

考虑裂纹面黏性流变效应的炸药剪切 点火宏-介观模型*

王本鑫¹⁾²⁾ 韩非¹⁾ 喻寅^{2)†}

1) (大连理工大学力学与航空航天学院, 大连 116024)

2) (国家工程物理交叉科学研究中心, 绵阳 621900)

(2026年2月10日收到; 2026年3月26日收到修改稿)

跌落倾倒等非冲击点火场景是造成弹药安全事故的主要原因. 准确模拟并预测其点火时间与位置, 对于提升炸药安全性至关重要. 然而目前对非冲击点火过程研究仍不够充分, 现有模型存在将炸药熔化后的流变过程简化固体摩擦的问题. 为此, 本文提出一种考虑熔化后流变效应的介观界面力-热-化效应耦合点火模型, 主要包括剪切摩擦、熔化吸热、黏性流变、热分解和热传导等过程, 考虑裂纹压力 P 、剪切速度 v 、裂纹厚度 h_c 等变量参数, 并嵌入离散元构建出宏-介观点火模型. Steven 实验与计算模拟结果的对比表明, 所提出的黏性流变新模型能够更准确地表征点火延迟时间. 在介观层面, 对于不同的 v , P , h_c , 忽略黏性流变效应多数情况下会导致点火预测时间提前; 此外, 当裂纹厚度较小 ($h_c < 20 \mu\text{m}$) 时, 点火延迟时间随 h_c 增大呈现先缩短后延长的非单调变化趋势. 本文可对弹药撞击事故点火风险、安全裕量评估提供方法工具支撑.

关键词: 炸药安全性, 裂纹面熔化流变, 宏-介观点火模型, 点火延迟时间

DOI: 10.7498/aps.75.20260228

CSTR: 32037.14.aps.75.20260228

1 引言

弹药在受到低速撞击下, 可能出现损伤断裂与局域化升温点火, 进而诱发燃烧、爆燃、爆炸甚至爆轰等不同烈度后果^[1]. 长期的研究表明, 炸药撞击点火过程是一个多尺度多物理场耦合问题, 主要由宏观炸药破碎裂纹, 以及介观剪切裂纹界面摩擦滑移、吸热熔化、黏性流变, 热分解和热传导等过程共同决定^[1-3]. 而目前的撞击点火模型, 均还不能较好地衔接贯通宏观与介观过程, 尤其在介观界面效应中存在炸药熔化后流体仍按固体摩擦计算等问题, 难以准确预测点火时间和位置.

炸药撞击点火计算通常将介观点火模型嵌入宏观有限元算法. 断裂破碎及由此导致的能量局域

化是炸药撞击点火的前序过程, 为了描述断裂破碎的不连续性, 有限元发展了内聚力模型, 扩展有限元等方法. Barua 等^[4-6] 利用内聚力有限元进行模拟, 统计了炸药颗粒之间接触面上的热点数量与分布, 并建立炸药热点与点火条件的关联; Wu 和 Huang^[7] 在内聚力单元考虑晶体塑性模型, 研究了炸药晶体取向对温度、位错分布及其演化的影响, 揭示了界面效应与两相邻晶取向和界面性质的相关性. 尽管此类方法能够处理简单的裂纹张开问题, 但对于撞击载荷下炸药裂纹界面的贴合、挤压、摩擦等复杂接触行为下的响应仍难以准确描述.

近年来, 为了解决求解非连续问题的困难, 离散元、近场动力学等无网格方法发展迅速, 此类方法使用积分方程进行求解, 不要求函数的连续性, 可以直接对主裂纹进行计算, 该方法广泛应用于岩

* 国防基础科研核科学挑战专题 (批准号: TZ2025001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuyun86@126.com

土工程与地质力学中^[8-10]. 在炸药模拟方面, 尚海林等^[11]采用三维离散元方法研究了含孔洞炸药的热点形成过程, 发现炸药晶体内部的温升低于晶体边界及黏结剂区域. 此外, 蒋城露等^[12]运用离散元模拟了 HMX 颗粒在落锤冲击下的变形与热点点火行为, 结果表明颗粒尺寸、堆积密度、内部缺陷以及冲击力对 HMX 的响应具有显著影响. Deng 等^[13-15]开发了一种力-热-化耦合的近场动力学模型, 能够描述炸药拉压的不对称行为以及炸药晶体的各向异性, 揭示了结构约束下 PBX 动态损伤、应力波动力学与温升分布之间的相关性. 然而, 现有大多数离散元模型, 温度计算通常基于物质点的摩擦功与热耗散的平均分配, 导致结果具有较强的尺寸依赖性. 因此, 使用离散元等无网格方法研究宏观裂纹, 使用更小尺度的介观点火模型解决尺寸效应, 是提高点火延迟时间预测置信度的关键.

介观点火模型负责描述炸药介观尺度界面的力-热-化效应并与宏观尺度结构的力热响应衔接, 其中使用最为广泛的为 Visco-SCRAM 统计裂纹模型^[16], 其将炸药视为一个黏弹性基体, 加入随机微裂纹来表征剪切摩擦, 在描述炸药力学响应和点火行为中取得了一定效果. Liu 和 Chen^[17-19]将 Visco-SCRAM 点火模型与宏观有限元模拟相结合, 应用于 Steven 实验的模拟, 获得了 3 种不同形状落锤的撞击下壳内炸药的温度分布与温升历程, 覃金贵^[20]拓展了 Visco-SCRAM 模型, 进一步考虑了界面上摩擦升温而导致的炸药熔化吸热, 在炸药冲剪实验的模拟重现中取得了更好的效果. 但在炸药熔化后仍使用固相参数, 将流体黏性流变简化为固体剪切摩擦. 而黏性流变主导了炸药熔化 (约 500 K) 到点火反应 (约 800 K) 的温升历程, 且炸药黏性系数与温度呈负相关^[21], 忽略或简化这一过程可能会导致预测的点火延迟时间出现偏差.

对此, 本文提出了一种考虑熔化后黏性流变的炸药介观裂纹界面力-热-化学耦合点火模型, 嵌入离散元等宏观裂纹模型, 实现宏-介观点火模型的衔接贯通. 通过现有模型与黏性流变新模型的对比计算 Steven 实验, 分析了新模型的精度. 介观层面研究了不同微裂纹正压力、裂纹剪切滑移速度、裂纹剪切带厚度对非冲击点火过程的影响, 研究给出了对裂纹摩擦点火机制新的认识, 为准确预测点火提供了新的方向.

2 模型方法

2.1 考虑熔化后黏性流变的点火模型构建

炸药非冲击点火机制研究是提高化爆安全性的重要手段, Field 等^[3]提出了多种热点火机制如孔洞塌缩、绝热剪切、裂纹摩擦等, 本文主要对炸药裂纹摩擦热点机制进行更深一步的探索. 炸药在制备过程中, 会在内部产生微裂纹. 在受到低速撞击时, 裂纹会发生扩展、张开、闭合等行为. 介观模型中, 假设微裂纹受到法向正应力 P 及切向剪应力 τ , 当法向正应力小于 0 时, 裂纹张开; 当法向正应力大于零且剪应力大于摩擦力时, 裂纹两侧具有相对剪切滑移速度 v , 发生摩擦生热^[16,20].

