

# 基于相场理论的含裂隙多孔介质自发渗吸规律

杨柳<sup>1\*</sup>, 赵子恒<sup>1</sup>, 张记刚<sup>2</sup>, 韩云浩<sup>2</sup>, 李明峻<sup>1</sup>, 刘震<sup>1</sup>, 靳云<sup>3</sup>, 闫传梁<sup>4</sup>

1 中国矿业大学(北京)隧道工程灾变防控与智能建养全国重点实验室, 北京 100083

2 新疆油田公司勘探开发研究院, 新疆 834099

3 北京地源科创技术有限公司, 北京 101102

4 中国石油大学(华东)石油工程学院, 青岛 266580

\* 通信作者, shidayangliu@cumtb.edu.cn

收稿日期: 2024-12-08; 修回日期: 2025-02-25

国家自然科学基金委面上项目: 页岩油储层前置CO<sub>2</sub>压后渗吸驱油机制研究(52374014)资助

**摘要** 岩石自发渗吸是孔隙内润湿相流体自发排驱非润湿相的过程, 是致密油藏提高采收率的重要机理之一, 由于多孔介质特性以及裂缝形态等因素的复杂性, 目前对裂缝与孔隙间的渗吸传质规律的研究尚未完全阐明。本文基于相场法和流体运动方程, 建立孔隙尺度动态渗吸数值模型, 分析复杂孔隙结构内部裂隙与孔隙之间的传质机理及其与采收率的关系。结果表明: (1) 渗流过程在孔隙内部主要涵盖 3 个关键阶段: 裂隙的快速渗透, 裂隙与孔隙间的相互作用(即渗吸现象), 以及孔隙中的逐步推进(即驱替过程)。较快的注入速率会阻碍渗吸过程的进行, 从而导致更多的残余油滞留。(2) 存在特定的临界裂缝宽度, 当裂缝宽度约为平均孔径大小 40 倍时, 采收率会在一定范围上下波动。较小的裂缝宽度使得流体在孔隙和裂缝间的流动通道更为狭窄, 这增强了毛细管力对油滴的驱动作用。随着临界裂缝宽度的减小, 裂缝无量纲数与采收率之间展现出正相关关系。(3) 不同复杂度的裂缝系统对流体迁移产生不同的影响。随着临界裂缝宽度的减小, 不同复杂程度的裂缝对流体动用产生的影响呈现出差异性。随着裂缝复杂程度的增加, 渗吸作用波及范围越大。裂缝宽度的减小会加剧油滴的聚集现象, 进而显著减缓渗吸速率, 并在小孔隙区域引发堵塞问题。(4) 系统开放边界数的增加可有效提升润湿相接触面积, 实现孔隙空间的最大化动态利用, 进而形成协同渗吸驱动机制。四边开放(AFO)条件下的渗吸采收率为最优, 而单边开放(OEO)条件下的采收效果最差。在相同无量纲时间下, TEO 和 OEO 因开放端面数量与空间分布模型的强非均质效应, 呈现更高归一化采收率, 而其余三种边界条件采收率变化曲线呈现相对集中趋势。

**关键词** 孔隙结构; 渗流机理; 数值模拟; 采收率; 裂缝复杂程度

**中图分类号:** TE9; TE312

## Spontaneous imbibition laws of fracture-containing porous media based on phase field theory

YANG Liu<sup>1</sup>, ZHAO Ziheng<sup>1</sup>, ZHANG Jigang<sup>2</sup>, HAN Yunhao<sup>2</sup>, LI Mingjun<sup>1</sup>, LIU Zhen<sup>1</sup>, JIN Yun<sup>3</sup>, YAN Chuanliang<sup>4</sup>

引用格式: 杨柳, 赵子恒, 张记刚, 韩云浩, 李明峻, 刘震, 靳云, 闫传梁. 基于相场理论的含裂隙多孔介质自发渗吸规律. 石油科学通报, 2025, 10(02): 269–282

