

# 界面曲率对空化的演变及结构载荷的影响<sup>1)</sup>

刘铁钢<sup>\*,2)</sup> 谢文锋<sup>†</sup> 王成<sup>\*\*</sup> 冯仁忠<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup>(LMIB, 北京航空航天大学数学与系统科学学院, 北京 100191)

<sup>†</sup>(普林斯顿大学土木工程和环境系, 新泽西 08544, 美国)

<sup>\*\*</sup>(北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京 100081)

**摘要** 研究了近体水下爆炸中结构表面外形的变化对空化的形成、演变及结构载荷的影响. 为了真实地考虑流体与固体的非线性相互作用, 近期发展的流-固耦合多介质 Riemann 问题技术和修正的虚拟介质方法被推广应用于处理流体与固体的相互作用中. 研究发现, 凹的表面设计不但可以导致爆炸冲击波局部汇聚和强化, 而且随后可以强化空化破裂所造成的冲击, 研究进一步发现, 这种强化作用还是非线性的, 随曲率的增加而非线性增强; 相反地, 凸的表面设计可以减低爆炸冲击波冲击, 而且可以弱化空化的产生, 但其影响是非常有限的.

**关键词** 水下爆炸, 空化, 流固耦合, 空化破裂, 空化再加载

中图分类号: O35, O38 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2010)06-1156-08

## 引言

当水因突然加速或水中的压力下降到一临界值时, 水就会开始气化, 这种物理现象叫做空化. 从流体是否定常来分类, 空化流可分为 (拟) 定常空化流和非定常空化流. (拟) 定常空化流一般依附在物体的表面, 因此也称为附体空化流, 它的特点是有一个稳定的空化气泡, 其形状维持不变或呈周期性地变化; 非定常空化流一般表现为一经产生, 很快就破裂消失, 其破裂所导致的压力脉冲有时会造成对周围环境的冲击破坏, 如“水锤效应”导致的水管爆裂等. 在以往的结构设计中, 往往只考虑爆炸冲击波对结构的影响而完全忽略空化破裂 (cavitation collapse) 对结构的冲击. 然而, 近期的实验<sup>[1-2]</sup>和数值计算<sup>[3-4]</sup>都表明在近体爆炸中空化破裂对结构产生的冲击是不可忽略的, 在水下爆炸容器中的实验和数值模拟都显示近体空化破裂产生的压力脉冲强度可以到达水下爆炸冲击波强度的 30%~40%<sup>[2]</sup>. 然而, 目前在数值模拟非定常空化的演变及破裂对近体结构的影响时, 仍然面临极大的困难和挑战. 困难和挑战主要来自两个方面: 一方面是非定常空化流模型的建立, 目前, 对此类空化流, 仍然没有普遍接受的模型, 所用的模型大都是借用附体空化流模型, 如 Cut-off 模型 (即常数压

力模型)<sup>[2]</sup>和 Wood(类)模型<sup>[5]</sup>, 近期的理论分析和数值模拟表明目前流行的一些附体空化流模型在应用到非定常空化流模拟时会导致不精确的结果<sup>[6]</sup>; 另一方面是流固耦合的处理, 目前流行的商业软件中, 流体与固体的相互作用是通过松散的耦合来考虑的, 在处理流体区域的时候, 固体一般假设为局部时间内刚性 (即固体不变形), 此处理方法导致流体与变形固体的非线性相互作用没有真实地反映出来.

为了准确地模拟空化破裂对结构的冲击, 流体与可压缩结构的非线性相互作用必须考虑. 为此, 刘铁钢等<sup>[7]</sup>提出了一种处理方法, 即通过在流体与固体的交界面上定义和求解一个流固 Riemann 问题来考虑流体与固体的非线性相互作用, 同时通过修正的虚拟介质方法 (modified ghost fluid method, MGFM)<sup>[8]</sup>来处理流固界面. 此处理方法已证明是一种稳定和有效的处理流固界面的新方法. 在本工作中, 将借用和推广以上技术和方法来研究近体水下爆炸中结构表面外形的变化对空化的形成和演变及结构载荷的影响. 目前, 国内文献在此方面的研究工作还很少见. 为了捕捉空化演变, 近期发展的等熵空化流模型 (isentropic one-fluid cavitation model)<sup>[6]</sup>将用来模拟水下爆炸中出现的非定常空化流. 在水下爆炸中, 爆炸残留气泡与结构的相

2009-07-22 收到第 1 稿, 2010-03-23 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (10871018, 10931004) 和爆炸科学与技术国家重点实验室 (北京理工大学) 开放基金 (KFJJ08-7) 资助项目.

