

高超声速流动中的一些稀薄气体效应研究

陈松, 胡远, 孙泉华

中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室(筹), 北京海淀区 100190

摘要 高超声速飞行器在飞行过程中, 由于粘性耗散作用和强烈的激波压缩, 流动一般具有高速、高温和热化学非平衡的特点; 同时由于气动热问题, 高超声速巡航要求在较低密度的大气环境中进行, 稀薄气体效应显现, 流动变得更加复杂。本文结合 CFD 与 DSMC 方法, 分别模拟了平板、圆柱和球头等简单外形在氩气和真实大气环境中飞行时的流场, 分析了稀薄气体效应对高超声速流动的一些影响规律。研究发现, 平板前缘存在局部稀薄气体效应, 即使对于小 Kn 数流动, CFD 与 DSMC 模拟结果在前缘区域亦存在一定差异; 此外由于粘性效应与稀薄气体效应存在竞争, 壁温变化对气动力的影响随 Kn 数呈现非单调的变化规律。在大气环境条件下, 高温引起的分子振动激发、化学反应等真实气体效应将显著改变飞行器前缘附近流场, 并在一定程度上降低壁面的摩擦系数和 Stanton 数; 但在稀薄气体效应显现后, 真实气体效应的影响受到削弱。目前的研究表明, 高超声速稀薄流动中存在着多种物理效应的相互耦合, 需要采用恰当的、多层次的理论和数值模拟才能给出合理而准确的流动描述。

关键词 高超声速流动, 稀薄气体效应, 真实气体效应, 流动非平衡

引言

近年来, 高超声速巡航飞行引起了广泛的关注, 各国相继在这一领域投入大量资源开展各种形式的探索和研究^[1]。飞行器在作高超声速飞行时, 由于粘性耗散和强烈的激波压缩, 激波层内将达到很高的温度, 气动加热严重。受热防护的限制, 长时间、远距离的高超声速巡航飞行一般都在大气相对稀薄的近空间进行(20~100Km)。此时, 稀薄气体效应显现, 并将与粘性、热化学非平衡等物理效应耦合在一起, 流动物理变得十分复杂, 流场结构将会有显著的改变。同时, 由于飞行器在高温高速稀薄气体流动下的气动性能与连续流状态时有明显差异, 跨大气飞行器的气动性能也需要重新评估^[2]。

稀薄气体效应的大小可以用 Knudsen 数来表示, 其定义为分子平均自由程 λ 和流动特征尺度 L 之比, 即 $Kn = \lambda/L$ 。其中 λ 和 L 通常取为来流分子平均自由程和飞行器的尺寸, 这种以整体特征长度定义的努森数称为全局努森数。根据努森数的大小, 流动可以分为连续流、滑移流、过渡流和自由分子流等区领^[3]。

然而, 全局努森数有时并不能合理反映稀薄气体效应的实际作用, 特别是在高超声速流动当中, 即使全局努森数较小时的局部区域的流动会有剧烈变化, 稀薄效应也会十分显著。一种采用当地平均自由程 λ 和流动量的梯度长度 ($L = Q/|\nabla Q|$) 定义的局部努森数 (Kn_{local}) 被认为可以反映局部稀薄气体效应的大小^[4]。当稀薄气体效应变得重要时, 传统的 Navier-Stokes-Fourier (NSF) 方程体系将会逐渐失效, 需要采用分子动理论来对流动进行描述。

高超声速飞行引起的高温将造成气体分子的振动激发、化学反应、辐射以及能量松弛等物理化学现象, 即所谓真实气体效应。真实气体效应的存在使得流动更为复杂。流动的特征时间 τ_f (流场的特征长度除以飞行速度) 与热化学过程的松弛特征时间 τ_c (松弛到平衡态所需的时间) 之比是一个重要的特征量, 称为 Damkohler 数 ($Da = \tau_f/\tau_c$)。根据 Da 数可以将流动分为冻结流 ($Da \ll 1$)、非平衡流 ($Da \sim 1$) 和平衡流 ($Da \gg 1$), 其中冻结流和平衡流是非平衡流的两种极限情况^[5]。因此, 高超声速流动具有高速、高温、强粘性, 局部稀薄及热

化学非平衡等特点。综合考虑粘性效应、稀薄气体效应以及非平衡真实气体效应之间的耦合,对深入认识流动的物理现象及气动性能有重要意义。

本文采用基于分子动理论的 DSMC 方法和基于连续介质理论的 CFD 方法,对零攻角平板、二维圆柱和三维球头开展了全流域下的数值模拟(流动示意图分别见图 1 和图 2)。相应的数值程序为自行开发的 SUPGAS 和 SPACER。通过对大量数值模拟结果的分析,获得了各种效应之间的耦合关系和流动的一些规律性结论,加深了我们对高超声速复杂流物理的认识。

