

DOI: 10.16285/j.rsm.2020.0744

滴状流条件下非饱和交叉裂隙分流机制研究

薛 松, 杨志兵, 李东奇, 陈益峰

(1. 武汉大学 水资源与水电工程科学国家重点实验室, 湖北 武汉 430072; 2. 武汉大学 水工岩石力学教育部重点实验室, 湖北 武汉 430072)

摘 要: 交叉裂隙作为裂隙网络的基本结构是控制场地尺度非饱和渗流特性的关键。随着流量的减小, 交叉裂隙非饱和渗流将从连续、稳定的线状流转变为非连续、非稳定的滴状流, 但目前对后者的研究还很少。在滴状流条件下, 开展了交叉裂隙非饱和流动特性的理论和试验研究, 发现了交叉裂隙滴状流存在毛细力驱动以及重力与毛细力联合驱动两种分流驱动模式。基于瞬态静力平衡方法, 提出了一套液滴分流理论及计算模型, 实现了动态分流过程的定量化描述与预测。结合模型预测与可视化试验, 详细探究了两种模式下液滴的分流过程, 阐明了动态分流行为受重力、毛细力、黏滞力共同控制的微观机制, 并揭示了液滴长度、裂隙倾角、通道中液体的累积等因素对界面流速、分流体积比例的影响。研究成果为低流量、低饱和度条件下非饱和裂隙岩体渗流的预测与控制提供了理论及试验支撑。

关 键 词: 非饱和渗流; 交叉裂隙; 液滴; 动态分流行为

中图分类号: TU 452

文献标识码: A

文章编号: 1000-7598 (2021) 01-0059-09

Splitting mechanisms of droplets through unsaturated fracture intersections

XUE Song, YANG Zhi-bing, LI Dong-qi, CHEN Yi-feng

(1. State Key Laboratory of Water Resources and Hydropower Engineering Science, Wuhan University, Wuhan, Hubei 430072, China;
2. Key Laboratory of Rock Mechanics in Hydraulic Structural Engineering of the Ministry of Education, Wuhan University, Wuhan, Hubei 430072, China)

Abstract: As a key structural element of fracture networks, fracture intersections play an important role in water infiltration in unsaturated fractured rocks. With the decrease in flow rate, the flow mode within intersecting fracture changes from continuous and stable rivulet flow to intermittent and unstable droplet flow. Most studies have focused on the rivulet flow, while less attention has been paid to the droplet flow. In this paper, theoretical and experimental work on the characteristics of droplets flowing through unsaturated fracture intersections is performed. It is found that there are two regimes of droplet splitting: capillary dominated splitting regime and capillary-gravitational splitting regime. Based on force balance analysis, we propose a quasi-static model and a semi-analytical solution approach to predict the dynamic splitting behavior of droplets at fracture intersections. Additionally, by investigating the detailed processes of different splitting regimes, we clarify the microscopic mechanism about the combined influence of gravity, capillary force and viscous force on the dynamic splitting behavior. We elucidate the mechanisms based on the variation of interface velocities and droplet splitting volume ratio under different initial droplet lengths and inclination angles. This work provides a theoretical and experimental basis for prediction of seepage in unsaturated fractured rocks under low flow rate and low saturation conditions.

Keywords: unsaturated flow; fracture intersection; droplets; splitting dynamics

1 引 言

裂隙岩体非饱和渗流是岩土工程领域的重要课题之一。岩体中大量发育的裂隙构成了相互连通的裂隙网络, 使地表水能沿优势通道快速、集中、深入地下渗^[1-3], 对水利工程、边坡工程及地下岩土工

程设施(地下油库、核处置库)的安全、稳定产生不利影响, 因而受到了广泛关注^[4-5]。然而由于天然裂隙分布及开度的空间变异性, 即使在稳定入渗边界条件下非饱和裂隙渗流也可表现出复杂的时空演变特征, 给准确预测场地尺度渗流行为带来巨大的挑战^[6-7]。通过开展室内裂隙网络渗流试验和数值模

收稿日期: 2020-06-01

修回日期: 2020-09-22

基金项目: 国家重点研发计划资助(No. 2018YFC0407000); 国家自然科学基金资助项目(No. 41877203)。

This work was supported by the National Key Research and Development Program of China (2018YFC0407000) and the National Natural Science Foundation of China (41877203).

第一作者简介: 薛松, 男, 1992 年生, 博士研究生, 主要从事地下孔隙裂隙介质多相渗流方面的研究。E-mail: songxue@whu.edu.cn

通讯作者: 杨志兵, 男, 1982 年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事复杂地下介质多相流机制与控制方面的研究工作。E-mail: zbyang@whu.edu.cn

拟, 研究人员发现交叉裂隙对非饱和裂隙网络渗流具有控制性作用^[8-10]。

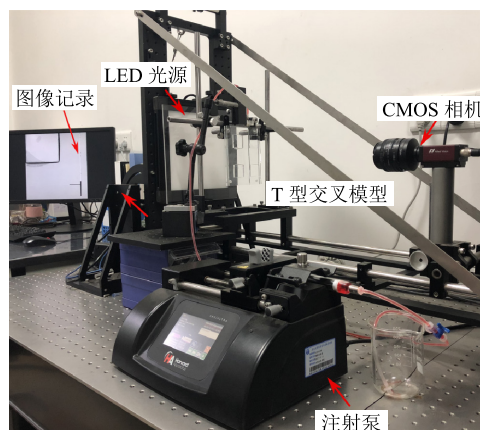
当液体通过交叉裂隙时, 存在向分叉通道分流的行为, 对流动通道切换及网络尺度渗流结构演变具有重要的影响^[11]。当流量较大时, 交叉裂隙渗流往往呈连续、稳定的线状流形态^[12], 其在交叉处分流行为主要受通道水力阻力的影响^[13], 与裂隙开度、粗糙度等因素相关^[14-16]。特别地, 当流动通道处于饱和状态时, 交叉处分流的流量可通过立方定理进行预测^[17]。然而, 随着流量的降低, 交叉裂隙渗流常转化为滴状流形态^[18]。Kordilla 等^[19]发现液滴分流的体积比例受裂隙开度、液滴尺寸、裂隙倾角等因素的联合影响。Yang 等^[20]发现液体分流过程表现出明显的动态特征, 体现在界面流速、接触角及液滴长度等随时间的变化。目前, 这些复杂的液滴分流行为特征背后的微观机制仍不清楚。

