

## 有倾角的竖直壁面附近气泡与自由面相互作用研究\*

刘云龙<sup>1)</sup> 汪玉<sup>2)</sup> 张阿漫<sup>1)†</sup>

1) (哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

2) (中国人民解放军 92857 部队, 北京 100161)

(2013 年 5 月 30 日收到; 2013 年 8 月 11 日收到修改稿)

本文采用边界元方法, 研究了具有倾角的竖直壁面附近气泡与自由面的相互耦合作用. 首先基于不可压缩势流理论, 建立了边界元气泡动力学模型, 并针对无限壁面附近的气泡和自由面作用问题, 采用镜像法模拟了倾斜壁面的作用. 然后, 基于本文所建立的数值模型, 分别计算了不同倾角的壁面对气泡和自由面水冢形态的影响, 发现倾斜角度会导致自由面的边界条件不连续, 从而对其运动产生明显的非线性影响. 最后, 分别分析了无浮力和有浮力情况下倾斜角度对其影响规律.

**关键词:** 水下爆炸, 气泡动力学, 倾斜壁面, 自由面

**PACS:** 47.55.Dz, 02.70.Pt, 47.15.Hg, 47.11.+j

**DOI:** 10.7498/aps.62.214703

## 1 引言

水下爆炸在国防和经济建设中都有十分重要的应用, 除了产生强间断的冲击波外, 水下爆炸产生的巨大气泡也是研究者的研究热点. 作为水下爆炸动力学的重要分支, 气泡动力学的早期研究多集中在球形气泡脉动运动及其辐射的脉动压力方面, 相关理论成果可以参见文献 [1]. 随着计算机和数值模拟技术的发展, 非球形气泡运动逐渐成为研究的热点. 早期的 Plesset 和 Chapman<sup>[2]</sup> 在势流假设下, 采用改进的有限差分法求解了空泡在壁面附近的非球形坍塌问题, 得到了很好的结果, 证实了坍塌过程中产生的高速射流是空化剥蚀现象的主要原因. 国内的 Wang 等<sup>[3]</sup> 也采用类似的方法, 结合 VOF 技术, 计算了不可压缩流体中的气泡上浮运动. 然而, 有限差分法在该问题上也表现出了一些弊端, 例如为了在所关心区域得到较高的分辨率, 需要人为将流域划分为不同的区域, 采用不同尺寸的交错网格求解. 另外, 用有限域来模拟无限域问题, 需要采用迭代法来确定远场边界条件, 无疑给

计算带来了不必要的麻烦. 而边界元方法较好地解决了上述问题, 由于仅需要在边界上划分网格, 降低了问题的维度, 同时显式的界面更新避免了界面捕捉, 且边界积分方程本身具有自动满足远场边界条件的特性, 因此边界元方法在该领域体现出了巨大的优势. 早期的工作可以参见 Blake 和 Gibson<sup>[4]</sup> 和 Blake 和 Gibson<sup>[5]</sup>, 他们的研究表明边界对气泡的运动形式具有重要的影响. Blake 等<sup>[5]</sup> 中对自由面和刚性壁面等单一边界附近的气泡运动进行了分析总结. 当气泡产生在自由面附近时, 在膨胀阶段被自由面吸引, 而在气泡收缩阶段被自由面击退, 产生背向自由面的射流<sup>[6]</sup>; 相反, 在壁面附近的气泡则在膨胀阶段被壁面轻微地排斥, 而收缩阶段被剧烈地吸引, 产生朝向壁面的高速射流<sup>[7]</sup>.

如果是多种作用下的气泡运动, 其形式将更为复杂. 具有代表性的是 Wang<sup>[8]</sup> 分析了倾斜壁面和浮力共同作用下的水下爆炸气泡运动特性, 气泡在坍塌阶段产生的射流方向和形式与壁面距离、倾斜角度等多种因素有关. Klaseboer 等<sup>[9]</sup> 采用镜像法模拟自由面的作用, 计算了水面舰船附近水下爆炸气泡的动态特性, Khoo 等<sup>[10]</sup> 和 Dadvand

\* 国家安全重大基础研究项目子专题(批准号: 613157)、优秀青年科学基金(批准号: 51222904)、国防基础科研计划(批准号: B2420133001)和国家自然科学基金(批准号: 11202057)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn

等<sup>[11]</sup>采用实验的手段分析了带有破口的平板和自由面对气泡的联合作用,初文华等<sup>[12]</sup>则分析了竖直侧壁面附近的气泡与自由面的相互耦合,这些环境下的气泡和自由面运动均表现出了更复杂的运动形式.

尽管以往研究在多边界联合作用下气泡动态特性方面取得了很多成果,但有关具有倾角的竖直壁面和自由面联合作用下的气泡运动的研究十分有限,而这种情况在实际工程应用中十分普遍,例如水下爆炸发生在舰船舷侧附近时,舷侧的外飘必定会影响气泡的运动和自由面水冢的形成和发展;同时,以堤坝为代表的向内倾斜的竖直壁面也有可能受到水下爆炸的威胁.为此,针对这些工程背景,本文首先基于不可压缩势流理论,建立了水下爆炸气泡动力学模型,然后根据该问题的特点,结合奇点镜像法模拟了半无限大倾斜壁面对流场的影响,并据此分析了有倾角的竖直侧壁面附近的气泡和自由面相互作用的特点,最后,分别针对无浮力和有浮力的情况,计算分析了在相同初始条件参数下,壁面倾斜角度对气泡和自由面水冢动态特性的影响规律.

## 2 理论与数值模型

### 2.1 气泡动力学基本方程

以气泡初始中心为原点建立直角坐标系,  $z$  轴垂直向上,  $x$  轴指向壁面,如图 1 所示. 根据以往的气泡动力学的相关研究,水下爆炸周围的流场可假设为不可压缩的理想流体. 于是,根据势流理论,流场边界满足如下边界积分方程<sup>[13]</sup>:

$$c(\mathbf{p})\varphi(\mathbf{p}) = \int_S \left( -\frac{\partial\varphi(\mathbf{q})}{\partial\mathbf{n}} \frac{1}{|\mathbf{R}|} + \frac{\mathbf{R}\cdot\mathbf{n}}{|\mathbf{R}|^3} \varphi(\mathbf{q}) \right) dS_{\mathbf{q}}, \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{p}, \mathbf{q}$  分别为场点和源点的空间坐标矢量,  $\mathbf{R} = \mathbf{p} - \mathbf{q}$ ,  $c$  为立体角,  $\varphi$  为流场的速度势,  $S$  为流场的边界,  $\mathbf{n}$  为其单位法向量,以指向流场内部为正.

