

超声速 H_2 /Air 湍流扩散燃烧 RANS 数值模拟*

曹长敏, 叶桃红

(中国科学技术大学 热科学与能源工程系, 安徽 合肥 230027)

摘 要: 为了研究修正的火焰面反应进度变量燃烧模型在超声速湍流扩散燃烧问题中的适用性, 对德国宇航中心 (DLR) 超声速燃烧室开展 RANS 数值模拟。基于 OpenFoam 软件平台中密度求解器分别对三维冷态场和燃烧场进行模拟分析。将网格自适应加密技术用于流场的计算; 燃烧场计算中, 通过分析不同压力下层流火焰面数据库, 引入了反应进度变量源项的压力修正系数, 压力修正系数 α 等于 2.2。计算结果表明, 冷态场中压力分布、波系分布、速度分布以及燃烧场中波系分布、速度分布、温度分布结果均与实验值符合较好。压力修正方法能够较好地解决超声速湍流扩散燃烧问题。湍流 Schmidt 数敏感性分析表明, 湍流 Schmidt 数 Sc_t 对湍流火焰结构有较大影响, 文中 Sc_t 等于 0.7 时能得到与实验值较为一致分布。

关键词: 超声速湍流燃烧; 数值模拟; 火焰面模型

中图分类号: TK16

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2015) 01-0089-08

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2015.01.013

RANS Simulation of Turbulent Non-Premixed H_2 /Air Combustion in a Scramjet

CAO Chang-min, YE Tao-hong

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: Reynolds-averaged-Navier-Stokes (RANS) simulations of the scramjet of the German Aerospace Center (DLR) has been performed to investigate the validity of revised flamelet/progress variable turbulent combustion model. Both three dimensional non-reacting and reacting flows have been investigated using density based solver of open CFD software, OpenFoam. The adaptive mesh refinement technique was used in the present simulations. In the reacting flow, pressure correction coefficient for the source term of reaction progress variable was introduced by analyzing laminar flamelet thermo-chemistry table under different pressure. The value of the pressure correction coefficient is suggested to be 2.2. The numerical results for pressure, wave distribution and velocity in non-reacting flow as well as for wave distribution, velocity and temperature in reacting flow are in good agreement with experimental data. It shows that the revised chemistry model can be used to predict the supersonic turbulent non-premixed combustion. The sensitivity analysis shows that the turbulent Schmidt number has significant influences on the flame structure. When turbulent Schmidt number is set to 0.7, the results agree reasonably well with the experiments.

Key words: Supersonic turbulent combustion; Numerical simulation; Flamelet model

* 收稿日期: 2013-12-19; 修订日期: 2014-01-17。

基金项目: 国家自然科学基金 (51176178); 国家自然科学基金重点基金 (50936005)。

作者简介: 曹长敏 (1988—), 女, 博士生, 研究领域为超声速湍流燃烧。E-mail: ccm777@mail.ustc.edu.cn

1 引 言

随着计算机技术的发展和数值计算方法的进步,数值模拟在超声速燃烧的研究中发挥着越来越重要的作用。RANS方法中成熟的模型及计算量小的优点,使其成为解决工程实际问题的重要方法。超声速燃烧实验结果^[1]表明,燃烧中速度、温度及组分浓度的脉动均很强,湍流与化学反应之间存在相互作用。利用数值模拟方法解决超声速燃烧问题时,应考虑湍流脉动对详细化学反应的影响。模拟湍流和详细化学反应相互作用的燃烧模型主要有条件矩封闭方法(CMC)^[2]、概率密度函数(PDF)方法(包括输运PDF^[3]和假定PDF^[4])和火焰面建表方法^[5]。CMC方法与输运PDF方法采用蒙特卡罗法求解输运方程,当采用包含较多组分的详细化学反应机理时,计算量很大;假定PDF方法对化学反应源项高阶关联项的预测较差^[6];火焰面建表方法将流场与燃烧解耦,对化学热力学参数进行预先建表,计算量大大降低。Peters^[7]认为对于湍流扩散燃烧,当化学反应时间尺度小于湍流最小时间尺度时,可以将湍流火焰看成是一系列层流小火焰面的系综平均,并提出了稳态层流扩散火焰面SLF(Steady Laminar Flamelet)模型。SLF模型在亚声速湍流燃烧数值模拟中得到了广泛的应用^[8,9]。火焰面模型是建立在常压、低 Ma 数以及 Da 数较大的假设基础上,超声速燃烧中流动的时间尺度很小, Da 数减小,需要验证火焰面模型在超声速燃烧数值计算中的适用性;Balakrishnan的研究^[10]结果表明超声速燃烧中采用氢气作为燃料时,火焰面模型通常可以适用。为此,火焰面模型方法越来越受到超声速燃烧问题研究者^[6,10-16]的青睐。

近年来,研究超声速燃烧场中压力变化对密度和化学反应速率的影响成为火焰面模型修正方法之一。Bekdemir^[17]和 Urzay^[18]将压力作为额外的建表和查表参数,建立不同压力下的化学热力学数据表;Cook^[19]等将火焰面方程投影到焓值空间内,考虑燃烧室中压力变化,很好的处理HCCI发动机的自点火问题;Saghafian^[20]在研究超声速横侧射流中的燃烧问题时,对火焰面方法中反应进度变量源项进行了压力修正。Pecnik^[21]将此方法用于HyShotII的计算;Mittal等^[22]采用多项式拟合的方法考虑压力变化对预混燃烧火焰结构的影响。

