

软弱层岩体间隔破裂现象的近场动力学方法模拟

马鹏飞¹, 张艺晨², 袁超^{1,3}, 徐茂洲⁴, 郭小雄⁵

(1. 山东大学 岩土与地下工程研究院, 山东 济南 250014; 2. 同济大学 土木工程防灾国家重点实验室, 上海 200092;

3. 山东大学 未来技术学院, 山东 济南 250002; 4. 谢菲尔德大学 工程学院, 英国 谢菲尔德;

5. 高速铁路轨道系统全国重点实验室, 北京 100081)

摘要: 在经典近场动力学基础上利用变形等价关系重新推导了非局部力密度, 结合非局部微分算子理论降低边界处的计算误差, 基于此构建了应力-应变求解模型, 解决了传统理论在应力分析方面的局限性, 同时引入应变能密度 (strain energy density) 刚度折减理论, 建立裂纹处介质的力学参数与残余应变能之间的关联。本方法被用于模拟软弱层岩体裂隙间的应力分布情况, 并通过与先前研究结果的对比验证了其有效性和适用性。此外, 研究了完整层状岩体中软弱层条形间隔破裂的演化过程。结果表明, 软弱层岩体裂缝间距与厚度比值对力学状态影响显著, 随着比值不断增加, 裂纹之间的应力值整体由压应力转变为拉应力。软弱层的等间距破裂现象包括微裂隙的扩展、间隔裂纹的形成以及裂隙逐渐饱和等过程。外荷载作用下引发软弱层与基层之间的损伤以及岩层整体破裂。本方法能够有效描述层状岩体的间隔破裂过程, 显示出良好的应用前景。

关键词: 层状岩体; 近场动力学; 裂纹扩展; 间隔破裂

中图分类号: TU 451

文献标识码: A

文章编号: 1000-7598 (2025) 07-2296-12

Simulations of interval damage phenomenon in weak rock mass using the improved peridynamic method

MA Peng-fei¹, ZHANG Yi-chen², YUAN Chao^{1,3}, XU Mao-zhou⁴, GUO Xiao-xiong⁵

(1. Institute of Geotechnical and Underground Engineering, Shandong University, Jinan, Shandong 250014, China; 2. State Key Laboratory of Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China; 3. School of Future Technology, Shandong University, Jinan, Shandong 250061, China;

4. Faculty of Engineering, University of Sheffield, Sheffield, United Kingdom;

5. National Key Laboratory of High Speed Railway Track System, Beijing 100081, China)

Abstract: On the basis of classical peridynamics, the nonlocal force density is re-derived using deformation equivalence. Combined with the theory of nonlocal differential operators, this approach reduces the calculation error at the boundary. A stress-strain solution model is constructed to address the limitations of traditional theories in stress analysis. Meanwhile, the strain energy density stiffness reduction theory is introduced to establish the correlation between the mechanical parameters of the medium at the crack and the residual strain energy. The proposed method is used to simulate the stress distribution in layered rock mass with prefabricated interval fractures. The results are compared with previous findings to verify its effectiveness and applicability. Furthermore, the evolution process of strip interval fractures in the middle weak layer of complete layered rock mass is studied. The results show that the ratio of crack spacing to thickness significantly affects the mechanical state of the layered rock mass. As the ratio increases, the stress between existing cracks transitions from compressive to tensile stress. The equidistant fracture phenomenon in the weak layer includes processes such as microcrack propagation, the formation of interval fractures, and gradual crack saturation. Continuous loading causes damage between the weak layer and the base layer, as well as overall failure of the rock formation. This method effectively describes the interval fracture process of layered rock mass and demonstrates good application prospects.

Keywords: layered rock mass; peridynamics; crack propagation; interval fracture

收稿日期: 2024-10-08

录用日期: 2024-11-26

基金项目: 山东省自然科学基金资助项目 (No.ZR2023QE337); 国家自然科学基金项目 (No.52478399); 国家创新平台开放基金 (No.2022YJ124)。This work was supported by Shandong Provincial Natural Science Foundation (ZR2023QE337), the National Natural Science Foundation of China (52478399) and the National Innovation Platform Open Fund (2022YJ124).

第一作者简介: 马鹏飞, 男, 1994年生, 博士后, 主要从事岩土工程领域数值模拟方面的研究。E-mail: mapengfeisdu@163.com

通讯作者: 袁超, 男, 1987年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事岩土工程数值模拟方面的研究。E-mail: chao.yuan@sdu.edu.cn

1 引言

在自然界及外部荷载作用下, 软弱层岩体常常出现裂纹, 这些裂纹呈现出特定的空间距离分布规律, 称为间隔破裂现象。研究表明, 间隔破裂现象不仅影响岩体的力学特性, 还可能对岩土工程结构的安全性和使用效能构成威胁。因此, 深入探讨层状岩体中裂纹的形成机制及其间隔分布特征, 具有重要的学术和工程意义。

最早针对间隔破裂的研究为观测描述以及裂纹分布统计^[1-3]。Thouless 等^[4]利用弹性均匀系统再现了相互平行的等间隔裂纹萌生过程。Rives 等^[5]通过基层中脆性涂层模拟层状岩体间隔破裂的形成。Zhang 等^[6]对黏结在脆性基质处薄膜上的裂纹生成长度与间隔开展研究。Wu 等^[7]对涂有脆性材料的基层开展四点弯曲试验, 捕捉到间隔裂纹的产生。Hong 等^[8]从能量角度对等间隔破裂现象进行了系统分析。随着计算机软硬件技术的不断提升, 模拟手段渐渐被研究者所采用。Sokolov 等^[9]建立了对包含基体材料与黏结涂层的有限元分析计算模型。Bai 等^[10]采用层状有限元模型对相邻裂纹间的应力分布进行研究。Tang^[11-12]、Bao^[13]等建立了岩石破裂过程分析系统 (rock failure process analysis system, 简称 RFPA) 模型, 对层状岩体等间隔裂纹的产生至饱和状态过程进行模拟。

近年来新兴的近场动力学方法采用位移积分方程建立相互作用关系, 有效地避免了尖端奇异性等问题^[14-15]。该方法不依赖外部破坏准则, 在模拟岩石类材料裂纹扩展时具备优势^[16]。Silling^[14]最早建立了该理论, 黄丹^[17]、秦洪远^[18]等将对脆性材料的变形破坏过程模拟。Zhou^[19]、Wang^[20]等对岩石类材料在荷载作用下的裂纹扩展及连接过程进行模拟。Zhu 等^[21]在经典理论模型中引入切向键的概念以消除泊松比的限制。Cheng 等^[22]采用该方法对功能梯度材料的力学特性进行了研究。黄小华等^[23]在键基近场动力学扩展了单键双参数模型。Han 等^[24]提出了局部与非局部变形耦合技术以降低近场动力学方法计算成本。Guo 等^[25]根据 Bresler-Pister 理论建立了适用于混凝土断裂的新准则。Liu 等^[26]对硫酸盐侵蚀下混凝土开裂行为进行模拟。Chen 等^[27]提出了一种与边界元法相结合的模型分析隧道岩爆过程。孙伟等^[28]开展了液化诱发剪切应变局部化的近场动力学模拟。目前键基近场动力学理论中, 由于边界处物质点邻域不完整, 直接使用微模量进行计算会产生较大偏差。此外在计算时并未考虑裂纹

处损伤所导致的力学特性改变并且无法直接获得应力场与应变场的分布。因此, 在利用经典键基理论进行精确计算及力学分析时仍存在挑战。

本文在键基近场动力学基础上通过小变形等价重新推导了力密度表达式, 并引入非局部微分算子方程消除模型边界计算误差, 同时构建了近场动力学应力求解框架。在此基础上提出应变能密度 (strain energy density) 应变弱化理论, 将岩石类材料裂隙处的参数与剩余的应变能形成关联。利用扩展方法对软弱岩层裂隙之间的应力分布状态进行模拟并对比证明方法的适用性, 进一步对完整层软弱层岩体在两侧边界条件作用下出现条形等间距裂隙的现象开展模拟。结果表明, 本文所改进的近场动力学方法能准确地描述软弱层岩体的裂纹行为, 为岩土工程的设计等提供科学指导。

