

超声速气流中稳焰凹腔吹熄极限分析与建模

王振国^{①*}, 杨揖心^①, 梁剑寒^①, 孙明波^①, 汪洪波^①, 张泰昌^②

① 国防科技大学航天科学与工程学院, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073;

② 中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

* E-mail: zhenguo_wang@nudt.edu.cn

收稿日期: 2014-01-16; 接受日期: 2014-05-15

霍英东教育基金会高等院校青年教师基金(批准号: 131055)资助项目

摘要 吹熄极限的研究对于超燃冲压发动机燃烧室中稳焰凹腔和燃料喷注方案的设计具有重要学术意义和工程应用价值. 针对凹腔上游喷注燃料的火焰稳定过程进行了研究, 从理论上分析了超声速气流中凹腔稳定燃烧的贫燃与富燃吹熄机制, 基于剪切层稳燃模式, 进一步考虑流场的三维结构, 并结合横向射流穿透与混合模型, 在有效当量比的计算、凹腔的卷吸过程以及燃料射流与凹腔剪切层/回流区的质量交换等方面改进了已有模型, 重新定义了与吹熄过程密切相关的 Damokhler 数和有效当量比, 并以两者关系为准则建立了描述富燃和贫燃吹熄极限的数学模型, 进而通过实验数据验证了模型的有效性.

关键词

吹熄极限
凹腔
超声速气流
剪切层
横向射流

1 引言

壁面凹腔集燃料喷注/火焰稳定功能于一体^[1], 在超燃冲压发动机中得到了广泛应用. 对于采用稳焰凹腔的发动机燃烧室而言, 稳焰性能的一个关键指标即是其吹熄极限. 极限范围越宽, 稳焰性能越好^[2]. 吹熄极限的研究对于火焰稳定器与燃料喷注方案的设计都具有重要意义, 因而近年来引起了广泛关注^[3-5].

吹熄的概念建立在火焰稳定的基础上, 因此, 为了研究超声速气流中稳焰凹腔的吹熄极限问题, 需要首先理解凹腔的火焰稳定机制. 然而, 由于凹腔稳焰问题涉及到十分复杂的流体力学和化学动力学机理, 至今未有定论. Micka 和 Driscoll^[6]利用高速摄影研究了燃烧室入口马赫数 2.2 条件下燃料喷注位置对稳燃区域的影响, 发现了射流尾迹-凹腔共同作用的

稳燃模式. Rasmussen 等人^[7]通过 PLIF(平面激光诱导荧光)对凹腔底壁和后缘喷注乙烯的火焰稳定机制进行了探究, 指出凹腔内高温产物对火焰稳定具有重要作用. 汪洪波^[8]基于凹腔上游喷注燃料的实验结果, 总结了三种凹腔稳燃模式, 即凹腔辅助的射流尾迹稳燃模式、凹腔剪切层稳燃模式以及联合凹腔剪切层/回流区稳燃模式.

在吹熄极限模型研究方面, Mitani 和 Izumikawa^[9]对超燃冲压发动机燃烧室中后向台阶的流动和反应特征时间进行了分析, 给出了实现火焰稳定所需的台阶高度的设计准则. Driscoll 和 Rasmussen^[10]对凹腔内部喷注燃料的贫/富燃吹熄极限进行了理论分析, 定义了 Damokhler 数和有效当量比 ϕ_0 并建立了描述吹熄极限边界的数学模型. 同时, Rasmussen 和 Driscoll^[11]通过实验研究的数据拟合了凹腔后缘喷注燃料的贫燃吹熄极限边界, 即 $\phi_0 = 0.0043Da^{-0.26} \cdot Le$

引用格式: 王振国, 杨揖心, 梁剑寒, 等. 超声速气流中稳焰凹腔吹熄极限分析与建模. 中国科学: 技术科学, 2014, 44: 961-972
Wang Z G, Yang Y X, Liang J H, et al. Analysis and modeling of blowout limits of cavity flame in supersonic flows (in Chinese). Sci Sin Tech, 2014, 44: 961-972, doi: 10.1360/N092014-00015

等人^[12]针对凹腔上游喷注情形, 利用 Driscoll 的思路分析了富燃极限边界.

然而, 已有模型对火焰稳定过程许多关键环节的处理是比较粗糙的, 诸如有效当量比的定义、凹腔回流区的卷吸过程以及燃料射流与凹腔剪切层的相互作用等. 例如, Driscoll 将凹腔剪切层厚度沿流向的增长率直接假设为不随工况变化的常数, 即 $\delta/x = 0.026$, 在此基础上给出了进入反应区的有效空气质量流率 $m_A = 0.026\rho_A U_A L_{RZ} W$, 其中 ρ_A 和 U_A 为来流空气密度和速度, L_{RZ} 为回流区长度, 而 W 则为流道宽度. 同时, 由于 Driscoll 主要针对凹腔内的喷注情形进行了建模, 故在计算有效当量比 ϕ_0 时认为喷注的燃料完全进入反应区, 因而并不涉及射流混合过程的建模. 此外, Driscoll 将凹腔对剪切层内产物或富余空气(燃料)的卷吸率直接设定为常数, 并将其纳入到经验常数中. 上述这些模化过程使模型含有较多粗糙的假设.

本文针对凹腔上游喷注燃料的稳燃机制和吹熄极限进行理论分析, 考虑燃烧流场的三维结构, 结合横向射流穿透与混合模型, 改进了 Driscoll 关于有效当量比和 Damkohler 数的定义, 建立了描述富燃和贫燃吹熄极限边界的数学模型, 并通过实验数据验证了模型的有效性.

2 凹腔稳燃模式与吹熄极限

2.1 凹腔稳燃模式

Micka 和 Driscoll^[6]指出, 只有在高来流总温的条件下才能观测到凹腔的射流尾迹稳燃模式. 汪洪波^[8]的研究表明, 剪切层稳燃模式的鲁棒性要明显强于射流尾迹模式. 在接近富燃或贫燃极限时, 过多的燃料或空气进入到凹腔内, 凹腔剪切层上方的主流区和下方的回流区都不再具备合适的速度、热量及当量比条件来满足火焰的维持. 因而吹熄条件下凹腔火焰近似处于剪切层稳燃模式.

图 1 给出了凹腔上游喷注氢气的燃烧流场在凹腔剪切层稳燃模式下的 OH-PLIF(氢氧基平面激光诱导荧光)图像和反应区结构的示意图(图片取自参考文献[8]).

图 1 表明, 在该稳燃模式下, 反应区总是被稳定在凹腔剪切层中, 凹腔回流区内几乎不存在燃烧, 放

热很弱, 回流区主要被高温产物填充.

本文认为, 在达到富燃或贫燃吹熄极限之前, 凹腔剪切层内存在着预混火焰基底, 回流区内没有反应, 这与该稳燃模式是一致的. 本文基于剪切层稳燃模式, 进一步分析凹腔的吹熄极限.

2.2 凹腔剪切层增长模型

许多学者^[13-17]研究了自由剪切层发展特性, 本文考虑如图 2 所示的凹腔剪切层模型, 即认为凹腔剪切层为二维对称结构, 且厚度沿流向呈线性增长.

