

文章编号: 1007-2993(2024)03-0317-05

基于格子 Boltzmann 方法的单一粗糙裂隙 渗流状态研究

段志超 王菁菁 李育红 关艳丽 胡萱苒
(云南建投第一勘察设计有限公司, 云南昆明 650500)

【摘要】 岩体中普遍存在裂隙, 基于格子 Boltzmann 方法以及 D2G9 离散模型在计算流体的渗流状态下具有边界条件易于设置、计算效率较高、计算结果可视化等优点, 建立考虑不同粗糙度的单一裂隙渗流模型, 模型的上下边界设置为无滑移的全反弹边界, 左右边界则采用非平衡外推格式分布函数边界, 同时结合经典流体力学的 Poiseuille 流问题, 对计算模型进行验证。最后, 分析岩体裂隙表面粗糙程度对渗流状态的影响, 计算结果表明: 随壁面粗糙程度的增加, 流体的流速、大小、方向均会发生不同程度的改变, 并且在由粗糙度的改变而引起隙宽急剧变化的部位, 局部伴随着流体旋涡的形成, 导致流体内部摩擦阻力的增大, 从而产生较大的局部能量损耗。

【关键词】 岩体渗流; 格子 Boltzmann 方法; 单一粗糙裂隙渗流

【中图分类号】 O357.3

【文献标识码】 A

doi: 10.3969/j.issn.1007-2993.2024.03.009

Flow State of Single Rough Fracture Based on Lattice Boltzmann Method

Duan Zhichao Wang Jingjing Li Yuhong Guan Yanli Hu Xuanyu
(YCIH No.1 Engineering Survey and Design Co., Ltd., Kunming 650500, Yunnan, China)

【Abstract】 Based on the lattice Boltzmann method and D2G9 discrete model, a single fracture seepage model was established considering different roughness, with the advantages of the easy setting of boundary conditions, high computational efficiency, and visualization of calculation results. The upper and lower boundaries of the model were set as full rebound boundaries without slip. The distribution function boundary of the left and right edges was used in the non-equilibrium extrapolation format, and the model is verified with the Poiseuille flow problem of classical fluid mechanics. Finally, the influence of the surface roughness of rock fracture on the seepage state was analyzed. The calculation results showed that with the increase of the roughness of the wall surface, the flow velocity, size, and direction of the fluid will change to different degrees. In the parts where the gap width changes sharply due to the change of roughness, the formation of local fluid vortices will lead to the increase of internal friction resistance of the fluid, resulting in greater local energy loss.

【Key words】 rock mass seepage; Lattice Boltzmann method; single rough fracture flow

0 引言

我国岩溶分布面积约为 340 万 km², 占国土面积 35.4%, 特别是我国西南地区, 岩溶特征普遍存在, 严重者将引发岩溶塌陷、建筑物倒塌等一系列重大工程问题。造成岩溶发育的主要控制因素为水溶液。由于长期的地质演化作用以及无数次的地质变迁过程, 岩体内部存在大量的裂纹、裂隙、孔洞以及结构面等缺陷区域, 为水溶液的进入提供了先决条件, 岩

体基质内部错综复杂的裂隙网络构成了岩体中水溶液的主要运移通道, 也决定了岩体的渗透特性^[1-2], 长时间的渗透作用将导致岩体宏观物理力学性能的劣化, 因此有必要针对岩体裂隙的渗流问题展开一系列研究工作。单裂隙是岩体裂隙网络的基本单元, 其水力变化特征影响着整个岩体的渗流特性, 进而系统地研究单裂隙面的渗透特征可为合理有效预测工程岩体复杂的渗流状态奠定坚实的基础, 为岩土工程

