

DOI: 10.11779/CJGE201607013

岩体裂隙面粗糙度对其渗流特性的影响研究

王志良¹, 申林方¹, 徐则民¹, 李邵军²

(1. 昆明理工大学建筑工程学院, 云南 昆明 650500; 2. 中国科学院武汉岩土力学研究所岩土力学与工程国家重点实验室, 湖北 武汉 430071)

摘要: 为了研究岩体裂隙面的粗糙程度与渗流机制间的相互关系, 将裂隙沿长度方向均匀分割成若干段, 通过设置每一段末端的随机高度, 生成两侧对称的粗糙裂隙面。基于格子 Boltzmann 方法, 采用不可压缩流体的 D2G9 模型, 验证了经典的 Poiseuille 流, 计算了不同相对粗糙度岩体裂隙的渗流特性, 讨论了裂隙面粗糙度对渗流流态的影响。研究结果表明: 裂隙结构壁面对流体的阻碍作用, 使得流体在壁面附近的流动产生急剧调整, 同时随着裂隙相对粗糙度的增加, 在裂隙隙宽急剧变化的部位, 局部伴随着旋涡的形成, 导致流体内部摩擦阻力作用增大。在单位时间截面渗流量及每一段平均隙宽相等的条件下, 将本数值解与多平行板理论解进行了对比, 对于相对粗糙度 $\delta=0.01674$ 的裂隙方案, 由于多平行板理论解忽略了粗糙裂隙隙宽变化而引起的局部压降, 其裂隙中线处压降产生的最大误差达到 15.2%。当相对粗糙度较小时, 裂隙中线处的压力与光滑平板流相类似, 近似呈线性变化。随着裂隙相对粗糙度增大, 压力变化偏离直线方向, 且在断面由窄突然变宽的部位, 压力变化偏离线性尤为显著。

关键词: 岩体裂隙; 渗流特性; 粗糙度; 数值模拟; 格子 Boltzmann 方法

中图分类号: TU451 文献标识码: A 文章编号: 1000-4548(2016)07-1262-07

作者简介: 王志良(1982-), 男, 副教授, 主要从事土体及岩体裂隙渗流方面的研究工作。E-mail: wangzhiliangtj@126.com。

Influence of roughness of rock fracture on seepage characteristics

WANG Zhi-liang¹, SHEN Lin-fang¹, XU Ze-min¹, LI Shao-jun²

(1. Faculty of Civil Engineering and Mechanics, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650500, China; 2. State Key

Laboratory of Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan
430071, China)

Abstract: In order to study the relationship between surface roughness of rock fracture and seepage mechanism, the rock fracture is divided into several segments along length direction, and the symmetric rough fracture surface is generated by setting random height at the end of each segment. Based on the D2G9 model, which is used for simulating incompressible fluid, the classic Poiseuille flow is verified using the lattice Boltzmann method, the seepage characteristics of rock fracture with different relative roughnesses are calculated, and the influence of surface roughness on the flow state of fluid is discussed. The results show that the fracture wall blocks the flow of fluid, and flow state near wall changes dramatically. At the same time, with the increase of the relative roughness, there are vortices in the local area, where the changes of fracture width are dramatic, which induces the increase of internal friction in the fluid. Under the equal flow discharge of section in unit time and average fracture width, the present numerical solution is compared with the theoretical one of multi-parallel plate. Because the multi-parallel plate theory neglects the partial pressure drop caused by changes of fracture width, the maximum error of the pressure drop in the middle section is 15.2% less than the numerical solution for fracture scheme with relative roughness $\delta=0.01674$. When the relative roughness is small, the pressure in the middle of fracture is similar to that of the smooth plate model, and the trend is almost linear. The pressure deviates from the line direction with the increase of relative roughness, and the changes are larger at the section, where the fracture width changes from narrowness to broadness suddenly.

Key words: rock fracture; seepage characteristic; roughness; numerical simulation; lattice Boltzmann method

0 引言

天然岩体形成经历了漫长的成岩、地质变迁、风化作用及构造演化等复杂历史过程, 其内部存在大量

基金项目: 国家自然科学基金项目(51408284, 51508253, U1502232);
昆明理工大学人才培养基金项目(KKSY201306023)
收稿日期: 2015-08-25

的结构面, 如裂隙、断层、节理等, 它们的存在为地下水的运移和储存提供了场所, 由此导致的渗流问题及工程灾害在水利水电、能源开采、放射性核废料存储等大型地下工程中屡见不鲜, 因此, 系统深入地研究岩体裂隙的渗流特性具有非常重要的现实意义和工程应用价值。

