

一种改进的近场水下爆炸冲击波载荷计算方法*

陈斐颖^{1,2,3}, 冯紫龙^{1,2,3}, 王博文^{1,2,3}, 刘军^{1,2,3}

(1. 西北工业大学航空学院, 陕西 西安 710072;

2. 强度与结构完整性国家重点实验室, 陕西 西安 710072;

3. 冲击动力学及其工程应用国际联合研究中心, 陕西 西安 710072)

摘 要: 针对传统水下爆炸冲击波经验公式分段近似、近场预测精度不足且存在物理量不连续的局限, 基于 Chapman-Jouguet (CJ) 爆轰模型、波后近似等熵流动假设及 Kirkwood-Bethe (K-B) 理论, 建立了一种改进的近场冲击波载荷统一连续计算模型。通过引入二阶马赫精度形式的 K-B 方程和改进的压力衰减时间常数, 将理论适用范围扩展至无量纲爆距 2~20, 避免了传统分段处理在分界处的不连续性。经多工况球形炸药试验、统一气泡动力学高保真理论、任意拉格朗日-欧拉 (Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE) 数值仿真及经典经验公式验证, 峰值压力计算误差控制在 10% 以内, 冲量和能流密度精度显著优于 Cole 经验公式。基于该模型的计算结果表明: 冲击波峰值压力与能流密度在近场呈强非线性快速衰减, 中远场衰减速率显著降低; 近场 (2~10 倍半径) 峰值压力衰减中几何扩散贡献约 89%, 能流密度衰减几乎完全由几何扩散主导; 冲量随爆距缓慢衰减, 衰减速率远小于峰值压力。Cole 经验公式在中远场对冲量和能流密度的系统性高估, 根源在于其恒定时间常数假设忽略了气泡膨胀的非定常过程。该模型兼具解析效率与数值精度, 为水中兵器战斗部设计及舰船抗爆防护提供了有效理论工具。

关键词: 水下爆炸; 冲击波; 近场; CJ 爆轰模型; K-B 理论; 几何扩散; 弥散效应

中图分类号: O383

国标学科代码: 13035

文献标识码: A

An improved method for calculating near-field shock wave loads of underwater explosions

CHEN Feiying^{1,2,3}, PENG Zilong^{1,2,3}, WANG Bowen^{1,2,3}, LIU Jun^{1,2,3}

(1. School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, Shaanxi, China;

2. National Key Laboratory of Strength and Structural Integrity, Xi'an 710072, Shaanxi, China;

3. Joint International Research Laboratory of Impact Dynamics and Engineering Application, Xi'an 710072, Shaanxi, China)

Abstract: To address the limitations of traditional segmented empirical formulas for underwater explosion shock wave loads, namely, insufficient near-field accuracy and physical discontinuities at partition boundaries, an improved unified continuous calculation model for near-field shock wave loads was established based on the Chapman-Jouguet (CJ) detonation model, post-shock approximate isentropic flow assumption, and Kirkwood-Bethe (K-B) theory. The initial conditions were derived by combining the CJ detonation model with the post-shock approximate isentropic flow assumption, where the Tait equation of state was employed to describe the water medium surrounding the spherical bubble and the isentropic flow relation was utilized to determine the particle velocity of the detonation products. The boundary condition was formulated using the K-B equation in the

*收稿日期: 2026-05-07; 修回日期: 2026-07-06;

第一作者: 陈斐颖 (1999—), 女, 博士研究生. E-mail: 3501959865@qq.com;

通信作者: 刘军 (1979—), 男, 博士, 教授, 博士生导师. E-mail: liujun_top@nwpu.edu.cn.

form of second-order Mach accuracy, which retained the boundary Mach effect under high bubble expansion velocities and compensated for the significant errors introduced by the first-order approximation in classical K-B theory. Furthermore, an improved pressure attenuation time constant incorporating a time-dependent correction term was introduced to account for the unsteady decay of interfacial enthalpy during bubble expansion. By solving the bubble expansion history via the Runge-Kutta method and coupling the continuity assumption with momentum conservation, the peak pressure at arbitrary gauge locations was calculated. Subsequently, an iterative approach was adopted to obtain the pressure-time histories. The theoretical application range was thereby extended to the dimensionless detonation distance of 2 to 20, eliminating the discontinuities inherent in conventional piecewise approximations. The model was validated against multi-scale spherical charge tests, unified bubble dynamics high-fidelity theory, Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) numerical simulation, and classical empirical formulas. The peak pressure calculation error was maintained within 10%, and the accuracy of impulse and energy flux was significantly superior to Cole's empirical formula. Calculation results show that the peak pressure and energy flux of the shock wave rapidly and nonlinearly decay in the near field, while the decay rate decreases markedly in the middle and far fields. In the near field (2 to 10 charge radii), geometric diffusion contributes approximately 89% to the peak pressure attenuation, and the energy flux decay is almost entirely dominated by geometric diffusion. The impulse decays slowly with detonation distance at a rate much lower than that of the peak pressure. The systematic overestimation of impulse and energy flux by Cole's formula in the middle and far fields stems from its constant time constant assumption, which neglects the unsteady nature of bubble expansion. The proposed model possesses both analytical efficiency and numerical accuracy, providing an effective theoretical tool for underwater weapon warhead design and ship anti-blast protection.

Keywords: underwater explosion (UNDEX); shock wave; near field; CJ detonation model; K-B theory; geometric diffusion; dispersive effect

水下爆炸载荷特性研究是水中兵器战斗部设计、威力评估及舰船抗爆防护设计的理论基础。冲击波作为水下爆炸的重要毁伤元,其峰值压力、冲量和能流密度等参数的准确计算对于目标毁伤效能评估至关重要^[1]。然而,现有理论方法多集中于中远场区域,而近场冲击波传播具有强非线性特征,能够对其进行精确描述的理论模型仍较缺乏^[2]。

随着计算机技术的快速发展,越来越多的研究人员使用数值仿真方法研究近场水下爆炸载荷机理,其结果相比于理论和试验方法更直观更详细。对于水下爆炸冲击波载荷理论公式方面,Cole^[3]基于Kirkwood-Bethe (K-B) 理论建立了自由场冲击波载荷随炸药量和爆距衰减的经验公式。Орленко^[4]基于Cole的指数衰减公式,给出了冲击波压力在衰减后半段的倒数形式。Cole和Орленко理论公式虽在远场具有良好精度,但无法适用于近场。Zamyshlyayev等^[5]针对Cole和Орленко公式进行修正,根据爆距与炸药半径的比值细分为6~12和12以上两个区间,并给出了两个区间的冲击波近似公式。这种分段处理存在两方面不足:一是两段公式形式不同,在分界处存在物理量不连续;二是对于处于近场与远场之间的过渡区域,两段公式的预测精度差异显著。Zhang等^[6]将炸药爆轰、气泡膨胀和冲击波传播联系起来,时间常数 θ 修正为时间相关函数,实现了适用于爆距与炸药半径的比值为2~60的冲击波压力衰减的计算。针对深水条件下经典理论模型结果存在误差这一问题,Xing等^[2,7]提出水下爆炸冲击波与气泡载荷计算理论模型。总之,近年冲击波理论的研究多集中于冲击波经验公式的修正、适用范围的细化及理论计算方法的改进,缺乏系统的试验验证工作^[8]。

数值仿真方面,常用的数值仿真方法包括有限元法 (Finite Element Method, FEM)、间断伽辽金法 (Discontinuous Galerkin Method, DGM) 和光滑粒子流体动力学 (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) 法。然而,从数学角度看,自由场水下爆炸问题本质是一个气-水多物质黎曼问题,其瞬态非定常流动受欧拉方程组控制。因此,数值仿真就是求解这一多物质初值问题的间断解,即多物质黎曼解,准确捕捉激波间断和追踪物质界面是核心难点^[9]。此外,近场数值仿真往往伴随巨大的计算资源消耗,难以满足工程快速估算需求。因此即便数值仿真已成为水下爆炸主流研究方法,理论研究依然

不可或缺。一是通过理论模型的思路进行估算可以预先给出关键参数的区间，缩小仿真计算的范围。二是将理论模型整合到数值仿真算法中，可以大幅减少计算资源消耗^[10-12]。

K-B 理论^[13]通过建立焓变函数并求解其在气-液界面上的演化以及不同延迟时间下焓变函数的等熵流动，给出了水下爆炸冲击波传播的解析解，但仅适用于计算水下爆炸冲击波在较远场（大于 10 倍炸药半径）处的峰值压力分布特征和衰减特征。为突破这一局限，本文基于 Chapman-Jouguet (CJ) 爆轰模型和波后近似等熵流动假设，建立冲击波载荷的初始条件；采用二阶马赫精度形式的 K-B 方程作为边界条件，以兼顾气泡高膨胀速度下的计算精度；引入含时间修正项的压力衰减时间常数，最终构建适用于无量纲爆距（定义为 R/R_0 ，其中 R 为爆距， R_0 为球形炸药半径）2~20 范围的统一连续计算模型，避免了分段近似带来的不连续性。通过与小当量球形炸药试验数据、经典经验公式及任意拉格朗日-欧拉 (Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE) 数值仿真结果对比验证模型准确性，并系统分析该范围内冲击波峰值压力、冲量和能流密度的衰减规律，以期为更深入研究炸药水下爆炸冲击波的传播提供参考。本文重点研究冲击波载荷特性，原因在于：（1）近场冲击波是结构毁伤的首要载荷，作用时间极短但峰值极高；（2）气泡脉动周期较长（通常为秒量级），与冲击波（通常为毫秒量级）存在时间尺度分离，二者可解耦分析。

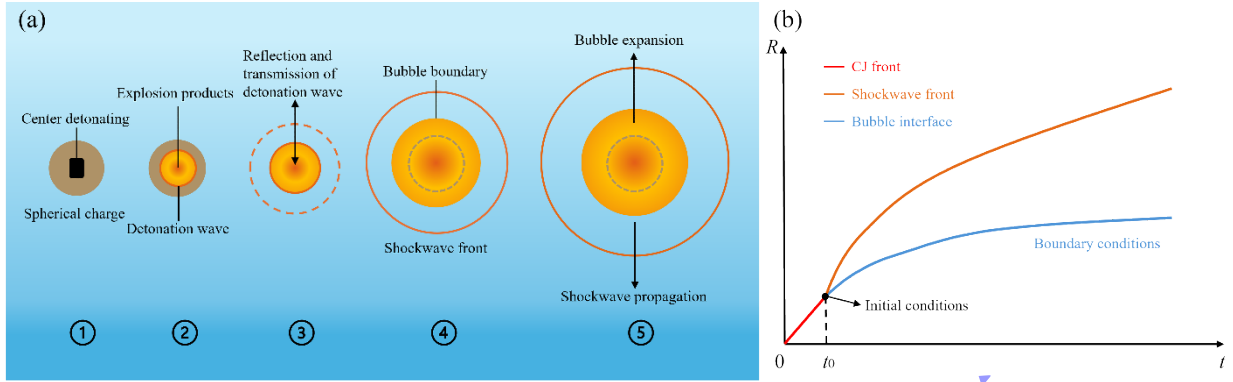
1 改进的冲击波载荷计算模型的建立

本节基于 CJ 爆轰模型、波后近似等熵流动假设及 K-B 理论，建立适用于无量纲爆距 2~20 范围的冲击波载荷计算模型。首先阐述球形炸药水下爆炸的基本物理过程，然后依次推导初始条件、边界条件及冲击波压力的计算公式。