作者简介: 段志超, 男, 1985 年生, 汉族, 云南昆明人, 大学本科, 高级工程师, 主要从事岩土工程及勘察等方面的相关研究工作。

E-mail: 272224868@qq.com

通讯作者: 王菁菁, 女, 1985 年生, 汉族, 云南保山人, 大学本科, 高级工程师, 主要从事岩土工程及勘察等方面的相关研究工作。

E-mail: 312693627@qq.com

服役寿命的预测提供一定参考依据。

格子 Boltzmann 方法是基于介观物质运动的模拟方法,其边界条件设置简单且能较准确地求解流体流动的 Navier-Stokes 方程。因此,格子 Boltzmann 方法已发展成为计算岩体裂隙渗流的有效数值计算方法之一^[3-4]。朱益腾^[5]基于格子 Boltzmann 方法建立了平板裂隙渗流模型,并对其进行验证。田忠伟等^[6]使用格子 Boltzmann 方法及达西定理和立方体定量比较分析了裂隙率和隙宽对渗透率的影响,得到裂隙率和隙宽与渗透率呈正相关关系。董武书等^[7]基于格子 Boltzmann 方法分析了不同压力差和裂隙宽度对单一平板裂隙渗流量及流量稳定所需计算时间步的影响。鲁俊杰^[8]借助格子 Boltzmann 方法研究了裂隙几何参数与水力参数的关系并分析讨论了裂隙隙宽对渗流作用的影响,发现渗流作用过程中裂隙的水力隙宽均小于机械隙宽。

针对于粗糙裂隙渗流状态的研究还较少,本文基于格子 Boltzmann 方法,构建单一裂隙的渗流计算模型并进行验证,研究分析岩体裂隙粗糙度与渗流机制间的相互关系。

1 单裂隙渗流计算模型

假设渗流流体为不可压缩的牛顿流体,其流动过程遵守动量守恒定律(N-S 方程),如式(1)所示:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \nabla [\rho \nu (\nabla u + (\nabla u)^T)] \end{cases} \quad (1)$$

式中: t 为渗流计算时步; ρ 为流体密度; ν 为流体粘滞系数; u 为流体渗流速度; ∇ 为拉普拉斯算子; p 为驱动压力。

质量守恒方程(连续性方程):

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

式中: u_x 为流体在 x 方向的速度分量; u_y 为流体在 y 方向的速度分量。

1.1 格子 Boltzmann 计算模型

格子 Boltzmann 方法首先将所需计算区域进行网格划分,随后求解各个网格点在 t 时间步长下的分布函数,基于质量和动量守恒方程对各时步分布函数进行离散,具体离散的格子 Boltzmann 方程如式(3)所示:

$$f(r + e_i, t + \delta_t) - f(r, t) = -\frac{f_i(r, t) - f_i^{eq}(r, t)}{\tau} \quad (3)$$

本文采用 Guo 等^[9]提出的 D2G9 模型,其网格

离散速度有 9 个分布方向(见图 1)。

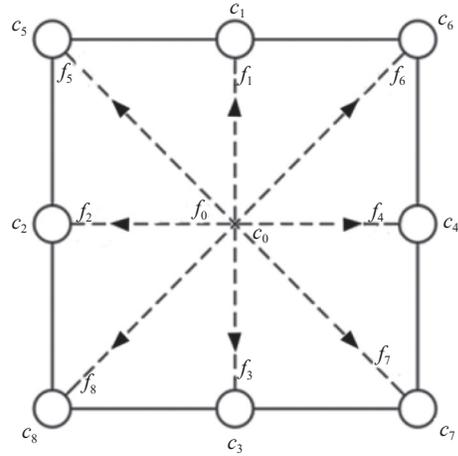


图 1 D2G9 模型示意图^[9]

