

DOI: 10.7652/xjtuxb201903002

自由分子流区气体外掠平板/圆柱体流动与传热预测

谢福寿^{1,2}, 雷刚², 徐元元², 陈强², 邱一男², 厉彦忠^{1,2}

(1. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安; 2. 航天低温推进剂技术国家重点实验室, 100028, 北京)

摘要: 针对自由分子流区稀薄气体外掠物体流动与传热问题, 基于气体分子动理论方法和相对坐标系思想, 推导了预测大气外掠平板和圆柱体传热与流动的无量纲表达式, 讨论了雷诺数、马赫数和克努森数对阻力与传热性能的影响。结果表明: 在马赫数一定时, 随着克努森数不断增加, 稀薄气体外掠物体换热能力逐渐减弱; 在克努森数一定时, 低马赫数 ($Ma < 0.1$) 对传热性能影响不大, 但高马赫数 ($Ma > 0.1$) 对传热性能影响显著; 随着马赫数增加, 流动阻力先急剧下降, 当到达超声速时逐渐变缓。该研究结果可为飞行器在自由分子流区流动与传热性能预测方面提供理论依据和技术支持。

关键词: 自由分子流区; 稀薄气体; 流动与传热; 气体分子动理论; 克努森数

中图分类号: V411.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2019)03-0006-07

Prediction on the Flow and Heat Transfer Performance of Rarefied Gas over Objects in Free Molecular Flow Regime

XIE Fushou^{1,2}, LEI Gang², XU Yuanyuan², CHEN Qiang², QIU Yinan², LI Yanzhong^{1,2}

(1. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. State Key Laboratory of Technologies in Space Cryogenic Propellants, Beijing 100028, China)

Abstract: Aiming at the problem of flow and heat transfer of rarefied gas over objects in free molecular flow regime and based on gas molecular kinetic theory and relative coordinate system, dimensionless expressions for predicting the flow and heat transfer performance of gas over flat plates and cylinders are deduced, and the effects of Reynolds number, Mach number and Knudsen number on flow resistance and heat transfer performance are discussed. This research shows that the heat transfer ability gradually weakens with the increasing of Knudsen number when the Mach number is constant; when the Knudsen number is constant, low Mach number ($Ma < 0.1$) has little effect on the heat transfer performance, but high Mach number ($Ma > 0.1$) has significant effect on the heat transfer performance. As the Mach number increases, the flow resistance drops sharply first, and then gradually slows down while reaching the supersonic speed. This study can provide theoretical basis and technical support for the prediction of the flow and heat transfer performance of rarefied gas over aircraft in the free molecular flow regime.

Keywords: free molecular flow regime; rarefied gas; flow and heat transfer; gas molecular kinetic theory; Knudsen number

收稿日期: 2018-06-19。 作者简介: 谢福寿(1987—),男,助理研究员;厉彦忠(通信作者),男,教授,博士生导师。 基金项目: 航天低温推进剂技术国家重点实验室开放课题(SKLTSC1610);中国博士后科学基金资助项目(2018M633505);陕西省博士后科研资助项目;国家自然科学基金资助项目(51876153)。

网络出版时间: 2018-12-26

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20181225.0855.002.html>

随着航天事业大力发展,自由分子流区稀薄气体流动与传热问题日益受到人们的关注。在轨卫星姿态调整时,自由分子流作用在飞行器上的气动力非常显著^[1];运载火箭升空时,随着大气密度的逐渐减小,气体的稀薄效应开始凸显,连续介质假设逐渐失效,此时气体流态会依次经历连续流区($Kn < 10^{-2}$)、滑移流区($10^{-2} < Kn < 10^{-1}$)、过渡流区($10^{-1} < Kn < 10$)和自由分子流区($Kn > 10$)^[2-5]。自由分子流区中气体分子与物体间的碰撞相比较,分子之间的碰撞可以忽略,此时可采用平衡 Maxwell 分布函数对 Boltzmann 方程进行求解,从而获得预测物体阻力和传热规律的解析解。

虽然许多学者推导了自由分子流传热与流动的量纲表达式^[6-12],但都没有进一步深入分析雷诺数 Re 、马赫数 Ma 和克努森数 Kn 对流动与传热特性的影响,且推导的过程要么过于复杂,要么表达式直接给出,考虑到物理本质的内在简单性,其计算也简单化。为了进一步理解自由分子流传热与流动特性,本文拟采用相对坐标系思想来重新推导预测典型几何尺寸传热与流动的表达式,并详细阐述推导的每一个过程,使其更容易被理解。在此基础上,通过一系列物理量变换,将原表达式中含有的微观量纲参数全部转化为无量纲表达式,从而反映出无量纲参数之间本质变化规律,建立努塞耳数与克努森数、雷诺数、马赫数之间的关系,并探讨阻力和传热性能的影响因素,以便应用于实际工程预测之中。

