

液体火箭发动机燃烧稳定性非线性理论*

黄玉辉**

(第二炮兵第四研究所, 北京 100085)

王振国 周 进

(国防科学技术大学航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘要 初步建立液体火箭发动机燃烧稳定性非线性场振子模型、均匀反应器声振模型、声学模式非线性相互作用模型和非平衡热力学模型, 分析了化学动力学激发的燃烧不稳定现象的规律. 分析表明: 高的活化能不利于燃烧稳定性; 燃气向周围环境的传热是重要的 Hopf 分岔参数; 燃烧室声学模式之间存在竞争与合作关系; 从非线性非平衡热力学可以推导出燃烧稳定性的热力学判据. 分析结果说明化学动力学是燃烧不稳定的重要激励机理.

关键词 液体火箭发动机 燃烧不稳定 非线性 化学动力学

燃烧不稳定是数十年来困扰液体火箭发动机技术发展的世界性难题. 几乎每一台液体火箭发动机都出现过燃烧不稳定问题, 燃烧不稳定是高性能火箭发动机的主要研制风险之一. 虽然经过多年研究^[1,2], 其激励机理仍不十分清楚. 传统上认为^[3]: 在火箭发动机燃烧室的高温高压条件下, 化学反应速率将是很大的, 化学反应的特征时间至少比蒸发时间小一个量级, 燃烧室中的燃烧放热速率不可能由化学动力学速率控制. 因而, 长期以来国内外开展的研究工作着重研究蒸发过程, 大多数实验现象的解释也被归结于喷雾和蒸发等物理过程, 没有对化学过程进行深入研究. 但是, 推进剂以常温和低温方式进入燃烧室必定经历一个温度较低的预混区, 这里化学反应速度较慢, 化学动力学过程有可能成为控制过程, 化学反应体系中的温度敏感机制和自催化机制有可能就是燃烧不稳定的激励机理, 因此有必要对化学动力学过程激励的燃烧不稳定进行深入研究.

燃烧不稳定是一种复杂的容积分布式非线性振动现象, 大量实验表明其典型的非线性特征是: 振荡较小时, 燃烧室压力振幅线性增长, 但到达一定幅值后增幅趋缓并形成极限环; 受到小扰动时, 燃烧过程有可能是稳定的, 但受到较大扰动时, 燃烧有可能变得不稳定; 大多数情况下压力振荡呈正弦形, 但有时出现“激波形”的压力尖峰; 燃烧室压力声学振型之间存在非线性相互作用, 有时多个声学振型可以同时振荡, 另外一些时候却只有一个主振型振荡, 但当这个主振型受到抑制后, 其他振型又有可能变得不稳定; 燃烧过程失稳后, 在燃烧室中形成有序的时间和空间振荡, 是一种耗散结构, 这种现象不能用平衡热力学进行解释.

Zinn 在脉动燃烧器理论中推导并讨论了受脉动加热和脉动加质量作用的场振子方程^[4]. Culick 和 Yang 等人^[5]用场振子模型对线性稳定性、Rayleigh 准则、响应系数、时滞(n, τ)等燃烧不稳定分析模型作了逐一分析. 但是这些讨论大多以线性分析为主, 没有讨论非线性项的

2001-12-11 收稿, 2002-03-07 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 19882008)

** E-mail: hyh1104@yahoo.com

作用. Yang 等人研究了多个振动模式之间的相互影响^[5], 认为气动力学的非线性耦合导致能量级串过程, 能量通过不稳定(例如一阶)振型的线性过程进入系统, 并由非线性耦合机制传入稳定(例如二阶)振型, 在那里被线性地阻尼掉. 但是这个研究结果似乎不能包含振型之间相互作用的所有情况. Doulatov 等用电磁波和温度测量技术对发动机燃烧区的火焰峰和温度进行了测量, 发现了燃烧不稳定的双模态分岔现象^[6-9], 并建立了宏观分岔唯相模型对其所观察的实验现象进行解释. 目前所见到的国际上研究液体火箭发动机燃烧不稳定的文献大多侧重于动力学研究, 没有见到对液体火箭发动机燃烧不稳定进行热力学分析的文献. 尽管取得了这些进展, 但是除了最简单的模型外几乎所有分析模型都无法应用于实际发动机, 无法进行详细的参数研究, 无法了解输入参数对稳定性模型产生的结果的影响. 另一严重的不足是缺乏机理性的模型(甚至于好一点的关联关系)用于描述喷注器单元和推力室设计特征对燃烧过程响应特性的影响. 缺乏这种模型限制了设计和工作状态与稳定性特性之间的因果关系的研究^[10]. 这些问题影响了所有火箭发动机系统的研制, 理想的分析模型应当是能较为准确的反映具体物理过程的非线性模型, 然而这样的模型目前并不存在.

