

超临界碳氢燃料流动不稳定的频域分析与数值模拟*

靳一超^{1,2}, 吴坤², 陆阳², 范学军^{2,3}

- (1. 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094;
2. 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;
3. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049)

摘要: 再生冷却通道中的流动失稳是高超声速飞行器发动机热防护技术中的核心问题之一。为研究超临界碳氢燃料在冷却通道中的流动不稳定特性, 基于有限体积法及流体物性近似, 发展了高效的一维瞬态模拟方法; 同时, 基于小扰动假设, 进一步提出了用于预测稳定行为的频域分析方法。通过相关实验, 验证了模型的可靠性。基于时域和频域方法的综合分析, 沿内特征曲线讨论了主要失稳类型, 重点分析了受密度波及Ledinegg不稳定共同影响的复合不稳定性。随后, 进一步分析了工作压力和入口温度对稳定特性的耦合影响, 并基于 $N_{tpc}-N_{spc}$ 空间划分了稳定区域。研究发现, 复合不稳定、Ledinegg不稳定以及密度波不稳定, 随入口温度升高而相继消失。Ledinegg不稳定及密度波不稳定的稳定边界在 $N_{tpc}-N_{spc}$ 空间具有高度相似性, 而复合不稳定性的区域在较高的压力下略有缩小。

关键词: 再生冷却; 热防护; 碳氢燃料; 超临界流体; 流动不稳定; 瞬态模拟; 频域分析

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2024) 01-2301025-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2301025

1 引言

以吸热型碳氢燃料作为冷却剂的再生冷却技术, 是当前火箭发动机和超燃冲压发动机热防护的主要冷却方式之一^[1-3], 但该技术也面临着严峻挑战。在冷却过程中, 碳氢燃料逐渐升温, 可能会面临剧烈的物性变化, 并伴随着传热恶化^[4]和流动不稳定^[5], 这些现象会严重影响冷却系统的可靠性和飞行器的飞行安全。

长期以来, 流动不稳定都是科学家重点关注的问题。依据流动表现以及形成机理, 可以将流动不稳定划分为两类^[6], 分别为静态及动态不稳定性。在静态不稳定流动中, Ledinegg不稳定^[7]是最为典型的一种类型。该现象主要由压降曲线的非单调多值特性引起, 主要表现为外部干扰下的流量突变。而对于动态不稳定流动, 可以观察到流量、压强以及温度的周期性变化。在动态不稳定中, 密度波不稳定是研究最为广泛的一种类型, 该现象主要由扰动在气

液两相的延迟反馈引起。此外, 受多种不稳定机制共同作用的复合流动不稳定也被广泛报道, 如Ledinegg不稳定与密度波不稳定^[8]及压降型不稳定^[9]的耦合流动。由于多种失稳机制的共同作用, 复合不稳定性包含多种流动模式。特别是, 当管道内出现大幅振荡时, 冷却通道可能会在平衡状态和剧烈振荡之间反复切换, 严重影响冷却系统的可靠性。虽然目前对复合流动不稳定性有了初步认知, 但由于缺乏关于触发机制、参数化规律以及稳定边界的全面认识, 从而限制了冷却系统设计和流动控制的发展。

研究不稳定流动最常见的两种方法分别为频域方法和时域方法。频域方法基于小扰动假设, 在准定常状态附近求解反馈矩阵的特征值, 从而确定系统的稳定特性, 例如Zhang等^[10]以及Singh等^[11]的工作。时域方法直接求解控制方程, 能够处理流动发展的非线性关系, 在解析失稳过程方面具有一定的技术优势。基于各种数值方法发展的一维时域模型

* 收稿日期: 2023-01-16; 修订日期: 2023-04-29。

基金项目: 国家重大项目 (GJXM92579); 中国科学院战略性先导专项 (XDA17030100)。

作者简介: 靳一超, 博士, 助理研究员, 研究领域为计算流体力学、热力诱导的流动不稳定性等。

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。E-mail: xfan@imech.ac.cn

引用格式: 靳一超, 吴坤, 陆阳, 等. 超临界碳氢燃料流动不稳定的频域分析与数值模拟[J]. 推进技术, 2024, 45(1): 2301025. (JIN Y C, WU K, LU Y, et al. Frequency domain analysis and simulation on flow instability of hydrocarbon fuels under supercritical condition[J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(1): 2301025.)

可见于 Jin 等^[12]、Chen 等^[13]、Lu 等^[14]以及 Ruspini 等^[15]的工作。然而,对于超临界流体,特别是组分复杂的碳氢燃料,其热力学特性的计算在数值推进中占有很大比重。另一方面,动态振荡(如密度波以及压降型不稳定)通常表现为低频特性,即便利用一维模型进行研究,其计算仍然较为耗时,不适于快速评估。

为研究两相流中密度波不稳定性的动态特征, Clause 等^[16]于1991年提出了一维降阶模型。与传统的数值计算方法相比,避免了对流体物性的重复计算,具有明显的效率优势。随后, Guo 等^[17]和 Lee 等^[18]进一步发展了此类方法并扩展了其应用范围。近来, Paul 等^[19]采用上述方法在并联通道中研究了复合不稳定流动。并且,还从降阶模型中获取了冷却系统的特征值,并利用分叉理论探讨了并联通道的失稳类型,为稳定性分析提供了一个新的视角。然而,在这些方法中,冷却剂在气、液两相的密度被假设为常值;而在超临界流动中,流体密度随温度改变的差量不容忽视,因此需要建立一个适用于超临界流动的稳定性分析模型。

