

膛口流场动力学过程数值研究^{*}

姜孝海, 范宝春, 李鸿志

(南京理工大学 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

(宋顺成推荐)

摘要: 采用基于 ALE 方法的动网格及嵌入网格技术, 运用有限体积方法, 结合二阶精度 Roe 格式, 对弹丸由高压气体驱动从静止状态加速至超音速, 射出膛口到完全飞离初始流场的整个过程进行了数值模拟. 根据数值结果, 详细讨论了初始流场、火药燃气流场的形成与发展以及与弹丸的耦合和相互作用过程, 揭示了在这一变化过程中激波与激波、激波与漩涡、激波与弹丸等的相互作用以及激波衍射、聚焦等对弹丸加速的影响.

关键词: 空气动力学; 数值模拟; 膛口流场; 动力学过程

中图分类号: T J012.2 **文献标识码:** A

引 言

当弹丸从膛内射出, 伴随高温高压火药燃气的急速喷出, 出现了膛口冲击波、热辐射、噪音等, 这些在强度较大时, 将对射手、周围环境以及射击精度等产生危害, 因而研究膛口流场, 对于减少这些危害, 改进和研制武器等具有重要意义. 由于膛口流场耦合了超音速流动、强间断、两相化学反应及高速运动弹丸等等, 这种复杂性和高瞬态性, 使得关于它的研究直到现在仍在不断发展之中^[1-6]. 因实验研究需要较昂贵的投入, 测试设备存在不可避免的局限性和不确定性以及实验本身的潜在危险性, 开展数值研究是比较经济可行的替代方法^[3-4,6].

Cayzac 等采用基于二维 Euler 方程 TVD 格式的 FREIN 代码对包含初始流场、运动弹丸和制退器的膛口流场^[7]以及 APFSDS 穿甲弹的脱壳过程^[8]进行了数值模拟. 对于内流场包含了采用基于特征线方法的一维 Euler 方程的计算. Jiang 等采用基于二维轴对称 Euler 方程的二阶精度 Dispersion-controlled 差分格式和动边界条件, 对不同弹丸初速^[9]和不同摩擦力条件下的膛口流场^[3]进行了模拟. 但初始条件和摩擦力均作了特殊处理, 即初始时假定初始激波刚好出膛口, 弹丸速度和弹丸至膛口的距离人为给定, 波后气体参数根据绝热激波关系式求得; 而摩擦力则通过改变弹丸前后压力比来实现. Cler 等^[4]分别采用 Fluent 6.1 中关于二阶无粘解算器和基于 Galerkin 方法的 DGM 代码对未包含运动弹丸的膛口流场(7.62 mm NATO rifle G3)进行了数值模拟, 并与实验阴影进行了对照, 结果表明在火药燃气未出之前, 预测的初始流场与实验阴影符合得很好, 而火药燃气喷出后, 预测的火药燃气流场并不能很好的与实验相符.

* 收稿日期: 2007-08-23; 修订日期: 2008-01-17

基金项目: 瞬态物理国家重点实验基金资助项目

作者简介: 姜孝海(1975-), 湖北阳新人, 博士(联系人. Tel: + 86-25-84303236; Fax: + 86-25-84315644;

E-mail: xhjiang@mail.njust.edu.cn).

Dayan 和 Touati^[6] 将膛口流场的模拟分两个阶段进行, 首先采用 IBHVG2 内弹道计算软件包, 获得弹丸运动所需的尾部压力和温度; 然后采用 CFD-FASTRAN 有限体积解算器对包含运动弹丸的膛口流场进行模拟, 结果表明内弹道计算获得的压力和速度与膛口测量值以及初始流场和主火药燃气流场数值结果与实验阴影都符合得较好.

本文基于二维轴对称 Euler 方程, 采用二阶精度 Roe 方法, 耦合动网格和动边界的有限体积方法, 模拟弹丸被高温高压气体驱动由静止加速至超音速, 射出膛口到完全飞离初始流场的整个过程. 根据数值结果, 详细分析了膛口流场的动力学发展过程.

1 控制方程

不考虑粘性和化学反应, 对于动网格, ALE 方程 (arbitrary Lagrangian-Eulerian equation)^[10] 为

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V(t)} \mathbf{Q} dV + \oint_{S(t)} (\mathbf{F} - \mathbf{Q} \mathbf{V}_b) \cdot \mathbf{n} ds = 0, \quad (1)$$

这里, $\mathbf{Q} = [\rho, \rho \mathbf{U}, E]^T$, $\mathbf{F} = \mathbf{Q} \mathbf{U} + \mathbf{G}$, $\mathbf{G} = [0, pn, p \mathbf{U} \cdot \mathbf{n}]^T$; ρ 、 p 、 \mathbf{U} 和 E 分别表示流体密度、压力、速度矢量和单位体积的总能. $S(t)$ 表示 t 时刻, 控制体 $V(t)$ 的表面积, \mathbf{n} 表示其外法线方向, \mathbf{V}_b 表示沿外法线方向控制体的表面速度矢量.

