

运动网格上的水下爆炸数值模拟方法^{*}

王 兵, 许厚谦, 谭俊杰

(南京理工大学动力工程学院, 江苏南京 210094)

摘要:在对水下爆炸过程的数值模拟中,把水-气介质界面当作一种特殊的内部边界,并且在该边界上的网格节点都有双重定义,分别对应边界两侧的不同介质状态,通过利用 HLLC (Harten, Lax, van Leer, Contact) 方法求解任意 ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method, 拉格朗日-欧拉方程) 方程组,以及运用界面跟踪和动网格方法,对一维球对称水下爆炸模型进行了数值模拟。结果表明,所得到的数值计算结果与实验结果吻合得较好,并且在扩展到二维柱对称水下爆炸模型时,同样得到了满意的结果。

关键词:水下爆炸;介质界面追踪;非结构动网格;HLLC 方法;ALE 方程

中图分类号: O351.2

文献标识码: A

1 引言

水下爆炸是水中兵器设计技术、破坏效应和 underwater 爆破工程的基础问题。它大体上可分为 3 个复杂过程:炸药的爆轰、初始冲击波的产生和在水中的传播、爆炸产物气泡的形成和脉动。对水下爆炸中气泡形成过程的数值模拟的最大难点是,爆炸产物气体与水之间存在着的介质界面。针对这种存在介质界面的多介质流,目前国内外有很多数值处理方法,如在混合网格上的界面捕捉方法^[1]、VOF (Volume of Fluid) 方法^[2]、Level Set 方法^[3-4] 和 Lagrange 方法^[5]。这些方法有着共同点,即它们都是在固定网格下进行的。在水下爆炸过程中,爆炸产物气体的初始压力是周围水压的数千倍,在这样的条件下,在固定网格上跟踪气泡界面时,由于界面两侧不同介质的状态方程和压力值差别很大,很小的数值误差会使得气泡界面处的压力出现非物理震荡现象^[6-7]。国外一些学者已经对这样的情况进行了研究, Fedkiw 等人^[4]提出了 GFM 方法 (Ghost Fluid Method), 该方法能够较好地压制气泡界面处的压力震荡。在国内,也有学者用固定网格法对水下爆炸中气泡的形成过程进行了数值模拟,如柏劲松等^[8]采用 PPM 和 VOF 相结合以及网格重映技术,同时把爆炸产物气体状态方程简化为 Stiffened 状态方程形式,减小气泡界面处压力的震荡,也得到了相当不错的结果。

本研究则在运动网格上利用 HLLC 方法求解 ALE 方程组^[9-10],在气泡界面上通过求解 Riemann 问题对气泡界面上的点进行追踪,能够大幅度减小气泡界面处的非物理震荡,同时整个流场网格点都随着气泡界面上的点的运动而运动,从而精确地追踪水下爆炸过程中气泡界面的运动。

2 水下爆炸过程的计算模型描述

炸药在水下爆炸后,产生的高温高压气体开始向外膨胀。此时,忽略热传导和水的粘性,并假设炸药为球形以及水介质区域无限大,以一维球对称情况为例,整个流场可用 ALE 方程组描述为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega(t)} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\Gamma(t)} (\mathbf{F} - \dot{\mathbf{x}}\mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma = \int_{\Omega(t)} \mathbf{S} d\Omega \quad (1)$$

^{*} 收稿日期: 2007-07-09;修回日期: 2008-01-15

基金项目: 国家自然科学基金(10476011)

作者简介: 王 兵(1979—),男,博士研究生,主要从事计算流体力学研究. E-mail: EvanCFD@163.com

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho E u + p u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = -\frac{2u}{r} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho E + p \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中: ρ 、 u 、 p 和 E 分别是密度、球半径方向速度、压力和单位质量总能; $\mathbf{S}$ 为球对称源项; $\mathbf{n}$ 是控制体 Ω 的可动边界 $\Gamma(t)$ 的单位外法向向量, $\dot{\mathbf{x}}$ 是 $\Gamma(t)$ 的移动速度。当 $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{0}$ 时, (1) 式和 (2) 式描述的是 Euler 守恒方程组; 当 $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{u}$ 时, (1) 式和 (2) 式则描述的是 Lagrange 守恒方程组。

