

局部时间步法在低马赫燃烧模拟中的适用性研究

姚卫^{1,2}, 孙超³, 刘杭¹, 吴梅⁴, 杨少波³, 曹顺利³

- (1. 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;
2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049; 3. 中国船舶工业系统工程研究院, 北京 100094;
4. 合肥工业大学土木与水利工程学院, 合肥 230009)

摘要: 在复杂燃烧模拟中由于全场流速的不均匀性和局部网格尺寸的差异, 各局部流场区域的 CFL 数差异较大. 传统的基于全场最大 CFL 数定义的整体时间步法严重制约计算效率. 本文首次考察了基于当地 CFL 数限制的局部时间步法在低马赫数湍流燃烧模拟中的适用性. 对开放空间中甲烷池火(1 065 万网格)和封闭空间建筑火灾(320 万网格)的大涡模拟表明, 采用局部时间步法相比于整体时间步法分别实现了 6 倍和 8 倍的加速比. 加速比随网格尺度减小呈增加趋势. 研究进一步从两个方面验证了局部时间步法在低马赫数燃烧模拟中的准确性: ①与实验数据的对比表明, 由于低马赫数燃烧的准稳态特性, 局部和整体时间步法均较为准确地预测了温度的时间变化特性; ②对时均流场的比较表明, 除微量痕迹物(质量分数小于 0.1%)以外, 两种方法对时均温度、时均速度和氧气体积分数的预测差异均较小. 研究中还对现有的 PaSR 湍流燃烧模型和压力求解算法进行了改进和优化, 以分别提高其物理准确性和鲁棒性.

关键词: 湍流燃烧; 局部时间步法; 大涡模拟; CFL 数; OpenFOAM

中图分类号: TK11

文献标志码: A

文章编号: 1006-8740(2021)03-0321-13

Study on Applicability of Local Time-Stepping Method in Low-Mach Combustion Simulation

Yao Wei^{1,2}, Sun Chao³, Liu Hang¹, Wu Mei⁴, Yang Shaobo³, Cao Shunli³

- (1. Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. China Shipbuilding Industry Systems Engineering Research Institute, Beijing 100094, China;
4. College of Civil Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

Abstract: Due to the non-uniformity of flow speed in the whole field and the difference in local grid size in complicated combustion simulations, the local Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) number varies significantly among different local flow field regions. The computational efficiency is also severely restricted by the conventional global time-stepping method, which is on the basis of the definition of maximum CFL number. In this paper, the applicability of the local time-stepping method restricted by the local CFL number to low-Mach turbulent combustion simulation is investigated for the first time. Through the large-eddy simulation of an open methane pool fire (with

收稿日期: 2020-06-20.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(91641110); 国家重点研发计划资助项目(2019YFB1704200).

作者简介: 姚卫(1983—), 男, 博士, 副研究员.

通信作者: 姚卫, weiyao@imech.ac.cn.

10.65 million cells) and an enclosed building fire (with 3.2 million cells), it is shown that the local time-stepping method can achieve speedup ratios of 6 and 8 compared with the global time-stepping method, respectively. The speedup ratio rises with the reduction of grid size. Moreover, the accuracy of the local time-stepping method applied in the low-Mach combustion simulation is validated from two aspects. First, in comparison with the experimental data, the time-varying characteristics of temperature are accurately predicted by both the local and global methods, which is probably due to the quasi-steadiness of low-Mach combustion. Second, in comparison with the time-averaged flow field, the differences in time-averaged temperature, time-averaged velocity, and the volume fraction of oxygen are relatively smaller except for some minor trace species (with a mass fraction of less than 0.1%). In addition, the existing PaSR turbulent combustion model and the pressure-momentum coupling algorithm are also improved and optimized, thereby enhancing their physical accuracy and robustness.

Keywords: turbulent combustion; local time-stepping method; large eddy simulation; CFL number; OpenFOAM

低马赫数燃烧是日常生活中最常见的一种燃烧形式,例如各类火灾和非动力装置类锅炉内部燃烧. 在各类跨声速甚至高超声速航空航天发动机燃烧室中也存在较大区域的局部低马赫数燃烧. 低马赫数燃烧的特点是:①压力波动较小近似恒定,因此可按照不可压缩流体处理;②燃烧化学反应特征时间相对流动特征时间较小,因此快速反应假设成立且流动化学反应可以近似解耦计算;③流速远小于声速,压力波近似以无限快速度传播,无黏流动部分呈现椭圆型流动特征. 针对上述流动特点,低马赫燃烧求解可以采取基于压力驱动速度原理的压力求解器,并且基于气体状态方程耦合燃烧化学反应效应实现流动和燃烧的隐式求解以降低对时间步的 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 约束 (CFL 数 = 速度 × 时间步/网格尺度,一般要求此数小于某一定值以保证数值格式的稳定性). 在复杂燃烧流场中由于整场流速的不均匀性和局部网格尺寸的差异,各局部流场区域的 CFL 数差异较大. 特别是在模拟复杂几何结构或需要捕捉局部精细流场结构(如近壁边界层或火焰反应区)时通常需要使用非均匀或局部自适应网格,根据 CFL 约束时间步正比于网格尺度. 传统方法中整场使用单一时间步,通常使得时间步受限于整场最小网格尺度,因而显著降低了计算效率. 而如果能够针对局部流场采用多重时间步,将可在满足 CFL 约束的前提下显著提高计算效率.

基于局部时间步 (local time-stepping) 的局部时间步法由 Osher 与 Sanders^[1]在求解一维标量守恒律方程时提出,其主要原理为在满足局部稳定性条件下,每个网格单元拥有独立的局部时间步长并可在计算过程中自适应更新. 相比于所有网格单元按统一时间层更新的方法,一方面提高了计算效率,另一方

面也加速了流场收敛. 空间差异的多重时间法等效于对控制方程的空间预处理,可以一定程度上消除空间梯度较大区域的刚性^[2]. 多重时间法成功应用于基于笛卡尔网格的自适应网格加密 (AMR) 算例^[3-4],其通过解耦非加密区域与局部加密区域的时间步有效提高了计算效率并且实现了对加密区域流场结构(如激波)的准确捕捉. Dumbser 等^[5]和 Taube 等^[6]在涉及网格尺度剧烈变化的对弹性波和 Maxwell 方程的任意高阶间断有限元 (DG-FEM) 模拟中耦合了显式局部时间步法以提高计算效率和收敛速率. Qi 等^[7]通过耦合间断有限元和单步高阶泰勒式时间积分格式实现了对局部时间步法在基于多尺度网格的瞬态电磁波模拟中的支持. Grote 等^[8]推导了局部时间步法与任意高阶显式 Runge-Kutta 方法的耦合形式并成功应用于多尺度网格波方程求解. Lilia^[9]在基于局部时间步的二阶 Runge-Kutta 格式中构造了更加准确的二次多项式以计算时间步相异的相邻网格界面值. Ashbourne^[10]进一步将 Lilia^[9]的方法拓展到三阶和四阶 Runge-Kutta 格式并改进了网格界面插值的多项式逼近方法. 杜永乐等^[11]和姜婷婷等^[12]在稀薄气体的 DSMC 模拟中采用了类似的局部自适应时间步方法表明其可以在保真的前提下显著提高流场收敛速率. 谭志军等^[13]基于局部时间步法和自适应网格加密方法对一维对流扩散方程所做的测试表明实现了 2~3 倍的加速,同时未见明显的精度降低. 吴迪等^[14]基于局部时间步法在超声速后台阶流的三维欧拉方程模拟中相比于整体时间步长法最高取得了 5 倍的加速比. 胡鹏等^[15]基于局部时间步长的水沙耦合模拟表明,该方法能够在保证精度的前提下节省高达 92% 的计算时间. Espinoza 等^[16]在基于局部时间步法的可压缩高速和超声速稳态流动模拟中分别观

测到了 2.56 和 8.96 倍的迭代收敛速度. 最近, 除了基于当地 CFL 数控制局部时间步以外, Kalkote 等^[17]提出了一种基于当地截断误差控制的局部自适应时间步方法. Jeanmasson 等^[18]则对局部时间步法进一步发展了通量守恒修正.

