

高压气垫约束下水下爆炸气泡动力学 及载荷特性

杨旭彤^{1,2}, 袁昱超^{1,2}, 段钟弟^{1,2}, 唐文勇^{1,2}

(1.上海交通大学海洋工程全国重点实验室, 上海 200240;

2. 上海交通大学船舶海洋与建筑工程学院, 上海 200240)

摘要: 气垫船容易面临水下爆炸威胁, 其底部高压气垫对爆炸气泡演化与载荷传递的影响机理尚不明确。本文以含高压气垫的平板结构模型为研究对象, 采用耦合欧拉-拉格朗日 (CEL) 方法, 对自由场与不同气垫压力条件下的水下爆炸场景进行数值模拟, 重点研究初始高压气垫对气泡演化与爆炸载荷的影响规律。研究结果表明, 高压气垫约束抑制了气泡动力学演化, 同时高压气垫会激化冲击波峰值与气泡脉动载荷, 但两种载荷大小均随着气垫压力升高而降低。在此基础上还讨论了结构自由时的气泡演化与载荷传递特性, 发现气垫可扩容性与结构退让能够削减平板所受到的爆炸载荷。该研究能够为气垫船抗爆抗冲击能力评估与结构防护提供技术支撑。

关键词: 水下爆炸; 高压气垫; 多相流固耦合; 耦合欧拉-拉格朗日方法

中图分类号: O382.1

国标学科代码: 130.3599

文献标识码: A

Bubble Dynamics and Load Characteristics of Underwater Explosions beneath Pressurized Air Cushions

YANG Xutong^{1,2}, YUAN Yuchao^{1,2}, DUAN Zhongdi^{1,2}, TANG Wenyong^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China;

2. School of Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China)

Abstract: Hovercraft may be vulnerable to underwater explosions, yet the mechanisms by which the pressurized air cushion beneath the hull affects explosion-bubble evolution and load transmission remain insufficiently understood. This investigation aimed to clarify bubble-water-gas-structure coupling and identify the effects of the presence, initial pressure, and dynamic expansion of the air cushion on bubble dynamics and multistage loading. A simplified plate-air-cushion configuration was established to represent the bottom structure of a hovercraft, and numerical simulations were conducted using the coupled Eulerian-Lagrangian (CEL) method. Water, detonation products, external air, and cushion gas were described in the Eulerian domain, whereas the supporting plate was modeled with Lagrangian elements. Eulerian-Lagrangian contact captured fluid-structure interaction, while free-inflow/outflow and non-reflecting conditions were applied to the outer boundaries. Before

收稿日期: 2026-07-29 ; 修回日期: 2026-10-12

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (项目编号: 52571353)

第一作者: 杨旭彤 (2002 年-), 男, 在读硕士研究生. E-mail: yy-xx-tt@sjtu.edu.cn;

通信作者: 袁昱超 (1991 年-), 男, 博士, 副研究员. E-mail: godyyc@sjtu.edu.cn.

detonation, hydrostatic water pressure, atmospheric pressure, and the prescribed cushion pressure were imposed, and the initial pressure difference across the plate was stabilized. Underwater explosions were simulated under free-field and air-cushioned conditions with different initial gas pressures. Fixed and freely moving structural boundaries were considered to examine structural retreat and the resulting dynamic cushion expansion. The results show that the pressurized air cushion substantially modifies bubble evolution and load transmission. Compared with the free-field condition, it markedly constrains bubble expansion, migration, deformation, and collapse. Compared with the condition without an air cushion, it transforms the structural loading pattern from a transient shock followed by rapid unloading into a multistage process characterized by a sustained high-load plateau and pronounced bubble-pulsation loads. The initial cushion pressure exerts a distinct dual modulation effect. During the shock-wave stage, increasing the initial pressure strengthens pressure transmission, raises the shock-load peak, and makes the high-load plateau more pronounced. During the subsequent bubble-pulsation stage, however, the maximum bubble radius, pulsation period, and pulsation-load impulse decrease with increasing initial pressure. When the structure is allowed to move freely, global plate retreat induces cushion expansion and pressure relief, thereby smoothing the global load history and eliminating the sustained high-load plateau observed under the fixed boundary condition. These findings demonstrate that a pressurized air cushion is not simply a load-mitigation medium: it strengthens initial shock-wave transmission while weakening subsequent bubble pulsation as its initial pressure increases. Structural retreat reduces part of the constraint on bubble motion and mitigates the overall shock-wave and bubble-pulsation loads. The results provide a theoretical and numerical basis for underwater explosion load assessment and blast-resistant design of hovercraft.

Keywords: Underwater explosion; Pressurized air cushion; Multi-phase fluid-structure interaction; CEL method

1 引言

船舶在极端工况下可能遭受近场水下爆炸作用。除初始冲击波外,爆炸气泡的周期性脉动同样会产生显著载荷,而气泡与结构边界之间的耦合作用进一步增加了载荷演化与结构响应的复杂性。围绕气泡载荷及其边界效应,Li等采用试验与耦合欧拉-拉格朗日(Coupled Eulerian-Lagrangian method, CEL)方法研究了弹塑性双层壳体结构的水下爆炸响应,归纳了不同关键参数下弹塑性结构边界附近爆炸气泡的典型形态及射流模式^[1]。Lai等通过试验和数值模拟研究了气泡脉动及水射流作用下的壁面压力特性,获得了不同爆炸参数下射流压力的幅值与作用范围,并建立了气泡射流冲量经验公式^[2]。在此基础上,Gan等采用CEL方法研究了水下爆炸气泡对浮式细长结构物的作用过程,发现气泡载荷对结构整体动力响应具有重要影响,表明结构运动与气泡脉动之间存在明显的双向耦合关系^[3]。随着研究对象由刚性或弹塑性边界拓展至气体背衬结构,边界背部介质及其力学状态对水下爆炸载荷传递的影响逐渐受到关注。Hung等通过试验和数值方法研究了空气背衬铝合金平板在水下爆炸作用下的弹性冲击响应,揭示了水下冲击波、流固耦合及平板运动之间的关系^[4]。Javier等进一步研究了爆炸气泡与空气背衬腔体钢板之间的相互作用,分析了爆距对气泡形态、迁移、射流行为及结构载荷的影响^[5]。针对气垫船的气垫动力学问题,Xu等研究了围裙-气垫系统的压力响应特性,指出气垫压力、气垫高度和围裙变形之间存在动态耦合,系统自身的压力响应能够缓和气垫高度变化对气垫船整体性能的影响^[6]。面向水下爆炸工况,何吉亮采用结构化任意拉格朗日-欧拉方法建立了近自由面水下爆炸有限元模型,研究了不同水深、水底边界及海浪环境下的水冢形态和载荷特征,并分析了不同爆炸当量与爆深下气垫船结构的响应规律及损伤特点^[7]。Jiang等采用控制体积法与任意拉格朗日-欧拉方法建立了气垫船围裙水下爆炸耦合模型,考察了爆距和药量对围裙水动力载荷、内部压力、结构变形及应力响应的影响^[8]。

总体而言,现有研究已分别涉及爆炸气泡载荷、运动或空气背衬边界以及气垫船围裙的水下爆炸响应,为认识气泡-水体-结构-气体之间的耦合过程奠定了基础。然而,已有气垫船水下爆炸研究主要

关注爆炸参数及柔性围裙的局部响应，尚未将气垫初始压力作为核心变量，也未系统揭示结构自由运动引起的气垫容积与压力演化对爆炸荷传递的影响。因此，本文通过设置不同气垫初始压力以及固定、自由两类结构边界，研究高压气垫参与下的气泡动力学与载荷演化规律。鉴于全尺寸气垫船底部结构及水下爆炸多相流固耦合机制复杂，本文对其核心物理特征进行简化。基于气垫船垫升工作原理，设计了底部附带初始气垫的水面弹性平板模型，如图 1 所示。该简化模型旨在初步揭示高压气垫对气泡动力学演化与冲击载荷的宏观影响规律。

