爆 炸 与 冲 击
Explosion and Shock Waves
DOI：10.11883/bzycj-2024-0440

超高速撞击玄武岩材料的 Riemann-SPH 仿真参数分析与验证*

刘晏东[1,2]，周琪[1,2]，李明涛[1,2]

（1. 中国科学院国家空间科学中心，北京 100190；
2. 中国科学院大学，北京 100190）

摘 要：为研究超高速撞击玄武岩材料光滑粒子流体动力学（Smoothed Particle Hydrodynamics，SPH）仿真中的参数影响，基于现有 Riemann-SPH 方法对地面超高速撞击玄武岩实验进行了数值仿真分析与验证，发现 SPH 仿真结果受算法参数与材料模型参数影响较大，同时材料强度模型与损伤模型的影响存在耦合性。具体研究结果表明：超高速撞击 SPH 仿真中考虑人工应力法可以避免固体冲击数值仿真中出现的拉伸不稳定性；对于超高速撞击场景，使用 Wendland C^2核函数并设置光滑长度半径内期望粒子数为 2.5，将可以实现计算精度和效率的兼顾。其计算速度可由变分辨率粒子分布方法进一步提升 20 倍以上；在地面实验的数值仿真中，弹丸材料可能发生相变，而玄武岩靶体在不同模型与参数组合下可能产生相似仿真响应结果。建议使用更符合岩石材料力学特性的 Lundborg 强度模型和 Benz-Asphaug 概率损伤模型，并考虑相变计算；最终得到参数搜索取值规律，即在反向搜索未知参数时，应以其他参数的合理取值为约束，以避免参数误差较大。在保证模型参数合理的情况下，本文数值仿真得到的撞击坑尺寸与动量传递因子与实验误差在 10%~20%范围内。相关参数取值方法为开展超高速撞击防御小行星 SPH 仿真及合理选择参数提供了依据。

关键词：超高速撞击；SPH 方法；行星防御；参数分析

中图分类号：O347.3；P185.7　　**国标学科代码：**1303530　　**文献标识码：**A

Riemann-SPH simulation of hypervelocity impact on basalt material: parameter analysis and validation

LIU Yandong[1,2]，ZHOU Qi[1,2]，LI Mingtao[1,2]

(*1. National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: To study parameter effects in smoothed particle hydrodynamics (SPH) simulations of hypervelocity impacts on basalt, numerical analysis and validation were performed using the Riemann-SPH method based on ground-based impact tests. By setting different simulation parameters, the influence of parameters on simulation can be obtained. Results show that both algorithmic and material parameters significantly influence the simulation, with coupling between strength and damage models. Applying the artificial stress method helps suppress tensile instability in solid impacts. Using the Wendland C^2 kernel with a target of 2.5 particles within the smoothing length balances accuracy and efficiency, and variable-resolution particle distribution improves performance by over 20 times. In simulations, the impactor may undergo phase transition, and different model and parameter

*收稿日期：2024-11-11；　修回日期：2025-11-20；
基金项目：空间碎片与近地小行星防御科研专项（KJSP2023020303）；
第一作者：刘晏东（2000－ ），男，博士研究生. E-mail: 2205881310@qq.com；
通信作者：李明涛（1982－ ），男，博士，研究员. E-mail: limingtao@nssc.ac.cn。

combinations can yield similar responses. It is recommended to employ the Lundborg strength model and the Benz-Asphaug stochastic damage model, which better represent the mechanical behavior of rocky materials, and to account for phase transitions. Parameter search should be constrained by reasonable known values to avoid large errors or non-uniqueness. With reasonable parameters, simulated crater size and momentum transfer factor match experiments within 10–20% error. These strategies support SPH applications in asteroid defense and parameter selection.

Keywords: hypervelocity impact; the SPH method; planetary defense; parameter analysis

当前技术条件下，动能撞击被认为是偏转对地球存在潜在威胁的小行星的最有效、可行的方式[1,2]。而作为固体动态响应问题之一，动能撞击防御小行星涉及超高速撞击条件下材料的塑性变形与断裂损伤、撞击成坑、溅射及其产生的动量传递效应，目前常用欧拉网格法、任意拉格朗日-欧拉网格法、离散元法和光滑粒子流体动力学法进行数值仿真研究[3-5]。光滑粒子流体动力学（Smoothed Particle Hydrodynamics，SPH）方法作为一种无网格粒子法，其具有对大变形、冲击载荷问题的良好适用性，也是超高速撞击仿真中最广泛应用的方法。而 Riemann-SPH 通过使用黎曼求解器引入粒子间接触界面的速度来更好的捕获冲击波面和不同粒子间的相互作用，被发现在处理广义流体问题、固体冲击问题、流固耦合问题上均具有较好的表现[6]。

目前，国内外学者已使用 SPH 方法进行了诸多超高速撞击数值仿真并得到部分撞击响应的规律。Luther 等[7]使用 SPH 方法和任意拉格朗日-欧拉网格法验证了实验室超高速撞击月壤模拟物的实验，发现不同仿真方法得出的撞击坑尺寸误差达 20%，但动量传递因子误差在 3%之内，认为不同方法验证结果差距不大。Stickle 等[8]以 DART 任务为背景总结了动能撞击防御小行星的诸多仿真数据结果，主要分析了撞击速度、撞击角度、撞击器形状和靶体材料强度对撞击响应结果的影响，发现材料强度、孔隙率和小行星结构的多种组合可能产生相似的动量传递因子，但未分析损伤模型的抗拉强度对撞击响应结果的影响。Remington 等[9]使用 SPH 方法复现了 Nakamura 等[10]对直径 6 厘米玄武岩球撞击形成的碎片分布，得到了符合实验现象的玄武岩内聚力和损伤模型参数值，但其给出的玄武岩内聚力过大，为 1 GPa 以上。Raducan 等[11,12]基于 DART 任务尺度设计 SPH 仿真，分析了内聚力、碎石数量分布与质量分布对撞击成坑或地形重塑的影响，后续 Raducan 等[13]计算了“双小行星重定向测试”（DART）任务动能撞击“迪莫弗斯”小行星后的动量传递效应，但由于缺乏小行星质量、材料强度等小行星特性数据与撞击坑形态、尺寸数据，仅给出几组满足观测约束的仿真参数，需进一步验证。焦艺菲等[14]使用 SPH 方法进行了超高速撞击 30 米级岩石小行星的仿真，发现无孔隙均质材料比具有孔隙率的材料更容易损伤，均质材料抗拉强度越小损伤越严重，而碎石堆小行星由于石块间连接弱可能导致解体。刘文近等[15]通过 SPH 仿真与所进行的实验室超高速撞击玄武岩实验进行对比，撞击坑尺寸与动量传递因子误差最高为 15%，但其仿真使用的玄武岩内聚力为无侧限单轴抗压强度且抗拉强度与实验测量值有较大差异。张鸿宇[16]等人使用 SPH 方法模拟了超高速撞击碎石堆结构的过程，发现由于碎石对冲击波的影响，溅射物形态与均质材料不同，会呈现出射线形。此外，还有其他数值方法的超高速撞击研究。闫翛然等[17]使用物质点法复现了 Nakamura 等[10]撞击直径 6 厘米玄武岩球仿真得到的碎片质量分布，而最大碎片速度偏高，后续结合软球离散元法计算了隼鸟 2 号人工撞击龙宫小行星的溅射物角度和撞击坑尺寸，但可能由于计算域边界的反射导致撞击坑直径比真实直径大 70%。陈鸿等[18]使用欧拉网格法对花岗岩弹道摆实验进行了数值仿真验证，根据不同弹道摆测量方法，仿真给出的动量传递因子误差约为 11%~32%，但其仿真中花岗岩的剪切强度不随压力变化且抗拉强度取值偏低。

综上所述，SPH 方法已经被广泛应用于超高速撞击问题的数值仿真研究中，但目前研究多为对小行星强度模型内聚力与内摩擦系数的影响分析，对损伤模型种类和其强度模型参数相互影响的研究较少，而强度模型、损伤模型的选用及其参数的取值直接影响数值仿真的结果及其参数的推广性。为此，本文在已有超高速撞击理论研究、实验及数值仿真基础上，利用已有 Riemann-SPH 方法结合

改进的变分辨率粒子分布法和相变温度修正对超高速撞击实验进行了数值仿真验证，研究了仿真参数对超高速撞击岩石材料动态响应的影响，给出参数取值规律，使用合理的仿真参数复现了实验的撞击坑尺寸、动量传递效应和损伤情况，为超高速撞击小行星数值仿真提供参考。

1 数值仿真模型

1.1 SPH 数值模型

1.1.1 Riemann-SPH 求解算法

对于具有材料强度的高速冲击问题，材料行为特性类似于流体，此时流体动力学的控制方程（governing equations）可以使用拉格朗日描述下的 Navier-Stokes（NS）方程，包含连续性方程（质量守恒方程）、动量守恒方程、能量守恒方程和运动方程。与一般 SPH 方法类似，Riemann-SPH 使用具体的物理状态处理公式对 NS 方程进行近似求解，并使用黎曼求解器引入粒子间接触界面的速度 $\boldsymbol{v}_*$ 来更准确地描述冲击波面和不同粒子间的相互作用，在保证能量守恒、动量守恒的前提下更准确的处理接触界面并有利于解决在密度不连续处产生的人工表面张力问题[6]：

$$\boldsymbol{v}_* = b_{ij}\frac{\boldsymbol{v}_i+\boldsymbol{v}_j}{2} + (1-b_{ij})\tilde{\boldsymbol{v}}_* + \boldsymbol{v}_{ij}^p \#(1)$$

$$b_{ij} = \begin{cases} 1-|D_i-D_j|, & \text{if same material} \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \#(2)$$

式中，b_{ij}为界面耦合系数；D_i为损伤程度；$\tilde{\boldsymbol{v}}_*$是各自波速加权的平均速度；$\boldsymbol{v}_{ij}^p$是使用 HLLC 黎曼求解器求解局部接触面黎曼问题得到的压力解附加项[6]。

