

限定侵蚀燃烧压力峰的设计准则

部 冶 张 唯

摘 要

本文论述了在一般情况下J值衡量侵蚀燃烧压峰比的合理性,提出了 ε 值作为评定侵蚀燃烧压力峰限制参数的局限性和不确切的理由。并导出了存在界限流速位置时平均燃速系数的计算。

符 号 表

S 燃烧面积

A 通气面积

A_t 喷管喉部面积

P 燃气压力

ρ 燃气密度

T 燃气温度

V 燃气流速

r 推进剂燃速

γ_p 推进剂比重

g 重力加速度

C_D 喷管流量系数

$\dot{m}_b$ 装药质量生成量

$\dot{m}_t$ 喷管质量流出量

x 燃烧室轴向变量

t 燃烧室工作时间

V_0 燃烧室自由容积

n 燃速压力指数

k 比热比

e 装药烧去肉厚

M 马赫数

R 气体常数

ρ_p 推进剂密度

s 装药通道周边长

$$\lambda = \frac{V}{a^*}$$

$$\varepsilon = \frac{S}{A}$$

$$J = \frac{A_t}{A} = q(\lambda_L)$$

$$K_N = \frac{S}{A_t}$$

$$\varepsilon = \frac{r}{r_0}, \text{ 侵蚀比}$$

$$Fr(J) = \frac{\bar{r}}{r_0}$$

$$P_r = P_{oeJ}/P_{oe}$$

$$L_v = V_0/A_t$$

$$Z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda}$$

$$r(\lambda) = \left(1 - \frac{K-1}{K+1}\lambda^2\right) \left(\frac{1}{1+\lambda^2}\right)$$

$$S_3 = S_1 + S_2$$

C^* 推进剂特征速度

L 装药全长度

a 音速, 燃速温度系数

P_{oeJ} 有侵蚀时燃烧室头部瞬时平衡压力

P_{oe} 无侵蚀时燃烧室头部平衡压力

λ_k^* 产生侵蚀时的界限速度系数

X_k 装药通道内 λ_k^* 位置

S_1 X_k 之前的燃烧面积

S_2 X_k 之后的燃烧面积

下标:

$$F_o(J) = \left[(1 + \lambda_L^2) \left(1 - \frac{K-1}{K+1} \lambda_L^2 \right)^{\frac{1}{K-1}} \right]^{-1}$$

L 装药末端处

t 喉截面处

A 指装药 A

* $M=1$ 时值, 侵蚀界限值

X 通道内某横截面处

O 燃烧室头部值

B 指装药 B

$$q(\lambda_L) = \left(\frac{K+1}{2} \right)^{\frac{1}{K-1}} \lambda_L \left(1 - \frac{K-1}{K+1} \lambda_L^2 \right)^{\frac{1}{K-1}}$$

上标:

— 平均值

一、引言

近年来, 国内发表了很多固体火箭发动机侵蚀燃烧方面的论文; 其中有直接讨论限定侵蚀燃烧压力峰的准则。文献〔5〕认为“把 J 值当做准则来看待, 有一定局限性。”因“ J 值不能反应密度对侵蚀的影响。”提出“可以用 ∞ 值来分析侵蚀燃烧过程。”文献〔3〕、〔4〕和〔7〕继续发展了这种观点。用 ∞ 值还是用 J 值来限定侵蚀燃烧压力峰, 在国内大专院校的教材中, 提法差别很大。有的使用 ∞ 值, 有的使用 J 值。因此, 有必要进一步讨论和明确衡量初始压力峰的准则。 ∞ 值和 J 值之间的联系和差别是什么? 各自的特点是什么? 究竟哪个数值更能反应产生初始压力峰的主要矛盾? 由于侵蚀燃烧微观机理复杂, 本文只注意对实验中的宏观现象和规律进行分析。文献〔1〕提出限定侵蚀燃烧压力峰不产生的条件是 $\frac{Fr(J)}{F_o(J)} < 1$ 。

文中着重指出: “当 J 值小于某一界限值 J^* 后, $Fr(J) \approx 1$, 当 $J < J^*$ 后 $F_o(J)$ 的值也极接近于 1。因此在发动机设计中确定 J 值时, 如果 $J \leq J^*$, 则无侵蚀压力峰, 如果 $J > J^*$, 则会出现侵蚀燃烧压力峰, J 值偏离 J^* 愈大, 峰值比也越大。”本文就上述观点作进一步讨论。在分析中考虑了平衡压力变化引起燃烧室侵蚀界限流速位置的移动以及受到侵蚀的装药相对长度变化对侵蚀压力峰的作用; 导出了存在侵蚀界限流速位置时平均燃速系数 $Fr(J)$ 的计算。提出了 ∞ 值作为评定固体火箭发动机侵蚀燃烧压力峰限制参数的局限性和不确切的理由。通过上述分析, 进一步讨论了 J 值作为衡量压峰比准则的合理性。

