

结构爆炸毁伤的浸没多介质有限体积物质点法

倪锐晨，孙梓贤，李家盛，张 雄

AN IMMersed MULTI-MATERIAL FINITE VOLUME-MATERIAL POINT METOHD FOR STRUCTURAL DAMAGE UNDER BLAST LOADING

Ni Ruichen, Sun Zixian, Li Jiasheng, and Zhang Xiong

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.6052/0459-1879-22-446>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[浸没边界-简化热格子Boltzmann方法研究及其应用](#)

IMMersed BOUNDARY-SIMPLIFIED THERMAL LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR FLUID-STRUCTURE INTERACTION PROBLEM WITH HEAT TRANSFER AND ITS APPLICATION

力学学报. 2019, 51(2): 392–404

[基于ALE有限元法的流固耦合强耦合数值模拟](#)

A PARTITIONED STRONG COUPLING ALGORITH FOR FLUID-STRUCTURE INTERACTION USING ARBITRARY LAGRANGIAN-EULERIAN FINITE ELEENT FORULATION

力学学报. 2018, 50(2): 395–404

[欧拉坐标系下具有锐利相界面的可压缩多介质流动数值方法研究](#)

NUMERICAL SCHEME OF MULTI-MATERIAL COMPRESSIBLE FLOW WITH SHARP INTERFACE ON EULERIAN GRIDS

力学学报. 2020, 52(4): 1063–1079

[水中高压脉动气泡与浮体流固耦合特性研究](#)

FLUID-STRUCTURE INTERACTION BETWEEN A HIGH-PRESSURE PULSATING BUBBLE AND A FLOATING STRUCTURE

力学学报. 2021, 53(4): 944–961

[瞬态载荷下L4/L5椎间盘内流固耦合效应](#)

EFFECT OF FLUID-STRUCTURE INTERACTION OF L4/L5 INTERVERTEBRAL DISC UNDER TRANSIENT LOADS

力学学报. 2021, 53(7): 2058–2068

[基于多相材料的稳态热传导结构轻量化设计](#)

STRUCTURAL LIGHT DESIGN FOR STEADY HEAT CONDUCTION USING MULTI-MATERIAL

力学学报. 2017, 49(2): 359–366



关注微信公众号，获得更多资讯信息

结构爆炸毁伤的浸没多介质有限体积物质点法¹⁾

倪锐晨 孙梓贤 李家盛 张 雄²⁾

(清华大学航天航空学院, 北京 100084)

摘要 结构在爆炸载荷作用下的毁伤现象涉及强非线性激波、固体结构极端变形和破坏破碎、强流固耦合, 给数值计算方法带来了极大的困难与挑战. 本文针对结构爆炸毁伤问题, 建立了浸没多介质有限体积物质点法(iMMFV-MPM), 采用基于黎曼求解器的多介质有限体积法(MMFVM)模拟爆炸产物和空气的多介质流体, 采用物质点法(MPM)模拟固体结构, 并将我们提出的基于拉格朗日乘子的连续力浸没边界法(lg-CFIBM)扩展到多介质流体中以处理流固耦合边界条件. 该算法在每个时间步严格满足流固耦合界面处的速度边界条件及动量守恒方程, 不需要重构流固耦合界面, 能够有效地模拟近场爆炸下爆炸产物与结构的相互作用、激波与结构的相互作用和演化以及结构的动态断裂和拓扑变化. 利用 iMMFV-MPM 对近场爆炸下方形钢筋混凝土靶板的失效模式、外爆载荷下建筑物的毁伤现象以及多腔室内爆炸试验进行了模拟, 模拟结果与相关实验数据吻合良好, 验证了所建立的流固耦合算法的有效性及精度.

关键词 结构爆炸毁伤, 流固耦合, 浸没边界法, 多介质有限体积法, 物质点法

中图分类号: TU312+.3 文献标识码: A doi: [10.6052/0459-1879-22-446](https://doi.org/10.6052/0459-1879-22-446)

AN IMMersed MULTI-MATERIAL FINITE VOLUME-MATERIAL POINT METOHD FOR STRUCTURAL DAMAGE UNDER BLAST LOADING¹⁾

Ni Ruichen Sun Zixian Li Jiasheng Zhang Xiong²⁾

(School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract Structural damage under blast loading always involves strong nonlinear shock-wave, extreme deformation, damage and breakage of solid structures, and strong fluid-solid interaction, which bring great difficulties to numerical simulation. In this paper, a novel immersed multi-material finite volume-material point method (iMMFV-MPM) is proposed to model the structural damage under blast loading. The multi-material finite volume method (MMFVM) is used to simulate the flow of explosives and surrounding air and specifically a TVD Riemann solver is adopted for shock simulation, while the material point method (MPM) is employed as solid solver for simulation of extreme deformation problem. The continuous-forcing immersed boundary method based on Lagrangian multiplier (lg-CFIBM) is extended to multi-material fluid to impose boundary conditions at the FSI interfaces. The lg-CFIBM can guarantee the boundary velocity conditions strictly at each time step and has no need to reconstruct FSI interfaces explicitly, which can effectively simulate the interaction between the explosion products and the building structure, the evolution of the shock wave around solid structure, and the dynamic fracture and topological change of the structure. Several numerical

收稿, 录用, 网络版发表.

1) 国家自然科学基金项目(12172192)资助.

2) 张雄, 教授, 主要研究方向: 极端变形问题的数值模拟方法. E-mail: xzhang@tsinghua.edu.cn

引用格式: 倪锐晨, 孙梓贤, 李家盛, 张雄. 结构爆炸毁伤的浸没多介质有限体积物质点法. 力学学报, 2022, 54(12): 1-14

Ni Ruichen, Sun Zixian, Li Jiasheng, Zhang Xiong. An immersed multi-material finite volume-material point metod for structural damage under blast loading. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2022, 54(12): 1-14

examples, including the damage pattern of a square reinforced concrete slab under close-in explosion, the structural damage of buildings under blast loading and the multi-chamber implosion tests, are simulated to verify and validate the proposed FSI algorithm, and numerical results are in good agreement with experiments.

Key words structural damage under blast loading, fluid-structure interaction, immersed boundary method, multi-material finite volume method, material point method

引言

结构爆炸毁伤现象广泛存在于国防科技、公共安全和国民生产等领域中,例如结构抗爆设计、爆炸事故分析、建筑物定向爆破等。炸药爆炸是典型的多介质流动问题,涉及爆炸产物和传播介质两种物质。爆炸发生后,伴随着剧烈的化学反应和能量转化,爆炸产物急剧膨胀与周围的传播介质相互作用,推动介质产生强烈的压缩进而形成冲击波向外传播。冲击波还会进一步与固体结构相互作用,使结构产生变形和毁伤。实验研究能够反映真实的物理过程,但可重复性差、成本高,通常只能得到一些经验结论或经验公式。由于实际工程结构复杂的几何外形和非线性的材料本构关系,根据特定实验得到的经验结论不具有普遍性。因此,针对这类极端工程问题开发有效且高效的流固耦合算法一直都是热门的研究领域。

根据物质界面的处理方式,多介质流体求解器主要分为两类:精确界面方法(Sharp Interface Method, SIM)和弥散界面方法(Diffused Interface Method, DIM)^[1]。SIM 需要跟踪和重构物质界面,并在界面处引入额外的控制方程处理密度和内能等热力学量的强间断,包括流场体积分数(volume of fluid, VOF)方法^[2-5]和基于水平集函数的虚拟流体方法(Ghost Fluid Method, GFM)^[6-8]。DIM 将物质界面处理成弥散区域,通过体积分数加权计算相应的热力学量^[9-12]。与 SIM 相比, DIM 全场采用统一的控制方程和数值方法,能够自然地处理新生的物质界面。因此,本文采用 DIM 进行多介质流动现象的模拟。

结构毁伤模拟涉及固体结构的极端变形和破坏破碎。拉格朗日方法受限于严重畸变的网格,而欧拉方法则难以记录材料变形历史相关的内变量,都不能很好地模拟建筑物的结构毁伤现象。Harlow^[13-14]结合拉格朗日方法和欧拉方法的思想,提出了质点网格(particle-in-cell, PIC)方法,避免了上述网格畸变和内变量记录的数值困难。Sulsky 等人将 FLIP PIC

方法^[15-16]引入到固体力学领域,提出了物质点法(material point method, MPM)^[17-18]。近三十年来,物质点法在极端变形问题的模拟中表现优异,例如超高速碰撞^[19-22]、靶板侵彻^[23-24]、断裂裂纹演化^[25-26]、流体流动^[27-29]以及地质滑坡失效^[30-32]等。

浸没边界法(immersed boundary method, IBM)在流固耦合模拟中抛弃了传统的贴体网格,在涉及固体结构大变形及复杂几何外形的问题模拟中表现优异^[33]。Mittal 和 Iaccarino^[34]根据流固界面处边界条件的施加方式将浸没边界法分为两类:连续力浸没边界法和离散力浸没边界法。连续力浸没边界法^[35-40]采用罚函数法在描述流固界面的拉格朗日质点上计算流固耦合作用力,并通过离散近似的狄拉克 δ - 函数将其弥散到流固界面附近的欧拉网格格心作为控制方程的源项。离散力浸没边界法在流固界面处对流场施加速度边界条件、对固体结构施加力边界条件,根据速度边界条件的施加方式可以进一步分为:虚拟网格方法^[41-45]和网格切割方法^[46-48]。

对于固体结构存在大变形乃至极端变形的流固耦合问题,近年来基于浸没边界法和无网格法的流固耦合算法也得到了初步的应用。Gilmanov^[44-45]将混合浸没边界法(hybrid immersed boundary method, HIBM)与物质点法相结合,针对鱼和浮游桡足类生物在水中的游动现象进行了模拟与研究。张雄等^[49]提出了基于拉格朗日乘子的连续力浸没边界法(continuous-forcing immersed boundary method based on Lagrangian multiplier, lg-CFIBM),并将相应的 lg-CFIBM-MPM 耦合算法应用于单介质流场中激波与结构的相互作用及结构动态断裂问题的模拟。

