

文章编号:1006-2467(2022)05-0635-13

DOI: 10.16183/j.cnki.jsjtu.2020.329

甲烷及掺氢燃气吹熄极限的大涡模拟研究

周希瑞¹, 王平¹, 曾海翔¹, 张洋¹

PRASHANT Shrotriya², ANTONIO Ferrante^{1,3}, 祁浩天¹

(1. 江苏大学能源研究院, 江苏镇江 212013; 2. 江苏大学能源与动力工程学院, 江苏镇江 212013; 3. 燃烧与环境中心, 巴里 70023, 意大利)

摘要: 利用大涡模拟法计算研究甲烷和掺氢燃气在悉尼非均匀入流射流燃烧器上的吹熄极限. 利用 GRI 3.0 详细反应机理和 28 步、19 步简化反应机理对比计算不同掺氢燃气状态下的层流预混火焰, 证明了 19 步简化反应机理具有良好性能. 利用动态增厚火焰燃烧模型结合 19 步反应机理, 计算研究以掺氢燃气(体积比 $V(\text{H}_2) : V(\text{CH}_4) : V(\text{CO}) : V(\text{CO}_2) = 0.2 : 0.2 : 0.27 : 0.33$) 为燃料的悉尼部分预混中心射流火焰. 计算得到在 FA 和 FJ 布局下, 掺氢燃气的火焰吹熄极限速度分别为 90 m/s 和 109 m/s, 甲烷的火焰吹熄极限速度分别为 74 m/s 和 128 m/s, 分析发现吹熄极限的差异与不同布局下燃气与空气混合不均匀程度相关. 研究表明, 优化燃气与空气的进气布局和掺混过程可以提升燃烧稳定性.

关键词: 部分预混火焰; 吹熄极限; 掺氢燃气; 增厚火焰模型; 大涡模拟

中图分类号: TK 16 **文献标志码:** A

Large Eddy Simulation on Blow-Off Limit of Methane and Hydrogen-Mixed Gas

ZHOU Xirui¹, WANG Ping¹, ZENG Haixiang¹, ZHANG Yang¹

PRASHANT Shrotriya², ANTONIO Ferrante^{1,3}, QI Haotian¹

(1. Institute for Energy Research, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China;

2. School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013,

Jiangsu, China; 3. Centro Combustione Ambiente, Bali 70023, Italy)

Abstract: The blow-off limits of methane and hydrogen-mixed gas on the Sydney inhomogeneous inflow jet burner were calculated and studied by large eddy simulation. The GRI 3.0 detailed reaction mechanism, 28-step and 19-step methane simplified reaction mechanisms were used to calculate the laminar premixed flames under the condition of different hydrogen-mixed fuel gases, which demonstrates the good performance of the 19-step simplified mechanism. A dynamic thickening flame combustion model was combined with the 19-step reaction mechanism to compute the Sydney partially premixed jet flame burner with a hydrogen-mixed gas (the volume ratio of $V(\text{H}_2) : V(\text{CH}_4) : V(\text{CO}) : V(\text{CO}_2) = 0.2 : 0.2 : 0.27 : 0.33$). The blow-off limits in FA and FJ layouts of hydrogen-mixed gas are 90 m/s and 109 m/s, while for pure methane flames are 74 m/s and 128 m/s, respectively. The difference of blow-off limits

收稿日期:2020-10-15

基金项目:国家自然科学基金项目(91741117,51576092)

作者简介:周希瑞(1996-),男,江苏省宿迁市人,硕士生,研究方向为湍流燃烧的大涡模拟.

通信作者:王平,男,教授,博士生导师,电话(Tel.):13505288145;E-mail:pingwang@ujs.edu.cn.

between the two fuels is related to the inhomogeneity of fuel and air mixing in different layouts. This study shows that the combustion stability can be improved by optimizing the inlet layout and mixing process of fuel gas and air.

Key words: partially premixed flame; blow-off limit; hydrogen-mixed gas; thickened flame model; large eddy simulation

近年来,为了降低燃烧带来的环境污染,学术界和工业界对实际燃烧装置中的燃烧模式越来越重视.汽油发动机燃烧室内的燃料与空气混合并不充分,只能实现部分预混燃烧^[1-2];而柴油发动机中燃料分布的不均匀性会导致火焰燃烧波动甚至局部熄火.因此,对部分预混燃烧模式下局部熄火现象的正确预测和建模,是保证燃烧装置稳定运行的关键.

悉尼大学部分预混燃烧装置是研究部分预混燃烧模式的基准燃烧器之一,其研究对象为悉尼大学和 Sandia 实验室联合测量的非均匀入流部分预混火焰,以下简称悉尼部分预混火焰.对此,国内外相关学者开展了大量研究工作. Meares 等^[3-4]采用瑞利散射法对无反应射流的混合分数进行成像,证实了流场中的高度不均匀性与火焰局部熄火有很好的相关性.同时,该团队对温度场和主要组分场进行了测量,发现燃烧器出口平面的混合分数分布会极大地影响悉尼部分预混火焰的吹熄极限速度^[3-4]. Guiberti 等^[5-6]详细比较了燃料对悉尼部分预混火焰稳定性的影响,发现燃料化学反应特性是影响火焰稳定性提升的关键. Cutcher 等^[7]测量了悉尼部分预混火焰的标量耗散率,发现需要利用更高分辨率的测量手段才能够准确测量火焰面上具有高混合分数梯度的流场.为了更好地模拟悉尼部分预混火焰的燃烧状态, Perry 等^[8]提出改进后的小火焰进度变量燃烧模型,通过与实验数据比较发现其能够准确预测出悉尼部分预混火焰的结构. Galindo 等^[9]利用稀疏-拉格朗日多重映射条件与大涡模拟方法耦合得到的燃烧模型模拟悉尼部分预混火焰,所得计算结果与实验结果吻合. Kleinheinz 等^[10]利用多模态小火焰模型模拟悉尼部分预混火焰,发现更集中和更早的热释放有利于增加火焰稳定性. Kim 等^[11]评估多环境概率密度函数方法对悉尼部分预混火焰主要特性的预测能力,发现非预混流形的火焰结构预测具有局限性.

然而,现有研究多集中于对以甲烷为燃料的悉尼部分预混火焰或对其燃烧模型的预测能力验证,几乎没有对以掺氢燃气为燃料的悉尼部分预混火焰的研究. Franzelli 等^[12]利用动态增厚火焰(DTF)模

型和大涡模拟(LES)方法对 PRECCINSTA 燃烧器当量比为 0.7 和 0.83 的两个甲烷-空气部分预混火焰进行研究,发现甲烷与空气混合不充分是导致当量比为 0.7 时火焰不稳定的原因之一.曾海翔^[13]利用 DTF 模型和 LES 方法对以纯甲烷为燃料的悉尼部分预混火焰进行计算,得到不同火焰布局下的吹熄极限速度,并对比分析不同火焰布局下的火焰特性.上述两个研究表明 DTF 模型能够预测部分预混燃烧模式.此外,基于掺氢燃料在燃气轮机和内燃机上的广阔应用前景, Halter 等^[14]研究稀薄甲烷-氢气-空气预混火焰的火焰锋面几何形状、火焰表面密度和瞬时火焰锋面热厚度分布,发现增加氢气浓度能够提高层流燃烧速度、降低火焰高度、减小火焰锋面厚度,并增强火焰面密度和燃烧强度. Zhao 等^[15]测量掺氢甲烷混合气体的点火温度和燃尽温度,发现氢气能够明显降低甲烷的着火温度和燃尽温度,提高其反应活性,改善其点火和燃烧.上述两个研究主要关注氢气对甲烷火焰燃烧特性的影响,而掺氢燃气的局部熄火特性和火焰结构有待进一步研究.

本文利用 DTF 模型,以体积比 $V(\text{H}_2) : V(\text{CH}_4) : V(\text{CO}) : V(\text{CO}_2) = 0.2 : 0.2 : 0.27 : 0.33$ 的掺氢燃气为燃料,对悉尼部分预混火焰进行数值仿真研究,分析其不同布局下的吹熄极限速度,并与以纯甲烷为燃料的悉尼部分预混火焰的熄火特性进行对比.