令 $\mathbf{F} = \mathbf{Q}(\mathbf{U} - \mathbf{V}_b) + \mathbf{G}$, 式(1)简写为

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V(t)} \mathbf{Q} dV + \oint_{S(t)} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} ds = 0. \quad (2)$$

上式包含了连续性方程、动量和能量守恒方程, 为使方程闭合, 引入理想气体状态方程

$$p = (\gamma - 1) \rho e, \quad (3)$$

这里, $e = E/\rho - \mathbf{U} \cdot \mathbf{U}/2$, 即比内能 (specific internal energy); γ 为流体的比热比.

方程(2)离散后, 得

$$\mathbf{Q}^{n+1} = \frac{V^n}{V^{n+1}} \left[\mathbf{Q}^n - \frac{1}{V^n} \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i \Delta S_i \Delta t \right], \quad (4)$$

这里, 上标 n 表示前一时刻, $n+1$ 表示所求的时刻. N 表示所求控制体所包含的外表面总数, ΔS_i 表示第 i 个面的面积, \mathbf{F}_i 表示 \mathbf{F} 在该面外法线方向的分量, 即界面流量.

将控制体界面视为一维 Riemann 问题, 界面流量根据 Roe 方法求解, 即界面流量与其两侧的格点值有关, 对于静止网格 (控制体形状及体积不变)

$$\mathbf{F}_i^F = \mathbf{F}_i^F(\mathbf{Q}_R, \mathbf{Q}_L) \rightarrow \mathbf{A}^F = \frac{\partial \mathbf{F}^F}{\partial \mathbf{Q}}, \quad (5)$$

$$\mathbf{F}_i^F = \frac{1}{2} [\mathbf{F}^F(\mathbf{Q}_R) + \mathbf{F}^F(\mathbf{Q}_L) - \sum_j \alpha_j |\Lambda_j^F| \mathbf{e}_j], \quad (6)$$

这里, \mathbf{Q}_R 、 \mathbf{Q}_L 分别表示界面左右两侧格点值. \mathbf{A}^F 为 Euler 方程的 Jacobi 矩阵; α 、 Λ 、 \mathbf{e} 分别表示其波强度、特征值对角矩阵和右特征矩阵. 当网格运动时, 根据数学分析, 仅改变 Jacobi 矩阵的特征值, 即 $\Lambda^M = \Lambda^F - \mathbf{V}_b \cdot \mathbf{n}$, 而波强度 (或 Riemann 不变量) 和左右特征矩阵与静止网格的完全相同. 这样

$$\mathbf{F}_i^M = \frac{1}{2} [\mathbf{F}^M(\mathbf{Q}_R) + \mathbf{F}^M(\mathbf{Q}_L) - \sum_j \alpha_j |\Lambda_j^M| \mathbf{e}_j], \quad (7)$$

这里, 上标 F 和 M 分别表示静止网格和动网格.

为提高 Roe 方法的精度, 引入二阶修正项^[11]

$$\mathbf{F}_i = \frac{1}{2} \sum_j |\lambda_j| \left[1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} |\lambda_j| \right] \mathbf{W}_i, \quad (8)$$

这里 $Q_i - Q_{i-1} = \sum_p^m W_i^p \equiv \sum_p^m \alpha_i^p r_i^p$, 因此, 界面流量为

$$F_i = \frac{1}{2} [F^M(Q_R) + F^M(Q_L) - \sum \alpha_j |\lambda_j^M| e_j] + \frac{1}{2} \sum |\lambda_j| \left[1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} |\lambda_j| \right] W_i. \quad (9)$$

在跨音速或超音速计算中, 当流场产生间断时, 譬如激波, 其附近可能出现非物理解, 因而需要对其进行波修正(或称通量修正), 即

$$W_i = \alpha_i r_i,$$

其中, $\alpha_i^p = \phi(\theta_i^p) \alpha_i^p$, 这里

$$\theta_i^p = \frac{d_i^p}{\alpha_i^p}, \quad I = \begin{cases} i-1 & (\lambda_i^p > 0), \\ i+1 & (\lambda_i^p \leq 0). \end{cases}$$

关于 $\phi(\theta)$ 的取值, 本文采用 Monotonized centered 方法^[12], 即

$$\phi(\theta) = \max(0, (\min(1 + \theta)/2, 2, 2\theta)).$$

这样, 求得的界面流量具有二阶精度, 代入式(4)即可求得新时刻的值. 对于数值解的时间步采用二阶精度的 Runge-Kutta 法.

