

多孔脆性材料对高能量密度脉冲的吸收和抵抗能力

喻寅 贺红亮 王文强 卢铁城

The ability of porous brittle materials to absorb and withstand high energy density pulse

Yu Yin He Hong-Liang Wang Wen-Qiang Lu Tie-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 124302 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.124302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

数字剪切散斑干涉法研究铝合金中 Portevin-Le Chatelier 带的离面变形行为

Digital shearography investigation on the out-plane deformation of the Portevin-Le Chatelier bands

物理学报.2014, 63(6): 066201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.066201>

多晶银纳米线拉伸变形的分子动力学模拟研究

Molecular dynamics simulation of polycrystal silver nanowires under tensile deformation

物理学报.2014, 63(1): 016201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.016201>

具有形状记忆效应的新型智能阻尼材料及其热弹性力学性能研究

Research on the shape memory effect and thermalelasticity of a novel intellectual damping material

物理学报.2012, 61(16): 168102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.168102>

析出相在铝镁合金 Portevin-Le Chatelier 效应中的作用研究

Effect of precipitation on Portevin-Le Chateliereffect in Al-Mg alloys

物理学报.2011, 60(9): 096201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.096201>

基于分形多孔介质三维网络模型的非混溶两相流驱替数值模拟

Numerical simulations of immiscible two-phase flow displacement based on 3D network model for fractal porous media

物理学报.2011, 60(9): 098103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.098103>

多孔脆性材料对高能量密度脉冲的吸收和抵抗能力*

喻寅¹⁾²⁾ 贺红亮²⁾ 王文强²⁾ 卢铁城^{1)†}

1)(四川大学物理学院, 教育部辐射物理技术重点实验室, 成都 610064)

2)(中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波物理与爆炸物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2014年10月30日收到; 2014年12月16日收到修改稿)

作用在脆性结构材料表面的高能量密度脉冲会以冲击波的形式传播进入材料内部, 导致压缩破坏和功能失效. 通过设计并引入微孔洞, 显著增强了脆性材料冲击下的塑性变形能力, 从而使脆性结构材料可以有效地吸收耗散冲击波能量, 并抑制冲击诱导裂纹的扩展贯通. 建立格点-弹簧模型并用于模拟研究致密和多孔脆性材料在高能量密度脉冲加载下的冲击塑性机理、能量吸收耗散过程和裂纹扩展过程. 冲击波压缩下孔洞塌缩, 导致体积收缩变形和滑移以及转动变形, 使得多孔脆性材料表现出显著的冲击塑性. 对致密样品、气孔率5%和10%的多孔样品吸能能力的计算表明, 多孔脆性材料吸收耗散高能量密度脉冲的能力远优于致密脆性材料. 在短脉冲加载下, 相较于遭受整体破坏的致密脆性材料, 多孔脆性材料以增加局部区域的损伤程度为代价, 阻止了严重的冲击破坏扩展贯通整个样品, 避免了材料的整体功能失效.

关键词: 多孔脆性材料, 高能量密度脉冲, 能量吸收, 抑制裂纹

PACS: 43.40.Jc, 83.60.Uv, 62.20.F-, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.64.124302

1 引言

强激光辐照^[1-5]、微小空间碎片撞击^[6]、高能炸药爆炸等^[7]都会在物质表面上输入极高能量密度的瞬时应力脉冲. 这一瞬时脉冲以冲击波的形式传输进入物质内部, 可能对外围结构支撑材料和内部功能器件造成严重的破坏. 高强度陶瓷和金属玻璃等脆性材料是被寄予厚望的先进结构材料^[8,9], 它们具有硬度高、强度高、热性能和化学性能稳定等优点. 然而一旦高能量密度脉冲超过了材料的最大弹性承载能力, 它们的塑性变形能力差、断裂韧性低等缺点, 将导致支撑结构迅速断裂和灾难性失效^[10-13]. 因此, 设计新型脆性结构材料, 通过塑性大变形充分地吸收耗散输入的高能量密度脉冲, 并

抑制裂纹的长距离扩展与贯通, 降低传输进入内部器件的高能量密度脉冲的幅值, 是材料科学、物理力学和航空航天等各个领域都密切关注的重大问题.

在准静态缓慢加载条件下, 设计并引入微结构已被证明是脆性材料增塑增韧的有效途径. 不同于传统认识中通过位错、孪晶等原子间滑移和错动获得的塑性变形, 金属玻璃中孔洞、第二相颗粒周围的剪切带增殖^[14-18], 陶瓷和生物体内天然矿物结构中的弱界面和板块结构对微裂纹的偏折、桥接等^[19-22]都会显著地提高脆性材料的塑性变形能力和断裂韧性. 如果寻找这类“塑性”的共同起源, 那么会发现它们都与材料中微观或介观尺度的微结构导致的能量耗散和应力松弛直接相关. 当加载应力超过脆性材料的弹性极限后, 这些人为引入的

* 中国工程物理研究院重点实验室专项科研计划(批准号: 2012-专-03)、冲击波物理与爆炸物理重点实验室基金(批准号: 9140C670301120C67248, 9140C670302140C67284)和国家自然科学基金(批准号: 11272164)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lutiecheng@vip.sina.com

或生物体内天然存在的微结构会通过增殖微裂纹来耗散输入的能量, 通过屏蔽、偏转、桥接等作用来削弱裂纹的扩展驱动力, 从而避免主裂纹生成并快速地贯穿整个样品^[23]. 概括地讲, 随着外加应变的增大, 材料内的能量被耗散, 应力被松弛, 且没有主裂纹贯穿, 这即是准静态加载下微结构增强脆性材料变形能力和抗失效能力的原因.

