

文章编号:1000-8055(2013)06-1392-10

# 超声速燃烧室中壁面凹腔结构的稳焰机理

贾 真

(中国航空工业集团公司 中航天发动机研究院有限公司, 北京 100028)

**摘 要:** 针对凹腔稳焰机理, 分别在冷态喷流和燃烧工况下探讨了改变凹腔长深比和深度对超声速流场中的燃料掺混效果及燃烧效率的影响。研究表明: 增大凹腔长深比能使燃料更容易卷入凹腔, 延长其在低速回流区内的掺混时间, 增强掺混、提高燃烧效率; 但过大的长深比对燃烧效率改善的影响消失, 反而会使剪切层运动距离增大, 导致凹腔后壁面再附激波增强, 引起激波耗散产生的总压损失增大, 使凹腔前、后壁面压差阻力增加, 所以工程中建议采用长深比为 5 左右的凹腔结构。增大凹腔深度虽然会使激波损失增加, 但能提高主流和凹腔的质量交换率, 并使凹腔容积增大, 能够显著提高燃料在低速回流区的掺混和火焰稳定效果, 提高燃烧效率。

**关 键 词:** 凹腔; 激波; 总压恢复系数; 增强掺混; 回流区

**中图分类号:** V231.2

**文献标志码:** A

## Flame-holding mechanism of cavity structure in super-sonic combustor

JIA Zhen

(Aerospace Engine Research Institute,  
Aviation Industry Corporation of China, Beijing 100028, China)

**Abstract:** The influences of length to depth ratio of cavity as well as its depth on the mixing effect of fuel and air and the combustion efficiency in supersonic flow field with/without reactions were numerically investigated. It is found that although increasing length to depth ratio could bring about fuel entrainment into cavity, delay the mixing time in low speed high-temperature recirculation zone and enhance the mixing and combustion efficiency. Yet, excessive length to depth ratio no longer improves combustion, but enhances the attached shock, increasing total pressure loss and drag between front and back walls. Increasing depth of cavity produces more loss of available energy induced by shock wave, but increases mass exchange rate between mainstream and cavity, enlarging cavity volume remarkably and increasing combustion efficiency.

**Key words:** cavity; shock wave; total pressure recovery coefficient;  
mixing enhancement; recirculation zone

飞行马赫数  $Ma > 5$  的高超声速飞行器是目前各国航空技术抢占的制高点, 而动力是决定性因素。研究表明超燃冲压发动机是最为可行的推进动力。设计高性能的超燃冲压发动机面临的挑战是燃烧室的优化。尽管大量研究已在各国展开, 并有 X-

43、X-51 等飞行验证的成功试验, 但现在仍存在一些技术瓶颈亟待解决, 如增强燃料的掺混、火焰稳定和扩散燃烧等<sup>[1-2]</sup>。燃料和空气的高效掺混并实现稳定燃烧的挑战来自两方面: 一是超声速气流以上千米每秒量级的速度通过燃烧室, 空气的停留时

收稿日期: 2012-10-18

网络出版地址: [http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130617.0940.201306.1392\\_024.html](http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130617.0940.201306.1392_024.html)

作者简介: 贾真(1983—), 男, 甘肃白银人, 博士, 工程师, 主要从事高性能航空发动机设计研究。

间仅为 2 ms 左右;另一方面是可压缩效应随马赫数增大而加剧,明显抑制混合层在纵向的扩展。因此,这成为目前超声速燃烧室研究的重点之一。支板<sup>[3-4]</sup>、斜坡<sup>[5-6]</sup>等燃料喷射结构虽然对增强掺混起到积极作用,但也因阻力和总压损失较大而限制其应用范围。1993 年,CIAM(Central Institute of Aviation Motors)<sup>[7-8]</sup>提出凹腔火焰稳定器并得到广泛研究,发现其结构简单、稳焰效果好且低阻、总压损失小,被认为是应用于超燃冲压发动机最可行的火焰稳定器<sup>[9]</sup>。

凹腔的几何特征对流动的影响规律的研究较成熟。Gruber 等<sup>[10-11]</sup>以凹腔后缘倾角  $\beta$  和长深比  $L/D$  为考察量开展数值仿真,较真实地模拟出气流在凹腔内的回流现象,发现质量交换率和凹腔深度成正比,且燃料在凹腔内的停留时间随着  $L/D$  的增加而缩短,说明燃料的停留时间取决于凹腔深度。Gruber 等<sup>[12-13]</sup>实验研究了 7 种几何尺寸的开式凹腔火焰稳定器的冷态流场,并结合仿真计算发现:对于声学凹腔,气流自凹腔前缘脱落,并撞击在凹腔后壁面,形成再附激波,压力梯度较大,流场表现出较强的非稳态特性;而对火焰稳定凹腔,长度和后缘倾角  $\beta$  决定剪切层的空间发展,随着减小  $\beta$ ,前缘压缩波变为膨胀波,流场趋于稳定,能显著减弱凹腔内自激振荡效应,但几乎不会对点火/火焰稳定产生影响。

对于尺寸有所限制的超燃冲压发动机燃烧室,设计容积大小适中且又能满足稳定火焰目的的凹腔结构是工程应用提出的要求。凹腔的长深比和深度是决定凹腔容积的两个关键几何参数,所以对其进行深入探讨具有重要意义,本文模拟了不同尺寸的凹腔火焰稳焰器,以期了解凹腔火焰稳焰机理,并得到最优尺寸范围。

## 1 数值计算方法与物理模型

### 1.1 控制方程

本文采用控制体积法在空间上离散二维多组份雷诺平均 Navier-Stokes 方程组,时间上选用 Runge-Kutta 方法,耦合隐式求解质量方程、动量方程、能量方程、化学反应组份方程,再接着求解湍流模型等标量方程。式(1)是在笛卡儿坐标系下的守恒型微分方程:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y} + \mathbf{S} \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho f_i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \\ \rho f_i u \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (\rho E + p)v \\ \rho f_i v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \\ \rho D_i \partial f_i / \partial x \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_y \\ \rho D_i \partial f_i / \partial y \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ C_i \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\tau_{yy} = -\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)$$

$$q_x = k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{n_s} \rho D_i h_i \frac{\partial f_i}{\partial x}$$

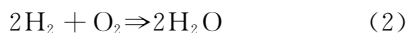
$$q_y = k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{i=1}^{n_s} \rho D_i h_i \frac{\partial f_i}{\partial y}$$

