

文章编号: 1001-2486(2011)01-0001-06

支板喷射超声速燃烧流场三维大涡模拟*

范周琴, 孙明波, 刘卫东

(国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:利用火焰面模型和混合 LES/RANS 方法对某支板构型超燃冲压发动机进行模拟, 讨论了化学反应对湍流流场的影响, 并比较了 3D 和 2D 模拟的差别。结果表明, 不考虑化学反应时剪切层中的大尺度结构控制着整个混合过程, 且剪切层具有明显的三维特性; 2D 模拟能捕捉到涡的配对与合并现象, 而 3D 模拟中涡的拉伸、扭曲及破碎特性更加显著; 考虑化学反应时, 由于燃烧释热的影响, 支板尾部回流区变大, 射流穿透度减小, 大涡结构产生和饱和的位置有所推迟; 数值阴影与实验阴影符合, 时均速度剖面、温度剖面与实验值一致, 3D 模拟在预报准确性方面明显优于 2D 模拟。

关键词:大涡模拟; 超声速湍流燃烧; 火焰面模式

中图分类号: V435.12 文献标识码: A

Three Dimensional Large Eddy Simulation of Supersonic Combustion Flowfield with Strut

FAN Zhou-qin, SUN Ming-bo, LIU Wei-dong

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Flamelet model and hybrid LES/RANS method were used to simulate SCRAMJET with strut for the Chemical Propulsion of the German Aerospace Center (DLR). The effect of reaction on turbulence was discussed, and comparison between 2D and 3D simulation were presented. The results show the following indication: (1) Mixing is controlled by large eddy scales in nonreacting flow, and the shear layer has three effects obviously; In addition, the combination and pairing of large eddy scales can be seen in 2D simulation, while stretching, distorting and breaking up can be seen in 3D simulation; (2) In reacting case, jet penetration decreases and recirculation zone becomes larger, while, owing to heat release, large eddy scales turn up and saturation appears late. (3) Numerical shadow picture displays good agreement with experimental shadow photograph, while velocity and temperature measurements are consistent with experimental data qualitatively and quantitatively, but 3D model is superior to 2D model in result accuracy.

Key words: large eddy simulation; supersonic turbulent combustion; flamelet model

随着计算机技术的飞速发展, 数值模拟逐渐成为研究超声速湍流燃烧的重要方法之一。相对于亚声速燃烧, 超声速燃烧建模和数值模拟更加困难^[1]。这是由于超声速燃烧不但要处理湍流与燃烧的相互作用, 还需要考虑激波对湍流和燃烧的影响。早期超声速燃烧的相关计算基本上采用有限速率化学反应动力学机理, 这实际上忽略了湍流与燃烧的相互作用, 可能会造成对流场的错误描述。最近的对比计算表明湍流燃烧耦合与否对计算结果及物理过程描述有重大影响, 因此应该采用湍流燃烧模型来模拟超声速燃烧过程。目前比较有代表性的有概率密度函数输运方程方法和火焰面模型。

在概率密度函数输运方程方法中, 化学反应速率源项是封闭的, 不需要模化, 因此一些复杂的燃烧现象如点火、局部熄火现象都可以精确模拟。然而求解概率密度函数输运方程采取的蒙特卡罗算法将产生巨大的计算量, 限制了其广泛应用, 尤其考虑的化学组分较多时更是如此。火焰面模型将湍流火焰看作嵌入流场内局部具有一维结构的薄层流火焰的系综, 湍流场中平均火焰结构由层流火焰面系综统计平均得到, 且可以处理详细的化学反应问题。

目前对火焰面模型的认识还有争论, Swaminathan 和 Bilger^[2-3] 认为火焰面的思想只适用于局部反应区厚度远小于湍流耗散长度尺度的

* 收稿日期: 2010-07-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50906098); 高等学校博士点新教师专项科研基金项目(20094307120005)

作者简介: 范周琴(1983—), 女, 博士生。

情形。然而从湍流燃烧模式图上发现,绝大多数的湍流燃烧呈火焰面的燃烧模式,大部分的超音速燃烧也落在这一范围。Waidmann^[4]对德国宇航中心的氢燃料-超燃冲压发动机实验数据的分析也揭示其燃烧处于火焰面模式。因此,火焰面模式有很强的工程应用背景,Swaminathan 和 Bilger 的观点虽然正确却不能成为评判火焰面模型缺陷的依据。目前国内外的研究者已经开始采用该模式对超燃冲压发动机内部燃烧过程进行描述与仿真,并逐步成为超声速湍流燃烧数值研究的主要趋势之一。

