

近地空中气云爆炸波遇地面反射的研究^{*}

徐胜利^a 汤明钧^b 糜仲春^a

(a. 中国科技大学力学和机械工程系 合肥 230026)

(b. 南京理工大学化工学院 南京 210094)

摘要 从非定常 Euler 方程出发,用高精度、高分辨率的 TVD 格式,对近地空中轴对称气云爆炸波遇地面反射进行了数值模拟,得到了冲击波在地面由规则反射到马赫反射的爆炸场波系结构、沿地面的压力分布与地面指定点的压力时间曲线。比较了同体积不同初始形状气云爆炸效应。本文方法可预测爆炸场参数并对改进弹体结构设计以控制气云形状提供参考。

关键词 爆炸 冲击波反射 数值模拟

中图法分类号 O383.1

1 引言

研究近地空中气云爆炸有重要应用背景。作为气云爆炸应用的航弹与巡航导弹等云爆武器^[1],石化工业中各种反应塔、罐,在一定条件下,反应的碳氢燃料发生爆炸^[2],这些问题都归结为可燃气云爆炸波遇地面反射问题。由于上述爆炸形成的可燃气云近似为轴对称的,因此,只讨论轴对称可燃气云爆炸。实验研究可燃气云爆炸受环境条件如风速、风向、空气温湿度以及燃料抛撒不均匀性的影响,实验结果的重复性较差,且难以全面反映爆炸场的特征。近年来,对可燃气云爆炸场进行数值模拟逐渐受到重视。Raju^[3]和彭金华^[4]分别对贴地可燃气云爆炸场进行了数值模拟,但可燃气云爆炸波遇地面反射研究尚待开展。我们暂不考虑可燃气云的形成过程,只研究可燃气云爆炸后形成的高温、高压产物气体向外膨胀产生冲击波的传播过程。为简化问题及系统研究起见,假设可燃气云能量均匀、瞬时释放,忽略粘性,认为介质是理想的,地面是刚性的。

2 基本方程和差分格式

2.1 基本方程

对应图1所示的近地空中轴对称气云爆炸场可用 Euler 方程描述

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial f(w)}{\partial r} + \frac{\partial g(w)}{\partial z} = h(w, r) \quad (1)$$

式中:

$$w = [\rho, m, n, e]^T$$

* 国家自然科学基金课题。

1995年5月29日收到原稿,7月26日收到修改稿。

$$f(w) = [m, \frac{m^2}{\rho} + p, \frac{mn}{\rho}, \frac{m}{\rho}(e + p)]^T$$

$$g(w) = [n, \frac{mn}{\rho}, \frac{n^2}{\rho} + p, \frac{n}{\rho}(e + p)]^T$$

$$h(w, r) = -\frac{u}{r}[\rho, m, n, e + p]^T$$

T 表示转置, t 为时间, m, n 为沿 r, z 方向动量, u, v 为沿 r, z 方向速度, ρ, p 为密度、压力, e 为单位体积总能。由状态方程有

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{m^2 + n^2}{2\rho}$$

γ 为比热比。用空气状态参数 p_1, ρ_1 , 圆柱形气云底面半径 r_0 与 $t_0 = \gamma^{1/2} r_0 / c_1$ (c_1 为声速)

对方程(1)无量纲化, 无量纲化后方方程的形式同方程(1)。

2.2 差分格式

方程(1)算子形式的差分格式为

$$w_{i,j}^{n+1} = L_r L_z L_x L_r w_{i,j}^n \quad (2)$$

式中: L_r, L_z 为沿 r, z 方向二阶精度的 TVD 差分算子。

沿 r 方向的具体差分格式为

$$w_{i,j}^{n+1} = L_r w_{i,j}^n = w_{i,j}^n - \lambda (\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{F}_{i-\frac{1}{2},j}) \quad (3)$$

$$\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2}(f_{i+1,j} + f_{i,j}) + \frac{1}{2\lambda} \sum_{k=1}^4 R_{r,i+\frac{1}{2},j}^k \cdot \beta_{i+\frac{1}{2},j}^k \quad (4)$$

$$\beta_{i+\frac{1}{2},j}^k = \theta_{i+\frac{1}{2},j}^k \cdot (\xi_{i+1,j}^k + \xi_{i,j}^k) - Q(\nu_{i+\frac{1}{2},j}^k + \theta_{i+\frac{1}{2},j}^k \cdot r_{i+\frac{1}{2},j}^k) \cdot \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k \quad (5)$$

