

二级轻气炮发射性能的数值模拟

吴应湘 郑之初

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

P. Kupschus

(JET Joint Undertaking, OXON, England)

摘要 通过数值方法模拟了二级轻气炮的发射性能。计算考虑真实气体影响, 摩擦和传热损失, 用一维非定常流动的特征线理论对储气室、压缩管和发射管中的气流以及活塞和模型的运动规律进行了详细地数值模拟, 得到的结果与欧共体联合聚变中心 (Joint European Torus) 的二级轻气炮的实验数据相比, 吻合很好。

关键词 二级轻气炮 特征线法 数值模拟

二级轻气炮是一种用比较简易的手段将模型加速到很高速度的发射器。从 1946 年第一座二级轻气炮诞生起^[1], 它就成为研究气动物理、气动力学、宇宙飞行、高速碰撞等问题的有效工具。近年来, 由于推进速度的提高, 模型结构的复杂化, 模型材质的多样化 (如非金属材料, 脆性材料, 甚至超低温氦氟冰丸), 以及轻气炮应用领域的不断拓宽 (如用作核聚变实验的燃料注入装置, 亚跨声速气动实验装置, 甚至可能成为航天器的发射装置), 对二级轻气炮的发展起到了极大的推动作用, 同时也要求在较宽的发射和装填条件范围内对二级轻气炮的发射性能进行全面、深入的了解和认识。

多年来, 许多气动工作者从理论和实验两方面研究了二级轻气炮性能。理论分析主要有 Q 方法^[2] 和特征线法^[3]。 Q 方法通过在方程中引入虚拟压力来模拟流场间断 (即激波), 该方法对轻活塞产生激波压缩的二级轻气炮较为有效, 特征线法可以模拟发射过程中压力波运动的详细过程, 计算结果比 Q 方法更细致, 更准确, 但如何将该方法用于考虑摩擦、传热和真实气体影响, 并处理压力波在储气室与压缩管和压缩管与发射管连结处截面面积突然变化的过渡截面上的穿越和反射情况, 一直是一个有待解决的难题。实验研究一般是在特定几何尺寸的炮上进行, 参量的变化范围将受到一定限制。因此, 建立一个能适应较宽的装填条件和几何尺寸变化范围的计算二级轻气炮的方法, 对二级轻气炮的设计和性能优化具有重要意义。

本文提出了计算二级轻气炮性能时考虑管壁传热、气流摩擦, 模型阻力和真实气体影响的特征线理论, 用此理论在较宽的装填条件和炮体几何尺寸变化范围内模拟了二级轻气炮的实际发射过程, 为系统分析它的发射性能提供了有效手段。

本文计算结果与 Lagrange 法^[4] 的计算结果的比较表明, 在通常情况下, 本法结果更接近实验数据, 而且本方法简便可靠, 是一个计算二级轻气炮的有效方法。

1 基本方程组

1.1 气动方程

轻气炮内的气流运动是三维、非定常、可压缩的,同时由于发射过程中气流要经历高速、高压和高温过程,方程中还必须包含真实气体,摩擦和传热影响。

考虑到储气室、压缩管和发射管的长度远远大于它的直径,因此可假设所有流动参量在每个垂直于炮轴线的横截面上是常数。这样,原问题简化为一维非定常可压缩流动问题,气流运动所满足的方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial(\rho Au)}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F = 0, \\ \frac{d}{dt} \left(C_v T + \frac{u^2}{2} \right) &= q - u \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{A} \frac{\partial(Au)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1)$$

为了使该方程组封闭,还必须建立气流的摩擦和热交换模型并提出真实气体的状态方程。

1.1.1 真实气体的状态方程

为了反映气流的高温、高压影响,我们取 van der Waals^[4] 表达式作为气流的状态方程:

$$(p + \alpha \rho^2) \left(\frac{1}{\rho} - \beta \right) = RT. \quad (2)$$

根据(2)式可得气流声速满足如下关系:

$$c^2 = \frac{1}{1 - \beta \rho} \left(\gamma \frac{p}{\rho} - \alpha \rho + 2\alpha \beta \rho^2 \right). \quad (3)$$

