

孔隙介质中应力波传播机制的实验研究

鞠杨^{①*}, 杨永明^①, 毛彦喆^②, 刘红彬^①, 王会杰^①

① 中国矿业大学煤炭资源与安全开采国家重点实验室, 北京 100083;

② 北京同宸建筑设计有限责任公司, 北京 100044

* E-mail: juy@cumtb.edu.cn

收稿日期: 2008-03-11; 接受日期: 2008-10-14

国家重点基础研究发展计划(“973”计划)(批准号: 2002CB412705)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-05-0215)和国家自然科学基金(批准号: 10802092)资助项目

摘要 采用活性粉末混凝土和聚苯乙烯材料研制了具有与天然砂岩相似孔隙分布特征和物理力学性质的孔隙体模型, 通过不同孔隙率模型的 SHPB 冲击实验和 CT 扫描实验观察和分析了孔隙体中应力波的传播特性以及传播过程中内部孔隙和固体介质的变化. 研究表明: 1) 孔隙率显著影响应力波的传播特征. 相同应变率时, 孔隙率越大, 反射波幅越大、波峰越多、透射波幅越小; 孔隙率降至 5% 时反射波接近于单峰; 应变率越高上述现象越明显; 2) 孔隙体的能量耗散率 W_f/W_i 随孔隙率增加而线性增加, W_f/W_i 对应变率较敏感; 3) 应力波传播性质和能量耗散行为的差异与孔隙的演化机制有关. 孔隙率低于 10% 时内部机制表现为固体介质破裂或形成新孔隙, 应力波能量主要被消耗形成新开裂面或新孔隙, 原有孔隙变形不大. 此过程中应变率对改变孔隙形状的作用不明显; 孔隙率高于 15% 时孔隙演化机制与应变率有关, 低应变率时仍以固体介质开裂或形成新孔隙为主, 但新增开裂面或新孔隙的数量相对较少; 高应变率时内部结构变化同时存在固体介质开裂和孔隙变形两种机制, 其中孔隙变形占较大比例, 应力波能量大部分被消耗于孔隙变形, 表明只有在高孔隙率和高应变率条件下内部孔隙才会发生明显的变形. 孔隙离心率 e 可以较好地刻画应力波作用下孔隙的变形.

关键词

应力波
孔隙介质
传播机制
砂岩
孔隙
CT 扫描

1 引言

爆炸产生的应力波对地下和地面工程结构具有强烈的破坏作用, 如何确保应力波作用下工程结构的稳定和安全是水利水电、土木、矿山、能源储运、油气勘探以及军事工程建设和运营过程中一个十分重要的课题. 其中, 一个基础和关键科学问题是掌握应力波在地质体即岩体中的传播和衰减规律. 只有充分地认识岩体中的应力波动规律, 才能科学地分析和评价应力波对工程结构的作用和影响、确保工程结构的安全性和稳定性.

天然岩石或岩体内部包含大量不规则、跨尺度的不连续微结构(如孔隙或空洞、节理或裂隙等), 这些微结构及赋存的气体和液体介质决定着应力波的传播和衰减规律. 由于微结构数量多、形态复杂且无序分布, 再加上应力波作用下气体和液体介质的响应多变, 从理论上建立岩石或岩体的应力波动方程并给出波动特征随岩性、微结构特征以及气液相介质性质变化的定量关系极其困难^[1~7]. 人们更多地依赖实验室实验、现场实验、计算机模拟等手段来获取和分析应力波在天然岩石或岩体中的传播规律^[8~28], 这些研究为帮助人们理解应力波的传播和衰减机制、控制

应力波的强度以及预测应力波对工程结构的影响创造了条件.

然而, 值得注意的是, 由于问题的复杂性以及实验条件的限制, 人们对于应力波在岩石或岩体中传播规律的认识集中在波动特征以及这些特征随岩石或岩体宏观物理力学性质(如强度、密度、弹性模量、泊松比、孔隙率、气液相介质性质、节理参数等)的变化方面^[2,6,8-14], 很少能直观地描述应力波传播过程中岩石或岩体内部微结构的变化、微结构与气液相介质的相互作用等内部物理力学过程及其对应力波传播的影响, 因而难以准确和客观地阐述一系列岩体应力波的发生、传播和衰减的内在机理. 例如, 含液饱和或非饱和多孔岩石的应力波衰减规律; 破碎岩体的应力波动和能量耗散机制; 加锚岩体的应力波动规律与应力调节机制; 高地应力、高地温和高渗透压条件下岩体的应力波传播及其与围岩应力、温度和孔隙水的耦合作用等. 解决这些问题对于掌握岩石或岩体中应力波的传播特性及其对工程结构的影响具有十分重要的意义.

现有的节理面应力波动实验和多孔介质应力波传播的数值模拟表明^[4,12,14,17,18,20,24-28]: 应力波作用下岩石或岩体内部不连续微结构的变形或破坏是控制应力波传播和衰减的重要因素, 它与微结构的几何形态、分布特征或界面接触性质密切相关. 因此, 人们需要一种可靠方法或模型来确定内部微结构变形及其与波动特征之间的关系, 以此为基础, 就可以建立起关联内部微结构变化的岩石或岩体的应力波动方程以及动态本构关系. 目前, 研究人员提出了一些方法或模型来计算应力波作用下节理或断层面的变形和破坏^[4,14,20,25,28,29], 但对于多孔岩石或岩体应力波传播的内部微结构变化的研究则十分少见, 现有研究绝大部分属于“黑箱”式, 即只能观测应力波穿越岩石或岩体这个“黑箱”前后的变化, 无法获知应力波传播或衰减过程中岩石或岩体内部微结构的变化. 一些研究利用数值模拟方法分析了孔隙结构和液体介质对应力波传播的影响, 但模拟结果有待实验验证^[24].

天然孔隙岩石是一种复杂的多相介质, 由于自然沉积的作用, 即使采样局限在很小的尺度范围内, 天然岩石固体相的物理力学性质、孔隙的几何构型和分布特征也会有较大差别. 从理论上讲, 在固体相的

物理力学性质不变的前提下, 孔隙体的应力波传播与孔隙的数量、大小、形状、分布以及连通性等因素有关, 任何一种因素的变化都有可能对应力波传播规律的改变. 这给开展对比研究和识别孔隙结构对应力波传播的影响造成很大的困难.

针对上述情况, 本文尝试运用模型实验的方法, 设计了不同孔隙率的岩石模型, 即模型固体相的物理力学性质以及孔隙的大小、形状和统计分布特征不变, 但孔隙数量变化. 通过这些不同孔隙率模型的 SHPB 冲击实验和 CT 断层扫描实验, 观察应力波传播过程中模型内部孔隙结构的变形和破坏行为, 探索应力波传播特征与内部孔隙结构之间的定量关系. 本文先从单一影响因素入手来讨论孔隙结构对应力波传播机制的影响, 意在为进一步研究孔隙岩石或岩体中应力波传播的微细观机制、孔隙体多相介质耦合机制及其可视化方法提供基础.

正如前面所述, 岩石或岩体中的应力波传播不仅与内部微结构的变形或破坏有关, 而且还与岩性、微结构中的气体或液体的波动响应特征以及固-液-气的相互作用等因素密切相关, 为了研究和区分上述诸因素对应力波传播的不同影响, 本文集中讨论应力波传播过程中孔隙结构的变化及其对波动性质的影响, 其他因素的影响将另文分析.

2 孔隙岩石模型

2.1 模型制备

为了模拟孔隙岩石, 我们采集了天然砂岩样品, 通过干燥去除孔隙中的水和气, 测试了全部样品的密度和孔隙率. 然后对所有样品进行 CT 扫描和抗压强度实验, 获取了孔隙数量、孔径和间距等几何量的统计特征和分布规律、单轴抗压强度和弹性模量等物理参数. 结果表明: 天然砂岩样品孔隙率在 22.9%~23.8% 之间变化, 各扫描层内孔隙数目均匀分布, 孔隙间距呈高斯正态分布^[30].

根据上述实验结果, 本文采用活性粉末混凝土^[31-33]模拟岩石固体相, 用石英砂和石英粉作为粗细骨料, 经过高温养护, 使样品的均匀程度和致密程度与砂岩相当, 材料组成和配比见表 1. 采用聚苯乙烯颗粒模拟孔隙, 聚苯乙烯颗粒具有一定的形状, 质量轻、强度低、内有空气层, 与实际孔隙相的物理力

表 1 用于模拟孔隙岩石固体相的 RPC 材料组成和配合比(重量比)

水胶比(W/B)	胶凝组成 (B)		中砂(S/C)	细砂(S/C)	石英粉(Qu/C)	增塑剂(%)	养护方式
	水泥(C)	硅灰(SF/C)					
0.19	1.0	0.28	0.75	0.37	0.39	3.0	90℃热水养护 72 h

学性质相近. 孔隙形状近似圆形, 半轴长平均值 1.31 mm. 本文制作了 4 种不同孔隙率的岩石模型, 聚苯乙烯颗粒平均体积含量为 $\rho_v=20\%$, 15%, 10% 和 5%.