将一般 SPH 求解公式中的粒子间相对速度替换为粒子间接触界面的速度$\boldsymbol{v}_*$则可以得到具体求解公式：

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = 2\rho_{\mathrm{i}}\sum_j \dfrac{m_j}{\rho_j}\left(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{i}}^{\beta}-\boldsymbol{v}_*^{\beta}\right)\dfrac{\partial W_{ij}}{\partial \boldsymbol{x}_{\mathrm{i}}^{\beta}} \\ \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}^{\alpha}}{\mathrm{d}t} = \sum_j m_j \dfrac{\sigma_{\mathrm{i}}^{\alpha\beta}+\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_{\mathrm{i}}\rho_j}\dfrac{\partial W_{ij}}{\partial \boldsymbol{x}_{\mathrm{i}}^{\beta}} \\ \dfrac{de}{dt} = -2\sum_j m_j \dfrac{\sigma_{\mathrm{i}}^{\alpha\beta}}{\rho_{\mathrm{i}}\rho_j}\left(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{i}}^{\beta}-\boldsymbol{v}_*^{\beta}\right)\dfrac{\partial W_{ij}}{\partial \boldsymbol{x}_{\mathrm{i}}^{\beta}} \\ \dfrac{d\boldsymbol{x}^{\alpha}}{dt} = \boldsymbol{v}^{\alpha} \end{cases} \#(3)$$

上述求解方程中，连续性方程即为基于黎曼求解器的连续性密度法，其余求解方程则考虑粒子材料的总应力张量为：

$$\sigma^{\alpha\beta} = (1-D)\tau^{\alpha\beta} - (P+\Pi_{ij}+F_{ij})\delta^{\alpha\beta} \#(4)$$

$$P = f(x) = \begin{cases} (1-D)P, & P<0 \\ P, & P\geq 0 \end{cases} \#(5)$$

式中，D为损伤程度；$\tau^{\alpha\beta}$为剪切应力；$\delta^{\alpha\beta}$为恒等张量；P为压力，受压为正。

Monaghan 型人工黏度项Π_{ij}作为最基础的接触界面处理方法，表示为[19]：

$$\Pi_{ij}=\begin{cases}\dfrac{\rho_i\rho_j}{2\overline{\rho}_{ij}}\left(-\alpha_\Pi\overline{c}_{ij}\nu_{ij}+\beta_\Pi\nu_{ij}^2\right), & \boldsymbol{\nu}_{ij}\cdot\boldsymbol{x}_{ij}<0\\ 0, & \boldsymbol{\nu}_{ij}\cdot\boldsymbol{x}_{ij}\geq 0\end{cases}\#(6)$$

式中，$\overline{\rho}_{ij}$是平均密度；$\overline{c}_{ij}$是平均声速；ν_{ij}是相对速度$\boldsymbol{\nu}_{ij}$的函数；α_Π是线性系数，β_Π是二次系数，对固体撞击常取$\alpha_\Pi\approx 1$，$\beta_\Pi=1\sim2$，在该合理取值下影响不大。

1.1.2 人工应力法

拉伸不稳定性是 SPH 方法中存在的数值相关问题，是指与应力状态相关的不稳定性，也包括压缩应力下的不稳定性。拉伸不稳定性问题多在固体大变形仿真中出现，可能导致结果错误与计算失败。人工应力法是最为简单、有效的拉伸不稳定性处理方法，其所用的人工应力项F_{ij}为[20]：

$$\begin{cases}F_{ij}=f_{ij}{}^nR_{ij}\\ R_{ij}=R_i+R_j\end{cases}\#(7)$$

$$R_i=\begin{cases}-\varepsilon\dfrac{P_i}{\rho_i^2}, & P_i<0\\ 0, & P_i\geq 0\end{cases}\#(8)$$

式中，f_{ij}是与粒子间距相关量；ε和n是人工应力项参数，通常取$\varepsilon=0.2$，$n=4$。

1.1.3 光滑核函数

由于 SPH 中目标粒子的物理状态需通过其光滑核函数支持域内邻居粒子的加权求和进行近似计算，故光滑核函数对于 SPH 计算极为重要。目前，常用的光滑核函数有三次样条核函数和Wendland C^2核函数，而Wendland C^2核函数较三次样条核函数具有更好的稳定性和计算效率[21]，对某一目标粒子有：

$$W_{C^2}(R,h)=\alpha\times\begin{cases}(4R+1)\times(1-R)^4, & R<1\\ 0, & R\geq 1\end{cases}\#(4)$$

式中，$R=|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|/h$，为邻居粒子到当前目标粒子距离与光滑长度之比；$\alpha$为各光滑函数的归一化系数。

根据式（4）当粒子间距离大于一倍光滑长度h时，Wendland C^2核函数的函数值为 0，表示对当前目标粒子的球形支持域半径为h。该目标粒子球形支持域内的邻居粒子通常树形搜索法确定[14]，且随着邻居粒子数增加，目标粒子物理状态的近似计算精度越高但计算效率降低。为保证各粒子物理状态计算的近似精度一致，在常用的可变光滑长度 SPH 中，通常通过调整光滑长度半径内期望粒子数n_{target}来调节光滑长度，使每个粒子的邻居粒子数保持基本不变[22]。

此时，使用恒等张量$\delta^{\alpha\beta}$将光滑长度转化为张量形式$\delta^{\alpha\beta}h^{-1}$，即可得到椭球形支持域的各向异性核函数形式[23]。其与球形支持域的光滑函数形式相比，仍使用n_{target}作为参数，但可以使每个粒子的邻居粒子数始终不变，提高大变形时核函数近似精度。

1.1.4 粒子分布方法

传统的坐标轴粒子分布法按坐标轴方向均匀分布粒子。而在大部分情况下，我们只对主要撞击区域的形变、损伤等状态感兴趣。为此，我们对传统的粒子分布法进行了改进，实现了可以对局部区域进行精细化建模的变分辨率粒子分布法。

变分辨率粒子分布法需指定最高分辨率A_{res}和分辨率的扩散比例q，粒子将从最高分辨率所在位置以球面分布方式逐层向外扩散，每层的间距按扩散比例逐渐扩大，同时每层球面上粒子数量也会减少。对于变分辨率分布时单层球面上的粒子，其空间位置由菲波那契网格分布给出：

$$\begin{cases} x_n = \sqrt{1-z_n^2}\cdot\cos(2\pi n\phi)+x_0 \\ y_n = \sqrt{1-z_n^2}\cdot\sin(2\pi n\phi)+y_0 \\ z_n = 2n-1/N-1+z_0 \\ N = floor\left(4\pi R^2/r^3\right) \end{cases} \#(5)$$

式中，n为当前粒子的序号；N为该球面上总粒子数，并向下取整；R为当前球面半径；r为当前层间距；ϕ为分布均匀性系数，通常取$\phi=(\sqrt{5}-1)/2$；x_0、y_0、z_0为最高分辨位置。

1.1.5 时间积分步长

方程的积分计算使用标准二阶龙格-库塔法，使用自适应时间步长。为了保证显式积分的稳定，自适应时间步长$\mathrm{dt}_{\mathrm{CFL}}$需满足 CFL（Courant-Friedrichs-Lewy）限制：

$$\mathrm{dt}_{\mathrm{CFL}} = \lambda_{\mathrm{CFL}}\min\left(\frac{h_i}{c\mathrm{s}_i}\right) \#(6)$$

式中，h_i为各粒子分辨率；$c\mathrm{s}_i$为各粒子声速；λ_{CFL}为比例系数，默认为 0.25。

1.2 材料模型

1.2.1 状态方程

状态方程（EOS）主要用于将材料压力、密度和比能量相关联。在本文研究的超高速撞击场景中，材料受到冲击产生的高温高压，故使用 Tillotson 状态方程对材料进行描述[24]。此外，我们还改进了原本的线性温度-比能量计算，使用了考虑熔化热和汽化热的温度-比能量转换，保证温度计算准确。

1.2.2 强度模型

强度模型表示为材料屈服强度（金属）或剪切强度（岩石）随压力的变化关系。如果应力状态量小于该强度，则材料为弹性阶段；如果应力状态量大于该强度，则材料为塑性阶段。

定义岩石材料剪切强度Y_{i}的模型中，恒定强度模型为：

$$Y_{\mathrm{i}} = Y_0 \#(7)$$

Drucker-Prager 强度模型[25]为：

$$Y_{\mathrm{i}} = Y_0 + \mu P \#(8)$$

Lundborg 强度模型[26]为：

$$Y_{\mathrm{i}} = Y_0 + \frac{\mu P}{1+\frac{\mu P}{Y_{\mathrm{M}}-Y_0}} \#(9)$$

式中，P为压力；Y_0为内聚力，为零压力下的剪切强度；μ为内摩擦系数；Y_{M}为压力无穷大时的极限强度，也可以称为 von Mises 强度。

值得注意的是内聚力无法通过单一试验直接测量得到，通常需根据莫尔理论进行三轴试验或者进行变角剪切试验得到完整的剪切强度随压力变化曲线，曲线与 Y 轴的交点值即为内聚力Y_0，如图 1 所示。岩石材料的无侧限单轴抗压强度不为内聚力。根据莫尔理论，无侧限抗压强度实际上为构成剪切强度曲线的莫尔圆之一。

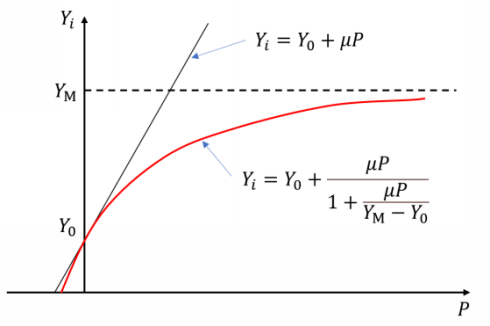


图 1 Lundborg 强度模型图

Fig.1 Lundborg strength model

以玄武岩为例，现有力学试验给出玄武岩及其模拟物的内聚力和内摩擦系数存在较大的变化范围[27]。目前研究认为，内聚力的增加会降低撞击坑的尺寸、减少溅射物总质量、导致动量传递因子的降低[28-30]。内摩擦系数的影响与内聚力相似，但内摩擦系数的增大会减小溅射物速度与撞击面法线的夹角[31]。而极限强度相关的研究较少，大多数仿真将玄武岩的极限强度定为 3.5 GPa，只有少数仿真对极限强度的影响进行单独研究[32,33]，其大尺度仿真所得到的极限强度影响也有所不同，存在一定争议性。

