

多孔材料冲击特性的数值研究¹⁾

许爱国²⁾ 张广财 应阳君 朱建士

(北京应用物理与计算数学研究所计算物理实验室, 北京 100088)

摘要 使用物质点方法对多孔材料的冲击响应过程进行模拟研究. 重点考察了孔隙度、冲击波强度和空隙平均大小对波后物质状态参量的影响, 计算了局域旋度和散度随时间的演化及其涨落. 研究表明, 在孔隙度较低时, 波后系统可以达到一个近似动力学平稳态, 下游区域的空隙反射回的稀疏波使得物理量随时间轻微振荡. 在孔隙度较大时, 波后物质不易被压实, 冲击波的衰减明显. 在孔隙度一定的前提下, 更大的平均空隙导致波后系统温度的进一步提高. 冲击波的衰减速率依赖于孔隙度、平均空隙大小和冲击波强度. 局部湍流和体积耗散是非均匀材料中机械能转化为热能的重要机制; 加载的冲击波越强, 材料的多孔特征越显著. 压强、密度、温度、粒子速度趋于或远离平衡的节奏并不同步.

关键词 多孔材料, 冲击响应特性, 物质点模拟, 局域旋度, 局域散度

中图分类号: O347.5 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2010)06-1138-11

引言

多孔材料广泛应用于在工业生产和日常生活中, 例如, 人们经常使用泡沫材料来保护精密仪器免遭震荡损坏. 虽然人们对多孔材料冲击动力学关注和研究的历史已经较长, 但是由于实验测量技术的限制和非线性复杂系统理论描述的困难, 以前的研究主要集中在一些整体特征, 例如 Hugoniot 关系、本构和状态方程等^[1-4]. 实验方面的例子可参阅文献 [2-6]. 其中 Linde 和 Schmidt^[2], Butcher^[3], Bonnan^[4], Resnyansky^[5] 等研究了多孔石墨、多孔铝、多孔铜内冲击波传播的规律; Boade^[6] 研究了多孔钨的动力学压缩问题. 理论方面的工作可参阅 Pastine 等^[7], Herrmann^[8], Oh 和 Persson^[9]、经福谦^[10-12] 等的文章; 另外, Wang^[13] 针对含空穴非线性材料给出一个宏观应力势, Massoni 等^[14] 对固体炸药的冲击起爆给出一个力学模型, Boshoff-Mostert 和 Viljoen^[15] 对几种解析方法做了比较. 也有一些工作试图通过多相流模型来描述多孔材料的冲击动力学这一复杂过程^[16-18]. 例如 Baer 和 Nunziato^[16] 的二相流模型、Drumheller^[17] 的单相流模型、Romenskii^[18] 的单相流模型等. 传统的二相流模型对两种组分分别描述, 其中任何一种都满足守恒定律, 其体积份额作为本构参数出现在动量和能量守恒方程中^[16]. Drumheller^[17] 的单

相流模型实际上是由二相流模型忽略汽相简化而来; Romenskii^[18] 的模型是一个含有实验拟合参数的 Maxwell 型单相模型. 这些研究的共同特点之一就是直接测量结果背后的动力学、热力学过程、以及一些无法直接测量的快过程理解不够.

填补这一空缺的最佳途径为数值模拟. 而长期以来, 对非均匀材料、大变形问题的数值模拟一直是个难点. 分子动力学模拟可以揭示空隙塌缩、位错演化的一些基本机制, 但其所涉及的时间空间尺度无法与实验结果相比较. 在用传统宏观模拟方法处理多孔、结构材料的冲击动力学时, 无论是欧氏还是拉氏方法都遇到了一些不易克服的困难. 在多孔材料受到强冲击作用时, 空隙会发生塌缩, 空隙周围的介质会发生严重变形和扭曲. 欧氏方法不易追踪物质边界, 当使用拉氏方法时, 原来的网格会随着物质变形发生严重扭曲, 以至于必须进行网格重构. 这样, 原来网格上的物理量必须映射到重构的新网格上. 这个物理量的映射过程非常复杂, 且带来误差. 解决方案之一就是设计一些介观尺度的粒子模拟方法. 这种粒子方法必须能够模拟比分子动力学大得多的空间和时间尺度, 同时能够吸收传统拉氏和欧氏算法的优点, 避免其在处理大变形问题方面的一些缺点. 在本文中, 使用近期发展起来的物质点方法^[14-23] 对冲击作用下的多孔材料进行模拟研究.

2009-07-22 收到第 1 稿, 2010-02-07 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (10702010, 10775018)、中国工程物理研究院发展基金 (2009A0102005, 2009B0101012) 和实验室基金资助项目.

2) E-mail: Xu_Aiguo@iapcm.ac.cn

物质点方法起源于计算流体领域的质点网格法 (PIC)^[19], 由 Sulsky 等^[20-21] 推广到计算固体力学领域, 后经一系列科技工作者^[22-28] 的进一步发展, 现已成功应用于一系列与大变形相关的领域, 例如高速碰撞、爆炸云形成等. 早期的物质点方法是基于连续介质描述的^[20-21], 但随着接触算法的改进与发展, 满足基本守恒定律的非连续介质描述已成为物质点方法中的重要组成部分^[27-28]. 作者曾通过物质点方法获得了材料中孔洞塌缩的一些规律^[29-30].

1 物质点方法的基本思想

在该方法中, 连续物体被离散成 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 σ_p , 速度 \mathbf{v} , 密度 ρ_p 等信息; 背景网格采用欧氏描述, 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和加速度; 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. 下面简要地叙述其基本原理^[24,28].