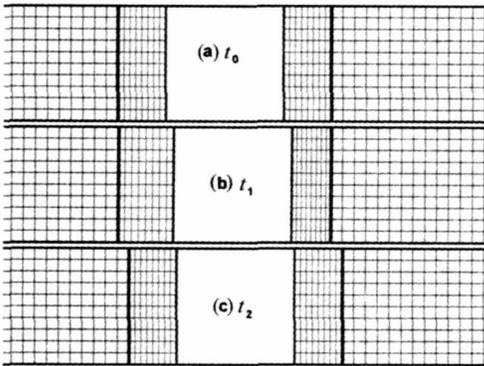


图1 嵌入网格示意图

由于弹丸的运动, 计算域网格采用嵌入网格法^[13], 即背景网格和附着网格. 前者是静止、固定的网格, 后者是附着于弹丸的网格. 如图1中弹丸前后较密的网格为附着网格, 较粗的网格(包括附着网格和弹丸遮住的部分)为背景网格, 粗线表示它们之间的交接面, 如图1(a)所示. 计算时, 被弹丸和附着网格遮住的部分背景网格, 不参加运算. 为避免背景网格和附着网格之间的插值所带来的误差, 始终使背景网格和附着网格的交接面处于某列控制体的界面上, 如图1(b), 而附着网格的界面速度按某种分布给定. 当弹丸的运动位移超过给

定的设定值时, 将对附着网格进行重整, 使其网格间距恢复到设定范围内, 以保证计算所要求的精度, 如图1(c), 重整时采用双线性插值法^[14].

2 数值结果及分析

本算例的计算域如图2所示, 管长 $L_1 = 120$ mm, 内外径分别为 $\Phi_0 = 24$ mm 和 $\Phi_1 = 44$ mm, 一端密封, 另一端开口. 管外流场为同轴的圆柱区域, 直径为 $\Phi_2 = 200$ mm, 长为 $L_2 = 600$ mm. 在计算过程中, 将 Φ_0 作为参考尺寸. 弹丸亦为一圆柱体, 其直径为与炮管内径 Φ_0 相同, 长为 $\Delta L = \Phi_0 = 24$ mm. 初始时刻弹丸与闭口端的距离为 $L_0 = 60$ mm. 弹丸将炮管分成内外两部分, 即密闭药室 D_1 和剩下的 D_2 段与空气连通, D_3 为外流场区域. 考虑到轴对称性, 实际计算时, 只包含图2所示的上半部分. 本算例的背景网格数为 $1\ 200 \times 200$.

边界条件包括固壁边界(solid boundary)和出流边界(out flow boundary). 前者包含静止固壁条件(如炮管内外表面)和运动固壁(弹丸表面). 均假定它们是滑移的, 即静止固壁的界面法向速度设为0, 切向速度与包含该界面的胞格切向速度相同; 运动固壁的处理与之类似, 但

其法向速度为弹丸速度在该方向的分量. 后者(出流边界)的界面流量始终等于包含该界面的胞格流量, 即只受内点值的影响. 另外, 因静止固壁是滑移的, 故轴对称条件的处理与之相同.

初始时, 假设药室 D_1 (见图 2) 内的燃料瞬间燃尽, 其比热比与 D_2 及外流场(D_3) 相同. 设 D_1 的初始压力和温度分别为 $p_{in}^0 = 600.0 p_0$, $T_{in}^0 = 6.0 T_0$, 这里 T_0 和 p_0 为 D_2 和 D_3 区域气体的初始温度和压力, 即 $T_0 = 298.15 \text{ K}$, $p_0 = 101325 \text{ Pa}$.

取弹丸的质量 $m = 25 \text{ g}$, 假定弹丸与炮管的摩擦力与接触面积成正比, 并取摩擦系数为 0.005. 弹丸运动根据 Newton 运动定律求得, 本算例弹丸出口 Mach 数为 1.77.

