分析了低频燃烧振荡中各个阶段的流动特征,揭示了超声速燃烧不稳定性的形成机制。

## 1 数值计算方法

### 1.1 控制方程

可压缩多组分反应流动 LES 控制方程如下:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij}^{\text{sgs}}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i + \left( \bar{\alpha} + \frac{\bar{\mu}}{Pr_1} \right) \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_j} \right] + \sum_{k=1}^{N_s} (\bar{\omega}_k \cdot h_k), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\bar{\mu}}{Sc_k} + \frac{\bar{\mu}_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_j} \right] + \bar{\omega}_k, \quad k = 1, 2, \dots, N_s - 1, \quad (4)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_u \tilde{T} \sum_{k=1}^{N_s} \frac{\tilde{Y}_k}{M_k}, \quad (5)$$

其中上标“-”表示变量的空间过滤,上标“~”表示 Favre 过滤; $\rho$  为控制体密度; $u_i$  为流体微团沿  $x_i$  方向的速度; $p, T$  分别为压强、温度;Kronecker 函数  $\delta_{ij}$  在  $i=j$  时值为 1,其余条件下值为 0; $\tau_{ij}$  和  $\tau_{ij}^{\text{sgs}}$  分别为分子黏性应力张量和亚网格 SGS 应力张量; $E$  为总能,  $E = h_s - p/\rho + u_i^2/2$ ,  $h_s$  和  $h_k$  分别为混合物显焓和组分  $k$  的绝对焓; $\alpha$  为热扩散系数,  $\alpha = \lambda/c_p$ , 热导率  $\lambda$  由 Eucken 公式计算; $\mu_t$  为 SGS 涡黏度,由湍流模型给出,分子动力黏度  $\mu$  通过 Sutherland 模型计算; $Y_k$  和  $\omega_k$  分别为组分  $k$  的质量分数和反应速率;假设各组分分子 Schmidt 数  $Sc_k$  均为 0.7,而湍流 Prandtl 数  $Pr_1$  与 Schmidt 数  $Sc_t$  分别取为 0.9 和 0.75; $R_u$  和  $M_k$  分别为通用气体常数和组分  $k$  的摩尔质量。

为得到较为准确的流动分离过程及湍流燃烧过程,湍流流动模拟采用联合 Reynolds 平均(RANS)和 LES 中应用广泛的延迟分离涡模拟(delayed detached-eddy simulation, DDES),在近壁面区域采用 RANS 模型,远离壁面区域采用 LES 模式.湍流燃烧模型采用部分搅拌反应器(partially stirred reactor, PaSR)模型。

## 1.2 基于 Spalart-Allmaras (SA) 一方程模型的 DDES 方法

对于可压缩流动,SA 一方程<sup>[22]</sup>亚网格模型通常可以写为以下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mu}_c}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\mu}_c u_j}{\partial x_j} &= C_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\mu}_c + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\mu_n + \tilde{\mu}_c) \nabla \tilde{\mu}_c] + C_{b2} |\nabla \tilde{\mu}_c|^2 \} - \\ &\left( C_w f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left( \frac{\tilde{\mu}_c}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mu_t = \rho \tilde{\mu}_c f_{v1}, \quad (7)$$

式中  $\tilde{\mu}_c$  为 SA 方程求解中的模型湍流运动黏度,而  $\mu_t$  为湍流运动黏度,  $\Delta U$  是由壁面移动引起的源项,对于静止、无滑移壁面  $\Delta U$  通常为 0,  $d$  为计算点到物面的最小距离.函数  $f_{t1}$ ,  $\tilde{S}$ ,  $f_{v1}$ ,  $f_{t2}$ ,  $f_{v2}$ ,  $f_w$  有如下定义:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\mu}_c}{\mu_n}, \quad (8)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad (9)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} + \frac{\tilde{\mu}_c}{k^2 d^2} f_{v2}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (10)$$

$$f_{t2} = C_{t3} e^{-C_{t4} \chi^2}, \quad (11)$$

$$f_w = g \left( \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\mu}_c}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}, \quad (12)$$

$$f_{t1} = C_{t1} g_t \exp \left[ -C_{t2} \frac{w_t}{\Delta U} (d^2 + d_t^2 g_t^2) \right], \quad g_t = \min \left( 0.1, \frac{\Delta U}{w_t \Delta x} \right), \quad (13)$$

式中  $\mu_n$  为分子运动黏度,  $w_t$  为计算点在壁面对应点的速度,对于静止非滑移壁面该项为 0,  $d_t$  为计算点到壁

面对应点流线之间的最小距离,  $\Delta x$  为壁面对应点处沿着流线的网格间距. 上述计算中用到的常数如下:

$$\begin{cases} \sigma = 2/3, C_{b1} = 0.1355, C_{b2} = 0.622, \kappa = 0.41, \\ C_{w1} = C_{b1}/\kappa^2 + (1 + C_{b2})/\sigma, C_{w2} = 0.3, C_{w3} = 2, C_{v1} = 7.1, \\ C_{t1} = 1, C_{t2} = 2, C_{t3} = 1.1, C_{t4} = 2. \end{cases} \quad (14)$$

在 SA 一方程模型中, 计算点到物面的最小距离  $d$  又可当作是 RANS 计算中的长度尺度. 在 DDES 计算中, 长度尺度需要重新定义为  $\tilde{d}$ , 将其代入方程(6)中即可得到 SA-DDES<sup>[23]</sup> 模型:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \widetilde{\mu}_c}{\partial t} + \frac{\partial \widetilde{\mu}_c u_j}{\partial x_i} = C_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\widetilde{\mu}_c + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\mu_n + \widetilde{\mu}_c) \nabla \widetilde{\mu}_c] + C_{b2} |\nabla \widetilde{\mu}_c|^2 \} - \\ \left( C_{w1} f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left( \frac{\widetilde{\mu}_c}{d} \right)^2 + f_{t1} \Delta U^2. \end{aligned} \quad (15)$$

同理, 式中  $f_{t1}$ ,  $\tilde{S}$ ,  $f_{v1}$ ,  $f_{v2}$ ,  $f_{t2}$ ,  $f_w$  等函数的计算都需要做相应替换.  $\tilde{d}$  的计算由下式给出:

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{DES} \Delta), \quad (16)$$

$$f_d = 1 - \tanh[(8r_d)^3], \quad (17)$$

$$r_d = \frac{\mu_t + \mu_n}{\sqrt{U_{i,j} U_{i,j}} \kappa^2 d^2}, \quad (18)$$

式中  $U_{i,j}$  为速度梯度,  $C_{DES}$  为模型常数,  $\Delta$  为亚格子尺度, 其余定义同 SA 模型.  $r_d$  函数在靠近壁面时值很大, 而在远离壁面时则快速接近于 0, 附加的分子运动黏度  $\mu_n$  保证函数在极接近壁面时, 湍流运动黏度  $\mu_t$  接近于 0 时函数值不为 0. 当计算点远离壁面时,  $f_d$  函数值为 1, 此时  $\tilde{d}$  变为 DES 模型中的长度尺度<sup>[24]</sup>; 而当计算点接近壁面时,  $f_d$  函数值为 0, 此时  $\tilde{d}$  退化为 RANS 模型中的长度尺度.