液滴在通道内的运动受重力、毛细力、黏滞力和惯性力的共同影响。通过建立简单的静力受力平衡方程, 单通道内液滴稳定的流动得到了较好的描述与准确的预测^[21]。然而对于交叉处液滴的动态分流行为, 目前缺乏相应的理论进行量化地描述。为此, 本文首先开展了交叉裂隙渗流的可视化试验, 阐明了液滴分流的特征行为, 而后基于瞬态静力平衡方法提出了一套液滴分流的理论及计算模型, 并通过与试验对比进行了验证。结合模型计算与物理试验量化地分析了重力(主裂隙倾角)对交叉裂隙动态分流行为的影响及其内在机制。

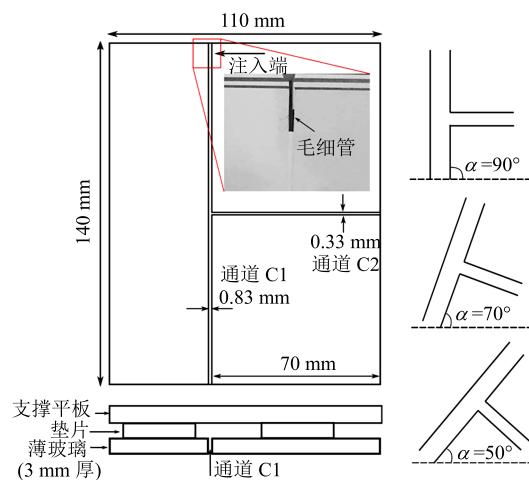
2 液滴分流试验

2.1 试验材料及方法

为阐明滴状流的动态分流过程, 构建了如图 1 所示的可视化试验装置。T 型交叉裂隙采用 3 块 3 mm 厚的光滑玻璃片拼接而成并通过光固化胶固定。T 型裂隙开度在模型粘接前通过间隙片控制并于粘接后通过显微镜测距校正。考虑液滴(湿润相)在交叉处发生分流的必要条件, 即通道 C2 的开度 w_2 小于 C1 的开度 w_1 ^[20], 设置裂隙开度 $w_1=0.83$ mm, $w_2=0.33$ mm。T 型裂隙渗流模型固定在可调节倾斜角度的光学平台上, 模型顶端固定有 0.7 mm 外径的毛细针管, 针管尾部通过硅胶管连接至注射泵。当染色水(0.075 g/L 辣椒红)从毛细管口流出时, 液体即在裂隙面内形成小液滴并随液体注入不断变大。试验前测量了裂隙壁面的静态接触角 θ_s , 为 $49.2^\circ \pm 3.5^\circ$; 试验中测量了多组不同流速的动态接触角, 用于拟合动态接触角模型中的形状参数 ξ_1 、 ξ_2 。



(a) 非饱和渗流可视化试验装置



(b) 试验模型结构

(c) 交叉倾斜结构

图 1 交叉裂隙渗流可视化试验装置

Fig.1 Fracture intersection flow visualization system

试验设计时, 根据液体物理特性、裂隙结构及液滴运动特征(w 为通道宽度, $w=8.3 \times 10^{-4}$ m; $\theta_s=50^\circ$; σ 为毛细张力, $\sigma=0.072$ N/m; ρ 为液体密度, $\rho=1\,000$ kg/m³; g 为重力加速度, $g=9.8$ m/s²; μ 为水动力黏滞系数, $\mu=1 \times 10^{-3}$ Pa·s; α 为通道与水平面的夹角, $\alpha=90^\circ$; L 为液滴初始长度, $L=2$ cm; u 为液滴的流速, $u=2.6$ cm/s), 初步计算了液滴的毛细力 ($2\sigma \cos \theta_s / w = 280$ Pa)、重力 ($L\rho g \sin \alpha = 196$ Pa) 和黏滞力 ($12\mu u L / w^2 = 9$ Pa), 发现液滴运动主要受毛细力和重力的联合控制。

为探究重力与毛细力对液滴分流行为的影响, 开展了 3 组不同主裂隙倾角 (α 分别为 90° 、 70° 、 50°) 的试验(图 1(c))。每组试验通过控制注入液体体积 (V 分别为 $25\ \mu\text{L}$ 、 $30\ \mu\text{L}$ 、 $35\ \mu\text{L}$ 、 $40\ \mu\text{L}$ 、 $45\ \mu\text{L}$ 、 $50\ \mu\text{L}$) 精确控制分流液滴的初始长度 (L 分别为 1.05 、 1.25 、 1.45 、 1.65 、 1.85 、 2.05 cm)。每个液滴长度开展 5 次重复试验, 共计 90 次试验。采用置于模型前的相机以 5 帧/s 的速率记录液滴在

交叉处的分流过程，直至液体完全充满通道 C2 或在通道 C2 中脱离交叉边缘。每次试验中为避免裂隙内液滴间的相互干扰，采用间歇注液的方式，即分流液滴完全穿过交叉后注入后续液滴。为避免通道 C1 壁面液体残留对后续液滴分流产生干扰，每次注液前采用擦镜纸在通道 C1 边缘吸除了壁面上可见液体。试验开始时 T 型模型处于干燥状态，试验结束后采用超声波清洗和真空干燥，以备下次使用。

2.2 液滴的分流行为

2.2.1 试验 1 ($\alpha = 90^\circ$)

通道 C1 中存在一个使液滴发生滑移的关键长度 L_{crit} ($= 0.7 \text{ cm}$)，当 $L > L_{\text{crit}}$ 时液滴在 C1 上部匀速向下运动直至前进液面到达裂隙交叉。在重力作用下，前进的弯液面发生扩张行为并在通道 C1 下部和 C2 内形成两个独立的前进界面（图 2(a)、2(b)）。在毛细力作用下，穿过交叉的液体部分进入 C2 中并在边缘形成滞留，剩余部分则沿 C1 继续向下运动。当液体完全穿过交叉时，原液滴最终在 C1 下部和 C2 内形成 2 个独立的液滴：子液滴 1 和子液

滴 2（图 2(c)）。子液滴 1 的后续行为与其长度有关：当其长度小于 0.7 cm 时，“悬挂”于交叉下部，反之，则继续向下运动；而子液滴 2 则始终静止于通道 C2 的交叉处边缘。