本文首先基于火焰面方法分析层流数据库中压力对反应进度变量源项的影响;其次,采用RANS方法对德国宇航中心DLR^[23]支板喷氢的超声速冷态场

与燃烧场开展数值模拟;最后,研究标量的湍流输运湍流Schmidt数对燃烧场的影响。

2 物理问题

燃烧室几何结构如图1所示。燃烧室空气入口高度50mm,宽度40mm,支板长度32mm,支板高度为6mm,整个燃烧室长为453mm,燃烧室上壁面倾角为3°。燃料氢气通过支板后面15个直径为1mm、间距2.4mm的小孔喷射入超声速气流中。图中楔形物顶端“A”点的坐标是(35mm,25mm)。燃烧室进口的主流空气以及燃料氢气的进口参数见表1。

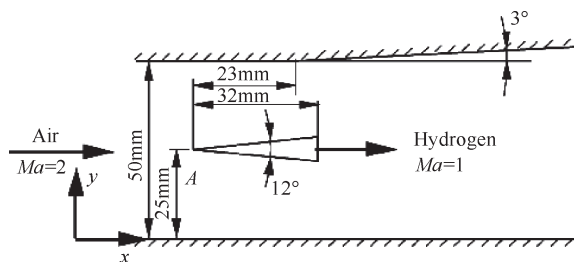


Fig. 1 Schematic of combustor

Table 1 Inflow condition of the fuel and air

Item	Ma	p/Pa	T/K	Y_{O_2}	Y_{N_2}	$Y_{\text{H}_2\text{O}}$	Y_{H_2}
Air	2.0	1.0×10^5	340	0.232	0.736	0.032	0
Fuel	1.0	1.0×10^5	250	0	0	0	1.0

3 数学物理模型

3.1 控制方程

假设所有组分的刘易斯数均为1,且不考虑辐射的影响,对可压缩瞬时流场控制方程进行Favre密度加权平均,得到如下平均量的控制方程

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

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

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_m}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_m}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\rho} D + \frac{\mu_i}{Sc_i} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_m}{\partial x_j} \right] + \bar{\omega}_m \quad (3)$$

($m = 1, N$)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{E}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_i}{Pr_i} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \right) + \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} + \tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}^R) \right]$$

式中 $\bar{\rho}$ 是密度; $\tilde{u}_j$ 是速度分量; $\tilde{Y}_m$ 为组分 m 的质量分数; $\tilde{E}$ 为总焓, $\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}_j^2 + k$; $\tilde{e}$ 为内能; $\tilde{H}$ 为总焓, $\tilde{H} = \tilde{h} + \frac{1}{2} \tilde{u}_j^2 + k$; $\tilde{h}$ 为焓值; $\bar{p}$ 为压力; $\bar{\tau}_{ij}$ 为分

子粘性应力; λ 为热扩散系数; μ 为层流粘性系数; 湍流粘性系数 μ_t 、湍动能 k 以及雷诺应力 $\bar{\tau}_{ij}^R$ 由 $k-\omega$ SST 湍流模型给出; 这里 σ_k 取 1; 计算中均取湍流 Schmidt 数 $Sc_t = 0.7$, 湍流 Prandtl 数 $Pr_t = 0.9$; 5.3 节详细讨论不同湍流 Schmidt 数对燃烧场的影响; $\bar{\omega}_m$ 为组分 m 的平均反应速率; N 为组分的个数。燃烧计算中, 由于化学反应源项的非线性以及化学反应的多尺度, 导致方程刚性较大很难求解, 本文采用 FPV 燃烧模型, 平均组分质量分数 $\bar{Y}_m$ 由化学热力学数据表查表得到, 可以避免方程(3)的求解; 平均温度 $\bar{T}$ 采用 Oevermann^[14] 的方法, 通过求解总能方程(4)隐式得到, 此方法可部分引入流动可压缩性的影响; 压力与温度的关系满足状态方程 $\bar{p} = \bar{\rho} R(\bar{Y}_m) \bar{T}$ 。

3.2 燃烧模型

常压、低马赫数下的 SLF 方法选用混合分数 Z 及其标量耗散率 χ 作为建表查表的变量, 对燃烧场化学热力学参数进行预先建库, 得到 $\phi = \phi_{\text{tab}}(Z, \chi)$, 其中 ϕ 表示温度、组分质量分数以及化学热力学参数等。Pierce 等^[24] 提出了火焰面进度变量 (Flamelet/Progress Variable) 模型, 引入反应进度参数 $C = Y_{\text{H}_2\text{O}}$, 将 $\phi = \phi_{\text{tab}}(Z, \chi)$ 映射到混合物分数与反应进度变量空间内, 构建新的化学热力学数据表 $\phi = \phi_{\text{tab}}(Z, C)$ 。与 CFD 耦合求解燃烧问题时, 需要补充求解反应进度变量的输运方程, 反应进度变量源项可查表得到。对 DLR 超声速燃烧工况, 通过分析不同压力下层流火焰面数据库, 给出压力修正系数, 对查表得到的反应进度源项进行修正。此方法的优点是即考虑了压力的影响, 又不需要增加化学热力学数据表的大小。