1 网格设置及化学反应机理选取

Meares 等^[3-4]设计了如图 1(a)所示的悉尼部分预混燃烧实验装置.该装置的入流管道由两个壁厚为 0.25 mm 的同心圆管组成,内管直径 $D_i = 4$ mm,主喷气管直径 $d = 7.5$ mm.在 FA 火焰布局下,内管通入空气,主喷气管通入燃气;在 FJ 火焰布局下反之.实验过程中始终保持燃料与空气的体积比为 1 : 2.混合气体由外围引导管中的高温废气点燃,引导管直径 $D_p = 18$ mm,壁厚为 0.2 mm.整个燃烧装置放置在 25 mm × 25 mm 的伴流风洞中,风洞内空气流速 $v_c = 15$ m/s.内管可以从主喷气管出口平面向上游回缩.当回缩距离 $L_r = 0$ 时,内管与主喷气管

平齐(内管位于主喷气管的出口平面),此时混合气体燃烧模式为完全非预混,即扩散燃烧;当 $L_r \geq 300 \text{ mm}(=40d)$ 时,燃气与空气充分混合,燃烧模式为完全预混燃烧. 本文取 $L_r=75 \text{ mm}=10d$, 混合气体处于部分预混状态. 为了点燃混合气体,在外管与引导管之间的环空内制造值班火焰,并按照甲烷-空气火焰在化学恰当比时的元素配比通入 C_2H_2 、 H_2 、 CO_2 、 N_2 和空气. 计算过程中,取值班火焰入口处的数据为实验测量结果,值班火焰的流速 $v_p=27.81 \text{ m/s}$, 温度 $T=2081 \text{ K}$, 各组分及质量分数分别为 $\omega(\text{N}_2)=0.719$ 、 $\omega(\text{CO}_2)=0.116$ 、 $\omega(\text{H}_2\text{O})=0.117$ 、 $\omega(\text{O}_2)=0.019$ 、 $\omega(\text{CO})=0.029$.

在 FJ 和 FA 布局下进行计算,取 $L_r=75 \text{ mm}$. 计算域的整体布局和网格分布如图 1(b)所示. 为了使湍流场充分发展,管道入流段长度为 125 mm, 气体在长度为 75 mm 的混合段掺混后进入燃烧室. 燃烧室是一个尺寸为 $250 \text{ mm} \times 250 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$ 的长方体. 利用 ICEM 软件生成一套包含 382 万个网格单元的六面体网格(网格 1), 其径向、周向和轴向分别部署 $76 \times 80 \times 628$ 个网格单元, 火焰区域内的网格最大宽度为 0.2 mm. 沿其轴向和径向对网格

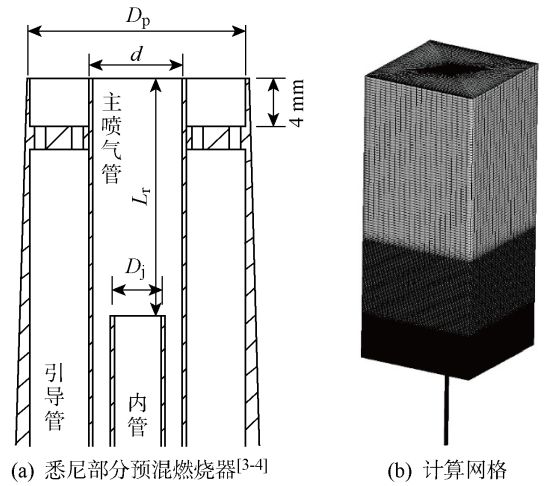


图 1 悉尼部分预混燃烧器和网格设置示意图
Fig. 1 Diagrams of Sydney partial premixed burner and computational grid

进行稀疏和加密处理, 分别得到包含 201 万和 594 万个网格单元的六面体网格(网格 2 和网格 3). 选择悉尼部分预混火焰中的 FJ200-5GP-Lr75-57 工况进行网格无关性验证, 该工况下流场的详细信息已公布(<https://tnfworkshop.org>). 图 2 为 3 套网格

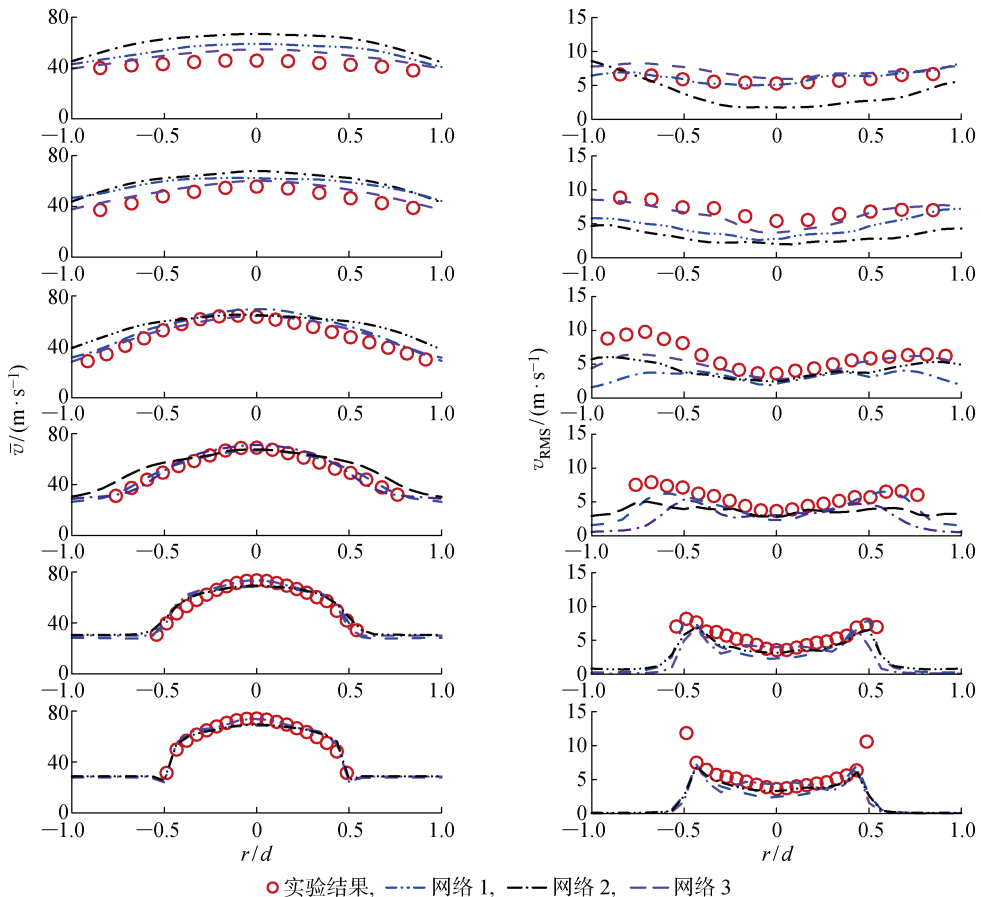


图 2 相同计算设置下 3 套网格在不同轴向高度的表现

Fig. 2 Performance of three types of meshes at different coaxial heights with the same calculation setting

对流场的轴向平均速度 (\bar{v}) 和均方根脉动速度 (v_{RMS}) 的预测对比. 其中, r 为径向距离. 可知, 网格 3 的预测结果最好, 网格 1 的预测结果仅略弱于网格 3, 同样与实验结果吻合良好; 而网格 2 的预测结果较差, 与实验结果差距较大. 因此, 网格 1 能够用于悉尼部分预混燃烧装置的计算研究. 结合计算成本和计算结果的准确性, 最终选择网格 1 为计算网格.