目前基于局部时间步的局部时间步法在湍流燃烧中的应用还不多见. 而湍流燃烧通常需要对主要释热的反应区域重点求解, 意味着需要采用较密的局部网格, 而对其余的无反应区域可以采用相对较粗的网格. 特别是在火灾模拟中, 由于模拟场景相对火源区域一般较大, 为了提高计算效率一般仅对火源区域局部加密. 另外在涉及复杂几何结构的燃烧室或建筑火灾模拟中, 对于曲率较大的结合拐角需要局部加密以逼近几何外形. 燃烧和火灾一般发生于受限空间内, 如发动机和室内, 为了准确模拟近壁效应一般需要对壁面边界层区域采用附加膨胀层的方法局部加密. 因此针对湍流燃烧模拟, 如果采用整体时间层统一的时间步, 将使得时间推进受限于火源、拐角和近壁等区域处的最小时间步. 而通常局部加密区域仅占整体计算域较小的体积分数. 按照通常火灾模拟中火源、拐角和近壁等区域局部加密设置, 最大最小网格尺度一般相差 3~5 倍来估算, 采用局部时间步法预计至少将可使计算效率提高 3~5 倍. 在并行环境下, 位于火源局部加密区域的分区节点因需求解化学反应计算载荷通常较大, 而其他对应无反应区的节点计算负担较小, 从而导致计算载荷的严重不均衡. 而采用局部时间步法, 对应无反应区的计算节点可将额外的计算资源用于时间上的加速推进(大时间步一般意味着更多的迭代次数和收敛时间), 因而也可以在一定程度上缓解计算载荷的不均衡性.

火灾和内燃等面向实际应用的低马赫数燃烧模拟的两大主要特点为: (1) 模拟工况尺寸较大且内部几何结构复杂, 计算区域尺寸可跨越数十米甚至上百米; (2) 完整的燃烧起始、发展和熄火过程模拟需要求解较长的时间历程, 对应物理时间可达数分钟(约 600 s) 甚至 1 h. 例如大型建筑火灾^[19-20]、隧道火灾^[21-22]、舰船火灾^[23]、工业燃烧锅炉^[24-26]模拟等. 这些低马赫数燃烧场景模拟一方面对计算效率有特殊的实际需求, 另一方面又存在需要着重求解的区域(如火源、疏散口、重点热防护部件等). 模拟中需要兼顾计算效率与求解精细度, 而对最终结果一般仅关注重点区域的稳态流场. 传统的燃烧模拟程序侧重于对小尺寸(如射流火焰)或局部燃烧场的高精度、高保真模拟, 所采用的时空高阶格式一方面显著增加了计算代价, 另一方面也削弱了求解复杂流场的鲁棒

性, 在工程燃烧模拟中的适用性较弱.

本研究针对火灾等低马赫数燃烧模拟需求开发了基于局部时间步法的压力校正隐式燃烧求解器, 并将其应用于开放空间池火和封闭空间建筑火灾模拟中以进一步验证其准确性和计算效率. 本文将首先介绍局部时间步法的实现算法、对 PaSR 湍流燃烧模型的改进以及对压力求解算法的稳定性优化等技术细节, 进而结合具体算例分析局部时间步法与整体时间步法对湍流燃烧时均流场的量化影响, 以考察局部时间步法在低马赫数湍流燃烧中的适用性.

1 数学和物理模型

1.1 控制方程

湍流燃烧对守恒变量 ($\bar{\rho}$, \tilde{u}_i , \tilde{H}_i , \tilde{Y}_α) 所求解的三维非稳态 Favre 滤波带反应 Navier-Stokes 方程 (rNSE) 为:

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

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

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{H}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{H}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} D_\tau \frac{\partial \tilde{H}_i}{\partial x_j} + \sum_{\alpha=1}^L \bar{\rho} D_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} \tilde{H}_\alpha \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \Psi_{T,j}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} D_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \Psi_{\alpha,j}}{\partial x_j} + \bar{\omega}_\alpha \quad (4)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (5)$$

$$\tilde{H}_i = \tilde{H} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i = \tilde{H}^0 + \int_0^T C_p dT + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i \quad (6)$$

式中: 上标“-”和“~”分别代表平均和 Favre 平均量; t 为时间; x_i 是第 i 方向的笛卡尔坐标; $\bar{\rho}$ 为密度; \tilde{u}_i 为 x_i 方向的速度分量(空间维度 $i=1, 2, 3$); \bar{p} 为压力; $\tilde{\tau}_{ij}$ 为黏性应力张量; 总绝对焓 $\tilde{H}_i = \tilde{H} + 0.5\tilde{u}_i^2$ 为绝对焓 \tilde{H} 和直接求解动能 \tilde{K} 之和; 绝对焓 \tilde{H} 为标准参考状态下生成焓 \tilde{H}^0 和变化到当前温度 T 的显焓之和, \tilde{Y}_α 为组分 α ($\alpha=1, 2, 3, \dots, L$, 其中 L 为总组分数目) 的质量分数; 比热 C_p 为混合物组分浓度和温度的函数; $\bar{\omega}_\alpha$ 为组分 α 的平均质量生成率(单位 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$); D_α 为组分 α 在混合物中的平均组分

扩散率; D_T 为热扩散速率; \tilde{T} 为温度; $R = R_u / W$ 为气体常数; $R_u = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$, 为普适气体常数; $W = \left(\sum_{\alpha=1}^L Y_{\alpha} / W_{\alpha} \right)^{-1}$ 为多组分混合物的平均分子量. 方程 (1) ~ (6) 中的湍流雷诺应力 (τ_{ij}) 和湍流相关通量 ($\Psi_{T,j}$ 和 $\Psi_{\alpha,j}$) 为未封闭项, 需要基于湍流模型来模拟. 湍流模型采用 Smagorinsky 模型^[27], 因本研究中低马赫数弱可压缩流动满足平衡态假设, 并且其不要求解额外的控制方程因而计算代价较小. 雷诺应力项 $\tau_{ij} = \bar{\rho}(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ 基于 Boussinesq 黏性假设来模拟, 即假设其正比于可解尺度的应变率张量 \tilde{S}_{ij} ,

$$\tau_{ij} - \left(\underbrace{\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}}_{\text{偏应力张量}} \right) + \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -\bar{\rho} v_{\text{sgs}} \left(2 \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k_{\text{sgs}} \quad (7)$$

式中: v_{sgs} 为湍流模型求解出的湍流黏性; k_{sgs} 为不可解尺度的湍动能. 湍流焓通量 $\Psi_{T,j} = \bar{\rho}(u_j H_i - u_j H_i)$ 通常采用梯度扩散假设模拟.

$$\Psi_{T,j} = -2\bar{\rho} \frac{v_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{H}_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

其中 Pr_t 为湍流普朗特数. 类似地, 湍流组分扩散通量 $\Psi_{\alpha,j} = \bar{\rho}(u_j Y_{\alpha} - \tilde{u}_j \tilde{Y}_{\alpha})$ 模拟为

$$\Psi_{\alpha,j} = -2\bar{\rho} \frac{v_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Y}_{\alpha}}{\partial x_j} \quad (9)$$

式中: Sc_t 为湍流施密特数. 研究中采用了常用值 $Pr_t = 1$ 和 $Sc_t = 1$.

1.2 改进型 PaSR 湍流燃烧模型

湍流化学反应交互作用关系由基于湍流混合速率和化学反应速率的调和平均系数的局部搅拌反应器模型 (PaSR) 模拟^[28]. PaSR 是一种物理图景合理准确的有限速率模型, 其主要思想为将每个计算网格单元看成一个瞬态等压小反应器. 该局部反应器内部的状态变化由两部分构成: 一部分是基于充分搅拌的化学反应变化, 另一部分是在湍流混合作用下未混状态向充分混合状态的转变. 由于燃烧发生区域厚度小于网格尺度, 因此假设网格内只有一部分组分参与化学反应. 最终湍流反应速率 $\bar{\omega}_{\alpha}$ 由化学反应特征时间 (τ_c) 和微观混合特征时间 (τ_{mix}) 决定

$$\bar{\omega}_{\alpha} = \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_{\text{mix}}} \omega_{\alpha} \quad (10)$$

式中: ω_{α} 为基于当前时间步积分的反应速率, 瞬态反应速率由阿累尼乌斯公式给出.

作为一种基于涡破碎和耗散物理图景的模拟,

PaSR 假设化学反应发生于当前网格内一个充分混合的小尺度涡结构 (称之为精细结构^[29-30]) 中, 因此整体化学反应速率受限于当前从大尺度涡结构到精细结构的破碎和耗散速度, 表征为混合速率. 整体混合时间由湍流混合时间和分子扩散混合构成 $\tau_{\text{mix}} = \tau_{\text{mix},t} + \tau_{\text{mix},d}$, 通常假设各网格单元内的分子扩散混合速率无限快 $\tau_{\text{mix},d} \approx 0$, 因此 $\tau_{\text{mix}} \approx \tau_{\text{mix},t}$. 湍流混合特征时间一般由最小湍流时间尺度 (Kolmogorov 尺度) τ_k 和亚格子旋涡时间尺度 τ_{Δ} ^[31-32] 或泰勒时间尺度 τ_t ^[28,30] 来表征. 分别定义为 $\tau_k = (v/\varepsilon)^{1/2}$ 和 $\tau_{\Delta} = k_{\text{sgs}}/\varepsilon = (v_{\text{sgs}}/C_{\mu}\varepsilon)^{1/2}$, $\tau_t = Re_t^{-1/2} k_{\text{sgs}}/\varepsilon = Re_t^{-1/2} (v_t/C_{\mu}\varepsilon)^{1/2}$, 常数 $C_{\mu} = 0.09$. 在之前的研究^[33]中经常采用代数平均的方式.

