

稀薄流区高超声速飞行器表面缝隙流动结构及气动热环境的分子模拟

靳旭红^{1,2}, 黄飞¹, 程晓丽¹, 王强¹

(1. 中国航天科技集团有限公司 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074;
2. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

摘 要: 针对高空稀薄流区的高超声速飞行器表面缝隙或缺陷结构导致的局部气动加热问题,采用直接模拟 Monte Carlo(DSMC)方法研究了 70、75、80 km 和 90 km 等 4 个飞行高度下稀薄流区高超声速缝隙流动问题,考虑稀薄气体效应和三维效应对缝隙内部流场结构和热流的影响。结果表明:上述飞行高度下,外部流动的分离和再附在缝隙内部形成一个充满腔体的单涡结构;稀薄气体效应对缝隙内部流动结构和壁面热流影响明显,随着高度的增加,主涡涡心上移,其形状逐渐变得“扁长”,右上角逐渐变尖,热流越来越集中分布于缝隙下游侧面的顶部区域;三维缝隙效应阻碍来流气体分子进入缝隙,导致主涡涡心上移,二维缝隙假设会高估缝隙表面的热流。

关 键 词: 稀薄气体; 表面缝隙; 方腔; 高超声速; 三维效应; 直接模拟 Monte Carlo

中图分类号: V411.3

文献标志码: A

Monte Carlo simulation for the flow-field structure and aerodynamic heating due to cavities on hypersonic vehicle surfaces in the rarefied flow regime

JIN Xuhong^{1,2}, HUANG Fei¹, CHENG Xiaoli¹, WANG Qiang¹

(1. China Academy of Aerospace Aerodynamics,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100074, China;
2. School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In order to solve the problem of local aerodynamic heating due to cavities or imperfections on the hypersonic vehicle surfaces, the direct simulation Monte Carlo (DSMC) was employed to investigate a rarefied and hypersonic flow over cavities at the altitudes of 70, 75, 80 km and 90 km, while considering the effects of rarefied gas and three-dimensional property on flow-field structure inside the cavity and heat flux over the cavity surfaces. It showed that one primary recirculation region was formed as a result of flow separation and reattachment at aforementioned altitudes. In addition, rarefied gas effect played an important role in flow-field structure and heat flux; as the flight altitude increased, the primary vortex

收稿日期: 2018-01-07

基金项目: 国家自然科学基金(11402255)

作者简介: 靳旭红(1988—),男,工程师,硕士,主要从事稀薄气体流动研究。

通讯作者: 黄飞(1982—),男,高级工程师,硕士,主要从事稀薄气体流动和 DSMC 方法研究。

引用格式: 靳旭红,黄飞,程晓丽,等.稀薄流区高超声速飞行器表面缝隙流动结构及气动热环境的分子模拟[J].航空动力学报,2019,34(1):201-209. JIN Xuhong, HUANG Fei, CHENG Xiaoli, et al. Monte Carlo simulation for the flow-field structure and aerodynamic heating due to cavities on hypersonic vehicle surfaces in the rarefied flow regime[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(1): 201-209.

became slender, with its core moving up and top-right-corner part sharpening; and the heat flux consequently concentrated to the top region of the downstream surface of the cavity. Moreover, the inclusion of the third-dimension would preclude main-stream gas molecules from penetrating into the cavity, causing the rise of the core of the primary vortex, and an assumption of two dimensionalities resulted in an overprediction of heat transfer to the cavity surfaces.

Key words: rarefied gas; surface gap; cavity; hypersonic; three-dimensional effect; direct simulation Monte Carlo

热防护系统是航天器再入任务中的需要考虑的关键元素之一,在热防护系统热载荷的计算和分析中,出于简化问题的考虑,通常假设航天器具有光滑连续的表面。然而,由于制造公差、传感器安装、非相似材料的不均匀膨胀或烧蚀率等诸多原因,航天器表面不可避免地存在缝隙和缺陷^[1]。此外,在进入大气层的返回式航天器表面,由于结构和应用的需要,必须安排各种各样的缝隙。例如,飞船返回舱上的许多口盖与舱门要开启,烧蚀大底需要在返回后弹抛,所以它们四周的缝隙禁止使用烧蚀填料,因而使缝隙直接裸露于高温边界层气流中^[2]。

飞行器表面的缝隙结构的存在会影响流动状态及其传热特性:首先,缝隙入口处产生边界层分离和再附,导致局部热流升高;其次,缝隙干扰可增加湍流度,促进边界层转捩,导致整个表面的热流增加;此外,由于缝隙狭小,辐射散热效应被阻塞,即使缝隙内热流很低,也可能产生较高的缝隙表面温度^[3]。因此,表面缝隙的存在对局部热防护系统会产生重要的影响,甚至导致局部防热结构的破坏。

随着临近空间长航时高超声速飞行器的发展,热防护系统设计逐渐精细化,对高空高超声速飞行缝隙热环境问题的研究需求更加迫切,准确的缝隙热环境预测已成为新一代临近空间长航时高超声速飞行器局部热防护系统设计的先决条件。而且,再入飞行器要先后经历许多不同流动区,从近乎真空条件下的自由分子流区、稀薄流区(包括过渡流区和滑移流区)到密度很高的连续流区^[4]。比如,美国的 HTV2、X37B 等升力体布局飞行器在高空大气环境中(稀薄流区)飞行约数百秒,甚至上千秒,稀薄气体效应对局部缝隙热环境具有巨大的影响。