使用 DTF 模型时需要考虑详细反应机理的复杂性和使用成本. 对此, 选择精度较高且计算量适中的甲烷 19 步简化机理^[16] 和 28 步简化机理^[17], 其组分信息及来源如表 1 所示. 为评估所选简化机理的适用性, 利用解算器 rhoReactingBuoyantFoam 计算 0.1 MPa 工况下, $V(H_2) : V(CO) : V(CH_4)$ 值不同的 8 个混合气体预混小火焰, 并以 GRI3.0 机理的结果为基准进行比较, 结果如图 3 所示. 其中, δ_L

为火焰厚度, S_L 为火焰传播速度, T_{max} 为峰值温度, $\omega(OH)$ 为峰值 OH 质量分数. 当 H_2 体积占比增加时, δ_L 值减小, S_L 值增大, T_{max} 值升高, $\omega(OH)$ 值增大; 当 CO 和 CH_4 体积占比增加时, δ_L 值增大, S_L

表 1 简化机理组分信息及来源

Tab. 1 Component information and background of simplified mechanisms

机理	组分信息	反应步数	简化来源
Toshimitsu ^[16]	$H_2, O_2, H, O, OH, H_2O, CH_3, CH_4, CO, CO_2, HCO, CH_2O, CH_3O, C_2H_2, N_2$	19	GRI 1. 2
Lytras-II ^[17]	$H_2, H, O, O_2, OH, H_2O, CH_2, CH_3, CH_4, CO, CO_2, C_2H_6, C_2H_2, N_2$	28	GRI 1. 2

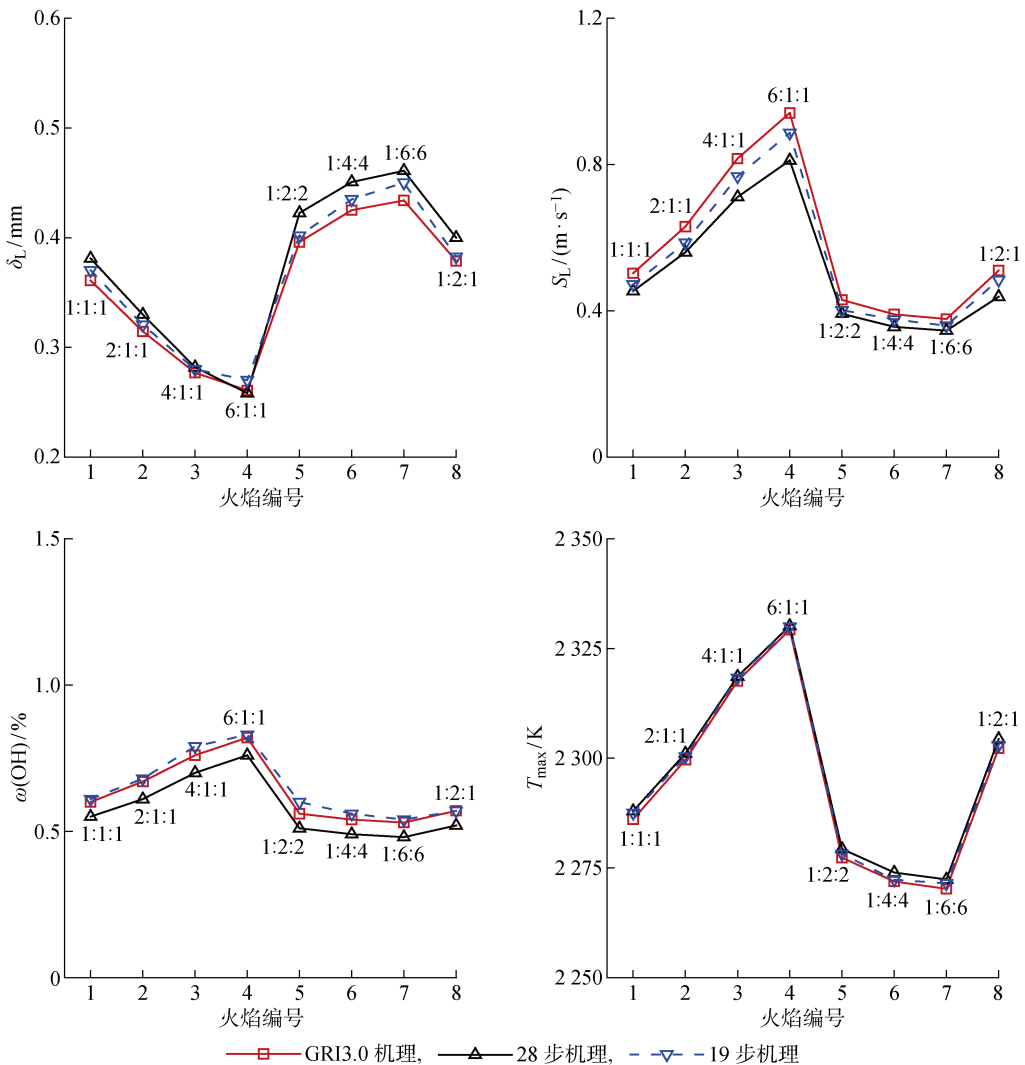


图 3 3 种机理的火焰特性随混合气体体积比变化规律

Fig. 3 Flame characteristics of three mechanisms versus the change of mixture volume ratio

值减小, T_{\max} 值降低, $\omega(\text{OH})$ 值减小. 3种机理预测得到的结果变化趋势一致, 说明19步机理和28步机理的计算准确性可信. 当CO和 CH_4 体积占比较大时, 28步机理预测的 S_L 值偏大; 当 H_2 体积占比较大时, 28步机理预测的 S_L 值偏小. 两种简化机理对 T_{\max} 的预测结果均与GRI 3.0机理相吻合; 而19步机理对 $\omega(\text{OH})$ 的预测结果与GRI 3.0机理更接近. 综上所述, 相较于28步机理, 19步机理的火焰结果与GRI 3.0机理的吻合度更好, 因此19步机理更适合用于掺氢燃气的计算.

2 DTF模型的计算适应性

在部分预混火焰中, 可燃气的混合分数随时间和空间位置的变化而变化, 导致火焰结构和燃烧特征与完全预混火焰差异较大. DTF模型通过增厚层流火焰直接求解化学反应源项, 并利用褶皱因子将火焰增厚导致的火焰面与湍流间的相互作用关系失真修正回来. 该过程涉及到DTF模型中两个最重要的参数: 动态增厚因子(F)和褶皱因子(E). 引入 F 和 E 后, 组分 K 质量分数的输运方程可表示为

$$\frac{\partial \rho \omega(K)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \omega(K)) = \nabla \cdot (\rho D F E \nabla \omega(K)) + \frac{E}{F} \dot{\omega}(K) \quad (1)$$

式中: ρ 为密度; t 为时间; u 为速度; D 和 $\dot{\omega}(K)$ 分别为扩散系数和生成速率. F 和 E 可表示为

$$F = 1 + (n_{\text{dtf}} \Delta x / \delta_1^0 - 1) \theta(\Omega) \quad (2)$$

$$E = \frac{E(\delta_1^0)}{E(F \delta_1^0)} \quad (3)$$

式中: n_{dtf} 为全局网格增厚系数; Δx 为网格尺度; δ_1^0 为层流火焰厚度; $\theta(\Omega)$ 为火焰面探测因子, F 和 E 与火焰的厚度和传播速度相关^[18]. 因此, 在使用DTF模型求解三维燃烧问题时, 需要预设3个全局变量参数: n_{dtf} 、 δ_1^0 和层流火焰燃烧速度(S_1^0). PRECCIN-STA燃烧器内湍流预混旋转火焰的研究结果指出 n_{dtf} 值宜取2.5~5.0^[18]. 基于此, 本文取 $n_{\text{dtf}} = 5.0$. 而 δ_1^0 和 S_1^0 是混合分数的函数, 定义为^[4]

$$Z = [2(\omega(\text{C}) - \omega(\text{C})_2) / M(\text{C}) - (\omega(\text{O}) - \omega(\text{O})_2) / M(\text{O}) + (\omega(\text{H}) - \omega(\text{H})_2) / 2M(\text{H})] \times \{2[(\omega(\text{C})_1 - \omega(\text{C})_2) / M(\text{C}) - (\omega(\text{O})_1 - \omega(\text{O})_2) / M(\text{O}) + (\omega(\text{H})_1 - \omega(\text{H})_2) / 2M(\text{H})]\}^{-1} \quad (4)$$

式中: 下标1和2分别表示来流为燃料和空气; $M(X)$ 为元素 X 的摩尔质量. 至此, 式(1)中的 F 和

E 可求, 方程得解, DTF模型对部分预混火焰计算的适应性得证.