1.1.2 气体摩擦

气体摩擦的一般表达式为^[5]

$$F = \frac{1}{2} \frac{f}{D} u |u|, \quad (4)$$

其中摩擦系数 f 在 Reynolds 数的不同区域(层流、转换、湍流)的表达式分别为

$$f = \frac{64}{Re} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Re_c M^2 \right)^{-1}, \quad 0 < Re \leq 2000, \quad (5)$$

$$f = 0.032 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Re_c M^2 \right)^{-1} \left(\frac{Re}{2000} \right)^{0.3178}, \quad 2000 < Re \leq 4000, \quad (6)$$

$$f = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Re_c M^2 \right)^{-1} \left[1.14 - 2 \ln \left(\frac{21.25}{Re^{0.9}} + \frac{\varepsilon}{D} \right) \right]^{-2}, \quad 4000 > Re. \quad (7)$$

Reynolds数、粘性系数 μ 与温度的关系为

$$Re = \rho u D / \mu, \quad \mu = C_1 T^{\frac{2}{3}} / (C_2 + C_3 / T + T^{C_4}). \quad (8)$$

M 为气流 Mach 数, R_c 为恢复因子, ε/D 为相对粗糙度, C_1, C_2, C_3, C_4 是与气体性质有关的常数.

1.1.3 热交换

由于气流温度要通过管壁向管内传导, 管内的热传导又依赖于管的材质和结构, 因此, 二级轻气炮内的热交换是一个非常复杂的问题.

为了得到热交换关系, 我们首先建立气流与管壁的热交换和管壁内热量传播模型. 为此, 假定壁面绝热温度 T_{ad} 与气流温度满足关系:

$$T_{ad} = T \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} R_c M^2 \right). \quad (9)$$

从壁面进入气流的热流量为

$$\varphi = h(T_w - T_{ad}), \quad (10)$$

T_w 为壁面温度, h 为热交换系数. 单位时间加热单位体积气流的热量为

$$q = \varphi(\pi D \Delta x) / \left(\frac{\pi D^2}{4} \Delta x \right), \quad (11)$$

即

$$q = \frac{4h}{D} (T_w - T_{ad}). \quad (12)$$

根据分子运动与热量交换的 Reynolds 模拟:

$$h = \frac{f}{8} \rho |u| C_p Pr^{-2/3}, \quad (13)$$

f 为摩擦系数, ρ 为管材料的密度, C_p 为材料的比热, Pr 为 Prandtl 数.

对管壁作半无限厚板假设, 可得管壁内热传导渗透厚度为

$$\delta = \sqrt{\pi \kappa t / \rho C_p}. \quad (14)$$

由气流与壁面的热交换量与储存在管壁内热量的平衡条件得

$$\int_0^t h[T_{ad}(t) - T_w(t, 0)] \pi D \Delta x dt = \int_0^\delta \rho C_p \pi D \Delta x [T_w(t, y) - T_\infty] dy. \quad (15)$$

再假定在每一个时间步 Δt_n 内管壁内温度呈线性分布, 则 (15) 式成为

$$h_n(T_{adn} - T_{wn}) \Delta t_n + \rho C_p \frac{\delta_{n-1}}{2} (T_{wn-1} - T_\infty) = \rho C_p \frac{\delta_n}{2} (T_{wn} - T_\infty), \quad (16)$$

如果 T_{adn} 在每个时间步内是常数, 则通过 (14)~(16) 式, 可得

$$\frac{T_\infty - T_{ad}}{T_w - T_{ad}} = 1 + \frac{2h\sqrt{t}}{\sqrt{\pi \rho C_p \kappa}}, \quad (17)$$

(9), (12), (13), (17) 式为合成计算热传导的关系式.

1.2 气流运动的特征线方程

由于本文特征线理论拟包含实际气体影响、摩擦和传热, 因此, 除状态平面的特征线关系外, 还应附加沿气流质点的关系式.

由(1)式可推得

$$q + uF = \frac{d}{dt} (C_v T) + \frac{p}{\rho A} \frac{\partial}{\partial x} (Au). \quad (18)$$

由状态方程(2)可得

$$\frac{d}{dt} (C_v T) = \frac{1 - \beta\rho}{(\gamma - 1)\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \left(2\alpha\rho - \frac{p + \alpha\rho^2}{\rho(1 - \beta\rho)} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right]. \quad (19)$$

将(19)式代入(18)式得

$$q + uF = \frac{1 - \beta\rho}{(\gamma - 1)\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right]. \quad (20)$$

根据热力学关系 $TdS = d(C_v T) + pd\left(\frac{1}{\rho}\right)$, 代入状态方程推出

$$TdS = \frac{1 - \beta\rho}{(\gamma - 1)\rho} (dp - c^2 d\rho), \quad (21)$$

沿流体质点有

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) dt, \quad d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) dt. \quad (22)$$