2) E-mail: liutg@buaa.edu.cn

互作用会导致强大射流对结构的冲击, 此物理现象发生在爆炸后期秒的量级范围内, 它不是本文所关注的; 本文关注的焦点是爆炸初期的冲击波冲击及空化的演变, 此物理过程发生在微秒量级的范围内。

## 1 控制方程

在本文的模拟中, 所涉及的介质包括爆炸物、水、空化流和固体. 考虑到水下爆炸的高压性, 假设流体为无黏的, 因此流体介质可以用 Euler 方程来模拟; 由于在高压冲击下, 固体的可压缩性必须考虑, 本工作中进一步假设固体是流化的; 对空化流采用单流体空化模型 (one-fluid cavitation model). 经过上述处理, Euler 方程可以同时用来模拟爆炸物、水、空化流和固体.

对二维问题, 有如下的控制方程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} = \mathbf{0} \quad (1)$$

$$p = p(e, \rho) \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, E]^T$ ,  $\mathbf{F}(\mathbf{U}) = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (E + p)u]^T$ ,  $\mathbf{G}(\mathbf{U}) = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (E + p)v]^T$ . 在这里,  $\rho$  为介质的密度;  $p$  为压力;  $u$  和  $v$  为介质分别在  $x$  和  $y$  方向的分速度,  $E = \rho e + 0.5\rho(u^2 + v^2)$  为介质的总能量,  $e$  为单位质量的内能. 在空化区, 由于采用单流体空化模型, 空化流体的 (混合) 密度可表达为  $\rho = \alpha\rho_g + (1 - \alpha)\rho_l$ , 式中,  $\rho_g$  和  $\rho_l$  分别表示水蒸气和水的成份密度,  $\alpha$  表示水蒸气所占的体积比,  $p = p(e, \rho)$  是封闭系统 (1) 的状态方程, 对不同的介质其表现形式不一样.

在本研究中, 炸药被认为瞬时变成高温高压气体且遵循完全气体律

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

式中,  $\gamma$  设为 2. 对于爆炸气体/炸药, 更一般的状态方程是 JWL 方程. 由于本文爆炸为非接触的, 且主要目的是研究冲击波与界面相互作用所产生的一系列物理现象, 冲击波的强度是完全由炸药的能量确定的, 因此本文这样处理炸药是合理的, 所用的数值方法完全可以应用到 JWL 方程 [8].

假设水遵循刚性气体 (Tait) 状态方程如下

$$\rho e = (p + \gamma_1 B)/(\gamma_1 - 1) \quad (4)$$

式中,  $B$  和  $\gamma_1$  是常数, 分别设为  $3.299 \times 10^8 \text{ Pa}$  和 7.0.

在强冲击下, 固体被假设为可流化且遵循如下的 Hydro-Elasto-Plastic 状态方程 [9]

$$p = \begin{cases} p_h(\rho) + \frac{2}{3}Y, & \rho \geq \rho_2 \\ p_h(\rho) + \frac{4}{3}\left(G \ln \frac{\rho}{\rho_0} + \tau_0\right), & \rho_1 < \rho \leq \rho_2 \\ p_h(\rho) - \frac{2}{3}Y, & \rho < \rho_1 \\ p_h(\rho) = \frac{m}{\beta} \left[ \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\beta - 1 \right] + p_0 \end{cases} \quad (5)$$

式中,  $\rho_1 = \rho_0 e^{-(2\tau_0 + Y)/2G}$ ,  $\rho_2 = \rho_0 e^{-(2\tau_0 - Y)/2G}$  是固体分别在拉伸和压缩情况下的弹性极限;  $\tau_0$  和  $1/\rho_0$  是上一时刻沿粒子路径的剪切应力和单位体积. 有关此状态方程的性质和相关参数在文献 [10] 中有详细讨论, 关于此状态方程应用于本文研究的合理性将在下一节中作进一步的讨论.

对于空化区域, 假设空化主要由水中压力突然下降而产生且空化区流体是由等熵的水和水蒸气组成. 在这些假设下, 空化区流体应遵循下列状态方程 [6]

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{K\rho_g^{\text{cav}} + \rho_l^{\text{cav}}}{\left(\frac{\bar{p}}{\bar{p}_{\text{cav}}}\right)^{-1/\gamma_1} + \left(\frac{p}{p_{\text{cav}}}\right)^{-1/\gamma_g}} \\ \frac{\alpha}{1 - \alpha} &= K \frac{(\bar{p}/\bar{p}_{\text{cav}})^{1/\gamma_1}}{(p/p_{\text{cav}})^{1/\gamma_g}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中,  $K = \alpha_0/(1 - \alpha_0)$  为模型常数,  $\alpha_0$  为在临界压力  $p_{\text{cav}}$  时的水蒸气体积比,  $\rho_g^{\text{cav}}$  和  $\rho_l^{\text{cav}}$  为水蒸气和水在  $p_{\text{cav}}$  压力下的密度,  $\bar{p} = p + B$ ,  $\bar{p}_{\text{cav}} = p_{\text{cav}} + B$ .

