



CSTAM 2010-0033

**带三维凹槽火焰稳定器的燃烧室放热  
分布规律研究**

王春，孙晓峰，姚轩宇，姜宗林

中国科学院高超声速科技中心  
中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室

**第三届高超声速科技学术会议**

**2010年10月26-28日 江苏·无锡**

# 带三维凹槽火焰稳定器的燃烧室放热分布规律研究

王春<sup>1,2</sup>, 孙晓峰<sup>1,2</sup>, 姚轩宇<sup>1,2</sup>, 姜宗林<sup>1,2</sup>

(1 中国科学院高超声速科技中心, 北京海淀区 100190)

(2 中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京海淀区 100190)

**摘要** 本文采用数值方法研究了具有三维凹槽的超燃发动机燃烧室燃烧放热分布规律。研究表明, 受主流超声速流的影响燃烧室内燃烧放热的速率较慢, 燃烧室内的总温沿流向逐渐增加, 同时伴随着气流总压的严重损失。在较高的进口静温条件下, 燃烧室总压损失较小; 在较高的燃料注射压力条件下, 燃烧室总压损失严重。

**关键词** 氢气, 超声速燃烧, 凹槽火焰稳定器, 数值模拟

## 引言

三维凹槽火焰稳定器在超燃冲压发动机中有潜在的应用前景, 其主要原理是通过三维旋涡组织及其流动自抽吸作用来促进凹槽流与超声速主流之间的流动交换作用, 充分利用三维凹槽内的高温燃气来增强超声速主流中的燃料燃烧。采用三维凹槽火焰稳定器可以避免燃烧室中的化学热集中释放现象, 从而削弱局部亚声速燃烧带来的流动不稳定现象。研究基于三维凹槽火焰稳定器的燃烧室放热分布规律对于设计这种类型的火焰稳定器及超燃发动机燃烧室非常重要<sup>[1-3]</sup>。

研究带有凹槽火焰稳定器的超燃发动机燃烧室燃烧放热分布规律及其总压损失特性, 对于了解凹槽火焰稳定器对超燃发动机燃烧室性能的影响, 提高和改善凹槽设计技术具有重要的意义。本文主要针对超燃发动机燃烧室三维“燕尾形”凹腔技术, 开展了三维“燕尾形”凹腔在化学反应情况下的流动特性研究, 为实际使用的三维凹腔火焰稳定器的设计提供技术支持。

## 1 三维“燕尾形”凹腔模型

本文考虑了一种具有混合结构的三维凹槽, 如图 1 所示。凹槽各个剖面上形状保持长深比  $L/D=2.0$ , 在两侧端部向下流和侧向方向

收缩, 形成后掠收缩式“燕尾形”结构。在凹槽上游设置  $H_2$  喷射孔, 距凹槽前缘  $10\text{mm}$ ,  $H_2$  喷射孔间距为  $7.2\text{mm}$ 。

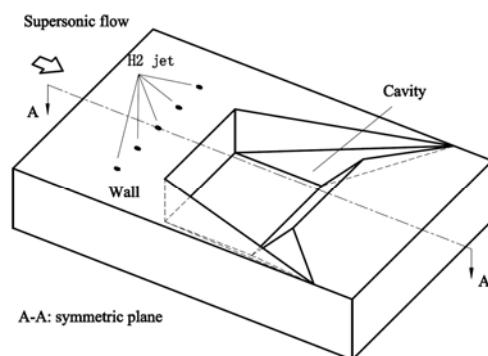


图 1 带燃料注入的混合式三维凹槽模型

## 2 数值方法及验证

### 2.1 控制方程和算法

数值研究求解三维多组分、化学反应雷诺时均 Navier-Stokes 方程组。笛卡儿坐标下三维多组分、含化学反应雷诺时均的 Navier-Stokes 方程组可写为:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial H_v}{\partial z} + S \quad (1)$$

其中  $U$  为守恒量;  $F$ 、 $G$ 、 $H$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向上的对流通量项,  $F_v$ 、 $G_v$ 、 $H_v$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向上的粘性通量项;  $S$  为源项, 包括湍流模型源项和化学反应源项。