$$\tau_{\text{mix},t} = c_{\text{mix}} \left(\frac{v + v_t}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (11)$$

但是采用此种表达方式, 存在 3 方面的问题: ① 当大涡模拟 (LES) 中网格精细度逼近于直接数值模拟 (DNS) 的程度时 $v_t = 0$, 但依据公式 (11), $\tau_{\text{mix},t} \neq 0$, 因而 $\bar{\omega}_{\alpha} \neq \omega_{\alpha}$ 不符合实际物理过程; ② 当出现局部层流化现象时 $v_t = 0$, 上述推导过程同样成立; ③ 当化学反应速率无限快时 $\tau_c \rightarrow 0$, 根据公式 (10) 会严重低估释热率甚至局部熄灭. 这是因为精细结构的尺度远小于亚格子旋涡尺度, 而根据公式 (11), $\tau_k + \tau_{\Delta} \approx \tau_{\Delta}$, 意味着微观混合完全由较大的大尺度涡破碎过程决定, 而实际上在湍流惯性子区阶段黏性耗散较弱时, 精细结构的尺寸应该位于黏性力起主导作用的泰勒尺度和 Kolmogorov 尺度之间, 此时伴随着能量耗散过程组分扩散同步进行. 更加符合精细结构微观混合过程的 $\tau_{\text{mix},t}$ 定义方法应该为: ① 对雷诺时均 (RANS) 类模拟, $\tau_{\text{mix},t} = \sqrt{\tau_k \tau_t}$ ^[28,30]; ② 对于大涡模拟可能存在局部求解尺度小于泰勒尺度但大于 Kolmogorov 尺度的情形, 基于作者之前的研究^[34] 将其重新定义为 $\tau_{\text{mix},t} = \sqrt{\tau_k \cdot \min(\tau_t, \tau_{\Delta})}$. 基于此, 湍流混合速率定义为

$$\tau_{\text{mix},t} = c_{\text{mix}} \left(\frac{\sqrt{v \cdot \min(v_{\text{sgs}}, Re_t^{-1/2} v_t)}}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (12)$$

公式 (12) 的改进使得 PaSR 模拟自适应于不同的网格解析度和湍流化学反应交互作用状态: 在化学反应受湍流混合过程影响较弱的情况下, $\tau_{\text{mix},t} \rightarrow 0$ 因而湍流反应速率趋近于层流反应速率 $\bar{\omega}_{\alpha} \rightarrow \omega_{\alpha}$, 从而使得湍流燃烧模型退化为近似层流燃烧模型. 整体化学反应特征时间 τ_c 定义为组分摩尔浓度之和与正向化学反应速率之和的比值^[35], $\tau_c = \sum c_{\alpha} / \max$

$(\sum(\omega_a^+ / W_a), \varepsilon)$, 这里 ε 是一个小量用于防止无反应区出现分母为零的情形。

1.3 基于鲁棒增强型 PIMPLE 算法的隐式压力求解

PIMPLE 算法的核心流程为：①基于当前速度构造动量方程矩阵 $AU^* = H(U^n) + \nabla p^*$, 其中 A 为标量系数, H 为基于前一个时间或迭代步获取的速度 U^n 所显式计算的向量源项; p^* 为待求解压力场; ②联立质量守恒方程 $\partial(\psi \cdot p^*) / \partial t + \nabla \cdot (\rho U^*) = S_p$ 和上述动量方程构造压力矩阵 $\partial(\psi \cdot p^*) / \partial t + \nabla \cdot (\rho H(U^n / A) + \nabla^2(\rho / A \cdot p^*)) = S_p$, 其中 ψ 为基于气体状态方程计算得出的流体压缩系数 $\rho^* = \psi p^*$, 对于理想气体依据公式 (5) 可得 $\psi = 1 / (RT)$, S_p 为质量守恒方程的源项; ③基于上述非稳态 Poisson 方程获得压力场 p^* ; ④使用新的压力场显式校正速度 $U^* = H(U^n) / A + \nabla p^* / A$. 在求解得到新的速度之后上述步骤①~④可以重复进行多次外迭代以提高收敛性。

作为一种压力求解算法, PIMPLE 算法的核心思想为压力驱动速度的过程中流体压缩性保持恒定, 即 $A(\rho)$ 作为密度的函数在动量方程求解过程中保持恒定并采用上一时间步的值. 这对于弱可压缩性无反应流动近似成立. 在校正速度场时, 由于 $H(U^n)$ 作为显式源项处理, 因此压力校正实际上为直接驱动当前网格点速度, 而不对相邻网格点速度造成影响. 上述两点会在密度梯度较大的局部区域和瞬态燃烧阶段导致非物理的速度值和计算不稳定性, 如在温差较大的火焰边界区域和起始点火阶段燃烧场中, 1 800 K 和 300 K 的流体存在将近 6 倍的密度差, 从而在压力校正过程中出现高于正常值的速度修正值. 在传统的方法中, 为克服此现象, 一般采用极小的时间步和极值限制机制以便抑制数值发散. 本研究中对 PIMPLE 算法进行了局部改进: 在步骤④速度校正过程中, 先基于当前压力场更新密度场, 并改显式校正为隐式校正, 即 $p^* \rightarrow \rho^*$, 然后直接基于校正后的 ρ^* 和 p^* 隐式求解动量方程获得 U^* . 经过上述改进后, 计算的鲁棒性显著增强, 表现为在压力和密度波动较大的区域和燃烧阶段速度始终处于合理范围, 并且对于局部和瞬态的非物理“粉刺型”极值具有自更正的功能. 在时间步差异较大的多重时间步计算中, 不需要采用额外的时间步和极值限制, 也能够保证各物理量的合理性, 从而有效提高了多重时间步计算的鲁棒性。

1.4 基于局部时间步的高效多重时间法

研究中局部时间步法基于单步一阶隐式欧拉. 隐式欧拉能够在保持数值稳定性的前提下允许较大的时间步长, 因而能够扩大多重时间步的变化范

围. 同时单步格式也便于多重时间步的实施. 局部时间步的选取除了满足稳定性条件外还需要保持空间上变化的连续性. 为此, 本研究中局部时间步的确定步骤如下: ①对于多面体网格, 计算当前网格单元的局部 CFL 数为各所属面 CFL 数的最大值: $CFL = \max_{f=1, \dots, n} (U_f dt / \delta_f)$, 其中 n 为当前体面单元 f 的个数, U_f 为面 f 上的法向速度, δ_f 为面 f 相邻两个体单元的体心距离正交分量, dt 为当前单元内的时间步长; ②依据指定最大 CFL 数如 $CFL_{max} = 0.5$ 调整当前时间步, $\Delta t^* = \Delta t \cdot \max(CFL_{max} / CFL, 1.1)$, 这里 1.1 意味着单时间步最大允许上调 10% 的裕度, 而下调则无限制以便迅速纠正过大的时间步; ③依据最大允许时间步限制当前时间步, $\Delta t^* = \min(\Delta t^*, \Delta t_{max})$, Δt_{max} 一般取流通时间的 1/1 000 如对典型低马赫数燃烧火灾可取 $\Delta t_{max} = 1 \text{ ms}$; ④整场时间步光滑处理: 通过缩小相邻网格单元之间时间步较大的一侧, 限制整场相邻单元间的时间步比例。

1.5 基于 OpenFOAM 的求解器与算例设置

本研究中采用的计算程序基于有限体积无结构网格 CFD 软件 OpenFOAM V812 开源框架发展^[36]. 软件基于其自带的 PIMPLE 算法求解器 FireFOAM 开发, 对其所做的改进有: ①添加了局部时间步方法 (1.4 节所述); ②改进型 PaSR 湍流燃烧模型 (1.2 节所述); ③基于鲁棒增强型 PIMPLE 算法 (1.3 节所述); ④基于 JANAF 格式的热物性计算模块、基于 CHEMKIN 格式多组分扩散系数的真实输运物性计算模块; ⑤基于绝对焓热力学体系的热物性和能量方程; ⑥基于局部自适应建表 (ISAT) 的刚性反应求解加速; ⑦基于动态载荷平衡的并行计算加速算法. 计算时间步基于 $CFL = \Delta t (\sum U \cdot S_f) / V \leq 0.5$ 计算, 其中在计算过程中依据当前局部流场速度和网格单元尺寸自动更新. 尽管隐式求解允许 $CFL > 1$ 的情形 (例如甚至可取 $CFL = 10 \sim 50$), 但为了提高瞬态求解过程的准确性和数值稳定性, 本研究中采取较为保守的 CFL 数限制. 时间离散采用一阶欧拉隐式, 空间离散采用二阶精度 TVD (总变差减小) 格式, 其中对速度采用 LUST 限制器, 对其余变量采用 vanLeer 限制器. 密度求解采用预条件共轭梯度求解器 PCG, 其他变量 (速度、能量、组分) 采用双共轭梯度求解器 PBiCG, 压力场泊松方程则采用几何代数多重网格迭代求解器 (GAMG). 辐射模型为 fvDOM 辐射模型^[37], 其应用范围涵盖了整个光学厚度范围, 计算成本和内存需求适中. 气体辐射吸收系数由灰色气体加权和模型 (WSGGM) 计算。

