

文章编号: 1001-1455(2008)05-0391-10

自由场水中爆炸气泡的物理特性^{*}

张阿漫^{1,2}, 姚熊亮¹, 闻雪友²

(1. 哈尔滨工程大学船舶工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;

2. 哈尔滨船舶锅炉涡轮机研究所, 黑龙江 哈尔滨 150036)

摘要: 将水中爆炸气泡运动阶段周围流场假设为无粘、无旋、不可压缩的理想流体, 运用边界元法模拟自由场中气泡的运动, 在气泡运动模拟过程中引入数值光顺技术及弹性网格技术, 避免因网格扭曲而导致的数值发散, 并开发计算程序。计算值与实验值吻合良好, 误差小于 10%。从自由场水中爆炸气泡的基本现象入手, 基于本文中开发的程序系统地研究了自由场中气泡的动力学特性。对流场中不同方位的压力进行分析, 得出气泡中心的迁移方向及射流的攻击方向压力载荷比其他方向均大, 说明气泡射流的攻击方向压力载荷最大, 对水中结构造成严重毁伤, 表明了气泡载荷的不对称性。计算了流场中不同位置的速度变化曲线, 结果表明随着距气泡中心距离的增大, 气泡运动引起的滞后流的速度迅速减小, 且随着气泡的膨胀和坍塌, 滞后流的方向逆转, 总结了滞后流的衰减及变化规律。

关键词: 爆炸力学; 压力; 边界积分; 气泡; 水中爆炸; 射流; 滞后流

中图分类号: O382.1

国标学科代码: 130 · 3520

文献标志码: A

1 引 言

水中爆炸对附近结构造成严重的威胁。在战时, 大多数舰船的沉没和损伤都是由水中爆炸引起的。即使在和平年代, 舰船的损伤也和水中爆炸紧密相关, 而舰船结构在遭受水中爆炸作用时在不同程度上均会受到水中爆炸气泡载荷的破坏作用。这是由于爆炸物在水中引爆后, 首先产生冲击波, 对水中结构物(如水面舰船、潜艇)产生第一次破坏作用。在冲击波过后, 爆轰产物变成高温, 高压气体, 该气体被周围的水围成气泡, 气泡内部的高压将驱使周围的流体以小于声速的速度向外扩散运动(滞后流), 气泡在运动过程中还会产生射流及脉动压力, 这些载荷均对水中结构造成严重的破坏。为研究气泡载荷对结构的毁伤, 首先要解决的是气泡载荷, 气泡载荷主要包括气泡运动引起的滞后流, 脉动压力以及气泡坍塌形成的射流。目前对流场中气泡运动形状的研究^[1-7]较多, 但对气泡运动引起的载荷特性研究甚少, 为此, 本文中主要研究水中爆炸载荷的物理特性, 为相关的气泡动力学特性研究提供参考。

2 理论背景

药包在水中爆炸时, 化学反应将原材料迅速转变成高温高压气体。爆炸后直接产生的爆炸产物的温度可达 3 000 °C 以上, 压力可达 5 GPa 以上^[8]。爆炸的最初阶段冲击波压缩或散发到流场中, 继而气泡产物动态膨胀和收缩。冲击波的释放是早期现象, 在冲击波之后, 气泡表面的速度比水中音速小一个数量级以上。因此药包爆炸几微秒后的气泡运动阶段, 假设气泡周围流场为不可压缩的理想流体^[9]。

将气泡在膨胀和收缩阶段中的半径取为特征长度, 可以计算出雷诺数, 该雷诺数在气泡的大多数膨胀和坍塌过程中是很高的。由于雷诺数是惯性力与粘性力的比值, 很明显在动量守恒方程中忽略粘性

* 收稿日期: 2007-03-19; 修回日期: 2007-06-06

基金项目: 国家自然科学基金项目(50779007); 高等学校博士学科点专项科研项目(20070217074);

青年科学基金项目(50809018); 船舶工业国防科技预研基金项目(07J1.1.6);

哈尔滨工程大学校基金项目(HEUFT07069)

作者简介: 张阿漫(1981—), 男, 博士, 副教授。

项对解的精度几乎没有影响。此外,在假设流体是无粘和无旋的条件下,速度场可以由拉普拉斯方程得到。类似的假设在空泡的例子中也是有效的^[10-11]。因此,忽略气体运动对气体压力的影响,认为气体的压力仅和气泡的初始状态及其体积有关,即气泡内的压力 p 与气泡体积 V 的关系为

$$p = p_c + p_0 (V_0/V)^\gamma \tag{1}$$

式中: p_c 为可冷凝气体的饱和蒸汽压; p_0 和 V_0 为气泡形成时的初始压力和体积; γ 为气体的比热比,和气体的成分有关,对于 TNT 炸药爆炸产生的水中爆炸气泡, $\gamma = 1.25$; 对于理想气体, $\gamma = 1.4$ 。

假设气泡处于不可压缩的流场中,流体是无旋的,而且粘性影响可以忽略。因此,引入速度势 ϕ , 即速度向量遵从 $\mathbf{u} = \nabla \phi$ 。将该方程与连续性方程 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ 联立可得到流体域内处处满足的拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \phi = 0 \tag{2}$$

拉普拉斯方程为椭圆方程,因此如果已知流体域边界上的速度势 ϕ (狄利克雷边界条件)或者法向速度 $\partial \phi / \partial \mathbf{n}$ (诺埃曼边界条件),那么整个流场域均可求解。这里 $\partial / \partial n = \mathbf{n} \cdot \nabla$ 是边界 S 的内法线导数, $\mathbf{n}$ 指向流场外。根据 Green 公式,流场 Ω 内任意一点的速度势可以用边界 S 上的速度势和其法向导数表示,或者说,在边界上布置分布源和沿法线方向分布偶极便可描述流场域内的函数,利用无穷远处边界条件