YANG Liu, ZHAO Ziheng, ZHANG Jigang, HAN Yunhao, LI Mingjun, LIU Zhen, JIN Yun, YAN Chuanliang. Spontaneous imbibition laws of fracture-containing porous media based on phase field theory. Petroleum Science Bulletin, 2025, 10(02): 269–282. DOI: 10.3969/j.issn.2096-1693.2025.02.009

1 State Key Laboratory for Tunnel Engineering, China University of Mining and Technology(Beijing), Beijing 100083, China

2 Exploration and Development Research Institute, Xinjiang Oilfield Company, Xinjiang 834099, China

3 Beijing Ground Source Sci. Tech. Innovation Technology Co., Ltd., Beijing 101102, China

4 School of Petroleum Engineering, China University of Petroleum(East China), Qingdao 266580, China

Received: 2024-12-08; Revised: 2025-02-25

**Abstract** Rock spontaneous imbibition is the process of wetting phase fluid within the pore space spontaneously exhausting and driving the non-wetting phase, which is one of the important mechanisms for tight reservoirs to improve recovery. Due to the complexity of porous media characteristics and fracture morphology and other factors, the researches on imbibition and mass transfer laws between fractures and pores have not yet been fully elucidated. In this paper, based on the phase field method and fluid motion equations, a pore-scale dynamic imbibition and suction numerical model was established to analyze the mass transfer mechanism between fractures and pores within complex pore structures and the relationship with the recovery rate. The results show that: (1) the imbibition process mainly covers three key stages inside the pore space: rapid penetration of the fracture, interaction between the fracture and the pore space, and gradual advancement in the pore space (i.e., repulsion process). A faster injection rate will hinder the imbibition process, and result in more residual oil retention. (2) There is a specific critical fracture width, and when the fracture width is about 40 times the average pore size, the recovery rate will fluctuate up and down in a certain range. As the critical fracture width decreases, the positive correlation between the fracture dimensionless number and the recovery rate is shown. (3) Fracture systems of different complexity have different effects on fluid transport. As the critical fracture width decreases, the impact of different fracture complexity on fluid mobilization is different. Specifically, with the increase of fracture complexity, the wave range of imbibition effect become larger. The decrease of crack width will exacerbate the phenomenon of oil droplet aggregation, which will significantly slow down the recovery rate and cause clogging problems in the small pore area. (4) The number increase of the system open boundaries can effectively enhance the contact area of the wetting phase, which can maximize the dynamic utilization of the pore space, and form a synergistic seepage drive mechanism. The optimal imbibition recovery was achieved under the four-sided open (AFO) condition, while the worst recovery was achieved under the one-sided open (OEO) condition. At the same dimensionless time, TEO and OEO show higher normalized recovery rates due to the strong non-homogeneous effect of the open number of end faces and spatial distribution model, while the recovery change curves of the remaining three boundary conditions show relatively concentrated trends.

**Keywords** pore structure; imbibition mechanisms; numerical simulation; recovery efficiency; crack complexity

**DOI:** 10.3969/j.issn.2096-1693.2025.02.009

## 0 引言

近年来,能源需求持续攀升,提高储层采收率成为亟待深入研究的关键问题。低渗透储层,如页岩、致密砂岩和煤层,因低孔隙度特质导致驱油困难。此外,致密储层孔隙与裂隙发育充分且纳米孔隙结构复杂,其复杂微观孔隙结构下的渗流机理尚未得到全面有效阐释,严重制约了致密油气资源的高效开发。因此,探索并提升渗吸采收率以实现油气增效开发,成为备受推崇的策略<sup>[1-2]</sup>。

自发渗吸(以下称为渗吸)是一种通过毛细力将某些流体吸入多孔介质的过程<sup>[3]</sup>。依据可润湿和非可润湿流体流动方向,分为同向渗吸和逆向渗吸。同向渗吸指可润湿流体吸入与非可润湿流体排出方向相同,反之则为逆向渗吸。同向渗吸换液更有效,但逆向渗吸在实际中更为常见<sup>[4]</sup>。关于渗吸的研究最早是在19世纪初进行的。Lucash<sup>[5]</sup>和Edward<sup>[6]</sup>通过分析水在单