1.1 无限水域球形炸药爆炸基本过程

尽管在水下爆炸实际应用中炸药形状各异，但在水下爆炸试验中通常使用对称形状的炸药，以减少不对称波反射的干扰。本文聚焦于球形炸药在无限水域引爆后冲击波传播过程的研究。图 1(a)描述了球对称爆炸的基本过程：炸药起爆后，爆轰波以球面形式向外传播，在极短的时间内炸药变成高温高压的爆轰产物，这个过程称为爆轰。该过程内已发生化学反应部分称为反应物，未反应部分则称为未反应物，两者之间的交界面为反应面，这个反应面随着爆轰过程在空间中像波一样传播，故又称为爆轰波。整个爆轰过程持续时间极短，所以化学反应区厚度极薄，通常将其简化为间断面来处理^[14]。CJ 爆轰模型考虑爆轰传播但忽略反应区，因此，本文使用 CJ 爆轰模型对爆轰过程进行理论描述。爆轰结束后，炸药中心位置形成了一个高温高压的区域。由于爆轰波初始压力非常大，当爆轰波抵达气-液界面时，在水中产生初始的正冲击波，该冲击波向外扩散并随距离衰减，同时爆轰产物不断膨胀至最大体积。由于整个过程仅持续数微秒，与对流的影响相比，粘性阻尼和热传导等扩散效应可以忽略不计。因此，当球中心设置一个静止参考点时，球对称爆炸可以简化为一维非定常无粘绝热流动问题^[15]。需要特别说明的是，本文采用的波后近似等熵流动假设并非否定冲击波阵面的熵增特性。冲击波阵面作为强间断面，跨过波阵面时确实存在熵增，这一物理事实将在 1.2 节式(2)的 Hugoniot 条件中予以体现。而波后近似等熵流动假设针对的是波后流场（即冲击波阵面与气-液界面之间的水介质区域）：在忽略粘性耗散和热传导的前提下，波后水介质的膨胀过程可近似为等熵流动。K-B 理论正是基于这一经典假设建立，其工程合理性已通过前人大量的试验与数值仿真验证。

本文重点分析近场水下爆炸冲击波波阵面轨迹（一般定义为 $R/R_0 \leq 10$ ）^[16]。图 1(b)为球对称的冲击波波阵面轨迹和气-液界面示意图。需要特别说明的是，图 1(b)中的坐标和 CJ 路径是不同的。如果两组数据在空间中无缝衔接，便可共同构成覆盖整个流场的封闭边界。据此，本文以球形炸药在无限水域中的冲击波传播过程为基础，结合 CJ 爆轰模型，对水与爆轰产物两区的流场进行理论描述与计算。



(a) Basic processes of spherically symmetric explosion: ① Detonation time, ② The detonation wave generation, ③ The impact of the detonation wave on the gas-liquid interface, ④ The shock wave and bubble generation, ⑤ Shockwave propagation and bubble expansion; (b) Data of the shock-front trajectory for spherically symmetric explosion.

图 1 球对称爆炸

Fig.1 Spherically symmetric explosion

1.2 初始条件

为了求解水下爆炸冲击波载荷，需要确定冲击波载荷的初始条件和边界条件。本文对球形气泡周围流场的压力采用 Tait 状态方程^[17]，对爆轰产物的粒子速度求解采用等熵流动公式。首先水介质的 Tait 状态方程如下式所示：

$$p_w = p_\infty + (p_s + A) \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^m - 1 \right] \quad (1)$$

基于式(1)和 Hugoniot 条件^[11]，冲击波波阵面峰值压力 p_s 和传播速度 u_s 分别为：

$$\begin{cases} p_s = p_w \\ u_s = \sqrt{\frac{c_\infty^2}{2m} \left[(m+1) \frac{p_s + A}{p_\infty + A} + (m-1) \right]} \end{cases} \quad (2)$$

式(1-2)中， ρ_∞ 、 p_∞ 和 c_∞ 分别表示未受扰动水的初始密度、初始压力及声速； ρ 和 p_w 则对应扰动后水的密度与压力；方程中的经验参数 m 和 A 通常取 $m=7.15$ 、 $A=304.913 \text{ MPa}$ ，其中 m 为 Tait 状态方程指数，该取值是基于大量水下爆炸试验数据校准后的经验修正值， A 为 Tait 压力常数，其数值通过 Hugoniot 曲线与初始声速标定，该参数组合在 10 MPa~3 GPa 压力范围内与试验数据吻合良好，是水下爆炸领域广泛采用的参数^[3]。

本文在初始条件推导中选用 Tait 状态方程而非 Mie-Grüneisen 方程，主要出于以下考虑：Tait 状态方程仅含 m 和 A 两个经验参数，形式简洁，可与 Hugoniot 条件直接联立推导冲击波初始压力的显式解析表达式（式(2)），便于与后续 K-B 理论框架无缝衔接；而 Mie-Grüneisen 状态方程虽在更宽的压力和温度范围内具有更高精度，但其依赖 Grüneisen 系数 γ_0 及体积修正项，形式复杂，难以获得初始条件的封闭解析解。此外，本文关注的近场压力范围正处于 Tait 状态方程经试验标定的有效区间（10 MPa~3 GPa），因此采用 Tait 状态方程作为初始条件推导的基础。

根据等熵流动关系和 CJ 条件，气泡内爆轰产物的粒子速度 u_e 和气泡内声速 c_e 与 CJ 波阵面粒子速度 u_{CJ} 和 CJ 波阵面声速 c_{CJ} 有如下关系：

$$u_e + \frac{2}{n-1} c_e = u_{CJ} + \frac{2}{n-1} c_{CJ} \quad (3)$$

基于式(3)和多方气体等熵关系，爆轰产物的粒子速度 u_e 为：

$$u_e = \frac{D_e}{n-1} \left[1 - \frac{2n}{n+1} \left(\frac{p_e}{p_{CJ}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right] \quad (4)$$

式(3-4)中, n 为爆轰产物的绝热指数, 基于 CJ 理论, TNT (Trinitrotoluene) 炸药爆轰产物遵循等熵膨胀假设, 根据爆炸力学经典理论及试验标定结果^[6], n 的理论近似值为 3, 该取值能够准确描述爆轰产物的膨胀驱动特性; p_e 为爆轰产物的压力; D_e 为炸药爆速; p_{CJ} 为 CJ 理论模型认为维持爆轰稳定传播的波阵面压力。

假定 t_0 时刻为冲击波波阵面与气泡表面即将发生分离时刻, 在气-液界面两侧满足内力相等, 质点速度连续条件, 即: $p_{s0}=p_{e0}$, $u_{s0}=u_{e0}$, 下标 0 代表对应物理量初始时刻的值。因此求解冲击波载荷所需的初始条件如下:

$$\begin{cases} R_0 = \sqrt[3]{\frac{3W}{4\pi\rho_0}} \\ u_{s0} = \sqrt{\frac{c_\infty^2}{2m} \left[(m+1) \frac{p_{s0} + A}{p_\infty + A} + (m-1) \right]} = \frac{D_e}{n-1} \left[1 - \frac{2n}{n+1} \left(\frac{p_{e0}}{p_{CJ}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right] \end{cases} \quad (5)$$

式中, R_0 为球形气泡半径 R_b 的初值, 等于球形炸药半径; W 为炸药质量, ρ_0 为炸药密度。通过求解式(5), 获取冲击波波阵面峰值压力 p_s 、传播速度 u_s 和球形气泡半径 R_b 的初值。需要说明的是, 上述初始条件中未显式包含水深 (即静水压力 p_∞) 的影响。根据 Tait 状态方程, p_∞ 会影响水的初始声速 c_∞ 和密度 ρ_∞ 。然而, 在 2~20 倍炸药半径范围内, 冲击波峰值压力很高, 远大于静水压力, 因此水深对冲击波峰值压力、冲量及能流密度的计算结果影响可忽略。建议水深范围满足以下判据: (1) 静水压力 p_∞ 远小于冲击波峰值压力, 通常要求 $p_\infty < 10$ MPa (约对应 1000 m 以内水深); (2) 不发生自由面截断效应; (3) 不发生海底反射干扰, 严格满足无限水域假设。尽管如此, 静水压力对气泡脉动周期和最大半径具有显著影响^[18]。鉴于本文模型聚焦于冲击波载荷特性, 气泡脉动的水深效应将在后续结合统一气泡动力学理论进行研究。

1.3 边界条件

经典 K-B 理论的一阶形式为:

$$h = \frac{1}{2} \dot{R}_b^2 + \int_{p_\infty}^p \frac{dp}{\rho} \quad (6)$$

式中, $\dot{R}_b$ 为气泡径向膨胀速度; h 为气泡表面水侧的界面焓。右侧第一项为气-液界面动能, 第二项为压缩功。当气泡径向膨胀速度 $\dot{R}_b$ 较大时, 一阶形式忽略边界马赫效应会引入显著误差。根据 Prosperetti-Lezzi 的可压缩气泡动力学理论^[19], 在 $\dot{R}_b/c$ 的二阶精度下展开, 保留 $(\dot{R}_b/c)^2$ 项并忽略高阶加速度项 $(R_b \ddot{R}_b/c^2)$ (该高阶项对冲击波初始传播阶段贡献很小), 气泡运动方程可写为:

$$\underbrace{\left[1 - \frac{\dot{R}_b}{c} \left(\frac{3}{2} - \frac{19}{5} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \right]}_{\text{惯性修正项非线性动能项}} R_b \ddot{R}_b + \underbrace{\frac{3}{2} \left[1 - \frac{\dot{R}_b}{3c} \left(\frac{5}{2} - \frac{26}{5} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \right]}_{\text{驱动压力项焓变化率项}} \dot{R}_b^2 = \underbrace{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\dot{R}_b}{c} \right)}_{\text{驱动压力项焓变化率项}} h + \underbrace{\left(1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \frac{R_b}{c} \frac{dh}{dt}}_{\text{驱动压力项焓变化率项}} \quad (7)$$

式中, R_b 为球形气泡半径, $\ddot{R}_b$ 为气泡径向膨胀加速度; c 为气泡表面水侧的当地声速。整理后即得式(8), 式(8)即为求解冲击波载荷所需的边界条件。

$$\ddot{R}_b = \frac{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) h + \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \frac{R_b}{c} \frac{dh}{dt} - \frac{3}{2} \left[1 - \frac{\dot{R}_b}{3c} \left(\frac{5}{2} - \frac{26}{5} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \right] \dot{R}_b^2}{\left[1 - \frac{\dot{R}_b}{c} \left(\frac{3}{2} - \frac{19}{5} \frac{\dot{R}_b}{c} \right) \right] R_b} \quad (8)$$

基于式(1)，可以求解出未受扰动水中声速 c_∞ 、气泡表面水侧的当地声速 c 以及气泡表面水侧的界面焓 h ，三者如下式所示：

$$\begin{cases} c_\infty^2 = \frac{m(p_\infty + A)}{\rho_\infty} \\ c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_s = \frac{m(p_\infty + A)}{\rho_\infty} \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{m-1} = \frac{m(p_\infty + A)}{\rho_\infty} \left(\frac{p_w + A}{p_\infty + A} \right)^{\frac{m-1}{m}} \\ h = \int_{p_\infty}^p \frac{dp}{\rho} = \frac{m}{m-1} \frac{p_\infty + A}{\rho_\infty} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{m-1} - 1 \right] = \frac{m}{m-1} \frac{p_\infty + A}{\rho_\infty} \left[\left(\frac{p_w + A}{p_\infty + A} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \end{cases} \quad (9)$$