为研究超临界条件下管内流动的稳定特性,基于物性近似以及有限体积法,本文发展了适用于超临界可压缩流动的瞬态降阶模型。进一步地,通过降阶模型求得的雅各比矩阵,发展了稳定性分析方法。接着,利用瞬态及频域模型,沿内特征曲线(压降/流量曲线)评估了管流的失稳类型;最后,基于 $N_{tpc} - N_{spc}$ 参数空间,详细讨论了压强和入口温度对管流稳定特性的影响。

2 数值方法

超临界条件下的流动较为复杂,需要一些假设和简化来建立适用的模型。参照文献[16],本文研究采用了以下假设:(1)管流为一维流动;(2)与管道背压相比,管道压降为小量,即 $\Delta p/p \ll 1$,忽略压降对密度的影响;(3)沿管道流向采用均匀热流;(4)由于管流流速较低,能量守恒方程忽略了粘性耗散,动能以及流动做功。

基于上述假设,等直管道中受热流动的一维守恒方程可写为如下形式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{f \rho u^2}{2D} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h}{\partial x} = q_w \quad (3)$$

式中 ρ 为密度, u 为流速, p 为压力, h 为比焓, f 为摩擦系数。 $q_w = S q_w / A$, S 为通道周长, A 为横截面积, q_w 为壁面热流。为使方程封闭,补充状态方程 $\rho = F(p, T)$ 。在本文中,超临界流体的热力学及输运特性基于 NIST SUPERTRAPP^[20] 计算。

2.1 管内流速求解

在 Clause 等^[16]提出的降阶模型中,单相流的区域被分为多个离散单元,每个离散节点上的焓值被近似为

$$h_n = h_{in} + \frac{n}{N_s} (h_{sat} - h_{in}) \quad (4)$$

式中 h_{sat} 和 h_{in} 分别为饱和液体焓值和入口焓值; N_s 为离散节点的总数, n 为节点的序号。

类似地,在超临界流动中,将整个通道按照局部焓值进行离散,如图1所示,离散节点上的焓值表示如下

$$h_i = h_{in} + i \Delta h \quad (5)$$

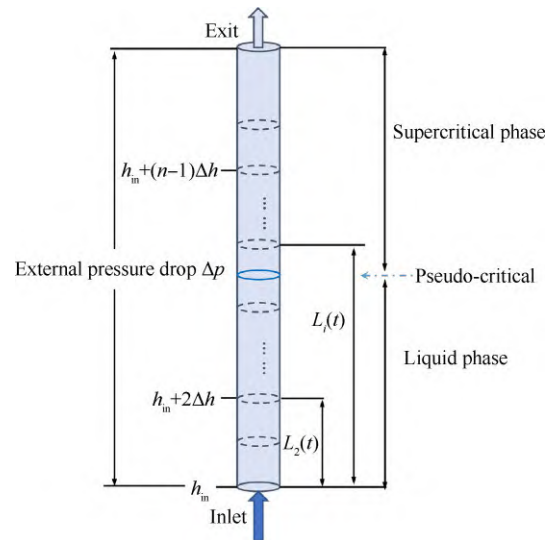


Fig. 1 Schematic of the heated channel model

基于本文的建模假设,流体密度主要依赖于局部温度(或焓值),在离散节点上近似恒定,因此,流速 u 是唯一需要求解的变量。联立连续方程及能量方程,可以容易地得到流速的表达形式,具体如下

$$u_i = u_{i-1} + \Omega_i \Delta L_i \quad (6)$$

式中 $\Omega = q_w \frac{\partial v}{\partial h} \approx \frac{q_w \Delta v}{\Delta h}$, Δh 和 Δv 分别为相邻节点的焓差和比体积之差。类似的求解方案在文献[21-22]中也被用来计算流速。因此,离散节点上的流速可用式(6)进行迭代求解,实际要求解的变量则转变为相邻节点间的距离(ΔL_i)和入口速度(u_0)。

2.2 离散边界求解

对离散单元*i*(如图2所示,左右两侧分别为离散节点*i-1*与*i*)中的流体质量进行积分,有

$$M_i = A \int_{L_{i-1}}^{L_i} \rho dx = \frac{(\rho_i + \rho_{i-1})\Delta L_i A}{2} \quad (7)$$

在该单元中,连续方程满足如下关系

$$\frac{1}{A} \frac{dM_i}{dt} - \rho_i \frac{dL_i}{dt} + \rho_{i-1} \frac{dL_{i-1}}{dt} + \rho_i u_i - \rho_{i-1} u_{i-1} = 0 \quad (8)$$

整理式(8),可得

$$\frac{dL_i}{dt} = \frac{2(\rho_i u_i - \rho_{i-1} u_{i-1})}{\rho_i - \rho_{i-1}} - \frac{dL_{i-1}}{dt} \quad (9)$$

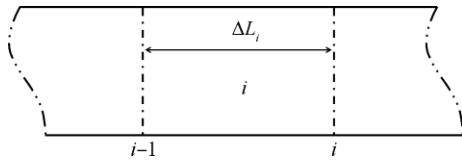


Fig. 2 Schematic diagram of the discrete element

2.3 入口速度求解

在离散单元*i*中对动量方程进行积分,可得

$$0.5 \frac{d(\rho_{i-1} u_{i-1} + \rho_i u_i) \times \Delta L_i}{dt} - \rho_i u_i \frac{dL_i}{dt} + \rho_{i-1} u_{i-1} \frac{dL_{i-1}}{dt} + \rho_i u_i u_i - \rho_{i-1} u_{i-1} u_{i-1} + p_i - p_{i-1} + F_{f,i} = 0 \quad (10)$$