2 改进近场动力学方法

2.1 非局部微分算子应力求解模型

与微分形式的 Navier 平衡方程相比, 非局部微分算子通过积分实现数值微分。假定空间中物质点 $\mathbf{x}$ 与 $\mathbf{x}'$ 之间的相对位置为 $\mathbf{x}' - \mathbf{x} = \boldsymbol{\xi}$, 函数 $f(\mathbf{x})$ 可考虑在 $\mathbf{x}$ 处进行 Taylor 级数展开:

$$f(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}) = \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \boldsymbol{\xi}^n \frac{d^n f(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}^n} + R(N, \mathbf{x}) \quad (1)$$

式中: N 为泰勒项数; $R(N, \mathbf{x})$ 为方程的余量, 其为一个无穷小的量并且能够进行忽略; d 为微分符号; n 为级数展开的第 n 项。对于 $N=2$, 函数 $f(\mathbf{x})$ 变化量表示为

$$f(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}) - f(\mathbf{x}) = \xi_1 \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x_1} + \xi_2 \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x_2} + \frac{1}{2} \xi_1^2 \frac{\partial^2 f(\mathbf{x})}{\partial x_1^2} + \frac{1}{2} \xi_2^2 \frac{\partial^2 f(\mathbf{x})}{\partial x_2^2} + \xi_1 \xi_2 \frac{\partial^2 f(\mathbf{x})}{\partial x_1 \partial x_2} \quad (2)$$

式中: x_1 、 x_2 分别为 $\mathbf{x}$ 两个空间方向的坐标; ξ_1 、 ξ_2 分别为 $\boldsymbol{\xi}$ 在两个空间方向的分量。

同时乘以非局部函数 $g_N^{p_1 p_2}(\boldsymbol{\xi})$, 其中 p_1 与 p_2 为函数阶数, 在 $\mathbf{x}$ 点的作用域内积分得

$$\begin{aligned} \int_{H_x} [f(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}) - f(\mathbf{x})] g_N^{p_1 p_2}(\boldsymbol{\xi}) dA_x &= \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x_1} \int_{H_x} \xi_1 g_N^{p_1 p_2}(\boldsymbol{\xi}) dA_x \\ &+ \frac{\partial^2 f(\mathbf{x})}{\partial x_1 \partial x_2} \int_{H_x} \xi_1 \xi_2 g_N^{p_1 p_2}(\boldsymbol{\xi}) dA_x + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

式中: H_x 为临域范围; g_2 为微分算子系数; dA_x 为二维空间度量。

非局部函数 $g_2^{p_1 p_2}(\xi)$ 满足以下正交性:

$$\frac{1}{n_1! n_2!} \int_{H_x} \xi_1^{n_1} \xi_2^{n_2} g_2^{p_1 p_2}(\xi) dA_x = \delta_{n_1 p_1} \delta_{n_2 p_2} \quad (4)$$

式中: $n, p = 0, 1, 2$; δ_{np} 为克罗内克符号。对应的微分可表示为

$$\begin{Bmatrix} f_{,1} \\ f_{,2} \\ f_{,11} \\ f_{,22} \\ f_{,12} \end{Bmatrix} = \int_{H_x} [f(\mathbf{x} + \xi) - f(\mathbf{x})] \begin{Bmatrix} g_2^{10}(\xi) \\ g_2^{01}(\xi) \\ g_2^{11}(\xi) \\ g_2^{20}(\xi) \\ g_2^{02}(\xi) \end{Bmatrix} dA_x \quad (5)$$

函数 $f(\mathbf{x})$ 梯度及拉普拉斯算子分别表示为

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \int_{H_x} [f(\mathbf{x} + \xi) - f(\mathbf{x})] \mathbf{g}(\xi) dA_x \quad (6)$$

$$\nabla^2 f(\mathbf{x}) = \int_{H_x} \text{tr} \mathbf{G}(\xi) [f(\mathbf{x} + \xi) - f(\mathbf{x})] dA_x \quad (7)$$

向量 $\mathbf{g}(\xi)$ 与矩阵 $\mathbf{G}(\xi)$ 分别为

$$\mathbf{g}(\xi) = \begin{Bmatrix} g_2^{10}(\xi) \\ g_2^{01}(\xi) \end{Bmatrix}, \mathbf{G}(\xi) = \begin{Bmatrix} g_2^{20}(\xi) & g_2^{11}(\xi) \\ g_2^{11}(\xi) & g_2^{02}(\xi) \end{Bmatrix} \quad (8)$$

将 $g_2^{p_1 p_2}(\xi)$ 进行泰勒展开并且同时施加不同次幂的影响权重后可以表达为

$$g_2^{p_1 p_2}(\xi) = a_{00}^{p_1 p_2} w_{00}(|\xi|) + a_{10}^{p_1 p_2} w_{10}(|\xi|) \xi_1 + a_{01}^{p_1 p_2} w_{01}(|\xi|) \xi_2 + a_{20}^{p_1 p_2} w_{20}(|\xi|) \xi_1^2 + a_{02}^{p_1 p_2} w_{02}(|\xi|) \xi_2^2 + a_{11}^{p_1 p_2} w_{11}(|\xi|) \xi_1 \xi_2 \quad (9)$$

式中: $a_{00}^{p_1 p_2}$ 为待定系数; $w_{00}(|\xi|)$ 为权重系数, 计算时相同次幂可取同一个权函数。将式 (9) 代入式

(4) 化简求解未知的系数:

$$\mathbf{A} \mathbf{a} = \mathbf{b} \quad (10)$$

式中: $\mathbf{A}$ 为已知 Shape 矩阵; $\mathbf{a}$ 为未知的 Factor 矩阵; $\mathbf{b}$ 为已知的 Parameter 矩阵。

$$\mathbf{A} = \int_{H_x} \mathbf{w}(|\xi|)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & \xi_1 & \xi_2 & \xi_1^2 & \xi_2^2 & \xi_1 \xi_2 \\ \xi_1 & \xi_1^2 & \xi_1 \xi_2 & \xi_1^3 & \xi_1 \xi_2^2 & \xi_1^2 \xi_2 \\ \xi_2 & \xi_1 \xi_2 & \xi_2^2 & \xi_1 \xi_2^2 & \xi_2^3 & \xi_1 \xi_2^2 \\ \xi_1^2 & \xi_1^3 & \xi_1^2 \xi_2 & \xi_1^4 & \xi_1^3 \xi_2 & \xi_1^2 \xi_2^2 \\ \xi_2^2 & \xi_1 \xi_2^2 & \xi_2^3 & \xi_1 \xi_2^2 & \xi_2^4 & \xi_1 \xi_2^3 \\ \xi_1 \xi_2 & \xi_1^2 \xi_2 & \xi_1 \xi_2^2 & \xi_1^3 \xi_2 & \xi_1 \xi_2^3 & \xi_1^2 \xi_2^2 \end{bmatrix} dA_x \quad (11)$$

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} a_{00}^{00} & a_{00}^{10} & a_{00}^{01} & a_{00}^{20} & a_{00}^{02} & a_{00}^{11} \\ a_{10}^{00} & a_{10}^{10} & a_{10}^{01} & a_{10}^{20} & a_{10}^{02} & a_{10}^{11} \\ a_{01}^{00} & a_{01}^{10} & a_{01}^{01} & a_{01}^{20} & a_{01}^{02} & a_{01}^{11} \\ a_{20}^{00} & a_{20}^{10} & a_{20}^{01} & a_{20}^{20} & a_{20}^{02} & a_{20}^{11} \\ a_{02}^{00} & a_{02}^{10} & a_{02}^{01} & a_{02}^{20} & a_{02}^{02} & a_{02}^{11} \\ a_{11}^{00} & a_{11}^{10} & a_{11}^{01} & a_{11}^{20} & a_{11}^{02} & a_{11}^{11} \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

可通过式 (10) 对未知矩阵 $\mathbf{a}$ 进行求解:

$$\mathbf{a} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{b} \quad (13)$$