Coats 等人^[13]基于自由剪切层对流速度的概念提出了一个剪切层“可见厚度”的经验关系式, 参照其思路, 本文提出如下模化剪切层厚度的公式:

$$U_c = \frac{U_{up}}{2} \left(1 + \frac{1 - \sqrt{\rho_{RZ}/\rho_{up}}}{1 + \sqrt{\rho_{RZ}/\rho_{up}}} \right), \quad (1)$$

$$\frac{d\delta}{dx} = 0.17 \frac{U_{up}}{U_c} - 0.13, \quad (2)$$

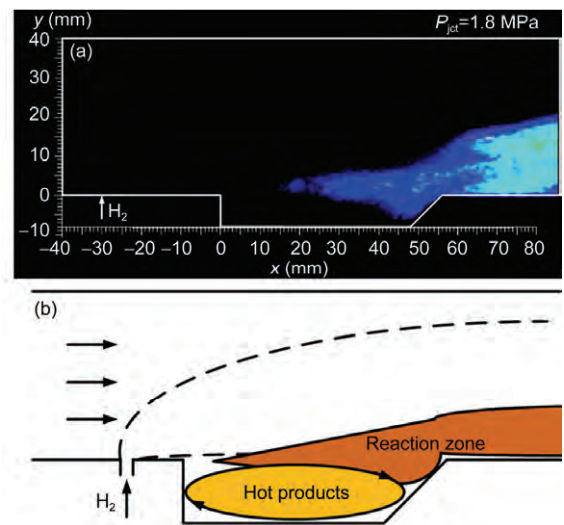


图 1 (网络版彩图)凹腔剪切层稳燃模式的燃烧流场结构^[8]
(a) OH-PLIF 实验图像; (b) 反应区结构示意图

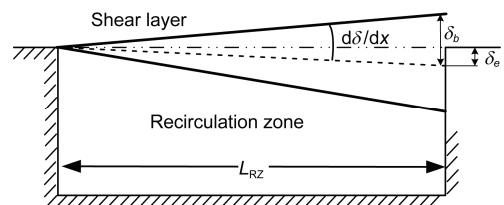


图 2 剪切层空间结构示意图

其中, δ 为模型剪切层厚度的一半, U_c 为对流速度, U_{up} 为剪切层上方流速, ρ_{RZ}/ρ_{up} 分别为剪切层下缘(回流区内)与剪切层上方气流密度之比, Coats 通过实验测量得出, 这一密度比值大约在 0.2~0.5^[13]. 需要说明的是, (2)式的数学形式与 Coats 一致, 即二维剪切层结构的线性增长率, 但(2)式添加了-0.13 的位移量, 这是因为 Coats 描述的“可见厚度”要远远大于能够将上游流体卷入反应区的剪切层有效厚度.

本文模型考虑到凹腔构型, 燃烧室释热等因素造成的剪切层中轴线的偏移, 引入中心轴线在凹腔后缘唇口处的偏移位移 δ_e , 当其为正时表示剪切层上抬, 为负则表示下潜.

在实验和计算结果中均能够观察到这一偏移(图取自参考文献[8]). 图 3 表明偏移程度与凹腔构型密切相关.

2.3 富燃吹熄极限的物理解释

本文模型考虑了富燃极限状态时火焰分布的三维效应, 如图 4 所示. 此时, 凹腔内由高温产物和富余燃料组成, 火焰基底(假设存在于化学恰当混合分数等值线 f_s 上)位于凹腔后缘附近主流空气下方的剪切层内, 因为空气主流下方的剪切层区域混合分数较低.

富燃吹熄极限附近, 火焰抬举距离 h (火焰基底距上游喷口距离)随喷注燃料的质量流率增加而增大, 使得火焰基底向下游移动至凹腔后缘附近, 进而达到富燃吹熄极限. 即此时有

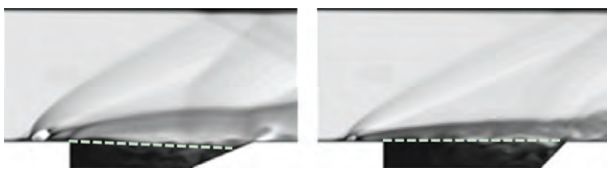


图 3 剪切层中轴线的偏移示意图

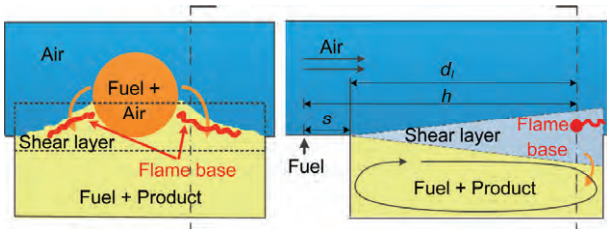


图 4 富燃极限时凹腔组分分布和燃烧过程示意图

$$h = L_{RZ} + s, \quad (3)$$

式中 L_{RZ} 为回流区长度, 在模型中可认为即是凹腔的底壁长度 L ; s 为凹腔前缘距喷口的流向距离; d_i 表示火焰基底距凹腔前缘的流向距离, 在富燃极限时即有 $d_i = L_{RZ}$.

2.4 贫燃吹熄极限的物理解释

对于贫燃吹熄极限, 其燃烧流场如图 5 所示, 此时凹腔内存在产物和富余空气, 火焰基底存在于射流下方的剪切层内.

Driscoll 类比射流火焰^[18], 定义了“可燃区长度” L_f , 对于凹腔上游喷注情形, 其表达式为

$$L_f = \beta_1 \frac{m_F}{\rho_j U_A \delta_L}, \quad (4)$$

其中, β_1 为经验常数, m_F 为燃料质量流率, ρ_j 为喷口燃料密度, δ_L 为距喷口 L_f 位置处剪切层厚度的一半.

处于贫燃吹熄极限附近时, 当燃料质量流率下降, 可燃区向上游缩回, 当可燃区长度 L_f 比火焰基底可能稳定的位置更加靠近上游喷口时, 达到贫燃极限, 即此时有

$$L_f = h. \quad (5)$$

3 超声速横向射流混合模型

Torrez^[19]针对壁面垂直喷射的超声速冷流流场建立了射流混合模型(图 6), 给出了描述射流中心迹线、扩张半径和摩尔浓度的空间分布的数学描述.

Torrez 假设燃料分布在垂直于中心迹线方向的展向平面上, 参照其思路, 本文给出如下经验关系式来描述射流混合过程.