子液滴大小与液滴初始分流长度有关，当初始液滴长度较小时 ($L=1.05$ ，或 $L=1.25 \text{ cm}$) 液体大部分进入通道 C2，剩余小部分则悬挂于交叉下部；随着液滴长度 L 增大，进入 C2 的液体减少，大部分液体穿过交叉继续向下运动。在液滴间歇性注入过程中，这种液滴分流行为反复发生直至通道 C2 被子液滴 2 完全填充（图 2(d)、2(e)）。试验中为避免交叉下部液体悬挂或累积对分流过程的干扰，每次滴入液滴前清除了通道 C1 下部的液体。此外，间歇注液时由于注入毛细管处吸附作用，产生的液滴长度会出现微小扰动 ($\leq 0.05 \text{ cm}$)，相对于不同工况液滴长度最小间隔 (0.2 cm)，该扰动对试验的影响处于可接受范围内。对于间歇液滴（累积）分流过程，仅考虑了发生分流的时间，以每个液滴分流初时刻为 $t = 0 \text{ s}$ ；因而在发生多个液滴分流过程时，图 2 和图 3 中存在多个 $t = 0 \text{ s}$ 。

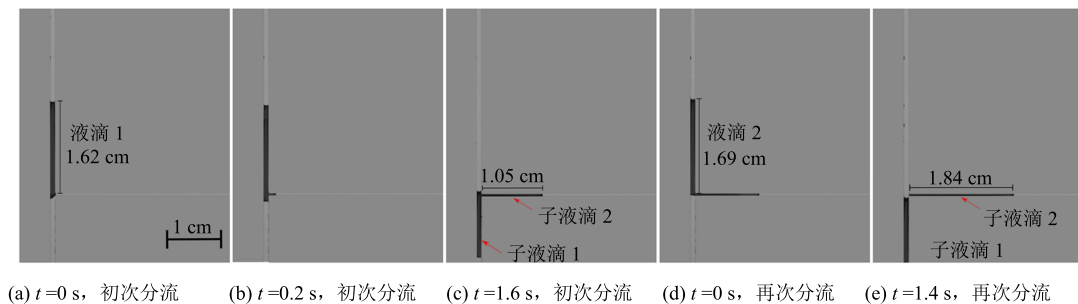


图 2 试验 1 ($L = 1.65 \text{ cm}$) 中液滴分流特征
Fig.2 Dynamic splitting of droplets ($L = 1.65 \text{ cm}$) in case 1

2.2.2 试验 2 ($\alpha = 70^\circ$) 和试验 3 ($\alpha = 50^\circ$)

当通道 C2 处于倾斜状态时，液滴的分流行为受到了 C2 液体累积状态的影响。以 $\alpha = 70^\circ$ ，注入液滴长度 $L = 1.65 \text{ cm}$ 的工况为例，交叉处初次分流时，通道 C2 无累积，分流在 C2 内产生了 1.55 cm 液滴滞留（图 3(a)、3(b)）；后续液滴分流时，滞留的液滴会对分流产生额外拖拽力，增强了 C2 的分流能力，导致子液滴 2 长度增长了 3.16 cm ，远高于初次分流（图 3(b)、3(d)）。随着倾角减小 ($\alpha = 50^\circ$)，这种累积效应会更加明显，导致液体在初次分流时即出现分流能力显著提升现象（图 3(f)~3(i)）。

受重力影响，通道 C2 存在一个使子液滴 2 脱离交叉边缘的关键长度。试验 2 中 C2 的关键长度约为 4.7 cm ，当交叉处经过 2~4 个液滴的分流时，

子液滴 2 即脱离交叉边缘并向下运动，此时通道 C2 内液体排空并恢复初始状态，下一个累积分流过程周而复始（图 3(a)~3(e)）。试验 3 中关键长度约为 2.7 cm ，由于通道 C2 较强的分流能力，仅经过 1 个液滴分流过程，其 C2 子液滴即脱离交叉边缘，此时液滴分流行为不受通道 C2 液体累积的影响（图 3(f)~3(j)）。

3 液滴分流理论

3.1 单通道中的液体运动

假设在理想的二维通道内存在一个液滴（图 4(a)），当其处于静止状态时重力和毛细力保持平衡，受力平衡方程可写成 $L\rho g \sin \alpha = \Psi_a - \Psi_r$ ，其中 Ψ_a 和 Ψ_r 分别为液滴前进和后退界面的毛细力 (N)。

二维通道内毛细力可根据 Young-Laplace 方程计算^[12]:

$$\begin{aligned}\psi_a &= -2\sigma \cos \theta_a / w \\ \psi_r &= -2\sigma \cos \theta_r / w\end{aligned}\quad (1)$$

式中: θ_a 和 θ_r 分别为界面的前进接触角和后退接触角

角($^\circ$)。假定液体前进及后退接触角满足 $\cos \theta_s = (\cos \theta_a + \cos \theta_r)/2$ ^[22], 给定 θ_s 和 L 即可通过受力方程和式(1)求得静止状态下不同长度液滴对应的前进和后退接触角。

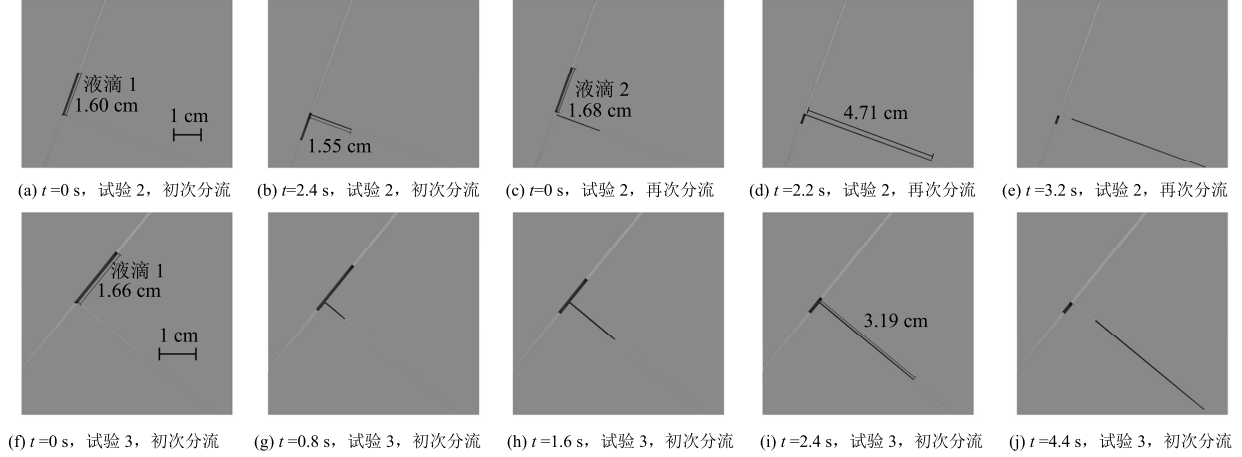


图3 不同裂隙倾角下液滴 ($L=1.65$ cm) 分流特征

Fig.3 Dynamic splitting of droplets ($L=1.65$ cm) under different inclination angles

