

高超声速高温气体效应判据¹⁾

樊 菁²⁾

(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)

(中国科学院高超声速科技中心, 北京 100190)

摘要 基于动理论的观点, 提出几种定量判据, 用以判断在怎样的飞行条件下, 高超声速飞行器周围高温空气分子的振动、离解、电离效应是重要的。

关键词 高超声速飞行, 高温气体效应, 分子振动, 离解, 电离

中图分类号: O354.4, O354.7 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2010)04-0591-06

引 言

高超声速的英文名称 hypersonic, 是钱学森先生命名的^[1]。顾名思义, 高超声速流动是指气流速度远远高于声速, 这也符合钱先生本来的意思 (“Hyper-sonic flows are flow fields where the fluid velocity is much larger than the velocity of propagation of small disturbances, the velocity of sound.”^[1])。然而, 如何区分高超声速和超声速流动, 多年以来还没有一致的意见。Anderson 的名著《高超声速高温气体动力学》, 开篇所引 P.L. Roe 在冯·卡门学院讲演中的一段话, 生动地反映了这种情况^[2]: “对于高超声速, 几乎每个人都有他们自己的定义。如果用大众投票方式, 要求在场的每位听众给出某个 Mach 数, 高于此值的气体即应作为高超声速, 大多数回答大约在 5 或 6 周围, 但有人很可能坚称应该小至 3, 或者高达 12。”

高超声速流动有两种定义方法^[3]: 第 1 种指 Mach 数 $M \geq 5$ 的流动; 第 2 种按照是否有高温气体效应, 区分高超声速和超声速。前者简单、直观, 但缺乏物理依据, 例如 $M = 4.99$ 和 $M = 5.01$ 两种流动并无明显不同; 后者抓住了高超声速流动区别于超声速流动的物理本质^[2-5], 但量化的判据还是一个尚未解决的问题, 而这正是本文所要研究的。

1 振动等容热容判据

空气主要是由氮分子 (N_2) 和氧分子 (O_2) 组成

的, N_2 和 O_2 都是双原子分子, 可以简单看作一个弹性连接的哑铃。双原子气体分子的微观运动形态如平动、转动、振动、离解、电离等与温度有关。

根据统计热力学, 双原子气体分子的等容热容 c_v 由平动、转动和振动 3 部分组成:

(1) 平动自由度的贡献 $c_{v,t} = 3R/2$ 。

(2) N_2 和 O_2 的转动特征温度 Θ_r 值分别为 2.88 K 和 2.07 K, 通常远低于实际情况下的温度; 当 $T \gg \Theta_r$, 转动自由度的贡献 $c_{v,r} = R$ 。

(3) 振动自由度的贡献

$$\frac{c_{v,v}}{R} = \left(\frac{\Theta_v}{T}\right)^2 \times \frac{\exp(\Theta_v/T)}{[\exp(\Theta_v/T) - 1]^2} \quad (1)$$

其中, Θ_v 为振动特征温度, N_2 和 O_2 的 Θ_v 值分别为 3371 K 和 2256 K, 代入方程 (1) 右端, 即可得 $c_{v,v}$ 与温度的关系 (图 1)。

空气分子振动能激发, 是高温气体效应的重要特征之一。本文建议: 以空气分子振动等容热容与平动和转动等容热容之和的比值

$$\phi_{c_v} \equiv \frac{c_{v,v}}{c_{v,t} + c_{v,r}} \quad (2)$$

表征其振动能激发程度; $\phi_{c_v} = 0.1$ 时, 伴随高速绕流的高温效应对空气等容热容的影响达到 10%, 将其取作高超声速与超声速的分界值。从图 1 可见, $\phi_{c_v} = 0.1$ 对应的 O_2 和 N_2 温度约为 500 K 和 800 K。