### 1.3 湍流燃烧模型

本文中计算采用 Golovitchev 等<sup>[25]</sup> 提出的基于有限反应速率的 PaSR 湍流燃烧模型. 该模型认为反应速率与特征混合时间和特征反应时间有关, 且反应发生在混合过程之后. 因此该模型将控制体内划分为非混合区和混合区, 非混合区经过特征混合时间后变为混合区后开始反应, 混合区内反应则快速进行.

PaSR 的计算模型如下式所示:

$$\frac{c_k - c_0}{\tau} = f_r(c_k) \cdot \frac{\tau_c}{\tau_c - \tau_{mix}} = \frac{c_r^o f_r^o}{c_r^o + \delta_{term2} \tau - f_r^o \tau_{mix}}, \quad (19)$$

$$f_r = (v_r'' - v_r') \dot{\omega}_r(c) = \delta_{term1} - \delta_{term2}, \quad (20)$$

式中  $c$  代表平均混合物浓度, 下标  $k$  表示反应器出口参数, 下标 0 表示反应器入口参数;  $\tau$  为反应器整体时间尺度,  $\tau_c$  为化学反应时间尺度,  $\tau_{mix}$  为混合过程时间尺度; 上标  $o$  代表对应物理量计算开始前的初始状态, 下标  $r$  表示反应中参与的组分  $r$ . 式(20)中  $\delta_{term1}$  和  $\delta_{term2}$  分别表示 Arrhenius 形式下组分  $r$  的生成率和消耗率. 计算中通常需要预先处理时间尺度关系, 一般取混合参数  $C_{mix} = 0.5$ , 混合区与非混合区占比相同时的状态开始计算, 求解该状态下反应时间与整体时间尺度的比值  $\tau_c/\tau$ . 若得到反应时间尺度与整体时间尺度的比值接近于 1, 则认为混合远快于反应, 计算中  $\tau_{mix}$  直接取零值. 若  $\tau_c/\tau$  为一个介于 0~1 之间的值, 则将该值定义为常值, 计算中混合时间尺度  $\tau_{mix}$  用反应时间尺度  $\tau_c$  来计算.

### 1.4 数值求解方法

本文采用基于开源 OpenFOAM C++ 库构建的密度基可压缩多组分反应流求解器, 采用单元中心储存数据结构的有限体积法对计算域进行离散求解. 采用 Kurganov-Tadmor 格式计算双曲守恒通量, 对流通量使用二阶中心差分格式结合 vanLeer 限制器进行左右状态的插值, 并进行 MUSCL 重构. 采用 PBiCGStab 方法结合 DILU 预条件技术求解所有代数方程, 时间步内收敛残差为  $1 \times 10^{-12}$ . 积分反应速率使用 RKF45 刚性常微分方程求解器计算. 时间推进采用 Euler 格式. 模拟中最大 Courant 数取为 0.4, 对应时间步长稳定在  $6 \times 10^{-9}$  s 量级.



## 2 计算模型及验证

### 2.1 计算模型与网格

本文计算模型基于国防科技大学 1 kg/s 直连式试验平台模型燃烧室设置<sup>[12,20]</sup>,如图 1 所示.计算域总长 950 mm,其中包括长 280 mm、扩张角为 10°的尾喷管.隔离段和燃烧室为矩形截面等直段,等直段高 40 mm、长 670 mm、宽 10 mm.凹腔长 56 mm、深 12 mm,后壁面倾角为 45°,设置在距离入口 494 mm 处.燃料喷口为两个直径 1 mm 的乙烯喷口,喷口间距 20 mm,燃料采用 90°喷注,喷注当量比为 0.34,后排喷口到凹腔前台阶的距离为 149 mm,燃料喷口和凹腔同侧设置.仿真计算平台为开源 CFD 软件 OpenFOAM,计算中采用的点火方案为凹腔内设置高温区强迫点火,模拟实验中电火花塞点火条件.

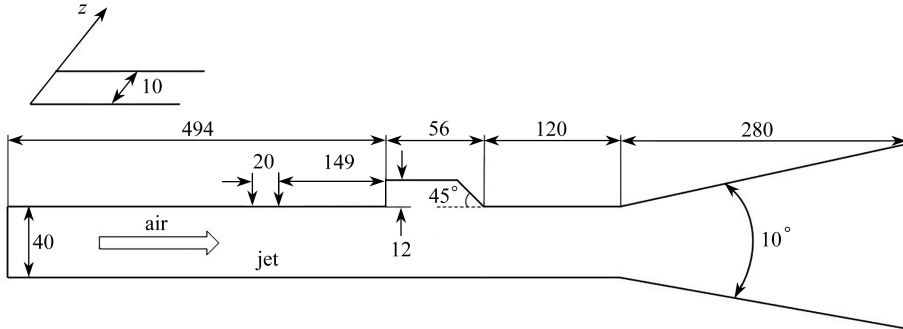


图 1 模型燃烧室结构示意图(单位: mm)

Fig. 1 Schematic of the model combustion chamber(unit: mm)

计算网格平均尺度为 0.3 mm,边界层加密第一层厚度为 0.01 mm,边界层网格生长率为 1.1,凹腔部分网格加密尺度为 0.2 mm.扩压喷管对燃烧室内影响相对较小,同时为了平衡计算消耗,网格设置平均尺度为 0.5 mm,最终整体网格数量约 1 026 万.由于燃烧室内计算涉及到喷注后的燃料混合燃烧过程及预燃激波串的前传过程,入口湍流质量及湍流度将对燃烧释热及上行激波串的耗散有着较大影响.LEMOS InflowGenerator<sup>[26]</sup>湍流入口将不断生成不同尺度的涡结构,不同尺度的涡结构持续穿过边界进入计算域,以此来模拟实际流动中的湍动.上下壁面均采用无滑移、绝热壁面,左右界面采用对称边界,出口则采用 wave transmissive 无反射边界.

