

自燃推进剂模型燃烧室高频纵向
燃烧不稳定性

汪广旭¹, 谭永华², 庄逢辰³, 陈宏玉¹, 杨宝娥¹, 洪流¹, 陈建华¹

(1. 中国航天科技集团有限公司 西安航天动力研究所
液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100;

2. 中国航天科技集团有限公司 航天推进技术研究院, 西安 710100;

3. 航天工程大学 宇航与科学技术系, 北京 101416)

摘 要: 采用集总燃烧模型对某自燃推进剂模型燃烧室的高频纵向燃烧不稳定性进行了分析, 计算了液滴蒸发速率沿轴向分布, 忽略化学反应时间, 近似采用蒸发速率峰值位置代替集中燃烧锋面位置, 采用 NASA 经验公式给出了相应的敏感时滞和相互作用指数, 建立了考虑自燃推进剂液滴蒸发过程的高频纵向燃烧不稳定性量化分析模型。基于系统振荡增益变化曲线, 分析了不同液滴初始速度条件下稳定性趋势。研究表明: 集中燃烧锋面位置对于高频纵向燃烧振荡具有重要影响, 液滴平均粒径和液滴初始速度的增加都会导致其向下游移动, 相应振荡增益会减小, 稳定性提高。当平均粒径超过 150 μm 时, 模型燃烧室振荡增益幅值降低至 1.0 以下, 达到了理论上的稳定。

关 键 词: 自燃推进剂; 燃烧不稳定; 集总燃烧模型; 液滴蒸发; 集中燃烧锋面

中图分类号: V434.1 文献标志码: A

High frequency longitudinal combustion instability
of modeled hypergolic propellants combustor

WANG Guangxu¹, TAN Yonghua², ZHUANG Fengchen³,
CHEN Hongyu¹, YANG Baoe¹, HONG Liu¹, CHEN Jianhua¹

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Liquid Rocket Engines,
Xi'an Aerospace Propulsion Institute,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;

2. Academy of Aerospace Propulsion Technology,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;

3. Department of Aerospace Science and Technology,
Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: High frequency longitudinal combustion instability of a modeled hypergolic propellants combustor was analyzed through concentrated combustion model, in which the distribution of droplet evaporation rate along flow axis was calculated. The peak position of evaporation rate was used as the position of concentrated combustion front when the chemical time was ignored and the empirical correlation of NASA was used to provide sensitive time

and interaction index. Then the model for quantity analysis of high frequency longitudinal combustion instability was built considering the hypergolic propellants droplet evaporation. Based on the curves of system oscillation gain, stability tendency under different conditions of initial droplet radius and injection velocity was analyzed. It showed that the position of concentrated combustion front was critical to high frequency longitudinal combustion instability, improvement of averaged initial droplet radius and velocity could make the front far away from the injection face, and the corresponding oscillation gain could be reduced too, making the system more stable. Especially, when the averaged droplet radius got bigger than $150\text{ }\mu\text{m}$, oscillation gain of the modeled combustor could be smaller than 1.0 and the combustor could become stable in theory.

Key words: hypergolic propellants; combustion instability; concentrated combustion model; droplet evaporation; concentrated combustion front

近年来,某型号常温自燃推进剂液体火箭发动机在地面试车过程中出现纵向振动异常偏大的问题,严重威胁发动机可靠性,以此为背景,需要针对自燃推进剂液体火箭发动机高频纵向燃烧不稳定性开展深入的研究。

现有的工程分析方法中,敏感时滞理论仍然是被广泛采用的一种建模思想。该理论被 Crocco 等于 1956 年左右提出^[1-2],其中引入相互作用指数 n 来表征各子过程之间的相互影响和作用,引时滞 τ 来表征燃料从喷注到生成燃气所经历的特征时间。敏感时滞理论最初仅是为了深刻理解高频燃烧不稳定性现象的基本特征而建立的。然而,根据该理论所做的分析在很多情况下能够对燃烧系统的稳定性进行定量分析,实际工程应用已经远远超出了理论分析所预期的范围^[3]。

在敏感时滞理论的基础上,Crocco 等进一步提出了针对高频纵向燃烧不稳定问题的集总燃烧模型,该模型假设燃烧集中发生在燃烧室某个特定的轴向位置 $x=\psi$ 对应的横截面上(ψ 称为集中燃烧位置,相应的横截面也称为集中燃烧锋面),并用波动方程描述燃烧锋面后扰动的传播过程(见图 1),通过在锋面前后建立统一的匹配边界

条件,最终获得描述燃烧过程的(系统)控制方程。

一直以来,许多学者仍然致力于完善和扩展该理论模型的应用范围,目的是能够为实际发动机的稳定性提供更为准确的预测。20 世纪 70 年代,NASA 就开展了大量实验^[2],给出了以上模型所需的两个关键参数(敏感时滞 τ_s 和相互作用指数 n)的经验关系式。Matthew 等^[4]利用自动控制原理,通过将控制方程写成由燃烧响应、燃烧室响应及喷注响应组成的开环传递函数,建立了开环传递函数形式的集总燃烧模型,并进一步引入了喷注导纳、喷管阻抗以及系统耗散效应等。汪广旭等^[5]采用改进后的集总燃烧模型对某型发动机燃气发生器缩尺件高频纵向燃烧不稳定性进行了分析,验证了系统耗散对模型预测精度的影响。经过多年的发展,集总燃烧模型已成为工程上评估和分析液体火箭发动机高频纵向燃烧不稳定性的重要方法,并被 ROCCID 等预测工具所采纳^[6-7]。