湍流燃烧分为预混燃烧和扩散燃烧,本文主要针对扩散燃烧火焰面模型开展研究,介绍火焰面模型及控制方程,将火焰面模型和混合 LES/RANS 方法相结合,对德国宇航研究中心的氢燃料超燃冲压发动机进行数值模拟,并与实验结果进行比较。

1 数学物理描述

火焰面模式将湍流火焰看成嵌入湍流流场内随机分布的局部具有一维结构的薄的层流火焰面的系统。该模型通过引入混合分数 Z 的等值面描述火焰表面的位置,组分质量分数和温度随 Z 的分布通过求解火焰面方程得到,然后按照概率统计规律进行系统平均来处理湍流燃烧问题。

假设各组分扩散系数相等且忽略辐射换热和压力随时间的变化,火焰面结构可用一组火焰面方程描述,即

$$-\rho \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = \omega$$

其中 ρ 为密度, ϕ 为组分质量分数和温度, ω 为相应的源项, χ 为标量耗散率。此处 χ 定义为 $\chi = 2D_z(\nabla Z)^2$, 描述湍流与火焰面的相互作用,其中 D_z 为扩散系数。求解火焰面方程,得到关于 Z 和 χ 的二维数据表,组分质量分数 Y_i 和温度 T 满足 $Y_i = Y_i(Z, \chi)$, $T = T(Z, \chi)$ 。化学热力学参数的过滤值则由 Z 和 χ 的联合概率密度函数 $P(Z, \chi)$ 计算得到,计算过程中假定 Z 和 χ 分别服从 β 分布和 δ 分布,且统计上互相独立。考虑超声速条件下^[5]可压缩性和激波的影响,仅采用数据库中的组分质量分数,当地温度由能量方程隐式计算得到。

为了得到流场中的混合分数分布和标量耗散率分布,除了需要解连续方程、动量方程和能量方程外,还需解混合分数 Z 的方程。本文求解的大涡过滤后的控制方程如下:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial[\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}]}{\partial x_j} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial[(\bar{\rho} \bar{E} + \bar{p}) \bar{u}_i + \bar{q}_i - \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij} + H_i^{sgs} + \sigma_i^{sgs}]}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{Z}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{Z} - \bar{\rho} D \nabla \bar{Z} + Z^{sgs}) = 0$$

其中 $\bar{\rho}$, \bar{u}_i , \bar{E} 分别代表密度、速度、总能量,控制方程中的其它参数信息和不封闭项详见文献[1]。控制方程中无粘项用五阶精度 WENO^[6] 格式离散,粘性通量用二阶中心差分离散,时间方向采用二阶精度的具有 TVD 保持性质的 Runge-Kutta 方法,CFL 数取 0.5。

2 模拟对象

本文的数值模拟对象是德国宇航中心的氢燃料超燃冲压发动机^[5,7],如图1所示。预热空气经喷管膨胀进入燃烧室,燃烧室入口高 50mm,宽 40mm。支板长 32mm,高 6mm。氢气通过支板底部的 15 个小孔喷入燃烧室,喷孔直径 1mm,喷孔间距 2.4mm。

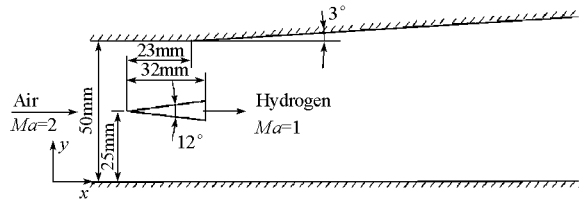


图1 DLR超燃冲压发动机燃烧室示意图

Fig.1 Sketch of DLR scramjet combustion chamber

表1 空气来流及氢气喷流条件

Tab.1 Inflow conditions of the air stream and the hydrogen jet

	Ma	T (K)	P (10^5 Pa)	ρ (kg/m^3)	Y_{O_2}	Y_{N_2}	$Y_{\text{H}_2\text{O}}$	Y_{H_2}
Air	2.0	340	1	1.002	0.2320	0.7360	0.032	0
Jet	1.0	250	1	0.097	0	0	0	1