对于连续流区的缝隙流动问题,前人已经进行了大量的实验和数值研究,出于简洁方面的考虑,下面只列举部分文献内容。

Charwat 等^[5-6]较早地对缝隙绕流进行了研究,并根据缝隙的长深比(缝隙的长度 L 与深度 D 之比)将其分为三类,即开式、闭式和过渡式缝隙流动。对于开式缝隙流动($1 < L/D < 10$),外部流动直接绕过缝隙,分离的剪切层再次附着在缝隙下游面顶部附近,在缝隙内部形成一个单涡结构;对于闭式缝隙流动($L/D > 14$),流动先膨胀,然后分离的剪切层再次附着在缝隙底面,之后,又在来流与缝隙下游面交汇处再次分离,在缝隙内部形成一个双涡结构。上述两类流动之间的中间状态称为过渡式缝隙流动($10 < L/D < 14$)。Nes-tler 等^[7]采用实验手段研究了高超声速缝隙和台阶绕流湍流流场,在其考察的流动条件范围,缝隙内部的压力分布呈现闭式缝隙流动的典型特征。Everhart 等^[8]采用实验手段研究了高超声速流动条件下压力梯度对缝隙加热的影响,发现:对于短的开式缝隙,压力梯度对缝隙肩部热流影响较小;对于长的闭式缝隙,压力梯度的存在可使热流增加约 50%。Creighton 和 Hillier^[9]采用计算与实验手段研究了高超声速环形缝隙非定常流动,分析了缝隙长深比对振荡强弱的影响。

国内方面,唐功跃和吴国庭等^[2]采用理论与工程估算相结合的研究手段分析了缝隙内的流动结构及缝隙气动加热机理。研究发现:缝隙内最大热流及来流的影响深度几乎不受来流偏转角的影响,只有在偏转角较大时,缝隙内影响深度才随来流偏转角的增大而增大;在较小攻角下,来流偏转角的影响可等效为宽度的变化。唐贵明^[3]采用实验手段研究了马赫数、攻角及偏转角对缝隙内热流分布的影响。结果表明,迎风面峰值可接近或高于缝外平板值,而背风面峰值低于平板值;缝内迎风面峰值随攻角增大而增大,约在 $40^\circ \sim 80^\circ$ 攻角之间达到极值。最近,邱波等^[10]通过求解可压缩的 Navier-Stokes(N-S)方程,对横缝流场结构和热流分布进行了数值模拟,结果表明:旋涡结构向缝隙内部卷入了大量热量,改变了缝隙处的流动特性和传热方式;旋涡结构使得缝隙内的流

动出现了多次分离与再附,在缝隙壁面上形成了多个局部高热流区。同时,邱波等^[11]还研究了来流马赫数、雷诺数和攻角等来流参数对隔热瓦横缝旋涡结构及热环境的影响。

受传统高超声速飞行器飞行轨道的影响,几乎所有高超声速缝隙绕流的文献研究都只考虑连续流区的层流和湍流,而对临近空间稀薄过渡流区缝隙绕流现象的研究较少。迄今为止,连续流区和自由分子流区的物理模型和计算方法比较成熟,而过渡流区位于连续流区和自由分子流区之间,稀薄气体效应、黏性效应、非平衡效应三者高度耦合,流动状态十分复杂,使其无论在实验上还是在计算上均处于探索阶段^[12-14]。

近期,Palharini 等^[1]采用直接模拟 Monte Carlo(direct simulation Monte Carlo, DSMC)方法研究了 80 km 高度稀薄过渡流区高超声速缝隙绕流问题,探索缝隙几何尺寸(长深比)对缝隙内部流场结构、壁面热流和压力的影响规律。结果表明,80 km 高度稀薄过渡流区几何尺寸对高超声速缝隙绕流的影响与连续流区存在不同,主要表现为当长深比等于 4 时缝隙内部就出现了双涡结构和剪切层在缝隙底面再附,而连续流区产生类似现象对应的长深比为 14。

飞行器再入过程中要跨越不同的高度,仅仅考虑 80 km 一个高度远远不够,这就需要研究不同飞行高度下高超声速缝隙绕流问题。本文在 Palharini 等^[1]工作的基础上,采用 DSMC 方法模拟稀薄流区高超声速缝隙流动问题,考虑稀薄气体效应(飞行高度)和三维效应对缝隙流动的影响,探索 70、75、80 km 和 90 km 飞行高度下缝隙内部流场结构和热流的变化规律,为再入飞行器热防护系统的精细化设计提供数据支持。

1 计算方法及验证算例

1.1 DSMC 方法简介

当前,稀薄气体流动最为成功的计算方法是由 Bird^[15]提出的 DSMC 方法,该方法基于分子动理论和随机过程,属于随机模拟方法。DSMC 方法假设一个仿真分子代表大量真实气体分子,且分子运动和碰撞过程解耦,采用计算机模拟技术跟踪仿真分子的轨迹、计算仿真分子之间的碰撞以及仿真分子和固体表面之间的相互作用,在模拟过程中,仿真分子的位置、速度和内能存储在内存中,并不断更新^[16]。跟踪足够多的时间步以保证流场收敛且统计误差足够小之后,统计出流

场宏观量(速度场、温度场、压力场等)和表面量(表面压力、热流等)^[17]。

基于 DSMC 方法,课题组自主开发了一套通用的三维并行稀薄气体流动分析软件,并已成功应用于工程问题。该软件的核心计算模块为一套非结构网格 DSMC 程序。需要注意的是,由于缝隙内部局部为低速流动,采用了孙泉华等^[18]提出的亚松弛宏观量采样技术,通过引入松弛因子,等效地增加了采样数量,有效地降低了 DSMC 方法模拟低速流动宏观量计算的统计误差。

