DOI: 10.11883/bzycj-2024-0515

深海水下爆炸冲击波载荷及气泡脉动特性研究*

杜青松[1,2], 刘云龙[1,2]
（1. 哈尔滨工程大学三亚南海创新发展基地, 海南 三亚 572024;
2. 哈尔滨工程大学船舶工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001）

摘要： 深海水下爆炸中的冲击波载荷和气泡脉动规律因其极端环境的复杂性, 在理论与试验研究中面临诸多挑战。针对深海水下爆炸现象, 基于气泡统一方程理论模型, 使用数值模拟方法开展不同水深、爆距和装药量工况下的水下爆炸冲击波和气泡脉动研究。结果表明: 冲击波压力峰值主要受装药量和爆距的影响, 并随水深增大而略有上升; 冲击波冲量与比冲击波能在水深和爆距增大时呈下降趋势, 但与装药量正相关; 气泡脉动半径则主要由装药量和水深共同决定, 在深水环境气泡脉动现象减弱。相较于传统的 Cole 经验公式, 基于 Zhang 方程计算得到的气泡脉动半径在 0.1～10 km 范围内有所减小。此外, 气泡在一个完整脉动周期内的膨胀阶段持续时间普遍略长于坍缩阶段。

关键词： 深海爆炸; 冲击波; 气泡脉动; 气泡统一方程
中图分类号： O383　　**国标学科代码：** 13035　　**文献标志码：** A

Research on the shock wave load and bubble pulsation characteristics of deep-sea underwater explosions

DU Qingsong[1,2], LIU Yunlong[1,2]
（1. *Nanhai Innovation & Development Center*, *Harbin Engineering University*, *Sanya* 572024, *Hainan*, *China*;
2. *College of Shipbuilding Engineering*, *Harbin Engineering University*, *Harbin* 150001, *Heilongjiang*, *China*）

Abstract: Underwater explosions in deep-sea environments involve complex interactions, making both theoretical modeling and experimental validation particularly challenging. While previous research has provided valuable insights into the basic features of shock wave propagation and bubble dynamics in underwater explosions, most existing studies are limited to shallow water scenarios or narrowly defined environmental parameters. Systematic research on the laws governing shock wave loads from deep-sea explosions and their associated bubble pulsation under varying operational conditions holds critical academic significance. Numerical simulations were conducted utilizing a zoned solution algorithm for shock waves derived from the unified equation for bubble dynamics theoretical model. The algorithm enabled numerical simulation of shock wave peak pressure and pressure attenuation processes under diverse initial conditions. Comparative analysis with experimental data confirmed model reliability, demonstrating a mere 0.5% deviation between simulated and measured peak pressures and excellent agreement in pressure attenuation processes. The simulations specifically investigated the influence of water depth, stand-off distance, and explosive charge mass on the peak pressure of the underwater explosion shock wave and explored the variation patterns of the shock wave under different initial conditions through an in-depth analysis of the shock wave impulse and specific shock wave energy. Furthermore, employing the same theoretical model, the bubble pulsation characteristics within a single cycle under varying water depths and explosive charge masses were comparatively analyzed. Traditional empirical formulas were employed to analyze the numerical simulation results, and dimensionless treatment was conducted on

* 收稿日期: 2024-12-30; 修回日期: 2025-07-30
基金项目: 国家自然科学基金(52088102)
第一作者: 杜青松(2000—　), 男, 硕士研究生, duqingsong@hrbeu.edu.cn
通信作者: 刘云龙(1988—　), 男, 博士, 教授, yunlong_liu@hrbeu.edu.cn

the parameters. The results reveal that the peak pressure of the shock wave is primarily influenced by the charge mass and stand-off distance, and increases with water depth at an approximate rate of 1% per kilometer. In contrast, both shock wave impulse and specific shock wave energy decrease with increasing water depth and stand-off distance, but show a positive correlation with charge magnitude. The bubble pulse radius is primarily determined by both the charge weight and the water depth, with the bubble pulsation phenomenon becoming attenuated in deep-water environments. Compared to the traditional Cole empirical formula, the simulated bubble pulse radius is reduced in the range of 0.1 to 10 km. The simulation indicates an asymmetry in the pulsation cycle: the expansion phase consistently lasts slightly longer than the collapse phase. These findings contribute to a more nuanced understanding of underwater explosion phenomena in deep-sea environments and have practical implications for naval engineering, subsea structural safety assessment, and explosive ordnance disposal in complex oceanic settings.

Keywords: deep-sea explosion; shock wave; bubble pulsation; unified bubble equation

随着海洋资源勘探开发和水下军事技术的发展，深水爆炸现象已成为研究热点。深海环境中，爆炸冲击波的传播规律和气泡脉动不同于浅水爆炸，与水深、压力、环境梯度等条件密切相关。深入理解深水爆炸冲击波传播和气泡脉动的物理规律，有助于优化水下武器的设计，提高海底设施的抗爆能力，且对深海环境保护具有重要意义。

Taylor[1] 开创性地提出了爆炸波传播与湍流的理论模型，为理解水下冲击波的传播及其与结构的相互作用奠定了早期基础。Cole 等[2] 则系统构建了水下爆炸理论框架，深刻揭示了爆炸气泡脉动与冲击波传播的耦合机理。在此基础上，Sedov 等[3] 发展的爆炸自相似理论成为描述冲击波传播的经典解析工具。随着工程应用的深入，Arons[4]、Bjarnholt[5] 及后续众多学者通过试验相继建立了冲击波超压、能流密度与能量的系列工程相似律模型，推动了理论的实用化进程。Kedrinskii[6] 与 Le Méhauté等[7] 的研究进一步强调了冲击波和气泡相互作用对环境参数（如深度和边界）的敏感性，揭示了能量分布与波衰减规律的复杂性。计算能力的飞跃催生了理论模型的突破性进展。区别于 Geers 等[8]、Plesset[9] 和 Keller 等[10] 的经典理论，Zhang 等[11] 提出了一个考虑更全面物理机制的气泡统一理论，本文中统称为 Zhang 方程，显著提升了对不同环境下冲击波传播的预测精度，并在后续引入了相变影响[12] 使模型更加完善。

