

文章编号: 1000-8055(2008)02-0311-06

准一维可压缩瞬变管流的有限体积模型 (I) 流场的有限体积模型

陈 阳, 高 芳, 张振鹏, 蔡国飙
(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083)

摘 要: 针对现有流体系统一维动力学模型缺乏统一的理论推导过程和能够涵盖众多模型的基本方程组的现象, 从适用于连续介质控制体的欧拉型积分形式的流动守恒方程出发, 经过合理简化推导得到了可压缩变截面管流准一维瞬变流动积分形式和微分形式的守恒方程. 通过保留能量方程中的变体积项考虑了由于控制体体积的改变所输出的膨胀功. 通过对守恒方程在空间交错网格上的有限体积离散建立了一种计算准一维可压缩变截面管流瞬变流场的有限体积模型, 该模型可考虑变体积、变物性、轴向热传导、重力场影响, 一方面, 在深化和阐明了有限元状态变量模型体系的理论基础的同时, 拓宽了其瞬变流动的适用范围, 另一方面, 结合阀芯节流模型, 从此模型出发可推导出管路系统常见元件的流场模型.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 一维可压缩流; 瞬变管流; 有限体积法; 系统仿真
中图分类号: V434 **文献标识码:** A

Finite volume model for quasi one-dimensional compressible transient pipe flow (I) Finite volume model of flow field

CHEN Yang, GAO Fang, ZHANG Zhen-peng, CAI Guo-biao
(School of Astronautics,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Given the fact that there is lack of a uniform deduction process in theory and an all-embracing base equation group for existing one-dimensional dynamic models of flow system, the integral and differential conservative equations of quasi one-dimensional compressible transient flow in pipe with variable section were derived by rational modeling based on integral conservative equations in Eulerian type of specification suitable for control volume of continuous fluid media. The expansion work resulted from variation of control volume was taken into account by reserving the variable volume term in energy equation. With two kinds of finite volume grids which are interlaced in discrete space, a finite volume model was established to describe quasi one-dimensional compressible transient pipe flow field. Actions derived from variable volume, variable fluid properties, axial heat conductivity and gravity were considered in the model. This reinforces and clarifies the theoretical foundation for the numerical system of finite element state-variable model, and also improves the scope of application. On the other hand, the model can be further developed to establish flow field models of common components in pipe system in collaboration with throttling model of valve core.

收稿日期: 2007-01-15; 修订日期: 2007-03-28

作者简介: 陈阳(1979-), 男, 河南漯河人, 博士后, 主要从事液体火箭发动机系统动力学与仿真研究.

Key words: aerospace propulsion system; one-dimensional compressible flow; transient pipe flow; finite volume method; system simulation

一般的流体管路系统通常包括许多组件,在低频区域,典型的集中参数研究思路^[1-3]是采用流感、流容、流阻、流导进行动态建模,这四个理想元件分别对应流体的惯性、可压缩性、粘性剪切摩擦引起的压强损失、热传递作用。在中高频区域,典型的分布参数研究思路是采用管道、容腔、阀门三个基本元件进行模块化建模^[3]。这两种建模思想已广泛应用于流体管路系统的静动态数值研究中,然而受计算机速度的制约,大多数模型针对所研究的对象采用了尽可能多的简化,刘昆等^[3-4]提出的有限元状态变量模型已是当前管路系统领域简化最少的分布参数流体瞬变模型,仍然引入了忽略轴向热传导、忽略重力场、忽略环境对管壁传热、管壁材料常物性的假设,并且只针对体积恒定的控制体进行了推导,文献[5]给出了变体积理想气体容腔的方程,但是缺乏一种可描述流体瞬变流动的统一模型。随着计算机速度的日益发展,有必要从原始流动守恒方程出发建立一种简化最少的准一维可压缩瞬变管流的守恒数值模型。由于流体管路系统组件的众多,对其开展数值仿真必然不会局限于对一、二个组件的专项研究,而是一个容纳众多组件的数值仿真体系;由于流体管路系统中流体介质的种类众多并且伴随着气、液相之间的互相转变,必然需要一个能够容纳众多流体状态方程的数值体系。构建这样一个能够描述含有不同结构和功能组件、能够描述不同流体流动的数值体系,对基本方程的统一性和普适性以及离散方程的多样性和特定性提出了很高的要求。