近年来,与集总燃烧模型类似的其他低阶模型得到了进一步发展,例如,Dowling、Fortunato 等^[8-9]在频域波动方程中引入了更为复杂的边界条件;Yu 等^[10]引入了更为复杂的线化欧拉方程来考虑均匀流效应。其中 Tamanampudi 等^[11]的工作最具代表性,其主要思路是采用敏感时滞燃烧响应对多喷嘴燃烧室的一阶切向不稳定性进行了分析,通过非定常湍流燃烧仿真计算得到了各个喷嘴对应的 τ_s 和 n ,采用燃烧释热区中心位置作为各喷嘴对应的集中燃烧位置,最终采用多喷嘴分布燃烧响应成功反演了与实验吻合的相对振幅分布。

对 τ_s 和 n 的讨论一直是上述研究工作的主要关注点,两者取决于不同的喷注形式、室压、混合比和推进剂类型。针对集中燃烧位置 ψ 的讨论

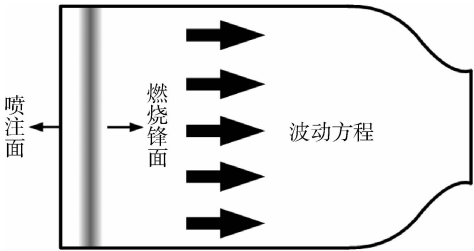


图 1 集总燃烧模型

Fig. 1 Concentrated combustion model

相对较少,主要原因在于大部分情况下很难通过仿真或实验定量获得这一参数,也很难建立实际发动机稳定性与喷注参数之间的联系。然而,对于某型号常温自燃推进剂液体火箭发动机来说,室压均远低于燃料或氧化剂的临界压力,液滴蒸发是实际的燃烧速率控制过程^[12-14],决定了集中燃烧位置以及燃烧稳定性。多次试车结果也表明,液滴初始状态(初始温度、平均粒径、初始速度等)对该型号发动机稳定性具有重要作用。因此,出于简化考虑^[4-5],可以采用液滴蒸发速率峰值位置近似代替集中燃烧位置 ψ ,研究液滴初始状态对高频纵向燃烧不稳定性的影响。

基于此,本文采用庄逢辰^[15]提出的自燃推进剂高压液滴蒸发模型,以实际的模型燃烧室为研究对象,引入适当的假设后,计算确定了液滴蒸发的速率峰值位置,并以此作为集中燃烧位置 ψ ,对该模型燃烧室的高频纵向燃烧不稳定性进行分析。

1 总体思路

本文以某常温自燃推进剂为偏二甲肼($C_2H_8N_2$, unsym-dimethylhydrazine, UDMH)和四氧化二氮(N_2O_4 , dinitrogen tetroxide, NTO)的模型燃烧室为研究对象,该模型燃烧室在实验过程中多次出现了 1524 Hz 左右的高频纵向燃烧不稳定现象。其中,燃烧室压力 $p_c=4.4$ MPa,燃气平均温度 $T_c=3\,334$ K,混合比 $M_f=2.3$,采用直流自击喷注方式。模型燃烧室直径 $D_c=0.15$ m,长度 $L=0.34$ m。由于喷注盘沿径向各圈喷嘴的孔径是不同的,选取由喷孔个数加权平均得到平均喷注孔径 $D_{inj}=0.88$ mm。液滴初始速度 V_0 近似等效为平均喷注孔径下的喷注速度,燃气初始速度 U_{gas} 随着燃料蒸发量的增加而增加,其他燃气物性参数(燃气热导率 λ 、比热比 γ 、黏度 μ 等)由化学热力学平衡软件(chemical equilibrium with application,CEA)确定。考虑撞击高度后的液滴初始轴向位置 $X_0=25$ mm,并认为撞击点处燃料完全雾化,初始雾化平均粒径为给定值。

此外,对该模型燃烧室高频纵向燃烧不稳定性的分析还需引入了以下假设:

1) 由于室压低于推进剂的临界压力(分别为 5.3 MPa 和 10 MPa),可以认为推进剂蒸发过程为其整个燃烧过程的速率控制过程,忽略推进剂化学反应时间,可近似认为液滴蒸发速率峰值位置即为燃烧释热的速率峰值位置,后者近似等效为集中燃烧位置 ψ 。

2) 假定为稀薄喷雾燃烧,同类组元和不同组元液滴之间均没有碰撞,也没有液相反应^[16],并认为推进剂沿轴向按照混合比燃烧,从而认为燃烧室温度沿轴向分布均匀。考虑到 N_2O_4 开始离解的温度极低(不同压力(p)下离解度随温度的变化见图 2),体系可迅速达到平衡状态,且 N_2O_4 非平衡蒸发段很短,而平衡温度下的离解度很高,故在上述室压和温度下,忽略 N_2O_4 的蒸发时间。

