

# 液体火箭发动机燃烧不稳定性分析 与热释放声放大机理\*

赵文涛 周 进

聂万胜 庄逢辰

(国防科技大学航天技术系 长沙 410073) (国防科工委指挥技术学院 北京 101407)

**摘要** 应用计算流体动力学方法对液体火箭发动机燃烧室内高频不稳定燃烧现象进行了数值仿真。气相方程用欧拉坐标系下的 Navier-Stokes 方程组描述, 液相控制方程用 Lagrangian 坐标系下进行描述, 湍流模型采用高雷诺数的  $k-\epsilon$  双方程模型。在燃烧室内加入正弦形脉冲扰动评定燃烧稳定性。引用 Rayleigh 热释放声放大机理对计算结果进行了分析, 并对不同的扰动系数和液滴初始直径描出了燃烧稳定性极限图。

**关键词** 燃烧不稳定性, Rayleigh 准则, 液体火箭发动机

**分类号** V434.11

## Combustion Instability of the Liquid Rocket Engine and the Mechanism of Sound Amplification by Heat Release

Zhao Wentao, Zhou Jin

(Department of Aerospace Technology, NUDT, Changsha, 410073)

Nie Wansheng, Zhuang Fengchen

(Institute of Command Technology COSTIND, Beijing, 101407)

**Abstract** high frequency instability in liquid rocket engine is simulated by the method of computational fluid dynamics. The gas controlling equations are described under the Euler coordinate. The liquid phase controlling equations are described under the Lagrangian coordinate. The turbulence model is  $k-\epsilon$  model of high Reynolds number. To assess the combustion instability, the sinusoidal pulse is put into the combustor. The calculated results are observed by the way of Rayleigh mechanism of sound amplification by heat release. The curve of combustion stability is plotted to various perturbation and initial droplet diameter.

**Key words** combustion instability, rayleigh criterion, liquid rocket engine

\* 1996 年 10 月 3 日修订

液体火箭发动机燃烧不稳定性的原因<sup>[1]</sup>是多方面且十分复杂的。燃烧室内强烈的湍流、喷雾两相流动<sup>[2]</sup>使得在进行燃烧不稳定性数值仿真时遇到了许多困难,例如很难提出一个很精确的燃烧子模型,而往往采用简化的燃烧模型<sup>[3]</sup>。燃烧室内出现不稳定的压力波动时<sup>[4,5]</sup>,波的传播和反射又要涉及声学理论方面的知识<sup>[6]</sup>。

## 1 控制方程组

### 1.1 气相方程组

气相用带有化学反应源项的 Reynolds 时均 Navier– Stokes 方程组描述。用矢量表示的二维控制方程组写成以下形式:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2 \quad (1)$$

上式中  $\mathbf{Q}$  是原始变量的矢量,  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{F}$  是表示成守恒形成的矢量,  $\mathbf{H}$  是源项, 这些矢量的表达式如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \begin{bmatrix} \rho_b \\ \rho_{ub} \\ \rho_{vb} \\ \rho_{eb} \\ \rho_{ib} \\ \rho_{kb} \\ \rho_{\epsilon b} \end{bmatrix} & \mathbf{E} &= \begin{bmatrix} \rho_{ub} \\ (\rho u^2 + p)b - \tau_{xx}b \\ \rho_{uvb} - \tau_{xy}b \\ (\rho e + p)ub - (u\tau_{xx} + v\tau_{xy})b - q_xb \\ \rho_{iub} - f_xb \\ \rho_{ukb} - r_xb \\ \rho_{ueb} - s_xb \end{bmatrix} \\ \mathbf{F} &= \begin{bmatrix} \rho_{vb} \\ \rho_{uvb} - \tau_{xy}b \\ (\rho v^2 + p)b - \tau_{yy}b \\ (\rho e + p)vb - (u\tau_{xy} + v\tau_{yy})b - q_yb \\ \rho_{ivb} - f_yb \\ \rho_{vkb} - r_yb \\ \rho_{veb} - s_yb \end{bmatrix} & \mathbf{H}_1 &= \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \mathbf{H}_2 &= \begin{bmatrix} b \int_k n_k \dot{m}_{vap,k} dv \\ b \int_k \left\{ n_k \dot{m}_{vap,k} u_{p,k} - \frac{1}{6} \pi \rho_{p,k} d_{p,k}^3 n_k \frac{du_{p,k}}{dt} \right\} / dv \\ b \int_k \left\{ n_k \dot{m}_{vap,k} v_{p,k} - \frac{1}{6} \pi \rho_{p,k} d_{p,k}^3 n_k \frac{dv_{p,k}}{dt} \right\} / dv \\ S_T \\ S_{Y_i} \\ b(G - \rho\epsilon) \\ b \frac{\epsilon}{k} (c_1 G - c_2 \rho\epsilon) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