## 2 数值方法

在近体水下爆炸数值模拟中, 最难的部分是处理爆炸气体与水的运动边界和流固边界. 本文将采用近期发展的修正的虚拟介质方法 (MGFM) [7-8, 11] 来处理这些运动边界. 在 MGFM 算法中, 由于波与物质界面的相互作用和介质性质对界面运动的影响, 都通过解一个多介质 Riemann 问题被充分地考虑了, 因此 MGFM 方法克服了原虚拟介质方法 [12] 的适应性不强、稳定性不好等缺点 [8, 11], 有很好的稳定性和很强的适应性. 关于 MGFM 方法, 请参阅相关文献 [7-8, 10-11, 13]. 在这里仅用简单的一维模型来阐述怎样用 MGFM 来处理流固耦合. 一维

多介质 Riemann 问题可以表述为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = \mathbf{0}, \mathbf{U}|_{t=0} = \begin{cases} \mathbf{U}_l, & x < x_0 \\ \mathbf{U}_r, & x > x_0 \end{cases} \quad (7)$$

式中,  $\mathbf{U} = [\rho, \rho u, E]^T$ ,  $\mathbf{F}(\mathbf{U}) = [\rho u, \rho u^2 + p, (E + p)u]^T$ ,  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$  为两常数状态,  $x_0$  为界面的初始位置, 下标 “l” 和 “r” 分别表示界面左边和右边的介质状态. 假设界面的左边是流体, 右边为固体, 当用修正的虚拟介质方法来求解 Riemann 问题 (7) 时, 它实际上是求解两个单介质 Riemann 问题, 把它们叫做虚拟介质方法 Riemann 问题 (GFM Riemann 问题). 这两个 GFM Riemann 问题的初始状态是由一个实介质状态和一个定义的虚拟介质状态组成. 针对 Riemann 问题 (7), 这两个 GFM Riemann 问题分别是左单介质 (流体)Riemann 问题 (8) 和右单介质 (固体)Riemann 问题 (9)

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = \mathbf{0}, \mathbf{U}|_{t=0} = \begin{cases} \mathbf{U}_l, & x < x_0 \\ \mathbf{U}_r^*, & x > x_0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = \mathbf{0}, \mathbf{U}|_{t=0} = \begin{cases} \mathbf{U}_l^*, & x < x_0 \\ \mathbf{U}_r, & x > x_0 \end{cases} \quad (9)$$

式中 “\*” 表示虚拟介质状态. 在求解流体问题 (8) 和固体问题 (9) 时所用的网格和方法可以完全不一样, 但要求求解流体区域的网格一定要延伸到固体区域内最少两个网格, 这些延伸到固体区域的流体网格将作为计算流体的虚拟网格 (如图 1 所示的网格点  $i+1, i+2, i+3$ ). 如果求解固体的方法是差分方法, 求解固体的网格也要求延伸到流体区域内至少两个网格. 这些定义在流体区域的网格将作为计算固体的虚拟网格 (如图 1 所示的网格点  $I_0 - 2, I_0 - 1$ ). 在图 1 中, 小写的  $i$  表示流体的网格, 大写的  $I$  表示固体的网格, 流固界面的位置被假设位于网格点  $i$  和  $i+1$  之间. 如果固体方程是建立在 Lagrange 坐标系下, 那么固体的表面往往是网格点, 即如图 1 所示的网格点  $I_0$  与界面总是重合; 如果固体方程是建立在固定的 Euler 坐标系下, 那么固体的表面往往处在网格点之间, 因此如图 1 所示的网格点  $I_0$  不一定会和界面重合. 问题 (8) 的求解区域是从最左边的网格点 1 一直跨过物质界面进入右边介质区 (固体) 的虚拟网格点  $i+1$ , 而问题 (9) 的求解区域是从左边的虚拟网格点  $I_0 - 1$  跨过物质界面一直到最右边的网格点.