将(21), (22)式代入(20)式得

$$(dS)_{\text{path}} = \frac{q + uF}{T} (dt)_{\text{path}}. \quad (23)$$

流场压力可看作声速和熵的函数, 即

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial c} \right)_s dc + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_c dS. \quad (24)$$

另外

$$\left(\frac{\partial p}{\partial c} \right)_s = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{c}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_c = -\rho T. \quad (25)$$

将(25), (23)式代入(24)式得沿路径的特征线方程为

$$(dp)_{\text{path}} = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{c} (dc)_{\text{path}} - \rho(q + uF)(dt)_{\text{path}}. \quad (26)$$

按照特征线理论和(1), (22)式及 $du = \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) dt$, 可推出物理平面的特征线方程

为

$$\begin{aligned} \left(\frac{dx}{dt} \right)_{1,2} &= u \pm c \quad (\text{Mach 线}), \\ \left(\frac{dx}{dt} \right) &= u \quad (\text{Path 线}). \end{aligned} \quad (27)$$

状态平面的特征线方程为

$$(du)_{1,2} = \mp \frac{(dp)_{1,2}}{\rho c} \mp \frac{cu}{A} \frac{dA}{dx} (dt)_{1,2} \mp \frac{\gamma-1}{1-\beta\rho} \frac{q}{c} (dt)_{1,2} - F \left(1 \mp \frac{\gamma-1}{1-\beta\rho} \frac{u}{c} \right) (dt)_{1,2} \quad (28)$$

由于

$$\left(\frac{dp}{dt} \right)_{1,2} = \frac{\partial p}{\partial t} + \left(\frac{dx}{dt} \right)_{1,2} \frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{dp}{dt} \right)_{\text{path}} \pm c \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (29)$$

同理

$$\left(\frac{dc}{dt} \right)_{1,2} = \left(\frac{dc}{dt} \right)_{\text{path}} \pm c \frac{\partial c}{\partial x}. \quad (30)$$

将 (26), (29), (30) 式代入 (28) 式, 得状态平面特征线方程的最终形式:

$$(du)_{1,2} = \mp \frac{2}{\gamma-1} \left(1 - \frac{\alpha-2\alpha\beta\rho-\beta c^2}{c^2} \right) (dc)_{1,2} + \left[\mp \frac{cu}{A} \frac{dA}{dx} \mp \frac{\beta\rho}{1-\beta\rho} \frac{q+uF}{c} - F + \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\ln \frac{c^{2\gamma/(\gamma-1)}}{p} \right) \right] (dt)_{1,2} \quad (31)$$

1.3 活塞和模型运动方程

二级轻气炮内活塞和模型的运动规律完全由 Newton 定律控制:

$$\begin{aligned} m_s \frac{du_s}{dt} &= A_s(p_s - p_{sf}) - F_s, \\ m_b \frac{du_b}{dt} &= A_b(p_b - p_{bf}) - F_b. \end{aligned} \quad (32)$$

由于活塞与模型的推进压力 p_s , p_b , 背压 p_{sf} , p_{bf} 和摩擦力 F_s , F_b 与运动过程有关, 所以这组方程必须与气流运动的特征线方程联立求解.

本文计算主要考虑重活塞情况, 活塞运动速度相对较低, 计算时活塞与压缩管壁间的摩擦力 F_s 被忽略.

模型与发射管间的摩擦是一个非常复杂的问题, 至今没有一个好的模型来描述其内在规律. 这里我们想根据大量的实验数据建立一个数学模型来模拟模型与发射管间的摩擦. 为此先做如下假设:

- 摩擦力正比于模型的正应力;
- 摩擦力在模型速度较低时是常数, 然后随着速度的增加而降低;
- 摩擦剪应力不超过模型材料的屈服剪应力.

根据 van Mises 准则, 摩擦剪应力 τ_f 满足

$$\tau_f = \begin{cases} \text{sign}(u) \nu \sigma_n, & |\nu \sigma_n| < \frac{\sigma_t}{\sqrt{3}}, \\ -\text{sign}(u) \frac{\sigma_t}{\sqrt{3}}, & |\nu \sigma_n| > \frac{\sigma_t}{\sqrt{3}}. \end{cases} \quad (33)$$

σ_n 为正应力, u 为模型运动速度, σ_t 为屈服正应力, γ 为摩擦系数, 其表达式为

$$v = \begin{cases} v_s, & |u| \leq u_0, \\ \mu_k + (v_s - \mu_k) \exp\left(-\frac{|u| - u_0}{u_d}\right), & |u| > u_0. \end{cases} \quad (34)$$

v_s 为静摩擦系数, μ_k 为动摩擦系数, u_0 为转捩速度, u_d 为特征衰减速度.