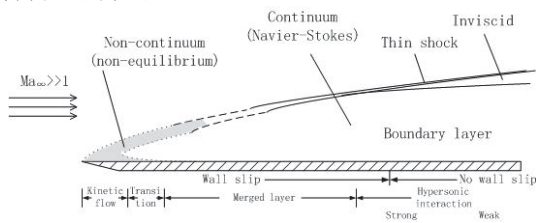


图 1 高超声速平板流动示意图

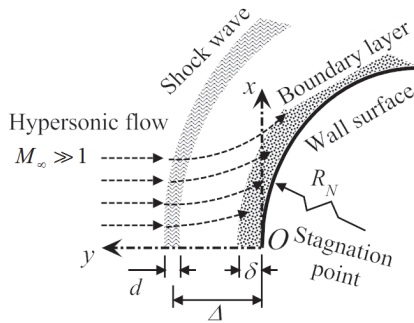


图 2 钝头体前缘附近流动示意图

1 计算方法

本文主要研究单原子气体的平板绕流和真实大气环境下的圆柱和三维球头绕流。为重点考察稀薄气体效应的影响,我们模拟了马赫数为 10,大范围变化的努森数($10^{-5} \sim 10$)的不同来流。这些流动条件涵盖了连续流、滑移流、过渡流和自由分子流等全部流动领域。根据物理的有效性和计算的高效性,我们采用 Navier-Stokes (NS) 方程组来描述连续流,而用直接模拟 Monte Carlo 方法来计算过渡流。在滑移流,我们同时采用 NS 方程和 DSMC 方法来验证计算的正确性。自由分子流则可以由自由分子流理论计算。

对于 Kn 数较小的流动,我们采用有限体积法 (FVM) 数值求解 NS 来模拟。根据最近 Ivanov 等人对圆柱绕流的模拟结果,基于求解 N-S 方程的 CFD 方法能够应用到 $Kn \sim 0.01$ 的量级^[6]。对于平板绕流,由于前缘附近的强烈非平衡和局部稀薄效应,当 Kn 数小于 0.001 量级后,连续介质模型可以看作是成立的。具体采用的数值格式为:空间离散采用 MUSCL 格式^[7],其中对流通量采用 Roe 的近似 Riemann 解^[8],粘性通量采用中心差分,通过 min-mod 限制器达到空间二阶精度,时间离散采用全隐式方法。对于大气环境下的热化学非平衡流动,需要引入热化学模型。由于本文马赫数不是特别高,流场最高温度不会超过 6000K,电离和辐射效应可以忽略。化学反应采用 Park^[9]五组份空气模型(N₂, O₂, NO, N, O),相关输运系数的计算参考 Anderson^[9]文中的模型。

2 单原子气体流动的稀薄气体效应分析

为分析高超声速流动的基本特征及稀薄气体效应的影响,我们首先以单原子氩气来流作为研究对象,对通过零攻角、零厚度平板的高超声速流动进行了大范围努森数下的数值模拟。其中来流从左边界进入计算域,上边界和右边界为出流,下边界在 $X/L=0 \sim 1$ 的范围是平板壁面,其余为对称边界。来流温度 T_∞ 设为 200K,平板壁温 T_w 均为 500K 的等温壁。CFD 模拟采用无滑移边界条件,对应地,DSMC 模拟采用完全漫反射壁面条件。

2.1 平板前缘稀薄气体效应研究

图 3 为 $Ma=10$ 时,不同 Kn 数下氩气高超声速绕流的无量纲温度云图的 DSMC 和 CFD 结果。由于 $Re \propto Ma/Kn$,当马赫数一定时,努森数的影响也包含了粘性作用。传统 CFD 方法不能描述稀薄气体效应,所以 CFD 随 Kn 数变化的流动描述实际上是粘性对流动的影响。而通过 DSMC 与 CFD 结果的对比,可以得到流动中稀薄气体效应的影响。

从图 3 中可以看出,对于 $Kn=2.5 \times 10^{-4}$ 的连续流动,CFD 与 DSMC 得到的流动图像基本一致,但 DSMC 的近壁温度略高于 CFD 结果。随着 Kn 数增大到 1.25×10^{-3} ,两种方法得

到的温度场开始有较明显的差异，主要表现为 CFD 得到的温度偏低，且激波角略大。这说明稀薄气体效应已经开始显现，但并不是十分强烈，对流场结构的影响还不显著，全局流动属于近连续流范畴。随着 Kn 数继续增大，CFD 预测的近壁温度远低于 DSMC 结果，且已不

能给出正确的流场结构。因此，当 $Kn > 0.01$ 时，考虑稀薄气体效应对获得流动物理的准确描述是十分必要的。值得注意的是，稀薄效应引起扰动区域增大，但在扰动区域前端的梯度较小，所以图中 DSMC 结果中显示 $T/T_\infty = 2$ 的区域反而更小。

