

固体火箭发动机不稳定燃烧的速度耦合模型的研究*

吕 振 中

(北京航空航天大学宇航学院, 北京, 100083)

摘 要: 由分析固体火箭发动机的高频不稳定燃烧的振幅和频率变化的复杂性开始, 通过调整参数, 得到在燃烧前期(即振荡燃烧的诱发期)呈现较单纯频率的振荡燃烧。利用中止燃烧试验, 得到反映前期振荡燃烧的速度幅分布的烧去肉厚分布。从而由实验证明了: 实际的固体火箭发动机中的振荡燃烧诱发期的主频率, 并不是基频, 而是高次谐波的纵向振荡。又通过内弹道计算分析, 建立了不稳定燃烧“速度耦合”的理论模型。

主题词: 固体推进剂火箭发动机, 燃烧稳定性, 振荡燃烧, 侵蚀燃烧

分类号: V435.12

AN INVESTIGATION ON VELOCITY COUPLING MODEL FOR UNSTABLE COMBUSTION IN SOLID ROCKET MOTORS

L ü Zhenzhong

(Coll. of Aerospace, Beijing Univ. of Aeronautics & Astronautics, Beijing, 100083)

Abstract: The research started from analyzing amplitude and frequency changes of high-frequency unstable combustion in the solid rocket motors, and simple-frequency vibration combustion characteristics in the primary period of combustion were obtained by adjusting parameters of the solid rocket motor. A profile of burned web, which indicates the velocity amplitude distribution of vibration combustion in primary period, was also acquired by tests with combustion interruption. These demonstrated that the main frequency in inducing period of vibrant combustion of the actual solid rocket motor was the longitudinal vibration of high-order harmonic instead of fundamental frequency. Then the velocity coupling model of unstable combustion was set up through analysis and calculation of the interior ballistics.

Subject terms: Solid propellant rocket engine, Combustion stability, Vibrational combustion, Erosive burning

1 引言

关于固体火箭发动机不稳定燃烧,国内外在实验与理论上作了许多工作,但关于速度耦合模型的建立与研究方面,遇到很大的困难。在“T”型燃烧器的试验研究中,其结构与实际发动机相差太远,而且“T”型燃烧器产生的是压强耦合振荡,实际的固体火箭发动机,公认是以速度耦合型的振荡为主;也有人试图改进“T”型燃烧器的结构,使之产生近似的速度耦合型的振荡,但其效果不理想。有人在实际的有不稳定燃烧的固体火箭发动机的试验中,测得的振荡主频率比纵向振荡的基频高得多。在一般的机、电系统的振动中,认为基频应是最强的振荡。基于这样的看法,于是有些人推论:实际发动机中危害性振荡为切向振荡,但是切向振荡的说法,缺乏直接的证据。

本研究用实验证明了:实际的固体火箭发动机中的振荡燃烧诱发期的主频率,并不是基频,而是高次谐波的纵向振荡。本研究通过多种实验,证明了此种“速度耦合模型”的特征。这种实验已经说明:固体火箭发动机不稳定燃烧的速度耦合,实际上就是声振荡下的侵蚀燃烧,即“声侵蚀”与声振荡的耦合。本文还由机理上和数学上来建立与说明了这种“速度耦合”模型。

2 固体火箭发动机不稳定燃烧试验情况简介

以装有不包覆的管状装药的小型固体火箭发动机为例。当装药尺寸与发动机(包括喷管)的结构、尺寸配合适当时,便可发生高频振荡燃烧。我们在燃烧室的头端分别安装常规的和高频的压强传感器,便可测得常规的和动态的压强。图1便是一次典型的小型固体火箭发动机的不稳定燃烧试验结果。

由图1可以看到,其常规压强曲线随着时间作拐动变化,并在后期产生了强烈的二次压强峰。图1的下部是动态压强,由于频率很高,曲线成一片黑。由此波动轮廓看,在 $t=0.495\text{s}$ 至 $t=0.595\text{s}$ 的一段时间内,产生了幅度较大的振荡,此后振荡急剧衰减,在 $t=0.60\text{s}$ 时,就发生了高达 $p_{\max}=17.65\text{MPa}$ 的二次压强峰。

通过FFT变换,把 $t=0\sim 0.60\text{s}$ 的燃烧时间内的12幅谱线峰值及相应的频率和相角列于表1中。

综合研究各次试车在不同时刻的频谱

可以得到如下规律:在燃烧过程中,振幅和频率都在变化。在燃烧的前期,振荡频率很高并且比较单纯,可以看成是准正弦的振荡;而在振荡燃烧的中、后期,振荡变得十分复杂,不但频率降低了,而且频谱是多次谐波组成的。

