

非结构网格热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组求解技术研究



朱海涛,李岩,兰子奇

中国航空研究院 数字仿真中心, 北京 100012

摘 要:采用非结构混合网格数值求解三维热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组获得高超声速流场各组分气动热力学参数,并计算物面热流值。利用有限速率化学反应模型和二温度气体模型分别描述化学非平衡和热力学非平衡过程,通过 Park 振动——离解模型刻画化学非平衡和热力学非平衡耦合效应。无黏通量项采用 AUSM 格式离散;对无黏通量项和源项采用隐式时间推进格式,增强数值求解过程稳定性。数值算例表明,为得到正确的物面热流值,非结构混合网格边界层 y^+ 需减小至 0.5,且网格增长率不超过 1.4;采用元素摩尔数守恒关系式计算化学反应源项,可有效降低数值残差积累对计算小组分气体的不利影响,提高各气体组分计算准确度。

关键词:高超声速气动热;非结构混合网格;热化学非平衡;有限速率化学反应;二温度气体模型;小组分气体

中图分类号:V221.3

文献标识码:A

DOI: 10.19452/j.issn1007-5453.2022.11.004

准确预测高超声速飞行器周围的气动热力学环境是设计、发展和评估新型高超声速飞行器的关键^[1]。由于飞行速度很大,在黏性和强激波压缩作用下,气体巨大的动能转化为内能,致使高超声速飞行器所处的气动热力学环境异常苛刻。在地面复现这种高温高焓环境非常困难,进而很难通过风洞试验较为准确地预测高超声速飞行的气动热力学参数,而且成本高昂。高温气体物理化学特性的深入研究和高性能计算技术的快速发展使得先进的计算流体力学方法成为预测高超声速飞行器气动热力学特性不可或缺的重要手段^[2]。

数值模拟技术很早便被应用于高超声速流场气动热力学计算。早在 20 世纪 80 年代,C. Park 等^[3]对高温高焓空气的化学反应速率、热力学参数、输运性质等物理、化学特性进行了研究和总结,建立了考虑真实气体效应的三维热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组。此后,高超声速绕流场数值模拟技术得以快速发展;其中具有代表性的是:M. P. Netterfield 等^[4]通过求解二温度热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组获得了球模型的热化学非平衡数值流场,从中提取了激波位置、驻点温度和组分分布等信息,该算例成

为计算高超声速热化学非平衡数值流场的常用对比算例;J. Muylaert 等^[5]研究了完全催化边界条件和完全非催化边界条件对高超声速飞行器气动热计算结果的影响,并与风洞试验和飞行试验结果进行对比分析,该算例成为气动热计算的典型对比算例。除此之外,高超声速流动数值模拟的广度不断扩大,开始探索气动热力学环境多物理场耦合数值模拟。例如,B. Hassan 等^[6]在气/固界面处构造质量、能量平衡的耦合交互面,完成了 IRV-2 头部球锥段热化学非平衡流动、非定常材料热响应和烧蚀过程的耦合计算研究,给出了多个弹道点上的表面热流和温度分布。随着火星着陆器、星际探测器的兴起,飞行器的速度进一步提高,高温气体内各种非线性物理机制对高超声速飞行器气动热力学环境的影响已无法忽略。描述这些复杂物理机制的新的数学模型也不断被应用于高超声速流场数值计算。例如,Marschall 等^[7]总结了欧盟航空航天领域使用的多种有限速率催化和化学反应模型,并提出了有限速率表面化学反应的一般框架,用于描述气/固界面热量、能量输运过程。

热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组数值求解技术也是国内的研究热点。董维中等^[8]采用多个振动温度气体模

收稿日期: 2022-04-11; 退修日期: 2022-06-15; 录用日期: 2022-07-14

引用格式: Zhu Haitao, Li Yan, Lan Ziqi. Numerical simulation of nonequilibrium thermalchemical Navier-Stokes equations on unstructured mesh[J]. Aeronautical Science & Technology, 2022, 33(11): 27-33. 朱海涛, 李岩, 兰子奇. 非结构网格热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组求解技术研究[J]. 航空科学技术, 2022, 33(11): 27-33.