同时, 本研究采用等熵 Tait 状态方程和 JWL 状态方程来描述水和爆炸产物气体^[11]。Tait 状态方程为

$$p = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] + A \quad (3)$$

式中: $B = 331 \text{ MPa}$, $A = 0.1 \text{ MPa}$, $\rho_0 = 1.0 \text{ Mg/m}^3$, $\gamma = 7.15$ 。

JWL 状态方程为

$$p = A \left(1 - \frac{\omega \rho}{R_1 \rho_0} \right) \exp \left(-\frac{R_1 \rho_0}{\rho} \right) + B \left(1 - \frac{\omega \rho}{R_2 \rho_0} \right) \exp \left(-\frac{R_2 \rho_0}{\rho} \right) + \omega \rho e \quad (4)$$

式中: e 为比内能, 对 300 g 的 TNT 炸药, $A = 371.2 \text{ GPa}$, $B = 3.23 \text{ GPa}$, $R_1 = 4.15$, $R_2 = 0.95$, $\omega = 0.30$, $\rho_0 = 1.63 \text{ Mg/m}^3$, $e_0 = 4.29 \text{ MJ/kg}$ 。

3 数值方法

3.1 ALE 方程组的数值离散

将方程组 (1) 写成控制体格心型的 Runge-Kutta 四阶形式

$$\begin{aligned} \mathbf{U}^{(0)} &= \mathbf{U}^n \\ \mathbf{U}^{(k)} &= \frac{1}{\Omega^{n+1}} [\Omega^n \mathbf{U}^{(0)} + \Omega^n \mathbf{S}^{(0)} + \alpha_k \Delta t \mathbf{R}^{(k-1)}] \\ \mathbf{R}^{(k)} &= \mathbf{R}[\mathbf{U}^{(k)}] = - \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{\text{HLLC}}[\mathbf{U}^{(k)}] \Gamma_i \\ \alpha_k &= \frac{1}{4 - k + 1}, \quad k = 1, 2, 3, 4 \\ \mathbf{U}^{n+1} &= \mathbf{U}^{(4)} \end{aligned} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{U}$ 是控制体上的平均值, Ω 是控制体的体积, $\mathbf{F}_i^{\text{HLLC}}$ 是控制体的第 i 个边界的 HLLC 数值通量。网格运动变形过程中, 变形控制体中流场参数状态的守恒性会发生变化, 为了保持守恒性, Ω^{n+1} 必须由几何守恒定律 (GCL)^[12] 得到

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} - \int_{\Gamma(t)} \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{n} d\Gamma = 0 \quad (6)$$

同时, 为了提高流场数值解的精度, 本研究采用了线性重构技术和限制器^[13]。

3.2 动网格上的 HLLC 格式

HLLC (Harten, Lax, van Leer, Contact) 格式^[14] 是一种近似 Riemann 解的数值方法, 能够精确模拟接触间断、剪力波的平均状态, 可以直接求得控制体边界上的数值通量。已知 $\Gamma(t)$ 左右两侧的状态参数矢量 $\mathbf{U}_i$ 和 $\mathbf{U}_j$, 则在 ALE 方程组 (1) 式和 (2) 式中, HLLC 数值通量的计算由下式确定

$$\mathbf{F}_{i,j}^{\text{HLLC}} = \begin{cases} \mathbf{F}(\mathbf{U}_i) & S_i > 0 \\ \mathbf{F}(\mathbf{U}_i^*) & S_i \leq 0 < S_M \\ \mathbf{F}(\mathbf{U}_j^*) & S_M \leq 0 \leq S_j \\ \mathbf{F}(\mathbf{U}_j) & S_j < 0 \end{cases} \quad (7)$$