经典的 Frank-Kamenetskii 模型假设剪切裂纹带的厚度为 $2h_c$, 由于对称性, 以裂纹厚度中心为原点, 在法线方向建立一维坐标, 考虑只在裂纹厚度内发生摩擦生热, 方程表达式为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \mu P \frac{v}{h_c} + \rho \Delta H (1 - \alpha) Z e^{-\frac{E}{RT}}, \quad 0 \leq x \leq h_c, \quad (1)$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho \Delta H (1 - \alpha) Z e^{-\frac{E}{RT}}, \quad x > h_c, \quad (2)$$

其中, ρ 为炸药密度, c 为比热容, k 为热导率, μ 为摩擦系数, ΔH 为反应热, α 为反应度,

$$\alpha_i = \alpha_{i-1} + (1 - \alpha_{i-1}) Z e^{-\frac{E}{RT}} dt,$$

Z 为前因子, E 为激活能, R 为普适气体常数. (1) 式为裂纹厚度内的一维温度场演化, 等号左边描述了热量的增量, 等号右边第 1 项为热传导项, 第 2 项为摩擦生热项, 第 3 项为热分解项; (2) 式为裂纹厚度外的一维温度场演化, 与 (1) 式相比没有摩擦生热项. 该模型只考虑了固体剪切摩擦, 而没有描述当温度达到熔化温度后, 炸药由固体相变为流体, 部分剪切摩擦转变为黏性流变的物理过程.

为此需要改进模型, 首先考虑熔化吸热, 炸药温度达到熔化温度 T_m 时, 由于炸药熔化潜热 Q_{s0} 的影响, 固定温度 T 不变, 原用于温升的热量积累为 Q_s , 直至达到炸药的熔化潜热, 认为发生了相变, 该区域称为熔化区, 熔化区是在裂纹面向前推移的, 每个时间步积累的热量 ΔQ 可表示为

$$\Delta Q = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \Delta q \right] \Delta t / \rho, T = T_m. \quad (3)$$

Q_s 可表示为

$$Q_s = \sum \Delta Q, T = T_m. \quad (4)$$

融化度 β 可表示为

$$\beta = \frac{Q_s}{Q_{s0}}. \quad (5)$$

当单元在融化时, 热源项 q 由流体流变产热 q_l 与固体摩擦产热 q_s 共同组成, 即:

$$q = \beta q_l + (1 - \beta) q_s. \quad (6)$$

当炸药完全融化后, 即由固体相变为流体, 称该区域为流体区, 为了更精准地描述炸药的点火过程, 本文将融化后的流体黏性剪切流变代替摩擦生热成为新的热源项. 热分解在温度较低时贡献的热量较小, 故只在流体区考虑. 改进的模型方程为

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho \Delta H (1 - \alpha) Z e^{-\frac{E}{RT}} \\ & + \mu_1 \left(\frac{v_1}{h_m} \right)^2, \quad 0 \leq x \leq h_m, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \mu_s P \frac{v_s}{h_c - h_m}, \quad h_m \leq x \leq h_c, \quad (8)$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x > h_c, \quad (9)$$

其中, μ_1 为黏性系数与温度有关^[21], 即:

$$\mu_1 = 3.45 \times 10^{-7} \exp \left(\frac{7744}{T} \right). \quad (10)$$

(7) 式描述流体融化区的温度场演化, (8) 式描述裂纹厚度内固体区的温度场演化, (9) 式描述裂纹厚度外固体区的温度场演化.

发生剪切流变后, 需要计算流体速度 v_l 和固体速度 v_s , 假设黏性切应力 $\tau_l = \mu_1 (v_l/h_m)$ 与摩擦应力 $\tau_f = \mu P$ 平衡, 计算出流体的总速度, 根据流体速度与剪切速度大小判断剪切带是否滑动, 从而决定流固体速度的进一步分配, 进而影响热源项.

具体来说, 当 $h_m \leq h_c$ 时, 若 $v \leq v_1$, 与摩擦应力平衡需要更大的流体速度, 剪切速度达不到该阈值, 黏性流变不能够使剪切带滑动, 速度分配如图 1(a) 所示, 将流体速度 $v_l = v$, 固体速度 $v_s = 0$; 若 $v > v_1$, 剪切速度能够达到与摩擦应力平衡的阈值, 并且能够给固体分配速度, 剪切带能够发生滑动, 速度分配如图 1(b) 所示, 固体速度 $v_s = v - v_1$. 当 $h_m > h_c$ 时, 融化区宽度超过裂纹厚度, 若黏性切应力小于炸药基体剪切破坏强度, 基体不发生破坏, 融化区完全覆盖裂纹区, 如图 1(c) 所示, 速度

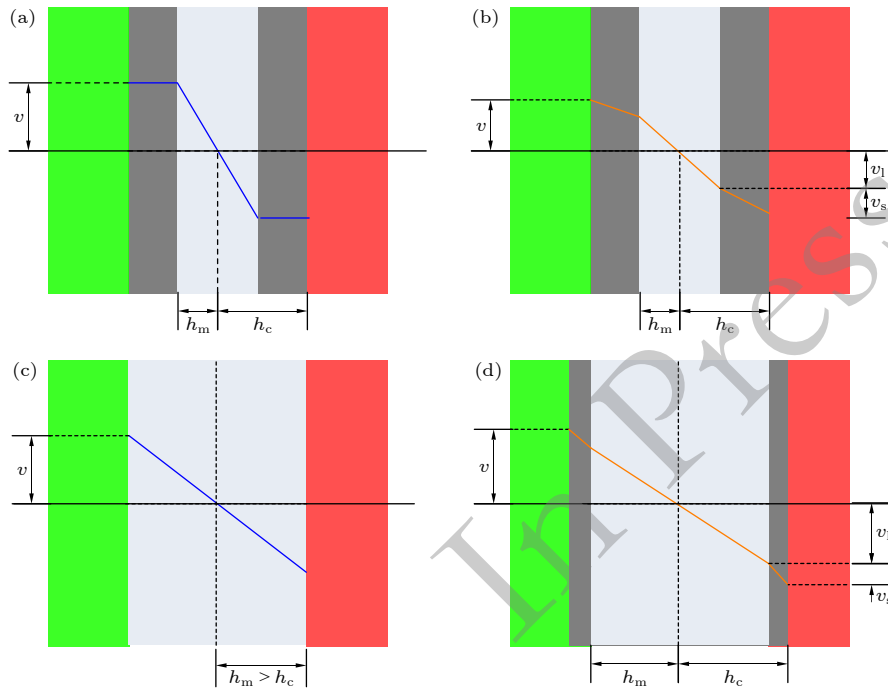


图 1 融化后固液两相速度分配的示意图 (a) 剪切带不滑动; (b) 剪切带滑动; (c) 基体未剪切破坏; (d) 基体发生剪切破坏

Fig. 1. Velocity distribution in solid-liquid two-phase post melting: (a) Non-sliding state of the shear band; (b) sliding state of the shear band; (c) non-shear failure state of the matrix; (d) shear failure state of the matrix.