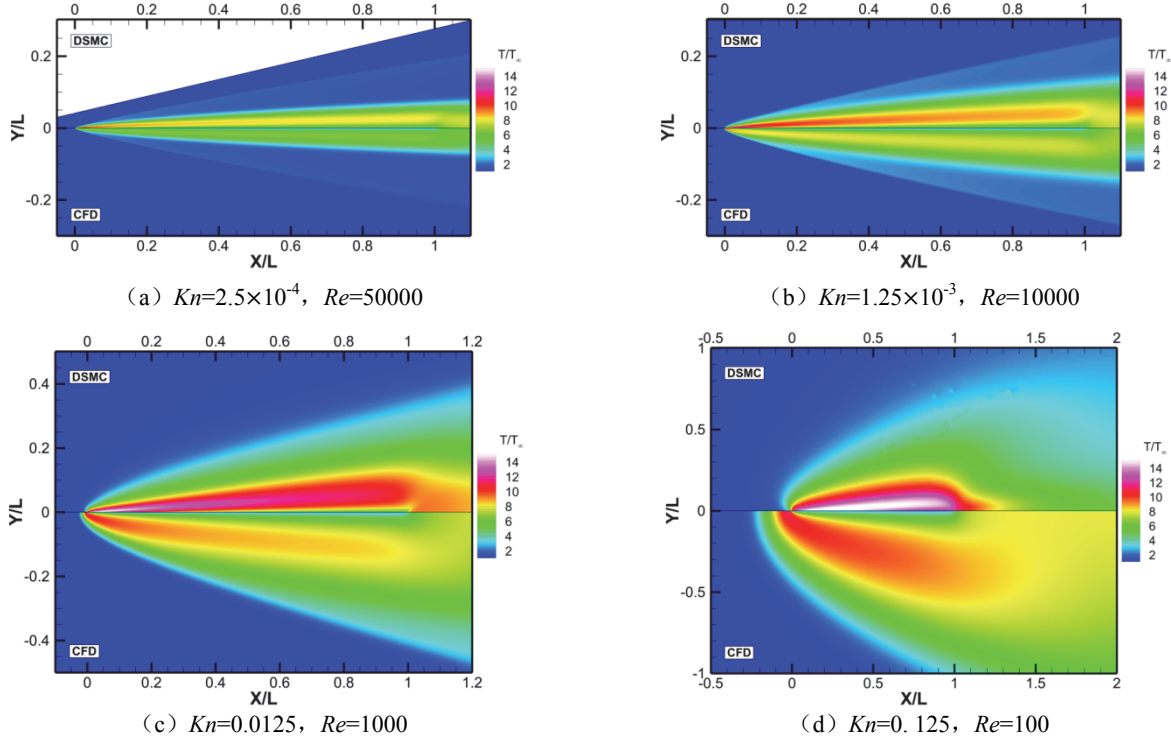


图 3 $Ma=10$ 的氩气高超声速平板绕流流场无量纲温度云图

DSMC 与 CFD 结果这种差异的主要原因是稀薄气体效应导致分子碰撞不足，从而使流动显著偏离平衡态。单原子气体流动呈现强烈非平衡时，一个主要的特点就是气体各个方向的平动温度之间会有明显不同，表现出各向异性的特点。根据气体动理论，温度的微观表述为：

$$T = \frac{1}{3} \frac{m}{k} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) = \frac{1}{3} (T_x + T_y + T_z) \quad (2.1)$$

其中， m 是单个分子的质量， k 为 Boltzmann 常数， u' 、 v' 和 w' 分别为 x 、 y 、 z 三个方向上的分子热运动速度。只有在平衡态时，才有 $T = T_x = T_y = T_z$ 。因此，可以考察各个方向平动温度的差异来衡量流动非平衡效应的强弱。

图 4 为两个 Kn 数下，平板前缘附近和中部的纵向平动温度剖面对比。为在图中直观的显示出边界层，我们还给出了水平速度剖面。

可以发现，流动状态在激波和边界层内有显著的变化。在变化十分剧烈的地方，气体三个方向的平动温度有显著的差别。通过相同努森数不同位置，及相同位置不同努森数的对比可以得到两点结论：1. 在平板前缘，边界层内流动偏离平衡十分显著，沿平板往下游，非平衡强度减弱；2. 随 Kn 增大，气流变稀薄，非平衡现象更加显著。

由于分子间碰撞减少，非平衡效应越强的地方即为稀薄气体效应越显著的区域，而 NS 方程成立的基础就是假设流体微团处于近平衡态。所以可以根据温度非平衡的程度，来判定连续模型是否失效。我们采用各个方向温度与平均温度的最大相对偏差来判定连续介质模型的有效性。其具体表达式为：

$$NE_T = \max \left(\left| \frac{T_x - T}{T} \right|, \left| \frac{T_y - T}{T} \right|, \left| \frac{T_z - T}{T} \right| \right) \quad (2.2)$$