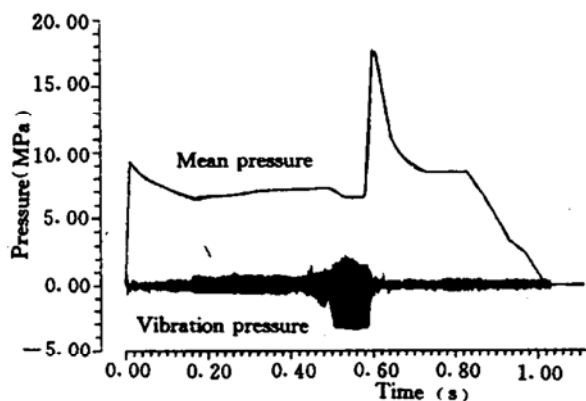


Fig. 1 Typical test result of unstable combustion of small solid rocket motor

Table 1 Frequency spectrum peak at different time

$t=0.0768s$			$t=0.1280s$		
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)
7148.44	0.046507	1.980280	7128.91	0.088847	1.983244
			8046.88	0.030221	-1.024434
			9121.09	0.035364	-0.205787
$t=0.1792s$			$t=0.2304s$		
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)
6953.13	0.059929	-0.879498	2324.22	0.138937	-2.617973
7324.22	0.050490	-2.934552	6972.66	0.132160	1.392890
8046.88	0.158218	2.258463	7421.88	0.054176	-3.02056
$t=0.2816s$			$t=0.3328s$		
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)
2324.22	0.415370	1.564955	2324.22	0.236319	-2.617667
4048.44	0.077708	-2.712840	6953.13	0.071232	0.418108
6972.66	0.144502	-0.530831	7343.75	0.062036	1.031299
7500.00	0.056108	2.956141	$t=0.4352s$		
$t=0.3840s$			f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	996.09	0.145877	-3.122864
2304.69	0.241268	2.877702	2304.69	0.346922	-0.703556
4028.91	0.057644	2.729613	4609.38	0.048527	-1.736625
6933.59	0.040802	-1.725744	$t=0.5376s$		
$t=0.4864s$			f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	976.56	1.412408	2.381955
996.09	0.793344	1.845723	1933.59	0.183127	0.760564
1933.59	0.136033	2.415787	1972.66	0.608418	-1.091502
1992.19	0.418693	0.441318	2910.16	0.083605	-0.578128
2949.22	0.176913	2.389388	2949.22	0.571154	2.482707
$t=0.5888s$			3925.73	0.105938	2.153740
f_m (Hz)	p_m (MPa)	QM (Rad)	4902.34	0.084917	-3.124216
957.03	0.224320	-0.986019	7910.16	0.062523	0.151284
976.56	0.730652	2.307609	8847.66	0.062833	0.063911
1972.66	0.394174	-3.095999			
2949.22	0.261005	-2.775489			
3925.78	0.162578	-2.487418			

3 固体火箭发动机不稳定燃烧速度耦合模型的验证实验

为了考察燃烧前期的振荡原因,我们进行了中止燃烧试验。通过适当地控制装填参数,用一定尺寸的自由装填的管状装药发动机,在一定的压强范围内作中止燃烧试验。在发动机燃烧室的前端分别安装常规的和高频的压强传感器。燃烧室的前端,连接一个可急速泄压的头。在燃烧的前期末,突然释放泄压活塞,使燃烧停止,并使药柱落入下方的水池中。

中止燃烧试验得到了有高频振荡的实验结果。图 2 的上部是其时均压强数据;图 2 的下部是压强的振荡分量。

通过频谱分析,可以得到不同时刻的压强-频率曲线,图 3 即为其中的一幅。由图 3 可以看出,在本燃烧期间的振荡频率比较单一,实测振荡压强的频率为: $f = 3965\text{Hz}$, 此时的振幅 $p_m = 0.45\text{MPa}$ 。