其中

$$\mathbf{U}_i^* = \begin{pmatrix} \rho_i^* \\ (\rho \mathbf{v})_i^* \\ (\rho E)_i^* \end{pmatrix} = \frac{1}{S_i - S_M} \begin{pmatrix} (S_i - u_{n_i}) \rho_i \\ (S_i - u_{n_i}) (\rho \mathbf{v})_i + (p^* - p_i) \mathbf{n} \\ (S_i - u_{n_i}) (\rho E)_i - p_i u_{n_i} + p^* S_M \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\mathbf{U}_j^* = \begin{pmatrix} \rho_j^* \\ (\rho \mathbf{v})_j^* \\ (\rho E)_j^* \end{pmatrix} = \frac{1}{S_j - S_M} \begin{pmatrix} (S_j - u_{n_j}) \rho_j \\ (S_j - u_{n_j}) (\rho \mathbf{v})_j + (p^* - p_j) \mathbf{n} \\ (S_j - u_{n_j}) (\rho E)_j - p_j u_{n_j} + p^* S_M \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\mathbf{F}_i^* \equiv \mathbf{F}(\mathbf{U}_i^*) = \begin{pmatrix} S_M \rho_i^* \\ S_M (\rho \mathbf{v})_i^* + p^* \mathbf{n} \\ S_M (\rho E)_i^* + (S_M + \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{n}) p^* \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\mathbf{F}_j^* \equiv \mathbf{F}(\mathbf{U}_j^*) = \begin{pmatrix} S_M \rho_j^* \\ S_M (\rho \mathbf{v})_j^* + p^* \mathbf{n} \\ S_M (\rho E)_j^* + (S_M + \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{n}) p^* \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$p^* = \rho_i (u_{n_i} - S_i) (u_{n_i} - S_M) + p_i = \rho_j (u_{n_j} - S_j) (u_{n_j} - S_M) + p_j \quad (12)$$

$$u_{n_i} = (\mathbf{v}_i - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n}, \quad u_{n_j} = (\mathbf{v}_j - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \quad (13)$$

$$S_M = \frac{\rho_j u_{n_j} - (S_j - u_{n_j}) - \rho_i u_{n_i} (S_i - u_{n_i}) + p_i - p_j}{\rho_j (S_j - u_{n_j}) - \rho_i (S_i - u_{n_i})} \quad (14)$$

$$S_i = \min[u_{n_i} - c_i, (\hat{\mathbf{v}} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} - \hat{c}] \quad (15)$$

$$S_j = \max[u_{n_j} + c_j, (\hat{\mathbf{v}} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} + \hat{c}] \quad (16)$$

$\hat{\mathbf{v}}$ 和 $\hat{c}$ 分别是流场速度和当地声速的 Roe 平均值。

3.3 气-水界面的处理

气-水界面是一种接触间断,本研究将其处理为一种特殊的流场内部边界,分布在该界面上的网格节点都有两种状态参数定义,分别对应界面两侧不同介质的不同状态。

对一维情形,如图 1 所示,气-水界面(Interface)将气(A)和水(B)分开,分界面上的网格点有双重定义,即分别定义这两种介质在分界面上的点,两种介质在该点上的状态矢量分别为 $\mathbf{U}_A$ 和 $\mathbf{U}_B$ 。这样,在气-水分界面上就定义了 Riemann 问题的初始条件。

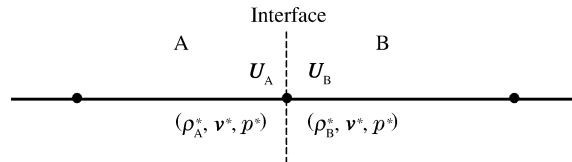


图 1 介质边界上 Riemann 问题的构造

Fig. 1 Riemann problem on the material interface

通过双波近似方法^[15-16]求得一般状态方程下的 Riemann 问题,并得到分界面上两侧的状态参数矢量 $(\rho_A^*, \mathbf{v}^*, p^*)$ 和 $(\rho_B^*, \mathbf{v}^*, p^*)$,然后将它们代入 HLLC 公式(7)中,求得气-水界面上的数值通量 $\mathbf{F}^{\text{MI}}$,以保证 ALE 方程组在介质边界控制体上的积分路径封闭。其中 $\mathbf{v}^*$ 就是图 1 中气-水界面节点的移动速度, p^* 是该点上的压力。因此在这里, $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{v}^*$ 。

