

文章编号: 1001-1455(2006)04-0345-06

水平刚性面下方水下爆炸 气泡垂向运动的理论研究^{*}

方 斌, 朱 锡, 陈细弟, 张振华

(海军工程大学船舶与海洋工程系, 湖北 武汉 430033)

摘要: 为了研究界面对水下爆炸气泡脉动的影响, 根据势流理论建立了水平刚性面下方在浮力作用下作垂向运动的水下爆炸气泡的理论模型, 编制计算程序进行求解。对水下爆炸气泡脉动运动的特点、流场的速度和压力的分布、气泡引起的载荷形式进行了分析。结果表明此模型能够反映水下爆炸气泡和周围流体介质的运动规律, 并能进行定量的计算。

关键词: 爆炸力学; 气泡脉动; 势流理论; 水下爆炸气泡; 水平刚性面边界

中图分类号: O382.1; U674.703

国标学科代码: 130 · 3520

文献标志码: A

1 引 言

水下爆炸问题的研究, 主要分为两个阶段, 第一个阶段主要考虑爆炸冲击波的作用, 第二个阶段主要考虑水下爆炸气泡的脉动作用。一般爆炸冲击波作用的时间较短, 但是它在水中产生的冲击波压力峰值较大; 而水下爆炸气泡的脉动虽然产生的压力波峰值较小, 但是其作用时间较长, 产生的冲量与爆炸冲击波产生的冲量基本相当。水下爆炸气泡产生的脉动压力作用, 能够引起船体的共振, 造成船体总体破坏, 对船体设备也能产生较明显的冲击作用。目前, 对水下爆炸气泡的破坏作用的认识已经逐渐深入, 其重要性也得到了广泛的认可。

关于水下爆炸气泡的研究, P. Cole^[1]、T. A. Vernon^[2] 在理论上进行了一定的探讨, 国内李玉杰等^[3]、梁龙河^[4] 也进行了相关研究, 得到了一些有益的结论。由于水下爆炸气泡问题研究涉及到气体、流体、固体及其相互的耦合作用, 难度较大, 理论研究往往存在诸多不足, 难以应用于工程实际。但是理论分析能够对水下爆炸问题进行定性分析, 对于掌握水下爆炸气泡的物理规律和指导试验研究都具有重要的作用。根据试验结果对模型进行必要的修正后, 也能在工程中得到一定的应用。

本文中在 P. Cole、T. A. Vernon 研究的基础上, 建立水平刚性面下方水下爆炸气泡垂向运动问题的理论模型, 编制计算程序对模型进行求解, 得到气泡运动和周围流场变化的规律及定量的结果, 并对模型存在的问题及其影响进行分析。

2 水平刚性面下方水下爆炸气泡垂向运动方程的建立

2.1 基本假设

- (1) 水介质为不可压、无旋理想流体;
- (2) 水下爆炸气泡始终保持球形;
- (3) 不考虑冲击波传播阶段的影响, 水介质初始状态的速度、加速度均为零。

2.2 坐标系的建立

以气泡中心为原点建立运动的球坐标, 如图 1 所示。

* 收稿日期: 2005-04-11; 修回日期: 2005-09-26

基金项目: 国家安全重大基础研究项目(51335020101)

作者简介: 方 斌(1978—), 男, 博士研究生。

2.3 速度势

在水下爆炸问题的研究中,常常碰到水面舰艇的船体底板边界、刚性海底边界等水平刚性边界问题。为了简化问题的研究,将水平刚性面放在水面上,即将水面视为刚性面,其他水平刚性面只须在此基础上作垂向移动即可。那么根据平面镜像原理可得流场的速度势为

$$\varphi = \frac{e_1}{r} + \frac{e_2}{r^2} \cos\theta + \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_1^2} \cos\theta_1 \quad (1)$$

