DOI: 10.11883/bzycj-2025-0178

预测不同冲击载荷下弹药响应特性的 HOTM 方法*

廖祐明[1,2], 杨燕红[1,2], 郭至荣[1,2], 王 浩[1,2], 黄致达[1,2], 杨宏涛[3], 马千里[3], 贾宪振[4], 黎 波[3]

(1. 云翼(嘉兴)软件科技有限公司, 浙江 嘉兴 314500;
2. 云翼超算(北京)软件科技有限公司, 北京 100028;
3. 北京大学力学与工程科学学院, 北京 100871;
4. 西安近代化学研究所, 陕西 西安 710065)

摘要: 基于热最优输运无网格(hot optimal transportation meshfree, HOTM)方法, 提出了能够准确预测弹药在冲击载荷下响应特性的无网格数值仿真方法, 建立了炸药在冲击载荷下的高精度热-力-化学耦合模型, 综合考虑了炸药起爆过程中的温度效应和压力效应, 将炸药起爆的 Arrhenius 热-化学反应耦合模型和局部高压引发的 Lee-Tarver 压力三项式点火模型有机耦合, 实现了对不同冲击速度下炸药不同起爆机制的准确模拟, 从而预测弹药在遭受冲击载荷过程中的高速接触、金属外壳大塑性变形、材料断裂、热传导、炸药起爆、化学反应产物膨胀做功等复杂的物理现象。以子弹撞击弹药(850 m/s)和破片撞击弹药(1850 m/s)2 种不同冲击速度的典型冲击场景数值模拟为例, 分析了冲击速度对炸药起爆机制和弹药整体响应的影响规律, 并与相关试验结果进行了对比。结果表明, 本方法可有效刻画冲击作用下的材料大变形、摩擦生热、热点形成及化学反应传播等耦合机制, 可为弹药抗冲击设计优化和安全性评估提供可靠的技术支撑。

关键词: 子弹/破片撞击; 弹药安全性; HOTM 方法; 热-力-化学耦合

中图分类号: O381; TJ410.1 **国标学科代码:** 13035 **文献标志码:** A

The HOTM method for predicting ammunition response characteristics under different impact load conditions

LIAO Huming[1,2], YANG Yanhong[1,2], GUO Zhirong[1,2], WANG Hao[1,2], HUANG Zhida[1,2], YANG Hongtao[3], MA Qianli[3], JIA Xianzhen[4], LI Bo[3]

(1. *ESCAAS Co., Ltd., Jiaxing* 314500, *Zhejiang*, *China*;
2. *ESCAAS* (*Beijing*) *Co., Ltd., Beijing* 100028, *China*;
3. *School of Mechanics and Engineering Science*, *Peking University*, *Beijing* 100871, *China*;
4. *Xi'an Modern Chemistry Research Institute*, *Xi'an* 710065, *Shaanxi*, *China*)

Abstract: With the development of modern weapon systems, the requirements for the survivability of ammunition in various complex environments have been continuously increasing. During the processes of storage, flight, and combat, ammunition may be subjected to extreme impact loads such as high-speed impacts, shock waves, bullet and fragment impacts. The external impacts can induce plastic deformation and fracture of the ammunition casing, and even detonate the internal explosives. These responses involve complex phenomena including impact loading, thermo-mechanical coupling of materials, chemical reactions of explosives, and blast effects, representing a typical dynamic response problem of reactive materials under extreme thermo-mechanical coupling conditions. Accurately predicting the responses of ammunition under impact loading is critical for its design optimization and safety assessment. Based on the Hot Optimal Transportation Meshfree (HOTM) method, a meshfree numerical approach was proposed to accurately predict the ammunition responses under different impact loadings. Meanwhile,

* **收稿日期:** 2025-06-16; **修回日期:** 2025-11-03
第一作者: 廖祐明(1987—), 男, 博士, hm.liao@escaas.com.cn
通信作者: 黎 波(1979—), 男, 博士, 长聘副教授, bo.li@pku.edu.cn

a thermo-mechanical-chemical coupling constitutive model of explosives was established, which took the effects of temperature and pressure on the explosive's chemical reaction and detonation into account. The Arrhenius thermal-chemical reaction coupling model for explosive initiation and the Lee-Tarver three-term pressure ignition model induced by local high pressure were integrated to accurately simulate the different initiation mechanisms of explosives under varying impact velocities, thereby predict complex physical phenomena during the impact loading of ammunition. These phenomena include high-speed contact, large plastic deformation of the metal casing, material fracture, heat conduction, explosive initiation, and the expansion work performed by chemical reaction products. Taking the numerical simulations of two typical impact scenarios—bullet impact on ammunition at 850 m/s and fragment impact at 1 850 m/s—as examples, the influence of impact velocity on the initiation mechanisms of explosives and the overall response of ammunition was analyzed, with comparisons made against relevant experimental results. The proposed approach and findings provide reliable technical support for the optimization of impact-resistant design and safety assessment of ammunition.

Keywords: bullet/fragment impact; ammunition safety; HOTM method; thermal-mechanical-chemical coupling

现代武器系统对弹药的材料工艺、能量密度和毁伤威力等指标提出了日益严苛的要求。然而，这种性能的提升往往伴随着弹药对意外刺激敏感性的增强，导致实际使用过程中因操作失误和意外刺激（如子弹或破片撞击）而引发各类安全事故。因此，提升弹药的钝感性，即降低其受到意外刺激时的反应剧烈程度，对于保障人员安全、保护武器平台和后勤系统具有重要意义。钝感炸药（insensitive munition, IM）的研发目标即在于此，其要求在受到热刺激（快慢速烤燃试验）、机械刺激（子弹、破片、聚能射流等撞击）和冲击波等意外刺激时表现出不敏感特性，发生燃烧而非爆轰，尽量将意外反应的剧烈程度和风险隐患降到最低[1]。

为了测试枪击条件下弹药战斗部的响应程度，指导钝感炸药的研发和评估，美国等北约各国相继出台了子弹/破片撞击试验方法和评估准则[2-5]。其中，美国国防部颁布的《非核弹药危险评定试验》先后发展 MIL-STD-2105-ABCD 多版，成为 IM 领域核心标准之一。而美国的《钝感弹药战略计划》（Insensitive Munition Strategy Project, IMSP）、北约组织的 AOP-39《钝感弹药引入与评估政策》和 STANAG 4439《引进评估不敏感弹药的政策指南》也是钝感弹药评估的重要指导文件。而我国也发布了 GJB 772A—1997《炸药试验方法》等相关规范[6]。这些标准化测试流程为弹药安全评估提供了统一标准和可靠依据，同时也为弹药研发和数值模拟提供了重要标准和指导。近年来，大量学者采用这些子弹/破片撞击标准试验方法研究了壳体材料、推进剂类型、炸药配比以及子弹/破片撞击位置和方向等对弹药易损性的影响[7-12]。其中，Dagley 等[8] 发现，由冲击引发的子弹撞击敏感度随固化炸药中浇筑聚合物基体密度的增大而增大。魏祥庚等[9] 测试得到端羟基聚丁二烯（hydroxyl-terminated polybutadiene, HTPB）和硝酸酯塑化聚醚（nitrate ester plasticized polyether, NEPE）2 种推进剂在钢壳体条件下的低易损性均较差，而装药受冲击方向的厚度对着火后的燃烧强度影响较大。

此外，目前对撞击过程中子弹/破片速度变化、壳体变形、炸药压力分布等关键响应也有了一些数值仿真方面的研究分析[13-21]。在枪击过程模拟中，庄建华等[15] 和 Hamaide 等[16] 均对子弹侵彻和壳体破损等现象展开了数值模拟，而代晓淦等[14] 通过模拟不同尺寸高聚物黏结炸药（polymer bonded explosives, PBX）的枪击响应，分析了冲击波在炸药内部的传播和汇聚。在破片撞击模拟中，濮赞泉[17] 和刘沫言[18] 先后采用工业软件模拟了破片撞击带壳起爆的机理，刻画了炸药响应和壳体变形现象并分析了破片速度、撞击角度和壳体厚度等对装药内部温度、压力和能量沉积的影响。

上述模拟的实现得益于先进数值算法的发展和应用，特别是无网格或粒子类方法。经典的数值模拟方法如有限元和边界元大多基于网格离散，受网格畸变限制，难以处理超大变形和破碎分离的问题。若采用单元侵蚀算法删除变形过度的单元则会导致人为的质量和能量损失，影响模拟准确度。此外，当材料响应模拟需要考虑加载速率和路径相关、跟踪物质界面移动以及描述固液气动态相变时，这些网格方法的准确程度和求解精度更加有限。

而无网格方法自 20 世纪 90 年代以来得到了广泛关注和深入研究，其基本思想是将求解区域离散为一系列粒子或者节点，这些粒子携带材料的物理信息（如质量、速度、应力等）通过在离散点上构造近似函数求解控制方程，进而获得稳定精确的数值解。在撞击爆炸领域中，许多常见的无网格方法例如光滑粒子流体动力学法（smoothed particle hydrodynamics, SPH）[19]、再生核粒子法（reproducing kernel particle method, RKPM）[20] 以及物质点法（material point method, MPM）[21] 目前已得到一定应用。例如，Liu 等[22-23] 采用密度自适应 SPH 方法首次成功模拟定型装药炸药的爆炸全过程，准确捕捉了波纹界面、射流效应等复杂物理现象。Yang 等[24-25] 发展了修正柱坐标光滑粒子法（modified cylindrical smoothed particle hydrodynamics, MCSPH）来预测爆炸驱动的金属管膨胀过程以及开展凝固炸药的一维冲击波模拟。此外，刘赛等[26] 采用 FEM (finite element method)-SPH 耦合方法来模拟爆炸荷载下演示的压缩拉伸损伤和穿甲燃烧弹对复合装甲系统的穿透作用。Zhou[27] 提出了一种半拉格朗日无网格的 RKPM 框架并应用在受爆炸荷载和爆炸焊接过程的钢筋混凝土柱体仿真上。Baek 等[28] 采用集成了基于粒子的冲击算法、梯度平滑单元更新以及与变形相关的核函数的半拉格朗日 RKPM 来模拟冲击和爆炸焊接过程。至于 MPM 方法，一种三维物质点方法已被开发用于模拟爆炸驱动飞片和聚能射孔弹等爆炸问题，将其扩展到模拟爆炸驱动金属问题[29-30]，并发展了自适应有限差分-物质点法（alternating finite difference material point, AFDMP）来模拟三维高能炸药爆炸及与附近结构的相互作用[31]。