本文结合非线性动力学、非平衡热力学等非线性科学, 分别建立场振子模型、均匀反应器模型、模式相互作用模型和耗散结构模型, 对化学动力学激发的燃烧不稳定进行了非线性研究, 力图对诸多实验现象进行统一地合理解释.

1 非线性场振子模型

场振子模型是非线性振动中最常用的简单模型, 它对定性了解各非线性项的作用很有帮助. 如果不考虑蒸发的影响以及模式之间的相互作用, 而只考虑化学反应和单模式振荡, 可以从化学反应流体力学基本方程组得到如下燃烧稳定性场振子方程:

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial t^2} + \frac{\omega_n}{Q_n} \frac{\partial p_n}{\partial t} + \omega_n^2 p_n = \frac{\partial r^n}{\partial t}, \quad (1)$$

这里: p_n 是燃烧室中空间平均后的脉动压力; t 是时间; ω 是圆频率; Q 是燃烧室声学品质因子, 代表燃烧室贮存声能的能力; r 是空间平均化学反应速率; 下标和上标 n 代表第 n 个声学模式.

倘若 r^n 是 p_n 的可微解析函数, 与 p_n 的时间导数和时间 t 没有直接关系, 则 r^n 可以展开成 p_n 的 Thaler 级数形式:

$$r^n = r_0^n + r_p^n p_n + \frac{1}{2} r_{pp}^n p_n^2 + \frac{1}{6} r_{ppp}^n p_n^3 + \cdots, \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式得

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial t^2} + [\omega_n / Q_n - (r_p^n + r_{pp}^n p_n + (1/2) r_{ppp}^n p_n^2)] \frac{\partial p_n}{\partial t} + \omega_n^2 p_n = 0, \quad (3)$$

上式实际上等价于有名的 van der Pol 方程^[11,12], 它最早被用来描述电子管自激振荡, 后来和杜芬方程一起成为非线性振动的经典范例. 简单分析以上方程可以发现, (2)式中燃烧对压力的敏感性的前三项系数分别扮演了不同的角色:

(i) 小扰动能否增长主要决定于燃烧室中的两相湍流火焰对压力扰动的敏感性的一次项, 只有敏感性大于损耗即 $r_p^n > \omega_n / Q_n$ 时, 才能产生燃烧不稳定, 这称为燃烧不稳定的阈值条件.

(ii) 由于二次项具有偶对称性, 它对非线性振动的幅度的贡献呈中性, 但是它对燃烧室燃烧速率的平均值有影响. 当二次项为正数的时候, 燃烧室的高频压力的脉动可使当地平均燃烧速率提高, 从而提高了燃烧效率, 燃烧室的平均压力也会相应提高.

(iii) 不稳定燃烧能否发展成有限振幅的振荡, 即极限环是否稳定则主要取决于 Thaler 级数的三次项 r_{ppp}^n . 当它为负数时, 燃烧不稳定的振幅达到一定的值后不再增长, 形成稳定的极限环, 这称为燃烧不稳定增益饱和.

设燃烧室中局部放热速率 r 受 Arrhenius 定律控制, 则

$$r^n \propto \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \propto \exp\left(-\frac{E}{RT_0(1+\delta T/T)}\right) \propto \exp\left\{-\frac{E}{RT_0[1+(\gamma-1)p_n/\gamma P_0]}\right\}, \quad (4)$$

可求得

$$r_p^n \propto \frac{E}{RT_0(1+x)^2} r^n \approx \frac{E}{RT_0} r^n, \quad (5)$$

以上各式中, γ 是比热比, E 是反应活化能, R 是通用气体常数.

$$x = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_n}{P_0}$$

由(5)式可知, 在未达到化学平衡时, 高的活化能和高的化学反应速率分布 r^n 均不利于燃烧稳定.

2 均匀反应器声振模型

目前还没有见到研究多步化学反应和声学过程相互作用的理论模型, 本文把燃烧理论中的均匀反应器模型和脉动燃烧器模型结合起来构建了一个新的能研究多步化学反应动力学与声学作用的燃烧不稳定模型(见图 1).