式中:第一项相当于强度为 e_1 的空间点源产生的速度势,第二项则相当于强度为 e_2 的空间偶极子产生的速度势,后两项为前两项镜像作用的反映。根据无边界时的情况可以确定点源的强度 $e_1 = -\dot{a}a^2$ 。根据气泡表面所需满足的边界条件: $(\partial\varphi/\partial r)_a = \dot{a} + v\cos\theta$,并引入近似条件 $a/2d \approx 0$ (即气泡的半径与气泡所在水深的两倍相比是小量),可以得到

$$e_2 = -\frac{a^3}{2} \left(v + \frac{a^2 \dot{a}}{4d^2} \right) \quad (2)$$

那么根据(1)式可以求得流体的速度和加速度。

场流中的压力分布可根据动坐标系中的柯西-拉格朗日积分求得

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} - \mathbf{V}_e \cdot \mathbf{V} + \frac{1}{2} \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} + P - U = f(t) \quad (3)$$

式中:牵连速度 $\mathbf{V}_e = v\mathbf{e}_z$,流场速度 $\mathbf{V} = u_x\mathbf{e}_x + u_y\mathbf{e}_y + u_z\mathbf{e}_z$,在不可压条件下压力函数 $P = p/\rho$,质量力的势 $U = g(d-z)$,由于在无穷远处流体处于静止状态,所以 $f(t) = p_\infty/\rho = p_0/\rho$, p_0 为大气压。将以上关系式代入(3)式中可得

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_0}{\rho} - \frac{\partial\varphi}{\partial t} + vu_z - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) + g(d-z) \quad (4)$$

根据(4)式可以求得气泡周围的流体介质的压力场。为了确定 e_1, e_2 ,须求得 a 和 v ,这就需要引入能量方程和动量方程。

3 求解方程组

3.1 能量方程

根据文献[1]中提出的能量计算方法,参考文献[2]中已经建立的水下爆炸在自由面边界条件下作垂向运动的能量方程,进行推导后得到本问题的能量方程

$$E_0 = \pi\rho_0 a^3 \left(2\dot{a}^2 \left(1 + \frac{a}{2d} \right) + \frac{1}{3} v^2 - 4\dot{a}v \left(\frac{a}{2d} \right)^2 + \frac{4}{3} gza \right) + \frac{kW^\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{3}{4\pi a^3} \right)^{\gamma-1} \quad (5)$$

其中动能为

$$U = 2\pi\rho_0 a^3 \dot{a}^2 + \frac{1}{3} \pi\rho_0 a^3 v^2 + 2\pi\rho_0 a^3 \dot{a}^2 \frac{a}{2d} - 4\pi\rho_0 a^3 \dot{a}v \left(\frac{a}{2d} \right)^2 \quad (6)$$

式中:第一项是气泡膨胀作用使周围流体介质获得的动能,第二项是气泡运动产生的动能,后两项是镜像的影响项。

势能为

$$V = \frac{4\pi}{3} \rho_0 gza^3 + \frac{kW^\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{3}{4\pi a^3} \right)^{\gamma-1} \quad (7)$$

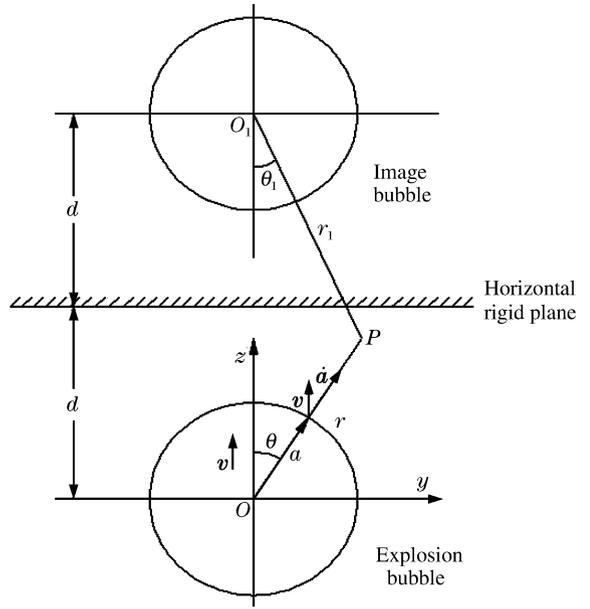


图1 源气泡和映像气泡示意图

Fig. 1 Image and source bubble geometry

式中: 第一项是气泡在流场中的水压力势能, 第二项是气泡内爆炸产物的压能。在求爆炸产物的压能时, 将爆炸生成物视为比热比 γ 为常数的理想气体, 而且其状态的变化是按照绝热律进行的, 则压力与体积间的关系为 $p = k(W/V)^\gamma$, W 为炸药药量, k 为绝热常数^[1]。