## 1.2 液相控制方程组

在 Lagrangian 坐标系下表示的液滴运动方程表示如下:

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{C_D}{r_p} u - u_p (u - u_p) \quad (2)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{C_D}{r_p} v - v_p (v - v_p) \quad (3)$$

## 2 Rayleigh 准则

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \gamma_n^2 p = 0 \quad (4)$$

又

$$p = p(x) e^{ikx} \quad (5)$$

通过分析得:

$$p = e^{i(n\pi L_c + R_i/2)\bar{c}t} e^{R_r \bar{a}/2} \quad (6)$$

以上各式中,  $R = R_r + iR_i$  为响应因数,  $k = k_r + iki$  为复数形式的波数,  $L_c$  为燃烧室长度,  $\bar{c}$  为音速。

## 3 计算结果及讨论

采用加入脉冲的方法来评定发动机燃烧的稳定性, 初始扰动由下式给出:

$$p(x, y) = \bar{p}(x, y) [1 + C_{pert} \sin(\beta_1 x + \beta_2) \sin(\gamma_1 y + \gamma_2)]$$

上式中为  $C_{pert}$  扰动系数,  $\beta_1$ 、 $\beta_2$ 、 $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  为常数。

图 1 是 Rayleigh 热释放声放大机理示意图。图 (a) 中  $p$  和  $Q$  之间的相位差为零, 在这种情况下, 周期性热量  $Q$  的加入过程与压力脉动同相位,  $Q$  的存在将在系统中激发起燃烧室系统固有频率的压力脉动, 压力振荡的频率不变, 而振幅按指数规律被逐渐放大。图 (b) 所示的情况为周期性的热量加入过程与压力的振动成反相位, 压力脉动的振动频率不变, 而振幅按指数规律衰减。

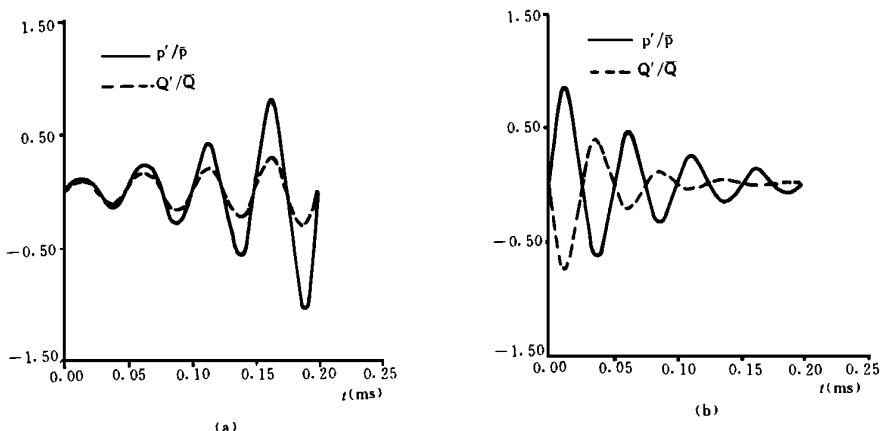
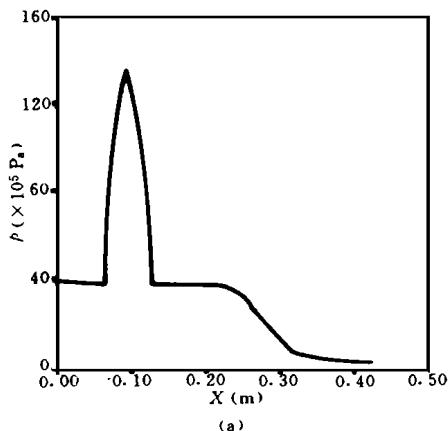
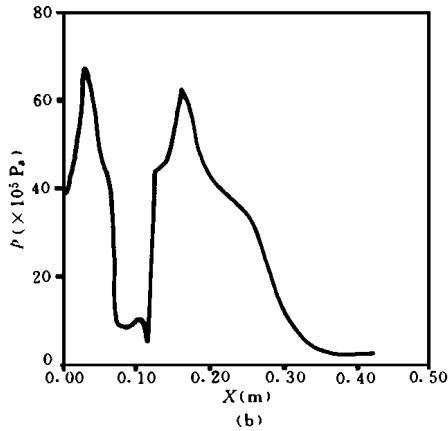