按照 Klaseboer 等<sup>[13]</sup>的研究成果,对各物理量进行无量纲化. 其中特征长度、特征压力和特征密度分别为气泡最大半径  $R_m$ 、气泡中心深度的流体静压力  $P_\infty$  和流体密度  $\rho$ . 则无量纲化的伯努利方程可写作

$$\frac{\partial\varphi^*}{\partial t^*} = 1 - P^* - \frac{1}{2}|\nabla\varphi^*|^2 - \delta^2 z^*, \quad (2)$$

式中上标 \* 表示对应物理量的无量纲量,  $P$  表示压力,  $\delta = \sqrt{\rho g R_m / P_\infty}$  为表征浮力大小的无量纲量,其中  $g$  为重力加速度;  $z$  为垂向坐标. 对于自由面,  $P$  取作大气压  $P_{\text{atm}}$ , 对于气泡表面,取作气泡内部压力  $P_b$ , 对于绝热假设下的气泡内部气体,可表示为<sup>[14]</sup>

$$P_b = P_0 \left( \frac{V}{V_0} \right)^\gamma + P_c, \quad (3)$$

其中  $V$  和  $V_0$  分别为气泡的当前和初始体积,  $P_0$  为气泡初始压力,  $\gamma$  为气泡内部不可冷凝气体的热容比,对于 TNT 的爆轰产物可取为 1.25,  $P_c$  为可冷凝气体的饱和蒸汽压. 同时,决定气泡初始条件的无量纲参数分别为强度参数  $\varepsilon = P_0 / P_\infty$ , 浮力参数  $\delta$ , 自由面距离参数  $\gamma_f = h / R_m$ , 壁面距离参数  $\gamma_w = d / R_m$ .

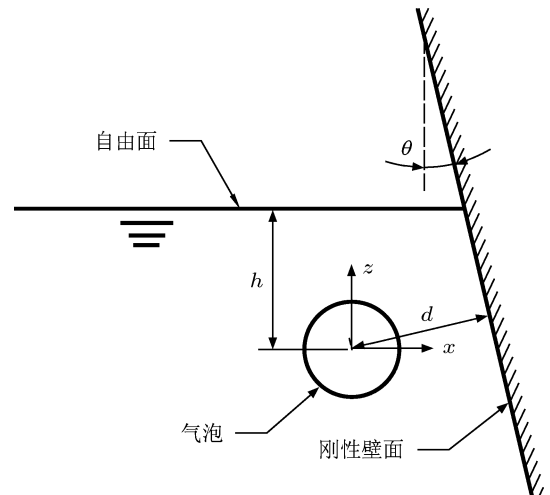


图 1 倾斜壁面附近气泡与自由面相互作用示意图

### 2.2 数值实现

#### 2.2.1 镜像法模拟壁面影响

对于壁面的处理,可以将其当作流场边界,进行数值离散,直接计算其对流场的影响. 但是此种方法通常仅能考虑有限大壁面问题. 刘云龙等<sup>[15]</sup>针对轴对称模型中的无限大壁面提出了开域边界元方法,但对本文的数值模型中的半无限大壁面附近的气泡动力学问题并不适用,为此,本文采用镜像法模拟壁面的影响. 根据势流理论奇点镜像的原理,半无限大刚性平壁面对流场的贡献可以等效为壁面另一侧的等强度镜像奇点的影响,因此本文的侧壁面可由如图 2 所示的镜像自由面和镜像气泡来模拟.

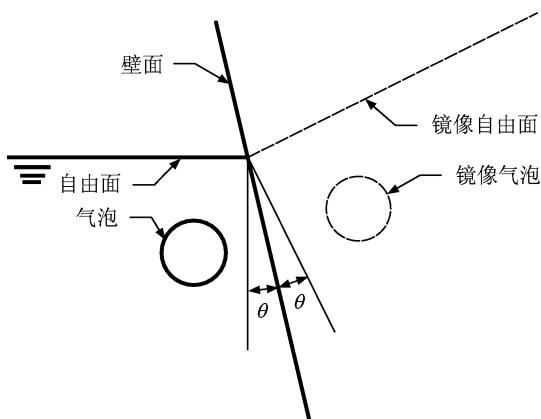


图2 镜像法计算壁面附近气泡与自由面相互作用示意图

则采用镜像气泡和镜像自由面代替壁面后, 边界积分方程 (1) 可写作如下矩阵形式:

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} \mathbf{G}_{aa} & \mathbf{G}_{ab} \\ \mathbf{G}_{ba} & \mathbf{G}_{bb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{V}_a \\ \mathbf{V}_b \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{aa} & \mathbf{H}_{ab} \\ \mathbf{H}_{ba} & \mathbf{H}_{bb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_a \\ \Phi_b \end{bmatrix}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中  $\mathbf{G}$  为表示积分方程 (1) 中右端第一项积分的影响矩阵,  $\mathbf{H}$  为表示计入立体角项的第二项积分的影响矩阵; 下标 a 和 b 分别表示原始和镜像的边界. 结合

$$\begin{aligned}
 \mathbf{V}_a &= \mathbf{V}_b, \quad \Phi_a = \Phi_b, \\
 \mathbf{G}_{aa} &= \mathbf{G}_{bb}, \quad \mathbf{H}_{aa} = \mathbf{H}_{bb}, \\
 \mathbf{G}_{ab} &= \mathbf{G}_{ba}, \quad \mathbf{H}_{ab} = \mathbf{H}_{ba}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

(4) 式简化为

$$[\mathbf{G}_{aa} + \mathbf{G}_{ab}] \mathbf{V}_a = [\mathbf{H}_{aa} + \mathbf{H}_{ab}] \Phi_a. \quad (6)$$

通过对上式表示的线性方程组的求解即可得到自由面和气泡表面的法向速度, 进而更新节点坐标. 这样, 就可以避免半无限大壁面的数值离散问题.