图 3 为计算获得的密度等值线(上半部分)和压力等值线(下半部分)图. 其中图 3(a)~(d), 再现了在弹丸未完全射出前初始流场的发展变化过程. 即弹丸由膛内高压气体(D_1 段)推动而加速, 压缩前方气体形成不断增强的初始激波, 如图 3(a). 随着初始激波向外传播, 在弹丸还未出膛口时, 初始激波已在管口发生衍射, 波阵面向外膨胀, 形如半球状, 如图 3(b). 其波后的气体(D_2 段)高速泄出, 形成了接触间断、主涡环、剪切层及悬吊激波等构成的欠膨胀射流结构, 其中接触间断是该泄出气体(D_2 段)与外界大气之间的交界面. 到图 3(c)时, 射流结构中已出现如帽状的激波, 其边缘止于主涡环, 该激波为后传激波, 其波前为超音速膨胀区(用于调节膨胀区气体与初始激波波后区气体的动力学参数). 弹丸头部侧面与管口截面的角落处, 绕弹丸表面形成了一道较弱的柱状激波, 它的产生主要是由于弹丸的突然射出以及主涡环的卷吸作用. 到图 3(d)时, 弹丸即将完全射出, 膛口流场已形成如该图所示的具有特殊结构的初始背景流场.

观察图 3(e)~图 3(g), 可以看出弹丸射出后, 火药燃气流场的发展及弹丸前方冠状激波的形成过程. 即在图 3(e)时, 火药燃气已喷出, 形成与前述初始流场相类似的射流特征, 如剪切层、悬吊激波、主涡环及膛口冲击波(或称火药燃气激波)等. 但其背景流场并非静止大气而是前述的非均匀初始流场, 这样, 射出的高压燃气受此背景流场的作用及弹丸的阻挡, 膛口冲击波主要沿径向传播, 形成环状波阵面. 到图 3(f)时, 膛口冲击波向外传播并掠过柱状激波, 追赶弹丸. 而前方的帽状激波被弹丸穿越、截断, 沿弹丸侧面向后滑移. 此时, 弹丸头部进入帽状激波的波后区, 因惯性其相对波后区速度为超音速, 故弹丸上下对称的尖角处开始出现脱体激波, 并向轴心延伸. 该激波在图 3(g)时, 已连接合并形成如弓状的脱体激波, 即冠状激波.

从图 3(g)中还可看出, 膛口冲击波运动到初始流场的主涡环作用区后, 受漩涡的作用, 膛口冲击波波阵面在主涡环的中心处出现折褶; 在与弹丸侧面相接触段同样受漩涡区的作用而断裂分离. 而且, 在膛口冲击波和悬吊激波(火药燃气流场)之间又出现新的帽状激波. 随着弹丸的继续运动, 到图 3(h)时, 弹丸侧面, 出现了起始于尖角脱离弹丸侧面向外延伸的剪切层; 弹丸后方, 冠状激波及膛口冲击波波阵面向外传播相交形成所谓的三波点. 而火药燃气流场发生复杂的变化, 射流结构更加明显, 帽状激波已演变为 Mach 盘等复杂的波系特征.

图 3(i)时, 冠状激波已赶上初始激波、膛口冲击波波后的火药燃气流场, 进一步发展, 形成包含射流边界(剪切层)、瓶状激波(入射斜激波)、Mach 盘及其后(三波点)的反射激波和切向