射流中心迹线

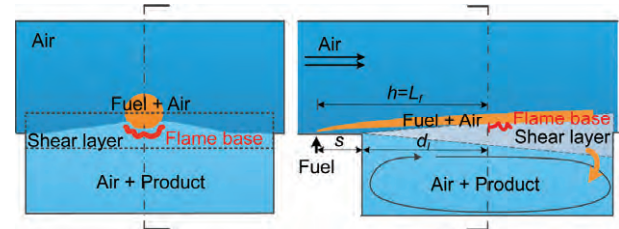


图 5 贫燃极限时凹腔组分分布和燃烧过程示意图

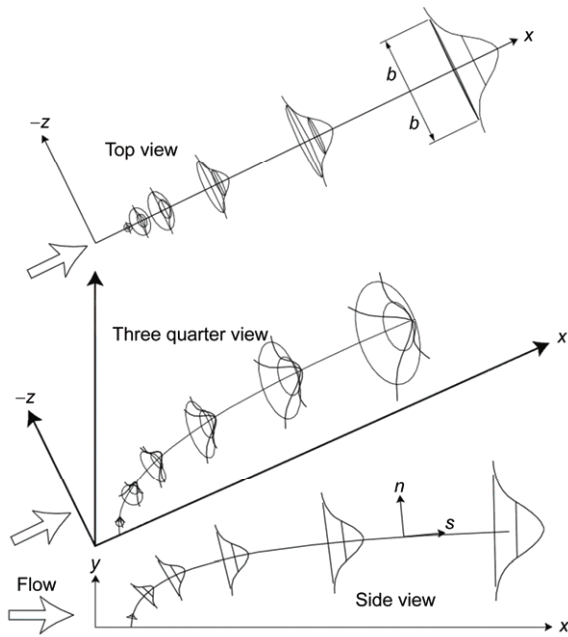


图6 横向射流混合过程示意图^[19]

$$\frac{y_c}{d} = c_1 \left(\frac{x_c}{d} \right)^{c_{1x}} J^{c_{1y}}; \quad (6)$$

燃料分布半径

$$\frac{b}{d} = c_2 \left(\frac{x_c}{d} \right)^{c_{2x}} J^{c_{2y}}; \quad (7)$$

沿中心迹线燃料摩尔浓度变化规律

$$\frac{C_c}{C_j} = c_3 \left(\frac{\rho_j}{\rho_A} \right)^{c_{3\rho}} \left(\frac{V_j}{U_A} \right)^{c_{3u}} \left(\frac{x_c}{d} \right)^{c_{3x}}; \quad (8)$$

燃料在展向平面上混合分数的高斯分布律

$$f(r) = f_c \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{c_4 b^2}\right); \quad (9)$$

混合分数和摩尔分数的转换关系式

$$f_c = \frac{C_c r_m}{C_j + (r_m - 1)C_c}; \quad (10)$$

沿中心迹线流向速度变化规律

$$\frac{U_c}{U_A} = 1 - c_5 \left(\frac{\rho_j}{\rho_A} \right)^{0.5} \left(\frac{L_f}{d} \right)^{-1}. \quad (11)$$

(11)式中, (x_c, y_c) 为中心迹线坐标; d 为圆形喷口直径; b 为燃料分布半径; ρ_j 和 V_j 为喷口处燃料密度和速度; ρ_A 和 U_A 为来流空气密度和速度; C_c 为中心迹线和 C_j 为喷口处燃料摩尔分数, 对于纯燃料喷

口, $C_j = 1$; $J = (\rho_j u_j^2) / (\rho_\infty u_\infty^2)$ 为动量比; U_c 为中心迹线流向速度; r_m 为燃料空气摩尔质量比; 为方便, 令 $\xi = 1 - c_5 (\rho_j / \rho_A)^{0.5} (L_f / d)^{-1}$; c 带下标量均为经验参数.

对于凹腔燃烧流场, 燃烧放热带来的流场结构改变使得射流穿透情况与冷流时明显不同, 因而 Torrez 给出的经验常数不再适用, 本文在模型中会给出这些常数的相应取值.

4 凹腔上游喷注燃料的吹熄极限模型

为了衡量贫/富燃的程度, 需要定义一个有效当量比 ϕ_0 , 它并不等于整个流场内的燃料/空气全局当量比, 而主要是反映火焰基底附近的特征当量比, 因而只计及部分的燃料和空气, 即有

$$\phi_0 = (m_F^* / m_A^*) r_s^{-1}, \quad (12)$$

其中, m_F^* 和 m_A^* 分别为有效燃料质量流率和有效空气质量流率, 这需要结合横向射流模型进行计算. r_s 为燃气化学恰当质量比.

本文模型采用如下关系式定义 Damkohler 数:

$$Da = \frac{L_{RZ} / U_A}{\tau_f}, \quad (13)$$

其中, U_A 为上游来流速度, τ_f 为火焰时间尺度. 这里先给出本文模型定义的火焰时间尺度.

富燃状态

$$\tau_f = \frac{\alpha_0}{S_0^2} C_{T,r}^{-2} \left(\frac{p}{1 \text{ atm}} \right)^{-0.6} \left(1 - \frac{f_s}{f_{RZ}} \right) \frac{L_{RZ}}{L_{RZ} + s} \alpha \phi_0^{-1} \beta_2, \quad (14)$$

$$C_{T,r} = \left(Y_{P,RZ} \frac{T_{AD} - T_{OF}}{300 \text{ K}} + \frac{T_{OF} - T_{0A}}{300 \text{ K}} \right) \frac{f_s}{f_{RZ}} + \frac{T_{0A}}{300 \text{ K}}.$$

贫燃状态

$$\tau_f = \frac{\alpha_0}{S_0^2} C_{T,l}^{-2} \left(\frac{p}{1 \text{ atm}} \right)^{-0.6} \frac{f_s}{f_{up}} \frac{L_{RZ} \eta}{d_l} \alpha \phi_0 \beta_3, \quad (15)$$

$$C_{T,l} = \left(Y_{P,RZ} \frac{T_{AD} - T_{0A}}{300 \text{ K}} + \frac{T_{AD} - T_{0,up}}{300 \text{ K}} \right) \left(1 - \frac{f_s}{f_{up}} \right) + \frac{T_{0,up}}{300 \text{ K}}.$$

火焰时间尺度 τ_f 中各项的详细推导见后文.

(14)和(15)两式中, S_0 和 α_0 分别为标态下(1 atm,

300 K)燃料的层流燃烧速率和热扩散系数; T_{0A} , T_{0F} 和 T_{AD} 分别为来流总温、燃料总温和反应的绝热燃烧温度, f_s 为化学恰当比所对应的混合分数, f_{RZ} 为回流区内混合分数, 而 $T_{0,up}$ 和 f_{up} 分别为贫燃极限时火焰基底处剪切层上缘的总温和混合分数, 可利用横向射流模型确定; $Y_{P,RZ}$ 为凹腔回流区内的燃烧产物质量分数; p 为凹腔上方来流静压; $\alpha = (1 + Ma^2(\gamma - 1)/2)^{-1}$, 其含义见后文; $\eta = \xi + \frac{1 - \xi}{b} \times (y_c - \delta_l - \delta_{el})$ 为速度衰减因子, 其中, δ_l 和 δ_{el} 分别为贫燃极限时火焰基底处的剪切层厚度的一半和偏移量, y_c 为该位置的射流中心迹线高度, ξ 的定义见射流模型; d_l 为火焰基底距凹腔前缘距离; s 为凹腔前缘距喷口距离; β_2, β_3 为模型经验常数.

依据 Driscoll 的思路, 凹腔火焰稳定与否, 取决于 Da 数与有效当量比 ϕ_0 的关系, 由此本文给出如下贫富燃吹熄极限边界.