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \rightarrow \infty, \phi \rightarrow 0 \tag{3}$$

边界积分方程可以写成

$$\lambda \phi(\mathbf{p}) = \iint_S \left(\frac{\partial \phi(\mathbf{q})}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) - \phi(\mathbf{q}) \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} \right) dS \tag{4}$$

式中: S 为包括气泡表面在内的边界面, $\mathbf{p}$ 和 $\mathbf{q}$ 分别是边界上的固定点和积分点, λ 为在 $\mathbf{p}$ 点观察流场的立体角,当 $\mathbf{p}$ 点在流场内时, $\lambda = 4\pi$; 当 $\mathbf{p}$ 点在光滑边界上时, $\lambda = 2\pi$; 当 $\mathbf{p}$ 点在拐角处时, $\lambda < 4\pi$ 。在控制点 $\mathbf{p}$ 处的立体角可以通过积分求得

$$\lambda = \iint_S \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} dS_q \quad \mathbf{p} \in S \tag{5}$$

三维域 Green 函数为

$$G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = |\mathbf{p} - \mathbf{q}|^{-1} \tag{6}$$

为使本研究工作具有普遍意义,取一组特征量将所有变量量纲一化,即分别以 $R_{\max}$ 、 Δp 、 $R_{\max}(\rho/\Delta p)^{1/2}$ 、 $R_{\max}(\Delta p/\rho)^{1/2}$ 以及 $(\rho g R_{\max}/\Delta p)^{1/2}$ 分别作为长度、压力、时间、速度势以及浮力的特征量将相应的变量量纲一化,其中 $R_{\max}$ 为在压力为 p_∞ 的无限域流场中气泡的最大半径, ρ 为流体的密度,压力差 $\Delta p = p_\infty - p_c$, g 为重力加速度。忽略表面张力的影响,在气泡表面满足边界两侧压力相等的动力学条件,即气泡外表面水的压力等于气泡内气体的压力

$$p = p_b \tag{7}$$

气泡边界,结构边界的动力学边界条件以量纲一化的伯努力方程给出

$$d\phi/dt = 1 - p - \delta^2 z + |\mathbf{u}|^2/2 \tag{8}$$

式中: $\delta = (\rho g R_{\max}/\Delta p)^{1/2}$ 为量纲一化的浮力参数, z 为气泡在重力方向上的位置。这里定义 $\mathbf{x}$ 表示在气泡表面流体质点的空间位置矢量,则气泡表面流体质点的运动方程描述如下

$$d\mathbf{x}/dt = \nabla \phi \tag{9}$$

方程(4)、(8)和(9)构成封闭方程组描述气泡等边界的运动。假定在爆炸的初始阶段形成了一个半径为 R_0 的高压球形气泡,气泡表面的扩张速度为零。在气泡的早期运动过程中,由于气泡的尺寸很小,浮力及边界等对气泡的影响可以忽略,因此,气泡的运动可以用 Rayleigh^[12] 方程来描述

$$\ddot{R}R + 3\dot{R}^2/2 = \epsilon (R_0/R)^{3\gamma} - 1 \tag{10}$$

给定任意初始速度,对方程(10)反向积分都可以获得新的初始半径及量纲一化的气泡内初始压力参数 $\epsilon = p_0/\Delta p$, 因此,可以自由地选择气泡的初始压力及初始径向速度^[6]。

本文中气泡动态问题的物理状态,即流场边界的速度势分布,是已知的,用有限差分方法可以求出气泡边界的切向速度,速度矢量的法向分量可以通过边界积分方程(4)求得,合成切向速度和法向速度分量可得气泡的实际速度。进而通过方程(8)~(9)得到气泡表面新的速度势分布以及气泡的新位置。采用时域向前推进法时间积分方程(8)~(9),为了维持计算过程的稳定,必须严格控制每一时间步长,以约束每一步的边界速度势的改变量,本文中选择

$$\Delta t = \frac{\Delta \phi}{\max |d\phi/dt|} \tag{11}$$

式中: $\Delta \phi$ 为某一常数,式(11)保证气泡表面每个节点的速度势 ϕ 在每一时间步的改变量都在 $\Delta \phi$ 以下,本文中 $\Delta \phi$ 的改变量选择在 0.02 左右,计算结果表明计算过程是稳定的。

3 环状气泡数值模型

在气泡坍塌阶段,通常在气泡内部将会形成一股射流,高速穿过气泡,直到撞击到气泡壁的另一边,穿透气泡壁,此时气泡从单连通域过渡为双连通域。对于数值模拟来说,要解决这个问题,主要存在两大难点:首先,在射流穿透气泡壁后需在气泡的表面重新分布网格,在轴对称模型中,这是比较容易实现的^[13-14],但对于三维模型来说重新分布网格的方法非常复杂^[15];其次,射流冲击后在流场中将产生环流,在气泡的环状阶段定义一个层来分离射流区和周围的流场区^[16-17],这个层充当一个涡流面并随着流体运动。但由于层的变形不能越过气泡表面,这使得在追踪的时候具有很大的困难,特别是在模拟三维问题时。为解决这个问题,用切割技术将气泡从原始的单连通域过渡到射流冲击之后的多连通环状气泡^[13-14],在气泡内布置一窝环代替涡面模拟气泡的环状阶段,这样无需小心地追踪涡面的运动^[13],只需确保在气泡运动时涡环一直在气泡内,将涡环模型拓展为三维^[15]。此时气泡表面的速度势分解为两部分,涡环模型的主要思想是把总势能 ϕ 分解为两部分:一部分是与由冲击产生的环流相关的势能 ψ ,可称之为环势能,另一部分是在整个流域内均匀分布的残余能量 φ ,即

$$\phi(x,t) = \psi(x) + \varphi(x,t) \tag{12}$$

此时总体速度势 ϕ 由涡环速度势 ψ 和剩余速度势 φ 组成,方程(8)~(9)应变为相应的形式^[15]。

4 数值模型稳定性的关键技术

在模拟气泡动态特性演变过程中,气泡射流形成后,大多数单元集中到射流形成的区域,导致射流区网格过密,而非射流区网格过稀,引起计算过程的网格畸变,导致计算终止。为了避免这些情况,在计算过程中,需要特殊处理,其中涉及到的关键技术如下。

