

文章编号: 1001-1455(2011)01-0019-06

水中爆炸表面空穴的理论研究*

姜涛, 由文立, 张可玉, 丁浩

(海军潜艇学院, 山东 青岛 267011)

摘要: 针对水中装药爆炸直达冲击波在自由面反射形成表面空穴的问题, 应用水中爆炸冲击波声学近似理论, 认为冲击波不能穿过空穴传播, 得出一维水中爆炸表面空穴范围、水质点运动速度、水层抛射速度、空穴闭合时间以及空穴闭合产生的压力峰值与持续时间等, 并将结论扩展到二维空间。通过具体算例, 对比本方法与 F. A. Costanzo 等采用 Arons 方法确定的空穴范围, 上边界两者一致, 下边界在炸药上方空穴边界小于 Arons 方法的, 远离装药处的下边界大于 Arons 方法的。可以应用冲击波声学近似理论计算水中爆炸空穴闭合载荷。

关键词: 爆炸力学; 表面空穴; 冲击波; 水中爆炸

中图分类号: O382.1

国标学科代码: 130 · 3520

文献标志码: A

由于水面截断效应的影响, 水中爆炸近自由面会形成表面空穴。表面空穴闭合产生的载荷称为水锤效应。水中爆炸表面空穴的研究始于 20 世纪 40 年代, 研究的主要内容为空穴形成的机理以及空穴范围、空穴上方水层的运动规律、水锤载荷大小等^[1-9]。确定空穴上边界时, 基本上都认为海水介质不能承受拉力, 当直达冲击波与静水压之和小于自由表面反射稀疏波压力时, 即开始产生空穴。确定空穴下边界时, F. A. Costanzo 等^[9]采用 Arons 方法, 当空穴产生后, 稀疏波继续向空穴下方传播, 空穴范围增大, 直到由于稀疏波引起的水介质质点速度对海水深度的变化率小于(等于)零时, 空穴不再产生, 空穴下边界确定。

本文中, 认为稀疏波不能穿过空穴继续传播, 空穴范围的不断扩大, 是因为直达冲击波被空穴截断后, 尾部压力在空穴处形成新的反射, 从而形成新的反射稀疏波, 故空穴再次产生, 空穴范围不断变大。当直达波尾部压力小于静水压力, 则空穴不再产生。以水中冲击波声学近似理论为基础^[10], 假设:

(1) 海水不能承受拉力, 空穴内压力为零;

(2) 反射稀疏波在空间上传播峰值衰减与压缩波在时间上的峰值衰减相比, 反射稀疏波在空间传播峰值衰减很小;

(3) 如果波阵面压力小于 100 MPa, 水中冲击波的传播和反射可以采用声学近似。

1 表面空穴机理

深水爆炸水中任意一点所受载荷如图 1 所示。首先到达目标点的是直达冲击波, 水自由表面反射的稀疏波随后到达。此稀疏波可看成是从装药相对于水面的镜象处发出。所以, 在不考虑其他界面反射的前提下, 水中爆炸引起的水表面下任一点压力时程曲线如图 2 所示。自由水面的影响可看成将冲击波削去一截, 称为自由表面截断效应。由于海水介质不能承受拉力, 故稀疏波引起的海水压力小于零时, 海水中就会产生空穴。空穴一旦产生, 上方的水介质就会以一定初速, 在重力和大气压力作用下向上抛射。同时由于空穴的产生, 稀疏波向下传播中断。此时, 空穴下方的水层中如果存在直达冲击波尾部压力, 那么, 在空穴产生的新界面形成新反射稀疏波。稀疏波波头到达位置海水压力小于零, 空穴将再次产生。空穴自上而下依次形成, 直到直达冲击波尾部形成的反射稀疏波产生的压力值与重力和大