富燃极限边界

$$Da = \frac{L_{RZ}/U_A}{\tau_f} = \phi_0; \quad (16)$$

贫燃极限边界

$$Da = \frac{L_{RZ}/U_A}{\tau_f} = \phi_0^{-1}. \quad (17)$$

本文采用中国科学院力学研究所凹腔上游横向喷注超临界煤油的火焰稳定实验数据来考察贫/富燃吹熄极限模型.

实验在不同来流和喷注条件下测得了一系列接近贫/富燃边界的实验参数及燃烧状态(稳定、临界稳定、吹熄). 凹腔构型如图 7 所示.

实验所采用的超临界态煤油, 按摩尔分数计算, 可由 63%的正十烷, 30%的三甲环己烷以及 7%的丙基苯的组分模型替代.

横向射流混合模型的常数取值如表 1 所示.

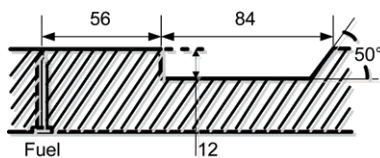


图 7 实验采用的凹腔构型

基于该实验条件, 几个模型常数的取值分别为: $\beta_1 = 137.9$; $\beta_2 = 65.1$; $\beta_3 = 124.2$. 凹腔剪切层上下的密度比 ρ_{RZ}/ρ_{up} 在富燃极限和贫燃极限分别取为 0.45 和 0.25(富燃极限下凹腔内有富余煤油和较多的产物), 由此计算得到剪切层厚度增长率在富/贫燃极限时分别为: $(d\delta/dx)_{rich} = 0.16$ 及 $(d\delta/dx)_{lean} = 0.13$. 而关于剪切层中心轴线的偏移量, 在富燃极限和贫燃极限时由于放热量很低, 针对该凹腔构型, 本文取 $\delta_{e,rich} = \delta_{e,lean} = -0.1 \text{ mm}$.

图 8 和 9 分别为实验结果在本文模型所给出的富

表 1 射流混合模型经验参数取值

经验参数	取值	经验参数	取值
c_1	1.6	c_3	0.76
c_{1x}	1/3	$c_{3\rho}$	1/3
c_{1y}	1/3	c_{3u}	-1/3
c_2	0.81	c_{3x}	-0.9
c_{2x}	7/24	c_5	1.5
c_{2y}	1/3	c_5	5.5

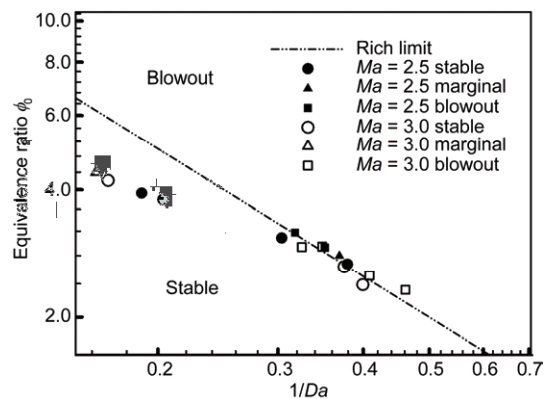


图 8 实验结果在模型中富燃极限边界附近的分布

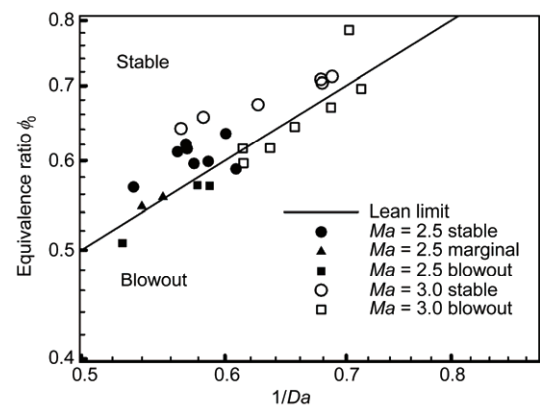


图 9 实验结果在模型中贫燃极限边界附近的分布

燃和贫燃吹熄极限边界附近的分布情况. 可以看出, 这些结果基本位于边界附近, 燃烧状态与模型吻合较好.

需要指出的是, 模型常数和其他经验系数的取值是为了更好地拟合实验结果在模型边界附近的分布. 但是, 模型建立起来的吹熄极限边界为稳焰凹腔构型的设计提供了一定准则.

5 有效当量比和凹腔内产物质量分数

5.1 质量输运过程

燃料射流、凹腔剪切层以及凹腔回流区之间进行着复杂的质量交换, 三维流动结构(如马蹄涡、反转旋涡对)及非定常特性使得这一过程更加复杂. 想要对其进行细致的建模十分困难. 因此本文在准稳态条件下分析质量输运过程.

图 10 给出了本文模型考虑的质量输运过程, 主要包括燃料射流沿火焰基底上游区域内凹腔剪切层上缘进入到剪切层内的那部分(对富燃而言还有由回流区再次卷吸进入到剪切层的一部分), 即 $\varepsilon_{F,vs1} = m_{F,vs1}/m_F$; 由于马蹄涡等流动结构的作用使得较为富余的燃料直接进入凹腔里的那部分(对于富燃极限), 即 $\varepsilon_{F,vc} = m_{F,vc}/m_F$; 还有在凹腔后缘卷入回流区内的燃料 $m_{F,b}$.

火焰基底上游区域进入到剪切层内的那部分燃料可由沿程长度 d_l 和剪切层厚度 δ 来估计, 本文模型给出如下关系式:

$$\varepsilon_{F,vs1} = k \left(\frac{d_l}{L_{ref}} \right)^2 \frac{\delta}{\delta_{ref}}, \quad (18)$$

其中, k 为常数, δ 为当地剪切层高度, L_{ref} 和 δ_{ref} 分别为剪切层参考长度和厚度, 根据具体的凹腔构型确定. 本文针对前述实验条件取 $k = 0.01$, $L_{ref} = 15 \text{ mm}$

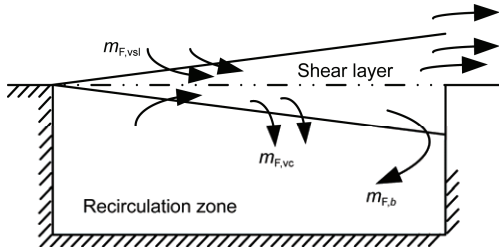


图 10 射流与凹腔剪切层/回流区的质量交换过程示意图

以及 $\delta_{ref} = 3 \text{ mm}$.

对于贫燃极限, 可以认为几乎没有燃料能够在火焰基底前进入到凹腔回流区内, 故贫燃极限时有 $\varepsilon_{F,vc} = 0$. 对于富燃极限, 由于目前没有实验数据和计算结果的支持, 不妨令 $\varepsilon_{F,vc}$ 为一常数, 本文取 0.02.

