



论文

冲击波作用下多孔材料内的温度斑图动力学

许爱国*, 张广财, 李华, 应阳君, 蔚喜军, 朱建士

北京应用物理与计算数学研究所国家级计算物理重点实验室, 北京 100088

* E-mail: Xu_Aiguo@iapcm.ac.cn

收稿日期: 2009-09-17; 接受日期: 2009-12-03

国家自然科学基金(批准号: 10702010, 10775018, 10771019)、国家级重点实验室基金和中国工程物理研究院发展基金(编号: 2009A0102005, 2009B0101012)资助项目

摘要 强冲击作用过程中多孔材料内物理特征量(温度、密度、粒子速度、各种应力等)的分布极其复杂. 使用颗粒接触物质点方法对这类过程进行模拟, 对材料内复杂的温度场进行形态学分析, 引入“结构相似”和“过程相似”的概念, 对不同温度阈值条件下的特征结构演化过程进行比较研究. 发现: 在同一材料中, 如果冲击强度和温度阈值选取合适, 那么高温区域及其演化过程会表现出极其相似的特征. 当孔隙度较高时, 过程相似要求的温度阈值和冲击速度成二次抛物线关系; 随着孔隙度降低, 温度阈值随冲击速度升高的速率有所加快. 在不同材料中, 在冲击强度一定的情况下, 过程相似要求的温度阈值和孔隙度在一定范围内表现出幂律行为. 其他类型的特征结构可以按同样方式进行研究分析.

关键词 多孔材料, 冲击波, 特征结构, 物质点法, 形态学分析

PACS: 05.70.Ln, 05.70.-a, 05.40.-a

非均质材料在国防与民用等工业领域有着极其广泛的应用^[1]. 除了颗粒材料^[2,3], 多孔材料很早就被用来保护精密设备和仪器免受猛烈震动和冲击. 材料的非均匀性能够极大地改变其冲击动力学特征. 当物体受到弱冲击作用时, 其中空隙的存在可能使两碰撞物体出现二次碰撞; 当冲击作用较强时, 材料内部空隙处可能会出现射流^[4,5]. 从整体上看, 在冲击波作用下, 多孔材料内会出现各类特征结构. 例如“高压区”、“高温区”、“粒子速度较大区”, “偏应力较大区”等. 这些特征结构是实际应用过程中是活跃区, 是容易出“问题”(相变、化学反应、粒子微喷、塑性变形等)的区域, 其各类特征和规律值得关注. 虽然多孔材料冲击动力学的研究已有较长的历史, 但以前的研究主要集中在一些整体特征, 例如冲击

Hugoniot^[6]和状态方程等^[7]. 为了研究多孔材料中复杂的时空耗散结构, 许爱国等人将积分几何和数值图像处理中的Minkowski泛函引入冲击波物理, 从形态学的角度来分析温度、密度、压强、粒子速度等特征量在材料中的分布及其演化^[8].

多孔材料的冲击响应过程涉及到大变形和很强的非线性, 其理论描述非常复杂. 在相关实验中, 一些快速过程和细节的测量在技术上也具有极强的挑战性. 所以, 数值模拟对于提供完整动力学图像、对于推动本学科的发展都起着不可替代的作用. 从模拟方面来说, 分子动力学可以揭示出空隙塌缩的一些微观机制^[9,10], 但其所涉及的时间和空间尺度尚局限在纳秒和几十纳米量级, 远不能满足实验要求. 纯拉氏和纯欧氏算法在处理这类涉及到材料大变形的

问题时均遇到了一些不易克服的困难: 拉氏方法能够很好地跟踪物质的界面, 但会遇到网格畸变的问题; 在欧氏方法中, 网格不随物体的变形而变化, 但是它不易跟踪物质的界面. 为充分发挥欧氏和拉氏算法的优点、避免其缺点, 本文将使用最近发展起来的一种混合方法(物质点法)^[11,12]来模拟多孔材料的冲击响应过程.

1 材料模型和数值模拟工具

1.1 材料模型

在我们的模拟研究中, 多孔材料的初态是由一块完整的固体内嵌一定数量的空隙来构成. 固体材料特性用带线性硬化的 von Mises 塑性模型来描述^[4]. 材料在屈服条件满足之前表现出线弹性响应; 屈服判据为 $3J_2 - \sigma_Y^2 = 0$, 其中 σ_Y 是塑性屈服应力,

$$J_2 = \frac{1}{2} \mathbf{S} : \mathbf{S} \quad (1)$$

是偏应力张量

$$\mathbf{S} = \frac{1}{3} (\boldsymbol{\sigma} - \text{Tr}[\boldsymbol{\sigma}]) \quad (2)$$