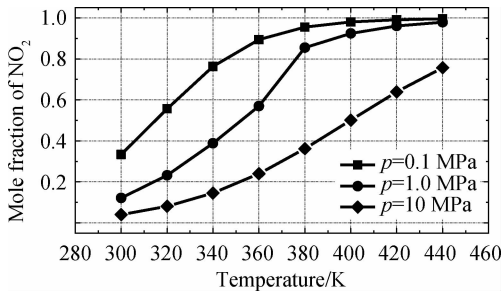


图 2 $N_2O_4 \rightleftharpoons NO_2$ 体系中 NO_2 的摩尔分数
Fig. 2 Mole fraction of NO_2 in $N_2O_4 \rightleftharpoons NO_2$ system

3) 忽略二次雾化效应^[15]。

燃烧响应参数,特别是敏感时滞 τ_s 和相互作用指数 n ,其经验值可通过对稳定性实验数据与不稳定性区域的计算结果相比较而求得^[2]。Reardon 等对常温自燃推进剂的上述参数进行了归纳和总结,得出了以下经验关系式^[17]:

$$\tau_s Ma_e^{\frac{1}{3}} p_c^{\frac{1}{3}} = cd_i^b \tag{1}$$

其中 Ma_e 为喷管入口马赫数, b 为常数, τ_s 为敏感时滞。Reardon 等给出了喷注孔径 d_i 与 cd_i^b 以及相互作用指数 n 之间的经验关系曲线。由平均喷注孔径 D_{inj} 可以得到敏感时滞 τ_s 和相互作用指数 n 分别为 1.6 ms 和 0.8。

图 3 给出了计算流程图,在以上假设的基础

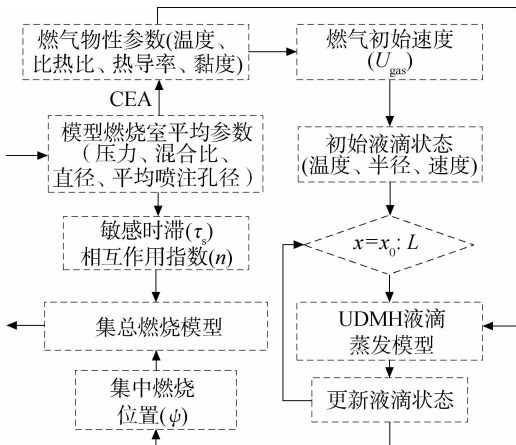


图 3 计算流程图

Fig. 3 Flow chart of calculation

上认为液滴蒸发沿轴向推进,近似取初始喷注时间(x_0/V_0)和蒸发总时间的和作为非敏感时滞 τ_i 。暂不考虑喷注阻抗、喷管导纳、系统耗散等因素,仅采用原始的集总燃烧模型进行分析。

2 计算模型

2.1 自燃推进剂液滴蒸发模型

高压液滴蒸发方面,庄逢辰^[15]提出的高压液滴蒸发模型具有明确的物理概念,计算量相对较小且准确度高,方便应用于工程实际。与非自燃推进剂不同,在一定的压力和温度下,UDMH 液滴存在自解放热反应,生成热的分解燃烧产物反过来又会加速液滴的蒸发。因此,UDMH 液滴蒸发模型中需要考虑液滴表面的分解反应。

图 4 给出了 UDMH 液滴蒸发计算的物理模型,图中 r 为径向坐标, T 为温度(K), T_s 、 T_f 、 T_∞ 分别为液滴温度、分解火焰峰温度、环境温度。在此基础上,聂万胜、庄逢辰等^[18-19]根据层流火焰传播理论,通过液滴表面蒸发出来的蒸汽向火焰峰流动的速度等于层流火焰传播速度这一主要条件,建立了绝热和非绝热条件下分解火焰峰处的层流火焰传播速度,从而建立了 UDMH 液滴的高压蒸发模型。实际计算中忽略了气体溶解性,但考虑了高压的影响,采用实际气体状态方程及 Chung 法则计算混合气体的物性^[20]。

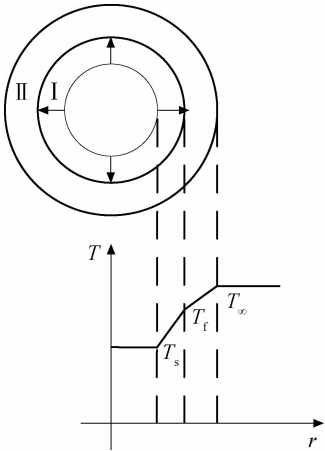


图 4 UDMH 液滴蒸发计算模型

Fig. 4 Computational model of UDMH droplet evaporation

以下是对该模型的简单描述:
组分守恒方程

$$\dot{m}_{v,s} = 4\pi\rho\xi \frac{\ln\left[\frac{1}{(1-Bw_{v,s})}\right]}{\left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f}\right)} \frac{1}{AB} \quad (2)$$