尽管上述研究显著深化了对众多爆炸场景中炸药及结构系统机械响应的认识，但它们大多仅重点关注了力学过程，而炸药热力化学多物理场的耦合作用往往被忽视。实验表明，子弹或破片高速撞击弹药通常是一个在微秒到毫秒量级的极短时间内完成的、极端复杂且反应剧烈的多相多物理场过程，包含冲击引发材料变形和摩擦生热，炸药在高温高压作用下化学反应（点火），炸药的燃烧或爆轰，爆炸产生的高能气体不断膨胀，以及气体与壳体发生流固耦合作用，并最终导致壳体破碎飞溅等一系列瞬态耦合作用。高效率高精度预测材料在高温、高压、高应变率等极限热-力-化学条件下的动态响应，对现有数值仿真手段提出了巨大挑战。这要求进一步发展能全面模拟热、力和化学过程耦合作用的多物理场计算模型，对冲击爆炸这一现象加以更真实的模拟求解和研究分析。

最优运输无网格方法（optimal transportation meshfree, OTM）[32] 是一种针对动态冲击问题提出的显式增量更新拉格朗日无网格方法。为求解热流固耦合问题，在 OTM 方法的基础上通过引入能量守恒方程和热流固耦合变分本构，扩展形成热力强耦合最优运输无网格方法（hot optimal transportation meshfree, HOTM）[33]。基于 HOTM 方法开发的高度非线性多物理场强耦合极限力学仿真软件 ESCAAS，能够实现在统一的框架下求解材料超大变形、熔化气化、高速碰撞、冲击爆炸、流固与热流固耦合、多体接触与碎裂等复杂物理现象的多物理场强耦合问题[33-39]，为弹药在子弹/破片撞击等机械刺激条件下的易损性预测提供了具有潜力的解决方案。本文首先给出针对子弹/破片撞击弹药过程的热-力-化学强耦合解决方案，然后介绍 HOTM 极限力学仿真理论的基本框架，最后采用 ESCAAS 软件对子弹/破片撞击弹药开展数值仿真分析，并与实验结果进行对比验证。

1　热-力-化学强耦合求解框架

当弹丸或破片以高速撞击并穿透弹药外壳时，冲击波在侵彻体与外壳材料中传播。此过程中，侵彻体与外壳金属发生剧烈的塑性流动变形，金属晶格在强烈的剪切摩擦作用下产生显著温升，导致材料发生热软化，其屈服强度显著降低。随后，残余的高温高速侵彻体继续侵彻，进入内部装药。

在高压作用下，装药材料发生剧烈塑性变形并伴随热量释放；侵彻体所携带的热量通过热传导扩散至周围装药，使其整体温度逐渐升高。由于炸药对冲击载荷极为敏感，上述过程中的塑性变形、摩擦及局部能量沉积会诱发高温高压热点的形成，从而触发点火效应。当热点规模与能量累积达到爆轰判据（如 Chapman-Jouguet (C-J) 条件）时，炸药进入持续自持的爆轰过程。最终，冲击驱动的塑性变形与摩擦、局部热点形成、热传导以及化学反应的放热耦合，这一系列过程促使装药由初始敏感化发展为稳定

的战斗部爆轰。本文通过建立炸药在冲击载荷下的高精度热-力-化学耦合模型，综合考虑炸药起爆过程中的温度效应与压力效应，实现了对不同冲击速度下炸药不同起爆机制的模拟，见图 1。

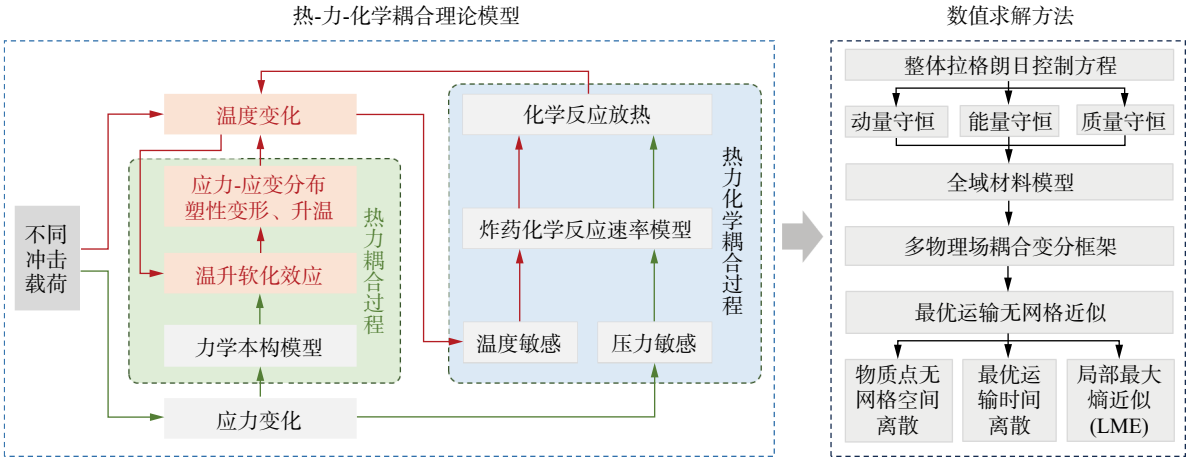


图 1　热-力-化学强耦合求解框架

Fig. 1　Thermal-mechanical-chemical coupling solution framework

为全面描述上述过程，本文提出了一种在统一求解框架下对力学平衡方程、热平衡方程及化学反应方程进行整体耦合求解的数值方法。如图 1 所示，具体而言，在每个时间步内，依次迭代求解热学、力学与化学问题，充分考虑温度场、力学响应与炸药化学反应之间的相互作用。该方法基于拉格朗日描述，将温度演化、应力-应变分析和化学反应速率计算统一置于相同的时间子步下同步更新，保证了各物理场耦合过程中的时空一致性。采用此方法，可高精度地模拟子弹/破片穿透弹药外壳及内部装药时的热-力-化学强耦合行为，为预测侵彻体、金属外壳和炸药材料在该极端工况下的复杂响应提供了可靠的数值工具，具体过程如下。

在统一拉格朗日框架下，使用 Yang 等提出的变分结构[40]来描述热力耦合过程中材料系统的能量变化：

$$\boldsymbol{\Phi}\{\dot{\boldsymbol{\varphi}},T,\dot{\boldsymbol{Z}}\}=\int_{\Omega_0}(\dot{e}_{\mathrm{k}}+\dot{W})\mathrm{d}V-\int_{\Omega_0}\rho_0\boldsymbol{B}\cdot\dot{\boldsymbol{\varphi}}\mathrm{d}V-\int_{\Gamma_{\mathrm{tran}}}\overline{\boldsymbol{f}}_{\mathrm{tran}}\cdot\dot{\boldsymbol{\varphi}}\mathrm{d}A+\int_{\Omega_0}\rho_0 Q\ln\frac{T}{T_0}\mathrm{d}V-\int_{\Gamma_{\mathrm{h}}}\boldsymbol{H}\ln\frac{T}{T_0}\mathrm{d}A \tag{1}$$

式中：$\boldsymbol{\Phi}\{\dot{\boldsymbol{\varphi}},T,\dot{\boldsymbol{Z}}\}$为热耗散势泛函；$\dot{\boldsymbol{\varphi}}$为速度；$T$为温度；$\dot{\boldsymbol{Z}}$为与不可逆热过程相关的内部变量的演化速率；$\Omega_0$为材料体在参考构形中占据的体区域；$\dot{e}_{\mathrm{k}}$为动能密度随时间的变化率；$\dot{W}$为等效势能密度随时间的变化率；$V$为参考构形下的体积；$\rho_0$为初始密度；$\boldsymbol{B}$为体积力；$\Gamma_{\mathrm{tran}}$为牵引力边界；$\overline{\boldsymbol{f}}_{\mathrm{tran}}$为边界$\Gamma_{\mathrm{tran}}$上施加的名义牵引力；$A$为参考构形下的表面积；$Q$为单位质量热源产生的热量；$T_0$为参考温度；$\Gamma_{\mathrm{h}}$为热通量边界；$\boldsymbol{H}$为热通量。其中，等效势能密度随时间的变化率$\dot{W}$采用如下形式：

$$\begin{aligned}\dot{W}=&\dot{\psi}+\rho s\dot{T}+\Delta\left(\frac{T}{\Theta}\dot{\boldsymbol{F}},\frac{T}{\Theta}\dot{\boldsymbol{Z}},-\frac{1}{T}\nabla_0 T;\boldsymbol{F},T,\boldsymbol{Z}\right)=\dot{\psi}+\rho s\dot{T}+\Delta_{\mathrm{vi}}\left(\frac{T}{\Theta}\dot{\boldsymbol{F}};\boldsymbol{F},T,\boldsymbol{Z}\right)+\\&\Delta_{\mathrm{d}}\left(\frac{T}{\Theta}\dot{\boldsymbol{Z}};\boldsymbol{F},T,\boldsymbol{Z}\right)-\Delta_{\mathrm{F}}(\boldsymbol{G};\boldsymbol{F},T,\boldsymbol{Z})\end{aligned} \tag{2}$$

式中：$\dot{\psi}$为 Helmholtz 自由能密度随时间的变化率；ρ为密度；s为比熵；Δ为耗散伪势能；Θ为平衡温度；$\dot{\boldsymbol{F}}$为变形梯度随时间的变化率；∇_0为参考构型中的梯度算子；$\boldsymbol{F}$为变形梯度；$\boldsymbol{Z}$为与不可逆热过程相关的内部变量；Δ_{vi}为黏性势能；Δ_{d}为动力势能；Δ_{F}为傅里叶势能。

在子弹/破片撞击弹药过程中，材料的热-力-化学强耦合材料模型使用 Helmholtz 自由能进行描述，其形式表示为：

$$\psi=W_{\mathrm{el,vol}}(J,T)+W_{\mathrm{el,dev}}(\boldsymbol{F}\boldsymbol{F}_{\mathrm{pl}}^{-1},T)+W_{\mathrm{pl}}(\boldsymbol{F}_{\mathrm{pl}},\boldsymbol{Z},T)+W_{\mathrm{th}}(T) \tag{3}$$

式中：ψ为 Helmholtz 自由能密度；$W_{\mathrm{el,vol}}(J,T)$为体积弹性势能密度；J为变形梯度的雅可比；$W_{\mathrm{el,dev}}$为剪切

弹性势能密度；$\boldsymbol{F}_{\mathrm{pl}}$ 为塑性变形梯度；W_{pl} 为塑性势能密度；W_{th} 为热势能密度。在本文中，子弹/破片、壳体和炸药的热势能密度 W_{th} 采用统一形式，表示为：

$$W_{\mathrm{th}} = C_{\mathrm{vo}}\left(T - T_0 - T\ \ln\frac{T}{T_0}\right) \tag{4}$$