$$r_{i+\frac{1}{2},j}^k = \begin{cases} \frac{\xi_{i+1,j}^k - \xi_{i,j}^k}{\alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k} & \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k \neq 0 \\ 0 & \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k = 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$\xi_{i,j}^k = s_{i+\frac{1}{2},j}^k \cdot \max[0, \min(|\xi_{i+\frac{1}{2},j}^k|, s_{i+\frac{1}{2},j}^k \cdot \xi_{i-\frac{1}{2},j}^k)] \quad (7)$$

$$\xi_{i+\frac{1}{2},j}^k = \frac{1}{2}[Q(\nu_{i+\frac{1}{2},j}^k) - (\nu_{i+\frac{1}{2},j}^k)^2] \cdot \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k \quad (8)$$

$$s_{i+\frac{1}{2},j}^k = \text{sgn}(\xi_{i+\frac{1}{2},j}^k) \quad (9)$$

$$\nu_{i+\frac{1}{2},j}^k = \lambda \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k \quad (10)$$

$$\theta_{i+\frac{1}{2},j}^k = 1 + \omega^k \cdot \max(\theta_{i,j}^k, \theta_{i+1,j}^k) \quad (11)$$

$$\theta_{i,j}^k = \begin{cases} \frac{|\alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k - \alpha_{i-\frac{1}{2},j}^k|}{|\alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k| + |\alpha_{i-\frac{1}{2},j}^k|} & \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k, \alpha_{i-\frac{1}{2},j}^k \text{ 不同时为 } 0 \\ 0 & \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k, \alpha_{i-\frac{1}{2},j}^k \text{ 同时为 } 0 \end{cases} \quad (12)$$

ω^k 为压缩系数, 计算取 ω^k 为 2。 $\alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k$ 由方程组

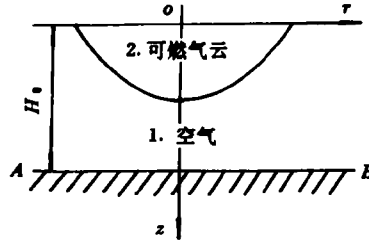


图 1 近地空中气云爆炸示意图

Fig. 1 Scheme of cloud explosion close to the ground

1. Air; 2. Combustible cloud

$$\sum_{k=1}^4 \alpha_{i+\frac{1}{2},j}^k \cdot R_{r,i+\frac{1}{2},j}^k = w_{i+1,j} - w_{i,j}$$

确定。 $Q(x)$ 为嫡强迫函数

$$Q(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{\epsilon} + \epsilon \right) & |x| \leq \epsilon \\ |x| & |x| > \epsilon \end{cases} \quad (13)$$

ϵ 为经验常数,一般取 $0.05 \leq \epsilon \leq 0.5$ 。

沿 z 方向的具体差分格式为

$$w_{i,j}^{n+1} = L_z w_{i,j}^n = w_{i,j}^n - \lambda_z (\bar{g}_{i,j+\frac{1}{2}} - \bar{g}_{i,j-\frac{1}{2}}) \quad (14)$$

$$\bar{g}_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (g_{i,j} + g_{i,j+1}) + \frac{1}{2\lambda_z} \sum_{k=1}^4 R_{z,i,j+\frac{1}{2}}^k \cdot \beta_{i,j+\frac{1}{2}}^k \quad (15)$$

将方程(5)~(12)中脚标 $i \pm 1/2$ 和 j 换成 i 和 $j \pm 1/2$, $i+1$ 和 j 换成 i 和 $j+1$,即求出方程(15)中的 $\beta_{i,j+\frac{1}{2}}^k, \alpha_{i,j+\frac{1}{2}}^k$ 由方程组

$$\sum_{k=1}^4 \alpha_{i,j+\frac{1}{2}}^k R_{z,i,j+\frac{1}{2}}^k = w_{i,j+1} - w_{i,j}$$

确定。

在上述差分格式中, $\lambda_r = \Delta t / \Delta r, \lambda_z = \Delta t / \Delta z$, Δt 为时间步长, $\Delta r, \Delta z$ 分别为空间步长。 a_r, R_r 为矩阵 $\partial f(w) / \partial w$ 的特征值、右特征向量; a_z, R_z 为矩阵 $\partial g(w) / \partial w$ 的特征值、右特征向量,具体表达式见文献[5]。一律用 Roe 平均求半格点上的平均值。时间步长选择为

$$\Delta t = \mu \min \left(\frac{\Delta r}{M_r}, \frac{\Delta z}{M_z} \right) \quad (16)$$