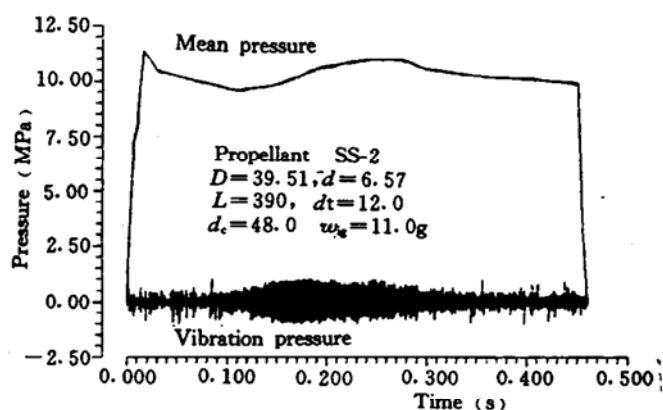


Fig. 2 Interruption test result of pressure history of unstable combustion

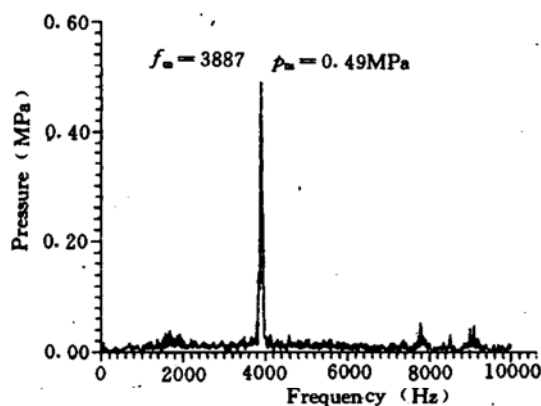


Fig. 3 Spectrum curve of vibrant pressure of interruption combustion test

此外,观察中止燃烧试验后得到的药柱内孔,我们发现原先直圆柱形的内孔被烧成波浪形。并且在每个波峰的两侧,增多有明显的细微侵蚀燃烧波纹。如图 4 所示。

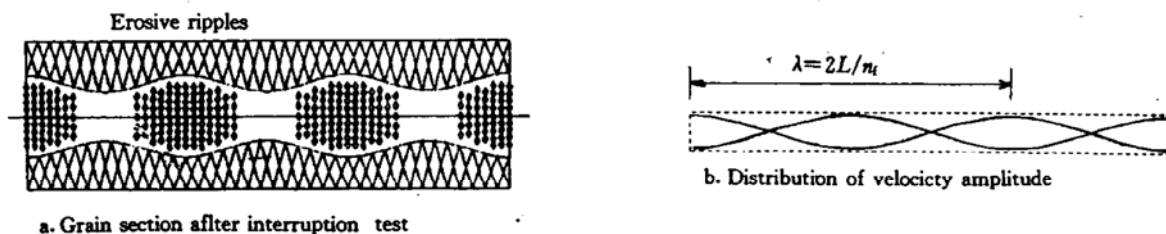


Fig. 4 Grain section and distribution of velocity amplitude after interruption test of unstable combustion

进一步测量中止燃烧后所得到的装药内外直径的轴向分布,可得到内外燃烧表面的烧去肉厚沿着装药轴向的分布。这种烧去肉厚分布结果与正常燃烧或常规侵蚀燃烧烧去肉厚的分布结果不同,其内孔燃烧表面沿轴向烧去的肉厚分布呈周期性的增减。这种烧去肉厚分布结果,是前期的燃烧振荡过程造成的。

图5所示的管状装药内孔烧去的肉厚分布是上述的单频率振荡过程所形成的。由计算可得高温燃气的音速约为: $c=1017.0\text{m/s}$, 又知振荡频率 $f=3965\text{Hz}$, 则可计算其相应的波长 λ , 由此可求得振荡的波长:

$$\lambda = c/f = 256.5\text{mm} \quad (1)$$

另一方面, 把装药内孔通道看做两端开口的声学驻波管, 如果装药初始长度为 $L=390\text{mm}$, 则其基波波长 λ_1 应为:

$$\lambda_1 = 2 \cdot L = 780\text{mm} \quad (2)$$

其基频 f_1 应为:

$$f_1 = c/\lambda_1 = 1303.85\text{Hz} \quad (3)$$

实测频率 f 与基频 f_1 的比值 n_i :

$$n_i = f/f_1 = 3.04 \approx 3 \quad (4)$$

也就是说: 实测的振荡主频率是其基波的三次谐波。通过多次的和不同方式的试验, 我们分别得到了其他阶的高次谐波。 n_i 可以等于 3、4、5..., 最高可得到 $n_i=11$ 的高次谐波。