同时，已有岩石力学研究表明岩石剪切强度的大小随应变速率而增大[34,35]，但超高速撞击小行星相关数值仿真中使用的强度模型及相关研究尚未考虑应变速率的影响。

对金属材料，则通常使用 Johnson-Cook 强度模型[36]、Steinberg-Guinan 强度模型[37]或其改进。而主要区别则是 Steinberg-Guinan 强度模型同时考虑了剪切模量和屈服强度的耦合。这里也将对其进行分析对比。

1.2.3 损伤模型

由于岩石材料受拉损伤时的等效远应变小于受压时的等效应变，通常认为拉伸损伤为主要损伤因素[38]。通常考虑使用的拉伸损伤模型为最大拉应力损伤模型和 Benz-Asphaug 概率损伤模型。

最大拉应力损伤模型是对所有粒子均设置统一的损伤应力阈值σ_{b}。对于超高速撞击实验仿真，其应力阈值的设置往往大于材料的静态抗拉强度[39]，且随着撞击速度的增加而需设置的更大[40]。这可能是材料抗拉强度随应变速率增大而增大[41]，也可能是该模型无法描述材料的内部初始缺陷。

而 Benz-Asphaug 概率损伤模型会给材料随机分布若干应变阈值，触发的阈值数量决定了最终的损伤程度，使得宏观上的损伤强度阈值随应变率增加而有所增加，与其前身 Grady-Kipp 损伤模型一起被证明具有良好的应变速率相关性[42,43]。这些应变阈值符合双参数威布尔分布（Weibull 分布），定义了单位体积内损伤应变阈值小于ε的数量：

$$n(<\varepsilon) = k\varepsilon^{m} \#(10)$$

式中，m和k为威布尔分布的两个输入参数。

而在一个特定的体积V中，材料只存在 1 个最小损伤应变阈值，并可由胡克定律得到最小损伤应力阈值，该值即为该特定体积下的静态抗拉强度：

$$\sigma_{\mathrm{b}} = E \cdot (kV)^{-1/m} \#(11)$$

式中，E为杨氏模量；V为材料体积；m和k为威布尔分布的两个输入参数，可由力学实验测量得到，或在保证材料静态抗拉强度下由撞击实验和仿真搜索得到。

损伤模型引入的损伤程度D（$D \in [0,1]$）会对材料强度和剪切模量进行削弱，在宏观上体现为材料变为无强度的破碎状态。对恒定强度模型和 Johnson-Cook 强度模型，有：

$$Y = Y_i(1-D) \#(12)$$

而对 Drucker-Prager 强度模型和 Lundborg 强度模型则有：

$$\begin{cases} Y = Y_{\mathrm{d}}D + Y_i(1-D) \\ Y_{\mathrm{d}} = min(\mu_{\mathrm{d}}P, Y_i) \end{cases} \#(13)$$

式中，Y_{d}为完全损伤材料的强度；μ_{d}为完全损伤材料的内摩擦系数。

2 地面实验与数值仿真验证

2.1 地面实验

小行星的材质和结构是多样且通常未知的。为了便于分析，一般将岩石类小行星材质设置为玄武岩[4]。岩石类小行星的结构可能为单体岩石和碎石堆两种[44]，而地面实验中岩石靶体多为单体岩石。为此，选择国内已有的超高速撞击均质玄武岩靶体弹道摆实验[15]。同时，实验还测得 Ø50×50 mm 巴西圆盘实验的玄武岩样本准静态抗拉强度为 9.8 MPa，Ø50×50 mm 单轴压缩实验的玄武岩样本准静态无侧限抗压强度为 146 MPa。原实验并未给出详细的玄武岩强度随压力变化曲线，也未说明所用玄武岩有明显的各向异性[15]。地面实验坑尺寸和动量传递因子数据见表 2 中的实验部分。

2.2 仿真方法与参数

劳伦斯•利弗莫尔国家实验室（LLNL）开发的开源 SPH/Riemann-SPH 软件 Spheral[23]已经被用于 DART 任务的验证并与诸多流体动力学软件进行了基准测试[45,30]。本文在 Spheral 软件的基础上，新开发了变分辨率粒子分布几何建模模块、溅射物识别与动量传递因子计算模块，并修正了相变温度计算，根据地面实验设置数值仿真场景，计算溅射物分布、撞击坑尺寸与靶体的损伤分布。撞击产生的反向溅射物会导致靶体的动量改变量大于弹丸的初始动量，因此表征撞击效率的动量传递因子便被定义为靶体动量改变量与弹丸动量比值[46]。由于溅射物动量的统计较为方便，根据溅射物动量计算动量传递因子β：

$$\beta = \frac{P_{\mathrm{ej}}}{P_{\mathrm{imp}}} + 1 \#(14)$$

式中，P_{ej}为溅射物总动量，P_{imp}为弹丸动量。

根据实验尺度设计三维仿真场景，弹丸和靶体的材料、尺寸、速度均按照实验条件设置，详细参数见表 1。考虑到实验中靶体圆柱面所缠绕胶带可能导致的约束，对比了圆柱面设置径向速度约束与无约束的情况，发现圆柱面径向速度约束影响较小，因此不考虑该约束。

参考与地面实验玄武岩样本无侧限抗压强度相近的玄武岩三轴实验数据，将内聚力设置为 26.5 MPa[47]，损伤前后内摩擦系数设置为 0.6[48]，强度极限Y_{M}设置为 300 MPa[47]；损伤模型使用 Benz-Asphaug 概率损伤模型[38]，参数m和k分别取 10.0 和2.7×10^{41} m^{-3}时，得到巴西圆盘实验样本体积的玄武岩静态抗拉强度为 9.62 MPa，圆柱靶体的静态抗拉强度为 7.34 MPa。本文所用的 Tillotson 状态方程参数见附录表 A1，所用铝的 Johnson-Cook 强度模型参数见附录 A2 第一行。

表 1 数值仿真参数

Table 1 Numerical simulation parameters

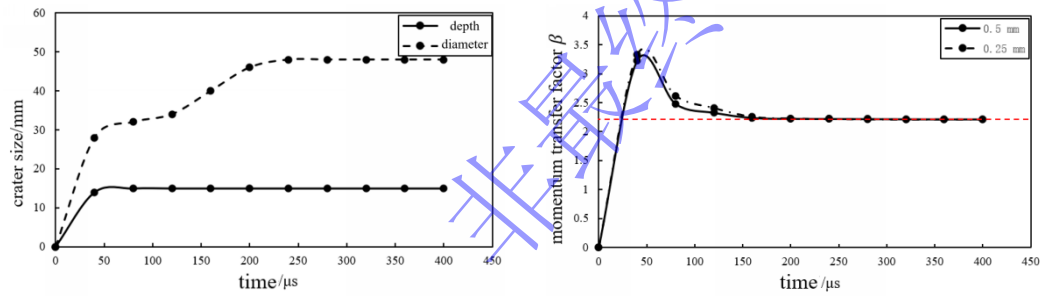
参数	弹丸	靶体
材料	铝	玄武岩
密度/(kg·m^{-3})	2785	2876
形状尺寸/mm	球体，D = 6	圆柱，Ø123.3×123.3
速度/(km·s^{-1})	2.3/3.47/3.9	-
A_{res}/mm	0.5	0.5
q	1.00	1.01
状态方程	Tillotson[45]	Tillotson[45]
剪切模量/GPa	26.5	22.7

强度模型	**Johnson-Cook[36]**	**Lundborg**
Y_0/MPa	-	26.5[47]
μ、μ_d	-	0.6[48]
Y_M/MPa	-	300[47]
损伤模型	**最大拉应力损伤模型**	**Benz-Asphaug 概率损伤模型**
m	-	10.0
k/m^{-3}	-	2.7×10^{41}
σ_b/MPa	2500[39]	7.34

使用的 SPH 方法具体为 Riemann-SPH[6]，同时使用各向异性的光滑长度核函数；光滑核函数种类选择Wendland C^2核函数，设置光滑长度半径内期望粒子数$n_{target}=2.5$；黏度系数取$\alpha_\Pi=1$、$\beta_\Pi=1$[19]；使用人工应力法处理拉伸不稳定性的问题，根据人工应力法的相关研究[20]取$\varepsilon=0.2$、$n=4$。

2.3 结果分析

在撞击过程中，撞击坑在不断演化并最终会趋于稳态。为了测试接近稳态的时间，设置总仿真时长为 400 μs，对 3.9 km/s 撞击速度下分辨率 0.5 mm 的撞击坑尺寸、动量传递因子和分辨率为 0.5 mm、0.25 mm 的动量传递因子进行跟踪测算，得到撞击坑尺寸与动量传递因子随时间的变化如图 2 所示。由图中趋势可以看到，0.5mm 分辨率的结果在 400 μs 已经稳定并收敛。



(a) Depth and diameter of impact craters　　(b) Momentum transfer factor

图 2 撞击结果时间变化曲线

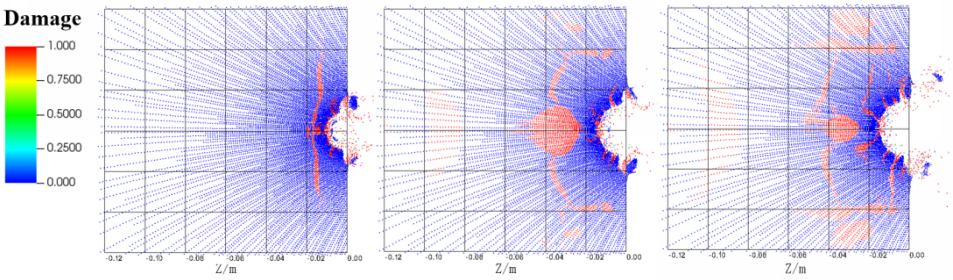
Fig.2 Time evolution curves of impact results

