

文章编号: 0258-1825(2008)01-0073-06

超声速燃烧的湍流流场数值模拟*

许丁¹, 王春², 马晖扬¹

(1. 中国科学院研究生院, 北京 100049; 2. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要: 选择了 6 个有代表性的湍流模型, 对超声速燃烧湍流流场开展了数值模拟。采用的模型包括 5 个线性涡粘性模型和 1 个非线性模型, 在非线性模型中同时引入了可压缩修正。数值结果表明, 本文发展的数值方法可以成功地应用于求解可压缩、含化学反应的多组分 N-S 方程。同时引入可压缩性修正的二阶涡粘性模型给出的结果较好。

关键词: 超声速燃烧; 湍流模型; 可压缩性

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A

0 引言

高超声速巡航导弹和飞机、空天飞机、以及动能杀伤武器系统的发展对航空航天推进系统的研究提出了新的要求。从上个世纪后几十年开始, 超燃冲压发动机就成为推进系统研究和国际航天大国激烈竞争的一个重要领域^[1]。数值计算是超燃冲压发动机研究的一个有效手段。超声速燃烧数值模拟的主要困难在于燃烧和化学反应的计算。目前超燃计算多采用有限速率的化学反应模型, 以使数值结果更接近实际的反应流动情况。在超燃过程中还包含着大量与湍流有关的物理现象, 如燃烧室内定常和非定常流动, 剪切层的演化, 各种化学产物之间的混合, 质量和动量的交换, 燃烧过程等, 湍流都在其中起着关键性的作用。湍流的数值计算是当前计算流体动力学的瓶颈问题, 这一点在超燃的数值模拟中表现得尤为突出。

本文在低雷诺数两方程模型框架下采用几个代表性的湍流模型, 其中有线性模型: Jones & Launder^[2] (代号 JL, 下同), Chien^[3] (CH), Goldberg & Apsley^[4] (GA), Huang & Coakley^[5] (HC), Launder & Sharma^[6] (LS); 二阶非线性模型 Shih, Zhu & Lumley^[7] (SZL2), 同时在二阶模型中引入各种可压缩修正。应用点隐法处理源项和迎风 TVD 有限差分方法数值求解控制方程组, 讨论了应用不同湍流模型计算的压力、密度、温度、平均速度、壁面摩擦阻力系数的分布和化学组

分的分布特征。

1 物理模型

本文研究对象选取双燃烧室冲压发动机模型^[9]如图 1 所示。主流为来自加热器(燃氢补氧)喉道出来的超声速空气流; 副流来自双燃室冲压发动机模型的亚燃燃烧室, 燃料(航空煤油)在亚燃燃烧室喷射并燃烧, 形成高温富油燃气, 从亚燃燃烧室尾部喉道喷出并加速至超声速。超声速空气流与超声速高温富油燃气流在模型发动机超燃室汇合, 形成超声速剪切流动。由于高温富油燃气流温度已足够高, 燃气中未充分燃尽的燃料在超声速剪切层内与主流空气流相混合, 形成超声速气流中的燃烧。本文的计算中, 没有考虑燃烧室侧壁的影响, 将超燃燃烧室计算模型简化为二维的结构。

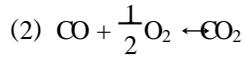
由于亚燃室中的煤油燃料已经在亚燃室中发生高温分解成为气体, 燃气成分极可能以小分子量的烃类为主, 同时由于目前碳氢燃料的化学反应机理很不明确, 本文的计算中, 根据资料文献的数据^[8], 采用了较简单的燃气燃料成分 C_2H_4 , 计算所用的化学反应模型采用了资料文献中的较为简单的两步化学反应模型, 计算的组分包括 C_2H_4 , O_2 , CO , CO_2 , H_2O 和非反应组分 N_2 , 其中用 CO 的成分来反映燃烧的不完全程度。

两步 C_2H_4 燃烧模型为:



* 收稿日期: 2007-01-06; 修订日期: 2007-03-19.

作者简介: 许丁(1980-), 男, 博士生, 空气动力学专业.