μ 为稳定性条件要求的 CFL 数, $0 < \mu < 1$,

$$M_r = \max_{i,j} (|u_{i,j}| + c_{i,j}), M_z = \max_{i,j} (|v_{i,j}| + c_{i,j})$$

计算步骤如下:预估步

$$\bar{w}_{i,j}^{n+1} = L_z L_r w_{i,j}^n + \Delta t \cdot h(w_{i,j}^n, r) \quad (17)$$

校正步

$$w_{i,j}^{n+1} = L_r L_z \bar{w}_{i,j}^{n+1} + \Delta t \cdot [h(\bar{w}_{i,j}^{n+1}, r) - h(w_{i,j}^n, r)] \quad (18)$$

3 初始、边值条件

3.1 初始条件

假设可燃气体云为环氧丙烷与空气的混合物,在化学当量比的条件下,将静止混合物的初压 $p_1 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$,初温 $T_1 = 298.15 \text{ K}$,生成物 CO_2 和 H_2O (气)输入到 Gordon-McBride^[6]程序,算出爆轰气体参数为

$$\frac{p_2}{p_1} = 21.0, \quad \frac{T_2}{T_1} = 7.1 \quad (19)$$

假设产物气体也处于静止状态,有

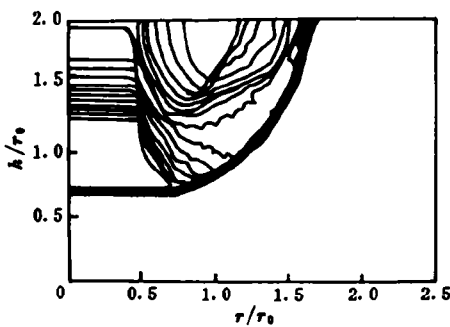
$$u_2 = v_2 = 0 \quad (20)$$

3.2 边界条件

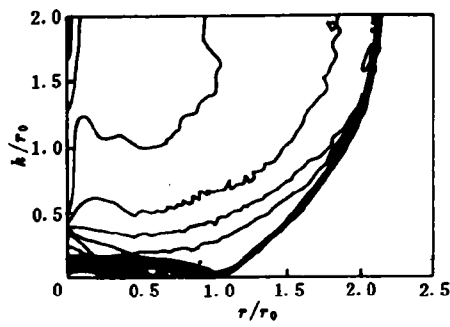
如图 1 所示,沿 or, oz 轴用轴对称边界条件,沿地面 AB 用固壁边界,其它边界用外推法得到。

4 计算结果与分析

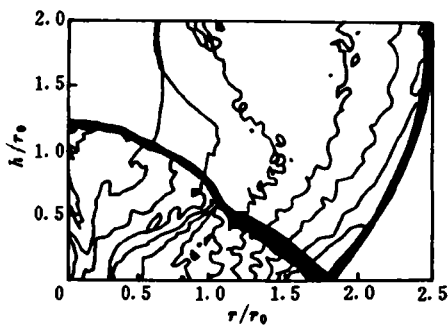
共做四个算例,见表 1 所列。表中 η 表示圆柱形气云的高与底面直径之比。取图 1 右下角二分之一为计算域,所有算例 μ 取 0.95, ϵ 取 0.15,地面指定点为 $r=1.5r_0$,其中 r_0 为圆柱形气云底面半径。图 2 表示 $\eta=0.25$ 的圆柱形气云爆炸在不同时刻的压力等值线。从图 2(a)看出,由于圆柱形气云的 η 值小,由圆柱形气云的侧面与底面交线处产生的稀疏波(图中的环形等值线区域)很快到达 or 轴,同时沿 oz 轴的稀疏波(图中的直线等值线区域)也向爆源中心传播。图 2(b)表示冲击波在地面发生规则反射,随后时间的冲击波与地面反射冲击波的传播图象如图 2(c)所示。图 3 表示不同时刻 $\eta=0.25$ 的圆柱形气云



(a) $t/t_0=0.20654$



(b) $t/t_0=0.43850$



(c) $t/t_0=0.65624$

图 2 压力等值线分布 ($\eta=0.25, H=2r_0$)
Fig. 2 Isostatics ($\eta=0.25, H=2r_0$)

