

非平衡流模拟参数 $\rho_\infty L$ 有效性的数值分析¹⁾

曾 明^{*,2)} 林贞彬[†] 柳 军^{*} 瞿章华^{*}

^{*}(国防科学技术大学航天与材料工程学院, 长沙 410073)

[†](中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190)

摘要 在非平衡流相似律现有研究成果的基础上, 通过对化学反应特征时间、具体流场区域热化学状态、辐射输运方程的分析, 并结合若干典型算例, 讨论双体碰撞反应的非平衡尺度效应模拟参数 $\rho_\infty L$ 对高空高超声速飞行器全流场适用的条件. 结果表明, 当模拟参数 $\rho_\infty L$ 值低于一定范围时, 在高超声速流场非平衡区中离解非平衡起主导作用, 此时模拟参数 $\rho_\infty L$ 不仅对全流场的无量纲参数分布有效, 而且对流场电离特性、模型气动热特性、分子光谱范围的驻点辐射谱强度都是有效的. 模拟参数 $\rho_\infty L$ 的有效性与自由流速度、不同类物理量和流场不同区域均相关: 当自由流速度增加时, 对全场有效的 $\rho_\infty L$ 要求 $\rho_\infty L$ 值减小; 与无量纲压力、密度和温度相比, 对化学组元特别是离子组元分布有效的 $\rho_\infty L$ 所要求的 $\rho_\infty L$ 值更小; 与模型头部区相比, 在肩部区有效的 $\rho_\infty L$ 所要求的 $\rho_\infty L$ 值更小.

关键词 高超声速, 非平衡流, 非平衡尺度效应, 双尺度参数, 高温空气辐射

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2009)02-0177-08

引 言

在高超声速飞行器的研制过程中, 通常需要采用缩比模型开展试验. 而对于高超声速非平衡流, 除了黏性尺度效应外, 还存在非平衡流特有的尺度效应, 它起因于化学反应速率为有限大值这一事实. 非平衡尺度效应影响到全流场, 包括边界层外的核心区.

文献 [1] 建立了双尺度律, 指出无黏的离解非平衡流中反映尺度效应的参数为特征密度 ρ_∞ 和特征长度 L 的乘积 $\rho_\infty L$, 称为双尺度参数. 张涵信 [2] 通过分析高温空气非平衡流 NS 方程组及边界条件导出了流动相似的条件, 指出在三体反应可以忽略的情况下, 非平衡尺度效应的模拟参数是 $\rho_\infty L$, 此时相似参数雷诺数 Re_∞ 也自然满足; 但对于正、逆反应均重要的非平衡流动, 需同时模拟 $\rho_\infty L$ 和 $\rho_\infty^2 L$. Hornung [3] 在分析高温真实气体效应的实验模拟参数时指出, 高空密度较低条件下, 离解反应的特征尺度 l_D 与飞行器特征长度 L 可以比拟, 而三体碰撞的复合反应的特征尺度 l_R 比 L 大得多, 复合反应趋于冻结, 此时 l_R 不再重要. 俞鸿儒在文献 [3] 的基础上进一步指出, 存在一大类重要的高超声速非

平衡流动, 实验中模拟参数 $\rho_\infty L$ 能反映流场基本特征. Muylaert [4] 和董维中 [5] 对风洞热流数据外推到高空飞行条件问题的研究结果指出, 在模型头部区, 在保持总焓和 $\rho_\infty L$ 不变的情况下热流数据可外推至飞行条件, 但在尾部区有较大误差. 另外, 董维中等通过对半球模型 (速度 5 280 m/s) 流场的数值研究指出: 应用总焓和参数 $\rho_\infty R_n$ (特征长度 L 取为模型头部半径 R_n) 值相等的条件, 可以将风洞试验数据外推至飞行条件, 但要求 $\rho_\infty R_n$ 值和模型尺寸缩比不能同时太大.

上述关于非平衡流相似律的研究结果为有效开展实验模拟提供了基本的指导原则. 在此基础上, 本文就以下方面做具体分析:

(1) 离解非平衡流与复合非平衡流的尺度效应模拟参数不同, 分别为 $\rho_\infty L$ 与 $\rho_\infty^2 L$, 而无黏的平衡流和冻结流不存在尺度效应. 由于不同温度范围起支配作用的化学反应机制不同, 流场不同区域又有可能处于不同的热化学状态 (非平衡、平衡或冻结), 所以某一非平衡尺度效应参数是否起决定作用还与流场当地温度和热化学状态有关.

(2) 在高超声速非平衡流中, 各类物理量受非平衡的影响程度不同. 因此, 对于压力、温度、各组元

2007-12-19 收到第 1 稿, 2008-07-22 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10672170, 10502056).

2) E-mail: zengming@nudt.edu.cn

的质量分数等这些不同的物理量, 尺度效应参数的有效性也会存在差异, 需分别考查.

(3) 现有的非平衡流相似律研究结果主要是通过综合分析流动控制方程和化学反应动力学方程导出的, 当非平衡流研究进一步扩展到流场辐射特性时^[6], 尺度效应参数的有效性如何, 值得进一步研究.

