

# 超声速燃烧室隔离段壁面热流的分析

陈小平<sup>\*,1)</sup>, 李新亮<sup>+</sup>, 窦华书<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> (浙江理工大学, 浙江 310018) <sup>+</sup> (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

**摘要:** 利用直接数值模拟 (DNS) 方法, 研究了超声速燃烧(简称超燃)室隔离段的壁面平均热流, 并与实验测量结果进行比较。由于计算资源的限制, 目前只能进行地雷诺数下具有简单几何外形的湍流直接数值模拟。通过对计算域大小、网格分辨率、网格分布等的比较分析, 本文得到了高雷诺数槽道湍流的数据。研究发现: 直接数值模拟得到的壁面平均热流与实验的吻合的较好。修正参考焓值法 II 得到的壁面平均热流与直接数值模拟的误差很小, 与实验的误差也较小。

**关键词:** 隔离段, 直接数值模拟, 壁面热流, 冻结流

## 引言

自二十世纪五十年代提出超声速燃烧和六十年代提出高超声速飞行器概念以来, 世界各国竞相发展高超声速技术, 超声速燃烧(简称超燃)冲压发动机始终是其重点研究方面之一。由于燃烧室的隔离段里没有喷注燃料进行燃烧, 故而其内部的热环境较为简单均匀, 更加适合进行实验测量、数值模拟和理论计算的比较分析。

至今为止, 针对超燃冲压发动机的数值研究, 大部分都是基于 RANS 和 LES。与 RANS 和 LES 相比, DNS 能够提供相对准确的壁面热流。但是, 完整的隔离段 DNS 还十分困难。因此, 针对超燃冲压发动机作必要的简化是有必要的。本文选取三维槽道模型, 在充分发展湍流状态下, 分析隔离段壁面平均热流。这里三维槽道模型以及充分发展湍流状态可能不符合实际飞行状况, 但是对数值模拟做这样的近似是很有必要的。首先, 矩形或圆形管道的数值模拟需要更多的计算资源, 现今的计算机很难严格的达到直接数值模拟网格分辨率的要求。其次, 本文选择的计算模型可以很好地体现高雷诺数(壁面雷诺数  $Re_\tau=10^4$ )充分发展壁湍流现象, 这对研究也是十分重要的

图 1 给出的是中国科学院力学研究所范学军课题组的试验平台<sup>[1]</sup>。冷空气在加热器里通过“烧氢补氧”的方式达到总温 900 K-2000 K、总压 1-2 MPa, 经过矩形截面喷管后气流的马赫数达到 2.5, 然后高焓高速气流进入到隔离段。在冻结流假设下, 进行隔离段的直接数值模拟。模拟得到的壁面热流与实验结果进行比较。同时, 为了验证修正参考焓值法 II 的普适性, 还比较了其直接与数值模拟、实验测量的误差。本文可以分为如下几个部分: 首先介绍了实验参数的选定, 然后介绍了数值模拟方法, 再次则是分析了壁面热流, 最后对本文进行小结。