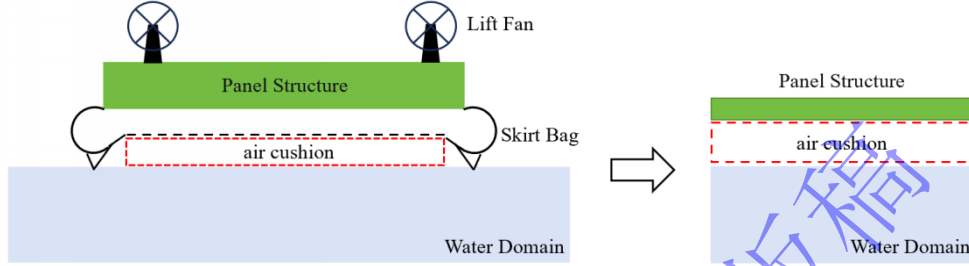


图 1 气垫船及简化模型示意图

Fig.1 Schematic of the hovercraft and its simplified model

2 CEL 方法简介

2.1 CEL 方法原理

CEL 方法在近场非接触爆炸研究中应用广泛，可以克服传统有限元的大变形网格畸变问题。本文采用了 ABAQUS/Explicit 中的标准 CEL 方法，其中固体结构采用网格绑定物质的拉格朗日单元描述，以表征材料的应力应变演化；流体介质采用网格固定的欧拉单元描述，以追踪多相流自由表面。拉格朗日单元内质量保持守恒，其遵循的控制方程如下 Error! Reference source not found. Error! Reference source not found.:

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \nabla \cdot \sigma \quad (2)$$

$$\rho \frac{de}{dt} = \sigma : \nabla \otimes u \quad (3)$$

式中： ρ 为固体结构密度， u 为速度矢量， σ 为柯西应力张量， e 为比内能。

同时，流体介质在固定的欧拉网格内自由流动，欧拉域内介质应满足下述控制方程 Error! Reference source not found.:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \otimes u) = \nabla \cdot \sigma + \rho f \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e u) = \sigma : \nabla \otimes u \quad (6)$$

式中： ρ 为流体介质密度， f 为质量力。

2.2 材料参数与状态方程

采用状态方程描述各流体材料，用线弹性模型描述平板结构。

2.2.1 空气

空气采用理想气体状态方程表示，具体形式如下 Error! Reference source not found.：

$$P + P_A = \rho RT \quad (7)$$

式中： P 为气体压力， P_A 为环境压力， R 为气体常数， T 为环境温度。 γ 为气体比热比，与定压比热容 C_P 和定容比热容 C_V 有关，具体如下：

$$\gamma = C_p / C_v \quad (8)$$

表 1 空气材料参数

Table1 Material properties of air

$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	P_A / Pa	γ	$C_p / \text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$
1.2	101300	1.4	1012

2.2.2 水

水介质采用 U_s-U_p 状态方程描述，具体如下：

$$U_s = c_0 + sU_p \quad (9)$$

其相关参数可参考下表 Error! Reference source not found.。表中： ρ 为水密度， c_0 为水中声速， Γ_0 为无量纲热力学参数， s 为曲线拟合斜率。

表 2 水材料参数

Table2 Material properties of water

$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$c_0 / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Γ_0	s
1000	1483	0.28	1.75

2.2.3 炸药

本文采用 TNT 炸药，其产生的爆轰产物可以采用 JWL 状态方程描述，该方程能够模拟爆炸物释放化学能所产生的压力，其表达式如下 Error! Reference source not found.：

$$P = A(1 - \frac{\omega p}{R_1 \rho_0}) \exp(-R_1 \frac{\rho_0}{\rho}) + B(1 - \frac{\omega p}{R_2 \rho_0}) \exp(-R_2 \frac{\rho_0}{\rho}) + \omega p E_m \quad (10)$$

式中： A 、 B 、 R_1 、 R_2 和 ω 为与炸药相关的材料常数， ρ_0 为炸药密度， E_m 为 TNT 的单位质量内能。

表 3 TNT 炸药参数

Table3 Material properties of TNT

$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	A / GPa	B / GPa	R_1	R_2	ω	$E_m / \text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
1630	371.2	3.21	4.15	0.95	0.3	4.29E+6

2.2.4 平板

平板为理想弹性钢板，采用 Q235 钢材料。表中： ρ 为钢密度， E 为弹性模量， μ 为泊松比， σ 为屈服极限。

表 4 Q235 钢参数

Table4 Material properties of Q235 steel

$\rho / \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	E / GPa	μ	σ / MPa
7850	210	0.3	235

2.3 CEL 方法验证

为验证 CEL 方法模拟近场水下爆炸物理过程的准确性，基于 ABAQUS/Explicit 平台对自由场中单个爆炸气泡的脉动过程开展了数值仿真，并与已有的试验及数值结果进行了比较。

本文参考孙成^{Error! Reference source not found.}的验证方法建立水下爆炸计算模型, 计算域包括空气、水与 TNT 炸药三种材料。欧拉域总体几何尺寸为 $1.2\text{m} \times 1.2\text{m} \times 1.2\text{m}$, 其中空气域高度为 0.1m , 水域深度为 1.1m 。TNT 起爆中心位于水域中央, 距离水域四周边界均为 0.6m , 且距自由液面 0.3m 。TNT 当量设为 110mg , 将其等效为立方体进行填充, 根据体积-质量换算, 立方体边长为 0.00407m , 计算模型如图 2 所示。

计算域设有重力场, 并赋予初始大气压力场与静水压力场。欧拉域外边界设定为自由流入-无反射流出边界, 同时施加大气压力与静水压力以模拟真实的物理环境。全域采用八节点线性欧拉六面体单元 (EC3D8R) 进行, 单元总数共计 3134560 个。

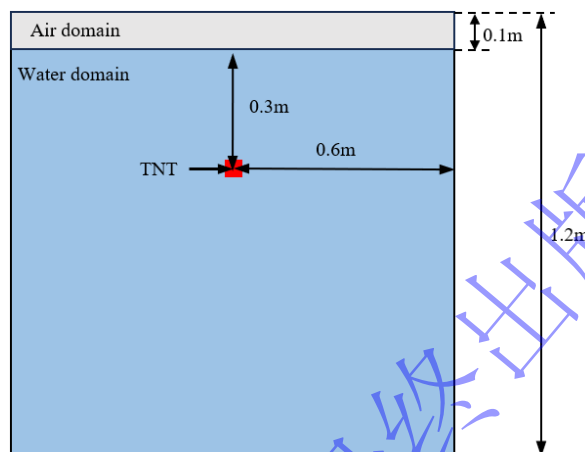


图 2 自由场水下爆炸计算模型示意图

Fig.2 Schematic of the computational model for free-field underwater explosion

基于 CEL 方法建立的水下爆炸计算模型的数值仿真结果如图 3 所示。结果表明, 自由场单个爆炸气泡在第一个脉动周期的动态演化规律与 Su 等^[5]的实验观测结果高度吻合, 如图 4 所示。TNT 起爆后, 气泡迅速膨胀, 在 6.6ms 时刻达到最大半径 $R_m=74.0\text{mm}$; 随后气泡进入收缩阶段, 在 13.3ms 时体积达到最小, 标志着第一脉动周期的结束。

