

实验技术与实验方法

炮风洞喷管开放后的自由活塞压缩过程* 1)

中国科学院力学研究所

钱福星 肖林奎 石振平

提要 本文考虑炮风洞喷管开放后的自由活塞压缩过程,建立了活塞运动方程和喷管流动方程,并采用有限差分法和电子计算机进行了计算.根据计算结果,讨论了在各种初始条件下,喷管开放后活塞的过冲、反跳、摆动及平衡运行和峰压等有关问题.并把这些结果与传统的以闭喷管为基础的平衡活塞运行技术及一些实验结果进行了比较,对有关炮风洞的调试工作提出了一些有意义的参考数据.

符 号

a_i i 区声速 ($i = 1, 2, 3, 4, 5$, 代表图 1 中各区,下同)	S_r 反射激波
a_F 活塞平衡时背后区域的声速	t 时间
A 被驱动段截面积 (cm^2)	T_i i 区温度 ($^{\circ}\text{K}$)
A^* 喷管喉道截面积 (cm^2)	u_i 平衡活塞速度,也是平衡状态驻室气流速度
g 重力加速度	u_i i 区流速
M 活塞质量 (kg)	u_P 匀速运动的活塞速度
M_0 平衡活塞质量 (kg)	u_{PK} 活塞减速开始点的速度
M_s 主激波马赫数	x 以喷管入口为坐标原点的长度坐标 (图 1)
P_A, P_B, P_s, P_i 分别代表活塞前面、后面、平衡状态以及 i 区的气体压力 (kg/cm^2)	x_K 活塞开始减速时的 x 坐标
\dot{P} 峰压 (kg/cm^2)	ρ 气体密度
S 主激波	γ 实验气体比热比

一、引 言

图 1 是等截面炮风洞活塞运行轨迹和 $x-t$ 波系图. 当一道膜片一破裂, 高压驱动气体使静止的活塞突然加速, 并沿着被驱动段快速前进. 经过一段加速运动后, 活塞达到最高速度, 并进入匀速运动状态. 在加速过程中, 在活塞前面形成了一系列压缩波, 它们进而聚集成主激波 S . 激波 S 以比活塞更高的速度向着喷管入口运动, 在到达喷管入口时, 一

* 1978年11月21日收到.

1) 本文曾在1978年11月4-12日中国力学学会首届全国激波管学术会议上宣读.

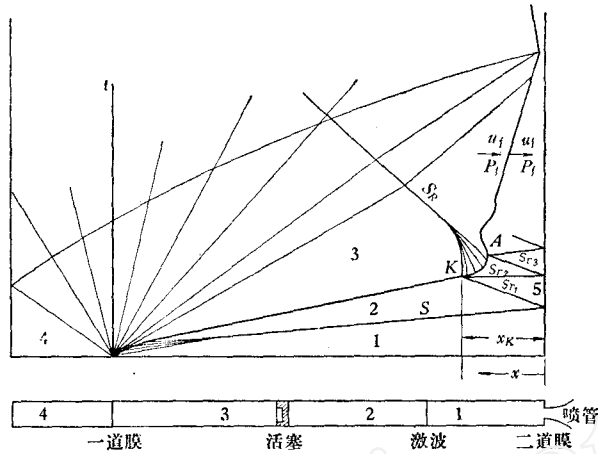


图 1 活塞运动轨迹及波系

方面冲破封口二道膜,使实验气体开始流经喷管进入实验段,同时在喷管入口处反射。以后激波便在活塞和喷管口之间反复地反射。当第一次反射激波 S_{r1} 与活塞相遇时,迫使活塞开始减速,但由于活塞具有一定的动能,它仍继续向前运动。在激波反复反射的过程中,一般情况下,活塞将在管端附近发生正反向“摆动”,即振荡运动,并在实验气体中产生高的峰压 \hat{P} 。只有经过一定时间的阻尼之后,振荡才会消失。此后便达到一个稳定的平衡状态,此时实验气体的压力为 P_e 。实验气体的峰压 \hat{P} 和平衡压力 P_e 以及相应的温度升高,是由于活塞的绝热压缩和多次激波的非等熵压缩形成的。在活塞减速过程中,在其背后的驱动气体中形成了一系列压缩波,它们将汇聚成一反向激波 S_R ,向着驱动段方向运动。