4.1 三维光顺技术

最小二乘法拟合在实验数据分析中的应用是相当普遍的,为了得到基本的趋势,它是根据一组控制数据来定义的,旨在拟合原始离散数据的过程中把误差降到最低。换言之,在满足控制参数趋势的限制时,最小二乘法是确保原始数据信息损失最小的方法中最理想的方法。最小二乘法的这一特性有助于光顺数据,即在数学意义上消除原始数据中存在的高频噪声。这一特性也使得最小二乘法成为了解决许多数值计算过程中引发的发散问题的强有力的工具,如在许多有限元计算程序的应用。

在气泡模拟过程中,由于计算误差的累积,可能导致网格变形不协调、扭曲等问题,网格的扭曲严重影响计算的精度,甚至会导致计算不收敛,这时需要对气泡及其他边界进行数值光顺。为了解决这个问题,Y. L. Zhang 等^[15]给出了一种三维局部曲面光顺方法,借助最小二乘法的基本原理,首先在气泡表

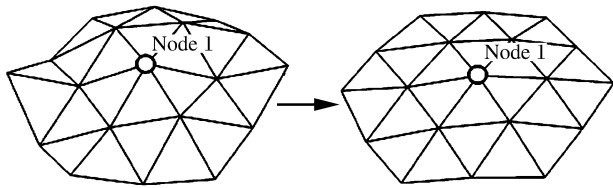


图 1 节点 1 及局部结构的优化过程

Fig. 1 Node 1 and the local smoothing process

面的特殊节点(如节点 1)周围确定一个表面微元,它由邻近紧靠节点 1 的 n 个节点以及邻近紧靠 n 节点的 m 个节点组成。这就引出了以节点 1 为中心的周围两排节点的结构,这种节点结构类似于传统的 5 节点光顺公式使用的 5 节点结构,包括一个特殊的节点以及它两侧与它相邻的 2 个节点。这种两排节点的结构也满足在使用最小二乘法光顺时需要的节点数目,其光顺过程如图 1 所示。

这样,在这个局部表面微元上确定一个局部坐标系 $O'x'y'z'$,其中,原点在节点 1 处, z' 轴的方向指向该节点的外法线方向。通过这个局部坐标,可以建立一个四次幂的函数来描述该局部微元的光顺表面

$$\tilde{z}' = a_1x'^2 + a_2x'y' + a_3y'^2 + a_4x' + a_5y' + a_6 \equiv f(x',y') \tag{13}$$

式中:系数 $a_i(i=1,2,\cdots,6)$ 通过求误差函数的最小值得到

$$L(a_1,a_2,a_3,a_4,a_5,a_6) = \sum_{j=1}^{m+n+1} [f(x'_j,y'_j) - z'_j]^2 \tag{14}$$

式中:平方和包含了表面微元的所有节点。这样得到 a_i 以后,在节点 1 处的修正或者光顺的坐标值是唯一的 $(0,0,a_6)$ 。同样的方法也可以用于光顺边界面上的速度势函数 ϕ 。

4.2 弹性格网技术

在三维的气泡动力学问题中,通常采用三角形网格来描述离散的气泡边界或自由表面,并且在模拟中,这些边界采用粒子追踪法向前移动。网格节点可以通过合成切向速度与法向速度得到真实速度追踪,也可以以法向速度来更新网格形状。但是,这样一来问题就出现了,当气泡逐渐变形时,大多数单元集中到射流形成的区域,导致射流区网格过密,而非射流区网格过稀,引起计算过程的网格畸变,导致计算终止。

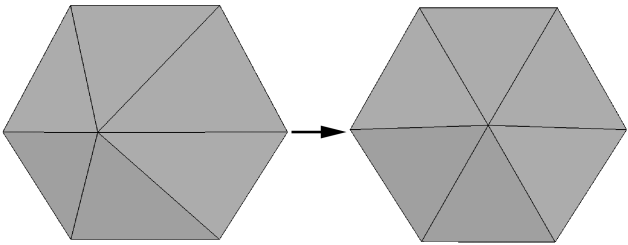


图 2 弹性格网技术优化过程

Fig. 2 Optimization process of the elastic mesh technique

为了解决这个问题,引用弹性网格技术^[18],假定网格段是弹性的。联合弹性网格技术和边界积分法模拟三维气泡动力学。采用弹性网格技术^[18],网格不仅在实际速度上是优化的,在最优的变速度方面也是优化的。将下一时间步内储存在分段中的能量总和降到最低,由此得到优化速度,其优化过程如图 2 所示。