虽然国内外现有的数值体系种类众多^[6],但是由于特征线法不适合处理复杂的组件边界连接关系,在多组件的模块化建模方面存在先天的不足,而有限体积法由于易于处理组件连接关系、离散过程物理意义明确并且可以保证离散后的模型满足物理守恒律,因此,交错网格有限体积法的出现将会逐渐取代特征线法和物理意义不甚明确的有限差分法,并逐渐成为构建大型数值仿真体系的主流离散方法。

本文从适用于连续介质控制体的欧拉(Euler)型积分形式的流动守恒方程出发,经过合理模化推导得到了可压缩变截面管流准一维瞬变流动积分形式和微分形式的守恒方程,通过保留能量

方程中的变体积项考虑了由于控制体体积的改变所输出的膨胀功,通过对守恒方程在空间交错网格上的有限体积离散建立了一种计算准一维可压缩变截面管流瞬变流场的有限体积模型。

1 变截面瞬变管流准一维流动守恒方程

应用高斯公式可把适用于连续介质控制体的欧拉型积分形式的流动守恒方程^[7-9]化为

$$\begin{aligned} \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_S \rho u_j n_j dS &= 0 \\ \iiint_V \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} dV + \oint_S (\rho u_i) u_j n_j dS &= \\ \iiint_V \rho f_i dV + \oint_S n_j \sigma_{ji} dS \\ \iiint_V \frac{\partial E}{\partial t} dV + \oint_S E u_j n_j dS &= \\ \iiint_V (\rho f_i u_i + Q) dV + \\ \oint_S (n_j \sigma_{ji} u_i - q_i n_i) dS \end{aligned}$$

式中,单位体积总能量 $E = \rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right)$, e 为单位质量的内能, Q 为辐射或化学能释放等因素产生的控制体内单位体积流体热量的增量, q 为热通量向量(“-”号表示热的流通与外法线方向相反), n 为作用面外法线方向, f 为单位质量力($\rho f_i V$ 表示体积力), σ_{ij} 为应力张量(i 表示作用面外法线方向, j 表示面积力方向, $n_j \sigma_{ji} S$ 表示面积力),对于粘性流动,面积力为法向应力与平行于作用面的切应力的合力,即 $\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij}$, δ_{ij} 为单位张量。

对于 $Q=0$ 的考虑管壁弹性的一维变截面管内流动,只有沿管道轴向(x 方向)的流体运动和管壁弹性变形引起的流体沿管壁外法线方向(r 方向)的膨胀或压缩,从管流中取任一有限控制体积,端面的轴向坐标分别为 x_1, x_2 ,控制体质心处壁面的径向坐标为 r_s ,如图1(a)所示。

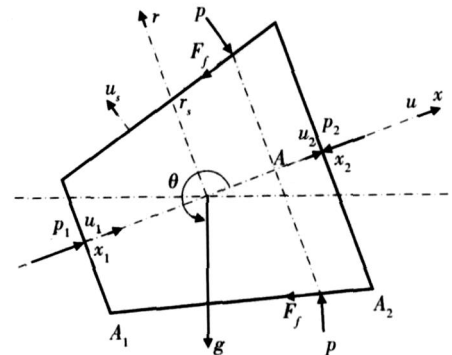
由于只有轴向的流动速度和管壁弹性变形引起的流体沿管壁外法线方向的膨胀速度,如果管壁摩擦取唯象的准稳态描述方式,则

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho f_i dV &= \int \rho f_x A dx, f_x = g \cos \theta; \\ - \oint_S n_j p \delta_{ji} dS &= - \oint_S n_x p \delta_{xx} dS - \end{aligned}$$