在理论演进的同时，研究场景也从浅水向深水拓展。Slifko[13] 于 20 世纪 70 年代开展的大规模深水试验得出结论：深水环境中冲击波压力峰值基本不随水深变化，但其能流密度随环境压力增加而衰减。我国于 2008 年在南海进行的深水试验[14]（最大深度 350 m）结论与之基本吻合。为克服深水试验的成本与技术壁垒，现代研究多采用加压容器模拟深水环境并结合数值模拟。例如：Gao 等[15-16] 利用加压罐获得了 600 m 水深内 TNT 与 RDX 炸药的宝贵试验数据，并分析了水深对压力波特性的影响；郝轶等[17] 则针对容器壁面反射波的干扰效应进行了专门研究。数值模拟方面：梁浩哲等[18]、胡毅亭等[19] 和 Yue 等[20] 分别运用 AUTODYN 和 LS-DYNA 软件，系统分析了深水爆炸冲击波、气泡动力学及能量规律；Shen 等[21] 通过高阶多相流模型揭示了装药条件与深度对冲击波负载的机理；Xiao 等[22] 和 Liu 等[23] 则聚焦于深水冲击波对特种结构与海底管系的毁伤效应。

上述研究增进了对深水爆炸现象的理解，但存在严重的局限性。首先，多数研究局限于特定或单一工况，缺乏对水深、爆距等多变量耦合作用下冲击波传播与气泡脉动规律的系统性揭示。其次，受试验条件制约，现有试验研究严重偏向于浅水环境，对于 1 000 m 及以上的极端深水场景覆盖严重不足。最后，尽管 Zhang 方程为代表的高精度理论模型已然出现，但当前数值模拟研究未能充分吸纳和利用 Zhang 方程作为理论模型，限制了 Zhang 方程的推广。

本文中采用 Zhang 方程作为理论模型，通过数值模拟研究不同装药质量、不同水深和不同爆距情况下深水爆炸冲击波和气泡脉动的变化规律，重点分析爆炸冲击波的压力峰值、冲量和能量的变化趋势，并探讨脉动气泡的动力学行为，以期为深水爆炸中的冲击波传播和气泡行为研究提供理论支持。

1　基本方程与算法

水下爆炸通常伴随着冲击波和不断脉动收缩的水下气泡。冲击波从爆炸源点在几毫秒内传递衰减，随后产生的气泡反复膨胀坍缩，在浮力作用下向上迁移。在研究中通常将冲击波和气泡分开研究，因为两者不论是在作用的时间尺度上还是物理性质上都差别比较大。对于水下爆炸现象中冲击波和气泡脉动的预测，学者们建立了多种理论模型。本文中数值模拟采用 Zhang 方程作为理论模型。

1.1　冲击波分区求解算法

1.1.1　近场冲击波

对于近场冲击波，Zhang 等[11] 假设有 1 个初始小气泡在高压的作用下开始膨胀，忽略热传导和黏性效应，在炸药起爆后，冲击波传递到水中并向远处传播，气相形成的小气泡开始膨胀。在求 r 处的冲击波压力之前，用冲击波波阵面 R_s 和气泡面 R_b 将整个近场爆炸分为 3 个区域，由远及近分别是流体未扰动区域（$r>R_s$）、气泡膨胀区域（$r<R_b$）和近场冲击波区域。需要关注的是，R_s 和 R_b 之间的平滑流体可以采用高阶方法求解，从而避免处理多介质界面的困难和冲击波前沿的不连续性。将物理坐标 r 映射至数值解 ζ 的坐标中则有：

$$\frac{\hat{\partial}\boldsymbol{U}}{\hat{\partial}t}+\frac{\partial\boldsymbol{F}}{\partial\zeta}=\boldsymbol{S} \tag{1}$$

这里的 $\boldsymbol{U}$、$\boldsymbol{F}$、$\boldsymbol{S}$ 分别为：

$$\boldsymbol{U}=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ E\end{bmatrix},\qquad \boldsymbol{F}=\begin{bmatrix}\hat{u}\rho\\ \hat{u}\rho u+p/L\\ \hat{u}E+up/L\end{bmatrix},\qquad \boldsymbol{S}=-\frac{2}{r}\begin{bmatrix}u\rho\\ u^2\rho\\ u(E+p)\end{bmatrix}-\boldsymbol{U}\frac{\dot{L}}{L} \tag{2}$$

式中：$\zeta=(r-R)/L$，$u=\mathrm{d}r/\mathrm{d}t$；$\hat{u}=(u-\zeta\dot{L}-\dot{R})/L$，$u$ 为普通坐标系下的流体速度，$\hat{u}$ 为 ζ 坐标系下的流体速度；$L=R_s-R$，L 为计算域长度；ρ 为水的密度，$E=\rho e+\rho u^2/2$ 为总能量，e 为质量比内能，p 为冲击波压力。冲击波前沿的传播速度 $\dot{R}_s$ 与马赫数 M 之间的关系通过 Hugoniot 条件给出：

$$p_g+p_w=\frac{p_\infty+p_w}{\gamma+1}(2\gamma M^2-\gamma+1) \tag{3}$$

式中：p_g 为气泡内部压力，p_w 为参考压力，p_∞为未受到扰动水的初始压力，$M=\dot{R}_s/c_\infty$ 为冲击波的马赫数，c_∞为未受扰动区域声速，γ 为绝热指数。据此，流体的速度和密度可以表示为：

$$\rho=\frac{\rho_\infty(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2+2} \tag{4}$$

$$u=\frac{2c_\infty}{\gamma+1}\frac{M^2-1}{M} \tag{5}$$

式中：ρ_∞为未受扰动区域的流体密度。将流体的速度和密度代入式 (1) 中即可求解冲击波压力。

1.1.2　远场冲击波

对于远场冲击波，采用 Tait 方程描述远场流动流体压力：

$$p=(p_\infty+p_w)\left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^\gamma-p_w \tag{6}$$

在 $p=p_\infty$时，根据压差对声速 c 进行展开：

$$c=c_\infty+K_c\delta p+O(\delta p)^2 \tag{7}$$

式中：$\delta p=p-p_\infty$，$K_c=(\gamma-1)/(2\rho_\infty c_\infty)$，表示压力变化对声速进行一阶校正。冲击波能量以声速 c 进行传输，远场中的能量守恒可以写成：

$$\frac{\partial E_s}{\partial t}+\frac{\partial(cE_s)}{\partial r}=-\frac{2c}{r}E_s \tag{8}$$

式中: $E_s \approx (\rho_\infty c_\infty)^{-1}(\delta p)^2$, E_s 为冲击波能量。将物理坐标 r 映射至 ζ 坐标系中, 使用 L_p 表示计算域长度, R_e 表示计算域左端, 同时使用 $(\rho c)^{-1}\delta p$ 近似流体速度 u, 可得:

$$\frac{\hat{\partial}(\delta p)}{\hat{\partial} t}+\frac{1}{L_p}(c_\infty-\dot{R}_s)\frac{\partial(\delta p)}{\partial\zeta}+\frac{3}{4}\frac{1}{L_p}K_c\frac{\partial(\delta p)^2}{\partial\zeta}=-\frac{c}{r}\delta p \tag{9}$$