1 数学表达式推导

1.1 大气外掠平板传热

平板以一定攻角穿过处于自由分子流区的大气层时,可视为大气以一定速度 u_∞ 外掠平板, T_∞ 为远离平板的温度, T_w 为平板壁面的温度, θ 为来流速度与平板壁面的夹角, dA 为单位面积,外掠平板的示意图如图 1 所示。

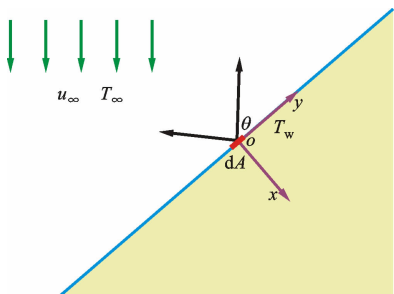


图1 气体外掠平板的示意图

由于自由分子流中分子与分子之间的碰撞可忽

略,故可将 Boltzmann 方程的碰撞项简化为 0,从而导出平衡气体分子的 Maxwell 速度分布函数为

$$f_{u'_x u'_y u'_z} = \frac{n}{(2\pi kT/m)^{3/2}} \exp\left(-\frac{u'^2_x + u'^2_y + u'^2_z}{2kT/m}\right) \quad (1)$$

式中: $f_{u'_x u'_y u'_z}$ 为某一时刻单位体积中气体分子数; n 为分子数密度; $K = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ 为 Boltzmann 常数; T 为气体温度, K; m 为单个分子质量, kg。

假设沿着坐标系 (x', y', z') 以 U_x, U_y, U_z 宏观速度运动,而将观察者自身作为一个移动的相对坐标系 (x, y, z) ,并以此作为一个新参考系,此时在 x, y, z 向的相对分子速度(分子热运动)为

$$\left. \begin{aligned} u_x &= u'_x - U_x \\ u_y &= u'_y - U_y \\ u_z &= u'_z - U_z \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

在相对参考坐标系中,可认为观察到的气体仍然是平衡气体,不存在速度和温度梯度,则气体分子的相对速度符合 Maxwell 分布,流动气体的 Maxwell 分布为

$$f_{u_x u_y u_z} = \frac{n}{(2\pi kT/m)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{(u_x + U_x)^2 + (u_y + U_y)^2 + (u_z + U_z)^2}{2kT/m}\right) \quad (3)$$

为了得到单位时间单位面积上入射于壁面的分子通量 φ ,可对 u_x 从 $-\infty$ 到 0、 u_y 从 $-\infty$ 到 ∞ 、 u_z 从 $-\infty$ 到 ∞ 积分。由于在 x 向正速度的气体分子不会穿过平板壁面,所以积分上限为 0,即

$$\varphi = \frac{n}{2\beta\sqrt{\pi}} \{ \exp(-\beta^2 a^2) + \beta u \sqrt{\pi} [1 + \operatorname{erf}(\beta u)] \} \quad (4)$$

令 $S = \beta U_\infty = U_\infty / \sqrt{2kT_\infty/m}$ 为来流速率比,表示来流速度 U_∞ 与来流气体温度 T_∞ 下分子的最可几速率 $\sqrt{2kT_\infty/m}$ 比值的无量纲数,则式(4)可改写为

$$\left. \begin{aligned} \psi &= n \sqrt{\frac{kT_\infty}{2\pi m}} \{ \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \cdot \\ &\quad \sin \theta [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta)] \} \\ \operatorname{erf}(x) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx \\ \operatorname{erf}(\infty) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

根据式(3),可将入射于微元表面的气体分子速度分布函数表示为

$$f_{in} = \frac{n}{(2\pi kT_\infty/m)^{3/2}} \cdot$$

$$\exp(-\frac{(u_x + U_\infty \sin\theta)^2 + (u_y - U_\infty \cos\theta)^2 + u_z^2}{2kT_\infty/m}) \quad (6)$$

假定气体分子在表面发生完全漫反射,则气体分子反射出的速度分布函数为

$$f_{\text{out}} = \frac{\psi}{2\pi(kT/m)^2} \exp(\frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{2kT/m}) \quad (7)$$