本求解器开发的主要目的是为火灾等低马赫数准稳态燃烧模拟提供高效、准确且鲁棒性较好的计算平台。为提高算例的普适性，拟分别针对开放和封闭空间两种典型燃烧情形进行计算验证。为提高算例的标准性，算例选取为 FireFOAM 自带的标准开放空间池火和封闭空间单室建筑火灾算例。其中开放池火为理想算例，研究主要比较两种方法预测的差异；而单室建筑火灾为实验测试算例，研究结合实验数据对两种方法预测的准确性进行了验证。在以下计算中，整体时间步算例采用原 FireFOAM 求解器（不支持多重时间步功能）计算，多重时间步则采用改进的求解器（命名为 Amber）进行。本研究主要目的为验证局部时间步法与传统的整体时间步法在预测关键燃烧场特性（如温度、速度、组分浓度等）的准确性与计算效率。物理模型和数值方法对燃烧物理过程的影响分析不是本研究的重点，拟在后续研究中开展。

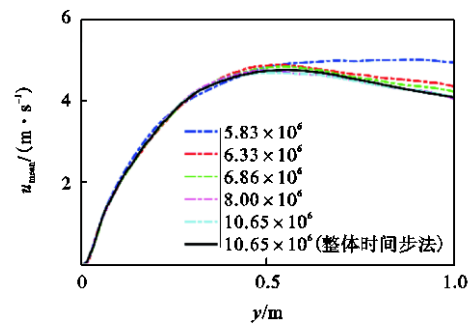
2 结果与讨论

2.1 开放空间内池火模拟

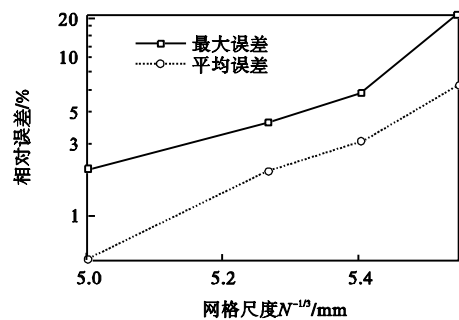
该算例模拟了一个典型的开放空间内池火工况。计算域为 $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 1\text{ m}$ 的立方空间，在底部中央有一 $0.2\text{ m} \times 0.2\text{ m}$ 的方形火源区域。燃料为气态甲烷，常温（300 K）常压（101 325 Pa）下以法向速度 0.01 m/s 喷入并发生燃烧。模拟中考虑重力效应，火焰受浮力诱导的自然对流驱动。由于计算区域的规则性，网格多为正六面体正交网格，整体区域网格尺度为 0.5 mm ，由于整场网格尺度已经满足大涡模拟要求（由网格尺度决定的截断波数位于惯性子区），火源区域不再局部加密，整体网格数目为 800 万。该算例总模拟时间为 100 s ，以特征速度 1 m/s 计算约为 100 个整场流通时间（FTT），其单 FTT 时间为 $t_0 = 1\text{ s}$ 。图 1(a) 比较了不同网格条件下的中心轴线速度分布，可见随着网格密度增加，预测结果趋于相同，并且最终与整体时间步法的预测接近。这里定义误差为与最密网格（1 065 万）预测的相对误差。由图 1(b) 可见，平均误差与最大误差均随网格尺度减小而减小，平均误差随网格尺度近似呈指数衰减（对数空间表现为线性）。在网格密度大于 800 万的情况下，平均误差小于 0.5% ，最大误差小于 2% ，满足网格独立性要求。以下分析如不特殊指明，均基于 1 065 万网格结果。

在计算网格尺寸相对均匀的情况下，局部时间步的变化主要由当地速度决定。图 2 显示了 800 万网格算例火焰内部和无反应区的局部时间步分布。在

浮力作用下火羽流逐渐加速，因而火焰内部局部时间较小。相对于无反应区均匀的 1 ms 时间步，火焰内的局部时间步普遍小于 0.5 ms ，最小接近 0.1 ms 。最大与最小时间步相差接近 10 倍，可见采用局部时间步法可显著提高计算效率。从计算 100 s 物理流通时间 CPU 时间估计，采用局部时间步法时整场平均时间步为 0.99 ms ，而采用整体时间步法时平均时间步为 0.14 ms ，采用局部时间步法比采用传统单一整体时间步法计算效率提高了约 7 倍。鉴于采用多重时间步时需要时间步梯度进行光滑处理以降低相邻时间步的倍数差异（1.5 节描述），也可能引入额外的计算量，从而增加实际的计算时间。这里根据 CPU 时间与物理时间之比定义无量纲计算周期， $\Delta t^* = \Delta t_{\text{CPU}} / \Delta t$ 以表征单位物理时间在相同计算资源的情况下消耗的计算机时。从无量纲计算周期的比值 $(13\ 788.5/2\ 205.6 \approx 6.25)$ 上看实际加速比略小于理想值 7。除了时间步计算本身的额外代价外，辐射和刚性化学反应求解一般耗时较多且与流动时间步关系较小，这也是造成实际加速比略小的原因。图 3 比较了不同网格尺度下的无量纲计算周期和加速比。总体上计算周期随网格尺寸减小近似呈线性递增。其中整体时间步法中网格尺寸对时间步的限制更加严苛，因此整体时间步法计算周期随网格尺度减



(a) 轴线平均速度对比



(b) 对数坐标相对误差分布 (N 为网格数目)

图 1 局部时间步法的网格收敛性分析

Fig.1 Grid convergence analysis for local time-stepping method

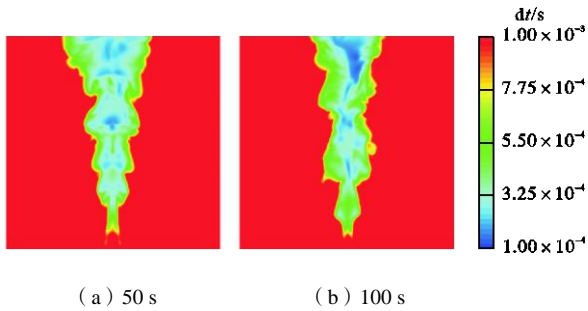


图 2 火焰中心剖面局部时间步分布

Fig.2 Local time-step distribution on the centreplane of flame

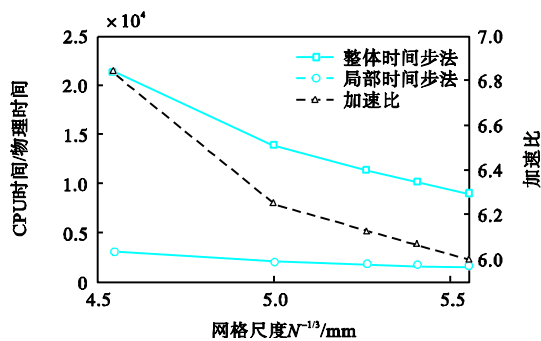


图 3 无量纲计算周期和加速比对网格尺寸的依赖性关系

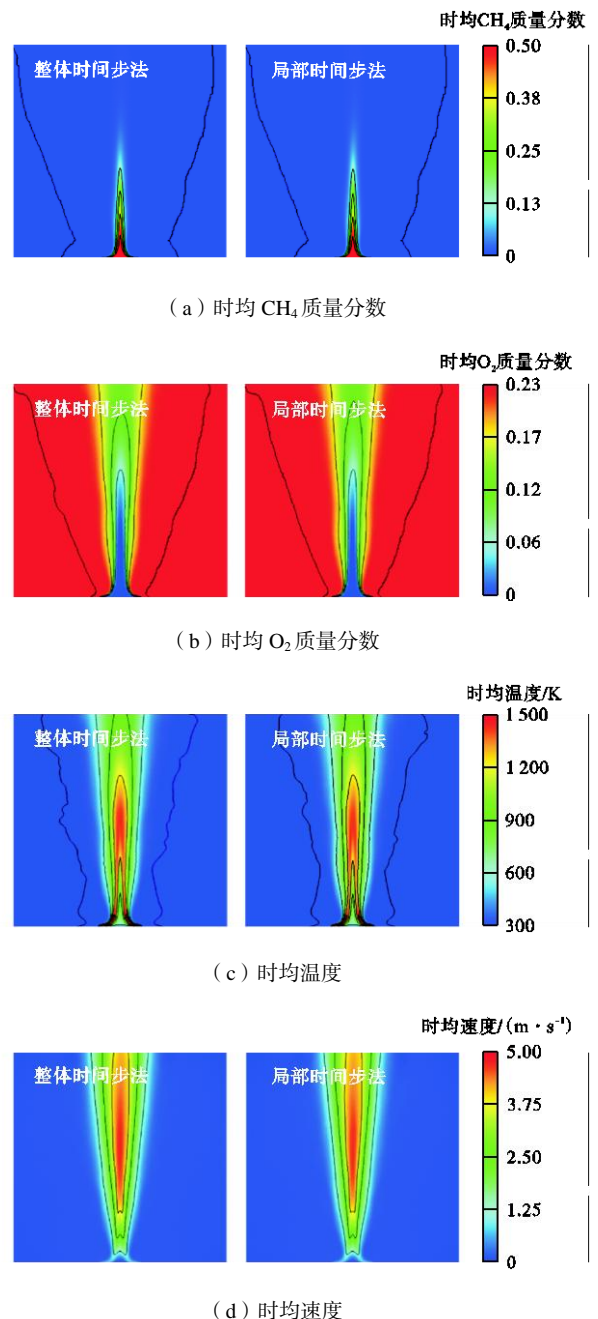
Fig.3 Dependence of dimensionless computational period and speedup ratio on grid size