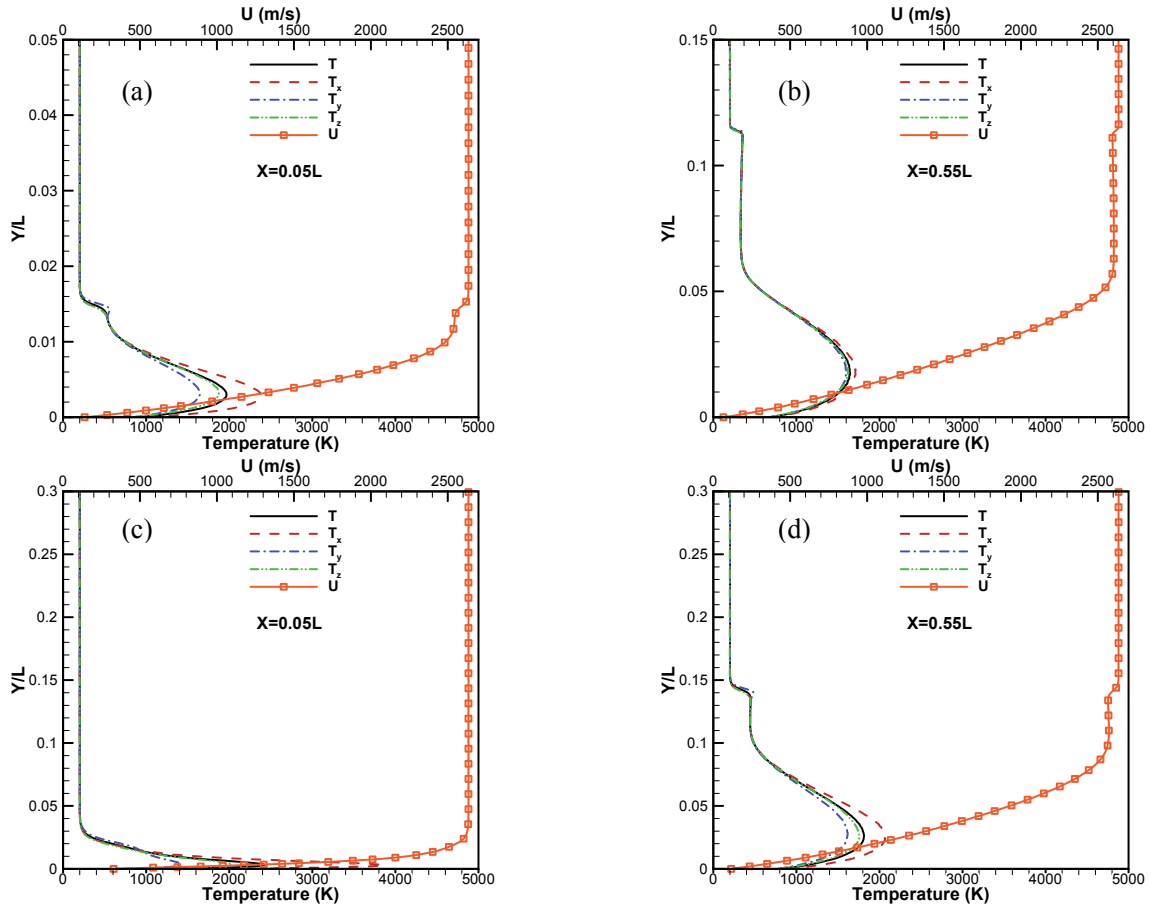


图 4 平板不同位置处的温度与水平速度剖面：(a) $Kn = 2.5 \times 10^{-4}$, $x=0.05L$, (b) $Kn = 2.5 \times 10^{-4}$, $x=0.55L$, (c) $Kn = 1.25 \times 10^{-3}$, $x=0.05L$ (d) $Kn = 1.25 \times 10^{-3}$, $x=0.55L$

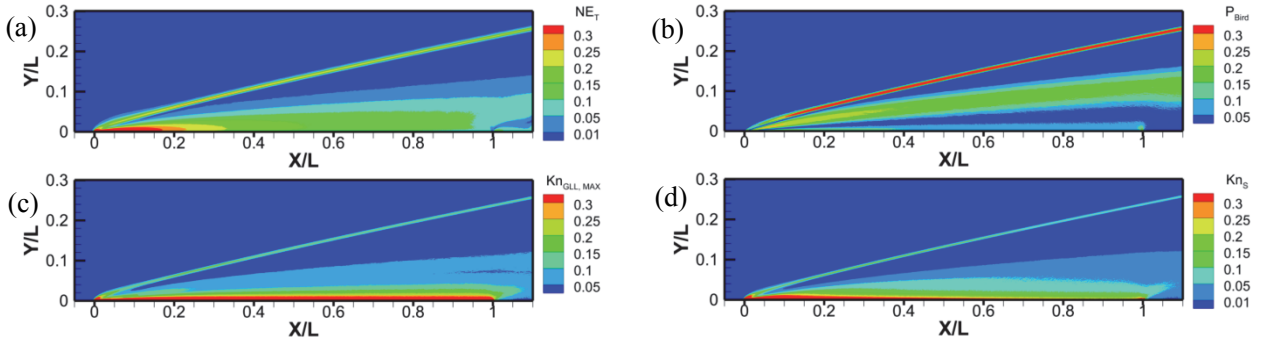


图 5 $Kn=1.25 \times 10^{-3}$, $Ma=10$ 时不同连续模型失效判定参数的流场分布：(a) 非平衡强度参数, (b) Bird 的 P 参数, (c) 梯度长度当地 Kn 数, (d) 无量纲熵产率

我们将 0.01 作为 NE_T 判断出现非平衡效应的截断值，与文献中 Bird 提出的参数 $P_{Bird}^{[10]}$ ，梯度长度局部努森数 $Kn_{GLL}^{[4]}$ ，以及无量纲熵产率 $Kn_S^{[11]}$ 等的对比如图 5 所示。可以看出，我们提出的基于温度的判据能很好的判定在平板表面及激波处的非平衡强弱，可以作为连续失效的一个合理判据。