5.2 有效当量比 ϕ_0 的计算

考虑如图 11 所示的富燃极限状态时射流进入剪切层掺混过程示意图. 如前所述, 富燃极限时有效当量比应该是反映火焰基底环境的特征当量比, 而此时火焰基底已下移至后缘附近, 模型截面如图 12 所示.

定义 A 为射流在后缘截面分布面积, A_{sl} 为位于凹腔唇口上方剪切层的矩形面积, A_F 为燃料射流与 A_{sl} 的相交面积. 结合射流混合模型, 可以得到中心迹线上流向速度 u_c 和混合分数 f_c , 假设流向速度 $U(r)$ 在分布半径内按线性规律变化, 即

$$U(r) = U_c - \frac{U_c - U_A}{b} \cdot r. \quad (19)$$

认为密度 $\rho(r)$ 始终保持来流空气密度 ρ_A . 考虑到上游区域已进入剪切层的那部分燃料, 可以得

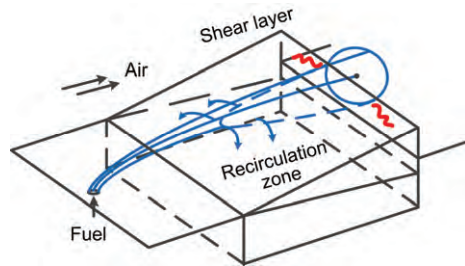


图 11 (网络版彩图)富燃极限时射流进入凹腔剪切层掺混过程示意图

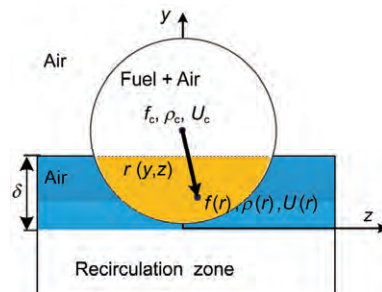


图 12 (网络版彩图)凹腔后缘模型截面

到有效燃料质量流率 m_F^* 和有效空气质量流率 m_A^* :

$$m_F^* = \frac{\iint_{A_F} U(y, z) f(y, z) dy dz}{\iint_A U(r) f(r) dr} m_F \times (1 - \varepsilon_{F, vs1} - \varepsilon_{F, vc}) + \varepsilon_{F, vs1} m_F; \quad (20)$$

$$m_A^* = \iint_{A_F} \rho(y, z) U(y, z) (1 - f(y, z)) dy dz + (A_{st} - A_F) \rho_A U_A. \quad (21)$$

对于贫燃吹熄极限, 火焰基底位于凹腔上方距喷口距离 L_f 处(可燃区边缘), 有效燃料和空气应只考虑凹腔前缘至火焰基底这一区域(流向长度为 d_i) 进入剪切层内的那部分气体. 计算方法与富燃一致.

确定了有效燃料和空气的质量流率, 进而利用定义式可以确定富燃和贫燃吹熄极限时有效当量比: $\phi_0 = (m_F^*/m_A^*) r_s^{-1}$.

5.3 回流区产物质量分数 $Y_{P,RZ}$ 计算

(14)和(15)式中, 为了计算 Damkohler 数, 需确定回流区内的产物质量分数 $Y_{P,RZ}$. 对于富燃极限, 考察如图 14 所示的凹腔卷吸过程.

在火焰基底附近, 燃料与来流空气发生反应生

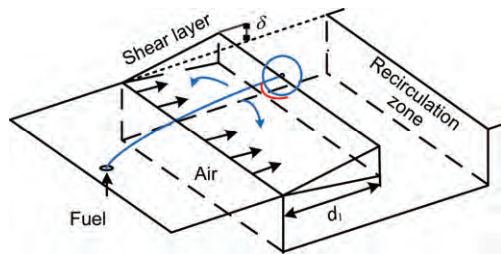


图 13 (网络版彩图) 贫燃极限时射流进入凹腔剪切层掺混过程示意图

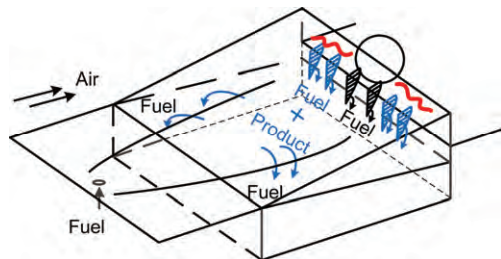


图 14 (网络版彩图) 富燃极限时凹腔卷吸过程示意图

成的产物在后缘处卷吸进入凹腔回流区, 射流下方较为富余的燃料也由后缘卷入. 如前所述, 上游区域燃料射流已进入剪切层的那部分带来的卷吸率为 $\varepsilon_{F,vc}$.

取过火焰基底某一侧视剖面进行分析, 如图所示, 设凹腔剪切层下缘流速为零, 空气质量分数为零(富燃极限).

根据 Davis^[20,21]对剪切层内速度、组分分布的描述, 可认为在火焰基底上游剪切层内速度和空气组分的剖面分布满足

$$U(y') = \frac{U_A}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{x'} \right) \right], \quad (22)$$

$$Y_A(y') = \frac{Y_{A,up}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{x'} \right) \right], \quad (23)$$

其中, $\operatorname{erf}(\eta) = (2/\sqrt{\pi}) \cdot \int_0^\eta e^{-\eta^2} d\eta$ 为误差函数; σ 为常数, 与来流马赫数有关, 当马赫数在 2~3, 可取为 27~28. 由于火焰基底稳定在空气流下方故 $Y_{A,up} = 1$. x' 与剪切层中心轴线重合并指向下游, 是剪切层的发展距离, y' 与 x' 垂直, 指向上. 进一步假设密度在剪切层内按照线性规律分布, 即

$$\rho(y') = \rho_{RZ} + \frac{\rho_{up} - \rho_{RZ}}{2\delta_b} (y' + \delta_b), \quad (24)$$

式中 δ_b 为凹腔后缘剪切层厚度的一半.

富燃极限时, 剪切层内空气几乎完全耗尽, 故可认为剪切层内产物质量分数分布 $Y_P(y')$ 满足

$$Y_P(y') \approx \frac{1+r_s}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{L_{RZ}} \right) \right], \quad (25)$$

式中取“ \approx ”是因为除靠近剪切层上缘的局部区域外, 剪切层剖面内大部分区域均满足此分布. 本文模型

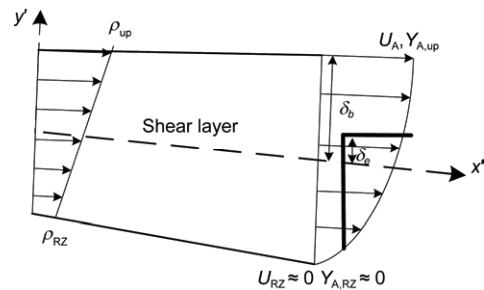


图 15 凹腔后缘卷吸率分析示意图

认为剪切层位于凹腔唇口以下的部分卷吸进入凹腔回流区, 由此可计算凹腔后缘处的产物卷吸率 ε_p :

$$\varepsilon_p = \frac{\int_{-\delta_b}^{-\delta_c} \rho(y')U(y')Y_p(y')dy'}{\int_{-\delta_b}^{\delta_b} \rho(y')U(y')Y_p(y')dy'} \quad (26)$$