二维情形与一维情形相似,但 Riemann 问题定义在气-水界面边的法向方向,因此初始条件中的速度改为气-水界面两侧气(A)和水(B)速度的法向分量,即 $\mathbf{v}_{An}$ 和 $\mathbf{v}_{Bn}$,如图 2 所示。所求得的 Riemann 解状态参数矢量为 $(\rho_A^*, \mathbf{v}^* + \mathbf{v}_{At}, p^*)$ 和 $(\rho_B^*, \mathbf{v}^* + \mathbf{v}_{Bt}, p^*)$,其中 $\mathbf{v}_{At}$ 和 $\mathbf{v}_{Bt}$ 是界面两侧气-水介质的切向速度分量。此时,气-水界面边(同时它也是网格边)的移动速度 $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{v}^*$,对界面上的节点移动速度,如图 3 所示,由 Δt 时间内节点的位移来决定,即

$$\mathbf{v}_i = \Delta \mathbf{x}_i / \Delta t \quad (17)$$

式中: $\mathbf{v}_i$ 是界面上第 i 个节点的移动速度, $\Delta \mathbf{x}_i$ 是该节点在 t 时刻到 $t + \Delta t$ 时刻的位移。这样,气-水界面附近的网格就随着气-水界面的运动而运动,因此,气-水界面在每一时刻的运动状态都能被准确地追踪。

已知气-水界面上点的运动速度后,本研究运用弹簧近似模型^[17]得到其它网格节点的运动速度,使得整个流场不会随着该界面的运动而导致网格质量的下降。

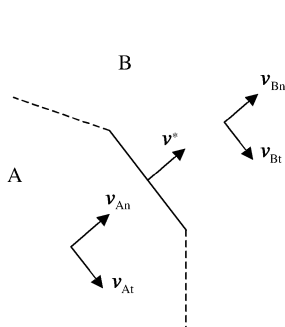


图 2 二维气-水界面上 Riemann 问题中的速度分解
Fig. 2 Velocity's distribution at the 2D material interface

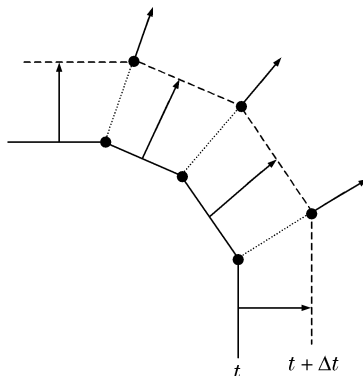


图 3 二维气-水界面的运动示意图
Fig. 3 The motion of the 2D material interface

4 计算结果

4.1 一维球对称情况的计算结果

计算模型背景:在水深 91.4 m 处(水静压为 1.0 MPa)放置 300 g 球形 TNT 炸药,炸药半径为 3.5287 cm。则在计算中的初始条件为:

$$\begin{aligned} \rho &= 1.63 \text{ Mg/m}^3, u = 0, p = 8.38563 \text{ GPa} & 0 \leq r \leq 3.5287 \text{ cm} \\ \rho &= 1.0 \text{ Mg/m}^3, u = 0, p = 1.0 \text{ MPa} & 3.5287 \leq r \leq 500 \text{ cm} \end{aligned}$$