计算模拟飞行高度 25 km,飞行 Mach 数  $Ma = 5.5$  时的来流条件,此时隔离段入口参数及燃料喷注参数如表 1 所示<sup>[20]</sup>.乙烯反应采用 Jachimowski 十步乙烯反应简化机理<sup>[27]</sup>.

表 1 隔离段入口及燃料喷口参数

Table 1 Isolator inlet and jet parameters

	pressure $P$ / kPa	velocity $v$ / (m/s)	temperature $T$ / K	$Y_{O_2}$	$Y_{H_2O}$	$Y_{CO_2}$	$Y_{N_2}$	$Y_{C_2H_4}$
inlet	89.12	1 323	719.3	0.233 8	0.101 6	0.062 2	0.602 4	0
jet	847.28	315	265.2	0	0	0	0	1

为了验证仿真模型的合理性,本文开展了仿真计算结果与实验结果的冷态压力对比<sup>[28]</sup>,如图 2 所示.其中仿真数据中冷态流场的压力极大点对应于燃料喷口位置,喷口处喷注压力远大于壁面压力.发动机隔离段内的压力主要受到涡结构的影响,来流的不稳定涡结构将引起壁面压力的小范围波动,但平均值基本保持一致.凹腔后的流动,则受到凹腔自激振荡及涡脱落的影响,产生不稳定压力波动.燃料喷注与凹腔之间的压力波动,则主要受到入射弓形激波及其反射激波系与壁面边界层相互作用影响.总体而言,冷态流场的结果主要取决于来流条件与流场内涡结构及激波结构,仿真计算结果与实验结果基本一致,燃烧室计算模型较为可靠,可以较好地模拟燃烧室内的湍流流动及激波流动.

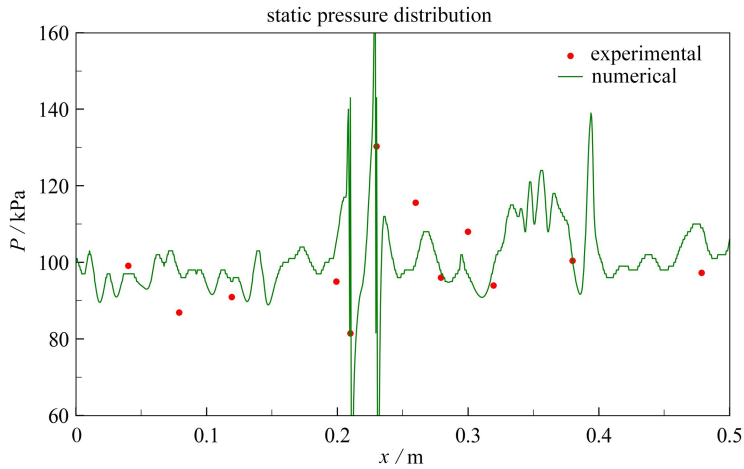


图 2 冷态流场上壁面静压分布

Fig. 2 Static pressure distribution on the upper wall surface in the cold flow field

### 3 结果与讨论

#### 3.1 闪回火焰结构

图 3 为数值计算得到的一个周期内的中间截面温度云图.从图中可以看出,燃烧室内的燃烧状态在一个周期内存在明显的变化:火焰最开始维持在凹腔稳定状态,之后着火焰进入等直段内并开始沿着壁面快速向上游传播,当火焰到达凹腔位置后,火焰快速吹熄回到凹腔内.

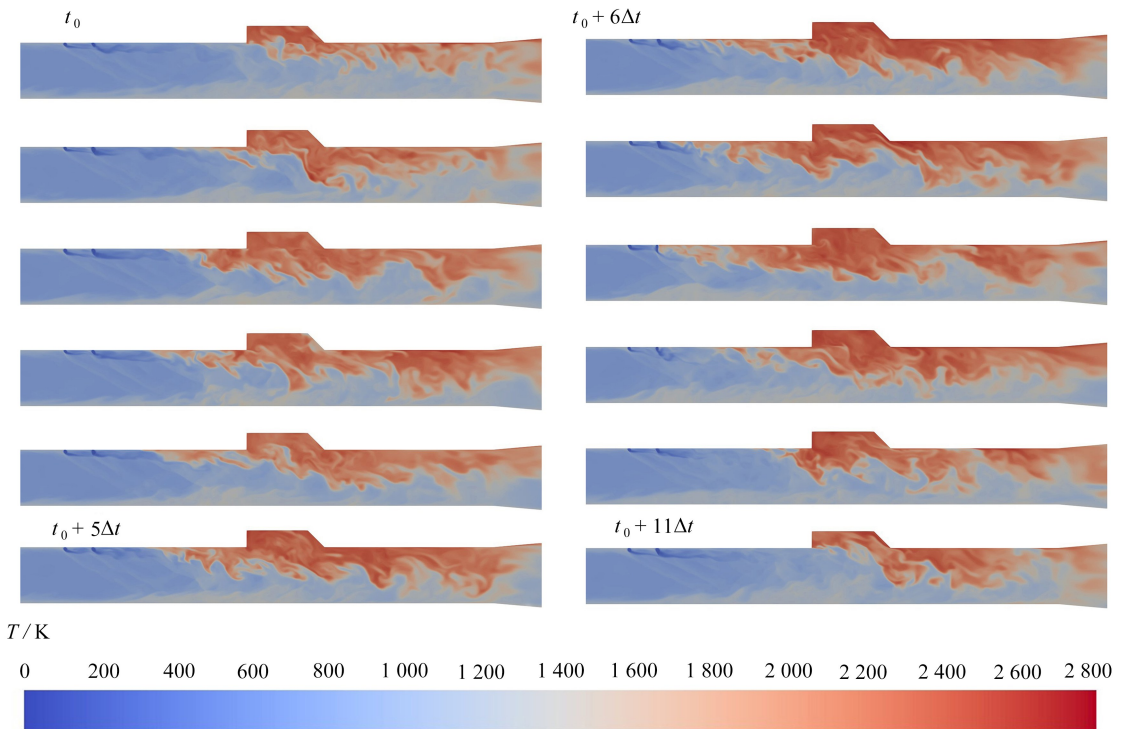


图 3 中间截面温度云图随时间变化 ( $\Delta t = 0.2 \text{ ms}$ )

Fig. 3 Contours of temperature in the mid plane at various moments ( $\Delta t = 0.2 \text{ ms}$ )

注 为了解释图中的颜色,读者可以参考本文的电子网页版本,后同.