型完成了半球模型和球锥模型绕流的数值模拟,细致研究了气体模型对激波脱落距离、壁面热流、温度分布的影响;高铁锁等^[9]通过数值求解热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组获得高温空气组分和温度分布,然后基于辐射传输方程,利用高温气体组分的主要辐射机制,计算分析了辐射加热对返回舱热环境的影响;张子健等^[10]提出了一种理论分析和数值模拟相结合的两步渐进法,研究了振动激发过程对二维斜劈气动力/气动热特性的影响规律。董维中等^[11]开发了三维热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组求解软件 AEROPH Flow,可以考虑热力学非平衡效应、表面催化效应、烧蚀等因素的影响。邹学峰等^[12]对高超声速飞行器热/力/振动/噪声多学科耦合技术的研究进展进行了综述。

高超声速技术的蓬勃发展,促使新型热防护技术、主动流动控制技术以及新型控制舵面等新技术快速应用于工程实践。因此,高超声速飞行器的几何外形越来越复杂,结构形式越来越多样化,基于结构网格的数值模拟技术已不能很好地满足工程实际需求。为此,美国国家航空航天局(NASA)启动了 Fundamental Aeronautics Program 项目^[13],发展非结构网格计算技术和基于非结构网格的网格自适应技术即为其中的重要研究内容,并用于发展高可靠性、高效的高超声速热化学非平衡流动数值模拟工具。这个研究领域也引起国内研究者的重视。李鹏等^[14]在我国自主开源 CFD 软件“风雷”中也开发了非结构网格计算功能,但没有看到详细的计算结果。

本文采用非结构混合网格技术求解三维热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组,与结构网格计算结果进行对比分析,验证了数值求解工具的有效性;同时,针对边界层网格分布和小组分气体计算问题进行了计算研究,并给出了实施建议。

1 热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组

热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组由经典 Navier-Stokes 方程组和描述物理、化学非平衡效应及其耦合效应的模型方程组构成。本文数值计算程序可以计及振动能激发态和离解及置换化学反应,尚无法考虑电子能激发态、光辐射和电离反应。因此,热力学非平衡效应采用二温度模型;化学非平衡效应采用有限速度化学反应模型;二者的耦合效应仅考虑振动温度与离解化学反应之间的相互影响。本文数值求解的热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}^c(\mathbf{U}) = \nabla \cdot \mathbf{F}^v(\mathbf{U}) + \mathbf{Q}(\mathbf{U}) \quad (1)$$

式中

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_{n_s} \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho E \\ \rho e^v \end{Bmatrix}, \mathbf{F}^c = \begin{Bmatrix} \rho_1 \mathbf{u} \\ \vdots \\ \rho_{n_s} \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T + p \mathbf{I} \\ \rho (E + p) \mathbf{u} \\ \rho e^v \mathbf{u} \end{Bmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{F}^v = \begin{Bmatrix} \mathbf{J}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{J}_{n_s} \\ \boldsymbol{\tau} \\ \mathbf{u}^T \boldsymbol{\tau} + \mathbf{q} + \sum_{i=1}^{n_s} (h_i \mathbf{J}_i) \\ \mathbf{q}^v + \sum_{i=1}^{n_s} (e_i^v \mathbf{J}_i) \end{Bmatrix} \quad (3)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{Bmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_{n_s} \\ \mathbf{0} \\ 0 \\ \omega^v + \sum_{i=1}^{n_s} (\omega_i e_i^v) \end{Bmatrix} \quad (4)$$