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自动满足. 拉氏力学平衡方程为

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{b} = \mathbf{0} \quad (1)$$

其中 ρ 代表密度, \mathbf{v} 代表速度, \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. 这样, 方程 (1) 的弱形式可以写为

$$\int_{\Omega} \rho \delta \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} d\Omega + \int_{\Gamma_t} \rho \delta \mathbf{v} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} - \mathbf{t}) d\Gamma + \int_{\Omega} \rho \delta \mathbf{v} \cdot \mathbf{b} d\Omega = 0 \quad (2)$$

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

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_p m_p \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) \quad (3)$$

将方程 (3) 代入式 (2) 就可以把积分方程转化为在所有物质点上的求和

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{f}_i^{\text{int}} + \mathbf{f}_i^{\text{ext}} \quad (4)$$

其中, $\mathbf{f}_i^{\text{int}}$ 和 $\mathbf{f}_i^{\text{ext}}$ 分别代表外力和内部力向量

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{f}_i^{\text{int}} &= - \sum_p^{N_p} m_p \boldsymbol{\sigma} \cdot (\nabla N_i) / \rho_p \\ \mathbf{f}_i^{\text{ext}} &= \sum_{p=1}^{N_p} N_i \mathbf{b}_p + \mathbf{f}_i^c \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式 (5) 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式 (4) 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. Bardenhagen^[25], Hu 等^[26] 均提出了各自的接触算法. 但仍存在过早接触、应力噪声大的问题. 本文作者采用多套网格映射的思想给出了一个新的接触算法, 在这个算法中, 两个物体是否接触根据它们之间的距离来判断; 法向和切向接触力同时考虑, 其中切向接触力使用的是 Coulomb 摩擦力. 其具体细节可参阅文献^[27-28].

2 材料特征描述

在本工作中, 固体材料特性用带线性硬化的 von Mises 塑性模型来描述^[31]; 在 von Mises 屈服条件 ($3J_2 - Y^2 = 0$) 满足之前材料表现出线弹性响应. 其中 Y 是塑性屈服应力, J_2 是偏应力张量 $\mathbf{s} (= \boldsymbol{\sigma} + P\mathbf{I})$ 的第二不变量. 线性硬化是指 Y 随着塑性应变张量的第二不变量线性增加. 当 $3J_2 > Y^2$ 时, 等效塑性应变增量 $d\varepsilon_p$ 可以按下述方式计算 $d\varepsilon_p = (\sqrt{3J_2} - Y) / (3G + E_{\text{tan}})$, 其中 G 和 E_{tan} 是剪切和硬化模量. 假设塑性功增量 $dW_p = d\varepsilon_p \cdot Y$ 全部转化为内能. 压强 P 满足 Mie-Grüneisen 状态方程

$$P = (C\mu + D\mu^2 + S\mu^3) \left(1 - \frac{\gamma\mu}{2}\right) + \gamma\rho e \quad (6)$$

其中, e 为内能密度, $\mu = \rho/\rho_0 - 1 = V_0/V - 1$, $\gamma = \gamma_0\rho_0/\rho$, $C = \rho_0 c_0^2$, $D = C(2\lambda - 1)$, $S = C(\lambda - 1)(3\lambda - 1)$. 材料本构和状态方程在模拟过程中的具体应用如下: 在更新应力的时候采用 von Mises 屈服准则和各向同性硬化. 计算时首先按弹性关系计算应力偏量, 然后计算 von Mises 等效应力. 如果等效应力小于屈服强度, 那么前面计算的应变偏量不需改变, 如果等效应力大于屈服强度, 则将应变偏量按比例缩小, 将应力状态拉回到屈服面上. 应力球量由状态方程给出.

在本工作中, 以金属铝为例来研究冲击强度、孔隙度等对多孔材料冲击响应一般规律的影响.

参数值如下: 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 $\sigma_0 = 120 \text{ MPa}$, 硬化模量 $E_{\text{tan}} = 384 \text{ MPa}$, 声速 $c_0 = 5.35 \text{ km/s}$, 热容 $c_v = 880 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, 热传导系数 $k = 237 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$. 在模拟过程中, 状态方程通过进入物质点上的应力计算而起作用. 在模拟过程中, 上壁取为自由边界, 左右使用周期边界条件. 在本文中, 集中考虑二维问题. 冲击波的加载可以通过两个物体的碰撞来实现, 也可以通过带内部结构的物体与固壁碰撞来实现. 后者所用物质点的数目减半, 因而运算量大大降低.

3 模拟结果与分析

在本文的数值试验中, 多孔材料是通过在密实材料内镶嵌一定数目随机分布的球形空隙来实现的. 具体方法是: (1) 在选定体积内均匀布点 (物质点); (2) 通过随机数产生器给出一定数目在材料体积内随机分布的点作为球心; (3) 一个球心和一个给定半径确定一个球形体积, 将位于该体积内的物质点挖掉, 剩余物质点构成多孔材料. 由于空隙的随机分布, 可能会有两个或多个空隙体积有交叠的情形. 这种交叠不会对物质点的去除产生影响, 因为若所检测空隙内已经没有物质点, 去除物质点的操作便处于无效状态. 同时, 这种交叠使得空隙的形态比球形复杂. 从统计上来看, 这与真实多孔材料的情形更加接近了. 孔隙度的大小由参数 Δ 来描述, 它定义 $\Delta = 1 - \rho/\rho_0$, 其中 ρ 和 ρ_0 分别为多孔材料的平均密度和密实材料的密度. 在材料体

积一定的前提下, 它基本上由内嵌空隙的平均大小 r_{void} 和空隙的总数目 N_{void} 确定. 冲击波的加载是通过构型和速度完全对称的两块多孔物体在垂直方向对撞来实现. 取撞击面所在平面为 $y = 0$, 两碰撞体开始接触的时刻为 $t=0$, 并把下面物体视为飞片, 上面物体视为靶.