本文通过上述分析, 并结合若干典型数值算例, 讨论模拟参数 $\rho_\infty L$ 对高超声速飞行器全流场适用所要求的具体条件; 考查其有效性与自由流速度、不同类型的流场物理量及不同区域的流场关系; 当 $\rho_\infty L$ 对流场无量纲变量分布有效时, 进一步考查其在壁面传热系数和非平衡流场辐射特性上的适用性.

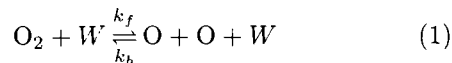
1 $\rho_\infty L$ 起决定作用的情况分析

这里从具体化学反应机制的特征时间、流场具体区域的热化学状态以及决定辐射特性的流场参数 3 个角度, 分析模拟参数 $\rho_\infty L$ 可能起决定作用的情况.

1.1 化学反应特征时间分析

高超声速非平衡流是指在高空密度较低因而分子碰撞频率低, 化学反应特征时间可以与流动特征时间相比拟时的流动.

分别考虑化学反应中二体碰撞的离解反应和三体碰撞的复合反应, 记 τ_D 为离解反应的特征时间, τ_R 为三体碰撞的复合反应的特征时间. 以 O_2 离解反应为代表



式中 W 为参与碰撞的第 3 体, k_f, k_b 分别为正向和逆向反应速率系数. 则离解和复合反应的特征时间

$$\tau_D \propto \frac{1}{k_f \rho_\infty}, \quad \tau_R \propto \frac{1}{k_b \rho_\infty^2} \quad (2)$$

所以当

$$\rho_\infty \ll \frac{k_f}{k_b} \quad (3)$$

即密度低到一定程度时, $\tau_R \gg \tau_D$.

那么, 如果化学反应流是因为离解反应特征时间 τ_D 可与流动特征时间 τ_f 相比拟而使流动为非平衡流时, 在一定低的密度条件下, 三体复合反应的特征时间 τ_R 则远大于 τ_f , 即

$$\tau_D \sim \tau_f, \quad \tau_R \gg \tau_f \quad (4)$$

流动特征时间 $\tau_f = \frac{L}{V_\infty}$, 所以 $\tau_D \sim \tau_f$ 意味着

$$\rho_\infty L \sim C \frac{V_\infty}{k_f} \quad (5)$$

其中 C 是与参与化学反应的组元的分子量和质量分数有关的参数.

可见, 对于高超声速流动来说, 在满足式 (3) 和式 (5), 即密度 ρ_∞ 和参数 $\rho_\infty L$ 值均低于一定范围的条件下, 离解反应相对于流动处于非平衡状态, 而三体碰撞的复合反应则处于冻结状态. 由于冻结流不存在非平衡尺度效应, 所以这种情况下, 起决定作用的就是双体碰撞反应的非平衡尺度效应参数 $\rho_\infty L$.

在式 (3) 和式 (5) 中的化学反应速率系数取决于当地温度, 又取决于自由流速度和所处的流场具体区域; 针对不同反应的 k_f 和 k_f/k_b , 其数值的量级各不相同; 另外, 还需考虑某些区域的当地密度可能远高于自由流密度的情况 (例如低温壁附近). 所以说, $\rho_\infty L$ 起决定作用所要求的 ρ_∞ 和 $\rho_\infty L$ 值范围是与自由流速度、流场不同区域密切相关的, 对不同物理量 (例如来源于不同化学反应的不同组元) 的要求也不同.

1.2 流场具体区域的热化学状态分析

对钝体高超声速绕流, 可将流场分为 3 类区域来分析热化学状态. (1) 头部激波层区: 在强激波后, 空气发生离解和电离, 壁面附近的低温区内原子和离子复合. 当高空密度较低时, 激波后流动通常为非平衡流, 壁面附近的区域流速降低, 流动趋于平衡. (2) 膨胀区: 驻点区下游气体加速膨胀, 原子、离子复合. 但由于密度迅速降低, 在声速线下游不远处流动就趋于化学冻结状态. (3) 身部激波后区域: 在较弱的、更为倾斜的激波后, 离解和电离要小得多, 但非平衡范围则向后伸展得更广.

所以对高空高超声速钝体绕流来说, 关键的非平衡尺度效应模拟参数是由头部和身部激波后的两块非平衡区决定的. 激波后的高温区, 一般满足式 (3) 和式 (5) 要求条件, 离解非平衡占据主要地位, 关键的非平衡尺度效应参数是 $\rho_\infty L$; 膨胀区化学反应冻结, 其化学组成由此前的离解非平衡区决定, 所以参数 $\rho_\infty L$ 继续有效; 在向壁面附近低温区的流动过程中, 复合反应变得重要, 但如果低温区很接近壁面, 流动已趋于平衡, 也不引入新的尺度效应参数. 在这样的流动情况下, $\rho_\infty L$ 对全流场有效.

对不同反应而言的“高温”区和“低温”区相应的温度范围是不同的, 例如对 O_2 离解反应为“高温”, 而对 N_2 离解或 O 电离反应来说就可能是“低温”. 所以 $\rho_\infty L$ 在全流场的有效性对不同组元也是不一样的.