$$A = 1 + \frac{4\pi r_s^2 \rho_{v,s}}{\dot{m}_{v,s}} \cdot \frac{dr_s}{dt}$$

$$B = 1 + \frac{\rho_{e,s}}{\rho_{v,s}} \left(1 - \frac{1}{A}\right)$$

其中 r_s 为液滴半径(cm), r_f 为分解火焰峰半径(cm), ξ 为液滴表面二元扩散系数, $\dot{m}_{v,s}$ 为液滴表面蒸发速率(g/s), $w_{v,s}$ 为液滴表面的蒸汽质量分数, t 为时间(s), ρ 为液滴表面混合气的密度(g/cm³), $\rho_{v,s}$ 和 $\rho_{e,s}$ 分别为液滴表面蒸汽密度和环境气体密度。由于液滴表面有内移速度,所以在同一时刻流向分解反应峰的液滴蒸汽流量应为

$$\dot{m}_v = \dot{m}_{v,s} + 4\pi r_s^2 \rho_{v,s} \frac{dr_s}{dt} = A \dot{m}_{v,s} = \frac{C r_s}{1 - \frac{r_s}{r_f}} \quad (3)$$

式中

$$C = \frac{4\pi\rho\xi\ln\left[\frac{1}{(1-Bw_{v,s})}\right]}{B}$$

在分解反应峰处, $\dot{m}_v$ 也可以由层流火焰质量传播速度 $\dot{m}_f''$ 表达, 即

$$\dot{m}_v = 4\pi r_f^2 \dot{m}_f'' = A_n r_f^2$$

非绝热条件下 A_n 的推导过程及具体形式见参考文献[18], 最终得到非绝热分解反应峰处的温度 T_f 和半径 r_f 的表达式如下:

$$T_f = T_{f,a} + (T_\infty - T_{f,a}) \cdot \exp\left[-\frac{\dot{m}_v c_{p,\parallel} \left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_\infty}\right)}{4\pi\lambda_\parallel}\right] r_f = \frac{r_s \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4C}{A_n r_s}}\right)}{2}$$

$$c_{p,\parallel} = A c_{p,v} + (A - 1) c_{p,e} \frac{\rho_{e,s}}{\rho_{v,s}} \quad (4)$$

其中 r_∞ 为折算薄膜半径(cm), $T_{f,a}$ 为绝热分解反应峰温度(K), $c_{p,v}$ 、 $c_{p,e}$ 分别为液滴表面蒸汽和环境气体比定压热容(J/(g·K)), $c_{p,\parallel}$ 、 $c_{p,\parallel}$ 分别为 I 和 II 区比定压热容, $\lambda_\parallel$ 为 II 区燃气热导率(W/(m·K)), 近似认为 II 区的比定压热容 $c_{p,\parallel}$ 和热导率 $\lambda_\parallel$ 与环境气体相同, 由燃烧室 CEA 计算结果给出。

能量守恒方程

$$q = 4\pi\lambda_l \approx \frac{(T_f - T_s)}{\left[(e^z - 1) \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right) \right]} \quad (5)$$

$$z = \dot{m}_{v,s} \left[Ac_{p,v} + \frac{(A-1)\rho_{e,s}c_{p,e}}{\rho_{v,s}} \right] \frac{\left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right)}{4\pi\lambda_l} \quad (6)$$

其中 q 为传热液滴的热量(J),假定液滴内部温度均匀且等于液滴表面温度 T_s ,由热平衡方程可以得到

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{q - \dot{m}_{v,s}\Delta H_v}{\frac{4}{3}\pi r_s^2 \rho_l c_{p,l}} \quad (7)$$

其中 ΔH_v 为偏摩尔相变热, ρ_l 和 $c_{p,l}$ 分别为液滴的密度和比定压热容。以上方程进行迭代,即可以得到液滴温度 T_s 、液滴半径 r_s 以及液滴蒸发速率 $\dot{m}_{v,s}$ 随时间的变化曲线。

液滴沿轴向方向上的运动

液滴轴向速度的变化是由气动阻力作用的结果,根据牛顿第二定律可以写出

$$V_x \frac{dV_x}{dx} = \frac{3}{8} C_d \frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{(U_{gas,x} - V_x) |U_{gas,x} - V_x|}{r_s} \quad (8)$$

式中 C_d 为阻力系数, V_x 为液滴轴向速度, x 为轴向位置,由于液滴有变形,所以阻力系数不符合斯托克斯定律,其值可按下列公式选取:

$$\begin{aligned} Re = 0 \sim 1 & \quad C_d = \frac{24}{Re} \\ Re = 1 \sim 80 & \quad C_d = 27Re^{-0.84} \\ Re = 8 \sim 10^4 & \quad C_d = 0.271Re^{0.217} \\ Re > 10^4 & \quad C_d = 2.0 \end{aligned}$$

已知 Re 后,可以用来更新式(9)中的对流努塞尔数(Nu_m),具体表达式如下:

$$Nu_m^0 = 2 + 0.556Re^{0.5} Pr^{1/3} \cdot (1 + 1.237Re^{-1} Pr^{-4/3})^{-0.5} \quad (9)$$