二、侵蚀压峰比的分析与计算

在燃烧室实际设计中, 需由燃烧室及装药的几何尺寸很快地判断压力峰的情况, 也就是判断装药的侵蚀情况。燃气的流动速度对药柱的侵蚀燃烧起着主导作用, 而药柱末端截面的流速 V_L 或 λ_L 是由 J 值确定的, λ_L 的大小将影响药柱轴向燃速的变化。为了分析方便, 采用平均燃速 $\bar{r}$, 即设想在平均燃速条件下装药单位时间总的燃气生成量, 等于按实际燃速情况下装药单位时间总的燃气生成量。实际燃烧室中存在着侵蚀界限位置。典型的发动机如图 1 所示。

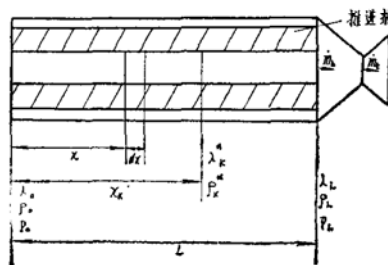


图1 发动机示意图

根据有质量加入的准定常一维流动, 可以导出装药平均燃速 $\bar{r}$ 与燃烧室前端装药燃速 r_o

比值的表达式。

$$\text{当 } \lambda \leq \lambda_K^* \text{ 时 } \quad \frac{\bar{r}}{r_0} = \left[Z(\lambda_K) \int_0^{\lambda_K^*} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{当 } \lambda > \lambda_K^* \text{ 时 } \quad \frac{\bar{r}}{r_0} = & \left[Z(\lambda_L) \int_{\lambda_K^*}^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right]^{-1} \\ & - \left[Z(\lambda_K) \int_{\lambda_K^*}^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

上两式表达了考虑侵蚀界限位置时燃烧室内平均燃速的变化规律。可从以下三种情况来考虑。

(1) 燃烧室药柱尾端流速 λ_L 小于其允许的界限流速 λ_K^* 时, 没有侵蚀燃烧产生, 只有燃气流动引起的静压下降。药柱前端燃速最大, 尾端燃速最小, 公式(1)可以写为

$$\frac{\bar{r}}{r_0} = \left[Z(\lambda_L) \int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)} \right]^{-1} < 1 \quad (3)$$

其数值计算由表1给出。假设 $K = 1.25$, $n = \frac{1}{3}$, $\lambda_K^* = 0.5$ (取这样大的 λ_K^* 是为了

更明显的暴露出 $\frac{\bar{r}}{r_0}$ 的变化)。由算得的结果可以看出, $\frac{\bar{r}}{r_0} < 1$, 但变化甚微。由于公式(1)中的积分不能表示成以 λ 为自变量的解析式, 只好采用数值积分法求出其函数值。表中:

$$\sum_0^{\lambda_L} \Delta S = \int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)} \quad (4)$$

$$\Delta S = \frac{1}{2} \left[\frac{\frac{1}{\lambda^2} - 1}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)_i} + \frac{\frac{1}{\lambda^2} - 1}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)_{i+1}} \right] \Delta \lambda \quad (5)$$

(2) 另一种极端情况是 $\lambda_K^* = 0$, 燃烧室从头至尾都存在侵蚀燃烧, 这时公式(2)代为

$$\frac{\bar{r}}{r_0} = \left[Z(\lambda_L) \int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right]^{-1} > 1 \quad (6)$$

表1的计算是在 $\varepsilon = 1$ 条件下得到的, 现在 $\varepsilon > 1$, $\bar{r} > r_0$ 是很明显的, $\bar{r}$ 增大的数值由 λ_L 的大小来决定。

(3) 在一般情况下, 侵蚀界限位置发生在燃烧室通道内的某一位置。由公式(1)和(2)可知:

$$\lambda \leq \lambda_K^* \text{ 时 } \quad \frac{\bar{r}}{r_0} = \left[Z(\lambda_K) \int_0^{\lambda_K^*} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda)} \right]^{-1} \quad (7)$$

$$\lambda > \lambda_K^* \text{ 时 } \quad \frac{\bar{r}}{r_0} = Q_1 - Q_2 \quad (8)$$