2010-02-04 收到第 1 稿, 2010-04-06 收到修改稿。

1) 国家自然科学基金创新群体项目 (10621202) 资助。

2) E-mail: jfan@imech.ac.cn

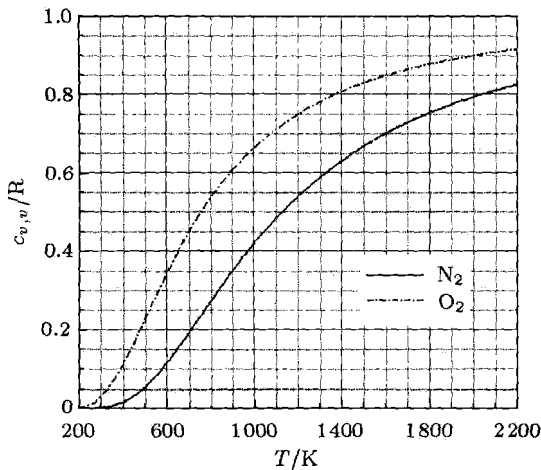


图 1 N_2 和 O_2 的振动等容热容与温度的关系

Fig.1 Relation of the vibrational heat capacity at constant volume of N_2 and O_2 to temperature

以钝楔和尖楔的超声速绕流为例(图 2)。根据 Rankine-Hugoniot 关系, 如果尖楔的半顶角 α 小于临界角 δ_c , 斜激波将依附于尖楔顶端(图 2(b)); 如果 $\alpha > \delta_c$, 在尖楔前方将形成与钝楔类似的脱体弓形激波(图 2(a))。

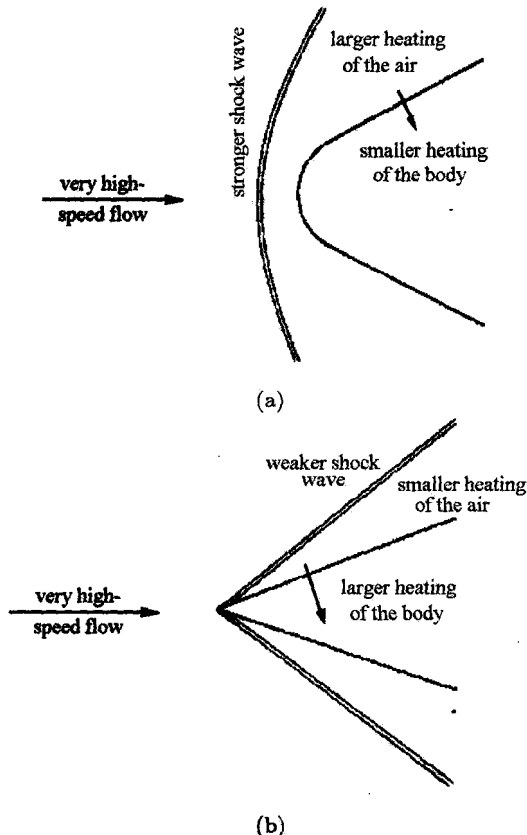


图 2 钝楔和尖楔超声速绕流示意图

Fig.2 Schematic diagram of flows past blunt and sharp wedges

对于比热为常值的完全气体, 斜激波后的气体温度为

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^2 \left(\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 \beta}{\gamma-1} - 1\right) \left(\frac{2}{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \beta} + 1\right) \quad (3)$$

其中, M_1 为来流 Mach 数, β 为激波倾角, 当 $\alpha < \delta_c$ 时, 有

$$\tan \beta = \frac{2(M_1^2 \sin^2 \beta - 1)}{\tan \alpha [2 + M_1^2(\gamma + 1 - 2 \sin^2 \beta)]} \quad (4)$$

大气温度随高度有所变化, 但不很大, 式(3)中的来流温度 T_1 近似取为 250 K, 比热比 $\gamma_1 = 1.4$. 分两种情形:

(1) 脱体正激波(图 2(a)), 对应于 $\beta = 90^\circ$.

若 $M_1 = 2.4$, 则 $T_2 = 500$ K;

若 $M_1 = 3.0$, 则 $T_2 = 670$ K;

若 $M_1 = 3.4$, 则 $T_2 = 800$ K.

