

缝隙-腔体密封结构在高速气流冲击下的整体流动、传热特性分析

沈淳¹, 夏新林^{1,*}, 曹占伟², 于明星²

1. 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001
2. 北京临近空间飞行器系统工程研究所, 北京 100076

摘要: 根据高马赫数流场特征参数变化快、固态场特征参数变化慢的特性, 编制开发了针对高速气流的“半解耦”显式流固耦合近似计算程序, 并通过数值方法分析了该方法的计算误差, 分析结果显示其能够较准确地模拟高速流场与固态场长时间非稳态耦合问题。在此基础上, 运用“半解耦”流固耦合方法数值模拟了高速气流横掠缝隙-腔体典型密封结构的非稳态过程, 并与相关实验测试数据进行了对比, 验证了程序可靠性。随后, 进一步分析了气流侵入密封结构的主要特性, 总结了密封结构内、外流场中气流温度、压力和速度的分布特征以及其随时间的变化规律, 研究了密封结构中加热板气动热流随时间的变化规律, 探讨了密封结构中固体温度场分布特征及其随时间积累的变化规律等。最终, 计算结果说明了密封体的结构布局对其内部热状况的决定性影响。

关键词: 流固耦合; 高速气流; 数值模拟; 密封结构; 非稳态过程

中图分类号: V211 **文献标识码:** A

自 1980 年挑战者号航天飞机由于密封圈失效而失事后, 国外相关研究机构进一步提升了对航空、航天设备中密封结构安全性能的重视程度。对于飞行器内部热密封结构, 通过改进动、静密封结构, 可以提高装置整体效率。文献[1]~文献[3]分别介绍了国外相关研究机构在实验模拟涡轮发动机的真实工况条件下, 测量涡轮发动机中密封结构的状态参数, 从而为发动机设计提供相应的数据支持。国内, 2006 年, 苏华^[4]和王旭^[5]针对指尖密封结构系统的性能进行了理论分析和实验研究。对于飞行器外部密封结构, 如何保证其在外部巨大气动热流加热条件下, 能够长时间、反复安全地使用, 成为飞行器结构设计过程中的关键问题。其中, 文献[6]介绍了美国国家航空航

天局(NASA)启动的重新设计固体火箭发动机(RSRM)计划, 为了确认航天飞机发动装置上密封结构的安全性能, 对 16 000 多个密封器件进行了测试。

对于再入飞行器外部密封结构, 需要在长达百秒甚至千秒的非稳态再入过程中, 经受超声速气流的冲击, 承载巨大大气动热流加热。2005 年, Edward 等^[7]就指出现代航天飞机需要能够承受 1 300~1 400 °C 高温的密封结构, 未来飞行器密封结构设计需要同时满足耐高温、低泄露和可长时间重复利用等要求。由于实验测试耗费巨大以及实验方法手段的不完善, 通过数值模拟分析密封结构中流动、传热过程成为其结构设计过程中的重要依据。

收稿日期: 2011-04-18; 退修日期: 2011-05-06; 录用日期: 2011-06-03; 网络出版时间: 2011-06-15 13:22

网络出版地址: www.cnki.net/kcms/detail/11.1929.V.20110615.1322.005.html

DOI: CNKI: 11-1929/V.20110615.1322.005

基金项目: 国家自然科学基金(90816022)

* 通讯作者. Tel.: 0451-86412148 E-mail: xiaxl@hit.edu.cn

引用格式: Shen C, Xia X L, Cao Z W, et al. Analysis of flow and heat characteristics of seal structure with gap and cavity under the impact of high speed airflow. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2012, 33(1): 34-43. 沈淳, 夏新林, 曹占伟, 等. 缝隙-腔体密封结构在高速气流冲击下的整体流动、传热特性分析. 航空学报, 2012, 33(1): 34-43.

由于密封的结构特征,其流动、传热过程是在多物态间耦合进行的,因此,需要运用流固耦合方法对其进行数值模拟。流固耦合计算方法主要分为两种^[8]:流、固两场分别求解,通过边界进行信息交换的显式耦合方法和流、固两场同时求解的隐式耦合方法。本文采用显式耦合方法进行耦合计算。

由于气、固两相物性的不同,气相、固相的非稳态耦合问题,造成计算特征时间相差很大,计算过程中以相同的时间步进行计算,计算量巨大,需要对计算方法进行近似处理。文献[9]中忽略特征时间较小的流场时间变化细节,研究了高速飞行器流场和固体结构温度场一体化计算方法。文献[10]运用傅里叶变换将固相非稳态求解过程转换成稳态求解过程,解决了典型涡轮发动机中叶片周期非稳态气流流动与固态叶片传热时间尺度不匹配的问题。对于再入飞行器外部密封结构,需要在高速气流冲击下经历百秒甚至千秒的非稳态过程,采用文献[9]和文献[10]隐式耦合的方法,计算量仍然巨大。考虑到高速流场特征参数变化快、固体场特征参数变化慢,在较小的时间跨度下,固体温度变化很小^[9],其对流场的影响基本可以忽略的特点,本文建立了将耦合过程以固体模拟时间步为基准分段求解的“半解耦”近似耦合方法,并通过数值模拟分析了典型时间步下该方法的求解误差。

随后,运用“半解耦”流固耦合方法模拟了高速气流横掠有缝隙-腔体结构的典型密封结构历时千秒数量级的非稳态过程,在经过与相关实验进行对比、验证程序可靠性后,进一步分析了气流侵入密封结构的典型特征,讨论了密封结构中固体温度场在非稳态过程中的变化规律等。