式中 $F_{f,i} = 0.25(f_{i-1} \rho_{i-1} u_{i-1}^2 + f_i \rho_i u_i^2) \Delta L_i / d$ 为单元*i*内的摩擦阻力,采用Blasius公式^[23]计算摩擦系数。对所有离散单元进行积分,可得如式(11)所示关系

$$0.5 \sum_{i=1}^n \frac{d(\rho_{i-1} u_{i-1} + \rho_i u_i) \times \Delta L_i}{dt} - \rho_n u_n \frac{dL_n}{dt} + \rho_0 u_0 \frac{dL_0}{dt} + \rho_n u_n u_n - \rho_0 u_0 u_0 + p_n - p_0 + \sum_{i=1}^n F_{f,i} = 0 \quad (11)$$

式中 L_0 为入口位置, L_n 为出口位置,两者不变。采用式(6)计算离散单元*i*的动量积分项

$$0.5 \frac{d(\rho_{i-1} u_{i-1} + \rho_i u_i) \times \Delta L_i}{dt} = 0.5 \frac{d(\rho_{i-1} + \rho_i) u_0 \Delta L_i}{dt} + 0.5 \frac{d(\rho_{i-1} + \rho_i)(u_{i-1} - u_0) \Delta L_i}{dt} + \rho_i \Omega_i \Delta L_i \frac{d\Delta L_i}{dt} \quad (12)$$

将所有离散单元的动量相加,可得

$$0.5 \sum_{i=1}^n \frac{d(\rho_{i-1} u_{i-1} + \rho_i u_i) \Delta L_i}{dt} = 0.5 \frac{du_0}{dt} \sum_{i=1}^n (\rho_i + \rho_{i-1}) \Delta L_i + 0.5 u_0 \sum_{i=1}^n \frac{d(\rho_i + \rho_{i+1}) \Delta L_i}{dt} + \sum_{i=1}^n [0.5(\rho_{i-1} + \rho_i) \frac{d(u_{i-1} - u_0) \Delta L_i}{dt} + \rho_i \Omega_i \Delta L_i \frac{d\Delta L_i}{dt}] \quad (13)$$

$0.5 \sum_{i=1}^n (\rho_{i-1} + \rho_i) A \Delta L_i$ 是受热通道中的流体质量,表示为 M_t , 并满足

$$\frac{dM_t}{dt} = (\rho_0 u_0 - \rho_n u_n) A \quad (14)$$

整理式(13),可得

$$\frac{M_t}{A} \frac{du_0}{dt} = p_0 - p_n - \rho_n u_n (u_n - u_0) - \sum_{i=1}^n [F_{f,i} + 0.5(\rho_{i-1} + \rho_i) \frac{d(u_{i-1} - u_0) \Delta L_i}{dt} + \rho_i \Omega_i \Delta L_i \frac{d\Delta L_i}{dt}] \quad (15)$$

其中 $\Delta p_t = p_0 - p_n$ 为外部驱动压降。因此,式(15)可以表述为

$$\frac{du_0}{dt} = \frac{A}{M_t} [\Delta p_t - \Delta p(L)]$$

$\Delta p(L) = \rho_n u_n (u_n - u_0) +$

$$\sum_{i=1}^n [F_{f,i} + 0.5(\rho_{i-1} + \rho_i) \frac{d(u_{i-1} - u_0) \Delta L_i}{dt} + \rho_i \Omega_i \Delta L_i \frac{d\Delta L_i}{dt}] \quad (16)$$

2.4 通道出口处的流动求解

由于管流动态变化,通道出口可能与离散节点不能准确重合,因此在瞬态模拟中额外求解一个虚拟单元,使通道出口始终位于两个相邻截面之间,如图3所示,出口处的流动参数采用线性插值确定,如式(17)所示

$$\begin{aligned} u_{out} &= u_{n-1} + \Omega_n \Delta L_{out} \\ \rho_{out} &= \rho_{n-1} + (\rho_n - \rho_{n-1}) \Delta L_{out} / \Delta L_n \end{aligned} \quad (17)$$

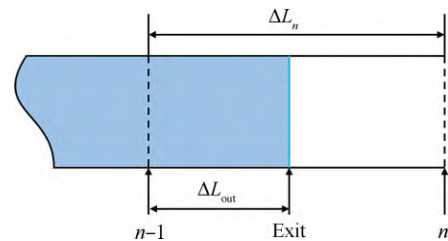


Fig. 3 Schematic diagram of the exit location

基于对连续、动量以及能量方程的解耦处理,可以建立一个适用于超临界流动的降阶模型。与传统的数值方法相比,流体物性在离散节点上仅计算一次,避免了繁复的更新迭代,极大地提高了计算效率。

2.5 线性稳定性分析

由式(6)及(16)可知,节点上的流速、摩擦压降、以及非定常压降均与相邻节点距离(ΔL_i)相关。为方

便分析,对式(9)进行迭代处理,并利用式(6)处理方程中的速度关系,进一步将降阶模型整理为节点距离(ΔL_i)与入口速度(u_0)的微分方程组,如式(18)所示。为评估冷却通道中碳氢管流的稳定特性,基于小扰动理论,从降阶模型中求得雅各布矩阵 A ,并进一步获得管流的系统特征值 λ ,即

$$\frac{dX}{dt} = G(X,t) \quad (18)$$

$$A = \frac{\partial G}{\partial X}; \lambda = \max(\text{Real}(A)) \quad (19)$$

式中 $X = (\Delta L_1, \Delta L_2, \dots, \Delta L_{n-1}, u_0)$ 。为使方程组满秩, ΔL_{out} 表示为 $L_n - \sum_{i=0}^{n-1} \Delta L_i$, L_n 为出口位置。在稳定分析中,所有特征值的最大实部为负,则系统稳定;否则,判定系统为不稳定。