式中  $u, v$  为  $x, y$  方向的分速度,  $t$  为时间,  $\rho$  为密度,  $f_i$  为各组分质量分数,  $C_i$  为各组分化学反应生产率,  $D_i$  为组分扩散系数,  $h_i$  为组分比焓,  $n_s$  为组分数,  $T$  为绝对温度,  $p$  为静压,  $\mu$  为黏度,  $\mu = \mu_t + \mu_l$ ,  $\mu_l$  是由 Sutherland 公式计算出的层流黏度,  $\mu_t$  是由  $k-\omega$  SST (shear stress transport) 湍流方程求出的湍流黏度,  $k_{\text{eff}}$  为有效传热系数,  $E$  为单位体积的总能量。

选择合适的湍流模型是计算的关键,针对本文的固壁受限的超声速气流的管内燃烧问题,并存在激波/边界层相互干扰。基于此,选择 Menter 的  $k-\omega$  SST 湍流模型,在高雷诺数的主流核心区,采用标准  $k-\omega$  模型,而在壁面附近的黏性边界层内,雷诺数较低,转化为标准  $k-\epsilon$  模型,既能发挥两种模型的优点,又回避了两者的局限性,对激波和边界层干扰这类具有强烈非平衡效应的现象可实现较高的计算精度。

由于流场存在激波/边界层干扰、燃烧等强湍流现象,选取涡破碎模型能反映湍流和化学反应动力学相互影响机理。氢气的反应机理有单步总

包和第二步反应、多步详细机理如 7 组分 8 方程、9 组分 19 方程等。考虑计算量因素,且总包反应能满足精度要求,因此,本文的反应方程如下:



在本文的压力和温度范围内,空气和氢气近似理想气体,比定压热容由温度的多项式计算,采用具有 TVD(total variation diminishing)特性的 2 阶迎风格式离散对流项,中心差分格式离散扩散项。

## 1.2 物理模型

开式凹腔结构(深度  $D=15\text{ mm}$ 、长深比  $L/D=5$ 、后缘倾角  $\beta=45^\circ$ )的二维燃烧室结构如图 1 所示,选择两个深度的凹腔组:  $D_1=10\text{ mm}$ ,  $L/D=2, 4, 5, 7, 10$ ;  $D_2=15\text{ mm}$ ,  $L/D=2, 4, 5, 7$ , 考察  $L/D$  对超声速流场波系结构及火焰稳定的影响。而对于深度的影响,固定长深比  $L/D=4$ , 选择 3 个凹腔深度  $D=10, 15, 20\text{ mm}$ , 考察  $D$  对燃烧室

流动和燃烧特性的影响。

燃烧室由 3 部分构成,即:等直段、扩张段、等直扩张段。氢气在距凹腔前缘  $10\text{ mm}$  的上游壁面垂直喷射,喷嘴直径  $d=1\text{ mm}$ 。将计算区域分块划分结构化网格,近壁面局部加密。

以高度  $H=30\text{ km}$ 、马赫数  $Ma=6$  的飞行条件为模拟状态,空气经进气道、隔离段减速增压,以  $Ma=2$  的速度进入燃烧室,总压为  $1.56\text{ MPa}$ 、总温为  $1860\text{ K}$ 、静压为  $0.2\text{ MPa}$ ,壁面取无滑移绝热边界条件,出口流动超声速时,其由内流场 1 阶外推出。

## 1.3 算例验证

### 1.3.1 算例 1

选择文献[14]的实验作为标准算例,验证本文的数值仿真程序的准确性。燃烧室结构及进口参数如表 1 和图 2。

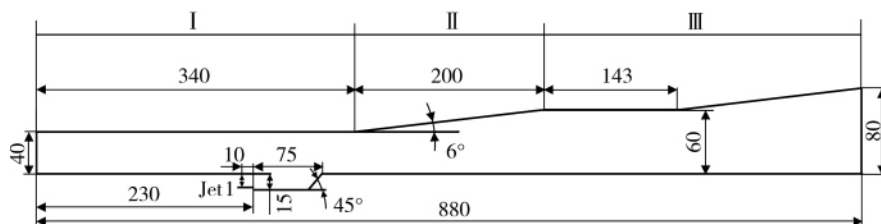


图 1 燃烧室结构图(单位:mm)

Fig. 1 Supersonic combustor (unit:mm)

表 1 燃烧室进口参数<sup>[12]</sup>

Table 1 Flow parameters of the combustor inlet<sup>[12]</sup>

|      | $p_s/\text{MPa}$ | $T_s/\text{K}$ | $Ma$ | 质量分数                   |              |               |                      |              |
|------|------------------|----------------|------|------------------------|--------------|---------------|----------------------|--------------|
|      |                  |                |      | $\text{C}_2\text{H}_4$ | $\text{O}_2$ | $\text{CO}_2$ | $\text{H}_2\text{O}$ | $\text{N}_2$ |
| 空气   | 0.0977           | 492            | 2.09 |                        | 0.233        |               | 0.052                | 0.715        |
| 高温燃气 | 0.1731           | 1772           | 1.25 | 0.1059                 | 0.0103       | 0.1205        | 0.1566               | 0.6067       |

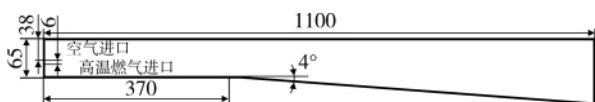


图 2 双燃烧室冲压发动机(单位:mm)

Fig. 2 Dual-combustors ramjet (unit:mm)

燃烧室壁面的压力如图 3 所示,模拟的静压曲线同实验数据点变化趋势较一致,较准确地模拟出燃烧室内激波变化。只是在燃烧室前半段,模拟曲线略高于实验结果,分析其可能原因:由于模拟中假设  $\text{C}_2\text{H}_4$  在高温燃气中是均匀分布,而在实验中  $\text{C}_2\text{H}_4$  的分布并不均匀。在燃烧室前半段,高温燃气和空气开始形成混合层进行掺混,因此模拟中  $\text{C}_2\text{H}_4$  的掺混效果要比实验中更好些,化

学反应会更剧烈,燃烧形成的压力自然比实验值略高。而在燃烧室后段,混合层已经充分发展,此时模拟和实验中的掺混和燃烧情况差别并不大,则模拟曲线和实验点符合得较好。

### 1.3.2 算例 2

选择文献[15]所做的超声速湍流流过凹腔所形成的剪切层——激波结构,来流马赫数  $Ma=2.92$ ,单位长度雷诺数  $Re=6.7 \times 10^7$ ,滞止温度为  $258\text{ K}$ ,滞止压力为  $6.9 \times 10^5\text{ Pa}$ ,凹腔几何参数:凹腔深度  $D=2.54\text{ cm}$ ,后壁面长为  $6.19\text{ cm}$ ,剪切层发展段长为  $22.9\text{ cm}$ 。

从图 4 的压力分布可以看出:超声速气流在凹腔前缘分离形成剪切层并在凹腔后壁面撞击形

成再附激波,在凹腔内形成低速回流区.从图5的后壁面压力分布曲线反映出再附激波的形态,计算曲线和实验点吻合较好,基本将激波分离和再附位置反映出来.