3.2 物理量的无量纲化

为了方便表达, 引入如下量纲一的量: 气泡半径 $x = a/L$; 时间 $\tau = t/T$; 压头 $\zeta = z/L$, 初压头 $\zeta_0 = z_0/L$, 气泡中心离水面的垂直距离 $\delta = d/L$; 能量参数 $\kappa = \frac{(\rho g z_0)^{\gamma-1} k (W/E_0)^\gamma}{\gamma-1}$ 。其中: $L = \left(\frac{3E_0}{4\pi\rho g z_0}\right)^{1/3}$, $T = \left(\frac{3}{2g z_0}\right)^{1/2} L$ 。

气泡的总能量 $E_0 = \omega_b e W$, 其中 e 为炸药的比内能, W 为药包质量, ω_b 为爆炸气泡获得能量在炸药释放的总能量中的比例。T. A. Vernon 给出了 TNT 炸药量纲一的能量参数的估算公式: $\kappa \approx 0.074 3 z_0^{1/4}$ 。

3.3 能量方程的转化

若重力是对气泡的唯一外力, V 为流体浮力位能与气体内能的和, 则拉格朗日函数 $L = U - V$ 满足如下微分方程式^[1]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{a}} (U - V) \right) - \frac{\partial}{\partial a} (U - V) = 0 \quad (8a)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{z}} (U - V) \right) - \frac{\partial}{\partial z} (U - V) = 0 \quad (8b)$$

令 $\sigma = \dot{x}$, $\lambda = \dot{\zeta}$, 应用(8a)式得到径向运动的动量方程

$$\dot{\sigma} = -\frac{3}{2\delta - x} \left(\frac{\sigma^2}{x} \left(1 + \frac{2x}{3\delta} \right) - \frac{\lambda^2}{6x} + \frac{\zeta}{x\zeta_0} - \frac{(\gamma-1)\kappa}{x^{3\gamma+1}} + \frac{x^2 \dot{\gamma}}{6\delta^2} \right) \quad (9)$$

应用(8b)式得到垂向运动的动量方程

$$\dot{\lambda} = -3 \left(\frac{1}{\zeta_0} + \frac{\sigma\lambda}{x} + \frac{x}{4\delta^2} (5\sigma^2 + x\dot{\sigma}) \right) \quad (10)$$

微分方程(9)和(10)相互耦合, 因此采用无边界时垂向运动的动量方程进行解耦, 得到

$$\dot{\sigma} = -\frac{3}{2\delta - x} \left(\frac{\sigma^2}{x} \left(1 + \frac{2x}{3\delta} \right) - \frac{\lambda^2}{6x} + \frac{\zeta}{x\zeta_0} - \frac{(\gamma-1)\kappa}{x^{3\gamma+1}} + \frac{x}{2\delta^2} \left(-\frac{x}{\zeta_0} - \sigma\lambda \right) \right) \quad (11)$$

3.4 虚拟力的引入

与实验结果比较发现, 理论计算的气泡垂向移动速度太大了^[1], 分析其原因在于没有考虑气泡在脉动过程中以声辐射和热损耗等形式耗散掉的能量。为控制气泡垂向移动的速度, T. A. Vernon 引入一个虚拟的拉力, 并在能量方程中考虑这一拉力消耗的能量。虚拟力所引起的能量耗散实际上是声辐射和热损耗等形式引起的能量耗散的一种近似。虚拟拉力可定义为

$$F = \frac{1}{2} \rho_0 C_d A v^2 \quad (12)$$

式中: A 为气泡投影的面积; C_d 为系数参数, 需要通过试验确定, T. A. Vernon 给出的取值范围为 2.0 ~ 2.5。引入虚拟力后, 对(10)~(11)式进行适当的修改, 可以得到问题求解的微分方程组