为了提高脆性结构材料吸收和防护高能量密度脉冲的能力, 可以在实验室条件下研究微孔洞、第二相颗粒、弱界面等各种微结构, 并测试它们对于冲击波加载下脆性材料宏观响应和内部变形特征的影响. 然而, 在制备和应用于服役环境的工程材料中, 可选用的微结构还将受到制造成本和材料其他性能要求的限制. 例如, 借鉴高韧性生物材料的结构, 利用激光在玻璃中烧蚀出波浪形弱界面可以将玻璃的断裂韧性提高 200 倍^[19]. 但这种方法目前既不能大规模应用, 也不能用于非透明材料. 在金属玻璃中引入第二相杂质颗粒可增加塑性变形能力^[16,18]. 但这种方法不易推广到对于结构材料的物理性质(如介电系数、电磁波透过率等)具有设计要求的材料中, 因为第二相杂质可能严重影响到这些物理性质. 微米尺度的孔洞也许是目前最适于设计、制备并应用于工程材料的微结构之一. 首先, 它在材料中的状态(孔洞的形状、尺寸、体积比)很容易控制^[24], 有利于材料性能的均一稳定; 其次, 孔洞对于材料的物理性能只有较小且线性的影响^[25], 因此成功的设计方案可以推广到各种脆性结构材料中; 再次, 多孔脆性材料(多孔陶瓷、多孔金属玻璃等)可以廉价地大规模制备.

本文报道了在脆性材料中设计并引入微孔洞, 利用多孔脆性材料吸收和抵抗高能量密度脉冲加载的模拟计算研究. 建立了一个格点-弹簧模型, 以模拟在高能量密度脉冲形成的冲击波作用下多孔脆性材料的宏观响应和介观变形与损伤演化过程. 从模拟结果中观察到了显著的冲击塑性响应, 揭示了对应的两类介观变形机理. 计算评估了多孔脆性材料在高能量密度脉冲作用下的能量吸收能力, 探讨了利用塑性变形抑制裂纹长距离扩展的效应. 全文的组织如下: 第二部介绍了所采用的格点-弹簧模型的特点; 第三部分分析了多孔脆性材料在高能量密度脉冲作用下表现出的显著冲击塑性; 第四部分计算了多孔脆性材料的塑性吸能能力; 第五部分探讨了多孔脆性材料阻碍裂纹长距离扩展的能

力; 第六部分为结论.

2 方法与模型

在处理极高压强和极短时间内的材料动态断裂和大量裂纹扩展问题时, 有限元等网格计算方法会遇到很多的挑战^[26]. 近年来, 各种类型的不基于网格的计算方法得以发展, 如格点-弹簧模型^[27,28]、物质点法^[26,29]和 Peridynamics 等^[30,31], 以解决大变形、裂纹、复杂界面等网格计算方法难以应对的问题. 其中, 格点-弹簧模型是最早被提出^[32-34]、且不断发展至今的固体力学计算方法. 它的离散构型使其在表现裂纹萌生和扩展时具有天然优势; 另外, 它还有物理图像清晰简单的优点. 本文采用格点-弹簧模型来构建多孔脆性材料在高能量密度脉冲作用下的演化模型.

格点-弹簧模型用一个由格点和弹簧相互连接而成的网络来近似表现真实的连续介质材料的力学行为. 格点携带材料中物质微元的质量、位置、速度等信息, 弹簧则在两个格点之间施加相互作用, 并存储应变能和损伤断裂信息. 虽然模型的基本思想很简单, 但分析计算表明它可以获得与采用简单网格的有限元模型一样的计算精度^[35]. 为了让模型具有与目标材料一样的力学响应, 必须准确地将弹簧的刚度系数与目标材料的弹性常数联系在一起. 有很多的研究者针对各种类型的格点-弹簧模型提出了相适应的参数设定方法^[36-40]. 本文模型中采用的是 Gusev 提出的有限元-弹簧网络映射方法^[35,41], 该方法首先将目标材料的参数存储在有限元的总体刚度矩阵中, 再对总刚进行拆分、重组, 获得两个节点之间的刚度子矩阵, 并将其映射到格点-弹簧模型中作为两格点之间弹簧的刚度系数.

本文模型力学参数的设定参考了锆钛酸铅(PZT)铁电陶瓷的力学性能^[25]: 杨氏模量 $E = 130 \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.21$; 密度 $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$; 断裂表面能 $\gamma = 3.0 \text{ J/m}^2$. 多孔 PZT 陶瓷有冲击波实验数据^[24,42], 有助于验证模型的计算结果. 而且这组参数也处于常见陶瓷和脆性金属玻璃的参数范围内, 可以较为普遍地反映孔洞对于脆性材料性能的影响. 计算模型为二维, 沿冲击方向的总长度为 1.6 mm ; 宽度(垂直于冲击方向)为 0.4 mm , 施加了周期性边界条件. 模型中的每个格点直径设定为 $1 \mu\text{m}$. 模型中的孔洞为圆形, 直径为 $10 \mu\text{m}$. 随机地选择孔洞的位置进行设计, 只控制孔洞的总

数量以达到指定的气孔率. 由于目前在冲击波领域中实际应用的多孔陶瓷的气孔率通常在10%左右, 因此本文计算的气孔率范围限定为0.5%—12%.