因此上述格子 Boltzmann 方程式中由 9 个方向上的速度向量构成的集合见式(4):

$$e_i = c \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中: c 为网格点速度, $c = \delta_x / \delta_t$, δ_x 、 δ_t 分别为离散过程中相邻格子间的步长和计算时间; τ 为计算过程中的无量纲弛豫时间,当 $\tau = 1.0$ 时,方程式通常可以得到稳定的解^[6]; $f_i^{eq}(r, t)$ 为格点运动过程下平衡状态的分布函数。对于 D2G9 模型, $f_i^{eq}(r, t)$ 的具体表达式见式(5):

$$f_i^{eq}(r, t) = \begin{cases} \rho_0 - 4d_0 \frac{p}{c^2} + \rho_0 A_i(u) & i=0 \\ d_1 \frac{p}{c^2} + \rho_0 A_i(u) & i=1,2,3,4 \\ d_2 \frac{p}{c^2} + \rho_0 A_i(u) & i=5,6,7,8 \end{cases} \quad (5)$$

式中: d_1 、 d_2 均为计算模型参数,满足 $\begin{cases} d_1 + d_2 = \frac{5}{12} \\ d_1 + 2d_2 = \frac{1}{2} \end{cases}$,

其中 $d_1 = 1/3$, $d_2 = 1/12$;

ρ_0 为岩体裂隙中流体的密度;

$$A_i(u) = \omega_i \left[\frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(e_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right];$$

c_s 为格子声速, $c_s^2 = \frac{c^2}{3}$; p 为裂隙两端压力; ω_i 为权重系数。其中:

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & (i=0) \\ \frac{1}{9} & (i=1,2,3,4) \\ \frac{1}{36} & (i=5,6,7,8) \end{cases}$$

基于物质的质量守恒及动量守恒定律, 可基于上述分布函数参数计算渗流过程中流体的宏观密度、速度和端口压力, 具体计算关系式如下:

$$\rho_0 = \sum_{i=0}^8 f_i = \sum_{i=0}^8 f_i^{eq} \quad (6)$$

$$u = \sum_{i=0}^8 f_i e_i \quad (7)$$

$$p = \rho_0 \frac{c^2}{4d_0} \left[\sum_{i=0}^8 f_i + A_0(u) \right] \quad (8)$$

对于计算过程中宏观尺度与微观尺度的耦合, 使用 Chapman-Enskog 多尺度展开方法, 可将方程式(3)转化还原为宏观控制方程式(1)、式(2)^[10-12]。同时, 可计算渗流过程中流体的运动粘滞系数:

$$\nu = c_s^2 \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \delta_t \quad (9)$$

边界条件的设置计算对流体渗流过程的模拟起着重要作用, 本文上下边界采用无相对移动的完全反

$$err = \frac{\sqrt{\sum \{ [u_x(i_x, i_y, t+dt) - u_x(i_x, i_y, t)]^2 + [u_y(i_x, i_y, t+dt) - u_y(i_x, i_y, t)]^2 \}}}{\sqrt{\sum [u_x(i_x, i_y, t+dt)^2 + u_y(i_x, i_y, t+dt)^2]}} < 10^{-10} \quad (12)$$

1.2 模型验证

为验证本数值计算模型的可靠性, 对岩体裂隙中的泊肃叶流状态进行模拟, 并将计算结果与理论解析解进行比较, 以对模型进行验证。

泊肃叶流作为岩体裂隙渗流中较为经典的算例之一, 其运行环境为: 上下壁面为光滑的无滑移的岩体壁面, 在裂隙两端存在一定压力差, 进而驱动裂隙中的流体保持层流状态, 且各截面流体速度在中点位置流速最大, 向壁面两端逐渐递减, 直至固体壁面为 0。

模拟计算过程中所有计算参数均采用无量纲的格子单位, 采用 $L \times H = 300 \times 60$ 的网格进行模拟计算, 设流体的运动粘滞系数为 0.2, 初始密度为 1.0, 裂隙入口端压力为 1.008, 出口端压力为 1.0。基于以上参数进行数值计算, 并且以模型中网格点的左下角为坐标原点, 建立笛卡尔坐标系, 记录输出 $x=60$ 截面处, 裂隙中流体在 x 方向的横向流速, 并将其与理论解析计算结果相对比, 其对比结果如图 2 所示。由图 2 可知, 格子 Boltzmann 模型所获得的数值计算解与理论解析解基本完全吻合, 表明该计算模型可较有效准确地对流体的渗流过程进行数值模拟计算。