* 收稿日期: 2009-09-25; 修回日期: 2010-03-22

作者简介: 姜涛(1979—), 男, 博士。

气压力产生的水静压力值之和大于零为止,空穴停止产生。空穴上方水层向上抛射后,在重力和大气压力的作用下,下落与下层水碰撞,引起闭合压力,产生水锤效应。

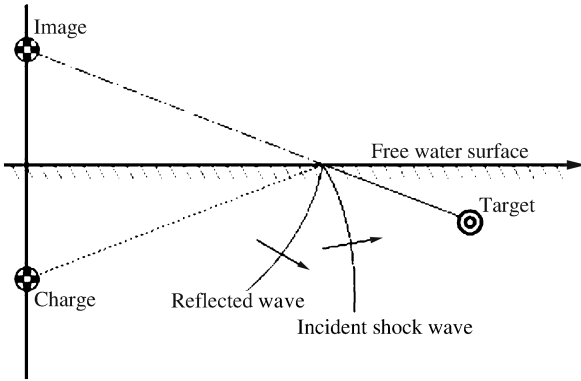


图 1 水中爆炸冲击波示意图

Fig. 1 Underwater explosion geometry

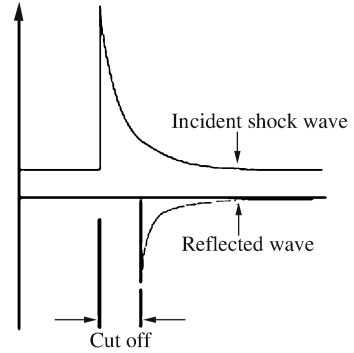


图 2 水面截断效应示意图

Fig. 2 Shock wave pressure profile with cut-off time

2 表面空穴范围分析

首先,分析水中爆炸表面空穴一维问题,可以解释水中爆炸装药正上方表面空穴。物理过程见图 3,爆炸产生的冲击波传播到自由表面,反射为稀疏波。水面下任意一点最初受到入射波的正压作用,随后反射稀疏波到达,如果稀疏波波头到达使得合成压力低于周围介质的静压力,则形成空穴。

水介质中任意一点处的冲击波压力是时间和空间的函数,所以可以写为^[7]

$$p(z, t) = K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z} \right)^{A_1} e^{-t/\theta} \quad (1)$$

式中: θ 为时间衰减常数, $\theta = K_2 W^{1/3} (W^{1/3}/R)^{A_2}$; K_1 、 K_2 、 A_1 和 A_2 为炸药参数, W 为装药量, R 为装药水深, z 为测试点水深。未形成空穴时,海水中任意一点反射稀疏波波头到达时的压力为

$$p = \rho g z + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta} - K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R + z} \right)^{A_1} \quad (2)$$

式中: p_0 为大气压, c 为声速。海水近似认为不能承受拉应力,故水介质中拉应力为负时,海水中形成空穴。假设在 z_1 处开始形成空穴,此时 z_1 处压力值应等于零,即

$$\rho g z_1 + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z_1} \right)^{A_1} e^{-2z_1/c\theta} - K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R + z_1} \right)^{A_1} = 0 \quad (3)$$

当压力值小于等于零时,空穴形成,此即空穴的上边界条件。空穴产生后,稀疏波不能继续传播,上层水层携带能量向上抛射。由于空穴的产生,对于空穴下方的水介质而言,形成了一个新的自由面。下层水介质中还有直达冲击波的尾部压力存在,尾部压力在空穴自由面处反射,再次形成稀疏波。此时,如果产生新的空穴,要求新自由面反射的稀疏波能够形成负压,假设新的空穴界面在 z_2 处,则要求

$$\rho g z_2 + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z_2} \right)^{A_1} e^{-2z_2/c\theta} - K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z_1} \right)^{A_1} e^{-2z_1/c\theta} = 0 \quad (4)$$

依次计算,可以得出各层空穴发生的位置以及水层的厚度。假设空穴依次产生了 n 次,在 n 次之后,再无空穴产生的条件,则第 n 次空穴发生的位置,即为空穴区的下边界。尾部压强小于静水压,此时

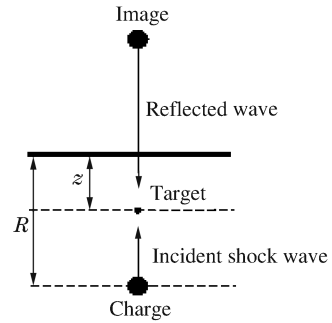


图 3 一维空穴问题示意图

Fig. 3 One-dimension for cavitation

不会再产生空穴。假设在 z_t 处开始,不产生空穴。此时要求

$$\rho g z_t + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z_t} \right)^{A_1} e^{-2z_t/c\theta} = 0 \quad (5)$$