3.1 孔隙度参数 $\Delta = 0.5$ 时的情形

图 1 给出了孔隙度 $\Delta = 0.5$ 的两物体各以 1000 m/s 的速度发生对撞过程中时间 $t=500 \text{ ns}$ 时的构型压强和构型温度图. 图中的长度单位为 μm , 压强单位为 GPa , 温度单位为 K . 由图可见, 与密实材料的冲击响应特性明显不同, 在密实材料情形, 冲击波阵面很窄, 可以近似为一平面. 冲击波压缩过的区域 (基本) 处于平衡状态, 即密度、温度、压强、波后粒子均可视为常数. 冲击波阵面前后的物理特征量之间满足 Hugoniot 关系. 多孔材料的情形要复杂得多: 压强、温度等物理特征量的分布范围较宽. 为了较清晰地展示上述复杂分布, 在图 1(a) 和 (b) 中, 灰度标注范围分别为 $0\sim 50 \text{ GPa}$ 和 $300 \text{ K}\sim 500 \text{ K}$. 当最初的冲击波在传播过程中遇到孔洞时, 孔洞会发生塌缩, 同时反射回稀疏波, 反射回的稀疏波破坏原来压缩后的平衡状态. 孔洞两侧的压缩波继续向前传播, 在孔洞的前方再相遇. 若冲击足够强, 孔洞在塌缩过程中会产生射流, 射流物质粒子与下游壁发生碰撞, 在碰撞区域形成冲击波的再次加载, 甚至引起局域旋涡. 类似的过程在左右和下游区域的孔洞处重复发生. 同时, 在冲击加载过程中, 能量不停地由碰撞面以压缩波的形

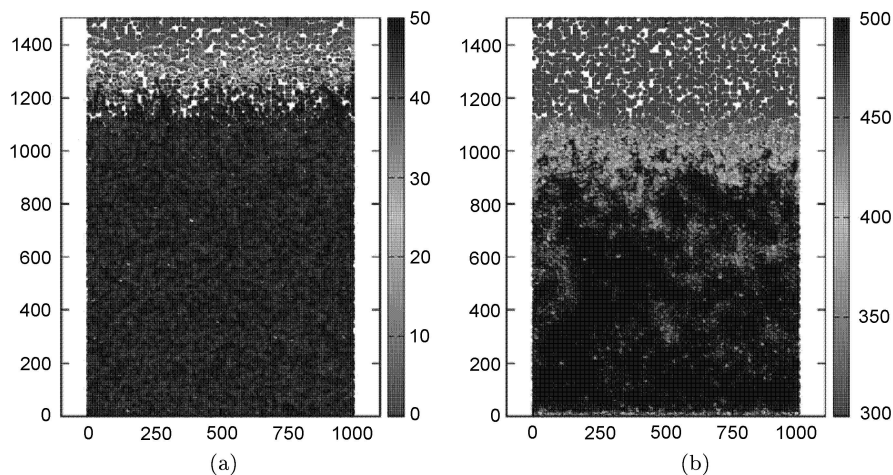


图 1 靶体的构型压强 (a) 和构型温度 (b) 图. 长度单位为 μm , 压强单位为 GPa , 温度单位为 K

Fig.1 Configurations with pressure contour (a) and temperature contour (b) of the target body. The units of length, pressure and temperature are μm , GPa and K , respectively

式向前输送; 输送的压缩波也会因经历非均匀介质而变得波系复杂. 所以, 原来的冲击波被材料内的孔洞离散为极其复杂的压缩和稀疏波系. 在加载过程中以压缩效应为主. 对这样的系统进行细致的波系分析是不可能和不必要的. 材料对冲击波的响应主要体现在密度、压强、温度等物理特征量在材料内分布的统计性质上. 因而, 下面给出的物理量数值均为局域平均值.

图 2 给出了图 1 所示动力学过程中压强 P , 温度 T , 密度 ρ 和波后粒子速度 y 分量 U_y 随时间演化的曲线. 其中物理量的数值分别是在区域 I ($100\ \mu\text{m} \leq y \leq 900\ \mu\text{m}$)、区域 II ($100\ \mu\text{m} \leq y \leq 600\ \mu\text{m}$)、区域 III ($100\ \mu\text{m} \leq y \leq 300\ \mu\text{m}$) 内的平均值. 图例给出了这 3 种测量区域的高度. 可见, 当冲击波在测量区域内传播时, 密度、压强随时间先是近似线性增长, 然后慢慢增长到最大值, 之后的总

体趋势是随时间减小. 由此可见, 冲击波在多孔介质中传播时是逐渐衰减的; 下游区域内的空隙在冲击波扫过时反射回稀疏波, 从而使得密度、压强曲线出现一些小的振荡. 这些振荡在冲击波加载的整个过程中都不会停止. 在 $t=2021\ \text{ns}$ 左右, 压强 P 和密度 ρ 曲线开始下降, 这表明冲击波到达上自由表面后, 反射回的稀疏波到达了上述测量区域. 此时垂直方向的平均粒子速度 U_y 逐渐变得大于零, 温度再次快速上升, 后者是由于稀疏波的牵引作用所做的塑性功. 图 2 中, 测量区域在冲击波方向的大小不同所引起的效应主要体现在初始阶段 (压缩波在测量区内向前传播) 和最后阶段 (从自由面反射回的稀疏波达到并进入测量区域). 在初始加载阶段, 测量区域越大, 平均密度、压强、温度、粒子速度垂直分量的增加越慢. 在最后的卸载阶段, 测量区域越小, 卸载开始得越晚.