的第二不变量. 线性硬化是指 σ_Y 随着塑性应变张量的第二不变量线性增加. 当 $J_2 > \sigma_Y^2$ 时, 等效塑性应变增量 $d\varepsilon_p$ 可以按下述方式计算:

$$d\varepsilon_p = (\sqrt{3J_2} - \sigma_Y) / (3G + E_{\text{tan}}), \quad (3)$$

其中 G 和 E_{tan} 是剪切和硬化模量. 我们假设塑性能增量 $dW_p = d\varepsilon_p \cdot \sigma_Y$ 全部转化为内能. 压力 P 满足 Mie-Gruneissen 状态方程^[13-16]

$$P - P_H = \frac{\gamma(V)}{V} [E - E_H(V_H)], \quad (4)$$

式中 P_H , V_H 和 E_H 分别为 Rankine-Hugoniot 曲线上的压力、比容和内能. P_H 和 V_H 之间的关系如下:

$$P_H = \begin{cases} \frac{\rho_0 c_0^2 \left(1 - \frac{V_H}{V_0}\right)}{\left(\lambda - 1\right)^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda - 1} \times \frac{V_H}{V} - 1\right)^2}, & V_H \leq V_0, \\ \rho_0 c_0^2 \left(1 - \frac{V_H}{V_0}\right), & V_H > V_0, \end{cases} \quad (5)$$

其中 c_0 是声速, λ 是 Hugoniot 线性关系 $U_s + c_0 + \lambda U_p$ 中的系数, U_s 和 U_p 是冲击波速和波后粒子速度^[16]. 在本文中, Gruneissen 系数 γ 取为常熟, 比内能 $(E - E_H)$ 取为塑性功. 冲击压缩和塑性功都导致温度的升高. 冲击压缩导致的温升为

$$\frac{dT_H}{dV_H} = \frac{c_0^2 \lambda (V_0 - V_H)^2}{c_v [(\lambda - 1)V_0 - \lambda V_H]^3} - \frac{\gamma(V)}{V_H} T_H, \quad (6)$$

其中 c_v 是比热^[16]. 塑性功导致的温升为

$$dT_p = \frac{dW_p}{c_v}. \quad (7)$$

在我们的研究中, 实例材料为多孔金属铝. 材料参数如下: 密实部分密度 $\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3$, 弹性模量 $E = 69 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.33$, 初始屈服应力为 $\sigma_{Y0} = 120 \text{ MPa}$, 硬化模量 $E_{\text{tan}} = 384 \text{ MPa}$, 声速 $c_0 = 5350 \text{ m/s}$, 热容量 $c_v = 880 \text{ J/(kg K)}$, 热传导系数 $k = 237 \text{ W/(m K)}$. 在模拟过程中, 冲击波的加载通过多孔材料本身和静止在 $y = 0$ 处的固壁碰撞来实现. 多孔材料位于固壁的上方. 在 $t = 0$ 时刻以速度 $-V$ 与固壁开始碰撞. 在水平方向使用周期边界条件. 这样, 一个模拟单元的结果恰好对应于由许多完全一样的模拟单元沿水平方向并列摆布而构成的较大系统的情形. 在本文中, 我们集中考虑二维问题. 初始温度取为 300 K .

1.2 物质点方法简介

作为一种粒子方法, 物质点方法把物体的连续部分离散成 N_p 个离散的拉格朗日质点, 每个质点携带有质量 m_p 、应力 $\boldsymbol{\sigma}_p$ 、速度 \mathbf{v}_p 、密度 ρ_p 等所有相关信息; 背景网格采用欧拉法描述, 网格结点 i 携带有速度 \mathbf{v}_i 和加速度 \mathbf{a}_i 的信息. 在每一个时间步, 将物质点 P 携带的物质信息映射到背景网格结点 i , 在背景网格结点 i 上求解动量方程, 获得网格节点的速度、加速度; 然后再映射回物质点处, 更新下一时刻物质点所携带的物质信息. 在每一个时间步均采用原始背景网格, 因此避免了因网格畸变而产生的数值困难. 下面我们简要地叙述其基本原理.

在物质点法中, 每个物质点的质量不随时间变化, 所以质量连续性方程

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (8)$$

自动满足, 其中 ρ 代表密度, \mathbf{v} 代表速度. 拉氏力学平衡方程为

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{b} = 0, \quad (9)$$

其中 \mathbf{b} 代表体力. 在每个时间步, 物质点的质量和速度被映射到背景网格节点上. 节点速度通过下式得

$$\sum_j m_{ij} \mathbf{v}_j = \sum_p m_p \mathbf{v}_p N_i(\mathbf{x}_p), \quad (10)$$

其中 N_i 是单元形函数, \mathbf{x}_p 代表物质点 P 的位置. 当物质点的质量、速度信息映射到背景网格节点上后, 方程(9)的弱形式就可以得到了:

$$\int_{\Omega} \rho \delta \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} d\Omega + \int_{\Gamma_t} \rho \delta \mathbf{v} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} - \mathbf{t}) d\Gamma + \int_{\Omega} \rho \delta \mathbf{v} \cdot \mathbf{b} d\Omega = 0, \quad (11)$$

其中 Ω 代表求解域, Γ_t 代表力边界, \mathbf{t} 代表外力. 由于连续体被离散成一系列的物质点, 密度可以表示为

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_p m_p \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p), \quad (12)$$

把方程(12)带入(11)式就可以把积分方程转化为在所有物质点上的求和:

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{f}_i^{\text{int}} + \mathbf{f}_i^{\text{ext}}, \quad (13)$$

其中 $\mathbf{f}_i^{\text{int}}$ 和 $\mathbf{f}_i^{\text{ext}}$ 分别代表内部力和外部力向量:

$$\mathbf{f}_i^{\text{int}} = -\sum_p \frac{1}{\rho_p} m_p \boldsymbol{\sigma} \cdot (\nabla N_i), \quad (14)$$

$$\mathbf{f}_i^{\text{ext}} = \sum_p N_i \mathbf{b}_p + \mathbf{f}_i^C, \quad (15)$$

(15)式中, 向量 \mathbf{f}_i^C 代表接触力以及外部边界力. 采用显式时间积分来求解(13)式可以得到节点加速度. 物质点方法的核心为接触算法的构造. 我们采用的是近期改进的接触算法^[8].

2 形态分析技术与相似性概念

冲击作用过程中多孔材料中各状态量呈现出复杂的时空分布. 在很多情况下, 对其做严格细致的波系分析是不可能的和不必要的; 而反映材料整体响应特征的往往也是一些统计平均量. 因而我们可以采用一系列统计手段对其进行处理和分析. 本工作中使用的是积分几何和数值图像处理中的 Minkowski 泛函^[8], 又称为形态学量度.

如果给所描述的物理量设置一个阈值, 高于该阈值的区域定义为白色, 反之定义为黑色, 那么几乎

所有的连续图案都可以分解为一些白色和黑色像素组成的小尺度斑图. Minkowski 泛函(Minkowski 量度或形态学描述)为这类 Turing 斑图提供了一套完备描述. 在 D 维空间中, 这些 Minkowski 泛函的个数为 $D+1$. 在二维情形, 这三个 Minkowski 量度分别对应于白色区域的总面积、链接黑白区域的边界总长度和 Euler 特征系数, 其中 Euler 特征系数又称为链接度. 这 3 个 Minkowski 量度具有可加性、运动不变性、和连续性特征. 由于实验设备精度的限制或者由于计算机模拟的内禀的离散特征, 在很多时候人们所获得的图形表现为一个由一系列像素组成的结构, 所以, 形态学描述可以在许多物理过程的分析中起到非常大的帮助作用.

在本工作中, 我们需要处理和分析的是温度分布图. 上述白色区域对应于“高温区域”, 黑色区域对应于“低温区域”, 那些零星的白色像素或斑图可以视为材料中出现的“热点”. 下面我们就简单叙述这三个量度的具体计算与性质. 描述物理场形态学特征的第一 Minkowski 量度为白色面积 A , 定义为温度 T 高于阈值 T_{th} 的像素的个数 N^W 与总像素数目 N 之比, 即 $A = N^W/N$. 当阈值 T_{th} 从温度的最小值变化到最大值时, 白色面积 A 从 1 逐渐减小到 0. 第二量度为边界长度 L , 定义为链接白色区域和黑色区域的边界总长度 B 与像素总数目 N 之比, 即 $L=B/N$. 当阈值 T_{th} 从温度的最小值变化到最大值时, 边界长度 L 从 0 开始增加; 最后逐渐下降到 0; 在中间某个阈值处取最大值. 第三个量度 Euler 特征系数 χ 定义为 $\chi = (n^W - n^B)/N$, 其中 $n^W(n^B)$ 为链接在一起的白色(黑色)区域的个数. 与白色面积 A 和边界长度 L 不同, Euler 特征系数 χ 从纯拓扑的角度来描述图案特征. 它描述的是白色和黑色区域的联通性. 当未连接在一块的黑色区域数目多, $\chi > 0$; 反之, $\chi < 0$. 尽管描述的是整体特征, 但也可以通过一些局域的方式来计算.

如果在这三个 Minkowski 量度张开的三维空间中考察斑图的特征, 我们可以定义两个斑图的相似度如下:

$$S = \frac{1}{d}, \quad (16)$$

其中 $d = \sqrt{(A_2 - A_1)^2 + (L_2 - L_1)^2 + (\chi_2 - \chi_1)^2}$ 为斑图 2 和斑图 1 在 $A-L-\chi$ 空间中的距离. 同样, 可以定义两

个斑图动力学过程在时间 $[t_1, t_2]$ 内的相似度为

$$S_p = \frac{1}{d_p}, \quad (17)$$

其中

$$d_p = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} d(t) dt \quad (18)$$

为这两个斑图动力学过程之间的距离. 为便于描述, 我们令 $DT = T_{th} - 300$, 单位为 K.