假定模型的应力场是准定常的, 则由 Hooke 定律, 正应力 σ_n 满足

$$\sigma_n = \frac{E(R_p - R_b)/R_b - \lambda p}{1 - \lambda}, \quad (35)$$

E 为 Young's 模量, R_b 为模型初始半径, R_p 为发射管内径, p 为模型承受的压力场, λ 为 Poisson 系数.

如果模型上所有点的速度相同且压力场是一维的, 则根据 Newton 定律有

$$\frac{dp}{dx} = \frac{2}{R_p} \tau_f - \rho \frac{du}{dt}, \quad (36)$$

这里 ρ 是模型的密度. 方程 (36) 可解析地积分出来. 积分时应注意区分模型承受的应力状态.

由 (35) 式知, 材料的弹塑性转捩压力为

$$p_e = \frac{\sigma_t}{v\sqrt{3}} - \frac{1 - \lambda}{\lambda} + \frac{E(R_p - R_b)}{\lambda R_b}. \quad (37)$$

对全弹性情况, 即 p_e 大于模型背压 p_b , 可解得沿模型的压力场为

$$p(x) = p_b \left(\frac{e^{\eta x} - e^{\eta l}}{1 - e^{\eta l}} \right) + p_f \left(\frac{1 - e^{\eta x}}{1 - e^{\eta l}} \right), \quad (38)$$

x 为模型坐标, l 为模型长度, p_f 为模型前方压力, $\eta = -\frac{2\gamma}{R_p} \frac{\lambda}{1 - \lambda}$.

对弹塑性情况, 即 $p_f < p_e < p_b$, 需先求解下述非线性方程确定模型上的转捩点 x_e :

$$x_e = \frac{p_b - p_e}{p_f - p_e} (1 - e^{\eta(l - x_e)})/\eta, \quad (39)$$

然后分段计算压力场:

$$p(x) = \begin{cases} p_b - x(p_b - p_e)/x_e, & 0 \leq x \leq x_e, \\ p_f + (p_e - p_f) \frac{e^{\eta(x - l)} - 1}{e^{\eta(x_e - l)} - 1}, & x_e \leq x \leq l. \end{cases} \quad (40)$$

解出 τ_f 后, 沿模型表面积分即得摩擦力 F .

背压 p_{bf} 通过计算高压室的流场得到, p_{bf} 可根据发射管的初始压力 p_i 确定为^[3]

$$P_{bf} = P_i \left\{ 1 + \frac{\gamma(\gamma + 1)}{4} \left(\frac{u_b}{c} \right)^2 + \gamma \frac{u_b}{c} \left[1 + \left(\frac{\gamma + 1}{4} \frac{u_b}{c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (41)$$

1.4 过渡截面的连接条件

通常使用的轻气炮的储气室与压缩管, 压缩管与发射管的直径不同, 所以它们的连接处有

一几何尺寸比较复杂的过渡段. 由于过渡段很短, 为了简便, 我们将其处理为连接处只经过突然的截面变化的过渡截面. 过渡截面气流的质量、动量和能量对时间的变化率一般较小, 故可用理想气体拟一维的守恒关系作为过渡截面的连结条件:

$$(\rho u A)_i = (\rho u A)_r, \left(\frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{u^2}{2} \right)_i = \left(\frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{u^2}{2} \right)_r \quad (42)$$

文献[6]中详细介绍了(42)式的特征线计算方法.

1.5 初始条件和边界条件

$$t=0: \quad u=0 \quad p=p_{or} \quad c=c_{or} \quad (\text{储气室});$$

$$u=0 \quad p=p_{op} \quad c=c_{op} \quad (\text{压缩管});$$

$$t < t_{rd}: \quad u=0 \quad p=p_i \quad c=c_i \quad (\text{发射管});$$

在储气室端部, 波按固壁反射, 即 $x=0, u=0$, 在活塞和模型上, 其速度与气流速度相同.

2 计算结果和讨论

根据上述特征线理论, 我们编制了模拟轻气炮性能的计算程序, 下面介绍部分计算结果.