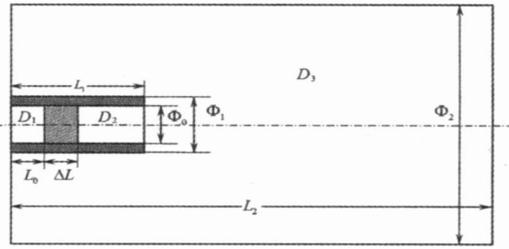
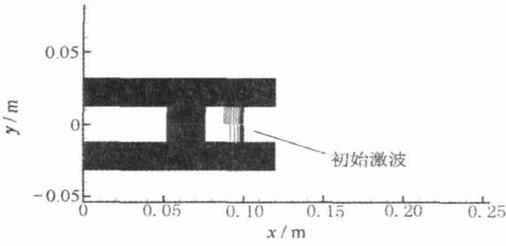
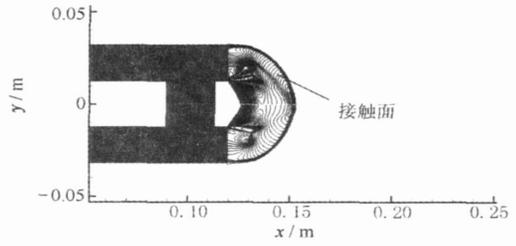
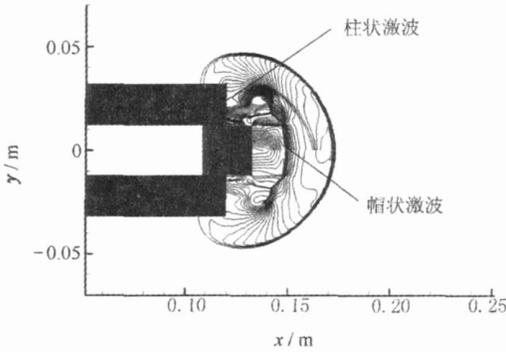
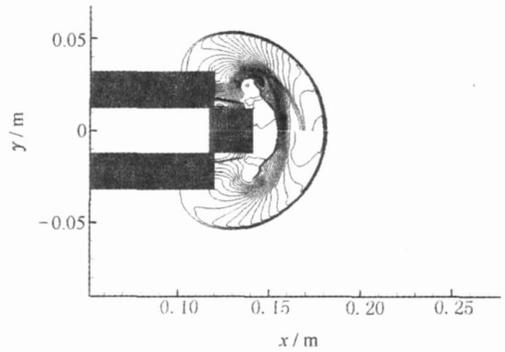
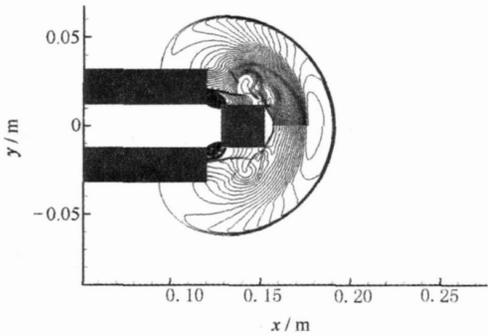
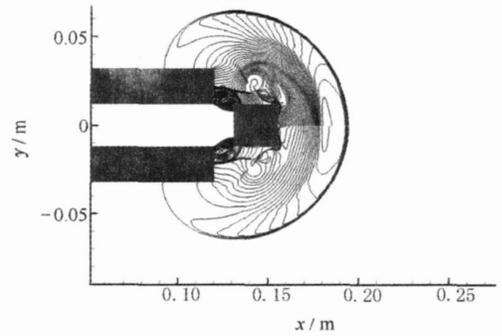


图 2 计算域示意图

间断的典型射流结构,其中剪切层、反射激波及切向间断末端同样止于主涡环.到图 3(j)时,随着膨胀波由管口进入膛内,管口泄出气体的强度逐渐下降.射流波系结构中,入射激波在对称轴处的非正规相交过渡为正规相交,形成 X 型激波结构^[15].且冠状激波已穿越初始激波,形成新的三波点,若激波强度较大时,可能会产生所谓的“声爆”现象^[9].随后,弹丸将穿越初始激波,最终完全飞离初始流场的作用范围.

由上可以看出,从图 3(f)到图 3(h),火药燃气流场与初始流场及弹丸之间发生强烈耦合和相互作用.图 4 为在一变化过程中,涡量(上半部分)和压力等值线(下半部分)的分布图.图 4(a)中,膛口冲击波已越过主涡环(对照图 3(g)),前述的因涡环作用产生的折褶段已消失,阵面变得光滑;而靠近弹丸侧面的断裂分离段相对向外传播,且分离段所在区域附近对应的涡量较大,如图中虚线所框的涡团.而帽状激波的上下段分别与弹丸和悬挂激波发生相互作用,

(a) $t = 122.8 \mu\text{s}$ (b) $t = 196.5 \mu\text{s}$ (c) $t = 233.3 \mu\text{s}$ (d) $t = 249.6 \mu\text{s}$ (e) $t = 270.2 \mu\text{s}$ (f) $t = 276.3 \mu\text{s}$