分配与 $h_m \leq h_c$, $v \leq v_1$ 一致; 若大于剪切强度, 认为基体发生破坏, 如图 1(d) 所示, 增大裂纹厚度后再次判断.

2.2 模型离散

对于 (7) 式—(9) 式, 可以统一化为以下热传导方程形式, 使用有限体积法 [22,23] 进行求解:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q_0. \quad (11)$$

其中, q_0 表示除温升和热传导的其他项.

对于一维问题, 设单元数量为 n , 求解单元设为 P , 左侧单元设为 W , 右侧单元设为 E , 空间坐标使用中心差分代替微分, 由于涉及指数计算时间坐标使用显式格式离散, 0 表示上一时间步, 1 表示该时间步, (11) 式可离散为

$$\rho c (T_P^1 - T_P^0) \Delta x = k \left(\frac{T_E^0 - T_P^0}{\Delta x} - \frac{T_P^0 - T_W^0}{\Delta x} \right) \Delta t + q_0 \Delta x \Delta t. \quad (12)$$

进一步整理可得

$$\frac{\rho c \Delta x}{\Delta t} T_P^1 = \frac{k}{\Delta x} T_E^0 + \frac{k}{\Delta x} T_W^0 + \left(\frac{\rho c \Delta x}{\Delta t} - \frac{2k}{\Delta x} \right) T_P^0 + q_0 \Delta x. \quad (13)$$

这样该时刻的温度可由上一时刻的单元温度及热源加权求和得到, 其计算的稳定性由 $\left(\frac{\rho c \Delta x}{\Delta t} - \frac{2k}{\Delta x} \right) \geq 0$ 控制, 即冯·诺依曼方法中 $\frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2} \leq \frac{1}{2}$, 其中 $\alpha = \frac{k}{\rho c}$, 将热源 q_0 替换为不同热源表达式, 可对模型进行求解.

根据耦合模型与传统模型, 自主编写一套 Python 软件, 并在简单工况下进行模拟. 由于模型具有对称性, 故研究裂纹的一侧, 假设某一维工况的初始条件为温度 300 K, 左边界为绝热边界条件即为裂纹中心, 右边界为固定温度边界条件 300 K, 计算域为 500 μm . HMX 炸药参数参考文献 [16,17,20] 列于表 1, 软件可根据不同的压力、裂纹厚度、剪切速度求解不同工况下的点火时间、温升速率等.

为确保计算精度与效率, 本文针对工况 $P = 10 \text{ MPa}$, $v = 50 \text{ m/s}$, $h_c = 50 \mu\text{m}$, 网格大小及时间步长进行了收敛性分析. 在满足稳定性条件的前提下, 计算了不同网格尺寸和时间步长下的点火时

表 1 HMX 炸药参数
Table 1. HMX explosive parameters.

$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$c/(\text{J}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1})$	$k/(\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K}))$	$Q_{so}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1})$	T_m/K
1854.0	1020.0	0.302	47.7×10^3	519
$\frac{\Delta H}{/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1})}$	Z/s^{-1}	$E/(\text{J}\cdot\text{mol}^{-1})$	$\frac{R}{/(\text{J}\cdot(\text{mol}\cdot\text{K})^{-1})}$	μ_s
4.78×10^6	4.78×10^{12}	143.9×10^3	8.3145	0.2

间, 结果列于表 2. 结果表明: 在 10 μm 和 1 μm 网格下, 当时间步长从 1 μs 减小至 0.1 μs 时, 点火时间分别由 979 μs 和 996 μs 迅速收敛至 999.7 μs 和 1008.1 μs 附近; 进一步将时间步长加密至 0.01 μs , 点火时间的变化幅度均小于 0.3%, 表明时间离散误差已基本消除. 0.5 μm 网格与 1 μm 网格点火时间相对误差低于 0.05%, 验证了空间网格的收敛性. 综合考虑精度与计算效率, 本文最终选取网格大小为 1 μm 、时间步长为 0.1 μs 作为后续计算的条件.

表 2 点火时间 (μs)
Table 2. Ignition time (μs).

时间步长/网格大小/ $(\mu\text{s}\cdot\mu\text{m}^{-1})$	10	1	0.5
1	979	996	—
0.1	999.7	1008.1	—
0.01	999.42	1005.84	—
0.025	—	—	1008.45

2.3 宏-介观点火模型的衔接

为进一步验证模型的准确性, 将介观计算模型进一步二次开发与离散元模型进行衔接如图 2 所示. 离散元模型及其各种变体都是由格点和弹簧组成的单元结构; 其中的格点携带有介质的位置、速度等信息, 弹簧则决定着作用力、加速度、应力和损伤等 [24-26]. 在当前时间步下, 根据格点的相对位置和弹簧的作用方式和作用力等参数, 可以计算出每个格点的加速度; 根据当前时间步的格点速度和加速度, 得出下一时刻格点的位置和速度; 根据格点的位移可以算出应变, 根据弹簧中作用力的方向和大小可以算应力, 根据应力和应变等可以判断弹簧是否会断裂并形成微裂纹. 离散元通过追踪断裂的弹簧, 并分析其两侧格点的接触状态, 将可以识别和定位裂纹界面. 在离散元中弹簧发生断裂后, 其两侧格点不再承受拉伸与剪切作用; 但当两格点靠近到小于初始的弹簧平衡长度后, 将承受压力与摩擦作用. 获得裂纹面压强, 并且记录裂纹面的剪

切速度、温度、相态、反应度等信息, 传递给介观裂纹界面子程序; 由子程序计算判断是否发生点火, 并且更新裂纹面的物理信息, 输出摩擦应力或者黏性应力, 反馈到宏观离散元模型, 进行下一时间步的计算, 从而形成宏-介观点火模型的迭代求解, 如图 3 所示.

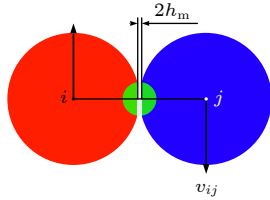


图 2 介观模型与离散元物质点的关联示意图

Fig. 2. Correlation between mesoscopic models and discrete element material points.

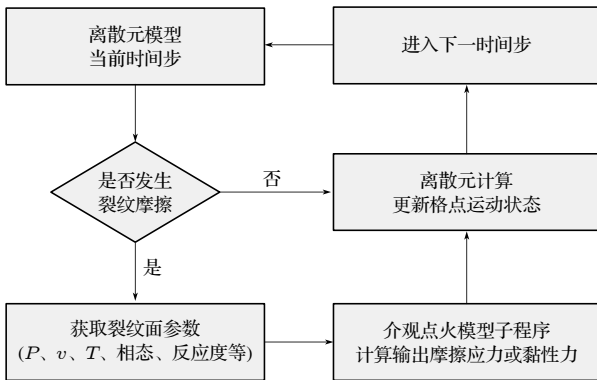


图 3 离散元宏-介观点火模型的迭代求解流程图

Fig. 3. Iterative solution process for the discrete element macro-mesoscopic ignition model.