小的上升梯度更大. 相应地, 在密网格条件下局部时间步法有更好的加速效果. 在本文所研究的网格密度范围(583 万 ~ 1065 万)内, 加速比从 6 升高到 6.8.

图 4 比较了采用局部时间步法和整体时间步法计算的时均场分布. 为了便于比较, 在图例所示的范围内标识了 5 条等间距轮廓线. 尽管瞬态场可以观察到明显差异, 然而时均场可观察到的差异极其微小. 从轮廓线上对比, 射流核心区域几乎没有差别, 远离射流的外流区域存在微小的差别. 这主要是由于存在较为丰富的大尺度涡流, 因而流动非稳态性更强, 另一方面局部时间步法中整体时间步定义为整场平均时间步, 而外流的时间步大于平均时间步因此外流的实际时均统计不如核心流动充分. 在 $y = 0.6 \text{ m}$ 高度甲烷的浓度已经降到了化学当量比 ($\xi_{\text{st}} = 0.055$) 附近, 意味充分混合. 对应地, 由最高火焰温度标识的火焰高度也位于 $y = 0.6 \text{ m}$ 处. 在浮力作用下, 羽流沿轴向逐渐加速, 最高速度大于 5 m/s .

图 5 定量比较了中心轴线的时均值. 火焰高度 ($y = 0.6 \text{ m}$) 以下的时均值分布几乎相同, 之后差异越往下游越大, 但整体差异仍较小. 采用局部时间步法, 温度和速度峰值与采用整体时间步法预测基本一致, 但平均氧气消耗率略低, 火焰温度和最终浮力驱

动速度也略低于整体时间步法的预测. 在中心轴线上各关键变量的平均差异分别为 1.3% (温度), 0.7% (速度), 3.9% (CH_4), 3.7% (O_2), 均小于 5%, 可以近似认为采用局部时间法和整体时间法对时均结果的预测一致.

图 4 中心剖面时均 CH_4 质量分数、 O_2 质量分数、温度和速度分布Fig.4 Contours of mass fractions of CH_4 and O_2 , temperature, and velocity on the centreplane

多重时间步法等效于对时间项的权重预处理, 有限体积方法中, 相邻网格单元交界面的质量通量计算与时间无关, 根据单元内质量、动量、组分和能量等的守恒原则时间权重影响各网格单元值更新的快

慢. 时间步较大的区域快速演化迅速趋于准稳态, 而时间步较小的区域各变量相当于处于相对“冻结”状态. 不同区域交界处互为边界条件, 意味着时间演化较快的区域通过提供一个快速趋于准稳态的边界加速了其相邻时间演化较慢区域的收敛. 本算例中, 以射流边界为区分, 可将火焰流场分为演化较慢的火焰

中心区域和快速趋于稳态的伴流. 伴流通过为中心射流提供了更趋于稳态的射流边界条件, 加速了中心火焰区的收敛, 类似于 Espinoza 等^[16]在可压缩高速流动中的观察. 因而采用局部时间步法从两个方面促进了准稳态流场的建立: 一方面通过增加时间步加速了无反应区域的演化, 另一方面通过边界效应促进了相对演化较慢的火焰区域往准稳态收敛的进度.

2.2 封闭空间内池火模拟

计算区域为典型的两室建筑, 其中左边房间尺寸为 0.4 m(长) × 0.4 m(宽) × 0.6 m(高), 右边紧邻房间的尺寸为 0.4 m(长) × 0.4 m(宽) × 0.4 m(高). 直径 0.095 m 的圆形火源位于右侧房间底部中央. 在两个相邻房间由一堵厚度为 25.4 cm 的墙隔开, 墙的底部和顶部各留有 30 cm 的间隙分别用于通风和排烟. 整体网格数目为 320 万, 其中围绕火源区域的 0.2 m(长) × 0.2 m(宽) × 0.3 m(高) 的区域局部加密网格. 左侧房间顶部和侧边为开放边界条件, 固定压力为环境大气压 (101 325 Pa). 右侧房间为完全封闭空间, 仅通过通风口和排烟孔和外界平衡压力.

图 6 显示了达到准稳态阶段时整个三维计算域的局部时间步分布. 燃烧过程中, 右侧房间的火焰产生的热羽流在浮力作用下从顶部的排烟孔自左侧房间顶部排出, 同时伴随着右侧房间内压力的降低, 含氧质量分数 23.3% 的新鲜空气自底部通风口补入, 以支持燃烧过程的继续. 在这个过程中, 右侧房间内的气流速度相对较高且分布较为紊乱, 因而局部时间步处于 0.5 ms 的量级. 特别是火源加密区域, 由于网格尺度加密了 1 倍, 因而局部时间步降为周边区域的一半. 火源上方的气流速度最高, 且网格最密, 相应地最小时间步 0.09 ms 发生在那里. 左侧房间仅在热烟气排放通道内的局部时间步较小, 其他区域因气流速度较小时间步保持在最大限制值 1 ms. 对比整场平均时间步 0.84 ms 和最小时间步 0.09 ms, 加速比约为 9.3. 根据 100 s 物理时间历程内的 CPU 时间统计, 由之前定义的无量纲时间步计算出实际加速比为 $20\,226.53/2\,499.67 \approx 8.1$, 略小于理想加速比.

在火焰的发展演化过程中, 新鲜空气从左侧吹入带来的动量使火焰偏向右方. 同时由于左侧顶部的抽吸, 热烟气层向左上方移动. 相比较而言, 右侧房间中靠近右壁面一侧的气流速度较大, 相应地, 图 6 中的局部时间步右侧较小. 左侧房间通过快速时间演化相当于为右侧房间的流场发展提供了一个稳定的边界条件, 而右侧房间内的计算域时间步较小, 数值耗散更低, 有利于捕捉到更加丰富的火焰瞬态效应. 这也意味着, 通过采用多重时间步, 对着重关注

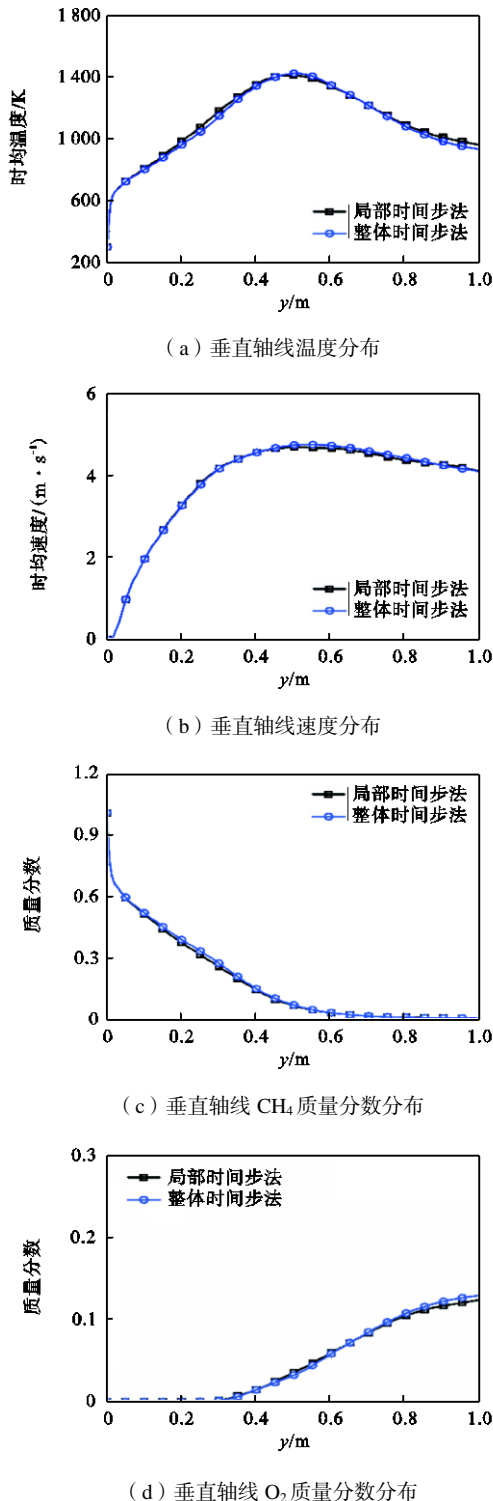
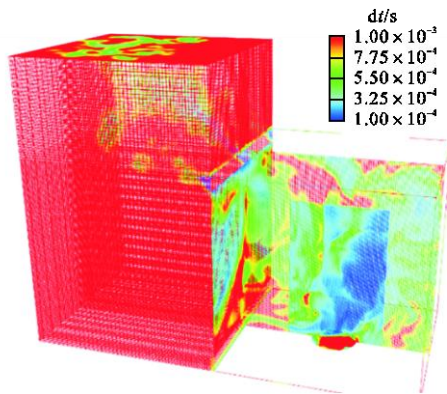