式中: ψ 为入射于微元 dA 上的分子通量; T 为漫反射分子的温度,K。

大气中每一个分子携带的能量 e 可表示为

$$e = \frac{1}{2}mv^2 + \epsilon \quad (8)$$

式中: v 为单个分子速度, $m \cdot s^{-1}$; m 为单个分子的质量,kg; ϵ 为分子内部能量,J。

根据 Maxwell 方程矩思想,单位时间单位面积上大气分子入射于平板壁面时携带的能量为

$$E_{\text{in}} = nkT_\infty \sqrt{\frac{kT_\infty}{2m\pi}} \{ (2 + S^2) \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \sin \theta (\frac{5}{2} + S^2) [1 + \text{erf}(S \sin \theta)] \} + \psi \epsilon_{\text{in}} \quad (9)$$

平板壁面漫反射的大气分子所携带能量为

$$E_{\text{out}} = \frac{\psi m \beta^4}{\pi} (\frac{\pi}{2\beta^6} + \frac{\pi}{4\beta^6} + \frac{\pi}{4\beta^6} + \frac{\epsilon_{\text{out}} \pi}{m \beta^4}) = \psi (2kT + \epsilon_{\text{out}}) \quad (10)$$

在平板壁面任意取一个微元表面 dA 为研究对象,由于能量守恒,故微元表面 dA 上的热量为

$$Q = (E_{\text{in}} - E_{\text{out}}) dA \quad (11)$$

式中: E_{in} 为在单位面积上入射于平板表面的气体分子携带的能量,J; E_{out} 为在单位面积上从表面反射分子所携带的能量,J。

于是单位面积上的热流密度可表示为

$$q = E_{\text{in}} - E_{\text{out}} \quad (12)$$

将式(9)(10)代入式(12),则单位面积上的热流密度可化解为

$$q = nkT_\infty \sqrt{\frac{kT_\infty}{2m\pi}} \{ (2 + S^2) \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \sin \theta (\frac{5}{2} + S^2) [1 + \text{erf}(S \sin \theta)] \} + \psi (\epsilon_{\text{in}} - \epsilon_{\text{out}} - 2kT) \quad (13)$$

$$\epsilon_{\text{in}} = \frac{i}{2} kT_\infty \quad (14)$$

$$\epsilon_{\text{out}} = \frac{i}{2} kT \quad (15)$$

$$i = \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \quad (16)$$

根据理想气体状态方程 $p_\infty = nkT_\infty$ 和式(5),式

(13)可简化为

$$q = p_\infty \sqrt{\frac{kT_\infty}{2m\pi}} \{ [S^2 + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (1 - \frac{T}{T_\infty}) \cdot \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \sin \theta [S^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (\frac{T}{T_\infty})] [1 + \text{erf}(S \sin \theta)] \} \quad (17)$$

为了消除未知量 T ,可借鉴 Smoluchowski 和克努森引用热协调系数的方法,进一步改写式(17)。热协调系数定义为

$$\sigma_T = \frac{E_{\text{in}} - E_{\text{out}}}{E_{\text{in}} - E_w} \quad (18)$$

式中: E_w 为对应于壁面温度 T_w 的麦克斯韦分布时所应带走的能量通量。 σ_T 的数值大小表示入射的气体分子和壁面之间能量交换的完善程度。式(17)可改写为

$$q = \sigma_T p_\infty \sqrt{\frac{kT_\infty}{2m\pi}} \{ [S^2 + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (1 - \frac{T_w}{T_\infty})] \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \sin \theta [S^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (\frac{T_w}{T_\infty})] [1 + \text{erf}(S \sin \theta)] \} \quad (19)$$

$$S = \sqrt{\frac{1}{2}} \gamma Ma \quad (20)$$

$$m = \frac{M}{N_A} \quad (21)$$

式中: M 为摩尔质量,kg/mol; N_A 为阿伏伽德罗常量。玻尔兹曼常量定义为

$$k = \frac{R}{N_A} \quad (22)$$

$$R_g = \frac{R}{M} \quad (23)$$

$$p_\infty = \rho R_g T_\infty \quad (24)$$

式中: $R=8.314 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ 为通用气体常数。

牛顿冷却定律可表达为

$$q = h(T_\infty - T_w) \quad (25)$$

比定压热容可表示为

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R_g \quad (26)$$

$$L_m = \frac{\mu}{0.5 \rho \bar{v}} \quad (27)$$

式中: L_m 为分子平均自由程长度,m; μ 为气体动力黏度, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; ρ 为理想气体密度, kg/m^3 ; $\bar{v}$ 为理想气体分子平均速度,m/s。