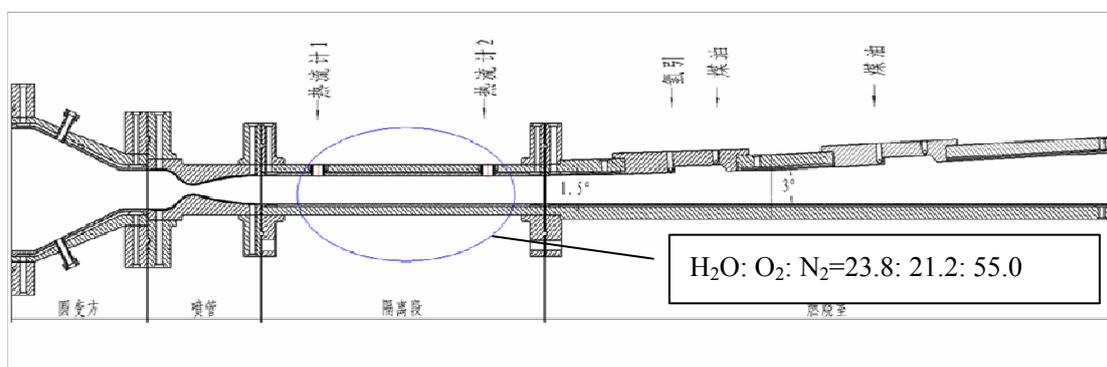


图 1 主动冷却超声速燃烧室示意图<sup>[1]</sup>

## 1 实验参数

为了测量不同来流条件下隔离段热环境数据，文献[1]通过改变空气来流总温、总压和流量进行了一系列实验。本文选取系列实验中的第四个来流作为直接数值模拟的参考条件。具体如下：

实验四中空气来流总温、总压、流量条件和组分比分别为：

总温  $T_t=1860\text{K}$ ； 总压  $P_t=1.01\text{MPa}$ ； 流量  $m=1.07\text{kg/s}$

混合气体体积组分为  $\text{O}_2$ ；  $\text{N}_2$ ；  $\text{H}_2\text{O}=21.2$ ；  $55.0$ ；  $23.8$

壁面温度  $T_w=867\text{K}$

根据隔离段入口处的流动马赫数为 2.5，可以计算混合气体的流动参数：

$T^*=927.3\text{K}$ ；  $p^*=0.579\text{MPa}$ ；  $\rho^*=0.199\text{kg/m}^3$

$u^*=1551\text{m/s}$ ；  $c^*=620.4\text{m/s}$ ；  $\gamma=1.32$

无量纲参数 (壁面条件) 的选定为：

$T_{\text{ref}}=927.3\text{K}$ ；  $p_{\text{ref}}=0.579\text{MPa}$ ；  $\rho_{\text{ref}}=0.208\text{kg/m}^3$

$u_{\text{ref}}=1551\text{m/s}$ ；  $c_{\text{ref}}=620.4\text{m/s}$ ；  $\gamma=1.32$

如图 1 所示，隔离段是一矩形管道(长×宽：0.07m×0.05m)，与三维简单槽道有所区别。为了使直接数值模拟结果更加真实可靠，本文分别以长、宽作为槽道壁面进行模拟。槽道半宽度定义的来流雷诺数分别为：

长：  $\text{Re}_\infty=2.8\times 10^5$

宽：  $\text{Re}_\infty=2.0\times 10^5$

在冻结流模型假设下，表 1 给出了两个工况下的来流条件和壁面条件。表中还给出了来流雷诺数、壁面雷诺数、特征长度及壁面温度等：

$$\text{Re}_\infty = \frac{\rho_\infty U_\infty L}{\mu_\infty}, \quad \text{Re}_\tau = \frac{\rho_w u_\tau L}{\mu_w} \quad (1)$$

$$\text{Ma}_\infty = \frac{U_\infty}{c_\infty} \quad (2)$$

其中  $\rho_\infty$ ，  $c_\infty$ ，  $\mu_\infty$  为飞行器来流 (简称来流) 的密度，声速和粘性系数。  $L$  为槽道的半宽度。下标 “w” 表示物理量在壁面处的值，  $u_\tau$  为壁面摩擦速度：

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (3)$$

$\tau_w$  是壁面剪切应力。

表 1 来流和壁面参数

工况	来流马赫数	来流雷诺数	来流密度 (kg/m <sup>3</sup> )	来流温度 (K)	特征长度 (m)	壁面温度 (K)	壁面雷诺数
M1	2.5	2.0e+05	0.199	927.3	7.e-03	887.0	8185
M2		2.8e+05			5.e-03		11060

## 2 模拟方法

实验气体是由氧气、氮气以及水蒸气组成，其适用于冻结流气体模型。如果流体微元沿流线其内部能量模式和化学成分不发生变化，即有零反应速率和无限长的松弛时间，这样的流动称为冻结流。冻结流动的控制方程形式与量热完全气体的相同；具体为无量纲的可压缩 *Navier-Stokes* 方程<sup>[2]</sup>：