3 数值实验结果与分析

3.1 孔隙度为 0.077、冲击速度为 1100 m/s 的情形

图1给出冲击与卸载过程中的一组温度位型图. 图中的点代表物质粒子, 灰度从深到浅对应温度的升高. 模拟物体的初始高度为5 mm、宽1 mm, 空隙度 $\Delta = 0.077$, 多孔物体与底部固壁开始撞击的速度 $V = 1100$ m/s. 从左到右, 四幅温度位型图对应的时间分别为撞击开始后500, 750, 850和1100 ns. 前两幅图描述的是冲击加载过程, 后两幅图描述的是冲击卸载过程. 从前两幅图可以看到: 与密实材料情形不同, 冲击波在多孔材料内被弥散为一系列极其复杂的压缩和稀疏波. 在加载过程中, 压缩效应占优势. 压缩波扫过的区域, 物质粒子的温度升高. 升温部分和未升温部分的分界线构成压缩波系在多孔材料中的波前. 由于材料中存在的空隙, 当原来的冲击波遇到空隙时, 空隙要反射回稀疏波; 同时空隙两侧的压缩波在越过空隙后在其前方汇聚; 若冲击足够强, 原空隙不仅塌缩, 而且产生射流, 射流物质粒子与空隙下游壁撞击, 形成二次冲击加载, 并且有可能引起漩涡.

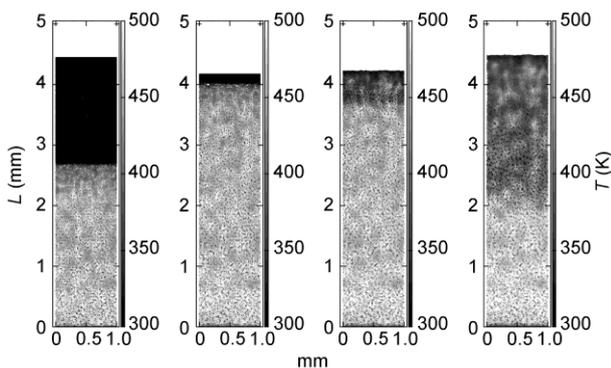


图1 冲击与卸载过程中的一组温度位型图

这一已经开始变得复杂的波系在遇到下一个空隙时可能会引起更加复杂的反射、汇聚、塌缩、射流、二次加载等. 这一过程在材料的下游部分重复发生; 同时, 能量还在不住地由底部的撞击面向向上输运, 引起新的压缩、变形等. 这样, 在加载过程中, 被压缩波扫过部分始终处于一种非平衡状态. 密度、温度、压强的分布极不均匀. 在这里, 与密实材料不同, 物质粒子温度的升高有两个起因: 等熵压缩和塑性功. 等熵压缩升温为理想气体效应, 为可逆过程; 当稀疏波到来后, 温度会下降. 塑性功升温为机械能转化为热能, 是熵增过程, 不可逆; 当稀疏波到来后, 若引起新的塑性变形, 温度会进一步升高. 在图1所示情形, 由于材料的孔隙度较低, 因而与密实材料情形有些类似: 当稀疏波从上自由面反射回来后, 引起了较明显的温度降低现象.

图2给出了图1所示动力学过程的一组形态学分析结果. 从上往下, 3个图给出的分别是高温面积所占份额 A 、边界长度 L 、欧拉特征系数 χ 随时间 t 的演化曲线. 图例中的数字为 $T_{th} - 300$ 的值, 即升温阈值, 我们用 DT 表示, 单位为 K. 由图可见, 在加载过程中, 升温阈值为 50 和 100 K 时, 高温面积随时间的增长速率近似相同, 在 750 ns 时近似为 1.0. 这说明, 几乎所有被压缩波扫过的物质粒子的升温均超过 100 K. 在卸载初期, 100 K 对应的 $A(t)$ 曲线降低速率比 50 K 的快. 这定量地说明, 稀疏波从上自由表面进来后, 部分物质粒子的温度由于压强降低而减小, 这是温度变化的等熵部分; 同时也说明, 在多孔材料内温度的降低比密实材料情形要慢得多. 在加载过程中, 随着升温阈值的升高, 高温面积的增长速率下降. 在加载结束时, 有 82% 的物质粒子升温超过 150 K, 31% 的物质粒子升温超过 200 K, 只有 7% 的物质粒子升温超过 250 K. 在该图所示结果中, 150 K 对应的高温面积曲线在加载初期下降最快.

下面来看边界长度随时间的演化情况. 当升温阈值取 50 K 时, 边界长度很小, 在冲击加载过程中几乎保持不变; 当升温阈值取 100 K 时, 边界长度略微有所增加. 这说明, 在压缩波扫过的区域中, 有极少量物质粒子的温度在 350 和 400 K 之间. 当升温阈值上升到 150 和 200 K 时, 边界长度进一步增大, 这说明在温度 Turing 图中, 低温物质粒子的数目在增多, 低温物质粒子形成的“斑”在增大. 若进一步提升