根据努塞耳数定义 $Nu = hD/\lambda$,普朗特数定义 $Pr = \mu c_p/\lambda$ 和克努森数定义 $Kn = L_m/D$,可导出

$$Nu = \sigma_T \frac{Pr}{8Kn} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T_\infty}{T_\infty - T_w} \left\{ \left[\frac{\gamma}{2} Ma^2 + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \left(1 - \frac{T_w}{T_\infty}\right) \right] \exp\left(-\frac{\gamma}{2} Ma^2 \sin^2 \theta\right) + \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} Ma \sin \theta \left[\frac{\gamma}{2} Ma^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \frac{T_w}{T_\infty} \right] \cdot [1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\gamma}{2}} Ma \sin \theta\right)] \right\} \quad (28)$$

式中 T_w 为壁面温度。

1.2 大气外掠平板的阻力

依据空气动力学可知,作用在平板微元上的曳力可分解成与平板表面垂直的压力 p 和与平板表面水平的剪切力 τ_w ,阻力可表示为

$$dF_D = -p dA \sin \theta + \tau_w dA \cos \theta \quad (29)$$

大气与平板表面的压力和剪切力可视为入射分子与反射分子与表面相互作用而产生的,可分别表示为

$$p = p_{in} + p_{out} \quad (30)$$

$$\tau_w = \tau_{w_{in}} + \tau_{w_{out}} = \tau_{w_{in_{xz}}} + \tau_{w_{in_{xy}}} + \tau_{w_{out_{xz}}} + \tau_{w_{out_{xy}}} \quad (31)$$

式中: p_{in} 为入射分子通量的法向动量; p_{out} 为入射反射分子通量的法向动量; $\tau_{w_{in}}$ 为入射分子通量的切向动量,由于在 z 向上分子没有宏观速度,此时分子热运动产生的切向力为大小相等方向相反的力,即 $\tau_{w_{in_{xz}}} = 0$; $\tau_{w_{out}}$ 为反射分子通量的切向动量,由于反射分子在 y, z 向上分子没有宏观速度,则 $\tau_{w_{out_{xy}}} = 0$, $\tau_{w_{in_{xz}}} = 0$ 。

与传热一样,为表述反射分子通量切向和法向分力,引入两个动量协调系数

$$\sigma_r = \frac{\tau_{w_{in}} - \tau_{w_{out}}}{\tau_{w_{in}} - \tau_{w_w}} \quad (32)$$

$$\sigma_p = \frac{p_{in} - p_{out}}{p_{in} - p_w} \quad (33)$$

式中: σ_r 为切向动量协调系数; τ_{w_w} 为小于 T_w 的分子切向动量,值为 0; σ_p 为法向动量协调系数; p_w 为分子法向动量。

在微观系统中,宏观参数压力和剪切力是大气分子与平板壁面的动量交换而产生的。假设大气分子在平板壁面上发生完全漫反射,即大气分子速度分布符合 Maxwell 分布函数。根据 Maxwell 方程求矩思想,采用相对坐标系方法可得到单位时间单位面积上大气分子作用于平板壁面上的各个力,即

$$p = -nkT_\infty \left\{ \left(\frac{2-\sigma_p}{\sqrt{\pi}} S \sin \theta + \frac{\sigma_p}{2} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) \cdot \right.$$

$$\exp(-S^2 \sin^2 \theta) + [(2-\sigma_p) \left(\frac{1}{2} + S^2 \sin^2 \theta \right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_p S \sin \theta \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}}] [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta)] \} \quad (34)$$

$$\tau_{w_{in_{xy}}} = (2-\sigma_r) \frac{nkT_\infty}{\sqrt{\pi}} S \cos \theta \{ \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sqrt{\pi} S \sin \theta [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta)] \} \quad (35)$$

将式(34)(35)代入式(29),可得平板表面微元上曳力

$$dF_D = nkT_\infty \left\{ \left(\frac{S}{\sqrt{\pi}} + \frac{1}{2} \sin \theta \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \sin \theta \left(\frac{1}{2} + S^2 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} S \sin \theta \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta)] \right\} \quad (36)$$

阻力系数定义为

$$C_D = \frac{F_D}{0.5 \rho_\infty U_\infty^2 A} \quad (37)$$

气体声速计算式为

$$a = \sqrt{\frac{\gamma k T_\infty}{m}} = \sqrt{\gamma R_g T_\infty} \quad (38)$$