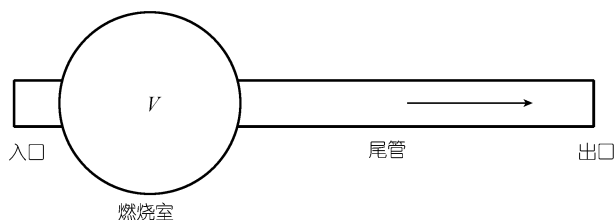


图1 均匀反应器声振模型(CSTRA)原理图

推进剂由入口进入燃烧室燃烧, 经尾管由出口流出

燃料和氧化剂经入口进入燃烧室燃烧, 未反应的推进剂和燃烧产物一起经尾管排出. 由于尾管很长, 很容易在其中激起声学振荡. 尾管靠近燃烧室一端的压力振荡对燃烧室排出的燃气流量产生影响, 燃烧室排出的体积流量又对尾管中的声学振荡做功, 这样尾管中的声学过程与燃烧室中的化学反应过程产生相互作用. 假设燃烧室中的推进剂参数是均一的, 燃烧室中的动力学过程由多步化学反应动力学方程组描述, 尾管中的动力学过程则由压力场振子方程描述. 可以导出如下控制方程:

$$V \frac{dC_j}{dt} = Q_0 C_{0j} - QC_j - V \sum_i \bar{\omega}_{ji} r_i, \quad (6)$$

$$V \sum_j C_j c_{vj} \frac{dT}{dt} = Q_0 \sum_j [(h_{0j} - h_j) C_{0j}] - V \sum_i (\Delta H_i r_i) - K_{\text{HEAT}} (T - T_a) + RTV \frac{dC_{\text{TOT}}}{dt}, \quad (7)$$

$$P = C_{\text{TOT}} RT, \quad (8)$$

$$Q = K_{\text{EFF}} \sqrt{P - P_{\text{OUT}}}, \quad (9)$$

$$P_{\text{OUT}} = P_{\text{TAIL}} + p, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + K_{\text{DISS}} \frac{\partial p}{\partial t} + \Omega^2 p = K_{\text{PLUS}} \frac{\partial}{\partial t} (P_{\text{OUT}} Q), \quad (11)$$

这里: V 是燃烧室体积; C 是摩尔浓度; $\bar{\omega}$ 是反应方程系数; r 是化学反应速率; c_v 是定容比热; h 是焓; ΔH 是反应焓; K_{HEAT} 是燃气与壁面间的传热系数; R 是通用气体常数; T 是温度; C_{TOT} 是总摩尔浓度; P 是燃烧室压力; Q 是燃烧室流进尾管中的体积流量; K_{EFF} 是体积流量和压差之间的关系系数; P_{OUT} 是尾管头部的瞬态压力; P_{TAIL} 是尾管头部的稳态压力; p 是尾管头部的声压; K_{DISS} 是尾管中声压的耗散系数; Ω 是尾管的声学固有频率; K_{PLUS} 是燃烧室对尾管头部的做功系数. 下标: 0 代表定态值; j 代表组分; i 代表化学反应式. (6) 式是推进剂的质量守恒方程, 燃烧室中的组分增量是对流项和化学反应项之和; (7) 式是能量守恒方程, 温度增量是对流项、反应热、向室壁(温度为 T_a) 的热扩散和质量变化项的和; (9) 式表示从燃烧室到尾管的体积流量 Q 是室压和尾管压力之差的函数; (11) 式是尾管的场振子方程, 脉动压力的激励来源于燃烧室压力和体积流量乘积的做功脉动.

在此以乙醛氧化多步反应体系为例进行研究^[13-15]. 选择乙醛为研究对象是因为: 作为一种单纯物, 乙醛的化学反应体系比烃类简单, 而且乙醛是烃类燃烧的中间产物. 同时, 化学动力学实验证实乙醛在低压下的氧化反应包含了丰富的振荡现象^[16]. 基于实验结果, Kaiser, Cavanagh, Lignola^[17]发表了乙醛低压下氧化的数值研究结果. 本文采用 Lignola 的乙醛氧化反应动力学模型, 包括 30 种组分和 71 个基元反应. 每种组分的比热和焓值由 NASA 报告提供的系数得到. 采用工程软件 Matlab 对常微分方程组(6)~(11)进行了仿真, 仿真结果表明燃烧室向壁面的传热系数 K_{HEAT} 是重要的分岔参数, 根据 K_{HEAT} 的大小, 反应器表现出 4 个状态(见图 2):

(i) 在 I 区当燃烧过程对壁面的传热系数等于零或较小时, 像一般的均匀反应器系统一样, 燃烧呈现双稳态模式, 即着火状态和灭火状态, 不会出现燃烧振荡.