来流和喷流条件见表1。入口是超声速入流,根据特征线理论,入口参数全部固定;出口认为是超声速出流,采用外插边界条件;燃烧室上下壁面认为是绝热、滑移壁,以忽略壁面附面层对中心流场的影响。支板表面认为是绝热、无滑移壁。流场网格在燃烧室入口、支板前缘、支板壁面以及支板后缘附近进行加密。为减小计算量,取3个喷孔进行计算,展向取周期性边界条件。计算网格约为600万个,分为24个区并行计算。

数据库由FlameMasterV3.0软件生成,化学反应模型采用9组分19方程。生成数据库时,假设

所有组分 Lewis 数为 1,且忽略辐射热损失和压力随时间的变化;压力条件取燃烧室平均压力 1.5bar,氧化剂和燃料温度分别取 1000K 和 250K,共生成 28 个火焰面。

3 结果与讨论

3.1 冷流结果

计算过程中定义流场特征长度为 $H = 50\text{mm}$,特征速度 $U = 747.6815\text{m/s}$ 。如无特别说明,下文图中坐标方向均指无量纲长度。另外给出了 2D 计算结果,以便于同 3D 结果作比较。从时均数值阴影和实验阴影结果的对比(图 2)可以看出,计算得到的 2D 和 3D 结果均给出了与实验阴影类似的流场结构。主要包括:(1)支板前缘挤压超声速来流形成两道斜激波,斜激波经燃烧室上下壁面反射形成反射激波 1,因为一侧是扩张型流道,从而导致了不对称的流场结构;(2)反射激波 1 与剪切层相互作用,并穿过剪切层形成激波 2;(3)超声速来流经支板尾部扩张形成一系列膨胀波 5;(4)超声速来流经支板尾部的膨胀波后,向喷流中心偏转,为了与中心喷流方向一致,在喷口附近又形成两道斜激波 3;(5)斜激波 3 在与燃烧室上下壁面作用之前,与激波 2 相交,再由壁面反射形成激波 4;(5)支板尾部形成两个低速回流区,回流区内速度较低,与射流和超声速来流分别

形成速度剪切,从而形成四层剪切层(这一点可以从图 9(b)中清楚看出),随着向下游发展,四层剪切层相互缠绕逐渐合并成一层剪切层。由于计算过程中认为燃烧室上下壁面为滑移边界,所以未能捕捉到阴影图中的壁面边界层分离诱导的压缩激波。与 2D 结果相比,3D 结果得到的波系较弱,衰减的也更快,但剪切层形态与实验吻合的更好。

图 3 给出了沿流向 4 个不同位置的速度剖面分布,此处坐标为有量纲。可以看出,3D 和 2D 计算所得剖面与激光多普勒测速仪(LDV)测得的速度剖面均比较接近。但在 $x = 78\text{mm}$ 处,喷口附近预测的速度大于实验值,说明预测的回流区较大。随着向下游发展,喷口中心线附近 3D 结果与实验值一致,而 2D 结果除 $x = 125\text{mm}$ 外,与实验值差别较大。计算结果与实验测量值之间的误差可能是由于忽略了燃烧室上下壁面的附面层造成的,这一点可以从图 2(c)明显看到上下壁面附面层分离引起的激波与剪切层的相互作用。由图 2 和图 3 可知,3D 和 2D 时均流场结果与实验比较符合,说明采用的计算模型正确、边界条件合理。

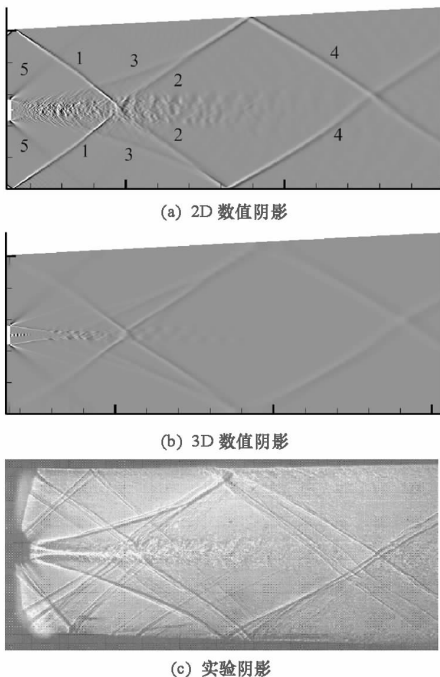


图 2 冷流流场数值阴影与实验阴影对比
Fig.2 Numerical shadow paragraph and experimental shadow in non-reacting flow