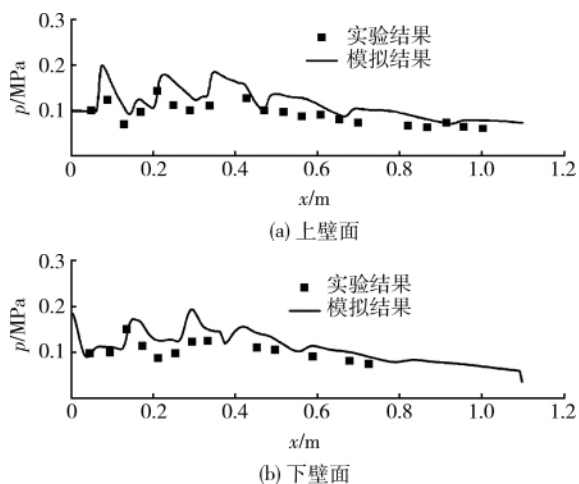


图3 壁面静压的模拟值同实验值的比较

Fig. 3 Wall static pressure comparison of experiment and numerical calculation

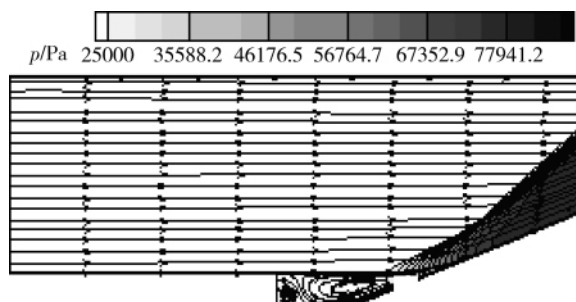


图4 压力场和流线图

Fig. 4 Static pressure distribution and streamline

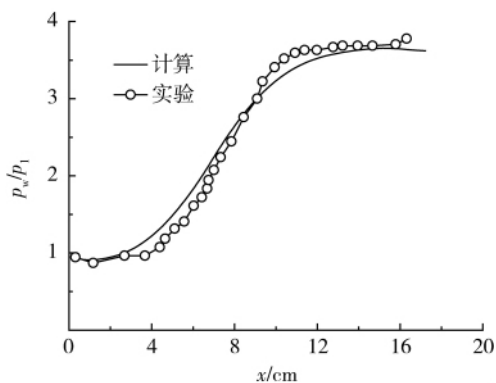


图5 后壁面压力计算值和实验值对比

Fig. 5 Comparison of experiment data and numerically calculated data of back wall static pressure

## 2 计算结果分析

先考察长深比  $L/D$  对超声速燃烧室流动和燃烧特性的影响.

图6是不同长深比凹腔对燃烧室冷态压力场的影响,马赫数为2的超声速气流在凹腔前缘分离,形成一道较弱的膨胀波,同时在前缘分离点处,高速主流和凹腔内的低速涡流开始形成剪切混合层,向下游发展的同时伴随剪切层在横向剖面逐渐增宽,之后撞击在凹腔后壁面形成较强的再附激波系,再附激波在向下游传播过程中多次在燃烧室上、下壁面反射,并和相遇的结构膨胀波相互作用发生衰减,最后在出口附近消失.从图6中对比看出,改变凹腔的  $L/D$ ,不会对流场波系结构产生本质的影响,只是  $L/D$  的变化可以改变流场整体激波系的强度.

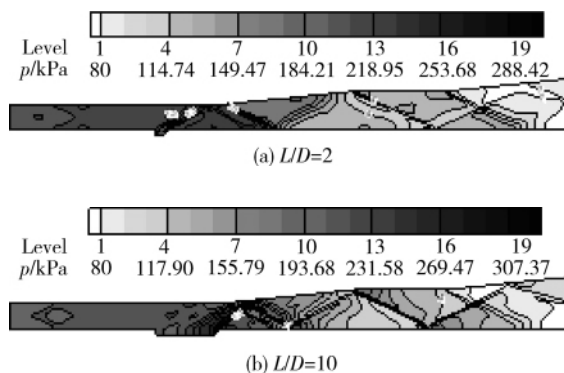


图6 冷流工况静压等值线分布 ( $D=10\text{ mm}$ )

Fig. 6 Static pressure contours of cold flow field ( $D=10\text{ mm}$ )

再来看图7的燃烧室上壁面静压分布曲线.可以看到:不同  $L/D$  凹腔结构的压力曲线在进口区域及燃烧室后段的部分壁面处相互重合.曲线上的波峰位置即为激波入射点.在激波突跃处,随着  $L/D$  的增大,压力曲线都会逐渐向上移动,图7(a)中  $L/D=2$  所对应的压力曲线在最下方,而图7(b)中  $L/D=10$  所对应曲线则在图的最上方.分析产生的原因主要是:增大  $L/D$ ,就增加了主流与凹腔内回流所形成的剪切层的传播距离,则剪切层发展时间延长,其在横向的扩展宽度自然会增大,同时剪切层不断向凹腔内部偏转.

从图8可以看到不同  $L/D$  凹腔结构的燃烧室内波系形状具有相似性,在  $\text{H}_2$  燃料喷口上游均出现明显的激波串分布.燃料从壁面横向喷射(同主流方向垂直),对超声速气流起到一定的阻

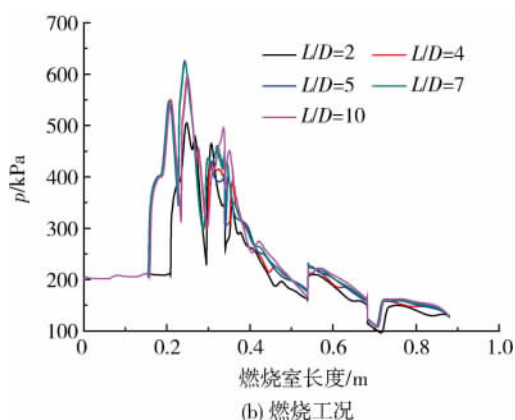
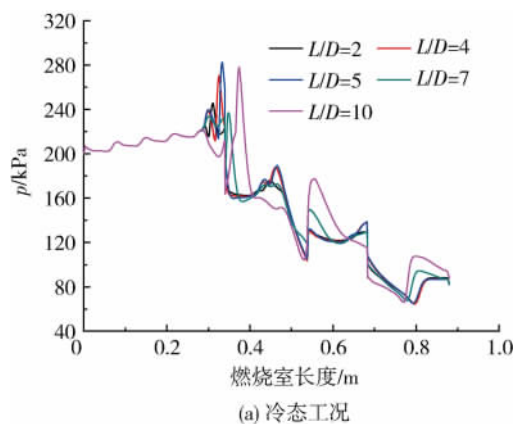