1.2 方法验证:稀薄流区超声速平板绕流

考虑稀薄流区超声速二维平板绕流问题,为便于对比验证,计算条件和文献^[19-20]一致。来流气体为 N_2 ,来流条件:攻角为 0° ,马赫数为 4,克努森数为 0.014 3,分子数密度为 10^{20} m^{-3} ,温度为 273 K。平板表面为完全漫反射,其温度保持 500 K。此外,分子内能交换采用 Larsen-Borgnakke 模型^[21],分子碰撞采用变径硬球(variable hard sphere, VHS)模型^[22]。

表面摩擦因数和传热系数沿平板的分布如图 1 所示,图中的横轴为流向的无量纲坐标,纵轴分

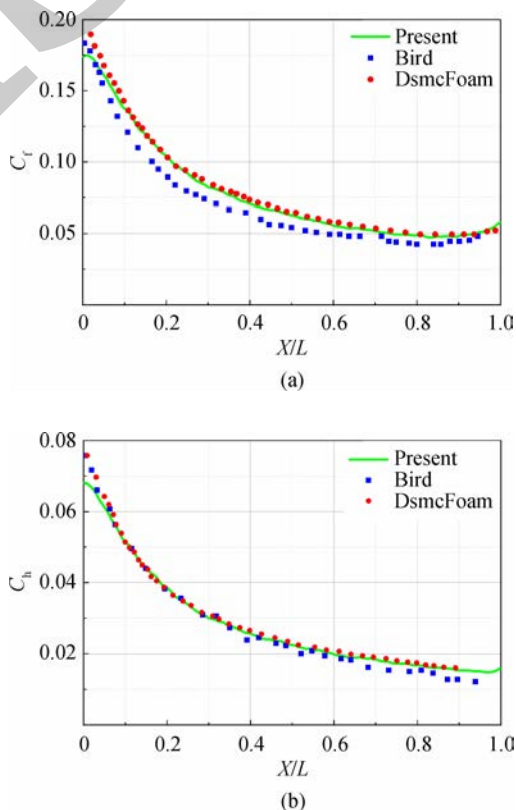


图 1 平板表面摩擦因数和传热系数分布

Fig. 1 Distributions of the skin friction and heat transfer coefficients along the plate

别为局部摩擦和传热系数。同时,还给出了 Bird 的标准 DSMC 软件 DS2V^[19] 和 OpenFOAM 框架下 dsmcFoam 开源软件^[20] 的计算结果。局部表面摩擦因数和传热系数的定义为

$$C_f = F_d / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \right) \tag{1}$$

$$C_h = q / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^3 \right) \tag{2}$$

式中 F_d 为平板局部单位面积受到的阻力; q 为单位时间气体传递到平板单位表面面积的热量(壁面法向热流); ρ_∞ 为自由来流密度; u_∞ 为自由来流速度。

显然,无论是局部表面摩擦因数还是传热系数,本文结果与 DS2V、dsmcFoam 结果都比较一致,表明发展的 DSMC 软件能准确预测局部表面摩擦力和表面热流等宏观量,验证其可靠性。

2 稀薄气体效应和三维效应

飞行器表面的缝隙可以采用缝隙模型作近似处理,因此,只要缝隙深度远小于飞行器的头部半径,其热环境就可以采用带有缝隙的平板高超声速绕流进行模拟。

2.1 算例描述

考察带有缝隙的二维平板模型,缝隙长度为 L ,深度为 D ,缝隙上游的平板长度为 L_u ,下游长度为 L_d ,坐标原点位于平板左端, X 轴沿流向, Y 轴沿垂向,如图 2(a) 所示,对应的三维模型(半模)如图 2(b) 所示,缝隙展向宽度为 W , XY 平面位于对称面, Z 轴根据右手法则确定。为便于下文的表面热流分析,把缝隙的上游侧面表示为 S_1 ,底面表示为 S_2 ,下游侧面为 S_3 。

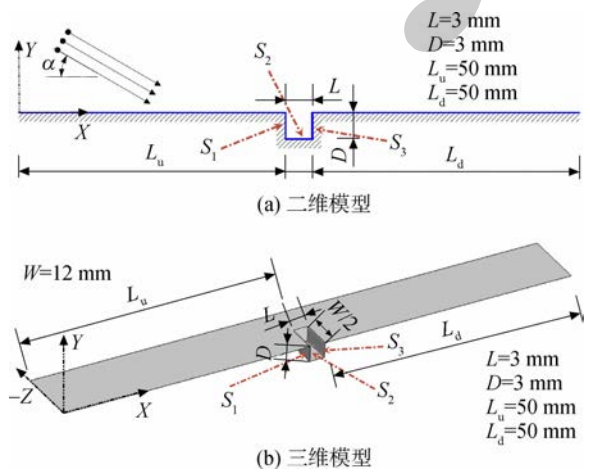


图 2 带有缝隙的平板示意图

Fig. 2 Schematic drawing of a flat plate with a cavity

考虑 70、75、80 km 和 90 km 高度的大气环境,来流马赫数 $Ma_\infty = 25$,攻角 $\alpha = 0^\circ$,来流温度 T_∞ 、压力 p_∞ 和密度 ρ_∞ 采用美国标准大气(1976)确定,来流速度 u_∞ 由来流马赫数 Ma_∞ 和飞行高度 H 共同确定,具体的来流参数列于表 1 中。平板及缝隙表面为完全漫反射表面,其温度均保持为 1000 K,接近再入飞行器驻点附近的温度。

表 1 不同高度自由来流条件
Table 1 Freestream parameters at different altitudes

H/km	$u_\infty/(\text{m/s})$	T_∞/K	p_∞/Pa	$\rho_\infty/10^{-5}$ (kg/m^3)
70	7 425.85	219.585	5.2209	8.2829
75	7 234.24	208.399	2.3881	3.9921
80	7 062.80	198.639	1.0525	1.8458
90	6 850.33	186.867	0.1836	0.34163