本文采用基于黎曼求解器的多介质有限体积法作为流体求解器,采用物质点法作为固体求解器,并将 lg-CFIBM 扩展到多介质流体中处理流固耦合边界条件,建立了浸没多介质有限体积物质点法(immersed Multi-Material Finite Volume-Material Point Method, iMMFV-MPM)的流固耦合求解器,对近场爆炸下方

形钢筋混凝土靶板的失效模式、外爆载荷下建筑物的毁伤现象以及多腔室内爆炸试验进行了模拟, 模拟结果与相关实验数据吻合良好, 验证了当前建立的流固耦合算法的有效性及精度。

1 流体求解器

1.1 流体控制方程

针对炸药爆炸的模拟, 相应的流体控制方程为多组分可压缩欧拉方程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{0} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{U}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}$ 是守恒形式的基本变量和通量,

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \alpha_1 \rho_1 \\ \alpha_2 \rho_2 \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \alpha_1 \rho_1 u \\ \alpha_2 \rho_2 u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u w \\ (\rho E + p)u \end{bmatrix} \quad (2)$$

通量 \mathbf{G}, \mathbf{H} 的具体表达式与 \mathbf{F} 类似。 ρ_k 为流体组分 k 的密度, α_k 为流体组分 k 的体积分数,

$$\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (3)$$

为流场的平均密度,

$$p = \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 \quad (4)$$

为流场的平均压强, p_k 为流体组分 k 的压强,

$$E = Y_1 e_1 + Y_2 e_2 + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \quad (5)$$

为流场的单位质量总能量, e_k 为流体组分 k 的内能, $Y_k = \alpha_k \rho_k / \rho$ 为流体组分 k 的质量分数。

为了封闭上述的多组分可压缩欧拉方程, 还需要引入各组分的输运方程以及状态方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \alpha_1 &= \mu(p_1 - p_2) \\ \frac{\partial \alpha_1 \rho_1 e_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 e_1 \mathbf{V}) + \alpha_1 p_1 \nabla \cdot \mathbf{V} &= -p_1 \mu(p_1 - p_2) \\ \frac{\partial \alpha_2 \rho_2 e_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 e_2 \mathbf{V}) + \alpha_2 p_2 \nabla \cdot \mathbf{V} &= p_1 \mu(p_1 - p_2) \\ e_k &= e_k(\rho_k, p_k) \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\mathbf{V} = [u, v, w]$ 为流场 x -、 y - 和 z - 方向的速度, μ 为保证各组分间压强相等的罚函数系数, 在本文中取 $\mu = \infty$ 。

1.2 有限体积法黎曼求解器

将守恒形式的微分控制方程 (1) 改写为有限体积法的积分形式

$$\frac{d\bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}(t)}{dt} + \frac{1}{\Omega_{ijk}} [\hat{\mathbf{F}}_{i+1/2,j,k} - \hat{\mathbf{F}}_{i-1/2,j,k} + \hat{\mathbf{G}}_{i,j+1/2,k} - \hat{\mathbf{G}}_{i,j-1/2,k} + \hat{\mathbf{H}}_{i,j,k+1/2} - \hat{\mathbf{H}}_{i,j,k-1/2}] = 0 \quad (7)$$

其中 Ω_{ijk} 为单元体积, $\bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}(t)$ 为时刻 t 基本变量的单元积分平均值, $\hat{\mathbf{F}}_{i+1/2,j,k}$, $\hat{\mathbf{F}}_{i-1/2,j,k}$, $\hat{\mathbf{G}}_{i,j+1/2,k}$, $\hat{\mathbf{G}}_{i,j-1/2,k}$, $\hat{\mathbf{H}}_{i,j,k+1/2}$ 和 $\hat{\mathbf{H}}_{i,j,k-1/2}$ 为单元相应表面上的数值通量。这里, 我们以 $\hat{\mathbf{F}}_{i-1/2,j,k}$ 为例给出数值通量的计算方法。

首先, 根据单元格心的基本变量 $\bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}$ 采用 MUSCL 插值计算单元面心处的左值与右值

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{U}}_{i+1/2,j,k}^L &= \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} + \frac{1}{2}\phi(\bar{\mathbf{U}}_{i+1,j,k} - \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}, \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} - \bar{\mathbf{U}}_{i-1,j,k}) \\ \bar{\mathbf{U}}_{i-1/2,j,k}^R &= \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} - \frac{1}{2}\phi(\bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} - \bar{\mathbf{U}}_{i-1,j,k}, \bar{\mathbf{U}}_{i+1,j,k} - \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}) \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\phi(x, y)$ 为坡度限制器^[50], 本文取

$$\phi(x, y) = |\operatorname{sgn}(x) + \operatorname{sgn}(y)| \frac{x(y^2 + 2\varepsilon^2) + y(2x^2 + \varepsilon^2)}{4x^2 - 2xy + 4y^2 + 6\varepsilon^2} \quad (9)$$

然后, 采用 HLLC 三波近似求解器^[51] 计算单元表面 $S_{i-1/2,j,k}$ 上的黎曼问题

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0, \quad \mathbf{U}(x, 0) = \begin{cases} \bar{\mathbf{U}}_{i-1/2,j,k}^L, & x \leq 0 \\ \bar{\mathbf{U}}_{i-1/2,j,k}^R, & x > 0 \end{cases} \quad (10)$$

得到面心处的通量密度 $\mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{\text{hllc}}$, 采用单点高斯积分即可得到相应的数值通量

$$\hat{\mathbf{F}}_{i-1/2,j,k} = \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{\text{hllc}} \cdot \operatorname{Area}(S_{i-1/2,j,k}) \quad (11)$$

对于非守恒形式的输运方程 (6), 采用算子分裂方法进行计算: 首先, 允许各组分间的压强存在差异进行输运计算; 然后, 通过压力松弛调整各组分的体积分数保证各组分间的压强相同。输运部分的控制方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \mathbf{V}) - \alpha_1 \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0 \\ \frac{\partial \alpha_1 \rho_1 e_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 e_1 \mathbf{V}) + \alpha_1 p_1 \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0 \\ \frac{\partial \alpha_2 \rho_2 e_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 e_2 \mathbf{V}) + \alpha_2 p_2 \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

上述三个方程均由三部分组成: 时间偏导数项、守恒形式的通量项以及非守恒形式的速度散度

项。因此以体积分数为例, 结合式(10)给出的界面黎曼状态 $\mathbf{U}_{i-1/2,j,k}^{\text{hllc}}$, 输运方程的半离散形式为

$$\begin{aligned} \frac{d(\alpha_1)_{i,j,k}}{dt} + \frac{1}{\Omega_{ijk}} & [(u\alpha_1)_{i+1/2,j,k}^{\text{hllc}} - (u\alpha_1)_{i-1/2,j,k}^{\text{hllc}} + \\ & (v\alpha_1)_{i,j+1/2,k}^{\text{hllc}} - (v\alpha_1)_{i,j-1/2,k}^{\text{hllc}} + \\ & (w\alpha_1)_{i,j,k+1/2}^{\text{hllc}} - (w\alpha_1)_{i,j,k-1/2}^{\text{hllc}}] \\ & - \frac{(\alpha_1)_{i,j,k}}{\Omega_{ijk}} (u_{i+1/2,j,k}^{\text{hllc}} - u_{i-1/2,j,k}^{\text{hllc}} + v_{i,j+1/2,k}^{\text{hllc}} - v_{i,j-1/2,k}^{\text{hllc}} + \\ & w_{i,j,k+1/2}^{\text{hllc}} - w_{i,j,k-1/2}^{\text{hllc}}) = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

对于半离散形式的式(7)和式(13), 均采用具备 TVD 性质的三阶龙格库塔格式进行时间积分。

1.3 压力松弛

压力松弛过程需要保证单元内部的质量、动量和能量守恒, 通过调整各组分的体积分数、密度和内能使得各组分的压强相等。具体的控制方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_1 \rho_1}{\partial t} &= 0, \quad \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} = \mu(p_1 - p_2) \\ \frac{\partial \alpha_2 \rho_2}{\partial t} &= 0, \quad \frac{\partial \alpha_1 \rho_1 e_1}{\partial t} = -p_1 \mu(p_1 - p_2) \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} &= 0, \quad \frac{\partial \alpha_2 \rho_2 e_2}{\partial t} = p_1 \mu(p_1 - p_2) \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

通过推导化简^[1]可以得到最终的松弛方程为

$$\begin{aligned} e_k(\rho_k, p) - e_k^0(\rho_k^0, p_k^0) + p \left(\frac{1}{\rho_k} - \frac{1}{\rho_k^0} \right) &= 0, \quad k = 1, 2 \\ \sum_k \alpha_k &= 1 \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\rho_k, k = 1, 2$ 为最终各组分的密度, p 为最终的平衡压强, $\alpha_k = (\alpha \rho)_k^0 / \rho_k, k = 1, 2$ 为最终各组分的体积分数, 而 ρ_k^0 和 p_k^0 则为黎曼求解器时间步推进后各组分的密度与压强。针对各种不同的状态方程, 式(15)需要通过牛顿迭代法进行求解。

2 固体求解器

2.1 固体控制方程

更新拉格朗日格式下质量、动量和能量的守恒方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + \rho \nabla \cdot \dot{\mathbf{u}} &= 0 \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla + \rho \mathbf{b} &= \rho \ddot{\mathbf{u}} \\ \rho \dot{\epsilon} &= \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + \rho s + \nabla \cdot \mathbf{q} \end{aligned} \quad (16)$$

其中 ρ 表示当前时刻的密度, \mathbf{u} 表示位移, $\boldsymbol{\sigma}$ 表示当前构型下的柯西应力, \mathbf{b} 表示单位质量的体力, $\boldsymbol{\epsilon}$ 表示应变张量, s 表示单位质量的热源, \mathbf{q} 表示单位时间下单位面积的热流密度。

大部分的固体材料本构描述的是应变率张量和应力率张量之间的关系

$$\boldsymbol{\sigma}^\nabla = \boldsymbol{\sigma}^\nabla(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}, \boldsymbol{\sigma}, \text{etc.}) \quad (17)$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}^\nabla$ 为柯西应力张量的焦曼率导数。

