

文章编号: 1001-1455 (2000)03-0215-06

液体燃料爆炸抛撒近场阶段的数值研究

丁 珏, 刘家骢, 彭金华

(南京理工大学化工学院 319 教研室, 江苏 南京 210094)

摘要: 对液体燃料爆炸抛撒的复杂过程进行简化, 建立了近场一维轴对称气相流动的数学模型, 给出了变质量运动边界的处理方法, 并进行了数值模拟, 计算所得 $r-t$ 曲线与试验曲线有较好的一致性。数值模拟预测了在不同比药量条件下, 燃料抛撒近场阶段内重要参量变化与分布情况。

关键词: 爆轰产物; 液体燃料; 移动边界; 数值模拟

中图分类号: O389 文献标识码: A

1 引 言

在 FAE 技术中, 通过中心炸药的爆炸对液体燃料进行抛撒, 从而形成气液非均相可爆炸性云雾, 在军事上引起人们越来越大的兴趣。另外, 此类特殊的爆炸分散形式在民用生产中也有广泛的应用前景, 例如大面积消灭虫害, 大面积施肥和丛林灭火等。

依据作用于燃料上的爆炸力与气动阻力的大小, 将该过程分为近场和远场两个阶段。本文着重对爆炸作用力起主导作用的阶段即近场阶段进行研究。A. A. Borisov 认为控制液体破碎的方程只是粗略的近似表达式, 而且该过程涉及多参数, 实验数据难以归纳, 因此近场阶段液体层的破碎及界面不稳定这些复杂的过程均难以进行数值模拟。R. J. Zabelka^[1]对液体燃料的爆炸抛撒过程进行了简化, 采用解析方法对近场阶段进行了研究。D. R. Gardner^[2]采用数值与分析相结合的方式研究液体抛撒初期的过程, 建立的近场阶段模型包括气相流动模型(即 CTH 流体动力学程序)和液体破碎模型。此外, 文献[3]中对此过程作了 X 光照像实验研究。

在试验结果和前人工作的基础上, 通过简化, 我们建立了一维气相流动的数学模型和液体瞬间破碎的分析模型, 对爆炸抛撒近场阶段进行数值模拟, 计算得到的云雾膨胀 $r-t$ 曲线与试验结果吻合得较好。此外, 预测了许多重要参量的分布及随时间的变化, 为下一阶段远场的数值模拟提供了初始条件。

2 理论模型

近场阶段起始于中心管内炸药爆轰的瞬间, 爆轰产物气体具有高温、高压的特性, 推动周围的液体沿径向运动。此阶段, 将液体环处理成一个包围着爆炸气体的连续液体环, 即“液体活塞”。此液体环可用图 1 示意。对于“液体活塞”而言, 爆轰产物的膨胀力是唯一作用在该液

* 收稿日期: 1999-04-20; 修回日期: 1999-12-30

基金项目: 兵器科技预先研究项目

作者简介: 丁 珏(1973—), 女, 博士研究生。

体环上的力。起始阶段,爆炸产物的压力远大于大气压力,“活塞”受到的净膨胀力为正值,故液体向外加速运动。“活塞”继续运动,当其内压力小于外压力时,活塞开始减速。在运动过程中,液体环将逐渐变得不连贯,破碎成离散的燃料滴。我们采用液体瞬时破碎模型,即认为当液体环膨胀到一个极限值时,发生瞬间的破碎,按质量、动量及能量平衡准则离散成球形液滴。依据文献[3]的试验结果,可以认为近场末期液体破碎成算术平均直径为0.5cm的液滴群。

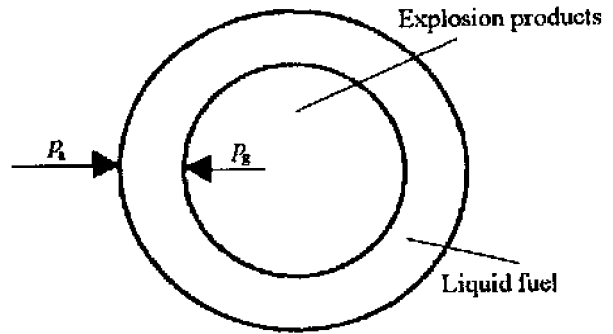


图1 液体燃料环

Fig.1 Liquid fuel ring

基于近场阶段的物理过程,提出如下基本假设:(1)液体为不可压流体;(2)依据文献[4]的研究方法,通过计算得出总能量的85%被用来增加爆轰产物的内能、动能以及液体的动能;(3)与液体环内表面紧密接触的气体具有与液体环内表面相同的运动速度。