随着液滴长度增大, 后退接触角不断减小而前进接触角则相应增大。对于水-气界面而言, 存在一个关键的前进接触角 θ_a^* 和后退接触角 θ_r^* , 当 $\theta_a > \theta_a^*$ 或 $\theta_r < \theta_r^*$ 时, 水-气界面会发生滑移导致液滴在通道内运动^[11, 23]。本文定义触发液滴滑移的长度为关键液滴长度 L_{crit} :

$$L_{crit} = \frac{2\sigma(\cos \theta_r^* - \cos \theta_a^*)}{\rho g w \sin \alpha} \quad (2)$$

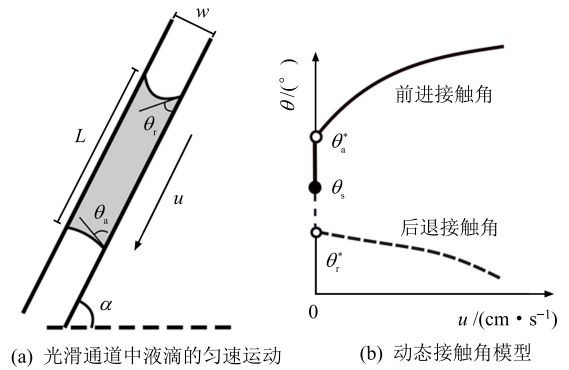
当液滴长度大于关键液滴长度时, 液滴会在毛细力、重力和黏滞力的共同作用下保持平衡状态并以恒定流速 u 向下运动:

$$u = \frac{\rho g w^2}{12\mu} \left[\sin \alpha - \frac{2\sigma(\cos \theta_r - \cos \theta_a)}{L \rho g w} \right] \quad (3)$$

当液滴处于运动状态时接触角的大小会随着界面流速地改变而改变(图 4(b)), 这里采用 Voinov^[24]接触线运动动力学模型来描述界面流速与动态接触角的关系:

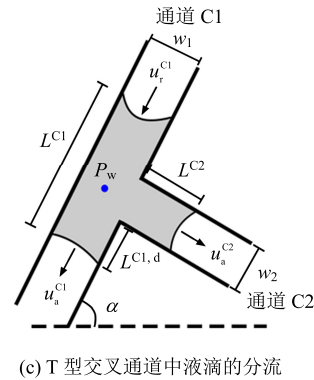
$$\begin{aligned}\theta_a^3 &= \theta_a^{*3} + \xi_1 \mu u / \sigma \\ \theta_r^3 &= \theta_r^{*3} - \xi_2 \mu u / \sigma\end{aligned}\quad (4)$$

形状参数 ξ_1 、 ξ_2 的大小可通过界面流速与接触角测量值拟合得出。通过迭代求解式(3)、(4)可求取不同长度液滴的流速及其对应的前进和后退接触角。在实际裂隙中, 由于岩石表面物理(如粗糙度)及化学(如矿物组成)性质不同, 会造成接触角(θ_s 、 θ_a 、 θ_r)的变化^[25], 通过调节动态接触角模型(式(4))中的参数(θ_a^* 、 θ_r^* 、 ξ_1 、 ξ_2)可一定程度上反映裂隙表面物理及化学特性的影响。



(a) 光滑通道中液滴的匀速运动

(b) 动态接触角模型



(c) T型交叉通道中液滴的分流

图4 液滴流动模型示意图

Fig.4 Schematic diagrams of droplet flow model

3.2 交叉通道中的液体运动

分流过程中液滴的长度、界面流速、接触角表现出瞬态变化的特征。为实现动态过程的描述, 通过时间离散将整个分流过程划分为许多小的时间步 Δt , 每个时间步内假设液滴处于受力平衡状态。进一步假设在分流过程中通道 C1 和 C2 内液体流动状态可以独立地通过 3.1 节所述方法求解并在交叉处

满足受力平衡和质量守恒关系。

本文用 $L^{C1}(t)$ 、 $L^{C1,d}(t)$ 和 $L^{C2}(t)$ 分别表示液体在通道 C1 中的总长度、在 C1 下部长度、在通道 C2 的长度（图 4(c)）。当分流处于初始状态时（ $t=0$ ），满足 $L^{C1}(0)=L$ ， $L^{C1,d}(0)=w_2/2$ ， $L^{C2}(0)=w_1/2$ ；当分流结束时满足 $L^{C1,d}(t)=L^{C1}(t)$ 。在任意时刻，通道 C1 后退界面的流速 u_r^{C1} 可表示为

$$u_r^{C1}(t) = \frac{\rho g w_1^2}{12\mu} \left[\sin \alpha - \frac{2\sigma(\cos \theta_r^{C1} - \cos \theta_a^{C1})}{L^{C1}(t)\rho g w_1} \right] \quad (5)$$

式中： $L^{C1}(t)=L-L^{C2}(t)w_2/w_1$ ； θ_r^{C1} 和 θ_a^{C1} 分别为通道 C1 中瞬态的后退和前进接触角。

通道 C2 内液体运动受水压力梯度和重力的影响，其前进界面流速 u_a^{C2} 可表示为

$$u_a^{C2}(t) = \frac{\rho g w_2^2}{12\mu} \left(\frac{P_w(t) - \psi_a^{C2}(t)}{L^{C2}(t)\rho g} + \cos \alpha \right) \quad (6)$$

式中： $\psi_a^{C2}(t)$ 为通道 C2 中毛细力（N）； P_w 为交叉处的水压力（N），其与通道 C1 前进界面毛细力和交叉下部液体长度有关， $P_w(t) = \psi_a^{C1}(t) - L^{C1,d}(t)\rho g \sin \alpha$ ， $\psi_a^{C1}(t)$ 为通道 C1 中毛细力（N）；液体长度 $L^{C2}(t) = L^{C2}(t - \Delta t) + u_a^{C2} \Delta t$ ； $L^{C1,d}(t) = L^{C1,d}(t - \Delta t) + u_r^{C1} \Delta t$ ， u_a^{C1} 为通道 C1 中前进界面流速。

当液滴穿过交叉时，受通道 C2 毛细力的影响部分液体会先被吸入通道 C2，剩余部分则下渗至通道 C1 下部，根据质量守恒， u_a^{C1} 可表示为

$$u_a^{C1}(t) = u_r^{C1} - u_a^{C2} w_2 / w_1 \quad (7)$$

分流过程中存在 3 个界面流速（ u_r^{C1} 、 u_a^{C1} 、 u_a^{C2} ）和 3 个对应接触角（ θ_r^{C1} 、 θ_a^{C1} 、 θ_a^{C2} ），共 6 个未知变量。通过耦合迭代求解式（5）~（7）及 3 个 Voinov 方程（式（4））可求出每个时间步内的液滴状态，进而实现分流过程数学模型的求解。