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = P + \frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} + \frac{\partial H^v}{\partial z} \quad (4)$$

其中  $U = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad E]^T$ ， $F$ ， $G$ ， $H$ ， $F^v$ ， $G^v$ ， $H^v$ ， $P$  分别为方程的无粘项，粘性项和外加体积力项。此时，气体是热完全气体的混合物。热力学物理量和输运特性可以通过曲线拟合或者半经验公式得到。本文采用 NASA Glenn 手册<sup>[3]</sup>给出的多项式拟合系数来计算单位质量的各反应组分在给定温度下的定压比热、焓等：

$$C_{p,s} = \frac{R}{M_s} (a_1 T^{-2} + a_2 T^{-1} + a_3 + a_4 T + a_5 T^2 + a_6 T^3 + a_7 T^4) \quad (5)$$

$$H_s = \frac{RT}{M_s} (-a_1 T^{-2} + a_2 \ln T/T + a_3 + a_4 T/2 + a_5 T^2/3 + a_6 T^3/4 + a_7 T^5/6 + b_1/T) \quad (6)$$

利用 JANAF 手册<sup>[4]</sup>的方法得到混合气体的定压比热、焓：

$$C_p = C_{p,s} f_s \quad (7)$$

$$H = H_s f_s \quad (8)$$

同时，粘性输运系数则采用 CFD-ACE 手册<sup>[5-6]</sup>的方法：

$$\mu_s = \frac{AT^{3/2}}{B+T} \quad (9)$$

$$\mu = \frac{\sum_{s=1}^{ns} f_s \mu_s}{\sum_{n=1}^s f_s \Phi_{sn}} \quad (10)$$

其中  $A$ ， $B$  为常系数， $f_s$  为气体组分质量分数，具体数值参看用户手册。

三维槽道是一个计算模型，必须有外力提供足够能力才能维持湍流发展。对于可压缩槽道湍流，为了使得各物理量可以满足周期边界条件，本文采用 Coleman 等人<sup>[7-8]</sup>提出的模型。他们认为流场在均匀的外加体积力的驱动下流动就可以满足流向周期边界条件。

控制方程的对流项采用 *Van-Leer* 矢量通量分裂后通过七阶 *WENO* 格式离散<sup>[9]</sup>。粘性部分采用八阶中心差分格式离散。时间项推进采用显式的三阶 *R-K* 方法。对槽道湍流而言，计算域沿流向和展向采用周期边界条件；壁面采用速度无滑移边界条件，温度为恒温条件。

高雷诺数给模拟带来巨大的困难。为此，本文采用雷诺数递增和计算区域递减的方法。以来流雷诺数  $Re_\infty = 2.8 \times 10^5$  为例，先进行低雷诺数 ( $Re_\infty = 5.6 \times 10^3$ ) 的直接数值模拟，得到充分发展湍流场；然后升高雷诺数 ( $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ ) 继续模拟，以验证总体模拟思路；最后进行目标雷诺数 ( $Re_\infty = 2.8 \times 10^5$ ) 的模拟。为了能够满足直接数值模拟对计算域大小和网格分辨率的要求，本文模拟了多个工况，如表 2 所示。表中第二行是从层流加随机扰动开始模拟，模拟到 400 个无量纲时间后开始统计，统计了 200 个无量纲时间。第三行的模拟是以第二行的某一个充分发展湍流场作为初始流场，模拟到 200 个无量纲时间后开始统计，统计了 100 个无量纲时间。然后依次往下，直到目标工况。需要说明的是，每次变更条件都最少模拟了 30 个流向计算域长度，然后才开始湍流统计分析和进入下一个模拟工况。