从图 14 中不难看出, 富燃状态下后缘处大部分富余燃料通过射流下方的剪切层卷吸进入凹腔. 在射流下方剪切层中, 混气的速度和密度分布可近似认为与空气相同, 组分分布满足

$$Y_F(y') = \frac{Y_{F,up}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{d_l} \right) \right], \quad (27)$$

式中 $Y_{F,up}$ 为剪切层上缘燃料质量分数, 在计算时会抵消, 故无需计算. 由此得到剪切层中燃料在凹腔后缘处的卷吸率为

$$\varepsilon_F = \frac{\int_{-\delta_b}^{-\delta_c} \rho(y')U(y')Y_F(y')dy'}{\int_{-\delta_b}^{\delta_b} \rho(y')U(y')Y_F(y')dy'} \quad (28)$$

确定了燃料和产物的卷吸率, 可进一步得到回流区产物质量分数 $Y_{P,RZ}$:

$$Y_{P,RZ} = \frac{m_{P,RZ}}{m_{P,RZ} + m_{F,RZ}} = \left(1 + \frac{\varepsilon_F m_F^* + \varepsilon_{F,vc} m_F}{\varepsilon_p m_p} \right)^{-1}, \quad (29)$$

其中, $m_p = (1+r_s)m_A^*$, 即剪切层内空气完全反应生成产物.

贫燃极限时, 主要分析产物和富余空气的凹腔卷吸过程, 如图 16 所示.

在火焰基底的上游位置, 剪切层内的燃料质量分数、速度、密度分布分别满足

$$Y_F(y') = \frac{Y_{F,up}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{d_l} \right) \right], \quad (30)$$

$$U(y') = \frac{U_{up}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{d_l} \right) \right], \quad (31)$$

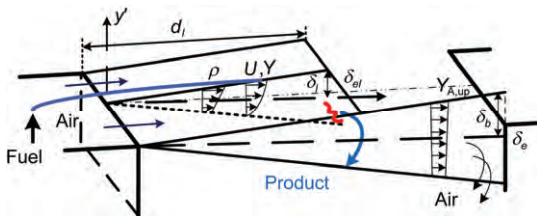


图 16 (网络版彩图) 贫燃极限时凹腔卷吸过程示意图

$$\rho(y') = \rho_{RZ} + \frac{\rho_{up} - \rho_{RZ}}{2\delta_l}(y' + \delta_l). \quad (32)$$

(32)式中, δ_l 为贫燃极限时火焰基底处的剪切层厚度的一半, 其余符号与富燃情形一致. 进入到剪切层内的燃料被完全消耗, 因而可以近似认为产物的质量分数剖面满足

$$Y_p(y') \approx \frac{(1+r_s^{-1})Y_{F,up}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{d_l} \right) \right]. \quad (33)$$

由于无法估计射流下方火焰基底后的混气到达凹腔后缘时的分布, 本文模型以火焰基底处位于唇口水平线以下的产物来近似产物的凹腔卷吸率:

$$\varepsilon_p = \frac{\int_{-\delta_l}^{-\delta_{el}} \rho(y')U(y')Y_p(y')dy'}{\int_{-\delta_l}^{\delta_l} \rho(y')U(y')Y_p(y')dy'} \quad (34)$$

(34)式的计算无需确定 U_{up} 和 $Y_{F,up}$, 只需用到密度比值 ρ_{up}/ρ_{RZ} .

关于贫燃极限时的空气卷吸, 本文模型认为空气主要从射流两侧的凹腔后缘处剪切层内进入回流区, 该位置处密度分布为 $\rho(y')$, 见(32)式, 速度分布满足

$$U_b(y') = \frac{U_A}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma y'}{L_{RZ}} \right) \right]. \quad (35)$$

近似认为在射流两侧的凹腔后缘剪切层只有空气, 即 $Y_A(y') \approx 1$. 由此可确定空气的卷吸率为

$$\varepsilon_A = \frac{\int_{-\delta_b}^{-\delta_c} \rho(y')U_b(y')dy'}{\int_{-\delta_b}^{\delta_b} \rho(y')U_b(y')dy'} \quad (36)$$

进而可以确定贫燃极限时的 $Y_{P,RZ}$:

$$Y_{P,RZ} = \frac{m_{P,RZ}}{m_{P,RZ} + m_{A,RZ}} = \left(1 + \frac{\varepsilon_A m_A^*}{\varepsilon_p m_p} \right)^{-1}, \quad (37)$$

式中 $m_p = (1+r_s^{-1})m_F^*$.

确定了 $Y_{P,RZ}$, 即可由下式确定回流区内的混合分数:

$$f_{RZ} = 1 - (1-f_s)Y_{P,RZ}. \quad (38)$$

6 火焰时间尺度 τ_f

本文对 Driscoll 和 Rasmussen^[10]有关火焰时间尺

度 τ_f 的计算方法进行了改进. 下面分别推导富燃和贫燃吹熄极限条件下 τ_f 的表达式.

6.1 富燃吹熄极限 τ_f 的推导

在火焰基底抬举区域的剪切层内, 燃料混合分数、总温及速度分布满足相似率

$$\frac{f(y')}{f_{RZ}} = \frac{T_0(y) - T_{0A}}{T_{0,RZ} - T_{0A}} = \frac{U_A - U(y')}{U_A - U_{RZ}}. \quad (39)$$

利用(39)式, 可推得如下关系式:

$$\frac{L_{RZ}/U_A}{\alpha_0/S_0^2} = \left(\frac{T_s}{300\text{K}}\right)^{-2} \left(\frac{p}{1\text{atm}}\right)^{-0.6} \times \left(1 - \frac{f_s}{f_{RZ}}\right) \frac{L_{RZ}}{L_{RZ} + s} \beta_2, \quad (40)$$

式中 $\beta_2 = c_6 (S_T/S_L)^{-2}$, c_6 为反映富燃极限时流线扩张的常数, S_T/S_L 为湍流火焰传播速度和层流火焰传播速度之比, 也可设为常数.

(40)式的推导在参考文献有详细过程, 但本文模型与 Driscoll 存在两点不同: Da 数定义中特征长度采用回流区长度 L_{RZ} ; 火焰基底抬举距离应计及喷口与前缘的距离 s , 即 $h = L_{RZ} + s$ 时达到富燃吹熄极限.