这种高次谐波, 可能单独出现, 也可能是多次谐波叠加。通过振荡燃烧的积累过程, 便可得到不同花样的烧去肉厚分布。

4 固体推进剂的侵蚀燃烧特性分析

为了讨论声侵蚀燃烧, 我们应先说明一下固体推进剂的常规侵蚀燃烧的特性。根据我们自己的研究, 并参照 Kuo 等的试验结果, 可把侵蚀燃烧函数归纳为:

$$\varepsilon = r/r_0 = 1 + K_u \cdot (u - u_i) \quad (5)$$

其中 u_i 称侵蚀燃烧界限值, 它随压强的增加而变小。 K_u 称侵蚀燃烧系数, 当 $u < u_i$ 时, $K_u = 0$; 当 $u > u_i$ 时, $K_u > 0$, 而且随压强的增加而变大。

可以写出: $K_u = B_k \cdot p^{mk}$ $u_i = B_i/p^{mt}$, 其中 mk 和 mt 为常数。

5 固体火箭发动机不稳定燃烧速度耦合模型的分析

5.1 自由装填的管状装药发动机内燃气的准稳态流动分析

自由装填的管状装药外侧表面与燃烧室内壁表面之间形成一个环形的燃气通道, 此通道称为“装药外通道”; 装药内孔表面自身形成一个柱形的燃气通道, 此通道称为“装药内通道”。装药燃烧表面上生成的燃气如何流动, 主要决定于燃气的内外通道的相对宽窄程度。

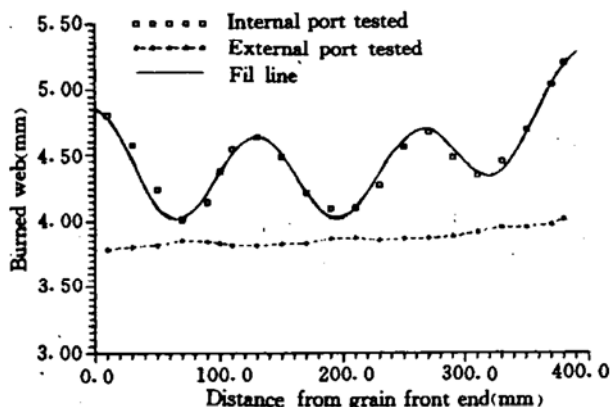


Fig. 5 Burned web distribution of internal grain ports

为简化分析, 我们只讨论无侵蚀燃烧的情况。如果燃烧室内径为 d_c ; 装药外径为 D ; 装药内径为 d ; w 为燃烧过程中某一瞬时的装药无侵蚀烧去厚度。我们用参数 K_{wn} 表示此时内、外通道的相对宽窄程度:

$$K_{wn} = \frac{\alpha\gamma}{2\beta} \quad (7)$$

其中 $\alpha = 1 - 2w/D$, $\beta = 1/4 [(d_c^2/D) - D] + w - w^2/D$, $\gamma = d/2 + w$

当 $K_{wn} > 1$ 时, 说明外通道较窄而内通道较宽, 则装药外表面会有部分燃气经过装药前端流入内孔通道; 当 $K_{wn} < 1$ 时, 说明内通道较窄而外通道较宽, 则装药内孔通道会有部分燃气经过装药前端流入外通道; 当 $K_{wn} = 1$ 时, 说明外通道与内通道的宽窄程度相同, 则装药内、外表面生成的燃气, 分别通过各自的通道流向喷管; 此时内、外通道之间没有燃气交流。

我们感兴趣的是 $K_{wn} < 1$ 的情况, 此时内孔通道的前部会有一部分燃气逆向流到前端, 并绕过前端面而流入外通道。在内孔中的某一点的轴向流速为零, 我们称此点为燃气分流点。图 6 示出了流动情况。

随着燃烧的进行, 分流点的位置也在变动。设此点至装药的前端面的长度为 L_1 , 至装药的后端面的长度为 L_2 , 而装药的总长度为 L 。可用下面的公式估算分流点的位置 L_1 (或 L_2):

$$L_1/L = (4\beta^2 - \alpha^2 2\gamma^2)/(8\beta^2 + 4\alpha\gamma^2/D) \quad (8)$$

5.2 装药内孔振荡驻波的能量补充

如果知道了分流点的位置, 就可以近似地估计内孔通道的前、后端的出口的准稳态速度 (或称时均流速) u_1 和 u_2 :

$$u_1 = (\rho_p \cdot a \cdot R \cdot T_0 / p^{1-n}) (2L_1/\gamma) \quad (9)$$

$$u_2 = (\rho_p \cdot a \cdot R \cdot T_0 / p^{1-n}) (2L_2/\gamma) \quad (10)$$

其中 ρ_p 为推进剂的密度; a 为线燃速系数; R 为燃气的气体常数; T_0 为燃气温度; p 为燃烧室内的平均压力; n 为燃速指数。

由公式 (9) 和 (10) 可以看出: 如果装药的类型及其几何尺寸和燃烧室的内径确定后, 流速 u_1 和 u_2 与压强 p 的 $(1-n)$ 次方成反比。也就是说, 压强越低, 则流速 u_1 和 u_2 越大。