1.3 模拟参数 $\rho_\infty L$ 对流场辐射特性的有效性

考虑流场辐射时, 需要结合辐射气体动力学知

识、流动控制方程和化学反应动力学方程进行深入分析, 以确定关键的非平衡尺度效应模拟参数. 本文仅从定性的角度, 初步分析模拟参数 $\rho_\infty L$ 对流场辐射特性有效的情况.

辐射输运方程的形式解为

$$I_\nu(s) = \int_{s_0}^s \varepsilon_\nu \exp\left(-\int_{s'}^s \alpha_\nu ds''\right) ds' + I_{\nu 0} \exp\left(-\int_{s_0}^s \alpha_\nu ds''\right) \quad (6)$$

其中 $I_{\nu 0}$ 为边界 s_0 处外来辐射强度. 从式 (6) 可见决定辐射谱强度 I_ν 的是发射系数 ε_ν 与微元距离 ds' 的乘积 $\varepsilon_\nu ds'$ 和吸收系数 α_ν 与微元距离 ds'' 的乘积 $\alpha_\nu ds''$. 气体粒子的辐射系数取决于温度和粒子数密度. 在一定的温度和一定的粒子数密度范围内, 主要的辐射跃迁机制的辐射系数会近似与粒子数密度成正比.

在这类特殊情况下, 如果模拟 $\rho_\infty L$ 能反映温度、组元质量分数等流场参数分布, 那么与粒子数密度成正比的气体辐射系数也就与 ρ_∞ 成正比, 从而模拟 $\rho_\infty L$ 可进一步反映取决于辐射系数与距离乘积的辐射强度 I_ν .

2 流场与辐射特性计算方法

采用 11 组元 (N_2 , O_2 , N , O , NO , NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ , e^-) 双温度的热化学非平衡模型, 控制方程为轴对称的非平衡流 NS 方程, 方程及求解的详细内容见文献 [7]. 在求得流场定常解的基础上, 进行

辐射特性计算. 计算辐射系数时, 采用“线-线”精细辐射模型, 应用改进的 NEQAIR 程序 [8,9] 逐条计算分子、原子组元的辐射跃迁; 计算辐射谱强度时, 引入“切平板”假设 [10] 求解辐射输运方程, 忽略激波前方空气引起的先驱辐射, 并设定壁面为完全吸收壁.

作为程序校验, 我们首先计算了无线电衰减电子密度测量实验飞行器 [11](RAM-C) 模型流场的电子密度, 计算结果与实测值非常接近; 之后又计算了 Avco Everett 实验室的激波管实验 [12] 条件下的气体辐射系数, 计算结果与实验结果在量级、趋势和峰值点均接近. 在上述程序校验的基础上, 再开展本文的非平衡流场计算和辐射计算.

3 算例与结果分析

采用模型头部半径 R_n 作为其特征长度 L . 对若干典型算例, 通过分别比较不同 ρ_∞ 和 R_n , 但 $\rho_\infty R_n$ 值、自由流速度和温度均相同的情况下两外形相似模型的流场特性, 考查非平衡尺度效应参数 $\rho_\infty R_n$ 的有效性.

3.1 算例条件

算例 选取钝锥标模 ELECTRE、电子密度测量试验飞行器 RAM-C 和 FIREII/Apollo 返回舱 3 个外形. 算例条件范围为: 自由流速度 $V_\infty = 4 \sim 11$ km/s, 飞行高度 $H = 40 \sim 80$ km, $\rho_\infty R_n = 2 \times 10^{-5} \sim 6 \times 10^{-4}$ kg/m², 详见表 1. 模型流场计算中均采用等壁温、全催化壁条件.

表 1 算例条件

Table 1 Conditions of the calculation cases

Model configuration	Free stream velocity/(m · s ⁻¹)	$\rho_\infty R_n /$ (kg · m ⁻²)	Model scale	Altitude/ km
sphere-cone ELECTRE ($R_n = 0.035$ m, length : $12R_n$) $T_w = 300$ K	4 230, 5 530	2.43×10^{-5} 1.22×10^{-4} 6.08×10^{-4}	1	53
			5	66
			1	41
			5	53
			5	41
sphere-cone RAM-C ($R_n = 0.152$ m, length : $8R_n$) $T_w = 300$ K	7 650	7.76×10^{-5} 4.78×10^{-4}	1	56
			6	70
			1	42
			6	56
capsule FIREII/Apollo ($R_n = 0.747$ m, length : $0.77R_n$) $T_w = 1 500$ K or 615 K	8 080, 11 360	2.78×10^{-5} 1.71×10^{-4} 3.81×10^{-4}	1	77
			6	87
			1	62
			6	77
			1	56
			6	70

3.2 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对全流场有效的情况

诸算例结果表明, 当 $\rho_\infty R_n$ 值在 $3 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 以下时, 在各种自由流速度情况下, 流场均符合第 1.2 节中分析的“模拟参数 $\rho_\infty L$ 对全流场有效”的情况. 当 $\rho_\infty R_n$ 值相等时, 不同尺寸模型全流场的无量纲变量分布相同.