3 结果与讨论

3.1 基于 Steven 实验的计算结果对比

Steven 实验常用于对非冲击点火过程研究, 本节使用黏性流变宏-介观点火模型进行模拟, 其实验的建模模型如图 4 所示. 其中子弹头、钢盖板、钢支架采用 304 S 钢. 子弹头尺寸为半径 31 mm 弹体长 64 mm, 钢盖板厚 3.5 mm, 炸药为 PBX-1 直径 98 mm 厚 13 mm, 垫片为聚四氟乙烯 (PTFE) 外直径为 130 mm, 钢支架底边厚 19 mm 外直径为 150 mm. 304 S 钢及 PTFE 为弹塑性模型, 炸药 PBX-1 为黏弹性断裂模型, 参数参考文献 [17].

图 5 展示了 50 m/s 下考虑黏性流变不同时刻的炸药温度场, 在 40 μ s 时出现剪切局域化, 摩擦

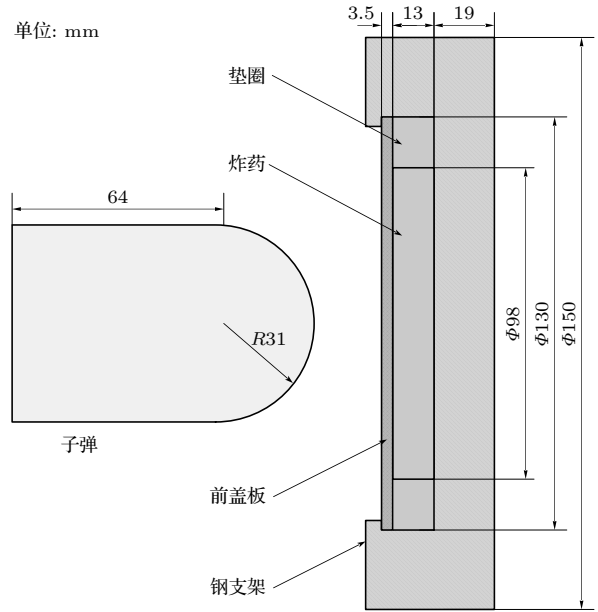


图 4 Steven 实验的建模示意图

Fig. 4. Steven test model.

产热发生在倒三角区域, 呈 V 形; 加载至 90 μ s 时剪切局域化区域由倒三角扩展至两侧三角区域, 且主裂纹特征明显, 呈 W 形; 在 180 μ s 时炸药熔化抹去结构特征直至 286 μ s 发生点火.

图 6 为 50—100 m/s 下计算所得的点火延迟时间曲线, 点火曲线与文献 [17,27] 所述趋势一致, 即子弹速度越快, 点火时间越小. 考虑黏性模型计算得到的点火阈值为 48 m/s; 50 m/s 下预测的点火延迟时间为 286 μ s, 与代晓淦和向永 [28] 实验观测的点火时间 270 μ s 相近, 误差约为 5.92%; 100 m/s 时的点火时间为 55 μ s, 与 Gruau 等 [29] 用光学测量技术测定点火时间 60 μ s 相近, 误差约为 8.33%; 因此本文所提出的模型具有实验可比性.

3.2 介观剪切流变对点火机制的影响

目前的点火撞击理论模型, 在描述炸药介观局部熔化后因黏性剪切流变的存在而对熔化后剪切流变过于简化的问题, 本文所提出的模型给出了相对详细的流变过程. 本节主要探究介观层面剪切黏性流变对点火过程的影响.

3.2.1 剪切流变对点火时间的影响

模型取 $P = 10$ MPa, $v = 50$ m/s, $h_c = 50$ μ m, 图 7(a) 为是否考虑剪切流变的裂纹中心单元的温度曲线, 其中 Meso-frictional Model 为介观摩擦模型, Meso-viscous Model 为介观黏性模型. 两曲线

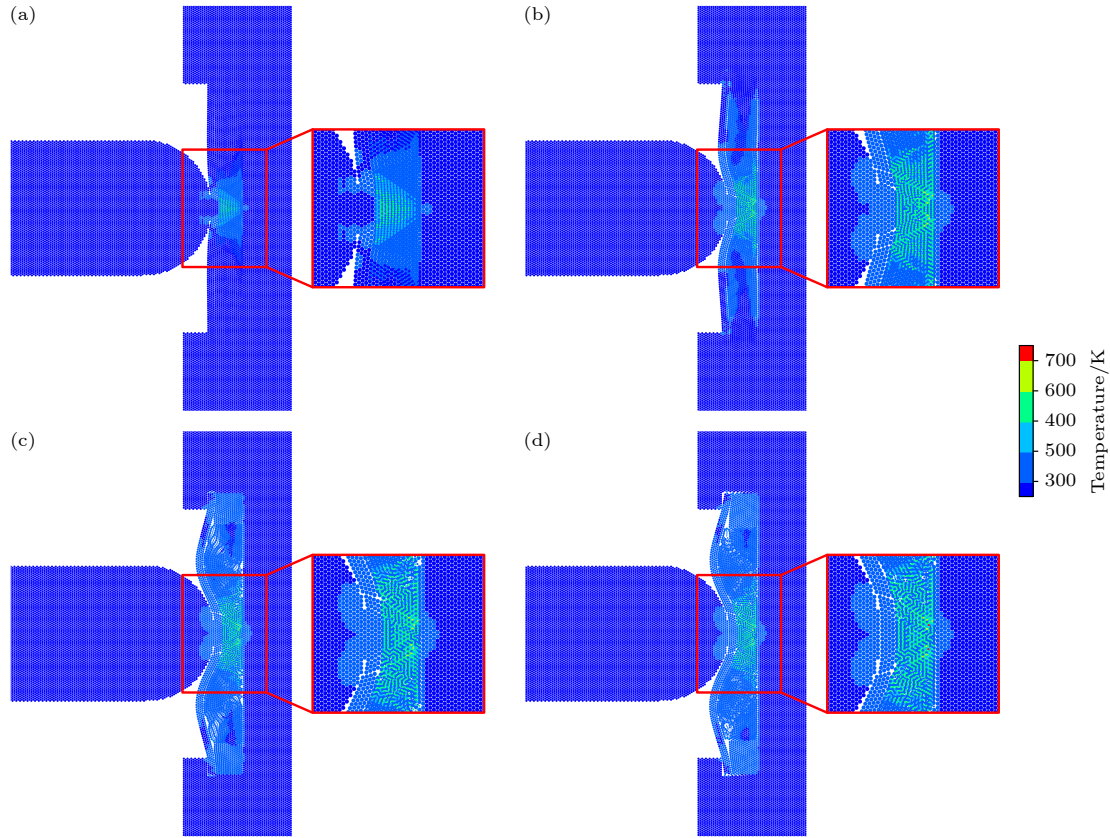


图 5 50 m/s 下的炸药温度场云图 (a) 40 μs ; (b) 90 μs ; (c) 180 μs ; (d) 286 μs

Fig. 5. Explosive temperature field with 50 m/s: (a) 40 μs ; (b) 90 μs ; (c) 180 μs ; (d) 286 μs .