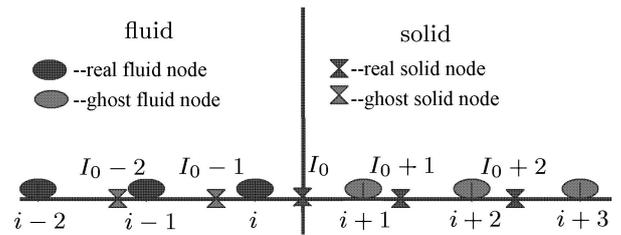


图 1 MGFM 处理流固界面的网格示意图

Fig.1 Illustration of MGFM applied to fluid-structure interface treatment

给虚拟介质点定义虚拟介质状态是 MGFM 方法最关键部分, 它要求通过定义虚拟介质状态使流固界面的边界条件被隐式地满足. 由于流固界面状态是受水和固体的性质以及流固的非线性相互作用影响, 因此在定义虚拟介质状态时必须把上述影响预先考虑进来. 具体地讲就是要先定义流固 Riemann 问题 (7) 中的  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$ , 然后 (近似) 求解 Riemann 问题 (7) 来预测流固界面的状态, 再用预测的界面状态来定义问题 (8) 中的  $\mathbf{U}_r^*$  和问题 (9) 中的  $\mathbf{U}_l^*$ . 有 3 种常用的方法来定义  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$ . 第 1 种方法是把流体网格点  $i - 1$  处的流体状态直接定义为  $\mathbf{U}_l$ , 把固体网格点  $I_0 + 2$  处的固体状态直接定义为  $\mathbf{U}_r$ ; 第 2 种方法是通过特征线来定义, 物理上有两束非线性特征分别从流体介质和固体介质相交在流固界面上, 沿这两束特征线从界面位置反向分别拉回到流体和固体中, 特征线所处位置的流体和固体状态分别来定义  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$ ; 第 3 种方法是在流固界面的邻域内, 通过高阶插值分别得到界面在流体和固体中的状态来定义  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$ . 当  $\mathbf{U}_l$  和  $\mathbf{U}_r$  得到后, 需要求解 Riemann 问题 (7) 来确定流固界面的状态. 由于在一般状态方程下求解 Riemann 问题 (7) 的精确解可能非常复杂甚至相当困难, 一般采用近似的方法来求解 Riemann 问题 (7). 刘铁钢等 [7-8,10-11] 提出用特征线理论来近似求解 Riemann 问题 (7). 具体讲就是把流固 Riemann 问题 (7) 先投影到它的两束非线性特征线上, 通过求解其特征方程来得到界面的状态. 这两束特征线方程如下

$$\frac{dp_{I+}}{dt} + \rho_{IL}c_{IL} \frac{du_{I+}}{dt} = 0, \text{ 沿着 } \frac{dx_{I+}}{dt} = u_I + c_{IL} \quad (10)$$

$$\frac{dp_{I-}}{dt} - \rho_{IR}c_{IR} \frac{du_{I-}}{dt} = 0, \text{ 沿着 } \frac{dx_{I-}}{dt} = u_I - c_{IR} \quad (11)$$

式中, 下标 “I”, “IL” 和 “IR” 分别表示界面、界面左边和界面的右边, 下标 “+” 和 “-” 表示左导数和右导数,  $\rho_{IL}$  ( $\rho_{IR}$ ) 和  $c_{IL}$  ( $c_{IR}$ ) 为流体 (固体) 在界

面处的密度和音速. 为了考虑激波与界面的非线性相互作用, 建议系统 (10) 和 (11) 经过如下特殊方法求解<sup>[10,11]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_I - p_l}{W_l} + (u_l - u_I) &= 0 \\ \frac{p_I - p_r}{W_r} - (u_I - u_r) &= 0 \\ W_l &= \sqrt{\frac{p_I - p_l}{1/\rho_l - 1/\rho_f(p_I)}} \\ W_r &= \sqrt{\frac{p_I - p_r}{1/\rho_r - 1/\rho_s(p_I)}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中,  $\rho_f(p_I)$  和  $\rho_s(p_I)$  分别为流体和固体在激波波后压力  $p_I$  时的密度. 式 (12) 等价于用双激波来近似求解 Riemann 问题 (7). 式 (12) 必须通过迭代求解同时不考虑固体塑性变形和流体空化对流固界面的影响. 当固体处于弹塑性变形时, 塑性变形对界面状态的影响也必须在虚拟介质状态中反应. 为此式 (12) 需要做修改, 详细的推导与分析可以参考文献 [10].

在这里顺便提醒一下, 模拟可压缩固体有多种状态方程, 最一般的形式是 Mie-Gruneisen 状态方程. 本文所用的状态方程 (5) 是它的一种线性近似, 适应于高压情况. 在低压情况时, 它只是一种粗略的近似. 然而, 由于在 MGFm 中使用特征线系统来预测流体与固体的相互作用, 可以证明固体在低压时与界面相交的特征线方程也是式 (11)<sup>[14]</sup>, 在低压时式 (12) 中  $W_r$  退化到固体的声阻抗  $\rho_{IR}c_{IR}$ , 因此, 不管在什么压力下, 只要用系统 (12) 来求解都能给出一个合理的界面状态. 这也是 MGFm 方法在非常极端的情况下也非常稳定的主要原因之一. 另外, 在压力不是很高的情况下, 固体采用的控制方程一般是建立在 Lagrange 坐标系下的 Naviers 方程, 此时, 在应用 MGFm 处理流固界面时要在界面法向方向上定义和求解一个 Euler-Lagrange 流固 Riemann 问题. 此方面的理论工作已经开始<sup>[14]</sup>, 有关结果正在整理发表当中.