以 $\phi_{c_v} > 0.1$ 作为高超声速流动的判据, 对应的来流 Mach 数约为 3. 这种估计适合于钝体, 因为超声速气流在钝体前方会形成脱体弓形激波。

(2) 附体斜激波(图 2(b)), 以 $\alpha = 10^\circ$ 为例。

从方程(4)和(3)可以算出:

$M_1 = 5$ 时, $\beta = 19.5^\circ$, $T_2/T_1 = 1.4$, $T_2 = 350$ K;

$M_1 = 10$ 时, $\beta = 14.5^\circ$, $T_2/T_1 = 2.2$, $T_2 = 550$ K.

$\phi_{c_v} > 0.1$ 所对应的来流 Mach 数大约为 10. 这种估计适合于尖楔或高超声速吸气式发动机进气道压缩面, 为了减少动能损失, 后者常用多个弱斜激波逐步压缩高超声速气流。

2 双比热激波关系

高超声速飞行器的来流温度大约在 250 K 左右, 空气分子振动自由度对等容热容的贡献很小(图 1), 等容比热 $c_{v,1} \approx 2.5R$, 比热比 $\gamma_1 = 1.4$. 按照经典的激波关系, $M_1 = 6$ 时, 正激波后温度 $T_2 = 1985$ K, 从图 1 可见, 这时 O_2 和 N_2 的振动等容热容接近完全激发, 约为 $0.9R$ 和 $0.8R$. 经典的激波关系式, 激波前后的比热采用相同值, 隐含的假设是激波后空气分子振动自由度与激波前相同, 完全不激发. 此假设适合于伴有弱激波的高超声速流动, 而对于有强激波出现的高超声速流动, 则明显背离实际。

一种简单改进方法是允许激波前后采取不同的比热. 以正激波为例, 为方便起见, 把坐标系取在激

波上，于是激波前气体以速度 v_1 流过来，密度、温度、压力分别为 ρ_1, T_1, p_1 ，通过激波后速度变为 v_2 ，密度、温度和压力分别为 ρ_2, T_2, p_2 。根据质量、动量、能量守恒定律和完全气体状态方程，有

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (5a)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (5b)$$

$$v_1^2/2 + c_{p,1} T_1 = v_2^2/2 + c_{p,2} T_2 \quad (5c)$$

$$p_2 - p_1 = R(\rho_2 T_2 - \rho_1 T_1) \quad (5d)$$

其中等压比热 $c_p = c_v + R = 3.5R + c_{v,v}$ 。

一般而言，双比热激波关系，除了方程 (5)，还需要耦合方程 (1) 计算激波后 $c_{v,v}$ 值。为便于实际估算，在高超声速强激波情况下，进一步假设激波后空气分子振动自由度完全激发，即 $c_{v,v} = R$ ，则激波后空气的等压比热为 $4.5R$ 。令 $\xi = c_{p,1}/c_{p,2}$ ，根据方程 (5c)

$$T_2 - T_1 = \frac{v_1^2 - v_2^2}{2c_{p,2}} + \frac{c_{p,1} - c_{p,2}}{c_{p,2}} T_1 \approx \xi \frac{v_1^2 - v_2^2}{2c_{p,1}} \quad (6)$$

联立求解方程 (5a), (5b), (5d) 和 (6) 得到

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{2 + \xi(\gamma_1 - 1)M_1^2}{[2\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)]M_1^2} \quad (7a)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{[2\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)]M_1^2}{2 + \xi(\gamma_1 - 1)M_1^2} \quad (7b)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + 2\xi(\gamma_1 - 1)(\gamma_1 M_1^2 + 1)$$

$$\frac{[\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)]M_1^2 - 1}{[2\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)]^2 M_1^2} \quad (7c)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1[\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)]M_1^2 - \xi(\gamma_1 - 1)}{2\gamma_1 - \xi(\gamma_1 - 1)} \quad (7d)$$