个毛细血管和多孔介质中的自吸过程,提出了水在毛细血管中的自吸和膨胀高度与时间的平方根呈线性关系的Lucas-Washburn(LW)模型。Handy<sup>[7]</sup>通过假设水的吸入是一个动态驱动过程,并忽略水相前缘气相的压力梯度,发展了LW模型。Wang等人<sup>[8]</sup>考虑毛细作用系数和粘度系数同时变为零的情况,给出了从不可压缩NSK方程的解到不均匀不可压缩的欧拉方程解的H-1收敛速率。Kou等人<sup>[9]</sup>将毛细管效应与界面自由能及其相应的化学式相结合,验证了理查兹方程与热力学的一致性。

孔隙尺度上模拟两相流的方法越来越多样化,常用的模拟方法主要包括计算流体动力学(CFD)、晶格玻尔兹曼(LBM)、水平集(LS)和相场法(PF)等。晶格玻尔兹曼现在广泛应用于两相流的模拟<sup>[10]</sup>,可以很好地应用于复杂边界条件的模拟,但在更复杂的结构中计算效率较低。Cai等人<sup>[11]</sup>考虑了不同几何参数的多孔介质中有效导热系数之间的关系,提出了能够描述

复杂多孔介质中传热的LBM流固耦合模拟。Liu等人<sup>[12]</sup>使用相场方法定义了二氧化碳和水之间的两相界面，并使用COMSOL Multiphysics模拟器研究多孔/裂缝介质中二氧化碳在孔隙尺度上的迁移。研究发现，多孔介质中裂缝的几何形状增加了超临界CO<sub>2</sub>在孔隙尺度上的流动路径的复杂性。Jafari等人<sup>[13]</sup>模拟了孔隙级逆流渗透过程中的基质—裂缝相互作用，并研究了注入速率、裂缝孔径直径和颗粒形状等相关参数的敏感性。Zhu等人<sup>[14]</sup>建立了模拟BFPM中单相和两相流动的数学模型，发现裂缝分叉强化了基质孔隙中的自吸作用，提高了采收率。因此，使用相场理论研究微观多孔介质的研究受到了广泛关注，一些学者已经进行了渗吸模拟的研究，但在逆向渗吸中影响采收率的因素仍需进一步研究。

特别是，裂缝的复杂性和随机性使得裂缝发育复杂程度不一。裂缝的复杂程度不仅影响流体在裂缝中的流动路径，还会影响流体与基质之间的渗吸效率。HU等人<sup>[15]</sup>结合粗碎裂隙模型和达西流模型，建立了粗碎裂隙三维达西流模型并研究了裂缝面分形维数、裂缝宽度、支撑剂分布、剪切滑移和曲折角对流场的影响。同样压裂液与岩石基体接触面积的不同，也会形成不同的边界条件。通常，边界条件分为全部暴露(AFO)、一端封闭(OEC)、两端封闭(TEC)、两端暴露(TEO)<sup>[16-19]</sup>。王家禄<sup>[20]</sup>使用复杂裂缝网络简化后的正交裂缝模型，利用局部对数加密对裂缝中的流动过程

实现精确模拟。致密储层孔隙裂隙发育，微观孔隙结构复杂，使得致密储层中裂缝和孔隙之间的作用机理不能很好的表征。孔隙复杂程度和边界条件对渗吸采收率的影响尚不清楚，复杂微观孔隙结构中渗流机理尚未得到有效解释。

本文基于相场理论和Navier-Stokes方程，建立了两相流在裂缝非均质多孔介质中流动的渗吸模型，针对不同裂缝宽度、裂缝形态及裂缝和孔隙的匹配关系(开放边界数量)下渗吸过程的研究，明晰复杂孔隙结构内部裂隙与孔隙之间的传质机理及其与采收率的关系。这有助于在实际油藏开发中，工程师根据油藏的具体地质特征，优化布井方案、注水方式等开发策略，探索新的驱油剂配方、注入参数等以提高原油采收率。