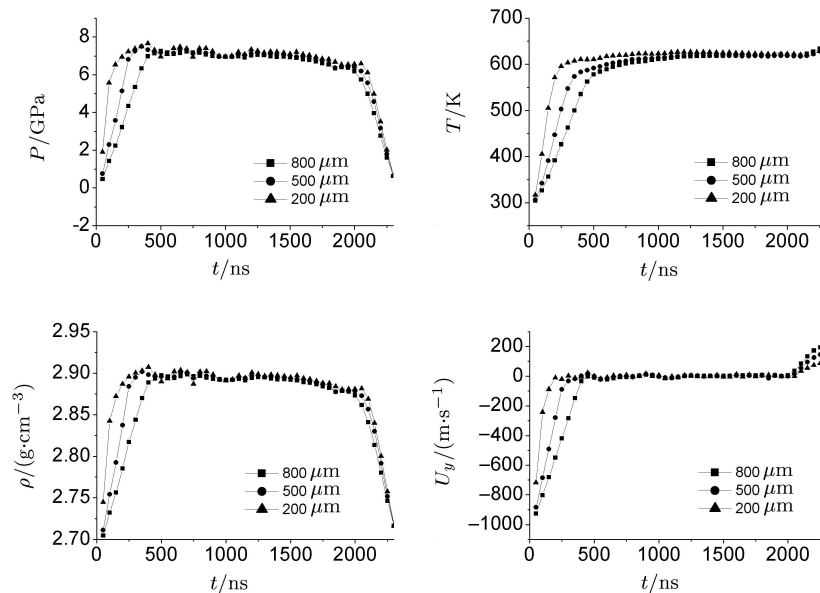


图 2 状态量局域平均值随时间的演化

Fig.2 Locally averaged state variables versus time

为了考察波后粒子系统接近平衡的程度, 在图 3 中我们给出了波后压强、密度、温度、粒子速度垂直分量的标准差随时间的演化曲线. 单位与图 2 相同. 可见, 在测量区域的加载阶段, 各物理特征量的标准差迅速达到极大值, 然后开始下降. 在 $t=775\ \text{ns}$ 附近, 压强、密度、温度曲线上均出现一个小的跳跃, 这是由于材料内的一个相对显著的不均匀性所致. 在压缩波扫过测量区域、自由面反射回的

稀疏波达到测量区域前的绝大部分时间内压强、密度的标准差下降速率较低, 温度的标准差近似光滑式下降. 当稀疏波进入测量区域后, 压强、密度的标准差再次快速下降, 而粒子速度垂直分量的标准差逐渐增加. 图 3 说明, 在冲击波和孔隙度较高的材料相互作用时, 这 4 个物理特征量趋于或远离平衡的节奏并不同步.

为了理解材料均匀性和物理特征量涨落的关

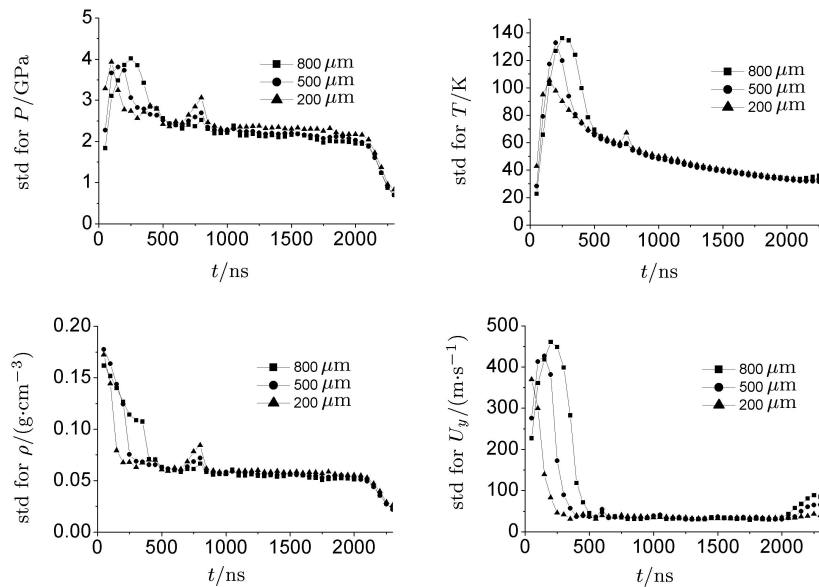


图 3 状态量标准差随时间的演化

Fig.3 Standard deviations (std) of state variable versus time

系, 在图 4 中给出了材料内一个区域的速度场. 图中箭头起始位置代表粒子所处位置, 箭头长度对应速度大小, 长度单位为 μm , 速度单位为 cm/s . 可见, 在物质粒子密度较大的区域, 粒子速度较小; 在物质粒子密度较小处, 粒子速度明显较大.

在密实材料中, 冲击作用下的熵增主要是由于波阵面内的非平衡过程所致. 当材料内存在孔隙时, 孔隙的塑性塌缩引起额外的熵增. 塌缩引起的射流物质粒子与下游壁碰撞时可能会引起局域旋涡. 为了定量地描述这些动态构型对熵增的影响, 定义如下两个量: $R = |\nabla \times \mathbf{u}|$ 和 $D = |\nabla \cdot \mathbf{u}|$. 前者描述物质颗粒的局域旋度大小, 后者描述物质粒子的局域散度大小. 前者的方均值 $\langle R^2 \rangle$ 描述系统的湍流耗散, 后者的方均值 $\langle D^2 \rangle$ 描述冲击压缩和稀疏膨胀引起的体积耗散. 在图 5 中给出了局域旋度、局域散度的方均值随时间演化的规律. 作为对比, 同时给出了局域应变率的方均值 $\langle S^2 \rangle$. 时

间单位为 ns . 由图可见, 局域散度和局域应变率的方均值在数值上非常接近, 对熵增的贡献近似相等. 测量区域的尺寸效应体现在冲击波在材料内的初始加载阶段. 测量区域越大, 相应量的方均值越小.

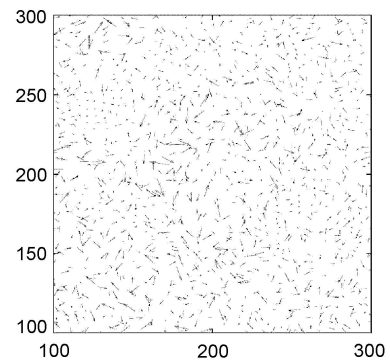


图 4 波后粒子速度场. 长度单位为 μm , 速度单位为 cm/s

The unit of length is μm and that of velocity is cm/s

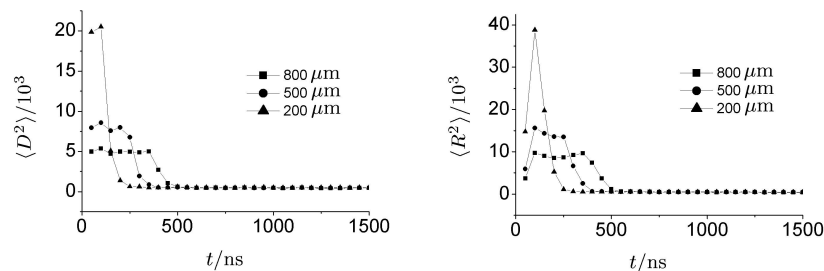


图 5 局域散度、旋度、应变率的方均值随时间的演化

Fig.5 Local mean squared values of divergence, rotation and strain rate versus time