(ii) 在 II 区双稳态变得不稳定, 在中温范围出现 Hopf 分岔, 反应器中出现高频巨幅自激振荡, 振荡压力随时间的波形是激波形式的(见图 3). 随着 K_{HEAT} 的增大, 这种振荡幅值减小, 频率逐渐增大(见图 4). K_{HEAT} 在一定的范围内, 振荡出现倍增周期现象, 即每隔几次较小波动出现一次大的波动. 尾管中声学过程对大幅值的燃烧振荡没有明显的影响.

(iii) 在 III 区随着 K_{HEAT} 的继续增大, 振荡衰减成正弦型曲线. 燃烧尾管中的声学过程与燃烧室中的燃烧振荡产生较为复杂的相互作用, 类似于两个弹簧振子的相互作用.

(iv) 在 IV 区 K_{HEAT} 大于一定的值后, 无尾管的自激振荡不能维持, 燃烧稳定于壁面温度附近. 但是如果尾管中的声学耗散系数较小时, 燃烧振荡可以在尾管声学过程的帮助下继续

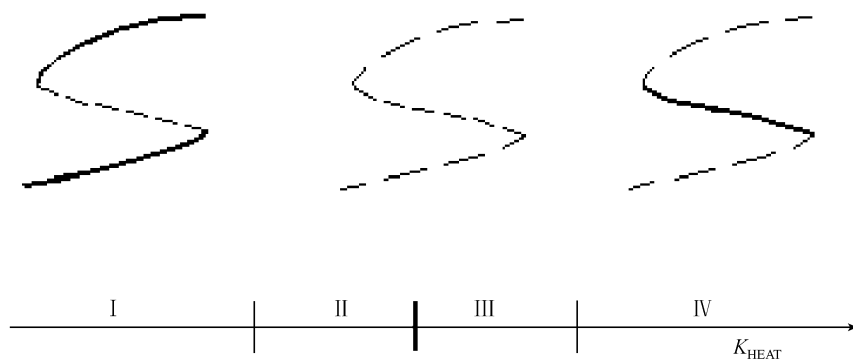


图 2 随着燃烧区向壁面的换热系数 K_{HEAT} 的增大, 燃烧呈现 4 个不同的态
实线表示稳定态, 虚线表示不稳定态

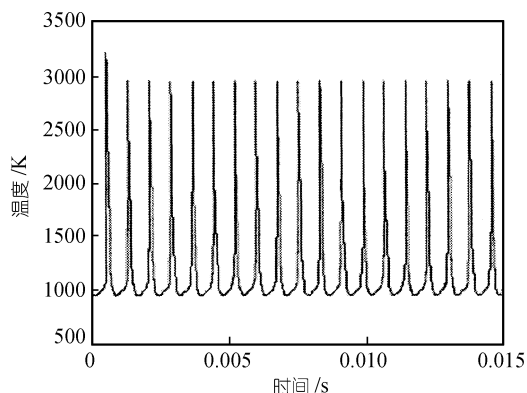


图 3 当传热系数落在图 2 的 II 区时, 无尾管的燃烧室温度出现巨幅振荡

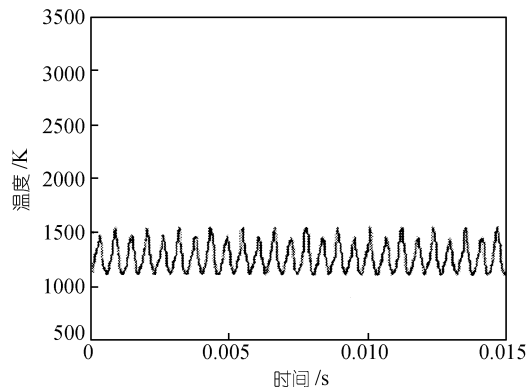


图 4 随着传热系数进一步增大, 无尾管的燃烧室温度振幅大幅度减弱, 出现了周期倍增现象

得以维持, 振荡的频率与尾管的声学固有频率相等。

上述结果说明: 当燃烧区维持在一定的温度范围内时, 烃氧多步化学体系中的温度敏感性和自催化机制可以产生复杂燃烧振荡现象, 这些结果可以对“压力尖峰”和“正弦形”等燃烧振荡实验现象作出很好的解释。燃烧区向环境的传热对其能否维持在这个合适的温度范围内具有决定性作用。在真实火箭发动机燃烧室中, 燃气向室壁的换热与总的燃烧放热量相比是很小的, 但是液滴群的蒸发过程吸收了大量的热量, 有可能在局部形成合适的温度和混合条件, 这个推测已经被我们的仿真结果所证实。

3 时空相互作用动力学模型

理论上, 发动机燃烧室中存在无限个声学简正振型。对任一振型而言, 只要达到增益大于损耗这个阈值条件, 就会变得不稳定。但是各振型并非相互独立的, 其相互作用会对振型能否振荡以及振荡的幅度产生影响。确定最容易发生不稳定的振型可以帮助预先设计燃烧室的声腔和隔板, 而且可以防止抑制了其中的一个振型后另外的振型却得到加强的现象。而场振子

模型和均匀反应器声振模型都是集总参数模型,不能反映燃烧不稳定的空间振荡特性,因此本节建立时空相互作用模型对不同声学振型之间的相互作用进行研究.

对于圆柱型燃烧室,脉动压力场可以用下述固有声学振型系列来表示:

$$p = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} p_{mnq}(t) J_n \left(\pi \alpha_{mn} \frac{r}{R} \right) \cos \frac{q\pi x}{L} \left[K_1 \cos(n\theta - \omega t - \varphi_1) + K_2 \cos(n\theta + \omega t + \varphi_2) \right], \quad (12)$$