4.2.1 弹性网格技术的基本理论

流体力学中 level set 方法^[19]用于界面追踪,根据 level set 方法的原理可知,边界的演变仅取决于该边界表面速度的法向分量,弹性网格技术正是基于这个基本原理建立起来的。假设第 i 个节点的当前位置记为 $\mathbf{x}_i(i=1,2,\cdots,N)$,其中 N 是网格的节点数目,第 i 个节点的当前速度为 $\mathbf{v}_i$ 。 Δt 时间后,第 i 个节点将位于 $\mathbf{x}_i + \mathbf{v}_i\Delta t$ 。如果某一线段被 i 和 j 连接,那么在下一个时间步线段的长度变为 $|\mathbf{x}_{ij} + \mathbf{v}_{ij}\Delta t|$,其中 $\mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$, $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$ 。每个线段中的力是线段长度的函数,如把一个线段力的本构关系定义为

$$f = f(l) \tag{15}$$

式中: l 是线段的长度。如取 $f(l) = kl$,这里 k 为线弹性系数,通过研究^[18]发现,线弹性系数的计算结果不是很理想,而曲线 $f(l) = k^3l$ 则可以得到更好的网格,本文中取 $f(l) = k^3l$ 。且线段中下一时间步的全部弹性能量

$$E_{\text{mesh}} = \sum_{i,j} \int_0^{|\mathbf{x}_{ij} + \mathbf{v}_{ij}\Delta t|} f(l) dl \tag{16}$$

式中包含了所有线段的积分。通过使网格的弹性能量最小,可以得到最优速度,且每个节点上的法向速度必须满足下式

$$\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_i = \phi_i \quad i = 1, 2, \cdots, N \tag{17}$$

式中： $\mathbf{n}_i$ ， ϕ_i 分别为第 i 节点的单位法向向量和法向速度。值得注意的是，限制条件(17)是必须的，如果没有条件(17)的限制整个气泡的最小能量 E_{mesh} ，即每个线段的长度等于 0。为找到速度 $\mathbf{v}_i$ 使整个气泡表面的弹性能达最小，需

$$\partial E_{\text{mesh}}/\partial \mathbf{v}_i = 0 \qquad i = 1, 2, \cdots, N$$

(18)

联立(16)和(18)式可得

$$\sum_j \left\{ f(|\mathbf{x}_{ij} + \mathbf{v}_{ij} \Delta t|) \frac{\mathbf{x}_{ij} + \mathbf{v}_{ij} \Delta t}{|\mathbf{x}_{ij} + \mathbf{v}_{ij} \Delta t|} \right\} \qquad i = 1, 2, \cdots, N$$

(19)

式(19)中的关系实际是力在网络的每个节点处平衡的条件。这表明当网格处于平衡状态时，得到最小弹性能量，这与弹性理论是一致的。在式(19)中，这种本构关系不是特殊的，因此弹性网格技术可以用于不同情况的特殊问题，如本文中关心的是气泡的动力特性。且在式(19)微分中，没有要求在当前时间步网格规则的假设。这说明，无论当前网格多么不规则，理论上一旦使用式(19)得出最优速度后，下一个时间步可得到最优化的网格，这种一步最优的特性是弹性网格技术最大的优点，推导见文献[18]。

4.2.2 对比分析

如前所述，用边界元模拟气泡的运动，最大的速度势更新小于一定的 $\Delta\phi$ 从而决定时间步 Δt 。在气泡射流水动力问题的模拟中最大的困难是，随着射流的发展，根据方程(11)总体时间步 Δt 变得极小。部分是由于射流端及其附近区域单元尺寸变得越来越小，部分由于较高流速影响了速度势的离散。采用弹性网格技术可以有效地防止或较大地减轻这种现象，并且保证时间步足够大。此外，EMT 方法同样可以用于四边形单元或其他二维单元等。在用弹性网格技术模拟气泡时，伯努力方程及位置更新方程应改为对应的形式，即式(8)~9 应改为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u}_{\text{EMT}} \cdot \nabla \phi = 1 + \mathbf{u}_{\text{EMT}} \cdot \nabla \phi - \epsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma - \delta^2 z - \frac{|\nabla \phi|^2}{2}$$

(20)

$$d\mathbf{r}/dt = \mathbf{u}_{\text{EMT}}$$

(21)

为简单说明本文中弹性网格技术的有效性，下面对比分析分别用节点的法向速度 $\mathbf{u}_n$ 、实际速度 $\mathbf{u}$ 以及用弹性网格技术优化后的速度 $\mathbf{u}_{\text{EMT}}$ 模拟气泡演化，假定气泡的量纲一初始值 $R_0 = 0.1306$ ， $\epsilon = 143$ ， $\delta^2 = 0.116$ ，气泡表面被离散为 1 280 个平面三角形单元，下面给出用不同速度更新气泡位置时，气泡最后阶段射流区的网格分布，如图 3 所示。