3 计算结果与分析

3.1 FA和FJ火焰布局的吹熄极限预测

由Meares等^[3-4]的实验测量可知, 对于甲烷燃料, FA布局下火焰的吹熄极限随混合气体预混程度的增加而不断上升, 而FJ布局下火焰的吹熄极限随管道回缩距离的改变先上升后下降, 且在中间部分预混区域内火焰反而较稳定. 实验测得甲烷的吹熄结果和甲烷、掺氢燃气(HMG)的计算结果如图4所示. 其中, 正方形和圆形分别表示FJ布局下甲烷和掺氢燃气的计算工况, 椭圆形和长方形分别表示FA布局下甲烷和掺氢燃气的计算工况, 实心图形表示吹熄工况, 其具体信息如表2所示. 已知两种布局下燃料和空气的体积流量之比均为1:2, 因此一旦预设了混合气体管道出口的平均速度(v_j), 便可以通过计算推导得到两种布局下燃料和空气的入口速度. 为了进一步验证DTF模型捕捉吹熄现象的能力, 不断增大混合气体 v_j 值直至火焰完全吹熄.

利用燃烧室内部的温度场, 进一步展示混合气体由稳定燃烧到逐步熄灭的全过程, 如图5和图6所示. 其中, x 为轴向坐标. FA和FJ布局的火焰吹熄速度存在显著差异, 为了清楚地捕捉吹熄过程, FA和FJ布局下的时间间隔分别取为0.5 ms和1 ms. 可知, 高温废气从上游开始脱落, 并很快被流场带至下游. 中部出现大范围低温区, 该区域的未燃气体达不到着火温度而发生猝熄, 并蔓延至下游区域, 最终导致燃烧室内部的完全熄火. 而根部的混合气体仍可以被值班火焰引燃, 但过快的热散失使得火焰的高度只能达到5倍左右的径向距离. 而火焰燃烧的废气不受下游气体的挤压, 因此会继续向下游延伸一段距离.

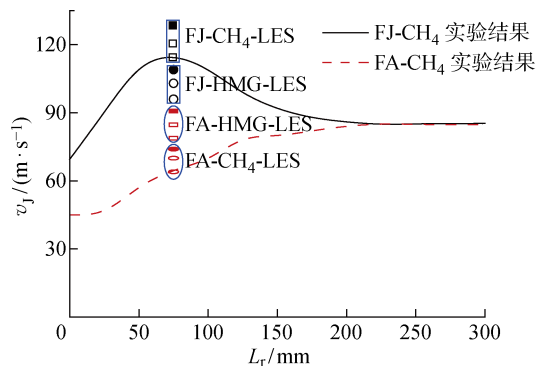


图4 实验所得 L_r-v_j 变化曲线

Fig. 4 L_r versus v_j

表2 FA和FJ火焰布局下甲烷和掺氢燃气的吹熄极限速度预测

Tab. 2 Prediction of blow-off limit of methane and hydrogen-mixed gas in FA and FJ layouts

CH ₄				HMG			
火焰布局	$v_j / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	熄灭	编号	火焰布局	$v_j / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	熄灭	编号
FA	64	否	—	FA	78	否	—
	70	否	—		84	否	—
	74	是	U74-CH ₄		90	是	U90-HMG
FJ	114	否	—	FJ	96	否	—
	120	否	—		103	否	—
	128	是	U128-CH ₄		109	是	U109-HMG

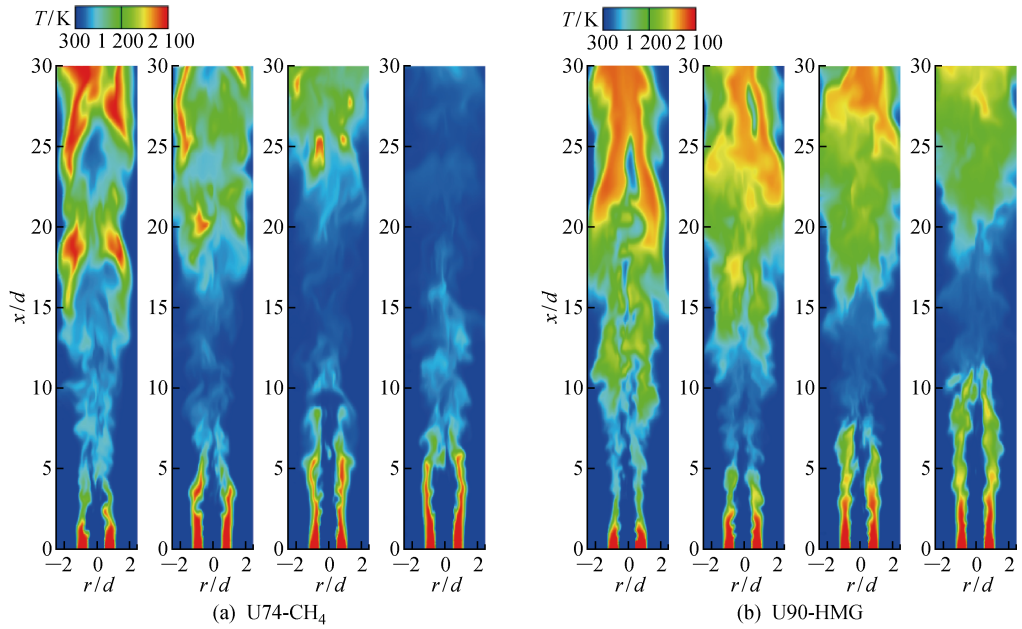


图5 FA火焰布局等时间间隔(0.5 ms)的温度场吹熄云图

Fig. 5 Temperature field with the same time intervals (0.5 ms) in FA layout

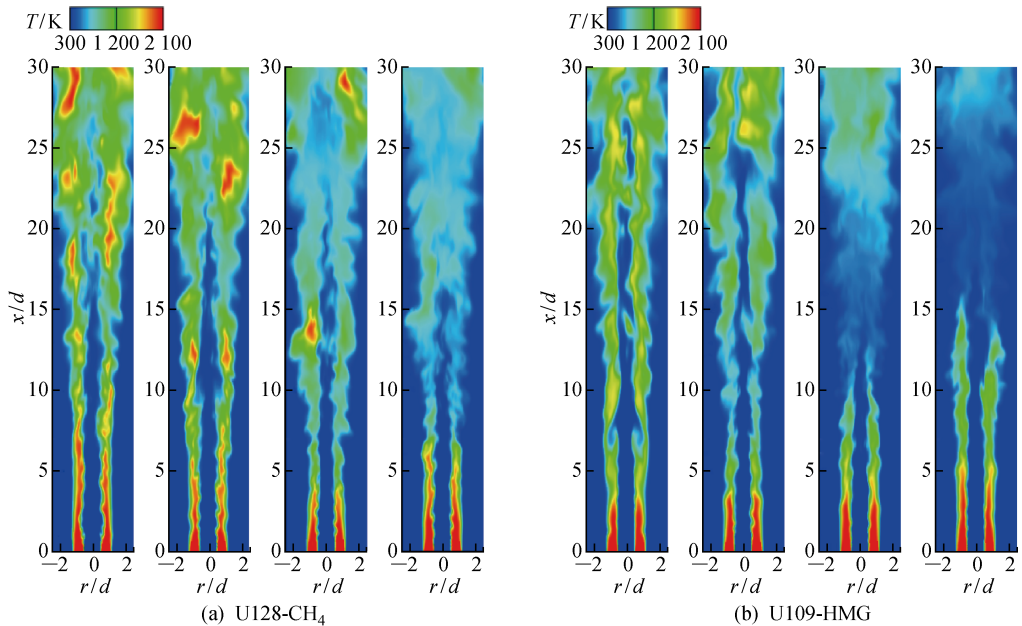


图6 FJ火焰布局等时间间隔(1 ms)的温度场吹熄云图

Fig. 6 Temperature field with the same time intervals (1 ms) in FJ layout

3.2 曲线图分析

利用 DTF 模型计算甲烷和掺氢燃气的 FA 和 FJ 火焰布局曲线如图 7~10 所示. 其中, \bar{T} 和 T_{RMS} 分别为火焰温度的平均值和均方根, \bar{Z} 和 Z_{RMS} 分别为不同轴向高度的混合分数均值和均方根.