式中：C_{vo} 为体积热容。

本文中，子弹/破片、壳体和炸药初始状态均为固体，材料行为采用 J2 黏弹塑性模型进行描述。其弹性行为可分为体积部分和剪切部分，体积部分采用 Mie-Grüneisen 状态方程描述：

$$p = \begin{cases} (\gamma_0 + b\mu)U_{\mathrm{i}} + \dfrac{\rho_0 c_0^2\mu\left[1+\left(1-\dfrac{\gamma_0}{2}\right)\mu - \dfrac{b}{2}\mu^2\right]}{\left[1-(S_1-1)\mu - \dfrac{S_2\mu^2}{\mu+1} - \dfrac{S_3\mu^3}{(\mu+1)^2}\right]^2} & \mu \geqslant 0 \\ \rho_0 c_0^2\mu + \gamma_0 U_{\mathrm{i}} & \mu < 0 \end{cases} \tag{5}$$

式中：p 为压力；μ 为与材料体积变化有关的参数；U_{i} 为内能；c_0 为参考声速；S_1、S_2、S_3、γ_0 和 b 为与材料热力学相关的变量，可通过标准实验测量得到。

剪切部分采用下式计算：

$$W_{\mathrm{e,dev}}(\boldsymbol{F}/\boldsymbol{F}_{\mathrm{pl}}, T) = G(T)\left|\left|\varepsilon_{\mathrm{el,dev}}\right|\right|^2 \tag{6}$$

$$G(T) = \frac{G_0}{1+\exp[a(T-T_{\mathrm{tran}})]} \tag{7}$$

式中：$G(T)$ 为温度相关的剪切模量；$\varepsilon_{\mathrm{e,dev}}$ 为弹性剪切应变；G_0 为参考剪切模量，T_{tran} 为转变温度，a 为陡峭度参数，G_0、a、T_{tran} 可通过实验数据拟合得到。弹性剪切应变 $\varepsilon_{\mathrm{el,dev}}$ 可由下式得到：

$$\varepsilon_{\mathrm{el,dev}} = \frac{1}{2}\ln\left(J^{-2/3}\boldsymbol{F}_{\mathrm{el}}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{F}_{\mathrm{el}}\right) \tag{8}$$

式中：$\boldsymbol{F}_{\mathrm{el}}$ 为弹性变形梯度。

钢材作为子弹和弹药金属外壳材料，其体积模量 $K(T)$、剪切模量 $G(T)$、杨氏模量 $E(T)$ 和屈服应力 $\sigma_{\mathrm{y}}(T)$ 等材料属性也采用温度相关性模型进行描述，参考文献 [41-42]，拟合得到 $K(T)$ 和 $G(T)$ 的表达式为：

$$K(T) = K_0 + \frac{K_{\mathrm{prev}}}{1+\exp[K_1(T-T_0)]} \tag{9}$$

$$G(T) = G_0 + \frac{G_{\mathrm{prev}}}{1+\exp[G_1(T-T_0)]} \tag{10}$$

式中：K_0 和 G_0 分别为初始体积模量和剪切模量；K_{prev}、K_1、G_{prev} 和 G_1 为与温度相关的体积模量和剪切模量参数，可通过实验数据拟合得到。$E(T)$ 和 $\sigma_{\mathrm{y}}(T)$ 与温度的关系曲线如图 2 所示。

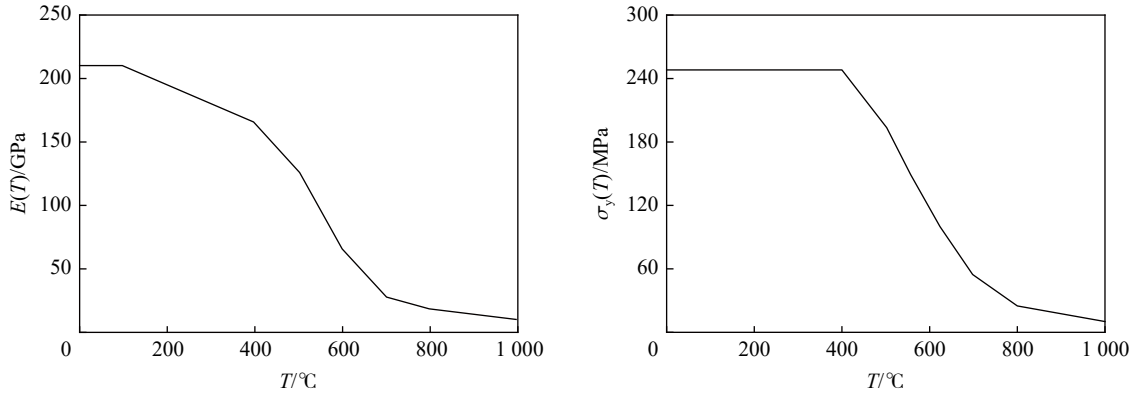


图 2　钢材杨氏模量和屈服强度与温度的关系

Fig. 2　Relationship of Young's modulus and yield strength of steel with temperature

在 J2 黏弹塑性材料模型中，假设材料的塑性流动遵循 von Mises 准则，引入幂律强度模型，能够描述应变强化、应变率相关与高温软化等材料行为。该模型中，等效屈服应力满足幂律关系：

$$\sigma_{\mathrm{y}}=\sigma_0\left(1+\frac{\varepsilon_{\mathrm{pl}}}{\varepsilon_{\mathrm{pl},0}}\right)^n\left[1+\left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\mathrm{pl}}}{\dot{\varepsilon}_{\mathrm{pl},0}}\right)^m\right]\left[1-\left(\frac{T_{\mathrm{ab}}-T_0}{T_{\mathrm{m}}-T_0}\right)\right]^l \tag{11}$$

式中：σ_{y} 为屈服应力；$\varepsilon_{\mathrm{pl}}$ 和 $\dot{\varepsilon}_{\mathrm{pl}}$ 为有效塑性应变和应变率；T_{a} 为绝对温度；σ_0 为初始准静态屈服应力；$\varepsilon_{\mathrm{pl},0}$ 和 $\dot{\varepsilon}_{\mathrm{pl},0}$ 为参考有效塑性应变和应变率；n 为强化指数；m 为应变率指数；T_{m} 为熔化温度；l 为热软化指数。

当弹丸/破片完成侵彻弹药外壳时，残余的高温、高速侵彻体继续进入内部装药，产生剧烈的高温与高压场。该极端环境显著加快炸药的化学反应的进行。为了描述炸药的化学反应，引入变量反应度 λ 以描述局部已反应的炸药占全部炸药的比例。其中，在化学反应速率 $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}t$ 的计算中，考虑了温升和压力 2 种起爆机制的耦合作用，具体为：

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}=\left(\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}\right)_T+\left(\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}\right)_p \tag{12}$$

式 (12) 等号右侧第 1 项和第 2 项分别表征温度和压力对化学反应速率的影响。在已知化学反应速率的情况下，局部的反应度则可以通过前向欧拉方法来预测：

$$\lambda_{k+1}=\lambda_k+\Delta t\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t} \tag{13}$$

式中：λ_k 和 λ_{k+1} 分别为 t_k 和 t_{k+1} 时刻的反应度；迭代直至 λ=1，完成反应度的求解。

在高侵彻速度条件下，弹丸/破片对弹药的冲击起爆过程通常采用 Lee-Tarver 三项式点火增长模型[43]。但该模型只侧重于压力点火机制，未能反映塑性变形与摩擦过程中产生的局部温度升高对炸药反应速率的促进作用。随着侵彻速度降低，温度场对点火与反应增长的影响加强，传统 Lee-Tarver 模型的适用性显著减弱。因此，有必要构建一种同时考虑温度场与压力场耦合作用的点火-增长模型，以完整描述炸药受冲击过程从固态材料状态到快速化学反应的全过程。在子弹/破片高速侵彻过程中，侵彻体与弹壳以及炸药之间的直接摩擦和冲击波传递生成的热量，会沿着子弹与壳体界面向炸药内部扩散。同时，炸药在局部高温高压作用下发生化学反应，进一步放热并影响温度场分布。为准确描述热-力-化学耦合过程，必须在每个时间步内求解瞬态热传导方程，以捕捉温度随时间和空间的动态演化：

$$\rho C_{\mathrm{vo}}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=\nabla\cdot(\kappa\nabla T)+S+S_{\mathrm{pl}} \tag{14}$$

式中：C_{vo} 为体积热容，t 为时间，κ 为热传导系数，S 为炸药自热反应产生的热量，S_{pl} 为塑性变形产生的热量。S 遵循 Arrhenius 定律：

$$S=\rho_{\mathrm{ex}}Q_{\mathrm{r}}k_0(1-\lambda)^n\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{act}}}{RT}\right) \tag{15}$$

式中：ρ_{ex} 为炸药元件的密度，Q_{r} 为反应热，k_0 为指前因子，λ 为反应度，E_{act} 为活化能，R 为普适气体常数。化学反应速率也用 Arrhenius 方程来表述：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}\right)_T=k_0(1-\lambda)^n\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{act}}}{RT}\right) \tag{16}$$

塑性应变功率密度 S_{pl} 的表达式为：

$$S_{\mathrm{pl}}=\beta\sigma_{\mathrm{equiv}}\dot{\varepsilon}_{\mathrm{pl}} \tag{17}$$

式中：β 为生热系数，σ_{equiv} 为等效应力。需要指出的是，在冲击载荷作用下，炸药会发生塑性变形和强烈的剪切摩擦，从而导致局部温度升高。这部分热量虽不足以直接维持爆轰，但为炸药的点火和起爆提供了关键的初始能量输入，有助于后续热点形成和反应增长过程的启动。

子弹/破片、壳体和炸药之间的热传导将使得整体的温度分布动态变化。通过下式：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}\right)_p = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 \tag{18}$$

$$\lambda_1 = \begin{cases} 0 & \lambda \geqslant \lambda_i \\ I(1-\lambda)^{c_1}\left(\dfrac{\rho}{\rho_0} - 1 - \alpha\right)^{d_1} & 0 < \lambda < \lambda_i \end{cases} \tag{19}$$

$$\lambda_2 = \begin{cases} 0 & \lambda \geqslant \lambda_{g_1} \\ g_1(1-\lambda)^{e_1}\lambda^{h_1}p^{i_1} & 0 < \lambda < \lambda_{g_1} \end{cases} \tag{20}$$

$$\lambda_3 = \begin{cases} 0 & \lambda \leqslant \lambda_{g_2} \\ g_2(1-\lambda)^{e_2}\lambda^{h_2}p^{i_2} & \lambda_{g_2} < \lambda < 1 \end{cases} \tag{21}$$