由近场动力学与 Navier 理论的等价联系^[29], 本文将离散点处的应力求解框架构建为

$$\sigma_{11} = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \nu \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} \cdot \left\{ \left[\int_{H_x} [u_1(\mathbf{x} + \xi) - u_1(\mathbf{x})] g_2^{10}(\xi) dA_x \right] + \nu \left[\int_{H_x} [u_2(\mathbf{x} + \xi) - u_2(\mathbf{x})] g_2^{01}(\xi) dA_x \right] \right\} \quad (14)$$

$$\sigma_{22} = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} \left(\nu \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} \cdot \left\{ \nu \left[\int_{H_x} [u_1(\mathbf{x} + \xi) - u_1(\mathbf{x})] g_2^{10}(\xi) dA_x \right] + \left[\int_{H_x} [u_2(\mathbf{x} + \xi) - u_2(\mathbf{x})] g_2^{01}(\xi) dA_x \right] \right\} \quad (15)$$

$$\sigma_{12} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) = \frac{E}{2(1+\nu)} \cdot \left\{ \left[\int_{H_x} [u_1(\mathbf{x} + \xi) - u_1(\mathbf{x})] g_2^{01}(\xi) dA_x \right] + \left[\int_{H_x} [u_2(\mathbf{x} + \xi) - u_2(\mathbf{x})] g_2^{10}(\xi) dA_x \right] \right\} \quad (16)$$

式中: E 、 ν 分别为材料的弹模与泊松比; u_1 、 u_2 分别为两个坐标方向的位移。

2.2 改进近场动力学方程

物质点 $\mathbf{x}$ 与邻域 H_x 内 $\mathbf{x}'$ 之间初始时刻相对位置为 $\mathbf{x}' - \mathbf{x} = \xi$, η 为形状改变以后对应的相对位移, 物质点在 t 时刻所遵循运动方程:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \int_{H_x} \mathbf{f}[\mathbf{x}', \mathbf{x}, \mathbf{u}(\mathbf{x}'), \mathbf{u}(\mathbf{x})] dV_{x'} + \mathbf{b}(\mathbf{x}) \quad (17)$$

式中: $\mathbf{x}$ 与 $\mathbf{x}'$ 之间的位置变化为 $\xi + \eta$; $V_{x'}$ 为物质

点 x' 的体积； ρ 、 $\ddot{u}$ 分别为密度与加速度； $\mathbf{b}$ 与 $\mathbf{f}$ 分别为体力与非局部力，在微弹性模型可由微势能 ω 对 $\boldsymbol{\eta}$ 求导获得

$$\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}, \boldsymbol{\xi}) = \frac{\partial \omega(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta})}{\partial \boldsymbol{\eta}} = c s \frac{\boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}}{|\boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}|} = c s \frac{\mathbf{y}' - \mathbf{y}}{|\mathbf{y}' - \mathbf{y}|} \quad (18)$$

式中： $\mathbf{y}$ 、 $\mathbf{y}'$ 分别为 $\mathbf{x}$ 与 $\mathbf{x}'$ 变形后的位置； c 为微模量，此时 $\mathbf{f}$ 的方向与键变形后的方向一致； s 为键的伸长率：

$$s = \frac{|\mathbf{y}' - \mathbf{y}| - |\mathbf{x}' - \mathbf{x}|}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|} = \frac{|\boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}| - |\boldsymbol{\xi}|}{|\boldsymbol{\xi}|} \quad (19)$$

$$c = \begin{cases} \frac{6E}{\pi \delta^4 (1-2\nu)} = \frac{30}{\pi \delta^4} \mu, \text{ 三维} \\ \frac{6E}{\pi h \delta^3 (1-\nu)} = \frac{24}{\pi h \delta^3} \mu, \text{ 平面应变} \end{cases} \quad (20)$$

式中： δ 为邻域半径； h 为厚度； μ 为剪切模量。同时在小变形假定下有如下关系成立：

$$\frac{(\mathbf{y}' - \mathbf{y})}{|\mathbf{y}' - \mathbf{y}|} \cdot \frac{\boldsymbol{\xi}}{|\boldsymbol{\xi}|} = \frac{(\mathbf{y}' - \mathbf{y})}{|\mathbf{y}' - \mathbf{y}|} \cdot \mathbf{n}_{xx'} \approx 1 \quad (21)$$

式中： $\mathbf{n}_{xx'}$ 为相对位置方向的单位向量，由于小变形引起的键拉伸可以近似为

$$s = \frac{\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{n}_{xx'}}{|\boldsymbol{\xi}|} = \frac{[(\mathbf{y}' - \mathbf{y}) - \boldsymbol{\xi}] \cdot \mathbf{n}_{xx'}}{|\boldsymbol{\xi}|} \approx \frac{|\mathbf{y}' - \mathbf{y}| - |\boldsymbol{\xi}|}{|\boldsymbol{\xi}|} \quad (22)$$

将式 (20)、(21) 代入式 (18) 化简可得

$$\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}, \boldsymbol{\xi}) = c \frac{\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{n}_{xx'}}{|\boldsymbol{\xi}|} \mathbf{n}_{xx'} \quad (23)$$

由向量等价关系 $(\mathbf{A} \otimes \mathbf{B})\mathbf{C} = (\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})\mathbf{A}$ 可以将式 (23) 表示为

$$\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}, \boldsymbol{\xi}) = c (\mathbf{n}_{xx'} \otimes \mathbf{n}_{xx'}) \frac{\boldsymbol{\eta}}{|\boldsymbol{\xi}|} \quad (24)$$

式中： $(\mathbf{n}_{xx'} \otimes \mathbf{n}_{xx'})$ 可由非局部微分算子计算^[29]，对于二维问题由式 (8) 表示为

$$(\mathbf{n}_{xx'} \otimes \mathbf{n}_{xx'}) = \frac{\pi h \delta^3}{24} |\boldsymbol{\xi}| \mathbf{M}(\boldsymbol{\xi}) \quad (25)$$

其中， $\mathbf{M}(\boldsymbol{\xi})$ 与 $\mathbf{n}_{xx'}$ 分别为

$$\mathbf{M}(\boldsymbol{\xi}) = \text{tr} \mathbf{G}(\boldsymbol{\xi}) \mathbf{I} + 2\mathbf{G}(\boldsymbol{\xi}) \quad (26)$$

式中： $\mathbf{I}$ 为单位矩阵。

$$\mathbf{n}_{xx'} = \frac{\pi h \delta^2}{2} |\boldsymbol{\xi}| \mathbf{g}(\boldsymbol{\xi}) \quad (27)$$

将式 (20) 代入式 (24) 可得

$$\begin{aligned} \mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}, \boldsymbol{\xi}) &= \frac{24}{\pi h \delta^3} \mu \cdot \frac{\pi h \delta^3}{24} |\boldsymbol{\xi}| \mathbf{M}(\boldsymbol{\xi}) \cdot \frac{\boldsymbol{\eta}}{|\boldsymbol{\xi}|} = \\ &\mu \cdot [\text{tr} \mathbf{G}(\boldsymbol{\xi}) \mathbf{I} + 2\mathbf{G}(\boldsymbol{\xi})] \cdot \boldsymbol{\eta} = \\ &\mu \cdot \mathbf{M}(\boldsymbol{\xi}) \cdot \boldsymbol{\eta} \end{aligned} \quad (28)$$

该方法所计算的非局部力不需要引入任何表面校正措施，边界邻域非完整区域 $\mathbf{M}(\boldsymbol{\xi})$ 不相等，为了保证物质点 $\mathbf{x}$ 与 $\mathbf{x}'$ 所计算的力相等以满足角动量和线动量守恒，将力密度矢量表示为

$$\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}, \boldsymbol{\xi}) = \mu \cdot \frac{\mathbf{M}(\boldsymbol{\xi}) + \mathbf{M}(-\boldsymbol{\xi})}{2} \cdot \boldsymbol{\eta} \quad (29)$$

2.3 基于 Strain Energy Density 的软化准则

由 Sih^[30] 提出的应变能密度理论考虑裂纹尖端处多个分量，单位体积储存能量为

$$\frac{dW}{dV} = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (30)$$

式中： W 、 V 为应变能密度、体积； σ_{ij} 和 ε_{ij} 分别为应力、应变分量，而近场动力学中物质点 $\mathbf{x}$ 处的应变能密度 W_{PD} 为

$$W_{PD} = \frac{1}{2} \int_{H_x} \omega(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}) dV_{x'} \quad (31)$$

式中：1/2 代表每个作用键中储存的能量一半属于物质点 $\mathbf{x}$ 。岩石类发生破坏时伴随着不可逆的能量损失，继而产生应变软化导致破坏处力学参数的降低，如图 1(a) 所示。