式(5)求解出冲击波波阵面峰值压力 p_s 、传播速度 u_s 的初值，代入式(9)，从而求出气泡表面水侧的当地声速 c 以及气泡表面水侧的界面焓 h 的初值，再通过 Runge-Kutta 法求解式(8)，可得随气泡膨胀而不断变化的 $h(t)$ 、 $R_b(t)$ 和 $\dot{R}_b(t)$ 。

1.4 冲击波的传播

K-B 理论中引入动能焓 $\Omega = h + \dot{R}_b^2/2$ 这个物理量。则：

$$G = R_b(t) \left[h(R_b, t) + \frac{1}{2} \dot{R}_b^2(t) \right] \quad (10)$$

对于等熵、一维、无粘、可压缩流（亦称为多方气体），动量守恒方程式可写为：

$$\dot{R}_b = \int_{\rho_\infty}^{\rho} \frac{c}{\rho} d\rho = \frac{2c_\infty}{m-1} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{\frac{m-1}{2}} - 1 \right] = \frac{2c_\infty}{m-1} \left[\left(\frac{p_w + A}{p_\infty + A} \right)^{\frac{m-1}{2m}} - 1 \right] \quad (11)$$

基于式(11)，式(9)中的 h 可以写作：

$$h = \frac{(m-1)\dot{R}_b^2}{4} + \dot{R}_b c_\infty \quad (12)$$

因此，将式(12)代入式(10)可写作：

$$G = R_b \cdot \Omega = R_b \dot{R}_b \left[c_\infty + \frac{(m+1)\dot{R}_b}{4} \right] \quad (13)$$

将式(11-13)代入式(1)，则冲击波波阵面峰值压力 p_s 公式如下：

$$\begin{aligned} p_s &= -A + (p_\infty + A) \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^m - 1 \right] \\ &= -A + (p_\infty + A) \left[\frac{m-1}{m+1} \left(\sqrt{\frac{(m+1)G_{\Delta t}}{c_\infty^2 R}} + 1 - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{2m}{m-1}} \end{aligned} \quad (14)$$

式中， R 为测点到爆心的距离（爆距）。冲击波从初始球形气-液界面传播至测点所花时间与函数 G 从气-液界面传播至测点所花时间之间存在一个时间差 Δt ， $G_{\Delta t}$ 代表延迟时间 Δt 下函数 G 的等熵变化。

$$p_w = -A + (p_\infty + A) \left[\frac{m-1}{m+1} \left(\sqrt{\frac{(m+1)G_{\Delta t+(t-t_s)}}{c_\infty^2 R}} + 1 - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{2m}{m-1}} \quad (15)$$

式中， t_s 为峰值压力出现时刻， $(t-t_s)$ 为测点处冲击波波阵面从峰值 p_s 衰减至 p_w 花费的时间。

并采用 Zhang 等^[6]提出的含时间修正项的衰减时间常数 θ 计算公式:

$$\theta = (t - t_s) \left[\ln \left(\frac{p_s}{p} \right) \right]^{-1} \quad (16)$$

与 Cole 经验公式假设 θ 为仅依赖 R/R_0 的常数不同, 式(16)引入的时间修正项考虑了气泡膨胀过程中边界焓变非定常衰减的物理事实: 在膨胀初期, 爆轰产物高膨胀速度导致界面能量注入剧烈, θ 较小, 衰减更快; 随着气泡膨胀趋于平缓, θ 逐渐增大并趋近于 Cole 经验值。该修正机制有效补偿了传统常数假设在近场对压力衰减后段的高估, 使本文模型在 2~20 倍半径范围内均能保持与试验及仿真的一致性。至此, 冲击波载荷求解所需的初边值条件均已完备。

结合 1.2~1.4 节可知, 为求解水下爆炸冲击波载荷, 首先求解式(5), 获取冲击波波阵面峰值压力 p_s 、传播速度 u_s 和球形气泡半径 R_b 的初值, 代入式(9), 从而求出气泡表面水侧的当地声速 c 以及气泡表面水侧的界面焓 h 的初值。然后通过 Runge-Kutta 法求解式(8)获得气泡膨胀历史。根据连续性假设和动量守恒条件, 联立式(1)、式(11)、式(12)、式(13)和式(14)计算测点处峰值压力。基于此, 采用迭代法求解式(15)和式(16)得到测点处压力时程曲线。

2 改进的冲击波载荷计算模型的验证

为验证本文改进模型在无量纲爆距 2~20 范围内对 TNT 水下爆炸冲击波载荷的计算精度与工程适用性, 本节综合运用试验数据、理论模型和数值仿真结果, 从多个角度对模型进行验证: 在近场 (2~10 倍半径), 基于金辉等开展的 PVDF 近场压力测试试验、Zhang 等提出的统一气泡动力学高保真理论解及本文建立的 ALE 数值仿真模型进行对比验证; 在中远场 (10~20 倍半径), 结合周俊祥和李金河等试验数据及 Cole 经验公式开展综合校核, 评估模型从强非线性近场区到声学线性中远场区的连续预测能力与可靠性。

2.1 近场水下爆炸工况

2.1.1 改进的计算模型结果与试验结果对比

针对近场水下爆炸试验验证, 本文采用金辉等^[20]在无限水域开展的水下爆炸试验数据作为参考, 试验布置图如图 2 所示。具体工况为, 试验场景布置成无限水域环境, 爆源与测试码头距离不小于 40 m 以消除边界反射影响, 将 1 kg 和 8 kg 等高柱形 TNT 炸药悬吊于海水中并采用中心雷管起爆。试验使用自制的 PVDF (Polyvinylidene Fluoride) 近场压力传感器采集 3.4 倍、6 倍和 10 倍炸药半径位置处压力时程曲线, 其中 3.4 倍半径处布置双传感器以验证测量一致性。该传感器基于 PVDF 压电薄膜设计, 敏感单元有效面积为 4 mm²、厚度为 30 μ m, 灵敏度系数为 84 pC/MPa, 在完全去极化前可测最大应力达 3.3 GPa, 满足近场高压测量需求; 传感器采用 Π 型电极引出结构, 通过铆钉实现导线与电极引出脚的连接, 并整体封装于充满硅油的尼龙软管中, 上下两端以环氧树脂密封, 从而在保证绝缘防护与结构强度的同时, 使硅油在压力测量过程中维持敏感单元表面压力的均匀状态。信号采集采用基于负载法的等效电路, 将 PVDF 传感器视为电容与负载电阻并联, 经同轴电缆传输至泰克 MSO44 型示波器, 系统采用零时触发方式, 起爆后爆轰波沿炸药径向传播并熔化漆包线外层绝缘物以导通触发电路, 进而激活示波器开始采集。冲击波压力测试系统通道采样率设置为 500 MHz, 采样时间 2 ms, 可有效捕捉近场冲击波上升沿与衰减过程。

图 3 给出了改进的计算模型、传感器实测峰值压力及 Zamyshlyayev 近似公式的对比结果。由于近场高压区传感器测量值波动较大, 试验数据呈现一定离散性, 但总体偏差处于合理区间。为定量评估该离散性, 对 1 kg 和 8 kg TNT 炸药在 3.4 倍炸药半径处 6 组重复测量数据进行统计分析, 峰值压力分别为 547.42 MPa (1-1 号传感器)、523.20 MPa (1-2 号传感器)、509.02 MPa (2-1 号传感器)、500.70 MPa (2-2 号传感器)、543.70 MPa (3-1 号传感器) 和 539.67 MPa (3-2 号传感器), 平均值为

527.29 MPa, 样本标准差为 19.42 MPa, 变异系数为 3.68%。本文模型在该工况下的理论值为 527.56 MPa, 与各试验值对比, 最大偏差为 2-2 号传感器的 5.36%, 最小偏差为 1-2 号传感器的 0.83%, 其余各测点偏差依次为 3.63%、3.64%、2.97%和 2.24%, 表明改进的计算模型在 3.4 倍炸药半径处冲击波载荷峰值误差控制在 6%以内。

6 倍和 10 倍半径处因仅布置单传感器, 未进行同工况重复对比, 但 1 kg 与 8 kg 炸药在相同无量纲爆距下的峰值压力一致性验证了 Hopkinson-Cranz 相似律的适用性。该两处峰值压力预测误差在 10%以内, 但试验结果系统性低于改进模型计算值。可能的原因^[20]在于: 海水作为冲击波能量吸收与耗散的载体, 其固有阻尼及粘滞特性会加快近场冲击波衰减; 同时, 近场多相流现象会加剧介质的能量吸收与散射效应, 促使冲击波能量更快耗散。此外, 基于 3.4 倍炸药半径处 4 组有效比冲击波能数据 (1.20、0.88、1.00、0.88 MJ/kg) 计算得到平均比冲击波能为 0.99 MJ/kg, 标准差为 0.15 MJ/kg, 变异系数为 15.25%, 表明近场能量测量受局部多相流和传感器安装方位影响, 离散性相对较大, 但仍在工程可接受范围内。

考虑到试验中所用的 PVDF 传感器系学者自主研制, 受限于制备工艺、高压标定和安装定位等技术挑战, 在近场水下爆炸极端工况下的测量结果存在固有误差。其次, 随着爆距增加, 冲击波波阵面及气-液界面逐渐远离爆心, 边界模糊性增强, 导致模型误差随爆距增大而有所增加。尽管存在上述因素, 改进的计算模型在近场仍保持了良好的计算精度, 相比于 Zamyshlyayev 近似公式冲击波峰值最小相对误差为 15.68%, 本文模型将误差控制在 10%以内; 同时降低了对计算资源与条件的依赖, 展现出较强的实用性与通用性。

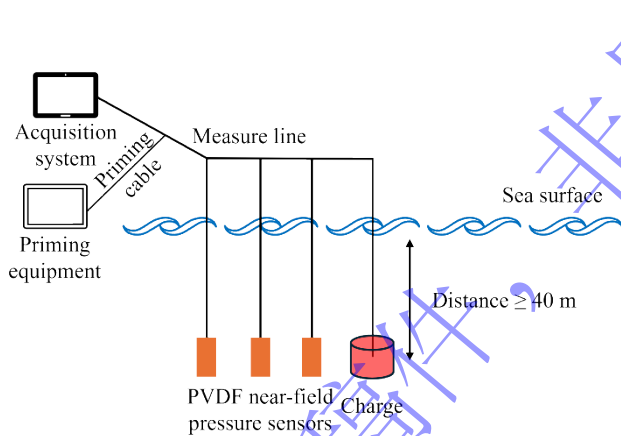


图 2 试验布置图^[20]