例如图 1 给出了 $\rho_\infty R_n$ 值相等时两不同尺寸 ELECTRE 模型流场的 NO 质量分数等值线, 图 2 为 ELECTRE 电子数密度峰值与自由流粒子数密度比值沿流向的分布, 图 3 为 FIREII 的主要离子组元 N^+ 质量分数驻点线分布. 可见 $\rho_\infty R_n$ 值相等时, 不同尺寸模型的流场表现出很好的一致性. 作为对比, 图 2, 图 3 中用虚线给出了 $\rho_\infty R_n$ 值不同时的模型流场特性, 其明显差异反映出非平衡的尺度效应.

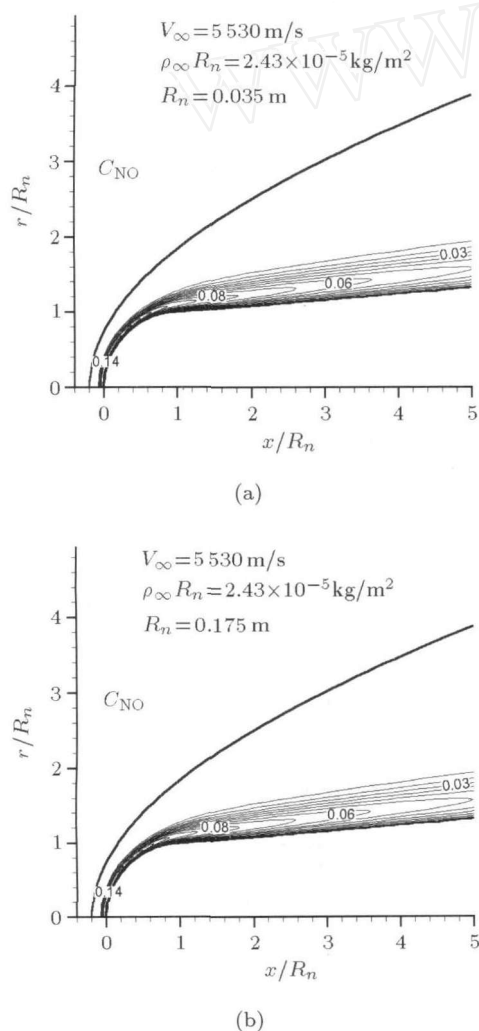


图 1 ELECTRE 流场 NO 组元质量分数等值线
Fig.1 NO mass fraction contour of the flow field around ELECTRE

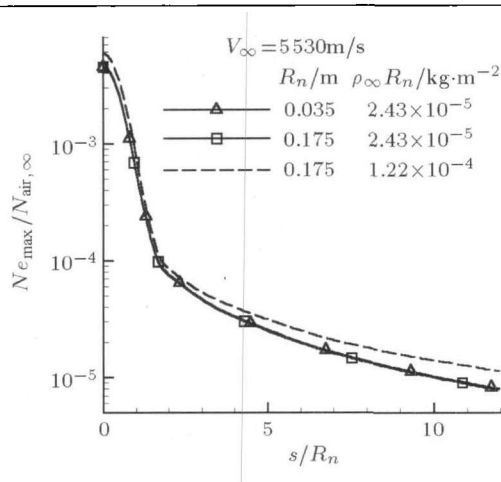


图 2 ELECTRE 电子数密度峰值沿流向分布
Fig.2 Peak electron number density distribution of ELECTRE

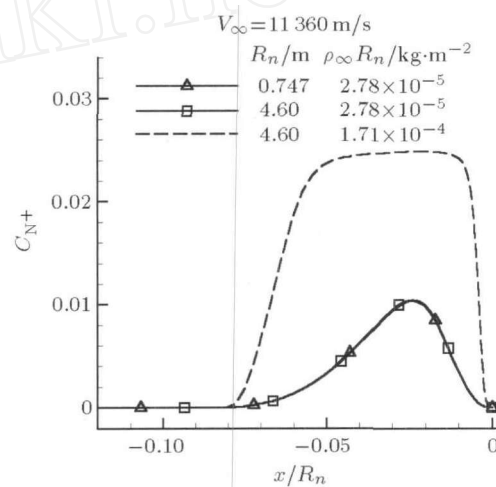


图 3 FIREII/Apollo 驻点线 N^+ 质量分数分布

Fig.3 N^+ mass fraction distribution along stagnation line of FIREII/Apollo

3.3 $\rho_\infty R_n$ 有效性与速度、流场区域、物理量的关系

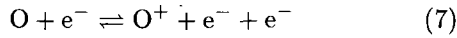
当 $\rho_\infty R_n$ 值增大后, 它作为模拟参数的有效性对各算例情况有所不同. 这和自由流速度、不同类物理量、具体流场区域均有关系. 下面逐一分析.

3.3.1 自由流速度的影响

自由流速度增高后, 激波层内温度升高, 化学反应加剧, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对全流场有效所要求的 $\rho_\infty R_n$ 值减小. 速度在 6 km/s 以下时, $\rho_\infty R_n$ 值达 $1.22 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 时仍对全流场所有物理量有效; 而当速度达到 $V_\infty = 7650 \text{ m/s}$, 在 $\rho_\infty R_n = 7.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 时, 就只对全流场的无量纲压力、温度、密度及中性组元质量分数分布有效, 对离子组元的质量分数分布不再有效.