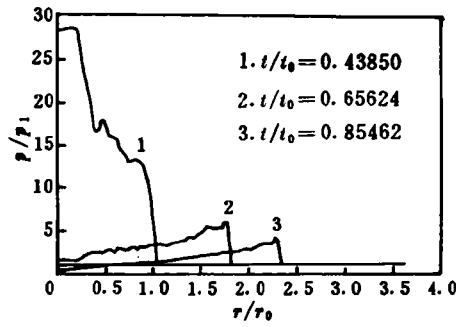


图 3 沿地面压力分布 ($\eta=0.25, H=2r_0$)
Fig. 3 Pressure distribution along the ground
($\eta=0.25, H=2r_0$)

爆炸沿地面的压力分布。从图 3 看出,当 $t/t_0=0.43850$ 时,沿地面的压力分布曲线有一平台,在爆心的地面投影点附近区域,压力值高达 2.851MPa。此后沿地面的压力分布曲线在冲击波阵面附近也维持一小平台,且压力衰减也慢。为比较同体积、中心离地相同高度、不同初始形状的可燃气云爆炸效应,图 4 给出了球形和 $\eta=0.5, \eta=0.25$ 的圆柱形气云爆炸在地面同一点($r=1.5r_0$)的压力时间曲线。从图 4 看出, $\eta=0.25$ 的圆柱形气云爆炸比球形和 $\eta=0.5$ 的圆柱形气云爆炸在 $r=1.5r_0$ 点产生的压力峰值 p_{max} 大,但压力衰减较快。 $\eta=0.5$ 的圆柱形气云爆炸与同体积的球形气云爆炸相比,压力峰值几乎相等,但圆柱形气云的压力衰减较慢。因此,对于同体积且中心离地相同高度的气云爆炸,要达到理想的爆炸效果,圆柱形气云形状比球形气云形状好,圆柱形气云又以 η 值小为好,但 η 值过小,圆柱侧面和底面交线处的稀疏波很快到达气云中心,使指定点的压力时间曲线中压力衰减过快。为比较同体积、同形状的初始气云在不同高度产生的爆炸效应,图 5 给出了 $\eta=0.5$ 的圆柱形气云离地 $1.5r_0, 2r_0$ 时,地面指定点 $r=1.5r_0$ 处的压力时间曲线。从图 5

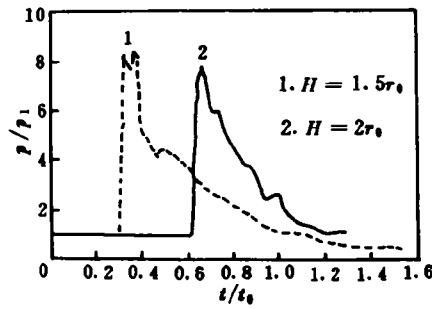
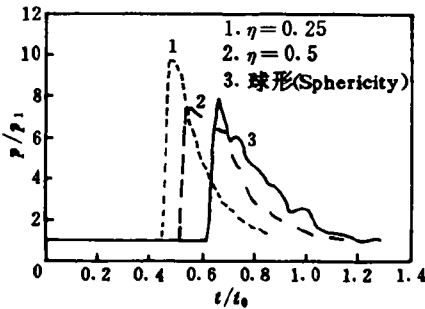


图 4 指定点压力时间曲线($H=2r_0, r=1.5r_0$)

图 5 指定点压力时间曲线($\eta=0.5, r=1.5r_0$)

Fig. 4 Pressure vs time at specified point($H=2r_0, r=1.5r_0$)

Fig. 5 Pressure vs. time at specified point($\eta=0.5, r=1.5r_0$)

表 1 算例参数

Table 1 Parameters for computational examples

序号	气云形状	爆心离地距离 H	计算域
1	球形	$2r_0$	240×80
2	圆柱形($\eta=0.25$)	$2r_0$	200×80
3	圆柱形($\eta=0.5$)	$2r_0$	240×80
4	圆柱形($\eta=0.5$)	$1.5r_0$	240×60

看出,中心离地 $1.5r_0$ 的气云爆炸后,冲击波到达地面时间早,且压力峰值处近似有一平台, $H=1.5r_0$ 的圆柱形气云爆炸在该点的压力峰值也要略高。进一步的数值实验表明:要达到较好的爆炸效果,可燃燃气云中心离地面高度在 $0 \sim 2r_0$ 为好。