2 湍流模型

2.1 线性涡粘性模型

对于线性涡粘性模型,根据 Boussinesq 假设,雷

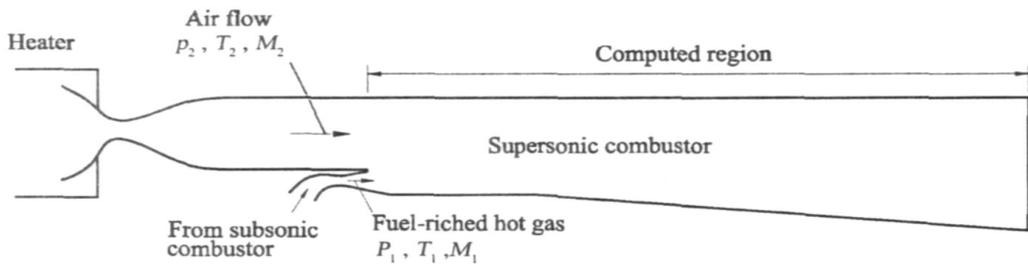


图1 双燃烧室冲压发动机超燃燃烧室模型

Fig. 1 The supersonic combustor model of dual-combustor ramjet engine

2.2 非线性涡粘性湍流模型

对于非线性涡粘性湍流模型,引入雷诺应力各向异性张量: $a_{ij} = u_i u_j / k - 2 \delta_{ij} / 3$ 。虽然不同非线性模型的立论依据和推导过程差别很大,但是二阶或三阶湍流模型的雷诺应力各向异性张量与应变率、涡量的本构关系有如下的经典形式(对于不可压缩流动)^[10]:

$$\begin{aligned} a_{ij} = & -2 C_{\mu} \mu S_{ij} + \frac{1}{3} (S_{ik} S_{kj} - S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} / 3) \\ & + \frac{2}{3} (w_{ik} S_{kj} - S_{ik} w_{kj}) + \frac{1}{3} (w_{ik} w_{kj} + w_{kl} w_{kl} \delta_{ij} / 3) \\ & - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} S_{ij} + \frac{2}{3} w_{kl} w_{kl} S_{ij} \\ & - \frac{3}{3} (w_{ik} w_{kl} S_{lj} + S_{ik} w_{kl} w_{lj} + w_{kl} w_{kl} S_{ij} - 2 w_{kl} S_{lm} w_{mk} \delta_{ij} / 3) \\ & - \frac{4}{3} (w_{ik} S_{kl} S_{lj} - S_{ik} S_{kl} w_{lj}) \end{aligned} \quad (2)$$

式中无量纲的平均应变率张量和平均涡量张量为:

$$S_{ij} = \frac{k}{2} (U_{i,j} + U_{j,i}), w_{ij} = \frac{k}{2} (U_{i,j} - U_{j,i}) \quad (3)$$

对于可压缩流动, S_{ij} 由 S_{ij}^* 替换, $S_{ij}^* = S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij}$ 。本文应用的二阶模型 Shih, Zhu & Lumley (1995) 模型系数表达式见文献[7]。

3 可压缩修正

可压缩湍流 k - ϵ 的输运方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U_j k}) = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ & + P_k - \overline{\epsilon} - \overline{u_j \frac{\partial P}{\partial x_j}} + p \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + L_k \end{aligned} \quad (4)$$

诺应力—应变率之间的关系可以写为:

$$\overline{u_i u_j} = \mu_t (U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{k,k} \delta_{i,j}) - \frac{2}{3} k \delta_{i,j} \quad (1)$$

其中湍流涡粘性系数为: $\mu_t = C_{\mu} \mu k^2 / \epsilon$ 。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U_j \epsilon}) = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{k} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ & + C_1 \frac{\epsilon}{k} P_k - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} + L \end{aligned} \quad (5)$$

其中产生项 $P_k = -\overline{u_i u_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}}$, 无散耗散项 $\overline{\epsilon} = \mu_{kk}$, 参数 C_1, C_2, k, μ_t 取不可压模型下的值, μ_t 为涡粘性系数。 L_k, L 为低 Re 修正项。为了封闭上述方程中的各项,我们采用以下几种模型:

(1) 湍量耗散项 $\overline{\epsilon} = F(M_t) \epsilon$

(a) Sarkar 模型^[12]

(b) Zeman 模型^[13]

(2) 压力湍量关联项 $p \frac{\partial u_j}{\partial x_j}$

(a) Sarkar 模型^[12]

(b) El Baz and Launder 模型^[14]

(3) 湍流脉动通量 $\overline{u_i} (= -\overline{u_i' / \epsilon})$

Krishnamurty and Shyy 模型^[15]

4 控制方程组与数值方法

二维多组分(设组分数为 ns)含化学反应、采用 k - ϵ 两方程湍流模型的 N-S 方程组在物理域坐标系下的守恒表达式为:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + S \quad (6)$$

式中各项的定义见文献[11]。

控制方程的源项 S 为:

$$S = [0, 0, 0, 0, \dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2, \dots, \dot{\omega}_{ns}, S_k, S]^T \quad (7)$$

其中 $\dot{\omega}_i (i = 1, \dots, ns)$ 为组分化学反应质量生成率, $\dot{\omega}_i$ 由基元化学反应动力学计算。 S_k 和 S 为湍流动能和湍流动能耗散率生成源项, 分别为:

$$S_k = P_k - (\dot{s} + \dot{d}) - u_j \frac{\partial P}{\partial x_j} + P \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + L_k$$

$$S = (f_1 C_1 P_k - f_2 C_2 \dot{s}) \dot{s} / k + L$$

本文采用迎风 TVD 格式的有限差分法, 数值联立求解 Favre 平均后的可压缩 N-S 方程和 k 输运方程, 粘性项采用空间二阶中心差分。

为了克服 k - 两方程湍流模型源项所产生的刚性, 本文对其进行“点隐”处理, 表示为:

$$(I - \tau \cdot H) (\bar{U}^{n+1} - \bar{U}^n) = \tau S^n \quad (8)$$

其中 $H = \frac{\partial S}{\partial U}$, 在本文的计算中 H 的简化表达式为:

$$H = \begin{bmatrix} \frac{2u_i}{k} (\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{U}_l}{\partial x_l} \delta_{ij}) \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \\ - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \frac{2}{3} f_1 C_1 \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - 2f_2 \frac{\dot{s}}{k} \end{bmatrix} \quad (9)$$

计算的网格采用代数方法生成, 网格为 200×65 , 为了提高计算的精度, 在壁面处和剪切层处采用了指数分布加密处理。

5 计算结果和讨论

计算参数条件如表 1 所示。超燃燃烧室主流为污染空气流, 副流为未充分燃烧的高温富油燃气气流。

表 1 超声速燃烧室流场模拟参数(组分的质量分数给定)

Table 1 The parameters of numerical simulation of the flow field of supersonic combustor (mass fraction of species given)

	p/MPa	T/K	M	C_2H_4
Air Flow	0.0977	491.9	2.09	0.0
Hot Gas Jet	0.1731	1771.9	1.25	0.1059
	O_2	CO_2	H_2O	N_2
Air Flow	0.2330	0.0	0.0520	0.7150
Hot Gas Jet	0.0103	0.1205	0.1566	0.6067

5.1 压力分布计算结果

我们首先进行了燃烧室冷态流场的计算, 选择的湍流模型为零方程 B-L 模型, 燃烧室上壁面压力分布的计算结果和实验结果进行比较见图 2。可以看出, 零方程 B-L 模型确定的压力分布和实验符合的很好。

热态时计算结果与实验的比较见图 3。此时, 零方程 B-L 模型的计算结果和实验符合的远不如两方程模型。这个事实表明, 燃烧过程明显地改变了流场中的湍流结构。简单的 B-L 模型不能较好地反映这个物理现象。为了模拟燃烧过程, 两方程湍流模型的应用是必要的。

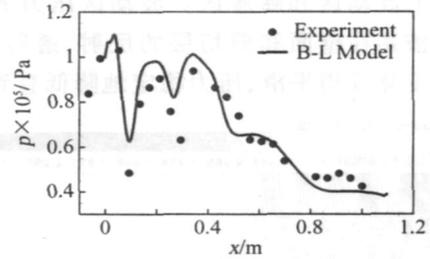


图 2 冷态上壁面压力分布

Fig. 2 Pressure distribution on the upper wall (cold test)