1 计算方法

1.1 密封结构计算模型

图1为高速来流横掠密封结构计算模型示意图。其中,密封结构固体区域上部中间开缝隙1、缝隙2,下部开缝隙3,缝隙 x 向宽度分别为2 mm、4 mm和4 mm,腔体 x 向宽度为50 mm, y 向高度为75 mm,密封结构模型 x 向总长度为250 mm, y 向总高度为200 mm。由于实验测试

结构在垂直于 xOy 平面方向上有一定的纵深度,因此将计算模型简化为二维结构。坐标系原点位于流、固交界面左端顶点。

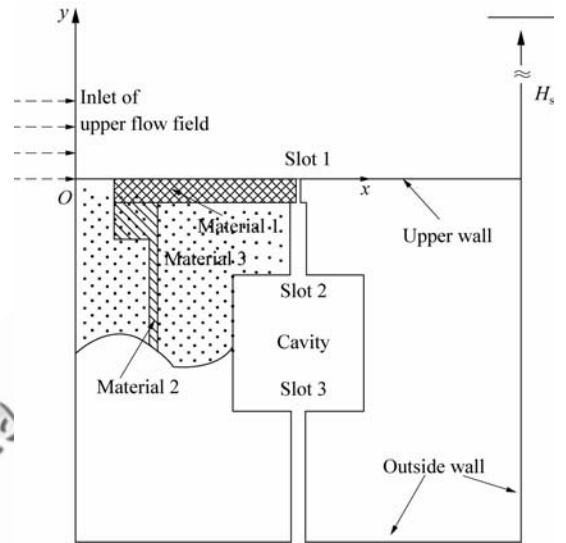


图1 计算模型示意图

Fig. 1 Schematic of calculated model

计算模型中密封结构固体区域左右对称,其中左侧上部截面如图1所示,材料1为石墨,将该石墨板命名为“加热板”,便于上下文叙述,其厚度为10 mm;材料2组成钢结构框;材料3为隔热材料。加热板、隔热层和金属腔组成密封结构固体场,密封结构上部流场、缝隙和腔体组成计算模型中气动流场。数值模拟过程中需要同时进行两种不同物态之间的流固耦合传热流动计算。为了便于下文叙述,将密封结构上部,缝隙1入口以上部分流场称做“上流场”。

1.2 控制方程

气动流场采用笛卡儿坐标系下二维控制方程,其中包括连续性方程, x 方向、 y 方向动量方程和能量方程,其矢量守恒形式通用方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{0} \quad (1)$$

式中: \mathbf{U} 为流场速度矢量; \mathbf{E} 、 \mathbf{F} 分别为无黏通量和有黏通量联合形式,具体表达式为

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ (E_t + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} + q_x \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv + p - \tau_{xy} \\ \rho v^2 - \tau_{yy} \\ (E_t + p)v - u\tau_{xy} - v\tau_{yy} + q_y \end{bmatrix}$$

式中： u 、 v 分别为气体 x 方向和 y 方向的速度；气体总能 $E_t = \rho \left(e + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right)$ ， ρ 为固体密度，气体内能 $e = c_v T$ ， c_v 为气体定容比热容， T 为温度； p 为气体压力； q_x 和 q_y 分别为气体 x 方向和 y 方向的热流； τ_{xx} 、 τ_{xy} 、 τ_{yx} 和 τ_{yy} 为相应方向的应力分量。

固相温度场采用笛卡尔坐标系下二维非稳态导热控制方程，具体表达式为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (2)$$

式中： c 和 λ 分别为比热容和热导率。

耦合壁面热流方程为

$$q_s = -\lambda_{g,s} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{g,s} - q_{r,s} \quad (3)$$

式中： $\lambda_{g,s}$ 为壁面附近气流导热系数； $q_{r,s}$ 为壁面向空间辐射热流。图1中上壁面辐射热流可表示为

$$q_{r,s} = \epsilon_s \sigma T_s^4 \quad (4)$$

式中： ϵ_s 为固体材料表面发射率； σ 为辐射常数； T_s 为壁面温度。密封结构中缝隙和腔体左、右两侧壁面皆为正面相对，温度较低，并且两侧温差不大，可以认为两侧壁面发出的辐射热流互相抵消，即除上壁面以外的其他壁面辐射热流 $q_{r,s} = 0$ 。

1.3 “半解耦”近似方法

运用文献[10]中的方法来估计高速气动流场计算时间步 Δt_f 和固体温度场计算时间步 Δt_s 。数值计算过程中：

1) 流动区域的 CFL (Courant Friedrichs

Lewy)数需满足 $\frac{\Delta t_f V}{\Delta x} < 1$ 。

2) 固体区域 Fourier 数需满足 $\frac{\Delta t_s a}{\Delta x^2} < 0.5$ 。

其中： Δx 为流、固区域相同的空间网格尺度，选取

$\Delta x = 0.001 \text{ m}$ ； V 为流场主流速度，选取 $V = 2000 \text{ m/s}$ ； a 为固体材料热扩散率，选取石墨物性参数计算。经过计算可得

$$\frac{\Delta t_s}{\Delta t_f} \approx 5.6 \times 10^4$$

即高速流场区域特征参数的传递速度是固体区域特征参数传播速度的 5.6×10^4 倍。对于高速流场区域，经过 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ s}$ 就可以达到稳定状态，在如此短暂的时间内，固体区域温度场基本没有变化，可以近似认为在固体温度场的每一个时间节点上，流场为稳定状态。