式中: $\zeta=(r-R_e)/(R_s-R_e)$, $L_p=R_s-R_e$, 忽略了声速中的小量 $O(\delta p)^2$。以此即可求解远场中的冲击波压力。

1.2　基于 Zhang 方程的气泡脉动载荷模型

1.2.1　气泡脉动方程

Zhang 方程[11] 假设气泡总是保持球形状态, 使用气泡半径用以描述气泡的尺度[24], 通过波动方程可以推导出 Zhang 方程:

$$\left(\frac{c-\dot{R}}{R}+\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\right)\left(\frac{R}{c-\dot{R}}\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}t}\right)=2R\dot{R}^2+R^2\ddot{R} \tag{10}$$

式中: c 为声速, R 为气泡半径, $\dot{R}$ 为气泡脉动速度, $\ddot{R}$ 为气泡脉动加速度, $\mathrm{d}F/\mathrm{d}t$ 为驱动力源项。对于水下爆炸气泡问题, 驱动力源项根据伯努利方程可以表示为:

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}t}=R\left(1-\frac{\dot{R}}{c}\right)\left(\frac{\dot{R}^2}{2}+\frac{v^2}{4}+H\right) \tag{11}$$

式中: v 为气泡的迁移速度, H 为焓差。由于流体的运动为绝热过程, 故焓差 H 可以表示为:

$$H=c^2\varpi-\frac{1}{2}c^2\varpi^2+O\left(\varpi^3\right) \tag{12}$$

式中: 焓差 H 为 $\varpi=(p_b-p_a)/\rho c^2$ 时的泰勒展开式, 其中 p_b 为气泡表面压力, p_a 为气泡中心处的环境压力。根据内部气体对于气泡内层表面和流体对于气泡层表面的压力平衡条件以及气泡内部在整个过程中绝热的假设联立可以得到水下爆炸气泡表面压力 p_b:

$$p_b=p_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}+p_v-\frac{2\sigma}{R}-\frac{4\mu\dot{R}}{R} \tag{13}$$

式中: R_0 为气泡的初始半径, p_0 为气泡内部的初始压力, γ 为绝热指数, p_v 为不可冷凝气体压力, σ 为表面张力系数, μ 为流体的动力黏性系数。

由于引入了气泡迁移速度上述方程不再封闭, 若要求解方程中的 R 和 v, 需要增加方程个数, 因此, 引入了气泡在重力场中的迁移方程, 由动量定理化简可得:

$$C_aR\dot{v}_m+\left(3C_a\dot{R}+\dot{C}_aR\right)v_m-gR+\frac{3}{8}C_dv_m^2=0 \tag{14}$$

式中: C_a 为附加质量系数, C_d 为拖曳力系数, $\dot{v}_m$ 为气泡迁移加速度, v_m 为气泡迁移的绝对速度, g 为重力加速度。

联立式 (10) 和 (14) 即可对水下爆炸气泡脉动和迁移行为进行预测描述。

1.2.2　气泡诱导流场压力计算

在求解出气泡脉动方程之后, 就可以计算出气泡诱导的速度和压力场[25]。任意位置 $\boldsymbol{r}$ 处的伯努利方程为:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left(|\boldsymbol{u}|^2-|\boldsymbol{u}_a|^2\right)+\frac{p-p_a}{\rho}=0 \tag{15}$$

式中: $\boldsymbol{u}_a$ 为流场环境速度。通过对于驱动力源项的联立推导可得 $\boldsymbol{r}$ 处的物理量与气泡表面处的物理量之间的关系为:

$$\boldsymbol{u}_{(\boldsymbol{r},t)}=\frac{\boldsymbol{r}R}{|\boldsymbol{r}|^3}\left(R\dot{R}-\frac{|\boldsymbol{r}|-R}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)\Bigg|_{\left(R,\,t-\frac{|\boldsymbol{r}|-R}{c}\right)} \tag{16}$$

$$\left.\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right|_{(r,t)}=-\frac{R}{|\boldsymbol{r}|}\left(H+\frac{v^2}{4}+\frac{1}{2}\dot{R}^2\right)\Bigg|_{\left(R,\,t-\frac{|\boldsymbol{r}|-R}{c}\right)} \tag{17}$$

式中：各变量的意义同气泡脉动方程，这里的 $H=(p-p_a)/\rho$。将式 (17) 代入到式 (15) 中可得：

$$p=p_a+\rho\left\{\frac{R}{|\boldsymbol{r}|}\left(H+\frac{v^2}{4}+\frac{1}{2}\dot{R}^2\right)-\frac{1}{2}\frac{R^2}{|\boldsymbol{r}|^4}\left[R\dot{R}+\frac{|\boldsymbol{r}|-R}{c}\left(H+\frac{v^2}{4}+\frac{1}{2}\dot{R}^2\right)\right]^2\right\}\Bigg|_{\left(R,\,t-\frac{|\boldsymbol{r}|-R}{c}\right)} \tag{18}$$

由式 (18) 即可计算在任意位置的压力场，值得注意的是，t 时刻距气泡中心距离为 $\boldsymbol{r}$ 的流场中的压力扰动是由较早时刻的气泡引起的，因为在 $t-(|\boldsymbol{r}|-R)/c$ 时刻，气泡半径 R 以内区域是不参与压力场计算的。

1.3　模型参数

TNT 炸药的状态方程采用 JWL 状态方程：

$$p_g=A\exp\left(-R_1\frac{R^3}{R_c^3}\right)+B\exp\left(-R_2\frac{R^3}{R_c^3}\right)+c\left(\frac{R}{R_c}\right)^{-3(\omega+1)} \tag{19}$$

式中：R 为气泡半径，R_c 为炸药装药半径，A、B、R_1、R_2 和 ω 为材料参数。具体参数如表 1 所示。炸药的密度为 1 630 kg/m^3。

表 1　TNT 炸药的材料参数

Table 1　Material parameters of TNT

A/GPa	B/GPa	R_1	R_2	ω
371.2	3.231	4.15	0.95	0.3

水的状态方程选用 Tammann 状态方程，其常见形式为：

$$p=\rho e(\gamma-1)-p_w\gamma \tag{20}$$

式中：水的密度 ρ=1 024 kg/m^3，e 为质量内能，绝热指数 γ=7.15，参考压力 p_w=330.9 MPa。

2　模型精度与有效性验证

为验证所采用的 Zhang 方程理论模型的计算准确性，同时对比分析其与传统模型的优势，本文中选取 Gao 等[15] 基于压力罐试验所得的部分试验数据作为参考，依据其设定的水深 500 m，爆距 0.49 m，装药量 10 g 工况条件，代入 Zhang 方程进行计算，并结合 Geers-Hunter 模型的计算结果进行对比，所得水下爆炸冲击波压力-时间曲线如图 1 所示。