将式(20)(37)(38)代入式(36),可得

$$C_D = \frac{2}{\gamma Ma^2} \left\{ \left(\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} Ma + \frac{1}{2} \sin \theta \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) \cdot \exp\left(-\frac{\gamma}{2} Ma^2 \sin^2 \theta\right) + \sin \theta \left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2} Ma^2 + \sqrt{\frac{\gamma\pi}{8}} Ma \sin \theta \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) [1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\gamma}{2}} Ma \sin \theta\right)] \right\} \quad (39)$$

1.3 大气外掠圆柱体的传热

当一个无限长、半径为 r 的圆柱体垂直放置于气流中时,壁面法线方向可视为 x 坐标,切线方向视为 y 坐标,壁面法线方向与大气流动方向夹角为 θ ,大气外掠圆柱体流动的示意图如图 2 所示。此时,大气横掠圆柱体流动问题可转化为气流以不同的攻角外掠平板表面,得到壁面局部换热性能。在实际工程中,往往关心的是圆柱体壁面平均换热能力,在自由分子流区大气横掠圆柱体的平均努塞尔数可表示为

$$q = \frac{2 \int_0^\pi r l q_{loc} d\theta}{2r l \int_0^\pi d\theta} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi q_{cal} d\theta \quad (40)$$

将式(19)代入式(40),可得

$$q = \sigma_T p_\infty \sqrt{\frac{kT_\infty}{2m\pi}} \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) \left\{ \left[S^2 + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \left(1 - \right. \right. \right.$$

$$\frac{T_w}{T_\infty}]I_0 \frac{S^2}{2} + S^2[S^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \frac{T_w}{T_\infty}][I_0 \frac{S^2}{2} + I_1 \frac{S^2}{2}]\} \quad (41)$$

其中 $I_0(S^2/2)$ 和 $I_1(S^2/2)$ 分别为修正的零阶和一阶贝塞尔函数^[11]。可得

$$Nu = \sigma_T \frac{Pr}{8Kn} \frac{\gamma-1}{\gamma} \exp(-\gamma \frac{Ma^2}{4}) \frac{T_\infty}{T_\infty - T_w} \cdot \{ [\frac{\gamma}{2} Ma^2 + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (1 - \frac{T_w}{T_\infty})] I_0(\gamma \frac{Ma^2}{4}) + \frac{\gamma}{2} Ma^2 [\frac{\gamma}{2} Ma^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} (\frac{T_w}{T_\infty})] \cdot [I_0(\gamma \frac{Ma^2}{4}) + I_1(\gamma \frac{Ma^2}{4})] \} \quad (42)$$

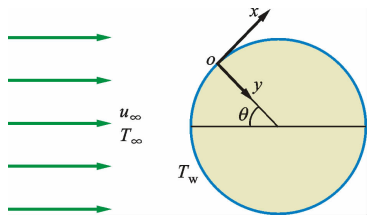


图2 大气外掠圆柱体流动的示意图

1.4 大气外掠圆柱体的阻力

与传热计算一样,工程计算中关心的是圆柱体壁面的平均阻力,在自由分子流区大气横掠圆柱体的平均阻力系数可表示为

$$F_D = 2 \int_0^\pi r l F_{loc} d\theta = 2rl \int_0^\pi F_{loc} d\theta \quad (43)$$

根据阻力系数和马赫数定义,将式(36)代入式(43),可得

$$C_D = \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \frac{\pi}{Ma} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\frac{\gamma Ma^2}{4}) I_0(\frac{\gamma Ma^2}{4}) + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} + (\frac{1}{2} + \frac{\gamma Ma^2}{4}) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\frac{\gamma Ma^2}{4}) \cdot [I_0(\frac{\gamma Ma^2}{4}) + I_1(\frac{\gamma Ma^2}{4})] \right\} \quad (44)$$

2 结果讨论

2.1 大气外掠平板传热

为了进一步讨论高速平板以一定攻角穿过大气层时壁面与大气的换热能力,本文展示了在不同马赫数和克努森数下,平板表面的传热性能随平板攻角的变化曲线。图3给出了平板在克努森数为15、壁面温度为195 K、大气温度为200 K时,努塞尔数随攻角和马赫数的变化。由图3可知,马赫数一定、