鉴于以上原因，开发了基于流、固两场自身时间步特点的“半解耦”近似计算方法，该方法主要运用具有二阶精度的高速可压缩流动显式计算程序与有限体积法求解固体温度场计算程序，以固体温度场计算时间步 Δt_s 为基准进行非稳态时间推进。在 t 时刻，以现有耦合边界为条件计算高速流场，其达到稳定状态后即停止计算，然后以刚得到的耦合边界为条件，并以基准时间步 $\Delta t = \Delta t_s$ 为非稳态推进时间，计算下一时刻 $t + \Delta t$ 的固体温度场，流、固场各计算一次为一个流、固计算循环，重复以上操作步骤，直到完成整个非稳态过程的计算为止。

1.4 计算网格

流场部分和固体场部分分别采用外节点法和内节点法进行网格划分。

其中，流场中近壁面区域和缝隙区域物理量梯度变化较大，需要进行加密。经过网格无关性验证以及与商业软件CFX计算结果对比后，得到上流场、缝隙1和缝隙2的计算网格，如图2所示。

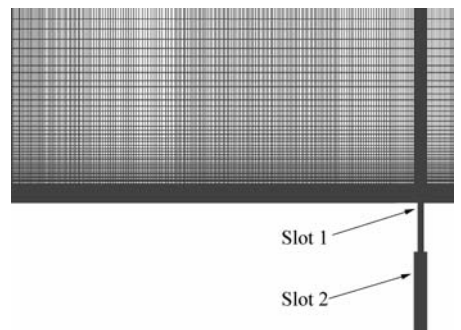


图2 部分流场区域计算网格

Fig. 2 Computational grid of part flow field

1.5 计算条件

图1中上流场入口气流马赫数 $Ma=3.2$, 温度为 783 K, 压力为 1 600 Pa, 来流攻角为 0° , 上流场出口为超声速出口; 缝隙3底端出口为亚声速出口, 其温度为 273 K, 压力为 400 Pa。根据该入口气流条件, 以特征尺寸 0.1 m 所计算出的来流雷诺数 $Re < 10^5$, 由文献[11]和文献[12]可知, 上流场流态为层流。根据后文计算结果, 取缝隙1入口平均速度估算出缝隙1入口处雷诺数接近 200, 取腔体内平均流速估算出腔体内雷诺数接近 1 600, 两者的雷诺数均小于圆管临界雷诺数 2 300, 即使考虑到缝隙入口和腔体内存在扰动作用, 致使局部位置出现不稳定的流动过渡状态, 仍可以近似认为缝隙和腔体内层流流态起主导作用, 因此缝隙和腔体内也采用层流流态进行计算。以入口条件计算出 2 mm 缝隙1的克努森数 Kn 小于 0.01, 由文献[13]和文献[14]可知, 流场满足连续性假设, Navier-Stokes 方程仍然适用。

图1中密封结构侧壁面和底壁面采用定温边界, 其值取环境温度为 273 K, 其他壁面为流固耦合边界。初始时刻, 密封结构中加热板温度为 283 K, 其他位置温度为 273 K。

空气黏度、导热系数均采用萨瑟兰公式进行计算, 气体定压比热容采用理想气体拟合多项式进行计算^[15]。固体材料物性参数如表1所示。

表1 固体材料物性参数

Table 1 Properties of solid materials

Material	Specific heat/ (J · kg ⁻¹ · K ⁻¹)	Density/ (kg · m ⁻³)	Thermal conductivity/ (W · m ⁻¹ · K ⁻¹)	Surface emissivity
1	1 770	1 900	60.00	0.85
2	467	7 850	50.85	
3	1 000	400	0.10	0.85

2 计算结果

2.1 “半解耦”近似方法误差数值分析

以高速气流从左至右横掠长度、厚度皆为 0.2 m 平板为例, 分析“半解耦”近似方法误差范围, 判定其能否满足工程中关于高速气动流场中

流固耦合问题的计算精度要求。其中上流场入口气流马赫数 $Ma=4$, 压力为 1 300 Pa, 温度为 622 K, 流场出口为超声速出口, 固体平板初始温度为 273 K。高速气动流场与平板上表面接触, 该表面为流、固两场耦合边界, 平板其他三面为绝热壁面。

实际物理过程中, Δt 时间步内, 流固耦合边界处热流随时间连续变化, 介于 t 和 $t + \Delta t$ 时刻热流 q_t 和 $q_{t+\Delta t}$ 之间, 即以函数 $q(t)$ 作为第二类边界条件加热固体, 若 Δt 足够小, $q(t)$ 在区间 $(t, t + \Delta t)$ 连续且单调, 此时 q_t 和 $q_{t+\Delta t}$ 为函数 $q(t)$ 在区间 $(t, t + \Delta t)$ 上的极值, 即

$$q(t) \in (q_t, q_{t+\Delta t}) \text{ 或 } q(t) \in (q_{t+\Delta t}, q_t)$$

流固耦合数值计算过程中, $(t, t + \Delta t)$ 时间段内在 t 时刻温度场基础上以 q_t 和 $q_{t+\Delta t}$ 为边界条件分别计算固体温度场, 并将其命名为温度场 T_1 和温度场 T_2 , 而实际物理过程中 $(t, t + \Delta t)$ 时间段内是 $q(t)$ 作用于固体温度场, 所以实际 $t + \Delta t$ 时刻的温度场 T_{real} 应该处于温度场 T_1 和温度场 T_2 之间的某种状态, 即