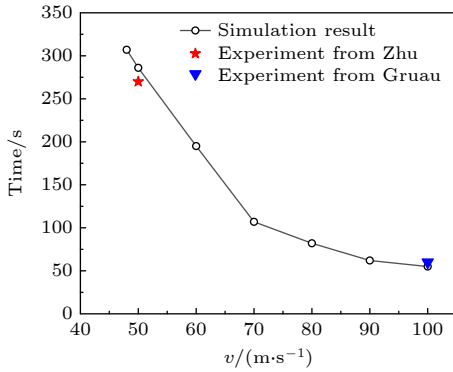


图 6 点火延迟时间曲线

Fig. 6. Ignition delay time curve.

均在约 207 μs 开始熔化, 不考虑流变的模型曲线在熔化前后斜率变化不大, 在约 453 μs 温度骤增发生点火, 与文献 [8,12] 描述趋势一致; 而考虑流变的模型, 熔化后曲线的斜率明显减小, 流变提供的热量小于摩擦生热, 点火时间也相应延缓, 点火时间在 1008 μs .

图 7(b) 和图 7(c) 展示了介观黏性流变模型计算获得的裂纹附近位置的温度曲线和不同时刻裂纹及附近单元温度的空间分布. 可以看出, 在裂纹

中心位置的温度最高, 在 207 μs 之前裂纹附近约 40 μm 处的温度曲线斜率基本一致, 虽然模型考虑了热传导, 但此时摩擦滑移主导了温度变化. 在 40 μm 以外的区域由于热传导的影响, 温升斜率较小. 在此之后裂纹附近的 40 μm 处发生了熔化, 出现熔化区, 导致出现部分流体剪切流变, 热源项的数值低于原摩擦生热, 同时由于热传导, 温升斜率降低, 在裂纹附近的 35—50 μm 之间甚至出现降温现象.

在一定参数范围 ($P = 150 \text{ MPa}$, $v = 10\text{—}100 \text{ m/s}$, $h_c = 5\text{—}50 \mu\text{m}$) 内统计点火延迟时间, 图 8(a) 为原摩擦模型预测的点火延迟时间云图, 图 8(b) 为剪切流变模型预测的点火延迟时间云图, 图 8(c) 为不考虑黏性的提前点火区间; 不考虑黏性流变的模型在大部分情况下会过早地预测点火. 但在压力低剪切强的特定范围内, 考虑黏性流变会在更短的时间内点火. 以 $P = 1 \text{ MPa}$, $v = 60 \text{ m/s}$, $h_c = 3 \mu\text{m}$ 为例, 如图 9 所示, 黏性模型由于裂纹厚度较小, 压应力较小, 热源项产热较小, 当中心单元发生熔化时, 热源项 (6) 式可具体写为

$$q = \beta\mu_1\left(\frac{v_1}{h_m}\right)^2 + (1 - \beta)\mu_s P \frac{v_s}{h_c - h_m}. \quad (14)$$

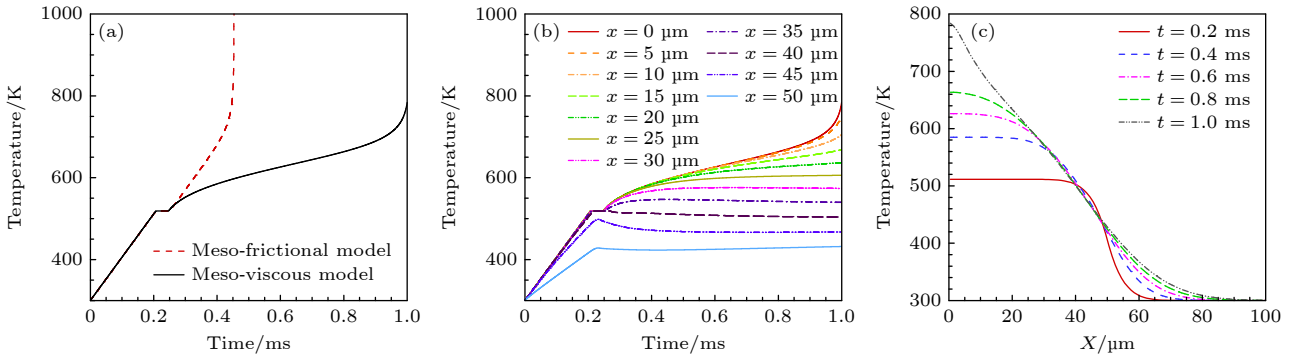


图 7 (a) $P = 10 \text{ MPa}$, $v = 50 \text{ m/s}$, $h_c = 50 \text{ }\mu\text{m}$ 裂纹中心单元的温度曲线对比图; (b) 裂纹中心附近单元的温度-时间曲线; (c) 不同时刻温度-位置曲线

Fig. 7. (a) Comparative plot of temperature curves at crack center under conditions: $P = 10 \text{ MPa}$, $v = 50 \text{ m/s}$, $h_c = 50 \text{ }\mu\text{m}$; (b) temperature-time curve of element near the crack center; (c) temperature-position curves at different times.

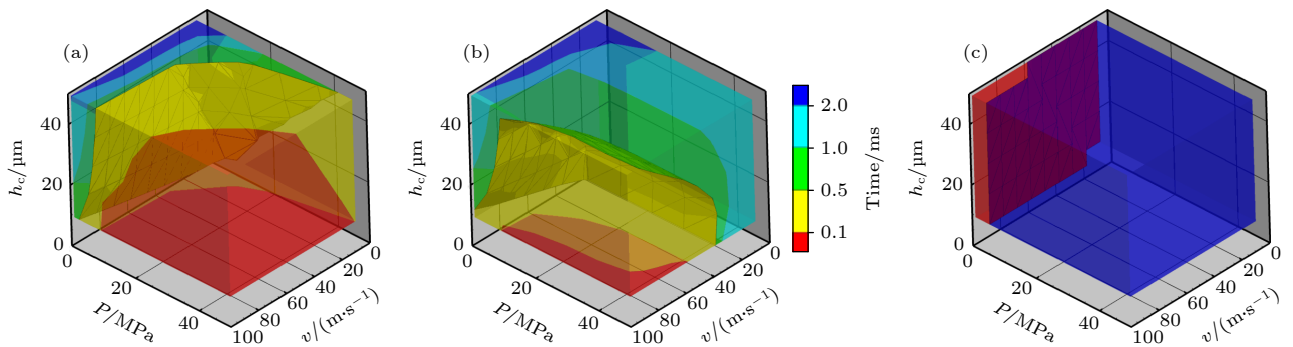


图 8 (a) 现有摩擦模型预测的点火延迟时间云图; (b) 剪切流变模型预测的点火延迟时间云图; (c) 不考虑黏性的提前点火区间 (蓝色) 示意图

Fig. 8. (a) Ignition delay time contour of the original friction model; (b) ignition delay time contour of the shear rheology model; (c) premature ignition interval without considering viscosity (marked in blue).