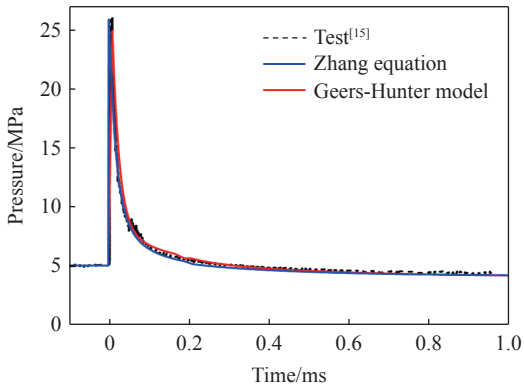

图 1　设定工况下数值模拟结果与试验结果[15] 对比

Fig. 1　Comparison of numerical simulation results and test results[15] under specified conditions

从图 1 中可以看出，Zhang 方程计算得到冲击波压力-时间曲线与试验数据曲线高度吻合，其冲击波压力峰值为 25.86 MPa，而试验测得的峰值为 26.00 MPa，两者的相对误差仅为 0.5%。在压力峰值之后的衰减阶段，Zhang 方程的结果也能较好地拟合试验数据。相比之下，Geers-Hunter 模型所得冲击波压力峰值为 24.90 MPa，与试验的相对误差为 4.2%，预测精度低于 Zhang 方程，且在后续压力衰减阶段，其曲线与试验数据略有偏离。

在验证了 Zhang 方程的优势和准确性后，根据表 2 所设工况，基于 Zhang 方程计算不同水深、不同装药量和不同爆距下水下爆炸冲击波，并在此基础上计算分析其冲量和比冲击波能占比的变化，并探讨其脉动气泡的行为。炸药为球形炸药，3 种质量的炸药半径 R_c 从小到大分别为 0.090 1、0.163 8 和 0.308 2 m。

表 2　Zhang 方程计算工况

Table 2　Calculation conditions of Zhang equation

TNT装药量w/kg	爆距D/m	水深h/km
5 30 200	5、20、100、400、2 000	0.1、0.5、1、2、3、4、5、6、8、10

3　结果分析与讨论

对于常见的水下爆炸，其冲击波的测算通常集中在炸药起爆后的数毫秒内，而爆炸产生气泡的存续时间则往往以秒计。在深海水下爆炸过程中，气泡的脉动效应同样不可忽视。因此，本文在分析爆炸冲击波的基础上，将对气泡脉动现象进行初步探讨与分析。

3.1　水下爆炸冲击波压力峰值

在工程应用中，冲击波压力峰值是关键参数。对此，Cole 等[2] 基于大量试验数据，拟合得到了冲击波压力峰值随距离 D 和装药量 w 变化的经验公式：

$$p_{\mathrm{Cole}} = k\left(\frac{w^{1/3}}{D}\right)^{\alpha} \tag{21}$$

式中：D 为爆距，p_{Cole} 为 D 处采用经验公式得到的峰值压力，w 为炸药的装药质量，α 和 k 为常数，k 为与爆炸物性质相关的常数，而 α 则为衰减指数，主要与传播距离和介质特性相关。

为研究水下爆炸冲击波峰值的变化规律，选取爆距 D、装药量 w 和水深 h 作为变量开展数值模拟。根据式 (21)，对计算所得的冲击波压力峰值 $p_{\max}$ 进行数据处理，其结果如图 2 所示。$p^*=p_{\max}/p_{\mathrm{atm}}$ 为冲击波的无量纲压力峰值，p_{atm} 为大气压力。从图 2 中可以看出，随着爆距的增大及装药质量的减小，冲击波压力峰值呈减小趋势。

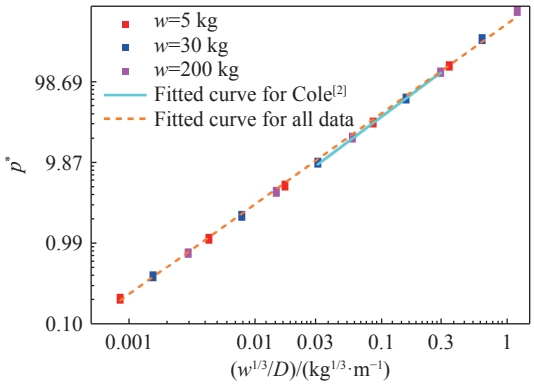

图 2　数值模拟与经验公式[2] 的计算结果无量纲拟合关系

Fig. 2　Fitting relationship between dimensionless calculation results of numerical simulation and empirical formulas[2]

在 Cole 等[2] 的工作中，采用 TNT 炸药在 0.03 kg$^{1/3}$/m＜$w^{1/3}/D$＜0.3 kg$^{1/3}$/m 范围内进行数据拟合，得出衰减指数 α=1.16，但未明确给出系数 k 的数值。本文中在相同的无量纲范围内进行拟合，同样得到 α=1.16，与文献 [2] 中的结果保持一致。由此可知，在该局部范围内，拟合曲线与计算得到的压力峰值具有较好的一致性。

式 (21) 中的系数 k 是与炸药种类密切相关的常数，当炸药种类确定时，其值就是唯一确实的。为了拟合全部冲击波峰值压力数据，采用 Swisdak[26] 提出的 TNT 炸药的 k 值，即 k=5.24×10^7，经拟合后所得 α=1.15，这与局部范围内拟合结果仅相差 0.01。同样地，拟合曲线与压力峰值数据点具有良好的一致性。综上分析，拟合结果不仅与已有研究结果高度一致，也在一定程度上对相关文献形成了补充。

尽管文献 [2] 中提出的经验公式能有效表征装药量与爆距对冲击波峰值压力的影响，但并未考虑水深因素，即默认在其他条件相同时，不同水深下冲击波压力峰值保持不变。为进一步探究水深 h 对水下爆炸冲击波峰值的影响，本文中基于文献 [26] 中得到的 k=5.24×10^7，α=1.15，对数值模拟结果进行无量纲分析，如图 3 所示。