制作模型时, 先将石英粉、石英砂、水泥和硅灰按配合比倒入搅拌机中搅拌 3 min, 均匀混合后, 掺入一定量的聚苯乙烯颗粒, 搅拌至均匀; 然后将高效减水剂溶于水, 倒入 1/2 量, 搅拌 3 min; 再倒入另 1/2, 再搅拌 3 min 至均匀. 将搅拌好的伴合物浇注于涂有脱模剂的圆柱形模具中, 置振动台上振动 3 min 成型. 图 1 为成型试件的照片, 试件尺寸为 $\Phi 100\text{ mm}\times 200\text{ mm}$.

2.2 孔隙特征和物理力学性质

为了满足固体相的物理力学性质以及孔隙的大小、形状和统计分布特征不变的要求, 使不同孔隙率试件的应力波传播特征具有可比性, 我们进行了模型试件的 CT 扫描和 $\Phi 100\text{ mm}\times 200\text{ mm}$ 圆柱体单轴抗压实验来检验: 1) 孔隙岩石模型是否具有与天然岩石相似的孔隙统计特征和物理力学性质; 2) 不同孔隙率模型之间是否具有一致的孔隙形状和分布特征.

2.2.1 孔隙特征 根据 SHPB 实验的要求, 冲击试件选定为直径 $\times$ 厚度=30 mm $\times$ 20 mm 的圆盘(详见本文第 3 部分), 试件通过取芯方式从 $\Phi 100\text{ mm}\times 200\text{ mm}$ 圆柱体模型中加工而成.

为了检验模型试件的孔隙特征, 冲击实验开始前, 我们对 4 种孔隙率的圆盘试件逐一进行 CT 扫描. 扫描范围为离开试件两端 1 mm 的中间区段, 扫描间隔 0.2 mm, 共扫描 91 层. 考虑到试件加工和成型过程可能影响孔隙分布, 本文分析所用的 CT 图像取自 91 层图像中第 10~80 层.

图 2 是任意选取的一个孔隙率 15% 试件的不同扫描层内孔隙分布的 CT 图像. 图 2 中黑点代表孔隙, 由于孔隙在试件内随机分布, CT 扫描层截断孔隙的位置不同, 因而扫描平面上显示的孔隙大小不同. 统计孔隙分布特征时, 考虑到聚苯乙烯颗粒的平均半径 1.31 mm, 为了避免交叉统计, 我们从第 10~80 层 CT 图像中, 间隔 14 个扫描层选取 CT 图像, 使得任意相邻的 2 个扫描层所截取的孔隙相互独立, 即没有被 2 个相邻横截面同时截取的孔隙.

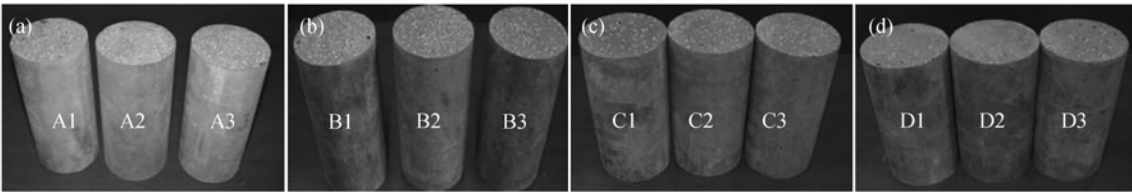


图 1 孔隙岩石模型
(a) 模型孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 模型孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 模型孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 模型孔隙率 $\rho_v=5\%$

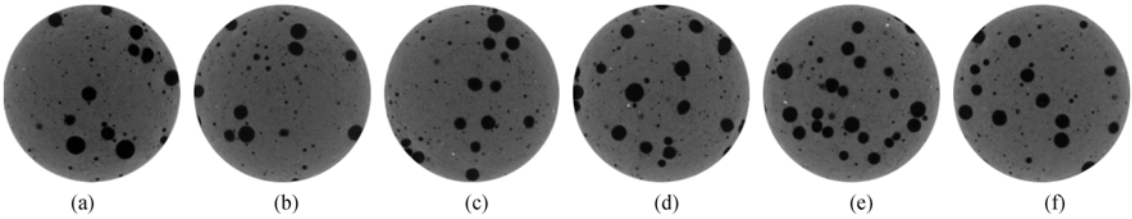


图 2 孔隙模型不同扫描层内孔隙形貌和分布的 CT 图像(扫描精度 1024 $\times$ 1024 pixel, 物理空间分辨率 10 μm), 样品孔隙率为 15%
(a) 第 10 层扫描层; (b) 第 24 层扫描层; (c) 第 38 层扫描层; (d) 第 52 层扫描层; (e) 第 66 层扫描层; (f) 第 80 层扫描层

基于孔隙CT图像, 利用分析天然砂岩孔隙特征的方法^[30], 通过自编程序计算出各层孔隙的位置坐标, 包括单个孔隙的形心坐标 (i, j) 和孔隙群的形心坐标 $(\bar{i}, \bar{j})$ 、孔心距 R (即单个孔隙形心坐标到孔隙群形心坐标的距离)、孔隙圆心角 θ (即单个孔隙形心与孔隙群形心的连线与参考坐标轴的夹角)以及孔隙间距 L (即两两孔隙形心之间的距离). 然后, 利用统计学方法计算出各层形心坐标 $(\bar{i}, \bar{j})$ 、孔心距 R 和孔隙圆心角 θ 的均值、方差以及孔隙间距和孔隙数的分布特征. 图3和4给出了4种孔隙率试件代表层中(即第10, 24, 38, 52, 66和80层)孔隙间距分布和孔隙数沿圆周分布的统计结果.

将该结果与天然砂岩的实验结果^[30]进行对比可以清楚地看到:

1) 模型孔隙率 $\rho_v \geq 15\%$ 时, 两者孔隙间距的分布规律一致, 均呈高斯正态分布, 特别是孔隙率达

20%时, 两者的统计参数十分接近. 两者孔隙间距分布的概率密度函数 $y(L)$ 可以表示为

$$y = y_0 + \left(\frac{A}{B\sqrt{\pi/2}} \right) e^{-2\left(\frac{L-L_0}{B}\right)^2}, \quad (1)$$

式中, y_0 , L_0 , A 和 B 为统计参数, 可以通过实验确定.

当模型孔隙率 ρ_v 降至10%时, 孔隙间距开始偏离高斯正态分布. 当孔隙率降至5%时, 孔隙间距分布十分离散, 不再符合高斯正态分布, 如图3所示. 这表明孔隙间距分布与孔隙率 ρ_v 有密切的关系, 随着孔隙率 ρ_v 增大, 孔隙间距分布逐渐趋向于高斯正态分布, $\rho_v=10\%$ 为临界孔隙率.

2) 模型与原型的孔隙数分布规律有所不同. 天然砂岩中孔隙数目呈等参数均匀分布^[30], 而模型中孔隙数目的分布较离散(如图4所示), 孔隙率 $\rho_v=20\%$ 时其分布接近于等值线的均匀分布(拟合直线的斜率很小); 但当孔隙率 ρ_v 逐渐降低时, 孔隙数偏离直线