研究了两类高能量密度加载条件: 1) 长脉冲加载, 即冲击波被持续地输入并压缩样品, 对应于材料遭受强激光的持续辐照, 或大体积碎片的撞击; 2) 短脉冲加载, 即相比于样品的厚度, 冲击波的持续时间较短, 空间宽度较小, 对应于材料遭受如纳秒级强激光辐照、微小空间碎片碰撞、小当量炸药加载等过程. 在计算中采用“活塞”碰撞并驱动样品来实现高能量密度脉冲加载. 活塞将以恒定的速度从模型样品的左侧边界驱动样品, 产生从左向右传播的冲击波. 模型样品的上下两侧应用周期性边界条件, 避免边侧稀疏波的影响. 模型样品的右侧利用一个阻抗匹配的“窗口”来实现“透射边界条件”. 应力波到达样品右侧边界后将完全透射进入到“窗口”中; 样品-窗口界面上不会反射应力波, 样品中的压缩状态不会受到影响. 在长脉冲加载中, 活塞将持续地驱动并为样品输入能量. 在短脉冲加载中, 活塞会在180 ns时停止运动, 此时冲击波正好扫过样品约一半的厚度(0.8 mm); 此后稀疏波将进入样品, 将扫过之处的应力完全卸载. 模拟中将在指定时间步上记录样品宏观的冲击波剖面, 每个模型格点的位置、运动速度和每组弹簧的应力、应变与损伤状态等演化信息.

3 多孔脆性材料的冲击响应与机理

具有良好塑性变形能力的延性金属会使得输入的冲击波演化发展出弹性波-塑性波的双波结构. 虽然脆性材料在准静态单轴压缩下表现为弹性-脆性响应, 但在较高围压的加载条件(例如一维应变加载)下, 却普遍会表现出一定的塑性变形能力^[43,44]. 在冲击波一维应变加载条件下, 观察到脆性材料通常会出现双波响应. 第一个波是弹性波; 第二个波被Grady称为“变形波”, 它与延性金属的塑性波类似, 但对应的塑性变形量小, 且形成机理一般不是位错、孪晶等原子尺度的变形^[11].

本文以气孔率为0.5%的样品模拟几乎达到理论密度、但是带有微量气孔的致密脆性材料. 其他高气孔率的样品则模拟人为设计并引入了微孔洞的多孔脆性材料. 采用长脉冲加载, 活塞速度为150 m/s, 在碰撞后340 ns时, 计算获得的致密和12%气孔率的多孔样品的冲击波剖面如图1所示.

两个样品中的冲击波均演化出现了双波结构. 但致密样品中变形波传播很快, 紧跟在弹性波之后. 而多孔样品中变形波传播很慢, 与弹性波拉开了距离, 形成一个长约0.8 mm的弹性应力平台. 这说明在多孔样品中出现了非常显著的冲击塑性变形, 从而将弹性波和变形波明显地劈裂开.

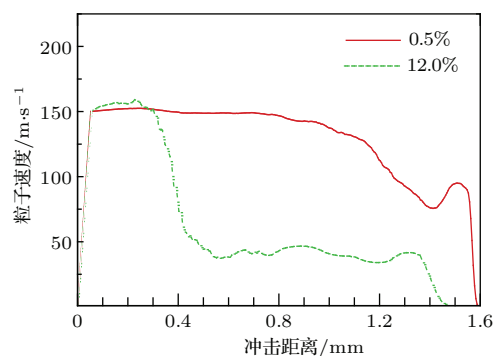


图1 (网刊彩色) 模拟获得的致密与多孔脆性材料冲击波剖面. 红色实线对应几乎达到理论密度、但仍带有0.5%气孔率的致密样品; 绿色虚线对应人为引入12%气孔率的多孔样品

Fig. 1. (color online) Shock wave profiles of dense and porous brittle materials obtained by simulations. The solid red line represents the dense sample which has almost the theory density (with 0.5% porosity). The dash green line represents the porous sample with 12% porosity.

模拟计算获得的多孔脆性材料的波剖面^[41]与Setchell^[24,42]通过实验测量获得的多孔PZT陶瓷的波剖面具有相同的特征. 随着气孔率和冲击应力的变化, 模拟获得的波剖面也与实验测量波剖面表现出了相同的变化规律. 这说明本文的模型可以准确地反映多孔脆性材料在冲击波作用下的演化过程. Setchell^[24]在实验中发现, 气孔率对于脆性材料的宏观冲击响应有最显著的影响; 而孔洞的形状没有明显影响; 孔洞的大小在很大范围内没有明显影响, 除非孔洞减小到了晶粒的尺寸. 因此, 本文将集中讨论气孔率的变化对于脆性材料吸收和抵抗高能量密度脉冲的影响.

通过将宏观的冲击波剖面与介观的样品内部演化进行对比, 以及对内部演化过程的细致分析, 成功地揭示了微孔洞增强脆性材料冲击塑性变形能力的机理^[41,45,46]. 当弹性波扫过样品时, 样品处于弹性变形状态, 其中不会出现、或只由于局域应力集中而出现很轻微的损伤. 当变形波传播到达后, 介质中的应力开始上升, 大量的微孔洞由于应力集中, 将先于样品其他位置出现严重变形和裂纹

萌生. 应力随变形波不断上升, 微孔洞周围的介质向孔洞中心塌缩, 孔洞四周发射的剪切裂纹向外充分地扩展^[45]. 弹性波及随后的弹性平台对应着样品内的“低损伤区”, 变形波及其后的冲击终态平台对应着样品内的“严重破坏区”.