3 基本方程

对液体环内的爆炸产物气体采用一维变截面纯气相模型。与液体环内表面相接触的第一网格(N)作为控制体,进行单独处理。

3.1 气相控制方程

柱坐标下:

$$\text{气相连续方程} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{\rho u}{r} = \dot{m}_0 + \dot{m} \quad (1)$$

$$\text{气相动量方程} \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\rho u^2}{r} = \dot{m}_0 u_1 \quad (2)$$

$$\text{气相能量方程} \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho (E + \frac{p}{\rho}) u}{\partial r} + \frac{\rho (E + \frac{p}{\rho}) u}{r} = \dot{m} h + \dot{m}_0 h_0 \quad (3)$$

$$\text{状态方程} \quad p \left(\frac{1}{\rho} - \alpha \right) = RT \quad (4)$$

$$E = e + \frac{1}{2} u^2 \quad (5)$$

式中: u, u_1 为气体和液体环速度; h, h_0 为渗入空气的焓和液体相变焓; \dot{m}_0 为液体单位体积内的蒸发率; \dot{m} 为过度膨胀下单位时间、单位体积内渗透进的空气量; α 为真实气体体积的修正量。为简化起见,当气相压力很高时, α 取值范围为 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{m}^3/\text{kg}$,当气体压力接近大气压时, α 降至零。

计算中时间步长为 10^{-6} 量级,很短。因此在每个时间步长内,假设液体环内表面的温度来不及传至外表面,只有内表面液膜温度升高致蒸发,其余部分温度不变。在下一个时间步长内,又再紧接的第二层液膜发生同样的现象。故在单位时间、单位体积内,气体向液体环内表面传递的热量为 Q_N

$$Q_N = h_t A_N (T_g - T_l) / V_N$$

$$\dot{m}_0 = Q_N/L$$

式中： h_t 为气体的放热系数； A_N 为控制体网格 (N) 与液体环接触的界面面积； T_g, T_l 分别为气、液温度； V_N 为控制体网格 (N) 的体积。

当爆轰产物的膨胀使液体环内的气体压力小于外界大气压时，会发生外界的空气向液体环渗透的现象。在本文的一维模型中，对此现象进行了数值上的修正。

从外界渗透进来气体的理论流量

$$m_1 = D_1 \rho_1 v_1 = D_i \rho_i v_i$$

能量方程
$$\frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2}$$

在绝热条件下
$$p_1 / \rho_1^k = p_i / \rho_i^k$$

求解上面三式，可得
$$v_i = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{p_i}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

于是在单位时间、单位体积内流量
$$\dot{m} = D_i \rho_i v_i / V_i$$

式中： k 为气体绝热指数； p_1, ρ_1, v_1 为无穷远来流气体参数； p_i, ρ_i, v_i 为第 i 网格的气体参数； D_i, V_i 为第 i 网格的进气截面积与网格体积。

3.2 液体环运动方程

在爆轰产物气体推力和外界大气阻力的综合作用下，液体由加速运动逐渐变成减速运动。

液体环质量方程
$$dm_1/dt = -\dot{m}_1 \tag{6}$$

液体环运动方程
$$m_1 du_1/dt = p_N B_1 - p_0 B_2 \tag{7}$$

液体环位移方程
$$dr_1/dt = u_1 \tag{8}$$

式中：下标 1 代表液体； B_1, B_2 分别表示液体环内外表面积； P_N 为控制体网格内的压力； p_0 为外界大气的压力。

4 初始条件与边界条件

供计算用的初始分布如图 2 所示。根据爆轰产物气体与液体轴对称运动特性，原点取在装置的中心， r 轴指向径向。

4.1 初始条件

由中心管炸药瞬间爆轰后产物气体的参量来确定气相初始条件；液体温度处于室温状态，其初始速度设为零。

4.2 边界条件

1. 由计算区域的轴对称性确定左边界： $\partial p / \partial r = \partial T / \partial r = \partial u / \partial r = \partial \rho / \partial r = 0$

2. 气相采用 Euler 方法，右边界即为与液体环内表面相接触的第一网格（称为控制体网格），利用移动边界的处理方法^[5] 单独进行处理。网格划分如图 3 所示，控制体网格用 N 示意，液体环内表面（即液体左边界）的位置在 t^n 时刻为 r_1 ，经过 Δt 后，即在 $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ 时刻，位置为 $r_1^{n+1} = r_1^n + u_1 \cdot \Delta t$ 。

