

可压缩管流中真实气体效应的理论分析与数值模拟*

靳一超^{1,2}, 程迪³, 吴坤¹, 范学军^{1,2}

- (1. 中国科学院力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190;
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049;
3. 中国航空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要: 为研究超燃冲压发动机内复杂碳氢燃料的可压缩流动特性及相关影响因素, 在典型工况条件下讨论了可压缩流动中真实气体效应的影响。基于平衡热力学理论, 从理论层面明确了气体动力学基础导数(Γ)对可压缩流动的关键影响。同时, 考察了多种碳氢燃料在临界点附近的特性, 发现随着碳氢燃料分子结构复杂度的增加, Γ 极小值降低, 甚至出现为负值的情况, 且该区域主要集中在近临界点的饱和蒸汽线附近。基于立方型状态方程对超临界条件下的二维超声速膨胀管流进行了数值模拟, 证实了超声速扩张管流中马赫数下降的现象主要由声速随密度的非线性变化主导。进一步的参数化研究表明, 随着入口压力增加或温度降低, 管道内的压强、温度变化路径在 p - T 相图上将靠近饱和蒸汽线, 这将导致更为显著的非经典气体动力学现象。

关键词: 超临界流体; 碳氢燃料; 真实气体效应; 可压缩流动; 数值模拟

中图分类号: V231.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (XXXX) XX-0001-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.201012

Theoretical Analysis and Numerical Simulation of Real Gas Effect in Compressible Pipe Flow

JIN Yi-chao^{1,2}, CHENG Di³, WU Kun¹, FAN Xue-jun^{1,2}

- (1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: To explore the characteristics of compressible flow and influential factors of complex hydrocarbon fuels in scramjet engines, the role of real gas effect in compressible flow is revealed under typical operating conditions. The crucial influence of fundamental derivative of gas dynamics(Γ) is illustrated theoretically based on the equilibrium thermodynamics, and the characteristics close to critical point of various hydrocarbon fuels are clarified by exploiting the fundamental derivative. It is found that the minimum value of Γ decreases and even becomes negative as the molecular structure of hydrocarbon fuels getting more complex, and the negative value region is mainly concentrated near the saturated steam line. Meanwhile, a serial of numerical simulations are conducted for two-dimensional supercritical pipe flow by leveraging the equation of state in cubic form. It is con-

* 收稿日期: 2020-12-23; 修订日期: 2021-03-26。

基金项目: 国家重大项目 (GJXM92579)。

作者简介: 靳一超, 博士生, 研究领域为超临界流动。

通讯作者: 范学军, 博士, 研究员, 研究领域为超声速燃烧、发动机热防护及流动控制等。

引用格式: 靳一超, 程迪, 吴坤, 等. 可压缩管流中真实气体效应的理论分析与数值模拟[J]. 推进技术, XXXX, XX(X): 1-10. (JIN Yi-chao, CHENG Di, WU Kun, et al. Theoretical Analysis and Numerical Simulation of Real Gas Effect in Compressible Pipe Flow[J]. *Journal of Propulsion Technology*, XXXX, XX(X): 1-10.)

firming that the abnormal decrease of Mach number in supersonic expansion flow is mainly dominated by the non-linear dependence of sound speed on the fluid density. Further parametric studies also exhibit that the thermal dynamic routes of pressure and temperature along the channel approach the saturated steam line in the p - T phase diagram with increased inlet pressure or decreased inlet temperature, which induces more remarkable non-classical aerodynamic phenomena.

Key words: Supercritical fluid; Hydrocarbon fuel; Real gas effect; Compressible flow; Numerical simulation

1 引言

由于方程形式简单、计算简便,理想气体状态方程被广泛用于数值模拟和理论分析研究。然而,在一些特定流动中,理想气体状态方程难以准确描述流体的物理属性,如超燃冲压发动机中的再生冷却^[1-5]和火箭发动机中的燃料喷注^[6-7]。在上述这些应用中,流体往往处于高压状态,且温度变化范围较大。从 p - T 相图上看,存在接近但又高于流体临界点的区域,对于这一状态的流体,称之为超临界流体。

由于超临界流体在拟临界温度(Pseudo-critical temperature)附近具有高密度、低粘度和低声速的特性,可能会产生一些特殊的现象。例如,在受热管道中的超临界流体,尽管它本身的流速还比较低,但是伴随着局部声速的变化,碳氢燃料在流动中可能会在近临界区域达到较高马赫数。当然,在实际的流动中,由于流动条件的复杂性,真实气体效应会带来更多让人感兴趣的现象,有些甚至与理想气体预测的结果相反。因此,为了准确描述超临界条件下的可压缩流动现象,需要考虑真实气体效应,并通过更加精确的状态方程(Equation of state, EOS)来描述其物理属性。

对于超临界可压缩流动的理论研究,已有较多的文献报导。Thompson^[8]首先定义了气体动力学基础导数 Γ ,并讨论其在可压缩流中的重要作用。Kouremenos^[9]引入了新的广义等熵参数来描述真实气体的激波关系。Cramer^[10]研究了真实气体效应下的稳态等熵流,基于 Van der Waals 状态方程给出了精确解,并使用 Martin-Hou 模型对等熵流进行了数值计算。在之后的准一维流动方程的理论构建中还进一步考虑了非绝热^[11]及摩擦阻力^[12]效应。这些研究揭示了一些由真实气体效应导致的特殊现象,尤其当流体的热力学状态位于临界点附近的情形。然而,这些工作主要集中在理论分析,其结果多基于控制方程的简化或近似形式,而且许多模型参数仍是

以隐函数的形式给出,不利于对真实气体效应及其

影响因素形成直观的理解。近年来,计算流体力学方法成为研究真实气体流动重要技术手段^[13]。在这些研究中,一个主要研究方向是为真实气体流动模拟开发合适的数值方法,包括激波捕捉格式向真实气体流动的拓展^[14]以及有限体积法与超临界物性计算的耦合^[15-17]。此外,超临界再生冷却系统换热特性^[1-4]以及超临界燃料射流^[18-19]的数值模拟研究也在逐步深入。然而,在超燃冲压以及火箭发动机燃烧室的冷却通道中,考虑到壁面高热流的非均匀分布以及壁面周向约束作用,目前对超临界管道流动中真实气体效应影响的理解还不深入,尤其是管内高速可压缩流动受到的关注还相对较少。因此发展真实气体效应在准一维流动中的理论模型与求解方法仍然是亟待解决的技术挑战。