其中,前 n_s 个方程为各个组分的质量守恒方程,其后为三个方向的动量守恒方程,然后是能量守恒方程,最后是振动能方程。 $\mathbf{U}$ 为包含 n_s 个组分的守恒变量; ρ_i 为组分 i 的密度, $\rho \mathbf{u}, \rho E, \rho e^v$ 分别为单位体积混合气体总动量矢量、总能量和总振动能, ρ 为混合气体总密度, $\mathbf{u}, E, e^v$ 分别为混合气体质量平均速度矢量和单位质量的总能量、振动能。 $\mathbf{F}^c$ 为对流通量项, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵, p 为混合气体压强。 $\mathbf{F}^v$ 为黏性通量项, $\mathbf{J}_i$ 是组分 i 的质量扩散通量,遵循 Fick 扩散定律; $\boldsymbol{\tau}$ 是黏性应力张量; $\mathbf{q}$ 是热传导通量,遵循 Fourier 热传导定律,由平动—转动温度和振动温度两部分构成; $\mathbf{q}^v$ 是仅由振动温度确定的热传导通量项。 $\mathbf{Q}$ 是源项; ω_i 是化学反应过程中组分 i 的生成速率, ω^v 是平动—转动态和振动态能量转换过程中振动能生成项,可由 Landau-Teller 理论建立不同能量态转换松弛方程; e_i^v 是单位质量组分 i 的振动能,由化学反应导致组分 i 质量变化,进而引起的振动能改变量。这些方程组是不封闭的,需补充以下数理方程。

1.1 热力学方程

热力学方程包括气体状态方程和各能量态内能计算公式。本文采用二温度模型,即平动—转动温度 T^v 和振动温度 T^v ,混合气体的总能量

$$E = \sum_{i=1}^{n_s} \left(e_i + e_i^v + \frac{1}{2} u^2 \right) \quad (5)$$

式中, e_i 是组分 i 平动和转动能的和。对分子组分

$$e_i = \frac{5}{2} \frac{RT^r}{M_i}, e_i^v = \frac{R\theta_i^v}{M_i(e^{\theta_i^v/T^v} - 1)} \quad (6)$$

原子组分没有转动和振动能, 因此

$$e_i = \frac{3}{2} \frac{RT^r}{M_i}, e_i^v = 0 \quad (7)$$

各组分的分压力仅与平动温度有关, 进而混合气体的状态方程为

$$p = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{\rho_i RT^r}{M_i} \quad (8)$$

式中, R 为普适气体常数; M_i 、 θ_i^v 分别为组分 i 的摩尔质量和振动特征温度。

平动—转动模式与振动模式之间存在能量交换。由 Landau-Teller 理论可知振动能的时间变化率为

$$\omega^v = \sum_{i=1}^{n_s} \rho_i \frac{e_i^v(T^r) - e_i^v(T^v)}{\tau_i} \quad (9)$$

式中, $e_i^v(T^r)$; $e_i^v(T^v)$ 分别为温度为平动—转动温度和振动温度时组分 i 的振动能; τ_i 为能量态转换松弛时间, 采用 Millikan-White 半经验公式^[1]和 Park 给出的高温修正公式^[1]计算。

1.2 化学反应模型

对于有 n_r 个化学反应的模型, 组分 i 的生成率为

$$\omega_i = M_i \sum_{r=1}^{n_r} (\beta_i^r - \alpha_i^r) (R^{r,f} - R^{r,b}) \quad (10)$$

式中, β_i^r, α_i^r 是第 r 个化学反应式中组分 i 右端和左端的当量系数; $R^{r,f}, R^{r,b}$ 为第 r 个化学反应正、逆反应速率, 由组分的摩尔浓度和化学反应速率系数决定。根据 Arrhenius 经验公式, 正反应速率系数依赖于化学反应控制温度 T

$$k^{r,f} = C_{r,0} T^{C_{r,2}} e^{(-C_{r,1}/T)} \quad (11)$$

Gupta 给出了高温空气化学反应平衡系数 $K^{r,eq}$ 的经验拟合公式, 进而可得逆反应的化学反应速率系数为

$$k^{r,b} = K^{r,eq} / k^{r,f} \quad (12)$$

本文采用 5 组分、17 个化学反应的空气化学模型, 式 (10)、式 (11) 中用到的常数和经验拟合公式可见参考文献[1]。

1.3 热力学—化学反应非平衡耦合模型

利用化学反应控制温度 T 建立化学反应非平衡与热力学非平衡之间的耦合关系。5 组分空气模型包含置换和离解两类化学反应。采用 Park 优先离解模型, 置换化学反应的控制温度与平动—转动温度一致, 即 $T = T^r$; 离解反应的