本文采用氢气 9 组分 19 步化学反应动力学机理^[25, 26], 分别求解压力为 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, $1.2 \times 10^5 \text{ Pa}$, $1.5 \times 10^5 \text{ Pa}$, $2.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 的四组火焰面方程, 得到反应进度变量源项最大值 $\bar{\omega}_{c_{\text{max}}}$ 在混合分数空间的分布如图 2, 随着建库压力升高, $\bar{\omega}_{c_{\text{max}}}$ 峰值逐渐增大。

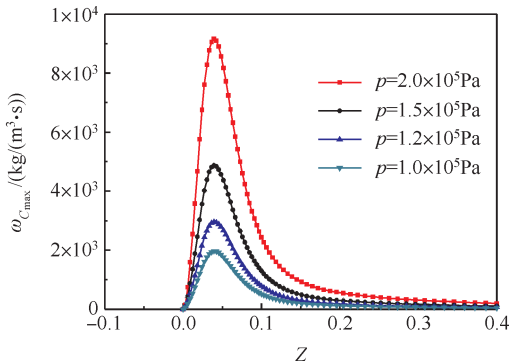


Fig. 2 Value of the $\bar{\omega}_{c_{\text{max}}}$ versus the mixture fraction for different values of the pressure

可以用下式计算压力对反应进度变量源项 $\bar{\omega}_c$ 的影响

$$\frac{\bar{\omega}_c}{\bar{\omega}_{\text{tab}, c}} = \left(\frac{p}{p_{\text{tab}}} \right)^\alpha \quad (5)$$

其中, $\bar{\omega}_{\text{tab}, c}$ 为火焰面建库压力 p_{tab} 时反应进度变量源项, 根据文献[27]的计算结果, 建库压力选用反应区的平均压力 $p_{\text{tab}} = 1.5 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。 α 为压力修正系数, 需要拟合得到。图 3 为对数坐标系下不同混合分数时 $\bar{\omega}_{c_{\text{max}}}$ 随压力的分布, 各混合分数下反应进度变量源项的最大值与压力呈直线分布, 因此拟合公式(5)的指数形式合理。图 4 为不同压力下修正系数 α 随混合分数分布的拟合结果, 反应区内修正系数可近似取平均值 $\alpha = 2.2$ 。

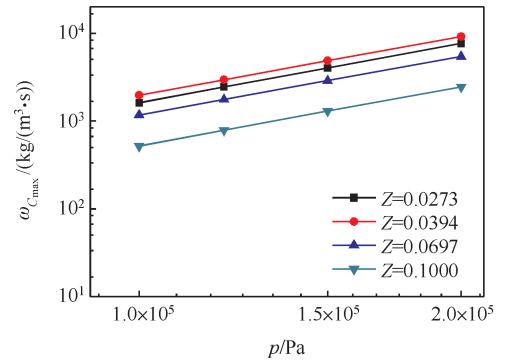


Fig. 3 Value of $\bar{\omega}_{c_{\text{max}}}$ versus the pressure for different values of the mixture fraction

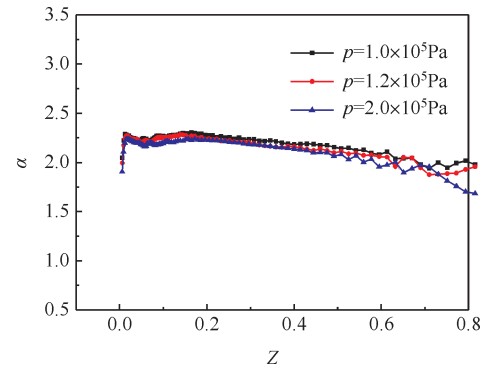


Fig. 4 Value of α versus the mixture fraction for different values of the pressure

根据湍流的统计特性, 给定混合物分数和反应进度变量的概率密度分布, 通过积分层流数据表, 得到 CFD 计算中标量的平均量。本文假定守恒标量混合物分数 Z 满足 β 分布, 反应进度变量为 δ 分布。对层流火焰数据表 $\phi_{\text{tab}}(Z, C)$ 按公式(6)进行积分可得到平均量的湍流化学热力学数据表 $\tilde{\phi}(\tilde{Z}, \tilde{Z}^2, \tilde{C})$ 。

$$\tilde{\phi}_{\text{tab}} = \iint \phi_{\text{tab}, p_\beta}(\tilde{Z}, \tilde{Z}^2) p_\delta(\tilde{C}) d\tilde{Z} d\tilde{C} \quad (6)$$

查表控制参数标量混合物分数 $\tilde{Z}$ 、混合物分数

方差 $\tilde{Z}^2$ 和反应进度 $\tilde{C}$ 的输运方程为

$$\frac{\partial \tilde{Z}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{Z} u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\tilde{\rho} D + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{C} u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\tilde{\rho} D + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x_j} \right] + \tilde{\omega}_c \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{Z}^2}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{Z}^2 u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\tilde{\rho} D + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Z}^2}{\partial x_j} \right] + 2 \frac{\mu_t}{Sc_{t_2}} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} - \tilde{\rho} \tilde{\chi} \quad (9)$$

$\tilde{\omega}_c$ 为平均反应进度变量源项,由湍流化学数据表查表得到,然后根据式(5)进行修正。混合物分数标量耗散率模型为 $\tilde{\rho} \tilde{\chi} = C_\chi \tilde{\rho} \frac{\epsilon}{k} \tilde{Z}^2 = C_\chi C_\mu \tilde{\rho} \omega \tilde{Z}^2$, 其中模型常数 $C_\chi = 2^{[28]}$, $C_\mu = 0.09$ 。常数 $Sc_{t_2} = 0.5$ 。结合可压缩流场方程(1),(2),(4)可得到燃烧场的分布。