本文首先基于 Peng-Robinson (PR) 状态方程推导了气体动力学基础导数 Γ 的表达式(以下简称基础导数)。随后,在不同温度和压力下,探讨了典型碳氢燃料 Γ 值的变化规律。基于各类碳氢燃料在近临界点的特性,以正十二烷为例开展了二维超声速流动的数值模拟。通过与基于理想气体假设的模拟结果进行对比分析,明确了真实气体效应对超声速流动中气动参数沿程分布的影响。最后,通过参数化研究得出了不同状态方程及入流条件下,真实气体效应对可压缩管流的影响规律。

2 数学模型

2.1 理论分析

气体动力学基础导数 Γ 由 Thompson^[8]于 1972 年在讨论热力学关系时首先引入,以反映等熵条件下声速变化同密度变化的比率。具体的形式可以表示为

$$\Gamma = \frac{V^3}{2c^2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right)_s = \frac{c^4}{2V^3} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right)_s = 1 + \frac{\rho}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial \rho} \right)_s \quad (1)$$

式中 V, c, p 和 ρ 分别表示比体积、声速、压力和密度;下标 s 代表等熵过程。

在无粘、定常、绝热的准一维流动中,流速 u 和压强 p 的关系可以表述为

$$\int_{p_0}^p V dp + \frac{u^2}{2} = \text{const} \quad (2)$$

对式(2)进行求导可得

$$u du + V dp = 0 \quad (3)$$

基于声速的定义,可以得到如下关系

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = -V^2 \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s = \frac{-V^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_s} \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial c^2}{\partial p} \right)_s = 2V \left[\frac{c^4}{2v^3} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right)_s - 1 \right] \quad (5)$$

将式(1),(5)代入式(3)得到

$$u du + \frac{c dc}{\Gamma - 1} = 0 \quad (6)$$

通过马赫数的定义

$$Ma = \frac{u}{c} \Rightarrow \frac{dMa}{Ma} = \frac{du}{u} - \frac{dc}{c} \quad (7)$$

在准一维管道流动中,如果截面面积 A 仅是流向坐标 x 的函数,那么可得到如下形式

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{u} \frac{du}{dx} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = 0 \quad (8)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0 \quad (9)$$

同时,压强与密度之间满足如下关系

$$\frac{dp}{dx} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \frac{d\rho}{dx} = c^2 \frac{d\rho}{dx} \quad (10)$$

通过式(6)~(10),可以依次得到流速、声速、马赫数同截面面积及气动基础导数的关系

$$\frac{1}{u} \frac{du}{dx} = \frac{1}{Ma^2 - 1} \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \quad (11)$$

$$\frac{1}{c} \frac{dc}{dx} = \frac{Ma^2(\Gamma - 1)}{Ma^2 - 1} \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \quad (12)$$

$$\frac{1}{Ma} \frac{dMa}{dx} = \frac{1 + Ma^2(\Gamma - 1)}{Ma^2 - 1} \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \quad (13)$$

由式(13)可知,在准一维超声速管道流动中,如果存在 $\Gamma < 1 - 1/Ma^2$ 的区域,那么在该区域中,马赫数将随截面面积增大而减小,这与理想气体动力学理论给出的结论恰好相反。

在式(1)中给出了气体动力学导数 Γ 的多种形式,然而状态方程通常是温度、压强以及比体积的函数,对温度和比体积进行求导更为容易。因此本文给出了气体动力学基础导数 Γ 的展开形式

$$\Gamma = \frac{V^3}{2c^2} \left\{ \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right)_T - 3 \frac{T}{C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T \partial V} \right)_{v,T} + \left[\frac{T}{C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \right]^2 \left(3 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_V + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left[1 - \frac{T}{C_v} \left(\frac{\partial C_v}{\partial T} \right)_V \right] \right) \right\} \quad (14)$$

类似的推导可参考文献[13]。利用对应的状态方程,分别计算式(14)中的各项,可以得到相应的 Γ 值。特别地,对于理想气体模型,上式则退化为 $\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} + \frac{\gamma - 1}{2} T \frac{d\gamma}{dT}$, γ 为比热比。如果采用量热完全气体,则进一步地退化为 $\Gamma = (\gamma + 1)/2$ 。

2.2 数值模拟方法

采用三维可压缩欧拉方程作为流动控制方程,其基本形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (16)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = 0 \quad (17)$$

本文中的模拟采用基于 OpenFOAM^[20] 开源软件包的自研数值模拟程序进行。程序中的无粘通量采用二阶精度的 Kurganov-Tadmor 格式^[21] 进行离散,采用三阶精度的 Scale-Selective Discretization 格式^[22] 进行界面处变量的重构。时间推进采用二阶精度的 Crank-Nicolson 格式^[23]。由于本文研究的对象为稳态流动,因此沿流向选取多个监测点,当监测点的数据在 5 个流通时间内不再发生变化,则认为该工况达到稳态。该平台的计算准确性已在先前的超声速流动模拟^[24-26] 中得到充分验证。

采用立方型状态方程来描述流体的真实气体效应^[27]

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a(T)\alpha}{V^2 + mVb + nb^2} \quad (18)$$

当 $m = 1$ 及 $n = 0$ 时,表示 Soave-Redlich-Kwong (SRK) 状态方程,而 $m = 2$ 及 $n = -1$ 时,则表示 PR 状态方程。详细的模型参数可参见文献[27]。

为检验所选状态方程对超临界物性描述的准确性,计算了正辛烷与正十二烷两种碳氢燃料在 3.0MPa 压力下密度随温度的变化曲线,并与 NIST Supertrapp 程序计算得到的结果进行了对比,如图 1 所示。可以发现,PR 方程的结果与 Supertrapp 吻合最好,SRK 方程在液相区的预测密度略低,而理想状态方程的预测数据在整个计算温度范围内都存在显著差异。