2.2 网格、时间步长无关性

缝隙内部局部为低速流动,时间步长和网格尺度对 DSMC 壁面热流结果影响很大。而且,飞行高度越低,DSMC 模拟对网格尺度和时间步长的要求越高。因此,考虑 70 km 高度的大气环境和二维缝隙,分别采用 3 套网格和 3 个时间步长计算,以验证结果对网格和时间步长的无关性。

首先,采用 3 套网格进行计算,网格空间尺度的差异仅仅表现在缝隙内部,计算域入口、远场和出口处的空间尺度均相同。对于缝隙部位,稀疏网格、标准网格和稠密网格对应的空间步长分别为 0.3、0.2 mm 和 0.1 mm,网格总数分别约为 57 万、82 万和 130 万。图 3 是采用上述 3 套网格得到的缝隙表面热流和传热系数分布,显然,相对于稀疏网格,标准网格给出的热流有较小变化,但是相对于标准网格,稠密网格给出的热流几乎没有变化。因此,有理由认为采用标准网格计算能保证结果相对于网格的无关性。

然后,采用标准网格,使用 3 个时间步长 ($\Delta t = 2 \times 10^{-8}, 10^{-8}, 5 \times 10^{-9}$ s) 进行计算,缝隙表面热流和传热系数分布如图 4 所示。显然,相对于较长时间步长 ($\Delta t = 2 \times 10^{-8}$ s),标准时间步长 ($\Delta t = 10^{-8}$ s) 给出的热流有轻微的变化;但是相对于标准时间步长,较短时间步长 ($\Delta t = 5 \times 10^{-9}$ s) 给出的结果基本无变化。因此,可以认为标准时间步长可以保证计算结果相对于时间步长的无关性。

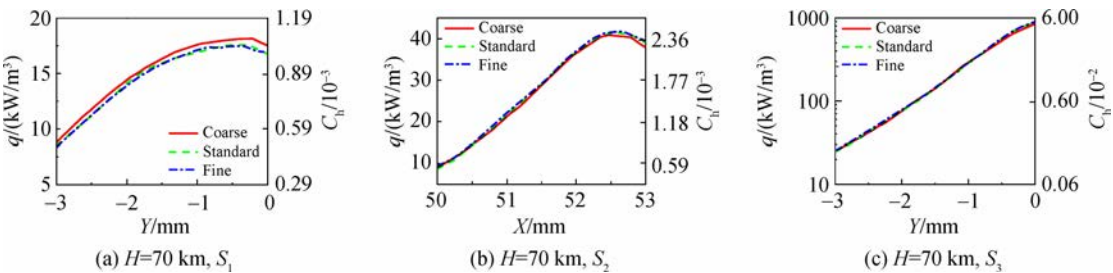


图 3 不同计算网格给出的缝隙表面热流和传热系数分布

Fig. 3 Heat flux and heat transfer coefficient distributions over the cavity surfaces for different computational grids

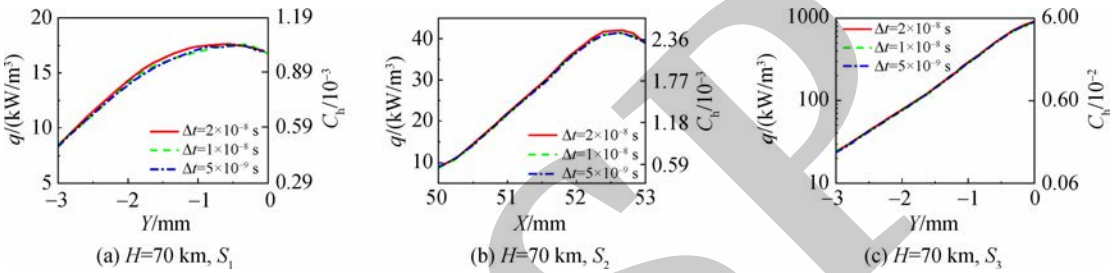


图 4 不同时间步长给出的缝隙表面热流和传热系数分布

Fig. 4 Heat flux and heat transfer coefficient distributions over the cavity surfaces for different time steps

2.3 流场结构

图 5 是不同高度下缝隙内部的无量纲密度(当地密度与来流密度之比, ρ/ρ_∞)等值线和流线图,三维算例的结果取自对称面。由图可见,外部流动直接绕过缝隙,在缝隙左上角分离的剪切层再次附着在右上角附近,在缝隙内部形成一个充满腔体的单涡结构,分离点附近出现局部低密度区,再附点附近则出现局部高密度区域。

但是,随着高度的升高,缝隙内部的密度分布出现了一些变化。比如,缝隙内部区域的密度与来流密度的比值整体上逐渐减小,70 km 时除了再附区域(缝隙右上角附近)密度较大之外,缝隙右下角、左下角区域的密度也较大,且缝隙内部大部分区域的密度比来流密度大,而 90 km 时只有右上角区域的密度大于来流密度。这是因为随着高度升高,来流分子平均自由程增加,缝隙附近区域的分子平均自由程随之增大,导致缝隙附近气体分子之间的碰撞频率降低,来流进入缝隙的程度减弱。所以,随着高度的增加,主涡涡心逐渐上移(参见表 2),即涡心越来越浅,其形状逐渐变得“扁长”,旋涡右上角逐渐变尖。