### 2.2.2 时间积分

如上所述, 整个计算过程需要对节点坐标和速度势两个物理量沿时间向前推进. 本文采用如下时间推进格式:

$$f_{i+1/2} = f_i + 0.5\Delta t \left( \frac{df}{dt} \right)_i, \quad (7)$$

$$f_{i+1} = f_i + \Delta t \left( \frac{df}{dt} \right)_{i+1/2}, \quad (8)$$

式中  $f$  为待积分的变量;  $\Delta t$  为时间步长; 下标表示时间增量步,  $i+1/2$  表示从第  $i$  步向前预测半个

时间步长. 每步计算首先按照 (7) 式预测时间步  $i+1/2$ , 并在此时刻分别采用 (6) 式和 (2) 式计算节点的速度和速度势时间导数, 然后代入 (8) 式更新节点坐标和速度势.

## 3 结果与讨论

### 3.1 模型对比验证

首先, 采用经典的 Rayleigh 模型<sup>[16]</sup> 验证本文的气泡动力学模型的精度. 计算工况为气泡初始强度参数为  $\varepsilon = 100$ , 不考虑浮力和边界的影响, 对比气泡脉动半径的变化.

从图 3 中可以看到, 本文所建立的边界元气泡数值模型计算得到的球形气泡脉动结果, 在气泡半径与周期方面, 均与经典的 Rayleigh 模型符合较好. 气泡最大半径误差为 0.04%, 气泡半径时历曲线的最大误差约为 1.10%.

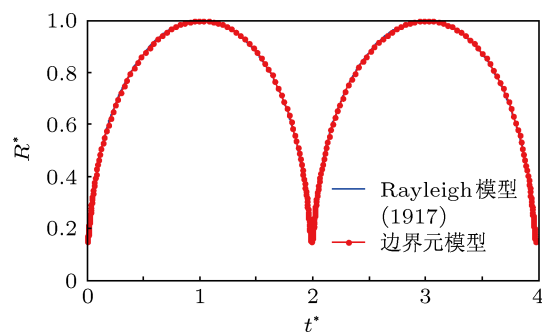


图3 Rayleigh 模型与边界元模型气泡半径结果对比

关于气泡与自由面相互作用的实验验证和自由面尺寸的收敛性分析, 本文不再赘述, 可参见刘云龙等<sup>[17]</sup>. 本文将所采用的镜像法模拟壁面与轴对称气泡模型气泡与壁面相互作用的结果进行对比, 以验证三维镜像法的有效性. 计算中, 气泡初始条件为强度参数  $\varepsilon = 100$ , 浮力参数  $\delta = 0$ ,  $\gamma = 1.0$ , 本文三维模型计算结果如图所示.

从图 4 中可以看到, 在气泡膨胀阶段, 气泡下部受到壁面的排斥作用, 从而呈扁平状, 并在  $t^* = 1.22$  时达到最大体积. 当气泡进入收缩阶段后, 被壁面强烈地吸引, 在远离壁面一侧的气泡壁的塌陷速度迅速超过其他位置, 从而形成朝向壁面的高速射流, 在  $t^* = 2.26$  时穿透气泡. 这种单一由刚性壁面影响的条件下, 气泡在收缩阶段的运动形式与 Plesset 等<sup>[2]</sup> 得到的结果一致.

图 5 为相同条件下轴对称模型模拟无限大壁面的结果, 其中对于无限大壁面的处理的理论和数

值实现可参见刘云龙等<sup>[15]</sup>. 可以看到, 三维镜像法与轴对称模型所得到的结果符合良好. 但由于三维网格密度的限制, 与轴对称模型相比, 射流初始形成阶段端部偏尖, 且射流发展时间略微滞后, 最终射流穿透时刻的误差约为 1.3%, 这些差别主要来自边界离散带来的数值误差.

### 3.2 无浮力情况下典型倾斜角度下壁面附近气泡与自由面的相互作用

本节主要对典型倾斜角度的侧壁面和自由面联合作用下的气泡动态特性进行研究. 为减少变量以便于对规律进行分析, 计算中均不考虑浮力作用, 即浮力参数  $\delta = 0$ . 如引言所述, Wang<sup>[8]</sup> 曾计算了浮力和倾斜壁面共同作用下的气泡射流特性. 本节所研究的气泡同样由不同方向的两种力主导, 即自由面和壁面的共同作用. 因此, 气泡的某些运动特性与 Wang 的结果是一致的. 除此之外, 本文研究的问题中还包括自由面的运动特性, 尤其是在倾斜壁面的影响下产生的强非线性.

#### 3.2.1 $\theta = 5^\circ$ 时壁面附近气泡与自由面相互作用

首先计算和分析壁面向外倾斜  $5^\circ$  时的情况. 计算中, 无量纲强度参数为  $\varepsilon = 100$ , 浮力参数  $\delta = 0$ ,  $\gamma_f = 1.0$ ,  $\gamma_w = 1.0$ , 不同时刻气泡和自由面形态如图 6 所示.

该条件下壁面向外倾斜  $5^\circ$ , 大部分的水面舰船舷侧属于此种类型. 图中云图表示无量纲压力, 矢量图表示流场相对速度. 当气泡产生后, 在其膨胀阶段, 右侧受到壁面的挤压而呈扁平状, 同时, 自由面在其作用下产生水冢. 由于自由面与壁面的夹角

偏离了竖直状态, 从而使气泡产生的高压区沿壁面向上延伸到自由面, 如图 6(a) 圆圈区域所示, 使得膨胀过程中除了气泡上方的丘形主水冢外, 自由面与壁面相交处还会产生一个侧水冢, 如图 6(b) 和图 7 所示. 若将该问题看作原气泡与镜像气泡的相互作用, 则该现象可解释为原自由面与镜像自由面相交处的边界条件不连续的结果. 气泡在  $t^* = 0.82$  时达到最大体积, 进入收缩阶段. 在此过程中, 气泡和自由面之间产生一个明显的高压区, 在高压区的推动下, 水冢高度不断增加, 并向中间聚集, 宽度明显减小, 如图 6(c). 而气泡在高压区的作用下发生回弹, 向下运动的同时产生射流. 这些现象与 Pearson 等<sup>[18]</sup> 关于气泡与自由面的相互作用的研究结果一致. 然而不同的是, 本文由于壁面的存在, 高压区在气泡的发展过程中逐渐向远离壁面一侧移动, 从而使得射流偏向壁面方向, 如图 6(d). 最终在气泡被穿透时, 射流对壁面产生冲击作用. 根据 Klaseboer 等<sup>[13]</sup> 的研究, 形成环状气泡后, 射流方向会继续向垂直于壁面的方向偏转, 从而增加射流作用效果.