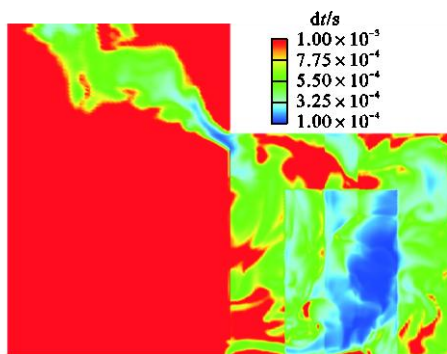
图 5 中心轴线上时均值比较

Fig.5 Comparison between time-averaged values on the central axis

的瞬态流动区域指定较小的时间步,在对物理过程精细捕捉的同时兼顾计算效率。



(a) 计算域网格与局部时间步瞬态分布



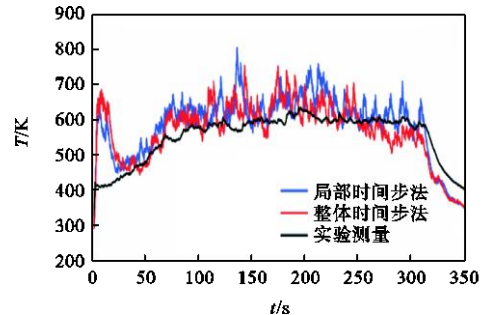
(b) 火源中心剖面局部时间步分布

图 6 时间步分布

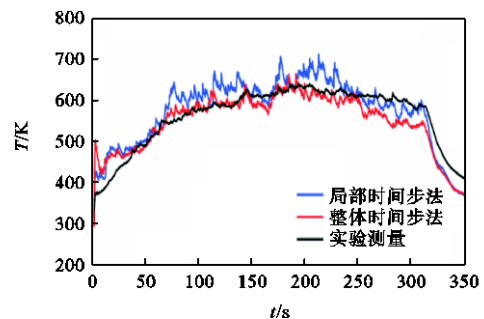
Fig.6 Distribution of local time-steps

图 7 比较了采用局部时间步法和整体时间步法的瞬态温度和 O_2 体积分数预测结果. 总体上两种方法的预测与实验测量值的趋势均吻合较好. 局部时间步法可以比整体时间步法更快地收敛到稳态解^[16], 因此局部时间步法更适用于稳态流场模拟. 对于低马赫数燃烧问题流动速度远小于声速, 压力波以近乎无限快的速度在整场传播, 驱动速度场更快地达到平衡, 并且流动特征时间远大于化学反应特征时间, 流动和燃烧均趋于准稳态, 因此局部时间步法较为适用. 局部时间步方法更适用于最终达到稳态或准稳态的流场模拟, 通过快速演化区域与慢演化区域的互为边界原理实现了整体的加速收敛. 由于时间步较大区域的单步时间内变量增幅较大, 相应地会表现出较大的脉动值, 如图中所示. 在火源上方 0.14 m 和 0.26 m 高度位置整体时间步法的预测更贴近实验值, 0.38 m 处前半段整体时间步法预测较好而后半段局部时间步预测更贴近测量值. 在初始点火 (0 ~ 40 s) 和熄火阶段 (310 ~ 350 s), 由于释热速率的急剧变化导致瞬态效应较强, 两种方法的预测均存在一定偏

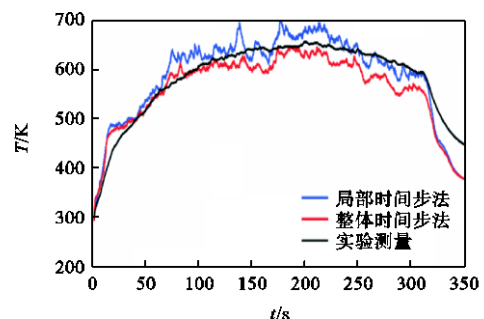
差. 靠近火源根部 ($y = 0.14$ m 高度处) 燃料和空气掺混后反应剧烈, 表现在测量和预测上温度空间波动均较大, 而高处羽流区反应微弱因而温度波动更为平稳. 图 7(d) 中两种方法对氧气浓度的预测在中间准



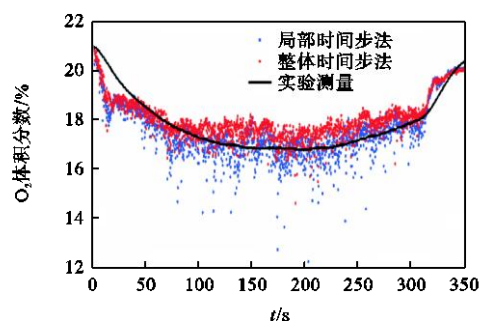
(a) $y = 0.14$ m



(b) $y = 0.26$ m



(c) $y = 0.38$ m



(d) $y = 0.38$ m 处 O_2 体积分数

图 7 不同高度处温度和 O_2 体积分数预测与测量值对比
Fig.7 Comparison between predicted and measured values of temperature and volume fraction of O_2 at different heights

稳态阶段均与实验测量值吻合较好,其中由于时间步的增加,局部时间步法的预测表现出较大的脉动。

图 8 比较了稳定燃烧阶段(取 $t = 200\text{ s}$ 处燃烧速率)基于局部时间步法和整体时间步法预测的时均值分布。为方便对比,在图例范围内标识了 5 条等间距轮廓线。整体而言,两种方法预测的时均流场相似度较高。对于时均温度,采用局部时间法预测的火焰高温核心区域略宽而高度相似。时均速度未见明显差异。从温度和速度分布可以明显看出,由于左下部空气的通入,使得火焰向右侧倾斜明显。又由于左上部

的抽吸作用,热羽流向左侧移动。整体火羽流路径呈现反 C 字型。从产物 H_2O 和 CO_2 的分布看,热燃烧产物在浮力作用下上升到顶棚以后,左侧的部分被排烟通道抽吸走,右侧的部分被右侧仓壁阻挡后沿着壁面向下堆积。与温度的分布类似,采用局部时间步法预测的核心羽流区(高温高产物浓度轮廓线标识)的宽度稍窄。在火灾发展过程中,左房间为半开放空间(上、左、前、后均为自由开放边界条件),因而左侧房间的流场趋于稳态,两种方法的预测更为相似。