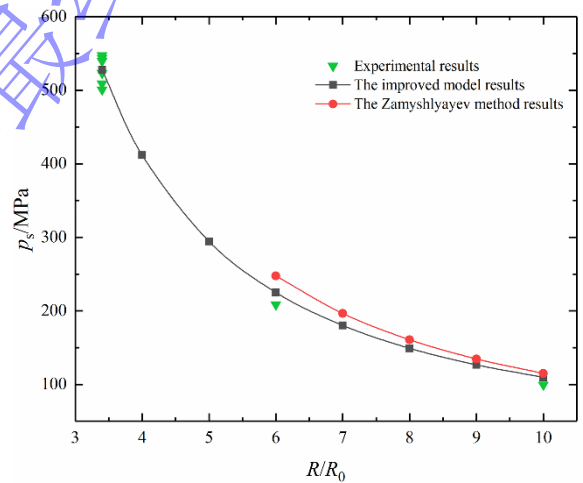


图 3 近场水下爆炸工况下改进的计算模型与试验^[20]对比

Fig.2 Schematic diagram of the test layout and the test system^[20]

Fig.3 Comparison with the near-field UNDEX test^[20]

2.1.2 改进的计算模型结果与 Zhang 等模型计算结果对比

为进一步验证本文改进模型在当代理论框架下的精度与适用性, 引入 Zhang 等^[21]提出的统一气泡动力学理论结果作为参照, 该理论通过求解一维球对称欧拉方程和 HLLC (Harten-Lax-van Leer-Contact) 黎曼求解器, 精确处理爆轰产物与水介质界面的多物质相互作用, 完整保留了非线性效应及非等熵过程, 可为水下爆炸近场至远场冲击波载荷提供高保真数值基准解。

图 4 给出了无量纲爆距 2~10 范围内, 本文模型与 Zhang 等^[21]模型在峰值压力和冲量方面的对比结果。可以看出, 本文模型峰值压力计算结果与 Zhang 等^[21]理论结果相对误差控制在 9%以内, 冲量相对误差在 6%以内, 两者在衰减趋势和量值上均具有良好的一致性。

两种模型结果的细微差异主要源于理论框架的本质区别: Zhang 等^[21]基于一维球对称欧拉方程和 HLLC 黎曼求解器, 完整保留了多物质界面的高阶非线性效应及非等熵过程; 本文模型则基于 K-B 理论、波后近似等熵流动假设及二阶马赫精度形式的简化边界条件, 通过物理降阶保留了冲击波传播

的主要控制机制。尽管本文模型在理论上做了适度简化，但两种模型误差保持在 10% 以内，表明本文改进模型在保持解析计算效率与工程实用性的同时，对冲击波载荷关键参数的预测精度满足工程需求，兼具精度与效率优势。

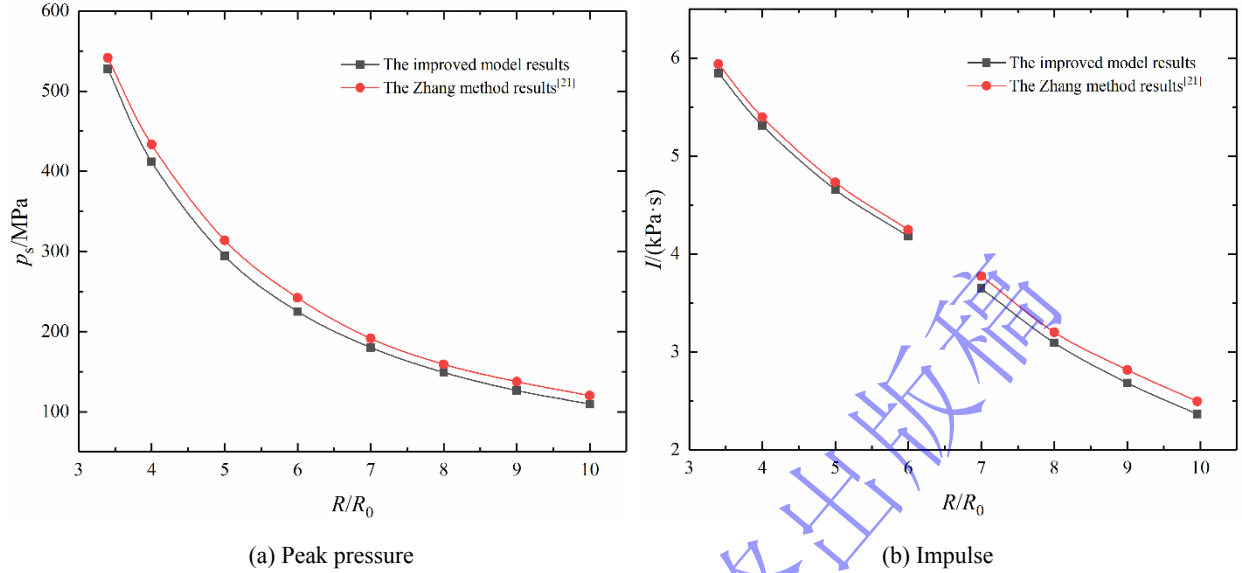


图 4 近场水下爆炸工况下改进的计算模型与 Zhang 等^[21]模型对比

Fig.4 Comparison of the near-field UNDEX with the model by Zhang et al.^[21]

2.1.3 改进的计算模型结果与数值仿真结果对比

由于近场水下爆炸试验实施的难度很大^[22]，另一方面压力传感器抗冲击能力有限，多次高频高压冲击后功能失灵，难以有效地对超近距水下爆炸的冲击波（峰值压力可达 GPa 量级）进行有效测量，有效的试验数据较少。因此采用数值仿真方法补充验证本模型的适用性。

2.1.3.1 有限元模型

本研究采用 LS-DYNA 软件进行数值仿真，采用拉格朗日法和欧拉法相结合的任意拉格朗日-欧拉 (ALE) 算法求解无限水域冲击波传播过程，其在解决大变形网格畸变问题方面具有明显优势^[23]。完整模型设置如图 5(a)所示，计算域为 $1\text{ m}\times 1\text{ m}\times 1\text{ m}$ 的方形水域，质量为 20 g 球形 TNT 炸药（半径为 14.4 mm ）设置于计算域中央，坐标为 $(0,0,0)$ ，采用中心起爆方式。模型边界条件设置为，模型对称面施加对称边界条件，并对水域边界施加无反射边界，避免反射波的干扰，以等效模拟无限水域特性。使用 *INITIAL_DETONATION 定义炸药的起爆位置。此外，鉴于水下爆炸的瞬态特性，计算中忽略热传导效应，假设流体是绝热的。同时简化边界条件，不考虑水的浮力及外部物体作用力。本节所有数值仿真参数设置均采用 m-kg-s 国际单位制。

将计算域配置为理想的三轴对称结构，采用 $1/8$ 模型提高计算效率。为确保计算精度，在炸药周围建立了一个局部密集区域，覆盖 $20\text{ cm}\times 20\text{ cm}\times 20\text{ cm}$ 内的区域，该区域外的网格逐渐稀疏。经网格敏感性分析，最终选择最小网格尺寸为 2 mm ，逐渐从 2 mm 过渡至 7 mm 的模型，网格类型为 SOLID164。网格模型如图 5(b)所示。

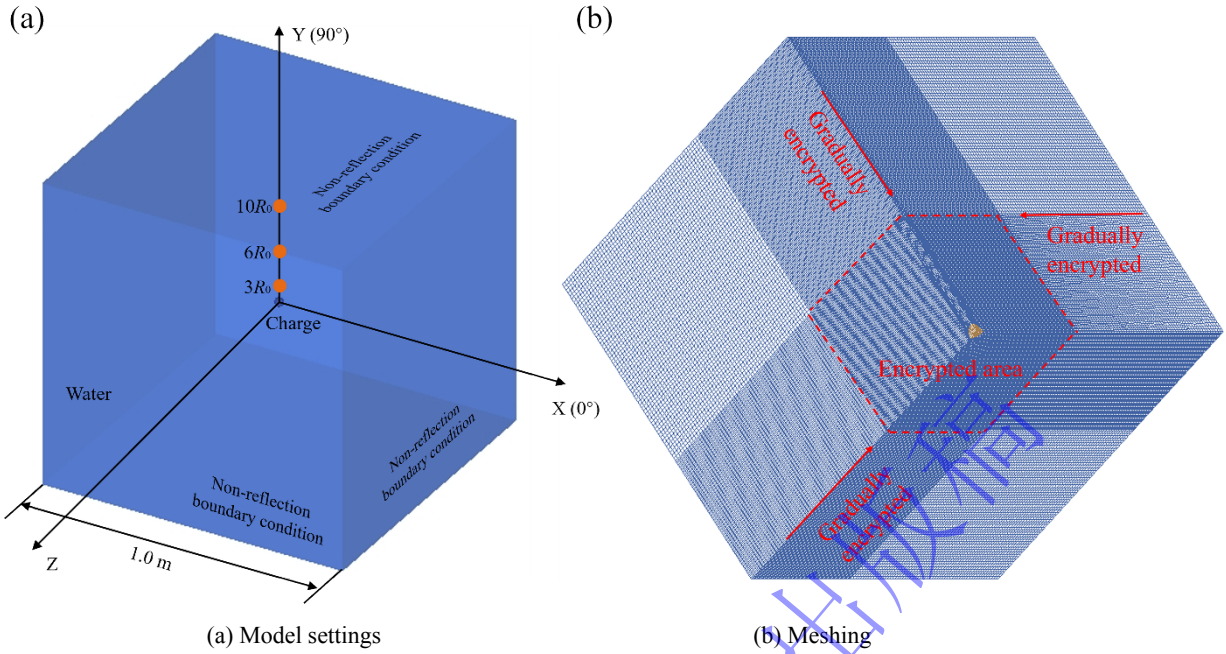


图 5 计算模型
Fig.5 Calculation model

2.1.3.2 材料本构模型及参数

在数值仿真中，使用***MAT_HIGH_EXPLOSIVE_BURN**和***EOS_JWL**来定义TNT的材料参数和状态方程。JWL（Jones Wilkins Lee）状态方程将压力定义为爆轰产物相对体积和单位体积的内能的函数，定义如下^[24]：

$$p_e = A_{JWL} \left(1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{\omega E_e}{V} \quad (17)$$

式中， V 表示爆轰产物相对体积； E_e 表示爆轰产物单位体积内能； A_{JWL} 、 B 、 ω 、 R_1 和 R_2 为材料常数，通常由炸药圆筒试验标定。本文所研究的TNT炸药参数及JWL状态方程参数取自文献^[26]，具体数值列于表1。

分别使用***MAT_NULL**和***EOS_GRUNEISEN**来定义水的材料参数和状态方程，Mie-Grüneisen状态方程定义如下^[25]：

$$p_w = \begin{cases} \frac{\rho_\infty c_\infty^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu - \frac{a}{2} \mu^2 \right]}{\left[1 - (S_1 - 1) \mu - S_2 \frac{\mu^2}{1 + \mu} - S_3 \frac{\mu^3}{(1 + \mu)^2} \right]^2} + (\gamma_0 + a \mu) E_w & \mu > 0 \\ \rho_\infty c_\infty^2 \mu + (\gamma_0 + a \mu) E_w & \mu < 0 \end{cases} \quad (18)$$

式中， μ 为压缩系数， $\mu = \rho/\rho_\infty - 1$ ，其中 $\mu > 0$ 对应水的压缩状态， $\mu < 0$ 对应水的膨胀状态； γ_0 为Grüneisen系数； a 为体积修正因子； S_1 、 S_2 和 S_3 为试验拟合系数； E_w 为水介质单位体积的能量增益。水介质参数及状态方程参数取自文献^[27]，如表2所示。

表 1 TNT 炸药参数^[26]

Table 1 The parameters for TNT^[26]