为了求得 T_s , 利用(39)式, 在火焰基底处有

$$\frac{f_s}{f_{RZ}} = \frac{T_{0,s} - T_{0A}}{T_{0,RZ} - T_{0A}}. \quad (41)$$

从而可以推得

$$T_{0,s} = T_{0A} + (f_s/f_{RZ})(T_{0,RZ} - T_{0A}), \quad (42)$$

其中, 回流区内的静温(或总温) $T_{0,RZ}$ 满足

$$T_{0,RZ} = Y_{P,RZ} T_{AD} + (1 - Y_{P,RZ}) T_{OF}. \quad (43)$$

Driscoll 在模型中作了一个不恰当的近似, 即认为 $T_{0,s} = T_s$, 然而恰当比等值线靠近剪切层上缘, 流动速度较大, 因而本文利用(44)式将 $T_{0,s}$ 转换为 T_s , 即

$$T_{0,s} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_s^2\right) T_s. \quad (44)$$

由于火焰基底处马赫数 $Ma_s = (Ma_s/Ma) Ma = (U_s/U_A) \sqrt{T_A/T_s} Ma$, 由相似率关系式, 可知 $U_s/U_A = 1 - f_s/f_{RZ} \approx 1 (f_s \ll f_{RZ})$, 进一步可假设 $\sqrt{T_A/T_s} \approx 1$, 故 $Ma_s \approx Ma$, 则有

$$T_{0,s} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right) T_s. \quad (45)$$

另 $\alpha = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{-1}$, 并将(43)代入(42)式中

可得

$$T_s = \left\{ T_{0A} + (f_s/f_{RZ}) [Y_{P,RZ} (T_{AD} - T_{OF}) + (T_{OF} - T_{0A})] \right\} \cdot \alpha. \quad (46)$$

利用 T_s 表达式, 结合(40)式和富燃极限边界表达式(16)式, 可以推得如(14)式所示的富燃吹熄极限条件下火焰时间尺度 τ_f :

$$\tau_f = \frac{\alpha_0}{S_0^2} C_{T,r}^{-2} \left(\frac{p}{1\text{atm}}\right)^{-0.6} \left(1 - \frac{f_s}{f_{RZ}}\right) \frac{L_{RZ}}{L_{RZ} + s} \alpha \phi_0^{-1} \beta_2; \\ C_{T,r} = \left(Y_{P,RZ} \frac{T_{AD} - T_{OF}}{300\text{K}} + \frac{T_{OF} - T_{0A}}{300\text{K}} \right) \frac{f_s}{f_{RZ}} + \frac{T_{0A}}{300\text{K}}.$$

6.2 贫燃吹熄极限 τ_f 的推导

在火焰基底上游, 剪切层内同样存在相似律:

$$\frac{f_{up} - f(y')}{f_{up} - f_{RZ}} = \frac{T_{0,up} - T_0(y')}{T_{0,up} - T_{0,RZ}} = \frac{U_{up} - U(y')}{U_{up} - U_{RZ}}, \quad (47)$$

式中, f_{up} , $T_{0,up}$ 和 U_{up} 分别为火焰基底位置剪切层上缘的混合分数、总温及速度.

由(4)式可以得到

$$L_f = \frac{s + \sqrt{s^2 + 4\beta_1 \frac{m_F}{\rho_F U_A (d\delta/dx)_{lean}}}}{2}. \quad (48)$$

进而由 $d_l = L_f - s$ 可以得到 d_l . 确定了火焰基底位置, 结合前述射流模型式(8)~(11)式, 可以得到该位置射流中心迹线上混合分数 f_c 和流向速度 U_c , 进而可确定剪切层上缘处 f_{up} (高斯分布)和 U_{up} (线性分布):

$$f_{up} = f_c \exp\left[-\frac{(y_c - \delta_l - \delta_{el})^2}{c_5 b^2}\right]; \quad (49)$$

$$U_{up} = U_A \left[\gamma + \frac{1-\gamma}{b} (y_c - \delta_l - \delta_{el}) \right]. \quad (50)$$

而总温 $T_{0,up}$ 可由 $f_{up} T_{OF} + (1 - f_{up}) T_{0A}$ 近似. 另外, 由于 $f_{up} \ll f_{RZ}$, $U_{RZ} \approx 0$, 由(47)式可得

$$\frac{f_{up} - f(y)}{f_{up}} = \frac{U_{up} - U(y)}{U_{up}}, \quad (51)$$

在火焰基底处有

$$\frac{f_s}{f_{up}} = \frac{U_s}{U_{up}} \quad (52)$$

基于(52)式, 参照 Driscoll 推导 Da 数的思路, 令

$$\eta = \gamma + \frac{1-\gamma}{b}(y_c - \delta_l - \delta_{el}), \text{ 可以推得}$$

$$\frac{L_{RZ}/U_A}{\alpha_0/S_0^2} = \left(\frac{T_s}{300 \text{ K}}\right)^{-2} \left(\frac{p}{1 \text{ atm}}\right)^{-0.6} \frac{f_s}{f_{up}} \frac{L_{RZ}\eta}{d_l} \beta_3, \quad (53)$$

式中, $\beta_3 = c_7(S_T/S_L)^{-2}$, c_7 为反映贫燃极限时流线扩张程度的常数.

关于 T_s 计算, 由关系(47)式, 在火焰基底处可得

$$\frac{f_{up} - f_s}{f_{up}} = \frac{T_{0,up} - T_{0,s}}{T_{0,up} - T_{0,RZ}} \quad (54)$$

故 $T_{0,s}$ 满足

$$T_{0,s} = T_{0,up} + \left(1 - \frac{f_s}{f_{up}}\right)(T_{0,RZ} - T_{0,up}). \quad (55)$$

而贫燃极限下回流区总温 $T_{0,RZ}$ 满足

$$T_{0,RZ} = Y_{P,RZ}T_{AD} + (1 - Y_{P,RZ})T_{0A}. \quad (56)$$

与富燃极限时的推导类似, 有 $T_s = \alpha T_{0,s}$, 再将(56)代入(55)式得到 T_s 表达式. 进一步结合(53)式和贫燃极限边界表达式(17), 可以推得如(15)式所示的贫燃吹熄极限的火焰时间尺度 τ_f :

$$\tau_f = \frac{\alpha_0}{S_0^2} C_{T,l}^{-2} \left(\frac{p}{1 \text{ atm}}\right)^{-0.6} \frac{f_s}{f_{up}} \frac{L_{RZ}\eta}{d_l} \alpha \phi_0 \beta_3,$$

$$C_{T,l} = \left(Y_{P,RZ} \frac{T_{AD} - T_{0A}}{300 \text{ K}} + \frac{T_{AD} - T_{0,up}}{300 \text{ K}} \right) \left(1 - \frac{f_s}{f_{up}} \right) + \frac{T_{0,up}}{300 \text{ K}}.$$

7 模型应用实例

本文以前述凹腔构型为例, 在如表 1 所示的来流条件与超临界煤油喷注工况下, 利用建立的贫富燃吹熄极限的理论模型, 通过简要计算过程给出模型

表 1 来流参数与超临界煤油喷注条件

来流参数	马赫数	总压(MPa)	总温(K)	流量(g/s)
	3.0	1.7	1642	1070
喷注条件	喷注压力(MPa)	喷注总温(K)	喷孔直径(mm)	全局当量比
	1.91	758	4.0	0.871

的应用过程.