4 结果与分析

4.1 液滴分流体积比例

为分析液滴长度、交叉倾角对动态分流行为的影响，本研究从试验图像中提取了液滴的位置及通道 C1 和 C2 中液体长度（ L^{C1} 、 L^{C2} ），并采用 3.2 节所述的模型计算了交叉裂隙液滴动态分流过程。模型中采用的基本参数包括 $w_1=0.83$ mm， $w_2=0.33$ mm， $\sigma=0.072$ N/m， $\rho=1\ 000$ kg/m³， $\mu=1 \times 10^{-3}$ Pa·s， $\theta_s=50^\circ$ ， $L_{crit}^1(\alpha=90^\circ)=7$ mm， $\xi_1=1.2 \times 10^4$ ， $\xi_2=212$ 。

模型计算与试验对比结果如图 5 所示。计算结果较好地反映了试验中的分流规律，表明该理论模

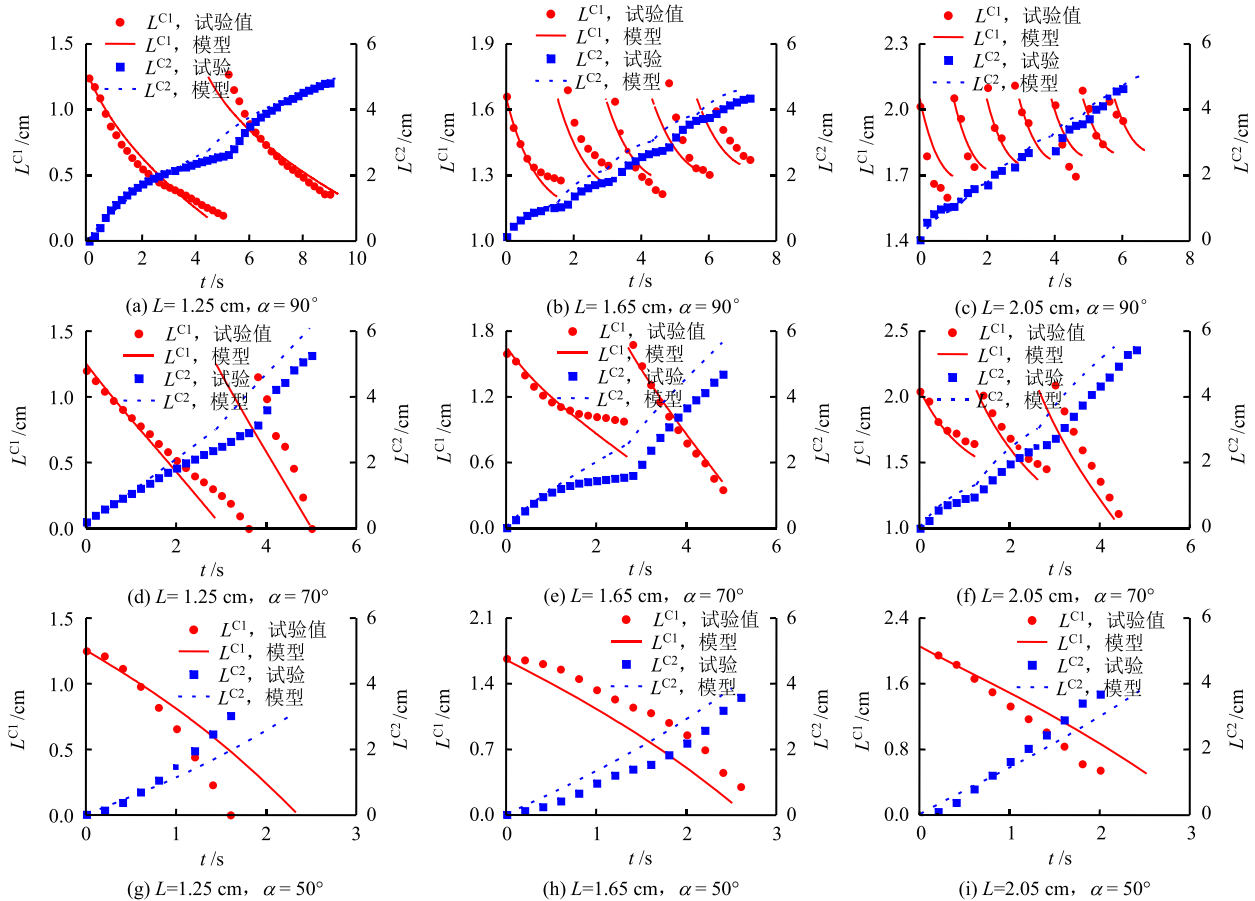


图 5 不同初始液滴长度和倾角下液滴分流长度的变化规律

Fig.5 Evolution of liquid lengths during splitting under different initial droplet lengths and inclination angles

型能够有效预测液滴的分流行为。当 $\alpha = 90^\circ$ 时 (试验 1), 分流仅受通道 C2 毛细力驱动, 后续液滴分流受子液滴 2 累积影响较小。当 $\alpha < 90^\circ$ 时, 分流受 C2 中毛细力及液滴重力共同驱动, 子液滴 2 的累积增强了重力的影响, 在试验 2 中主要表现为后续液滴分流能力的增强, 在试验 3 中则表现为单个分流过程内分流能力的不断增强。

对比不同长度液滴的分流过程, 可以发现初始液滴长度显著影响分流时间和分流比例。液滴长度越长, 分流过程历时则越短, 如试验 1 中初始液滴长度由 1.25 cm 增大到 2.05 cm 时, 单个分流过程历时由 5 s 减少到 1 s, 分流到通道 C2 的长度则由 2.5 cm 减小到 1.0 cm (图 5(a)、5(c))。初始液滴长度越短, 液体向通道 C2 的分流比例越大, 填充通道 C2 所需要的分流次数 (或液滴个数) 则越少, 表明通道 C1 中液体所受重力越大, 越不利于液体向 C2 分流。