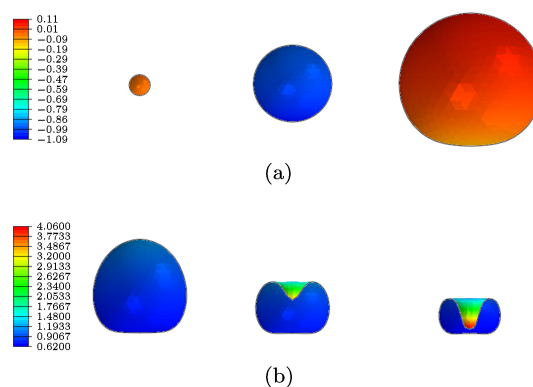


图 4 三维边界元模型镜像法计算结果 (a)  $t^* = 0, 0.17, 1.22$ ; (b)  $t^* = 2.05, 2.23, 2.3$

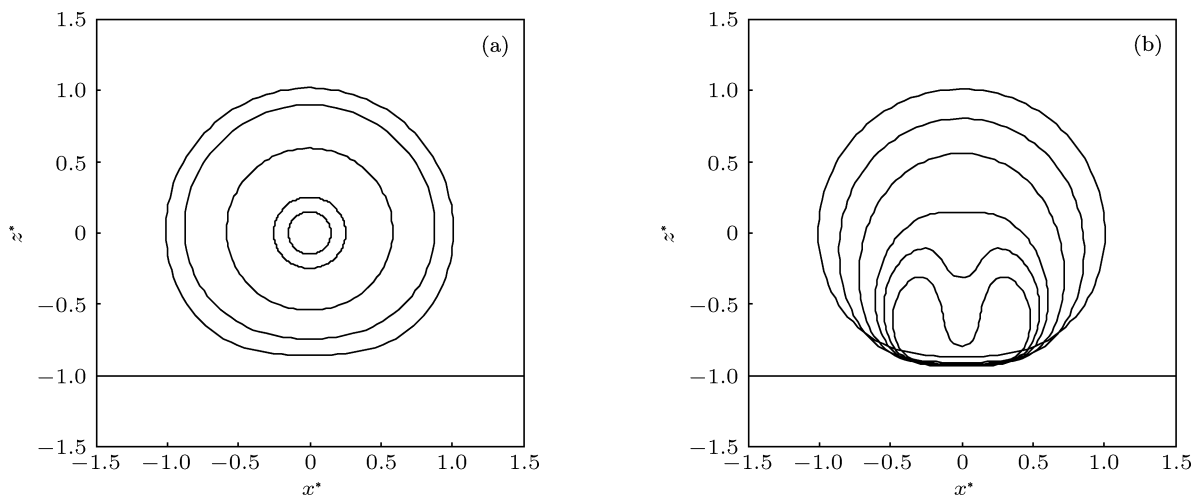


图 5 轴对称模型计算结果 (a) 气泡膨胀阶段  $t^* = 0, 0.03, 0.18, 0.54, 1.18$ ; (b) 气泡收缩阶段  $t^* = 1.24, 1.74, 1.97, 2.13, 2.20, 2.27$

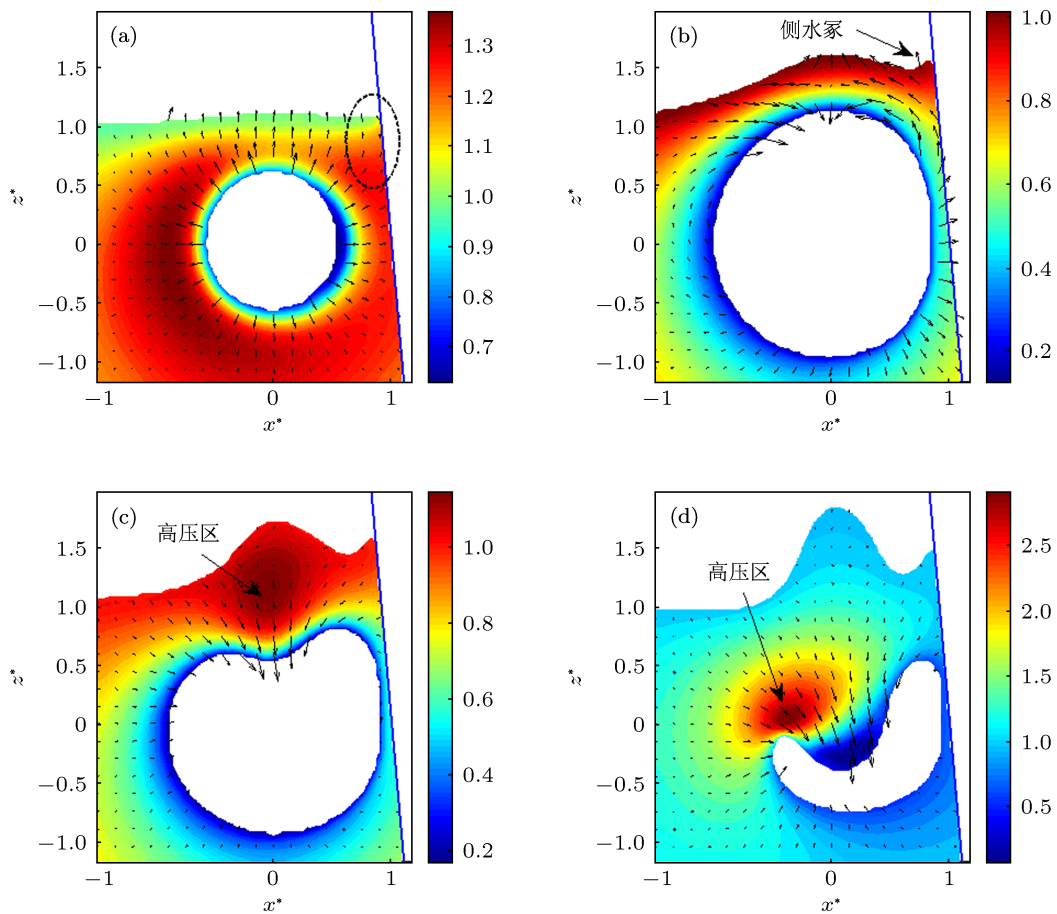


图6 不同时刻  $xoz$  平面流场压力云图与速度矢量图 (a)  $t^* = 0.15$ ; (b)  $t^* = 0.82$ ; (c)  $t^* = 1.23$ ; (d)  $t^* = 1.60$

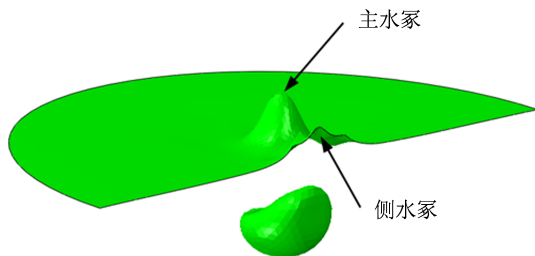


图7 向外倾斜的侧壁面附近自由面形态三维视图

数值计算中发现,侧水冢在形成之后高度增加较慢,但当气泡进入收缩阶段后,侧水冢周围自由面迅速向内收缩,使侧水冢宽度快速减小,在某些条件下会使侧水冢形成沿壁面向上的射流喷溅.