由于没有考虑稀疏波的衰减,式(5)算出的下边界偏大。通过以上分析,得出空穴发生的位置,则各水层厚度为

$$h_n = z_n - z_{n-1} \quad (6)$$

式中: h_n 为第 n 层水层的厚度。 $z_0=0$ 为水面。如果考虑空穴形成后,产生的稀疏波对下层水介质的影响,那么空穴中的水层将变得很薄。

3 质点运动速度

水中爆炸冲击波到达水的自由表面时,当波阵面压力小于 100 MPa,依据声学近似公式,水自由表面处质点以初速 u 向上抛射

$$u = \frac{2K_1(W^{1/3}/R)^{A_1}}{\rho c} \quad (7)$$

随着反射稀疏波向水中的传播,水中质点向上抛射速度较上方质点速度逐渐降低,直到在深度 z_1 的位置,由于水中合成压力降低为零,产生空穴。此时,水自由表面处质点的速度减少为

$$u = \frac{K_1(W^{1/3}/R)^{A_1} e^{-z_1/c\theta}}{\rho c} \quad (8)$$

水表面下质点运动速度为

$$u = \frac{K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta} + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R + z} \right)^{A_1}}{\rho c} \quad (9)$$

空穴形成瞬间,空穴上方、下方水层表面质点速度为

$$u = \frac{\rho g z + p_0 + 2K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z_1} \right)^{A_1} e^{-2z_1/c\theta}}{\rho c} \quad (10)$$

任意位置空穴形成瞬间,空穴下方水质点速度为

$$u = \frac{\rho g z_1 + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta} + p_{\max, z_1} e^{-2z_1/c\theta}}{\rho c} \quad (11)$$

式中: z_1 为空穴发生位置。空穴中水层很薄,质点运动速度可以简化为

$$u = \frac{\rho g z + p_0 + 2K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R - z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta}}{\rho c} \quad (12)$$

4 空穴闭合压力

空穴上方水层在重力和大气压力作用下做抛物运动,空化区质点仅在重力作用下抛物运动。所以空化区的部分质点将追上上方水层的运动,使上方水层厚度不断增加。随着空化区质点速度的减少,空化区的质点将追不上上方水层,该部分质点将回到原处。上方水层降落与空穴下水层撞击,产生闭合压力。假设空穴瞬间形成,由冲量关系可得

$$\rho z \dot{z}_s - \rho \int_0^z u(z) dz = \rho g z t + p_a t \quad (13)$$

式中: z 为水层厚度, z_s 为水表面质点位置, \dot{z}_s 为水层运动速度, $u(z)$ 为质点运动速度。深度 z 的质点追上上方水层时,运动距离与水表面运动距离相等,即

$$z_s = t u(z) + \frac{g}{2} t^2 \quad (14)$$

式(14)对 t 求导,代入式(13),整理得到

$$\dot{z}u'(z) = \frac{p_a}{2\rho} \quad (15)$$

式中: $\dot{z} = dz/dt$,为水层厚度对时间导数, $u'(z) = du/dz$ 。分离变量,得到

$$t = \frac{2\rho}{p_a} \left[zu(z) - \int_0^z u(z) dz \right] \quad (16)$$

在 $u(z)$ 已知的前提下,由式(16)可以得到,任意位置 z 的质点追上水层时水层厚度与时间的关系。将式(16)代入式(14),可得 z_s 与 z 的关系。当 z_s 等于零时,对应的 z 和 t 即是空穴闭合时间和闭合时上方水层厚度,也即闭合发生的位置与时间

$$z_s = \frac{2\rho}{p_a} \left[zu(z) - \int_0^z u(z) dz \right] u(z) + \frac{g}{2} \left(\frac{2\rho}{p_a} \left[zu(z) - \int_0^z u(z) dz \right] \right)^2 = 0 \quad (17)$$

$$u(z) = \begin{cases} \frac{\rho g z + p_0 + 2K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R-z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta}}{\rho c} & z_1 < z \leq z_c \\ \frac{K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R-z} \right)^{A_1} e^{-2z/c\theta} + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{R+z} \right)^{A_1}}{\rho c} & 0 \leq z \leq z_1 \end{cases}$$