岩体内部裂隙纵横交错、相互联接, 形成了一个广泛而复杂的裂隙网络系统。单一裂隙是构成网络裂隙的基本单元, 裂隙的隙宽、粗糙起伏程度等几何参数是影响裂隙内流体流动的主要因素。因此, 有必要结合岩体裂隙的粗糙程度研究单一裂隙的流体流动特性, 为系统研究岩体裂隙网络的渗流机制奠定基础。

目前, 基于光滑平行板理论的单一裂隙渗流立方定律已广泛应用于岩体裂隙的渗流分析。然而天然的岩体裂隙面是粗糙、不规则的, 若将平均隙宽或机械隙宽应用于立方定律, 计算结果将存在较大的误差^[1-4]。Lomize^[5]、Louis^[6]、Barton等^[7]、速宝玉^[8]等基于大量试验研究及统计分析, 得出了修正的立方定律经验公式, 并用于计算粗糙裂隙渗流规律。朱红光等^[4]将粗糙裂隙离散成若干段, 通过假设每段为光滑平板, 以此满足立方定律, 根据每一段的流量相等, 推导出了多平行板等效渗流模型。然而, 裂隙隙宽的变化势必会引起流体流动状态的改变, 从而产生能量损失, 进而影响其渗流机制。Javadi等^[9]、张鹏等^[10]提出了考虑裂隙隙宽突变产生局部压降对渗流特性影响的理论计算新模型。可见, 理论推导和试验研究通常只能基于不同的假设条件对理想的粗糙裂隙进行分析, 而对于不规则的天然裂隙则往往难以实现。

随着计算机技术的快速发展, 数值模拟已逐渐应用于岩体裂隙渗流的计算分析, 它不仅可以模拟复杂的粗糙裂隙结构, 同时可以深入细致地研究裂隙渗流机制。自1988年发展起来的格子Boltzmann方法, 通过描述粒子微团随时间的演化规律, 实现宏观流体间质量、动量、能量的输运, 是一种有效模拟流体运动的介观数值计算方法。由于其具有物理概念清晰、计算简单、容易编程且便于处理流体与复杂边界间的相互作用等优点, 在模拟粗糙岩体裂隙渗流特性方面具有显著优势^[11-13]。为此, 本文基于格子Boltzmann方法, 采用模拟不可压缩流体的D2G9模型, 计算了光滑平行板裂隙流, 验证了该方法的正确性, 同时分析了岩体裂隙不同粗糙度方案的渗流情况, 探究了裂隙粗糙程度与渗流机制间的相互关系。

1 粗糙裂隙渗流基本原理

假设岩体裂隙内的流体为不可压缩的牛顿流体,

则其二维渗流应遵从的宏观方程为:

(1) 动量守恒方程 (N-S方程)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} &= F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} &= F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + v \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 t 为时间; u_x , u_y 分别为 x , y 向的速度分量; F_x , F_y 分别为 x , y 向的质量力; ρ 为流体的密度; v 为流体的运动黏滞系数; p 为压力。

(2) 质量守恒方程 (连续性方程)

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

由于N-S方程为非线性二阶偏微分方程组, 一般情况下获得其精确解是非常困难的, 只有在某些特殊条件下才能求得, 例如基于光滑平板假设下, 获得的理论解即立方定律。

2 粗糙裂隙模拟方法

在实际工程中, 岩体裂隙往往是凹凸不平的, 其粗糙程度对流体的渗流状态有着重要影响。通常情况下, 将裂隙的平均隙宽 \bar{b} 、绝对粗糙度 Δ 等作为表征其几何形貌的重要影响因素, 并对其进行量化, 分析粗糙裂隙的渗流特性。

一般可采用相对粗糙度 δ 来对岩体裂隙的几何形貌进行描述:

$$\delta = \frac{\Delta}{\bar{b}}, \quad (3)$$

式中, Δ 和 \bar{b} 分别为裂隙的绝对粗糙度和平均隙宽, 且 $\Delta = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} |b_{i+1} - b_i|$, $\bar{b} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n b_i$ 。

为了使生成的岩体粗糙裂隙面接近自然状态, 将裂隙沿长度方向均匀分割成 n 段, 每一段的长度为 $l_i=L/n$, 式中 L 为裂隙的总长度。假设裂隙起点的高度为 0, 每一段末端的高度为 $h_i=h_{\max} \cdot \text{rand}(0, 1)$, h_{\max} 为每一段的最大高度; $\text{rand}(0, 1)$ 为 0~1 之间的一个随机数, 将各段首尾相接即可生成粗糙岩体裂隙面, 如图 1 所示。表 1 列出了裂隙总长度 L ×最大宽度 $B=400\times60$, 当 $l_i=10$, h_{\max} 分别取 5, 10, 20 时分段随机生成两侧对称的粗糙岩体裂隙面。