### 3.2.2 $\theta = -5^\circ$ 时壁面附近气泡与自由面相互作用

现计算和分析壁面向内倾斜  $5^\circ$  的情况,无量纲强度参数为  $\varepsilon = 100$ ,浮力参数  $\delta = 0$ ,  $\gamma_f = 1.0$ ,  $\gamma_w = 1.0$ ,不同时刻气泡和自由面形态如图8所示.

从图8中可知,当壁面向内倾斜时,在气泡膨胀阶段自由面与壁面的交界处向上运动较慢,而当气泡进入收缩阶段后,在气泡的吸引作用下迅速向

流场内凹陷,在壁面附近形成一个长条形的凹槽,同时凹槽和自由面主水冢之间被一个长条形的水冢分开,如图9所示,这个凹槽在坍塌时会对壁面产生抨击作用.与向外倾斜的侧壁面对气泡的影响相似,倾斜壁面的作用下,自由面和气泡之间的高压区也逐渐向远离壁面一侧移动,从而推动气泡射流转向壁面方向.

### 3.2.3 倾斜角度 $\theta$ 对气泡动态特性的影响

为对比倾斜角度对气泡和水冢形态影响规律,将无量纲强度参数为  $\varepsilon = 100$ ,浮力参数  $\delta = 0$ ,  $\gamma_f = 1.0$ ,  $\gamma_w = 1.2$ ,倾斜角度分别为  $\theta = 10^\circ, 5^\circ, 0^\circ, -5^\circ, -10^\circ$ ,典型时刻气泡和自由面形态如图10所示.

从图10可以看到,不同倾斜角度的壁面附近气泡在最大体积时刻差别不大,仅在自由面与壁面相交处略有区别.随着倾斜角度的减小,相交处逐渐从突起的侧水冢变为长条形凹陷.随着气泡与自由面的继续发展,这种区别逐渐变大,在气泡收缩阶段的后期,向外倾斜的壁面附近的侧水冢附近自

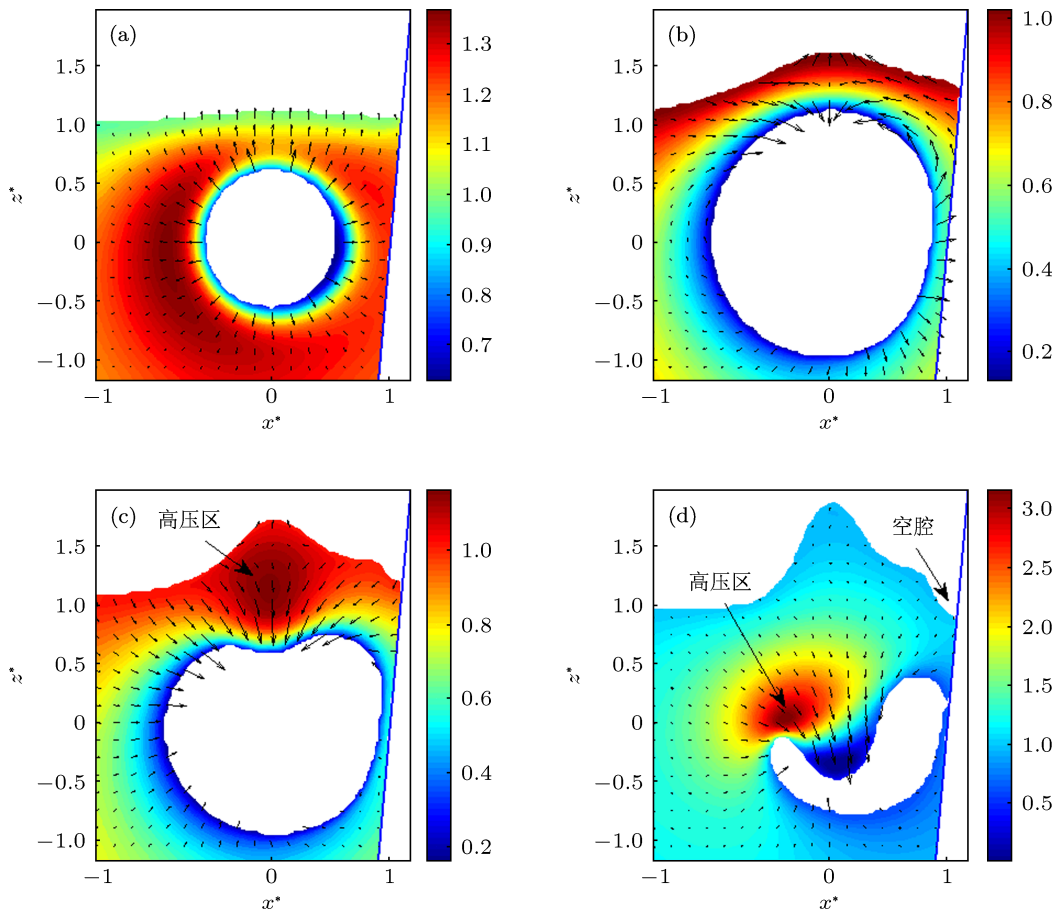


图8 不同时刻  $xoz$  平面流场压力云图与速度矢量图 (a)  $t^* = 0.15$ ; (b)  $t^* = 0.82$ ; (c)  $t^* = 1.23$ ; (d)  $t^* = 1.60$

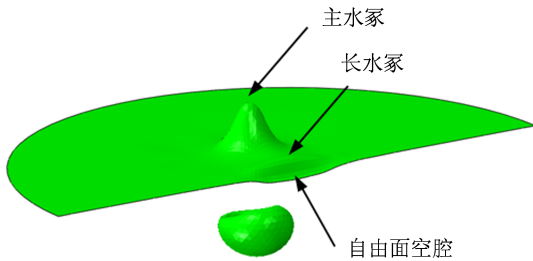


图9 向内倾斜的侧壁面附近自由面形态三维视图

由面迅速凹陷, 贴近气泡, 对气泡上部形态产生影响, 如图 10 中  $\theta = 10^\circ$  的条件所示. 当  $\theta$  为负时, 随着  $\theta$  的不断减小, 自由面的初始凹陷逐渐发展为空腔, 当气泡溃灭后, 会诱使空腔也相继溃灭, 从而对壁面产生一定的抨击作用. 为详细对比倾斜角度对气泡运动的影响规律, 将以上各工况的气泡中心位移和气泡开尔文冲量  $I$  绘于图 11.