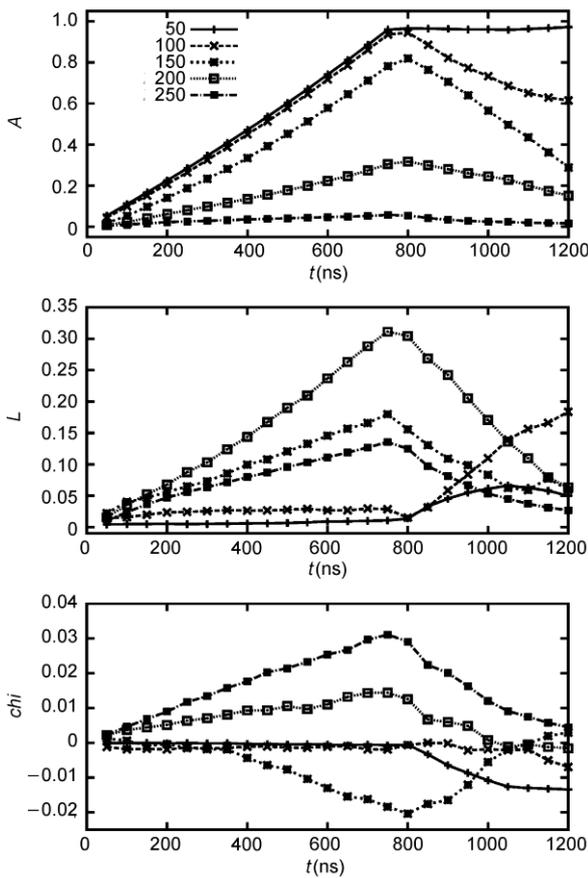


图2 冲击波与多孔材料相互作用过程的形态学分析

温度阈值至 550 K, 则发现边界长度反而下降. 这说明, 在这时的温度 Turing 图上, 低温区域已占优势, 成为背景, 而高温区域成为点缀. 50 与 100 K 对应的边界长度在加载过程中保持很小, 所以在下载开始时变大; 而在加载过程中已变得较大者在卸载开始初期迅速下降.

欧拉特征系数反应的温度 Turing 图上高温和低温区域的联通情况. 在温升阈值取 50 和 100 K 时, 联通情况最好, 所以 $\chi(t)$ 值最小, 在加载过程中近似为 0. 在温升阈值取 150 K 时, 除去加载开始的最初阶段, 欧拉特征系数在加载的过程中越来越负. 这说明, 在这段时期内, 在温度 Turing 图中, 低温粒子“斑”的数目比高温粒子“斑”的数目增加得快. 当温升阈值取 200 和 250 K 时, 高温粒子“斑”的数目在加载过程中越来越占优势. 在卸载开始后, 所有情形都开始改变.

图3 给出了图2 等价的形态学分析结果, 只不过

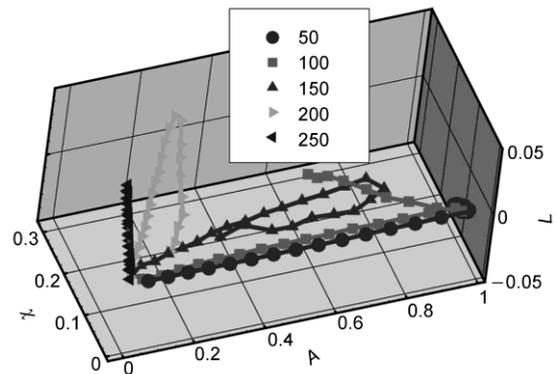


图3 $A-L-\chi$ 空间的形态学分析

是在由三个形态学量张成的 $A-L-\chi$ 空间中, 这里时间成了参数. 在加载过程中, 随着高温面积 A 的增加, 一个测量点代表一个时间间隔; 在卸载初期, 随着高温面积的减小, 一个点代表一个时间间隔. 由图可见, 温升阈值为 50 和 100 K 的两个过程在加载过程中始终靠得最近. 所以, 这两个斑图动力学过程的相似性最高.

3.2 同一材料内的相似性

我们考察同一材料在受到不同强度冲击波作用时, 其内部温度 Turing 斑图动力学的相似性. 因为孔隙度一定, 一个温度斑图动力学过程可用两个参数来标注: 一个是初始冲击速度 V , 一个是温升阈值 $DT(V)$. 我们选取冲击速度为 1100 m/s、温升阈值为 $DT(V=1100)$ 时的温度斑图动力学过程作为参考, 不同冲击速度时的温度斑图动力学过程都与参考过程做比较, 计算它们与参考过程之间的距离 d_p , 距离的倒数给出相似的程度 S_p .

我们首先考察孔隙度较低时的情形. 在图 4(a)中, 材料的孔隙度为 0.077, 参考过程的温升阈值为 120 K. 图中给出了冲击速度分别为 700, 900, 1000, 1100, 1200, 1300, 1400, 1500 m/s 时相似度的倒数(即距离)随温升阈值变化的模拟结果. 显然, 冲击速度为 1100 m/s 时的曲线在 $DT = 120$ K 处距离为零, 即自己与自己最相似(全同). 其他冲击速度对应的曲线也都有一个最小值, 最小值处对应的横坐标便是与参考过程最相似的温度斑图动力学过程的温升阈值. 例如, (1100 m/s, 120 K)和(1000 m/s, 92 K)所对应的温度斑图动力学过程相似; (1100 m/s, 120 K)和(1200 m/s, 154 K)所对应的温度斑图动力学过程相似. 在图 5 中,