2.6 数值验证

为检验程序可靠性,参考 Ambrosini^[24-25]的工作,计算了管流在表1条件下的稳定边界,并采用两个无量纲数(拟过冷数 N_{spc} 和拟相变数 N_{tpc})进行描述,两者表达形式如下

$$N_{\text{spc}} = \frac{\beta_{\text{pc}}}{c_{p,\text{pc}}} (h_{\text{pc}} - h_{\text{in}}) \quad (20)$$

$$N_{\text{tpc}} = \frac{q_w S L \beta_{\text{pc}}}{\rho_{\text{in}} u_{\text{in}} A c_{p,\text{pc}}}$$

式中 β_{pc} 为热膨胀系数, $c_{p,\text{pc}}$ 为定压比热,下标pc代表拟临界状态。 N_{spc} 表征冷却剂的入口状态,而 N_{tpc} 则表征冷却剂的受热情况。

Table 1 Operating conditions for the heated channel with a supercritical fluid^[24]

Property	Value
Pressure p/MPa	25
Critical pressure p_c/MPa	22.064
Pseudo-critical temperature T_{pc}/K	373.95
Length L_H/m	4.267 2
Diameter D_H/m	8.36
Inlet pressure drop coefficient K_{in}	20
Outlet pressure drop coefficient K_{out}	20

如图4所示,本文对比的稳定边界主要基于线性稳定性分析获得,其预测结果与参考数据具有很好的一致性。此外,针对部分数据,又采用时域模拟进行校核,其结果与特征值分析的数据高度一致,两者误差在0.3%以内,表明本文所发展模型在预测动态不稳定方面的准确性,可用于相关问题的研究。

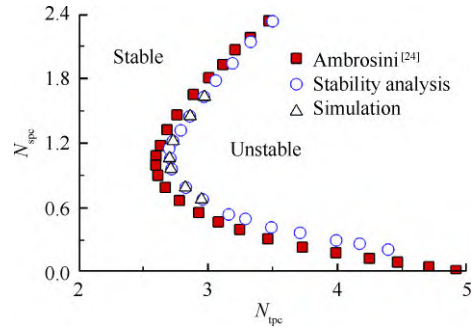


Fig. 4 Comparison of the stability boundary with the data from Ambrosini^[24]

3 结果与讨论

本文模拟的冷却通道由两部分组成,即连接部分与加热部分,如图5所示。其中,连接通道的长度为90 mm,加热通道的长度为500 mm,管道直径为2 mm。采用正癸烷作为冷却剂,入口温度设为300 K,管道背压给为3.0 MPa。假设壁面热流均匀分布,设为1.0 MW/m²。在准定常计算中,将受热管道等分为100个单元;而在瞬态计算中,离散节点数目基于管道流量动态变化。

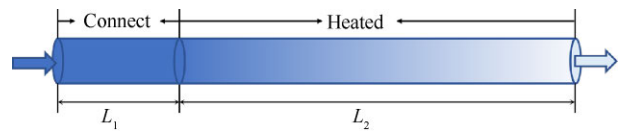


Fig. 5 Schematic diagram of the cooling channel

3.1 超临界管流的基本特性

图6(a)展示了管道压降与质量流量的对应关系,在质量流量为2.49~3.03 g/s时,可以观察到明显的负斜率区域。当外部驱动力位于该区域时,与内特征曲线间存在三个交点。其中,位于在负斜率区的运行状态为不稳定工况,如果受到干扰,它将偏离原始状态,转移至其他状态。

图6(b)给出了特征值最大实部与压降曲线的分布情况。当流量大于3.03 g/s时,系统特征值预测为负,表明管流在该区域内在稳定,与内特征曲线的右支相对应。当质量流量为2.49~3.03 g/s时,特征值由负转正,对应触发流量漂移的负斜率区域。随流量进一步降低,左支曲线上部(2.16~2.49 g/s)的系统特征值又转为负值,表明管流在该范围也能保持稳定。继续降低流量至2.16 g/s以下,最大的特征值将再次为正。与负斜率区域的实数特征值不同,特征值在该区域计算为复数,表明可能触发动态振荡。频域模型的预测结果与文献[25]的总结一致,即Ledinegg

不稳定触发在负斜率区域,而密度波不稳定出现在特征曲线的左支。然而,随着流量下降,所预测最大实部特征值增加,意味着管流稳定性不断恶化,这可能导致新颖有趣的流量轨迹^[12]。

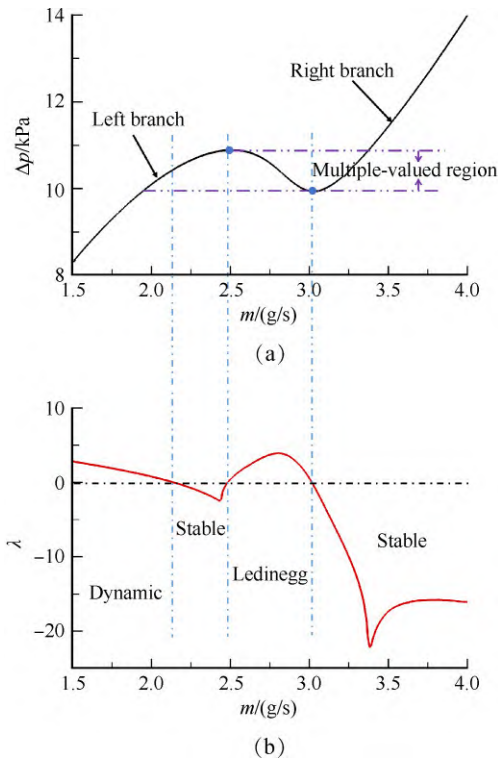


Fig. 6 (a) Pressure drop and (b) corresponding eigenvalues of the cooling system versus the mass flow rate