首先由来流和喷注条件(包括喷注物物性参数), 确定模型计算所需的来流空气速度 U_A , 射流与来流动量比 J , 桶状激波前静温 T_A 等参数, 进而结合射流模型(6)~(11)式, 计算火焰基底附近的相关流场参数, 再由(20)及(21)式得到有效当量比 ϕ_0 . 此例中, 计算可得 $U_A=1457.3 \text{ m/s}$, $\phi_0 = 4.385$. 获得了有效当量比, 可以判断当前燃烧状态所靠近的吹熄边界(贫燃或富燃), 此例中更加靠近富燃极限边界, 因而利用流场参数和经验系数进一步由(14)或(15)式推导得到火焰时间尺度 τ_f , 本例计算得到的 $\tau_f = 9.343 \times 10^{-6} \text{ s}$. 由 Damkohler 数计算公式 $Da = (L_{RZ}/U_A)/\tau_f$ 可得 Da 数, 基于本例, 进而计算得 $Da^{-1} = 0.162$. 最终获得了该工况下燃烧流场对应的 $\phi_0 - Da^{-1}$ 图上坐标, 由坐标与富燃吹熄边界的位置关系即可初步预估燃烧状态, 需要说明, 本文所建立的数学模型并非能够实现对燃烧状态的准确预估, 而是通过各物理过程的模块化来揭示各参数之间的数学关联.

8 结论

本文系统地建立了描述超声速气流中凹腔上游喷注燃料的吹熄极限模型, 并通过实验数据验证了有效性. 得到了如下主要结论.

1) 剪切层稳燃模式和剪切层中火焰基底的假设大大简化了吹熄极限附近凹腔火焰稳定机理的分析. 将火焰基底在剪切层中的维持作为稳定判据, 能够使有效当量比和 Damkohler 数与吹熄准则直接联系起来.

2) 在富燃和贫燃吹熄极限条件下从流场的三维特性上分析了可能的吹熄过程, 由此实现了吹熄极限模型与来流条件、喷注参数以及凹腔构型的关联.

3) 对于质量输运过程, 超声速气流中横向射流穿透与混合模型的引入使得模型中有效当量比的确

定更加合理, 而凹腔卷吸过程的模化给出了准稳态下回流区内产物质量分数的计算模型, 改进了已有模型中较为粗糙的估计方法。

4) 通过适当选取模型中经验常数, 获得了与实验数据基本吻合的吹熄极限边界, 在一定程度上证

明了模型的可靠性。

由于缺乏对机理问题的认识与有效的实验观测手段, 模型中某些假设和模化方法难以得到验证, 部分过程的处理仍较为粗糙。因此, 模型的进一步发展应建立在流动机理和吹熄机制的研究上。

参考文献

- 1 Ben-Yakar A, Hanson R K. Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets: An overview. *J Propul Power*, 2001, 17: 868–877
- 2 丁猛. 基于凹腔的超声速燃烧火焰稳定技术研究. 博士学位论文. 长沙: 国防科技大学, 2005. 92–93
- 3 Rasmussen C C, Driscoll J F, Hsu K Y, et al. Stability limits of cavity-stabilized flames in supersonic flow. *Proc Combust Inst*, 2005, 30: 2825–2833
- 4 Ghodke C D, Pranatharhikaran J, Ghislain J R, et al. Numerical and experimental studies of flame stability in a cavity stabilized hydrocarbon-fueled scramjet. In: 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. San Francisco, 2011
- 5 Shanbhogue S J, Husain S, Lieuwen T. Lean blowoff of bluff body stabilized flames: Scaling and dynamics. *Prog Energ Combust*, 2009, 35: 98–120
- 6 Micka D J, Driscoll J F. Combustion characteristics of a dual-mode scramjet combustor with cavity flameholder. *Proc Combust Inst*, 2009, 32: 2397–2404
- 7 Rasmussen C C, Dhanuka S K, Driscoll J F. Visualization of flameholding mechanisms in a supersonic combustor using PLIF. *Proc Combust Inst*, 2007, 31: 2505–2512
- 8 汪洪波. 超声速气流中凹腔稳定的射流燃烧模式及振荡机制研究. 博士学位论文. 长沙: 国防科技大学, 2012. 1–182
- 9 Mitani T, Izumikawa M. Criteria for flame holding in H₂-fueled scramjet engines. *Proc Combust Inst*, 2000, 28: 689–695
- 10 Driscoll J F, Rasmussen C C. Correlation and analysis of blowout limits of flames in high-speed airflows. *J Propul Power*, 2005, 21: 1035–1044
- 11 Rasmussen C C, Driscoll J F. Blowout limits of flames in high-speed airflows: Critical damkohler number. In: 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Hartford, 2008
- 12 Le J L, Yang S H, Wang X Y. Analysis and correlation of flame stability limits in supersonic flow with cavity flameholder. In: 18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Tours, 2012
- 13 Coats C M, Richardson A P, Wang S. Nonpremixed combustion in turbulent mixing layers part 2: Recirculation, mixing and flame stabilization. *Combust Flame*, 2000, 122: 271–290
- 14 Jones R A, Marck C J, Myrabo L N. A random distribution reacting mixing layer model. In: 30th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. Indianapolis, 1994
- 15 Murray R C, Elliott G S. Characteristics of the compressible shear layer over a cavity. *AIAA J*, 2001, 39: 846–856
- 16 Papamoschou D, Roshko A. The compressible turbulent shear layer: an experimental study. *J Fluid Mech*, 1988, 197: 453–477
- 17 Slessor M D, Zhuang M, Dimotakis P E. Turbulent shear-layer mixing: growth-rate compressibility scaling. *J Fluid Mech*, 2000, 414: 35–45
- 18 Upatnieks A, Driscoll J F, Rasmussen C C, et al. Ltoff of turbulent jet flames-assessment of edge flame and other concepts using cinema-PIV. *Combust Flame*, 2004, 138: 259–272
- 19 Torrez S M. Design refinement and modeling methods for highly-integrated hypersonic vehicles. Dissertation for the Doctoral Degree. Michigan: University of Michigan, 2012. 27–29
- 20 Davis D L, Bowercrsox R D W. Computational fluid dynamics analysis of cavity flame holders for scramjets. In: 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 1997
- 21 Davis D L, Bowercrsox R D W. Stirred reactor analysis of cavity flame holders for scramjets. In: 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 1997

Analysis and modeling of blowout limits of cavity flame in supersonic flows

WANG ZhenGuo¹, YANG YiXin¹, LIANG JianHan¹, SUN MingBo¹, WANG HongBo¹ & ZHANG TaiChang²

1 Science and Technology on Scramjet Laboratory, College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2 High Temperature Gas Dynamics Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

A comprehensive understanding of blowout limits of flames in Scramjet has great significance for design of the cavity configuration and injection scheme on academic and engineering fields. In this paper, the process of flame stabilization in the combustor with fuel injection upstream of a cavity was investigated. The physics mechanisms of lean and rich blowout were analyzed theoretically. Based on the shearlayer stabilization mode and three-dimensional flowfield structure, this paper combined the penetration and mixing model of transverse jet and other improved sub-models: the calculation of effective equivalence ratio, the entrainment process and the mass exchange between jet and shearlayer/recirculation zone, and then redefined Damokhler number and the effective equivalence ratio. With these two characteristic parameters, the criteria for blowout limits was mathematically modeled and verified by experimental data.

blowout limits, cavity, supersonic flows, shearlayer, transverse jet

doi: 10.1360/N092014-00015