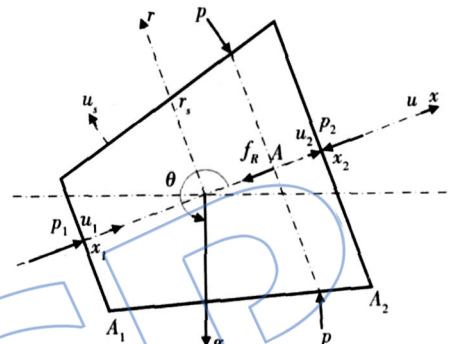
$$\begin{aligned}
& \oint_{(v)} (n_y p \delta_{yy} + n_z p \delta_{zz}) dS = \\
& (pA)_{x=x_1} - (pA)_{x=x_2} + \int p \frac{\partial A}{\partial x} dx; \\
& \oint_{(v)} n_j \tau_{ji} dS = F_f = - \int f \lambda \frac{\rho u |u|}{2D} A dx; \\
& \oint_{(v)} n_j (-p \delta_{ji} + \tau_{ji}) u_i dS = (puA)_{x=x_1} - \\
& (puA)_{x=x_2} - (pu_s S_s)_{r=r_s} + \oint_{(v)} n_j \tau_{ji} u_i dS; \\
& \oint_{(v)} (-q_i n_i) dS = -\dot{q}S + \left[\lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=x_2} - \\
& \left[\lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=x_1}, \quad \dot{q} = \alpha (T - T_w)
\end{aligned}$$

式中 g 为重力加速度, θ 为一维管流流动方向至重力加速度方向的旋转角, F_f 为管壁摩擦力, $f\lambda$ 为准稳态的摩擦损失系数 (亦称 Darcy 摩擦因子^[5]), D 为管道内径 (通常内径应该用 d 表示, 为了区别于全微分符号, 采用 D 表示), u_s 为管壁弹性变形引起的流体沿管壁外法向的膨胀速度, S_s 为管壁弹性变形区域的内表面积, λ 为流体导热系数, $\dot{q}$ 为控制体对管壁的单位面积上的热流密度 (通常按对流换热考虑), α 为流体与管壁之间的对流换热系数, T_w 为管内壁温度, S 为控制体所在位置管壁的内表面积。

如果定义 $f_R = \frac{f\lambda u |u|}{2D}$ ^[3], 那么 f_R 相当于单位质量流体受到的管壁摩擦阻力, 这样一来就好像有一个体积力场 f_R 作用在控制体体积上, 如图 1(b) 所示, 则 $\oint_{(v)} n_j \tau_{ji} dS = - \int f_R \rho A dx$



(a) 控制体实际受力情况



(b) 控制体等效受力情况

图 1 一维可压缩变截面瞬变管流有限控制体积受力分析

Fig. 1 Forces analysis of finite control volume for one-dimensional compressible transient pipe flow

考虑到实际流体在管壁处的无滑移条件, 又由于准一维流动不考虑剪切变形, 因此可忽略粘性应力所作的耗散功, 即 $\oint_{(v)} n_j \tau_{ji} u_i dS = 0$ 。

$Q=0$ 的可压缩变截面管流准一维瞬变流动守恒方程最终可积分为如下形式

$$\left. \begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \int \rho A dx &= (\rho u A)_{x=x_1} - (\rho u A)_{x=x_2} \\
\frac{\partial}{\partial t} \int \rho u A dx &= (\rho u^2 A + p A)_{x=x_1} - (\rho u^2 A + p A)_{x=x_2} + \int p \frac{\partial A}{\partial x} dx + \int \rho f_x A dx - \int f_R \rho A dx \\
\frac{\partial}{\partial t} \int E A dx &= \left[E u A + p u A - \lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=x_1} - \left[E u A + p u A - \lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=x_2} - \\
& (p u_s S_s)_{r=r_s} + \int \rho f_x u A dx - \dot{q} S
\end{aligned} \right\} \quad (1)$$

设管道周长为 C , 管壁弹性变形区域的周长为 C_s , 则 $S = \int C dx$, $S_s = \int C_s dx$, 由于 x_1, x_2 是

任意选取的, 且假定被积函数连续, 从式 (1) 出发可得到

$$\left. \begin{aligned}
\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u A)}{\partial x} &= 0 \\
\frac{\partial(\rho u A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 A + p A)}{\partial x} &= p \frac{\partial A}{\partial x} + \rho A f_x - \rho A f_R \\
\frac{\partial(E A)}{\partial t} + \frac{\partial \left[E u A + p u A - \lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \right]}{\partial x} &= -p u_s C_s + \rho f_x u A - \dot{q} C
\end{aligned} \right\} \quad (2)$$