大气水平掠过平板时,热流密度最低,而垂直入射时热流密度最高,这是因为平板以一定攻角高速升空时,气体压缩效应完全凸显,此时不仅有温差引起的热流,还存在气体动能转化为内热能的热流,当大气垂直入射时,气体动能将全部转化为内热能,如运载火箭顶部整流罩的气动加热现象,且马赫数越高,气动加热越显著。图4给出了平板在马赫数为6、其他条件不变时,努塞尔数随攻角和克努森数的变化曲线。由图4可知,随着克努森数的不断增加,平板壁面与大气的换热能力逐渐下降,不过克努森数越大,传热性能下降速率减弱,这是因为克努森数越大,说明大气越稀薄,其气体分子与平板壁面碰撞频率减小,从而气体分子碰撞后带走能量就越小。图5给出了不同克努森数下零攻角平板传热性能随马赫数的变化。由图5可知,在不同克努森数下,平板以零攻角外掠平板表面时,努塞尔数随马赫数的变化规律,当克努森数一定时,只要马赫数超过0.1,对平板表面的传热能力就有显著影响,且马赫数越大,这种影响越显著,这是因为气体宏观速度足够大,致使大气分子热运动完全可忽略,对流影响占主导地位,而马赫数小于0.1时,其对平板表面的换热影响并不大,因为大气运动可看作不可压缩流体,此时大气分子无规则热运动占主导地位。

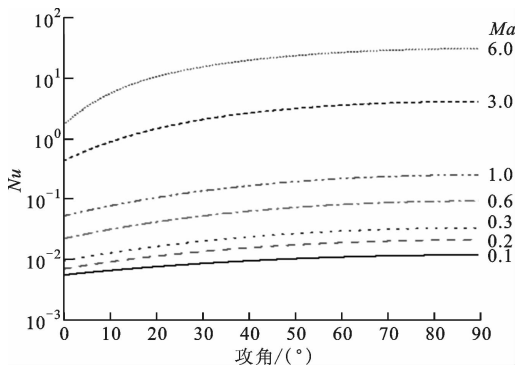


图3 不同马赫数下平板传热性能随攻角的变化

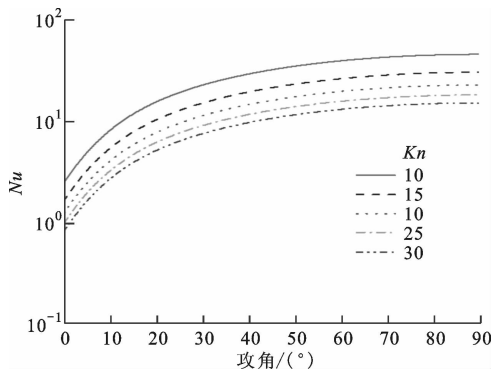


图4 不同克努森数下平板传热性能随平板攻角的变化

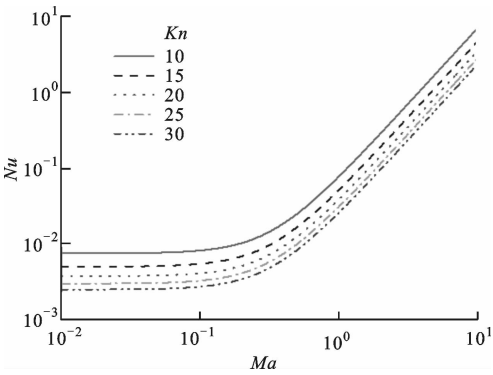


图 5 不同克努森数下零攻角平板传热性能随马赫数的变化

2.2 大气外掠平板流动

图 6 给出了大气在不同攻角下外掠平板的阻力系数随马赫数的变化,大气温度为 200 K,平板壁面温度为 195 K。由图 6 可知:攻角为 0°,即平板表面平行于气流时,平板阻力最小,此时阻力完全由作用于平板壁面上剪切力所决定;随着攻角的增大,平板阻力增加,当攻角为 90°即大气速度垂直于平板壁面时,平板阻力最大,此时阻力完全由作用于平板壁面上压力所决定,随着攻角的增加,平板阻力增加的速率逐渐变缓;当攻角一定时,平板阻力系数随着大气来流速度增加而先急剧下降,当达到超声速时,逐渐变缓,最终趋于恒定,这是因为随着来流速度的增加,惯性力开始体现,当到达超声速时,惯性效应完全占主导地位。