表2 数值模拟

来流雷诺数 $Re_\infty$	计算区域 $L_x \times L_y \times L_z$	网格数目 $n_x \times n_y \times n_z$	网格分辨率 $\Delta x^+ \times \Delta y_w^+ \times \Delta z^+$	壁面尺度 $l^+$	壁面雷诺数 $Re_\tau$
$5.6 \times 10^3$	6.28×2×2.1	96×128×96	26.8×0.98×9.0	$2.44 \times 10^{-3}$	410
	3.14×2×1.05	96×128×96	13.7×1.00×4.6	$2.44 \times 10^{-3}$	420
$2.8 \times 10^4$	3.14×2×1.05	96×256×96	51.8×1.04×17.3	$6.25 \times 10^{-4}$	1600
	1.5×2×0.7	96×256×96	27.2×0.42×12.7	$5.75 \times 10^{-4}$	1740
$2.8 \times 10^5$	1.5×2×0.7	96×256×96	157×2.40×73.4	$9.93 \times 10^{-5}$	10070
	0.7×2×0.3	96×512×96	78.8×1.27×33.7	$9.26 \times 10^{-5}$	10800
	0.35×2×0.15	96×1024×96	40.0×1.01×17.2	$9.09 \times 10^{-5}$	11000
	<b>0.35×2×0.15</b>	<b>192×2048×192</b>	<b>20.1×0.33×8.6</b>	<b><math>9.04 \times 10^{-5}</math></b>	<b>11060</b>

由于直接数值模拟的计算量比较大，计算周期较长；因而为了节省计算时间和提高计算效率，来流雷诺数  $Re_\infty=2.0 \times 10^5$  的工况是以  $Re_\infty=2.8 \times 10^5$  的某一个充分发展湍流瞬时场作为初始流场。对湍流直接数值模拟来说，计算区域的大小和网格分辨率是由大、小特征长度尺度和近壁尺度决定的。其中，近壁面尺度定义为：

$$y_\tau = \frac{\mu_w}{\rho_w u_\tau} \quad (11)$$

计算区域必须足够大来包含大的湍流尺度。过小的计算域将不能包含湍流大尺度拟序结构，不能正确地模拟壁湍流中的动量和能量输运。根据经验<sup>[198]</sup>，对于壁湍流，流向计算域长度应当大于 2000 个近壁面长度  $y_\tau$ ，展向计算域长度应当大于 400 个近壁面长度  $y_\tau$ 。网格分辨率必须能够分辨近壁小尺度结构。

流冻结流直接数值模拟的计算区域( $L_x \times L_y \times L_z$ )，网格数目( $n_x \times n_y \times n_z$ )和网格间距 ( $\Delta x^+ \times \Delta y^+ \times \Delta z^+$ )在表 3

中给出。计算在流向和展向采用等距网格，法向采用非等距网格。坐标的选取流向为 x 方向，展向为 z 方向，法向为 y 方向。y=0 对应槽道的中心线，y=±1 为上下壁面。从表格中可以看出，壁面最小网格都满足  $\Delta y^+ \leq 1$ 。图 2 给出了壁面雷诺数与统计时间的关系曲线。