在炮风洞的发展过程中,活塞运动动力学引起了相当大的理论和实验研究兴趣。这方面的工作在文献[1—5]中作了比较详细的论述。但所有这些研究都是以喷管不开放作为前提条件。实际上正如前述,当主激波 S 一到达喷管入口就冲破了二道膜,开始了喷管流动,而这些研究都未能考虑喷管流动对活塞压缩过程的影响。神元五郎等人^[6,7]用微波技术测量了活塞运动轨迹,在有无喷管流条件下得出:在同一初始条件下,喷管流对活塞反跳运动起了缓和的作用。Knöös^[8]从理论上处理了自由活塞驱动的激波管驱动段在活塞前面的驱动气体达到峰压的等熵压缩过程。分析结果表明,一道膜处的声速孔在一定的条件下对活塞运动起到了缓冲作用。但炮风洞的情况与此不完全相同,因为炮风洞活塞前面的气体中存在着激波的非等熵压缩,另外,在 Knöös 的处理中可以忽略活塞背面驱动气体的压力,而炮风洞则不能,尤其是运用平衡活塞技术更是这样。

本文试图从理论上处理考虑到炮风洞喷管开放后的自由活塞压缩过程,建立有关方程,并选择一些典型的条件进行计算分析,来说明喷管流动的存在对活塞压缩过程以及有关参数的影响。同时把计算结果与某些实验结果进行比较,以便得出一些有意义的结果。

二、炮风洞喷管开放后的自由活塞压缩过程

从以上叙述可以看出,炮风洞从起动到关车,活塞经历了加速、等速、减速和振荡以至达到平衡状态的过程。从第一次反射激波 S_{r1} 与活塞相遇,并使它开始减速起,活塞的运

动可能存在下面两种情况: 1) 由于活塞有较大的动能, 活塞可能过冲到离喷管入口很近的距离, 从而产生极高的峰压, 然后反跳, 振荡, 最后达到平衡状态; 2) 如果能适当选择活塞质量、驱动和被驱动段初始压力比及 A^*/A 等初始参数, 活塞可能不发生过冲和振荡而平稳地进入平衡状态. 在平衡状态下, 活塞两边的压力相等, 活塞以某个受稳定喷管流决定的匀速 u_1 向着喷管入口运动. 在这样的条件下, 峰压被消除, 并延长了实验时间. 这就是考虑喷管流动情况下的平衡活塞技术. 炮风洞应尽量避免第一种情况, 力求在第二种情况下运行.

正如前述, 活塞前面的实验气体在达到平衡状态以前, 经受了多次激波的非等熵压缩. 同时在活塞减速过程中, 活塞前面会发出一系列膨胀波. 这些膨胀波将赶上从活塞反射的激波. 此外, 由于活塞的减速, 在活塞背后的压力也是变化的. 所有这些都使分析复杂化.

下面将依次考虑这些因素. Evans 等人^[9]和 Winter^[10]的分析已经指出, 经第三次激波 S_{r_2} 或第四次激波 S_{r_3} 的压缩后, 实验气体的熵可以忽略. 而事实上, 正如 Staiker^[11]所分析的那样, 忽略 S_{r_2} 后熵的变化, 只能造成小的误差. 另外, Courant 和 Friedrichs^[12]通过实例计算证实, 由于第三次激波 S_{r_2} 后气体的声速较高, 当活塞前面的膨胀波赶上该激波后, 使之大大削弱到很接近于马赫波. 因此我们把实验气体经第一和第二次激波压缩作为非等熵过程处理, 而把此后(即⑤区以后)气体的状态变化近似地认为是等熵过程. 这样, 活塞前面的压力可以写成

$$P_A = P_5(\rho/\rho_5)^\gamma \quad (1)$$

关于活塞背面压力变化, 可作这样的分析. 在减速过程中, 在活塞背面产生的压缩波的斜率 $(dt/dx = 1/(u - a))$ 逐渐变陡, 终于形成一个包络线. 当活塞的减速度不变时, 这条包络线是一抛物线, 即为活塞后面所形成的激波曲线, 其起点在活塞减速开始时所产生的负特性线上. 减速度越大, 这条包络线的起点越靠近减速开始点. 活塞减速过程中, 其后面的压力取决于活塞的运动和由此产生的压缩. 因此激波发生在这个波系中时, 不可能求得运动的封闭解. 假设在任意瞬间, 这个压力等于活塞以不变的速度(等于瞬时活塞速度)运动时所产生的压力, 这个压力 P_B 可以从正激波方程求得:

$$P_B = P_3 \left[1 + \frac{\gamma}{2} \frac{u_{pK} + \frac{dx}{dt}}{a_3} \left\{ \frac{(\gamma + 1) u_{pK} + \frac{dx}{dt}}{a_3} + \sqrt{4 + \frac{(\gamma + 1)^2 \left(u_{pK} + \frac{dx}{dt} \right)^2}{4a_3^2}} \right\} \right] \quad (2)$$