如从图 4 可见 $\rho_\infty R_n = 7.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 时两不同尺寸 RAM-C 模型的驻点线 O^+ 质量分数有明显差异.

生成 O^+ 的主要反应为



在该自由流速度和 $\rho_\infty R_n$ 值时, 其逆反应也变得重要并且处于非平衡状态, 所以 $\rho_\infty R_n$ 值相等的条件下, 在密度较高的小尺寸模型流场中 O^+ 的复合较快, 使得 O^+ 的峰值低于密度较低的大尺寸模型情况.

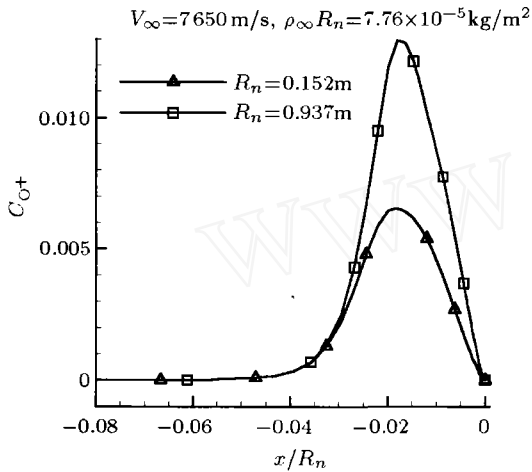


图 4 RAM-C 驻点线上 O^+ 质量分数分布

Fig.4 O^+ mass fraction distribution along stagnation line of RAM-C

3.3.2 不同物理量的影响

对于受非平衡效应影响越强的物理量, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 有效所要求的 $\rho_\infty R_n$ 值越小. 在本文诸算例的速度 (4~11 km/s) 条件下, $\rho_\infty R_n$ 值达到 $3.81 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 时, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 仍对全流场无量纲压力、密度和温度分布、无量纲激波层厚度有效; 对全场中性组元质量分数有效的要求是 $\rho_\infty R_n$ 值在 $1.71 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 以下; 而如要对全流场的离子组元质量分数有效, 则要求 $\rho_\infty R_n$ 值在 $3 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 以下.

对不同组元, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 有效要求的 $\rho_\infty R_n$ 值范围也不同. 例如 ELECTRE 在 $V_\infty = 5530 \text{ m/s}$, $\rho_\infty R_n$ 值达到 $6.08 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 时, 仍对 O 原子质量分数完全有效, 但对 N 原子质量分数的有效性则稍差, 分别见图 5 和图 6.

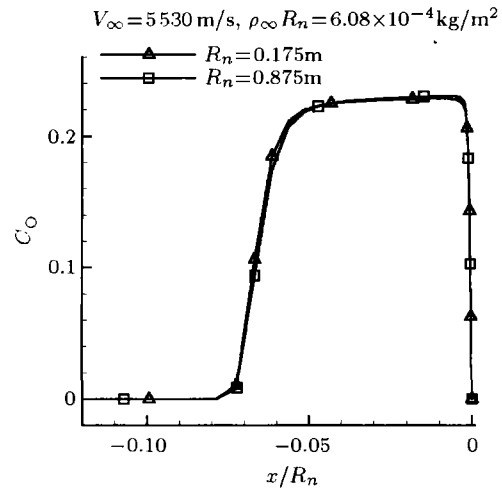


图 5 ELECTRE 驻点线上 O 质量分数分布

Fig.5 O mass fraction distribution along stagnation line of ELECTRE

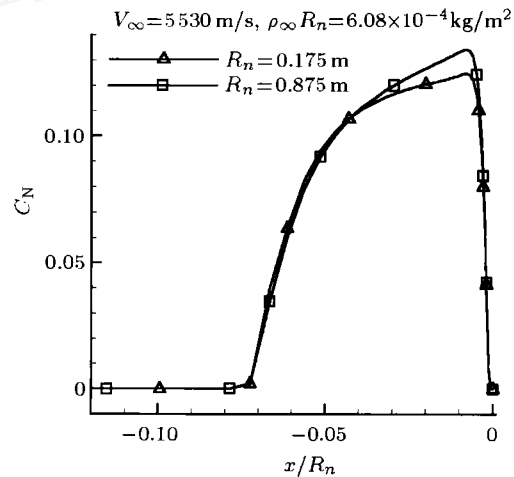


图 6 ELECTRE 驻点线上 N 质量分数分布

Fig.6 N mass fraction distribution along stagnation line of ELECTRE

3.3.3 流场不同区域的影响

流场不同区域温度和密度的差异造成模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 在不同区域有效性的差异. 例如, RAM-C 在 $V_\infty = 7650 \text{ m/s}$, $\rho_\infty R_n = 4.78 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 时, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 反映在驻点线上 N 原子质量分数分布是基本有效的 (见图 7), 但在身部区的温度条件下, N 原子的非平衡复合反应变得重要, 密度较高的小尺寸模型身部区流场 N 的复合较快, 因而 N 原子质量分数峰值低于密度较低的大尺寸模型情况 (见图 8). 也就是说, 参数 $\rho_\infty R_n$ 在身部区有效所要求的 $\rho_\infty R_n$ 值更小.