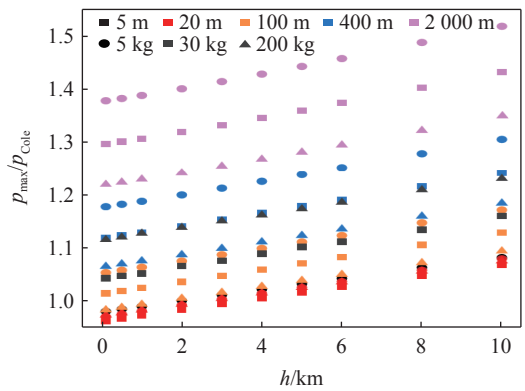

图 3　基于数值模拟与经验公式[2] 的无量纲冲击波峰值压力随水深的变化

Fig. 3　Variation of dimensionless peak shock wave pressure with water depth based on numerical simulation and empirical formulation[2]

由图 3 可见，冲击波峰值压力随水深变化的规律与 Cole 等[2] 提出的经验公式预测的结果之间存在显著差异。总体而言，在相同装药量与爆

距条件下，计算得到的无量纲压力峰值 p_{max}/p_{Cole} 随水深增加呈稳步上升趋势。由于 Cole 公式[2] 忽略了不同水深的影响，而实际上深水环境对压力峰值具有显著影响，因此采用水深修正后得到的无量纲压力峰值则更加符合实际情况。

需要指出的是，计算得到的无量纲压力峰值采用的是 Cole 等[2] 提出的经验公式的计算结果作为基准。由图 3 可知，无量纲压力峰值 p_{max}/p_{Cole} 在多数情况下大于 1，尤其在大爆距、小装药量、深水等特定工况下，最高达到 1.52。尽管计算得到的无量纲压力峰值 p_{max}/p_{Cole} 在浅水、小爆距等常见工况下的计算结果与经验公式偏差较小，具有一定的参考价值。然而在深水、大爆距的情况下，无量纲压力峰值的计算结果和经验公式之间存在显著偏离，说明传统经验公式对深水、大爆距下的冲击波峰值的预测存在系统性偏差，难以准确反映水深对传播特性的影响。因此，在进行相关工程应用中，应结合数值模拟结果对经验模型进行修正，或限定其适用范围，以提高预测的可靠性与精度。

3.2　水下爆炸冲击波冲量和比冲能

在明确水下爆炸冲击波压力峰值变化规律的基础上，进一步探讨特定工况下冲击波冲量与比冲击波能的演化特征。依据 Bjarnholt[5] 的理论，在计算水下爆炸冲击波冲量与比冲击波能时，通常将时间常数的 6.7 倍作为积分上限。然而，对于深海环境中的爆炸冲击波，尽管其压力峰值相较于浅水条件变化不显著，但由于其衰减速度极快，在忽略环境静水压力的前提下，冲击波可能迅速进入负压阶段，从而导致冲击波冲量的计算结果显著减小，甚至出现负值。若仍采用 6.7 倍时间常数作为积分上限，气泡脉动产生的压力易被纳入计算范围，影响冲击波冲量与比冲击波能的准确性。因此，本文中对冲击波冲量与比冲击波能的计算方法进行调整，采用冲击波从压力峰值衰减至零的时间 τ 作为积分上限，如图 4 所示。冲击波冲量 I 和比冲击波能 E_I 的计算公式分别为：

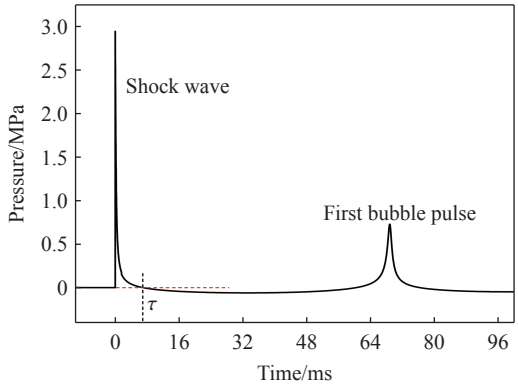

图 4　冲击波从压力峰值衰减至零所需要的时间

Fig. 4　Time required for the shock wave to decay from its pressure peak to zero

$$I = \int_0^{\tau} p(t)\mathrm{d}t \tag{22}$$

$$E_I = \frac{4\pi D^2}{w\rho c}\int_0^{\tau} p^2(t)\mathrm{d}t \tag{23}$$

式中：爆距为 D，炸药质量为 w，水的密度 ρ=1 024 kg/m^3，水中声速 c=1 450 m/s。

依据所设工况，将条件代入 Zhang 方程进行计算，得到的爆炸冲击波冲量如图 5 所示。从整体趋势来看，随着爆距的增大，冲击波在水中传播距离延长，能量耗散加剧，导致爆炸冲击波冲量相应减小，该规律在图 5 中表现得较为明显。此外，冲量的衰减幅度在较大爆距条件下趋于减缓，呈现出类似幂函数的递减特性，与冲击波峰值随爆距变化的规律相一致。进一步观察图中数据可知，爆炸冲击波冲量在水深 2 000 m 以内呈快速衰减趋势，超过该深度后，其衰减速率逐渐减缓，且该趋势在炸药装药量增加的情况下表现得更加显著，这表明装药量对冲击波能量衰减确实有较大影响。

图 6 所示为基于 Zhang 方程计算所得的比冲击波能随水深与爆距变化的规律。在不同装药量条件下，比冲击波能总体随水深和爆距的增加而逐渐减小，且其衰减幅度呈现逐步减缓的趋势。

在水深方向，当爆距固定为 2 000 m、装药量为 5 kg 时，比冲击波能由水深 100 m 时的 0.66 MJ/kg 降低至 2 000 m 时的 0.52 MJ/kg；而当水深进一步增加至 10 000 m 时，比冲击波能仅下降至 0.41 MJ/kg，说明比冲击波能在浅层海域衰减迅速，进入深水后衰减速率显著降低。