活塞的运动方程为

$$\frac{M}{gA} \frac{d^2x}{dt^2} = P_A - P_B \quad (3)$$

引进无量纲参数

$$\bar{x} = \frac{x}{x_K}, \quad \bar{P} = \frac{P}{P_5}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_5}, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_5}, \quad \bar{t} = \frac{t}{\tau_K}$$

并将式(1), (2)代入式(3), 可得活塞减速过程中的运动方程

$$\frac{d^2\bar{x}}{d\bar{t}^2} + \bar{P}_2 \left\{ 1 + \frac{\gamma}{2} \left(u_2 + \frac{x_K}{\tau_K} \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} \right) \left[\frac{\gamma + 1}{2} \left(u_2 + \frac{x_K}{\tau_K} \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} \right) \right] \right\}$$

$$+ \sqrt{4 + \frac{(\gamma + 1)^2 \left(u_2 + \frac{x_K}{\tau_K} \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} \right)^2}{4a_2^2}} \Bigg\} = \bar{\rho}^\gamma \quad (4)$$

当活塞过冲, 达到峰压, 然后反跳到图 1 的 A 点 (反跳速度最大处) 时, 活塞背面的压缩波将汇聚成激波. 过了点 A 之后, 活塞后边的压力由以平衡状态为基准的活塞非定常运动所产生的压力代替, 即

$$P_B = P_f \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2a_F} \left(\frac{dx}{dt} + u_f \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (5)$$

因此, 过点 A 之后, 活塞运动方程应改为

$$\frac{d^2\bar{x}}{d\bar{t}^2} + \bar{P}_f \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2a_F} \left(\frac{x_K}{\tau_K} \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} + u_f \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} = \bar{\rho}^\gamma \quad (6)$$

通过喷管的流动连续方程为

$$\frac{d(\bar{\rho}\bar{x})}{d\bar{t}} = -\varepsilon \left(1 + \frac{\gamma + 1}{4} M_5^2 \right) \bar{\rho}^{\frac{\gamma+1}{2}} \quad (7)$$

这里, $\varepsilon = \frac{\tau_K}{\tau}$, $\tau_K = \sqrt{\frac{M_5 \bar{x}_K}{g A P_5}}$, $\tau = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{\tau_K A}{a_5 A^*}$.

方程(4)或(6)和(7)就是喷管开放后炮风洞活塞运动方程和喷管流动连续方程.

当不考虑喷管流动时, $\varepsilon = 0$, 这时不要考虑连续方程, 而方程(4)和(6)中的 $\bar{\rho}$ 应由 $1/\bar{x}$ 代替.

以上是在等截面条件下的推导. 对于驱动段和被驱动段不是等截面的情况, 要考虑面积变化的影响. 这些影响主要体现在 \bar{P}_2 , a_F , P_5 , x_K 和 τ_K 等参数的变化上. 应该指出, 活塞质量对加速过程, 因而对 x_K , τ_K 等参数有影响, 这方面的工作已有一些人做过, 这里不作讨论.

三、数值计算

从活塞开始减速的 K 点开始, 采用有限差分法进行数值计算. 在 K 点以前的所有参数均用激波管有关流动分析的数值, 并用 K 点的参数作为计算的初始参数, 其中⑤区的有关参数已考虑到存在喷管流引起的影响.

初始条件为 $\bar{t} = 0$ 时,

$$\bar{x} = 1, \quad \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} = -\frac{\tau_K}{x_K} u_2, \quad \bar{\rho} = 1 \quad (8)$$

出发值用 Runge-Kutta 法, 将二阶微分方程改为一阶联立微分方程组, 用积分进行法对各种初始条件求得数值解.