4 计算方法与初边界条件

本文数值计算基于 OpenFOAM 软件平台的密度求解器 rhoCentralFoam^[29] 进行扩展,编制了超声速燃烧计算模块;此求解器的差分格式为基于有限体积的半离散中心迎风方法。动量方程、能量方程以及火焰面输运方程(7)~(9)采用分裂算法求解;时间推进采用隐式 Euler 方法;湍流动能及其耗散率方程的对流项采用二阶 TVD 中心差分格式;扩散项、粘性项均为二阶中心差分格式。

燃料与空气的进口采用第一类 Dirichlet 边界条件,具体参数如表 1 所示,湍流强度分别为 0.5% 和 5%,与文献[14]一致。固体壁面采用无滑移条件,壁面法向网格 $y^+ = 35$,近壁面流动采用壁面函数计算;出口采用无反射边界条件。数值模拟中取三个小孔进行计算,展向取 7.2mm,采用周期性边界条件。计算中以氧化剂的进口参数作为初始场。

5 结果分析

为了在较少网格上更准确的捕捉激波位置,采用网格自适应加密(ARM)技术。首先计算粗网格上的收敛解,然后对密度梯度大的区域进行加密。图 5 为燃烧室上半部分加密前后局部网格划分对比图。对三套网格总数分别为 115 万、180 万和 280 万的网格进行独立性验证,180 万和 280 万两种网格计算结果基本一致,因此文中数值计算结果为 180 万网格时三维燃烧室中心纵剖面的值。

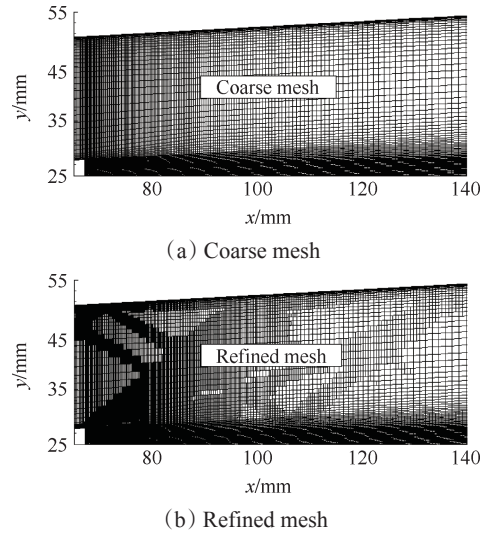


Fig. 5 Mesh of the upper part of combustor

5.1 冷态场结果

图 6 为冷态场实验纹影与数值计算密度梯度分布对比图。超声速来流在支板头部产生的两道斜激波,分别经上下壁面反射后成为反射激波;支板后侧低压使壁面边界层分离,在拐点处形成一系列膨胀波。低压回流区和周围流体之间通过弯曲的压缩激波达到平衡。

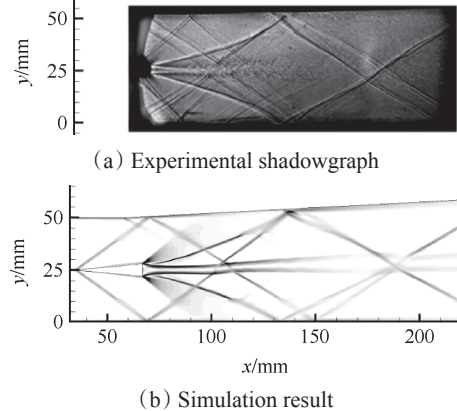


Fig. 6 Experimental shadowgraph and simulation result of contours of density gradient for non-reacting flow

图 7(a) 中冷态场下壁面的压力因第一道斜激波而升高,经膨胀波逐渐降低;反射激波在中心线 $y = 25\text{mm}$ 上交汇使图 7(b) 中心线上压力出现峰值。图 8(a) 为 $x = 78\text{mm}$ 截面的速度分布,此截面中心速度值较低,约 210m/s ;图 8(b), (c), (d) 为支板后侧下游不同流向位置的时均速度分布。下游流场中湍流耗散使得速度梯度逐渐减小,各截面速度分布逐渐均匀;计算结果基本捕捉了上述的流场特征,与实验结果符合较好。以上计算结果表明密度求解器可以给出较好的流场信息。

5.2 燃烧场结果

图9为燃烧场实验纹影与数值计算密度梯度分布对比图。燃烧放热使得支板后侧反应区压力增加,波系分布与冷态流场图6有明显不同,燃烧工况中拐点膨胀波消失,再压缩激波明显减弱;图10为燃烧场支板后侧流线图,图中虚线为当量混合物分数等

值线。中心射流、超声速来流与钝体回流区之间形成内外侧剪切层。钝体低速回流区内混合分数较大,燃烧不能进行,燃烧发生在当量混合物分数 ($Z_{st}=0.0283$) 等值线所在的外剪切层内。中间产物 OH 质量分数分布(图13(b))可以表示火焰燃烧位置。