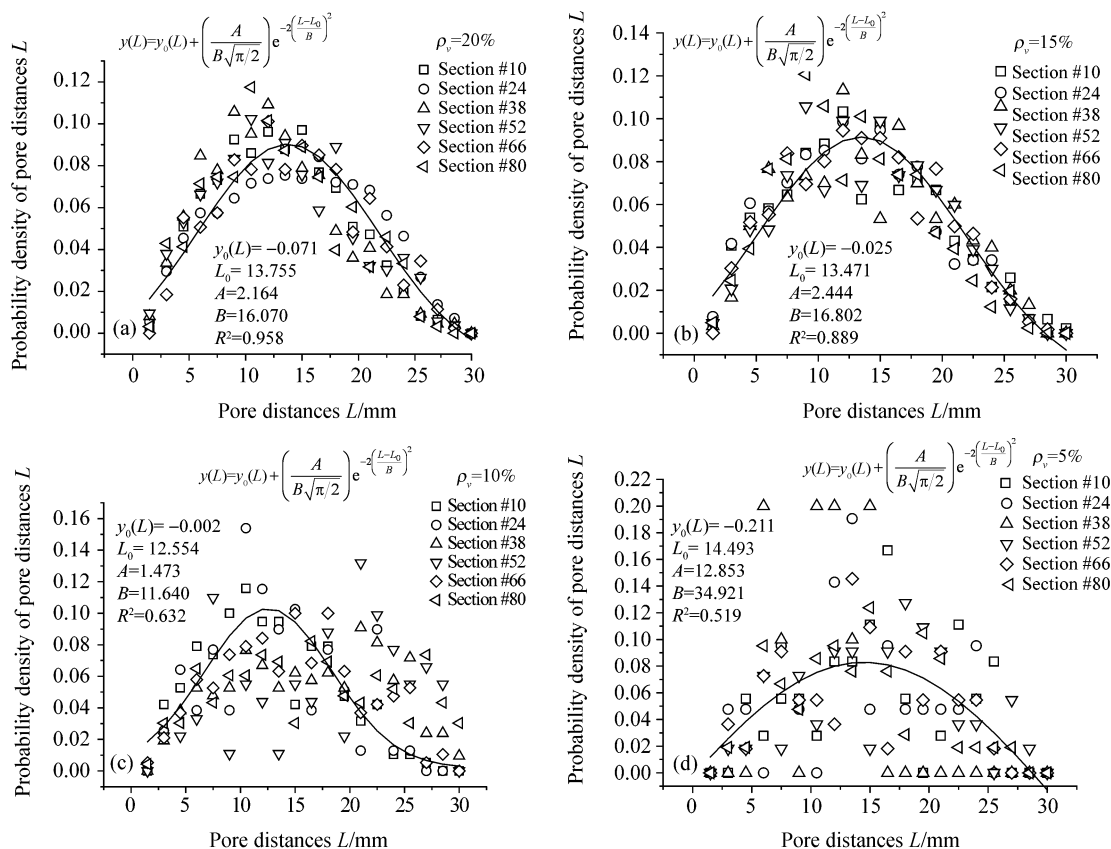


图3 不同孔隙率模型的代表层中孔隙间距的分布

(a) 孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 孔隙率 $\rho_v=5\%$

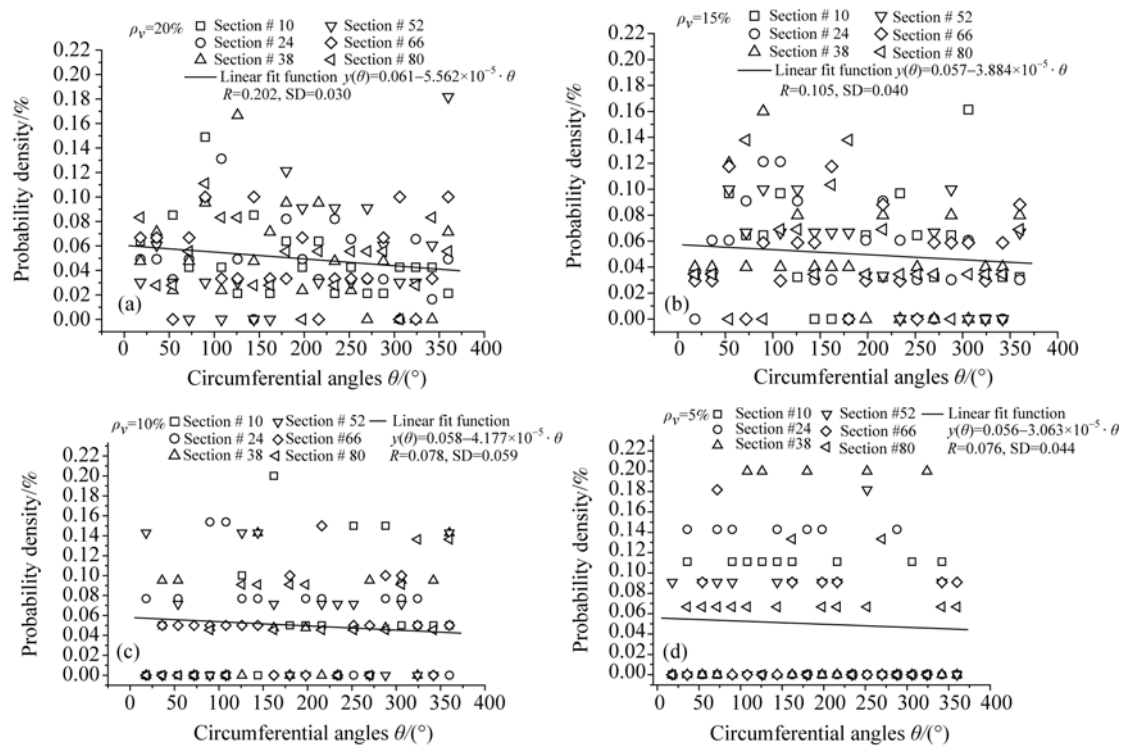


图 4 不同孔隙率模型的代表层中孔隙数目的分布

(a) 孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 孔隙率 $\rho_v=5\%$

分布的程度越来越高。

3) 尽管与孔隙率23%天然砂岩相比, 模型孔隙数的分布特征呈现不同的规律, 但是在孔隙模型之间, 孔隙的位置、间距和数量等统计量的分布具有较一致的规律(如图 3 和 4 所示)。

另一方面, 为了考察孔隙的形态及其在应力波传播过程中的变化, 本文引入离心率 e 参数, 计算了不同孔隙率试件在应力波作用前后各扫描层内孔隙离心率的平均值。离心率是刻画圆锥曲线几何形态的一个参数, 它描述了曲线偏离圆的程度, 如图 5 所示。假设任意一个固定点 F (焦点)、不包含 F 点的一条直线 L (基准线)和一个非负实数 e , 则圆锥曲线由所有到 F 点距离等于它们到基准线的距离乘以 e 的点组成, 非负实数 e 称为圆锥曲线的离心率, $e=0$ 时圆锥曲线为圆, $0<e<1$ 时得到椭圆, $e=1$ 时得到抛物线, $e>1$ 时圆锥曲线则为双曲线。离心率 e 用公式表示为

$$e = \frac{c}{a}, \quad (2)$$

式中, c 表示圆锥曲线的半焦距; a 表示圆锥曲线的半

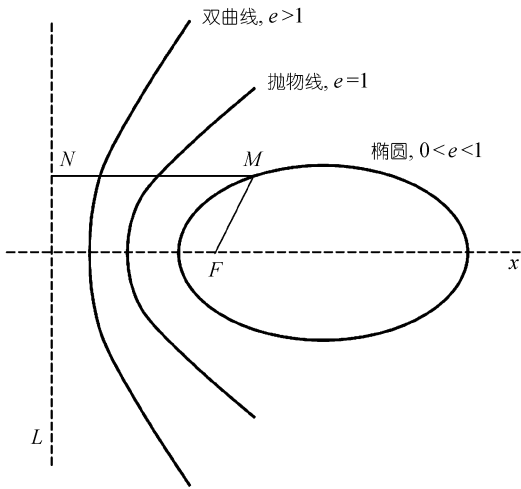


图 5 圆锥曲线与离心率定义

长轴或半实轴。

表 2 列出了冲击实验前不同孔隙率模型中孔隙的初始离心率 e_{ini} , 该值是对每一种孔隙率试件第 10~80 层中各层孔隙离心率的平均值取平均得到的。计算表明: 除了孔隙率 5% 试件的离心率略低外, 其他模型试件的孔隙初始离心率基本相同, 约为 0.42~

表 2 孔隙模型的孔隙初始离心率 e_{ini}

孔隙模型	$\rho_v=20\%$	$\rho_v=15\%$	$\rho_v=10\%$	$\rho_v=5\%$
离心率平均值	0.425	0.417	0.428	0.376
离心率标准差	0.023	0.029	0.048	0.037

0.43, 表明孔隙基本上为椭圆形。

通过上述分析不难看出: 孔隙岩石模型具有与相近孔隙率天然砂岩一致的孔隙间距分布特征; 尽管孔隙数的分布规律有所差别, 但不同孔隙率模型之间, 孔隙的初始形态和统计分布规律具有较好的一致性。该结果从孔隙的几何和分布特征方面支持了孔隙模型实验结果的可比性。

2.2.2 孔隙模型的物理力学性质 在物理力学性质方面, 表 3 列出了 $\Phi 100\text{ mm}\times 200\text{ mm}$ 圆柱体轴向抗压实验中不同孔隙率试件实测的抗压强度和弹性模量,

表 3 不同孔隙率试件的抗压峰值强度、峰值应变和弹性模量

孔隙率 $\rho_v/\%$	峰值强度平均值 f_c/MPa	峰值应变平均值 $\varepsilon/\%$	弹性模量 E/GPa
5	131.431	0.480	42.216
10	120.194	0.387	40.503
15	104.774	0.373	38.168
20	104.138	0.358	38.419

图 6 为孔隙模型的受压应力-应变曲线和受压破坏情况, 每种孔隙率重复测试 2~3 个试件。

结果显示: 孔隙模型的应力-应变响应和破坏方式呈现明显的脆性特征, 孔隙率越低, 抗压强度和弹性模量越大, 脆性破坏特征越明显, 这与天然岩石的基本物理力学特征相一致, 但模型的抗压强度和弹性模量高于所选砂岩的实测值^[30,33]。

3 孔隙模型的应力波传播特征

3.1 试件尺寸与冲击速度

SHPB(Split Hopkinson Pressure Bar)装置是测试固体中应力波传播性质的常用设备, 本文 SHPB 装置和加载方案如图 7 所示, 其中入射杆和透射杆长 2000 mm, 直径 32 mm。