在此基础上,可以更新液滴蒸发过程中的折算薄膜半径 r_∞ ,具体形式如下:

$$r_\infty = \frac{r_s Nu_m^0}{(Nu_m^0 - 2)} \quad (10)$$

这样可以评估液滴与燃气之间的对流对自燃推进剂液滴蒸发过程的影响。

2.2 开环传递函数形式的集总燃烧模型

燃烧室中的波动过程采用波动方程描述,具体形式如下^[21]:

$$\frac{d^2 p'}{dx^2} - \frac{1}{\bar{c}^2} \cdot \frac{D^2 p'}{Dt^2} = 0 \quad (11)$$

其中 $\bar{c}$ 为声速, p' 为压力扰动,其解的形式可以写成

$$\begin{aligned} p'(x) &= \frac{\bar{c}^2 (C_r e^{s_1} - C_s e^{s_2}) e^{sx}}{g_c} \\ \rho'(x) &= (C_r e^{s_1} - C_s e^{s_2}) e^{sx} \\ u'(x) &= \frac{\bar{c} (C_r e^{s_1} + C_s e^{s_2}) e^{sx}}{\bar{\rho}} \end{aligned}$$

其中

$$s_{c1} = -\frac{sx}{\bar{c}(1+Ma)} \quad s_{c2} = -\frac{sx}{\bar{c}(1-Ma)}$$

式中 p' 、 ρ' 、 u' 分别为压力、密度和速度扰动, $\bar{\rho}$ 为燃气平均密度, Ma 为马赫数, s 为复变量, c_1 、 c_2 为常数, g_c 为重力系数, C_r 和 C_s 的具体含义见参考文献[4]。对于长度为 L 的燃烧室,定义轴向相对位置 x 的取值范围为(0,1)。考虑喷注面处($x=0$)的闭合边界条件:

$$u'_{inj}(0) = 0$$

其中下标“inj”表示喷注面。可得

$$C_{r1} = -C_{s1}$$

其中下标中的“1”表示喷注面到集中燃烧锋面之间的区域。在喷管出口处($x=1$)考虑速度-密度比定义的声导纳边界,代入式(11)可得

$$\frac{C_{rII}}{C_{sII}} = -\bar{B} \exp \frac{2sMa}{1-Ma^2} \quad \bar{B} = \frac{1+\alpha Ma}{1-\alpha Ma}$$

其中 $\alpha = (\gamma-1)/2$, γ 为比热比,下标 II 表示集中燃烧锋面到喷管出口之间的区域。为了得到最终的控制方程,还需要考虑集中燃烧锋面处的匹配边界条件,其中包括:①在任何瞬时,锋面两侧压力与密度的稳态值及其微扰动均为连续的,只有速度是间断的;②锋面两侧质量流量的相对增量等于锋面处燃烧速率的相对增量。对于燃烧锋面前后质量流量的相对增量可以写成

$$\eta_d = \frac{\bar{m}_d - \bar{m}}{\bar{m}} = \left(\frac{u'_2 - u'_1}{\bar{u}} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)_{x=\psi} \quad (12)$$

式中 $\bar{m}_d$ 为锋面前后平均燃气质量流量增量(g/s), $\bar{m}$ 为锋面前燃气质量流量增量(g/s)。

为了简化,原始的集总燃烧模型忽略了供应系统的影响,没有考虑喷注耦合效应,其锋面处的燃烧速率相对增量可以写成

$$\eta_b = \frac{\bar{m}_b - \bar{m}}{\bar{m}} = \frac{n}{\bar{p}} [p'(\psi, t) - p'(\psi, t - \tau_s)] \quad (13)$$

其中 $\bar{\tau}_s = \tau - \tau'$, 代表了敏感时滞的平均量, $\bar{p}$ 为平均压力, $\bar{m}_b$ 为集中燃烧锋面前后燃烧速率增量。进一步, 由 $\eta_b = \eta_d$ 即可获得基本的集总燃烧时滞模型开环传递函数, 具体形式如下:

$$C(s) = - \frac{n(1 - e^{-s\bar{\tau}_s})}{\frac{\bar{p}g_c}{\bar{u}\bar{\rho}c}(B_c - D_1) + \frac{g_c\bar{p}}{\bar{\rho}\bar{c}^2}} \quad (14)$$

其中

$$B_c = \left(\frac{\bar{B}C + 1}{\bar{B}C - 1} \right) \quad D_1 = \left(\frac{\bar{D} - 1}{\bar{D} + 1} \right)$$

$$\bar{C} = \exp \frac{2s(\psi - L)}{(Ma^2 - 1)\bar{c}} \quad \bar{D} = \exp \frac{2s\psi}{(Ma^2 - 1)\bar{c}}$$

其中 $\bar{u}$ 为平均速度(m/s)。以上传递函数可以描述燃烧室稳定性, 其 Bode 图中横坐标为频率, 纵坐标分别为增益(实部)和相位(虚部)。根据自动控制原理, 当某一频率信号对应的相位出现 $-\pi \sim \pi$ 之间突变, 且相应增益大于 1 时, 该系统会出现该频率对应信号的不稳定, 相同情况下, 增益大小代表了系统稳定性, 增益越大稳定性越差, 反之则反。