$$\dot{x} = \sigma \quad (13)$$

$$\dot{\zeta} = \lambda \quad (14)$$

$$\dot{\sigma} = -\frac{3\delta}{2\delta - x} \left(\frac{\sigma^2}{x} \left(1 + \frac{2x}{3\delta} \right) - \frac{\lambda^2}{6x} + \frac{\zeta}{x\zeta_0} - \frac{(\gamma-1)\kappa}{x^{3\gamma+1}} + \frac{x}{2\delta^2} \left(C_d \frac{\lambda^2}{4} - \frac{x}{\zeta_0} - \sigma\lambda \right) \right) \quad (15)$$

$$\dot{\lambda} = -3 \left(\frac{1}{\zeta_0} + \frac{\sigma\lambda}{x} - C_d \frac{\lambda^2}{4x} + \frac{x}{2\delta^2} (5\sigma^2 + x\dot{\sigma}) \right) \quad (16)$$

求解方程组的初始条件为: $x = x_0$, $\zeta = \zeta_0$, $\sigma = 0$, $\lambda = 0$ 。微分方程组(13)~(16)式可以采用四阶龙格-库塔数值积分方法进行求解。

4 计算实例

编制计算程序对微分方程组进行求解,可得到水下爆炸气泡的运动特性和水下气泡引起的周围流场速度和压力的变化规律,和 underwater 爆炸气泡产生的载荷形式。采用的主要参数为: $W=50\text{ kg}$, $\gamma=1.25$, $d=16\text{ m}$, $C_d=2.25$ 。

4.1 水下爆炸气泡的运动特性

图 2~5 反映了气泡膨胀和上浮运动的基本规律,参照文献[1]的试验结果,与实验所得的规律基本一致。但是由于能量的耗散考虑得并不是很充分,因此气泡第二次脉动及第三次脉动过程中的最大半径的减小比试验要慢。为了考虑更多的能量耗散可以根据试验结果调整 C_d 的值。进一步地,可以引入热量和声辐射造成的能量耗散项,但是这将使模型的复杂度增加。