这里: m 是径向振型的阶数; n 是切向振型的阶数; q 是纵向振型的阶数; L 是燃烧室有效长度; R 是燃烧室半径; J 是第一类 Bessel 函数. 由于液体火箭发动机经常发生的是一阶切向不稳定燃烧, 因此本文只考虑 2 个反向传播的一阶切向行波振型的相互作用. 令

$$p = p_1^+(t) J_0 \left(\pi \alpha_{01} \frac{r}{R} \right) \cos(\theta - \omega_1^+ t - \varphi_1^+) + p_1^-(t) J_0 \left(\pi \alpha_{01} \frac{r}{R} \right) \cos(\theta + \omega_1^- t - \varphi_1^-) \quad (13)$$

行波的压力波节线是转动的, 燃烧室中各处的振动能量消耗是均匀的, 所以切向行波振型的能量和组分输运方程可以认为是切向均匀的. 这是行波振型和驻波振型之间的一个重要区别. 假设释热率具有方程(2)的形式, 应用类似于 Galerkin 法的空间平均技术和时间平均技术, 得到一阶切向行波振型随时间发展的常微分方程组:

$$\frac{dp_1^+}{dt} = \frac{1}{2} \left(a^+ p_1^+ + b^+ p_1^{+3} + c^+ p_1^{-2} p_1^+ \right), \quad (14)$$

$$\frac{dp_1^-}{dt} = \frac{1}{2} \left(a^- p_1^- + b^- p_1^{-3} + c^- p_1^{+2} p_1^- \right), \quad (15)$$

这里 b^+ 和 b^- 称为自饱和系数, 而 c^+ 和 c^- 称为互饱和系数. 上述方程虽然是由切向振型这样的特例导出的, 却同样适用于其他振型. 与 Vigor Yang 和 Margolis 所得到的控制方程不同, 上述切向振型的相互作用相互包含三阶项, 但不受二阶项的影响.

令 $X = p_1^{+2}$, $Y = p_1^{-2}$, 在上式两边同时乘以 p_1^+ 和 p_1^- , 得

$$\frac{dX}{dt} = a^+ X + b^+ X^2 + c^+ XY, \quad (16)$$

$$\frac{dY}{dt} = a^- Y + b^- Y^2 + c^- XY, \quad (17)$$

对于定态,

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dY}{dt} = 0, \quad (18)$$

对方程(16)和(17)进行分岔分析, 可知方程的性质主要由自饱和系数和互饱和系数的相对大小决定. 当自饱和系数强于互饱和系数时, 此时模式之间的耦合作用是弱的, 不同的模式可以同时振荡, 但振幅不如单模振荡时大, 称此为弱耦合情况(见图 5); 若自饱和系数弱于互饱和系数, 模式之间的互饱和占优势, 模式之间的耦合作用较强, 此时只能有一个模式振荡, 称为强耦合情况(见图 6). 这两种情况称为模式之间合作与竞争. 由于推进剂预混区能提供的声能是有限的, 不同的声学振型之间会产生竞争与合作关系, 这个结论是与实验相符的.