为使式(16)定解, 相应的动力学条件和初/边值条件为

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\epsilon}} &= \frac{1}{2}(\dot{\mathbf{u}} \cdot \nabla + \nabla \cdot \dot{\mathbf{u}}) \\ \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} &= \bar{\mathbf{t}}, \quad x \in \Gamma_t \\ \mathbf{u} &= \bar{\mathbf{u}}, \quad x \in \Gamma_u \end{aligned} \quad \left. \right\}$$

$$\dot{\mathbf{u}}(X, 0) = \dot{\mathbf{u}}_0(X), \quad \mathbf{u}(X, 0) = \mathbf{u}_0(X) \quad (18)$$

2.2 物质点法

引入 $\delta \mathbf{u} \in \mathbb{R}_0$, $\mathbb{R}_0 = \{\delta \mathbf{u} | \delta \mathbf{u} \in C^0, \delta \mathbf{u}|_{\Gamma_u} = 0\}$ 虚位移, 结合式(18)中的自然边界条件可以给出式(16)中动量方程的等效弱形式为

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho \ddot{\mathbf{u}} \cdot \delta \mathbf{u} dV + \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \delta \boldsymbol{\epsilon} dV - \\ \int_{\Omega} \rho \mathbf{b} \cdot \delta \mathbf{u} dV - \int_{\Gamma_t} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \mathbf{u} dA = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

如图 1 所示, 物质点法将物质区域 Ω 离散为一组拉格朗日质点, 因此连续体密度可以近似为

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_{p=1}^{n_p} m_p \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) \quad (20)$$

其中 n_p 表示质点总数, m_p 表示质点 p 的质量, \mathbf{x}_p 表示质点 p 的位置坐标, δ 表示狄拉克函数。

物质点法在每个时间步中的拉格朗日步进行动量方程的求解, 质点和网格保持相对位置固定, 因此可以采用有限单元法中的形函数 $N_I(\mathbf{x})$ 插值得到计算域的位移场

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{n_g} N_I(\mathbf{x}) \mathbf{u}_I \quad (21)$$

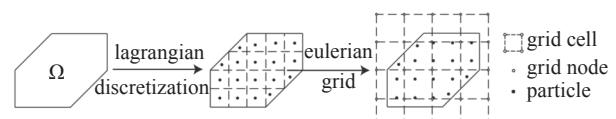


图 1 物质点法的空间离散

Fig. 1 Spatial discretization of MPM

其中 \mathbf{u}_I 是网格节点的位移, n_g 是背景网格节点数量.

将式(20)和式(21)代入式(19)中, 可以得到定义在背景网格节点上的离散动量方程

$$\dot{\mathbf{p}}_I = \mathbf{f}_I^{\text{int}} + \mathbf{f}_I^{\text{ext}}, \quad \forall \mathbf{x}_I \notin \Gamma_u \quad (22)$$

其中

$$\mathbf{p}_I = m_I \dot{\mathbf{u}}_I \quad (23)$$

是网格节点 I 的动量,

$$m_I = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_I(\mathbf{x}_p) \quad (24)$$

是背景网格的集中质量矩阵,

$$\mathbf{f}_I^{\text{int}} = - \sum_{p=1}^{n_p} \nabla N_{Ip} \cdot \boldsymbol{\sigma}_p \frac{m_p}{\rho_p} \quad (25)$$

和

$$\mathbf{f}_I^{\text{ext}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip} \mathbf{b}_p + \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip} \bar{\mathbf{t}}_p h^{-1} \frac{m_p}{\rho_p} \quad (26)$$

分别是网格节点 I 处的内力和外力, $N_{Ip} = N_I(\mathbf{x}_p)$ 是质点 p 处的形函数, $\boldsymbol{\sigma}_p = \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}_p)$ 是质点 p 的应力, h 是为了将弱形式(19)中最后一项面积分转换为体积分而引入的假想边界层厚度.

显式物质点法采用中心差分法的蛙跳格式进行动量方程的时间步推进

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_I^{n+1} &= \mathbf{u}_I^n + \Delta t^{n+1/2} \dot{\mathbf{u}}_I^{n+1/2} \\ \dot{\mathbf{u}}_I^{n+1/2} &= \dot{\mathbf{u}}_I^{n-1/2} + \Delta t^n \ddot{\mathbf{u}}_I^n \end{aligned} \quad (27)$$

其中 $\Delta t^{n+1/2} = t^{n+1} - t^n$ 和 $\Delta t^n = (\Delta t^{n-1/2} + \Delta t^{n+1/2})/2$, \mathbf{u}_I^{n+1} 和 \mathbf{u}_I^n 分别表示时刻 t^{n+1} 和时刻 t^n 的位移向量, $\dot{\mathbf{u}}_I^{n-1/2}$ 表示时刻 $t^{n-1/2}$ 的速度向量, $\ddot{\mathbf{u}}_I^n = \mathbf{p}_I^n / m_I^n$ 表示时刻 t^n 的加速度向量, 可由式(22)求得.

2.3 物质点法格式

在显式物质点法中, 物质点上的应力状态更新既可以在每个时间步开始时进行, 也可以在每个时间步结束时进行, 分别称为 USF(update-stress-first) 格式和 USL(update-stress-last) 格式^[18]. 在改进的 USL(modified USL, MUSL) 格式中, 将更新后的质点动量映射回网格节点, 并采用该节点速度场进行质点应力状态的更新.

张雄等^[52]指出拉格朗日属性的质点位置和欧拉属性的网格间相互作用都会影响物质点法的

稳定性, 并且证明了 USL 格式的本质不稳定性. Bardenhagen^[53]发现 MUSL 格式在模拟过程中总能量会缓慢耗散, 而 USF 格式的总能量则会逐渐增加. 相应的数值粘性使得 MUSL 格式相比于 USF 格式更稳定. 因此, 本工作将采用 MUSL 格式的物质点法.

3 流固耦合算法

3.1 网格单元分类

为了施加流固边界条件, 需要先定位浸没边界的位置. 如图 2 所示, 处于固体结构内部的网格单元被分类为 Type I, 处于流场内部的网格单元被分类为 Type II, 而被浸没边界穿过的网格单元被分类为 Type III.

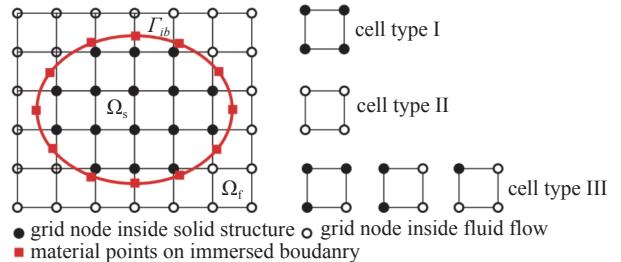


图 2 网格单元分类

Fig. 2 Grid cell classification

固体结构的运动由拉格朗日属性的物质点进行跟踪, 而图 2 中红线所示的浸没边界仅用于说明, 在实际模拟过程中并不会显式重构边界. 因为当固体结构发生破碎后, 通过三维空间内的点云跟踪并重构新生的浸没边界过于复杂、不稳定并且耗时. 我们从浸没边界的定义出发

$$\Gamma_{ib} = \partial \Omega_s, \quad \Omega_s = \bigcup_{p=1}^{n_p} \Omega_p \quad (28)$$

其中 Ω_p 是质点 p 占据的区域, 通过物质点的分布来确定网格单元的分类. 具体步骤如下:

(1) 识别每个物质点位于哪个网格单元内, 并初步将网格单元分为两类: 物质点单元和空单元. 空单元即为流体网格单元 (Type II);

(2) 搜索每个物质点单元的相邻单元. 若所有相邻单元均为物质点单元, 则该物质点单元为固体网格单元 (Type I); 否则, 该物质点单元为流固两相网格单元 (Type III).

3.2 基于拉格朗日乘子的连续力浸没边界法

如图 3 所示, 传统的连续力浸没边界法通过罚

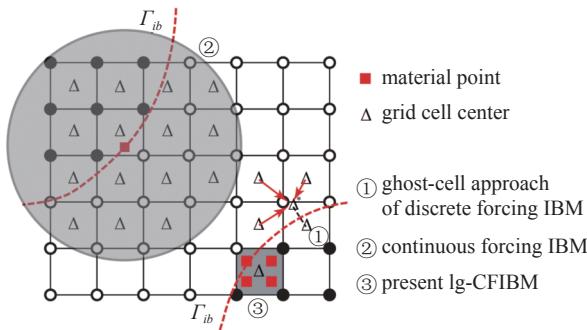


图3 各浸没边界法边界条件施加示意图

Fig. 3 Diagram of applying boundary conditions of different IBMs

函数法实现,无法在每个时间步严格满足滑移或无滑移边界条件,因此无法捕捉与边界速度方向密切相关的激波结构,例如马赫反射。传统的离散力浸没边界法在每个时间步都需要计算流固耦合界面的法向和垂直距离,计算效率较低。并且在爆轰波驱动下结构动态断裂问题的模拟中,固体结构会产生尺寸不足一个网格的细小碎片,还会产生大量的新生流固耦合界面,这些都使得流固界面难以追踪并重构。因此,本工作将张雄等^[49]提出的基于拉格朗日乘子的连续力浸没边界法(lg-CFIBM)扩展到多介质流体中。该算法在每个时间步内严格满足速度边界条件的同时,不再需要重构流固耦合界面,适用于结构爆炸毁伤问题的模拟。

根据式(23)和式(24)重构得到的背景网格节点动量和集中质量,固体结构在Type III单元格心处的速度场 \mathbf{v}_c^{ib} 可以由下式给出

$$\mathbf{v}_c^{ib} = \sum_{I=1}^{n_{en}} \frac{1}{n_{en}} \cdot \frac{\mathbf{p}_I}{m_I} \quad (29)$$