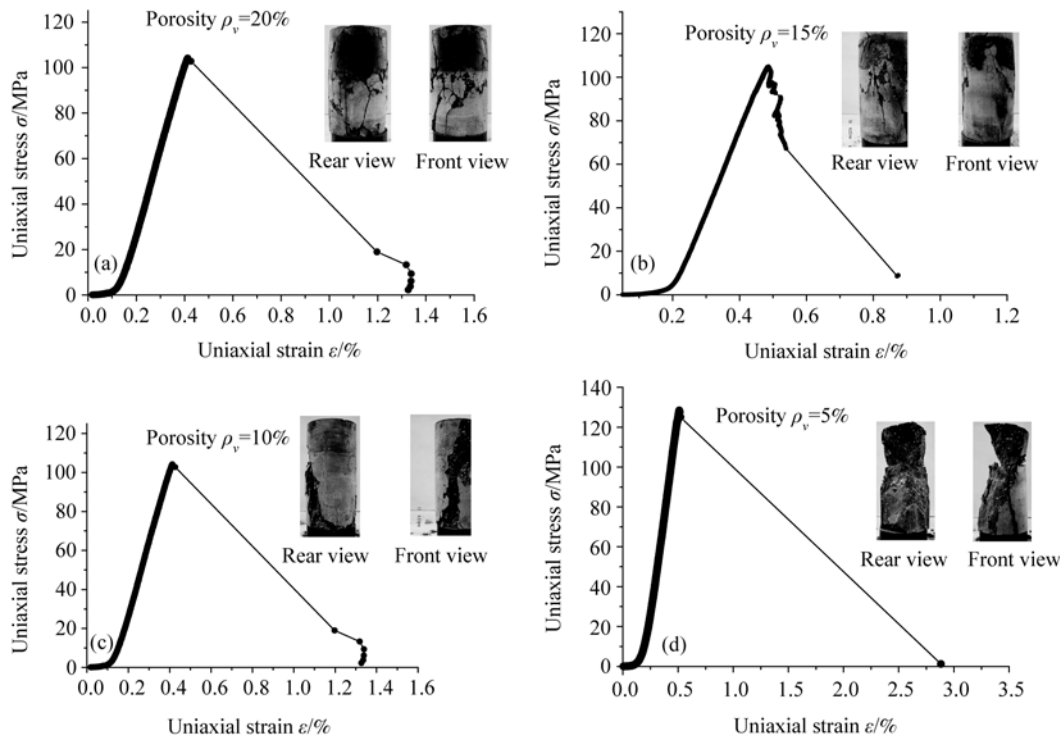


图 6 孔隙岩石模型的受压应力-应变曲线及破坏模式
(a) 孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 孔隙率 $\rho_v=5\%$

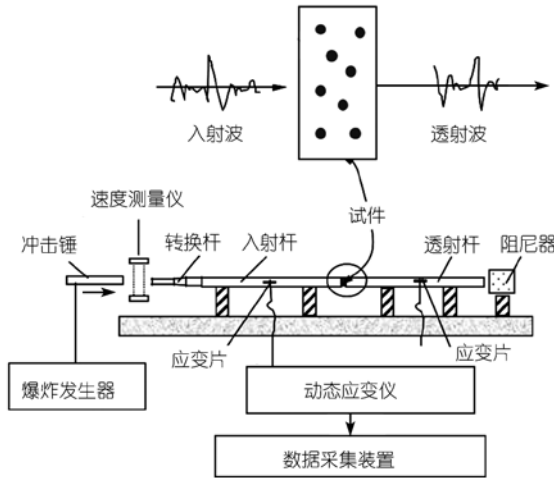


图7 SHPB装置和冲击加载方案示意图

试件尺寸和应力状态对被记录的应力波的传播特征具有重要影响。根据SHPB原理和一维应力波动力学^[34,35],为了使被测样品的轴向应力均匀,减小应力波传播时惯性效应、弥散效应以及端面摩擦效应的影响,样品厚度 h 尽可能满足条件: $h/a = \sqrt{3}\nu_s$ 且 $h \approx a$, 其中 a 为试件半径, ν_s 为冲击条件下样品泊松比^[34,35]。

经过反复实验,最终确定样品尺寸为直径 $\times$ 厚度=30 mm $\times$ 20 mm。磨光磨平试样的两个端面以最大程度地减小孔隙体模型与入射和透射杆端的摩擦效应。

冲击速度或应变率对于本次实验至关重要。考虑到试件尺寸较小,如果冲击速度过大,可能会使孔隙或固体介质产生严重破碎,进而难以分辨孔隙变形对应力波传播和能量耗散所起的作用。相反,如果冲击速度过小,材料各点均处于弹性状态,孔隙发生弹性变形,CT实验难以检测;同时,输入能量过小也会增大实验误差。为了解决这个问题,我们先通过6个试件的冲击实验来确定合适的冲击速度,使最大速度满足试件表面无肉眼可见开裂的条件。考虑上述因素,为了分析应变率对孔隙体应力波传播规律的影响,本文确定了3.8、3.2和2.7 m/s三种冲击速度,对应的应变率 $\dot{\epsilon}$ 分别为110/s、90/s和80/s。

3.2 应力波传播特征

本文共进行了12组28个不同孔隙率试件的冲击实验。图8给出了4种孔隙率试件在不同应变率下的应力波透射 $V_T(t)$ 和反射波形 $V_R(t)$ 。为了阐明孔隙对

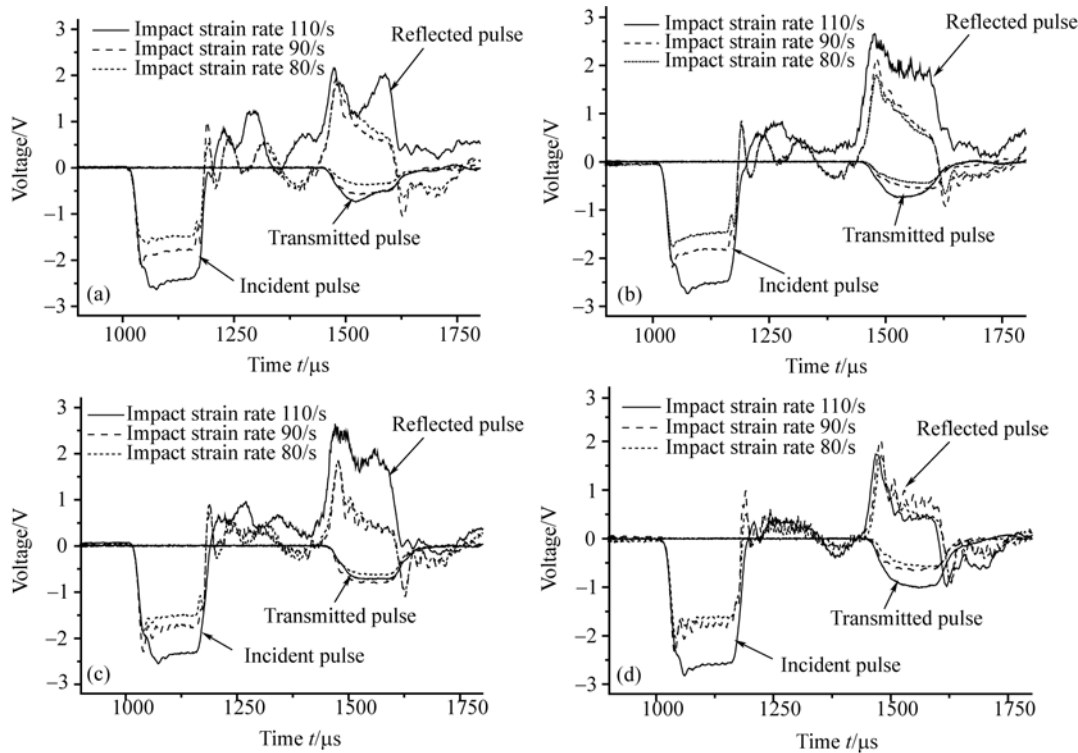


图8 不同应变率下孔隙试件的应力波透射和反射波形

(a) 孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 孔隙率 $\rho_v=5\%$

应力波动特征的影响, 作者分析了 3 种应变率下不同孔隙率试件的应力波透射 $V_R(t)$ 和反射波形 $V_T(t)$ 的差别, 如图 9 所示.

上述分析显示: 1) 应变率影响孔隙体的应力波动特征. 相同孔隙率条件下, 提高应变率时, 孔隙体的透射波幅和反射波幅均增大. 不同孔隙率的实验结果具有相同的规律; 2) 孔隙显著影响应力波的传播特征. 相同应变率条件下, 孔隙率越大, 反射波幅值越大, 而透射波幅值越小. 同时, 反射波出现明显的多峰现象, 孔隙率越大或孔隙数量越多, 反射波的峰越多. 当孔隙率降低至 5% 时, 反射波接近出现单峰. 应变率越高, 这种现象越明显. 3 种应变率实验呈现出相同的规律.

作者认为, 反射波的幅值和波峰数随孔隙率增大而增加的现象反映了内部孔隙对应力波的多次反射作用. 实际上, 孔隙数量增加意味着承受和传递应力波的固体介质减少, 具有不同波阻抗的孔穴界面增多, 因而应力波在孔穴界面反射的次数增加, 多次反射产生的波叠加效应增大了反射波的波幅, 反射

波的波峰数也随之增多. 同时, 由于承载应力波的固体介质减少, 应力波的透射部分也相应地减少. 应力波传播过程中孔隙结构变化的 CT 扫描也可以说明这一点(见本文第 4 部分).

3.3 能量耗散

由于孔隙体变形, 应力波穿越孔隙体时会消耗部分能量, 因此应力波传播中的能量耗散间接地反映了孔隙介质内部不可逆变形机制, 这种不可逆变形包括孔隙形状变化、孔隙周围固体介质的微塑性变形和固体介质的破裂(或形成新的开裂面).