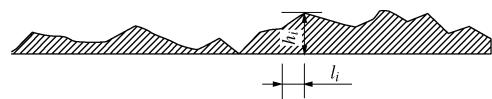


图 1 分段随机生成粗糙裂隙面示意图

Fig. 1 Diagram of rough surface generated by piecewise random method

表 1 分段随机生成的粗糙裂隙面形状

Table 1 Rough fracture surface generated by piecewise random method

$l_i \times h_{\max}$	δ	裂隙形状基本情况
10×5	0.00699	
10×10	0.01674	
10×20	0.03572	

3 格子 Boltzmann 模型

3.1 格子 Boltzmann 方程

格子 Boltzmann 方法通过求解时间 t 、位置 r 处粒子分布函数 $f(r, t)$ 的离散 Boltzmann 方程，来满足质量守恒定律及动量守恒定律，从而计算微观尺度上流体在粗糙裂隙内的流动规律。本文采用 Guo 等^[14]提出模拟不可压缩流体的二维九速模型 (D2G9)，其格子离散速度分布方向如图 2 所示，粒子分布函数 $f_i(r, t)$ 的时间演化可以通过离散的格子 Boltzmann 方程表示为

$$f_i(r + \mathbf{e}_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(r, t) = -\frac{f_i(r, t) - f_i^{\text{eq}}(r, t)}{\tau} \quad (i = 0, 1, 2, \dots, 8), \quad (4)$$

式中， $f_i(r, t)$ 为 t 时刻在格点 r 处沿 i 方向的粒子分布函数， \mathbf{e}_i 为离散速度，由 9 个方向上的速度向量构成如下的集合：

$$\mathbf{e}_i = c \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

式中 c 为格子速度， $c = \delta_x / \delta_t$ ， δ_x ， δ_t 分别为离散的格子步长和时间步长； τ 为无量纲的弛豫时间， $\tau = 1.0$ 时通常可以得到稳定的解^[15]； $f_i^{\text{eq}}(r, t)$ 为平衡态分布函数，对于 D2G9 模型， $f_i^{\text{eq}}(r, t)$ 可用下式表示：

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

式中， d_0 ， d_1 ， d_2 为模型参数，并满足如下条件：

$d_1 + d_2 = d_0$ ， $d_1 + 2d_2 = \frac{1}{2}$ 。在数值计算中，通常可取

为 $d_0 = 5/12$ ， $d_1 = 1/3$ ， $d_2 = 1/12$ ； ρ_0 为流体的密度；

$$s_i(u) = \omega_i \left[\frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right]； c_s$$
 为格子声速，

$c_s^2 = \frac{c^2}{3}$ ； p 为流体的压力； ω_i 为权系数，

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

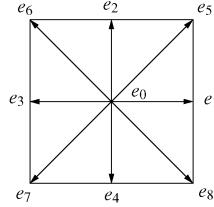


图 2 D2G9 模型

Fig. 2 D2G9 model

根据宏观的质量及动量守恒定律，计算模型的密度、速度、压力与微观粒子分布函数间的关系如下：

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

$$u = \frac{1}{\rho_0} \sum_{i=0}^8 f_i \mathbf{e}_i \quad , \quad (9)$$

$$p = \rho_0 \frac{c^2}{4d_0} \left[\sum_{i=1}^8 f_i + s_0(u) \right] \quad . \quad (10)$$

利用 Chapman-Enskog 多尺度展开方法，可以将格子 Boltzmann 方程式 (4) 还原为宏观控制方程式 (1)、(2)^[12-13, 15]。同时，可以得到式 (1) 中的宏观变量运动黏滞系数 ν ：

$$\nu = c_s^2 \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \delta_t \quad . \quad (11)$$

3.2 边界条件

边界条件处理在格子 Boltzmann 方法中起着重要作用，它对计算效率、精度及稳定性均有较大的影响。对于粗糙裂隙流固耦合作用的物理边界，可采用无滑动的完全反弹格式进行模拟，相应的粒子分布函数可表示为

$$f_{\bar{i}}(x_b, t) = f_i(x_f, t) \quad , \quad (12)$$

式中， i 为指向壁面的方向， \bar{i} 为 i 的反方向， x_b 为固体壁面节点， x_f 为流体节点， $x_f = x_b - \mathbf{e}_i \delta_t$ 。

对于粗糙裂隙流体出入口的压力边界，采用 Guo 等^[16]提出的非平衡态外推格式，其边界节点的粒子分布函数 f 可表示为

$$f_i(B, t) = f_i^{\text{eq}}(B, t) + [f_i(O, t) - f_i^{\text{eq}}(O, t)], \quad (13)$$