图7 燃烧室上壁面静压分布曲线 ( $D=10\text{ mm}$ )

Fig. 7 Up wall static pressure distribution of combustor ( $D=10\text{ mm}$ )

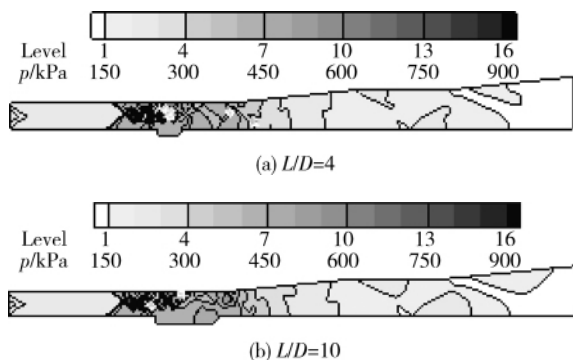


图8 燃烧状态压力分布图

Fig. 8 Pressure contours of flow field with combustion

碍,主流线发生弯曲越过喷流,这更类似于压缩拐角的作用. 燃烧在局部区域形成高的燃烧反压,并通过边界层的贴壁面亚声速区向上游逆主流传播,逆压梯度不断扩大边界层内的分离范围,在上、下壁面处产生两处较大范围的回流区如图9所示. 隆起的回流区阻塞流动形成一喉道,由此产生了典型的激波边界层干扰现象——激波串结构.

从图10可以清晰地看到燃烧放热的高温区

域只分布在贴近下壁面处,在出口处燃烧区域也只能扩展到中线处,这是壁面喷射的局限性.

从图11的  $\text{H}_2$  质量分数等值线分布可看出: 增大  $L/D$ , 燃烧室内未燃烧的  $\text{H}_2$  组分明显减少,说明有更多的燃料参与燃烧,这也定性地说明采用大  $L/D$  的凹腔对燃烧起到积极促进作用.

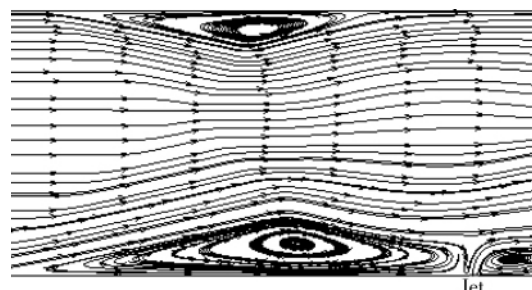


图9 燃烧室喷口上游局部流线图

Fig. 9 Local streamline of combustor nozzle upstream

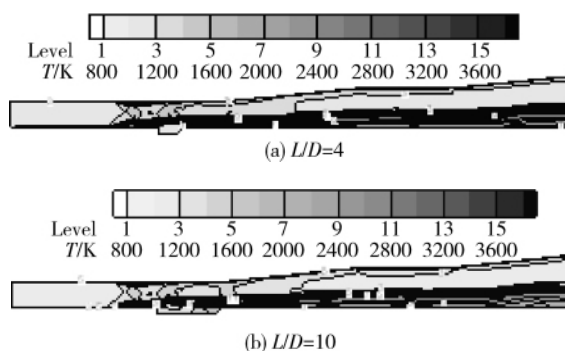


图10 燃烧工况静温等值线图

Fig. 10 Static temperature contours of flow field with combustion

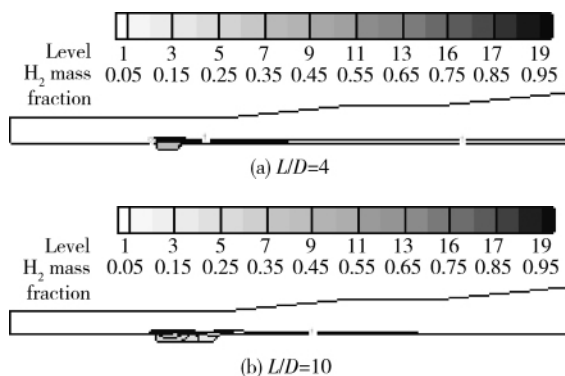


图11 燃烧工况氢气质量分数等值线图

Fig. 11  $\text{H}_2$  mass fraction contours of flow field with combustion

已经定性地说明增大  $L/D$  可增强燃烧,接着定量分析其对燃烧效率  $\eta_c$  的影响,如图12所示.

从曲线可以反映出,两个深度  $D$  的凹腔组的燃烧效率随  $L/D$  的变化趋势具有基本一致的规律:增大  $L/D$ ,  $\eta_c$  曲线不断上升,这也符合图 11 的  $H_2$  质量分数分布特性.但发现在  $L/D < 5$  的范围内,  $L/D$  的变化对  $\eta_c$  的影响比较明显,曲线上斜率很大;而当  $L/D > 5$  后,其变化对  $\eta_c$  的影响减小,曲线上升幅度逐渐减缓.以  $D=10\text{ mm}$  的凹腔组为例,  $L/D$  从 2 增大到 4,燃烧效率有显著增加,从 44% 跃升到 58%,如果再进一步增大  $L/D$  到 7,曲线上斜率明显降低,仅增加 4%,而再继续将  $L/D$  增大到 10,燃烧效率几乎没有增加.这说明在工程中设计  $L/D > 10$  的凹腔火焰稳定器没有太大的实际意义,反而会因闭式凹腔而增加流动阻力.

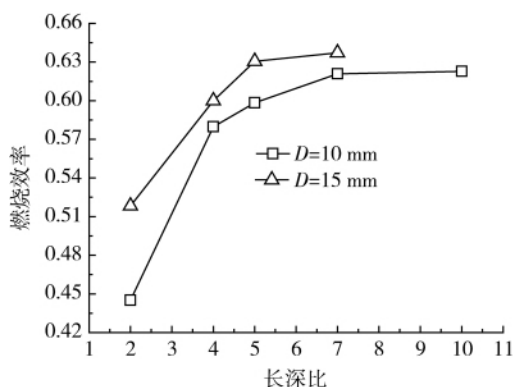


图 12 长深比  $L/D$  对燃烧效率的影响规律

Fig. 12 Influence of  $L/D$  on combustion efficiency

总压损失是评价燃烧室性能优劣的另一个重要参数,损失过大则循环效率较低,则气流将在喷管处很难产生推力.本文以总压恢复系数  $\pi_c$  来评价总压损失,理想情况是  $\pi_c = 1$ ,则损失为 0.