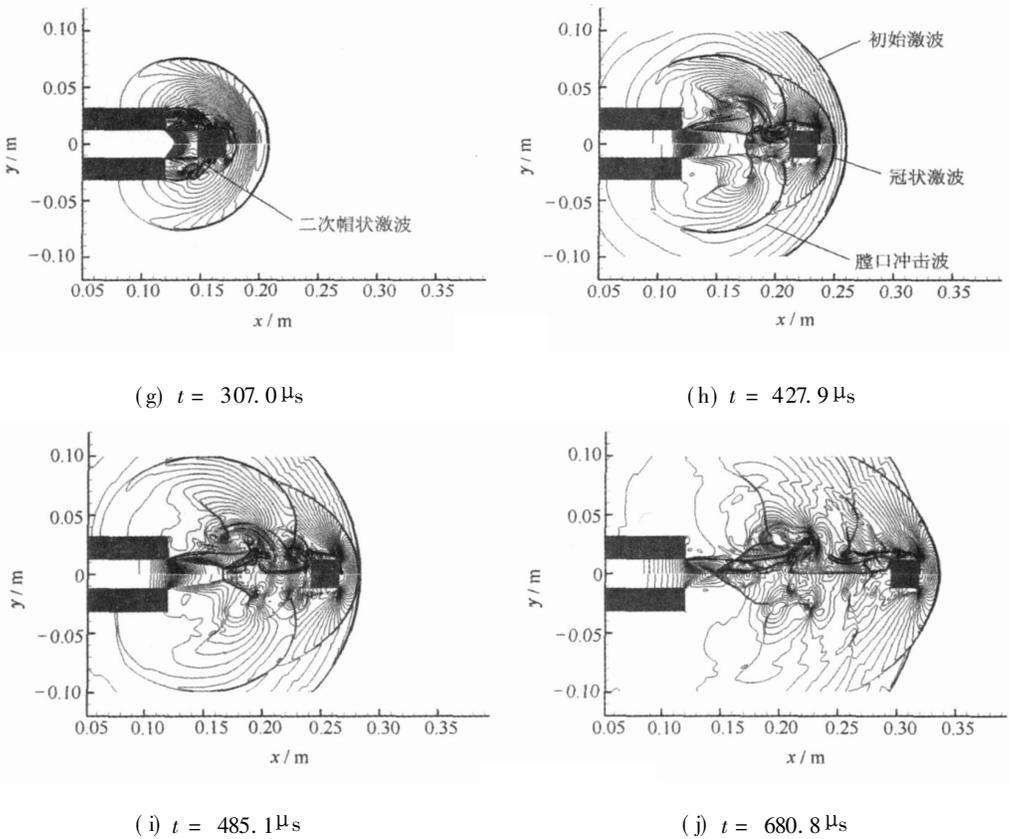


图3 密度(上部)和压力(下部)等值线分布图

其中上半段绕过弹丸侧面,发生衍射现象,下半段与悬吊激波相交。到图4(b)时衍射现象更加明显,下半段已与悬吊激波相重合。此时,膛口冲击波与分离部分的间距开始缩小,对应虚线所框的涡量团向上游运动。图4(c)时,间距已很小,虚线所框的涡团开始远离膛口冲击波。而衍射激波在轴线上发生碰撞反射,出现激波聚焦现象,这将对弹丸产生较大的推力。到图4(d)时,膛口冲击波开始与分离部分相重合,虚线所框的涡团已与膛口冲击波分离。可见,在此过程中,出现了激波衍射、激波聚焦等现象;膛口冲击波阵面出现的折皱、断裂、分离及重合等均与漩涡的作用有关。

图5为弹丸速度和加速度随时间的变化曲线,其中虚线所夹的(A)段表示弹丸头部和尾部到达管口时所夹的时间段;(B)段表示弹丸尾部出管口到弹丸前方冠状激波与初始激波相接触的时段。在弹丸未出管口时,弹丸阻力主要来自与炮管的摩擦力及弹丸前方的初始激波,驱动力主要来自弹丸后方的高压气体,因弹丸向管外运动,药室(D_1)体积不断增大导致内压下降,从而驱动力下降。如图5中①~②段为弹丸未出管口时的加速度变化,可以看出其大小是持续下降的。当弹丸到达(A)时段时,因弹丸逐渐移出炮管,接触面积减少,摩擦力下降,而弹丸头部为初始流场的低压膨胀区(对应图3(c)~(d))。若阻力减少足以抵消弹丸后方的驱动力下降,这将导致弹丸加速度的回升,如图5中②~③段;当弹丸阻力下降不足以抵消驱动力下降时,加速度开始下滑,如图5中峰值③为其转折点(该时刻对应图3(c),此时弹丸并未完全射出)。随着弹丸完全射出(图5中④处为分界点),管内高压气体在管外膨胀,弹丸后方的压力迅速下降,其加速度也随之下降,如图5中的(B)时段。在这个时段内,弹丸阻力

主要来自其前方的冠状激波、初始激波波后作用区; 驱动力除了喷出的高压气体, 还包括前述的弹丸后方激波衍射以及激波聚焦产生的推力. 图 5 中 ③处正是弹丸后方激波衍射开始起作用的时刻, ⑥处对应激波聚焦效应达到最大的时刻, 随后, 因衍射、聚焦作用不足以抗拒前方冠状激波等引起的阻力, 又开始下降. 随着弹丸逐渐远离管口及其后方波后气体的填充, 弹丸的受力状况逐渐趋于稳定, 尤其是冠状激波穿越初始激波后(⑦), 弹丸加速度的振荡频率和大小均减少并趋于一固定值(⑦~ ⑧). 可见, 从弹丸射出腔口开始, 其加速度发生一系列变化, 但是由图 5 中的速度曲线可以看出, 弹丸速度大小并没有发生多大的波动(在图示的总时段内, 相对出口速度其变化幅度不超过 7%), 故可忽略不计.