显然,无论是无量纲密度的数值和分布,还

是表征流场拓扑的主涡结构,三维结果定性上与二维情形一致。但是,相对于二维缝隙,三维缝隙多了 2 个竖直壁面。从流体动力学的观点出发,壁面可以看成“摩擦壁”,从分子动力学的观点出发,壁面可以理解为“碰撞壁”,气体分子会在壁面反生碰撞反射。无论从哪种观点出发,壁面的作用都是阻碍缝隙外流的主流进入缝隙内部。这里的“三维阻塞效应”恰好与绕流的“三维泄流效应”^[23]相对应:前者发生在内流中,第三维空间的存在阻碍流动;后者发生在外流中,第三维空间的存在促进流动。因此,上述 4 个飞行高度下,相对于二维算例,三维缝隙内部主涡的涡心都有所上移,如表 2 所示。而且,随着飞行高度的增加,三维阻塞效应增强,导致三维缝隙内部的密度整体上比二维情形的小:70 km 高度时,二维和三维缝隙的密度场只存在细微的差异;90 km 高度时,两者的差异变得显著。此外,飞行高度越高,主涡涡心上移的程度越加明显:70 km 高度时,三维阻塞效应导致的主涡涡心相对上移距离为 6.67%,90 km 高度时则为 15.88%,这说明飞行高度越高,三维阻塞效应对流场结构的影响越来越显著。

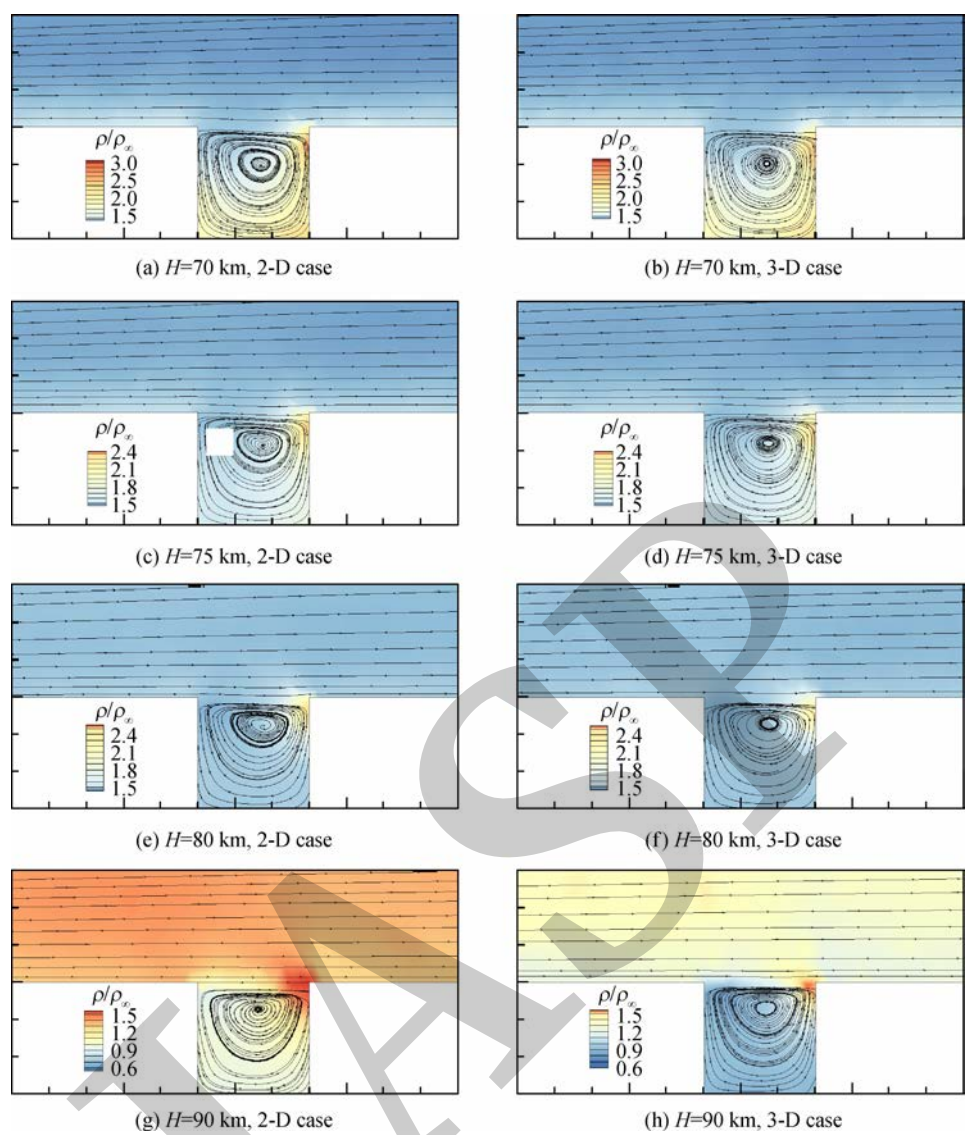


图 5 缝隙内部无量纲密度 ρ/ρ_∞ 等值线及流场结构
Fig. 5 Density ratio ρ/ρ_∞ contours and streamline traces inside the cavity

表 2 主涡涡心位置
Table 2 Positions of the primary vortex

H/km	70		75		80		90	
	2-D case	3-D case	2-D case	3-D case	2-D case	3-D case	2-D case	3-D case
X/mm	51.6943145	51.7347260	51.7538097	51.7180880	51.7632566	51.7519595	51.6300098	51.7654614
Y/mm	-1.0503231	-0.9840697	-0.8758273	-0.8260232	-0.7604014	-0.7105436	-0.7164002	-0.6182572

2.4 缝隙表面热流分布

在高超声速飞行器的设计过程中,热流对热防护系统的设计至关重要。因此,图 6 给出了 70、75、80 km 和 90 km 等 4 个飞行高度下缝隙表面热流的分布,三维结果取自对称面。同时,为了消除来流密度对热流的影响,还在右纵轴画出传热系数的标度,以表征无量纲热流的大小。