控制温度由平动—转动温度和振动温度确定, 计算公式为 $T = \sqrt{T^r T^v}$ 。

1.4 输运系数

方程组 (1) 中需要的输运系数有: 气体黏度 μ_i 、平动—转动导热系数 λ_i^r 、振动导热系数 λ_i^v 和质量扩散系数 D_i 。单个组分的黏度和导热系数用 Blotter 高温气体黏度拟合公式和 Eucken 经验关系式计算; 混合气体黏度和导热系数通过 Wilke 半经验公式, 根据各个组分进行加权平均。扩散系数采用双组元模型计算。具体计算公式可参见参考文献[1]。

式 (1)、式 (5)、式 (8)~式 (10) 和输运系数计算公式构成封闭的热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组。引入适当边界条件后构成适定的偏微分方程组初边值问题, 即可进行数值求解。本文采用的边界条件包括超声速入口和出口边界条件、对称边界条件、等温壁面边界条件、完全非催化和完全催化边界条件。

2 数值求解方法

对方程组 (1) 进行空间积分, 并采用格点有限元方法离散, 在单元控制体上可得如下半离散方程组

$$\Omega_i \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \sum_{j \in N(i)} (\hat{F}_{ij}^c - \hat{F}_{ij}^v) \Delta S_{ij} - \Omega_i \mathcal{Q} = 0 \quad (13)$$

式中, Ω_i 为网格点 i 对应的控制体积; $N(i)$ 是与点 i 相邻的网格点集; j 是与点 i 相邻的点, ΔS_{ij} 是网格边 ij 对应的对偶网格面积。对流通量项 $\hat{F}_{ij}^c$ 采用 AUSM 格式计算; 黏性通量项首先在各个控制体内采用最小二乘法计算每个网格点上的空间导数值, 然后对相邻两点进行平均获得对偶网格面上流动变量、输运系数和相关空间导数值, 再计算黏性通量项; 源项采用分片常数近似直接在控制内积分。

非平衡效应和各个源项使得离散后线性方程组矩阵条件数很大, 数值刚性问题严重。因此在时间离散时, 对流通量项和源项进行隐式处理

$$\begin{aligned} \bar{U}^{n+1} + \Delta t \left(\sum_{j \in N(i)} (\hat{F}_{ij}^c \Delta S_{ij}) \right)^{n+1} - \Delta t (\Omega_i \mathcal{Q})^{n+1} = \\ \bar{U}^n + \Delta t \left(\sum_{j \in N(i)} (\hat{F}_{ij}^v \Delta S_{ij}) \right)^n \end{aligned} \quad (14)$$

完成空间、时间离散后, 采用 GMRES 算法求解所得线性方程组以更新下一时间步流场信息。

2.1 非结构网格布置

相对于传统亚、跨、超声速流场, 高超声速流场具有多组分、高热焓、强激波、强热化学非平衡的特征。基于前者

流场特征的非结构混合网格布置规则,能否适用于后者,需进行专门研究。本文以公认结构网格计算结果为基准,对非结构混合网格 y^+ 、边界层网格规模、增长率等因素进行细致研究,为高超声速非结构混合网格技术的工程应用奠定基础。

2.2 小组分气体计算

由于高超声速流场热化学非平衡效应,式(13)、式(14)具有很强的数值刚性。不断积累的数值残差对小组分气体计算产生严重不利影响。本文在计算化学反应生成项时,引入元素摩尔数守恒关系式,对一部分组分气体采用式(10)直接计算,其余组分气体由元素摩尔数守恒关系式计算。对5组分空气模型而言,根据元素摩尔数守恒,有

$$\frac{\rho_N}{M_N} + 2\frac{\rho_{N_2}}{M_{N_2}} + \frac{\rho_{NO}}{M_{NO}} = \text{const} \quad (15)$$

$$\frac{\rho_O}{M_O} + 2\frac{\rho_{O_2}}{M_{O_2}} + \frac{\rho_{NO}}{M_{NO}} = \text{const}$$

微分式(15)可得

$$\frac{d}{dt}\rho_N + \frac{d}{dt}\rho_{N_2} + \frac{M_N}{M_{NO}}\frac{d}{dt}\rho_{NO} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_O + \frac{d}{dt}\rho_{O_2} + \frac{M_O}{M_{NO}}\frac{d}{dt}\rho_{NO} = 0$$