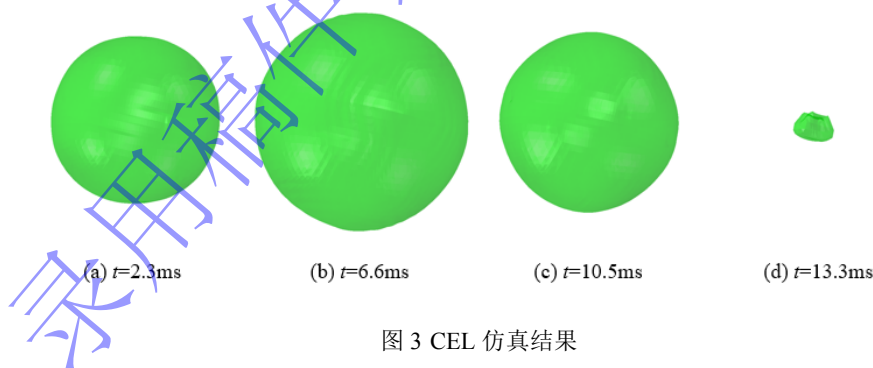


图 3 CEL 仿真结果

Fig.3 CEL simulation results

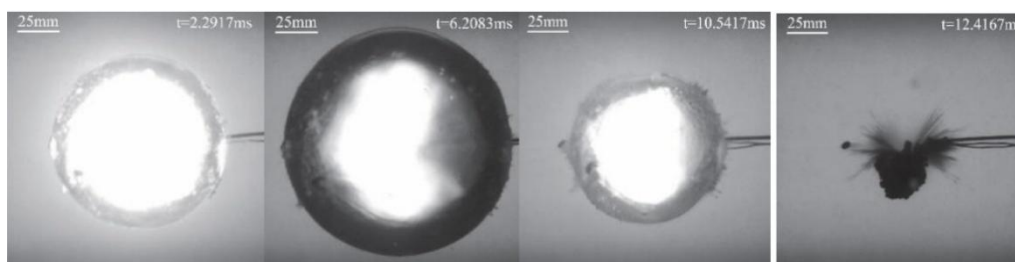


图 4 实验观测结果^{Error! Reference source not found.}

Fig.4 Experimental results

基于 Cole 经验公式^[16]与试验观测结果对比第一脉动周期内气泡形态演化特征可知, 数值仿真预测的气泡最大半径与实验结果的相对误差为 1.73%, 第一脉动周期的相对误差为 7.26%; 数值仿真预测的气泡最大半径与经验公式的相对误差为 0.41%, 第一脉动周期的相对误差为 5.67%。

表 5 不同方法结果对比

Table5 Results comparison for different methods

方法	气泡最大半径/mm	气泡脉动周期/ms
Cole 经验公式	73.7	14.1
实验 ^[15]	75.0	12.4
数值仿真	74.0	13.3

在此基础上, 根据 Zhang 等提出的气泡动力学统一理论^[18]计算了气泡半径和距爆心 0.15 m 处的脉动压力, 并与 CEL 结果进行比较, 如图 5 所示。由图可知, 理论结果与 CEL 结果保持高度一致, 两种方法预测的两个周期内气泡膨胀、收缩过程基本重合, 气泡最大半径与脉动周期几乎相同。

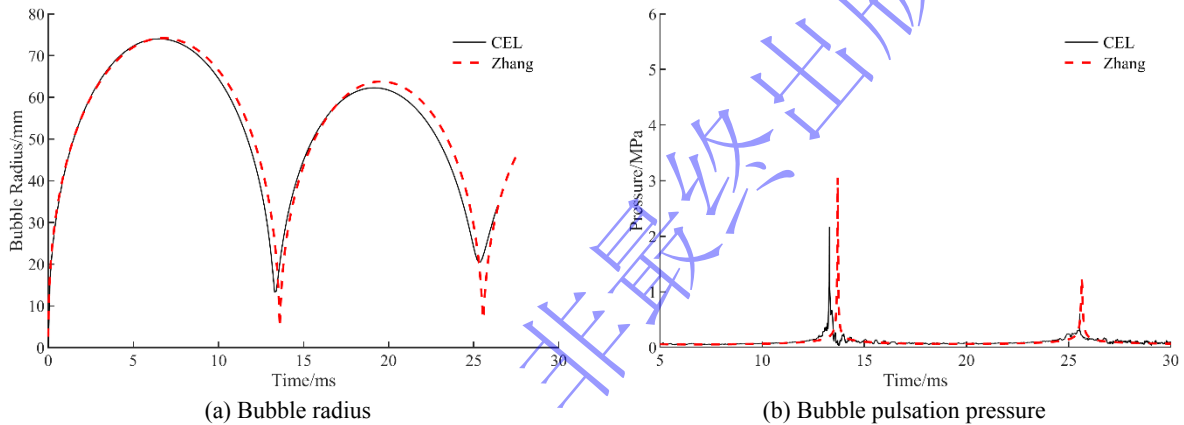


图 5 不同方法预测的气泡特征比较

Fig.5 Comparison of bubble features between Zhang's formula and CEL simulation

此外, 两种方法预测的第一、第二脉动压力峰值出现时刻基本一致, 并与气泡半径达到相应最小值的时刻相对应, 表明 CEL 模型能够准确捕捉气泡塌缩及脉动压力产生的时刻。然而, CEL 计算得到的两个脉动压力峰值均低于理论结果, 这可能的原因是, Zhang 理论采用球形气泡同步塌缩假设, 压力能量相对集中; CEL 计算中的界面数值弥散、网格分辨率及单元内压力平均会降低压力瞬态峰值。因此, 数值结果对脉动压力瞬态峰值存在一定低估。

综合比较两周期内爆炸气泡形态演化与气泡脉动压力, 数值仿真结果与实验、理论模型预测的结果保持良好的一致性。这充分验证了基于 ABAQUS/Explicit 平台的 CEL 方法模拟水下爆炸物理过程的准确性与可靠性。

2.4 网格收敛性分析

为兼顾计算效率与求解精度, 本文对模型的重点区域进行网格加密。为确定合理的细网格尺寸, 进行网格收敛性分析。考虑到本文重点关注爆炸载荷特性, 故以爆炸冲击波压力峰值作为衡量计算精度的评价标准。网格分析数值模型与正式计算数值模型保持一致, TNT 当量为 0.005kg, 爆深为 0.3m, 压力测点距离爆心 0.15m。根据 Zamyshlyayev 经验公式^{Error! Reference source not found.}, 计算所得的理论冲击波压力峰值为 60.8MPa。细网格尺寸分别为 0.004m, 0.006m 与 0.009m, 表 6 展示了不同细网格下的总网格数量、计算结果以及经验值的相对误差。

表 6 网格收敛性分析

Table6 Mesh convergence analysis

细网格尺寸/mm	总网格数量/个	压力峰值/MPa	相对误差
4	6227656	60.4	0.66%
6	2767500	56.1	7.73%
9	1112200	48.1	20.89%

结果表明，细网格尺寸越小，计算精度越高，但网格数量随之呈倍数增长。综合权衡计算效率与计算精度，本文细网格尺寸选定为 0.006m。

3 高压气垫对水下爆炸气泡演变及载荷的影响

3.1 数值模型

根据前文介绍，本章在原有计算模型的基础上，通过平板结构在欧拉域中分隔大气压与高压气垫区域。鉴于高压气垫本质上仍为空气，故仍采用理想气体状态方程进行描述。对高压气垫赋予初始压力，并在高压气垫边界施加欧拉自由流入-无反射流出边界与恒定压力边界，以维持区域压力的稳定。

所建立的欧拉域几何尺寸为 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1.5\text{m}$ ，其中空气域几何尺寸为 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 0.3\text{m}$ ，高压气垫几何尺寸为 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 0.2\text{m}$ ，水域几何尺寸为 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ 。TNT爆心距自由面 0.3m ，在水平方向上居中，且距离水域四周边界 0.5m ，TNT当量为 0.005kg 。平板放置于高压气垫与常压区域的交界面处，平板几何尺寸为 $1\text{m} \times 1\text{m}$ ，厚度为 0.005m 。以TNT爆心在水平面内的投影位置为中心，设置水平尺寸为 $0.3\text{m} \times 0.3\text{m}$ 的局部细网格区域，并在高度方向上由炸药爆心所在高度连续延伸至平板下表面，以覆盖冲击波直接传播路径与水泵主要作用区域。细化区域以外的网格由 0.006m 逐渐过渡至 0.01m ，平板结构网格尺寸为 0.01m ，如图6所示。

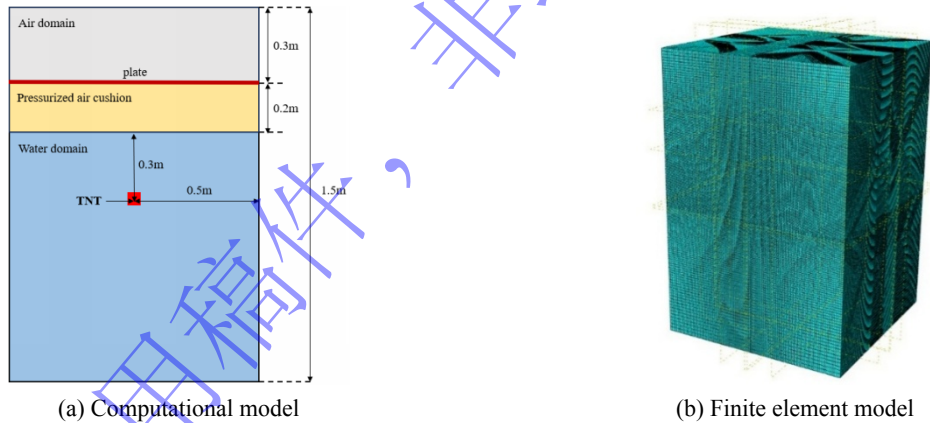


图 6 含高压气垫的水下爆炸计算模型与有限元模型

Fig.6 Computational model and finite element model for underwater explosion with a pressurized air cushion