在较低的压强下, 由于内通道的两端的出口流速 u_1 和 u_2 较大, 在其出口处, 燃气流速发生突变, 在内通道内会造成声波反射, 这就有可能在内通道内形成驻波。维持内通道声振驻波的能量与两个出口处的动能有关。

内孔通道的两个出口处的比动能分别与 ρu_1^2 和 ρu_2^2 成比例。

其中 ρ 为燃烧室内的燃气平均密度, 按下式估算:

$$\rho = p/R \cdot T_0$$

5.3 装药内孔速度耦合振荡的分析

可把内孔通道看作两端开口的声学振动管, 为了简明, 假设在管内形成单频率的驻波, 其

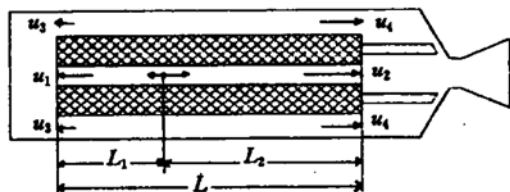


Fig. 6 Flow picture in motor with free tubular grain

振荡波长 λ 为: $\lambda = 2L/n_t$, 其中 n_t 为振动的阶次。

而振荡频率 f 为: $f = c/\lambda$, 压强的振荡分量 $p_a(x, t)$ 为:

$$p_a(x, t) = p_{am} \left| \sin\left(\frac{\omega x}{c}\right) \right| \sin(\omega t + \delta) \quad (11)$$

其中 p_{am} 为振荡的振幅; 它是时间的函数; ω 是角频率 $\omega = 2\pi f$; x 为计算点到装药前端的距离; δ 是初相位。

流速的振荡分量 $u_a(x, t)$ 为:

$$u_a(x, t) = \left(\frac{p_{am}}{c \cdot \rho} \right) \left| \cos\left(\frac{\omega x}{c}\right) \right| \cos(\omega t + \delta) \quad (12)$$

6 速度耦合的计算模型及计算结果与实验的比较

本模型的计算在于证实“速度耦合”的实质是否为“声侵蚀燃烧”, 也就是说, 装药内孔通道所烧成的波浪形烧去肉厚分布, 是否真是由于内孔中的声驻波的侵蚀燃烧效应所形成, 为此我们进行了有振荡燃烧的内弹道计算。这个计算包括两方面的结果: 一是时均压强-时间曲线, 二是到燃烧中止的装药烧去肉厚的分布。将计算结果与实验结果互相对照, 看两方面是否相符合。

实验为一台自由装填的管状装药发动机, 装药用 SS-2 型推进剂; 装药外径 $D = 39.06\text{mm}$; 装药内径 $d = 7.90\text{mm}$; 装药长度 $L = 390.0\text{mm}$; 燃烧室内径 $d_c = 43.5\text{mm}$; 燃烧室长度 $L = 460\text{mm}$; 喷管喉径 $d_t = 12.5\text{mm}$; 点燃药为 3 号黑火药 $m_{ig} = 12.0\text{g}$ 。燃烧在 $t = 0.40\text{s}$ 时通过急速泄气而中止。实验的 $p-t$ 曲线如图 7 所示, 并且作了不同时刻的动态压强的频谱分析, 图 8 示出了其中一幅典型的压强频谱曲线。