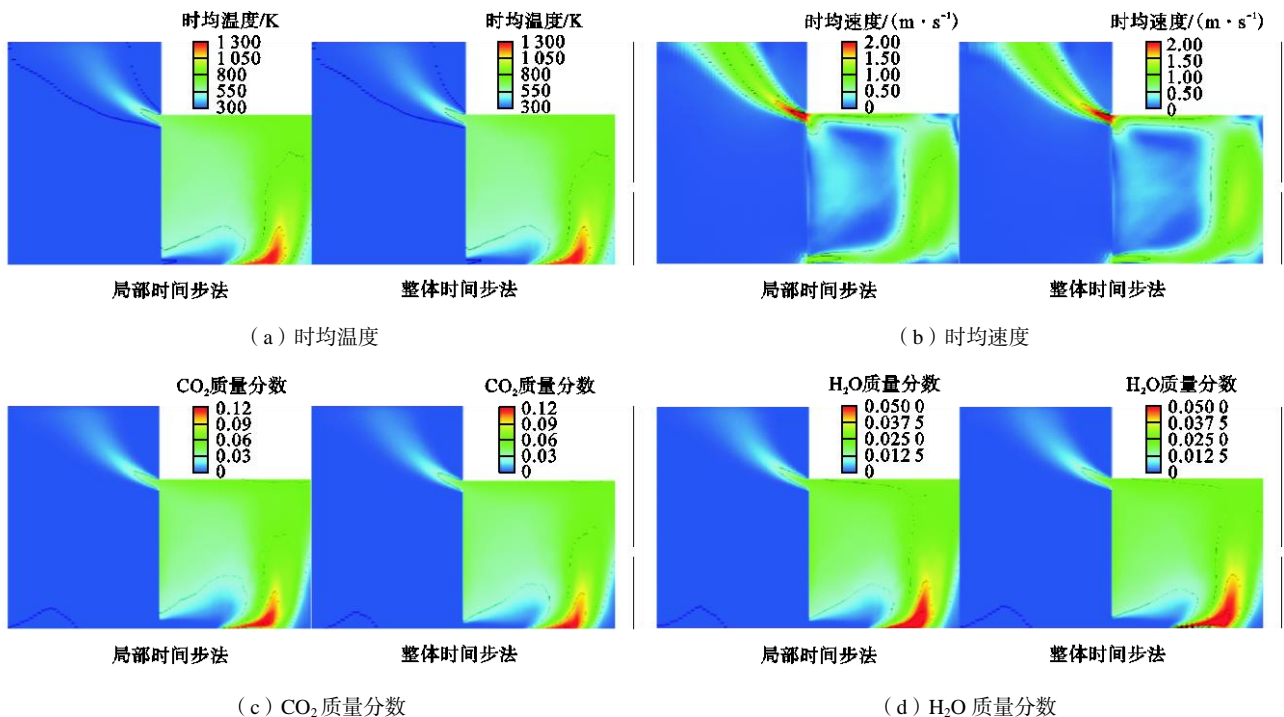
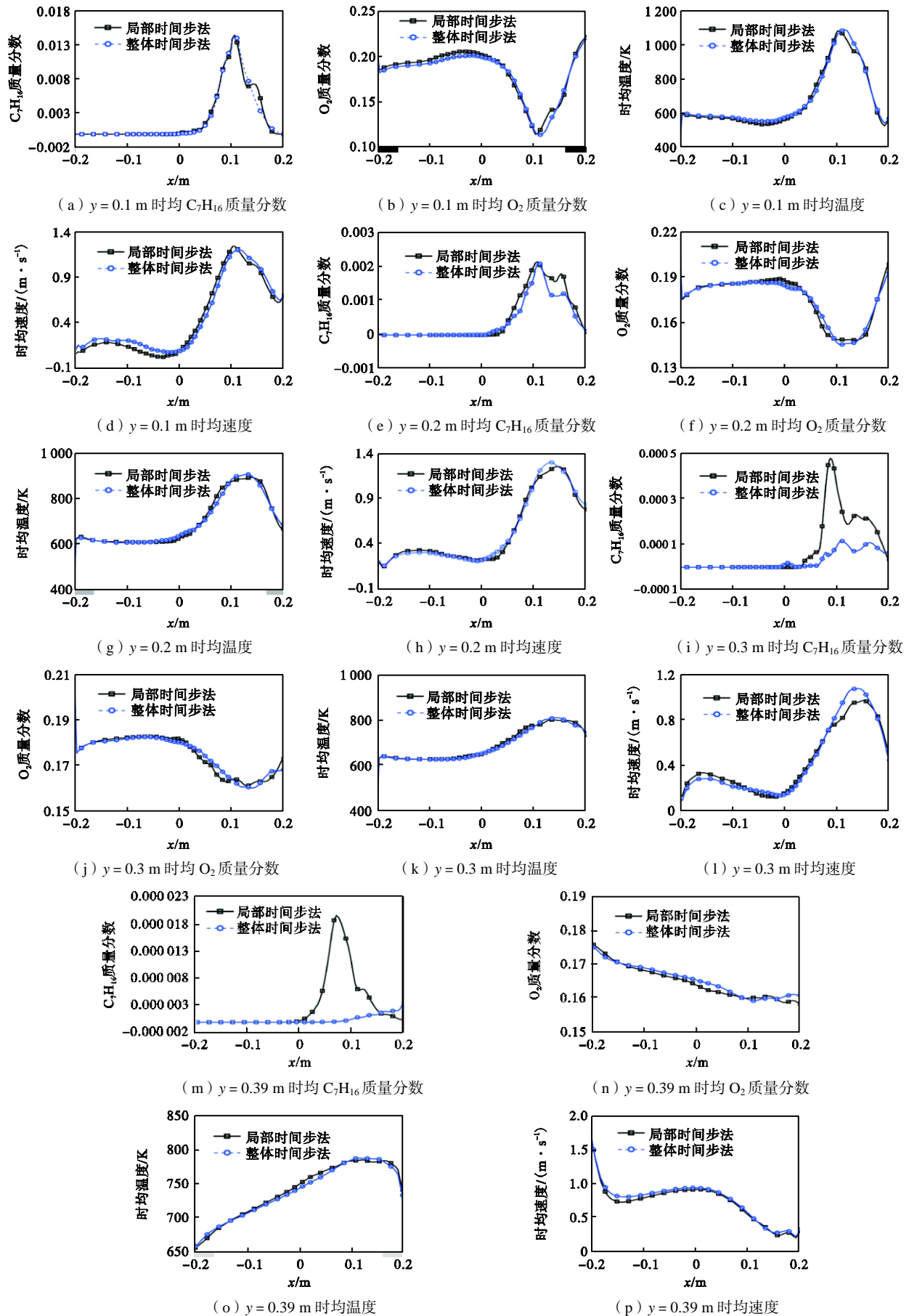


图 8 火源中心剖面时均温度、速度、 CO_2 和 H_2O 质量分数分布

Fig.8 Distributions of time-averaged temperature, time-averaged velocity, and mass fractions of CO_2 and H_2O on the centre-plane of fire source

图 9 量化比较了图 8 中从火源到顶棚 ($y = 0.1 \sim 0.39\text{ m}$) 不同高度处横向的时均量分布。对于燃料 C_7H_{16} , 在 $y = 0.1\text{ m}$ 靠近火源底部浓度较大两种方法预测的偏差较小。随着高度增加,燃料浓度逐渐降低至千分之一量级,微量痕迹物的预测相对误差增加。对于氧气质量分数,两种方法的预测在不同高度处量级和趋势均较为相似。对于温度分布二者的预测几乎没有差别,尤其是对于火源区域的温度峰值和近壁区域的温度陡降均吻合较好。在反 C 型流场的中部,由于底部进气道向右气流流动量和火羽流向上浮力的驱动会形成一回流区。速度分布显示该回流区底部 (0.1 m) 进气口位置在采用局部时间法时略低于整体时间步法。 0.3 m 高度处局部时间步法预测的速度峰值略低,这也对应图 8 中较窄的高温区域(浮力

较弱)。各时均量在 4 个高度处的平均相对误差分别为 1.1% (温度, $0.1 \sim 0.39\text{ m}$)、6.1% (速度, $0.1 \sim 0.39\text{ m}$)、1.0% (氧气质量分数, $0.1 \sim 0.39\text{ m}$)、5.0% (C_7H_{16} 浓度, $0.1 \sim 0.2\text{ m}$ 高度), $> 100\%$ (C_7H_{16} 浓度, $0.3 \sim 0.39\text{ m}$ 高度),可见除了燃料因浓度衰减较快导致远离火焰区相对误差较大以外,其他量的预测误差均较小。采用局部时间步法,增加了弱流动区域的时间步,因而一定程度上增加了数值耗散性,这有可能是引起上述差异的原因,然而整体上二者的时均结果十分相近,表明了局部时间步法在低马赫数准稳态燃烧问题中的适用性,以及牺牲非主要燃烧反应区微量痕迹物的预测精度以显著提高整体计算效率是可行的。

图9 不同高度时均 C_7H_{16} 和 O_2 质量分数、温度、速度分布Fig.9 Distributions of time-averaged mass fractions of C_7H_{16} and O_2 , temperature, and velocity at different heights

3 结 语

本研究基于局部时间步法、改进 PaSR 湍流燃烧模型以及优化压力求解算法开发了面向低马赫数的压力求解器,并选取了开放空间和封闭空间两种典型的低马赫数燃烧算例进行了验证.一般可认为,局部时间步法的加速比近似与网格差异化程度成正比.按照通常的火源、拐角、近壁等区域局部加密设置,最大/最小网格尺度一般至少相差 3~5 倍,采用局部时间步法预计至少可使计算效率提高 3~5 倍.本文中的网格设置使得局部时间步法相比于整体时间步法分别实现了 6 倍和 8 倍的实际加速比.实际加速比通常略小于由平均时间步之比定义的理想值,这是因为除了时间步计算本身的额外代价外,辐射和刚性化学反应求解一般耗时较多且与流动时间步关系较小.总体上计算周期随网格尺寸减小近似呈线性增加,其中整体时间步法计算周期的上升梯度更大,表明密网格条件下局部时间步法有更好的加速效果.与实验数据的对比表明,局部和整体时间步法均较为准确地预测了温度的时间变化特性和除微量痕迹物以外的时均流场特性,表明了局部时间步法在低马赫数准稳态燃烧问题中的适用性,以及牺牲非主要燃烧反应区微量痕迹物的预测精度以提高整体计算效率是可行的.