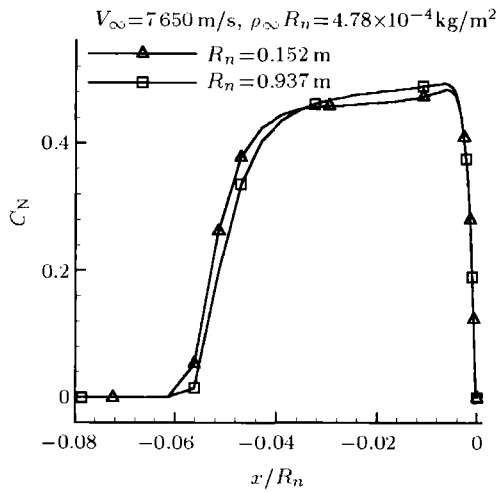


图 7 RAM-C 驻点线上组元 N 质量分数分布

Fig.7 N mass fraction distribution along stagnation line of RAM-C

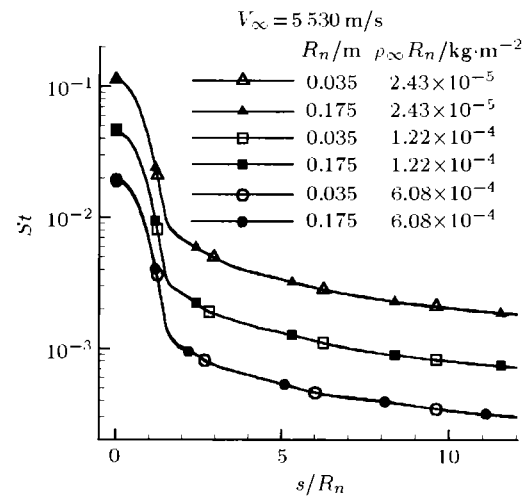


图 9 ELECTRE 壁面 St 数

Fig.9 St distribution of ELECTRE

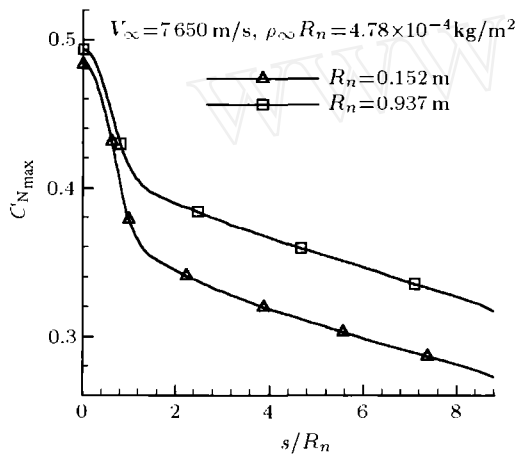


图 8 RAM-C 组元 N 质量分数峰值沿流向分布

Fig.8 Peak N mass fraction distribution of RAM-C

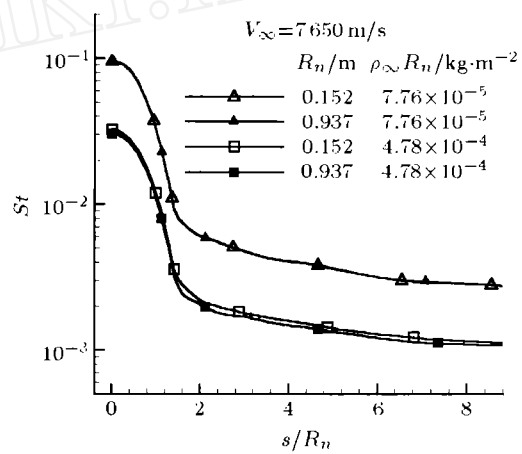


图 10 RAM-C 壁面 St 数

Fig.10 St distribution of RAM-C

3.4 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对壁面传热的有效性

在黏性区, 雷诺数 Re_∞ 是重要的相似准则, 而当 $\rho_\infty R_n$ 值和自由流速度、温度均相同时 Re_∞ 准则自然满足. 壁面的热流需要同时计及边界层中的化学反应和黏性, 那么如果模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对全场无黏区有效 (非平衡尺度效应由 $\rho_\infty R_n$ 统一反映), 在平衡或冻结边界层的情况下, 对壁面 St 数分布也有效.

图 9 为 ELECTRE 的 St 数沿壁面分布, 可见在 $\rho_\infty R_n = 2.43 \times 10^{-5}, 1.22 \times 10^{-4}, 6.08 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 这 3 组条件下, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对头部和后身区的 St 数都非常有效. 图 10 为 RAM-C 的 St 数分布, $\rho_\infty R_n = 7.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 时两不同尺寸模型的 St 数完全重合, $\rho_\infty R_n = 4.78 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2$ 时小尺寸模型的 St 数稍高.

3.5 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对驻点辐射谱强度有效性

在模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对全流场无量纲变量分布基本有效的基础上, 计算球锥 ELECTRE ($V_\infty = 5530 \text{ m/s}, \rho_\infty R_n = 2.43 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$), RAM-C ($V_\infty = 7650 \text{ m/s}, \rho_\infty R_n = 7.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$) 和返回舱 ($V_\infty = 11360 \text{ m/s}, \rho_\infty R_n = 2.78 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$) 算例的驻点处辐射谱强度, 考查模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 在辐射特性上的有效性.