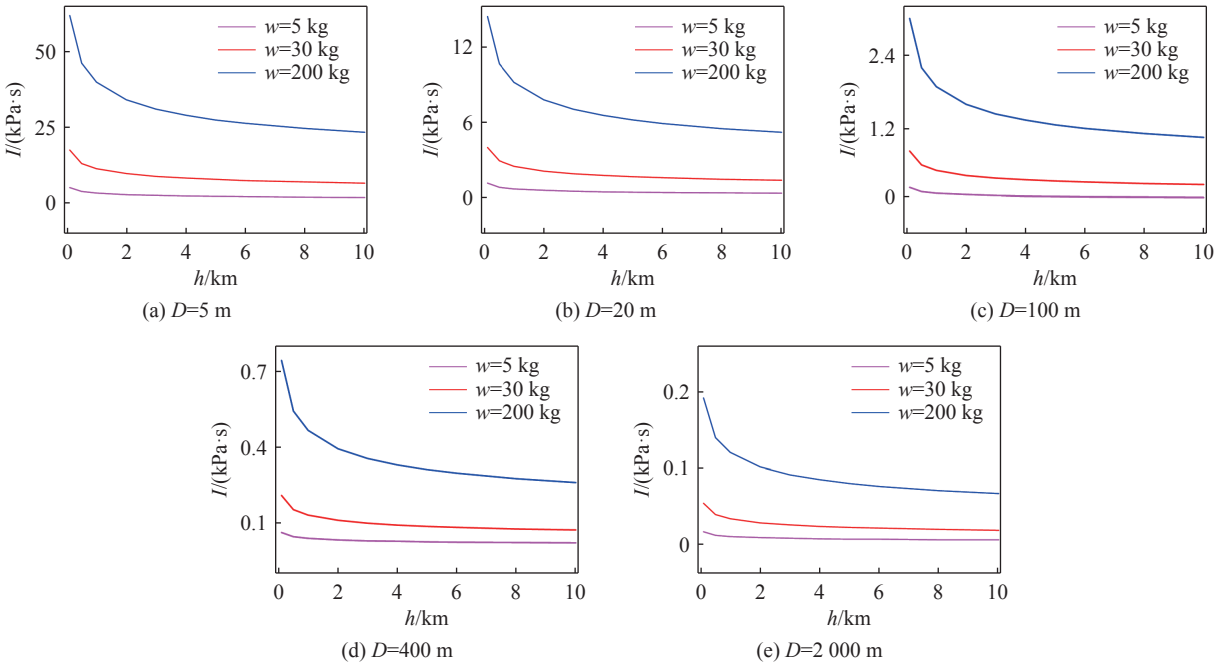

图 5　在不同装药质量、爆距和水深的工况下基于 Zhang 方程计算得到的冲量变化

Fig. 5　Variation of shock wave impulse under different charge masses, stand-off distances, and water depths based on Zhang equation simulation

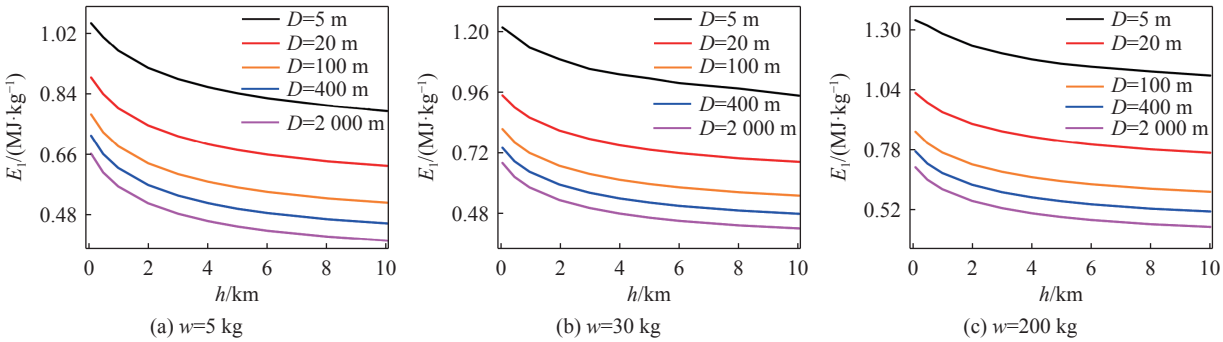

图 6　不同装药量、爆距和水深的工况下基于 Zhang 方程计算得到的比冲击波能变化

Fig. 6　Variation of specific shock wave energy under different charge masses, stand-off distances, and water depths based on Zhang equation

在爆距方向，当水深固定为 100 m、装药量为 5 kg 时，比冲击波能从爆距 5 m 处的 1.05 MJ/kg 下降至 100 m 处的 0.78 MJ/kg；继续增加爆距至 2 000 m 时，能量仅进一步减小至 0.66 MJ/kg。可以看出，在近场区域（5～100 m）比冲击波能下降显著，而远场区域（100～2000 m）的能量衰减幅度明显减缓。30 和 200 kg 装药量下比冲击波能的变化趋势与 5 kg 装药量下几乎一致。

进一步分析表明，相较于浅水环境，比冲击波能在深水环境中的衰减幅值，与爆距呈现一定的相关性。当炸药装药量固定为 30 kg 时，随着爆距的增大，比冲击波能随水深增加而减小的幅度明显增强。

以爆距为 5 和 2000 m 的情况为例，当水深由 100 m 增加至 10000 m 时，前者的比冲击波能从 1.21 MJ/kg 减小至 0.95 MJ/kg，衰减幅度为 22.07%；而后者则由 0.68 MJ/kg 减小至 0.43 MJ/kg，衰减幅度提升至 37.68%。相比之下，爆距从 5 m 增加至 2 000 m 时，比冲击波能的衰减幅度增大了约 15.6%。数据验证结果表明，在装药量不变的条件下，随着爆距的增加，比冲击波能在水深从 100 m 增至 10 000 m 过程中所表现出的衰减幅度呈现增强趋势，然而其增幅随爆距继续增大而趋于平缓，表现出一定的饱和特征。

在爆距与水深固定的条件下，装药量对比冲击波能的影响表现出显著的正相关性。研究结果表明，

随着装药量的增加，比冲击波能呈持续上升趋势。以水深 100 m、爆距 20 m 为例，当装药量由 5 kg 增至 30 kg 时，比冲击波能从 0.89 MJ/kg 增加至 0.95 MJ/kg；进一步增至 200 kg 时，能量达到 1.03 MJ/kg，整体增长幅度较为平稳但持续。该现象可能与炸药能量释放过程中的效率差异有关。大质量炸药在爆炸过程中释放能量更为集中，冲击波能量占比更高，化学能向动能的转换效率更高；而小质量炸药的爆炸能量易于扩散，部分能量以热能或声能形式耗散，导致单位质量炸药释放的比冲击波能较低。

3.3　水下爆炸气泡脉动

在水下爆炸过程中，炸药释放的能量主要以冲击波传播与气泡脉动的形式传递。尽管对于 TNT 等常规炸药而言，冲击波能与气泡能量的比例通常接近各占一半[27]，但在深水条件或大装药量情况下，气泡所携带的能量往往占据更高比例。从水下爆炸防护的角度来看，气泡脉动对舰船及水下航行器结构的破坏作用更为显著。气泡的膨胀与收缩不仅会引起船体大范围的总纵弯曲变形，还可能产生高能量、高速度的喷射流和“水冢”现象，对舰船和水下装备构成致命威胁。因此，除了冲击波外，气泡脉动行为亦应作为水下爆炸效应研究的重要内容。在水下爆炸过程中，气泡行为的关键参数包括最大气泡半径与脉动周期，这 3 项指标不仅反映了炸药能量释放过程的特征，对水下结构的损伤评估具有重要意义。为预测气泡脉动行为，文献 [28] 已给出经验公式，用于估计最大半径 R_{Cole}：

$$R_{\mathrm{Cole}} = 3.382\,5\left(\frac{w}{h+10}\right)^{1/3} \tag{24}$$

式中：w 为装药量，kg；h 为水深，km。

基于 Zhang 方程，对不同装药量与水深条件下气泡在一个完整脉动周期内的半径变化进行数值模拟。结果表明，气泡脉动的半径 R 和脉动周期 T 与装药量呈显著相关性。因此，选取装药量为 30 kg 的典型工况，并在不同水深条件下提取气泡半径随时间变化的数据，以展现气泡脉动过程的特征。为增强不同条件下结果的可比性，将气泡半径 R 和脉动周期 T 进行无量纲化处理，并用 t 表示气泡半径变化过程中的时间。