该低频振荡周期主要分为 3 个子过程:火焰凹腔稳定、火焰回传、火焰吹熄.同时观察到,相比火焰回传过程,火焰吹熄过程会更加迅速.该结果与 Zhao 等<sup>[12]</sup>实验测得的火焰亮度图像结果基本一致,火焰在等直

段中前传是个连续快速的过程,火焰前锋逐渐向上游移动,并最终回传到燃料喷口.回传过程中火焰最强位置在凹腔及凹腔后,火焰几乎占据 2/3 流道范围,与图 3 中模拟结果较为吻合.火焰的吹熄过程也是连续快速的过程,在来流的冲击下火焰逐渐回到凹腔并稳定,等直段中的火焰并不会出现瞬间熄火现象.三维火焰面结构如图 4 所示.

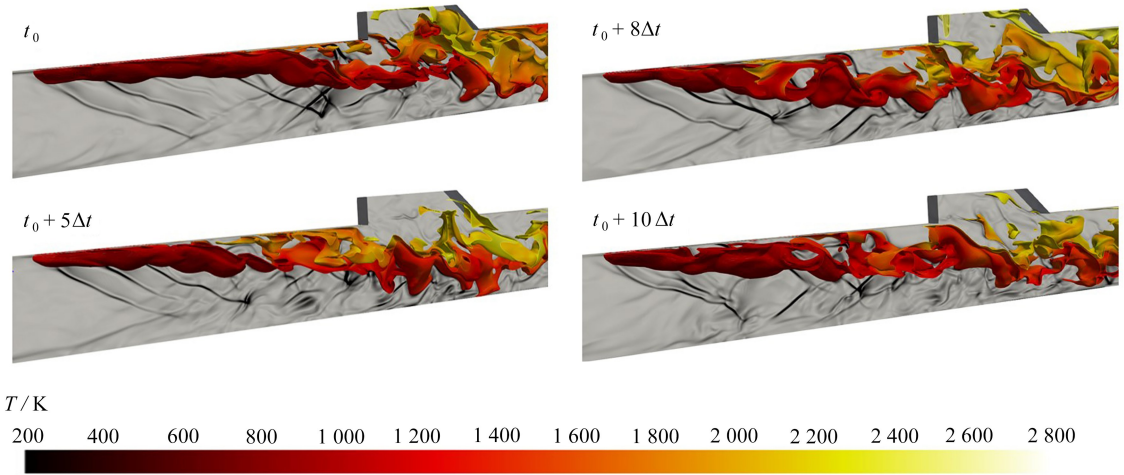


图 4 三维火焰面结构,温度着色的当量混合分数等值面

Fig. 4 Iso-surfaces of the stoichiometric mixture colored by temperature

### 3.2 火焰闪回过程中流场特征分析

如图 5(a) 所示,以火焰闪回、火焰吹熄为周期的低频燃烧震荡中,火焰的凹腔稳定阶段为初始阶段.压力云图显示燃烧室内存在较高的燃烧形成背压,较高的燃烧背压将提供较大的逆压梯度,进而推动燃烧室内壁面边界层的分离过程.凹腔前台阶处,由于凹腔结构的存在,壁面边界层与壁面分离形成凹腔自由剪切层.自由剪切层的流动较为不稳定,当燃烧室背压升高时,流动很容易产生进一步分离,进而将分离激波推向上游.该燃烧室采用横向射流喷注方案,在燃料喷口前有较强的弓形激波,燃烧室下壁面弓形激波反射位置存在较强的激波边界层相互作用.当燃烧室内存在较高的燃烧形成背压时,该位置在逆压梯度作用下很容易产生流动分离.Mach 云图中黑线代表流动 Mach 数  $Ma = 1$  的等值线.凹腔稳定状态下数值纹影结果中可以看到燃料喷注处几乎不存在回流区,该来流条件及喷注方案下燃料喷注对主流的阻塞作用不足以形成燃料喷口前的流动分离.燃料喷注位置只存在较强的射流弓形激波及较弱的边界层再附激波,弓形激波与下壁面边界层相互作用形成边界层分离区,边界层再附激波与分离区剪切层相互作用并形成微弱的反射激波.燃烧提供的背压在凹腔前台阶处形成较强的分离激波,并与下壁面分离区剪切层相互作用.凹腔后壁面附近由于流道收缩存在多个较弱的燃烧激波及流动激波结构,但该时刻燃烧流动并未发展扩张,仍保持为凹腔稳定状态,火焰仅存在于凹腔及凹腔下游壁面附近.火焰区域燃烧与流动存在复杂的耦合关系,燃烧区域存在接近流道几何尺度的涡结构及小尺度涡结构.在压力云图中,可以清晰地看到上壁面分离激波与下壁面分离激波相互作用形成的局部高压区域.此时燃烧室内上下壁面都存在面积较大的低速回流区,燃烧室主流流动受到了挤压.在超声速流动中,流动 Mach 数随着流道的收缩逐渐减小.当流动分离进一步增强时,逐渐收缩的流动最终会达到临界状态,进而引发强烈的流动壅塞.Frost 等<sup>[21]</sup>的实验结果显示,超燃燃烧室内存在这种形式的流动壅塞状态:燃烧释热对主流流动的加热,不足以将主流减速到声速进而形成热力学喉道,但随着燃烧室背压的逐渐升高,边界层将在燃烧背压推动下形成大范围的流动分离,分离区会进一步挤压流道,最终主流流动将达到临界状态.

如图 5(b) 所示,前传的火焰前锋点燃了分离激波后的预燃混气,该部分燃料的燃烧使得分离激波后的背压迅速升高,更高的背压增强了分离激波的强度,推动流动分离进一步发展.同时分离激波的逐步发展使得燃烧室后部的燃烧流动进一步增强,凹腔附近的燃烧流动呈现更加稳定的状态.凹腔后部的流动则与前一刻基本一致,下壁面由于主流流动的挤压仍存在短暂的边界层再附,燃烧室后部流动仍接近临界状态.但该流动并未进一步发展形成主流流动的完全壅塞,主流流动仍然呈现超声速流动状态.在激波进一步推进



时,燃烧室内出现激波串结构,分离激波与剪切层相互作用提供火焰前锋点火区域,燃烧激波与剪切层的相互作用则提供燃烧进一步扩张条件,火焰往燃烧室中间发展.此时观察图 5(b) 温度图像可以很明显的看出火焰结构存在前后差异,前部分火焰仅为靠近壁面的分离区剪切层燃烧火焰,而后部分火焰则进入燃烧室中间区域并与激波、分离区相互作用形成大范围的燃烧.