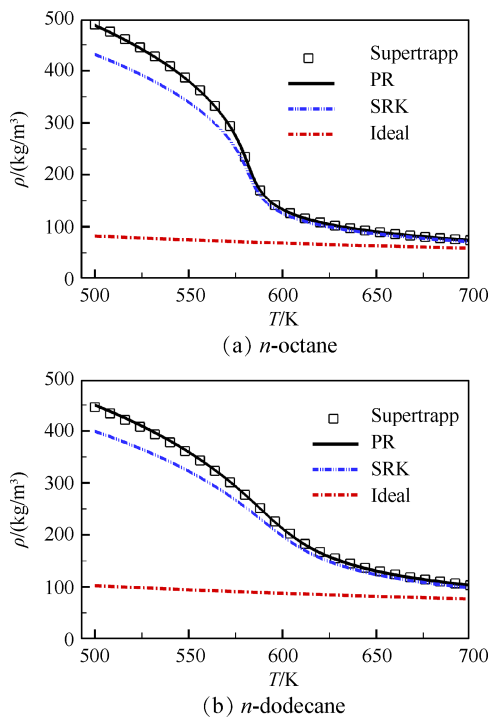


Fig. 1 Density-temperature isobars under pressure of 3.0MPa

3 结果与讨论

3.1 不同流体的基础导数

由 2.1 节的分析可知,如果气体动力学基础导数满足 $\Gamma < 1 - 1/Ma^2$,则超声速流动中的马赫数与管

道截面积的变化相反,而亚声速流动中的马赫数与截面面积变化相同,这种现象与理想气体所预测的结果不同,也被称为非经典气体动力学现象^[13]。需要指出的是,在流速不高的亚声速可压缩流动中,如要观察到非经典气体动力学现象,则需在 p - T 相图中存在较大的 $\Gamma < 0$ 区域。然而,这一条件并非所有的流体都可满足,因此对流体本身的物性进行充分了解是必要的。

在本节中,采用 PR 状态方程计算了多种碳氢化合物的基础导数,如图 2 所示,分别给出了丙烷、正辛烷、正戊烷以及正十二烷的基础导数分布图,并将温度、压强采用临界压强(p_c)及临界温度(T_c)进行归一化。总的来看,在 p - T 相图中,碳氢燃料没有大面积 $\Gamma < 0$ 的区域,而 $0 < \Gamma < 1$ 相应的区域却相对较大;同时,在高碳数碳氢燃料中, $\Gamma < 1$ 的区域比低碳数燃料要大;最后,随着燃料复杂性增加, Γ 的极小值逐渐较小,甚至出现负值。极小值出现在靠近临界点的饱和蒸汽线附近。

为了准确捕捉非经典气体动力学现象,突显基础导数的关键影响,验证 2.1 节理论的准确性与适用性,本文后续的数值模拟主要关注超声速条件下的流动。经过前期测试发现,用以模拟的流体最好满足以下几个条件:(1)相图中存在较大的 $\Gamma < 1$ 区域;(2)基础导数应尽可能小,以降低对入口马赫数的要

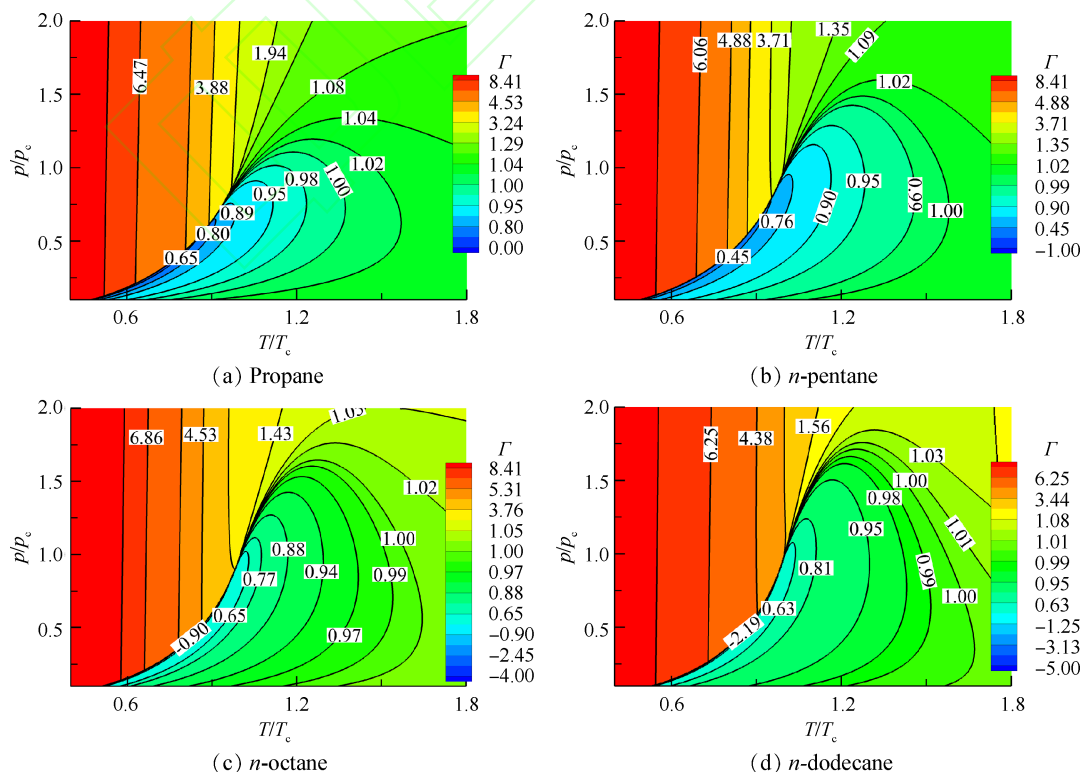


Fig. 2 Contour of the fundamental derivatives for typical hydrocarbon fuel

求;(3)该流体经过广泛研究,具有可靠的物性数据库。因此,在本文后续的数值模拟中采用正十二烷。

3.2 状态方程的影响

参考程迪等^[28]的案例,采用二维光滑过渡的几何外形进行模拟,沿程截面积可以表示为

$$A(x) = \frac{x^2}{400} + 1 \quad (0 \leq x \leq 30\text{mm}) \quad (19)$$

图3是计算模型示意图,给出了几何外形。由于暂不考虑粘性的影响,壁面采用滑移边界,当前计算为超声速流动,入口给定压强、温度及速度,其他变量通过状态方程计算,出口设置为零梯度边条。表1给出了正十二烷的临界参数,表2给出了所模拟的入口马赫数及其对应的状态方程,入口压强和温度分别为 $p_{in} = 3.0\text{MPa}$ 及 $T_{in} = 700\text{K}$ 。需要指出的是,为保持数值稳定性,本文选取的初始点在 p - T 相图上离相变线存有一定距离。