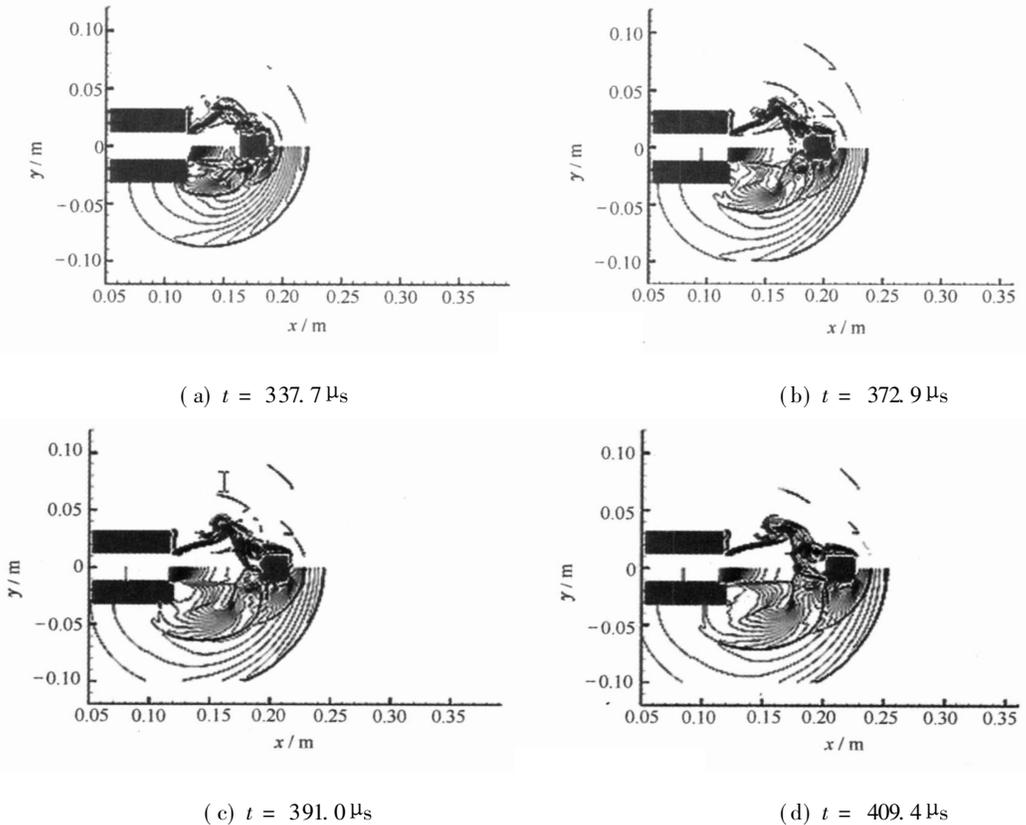


图 4 涡量(上半部分)和压力(下半部分)的分布图

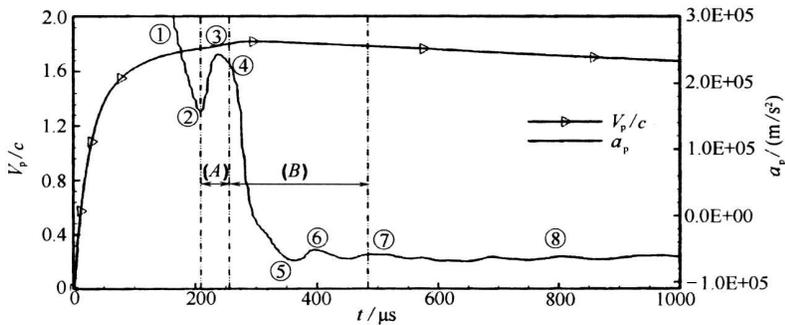


图 5 弹丸速率和加速度大小随时间变化图

3 结 论

数值结果表明弹丸射出过程中,膛口初始流场、火药燃气流场和弹丸之间发生强烈的耦合和相互作用,出现了初始激波、冠状激波和膛口冲击波等.文中详细分析了在这一变化过程中,激波与激波、激波与涡流等的相互作用及激波衍射、激波聚焦等物理现象,并对弹丸加速的影响因素及变化特征进行了讨论.为进一步认识和理解膛口流场的详细发展机理及相关行业提供现实的参考意义.