计算过程中,对分子组分 N_2 、 O_2 、 NO 采用式(10)直接计算,而原子组分采用式(16)计算,保证各元素摩尔数守恒。与公认的结构网格计算结果对比表明,这种计算方法显著改善了小组分气体的计算准确度。

3 数值结果与分析

本文采用基于非结构混合网格的三维热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组求解程序计算了半球模型、RAMC II 模型高超声速绕流场,并与公认的、采用结构网格的计算结果进行对比分析,还讨论了非结构混合网格边界层网格点布置和小组分气体准确计算问题。

3.1 半球模型

半球模型的半径 $r = 6.35\text{mm}$; 自由来流速度 $V_\infty = 5280\text{m/s}$, 静温 $T_\infty = 293\text{K}$, 静压 $p_\infty = 664\text{Pa}$; 基于球半径的雷诺数 $Re = 14600$ 。壁面采用完全非催化等温边界条件, 壁温 $T_w = 2000\text{K}$ 。实际计算中仅取 1/4 球面, 并采用对称边界条件。

采用4套非结构混合网格,着重考察边界层网格 y^+ 、网格增长率 γ 对数值结果的影响。边界层内棱柱层数目 L 、边网层网格点数 n_b 和整体计算域网格点数 n_g 等网格参数见表1;其中 y^+ 值是驻点附近区域的数值。

表1 4套非结构混合网格参数

Table 1 Main parameters of four unstructured mesh used in present computation

	y^+	r	L	n_b	n_g	n_b/n_g
Mesh a	2.0	1.6	21	112371	211251	0.532
Mesh b	1.0	1.4	32	171232	288931	0.593
Mesh c	0.5	1.2	57	305007	493980	0.617
Mesh d	0.5	1.1	64	342464	549831	0.623

图1给出了物面热流计算结果与公认结构网格计算数据^[8]的对比图。由于本文采用全三维计算,图中热流值是每隔 15° 抽取一条经线,共计13条经线上热流的平均值。横坐标是经线弧长与球半径的比值。可以看出,第四套网格所得物面热流与公认解基本吻合。由于公认解采用二维轴对称热化学非平衡 Navier-Stokes 方程组,无法计及绕纬线方向的流动的影响,因此二者在驻点下游区域存在相对较大的差异。

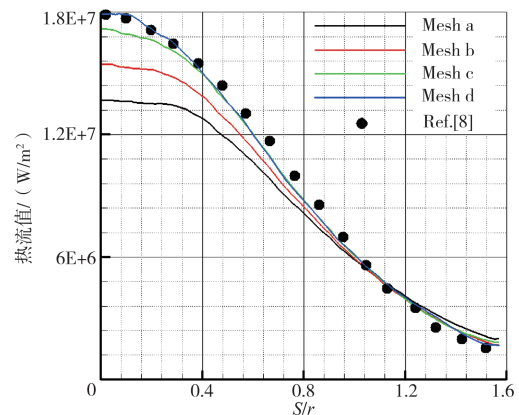


图1 物面热流(W/m^2)曲线与公认解^[8]对比图

Fig.1 Sphere model heat flux(W/m^2) of present comparison with reference^[8]

图2给出了驻点线上平动—转动温度和振动温度分布与公认结构网格计算数据的对比图。在图2(a)中,第三、第四套网格计算结果与公认结果吻合较好,激波位置也吻合良好。在图2(b)中,非结构网格计算结果与结构网格有较明显的差异:本文最高振动温度出现在激波位置稍下游,与激波比较接近,而结构网格所得最高振动温度与激波有较远的距离。造成差异的原因可能有:(1)振动能控制方程与化学反应、内能模式转化紧密相关,本文采用5组分空气模型,而参考文献[8]采用了7组分或11组分化学模型;(2)本文是全三维计算,而参考文献[8]采用二维轴对称计算,造成流场分布存在差异。