3 结果分析

3.1 模型燃烧室稳定性分析

按照计算模型和图 3 所示计算流程, 本文首先对模型燃烧室的高频纵向燃烧不稳定性进行了分析, 液滴初始雾化平均粒径暂取为 $100 \mu\text{m}$, 该值为模型燃烧室理论液滴平均粒径的下限, 并由上述自燃推进剂液滴蒸发模型集中燃烧位置 ψ 和非敏感时间 τ_i , 由 Reardon 的自然推进剂敏感时滞经验公式计算敏感时滞 τ_s , 并认为当液滴直径小于 $6 \mu\text{m}$ 时即认为蒸发完毕。

图 5 给出了 UDMH 液滴沿轴向的温度及液滴半径变化规律。可以看出, 液滴在距离喷注点约 8 cm 后进入平衡蒸发段, 此时液滴温度变化不大, 基本维持在 460 K 左右, 并在距离喷注点下游 22 cm 处蒸发完毕。图 6 给出了液滴蒸发时间沿轴向的变化情况, 从中可以看出, 液滴总的蒸发时间大约为 5 ms, 考虑到额外的初始喷注时间为 0.6 ms, 总的非敏感时滞 τ_i 为 5.6 ms, 故敏感时滞 τ_s 占非敏感时滞 τ_i 之间的比值为

$$\frac{\tau_s}{\tau_i} = \frac{1.6}{5.6} \times 100\% = 28.6\%$$

这一结果介于 F-1 发动机^[2] 的 20% 与 NASA SP-194 中给出的 50% 经验值之间。

此外, 图 6 还给出了 UDMH 液滴蒸发速率

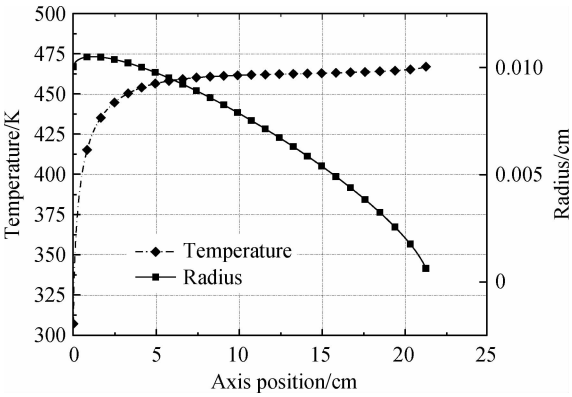


图 5 液滴温度沿轴向的变化

Fig. 5 Variation of droplet temperature along axis

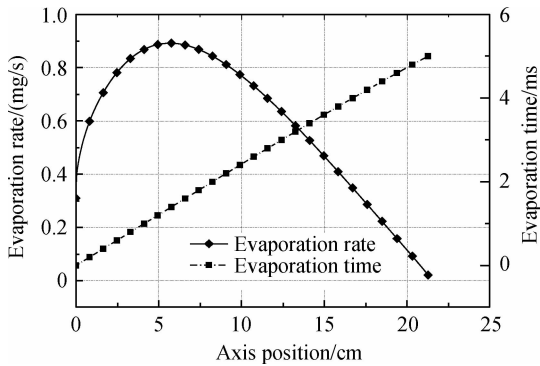


图 6 液滴蒸发速率和蒸发时间

Fig. 6 Droplet evaporation rate and time

沿轴向的分布情况。可以看出, 液滴蒸发速率在距离喷注点 5 cm 处出现了峰值, 考虑到喷注点距离喷注面 2.5 cm, 该峰值位置相对燃烧室长度为 22.05%, 该值即为集中燃烧位置 ψ 的模型输入值。

在以上计算分析结果的基础上, 图 7 给出了最终的燃烧室稳定性曲线, 横坐标为振荡频率, 纵坐标为响应的增益和相位。可以看到在 1593 Hz 处系统开环传递函数的相位达到了 -180° , 对

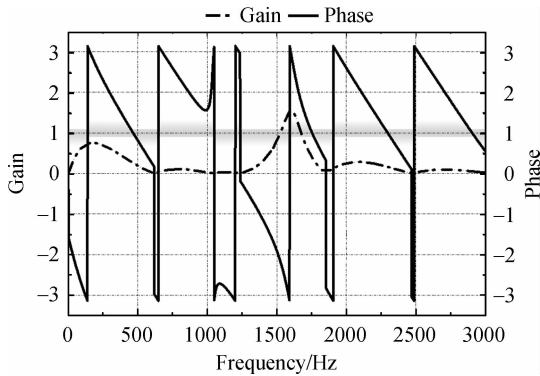


图 7 模型燃烧室稳定性曲线

Fig. 7 Stability curve for modeled combustor

应的系统增益为 $1.531 > 1$, 预示着模型燃烧室在该频率信号处容易出现高频纵向不稳定现象, 与实际试车结果基本一致, 后者在 1524 Hz 处的纵向振荡量级较大。考虑到计算过程中用到的假设以及相关物性计算等带来的误差, 以及所采用集总燃烧模型本身的不足, 实际稳定性的边界并不完全严格按照图中 1.0 的标准来衡量。因此, 本文认为在一定范围内(图中灰色渐变区域), 依据上述过程计算得到的增益都需要更为详细的讨论误差的影响。但即使如此, 本文所讨论模型燃烧室在 1593 Hz 处的相对增益达到了 $(1.531 - 1.1)/1.1 \times 100\% = 40\%$, 出现高频纵向不稳定现象的概率依然很大。