严重破坏区存在两类主要的“塑性”变形机理^[41]. 一类是孔洞塌缩导致的样品整体体积收缩. 但在孔洞完全塌缩之后, 分析发现冲击终态上的塑性应变仍然随着冲击应力的升高而不断增加. 对严重破坏区中介质变形特征的更深入分析揭示了第二类变形机理——“滑移与转动变形”. 孔洞塌缩过程中发射出大量的剪切裂纹, 它们相互交错并将样品切割成为众多破碎的小碎块. 在整个区域的相对速度场中, 发现相对速度矢量存在很多旋涡状结构, 说明各个小碎块之间存在着相对的滑移和转动(详见文献^[41]). 滑移和转动变形既有效地松弛了样品中的剪切应力, 又通过摩擦耗能充分地转化了冲击波输入的能量, 因此使得脆性材料在宏观上表现出显著的冲击塑性.

利用微孔洞增强脆性材料的冲击塑性, 将有利于脆性材料作为防护结构来吸收和抵抗外界输入的高能量密度脉冲. 本文将从多孔脆性材料对于冲击波能量的吸收和对于冲击诱导破坏的抑制这两个方面来展开探讨.

4 对于高能量密度脉冲的吸收耗散

裂纹的扩展和破碎颗粒之间的相互摩擦都将充分地消耗冲击波能量. 针对一小段样品, 从左侧边界输入的能量减去从右侧边界输出的能量, 其差值即是冲击波扫过时被样品吸收耗散掉的总能量. 假设冲击波在时刻 t_i 传入到样品中的某一界面 i 上, 则在单位时间、单位面积上从界面左侧输入的冲击波功率 w_i 等于界面上的粒子速度 u_p 乘以界面上沿冲击方向的应力 σ_x , 即

$$w_i(t_i) = u_p^i(t_i) \cdot \sigma_x^i(t_i), \quad (1)$$

该段样品右侧的另一界面 j 上, 单位时间、单位面积上的输出功率为

$$w_j(t_j) = u_p^j(t_j) \cdot \sigma_x^j(t_j). \quad (2)$$

设两界面间距为 h_{ij} . 冲击波前沿需要时间 $t_{ij} = h_{ij}/C_1$ 来穿过这一段样品, C_1 为弹性波的传播速度(纵波声速). 则两侧界面单位面积上输入

和输出功率之差表示为

$$\Delta w_{ij}(t) = w_i(t) - w_j(t + t_{ij}). \quad (3)$$

因此, 一段时间内单位体积内的介质上平均吸收耗散的冲击波能量可以通过积分来表示,

$$\begin{aligned} E_a &= \int_{t_1}^{t_2} \Delta w_{ij}(t) dt / h_{ij} \\ &= \int_{t_1}^{t_2} (w_i(t) - w_j(t + t_{ij})) dt / h_{ij}. \end{aligned} \quad (4)$$

将气孔率为5%、总长为1.6 mm的样品分割为0.2 mm长的8小段. 从左侧以150 m/s的活塞速度施加长脉冲. 在模拟过程中记录间隔0.2 mm的9个界面上的粒子速度和纵向应力随时间的变化, 结果如图2(a)所示. 冲击波在0 ns时传播通过样品最左侧的界面进入样品. 在约360 ns时传播通过样

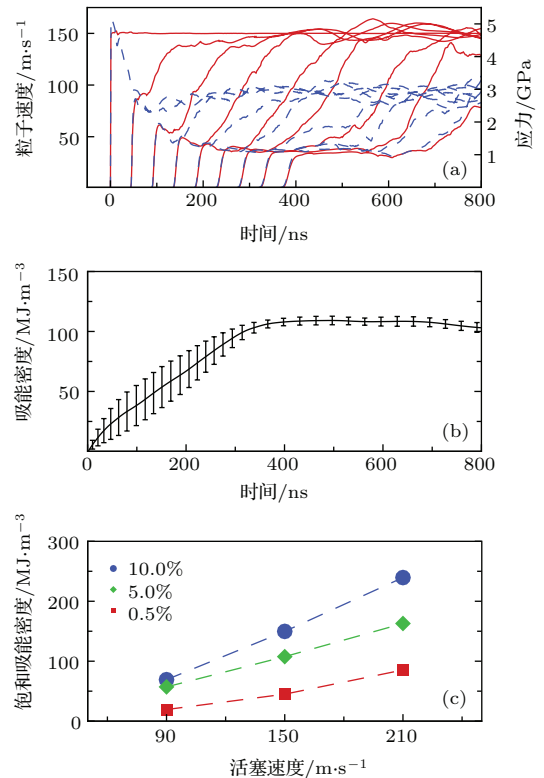


图2 (网刊彩色) 多孔脆性材料吸收高能量密度脉冲的能力 (a) 150 m/s 冲击, 5% 气孔率的多孔样品中 9 个界面上的粒子速度和纵向应力; (b) 整个样品的平均吸能密度随时间的演化; (c) 致密样品、气孔率 5% 和 10% 多孔样品的饱和吸能密度

Fig. 2. (color online) The ability of porous brittle materials to absorb high energy density pulse: (a) particle velocities and longitudinal stresses on 9 interfaces of porous sample with 5% porosity, the piston velocity is 150 m/s; (b) time evolution of the average absorbed energy density; (c) the saturated density of absorbed energy of dense, 5%- and 10%-porous sample.