表 1 $\lambda_L > \lambda_k^*$ 时的平均燃速 $k = 1.25, n = \frac{1}{3}$

λ	0	0.09	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.35	0.4	0.5
$\frac{1}{\lambda^2} - 1$	∞	122.4	99	42.44	24	15	10.11	7.18	5.23	3
$Z(\lambda)$	∞	11.2	10.1	6.82	5.2	4.25	3.63	3.21	2.9	2.5
$\frac{\frac{1}{\lambda^2} - 1}{Z^2(\lambda)}$	1	0.976	0.970	0.912	0.888	0.831	0.767	0.701	0.622	0.482
$r^{\frac{1}{3}}(\lambda)$	1	0.997	0.996	0.992	0.986	0.978	0.969	0.958	0.946	0.934
$\frac{\frac{1}{\lambda^2} - 1}{Z^2(\lambda) r^{\frac{1}{3}}(\lambda)}$	1	0.9790	0.9736	0.9196	0.9010	0.8510	0.7921	0.7320	0.6570	0.5160
ΔS	0.0891 0.0098 0.0473 0.0455 0.0438 0.0411 0.0381 0.0347 0.0586									
$\Sigma \Delta S$	0	0.0891	0.0989	0.1462	0.1917	0.2355	0.2766	0.3147	0.3494	0.4080
$Z(\lambda) \Sigma \Delta S$	1	0.999	0.999	0.998	0.997	1.001	1.004	1.007	1.013	1.020
$\frac{\bar{r}}{r_0} = \frac{1}{Z(\lambda) \Sigma \Delta S}$	1	1	1	1	1	0.999	0.996	0.993	0.987	0.980

$$Q_1 = \left[Z(\lambda_L) \int_{\lambda_k^*}^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right]^{-1}$$

$$= \left\{ Z(\lambda_L) \left[\int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} - \int_0^{\lambda_k^*} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right] \right\}^{-1}$$

$$Q_2 = \left[Z(\lambda_k^*) \int_{\lambda_k^*}^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right]^{-1}$$

$$= \left\{ Z(\lambda_k^*) \left[\int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} - \int_0^{\lambda_k^*} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda) r^n(\lambda) \varepsilon} \right] \right\}^{-1}$$

取 $\lambda_k^* = 0.15$, $\lambda_L = 0.6$, $K = 1.25$, $n = \frac{1}{3}$, 由上述公式计算的结果列在表 2。在 λ_k^* 前

$\bar{r} \approx r_0$, 在 λ_k^* 以后, $\bar{r}$ 由 $1.0509r_0$ 上升到 $1.2601r_0$, 表 2 中设:

表 2

 $0 < \lambda_K^* < \lambda_L$ 时的平均燃速 $k = 1.25 \quad n = \frac{1}{3}$

λ	0	0.09	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.35	0.4	0.5	0.6
$\frac{1}{\lambda_2} - 1$	∞	122.4	99	42.44	24	15	10.11	7.18	5.23	3	1.78
$Z(\lambda)$	∞	11.2	10.1	6.82	5.2	4.25	3.63	3.21	2.9	2.5	2.267
$\frac{1}{\lambda^2} - 1$ $Z^2(\lambda)$	1	0.976	0.970	0.912	0.888	0.881	0.767	0.701	0.622	0.482	0.346
$r^{\frac{1}{3}}(\lambda)$	1	0.997	0.9963	0.9917	0.9856	0.973	0.9685	0.9579	0.9461	0.9197	0.8904
ε	1	1	1	1	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.7	1.9
$\frac{1}{\lambda_2} - 1$ $Z^2(\lambda)r^{\frac{1}{3}}(\lambda)\varepsilon$	1	0.9790	0.9737	0.9196	0.8190	0.7083	0.6092	0.5227	0.4893	0.3483	0.2045
ΔS	0.0891-0.0098 0.0473 0.0435 0.0382 0.0329 0.0283 0.0253 0.0399 0.0256										
$\sum_0^{\lambda_L} \Delta S$	0	0.0891	0.0989	0.1462	0.1897	0.2279	0.2608	0.2891	0.3144	0.3543	0.3799
$Z(\lambda_K^*) \sum_0^{\lambda_K^*} \Delta S$	1	0.991	0.999	0.991							
$\frac{\bar{r}}{r_0} = \frac{1}{Z(\lambda) \sum \Delta S}$	1	1	1	1							
$\sum_0^{\lambda_L} \Delta S_L - \sum_0^{\lambda_K^*} \Delta S_K$					0.0435	0.0817	0.1146	0.1429	0.1682	0.2081	0.2337
$Z(\lambda_L) \left(\sum_0^{\lambda_L} \Delta S_L - \sum_0^{\lambda_K^*} \Delta S_K \right)$					0.2262	0.3473	0.4160	0.4588	0.4878	0.5203	0.5298
Q_1					4.4209	2.8794	2.4038	2.1820	2.0500	1.9220	1.8875
$Z(\lambda_L^*) \left(\sum_0^{\lambda_L} \Delta S_L - \sum_0^{\lambda_K^*} \Delta S_K \right)$					0.2967	0.5572	0.7815	0.9746	1.1471	1.4192	1.5938
Q_2					3.370	1.7947	1.2796	1.0261	0.8718	0.7046	0.6274
$\frac{\bar{r}}{r_0} = Q_1 - Q_2$					1.0509	1.0847	1.1242	1.1559	1.1782	1.2156	1.2601