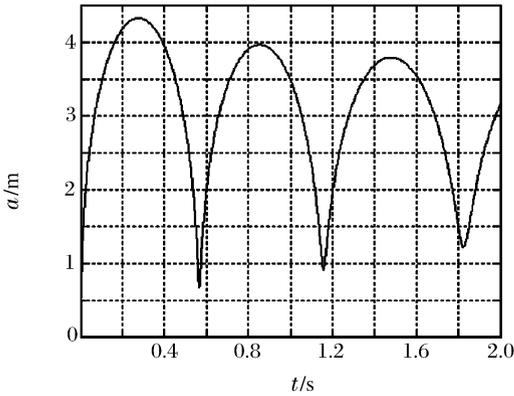


图 2 气泡半径随时间的变化曲线

Fig. 2 Bubble's radius vs time

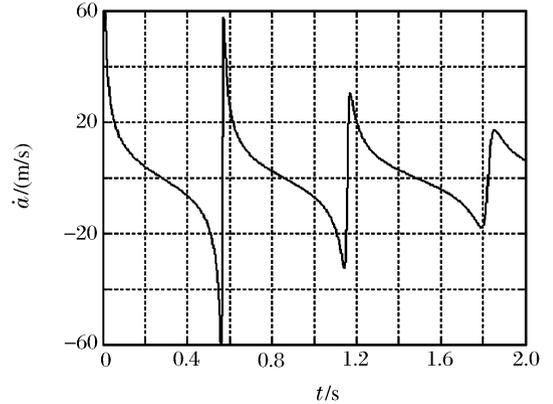


图 3 气泡径向速度随时间变化的曲线

Fig. 3 Bubble's radial velocity vs time

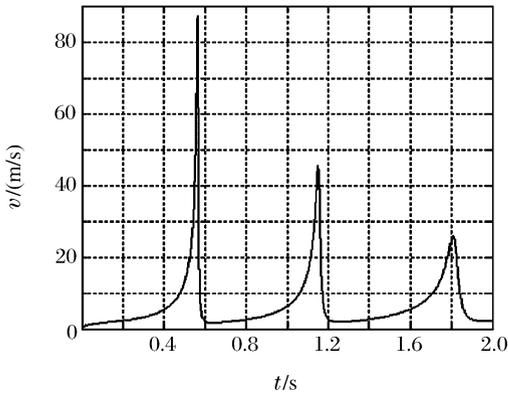


图 4 气泡垂向迁移速度随时间的变化曲线

Fig. 4 Bubble's migrating velocity vs time

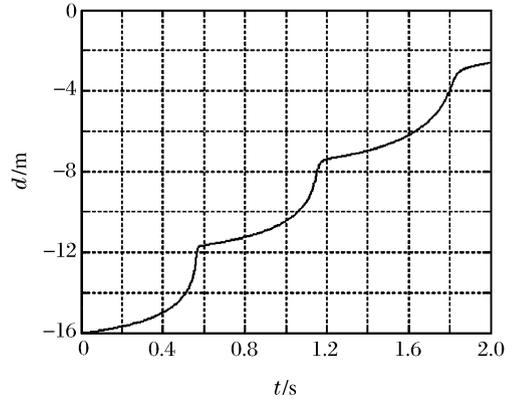


图 5 泡心深度随时间变化的曲线

Fig. 5 Bubble's depth vs time

4.2 气泡周围流场的特性

图 6~7 反映了第一次脉动过程中气泡周围流场的速度和压力分布规律,与实际过程的规律也是相符的。但是要将其应用于定性分析还需与试验结果进行比较,以确定其精度问题。

4.3 水下爆炸气泡形成的载荷

记录两个测试点处的压力-时间历程曲线,以分析水下爆炸气泡产生的载荷,如图 8 所示。图 8(a)中第三次脉动的峰值压力比第二次脉动的峰值压力还大,这是因为第三次脉动时水平刚性面的影响已经很明显,使峰值增大较多。而在水深较大的地方压力峰值基本上是逐渐减小的,如图 8(b)所示。图 8 中,压力峰值出现的时间基本相同,这说明气泡压缩过程产生的压力波基本上瞬时传播到流场中的各点。

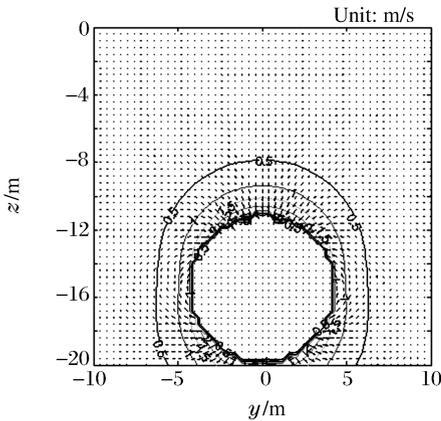


图 6 第一次脉动阶段气泡膨胀到最大时的速度场

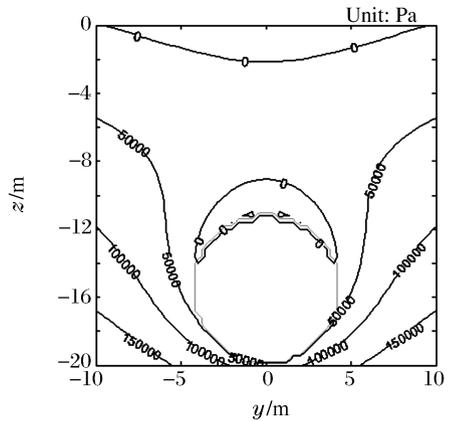


图 7 第一次脉动阶段气泡膨胀到最大时的压力场

Fig. 6 Velocity field of maximum bubble in the first pulse

Fig. 7 Pressure field of maximum bubble in the first pulse

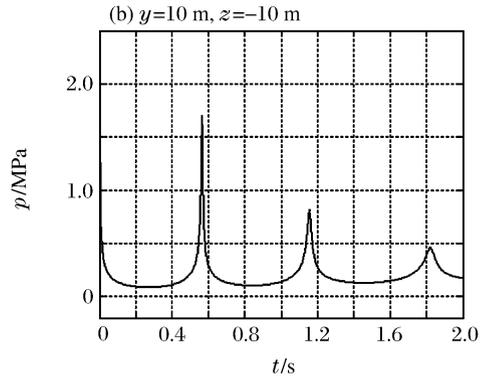
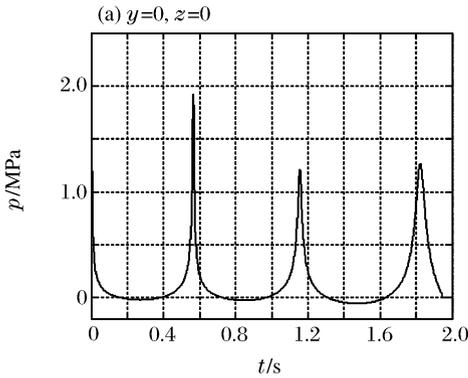