4 燃烧不稳定的—般热力学分析

平衡热力学的 Boltzmann 原理认为, 在包含 10^{10} 个以上的分子体系中发生相干花样的概率

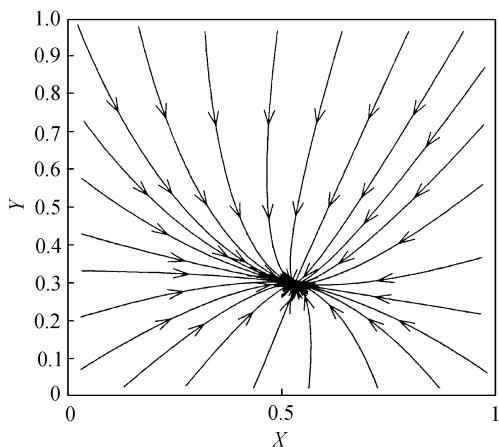


图5 弱耦合情形 X 和 Y 这两个状态变量的状态图
只有1个稳定的平衡点

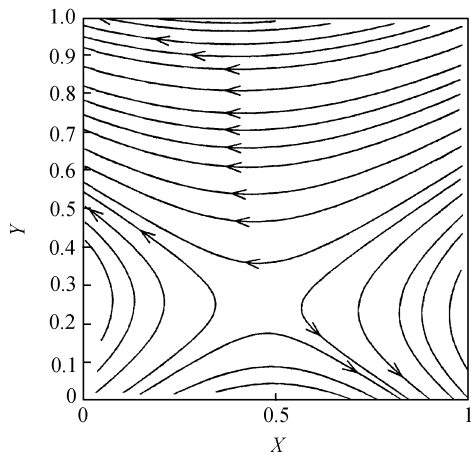


图6 强耦合、弱耦合情形 X 和 Y 这两个状态变量的状态图
有2个稳定的平衡点

为零. 显然平衡热力学不能用来分析燃烧不稳定这种有序的耗散结构. 而非平衡热力学认为“非平衡和非线性是有序之源”, 产生自组织结构的几个必要条件是: 远离平衡且超过热力学分支不稳定点; 相干时空行为与动力学过程形成反馈; 有足够的热流和物流维持^[18].

当扰动很小, 燃烧室的工作状态偏离平衡态很小时, 可以采用线性非平衡热力学方法进行分析. 线性非平衡热力学的一个重要结果是熵产生极小定理. 熵产生极小定理可以表述为: 在平衡态附近的定常态, 力与流之间的关系近似为线性对称的, 平衡态是稳定的且熵产生为极小. 由最小熵产生定理可以知: 如果燃烧室处处达到平衡或者接近平衡, 那么它对小扰动是稳定的. 一些国内外学者建立的燃烧不稳定分析模型采用的是热力计算的结果, 而热力计算的前提是: 燃烧室中处处达到平衡, 因此这种模型是不可能产生燃烧不稳定的.

最小熵产生定律的成立是有条件的, 就是力与流之间的关系是近似线性对称的. 统计力学证明^[18], 所有的输运现象都可以令人满意的满足这样的关系, 只要宏观梯度变化尺度 l_h 远大于平均自由程 l_r :

$$l_h \gg l_r, \quad (19)$$

换句话说, 就输运现象而言, 力与流之间的近似线性对称性是普遍成立的. 蒸发过程表面上是一个相变过程, 但是目前被用于分析燃烧不稳定的准稳态蒸发理论认为蒸发过程由扩散过程控制, 因而由 Fick 扩散定律控制的蒸发过程也是一个线性过程, 不可能导致燃烧不稳定. 换句话说, 曾经被广泛使用的液滴准稳态蒸发理论不包含高频燃烧不稳定激励机理. 但是对化学反应而言, 情况完全不同, 由 Arrhenius 定律决定的化学反应速率是一个强非线性函数, 力与流的对称关系只是对相应于平衡的临近区域或以极低活化能进行反应的情况才适用. 对于绝大多数化学反应, 最小熵产生原理不成立.