如图 7 所示，不同水深工况下无量纲气泡半径 R/R_{Cole} 的演变趋势在整体脉动周期中呈现共性特征，但存在显著的相位差异。具体表现为：在前半周期（$t/T<0.3$），深水工况下的无量纲气泡半径 R/R_{Cole} 始终高于浅水工况的；而在后半周期（$0.5<t/T<0.8$）则呈现相反规律；值得注意的是，当 $t/T>0.9$ 时，深水工况下的无量纲气泡半径曲线再次超越浅水工况的。这种现象源于不同水深条件下气泡动力学行为的差异：浅水气泡经历较为完整的膨胀-坍缩过程，其最大膨胀半径可达初始半径的 13 倍，而深水气泡因环境压力增强导致膨胀不完全且坍缩过程加速，脉动周期初始的气泡体积和末端的残余气泡体积占比随水深增加显著提升。

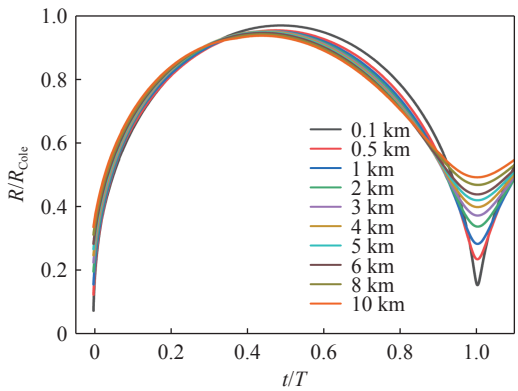

图 7　不同水深条件下 Zhang 方程模拟的气泡无量纲脉动半径单周期内变化趋势

Fig. 7　Variation of dimensionless bubble radius during single oscillation cycle in Zhang equation simulations across different water depths

进一步分析表明，气泡脉动过程具有显著的非对称特性。在同一水深条件下，R/R_{Cole} 的最大值出现在 $0.43<t/T<0.49$，且周期初始阶段的 R/R_{Cole} 要显著小于周期末端的。这种非对称性揭示了水下爆炸气泡演化的核心机理：首次脉动坍缩过程中，气泡受流体黏性耗散、辐射声能损失以及不可凝气体压力的综合作用，无法完全恢复至初始体积。特别在坍缩接近临界半径时，不可凝气体的剧烈压缩形成反向压力梯度，该机制不仅增加了坍缩阶段持续时间，还导致后续脉动周期中气泡最大半径呈现逐次衰减趋势。

与 Cole 等[2] 提出的经验公式相同，炸药装药量和水深仍是数值模拟所得气泡脉动最大半径的关键

控制参数。值得注意的是，无量纲半径 R/R_{Cole} 的峰值始终小于 1，且随水深增加呈现递减趋势，这一现象揭示出：数值模拟得到的气泡最大膨胀半径系统性地小于 Cole 经验公式预测值；两者间的偏差程度随水深增加呈渐增趋势。

4　结　论

本文中采用 Zhang 方程理论模型模拟计算了不同水深、爆距和装药量的工况，对模拟所得冲击波和气泡数据进行了分析讨论，得到以下主要结论。

(1) 爆炸冲击波压力峰值主要受装药量和爆距控制，并以幂函数形式变化，基于 Zhang 方程计算得到的结果与 Cole 经验公式的拟合结果的一致性较好，Zhang 方程计算得到的压力峰值普遍高于 Cole 公式的预测值，在爆距与装药量相同的条件下，压力峰值随水深增加而升高。

(2) 随水深和爆距增加，冲击波冲量和比冲击波能都会减小，在水深 2 000 m 以下冲击波冲量减小的幅值会明显变小，相较于浅水环境，深水中的比冲击波能减小的幅值会随爆距增加而增大。当爆距和水深不变时，仅针对装药量对于比冲击波能的影响开展研究，发现随装药量的增加，比冲击波能也在不断增大。

(3) 基于 Zhang 方程计算得到的气泡脉动半径受装药量和水深控制，并且经分析发现在水下爆炸气泡脉动现象中，浅水气泡会有明显的脉动过程，气泡从膨胀到坍缩会更加显著，而深水气泡受水压影响会在膨胀后迅速坍缩。数值模拟所得气泡半径普遍小于 Cole 经验公式预测值。同时，气泡膨胀和坍缩的过程并不是对称的，一个脉动周期内膨胀阶段时间上略大于坍缩阶段。

感谢哈尔滨工程大学张阿漫教授在理论建模与机理分析方面的指导和帮助。

参考文献：

[1] TAYLOR G I. The formation of a blast wave by a very intense explosion Ⅰ. theoretical discussion [J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 1950, 201(1065): 159–174. DOI: 10.1098/rspa.1950.0049.

[2] COLE R H, WELLER R. Underwater explosions [J]. Physics Today, 1948, 1(6): 35. DOI: 10.1063/1.3066176.

[3] SEDOV L I, FRIEDMAN M, HOLT M, et al. Similarity and dimensional methods in mechanics [J]. Journal of Applied Mechanics, 1982, 28(1): 159. DOI: 10.1115/1.3640458.

[4] ARONS A B. Underwater explosion shock wave parameters at large distances from the charge [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1954, 26(3): 343–346. DOI: 10.1121/1.1907339.

[5] BJARNHOLT G. Suggestions on standards for measurement and data evaluation in the underwater explosion test [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1980, 5(2/3): 67–74. DOI: 10.1002/prep.19800050213.

[6] KEDRINSKII V K. Underwater explosions, shock tubes, and explosive sound sources [M]//Hydrodynamics of Explosion: Experiments and Models. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005: 29–81. DOI: 10.1007/3-540-28563-6_3.

[7] LE MÉHAUTÉ B, WANG S. Overview of the wave generation process and the wave field [M]//Water Waves Generated by Underwater Explosion: Volume 10. Singapore: World Scientific, 1996: 1–65. DOI: 10.1142/9789814350884_0001.