由于流体一般不能承受负压, 当固体承受较大拉力 (tension) 时, 可能导致流体承受负压而产生空化. 此时式 (12) 需要做修改, 需要处理固体中的负压传入流体中的情形. 首先, 由于流体中的负压将在物理上导致流体的空化, 因此流体的状态方程必须取代为空化流的状态方程, 因此式 (12) 中  $\rho_f(p_I)$  需取代为  $\rho_m(p_I)$ , 即空化流的密度; 其次, 还须防止固体中负压导致式 (12) 的迭代求解失败. 物理上,

流体的空化区是一个低压区, 因此流固界面上压力的变化应该是一个相对小量, 同时由于固体的声阻抗  $\rho_{IR}c_{IR}$  相对于空化流的声阻抗  $\rho_{IL}c_{IL}$  要大许多, 因此  $dp_{I-}/(\rho_{IR}c_{IR})$  为一个小量. 此种情况下式 (11) 可以近似为  $du_{I-}/dt = 0$ . 因此当空化出现在流固界面时, 式 (12) 变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_I - p_l}{W_l} + (u_l - u_I) &= 0, \quad u_l - u_r = 0 \\ W_l &= \sqrt{\frac{p_I - p_l}{1/\rho_l - 1/\rho_m(p_I)}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

关于 MGFm 方法推广应用到高维问题, 可见文献 [3, 7]. 有关 MGFm 方法用于处理流固界面的可靠性验证可以详见文献 [3-4, 7]. 本文的重点是定性地讨论水下爆炸中空化演变对结构的影响以及结构外形对结构载荷的影响.

### 3 数值结果和讨论

在下面的计算中, 假设爆炸是由高压气泡产生的; 假设固体 (即结构) 为钢, 其 Young's 模量为 220 GPa, 密度为 7800 kg/m<sup>3</sup>. 在计算中, 所有的计算均被无量纲化. 其中长度无量纲化用  $r_0=1.0$  m, 为高压爆炸气泡的半径; 压力无量纲化用水中的初始压力  $p_0$ , 设为 1 个大气压; 密度无量纲化用水在压力  $p_0$  下的密度  $\rho_0$ , 设为 1000 kg/m<sup>3</sup>; 速度无量纲化用  $u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$ , 为 10 m/s; 时间无量纲化用  $t_0=r_0/u_0$ , 为 0.1 s. 在上述无量纲化下, 系统 (1) 保持不变. 为了计算的稳定, CFL 数取为 0.75, 所用的数值格式为 HLL 格式.

#### 3.1 水下爆炸中空化的演变

为了了解水下爆炸中近体空化的演变, 先不考虑界面形状的变化, 即假设界面为一较厚的平面钢板, 水下爆炸发生在钢板 3m 以下处, 如图 2(a) 所示.

假设爆炸是由一个半径 1m, 内压 829 MPa, 密度为 1270 kg/m<sup>3</sup> 的高压球产生, 它处在计算区域  $[-6\text{m}, 6\text{m}] \times [-6\text{m}, 6\text{m}]$  的中心, 计算区域被划分成  $360 \times 360$  个均匀网格. 图 2(b) 为界面中点处压力随时间的变化曲线, 曲线中清楚地记录了 2 个压力峰值. 第 1 个峰值为爆炸冲击波冲击结构时留下的, 此峰值持续很短的时间, 随后就快速衰减, 并形成一个低压时间段, 此段时间物理上即为空化形成演变期; 第 2 个压力峰值出现较后, 峰值维持相对较长的一段时间, 并且大小基本保持不变, 为空化

破裂产生的对结构的冲击. 为了清楚再现空化的演变过程, 图 3 给出流场在空化形成期的压力等值线图, 图 4 给出了相应时刻的空化区大小和形状. 图 3 和图 4 中系列图显示, 空化发生在冲击波最先到达点界面的附近, 空化区快速向两边增长. 随着爆炸气泡的膨胀及外围压力的回升, 空化区在中间开始

缩小并最终破裂. 空化的破裂 (cavitation collapse) 导致压力脉冲 (pressure surge) 的发生并形成对结构的冲击, 从而在结构载荷的记录上看到了第 2 个压力峰值. 尽管空化破裂对结构冲击远小于冲击波, 但其作用时间相当长, 因此其累积的冲量对结构是不可以忽略的.

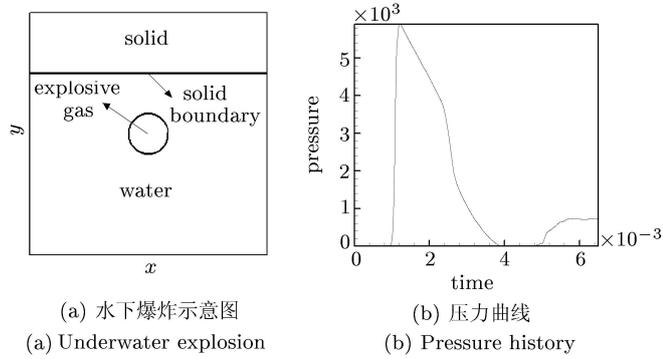


图 2 水下爆炸示意图和结构表面中心点压力随时间的记录曲线

Fig.2 Illustration of underwater explosion and the pressure history at the surface center