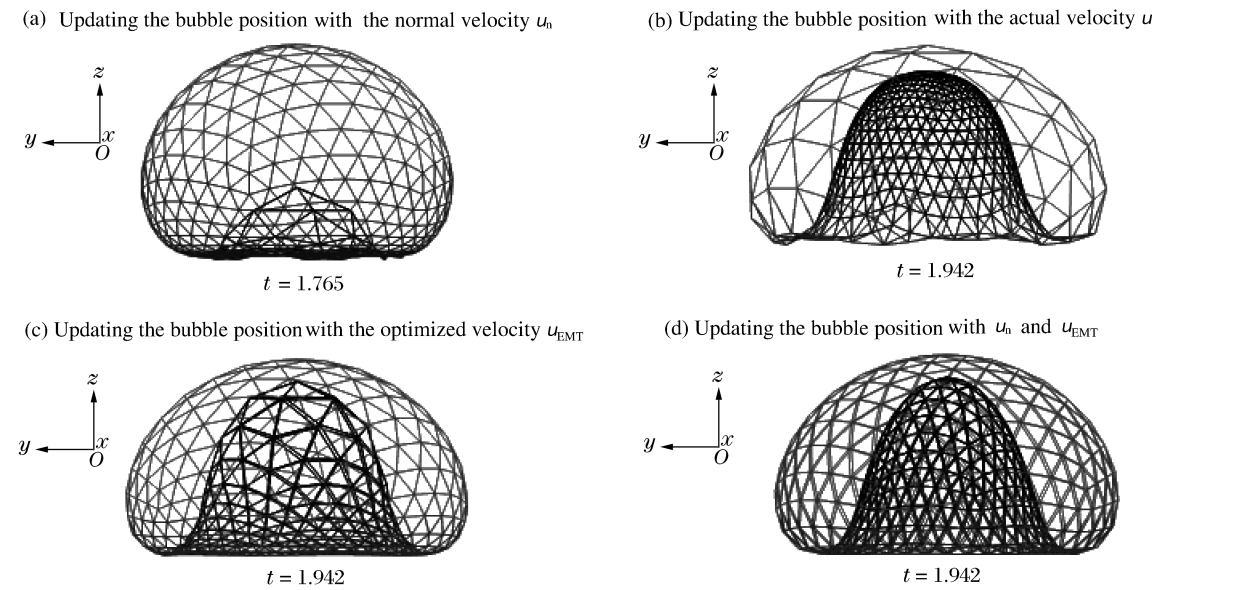


图 3 用不同类型的速度更新气泡位置

Fig. 3 Updating the bubble position with the different velocities

从图 3 中可以看出,用法向速度(u_n)模拟气泡的演化在早期就会失真,模拟气泡的射流肯定是失败的;用实际速度(u)会导致射流形成区的网格过密,而其他区的网格过疏,易引发数值不稳定;如果单纯用弹性网格技术优化后的速度(u_{EMT})会导致射流形成区的网格过疏,而其他区的网格过密,同样,易引发数值不稳定及射流区模拟不准确;图 3(d)为每隔三步用一次弹性网格技术优化速度,即采用弹性网格技术与实际速度(u)联合使用避免上述问题,使气泡演化过程中的网格更均匀、计算更稳定。

5 结果与讨论

5.1 气泡半径的计算值与实验值的比较

为验证本程序的有效性,将本文的计算值与实测的气泡半径随时间的变化规律进行对比,实验数据参见文献[9],工况描述:质量为 0.272 g 的 TNT 药包在水深 182.88 m 处爆炸。工况属于在深度较大处装药较小的情况,通过选择大深度可以减小重力和自由面对气泡周期和半径的影响。因此,当不存在重力时,该数据几乎等于自由场爆炸的数据。在实验过程中同步的摄影机记录得到了气泡半径随时间的变化曲线。计算值与实验数据的对比曲线如图 4 所示。从图 4 可以看出,本文计算值与实验值均吻合较好,这与 R. H. Cole^[8]描述的气泡半径随时间变化的趋势是一致的,可能在数值方面略有些差异,误差约小于 10%,这可能是由于计算的数值误差以或实验测量的误差引起的,另外,实际水中爆炸会产生冲击波,对周围介质预压缩,也会对本文的计算结果带来一定的影响。

5.2 流场中压力的计算值与实验值的比较

本文的实验数据来自文献[2],描述如下:实验在室外直径约为 18 m、深 7 m 的水池中进行。药包装药质量为 35 g,爆心位置在水池中心水面以下 3.5 m 处,由于爆心到自由表面和到水池底部的距离相对于爆心到钢板的距离大得多,所以不考虑自由面效应和底部效应。气泡在自由场中的运动过程如图 5 所示,从图 5 中可以看出,气泡在约 78 ms 时射流穿透气泡壁的另一面,形成双连通域气泡,即环状气泡,此后需引入环状气泡模型,模拟气泡的环状阶段的运动,气泡继续坍塌至最小,然后环状回弹,如 80 ms 时的气泡状态。

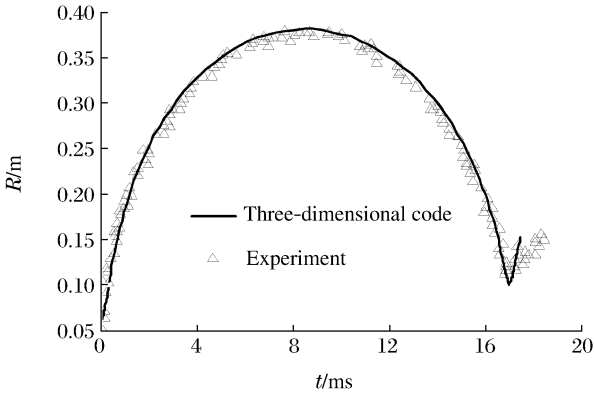


图 4 气泡半径计算值与实测值的比较
Fig. 4 Comparison between the calculated and measured radii of the bubble

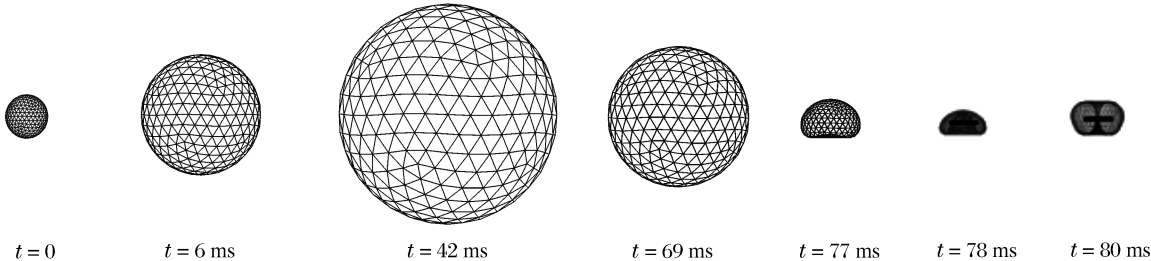


图 5 气泡在自由场中的动态过程
Fig. 5 Dynamic process of the bubble in a free field

为测得流场中的气泡压力曲线,一些压力传感器被放在流场中指定的地方。如在相同的初始深度沿指定药包点水平方向 0.7 m 放一个传感器,标为 P1。其他 2 个压力传感器放在这个传感器的正上方和正下方;P3 在指定药包点下方水平方向 0.7 m、垂向 0.71 m 处,而 P5 在指定药包点上方水平方向