本研究将爆炸产物气体区域和水区域分别划分为 352 和 4964 个网格。图 4 为计算结果。从图 4(a)中可以看出,TNT 炸药在爆炸后产生的初始冲击波向水中传播,同时也产生了向爆炸产物气体所形成的气泡球心处移动的膨胀波。膨胀波到达球心后,则同样反射为膨胀波,使得球心处的压力值下降。这时球心处与外围气体产生了很强的压力差,因此形成了朝向球心处的激波,激波到达球心处并且反射后,再作用于气-水界面。图 4(b)和图 4(c)则反映出了激波在与气泡界面相互作用后,一方面形成了向水中传播的冲击波;另一方面,又形成了朝向气体球心处传播的反射激波,该激波经球心处反射后再作用于气泡界面。如此反复,而且每次的激波强度都有所减弱。以上过程中,气泡持续减速膨胀,直至膨胀速度为零,此时气泡压力远小于水的压力,因此气泡开始受到压缩,气泡内压力开始急剧增大,直到气泡停止收缩。此时,气泡内的压力已远大于水的压力,因此气泡再次膨胀,如此反复,就形成了气泡的脉动现象。图 4(d)描述了气泡半径随时间变化的关系,从图中可以看出气泡的脉动现象。本研究将气泡的脉动周期和最大半径的计算数值与实验数据^[18]进行了比较,如表 4。可以看出,计算结果与实验结果吻合得较好,同时,在气泡界面处几乎看不到非物理震荡现象,说明本研究的界面跟踪方法在水下爆炸数值模拟中是可行的,并且有较高的精度。

表 1 水下爆炸中气泡脉动计算结果与实验结果的比较

Table 1 Comparison of computation and experiment on bubble pulse

Result	Bubble pulse period/(ms)	Bubble maximum radius/(cm)
Experimental	29.8	48.1
Computational	29.92	48.9662
Relative error/(%)	0.4027	1.80