3.2 高压气垫对气泡演化的影响规律

本节采用简支约束的平板与自由液面共同组成高压气垫域。为系统探究初始气垫压力对水下爆炸气泡动力学演化规律的影响，共设计了四组工况。其中，常压对照组的初始压力为一个标准大气压（ 101300Pa ），此时平板底部气体与上方大气连通，模拟自由液面边界；高压组的压力值分别设定为 101685Pa ， 102185Pa 以及 102685Pa ，以表征气垫船不同承载状态。平板底部气体与上方大气完全分隔，形成受压气垫。在数值计算过程中，前 0.03s 为高压气垫预平衡阶段，待稳定后，引爆TNT，爆炸全过程仿真时长设定为 0.12s 。所有工况除初始气压外，材料属性、爆距、TNT当量等参数均保持一致。

图7给出了不同初始气垫压力下的爆炸气泡半径演化规律。第一脉动周期内，各工况下气泡半径

时历的整体变化趋势较为一致，其中无气垫工况的气泡最大半径最大，脉动周期最短。进入第二周期后，气垫对气泡演化的影响更为突出，无气垫工况的第二周期气泡最大半径显著大于有气垫工况，而其脉动周期明显较短。在无气垫工况下，上方气体可自由逸散，气液界面所受的持续压力约束较弱，因而气泡可膨胀至更大尺度。相比之下，高压气垫对下方气液界面的瞬态压力约束更强，从而抑制了气泡膨胀。气泡进入收缩阶段后，受气垫产生的回复性压力持续作用，气泡上方流场的压力分布改变。理想球形气泡的收缩主要依赖于周围液体近似对称的惯性汇聚^[15]，而高压气垫形成的非对称压力边界会干扰该汇聚过程，使得气泡收缩率降低、脉动周期延长。上述气液界面约束作用经过第一周期的积累，使不同工况在第二周期内呈现出更加显著的差异。

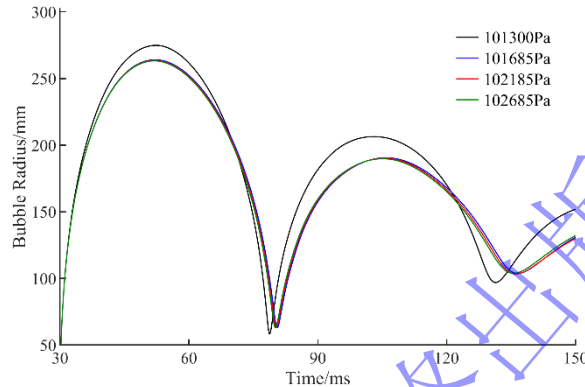


图7 不同气垫压力下的气泡半径演化图

Fig.7 Evolution of bubble radius under different cushion pressures

此外，在高压气垫约束下，初始气垫压力对气泡动力学特性产生一定影响。结果表明，随着初始气垫压力升高，第一周期与第二周期内的气泡最大半径及脉动周期均呈减小趋势，表7给出了不同工况下的气泡最大半径与对应时刻。上述现象的可能原因是，随着初始气垫压力升高，气垫等效刚度增大，使得气液界面运动受到更强约束，从而抑制了气泡膨胀-收缩过程。同时，由于不同工况下气垫增压量相对于环境压力较小，因此三种工况下的气泡演化差异有限。

表7 不同气垫压力下气泡最大半径

Table7 Maximum bubble radius under different cushion pressures		
初始气垫压力/Pa	第一周期最大半径/mm	第二周期最大半径/mm
101300	274.9	206.4
101685	264.0	190.5
102185	263.6	190.2
102685	263.2	189.8

由于高压气垫约束下的气泡演化宏观物理过程相似，本节选取单一高压工况与常压工况进行比较，如图8所示。两种工况下气泡在最大半径时刻形态基本一致，进入收缩阶段后均因顶部向下微射流穿透底部而形成环状气泡。两者差异在于，收缩末期常压气泡已经率先进入二次膨胀并呈水母状形态；而高压工况气泡演化滞后，仍处于剧烈的非对称环状塌缩阶段。

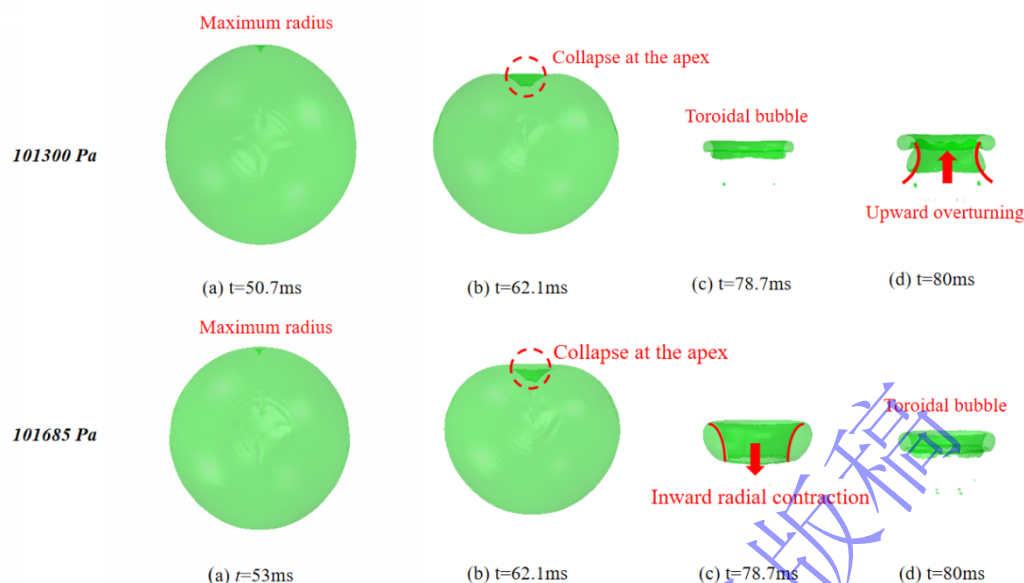


图 8 不同压力环境下的气泡形态演化

Fig.8 Evolution of bubble morphology under different pressure conditions

由于高压气垫约束下的多相流场特征相似，图 9 对比了常压与单一高压工况下典型的多相流场演化剖面。观察可知，两组工况均在气泡收缩期间发生了显著的非对称汇聚：上涌水体形成了复杂的皇冠状水冢，同时向下挤压的水体导致气泡顶部凹陷并向环状演化。进一步对比流体界面特征发现，常压工况下的水冢的自由液面连续平滑；而在高压气垫的干预下，水冢边缘出现了局部毛刺与凹陷，即发生瑞利-泰勒失稳^[19]。这种形态差异直观表明，高压气垫激化了气液边界的非线性剪切作用。