图 7 中, FA-U45 工况下两种燃料 \bar{T} 的首个峰值出现在 $r/d = 0.8$ 附近, 且甲烷和掺氢燃气的 \bar{T} 在火焰根部吻合良好. 随着火焰轴向高度的提升, 甲烷的 \bar{T} 峰位逐渐向外部迁移, 且温度不断降低, 在 $x/d = 20$ 处降至最低, 约为 1 400 K; 随后流场温

度逐渐回升, 在 $x/d = 30$ 处, 温度峰值达到 1 700 K 左右. 而随着火焰轴向高度的提升, 掺氢燃气的 \bar{T} 峰位逐渐向内部迁移, 温度峰值逐渐降低, 在 $x/d = 30$ 处达到 1 700 K 左右. 在整个流场内, 甲烷和掺氢燃气的 \bar{T} 曲线均十分光滑且高度对称. 总体而言, FA-U45 工况下掺氢燃气的 \bar{T} 均略高于甲烷的 \bar{T} , 预示着 FA 布局下掺氢燃气的吹熄极限速度将大于甲烷的吹熄极限速度.

图 8 中, 当 $x/d = 1$ 时, $-0.5 \leq r/d \leq 0.5$ 范围内的混合分数曲线平滑, 表明两种燃料与空气在

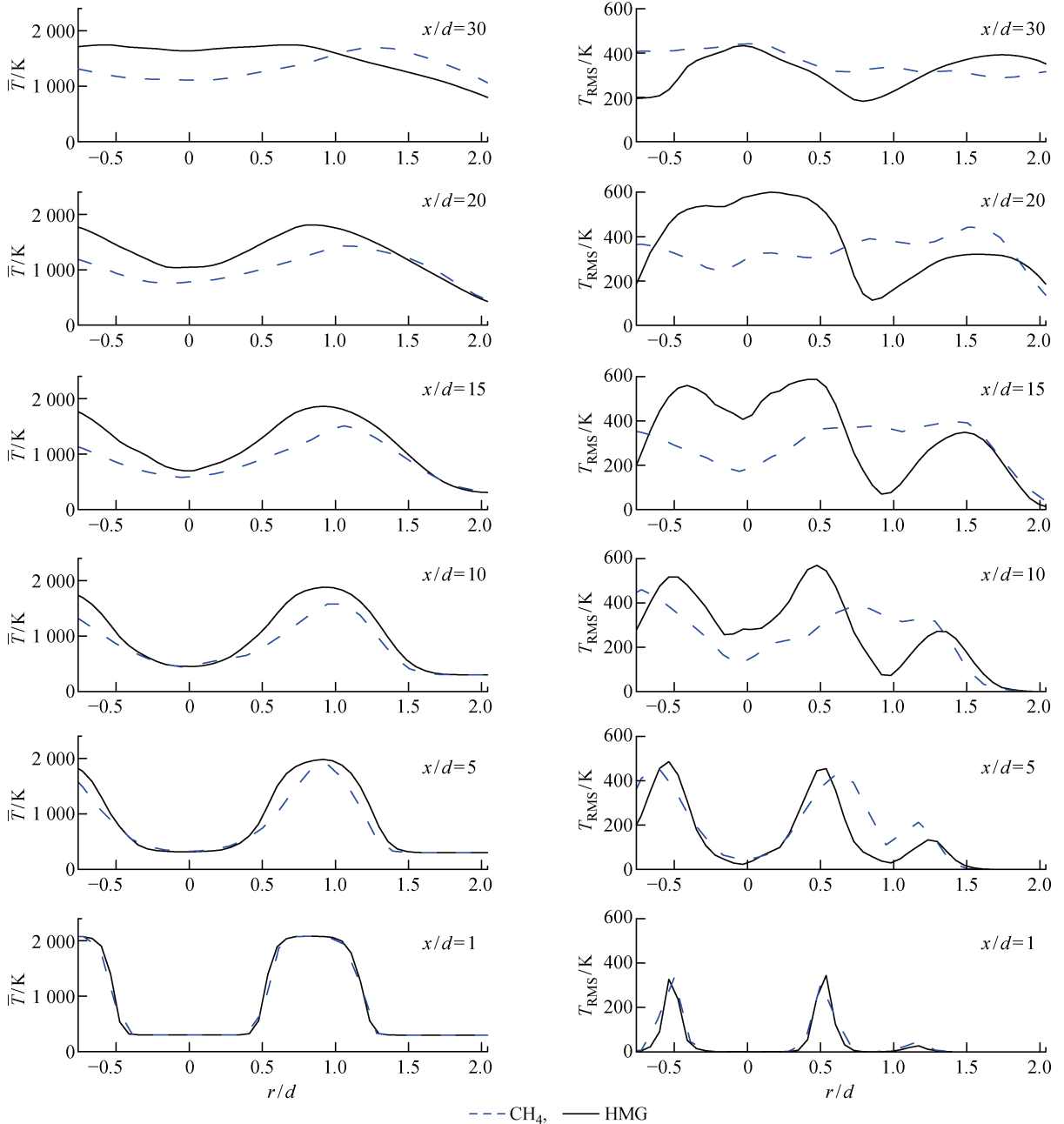


图 7 FA-U45 工况下不同位置处的温度均值和均方根波动
Fig. 7 Mean and root mean square of temperature of FA-U45 at different positions

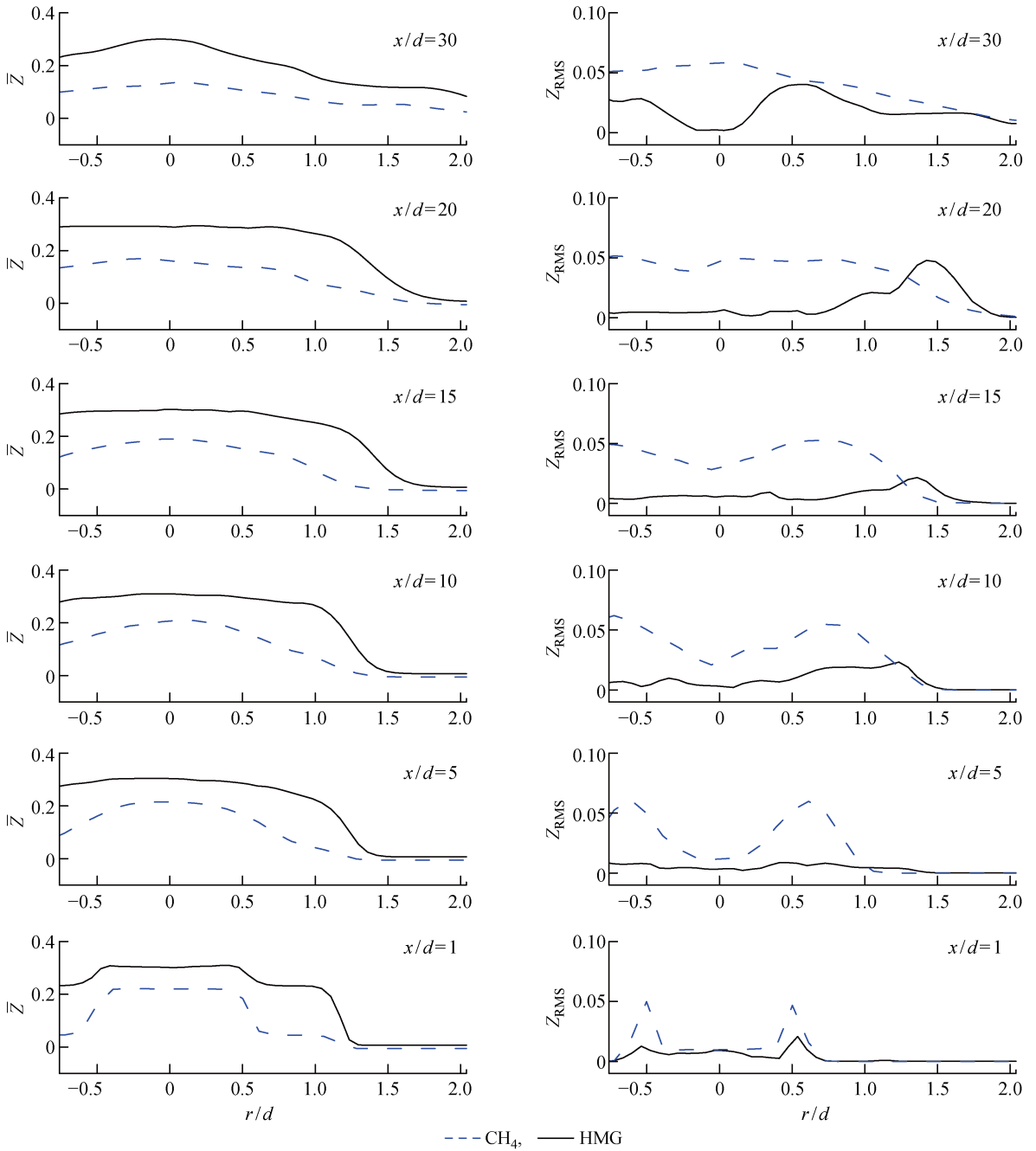


图8 FA-U45工况下不同位置处的混合分数均值和均方根波动

Fig. 8 Mean and root mean square of mixing fraction of FA-U45 at different positions