考虑到冲击过程很短, 且试样与压杆相比很小, 根据 SHPB 原理和一维应力波动理论^[34, 35], 假设应力波沿入射杆和透射杆传播时没有应力衰减, 则孔隙试件中的平均应力和平均应变可以表示为

$$\varepsilon_s = -\frac{2c_0}{h} \int_0^t \varepsilon_R dt', \quad (3)$$

$$\sigma_s = E_0 \left(\frac{A_0}{A_s} \right) \varepsilon_T, \quad (4)$$

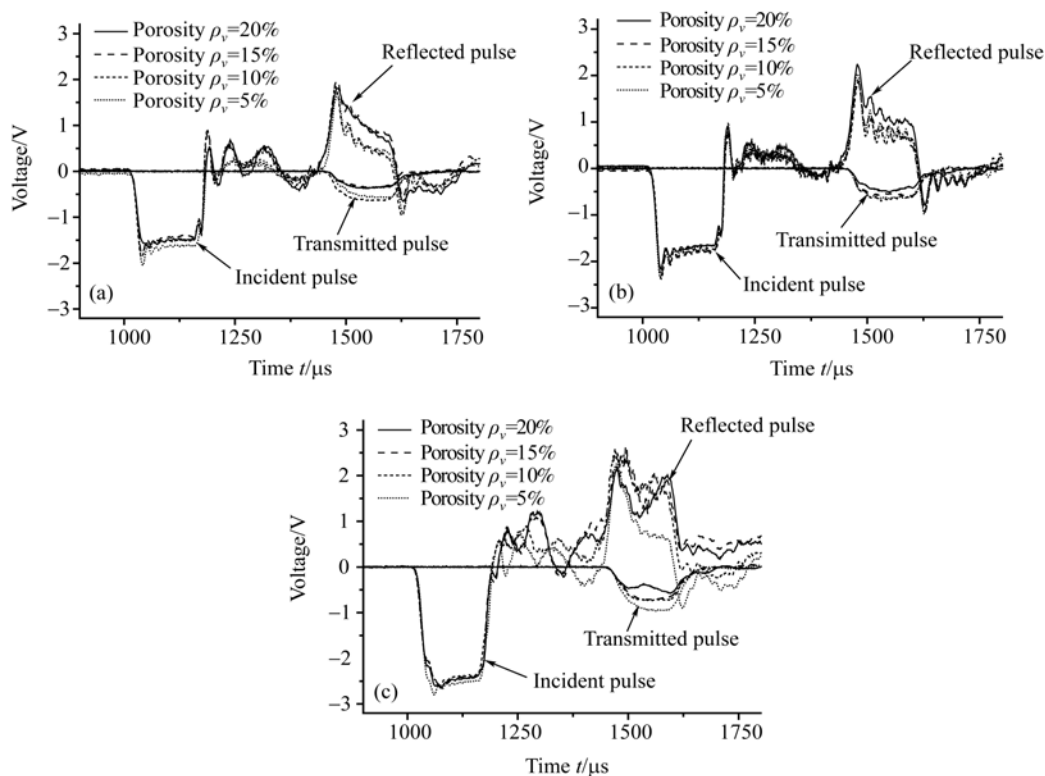


图 9 不同孔隙率试件的应力波透射和反射波形的对比

(a) 应变率 $\dot{\varepsilon}=80/\text{s}$; (b) 应变率 $\dot{\varepsilon}=90/\text{s}$; (c) 应变率 $\dot{\varepsilon}=110/\text{s}$

式中, ε_R , ε_T 分别表示实测的反射波和透射波的应变时程关系, 通过脉冲电压与应变值的标定关系, 将图 8 和 9 脉冲时程 $V(t)$ 转变为应变时程 $\varepsilon(t)$; h 和 A_s 为试件变形前的长度和横截面积; A_0 , E_0 , c_0 分别为入射杆和透射杆的横截面积、弹性模量和纵波速度.

入射杆和透射杆所吸收的入射波、反射波和透射波的能量可以表示为

$$W_I = \frac{A}{c_0 \rho_0} \int_0^t \sigma_I^2(t') dt', \quad (5)$$

$$W_R = \frac{A}{c_0 \rho_0} \int_0^t \sigma_R^2(t') dt', \quad (6)$$

$$W_T = \frac{A}{c_0 \rho_0} \int_0^t \sigma_T^2(t') dt', \quad (7)$$

其中, W_I , W_R 和 W_T 分别表示入射波、反射波和透射波的能量; $\sigma_I(t)$, $\sigma_R(t)$ 和 $\sigma_T(t)$ 为入射波、反射波和透射波的应力时程, 由实测的应变时程 $\varepsilon(t)$ 按照弹性理论计算; A 为入射杆和透射杆的横截面积; 纵波波速 c_0 满足关系 $c_0 = (E_0/\rho_0)^{1/2}$, ρ_0 为压杆材料密度.

假设应力波传播过程为一个等温过程, 与外部没有热交换. 忽略试件两端部与压杆的摩擦作用, 根据热力学第一定律, 孔隙体应力波传播过程中的能量满足以下关系

$$W_I = W_R + W_J + W_T, \quad (8)$$

$$W_J = W_I - W_R - W_T, \quad (9)$$

其中, W_J 表示孔隙体不可逆变形所耗散的能量, 为不可逆耗散能. 利用公式(5)~(9), 由实测的应变时程 $\varepsilon(t)$ 进行积分运算可以得出能量 W_J . 图 10 绘出了不同应变率下孔隙试件消耗的能量 W_J 随孔隙率 ρ_v 变化的趋势及相关关系的拟合函数. 为进一步说明孔隙体变形的影响, 我们计算了不同应变率下孔隙试件消耗的能量 W_J 占全部输入能量 W_I 的比值 W_J/W_I ——能量耗散率, 图 11 给出了能量耗散率随孔隙率 ρ_v 变化的趋势及相关关系的拟合结果.

计算结果显示: 能量耗散率 W_J/W_I 随着孔隙率 ρ_v 或孔隙数量增加而成线性增加; 应变率越高, W_J/W_I 增加的幅度越大. 表明孔隙体的能量耗散率 W_J/W_I 对应变率 $\dot{\varepsilon}$ 的敏感程度较高; 当应变率 $\dot{\varepsilon}$ 达到 100/s 时, 能量耗散率 W_J/W_I 随着孔隙率 ρ_v 增加的速率显著增大.

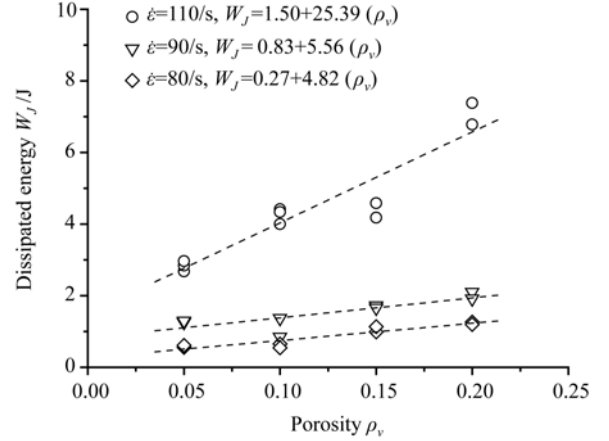


图 10 不同应变率下孔隙试件所消耗的能量 W_J 随孔隙率 ρ_v 变化的趋势

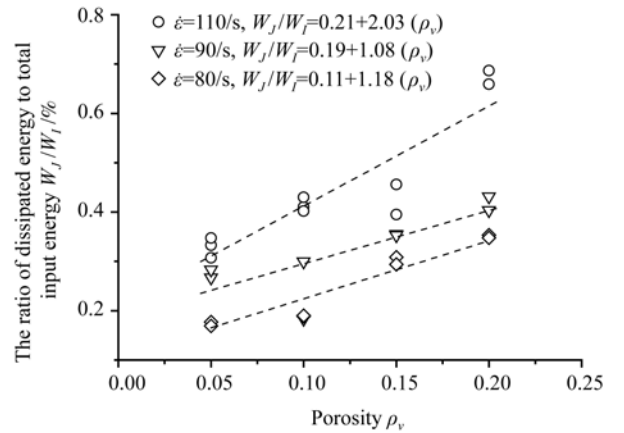


图 11 不同应变率下试件能量耗散率 W_J/W_I 随孔隙率 ρ_v 变化的趋势

不同应变率下孔隙体能量耗散率 W_J/W_I 随孔隙率 ρ_v 线性变化的关系可以通过数据拟合建立起如下的经验关系

$$W_J/W_I = A + B \cdot \rho_v, \quad (10)$$

式中, A , B 为与应变率 $\dot{\varepsilon}$ 有关的材料参数, 可以通过简单的冲击实验得到.

4 应力波传播过程中的孔隙变形

为了探查上述应力波动和能量耗散现象的内在机理, 我们采用 CT 扫描观察了应力波作用后孔隙模型的内部结构, 并与应力波作用前模型内部结构的 CT 图像进行了对比. 图 12 给出 4 种孔隙率试件应力波作用前后内部孔隙结构的 CT 图像, CT 图像扫描精

度为 1024×1024 , 由于采用 16 位字节表示, 因而 CT 图像灰度级数的变化范围为 2^{16} , 足以识别孔隙和周围固体相介质的微细变化.