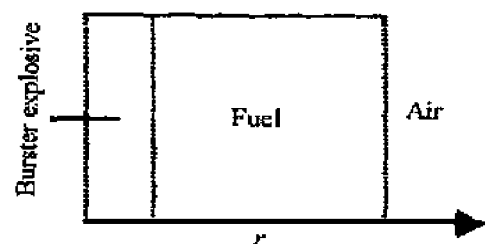


图 2 计算初始分布图

Fig.2 Initial distribution for computation

在处理右边界时需结合液体环的运动方程, 根据质量、动量及能量守恒定律对控制体网格列出常微分方程。下面给出边界控制体的计算格式。

t^{n+1} 时刻控制体内气体的质量

$$\rho_N^{n+1} V_N^{n+1} = \Delta m^n + m_N^n + m_0 + m$$

右端第一项表示 Δt 时间内通过 r_{N-1} 面流入的气体质量, $\Delta m^n = \rho_{N-1}^n u_{N-1}^n \Delta t A_N$; 右端第二项表示 t^n 时刻控制体内的气体质量 $m_N^n = \rho_N^n V_N^n$; m_0 为 Δt 时间内液体蒸发量; m 为 Δt 时间内液体环内气体过度膨胀而卷吸的空气量; u_N^{n+1} 为 t^{n+1} 时刻控制体内气体的速度, $u_N^{n+1} = u_1^{n+1}$, u_1^{n+1} 为液体环速度, 由上述的液体运动方程确定。 t^{n+1} 时刻控制体内气体的能量

$$\rho_N^{n+1} V_N^{n+1} E_N^{n+1} = \rho_N^n E_N^n V_N^n + \rho_{N-1}^n E_{N-1}^n u_{N-1}^n \Delta t + p_{N-1}^n u_{N-1}^n \Delta t A_N^n - p_N^n u_N^n \Delta t B_1^n - Q_N^n + m_0 h_0 + m h$$

能量方程右边第一项为控制体原有气体的内能; 第二项为 Δt 时间内通过 A_N 界面流入的气体能量; 第三、第四项为该控制体两端面气相压力所作的功; 第五项为气体与液体热交换的损失量, 前面已给出其表达式; 最后两项分别表示燃料蒸气及渗透气体带入的能量。

采用移动边界的控制体处理方法, 在径向可以跟随液体环的移动逐渐增加计算网格数, 做到计算网格的自适应。

5 计算结果及讨论

对 15kg FAE 装置(装填环氧丙烷)的爆炸抛撒的近场阶段进行模拟。在不同比药量(抛撒装药质量与液体燃料质量之比)条件下, 研究物理参数的分布。图 4 为比药量 $b = 1.8\%$ 时理论计算云雾膨胀初期的 $r-t$ 关系曲线与两发试验曲线的比较。该图表明, 理论计算曲线与试验结果吻合得较好。图中试验曲线具有波动性, 主要是由于弹体破裂和射流形成的影响, 而计算模型未考虑这一点, 以及读取试验数据引入误差的缘故。从图 4 的计算曲线还可以看出: 液体环厚度达到极限值时, 云团半径为 1.66m, 此时近场阶段结束。图 5 为三种不同比药量条件下, 计算的 $r-t$ 曲线。可以看出, 随着比药量的增大, 近场结束时间缩短, 但结束时云团半径大致相同。

图 6 给出了不同比药量条件下, 计算所得的液体运动速度与时间关系曲线。图中表明, 在近场初期由于爆轰产物气体的压力大于外界大气压, 液体环作加速运动。对于 $b = 1.8\%$ 比药量而言, 液体在 2.69、0.67ms 处速度达到最大值, 之后, 开始作减速运动。同时, 随着比药量的增大, 液体的运动速度也随之增大。本文给出气相在近场阶段结束时刻的速度分布(图 7)、温