作者简介: 王春 (1975-), 男, 副研究员, 研究方向: 流体力学, 超声速燃烧与爆轰  
通讯地址: 北京市北四环西路 15 号 LHD, 100190  
Email: wangchun@imech.ac.cn

$$\begin{aligned}
U &= [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E, \rho f_1, \rho f_2, \mathbf{L} \rho f_{ns}, \rho k, \\
&\quad \rho \varepsilon]^T \\
F &= [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, \rho Eu, \rho f_1 u, \rho f_2 u, \\
&\quad \mathbf{L} \rho f_{ns} u, \rho ku, \rho \varepsilon u]^T \\
G &= [\rho v, \rho v^2 + p, \rho vw, \rho Ev, \rho f_1 v, \rho f_2 v, \\
&\quad \mathbf{L} \rho f_{ns} v, \rho kv, \rho \varepsilon v]^T \\
H &= [\rho w, \rho w^2 + p, \rho Ew, \rho f_1 w, \rho f_2 w, \\
&\quad \mathbf{L} \rho f_{ns} w, \rho kw, \rho \varepsilon w]^T \\
F_v &= [0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x, \rho D_1 f_{1x}, \\
&\quad \rho D_2 f_{2x}, \mathbf{L} \rho D_{ns} f_{nsx}, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})k_x, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})\varepsilon_x]^T \\
G_v &= [0, \tau_{yx}, \tau_{yy}, \tau_{yz}, u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y, \rho D_1 f_{1y}, \\
&\quad \rho D_2 f_{2y}, \mathbf{L} \rho D_{ns} f_{nsy}, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})k_y, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})\varepsilon_y]^T \\
H_v &= [0, \tau_{zx}, \tau_{zy}, \tau_{zz}, u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + q_z, \rho D_1 f_{1z}, \\
&\quad \rho D_2 f_{2z}, \mathbf{L} \rho D_{ns} f_{nsz}, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})k_z, (\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k})\varepsilon_z]^T \\
S &= [0, 0, 0, 0, \omega_1, \omega_2, \mathbf{L} \omega_{ns}, S_k, S_\varepsilon]^T \quad (2)
\end{aligned}$$

其中  $\rho$ 、 $p$ 、 $E$  分别是流体的密度、压力和总能， $ns$  为总组分数目， $f$  ( $i=1, 2, \dots, ns$ ) 为各组分的质量分数， $u$ 、 $v$ 、 $w$  分别是  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向上的速度分量。 $k$ 、 $\varepsilon$  分别是湍流动能和湍流动能耗散率。 $\sigma_k$ 、 $\sigma_\varepsilon$  是湍流模型常数。总能包括比内能、动能和湍流动能：

$$E = \sum_{i=1}^{ns} f_i h_i - p / \rho + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + k \quad (3)$$

其中  $h_i$  ( $i=1, 2, \dots, ns$ ) 为组分  $i$  的生成焓。

气相流体满足理想气体状态方程：

$$p = \rho RT \quad (4)$$

其中  $R$  为混合的气体常数。化学反应源项中的  $\dot{\omega}_i$  ( $i=1, ns$ ) 为组分  $i$  的质量生成率，由阿累尼乌斯公式进行计算。 $S_k, S_\varepsilon$  分别是湍流动能及湍流动能耗散率源项，湍流粘性系数  $\mu_T$  由湍流模型求得，其中  $f_\mu$  和  $C_\mu$  参数有湍流模型给出：

$$\mu_T = f_\mu C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

本文的湍流模型采用了 Launder-Sharma 模型 (LS)<sup>[4]</sup>。

采用 NND 有限差分算法对离散方程(1)的对流项进行差分计算，粘性通量项计算采用二阶中心差分计算<sup>[5]</sup>。

## 2.2 化学反应模型

本项研究中，主要考虑基于气相氢燃料的超声速混合和化学反应流动数值模拟，根据计算量限制和氢燃料化学反应模型的适用性，我们采用了氢/空气 11 组分 23 步化学反应模型，如表 1 所示。参加反应的 11 组分分别为： $O_2$ 、 $H_2$ 、 $N_2$ 、 $H$ 、 $O$ 、 $HO$ 、 $H_2O$ 、 $H_2O_2$ 、 $HO_2$ 、 $N$ 、 $NO$ <sup>[6]</sup>。