[8] GEERS T L, HUNTER K S. An integrated wave-effects model for an underwater explosion bubble [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2002, 111(4): 1584–1601. DOI: 10.1121/1.1458590.

[9] PLESSET M S. The dynamics of cavitation bubbles [J]. Journal of Applied Mechanics, 1949, 16(3): 277–282. DOI: 10.1115/1.4009975.

[10] KELLER J B, MIKSIS M. Bubble oscillations of large amplitude [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1980, 68(2): 628–633. DOI: 10.1121/1.384720.

[11] ZHANG A M, LI S M, CUI P, et al. A unified theory for bubble dynamics [J]. Physics of Fluids, 2023, 35(3): 033323. DOI: 10.1063/5.0145415.

[12] ZHANG A M, LI S M, XU R, et al. A theoretical model for compressible bubble dynamics considering phase transition and migration [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 999: A58. DOI: 10.1017/jfm.2024.954.

[13] SLIFKO J F. Pressure-pulse characteristics of deep explosions as functions of depth and range: NOLTR 67-87 [R]. White Oak, Maryland: United States Naval Ordnance Laboratory, 1967.

[14] XIAO P, YANG K D. Experimental results for peak pressure and sound exposure level in deep-sea explosions [J]. Acoustics Australia, 2015, 43(2): 175–178. DOI: 10.1007/s40857-015-0020-9.

[15] GAO Y, WANG S S, ZHANG J X, et al. Effects of underwater explosion depth on shock wave overpressure and energy [J]. Physics of Fluids, 2022, 34(3): 037108. DOI: 10.1063/5.0081107.

[16] GAO Y, WANG S S, ZHANG J X, et al. Influence of water depth on the peak overpressure and energy of the secondary pressure wave of underwater explosions [J]. Ocean Engineering, 2024, 293: 116580. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2023.116580.

[17] 郝轶, 周章涛, 张显丕. 球型密闭容器内水下爆炸载荷特性研究 [J]. 兵工学报, 2015, 36(S1): 108–114.
HAO Y, ZHOU Z T, ZHANG X P. The pressure characteristics of high pressure spherical closed container under underwater explosion [J]. Acta Armamentarii, 2015, 36(S1): 108–114.

[18] 梁浩哲, 杨莉, 张庆明. 深水条件下 TNT 炸药的爆炸特性 [J]. 兵工学报, 2016, 37(S2): 241–245.
LIANG H Z, YANG L, ZHANG Q M. The explosive characteristics of TNT under deep water [J]. Acta Armamentarii, 2016, 37(S2): 241–245.

[19] 胡毅亭, 贾宪振, 饶国宁, 等. 水下爆炸冲击波和气泡脉动的数值模拟研究 [J]. 舰船科学技术, 2009, 31(2): 134–140. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2009.02.027.
HU Y T, JIA X Z, RAO G N, et al. Numerical study of underwater explosion shock wave and bubble pulse [J]. Ship Science and Technology, 2009, 31(2): 134–140. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2009.02.027.

[20] YUE J Z, WU X Q, HUANG C G. Scaling law of deep-sea trinitrotoluene (TNT) explosion [J]. Acta Mechanica Sinica, 2024, 40(4): 123280. DOI: 10.1007/s10409-023-23280-x.

[21] SHEN C, YAN B, PEI D, et al. Investigation of the shock wave load characteristics in deep-water explosions based on high-order compressible multiphase fluids [J]. Journal of Applied Physics, 2024, 136(12): 124702. DOI: 10.1063/5.0225697.

[22] XIAO F, CHEN Y, HUA H X, et al. Experimental and numerical investigation on the shock resistance of honeycomb rubber coatings subjected to underwater explosion [J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M: Journal of Engineering for the Maritime Environment, 2015, 229(1): 77–94. DOI: 10.1177/1475090213500244.

[23] LIU Z H, IGLAND R. Numerical simulation of a subsea pipeline subjected to underwater explosion loads with the coupled Eulerian-Lagrangian method [C]//Volume 3: Materials Technology. Hamburg, Germany: American Society of Mechanical Engineers, 2022: V003T04A028. DOI:10.1115/OMAE2022-80657.

[24] 徐润泽, 唐皓, 李世民, 等. 基于气泡统一方程的水下爆炸气泡迁移特征参数影响规律研究 [J]. 力学学报, 2024, 56(9): 2544–2554. DOI: 10.6052/0459-1879-24-074.
XU R Z, TANG H, LI S M, et al. Study on the influence of migration character parameters for underwater explosion bubbles based on the unified equation for bubble dynamics [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2024, 56(9): 2544–2554. DOI: 10.6052/0459-1879-24-074.

[25] 谈乃正, 詹立蕾, 李世民, 等. 基于气泡统一方程的声场双气泡耦合作用研究 [J]. 哈尔滨工程大学学报, 2024, 45(2): 213–222. DOI: 10.11990/jheu.202309033.
TAN N Z, ZHAN L L, LI S M, et al. A study on the coupling effect of double bubbles in sound field based on the unified equation for bubble dynamics [J]. Journal of Harbin Engineering University, 2024, 45(2): 213–222. DOI: 10.11990/jheu.202309033.

[26] SWISDAK M M. Explosion effects and properties: part Ⅱ. explosion effects in water: NSWC/WCL TR 76-116 [R]. Dahlgren, Virginia; Silver Spring, Maryland: Naval Surface Weapons Center, 1978. DOI:10.21236/ADA056694.

[27] 张阿漫, 明付仁, 刘云龙, 等. 水下爆炸载荷特性及其作用下的舰船毁伤与防护研究综述 [J]. 中国舰船研究, 2023, 18(3): 139–154, 196. DOI: 10.19693/j.issn.1673-3185.03273.
ZHANG A M, MING F R, LIU Y L, et al. Review of research on underwater explosion related to load characteristics and ship damage and protection [J]. Chinese Journal of Ship Research, 2023, 18(3): 139–154, 196. DOI: 10.19693/j.issn.1673-3185.03273.

[28] 马坤, 初哲, 王可慧, 等. 小当量炸药深水爆炸气泡脉动模拟实验 [J]. 爆炸与冲击, 2015, 35(3): 320–325. DOI: 10.11883/1001-1455-(2015)03-0320-06.
MA K, CHU Z, WANG K H, et al. Experimental research on bubble pulse of small scale charge exploded under simulated deep water [J]. Explosion and Shock Waves, 2015, 35(3): 320–325. DOI: 10.11883/1001-1455-(2015)03-0320-06.

(责任编辑　王易难)