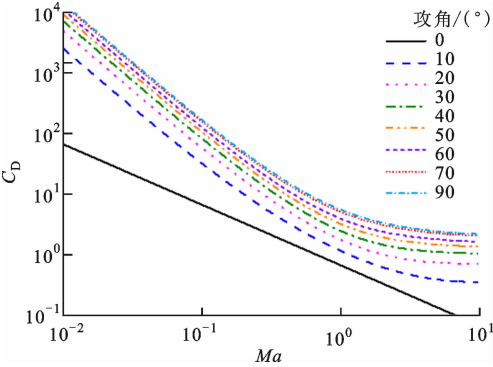


图 6 不同攻角下平板阻力系数随马赫数的变化

2.3 大气外掠圆柱体传热

为了进一步讨论高速气流以垂直于圆柱体轴线的方向掠过时壁面与大气的换热能力,本文绘制了在不同克努森数下,圆柱体表面的传热性能随马赫数的变化曲线,如图 7 所示。由图 7 可知:当克努森数一定、马赫数小于 0.1 时,所对应的平均努塞尔数基本保持不变;马赫数大于 0.1 时,平均努塞尔数会随着马赫数增加而急剧升高,这是因为高速气流的压缩影响完全体现出来;当马赫数一定时,平均努塞

尔数会随着克努森数增加而下降,且下降速率会逐渐减弱,这是因为气体变得更稀薄,大气分子与圆柱体壁面碰撞概率大大降低。

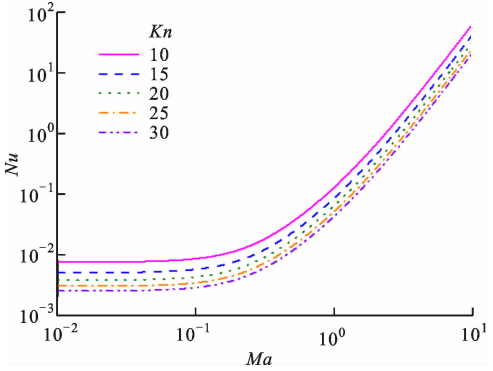


图 7 不同克努森数下圆柱体换热随马赫数的变化

2.4 大气外掠圆柱体流动

图 8 给出了大气在自由分子流区横掠圆柱体的平均阻力情况,大气温度为 200 K,平板壁面温度为 195 K。由图 8 可知:阻力系数与大气外掠平板的情况相一致,即在最小马赫数下对应最大的阻力系数,随着马赫数的增加,阻力系数先急剧下降,当达到超声速时,阻力系数逐渐变缓。

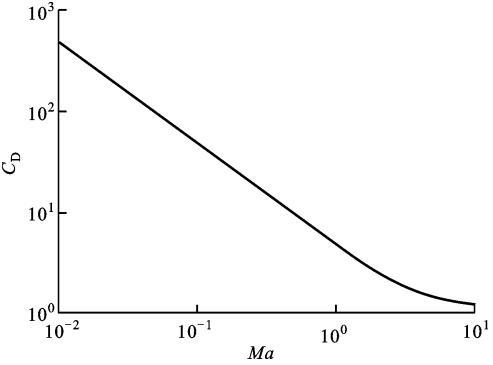


图 8 自由分子流区外掠圆柱体的阻力系数

3 结 论

(1)在马赫数一定时,大气水平掠过平板所对应的热流密度最低,而垂直入射时热流密度最高。随着克努森数的不断增加,平板壁面与大气的换热能力逐渐下降,传热性能下降速率减弱。

(2)当克努森数一定时,只要马赫数超过 0.1,对平板表面的传热能力就有显著影响,且马赫数越大,这种影响越显著;马赫数小于 0.1 时,对平板表面的换热影响并不大。

(3)当攻角为 0°即平板表面平行于气流时,平板阻力最小,此时阻力完全由作用于平板壁面上剪切力所决定。随着攻角的增大,平板阻力增加,当攻

角为 90° ,即大气速度垂直于平板壁面时,平板阻力最大。随着攻角的增加,平板阻力增加的速率逐渐变缓。当攻角一定时,平板阻力系数随着大气来流速度增加而急剧下降,当达到超声速时逐渐变缓,最终达到一个恒定值。

(4)当克努森数一定时,马赫数小于0.1所对应的大气横掠圆柱体平均努塞尔数基本保持不变,但一旦马赫数超过0.1,平均努塞尔数会随着马赫数增加而急剧升高。然而,当马赫数一定时,平均努塞尔数会随着克努森数增加而下降,且下降速率会逐渐减弱。