品最右侧界面。样品右侧阻抗相同的保压“窗口”将维持样品内的压缩状态,使内部演化持续进行。图2(a)中红色实线代表粒子速度,蓝色虚线代表纵向应力。输入样品中的是一个突跃的强间断冲击波。但多孔样品中体积塌缩和破碎颗粒滑移转动变形导致的应力松弛和能量耗散使得冲击波逐渐地演化成为双波结构^[41]。最后弹性波和弹性平台的应力幅值稳定在约1.2 GPa,变形波与弹性波的间隔逐渐拉宽。

依据(4)式计算了每一小段样品中单位体积内吸收耗散的能量随时间的变化。再对8段样品求算术平均,得到整个多孔样品内单位体积样品中吸收耗散的能量,并称之为“吸能密度”,如图2(b)所示。需要注意的是冲击波到达每一小段样品的时间是不同的,因此在求平均前先对时间做了相应的平移,将吸能的起始时刻均设定为0 ns。吸能曲线上先是一段较陡峭的“吸能段”,然后出现一个基本维持恒定值的“饱和段”。通过对时间和样品内部演化关联的分析,可以确认吸能段正是对应着变形波,饱和段则对应着冲击终态(介质的内部演化趋于停止)。图中的误差棒为8段样品中吸能曲线的均方差。吸能段上的均方差相对较大,说明了变形波内部演化的随机性较大。但饱和段的均方差较小,说明整个样品中的不同区域最终会达到相近的冲击终态,饱和吸能密度几乎相同。

图2(c)展示了致密样品、气孔率5%和10%的多孔样品在活塞速度为90, 150和210 m/s的长脉冲加载下饱和吸能密度的变化规律。随着活塞速度的增加,三组样品的饱和吸能密度均显著地增加。但多孔样品的冲击吸能能力明显优于致密样品,210 m/s加载下致密样品的饱和吸能只约等于90 m/s加载下气孔率10%多孔样品的饱和吸能,说明微孔洞的引入确实非常有效地提升了脆性材料吸收高能量密度脉冲的能力。

多孔金属(泡沫金属)是工程中广泛应用的吸能材料^[47-49]。相比于多孔脆性材料,多孔金属的屈服应力极低,通常在几十兆帕范围内。而多孔脆性材料既在冲击下表现良好的吸能能力,又具有相对于多孔金属材料高得多的冲击屈服应力。在当前模型参数条件下,模拟获得的多孔脆性材料冲击屈服应力,即Hugoniot弹性极限在1—3 GPa范围内随气孔率增加而逐渐减小。这一特性使得多孔脆性材料既能在正常应用中作为高强度结构支撑材料,

又可以在超出设计使用范围的高能量密度脉冲加载下发挥出优异的吸能和缓冲作用,充分地保护内部器件。

5 对于高能量密度脉冲诱导裂纹的抑制

先进结构材料除了应当具备高强度和良好的吸能能力外,还应该能在外加载荷下尽量抑制裂纹的长距离扩展和相互贯通,以防止灾难性的失效。如果高能量密度脉冲维持的时间足够长,则脆性材料将不可避免地遭受彻底的冲击破坏和整体失效。但在短脉冲加载下(例如纳秒级强激光辐照),利用多孔脆性材料显著增强的冲击塑性变形能力可以有效地限制冲击诱导裂纹的传播速度和扩展区域,避免脆性结构材料经受一次冲击就发生灾难性失效。

冲击波压缩下脆性材料中出现大量裂纹扩展的区域即是本文模拟中观察到的“严重破坏区”。严重破坏区是与变形波协同传播的,而变形波的速度又受到气孔率的调制。如果通过适当的气孔率设计使得变形波无法传播通过整个样品,那么严重破坏区的演化和传播过程也将会终止在样品中部而无法贯穿。

在短脉冲加载下,样品中会出现弹性波、变形波和稀疏波。弹性波和稀疏波以当地声速传播。高压下的声速稍快,因此稀疏波略快于弹性波。这里近似假设两者速度一致,均取为常压下的声速 C_1 。定义变形波的传播速度为 C_d ,它是气孔率 η 和活塞速度 v_p 的函数。显然, $C_d(\eta, v_p) < C_1$,弹性波与变形波之间会逐渐拉开距离。当加载结束时,稀疏波进入到样品中,稀疏波与变形波之间的距离却会逐渐缩小。最后,如果样品较长,或者反言之,高能量密度脉冲的维持时间较短,那么稀疏波将能在样品内部追赶上并卸载掉变形波,进而阻止严重破坏区的传播。

以 h_d 表示变形波在样品内被稀疏波追上并卸载的位置与碰撞面之间的距离; T 为脉冲宽度,即冲击波和稀疏波进入样品的时间之差; τ 为稀疏波进入样品之后,追上并卸载变形波所用的时间。则有方程

$$\begin{cases} h_d = C_d \cdot (\tau + T), \\ h_d = C_1 \cdot \tau. \end{cases} \quad (5)$$

消去时间 τ 后可得

$$h_d = \frac{C_1 \cdot C_d(\eta, v_p)}{C_1 - C_d(\eta, v_p)} \cdot T. \quad (6)$$

设样品总厚度为 h_s , 再定义“控制比” $r_{\text{control}} = (h_s - h_d) / h_s$, 即不遭受严重破坏的区域占整个样品厚度的比值, 则有

$$\begin{aligned} r_{\text{control}} &= \frac{h_s - h_d}{h_s} \\ &= 1 - \frac{C_d(\eta, v_p)}{C_1 - C_d(\eta, v_p)} \cdot \frac{C_1 \cdot T}{h_s}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $C_1 \cdot T$ 为弹性波与稀疏波在空间上的间隔. 定义“脉冲宽度比” $r_T = C_1 \cdot T / h_s$, 描述高能量密度脉冲的空间宽度与样品厚度之比, 则(7)式可改写为

$$r_{\text{control}} = 1 - \frac{C_d(\eta, v_p)}{C_1 - C_d(\eta, v_p)} \cdot r_T. \quad (8)$$

可见, C_d 越小, 在相同脉冲宽度比和纵波声速条件下, 控制比 r_{control} 越大.