图 8 压力历程曲线

Fig. 8 Pressure history curves

5 模型存在的问题

(1)气泡变形。靠近边界时,气泡在内部气体和外部流体的作用下不可能保持球状,必将发生变形,而消耗部分能量。而且气泡的变形必将改变其周围的流场和压力场,这些在模型中未能考虑。

(2)能量耗散。文中建立的模型,将能量的耗散用虚拟力的形式给出,这显然有许多的局限性。因为热量、声辐射等形式的耗散过程是很复杂的,虚拟力并不能完全反映实际的情况,但是根据试验结果可以适当对虚拟力进行调整使计算结果更接近试验结果。这将降低问题的复杂性,对于工程应用是有利的。

6 结 论

建立的水平刚性面下方水下爆炸气泡垂向运动的模型,能够较好地反映水下爆炸气泡的运动规律及其周围流场的速度和压力分布,能够定量地计算气泡脉动引起的流场速度和压力的变化,引入试验结果的修正后能够进一步提高计算的精度。该方法对于分析水平边界面对爆炸气泡的影响,对于指导水下爆炸气泡的试验研究和在工程实际中计算水下爆炸气泡引起的载荷等都具有重要的意义。

从模型建立的过程中可发现,该模型可直接应用于其他水平刚性边界条件下(如刚性水底边界、水面舰艇的船底边界等)水下爆炸气泡脉动作用的计算,扩大了该模型的应用范围。

但是该模型存在不足之处,主要是未考虑水的可压缩性和气泡的变形,以及对能量的耗散考虑不足,这对模型计算的计算精度将造成影响,这种影响的量化尚待进一步试验研究进行确定。

参考文献:

- [1] 库尔 P. 水下爆炸[M]. 罗耀杰, 韩润泽, 官信, 等译. 北京: 国防工业出版社, 1960.
- [2] Vernon T M. Whipping response of ship hulls from underwater explosion bubble loading[R]. ADA178096, 1986.
- [3] 李玉杰, 张效慈, 吴有生, 等. 水下爆炸气泡激起的船体鞭状运动[J]. 中国造船, 2001, 42(3): 1-7.
LI Yu-jie, ZHANG Xiao-ci, WU You-sheng, et al. Whipping response of ship hull induced by underwater explosion bubble[J]. Shipbuilding of China, 2001, 42(3): 1-7.
- [4] 梁龙河. 水下爆炸特性的数值研究[D]. 北京: 应用物理与计算数学研究所, 2001.

Pulsation dynamics of an underwater explosion bubble vertical migrating to a horizontal rigid plane

FANG Bin^{*}, ZHU Xi, CHEN Xi-di, ZHANG Zhen-hua

(Department of Naval Architecture & Ocean Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, Hubei, China)

Abstract: In order to explore the effect of the boundary on the pulsation of underwater explosion bubble, the model of the bubble pulsation dynamics of an underwater explosion was proposed, based on the potential flow theory and considering the effects of proximity of the explosion bubble to a horizontal rigid plane, vertical migration of the bubble due to the hydrostatic imbalance. A computer program was used to solve the model. The pulsation dynamics, the distributing of velocity and pressure in the flow field and the loading of bubble pulsation were analyzed. The results show that the model can correctly describe the dynamic characteristics of the explosion bubble and the liquid around it. Quantificational results can be obtained by solving the model.

Key words: mechanics of explosion; bubble pulsation; potential flow theory; underwater explosion bubble; horizontal rigid plane

* Corresponding author: FANG Bin
E-mail address: Robin_fb@sohu.com
Telephone: 027-83443120