为量化液滴的分流行为, 本文采用无量纲的参数 η 表示液体分流至通道 C2 的体积比例:

$$\eta = \frac{L^{C2} w_2}{n L w_1} \quad (8)$$

式中: n 为液滴个数。模型计算的分流体积比与试验结果吻合较好, 分流比例与分流前液滴长度总体上呈负相关关系 (图 6)。试验 1 中 ($\alpha = 90^\circ$) 液滴分流行为对长度变化十分敏感, 存在一个长度区间 (1.05~1.45 cm), 使得分流比例显著减少。试验 2 中 ($\alpha = 70^\circ$) 分流比例随长度呈近乎线性的缓慢变化趋势。这是由于交叉通道的倾斜增强了液滴向通道 C2 的分流能力。此外, C2 通道液体的累积显著增强了后续液滴的分流能力。试验 3 中 ($\alpha = 50^\circ$) 分流行为受通道 C2 液滴重力控制, 始终表现出较高的分流比例。

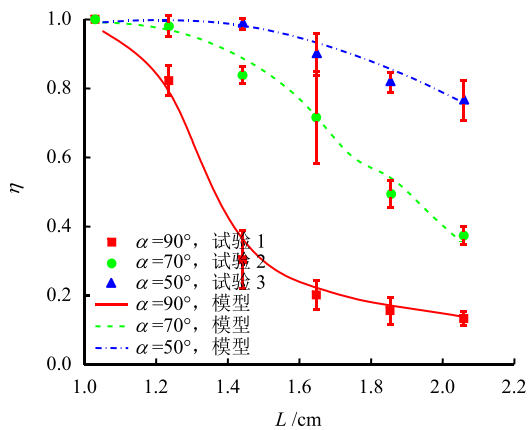


图 6 分流比例与初始液滴长度的关系
Fig.6 Relationships between splitting ratio η and initial droplet length L

4.2 液滴界面流速特征

为揭示液滴分流行为的机制, 分析了单个液滴分流过程中界面流速 (u_a^{C1} 、 u_r^{C1} 、 u_a^{C2}) 和瞬态分流体积比例 ($\eta^*(t) = u_a^{C2} w_2 / (u_r^{C1} w_1)$) 的变化特征。试验 1 中不同长度液滴的分流过程如图 7 所示, 可看出液滴长度显著影响界面流速及瞬态分流比例。当液滴长度较短时 ($L=1.25$ cm), 流速 u_a^{C2} 大于流速 u_a^{C1} 和 u_r^{C1} , 表明通道 C2 中的毛细力在分流过程中起明显的驱动作用 (图 7(a))。界面流速 u_a^{C1} 和 u_r^{C1} 在 $t=0.9$ s 时存在明显的拐点, 据此可将流动过程分为两个阶段: 阶段 1 ($t=0\sim0.9$ s), 交叉处补给流量大于通道 C2 的吸入流量 ($u_r^{C1} w_1 > u_a^{C2} w_2$), 液体存在同时向通道 C1 下部和通道 C2 分流的行为; 阶段 2 ($t=0.9\sim4.5$ s), 通道 C2 吸入流量等于交叉处补给流量, 液体仅向通道 C2 流动, 此时界面流速 u_r^{C1} 受通道 C2 吸入流速 u_a^{C2} 的控制。瞬态分流体积比例从 0.56 连续增长至 1 (阶段 1), 然后始终维持完全分流的状态 (阶段 2), 这些结果均表明对于较短的液滴, 通道 C2 中的毛细力对分流起控制性作用。

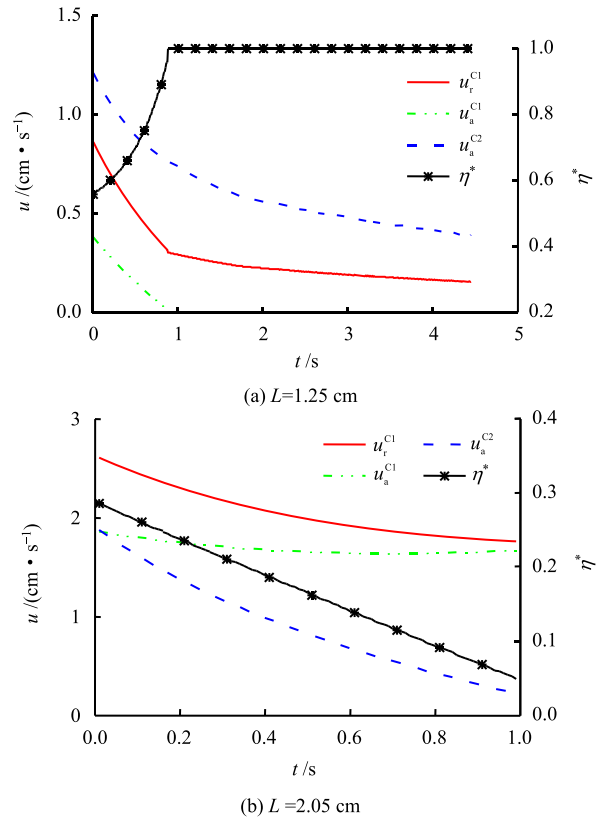


图 7 试验 1 中液滴界面流速及瞬态分流比例的变化
Fig.7 Evolution of interface velocities and transient splitting ratio in case 1

如图 7(b)所示, 当液滴长度从 1.25 cm 增大到 2.05 cm 时, 流速 u_r^{C1} 显著增加: 初始流速从 0.86 cm/s

上升到了 2.6 cm/s。流速 u_r^{C1} 始终大于流速 u_a^{C2} ，表明重力增强了通道 C1 中液体的流动能力。与短液滴的分流过程相比，长液滴分流比例具有相反的变化趋势，从分流初期的 0.28 连续降至末期的 0.05，表明通道 C1 中的重力对分流起控制作用。

以初始长度为 1.65 cm 的液滴分流过程为例，分析了裂隙倾角对界面流速的影响（图 8）。从单个液滴流动角度看，随着 α 从 90° 减小至 50° ，初始时刻的流速 $u_r^{C1}(t=0)$ 从 1.66 cm/s 减小至 0.88 cm/s，而 $u_a^{C2}(t=0)$ 仅从 1.54 cm/s 减小为 1.25 cm/s，表明通道 C1 的倾斜显著减小了其中液滴重力的影响，延长了分流过程的历时，有利于液体向通道 C2 的流动。从多液滴分流角度看，当 $\alpha=90^\circ$ 时，流速 u_a^{C2} 在液滴分流的初始时刻出现峰值，并随着 L^{C2} 的累积而逐渐减小，表明在该模式下毛细力对液滴分流行为起主导作用。当 $\alpha=70^\circ$ 时，受重力的影响流速 u_a^{C2} 的峰值随着 L^{C2} 的累积而增大，表明该模式下重力和毛细力共同控制了分流的行为。当 $\alpha=50^\circ$ 时，流速 u_a^{C2} 在分流初时刻最小而末时刻最大，表明该模式下重力在分流过程中起主导作用。