入流管道内的混合效果理想,为近乎完全预混状态,燃料和空气的预混气入流方式为近均匀入流.当 $0.5 \leq r/d \leq 1.2$ 时,两种燃料的混合分数均降至各自化学当量比的混合分数值;当 $r/d > 1.2$ 时,混合分数均降至 0.随着轴向高度增加,依据流场轴对称性,对比入流管道 $0 \leq r/d \leq 0.5$ 范围内两种燃料的混合分数梯度大小,发现甲烷的混合分数梯度比掺氢燃气的混合分数梯度更大.

图9中,FJ-U80工况下两种燃料火焰的 \bar{T} 峰值

在上游处($x/d = 1$)出现在 $r/d = 0.7$ 附近,且两者的 \bar{T} 分布曲线也吻合良好.随着火焰轴向高度的提升,甲烷的 \bar{T} 峰位逐渐向外部迁移,且温度不断降低,在 $15 \leq x/d \leq 30$ 之间降到最低约为 1 600 K 左右;而掺氢燃气的火焰 \bar{T} 的峰位随着位置的升高逐渐向内部迁移,且峰值温度逐渐降低,在 $x/d = 20$ 时降到最低约为 1 300 K.随后流场温度逐渐回升,在 $x/d = 30$ 处最高温度达到 1 600 K 左右.甲烷火焰的 \bar{T} 曲线十分光滑且对称,而掺氢燃气的火焰 \bar{T}

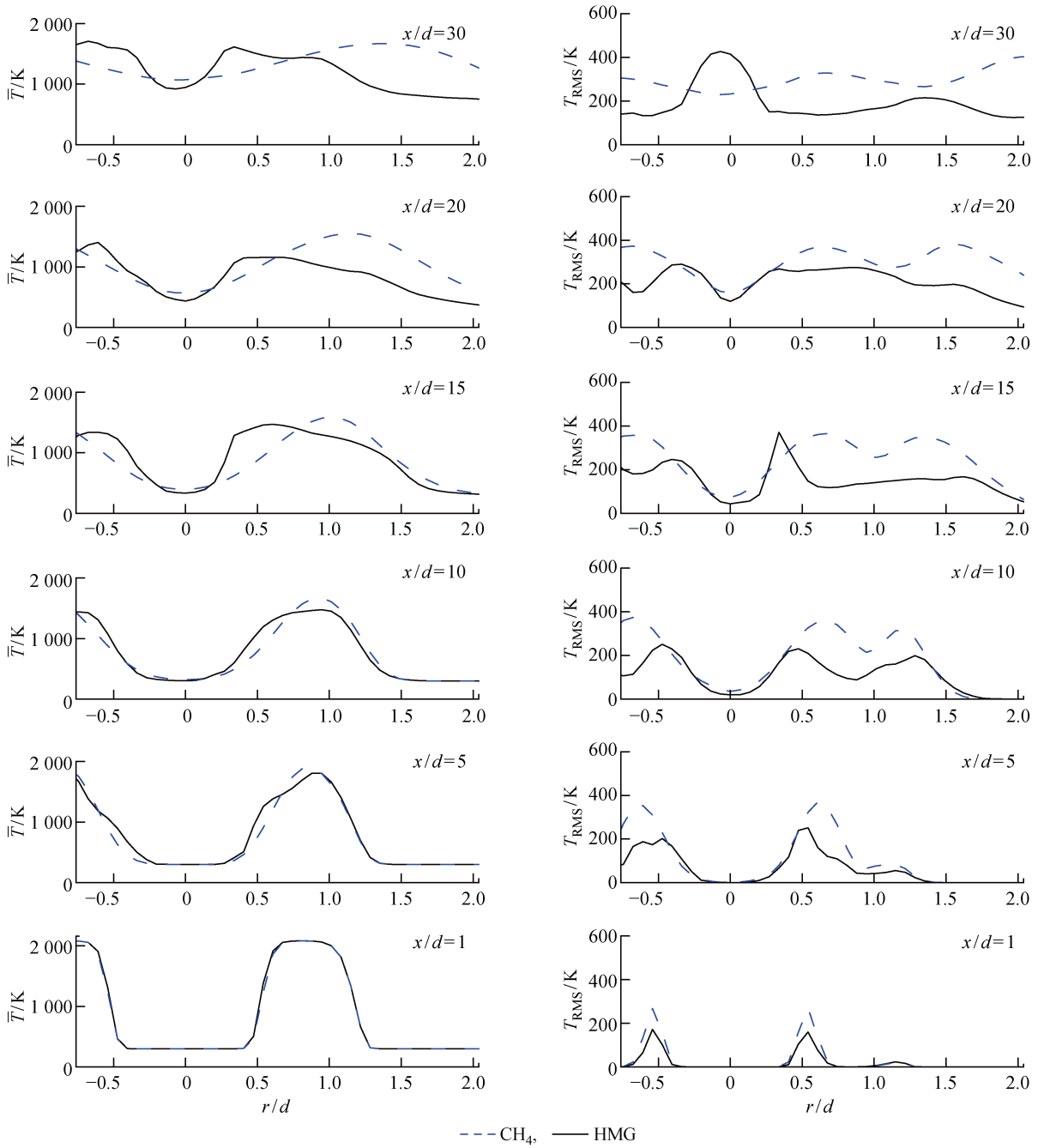


图 9 FJ-U80 工况下不同位置处的温度均值和均方根波动

Fig. 9 Mean and root mean square of temperature of FJ-U80 at different positions

曲线在 $x/d \geq 15$ 时开始波动且对称性下降. 总体来看, FJ-U80 工况下掺氢燃气火焰的 \bar{T} 在整个流场中均略低于甲烷火焰的 \bar{T} , 预示着 FJ 布局下掺氢燃气的吹熄极限速度要低于甲烷的吹熄极限速度. 对比图 7 和图 9 中不同工况下两种燃料的 T_{RMS} 波动, \bar{T} 值的差异导致两种燃料的 T_{RMS} 幅值不同, 但两者之间 T_{RMS} 的波动位置和趋势相似.

图 10 中, 两种燃料的混合分数沿流向和径向的变化趋势均表现出良好的一致性, 掺氢燃气的 \bar{Z} 略

大于甲烷的 \bar{Z} . 在 $x/d = 1, -0.5 \leq r/d \leq 0.5$ 范围内出现了抛物线形的山峰, 预示着两种燃料在入流管道内与空气的混合效果较差, 为部分预混状态, 燃料和空气的预混气入流方式为非均匀入流. 较强的剪切作用使得两种燃料的混合分数在流场下游趋于平滑. 但就整体流场而言, 入流管道 $0 \leq r/d \leq 0.5$ 范围内, 掺氢燃气的混合分数梯度均大于甲烷的混合分数梯度.