为了验证本方法的可靠性, 我们首先给出本法结果与实验结果和 Lagrange 法计算结果^[4]的比较(见图 1, 2). 实验是在 JET 的实验炮上进行的.

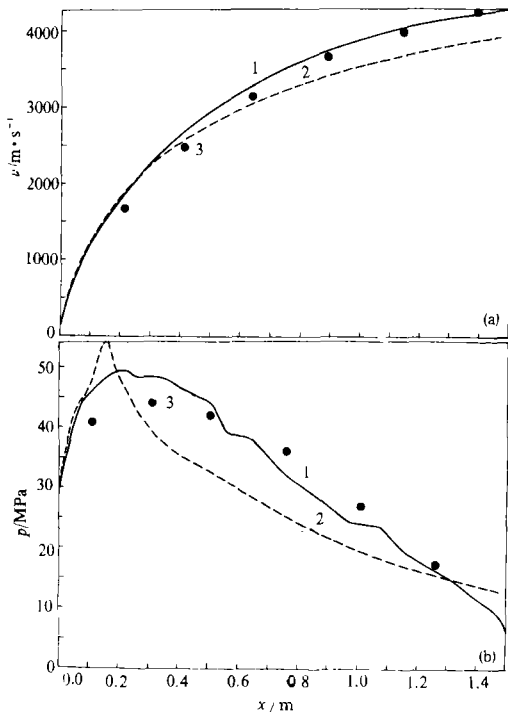


图 1 模型速度和压力计算与实验结果的比较
(a)模型速度, (b)模型压力; 1 为本文结果, 2 为文献[4]结果, 3 为实验结果

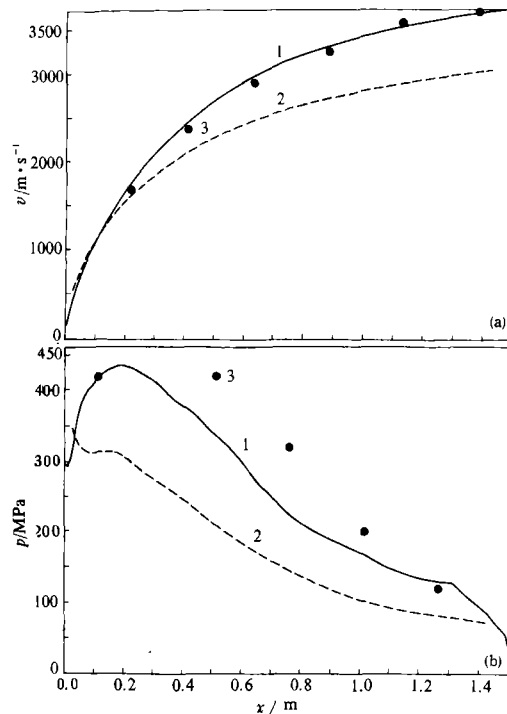


图 2 模型速度和压力计算与实验结果的比较
(a)模型速度, (b)模型压力; 1 为本文结果, 2 为文献[4]结果, 3 为实验结果

文中计算用的二级轻气炮的几何尺寸和装填参数在表1中给出。

表1 附图结果轻气炮几何尺寸和初始装填参数^{a)}

图序	图1	图2	图3	图4	图5	图6	图7
储气室 (m×mm)	0.7×80	0.7×80	0.7×80	0.7×80	0.7×80	0.7×80	1.5×100
压缩管 (m×mm)	3.0×80	3.0×80	3.0×80	3.0×80	3.0×80	3.0×80	5.0×100
发射管 (m×mm)	1.5×6	1.5×6	1.5×6	1.5×6	1.5×6	1.5×6	2.5×6
活塞质量/kg	1.6	0.75	0.75	1.6	2.2		10.0
模型质量/mg	135	135	135	135	135	135	150
p_{or}/Mpa	9.2	9.25		9.25	9.2	9.25	9.0
p_{op}/Mpa	0.09	0.13	0.13		0.12	0.09	0.04
p_i/Mpa	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
p_{rd}/Mpa	29.0	30.0	30.0	30.0		30.0	60.0

a) 下标含义: or——储气室, op——压缩管, i——发射, rd——破膜, 储气室装填氮气, 压缩管装填氢气

从图1可以看出, 两种计算和实验得到的沿发射管的压力和速度分布都吻合很好, 特别是模型速度, 3种数据几乎完全一样。在发射管的前部, 计算得到的模型压力略大于实验数值, 而在发射管的尾部, 计算结果则略小于实验数据。