以参考文献[8]为参考解,可以看出热流对网格分布的

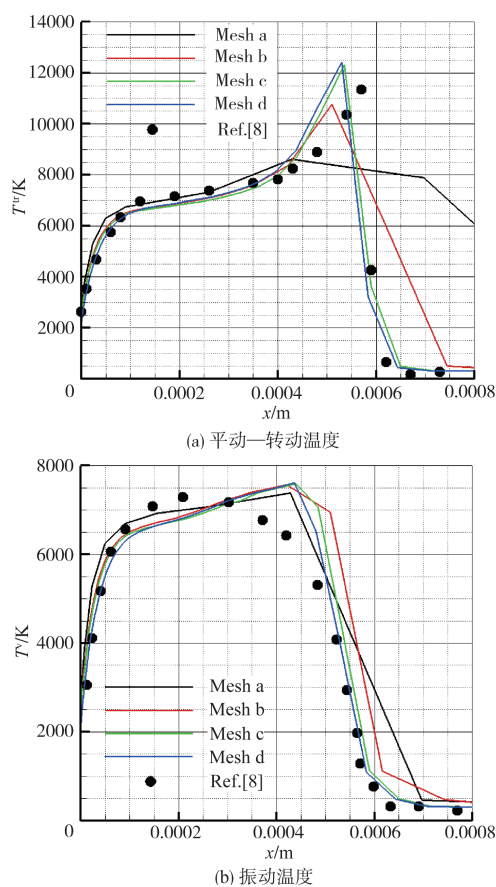


图2 驻点线上平动—转动温度和振动温度分布曲线与公认解^[8]对比图

Fig.2 Translational-rotational temperature and vibrational temperature in stagnation line of present computation comparison with reference^[8]

要求比流场变量更为苛刻;为了获得准确的热流分布结果,边界层网格 y^+ 值应不超过1,边界层增长率应介于1.1~1.2,尽可能使边界层网格点数不低于总网格点数的60%。

3.2 RAMC II模型

RAMC II是一个球锥模型,头部球半径为0.1524m,球锥半顶角为 9° ,轴向长度为1.295m。计算工况为:飞行高度61km;自由来流静压19.2Pa,静温244.3K;飞行马赫数23.9,基于球半径雷诺数19866。物面采用完全非催化等温边界条件,壁温 $T_w = 1500K$ 。参考文献[15]给出了采用结构网格的详细计算结果。通过与该公认解的对比分析,讨论采用非结构混合网格计算时,两种化学反应源项计算方法对小组分气体数值结果的影响:第一种方法是直接采用式(10)计算各个组分的化学反应生成项;第二种方法是由式(10)和元素摩尔守恒关系式(16)计算各个组分化学反应生成项。