$$T_{\text{real}} \in (T_1, T_2) \text{ 或 } T_{\text{real}} \in (T_2, T_1)$$

若 $|q_{t+\Delta t}|$ 大于 $|q_t|$, 实际“半解耦”近似方法误差应该是 $T_{\text{real}} - T_1$, 若 $|q_{t+\Delta t}|$ 小于 $|q_t|$, 则实际“半解耦”近似方法误差应该是 $T_1 - T_{\text{real}}$, 但始终有

$$|T_2 - T_1| \geq |T_{\text{real}} - T_1|$$

根据以上分析, 可以用 $|T_2 - T_1|$ 度量“半解耦”近似方法的计算误差。具体实现过程如下: 首先, 在 t 时刻, 保留该时刻温度场 T_0 , 运用 q_t 计算固体温度场, 得到温度场后将其命名为温度场 T_1 , 然后用新得到的耦合边界温度作为边界条件计算 $t + \Delta t$ 流场, 得到耦合边界热流 $(q_{t+\Delta t})'$ 。将 $(q_{t+\Delta t})'$ 作为边界条件, 运用先前保留的 t 时刻温度场 T_0 计算 $t + \Delta t$ 固体温度场, 将其命名为温度场 T_2 。将温度场 T_1 和温度场 T_2 的耦合边界温度值进行比较, 得出两场温度差值, 该温差为“半解耦”近似方法在 t 时刻可能存在的最大误差。其中 $(q_{t+\Delta t})'$ 应该略不同于实际物理过程中 $t + \Delta t$ 时刻热流值 $q_{t+\Delta t}$, 但随时间推进, 最终物理过程将接近稳态, $(q_{t+\Delta t})'$ 应该无限接近于 $q_{t+\Delta t}$, 因此在数值验证过程中用 $(q_{t+\Delta t})'$ 代替 $q_{t+\Delta t}$ 来衡量“半解耦”近似方法误差。

实际换热过程中,耦合边界处换热最为剧烈,“半解耦”近似方法所带来的计算误差也越大,因此以该边界误差范围来分析该方法的计算误差。图3和图4是以基准时间步 $\Delta t=1\text{ s}$ 计算所得各时刻耦合边界误差分布图,图中 l 为耦合界面上各处距平板左端顶点距离。由两图可以看出,热流误差区间 Δq_c 大小与温度误差区间 ΔT_c 大小呈现对应关系,各时刻耦合边界前端流场入口附近误差值较大,并且随时间推进,耦合边界各点误差值迅速衰减,在50 s以后, Δq_c 各点变化在 $-0.20\sim 74\text{ W/m}^2$ 之间, ΔT_c 各点变化在 $-1.1\times 10^{-2}\sim 4.2\times 10^{-5}\text{ K}$ 之间。从入口处壁面至出口处壁面,实际壁面热流 q 数量级相当于其对应位

置 Δq 数量级的 $10^3\sim 10^5$ 倍,实际壁面温度 T 数量级相当于其对应位置 ΔT 数量级的 $10^5\sim 10^7$ 倍。将各时刻温度误差绝对值进行放大叠加,如图4所示,假设前50 s各处最大误差绝对值均为前端误差0.7 K,50 s以后各点误差绝对值为0.01 K,累加后总误差仅仅为45 K,对于1 000 s过程而言,以耦合边界经气动热加热边界升温400 K估算,积累误差为10%左右。以上估算过程经过多处放大,即在该条件下,“半解耦”近似方法误差应该小于10%,可以满足工程需要。

2.2 密封结构非稳态特征分析

采用1.5节中的计算条件,对图1所示密封结构模型运用“半解耦”近似方法进行计算。实验测试采用接触式传感器测量密封结构中加热板下表面和腔体内流场温度。

在图1计算模型中,加热板下表面上取两点分析耦合过程中密封结构内部温度变化状况,点 $x=0.072\ 5\text{ m}$ 位于左侧加热板中心,与实验测点对应,点 $x=0.042\ 5\text{ m}$ 位于左侧加热板前端。

在图1计算模型中取腔体内5点,来分析侵入腔体内气流流动状态,其中dot 1、dot 2和dot 3位于腔体 y 向中心线上,dot 2为腔体中心,dot 1靠近缝隙2,dot 3靠近缝隙3,dot 4、dot 2和dot 5位于腔体 x 向中心线上。各点坐标分别为 $(0.125, -0.065)$ 、 $(0.125, -0.087\ 5)$ 、 $(0.125, -0.110)$ 、 $(0.115, -0.087\ 5)$ 、 $(0.135, -0.087\ 5)$ 。图5为此5点在腔体中的分布示意图,其中dot 2与实验测点对应。

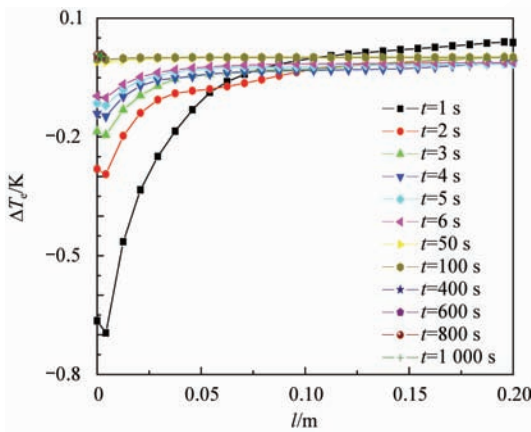


图3 不同时刻耦合边界温度误差区间分布图
Fig.3 Temperature error range of coupling boundary at different moments