式中， $f_i(B, t)$ ， $f_i^{\text{eq}}(B, t)$ 为边界节点的粒子分布函数及平衡态分布函数， $f_i(O, t)$ ， $f_i^{\text{eq}}(O, t)$ 为与边界节点相邻渗流场内的粒子分布函数及平衡态分布函数。

3.3 计算结果收敛判断依据

本文采用两个相邻时步宏观速度的相对误差，判

断计算结果的收敛性, 其计算公式如下:

$$\text{err} = \frac{\sqrt{\sum\{(u_x(r,t+\delta_t)-u_x(r,t))^2 + (u_y(r,t+\delta_t)-u_y(r,t))^2\}}}{\sqrt{\sum[u_x(r,t+\delta_t)^2 + u_y(r,t+\delta_t)^2]}}, \quad (14)$$

式中, $u_x(r,t)$, $u_y(r,t)$ 分别为 t 时刻在格点 r 处 x , y 方向的宏观速度, $u_x(r,t+\delta_t)$, $u_y(r,t+\delta_t)$ 分别为 $t+\delta_t$ 时刻在格点 r 处 x , y 方向的宏观速度。

给定一个计算收敛的标准小量 ε , 当 $\text{err} < \varepsilon$ 时, 表示计算结果收敛, 可以终止计算; 否则继续计算。

3.4 计算步骤

基于 D2G9 模型的格子 Boltzmann 方法, 编制了相应的计算程序, 分析计算了粗糙岩体裂隙的渗流特性, 对于这一研究问题的计算步骤如下:

(1) 将裂隙沿长度方向进行划分, 通过设置每一段末端的随机高度, 生成粗糙岩体裂隙面的物理模型。

(2) 将物理模型进行网格划分, 确定计算模型的细观结构。

(3) 初始化参数, 确定各节点的粒子分布函数 f 及宏观变量(速度 u 、压力 p 等)。

(4) 在同一时步求解离散的格子 Boltzmann 方程(进行迁移、碰撞等演化)。

(5) 施加边界条件。

(6) 根据演化后的粒子速度分布函数 f , 计算压力 p , 速度 u 等宏观变量。

(7) 根据相邻时步宏观速度的相对误差, 判断计算结果的收敛性。如不收敛, 则重复(4)~(6)步的操作; 如收敛, 则进行计算结果输出。

4 数值计算结果讨论

采用分段随机方法生成对称的粗糙岩体裂隙面, 计算区域为 $L \times B=400 \times 60$ 的网格, 沿裂隙长度方向为 400 个网格, 计算模型如图 3 所示。在宏观边界上, 粗糙裂隙表面设置成不透水边界 ($u_x=u_y=0$); 左右边界为压力控制, 左边为渗流场入口 ($p=p_{\text{in}}$), 右边为渗流场出口 ($p=p_{\text{out}}$)。相应于微观尺度, 左右压力边界为非平衡态外推格式, 粗糙的裂隙表面为标准反弹格式。本文的格子 Boltzmann 计算模型均采用格子单位, 相应的参数分别取为: 时间步长 $\delta_t=1.0$, 横向及纵向取为等格子步长 $\delta_x=\delta_y=1.0$, 格子速度 $c=1.0$, 初始密度 $\rho_0=1.0$, 格子声速 $c_s=1/\sqrt{3}$, 驰豫时间 $\tau=1.0$ 。压力边界为左侧 $p_{\text{in}}=1.01$, 右侧 $p_{\text{out}}=0.99$ 。为了保证计算结果的稳定性, 计算收敛标准为 $\varepsilon=10^{-8}$ 。

4.1 数值计算方法验证

为验证本数值计算方法的可靠性, 取 $h_{\max}=0$, 即

$h_i=0$, 则粗糙裂隙成为光滑平行板, 由此可满足 Poiseuille 流的假设, 图 4 为 $x=200$ 断面处裂隙渗流流速 u_x 本文解与理论解的对比, 从图中可以看出两者具有较好的一致性。图 5 为单位时间截面渗流流量及每一段平均隙宽相等的条件下 $y=30$ 断面处(裂隙中间断面)本文解与多平行板理论解所得压力分布的对比, 由图可知两者的计算结果非常吻合, 充分证明了格子 Boltzmann 方法能有效地进行岩体裂隙流的数值计算。