图 1 Rayleigh 热释放声放大机理示意图

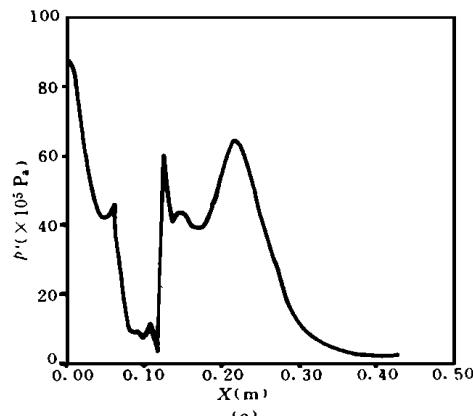
图 2 是燃烧室中出现不稳定燃烧时不同时刻压力的变化图, 扰动系数  $C_{\text{pert}}$  取为 2.5。图 (a) 是当燃烧室中加入初始扰动时的压力曲线。图 (b) 是 0.4ms 时压力脉动向两边传播的情形, 也出现了两个压力波峰和一个压力波谷。图 (c) 是向两边运动的波各自传播到的位置, 向左运动的波峰到达喷注面, 在喷注面上形成一个波峰; 而向右运动的波被反射回来, 形成一个向左运动的波。图 (d) 是从喷注面反射回来的波与由喷管收敛段反射回来的波相叠加的情况, 由图可以看出此时最高波峰和最低波谷之间的压力差超过  $100 \times 10^5 \text{ Pa}$ , 这表明压力脉动出现增幅振荡, 这也可以用 Rayleigh 热释放声放大的机理解释: 即由于周期性热量的加入的过程与压力脉动成同相位, 系统中压力的脉动就会出现增幅振荡。



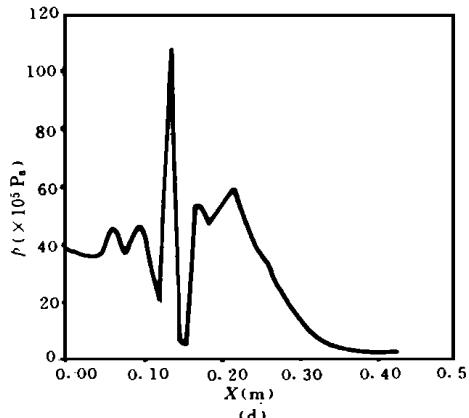
$$\begin{aligned} \dot{m} &= 20 \text{ (kg/s)} & \Gamma_{\text{MIX}} &= 4 & L_c &= 0.3 \text{ (m)} & C_{\text{osc}} &: 4 \\ d_m &= 100 \times 10^{-6} \text{ (m)} & C_{\text{pert}} &= 2.5 & T &= 0 \text{ (ms)} & & \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \dot{m} &= 20 \text{ (kg/s)} & \Gamma_{\text{MIX}} &= 4 & L_c &= 0.3 \text{ (m)} & C_{\text{osc}} &: 4 \\ d_m &= 100 \times 10^{-6} \text{ (m)} & C_{\text{pert}} &= 2.5 & T &= 0.4 \text{ (ms)} & & \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \dot{m} &= 20 \text{ (kg/s)} & \Gamma_{\text{MIX}} &= 4 & L_c &= 0.3 \text{ (m)} & C_{\text{osc}} &: 4 \\ d_m &= 100 \times 10^{-6} \text{ (m)} & C_{\text{pert}} &= 2.5 & T &= 0.8 \text{ (ms)} & & \end{aligned}$$

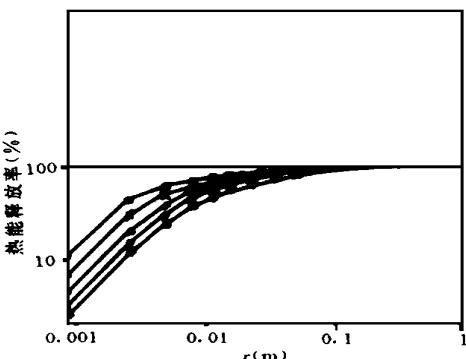


$$\begin{aligned} \dot{m} &= 20 \text{ (kg/s)} & \Gamma_{\text{MIX}} &= 4 & L_c &= 0.3 \text{ (m)} & C_{\text{osc}} &: 4 \\ d_m &= 100 \times 10^{-6} \text{ (m)} & C_{\text{pert}} &= 2.5 & T &= 0.93 \text{ (ms)} & & \end{aligned}$$