3.2 集中释热位置为稳定性影响的参数化分析

根据宏观的 Rayleigh 准则, 燃烧释热与燃烧室声学振型之间的空间相位关系和时间相位关系共同决定两者之间的耦合效果。显然, 液滴初始粒径 r_0 和初始速度 V_0 的大小都会对下游燃烧释热位置有明显的影响。为此, 本文在上述研究的基础上, 对以上两个问题进行了参数化分析。

图 8 给出了不同液滴初始平均粒径下, 液滴蒸发速率沿轴向位置的变化曲线。从中可以看出, 随着液滴初始粒径的不断增大, 液滴蒸发速率峰值位置距离喷注面的距离越远, 相应的集中燃烧位置 ψ 也从 22.05% 增加到了 35.8% 。

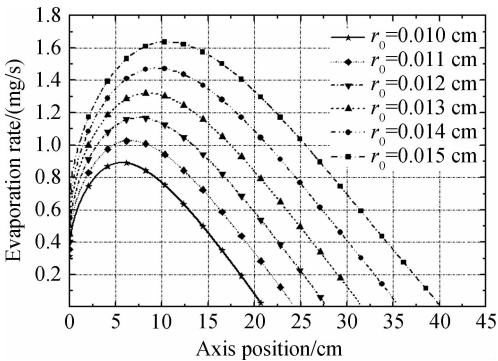


图 8 不同液滴初始直径下的蒸发速率轴向分布
Fig.8 Evaporation rate along axis under different initial droplet radius

图 9 给出了相应的燃烧室系统增益随液滴初始平均粒径的变化曲线。可以看到, 即随着液滴初始粒径的增加, 系统增益不断降低, 并在液滴初始粒径达到 $0.015 \sim 0.016\text{ cm}$ 之间(集中燃烧锋面位置位于燃烧室长度 33% 左右)时, 燃烧室由理论上的不稳定转变为稳定。这说明, 集中燃烧

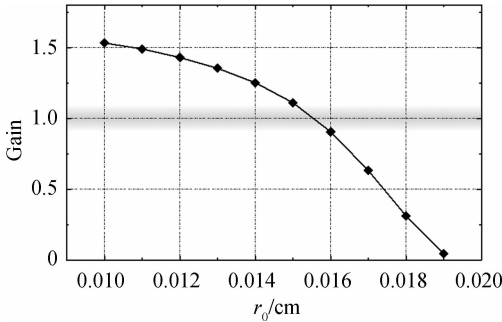


图 9 稳定性随初始平均液滴粒径的变化曲线
Fig.9 Curve for stability variation by initial averaged droplet radius

锋面位置的变化对高频燃烧不稳定性的影响是十分明显的, 当集中燃烧锋面或集中燃烧区靠近喷注面时, 实际燃烧室的稳定性会降低。

图 10 给出了集中燃烧锋面位置和燃烧室系统增益随不同喷注速度的变化规律, 其中液滴初始速度为 41 m/s 是根据燃烧室平均喷注孔径 D_{inj} 计算得出的。可以看出, 随着液滴初始速度的增加, 集中燃烧锋面位置在不断增加, 而燃烧室系统增益在不断减小。这说明单纯提高喷注速度对于改善燃烧室稳定性是有益的。需要指出的是, 当喷注速度在小于 50 m/s 范围内时, 增益幅值的变化速率较小。这说明对于所讨论燃烧室, 在该范围内单纯提高喷注速度以提高稳定性的做法效果并不十分有效。

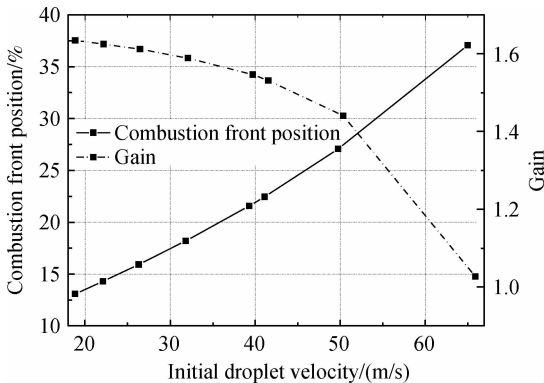


图 10 液滴初始速度对稳定性的影响
Fig.10 Effects of initial droplet velocity on stability

4 结 论

本文通过自燃推进剂液滴高压蒸发模型确定了蒸发速率峰值位置和液滴蒸发总时间, 给出了稳定性分析所需的集中燃烧锋面位置以及相应的非敏感时滞的大小, 并结合集总燃烧模型, 初步建

立了针对某自燃推进剂模型燃烧室高频纵向燃烧不稳定性的线性分析框架,并参数化讨论了液滴初始直径和喷注速度对稳定性的影响规律,为后续该发动机稳定性的量化分析打好了基础。

研究结果证明:集中燃烧锋面位置 ψ 对于模型燃烧室稳定性分析具有重要意义,当 ψ 达到 33% 左右时,模型燃烧室在 1 500 Hz 附近存在高频纵向燃烧不稳定的可能,液滴初始平均粒径与稳定性之间存在量变到质变的关系。

参考文献:

[1] CROCCO L, CHENG S I. Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors[M]. London: Butterworths Publication Limited, 1956.