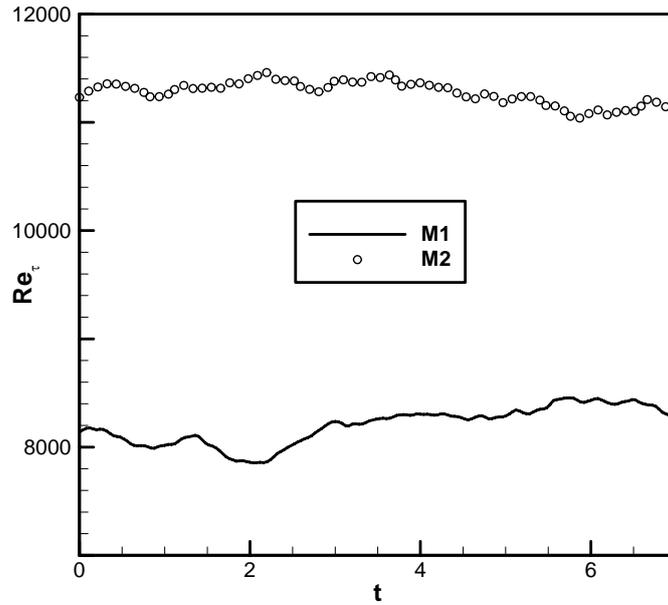
图2 壁面雷诺数  $Re_\tau$  与统计时间的关系

表3 网格大小和分辨率

工况	$L_x$	$L_y$	$L_z$	$\Delta x^+$	$\Delta y^+$	$\Delta z^+$	$n_x$	$n_y$	$n_z$
M1				14.9	0.24	6.4			
M2	0.35	2	0.15	20.1	0.33	8.6	192	2048	192

### 3 热流分析

文献中，冷却水实验测量的的壁面平均热流为  $72\text{W}/\text{cm}^2$ 。数值模拟的壁面平均热流计算方法为：

$$Q_{DNS} = k_w \left( \frac{\partial \{T\}}{\partial y} \right) \Big|_w \quad (12)$$

其中  $k_w$  为壁面热传导系数。依据上式，计算得到的壁面平均热流在表 4 中。两个雷诺数 (M1、M2) 下得到的壁面平均热流差别很小，几乎可以忽略。表中所谓的“矩形管道”指得是以工况 M1 为宽，M2 为长构成的管道，而不是真实的矩形管道的结果。与实验比较发现，直接数值模拟的结果与实验的吻合很好，相对误差在 6% 左右。

表4 不同方法得到的壁面热流(单位:  $\text{W}/\text{cm}^2$ )

工况	实验测量	直接数值模拟结果	相对偏差
M1		67.76	0.059
M2	72	65.25	0.093
矩形管道		66.30	0.079

分析数值模拟结果产生误差的原因是由模型引起的。高速气流以马赫数 2.5 进入隔离段，先经过转捩使之从层流变成湍流状态；而本文的模拟结果只关注于充分发展湍流段，而没有模拟分析层流和转捩过程。此外，两个三维半无穷槽道仅是矩形管道的简化模型，不能完全体现超燃冲压发动机隔离段的真实流动。

在文献[11]中，利用槽道湍流直接数值模拟结果，通过对参考点取值的修正，作者得到了修正参考焓值法 II。修正参考焓值法 II 的普适性在超声速燃烧室隔离段热环境试验中进行了简单的验证。由于现有的试验手段无法测出隔离段内部的流动参数，因此验证只能采用隔离段入口处的流动条件来进行。直接数值

模拟结果显示, 来流条件并不是充分发展槽道湍流段的实际条件, 而仅是超声速入口条件。超声速来流进入槽道, 经过粘性阻滞减速, 流场温度升高, 使得充分发展湍流段的马赫数减小。经过长时间的数值模拟, 流场达到充分发展湍流段, 此时其流动参数与来流给定的参考条件差别巨大, 如表 5 所示。这种方法必然会带来一定的误差。

在简化模型的基础上, 利用槽道湍流直接数值模拟结果, 进一步验证修正参考焓值法 II 在实验四中适用性, 评估结果在表 6 中给出。首先, 比较分析了修正参考焓值法 II 预测的壁面平均热流与直接数值模拟 (DNS) 结果, 两者的相对误差很小, 说明此修正方法可以应用于冻结内流中。然后, 通过与实验四的比较, 发现相对误差也较小, 从而验证了修正参考焓值法的普适性。

表 5 平均流动参数

工况	$\langle \rho \rangle$	$\{u\}$	$\{T\}$	$\{M_a\}$
M14	1.04	0.72	1.47	1.51
M24	1.03	0.74	1.48	1.54

表 6 修正参考焓值法 II 得到的壁面热流 (单位:  $W/cm^2$ )