表 1 对比了双比热 ($\xi = 7/9$) 与经典 ($\xi = 1$) 激波关系给出的激波后温度随来流 Mach 数的变化情况，它们的激波前温度均为 250 K，比热比均为 1.4。可以看到， ξ 值的影响随着 Mach 数增加而显著。

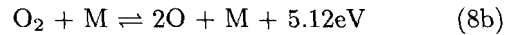
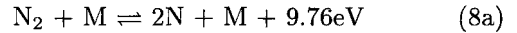
表 1 不同来流 Mach 数下，双比热和经典激波关系给出的正激波后温度比较

Table 1 Comparison of the temperatures behind a normal shock wave given by the present and classical relations at different Mach numbers of free streams

M_1	6	7	8	9	10
$\xi = 7/9$	1614	2100	2692	3375	4050
$\xi = 1$	1985	2625	3350	4175	5100

3 离解能判据

空气中 N_2 和 O_2 的摩尔组分含量大约为 0.79 和 0.21。在高温条件下， N_2 和 O_2 会发生吸热离解反应^[5]



其中 M 代表第三体，单个 N_2 和 O_2 离解所需要消耗的能量 (离解能) ε_D 分别为 9.76 eV 和 5.12 eV，离解温度 $\Theta_D = \varepsilon_D/k_B$ 分别为 113 000 K 和 59 500 K。

在高超声速飞行器周围经过强激波加热的空气中，记 N_t 为单位体积内的分子总数， $N_D^{O_2}$ 和 $N_D^{N_2}$ 分别为单位体积内发生离解的氧分子和氮分子总数，则离解反应消耗的能量与总的来流能量之比

$$\begin{aligned} \phi_D &\equiv \frac{N_D^{O_2} \varepsilon_D^{O_2} + N_D^{N_2} \varepsilon_D^{N_2}}{N_t m_{\text{air}} c_p T_o} = \\ &= \frac{\alpha_D^{O_2} \chi^{O_2} N_t k_B \Theta_D^{O_2} + \alpha_D^{N_2} \chi^{N_2} N_t k_B \Theta_D^{N_2}}{N_t (3.5 + c_{v,v}/R) k_B T_o} = \\ &= \frac{\alpha_D^{O_2} \chi^{O_2} \Theta_D^{O_2} + \alpha_D^{N_2} \chi^{N_2} \Theta_D^{N_2}}{(3.5 + c_{v,v}/R) T_o} \end{aligned} \quad (9)$$

其中， α_D 为离解反应度，等于离解分子个数与该组分分子总数之比； χ ， c_p 和 T_o 分别为来流的摩尔组分量、等压比热和总温； $m \approx 4.8 \times 10^{-26}$ kg 为空气分子质量。

在温度范围 1 000 K~7 000 K， N_2 和 O_2 的离解度可写成^[6]

$$\frac{\alpha_D^2}{1 - \alpha_D} = \frac{\rho_D}{\rho} \exp\left(-\frac{\Theta_D}{T}\right) \quad (10)$$

其中， ρ_D 近似为常数，对于 N_2 和 O_2 分别等于 1.5×10^5 kg/m³ 和 1.3×10^5 kg/m³。

来流总温与静温之比

$$\frac{T_o}{T_1} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \quad (11)$$

大气密度与高度之间满足如下关系

$$\frac{\rho(h)}{\rho^*} = \exp\left(-\frac{m_{\text{air}} g h}{k_B T}\right) \approx \exp\left(-\frac{h}{7350}\right) \quad (12)$$

其中， $\rho^* = 1.25$ kg/m³； h 为海拔高度 (单位为 m)；为方便估计，大气温度 T 近似取 250 K。

空气的离解反应需要消耗相当多的能量，对于高超声速飞行器气动性能有重要影响。 ϕ_D 从能量角度，给出了一个定量指标，判断离解反应是否显

著. 从方程 (9)~(12) 可知, ϕ_D 的值取决于高超声速飞行器的速度和高度.