[参 考 文 献]

- [1] Schmidt E, Shear D. Optical measurements of muzzle blast[J]. AIAA J, 1975, 13(8): 1086-1093.
- [2] 李鸿志, 尤国钊. 带膛口装置的膛口流场与冲击波形成机理[J]. 华东工程学院学报, 1979, 1(2): 1-26.
- [3] JIANG Zong-lin. Wave dynamic processes induced by a supersonic projectile discharging from a shock tube[J]. Physics of Fluids, 2003, 15(6): 1665-1675.
- [4] Cler Daniel L, Chevaugnon Nicolas, Shephard Mark S, et al. CFD application to gun muzzle blast-A validation case study[A/R]. AIAA paper 2003-1142. In: 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C/CD]. Reno, Nevada, 2003.
- [5] Settles G S, Grunstrup T P, Miller J D, et al. Full-scale high speed "Edgerton" retroreflective shadowgraphy of explosions and gunshots[A]. In: Milton B E, Ed. Proceedings of PSFVIP-5, 5th Pacific Symposium on Flow Visualisation and Image Processing [C]. Australia, 2005.
- [6] Dayan Y, Touati D. Simulation of unsteady muzzle flow of a small-caliber gun[A]. In: Rahman M, Ed. Advances in Fluid Mechanics VII [C]. Skiathos, Greece, UK: WIT Press, 2006, 165-174.
- [7] Cayzac R, Carette E, Alziary de Roquefort T, et al. Intermediate ballistic computations and validations[A]. In: Niekerk C V, Ed. 17th International Symposium on Ballistics [C]. Midrand, South Africa: South African Ballistics Organisation, 1998, 1-8.
- [8] Cayzac R, Carette E, Alziary de Roquefort T. Intermediate ballistic unsteady sabot separation: first computations and validations[A]. In: Iris Rose Crewther Ed. 19th International Symposium on Ballistics [C]. Interlaken, Switzerland: Vetter Druck AG, 2001, 297-305.
- [9] JIANG Zong-lin, Takayama K, Skews B W. Numerical study on blast flowfields induced by supersonic projectiles discharged from shock tubes[J]. Physics of Fluids, 1998, 10(1): 277-288.
- [10] Trepanier J Y, Reggio M, Zhang H, et al. A finite-volume method for the Euler equations on arbitrary Lagrangian-Eulerian grids[J]. Computer Fluids, 1991, 20(4): 399-409.
- [11] Leveque Randall J. Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2003, 100-128.
- [12] LeVeque R J. Wave propagation algorithms for multi-dimensional hyperbolic systems[J]. Journal of Computational Physics, 1997, 131: 327-353.
- [13] Gillyboeuf J P, Mansuy P, Pavsic S. Two new chimera methods: application to missile separation[A/R]. AIAA paper 95-0353. In: 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C]. Reno, NV, 1995.
- [14] Menon S, Kim J-H. Large-Eddy simulation of afterburner flows[R]. Georgia Tech Computational Combustion Laboratory, CCL Technical Report, 2002-005, December 12, 2002. [2007-07-23] <http://www.ccl.gatech.edu/home.html>.
- [15] 李鸿志, 崔东明, 范宝春. 连续介质中的激波[M]. 北京: 兵器工业出版社, 1995, 58-60.

Numerical Investigations on the Dynamic Process of the Muzzle Flow

JIANG Xiao-hai, FAN Bao-chun, LI Hong-zhi

(National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, P. R. China)

Abstract: The integrative process of the quiescent projectile accelerated by high-pressure gas to shoot out at a supersonic speed and fly out of the range of precursor flow field was simulated numerically. The calculation method was based on ALE equations and second-order precision Roe method adopting chimera grids and dynamic mesh. From the predicted results, the coupling and interaction among the precursor flow field, propellant gas flow field and high-speed projectile were discussed in detail. And the shock-vortex interaction, shockwave reflection, shock-projectile interaction together with shock diffraction and shock focusing were demonstrated clearly to explain the effect on the acceleration of the projectile.

Key words: gasdynamic; numerical simulation; muzzle flow; dynamic process