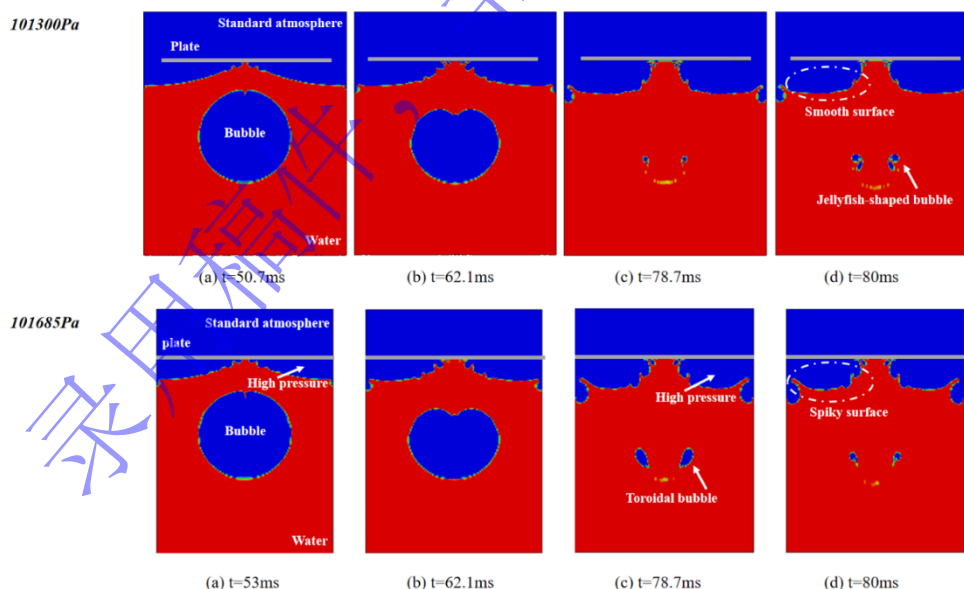


图 9 不同气垫压力下的多相流场形态

Fig.9 Multiphase flow field morphology under different cushion pressures

3.3 高压气垫对水下爆炸载荷的影响规律

在上一节的基础上，本节进一步探讨了不同初始气垫压力对水下爆炸载荷传递规律的影响。如前文所述，本节分别提取了结构整体压力与中心测点局部压力的时历曲线，以揭示爆炸冲击波与气泡脉动对平板结构的作用机制，系统分析高压环境下的爆炸载荷特征，图 10 展示了平板中心的压力测点。

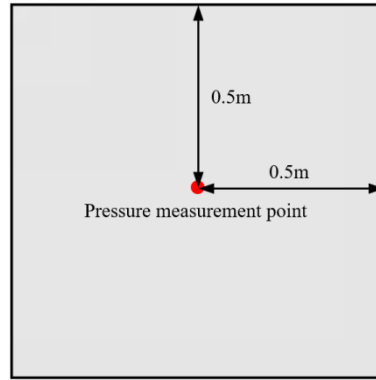
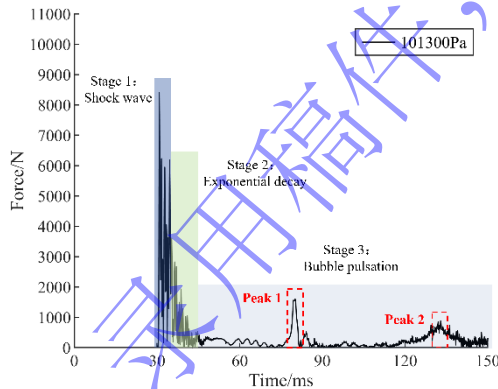


图 10 平板压力测点示意图

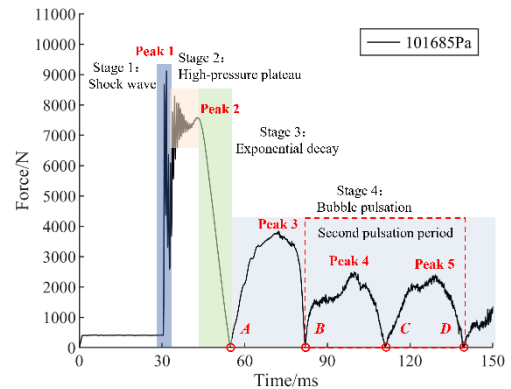
Fig.10 Schematic of pressure measurement points on the plate

图 11 揭示了高压气垫约束对平板结构整体受载过程的多阶段调制作用。无气垫约束时，平板载荷呈现典型的“瞬态峰值-快速衰减-小幅值脉动”特征，并明确区分出冲击波与气泡脉动载荷。同时，在气泡收缩至最小体积时刻附近产生脉动载荷峰值。当高压气垫介入后，平板载荷时历特征明显改变。初始冲击波载荷未迅速卸载，而是在气垫压缩及流固耦合作用下形成高载荷、高频振荡的载荷平台，并产生了第二个峰值。进入气泡脉动阶段，脉动载荷作用时长与峰值远高于无气垫约束时的脉动载荷。

值得注意的是，高压气垫约束下的气泡脉动载荷与气泡形态演化存在强烈的关联。图 11 (b) 中展示的时刻点 A , B , C , D 分别对应着第一脉动周期气泡最大半径时刻，第二脉动周期起始时刻，第二脉动周期气泡最大半径时刻与第二脉动周期结束时刻（载荷时历曲线略滞后）。这说明，在气泡膨胀或收缩的过程中，均会产生一个特征载荷峰，从而形成单个气泡周期内的双峰载荷响应。这可能的原因是，气泡膨胀推动气液界面运动并压缩气垫，形成膨胀阶段载荷峰；气泡收缩引起液体惯性回流与压力重新分配，形成收缩阶段载荷峰。由此可见，高压气垫使平板爆炸载荷由短时历冲击作用演化为瞬态冲击与持续强脉动相叠加的复合载荷，从而延长载荷作用时间并增大载荷冲量。



(a) Case1: 101300 Pa



(b) Case2: 101685 Pa

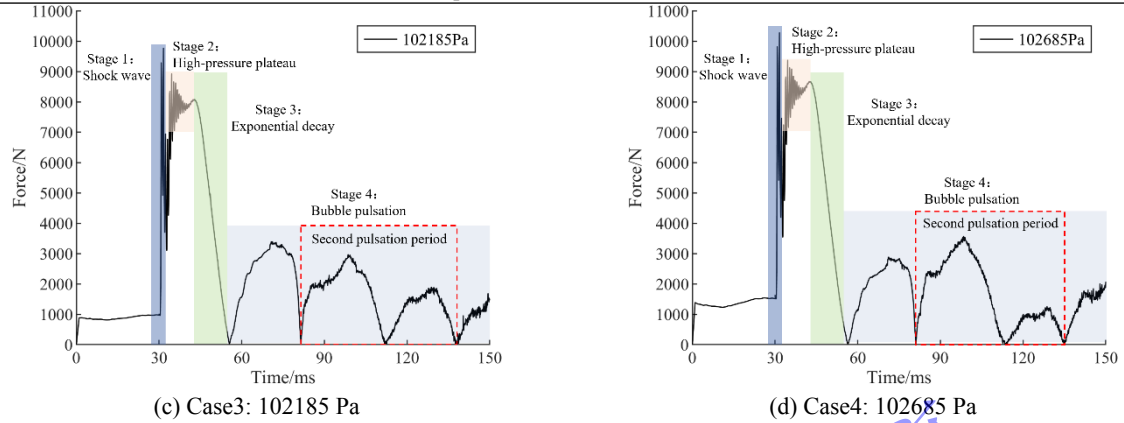


图 11 不同气垫压力下平板结构整体载荷-时间曲线

Fig. 11 Overall load-time curves of the plate structure under different cushion pressures

进一步研究发现，初始气垫压力对平板整体载荷表现出“双向调制”作用，如图 12 所示。爆炸初期，冲击波峰值随气垫压力升高而增大，表明较高的初始气垫压力提高了气垫的等效刚度和压力传递能力，从而增强了初始冲击载荷。进入长周期的气泡脉动与水泵冲击阶段，载荷变化规律截然相反：随着初始气垫气压增高，气泡两个周期内的脉动载荷冲量均减小。该现象与前述气泡形态演化规律一致，即随着气垫压力的升高，气泡最大半径越小，脉动周期越短，脉动强度越低。图 12 (b) 中，气泡脉动冲量 1 即时刻 A , B 间的冲量值；气泡脉动冲量 2 为时刻 B , D 间的冲量值。