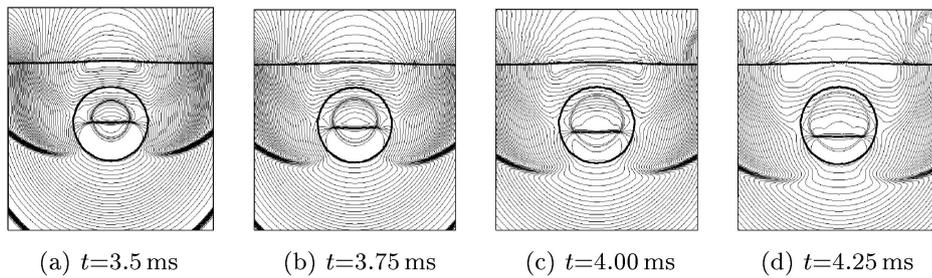


图 3 不同时刻压力等值线图

Fig.3 Pressure contours

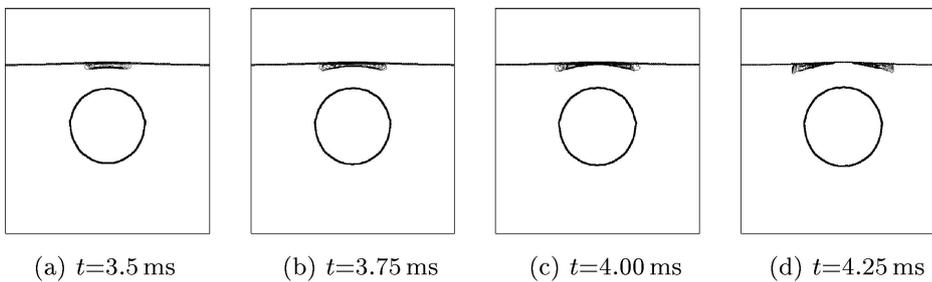


图 4 不同时刻的空化区

Fig.4 Cavitation regions

**3.2 水下爆炸中结构外形变化对空化的演变和载荷的影响**

为了研究结构表面形状对空化演变和载荷的影响, 仅改变结构表面形状, 维持其他参数不变, 即同样的爆炸规模、爆炸深度、计算网格、计算方法和 CFL 数. 图 5(a) 给出了问题的模型. 结构的表面形

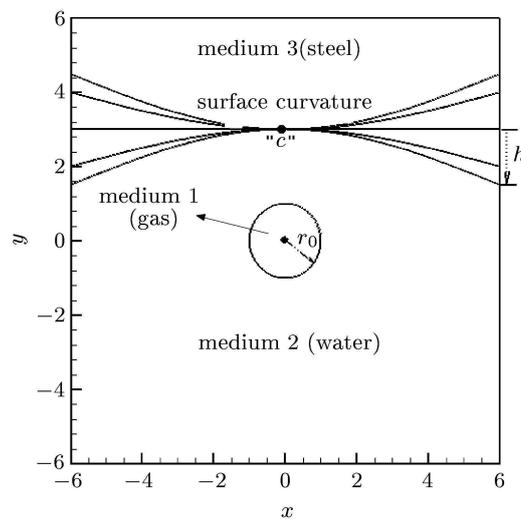
状是由一组带参数的函数 (14) 表示, 其曲率的变化由参数  $h/r_0$  控制. 这里  $h$  是结构表面中点 “c” 到爆炸气泡顶点的距离 (见图 5(a)),  $r_0$  是爆炸气泡的初始半径. 爆炸中心到结构表面中点 “c” 的距离为 3m.  $h/r_0 < 0$ ,  $h/r_0 = 0$ ,  $h/r_0 > 0$  代表结构表面形状分别是凸的, 平的和凹的. 本文中, 将讨论下面 5

种结构表明形状设计对结构载荷的影响

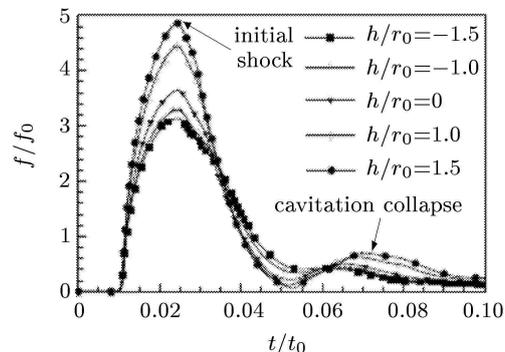
$$\left. \begin{aligned} y &= 4.5 - 1.5 \cos(\pi x/12), h/r_0 = -1.5 \\ y &= 4.0 - 1.0 \cos(\pi x/12), h/r_0 = -1.0 \\ y &= 3.0 - 0.0 \cos(\pi x/12), h/r_0 = 0.0 \\ y &= 1.5 + 1.5 \cos(\pi x/12), h/r_0 = 1.0 \\ y &= 2.0 + 1.0 \cos(\pi x/12), h/r_0 = 1.5 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