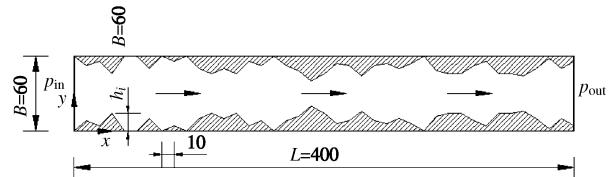


图 3 计算模型示意图

Fig. 3 Diagram of computational model

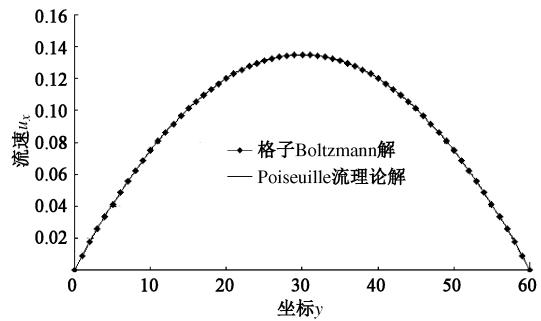


图 4 $x=200$ 断面光滑平板流流速 u_x 分布图

Fig. 4 Distribution of velocity u_x of smooth plate flow at section of $x=200$

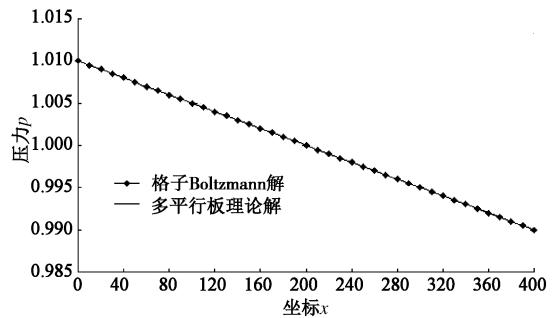


图 5 $y=30$ 断面光滑平板流压力 p 分布图

Fig. 5 Distribution of pressure p of smooth plate flow at section of $y=30$

4.2 粗糙裂隙渗流场数值计算结果讨论

基于 D2G9 模型, 采用格子 Boltzmann 方法对不同粗糙度裂隙方案分别进行了数值计算。经计算得到, 分段裂隙最大高度 h_{\max} 为 0, 5, 10, 20(粗糙裂隙面的形状及相对粗糙度见表 1)时, 流体流动的雷诺数分别为 64.8, 47.7, 29.5, 8.7, 故流体在裂隙内的流动

基本处于层流状态。图 6 为相应粗糙度裂隙方案渗流场的流线分布图。从图中可以看出,对于光滑平行板裂隙,流体始终处于有条不紊、互不掺混的层流运动状态。对于粗糙的岩体裂隙,由于结构壁面对流体的阻碍作用,使得流体在壁面附近的流动产生急剧调整,流速的大小、方向均发生较为剧烈地改变。同时随着裂隙相对粗糙度的增加,在裂隙宽急剧变化的部位,局部伴随着旋涡的形成,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。

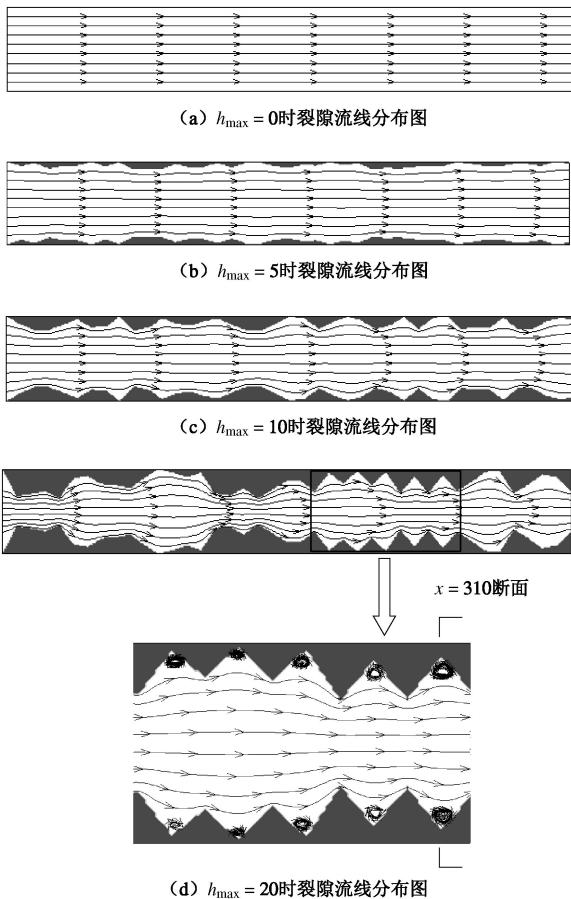


图 6 不同粗糙度裂隙方案渗流流线分布图

Fig. 6 Distribution of flow streamlines for fracture schemes with different surface roughnesses