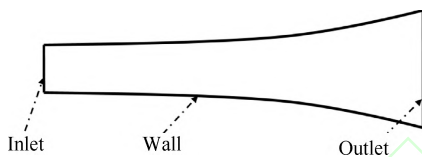


Fig. 3 Schematic of the computational domain

Table 1 Physical properties of *n*-dodecane at critical point

Parameter	Value
Molecular weight/(g/mol)	170.337
Temperature/K	658.2
Pressure/MPa	1.84
Acentric factor	0.5752

Table 2 Operation conditions for simulation

Case	$u_{in}/(\text{m/s})$	Ma_{in}	EOS
1	250	1.34	Ideal
2	250	2.19	PR
3	250	2.07	SRK

为突出非经典气体动力学现象,在入口处设置了较高的马赫数。尽管采用了相同的入口速度,但是由不同状态方程计算得出的声速有所差异,导致管道入口马赫数并不相同。由理想气体状态方程计算所得的入口马赫数为 1.34,而 PR 及 SRK 方程计算所得马赫数分别为 2.19 和 2.07。如果没有额外的说明,Case 2 将在接下来作为基准工况。

图4给出了由理想气体,SRK 和 PR 状态方程计算得出的马赫数云图。由于理想气体模型与立方型状态方程计算所得的马赫数差异较大,因此依据各自的流场参数选取适当的图例范围。在理想气体模

型算例中,马赫数从管道入口到出口单调增加,与经典气体动力学理论吻合。如果考虑真实气体效应,马赫数先在管道上游快速增加,于内部达到极值后,在管道下游逐渐下降。尽管 PR 方程和 SRK 方程的结果之间也存在一定差异,但这两个模型都预测出了非经典气体动力学现象,与理想气体模型的结果相比存在定性的差别。

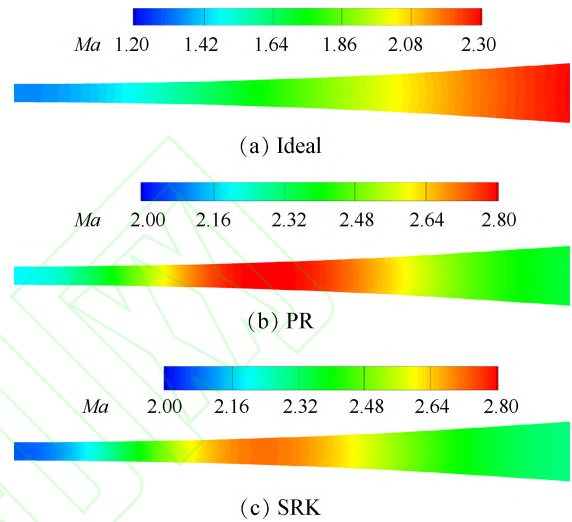


Fig. 4 Mach number contour for various EOS

为了作定量比较,提取了中心线上马赫数、流速以及声速分布,并与理想气体模型理论解进行了比较。如图5所示,采用理想气体模型的 CFD 结果与理论解吻合很好,验证了程序的可靠性。

在图5(b)中三种状态方程预测的流速沿流动方向都呈单调上升趋势,但在理想气体状态方程计算所得的曲线中,其增长速度远高于采用立方型方程的曲线。式(11)给出了速度增量 du 与马赫数 Ma 的关系,即流速增量与 (Ma^2-1) 成反比。从图5(a)可知,由理想气体模型计算所得的马赫数在上游远低于立方型模型,因此其速度增长率要明显高于其他两个模型。图5(c)给出了声速分布,由 SRK 方程和 PR 方程预测的声速值明显小于由理想气体计算的结果。从结果可以看出,立方型状态方程求解出的声速值呈现出非单调增长特性,即先在上游下降,在 $x \approx 12\text{mm}$ 附近达到极小值,然后在下游逐步上升。在马赫数曲线中,其峰值也与声速曲线极小值位置相对应。这表明声速是影响马赫数和其他变量发展的关键因素。