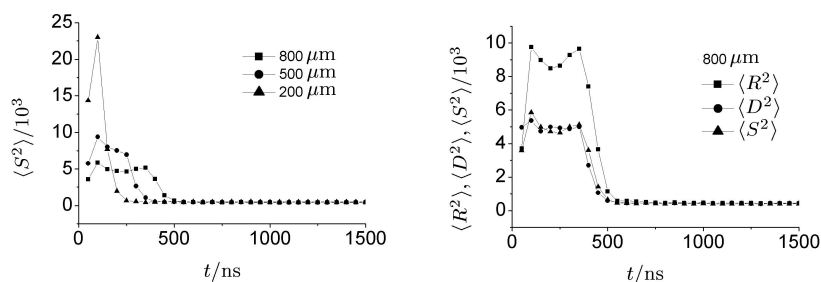


图 5 局域散度、旋度、应变率的方均值随时间的演化 (续)

Fig.5 Local mean squared values of divergence, rotation and strain rate versus time (continued)

3.2 冲击强度的效应

本节研究不同冲击波强度引起的效应. 图 6 给出了不同初始冲击强度下压强、密度、温度、粒子速度竖直分量的局域平均值随时间演化的规律. 测量区域的高度为 $800 \mu\text{m}$, 初始冲击速度分别为 1000 m/s , 800 m/s 和 500 m/s . 由图可见, 冲击强度越强, 压强、密度、温度均越高, 即压缩效应越显著; 波后粒子速度竖直分量的增加率也随着冲击强度的增加而增大. 在这 3 种冲击强度下, 波后物质的最高压强分别为 7.2 GPa , 5.05 GPa 和 2.3 GPa ; 最

高密度分别为 2.90 g/cm^3 , 2.80 g/cm^3 和 2.76 g/cm^3 . 当压缩波扫过测量区域后, 温度仍在缓慢上升, 在 1500 ns 时 3 种冲击强度对应的平均温度分别为 623 K , 508 K 和 384 K , 其中 1000 m/s 冲击速度对应的温度曲线上升速率最大. 这是因为当材料中存在孔隙时, 强冲击波更容易引起孔隙的塌缩、射流、冲击波的二次加载、局域旋涡、局域体积收缩等效应. 这些效应在物理特征量数值的涨落上会有体现, 在压强图上表现为 1000 m/s 冲击速度对应的压强曲线震荡幅度最大.

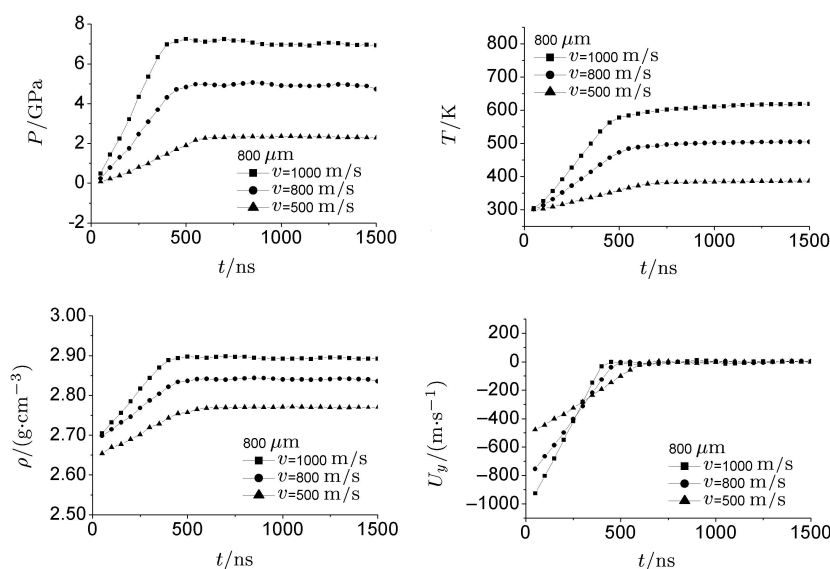


图 6 不同冲击强度下状态量局域平均值随时间的演化

Fig.6 Locally averaged state variables versus time under various shock strengths

图 7 给出了与图 6 相对应的各量的标准差随时间演化的曲线. 由图 7 可见, 上述各物理特征量的标准差随着冲击强度的增加而增大. 图 7 中另一个显著特征为: 当压缩波扫过测量区域后,

1000 m/s 冲击速度对应的粒子速度竖直分量 U_y 的标准差衰减最快. 这是因为强冲击波更容易将材料压实, 材料压得越实, 粒子速度涨落越小. 示意图见图 4.

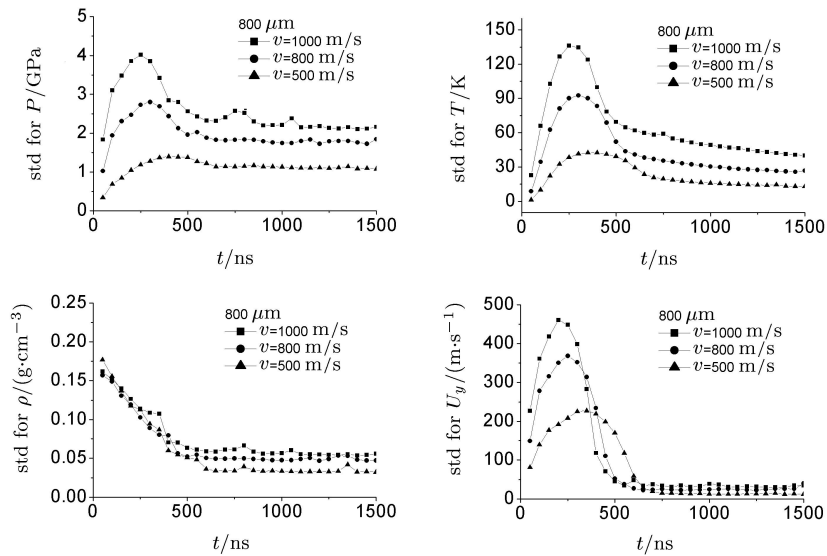


图 7 状态量标准差随时间的演化

Fig.7 Standard deviations (std) of state variable versus time

图 8 中给出了不同冲击强度下局域散度、局域旋度、局域应变率的方均值随时间演化的统计结果. 测量区域的高度为 $800\mu\text{m}$, 初始冲击速度分别为 1000 m/s 、 800 m/s 和 500 m/s . 由图可见, 初始冲击强度越高, 压缩波在测量区域内传播时引

起的局域旋度和散度越大, 当压缩波扫过测量区域时局域旋度和散度的衰减越快. 这说明, 冲击波越强, 引起的湍流耗散与体积耗散越显著, 从而引起的温度升高幅度越大, 见图 6 中的平均温度演化图.