图 7 为 $h_{\max}=20$ 粗糙裂隙方案 $x=310$ 断面(见图 6(d))渗流流速 u_x 的分布曲线图与同宽度同压降情况下 Poiseuille 流的对比。从图 7 中可以看出,由于受到粗糙裂隙面的作用,在同等宽度下,粗糙裂隙流的流速与光滑平行板裂隙流相比,无论在流速大小及变化规律方面均存在较大的差别。因此同等条件下的平板裂隙流并不能反映粗糙裂隙的渗流规律。

在单位时间截面渗流流量及每一段平均隙宽相等的条件下,将中间断面压力变化的本文数值解与多平行板理论解进行了分析对比,图 8 为 $h_{\max}=10$ 方案(粗糙裂隙形状见表 1 中 $\delta=0.01674$ 的方案)两者压力变

化规律的对比图。从图 8 中可知,沿长度方向裂隙中心处的压力逐渐下降,由于受到不规则粗糙裂隙面的影响,压降并非线性变化。而对于多平行板理论解,由于忽略了粗糙裂隙宽变化而引起的局部压降,采用该方法计算得到的压降比实际情况小,对于本文相对粗糙度 $\delta=0.01674$ 的裂隙方案,采用多平行板理论所得到计算结果的最大误差达到 15.2%。

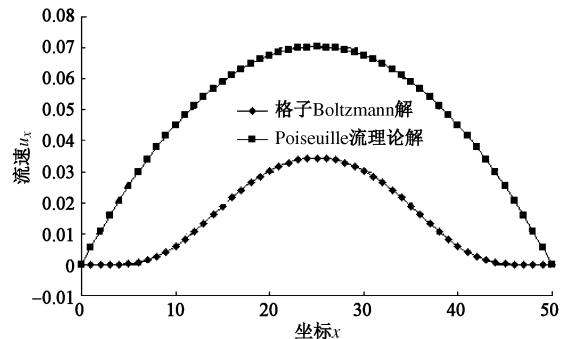


图 7 $x=310$ 断面渗流流速 u_x 的对比图

Fig. 7 Comparison of velocity u_x at section of $x=310$

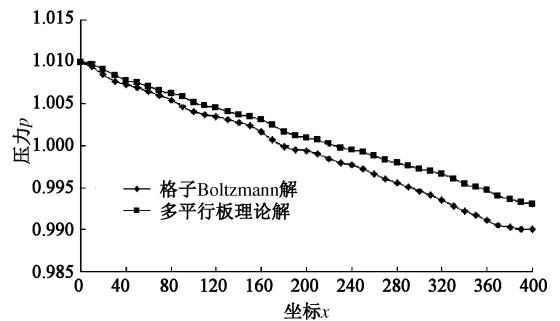


图 8 $h_{\max}=10$ 时 $y=30$ 断面压力 p 的分布对比图

Fig. 8 Distribution of pressure p at section of $y=30$ when $h_{\max}=10$

图 9 为分段裂隙最大高度 h_{\max} 分别为 5, 10, 20 时, 裂隙中线处 ($y=30$ 断面) 采用多平行板理论计算得到的压降与本文数值计算结果间误差的分布趋势图。从图 9 中可以看出,随着裂隙相对粗糙度的增加,采用多平行板理论所得到的计算结果与实际情况间的误差逐渐增大,且压降误差与裂隙长度近似呈线性变化。

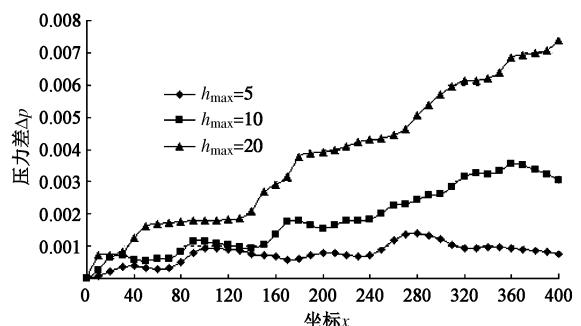


图 9 $y=30$ 断面不同粗糙度方案压力误差 Δp 对比图

Fig. 9 Comparison of Δp at section of $y=30$ for different roughness fracture schemes

图 10 为分段裂隙最大高度 h_{\max} 分别为 0, 5, 10, 20 时, 裂隙中间断面压力沿长度方向的变化趋势图。从图 10 中可以看出, 当相对粗糙度较小时, 裂隙中线处的压力变化与光滑平板流 ($h_{\max}=0$) 相类似, 近似呈线性变化。随着裂隙相对粗糙度的增大, 裂隙中心压力变化偏离直线方向, 且在断面由窄急剧变宽的部位, 压力变化非线性特征尤为显著。