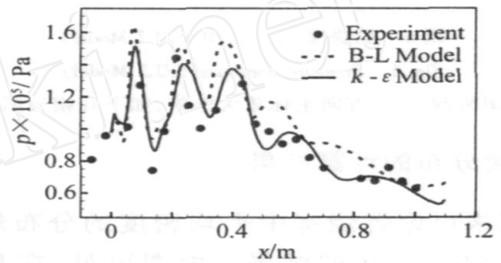
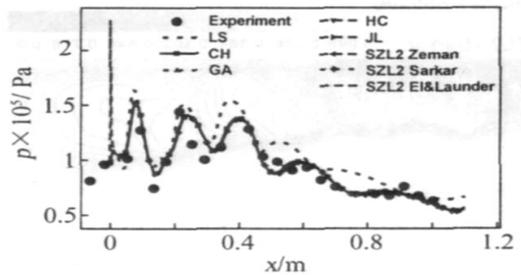
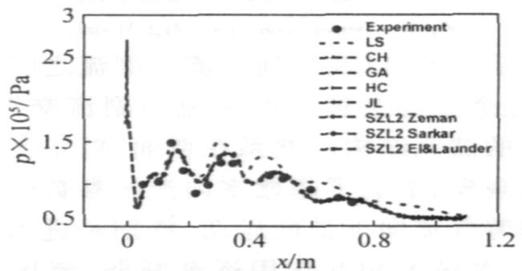


图 3 热态上壁面压力分布

Fig. 3 Pressure distribution on the upper wall (hot test)



(a) 上壁面压力分布



(b) 下壁面压力分布

图 4 热态燃烧室上下壁面压力分布的计算结果

Fig. 4 Pressure distribution on the upper wall and lower wall

各种两方程模型计算的壁面压力分布见图4。可以看出,不同的两方程模型确定的压力分布,除了LS模型外,差别很小,均与实验符合较好。仔细的比较表明,经过可压缩性修正的二阶模型给出的结果与实验符合的最好,显示了二阶模型的优越性。

从压力云图图5可以看出流场大体分为两个区域即压力的波动区和膨胀区。波动区压力的波动反映了流场波系在壁面和剪切层的反射、透射;在膨胀段段压力的变化变得平滑,压力稳定地降低直到出口。

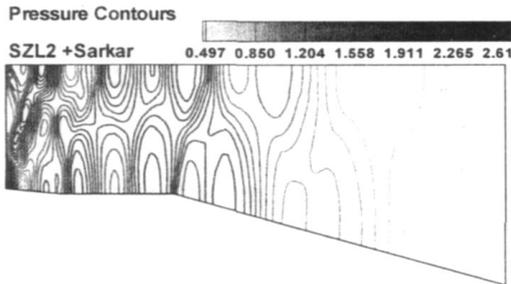


图5 燃烧室压力云图(SZL2 Model)

Fig. 5 Pressure contours(SZL2 Model)

注:清晰起见,y方向坐标放大5倍,如下几幅云图同。

5.2 密度分布的计算结果

现在来讨论燃烧室中平均密度的分布规律。图6给出了SZL2模型的结果。由图可见,在超燃燃烧室中,主流与副流平行剪切喷射,在它们之间形成超声速剪切流,并向下游发展。由于进口主流与副流之

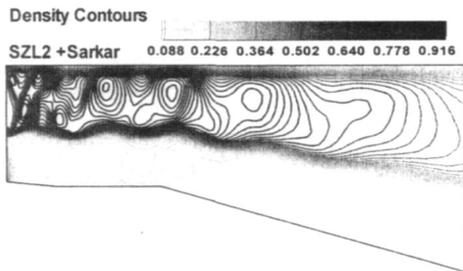


图6 燃烧室密度云图(SZL2 Model)

Fig. 6 Density contours(SZL2 Model)