根据上下水层碰撞时的速度,由声学近似可以得到空穴闭合压力的大小。上方水层速度为

$$v = \frac{\int_0^{z_c} u(z) dz}{z_c} \quad (18)$$

式中: z_c 为空穴闭合深度。所以空穴闭合产生的压力峰值为

$$p_c = p_a + \rho g z_c + \frac{v}{2} \rho c \quad (19)$$

空穴闭合压力传播到自由表面,卸载后压力消失。所以压力持续时间为

$$t = \frac{2z}{c} \quad 0 < z < z_c \quad (20)$$

图4为10 kt的TNT装药,在水中46 m深处引爆,计算得到的 z_s 与 z 的关系曲线。对应 $z_s = 0$ 时的 z ,即空穴闭合深度和上方水层厚度。计算得到 $z_c = 69.1$ m。而用 Arons 方法, $z_c = 68.0$ m,两者基本一致^[5]。

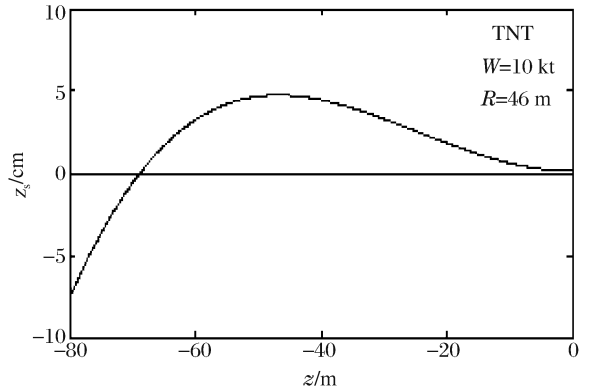


图4 起爆空穴闭合深度

Fig. 4 Closure depth

5 二维问题研究

水中爆炸表面空穴的二维分析与一维分析一致,空穴范围取决于目标位置处直达冲击波与反射稀疏波、静水压力的关系,而质点速度则分为垂向和水平速度分别给与考虑。

在空穴区域上边界

$$p = \rho g y + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta} - K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_2} \right)^{A_1} = 0 \quad (21)$$

在空穴区域下边界

$$p = \rho g y + p_0 - K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta} = 0 \quad (22)$$

式中: $\theta = K_2 W^{1/3} (W^{1/3}/r_1)^{A_2}$, $r_1 = \sqrt{(R-y)^2 + x^2}$, $r_2 = \sqrt{(R+y)^2 + x^2}$, x 为测试点距装药水平距离, y

为测试点水深。

水自由表面处质点水平运动速度为零,水表面处以及水表面下的质点垂向运动速度为

$$u = \frac{K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta} + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_2} \right)^{A_1}}{\rho c} \frac{R-y}{r_1} \quad (23)$$

任意位置空穴形成瞬间,空穴下方质点垂向运动速度为

$$u = \frac{\rho g z_i + p_0 + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta} + K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_{i1}} \right)^{A_1} e^{-(r_{i2}-r_{i1})/c\theta}}{\rho c} \frac{R-y}{r_1} \quad (24)$$

式中: r_{i1} 、 r_{i2} 为空穴发生位置处距装药和装药镜像距离。

空穴中水层很薄,空穴中质点垂向运动速度可以简化为

$$u = \frac{\rho g z_i + p_0 + 2K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta}}{\rho c} \frac{R-y}{r_1} \quad (25)$$

空穴中质点水平速度为

$$u = \frac{\rho g z_i + p_0 + 2K_1 \left(\frac{W^{1/3}}{r_1} \right)^{A_1} e^{-(r_2-r_1)/c\theta}}{\rho c} \frac{x}{r_1} \quad (26)$$

图 5 为本文的方法与 F. A. Costanzo 等^[9]采用 Arons 方法确定的空穴范围。由图可见,上边界两者一致,在炸药上方附近本文的空穴下边界小于 Arons 方法的,远离装药处本文的下边界大于 Arons 方法的。同时,两种方法的规律是一致的,即装药量越大,空穴越深。