当计算时间较长时,可燃燃气云爆炸波遇地面反射后会出现由规则反射向马赫反射的

过渡。图6表示 $t/t_0=1.07939$ 时,球形气云爆炸波已在地上发生了马赫反射。要说明的是:当地面的反射冲击波到达 or 轴时,则 or 轴边界由轴对称边界条件改为对流边界条件。比较图2(c)与图6,在反射冲击波与膨胀冲击波之间的区域,图6压力等值线应为圆弧形。随计算时间的增长,图2该区的压力等值线也应为圆弧形,因为当时间足够长时,冲击波“忘却”了爆源的几何属性。图7表示不同时刻的球形气云爆炸沿地面的压力分布。比较图7与图3发现,球形气云爆炸沿地面压力分布要比 $\eta=0.25$ 的圆柱形气云爆炸压力衰减快。

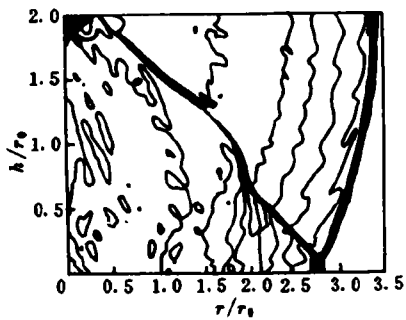


图6 压力等值线分布

(球形, $H=2r_0, t/t_0=1.07939$)

Fig. 6 Isostatics at $t/t_0=1.07939$

(sphericity, $H=2r_0$)

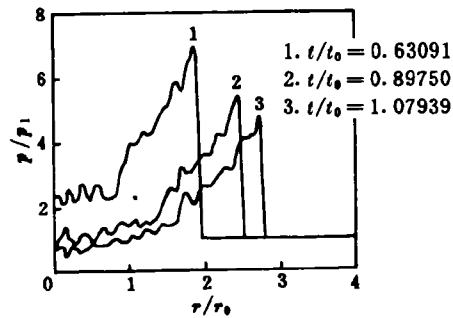


图7 压力沿地面分布(球形, $H=2r_0$)

Fig. 7 Pressure distribution along the ground

(sphericity, $H=2r_0$)

5 结论

(1)用TVD格式对可燃气云爆炸波遇地面反射的数值模拟,可得到爆炸场的波系结构,反射波类型包括规则反射与马赫反射,沿地面任意时刻的压力分布,地面任意指定点的压力时间曲线。本文的方法可实现对不同初始形状、中心离地不同高度的轴对称可燃气云爆炸场参数的预测。

(2)要达到较佳的爆炸效应,对于同体积初始形状为球形及圆柱形的气云爆炸,气云中心离地高度应在 $0\sim 2r_0$ 之间,以 η 值较小的圆柱形气云为好,但 η 值不宜太小,否则地面点压力时间曲线中压力衰减过快。这些结果为合理选择炸高、改进弹体结构设计以控制气云形状提供了参考。关于气云爆炸能量释放模式需做进一步的研究。

参 考 文 献

- 1 许会林. 燃料空气炸药. 北京:国防工业出版社,1980
- 2 Strehlow R A. Unconfined Vapour Cloud Explosion-An Overview. In: The Combustion Institute ed. 14th International Symposium on Combustion, Pittsburgh; The Combustion Institute, 1973. 1189~1200

- 3 Raju M S N. The Blast Waves from Unconfined Axisymmetric Vapour Cloud Explosion: Dissertation. Urbana-Champaign, University of Illinois, 1975
- 4 彭金华. 非理想爆源产生的爆炸场数值模拟与实验研究: 博士学位论文. 南京: 华东工学院, 1991
- 5 Yee H C, Warming R F, Harten A. Implicit Total Variation Diminishing (TVD) Schemes for Steady State Calculation. *J Comput Phys*, 1985, 57(2): 327~350
- 6 Gordon S, McBride B J. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonation. NASA SP-273, 1971

STUDIES ON REFLECTION OF BLAST WAVES FOR SYMMETRIC CLOUD EXPLOSION CLOSE TO THE GROUND

Xu Shengli^a, Tang Mingjun^b, Mi Zhongchun^a

(a. *University of science and Technology of China, Hefei, 230026*)

(b. *Nanjing University of science and Technology, Nanjing, 210094*)

ABSTRACT Based on Eulerian equations, high accuracy and high resolution of TVD scheme was used to analyze the reflection of symmetric cloud explosion in this paper. The blast wave structure from regular reflection to Mach reflection, pressure distribution along the ground at any given time and pressure time history at specified point on the ground are obtained. The explosion effects of different shapes with the same volume cloud explosion are also compared. These results can be contributed to predicting blast parameters of cloud explosion and improving the bomb structure design to get required cloud shapes.

KEY WORDS explosion, blast wave reflection, numerical simulation