间存在一定压差,以及受到主流与副流之间小台阶的影响,在超燃燃烧室进口即主流与副流交汇的地方,形成复杂的波系结构。波系在壁面、剪切流区发生反射和透射现象,造成了超燃室内流场参数分布的不均匀性。随着气流向下游的运动,特别是进入超燃室扩张段后,这些波系相互作用逐渐减弱,流场参数表现为膨胀段内的超声速加速特征。几种湍流模型得出的密度分布基本上是相同的,都可以较好地描述剪切

层的演化。

5.3 温度分布的计算结果

图7给出SZL2模型加上可压缩性修正以后温度分布的计算结果。和图6结合起来分析,揭示了剪切层的发展。下半部分燃气流温度高,上半部分空气流温度较低,化学反应主要集中在剪切层内,随着向下流发展,剪切层在扩展。几种湍流模型确定的温度分布也基本上相同。

5.4 燃烧室速度分布计算结果

由于没有燃烧室内速度分布的实验资料,我们也只能对计算结果进行定性的分析。沿x方向的速度分布见图8,由于燃烧室入口处小台阶的存在,紧靠台阶后存在一个小范围回流区,其内x方向的速度

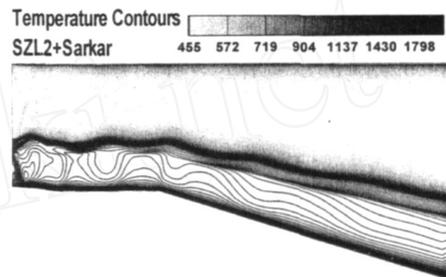


图7 燃烧室温度云图(SZL2 Model)

Fig. 7 Temperature contours(SZL2 Model)

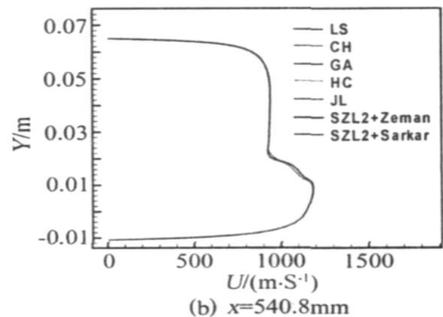
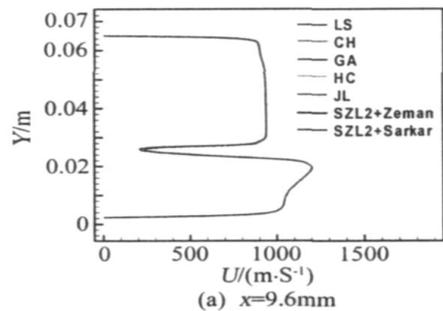


图8 x方向平均速度剖面

Fig. 8 Mean velocity profile of x component

较小,随着向下游发展, x 方向的速度逐渐增加。 y 方向的速度则在剪切层处最大。不同湍流模型计算的沿 x 方向的速度差别很小,而计算的沿 y 方向的速度会有一些区别。

5.5 壁面摩擦阻力系数计算结果

壁面摩擦阻力系数的计算结果见图 9。在燃烧室进口附近,流场速度变化大,导致壁面摩擦阻力系数较大。随着向下游发展,燃烧室内的流场参数逐渐均匀化,摩擦阻力系数逐渐减小。各种不同湍流模型计算的摩擦阻力系数区别很小,这是由于不同模型计算的速度分布差别很小,见上一节关于速度的计算结果的分析。

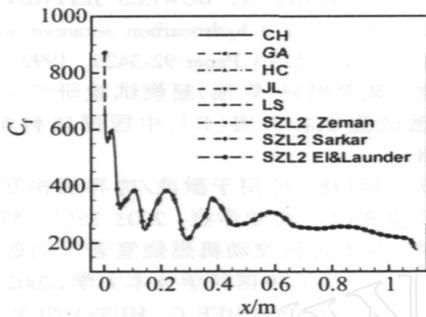


图 9 燃烧室下壁面摩擦阻力系数的计算结果
Fig. 9 C_f distribution on the lower wall

5.6 燃烧过程中各种组分的质量分数的变化

由于在燃烧过程中发生着复杂的化学反应,各种组分的质量发生相应的变化。数值计算可以反映它们的变化规律。

图 10 是氮气(N_2)质量分数的计算结果。由于入口条件中空气流的氮气含量要比燃气流高,因此在向下游发展中,主流中的氮气的质量分数要高。氮气不参加化学反应,流动在向下游发展的同时,高氮气的区域逐渐扩展。氮气质量分数的计算对湍流模型不敏感,几种模型给出的结果没有明显区别。