表 2 氢/空气 11 组分 23 步化学反应模型

No.	基元反应	A	n	$E_a$
1	$H_2 + O_2 = 2OH$	$1.70 \times 10^{13}$	0.0	47780
2	$OH + H_2 = H_2O + H$	$1.17 \times 10^{09}$	1.3	3626
3	$O + OH = O_2 + H$	$4.00 \times 10^{14}$	-0.5	0
4	$O + H_2 = OH + H$	$5.06 \times 10^{04}$	2.7	6290
5	$H + O_2 + M = HO_2 + M$	$3.61 \times 10^{17}$	-0.7	0
6	$OH + HO_2 = H_2O + O_2$	$7.50 \times 10^{12}$	0.0	0
7	$H + HO_2 = 2OH$	$1.40 \times 10^{14}$	0.0	1073
8	$O + HO_2 = O_2 + OH$	$1.40 \times 10^{13}$	0.0	1073
9	$2OH = O + H_2O$	$6.00 \times 10^{08}$	1.3	0
10	$H + H + M = H_2 + M$	$1.00 \times 10^{18}$	-1.0	0
11	$H + H + H_2 = H_2 + H_2$	$9.20 \times 10^{16}$	-0.6	0
12	$H + H + H_2O = H_2 + H_2O$	$6.00 \times 10^{19}$	-1.3	0
13	$H + OH + M = H_2O + M$	$1.60 \times 10^{22}$	-2.0	0
14	$H + O + M = OH + M$	$6.20 \times 10^{16}$	-0.6	0
15	$O + O + M = O_2 + M$	$1.89 \times 10^{13}$	0.0	-1788
16	$H + HO_2 = H_2 + O_2$	$1.25 \times 10^{13}$	0.0	0
17	$HO_2 + HO_2 = H_2O_2 + O_2$	$2.00 \times 10^{12}$	0.0	0
18	$H_2O_2 + M = OH + OH + M$	$1.30 \times 10^{17}$	0.0	45500
19	$H_2O_2 + H = HO_2 + H_2$	$1.60 \times 10^{12}$	0.0	3800
20	$H_2O_2 + OH = H_2O + HO_2$	$1.00 \times 10^{13}$	0.0	1800
21	$O + N_2 = NO + N$	$1.40 \times 10^{14}$	0.0	75800
22	$N + O_2 = NO + N$	$6.40 \times 10^{09}$	1.0	6280
23	$OH + N = NO + H$	$4.00 \times 10^{13}$	0.0	0

其中第三体系数为

(5)  $H_2O = 18.6$ ， $H_2 = 2.86$ ， $N_2 = 1.26$ ；

(10)  $H_2O = 0.0$ ， $H_2 = 0.0$ ；

(13)  $H_2O = 5.0$ ；

(14)  $H_2O = 5.0$ ；

## 2.3 程序验证

为了验证计算代码对于研究本问题的可行性。本文对一种二维壁面凹槽超声速流场进行了三维数值模拟，并与实验结果进行了对比。凹槽模型深 20mm，凹槽底部长 20mm，后掠斜坡倾角  $30^\circ$ ，实验模型宽 100mm。实验来流条件为：总压  $p_{t0}=101.6kPa$ ，总温  $T_{t0}=300K$ ，试验段气流马赫数  $M=3.05$ 。实验在国防科学技术大学航天与材料工程学院小型常规风洞中进行，流场显示采用了国防科学技术大学特有的 NPLS (Nano-based Planar Laser

Scattering) 技术。结果对比如图 2 所示, 其中流场测量位置位于试验模型对称面上。由图可知, 数值模拟与实验结果吻合良好。

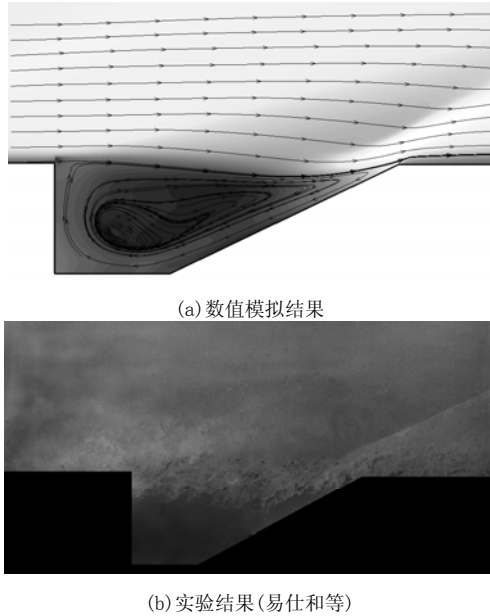


图 2 二维壁面凹槽数值与实验结果对比

### 3 计算条件

数值研究取模型一半, 采用分区结构网格, 主流区网格数目  $301 \times 41 \times 61$ , 凹槽区域网格数  $121 \times 25 \times 61$ , 网格总数目约 93 万。喷孔面积对称面  $0.89\text{mm}^2$ , 其它  $0.67\text{mm}^2$ 。氢气射流以声速垂直喷入燃烧室。网格在壁面边界进行加密处理, 壁面处最小网格间距  $0.165\text{mm}$ 。网格如图 3 所示。