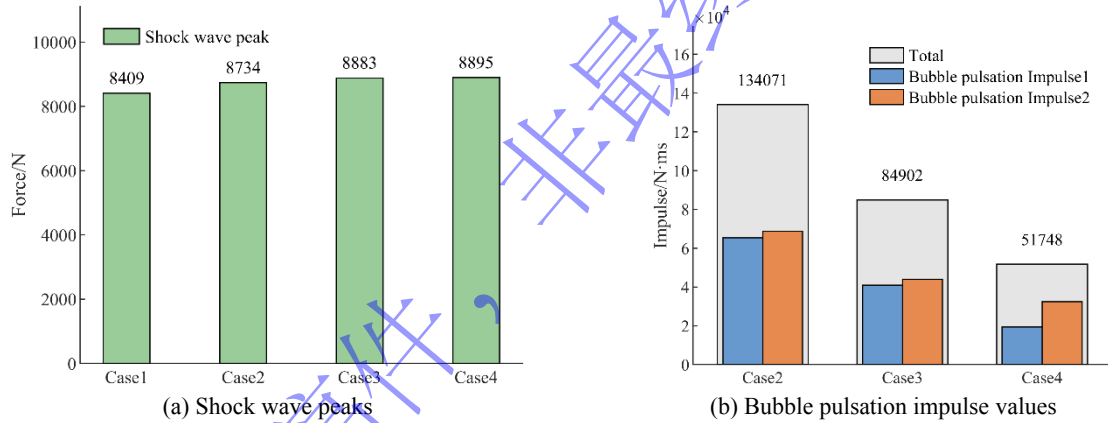


图 12 不同气垫压力下平板结构整体冲击波峰值与气泡脉动冲量柱状图

Fig. 12 Shock wave peaks and Bubble pulsation impulse values of the plate structure under different cushion pressures

由上述结果可知，高压气垫对爆炸载荷表现出明显的阶段性双向调制作用。在初始冲击阶段，冲击波驱动水-气液面快速上移并压缩气垫。由于作用过程时历极短，气垫还未发生泄流，其响应可以近似视为绝热压缩。因此，气垫初始压力越高，气垫的等效刚度越大，其对快速体积扰动产生的压力响应越强，从而增强载荷向平板的传递，提高初始冲击波峰值。

对于高压气垫对后续气泡脉动载荷的抑制机理，本文根据气垫平均压力与体积时历曲线，计算了气泡第二脉动周期内的动态压力-体积机械交换功，如图 13 所示。结果表明，随着气垫初始压力升高，气垫动态输入功增加，返回功降低，机械能返还率由 6.85% 降低至 2.05%。这表明在所分析的气泡脉动阶段内，随着初始气垫压力升高，气垫接收的机械能增加，但向流场返还的能量比例降低，气泡诱导流场的机械能暂存于气垫中，可用于气泡后续脉动的机械能相应减少。该能量分配趋势与气泡演化及脉动冲量的变化规律一致，从能量角度为上述机制提供了进一步支持。综上，较高的气垫压力一方面通过增大等效压缩刚度增强初始冲击波的传递；另一方面通过增强高压气垫对流场机械能的暂存，削弱后续气泡脉动载荷，从而表现出明显的阶段性双向调制特征。

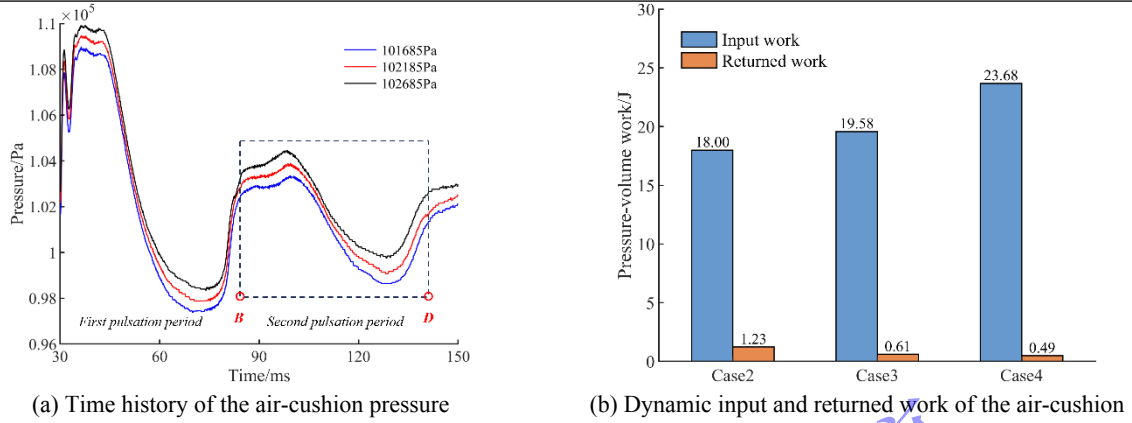


图 13 不同气垫压力下的气垫压力时历曲线与气垫动态机械交换功

Fig.13 Time histories of cushion pressure and dynamic mechanical work exchange under different cushion pressures

图 14 给出了不同初始气垫压力下平板中心局部载荷的时历响应。各工况均呈现“初始冲击波加载-卸载-后期水冢撞击”三阶段特征。与平板整体受力不同，中心区域的水冢冲击峰值显著高于初始冲击波峰值。无气垫工况下，初始冲击波载荷迅速衰减；高压气垫约束则延缓了载荷卸载，并形成持续一定时间的高载荷平台。进入水冢冲击阶段后，气垫约束下的冲击载荷峰值均高于无气垫约束，且呈现多峰、持续高载的非线性振荡特征。

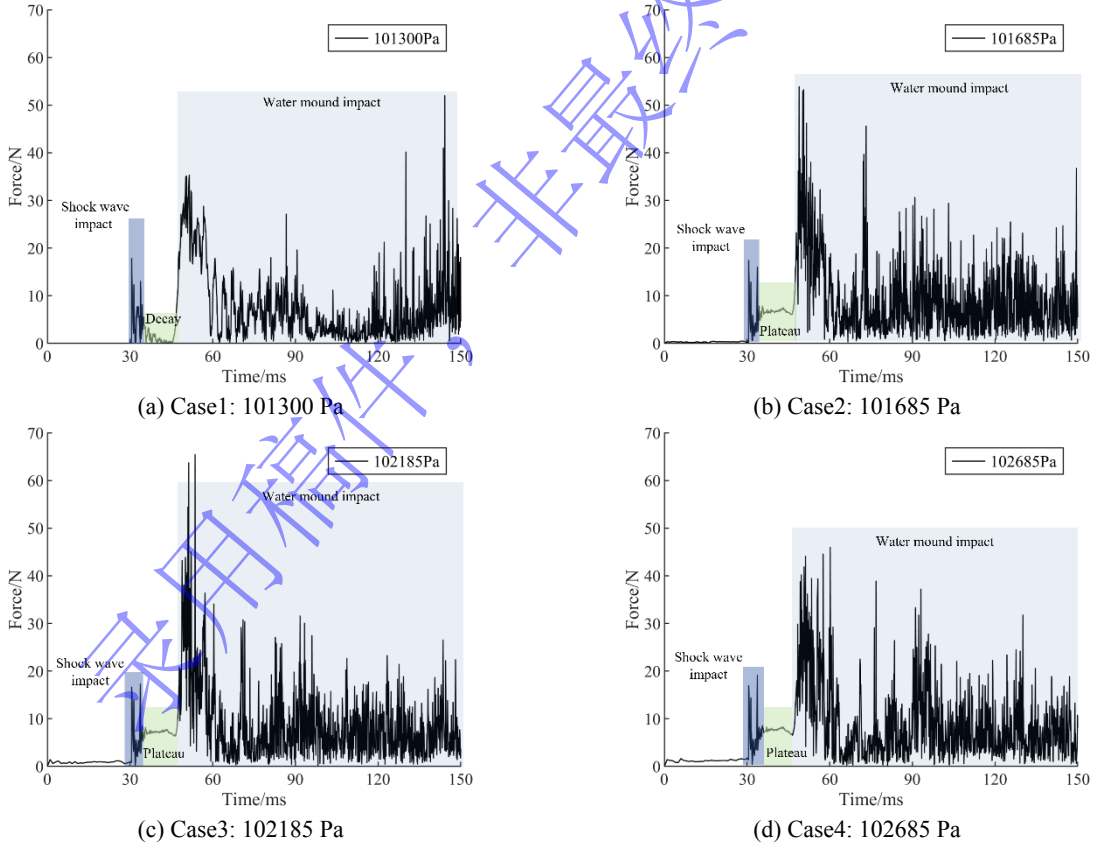


图 14 不同气垫压力下平板结构局部载荷-时间曲线

Fig.14 Local load-time curves of the plate structure under different cushion pressures