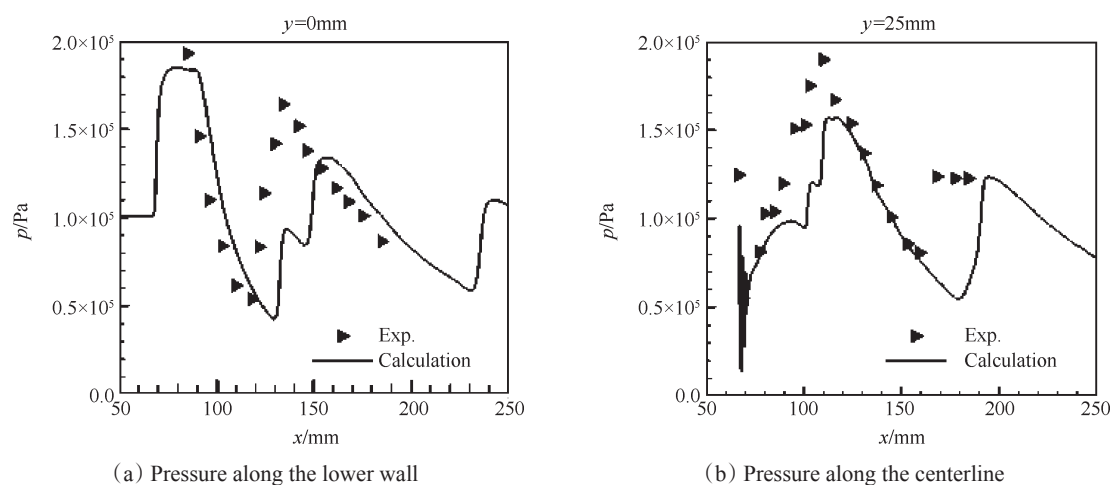


Fig. 7 Pressure profile of the combustor for non-reacting flow

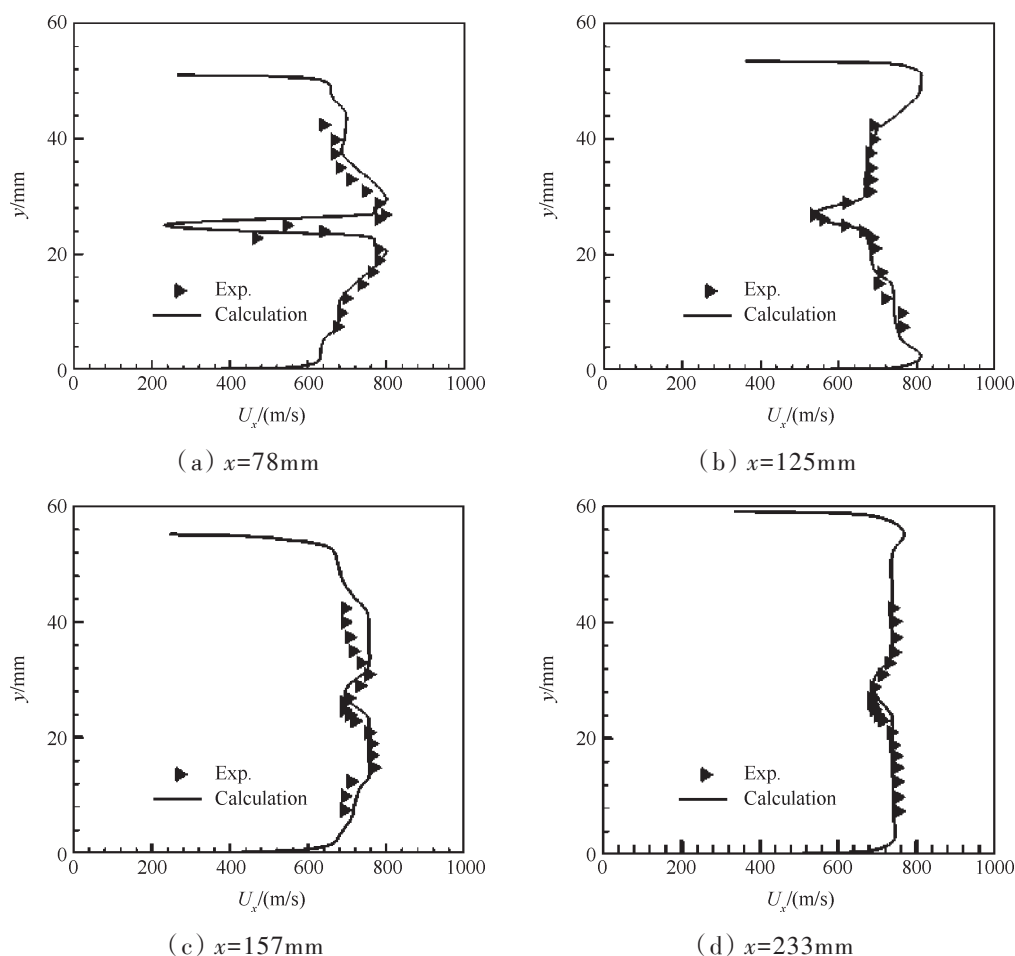


Fig. 8 Axial velocity profiles at different stream-wise location for non-reacting flow