0.7 m、垂向 1.095 m 处。传感器测得的压力曲线如图 6(a)所示。图 6(a)中在 80 和 86 ms 之间的实验值表示炸药质量为 35 g 的的药包爆炸时 3 个传感器测得的压力值。这个时间跨度包括射流冲击和随后最小气泡体积的过程。P1 的最大压力值是 3.3 MPa,这是预期的离指定药包点最近的地方,压力最大值在 82.5 ms 时产生。压力传感器 P3 测出的最大值是 1.9 MPa,而传感器 P5 测出的最大值是 2.2 MPa。传感器 P1 和其他两个传感器最大值之间的时间延迟是 0.5 ms。这是因为水存在一定的可压缩性,因此,流场中不同地方的压力不能同时被检测到。图 6(b)为本文中三维模型的计算值,对于数值模拟,认为流体是不可压缩的,因此在流体里的各处压力是可以同时被检测到的。在图 6(b)中,数值解的压力传感器的位置与实验结构的位置相同。压力传感器 P1 的压力最大值是 3.2 MPa,比实验值略小,误差在 10% 以内,由于水中爆炸会产生冲击波,对周围介质预压缩,对计算结果带来一定的误差。且压力最大值在 78.4 ms 时产生,比实验记录的时间早些到达最大值。这比预期的气泡脉动要稍快一点,因此压力峰值达到最大值要早一点。传感器 P3 和 P5 达到的压力最大值分别是 2.1 和 1.84 MPa。总之,本文的数值解与实验值吻合较好。

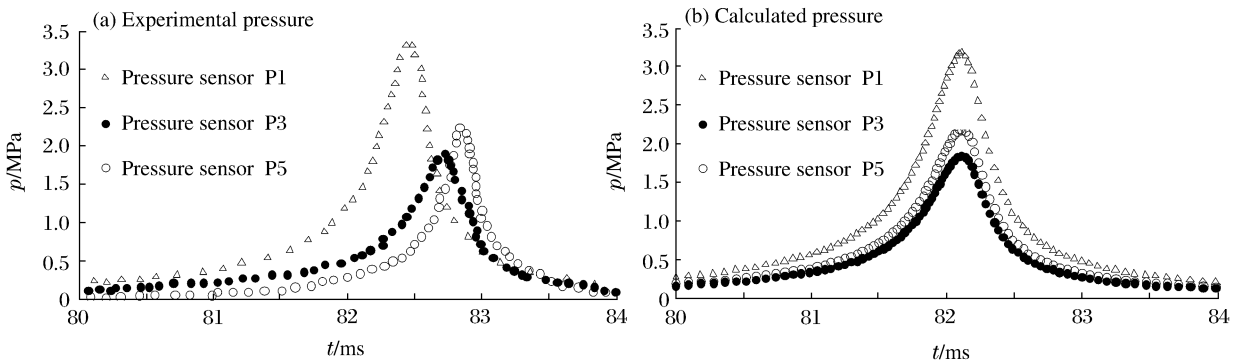


图 6 流场中的压力时历曲线
Fig. 6 Pressure-time history curves in the fluid field

5.3 流场中不同方位压力的比较

本文在 5.2 节的基础上研究不同方位压力的分布,并进行讨论。同时研究流场中不同位置滞后流的衰减及变化规律。为得到流场中不同方位的压力时历曲线,在药包中心的正上方即气泡中心的迁移方向及射流冲击的方向 1 m 处布置一个点 P1;在药包中心的水平方向 1 m 处布置一个点 P2;在药包中心的正下方 1 m 处布置一个点 P3,考核点分布示意图如图 7(a)所示。各点压力时历曲线如图 8(a)所示,这里同时也给出了 P1 的整个时域内的压力时历曲线,如图 8(b)所示。