受水冢剧烈冲击影响，平板中心区域气液掺杂，水冢碎化及其与结构的间歇接触使局部载荷由连续作用转变为离散撞击，导致载荷时历呈现不规则的高频随机振荡。鉴于单一瞬态峰值难以表征此类复杂载荷强度，因此采用冲量时历量化局部载荷的动量传递。图 15 表明，有气垫约束工况的局部载荷冲量显著高于无气垫工况。在气垫约束下，局部冲量随气垫压力升高而降低（102185Pa 工况略高

于 102685 工况)。这表明, 气垫的存在增强了局部载荷耦合, 同时与平板整体载荷相似, 气垫压力的升高会削弱局部载荷。

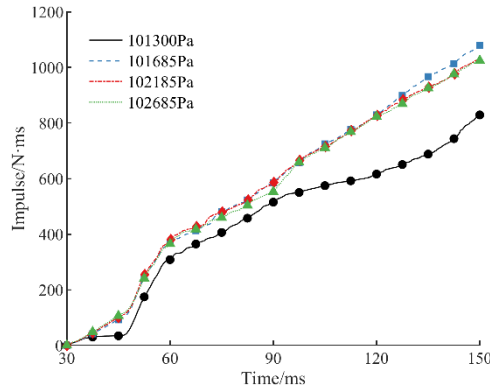


图 15 不同气垫压力下平板结构局部载荷冲量-时间曲线

Fig.15 Impulse-time curves of local load at the structural center under different cushion pressures

3.4 结构边界对气泡演化与爆炸载荷的影响

真实气垫船在服役时通常处于垫升状态。为还原真实流固耦合物理边界, 本节引入结构可自由运动的工况。在数值计算中采用多分析步耦合方法, 首先实现重力与流体介质作用下平板结构与底部高压气垫的初始静态平衡, 随后引爆 TNT。

表 8 不同边界条件下气泡最大半径

Table8 Maximum bubble radius under different boundary conditions

初始气垫气压/Pa	结构边界	第一周期最大半径/mm	第二周期最大半径/mm
101300	简支	274.9	206.4
101685	简支	264.0	190.5
101685	自由	265.2	190.6

由表 8 可知, 第一周期内, 结构自由时的气泡最大半径和脉动周期均大于结构固定, 但仍小于无气垫约束工况; 第二周期内, 两种结构边界下的气泡形态较为相近, 但结构自由时的气泡半径和周期仍略大, 图 16 具体展示了气泡半径时历变化。上述现象的可能原因是, 结构自由向上移动, 导致高压气垫发生扩容, 气垫等效刚度相比结构固定时有所降低, 从而减弱了对气液界面的约束。

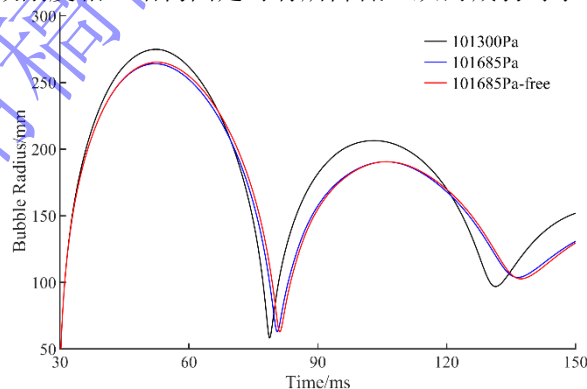


图 16 不同边界条件下的气泡半径演化图

Fig.16 Evolution of bubble radius under different boundary conditions

图 17 给出了结构自由运动条件下平板整体与局部载荷的时历特征。对照图 11 可知, 结构自由与结构固定工况均经历初始冲击、气垫响应、气泡脉动等阶段, 且整体载荷的主要峰谷仍与气泡最大膨胀、收缩及二次反弹等特征时刻基本对应, 表明两种边界条件下的载荷形成过程具有一致的物理基础。其差异主要在于, 结构自由时, 平板受载后发生整体退让, 引起气垫动态扩容和压力卸载, 削弱了板

面压力的持续积聚,因而载荷曲线更加平滑,高载荷平台消失。对于局部载荷,结构自由时的高载荷平台同样消失,但水泵撞击阶段出现多个幅值较高的离散峰值。这些峰值可能与水泵破碎后气液混合流体对板面的间歇性撞击有关;同时,结构运动改变了流体与板面的相对位置和接触状态,使局部界面输运过程更加复杂,并可能增大网格离散及接触计算引起的瞬态波动。

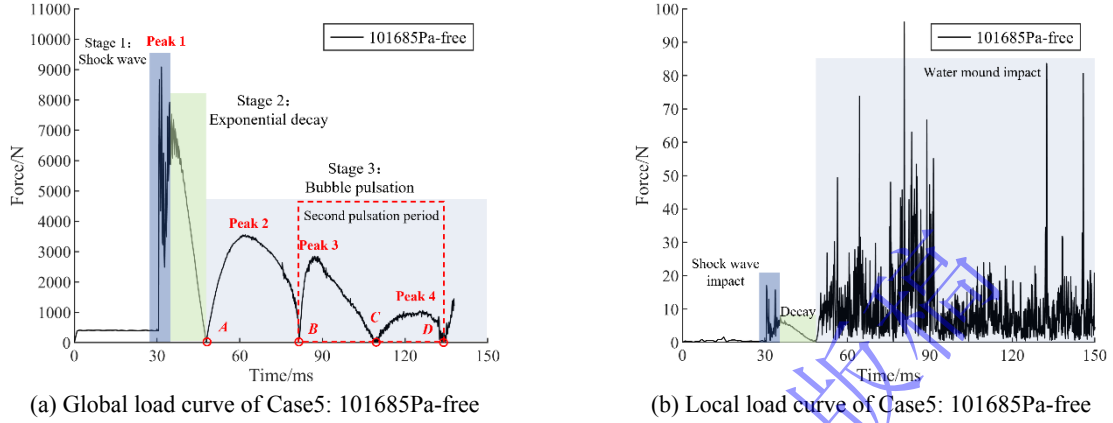


图 17 自由边界条件下平板结构整体、局部载荷-时间曲线

Fig.17 Global and local load-time curves of plate structure under free boundary conditions

此外,图 18 展示了不同结构边界条件下的平板整体冲击波峰值与气泡脉动冲量。结果表明,当结构可自由运动时,冲击波峰值减小,第一周期内的气泡脉动冲量增大,但第二脉动周期内的气泡脉动冲量大幅减少,总气泡脉动冲量减少。

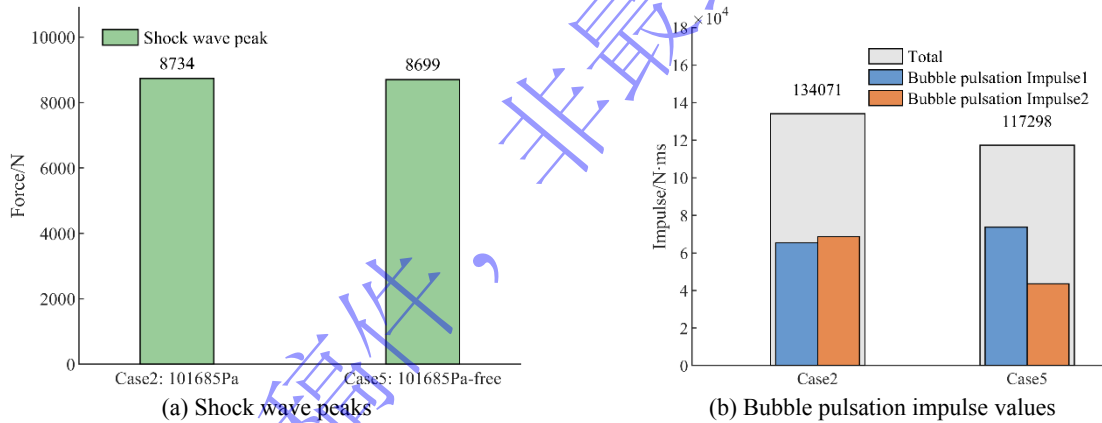


图 18 不同结构边界下平板结构整体冲击波峰值与气泡脉动冲量柱状图

Fig.18 Shock wave peaks and Bubble pulsation impulse values of the plate structure under different structure boundaries