400 μs 时不同撞击速度仿真的剖面如图 3 所示，撞击坑直径、深度、动量传递因子与实验结果的对比如表 2 所示。三个速度下，撞击坑直径、深度、动量传递因子的误差均在 20%之内，基本验证所用方法可行性。撞击速度为 3.9 km/s 的靶体外观如图 4 所示。仿真结果与实验结果类似，出现了碗状深坑与坑边缘的拉伸损伤剥落层，撞击面也出现了由撞击点扩散的裂纹。溅射物形态也符合超高速撞击岩石类材料后颗粒与未损伤碎块同时出现的情况[49]。

表 2 不同撞击速度的仿真与实验对比

Table 2　Comparison of simulation and experimental results at different impact velocities

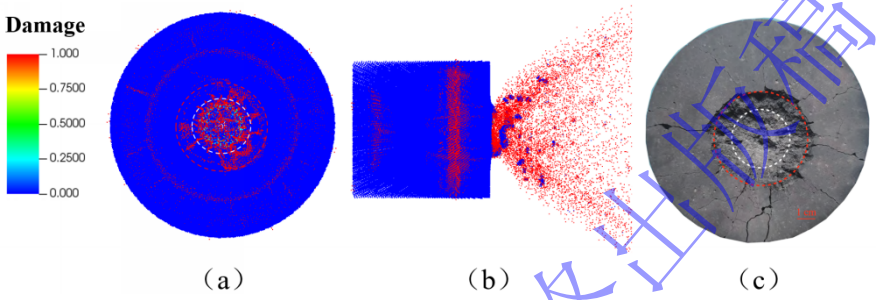
速度	坑直径/mm			坑深度/mm			动量传递因子β		
/km·s^{-1}	实验	仿真	误差	实验	仿真	误差	实验	仿真	误差
2.3	42	35	-16.7%	10	10	0.0%	1.96	1.57	-19.9%
3.47	52	43	-17.3%	12	14	+16.7%	2.39	2.02	-15.5%
3.9	55	48	-12.7%	13.5	15	+11.1%	2.51	2.19	-12.7%



(a) 2.3 km/s (b) 3.47 km/s (c) 3.9 km/s

图 3 不同撞击速度的仿真剖面图

Fig.3 Simulation cross-sectional views at different



(a) Simulation crater top view (b) Simulation crater side view (c) Experimental top view[15]

图 4 撞击速度 3.9 km/s 的靶体外观图（红色虚线为完整坑，白色虚线为中心碗状深坑）

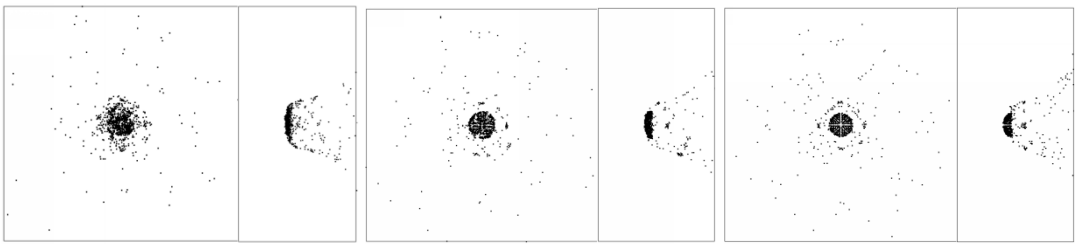
Fig.4 Appearance of the target at the impact velocity of 3.9 km/s (The red dotted line is the complete pit, and the white dotted line is the center bowl-shaped deep pit)

3 数值仿真参数影响

3.1 光滑长度半径内粒子数

为找到兼顾精度和速度的光滑长度半径内期望粒子数n_{target}的取值，我们基于地面实验的数值仿真算例得到了不同n_{target}时的仿真结果，并发现不同取值时弹丸粒子的形态有较大差异。n_{target}分别取2、2.5 和 3 时，40 μs 的粒子分布如图 5 所示。可以明显看到，n_{target} = 2时，弹丸粒子散布较大、形态不规则，与回转对称的仿真场景不符。而随着n_{target}的增大，弹丸粒子形态逐渐稳定，具有更高的仿真精度，但单步用时会增加。同时，我们还发现n_{target}较低时，先射出的溅射物粒子密度会偏高，符合Wendland C^2核函数在较少支持域内粒子数下的质量高估计结果[21]。三维场景下，当n_{target} = 2.5时，支持域内邻居粒子数约为 65 个，虽多于n_{target} = 2时的 33，但明显少于n_{target} = 3时的 113，且其弹丸粒子形态也接近稳定。在类似Wendland C^2核函数的支持域半径为一倍光滑长度情况下，通常的参考取值为$n_{target} \geq 2$[23]，而在 19 km/s 的超高速撞击仿真研究中其也给出了$n_{target} = 2.5$的推荐值[50]。

因此，对于具体数值仿真场景，建议根据所用光滑核函数对仿真结果的计算速度和收敛性进行测试，以确定合适的n_{target}值。而对于超高速撞击场景，$n_{target} = 2.5$将会是计算精度和效率选择。



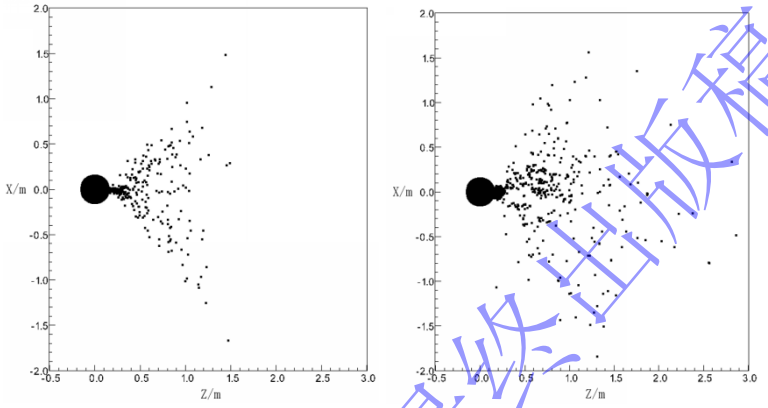
(a) $n_{target} = 2$ (b) $n_{target} = 2.5$ (c) $n_{target} = 3$

图 5 不同n_{target}的弹丸粒子形态

Fig.5 Projectile particles morphology at different n_{target}

3.2 拉伸不稳定性处理

基于 DART 团队仿真验证算例[46]，设置仿真场景为玄武岩小球垂直撞击直径 0.3 m 的玄武岩大球，分别使用人工应力法与不使用拉伸不稳定性处理方法进行对比仿真计算，仿真得到撞击发生后 200 μs 的粒子分布如图 6 所示。图 6（b）显示，不使用拉伸不稳定性处理方法会导致溅射物形态不规则，不符合地面撞击岩石材料实验形成的规则锥角，且部分溅射物具有极高速度，动量传递因子过大为 6.15。而使用人工应力法的溅射物形态呈现明显的锥形，动量传递因子为 1.9，在其合理基准范围 1.44~2.44 内。为此，建议超高速撞击固体材料仿真中加入人工应力法以消除拉伸不稳定性。



(a) Artificial stress method (b) No treatment

图 6 不同拉伸不稳定性处理方法的粒子分布图

Fig.6 Particle distributions using different tensile instability treatment methods

3.3 材料粒子分布方法

对坐标轴粒子分布法，分辨率通过影响总粒子数量和空间解析度直接影响计算的精度。已经研究表明，对于具有强度的固体材料超高速撞击，结果收敛的空间分辨率应保证撞击器半径方向有 10 个以上网格或粒子，但具体选择取决于所用的方法与仿真场景[45]。

对变分辨率粒子分布法，则需保证均质材料不会因为粒子间距的增加而出现密度或质量不均匀的现象。为此，设置了无量纲的变分辨率粒子分布法测试场景：将最高分辨率位置放在边长 100 的正方体一个角上，正方体密度为 1，设置不同最高分辨率A_{res}和扩散比q让粒子填充整个正方体，统计正方体内总粒子数与粒子的总质量，与可视为扩散比为 1 的坐标轴粒子分布法进行对比。测试数据见表 3。

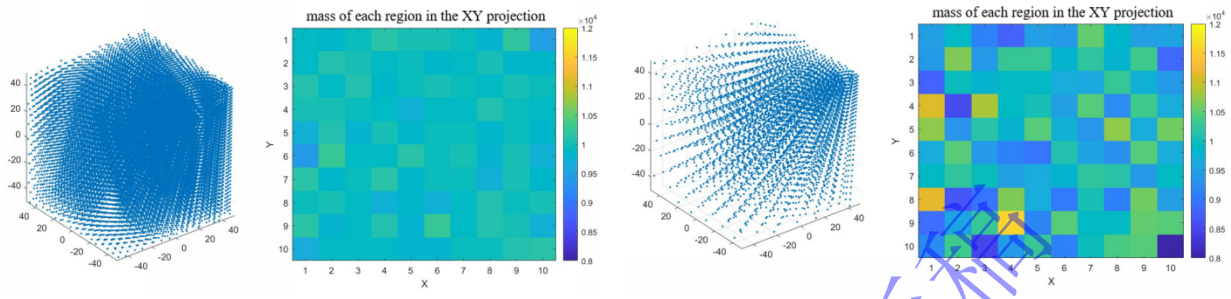
表 3 变分辨率粒子分布法测试结果

Table 3 Test results of variable resolution particle distribution method

A_{res}	q	总粒子数	总质量	粒子数占比	总质量误差
1	1	1000000	1000000	100%	0%
1	1.01	89859	994575	8.96%	-0.54%
1	1.03	10323	982158	1.03%	-1.78%
2	1	125000	1000000	100%	0%
2	1.01	29714	993986	23.77%	-0.60%
2	1.03	5762	979872	4.61%	-2.01%