4.3 讨论

不同液体流态在裂隙交叉处具有不同的渗流特征。线状流条件下，产生于流动通道边缘的毛细力仅维持通道的稳定，而内部流动则取决于等效水力隙宽和水力梯度，因而主流通道多为开度较大的连通裂隙。滴状流条件下，毛细力则作为液滴运动的主要驱动力，主流通道受毛细力和重力共同控制。不同流态下受力条件的变化导致交叉处产生了不同甚至相反的分流规律，因此在非饱和裂隙渗流研究过程中有必要明确液体入渗的主流态。

在低饱和度的裂隙中随着流量减小入渗流态由线状流向滴状流转变。不同流态入渗能力具有显著的差异^[21,26]，对裂隙岩体非饱和渗流特性具有重要的影响。滴状流条件下，由于渗流行为的空间不连续性和时间的间歇性，传统的非饱和裂隙渗透关系（如相对渗透系数-饱和度关系曲线）可能不再适用^[27]。本文基于静力平衡方法建立了滴状流在单裂隙及交叉裂隙处渗流模型，对于研究网络尺度内非连续、非稳定的渗流提供了理论及试验的支撑，同时也为今后进一步研究滴状流对宏观非饱和渗流特性的影响提供基础。宏观尺度模拟中裂隙渗流多采用等效连续介质模型，难以有效地反映液滴快速下渗对实际工程产生的潜在影响。如边坡工程中，滴状流会通过裂隙快速、深入地侵入地下滑带并在长时间累积下对边坡稳定产生不利影响；地下核处置

工程中，考虑长时间、低流量条件下的滴状流快速入渗及分流特征对于合理评价渗流影响尤为重要。

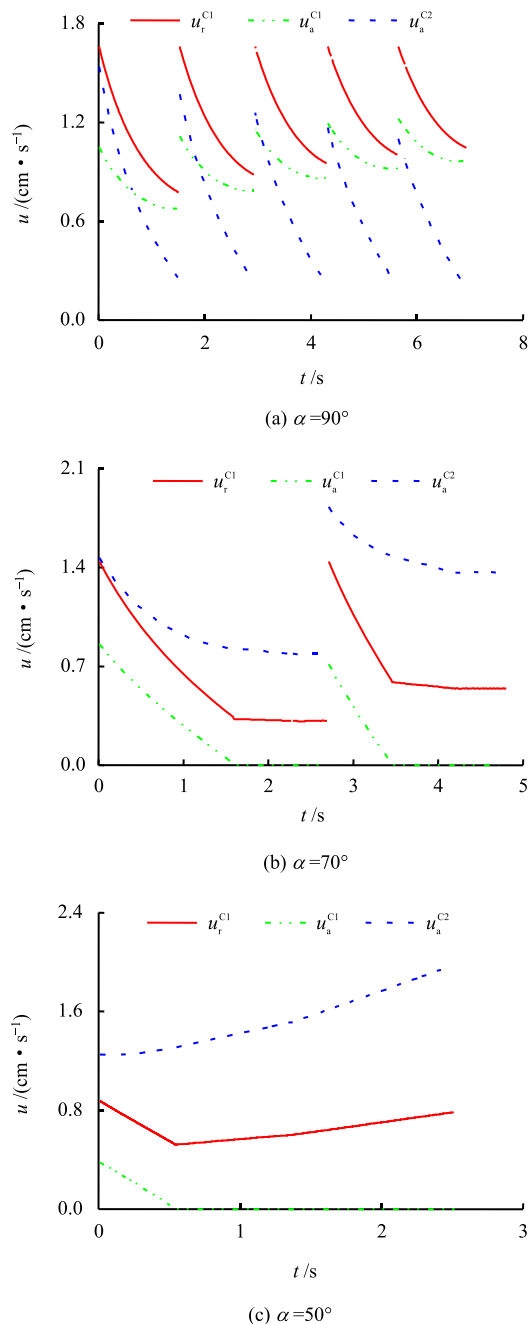


图 8 不同倾角条件下液滴 ($L = 1.65$ cm) 界面流速的变化
Fig.8 Evolution of droplet ($L = 1.65$ cm) interface velocities under different inclination angles

5 结论

针对低流量、低饱和度条件下产生的非连续、非稳定的滴状流开展了试验及理论研究，发现交叉裂隙液滴分流行为受毛细力、重力及黏滞力的共同控制，表现出非常复杂的动态特征。基于瞬态静力平衡方法提出了一套液滴分流的数学模型，并开发

了基于时间离散的半解析求解方法,量化地描述了液滴在交叉处的动态分流行为。通过与可视化试验对比,验证了该模型。

结合模型预测与物理试验,阐明了 T 型交叉主裂隙倾角、液滴长度对动态分流过程的影响,发现了与裂隙倾角有关的两种分流驱动模式:毛细力驱动和毛细力与重力的联合驱动。采用了分流体积比 η 量化了液滴的分流行为,发现在 $\alpha=90^\circ$ (毛细力驱动) 时分流对通道 C1 中液滴长度 L 变化敏感,而在 $\alpha<90^\circ$ (联合驱动) 时分流对通道 C2 中液体累积 L^{C2} 敏感。

进一步的流速分析结果表明,通道 C1 中液体所受重力越大,越不利于向通道 C2 的分流;通道 C2 中液体流动与裂隙倾角有关,随着倾角 α 由 90° 减小至 50° ,液体流动由毛细力主导(试验 1)过渡到毛细力与重力共同控制(试验 2),并最终受到重力主导(试验 3)。

非饱和渗流研究在边坡工程、地下岩土工程渗流安全评价中发挥着重要作用。而裂隙交叉因其对渗流控制性作用成为了研究中的关键一环。本文提出的液滴分流模型解决了传统模型中无法模拟交叉处非连续、非稳定渗流动态行为的问题。进一步地结合模型预测和试验揭示了交叉分流的规律及其机制,为裂隙岩体非连续、非稳定网络渗流预测与控制开辟了新的研究途径。