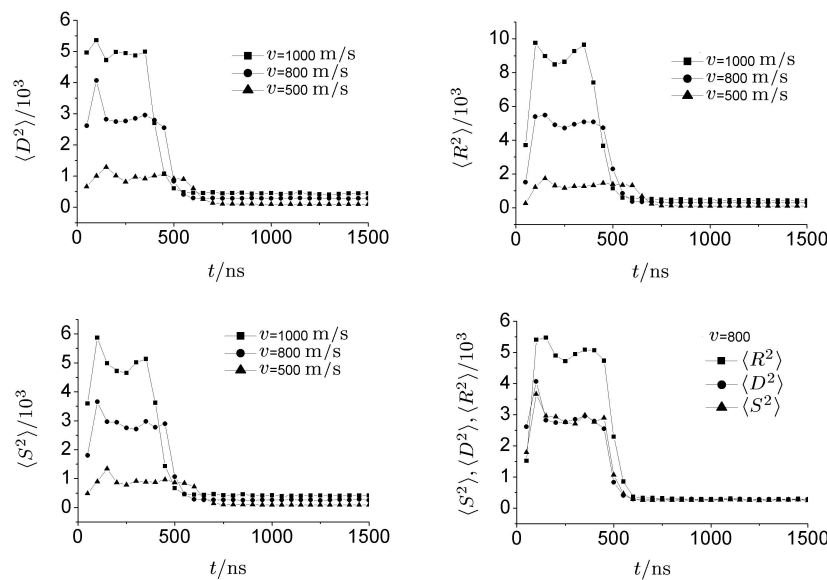


图 8 局域散度、旋度、应变率的方均值随时间的演化

Fig.8 Local mean squared values of divergence, rotation and strain rate versus time

3.3 孔隙度的效应

孔隙度的大小对材料的宏观响应起着非常重要的影响. 为了对其进行定量研究, 图 9 给出了初始冲击速度为 1000 m/s 的条件下孔隙度分别为 0.50 、 0.41 和 0.09 的材料内压强、密度、温度、粒

子速度垂直分量随时间演化的局域平均值. 测量区域的高度为 $600\mu\text{m}$. 由图可见, 孔隙度越高, 压缩后的压强、密度越小, 而温度却越高. 在图 9 中, 这 3 种孔隙度对应的波后最高平均压强分别为 7.3 GPa 、 8.9 GPa 和 16.9 GPa , 最高平均密度分

别为 2.90 g/cm^3 , 2.94 g/cm^3 和 3.13 g/cm^3 . 在由上自由表面反射回的整体稀疏波到达测量区域前, 波后物质的平均温度一直在缓慢上升. 在 1200 ns 时刻, 这 3 种孔隙度对应的平均温度值分别为 618 K , 606 K 和 493 K . 孔隙度不同, 压缩波的传播速度不同, 孔隙度越小, 压缩波的传播速度越高. 这一效

应在图 9 中的表现为: 孔隙度为 0.09 的材料中, 压强、密度、温度最先开始下降, 粒子速度的竖直分量最先向竖直正方向增加. 图 9 还给出一个重要信息, 在冲击强度相同的情形下, 孔隙度越高, 波后密度、压强越低, 材料越不容易压实, 这与以前经福谦等 [10-12] 的分析结果是一致的.

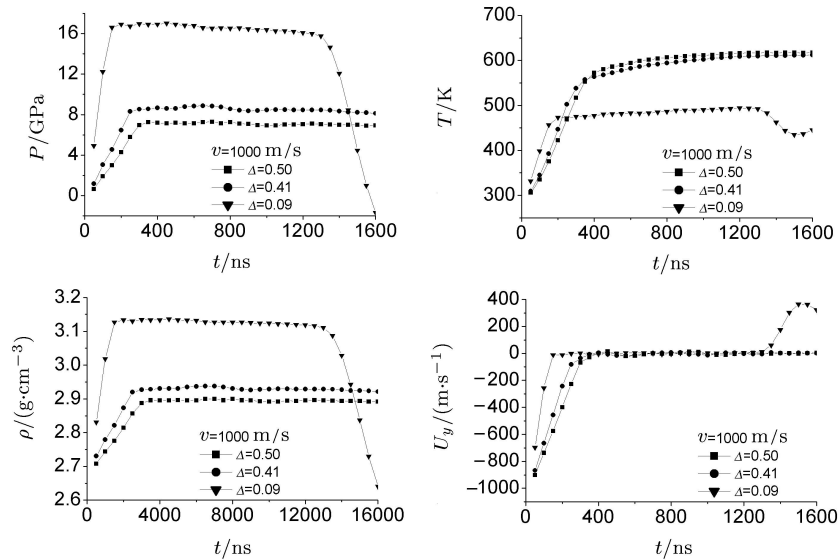


图 9 孔隙度不同时状态量局域平均值随时间的演化

Fig.9 Locally averaged state variables versus time under various porosities

图 10 给出了与图 9 相对应的各物理特征量的涨落随时间演化的统计结果. 由图可见, 当压缩波在测量区域内传播时, 测量区域内压强、密度、温度、粒子速度的涨落都迅速增加然后迅速衰减. 其中孔隙度 0.09 对应的粒子速度涨落衰减最快. 这

是因为孔隙度越小, 材料越容易压实; 材料压得越实, 粒子速度涨落越小. 示意图见图 4. 在粒子速度竖直分量的标准差图上, 在时间 1300 ns 左右, 孔隙度 0.09 对应的标准差开始迅速增大, 这是自由表面反射回的稀疏波进入测量区域所致.