***MAT_HIGH_EXPLOSIVE_BURN**

爆 炸 与 冲 击
Explosion and Shock Waves

ρ_0 /(kg/m³)		Detonation pressure/Pa			Detonation velocity/(m/s)	
1583.0		1.94e10			6880.0	
*EOS_JWL						
A_{JWL} /GPa	B /GPa	R_1	R_2	ω	E_0 /(J/m³)	V_0
307.0	3.898	4.485	0.790	0.3	6.968e9	1.0

表 2 水介质参数^[27]

Table 2 The parameters for water^[27]

*MAT_NULL							
$\rho_\infty/(\text{kg/m}^3)$		Cut-off pressure /Pa				Dynamic viscosity/(Pa·s)	
998.21		-10.0				0.8684e-3	
*EOS_GRUNEISEN							
$c_\infty/(\text{m/s})$	S_1	S_2	S_3	γ_0	α	$E_w/(\text{J/m}^3)$	V_0
1.647e3	1.921	-0.096	0.0	0.350	0.0	2.895e5	1.0

2.1.3.3 网格敏感性分析

为平衡数值仿真计算精度与效率，通过网格敏感性分析确定最优网格尺寸。设置最小网格尺寸为 1 mm~10 mm。图 6 给出了不同爆距处冲击波峰值压力的数值仿真结果与 Cole 经验公式计算结果的对比。结果显示，当网格尺寸从 1 mm 增大到 10 mm 时，数值仿真结果出现显著差异。当网格尺寸为 1 mm 和 2 mm 时，数值仿真结果跟 Cole 经验公式计算结果基本一致；然而，1 mm 网格尺寸导致计算效率下降。进一步对比表 3 所列的不同网格尺寸在 15、22、30 倍炸药半径处的峰值压力相对误差可知：2 mm 网格在各特征爆距处的误差均控制在 6% 以内，精度与 1 mm 网格接近；4 mm 网格误差增至 15%~22%，已难以满足近场高精度需求；8 mm 和 10 mm 网格误差超过 27% 和 56%，严重偏离基准解。综合考虑计算精度与效率，2 mm 网格在峰值压力捕捉上具有足够的可靠性，且计算成本较 1 mm 网格显著降低，是兼顾精度与效率的最优选择。因此，选择最小网格尺寸为 2 mm 的模型进行数值仿真，该数值仿真模型中网格尺寸逐渐从 2 mm 变化至 7 mm，计算域内总共有 373 万个网格。

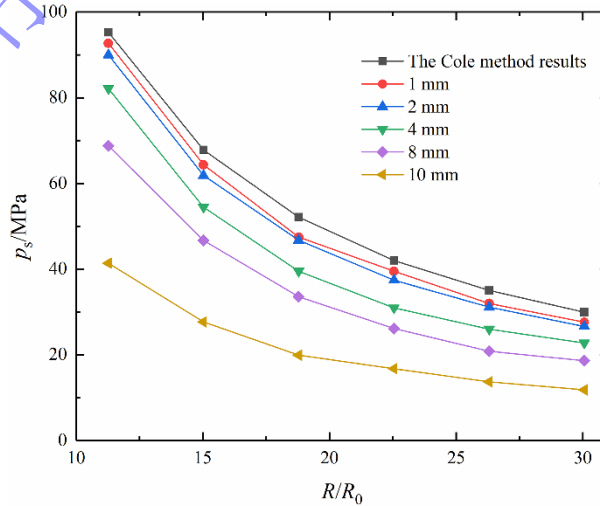


图 6 网格尺寸对数值仿真结果的影响

Fig.6 Influence of mesh sizes on the numerical simulation results

表 3 不同网格尺寸下的峰值压力相对误差及计算效率（以 1 mm 为基准）

Table 3 Relative error of peak pressure and computational efficiency for different mesh sizes (benchmarked against 1 mm)

网格尺寸/mm	15 倍半径处误差/%	22 倍半径处误差/%	30 倍半径处误差/%	计算时间/h	效率提升比
1	—	—	—	48.0	1.0
2	3.83	5.27	3.58	6.5	7.4
4	15.38	21.67	17.45	1.2	40.0
8	27.44	33.84	32.44	0.6	80.0
10	56.97	57.53	57.17	0.3	160.0

2.1.3.4 结果对比

为系统考察药量尺度的影响并验证模型对中大当量的适用性，图 7 为采用数值仿真模型和改进的计算模型，计算的 20 g、1 kg 和 8 kg TNT 球形炸药近场水下爆炸冲击波压力时程曲线。基于 Hopkinson-Cranz 相似律，在几何相似条件下，若不同药量保持相同 R/R_0 ，则相应爆距处峰值压力应保持恒定。如图 7 所示，在相同无量纲爆距下，20 g、1 kg 和 8 kg TNT 的峰值压力基本相等，而峰值压力出现的时间随着药量增大而增加。这一结果不仅验证了冲击波载荷在无量纲坐标下满足 Hopkinson-Cranz 相似律，也充分说明本文模型对不同当量具有良好的尺度适应性和普适性。据此，本文模型可推广至中大当量球形炸药：只要无量纲爆距处于 2~20 范围且满足无限水域假设，本文模型仍适用。但需指出，大当量爆炸在近场可能伴随强烈空化、自由面涌浪及多相流效应，若需考虑这些现象，应引入边界修正。

进一步分析冲击波压力衰减规律可知：在衰减前段（压力衰减至峰值压力的 1/3 前），冲击波压力呈指数衰减；而在后段，压力衰减模式趋于平稳，缓慢下降。此外，随着无量纲爆距（ R/R_0 ）的增大，数值仿真模型在压力衰减后段出现轻微振荡，该振荡源于水介质与高压爆轰产物界面的强间断性^[28]，但不影响峰值压力的精准捕捉。另外，改进的计算模型计算出的峰值压力均比数值仿真结果小，这一偏差可能源于两者采用的水介质状态方程不同所致：改进的计算模型采用 Tait 状态方程描述水介质的等熵压缩特性；而数值仿真模型采用 Mie-Grüneisen 状态方程描述水介质，通过 Hugoniot 曲线作为参考状态来引入冲击绝热关系，从而更准确地描述水介质高压冲击效应。两种状态方程在中低压区计算结果基本一致，但在近场高压区存在差异，Mie-Grüneisen 状态方程能给出更合理、更接近试验数据的结果。由图 7 可知，本文提出的理论模型具有比较满意的计算精度，冲击波载荷峰值误差在 5% 以内，且能正确反映冲击波衰减规律，说明 Tait 方程在本模型适用范围内具有足够的计算精度，同时兼顾了理论推导的简洁性。

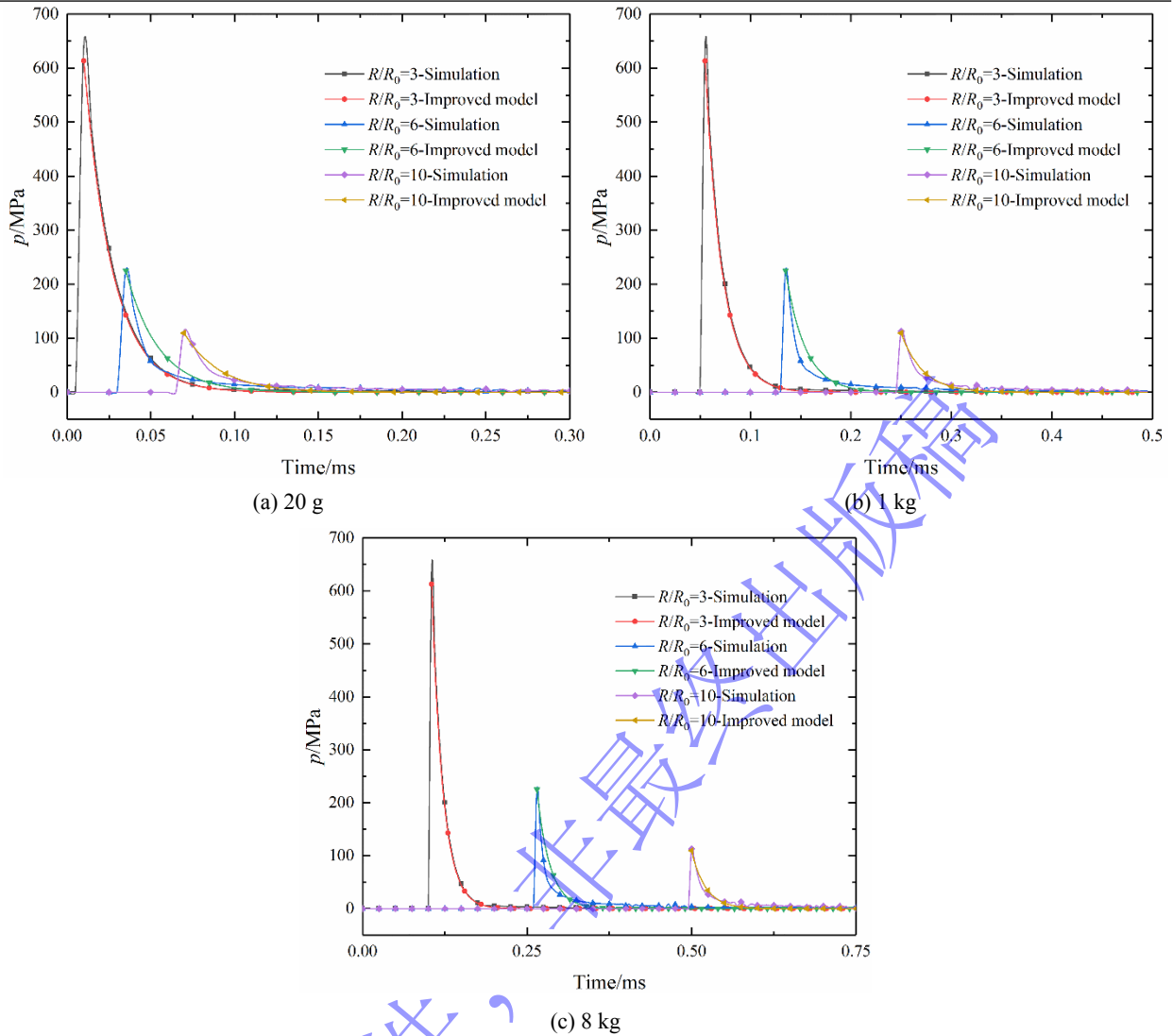


图 7 近场水下爆炸工况下改进的计算模型与数值仿真对比

Fig.7 Comparison with the near-field UNDEX simulation

2.2 中远场水下爆炸工况

针对中远场水下爆炸验证, 首先采用周俊祥等^[29]和李金河等^[30]获取的试验数据作为参考对照。周俊祥等^[29]采集了距 0.5 kg RDX (Research Department Explosive) 球形炸药中心 0.5 m (约 10 倍炸药半径) 处的压力信号。李金河等^[30]在 8 kg TNT 当量爆炸水池中开展水下爆炸试验。试验在水深 12 m 的无限水域模拟环境中进行, 使用质量约 4.9 kg 的球形 TNT 炸药通过中心雷管起爆。采用 12 个 PCB138 压力传感器沿水平径向布置, 传感器中轴线与炸药中心处于同一水平线上, 最近测点距爆心 1.5 m, 最远测点 13 m (约 15~135 倍炸药半径)。为确保数据可重复性, 对每种炸药工况均进行 2 发同等条件的重复试验。