$$\sum_0^{\lambda_L} \Delta S_L = \int_0^{\lambda_L} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda)r^n(\lambda)\varepsilon}, \quad \sum_0^{\lambda_k^*} \Delta S_k = \int_0^{\lambda_k^*} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{Z^2(\lambda)r^n(\lambda)\varepsilon}$$

如果燃烧室装药在 X_k 之前的燃烧面积为 S_1 , 在 X_k 后的燃烧面积为 S_2 , 总燃烧面积为 $S_3 = S_1 + S_2$, 则燃气生成率为:

$$\begin{aligned} \dot{m}_b &= \rho_p S_3 \bar{r} = (S_3 - S_2) \rho_p r_0 + \rho_p S_2 \bar{r} \\ &= \rho_p S_3 r_0 + \rho_p S_2 a p_0^n F_r(J) - \rho_p S_2 r_0 \\ &= \rho_p S_3 a p_0^n + \rho_p S_2 a p_0^n (F_r(J) - 1) \end{aligned}$$

瞬时平衡时, $\dot{m}_b = \dot{m}_t$, $\frac{dp}{dt} = 0$, 则有:

$$\rho_p S_3 a p_0^n + \rho_p S_2 a p_0^n (F_r(J) - 1) = \frac{A_t F_o(J)}{C^*} P_0$$

$$\text{则有: } P_{oeJ} = \left[\rho_p C^* a \frac{S_3 + (F_r(J) - 1) S_2}{A_t F_o(J)} \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (9)$$

$$\text{无侵蚀时的平衡压力 } P_{oe} = \left[\rho_p C^* a \frac{S_3}{A_t} \right]^{\frac{1}{1-n}}$$

则有:

$$\frac{P_{oeJ}}{P_{oe}} = \left[\frac{1}{F_o(J)} + \frac{(F_r(J) - 1) S_2}{F_o(J) S_3} \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (10)$$

上式说明受到侵蚀的燃烧面积 S_2 与全部燃烧面积 S_3 之比对压力峰有影响。当燃烧室所设计的 J 值小于其允许的 J^* 值时, 没有侵蚀产生, $S_2 = 0$, 则式(10)简化为

$$\frac{P_{oeJ}}{P_{oe}} = \left[\frac{1}{F_o(J)} \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (11)$$

当侵蚀界限速度系数 $\lambda_k^* = 0$ 时, 燃烧室所有装药都处在侵蚀状态, 这时 $S_2 = S_3$, 则(10)式简化为

$$\frac{P_{oeJ}}{P_{oe}} = \left[\frac{F_r(J)}{F_o(J)} \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (12)$$

三、侵蚀界限速度对初始压力峰的影响

装药通道内的燃气流密度 ρ 与流速 v 之积 ρv 在达到某一界限值 $(\rho v)^*$ 时, 侵蚀产生。Kreidler和Zucrow等人的实验研究^[2]早已指出:“压力增加时, 侵蚀界限流速略有降低。”根据紊流愈严重, 燃烧产物传热给固相引起的燃速增加愈大的原则, 如果发动机中使某一推进剂产生侵蚀作用的临界雷诺数为一常数(高燃烧热高燃速的推进剂所允许的常数较大)。当压力 P_{OA} 所对应的密度为 ρ_{OA} , 产生侵蚀的界限流速为 V_{Ak}^* , 则压力上升至 P_{OB} 后对应一个比 ρ_{OA} 更大的燃气密度 ρ_{OB} , 而与其相应的侵蚀界限流速为 V_{Bk}^* , 必然存在 $V_{Bk}^* < V_{Ak}^*$ 。

燃烧室通道的雷诺数沿通道长度是一个急剧的变量（可以从0增加至 10^7 ），而燃气密度 ρ 沿轴向变化较小。当 $M < 0.4$ 时， ρ/ρ_0 约在0.93~1.0的范围，故燃烧室内沿轴向主要是燃气流速 V 的变化。从 $V = 0$ 增加到 J 值所确定的 V_L 。压力的增加使得处于侵蚀状态和未处于侵蚀状态的装药都增加燃速。对于处在侵蚀状态的装药，有人提出压力的提高会使层流底层变薄使燃速增加。更多的实验数据说明压力的提高一般使燃烧室内装药从头至尾基本均匀的增加，或侵蚀段略有提高。文献〔3〕的实验数据较好地说明了这一点（见图2和图3）。