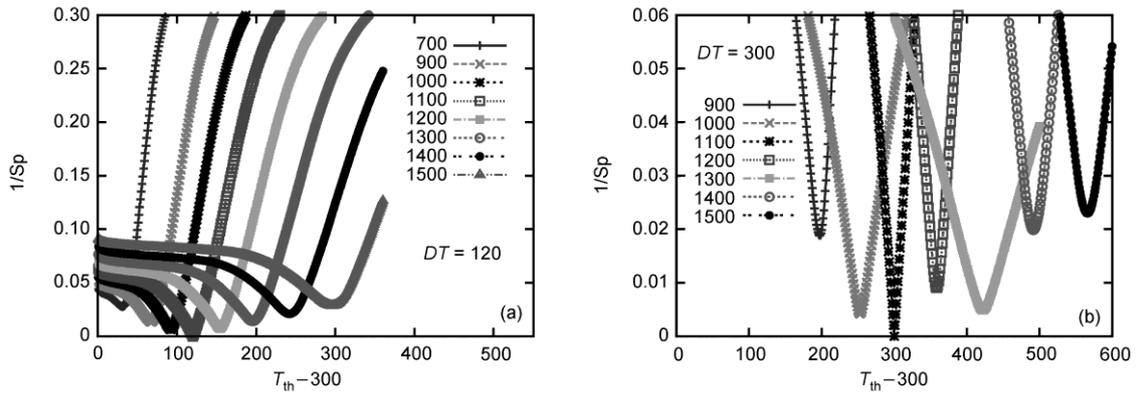


图 4 不同冲击过程中相似度与温度阈值的关系
(a) $DT = 120$; (b) $DT = 300$

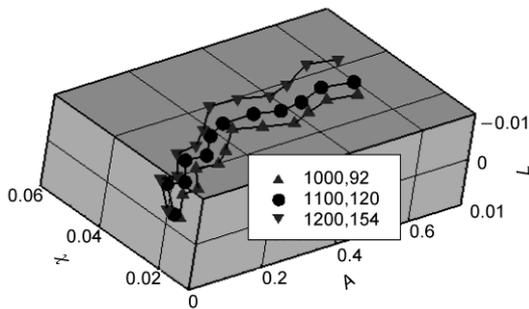


图 5 三个相似的斑图动力学过程

我们给出了这三个斑图动力学过程在 $A-L-\chi$ 三维空间中随时间演化的情形。图例中的数据代表初始冲击速度和温升阈值，单位分别为米/秒和 K。由图可见，(1000 m/s, 92 K)和(1200 m/s, 154 K)对应的两条曲线分居(1100 m/s, 120 K)曲线的两侧；在冲击初始阶段，三者基本重合，随着压缩波系在多孔材料内向前传播，三者的区别略有增加，但在图 5 所示的整个时间段内，这三个动力学过程之间的距离一直很近。图 4(a)中的其他极小值点所提供的信息可作类似分析。一个二维斑图的所有形态特征浓缩为 $A-L-\chi$ 三维空间中的一个点。因而，从图 5 中我们看到的还较抽象。为了更清楚地观测这三个斑图动力学过程相似的程度，我们在图 6 中给出了 500 ns(在图 5 中沿 A 增加的方向第 10 个测量点)时这三个动力学过程的实际斑图。图 6(a)和(c)对应的冲击速度和温升阈值分别为(1000 m/s, 92 K)，(1100 m/s, 120 K)和(1200 m/s, 154 K)。图 6 中的物质粒子只有深色(对应于 0)和浅色(对应于 1)两种灰度。温度高于阈值的物质粒子被标

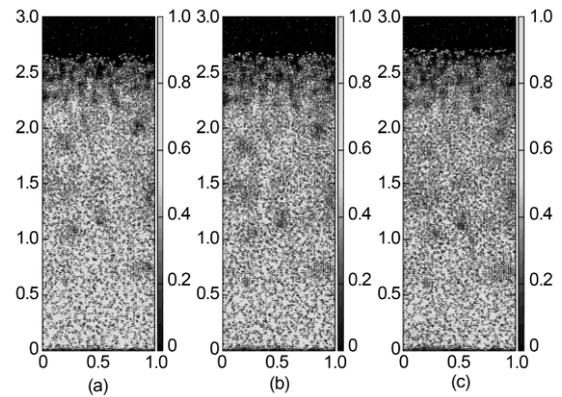


图 6 三个相似动力学过程在 500 ns 时的温度斑图
(a)~(c) 冲击速度和温升阈值分别为 100 m/s, 92 K; 1100 m/s, 120 K; 1200 m/s, 154 K

注为浅色，温度低于阈值的物质粒子被标注为深色。
图 4(a)中模拟结果还表明，冲击强度越高，相似温度斑图动力学过程对应的温升阈值越高。若将这些最相似动力学过程的温升阈值随冲击强度的变化做成曲线，就得到图 7(a)中“120”所对应的曲线。在图 7 中，横轴所示数据为冲击速度的平方与 10000 之比。若在参考动力学过程(冲击速度为 1100 m/s)中取不同的温度阈值，例如 $DT = 150, 180, 200$ ，重复上述比较过程，就得到图 7(a)中标注为“150”，“180”，“200”的曲线。