由上述结果可知,结构自由运动时,整体爆炸载荷呈减弱趋势。在初始冲击阶段,自由平板具有较低的动态约束,在冲击波作用下能迅速退让,减小了冲击波引起的板面附加压力,从而降低了板面压力峰值。第一脉动周期内,结构位移尚未充分积累,边界约束减弱主要表现为气泡最大半径和脉动周期增大,并使第一周期脉动载荷增强。进入第二脉动周期后,平板虽已经开始回落,但气垫仍处于扩容状态,如图 19 (a) 所示。气垫的可动性与平板运动共同增强了气垫系统的抗干扰能力,使气垫变化呈现明显的缓冲特征,即压力整体波动幅度减少,如图 20 (b) 所示。气垫压力波动的削弱限制了板面压力差,从而使第二周期内传递至平板的脉动冲量明显降低。

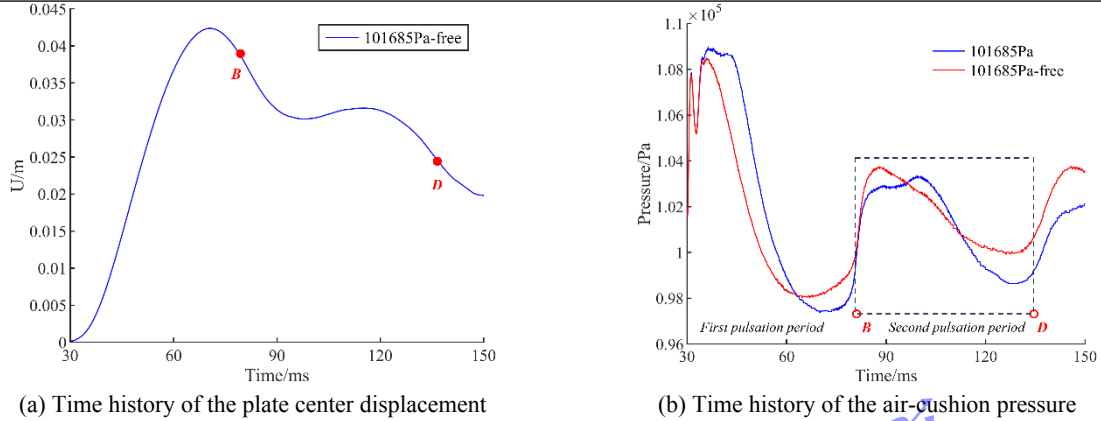


图 19 不同结构边界下气垫压力与平板中心位移时历曲线

Fig.19 Time history of the air-cushion pressure and the plate center displacement under different structure boundaries

4 结论

本文基于 CEL 方法系统研究了高压气垫及结构自由边界对水下爆炸气泡演化与冲击载荷的影响规律，主要结论如下：

- (1) 高压气垫显著抑制气泡动力学演化，初始气压越高，气泡最大半径越小且脉动周期越短。
- (2) 高压气垫对爆炸载荷具有“双向调制”作用，即随着气垫压力提高，冲击波峰值增加，气泡脉动冲量减小。
- (3) 高压气垫将冲击波载荷与气泡脉动载荷激化为作用时间更长，冲量更大的危险载荷。
- (4) 自由结构的宏观退让促使高压气垫发生动态扩容与卸载，降低了对气泡演化的部分约束；同时，在整体上削弱了爆炸冲击波与气泡脉动载荷。

受限于三相耦合模型较高的计算成本，本文目前仅对部分典型高压工况进行了初步探索，所有结论仅限制于爆炸气泡的两个脉动周期以内。此外，本文现阶段侧重于多相流场的爆炸载荷特性分析，在未来的研究中，将进一步引入真实的船底结构模型，系统开展高压气垫影响下的水下爆炸结构动响应与毁伤规律研究。

致谢 本文研究工作得到了国家自然科学基金面上项目（项目编号：52571353）的资助，同时感谢上海交通大学海洋工程全国重点实验室的支持。

参考文献

- [1] LI H L, ZHANG J Y, WANG L K, et al. Bubble dynamics and structural damage caused by underwater explosion [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2025, 297-298: 110387. DOI: 10.1016/j.ijmecsci.2025.110387.
- [2] LAI Z C, DENG S, QIN J, et al. Investigation on bubble load characteristics of near-field underwater explosion [J]. Ocean Engineering, 2023, 284: 115215. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2023.115215.
- [3] GAN N, LIU L T, YAO X L, et al. Experimental and numerical investigation on the dynamic response of a simplified open floating slender structure subjected to underwater explosion bubble [J]. Ocean Engineering, 2021, 219: 108308. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2020.108308.
- [4] HUNG C F, HSU P Y, HWANG-FUU J J. Elastic shock response of an air-backed plate to underwater explosion [J]. International Journal of Impact Engineering, 2005, 31(2): 151-168. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2003.10.039.
- [5] JAVIER C, GALUSKA M, PAPA M, et al. Underwater explosive bubble interaction with an adjacent submerged structure [J]. Journal of Fluids and Structures, 2021, 100: 103189. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2020.103189.
- [6] XU S J, TANG Y J, CHEN K J, et al. Numerical investigation on pressure responsiveness properties of the skirt-cushion system of an air cushion vehicle [J]. International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering, 2020, 12: 928-942. DOI: 10.1016/j.ijnaoe.2020.09.006.
- [7] 何吉亮. 水下爆炸作用下垫态气垫船的动响应研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2024.
- [8] JIANG Y Y, XU S J, LIU J, et al. Hydrodynamic and structural responses of air-cushion vehicle skirt exposed to

- underwater explosions [J]. Applied Ocean Research, 2026, 170: 105047. DOI: 10.1016/j.apor.2026.105047.
- [9] BARRAS G, SOULI M, AQUELET N, et al. Numerical simulation of underwater explosions using an ALE method. The pulsating bubble phenomena [J]. Ocean Engineering, 2012, 41: 53-66. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2011.12.015.
- [10] 成娟, 舒其望. 可压缩流体力学高精度拉格朗日格式及其保正性质 [J]. 计算数学, 2020, 42(3): 261-278. CHENG J, SHU C W. High-order Lagrangian schemes and their positivity-preserving property for compressible fluid flow [J]. Mathematica Numerica Sinica, 2020, 42(3): 261-278.
- [11] PHAN T H, NGUYEN V T, PARK W G. Numerical study on strong nonlinear interactions between spark-generated underwater explosion bubbles and a free surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 163: 120506. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120506.
- [12] Dassault Systèmes Simulia Corp. Abaqus 2016 documentation [CP]. Providence, RI: Dassault Systèmes Simulia Corp., 2016.
- [13] 张健, 韩新欣, 黄祥宏. 水下爆炸载荷作用下的层冰破坏特性研究 [J]. 舰船科学技术, 2025, 47(15): 12-17. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2025.15.003. ZHANG J, HAN X X, HUANG X H. Research on the failure characteristics of layer ice under underwater explosion loads [J]. Ship Science and Technology, 2025, 47(15): 12-17. DOI: 10.3404/j.issn.1672-7649.2025.15.003.
- [14] 孙成. 近场水下爆炸载荷作用下结构防护数值模拟研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨理工大学, 2023.
- [15] SU B, YAO X, CUI X. Experimental research of underwater explosion bubble dynamics between two parallel plates with various distances [J]. Applied Ocean Research, 2022, 122: 103081. DOI: 10.1016/j.apor.2022.103081.
- [16] COLE R H. Underwater explosions [M]. Princeton: Princeton University Press, 1948: 270-280.
- [17] ZAMYSHLYAEV B V, YAKOVLEV Y S. Dynamic loads in underwater explosion: AD-757183 [R]. Washington, DC: Naval Intelligence Support Center, 1973.
- [18] 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.
- [19] TAYLOR G I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes [J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 1950, 201(1065): 192-196. DOI: 10.1098/rspa.1950.0052.