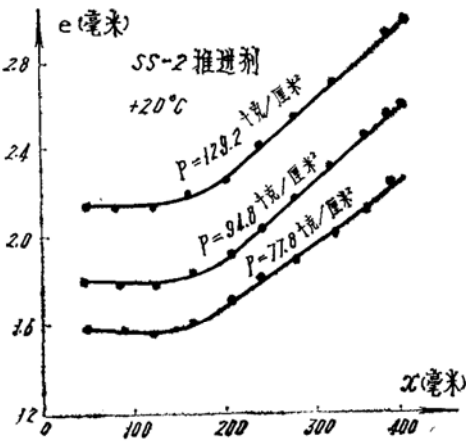


图 2 内孔燃烧烧去肉厚分布

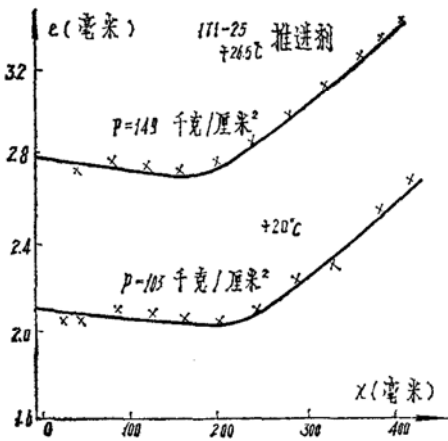


图 3 内孔燃烧烧去肉厚分布

从图2和图3可以看出，压力的提高对处在侵蚀和非侵蚀状态的装药燃烧速度提高没有明显差别，因为不同压力下曲线是平行的。对于处在侵蚀状态的装药，如果压力的提高使得它的燃速增加较多，则该曲线的倾斜程度应随压力的提高而增大。图4和表3、图5和表4，

图6均为增加压力减小流速情况下，压峰比下降的例子。说明压力的影响无法和流速相比。

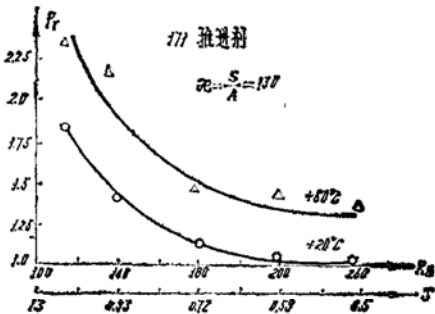


图 4

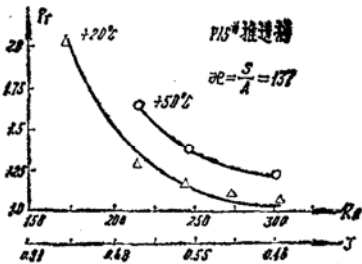


图 5

表 3 171推进剂实验数据 $\infty = 130$

K_N	115	140	180	220	260
J	1.13	0.93	0.72	0.59	0.50
$Pr(+50^\circ C)$	2.27	2.18	1.46	1.42	1.28
$Pr(+20^\circ C)$	1.77	1.39	1.10	1.06	1.05

表 4 P15*推进剂实验数据 $\infty = 137$

K_N	173	214	240	271	308
J	0.791	0.640	0.571	0.505	0.433
$Pr(+50^\circ C)$		1.65	1.39		1.25
$Pr(+20^\circ C)$	2.01	1.26	1.17	1.11	1.12

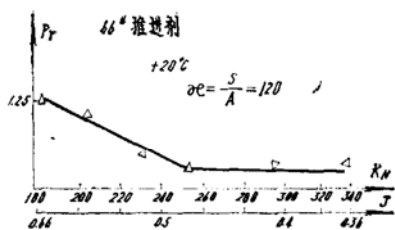


图 6

流速起着主导的控制性的作用, 压力的影响处于次要和从属的地位。即使压力对侵蚀有影响, 也必然是在具备一定的流速下 ($V > V_k^*$) 才能对压峰比起到有限度的作用。图 4、图 5 和图 6 的数据都是在此值不变的情况下得到的。随着压力的提高压峰比在下降, 其原因是 J 值在减小。可见 ∞ 值不能确定和表示出压峰比的变化, 因为这几组实验均为 ∞ 值不变时使流速