为直观了解管流的动态特性,图 7 给出了管流在不同驱动压降下的典型演化形式。其中,4 个工况均以流量为 2.3 g/s 的定常流场作为初场,位于左支曲线上部,压降约为 10.64 kPa。显然,管流在不同的外部驱动力作用下演化为不同的流动模式,如图 7(a) 的稳定流动,图 7(b) 的密度波振荡,图 7(c) 从左支曲线振荡至右支曲线的流动漂移,以及图 7(d) 的大振幅低频振荡。

除文献[25]总结的密度波不稳定外,在左支曲线上还发现更多的流动模式,这些模态与文献[12]的观测一致。然而,在相同的模拟工况下,本文模型所需的计算时间仅为文献[12]模型的十分之一,如图 8 所示。图中对比了两种方法模拟图 7 四个工况流动发展至 100 s 所需的计算时长(CPU: Intel E5-2690 v2, 主频: 3.0 GHz, 模拟时间步长: 1 μ s), 计算效率大为提高。此外,当前模型的鲁棒性也得到改善,可有效避免棋盘格压力场。

图 7 所示的主要振荡模式在文献[12]进行了详

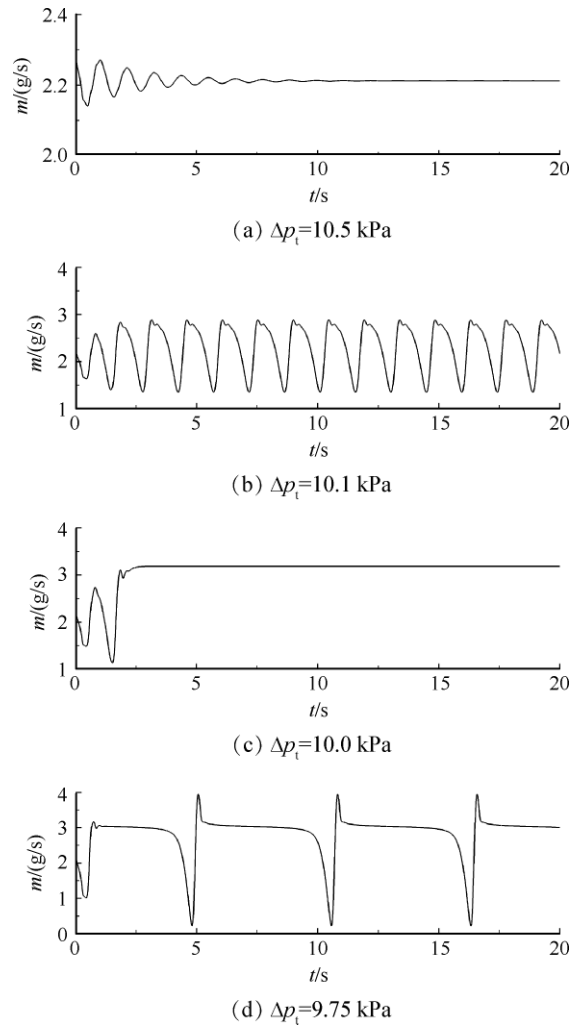


Fig. 7 Transient evolution of flow rate under various external driving pressure drops

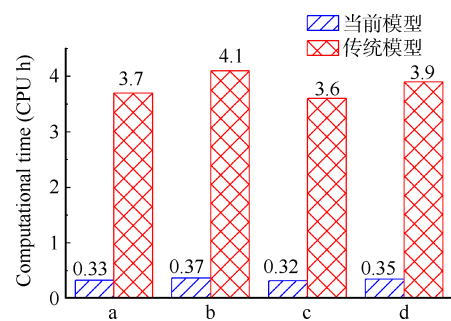


Fig. 8 Computational times using different models

细讨论,并揭示了其触发机制,本文不再赘述,仅对图 7(c) 代表的振荡漂移做简要分析,该现象在过往文献中少有提及。如图 9 所示,在模拟初始阶段,流量振幅明显增大,对照特征曲线观察,其流量轨迹可越过峰值达到负斜率区域。观察瞬态演化,存在一个短暂的时期(约 2.0~2.5 s),期间压降略有波动,出口流量与入口流量相当,因此短时间内可近似视为内特征曲线中的一个准稳态点。如果外部驱动力大

于瞬态的压降,管流将转向右支区域,并稳定在右平衡点。在这种模式中,管流在早期主要受到密度波不稳定的影响,在后期则以Ledinegg不稳定为主。

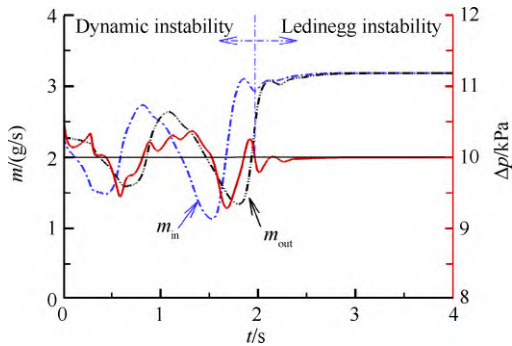


Fig. 9 Transient evolution of mass flow rate and pressure drop

在驱动压降低于极小值的状态中,尽管瞬态流量同样可以穿越负斜率区域,但由于右支曲线缺乏与之对应的平衡点,管流最终退至左支区域,形成了大振幅低频率的自持振荡。因此,触发振荡漂移的条件可以总结为以下几点:(1)驱动压降位于多值区;(2)流量振幅较大,可到达负斜率区甚至右支曲线;(3)如果暂稳态出现在负斜率区,其压降需低于外部驱动力。