图3给出了驻点线上各组分质量分数分布曲线与公认解的对比结果。其中图3(a)、图3(b)分别给出了直接计算方法(方法一)和采用组分摩尔数守恒关系算法(方法二)所

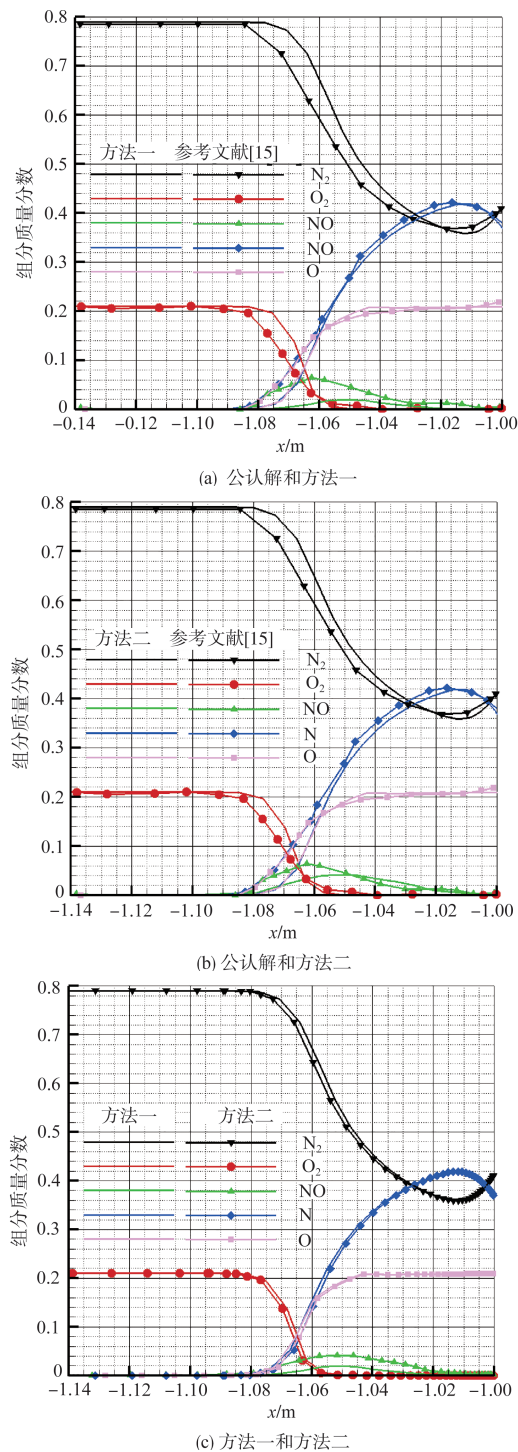


图3 驻点线上各组分质量分数分布曲线与公认解^[15]对比图

Fig.3 Mass fraction in stagnation line of present computation comparison with reference^[15]

得结果与公认解的对比结果;图3(c)是两种计算方法结果的对比图。可以看出,两种计算方法所得组分质量分数结果与公认解均有一定差异。参考文献[15]采用7组分空气模型进行二维轴对称计算,因此与本文结果有较明显差异。相对于公认解,采用第二种方法差异更小。由图3(c)可见,两种计算方法对NO组分的影响最为显著。原因是在边界层内混合气体的温度已超过8000K,氧分子已完全离解为氧原子;此时,相对于氮气、氮原子和氧原子,NO组分为小组分气体,对积累的数值误差最为敏感。因此,为保证对小组分气体的准确计算,应采用元素摩尔数守恒关系式计算方法。

4 结论

采用非结构混合网格技术求解三维热化学非平衡Navier-Stokes方程组,通过与典型算例公认结构网格数值结果进行对比验证,检验了本文数值方法的正确性和有效性。应用本文计算程序,讨论了在采用非结构混合网格进行高超声速流场数值模拟时,边界层网格布置和小组分气体准确计算问题,得到如下结论:

(1)尽管非结构混合网格具有显著的不规则性,且控制方程组离散后系统数值刚性很大,但采用该技术也可以获得与结构网格较一致的流场和热流计算结果。

(2)边界层网格布置对物面热流计算结果影响显著;对二阶格式而言,为保证对物面热流的正确计算,边界层网格 y^+ 应小于1(0.5左右),网格增长率应不超过1.4(1.1~1.2)。