流场中燃料与空气的混合不均匀程度影响火焰

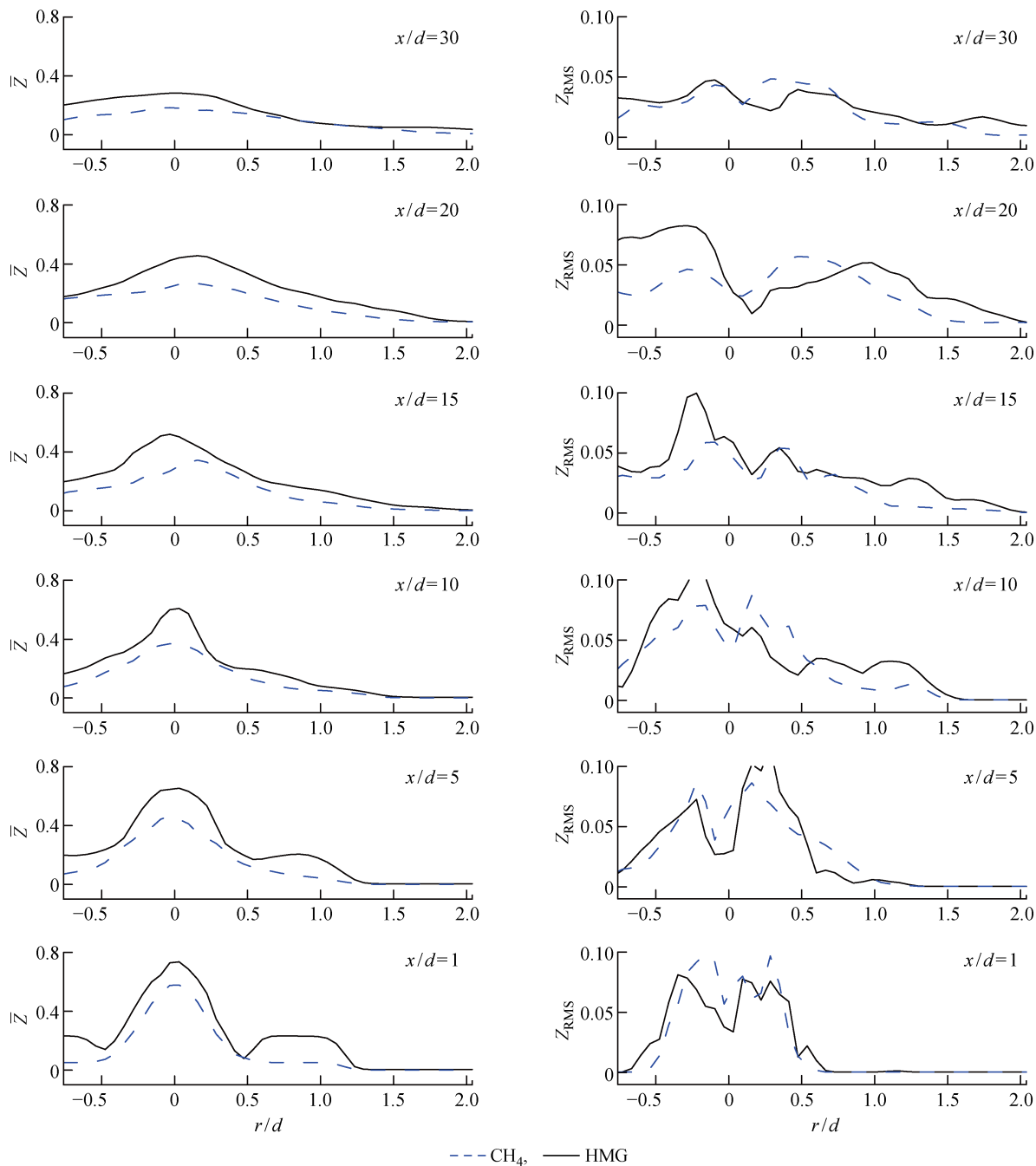


图 10 FJ-U80 工况下不同位置处的混合分数均值和均方根波动

Fig. 10 Mean and root mean square of mixing fraction of FJ-U80 at different positions

吹熄速度. 对于同一燃料, 随着入流速度增大, 流场上游的燃料与空气混合物的不均匀性显著上升, 混合分数需要在更远的下游才能趋于平滑. 而对于两种不同燃料的同一入流速度, 若流场中某一燃料的混合分数梯度越大, 即燃料与空气的混合不均匀程度越高, 则此燃料达到最大不均匀程度时的极限热释放越少, 对应的极限吹熄速度越小. 燃料热值和预混气不均匀程度的同时作用导致 FA 布局下甲烷的火焰吹熄极限速度低于掺氢燃气, 而 FJ 布局下反之.

3.3 散点图分析

为了更好地比较工况 FA-U45-CH₄、FA-U45-HMG、FA-U80-CH₄ 和 FA-U80-HMG 下的火焰燃烧状态, 将流场中 $x/d=1, 5, 10, 15, 20, 30$ 共 6 个高度处瞬时温度随可燃物的混合分数变化趋势制成散点图, 如图 11 所示. 其中, 蓝色虚线为化学恰当比所在线, 其将散点图分割为左、右两半支. 左半支的混合分数较低但对应的温度较高, 为高温废气与同轴伴流新鲜空气的混合支; 而右半支的混合分数较高但对应的温度较低, 为预混气与高温废气的混

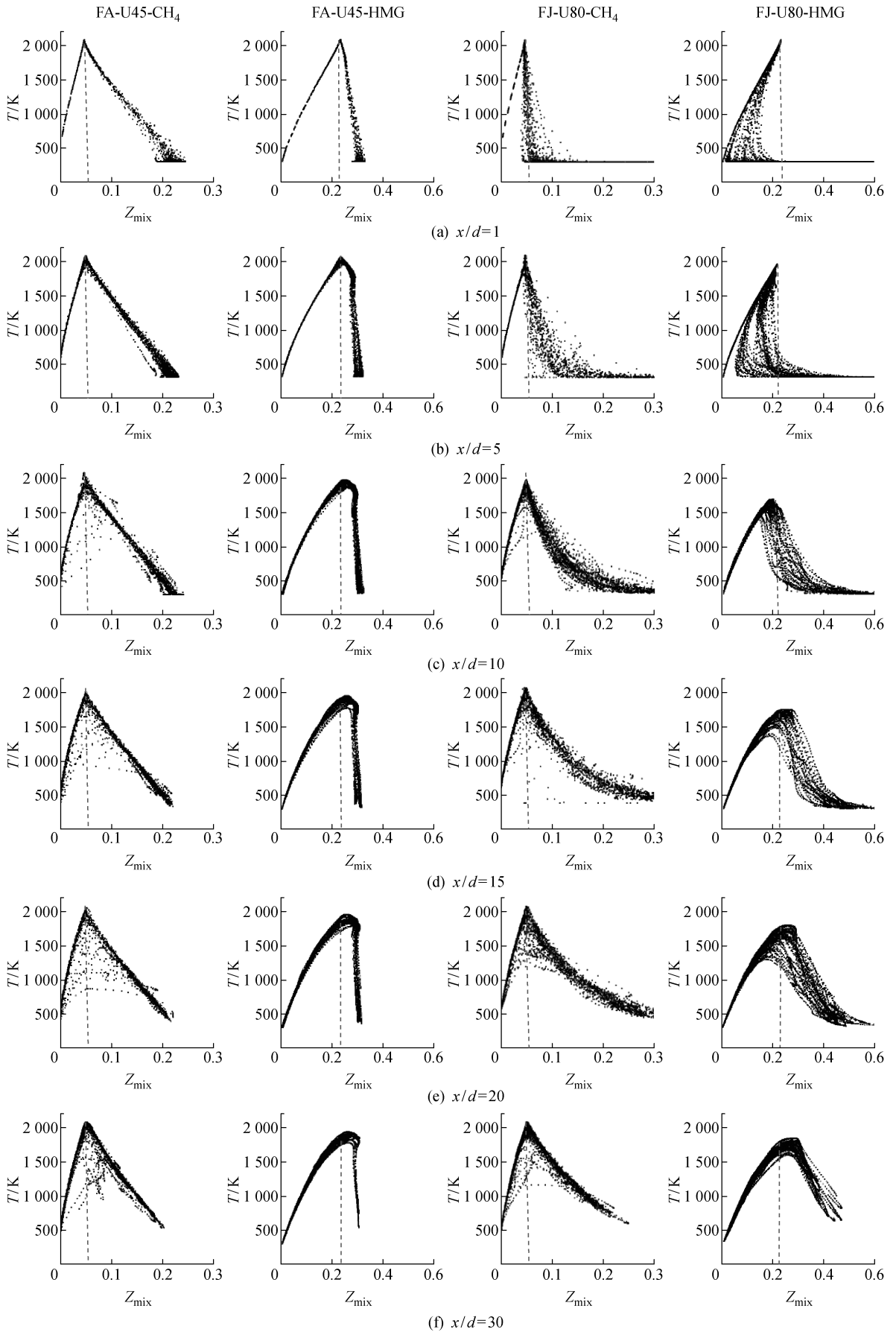


图 11 FA 和 FJ 布局下的火焰瞬时温度随混合分数变化散点图

Fig. 11 Scatter plots of temperature changed with mixing fraction in FA and FJ layouts