参考文献

- [1] DAHAN O, NATIV R, ADAR E M, et al. Field observation of flow in a fracture intersecting unsaturated chalk[J]. **Water Resources Research**, 1999, 35(11): 3315-3326.
- [2] NIMMO J R. Preferential flow occurs in unsaturated conditions[J]. **Hydrological Processes**, 2012, 26(5): 786-789.
- [3] 宋晓晨, 徐卫亚. 非饱和带裂隙岩体渗流的特点和概念模型[J]. 岩土力学, 2004, 25(3): 407-411.
SONG Xiao-chen, XU Wei-ya. Features and conceptual models of flow in fractured vadose zone[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2004, 25(3): 407-411.
- [4] 王驹, 陈伟明, 苏锐, 等. 高放废物地质处置及其若干关键科学问题[J]. 岩石力学与工程学报, 2006, 25(4): 801-812.
WANG Ju, CHEN Wei-ming, SU Rui, et al. Geological disposal of high-level radioactive waste and its key scientific issues[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2006, 25(4): 801-812.
- [5] 叶祖洋, 姜清辉, 刘艳章, 等. 岩体离散裂隙网络的非饱和渗流数值分析[J]. 岩土力学, 2017, 38(11): 3332-3340.
YE Zu-yang, JIANG Qing-hui, LIU Yan-zhang, et al. Numerical analysis of unsaturated seepage flow in discrete fracture networks of rock[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2017, 38(11): 3332-3340.
- [6] DAVIDSON G R, BASSETT R L, HARDIN E L, et al. Geochemical evidence of preferential flow of water through fractures in unsaturated tuff, Apache leap, Arizona[J]. **Applied Geochemistry**, 1998, 13(2): 185-195.
- [7] NATIV R, ADAR E, DAHAN O, et al. Water recharge and solute transport through the vadose zone of fractured chalk under desert conditions[J]. **Water Resources Research**, 1995, 31(2): 253-261.
- [8] GLASS R J, NICHOLL M J, PRINGLE S E, et al. Unsaturated flow through a fracture-matrix network: dynamic preferential pathways in mesoscale laboratory experiments[J]. **Water Resources Research**, 2002, 38(12): 1281-1297.
- [9] GLASS R J, NICHOLL M J, RAJARAM H, et al. Unsaturated flow through fracture networks: evolution of liquid phase structure, dynamics, and the critical importance of fracture intersections[J]. **Water Resources Research**, 2003, 39(12): 1352-1361.
- [10] HUANG H, MEAKIN P, LIU M, et al. Modeling of multiphase fluid motion in fracture intersections and fracture networks[J]. **Geophysical Research Letters**, 2005, 32(19): L19402.
- [11] GLASS R J, LAVIOLETTE R A. Self organized spatial-temporal structure within the fractured vadose zone: influence of fracture intersections[J]. **Geophysical Research Letters**, 2004, 31(15): L15501.
- [12] SU G W, GELLER J T, HUNT J R, et al. Small-scale features of gravity-driven flow in unsaturated fractures[J]. **Vadose Zone Journal**, 2004, 3(2): 592-601.
- [13] 田开铭. 裂隙水交叉流的水力特性[J]. 地质学报, 1986(2): 202-214.
TIAN Kai-ming. The hydraulic properties of

- crossing-flow in an intersected fracture[J]. **Acta Geologica Sinica**, 1986(2): 202-214.
- [14] 倪绍虎, 何世海, 汪小刚, 等. 裂隙岩体水力学特性研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2012, 31(3): 488-498.
NI Shao-hu, HE Shi-hai, WANG Xiao-gang, et al. Hydraulic properties of fractured rock mass[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2012, 31(3): 488-498.
- [15] 张文杰, 周创兵, 李俊平, 等. 裂隙岩体渗流特性物模试验研究进展[J]. 岩土力学, 2005, 26(9): 1517-1524.
ZHANG Wen-jie, ZHOU Chuang-bing, LI Jun-ping, et al. Research progress of experimental study on seepage characteristic of fractured rock masses[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2005, 26(9): 1517-1524.
- [16] 王鹏飞, 谭文辉, 马学文, 等. 不同粗糙度和隙宽贯通充填裂隙渗流特性试验研究[J]. 岩土力学, 2019, 40(8): 3062-3070.
WANG Peng-fei, TAN Wen-hui, MA Xue-wen, et al. Experimental study of seepage characteristics of consecutive and filling fracture with different roughness levels and gap-widths[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2019, 40(8): 3062-3070.
- [17] 张丽, 刘晓宇, 李世海. 裂隙岩体稳定/非稳定渗流数值模拟[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, 28(增刊 2): 3409-3416.
ZHANG Li, LIU Xiao-yu, LI Shi-hai. Numerical simulation of steady/unsteady flow in fractured rock masses[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2009, 28(Suppl. 2): 3409-3416.
- [18] WOOD T R, NICHOLL M J, GLASS R J. Influence of fracture intersections under unsaturated, low-flow conditions[J]. **Water Resources Research**, 2005, 41(4): W04017.
- [19] KORDILLA J, NOFFZ T, DENTZ M, et al. Effect of unsaturated flow modes on partitioning dynamics of gravity-driven flow at a simple fracture intersection: laboratory study and three-dimensional smoothed particle hydrodynamics simulations[J]. **Water Resources Research**, 2017, 53(11): 9496-9518.
- [20] YANG Z, XUE S, ZHENG X, et al. Partitioning dynamics of gravity-driven unsaturated flow through simple T-shaped fracture intersections[J]. **Water Resources Research**, 2019, 55(8): 7130-7142.
- [21] DRAGILA M I, WEISBROD N. Parameters affecting maximum fluid transport in large aperture fractures[J]. **Advances in Water Resources**, 2003, 26(12): 1219-1228.
- [22] ANDRIEU C, SYKES C, BROCHARD F. Average spreading parameter on heterogeneous surfaces[J]. **Langmuir**, 1994, 10(7): 2077-2080.
- [23] OR D, GHEZZEHEI T A. Traveling liquid bridges in unsaturated fractured porous media[J]. **Transport in Porous Media**, 2007, 68(1): 129-151.
- [24] VOINOV O V. Hydrodynamics of wetting[J]. **Journal of Fluid Dynamics**, 1976, 11(5): 714-721.
- [25] BONN D, EGGERS J, INDEKEU J, et al. Wetting and spreading[J]. **Reviews of Modern Physics**, 2009, 81(2): 739-805.
- [26] GHEZZEHEI T A. Constraints for flow regimes on smooth fracture surfaces[J]. **Water Resources Research**, 2004, 40(11): W11503.
- [27] 荣冠, 周创兵, 王恩志, 等. 岩石裂隙非饱和水力模型及其模拟计算[J]. 岩土工程学报, 2010, 32(10): 1551-1556.
RONG Guan, ZHOU Chuang-bing, WANG En-zhi, et al. A model for unsaturated seepage flows in rock fracture and its calculation[J]. **Chinese Journal of Geotechnical Engineering**, 2010, 32(10): 1551-1556.