2.2 摩阻分布受壁温影响变化规律

表面摩阻分布直接影响到飞行器的气动性能，由于摩阻所占比例随雷诺数的减小而增大，摩阻特性的研究逐渐受到重视。实际飞行过程中表面温度受材料性能和飞行过程影响，壁温的变化较大，因此研究壁温对飞行器摩阻的影响也是十分有益的。

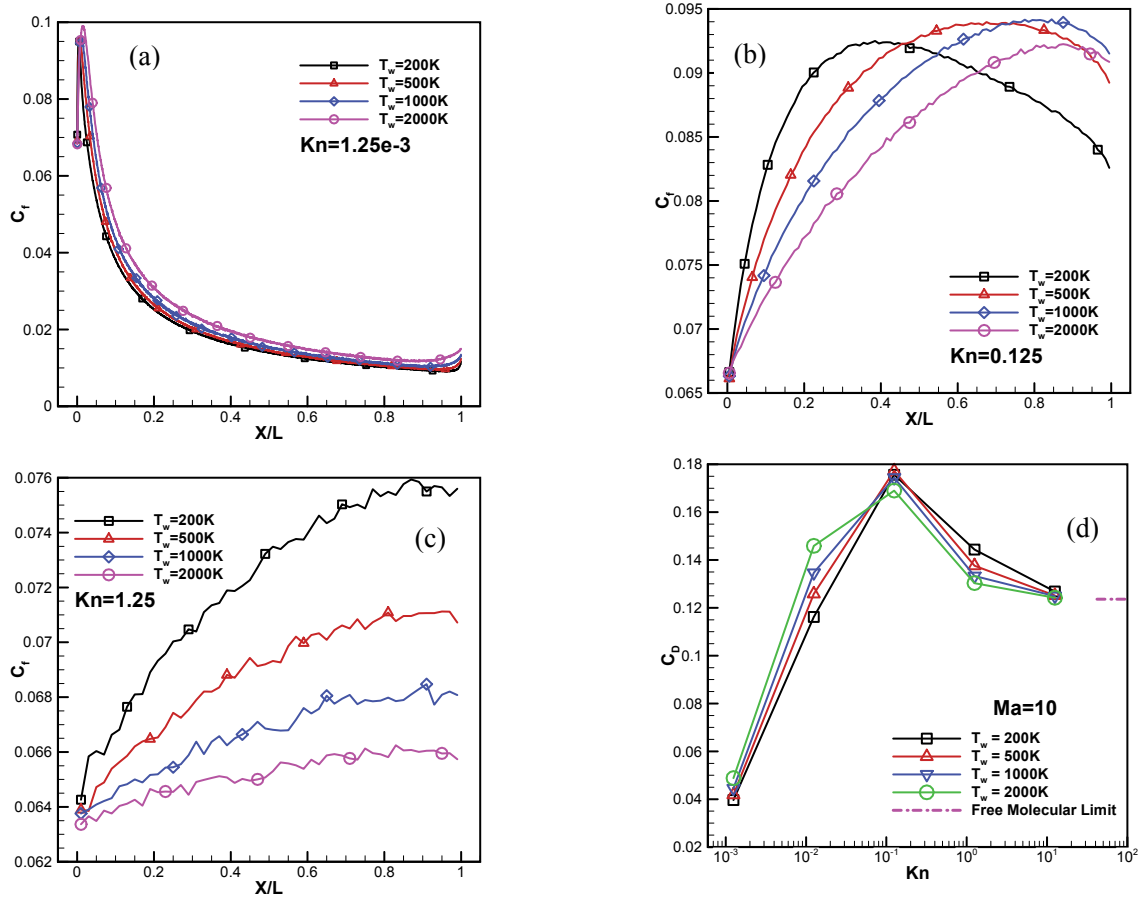


图 6 平板表面摩擦系数 C_f 及总阻力 C_D 变化规律：(a)-(c)壁温变化对 C_f 分布的影响
(d) C_D 随努森数及表面温度的变化规律

图 6a-c 显示了 $Ma=10$ 时，DSMC 方法给出的不同 Kn 数情况下壁温变化对平板表面摩擦系数分布的影响。对于 $Kn=1.25 \times 10^{-3}$ 的流动，除在平板最前缘的局部区域外，壁温升高对摩擦分布的整体影响是使之增大。从连续的观点来说，温度越高，意味着粘度越大，因此摩擦会增大。而当 Kn 数增大到 0.125 时，摩擦在整个平板表面的分布趋势有很大不同。当 x 增大，表面摩擦在一开始均快速增大，壁温越低，相应的平板表面摩擦增大的速度越快。因而表面摩擦值增大的区间，壁温越低，摩擦越大。在 $x/L > 0.4$ 后， $T_w=200K$ 平板的摩擦开始减小，而其他壁温下平板的表面摩擦还在继续增大。

平板摩擦的这一变化趋势很难从连续介质模型的观点得到合理的解释。我们引入稀薄气体效应和粘性效应相互竞争的一个机制来分析这种现象的产生。粘性和表面摩擦的计算公式为：

$$\mu_w \propto T_w^\omega, \quad \tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_w \quad (2.3)$$