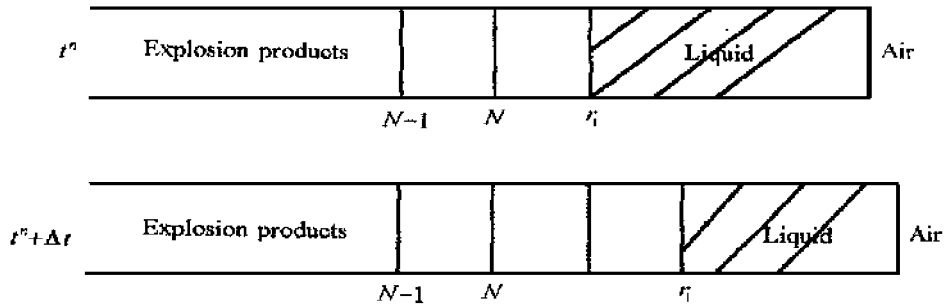


图 3 控制体网格

Fig.3 Controlling body grid

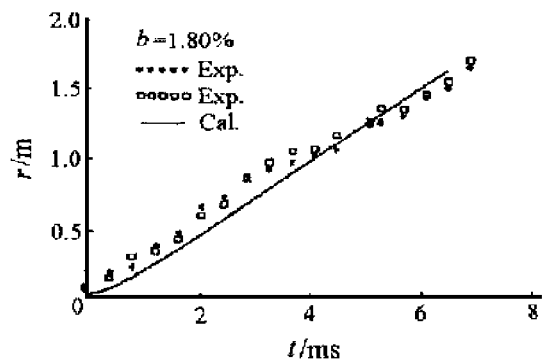


图 4 $r-t$ 曲线的比较

Fig.4 Comparison for $r-t$ curve

度分布(图8)及密度分布(图9)。从气相速度分布图可以看出,爆轰气体速度沿径向并不是呈线性增长。在温度曲线中,靠近液体环附近的气体温度明显低于常温,这是气体过度膨胀所致。数值计算还给出了比药量 $b=1.8\%$ 时不同时刻的气相压力分布(图10)。图10表明,在 $t=2.3\text{ms}$ 后,网格内气相压力均匀,是由于当内压小于外压时,外界气体不断补充,从而减小内外压力差的缘故。