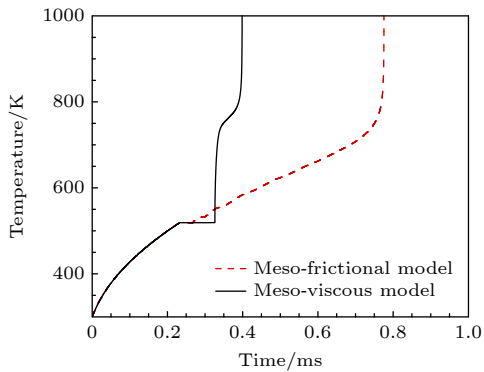


图 9 $P = 1 \text{ MPa}$, $v = 60 \text{ m/s}$, $h_c = 3 \text{ }\mu\text{m}$ 裂纹中心单元的温度曲线对比图

Fig. 9. Comparative plot of temperature curves at crack center under conditions: $P = 1 \text{ MPa}$, $v = 60 \text{ m/s}$, $h_c = 3 \text{ }\mu\text{m}$.

此工况速度分配模式初始如图 1(b) 所示, 且速度大多分配在固相上, 液相速度极小, 可认为 q_l , q_s 几乎不发生变化, 随着中心单元熔化的进行, β 增大, 中心单元热源项 q 减小, 导致黏性模型中心单

元熔化较慢. 当 $h_m > h_c$ 时, 速度分配模式转变为图 1(c) 模式, 速度完全分配给液相, 导致温度骤增.

3.2.2 窄裂纹情况对点火时间的影响

在 3.2.1 节黏性流动模型计算的点火延迟时间中, 计算结果显示在裂纹厚度较小的情况下, 点火延迟时间会随着裂纹厚度的增大出现先提前后延后的现象, 如图 10 所示, 本节将对此现象进行描述分析.

图 11(a) 给出了 $P = 100 \text{ MPa}$, $v = 40 \text{ m/s}$, $h_c = 8\text{--}20 \text{ }\mu\text{m}$ 裂纹中心的温升曲线. 从图中可以看到发生了曲线交叉, 发生这一现象主要是由于热扩散项导致的, 为了进一步描述, 图 11(b) 和图 11(c) 分别给出了不同裂纹厚度下裂纹中心单元的热源项温升及扩散项温降, 温升曲线始终高于温降曲线, 二者之差即为该时间步的温度改变. 如图 11(b) 和图 11(c) 所示, 在裂纹厚度较小如 $8 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 单元分配的剪切应变率较大, 导致温升较大, 同

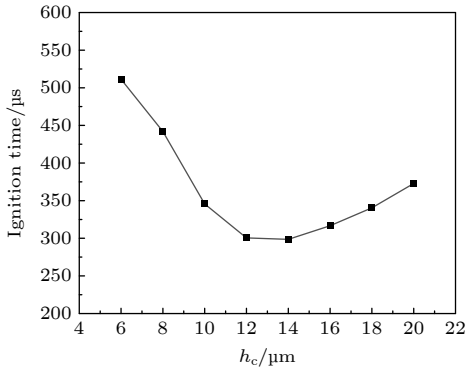


图 10 窄裂纹点火延迟时间曲线

Fig. 10. Ignition delay time curve for narrow cracks.

时与附近单元的温差也较大, 热扩散项也较大, 即产热与散热较快, 注意到两曲线的差值面积较小, 同时在点火时熔化宽度约 $9 \mu\text{m}$, 这表明部分能量被传递到原裂纹厚度以外的单元, 导致中间网格的升温变慢, 点火时间延长; 随着裂纹厚度的增大, 热源项产热变小, 温差变小, 热扩散项随之变小, 即产热与散热均变慢. 在裂纹厚度 $8\text{--}12 \mu\text{m}$, 热扩散下降的幅度较大, 差值面积变大, 导致中心的温度热量累积, 点火时间变短, 在裂纹厚度增大到 $12 \mu\text{m}$ 之后, 热源项的下降幅度较大, 差值面积变小, 点火时间变长, 这体现了产热与散热的竞争关系.

3.2.3 各参数对温升曲线及点火时间的影响

压应力是耦合模型方程重要的影响参数, 与宏观炸药的受力状态有关, 其主要影响摩擦生热项及摩擦应力. 图 12(a) 为 $h_c = 50 \mu\text{m}$, $v = 50 \text{ m/s}$, $P = 10, 20, 30 \text{ MPa}$ 时裂纹中心单元的温升曲线比较, 压应力越大, 熔化前的温升速率越快, 图 12(a) 中达到熔点和点火的时间分别为 $207.1 \mu\text{s}$, $103.6 \mu\text{s}$,

$69.1 \mu\text{s}$ 和 $1008.2 \mu\text{s}$, $934.4 \mu\text{s}$, $922.3 \mu\text{s}$, 随着压应力的增大, 达到熔化的时间越快, 点火延迟时间缩短, 同时注意到从开始熔化到点火的时间是增长的.

剪切速度主要影响固体剪切速率及流体的最大速度, 由炸药运动状态给出. 图 12(b) 为 $h_c = 50 \mu\text{m}$, $v = 40, 50, 60 \text{ m/s}$, $P = 10 \text{ MPa}$ 时裂纹中心单元的温升曲线, 随着剪切速度的增大, 炸药的温升速率越大, 点火时间会提前. 不论是流体还是固体, 剪切速度始终影响着热源项, 是影响点火的重要因素.

裂纹厚度决定摩擦生热的作用域以及固体剪切速率, 间接影响流变. 图 12(c) 为 $h_c = 40, 50, 60 \mu\text{m}$, $v = 50 \text{ m/s}$, $P = 10 \text{ MPa}$ 时裂纹中心的温升曲线, 由图 12(c) 可以看出裂纹厚度越大, 炸药的温升速率越小, 点火时间延后, 这与剪切速度的影响相反, 裂纹厚度作为热源项的分母, 也是影响点火的重要因素之一.

炸药中的微裂纹数量是十分庞大的, 以 3.1 节离散元计算 Steven 实验为例, 几乎在每两个炸药格点间都需要进行计算介观模型, 如果使用数值算法, 每一计算时间步都会增加计算成本, 为此后续可使用机器学习算法进行加速, 本文 3.2 节计算所得的结果可为机器学习提供训练数据样本集 [30,31].

4 结论

1) 本文建立了炸药裂纹界面的介观尺度力-热-化耦合模型, 并与宏观断裂破碎离散元计算衔接, 形成了宏-介观点火模型. Steven 实验验证表明, 该模型预测点火延迟时间具有更高精度.