如图 8(a)所示, 本模型在中远场水下爆炸工况的计算中依然能够保持较好的精度, 冲击波载荷峰值误差在 10%以内, 且与试验获取的压力-时间衰减趋势近似相同。图 8(b)展示了改进的计算模型和 Cole 经验公式的计算结果对比。如图 8(b)所示, 改进的计算模型的冲击波峰值压力与 Cole 经验公式结果相比, 相对误差小于 10%。此外, 时间衰减常数 θ 是水下爆炸冲击波峰值压力随时间衰减的定量表示, 在描述冲击波载荷特性中, 它也是一个重要参数。如图 8(b)所示, Cole 经验公式与改进的计算模型计算的时间衰减常数差异显著: 10 倍、15 倍和 20 倍炸药半径处相对误差依次为 19.07%, 18.27%, 20.31%, 且改进的计算模型计算结果均比 Cole 经验公式小, 这一偏差可能源于 K-B 理论的

基本假设, 该理论假设气-液界面焓变遵循恒定衰减常数的指数规律, 而实际水下爆炸冲击波的传播特性表明气-液界面焓变模式未必符合这一理想化假设^[6]。

综合 2.1 节和 2.2 节的系统验证, 本文改进模型在无量纲爆距 2~20 范围内, 对不同量级 (20 g、0.5 kg、1 kg 与 8 kg) 的球形炸药, 不同化学组分 (TNT 与 RDX) 的炸药类型, 以及不同传感器 (PVDF 与 PCB) 采集的试验数据均具有良好的一致性, 峰值压力计算误差均控制在 10% 以内。上述结果表明, 该模型具有良好的普适性与可靠性, 可用于后续研究冲击波载荷特性。此外, 上述系统验证揭示了经典经验公式在 2~20 范围的适用性缺陷: Zamyshlyayev 公式虽引入分段修正, 但两段公式在分界处存在物理量不连续, 使过渡区预测精度差异显著; Cole 公式则因其基于 K-B 理论的一阶近似, 假设气-液界面焓变遵循恒定衰减常数的指数规律, 因此系统性高估冲量与能流密度, 且误差随爆距增大而累积。

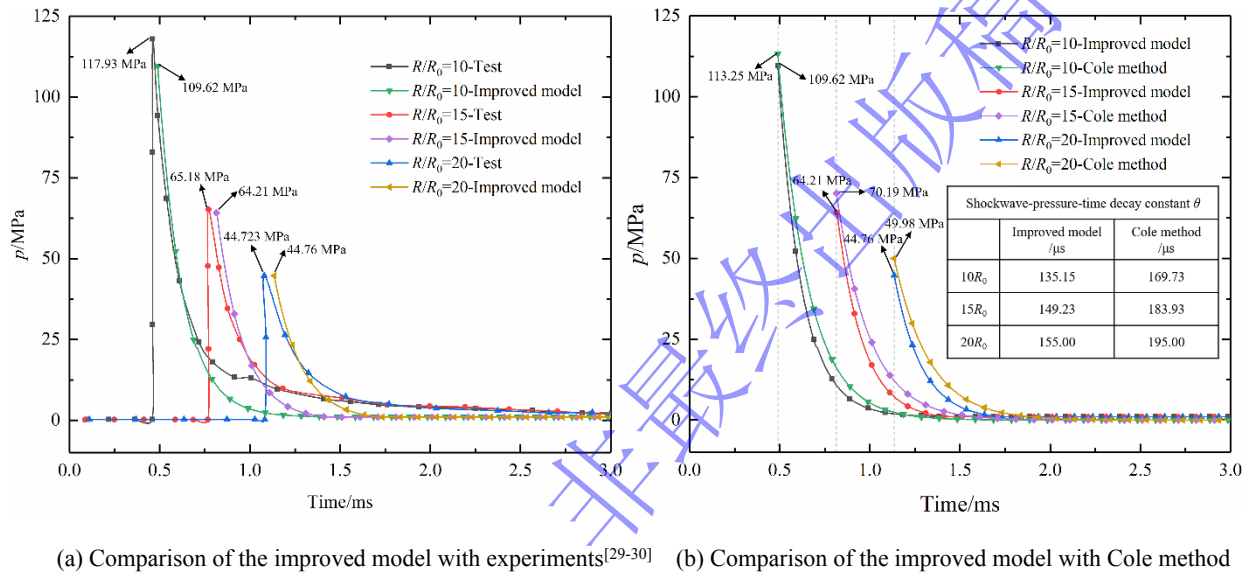


图 8 中远场水下爆炸工况下结果对比

Fig.8 Comparison of results under mid- and far-field UNDEX conditions

3 冲击波载荷特性分析

峰值压力、冲量和能流密度是评估冲击波载荷的毁伤威力的常用评估指标。然而, 单一指标难以全面、准确地表征冲击波载荷特性: 仅以峰值压力作为判据, 忽略了压力-时间历程的波形细节; 仅以冲量或能流密度作为判据, 则无法反映瞬时高压诱发的瞬态动力响应^[31]。本节系统分析 20 g TNT 球形炸药中心起爆下无量纲爆距 2~20 范围内冲击波峰值压力、冲量和能流密度的衰减规律, 并与数值仿真和经典经验公式结果对比, 全面验证改进模型的有效性。

根据 Cole 经验公式, 冲击波特征参量都可以表示为炸药量和爆距的幂函数形式。对于 TNT 炸药, 各参量在工程上的经验计算式为^[32]:

$$p_s = 52.2 \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{1.13} \quad (19)$$

$$I = 5.762 W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{0.89} \quad (20)$$

$$E_f = 81.3W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{2.05} \quad (21)$$

式中： p_s 为冲击波峰值压力，MPa； I 为压力冲量，kPa·s； E_f 为能流密度，kJ/m²； W 为炸药质量，kg； R 为测点到爆心的距离（爆距），m。

3.1 峰值压力

水下爆炸冲击波是由于爆轰产物和水介质之间强非线性相互作用而产生的。当爆炸发生时，高压气体急剧膨胀并向周围水体进行快速能量传递，形成冲击波。峰值压力作为炸药水下爆炸的关键参数，是计算其他参数的基础。冲击波峰值压力随无量纲爆距的变化规律如图9所示。近场水下爆炸冲击波在流场中以球面波的形式传播，波阵面面积与爆距平方成正比，能流密度快速衰减，冲击波几何扩散效应显著。同时水介质的粘性和可压缩性引起能量耗散，冲击波呈现出弥散效应，导致冲击波峰值压力降低，脉宽增大。随着爆距进一步增大至中远场区域（无量纲爆距大于10），球形波阵面的曲率逐渐减小，近似为平面波，几何扩散效应减弱，因此冲击波峰值压力衰减的趋势大大减小乃至趋于平稳收敛。具体而言，冲击波从2倍炸药半径传播至10倍炸药半径处，峰值压力减小了89.94%，冲击波几何扩散效应导致峰值压力衰减的理论预测值为80%，两者相对差值为11.05%，因此几何扩散贡献约89%，弥散效应贡献约11%，表明近场区域峰值压力衰减影响因素中，几何扩散效应为主要因素，弥散效应为次要因素。需要明确区分的是，几何扩散效应源于球面波阵面面积按爆距平方增大，单位面积能量随爆距平方规律衰减，属于无能量损失的几何重分配；而弥散效应则源于水介质的粘性阻尼和可压缩性导致的熵增，表现为机械能向热能的不可逆转化，属于物理耗散。此外，图9(a)中给出了经典经验公式超出其原始适用范围的外推曲线，其外推结果在近场显著偏离物理实际，这一对比从侧面印证了经典经验公式不适用于计算近场峰值压力，也进一步说明了本文开展近场理论模型研究的必要性。

而从10倍炸药半径传播至20倍炸药半径处，峰值压力减小了60.30%，冲击波几何扩散效应导致峰值压力衰减的理论预测值为50%，两者相对差值为17.08%，因此几何扩散贡献约83%，弥散效应相对贡献增大至约17%，表明中远场区域峰值压力衰减受几何扩散效应和弥散效应共同作用，且弥散效应的相对影响有所增大。与数值仿真结果对比，改进的计算模型的峰值压力误差控制在10%，压力曲线的衰减趋势基本相同，即呈现为随爆距增大近似指数衰减的趋势，但整体略小于数值仿真结果。与经典经验公式^[5, 32-35]计算结果对比，10倍炸药半径区域以外，改进的计算模型的峰值压力误差控制在10%，说明改进的计算模型在中远场区域依然有较好的精度。但整体略小于经典经验公式计算结果，这是因为经典经验公式未考虑近场强非线性耗散及稀疏波-反射压缩耦合效应。进入中远场后，尽管流场退化为声学线性域，经典经验公式预测精度有所改善，但其对时间衰减常数的理想化假设仍导致系统性偏差。

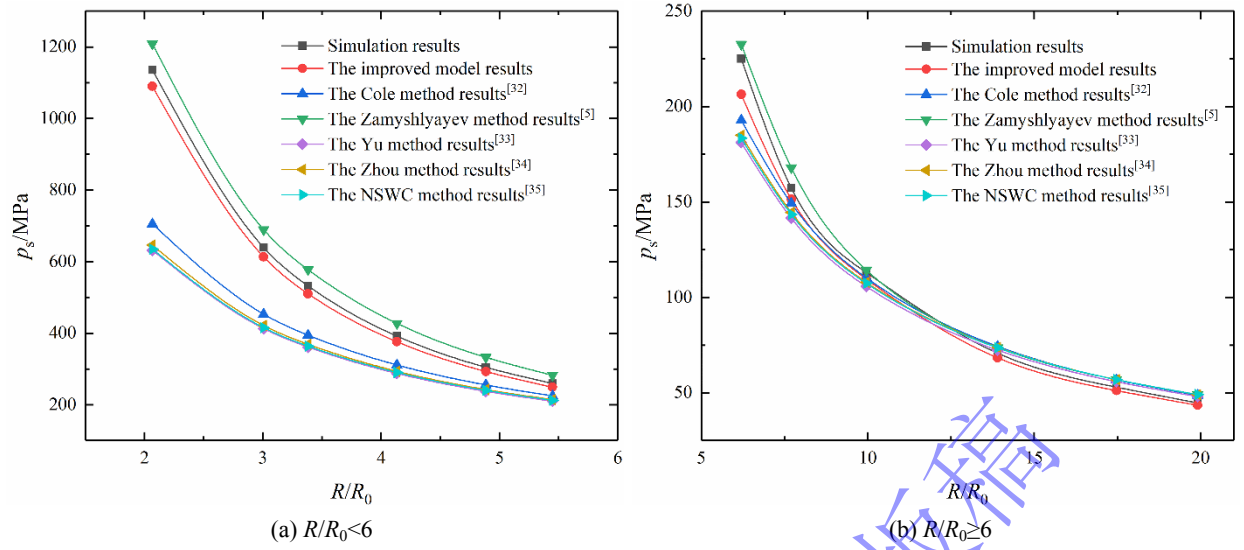


图9 峰值压力随爆距的变化

Fig.9 Variations of peak pressure with distance

图 10 展示了 20 g TNT 球形炸药中心起爆, 传播时间为 0.015 ms 至 0.22 ms (无量纲爆距为 3.5~30) 时压力分布和波后水介质质点速度 u 分布。如图 10 所示, 冲击波迅速产生并向四周辐射大量能量。同时, 球形炸药冲击波呈各向同性传播, 相同传播时间内峰值压力相等。此外, 在 10 倍炸药半径区域以内, 特别是 6 倍炸药半径区域内, 波后水介质质点速度在一段时间内保持在较高水平, 甚至存在上升现象, 这是因为稀疏波导致高温高压的爆轰产物发生过度膨胀, 当膨胀达到极限后气-液界面处发生反射压缩效应, 从而表现为局部压力回升。从力学机制看, 在 2~6 倍炸药半径区域, 稀疏波与反射压缩效应相互耦合: 稀疏波向内传播使爆轰产物持续过度膨胀, 而气-液界面处的反射压缩效应又形成局部压力回升, 二者共同构成近场强非线性耗散机制。波后质点速度持续维持高位, 正是这一强非线性耦合机制的直接体现, 它导致冲击波能量在极短距离内被急剧耗散, 是峰值压力快速衰减的根本物理动因。而超过 10 倍炸药半径区域波后水介质质点速度趋近于 0, 说明流场已退化为声学线性域, 能量耗散趋于稳定, 此时 Cole 经验公式拥有较好的预测精度。但本文模型仍较 Cole 公式更精确, 原因在于 Cole 经验公式对时间衰减常数 θ 的理想化假设在中远场仍存在系统性偏差, 而本文引入的 θ 计算方法有效保留了更多非线性衰减信息。