弹边界格式, 其分布函数计算表达式为:

$$f_a(x_b, t) = f_b(x_a, t) \quad (10)$$

式中: a 为裂隙内格点指向岩壁方向; b 为 a 的反方向; x_b 为渗流通道的岩壁格点; x_a 为流体格点。

在渗流通道的两端设置压力差, 并采用非平衡外推格式^[13]:

$$f_i(C, t) = f_i^{eq}(C, t) + [f_i(D, t) - f_i^{eq}(D, t)] \quad (11)$$

式中: $f_i(C, t)$ 为 t 时步下粒子的分布函数; $f_i^{eq}(C, t)$ 为边界节点的平衡态分布函数; $f_i(D, t)$ 为相邻节点的粒子分布函数; $f_i^{eq}(D, t)$ 为相邻节点的平衡态分布函数。

在计算过程中, 只要保证格子 Boltzmann 计算模型各个模块的正确性, 则该模型即可一直处于计算状态, 进行无限次计算。因此, 为在相对较短时间内得到较准确的计算结果, 利用格点在两个相邻时间步长下所计算得到的宏观速度, 求相对误差进而判断计算结果的收敛性, 其计算式如式(12)所示, 当其小于 10^{-10} 时, 则表示计算结果已收敛, 可停止计算, 否则继续计算直到达到目标收敛系数。

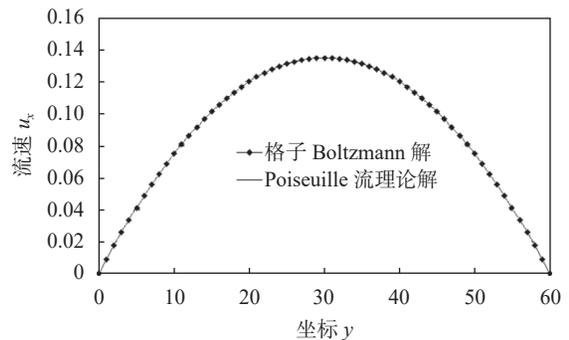


图 2 格子 Boltzmann 模型计算解与泊肃叶流理论解对比图

2 分析讨论

在岩石力学与工程地质领域, 岩体中的渗流作用往往会削弱岩体的强度以及稳定性, 为工程安全带来隐患, 然而天然状态下岩体裂隙表面并非为光滑平板状态, 大多为粗糙裂隙。因此, 为分析粗糙度对流体渗流状态的影响, 基于格子 Boltzmann 方法, 建立 4 种粗糙度下的渗流模型进行计算。

2.1 粗糙裂隙面粗糙度表征

在岩体壁面粗糙度的刻画过程中, 将渗流通道均匀分割为 n 段。设每段起点高度为 0, 每一段末端的高度为最大高度乘以 0~1 之间的随机数, 其具体

计算表达式为 $Hl = h_{\max} \times r_{\text{and}}(0,1)$, 即可在各分段生成不同起伏高度的通道, 随后将 n 个分段相结合形成具备不同粗糙程度的渗流通道。在本文中设 $n=20$, h_{\max} 分别取 5, 10, 20, 生成的粗糙裂隙面如图 3 所示。

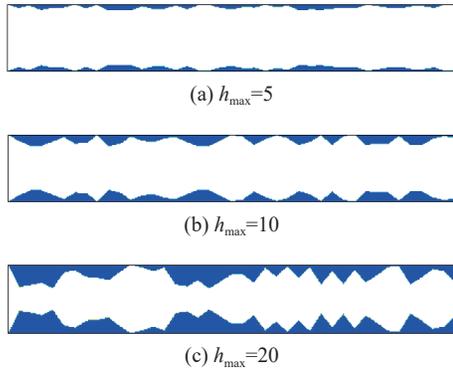


图 3 粗糙裂隙面

2.2 粗糙裂隙渗流状态及沿程压降变化

基于格子 Boltzmann 渗流计算模型分别对各粗糙度状态下的渗流状态进行模拟计算。得到渗流通道分段裂隙壁面的最大高度分别为 0, 5, 10, 20 时, 其流体雷诺数分别为 64.8, 47.7, 29.5, 8.7, 表明流体在裂隙内的流动状态基本保持层流状态。