相比瞬态方法,频域方法能够更为经济地确定一些失稳模式的边界,例如Ledinegg不稳定以及密度波不稳定,为预估失稳工作区间提供了参考;但其无法准确预测动态失稳的过程以及耦合不稳定的具体模式,因此还需与瞬态方法结合使用。

3.2 工作压强与温度对稳定特性的影响

图10给出了三种失稳模式在不同压强以及入口温度下的流量边界。其中,Ledinegg不稳定及密度波不稳定的边界基于频域方法先验预测;而振荡漂移则通过一系列瞬态模拟总结获得。在当前的给定压强下,随入口温度升高,振荡漂移的区间逐渐缩小;而Ledinegg不稳定的流量区间,先扩大而后收缩乃至消失。对于密度波振荡,边界处的流量先随入口温度升高而增大,后快速降低。不难理解,无论是密度波还是Ledinegg不稳定,其触发机制均源自于气/液两相的密度差异。随着入口温度升高,冷却剂在管道内的两相差异缩小,尤其是入口温度超过拟临界温度,冷却剂在通道内退化为单相流动,失去了触发不稳定的条件。

图11给出了不同入口温度下的内特征曲线以及所对应的失稳模式,图中SF表示稳定流动,LI表示

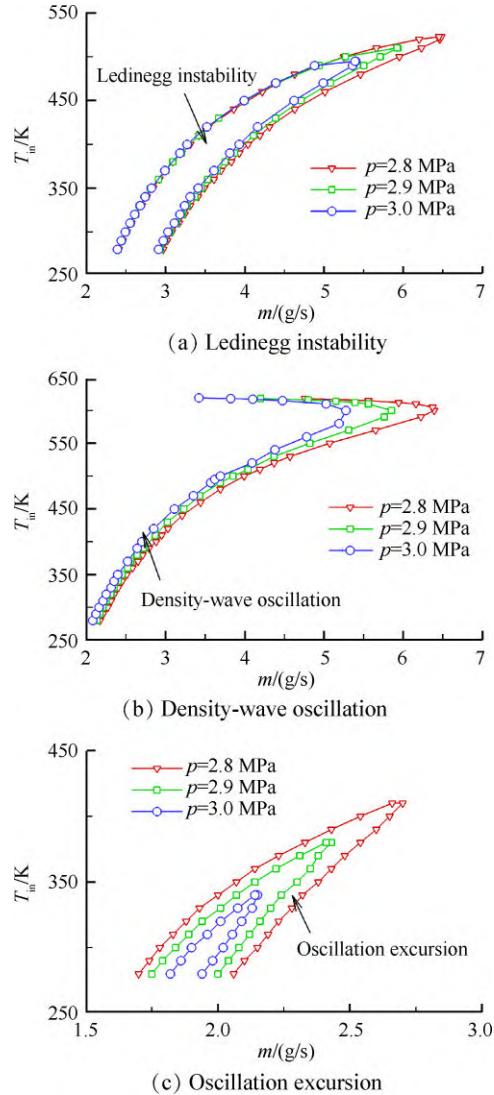


Fig. 10 Mass flow rate at stability boundaries under various operating pressures

Ledinegg不稳定,OE表示振荡漂移,DWO表示密度波不稳定。随着入口温度升高,左支曲线上的稳定区间扩大,使触发的动态振荡的区域远离负斜率区,如 $T_{in} = 400\text{ K}$,该区域位于负斜率区的极小值之下。如上节所述,振荡漂移触发于多值区,因此在入口温度较高情况下,振荡漂移无法出现。另一方面,触发振荡漂移需要足够的振幅以跨越负斜率区的峰值,但稳定区间的拓展,增大了实现这一条件的难度,如 $T_{in} = 350\text{ K}$,虽然动态不稳定能够在多值区触发,但仍不足以形成振荡漂移。

增大系统压强能够增强系统的稳定性。例如, $p = 2.8\text{ MPa}$ 时,入口温度低于 523 K 将出现Ledinegg不稳定;而 $p = 3.0\text{ MPa}$ 时,入口温度低于 495 K 才会触发Ledinegg不稳定。触发振荡偏移的最大入口温度也从 2.8 MPa 的 410 K 下降到 3.0 MPa 的 340 K 。对

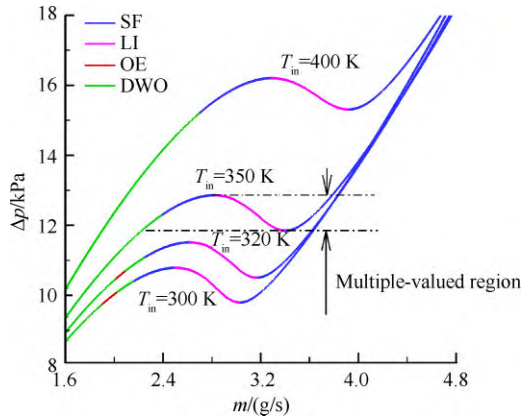


Fig. 11 Flow patterns with different inlet temperatures

于密度波不稳定,边界上的流量随压强增大而逐渐下降;然而,触发失稳的最大入口温度未观察到明显差异,这是由于动态振荡在入口温度接近拟临界温度时才会消失。然而,压强增大会使气相密度明显上升,减小了气、液两相的物性差异,这有助于增强系统稳定性。如图 12 所示,对比了管流在不同压强下沿特征曲线的失稳类型。容易看出,随压强增大,左支曲线上的稳定区间扩展,并且特征曲线的负斜率区变窄,同时曲线更加缓和,这些变化使得动态不稳定触发于远离负斜率的低流量区,压缩了动态不稳定的区间。