活塞从点 K 开始减速, 经过冲达到峰值, 然后反跳, 到了反跳最大速度点 A , 又开始减速, 从而开始振荡过程. 从点 K 到点 A 使用方程(4)和(7), 从点 A 以后使用方程(6)和(7)进行计算. 计算中假定气体是完全气体, 驱动和被驱动气体都是空气或氮气, 比热比均为 $\gamma = 1.4$, 初始温度 $T_0 = 300^\circ\text{K}$.

四、结果与讨论

选定被驱动段长 10 m, 内径 10 cm, 按表 1 和 2 的各种初始参数组合进行了计算.

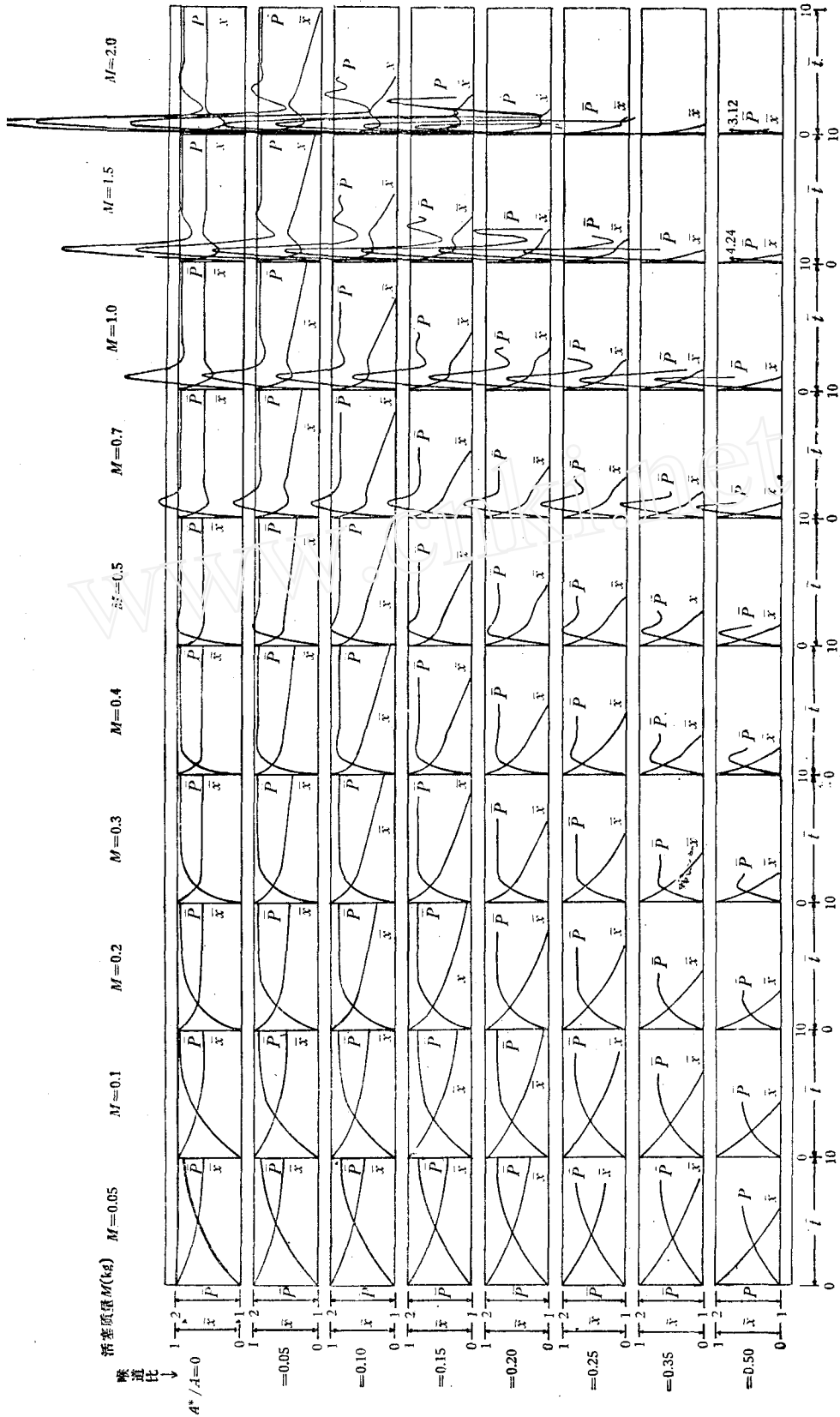
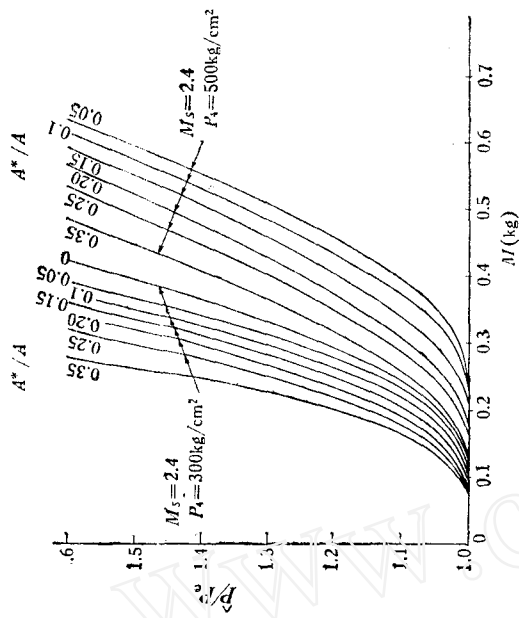
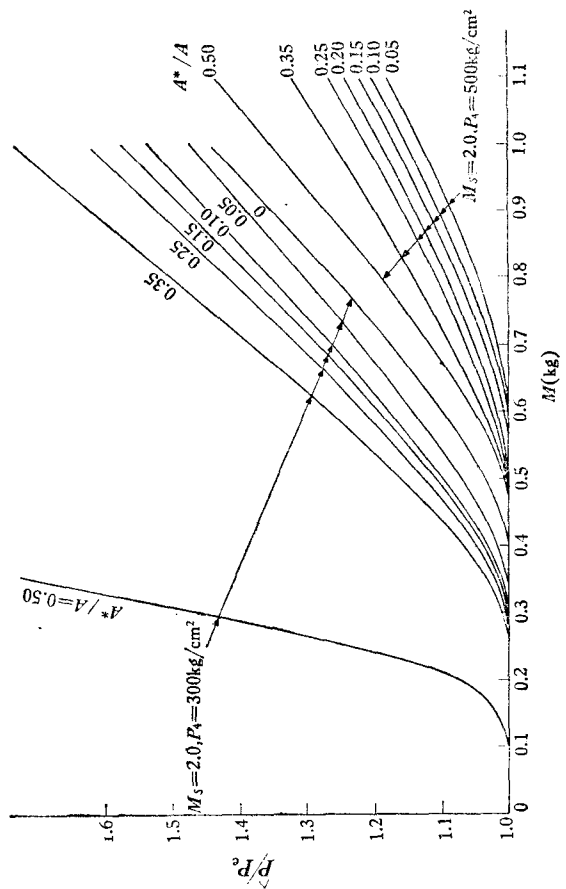