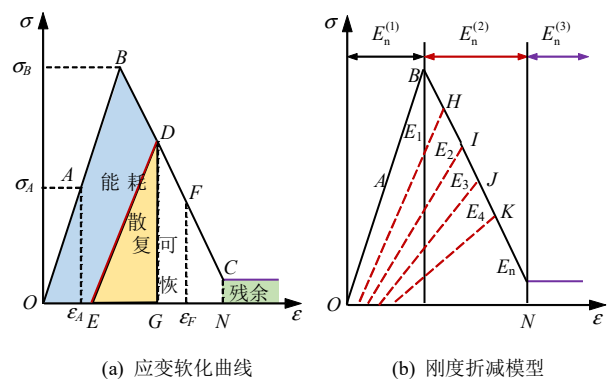


图 1 岩石应变软化及模量折减
Fig.1 Strain softening and modulus degradation of rock

若在弹性阶段 AO 卸载路径会原路折回，如果持续加载到峰后 D 点时，面积 S_{OABDG} 为所吸收应变

能 W_a 。此时卸载沿 DE 折返, 阴影面积 S_{OABDE} 表示耗散应变能 W_d , S_{DEG} 表示能够恢复的应变能 W_e , S_{GDFCN} 表示残余应变能 W_r , $S_{OABDFCN}$ 表示应变能密度 W_{PD} , 上述关系为

$$\left(\frac{dW}{dV}\right) = \left(\frac{dW}{dV}\right)_a + \left(\frac{dW}{dV}\right)_r \quad (32)$$

$$\left(\frac{dW}{dV}\right)_a = \left(\frac{dW}{dV}\right)_d + \left(\frac{dW}{dV}\right)_e \quad (33)$$

到达屈服点后对刚度进行折减来表征损伤区域力学强度降低。如图 1(b)所示岩石在不同耗散阶段

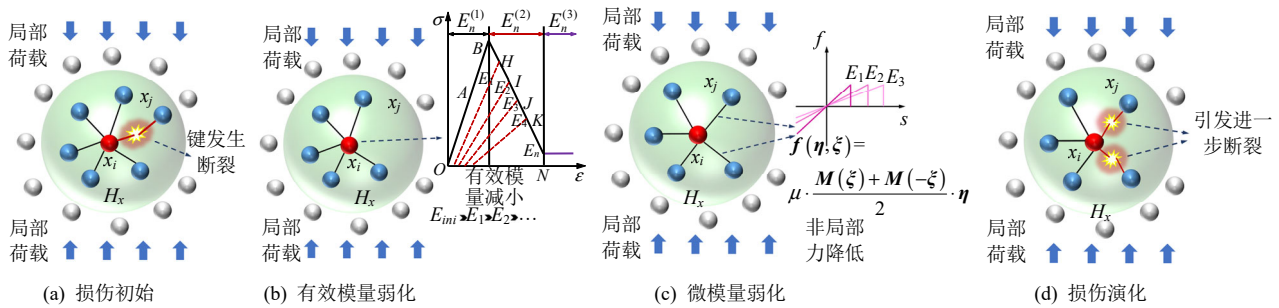


图 2 微观软化准则

Fig.2 Microscopic softening criteria

$$(1) \text{ 当 } \frac{dW_{PD}}{dV} < \left(\frac{dW_{rock}}{dV}\right)_A = \int_0^{\epsilon_A} \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} \text{ 时 (} W_{rock}$$

为岩石的应变能密度), 该阶段处于初始弹性变化阶段, 岩石没有发生损伤, 有效弹性模量与初始模量值一致:

$$E_n = E_{ini} \quad (36)$$

式中: E_{ini} 为初始弹性模量。

$$(2) \text{ 当 } \left(\frac{dW_{rock}}{dV}\right)_A \leq \frac{dW_{PD}}{dV} < \left(\frac{dW_{rock}}{dV}\right)_C \text{ 时 (} W_{rock}$$

为岩石的应变能密度), 该阶段处于硬变软化阶段, 有效弹性模量随着逐渐发生的损伤而降低:

$$E_n = \frac{M+1-n}{M} \quad (37)$$

有效弹性模量降低会导致微弹性模量降低, 进而引起非局部作用力发生改变。

(3) 当 $\left(\frac{dW}{dV}\right)_C \leq \frac{dW}{dV}$ 时, 此时为软化残余的阶段, 破裂发展结束, E_n 降低为残余模量^[31]:

$$E_n = 0.05E \quad (38)$$

2.4 界面处材料属性

当不同岩层之间存在交界面的情况时, 取不同岩层物质点之间的平均属性来计算非局部作用力,

裂纹尖端处的有效弹性模量与残余应变能密度 W_r 存在非线性对应关系:

$$E_n = f(W_r) \quad (34)$$

式中: E_n 为有效弹性模量。为方便计算, 本文将 E_n 依次设置为 E_1 、 E_2 、 $E_3 \dots E_M$, 共 M 个。

$$E_n = \frac{M+1-n}{M} \quad (35)$$

微观机制可由图 2 解释, E_n 随 W_r 发生变化依次经过损伤初始、有效模量降低、微模量弱化以及损伤演化等阶段 (计算流程见图 3):

如图 4 所示, 将平均弹性模量 $\bar{E}_{xx}$ 加权表示为

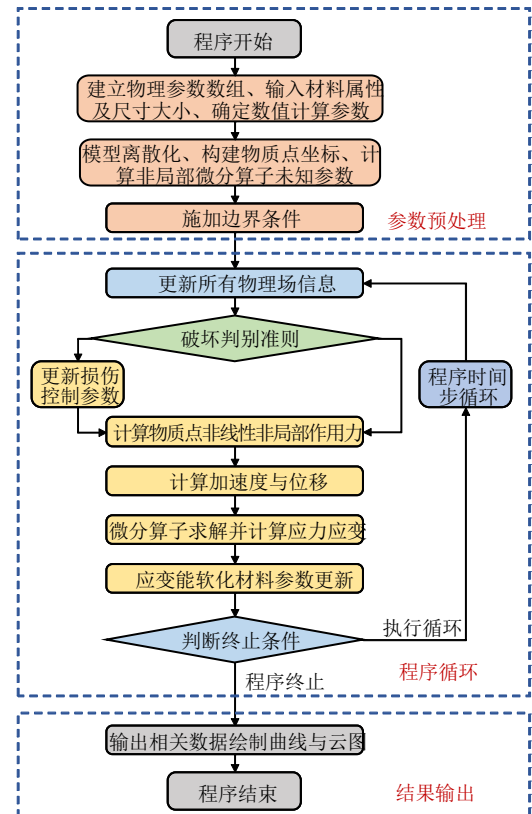


图 3 程序计算流程

Fig.3 Calculation process of program

$$\bar{E}_{xx'} = \frac{E_x d_x + E_{x'} d_{x'}}{d_x + d_{x'}} \quad (39)$$

式中: E_x 与 $E_{x'}$ 为不同岩层弹性模量; d_x 与 $d_{x'}$ 分别为在物质点连线方向距离岩层交界面的长度。

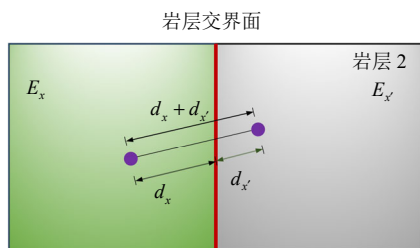


图4 不同岩层界面

Fig.4 Interface between different rock layers

3 模型验证

3.1 模型验证

为了验证本文改进近场动力学方法的有效性, 考虑如图5所示的二维带圆孔方形板。方形板尺寸为100 m, 中间孔直径 $d=20$ m。材料为各向同性, 弹性模量 $E=26$ GPa, 泊松比 $\nu=0.33$ 。左边界约束两个方向的位移, 右边界施加线性变化分布载荷 $P=P_0 y/L$, P 为一点处的应力, P_0 为设置的初始应力, L 为方形板长度, $P_0=10$ MPa。计算模型由38 736个离散物质点构成, 邻域半径 $\delta=3.015\Delta x$, Δx 为离散间距, 取0.5 m。为了验证有效性, 同时采用有限元方法以及经典键基近场动力学方法进行计算并且对结果进行对比。