根据图 6,上述 4 个高度下,缝隙表面热流的分布定性上一致:沿着缝隙上游侧面 S_1 自上而下,热流逐渐减小,沿着缝隙底面 S_2 从左往右,热流逐渐增大,沿着缝隙下游侧面 S_3 由下而上,热流呈指数型升高;整体而言,底面 S_2 的热流比上游侧面 S_1 的大,下游侧面 S_3 的热流比前两者大很多;热流在缝隙左下角最小,在右上角取得最大值;缝隙上游侧面 S_1 表面热流的峰值最小,下游

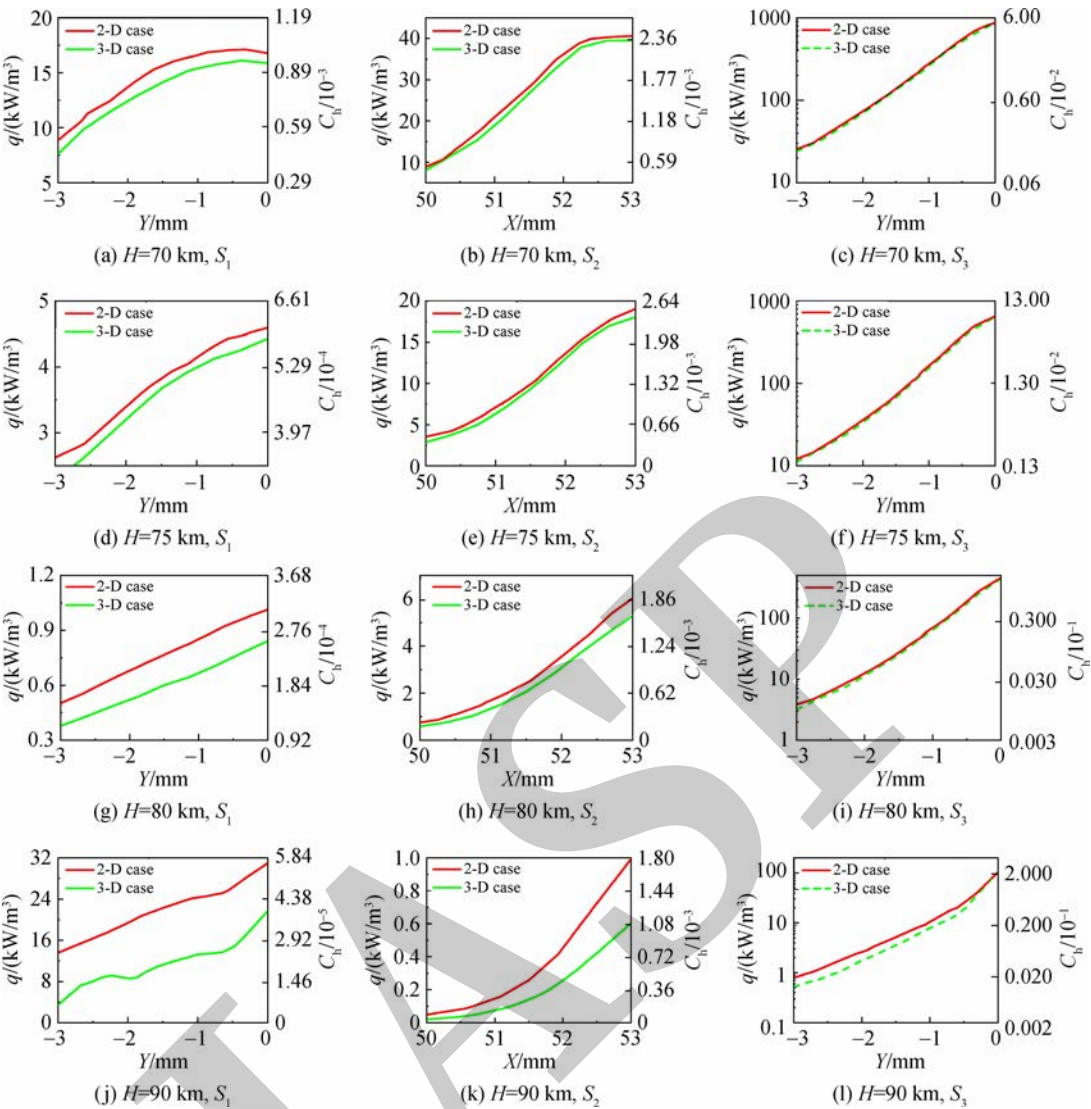


图 6 不同飞行高度下缝隙表面热流及传热系数分布

Fig. 6 Heat flux and heat transfer coefficient distributions over the cavity surfaces at different altitudes

侧面 S_3 表面热流的峰值最大,而底面 S_2 的峰值热流则居于两者之间。这个分布规律可以从以下两个方面来解释:从流体动力学的观点出发,外部流动直接绕过缝隙,在缝隙左上角分离的剪切层再次附着在右上角附近,在缝隙内部形成一个充满腔体的单涡结构,再附点附近(缝隙右上角)自然出现高热流区;从分子动力学的观点出发,分子热运动的存在导致一定数量的高能量来流分子直接撞击到缝隙下游侧面 S_3 的顶部,在此形成局部高热流区。

然而,随着高度的升高,热流的大小和分布呈现一定的递变性。 S_1 、 S_2 和 S_3 等 3 个表面的热流均随高度的升高而减小,考虑到来流密度随高度的增加迅速降低,这是一个直观的结果。高度的增加导致来流进入缝隙的程度减弱,改变了气体分子与缝隙各表面的能量交换量,故上述 3 个