其中 n_{en} 是每个单元的节点数量。通过将Type III单元格心处的流场速度 \mathbf{v}_c 设置为浸没边界的外插速度 \mathbf{v}_c^{ib} ,浸没边界上的速度边界条件就可以在每个时间步严格满足。

式(29)速度边界条件的施加方式等价于在每个Type III单元格心处施加相应的欧拉源项

$$\mathbf{f}_c^k = -\frac{\rho_c^k (\Delta \mathbf{v})_c^k}{\Delta t}, \quad k = \{1, 2, 3\} \quad (30)$$

其中 k 表示龙格库塔循环的阶次, $(\Delta \mathbf{v})_c^k = \mathbf{v}_c^k - \mathbf{v}_c^{ib}$ 。在lg-CFIBM中,Type III单元只记录单元表面的数值通量,因此根据全微分公式 $\Delta(\rho \mathbf{v}) = \rho \Delta \mathbf{v} + \mathbf{v} \Delta \rho$,式(30)可以改写为

$$\mathbf{f}_c^k = -\frac{(\Delta(\rho \mathbf{v}))_c^k - \mathbf{v}_c^{ib} (\Delta \rho)_c^k}{\Delta t} \quad (31)$$

其中 $(\Delta \rho)_c^k = (\Delta \alpha_1 \rho_1)_c^k + (\Delta \alpha_2 \rho_2)_c^k$ 和 $(\Delta(\rho \mathbf{v}))_c^k$ 分别表示 k 阶龙格库塔循环中由单元 c 表面数值通量引起的质量和动量增量。

根据动量守恒定律,式(31)欧拉源项的反作用力需要施加到固体结构上

$$\mathbf{F}_p^k = -\frac{1}{n_p^c} \mathbf{f}_c^k V_c \quad (32)$$

其中 \mathbf{F}_p^k 是 k 阶龙格库塔循环中施加到质点 p 上的反作用力, n_p^c 是单元 c 内的质点数量, V_c 是单元 c 的体积。根据具备TVD性质的龙格库塔积分的系数,每个时间步施加在质点 p 上的反作用力总和为

$$\mathbf{F}_p = \frac{1}{6} \mathbf{F}_p^1 + \frac{2}{3} \mathbf{F}_p^2 + \mathbf{F}_p^3 \quad (33)$$

另外,Type III单元还扮演着在物质点法中计算流固耦合表面应力的角色。通过将式(26)中的 $\bar{t}_p h^{-1} m_p / \rho_p$ 替换为 \mathbf{F}_p ,物质点法中的节点外力公式可以化简为

$$\mathbf{f}_I^{\text{ext}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip} \mathbf{b}_p + \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip} \mathbf{F}_p \quad (34)$$

4 数值验证

为验证所建立的流固耦合算法的数值精度和有效性,本工作分别模拟了二维激波与氦气泡相互作用、近场爆炸下方形钢筋混凝土靶板的失效模式、外爆载荷下建筑物的毁伤现象以及多腔室内爆炸试验四个算例,并将模拟结果与相关实验结果进行了对比。

4.1 二维激波与氦气泡相互作用

为了验证所建立的多介质有限体积黎曼求解器具备描述多介质流动及激波捕捉的能力,本小节模拟了经典的标准算例“二维激波与氦气泡相互作用问题”^[54]。

激波前后的流场状态应满足激波间断关系

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M_S^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)p_2 + (\gamma - 1)p_1}{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_2} \\ u_2 &= M_S \left[1 - \frac{(\gamma - 1)M_S^2 + 2}{(\gamma + 1)M_S^2} \right] c_1 \end{aligned} \quad (35)$$

其中 M_S 为入射激波 (Incident Shock, I.S.) 的马赫数。激波前空气区域的无量纲参数设置为

$$\rho_1 = 1, u_1 = 0, v_1 = 0, p_1 = 1 \quad (36)$$

则激波后空气区域的无量纲参数可以由式 (35) 和 $M_S = 1.22$ 计算得到

$$\rho_2 = 1.3764, u_2 = -0.394, v_2 = 0, p_2 = 1.5698 \quad (37)$$

氦气泡区域相应的无量纲参数为

$$\rho_H = 0.138, u_H = 0, v_H = 0, p_H = 1 \quad (38)$$

空气和氦气的力学行为均由理想气体状态方程

$$p = (\gamma - 1)\rho e \quad (39)$$

进行描述, 相应的气体常数分别为 $\gamma_1 = 1.4$ (空气) 和 $\gamma_2 = 1.67$ (氦气)。

如图 4 所示, 整个计算域 $[0, 325] \times [-44.5, 44.5]$ 采用单元尺寸为 $h = 0.25$ 的均匀网格进行空间离散。 $x = 325$ 处为入流边界条件, 并以式 (37) 描述相应的入流流场状态; $x = 0$ 处为出流边界条件; 其余边界均为对称边界条件。直径 $D = 50$ 的氦气泡的圆心位于 $(x = 175, y = 0)$ 处, 而入射激波的初始间断面位于 $x = 225$ 处。各个时刻的计算模拟结果与实验数据的对比如图 5 所示。文献 [54] 给出了氦气泡表面的激波演化示意图, 如图 6 所示。

从图 5(a) 和图 6 的对比中可以看到当前的多介质有限体积算法 (MMFVM) 可以很好地捕捉氦气泡表面的激波演化, 包括入射激波 (Incident Shock)、折射激波 (Refracted Shock)、反射激波 (Reflected Shock)、侧面激波 (Side Shock) 和膨胀扇区 (Expansion Fan)。同时, 从图 5 各个时刻计算模拟的纹影图结果和实验照片的对比中可以看出, MMFVM 能够很好地模拟多介质的流动现象并捕捉相应的物质界面形状。

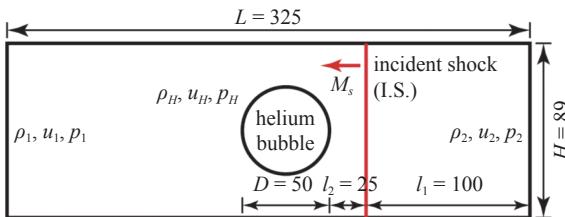


图 4 二维激波与氦气泡相互作用问题描述

Fig. 4 Diagram of 2 D shock-Helium bubble problem

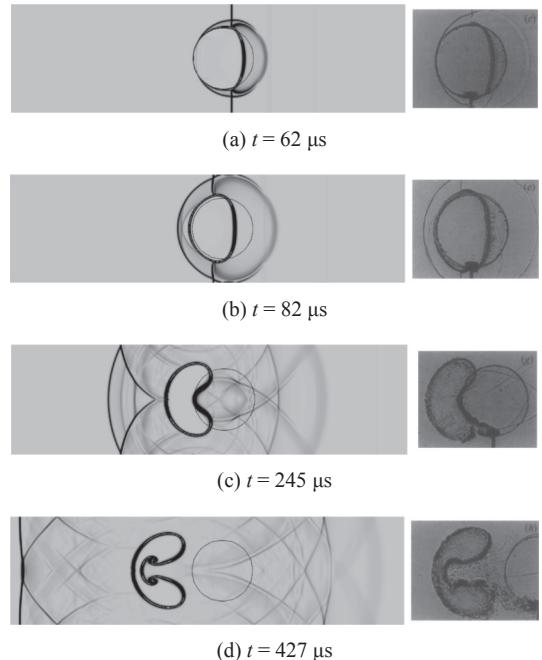


图 5 二维激波与氦气泡相互作用问题的模拟结果 (左) 和实验结果^[54] (右)

Fig. 5 Numerical results(left) and experiment data^[54] (right) of 2D shock-Helium bubble problem

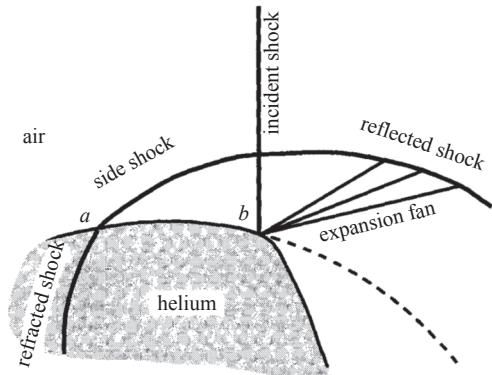


图 6 氦气泡表面的双反射-折射示意图^[54]

Fig. 6 Schematic for twin regular reflection-refraction

4.2 近场爆炸下方形钢筋混凝土靶板的失效模式

如图 7 所示, 汪维等^[58] 针对近场爆炸下方形钢筋混凝土靶板的失效模式进行了实验研究。本小节将分别采用 iMMFV-MPM 算法和 MPM 算法对该问题进行计算模拟, 从而证明 iMMFV-MPM 算法相比于 MPM 算法的优势。

如图 8 所示, 根据问题的对称性, 采用 1/4 模型进行计算模拟。计算域尺寸 $L = W = H = 600 \text{ mm}$, 采用单元尺寸 $h = 8 \text{ mm}$ 的均匀网格进行离散。尺寸为 $550 \text{ mm} \times 500 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的靶板距离爆炸中心 $R = 400 \text{ mm}$, 采用体积为 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 的物质点进行离散。质量为 $m = 0.46 \text{ kg}$ 的球形炸药设置于计

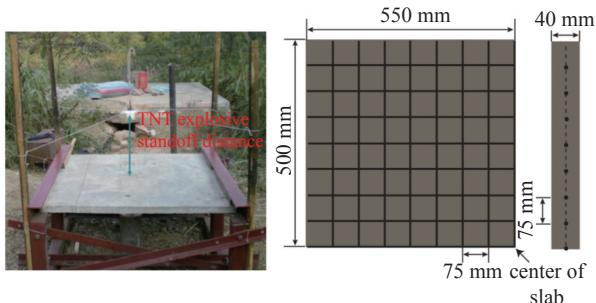
图 7 实验装置及钢筋混凝土的布筋形式^[58]

Fig. 7 Geometry setup of experiments

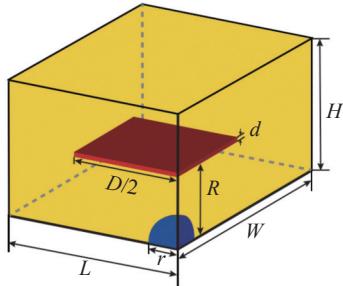


图 8 计算模拟的几何参数设置

Fig. 8 Geometry set for simulation

算域原点处. $x = 0 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$ 和 $z = 0 \text{ mm}$ 处为对称边界条件, 其余边界处均为出流边界条件.