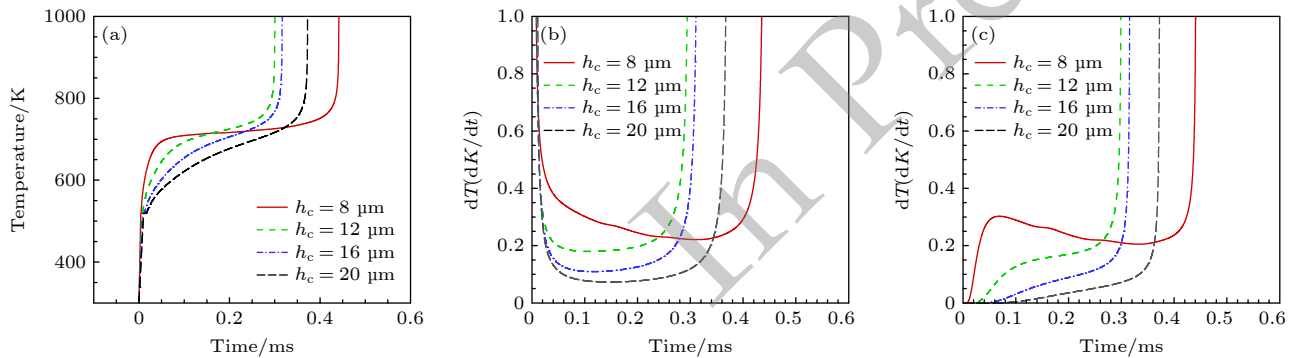


图 11 (a) 窄裂纹中心单元的温升曲线; (b) 窄裂纹中心单元的热源项温升曲线; (c) 窄裂纹中心单元的扩散项温降曲线

Fig. 11. (a) Temperature rise curve at narrow crack center; (b) temperature rise curve from heat source term at narrow crack center; (c) temperature drop curve from diffusion term at narrow crack center.

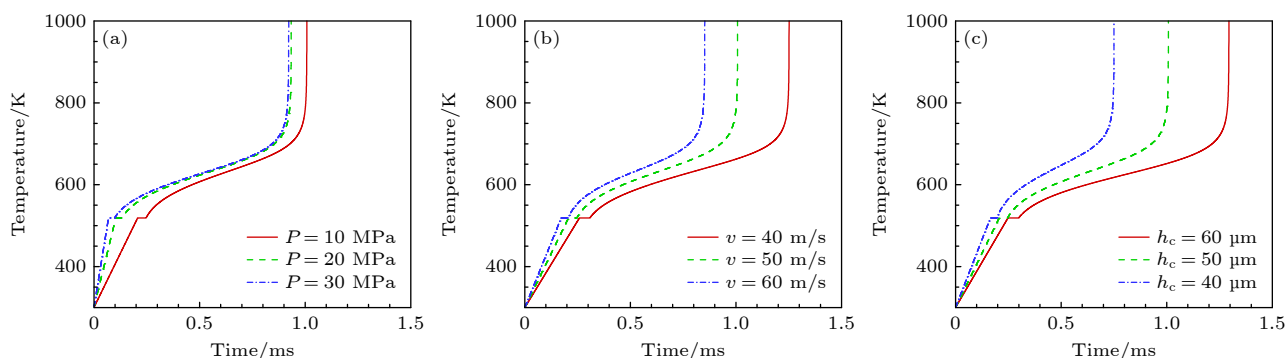


图 12 (a) 不同压应力下裂纹中心单元的温升曲线; (b) 不同剪切速度下裂纹中心单元的温升曲线; (c) 不同裂纹厚度的裂纹中心单元的温升曲线

Fig. 12. (a) Temperature rise curves at crack center under different pressures; (b) temperature rise curves at crack center under different shear velocities; (c) temperature rise curves at crack center for different crack thicknesses.

2) 在介观与传统模型相比,黏性模型在多数情况下抑制点火,但在强剪切、低压力时点火时间提前.黏性模型中,裂纹厚度较窄 ($h_c < 20 \mu\text{m}$) 时,点火延迟时间随厚度增大先提前后延后.点火延迟时间随剪切速度、裂纹压应力增大而缩短,随剪切裂纹带厚度减小而缩短.

3) 后续研究将逐步引入流体可能出现的其他复杂行为,也将探索利用机器学习方法加速计算模型,以实现点火过程的高效求解.

参考文献

- [1] Liu C L 2020 *Explosive Safety of Charge* (Beijing: Science Press) pp224–262 (in Chinese) [刘仓理 2020 装药化爆安全性 (北京: 科学出版社) 第 224—262 页]
- [2] Asay B W 2009 *Shock Wave Science and Technology Reference Library* (Vol. 5) (Berlin: Springer) pp555—583
- [3] Field J E, Bourne N K, Palmer S J P, Walley S M 1992 *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A: Phys. Eng.* **339** 269
- [4] Barua A, Zhou M 2011 *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.* **19** 055001
- [5] Barua A, Horie Y, Zhou M 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 054902
- [6] Barua A, Kim S, Horie Y, Zhou M 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 064905
- [7] Wu Y Q, Huang F L 2010 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **53** 218
- [8] Cheng H, Han P F, Su Y W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 164501 (in Chinese) [成浩, 韩培锋, 苏有文 2020 物理学报 **69** 164501]
- [9] Ji S Y, Fan L F, Liang S M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 104501 (in Chinese) [季顺迎, 樊利芳, 梁绍敏 2016 物理学报 **65** 104501]
- [10] Wang J F, Yan H B 2012 *Soils Found.* **52** 644
- [11] Shang H L, Zhao F, Wang W Q, Fu H 2010 *Explos. Shock Waves* **30** 131 (in Chinese) [尚海林, 赵锋, 王文强, 傅华 2010 爆炸与冲击 **30** 131]
- [12] Jiang C L, Wang A, Zhao F, Shang H L, Zhang M J, Liu F S, Liu Q J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 228301 (in Chinese) [蒋城露, 王昂, 赵锋, 尚海林, 张明建, 刘福生, 刘其军 2019 物理学报 **68** 228301]
- [13] Deng X L, Huang Y F, Zhao J B 2024 *Eng. Fract. Mech.* **298** 109903
- [14] Hu Q F, Deng X L, Liu W Y 2024 *Eng. Anal. Bound. Elem.* **166** 105861
- [15] Huang Y F, Deng X L, Bai J S 2022 *Mech. Mater.* **172** 104389
- [16] Bennett J G, Haberman K S, Johnson J N, Asay B W, Parker G R 1998 *J. Mech. Phys. Solids* **46** 2303
- [17] Liu R, Chen P W 2018 *Mech. Mater.* **124** 106
- [18] Liu R, Han Y, Dai X G, Yu Q B, Wen S G, Wu W 2019 *Chin. J. Energ. Mater.* **27** 812 (in Chinese) [刘睿, 韩勇, 代晓淦, 余庆波, 温上刚, 吴巍 2019 含能材料 **27** 812]
- [19] Liu R, Wang X J, Chen P W, Kang G, Zhu S P, Guo Y S 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 175108
- [20] Qin J G 2014 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [覃金贵 2014 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [21] Ali A, Li J Q, Kishimoto Y 2014 *Plasma Fusion Res.* **9** 3401036
- [22] Tao W Q 2019 *Heat Transfer* (Beijing: Higher Education Press) pp159—161 (in Chinese) [陶文铨 2019 传热学 (北京: 高等教育出版社) 第 159—161 页]
- [23] Tao W Q 2001 *Numerical Heat Transfer* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press) pp78—86 (in Chinese) [陶文铨 2001 数值传热学 (西安: 西安交通大学出版社) 第 78—86 页]
- [24] Yu Y, Wang W Q, He H L, Lu T C 2014 *Phys. Rev. E* **89** 043309
- [25] Yu Y, Wang W Q, Chen K H, Wu J K, Li Y Y, Li Y Q, Lu T C, He H L 2018 *Int. J. Solids Struct.* **135** 137
- [26] Yu Y, Cao X X, Yang J, Li Y Q, Wang W Q, He H L 2019 *Eng. Fract. Mech.* **208** 38
- [27] Fu Q, Xiao Y C, Qu K P, Yu W Q, Sun Y 2025 *Propellants Explos. Pyrotech.* **51** 204
- [28] Dai X G, Xiang Y 2006 *Chin. J. Energ. Mater.* **14** 38 (in Chinese) [代晓淦, 向永 2006 含能材料 **14** 38]
- [29] Gruau C, Picart D, Belmas R, Bouton E, Delmair-Sizes F, Sabatier J, Trumel H 2009 *Int. J. Impact Eng.* **36** 537
- [30] Wang S F, Wang H W, Perdikaris P 2021 *Sci. Adv.* **7** eabi8605
- [31] Wang S F, Perdikaris P 2023 *J. Comput. Phys.* **475** 111855