对图2的装填参数, 两种计算结果出现较大差异。不管是模型速度还是模型压力, 特征线法

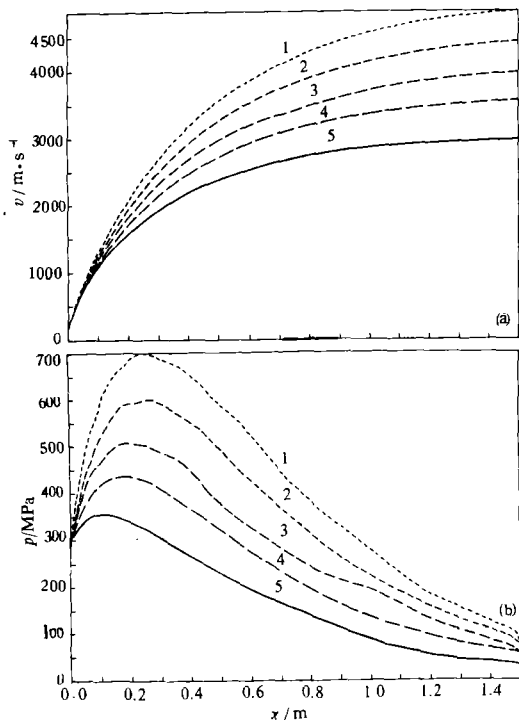


图3 模型速度和压力随 p_{or} 的变化
(a) 模型速度, (b) 模型压力; 1 为 $p_{or}=11.0\text{ MPa}$, 2 为 $p_{or}=10.0\text{ MPa}$, 3 为 $p_{or}=9.0\text{ MPa}$, 4 为 $p_{or}=8.0\text{ MPa}$, 5 为 $p_{or}=7.0\text{ MPa}$

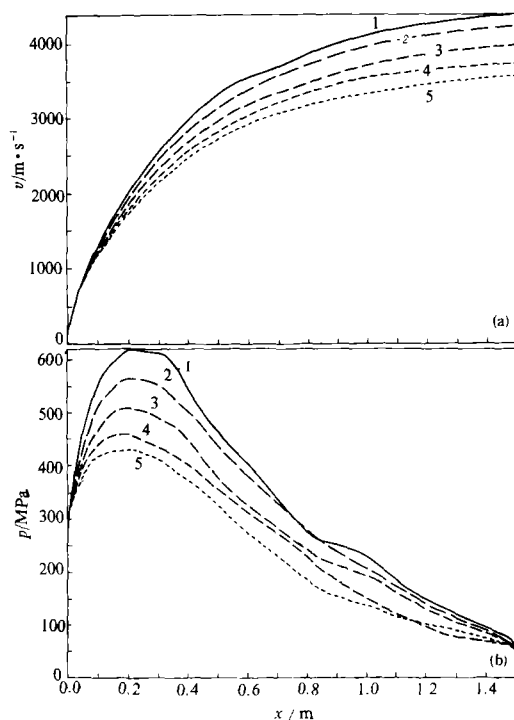


图4 模型速度和压力随 p_{op} 的变化
(a) 模型速度, (b) 模型压力; 1 为 $p_{op}=0.11\text{ MPa}$, 2 为 $p_{op}=0.12\text{ MPa}$, 3 为 $p_{op}=0.13\text{ MPa}$, 4 为 $p_{op}=0.14\text{ MPa}$, 5 为 $p_{op}=0.15\text{ MPa}$

的结果都大于 Lagrange 法的结果^[4]. 与实验数据相比, 特征线法所得结果的一致性更好些, 这表明对某些参数, 特征线法数值模拟的仿真程度好于 Lagrange 法.

通过以上比较, 我们认为本文方法可以较好地模拟二级轻气炮的发射过程, 能为二级轻气炮的优化设计和装填条件与发射条件的优化组合提供定量依据.

为了考察装填条件与发射条件的各个单参数对发射性能的影响, 我们还计算了模型运动规律随 p_{or} , p_{op} , p_{rd} 和 M_s 的变化情况以及实际气体、摩擦和传热影响.

图 3 和图 4 给出模型速度和压力随 p_{or} , p_{op} 的变化情况. 正如所期待的那样, 模型速度和压力正比于 p_{or} , 反比于 p_{op} . 模型承受的峰值压力在发射管的位置随 p_{or} 的增加缓慢地移向下游, 却几乎不随 p_{op} 的变化而变化.