表面的热流分布比例也随着高度产生了递变:如表 3 所示,飞行高度为 70 km 时, S_3 表面热流的峰值分别是 S_1 和 S_2 的 51.2 和 21.8 倍,而 90 km 高度时,前者的热流峰值分别是后两者的 3 422.3 和 103.6 倍。这说明,随着高度的增加,缝隙下游侧面与上游侧面和底面的差异变大,热流越来越集中分布于下游面,尤其是下游面的顶部区域,这对该区域的局部防热结构提出了巨大的挑战。整体上,缝隙上游侧面 S_1 和底面 S_2 的无量纲热流,即传热系数随高度的升高呈逐渐减小的趋势,而下游侧面 S_3 的传热系数则与之相反,即随高度的升高逐渐增大。传热系数作为无量纲的热流,表征相同来流密度条件下气体分子与缝隙表面进行热量交换的剧烈程度。根据前一小节分析,随着高度的升高,来流进入缝隙的程度减弱,来流气体分子直接撞击缝隙下游面 S_3 的概率变大(尤其

是 S_3 的顶部区域),与下游侧面的能量交换增强,与上游侧面和底面的能量交换随之减弱,故 S_1 和 S_2 的表面传热系数逐渐减小,而 S_3 的则增大。

与三维缝隙效应对流场结构的影响相类似,三维缝隙多出来的 2 个竖直壁面引起的“三维阻塞效应”使得气体分子与缝隙壁面的能量交换减弱,故导致上述 3 个表面的三维热流结果整体上均比二维情形的小。而且,三维阻塞效应的作用机理是阻止来流进入缝隙,故其对上游侧面 S_1 的影响最为明显,对下游侧面 S_3 的影响则最弱,对

底面 S_2 的影响居中。因此,上游侧面 S_1 表面热流受三维效应的影响最大,底面 S_2 次之,下游侧面 S_3 则最小。根据前一小节的流场分析,随着飞行高度的增加,三维阻塞效应增强,对于缝隙表面热流,三维结果与二维结果的差异都逐渐变大。

图 7 给出了 70、75 km 和 80 km 等 3 个高度下三维缝隙展向(Z 方向)侧面的热流分布。显然,随着高度的增加,来流进入缝隙的程度减弱,导致侧面左下角低热流区域的面积减小,这与前面的结论一致。

表 3 缝隙各表面热流峰值
Table 3 Peak values of heat flux on each surface of the cavity

H/km		70		75		80		90	
		2-D case	3-D case	2-D case	3-D case	2-D case	3-D case	2-D case	3-D case
$q/(\text{kW}/\text{m}^2)$	S_1	17.116971	16.103578	4.596198	4.427797	1.0132	0.841459	0.0309630	0.0216840
	S_2	40.587966	39.526868	19.035996	18.034992	6.0225	5.277692	0.9910400	0.6024300
	S_3	871.32968	876.41047	650.70976	637.15019	455.64000	440.85952	102.67000	104.92888
$C_h/(10^{-3})$	S_1	1.00934	0.94958	0.60820	0.58592	0.311609	0.25879	0.056387	0.039489
	S_2	2.39336	2.33079	2.51898	2.38652	1.852215	1.62315	1.804804	1.097098
	S_3	51.3799	51.6795	86.1066	84.3123	140.1317	135.586	186.9745	191.0882

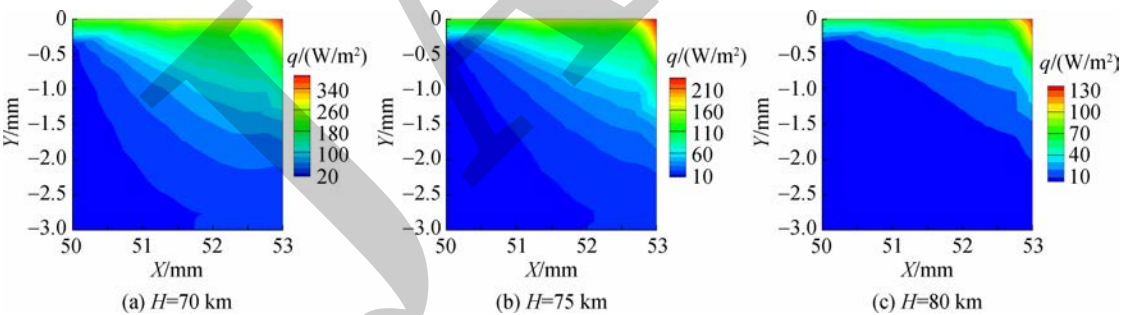


图 7 不同飞行高度下缝隙展向侧面热流分布

Fig. 7 Heat flux distributions over the side surface at different altitudes

3 结 论

本文采用 DSMC 方法模拟稀薄流区高超声速缝隙流动问题,考虑稀薄气体效应(飞行高度)和三维效应对缝隙流动的影响,探索 70、75、80 km 和 90 km 飞行高度下缝隙内部流场结构和热流的变化规律,形成结论如下:

1) 稀薄流条件下(70~90 km)下,对于长深比为 1 的缝隙,外部流动直接绕过缝隙,在缝隙左上角分离的剪切层再次附着在右上角附近,在缝隙内部形成一个充满腔体的单涡结构。

2) 稀薄气体效应对缝隙内部流动结构和壁面热流影响明显:随着高度的增加,主涡涡心上移,形状逐渐变得“扁长”,旋涡右上角逐渐变尖;热流越来越集中分布于下游面,尤其是下游面的顶部区域,对局部耐热结构提出了严峻的挑战。

3) 三维阻塞效应对缝隙内部的流动结构和壁面热流具有较大的影响:三维阻塞效应阻碍来流气体分子进入缝隙,导致主涡涡心上移,同时削弱了气体分子与缝隙壁面的能量交换,故导致三维热流结果比二维情形的小。

4) 飞行高度越高,三维阻塞效应增强,表现

为主涡涡心上移更明显,表面热流的三维结果与二维结果的差异变大。

参考文献:

[1] PALHARINI R C, SCANLON T J, REESE J M. Aero-thermodynamic comparison of two-and three-dimensional rarefied hypersonic cavity flows[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2014, 51(5):1619-1630.