如果燃烧室设计状态的附近存在另外一个熵产生更小的状态, 则燃烧过程就会产生不稳定. 根据燃烧室的理想热力学循环, 燃烧过程的温度越高, 熵产生越小, 所以燃烧速度的脉动和温度的脉动同相可以使熵产生更小. 这说明 Rayleigh 准则与最小熵产生原理的推论是一致的.

当燃烧室的工作状态远离平衡态时, 线性非平衡热力学不再适用, 只能用非线性非平衡热力学进行分析. 目前非线性非平衡热力学已经提出一个 Lyapunov 函数, 可以被用来判断非线性非平衡过程的稳定性. 对于可压缩化学反应流体, 已经证明^[19]:

$$\delta^2(\rho z) = \delta^2(\rho s) - \frac{1}{2T} \delta^2\left(\frac{1}{2}\rho \bar{u}^2\right) \quad (20)$$

是合适的 Lyapunov 函数, 它以 ρ_γ , ρ_e 和 ρu 为独立变量. $\delta^2(\rho z)$ 是负定二次型函数, 故稳定性条件为

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta^2(\rho z) \geq 0, \quad (21)$$

对于燃烧室中的化学反应而言, 可得

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta^2(\rho z) = \delta r \delta \frac{A}{T} + \frac{2\eta}{T} \left(\sum_j \lambda_{jj} \right)^2 + \frac{1}{T} \nabla \cdot [\delta \bar{u} \delta \bar{p}], \quad (22)$$

这里: $[\lambda_{ij}]$ 是应变张量; η 是黏性系数. 上式表明燃烧不稳定由三项之和决定的, 第一项是相变和化学反应的熵产生项, 第二项是黏性作用的熵产生, 最后一项是边界做功. 上式是从非线性非平衡热力学推出的燃烧不稳定的普适判据, 发动机燃烧稳定性决定于三项之和: 燃烧的激励作用, 黏性耗散, 声腔、喷管和壁面的作用. 把这个准则应用于单步化学反应时发现, 大的放热和高的活化能容易导致燃烧不稳定.

5 结果讨论

关于液体火箭发动机燃烧不稳定研究的一个有趣的现象是, 国内外数十年的研究工作积累了大量的实验数据, 却没有一个很好的模型统一地解释它们. 下面是本文理论分析结果和主要实验结果的比较(表 1).

表 1 理论分析与实验结果比较

理论分析	实验结果
高的化学反应活化能不利于燃烧稳定. 烃氧反应的活化能高, 氢氧反应的活化能低	烃氧发动机经常出现燃烧不稳定, 而氢氧发动机从未出现过严重的不稳定问题 ^[20]
反应区向周围环境的传热是能否产生燃烧振荡的重要分岔参数, 或者说反应区的温度是影响燃烧稳定性的重要参数. 可贮存推进剂在常温下就可以反应, 而烃氧推进剂在 400 ~ 500 K 时才开始反应, 所以可贮存推进剂对环境温度很敏感	可贮存推进剂对环境温度很敏感 ^[21] , 例如中国某型号发动机早期试验中发现, 发动机在冬天试车出现燃烧不稳定的概率比夏天大得多. 而烃氧发动机对环境温度不敏感.
当化学反应体系中的温度敏感机制起作用的时候, 燃烧振荡没有固有频率. 当自催化反应机制起作用的时候, 燃烧振荡却具有一定的固有频率	大部分燃烧不稳定的固有频率与燃烧室的声学固有频率相等, 而在某些条件下也会出现压力尖峰型的燃烧振荡, 其频率与燃烧室的声学频率相差较远 ^[22]
燃烧室的声学模式之间存在竞争与合作关系, 当相互作用系数较小时, 各声学模式可以独立振荡, 当相互作用系数较大时, 只能有一个振型振荡	在我国 YF-20 发动机早期的隔板构型试验中, 有时一种振型的燃烧不稳定被消除, 而另一种振型成为主振型 ^[21]
燃烧室是一个开放系统, 推进剂能量的不断流入可以维持燃烧声学振荡这种有序结构, 有序意味着熵减少, 效率提高. 从非线性非平衡热力学可以得到燃烧稳定性的热力学判据	作为经验法则可以认为, 如果燃烧室性能最初就不高, 则高频不稳定有助于提高燃烧效率, 即熵减少 ^[23]
化学反应速率是压力和温度这两个标量的函数, 而对速度(矢量)不敏感. 对驻波而言, 压力的波幅是速度的波节	大量的实验证实, 在压力的波幅位置释放能量最小的能量分布是最稳定的 ^[24]

理论分析的主要结论与液体火箭发动机燃烧不稳定试验规律是吻合的, 说明化学动力学能够对燃烧不稳定试验现象作出很好解释, 化学动力学有可能是很多燃烧不稳定现象的激励机理.