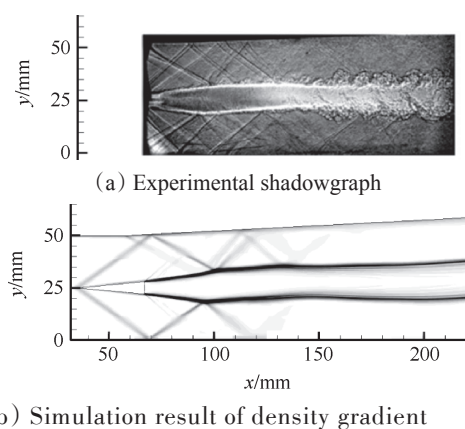


Fig. 9 Experimental shadowgraph and simulation result of density gradient for reacting flow

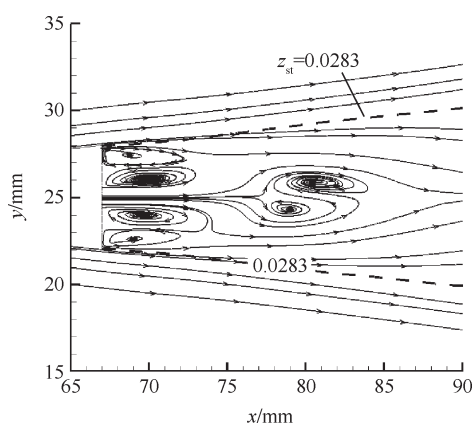


Fig. 10 Streamline behind the wedge-shaped strut for reacting flow

图 11 和图 12 分别为燃烧场中不同流向位置速

度分布、温度分布与实验对比图。截面 $X=78\text{mm}$ 位于燃烧场射流低速回流尾迹区,中心回流速度为 -9m/s ,小于冷态场的值(图 8(a))。射流尾迹区内部分高温产物回流加热,使温度升高,约为 700K 。外剪切层燃烧温度为 1000K 左右。此截面温度呈双峰分布(图 12(a));燃烧场下游,燃料与空气的混合加快,反应加剧,燃烧产物增多,燃烧室温度升高, $x=125\text{mm}$ 处达到最高温度;随着燃烧过程中燃料的消耗,燃烧产物减少,燃烧场温度逐渐降低,燃烧尾部 $x=233\text{mm}$ 截面上峰值温度约 1500K ;另外,相比于冷态场速度分布(图 8),燃烧放热使回流区变长,燃烧场中心速度衰减加快。模型能够较好地预测燃烧场的温度与速度分布,且温度峰值的位置与实验结果符合很好;由于 RANS 方法不能考虑流场中的非定常过程,使计算的反应区峰值温度偏高(图 12(b)),导致流体加速过快,可以看到 $x=207\text{mm}$ 处(图 11(c))的速度大于主流速,与实验中的速度分布有一定的偏差^[20,26]。

冷态场的计算中,由于壁面采用无滑移条件,没有考虑激波与边界层的相互作用,压力上升位置与实验值相比略后,随着激波在上下壁面的反射,这一影响会逐步累加,使计算的压力峰值位置后移。数值计算并没有显示出实验中的低频率波,可能是由于燃烧室表面粗糙造成的。此外,由于实验测量数据中不包含流场近壁面区的值,无法对近壁面附近复杂的流场结构进行详细的分析。为了避免壁面附近流场结构的误差对中心区域产生重要影响,对网

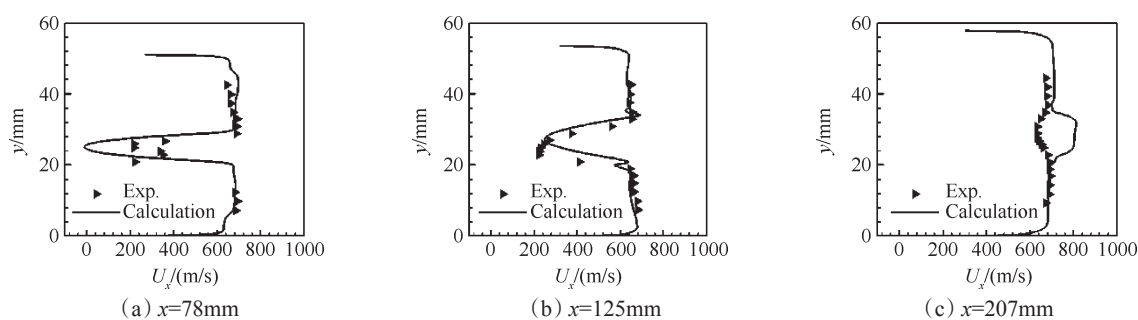


Fig. 11 Axial velocity profiles at different stream-wise location for reacting case

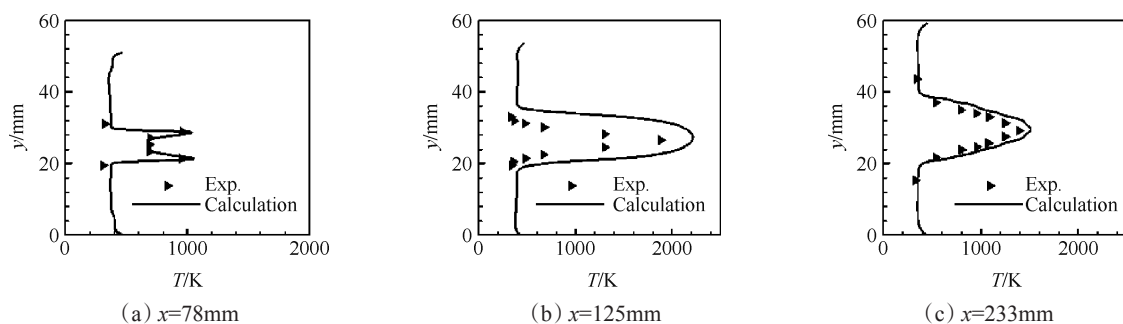


Fig. 12 Axial temperature profiles at different stream-wise location for reacting case