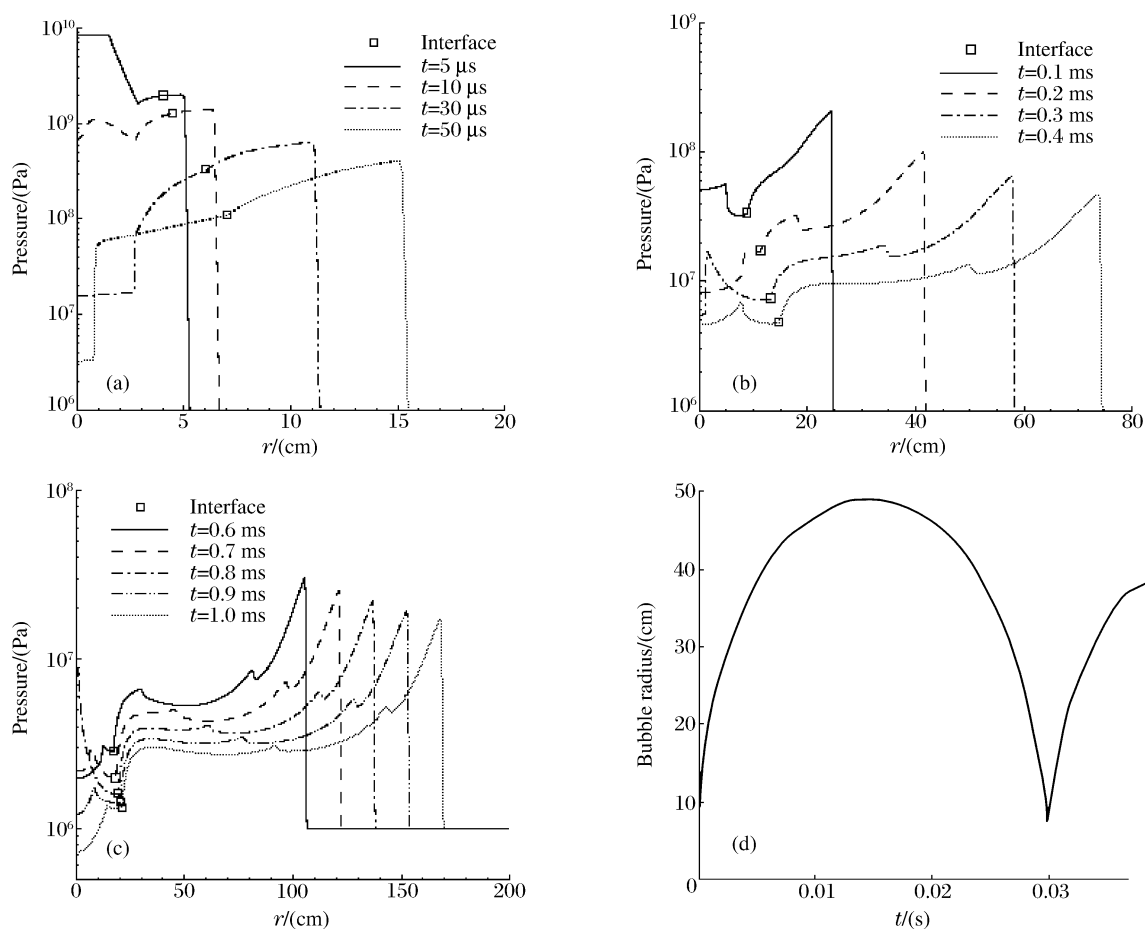


图4 (a)、(b)、(c)为一维球对称水下爆炸压力分布曲线;(d)为气泡半径随时间变化曲线

Fig. 4 (a), (b), (c) Pressure distributions during 1D spherically symmetric underwater explosion;
(d) Bubble's pulse with time

4.2 二维柱对称情况的计算结果

计算模型描述:将 300 g 半径为 3.5287 cm 的球形 TNT 炸药放置在位于水深 91.4 m 处(静压为 1.0 MPa)的一个底面半径为 15 cm、高为 23 cm 的圆柱形水箱里(假设其壁面可以承受足够大的压力而不至于被炸破),炸药球心位于水箱旋转轴上,距水箱底面的距离为 8 cm。计算中的初始条件与一维球对称情况相似。图 5 是爆炸产物气体区域和水区域的网格数分别为 4 748 和 73 892 时的流场压力等值线分布情况。

如图 5(a)所示,炸药爆炸产生的初始冲击波向水中传播,同时在爆炸产物气体内部产生了膨胀波,向气泡球心处传播。冲击波到达水箱底部经过反射后反作用于气泡界面,气泡内部压力由于膨胀波的作用而不断减小,如图 5(b)所示。气泡界面由于受到水箱底部的反射冲击波的作用,形状不再是正球形,底部相对顶部略扁,如图 5(c)所示。水箱底部的反射冲击波到达水箱柱面后再进行第二次反射,同时初始冲击波也到达了水箱顶部,并且发生反射,如图 5(d)所示。这两个反射冲击波与气泡界面相互作用,并且在气泡界面上再次反射,如图 5(e)所示。反射冲击波在气泡界面上滑移,并且在气泡界面上相遇,产生了更加复杂的波系结构,如图 5(f)所示。整个过程中,气泡界面由于受到冲击波以及反射冲击波的作用而不再保持球形,但是冲击波并不能阻碍气泡体积的扩大,如图 5 所示,图中的粗线表示气泡界面。另外,由于水箱底面离气泡球心距离最近(只有 8 cm),在整个过程中它所受到的最大压力约为 2.8317 GPa,非常大,因此如果水箱壁面承受不住这么大的超压,则水箱会被炸破。