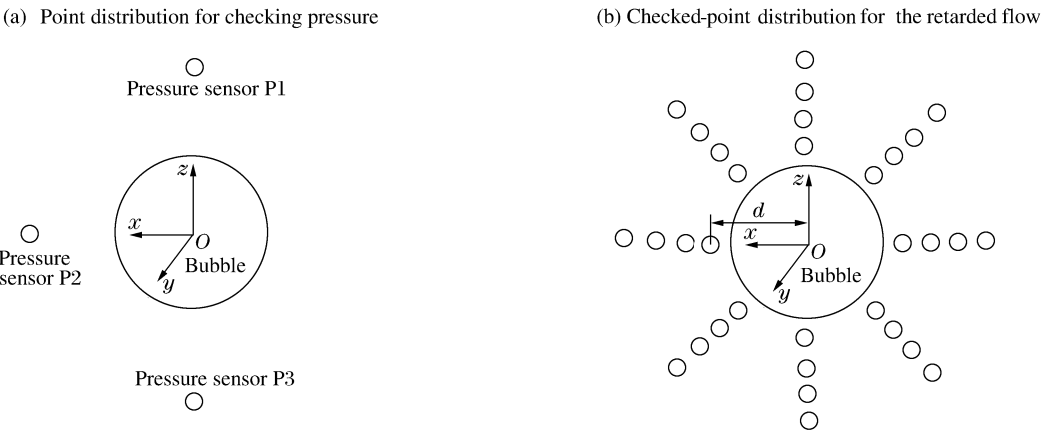


图 7 流场中考核点的分布
Fig. 7 Checked-point distribution in the fluid field

图 8(a)为 80~84 ms 时流场不同方位的压力时历曲线。这个时间跨度包括射流冲击和随后气泡体积最小化的过程。流场中 3 点的压力同时在 82 ms 达到最大。P1 点的压力最大值是 2.5 MPa;P2 点的压力最大值是 2.25 MPa,是 P1 点处压力的 90%;P3 点的压力最大值是 2.0 MPa,仅为 P1 点的 80%。造成流场中不同方位压力差别的原因有:(1)由于气泡在重力的作用下往 P1 迁移,从而使气泡中心距 P1 点越近,并且远离 P2 和 P3,其中距 P3 最远;(2)P1 为气泡射流的攻击方向,所以 P1 的压力比其他两点的压力大。即气泡中心的迁移方向及射流的攻击方向压力载荷比其他方向的大,说明气泡射流的攻击方向压力载荷最大,对水中结构造成严重的损伤。且从图 8(b)中可以看出,P1 点的第二个压力峰值比第一个大,其原因同上,进一步说明了气泡坍塌以及射流引起的动压力非常大,对水中结构(如水面舰船、潜艇)造成严重的损伤。

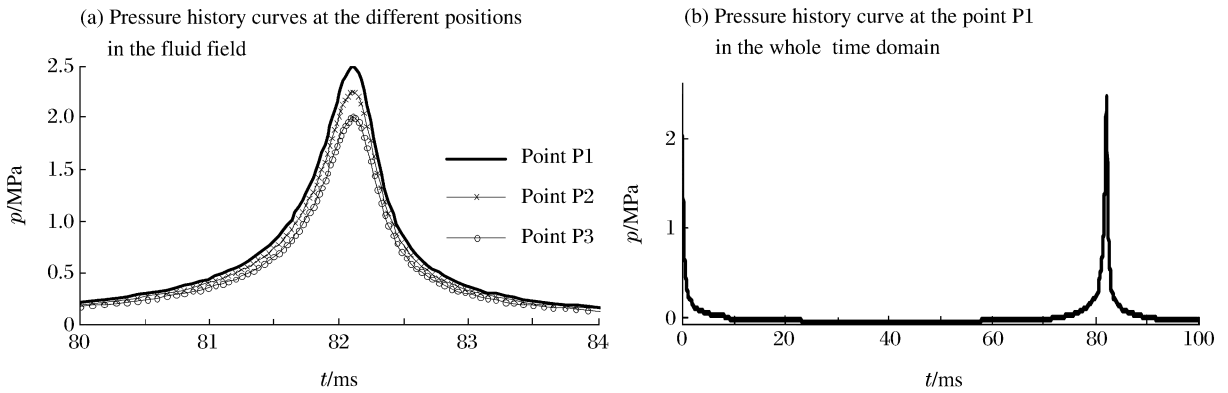


图 8 流场中的压力时历曲线

Fig. 8 Pressure-time history curves in the fluid field

5.4 流场中不同位置滞后流的比较

为考察气泡运动引起的滞后流,在初始气泡周围布置大量的考核点,如图 7(b)所示,通过本文程序的计算,给出 $d = 1, 1.5, 2$ m, 计算得出流体质点的运动(滞后流)速度随时间的变化关系如图 9(a)所示。从图 9 中可以看出,随气泡的膨胀和坍塌,滞后流的方向逆转,且随距气泡中心距离的增大,气泡运动引起的滞后流的速度迅速减小。为考核其衰减规律,通过大量的计算,得出由气泡运动引起滞后流的最大速度 v 随距离 d 的变化曲线,并用文中定义的量纲一参数将 v 和 d 量纲一化,计算得到曲线如图 9 所示,可见滞后流的速度即能量随着 d 的增大,迅速衰减。滞后流是引起船体鞭状运动的主要能源^[20], 且通过本文的计算,其影响范围约是气泡最大半径的 3 倍。

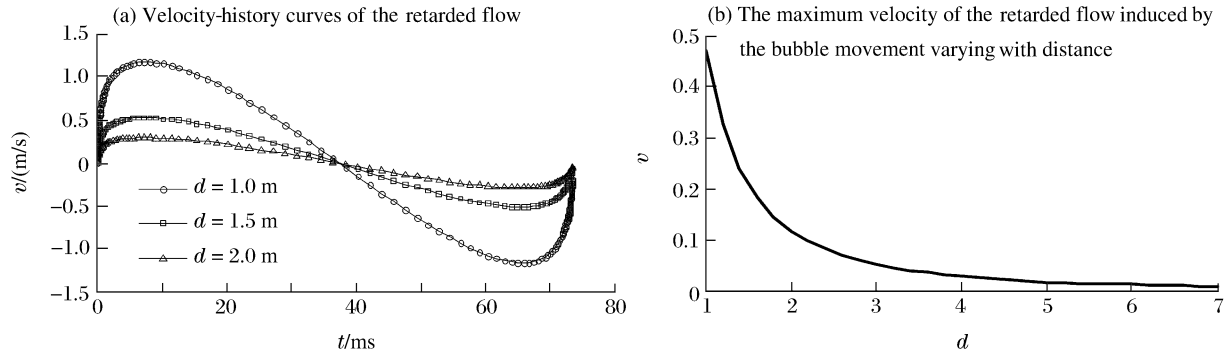


图 9 流场中滞后流的变化规律

Fig. 9 Velocity variation of the retarded flow in the fluid field

6 结 论

基于势流理论,在气泡运动模拟过程中引入数值光顺技术及弹性网格技术,避免因网格扭曲而导致的数值发散,并开发了相应的三维计算程序,计算结果与精确解吻合较好,误差在10%以内。通过对自由场中气泡动态特性的研究,所得主要结论及建议如下:

(1)将弹性网格技术与实际速度联合使用可避免气泡运动过程网格疏密过大,使气泡演化过程中的网格更均匀,计算更稳定;