水蒸气其质量分数见图 11。燃烧室中的空气流是经过燃氢补氧以后进入燃烧室的,因此空气流中会含有少量的水蒸气。燃气流是经过预燃以后进入燃烧室的。预燃过程中的化学反应会生成一定量的水蒸气,使得燃气流中的水蒸气要高于空气流。

CO 是非完全燃烧的生成物,可以反映非完全燃烧的程度。参考图 12,超燃室中空气流与燃气流会合之后,经过一定距离,CO 在剪切层内开始生成,随

着气流的向下游流动,流场中 CO 质量分数逐渐增加,这表明在剪切层内,化学反应被诱导和触发。超燃室下壁面附近 CO 比较集中,这是因为下壁面附近温度较高而氧气浓度较低,燃烧主要为非完全燃烧。不同湍流模型确定的 CO 质量分数区别不大。

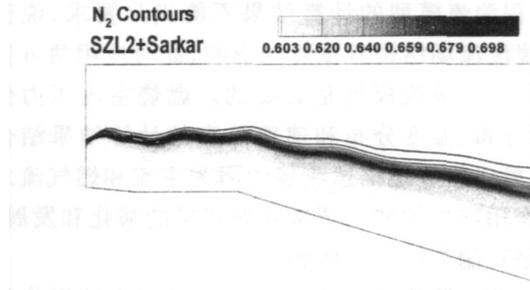


图 10 燃烧室内 N_2 云图
Fig. 10 N_2 contours

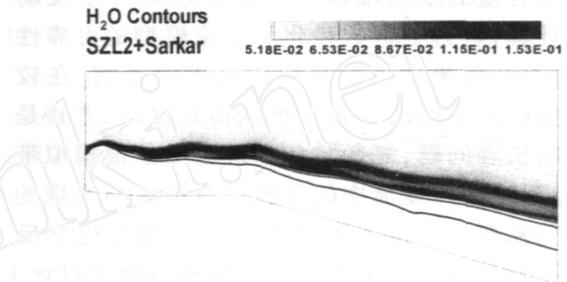


图 11 燃烧室内 H_2O 云图
Fig. 11 H_2O contours

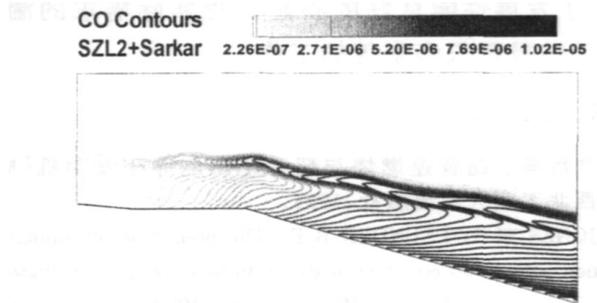


图 12 燃烧室内 CO 云图
Fig. 12 CO contours

6 结 论

本文以我国自行研制的双燃式冲压发动机超燃室的地面模拟实验为基础,开展了超声速燃烧湍流流场的数值模拟。数值结果表明,本文发展的数值方法可以成功地用于求解可压缩、含化学反应的多组分 N-S 方程。使用“点隐”方法处理 $k-\epsilon$ 两方程湍流模型输运方程中的源项是可行的。

数值模拟结果显示超燃室内进口空气流和燃气

流参数的差异以及它们之间小台阶存在是超燃室流场中波系形成的主要原因;化学反应的触发位于射流剪切层内气流交汇处一定距离后的下游位置,CO的聚集区位于射流剪切层和壁面附近处。