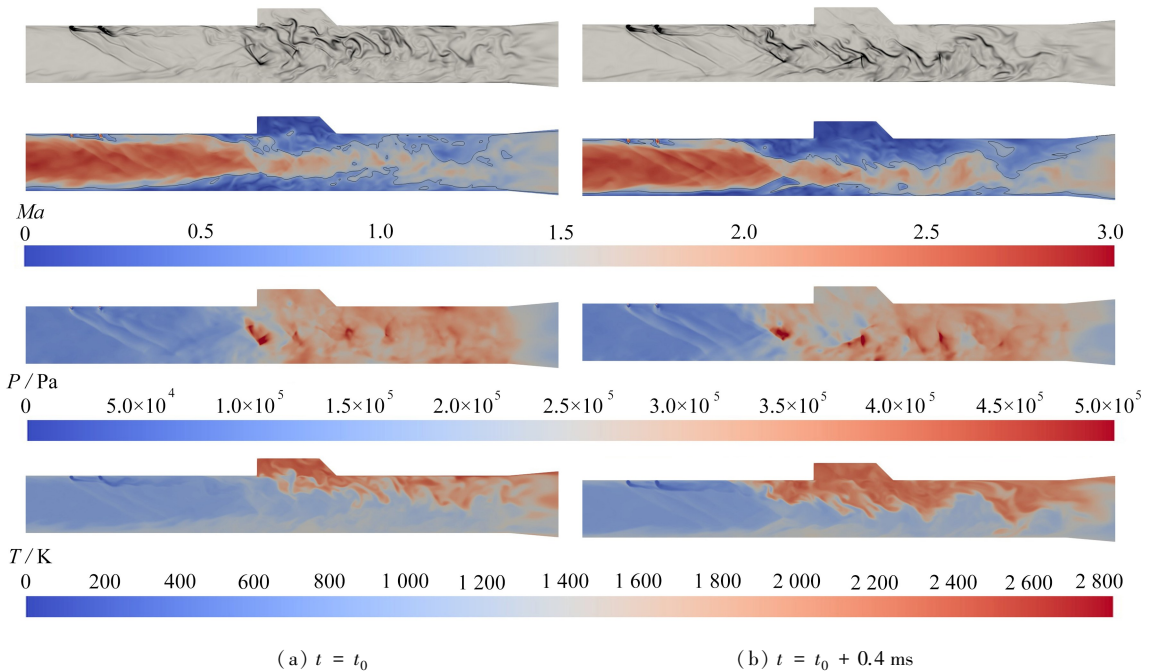


图 5 燃烧室内密度纹影、 $Ma$  数、压力、温度云图 ( $t = t_0, t_0 + 0.4 \text{ ms}$ )

Fig. 5 Contours of  $|\nabla\rho|$ ,  $Ma$ , pressure, temperature in the combustion chamber ( $t = t_0, t_0 + 0.4 \text{ ms}$ )

如图 6(a) 所示,凹腔前逐步回传的激波及火焰前锋最终将点燃所有部分预混燃气,火焰将会回传到喷口位置.从 Mach 云图可以看出此时上壁面流动分离已经达到了最强,上壁面的分离激波、弓形激波与下壁面分离激波的共同作用下,上壁面形成了大面积的分离泡,大约占据了流道的 1/2.该状态下燃烧室内主流流动仍然没有达到声速,喷注形成的预燃混气在接近喷口处混合条件最差,火焰回传到该位置后并不能完全点燃该部分燃料并使之充分燃烧.喷注后的预燃混气燃烧在火焰回传到喷口的过程中先逐步增强,后在接近喷口时又逐步减弱,当火焰回传到喷口位置时,燃烧室中已不存在部分预混燃烧.喷口喷出的燃料在该条件下将被火焰前锋点燃,由于缺乏足够的预混距离,喷入燃烧室内的燃料在近似无混合的状态下燃烧,火焰接近扩散火焰的形态.在距离喷口较远处由于混合不充分,温度云图中火焰呈现较弱状态,火焰偏低温且较为碎片化.而在下游一定距离处火焰呈现明显的增强,火焰温度更高,并且占据主流道约 1/2,有一定预混距离后燃烧将明显增强,这意味着喷口附近的燃烧为近似于扩散火焰的燃烧状态.当火焰回传到喷口位置时,分离激波、弓形激波、剪切层等形成复杂激波系结构,但燃烧激波并未前传到喷口位置.此时燃烧室内的燃烧处于最强状态,燃烧的增强使得燃烧激波从凹腔位置推入等直段中.但该条件下燃烧仍未达到热壅塞状态,燃烧激波并未转化为正激波并推入隔离段中,此后燃烧减弱,燃烧激波也将逐渐减弱,在这个过程中凹腔后部的流动始终不能完全形成壅塞,当燃烧室内背压缓解后,燃烧流动形成的背压无法维持分离激波及分离区在该位置的稳定.该喷注方案下燃烧室内不足以完成燃烧模式的切换,火焰最终将被吹熄.

对于燃烧状态定量描述可以用火焰索引因子  $I$  进一步说明,火焰索引因子通过组分梯度来定义:

$$I = \frac{Y_{\text{C}_2\text{H}_4} \cdot Y_{\text{O}_2}}{|Y_{\text{C}_2\text{H}_4}| \cdot |Y_{\text{O}_2}|} \quad (21)$$

进一步检查图 7 火焰索引因子  $I$  的分布,可以看到火焰回传过程中火焰前锋位置存在大量  $I = 1.0$  的区域,这意味着该区域内为较好的预混燃烧.当火焰回传完成后,喷口附近几乎均为  $I = -1.0$  的区域,这意味着该区域为扩散火焰燃烧.