一般而言,局部时间步法针对稳态流动或统计上呈现稳态的准稳态流动问题,其得到的结果是比较可靠的,但对于强瞬态的流场演化问题,其方法的适用性则需要进一步的研究探讨.

参考文献:

- [1] Osher S, Sanders R. Numerical approximations to nonlinear conservation laws with locally varying time and space grids[J]. *Mathematics of Computation*, 1983, 41(164): 321-336.
- [2] Powell K G, van Leer B. A genuinely multi-dimensional upwind cell-vertex scheme for the Euler equations[C]//27th Aerospace Sciences Meeting. Reno, USA, 1989.
- [3] Berger M J, Olinger J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations[J]. *Journal of Computational Physics*, 1984, 53(3): 484-512.
- [4] Berger M J, Colella P. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics[J]. *Journal of Computational Physics*, 1989, 82(1): 64-84.
- [5] Dumbser M, Käser M, Toro E F. An arbitrary high-order discontinuous Galerkin method for elastic waves on unstructured meshes—V. Local time stepping and p -adaptivity[J]. *Geophysical Journal International*, 2007, 171(2): 695-717.
- [6] Taube A, Dumbser M, Munz C D, et al. A high-order discontinuous Galerkin method with time-accurate local time stepping for the Maxwell equations[J]. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 2009, 22(1): 77-103.
- [7] Qi H, Wang X, Zhang J, et al. An ADER discontinuous Galerkin method with local time-stepping for transient electromagnetics[J]. *Computer Physics Communications*, 2018, 229: 106-115.
- [8] Grote M J, Mehlh M, Mitkova T. Runge-Kutta-based explicit local time-stepping methods for wave propagation[J]. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 2015, 37(2): A747-A775.
- [9] Lilia Krivodonova. An efficient local time-stepping scheme for solution of nonlinear conservation laws[J]. *Journal of Computational Physics*, 2010, 229(22): 8537-8551.
- [10] Ashbourne A. Efficient Runge-Kutta Based Local Time-Stepping Methods[D]. Waterloo, Canada: University of Waterloo, 2016.
- [11] 杜永乐, 阎超. DSMC 方法中的自适应当地时间步长法[J]. *北京航空航天大学学报*, 2006, 32(4): 388-390.
Du Yongle, Yan Chao. Adaptive local time step method for DSMC code [J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2006, 32(4): 388-390 (in Chinese).
- [12] 姜婷婷, 钱坤, 陈伟芳. 高超声速混合流动的粒子模拟耦合算法[J]. *固体火箭技术*, 2017, 40(3): 283-288.
Jiang Tingting, Qian Kun, Chen Weifang. Study on hybrid particle simulation method for hypersonic mixed flows[J]. *Journal of Solid Rocket Technology*, 2017, 40(3): 283-288 (in Chinese).
- [13] 谭志军, 黄云清. 对一维守恒律的一种局部时间步长自适应网格方法[J]. *湘潭大学自然科学学报*, 2003, 25(2): 110-116.
Tan Zhijun, Huang Yunqing. An adaptive grid method with local time stepping for one-dimensional conservation laws[J]. *Natural Science Journal of Xiangtan University*, 2003, 25(2): 110-116 (in Chinese).
- [14] 吴迪, 蔚喜军, 徐云. 局部时间步长间断有限元方法求解三维欧拉方程[J]. *计算物理*, 2011, 28(1): 1-9.
Wu Di, Wei Xijun, Xu Yun. A discontinuous Galerkin method with local time stepping for Euler equations[J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 2011, 28(1): 1-9 (in Chinese).
- [15] 胡鹏, 韩健健, 雷云龙. 基于局部分级时间步长方

- 法的水沙耦合数学模拟[J]. 浙江大学学报(工学版), 2019, 53(4): 743-752.
- Hu Peng, Han Jianjian, Lei Yunlong. Coupled modeling of sediment-laden flows based on local-time-step approach[J]. *Journal of Zhejiang University(Engineering Science)*, 2019, 53(4): 743-752(in Chinese).
- [16] Espinoza D E R, Scanlon T J, Brown R E. Validation of tools to accelerate high-speed CFD simulations using OpenFOAM[C]// *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Glasgow, UK, 2015.
- [17] Kalkote N, Assam A, Eswaran V. Towards developing an adaptive time stepping for compressible unsteady flows[J]. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2019, 29(2): 487-503.
- [18] Jeanmasson G, Mary I, Mieussens L. On some explicit local time stepping finite volume schemes for CFD[J]. *Journal of Computational Physics*, 2019, 397: 108818.
- [19] Cant R S. Modelling and simulation of accidental combustion in complex geometries[C]// *5th International Seminar on Fire and Explosion Hazards*. Edinburgh, UK, 2007.
- [20] 姜蓬, 邱榕, 蒋勇. 基于数值模拟的某大厦特大火灾过程调查[J]. 燃烧科学与技术, 2007, 13(1): 76-80.
- Jiang Peng, Qiu Rong, Jiang Yong. Investigation of a mansion fire based on numerical simulation[J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2007, 13(1): 76-80(in Chinese).
- [21] Wang H Y. Prediction of soot and carbon monoxide production in a ventilated tunnel fire by using a computer simulation[J]. *Fire Safety Journal*, 2009, 44(3): 394-406.
- [22] Ji J, Guo F, Gao Z, et al. Numerical investigation on the effect of ambient pressure on smoke movement and temperature distribution in tunnel fires[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 118: 663-669.
- [23] Su S, Wang L. Three dimensional reconstruction of the fire in a ship engine room with multilayer structures[J]. *Ocean Engineering*, 2013, 70: 201-207.
- [24] 王秋红, 王超, 张小桃, 等. 四角切圆锅炉炉内燃烧数值模拟[J]. 热力发电, 2016, 45(9): 61-66.
- Wang Qiuhong, Wang Chao, Zhang Xiaotao, et al. Numerical simulation of combustion process in a tangentially pulverized-coal-fired boiler under variable load operation[J]. *Thermal Power Generation*, 2016, 45(9): 61-66(in Chinese).
- [25] 张成, 朱天宇, 殷立宝, 等. 100 MW 燃煤锅炉污泥掺烧试验与数值模拟[J]. 燃烧科学与技术, 2015, 21(2): 114-123.
- Zhang Cheng, Zhu Tianyu, Yin Libao, et al. Field test and numerical simulation for co-combustion of sludge in a 100 MW coal fired boiler[J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2015, 21(2): 114-123(in Chinese).
- [26] 马仑, 方庆艳, 张成, 等. 600 MW W 型火焰锅炉拱上二次风低 NO_x 燃烧特性的数值模拟及优化[J]. 燃烧科学与技术, 2016, 22(1): 64-70.
- Ma Lun, Fang Qingyan, Zhang Cheng, et al. Numerical simulation and optimization for the influence of the arch secondary air on low- NO_x combustion characteristics of a 600 MW down-fired boiler[J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2016, 22(1): 64-70(in Chinese).
- [27] Yoshizawa A. Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling[J]. *Physics of Fluids*, 1986, 29(7): 2152-2164.
- [28] Golovitchev V I, Nordin N, Jarnicki R, et al. 3-D diesel spray simulations using a new detailed chemistry turbulent combustion model[C]// *SAE Technical Paper*. Paris, France, 2000, 2000-01-1891.
- [29] Kjalldman L, Brink A, Hupa M. Micro mixing time in the eddy dissipation concept[J]. *Combustion Science & Technology*, 2000, 154(1): 207-227.
- [30] Chomiak J, Karlsson A. Physical and chemical effects in diesel spray ignition[C]// *21st Congress of CIMAC*. Interlaken, Switzerland, 1995.
- [31] Fureby C. LES for supersonic combustion[C]// *18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Tours, France, 2012, 2012-5979.
- [32] Chomiak J, Karlsson A. Flame liftoff in diesel sprays[J]. *Symposium(International) on Combustion*, 1996, 26(2): 2557-2564.
- [33] Hallaji M, Mazaheri K. Numerical simulation of turbulent non-premixed combustion in diluted hot coflow using PaSr combustion model[C]// *7th Mediterranean Combustion Symposium*. Sardinia, Italy, 2011.
- [34] Yao W, Lu Y, Wu K, et al. Modeling analysis of an actively cooled scramjet combustor under different kerosene/air ratios[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2018, 34(4): 975-991.
- [35] John D A J. Inviscid high-temperature nonequilibrium flows. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*[M]. 2nd Edition. Virginia, USA: AIAA, 2006.
- [36] Weller H G, Tabor G, Jasak H, et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object oriented techniques[J]. *Computers in Physics*, 1997, 12(6): 620-631.
- [37] Murthy J Y, Mathur S R. Finite volume method for radiative heat transfer using unstructured meshes[J]. *Journal of Thermophysics & Heat Transfer*, 1998, 12(3): 313-321.

(责任编辑:武立有)