根据模拟计算的规律可知, C_d 随气孔率 η 的增大而减小. 因此, 多孔脆性材料中 C_d 小, 将比致密脆性材料更好地抑制严重破坏区的传播扩展. 但这里需要说明的是, 随气孔率的增大, 脆性材料的其他性质, 如动态和准静态加载下的弹性极限、损伤程度、弹性模量和介电系数等会相应地恶化^[25]. 因此, 气孔率过高的脆性材料也无法满足工程应用的

需求. 对于实际应用的工程材料, 可以根据冲击波实验结果获得 C_d 的具体拟合公式. 再结合(8)式, 即可预测在给定的冲击应力和应力脉宽条件下最少需要在样品中引入多少气孔率, 才能在高能量密度的短脉冲加载下避免脆性结构材料的灾难性失效.

本文进一步通过模拟计算验证了以上的理论分析. 针对致密样品和10%气孔率的多孔样品, 施加了 $v_p = 150$ m/s的短脉冲加载. 脉冲宽度 $T = 180$ ns, 弹性波与稀疏波在空间上的间隔约为0.8 mm, 而样品总厚度为1.6 mm. 模拟获得的致密和多孔样品的冲击波剖面分别展示在图3(a)和图3(b)中. 其中从左到右的红、绿、蓝三条曲线分别对应于180, 260和340 ns时的波剖面. 图3(a)中致密样品的三条波剖面都为弹性波-变形波-稀疏波结构, 其中的变形波传播速度较快, 稀疏波无法追上. 图3(b)中多孔样品中变形波传播较慢, 在中间260 ns时, 稀疏波已经在逐渐卸载变形波, 到340 ns时变形波已经完全消失.

图3(c)和图3(d)分别为致密和多孔样品经过800 ns的充分演化, 应力波趋于消失时的损伤度曲线. 损伤度定义为格点-弹簧模型中已经断裂的弹簧与原有弹簧的数量之比. 致密样品中的所有区域

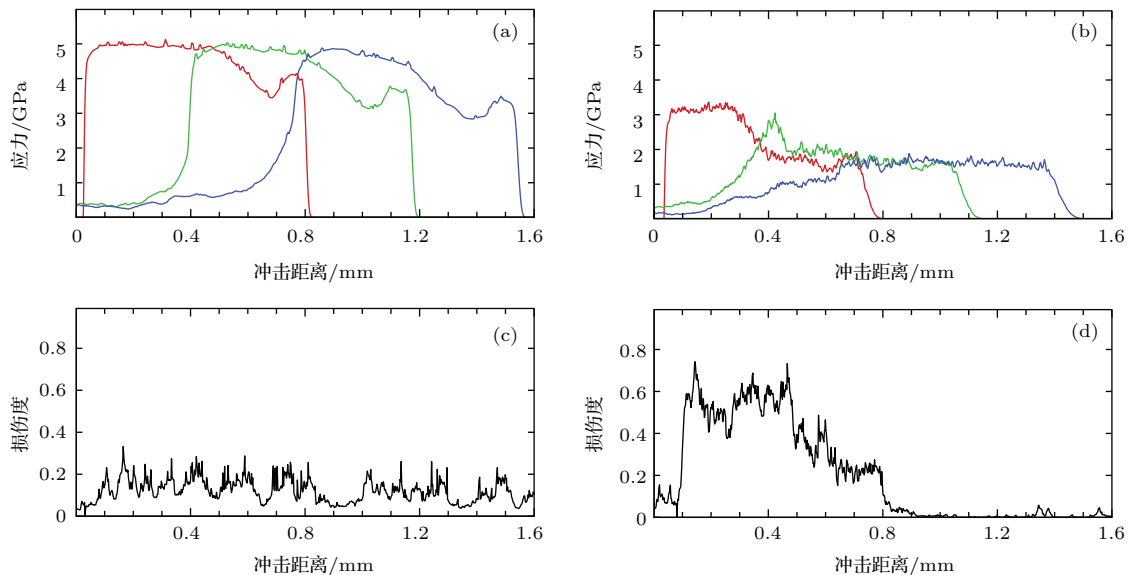


图3 (网刊彩色) 多孔脆性材料抑制冲击破坏的传播 (a) 致密样品(气孔率0.5%)和(b) 10%气孔率多孔样品的三条冲击波剖面, 从左至右, 红、绿、蓝三条曲线分别对应180, 260和340 ns的波剖面; (c) 致密样品和(d) 10%气孔率多孔样品在800 ns时的损伤度曲线

Fig. 3. (color online) The ability of porous brittle materials to restrain propagation of shock fracture. Wave profiles of (a) dense and (b) 10%-porous sample. From the left to right, the red, green and blue profiles are recorded at 180, 260 and 340 ns, respectively. Degree of damage of (c) dense and (d) 10%-porous sample at 800 ns.