从图 11 的气泡中心曲线可以看到, 壁面倾斜角度对  $x$  向位移影响不大, 而对  $z$  向位移有明显的影响. 由于壁面对于气泡的整体运动的影响基本与壁面相反, 因此, 当壁面向外倾斜时, 即  $\theta$  为正时,

壁面与自由面在垂向的影响分量相互抵消, 当壁面向内倾斜, 即  $\theta$  为负时, 两者相互叠加. 从而使得随着  $\theta$  的增加, 不断减小气泡的垂向运动. 图 11(c) 和 (d) 分别是气泡的  $x$  向和  $z$  向的开尔文冲量. 开尔文冲量表示气泡周围流场的总体冲量, 可用来描述多种力的作用下气泡的大致运动方向<sup>[5]</sup>. 由于  $x$  向的开尔文冲量主要来自于壁面的影响, 而垂向的开尔文冲量主要来自于自由面的作用, 可见, 对于  $x$  向的开尔文冲量, 两者相互叠加, 而对于  $z$  向的开尔文冲量, 两者相互抵消.

### 3.3 有浮力情况下典型倾斜角度下壁面附近气泡与自由面的相互作用

以上的计算分析均针对无浮力情况, 真实水下爆炸气泡由于尺度较大, 会受到的浮力作用较大, 不可忽略, 动态特性会有明显的区别. 本节针对 100 kg TNT 在 6.2 m 深爆炸 ( $\gamma_f = 1.0$ ), 距离壁面 6.2 m 时 ( $\gamma_w = 1.0$ ), 不同倾斜角度下的气泡动态特性进行分析.

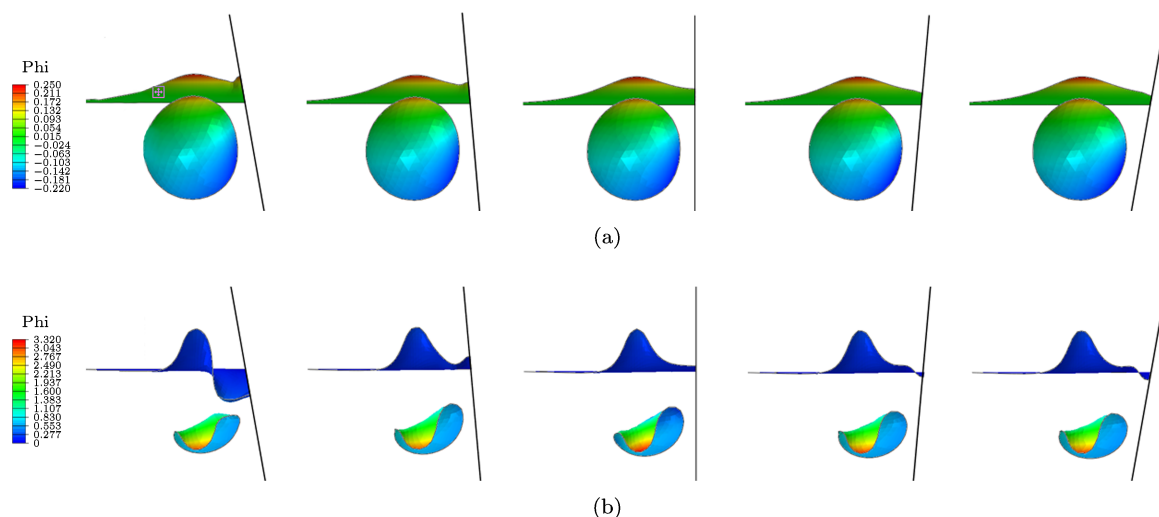


图 10 倾斜角度  $\theta = 10^\circ, 5^\circ, 0^\circ, -5^\circ, -10^\circ$  下气泡与自由面典型时刻形态 (a) 气泡最大体积时刻  $t = 0.83$ ; (b) 射流穿透气泡时刻  $t^* = 1.63$