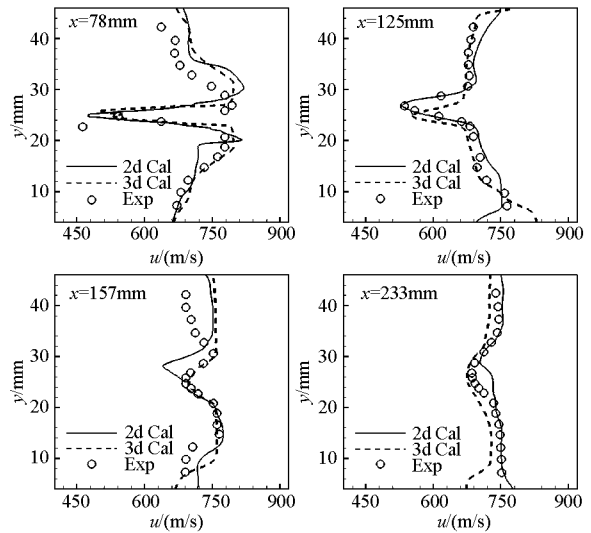


图 3 冷流流场计算时均速度剖面与实验对比
Fig.3 Cross-stream velocity profiles in non-reacting flowfield

为了更好地展示流场细和非稳态过程,图 4 给出了 $36t_c$ ($t_c = H/U$) 时刻瞬态流场物理量分布。从图 4(a)中可以清晰地看出剪切层中拟序结构的存在。初始阶段剪切层很不稳定,离开喷口一定距离后开始出现 Kelvin-Helmholtz 不稳定波,其后展向涡发生了扭曲、变形,直至破裂,大涡结构的出现以及破裂对于燃料和来流的混合具有促进作用。图 4(b)给出了燃料质量分数的等值面图。可以清楚地看出喷口附近三股燃料射流从圆孔中喷射出来,流动至下游很距离后等值面就迅速发生扭曲、变形,这表明燃料和超声速来流的

混合是相当迅速的。

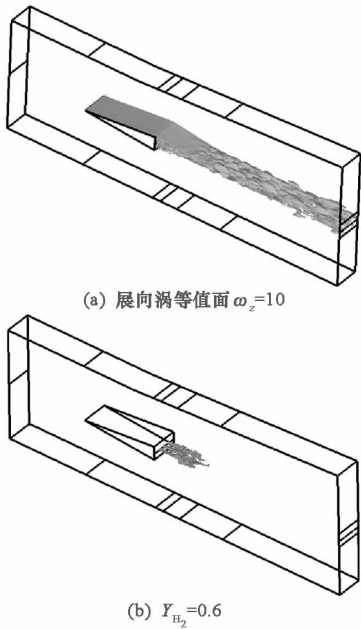


图4 冷流流场物理量分布

Fig.4 Oblique view, instantaneous iso-surface

图5给出了2D展向涡量等值面和3D展向中心截面的涡量等值面的对比。可以看出,无论是2D模拟还是3D模拟,均预报出了明显的大尺度结构演化过程。不同的是,3D结果显示混合层具有明显的三维效应:涡的配对、合并现象已不再明显,但涡结构的拉伸、扭曲、偏斜以至破碎过程均能清晰可见。2D结果中只能看到涡的生成、配对及合并现象,无法捕捉到涡的破碎过程。而涡的破碎过程是真实流动中必然发生的过程,也是拟序结构从产生到消亡必所经历的一个特征过

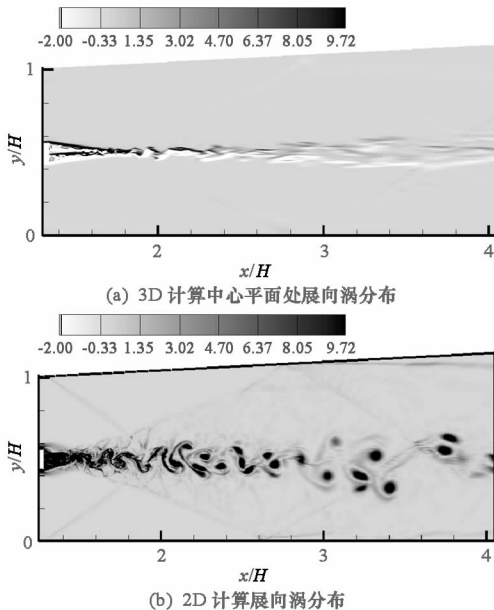


图5 展向涡分布

Fig.5 Spanwise vortex distribution

程。由此可见,3D的结果更加合理真实。另外根据涡动力学分析,2D流动的涡量控制方程^[8]是一对流扩散方程,没有涡的生成项,不存在涡的拉伸机制。而3D流动的涡量控制方程存在涡的生成项,它将各空间方向的动力学性质耦合在一起,从而发生在某一方向的扰动可以引起另外一方向的涡量生成,使得涡发生倾斜和变形。2D和3D模拟所给出的大涡结构的演化过程正说明了这一差异。