破膜压力 p_{rd} 的影响并不这样简单 (见图 5). $p_{rd}=40\text{MPa}$ 时, 模型沿发射管的速度比 $p_{rd}=20\text{MPa}$ 时大. 但 $p_{rd}=60\text{MPa}$ 时, 模型在发射管移动一定距离后其速度反而降到 $p_{rd}=20\text{MPa}$ 和 40MPa 的曲线之下. $p_{rd}=80\text{MPa}$ 时, 模型速度下降更为显著. p_{rd} 进一步增加到 100MPa 时, 模型速度再次增加并高于所有其它曲线. 根据这种发展趋势可以推断, 随着 p_{rd} 的进一步增加, 模型速度也将随之增加.

考察压力分布曲线, 可以看到, 随着 p_{rd} 的增加, 峰值压力的位置逐渐向发射管入口移动, 这

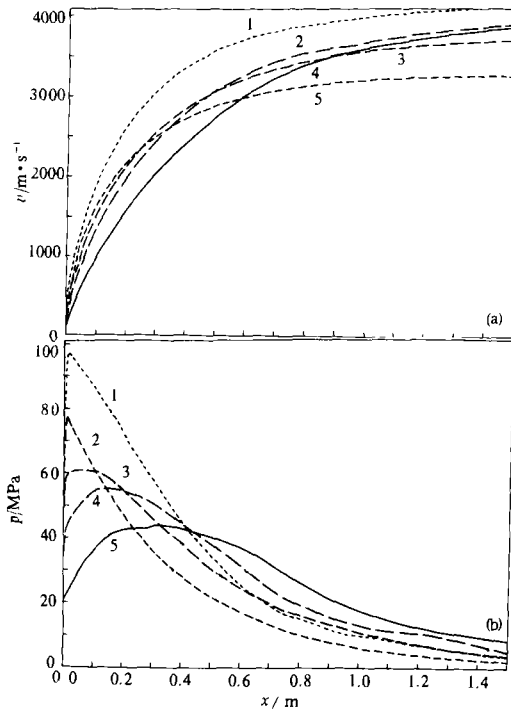


图 5 模型速度和压力随 p_{rd} 的变化

(a) 模型速度, (b) 模型压力; 1 为 $p_{rd}=100.0\text{MPa}$, 2 为 $p_{rd}=80.0\text{MPa}$, 3 为 $p_{rd}=60.0\text{MPa}$, 4 为 $p_{rd}=40.0\text{MPa}$, 5 为 $p_{rd}=20.0\text{MPa}$

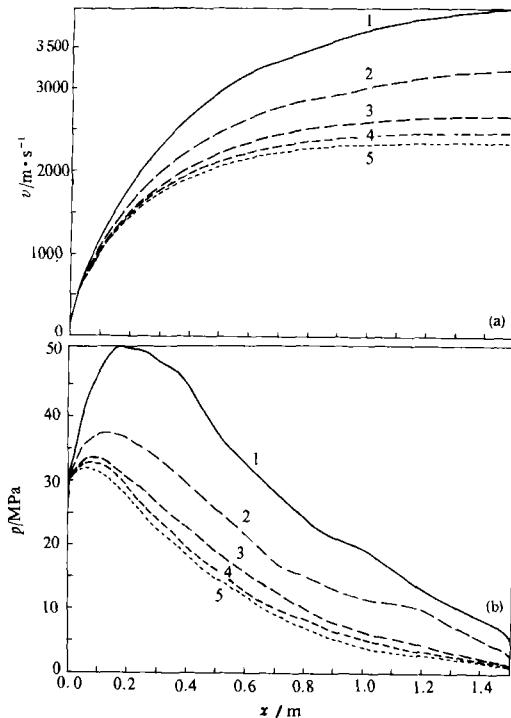


图 6 模型速度和压力随 M_s 的变化

(a) 模型速度, (b) 模型压力; 1 为 $M_s=0.75\text{KG}$, 2 为 $M_s=1.50\text{KG}$, 3 为 $M_s=2.25\text{KG}$, 4 为 $M_s=3.00\text{KG}$, 5 为 $M_s=3.75\text{KG}$