以正激波情形为例, 来流条件 $T_1 = 250 \text{ K}$, $\gamma_1 = 1.4$, $\chi_1^{\text{N}_2} = 0.79$, $\chi_1^{\text{O}_2} = 0.21$, 连同方程 (11), 一并代入式 (9), 因为来流分子振动自由度对等容热容的贡献可忽略, 化简整理后得到

$$\phi_D = \frac{\alpha_D^{\text{O}_2} \times 0.21 \times 59500 + \alpha_D^{\text{N}_2} \times 0.79 \times 113000}{3.5 \times [1 + (1.4 - 1)M_1^2/2] \times 250} = \frac{14 \times \alpha_D^{\text{O}_2} + 102 \times \alpha_D^{\text{N}_2}}{1 + 0.2M_1^2} \quad (13)$$

表 2 和表 3 分别给出了 $\phi_D = 5\%$ 和 $\phi_D = 10\%$ 所对应的飞行速度和高度. 激波后的密度 (ρ_2) 和温度 (T_2) 由 $\xi = 7/9$ 的双比热激波关系 (7b) 和 (7c) 给出. 随着高度增加, 来流空气密度指数下降, 这有利于二体碰撞离解反应而不利于需要三体碰撞的复合反应, 因此相同 ϕ_D 值对应的来流 Mach 数随高度上升而减小.

文献 [2] 中图 9.12 给出 $1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$ 的空气, 2500 K 时 O_2 开始离解; 4000 K 时, O_2 全部离

解, N_2 开始离解. 该估计流布甚广, 但它未考虑来流密度变化的影响, 而这种影响, 从著名的 Lighthill 公式 (10) 可以看出, 是重要的. 从表 2 和表 3 可见, 简单地将 2500 K 当作高超声速飞行器离解反应流动的临界值是不妥的.

比较表 2 和表 3 中的 $\alpha_D^{\text{O}_2}$ 和 $\alpha_D^{\text{N}_2}$, 容易发现 $\alpha_D^{\text{O}_2} \gg \alpha_D^{\text{N}_2}$, 并且 $\alpha_D^{\text{O}_2} \ll 1$. 根据这两个特点, 方程 (13) 与 (10) 可简化为

$$\phi_D \approx \frac{14 \times \alpha_D^{\text{O}_2}}{1 + 0.2M_1^2} \quad (14)$$

$$\alpha_D^2 \approx \frac{\rho_D}{\rho_2} \exp\left(-\frac{\Theta_D}{T_2}\right) \quad (15)$$

离解能判据 (9) 是一般适用的, 判据 (13) 或 (14) 是在正激波情况下的一种简化. 因为正激波后温度是斜激波的上限, 所以基于判据 (13) 的飞行速度和高度条件 (表 2 或表 3), 是离解反应有重要影响的下限, 即在相同的高度条件下, 实际飞行器可能要在更高的速度才需要考虑离解反应效应.

表 2 $\phi_D = 5\%$ 对应的高超声速飞行器的高度和速度

Table 2 Altitudes and velocities of hypersonic vehicles corresponding to $\phi_D = 5\%$

h/km	$\rho_1/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$v_1/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	M_1	$\rho_2/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	T_2/K	$\alpha_D^{\text{O}_2}$	$\alpha_D^{\text{N}_2}$
0	1.25	3.01	9.5	9.7	3624	6.6×10^{-2}	2.4×10^{-5}
10	3.2×10^{-1}	2.87	9.1	2.5	3316	6.2×10^{-2}	1.1×10^{-5}
20	8.2×10^{-2}	2.74	8.6	6.3×10^{-1}	3044	5.5×10^{-2}	4.8×10^{-6}
30	2.1×10^{-2}	2.63	8.3	1.6×10^{-1}	2823	5.1×10^{-2}	2.2×10^{-6}
40	5.4×10^{-3}	2.53	8.0	4.1×10^{-2}	2631	4.7×10^{-2}	1.0×10^{-6}
50	1.4×10^{-3}	2.45	7.7	1.0×10^{-2}	2482	4.7×10^{-2}	5.6×10^{-7}
60	3.6×10^{-4}	2.36	7.4	2.64×10^{-3}	2321	4.1×10^{-2}	2.3×10^{-7}