计算局部炸药反应度 λ 的变化，若反应度为 1，则认为炸药反应完全，已经转为气态反应产物。式中：α 为临界压缩度；I、c_1、d_1、λ_i、g_1、e_1、h_1、i_1、λ_{g1}、g_2、e_2、h_2、i_2、λ_{g2} 为与材料相关的常数。各符号的物理含义与文献 [43] 一致。

在弹丸/破片高速冲击过程中，冲击波沿侵彻体-弹壳-炸药的接触界面传播至装药内部，使炸药承受短时高压载荷。该高压场极大地提升了炸药的化学反应速率，诱发点火并迅速向爆轰转化。为定量描述这一以压力驱动的起爆机理，采用 Lee-Tarver 三项式点火-增长模型，在此模型中，点火、生长和完成分为 3 个过程，化学反应速率 $\left(\dfrac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}t}\right)_p$ 为式 (18)。

最终，将化学反应速率的温度依赖机制与压力依赖机制结合起来，可以形成同时考虑温度场与压力场耦合作用的点火-增长模型。

炸药起爆后，其材料响应采用 Jones-Wikins-Lee (JWL) 状态方程描述。JWL 状态方程是一种不显含化学反应、由实验方法确定参数的半经验状态方程，能较精确地描述爆轰产物的膨胀驱动做功过程[44]，具体形式为：

$$p = L\left(1 - \frac{\omega}{R_1 V_\mathrm{r}}\right)\mathrm{e}^{-R_1 V_\mathrm{r}} + M\left(1 - \frac{\omega}{R_2 V_\mathrm{r}}\right)\mathrm{e}^{-R_2 V_\mathrm{r}} + \frac{\omega U_{0,\mathrm{vol}}}{V_\mathrm{r}} \tag{22}$$

式中：V_r 为相对比容；$U_{0,\mathrm{vol}}$ 为初始体积能量；L、M、R_1、R_2、ω 为常量参数。各符号的物理含义与文献 [44] 一致。JWL 状态方程及其等熵方程由 3 项组成，第 1 项在高压区起主要作用，第 2 项在中压区起主要作用，第 3 项在低压区起主要作用。

通过在单元模块引入反应度模型，将化学反应后产生的压力集成进节点力内应力的计算中：

$$\sigma_{ij} = (1-\lambda)\sigma_{ij,\mathrm{s}} + p_\mathrm{g}\delta_{ij} \tag{23}$$

式中：σ_{ij} 为炸药的应力；$\sigma_{ij,\mathrm{s}}$ 为固态炸药的应力；p_g 为已爆炸炸药的压力；δ_{ij} 为克罗内克符号，当 $i=j$ 时，$\delta_{ij}=1$；当 $i\neq j$ 时，$\delta_{ij}=0$。炸药起爆后反应生成的高温气体与固体炸药进行流固耦合，反应波在材料内部快速传播，有可能会进一步引发其余固体炸药的爆炸，产生大量的高能气体膨胀并与壳体发生流固耦合破坏，从而引起壳体的大面积碎裂。

2　HOTM 极限力学仿真理论

HOTM 方法采用交错时间积分法将热力耦合问题进行解耦，通过显式计算求解动量守恒方程预测材料的位移、变形与应力波在材料内部的传播，而利用隐式计算求解能量守恒方程预测材料的温度分布、相变与热传导等。该方法继承了拉格朗日方法简便的控制方程，高效的求解过程以及自动跟踪材料界面与状态变化的优势，材料点火状态的动态演化可通过快速求解局部化学反应过程获得，同时克服了传统计算力学方法在求解包含复杂三维结构超大变形、热力强耦合过程以及固液气相变与多相混合、高度非线性以及加载历史相关的材料热力学响应、三维裂纹扩展，以及多体动态接触等热力学问题中面临的巨大挑战和本质上的局限性。

2.1　控制方程

假设参考构型中的连续介质 $\Omega_0 \subset \mathbb{R}^3$ 运动过程由变形映射 $\boldsymbol{\varphi}: \Omega_0 \times [t_0, t] \to \mathbb{R}^3$ 描述。其中，$\boldsymbol{\varphi}$ 为位移，$[t_0, t]$ 为运动过程的总时间，$\mathbb{R}^3$ 为三维空间中的实数坐标系统。材料质点在参考构形和现时构形中的位置分别表示为 $\boldsymbol{X} \in \Omega_0$ 和 $\boldsymbol{x} \in \boldsymbol{\varphi}(\Omega_0, t)$，则拉格朗日描述下质量守恒、动量守恒与能量守恒方程为：

$$\rho(\boldsymbol{x})J = \rho_0 \tag{24}$$

$$\rho_0 \ddot{\boldsymbol{\varphi}} = \nabla_0 \cdot (\boldsymbol{P}_{\text{equil}} + \boldsymbol{P}_{\text{vi}}) + \rho_0 \boldsymbol{B} \tag{25}$$

$$T\dot{D} = \boldsymbol{P}_{\text{vi}} : \boldsymbol{F} + \boldsymbol{Y} \cdot \dot{\boldsymbol{Z}} - \nabla_0 \cdot \boldsymbol{q} + \rho_0 Q \tag{26}$$

式中：$\rho(\boldsymbol{x})$ 为现时构形中材料质点的密度，$\ddot{\boldsymbol{\varphi}}$ 为加速度，$\boldsymbol{P}_{\text{equil}}$ 和 $\boldsymbol{P}_{\text{vi}}$ 分别为第一 Piola-Kirchhoff 应力张量的平衡力项和黏性力项，$\dot{D}$ 为熵随时间的变化率，$\boldsymbol{q}$ 为热流，$\boldsymbol{Y}$ 为内部变量驱动力。

2.2　时间离散

HOTM 方法将依赖于时间的变分框架（式 (1)）简化为以优化原理为特征的一系列增量问题。对于给定的时间增量 $[t_k, t_{k+1}]$，若 t_k 时刻的状态变量 $\{\boldsymbol{\varphi}_k, T_k, \boldsymbol{Z}_k\}$ 已知，则 t_{k+1} 时刻下的状态变量 $\{\boldsymbol{\varphi}_{k+1}, T_{k+1}, \boldsymbol{Z}_{k+1}\}$ 可以通过最小化增量能量近似获得。基于 t_k 时刻的状态变量 $\{\boldsymbol{\varphi}_k, T_k, \boldsymbol{Z}_k\}$，引入增量变分结构，即：

$$\Phi_k\{\boldsymbol{\varphi}_{k+1}, T_{k+1}, \boldsymbol{Z}_{k+1}\} = \inf_{\text{paths}} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \Phi\{\dot{\boldsymbol{\varphi}}, T, \dot{\boldsymbol{Z}}\} \mathrm{d}t \tag{27}$$

采用 Wasserstein 距离来近似惯性项，而变分结构中的其他项则采用后向欧拉近似方法进行近似，可得到半离散化（时间离散）的增量变分结构，即：

$$\begin{aligned}\Phi_k\{\boldsymbol{\varphi}_{k+1}, T_{k+1}, \boldsymbol{Z}_{k+1}\} = &\frac{d_{\text{w}}^2(\rho_k, \rho_{k+1})}{2\Delta t} + \int_{\Omega_k} (W_{k+1} - W_k)\mathrm{d}V - \int_{\Omega_k} \rho_k \boldsymbol{B}_{k+1} \Delta\boldsymbol{\varphi} \mathrm{d}V - \\ &\int_{\Gamma_{\text{tran}}} \overline{f}_{\text{tran},k+1} \Delta\boldsymbol{\varphi} \mathrm{d}A + \int_{\Omega_k} \rho_k Q \log \frac{T_{k+1}}{T_k} \Delta t \mathrm{d}V - \int_{\Gamma_{\text{h}}} \boldsymbol{H}_{k+1} \log \frac{T_{k+1}}{T_k} \Delta t \mathrm{d}A\end{aligned} \tag{28}$$

式中：d_{w} 为 Wasserstein 距离，用于度量相邻时间步质量密度 ρ_k 与 ρ_{k+1} 之间的最优传输代价；W_k 和 W_{k+1} 分别为 t_k 和 t_{k+1} 时刻的等效势能密度。

对半离散化的增量变分结构求极值，即：

$$\inf_{\varphi_{k+1}} \sup_{T_{k+1}} \Phi_k\{\boldsymbol{\varphi}_{k+1}, T_{k+1}\} \tag{29}$$

取 $\Phi_k\{\boldsymbol{\varphi}_{k+1}, T_{k+1}\}$ 的变分并施以平稳性作用，即等效为 2.1 节中所要求解的控制方程，可以得到当前时间步内材料的热力耦合行为响应。

2.3　空间离散

HOTM 方法中采用物质点与节点相结合的方式对半离散增量变分公式进行无网格空间离散，所有的场变量信息分别由节点 $\boldsymbol{x}_a$ 和物质点 $\boldsymbol{x}_\beta$ 携带，如图 3 所示。

计算过程中，材料的物理信息（变形、应力和材料内部参数等）存储在物质点上，而计算邻域的动力学信息（位移、速度、加速度和温度等）存储于节点。计算邻域的运动通过节点的动力学信息插值获得。通过 LME 插值函数[45-46]，物质点在 t_{k+1} 的位置、变形梯度和温度梯度等可通过节点近似获得：

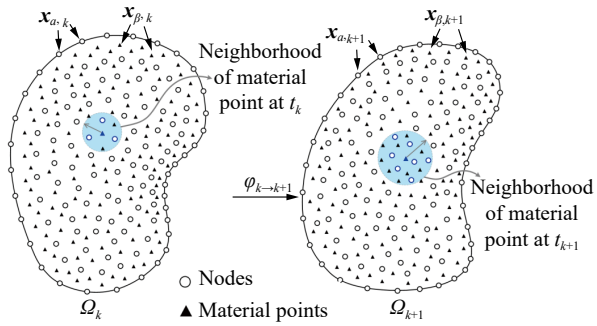


图 3　空间离散示意图[34]

Fig. 3　Spatial discrete schematic diagram[34]

$$\boldsymbol{x}_{\beta,k+1} = \sum\nolimits_{a \in \mathbb{N}(\boldsymbol{x}_{\beta,k})} \boldsymbol{x}_{a,k+1} N_a(\boldsymbol{x}_{\beta,k}) \tag{30}$$

$$\boldsymbol{T}_{\beta,k+1}=\sum\nolimits_{a\in\mathbb{N}\left(\boldsymbol{x}_{\beta,k}\right)}\boldsymbol{T}_{a,k+1}N_a\left(\boldsymbol{x}_{\beta,k}\right) \tag{31}$$