对有燃烧和化学反应存在的热态燃烧室流场计算,零方程湍流模型的计算结果不能满足要求,说明燃烧对湍流流场结构有重要的影响,此时应用两方程模型等高级的湍流模型是必要的。燃烧室内压力分布、密度分布、温度分布和速度分布的计算结果结合在一起,可以较好地描述流场中因为主流和燃气流之间相互作用产生的波系结构和剪切层的演化和发展。计算结果对湍流模型不敏感。

通过前一阶段工作我们体会到在超声速燃烧流场的数值计算中尚存在下列急待解决的问题:受计算机速度和容量的限制难以进行整体超燃冲压发动机全流场计算,热力学参数和化学反应模型的可靠性问题,受当前试验测试手段和认识水平的限制,在较宽的物理范围内数据的准确性难以得到保证,尤其是化学反应的机理问题,复杂的化学反应给数值模拟带来了困难,对于超声速流中的湍流以及湍流与燃烧的相互作用仍需要进行深入的研究。对湍流与化学反应的相互作用的认识还未能反映在湍流模型的设计上,即目前湍流模型的可压缩性修正考虑的是压力引起的密度变化,尚不能描述因化学反应引起的密度的变化。为了发展性能良好的满足工程实际需求的湍流模型,仍然需要很多艰苦的工作。

参 考 文 献:

- [1] 刘陵等. 超音速燃烧与超音速燃烧冲压发动机[M]. 西北工业大学出版社,1993.
- [2] JONES W P, LAUNDER B E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1972, 15:301-314.
- [3] CHIEN K Y. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model[J]. *AIAA J.* 1982, 20(1):33-38.
- [4] GOLDBERG U, APSLEY D. A wall-distance-free low Re k -turbulence model[J]. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 1997, 145:227-238.
- [5] HUANG P G, COAKLEY T J. An implicit Navier-Stokes code for turbulence flow modeling[R]. AIAA Paper 92-0547, 1992.
- [6] LAUNDER B E, SHARMA B I. Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc[J]. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1974, 1(2):131-138.
- [7] SHIH T H, ZHU J, LUMLEY J L. A new Reynolds stress algebraic equation model[J]. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 1995, 125:287-302.
- [8] MOVIK GREGORY A, BOWLES JEFFREY V, HUYNH LOC C. Analysis of a hydrocarbon scramjet with augmented preburning[R]. AIAA Paper 92-3425, 1992.
- [9] 司徒明. 碳氢燃料(煤油)超燃试验研究-高温富油燃气超燃试验DCR方案[R]. 中国国防科学技术报告, 1998, 8.
- [10] 杨晓东,马晖扬. 应用于激波/边界层相互作用的非线性湍流模式[J]. *力学学报*, 2003, 35(1):57-63.
- [11] 岳朋涛. 超燃冲压发动机燃烧室若干问题的研究[D]. [博士学位论文],中国科学技术大学,2002,05.
- [12] SARKAR S, ERLEBACHER G, HUSSAINI M Y. Compressible homogeneous shear:simulation and modeling[R]. NASA CR 189611, 1992.
- [13] ZEMAN O. Dilatation dissipation: The concept and application in modeling compressible mixing layers[J]. *Phys. Fluids*, 1990, A 2:178.
- [14] EI BAZ A M, LAUNDER B E. Second-moment modelling of compressible mixing layers[M], In: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*. 1993, 63-72. (eds W. Rodi and F. Martelli), Elsevier Science, New York.
- [15] KRISHNAMURTY V S, SHYY W. Study of compressibility modifications to the k -turbulence model[J]. *Phys. Fluids*, 1997, 9(9):2769.

Numerical simulation on the turbulent flowfield of supersonic combustion

XU Ding¹, WANG Chun², MA Hui-yang¹

(1. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: The turbulent flow field of supersonic combustion is numerically simulated with application of six typical turbulence models. They include five linear eddy-viscosity models and a nonlinear model, in which the compressibility modification is considered. The numerical results show that the present numerical approach can successfully solve Navier-Stokes equation for the compressible, multi-species fluid with chemical reactions. The performance of the nonlinear model with compressibility modification is better.

Key words: supersonic combustion; turbulence model; compressibility.