TNT 炸药采用 JWL 状态方程进行描述^[58]

$$p = A \left(1 - \frac{w}{R_1 V}\right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{w}{R_2 V}\right) e^{-R_2 V} + \frac{wE}{V} \quad (40)$$

其中 $V = \rho / \rho_0$ 为相对体积, 炸药的初始密度为 $\rho_0 = 1.63 \times 10^{-3} \text{ g/mm}^3$, E 为单位初始体积的内能, 相应的初始值为 $E_0 = 7000 \text{ mJ/mm}^3$, 其余参数设置为 $A = 371.2 \text{ GPa}$, $B = 3.21 \text{ GPa}$, $R_1 = 4.15$, $R_2 = 0.95$, $w = 0.3$.

混凝土是水泥作为胶凝材料, 砂石作为集料, 通过与一定比例的水搅拌而成的材料. 目前常用的混凝土材料本构为 Holmquist-Johnson-Cook(HJC) 本构^[59], 其将混凝土大变形过程中的孔洞坍缩所产生的效应引入了强度模型中, 能够很好地描述混凝土材料在高应变率、高应力下的大变形和破坏行为. 在本算例中, 混凝土的密度为 $\rho_s = 2.44 \text{ g/cm}^3$, 杨氏模量为 $E = 35.66 \text{ GPa}$, 泊松比为 $\nu = 0.2$, 其余参数如表 1 和表 2 所示.

钢筋的力学行为采用简化 Johnson-Cook 模型进行描述^[58]

$$\sigma_y = (A + B\varepsilon^n)(1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*) \quad (41)$$

其中 ε 为等效塑性应变, $\dot{\varepsilon}^*$ 为无量纲等效塑性应变

表 1 钢筋混凝土靶板算例中 HJC 强度模型参数^[59]

Table 1 The material constants of HJC strength model in reinforced concrete slab simulation

| A | B | N | C | f_c'/MPa |
|------------|----------------|-------|-------|------------------------|
| 0.79 | 1.60 | 0.61 | 0.007 | 39.5 |
| S_{\max} | T/MPa | D_1 | D_2 | ε_f^{\min} |
| 7.0 | 4.1 | 0.04 | 1.0 | 0.0008 |

表 2 钢筋混凝土靶板算例中 HJC 状态方程参数^[59]

Table 2 The material constants of HJC EOS model in reinforced concrete slab simulation

| $P_{\text{crush}}/\text{MPa}$ | μ_{crush} | K_1/GPa | K_2/GPa |
|-------------------------------|------------------------------|---------------------|------------------|
| 16 | 0.001 | 85 | -171 |
| K_3/GPa | $P_{\text{lock}}/\text{GPa}$ | μ_{lock} | |
| 208 | 0.80 | 0.10 | |

率. 具体参数设置为: 密度 $\rho = 7.83 \times 10^{-3} \text{ g/mm}^3$, 杨氏模量 $E = 210 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.3$, 屈服应力 $A = 792 \text{ MPa}$, 硬化常数 $B = 510 \text{ MPa}$, 硬化指数 $n = 0.26$ 以及应变率常数 $C = 0.014$.

iMMFV-MPM 算法和 MPM 算法模拟得到的几个典型时刻的压力云图如图 9 所示. iMMFV-MPM 能够很好地捕捉爆轰波的传播和反射现象, 保持尖锐的激波面. 并且在 $t = 0.18 \text{ ms}$ 时刻, 钢筋混凝土靶板背面出现拉伸失效区域, 从而引发层裂现象. 然而在 MPM 的模拟过程中, 由于跨网格噪声和数值断裂, 激波面无法维持完整的球面, 并且在激波面附近产生大量速度过高的质点, 导致 $t = 0.08 \text{ ms}$ 时刻爆轰波就与钢筋混凝土靶板产生相互作用. 这些散乱的高速质点撞击到钢筋混凝土靶板上, 产生大量零散的、非物理的高应力区, 导致无法观测到相应的层

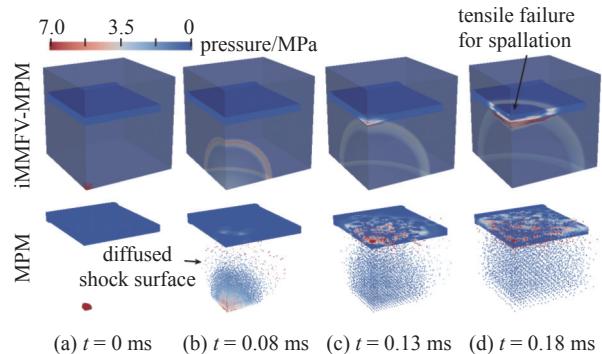


图 9 iMMFV-MPM 和 MPM 的压力云图结果

Fig. 9 Pressure contour results of the iMMFV-MPM and the pure MPM

裂现象, 如图 9(d) 所示.

钢筋混凝土靶板上的失效云图及失效模式如图 10 所示, 并且在后处理显示中将钢筋网格人为移到靶板表面用于定位裂纹和层裂区域的位置. 从图 10(a) 中可以看出, 靶板呈现中等程度的损伤并且在背面出现明显的层裂剥落. 层裂剥落区域的平均半径为 120 mm, 层裂深度为靶板厚度的一半, 正好暴露出钢筋网络^[58]. 靶板背面存在一系列从层裂区域出发的主裂纹, 其中水平和竖直方向上的三条主裂纹均沿着钢筋网络分布. 从图 10(a) 和图 10(b) 的对比中可以发现, iMMFV-MPM 模拟捕捉到的失效模式与实验结果吻合良好. 相应的层裂剥落区域平均半径约为 112 mm, 略小于实验结果, 并且在夹支方向上(横向)剥落区域的尺寸略大于非夹支方向(纵向), 与实验结果一致. 同时从 $y = 25$ mm 的截面失效云图结果中可以发现, 层裂现象终止于靶板厚度方向的中部. 然而, 在 MPM 模拟结果中, 整个钢筋混凝土靶板几乎完全失效, 无法观测到相应的层裂现象, 如图 10(c) 所示.

iMMFV-MPM 模拟的钢筋混凝土靶板中心点的时程位移曲线如图 11 所示, 而 MPM 的模拟结果由

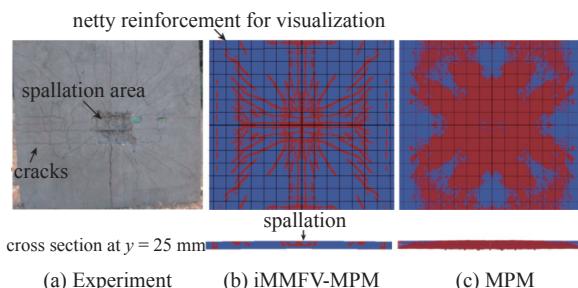


图 10 方形钢筋混凝土靶板的失效模式

Fig. 10 Damage modes of the reinforced concrete slab

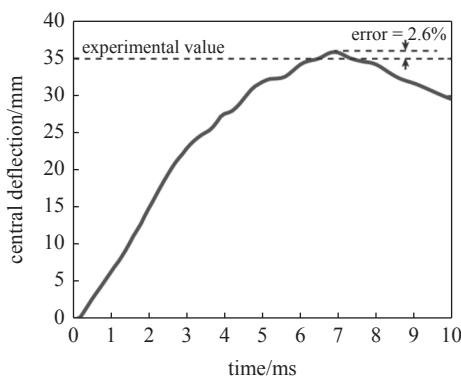


图 11 iMMFV-MPM 模拟的钢筋混凝土靶板中心点位移时程曲线

Fig. 11 Central deflection curve of the reinforced concrete slab by iMMFV-MPM

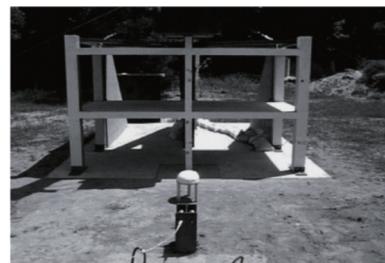
于靶板中心损伤过于严重而无法给出相应的中心点位移曲线. 汪维等^[58]在实验中测量得到靶板中心点的最大位移为 35 mm, 而 iMMFV-MPM 的模拟结果为 35.9 mm, 与实验结果的相对误差为 2.6%, 吻合良好.

4.3 外爆载荷下建筑物的毁伤现象

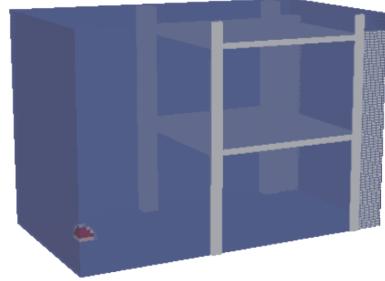
如图 12(a) 所示, Baylot 等^[60-61]对外爆载荷作用下建筑物的毁伤现象进行了实验研究. 基于问题的对称性, 我们建立了如图 12(b) 所示的几何模型, 具体的几何尺寸及钢筋的布筋方式参照文献 [60].

实验中采用 7.1 kg 的 C4 炸药, 等价于 8.449 kg 的 TNT 炸药, TNT 炸药的相关参数设置与式 (40) 相同. 混凝土的力学行为采用 HJC 模型^[61]进行描述, 密度 $\rho = 2.068 \text{ g/cm}^3$, 杨氏模量 $E = 28.7 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.19$, 抗压强度 $f'_c = 42 \text{ MPa}$, 其余的 HJC 模型参数与表 1 和表 2 相同. 钢筋的力学行为采用线性强化弹塑性模型进行描述, 密度 $\rho = 7.5 \text{ g/cm}^3$, 杨氏模量 $E = 200 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.3$, 屈服强度 $\sigma_y = 449 \text{ MPa}$, 极限强度 $\sigma_b = 513 \text{ MPa}$, 失效应变 $\varepsilon_f = 0.18$.