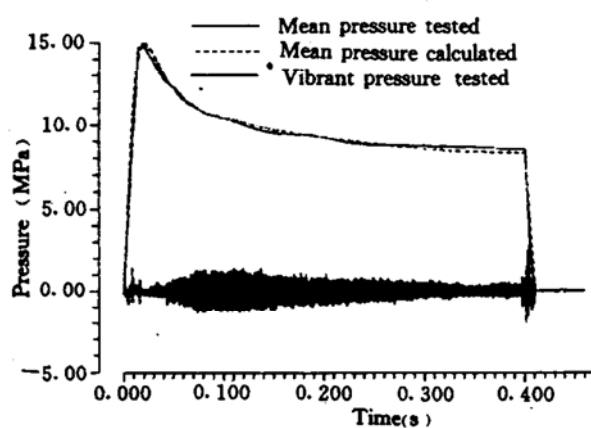


Fig. 7 Tested and calculated pressure history of interruption combustion

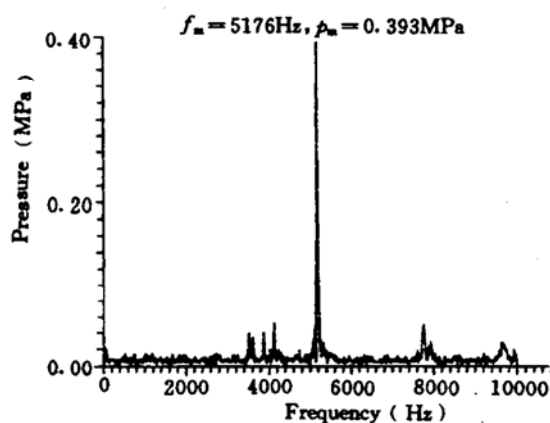


Fig. 8 A typical spectrum curve of tested pressure

由图 8 典型的压强频谱曲线的实验结果可以看出, 在燃烧中发生的振荡基本上为一个单频率的驻波。其主频 $f_m = 5176\text{Hz}$, 主频下振幅 $p_m = 0.79\text{MPa}$ 。如果其基频 $f_1 = 1303.85\text{Hz}$, 则本振荡的阶次为一个 4 阶驻波的振荡, 即:

$$n_t = f_m / f_1 = 3.97 \approx 4$$

我们即按此 4 阶驻波振荡建立计算程序。

计算中所用的其他参数有：推进剂的特性参数：特征速度 $c^* = 1320 \text{ m/s}$ ；燃烧温度下的声速 $c = 1017 \text{ m/s}$ ；推进剂密度 $\rho_p = 1.16 \text{ g/cm}^3$ ；燃速系数 $a = 3.75 \times 10^{-3} \text{ m/s} \cdot (\text{Pa})^{-n}$ ；燃速指数 $n = 0.485$ ；燃气比热比 $k = 1.22$ ；

$$\text{组合常数} \quad \Gamma = k^{0.6} \cdot [2/(k+1)]^{(k+1)/[2(k-1)]}$$

$$\text{另一组合常数} \quad R \cdot T_0 = (\Gamma \cdot c^*)^2$$

对于有侵蚀燃烧的通道，在 Δx 微段上的燃烧面积元 ΔAb 上的燃气生成率为：

$$\Delta G = \rho_p \cdot \Delta Ab \cdot r = \rho_p \cdot \Pi \cdot \Delta x \cdot r \quad (13)$$

其中 Π 为通道在该处的燃烧周界； r 为该处的侵蚀燃速，它与该处的流速有关：

若 $u > u_t$ 则 $r = r_0 \cdot [1 + K_u \cdot (u - u_t)]$ ，若 $u = u_t$ 则 $r = r_0$ 。

某段燃烧通道内，总的燃气生成量：

$$G = \Sigma(\Delta G) = \rho_p \Sigma(\Pi \cdot r \cdot \Delta x) \quad (14)$$

相应的平均流速 u_0 为：

$$u_0 = G/\rho = \rho_p \cdot (R \cdot T_0/p) \cdot \Sigma(\Pi \cdot r \cdot \Delta x) \quad (15)$$

在燃气通道内还有振荡的流速 u_a

$$u_a(x, t) = \left(\frac{p_{am}}{c \cdot \rho} \right) \left| \cos\left(\frac{\omega x}{c}\right) \right| \cos(\omega t + \delta)$$

在某处总的流速为平均流速与振荡流速之和，即：

$$u = u_0 + u_a \quad (16)$$

由于通道内的 u_0 , k_u , u_t 均与当地的静压强 p 有关，而且必须注意压强 p 是位置和时间的函数。

在加质量通道内：

$$p = p_0 - \rho \cdot u_0^2 \quad (17)$$

还要注意振荡压强的振幅 p_{am} 也是时间的函数，它的变化规律就表明了振荡的发生、增长、衰减。目前在计算中，我们根据实验测得的结果，近似地设定一个函数。

按照上述的各个公式，建立了不稳定燃烧速度耦合模型的计算程序。

通过计算，得到两个计算结果，一是燃烧室前端的时均压强曲线，如图 7 中的虚线所示；另外一个结果是终燃时的烧去肉厚分布，即 $W-X$ 曲线，如图 9 所示。其中实线为计算结果，带“*”号的数据点是实验所测量的结果。由图 7 和图 9 的计算与实验结果的比较可以看出，两者基本相符合。