表 3 $\phi_D = 10\%$ 对应的高超声速飞行器的高度和速度

Table 3 Altitudes and velocities of hypersonic vehicles corresponding to $\phi_D = 10\%$

h/km	$\rho_1/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$v_1/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	M_1	$\rho_2/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	T_2/K	$\alpha_D^{\text{O}_2}$	$\alpha_D^{\text{N}_2}$
0	1.25	3.19	10.1	9.8	4040	1.5×10^{-1}	1.1×10^{-4}
10	3.2×10^{-1}	3.03	9.6	2.5	3669	1.4×10^{-1}	5.7×10^{-5}
20	8.2×10^{-2}	2.88	9.1	6.3×10^{-1}	3338	1.2×10^{-1}	2.4×10^{-5}
30	2.1×10^{-2}	2.75	8.7	1.6×10^{-1}	3065	1.1×10^{-1}	1.1×10^{-5}
40	5.4×10^{-3}	2.64	8.3	4.1×10^{-2}	2843	1.0×10^{-1}	5.0×10^{-6}
50	1.4×10^{-3}	2.54	8.0	1.0×10^{-2}	2650	9.7×10^{-2}	2.3×10^{-6}
60	3.6×10^{-4}	2.45	7.7	2.67×10^{-3}	2482	9.1×10^{-2}	1.1×10^{-6}

4 通讯中断的下临界速度

通讯中断, 也称黑障, 是高超声速高温气体效应

另一种表现. 通讯中断的原因在于高超声速空气经过强激波加热后, 部分电离转化为等离子体, 在飞行器周围形成一个等离子体鞘层. 等离子体的电中

性本质使其中的电子在平衡位置附近不断振荡, 当电子振荡频率 f_e 超过高超声速飞行器通讯频率 f_c , 无线电通讯就不能正常进行。

等离子体中的电子振荡频率 [7]

$$f_e = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \approx 9\sqrt{n_e} \text{ Hz} \quad (16)$$

其中, n_e 为电子数密度 (单位: m^{-3}), $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ 为真空介电常数, $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ 和 $e = 1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$ 分别为电子质量和电荷。

从方程 (16) 可知, 对于一定的通讯波段, 黑障出现与否取决于高超声速飞行器周围的电子数密度。如果假设激波后空气分子的电离反应是平衡的, 则电子密度只依赖温度和压力。在强激波加热空气有电离反应发生的情况下, 量热气体模型和平衡反应模型是两种极限, 实际状态介于两者之间, 本文采用它们的平均值估计激波后的温度和压力, 即

$$T_2 = (T_2^i + T_2^e)/2, \quad p_2 = (p_2^i + p_2^e)/2 \quad (17)$$

上标 i 表示量热气体双比热激波关系 (7c) 和 (7d) 给出的值, 上标 e 表示平衡反应模型给出的值。平衡反应模型下的激波关系, 与量热气体相比复杂了很多, 但已是一个解决了的问题 [2-3]。

按照上述方法, 计算高超声速飞行器在不同高度发生通讯中断的临界速度, 计算结果见表 4。计算

考虑 7 组元 ($\text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}, \text{N}, \text{O}, \text{NO}^+, \text{e}$), 不同高度的大气条件来自文献 [8]。高度上升, 大气密度指数下降, 发生通讯中断的临界速度随之增大。高度 80 km 和 90 km, X 以上波段发生通讯的临界速度已高过一般的再入速度, 更高速度下的计算值未列出, 因为在那样的速度条件下, 如美国的 Apollo 登月飞船回地过程, 7 组元反应模型过于简化, 需要采用更复杂的化学反应模型 [5]。