对球锥 ELECTRE 和 RAM-C 两算例, 模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对驻点处波长 $\lambda = 1000 \sim 7600 \text{ \AA}$ 范围的辐射谱强度分布都是有效的. 例如图 11 给出了 RAM-C 驻点处沿法向指向壁面的辐射谱强度 I_λ^- 分布, (上标 - 代表指向壁面). 在 $\lambda = 1000 \sim 1800 \text{ \AA}$ 范围密集的分立谱线来源于原子的束缚 - 束缚跃迁, 之

后主要是分子辐射的准连续谱。两不同尺寸模型在整个光谱范围内的 I_λ^- 分布基本重合。这说明算例相应的激波层温度和组元数密度条件符合第 1.3 节中分析的情况：主要跃迁机制的辐射系数 ε_ν , α_ν 近似与辐射组元的粒子数密度成正比，从而模拟参数 $\rho_\infty R_n$ 对辐射谱强度 I_λ^- 有效。

返回舱算例的自由流速度高达 11 360 m/s, 此时激波层内空气强烈离解, 原子数密度较大, 其辐射系数不再与原子数密度近似成正比。因此, $\rho_\infty R_n$ 值相等的条件下, 密度 (模型尺寸) 不同时原子谱线辐射强度差别很大, 见图 12 在 $\lambda = 1000 \sim 1800 \text{ \AA}$ 范围的辐射谱强度 I_λ^- 。不过在分子准连续谱范围内, 当 $\rho_\infty R_n$ 在值相等时, 两不同尺寸模型的 I_λ^- 分布基本重合, 因为在算例条件下, 分子辐射机制的辐射系数仍近似与组元数密度成正比。

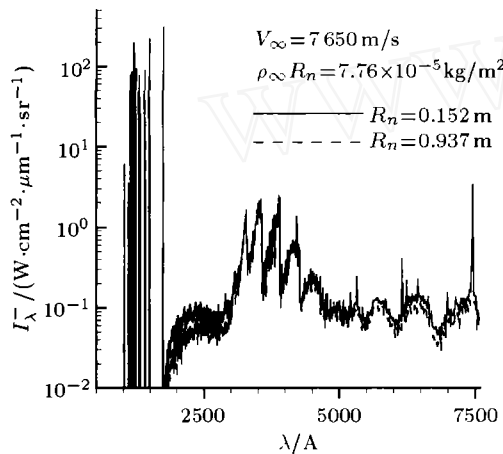


图 11 RAM-C 驻点处沿法向指向壁面的辐射强度

Fig.11 Radiation intensity to wall at stagnation of RAM-C

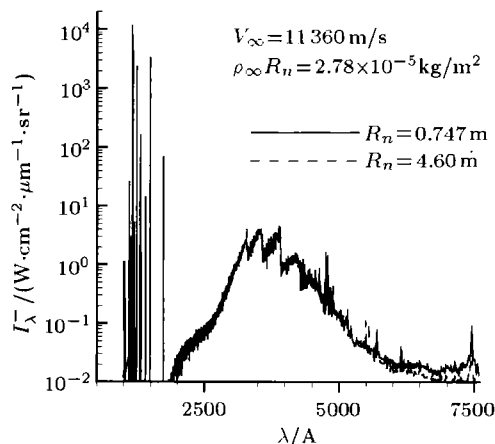


图 12 FIREII/Apollo 驻点处沿法向指向壁面的辐射强度

Fig.12 Radiation intensity to wall at stagnation of FIREII/Apollo

4 结 论

本文结合高超声速飞行器流场不同区域的具体热化学状态特点和若干典型算例, 分析非平衡尺度效应模拟参数 $\rho_\infty L$ 对全流场适用的流动情况。得到如下结论:

(1) 存在很大一类高超声速非平衡流动, 其三体复合反应趋于冻结或平衡, 从而双体碰撞反应的非平衡尺度效应模拟参数 $\rho_\infty L$ 对全流场适用。这时模拟参数 $\rho_\infty L$ 不仅能基本反映全流场无量纲变量分布、流场电离特性、模型气动热特性, 对分子光谱范围的驻点辐射谱强度模拟也是有效的。球锥和返回舱模型的流场计算结果表明: 自由流速度在 4~11 km/s 范围内, $\rho_\infty L$ (特征尺度 L 取为 R_n) 值在 $3 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2$ 以下时符合该条件, 模拟参数 $\rho_\infty L$ 对全场有效。

(2) 参数 $\rho_\infty L$ 起决定作用所要求的其取值范围与具体的化学反应机制、流场区域的热化学状态有关, 因此模拟 $\rho_\infty L$ 的有效性与自由流的速度 (总焓)、不同类物理量、不同区域流场均相关。当自由流速度增大时, $\rho_\infty L$ 对全场有效所要求的 $\rho_\infty R_n$ 值更小; 与压力、密度、温度相比, 对全场化学组元特别是离子组元分布有效所要求的 $\rho_\infty L$ 值更小; 与模型头部区相比, 在身部区流场有效所要求的 $\rho_\infty L$ 值更小。