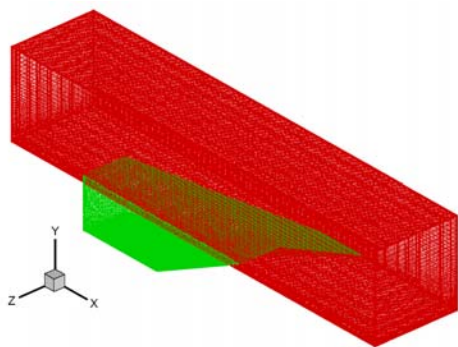


图 3 带燃料注入的三维凹槽计算网格图

数值模拟初始条件及边界条件: 主流给定超声速流动进口参数, 在喷孔位置给定氢气射流条件, 凹槽区域初始流场参数与主流区相同, 速度为零。主流下壁面边界及凹槽壁面按照无滑移边界条件处理, 进口按超声速流给

定, 出口边界给定低压条件, 其它参数由流场内部外推。

为了分析, 来流温度和燃料入射压力不同对流场总温分布和压力损失特性的影响, 本文针对如下几种工况进行了数值方面的研究。

来流马赫数	静温	静压	燃料注射压力
2.5	347K	101.3Kpa	5.0P0
2.5	347K	101.3Kpa	2.5P0
2.5	423K	101.3Kpa	2.5P0
2.5	827K	101.3Kpa	2.5P0

### 4 结果与讨论

数值结果表明, 采用三维凹槽火焰稳定器能够实现超燃发动机燃烧室内气相氢燃料的稳定燃烧, 凹槽内的燃烧进一步促进了超声速主流中燃料化学反应。由于燃烧放热的影响, 导致燃烧室内总温沿流向的逐渐增加, 同时导致燃烧室内的流动总压损失。

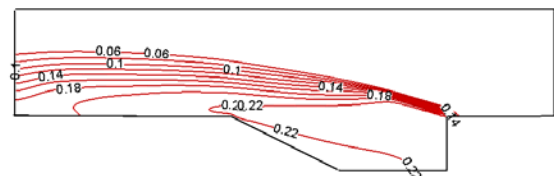


图 4 H2O 浓度分布

图 4 所示为燃烧室中 H2O 组分浓度分布, 可以看到在基于三维凹槽火焰稳定器的燃烧室可以实现良好的燃烧, 从凹槽到主流存在着反应区。图 5 给出了燃烧室进口流动马赫数  $M=2.5$ 、氢燃料注射压力  $p_{jet}=2.5p_0$  时不同进口温度情况下流场沿流向的总压恢复系数曲线和总温分布曲线。其中总压恢复系数和总温流向分布的按照它们在每个流向截面上进行流量加权平均进行计算。由图可见, 在流向上由于燃料放热的作用, 燃烧室的总温逐渐升高, 但趋势变化比较缓慢, 热量释放的速率较低, 这是由于主流超声速流情况下, 燃料的化学反应诱导时间较长, 燃料的化学能在超声速流缓慢地释放出来。在较低的燃烧室进口温度条件下, 燃烧室总压损失较为严重, 而在较高的燃烧室进口温度下, 燃烧室总压损失相对较小。这是