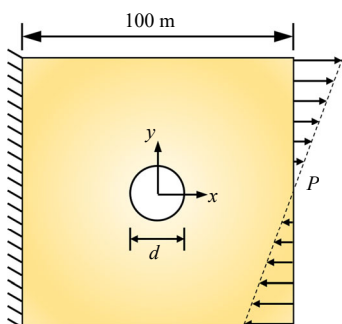
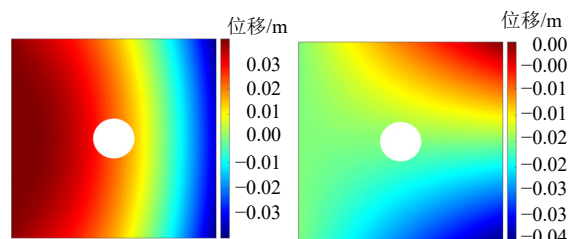


图5 带孔方形板模型

Fig.5 Model of square plate with hole

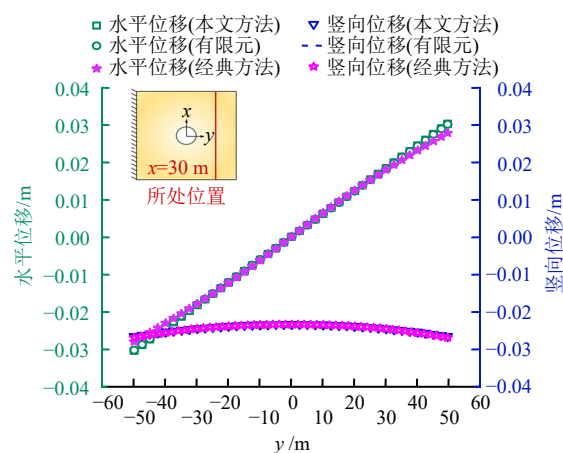
水平与垂直方向的位移云图如图6(a)、6(b)所示, 在荷载作用下水平方向位移呈对称分布。进一步结合有限元等方法计算结果, 对受力边缘 $x=30$ m 处的水平与垂直位移变化进行对比。由图6(c)可知, 本文方法计算结果与有限元结果基本一致, 可以准确描述平面的弯曲变形, 验证方法的有效性。经典

键基近场动力学方法计算结果会在模型上下边缘处产生较大的偏移, 因此相比经典应变能密度矫正方法本文方法可以降低边界误差, 提高计算精度。此外相比经典应变能密度矫正方法, 本文的矫正方法是基于非局部微分算子对进行求解, 适用于任何形状的计算模型与边界条件。



(a) 水平位移分布结果

(b) 竖向位移分布结果



(c) 不同方法计算结果

图6 计算结果对比

Fig.6 Comparison of finite element results

3.2 间隔破裂计算模型

沉积岩中存在如图7所示的等间隔破裂现象, 间距大致相同的裂隙在软弱岩层中出现, 垂直向的长度与所处的岩层厚度基本相等。

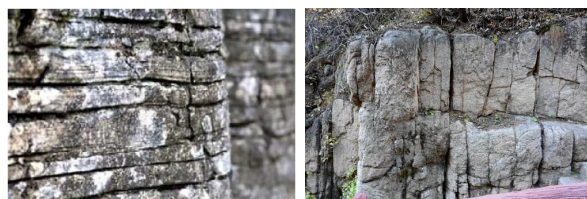


图7 软弱层岩体破裂

Fig.7 Fracture of weak rock mass

采用的计算模型参考文献[11], 层状岩体的尺寸及边界条件如图8所示, 中间层预制4条间隔相同的裂隙, 两端施加边界条件。裂隙层宽度 $W_f=30$ mm, 上下基层宽度 $W_n=45$ mm, 模型的宽度 $W=120$ mm、长度 $L=400$ mm, 裂隙间距为变量 S 。

参考前人研究并且通过试算将模型的粒子设定为 400×200 , $\Delta x = 1 \text{ mm}$, 裂隙层弹性模量 $E_f = 50 \text{ GPa}$, 基层 $E_n = 10 \text{ GPa}$, 其余参数也均与文献[11]一致, 中间裂隙层较硬。x 方向施加 7.5% 应变的拉伸变形条件, 在不同裂缝间隔与软弱层厚度的比值 S/W_f 情况下, 中部预制裂纹 OO' 之间的应力分布与文献[11]对比见图 9, 横坐标为不同长度 OO' 情况下归一化后的相对位置坐标。

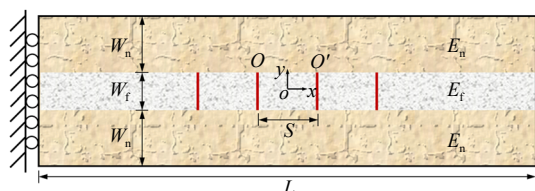
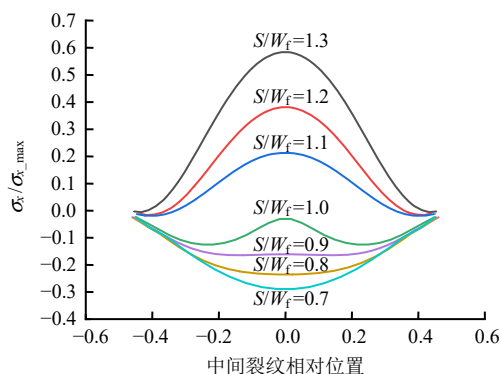


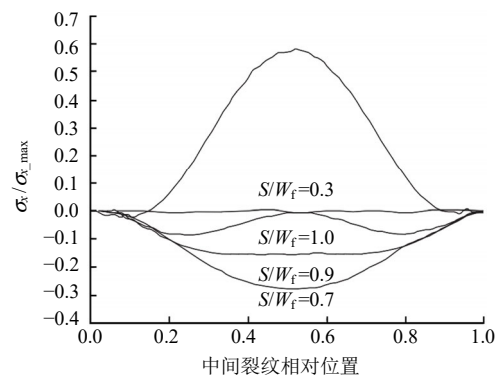
图 8 预制裂隙岩层模型

Fig.8 Model for prefabricated fractured rock layers

OO' 之间的应力比 $\sigma_x / \sigma_{x_max}$ (σ_x 、 σ_{x_max} 分别为应力、应力最大值) 表现出光滑与渐变特性, S/W_f 对结果的影响较为明显。当 S 与 W_f 大致相等时, 应力分布趋近于 0, 随着 S/W_f 的不断增大应力状态从负变正。由图 9 对比可得近场动力学结果与文献[11]相同, 能够证明本文扩展近场动力学方法的适用性, 裂隙 OO' 中间处的相对水平应力随着比值 S/W_f 变化过程如图 10 所示。



(a) 应力分布 ($S/W_f = 0.7 \sim 1.3$)



(b) 前人计算结果[11]

图 9 应力分布变化对比

Fig.9 Comparison of stress distribution changes

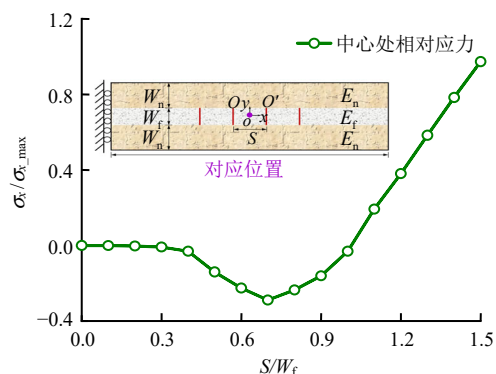


图 10 裂隙间中心处应力变化

Fig.10 Stress variation at the center of cracks

在 S/W_f 从 0 增长至 1.5 的过程中, OO' 之间首先受到压力作用, 没有产生新裂隙的趋势, 随着 S/W_f 变大中间区域逐渐由压转拉, 引发新裂隙的萌生的概率增加。因此在层状岩体发生间隔破裂现象时, 软弱层裂纹的分布形式及数量会时刻影响新裂纹产生。随着裂隙数量不断, 产生新裂隙的可能性会从大到小, 最终到达裂纹饱和阶段。

4 层状岩体裂纹间隔破裂过程模拟

4.1 数值模拟方案

本节再现了层状岩体裂纹间隔破裂过程, 假定条件与离散方式与上节相同, 为降低基层厚度对计算结果的影响, 3 层的宽度均设置为 30 mm (见图 11), 弹性模量取 50 GPa, 软弱层处不再设置预制裂隙, 在岩层两端施加随时间计算步线性增加的水平拉伸位移边界条件, 每步增加 1×10^{-6} 。为了分析中间软弱层间隔裂隙的产生、发展、饱和等过程, 将其断裂强度设置低于上下基层, 断裂强度在近场动力学由临界伸长率表征, 设置中间层 $s_0 = 3.285 \times 10^{-3}$ 、上下基层 $s_1 = 4.927 \times 10^{-3}$ 。利用 Weibull 分布的描述岩层的异质性, 其中软弱层的非均质程度高于上下基层, 裂纹扩展过程如图 12 所示。

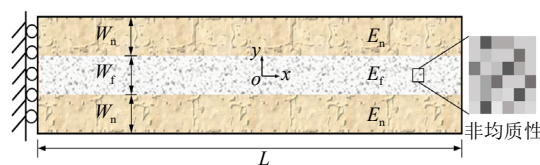


图 11 完整软弱岩层模型

Fig.11 Model of intact weak rock layer

在岩层两侧位移条件下软弱层处逐渐萌生多条间隔基本相同的裂隙, 由破坏形式划分为 3 个阶段:

微小裂隙延伸阶段，该阶段为首条宏观裂缝萌生之前，随着边界条件的施加软弱层中的微小裂隙相互连接贯通（见图 12(a)）；间隔裂隙产生阶段，此阶段为微小裂隙饱和后持续加载会导致软弱层宏观裂隙出现，裂隙之间的应力状态发生变化，新裂纹逐

渐在旧裂纹之间产生（见图 12(b)~12(o)）；等间隔裂隙饱和阶段，此时软弱层的裂隙数量达到最多，裂隙间基本为压应力状态，无新宏观裂隙出现，持续加载会导致层间的界面剥离或者基层断裂（见图 12(p)）。

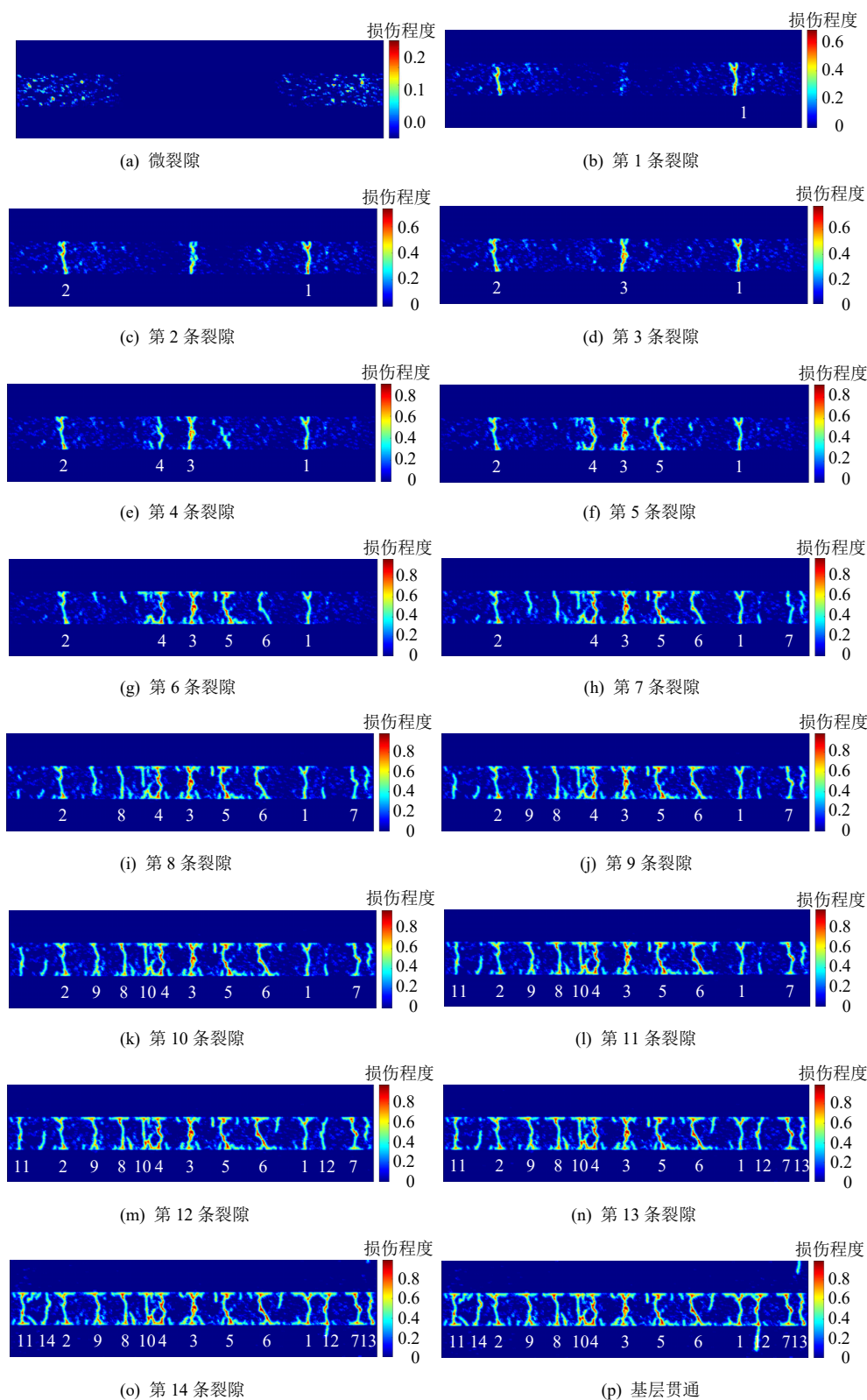


图 12 岩层间隔破裂演化过程

Fig.12 Evolution process of rock interval rupture

3.2 节均质模型计算中裂隙之间的中心处为应力最大值, 由于引入了岩石非均质特性, 临界损伤条件非均一, 新裂隙萌生扩展的位置与旧裂隙中间位置存在不同程度偏差。新裂隙不断产生会引发软弱层局部或整体的应力关系重分布, 进一步导致脆弱处的微小裂隙发生贯通破坏。采用本文扩展方法能够完整模拟出软弱层间隔裂隙现象的演化过程, 从微裂隙贯通、间隔裂隙萌生到裂隙饱和阶段。

第3~5条裂隙产生过程如图13所示, 在间隔裂隙产生阶段的初期, 未发生损伤的岩层长度对之后新裂隙的产生影响显著, 未出现宏观损伤的岩层

越长则萌生新裂隙的概率越大。第3条裂隙出现在第1与第2条裂隙间的未损伤岩层, 第4条裂隙出现在第2与第3条裂隙之间的最长未损伤岩层区域。上述机制在初期阶段较为明显, 随着裂隙数量不断增加, 裂隙之间未损伤岩层长度趋于相等, 新裂纹形成的影响程度也逐渐降低。该机制与 S/W_f 所对应的应力状况有关, 当裂隙间未损伤岩层长度较大时, $S/W_f > 0$ 应力的临界值, 应力状态表现为拉应力, 促进新裂纹的萌生。随着新裂隙不断产生, S/W_f 平均值逐渐小于临界值, 裂隙见从拉应力转变为压应力从而对新裂隙发挥抑制作用。

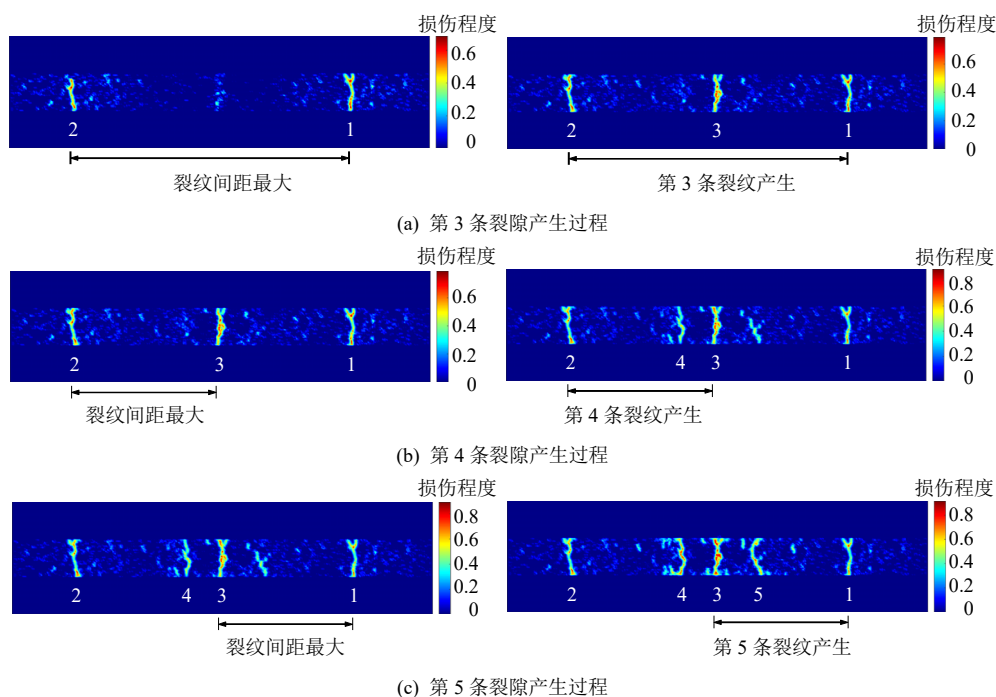


图13 岩层间隔破裂机制

Fig.13 Mechanism of rock interval rupture

表1 裂隙平均间隔与应变

Table 1 Average crack interval and corresponding strain

裂隙数量/条	平均间距/m	应变	裂隙数量/条	平均间距/m	应变
0	0.400 00	2.500×10^{-6}	8	0.044 44	1.600×10^{-3}
1	0.200 00	7.500×10^{-4}	9	0.040 00	1.675×10^{-3}
2	0.133 33	8.000×10^{-4}	10	0.036 36	1.725×10^{-3}
3	0.100 00	8.750×10^{-4}	11	0.033 33	1.800×10^{-3}
4	0.080 00	9.750×10^{-4}	12	0.030 77	1.950×10^{-3}
5	0.066 67	1.150×10^{-3}	13	0.028 57	2.050×10^{-3}
6	0.057 14	1.375×10^{-3}	14	0.026 67	2.375×10^{-3}
7	0.057 14	1.550×10^{-3}	—	—	—

裂隙平均间距与应变的变化过程见表1, 计算方式为软弱岩层长 L 与已形成的裂纹数量的比。未发生损伤时的间隔计算为 $L/1$, 第1与第2条裂隙为 $L/2$ 与 $L/3$, 以此类推。进一步将结果开展多项

式拟合(如图14所示), 间隔会根据长度方向应变增加而一直保持降低, 同时这种趋势会由于新裂隙的萌生逐渐平缓, 当到达等间隔裂隙饱和阶段时与中间层厚度 W_f 趋于一致。

根据宏观裂隙的形成过程可以将软弱层岩体间隔破裂模式划分如下3种: 软弱层内部至界面损伤、界面至界面损伤以及上下裂隙贯通损伤, 每种模式的裂隙萌生及破裂过程如图15所示。

对于软弱层内部至界面损伤模式, 裂隙最初产生在靠近中间层中间的部位, 同时在持续荷载的条件下向岩基层交界面进行延伸, 最终在中间层上下贯通形成宏观间隔裂隙, 贯通的方向与加载方向基本呈现 90° ; 对于界面至界面损伤模式, 间隔裂隙从交界面一侧的微小裂隙形成, 向另一侧交界面进

行扩展延伸，最终在两个交界面之间贯通；对于上下裂隙贯通损伤模式可看做模式 1、2 的结合，裂隙在岩层的中部区域或者界面区域发展，在外界荷载的条件下裂隙之间扩展延伸链接，最终在整个软弱层形成宏观裂隙。

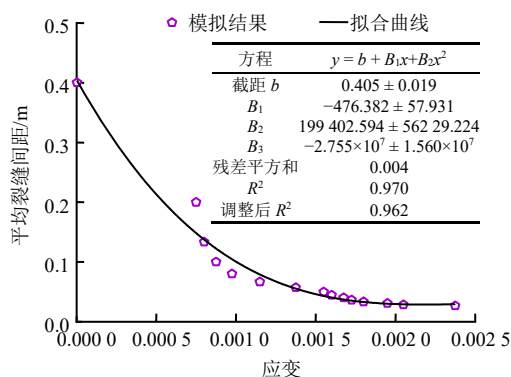
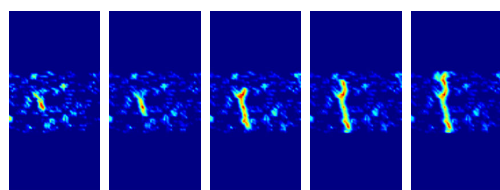
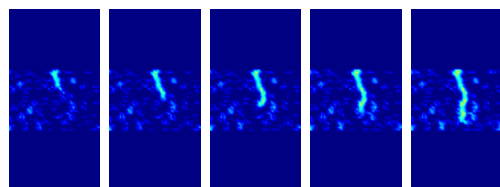


图 14 平均裂隙间距变化过程

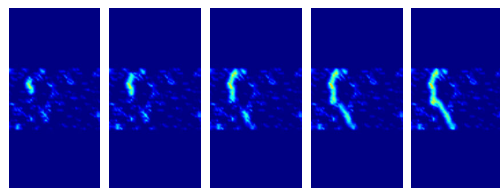
Fig.14 The change process of average crack spacing



(a) 软弱层内部至界面损伤



(b) 界面至界面损伤



(c) 上下裂隙贯通损伤

图 15 间隔破裂损伤模式

Fig.15 Damage modes of interval rupture

中间层 14 条等间隔裂隙对应的扩展类型与扩展时间如表 2 所示。分析可知在间隔裂隙产生的初期阶段，基本只出现扩展模式 A（内部至界面）与扩展模式 C（上下裂隙贯通），同时模式 A 对应的裂隙扩展时间均高于模式 C。随着间隔裂隙不断饱和和裂隙扩展类型以模式 B（界面至界面）为主，模式 B 对应的裂隙扩展时间同样高于模式 C。最后几

条饱和裂隙的产生类型则为多种模式的混合，并且裂隙的形成过程为多次演化。

表 2 裂隙扩展类型与时间

Table 2 Types and times of crack propagation

裂隙编号	裂隙扩展类型	裂隙扩展时间/s	裂隙编号	裂隙扩展类型	裂隙扩展时间/s
1	A	1.40×10^{-5}	8	A	2.25×10^{-5}
2	A	1.97×10^{-5}	9	B	1.83×10^{-5}
3	C	7.02×10^{-6}	10	B	1.97×10^{-5}
4	C	5.62×10^{-6}	11	B	1.40×10^{-5}
5	A	1.40×10^{-5}	12	混合模式	—
6	C	8.43×10^{-6}	13	混合模式	—
7	C	7.02×10^{-6}	14	混合模式	—

5 结 论

本文采用扩展近场动力学理论开展软弱岩层间隔破裂演化模拟，得到如下结论：

(1) 软弱岩层裂缝间距与厚度比值对力学状态影响显著，随着比值的增加，裂纹之间的应力值整体由压应力转变为拉应力，而当裂缝间距与岩层厚度大致相同时应力整体趋近于 0。

(2) 软弱岩层间隔破裂现象包括微小裂隙的延伸、间隔裂纹的形成、裂隙饱和等过程，后期在持续外荷载条件下会导致软弱岩层与基层之间的损伤以及岩层整体破裂。

(3) 间隔裂纹的平均间距会随着应变增加而不断减小，最终收敛于中间软弱层厚度，此外间隔破裂损伤模式可以分为软弱层内部至界面损伤、界面至界面损伤及上下裂隙贯通损伤。

参 考 文 献

- [1] GROSS M R. The origin and spacing of cross joints: examples from the Monterey Formation, Santa Barbara Coastline, California[J]. *Journal of Structural Geology*, 1993, 15(6): 737-751.
- [2] AFSAR A M, SEKINE H. Crack spacing effect on the brittle fracture characteristics of semi-infinite functionally graded materials with periodic edge cracks[J]. *International Journal of Fracture*, 2000, 102(3): 61-66.
- [3] WEINBERGER R. Initiation and growth of cracks during desiccation of stratified muddy sediments[J]. *Journal of Structural Geology*, 1999, 21(4): 379-386.
- [4] THOULESS M D, OLSSON E, GUPTA A. Cracking of brittle films on elastic substrates[J]. *Acta Metallurgica Et Materialia*, 1992, 40(6): 1287-1292.