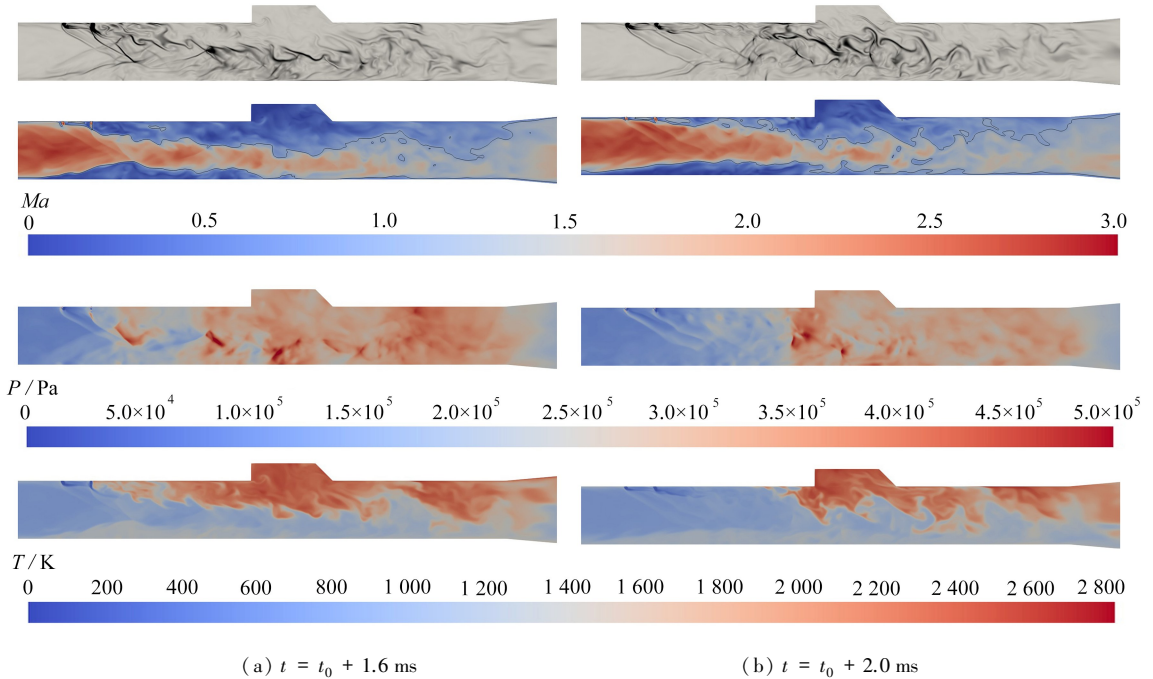


图6 燃烧室内密度纹影、 $Ma$ 数、压力、温度云图 ( $t = t_0 + 1.6 \text{ ms}$ ,  $t_0 + 2.0 \text{ ms}$ )

Fig. 6 Contours of  $|\nabla\rho|$ ,  $Ma$ , pressure, temperature in the combustion chamber ( $t = t_0 + 1.6 \text{ ms}$ ,  $t_0 + 2.0 \text{ ms}$ )

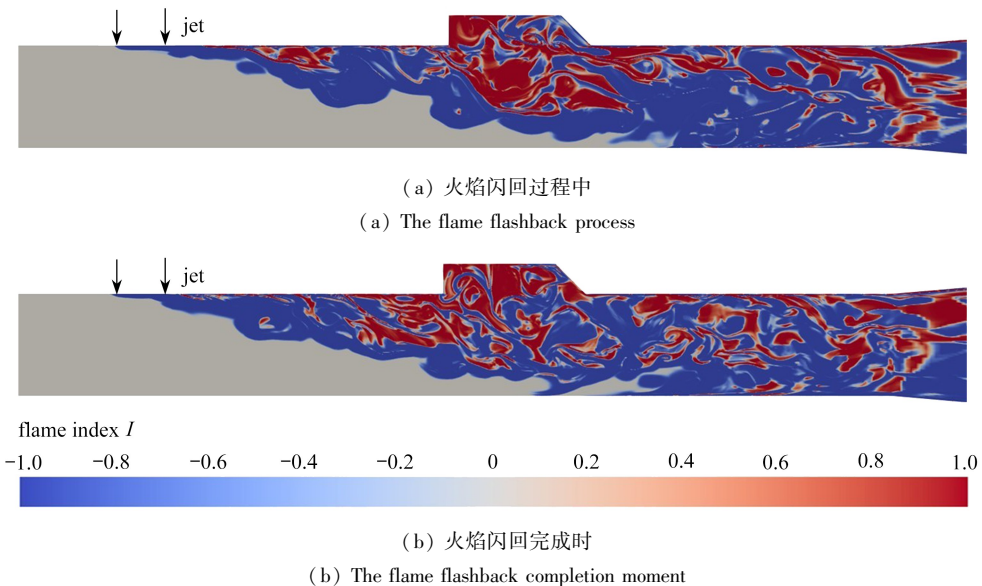


图7 燃烧室内火焰索引因子对比图

Fig. 7 Comparison diagram of flame index in the combustion chamber

燃烧室内背压缓解后,燃烧室内火焰模式转变为扩散火焰模式,并将快速被吹回凹腔,如图6(b)所示。在此过程中下壁面的分离泡逐渐向下游移动,但由于弓形激波的存在,下壁面仍存在较大的流动分离区。而上壁面流动由于失去高燃烧背压的支持,分离流动再次变为边界层流动,火焰将会被快速吹落至凹腔内。此时燃烧室内仍能看到两个激波系结构,分离激波在前燃烧激波在后,此时由于燃烧较弱对应燃烧激波同样较弱,最终当火焰回到凹腔稳定时,燃烧激波将会消散,燃烧室内回到初始状态,仅存在分离激波。此后,随着凹腔后燃烧的进一步增强以及凹腔自由剪切层再附带来的扰动,火焰将会再一次回传到等直段中并引发新一轮的闪回及吹熄过程。

进一步选取喷口前设置了数值压力测点,数值压力测点位置如图8所示。当燃烧室内未发生火焰的低频燃烧振荡时,喷口处及燃烧室内的激波不会影响到隔离段前端的压力测点处,压力测点处的压力值与隔离段

入口条件基本保持一致.当火焰的低频燃烧振荡发生后,燃烧室后部的背压将会推动激波的快速前传,从而将激波推至隔离段前端,进而影响到隔离段中的压力测点.