合支。

图 11 中,在 FA 布局下 $x/d=1$ (火焰根部)处,流场中甲烷预混气和掺氢燃气预混气的混合分数最大值分别约为 0.2 和 0.3,燃烧峰均较为清晰的分布在化学恰当比线附近。甲烷预混气的混合分数变化十分平滑,而掺氢燃气预混气右半支存在明显的分层预混燃烧,当量比为 1 左右的高温废气持续点燃当量比大于 1 的预混气,预混气的温度略低于高温废气,在整个流场中都保持的较为稳定,预混气的混合分数变化范围也较小。在 FJ 布局下 $x/d=1$ 处,甲烷火焰在着火界限内出现大量散点,这些散点近乎垂直式的分布在化学恰当比分界线两侧,表明此处可能存在明显的预混燃烧;而掺氢燃气的火焰散点表明其在值班火焰内侧的浓预混支燃烧状态较差,火焰集中分布在值班火焰外侧的贫预混支。根据散点显示, $x/d=10$ 时掺氢燃气火焰的燃烧状态与 $x/d=5$ 时甲烷火焰的燃烧状态类似,掺氢燃气的火焰燃烧状态滞后于甲烷火焰。随着流场向下游继续发展,两种火焰的混合分数变化范围均不断收窄,扩散效应增强使得两种火焰浓预混侧的燃烧状态逐渐好转,而甲烷火焰的好转速度明显快于混合气火焰。就峰值温度而言,下游位置甲烷火焰比混合气火焰高约 200 K。

4 结论

对甲烷和掺氢燃气在 FA 和 FJ 布局下的悉尼部分预混火焰进行大涡模拟,分别比较 FA 和 FJ 布局下甲烷和掺氢燃气与空气的预混效果以及燃烧状态,并对比和分析其各自的吹熄极限速度,得出如下结论:

(1) 掺氢燃气的层流火焰计算表明,19 步简化机理的计算结果比 28 步简化机理更接近于 GRI 3.0 详细机理的计算结果。

(2) 动态增厚火焰模型可以精准捕捉甲烷和掺氢燃气的悉尼部分预混火焰局部熄火点位置和形貌,对火焰发生猝熄后流场中的温度分布提出了合理预测。

(3) 甲烷燃料的 FA 和 FJ 吹熄极限速度分别为 74 m/s 和 128 m/s,接近实验结果 64.5 m/s 和 114.3 m/s;而掺氢燃气的 FA 和 FJ 吹熄极限速度分别为 90 m/s 和 109 m/s。

(4) 对于未达到吹熄极限的同一射流速度,在流场上游,甲烷和掺氢燃气的热释放率均较小;在流场中部,热释放率由燃料不均匀度主导,甲烷和掺氢燃气的热释放率十分接近;在流场下游,热释放率由

燃料热值主导,甲烷的热释放率远高于掺氢燃气热释放率。

(5) 流场中部燃料与空气的混合程度不同是甲烷和掺氢燃气吹熄极限差别的主要原因。当射流速度未达到吹熄极限时,与空气混合不均匀度低的燃料在其吹熄极限工况下的热释放量更高,所对应的吹熄极限速度越大。

参考文献:

- [1] GICQUEL L Y M, STAFFELBACH G, POINSOT T. Large Eddy Simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers[J]. **Progress in Energy and Combustion Science**, 2012, 38(6): 782-817.
- [2] SYRED N, BEÉR J M. Combustion in swirling flows: A review[J]. **Combustion and Flame**, 1974, 23(2): 143-201.
- [3] MEARES S, MASRI A R. A modified piloted burner for stabilizing turbulent flames of inhomogeneous mixtures[J]. **Combustion and Flame**, 2014, 161(2): 484-495.
- [4] BARLOW R S, MEARES S, MAGNOTTI G, *et al.* Local extinction and near-field structure in piloted turbulent CH_4 /air jet flames with inhomogeneous inlets[J]. **Combustion and Flame**, 2015, 162(10): 3516-3540.
- [5] GUIBERTI T F, CUTCHER H, ROBERTS W L, *et al.* Influence of pilot flame parameters on the stability of turbulent jet flames[J]. **Energy & Fuels**, 2017, 31(3): 2128-2137.
- [6] GUIBERTI T F, JUDDOO M, LACOSTE D A, *et al.* Fuel effects on the stability of turbulent flames with compositionally inhomogeneous inlets[J]. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2017, 36(2): 1777-1784.
- [7] CUTCHER H C, BARLOW R S, MAGNOTTI G, *et al.* Turbulent flames with compositionally inhomogeneous inlets: Resolved measurements of scalar dissipation rates[J]. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2017, 36(2): 1737-1745.
- [8] PERRY B A, MUELLER M E, MASRI A R. A two mixture fraction flamelet model for large eddy simulation of turbulent flames with inhomogeneous inlets [J]. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2017, 36(2): 1767-1775.
- [9] GALINDO S, SALEHI F, CLEARY M J, *et al.* MMC-LES simulations of turbulent piloted flames with varying levels of inlet inhomogeneity[J]. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2017, 36(2):

- 1759-1766.
- [10] KLEINHEINZ K, KUBIS T, TRISJONO P, *et al.* Computational study of flame characteristics of a turbulent piloted jet burner with inhomogeneous inlets [J]. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2017, 36(2): 1747-1757.
- [11] KIM N, KIM Y. Multi-environment probability density function approach for turbulent partially-premixed methane/air flame with inhomogeneous inlets[J]. **Combustion and Flame**, 2017, 182: 190-205.
- [12] FRANZELLI B, RIBER E, GICQUEL L Y M, *et al.* Large Eddy Simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame[J]. **Combustion and Flame**, 2012, 159(2): 621-637.
- [13] 曾海翔. 基于 DTF 模型的部分预混火焰大涡模拟研究[D]. 镇江: 江苏大学, 2020.
- ZENG Haixiang. Large eddy simulation of partially premixed flame based on DTF model[D]. Zhenjiang: Jiangsu University, 2020.
- [14] HALTER F, CHAUVEAU C, GÖKALP I. Characterization of the effects of hydrogen addition in premixed methane/air flames[J]. **International Journal of Hydrogen Energy**, 2007, 32(13): 2585-2592.
- [15] ZHAO K, CUI D W, XU T M, *et al.* Effects of hydrogen addition on methane combustion[J]. **Fuel Processing Technology**, 2008, 89(11): 1142-1147.
- [16] TOSHIMITSU K, MATSUO A, KAMEL M R, *et al.* Numerical simulations and planar laser-induced fluorescence imaging results of hypersonic reactive flows[J]. **Journal of Propulsion and Power**, 2000, 16(1): 16-21.
- [17] LYTRAS I, KOUTMOS P, DOGKAS E. Reduced kinetic models for methane flame simulations [J]. **Combustion, Explosion, and Shock Waves**, 2019, 55(2): 132-147.
- [18] 王平, 侯天增, 余倩. 火焰增厚燃烧模型计算旋转预混火焰的参数敏感性分析[J]. **推进技术**, 2018, 39(2): 358-365.
- WANG Ping, HOU Tianzeng, YU Qian. Large eddy simulation of premixed swirling flames with thickened-flame model: A sensitivity study[J]. **Journal of Propulsion Technology**, 2018, 39(2): 358-365.

(本文编辑:孙伟)