式中：$\mathbb{N}\left(\boldsymbol{x}_{\beta,k}\right)$ 为物质点 $\boldsymbol{x}_\beta$ 在 t_k 时刻的邻域；N_a 为节点 $\boldsymbol{x}_a$ 的插值函数，$\mathbb{N}\left(\boldsymbol{x}_{\beta,k}\right)$ 和 N_a 均在每个时间步中更新。通过上述无网格近似方案对各场变量进行近似，增量变分势能的未知量转化为以节点为未知变量，即自由度是节点（节点的个数与维度），最后系统中所需求解的是系统的自由度，求出自由度之后物质的运动情况也即确定了，根据平稳性作用条件，可得到系统的全离散格式力平衡方程和热平衡方程：

$$\boldsymbol{\sigma}_{a,k+1}^{\mathrm{int}}-\boldsymbol{\sigma}_{a,k+1}^{\mathrm{ext}}=m_{a,k+1}\ddot{\boldsymbol{\varphi}}_{a,k+1} \tag{32}$$

$$\boldsymbol{Q}_{a,k+1}^{\mathrm{int}}-\boldsymbol{Q}_{a,k+1}^{\mathrm{ext}}=0 \tag{33}$$

式中：$\boldsymbol{\sigma}_{a,k+1}^{\mathrm{int}}$、$\boldsymbol{\sigma}_{a,k+1}^{\mathrm{ext}}$、$m_{a,k+1}$、$\ddot{\boldsymbol{\varphi}}_{a,k+1}$、$\boldsymbol{Q}_{a,k+1}^{\mathrm{int}}$ 和 $\boldsymbol{Q}_{a,k+1}^{\mathrm{ext}}$ 分别为节点 $\boldsymbol{x}_a$ 在 t_{k+1} 时刻的内应力、外力、质量、加速度、热量输入和输出。关于 HOTM 基础理论更为详细的介绍和收敛性分析见文献 [33]。

2.4　裂纹扩展算法

HOTM 采用能量的方式来描述整个材料的响应过程，引入了本征侵蚀裂纹扩展算法[47-49]，该算法通过移除失效物质点的方式来模拟材料中裂纹扩展和碎裂的形成。每一个物质点都具有一个等效能量释放率，表征了其所含变形能能够以多快的速率在时间尺度上进行释放，物质点 $\boldsymbol{x}_\beta$ 的等效能量释放率将通过平均化邻域内所有物质点变形能而得，通过平均化能量可以克服由于网格分布形式而带来的收敛性问题，随着离散精度的增加，将逼近收敛于 Griffith 裂纹追踪问题的精确解。通过定义物质点的等效能量释放率，得到本征侵蚀算法中物质点失效的判断准则：

$$\delta_{\mathrm{equiv}}=\frac{\zeta\eta}{\left|\left|\mathbb{N}_\eta\right|\right|}\sum_{x_q\in\mathbb{N}_\eta}U_{\mathrm{el}}V_q>\delta_{\mathrm{cr}} \tag{34}$$

式中：δ_{equiv} 为物质点 $\boldsymbol{x}_\beta$ 的等效能量释放率；$\mathbb{N}_\eta$ 为局部邻域；$\left|\left|\mathbb{N}_\eta\right|\right|$ 为局部邻域总体积；ζ 为几何校正因子；U_{el} 为弹性能；V_q 为局部邻域内物质点 $\boldsymbol{x}_q$ 体积；δ_{cr} 为材料的临界能量释放率，是材料的固有参数。如图 4[45] 所示，虚线内黑色物质点失效，形成一条裂纹，圆圈内区域为位于裂纹尖端的物质点的邻域，通过平均该物质点邻域内的弹性能 U_{el} 得到其等效能量释放率 δ_{equiv}，若 δ_{equiv} 大于材料本身的临界能量释放率 δ_{cr} 时，表征该物质点内部产生裂纹，该物质点将失效，失效的粒子无法承受拉力，后续不参与该部分计算，还参与受压状态的计算，即相互剪切摩擦等。

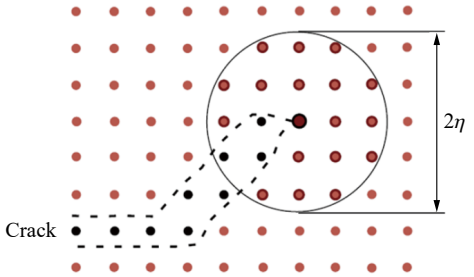


图 4　本征侵蚀裂纹扩展算法等效能量释放率计算示意图[45]

Fig. 4　Schematic of the equivalent energy release rate calculation of the eigen erosion crack propagation algorithm[45]

本征侵蚀裂纹扩展算法可描述不同应变率下与真实物理过程吻合的材料裂纹生成及扩展演变过程。因为微观结构不同，每一点的能量释放率 δ_{cr} 都不一样，需要通过 δ_{cr} 来判断物质点当前的状态是否有裂纹扩展，同时若 δ_{cr} 是内部结构的函数，则可以描述裂纹扩展和材料内部缺陷之间的交互作用，当裂纹扩展至缺陷处，是否继续往前扩展将由缺陷决定。本征侵蚀裂纹扩展算法采用材料固有参数，从物理上描述不同形式能量耗散竞争与结合的自主耦合分配过程，在理论上保证了各种能量耗散之间的竞争关系。

3　子弹撞击弹药数值仿真与验证

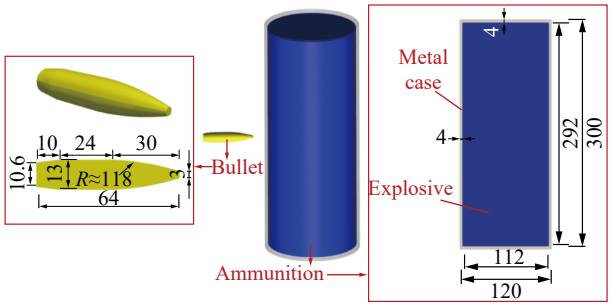
采用基于 HOTM 方法开发的 ESCAAS 软件对子弹撞击弹药过程开展数值仿真分析，并与试验结果进行对比验证。

3.1　离散模型

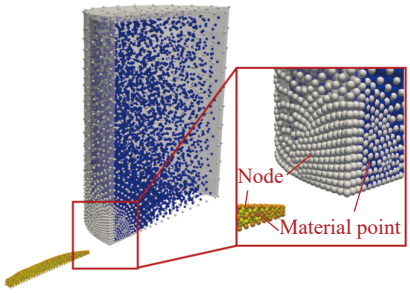
本算例中子弹以 850 m/s 的初速度沿径向撞击圆柱形弹药，图 5(a) 给出了子弹及弹药的几何构型和尺寸。为提高计算速率，根据对称条件，建立了 1/4 对称模型，并释放了模型对称面内的自由度。HOTM 法的空间离散方式为：对几何模型划分网格，将网格节点作为 HOTM 法中的节点，单元中心作为物质点。本例中子弹及弹药撞击区域网格尺寸为 2 mm，模型离散结果如图 5(b) 所示，共 6 637 个节点，16 223 个物质点。

3.2　材料模型

子弹、壳体和炸药材料分别为 4340 钢、45 钢和 PBX-3，对应的材料物性参数见表 1[50]，其中 υ 为泊松比。表 2 给出了各材料采用的 J2 黏弹塑性模型参数。高温高压下，4340 钢和 45 钢变形与温度、压力的关系采用 Mie-Grüneisen 状态方程进行描述，参数引自文献 [51]。PBX-3 炸药使用 JWL 状态方程描述反应后的膨胀做功过程，参数引自文献 [50]。



(a) Geometric configuration



(b) Discrete model

图 5　1/4 对称子弹撞击计算模型(单位: mm)

Fig. 5　Calculation model with quarter-symmetry for bullet impact (unit: mm)

表 1　材料物性参数[50]

Table 1　Property parameters for materials[50]

材料	ρ/(kg·m^{-3})	E/GPa	υ	δ_{cr}/(kJ·m^{-2})
4340钢	7 850	200	0.3	200
45钢	7 800	200	0.3	200
PBX-3	1 820	2.62	0.21	
高强钢	7 850	200	0.29	1 000

表 2　材料本构模型参数[50-51]

Table 2　Parameters of constitutive models for materials[50-51]

材料	σ_0/MPa	$\varepsilon_{pl,0}$	$\dot{\varepsilon}_{pl,0}$/s^{-1}	n	m	l	T_m/K
4340钢[51]	580	0.001	1.0	0.15	0.013	0.885 6	1 795
45钢[51]	500	0.05	1.0	0.22	0.135	0.885 6	1 795
PBX-3[50]	5.4	0.000 06	0.001 64	0.05	0.15	0.5	550
高强钢[51]	1 000	0.001	1.0	0.083	0.002 94	1.17	1 777

3.3　结果分析

图 6 呈现了采用 HOTM 方法对子弹以 850 m/s 速度撞击带壳装药的数值模拟结果。在高速冲击下，金属外壳与子弹发生显著的塑性变形与局部升温，并在壳体正面区域形成贯穿孔。与此同时，弹丸持续压缩内部装药，使装药发生塑性变形、生热，进而温度显著上升；子弹所携高温通过热传导进一步加热装药；侵彻过程中，弹丸与固体炸药的摩擦尽管产生的热量较少，却仍对温度场有所贡献。塑性变形生热、摩擦生热及炸药自身化学放热的叠加效应推动局部温度逐渐升高，反应速率逐步增大，最终子弹周围炸