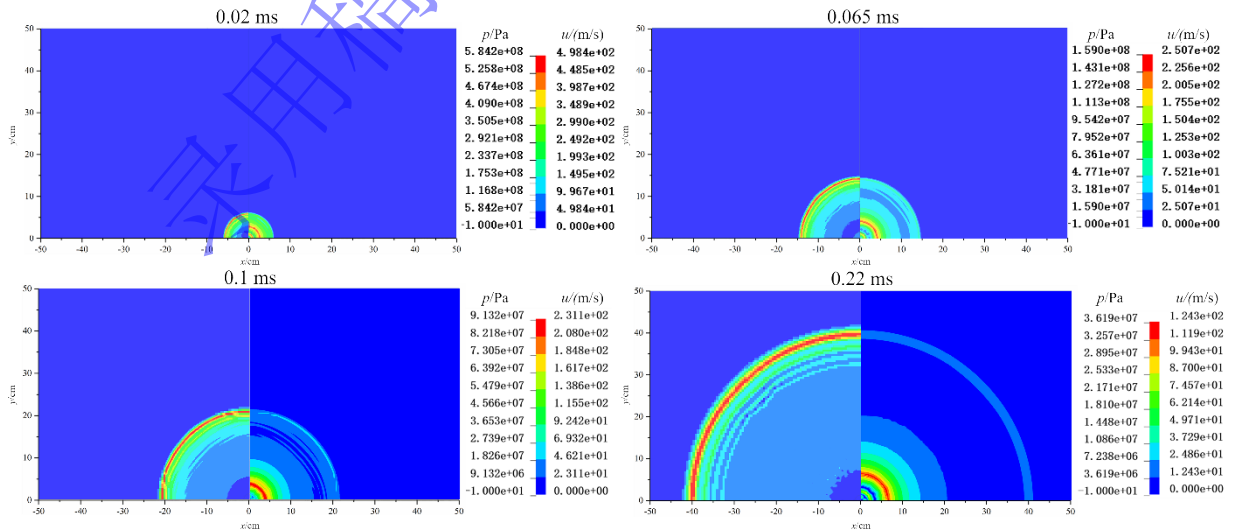


图 10 不同传播时间下的压力场和波后水介质质点速度分布

Fig.10 The pressure field and the velocity distribution of water medium after the shock wave

3.2 冲量

水下爆炸冲量 I 是冲击波压力对时间的积分，即：

$$I(t) = \int_0^t p(t) dt \quad (22)$$

式中，积分时间一般取 6.7θ 。

图 11 给出了冲量随无量纲爆距的变化规律。由图 11 可知，6 倍炸药半径区域以内，改进的计算模型和数值仿真计算结果比 Cole 经验公式小，这是因为 Cole 经验公式是基于 K-B 理论的一阶近似，假设气-液界面焓变遵循恒定衰减常数的指数规律，且忽略了近场强非线性耗散及稀疏波-反射压缩耦合效应。当外推至中远场时，Cole 公式未考虑爆轰产物过度膨胀导致的波后质点速度持续高位，从而系统性高估了峰值压力、冲量及能流密度。此外，冲量随爆距增加而缓慢衰减，衰减速度远慢于峰值压力。这是因为冲量受峰值压力和时间衰减常数共同影响，峰值压力随爆距增大而降低，但时间衰减常数随爆距增大相应增大，两者共同作用基本抵消了冲量的变化，使得冲量随爆距的变化相对平缓。6 倍炸药半径区域以外，冲量缓慢衰减直至趋于稳定，Cole 经验公式的计算结果略高于数值仿真和改进模型计算结果，从无量纲爆距 6 至 20 处，相对误差从 1.23% 增长到 34.32%，说明相对误差随无量纲爆距增加而逐渐增大，表明 Cole 经验公式即使在中远场仍存在因时间衰减常数理想化假设导致的系统性偏差，而本文模型通过引入改进的 θ 计算方法，在整个 2~20 倍范围内均保持了更高的计算精度。整体来看，改进模型计算值与数值仿真结果的相对误差小于 5%，吻合良好。

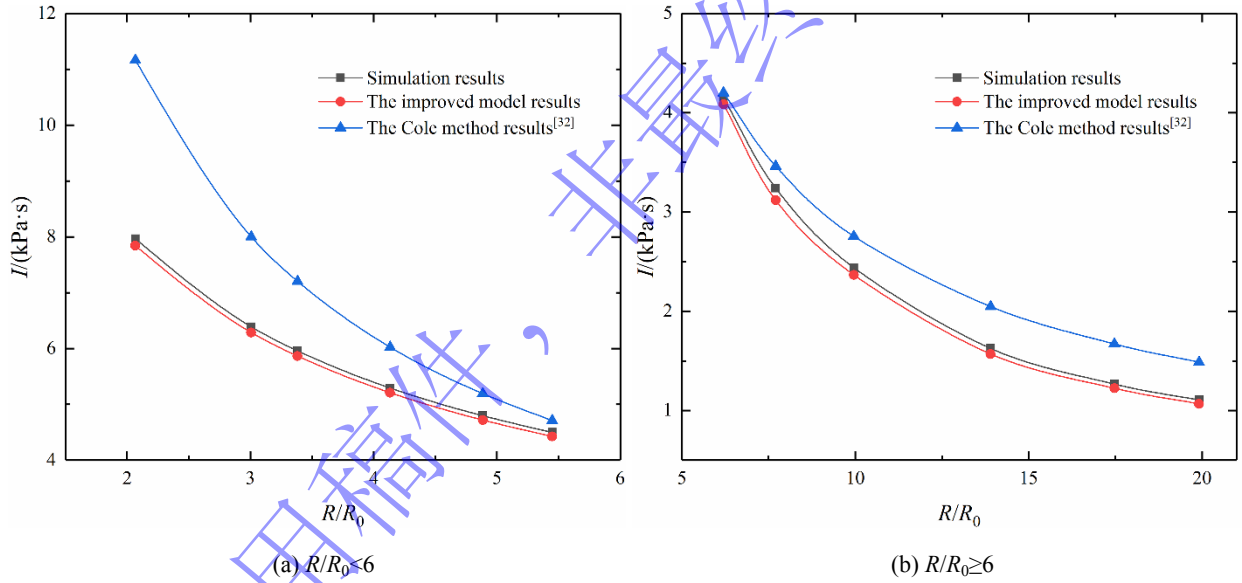


图 11 冲量随爆距的变化

Fig.11 Variations of impulse with distance

3.3 能流密度

能流密度是衡量冲击波能量输出的重要参数，定义为冲击波压力平方对时间的积分，即：

$$E_f = \frac{1}{\rho_\infty c_\infty} \int_0^t p^2(t) dt \quad (23)$$

式中，积分时间一般取 6.7θ 。

图 12 展示了能流密度随无量纲爆距的变化规律。由图 12 可知，对比数值仿真结果，Cole 经验公式计算值最大相对误差为 29.61%，而改进的计算模型计算值最大相对误差仅为 6.70%，显著优于 Cole 经验公式。此外，改进模型能够正确反映能流密度的衰减规律，6 倍炸药半径区域内，因能量集中释放而快速衰减，表现为强非线性；6 倍炸药半径区域以外，由于流场中水的阻抗作用，能流密度

衰减速度逐渐放缓；进一步的，在 10 倍炸药半径区域以外，能量已大幅耗散，在 10 倍炸药半径处能流密度仅为 82.46 kJ/m²，与无量纲爆距 2 处能流密度相比，减小了 95.87%，与冲击波几何扩散效应导致能流密度衰减的理论预测值 96% 高度吻合，表明近场区域总能流密度衰减几乎完全由几何扩散效应主导。而冲击波从 10 倍炸药半径传播至 20 倍炸药半径处，能流密度减小了 82.72%，表明中远场区域能流密度衰减受几何扩散效应影响减小，受弥散效应影响增大，但是几何扩散效应仍为能流密度衰减主导因素。另外，Cole 经验公式在中远场区域的计算结果高于数值仿真和改进模型计算值，从无量纲爆距 13.90 至 20 处，相对误差从 17.56% 增长到 29.02%，说明相对误差随着无量纲爆距的增加而增加。

值得说明的是，本文虽聚焦于冲击波载荷，但水下爆炸总能量中气泡脉动所占比例同样不可忽略。据文献[9]，TNT 炸药水下爆炸时，冲击波能量约占总能量的 53%，气泡脉动能量约占 47%。气泡脉动产生的二次压力波，其峰值虽仅为主冲击波的 10%~20%，但由于作用时间远大于冲击波，其比冲量与冲击波处于同一量级，是水下爆炸毁伤评估中必须考虑的重要载荷成分。冲击波与气泡脉动在时间尺度及能量分配上的显著差异，既为本文将冲击波载荷独立出来、开展精细化研究提供了合理性依据，也为后续构建冲击波-气泡脉动统一载荷模型提供了理论支撑。

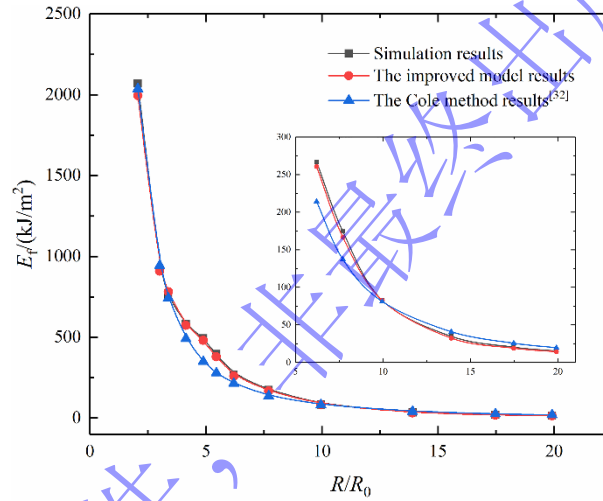


图.12 能流密度随爆距的变化

Fig.12 Variations of energy flux density with distance

4 结论

(1) 本文基于 CJ 爆轰模型、波后近似等熵流动假设及二阶马赫精度 K-B 方程，建立了适用于无量纲爆距 2~20 的统一连续计算模型。经多工况试验、统一气泡动力学高保真理论、数值仿真及经典经验公式验证，峰值压力误差控制在 10% 以内，冲量和能流密度精度显著优于 Cole 经验公式。