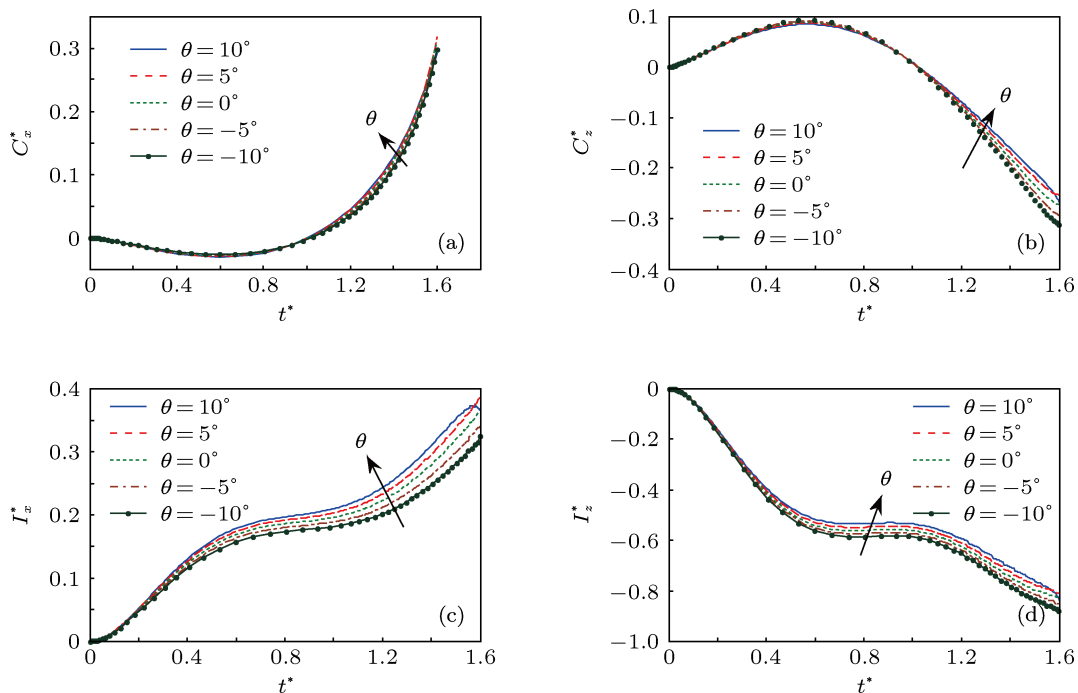


图 11 不同倾斜角度对气泡运动影响规律 (a) 气泡中心  $x$  向位移曲线; (b) 气泡中心  $z$  向位移曲线; (c) 气泡  $x$  向开尔文冲量; (d) 气泡  $z$  向开尔文冲量

从图 12 可以看到, 考虑浮力的气泡运动更为复杂. 在气泡膨胀阶段, 浮力影响较小, 当气泡进入收缩阶段后, 除了上部由于自由面排斥作用而产生向下的射流外, 气泡下部由于浮力的作用还产生向上的射流. 两射流在  $t^* = 1.56$  时刻在气泡中部冲击在一起, 形成环状气泡, 与无浮力条件相比, 时间明显提前, 因此可  $\theta = 5^\circ$  时的侧水冢和  $\theta = -5^\circ$  时的自由面空腔均没有得到充分的发展. 而  $\theta = 0^\circ$  的条件事实上相当于两个相同深度的同相气泡与自由面之间的相互作用, Wang 和 Khoo<sup>[19]</sup> 和 Zhang

等<sup>[20]</sup> 曾分别采用间接边界元方法和直接边界元方法对该问题进行了详细的分析, 得到了一致的结果.

图 13 中分别是不同倾斜角度下气泡的  $x$  向和  $z$  向开尔文冲量. 从图中可知, 由于浮力方向为竖直向上, 对于  $x$  向的开尔文冲量影响不大, 规律与无浮力情况一致. 但是,  $z$  方向的开尔文冲量有明显的不同. 在气泡产生初期, 由于气泡体积较小, 所受浮力也较小, 因此, 气泡的开尔文冲量由自由面的影响所主导, 为负值. 随着气泡的膨胀, 浮力在气泡的垂向运动中逐渐占主导作用,  $z$  向的开尔文冲量由

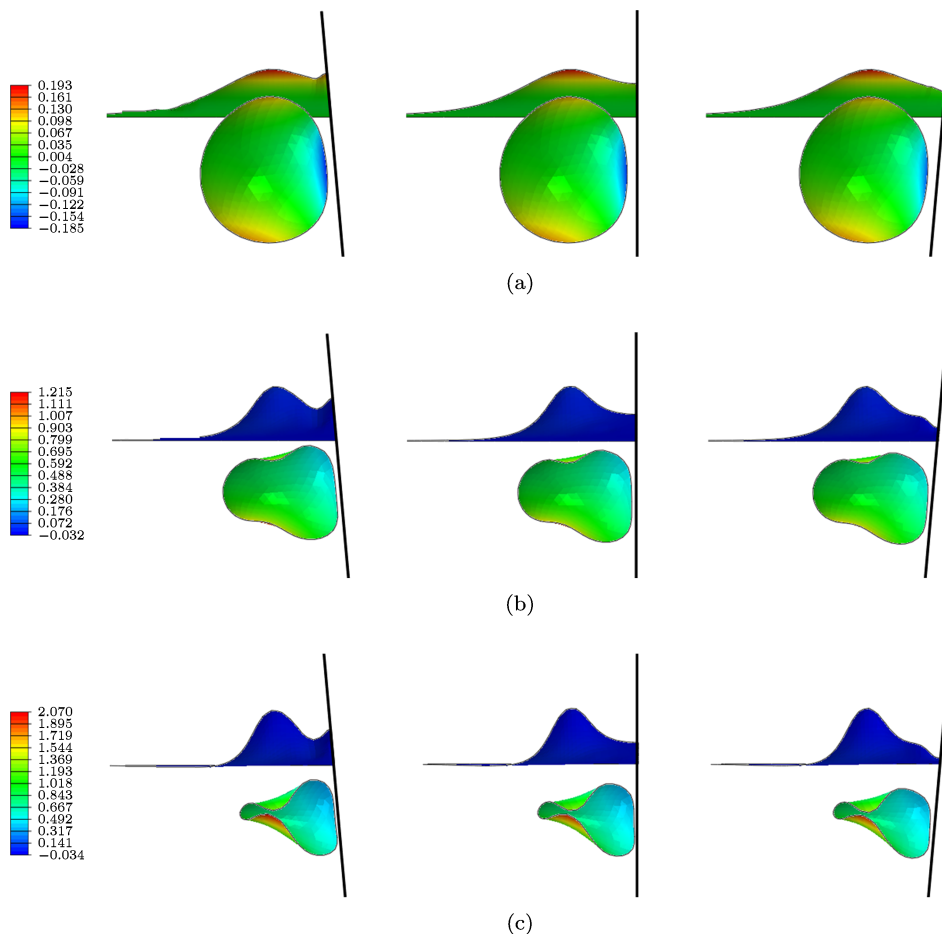


图 12 100 kg TNT 水下爆炸气泡在倾斜壁面附近的动态特性 ( $\theta = 5^\circ, 0^\circ, -5^\circ$ ) (a) 最大体积时刻,  $t^* = 0.85$ ; (b)  $t^* = 1.40$ ; (c) 气泡被射流穿透时刻  $t^* = 1.56$