此外,在相同位置处,由 SRK 方程获得的流速和声速比 PR 方程计算的结果稍大,而马赫数则略小。相关变化趋势,可由式(11)~(13)分析得出,此处不

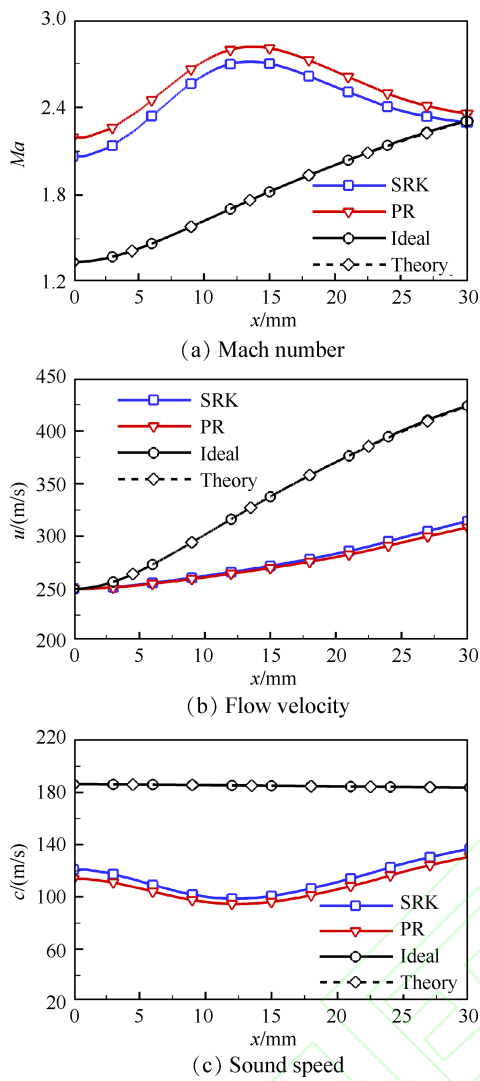


Fig. 5 Axial variations along the domain centerline for various EOS

再展开讨论。

3.3 入口条件的影响

基于准一维理论和理想气体状态方程,可以对一般气体的可压缩流动进行准确预测。然而,如果涉及真实气体效应,那么准一维理论中的许多模型参数将转变为压力和温度的复杂隐式函数。因此,有必要通过数值模拟方法来评估一些主要流动条件变化而带来的影响。因此本节基于本文构建的数值模拟程序讨论入口速度、压力以及温度对管道内准一维流动的影响。

3.3.1 入口马赫数的影响

在本小节中,保持入口温度及压强与3.2节中的Case 2一致($T_{in} = 700K, p_{in} = 3.0MPa$),选择了三个入口马赫数进行对比,分别为 $Ma_{in} = 1.76, 2.19$ 及 2.63 ,以考察入口马赫数对流动发展的影响。图6比较了三个工况的马赫数云图。由于通道内的马赫数范围

差异较大,同样依据各自的流场参数设置了适当的图例范围。三种条件下马赫数沿程分布是相似的,都表现出了先上升再下降的现象。为了定量比较,提取了中心线上的马赫数。如图7(a)所示,同时在图7(b)中给出了归一化的马赫数曲线,具体方式如下

$$Ma^* = Ma/Ma_{in} \quad (20)$$

在图7中存在以下两个特征:(1)在不同入口马赫数条件下,管道内的马赫数分布是相似的,均在管

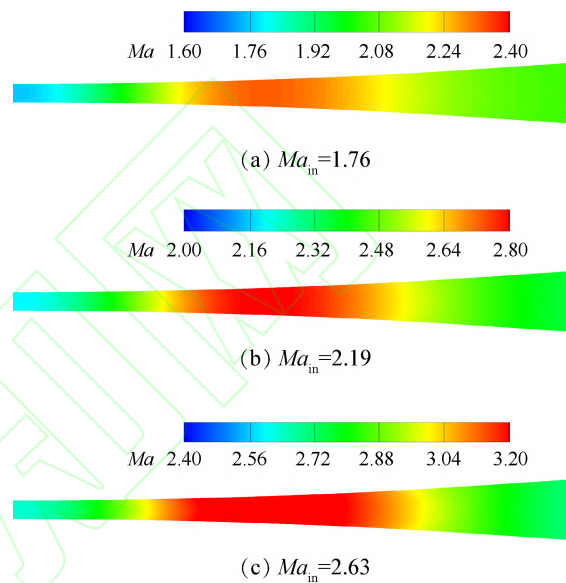


Fig. 6 Mach number contour for various inlet Mach number

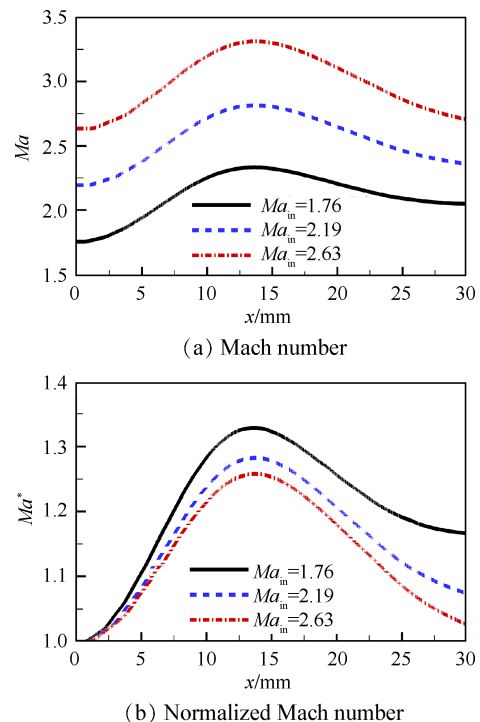


Fig. 7 Axial distribution of Mach number along the centerline for various inlet Mach number

道中部达到峰值。(2)管道内归一化的马赫数峰值随入口马赫数增加而减小。为了分析出现上述特征的原因,首先将式(13)改写为如下形式

$$\frac{dMa}{Ma} = f(Ma) \frac{dA}{A} \quad (21)$$

$$f(Ma) = \frac{\Gamma - 1 + 1/Ma^2}{1 - 1/Ma^2} = -\frac{1 - \Gamma - 1/Ma^2}{1 - 1/Ma^2} \quad (22)$$

由式(22)容易得知,函数 $f(Ma)$ 随着 Ma 增大而减小。因此,对于入口马赫数较高的工况, $f(Ma)$ 在上游的增幅较小,而在下游的降幅较大,这导致管道内归一化的马赫数峰值随入口马赫数增大而减小。

类似地可以得到压强、温度同横截面积的关系^[28]

$$\frac{dp}{p} = k_s \frac{Ma^2}{1 - Ma^2} \frac{dA}{A} \quad (23)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{(K - 1)Ma^2}{1 - Ma^2} \frac{dA}{A} \quad (24)$$

式中 $K = \frac{\gamma - 1}{\rho C_p \mu_j + 1} + 1$, $\mu_j = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h$, $k_s = \frac{c^2}{pV} = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right)_s$ 。

将两式相除,可得

$$\frac{T}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{k_s}{K - 1} \quad (25)$$