由于燃烧室进口流动马赫数确定的情况下，较高的进口温度对应于较高的气流速度，使燃烧放热受到抑制所致。

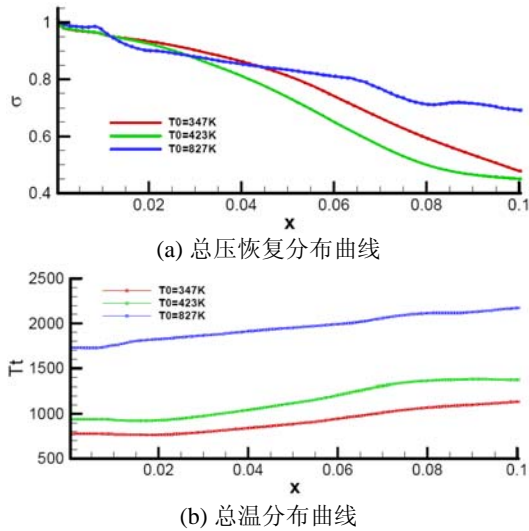
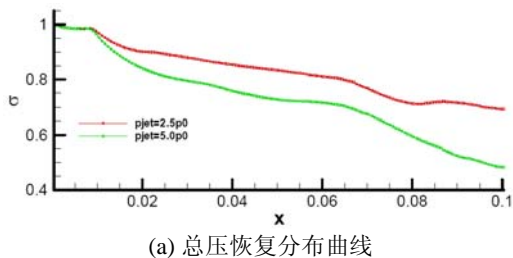
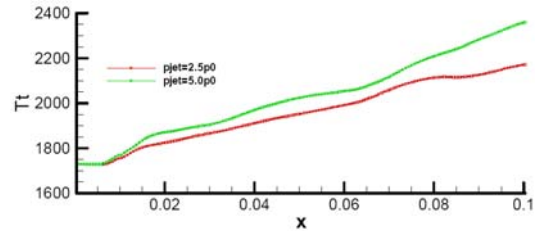


图5 不同进口温度参数流向分布

图6显示了燃烧室进口流动马赫数  $M_c=2.5$ 、燃烧室进口静温  $T_c=347K$  条件下，不同氢燃料注射压力情况下流场沿流向的总压恢复系数曲线和总温分布曲线。由图可见，在较低的氢燃料注射压力情况下，燃料当量比较低，燃烧放热形成的流动总温增加较慢；在较高的氢燃料注射压力情况下，燃料当量比较高，燃烧放热形成的流动总温增加较快。在较高的燃料注射压力情况下，燃烧室沿流向的总压损失很严重，由此可见通过增加燃料注射压力提高燃烧室燃烧放热量会带来严重的流动损失增加，直接的作用是导致发动机推力性能的下降。



(a) 总压恢复分布曲线



(b) 总温分布曲线

图6 不同燃料喷射压力参数流向分布

## 2 结 论

采用三维凹槽火焰稳定器能够实现超燃发动机燃烧室内气相氢燃料的稳定燃烧，凹槽内的燃烧进一步促进了超声速主流中燃料化学反应。由于燃烧放热的影响，导致燃烧室内总温沿流向的逐渐增加，同时导致燃烧室内的流动总压损失。

在较高的进口静温条件下，燃烧室总压损失较小；在较高的燃料注射压力条件下，燃烧室总压损失严重。

## 参考文献

- 1 姜宗林. 高超声速飞行时代的曙光, 科学, 2004,53(2):10-15.
- 2 姜宗林, 韩桂来, 俞鸿儒. 吸气式高超声速推进技术研究的进展、问题与思考. 第十三届全国激波与激波管学术研讨会文集, 2008.
- 3 Wang c, Jiang Z, Hu Z, et al., Numerical investigation on the flowfield of “swallow-tail” cavity for supersonic mixing enhancement, Acta Mechanica Sinica, 2009, 25(1):37-44.
- 4 T. Du and Z.-N. Wu, Mixed Analytical/Numerical Method for Low-reynolds-number K-e Turbulence models, AIAA Journal, 2004, 42(6):1140-1153.
- 5 张涵信. 无波动、无自由参数的耗散差分格式. 空气动力学学报, 1992, 29(2):193-256.
- 6 岳朋涛. 超燃冲压发动机燃烧室若干问题的研究, 中国科学技术大学博士学位论文, 2002

## HEAT RELEASE DISTRABUTIONS OF SUPERSONIC CHAMBER WITH FLAME-HOLDER OF THREE-DIMENASIONAL CAVITY

WANG Chun<sup>1,2</sup> SUN Xiaofeng<sup>1,2</sup> YAO Xuanyu<sup>1,2</sup> JIANG Zonglin<sup>1,2</sup>

(1 Hypersonic Research Center CAS, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

(2 Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

**Abstract** Numerical investigation was conducted to study the heat release distributions of a supersonic chamber with flame-holder of three-dimensional cavity. The results showed that the heat release in the supersonic chamber is slow, the total pressure losses increase with the increase of total temperature in the flow direction. The total pressure loss in the chamber is less in condition of higher inlet temperature than that of lower inlet temperature; the total pressure losses increase with the increase of fuel jet pressure, if the inlet Mach number is given.

**Key words** hydrogen fuel, supersonic combustion, cavity flame holder, numerical simulation