关于孔隙度较高时的情形，我们在图 4(b)中以孔隙度等于 0.46 时的情形为例来研究。参考动力学过程(冲击速度为 1100 m/s)的温升阈值为 300 K。图 4(b)中分别给出冲击速度分别为 900, 1000, 1100, 1200,

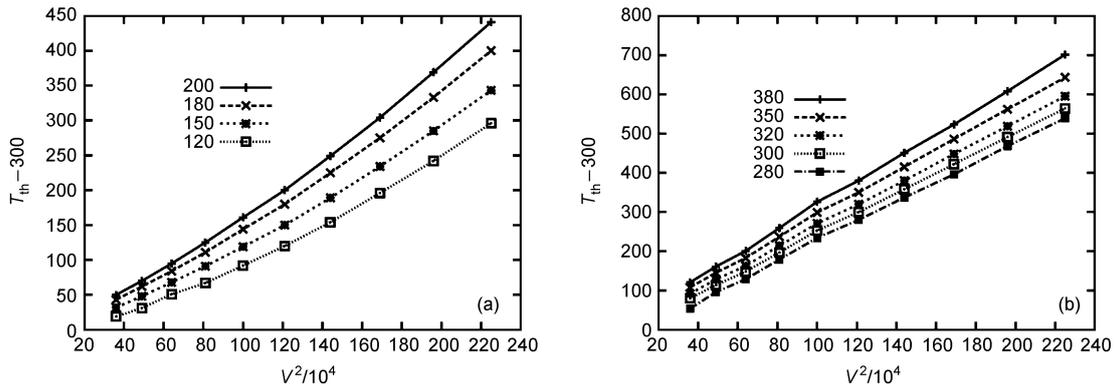


图7 温度阈值与冲击强度的关系

(a) $\Delta = 0.077$; (b) $\Delta = 0.46$

1300, 1400, 1500 m/s 时相似度倒数(即距离)随温升阈值的变化情况. 冲击速度与参考过程的越接近, 最相似对应的温升阈值越接近 300 K. 若将这些最相似动力学过程的温升阈值随冲击强度的变化做成曲线, 就得到图 7(b)中“300”所对应的曲线. 若在参考动力学过程(冲击速度为 1100 m/s)中取不同的温度阈值, 例如 $DT = 280, 320, 350, 380$, 重复上述比较过程, 就得到图 7(b)中标注为“280”, “320”, “350”和“380”的曲线.

对比图 7(a)和(b)可见, 在孔隙度较高时, 温升阈值随冲击强度线性增加; 在孔隙度较低时, 温升阈值随冲击强度的增加速率比线性要快. 这是因为, 在孔隙度较高时, 在温度升高的两大机制中, 塑性功占优势; 随着孔隙度降低, 塑性功所占比例下降, 等熵压缩贡献相对上升; 在孔隙度很低时, 等熵压缩效应显著.

3.3 不同材料间的相似性

我们考察不同孔隙度的材料在受到相同强度冲击波作用时, 其内部温度 Turing 斑图的相似性. 这里, 一个温度 Turing 斑图动力学过程可以用两个参数来标注: 一个是孔隙度 Δ , 一个是温升阈值 $DT(\Delta)$. 在图 8 中我们给出一组实例. 这里冲击速度为 1100 m/s, 作为参考过程的参数如下: 孔隙度为 0.077, 温升阈值为 DT . 当参考过程的温升阈值为 300 K 时, 我们考察孔隙度为 Δ 、冲击速度为 1100 m/s 的温度斑图动力学过程, 将与参考过程最相似过程的温升阈值 DT 取出来. 将 DT 随 Δ 的演化曲线做成 \ln - \ln (对数-对数)图, 则得到图 8 中标注为“300”的曲线. 图中也给出

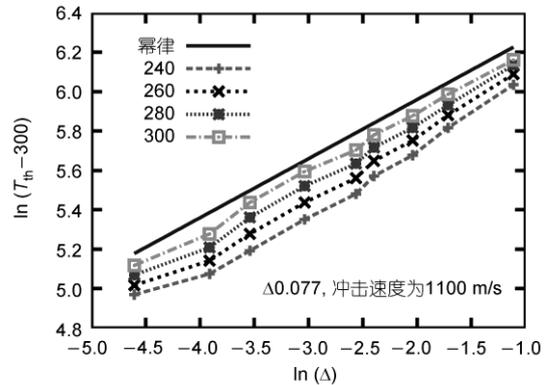


图8 温度阈值与孔隙度的关系

了参考动力学过程温升阈值分别为 280, 260 和 240 K 时的关系曲线. 由图可见, 当参考动力学过程温升阈值为 300 K 时, 最相似温度斑图动力学过程的温升阈值 DT 与孔隙度 Δ 近似满足幂律关系. 当孔隙度高到一定程度时, 幂律关系不再成立.