壁温升高，一方面会使平板表面附近气体的温度升高， μ_w 增大，这样造成的结果是使摩擦增大；另一方面，壁温越高使得局部稀薄气体效应增强，由于速度滑移造成壁面速度梯度 $(\partial u / \partial n)_w$ 减小，导致摩擦减小。在平板前缘，稀薄气体效应占优，所以粘性效应和稀薄气体效应两者竞争的结果是表面摩擦随壁温升高而减小；但是随着距平板前端的距离越远，稀薄气体效应的作用减弱，粘性效应引起摩擦增大的贡献上升，所以壁温较高的平板，表面摩擦较大。稀薄气体效应的强弱受 Kn 数影响很大， Kn 数增大，稀薄气体效应的作用显著增大。因此，我们可以看到，当 $Kn=1.25$ 时，稀薄气体效应在整个平板表面均显著占优，表面摩擦随壁温的升高而显著减小。实际上，根据 Kn 数的定义， Kn 升高可看作是特征长度 L 减小，相当于把平板前缘放大的情况。这一点

可以清楚的从图 6b 和 6c 的对比中得到验证。

基于此认识，我们再来分析平板总阻力 C_D 的变化规律。图 6d 显示了不同壁温下，平板摩阻随壁温的变化。相同壁温下，平板摩阻随 Kn 数的增大均表现出先增大后减小，直至趋于自由分子流极限的非单调变化趋势。由于作用于平板的总阻力是表面摩阻系数的积分，

两者变化规律是相似的。根据前面的竞争机制可以很好的解释摩阻的变化：在较小 Kn 数时，由于粘性作用起主导，因此壁温升高的结果是造成平板摩阻增大；但是，当 Kn 数增大到一定程度后，壁温的升高反而引起平板摩阻减小。

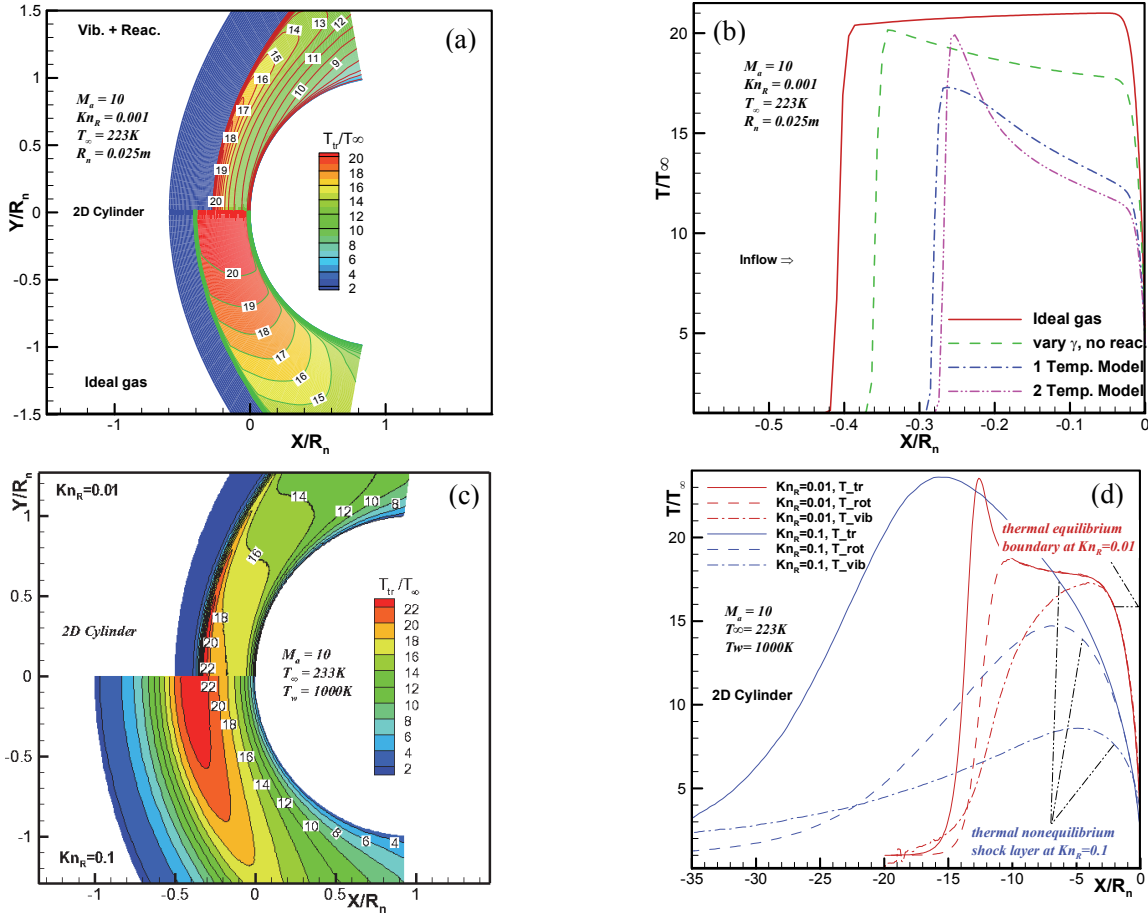


图 7 二维圆柱模拟结果：(a)-(b) CFD 不同气体模型模拟结果,(c)-(d)DSMC 不同努森数下的模拟结果

3 大气环境中稀薄气体效应的影响讨论

当高超声速飞行器在大气层内飞行时，将遭遇真实气体效应。流场多种物理效应之间存在着不同程度的耦合，流动变得更加复杂。真实气体效应一般在前缘附近最为显著，而稀薄气体效应往往也最先在前缘开始显现。我们通过数值模拟二维圆柱和三维球头的高超声速绕流来考察前缘附近流场。圆柱及圆球的半径 $R_n=0.025m$ ，来流马赫数 $Ma=10$ ，温度 $T_\infty=223K$ ，壁温为 $T_w=1000K$ 的等温壁。努森数的特征长度取为前缘半径 R_n 。