图2 各种喉管喉道比 A^*/A 及活塞质量比 M 下, 活塞从 K 点开始减速后的无量纲活塞轨迹 x 及无量纲压力 p 随无量纲时间 t 变化的典型情况
 $P_0 = 300 \text{kg/cm}^2 \quad M_s = 2.0$

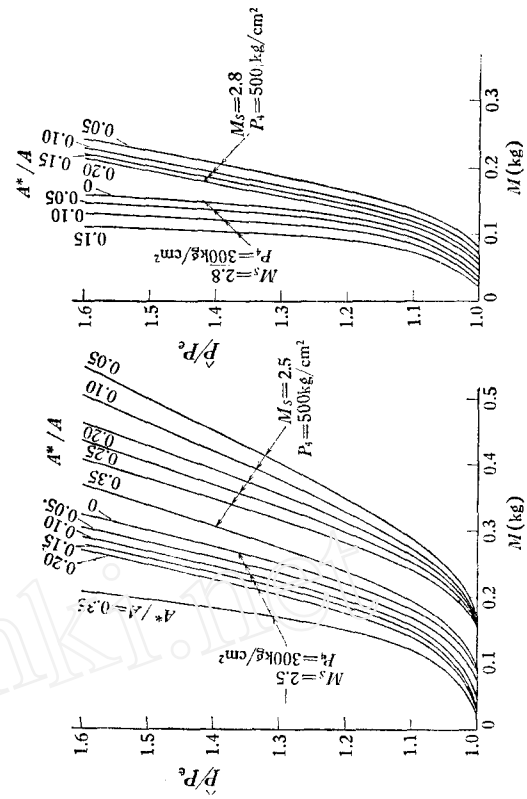


(c) $M_s = 2.4$

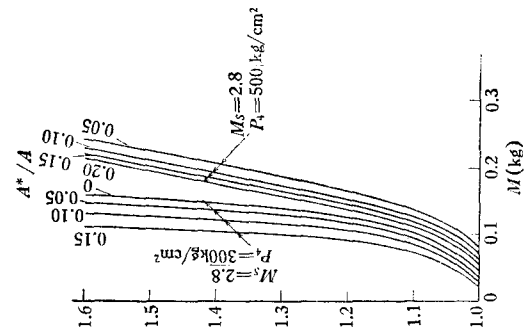


(a) $A^*/A = 0$, $P_4 = 300 \text{ kg/cm}^2$

(b) $M_s = 2.0$



(d) $M_s = 2.5$



(e) $M_s = 2.8$

图 1 峰压和活塞质量的关系

表 1 开口喷管初始参数

活塞质量 M (kg)	0.05	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.70	1.0	1.5	2.0
喷管喉道截面比 A^*/A	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.35	0.50			
主激波马赫数 M_s	2.0	2.4	2.5	2.8						
驱动压力 P_4 (kg/cm ²)	300	500								

表 2 闭喷管 ($A^*/A = 0$) 初始参数

活塞质量 M (kg)	0.05	0.075	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35
	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	1.0	1.5	2.0
主激波马赫数 M_s	2.0	2.4	2.5	2.8				
驱动压力 P_4 (kg/cm ²)	300							

计算结果画在图 2—4 上。图 2 是对于各种喷管喉道比 A^*/A 和活塞质量 M 下, 活塞从 K 点开始减速后的无量纲活塞轨迹 \bar{x} 和无量纲压力 \bar{p} 随着无量纲时间 \bar{t} 的变化的典型情况。在其他 M_s 和 P_4 值下, 其结果定性地说趋势相同。图 3 表示对于闭喷管和开喷管情况, 在各种 M_s 下, 峰压和平衡压力比 \hat{p}/P_e 与 A^*/A 及 M 的关系。图 4 表示了喉道比对平衡活塞质量的影响。

计算结果表明, 考虑喷管开放后的压缩过程与以闭喷管为基础的传统的活塞压缩过程的分析结果比较, 表现出了下列一些特点:

1. 由图 2 中 \bar{x} 随时间的变化情况看到, 喷管流动的存在对活塞的反跳起到了缓冲的作用, 这与文献[7]中使用微波技术测得的结果较吻合。

2. 由图 3 看到, 不论闭喷管, 还是开放喷管, 在给定激波马赫数 M_s 下, 峰压与平衡压力的比值 \hat{p}/P_e 随着活塞质量 M 的增加而增大。而对于开放喷管情况, A^*/A 越大, 这种趋势变得更为严重。在有喷管流的条件下, 一方面由于驻室气体流动对活塞运动的影响, 另一方面由于在喷管入口处主激波不能全反射而引起反射激波 S_{r1} 变弱, 使得活塞在 K

点的减速即动能的损失较小, 因而喷管开放对活塞反跳起了缓和作用, 而相应地使 \hat{p}/P_e 变得更大。

3. 由图 4 看到, 如果把 $\hat{p}/P_e = 1.05$ 的活塞质量当作平衡活塞质量 M_e , 对于各种初始激波马赫数画出平衡活塞质量与喷管喉道比的关系, 很容易看出, 喷管流的存在对平衡活塞质量 M_e 有明显的影 响。即 M_s 一定, A^*/A 越大, M_e 越小。

除此以外, 计算结果还表明了活塞压缩过程中其他一些规律性:

1. 由图 2 看到, 在给定 M_s 和 A^*/A 下, 随着 M 的增大, 活塞发生振荡运动的趋势增

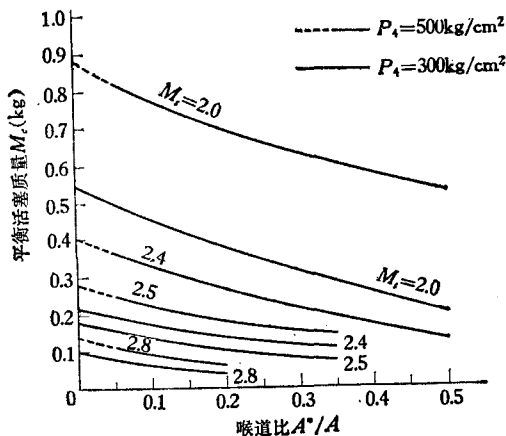


图 4 喉道对平衡活塞质量的影响

强。但实验气体流光时间与 M 大小无关。当然 A^*/A 或 M_s 越大,流光时间越短。计算结果还表明,在同一 A^*/A 和 M 下, M_s 越大,活塞发生振荡运动的趋势越增强。在同一 M_s ,对活 A^*/A 和 M 下, P_4 越高,这种振荡运动趋势越减弱。

2. 由图3看到,满足 $\hat{P}/P_e \leq 1.05$ 条件的活塞质量有一定的范围,说明平衡活塞技术塞质量的要求并不是很苛刻的,尤其在 M_s 较低时更是这样。

3. 正如前面所述,活塞反跳过了 A 点(图1)之后,活塞背面压力 P_b 应由方程(5)代替方程(2)来确定,然而在 $\hat{P}/P_e \leq 1.10$ 条件下,从图2和3看到活塞几乎没有反跳,因此不必代替。在 $\hat{P}/P_e \geq 1.10$ 条件下,如活塞质量不是很大,一般反跳一次就达到平衡,此时计算结果表明,过点 A 后使用方程(5)计算结果差别不大。但如活塞振荡运动剧烈时,必须用式(5)代替式(2)进行计算。

五、结 语

和以前许多人处理过的一样,假设⑥区之后的压缩过程为等熵过程,建立了活塞运动方程和喷管流动方程,通过计算分析,讨论了喷管开放后在各种炮风洞参数条件下活塞的过冲、反跳、摆动及平衡运行和峰值等有关问题,和传统的以闭喷管为基础的平衡活塞运行技术及一些实验结果进行了比较。结果表明,炮风洞喷管流动对活塞压缩过程的影响是明显的。而这些结果也得到了某些实验结果的证实。

本文数值计算过程中,电子计算机排程序工作得到了何龙德同志的热情帮助,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] Stalker, R. J., *JFM*, 22 (1965), 675.
- [2] Lemke, B., *FFA*, 90 (1960).
- [3] Davies, J., Regan, J. L. and Dolman, K. A., ARC CP 982 (1967).
- [4] East, R. A. and Pennelegion, L., ARC CP 607 (1962).
- [5] Kamimoto, G., Mori, T. and Kimura, T., Proceedings of the 13th Japan National Congress for Applied Mechanics (1963), 185.
- [6] 神元五郎等, 日本航空学会誌, 12, 131(1964).
- [7] 神元五郎等, 日本航空学会誌, 12, 131(1964).
- [8] Knöös, S., *AIAA J.*, 18, 1 (1970).
- [9] Evans, C. and Evans, F., *JFM*, 1 (1956), 399.
- [10] Winter, D. F. T., *JFM*, 8 (1960), 264.
- [11] Courant, R. and Friedrichs, K. O., *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience, New York (1948).

COMPRESSION PROCESSES OF FREE PISTONS AFTER THE OPENING OF NOZZLE IN A HYPERSONIC GUN TUNNEL

Qian Fu-xing (Tsien Fu-hsing) Xiao Lin-kui Shi Zhen-ping
(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

The report is concerned with compression processes of free pistons after the opening of nozzle in a hypersonic gun tunnel. The nozzle flow will start at the time when the primary shock running ahead of the piston reaches the diaphragm at the entrance of the nozzle and the piston starts to decelerate at the time when the shock reflected from the nozzle strikes it. The momentum equation for the motion of the piston and the continuity equation of mass of the gas are derived respectively, and the finite-difference calculations are carried out by computers.

According to the results obtained, piston deceleration, overrush, rebound, oscillations, equilibrium running and peak pressure are discussed for various given initial conditions. It is shown that compression processes of free pistons after the opening of nozzle in a hypersonic gun tunnel are significantly different from those for a closed nozzle. The results are compared with those obtained with equilibrium technique based on closed nozzle and with some experimental data, and furnish important information for the operation of hypersonic gun tunnels.