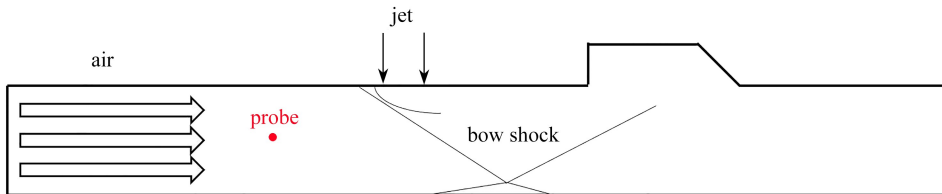


图 8 燃烧室内测点示意图

Fig. 8 Schematic diagram of the probe in the combustion chamber

图 9 压力测点的结果也与该分析保持一致,当燃烧室内未出现振荡时,隔离段内压力测量值较为稳定.当低频燃烧振荡发生后,隔离段内的压力测量值出现较高幅值的压力波动,压力峰值接近 280 kPa.同时压力测量显示的周期约为 2.2 ms,与云图分析结果保持一致.观察得知:压力振荡一个周期内存在两个压力峰值,第一个峰值出现在火焰的闪回过程中,燃烧室内的高背压推动激波快速前传将燃烧室内的压力影响扩展至隔离段中.第二个峰值则出现在火焰闪回完成时,此时燃烧室内的燃烧达到最强.回传过程中逐步强化的火焰将进一步提高燃烧后的背压,从而形成燃烧震荡周期中的第二个峰值.

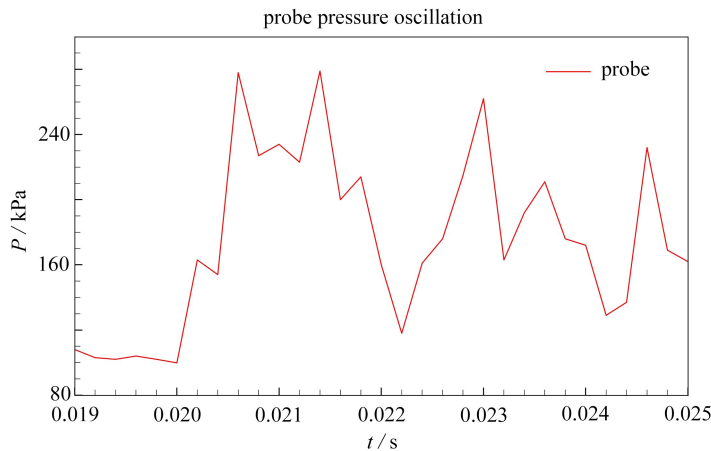


图 9 测点压力波动测量结果

Fig. 9 Probe pressure fluctuation measurement results

### 3.3 火焰闪回机制分析

图 10 所示为燃烧室内激波结构示意图,在等直段中主要存在两个较强的激波系结构,一个是以斜激波为主导的分离流动激波系,一个是以燃烧激波为主导的燃烧流动激波系.燃烧流动激波系的产生与燃烧室内燃烧释热有关,较强的燃烧释热将会使主流流动减速到接近临界流动状态从而产生激波结构.当燃烧室内火焰燃烧较弱时,即火焰在凹腔稳定模式时,燃烧室内燃烧不足以产生如图 10 所示的燃烧激波结构,主流流动为纯粹的超声速流动状态.而较强的燃烧背压将提供较大的逆压梯度,从而诱导燃烧室内壁面流动出现流动分离.火焰的闪回过程实际上是斜激波在背压推动下逐渐回传的过程,燃烧的高背压推动斜激波的前传,分离区卷带火焰前锋点燃激波后的预燃混气,增强的燃烧为激波的进一步推进提供背压.对于喷注后的燃料,越靠近喷口混合情况越差,预燃混气点燃后燃烧效率也会逐渐降低,直到回传到喷口时燃烧效率最低,此时火焰燃烧为扩散火焰模式.扩散火焰模式下燃烧效率较低,燃烧提供的背压也降低,无法维持火焰在喷口射流尾迹的稳定.来流的冲击下激波快速后退,火焰随着激波流动及回流区同步回退,最终回到初始凹腔稳定状态.在该过程中,由背压产生的分离流动将会使得燃烧得到横向扩张,火焰会向燃烧室中间发展.增强的燃烧会逐渐加热主流流动并形成燃烧激波,燃烧激波形成后会随着火焰闪回的进行逐步发展.但最终火焰回传到喷口后燃烧仍然无法形成热壅塞,燃烧室后部的燃烧释热仍然无法将主流流动完全减速至声速并形成热力学喉道.此后由于燃烧减弱,燃烧提供背压降低、燃烧释热减少,火焰难以维持激波在该状态下的稳定,最终斜激波将被吹下,而燃烧激波则在燃烧逐渐减弱时渐渐消散,最终回到初始火焰凹腔稳定状态,等待火焰

在凹腔中逐渐发展并产生下一次回传。

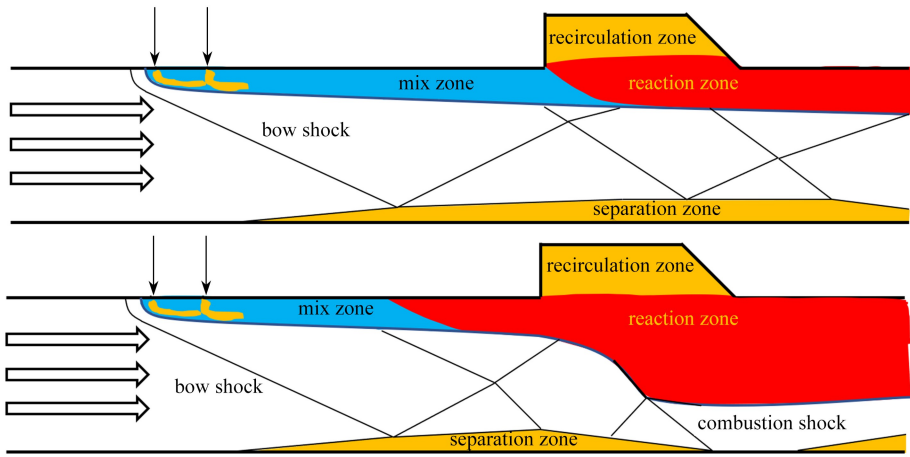


图 10 燃烧室内激波示意图

Fig. 10 Schematic diagram of the shock wave in the combustion chamber

## 4 结 论

本文对凹腔稳燃超声速燃烧中的火焰闪回低频燃烧振荡现象进行了数值研究,数值计算中得到了与实验现象较为吻合的低频燃烧震荡结果,低频燃烧振荡周期主要由以下 3 个过程组成:火焰的凹腔稳定过程、火焰闪回过程及火焰吹熄过程.其中火焰的闪回及吹熄过程都是连续快速的过程,火焰在等直段中逐步回传,当火焰回传到燃料喷口后,又被逐步吹熄回到凹腔中.数值研究结果表明:当火焰回传开始发生后,燃烧室内实际存在两组激波系结构,分别为斜激波系及燃烧激波系.其中斜激波系将会在燃烧背压的推动下在燃烧室内发生大范围的前后移动,进而带动火焰回传,形成不稳定的燃烧流动现象.在该工况下,随着斜激波的回传燃烧逐渐增强,当火焰回传到喷口时燃烧达到最强,但该喷注方案下燃烧释热不足以完成燃烧室内燃烧流动状态的切换,主流流动始终维持在超声速流动,燃烧室内无法形成热壅塞。