均遭受了冲击破坏,但多孔样品中却是靠近碰撞面的左侧区域出现了冲击破坏,但远离碰撞面的右侧区域几乎完好无损.换言之,通过引入气孔率,高密度脉冲诱导的严重破坏区被成功地“冻结”在多孔脆性材料的中部,直到冲击结束也没有贯穿整个样品.

致密样品中损伤程度较低,但是损伤区域覆盖了整个样品.多孔样品中损伤区域得到了控制,一半的样品基本完好,但是另一半样品中损伤程度较高.这里的设计相思即是以局部的严重损伤为代价,避免整体的功能失效.

孔洞显著地增强了脆性材料的冲击塑性变形能力,进而可以非常有效地吸收冲击波能量,抑制冲击破坏的传播贯通,使得脆性材料具备了吸收和抵抗高密度脉冲加载的能力.但是引入孔洞又会在一定程度上降低脆性结构材料的力学和物理性能.因此,气孔率需要根据应用需求和服役环境来适当地设计,以最大限度地优化多孔脆性材料各方面的性能.

6 结 论

变形能力差、易发生灾难性失效的缺点限制了脆性结构材料的应用前景.本文通过设计和引入微孔洞,显著地增强了脆性材料在超出弹性承载能力的高密度脉冲加载下的塑性变形能力.在冲击波扫过脆性材料中的孔洞时,孔洞通过塌缩和发射剪切裂纹,导致体积收缩变形和滑移与转动变形,使得多孔脆性材料的冲击塑性变形量远大于致密脆性材料.对致密和多孔样品的计算模拟对比表明:高密度脉冲加载下,多孔样品对冲击波能量的吸收耗散能力远高于致密样品;在较短脉冲的加载下,多孔样品以增加局部区域的损伤程度为代价,保障了严重破坏区无法传播贯通整个样品,从而有效地抵抗冲击破坏,避免材料的整体失效.本文的研究结果将指导脆性结构支撑材料的设计和制备,显著地增强其在服役过程中的特殊情况下,吸收和抵抗高密度脉冲的能力.

参考文献

- [1] Wang F, Peng X S, Shan L Q, Li M, Xue Q X, Xu T, Wei H Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 185202 (in Chinese)
- [2] Wang F C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 124102
- [3] Wang F, Peng X S, Liu S Y, Li Y S, Jiang X H, Ding Y K 2011 *Chin. Phys. B* **20** 065202
- [4] Song Y F, Yu G Y, Jiang L L, Zheng X X, Liu Y Q, Yang Y Q 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 073103
- [5] Couturier S, de Ressaiguier T, Hallouin M, Romain J P, Bauer F 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 9338
- [6] Kawai N, Tsurui K, Hasegawa S, Sato E 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 115105
- [7] de Ressaiguier T, Kurakevych O O, Chabot A, Petitet J P, Solozhenko V L 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 083522
- [8] Lee B T, Sarkar S K 2009 *Scr. Mater.* **61** 686
- [9] Chen L Y, Fu Z D, Zhang G Q, Hao X P, Jiang Q K, Wang X D, Cao Q P, Franz H, Liu Y G, Xie H S, Zhang S L, Wang B Y, Zeng Y W, Jiang J Z 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 075501
- [10] Sun B R, Zhan Z J, Liang B, Zhang R J, Wang W K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 056101
- [11] Grady D E 1998 *Mech. Mater.* **29** 181
- [12] Bourne N K, Millett J, Rosenberg Z, Murray N 1998 *J. Mech. Phys. Solids* **46** 1887
- [13] Lankford J, Predebon W W, Staehler J M, Subhash G, Pletka B J 1998 *Mech. Mater.* **29** 205
- [14] Sarac B, Schroers J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2158
- [15] Qu R T, Zhao J X, Stoica M, Eckert J, Zhang Z F 2012 *Mater. Sci. Eng. A* **534** 365
- [16] Abdeljawad F, Fontus M, Haataja M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 031909
- [17] Wada T, Inoue A, Greer A L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 251907
- [18] Das J, Tang M B, Kim K B, Theissmann R, Baier F, Wang W H, Eckert J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 205501
- [19] Mirkhalaf M, Dastjerdi A K, Barthelat F 2014 *Nat. Commun.* **5** 3166
- [20] Yahyazadehfar M, Bajaj D, Arola D D 2013 *Acta Biomater.* **9** 4806
- [21] Barthelat F, Tang H, Zavattieri P D, Li C M, Espinosa H D 2007 *J. Mech. Phys. Solids* **55** 306
- [22] Wang R Z, Suo Z, Evans A G, Yao N, Aksay I A 2001 *J. Mater. Res.* **16** 2485
- [23] Launey M E, Ritchie R O 2009 *Adv. Mater.* **21** 2103
- [24] Setchell R E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 053525
- [25] Zeng T, Dong X L, Mao C L, Zhou Z Y, Yang H 2007 *J. Eur. Ceram. Soc.* **27** 2025
- [26] Lian Y P, Zhang X, Liu Y 2012 *Theor. Appl. Mech. Lett.* **2** 021003
- [27] Buxton G A, Care C M, Cleaver D J 2001 *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* **9** 485
- [28] Pazdniakou A, Adler P 2012 *Transp. Porous. Med.* **93** 243
- [29] Chen Z, Han Y L, Jiang S, Gan Y, Sewell T D 2012 *Theor. Appl. Mech. Lett.* **2** 051003
- [30] Ghajari M, Iannucci L, Curtis P 2014 *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **276** 431