药完全反应，变为气体并向外膨胀做功。然而，从仿真结果看，炸药仅发生部分反应，未能形成整体自持反应链，最终子弹成功穿透了炸药和金属壳体，未触发完整爆轰。

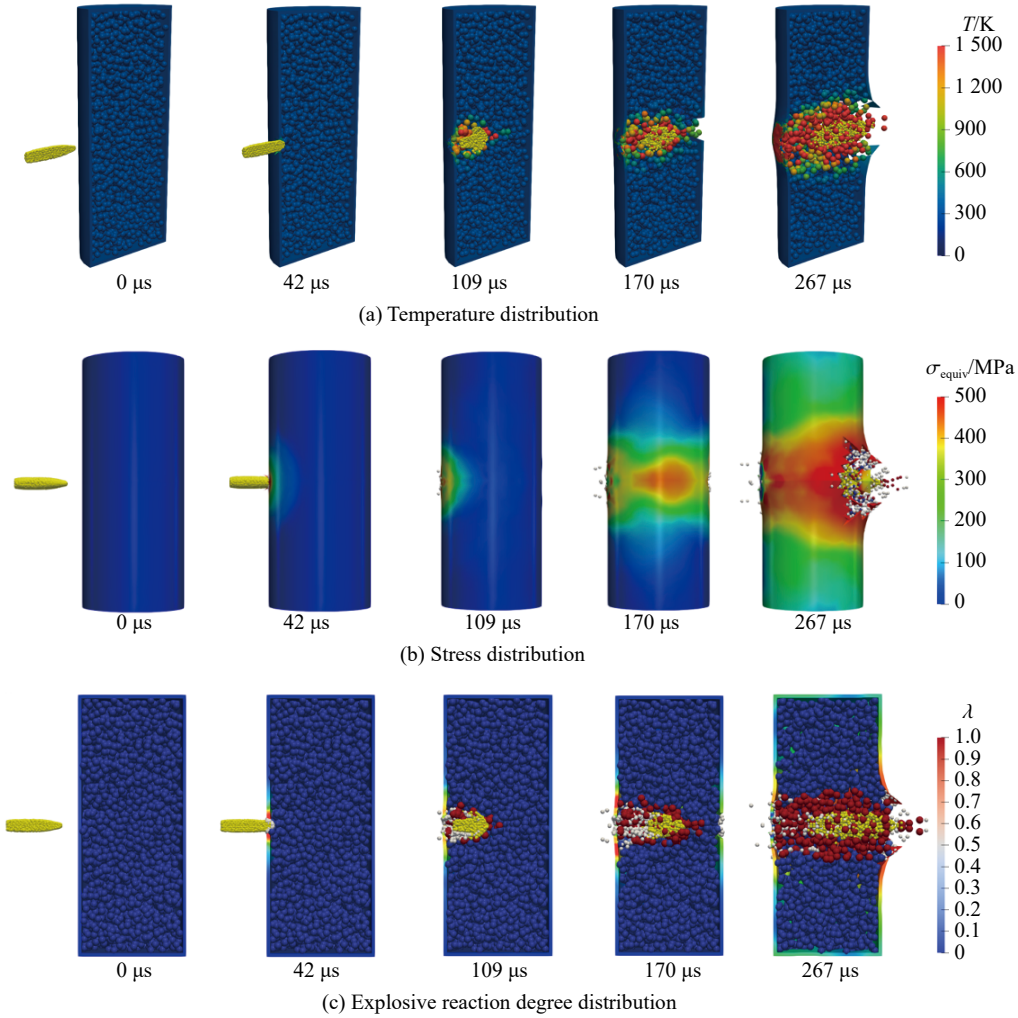
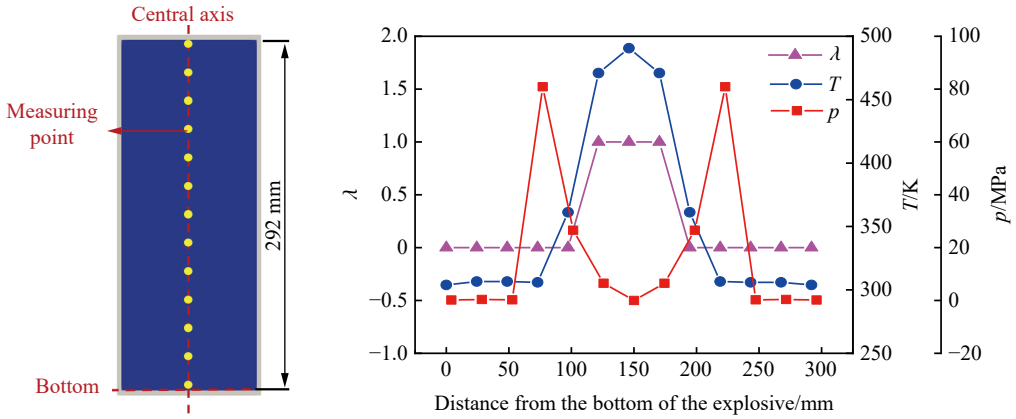


图 6　子弹高速撞击弹药引发炸药燃烧过程

Fig. 6　Simulation of the deflagration process in explosives induced by high-speed bullet impact on ammunition

图 7 对比了在 267 μs 时刻（即子弹击穿战斗部时刻）战斗部中轴线上 13 个均匀分布的点的反应度、温度及压力图像。可以看出，在该时刻，只有中间的 3 个测点发生了完全反应，反应度为 1；其余测点处反应较为微弱，炸药几乎未完全反应。由于炸药为热的不良导体，加之炸药完全反应会释放大量热量，因此中心处温度最高，并沿两端方向逐渐降低。同时，子弹击穿战斗部，中线处炸药虽然完全反应，但是大量气体从破孔处冲出战斗部，即中心处炸药已经几乎完全膨胀，压力较小。然而，中心处完全反应的炸药产物对外膨胀做功，压力波也会在未反应的炸药内部传播，因此靠近中心区域的未反应炸药压力较大。不过，该压力最大值仅约为 80 MPa，远远不能激发炸药反应，因此该工况下战斗部仅有中心区域部分炸药发生反应，未发生爆轰。

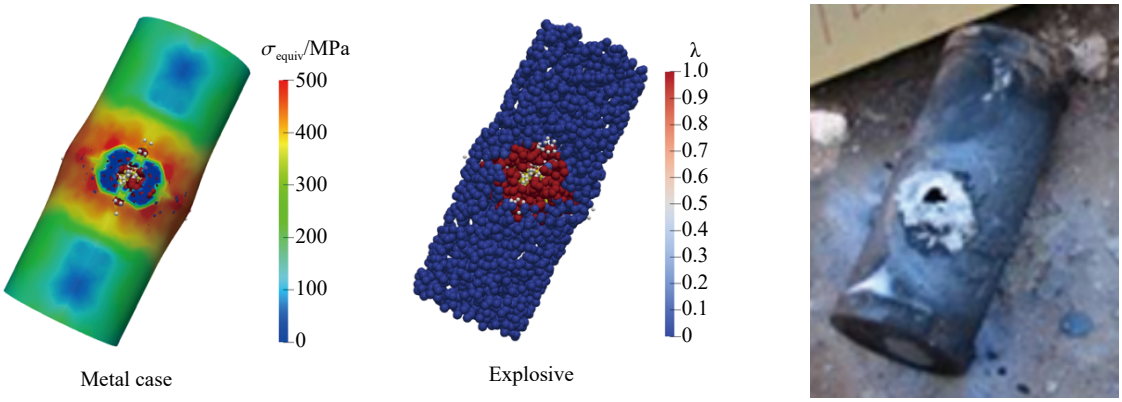
图 8 对比了子弹以 850 m/s 的速度撞击下的弹药损伤破坏仿真与试验结果。可以看出，仿真和试验结果相符，弹药整体未发生爆轰，大部分装药在壳体内燃烧，仅留少量颗粒状残余物。壳体整体结构保留较为完整，仅两头端盖鼓胀，壳体裂为 2 节。



(a) Measuring point layout　　(b) Time-history curves of reaction degree, temperature and pressure

图 7　267 μs 时刻炸药沿中轴线反应分布

Fig. 7　Reaction distribution along the central axis of the explosive at 267 μs



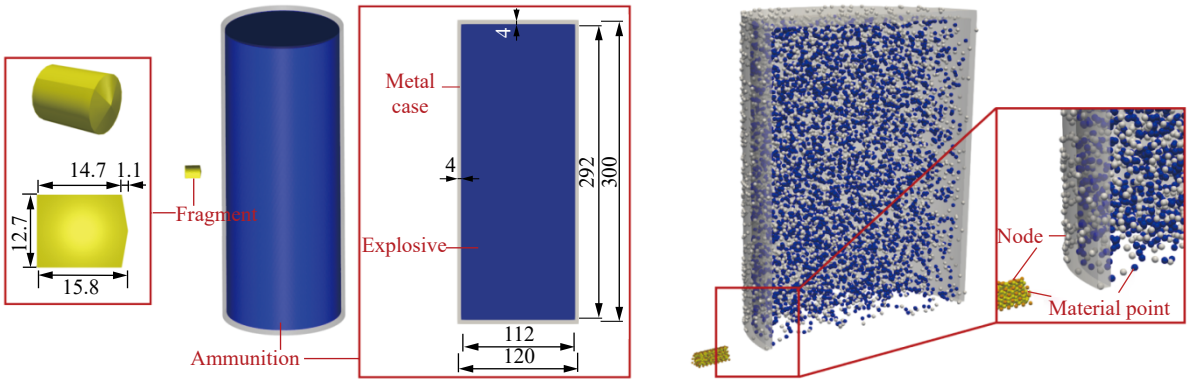
(a) Simulated stress distribution　　(b) Simulated reaction degree distribution　　(c) Experimental result

图 8　仿真和试验结果对比

Fig. 8　Comparison between simulation and experimental results

4　破片撞击弹药数值仿真

对第 3 节中的弹药开展破片撞击数值仿真分析，几何模型和离散模型如图 9 所示。破片材料采用



(a) Geometric configuration　　(b) Discrete model

图 9　1/4 对称破片撞击计算模型(单位：mm)

Fig. 9　Calculation model with quarter-symmetry for fragment impact (unit: mm)

高强钢，材料物性参数见表 1。采用 J2 黏弹塑性模型描述其材料行为，对应的材料参数见表 2，其在高温高压下变形与温度、压力的关系采用 Mie-Grüneisen 状态方程进行描述。

当破片以 1 850 m/s 高速撞击弹药外壳时，冲击波在壳体正面瞬时产生并迅速向装药内部传播，使局部压力骤增至爆轰阈值以上。此时，装药在高压作用下产生几乎瞬时的化学点火与反应增长，进入完全爆轰状态；爆轰产生的压力波幅值在 45 GPa 左右，该压力波在炸药内部传播，直接激发波前炸药进入点火状态，并导致炸药完全反应最终导致整个战斗部的爆轰。相比之下，虽然反应放热导致炸药温度升高，但是由于装药为热的不良导体，热流传播速度远小于压力波传播速度，因此温度对非撞击区域装药的影响十分微小。爆轰波在装药体内传播并冲击金属外壳，导致壳体应力急剧上升，随后在爆轰压力下进一步膨胀、开裂并碎片化，以极高速度向外喷射，如图 10 所示。