图 5(b) 显示了结构表面载荷 ( $f/f_0$ ) 随时间的变化. 图中载荷已用  $f_0$  —— 结构在静压  $p_0$  下的载荷 —— 无量纲化, 图中的 5 条曲线分别对应式 (14) 给出的 5 种形状, 每条曲线都有 2 个峰值. 第 1 个峰值对应于爆炸冲击波的冲击, 第 2 个峰值代表的是由空化破裂所导致的冲击. 从图 5(b) 中可以观察到峰值随  $h/r_0$  的增加而增加, 即随着表面变得越来越凹而增加. 这主要归因于凹的表面使激波在当地汇聚. 跟平面相比 ( $h/r_0=0$ ), 当  $h/r_0=1.5$  时, 激波当地汇聚使得结构所承受的冲击增加了近 50%. 激波的汇聚使当地周边压力升高并强化随后的空化演变和破裂, 导致结构承受比平面大得多的空化破裂冲击. 这一事实被随后给出的图 6 中凹的表面导致较大的空化区域的结果所支持. 相反地, 图 5(b) 也显示凸的表面设计有助于弱化激波的冲击和减轻随后空化破裂对结构的承载, 但这种作用是相当有限的. 图 6 显示了在时间 4.0ms 时, 5 种界面形状设计下结构附近空化区的大小. 图 6 中, 白色的圆为爆炸气泡, 曲线下的白色区域为此时刻的空化区. 随着  $h/r_0$  的增加, 空化区大小逐渐增加. 相比于表面是平的情形, 凹的表面使空化区放大了许多, 凹的表面导致稀疏波在当地汇聚和强化, 因

此得到较大的空化区. 相反地, 凸的表面导致稀疏波在当地扩散, 因此被弱化.



(a) 计算区域和界面形状示意图  
(a) Computational domain



(b) 各种表面设计结构表面所受的载荷  
(b) Structure loading history

图 5  
Fig.5

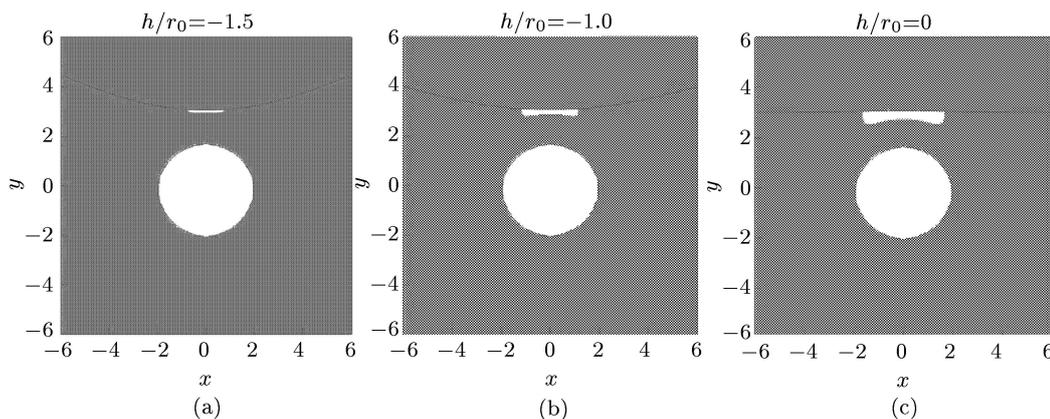


图 6 空化区大小随表面设计的变化

Fig.6 The cavitation regions for different surface shape

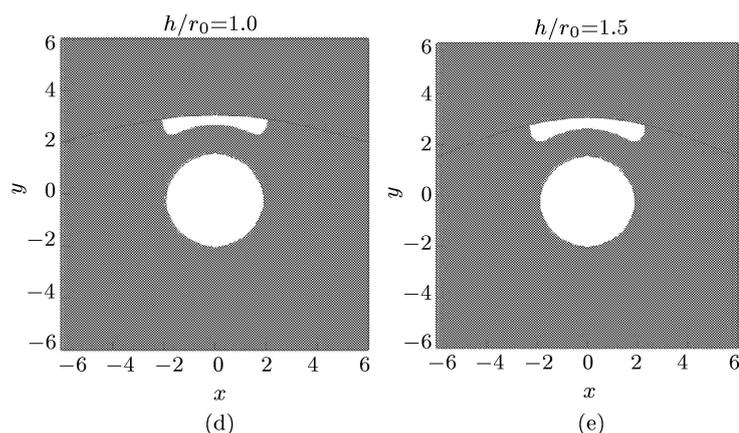


图 6 空化区大小随表面设计的变化 (续)

Fig.6 The cavitation regions for different surface shape(continued)