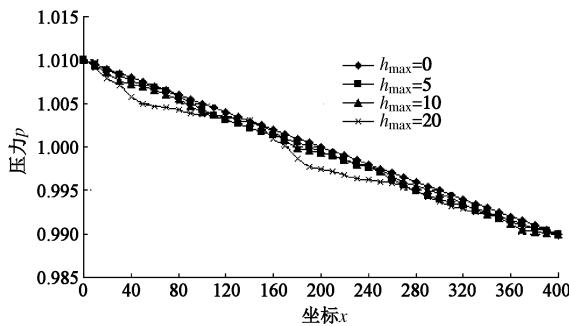


图 10 $y=30$ 断面不同粗糙度方案裂隙压力 p 对比图

Fig. 10 Comparison of pressure p at section of $y=30$ for different roughness fracture schemes

5 结 论

本文将裂隙沿长度方向均匀分割成的若干段, 通过设置每一段末端的裂隙随机高度, 生成了两侧对称的单一粗糙裂隙面。基于格子 Boltzmann 方法, 采用模拟不可压缩流体的 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 4 点结论。

(1) 基于 D2G9 模型的格子 Boltzmann 方法, 通过设置相应的边界条件可以有效地模拟粗糙岩体裂隙的渗流机制, 并能够获得裂隙各个部位详细的流态信息。

(2) 对裂隙分段最大高度 h_{\max} 为 0, 5, 10, 20 的 4 个裂隙方案分别进行了数值计算, 根据雷诺数及相应的流线图, 可以判断裂隙内流体接近层流状态。但在裂隙结构壁面附近流体流速的大小、方向均发生较为剧烈地改变, 且随着相对粗糙度的增加, 在裂隙宽急剧变化的部位, 局部伴随着旋涡的形成。

(3) 多平行板模型由于忽略了裂隙宽变化引起的局部能量损耗, 用该方法计算得到的压降要比实际情况偏小。在单位时间截面渗流流量及每一段平均隙宽相等的条件下, 对于本文相对粗糙度 $\delta=0.01674$ 的裂隙方案, 采用多平行板理论所得到计算结果的最大误差达到 15.2%。

(4) 对于两侧对称的岩体粗糙裂隙而言, 当相对粗糙度较小时, 裂隙中线处的压力变化与光滑平板流相类似, 近似呈线性变化。随着相对粗糙度地增加,

裂隙中心压力变化将偏离直线方向, 且在断面由窄突然变宽的部位, 压力变化偏离线性尤为显著。

参考文献:

- [1] 耿克勤, 陈凤翔, 刘光廷, 等. 岩体裂隙渗流水力特性的实验研究[J]. 清华大学学报(自然科学版), 1996, 36(1): 102 - 106. (GENG Ke-qin, CHEN Feng-xiang, LIU Guang-ting, et al. Experimental research of hydraulic properties of seepage flow in fracture[J]. Journal of Tsinghua University (Science and Technology), 1996, 36(1): 102 - 106. (in Chinese))
- [2] 许光祥, 张永兴, 哈秋龄. 粗糙裂隙渗流的超立方和次立方定律及其试验研究[J]. 水利学报, 2003(3): 74 - 79. (XU Guang-xiang, ZHANG Yong-xing, HA Qiu-ling. Super-cubic and sub-cubic law of rough seepage and its experiment study[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2003(3): 74 - 79. (in Chinese))
- [3] 鞠杨, 张钦刚, 杨永明, 等. 岩体粗糙单裂隙流体渗流机制的实验研究[J]. 中国科学(技术科学), 2013, 43(10): 1144 - 1154. (JU Yang, ZHANG Qin-gang, YANG Yong-ming, et al. An experimental investigation on the mechanism of fluid flow through single rough fracture of rock[J]. Science China (Technological Sciences), 2013, 43(10): 1144 - 1154. (in Chinese))
- [4] 朱红光, 谢和平, 易成, 等. 破断岩体裂隙的流体流动特性分析[J]. 岩石力学与工程学报, 2013, 32(4): 657 - 663. (ZHU Hong-guang, XIE He-ping, YI Cheng, et al. Analysis of properties of fluid flow in rock fractures[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2013, 32(4): 657 - 663. (in Chinese))
- [5] LOMIZE G M. Flow in fractured rock[M]. Moscow: Gosemergoizdat, 1951.
- [6] LOUIS C. Rock hydraulics in rock mechanics[M]. York: Spring-New Verlag, 1974.
- [7] BARTON N, BANDIS S, BAKHTER K. Strength deformation and conductivity coupling of rock joints[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Science & Geomechanics Abstracts, 1985, 22(3): 121 - 140.
- [8] 速宝玉, 詹美礼, 赵坚. 仿天然岩体裂隙渗流的实验研究[J]. 岩土工程学报, 1995, 17(5): 19 - 24. (SU Bao-yu, ZHAN Mei-li Fan, ZHAO Jian. Study on fracture seepage in the limitative nature rock[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 1995, 17(5): 19 - 24. (in Chinese))