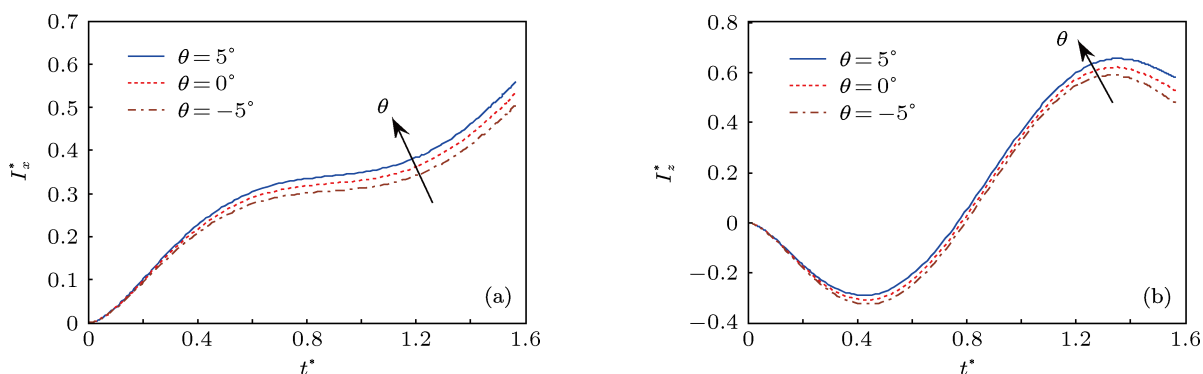


图 13 100 kg TNT 产生的气泡在倾斜壁面附近开尔文冲量 (a)  $x$  向开尔文冲量; (b)  $z$  向开尔文冲量

负值变为正值, 使得整体的曲线产生负正弦曲线的特征. 两个方向的开尔文冲量随倾斜角度的变化规律与无浮力情况一致, 均是随  $\theta$  的增大逐渐增大.

#### 4 结论

本文基于不可压缩势流理论, 采用镜像法模拟半无限大壁面的影响, 建立了倾斜壁面附近气泡与

自由面的相互作用边界元模型. 采用本文所建立的数值模型, 分别分析了不同倾斜角度的侧壁面附近的气泡和自由面动态特性, 并对比分析了不同倾斜角度对其影响规律, 得到以下主要结论:

1. 在竖直壁面和自由面联合作用下, 气泡收缩阶段流场的高压区的移动是导致射流向壁面偏转的主要原因;
2. 水下爆炸气泡在向外倾斜的侧壁面附近会

诱导自由面与壁面相交处在气泡膨胀阶段产生突起,并在气泡坍塌阶段产生喷溅现象;

3. 水下爆炸气泡在向内倾斜的侧壁面附近会使自由面与壁面相交处在气泡膨胀阶段产生凹陷,在收缩阶段凹陷继续发展呈长型空腔,空腔的溃灭

可能对壁面产生一次抨击作用;

4. 在本文研究的参数范围内,随着壁面的倾斜角度的增加会在垂向不断减弱自由面对气泡的作用,同时增加  $x$  向的壁面作用.

- 
- [1] Cole R H 1948 *Underwater Explosion* (1st Ed.) (New Jersey: Princeton University Press) p118
- [2] Plesset M S, Chapman R B 1971 *J. Fluid Mech.* **47** 283
- [3] Wang H, Zhang Z Y, Yang Y M, Hu Y, Zhang H S 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3847
- [4] Blake J R Gibson D C 1981 *J. Fluid Mech.* **111** 123
- [5] Blake J R, Gibson D C 1987 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **19** 99
- [6] Pearson A, Cox E, Blake J R Otto S R 2004 *Eng. Anal. Bound. Elem.* **28** 295
- [7] Blake J R, Taib B B, Dohert Y G 1986 *J. Fluid Mech.* **170** 479
- [8] Wang Q X 1998 *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **12** 29
- [9] Klaseboer E, Khoo B C, Hung K C 2005 *J. Fluids Struct* **21** 395
- [10] Khoo B C, Shervani-Tabar M T 2009 *Exp. Fluids* **46** 419
- [11] Dadvand A, Khoo B C, Shervani-Tabar M T Khalilpourazary S 2012 *Engineering Analysis with Boundary Elements* **36** 1595
- [12] Chu W H, Zhang A M, Yang H, Cao X Y 2013 *Journal of Vibration and Shock* (in press) (in Chinese) [初文华, 张阿漫, 羊慧 2013 振动与冲击 (in Press)]
- [13] Klaseboer E, Huang K C, Wang C, Wang C W, Khoo B C, Boyce P, Debono S, Charlier H 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 387
- [14] Turangan C K, Ong G P, Klaseboer E, Khoo B C 2006 *Journal of Applied Physics* **100** 054910
- [15] Liu Y L, Zhang A M, Wang S P, Tian Z L 2013 *Acta Phys. Sin.* (in Press) **62** 144703 (in Chinese) [刘云龙, 张阿漫, 王诗平, 田昭丽 2013 物理学报 **62** 144703]
- [16] Rayleigh J W 1917 *Philos Magazine* **34** 94
- [17] Liu Y L, Zhang A M, Wang S P, Tian Z L 2013 *Acta Phys. Sin.* **61** 224702 (in Chinese) [刘云龙, 张阿漫, 王诗平, 田昭丽 2012 物理学报 **61** 224702]
- [18] Pearson A, Cox E, Blake J R, Otto S R 2004 *Engineering Analysis with Boundary Elements* **28** 295
- [19] Wang C, Khoo B C 2004 *Journal of Computational Physics* **194** 451
- [20] Zhang A M, Yao X L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 927

# Interaction between bubble and free surface near vertical wall with inclination\*

Liu Yun-Long<sup>1)</sup> Wang Yu<sup>2)</sup> Zhang A-Man<sup>1)</sup>†

1) ( *Collage of Shipbuilding and Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China* )

2) ( *Unit 92857 of PLA, Beijing 100161, China* )

( Received 30 May 2013; revised manuscript received 11 August 2013 )

## Abstract

Study on the interaction between bubble and free surface near an inclined vertical wall is carried out in this paper. Firstly, boundary element model for bubble dynamics based on incompressible potential flow is established, and the solid wall is modeled using the images of bubble and free surface. Then, through the numerical model, bubble dynamics near the walls with various inclination angles are studied respectively. We find that the inclination would lead discontinuity of the boundary condition of intersection between free surface and solid wall, which can affect its motion nonlinearly. Finally, the influence of the inclination angle on the bubble and spike dynamics is analyzed.

**Keywords:** underwater explosion, bubble dynamics, inclined wall, free surface

**PACS:** 47.55.Dz, 02.70.Pt, 47.15.Hg, 47.11.+j

**DOI:** 10.7498/aps.62.214703

---

\* Project supported by the National Security Major Basic Research Program of China (Grant No. 613157), the Outstanding Youth Fund of China (Grant No. 51222904) Defense Industrial Technology Development Program, China (Grant No. B2420133001), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11202057).

† Corresponding author. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn