

DOI: 10.11883/bzycj-2019-0410

多孔铁电陶瓷冲击压缩响应与损伤演化的 离散元数值模拟*

蒋招绣^{1,2}, 高光发¹, 王永刚²

(1. 南京理工大学机械工程学院, 江苏 南京 210094;
2. 宁波大学冲击与安全工程教育部重点实验室, 浙江 宁波 315211)

摘要: 采用 flat-joint 粘结模型, 建立多孔铁电陶瓷在一维应变冲击压缩下的 PFC (particle flow code) 颗粒流离散元模型, 通过数值模拟再现了平板撞击实验中实测的自由面速度剖面历史, 并揭示了多孔铁电陶瓷在冲击压缩下的响应过程与损伤演化机制。多孔铁电陶瓷在冲击压缩下的响应过程可分 4 个阶段: 弹性变形、失效蔓延、冲击压溃变形、冲击 Hugoniot 平衡状态; 其中, 失效蔓延的内在机制是由剪切裂纹的成核与增长, 而冲击压溃变形的的主要机制是孔洞的塌缩以及层状剪切裂纹的形成与扩展; 冲击速度与孔隙率对铁电陶瓷的响应有显著的影响, Hugoniot 弹性极限强烈依赖于孔隙率, 但与冲击速度的大小无关, 宏观损伤累积随着冲击速度和孔隙率的增加而增加。

关键词: 铁电陶瓷; 离散元; 损伤演化; 动态响应

中图分类号: O347.4 国标学科代码: 1303520 文献标志码: A

Discrete element simulation on dynamic response and damage evolution in porous ferroelectric ceramics under shock compression

JIANG Zhaoxiu^{1,2}, GAO Guangfa¹, WANG Yonggang²

(1. School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China;
2. Key Laboratory of Impact and Safety Engineering, Ministry of Education of China,
Ningbo University, Ningbo 315211, Zhejiang, China)

Abstract: Based on the flat-joint bonding model, the PFC (particle flow code) particle flow discrete model of porous ferroelectric ceramics under one-dimensional strain shock compression was established. The free-surface velocity profiles measured in plate impact experiments have been well reproduced by the discrete element simulation, and the response process and damage evolution mechanism of porous ferroelectric ceramics under shock compression were revealed. The response process of porous ferroelectric ceramics under shock compression can be divided into four stages: elastic deformation, failure spread, shock crushing deformation and shock Hugoniot equilibrium state. The mechanism of failure spread is the nucleation and growth of shear cracks. The main mechanism of shock crushing deformation is the formation and propagation of layered shear cracks and the collapse of voids. The impact velocity and porosity have significant effects on the dynamic response and damage evolution of porous ferroelectric ceramics. The Hugoniot elastic limit strongly depends on porosity and is not affected by impact velocity. The damage accumulation increases with the increase of impact velocity and porosity.

Keywords: ferroelectric ceramic; discrete element; damage evolution; dynamic response

* 收稿日期: 2019-10-23; 修回日期: 2019-11-24

基金项目: 国家自然科学基金(11972202, 11772160); 冲击与安全工程教育重点实验室开放课题(Cj201903); 爆炸科学与技术国家重点实验室基金(KFJJ18-01M)

第一作者: 蒋招绣(1986—), 男, 博士, jiangzhaoxiu@njut.edu.cn

通信作者: 王永刚(1976—), 男, 博士, 教授, wangyonggang@nbu.edu.cn

多孔 PZT 铁电陶瓷作为储能器件和换能器件,具有电源体积小及抗干扰能力强的优势,且与致密的陶瓷相比,在冲击波压缩作用下具有更高的抗电击穿强度和较低的相变压力^[1-3],在科学与工程领域里有着广泛的应用^[4-5]。作为脆性材料,铁电陶瓷在冲击压缩下不可避免会表现出力学失效的现象,而 Dungan 等^[6]曾指出铁电陶瓷的介电击穿通常是由自身的缺陷以及冲击损伤诱发的荷电粒子导致的结果。对于多孔铁电陶瓷而言,孔洞的存在不仅能起到对冲击波屏蔽的作用^[7],同时还增加了铁电陶瓷在冲击压缩下的塑性^[8],这些优异的冲击特性均有可能与提高铁电陶瓷的抗介电击穿强度相关。因此,对于多孔铁电陶瓷在冲击压缩下是如何实现塑性的提高以及抗介电击穿能力的提高,首先就需要理解其在冲击压缩下的力学响应过程与损伤演化机制。

多孔铁电陶瓷等脆性材料在冲击压缩下的力学响应过程与损伤演化,是一个非常困难和复杂的问题,在实验中常通过平板撞击下测得的波剖面粒子速度来反映其冲击特性^[9-11]。Setchell 等^[8]、Rasorenov 等^[9]、Grady^[10]、Setchell^[11]曾通过平板撞击实验研究了不同微观结构与孔隙率铁电陶瓷的冲击响应,获得了孔洞等不同微观缺陷对波剖面粒子速度特性影响的宏观规律。而对于多孔铁电陶瓷等脆性材料的损伤演化,虽能从宏观波剖面特征来解读其失效演化的特性,但仍难以获得其内部细观损伤演化信息。近年来,人们采用数值模拟的方法来研究材料在冲击压缩下的细观损伤演化^[12-16]。其中,Yu 等^[15-16]用格点弹簧模型及细观多晶模型分析了多孔脆性材料的冲击压缩响应,已获得了多孔脆性材料在冲击压缩下孔洞塌缩与裂纹扩展的细观损伤演化。但目前对于在实验中的宏观响应特征与材料内部细观损伤演化之间的相关性认识仍十分有限,这也是研究中存在的问题和难点。

本文基于 flat-joint 接触模型^[17],根据冲击压缩实验中多孔铁电陶瓷样品的尺寸,建立 PFC 颗粒流离散元模型,再现了实验中测得的自由面速度剖面历史曲线,揭示多孔铁电陶瓷在冲击压缩下的宏观响应特征与内部的细观损伤演化,并探索两者的相关性。

1 实验条件及模型的构建

1.1 实验条件

实验中选用 3 种不同孔隙率的多孔未极化 PZT95/5 铁电陶瓷材料,具体制备方法可参考文献 [18]。多孔铁电陶瓷的平板撞击实验在直径为 57 mm 一级轻气炮上进行,实验中选用无氧铜材料作为飞片,飞片在撞击试样之前的初始速度通过测速探针进行测量,采用全光纤激光位移干涉系统(displacement interferometer system for any reflector, DISAR)实时监测样品自由面速度剖面历史^[19],具体的实验条件见表 1 所示。

表 1 实验条件

Table 1 Experimental conditions

样品	密度/(g·cm ⁻³)	孔隙率/%	试样厚度/mm	飞片厚度/mm	冲击速度/(m·s ⁻¹)
PZT1#1	7.440	6.96	3.63	4.02	249.4
PZT2#1	7.060	11.75	3.58	3.98	254.8
PZT3#1	6.670	16.56	3.62	4.06	308.6
PZT3#2	6.800	14.99	3.54	4.04	258.3
PZT3#3	6.810	14.89	3.60	4.08	167.8
PZT3#4	6.740	15.88	3.58	3.94	117.2

1.2 离散元模型的构建

颗粒流离散元法早期由 Cundall 等^[20]提出,主要原理是在颗粒之间存在相互作用力的情况下,运用运动学和动力学方程,计算颗粒体之间在各个时间步长的演化过程和响应特征,以此获得材料内部的演化机制和规律,其核心理论为颗粒间相互作用的接触模型。关于离散元法的接触模型有多种^[21-22],多数接触模型均以圆形颗粒之间的直接粘结接触为主,且当粘结接触达到破坏条件时,颗粒间的接触变成无

粘结的点接触, 易造成颗粒体的旋转。而对于 flat-joint 接触模型^[17], 如图 1 所示, 在 flat-joint 粘结层单元破坏之前类似于以晶界的形式存在, 即独立颗粒体类似于晶粒的形式存在, 而在粘结键发生破坏之后, 上下两个名义接触面失效删除, 整个颗粒间的粘结失效, 但中间层的界面单元未被删除, 仍类似于晶粒界面起到抑制颗粒旋转的作用。另一方面, 对于密实陶瓷材料而言, 冲击应力在 Hugoniot 弹性极限以下时, 其冲击压缩的损伤主要是以沿晶断裂为主^[10, 23]。因此, 本文采用 flat-joint 接触模型模拟多孔铁电陶瓷在冲击压缩下的响应特征, 模型具体粘结原理可参考文献 [17]。

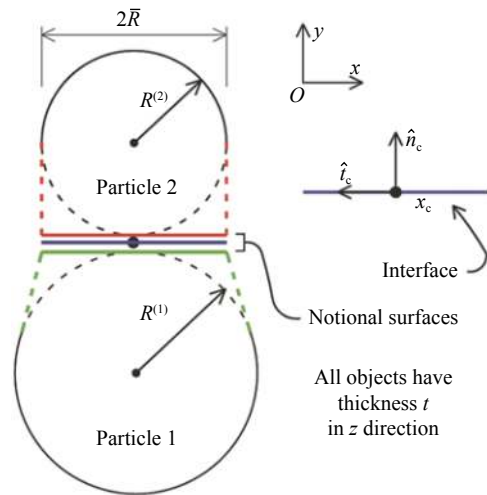


图 1 flat-joint 接触模型几何示意图^[17]

Fig. 1 The schematic diagram of flat-joint contact model^[17]

多孔铁电陶瓷在一维应变冲击压缩下宏观模型如图 2 所示, 宏观试样模型厚度与实验保持一致。图中左侧以一个初始速度 v_0 向右运动的飞片; 根据多孔未极化 PZT95/5 材料晶粒尺寸及人造孔洞直径大小, 如图 3 所示, 构建的离散元计算模型中颗粒直径大小为 $10 \sim 14 \mu\text{m}$, 孔洞直径大小为 $30 \sim 42 \mu\text{m}$ 。为避免模型中边侧稀疏波的干扰, 模型上下边界采用周期性边界条件。在模型中, flat-joint 粘结层的破坏模式可分为两种: 拉伸破坏, 当法向应力大于法向拉伸强度即 $\sigma > \sigma_b$ 时发生; 剪切破坏, 当剪切应力大于剪切强度即 τ_c 时发生。对于 flat-joint 粘结层, 剪切强度 τ_c 的大小与模型中粘结层的内聚力强度 c_b 、摩擦角 ϕ_b 相关:

$$\tau_c = c_b - \sigma \tan \phi_b \quad (1)$$

材料的弹性常数及 Flat-Joint 材料模型相关的主要参数如表 2 所示, 试样弹性常数的大小以单轴压缩实验为准, 将密实材料弹性常数的参数映射给离散元颗粒, 其实施方法可参考文献 [24], 具体实验及数据可参考文献 [18], 飞片的参数则参考无氧铜在宏观上的弹性常数。由于细观结构的复杂性, 目前难以通过实验来确定试样细观强度相关的参数, 因此, 模型中强度的参数主要通过经验错选法不断向实验逼近, 即根据在多孔铁电陶瓷试样冲击压缩下后界面自由面速度剖面来确定最终接触强度参数的大小。

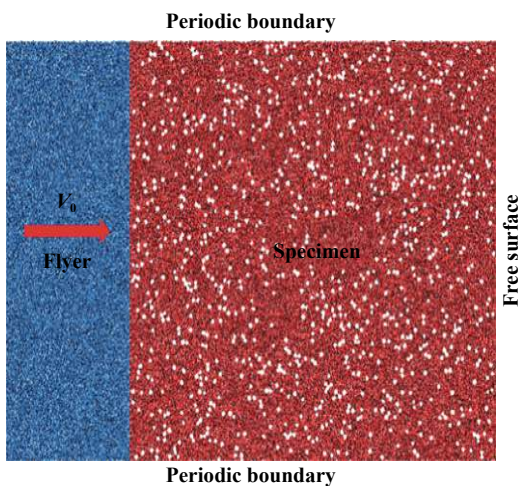


图 2 离散元宏观模型

Fig. 2 The macroscopic model for discrete element

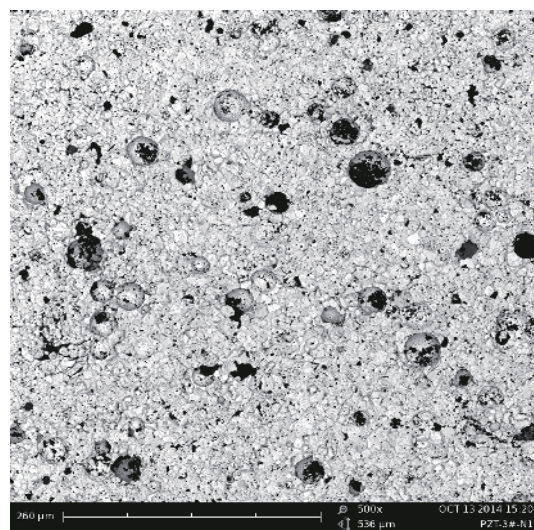


图 3 多孔未极化 PZT95/5 铁电陶瓷 SEM 照片

Fig. 3 SEM photograph of porous unpoled PZT95/5 ferroelectric ceramics

表 2 模型中主要参数

Table 2 The main parameters in model

材料	密度/(g·cm ⁻³)	弹性模量/GPa	泊松比	法向拉伸强度/MPa	内聚力强度/MPa	摩擦角/(°)
试样	8.000	88.0	0.21	1 200.0	600.0	18.0
飞片	8.900	110.0	0.35			

2 结果与讨论

2.1 宏观响应与细观损伤演化机制

以孔隙率为 15% 的多孔未极化 PZT95/5 铁电陶瓷样品为例, 讨论多孔铁电陶瓷在冲击压缩下的宏观响应与损伤演化机制, 如图 4 所示, 一维应变冲击压缩下多孔铁电陶瓷样品的后界面自由面速度时程曲线的数值模拟结果与实验结果的对比, 结果显示两者吻合度很好, 这表明建立的离散元计算模型可以较好反应多孔铁电陶瓷冲击压缩力学响应的本质特征, 也表明了模型中参数选择的合理性。为讨论材料内部损伤演化与宏观自由面粒子速度之间关系, 图 4 中还给出了损伤度 D 随时间的演化, 为:

$$D = \frac{N_f}{N_0} \quad (2)$$

式中: N_f 为发生拉伸或剪切失效的 flat-joint 界面单元总数量, N_0 为初始 flat-joint 界面单元接触总数量。根据数值模拟及实验的结果, 在冲击压缩下多孔铁电陶瓷材料内部势必会发生裂纹扩展等现象, 从而产生损伤, 正如图 4 中损伤度随时间的演化, 在样品受到冲击压缩后, 损伤度随着时间的演化而增加, 当冲击压缩到一定阶段时(d 时刻), 裂纹扩展基本结束。因此, 自由面速度剖面上所反映的宏观特征与材料内部损伤演化过程是密切相关的: (1) a~b 阶段, 弹性波未到达试样后界面自由面, 但在冲击波传播过程中伴随着损伤演化的发生; (2) b~c 阶段, 弹性前驱波到达自由面, 使得自由面粒子速度陡峭上升, 表明多孔铁电陶瓷的自由面速度剖面响应特征对应于样品的弹性变形阶段; (3) c~d 阶段, 自由面速度剖面进入缓慢上升的平台区, 对应于材料内部开始出现裂纹形成损伤, 材料中应力波传播产生弥散和削弱效应; (4) d~e 阶段, 受固体材料的体积弹性压缩影响^[10], 自由面速度剖面进入快速上升阶段, 而从损伤度随时间的演化的信息可以看出, 材料内部裂纹持续发生扩展, 空洞应进入快速塌缩与致密化阶段, 裂纹扩展临近结束; (5) e 阶段过后, 自由面速度剖面进入速度平台区, 损伤演化结束, 空洞几乎被压实, 进入致密化陶瓷的冲击 Hugoniot 平衡状态。由此可知, 可将自由面速度剖面历史特征分为以下 4 个阶段, 如图 4 所示, 并定义为弹性变形、失效蔓延、冲击压溃变形以及冲击 Hugoniot 平衡状态。

为了讨论材料内部细观损伤演化与宏观粒子速度之间关系, 图 5 给出了 812 ns 时刻波剖面沿厚度方向上的平均粒子速度与损伤分布情况, 图中白点表示随机分布的孔洞, 蓝色区域则表示为完好的陶瓷颗粒, 而红色区域表示为颗粒之间连接接触发生断裂的 flat-joint 界面单元。根据图 5 给出的波剖面特征及不同区域的损伤分布, 其分布特征与宏观自由面速度剖面历史基本相同, 划为 4 个区域: (1) A 点之前, 未见明显的红色区域, 说明在 A 点右侧区域材料处于未损伤的状态, 即该区域材料处于弹性响应范围或冲击波未到达区域, 对应于弹性变形阶段; (2) 在 A~B 平台区域, 多处出现红色的断裂界面单元, 未见明显空洞塌缩现象, 由此可知, 该范围为裂纹的孵化和成核区域, 对应于失效蔓延阶段; (3) 在 B~C 区域, 随着向左推移, 剪切裂纹不断蔓延与增长, 最后逐渐形成层状剪切裂纹, 并出现

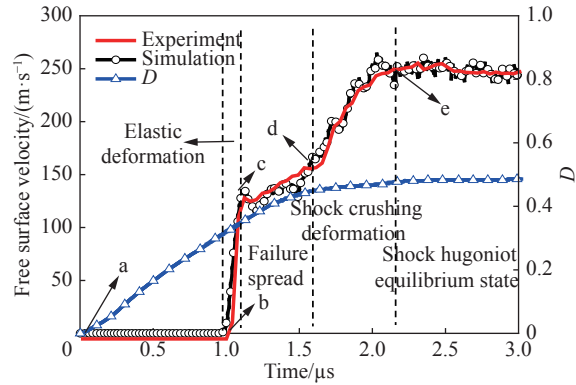


图 4 实验与模拟自由面速度剖面
Fig. 4 Free surface velocity profiles between experiment and simulation

孔洞变形和塌缩, 对应于冲击压溃变形阶段; (4) 在 C 左侧区域, 孔洞塌缩基本结束, 该区域材料已发生致密化, 进入冲击 Hugoniot 平衡状态。另外, 为考察冲击压缩下样品内部损伤演化的细观机制, 图 6(a)~(d) 给出了不同时刻样品细观损伤演化的分布, 图中显示: 初始的裂纹率先在孔洞的剪切方向形成, 随后沿着颗粒体之间蔓延, 并在孔洞之间形成联结, 在裂纹蔓延过程中, 孔洞发生变形或塌陷, 且孔洞周围的颗粒体不断发生剥落并悬浮于变形的孔洞或孔洞之间, 联结形成层状剪切裂纹。

通过宏观自由面速度剖面特征以及细观上波剖面粒子速度和损伤分布的分析, 多孔铁电陶瓷在冲击压缩下总共经历了 4 个阶段: 弹性变形、失效蔓延、冲击压溃变形以及冲击 Hugoniot 平衡状态。其中, 失效蔓延的细观机制主要为剪切裂纹的成核与扩展, 与孔洞的塌缩无关, 而冲击压溃变形阶段的机理则是剪切裂纹的充分扩展、交织和孔洞的压溃。

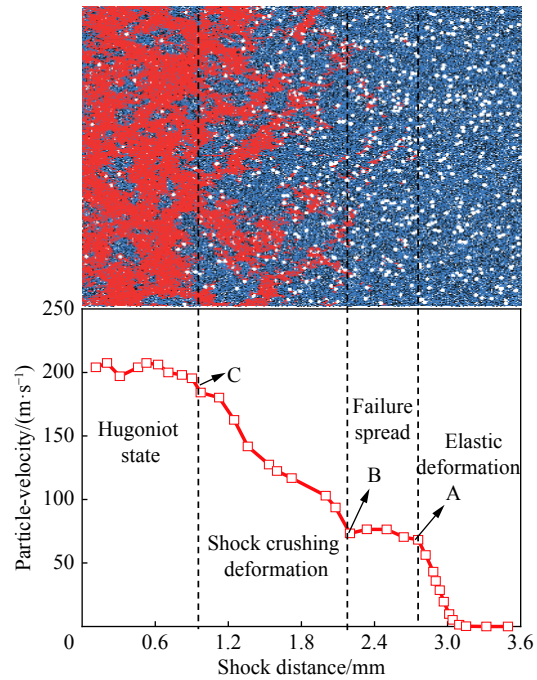


图 5 波剖面粒子速度与损伤分布
Fig. 5 Particle-velocity profiles and damage distribution

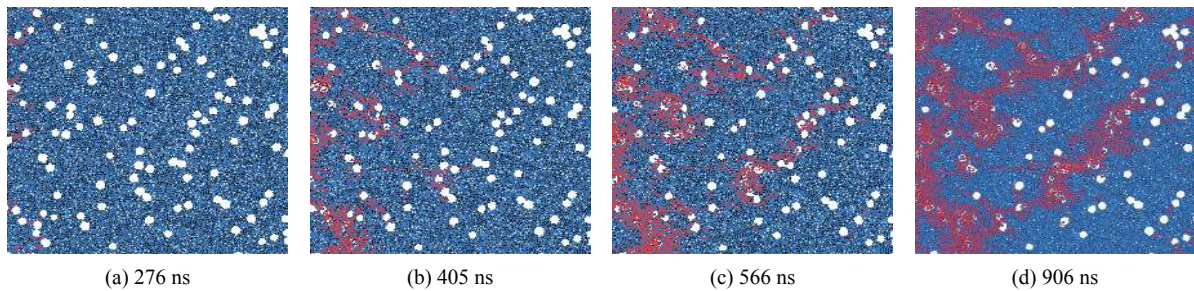


图 6 不同时刻细观损伤分布
Fig. 6 Microscopic damage distribution at different times

2.2 冲击速度的影响

图 7 比较了不同冲击速度下孔隙率约 15% 多孔铁电陶瓷自由面速度剖面历史的模拟结果与实验结果, 两者较为吻合。图中显示, 自由面速度剖面历史曲线的典型特征强烈依赖于冲击加载速度, 初始的 Hugoniot 弹性极限值和缓慢上升区(失效蔓延阶段)几乎不依赖于冲击速度, 这表明冲击加载速度对孔洞周围裂纹萌生、演化的影响较弱。而随着冲击加载速度增加, 冲击压溃变形阶段变形波的传播速度就越快即快速上升阶段斜率越大, 说明这一阶段的机理不仅受固体材料的体积弹性压缩性的影响, 还与剪切裂纹的传播有关。当冲击加载速度低于多孔铁

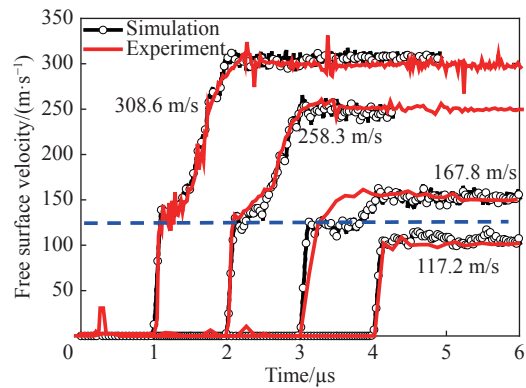


图 7 不同冲击速度的自由面速度剖面
Fig. 7 Free surface velocity profiles at different impact velocities

电陶瓷 Hugoniot 弹性极限时,多孔铁电陶瓷样品在宏观上处于完全的弹性变形,而冲击速度超过 Hugoniot 弹性极限后,样品才出现失效蔓延以及冲击压溃变形的阶段。

图 8 为多孔铁电陶瓷在冲击压缩下 Hugoniot 平衡状态时的宏观损伤度与冲击速度之间的关系。图中显示,材料的宏观损伤度随着初始冲击速度的降低呈线性递减的现象,正如图 9 中不同冲击速度下 Hugoniot 平衡状态时试样的损伤分布,随着冲击速度的降低整个损伤区域面积或损伤带密度也随之减小,且靠近后界面一侧完好的孔洞也随之增多。因此,随着冲击速度的提高,剪切裂纹形核数量也随之增加,促使试样内部提前进入孔洞塌缩的状态,从而使得失效蔓延阶段的波剖面宽度变短,正如图 7 所示。同时,更多数量剪切裂纹的形核和扩展,有利于波剖面更快速的进入冲击压溃变形阶段,并获得更高的冲击压溃变形波的传播速度。而在冲击速度低于弹性极限时,其损伤度急剧下降,仍有出现裂纹扩展的现象,但未出现明显相互交织的层状剪切裂纹,正如图 8 与 9(d) 所示。总之,对于冲击速度的影响,在宏观上,主要影响着失效蔓延阶段波剖面宽度和冲击压溃变形阶段变形波的传播速度,细观上主要影响着孔洞的塌缩和剪切裂纹的形核与扩展。

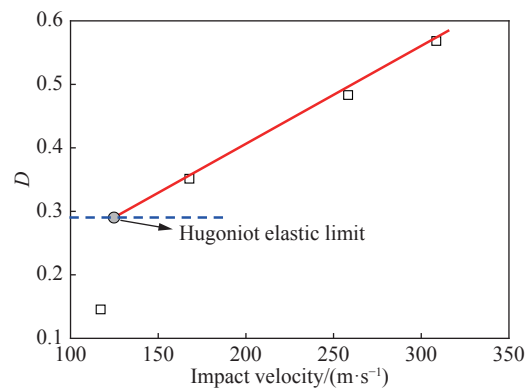


图 8 损伤度与冲击速度的关系

Fig. 8 Relation of damage degree to impact velocity

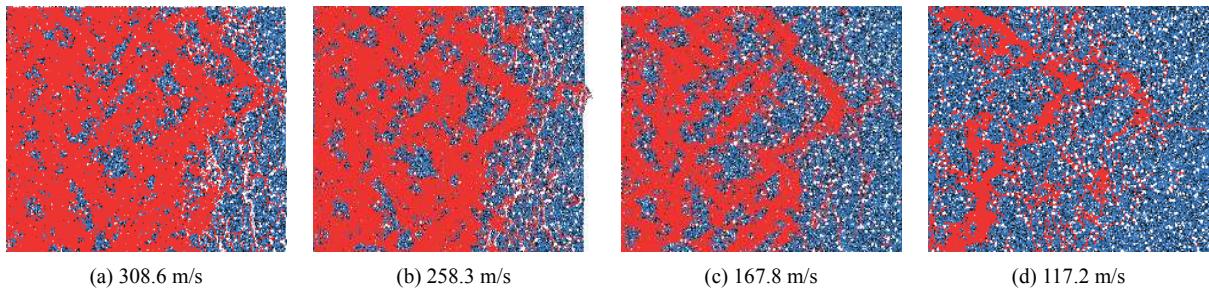


图 9 不同冲击速度下 Hugoniot 平衡状态时试样的损伤分布

Fig. 9 Damage distribution in equilibrium Hugoniot states at different impact velocities

2.3 孔隙率的影响

图 10 给出不同孔隙率多孔铁电陶瓷自由面速度剖面历史的实验结果与模拟结果对比,两者基本一致,且图中显示:(1)多孔 PZT95/5 铁电陶瓷的 Hugoniot 弹性极限随着孔隙率增大而减小;(2)自由面速度剖面上失效蔓延阶段的波剖面宽度随着孔隙率减小而缩短,直至消失;(3)自由面速度剖面上冲击压溃变形的快速上升阶段的斜率即变形波的传播速度随着孔隙率增大而增大,这表明随着样品中孔洞的增多,在失效蔓延阶段时更多数量的剪切裂纹在孔洞周围成核,从而致使样品更快速的进入孔洞塌缩的状态及致密化,最终引起自由面速度更快速的上升。

图 11 给出了相近冲击速度下不同孔隙率试样中损伤分布,结果显示:孔隙微结构对损伤演化有明显影响,损伤区域范围及密度都随着孔隙率的增大而增大,特别是对于未添加孔洞的试样,其内部剪切裂纹的密度较低,分布较为均匀,未出现粗长条型的层状剪切裂纹。根据前面的分析,可知层状剪切裂纹的形成及扩展是冲击压溃变形过程和孔洞塌缩的主要机制,因此,从机制上可以认为,在相同冲击速度下剪切裂纹扩展与孔隙率之间存在一定的相关性,正如图 9(b)与图 11 对比可知,出现损伤区域的密度随着孔隙率的增大而增大,且整个试样的层状剪切裂纹随着孔隙率的减小而变得稀疏。特殊情况下,对于致密的试样(不含孔洞)其剪切裂纹较为单薄且均未出现粗长条型的层状剪切裂纹,因此,不存在孔洞变形、塌缩以及固体材料的可压缩性急剧变化等演化发展机制,即不存在冲击压溃变形的阶段。

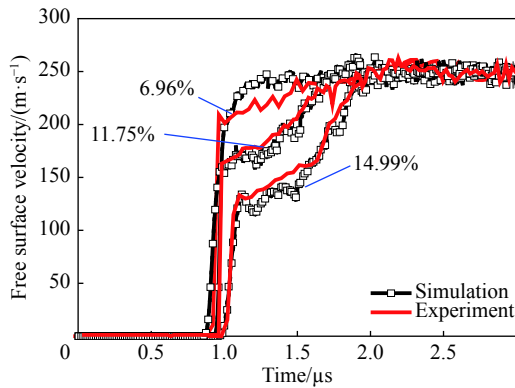


图 10 不同孔隙率试样的自由面速度剖面
Fig. 10 Free surface velocity profiles of different porosity samples

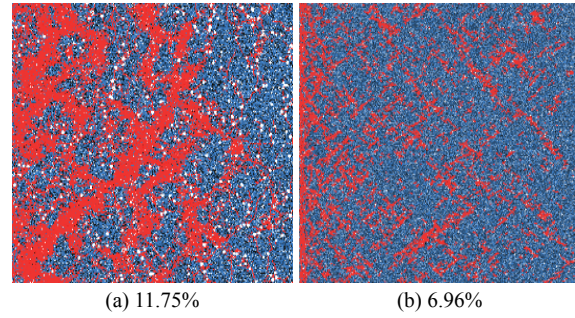


图 11 不同孔隙率试样的损伤分布
Fig. 11 Damage distribution of different porosity samples

3 结 论

采用 flat-joint 接触模型, 对多孔未极化 PZT95/5 铁电陶瓷进行离散元模拟, 再现了平板撞击实验测得的自由面速度剖面历史曲线, 数值模拟结果表明: (1) 冲击压缩下多孔铁电陶瓷的自由面速度剖面反映了材料宏观变形主要特征, 试样整个变形及破坏过程可分为弹性变形、失效蔓延、冲击压溃变形、冲击 Hugoniot 平衡状态等 4 个阶段; (2) 失效蔓延的主要机制是剪切裂纹的成核与孵化及孔洞变形, 冲击压溃变形的的主要机制是层状剪切裂纹的形成与扩展及孔洞压溃; (3) 冲击速度和孔隙率对铁电陶瓷的力学响应有显著的影响, Hugoniot 弹性极限基本上不依赖冲击速度, 但随着孔隙率增大而减小, 随着冲击速度和孔隙率增大, 试样内部裂纹萌生、增长及交织程度显著增强, 孔洞变形与压溃程度也显著增强。

参考文献:

- [1] TUTTLE B A, YANG P, GIESKE J H. Pressure-induced phase transformation of controlled-porosity $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ ceramics [J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 2001, 84(6): 1260–1264. DOI: 10.1111/j.1151-2916.2001.tb00826.x.
- [2] FENG N, NIE H, CHEN X, et al. Depoling of porous $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ ferroelectric ceramics under shock wave load [J]. *Current Applied Physics*, 2010, 10(6): 1387–1390. DOI: 10.1016/j.cap.2010.04.012.
- [3] 李成华, 蒋招绣, 王永刚, 等. 高应变率下多孔未极化 PZT95/5 铁电陶瓷的非线性力学为 [J]. *爆炸与冲击*, 2018, 38(4): 707–715. DOI: 10.11883/bzycj-2016-0329.
- LI C H, JIANG Z X, WANG Y G, et al. Nonlinear mechanical response of PZT95/5 ferroelectric ceramics under high strain rate loading [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2018, 38(4): 707–715. DOI: 10.11883/bzycj-2016-0329.
- [4] 刘高旻, 刘雨生, 张毅, 等. PZT 铁电陶瓷及其在脉冲能源中的应用 [J]. *材料导报*, 2006, 20(6): 74–77. DOI: 10.3321/j.issn:1005-023X.2006.06.020.
- LIU G M, LIU Y S, ZHANG Y, et al. PZT ferroelectric ceramic for shock driver pulsed supply [J]. *Materials Reports*, 2006, 20(6): 74–77. DOI: 10.3321/j.issn:1005-023X.2006.06.020.
- [5] SHKURATOV S I, BAIRD J, ANTIPOV V G, et al. Depolarization mechanisms of $\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3$ and $\text{PbZr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05}\text{O}_3$ poled ferroelectrics under high strain rate loading [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(21): 212901. DOI: 10.1063/1.4879545.
- [6] DUNGAN R H, STORZ L J. Relation between chemical, mechanical, and electrical properties of Nb_2O_5 -Modified-95Mol% PbZrO_3 -5Mol% PbTiO_3 [J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 1985, 68(10): 530–533. DOI: 10.1111/j.1151-2916.1985.tb11518.x.
- [7] 喻寅, 王文强, 杨佳, 等. 多孔脆性介质冲击波压缩破坏的微观机理和图像 [J]. *物理学报*, 2012, 61(4): 48103. DOI: 10.7498/aps.61.048103.
- YU Y, WANG W Q, YANG J, et al. Mesoscopic picture of fracture in porous brittle material under shock wave compression [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(4): 48103. DOI: 10.7498/aps.61.048103.

- [8] SETCHELL R E. Shock wave compression of the ferroelectric ceramic $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.9}\text{-Nb}_{0.02}\text{O}_3$: microstructural effects [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 101: 053525. DOI: 10.1063/1.2697428.
- [9] RASORENOV S V, KANEL G I. The fracture of glass under high-pressure impulsive loading [J]. *High Pressure Research*, 1991(6): 225–232. DOI: 10.1080/08957959108202508.
- [10] GRADY D E. Dynamic failure in brittle solids [R]. Nasa Sti/recon Technical Report N, 1994: 95.
- [11] SETCHELL R E. Shock wave compression of the ferroelectric ceramic $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.9}\text{-Nb}_{0.02}\text{O}_3$: Hugoniot states and constitutive mechanical properties [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 94(1): 1519–1525. DOI: 10.1063/1.1578526.
- [12] 赵铮, 李晓杰, 陶钢. 冲击载荷下孔隙塌缩过程的数值模拟 [J]. *爆炸与冲击*, 2009, 29(3): 289–294. DOI: 10.3321/j.issn:1001-1455.2009.03.011.
ZHAO Z, LI X J, TAO G, et al. Numerical simulation of the process of pore collapse under shock load [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2009, 29(3): 289–294. DOI: 10.3321/j.issn:1001-1455.2009.03.011.
- [13] ESPINOSA H D, ZSVATTIERI P D. A grain level model for the study of failure initiation and evolution in polycrystalline brittle materials: part II: numerical examples [J]. *Mechanics of Materials*, 2003, 35(3-6): 365–394. DOI: 10.1016/S0167-6636(02)00287-9.
- [14] BRANICIO P S, KALIA R K, NAKANO A, et al. Atomistic damage mechanisms during hypervelocity projectile impact on AlN: a large-scale parallel molecular dynamics simulation study [J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2008, 56(5): 1955–1988. DOI: 10.1016/j.jmps.2007.11.004.
- [15] YU Y, WANG W Q, HE H L, et al. Modeling multiscale evolution of numerous voids in shocked brittle material [J]. *Physical Review E*, 2014, 89(4): 043309. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.043309.
- [16] YU Y, WANG W Q, HE H L, et al. Mesoscopic deformation features of shocked porous ceramic: polycrystalline modeling and experimental observations [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117: 125901. DOI: 10.1063/1.4916244.
- [17] POTYONDY D O. A flat-jointed bonded-particle material for hard rock [C]//The 46th U.S. Rock Mechanics/Geomechanics Symposium. Chicago, USA: ARMA, 2012. <https://www.onepetro.org/conference-paper/ARMA-2012-501>.
- [18] JIANG Z X, WANG Y G, NIE H C, et al. Influence of porosity on nonlinear mechanical properties of unpoled porous $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ ceramics under uniaxial compression [J]. *Mechanics of Materials*, 2016, 104: 139–144. DOI: 10.1016/j.mechmat.2016.11.001.
- [19] WENG J D, WANG X, MA Y, et al. A compact all-fiber displacement interferometer for measuring the foil velocity driven by laser [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(11): 111101. DOI: 10.1063/1.3020700.
- [20] CUNDALL P A, STRACK O D L. A discrete numerical model for granular assemblies [J]. *Geotechnique*, 1979, 29(1): 47–65. DOI: 10.1680/geot.1979.29.1.47.
- [21] POTYONDY D O, CUNDALL P A. A bonded-particle model for rock [J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2004, 41: 1329–1364. DOI: 10.1016/j.ijrmms.2004.09.011.
- [22] CHO N, MARTIN C D, SEGO D C. A clumped particle model for rock [J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2007, 44(7): 1329–1364. DOI: 10.1016/j.ijrmms.2007.02.002.
- [23] CHEN M W, MCCAULEY J W, DANDEKAR D P, et al. Dynamic plasticity and failure of high-purity alumina under shock loading [J]. *Nature Materials*, 2006, 5(8): 614–618. DOI: 10.1038/nmat1689.
- [24] 熊迅, 李天密, 周风华, 等. 石英玻璃圆环高速膨胀碎裂过程的离散元模拟 [J]. *力学学报*, 2018, 50(3): 622–632. DOI: 10.6052/0459-1879-17-410.
XIONG X, LI T M, ZHOU F H, et al. Discrete element simulations of the high velocity expansion and fragmentation of quartz glass rings [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(3): 622–632. DOI: 10.6052/0459-1879-17-410.

(责任编辑 王易难)