减小。同时说明 J 值大于 J^* 值时, 即使压力很低, 侵蚀燃烧照样产生, 而在 J 值小于 J^* 值时, 压力不断增大, 但没有侵蚀燃烧产生。压力对压峰比有影响主要表现在对侵蚀临界速度位置移动的程度, 公式 (10) 表达了影响的定量程度。

受到侵蚀的燃烧面积 S_2 的变化还可用以下的几何示意图更形象地说明 (图 7)。

设有不同长度的装药 A 和装药 B 放在具有同一 J 值的燃烧室中, 即 $J_A = J_B$, 因而有 $V_{AL} = V_{BL}$ 。由于装药长度的增加, 使得燃烧面积增加, 压力由 P_A 增高到 P_B , 燃速由 aP_A^n 增高到 aP_B^n , 设面积 ABDEO 代表没有侵蚀产生时装药沿其长度在压力 P_A 时的燃速 ($aP_A^n L_A$), 三角形 BCD 代表装药 A 沿其长度由气流速度引起的侵蚀燃烧造成的燃速增量, 数值 CD 的大小由 J_A 值确定。面积 A'B'D'E'O 代表装药 B 沿其长度没有侵蚀燃烧时在压力 P_B 时的燃速 ($aP_B^n L_B$), 三角形 B'C'D' 代表沿装药长度气流速度引起的侵蚀燃烧造成的燃速增量, 数值 C'D' 的大小由 J_B 所确定。由于 $J_A = J_B$, 所以 $CD = C'D'$ 。下面考察 P_A 增大到 P_B 和 L_A 增大到 L_B 对压峰比的影响。

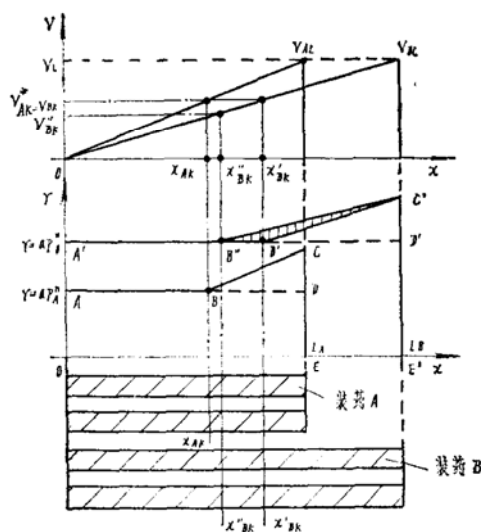


图 7

(1) 如果压力的增加并不改变侵蚀界限速度的位置和大小, 则有 $\frac{B'D'}{A'D'} = \frac{BD}{AD}$, 面积比 $\frac{ABCDEO}{ABDEO} = \frac{A'B'C'D'E'O}{A'B'D'E'O}$, 即装药 B 虽比装药 A 长度大, 燃烧时压力高, 但在同一 J 值时压峰比相同。

(2) 由于压力的增加, 使侵蚀界限速度减小, V_{Bk}^* 减小到 $V_{Bk}^{*''}$, 侵蚀界限位置由 $B'(X_{Bk})$ 向前移动到 $B''(X_{Bk}^{*''})$ 。三角形 $B''C'B'$ 即为由由此造成的燃速增量。此时, $\frac{B'D'}{A'D'} >$

$\frac{BD}{AD}$, 面积比 $\frac{ABCDEO}{ABDEO} < \frac{A'B'C'D'E'O}{A'B'D'E'O}$, 装药 B 要比装药 A 产生更高的压峰比。但这个压峰比不是由于压力的增加直接造成的燃速增加带来的, 而是由于压力的增加引起的受到侵蚀的燃烧面积的比例增加所产生的。这一影响的定量计算可利用 (10) 式得到。

四、J值与 ∞ 值的比较与设计准则

由质量连续方程可知,药柱尾端流过的燃气连续通过喷管,不断流出也不积聚,则有:

$$\begin{aligned}\rho_L g A V_L &= C_D A_t F_o(J) P_o \\ V_L &= C_D R T_o F_o(J) J\end{aligned}$$

对于装填某一推进剂的燃烧室,流量系数 C_D 、火药力 $R T_o$ 、总压降损失 $F_o(J)$ 均为已知,药柱尾端流速仅由几何参量 J 所确定。由于燃烧室前端流速为零,气体流速沿装药轴向的变化程度便可确定。

由 $\infty_L = K_N J$ 和 $\infty_L = \frac{P}{\gamma_p R T_o \Gamma} V_L$ (或 $\infty_x = \frac{P}{\gamma_p R T_o \Gamma} V_x$)可以说明在某一具体压力下