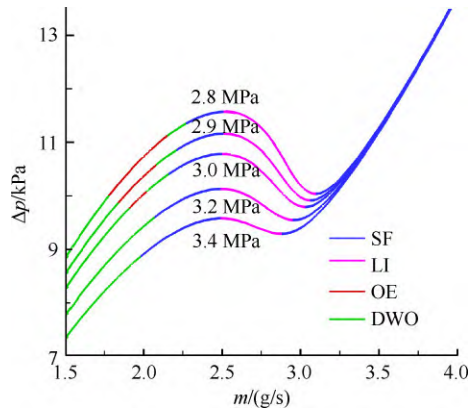


Fig. 12 Flow patterns with different operating pressures

为进一步研究压强与温度对流动不稳定的关联性,采用拟过冷数及拟相变数,重新处理了入口温度和质量流量的稳定图谱,如图 13 所示,用于无量纲化的拟临界参数参见表 2。由于拟临界参数不同,入口温度相同的流动状态在较高压强下所计算出的拟过冷数较小。在 $N_{tpc}-N_{spc}$ 空间内,随入口温度升高,振荡漂移的区间逐渐收缩而后消失;动态不稳定区域首先扩大,到达其峰值后缩小甚至消失;而 Ledinegg 不稳定的区间则与流量区间中的分布不同,随着入口

温度升高,逐渐变窄最后消失。另一方面,各模态的稳定边界表现出高度的相似性,特别是在 Ledinegg 不稳定以及密度波不稳定区域,展现出良好的一致性,体现了对压强的内在独立性。在振荡漂移区域,观察到失稳区间在不同的压强下存在小的偏差,即两条稳定边线随着压强增大而略微接近。

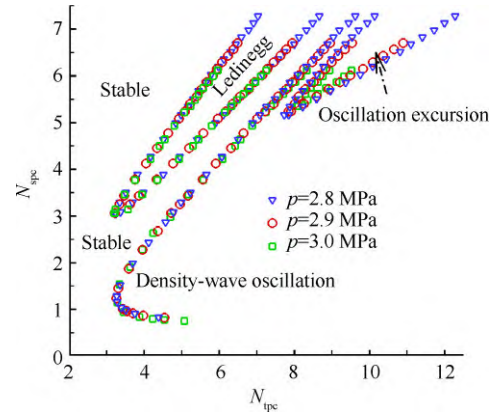


Fig. 13 Stability boundaries of various flow patterns in $N_{spc}-N_{tpc}$ space under different operating pressures

Table 2 Critical parameters of different operating pressures

Property	Operating pressure/MPa		
	2.8	2.9	3.0
T_{pc}/K	643.1	646.1	648.2
$\rho_{pc}/(kg/m^3)$	239.28	240.28	248.32
β_{pc}/K^{-1}	4.79×10^{-2}	3.96×10^{-2}	3.33×10^{-2}
$c_{p,pc}/(kJ/(kg \cdot K))$	7.21	6.53	6.04

4 结论

本文通过研究,得到如下结论:

(1) 本文频域模型的先验预测与时域模拟相互吻合,且与相关的实验数据一致。时域模型能够合理模拟受热管流的动态发展,所解析的复杂失稳模式与过往观察一致,同传统的数值模型相比,计算效率较高。与参考数据的一致性表明,本文发展的模型能够描述超临界流体传热与失稳的耦合过程,综合运用本文的频域及时域模型,可深化对超临界碳氢燃料流动不稳定特性的认识,并辅助实验提高对冷却系统的设计及优化。

(2) 在两个无量纲数 $N_{tpc}-N_{spc}$ 组成的相空间中,随着入口温度上升,振荡漂移和 Ledinegg 不稳定区域逐渐变窄,最后消失。动态不稳定区域首先增大达到其峰值,然后缩小甚至消失。在不同工作压强下, Ledinegg 不稳定以及密度波不稳定的边界具有很好的相似性;而振荡漂移的区域随压强增大而略有

收缩。

(3)从流量区间来看,随着入口温度上升, $Le-dinegg$ 不稳定的区间首先增大,而后减少乃至消失,与 $N_{tpc}-N_{spc}$ 空间内的规律相异。同时,左支曲线上稳定区域的扩张使触发动态不稳定的范围远离负斜率区,这也抑制了振荡漂移的出现。