3.1 二维圆柱高超声速绕流

首先分析真实气体效应的影响，图 7a-b 为 CFD 模拟的圆柱温度流场及驻点线分布。由图中可以清楚的观察到，在考虑振动激发和化学反应后，激波脱体距离和激波层内平动温度都明显降低。进一步由图 7b 可以发现，在当前条件下，化学反应相对于振动激发的影响更大。而且，采用一温度模型（热平衡情况）后，流场的最高温度还会降低，这是振动模式吸收了更多的能量的缘故。

为考察真实气体效应和稀薄气体效应之间的耦合，我们采用 DSMC 模拟了不同努森

数下的圆柱和圆球流场。图 7c-d 为考虑化学反应和能量弛豫模型的 DSMC 结果。根据图 7c, 对于二维圆柱绕流, 在 $Kn=0.1$ 时, 稀薄气体效应变得十分显著, 激波失去了它清晰的结构并与边界层融合在一起。图 7d 比较了沿驻点线的平动温度(T_{tr})、转动温度(T_{rot})及振动温度(T_{vib})的分布。当 $Kn=0.01$ 时, 只在激波后出现较强的热非平衡, 在边界层内最终能趋于一个平衡值。随着 Kn 数的增大, 平均分子碰撞时间增加。根据 Landau-Teller 模型, 不同能量模式之间能量的交换与弛豫时间成反比。因而在大 Kn 数下, T_{tr} 、 T_{rot} 及 T_{vib} 之间的差距将会拉大, 流动展示出更强的热非平衡。所以, 当 $Kn=0.1$ 时, 三个温度在驻点线上的值差别很大, 基本上可以认为此时整个前缘区域都处于热非平衡状态。

3.2 表面气动量影响分析

我们选取摩擦系数 C_f , 压力系数 C_p 和 Stanton 数 C_h 三个表面参数, 来定量分析表面量所受影响的大小, 其表达式如下:

$$\begin{aligned} C_f &= \frac{\tau_w}{\rho_\infty V_\infty^2 / 2} \\ C_p &= \frac{p_w - p_\infty}{\rho_\infty V_\infty^2 / 2} \\ C_h &= \frac{q_w}{\rho_\infty V_\infty (H_\infty - H_w)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

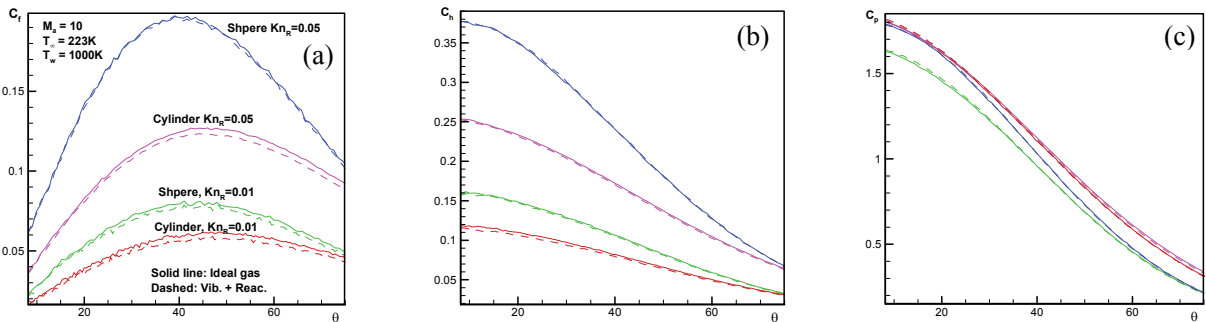


图 8 二维圆柱及三维球头表面量对比 (b,c 标注与 a 一致)

4 结 论

本文采用基于分子动理论的 DSMC 和基于连续介质理论的 CFD 方法, 数值模拟了平板、二维圆柱及三维球头的高超声速流场, 重点分析了高超声速条件下稀薄气体效应与粘性效应及真实气体效应之间的相互作用。给出

其中 ρ_∞ 、 V_∞ 、 p_∞ 、 H_∞ 为自由来流的密度、速度、压力和焓; τ_w 、 p_w 和 H_w 为壁面的摩擦、压力和焓。图 8 展示了 DSMC 模拟得到的二维圆柱和三维球头的 C_f 、 C_p 和 C_h 。随着 θ 角 (顺时针与 x 轴的夹角) 的增大, 圆柱和球头的表面摩擦系数都呈现先增大后减小的趋势, 在 45° 角左右达到最大值。当 $Kn=0.01$ 时, 考虑真实气体效应后圆柱摩擦系数比理想气体预测值降低了约 3.5%; 随着 Kn 数增大, 摩擦系数增大, 但真实气体效应所导致的差异变小。三维球头摩擦系数分布与此类似。对于 Stanton 数分布, 在驻点处最大, 随着 θ 角的增大而减小。而且相对于摩擦系数的影响, 真实气体效应对 Stanton 数的影响还要小一些。表面压力系数是最不敏感的一个参数, 稀薄气体及真实气体效应对其影响都很小, 而且二维和三维结果的差异也不大。