由结果可以看到变分辨率粒子分布法可以在保证撞击影响区域具有较高分辨率的情况下，显著减小粒子总数，同时空间内粒子的总质量误差小于 3%。在质量的空间均匀性方面，最高分辨率为 2

的粒子分布场景投影到 XY 平面并分成 100 个正方形区域，分别统计每一个区域内的粒子质量，绘制质量分布图如图 7。可以看到，从粒子分布密集处到稀疏处，各区域内粒子质量并未出现明显的不均匀性。在 1.03 的大扩散比下，各区域内粒子质量误差在 20%内，但存在与相邻区域的互补。而扩散比为 1.01 时，各区域内粒子质量几乎相同。因此，推荐使用 1.01 作为变分辨率粒子分布法的扩散比。



(a) $q = 1.01$ (b) $q = 1.03$

图 7 变分辨率粒子分布法测试

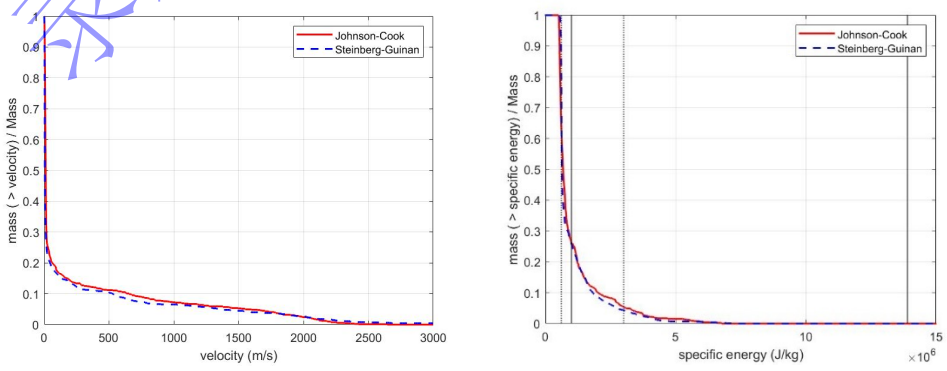
Fig.7 Testing of variable resolution particle distribution method

基于地面实验的数值仿真算例，我们使用扩散比 1.01，测试了最高分辨率为 0.5 mm 和 0.25 mm 的仿真场景，分别对应撞击器半径方向 6 个粒子和 12 个粒子。得到的动量传递因子随时间的变化趋于一致（图 2（b）），表明当前仿真场景下，0.5 mm 的分辨率也可以满足精确度要求。考虑到 SPH 方法的计算用时随总粒子数呈超线性正相关，而在当前场景中，采用变分辨率粒子分布法后，最高分辨率为 0.5 mm 的粒子数量仅为坐标轴粒子分布法的约 4.17%。因此，变分辨率方法可将总体粒子数大幅降低，从而实现超过 24 倍的加速效果，显著提升了计算效率。

3.4 弹丸强度模型种类

在超高速撞击实验中，弹丸的力学性能及其初始动能是影响撞击过程的重要因素。在材料确定为铝 2024 的前提下，选用不同的强度模型会影响弹丸在撞击过程中的物理状态，从而对仿真结果产生影响。本文分别采用 Johnson–Cook 模型与 Steinberg–Guinan 模型对铝质撞击器进行仿真对比，以评估其在 3.9 km/s 撞击中的状态差异和对撞击结果的影响。相关强度模型参数均由力学测量统计得到，具体见附录表 A2 第一行和表 A3。

我们对比了弹丸在不同强度模型下得到的弹丸材料速度分布和比能量分布如图 8 所示。其中，比能量分布中，从左到右虚线分别为开始熔化和开始汽化，从左到右实线分别为完全熔化和完全汽化。从统计结果可以看到，使用 Johnson–Cook 模型与 Steinberg–Guinan 模型后弹丸材料的速度分布和比能量分布基本一致，仅在局部存在较小的差异。相比 Johnson–Cook 模型，弹丸使用 Steinberg–Guinan 模型得到的撞击坑直径、深度和动量传递因子偏差分别仅为-6.25%、1.33%、0.91%。



(a) Velocity distribution (b) specific energy distribution

图 8 不同强度模型下弹丸状态分布

Fig. 8 The state distribution of projectiles under different intensity models

而在当前速度的撞击下，约 50%的弹丸材料开始发生熔化，约 5%的弹丸材料甚至开始发生汽化。这说明弹丸材料需要考虑熔化和汽化，即状态方程和强度模型需要考虑相变。因此，无法考虑相变的 Mie-Gruneisen 状态方程和恒定强度模型将不适合在超高速撞击仿真中使用。从这个角度上来说，Raducan 等[13]在“双小行星重定向测试”（DART）仿真中使用恒定强度模型建模铝质撞击器会引入模型误差。值得注意的是，该超高速撞击玄武岩靶体实验的原文仿真中弹丸所用的 Johnson–Cook 模型参数（表 A2 第二行）并非与本文所用相同，也并非为其原文引用的实验测量值（表 A2 第一行）。这将并无参考及对比意义，同时也会引入模型误差。

综上所示，我们发现弹丸使用由实验测量得到的 Johnson–Cook 模型与 Steinberg–Guinan 模型对仿真的弹丸材料状态和撞击结果并无明显影响。而金属铝弹丸发生的相变也要求仿真使用考虑相变的状态方程和强度模型，以免引入更多模型误差。

3.5 靶体强度模型与损伤模型种类

不同强度模型对应的岩石剪切强度随压力变化曲线不同。例如对恒定强度，可以认为剪切强度在任何压力下都为内聚力Y_0，而也不存在内摩擦系数μ和极限强度Y_{M}。同时，不同损伤模型也因为对损伤机制的描述不同，也可能导致不同结果。

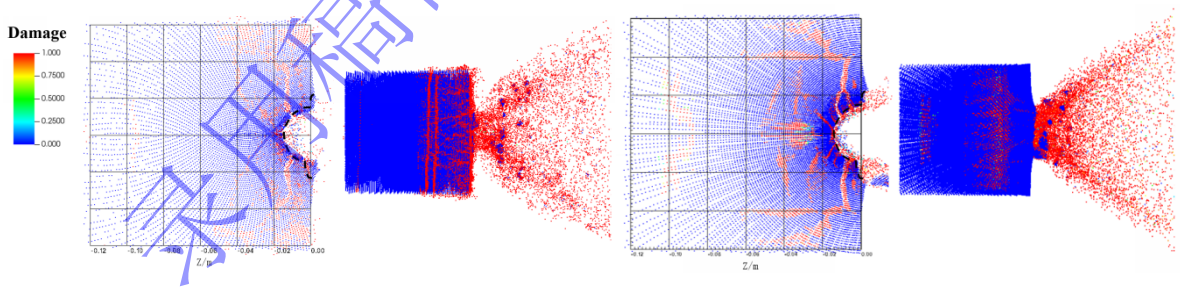
为了研究模型选择对参数设置的影响，基于地面实验撞击速度为 3.9 km/s 的数值仿真算例，我们对玄武岩靶体设置了 4 种不同的强度模型与损伤模型种类组合，并搜索最符合实验结果的模型参数，结果如表 4 所示。工况 1 即为地面实验仿真验证的工况，工况 4 为原撞击实验给出的靶体仿真参数[14]，且所有工况中内摩擦系数均为 0.6。工况 2~4 的靶体损伤如图 9 所示。

表 4 相似结果时的不同工况参数

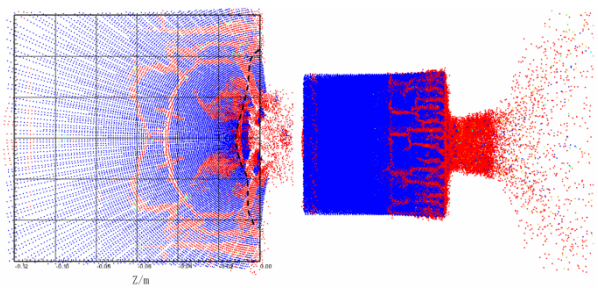
Table 4 Different case parameters for similar results

工况	强度模型	Y_0/MPa	损伤模型	σ_{b}/MPa	坑直径/mm	坑深度/mm	β
1	Lundborg	26.5	Benz-Asphaug 概率	9.62	48	15	2.19
2	恒定强度	66.0	Benz-Asphaug 概率	9.85	38	16	2.20
3	Lundborg	26.5	最大拉应力	33.0	50	15	2.20
4	Drucker-Prager	146.0	最大拉应力	50.0	84	12	2.22

注：表中σ_{b}为圆盘实验样本尺寸的抗拉强度。



(a) Case 2　　(b) Case 3



(c) Case 4

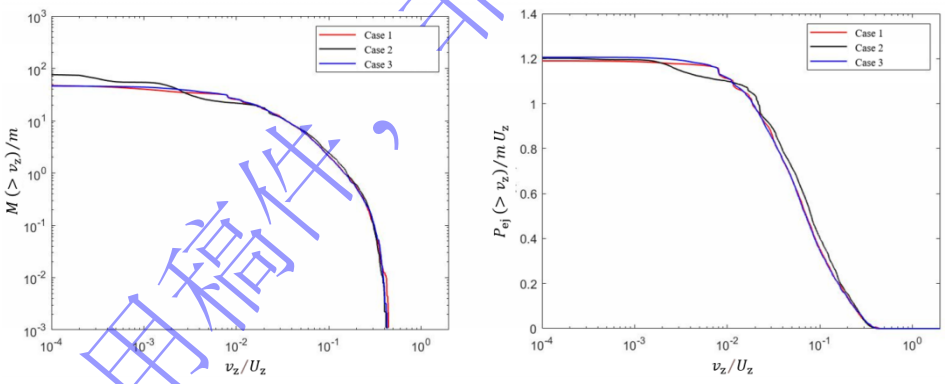
图 9 工况 2~4 靶体损伤图（黑色虚线为撞击坑）

Fig.9 Target damage diagram of case 2~4 (The black dotted line is the crater)