[2] 唐功跃, 吴国庭, 姜贵庆. 缝隙流动分析及其热环境的工程计算[J]. 中国空间技术, 1996(6):1-7.

TANG Gongyue, WU Guoting, JIANG Guiqing. Flow analysis and numerical computation of thermal environment in gaps[J]. Chinese Space Science and Technology, 1996 (6):1-7. (in Chinese)

[3] 唐贵明. 狭窄缝隙内的热流分布实验研究[J]. 流体力学实验与测量, 2000, 14(4):1-6.

TANG Guiming. Experimental investigation of heat transfer distributions in a deep gap[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 2000, 14(4):1-6. (in Chinese)

[4] VOTTA R, SCHETTINO A, RANUZZI G, et al. Hypersonic low-density aerothermodynamics of Orion-like exploration vehicle[J]. Journal of Spacecraft and Rocket, 2009, 46(4):781-787.

[5] CHARWAT A F, ROOS J N, DEWEY C F, et al. An investigation of separated flows; Part I the pressure field [J]. Journal of Aerospace Sciences, 1961, 28(6):457-470.

[6] CHARWAT A F, DEWEY C F, ROOS J N, et al. An investigation of separated flows; Part II flow in the cavity and heat transfer[J]. Journal of Aerospace Sciences, 1961, 28(7):513-527.

[7] NESTLER D E, SAYDAH A R, AUXER W L. Heat transfer to steps and cavities in hypersonic turbulent flow [J]. AIAA Journal, 1968, 7(7):1368-1370.

[8] EVERHART J L, ALTER S J, MERSKI N R, et al. Pressure gradient effects on hypersonic cavity flow heating [R]. AIAA 2006-0185, 2006.

[9] CREIGHTON S, HILLIER R. Experimental and computational study of unsteady hypersonic cavity flows[J]. The Aeronautical Journal, 2007, 111(1125):673-688.

[10] 邱波, 张昊元, 国义军, 等. 高超声速飞行器表面横缝旋涡结构及气动热环境数值模拟[J]. 航空学报, 2015, 36(11):3515-3521.

QIU Bo, ZHANG Haoyuan, GUO Yijun, et al. Numeric investigation for vortexes and aerodynamic heating environment on transverse gap on hypersonic vehicle surface[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(11):3515-3521. (in Chinese)

[11] 邱波, 国义军, 张昊元, 等. 来流参数对防热瓦横缝旋涡结

构及热环境的影响[J]. 航空学报, 2016, 37(3):761-770.

QIU Bo, GUO Yijun, ZHANG Haoyuan, et al. Free stream parameters' effect on vortexes and aerodynamic heating environment in thermal protection tile transverse gaps[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(3):761-770. (in Chinese)

[12] 王智慧, 鲍麟, 童秉纲. 尖化前缘的稀薄气体化学非平衡流动和气动加热相似律研究[J]. 气体物理, 2016, 1(1):5-12.

WANG Zhihui, BAO Lin, TONG Binggang. Similarity law of aero-heating to sharpened noses in rarefied chemical nonequilibrium flows[J]. Physics of Gases, 2016, 1(1):5-12. (in Chinese)

[13] 丁海河, 王发民. 高超声速飞行器-进气道一体化热流数值计算[J]. 航空动力学报, 2007, 22(8):1297-1302.

DING Haihe, WANG Famin. Hypersonic vehicle-inlet integrated aeroheating simulation[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(8):1297-1302. (in Chinese)

[14] 程晓丽, 李俊红, 王强. 空间飞行器在火星再入环境下的气动特性[J]. 宇航学报, 2010, 31(4):967-972.

CHENG Xiaoli, LI Junhong, WANG Qiang. Aerodynamic force characteristics of Mars entry vehicles[J]. Journal of Astronautics, 2010, 31(4):967-972. (in Chinese)

[15] BIRD G A. Approach to translational equilibrium in a rigid sphere gas[J]. Physics of Fluids, 1963, 6(10):1518-1519.

[16] BIRD G A. Monte Carlo simulation of gas flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1978, 10(8):11-31.

[17] MEHTA P M, MCLAUGHLIN C A, SUTTON E K. Drag coefficient modeling for grace using direct simulation Monte Carlo[J]. Advances in Space Research, 2013, 52(12):2035-2051.

[18] SUN Quanhua, BOYD I D. Evaluation of macroscopic properties in the direct simulation Monte Carlo method [J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2005, 19(3):329-335.

[19] BIRD G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows[M]. New York: Oxford University Press, 1994:340-346.

[20] SCANLON T J, ROOHI E, WHITE C, et al. An open-source, parallel DSMC code for rarefied gas flows in arbitrary geometries[J]. Computers and Fluids, 2010, 39(10):2078-2089.

[21] BORGNACKE C, LARSEN P S. Statistical collision model for Monte Carlo simulation of polyatomic gas mixture[J]. Journal of Computational Physics, 1975, 18(4):405-420.

[22] BIRD G A. Monte Carlo simulation in an engineering context[J]. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1981, 74:239-255.

[23] ANDERSON J D. Fundamentals of aerodynamics[M]. 5th ed. New York: McGraw-Hill, 2011:497-500.