- [31] Huang D, Zhang Q, Qiao P Z 2011 *Sci. China Tech. Sci.* **54** 591
- [32] Buxton G A, Balazs A C 2002 *J. Chem. Phys.* **117** 7649
- [33] Ashurst W T, Hoover W G 1976 *Phys. Rev. B* **14** 1465
- [34] Hrennikoff A 1941 *J. Appl. Mech.* **8** A169
- [35] Gusev A A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 034302
- [36] Zhao G, Fang J, Zhao J 2011 *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* **35** 859
- [37] Ostoja-Starzewski M 2002 *Appl. Mech. Rev.* **55** 35
- [38] Wang Y, Yin X C, Ke F J, Xia M F, Peng K Y 2000 *Pure Appl. Geophys.* **157** 1905
- [39] Yano K, Horie Y 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13672
- [40] Grah M, Alzebdeh K, Sheng P Y, Vaudin M D, Bowman K J, Ostoja-Starzewski M 1996 *Acta Mater.* **44** 4003
- [41] Yu Y, Wang W Q, He H L, Lu T C 2014 *Phys. Rev. E* **89** 043309
- [42] Setchell R E 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 573
- [43] Ashby M F, Hallam S D 1986 *Acta Metall.* **34** 497
- [44] Chen M W, McCauley J W, Dandekar D P, Bourne N K 2006 *Nat. Mater.* **5** 614
- [45] Yu Y, He H L, Wang W Q, Lu T C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 246102 (in Chinese) [喻寅, 贺红亮, 王文强, 卢铁城 2014 物理学报 **63** 246102]
- [46] Yu Y, Wang W Q, Yang J, Zhang Y J, Jiang D D, He H L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 048103 (in Chinese) [喻寅, 王文强, 杨佳, 张友君, 蒋冬冬, 贺红亮 2012 物理学报 **61** 048103]
- [47] Subhash G, Liu Q, Gao X L 2006 *Int. J. Impact. Eng.* **32** 1113
- [48] Li Q M, Reid S R 2006 *Int. J. Impact. Eng.* **32** 1898
- [49] Yamada Y, Shimojima K, Sakaguchi Y, Mabuchi M, Nakamura M, Asahina T, Mukai T, Kanahashi H, Higgashi K 1999 *J. Mater. Sci. Lett.* **18** 1477

The ability of porous brittle materials to absorb and withstand high energy density pulse*

Yu Yin¹⁾²⁾ He Hong-Liang²⁾ Wang Wen-Qiang²⁾ Lu Tie-Cheng^{1)†}

1) (*Key Laboratory for Radiation Physics and Technology of Ministry of Education, Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 30 October 2014; revised manuscript received 16 December 2014)

Abstract

The high energy density pulse input into brittle structural materials will propagate as a shock wave. It induces compression fracture and function failure. In this work, voids are introduced to significantly enhance the shock plastic deformability of brittle structural materials, so that brittle structural materials can effectively absorb the shock wave energy, and restrain the propagation of shock-induced cracks. A lattice-spring model is established to investigate the mechanism of shock plastic, and the processes of energy absorbing and crack expanding in porous brittle materials. The shock wave inside porous brittle material splits into an elastic wave and a deformation wave. The deformation wave is similar to the plastic wave in ductile metal, however, its deformation mechanism is of volume shrinkage induced by voids collapse, and slippage and rotation deformation of scattered tiny scraps comminuted by shear cracks. We calculate the shock wave energy based on particle velocities and longitudinal stresses on nine interfaces of the modeled brittle sample, and further obtain the absorbed energy density. The absorbed energy density curve is composed of two stages: the absorbing stage and the saturation stage. The absorbing stage corresponds to the deformation wave, and the saturation stage corresponds to the shock equilibrium state (Hugoniot state). The energy absorb abilities of the dense sample and porous samples with 5% and 10% porosities are compared based on calculation results. It shows that the ability of the porous brittle material to absorb high energy density pulse is much higher than that of the dense brittle material. The ability of porous brittle materials to restrain the propagation of the shock fracture is also explored. The goal of this design is to freeze the propagation of the shock fracture in the middle of the brittle sample, so that the other parts of the sample keep nearly intact during the shock. Inside the protected area, the designed functions of brittle materials can be accomplished without the disturbance of the shock fracture. This design is used under the short pulse loading condition: the rarefaction wave on the rear of the short pulse will catch up and unload the deformation wave if it moves slowly; the deformation wave and the shock fracture propagate synchronously; when the deformation wave is unloaded, the shock fracture will be frozen in the middle of the porous sample. Under the short pulse loading condition, compared with the dense brittle material, whose entire regions are destructed, the porous brittle material can restrain the propagation and impenetration of the shock fracture, with the cost of increasing the damage extent in part of the sample. This is helpful to avoid the entirely function failure of the brittle structural material.

Keywords: porous brittle material, high energy density pulse, energy absorbing, cracks restraining

PACS: 43.40.Jc, 83.60.Uv, 62.20.F-, 81.05.Rm

DOI: 10.7498/aps.64.124302

* Project supported by the Special Scientific Research Program for Key Laboratory of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012-zhuan-03), the Foundation of National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, China (Grant Nos. 9140C670301120C67248, 9140C670302140C67284), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11272164).

† Corresponding author. E-mail: lutiecheng@vip.sina.com