在该构型燃烧室中,燃烧提供的背压是火焰闪回产生的关键因素,当火焰在凹腔中逐步发展时,凹腔后部将会逐渐形成高压区域进而推动大面积的流动分离.而燃烧室内持续的低频燃烧振荡现象则与热壅塞相关,当燃烧室内无法形成完全的热壅塞时,燃烧提供的背压无法维持分离激波在燃烧室中较上游的位置稳定,最终斜激波会在来流的冲击下逐渐回到凹腔位置,直至下一次闪回。

## 参考文献 (References):

- [1] 王强, 徐涛, 姚永涛. 高超声速流动与换热数值仿真研究[J]. 应用数学和力学, 2022, **43**(10): 1105-1112. (WANG Qiang, XU Tao, YAO Yongtao. Numerical study on hypersonic flow and aerodynamic heating[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2022, **43**(10): 1105-1112. (in Chinese))
- [2] CHOUBEY G, DEUARAJAN Y, HUANG W, et al. Recent advances in cavity-based scramjet engine: a brief review[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2019, **44**(26): 13895-13909.
- [3] CHOUBEY G, YUVARAJAN D, HUANG W, et al. Hydrogen fuel in scramjet engines: a brief review[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2020, **45**(33): 16799-16815.
- [4] SZIROCZAK D, SMITH H. A review of design issues specific to hypersonic flight vehicles[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2016, **84**: 1-28.
- [5] DING Y, YUE X, CHEN G, et al. Review of control and guidance technology on hypersonic vehicle[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2022, **35**(7): 1-18.
- [6] LIU Q, BACCARELLA D, LEE T. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion [J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2020, **119**: 100636.
- [7] BEN-YAKAR A, HANSON R K. Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets: an overview[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, **17**(4): 869-877.

- [8] WANG Z, WANG H, SUN M. Review of cavity-stabilized combustion for scramjet applications[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers (Part G): Journal of Aerospace Engineering*, 2014, **228** (14): 2718-2735.
- [9] OUYANG H, LIU W, SUN M. The large-amplitude combustion oscillation in a single-side expansion scramjet combustor[J]. *Acta Astronautica*, 2015, **117**: 90-98.
- [10] SELEZNEV R K, SURZHNIKOV S T, SHANG J S. A review of the scramjet experimental data base[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2019, **106**: 43-70.
- [11] WANG H, WANG Z, SUN M. Experimental study of oscillations in a scramjet combustor with cavity flameholders[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2013, **45**: 259-263.
- [12] ZHAO G Y, SUN M B, WU J S, et al. Investigation of flame flashback phenomenon in a supersonic crossflow with ethylene injection upstream of cavity flameholder[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, **87**: 190-206.
- [13] JEONG S M, LEE J H, CHOI J Y. Numerical investigation of low-frequency instability and frequency shifting in a scramjet combustor[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2022, **39**(3): 3107-3116.
- [14] NAKAYA S, YAMANA H, TSUE M. Experimental investigation of ethylene/air combustion instability in a model scramjet combustor using image-based methods[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2021, **38**(3): 3869-3880.
- [15] LAURENCE S, KARL S, SCHRAMM J M, et al. Transient fluid-combustion phenomena in a model scramjet [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, **722**: 85-120.
- [16] MA F, LI J, YANG V, et al. Thermoacoustic flow instability in a scramjet combustor[C]//*Proceedings of the 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. 2012.
- [17] IM S K, DO H. Unstart phenomena induced by flow choking in scramjet inlet-isolators[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2018, **97**: 1-21.
- [18] DU G M, YE T, LE J L, et al. Experimental investigation of effects of air throttling on combustion characteristics in a kerosene-fueled scramjet at  $Ma7$ [J]. *Acta Astronautica*, 2023, **203**: 447-453.
- [19] 李文栋, 张文普. 预混燃烧边界层回火的数理模型及研究进展[J]. *应用数学和力学*, 2023, **44**(1): 36-51. (LI Wendong, ZHANG Wenpu. The mathematical model and research progress of the boundary layer flashback in premixed combustion[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2023, **44**(1): 36-51. (in Chinese))
- [20] ZHAO G Y, SUN M B, SONG X L, et al. Experimental investigations of cavity parameters leading to combustion oscillation in a supersonic crossflow[J]. *Acta Astronautica*, 2019, **155**: 255-263.
- [21] FROST M A, GANGURDE D Y, PAULL A, et al. Boundary-layer separation due to combustion-induced pressure rise in a supersonic flow[J]. *AIAA Journal*, 2009, **47**(4): 1050-1053.
- [22] SPALART P, ALLMARAS S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[C]//*Proceedings of the 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 1992.
- [23] SPALART P R, DECK S, SHUR M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2006, **20**: 181-195.
- [24] SPALART P. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[C]//*Advances in DNS/LES: Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES*. Ruston, Louisiana, USA, 1997.
- [25] GOLOVITCHEV V I, NORDIN N, JARNICKI R, et al. 3-D diesel spray simulations using a new detailed chemistry turbulent combustion model[J]. *Journal of Fuels and Lubricants*, 2000, **109**: 1391-1405.
- [26] KORNEV N, SHCHUKIN E, TARANOV E, et al. Development and implementation of inflow generator for LES and DNS applications in OpenFOAM[C]//*Proceedings of the Open Source CFD International Conference*. 2009.
- [27] SINGH D, JACHIMOWSKI C J. Quasiglobal reaction model for ethylene combustion[J]. *AIAA Journal*, 1994, **32**(1): 213-216.
- [28] 赵国焱. 超声速气流中火焰闪回诱发与火焰传播机制研究[D]. 博士学位论文. 长沙: 国防科技大学, 2019. (ZHAO Guoyan. On the excitation of flame flashback and flame propagation mechanism in supersonic flow [D]. PhD Thesis. Changsha: National University of Defense Technology, 2019. (in Chinese))