此即为 $Q=0$ 的可压缩变截面管流准一维瞬变流动守恒方程的微分形式。

补充流体的状态方程

$$p = p(\rho, T), \quad e = e(p, \rho)$$

由上述方程出发可以分析考虑管壁弹性变形、考虑变物性、考虑重力场、考虑摩擦力影响、考虑流体轴向热传导、考虑管壁传热的一维可压缩变截面管流的瞬变流动。能量方程中的管壁弹性变形项在控制体体积可变时(例如某部分管壁为可动活塞的流体腔)的物理意义为流体向外输出的膨胀功。

2 改进的有限元状态变量模型

刘昆等^[3-4]从一维可压缩瞬变流积分形式的守恒方程出发,通过引入空间位置交错的两种有限控制体积,对其分别进行质量、能量和动量守恒方程的空间离散,提出了一维可压缩瞬变流的有限元状态变量模型,解决了以往同类模型的不足之处。与计算流体力学中传统的加权残差解有限元方法不同,该模型只是在几何分割上采用了有限元的思想,最终的常微分方程是通过有限体积离散得到的,实质上属于有限体积法。模型忽略了重力场和管流轴向热传导,最终得到的常微分方程是针对恒定体积控制体推导的,未考虑控制体体积可变时的情况。

以下从式(1)出发,采用有限元状态变量模型的空间交错网格划分方法,推导适用范围更为广泛的有限体积模型。

如图2将流体管道进行网格划分,在状态单元(图中的实线单元)内,认为流体的压强、密度、温度和单位质量内能等状态参数是瞬时一致的;在速度单元(图中的虚线单元)内,认为流体的速度是瞬时一致的。为了区别这两种控制体,分别采用 i, j 表示状态单元与速度单元的编号,管道两端的半个速度单元贮存管道的边界条件,分别用下标 a 和 b 表示。

对每个有限控制体单元运用积分形式的守

恒方程,即式(1),由于在单元内各变量是瞬时一致的,与位置无关,对第 $i+1$ 个状态单元及第 $j+1$ 个速度单元可得

$$\begin{cases} \int_{x_{j-1}}^{x_j} \rho A dx = \rho \int_{x_{j-1}}^{x_j} A dx = \rho V_i \\ \int_{x_{j-1}}^{x_j} EA dx = E_i \int_{x_{j-1}}^{x_j} A dx = E_i V_i \\ \int_{x_{j-1}}^{x_j} \rho u A dx = u_j \left(\rho_{j-1} \int_{x_{j-1}}^{x_j} A dx + \rho \int_{x_{j-1}}^{x_j} A dx \right) = \\ \frac{\rho_{j-1} V_{j-1} + \rho V_j}{2} u_j \end{cases}$$

$\rho V_i, E_i V_i$ 分别代表状态单元的质量和能量, $\frac{\rho_{j-1} V_{j-1} + \rho V_j}{2} u_j$ 代表速度单元的动量,对某个特定的有限控制体,这些量仅仅随着时间而变化,因此其偏导数变为全导数,式(1)最终可离散为如下形式:

1) 对状态单元: $i = 0, 1, \dots, n-1$

连续方程

$$\frac{d(\rho V_i)}{dt} = \rho_i^{\text{in}} u_i A_i - \rho_i^{\text{out}} u_{i+1} A_{i+1} \quad (3)$$

通常可以认为 $(u_s S_s)_i = \left(\frac{dr_s}{dt} S_s \right)_i = \frac{dV_i}{dt}$, 则

能量方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{d(E_i V_i)}{dt} = & \left(E_i^{\text{in}} u_i + p_i^{\text{in}} u_i - \lambda_i^{\text{in}} \frac{T_i - T_{i-1}}{\bar{x}_i - \bar{x}_{i-1}} \right) A_i - \\ & \left(E_i^{\text{out}} u_{i+1} + p_i^{\text{out}} u_{i+1} - \lambda_i^{\text{out}} \frac{T_{i+1} - T_i}{\bar{x}_{i+1} - \bar{x}_i} \right) A_{i+1} - \\ & p_i \frac{dV_i}{dt} + \rho f_{x_i} V_i \frac{u_i + u_{i+1}}{2} - \dot{q}_i S_i \quad (4) \end{aligned}$$