通常在超声速流动中,入口马赫数会影响出口处的压强及温度,但由式(25)可知,压强与温度的变化比例取决于当地的热物性参数,而与马赫数无关。为了对管道流动的发展过程作进一步剖析,提取中心线上的压力和温度,并将其绘制在 p - T 相图中,它代表了流体的温度、压强从入口到出口的变化过程。同时,选择基础导数 Γ 作为背景,用以识别临界点和饱和蒸汽线。如图8所示,在三条压强-温度曲线中,存在高度重叠的部分,表明流体在管道内的物性变化路径与入口马赫数无关,这与式(25)的结论一致。如果采用理想气体,式(25)等号右侧近似为常数,则意味着尽管初始状态不同,但在 p - T 相图上的变化路径曲线依然相似。此外,管内流体在相图中的位置均位于相变线的右侧,即由超临界状态过渡到气相状态,没有产生相变过程,保证了PR状态方程的适用性。

虽然马赫数与 p - T 相图上的变化路径无关,却影响演化速率,因此峰值位置理论上存在差异。由于本文所采用的喷管型线在上游部分变化较小,导致

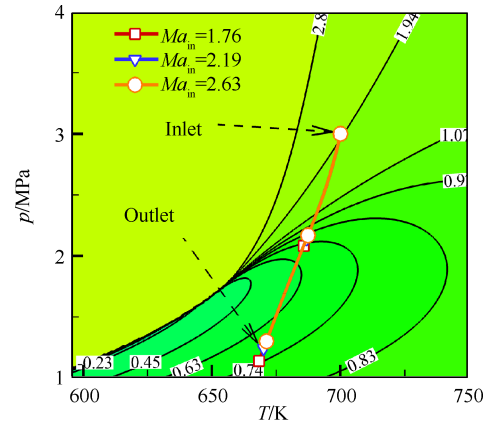


Fig. 8 Physical property's routes for various inlet Mach numbers in the expansion channel

温度、压强在上游部分高度相似,故而对峰值出现的流向位置没有明显影响。

3.3.2 入口压强的影响

为了研究入口压强的影响,选择了四个入口压强进行讨论,依次为 2.6MPa, 2.8MPa, 3.0MPa 以及 3.2MPa,而其他模拟条件与 Case 2 相同($T_{in} = 700K$, $u_{in} = 250m/s$)。图9给出了4个工况的马赫数云图,非经典气体动力学现象同样清晰可见。虽然保持入口速度不变,但由于压强变化,入口马赫数改变较大,同时对后续的流场演化也存在较大影响。

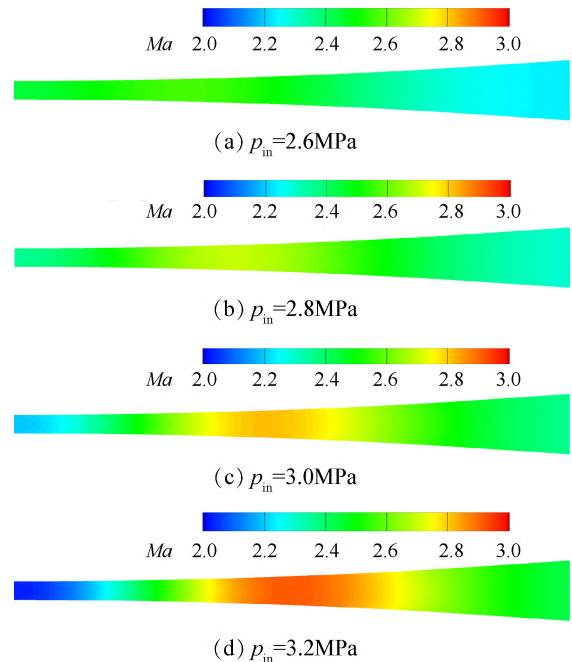


Fig. 9 Mach number contour for various inlet pressure

为了做更详细的分析,图10给出了中心线上马赫数、流速及声速的沿程分布,当入口压力升高时,虽然入口马赫数降低,但管道内马赫数峰值增大,且

峰值位置向下游移动;在声速曲线中,可达到更低的极小值,其流向位置也向下游移动;速度曲线在上游相对接近,而在下游向右下方偏移。

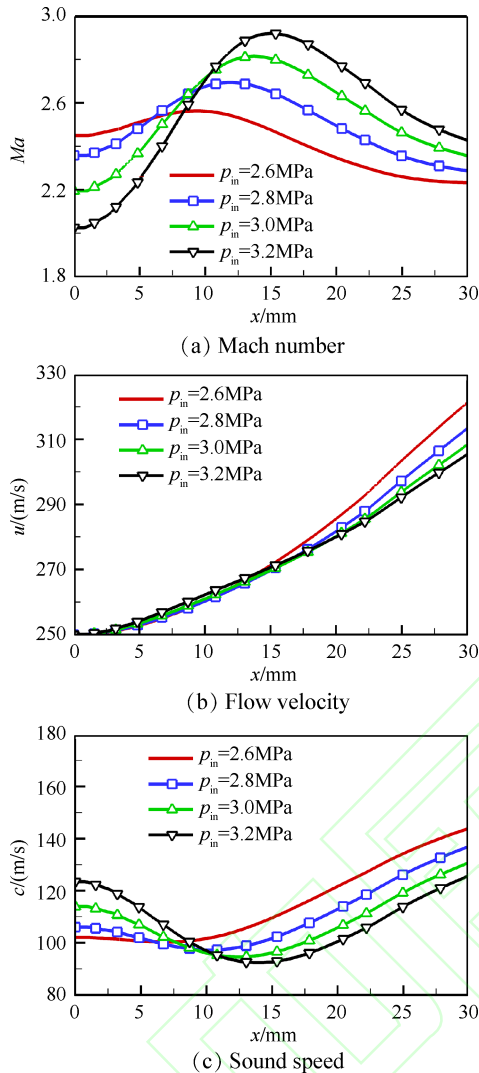


Fig. 10 Axial variations along centerline for various inlet pressure

同样地,在图 11 也给出了管道内温度、压强在 $p-T$ 相图中的演化路径。如果入口压力升高,演变路径的变化可以总结如下:(1)在 $p-T$ 状态图中,演变路径向临界点(或饱和蒸汽线)移动,可以在管内达到更低的声速。(2)初始状态位置改变,演化路径不再重叠,并且曲线的形状也不再相似,尤其是入口压强为 3.2MPa 的工况,其压强在靠近入口位置部分变化极快。(3)从入口位置到 $\Gamma < 1$ 区域的过程拉长,极值点出现在更下游位置。