(K_N 不变),或者说只允许通气面积 A 改变的条件下, $\infty = \frac{S}{A}$ 表达了由 $J = \frac{A_t}{A}$ 所确定的 V_L 的大小。对于一般情况和不同的 K_N 值, ∞ 值大时 V_L 不一定大,而 ∞ 值小时 V_L 可能很大。由于 ∞ 值在一般情况下并不和流速成正比,因而也不能标志装药侵蚀程度的强弱。 ∞ 值仅是在一定的面喉比 K_N 下间接的表示了由 J 值所确定的 V_L 值的大小。

公式 $\infty_x = \frac{P}{\gamma_p R T_o \Gamma} V_x$ 是在燃烧室内某一截面处质量连续的条件下导出的。 ∞_x 值在燃气通道的各截面在数值上和 $\rho^{1-n} V_x$ 存在成正比例的关系,但 V_x 的大小却不是由 ∞ 值决定的。 ∞_x 是在通道某一截面质量连续的条件下导出的,这一截面以后的影响因素,导出公式时不能考虑和包括。例如对燃烧室流出量有决定性作用的喷喉面积 A_t 变化的影响。

燃气流在喷喉截面 A_t 达到音速,喷管喉部允许通过的流量为 $C_D A_t F_o(J) P_o$, A_t 的大小便确定了燃烧室每秒允许的并且一定达到的流出量。 A_t 截面是个流量壅塞截面,流速达到音速,它要求药柱尾端每秒流出的质量不能超过也不能低于 A_t 截面允许的流量。当药柱尾端通气面积 A 较小时, A_t 截面所要求的流量便要求药柱尾端的流速大些;当 A 较大时, A_t 截面所要求的流量便要求 V_L 小一些。总之,药柱尾端的流出量要与喷喉处能够流出的流量相适应。

如果 A_t 增大,使得 V_L 的增大超过临界值 V_k^* 时,侵蚀燃烧产生, V_L 超过 V_k^* 的量愈多,侵蚀燃烧愈严重。图4、图5和图6的实验结果充分说明了这一点。

∞ 值一直在国内广泛使用是因为它有自己的特点和历史原因。它最早出现在五十年代苏联教科书中,称波别多诺斯采夫准则,当时是作为一个衡量流速大小的参量提出来的。它的使用反映了对侵蚀燃烧的认识和了解还处于定性的粗线的经验阶段。当时还把某些特定情况下提出来的 ∞_1 准则推广到一般情况下使用。对于燃烧热量为800~900大卡/公斤的双基药提出的侵蚀公式 $\varepsilon = 1 + 3.2 \times 10^{-3} (\infty - 100)$ 是在一定的面喉比下得出的。由前面二节的分析可知,在一般情况下, $\infty > 100$ 不一定会产生侵蚀燃烧。例如 $\infty = 120$, $K_N = 600$, $J = 0.2$ 时,燃烧室内的流速是很低的,是不会出现侵蚀压力峰的。

最近,有人把 ∞ 值的意义引伸为表示了流速和压力的综合作用,主要理由是 ∞ 值正比于 $\rho^{1-n} V$,以上分析说明,尽管这种关系存在,但 ∞ 值并不能衡量出发动机设计时一般情况下压峰比的大小。用它来表示某截面的侵蚀比,可以作为值得进一步讨论的侵蚀比公式的一种形式(我们认为早已广泛使用的密流 ρV 表示更为合适)。我们不能把发动机内某些局部参量

的变化看成为代表整个发动机的特性。正相反，这些局部参量的变化受到总体参量的制约（例如丁值制约着通道内的气体流速， K_N 的变化制约着平衡压力）。L-R 侵蚀公式在专门的装有药片的侵蚀燃烧装置中得到证明。它只能模拟和反应燃烧室内的一些局部过程。而发动机整体的侵蚀燃烧则存在着侵蚀界限位置，装药受到侵蚀和未受到侵蚀的面积比等问题。二者（局部数据和整体分析）在压峰比的计算中互相补充，但不能互相代替，更不能混为一谈。

另外，提出用 $\alpha = \frac{S}{A}$ 和 $L_v = \frac{V_o}{A_t}$ 两个参数来衡量侵蚀燃烧压力峰也是不妥当的。前面的分析可以说明这是不必要的。至于 V_o 变化的影响和气流速度引起的侵蚀燃烧无关。国外有人把没有发生侵蚀燃烧的发动机按比例缩小且保持平衡压力不变，发现初始压力峰提高，并从压力急升率 dp/dt 和装药表面传热的传入与传走之差这一机理进行了解释。