(2)气泡射流穿透气泡壁另一面后,形成环状气泡,需引入环状气泡模型模拟气泡环状回弹阶段;

(3)将流场中不同方位的压力进行对比分析,得出气泡中心的迁移方向及射流的攻击方向压力载荷比其他方向的大,说明气泡射流的攻击方向压力载荷最大,对水中结构造成严重的损伤,表明了气泡载荷的不对称性;

(4)通过分析流场速度随时间的变化曲线,克制随着距气泡中心距离的增大,气泡运动引起的滞后流的速度即能量迅速减小,且随着气泡的膨胀和坍塌,滞后流的方向逆转;

(5)滞后流是引起船体鞭状运动的主要能源,其影响范围约是气泡最大半径的3倍。

参考文献:

- [1] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. Three-dimensional computation of bubbles near a free surface[J]. Journal of Computational Physics, 1998,146:105-123.
- [2] Klaseboer E, Hung K C, Wang C, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005,537:387-413.
- [3] Wang C, Khoo B C. An indirect boundary element method for three-dimensional explosion bubbles[J]. Journal of Computational Physics, 2004,194:451-480.
- [4] LU Chang-jing. 3-D Numerical simulation of underwater explosion bubble[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 1996,17(1):92-95.
- [5] XIAO Zong-yuan, Tan R B H. An improved model for bubble formation using the boundary-integral method[J]. Chemical Engineering Science, 2005,60(1):179-186.
- [6] 姚熊亮,张阿漫. 简单 Green 函数法模拟三维水中爆炸气泡运动[J]. 力学学报, 2006,38(6):749-759.
YAO Xiong-liang, ZHANG A-man. Simulation of the motion of three-dimensional underwater explosion bubble using simple Green function method[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2006,38(6):749-759.
- [7] YAO Xiong-liang, ZHANG A-man. A numerical investigation of bubble dynamics based on the potential-flow theory[J]. Journal of Marine Science and Application, 2006,15(4):14-21.
- [8] Cole R H. Underwater Explosion[M]. Princeton: Princeton University Press, 1948.
- [9] Wilkerson S A. A Boundary Integral Approach to Three Dimensional Underwater Explosion Bubble Dynamics[D]. Baltimore: Johns Hopkins University, 1990.
- [10] Guerri L, Lucca G, Prosperetti A. A numerical method for the dynamics of non-spherical cavitation bubbles[C]// Proceedings of the 2nd International Colloquium on Drops and Bubbles. CA, USA: Monterey, 1981:175-181.
- [11] Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries Part I: Rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986,170:479-497.
- [12] Rayleigh J W. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity[J]. Philos Magazine, 1917,34:94-98.
- [13] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, et al. Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 1996,8:73-88.
- [14] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, et al. Nonlinear interaction between gas bubble and free surface[J]. Computational Fluids, 1996,25(7):607-628.
- [15] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. 3D jet impact and toroidal bubbles[J]. Journal of Computational Physics,

2001,166(2):336-360.

- [16] Zhang S G, Duncan J H, Chahine G L. The final stage of the collapse of a cavitation bubble near a rigid wall[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993,257:147-181.
- [17] Zhang S, Duncan J H. On the nonspherical collapse and rebound of a cavitation bubble[J]. *Physical Fluids*, 1994, 6(7):2352-2362.
- [18] Wang C, Khoo B C, Yeo K S. Elastic mesh technique for 3D BIM simulation with an application to underwater explosion bubbles[J]. *Computers and Fluids*, 2003,32(9):1195-1212.
- [19] Sussman M, Almgren A S, Bell J B, et al. An adaptive level set approach for incompressible two-phase flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 1999,148:81-93.
- [20] 李国华,李玉节,张效慈,等. 气泡运动与舰船设备冲击振动关系的试验验证[J]. *船舶力学*,2005,9(1):98-105.
LI Guo-hua, LI Yu-jie, ZHANG Xiao-ci, et al. Verification of the relationship between the bubble motion and the ship equipment vibration by test[J]. *Ship Mechanics*, 2005,9(1):98-105.

Physical behaviors of an underwater explosion bubble in a free field

ZHANG A-man^{1,2 *}, YAO Xiong-liang¹, WEN Xue-you²

- (1. *School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, Heilongjiang, China;*
- 2. *Harbin in Marine Boiler and Turbine Research Institute, Harbin 150036, Heilongjiang, China)*

Abstract: The flow field during the motion of an underwater explosion bubble is supposed as an inviscid, irrotational and incompressible ideal fluid to simulate the bubble motion in a free field using the boundary element method. An computational program is developed and in the calculation process, the numeric fair technique and elastic mesh technique are applied to avoid the numerical divergence induced by the mesh distortion. The error between the computed and experimental results is less than 10%. From the basic phenomenon of the underwater explosion bubble in the free field, the dynamic behavior of the bubble in the free field is investigated systematically by using the developed program. By analyzing the pressures of the fluid field in the different directions, it gains that the pressures in the directions of the bubble center movement and the jet attack are higher than those in other directions. It explains that the pressure loaded in the direction of the bubble jet attack is maximum and damages the underwater structure severely, showing the asymmetry of the bubble loading. Calculated velocity curves at the different positions in the fluid field reveal that the velocity of the retarded flow induced by the bubble motion decreases rapidly with the increase of the distance between the retarded flow and the bubble center, and the direction of the retarded flow reverses with the bubble expanding and collapsing. Attenuation and variation of the retarded flow are summed up.

Key words: mechanics of explosion; pressure; boundary integral; bubble; underwater explosion; jet; retarded flow

* Corresponding author: ZHANG A-man
E-mail address: amanzhang@gmail.com
Telephone: 86-451-82518954