格独立性验证的三套网格在壁面处进行了不同程度加密,180万和280万两种网格近壁面结果基本一致。

超声速燃烧数值计算中的误差是许多因素综合导致的:(1)数值方法带来的误差,虽然RANS方法有计算量小的优点,但不能考虑非定常的过程,如大尺度湍流结构和火焰的相互作用、局部熄火再点燃等;超声速来流导致外剪切层内拉伸率很大,火焰在当量混合分数线所在的外剪切层内很难驻定,LES结果^[27]表明火焰在外剪切层内呈现周期性熄火与再燃现象。(2)层流火焰面假设没有考虑激波与火焰的相互作用。(3)不同化学反应机理会对结果产生影响^[30]。

5.3 湍流Schmidt数敏感性分析

在高速燃烧计算中,标量的湍流输运通常采用梯度输运模型^[31],质量扩散的速率由湍流Schmidt数 Sc_t 表征。研究^[32]表明 Sc_t 过小,会导致燃烧不启动问题;增加 Sc_t ,组分扩散降低,会导致熄火。大多数工程计算中将 Sc_t 设定为常数,文献[33~35]开展了 Sc_t 模化方法的研究,提高了湍流输运项的计算精度。火焰面方法中对标量的湍流输运项模化时,需要给定 Sc_t 的值。这里采用常值假设,研究 Sc_t 从0.5~0.9变化时对燃烧场的影响。

图13为计算得到的 Sc_t 分别为0.5,0.7和0.9时组分OH的质量分数云图。 Sc_t 为0.5时,组分扩散增加,燃料与氧化剂充分混合,使得燃烧过程更加剧烈,反应区变宽,火焰长度变短。 Sc_t 增加到0.9,组分扩散减弱,反应区变窄,火焰面长度逐渐增长。因此,RANS模拟湍流燃烧时, Sc_t 的模化变得非常重要, Sc_t 等于0.7时结果与实验值较为符合。

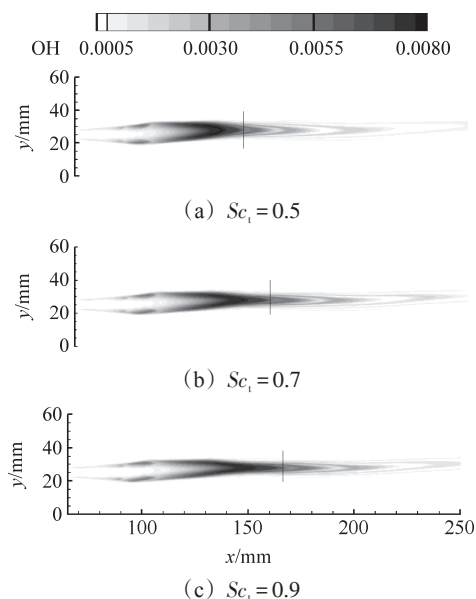


Fig. 13 Contours of OH mass fraction at different turbulent Schmidt number

6 结 论

本文基于开源的OpenFoam流体力学计算软件平台,编制了超声速湍流燃烧计算模块,开展了DLR超声速燃烧室的冷态和燃烧场的数值模拟,可得到以下结论:

(1)rhoCentraFoam类型的密度求解器具有模拟超声速复杂流场的能力,DLR超声速燃烧室冷态流场的模拟结果和实验结果符合较好;

(2)对低速常压的FPV燃烧模型进行反应进度变量源项的压力修正,压力修正系数的拟合结果为 $\alpha=2.2$,该方法可以用于超声速湍流燃烧的数值模拟;

(3)湍流Schmidt数敏感性分析表明, Sc_t 对湍流燃烧火焰长度以及反应区宽度影响很大,数值计算时应该考虑合适的取值,本文 Sc_t 取0.7时数值计算与实验结果符合较好。

参考文献:

- [1] Cheng T S, Wehrmeyer J A, Pitz R W, et al. Raman Measurement of Mixing and Finite-Rate Chemistry in a Supersonic Hydrogen-Air Diffusion Flame [J]. *Combustion and Flame*, 1994, 99(1): 157-173.
- [2] Klimenko A Y, Bilger R W. Conditional Moment Closure for Turbulent Combustion [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1999, 25(6): 595-687.
- [3] Eifler P, Kollmann W. PDF Prediction of Supersonic Hydrogen Flames [R]. *AIAA* 93-0448.
- [4] Baurle R A, Girimaji S S. Assumed PDF Turbulence-chemistry Closure with Temperature-Composition Correlations [J]. *Combustion and Flame*, 2003, 134 (1): 131-148.
- [5] Peters N. Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 1986, 21(1): 1231-1250.
- [6] Ladeinde F. A Critical Review of Scramjet Combustion Simulation [R]. *AIAA* 2009-127.
- [7] Peters N. Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-premixed Turbulent Combustion [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1984, 10(3): 319-339.
- [8] Cook A W, Riley J J, Kosály G. A Laminar Flamelet Approach to Subgrid-Scale Chemistry in Turbulent Flows [J]. *Combustion and Flame*, 1997, 109(3): 332-341.
- [9] Bilger R W, Pope S B, Bray K N C, et al. Paradigms in Turbulent Combustion Research [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2005, 30(1): 21-42.