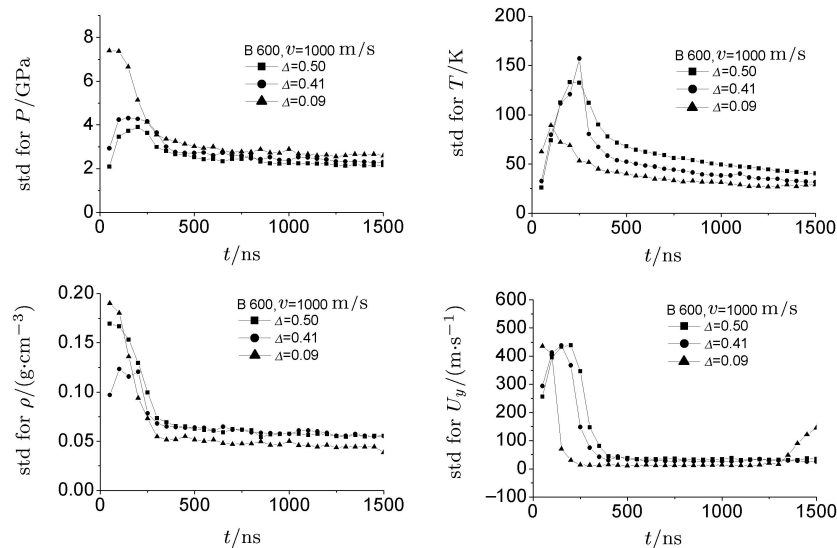


图 10 状态量标准差随时间的演化

Fig.10 Standard Deviations (std) of state variable versus time

图 11 给出了局域散度、旋度、应变率的方均值随时间的演化的数值实验结果. 由图可见, 当压缩波扫过测量区域后, 所有这些耗散都迅速衰减到一个近似动力学稳态, 这些稳态值大于零且随着孔隙

度的加大而增大. 这些结果进一步证实: 当冲击波作用在多孔材料上后, 波后物质处于非平衡态; 孔隙度越高, 偏离平衡态越远.

本文模拟检测了孔隙度 Δ 近似为 0 的情形. 发

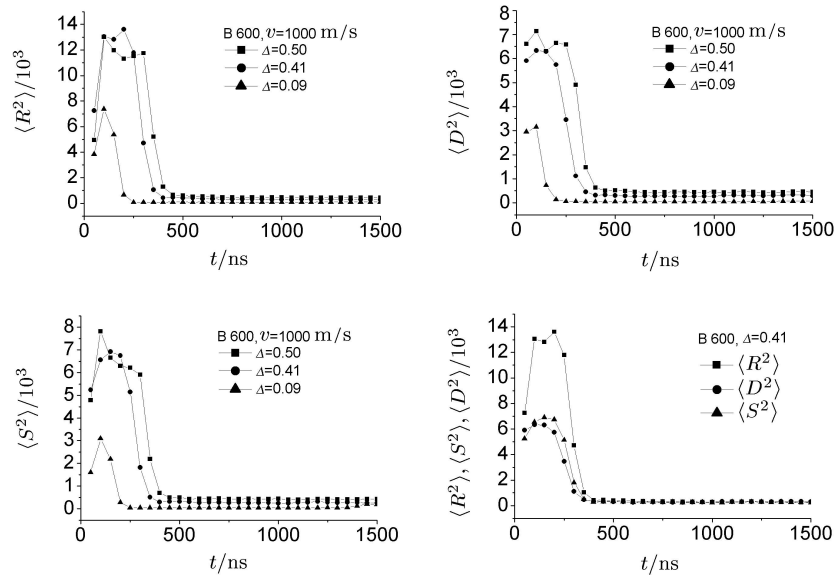


图 11 局域散度、旋度、应变率的方均值随时间的演化

Fig.11 Local mean squared values of divergence, rotation and strain rate versus time

现, 在孔隙度很低时, 密度压强的衰减不明显, 在冲击波加载过程中系统可以达到一个近似动力学稳态. 在孔隙度一定的前提下, 空隙的平均尺寸较大时, 系统的温升更加明显. 另外, 数值结果表明, 局域密度、压强、温度、粒子速度的分布一般偏离高斯分布并随时间变化.

4 结 论

多孔材料冲击动力学表现出许多与密实材料非常不同的特征. 重点考察了孔隙度、冲击波强度和空隙平均大小对波后物质密度、压强、温度和粒子速度的影响. 发现在孔隙度较低时, 波后系统可以达到一个近似动力学平稳态, 下游区域空隙反射回的稀疏波使得物理量随时间轻微振荡. 在孔隙度较大时, 材料不易被压实, 系统整体处于非平稳态, 不存在清晰的冲击波阵面, 不存在严格意义上的冲击波, 且压缩波衰减明显. 波后物质粒子稀疏处, 物质粒子的速度较大. 通过对场量涨落的考察发现, 局部湍流和体积耗散是多孔材料中机械能转化为热能的重要机制; 在孔隙度一定的前提下, 平均空隙增大可以导致波后系统温度的进一步提高.

局域密度、压强、温度、粒子速度的分布一般偏离高斯分布并随时间变化. 冲击波的衰减速率依赖于孔隙度、平均空隙大小和冲击波强度. 加载的冲击波越强, 材料的多孔特征越显著, 加载过程中波后物质偏离平衡态越远. 本模拟工作与实验研究互为补充, 为非均匀材料的制备和使用提供参考信息.

致 谢 感谢李华研究员的有益讨论和建议.