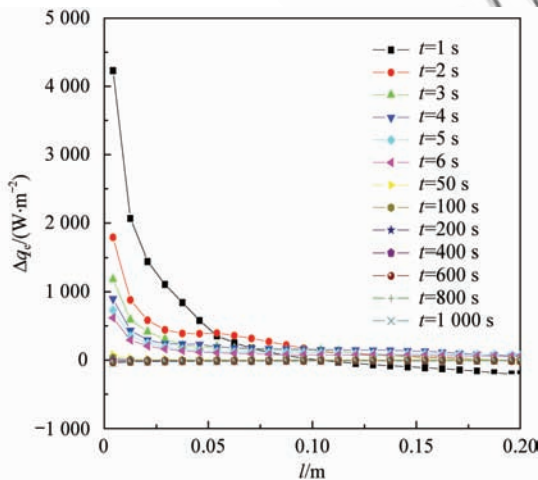


图4 不同时刻耦合边界热流误差区间分布图
Fig.4 Heat flux error range of coupling boundary at different moments

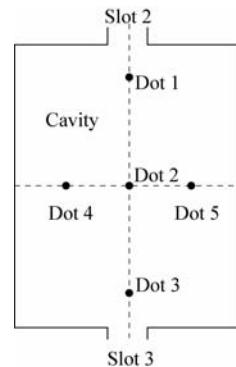


图5 腔体内分析节点分布
Fig.5 Distribution of analytical dots in cavity

图6为数值计算所得左侧加热板下壁面无量

纲温度 T/T_{ini} 与实验结果进行的对比, 其中 T_{ini} 为该节点对应的初始时刻温度值。由图 6 可见, 前 200 s 计算结果与实验结果基本吻合, 从 200 s 以后, 计算所得结果逐渐高于实验结果。查阅文献 [16] 可知, 某种石墨定压比热随温度的升高有明显增加, 从 300 K 到 600 K 石墨定压比热从 711.3 J/(kg · K) 增加到 1 401.6 J/(kg · K), 增加了近一倍, ATJ 石墨的导热系数随温度增加而减小, 从 300 K 到 1 000 K, 其值从 97.98 W/(m · s · K) 减小到 48.93 W/(m · s · K), 减小了一半。根据热扩散率定义 $a = \lambda / (\rho c_p)$, 热导率 λ 随温度增加减小, 定压比热容 c_p 随温度增加而增大, 忽略由于温升引起的密度 ρ 的变化, 即热扩散率 a 随温度增加而增加, 而且增加幅度较大。热扩散率是表征物体受热温升的情况, 热扩散率越大, 相同热量所引起的温升越小。由于实验用石墨加热板物性不全, 因此计算过程中物性取为常数, 其值为常温条件下物性, 没有考虑实际物理过程中石墨材料热扩散率随温度升高而增大的特点, 从而产生高温条件下部分计算结果高于实验值的现象。

值, 最终进入腔体中的气流计算温度也会比腔体中实验测得温度要高。

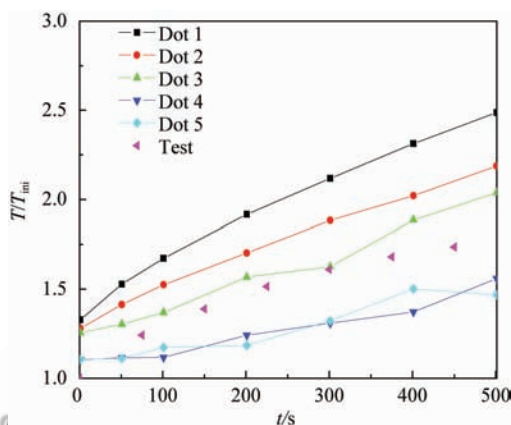


图 7 腔体内温度随时间变化

Fig. 7 Variation of temperature distribution in cavity with time

图 8 为腔体内各点无量纲压力 p/p_{ini} 随时间变化, 其中 p_{ini} 为该节点对应的初始时刻压力值。由图 8 可见, 各个时刻腔体内各处压力基本一致, 上下浮动只有几帕。随计算时间的增加, 腔体内各点压力逐渐增加, 但增加幅度不大, 经过 500 s, 压力只增加了 50 Pa 左右。

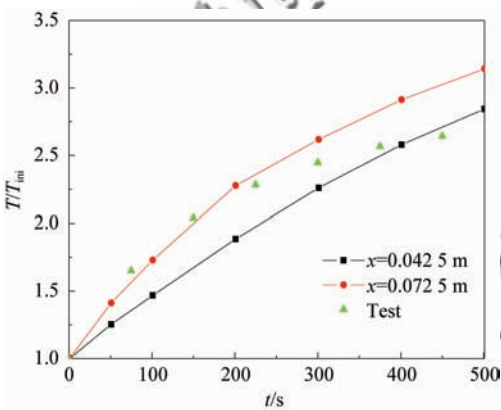


图 6 左侧加热板下壁面温度随时间变化

Fig. 6 Variation of temperature distribution of left heating plane lower surface with time

图 7 为腔体内无量纲温度与实验结果对比, 腔体中心点在 200 s 以前基本与实验结果吻合, 在 200 s 以后出现与加热板相同的现象, 计算温度渐渐高于实验结果。因为加热板温度尤其是缝隙 1 入口处加热板温度直接决定了缝隙 1 入口处侵入气流的温度, 所以加热板温度对于进入腔体中气体温度有决定性影响, 当加热板温度比实验值高时, 侵入缝隙 1 气流计算温度自然高于实验