- [10] Balakrishnan G, Williams F A. Turbulent Combustion Regimes for Hypersonic Propulsion Employing Hydrogen-Air Diffusion Flames [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1994, 10(3): 434-437.
- [11] Sabel'nikov V, Deshaies B, Figueira da Silva L F. Revisited Flamelet Model for Non-Premixed Combustion in Supersonic Turbulent Flows[J]. *Combustion and Flame*, 1998, 114(3): 577-584.
- [12] Terrapon V E, Ham F, Pecnik R, et al. A Flamelet-based Model for Supersonic Combustion[M]. *USA*: 2009.
- [13] Berglund M, Fureby C. LES of Supersonic Combustion in a Scramjet Engine Model[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2497-2504.
- [14] Oevermann M. Numerical Investigation of Turbulent Hydrogen Combustion in a Scramjet Using Flamelet Modeling[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2000, 4(7): 463-480.
- [15] 孙明波, 范周琴, 梁剑寒, 等. 部分预混超声速燃烧火焰面模式研究综述[J]. *力学进展*, 2010, 40(6).
- [16] 范周琴, 孙明波, 刘卫东. 基于火焰面模型的超声速燃烧混合 LES/RANS 模拟[J]. *推进技术*, 2011, 32(2): 191-196. F A N Zhou-qin, SUN Ming-bo, LIU Wei-dong. Hybrid LES/RANS Simulation of Supersonic Combustion using Flamelet Model [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2011, 32(2): 91-196.
- [17] Bekdemir C, Somers L M T, de Goeij L P H. Modeling Diesel Engine Combustion using Pressure Dependent Flamelet Generated Manifolds [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2887-2894.
- [18] Urzay J, Kseib N, Palacios F, et al. A Stochastic Flamelet Progress-Variable Approach for Numerical Simulations of High-Speed Turbulent Combustion Under Chemical-Kinetic Uncertainties [M]. *USA: Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, 2012.
- [19] Cook D J, Pitsch H, Chen J H, et al. Flamelet-based Modeling of Auto-Ignition with Thermal Inhomogeneities for Application to HCCI Engines [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2903-2911.
- [20] Saghafian A, Terrapon V E, Ham F, et al. An Efficient Flamelet-Based Combustion Model for Supersonic Flows [R]. *AIAA* 2011-2267.
- [21] Pecnik R, Terrapon V E, Ham F, et al. Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Simulations of the Hyshot II Scramjet[J]. *AIAA Journal*, 2012, 50(8): 1717-1732.
- [22] Mittal V, Pitsch H. A Flamelet Model for Premixed Combustion under Variable Pressure Conditions [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34(2): 2995-3003.
- [23] Waidmann W, Alff F, Bohm M, et al. Supersonic Combustion of Hydrogen/Air in a Scramjet Combustion Chamber[J]. *Space Technology*, 1995, 15(6): 421-429.
- [24] Pierce C D, Moin P. A Dynamic Model for Subgrid-scale Variance and Dissipation Rate of a Conserved Scalar[J]. *Physics of Fluids*, 1998, 10: 30-41.
- [25] Choi J Y, Jeung I S, Yoon Y. Computational Fluid Dynamics Algorithms for Unsteady Shock-Induced Combustion, Part 1: Validation[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(7): 1179-1187.
- [26] Choi J Y, Jeung I S, Yoon Y. Computational Fluid Dynamics Algorithms for Unsteady Shock-Induced Combustion, Part 2: Comparison[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(7): 1188-1195.
- [27] Génin F, Menon S. Simulation of Turbulent Mixing behind a Strut Injector in Supersonic Flow[J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(3): 526-539.
- [28] Peters N. *Turbulent Combustion* [M]. *UK: Cambridge University Press*, 2000.
- [29] Greenshields C J, Weller H G, Gasparini L, et al. Implementation of Semi-Discrete, Non-Staggered Central Schemes in a Collocated, Polyhedral, Finite Volume Framework, for High Speed Viscous Flows[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2010, 63(1): 1-21.
- [30] Potturi A, Edwards J R. LES/RANS Simulation of a Supersonic Combustion Experiment [R]. *AIAA* 2012-0611.
- [31] Baurle R A. Modeling of High Speed Reacting Flows: Established Practices and Future Challenges[R]. *AIAA* 2004-0267.
- [32] Eklund D R, Baurle R A, Gruber M R. Numerical Study of a Scramjet Combustor Fueled by an Aerodynamic Ramp Injector in Dual-Mode Combustion[R]. *AIAA* 2001-0379.
- [33] Keistler P G, Gaffney R L, Xiao X, et al. Turbulence Modeling for Scramjet Application [R]. *AIAA* 2005-5382.
- [34] Brinckman K W, Calhoon W H, Dash S M. Scalar Fluctuation Modeling for High-Speed Aeropropulsive Flows [J]. *AIAA Journal*, 2007, 45(5): 1036-1046.
- [35] Xiao X, Edwards J R, Hassan H A, et al. Variable Turbulent Schmidt-Number Formulation for Scramjet Applications [J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(3): 593-599.

(编辑:张荣莉)