- [5] RIVES T, RAWNSLEY K D, PETIT J P. Analogue simulation of natural orthogonal joint set formation in brittle varnish[J]. **Journal of Structural Geology**, 1994, 16(3): 419-429.
- [6] ZHANG T Y, ZHAO M H. Equilibrium depth and spacing of cracks in a tensile residual stressed thin film deposited on a brittle substrate[J]. **Engineering Fracture Mechanics**, 2002, 69(5): 589-596.
- [7] WU H, POLLARD D D. An experimental study of the relationship between joint spacing and layer thickness[J]. **Journal of Structural Geology**, 1995, 17(6): 887-905.
- [8] HONG A P, LI Y N. Theory of crack spacing in concrete pavements[J]. **Journal of Engineering Mechanics-asce**, 1997, 123(3): 267-275.
- [9] SOKOLOV I M, BLUMEN A. Scaling and patterns in surface fragmentation processes[J]. **Physica A Statistical Mechanics and Its Applications**, 1999, 266(1): 299-306.
- [10] BAI T, POLLARD D D. Explanation for fracture spacing in layered materials[J]. **Nature**, 2000, 403: 753-756.
- [11] TANG C A, LIANG Z Z, ZHANG Y B, et al. Fracture spacing in layered materials: a new explanation based on two-dimensional failure process modeling[J]. **American Journal of Science**, 2008, 308(1): 49-72.
- [12] TANG C A, ZHANG Y B, LIANG Z Z, et al. Fracture spacing in layered materials and pattern transition from parallel to polygonal fractures[J]. **Physical Review E**, 2006, 73(5): 056120.
- [13] BAO C, TANG C A, CAI M. Spacing and failure mechanism of edge fracture in two-layered materials[J]. **International Journal of Fracture**, 2013, 181(2): 241-255.
- [14] SILLING S A. Reformulation of elasticity theory for discontinuities and long-range forces[J]. **Journal of Mechanics Physics of Solids**, 2000, 48(1): 175-209.
- [15] SILLING SA, EPTON M, WECKNER O. Peridynamic states and constitutive modeling[J]. **Journal of Elasticity**, 2007, 88(2): 151-184.
- [16] 周建, 尚肖楠, 刘福深. 利用近场动力学方法模拟隧道掘进机滚刀三维贯入破岩[J]. **岩土力学**, 2023, 44(9): 2732-2743.
- ZHOU Jian, SHANG Xiao-nan, LIU Fu-shen. Numerical simulation of three-dimensional rock fragmentation by disc cutters of tunnel boring machine using peridynamics[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2023, 44(9): 2732-2743.
- [17] 黄丹, 章青, 乔丕忠. 近场动力学方法及其应用[J]. **力学进展**, 2010, 40: 395-409.
- HUANG Dan, ZHANG Qing, QIAO Pi-zhong. A review on peridynamics method and its applications[J]. **Advances in Mechanics**, 2010, 40: 395-409.
- [18] 秦洪远, 黄丹, 刘一鸣. 基于改进型近场动力学方法的多裂纹扩展分析[J]. **工程力学**, 2017, 34(12): 31-38.
- QIN Hong-yuan, HUANG Dan, LIU Yi-ming. An extended peridynamic approach for analysis of crack growth[J]. **Engineering Mechanics**, 2017, 34(12): 31-38.
- [19] ZHOU X P, GU X B, WANG Y T. Numerical simulations of propagation, bifurcation and coalescence of cracks in rocks[J]. **International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences**, 2015, 80: 241-254.
- [20] WANG Y T, ZHOU X P. Three-dimensional numerical study on the failure characteristics of intermittent fissures under compressive-shear loads[J]. **Acta Geotechnica**, 2019, 14: 1161-1193.
- [21] ZHU Q Z, NI T. Peridynamic formulations enriched with bond rotation effects[J]. **International Journal of Engineering Science**, 2017, 121: 118-129.
- [22] CHENG Z Q, JIN D, YUAN C, et al. Dynamic fracture analysis of functionally gradient materials with two cracks by peridynamic modeling[J]. **Computer Modeling in Engineering and Sciences**, 2019, 121(2): 445-464.
- [23] 黄小华, 李双, 金艳丽, 等. 冲击荷载作用下泊松比对脆性材料破坏影响的近场动力学分析[J]. **振动与冲击**, 2020, 39(20): 204-215.
- HUANG Xiao-hua, LI Shuang, JIN Yan-li, et al. Effect of Poisson's ratio on the fracture of brittle materials under impact loading via peridynamics[J]. **Journal of Vibration and Shock**, 2020, 39(20): 204-215.
- [24] HAN F, LUBINEAU G. A morphing approach to couple state-based peridynamics with classical continuum mechanics[J]. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, 2016, 301: 336-358.
- [25] GUO X Y, CHU X H. A Cosserat peridynamic model with Bresler-Pister criterion and numerical simulation of concrete fracture[J]. **Acta Mechanica**, 2024, 235(4): 1715-1735.
- [26] LIU Y J, GUO L. Fully coupled peridynamic model for analyzing the chemo-diffusion-mechanical behavior of sulfate attack in concrete[J]. **Construction and Building Materials**, 2023, 409: 133874.

- [27] CHEN X Z, YU H T. Rockburst prediction for deep tunneling near fault based on the PD-BEM method[J]. **Tunnelling and Underground Space Technology**, 2024, 147: 105725.
- [28] 孙伟, 王睿, 张建民. 液化诱发剪切应变局部化的近场动力学模拟[J]. **岩土力学**, 2024, 45(10): 3130-3138.
- SUN Wei, WANG Rui, ZHANG Jian-min. Numerical simulation for liquefaction-induced shear strain localization based on peridynamics[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2024, 45(10): 3130-3138.
- [29] MADENCI E, BARUT A. Peridynamic differential operator and its applications[J]. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, 2016, 304: 408-451.
- [30] SIH G C. Some basic problems in fracture mechanics and new concepts[J]. **Engineering Fracture Mechanics**, 1973, 5(2): 365-377.
- [31] MA P, LI S, WANG X, et al. Numerical simulation of crack propagation and coalescence in rock materials by the peridynamic method based on strain energy density theory[J]. **Computational Geosciences**, 2022, 26(6): 1379-1396.
-
- 上接第 2295 页
- [33] CHEN Y F, HONG J M, ZHENG H K, et al. Evaluation of groundwater leakage into a drainage tunnel in Jinping-I arch dam foundation in southwestern China: a case study[J]. **Rock Mechanics and Rock Engineering**, 2016, 49(3): 961-979.
- [34] CHEN Y F, ZHOU C B, JING L B. Modeling coupled THM processes of geological porous media with multiphase flow: theory and validation against laboratory and field scale experiments[J]. **Computers and Geotechnics**, 2009, 36(8): 1308-1329.
- [35] CHEN Y F, WANG S, REN W, et al. Detection of leakage in the plunge pool area at Xiluodu arch dam with an integrated approach[J]. **Journal of Hydrology**, 2023, 618: 129135.
- [36] 袁晶晶, 陈益峰, 胡冉, 等. 岩溶地区高面板坝渗流特性与防渗安全评价[J]. **岩石力学与工程学报**, 2024, 43(2): 481-494.
- YUAN Jing-jing, CHEN Yi-feng, HU Ran, et al. Seepage behavior and its control performance assessment for a high concrete faced rockfill dam in karst areas[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2024, 43(2): 481-494.
- [37] 中华人民共和国水利部. SL 744-2016 水工建筑物荷载设计规范[S]. 北京: 中国水利水电出版社, 2016.
- Ministry of Water Resources of the People's Republic of China. SL 744-2016 Design code for loads of hydraulic structures [S]. Beijing: China Water & Power Press, 2016.
- [38] LI X, CHEN Y F, HU R, et al. Towards an optimization design of seepage control: a case study in dam engineering[J]. **Science China Technological Sciences**, 2017, 60(12): 1903-1916.
- [39] CHEN K K, LIU Y L, YU J Y, et al. Optimizing seepage control for underground powerhouse caverns near a large-scale fault[J]. **Tunnelling and Underground Space Technology**, 2025, 158: 106456.