(3) 算例的自由流条件是均匀平衡的自然大气。在高焓风洞开展试验模拟时, 试验段气流存在一定程度的非平衡, 这会对模型流场产生新的影响。文献 [4,5] 中采用模拟参数 $\rho_\infty L$ 外推风洞热流数据在尾部区的误差与风洞自由流的非平衡有关, 对此的分析详见文献 [7]。

(4) 讨论了影响 $\rho_\infty L$ 有效性的因素, 依照计算实例大致给出了不同速度、不同类物理量情况下 $\rho_\infty L$ 有效要求的 $\rho_\infty R_n$ 值范围。希望今后通过更深入的机理分析和更广泛的算例, 寻找综合反映各种因素的参数来判断 $\rho_\infty L$ 的有效性。

参 考 文 献

- Hall JG, Eschenroeder AQ, Marrone PV. Blunt nose inviscid airflows with coupled nonequilibrium processes. *Journal of the Aerospace Sciences*, 1962, 29(9): 1038~1051
- 张涵信. 真实气体流动的相似规律. *空气动力学学报*, 1990, 8(1): 1~8 (Zhang Hanxin. The similarity law for real gas flow. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1990, 8(1): 1~8 (in Chinese))
- Hornung HG. 28th lanchester memorial lecture—experimental real-gas hypersonics. *Aeronautical Journal*. 1988, 12: 379~389

- 4 Muylaert J, Walpot L, Häuser J, et al. Standard model testing in the european high enthalpy facility F4 and extrapolation to flight. AIAA 92-3905, 1992
- 5 董维中, 乐嘉陵, 高铁锁. 钝体标模高焓风洞试验和飞行试验相关性的数值分析. 流体力学实验与测量, 2002, 16(2): 1~8 (Dong Weizhong, Le Jialing, Gao Tiesuo. Numerical analysis for correlation of standard model testing in high enthalpy facility and flight test. *Experiments and Measurements in Fluid Mechanics*, 2002, 16(2): 1~8 (in Chinese))
- 6 林贞彬, 黄德, 杭建等. 高超声速钝锥流场红外辐射实验研究. 力学学报, 2006, 38(4): 446~451 (Lin Zhenbin, Huang De, Hang Jian, et al. Experimental research on infrared radiation in hypersonic flow around blunt cone. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2006, 38(4): 446~451 (in Chinese))
- 7 曾明. 高焓风洞流场测量的数值重建和非平衡效应的数值分析. [博士论文]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2007(Zeng Ming. Numerical rebuilding of free-stream measurement and analysis of nonequilibrium effects in high-enthalpy tunnel. [Ph
- D Thesis]. Beijing: Institute of Mechanics, CAS, 2007 (in Chinese))
- 8 Park C. Nonequilibrium air radiation (NEQAIR) program: user's manual. NASA TM 86707, 1985
- 9 Whiting EE, Park C, Liu Y, et al. NEQAIR96, Nonequilibrium and equilibrium radiative transport and spectra program: user's manual. NASA RP 1389, 1996
- 10 Henline WD. Documentation of the detailed radiation property data for the radiation -ablation code RASLE. NASA TM-103848, 1991
- 11 Grantham WL. Flight results of A 25000 foot per second reentry experiment using microwave reflectometers to measure plasma electron density and standoff distance. NASA TN D-5615, 1970
- 12 Allen RA, Rose PH, Camm JC. Nonequilibrium and equilibrium radiation at super-satellite re-entry velocities. Research Report 156. BSD-TDR-62-349, Avco-Everett Research Laboratory, 1962

(责任编辑: 王 薇)

NUMERICAL ANALYSIS OF THE VALIDITY OF BINARY SCALING PARAMETER $\rho_{\infty}L$ IN NONEQUILIBRIUM FLOW¹⁾

Zeng Ming^{*,2)} Lin Zhenbin[†] Liu Jun^{*} Qu Zhanghua^{*}

^{*}(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defence Technology, Changsha 410073, China)

[†](LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract In the present study, the validity of binary scaling parameter $\rho_{\infty}L$ in nonequilibrium flow is numerically investigated with the characteristic time of chemical reactions similarity, thermochemical state of the flowfield, radiation transfer equation and similarity law for hypersonic flowfield. The numerical results show that the nonequilibrium dissociation process is dominant in the nonequilibrium region of the flowfield when the parameter of $\rho_{\infty}L$ is below its critical value. Therefore, it is validated that the parameter of $\rho_{\infty}L$ can be applied in the simulation of the nondimensional variable distributions, wall heat transfer and ionization properties in the whole flow field, and molecular radiation intensity at the stagnation point. In addition, the effects of free stream velocities, the corresponding variables and flow regions on the validity of $\rho_{\infty}L$ are also discussed.

Key words hypersonic, nonequilibrium flow, nonequilibrium scale effects, binary scaling parameter, high-temperature air radiation

Received 19 December 2007, revised 22 July 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10672170,10502056).

2) E-mail: zengming@nudt.edu.cn