图 13 是  $L/D$  的变化对燃烧室总压恢复系数的影响规律,图 13(a) 是冷态工况曲线.以  $D=15\text{ mm}$  的凹腔组曲线为例,将  $L/D$  从 2 增大到 7,总压恢复系数曲线不断下降,从接近 89% 下降到不足 84%,从前面也分析了冷流场激波系主要是凹腔后壁面的再附激波在燃烧室内的多次反射及和上壁结构膨胀波的相互作用,所以总压损失由壁面边界层内黏性耗散和激波内耗散这两类损失组成,而又以激波损失为主,所以不难理解增大  $L/D$  将提高再附激波强度,自然会增大总压损失.图 13(b) 中燃烧工况的总压恢复曲线,可以看到这两组曲线的变化也具有相同的趋势,而且将其和图 12 的燃烧效率曲线对比发现:这两幅图具有反向关系.在燃烧流场,总压损失主要由 3 部分组

成:①由于燃烧产生的高反压,引起壁面边界层有大范围的分离而带来的分离损失;②边界层分离、突起而形成了激波串结构而产生的激波损失;③燃烧会产生很大的不可逆损失,属于耗散损失的一种,类似于壁面边界层内的黏性耗散损失.结合图 12 发现:燃烧效率高的工况,总压损失就大,这说明燃烧导致的耗散损失起主导,是超声速燃烧室内有效能损失的主要因素.

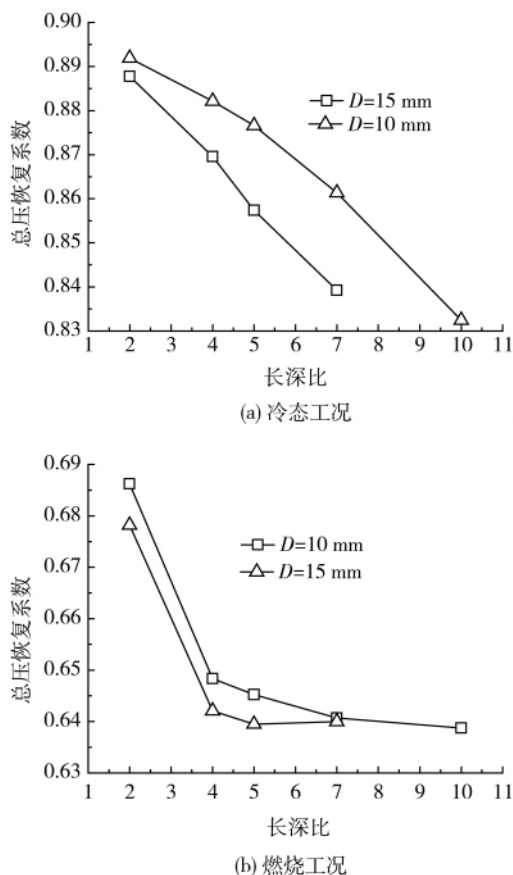


图 13  $L/D$  对燃烧室总压恢复系数的影响规律

Fig. 13 Influence of  $L/D$  on total pressure recovery coefficient

定义凹腔的阻力系数  $C_f$  为

$$C_f = \frac{F_{\text{cavity}}/A_{\text{cavity}}}{\rho V^2/2} \quad (3)$$

其中  $F_{\text{cavity}}$  为凹腔总阻力;  $A_{\text{cavity}}$  为横截面积;  $V, \rho$  分别为燃烧室入口空气的速度和密度. 计算发现所有工况的摩擦阻力占压差阻力的 5% 左右, 所以忽略内壁摩擦阻力, 只考虑前后壁面的压差阻力, 将计算的凹腔阻力系数  $C_p$  做曲线如图 14 所示.

从图 14(a) 的冷态工况曲线可看出,  $C_p$  和  $L/D$  成正比例线性关系, 且深度不同的凹腔, 其曲线差别不大, 基本重合. 这说明增大  $L/D$  会使凹

腔后壁面再附激波入射角增大,激波增强,后壁面所受压力提高所导致.图 14(b) 图的燃烧工况曲线可以看出  $C_p$  随  $L/D$  的增大而上升.分析原因是:增大  $L/D$  延长了空气和燃料剪切层的扩散时间,到达凹腔后壁面时,混合得更加充分,这样燃烧可以更剧烈,使后壁面受压力更大,导致压差阻力即阻力系数更高.

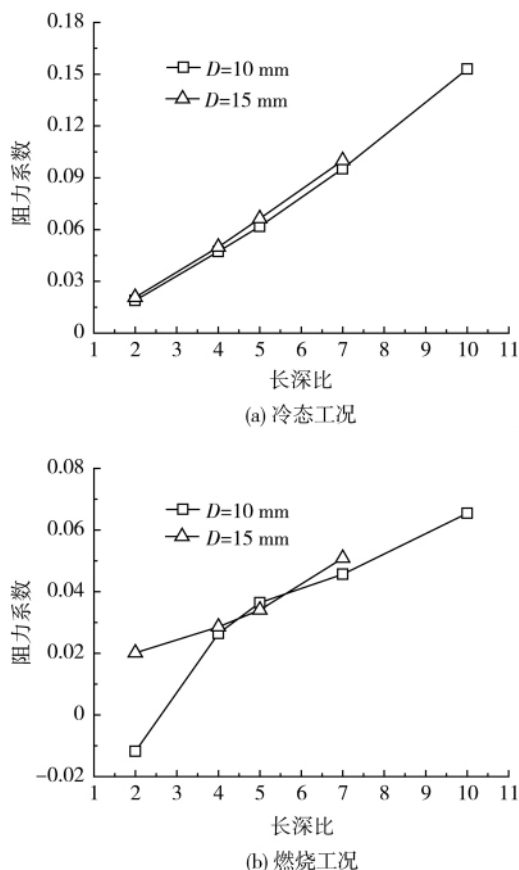


图 14 凹腔的  $L/D$  对阻力系数的影响

Fig. 14 Influence of  $L/D$  on drag coefficient of cavity

从上分析:增大  $L/D$  对稳定火焰、促进燃烧产生正面影响,但同时会因为剪切层的下凹而提高再附激波的强度,增大总压有效能损失和凹腔阻力.  $L/D$  过大对燃烧效率的改善起不到明显作用,所以建议采用  $L/D=5$  范围的凹腔;燃烧会产生很大的总压损失,因此优化燃烧室结构尺寸,合理组织燃烧是关键.