与工况 1 相比，工况 2 将强度模型改为恒定强度模型后，得到相似结果时玄武岩的内聚力提高到了 66 MPa，与实验相似材料测得的 26.5 MPa 内聚力不符。同时工况 2 的靶体外部损伤明显增大，撞击坑边缘的拉伸损伤剥落层较少，导致其坑直径较工况 1（图中黑色虚线轮廓）也明显减小。而工况 3 的结果与工况 1 极为相近，但其最大拉应力损伤模型使用的 33 MPa 抗拉强度已经远大于实验测量值的 9.8 MPa。33 MPa 的抗拉强度值可能为实验应变速率下的动态抗拉强度，但撞击实验前无法测量得到。因此，超高速撞击场景可能不适合使用基础的最大拉应力损伤模型。

而根据原撞击实验给出的靶体仿真参数得到的工况 4 结果与实验存在较大差距。工况 4 的靶体前端损伤程度极大并产生了密集裂纹和尺寸极大的层裂碎块，导致撞击坑直径达到了极大的 84 mm，比实验值大 53%。但是其撞击坑深度和动量传递因子却接近实验值。我们认为原撞击实验将玄武岩抗压强度的 146 MPa 作为仿真中的玄武岩内聚力存在明显概念错误，如此高的内聚力便体现在靶体产生的严重损伤和大尺寸碎块上。这种大面积的损伤和裂纹分布并不符合图 4（c）展示的实际撞击后靶体状态。而所用最大拉应力损伤模型的 50 MPa 抗拉强度也与测量值的 9.8 MPa 差距较大。

进一步对比分析中，仅统计工况 1~3 的溅射物质量与动量的速度分布如图 10 所示。图中横坐标对U_z进行归一化处理（v_z是溅射物速度的撞击面法向分量），纵坐标对溅射物质量和动量分布归一化处理（m是弹丸质量，mU_z是弹丸动量）。可以看到，使用最大拉应力损伤模型的工况 3 与使用 Benz-Asphaug 概率损伤模型的工况 1 溅射物分布几乎相同。而工况 2 的溅射物质量仅在较低速度时（$v_z/U_z < 10^{-2}$）出现较明显偏差，导致使用恒定强度模型后的溅射物总质量约为使用 Lundborg 强度模型时的 1.5 倍。不同于使用 Lundborg 强度模型的结果，使用恒定强度模型时产生的较多低速溅射物可能是由于靶体撞击坑较深以及靶体前端损伤而飞出的低速溅射物。



(a) Mass (b) Momentum

图 10 溅射物质量与动量的速度分布图

Fig.10 Velocity distribution of ejecta mass and momentum

从上述结果可以看出，在使用不同模型参数时，不同强度模型和损伤模型种类的组合可能得到相似动量传递因子和相近的溅射物分布。但是不同模型对材料强度和损伤描述的准确度不同，会导致得到预期结果时材料强度值与实际值偏差较大。通常情况下，岩石材料的内聚力较抗拉强度更难测量，此时使用错误的材料强度模型可能导致错误地反推得到内聚力等材料强度，即错误地解释了材料参数与物理规律。这里应尤其注意避免将无侧限抗压强度直接理解为内聚力。

考虑到玄武岩三轴实验得到的剪切强度随压力非线性增长的数据，以及材料动态抗拉强度的未知，对于超高速撞击岩石材料数值仿真，也建议使用 Lundborg 强度模型和 Benz-Asphaug 概率损伤模型的组合。

3.6 极限强度

为了测试极限强度Y_{M}的影响，基于地面实验的数值仿真算例，我们设置内聚力为 20 MPa，内摩擦系数 0.6，极限强度分别为 300 MPa、1 GPa 和 3.5 GPa。其中，1 GPa 为已有仿真研究中的取值[14]，而 300 MPa[48]和 3.5 GPa[52]分布来自不同的玄武岩三轴试验数据，这也说明极限强度受材料属性影响较大。最终我们得到的撞击速度 3.9 km/s、不同极限强度下的仿真结果如表 5 和图 10 所示。可以看到随着极限强度从 300 MPa 增加到 3.5 GPa，撞击坑的深度从 16 mm 降低到 13 mm，而坑直径和动量传递因子变化幅度仅在 3%以内，与已有研究得出极限强度对撞击坑直径影响较小的结果吻合[51]。然而，随着极限强度增加，撞击坑外侧逐渐出现从表面向下延伸的损伤，但不再形成地面实验出现的拉伸损伤剥落层。而从撞击坑边缘到撞击坑底面的圆柱体区域内，损伤材料质量占比也从 4.35%增加到了 48.04%。

表 5 不同极限强度下的仿真结果

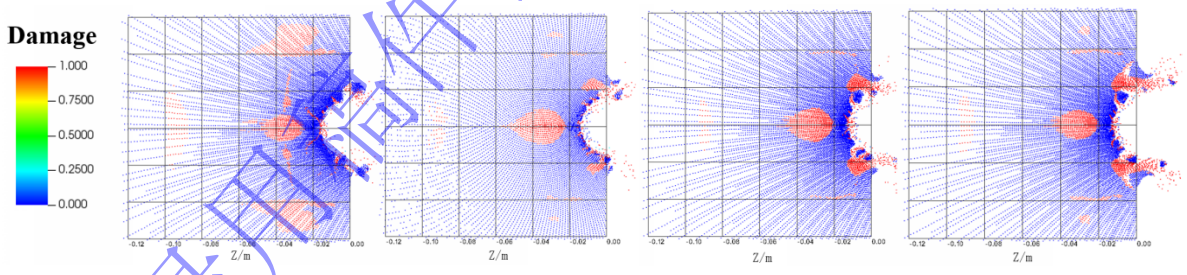
Table 5 Simulation results under different extreme strengths

Y_{M}/MPa	m	k/m^{-3}	σ_{b}/MPa	坑直径/mm	坑深度/mm	β	区域损伤
300	9.5	9.0×10^{39}	8.75	49	16	2.21	4.35%
1000	9.5	9.0×10^{39}	8.75	49	15	2.15	33.84%
3500	9.5	9.0×10^{39}	8.75	48	13	2.20	48.04%
3500	9.5	1.2×10^{40}	8.49	68	14	2.58	44.69%

注：表中σ_{b}为圆盘实验样本尺寸的抗拉强度。

不同极限强度导致出现不同仿真结果的原因为：在坑形成过程中，坑边缘材料受压导致剪切强度升高，逼近各自不同的极限强度。较低的极限强度时，材料更容易由弹性阶段进入塑性阶段，在塑性变形时更容易出现拉伸损伤。

可以确定的是，图 11 中撞击坑外侧出现的损伤与靶体使用的损伤模型和弹丸相关参数无关，只与材料强度模型参数相关，而极限强度取值过高导致的非实验现象也表明强度模型对超高速撞击响应结果有巨大影响。在仿真与实验对比时，在合理约束其他参数下，可以由仿真结果推测材料的极限强度。在本文的地面实验验证仿真中，根据损伤现象认为当前场景下极限强度取 300 MPa 更为合理。对于特定仿真场景，应对不同极限强度的取值进行测试。



(a) Y_{M} = 300 MPa (b) Y_{M} = 1 GPa (c) Y_{M} = 3.5 GPa (d) Y_{M} = 3.5 GPa, but low σ_{b}

图 11 不同Y_{M}的靶体剖面图

Fig.11 Cross-sectional views of the target body with different Y_{M}

3.7 Benz-Asphaug 概率损伤模型

岩石材料性能具有高度不确定性，在保证静态抗拉强度偏差不大的情况下，对 Benz-Asphaug 概率损伤模型中参数m、k进行了搜索与测试。我们发现，在保证抗拉强度不变时，靶体损伤程度会随着参数m增加而增加；在保证参数m不变时，靶体损伤会随着参数k降低而增加。在图 11（c）场景下，只改变损伤模型的参数k，将靶体静态抗拉强度降低 3%，会出现如图 11（d）所示的仿真结果：坑侧面的损伤会向外扩张至靶体表面，导致出现巨大的剥落碎片，使得撞击坑直径明显增加，动量传递因子增加到 2.67。但这种撞击坑直径的变化似乎是一个突变过程，无法通过更小幅度地降低静态抗

拉强度实现撞击坑直径在图 11（c）与图 11（d）间的连续变化。

这表明损伤模型的参数m、k对材料损伤程度、撞击坑尺寸和动量传递因子有较大影响，在达到与撞击实验相符的仿真现象时，仿真设置的材料静态抗拉强度与力学实验测量值可能存在偏差[55]。

我们还发现对于不同的内聚力，最合适的m、k参数组合取值不同。在 Lundborg 强度模型中其他参数不变的情况下，我们对内聚力为 20 MPa、26.5 MPa、30 MPa、35 MPa 的情况分别找到了最合适的m、k参数组合，结果如表 6 所示。保证材料静态抗拉强度误差在 11%以内，不同内聚力下 3.9 km/s 撞击速度时撞击坑尺寸、动量传递因子与实验值的误差均在 20%内，表明其强度模型与损伤模型的不同参数组合均可得到相近的仿真结果。靶体内聚力从 20 MPa 增加到 35 MPa，撞击坑直径、深度和动量传递因子的结果均逐渐减小。这说明靶体内聚力越高，撞击越难产生撞击坑和溅射物[8]。同时，随着内聚力增加，坑直径误差和动量传递因子误差增大，而坑深度误差减小，综合误差先减小后增大。而内聚力为 26.5 MPa 的一组材料参数，其内聚力和抗拉强度最接近实验靶体，同时其模拟结果中撞击坑尺寸和动量传递因子也与实验结果最为吻合。

表 6 不同Y_0的m、k参数

Table 6 m and k for different Y_0

Y_0/MPa	m	k/m^{-3}	σ_b 误差	坑直径误差	坑深度误差	β 误差
20	9.5	9.0×10^{39}	-10.7%	-10.9%	+18.5%	-12.0%
26.5	10.0	2.7×10^{41}	-1.7%	-12.7%	+11.1%	-12.7%
30	9.75	2.5×10^{40}	+0.5%	-16.4%	+11.3%	-15.1%
35	9.0	5.0×10^{37}	-2.0%	-18.2%	+7.4%	-16.3%