3.2 燃烧结果

火焰面模型最大的优点是可以将湍流流动和化学反应解耦处理,因此本文的燃烧流场是在充分发展的冷流流场基础上,耦合火焰面数据库得到。从时均数值阴影和实验阴影的对比(图6),可以看出计算结果给出了与实验阴影类似的流场结构。主要包括:(1)在喷口附近,化学反应使得支板尾部压力升高,剪切层向外扩展;至流向距离80mm处,受流场中波系干扰和化学反应的影响,剪切层逐渐向射流中心靠拢;至流向距离200mm处,上下两层剪切层平行于射流中心平面向下游发展;(2)支板前缘激波与壁面相互作用形成反射激波1;由于化学反应使得剪切层内部为亚声速区,反射激波1与剪切层相互作用,因无法直接穿过亚声速区而形成反射激波2;超声速气流流经支板尾部膨胀形成膨胀波3,膨胀波3与壁面

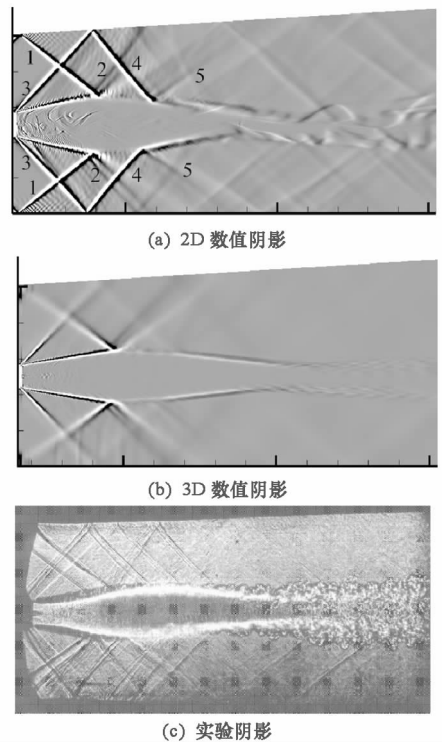


图6 燃烧流场数值阴影与实验对比

Fig.6 Numerical shadow paragraph and experimental shadow in reacting flow

相互作用形成反射波4,反射波4继续与剪切层相互作用形成反射波5;随后反射波2和5在剪切层和壁面之间进行交替反射,形成了一系列的反射波。流场结构除上述相似外,还存在以下差异:(1)计算的反应区宽度略小于实验值,尤其在流向距离200mm以后的下游部分;(2)与冷流类似,燃烧室上下壁面附面层分离产生的激波及反射波未被捕捉到。与2D结果相比,3D结果得到的波系较弱,衰减得也更快;但在下游位置,3D结果几乎没有捕捉到激波,这与实验结果非常相似。另外3D结果在下游剪切层边缘捕捉到了与实验阴影相似的对称性涡结构,而2D结果得到的涡结构非常不规则,与实验差别较大,这可能与“湍流是三维的”这一特性有关。

图7给出了不同流向位置时均温度剖面分布,此处坐标为无量纲。喷口附近($x = 78\text{mm}$ 处)