致谢:感谢国家重大项目和中国科学院战略性先导专项的资助;感谢中科院力学所张鑫博士提供的有益建议。

参考文献

- [1] 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.
- [2] 黄世璋, 朱强华, 高效伟. 碳氢燃料在波纹管内的超临界裂解传热特性[J]. *推进技术*, 2019, 40(1): 95-106. (HUANG S Z, ZHU Q H, GAO X W. Supercritical heat transfer characteristics of hydrocarbon fuel with pyrolysis in corrugated tubes [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(1): 95-106.)
- [3] 刘朝晖, 宋晨阳, 陈强, 等. 超(近)临界压力航空煤油 RP-3 的拟过冷沸腾传热特性[J]. *推进技术*, 2021, 42(6): 1418-1424. (LIU Z H, SONG C Y, CHEN Q, et al. Pseudo subcooled boiling heat transfer characteristics of aviation kerosene RP-3 under super- and near-critical pressure conditions[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(6): 1418-1424.)
- [4] NASUTI F, PIZZARELLI M. Pseudo-boiling and heat transfer deterioration while heating supercritical liquid rocket engine propellants [J]. *Journal of Supercritical Fluids*, 2021, 168(3): 105066.
- [5] PAN H, BI Q C, LIU Z H, et al. Experimental investigation on thermo-acoustic instability and heat transfer of supercritical endothermic hydrocarbon fuel in a mini tube [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2018, 197: 109-118.
- [6] BOURE J A, BERGLES A E, TONG L S. Review of two-phase flow instability [J]. *Nuclear Engineering Design*, 1973, 25(2): 165-192.
- [7] LEDINEGG M. Instability of flow during natural and forced circulation [J]. *Die Waerme*, 1938, 61(8): 891-898.
- [8] SINGH M P, SINGH S. Non-linear stability analysis of supercritical carbon dioxide flow in inclined heated channel [J]. *Progress in Nuclear Energy*, 2019, 117: 103048.
- [9] SCHLICHTING W R, LAHEY R T, PODOWSKI M Z. An analysis of interacting instability modes, in a phase change system [J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, 240(10): 3178-3201.
- [10] ZHANG Y F, LI H X, LI L X, et al. A new model for studying the density wave instabilities of supercritical water flows in tubes [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2015, 75: 397-409.
- [11] SINGH I, CHATOORGOON V. Experiments and analyses of supercritical CO₂ flow instability with study of wall heat-storage and dimensionless parameters [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 186: 116378.
- [12] JIN Y C, WU K, LU Y, et al. A one-dimensional transient calculation method for flow instability of supercritical hydrocarbon in cooling channels [R]. *AIAA 2021-3719*.
- [13] CHEN J Y, GU H Y, XIONG Z Q. Development of one-dimensional transient model for predicting flow instability at supercritical pressures [J]. *Progress in Nuclear Energy*, 2019, 112: 162-170.
- [14] LU X D, WU Y W, ZHOU L L, et al. Theoretical investigations on two-phase flow instability in parallel channels under axial non-uniform heating [J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2014, 63: 75-82.
- [15] RUSPINI L C, DORAO C A, FERNANDINO M. Dynamic simulation of Ledinegg instability [J]. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2010, 2(5): 211-216.
- [16] CLAUSSE A, LAHEY R T. The analysis of periodic and strange attractors during density-wave oscillations in boiling flows [J]. *Chaos Solitons and Fractals*, 1991, 1(2): 167-178.
- [17] GUO Y, QIU S Z, SU G H, et al. The influence of ocean conditions on two-phase flow instability in a parallel multi-channel system [J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2008, 35(9): 1598-1605.
- [18] LEE J D, PAN C. Dynamics of multiple parallel boiling channel systems with forced flows [J]. *Nuclear Engineering and Design*, 1999, 192(1): 31-44.
- [19] PAUL D, SINGH S, MISHRA S. Interaction of density wave oscillations and flow maldistribution for two-phase flow boiling parallel channels [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, 145: 106026.
- [20] HUBER M L. NIST thermophysical properties of hydrocarbon mixtures database (SUPERTRAPP) version 3.2 users' guide [M]. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2007.
- [21] PAUL S, SINGH S. Analysis of sub- and supercritical Hopf bifurcation with a reduced order model in natural circulation loop [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, 77: 344-358.
- [22] SINGH M P, PAUL S, SINGH S. Development of a novel nodalized reduced order model for stability analysis of

- supercritical fluid in a heated channel[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, 137: 650–664.
- [23] INCROPERA F, DEWITT D. *Introduction to heat transfer*[M]. New York: John Wiley & Sons, 1996.
- [24] AMBROSINI W. Assessment of flow stability boundaries in a heated channel with different fluids at supercritical pressure[J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2011, 38(2–3): 615–627.
- [25] AMBROSINI W. On the analogies in the dynamic behaviour of heated channels with boiling and supercritical fluids[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, 237(11): 1164–1174.

(编辑:梅 瑛)

Frequency domain analysis and simulation on flow instability of hydrocarbon fuels under supercritical condition

JIN Yichao^{1,2}, WU Kun², LU Yang², FAN Xuejun^{2,3}

(1. Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China;

2. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

3. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The flow instability in the regenerative active cooling channels is one of the key issues in the thermal protection of engine in hypersonic vehicles. To investigate the flow instabilities of the supercritical hydrocarbon fuels in the cooling channels, a one-dimensional transient model for efficient simulation was established using the finite volume method and linear approximation of fluid thermal properties. In the meantime, a frequency-domain analysis method was also proposed based on the small perturbation assumption to evaluate the stability characteristics. The calculated results were validated against the available experiments and achieved good agreements. Main types of flow instabilities along the internal characteristic curve were investigated based on a combined analysis of both the time-domain and frequency-domain methods. The compound instability subject to density-wave and Ledinegg instabilities was investigated and the underlying physical mechanism was revealed. A parametric study by virtue of $N_{\text{tpc}}-N_{\text{spc}}$ space was also carried out to identify the coupling influences of the operating pressure and inlet temperature on the stability behaviors, and to determine the stabilization map. It is found that the compound instability, as well as Ledinegg and density-wave instabilities, disappear successively with the increase in inlet temperature. The stability boundaries of Ledinegg and density-wave instabilities exhibit high similarity in $N_{\text{tpc}}-N_{\text{spc}}$ space, and the region of the compound instability shrinks slightly at higher pressures.

Key words: Regenerative cooling; Thermal protection; Hydrocarbon fuels; Supercritical fluid; Flow instability; Transient simulation; Frequency-domain analysis

Received: 2023-01-16; **Revised:** 2023-04-29.

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2301025

Foundation items: National Key Project (GJXM92579); Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (XDA17030100).

Corresponding author: FAN Xuejun, E-mail: xfan@imech.ac.cn

2301025-9