模拟得到的几个典型时刻的流场压强云图和建筑物损伤云图如图 13 所示, $z = 300 \text{ mm}$ 平面上的流场体积分数云图和建筑物的压强云图如图 14 所示. 炸药爆炸形成球形的爆轰波, 在 $t = 0.5 \text{ ms}$ 时爆轰波与下层中心柱相互作用形成高压的反射波如图 13(a) 所示, 下层中心柱迎爆面上的混凝土材料在高压爆



(a) Experiment setup from Baylot 1999



(b) Simulation setup (symmetry model)

图 12 实验装置及计算模拟的几何建模

Fig. 12 Setup of experiment and simulation

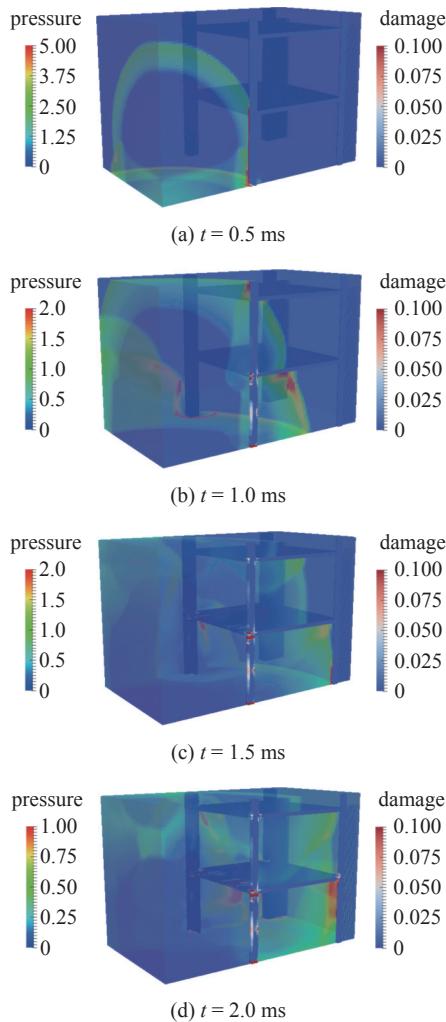


图 13 流场压强云图与建筑物损伤云图

Fig. 13 Pressure contour in fluid domain and damage contour in building

轰波的作用下孔隙被逐渐压实、损伤度逐渐累积如图 13(b) 所示。流场经过立柱和中板还会出现明显的绕流现象, 如图 13(b) 和图 14(a) 所示。在高压反射波的驱动下, 中心立柱附近的爆炸产物出现了明显的回卷现象, 如图 14 的体积分数云图所示。由于中板下方的流场压强明显高于上方的流场压强, 中板会向上隆起, 表现为中板上表面主要分布拉应力, 如图 14 所示。在本实验中, Baylot 等将钢筋配置在混凝土内部接近表面处, 因此计算模拟结果中混凝土结构上没有出现层裂现象, 而下层中心柱背爆面中部的损伤度累积则是由大变形的钢筋挤压混凝土引起的。下层中心柱弯曲后上下两端连接处受到强剪切作用, 导致出现强烈的毁伤现象如图 13(d) 所示。

爆炸结束后建筑物毁伤的实验结果和计算模拟结果如图 15 所示。计算模拟的建筑物毁伤现象与实

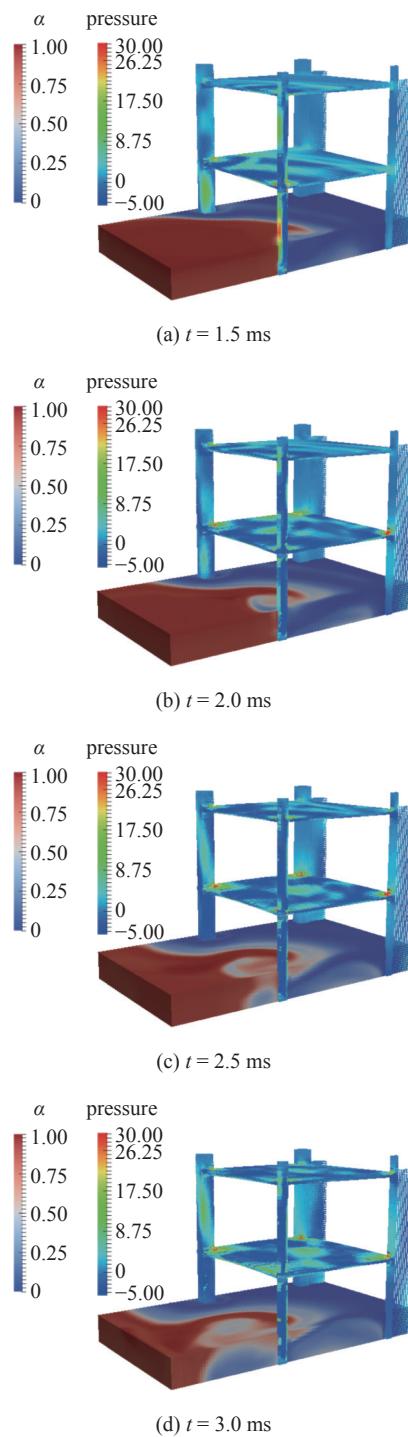


图 14 流场体积分数截面云图与建筑物压力云图

Fig. 14 Volume of fraction contour on the plane of $z = 300$ mm and pressure contour in building

验结果吻合良好, 下层中心柱的上下两端连接处均出现了剧烈的损伤, 中板的上表面都能观测到相应的裂纹分布。从侧面损伤度云图和实验侧面照片的对比中可以看出, 中板均存在明显的隆起, 并且中部存在一条贯穿裂纹。

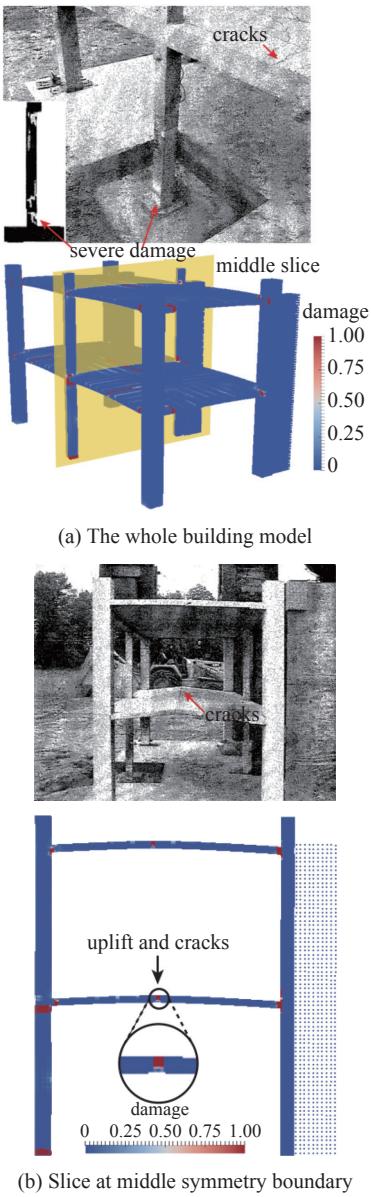


图 15 最终时刻的建筑物损伤云图
Fig. 15 Damage contour in building at last

4.4 多腔室内爆炸试验

郭志昆等^[62]对扁平箱形密闭结构内爆炸问题进行了实验研究, 具体的几何参数设置如图 16(a) 所示。我们建立了如图 16(b) 所示的几何模型(未显示顶板)进行计算模拟。

实验中采用 220 g 的 TNT 炸药, TNT 炸药的相关参数设置与式(40)相同。实验采用的混凝土设计强度等级为 C30, 相关 HJC 模型的材料参数来自文献 [63], 密度 $\rho = 2.4 \text{ g/cm}^3$, 泊松比 $\nu = 0.202$, 杨氏模量 $E = 33.4 \text{ GPa}$, 抗压强度 $f'_c = 39.2 \text{ MPa}$, 最大静水拉力 $T = 3.162 \text{ MPa}$, 其余参数与表 1 和表 2 相同。实验采用的钢筋为 HPB235 级钢筋, 其力学行为采用理想

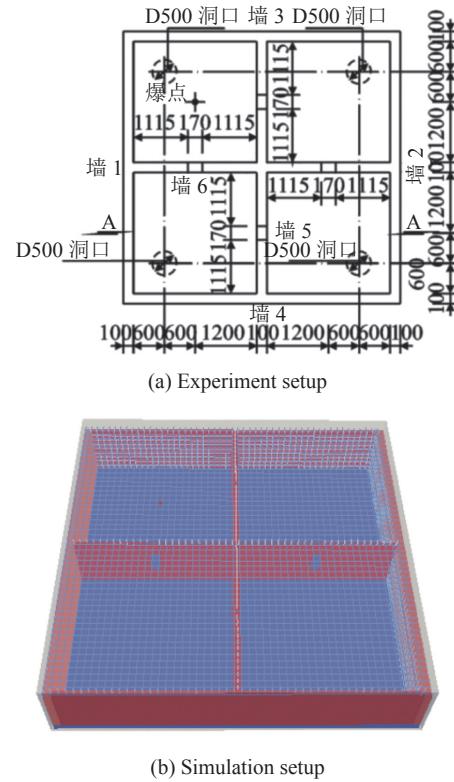


图 16 实验和模拟的几何参数设置
Fig. 16 Geometry setup of experiment and simulation

弹性模型进行描述, 密度 $\rho = 7.8 \text{ g/cm}^3$, 杨氏模量 $E = 220 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.3$, 屈服强度 $\sigma_y = 235 \text{ MPa}$ 。