图 4 为 $h_{\max}=10$ 时格子 Boltzmann 方法以及理论解压力变化规律的对比图。由图可知, 渗流通道中心处压力与通道长度呈负相关关系, 即沿渗流长度逐渐增大, 压力逐渐减小, 并且由于粗糙裂隙面的阻碍作用导致压力下降趋势并非呈线性状态。在理论计算过程中, 由于忽略了粗糙度变化而引起的局部压降的突变, 因而其计算结果小于格子 Boltzmann 模型所获结果, 对于 $h_{\max}=10$ 时, 采用平板理论得到计算结果与格子 Boltzmann 模型计算结果的最大误差达到 15.2%。因此, 有必要对粗糙裂隙的渗流进行独立的研究分析。

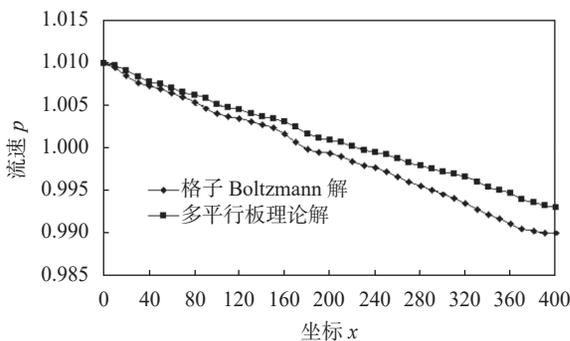


图 4 粗糙裂隙与平板裂隙理论解对比分析

图 5 为不同状态下, 渗流流体的流线分布图, 由图可知, 对于 $h_{\max}=0$ 的光滑平板通道, 其通道内流体

均呈稳定的层流状态。当渗流通道壁面呈粗糙状态时, 壁面对附近流体的流动产生阻碍作用, 进而改变流体的流动性能。同时随渗流通道相对粗糙程度的增大, 壁面对流体阻碍效应的增强, 导致流体流动过程中内部摩擦阻力的增大, 最终产生不同程度的局部能量耗散。

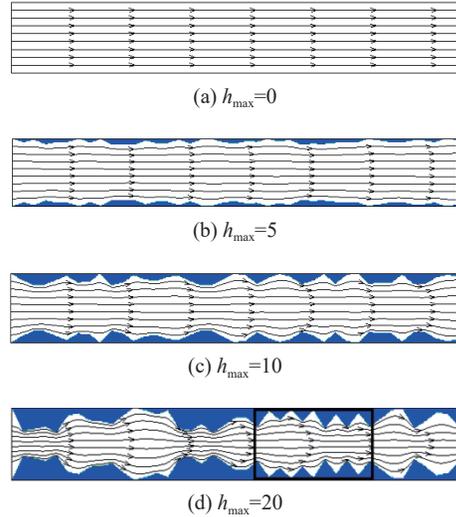


图 5 不同粗糙度状态下渗流流线分布图

图 6 为不同粗糙状态下渗流通道中间断面压力沿渗流长度方向的变化图。由图可知, 当裂隙壁面粗糙度较小时 ($h_{\max}=0$), 其通道中心压力变化与光滑平板流 ($h_{\max}=0$) 基本保持一致, 均近似呈线性变化。随壁面粗糙程度的增大, 通道中心处压力的变化逐渐偏离直线方向, 并且在粗糙度突变部位, 压力变化的非线性特征最为显著。