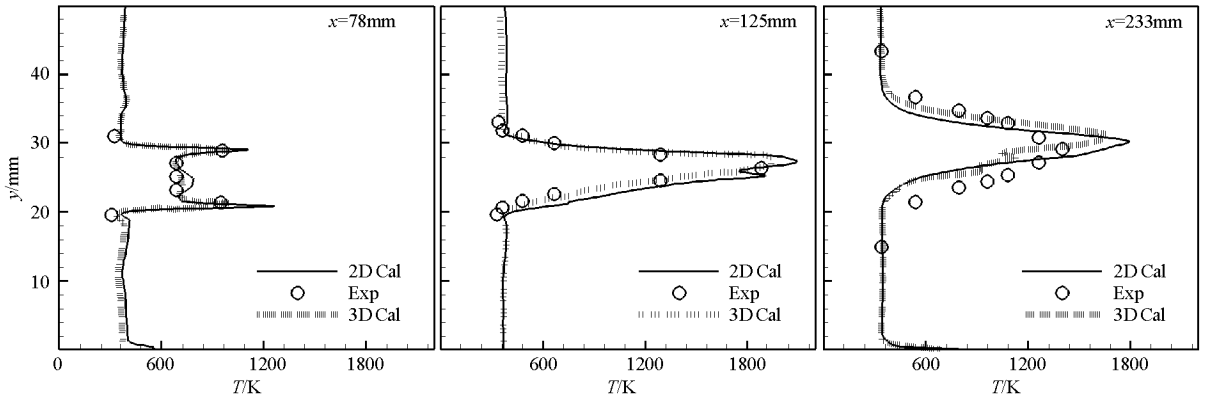


图7 燃烧流场计算时均温度剖面与实验对比

Fig.7 Cross-stream temperature profiles in reacting flowfield

图8给出了瞬时流场混合分数 $z = z_{st}$ 等值面分布。由于混合分数是守恒标量,理论上化学反应对其分布没有影响。但从图8可以看出,考虑化学反应时,混合分数等值面发生了较大变化。这主要是由于化学反应释热引起湍流流场发生改变,从而影响了标量混合。图9给出的喷口附近展向涡分布可以较好的说明化学反应对流场结构的影响。从图9中可以看出,有反应时支板尾部的回流区明显变大,使得回流区内气体和超声速来流形成的剪切层向外扩张,无法象冷流流场时合并成一股剪切层,进而射流的穿透度也有所下降。另外从图10还可以发现,化学反应会影响大涡结构产生和饱和的位置。无反应时大涡结构产生和饱和的位置分别在无量纲距离 $x = 1.5$ 和 $x = 2.7$ 处,而有反应时相应的位置则在 $x = 2.5$ 和 $x = 3$ 处,即化学反应将使大涡结构产生和饱和的位置推迟,这一结论与文献[9]中的“不考虑化学反应,涡卷的产生和饱和位置都将前移”相一致。

由于低温氢的喷入,温度剖面呈双峰分布,2D和3D结果均捕捉到了与实验类似的结构;但是2D结果得到的最大温度明显大于实验值,且呈现出明显的不对称性。随着向下游发展,反应加快,温度升高,到 $x = 125\text{mm}$ 时,温度剖面呈现单峰分布,2D和3D模拟均得到了类似的结果;但是3D结果预测的反应区宽度明显小于实验值(这一点也可以从图6中得到证明),而2D结果得到的最大温度稍大于实验值。在 $x = 233\text{mm}$ 时,2D和3D结果预测的反应区宽度均小于实验值,最大温度均高于实验结果。计算与实验之间存在的偏差可能是很多因素造成的,如忽略了壁面附面层、假设Lewis数为1等。综合图6和图7可以发现,3D模拟要优于2D模拟,但是相应的计算量也会成倍增加。

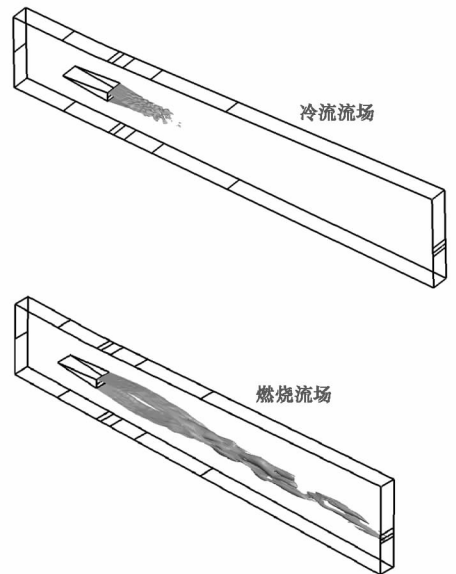


图8 混合分数等值面 $z = z_{st}$

Fig.8 Oblique view, instantaneous iso-surface of $z = z_{st}$
3D与2D结果相比,下游处涡的发展更加规则,这