(5)大气外掠物体的流动阻力仅与马赫数、比热容比、壁面温度和来流温度有关,与稀薄效应无关。气体外掠圆柱体时,在最小马赫数下对应最大的阻力系数,随着马赫数的增加,阻力系数先急剧下降,当达到超声速时,阻力系数逐渐变缓。

参考文献:

- [1] 张建华,贺碧蛟,蔡国飙,等.卫星姿控发动机喷管羽流撞击效应试验[J].空气动力学学报,2007,25(2):250-255.
ZHANG Jianhua, HE Bijiao, CAI Guobiao, et al. Experimental study on plume impingement effects of satellite attitude control thruster nozzle [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2007, 25(2): 250-255.
- [2] XIE F S, LI Y Z, LIU Z, et al. A forced convection heat transfer correlation of rarefied gases cross-flowing over a circular cylinder [J]. Experimental Thermal & Fluid Science, 2016, 80: 327-336.
- [3] 谢福寿,厉彦忠,王鑫宝,等.低真空压力下横掠圆柱体强制对流传热特性的实验研究[J].西安交通大学学报,2017,51(3):43-61.
XIE Fushou, LI Yanzhong, WANG Xinbao, et al. Experimental study on the forced convection heat transfer characteristics of air flow across a cylinder under low vacuum pressures [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2017, 51(3): 43-61.
- [4] XIE F S, LI Y Z, WANG X B, et al. Numerical study on flow and heat transfer characteristics of low pressure gas in slip flow regime [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2018, 124: 131-145.
- [5] 谢福寿,雷刚,邱一男,等.求解滑移流区外掠圆柱体气流流动与传热特性的数值模型[J].西安交通大学学报,2019,53(1):25-32.
XIE Fushou, LEI Gang, QIU Yinan, et al. A numerical model for the flow and heat transfer characteristics

of rarefied gas over a cylinder in slip flow regime [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2019, 53(1): 25-32.

- [6] 陈熙.动力论及其在传热与流动研究中的应用[M].北京:清华大学出版社,1996:77-185.
- [7] 沈青.稀薄气体动力学[M].北京:国防工业出版社,2003:141-160.
- [8] SHEN C. Rarefied gas dynamics [M]. New York, USA: Springer, 2005: 159-190.
- [9] LOH W H T. Modern developments in gas dynamics [M]. New York, USA: Plenum Press, 1969: 235-254.
- [10] MOHAMED G H. The fluid mechanics of microdevices [J]. Journal of Fluids Engineering, 1999, 121(5): 5-33.
- [11] TSIEN H S. Superaerodynamics, mechanics of rarefied gases [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1946, 13(12): 653-664.
- [12] OLVER F W, LOZIER D W, BOISVERT R F, et al. NIST handbook of mathematical functions [M]. UK: Cambridge University Press, 2010: 217-261.

[本刊相关文献链接]

- 谢福寿,雷刚,邱一男,等.求解滑移流区外掠圆柱体气流流动与传热特性的数值模型.2019,53(1):25-32. [doi:10.7652/xjtuxb201901004]
- 王娇娇,陈虹,厉彦忠,等.低温管路预冷过程两相流动与换热计算研究.2019,53(1):93-99. [doi:10.7652/xjtuxb201901012]
- 邵翔宇,蒲亮,雷刚,等.液氢泄漏事故中氢气可燃云团的扩散规律研究.2018,52(9):102-108. [doi:10.7652/xjtuxb201809014]
- 马原,孙培杰,李鹏,等.低温流体微重力池沸腾气泡脱落特性研究.2018,52(9):89-94. [doi:10.7652/xjtuxb201809012]
- 杨永斌,厉彦忠,司标.板翅式换热器瞬态法数值模拟与实验研究.2018,52(7):38-45. [doi:10.7652/xjtuxb201807006]
- 文键,李科,刘育策,等.利用流固耦合分析的板翅式换热器锯齿型翅片多目标优化.2018,52(2):130-135. [doi:10.7652/xjtuxb201802020]
- 王鑫宝,厉彦忠,谢福寿,等.滑移区稀薄气体外掠圆柱体换热的数值分析.2017,51(10):88-93. [doi:10.7652/xjtuxb201710015]
- 刘展,张少华,张晓屿,等.地面热力学排气系统实验研究.2017,51(7):8-15. [doi:10.7652/xjtuxb201707002]
- 谢福寿,厉彦忠,王鑫宝,等.低真空压力下横掠圆柱体强制对流传热特性的实验研究.2017,51(3):43-47. [doi:10.7652/xjtuxb201703008]

(编辑 赵炜)