式中, $E_i = \rho e_i + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2} \right)^2$, 状态单元边界参数采用迎风格式

$$\begin{aligned} Var_i^{\text{in}} &= \begin{cases} Var_{i-1} & \text{if } u_i \geq 0 \\ Var_i & \text{if } u_i < 0 \end{cases}, Var_{-1} = Var_a \\ Var_i^{\text{out}} &= \begin{cases} Var_i & \text{if } u_{i+1} \geq 0 \\ Var_{i+1} & \text{if } u_{i+1} < 0 \end{cases}, Var_n = Var_b \\ Var &\in \{\rho, p, E, \lambda, e\} \end{aligned}$$

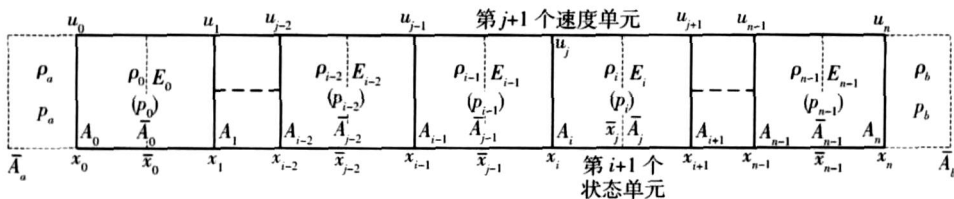


图2 一维可压缩瞬变管流的有限控制体积网格

Fig. 2 Finite control volume grids of one-dimensional compressible transient pipe flow

对液体和流速不大(马赫数 $Ma < 0.3$) 的气体速度单元,可以忽略动能的影响,即 $E_i \approx \rho e_i$.

a) 对于理想气体,引入理想气体的内能状态方程 $e_i = \frac{p_i}{\rho_i(\gamma - 1)}$,如果假定气体的比热比 γ 为常数,式(4)化为

$$\begin{aligned} \frac{dp_i}{dt} = \frac{1}{V_i} & \left[\gamma(p_i^{\text{in}} u_i A_i - p_i^{\text{out}} u_{i+1} A_{i+1}) + \right. \\ & (\gamma - 1) \left(\frac{1}{2} \rho_i^{\text{in}} u_i^3 A_i - \frac{1}{2} \rho_i^{\text{out}} u_{i+1}^3 A_{i+1} + \right. \\ & \lambda_i^{\text{in}} \frac{T_{i-1} - T_i}{\dot{x}_i - \dot{x}_{i-1}} A_i - \lambda_i^{\text{out}} \frac{T_i - T_{i+1}}{\dot{x}_{i+1} - \dot{x}_i} A_{i+1} + \\ & \left. \left. \rho_i f_{x_i} V_i \frac{u_i + u_{i+1}}{2} - \dot{q}_i S_i \right) - \gamma p_i \frac{dV_i}{dt} \right] \quad (5) \end{aligned}$$

b) 对一般可压缩流体,引入流体的内能状态方程 $e = e(p, \rho)$, 则式(4)化为

$$\begin{aligned} \frac{dp_i}{dt} = \frac{1}{V_i e_{p_i}} & \left[\left(\rho_i^{\text{in}} e_i^{\text{in}} + \frac{1}{2} \rho_i^{\text{in}} u_i^2 + p_i^{\text{in}} \right) u_i A_i - \right. \\ & \left(\rho_i^{\text{out}} e_i^{\text{out}} + \frac{1}{2} \rho_i^{\text{out}} u_{i+1}^2 + p_i^{\text{out}} \right) u_{i+1} A_{i+1} + \\ & \lambda_i^{\text{in}} \frac{T_{i-1} - T_i}{\dot{x}_i - \dot{x}_{i-1}} A_i - \lambda_i^{\text{out}} \frac{T_i - T_{i+1}}{\dot{x}_{i+1} - \dot{x}_i} A_{i+1} + \\ & \left. \rho_i f_{x_i} V_i \frac{u_i + u_{i+1}}{2} - \dot{q}_i S_i - (\rho e_i + p_i) \frac{dV_i}{dt} \right] - \\ & \frac{e_p}{e_{p_i}} \frac{d\rho}{dt} \quad (6) \end{aligned}$$

式中,内能状态方程可以采用基于物性数据的拟合公式, $e_p' = \rho \frac{\partial e}{\partial p}$, $e_p' = e + \rho \frac{\partial e}{\partial \rho}$