为了定量地说明应力波动过程中孔隙和周围固体介质可能出现的变形或破裂, 我们利用 MatLab 读入试件第 10~80 层的 CT 图像, 将 16 位字节的孔隙 CT 图像量化(quantification). 通过像素点灰度的阈值

分割界定出孔隙, 然后利用自编程序计算出应力波作用后试件代表层中的孔隙数量和孔隙的离心率 e , 并与冲击前试件对应层的孔隙数量和离心率初始值 e_{ini} 进行对比.

表 4 列出了不同冲击应变率下试件第 10~80 层中孔隙离心率的平均值和标准差; 表 5 给出了各试件冲击前后代表层中以初始离心率 $e_{ini}=0.43$ 为界的孔隙数

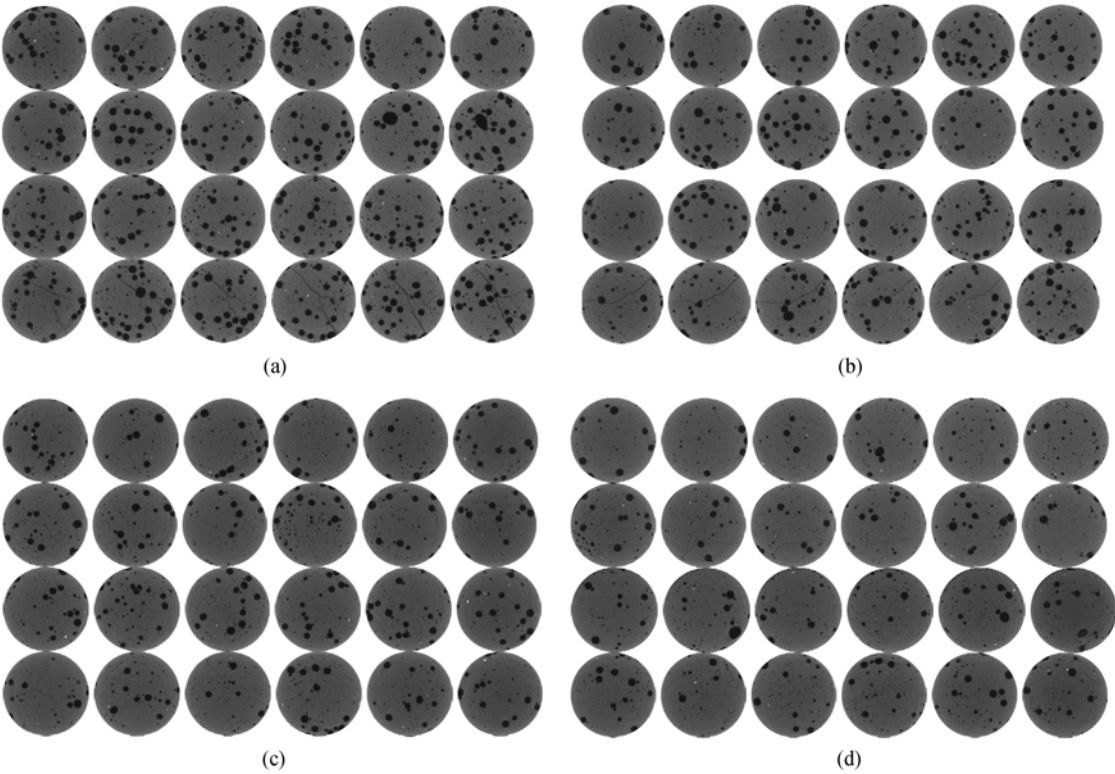


图 12 不同孔隙率试件应力波作用前后内部孔隙结构的 CT 照片

从上至下四排照片分别为未冲击、冲击应变率 $\dot{\epsilon}=80/s$, $\dot{\epsilon}=90/s$ 和 $\dot{\epsilon}=110/s$ 四种不同实验条件; 每排从左至右分别为同一样品的第 10 层、第 24 层、第 38 层、第 52 层、第 66 层和第 80 层六个代表性扫描层.
(a) 孔隙率 $\rho_v=20\%$; (b) 孔隙率 $\rho_v=15\%$; (c) 孔隙率 $\rho_v=10\%$; (d) 孔隙率 $\rho_v=5\%$

表 4 不同应变率下孔隙试件的孔隙离心率的变化^{a)}

试件离心率 e		冲击前		$\dot{\epsilon}=80/s$		$\dot{\epsilon}=90/s$		$\dot{\epsilon}=110/s$	
		e_{ini}	$\Delta e/\%$	e	$\Delta e/\%$	e	$\Delta e/\%$	e	$\Delta e/\%$
$\rho_v=20\%$	平均值	0.425	0	0.420	1.2	0.425	0	0.490	15.3
	标准差	0.023	-	0.026	-	0.026	-	0.022	-
$\rho_v=15\%$	平均值	0.417	0	0.431	3.4	0.418	0.2	0.487	16.8
	标准差	0.029	-	0.031	-	0.033	-	0.051	-
$\rho_v=10\%$	平均值	0.428	0	0.394	7.9	0.432	0.9	0.417	2.6
	标准差	0.048	-	0.035	-	0.032	-	0.034	-
$\rho_v=5\%$	平均值	0.376	0	0.389	3.5	0.398	5.9	0.399	6.1
	标准差	0.037	-	0.041	-	0.038	-	0.042	-

a) 离心率的变化率 $\Delta e=|(e-e_{ini})/e_{ini}|$, e_{ini} 表示试件孔隙的初始离心率, e 表示不同应变率下试件实测离心率的平均值.

表 5 试件代表层中以初始离心率 $e_{ini}=0.43$ 为界的孔隙数目的统计结果^{a)}

孔隙率	扫描层和孔隙数	冲击前		$\dot{\varepsilon}=80/s$		$\dot{\varepsilon}=90/s$		$\dot{\varepsilon}=110/s$	
		$e<0.43$	$e>0.43$	$e<0.43$	$e>0.43$	$e<0.43$	$e>0.43$	$e<0.43$	$e>0.43$
$\rho_v=20\%$	#10	28	19	23	21	25	17	26	38
	#24	31	30	29	13	20	21	35	19
	#38	26	16	17	21	30	23	23	24
	#52	16	17	26	18	26	25	19	20
	#66	14	16	25	14	24	27	27	22
	#80	22	14	25	26	16	25	23	36
	孔隙总数	137	112	145	113	141	138	153	159
	变化率%	249		258		279		312	
$\rho_v=15\%$	#10	14	17	8	17	14	16	11	23
	#24	18	15	20	15	16	14	14	23
	#38	14	11	26	9	18	11	16	18
	#52	19	11	22	13	21	9	12	15
	#66	23	11	12	11	19	13	10	10
	#80	21	8	15	13	14	13	23	17
	孔隙总数	109	73	103	78	102	76	86	106
	变化率%	182		181		178		192	
$\rho_v=10\%$	#10	8	12	14	7	10	11	12	4
	#24	12	1	15	9	10	20	17	8
	#38	11	10	7	7	10	11	7	4
	#52	6	8	27	10	9	9	17	6
	#66	16	4	16	3	12	7	14	4
	#80	11	11	15	2	15	8	12	4
	孔隙总数	64	46	94	38	66	66	79	30
	变化率%	110		132		132		109	
$\rho_v=5\%$	#10	8	1	9	11	13	4	10	5
	#24	5	2	5	4	4	10	7	4
	#38	5	0	8	2	7	4	8	3
	#52	9	2	9	2	13	5	11	6
	#66	10	1	5	8	5	9	10	7
	#80	12	3	3	3	10	5	11	5
	孔隙总数	49	9	39	30	52	37	57	30
	变化率%	58		69		89		87	

a) 表中变化率(%)指每种应变率下试件代表层中孔隙总数 N 相对于冲击实验前试件相应值 N_0 改变量的绝对值, 等于 $|(N-N_0)/N_0|$.

目的变化.

分析上述实验和计算结果发现:

1) 从CT图像直观上看, 当应变率 $\dot{\varepsilon}$ 达到 110/s 时, 大孔隙率试件($\rho_v \geq 15\%$)中出现了连通的微裂纹(图12(a)和(b)). 与冲击前的试件相比, 少量孔隙有较明显的尺寸和形状上的变化. 同时, 在相对较小的应

变率下($\dot{\varepsilon}=80/s$), 孔隙率5%试件的内部也出现了连通的微裂纹(图12(d)); 孔隙率10%试件未发现微开裂现象.

2) 从孔隙离心率的变化来看, 当应变率 $\dot{\varepsilon} \leq 90/s$ 时, 对所有孔隙试件而言, 与孔隙初始状态相比, 每个试件的孔隙离心率 e 变化都很小, 变化幅度在 8% 以内, 表明从整体上讲, 所有孔隙的平均变形不

大. 但当应变率达到 $\dot{\varepsilon}=110/\text{s}$, 孔隙率 $\rho_v \geq 15\%$ 试件的孔隙离心率明显高于初始离心率 $e_{\text{ini}}=0.43$, 变化幅度超过 15%, 这表明当孔隙率 ρ_v 超过 15% 后, 在较大应变率条件下, 内部孔隙的变形较大, 大部分孔隙变形形成半长轴较长的椭圆(离心率接近 0.5).