[2] HARRJE D T, REARDON F H. Liquid propellant rocket combustion instability[R]. NASA SP-194, 1972.

[3] 聂万胜, 丰松江. 液体火箭发动机燃烧动力学模型与数值计算[M]. 北京: 国防工业出版社, 2011.

[4] MATTHEW J C. Extensions to the time lag models for practical application to rocket engine stability design[D]. Harrisburg, US: The Pennsylvania State University, 2010.

[5] 汪广旭, 郭灿琳, 石晓波, 等. 基于时滞模型的纵向燃烧不稳定性分析[J]. 推进技术, 2016, 37(6): 1129-1135.

WANG Guangxu, GUO Canlin, SHI Xiaobo, et al. Analysis of longitudinal combustion instability based on time lag model[J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(6): 1129-1135. (in Chinese)

[6] MUSS J A, NGUYEN T V, JOHNSON C W. User's manual for rocket combustor interactive design (ROCCID) and analysis computer program volume: I [R]. NASA CR 187109, 1990.

[7] MUSS J A, NGUYEN T V, JOHNSON C W. User's manual for rocket combustor interactive design (ROCCID) and analysis computer program volume II [R]. NASA CR 187110, 1990.

[8] DOWLING A P, STOW S R. Acoustic analysis of gas turbine combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(5): 751-764.

[9] FORTUNATO B, CAMPOREALE S M, CAMPA G. A finite element method for three-dimensional analysis of thermoacoustic combustion instability[J]. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 2011, 23(1): 101-114.

[10] YU Y C, SISCO J C. Effects of mean flow entropy waves and boundary conditions on longitudinal combustion instability[J]. Combustion Science and Technology, 2010, 182(7): 739-776.

[11] TAMANAMPUDI G M R, ANDERSON W E. Development of combustion instability analysis tool by incorporating

combustion response models[R]. AIAA 2015-4165, 2015.

[12] 尹婷, 聂万胜, 何浩波. 偏二甲肼液滴燃烧特性及影响因素实验研究[J]. 火箭推进, 2014, 40(5): 29-36.

YIN Ting, NIE Wansheng, HE Haobo. Experimental study on combustion characteristics of UDMH droplet and influence factors on combustion[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2014, 40(5): 29-36. (in Chinese)

[13] 夏益志, 杨伟东, 王勇, 等. 燃烧条件下自燃推进剂的雾场及火焰实验研究[J]. 火箭推进, 2019, 45(4): 26-31.

XIA Yizhi, YANG Weidong, WANG Yong, et al. Experimental study on the spray and flame of hypergolic bipropellants in hot-fire test[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2019, 45(4): 26-31. (in Chinese)

[14] 张蒙正, 徐胜利. 超临界环境下煤油和 UDMH 单滴燃烧现象[J]. 火箭推进, 2013, 39(5): 1-6.

ZHANG Mengzheng, XU Shengli. Combustion phenomena of kerosene and UDMH droplets in supercritical environment[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2013, 39(5): 1-6. (in Chinese)

[15] 庄逢辰. 液体火箭发动机喷雾燃烧的理论、模型与应用[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 1995.

[16] 陈新华, 吴冲华, 佟连捷. 大气中 N_2O_4 /UDMH 推进剂蒸发特性的研究[J]. 推进技术, 2000, 21(2): 77-80.

CHEN Xinhua, WU Chonghua, TONG Lianjie. Evaporation characteristic of N_2O_4 /UDMH propellant in the air[J]. Journal of Propulsion Technology, 2000, 21(2): 77-80. (in Chinese)

[17] WILLIAM A S. Two-time-variable perturbation theory for liquid rocket combustion instability[J]. Journal of Propulsion and Power, 2016, 32(3): 755-776.

[18] 聂万胜, 庄逢辰. 自燃推进剂火箭发动机燃烧不稳定性研究[J]. 推进技术, 2000, 21(4): 63-76.

NIE Wansheng, ZHUANG Fengchen. Hypergolic propellant rocket engine combustion instability studies[J]. Journal of Propulsion Technology, 2000, 21(4): 63-76. (in Chinese)

[19] 聂万胜, 庄逢辰. 自燃推进剂火箭发动机稳态燃烧过程的数值模拟[J]. 推进技术, 1998, 19(5): 6-9.

NIE Wansheng, ZHUANG Fengchen. Numerical simulation of stable combustion process in earth storable bipropellant rocket engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(5): 6-9. (in Chinese)

[20] 赵红玲, 王凤坤, 陈圣坤. 气液物性手册[M]. 北京: 化学工业出版社, 2006.

[21] 洪鑫, 程惠尔. 液体火箭发动机燃烧室波动过程数值分析[J]. 推进技术, 1999, 20(2): 656-660.

HONG Xin, CHENG Huier. Numerical analysis of acoustic wave motion in combustion chamber of liquid rocket engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 1999, 20(2): 656-660. (in Chinese)