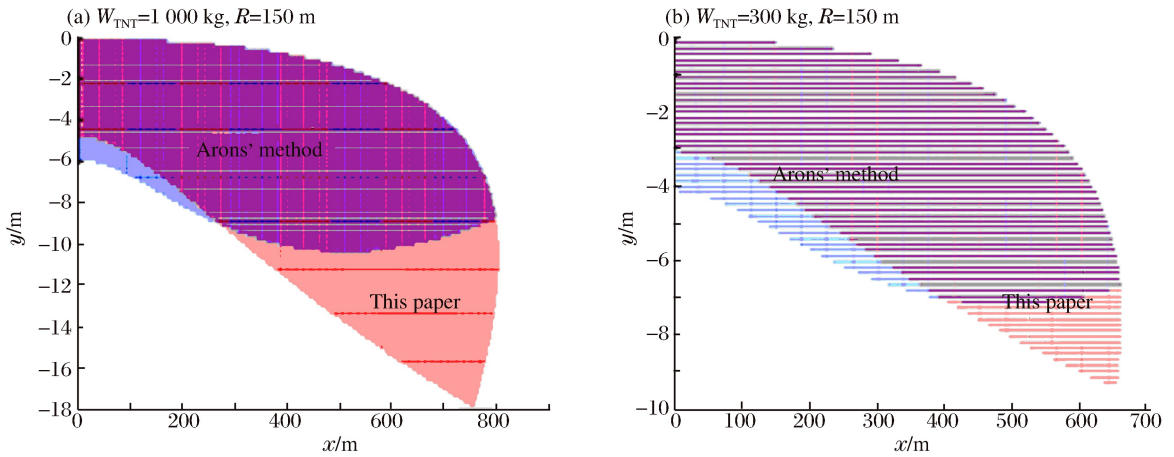


图 5 空穴范围

Fig. 5 Boundary of bulk cavitation

6 结 论

水中爆炸表面空穴范围的确定取决于冲击波以及水表面反射稀疏波在空间和时间上的传播,直达冲击波是确定空穴范围的决定性因素。本文中,在合理假设基础上,应用水中冲击波声学近似理论,认为稀疏波不能通过空穴传播,展示了水中爆炸表面空穴形成的机理及空穴从形成到闭合的过程,确定了水中爆炸表面空穴发生的范围,分析了该过程中水中各位置质点运动速度,得出了水层运动速度,水层厚度以及水层降落与下层水相撞产生的空穴闭合压力大小及持续时间。得出的结论能够描述空穴闭合压力的各种特征。对比本文的方法与 F. A. Costanzo 等^[9]采用 Arons 方法确定的空穴范围,上边界两者一致,下边界在炸药上方附近本文的空穴下边界小于 Arons 方法的,远离装药处本文的下边界大于 Arons 方法的。

参考文献:

- [1] 库尔 P. 水下爆炸[M]. 罗耀杰, 译. 北京: 国防工业出版社, 1965.
- [2] 汪玉, 华宏星. 舰船现代冲击理论及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [3] Santiago L D. Fluid interaction and cavitation effect on a surface ship model due to an underwater explosion[D]. USA: Naval Postgraduate School, 1997.
- [4] Wood S L. Cavitation effects on a ship-like box structure subjected to an underwater explosion[D]. USA: Naval Postgraduate School, 1998.
- [5] Cushing V J. On the theory of bulk cavitation[R]. AD704616, 1969.
- [6] Reid W D. The response of surface ships to underwater explosion[R]. DSTO-GD-0109, 1996.
- [7] Ucar H. Dynamic response of a catamaran-hull ship subjected to underwater explosion[D]. USA: Naval Postgraduate School, 2006.
- [8] Didoszak J M. Parametric studies of DDG-81 ship shock trial simulations[D]. USA: Naval Postgraduate School, 2004.
- [9] Costanzo F A, Gordon J D. An analysis of bulk cavitation in deep water[R]. David Taylor Naval Ship Research and Development Centre, 1980.
- [10] 吕宏生, 曾新吾. 连续介质力学[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 1999.

Study on the theory of bulk cavitation from underwater explosion*

JIANG Tao, YOU Wen-li, ZHANG Ke-yu, DING Hao
(Navy Submarine Academy, Qingdao 267011, Shandong, China)

Abstract: The present study is aimed at the problem of bulk cavitation from underwater explosion. Based on the theory of acoustic approximation and considered that the reflected rarefactive wave can not spread through bulk cavitation, the onset and termination depth of bulk cavitation, the water particle velocity at various initial depth, the water spall velocity, the spall closure depth, the spall closure time, the peak pressure and the duration have been obtained in one-dimension and two-dimensions. The contrast between the author's method and the Arons method shows that the upper boundary of bulk cavitation from author's method is identical with the Arons method, and the lower boundary is less than Arons at the location close to charge and more than Arons at the location apart from charge. Acoustic approximation theory can calculate the load from closure of bulk cavitation.

Key words: mechanics of explosion; bulk cavitation; shock wave; underwater explosion

* Received 25 September 2009; Revised 22 March 2010

Corresponding author: JIANG Tao, qtxy_jt@yahoo.com.cn