主爆室外侧墙中心点处的压强时程曲线如图 17 所示, 爆轰波作用在侧墙中心点处的超压峰值为 0.938 MPa, 实验中相应测点处测得的超压峰值为 0.987 MPa, 相对误差为 4.96%, 与实验结果吻合良好。几个典型时刻中截面上的流场压强云图和体积分数云图如图 18 所示。方形炸药包爆炸后, 爆炸产物急剧膨胀并推动周围空气产生爆轰波如图 18(a) 所示, 在 $t = 1.5 \text{ ms}$ 时, 爆轰波与主爆室的侧墙相互作用产生反射波, 形成图 17 中的第一个超压峰值 (peak 1)。 $t = 3.5 \text{ ms}$ 时, 顶板与底板的反射波在中截面处相交形成二次反射波如图 18(b) 所示, 该二次反射波与主爆室的侧墙相互作用, 形成图 17 中的第二个超压峰值 (peak 2)。相邻侧墙上的爆轰反射波传播到外侧墙中心点处形成第三个超压峰值 (peak 3); 顶板与底板的二次反射波在相邻侧墙上反射后传播到外侧墙中心点处形成第四个超压峰值 (peak 4); 正对侧墙上的爆轰反射波传播到外侧墙中心点处形成第五个超压峰值 (peak 5)。

从图 18 各时刻的压强云图和压强标尺中可以

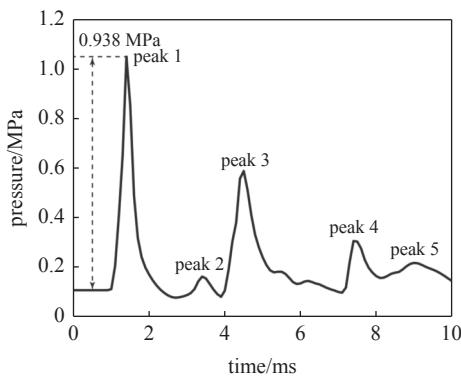


图 17 主爆室侧墙中心点处的压强曲线

Fig. 17 Pressure curve at the center of sidewall in explosion room

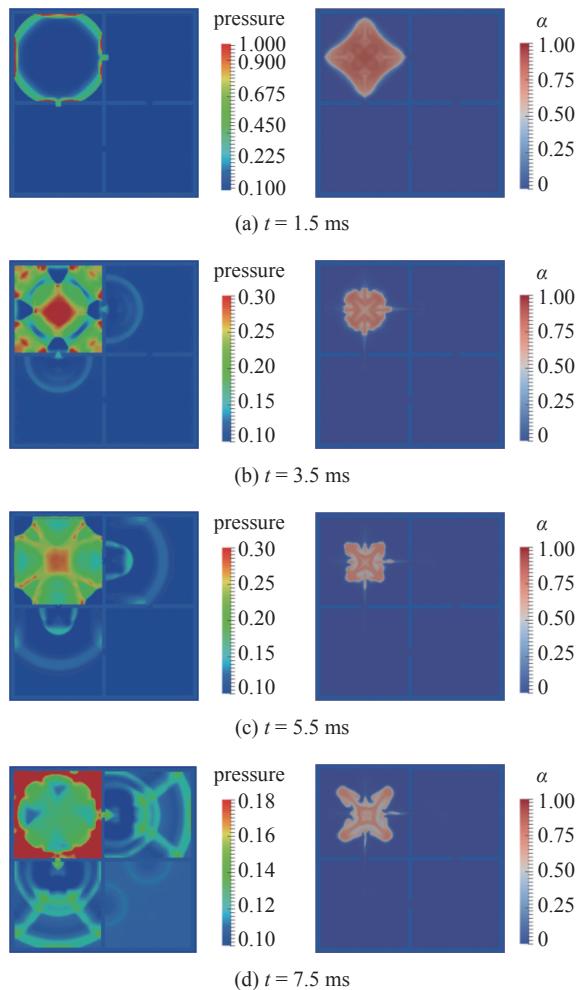


图 18 各时刻中截面上的流场压强云图和体积分数云图

Fig. 18 Pressure contour and volume of fraction contour of middle plane at different instants

发现,主爆室的超压峰值在1 MPa左右,而侧爆室的超压峰值骤降为0.05 MPa~0.1 MPa,对角爆室的超压峰值则为0.02 MPa左右,这与实验观测到的各爆室的超压峰值比例一致。从各时刻的体积分数云图中可以发现,爆炸产物基本都残留在主爆室内,主/

侧爆室之间的内墙开窗方向上形成对外的高压射流,而在四个角区方向上形成“蘑菇伞”状的物质界面结构。

最终时刻顶板和主爆室侧墙的破坏情况如图19所示。从图19(b)中可以看出,由于非爆室的超压峰值骤降为主爆室的1/10甚至更低,破坏都集中在主爆室,而非爆室墙体仍处于弹性工作状态,与实验观测结果一致。主爆室的顶板中心区域发生剧烈的贯穿破坏,其位置和大小与实验照片基本一致;并且大量的非贯穿裂纹从中心贯穿区域边缘向四周延伸。从图19(b)最右侧的侧墙破坏情况中可以发现,结构内转角处是薄弱部位,出现了明显的通长裂纹,这与实验观测结果一致。

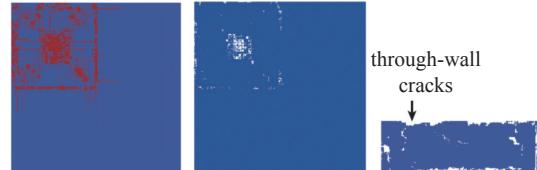
(a) 主爆室顶板与侧墙的破坏情况(实验)
(a) Roof and sidewall fragmentation of explosion room
(experiment data)(b) 顶板与主爆室侧墙的破坏情况(模拟)
(b) Roof and sidewall fragmentation of explosion room
(simulation)

图 19 顶板和侧墙的破坏情况

Fig. 19 Roof and sidewall fragmentation

5 结论

本文针对建筑物爆炸毁伤的流固耦合问题,通过基于拉格朗日乘子的连续力浸没边界法(lg-CFIBM)将多介质有限体积法(MMFVFM)和物质点法(MPM)相结合,建立了浸没多介质有限体积物质点耦合算法(iMMFV-MPM)。首先通过二维氦气泡与激波相互作用的典型算例验证了上述算法具备求解多介质流动及激波捕捉的能力。在此基础上,对近场爆炸下方形钢筋混凝土靶板的失效模式、外爆载荷下建筑物的毁伤现象以及多腔室内爆炸试验进行了模拟,得到以下结论。

(1) 相比于传统的采用纯MPM模拟流固耦合问题,本文建立的iMMFV-MPM方法在模拟炸药爆炸

产生爆轰波的过程中可以得到更锐利的波阵面, 从而在后续爆轰波与固体结构相互作用以及固体结构毁伤现象的模拟中得到高精度的结果。

(2) 本文将基于单介质流体的 Ig-CFIBM 流固耦合算法扩展到多介质流体中, 能够较好地模拟近场爆炸下爆炸产物与固体结构间的相互作用, 例如大楼外爆炸算例中, 中心立柱附近爆炸产物的绕流和回卷现象。

(3) 本文采用 iMMFV-MPM 方法首先对建筑物中最常见的钢筋混凝土结构进行了近场爆炸下失效模式的模拟, 能够很好地捕捉到层裂现象; 此外, 根据爆炸载荷常见的两种形式分别模拟了“外爆炸载荷下建筑物的毁伤现象”和“多腔室内爆炸试验”, 给出了爆炸产物和空气的流场演化以及结构的变形和毁伤特性分析, 均与相应的实验结果吻合良好。