2) 对速度单元: $j = 0, 1, \dots, n$

设 $W_j = \frac{\rho_{j-1} V_{j-1} + \rho_j V_j}{2} u_j$, 则动量方程

$$\begin{aligned} \frac{dW_j}{dt} = & [\rho_{j-1} (u_j^{\text{in}})^2 + p_{j-1}] \dot{A}_{j-1} - \\ & [\rho_j (u_j^{\text{out}})^2 + p_j] \dot{A}_j + p_{j-1} (A_j - \dot{A}_{j-1}) + \\ & p_j (\dot{A}_j - A_j) + \frac{\rho_{j-1} f_{x_{j-1}} V_{j-1} + \rho_j f_{x_j} V_j}{2} - \\ & f_{R_j} \frac{\rho_{j-1} V_{j-1} + \rho_j V_j}{2} \quad (7) \end{aligned}$$

式中, $f_{x_j} = g \cos \theta_j$, $f_{R_j} = \frac{f \lambda_j u_j |u_j|}{2 D_j}$, V_j 为对应状态单元的体积, $\dot{A}_{-1} = \dot{A}_a$, $\dot{A}_n = \dot{A}_b$, $V_{-1} = \xi_0 V_0$, $V_n = \xi_n V_{n-1}$, ξ_0 和 ξ_n 根据管道的物理边界条件在 0~1 之间取值,如对管道闭端可取 $\xi_0 = 0$. 当需要捕捉锐利的激波边缘时,边界速度采用迎风格式比采用算术平均值精度要高一些^[4].

3) 状态单元压强计算公式

对理想气体

$$p_i = (\gamma - 1) \left[E_i - \frac{1}{2} \rho \left(\frac{u_i + u_{i+1}}{2} \right)^2 \right] \quad (8)$$

4) 状态单元温度计算公式

对理想气体

$$T_i = p_i / (\rho R) \quad (9)$$

对一般可压缩流体,采用拟合公式

$$T_i = T(p_i, \rho) \quad (10)$$

5) 速度单元速度计算公式

$$u_j = 2W_j / (\rho_{j-1} V_{j-1} + \rho_j V_j) \quad (11)$$

6) 速度单元 Darcy 摩擦因子计算公式

圆管内的流动通常可分为五个区域^[10]:第 I 区,层流区, $0 \leq Re \leq 300$;第 II 区,层流向紊流的过渡区, $2300 < Re \leq 4000$;第 III 区,水力光滑区, $4000 < Re \leq 80 D/h_\Delta$;第 IV 区,水力光滑向水力粗糙的过渡区, $80 D/h_\Delta < Re \leq 4160 [D/(2h_\Delta)]^{0.85}$;第 V 区,水力粗糙区(亦称阻力平方区或完全粗糙区), $Re > 4160 [D/(2h_\Delta)]^{0.85}$. 式中, h_Δ 为管壁凸起高度,即绝对粗糙度, Re 为雷诺数.

在上述五个区域分别采用 $f_\lambda = 64/Re$ 、布拉休斯(Blasius)公式、布拉休斯或普朗特阻力公式、尼古拉兹(Nikuradse)或科尔布鲁克(Colebrook)公式、卡门-尼古拉兹或适用于整个紊流的通用经验公式,公式的具体形式参见文献[5, 7, 10]. 很多情况下系统初始流场速度为零,即 $Re(0) = 0$, 认为 $0 \leq Re \leq 10$ 时, $f_\lambda = 6.4$.

7) 状态单元对管壁的单位面积上的热流密度计算公式

$$\dot{q}_i = \alpha (T_i - T_{w,i,0}) \quad (12)$$

8) 动态仿真全场时间步长的确定

根据一维流场 CFL 条件确定的状态单元局部时间步长为

$$\Delta t_i = \frac{CFL}{\frac{(u_i + u_{i+1})/2}{x_{i+1} - x_i} + \frac{a_i}{x_{i+1} - x_i}}$$

其中 $0 < CFL \leq 1$.

动态仿真时必须保证全场(包括温度场)在时间推进上的同步性,因此全场时间步长取为

$$\Delta t = \min\{\min\{\Delta t_i\}, \min\{\Delta \tau_{i,k}\}\} \quad (13)$$

式中, $\Delta \tau_{i,k}$ 为根据管壁温度场网格数值计算稳定性准则确定的时间步长, a 为状态单元处的声速.