工况	修正参考焓值法 II	与 DNS 的相对误差	与实验的相对误差
M1	66.90	0.013	0.071
M2	63.53	0.026	0.117
矩形管道	64.94	0.021	0.098

## 4 结 论

在超燃冲压发动机中, 隔离段是工程界非常关注的物理问题之一。由于实际问题的雷诺数很大, 这对现有的计算机资源是一个不小的挑战。为了达到直接数值模拟对网格分辨率的要求, 本文对矩形管道进行简化, 如用两个槽道来模型化矩形管道。在冻结流假设下, 本文通过对三维槽道的直接数值模拟, 获得了高雷诺数下的湍流数据库。在充分发展湍流段, 分析壁面热流。主要结论有: 利用两个槽道来模型化隔离段的矩形管道, 直接数值模拟得到的壁面平均热流与实验的吻合的较好。此外, 修正参考焓值法 II 得到的壁面平均热流与直接数值模拟的误差很小, 与实验的误差也较小。

## 参考文献

- 1 袁涛, 李龙, 王晶, 范学军. 超声速燃烧隔离段热环境的实验测量与理论分析. 第四届高超声速科技学术会议, 2011, CSTAM 2011-2771 (Yuan Tao, Li Long, Fan Xuejun, Wang Jing. Measurement and Calculation of thermal environment of supersonic combustor. The Fourth Hypersonic Technology Conference, 2011, CSTAM 2011-2771 (in Chinese))
- 2 陈小平, 李新亮, 樊菁. 变比热真实气体效应的高超声速槽道湍流直接数值模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41(8): 969-979 (Chen Xiaoping, Li Xinliang, Fan Jing. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent channel flow in thermally perfect gas. Scientia Sinica Phys, Mech & Astron, 2011, 41(8): 969-979 (in Chinese))
- 3 McBride B J, Zehe M J. NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species. NASA/ TP-2002-211556.
- 4 Chase M W. JANAF Thermo-chemical Tables. Fourth Edition. J. Phys. Chem. Ref. Data 20899-0001
- 5 CFD-ACE+V2010.0 Modules Manual, Part 1
- 6 CFD-ACE+V2010.0 User Manual
- 7 Coleman G N, Kim J, Moser R D. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. J Fluid Mech, 1995, 305: 159-183
- 8 Huang P G, Coleman G N, Bradshaw P. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling. J Fluid Mech, 1995, 305: 185-218
- 9 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. J Comput Phys. 1996, 126: 202-222

10 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟. 清华大学出版社. 2006

11 陈小平, 李新亮, 仲峰泉. 参考焓值法在高速槽道湍流中的修正. 力学学报. (已接收) (Chen Xiaoping, Li Xinliang, Zhong Fengquan. The optimized reference enthalpy method using in high-speed turbulent channel flows. Chin. J. Theo. & Applied Mech.) (in Chinese)

## **Analytical study of the wall heat flux of supersonic combustor**

Chen Xiaoping<sup>\*,1)</sup>, Li Xinliang<sup>+</sup>, Dou Huashu<sup>\*</sup>

<sup>†</sup> (*School of Mechanical Engineering and Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Zhejiang 310018, China*)

<sup>+</sup> (*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

**Abstract:** Using direct numerical simulation method, this paper studies the average wall heat flux of supersonic combustor, and compared with the experimental measuring results. At high Reynolds number conditions, it is a great challenge for direct numerical simulation because of existing computer resources. Through analysis the computational domain size, grid resolution and grid distribution; direct numerical simulations of turbulent channel flow at high Reynolds number have been performed. Studies have shown that: the average wall heat flux predicted by direct numerical simulation is close to experimental results. Furthermore, the average wall heat flux predicted by the optimized reference enthalpy method II have little difference with direct numerical simulations' and experimental results.

**Key words:** supersonic combustor, Direct numerical simulation, Wall heat flux, Frozen flow

---

1) E-mail: chenxp075@gmail.com