再来看凹腔深度  $D$  的影响.

从图 15 的冷态温度分布及流线图可看出,来流空气在凹腔内形成低速、高静温的回流区,回流区由充满整个区域的大涡和前驻点附近的小涡构成.  $D$  的变化对凹腔内回流涡结构没有本质的影响,但显然会增大凹腔和主流之间的质量交换量,促进了燃料掺混,对增强燃烧提供了可能.

图 16 是燃烧工况下燃烧室局部的压力分布和流线图,可以看到燃料  $H_2$  从喷嘴射出:一部分被主流带向下游;一部分卷入凹腔内掺混、燃烧,形成稳定火焰.燃烧形成的逆压梯度导致喷口上游上、下壁面边界层突起,形成分离气泡,导致激波串结构,流线发生弯曲.

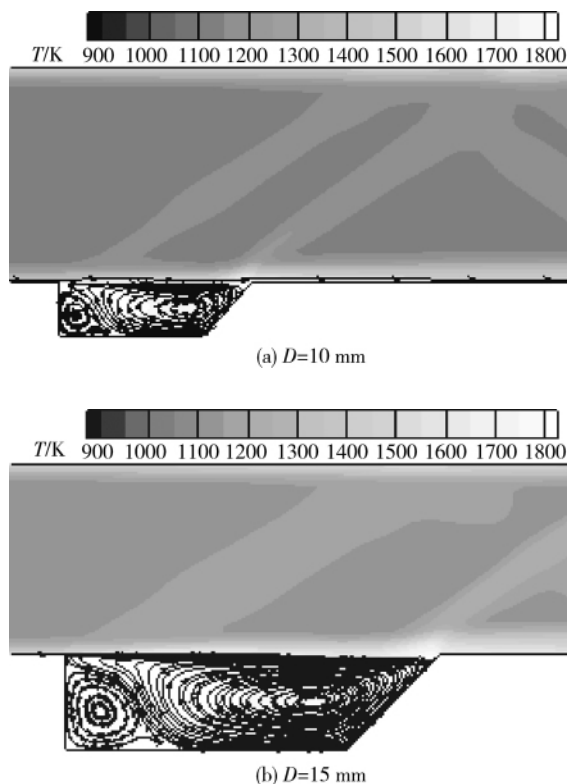


图 15 冷态工况的静温等值线及流线图

Fig. 15 Temperature contours of flow field and streamline without reaction

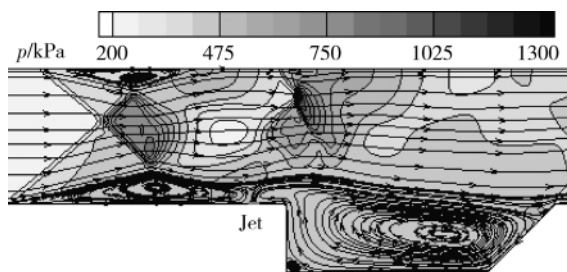


图 16 燃烧工况压力分布及流线图 ( $D=20$  mm)

Fig. 16 Pressure contours of flow field and streamline with combustion ( $D=20$  mm)

从图 17 的  $H_2$  质量分数等值线分布可以定性地看出,增大凹腔深度  $D$ ,燃烧室内剩余未参与燃烧的  $H_2$  质量分数明显减少,说明增大  $D$ ,可提高燃烧效率.计算出各模拟工况的燃烧效率画出曲线如图 18 所示.燃烧效率曲线随  $D$  的增大而

不断上升,将  $D$  从 10 mm 增大到 20 mm,  $\eta_c$  从 0.58 增大到接近 0.63,这进一步说明更深的凹腔既能够增加主流和凹腔之间的质量交换率;同时会延长燃料在凹腔内的停留时间,这有利于燃料在低速空气中的更充分掺混,提高凹腔内局部反应当量比,燃烧效率自然会得到提高.

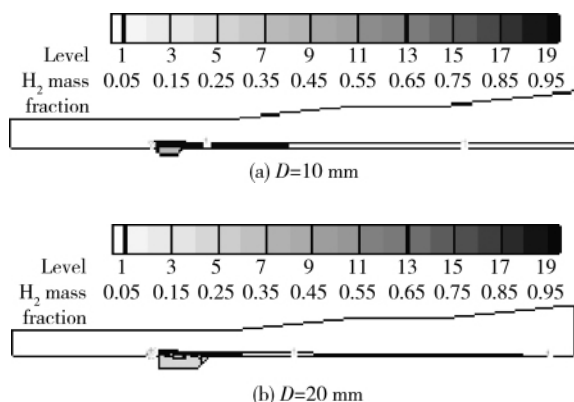


图 17 燃烧工况  $H_2$  质量分数等值线分布

Fig. 17  $H_2$  mass fraction contours of flow field with combustion

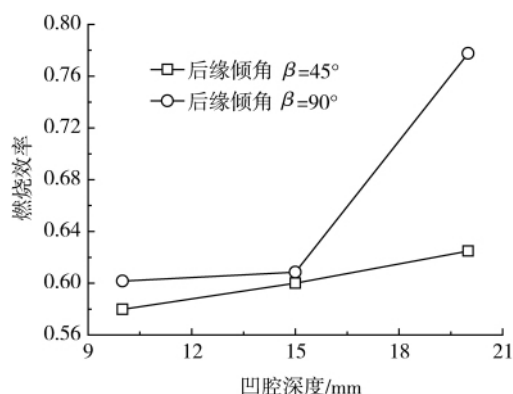


图 18 凹腔深度对燃烧效率的影响 ( $L/D=4$ )

Fig. 18 Influence of cavity depth on combustion efficiency ( $L/D=4$ )

质量交换率增大将使更多的超声速气流降为低速,定性地分析会增加总压损失.将各工况总压恢复系数画曲线如图 19 所示.图 19(a)是冷态工况曲线,不论声学凹腔还是火焰稳定凹腔,增大  $D$ , $\pi_c$  曲线都将不断下降,以  $\beta=45^\circ$  的火焰稳定凹腔为例, $D$  从 10 mm 增大到 20 mm, $\pi_c$  的降幅并不很大,从 0.883 下降到 0.853,这也符合前面的定性描述:一方面冷流工况的总压损失以再附激波损失为主,增大  $D$  会增强再附激波强度,同时更多气流进入凹腔,进一步增大了总压损失.上一节已经分析出燃烧工况的总压损失很大程度上由

燃烧强度主导,即燃烧效率  $\eta_c$  高,则总压损失就大.所以图 19(b)中的曲线, $\pi_c$  随  $D$  的增大而不断减小. $D$  从 10 mm 增大到 20 mm,燃烧工况的  $\pi_c$  的降幅从接近 0.65 降到 0.635.