## 4 结 论

本文定性地研究了近体水下爆炸中空化的演变破裂对结构载荷的影响, 以及结构表面曲率的变化对结构载荷和空化演变的影响. 经过数值研究, 发现空化破裂对结构的冲击是由空化破裂产生的压力脉冲所导致的. 进一步发现结构表面形状的变化对结构载荷有很强的影响. 具体表现为: 凹的表面可以导致爆炸波在当地的汇聚, 从而强化当地结构的载荷, 这种强化作用是随着曲率的增大而非线性地增强; 同时, 这种凹的表面还强化空化的形成, 致使当地结构在随后的空化破灭中承受较大的冲击. 相反地, 凸的表面可以导致爆炸波在当地的分散和弱化空化的形成, 因此减轻当地结构的载荷, 但这种弱化作用被发现是相当有限的. 数值结果也表明尽管空化破裂对结构的冲击要小于冲击波的冲击, 但由于其作用时间较长, 因此空化破裂所累积的冲量仍是不可忽略的.

## 参 考 文 献

- Brett JM, Yiannakopoulos G, van der Schaaf PJ. Time-resolved measurement of the deformation of the submerged cylinders subjected to loading from a nearby explosion. *Int J Impact Engng*, 2000, 24: 875-890
- Wardlaw AB, Luton JA. Fluid-structure interaction mechanisms for close-in explosions. *Shock and Vibration*, 2000, 7:265-275
- Xie WF, Young YL, Liu TG, et al. Dynamic response of deformable structures subjected to shock load and cavitation reload. *Computational Mechanics*, 2007, 44: 667-681
- Xie WF, Young YL, Liu TG. Multiphase modeling of dynamic fluid-structure interaction during close-in explosion. *Int J Numer Meth Engng*, 2008, 74: 1019-1043
- Chen YL, Heister SD. A numerical treatment for attached cavitation. *J Fluid Eng*, 1994, 116: 613-618
- Liu TG, Khoo BC, Xie WF. Isentropic one-fluid modelling of unsteady cavitating flow. *J Comput Phys*, 2004, 201: 80-108
- Liu TG, Khoo BC, Xie WF. The Modified ghost fluid method as applied to extreme fluid-structure interaction in the presence of cavitation. *Commun Comput Phys*, 2006, 1: 898-919
- Liu TG, Khoo BC, Yeo KS. Ghost fluid method for strong shock impacting on material interface. *J Comput Phys*, 2003, 190: 651-681
- Tang HS, Sotiropoulos F. A second-order Godunov method for wave problems in coupled solid-water-gas systems. *J Comput Phys*, 1999, 151: 790-815
- Liu TG, Xie WF, Khoo BC. The modified ghost fluid method for coupling of fluid and structure constituted with hydro-elasto-plastic equation of state. *SIAM J Sci Comput*, 2008, 33(3): 1105-1130
- Liu TG, Khoo BC, Wang CW. The ghost fluid method for compressible gas-water simulation. *J Comput Phys*, 2005, 204: 193-221
- Fedkiw RP, Aslam T, Merriman B, et al. A non oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (The ghost fluid method). *J Comput Phys*, 1999, 152: 457-492
- Liu TG, Khoo BC. The accuracy of the modified ghost fluid method for gas-gas Riemann problem. *Applied Numerical Mathematics*, 2007, 57: 721-733
- Liu TG, Ho JY, Khoo BC, et al. Numerical simulation of fluid-structure interaction using modified ghost fluid method and Naviers equations. *J Sci Comput*, 2008, 36: 45-68

(责任编辑: 刘希国)

## EFFECTS OF SURFACE CURVATURE ON CAVITATION EVOLUTION AND RELOADING<sup>1)</sup>

Liu Tiegang<sup>\*,2)</sup> Xie Wenfeng<sup>†</sup> Wang Cheng<sup>\*\*</sup> Feng Renzhong<sup>\*</sup>

*\*(LMIB & School of Mathematics and System Sciences, Beihang University, Beijing 100191, China)*

*†(School of Civil and Environmental Engineering, Princeton University, NJ 08544, USA)*

*\*\* (State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)*

**Abstract** In this work, effects of surface curvature on cavitation evolution and structure loadings are investigated. We extended the latest techniques of fluid-structure Riemann problem and the modified ghost fluid method to treat the flow-structure nonlinear interaction. Results disclosed that a concave shape can strongly lead to not only shock focus but also rarefaction wave intensification; such intensification subsequently enhances local cavitation collapse and thus cavitation reloading. The magnitude of such enhancement increases nonlinearly with the increase of surface curvature. A convex shape can weaken the shock impact and subsequent cavitation collapse. However, such effect is well limited.

**Key words** underwater explosion, cavitation, fluid-structure coupling, cavitation collapse, cavitation reloading

---

Received 22 July 2009, revised 23 March 2010.

1) This project supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) (10871018, 10931004) and National Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology(KFJJ08-7).

2) E-mail: liutg@buaa.edu.cn