4 结论

与密实均匀材料不同, 在冲击波作用下, 多孔材料内会出现各类特征结构. 例如“高压区”、“高温区”、“粒子速度较大区”, “偏应力较大区”等. 这些特征结构是实际应用过程中容易出“问题”(相变、化学反应、粒子微喷、塑性变形等)的区域, 合理的利用也可以使其成为功能区, 因而其各类特征和规律值得仔细研究. 我们使用颗粒接触物质点方法对冲击波与多孔材料的相互作用过程进行模拟, 对其特征结构使用形态学分析, 引入“结构相似”和“过程相似”的概念,

对不同温度阈值条件的特征结构演化过程进行比较分析. 发现: 不同条件下的温度斑图动力学行为可能表现出极强的相似性. 在同一材料中, 如果冲击强度和温度阈值选取合适, 那么高温区域及其演化过程会表现出极其相似的特征. 当孔隙度较高时, 过程相似要求的温度阈值和冲击速度成二次抛物线关系; 随着孔隙度降低, 温度阈值随冲击速度升高的速

率有所加快. 在不同材料中, 在冲击强度一定的情况下, 过程相似要求的温度阈值和孔隙度在一定范围内表现出幂律行为. 这些研究结果进一步深化了多孔材料冲击动力学过程的理解, 为冲击动力学实验设计(材料选取、冲击强度确定等)和新材料设计提供了参考信息. 其他类型的特征结构可以按同样方式进行研究分析.

致谢 在工作过程中, 张平、王建国、许海波、刘兴平研究员等给予了很多有价值的意见和建议, 我们在此表示衷心的感谢.

参考文献

- 1 Nesterenko V F. Dynamics of Heterogeneous Materials. New York : Springer-Verlag, 2001
- 2 Hong J, Xu A G. Effects of gravity and nonlinearity on the waves in the granular chain. Phys Rev E, 2001, 63: 061310-1—7
- 3 Hong J, Xu A G. Nondestructive identification of impurities in granular medium. Appl Phys Lett, 2002, 81: 4868—4870[[doi](#)]
- 4 Xu A G, Pan X F, Zhang G C, et al. Material-point imulation of cavity collapse under shock. J Phys-Condens Matter, 2007, 19: 326212[[doi](#)]
- 5 Pan X F, Xu A G, Zhang G C, et al. Generalized interpolation material point approach to high melting explosive with cavities under shock. J Phys D-Appl Phys, 2008, 41: 015401 [[doi](#)]
- 6 Butcher B M, Carroll M M, Holt A C. Shock-wave compaction of porous aluminum. J Appl Phys, 1974, 45: 3864—3875[[doi](#)]
- 7 Wu Q, Jing F Q. Unified thermodynamic equation-of-state for porous materials in a wide pressure range. Appl Phys Lett, 1995, 67: 49—51[[doi](#)]
- 8 Xu A G, Pan X F, Zhang G C, et al. Morphological characterization of shocked porous material. J Phys D-Appl Phys, 2009, 42: 075409[[doi](#)]
- 9 杨其利, 张广财, 许爱国, 等. 冲击条件下含纳米空洞的单晶铜的塌缩. 物理学报, 2008, 57: 940—946
- 10 方步青, 卢果, 张广财, 等. 铜晶体中类层错四面体的结构及其演化. 物理学报, 2009, 58: 4862—4871
- 11 Pan X F, Xu A G, Zhang G C, et al. Three-dimensional multi-mesh material point Method for solving collision problems. Commun Theor Phys, 2008, 49: 1129—1138[[doi](#)]
- 12 Ma S, Zhang X, Qiu X M. Comparison study of MPM and SPH in modeling hypervelocity impact problems. Int J Impact Eng, 2009, 36: 272—282[[doi](#)]
- 13 徐锡申, 张万箱. 实用状态方程理论导引. 北京: 科学出版社, 1986. 418—446
- 14 孙锦山, 朱建士. 理论爆轰物理. 北京: 国防工业出版社, 1995. 88—134
- 15 章冠人, 陈大年. 凝聚炸药起爆动力学. 北京: 国防工业出版社, 1991. 35—37
- 16 张宝秤, 张庆明, 黄风雷. 爆轰物理学. 北京: 兵器工业出版社, 2001. 375—391

Temperature pattern dynamics in shocked porous material

XU AiGuo, ZHANG GuangCai, LI Hua, YING YangJun, YU XiJun & ZHU JianShi

*National Key Laboratory of Computational Physics, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics,
Beijing 100088, China*

The physical fields in porous materials under strong shock wave reaction are very complex. We simulate such systems using the grain contact material point method. The complex temperature fields in the material are treated with via the morphological characterization. To compare the structures and evolution of characteristic regimes under various temperature thresholds, we introduce two concepts, structure similarity and process similarity. It is found that, within the same material, the structure and evolution of high-temperature regimes may show high similarity if the shock strength and temperature threshold are chosen appropriately. For process similarity in materials with high porosity, the required temperature threshold increases parabolically with the impact velocity. When the porosity becomes lower, the increasing rate becomes higher. For process similarity in different materials, the required temperature threshold and the porosity show a power-law relationship in some range. Other kinds of characteristic regimes can be studied in the same way.

porous material, shock wave, characteristic regimes, material point method, morphological analysis

PACS: 05.70.Ln, 05.70.-a, 05.40.-a