9) 状态单元声速计算公式

对理想气体

$$a_i = \sqrt{\gamma R T_i} = \sqrt{(\gamma p_i) / \rho} \quad (14)$$

对一般可压缩流体

$$a_i = \sqrt{\left(\frac{\partial p_i}{\partial \rho} \right)_T} = - \frac{\left(\frac{\partial T_i}{\partial \rho} \right)_p}{\sqrt{\left(\frac{\partial T_i}{\partial p_i} \right)_\rho}} = - \frac{\left(\frac{\partial e_i}{\partial \rho} \right)_p}{\sqrt{\left(\frac{\partial e_i}{\partial p_i} \right)_\rho}} \quad (15)$$

3 结 论

从模型出发点和推导过程可得出如下结论:

(1) 本文模型是从适用于连续介质控制体的 Euler 型积分形式的流动守恒方程出发,经过合理模化推导得到的,模化后方程组中每一项的来源都清晰明了,因此物理意义明确,在逻辑上是自洽的。

(2) 由于采用了积分形式的守恒方程和有限体积离散方法,因此最终得到的常微分方程保证了流动的守恒性。

(3) 通过保留能量方程中的变体积项考虑了由于控制体体积的改变所输出的膨胀功,因此模型同样适用于变体积有限控制体。

(4) 通过引入流体的状态方程、Darcy 摩擦因子经验公式和管壁换热公式使模型得到了封闭和简化。

(5) 模型考虑了管壁弹性变形、重力场、摩擦损失、流体轴向热传导和管壁传热、变物性,全面描述了可压缩变截面管流的准一维瞬变流动。由管道模型出发经过合理简化可以得到变体积容腔的模型^[6],通过与阀芯节流模型的组合运用,可以对常见流体管路元件(管道、容腔与分支、阀门、减压器、调节阀、贮箱等)进行建模^[6,11-12],解决了复杂管网系统的统一数值建模问题,在管路系统仿真领域具有较好的应用前景。

参考文献:

[1] (俄)格列克曼 B Φ 液体火箭发动机自动调节[M]. 顾明

初,郁明桂,邱明煜,译.北京:宇航出版社,1995.

[2] 蔡亦刚. 流体传输管道动力学[M]. 杭州:浙江大学出版社,1990.

[3] 张育林,刘昆,程谋森. 液体火箭发动机动力学理论与应用[M]. 北京:科学出版社,2005.

[4] 刘昆,张育林. 一维可压缩流的有限元状态空间模型[J]. 推进技术,1999,20(5):62-66.

LIU Kun, ZHANG Yulin. Finite elements state-space model for one-dimensional compressible fluid flow [J]. Journal of Propulsion Technology, 1999, 20(5):62-66.

[5] 曹泰岳. 火箭发动机动力学[M]. 长沙:国防科技大学出版社,2004.

[6] 陈阳. 液体火箭发动机试验台气路系统通用模块化建模与仿真研究[D]. 北京:北京航空航天大学,2006.

CHEN Yang. Study on generalized modularization modeling and simulation for liquid propellant rocket engine test-bed gas systems[D]. Beijing:Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2006.

[7] 章梓雄,董曾南. 粘性流体力学[M]. 北京:清华大学出版社,1998.

[8] 吴子牛. 计算流体力学基本原理[M]. 北京:科学出版社,2001.

[9] (英)Batchelor G K. 流体动力学导论(英文版). An introduction to fluid Dynamics[M]. 北京:机械工业出版社,2004.

[10] 邢宗文,魏星禄,方人湫,等. 流体力学基础[M]. 北京:北京航空航天大学出版社,1999.

[11] 陈阳,高芳,张黎辉,等. 减压器动态仿真的有限体积模型[J]. 推进技术,2006,27(1):9-14.

CHEN Yang, GAO Fang, ZHANG Lihui, et al. Finite volume model for numerical simulation on dynamic process of pressure reducing regulator [J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(1):9-14.

[12] 陈阳,高芳,张振鹏,等. 气动薄膜调节阀控制系统工作过程的动态仿真[J]. 火箭推进,2006,32(6):28-34.

CHEN Yang, GAO Fang, ZHANG Zhenpeng, et al. Dynamic simulation of working process for control system based on pneumatic diaphragm control valve [J]. Journal of Rocket Propulsion, 2006, 32(6):28-34.