参 考 文 献

- 1 Richard Saurel, Fabien Petipas, Ray A. Berry Simple and efficient relaxation methods for interfaces separating compressible fluids, cavitating flows and shocks in multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics*, 2009, 228: 1678-1712
- 2 C. W. Hirt, B. D. Nichols, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39 (1981) 201–255.
- 3 D. Gueyffier, L. Li, A. Nadim, R. Scardovelli, S. Zaleski, Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three dimensional flows. *Journal of Computational Physics*, 152 (1999) 423–456.
- 4 张健, 方杰, 范波芹. VOF 方法理论与应用综述. *水利水电科技进步*, 2005(2): 67-70 (Zhang Jian, Fang Jie, Fan Boqin. Advances in research of VOF method. *Advances in Science and Technology of Water Resources*, 2005(2): 67-70 (in Chinese))
- 5 王宇航, Wilko Rohlf, 明平剑. 液滴聚并自弹跳的数值模拟研究: 基于改进的 VOF 方法. *工程热物理学报*, 2022, 43(6): 1541-1546 (WANG Yuhang, ROHLFS Wilko, MING Pingjian. Numerical Simulation of Coalescence Induced Self-Propelled Droplet Jumping: Based on an Improved VOF Method. *JOURNAL OF ENGINEERING THERMOPHYSICS*, 2022, 43(6): 1541-1546 (in Chinese))
- 6 Ronald P. Fedkiw, Tariq Aslam, Barry Merriman, Stanley Osher. A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method). *Journal of Computational Physics*, 1999, 152: 457-492
- 7 L Wang, G.M.D. Currao, F. Han, A. J. Neely, J. Young, and F. -B. Tian An immersed boundary method for fluid-structure interaction with compressible multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 2017, 346: 131-151
- 8 黄俊凯. 燃油喷射雾化及蒸发过程的数值模拟 [硕士论文]. 北京理工大学, 2018 (Huang Junkai. Numerical simulation of atomization and evaporation in fuel spray. [MEng Thesis]. Beijing Institute of Technology, 2018.)
- 9 Richard Saurel, Pierre Boivin, Olivier Le Métayer. A general formulation for cavitating, boiling and evaporating flows. *Computers and Fluids*, 2016, 128: 53-64
- 10 R.Saurel, E. Franquet, E. Daniel, O. Le Metayer A relaxation-projection method for compressible flows. Part I. The numerical equation of state for the Euler equations. *Journal of Computational Physics*, 2007, 223(2): 822-845
- 11 M.R Baer, J. W. Nunziato A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 1986, 12(6): 861
- 12 A.K. Kapila, R. Menikoff, J. B. Bdzil, S. F. Son, D. S. Stewart Two-phase modeling of deflagration-to-detonation transition in granular materials:reduced equations. *Physics of Fluids*, 2001, 13(10): 3002-3024
- 13 F. H. Harlow and M. W. Evans. A machine calculation method for hydrodynamic problems. *LAMS-1956*, 1955.
- 14 F.H Harlow The particle-in-cell computing method for fluid dynamics. *Methods in Computational Physics*, 1964, 3: 319-343
- 15 J.U Brackbill and H. M Ruppel. FLIP:A method for adaptively zoned, particle-in-cell calculations of fluid flows in two dimensions. *Journal of Computational Physics*, 1986, 65(2): 314-343
- 16 J.U Brackbill, D. B. Kothe, and H. M Ruppel. FLIP:A low-dissipation, particle-in-cell method for fluid flow. *Computer Physics Communications*, 1988, 48(1): 25-38
- 17 D.Sulsky, Z. Chen, and H. L. Schreyer A particle method for history-dependent materials. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1994, 118: 179-186
- 18 X. Zhang, Z. Chen, and Y. Liu. The material point method: a continuum-based particle method for extreme loading cases. *Academic Press*, 2016.
- 19 W.Gong, Y. Liu, X. Zhang, and H. Ma. Numerical investigation on dynamical response of aluminum foam subject to hypervelocity impact with material point method. *Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 2012, 83(5): 527-545
- 20 Y.Liu, H. K. Wang, and X. Zhang A multiscale framework for high-velocity impact process with combined material point method and molecular dynamics. *International Journal of Mechanics and Materials in Design*, 2013, 9(2): 127-139
- 21 P.Huang, X. Zhang, S. Ma, and H. Wang Shared memory openmp parallelization of explicit mpm and its application to hypervelocity impact. *Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 2008, 38(2): 119-148
- 22 S.Ma, X. Zhang, and X. Qiu Comparison study of MPM and SPH in modeling hypervelocity impact problems. *International Journal of Impact Engineering*, 2009, 36(2): 272-282
- 23 P.Huang, X. Zhang, S. Ma, and X. Huang Contact algorithms for the material point method in impact and penetration simulation. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2011, 85(4): 498-517
- 24 阚镭, 孙梓贤, 张雄等. 钢筋混凝土的杂交交错网格物质点有限元法研究. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2022 (Kan Lei, Sun Zixian, Zhang Xiong, et al. The Hybrid Staggered Grid Finite Element Material Point Method (HSGFEMP) for Reinforced Concrete. *SCI-ENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica*, 2022. (in Chinese))
- 25 Y.Liang, T. Benedek, X. Zhang, and Y. Liu Material point method with enriched shape function for crack problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2017, 322: 541-562
- 26 P.Yang, Y. Liu, X. Zhang, X. Zhou, and Y. Zhao Simulation of fragmentation with material point method based on gurson model and random failure. *CMES:Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 2012, 85: 207-236
- 27 F.Zhang, X. Zhang, K. Y. Sze, Y. Lian, and Y. Liu Incompressible

- material point method for free surface flow. *Journal of Computational Physics*, 2017, 330: 92-110
- 28 Y.Song, Y. Liu, and X. Zhang A transport point method for complex flow problems with free surface. *Computational Particle Mechanics*, 2020, 7: 377-391
- 29 X.Zhao, D. Liang, and M. Martinelli Numerical simulations of dam-break floods with mpm. *Procedia Engineering*, 2017, 175: 133-140
- 30 J.G. Li, Y. Hamamoto, Y. Liu, and X. Zhang Sloshing impact simulation with material point method and its experimental validations. *Computers and Fluids*, 2014, 103: 86-99
- 31 M.Martinelli, A. Rohe, and K. Soga Modeling dike failure using the material point method. *Procedia Engineering*, 2017, 175: 341-348
- 32 E. Fern, A. Rohe, K. Soga, and E. Alonso. The Material Point Method for Geotechnical Engineering: A Practical Guide. CRC Press, 2019.
- 33 C.S Peskin Numerical analysis of blood flow in the heart. *Journal of Computational Physics*, 1977, 25: 220-252
- 34 R.Mittal and G.Iaccarino Immersed boundary methods. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2005, 37(1): 239-261
- 35 S.E,Hieber and P. Koumoutsakos An immersed boundary method for smoothed particle hydrodynamics of self propelled swimmers. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(19): 8636-8654
- 36 W-X. Huang, C. B. Chang, and H. J. Sung An improved penalty immersed boundary method for fluid flexible body interaction. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230(12): 5061-5079
- 37 A. M. A. Nasar, B. D. Rogers, A. Revell, P. K. Stansby, and S. J. Lind. Eulerian weakly compressible smoothed particle hydrodynamics (SPH) with the immersed boundary method for thin slender bodies. *Journal of Fluids and Structures*, 2019, 84: 263-282.
- 38 S.Wang, G. Zhang, Y. Cai, B. Yan, and Q. Tang Comparisons of two representative methods classified as immersed boundary and domain methods. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2021, 132: 383-398
- 39 T.Ye, N. Phan-Thien, C. T. Lim, L. Peng, and H. Shi Hybrid smoothed dissipative particle dynamics and immersed boundary method for simulation of red blood cells in flows. *Physical Review E*, 2017, 95: 063314
- 40 S. E. Vasilakis, C. Rodriguez, N. Kyriazis, I. Malgarinos, P. Koukouvinis, and M. Gavaises. A direct forcing immersed boundary method for cavitating flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2021, 93: 3092-3130.
- 41 I.Lee and H.Chi A discrete-forcing immersed boundary method for the fluid-structure interaction of an elastic slender body. *Journal of Computational Physics*, 2015, 280: 529-546
- 42 J.Wang and C Zhou A novel immersed boundary method implemented by imposing reconstructed velocity on virtual boundary. *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*, 2020, 13(1): 83-100
- 43 I.Borazjani, L.Ge, and F. Sotiropoulos Curvilinear immersed boundary method for simulating fluid structure interaction with complex 3 d rigid bodies. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(16): 7587-7620
- 44 A.Gilmanov and F.Sotiropoulos A hybrid cartesian/immersed boundary method for simulating flows with 3 d, geometrically complex, moving bodies. *Journal of Computational Physics*, 2005, 207(2): 457-492
- 45 A.Gilmanov and S.Acharya A hybrid immersed boundary and material point method for simulating 3 d fluid structure interaction problems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2008, 56: 2151-2177,0
- 46 D.Clarke, M.Salas, and H. Hassan Euler calculations for multi-element airfoils using cartesian grids. *AIAA Journal*, 1986, 24: 1128-35
- 47 C.Brehm and H.F. Fasel. A novel concept for the design of immersed interface methods. *Journal of Computational Physics*, 2013, 242: 234-267
- 48 J. Boustani, M. F. Barad, C. C. Kiris, and C. Brehm. Fully-coupled fluid-structure interaction simulations of a supersonic parachute. *AIAA Aviation 2019 Forum*, 2019.
- 49 Ruichen Ni, Jiasheng Li, Xiong Zhang, Xu Zhou, Xiaoxiao Cui. An immersed boundary-material point method for shock-structure interaction and dynamic fracture. *Journal of Computational Physics*, 2022: 111558
- 50 V.Venkatakrishnan On the accuracy of limiters and convergence to steady-state solutions. *AIAA paper*, 1993: 93-0880
- 51 E. F. Toro. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluids Dynamics. Springer-Verlag, Berlin, 1997.
- 52 R.Ni and X.Zhang A precise critical time step formula for the explicit material point method. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2020, 121: 4989-5016
- 53 S.G.Bardenhagen Energy conservation error in the material point method. *Journal of Computational Physics*, 2002, 180: 383-403
- 54 James J.Quirk, S.Karni On the dynamics of a shock-bubble interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 318: 129-163
- 55 J.Giordano, G.Jourdan, Y. Burtschell, M. Medale, D. Zeitoun, and L. Houas Shock wave impacts on deforming panel, an application of fluid-structure interaction. *Shock Waves*, 2005, 14: 103-110
- 56 R.Deiterding, F.Cirak, and S. P. Mauch Efficient fluid-structure interaction simulation of viscoplastic and fracturing thin-shells subjected to underwater shock loading. *Theory, Numerics and Applications*, 2008: 283-294
- 57 L.Wang, G.M. D. Currao, F. Han, A. J. Neely, J. Young, and F. -B. Tian An immersed boundary method for fluid-structure interaction with compressible multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 2017, 346: 131-151
- 58 Wei Wang, Duo Zhang, Fangyun Lu, Song chuan Wang, and Fujing Tang. Experimental study and numerical simulation of the damage mode of a square reinforced concrete slab under close-in explosion. *Engineering Failure Analysis*, 2013, 27: 41-51
- 59 T.J.Holmquist, G. R. Johnson, and W. H. Cook A computational constitutive model for concrete subjected to large strains, high strain rates, and high pressures. *14 th International symposium*, 1993: 591-600
- 60 S. C. Woodson, J. T. Baylot. Structural Collapse: Quarter-Scale Model Experiments. US Army Technical Report, 1999.
- 61 J.T.Baylot, T. L. Bevins Effect of responding and failing structural components on the airblast pressures and loads on and inside of the structure. *Computers and Structures*, 2007, 85: 891-910
- 62 郭志昆, 宋锋良, 刘峰等. 扁平箱形密闭结构内爆炸的模型试验. *解放军理工大学学报*, 2008, 9(4): 345-350 (Gou Zhi-kun, Song Feng-liang, Liu Feng, et al. Experiment of closed flat box structure subjected to internal detonation. *Journal of PLA University of Science and Technology*, 2008, 9(4): 345-350 (in Chinese))
- 63 施绍裘, 王永忠, 王礼立. 国产 C30 混凝土考虑率型微损伤演化的改进 Johnson-Cook 强度模型. *岩石力学与工程学报*, 2006, 25: 3250-3257 (Shi Shaoqiu, Wang Yongzhong, Wang Lili. Improved Johnson-Cook 's strength model taking account of rate-dependent micro-damage evolution for domestic C30 concrete. *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, 2006, 25: 3250-3257 (in Chinese))