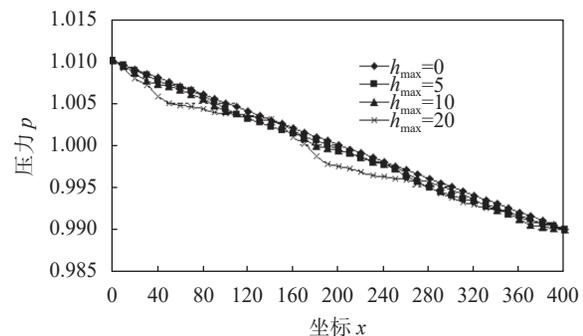


图 6 不同粗糙度状态下裂隙中间断面压力沿长度方向的变化趋势

3 结语

本文基于格子 Boltzmann 方法以及不可压缩流体的 D2G9 模型, 研究了压力作用下粗糙单一裂隙的渗流特性, 得到以下结论:

(1) 基于格子 Boltzmann 方法构建的裂隙渗流模型可有效模拟粗糙壁面流体的渗流过程, 以分析渗流

裂隙面各点的流态信息。

(2) 基于裂隙渗流模型分别计算 4 种壁面粗糙状态下流体的流动特征。根据流体雷诺数和各区域流线变化可知, 渗流通道内流体的流动近似呈层流状态, 但在壁面附近流体的层流状态被打破, 流体的流速及方向发生剧烈变化, 且随粗糙程度的增加, 变化程度也相应增大。

(3) 对于光滑平板裂隙, 渗流通道中心处压力沿长度方向呈线性变化, 随壁面粗糙度的增加, 通道中心处压力变化逐渐偏离直线方向, 在粗糙度变化较大部位, 中心处压力的非线性变化最为显著。

参 考 文 献

- [1] 刘日成, 蒋宇静, 李 博, 等. 基于逆 Broyden 秩 1 拟牛顿迭代法的岩体裂隙网络渗流特性研究 [J]. 岩土力学, 2016, 37(1): 219-228.
- [2] 陈益峰, 周创兵, 盛永清. 考虑峰后力学特性的岩石节理渗流广义立方定律 [J]. 岩土力学, 2008, 29(7): 1825-1831.
- [3] 张 霞, 李凤滨, 盛金昌, 等. 格子 Boltzmann 方法模拟土体渗流场研究 [J]. 水电能源科学, 2012, 30(10): 61-64.
- [4] 盛金昌, 王 璠, 张 霞, 等. 格子 Boltzmann 方法研究岩石粗糙裂隙渗流特性 [J]. 岩土工程学报, 2014, 36(7): 1213-1217.
- [5] 朱益腾. 基于 LB 方法平板流立方定律的数值模拟研究 [J]. 价值工程, 2017, 36(10): 94-97.
- [6] 田忠伟, 赵志刚, 周 亚, 等. 基于格子 Boltzmann 方法的裂隙介质渗流模拟研究 [J]. 煤炭技术, 2017, 36(11): 181-183.
- [7] 董武书, 张 跃. 单一裂隙渗流的格子 Boltzmann 数值模拟 [J]. 煤炭技术, 2021, 40(1): 82-85.
- [8] 鲁俊杰. 花岗岩裂隙等效水力隙宽表征及渗透特性研究 [D]. 南京: 南京大学, 2019.
- [9] GUO Z L, SHI B C, WANG N C. Lattice BGK model for incompressible Navier-Stokes equation[J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 165: 288-306.
- [10] 郭照立, 郑楚光. 格子 Boltzmann 方法的原理及应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2008.
- [11] 何雅玲, 王 勇, 李 庆. 格子 Boltzmann 方法的理论及应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2008.
- [12] SUKOP M C, THORNE D T. Lattice Boltzmann Modeling: An Introduction for Geoscientists and Engineers[M]. Berlin: Springer Verlag, 2006.
- [13] GUO Z L, ZHENG C G, SHI B C. Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice Boltzmann method[J]. *Chinese Physics*, 2002, 11(4): 366-374.

收稿日期: 2023-12-22