意味着越来越少的由活塞产生的压缩波能够追上模型,但由于模型受到的初始压力增加,初始加速度也增加,模型出口速度同样增加。当 p_{rd} 增加到一定程度时,减少的压缩波对模型出口速度的影响大于初始加速度的影响,导致模型出口速度随 p_{rd} 的增加而降低。这个过程一直持续到峰值压力移到发射管进口为止。此后,峰值压力的位置不再变化,没有压缩波能追上模型,二级炮的性能就完全类似于单级炮,所以模型出口速度将再次随 p_{rd} 的增加而增加。这绝不意味着可用较大的 p_{rd} 来增加出口速度,因为在模型运动初期就承受较大的压力和加速度可能破坏它的稳定性,甚至毁坏它,同时 p_{rd} 太高也威胁到炮体本身的安全。因此实际发射过程中适当选取 p_{rd} 对改善炮的发射性能至关重要。

图6给出模型速度随活塞质量的变化情况。从图中可以看出,模型速度随着活塞质量的增加而逐渐减小,但减小的幅度越来越小。因此,从活塞惯性和高压峰值的持续时间考虑,对等熵压缩的轻气炮,活塞质量应该适当,不宜过小。

图7考察了真实气体、摩擦和热传导影响。图中实线和虚线结果的装填条件同图1和图2,点划线结果的装填参数见表1。

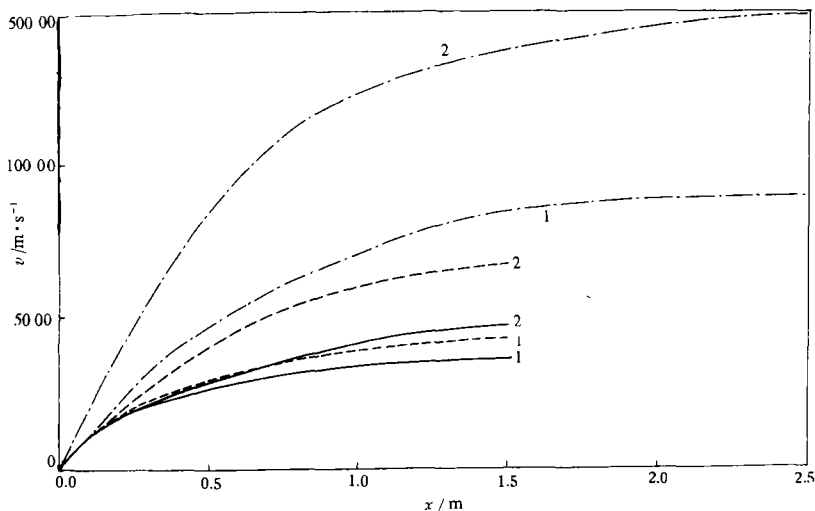


图7 真实气体、摩擦和热传导影响
1为考虑损失,2为理想情况

从图7中可以看出,真实气体、摩擦和热传导的影响是很显著的。对实线情况,出口速度损失约30%,虚线时损失约40%,点划线时损失高达70%。因此,计算具有高温、高压、高速的二级轻气炮的发射性能时,一定要考虑真实气体、摩擦和热传导的影响。

3 结论

(1) 本文建立了计算二级轻气炮性能时考虑实际气体影响、摩擦和热传导的特征线理论,并将此理论用于计算JET向TOKMAK注入氖丸的二级轻气炮的发射性能。与实验数据的比较表明,本方法可以较实际的模拟二级轻气炮的发射过程。

(2) 本文提出了模拟二级轻气炮发射过程中气流与压缩管、发射管间的热交换和模型与

发射管间摩擦的数学模型, 实际计算表明, 这些模型能较好地模拟热交换和摩擦损失.

(3) 选取装填参数和发射参数的最佳组合, 特别是选取适当的破膜压力, 是优化二级轻气炮发射性能的关键.

(4) 计算具有高温、高压、高速的二级轻气炮发射性能时, 一定要考虑实际气体、摩擦和传热影响, 否则将得到面目全非的结果.

参 考 文 献

- 1 Canning T N, Seiff A, James C S *et al.* Ballistic-range Technology. AD 713915, 1970
- 2 Hardy R D. A program to predict performance of a gas gun. Sandia Laboratory Report, Sand 750323, New Mexico: Albuquerque, 1981
- 3 Seigel A E. The theory of high speed guns. AD475660, 1965
- 4 Flory D. LIGGS: A code for the simulation of a two-stage gun for high speed pellet injection. JET Joint Undertaking Report, 1991
- 5 Shapiro A H. The dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. New York: The Ronald Press Company, 1953
- 6 吴应湘, 郑之初, 林同骥. 轻气炮性能计算. 兵工学报, 1993, (4): 79 ~ 84