由此可以说明，关于不稳定燃烧的速度耦合模型是合乎实际的。

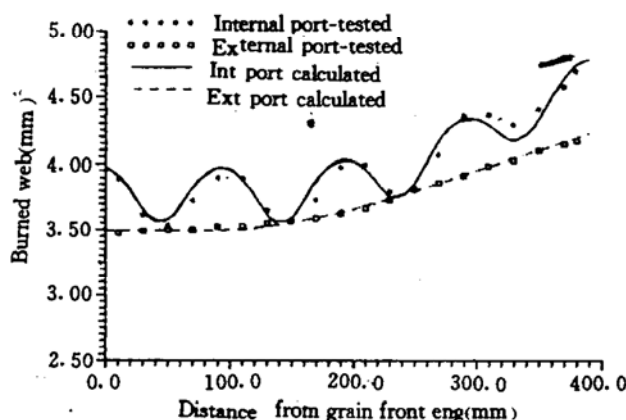


Fig. 9 Tested and calculated comparison results of burned web of velocity coupling

7 速度耦合模型试验装置的改进

前面我们用自由装填的管状装药发动机作速度耦合实验,证实了装药内孔通道的声侵蚀与管道内高次驻波的耦合现象。但是由于自由装填的管状装药发动机有内、外两个通道,两个通道之间存在一定的相互影响。

为了考查单独内孔燃烧的速度耦合效果,我们将管状装药的外侧表面及前、后端面用可燃物包覆起来,只留其内孔表面进行燃烧。但是由于在燃烧过程中内孔燃面不断增加,会使燃烧室压强逐渐增加。为了使燃烧在一定的压强下进行,我们在此内孔燃烧室的后端连接一个补偿燃烧室,其中装入一段燃面渐减的不包覆管状装药,以便在燃烧过程中,总的燃烧面积近似不变,从而使燃烧压强近似恒定。内孔燃烧室与补偿燃烧室互相垂直,成倒L形,故称L形燃烧器。为了减小常规侵蚀燃烧的影响,将燃烧器的内孔燃烧室制成两端开口的形式,即在内孔燃烧室的前端加开一个喷管。此附加喷管的喉径远小于主喷管的喉径,并且其喉径应保证内孔中的燃气分流点在内孔通道的中部。改进后的L形燃烧器如图10所示。

经过这样的改进,常规侵蚀燃烧的影响减小了,振荡燃烧形成的轮廓保存下来。振荡形式为两端开口的驻波。图11是一次试验的常规和振荡的压强的试验结果。

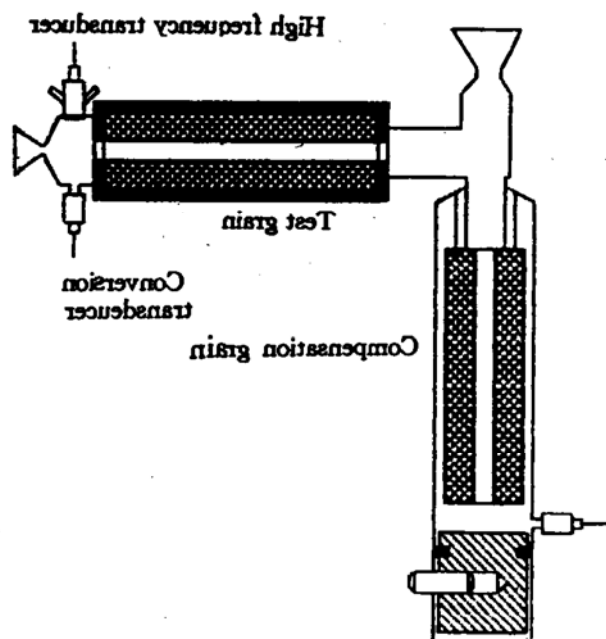


Fig. 10 L shape burner with two open ends in interior burning port

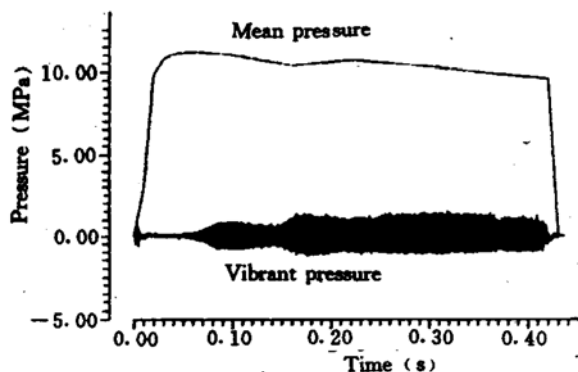


Fig. 11 Pressure history tested by L shape burner with two open ends in test grain port