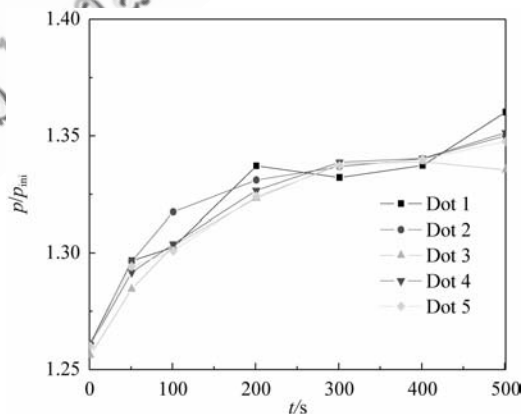


图 8 腔体内压力随时间变化

Fig. 8 Variation of pressure distribution in cavity with time

由图 9 可见, 在 y 向中轴线上 dot 1、dot 2 和 dot 3 处速度 v 明显大于腔体两侧 dot 4 和 dot 5 处速度, 并且 dot 1、dot 2 和 dot 3 处速度绝对值 $|v|$ 逐渐减小, 显然 y 向中轴线上流动更为剧烈, 其从腔体上部至下部逐渐减弱。腔体两侧 dot 4 和 dot 5 处速度绝对值 $|v|$ 较小, 基本呈对称分

布,并且与 y 向中轴线上 v 值符号相反,说明腔体两侧应该存在流动方向对称的两个涡旋。由于两侧流动状态相似,气流与腔体壁面换热状况基本相似,从而出现图 7 中腔体 y 向中轴线两侧温升基本一致的现象。

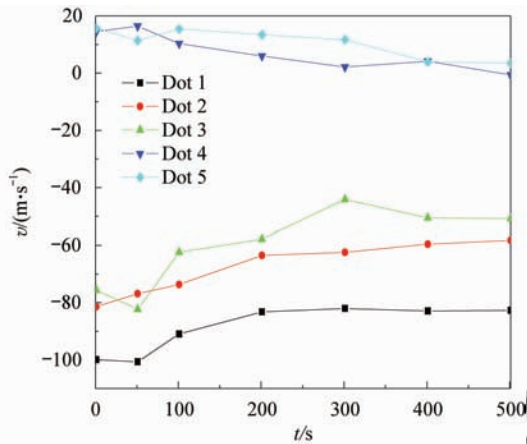


图 9 腔体内速度随时间变化

Fig. 9 Variation of velocity distribution in cavity with time

图 10 为左侧加热板上壁面(即 y 方向)各处热流 q_y 分布,可以看出,加热板上壁面热流绝对值各处皆为先增加后减小。根据边界导热热流定义 $q_s = -\lambda_{g,s}(\Delta T/\Delta y)_{g,s}$ 可知,热流大小主要取决于两个变量,壁面处气体热导率 $\lambda_{g,s}$ 和壁面处气体温差 $(\Delta T)_{g,s}$,随着加热板壁面升温,壁面气体热导率 $\lambda_{g,s}$ 逐渐增加, $(\Delta T)_{g,s}$ 逐渐减小。在计算初期,热流值增加,说明 $\lambda_{g,s}$ 增加速率大于 $(\Delta T)_{g,s}$ 的减小速率,在计算后期,两者增减幅度应该大体一致。

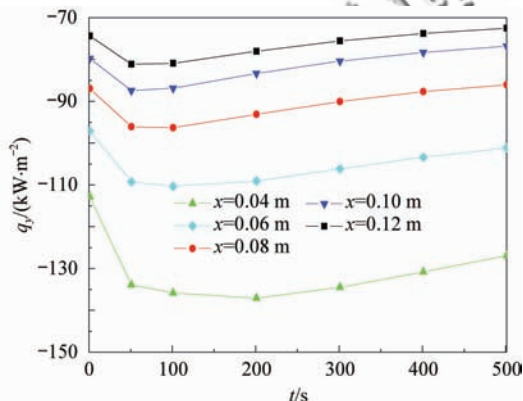


图 10 左侧加热板上壁面热流随时间分布

Fig. 10 Variation of heating flux distribution of left heating plane upper surface with time

图 11 为部分时刻固体温度场分布图。从图 11(a)中可以看出, $t=101$ s 时,加热板与金属框相接部分由于金属框的导热作用,其温升略低于靠近缝隙 1 部分温升。腔体底端与缝隙 3 相接部分升温快于腔体左、右两侧。从图 11(b)中可以看到,右侧加热板靠近缝隙 1 迎风侧壁面温升明显高于其他部分,这主要是由于缝隙 1 迎风一侧壁面气流由于壁面的正面阻碍,气流速度骤降,动能转换为热能,致使该处气流温度值明显高于背风一侧壁面附近气流温度值,最终导致侵入气流对缝隙 1 右侧迎风侧壁面加热作用强于其对左侧背风侧壁面加热作用。在金属框底部右侧温度也稍高于左侧温度,但幅度不大,在 10~30 K 之间。