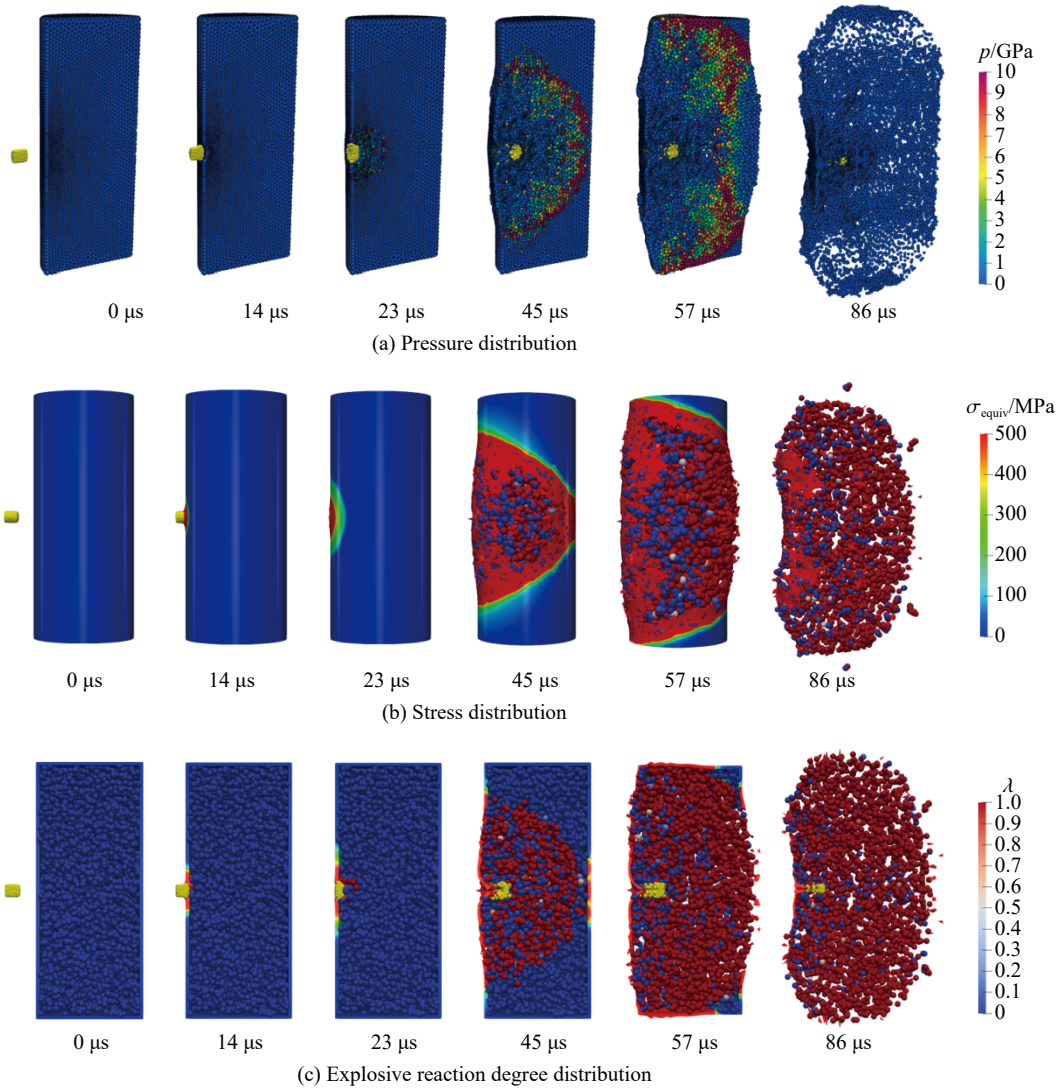
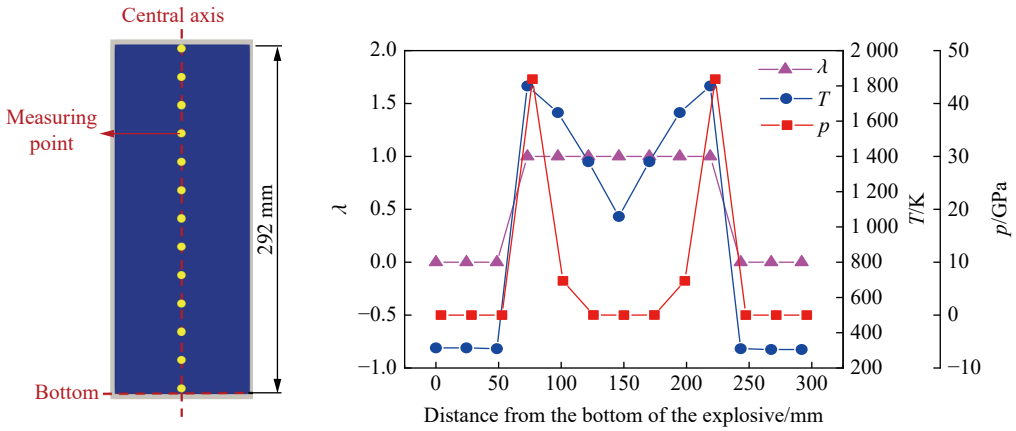


图 10　破片高速撞击弹药引发炸药爆轰过程仿真

Fig. 10　Simulation of high-speed fragment impact on ammunition initiating explosive detonation process

图 11 给出了 45 μs 时刻（爆轰波在炸药内部传播时刻）炸药沿中轴线的反应度、温度和压力分布。可以看出，该时刻爆轰波仍然在炸药内部传播，其传播区域内炸药反应度为 1，即该区域内炸药完全反应转为气态反应产物，对外膨胀做功，且由于化学反应产生的热量导致温度急剧升高。由于中心处化学反应产物对外做功最多，因此其温度相对最低，越靠近爆轰波前沿局部温度越高。波阵面处压力也最大，

约为 45 GPa，而中心处反应产物由于已完成了大量做功过程导致压力较低。破片撞击弹药是一个典型的以压力点火起爆为主的热-力-化学耦合问题。不过在爆轰过程中，中心区域的炸药首先爆炸并对外膨胀做功，导致该区域内炸药的压力与温度都较低。对比图 11(b)～(d) 可以看出，在爆轰波前沿区域，即炸药刚刚反应完全的区域，炸药的温度最高，压力也最大。



(a) Measuring point layout　　(b) Time-history curves of reaction degree, temperature and pressure

图 11　45 μs 时刻炸药沿中轴线反应分布

Fig. 11　Reaction distribution along the central axis of the explosive at 45 μs

本文算例充分展现了 HOTM 方法描述子弹/破片撞击弹药多物理场耦合过程的有效性，可为弹药易损性分析提供可靠的技术支持。

5　结　论

围绕弹丸/破片高速冲击下弹药的动态响应问题，提出并验证了一种基于 HOTM 方法的热-力-化学多物理场强耦合数值仿真框架。研究结果表明，该方法能够有效刻画冲击过程中的大变形、摩擦生热、热点形成与化学反应传播等复杂机理，准确预测不同冲击条件下装药的起爆机制和响应规律。

在方法学层面，HOTM 方法相较传统有限元法展现出更强的几何适应性与数值稳定性，能有效避免网格畸变对计算精度的影响；与现有无网格方法相比，HOTM 通过引入热-力-化学反应强耦合，能够更真实地再现炸药在冲击载荷下的响应过程，并在计算精度与效率之间取得了良好的平衡。同时，本文创新性地将 Arrhenius 热反应动力学模型与 Lee-Tarver 压力点火模型有机耦合，并在爆轰阶段引入 JWL 状态方程，从而实现了对炸药点火、反应增长及爆轰传播的统一建模。

需要指出的是，本研究仍存在一定不足。当前对热点形成机理的描述仍主要依赖宏观平均模型，对由材料微观缺陷（如孔洞、裂纹、界面不均匀性）演化至宏观热点的多尺度过程缺乏细致刻画。这种不足限制了模型对不同材料结构和缺陷敏感性的精细预测能力。未来研究需要建立微观缺陷演化与宏观热点形成之间的定量联系，从而提升模型的物理真实性与普适性。

总体而言，本文提出的仿真框架不仅验证了 HOTM 方法在炸药冲击响应模拟中的有效性和优势，而且为弹药安全性评估与不敏感弹药设计提供了可靠的理论工具和技术平台。未来的工作将重点聚焦于热点微观机理与宏观模型的耦合、多尺度建模方法的引入以及算法效率的进一步提升。

参考文献：

[1]　马晗晔，王雨时，王光宇. 国外不敏感炸药综述 [J]. 兵器装备工程学报，2020, 41(5): 166–174. DOI: 10.11809/bqzbgcxb2020.05.032.

MA H H, WANG Y S, WANG G Y. Summary of foreign insensitive explosives [J]. Journal of Ordnance Equipment

Engineering, 2020, 41(5): 166–174. DOI: 10.11809/bqzbgcxb2020.05.032.

[2] NATO. Bullet attack test for munitions: NATO-STANAG 4241 [S]. NATO, 1991.

[3] United States Department of Defense. Hazard assessment tests for non-nuclear munitions: MIL-STD-2105C —2003 [S]. Department of Defense, 2003.

[4] NATO. Policy for introduction and assessment of insensitive munitions: STANAG 4439: 2010 [S]. NATO Standardization Office, 2010.

[5] NATO. Guidance on the assessment and development of insensitive munitions (IM): AOP-39 [S]. NATO Standardization Agency, North Atlantic Treaty Organization (NATO), 2010.

[6] 国防科学技术工业委员会. 炸药试验方法: GJB 772A—1997 [S]. 北京: 国防科学技术工业委员会, 1997.
Explosive test method: GJB 772A—1997 [S]. Beijing: Commission of Science, Technology and Industry for National Defense of the PRC, 1997.

[7] KIMURA E, OYUMI Y. Sensitivities of azide polymer propellants in fast cook-off, card gap and bullet impact tests [J]. Journal of Energetic Materials, 1997, 15(2/3): 163–178. DOI: 10.1080/07370659708216080.

[8] DAGLEY I J, HO S Y, NANUT V. Effects of the polymer matrix density on the shock, bullet impact and high strain-rate ignition sensitivity of polymer bonded explosives [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1997, 22(5): 296–300. DOI: 10.1002/prep.19970220509.

[9] 魏祥庚, 刘佩进, 何国强, 等. HTPB 和 NEPE 固体推进剂枪击低易损性实验研究 [J]. 弹箭与制导学报, 2005, 25(4): 714–716. DOI: 10.3969/j.issn.1673-9728.2005.04.233.
WEI X G, LIU P J, HE G Q, et al. Experimental research on the low vulnerability of HTPB and NEPE solid propellant [J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2005, 25(4): 714–716. DOI: 10.3969/j.issn.1673-9728.2005.04.233.

[10] 李小柱, 裴养卫. 固体火箭发动机枪击低易损性试验研究 [J]. 弹箭与制导学报, 2000(2): 39–42. DOI: 10.3969/j.issn.1673-9728.2000.02.008.
LI X Z, PEI Y W. Low vulnerability experimental study of solid rocket engine under popping condition [J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2000(2): 39–42. DOI: 10.3969/j.issn.1673-9728.2000.02.008.

[11] 齐任超. 破片冲击作用下战斗部装药失效响应研究 [D]. 北京: 北京理工大学, 2015.
QI R C. Research on the low vulnerability method of warhead case under the impact of fragment [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2015.