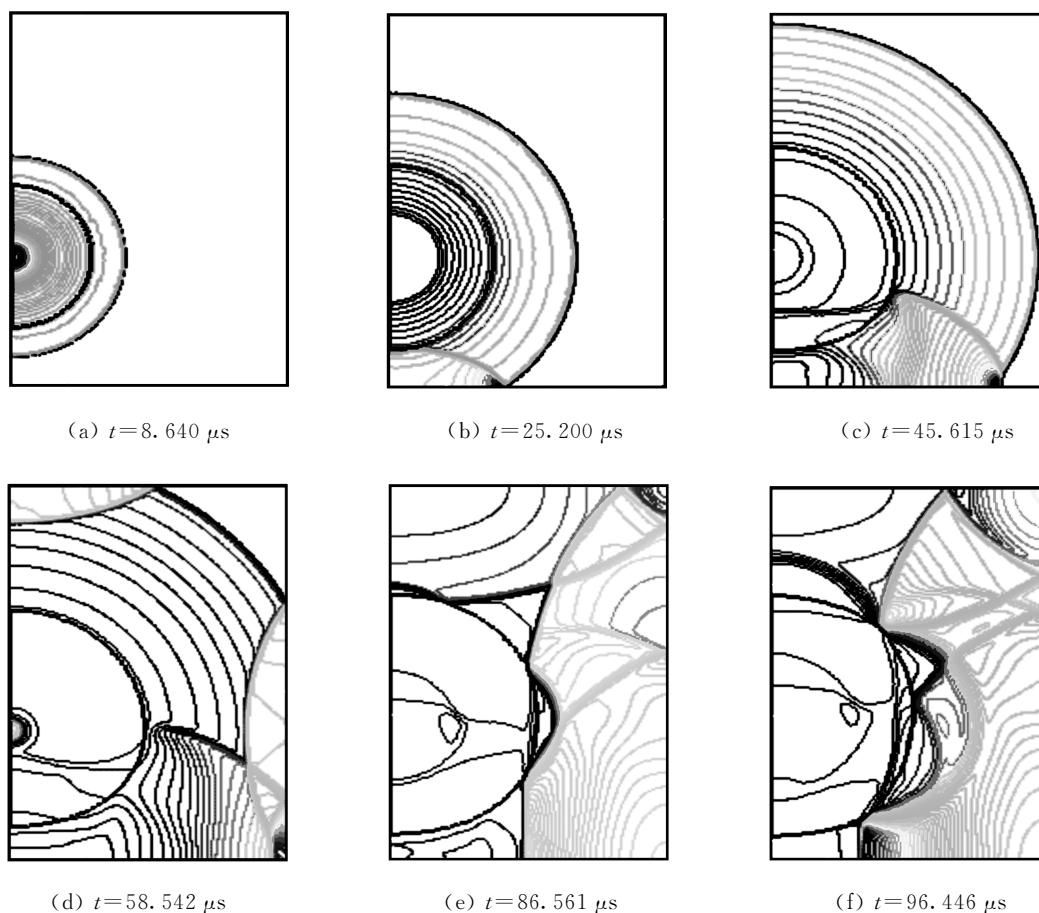


图 5 二维柱对称水下爆炸不同时刻的压力等值线分布图

Fig. 5 Pressure contours at different time in 2D cylindrical symmetric underwater explosion

5 结 束 语

在非结构动网格上用 HLLC 方法求解 ALE 方程组,通过在物质界面上求解 Riemann 问题来跟踪物质界面的运动,大幅度减小了界面处的非物理震荡,并分别对一维球对称和二维柱对称水下爆炸模型进行了数值模拟。结果表明,一维模型的计算结果与实验结果吻合得较好,二维模型的计算结果也符合物理过程。由此说明本研究的多介质界面跟踪方法是成功的,并且能够应用到实际工程中。

References:

- [1] Luo H, Joseph D B. A Hybrid Interface Capturing Method for Compressible Multi-Fluid Flows on Unstructured Grids [R]. AIAA 96-0416, 1996.
- [2] Hirt C W, Nichols B D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries [J]. J Comput Phys, 1981, 39: 201-225.
- [3] Koren B. Riemann-Problem and Level-Set Approaches for Homentropic Two-Fluid Flow Computations [J]. J Comput Phys, 2002, 181: 654-674.
- [4] Fedkiw R P, Aslam T, Merriman B, et al. A Non-Oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows(The Ghost Fluid Method) [J]. J Comput Phys, 1999, 152: 457-492.
- [5] Chen Y B, Lin Z. Conservative High Resolution Scheme in Multicomponent Calculations [J]. Chinese Journal of Computaional Physics, 2004, 21(2): 99-105. (in Chinese)
陈艺冰, 林 忠. 多介质流体力学计算的守恒型高分辨率格式 [J]. 计算物理, 2004, 21(2): 99-105.
- [6] Abgrall R. How to Prevent Pressure Oscillations in Multicomponent Flow Calculations(A Quasi Conservative Ap-