图 2 燃烧室中出现不稳定燃烧时压力的变化过程

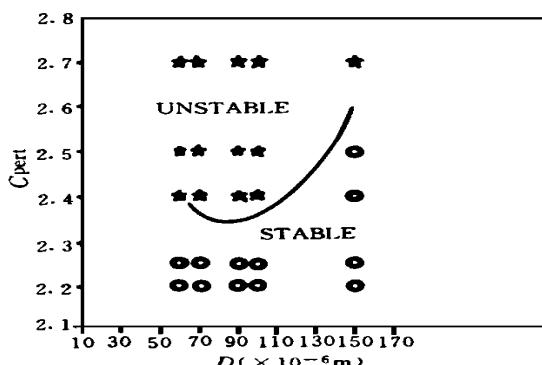
图 3 是不同初始滴径情况下化学反应释放的能量沿燃烧室轴向分布的百分数。

图 4 是稳定性极限图。将计算中出现的稳定燃烧工作点和不稳定燃烧工作点均标记



$d_m = 60 \times 10^{-6}$  (m)       $d_m = 70 \times 10^{-6}$  (m)  
 $d_m = 90 \times 10^{-6}$  (m)       $d_m = 100 \times 10^{-6}$  (m)  
 $d_m = 150 \times 10^{-6}$  (m)

图3 不同初始滴径情况下化学反应的能量  
沿燃烧室轴向分布的百分数



Case 1:  $d_m = 60 \times 10^{-6}$  (m) Case 2:  $d_m = 70 \times 10^{-6}$  (m)  
Case 3:  $d_m = 90 \times 10^{-6}$  (m) Case 4:  $d_m = 100 \times 10^{-6}$  (m)  
Case 5:  $d_m = 150 \times 10^{-6}$  (m)  
 $m = 20$  (kg/s)  $\Gamma_{\text{MIX}} = 4$

图4 稳定性极限图

在图上，可以看出存在着一个近似于 U

形的稳定性极限曲线，可以得出这样的结论，即存在某一液滴直径范围，对于在此液滴直径范围以上及以下的喷雾燃烧，需要较大的扰动系数才能激发起发动机高频不稳定燃烧现象。

## 4 结论

用 Rayleigh 热释放声放大机理解释了发动机燃烧室中加入扰动后，压力对发生高频不稳定燃烧现象是增幅振荡、还是减幅振荡至稳态燃烧工作状态。如果燃烧室中两相燃烧所产生的热量的加入过程与压力脉动同相位，则出现增幅振荡；反之，压力脉动值不断衰减，直至达到稳态燃烧状态。

## 参 考 文 献

- 1 Culick F E C. Some Recent Results for Nonlinear Acoustics in Combustion Chamber. AIAA Journal, 1994, 32 (1): 146- 169
- 2 Williams Forman A. Combustion Theory. Second Edition, The Benjamin Cummings Publishing Company, Inc. 1985
- 3 Uenishi K, Rogers R C and Northam G B. Three Dimension Computations of transverse Hydrogen Jet Combustion in a Supersonic Airstream. AIAA - 87- 0089
- 4 Habiballah M, Lourme D and Pit F. PHEDRE- Numerical Model for Combustion Stability Studies Applied to the Ariane Viking Engine. J. Propulsion and Power, 1991, 7 (3): 322- 329
- 5 Grenda J, Venkateswaran S and Merkle C. Liquid Rocket Combustion Instability Analysis by CFD Methods. AIAA Paper 91- 2085
- 6 Paparizos L and Culick F E C. The Two- Mode Approximation to Nonlinear Acoustics in Combustion Chambers- Exact Solution for Second Order Acoustics, Combustion Science and Technology, 1989, 65 (5): 39- 65
- 7 Rayleigh L. The Explanation of Certain Acoustical Phenomena. Royal Institution Proceedings, Vol. 8, 1878, pp. 536- 542; also Lord Rayleigh, The Theory of Sound, Vol. 2, Dover, New York, 1945, p. 226

(责任编辑 石少平)