3.3.3 入口温度的影响

在本节中重点考察入口温度的影响,设置三组入口温度分为 $T_{in} = 700K, 720K$ 和 $740K$ 的算例,同

时保持其他条件不变($p_{in} = 3.0MPa, u_{in} = 250m/s$)。图 12 对比了三个工况的马赫数云图。当入口温度设置为 700K 时,可以清晰地观察到非经典气体动力学现象。然而,当入口温度为 740K 时,通道内没有明显的马赫数峰值。

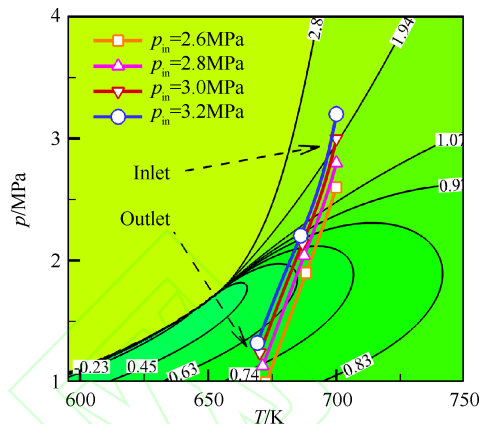


Fig. 11 Physical property's routes for various inlet pressures in the expansion channel

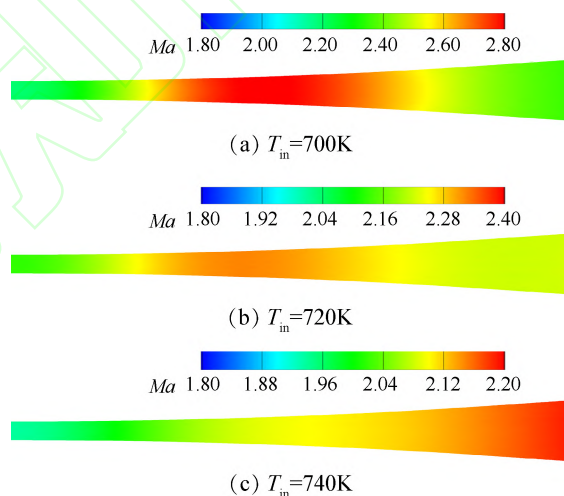


Fig. 12 Mach number contour for various inlet temperature

为了进一步说明,图 13 中给出了马赫数和声速分布。随着入口温度升高,管道内马赫数峰值的增长幅度下降,并且其流向位置向上游移动。这表明在较高的入口温度下,非经典气体动力学现象可能会减弱甚至消失。

图 14 同样给出了管道内温度与压强在 $p-T$ 相图上的分布情况。随着入口温度升高,演化路径偏离饱和蒸汽线,虽然在管道内部仍然可能出现声速的极小值,但该极小值已有所增大。由于演化路径所在区域的基础导数值较大,虽然还处于 $\Gamma < 1$ 的范围,但当前的马赫数已经不足以触发非经典动力学现象。随着入口温度增加,其流动特性逐渐退化为理想气体的状态。

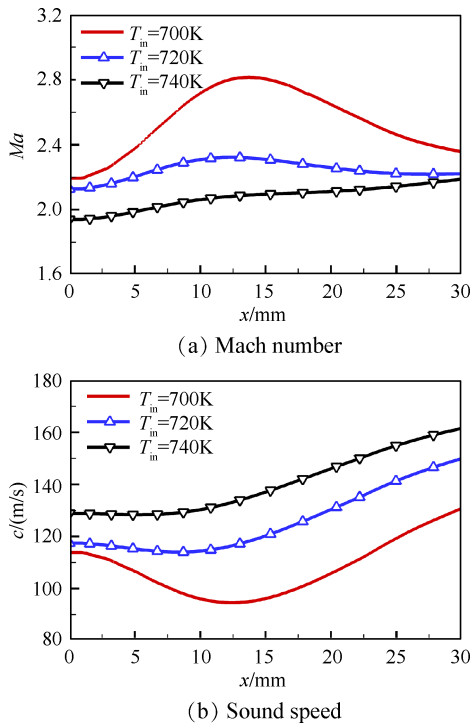


Fig. 13 Mach number and sound speed along centerline for various inlet temperature

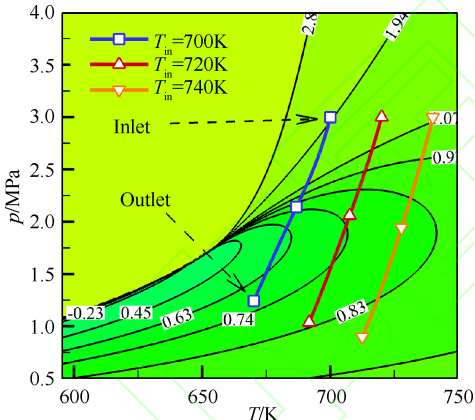


Fig. 14 Physical property's routes for various inlet temperatures in the expansion channel

4 结论

本文对超临界复杂碳氢燃料在一维管道中的可压缩流动进行了理论分析及数值模拟,得到主要结论如下:

(1)在高碳数碳氢化合物中, $\Gamma < 1$ 的区域比低碳数化合物要大;随着碳氢燃料分子结构复杂度的增加, Γ 极小值降低,甚至出现为负值的情况。同时,该区域主要集中在近临界点的饱和蒸汽线附近。

(2)超声速扩张流动中存在的非经典气体动力学现象,其物理基础主要是在拟临界区附近声速出

现极小值;当热力学状态偏离拟临界区时声速又逐渐增大,因此马赫数在该局部达到峰值。

(3)SRK和PR方程都能预测出非经典气体动力学现象,但两者在定量预测结果上仍存在一些差异,其根本原因在于对密度及声速的预测并不完全相同。

(4)随着入口压力增加或温度降低,通道内的压强、温度变化路径在 p - T 相图上将靠近饱和蒸汽线,这将带来更为显著的非经典气体动力学现象。此外,管道入口马赫数主要影响出口流动状态,对 p - T 相图上的变化路径影响较小。