3) 从孔隙数目的变化来看, 当应变率 $\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$ 时, 对于大孔隙率试件($\rho_v \geq 15\%$), 代表层中离心率大于和小于初始值 e_{ini} 的总孔隙数目, 相对于冲击前试件的相应值, 变化幅度很小, 仅孔隙率 20% 的试件增加了 12%, 其他试件孔隙数目的增幅均在 4% 以下. 有趣的是, 当孔隙率较小时($\rho_v \leq 10\%$), 代表层中上述孔隙数目, 相对于冲击前试件的相应值, 增加的幅度反而较大, 均超过 19%, 其中孔隙率 5% 试件的孔隙数目增加了 53.4%. 当应变率 $\dot{\varepsilon}$ 增加至 110/s 时, 孔隙率 20% 的试件中上述孔隙数目增加了 25.3%, 而孔隙率 15% 试件的上述孔隙数目仅变化 5.5%, 基本可视为不变; 与此相反, 对于孔隙率 $\rho_v \leq 10\%$ 试件而言, 与应变率 $\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$ 的情况相比, 上述孔隙数目的增幅有所降低, 其中孔隙率 10% 的试件降低至 1%, 而孔隙率 5% 试件的孔隙数目仍增加了 50%, 增幅仅降低了 3.4%.

一个值得注意的现象是, 与其他孔隙率试件相比, 经历冲击荷载作用后, 孔隙率 5% 试件中离心率大于初始值 e_{ini} 的孔隙数目显著地增加, 而小于初始值 e_{ini} 的孔隙数目增加得不明显(个别冲击速度下该数目甚至略有降低), 这表明大多数孔隙变形趋向于椭圆形. 随着试件孔隙率增加, 这种现象逐渐消失. 只有当冲击应变率增加到 110/s, 在孔隙率 20% 的试件中, 大于初始离心率 e_{ini} 的孔隙数目才又开始显著地增加, 但增加的幅度远小于孔隙率 5% 试件.

针对上述现象, 作者认为, 在应力波作用过程中, 由于孔隙数量不同, 试件内部孔隙结构发生了不同的变化, 这种变化导致了孔隙介质呈现出不同的应力波透射、反射以及能量耗散行为. 实际上, 波动应力作用下孔隙和孔隙周围的固体介质发生了不同程度的变形或破裂, 这种变形或破裂行为, 在其他参数不变的条件下, 与孔隙和它周围固体介质之间的数量关系密切相关.

孔隙数量较少时(孔隙率 $\rho_v \leq 10\%$), 相对而言, 固体介质承受和传递了大部分应力作用, 少部分应

力波作用于孔隙或者孔隙与固体介质的交界面上, 并产生反射. 由于固体介质承受了大部分应力作用, 因而当波动应力超过固体介质抗拉强度时, 固体介质发生局部开裂, 产生新开裂面或新孔隙. 随着应力波的持续作用, 新开裂面或新孔隙的数目逐渐增多, 并相互连通, 试件中形成贯通的微裂纹. 这可以解释为什么在孔隙率 5% 试件中出现了微裂纹(见图 12(d)) 以及随着应变率提高总孔隙数目和离心率大于初始值 e_{ini} 的孔隙数目增加的原因, 同时也解释了孔隙率 10% 试件中总孔隙数目增加的原因. 另一方面, 由于孔隙仅承受了少部分应力作用(部分应力波发生反射), 应力波的大部分能量被消耗用于形成新开裂面或新孔隙, 因此试件中原始孔隙的变形不大, 这可以解释孔隙率 $\rho_v \leq 10\%$ 试件中孔隙离心率 e 变化很小的原因. 该过程中冲击应变率对改变孔隙形状的作用不明显, 这表现为不同应变率条件下试件的孔隙离心率 e 变化很小(见表 4 和 5).

孔隙数量较多时(孔隙率 $\rho_v \geq 15\%$), 相对而言, 固体介质承受和传递的应力波较少, 大部分应力波作用于孔隙或孔隙与固体介质的交界面上, 并产生反射. 当冲击应变率较低时($\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$), 固体介质中应力水平较低, 不足以使固体介质产生较多的新开裂面或新孔隙, 因而试件中未出现贯通的微裂纹(见图 12(a)~(b)), 孔隙总数以及离心率超过初始值 e_{ini} 的孔隙数目也没有显著增加. 同时, 由于大部分应力波被孔隙界面反射, 应力波强度也不大, 因而孔隙总的变形不大. 该过程中应力波的能量主要被消耗于新增少量孔隙和少量的孔隙变形上. 孔隙 CT 图像和表 4 和 5 数据证实了这一点.

然而, 当冲击应变率增加时($\dot{\varepsilon}=110/\text{s}$), 固体介质中的应力水平增大, 试件中新增的微开裂面或孔隙数目增多. 随着应力波的持续作用, 这些新增开裂面或新孔隙逐渐连通形成了微裂纹(见图 12(a)~(b)). 与低应变率试件($\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$)相比, 试件中孔隙总数和离心率超过初始值 e_{ini} 的孔隙数目增加; 但与低孔隙率试件($\rho_v \leq 10\%$)相比, 由于固体介质相对较少、刚度低、变形大, 同时由于作用在孔隙或孔隙界面上的应力较大, 应力波能量的大部分被消耗于孔隙变形上, 因此, 新增的孔数总数和离心率超过初始值 e_{ini} 的孔

数目仍然较少, 但孔隙的离心率显著提高, 表明孔隙的变形显著增大. 表 4 和 5 统计结果证明了这一点.

由此可见, 应力波在孔隙介质中的传播机制与孔隙的数量密切相关. 孔隙率较低时($\rho_v \leq 10\%$), 内部机制主要表现为固体相介质破裂形成新开裂面或新孔隙, 原有孔隙变形不大. 此过程中应变率对改变孔隙形状的作用不明显. 而当孔隙率较高时($\rho_v \geq 15\%$), 内部机制与应变率有关, 低应变率时($\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$)内部机制仍以固体相介质开裂或形成新孔隙为主, 但新增开裂面或新孔隙的数量相对较少; 高应变率时($\dot{\varepsilon} \geq 110/\text{s}$)内部结构变化同时存在固体相介质开裂和孔隙变形两种机制, 与低孔隙率的孔隙数量增加机制相比, 该机制中孔隙变形部分占较大比重. 表明只有在高孔隙率和高应变率条件下内部孔隙才会发生明显的变形.

5 结语

为了探查和理解孔隙岩石中应力波传播的内在机制, 本文采用活性粉末混凝土(RPC)和聚苯乙烯材料研制了具有与天然砂岩相似孔隙分布特征和物理力学性质的孔隙体模型, 通过不同孔隙率模型的 SHPB 冲击实验和 CT 扫描实验, 观察和分析了孔隙体模型的应力波传播特性以及传播过程中内部孔隙和固体相介质的变化, 得到以下结论.

1) 利用活性粉末混凝土和聚苯乙烯材料制备的孔隙岩石模型可以较好地模拟天然岩石. 实验表明, 相近孔隙率条件下模型与原型孔隙间距分布规律一致, 都满足高斯正态分布, 特征参数十分接近. 与天然砂岩孔隙数的分布规律相比, 尽管模型中孔隙数的分布较分散, 但孔隙率 20% 时其分布接近于等值线均匀分布. 模型的孔隙间距分布与孔隙率有密切的关系, 孔隙率越大, 孔隙间距越接近于高斯正态分布, 10% 为临界孔隙率. 此外, 统计分析表明, 不同孔隙率模型的孔隙位置、间距、数量以及孔隙初始形态等统计量的分布特征具有较好的一致性. 孔隙体模型受压时的应力—应变行为和破坏特征与天然砂岩十分相似. 这些结果从孔隙的分布特征、几何形态以及孔隙体的物理力学性质方面支持了模型实验结果的可比性以及将模型实验结果应用于天然

岩石的适应性.

2) 不同应变率的孔隙体模型冲击实验表明, 孔隙数量显著影响应力波的传播特征. 相同应变率时, 孔隙率越大反射波幅越大、透射波幅越小; 反射波出现多峰现象, 孔隙率越大反射波峰越多, 当孔隙率降至 5% 时反射波接近于单峰. 应变率越高上述现象越明显. 产生这种现象的原因是内部孔隙对应力波的多次反射作用. 孔隙率越大则孔隙体中固体介质越少, 具有不同波阻抗的孔隙界面增多, 因而应力波在孔隙界面反射的次数增加, 多次反射产生的波叠加效应增大了反射波的波幅, 反射波峰也随之增多. 同时, 由于承载应力波的固体介质减少, 应力波的透射部分也相应地减少.

3) 应力波传播过程中的能量变化表明, 能量耗散率 W_J/W_I 随孔隙率 ρ_v 增加而线性增加; 应变率越高, W_J/W_I 增加的幅度越大, W_J/W_I 对应变率 $\dot{\varepsilon}$ 较敏感. 不同应变率时孔隙体的能量耗散率 W_J/W_I 随孔隙率 ρ_v 线性变化的关系可以表示为

$$W_J/W_I = A + B \cdot \rho_v,$$

式中, A , B 为与应变率 $\dot{\varepsilon}$ 有关的材料参数, 可以通过冲击实验得到.