注：表中σ_b为圆盘实验样本尺寸的抗拉强度。

与已有研究发现的不同的材料内聚力与孔隙率参数组合可能产生相似的仿真结果的结论相似相似，相近的撞击现象可由同一强度模型与同一损伤模型下的不同参数组合模拟得到。然而，当模型参数更接近材料的真实物理值时，其仿真结果也会更与实验观测相符。因此，在通过仿真现象反向搜索未知的强度或损伤模型参数时，需以其余参数的合理取值作为约束，以避免出现不合理的参数组合或导致综合误差较大。本文的地面实验仿真验证正是在确定强度模型中内聚力与损伤模型中抗拉强度取值合理的前提下，针对 Benz-Asphaug 概率损伤模型中的参数m和k进行反演搜索，从而确保所得到参数的物理合理性与仿真有效性。

4 结 论

基于已有地面超高速撞击玄武岩靶体实验，使用 Riemann-SPH 方法和改进的变分辨率粒子分布进行数值仿真的复现，并分析了影响 SPH 仿真结果的算法参数和材料模型参数，主要结论如下：

（1）在材料模型参数符合材料相关力学参数合理取值范围的情况下，成功复现了超高速撞击玄武岩弹道摆实验的撞击响应结果。不同撞击速度下，得出的撞击坑尺寸与动量传递因子误差在 10%~20%；

（2）对于超高速撞击防御小行星及地面相关撞击实验场景，推荐人工应力法以解决拉伸不稳定性及其导致的数值计算错误问题。对于超高速撞击场景，使用Wendland C^2核函数并设置光滑长度半径内期望粒子数$n_{target}=2.5$，将可以实现计算精度和效率的兼顾；

（3）变分辨率粒子分布法可以做到撞击点附近精细建模的同时减少非主要影响区域粒子数，对于本文的地面实验三维仿真算例，可减少 95%以上的粒子并提高计算速度 20 倍以上；

（4）超高速撞击岩石材料仿真中，不同强度模型种类和损伤模型种类可能得到相似的撞击响应结果，应考虑材料模型的准确性及其参数的合理性，以免错误解释材料参数。而岩石的抗压强度并

非其内聚力，建议使用更符合岩石材料力学特性的 Lundborg 强度模型和 Benz-Asphaug 概率损伤模型。同时超高速撞击时，弹丸材料会发生相变，应考虑相变的模拟；

（5）Lundborg 强度模型中的极限强度Y_{M}对撞击坑尺寸、动量传递因子影响不大，但其参数值的增大会导致撞击坑侧面出现从表面向下延伸的异常损伤，需合理考虑其取值范围并可以通过实验仿真对比搜索得到其参数值；

（6）Benz-Asphaug 概率损伤模型参数对于仿真结果有较大影响。在缺少测量值的情况下，需要进行反向搜索。此时，应遵循以其他参数的合理取值为约束，以避免参数误差较大。

致谢 对劳伦斯•利弗莫尔国家实验室及 Spheral 的开发者们谨表感谢。

附录

表 A1 铝和玄武岩的 Tillotson 状态方程参数[46]

Table A1 Parameters of Tillotson Equation of State for Aluminum and Basalt

材料	A/Pa	B/Pa	a	b	α	β	e_0/(J/kg)	E_{IV}/(J/kg)	E_{CV}/(J/kg)
铝	7.52×10^{10}	6.5×10^{10}	0.5	1.63	5.0	5.0	5.0×10^{6}	3.0×10^{6}	1.5×10^{7}
玄武岩	2.67×10^{10}	2.67×10^{10}	0.5	1.5	5.0	5.0	4.87×10^{8}	4.72×10^{6}	1.82×10^{7}

表 A2 铝的 Johnson-Cook 强度模型参数

Table A2 Parameters of Johnson-Cook Strength Model for Aluminum

材料	A/Pa	B/Pa	n	c	m	T_m/K	T_r/K
铝 2024[26]	2.65×10^{8}	4.26×10^{8}	0.34	0.015	1.0	935	300
铝 2024[15]	2.65×10^{8}	4.26×10^{8}	0.019	0.34	0.4	935	300

表 A3 铝的 Steinberg-Guinan 强度模型参数[27]

Table A3 Parameters of Steinberg-Guinan Strength Model for Aluminum

材料	G_0/Pa	Y_0/Pa	$Y_{\max}$/Pa	β	n	$G_p^{'}$	$G_T^{'}$/(Pa·K^{-1})	$Y_p^{'}$	T_r/K
铝 2024	2.86×10^{10}	2.6×10^{8}	7.6×10^{8}	310	0.185	1.8647	-1.762×10^{7}	0.01695	1220

参考文献

[1] DALY R T, ERNST C M, BARNOUIN O S, et al. Successful kinetic impact into an asteroid for planetary defense [J]. Nature, 2023, 616(7957): 443-447. **DOI:** 10.1038/s41586-023-05810-5.

[2] 吴伟仁, 唐玉华, 李明涛. 小行星防御在轨处置技术研究进展[J]. 深空探测学报(中英文), 2023, 10 (4): 345-356. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230111.

WU W R，TANG Y H，LI M T. Research progress in asteroid defense on-orbit disposal technology [J]. Journal of Deep Space Exploration, 2023, 10(4): 345-356. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230111.

[3] CHOCRON S , WALKER J D , GROSCH D J ,et al. Momentum enhancement simulations for hypervelocity impacts on sandstone [J]. International Journal of Impact Engineering, 2021, 151(1): 103832. **DOI:** 10.1016/j.ijimpeng.2021.103832.

[4] RADUCAN S D, JUTZI M, MERRILL C C, et al. Lessons learned from NASA's DART impact about disrupting rubble-pile asteroids [J]. The Planetary Science Journal,2024,5(1): 79. **DOI:** 10.3847/PSJ/ad29f6.

[5] JIAO Y F, YAN X R, CHENG B. SPH-DEM modelling of hypervelocity impacts on rubble-pile asteroids [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2024, 527(1): 10348-10357. **DOI:** 10.1093/mnras/stad3888.

[6] PEARL J M, RASKIN C D, OWEN J M. FSISPH: An SPH formulation for impacts between dissimilar materials [J]. Journal of Computational Physics, 2022, 469(1): 111533. **DOI:** 10.1016/j.jcp.2022.111533.

[7] LUTHER R, RADUCAN S D, BURGER C, et al. Momentum enhancement during kinetic impacts in the low-intermediate-strength regime: benchmarking and validation of impact shock physics codes [J]. The Planetary Science Journal, 2022, 3(10): 227. **DOI:** 10.3847/PSJ/ac8b89.

[8] STICKLE A M, DECOSTER M E, BURGER C. Effects of impact and target parameters on the results of a kinetic impactor: predictions for the Double Asteroid Redirection Test (DART) mission [J]. The Planetary Science Journal, 2022, 3(1): 248. **DOI:** 10.3847/PSJ/ac91cc.

[9] REMINGTON T P, OWEN J M, NAKAMURA A M, et al. Numerical simulations of laboratory-scale, hypervelocity-impact experiments for asteroid-deflection Code Validation [J]. Earth and Space Science, 2020, 7(4): e2018EA000474. **DOI:** 10.1029/2018EA000474.

[10] NAKAMURA A, FUJIWARA A. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption [J]. Icarus, 1991, 92(1): 132-146. **DOI:** 10.1016/0019-1035(91)90040-Z.

[11] RADUCAN S D, JUTZI M. Global-scale reshaping and resurfacing of asteroids by small-scale impacts, with applications to the DART and Hera missions [J]. The Planetary Science Journal, 2022, 3(6): 128. **DOI:** 10.3847/PSJ/ac67a7.

[12] RADUCAN S D, JUTZI M, ZHANG Y, et al. Reshaping and ejection processes on rubble-pile asteroids from impacts [J]. Astronomy & Astrophysics, 2022, 665(1): L10. **DOI:** 10.1051/0004-6361/202244807.

[13] RADUCAN S D, JUTZI M, CHENG A F, et al. Physical properties of asteroid Dimorphos as derived from the DART impact [J]. Nature Astronomy, 2024, 8(4): 445-455. **DOI:** 10.1038/s41550-024-02200-3.

[14] 焦艺菲, 程彬, 陈诗雨, 等. 小天体防御高速撞击数值仿真研究 [J]. 中国科学:技术科学, 2023, 53(12): 2039-2052. **DOI:** 10.1360/SST-2022-0274.
JIAO Y F, CHENG B, CHEN S Y, et al. Numerical simulations of hypervelocity impacts to defend against small bodies [J]. SCIENTIA SINICA Technologica, 2023, 53(12): 2039-2052. **DOI:** 10.1360/SST-2022-0274.

[15] 刘文近, 张庆明, 龙仁荣, 等. 超高速动能撞击密实小行星的动量传递规律 [J]. 深空探测学报(中英文), 2023, 10(4): 420-427. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230042.
LIU W J, ZHANG Q M, LONG R R, et al. Momentum transfer law of hypervelocity kinetic impacting dense asteroids [J]. Journal of Deep Space Exploration, 2023, 10(4): 420-427. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230042.

[16] 张鸿宇, 迟润强, 孙淼, 等. 砾石堆结构超高速撞击溅射物特性 [J]. 深空探测学报(中英文), 2023, 10(4): 428-435. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230021.
ZHANG H Y, CHI R Q, SUN M, et al. Research on characteristics of hypervelocity impact induced ejecta in rubble-pile targets [J]. Journal of Deep Space Exploration, 2023, 10(4): 428-435. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230021.

[17] Yan X R, Liu Y, Zhang Y, et al. Hypervelocity impact simulation on asteroids with MPM framework [C]// Europlanet Science Congress, Spain, 2022: 18-23.