- [9] JAVADI M, SHARIFZADEH M, SHAHRIAR K. A new geometrical model for non-linear fluid flow through rough fractures[J]. Journal of Hydrology, 2010, **389**: 18 - 30.
- [10] 张 鹏. 裂隙表面几何形态对裂隙介质力学、水力学特性的影响规律研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2007. (ZHANG Peng. Research on influence of the morphology of the joint surface of the deformation and seepage[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2007. (in Chinese))
- [11] 盛金昌, 王 璞, 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. (SHENG Jin-chang, WANG Fan, ZHANG Xia, et al. Lattice Boltzmann method for rough fracture seepage characteristics of rock[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2014, **36**(7): 1213 - 1217. (in Chinese))
- [12] 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. (GUO Zhao-li, ZHENG
- Chu-guang. Theory and application of lattice Boltzmann method[M]. Beijing: Science Press, 2008. (in Chinese))
- [13] 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. (HE Ya-ling, WANG Yong, LI Qing. Lattice Boltzmann method: theory and applications[M]. Beijing: Science Press, 2008. (in Chinese))
- [14] GUO Zhao-li, SHI Bao-chang, WANG Neng-chao. Lattice BGK model for incompressible Navier-Stokes equation[J]. Journal of Computational Physics, 2000, **165**: 288 - 06.
- [15] SUKOP M C, THORNE D T. Lattice Boltzmann Modeling: An introduction for geoscientists and engineers[M]. Berlin: Springer Verlag, 2006.
- [16] 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.

第九届全国基坑工程研讨会（第 2 号通知）

由中国建筑学会建筑施工分会基坑工程专业委员会主办，郑州大学、中国人民解放军总参谋部工程兵科研三所等联合承办的“第九届全国基坑工程研讨会”将于 2016 年 10 月 20~22 日在河南省郑州市召开。为进一步加强论文征集，并推进基坑工程主题摄影展等相关工作，现发出会议第 2 号通知。

会议主题：①基坑工程与边坡工程设计理论与工程实践；②特殊土基坑工程与边坡工程；③基坑工程环境影响评估与控制；④基坑工程的风险与评估及安全管理；⑤基坑工程放陈和监测的新技术、新方法和新设备；⑥建筑深基坑工程施工安全技术规范（JGJ311—2013）实施应用案例；⑦地下工程与基坑工程装配化；⑧地下综合管廊建设中的开挖问题；⑨重、大、深基坑工程的典型案例和基坑工程事故分析。

会议论文征集：投稿论文须符合上述会议主题，且未经发表。投稿时须向会务组提交全文电子文件（投稿邮箱附后），稿件请参与《岩土力学》基刊的格式要求进行排版。

对经学术委员会推荐、相关期刊编委会评审通过的论文将以《岩土力学》正刊、《岩土力学》增刊和《建筑科学》增刊等形式出版；经学术委员会评审通过的所有论文将以论文集的形式出版。

论文提交截止日期：2016 年 5 月 1 日。论文录用通知及修改通知日期：2016 年 6 月 1 日。论文修改返回日期：2016 年 7 月 1 日。

摄影图片征集：为加强学术界与工程界的相互交流，本次大会拟开展以基坑工程为主题的摄影展，现进行基坑工程摄影图片征集活动。会议期间将展出优秀摄影作品，并进行公众评奖和专家评奖，获奖作品将在大会上进行颁奖。

征集的摄影图片要求能反映基坑工程技术进步、新工艺工法、基坑工程对周边环境的影响及事故与安全等方面的主题，每人提交图片限于 10 张，每张图片附 100 字以内的文字说明。

提交的摄影图片应拥有自主版权，并请于 8 月 31 日前发至会务摄影图片征集邮箱。

会议秘书处联系地址：地址：河南省郑州市科学大道 100 号郑州大学土木工程学院，邮编：450001，联系电话：李永辉 15736727876，靳军伟 18638766102，张浩 13937126709。

会议论文提交电子邮箱：jkgc2016@126.com。摄影图片提交电子邮箱：jkgc2016pic@126.com。会议网站：<http://www.jkgc2016.org>。

（大会组委会 供稿）