α 被沿用的另外二条原因是：（1）通常所使用的发动机压力一般在 60~150 千克/厘米² 的范围，而 α 值大多是在大于 100，小于 200 的范围。此外，前面已经分析过，对于已经产生侵蚀燃烧的燃烧室再增加燃烧面积必然使压力峰增大。即当 $J > J^*$ 时再增加燃烧面积会使侵蚀燃烧压力峰更为严重，但这并不意味着 α 值可以作为一般情况下衡量压峰比是否可以产生的准则，更不能说明 α 值用来衡量压力峰增大的程度是科学的，最多说明 α 值和压峰比在 $J > J^*$ 时定性的朝着相同的方向变化。（2） α 值在装药设计中有实际用途。对于某一推进剂，可以根据其允许的 J^* 值和发动机选定的压力，得出相应的 $\alpha^* = K_N J^*$ ，要使发动机内不产生侵蚀燃烧，必须使装填参数限定在由 J^* 所确定的 α^* 以下。

由 $V_k^* = C_D R T_o F_o(J) J^*$ 可知，对于某一推进剂有其固有的 J^* 值，它反应了该推进剂允许的气体流动速度。

表 5

推进剂牌号	171	P15*	161	SQ-2	PT-12	SFM-1
J^*	0.5	0.47	0.4	0.36	0.3	0.26
$K_N = 180$ 时 $\alpha^* = K_N J^*$	90	86	72	63	54	46
$K_N = 400$ 时 $\alpha^* = K_N J^*$	200	188	162	140	120	103

上述侵蚀界限值符合较高燃速、较高燃烧热量的推进剂， $R T_o$ 较大不易产生侵蚀的普遍规律。

从已经定型的产品中也可以看出 J^* 值的存在。仅举几例：

“××”火箭弹发动机采用 SQ-2 推进剂，按表 5 J^* 值约为 0.36，该发动机 $K_N = 460$ ， $\alpha^* = K_N J^* = 166$ ，该发动机实际 α 值为 168；“××”火箭弹发动机也用 SQ-2 推进剂， $K_N = 517$ ， $\alpha^* = K_N J^* = 186$ ，该发动机实际 α 值取为 167；“××”发动机采用 SFM-3 推进剂，按表 5 J^* 约为 0.26，该发动机 $K_N = 490$ ， $\alpha^* = K_N J^* = 123$ ，该发动机实际取 α 值为 119；“××”手握式火箭弹用 171 推进剂，按表 5 J^* 约为 0.5，该产品实际取 $J = 0.49$ 。

α 值不能做为压峰比准则的关键原因是，对于某一推进剂不能确定出一个固定的临

界 ∞ 值,所以 ∞ 值大于100没有产生侵蚀压力峰的发动机有很多,甚至我们可以设计出小 J 值,大于 ∞ 值的发动机,但不存在侵蚀压力峰。然而,我们找不到 $J > J^*$ 不产生侵蚀压力峰的发动机。 J 值可以作为准则,是因为对于某一选定的推进剂,根据其性能可以有一个固定允许的 J^* 值,论文^[1]也着重强调了这一点。某些发动机改变装药几何形状,如通道面积沿药柱装药长度扩大,而不产生侵蚀峰,主要是从降低流速出发来考虑问题的。

尽管大家关于压力变化对侵蚀峰的影响程度尚有分歧,但压力的影响至少必须在具备一定的流速时才有作用,流速高时其影响更为严重一些是可以肯定的。

五、结 语

本文根据影响侵蚀燃烧的决定性因素——燃烧表面流速,提出不同的推进剂所允许的 J^* 值作为该推进剂不产生侵蚀压力峰的准则。分析表明 $J < J^*$ 时,不会产生侵蚀压力峰,至于压力、初温、装药几何等因素对侵蚀燃烧的作用仅在 $J > J^*$ 时才会充分的表现出来。 J 值作为限定侵蚀压力峰的设计准则过去在工程应用中已经在国内外得到广泛使用,实际也证明是可行的。

参 考 文 献

- (1) 张唯“侵蚀燃烧压力峰的分析”哈尔滨船舶工程学院学报1982年第一期
- (2) 威廉斯F·A·等“固体火箭发动机基本问题”下册、京固群译
- (3) 吕振中“固体火箭发动机通道侵蚀函数的简易确定方法”兵工学报箭弹分册,1981年第三期
- (4) 吕振中“固体推进剂的侵蚀函数分析与实验”推进技术 1981年第三期
- (5) 吕振中“固体火箭发动机侵蚀准则的分析”火炸药 1979年
- (6) 吕振中“有侵蚀固体火箭内弹道分析及简易计算方法”北京航空学院 1982年10月
- (7) 吕兆华等“固体推进剂侵蚀燃烧的实验研究”兵工学报箭弹分册 1981年第三期
- (8) “火炸药手册”204研究所