表 4 给出的通讯中断的临界速度适合钝体头部驻点区。试验结果表明 [10]: 导致通讯中断的电子主要来自在自头部驻点区, 沿钝体轴线方向, 电子密度不断下降。因此, 表 4 中的值是实际情况的下限, 即在相同的高度条件下, 实际飞行器可能要在更高的速度才需要考虑等离子体鞘套的电磁屏蔽效应, 故称之为通讯中断的下临界速度。

双极扩散效应、高空热力学非平衡效应都会影响电子密度。烧蚀防热是实际飞行器经常采用的, 烧蚀增加了反应组分, 当然也会影响电子密度。这些因素本文计算中均未考虑。由此可见, 表 4 所给的通讯中断的下临界速度还只是定性的。这样的估计对于有些实际问题已经够用, 但有些时候如天线位置的选择等, 需要了解电子密度的准确数值, 则应做更精细的计算。

表 4 高超声速飞行器发生通讯中断的下临界速度与通讯波段和高度的关系

Table 4 Lower critical velocity for the communication blackout of a hypersonic vehicle versus the communication frequency and altitude

Band	Frequency	Critical electron density/ (m^{-3})	Critical velocity at different altitude/ ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)					
			40 km	50 km	60 km	70 km	80 km	90 km
VHF	30~300 MHz	$1.1 \times 10^{13} \sim 1.1 \times 10^{15}$	2.3~2.6	2.4~2.7	2.4~2.8	2.5~3.0	2.6~3.2	2.8~3.5
UHF	300~1 000 MHz	$1.1 \times 10^{15} \sim 1.2 \times 10^{16}$	2.6~2.9	2.7~3.0	2.8~3.2	3.0~3.4	3.2~3.6	3.5~4.0
L	1~2 GHz	$1.2 \times 10^{16} \sim 4.9 \times 10^{16}$	2.9~3.1	3.0~3.2	3.2~3.4	3.4~3.6	3.6~3.9	4.0~4.5
S	2~4 GHz	$4.9 \times 10^{16} \sim 2.0 \times 10^{17}$	3.1~3.2	3.2~3.4	3.4~3.7	3.6~3.9	3.9~4.3	4.5~6.1
C	4~8 GHz	$2.0 \times 10^{17} \sim 7.9 \times 10^{17}$	3.2~3.5	3.4~3.7	3.7~4.0	3.9~4.3	4.3~5.4	6.1~8.9
X	8~12 GHz	$7.9 \times 10^{17} \sim 1.8 \times 10^{18}$	3.5~3.7	3.7~3.9	4.0~4.2	4.3~4.7	5.4~6.8	—
K_μ	12~18 GHz	$1.8 \times 10^{18} \sim 4.0 \times 10^{18}$	3.7~3.8	3.9~4.1	4.2~4.4	4.7~5.6	6.8~8.5	—
K	18~27 GHz	$4.0 \times 10^{18} \sim 9.0 \times 10^{18}$	3.8~4.0	4.1~4.3	4.4~4.9	5.6~7.0	—	—
K_a	27~40 GHz	$9.0 \times 10^{18} \sim 2.0 \times 10^{19}$	4.0~4.2	4.3~4.7	4.9~5.9	7.0~8.7	—	—

5 讨 论

(1) 高超声速流动与高超声速飞行, 虽然密切相关, 但并不是一一对应的。高超声速飞行和超声速飞行, 两者的区分在于速度, 习惯上以 5 倍空气声速分界。高超声速和超声速流动, 两者的本质区别

在于高温气体效应。高温气体效应包括空气分子振动能激发、离解反应和电离反应等, 它们不仅依赖飞行器的速度或来流 Mach 数, 还与飞行器的外形有关。例如, 按照本文给出的振动等容热容判据, 空气分子振动能显著激发对应的来流 Mach 数, 钝体外形仅为 3, 而尖楔外形 (半锥角等于 10°) 则高达 10。