(3)小组分气体对数值误差积累较为敏感,为准确计算小组分气体,在化学反应源项计算过程中,应采用元素摩尔数守恒关系式。

AST

参考文献

- [1] Anderson J. Hypersonic and high-temperature gas dynamics [M]. New York: AIAA Inc, 2006.
- [2] 喻成章,刘卫华.高超声速飞行器气动热预测技术研究进展[J].航空科学技术,2021,32(2):14-21.
Yu Chengzhang, Liu Weihua. Research status of aeroheating prediction technology for hypersonic aircraft[J]. Aeronautical Science & Technology, 2021, 32(2): 14-21. (in Chinese)
- [3] Park C. Nonequilibrium hyperbolic aerothermo- dynamics[M]. New York: John Wiley & Sons, 1990.
- [4] Netterfield M P. Validation of Navier-Stokes code for thermo-chemical nonequilibrium flows[R]. AIAA-92-2878, 1992.
- [5] Muylaert J, Walpot L, Haeuser J, et al. Standard model testing in the European high facility F4 and extrapolation to flight[R]. AIAA-92-2789, 1992.
- [6] Hassan B, Kuntz D, Potter D. Coupled fluid/thermal prediction of ablating hypersonic vehicles[R]. AIAA-98-0168, 1998.
- [7] Josyula E. Hypersonic nonequilibrium flows: Fundamentals and recent advances[M]. New York: AIAA Inc, 2015.
- [8] 董维中, 高铁锁, 丁明松. 高超声速非平衡流场多个振动温度模型的数值研究[J]. 空气动力学学报, 2007, 25(1): 1-6.
Dong Weizhong, Gao Tiesuo, Ding Mingsong. Numerical studies of the multiple vibrational temperature model in hypersonic non-equilibrium flows[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2007, 25(1): 1-6. (in Chinese)
- [9] 高铁锁, 江涛, 丁明松, 等. 辐射加热对返回舱气动热环境影响的数值研究[J]. 空气动力学学报, 2015, 33(1): 36-41.
Gao Tiesuo, Jiang Tao, Ding Mingsong, et al. Numerical study of radiative heating influence on aerothermal environment over reentry capsule[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2015, 33(1): 36-41. (in Chinese)
- [10] 张子健, 刘云峰, 姜宗林. 振动激发对高超声速气动力/热影响[J]. 力学学报, 2017, 49(3): 616-626.
Zhang Zijian, Liu Yunfeng, Jiang Zonglin. Effect of vibration excitation on hypersonic aerodynamic and aerothermodynamic [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2017, 49(3): 616-626. (in Chinese)
- [11] 董维中, 高铁锁, 丁明松, 等. 高超声速飞行器表面温度分布与气动热耦合数值研究[J]. 航空学报, 2015, 36(1): 311-324.
Dong Weizhong, Gao Tiesuo, Ding Mingsong, et al. Numerical simulation of coupled surface temperature and heat transfer rate for hypersonic vehicle[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 311-324. (in Chinese)
- [12] 邹学锋, 潘凯, 燕群, 等. 多场耦合环境下高超声速飞行器结构强度问题综述[J]. 航空科学技术, 2020, 31(12): 3-15.
Zou Xuefeng, Pan Kai, Yan Qun, et al. Overview of dynamic strength of hypersonic vehicle structure in multi-field coupling environment[J]. Aeronautical Science & Technology, 2020, 31(12): 3-15. (in Chinese)
- [13] Mansour N N, Pittman J L, Olson L E. Fundamental aeronautics hypersonics project: Overview[R]. AIAA - 2007-4263, 2007.
- [14] 李鹏, 陈坚强, 丁明松, 等. NNW-HyFlow 高超声速流动模拟软

件框架设计[J]. 航空学报, 2021, 42(9): 625718.

Li Peng, Chen Jianqiang, Ding Mingsong, et al. Framework design of NNW-HyFlow hypersonic flow simulation software [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(9):

625718. (in Chinese)

[15] Candler G V, MacCormack R W. The computation of hypersonic ionized flows in chemical and thermal nonequilibrium[R]. AIAA-88-0511, 1988.

Numerical Simulation of Nonequilibrium Thermalchemical Navier-Stokes Equations on Unstructured Mesh

Zhu Haitao, Li Yan, Lan Ziqi

Chinese Aeronautical Establishment, Beijing 100012, China

Abstract: Three-dimensional non-equilibrium thermal and chemical Navier-Stokes equations are numerically solved on hybrid unstructured mesh as well as aero-thermal dynamic parameters and heat transfer rate in the hypersonic flow. Finite rate chemistry model and two temperature gas model adopted to simulate chemical non-equilibrium and thermal non-equilibrium, while Park's vibration-dissociation model to simulate couple of both non-equilibrium. AUSM scheme is used for inviscid flux, and source term and inviscid flux are implicit with Euler backward time scheme to overcome the numerical stiffness. Numerical results show that in order to predict wall heat flux, y^+ should be decreased to 0.5, and grid increasing ratio of boundary layer should be no more than 1.4. Besides, mole number conservation is critical to little mass fraction components as to the accumulation of numerical residual errors. With conservation of mole number in finite rate chemistry calculation, numerical result of little gas components has been improved dramatically.

Key Words: hypersonic aerodynamic heat; unstructured hybrid mesh; thermalchemical nonequilibrium; finite rate chemistry; two-temperature gas model; little mass fraction gas