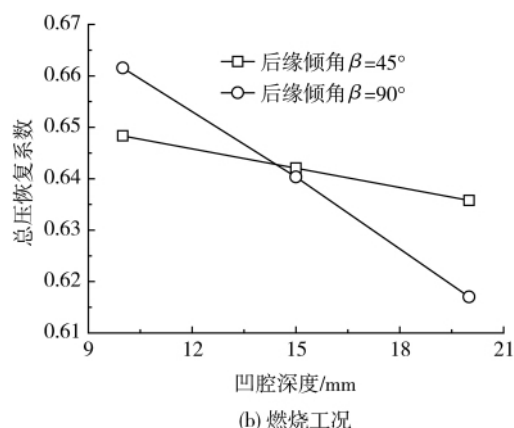
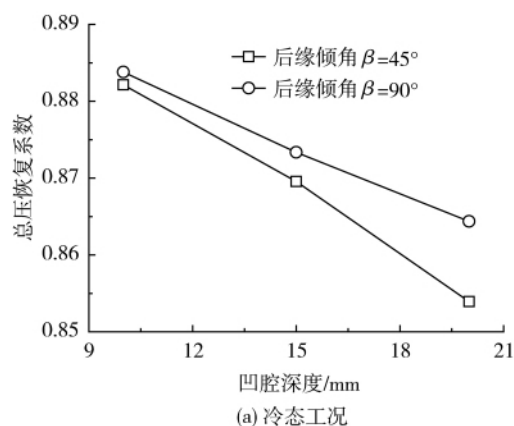


图 19 凹腔深度对燃烧室总压恢复系数的影响 ( $L/D=4$ )

Fig. 19 Influence of depth on total pressure recovery coefficient

将凹腔展开为前壁面、底壁和后壁面,总长度定义为等效长度为  $L_c$ ,以深度  $D$  为基准对  $L_c$  进行无量纲化  $L'=L_c/D$ ,得到无量纲长度  $L'$ ,将冷态工况的凹腔壁面压力分布进行比较如图 20 所示.可以看到:曲线具有相似的变化趋势,这也间接反映出不同深度的凹腔内回流涡结构相一致.在凹腔前壁面和底壁前半部分,压力曲线随着  $D$  的增大向上移动,底壁后半部分曲线基本重合.而在 2 个压力峰处,第 1 个是后驻点,第 2 个是再附激波入射点,压力曲线随  $D$  的增大有明显的跳跃, $D=20$  mm 的凹腔所对应的曲线峰值最高.分析原因:主要是在相同  $L/D$  下,增大  $D$  就意味着  $L$  更长,也就是延长了主流和凹腔回流区所形成的剪切层的发展时间,使剪切层偏向凹腔的曲率

更大,这就增大了其撞击后壁面的激波角,导致再附激波得到增强,如图15的流线图。

计算出各工况的凹腔阻力系数  $C_p$ , 定量分析  $D$  的变化对  $C_p$  的影响。虽然增大深度  $D$ , 会增加凹腔的等效长度  $L_c$ , 势必增大凹腔回流和壁面的摩擦阻力, 但通过计算发现摩擦阻力增加量相比压差阻力仍然可以忽略。所以冷态工况曲线如图21(a)所示, 增大  $D$ ,  $C_p$  曲线会有一定的上升, 对火焰稳定凹腔, 如果  $D$  从 10 mm 增大到 20 mm,  $C_p$  将从 0.047 增大到接近 0.054。原因如前分析, 增大  $D$  导致后壁面再附激波增强, 后壁面所受压

力增大。而对于燃烧工况的曲线如图21(b)所示,  $D$  从 10 mm 增大到 15 mm,  $C_p$  将从 0.265 增大到 0.285, 这主要是因为增大  $D$ , 会导致更多的燃料卷入凹腔, 在后壁面剧烈燃烧, 局部静压升高, 增大了后壁面的压力, 导致前、后壁面压差阻力增大。如果继续增大  $D$  到 20 mm,  $C_p$  反而会有一定下降, 分析原因可能是更大的  $D$ , 导致更多的燃料被卷入凹腔, 其在前壁面未能燃烧完全, 而被回流带到凹腔前壁面, 在前驻点附近燃烧放热, 增大了前壁面所受压力, 导致压差减小。