(2) 高温气体效应对于高超声速气动性能的影响, 是实际飞行器研制很关注的问题. 针对最常见的几种高温气体效应, 本文分别给出了相应的定量判据, 包括振动等容热容判据、离解能判据、通讯中断的下临界速度. 由此可得空气分子在高超声速绕流情况下, 发生振动激发、离解反应和电离反应的下临界飞行条件. 例如, 飞行 Mach 数小于 3, 空气分子的振动、离解和电离都不必考虑, 小于 7 至少后两者不必考虑. 根据这些下临界条件, 可以知道哪些场合根本不需要考虑高温气体效应, 问题可以简化. 实际工程中相当多的问题属于这一类.

(3) 本文提出的高温气体效应判据, 考虑了实际飞行条件如高度、飞行器外形等影响. 这是与过去工作如文献 [2] 中图 9.12 相比进步的一面. 有些问题, 如高温气体效应对于高超声速吸气式冲压发动机的点火的影响, 可能是重要的, 这里没有涉及到, 需要进一步研究.

(4) 经典的激波关系式, 是在假设激波前后的比热相同条件下获得的. 当空气分子振动自由度显著激发时, 这种假设不再成立. 本文给出的双比热正激波关系 (7), 是一种简单有效的改进, 但要注意它的适用范围, 大致在来流 Mach 数为 6~10. 在这个速度范围, 正激波后温度介于 1 800 K~2 400 K, 空气分子振动自由度已充分激发, 而离解甚少, 双比热正激波关系恰能发挥作用.

致谢 蒋建政博士协助完成了本文平衡化学反

应条件下电子密度的计算.

参 考 文 献

- 1 Tsien HS. Similarity law of hypersonic flows. *J Math & Phys*, 1946, 25: 247-251
- 2 Anderson JD. Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, 2nd Edition. AIAA, 2006
- 3 卞荫贵, 徐立功. 气动热力学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1997 (Bian Yingui, Xu Ligong. Aerothermodynamics. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1997 (in Chinese))
- 4 郭永怀. 现代空气动力学的问题. 科学通报, 1957, 10: 289-295 (Guo Yonghuai. Problems in Modern Aerodynamics. *Chinese Science Bulletin*, 1957, 10: 289-295 (in Chinese))
- 5 Park C. Non-equilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. New York: John Wiley & Sons, 1990
- 6 Lighthill MJ. Dynamics of a dissociating gas. *J Fluid Mech*, 1957, 2: 1-32
- 7 Chen FJ. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, 2nd Edition. New York: Plasma Physics, Plenum Press, 1984
- 8 美国标准大气. 任现森, 钱志民译. 北京: 科学出版社, 1976 (U.S. Standard Atmosphere. Ren Xianmiao, Qian Zhimin, tran. Beijing: Science Press, 1976 (in Chinese))
- 9 Grantham WL. Flight results of a 25 000 foot per second reentry experiment using microwave reflectometers to measure plasma electron density and standoff distance. NASA TN D-6062, 1970
- 10 Jones WL, Cross AE. Electrostatic measurements of plasma surrounding three 25 000 foot per second reentry flight experiments. NASA SP-252, 1970. 109-136

(责任编辑: 周冬冬)

CRITERIA ON HIGH-TEMPERATURE GAS EFFECTS AROUND HYPERSONIC VEHICLES¹⁾

Fan Jing²⁾

(Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)
(Hypersonic Research Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract Based on the kinetic viewpoint, several quantitative criteria are given to determine what kind of flight conditions will significantly excite the molecular vibration, dissociation and ionization of high-temperature air around hypersonic vehicles.

Key words hypersonic flight, high-temperature effects, molecular vibration, dissociation, ionization

Received 4 February 2010, revised 6 April 2010.

1) The project supported by the Innovation Team Project of the National Natural Science Foundation of China (10621202).

2) E-mail: jfan@imech.ac.cn