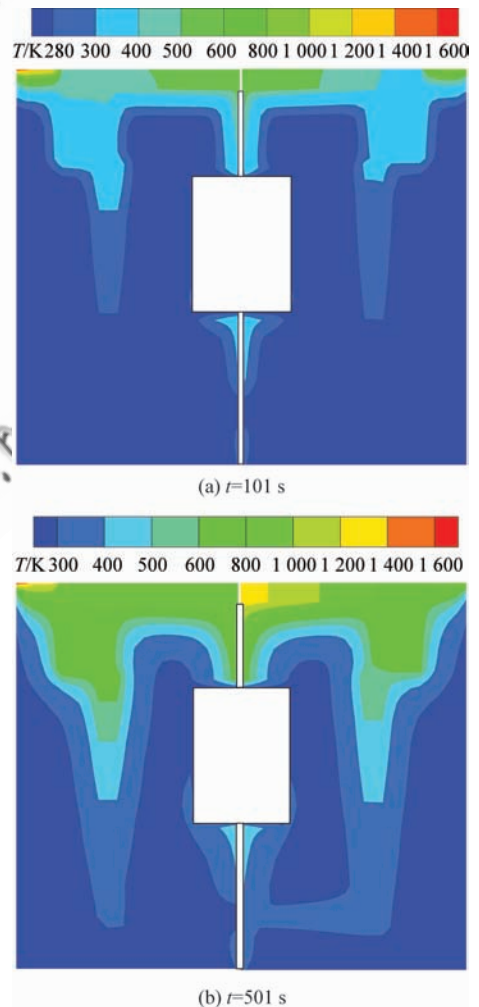


图 11 固体温度场随时间变化

Fig. 11 Variation of temperature distribution of solid field with time

图 12 为部分时刻流场温度分布。从图 12(a)

中可以看出,随着时间推进,壁面温度升高,冲入缝隙1的气流温度也随之提高,并渐渐沿缝隙2冲入腔体中。从图12(b)中可以看出缝隙1、缝隙2和腔体中轴线区域基本充满1000 K以上的高温气流,并且高温气流渐渐冲入缝隙3。从以上密封结构中流场温度分布状况可以说明,在本文计算条件下,尽管上流场高速气流来流攻角为 0° ,但其侵入密封结构的效应明显。缝隙1迎风壁面与背风壁面有较大温差,这也说明了图11(b)中右侧加热板靠近缝隙1部分温度高于加热板其他位置的原因。

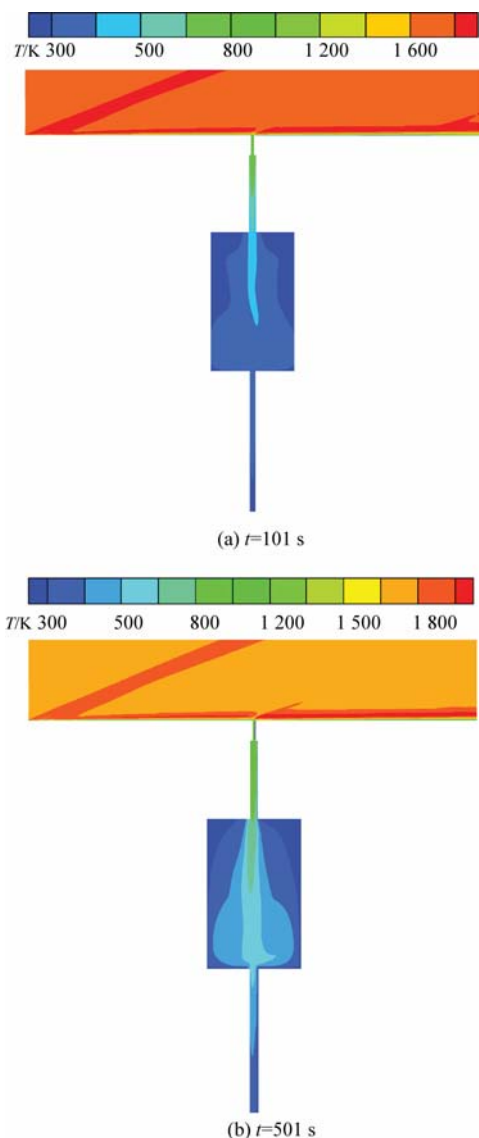


图12 流场温度随时间变化

Fig. 12 Variation of temperature distribution of flow field with time

3 结论

1) 高速来流气动加热密封结构过程中,随着时间积累,加热板上壁面各处热流绝对值皆为先增加后减小,最终基本趋于恒定不变。加热板前部气动热流值大于加热板中、后部,但由于与其直接相连金属框的导热作用,其升温反而略低于加热板中、后部,整个过程平均低100 K左右。由于计算过程中石墨加热板物性按常数处理,考虑到实际物理过程中物性变化,计算值应该稍高于实际物理过程中加热板升温。

2) 各个时刻密封结构中固体场各点之间的温度相差较大,随时间积累各处温度变化十分明显。隔热材料所组成的腔体底端升温快于左、右两侧。加热板沿其与金属框接触面,通过导热作用使金属框显著升温。由于缝隙1右侧迎风壁面对上流场高速气流的阻碍作用,导致缝隙1靠近迎风壁面一侧温度显著升高,且其梯度变化剧烈,致使侵入气流对右侧加热板加热效果更加明显。

3) 在来流条件下,腔体中各处压力基本相同,从初始压力400 Pa增加至570 Pa左右,与上流场来流压力1600 Pa仍有较大差距。腔体中压力随时间的积累逐渐增加,但增加幅度不大,在500 s时间内仅增加了50 Pa左右。腔体中各处气流速度有较大差异,但各处速度值随时间积累变化不大。

4) 随着壁面温度升高,冲入缝隙1的气流温度也随之提高,并渐渐沿缝隙2冲入腔体中,在非稳态过程中、后段,缝隙1、缝隙2、腔体中、下部和缝隙3部分区域基本充满1000 K以上高温气流,表明在本文计算条件下, 0° 攻角高速来流侵入缝隙效应明显。并且由于缝隙1迎风壁面对侵入气流的阻碍作用,导致缝隙1中入口处迎风、背风两侧区域气流存在较大温差。