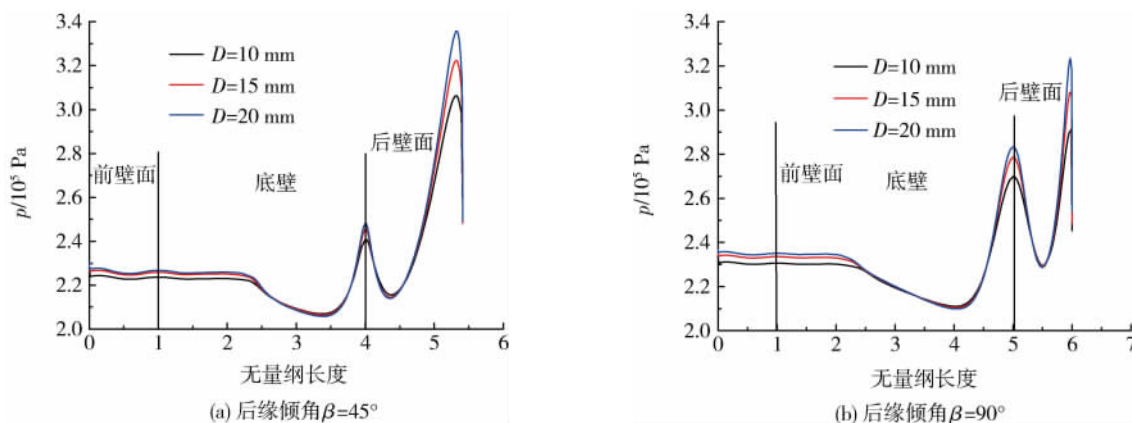


图20 冷态工况的凹腔壁面的压力曲线

Fig. 20 Pressure distribution of cavity wall without reaction

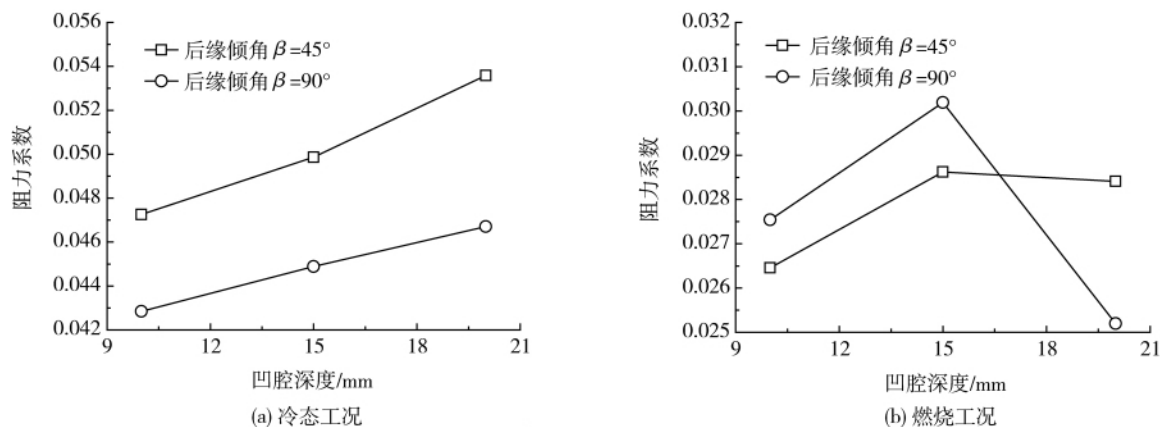


图21 凹腔深度  $D$  对凹腔阻力系数的影响 ( $L/D=4$ )

Fig. 21 Influence of cavity depth on drag coefficient ( $L/D=4$ )

从以上分析得出: 增大凹腔深度  $D$  将延长燃料在凹腔内停留时间、增强掺混效果, 能够明显提高燃烧效率, 尽管会因为更多的气流降为亚声速增大了总压损失, 但增加的幅度不明显, 并且在燃烧工况, 有效能耗散的增加也不大。说明在工程实践中几何尺寸容许的范围内, 较深的凹腔能够提

高燃烧室性能。

### 3 结 论

通过开展燃烧室冷流及燃烧工况的数值仿真, 分析讨论计算结果可归纳出以下几点:

1) 增大凹腔长深比  $L/D$ , 会使剪切层运动距

离增大,偏向凹腔内的曲率增加,导致再附激波增强。这一方面增大了激波耗散损失;另一方面使凹腔前、后壁面压差增大,阻力增加。

2) 增大  $L/D$  一方面延长了燃料剪切层卷入凹腔的运动时间;另一方面增大了凹腔容积,使燃料在其里停留时间延长,均能够促进掺混、稳定火焰进而提高燃烧效率  $\eta_c$ ,但燃烧引起很大的总压耗散。研究发现: $L/D>5$  后,增大  $L/D$  对  $\eta_c$  的影响不断减弱并在  $L/D=10$  后消失,说明  $L/D>10$  的闭式凹腔在工程实际中意义不大,建议采用  $L/D=5$  的凹腔结构。

3) 增大凹腔深度  $D$  能够增大容积和剪切层的运动距离,使后壁面再附激波增强,产生了更大的激波损失和凹腔的阻力。

4) 增大  $D$  导致容积增大及延长燃料在凹腔内停留时间,提高了掺混效果、稳定了火焰,自然提高了  $\eta_c$ 。尽管会因为更多的气流降为亚声速增大了总压损失,但增加的幅度不明显,并且在燃烧工况,总压损失的增加也不大,说明在工程实践中几何尺寸容许的范围内,较深的凹腔能够提高燃烧室性能。

## 参考文献:

- [1] Vinogradov V, Grachev V, Petrov M. Experimental investigation of 2-D dual mode scramjet with hydrogen fuel at Mach 4-6 [R]. AIAA 90-5269, 1990.
- [2] 司徒明. 煤油超燃冲压发动机性能分析[J]. 推进技术, 1998, 19(2): 18-22.  
SITU Ming. Performance analysis of hydrocarbon-fueled scramjet[J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(2): 18-22. (in Chinese)
- [3] Niioka T, Terada K, Kobayashi H, et al. Flame stabilization characteristics of strut divided into two parts in supersonic air-flow[J]. Journal of Propulsion and Power, 1995, 11(1): 112-116.
- [4] Brandstetter A, Denis S R, Kau H P. Flame stabilization in supersonic combustion[J]. AIAA-2002-5224, 2002.
- [5] Rogers R C, Capriotti D P, Guy R W. Experimental supersonic combustion research at NASA Langley[R]. AIAA 98-2506, 1998.
- [6] Abdel-Salam T M, Tiwari S N, Mohieldin T O. Effects of ramp swept angle in supersonic mixing[R]. AIAA-2000-2377, 2000.
- [7] Roudakov A S, Schikhmann Y, Semenov V, et al. Flight testing of an axisymmetric scramjet-Russian recent advances [R]. International Astronautical Federation, IAF Paper 93-S4. 458, 1993.
- [8] Rodriguez C G. CFD analysis of the CIAM/NASA scramjet[R]. AIAA-2002-4128, 2002.
- [9] Owens M G, Tehranian S, Segal C, et al. Flame-holding configurations for kerosene combustion in a Mach 1.8 air-flow[J]. Journal of Propulsion and Power, 1998, 14(4): 456-461.
- [10] Gruber M R, Baurle R A, Mathur T, et al. Fundamental studies of cavity-based flameholder concepts for supersonic combustor[R]. AIAA 99-2248, 1999.
- [11] Baurle R A, Tam C J, Dasgupta, S. Analysis of unsteady cavity flows for scramjet applications [R]. AIAA-2000-3617, 2000.
- [12] Gruber M R. Fundamental investigation of an integrated fuel injector/flameholder concept for supersonic combustion[R]. AFRL-PR-WP-TR, 1998-2111, 1998.
- [13] Gruber M R, Baurle R A, Mathur T, et al. Fundamental studies of cavity-based flameholder concept for supersonic combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(1): 146-153.
- [14] 王春, 司徒明, 马继华, 等. 高温富油燃气超声速燃烧数值模拟[J]. 推进技术, 2000, 21(2): 60-63.  
WANG Chun, SITU Ming, MA Jihua, et al. Numerical simulation on supersonic combustion of fuel-rich hot gas [J]. Journal of Propulsion Technology, 2000, 21(2): 60-63. (in Chinese)
- [15] Settles G S, Willians D R, Baca B K, et al. Reattachment of a compressible turbulent free shear layer[J]. AIAA Journal, 1982, 20(1): 60-67.