参 考 文 献

- 1 Nesterenko VF. Dynamics of Heterogeneous Materials. New York: Springer-Verlag, 2001
- 2 Linde RK, Schmidt DN. Shock propagation in nonreactive porous solid. *Journal of Applied Physics*, 1966, 37(8): 3259–3271
- 3 Butcher BM. Shock-wave compaction of porous aluminum. *Journal of Applied Physics*, 1974, 45(9): 3864–3875
- 4 Bonnan S, Hereil PL. Experimental characterization of quasi static and shock wave behavior of porous aluminum. *Journal of Applied Physics*, 1998, 83(11): 5741–5749
- 5 Resnyansky AD, Bourne NK. Shock-wave compression of porous material. *Journal of Applied Physics*, 2004, 95(4): 1760–1769
- 6 Boade RR. Dynamic compression of porous tungsten. *Journal of Applied Physics*, 1969, 40(9): 3781–3785
- 7 Pastine DJ, Lombardi M, Chatterjee A, et al. Theoretical shock properties of porous aluminum. *Journal of Applied Physics*, 1970, 41: 3144–3147

- 8 Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 1969, 40 (6): 3490–3499
- 9 Oh KH, Persson PA. Equation of state for extrapolation of high-pressure shock Hugoniot data. *Journal of Applied Physics*, 1989, 65(10): 3852–3856
- 10 Wu Q, Jing FQ. Unified thermodynamic equation-of-state for porous materials in a wide pressure range. *Applied Physics Letters*, 1995, 67(1): 49–51
- 11 Wu Q, Jing FQ. Thermodynamic equation of state and application to Hugoniot predictions for porous materials. *Journal of Applied Physics*, 1996, 80(8): 4343–4349
- 12 Geng HY, Wu Q, Tan H, et al. Extension of Wu-Jing equation of state for highly porous materials: thermoelectron based theoretical model. *Journal of Applied Physics*, 2002, 92 (10): 5924–5929
- 13 Wang ZP. Void-containing nonlinear materials subject to high-rate loading. *Journal of Applied Physics*, 1997, 81(11): 7213–7227
- 14 Massoni J, Saurel R, Baudin G, et al. A mechanistic model for shock initiation of solid explosives. *Physics of Fluids*, 1999, 11(3): 710–736
- 15 Boshoff-Mostert L, Viljoen HJ. Comparative study of analytic methods for Hugoniot curves of porous materials. *Journal of Applied Physics*, 1999, 86(3): 1245–1254
- 16 Baer MR, Nunziato JW. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 1986, 12(6): 861–889
- 17 Drumheller DS. The theoretical treatment of a porous solid using a mixture theory. *International Journal of Solids and Structures*, 1978, 14(6): 441–456
- 18 Romenskii EI. Relaxation model for describing the strain of porous materials. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1988, 29(5): 735–738
- 19 Harlow FH. The particle-in-cell computing method for fluid dynamics. *Methods in Computational Physics*, 1964, 3: 319–345
- 20 Sulsky D, Chen Z, Schreyer HL. A particle method for history-dependent materials. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1994, 118(1-2): 179–196
- 21 Sulsky D, Zhou SJ, Schreyer HL. Application of a particle-in-cell method to solid mechanics. *Computer Physics Communications*, 1995, 87(1-2): 236–252
- 22 张雄, 刘岩, 马上. 无网格法的理论与应用. 力学进展, 2009, 39(1): 1–36. (Zhang Xiong, Liu Yan, Ma Shang. Meshless methods and their applications, *Advances in Mechanics*, 2009, 39(1): 1–36 (in Chinese))
- 23 张雄, 刘岩. 无网格法. 北京: 清华大学出版社, 2004 (Zhang Xiong, Liu Yan. Meshless Methods. Beijing: Tsinghua University Press, 2004(in Chinese))
- 24 Ma S, Zhang X, Qiu XM. Comparison study of MPM and SPH in modeling hypervelocity impact problems. *International Journal of Impact Engineering*, 2009, 36(2): 272–282
- 25 Bardenhagen SG, Guilkey JE, Roessig KM, et al. An improved contact algorithm for the material point method and application to stress propagation in granular material. *Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 2001, 2: 509–522
- 26 Hu W, Chen Z. A multi-mesh MPM for simulating the meshing process of spur gears. *Computers and Structures*, 2003, 81(20): 1991–2002
- 27 Pan XF, Xu AG, Zhang GC, et al. Three-dimensional multi-mesh material point method for solving collision problems. *Communications in Theoretical Physics*, 2008, 49(5): 1129–1138
- 28 Pan XF, Xu AG, Zhang GC, et al. Generalized interpolation material point approach to high melting explosive with cavities under shock. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008, 41(1): 015401
- 29 Xu AG, Pan XF, Zhang GC, et al. Material-point simulation of cavity collapse under shock. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2007, 19(32): 326212
- 30 Xu AG, Zhang GC, Pan XF, et al. Morphological characterization of shocked porous material. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009, 42(7): 075409
- 31 Auricchio F, da Veiga LB. On a new integration scheme for von-Mises plasticity with linear hardening. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2003, 56(10): 1375–1396

(责任编辑: 刘希国)

NUMERICAL STUDY ON POROUS MATERIALS UNDER SHOCK¹⁾Xu Aiguo²⁾ Zhang Guangcai Ying Yangjun Zhu Jianshi

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

Abstract Shock responses of porous materials are studied using the material-point method. The effects of porosity, mean-cavity-size, shock strength, local divergence and vorticity are investigated. In materials with very small porosity, the shocked portion may arrive at a nearly steady state; the mean pressure and density oscillate slightly due to the tension waves reflected back from the cavities in the downstream portion. In materials with larger porosity, the shock compressibility decreases and the attenuation of shock waves becomes more evident. Under fixed porosity, a higher mean-cavity-size results in a higher mean temperature. The attenuation of shock waves depends on the porosity, mean-cavity-size, and shock strength. Local turbulence mixing and volume dissipation are two important mechanisms for transformation of kinetic energy to heat. The stronger the loaded shock, the stronger the porous effects. The pressure, density, temperature and particle speed do not approach their equilibriums at the same rate.

Key words porous material, shock wave response, material-point simulation, local vorticity, local divergence

Received 22 July 2009, revised 7 February 2010.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10702010, 10775018), the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (2009A0102005, 2009B0101012), and the Science Foundation of Laboratory of Computational Physics.

2) E-mail: Xu_Aiguo@iapcm.ac.cn