对振荡压强进行频谱分析,在燃烧的不同时刻,得到8幅频谱曲线。我们选其中3幅的谱线峰值,标注在图12中。其中对应的平均时间为 $t=0.077s$ 的一幅,主频 $f_m=5801Hz$,主振幅 $p_m=0.36MPa$;对应于平均时间为 $t=0.24s$ 的一幅,主频 $f_m=3691Hz$,主振幅 $p_m=0.62MPa$;对应于平均时间为 $t=0.33s$ 的一幅, $f_m=3750Hz$,主振幅 $p_m=0.83MPa$ 。本试验装药的内孔初始长度 $L=440mm$,则预计其初始基频约为 $f_1=1156Hz$ 。按此基频估计,第一幅的振荡为5次谐波,持续的时间较短;后两幅的振荡为3次谐波,持续的时间略长。两种主要频率的振荡燃烧的结果,形成如图12中虚线所示的烧去肉厚分布。

按照两种主频振荡在不同时间的燃烧合成假定,可得到图 12 中实线所示的计算结果。试验与计算两者基本符合。

这里提出一个问题,主频为什么会由高次变为较低次谐波?我们分析,谐波次数的高低,是与内孔两端的出口速度的大小有关。在燃烧初期,内孔两端出口速度较高,激振能量大,所以形成 5 次谐波。随着燃烧的进行,内孔两端出口速度变低,5 次谐波的振幅逐渐变小,到一定程度,则振荡向低次谐波跳变。实际上的振荡由 5 次谐波,短暂的经过 4 次谐波,而较长时间维持在 3 次谐波上。这是由于前期 5 次谐波燃烧所烧成的通道截面分布,相对于 3 次谐波的振荡有一定的相容性。

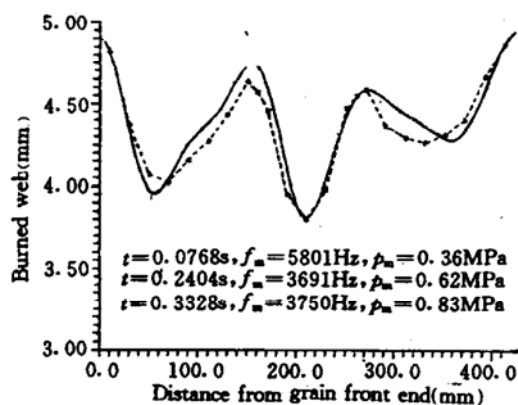


Fig. 12 Burned wdb distribution tested by L shape burner with two open ends in test grain port

8 结 论

通过上述的研究,我们得到以下的主要结论:

(1) 实际的固体火箭发动机中不稳定燃烧振荡的频率和振幅是十分复杂的。燃烧前期振荡的主频很高。燃烧的中、后期,振荡主频变低,并且振荡呈现多谐波状态。

(2) 本研究用实验的方法,证明了实际固体火箭发动机中“速度耦合”的实质,就是“声侵蚀”燃烧。这种“声侵蚀”燃烧振荡的主频很高,它只是纵向振荡的高次谐波。谐波阶次的高低,与装药通道出口端的平均流速有关,出口流速越高,其谐波的阶次也越高。

(3) 为了进一步证明装药内孔通道中,高次谐波的声侵蚀振荡存在的确实性,本研究研制了 L 形燃烧器。L 形燃烧器的实验结果,同样证明了前述的“速度耦合”的实验模型。

(4) 按照“速度耦合”模型的理论,进行了一定的数学推导,建立了有声侵蚀燃烧振荡的内弹道计算程序。计算结果与实验结果相一致,从而证明了“速度耦合模型”的合理性。

参 考 文 献

- [1] Kaczmarek R E, Lyon J M, Bazil R H. Tangential Mode in Double-Base Solid Rocket Motor. AIAA 82-1063
- [2] Baek S. The Unsteady Burning of Radiatively Active Solid Propellants. AIAA 89-2532
- [3] Jahnke Craig C. Nonlinear Transport Between Longitudinal Acoustic Modes in Cylindrical Combustion Chambers. AIAA 94-3190
- [4] Halliday D & Resnick R 著. 郑永令译. 物理学基础. 北京: 人民教育出版社, 1980
- [5] Kamaty H, Arora R, Kuo K K. Erosive Burning Measurements and Predictions for a Highly Aluminized Composite Solid Propellant. AIAA 82-1111
- [6] Williams F A, Hung N C, Barrer M. Fundamental Aspects of Solid Propellant Rockets. AGADOGGRAPH, NATO, 1969