[12] 胡杰, 杜剑英, 陈桦, 等. 破片撞击不敏感弹药研究进展 [J]. 兵器装备工程学报, 2022, 43(8): 36–43. DOI: 10.11809/bqzbgcxb2022.08.006.
HU J, DU J Y, CHEN H, et al. Research progress of fragment impact insensitive ammunition [J]. Journal of Ordnance Equipment Engineering, 2022, 43(8): 36–43. DOI: 10.11809/bqzbgcxb2022.08.006.

[13] JONES D A, KEMISTER G, BORG R A J. Numerical simulation of detonation in condensed phase explosives: DSTO-TR-0705, AR-010-605 [R]. 1998.

[14] 代晓淦, 申春迎, 吕子剑, 等. 枪击试验中不同尺寸 PBX-2 炸药响应规律研究 [J]. 含能材料, 2008, 16(4): 432–435. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2008.04.017.
DAI X G, SHEN C Y, LÜ Z J, et al. Reaction properties for different size PBX-2 explosives in bullet impact test [J]. Chinese Journal of Energetic Materials, 2008, 16(4): 432–435. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2008.04.017.

[15] 庄建华, 毛佳, 张为华, 等. 固体火箭发动机枪击过程数值模拟 [J]. 固体火箭技术, 2009, 32(4): 422–426. DOI: 10.3969/j.issn.1006-2793.2009.04.016.
ZHUANG J H, MAO J, ZHANG W H, et al. Numerical simulation of the gunshot process of solid rocket motor [J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2009, 32(4): 422–426. DOI: 10.3969/j.issn.1006-2793.2009.04.016.

[16] HAMAIDE S, QUIDOT M, BRUNET J. Tactical solid rocket motors response to bullet impact [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1992, 17(3): 120–125. DOI: 10.1002/prep.19920170306.

[17] 濮赞泉. 破片撞击起爆战斗部影响因素及判据研究 [D]. 南京: 南京理工大学, 2016.
PU Z Q. Study on influencing factors and criterion of fragment impact initiation warhead [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2016.

[18] 刘沫言. 带壳装药的破片撞击和冲击波感度研究 [D]. 沈阳: 沈阳理工大学, 2020.
LIU M Y. Study on fragment impingement and shock wave sensitivity with shell charge [D]. Shenyang: Shenyang Ligong

University, 2020.

[19] GINGOLD R A, MONAGHAN J J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1977, 181(3): 375–389. DOI: 10.1093/mnras/181.3.375.

[20] LIU W K, JUN S, ZHANG Y F. Reproducing kernel particle methods [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1995, 20(8/9): 1081–1106. DOI: 10.1002/fld.1650200824.

[21] ZHANG X, CHEN Z, LIU Y. The material point method [M]. Oxford: Academic Press, 2017: 37–101.

[22] LIU M B, LIU G R, LAM K Y, et al. Computer simulation of shaped charge detonation using meshless particle method [J]. Fragblast, 2003, 7(3): 181–202. DOI: 10.1076/frag.7.3.181.16789.

[23] LIU M B, ZHANG Z L, FENG D L. A density-adaptive SPH method with kernel gradient correction for modeling explosive welding [J]. Computational Mechanics, 2017, 60(3): 513–529. DOI: 10.1007/s00466-017-1420-5.

[24] YANG G, HAN X, HU D A. Simulation of explosively driven metallic tubes by the cylindrical smoothed particle hydrodynamics method [J]. Shock Waves, 2015, 25(6): 573–587. DOI: 10.1007/s00193-015-0588-x.

[25] YANG G, LIU R Q, HU D, et al. Simulation of one dimension shock initiation of condensed explosive by SPH method [J]. Engineering Computations, 2016, 33(2): 528–542. DOI: 10.1108/EC-03-2015-0076.

[26] 刘赛, 张伟贵, 吕振华. 穿甲燃烧弹侵彻陶瓷复合装甲和玻璃复合装甲的 FEM-SPH 耦合计算模型 [J]. 爆炸与冲击, 2021, 41(1): 014201. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0069.
LIU S, ZHANG W G, LYU Z H. An FEM-SPH coupled model for simulating penetration of armor-piercing bullets into ceramic composite armors and glass composite armors [J]. Explosion and Shock Waves, 2021, 41(1): 014201. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0069.

[27] ZHOU G H. A reproducing kernel particle method framework for modeling failure of structures subjected to blast loadings [M]. San Diego: University of California, 2016.

[28] BAEK J, CHEN J S, ZHOU G H, et al. A semi-Lagrangian reproducing kernel particle method with particle-based shock algorithm for explosive welding simulation [J]. Computational Mechanics, 2021, 67(6): 1601–1627. DOI: 10.1007/s00466-021-02008-2.

[29] MA S, ZHANG X, LIAN Y P, et al. Simulation of high explosive explosion using adaptive material point method [J]. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2009, 39(2): 101–124. DOI: 10.3970/cmes.2009.039.101.

[30] LIAN Y P, ZHANG X, ZHOU X, et al. Numerical simulation of explosively driven metal by material point method [J]. International Journal of Impact Engineering, 2011, 38(4): 238–246. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2010.10.031.

[31] CUI X X, ZHANG X, SZE K Y, et al. An alternating finite difference material point method for numerical simulation of high explosive explosion problems [J]. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2013, 92(5): 507–538. DOI: 10.3970/cmes.2013.092.507.

[32] LI B, HABBAL F, ORTIZ M. Optimal transportation meshfree approximation schemes for fluid and plastic flows [J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2010, 83(12): 1541–1579. DOI: 10.1002/nme.2869.

[33] WANG H, LIAO H M, FAN Z Y, et al. The hot optimal transportation meshfree (HOTM) method for materials under extreme dynamic thermomechanical conditions [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2020, 364: 112958. DOI: 10.1016/j.cma.2020.112958.

[34] 廖祐明, 黎波, 樊江, 等. 超高速撞击下碎片云的 OTM 分析 [J]. 爆炸与冲击, 2022, 42(10): 103301. DOI: 10.11883/bzycj-2021-0275.
LIAO H M, LI B, FAN J, et al. OTM analysis of debris cloud under hypervelocity impact [J]. Explosion and Shock Waves, 2022, 42(10): 103301. DOI: 10.11883/bzycj-2021-0275.

[35] JIANG H, SCOTT V, LI B. Modeling and simulations of high and hypervelocity impact of small ice particles [J]. International Journal of Impact Engineering, 2021, 155: 103906. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2021.103906.

[36] WANG H, LI X B, PHIPPS M, et al. Numerical and experimental study of hot pressing technique for resin-based friction composites [J]. Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, 2022, 153: 106737. DOI: 10.1016/j.compositesa.2021.106737.

[37] JIANG H, WANG H, SCOTT V, et al. Numerical analysis of oblique hypervelocity impact damage to space structural materials by ice particles in cryogenic environment [J]. Acta Astronautica, 2022, 195: 392–404. DOI: 10.1016/j.actaastro.2022.02.029.

[38] 马天宝, 粟鑫, 郝莉. 基于 OTM 方法的超高速碰撞问题数值模拟 [J]. 北京理工大学学报, 2020, 40(6): 617–622. DOI: 10.15918/j.tbit1001-0645.2019.120.
MA T B, SU X, HAO L. Numerical simulation of hypervelocity impact based on the optimal transportation meshfree method [J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2020, 40(6): 617–622. DOI: 10.15918/j.tbit1001-0645.2019.120.

[39] 王浩, 廖祐明, 王淼辉, 等. 带相变热流固耦合问题的数值方法及金属增材制造仿真 [J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52(10): 104713. DOI: 10.1360/SSPMA-2022-0222.
WANG H, LIAO H M, WANG M H, et al. Numerical approach for a strongly coupled thermomechanical process with multi-phase transition and applications in additive manufacturing [J]. Scientia Sinica: Physica, Mechanica, and Astronomica, 2022, 52(10): 104713. DOI: 10.1360/SSPMA-2022-0222.

[40] YANG Q, STAINIER L, ORTIZ M. A variational formulation of the coupled thermo-mechanical boundary-value problem for general dissipative solids [J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2006, 54(2): 401–424. DOI: 10.1016/j.jmps.2005.08.010.

[41] CEN. Stainless steels. Part 1: list of stainless steels: BS EN 10088-1: 2023 [S]. Standards Policy and Strategy Committee, 2024.

[42] GARDNER L, INSAUSTI A, NG K T, et al. Elevated temperature material properties of stainless steel alloys [J]. Journal of Constructional Steel Research, 2010, 66(5): 634–647. DOI: 10.1016/j.jcsr.2009.12.016.

[43] LEE E L, TARVER C M. Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives [J]. Physics of Fluids, 1980, 23(12): 2362–2372. DOI: 10.1063/1.862940.

[44] LEE E, FINGER M, COLLINS W. JWL equation of state coefficients for high explosives: UCID-16189 [R]. Livermore: University of California, 1973. DOI: 10.2172/4479737.

[45] ARROYO M, ORTIZ M. Local maximum-entropy approximation schemes: a seamless bridge between finite elements and meshfree methods [J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2006, 65(13): 2167–2202. DOI: 10.1002/nme.1534.

[46] FAN J, LIAO H M, WANG H, et al. Local maximum-entropy based surrogate model and its application to structural reliability analysis [J]. Structural and Multidisciplinary Optimization, 2018, 57(1): 373–392. DOI: 10.1007/s00158-017-1760-y.

[47] SCHMIDT B, FRATERNALI F, ORTIZ M. Eigenfracture: an eigendeformation approach to variational fracture [J]. Multiscale Modeling and Simulation, 2009, 7(3): 1237–1266. DOI: 10.1137/080712568.

[48] PANDOLFI A, ORTIZ M. An eigenerosion approach to brittle fracture [J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2012, 92(8): 694–714. DOI: 10.1002/nme.4352.

[49] FAN Z Y, LIAO H M, JIANG H, et al. A dynamic adaptive eigenfracture method for failure in brittle materials [J]. Engineering Fracture Mechanics, 2021, 244: 107540. DOI: 10.1016/j.engfracmech.2021.107540.

[50] 贾宪振, 南海, 王晓峰, 等. 有氧化剂 (AP) 含铝炸药水中爆炸数值模拟 [J]. 科学技术与工程, 2015, 15(6): 1–4, 11. DOI: 10.3969/j.issn.1671-1815.2015.06.001.
JIA X Z, NAN H, WANG X F, et al. Numerical simulation of underwater explosion of aluminized explosive containingoxidizer (AP) [J]. Science Technology and Engineering, 2015, 15(6): 1–4, 11. DOI: 10.3969/j.issn.1671-1815.2015.06.001.

[51] STEINBERG D J. Equation of state and strength properties of selected materials [M]. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratories, 1996.

(责任编辑　张凌云)