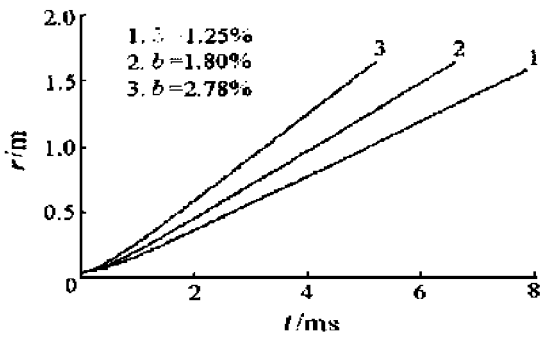


图5 不同比药量下的 $r-t$ 曲线
Fig.5 $r-t$ curve at different dose ratios

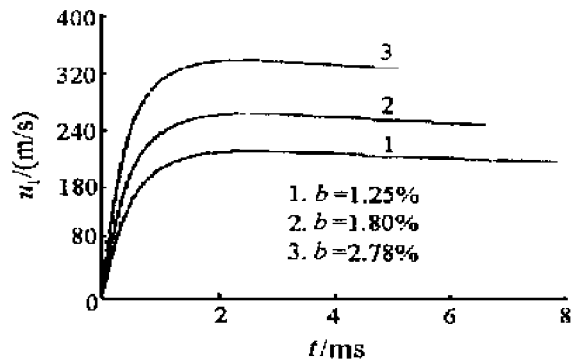


图6 不同比药量下液体运动速度-时间曲线
Fig.6 Liquid velocity-time curve at different dose ratios

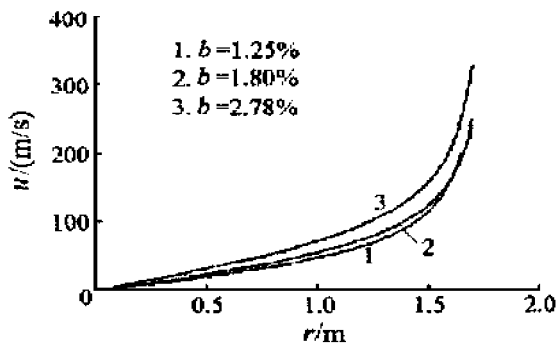


图7 不同比药量下气体速度分布曲线
Fig.7 Gas velocity profiles at different dose ratios

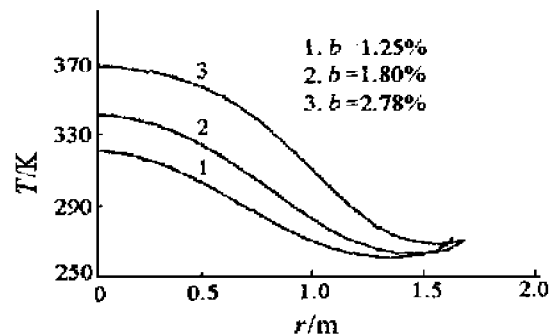


图8 不同比药量下气体温度分布曲线
Fig.8 Gas temperature profiles at different dose ratios

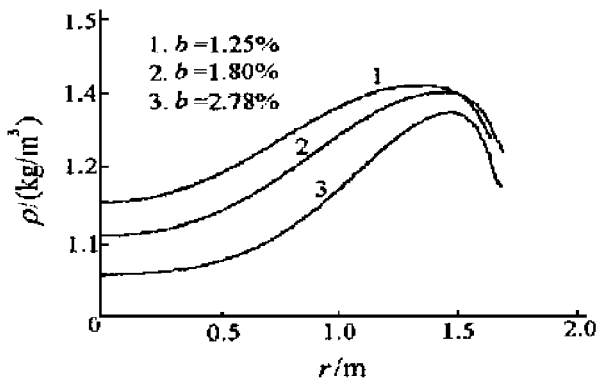


图9 不同比药量下气体密度分布曲线
Fig.9 Gas density profiles at different dose ratios

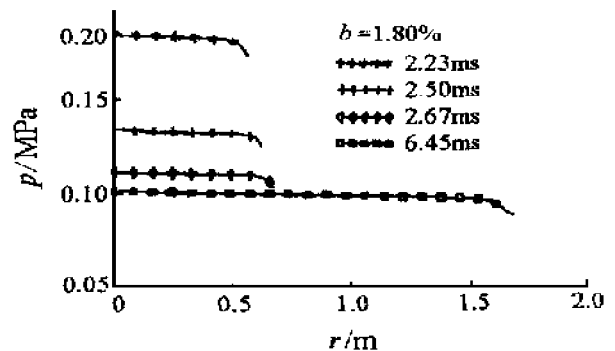


图10 气体在不同时刻下的压力分布曲线
Fig.10 Gas phase pressure profile at different time

6 结 论

(1)对爆炸抛撒过程进行简化,建立一维柱对称模型,模拟了 15kg 级 FAE 装置燃料爆炸抛撒近场阶段的 FAE 云雾运动。计算所给出的云雾膨胀 $r-t$ 曲线与试验 $r-t$ 曲线有较好的一致性。数值结果预测了云雾区内气相速度场、温度场等重要参数。同时,数值分析了在不同比药量条件下气相物理参数的变化情况。近场的研究为远场的计算提供了气、液物理参数的初始分布。

(2)在一维轴对称气相流模型中,采用了变质量移动边界的处理方法,使得计算网格自适应地增加,对爆轰产物气体膨胀与液体环运动过程中出现的外界空气渗透的现象,进行了数值上的修正。数值计算结果表明该模型的可行性。

参考文献:

- [1] Zabelka R J, Smith L H. Explosively Dispersed Liquid [R] . AD-863268, 1969.
- [2] Gardner D R. Near-field Dispersal Modeling for Liquid Fuel-air Explosives[R] . SAND90-0686, 1990.
- [3] Samirant M. Dynamic Measurements in Combustible and Detonable Aerosols[J] . Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1989, 14: 47—56.
- [4] 北京工业学院八系《爆炸及其作用》编写组.《爆炸及其作用》(下册)[M] .北京:国防工业出版社, 1979. 266.
- [5] 周彦煌,王升晨.实用两相流内弹道学[M] .北京:兵器工业出版社, 1990.

Numerical Study on the Explosively Dispersed Liquid Fuel in the Near-Field

DING Jue, LIU Jia-cong, PENG Jin-hua

(*School of Chemical Engineering, NUST, Nanjing, Jiangshu 210094, China*)

Abstract: The process of liquid fuel explosive dispersal is simplified, and, in order to study the near-field region of the dispersal, a one-dimension model of axial symmetrical gas flow is established. The numerical simulation is carried out by using a method of moving outer boundary. The spatial-temporal distributions of important parameters in the near-field process at different dose ratios are predicted by the numerical study. The computed results are in good agreement with the experimental measurements.

Key words: detonation products; liquid fuel; moving boundary; numerical simulation