通过以上分析可见,密封结构中固体材料的布局设计,尤其是隔热材料的布置结构,决定了密封结构固体场的热量分布状况;热密封结构中的固体温度场分布,尤其是缝隙入口附近的固体温度场分布,决定了气流侵入密封结构热状况。

参 考 文 献

- seal development for large industrial gas turbines. AIAA-1997-2731, 1997.
- [2] Paolillo R, Clouds D, de Jong F, et al. Advanced seal rig experiments and analysis. AIAA-2005-4150, 2005.
- [3] Delgado I R, Proctor M P. Continued investigation of leakage and power loss test results for competing turbine engine seals. AIAA-2006-4754, 2006.
- [4] Su H. Structural design, performance analysis and tests of finger seal. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2006. (in Chinese)
苏华. 指尖密封结构和性能的设计分析与试验研究. 西安:西北工业大学, 2006.
- [5] Wang X. A theoretical and experimental study for hydrostatic finger seal. Harbin: Harbin Engineering University, 2006. (in Chinese)
王旭. 流体静压型指尖密封的理论及试验研究. 哈尔滨:哈尔滨工程大学, 2006.
- [6] Stein S, Thiokol M. Seal material selection, design and performance-advancements from the space shuttle booster redesign. AIAA-1989-2774, 1989.
- [7] Edward L, Palko J. High temperature seal energizer device development. AIAA-2005-3370, 2005.
- [8] Schäfer M. Numerical simulation of coupled fluid-solid problems. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2001, 190(28): 3645-3667.
- [9] Geng X R, Zhang H X, Shen Q, et al. Study on an integrated algorithm for the flowfields of high speed vehicles and the heat transfer in solid structures. Acta Aerodynamica Sinica, 2002, 20(4): 422-427. (in Chinese)
耿湘人, 张涵信, 沈清, 等. 高速飞行器流场和固体结构温度场一体化计算新方法的初步研究. 空气动力学报, 2002, 20(4): 422-427.
- [10] He L, Oldfield M L G. Unsteady conjugate heat transfer modeling. Journal of Turbomachinery, 2011, 133(3): 031022-031033.
- [11] Wu Z N. Aerodynamics. Beijing: Tsinghua University Press, 2008. (in Chinese)
吴子牛. 空气动力学. 北京:清华大学出版社, 2008.
- [12] Zhang Z C. Hypersonic aerodynamic heating and thermal protection. Beijing: National Defence Industry Press, 2003. (in Chinese)
张志成. 高超声速气动热和热防护. 北京:国防工业出版社, 2003.
- [13] Shen Q. Rarefied gas dynamics. Beijing: National Defence Industry Press, 2003. (in Chinese)
沈青. 稀薄气体动力学. 北京:国防工业出版社, 2003.
- [14] Chen X. Kinetic theory of gases and its applications to the studies of heat transfer and fluid flow. Beijing: Tsinghua University Press, 1996. (in Chinese)
陈熙. 动力论及其在传热与流动研究中的应用. 北京:清华大学出版社, 1996.
- [15] Yan J L, Wang Y Q. Engineering thermodynamics. Beijing: China Electric Power Press, 2004. (in Chinese)
严家禄, 王永青. 工程热力学. 北京:中国电力出版社, 2004.
- [16] Ma C F. Practical handbook thermophysical properties. Beijing: China Agricultural Machinery Press, 1986. (in Chinese)
马重芳. 实用热物理性质手册. 北京:中国农业机械出版社, 1986.

作者简介:

沈淳 男,博士研究生。主要研究方向:相间耦合传热、传质。

Tel: 0451-86412148

E-mail: shenchun390@sina.com

夏新林 男,博士,教授,博士生导师。主要研究方向:热辐射、辐射-对流-相变耦合换热、红外特性与传输。

Tel: 0451-86412148

E-mail: xiaxl@hit.edu.cn

Analysis of Flow and Heat Characteristics of Seal Structure with Gap and Cavity Under the Impact of High Speed Airflow

SHEN Chun¹, XIA Xinlin^{1,*}, CAO Zhanwei², YU Mingxing²

1. School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China

2. Beijing Institute of Nearspace Vehicles System Engineering, Beijing 100076, China

Abstract: In view of the fact that the characteristic parameters of a high Mach flow field vary much faster than those of the solid field, a program of approximate numerical simulation of the semi-decomposed fluid and solid coupling is developed and compiled. The calculating error of the method is analyzed by numerical simulation, and the results show that this method can accurately simulate the fluid and solid coupling in a high speed airflow field during a long unsteady process. The process of a high speed airflow impacting the seal structure is simulated by this method and the program is proved to be feasible after a comparison of the calculated results with the related experimental test. And then the features of the airflow invading the seal structure are analyzed. The contours of the flow field temperature, pressure and velocity inside and outside the seal structure and the their variation during the course of an unsteady process are summarized. The variation of the aerodynamic heat flux of the heating board with time is analyzed. The rules of the temperature variation of the seal structure with time are investigated. Finally, the results show that the structural layout of the seal plays a decisive role in the seal structure's thermal conditions.

Key words: fluid and solid coupling; high speed airflow; numerical simulation; seal structure; unsteady process

Received: 2011-04-18; **Revised:** 2011-05-06; **Accepted:** 2011-06-03; **Published online:** 2011-06-15 13:22

URL: www.cnki.net/kcms/detail/11.1929.V.20110615.1322.005.html **DOI:** CNKI:11-1929/V.20110615.1322.005

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (90816022)

* **Corresponding author.** Tel.: 0451-86412148 E-mail: xiaxl@hit.edu.cn