与实验阴影中的结果相似。

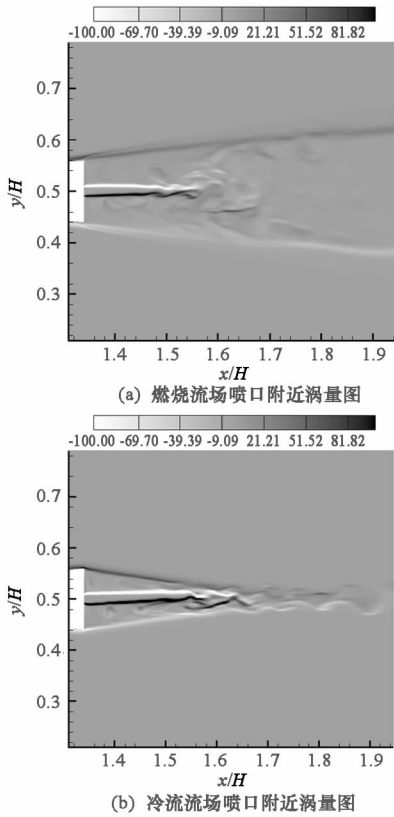


图9 喷口附近展向涡分布

Fig.9 Spanwise vortex distribution near injection

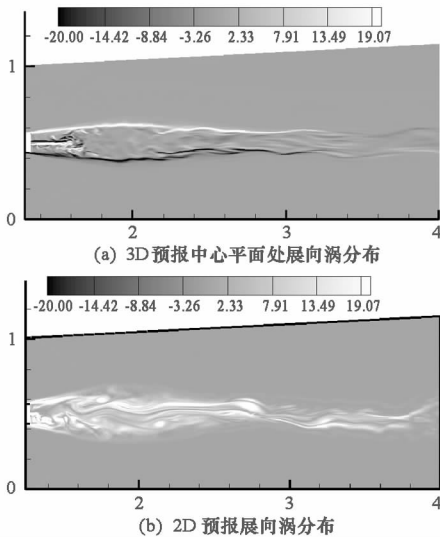


图10 燃烧流场展向涡分布

Fig.10 Spanwise vortex distribution in reacting flow

4 结论

(1)不考虑化学反应时,剪切层中的大尺度结构控制着整个混合过程,且剪切层具有明显的三维特性;2D模拟能捕捉到涡的配对和合并现象,3D模拟几乎看不到涡的配对、合并现象,涡的拉伸、扭曲及破碎特性更加显著。

(2)考虑化学反应时,由于燃烧释热的影响,支板尾部回流区相应变大,射流穿透度有所减小,大尺度结构产生和饱和的位置有所推迟。

(3)整体上,计算结果与实验结果基本一致。但3D模拟在捕捉流场细节和精确性方面明显优于2D模拟,但相应的计算量会大幅增加。

在后续工作中,可以尝试从模型修正、考虑激波附面层干扰等方面进行深入研究。

参考文献:

[1] 孙明波. 超声速来流稳焰凹腔的流动及火焰稳定机制研究 [D]. 长沙:国防科技大学,2008.

[2] Swaminathan N, Bilger R W. Assessment of Combustion Submodels for Turbulent Nonpremixed Hydrocarbon Flames [J]. Combustion and Flame, 1998, 116 (4):519 – 545.

[3] Swaminathan N, Bilger R W. Comment and Reply on the “Assessment of Computation Submodels for Turbulent Non-premixed Hydrocarbon flames” [J]. Combustion and Flame, 1999, 116:675 – 677.

[4] Waidmann W, Alff F, Böhm M, et al. Supersonic Combustion of Hydrogen/air in a SCRAMJET Combustion Chamber [J]. Space Technology, 1995, 15 (6): 421 – 429.

[5] Oevermann M. Numerical Investigation of Turbulent Hydrogen Combustion in Ascramjet Using Flame-let Modeling [J]. Aerospace Science and Technology, 2004, 4:463 – 480.

[6] Shu C W. High Order ENO and WENO Schemes for Computational Fluid Dynamics [C]//High-Order Methods for Computational Physics, 1999.

[7] 刑建文. 化学平衡假设和火焰面模型在超燃冲压发动机数值模拟中的应用[D]. 中国空气动力研究与发展中心,2007.

[8] 杨武兵,张会强,王希麟,等. 空间发展平板混合层流动的大涡模拟——3D与2D模拟的比较[J]. 工程热物理学报, 2004,25(6).

[9] 苗文博,王强,程小丽. 超声速空间发展燃烧反应剪切层放热效应分析[J]. 空气动力学报,2008,26(3).