总的来说, 真实气体效应对摩擦系数和 Stanton 数的影响都随 Kn 数增大而减弱。这可以从微观方面得到一些解释: 一方面密度降低, 分子碰撞频率下降, 单位时间内导致振动激发和化学反应的碰撞数目减小, 因而这些物理化学过程的速率降低; 另一方面, 稀薄情况下分子碰撞不足导致动能不能充分地转换为热能, 温度降低, 因而化学反应速率常数降低。因此, 随着 Kn 数的增大, 稀薄气体效应削弱了真实气体效应的影响。

了稀薄气体对高超声速流场及表面量影响的一些规律性认识。

对于平板绕流, 前缘存在显著的局部稀薄气体效应, 导致 DSMC 和 CFD 模拟结果在较小 Kn 数下也存在一定差异。通过考虑气体分子 T_x 、 T_y 和 T_z 三个方向平动温度的差, 我们

提出了一个评估非平衡强度的判据。通过与已有的连续介质判据进行对比,证明该判据是合理有效的。在考虑稀薄气体的作用时,壁温对气动力的影响表现出一些异常的现象,但可以通过稀薄气体效应与粘性效应之间随壁温变化的竞争机制来解释。

对于大气环境中的钝头体绕流,前缘附近将会有较强的真实气体效应。真实气体效应显著减小激波脱体距离和激波层内温度,同时,在一定程度上降低了壁面摩擦系数和热流系数,但对压力系数基本没有影响。随着 Kn 数的增大,稀薄气体效应开始显现,并与真实气体效应发生耦合,削弱真实气体效应的影响。

高超声速流动的机理十分复杂,至今仍是一个空气动力学的前沿,很多问题还有待深入探讨。就目前的研究来说,流动现象涉及到多种物理效应的耦合,需要结合连续和分子动理论的观点,同时采用恰当的、多层次的数值模拟,才能准确把握高超声速流动的机理,对流动物理作出合理描述。

参考文献

- [1] P. Hallion R. The history of hypersonics: or, "back to the future - again and again". 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.
- [2] 孙泉华, 樊菁, 刘宏立, 蒋建政. 稀薄气体效应对高速飞行器气动性能的影响. 第一届高超声速科技学术会议论文集, 2008.
- [3] Tsien H.S. Superaerodynamics, mechanics of rarefied gases. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1946, 13(12): 653-664.
- [4] Lofthouse A.J., Boyd I.D., Wright M.J. Effects of continuum breakdown on hypersonic aerothermodynamics. *Physics of Fluids*, 2007, 19(2): 027105.
- [5] 董维中. 博士论文, 北京航空航天大学, 北京, 1996, p. 206.
- [6] Ivanov M.S., Khotyanovsky D.V., Shershnev A.A., Kudryavtsev A.N., Shevyrin A.A., Yonemura S., Bondar Y.A. Rarefaction effects in hypersonic flow about a blunted leading edge. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2011, 18(4): 523-534.
- [7] Vanleer B. Towards the ultimate conservative difference scheme .5. A second-order sequel to Godunov's method *Journal of Computational Physics*, 1979, 32(1): 101-136.
- [8] Roe P.L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference-schemes. *Journal of Computational Physics*, 1981, 43(2): 357-372.
- [9] Park C. Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. Wiley, New York, 1990.
- [10] Bird GA. Breakdown of translational and rotational equilibrium in gaseous expansions. *AIAA Journal*, 1970, 8: 1998-2003.
- [11] Chen P.H., Boyd I.D., Camberos J.A. Assessment of entropy generation rate as a predictor of continuum breakdown. *AIAA Paper*, 2003, 3783.

STUDY OF SOME RAREFIED GAS EFFECTS IN HYPERSONIC FLOWS

CHEN Song, HU Yuan and SUN Quanhua

State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China

Abstract Hypersonic flows usually exhibit features of high speed, high temperature and thermo-chemical nonequilibrium due to viscous dissipation and strong shock compression. Those flows also involve rarefied gas effects since hypersonic flights are generally carried out in the low density atmosphere to sustain surface heating. This study employs CFD and DSMC methods to simulate flows related to flat plate, two dimensional cylinder and sphere during argon or atmospheric environment. It is learned that, local rarefaction exists in the leading edge area of the flat plate where CFD and DSMC results have difference even for small Kn number flows. The surface temperature will affect the aerodynamic force in a way depending on the competence between the viscous effects and rarefied effects. The real gas effects including vibration excitation and chemical reaction due to high temperature under the atmospheric condition will change significantly the flow properties near the leading edge. They will also decrease the skin friction and thermal conduction. This behavior, however, will be weakened by the rarefied gas effects if exist. This study shows that it is necessary to employ proper multi-level theoretical and numerical approaches to fully understand the coupled physical effects in hypersonic flows.

Key words hypersonic flow, real gas effects, rarefied gas effects, nonequilibrium