(2) 能量衰减机制分析表明，近场（2~10 倍半径）峰值压力总衰减 89.94% 中，几何扩散为主导机制，贡献约 89%，弥散效应贡献约 11%；中远场（10~20 倍半径）总衰减 60.30% 中，几何扩散贡献约 83%，弥散效应相对贡献增大至约 17%，但几何扩散仍为主导。能流密度在 2~10 倍半径内衰减 95.87%，与几何扩散理论预测值 96% 高度吻合，表明近场总能流密度衰减几乎完全由几何扩散控制。

(3) 冲量随爆距呈缓慢衰减，衰减速率远小于峰值压力，这是因为峰值压力降低与时间常数增大相互抵消。Cole 经验公式在中远场对冲量和能流密度存在系统性高估，最大误差分别达 34.32% 和 29.02%，根源在于其恒定时间常数假设忽略了气泡膨胀的非定常过程，本文引入的改进时间常数计算方法有效补偿了该偏差。本文模型主要针对冲击波载荷，后续工作拟结合统一气泡动力学理论，将

气泡脉动载荷纳入完整载荷体系,以建立覆盖冲击波-气泡脉动全过程的毁伤评估方法。

参考文献

- [1] 李金河,汪斌,王彦平,等.不同炸药形状TNT水中爆炸近场冲击波传播的实验研究[J].火炸药学报,2018,41(5): 461-464+500. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2018.05.007.
LI J H, WANG B, WANG Y P, et al. Experimental study on near-field shock wave propagation of underwater explosion of TNT with different charge shapes[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2018, 41(5): 461-464+500. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2018.05.007.
- [2] 邢津浩,张阿漫,李世民,等.全海深水下爆炸载荷特性与规律研究[J].力学学报,2025,57(8): 1873-1885. DOI: 10.6052/0459-1879-25-161.
XING J H, ZHANG A M, LI S M, et al. Research on load characteristics and variation laws of underwater explosions covering the entire depth scale[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2025, 57(8): 1873-1885. DOI: 10.6052/0459-1879-25-161.
- [3] COLE R H. Underwater Explosion[M]. Princeton, New Jersey: Princeton University Press, 1948.
- [4] 奥尔连科.爆炸物理学[M].孙承纬,译.北京:科学出版社,2011: 596-625.
OPJIEHKO JI II. Explosion Physics[M]. SUN C W, Trans. Beijing: Science Press, 2011: 596-625.
- [5] ZAMYSHLYAEV B V, YAKOVLEV Y S. Dynamic loads in underwater explosion: AD 757183[R]. Washington, D.C.: Naval Intelligence Support Center, 1973.
- [6] ZHANG J, WANG S, JIA X, et al. An improved Kirkwood-Bethe model for calculating near-field shockwave propagation of underwater explosions[J]. AIP Advances, 2021, 11(3): 035123. DOI: 10.1063/5.0040224.
- [7] XING J H, ZHANG A M, WANG S P, et al. Study on the model for shock wave and bubble load of deep-sea explosion[J]. Physics of Fluids, 2024, 36(10): 103355. DOI: 10.1063/5.0230017.
- [8] 孙远翔,田俊宏.近场水下爆炸载荷及舰船结构动态响应研究综述[J].舰船科学技术,2019,41(11): 1-8. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2019.06.001.
SUN Y X, TIAN J H. Review of near-field underwater explosion load and ship structure dynamic response[J]. Ship Science and Technology, 2019, 41(11): 1-8. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2019.06.001.
- [9] 王树山,贾曦雨,高源,等.水下爆炸动力学的起源、发展与展望[J].水下无人系统学报,2023,31(1): 10-29. DOI: 10.11993/j.issn.2096-3920.2023-0005.
WANG S S, JIA X Y, GAO Y, et al. Underwater explosion dynamics: its origin, development, and prospect[J]. Journal of Unmanned Undersea Systems, 2023, 31(1): 10-29. DOI: 10.11993/j.issn.2096-3920.2023-0005.
- [10] XU J L, ZHANG Q M, LONG R R, et al. Study on the deformation of inter-rib shell plate of reinforced conical shell structure under deep-water-explosion loading[J]. Thin-Walled Structures, 2023, 193: 111163. DOI: 10.1016/j.tws.2023.111163.
- [11] 黄潇,张玮,张阿漫.近海底爆炸气泡对潜艇影响的研究[J].中国造船,2014,55(3): 25-35.
HUANG X, ZHANG W, ZHANG A M. Study on the effect of a grounding explosion bubble on submarine[J]. Shipbuilding of China, 2014, 55(3): 25-35.
- [12] CHUNG J, SEO Y, SHIN Y S. Dynamic and whipping response of the surface ship subjected to underwater explosion: experiment and simulation[J]. Ships and Offshore Structures, 2020, 15(10): 1129-1140. DOI: 10.1080/17445302.2019.1706924.
- [13] KIRKWOOD J G, BETHE H. The pressure wave produced by an underwater explosion, basic propagation theory, Part 1[R]. Washington, D.C.: OSRD, 1942.

- [14] 田影. 不同边界条件下近场水下爆炸载荷特性研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2022. DOI: 10.26991/d.cnki.gdllu.2022.000107.
TIAN Y. Study on characteristics of near-field underwater explosion loads under different boundary conditions[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2022. DOI: 10.26991/d.cnki.gdllu.2022.000107.
- [15] YANG C C, ZHENG H, LIU X J, et al. A novel data-analysis method for underwater explosion tests by inverse modeling[J]. Applied Mathematical Modelling, 2021, 90: 1153-1169. DOI: 10.1016/j.apm.2020.10.030.
- [16] 赵继波, 谭多望, 张远平, 等. PVDF 计在水中爆炸近场压力测试中的应用[J]. 火炸药学报, 2009, 32(3): 1-4. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2009.03.024.
ZHAO J B, TAN D W, ZHANG Y P, et al. Application of PVDF sensor in underwater explosive shock wave measurement at near-field[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2009, 32(3): 1-4. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2009.03.024.
- [17] FUJIKAWA S, AKAMATSU T. Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1980, 97(3): 481-512. DOI: 10.1017/S0022112080002662.
- [18] LIANG H Z, ZHANG Q M, LONG R R, et al. Pulsation behavior of a bubble generated by a deep underwater explosion[J]. AIP Advances, 2019, 9(2): 025108. DOI: 10.1063/1.5086361.
- [19] ZHANG J X, WANG S S, JIA X Y, et al. An engineering application of Prosperetti and Lezzi equation to solve underwater explosion bubbles[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(1): 017118. DOI: 10.1063/5.0033016.
- [20] 金辉, 于鹏, 张皓博, 等. 基于 PVDF 的炸药水下爆炸能量近场测试技术与实现[J]. 火炸药学报, 2024, 47(8): 677-685. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.202405014.
JIN H, YU P, ZHANG H B, et al. Near-field measuring-testing technique and its realization of underwater explosion energy based on PVDF[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2024, 47(8): 677-685. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.202405014.
- [21] 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.
- [22] 周章涛, 刘建湖, 裴红波, 等. 水下近距和接触爆炸流固耦合作用机理及加载效应研究[J]. 兵工学报, 2017, 38(S1): 136-145.
ZHOU Z T, LIU J H, PEI H B, et al. Fluid-structure interaction mechanism and loading effect in close-in and contact underwater explosions[J]. Acta Armamentarii, 2017, 38(S1): 136-145.
- [23] AQUELET N, SOULI M, OLOVSSON L. Euler-Lagrange coupling with damping effects: application to slamming problems[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2005, 195(1-3): 110-132. DOI: 10.1016/j.cma.2005.01.010.
- [24] KOLI S, CHELLAPANDI P, RAO L B, et al. Study on JWL equation of state for the numerical simulation of near-field and far-field effects in underwater explosion scenario[J]. Engineering Science and Technology, An International Journal, 2020, 23(4): 758-768. DOI: 10.1016/j.jestch.2020.01.007.
- [25] LIU J, AN F J, NIU Z Y, et al. Study on the blast-resistance of polyurea-steel plates subjected to underwater explosion[J]. Ocean Engineering, 2022, 265: 111814. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2022.111814.
- [26] 宋浦, 杨凯, 梁安定, 等. 国内外 TNT 炸药的 JWL 状态方程及其能量释放差异分析[J]. 火炸药学报, 2013, 36(2): 42-45. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2013.02.010.
SONG P, YANG K, LIANG A D, et al. Difference analysis on JWL-EOS and energy release of different TNT charge[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2013, 36(2): 42-45. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2013.02.010.
- [27] OLOVSSON L, SOULI M, DO I. ALE and fluid-structure interaction capabilities in LS-DYNA[R]. Livermore, CA: LSTC, 2003.

- [28] HUANG C, LIU M B, WANG B, et al. Underwater explosion of slender explosives: Directional effects of shock waves and structure responses[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2019, 130: 266-280. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2019.04.018.
- [29] 周俊祥, 徐更光, 王廷增. 铝化炸药水下爆炸冲击波特性分析[J]. *爆破*, 2005, 22(1): 41-43+51.
ZHOU J X, XU G G, WANG T Z. Characteristic analysis of shock wave for underwater explosion of aluminized explosive[J]. *Blasting*, 2005, 22(1): 41-43+51.
- [30] 李金河, 赵继波, 谭多望, 等. 炸药水中爆炸的冲击波性能[J]. *爆炸与冲击*, 2009, 29(2): 172-176.
LI J H, ZHAO J B, TAN D W, et al. Underwater shock wave performances of explosives[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2009, 29(2): 172-176.
- [31] 王树山, 张静骁, 王传昊, 等. 水中爆炸冲击波对靶体结构的毁伤准则研究[J]. *火炸药学报*, 2020, 43(3): 262-270. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.201909015.
WANG S S, ZHANG J X, WANG C H, et al. Damage criterion of underwater explosion shock wave on target[J]. *Chinese Journal of Explosives & Propellants*, 2020, 43(3): 262-270. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.201909015.
- [32] 卢熹, 王树山, 王新颖. 水中爆炸对鱼雷壳体的毁伤准则和判据研究[J]. *兵工学报*, 2016, 37(8): 1469-1475. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2016.08.019.
LU X, WANG S S, WANG X Y. Research on damage criterion of torpedo shell subjected to underwater explosive shock waves[J]. *Acta Armamentarii*, 2016, 37(8): 1469-1475. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2016.08.019.
- [33] 俞统昌, 王晓峰, 王建灵. 炸药的水下爆炸冲击波性能[J]. *含能材料*, 2003, 11(4): 182-186.
YU T C, WANG X F, WANG J L. Underwater shockwave performance of explosives[J]. *Energetic Materials*, 2003, 11(4): 182-186.
- [34] 周霖, 徐少辉, 徐更光. 炸药水下爆炸能量输出特性研究[J]. *兵工学报*, 2006, 27(2): 235-238.
ZHOU L, XU S H, XU G G. Research on energy output characteristics for underwater explosion of explosives[J]. *Acta Armamentarii*, 2006, 27(2): 235-238.
- [35] XIAO P, YANG K. 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.