- proach) [J]. J Comput Phys, 1996, 125: 150-160.
- [7] Abgrall R, Karni S. Computations of Compressible Multifluids [J]. J Comput Phys, 2001, 169: 594-623.
- [8] Bai J S, Chen S H, Li P, et al. High Resolution Computation of the Underwater Explosion [J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2003, 1(20): 103-107. (in Chinese)
柏劲松, 陈森华, 李 平, 等. 水下爆炸过程的高精度数值计算 [J]. 应用力学学报, 2003, 1(20): 103-107.
- [9] Hirt W C, Amsden A A, Cook L J. An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds [J]. J Comput Phys, 1974, 14(3): 227-253.
- [10] Luo H. On the Computation of Multi-Material Flows Using ALE Formulation [J]. J Comput Phys, 2004, 194: 304-328.
- [11] Fang B, Zhu X, Zhang Z H. Effect of Parameters in Numerical Simulation of Underwater Shock Wave [J]. Journal of Harbin Engineering University, 2005, 26(4): 419-424. (in Chinese)
方 斌, 朱 锡. 水下爆炸冲击波数值模拟中的参数影响 [J]. 哈尔滨工程大学学报, 2005, 26(4): 419-424.
- [12] Thomas P D, Lombard C K. Geometric Conservation Law and Its Application to Flow Computations on Moving Grids [J]. AIAA Journal, 1978, 17(10): 1030-1037.
- [13] Li Y F, Song S H, Zhou T. High Order, High Resolution Finite Volume Methods for Hyperbolic Conservation Laws [J]. Advances in Mechanics, 2001, 31(2): 245-263. (in Chinese)
李荫藩, 宋松和, 周 铁. 双曲型守恒律的高阶、高分辨率有限体积法 [J]. 力学进展, 2001, 31(2): 245-263.
- [14] Toro E F, Spruce M, Speares W. Restoration of the Contact Surface in the HLL-Riemann Solver [J]. Shock Waves, 1994, 4: 25-34.
- [15] Phillip C. A Direct Eulerian Muscl Scheme for Gas Dynamics [J]. SIAM J Scientific Computing, 1985, 6(1): 104-117.
- [16] Wang B, Xu H Q. Application of Riemann Problem in Tracking Multi-Material Interfaces [A]//The 13th National Computational Fluid Dynamics Conference [C]. Dandong, Liaoning, 2007. (in Chinese)
王 兵, 许厚谦. Riemann 问题在追踪多介质界面过程中的应用 [A]//第十三届全国计算流体力学会议 [C]. 辽宁丹东, 2007.
- [17] Frederic J B. Considerations on the Spring Analogy [J]. Inter J Numer Meth Fluids, 2000, 32(6): 647-668.
- [18] Andrew B, Wardlaw J. Spherical Solutions of an Underwater Explosion Bubble [J]. Shock and Vibration, 1998, 5: 89-112.

Numerical Method of Simulating Underwater Explosion on Unstructured Moving Grids

WANG Bing, XU Hou-Qian, TAN Jun-Jie

(Power Engineering Colleges, Nanjing University of Science
& Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: The computation of underwater explosion model with a gas-water interface is discussed where the interface is considered as a special internal boundary. This boundary is represented as doubled-defined points and each point corresponds to one material. The HLLC (Harten, Lax, van Leer, Contact) scheme is implemented in solving ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method) formulation on unstructured moving grids to track the material interface. This method is used to compute 1D spherical symmetric underwater explosion model and the solution agrees with the experiment data well. As an expansion, 2D cylindrical underwater explosion model is also computed and a satisfying result is obtained.

Key words: underwater explosion; material interface tracking; unstructured moving grids; HLLC (Harten, Lax, van Leer, Contact) scheme; ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method) formulation