4) 通过对孔隙结构 CT 图像的量化分析发现, 孔隙体中应力波的透射、反射和能量耗散行为的差异与内部孔隙的演化机制有关, 这种演化机制在介质其它条件不变时取决于孔隙的数量. 孔隙率较低时($\rho_v \leq 10\%$), 该机制主要表现为固体相介质破裂形成新开裂面或新孔隙, 应力波能量主要被消耗用于形成新开裂面或新孔隙, 原有孔隙变形不大. 此过程中应变率对改变孔隙形状的作用不大. 当孔隙率较高时($\rho_v \geq 15\%$), 孔隙演化机制与应变率有关. 低应变率时($\dot{\varepsilon} \leq 90/\text{s}$)仍以固体相介质开裂或形成新孔隙为主, 但新增开裂面或新孔隙的数量相对较少, 应力波能量主要被消耗于新增少量孔隙和少量孔隙变形上; 高应变率时($\dot{\varepsilon} \geq 110/\text{s}$)内部结构变化同时存在固体相介质开裂和孔隙变形两种机制, 与低孔隙率的孔隙数量增加机制相比, 该机制中孔隙变形部分占较大比重, 应力波能量的大部分被消耗于孔隙变形上. 只有在高孔隙率和高应变率条件下内部孔隙才会发生明显的变形. 这种内部孔隙的演化机制单从应力

波传播的宏观特征上是难以识别的。

5) 本文提出的孔隙参数——离心率 e 较好地刻画了应力波作用下孔隙的变形。

正如本文前言所述,天然岩石的孔隙结构十分复杂,孔隙的形状、尺寸、连通性以及赋存的气液相介质的性质千变万化,任何一种因素的变化都有可能影响应力波的传播和衰减性质。为了能够理解应力波在孔隙岩石中的传播规律及其对孔隙的依存关系,本文尝试性地通过模拟天然砂岩的孔隙分布特征和固体介质物理力学性质的方法,研究了孔隙率这一单一因素对孔隙体中应力波传播机制的影响。

与天然岩石相比,孔隙体模型在孔隙的形貌、连通性以及赋存的气液相介质等方面存在差异,因此研究结果是否适用于解析天然孔隙岩石中应力波的传播机制尚待进一步的实验验证。

此外,本文讨论了 5%、10%、15%和 20%四种孔隙率模型的应力波传播性质及其内部孔隙演化机制,根据实验结果,孔隙率 15%以上和 10%以下的孔隙体中应力波的传播特征及内部孔隙演化机制存在较大的差异,这提示我们,孔隙率 10%~15%可能是划分孔隙介质不同应力波传播机制的临界区域,这一点有待于进一步的实验和理论研究。

参考文献

- 1 Biot M A. The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solids I. Low-frequency range, II. High frequency range. *J Acoust Soc Am*, 1956, 28(2): 168—191
- 2 Kraut E A. Advances in the theory of anisotropic elastic wave propagation. *Rev Geophys*, 1963, 1(3): 401—448
- 3 Crampin S. The fracture criticality of crustal rocks. *Geophys J Int*, 1994, 118(2): 428—438[DOI]
- 4 Wang Y S, Yu G L, Zhang Z M, et al. Review on elastic wave propagation under complex interface (interface layer) conditions (in Chinese). *Advances Mech*, 2000, 30(3): 378—390
- 5 Sharma M D. Surface waves in a general anisotropic poroelastic solid half-space. *Geophys J Inter*, 2004, 159(2): 703—710[DOI]
- 6 Carcione J M, Helle H B, Santos J E, et al. A constitutive equation and generalized Gassmann modulus for multimineral porous media. *Geophys*, 2005, 70(2): N17—N26[DOI]
- 7 Sharma M D. Three-dimensional wave propagation in a general anisotropic poroelastic medium: Phase velocity, group velocity and polarization. *Geophys J Int*, 2004, 156(2): 329—344[DOI]
- 8 Krishnamoorthy K, Goldsmith W, Sackman J L. Measurements of wave processes in isotropic and transversely isotropic elastic rocks. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, 1974, 11(9): 367—378[DOI]
- 9 Nagy G, Murakami H, Hegemier G A, et al. Experimental and analytical study of the dynamic response of low-porosity brittle rocks. *J Geophys Res*, 1993, 98(B12): 22081—22094[DOI]
- 10 TenCate J A, Van Den Abeele K E A, Shankland T J, et al. Laboratory study of linear and nonlinear elastic pulse propagation in sandstone. *J Acoust Soc Am*, 1996, 100(3): 1383—1391[DOI]
- 11 Hao H, Wu Y, Ma G, et al. Characteristics of surface ground motions induced by blast in jointed rock mass. *Soil Dyn Earthquake Eng*, 2001, 21(2): 85—98[DOI]
- 12 Fratta D, Santamarina J C. Shear wave propagation in jointed rock: State of stress. *Geotech*, 2002, 52(7): 495—505[DOI]
- 13 Mashinskii E I. Experimental study of the amplitude effect on wave velocity and attenuation in consolidated rocks under confining pressure. *J Geophys Eng*, 2005, 2(3): 199—212[DOI]
- 14 Ju Y, Sudak L, Xie H. Study on stress wave propagation in fractured rocks with fractal joint surfaces. *Int J Solids Struct*, 2007, 44(13): 4256—4271[DOI]
- 15 Carcione J M. Wave propagation in anisotropic, saturated porous media: Plane-wave theory and numerical simulation. *J Acoust Soc Am*, 1996, 99(5): 2655—2666[DOI]
- 16 Cheng N. Nonlinear wave propagation in sandstone: A numerical study. *Geophys*, 1996, 61(6): 1935—1938[DOI]
- 17 Gu B L, Nihei K T, Myer L R. Numerical simulation of elastic wave propagation in fractured rock with the boundary integral equation method. *J Geophys Res*, 1996, 101(B7): 15933—15943[DOI]
- 18 Chen S G, Zhao J. A study of UDEC modelling for blast wave propagation in jointed rock masses. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr*, 1998, 35(1): 93—99
- 19 Kelner S, Bouchon M, Coutant O. Numerical simulation of the propagation of P waves in fractured media. *Geophys J Inter*, 1999,

- 137(1): 197—206[\[DOI\]](#)
- 20 Cai J G, Zhao J. Effects of multiple parallel fractures on apparent attenuation of stress waves in rock masses. *Int J Rock Mech Min Sci*, 2000, 37(4): 661—682[\[DOI\]](#)
- 21 Arntsen B, Carcione J M. Numerical simulation of the Biot slow wave in water-saturated Nivelsteiner sandstone. *Geophys*, 2001, 66(3): 890—896[\[DOI\]](#)
- 22 Hao H, Wu C, Seah C C. Numerical analysis of blast-induced stress waves in a rock mass with anisotropic continuum damage models Part 2: Stochastic approach. *Rock Mech Rock Eng*, 2002, 35(2): 95—108[\[DOI\]](#)
- 23 Vlastos S, Liu E, Main I G, et al. Numerical simulation of wave propagation in media with discrete distributions of fractures: Effects of fracture sizes and spatial distributions. *Geophys J Int*, 2003, 152(3): 649—668[\[DOI\]](#)
- 24 刘凯欣, 刘颖. 液饱和和多孔介质三维应力波的传播. *力学学报*, 2003, 35(4): 469—473
- 25 Jiao Y Y, Fan S C, Zhao J. Numerical investigation of joint effect on shock wave propagation in jointed rock masses. *J Testing Evaluation*, 2005, 33(3): 197—203
- 26 Lambert G, Gurevich B, Brajanovski M. Attenuation and dispersion of P-waves in porous rocks with planar fractures: Comparison of theory and numerical simulations. *Geophys*, 2006, 71(3): N41—N45[\[DOI\]](#)
- 27 Jiao Y Y, Zhang X L, Zhao J, et al. Viscous boundary of DDA for modeling stress wave propagation in jointed rock. *Int J Rock Mech Min Sci*, 2007, 44(7): 1070—1076[\[DOI\]](#)
- 28 Zhao X B, Zhao J, Cai J G, et al. UDEC modelling on wave propagation across fractured rock masses. *Comput Geotech*, 2008, 35(1): 97—104[\[DOI\]](#)
- 29 赵坚, 蔡军刚, 赵晓豹, 等. 弹性纵波在具有非线性法向变形本构关系的节理处的传播特征. *岩石力学与工程学报*, 2003, 22(1): 9—17
- 30 鞠杨, 杨永明, 宋振铎, 等. 岩石孔隙结构的统计模型. *中国科学 E 辑: 技术科学*, 2008, 38(7): 1026—1041
- 31 鞠杨, 贾玉丹, 刘红彬, 等. 活性粉末混凝土钢纤维增强增韧的细观机理. *中国科学 E 辑: 技术科学*, 2007, 37(11): 1403—1416
- 32 刘红彬. 活性粉末混凝土的制配技术及基本力学性能实验研究. 硕士学位论文. 北京: 中国矿业大学, 2006. 18—59
- 33 毛彦喆. 孔隙体应力波动与能量耗散机制的实验研究. 硕士学位论文. 北京: 中国矿业大学, 2007. 4—60
- 34 Davies E D H, Hunter S C. The dynamics compression testing of solids by the methods of the split Hopkinson pressure bar. *J Mech Phys Solids*, 1963, 11(3): 155—179
- 35 Lindholm U S. Some experiments with the split Hopkinson pressure bar. *J Mech Phys Solids*, 1964, 12(5): 317—335