[18] 陈鸿, 李毅, 邹胜宇, 等. 动能撞击偏转小行星的动量传递效率数值仿真研究 [J]. 空间碎片研究, 2022, 22(3): 19-25. **DOI:** 10.19963/j.cnki.2096-4099.2022.03.003.
CHENG H, LI Y, ZOU S Y, et al. Numerical simulation study on momentum transfer efficiency of kinetic impact deflection of asteroid [J]. Space Debris Research, 2022, 22(3): 19-25. **DOI:** 10.19963/j.cnki.2096-4099.2022.03.003.

[19] MONAGHAN J J, GINGOLD R A. Shock simulation by the particle method SPH [J]. Journal of computational physics, 1983, 52(2): 374-389. **DOI:** 10.1016/0021-9991(83)90036-0.

[20] 傅学金, 强洪夫, 杨月诚. 固体介质中方法的拉伸不稳定性问题研究进展 [J]. 力学进展, 2007, 37(3): 375-388. **DOI:** 10.3321/j.issn:1000-0992.2007.03.005.
FU X J, QIANG H F, YANG Y C. Advances in the tensile instability of smoothed particle hydrodynamics applied to solid dynamics [J]. Advances in Mechanics, 2007, 37(3): 375-388. **DOI:** 10.3321/j.issn:1000-0992.2007.03.005.

[21] DEHNEN W, ALY H. Improving convergence in smoothed particle hydrodynamics simulations without pairing instability [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2012, 425(2): 1068-1082. **DOI:** 10.48550/arXiv.1204.2471.

[22] GINGOLD R A, MONAGHAN J J. Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics [J]. Journal of Computational Physics, 1982, 46(3):429-453. **DOI:** 10.1016/0021-9991(82)90025-0.

[23] OWEN J M. ASPH modeling of material damage and failure [R]. 5th International SPHERIC SPH Workshop, United Kingdom, 2010.

[24] TILLOTSON J H. Metallic Equations of State for Hypervelocity Impact [C]// General Atomic division of general dynamics, USA, 1962: GA-3216.

[25] DRUCKER D C, PRAGER W. Soil mechanics and plastic analysis or limit design [J]. Quarterly of Applied Mathematics, 1952, 10(2): 157-168. **DOI:** 10.1090/qam/48291.

[26] LUNDBORG N. Strength of rock-like materials [J]. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 1968, 5(5): 427-454. **DOI:** 10.1016/0148-9062(68)90046-6.

[27] 季节，王晓光，肖俊孝，等. 月球冻土模拟与剪切强度实验分析 [J]. 深空探测学报(中英文), 2023, 10(02): 199-210. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230006.
JI J, WANG X G, XIAO J X, et al. Simulation of icy lunar regolith and experiment on its shear strength [J]. Journal of Deep Space Exploration, 2023, 10(02): 199-210. **DOI:** 10.15982/j.issn.2096-9287.2023.20230006.

[28] DECOSTER M E, RAINEY E S G, ROSCH T W, et al. Statistical significance of mission parameters on the deflection efficiency of kinetic impacts: applications for the next-generation kinetic impactor [J]. The Planetary Science Journal, 2022, 3(8): 186. **DOI:** 10.3847/PSJ/ac7b2a.

[29] CALDWEL W K, HUNTER A, PLESKO C S. Exploring density and strength variations in asteroid 16 Psyche's composition with 3D hydrocode modeling of its deepest impact structure [J]. Icarus, 2024, 408(1): 115780. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2023.115780.

[30] OWEN J M, DECOSTER M E, GRANINGER D M, et al. Spacecraft geometry effects on kinetic impactor missions [J]. The Planetary Science Journal, 2022, 3(1): 218. **DOI:** 10.3847/PSJ/ac8932.

[31] RADUCAN S D, DAVISON T M, COLLINS G S. Ejecta distribution and momentum transfer from oblique impacts on asteroid surfaces [J]. Icarus, 2022, 375(1): 114793. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2021.114793.

[32] SENFT L E, STEWART S T. Modeling impact cratering in layered surfaces [J]. Journal of Geophysical Research: Planets, 2007, 112(1): E11002. **DOI:** 10.1029/2007JE002894.

[33] RAINEY S E, STICKLE M A, CHENG F A, et al. Impact modeling for the Double Asteroid Redirection Test (DART) mission [J]. International Journal of Impact Engineering, 2020, 142:103528-103528. **DOI:** 10.1016/j.ijimpeng.2020.103528.

[34] 田世轩，郭保华，孙杰豪，等. 不同边界条件下剪切速率对类岩石节理剪切力学特性的影响 [J]. 岩土力学, 2023, 44(02): 541-551. **DOI:** 10.16285/j.rsm.2022.0102.
TIAN S X, GUO B H, SUN J H, et al. Effect of shear rate on shear mechanical properties of rock-like joints under different boundary conditions [J]. Rock and Soil Mechanics, 2023, 44(02): 541-551. **DOI:** 10.16285/j.rsm.2022.0102.

[35] 袁伟，李建春，李星. 非充填岩石节理的动态剪切力学行为实验研究进展 [J]. 力学与实践, 2023, 45(5): 960-971. **DOI:** 10.6052/1000-0879-23-315.
YUAN W, LI J C, LI X. Progress of experimental study on dynamic shear behaviors of unfilled rock joints [J]. Mechanics in Engineering, 2023, 45(5): 960-971. **DOI:** 10.6052/1000-0879-23-315.

[36] JOHNSON G R, COOK W H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1983, 21:541-548. **DOI:** 10.13960/t9674/vp3t.

[37] STEINBERG D J, COCHRAN S G, GUINAN M W. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate [J]. Journal of Applied Physics, 1980, 51 (3):1498–1504. **DOI:** 10.1063/1.327799.

[38] COLLINS G S, MELOSH H J, IVANOV B A. Modeling damage and deformation in impact simulations [J]. Meteoritics & Planetary Science, 2004, 39(2):217-231. **DOI:** 10.1111/j.1945-5100.2004.tb00337.x.

[39] 张伟，庞宝君，贾斌，等. 弹丸超高速撞击防护屏碎片云数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2004, 18(1): 47-52. **DOI:** 10.3969/j.issn.1000-5773.2004.01.009

Zhang Wei, Pang BaoJun, Jia Bin, et al. Numerical simulation of debris cloud produced by hypervelocity impact of projectile on bumper [J]. Chinese journal of high pressure physics, 2004, 18(1): 47-52. **DOI:** 10.3969/j.issn.1000-5773.2004.01.009

[40] LIU W J, ZHANG Q M, LONG R R, et al. Effects of projectile parameters on the momentum transfer and projectile melting during hypervelocity impact [J]. Defence Technology, 2024, 32: 89-103. **DOI:** 10.1016/j.dt.2023.06.012.

[41] 宫凤强，陆道辉，李夕兵，等. 不同应变率下砂岩动态强度准则的试验研究 [J]. 岩土力学, 2013, 34(9): 2434-2440. **DOI:** 10.16285/j.rsm.2013.09.007.

Gong Fengqiang, Lu Daohui, Li Xibing, et al. Experimental research of sandstone dynamic strength criterion under different strain rates [J]. RockandSoilMechanics, 2013, 34(9): 2434-2440. **DOI:** 10.16285/j.rsm.2013.09.007.

[42] BENZ W, ASPHAUG E. Simulations of brittle solids using smooth particle hydrodynamics [J]. Computer Physics Communications, 1995, 87:253-265. **DOI:** 10.1016/0010-4655(94)00176-3.

[43] GRADY D E, KIPP M E. Continuum modelling of explosive fracture in oil shale [J]. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 1980, 17(3): 147-157. **DOI:** 10.1016/0148-9062(80)91361-3.

[44] MICHEL P, BENZ W, TANGA P, et al. Collisions and gravitational reaccumulation: forming asteroid families and satellites [J]. Science, 2001, 294(5547): 1696-1700. **DOI:** 10.1126/science.1065189.

[45] STICKLE M A, SYAL B M, CHENG F A, et al. Benchmarking impact hydrocodes in the strength regime: Implications for modeling deflection by a kinetic impactor [J]. Icarus, 2020, 338: 113446-113446. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2019.113446.

[46] CHENG A F, AGRUSA H F, BARBEE B W, et al. Momentum transfer from the DART mission kinetic impact on asteroid Dimorphos [J]. Nature, 2023, 616(7957): 457-460. **DOI:** 10.1038/s41586-023-05878-z.

[47] STOWE R L. Strength and deformation properties of granite, basalt, limestone, and tuff at various loading rates [R]. Mississippi: Waterways Experiment Station, 1969: C69-1.

[48] RADUCAN S D, DAVISON T M, LUTHER R, et al. The role of asteroid strength, porosity and internal friction in impact momentum transfer [J]. Icarus, 2019, 329(1): 282-295. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2019.03.040.

[49] HOERTH T, SCHÄFER F, THOMA K, et al. Hypervelocity impacts on dry and wet sandstone: Observations of ejecta dynamics and crater growth [J]. Meteoritics & Planetary Science, 2013, 48(1): 23-32. **DOI:** 10.1111/maps.12044.

[50] PEARL J M, RASKIN C D, OWEN J M, et al. Insights into the failure mode of the Chelyabinsk meteor from high-fidelity simulation [J]. Icarus, 2023, 404(1): 115686. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2023.115686.

[51] PRIEUR N C, ROLF T, LUTHER R, et al. The effect of target properties on transient crater scaling for simple craters [J]. Journal of Geophysical Research: Planets, 2017, 122(8): 1704-1726. **DOI:** 10.1002/2017JE005283.

[52] Pierazzo E, Artemieva N A, Ivanov B A. Starting conditions for hydrothermal systems underneath Martian craters: Hydrocode modeling [J]. Geological Society of Americam, 2005, 384(1): 443-457. **DOI:** 10.1130/0-8137-2384-1.443.

[53] JUTZI M, MICHEL P, HIRAOKA K, et al. Numerical simulations of impacts involving porous bodies II Comparison with laboratory experiments [J]. Icarus, 2009, 201(2): 802-813. **DOI:** 10.1016/j.icarus.2009.01.018.