致谢:感谢国家重大项目的资助。

参考文献

- [1] 王龙云,朱剑琴,李海旺,等. 倾斜圆管内超临界RP-3流动换热特性数值研究[J]. 推进技术, 2018, 39(7): 1562-1567. (WANG Long-yun, ZHU Jian-qin, LI Hai-wang, et al. Numerical Study on Flow and Heat Transfer Characteristics of Supercritical RP-3 in Inclined Tubes [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2018, 39(7): 1562-1567.)
- [2] Liu Z Q, Liang J H, Pan Y. Numerical Analysis of Heat Transfer Deterioration of China PR-3 Aviation in a Circular Tube at Supercritical Pressures [R]. *AIAA* 2014-3358.
- [3] Xu K, Tang L, Meng H. Numerical Study of Supercritical-Pressure Flows and Heat Transfer of Methane in Ribbed Cooling Tubes [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 84: 346-358.
- [4] Li X F, Zhong F Q, Fan X J, et al. Study of Turbulent Heat Transfer of Aviation Kerosene Flows in a Curved Pipe at Supercritical Pressure [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2010, 30(13): 1845-1851.
- [5] Yan J, Zhu Y, Zhao R, et al. Experimental Investigation of the Flow and Heat Transfer in n -Decane at Supercritical Pressures in a Vertical Tube [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 120: 987-996.
- [6] Fan X J, Yu G, Li J G, et al. Investigation of Vaporized Kerosene Injection and Combustion in a Supersonic Model Combustor [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2006, 22: 103-110.
- [7] 高伟,林宇震,张弛. 超临界燃料在喷嘴附近的相变和流动过程 [J]. 推进技术, 2019, 40(3): 635-642. (GAO Wei, LIN Yu-zhen, ZHANG Chi. Phase Transition and Flow Process of Supercritical Fuel near Injector Nozzle [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2019, 40(3): 635-642.)
- [8] Thompson P. A Fundamental Derivative in Gas Dynamics

- [J]. *Physics of Fluids*, 1972, 14: 1843–1850.
- [9] Kouremenos D A. The Normal Shock–Waves of Real Gases and the Generalized Isentropic Exponents[J]. *Engineering Research*, 1986, 52: 23–31.
- [10] Cramer M. Steady, Isentropic Flows of Dense Gases[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, 3(1): 219–226.
- [11] Schnerr G H, Molokov S. Exact Solutions for Transonic Flows of Dense Gases in Two–Dimensional and Axisymmetric Nozzles[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6: 3465–3472.
- [12] Stojkovic D, Djordjevic V D, Cvijanovic P S. On the Effect of Friction in Steady Flow of Dense Gases in Pipes [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2001, 4: 480–485.
- [13] Colonna P, Rebay S. Numerical Simulation of Dense Gas Flows on Unstructured Grids with an Implicit High Resolution Upwind Euler Solver[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2004, 46: 735–765.
- [14] Arabi S, Trépanier J Y, Camarero R. A Simple Extension of Roe’s Scheme for Real Gases[J]. *Journal of Computational Physics*, 2016, 388: 178–194.
- [15] Drikakis D, Tsangaris S. Real Gas Effects for Compressible Nozzle Flows [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1993, 115: 115–120.
- [16] Hoffren J, Talonpoika T, Larjola J, et al. Numerical Simulation of Real–Gas Flow in a Supersonic Turbine Nozzle Ring[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2002, 124: 395–403.
- [17] Traxinger C, Zips J, Banholzer M, et al. A Pressure–Based Solution Framework for Sub– and Supersonic Flows Considering Real–Gas Effects and Phase Separation under Engine–Relevant Conditions[J]. *Computers & Fluids*, 2020, 202(10).
- [18] Mueller H, Pfitzner M, Matheis J, et al. Large–Eddy Simulation of Coaxial LN_2/GH_2 Injection at Trans– and Supercritical Conditions [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2016, 32(1): 46–56.
- [19] Xiao C N, Fond B, Beyrau F, et al. Numerical Investigation and Experimental Comparison of the Gas Dynamics in a Highly Underexpanded Confined Real Gas Jet [J]. *Flow Turbulence and Combustion*, 2019, 103: 141–173.
- [20] Weller H G, Tabor G, Jasak H, et al. A Tensorial Approach to CFD Using Object Oriented Techniques [J]. *Computers in Physics*, 1997, 12: 620–631.
- [21] Kurganov A, Tadmor E. New High–Resolution Central Schemes for Nonlinear Conservation Laws and Convection–Diffusion Equations [J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 160(1): 241–282.
- [22] Vuorinen V, Larmi M, Schlatter P, et al. A Low–Dissipative, Scale–Selective Discretization Scheme for the Navier–Stokes Equations [J]. *Computers & Fluids*, 2012, 70: 195–205.
- [23] Baba–Ahmadi M H, Tabor G. Inlet Conditions for LES Using Mapping and Feedback Control [J]. *Computers & Fluids*, 2009, 38(6): 1299–1311.
- [24] Li X P, Zhou R, Yao W, et al. Flow Characteristic of Highly Underexpanded Jets from Various Nozzle Geometries [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 125: 240–253.
- [25] Li X P, Fan E, Yao W, et al. Numerical Investigation of Characteristic Frequency Excited Highly Underexpanded Jets [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 63: 304–316.
- [26] Li X P, Wu K, Yao W, et al. A Comparative Study of Highly Underexpanded Nitrogen and Hydrogen Jets Using Large Eddy Simulation [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, 41(9): 5151–5161.
- [27] Kim S K, Choi H S, Kim Y. Thermodynamic Modeling Based on a Generalized Cubic Equation of State for Kerosene/LOX Rocket Combustion [J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(3): 1351–1365.
- [28] Cheng D, Fan X J, Yang M. Quasi–1D Compressible Flow of Hydrocarbon Fuel[R]. *AIAA 2012–4090*.

(编辑:朱立影)