参 考 文 献

- 1 Harje D T, Reardon F H. Liquid Rocket Combustion Instability, NASA SP-194, 1972
- 2 Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability. Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995
- 3 Sirsgnano W A, Delplanque J P, Chiang C H, et al. Liquid-Propellant Droplet Vaporization: A Rate-Controlling Process for Combustion Instability. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability, Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 307 ~ 344
- 4 程显辰. 脉动燃烧. 北京: 中国铁道出版社, 1994. 83 ~ 113
- 5 Culick F E C, Yang V. Overview of Combustion Instabilities in Liquid-Propellant Rocket Engine. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability. Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 3 ~ 38
- 6 Agarkov A F, Denisov K P, Dranovsky M L, et al. Injector Flame Stabilization Effects on Combustion Instability. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability. Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 281 ~ 306
- 7 Doulatov R, Valley Glen. Bifurcational Models of Liquid Rocket Combustion. AIAA 2000 ~ 3285
- 8 Doulatov R, Beliy V V, Rossikhin I V. Bifurcation of Liquid Rocket Combustion in Gas-Gas System, 35th JPC, Cleveland OH, AIAA 99-2788, 1999
- 9 Doulatov R, Beliy V V, Rossikhin, I V. Bifurcation of Liquid Rocket Combustion, 34th JPC, Cleveland OH, AIAA 98-3512, 1998
- 10 Charles E M. Analytical Models for Combustion Instability. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability, Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 403 ~ 430
- 11 陈予恕. 非线性振动系统的分岔和混沌理论. 北京: 高等教育出版社, 1993. 34 ~ 68
- 12 项国波. 非线性系统. 北京: 知识出版社, 1990. 177 ~ 230
- 13 Lignola P G, Di Maio F P. Some remarks on modeling CSTR combustion processes. Combustion and Flame, 1990, 80:256 ~ 263
- 14 Juncu G H, Bildea S, Floarea O. Steady-state multiplicity analysis of the heterogeneous axial dispersion fixed-bed reactor. Chemical Engineering Science, 1994, 49(1): 123 ~ 130
- 15 Marble F E, Cox D W. Servo-stabilization of low-frequency oscillations in liquid bipropellant rocket motor. ARS Journal, 1953, 23: 63
- 16 Cairnie L R, Harrison A J, Summers R. In Proc: 1st Int. Specialist Meeting of the Combustion Institute, The Combustion Institute, Bordeaux, 1981
- 17 Cavanagh J, Cox R A. Computer modeling of cool flames and ignition of acetaldehyde. Combustion and Flame, 1990, 82: 15 ~ 39
- 18 Nicolis G, Prigogine I. 非平衡系统的自组织. 徐惕申等译. 北京: 科学出版社, 1986. 40 ~ 123
- 19 孙锦山, 朱建士. 理论爆轰物理. 北京: 国防工业出版社, 1995. 57 ~ 198
- 20 Muss J A. Instability Phenomena in Liquid Oxygen/Hydrocarbon Rocket Engines. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability, Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 73 ~ 88

-
- 21 Hurlbert E A, Sun J L, Zhang B J. Instability Phenomena in Earth Storable Bipropellant Rocket Engines. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability. Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, 1995. 113 ~ 144
 - 22 Mitchell C E. Analytical Models for Combustion Instability. In: Vigor Yang, William Anderson. Liquid Rocket Engine Combustion Instability. Progress in Astronautics and Aeronautics, Volume 169, NASA, Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1995. 403 ~ 430
 - 23 Harrje D T, Reardon F H. Liquid Rocket Combustion Instability, NASA SP-194, Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1972, 13 ~ 14
 - 24 Harrje D T, Reardon F H. Liquid Rocket Combustion Instability, NASA SP-194, Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1972, 302 ~ 304