A macro-mesoscopic model for shear ignition on explosive crack surfaces incorporating viscous flow*

WANG Benxin¹⁾²⁾ HAN Fei¹⁾ YU Yin^{2)†}

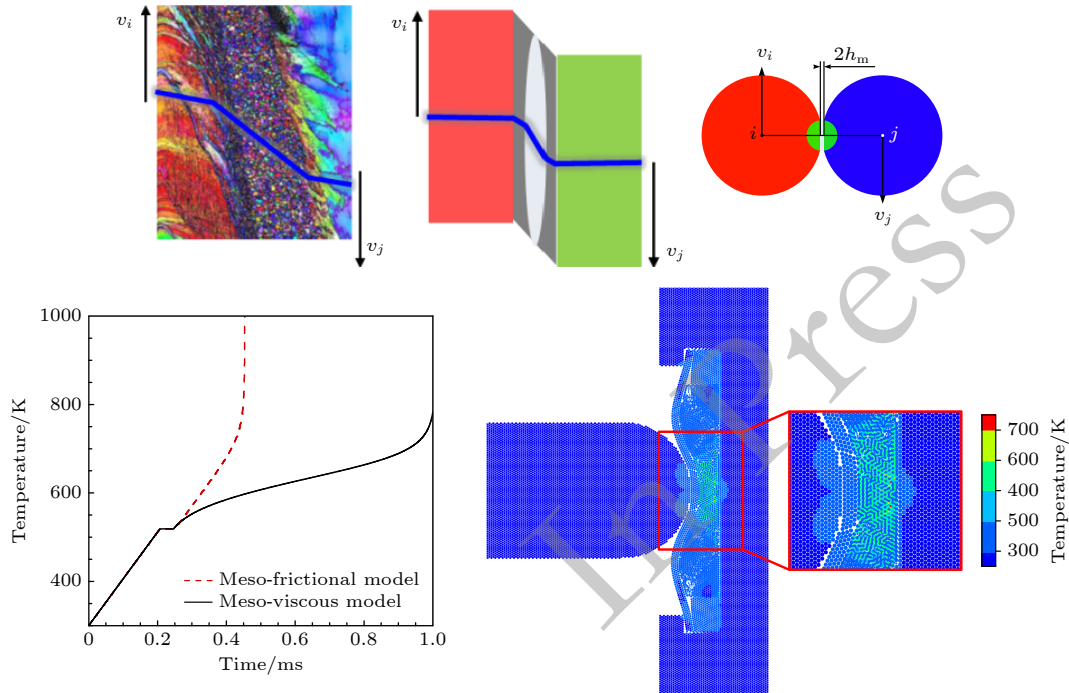
1) (*School of Mechanics and Aerospace Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

2) (*National Interdisciplinary Research Center of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 10 February 2026; revised manuscript received 26 March 2026)

Abstract

Under low-velocity impact, ammunition may suffer damage, fracture, and localized heating ignition, which can further induce combustion, deflagration, explosion, or even detonation with different intensities. Previous studies have shown that the explosive impact ignition process is a multi-scale and multi-physical field coupling problem, which is jointly determined by macro-scale explosive fragmentation and meso-scale processes such as shear crack interface friction and slip, endothermic melting, viscous rheology, thermal decomposition, and heat conduction. However, existing impact ignition models fail to effectively connect macro-scale and meso-scale processes; especially in meso-scale interface effects, there exists a problem that the fluid after explosive melting is still calculated according to solid friction, making it difficult to accurately predict the ignition time and location. To solve this problem, a meso-scale crack interface force-thermal-chemical coupling ignition model considering viscous rheology after melting was proposed in this study. First, the model improved the classical Frank-Kamenetskii model by introducing the endothermic effect of explosive melting and the viscous shear rheology of the fluid phase after melting: when the explosive temperature reaches the melting point, the heat accumulation is used for melting until the latent heat of fusion is satisfied to complete the phase transition;



* Project supported Science Challenge Project (Grant No. TZ2025001).

† Corresponding author. E-mail: yuyun86@126.com

after complete melting, the viscous shear rheology of the fluid replaces solid friction as the main heat source, and the velocity distribution of the solid-liquid two-phase after melting is determined by the balance between viscous shear stress and frictional stress. Furthermore, the meso-scale model was secondary developed and connected with the discrete element model to realize the iterative solution of the macro-mesoscopic ignition model. The proposed model was verified by simulating the Steven experiment, and the results showed that the ignition threshold predicted by the model was 48 m/s; the ignition delay time at 50 m/s was 286 μs (error about 5.92% compared with the experimental value of 270 μs), and the ignition delay time at 100 m/s was 55 μs (error about 8.33% compared with the experimental value of 60 μs), indicating good experimental comparability. Meso-scale parameter analysis showed that: compared with the traditional friction model, the model considering viscous rheology delayed the ignition time in most cases, but accelerated the ignition in the specific range of low pressure and high shear; for narrow cracks, the ignition delay time first advanced and then delayed with the increase of crack thickness due to the competitive relationship between heat generation and heat dissipation; the increase of pressure and shear velocity shortened the ignition delay time, while the increase of crack thickness prolonged the ignition delay time. The research results provide a new method for accurately predicting the non-impact ignition time and location of explosives, and offer a new understanding of the crack friction ignition mechanism.

Keywords: explosive safety, crack surface melting and rheology, macro-mesoscopic ignition model, ignition delay time

DOI: [10.7498/aps.75.20260228](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260228)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260228](https://cstr.net.cn/result.do?cid=32037.14.aps.75.20260228)