## 1 数值模拟

如图1所示为现场压裂液压裂后形成复杂的边界条件示意图。可以看到在真实的油藏环境中，压裂后会形成复杂的分叉树状水力裂缝。由于裂缝的复杂性，因此边界条件众多。主要有5种边界条件：(1)全面开放复杂流动(AFO)，(2)一端封闭复杂流动(OEC)，(3)两端封闭径向流动(TEC)，(4)两端开放线性流动TEO，(5)一端开放线性流动OEO。当压裂液被注入并与油层接触时，会发生渗吸作用，这是一种通过毛细管力驱

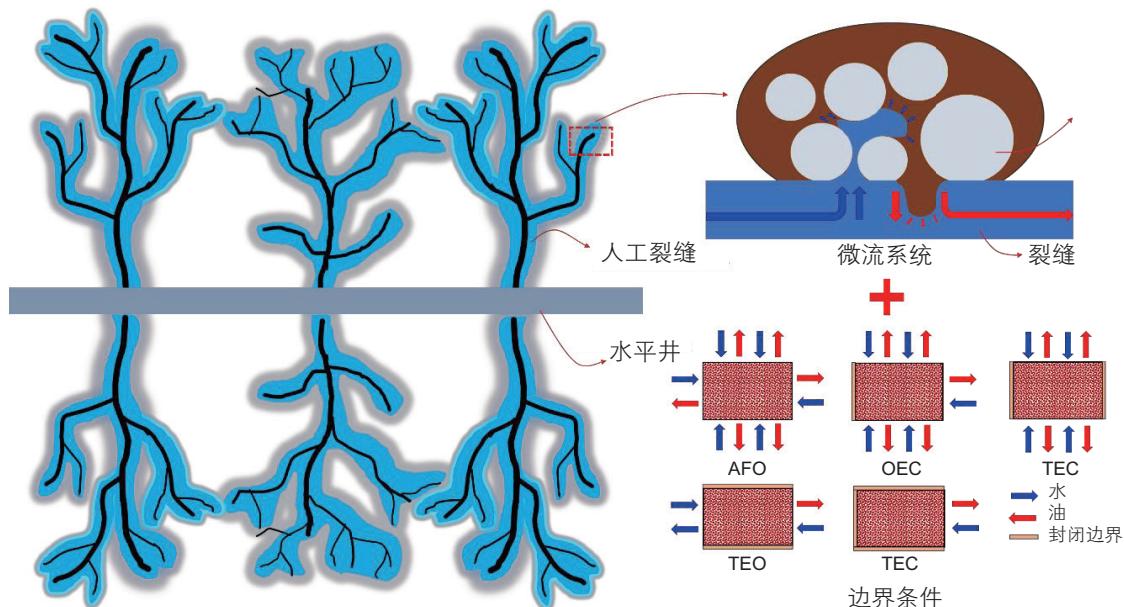


图1 现场压裂液压裂后形成复杂的边界条件以及微观渗吸作用示意图

Fig. 1 Schematic diagram of complex boundary conditions and microscopic imbibition effects formed after hydraulic fracturing on site

动的流体置换现象，能够有效地将储存在孔隙中的原油置换出来。因此，渗吸不仅仅是一个简单的流体流动过程，而是一个涉及油—水两相在裂隙与孔隙间复杂交互的动态过程。该过程反映了裂缝与孔隙的匹配关系。

### 1.1 数学模型

基质孔隙和裂缝中的流体流动使用Navier-Stokes方程<sup>[21]</sup>描述。考虑重力因素其连续性方程和运动方程为

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot [-\mathbf{pI} + \mathbf{K}] + \mathbf{F} + \rho g \quad (1)$$

$$\rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\mathbf{K} = \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \quad (3)$$

式中  $p$  表示流体压力(Pa)， $\mathbf{u}$  表示流体速度(m/s)， $\rho$  表示流体密度(kg/m<sup>3</sup>)， $F$  是作用于油水、气水和气油界面的表面张力， $g$  是重力矢量(m/s<sup>2</sup>)， $\mu$  是流体粘度(mPa·s)。

采用相场法捕捉油水两相界面。相场法是针对材料微观结构演化数值模拟的一种流行方法，其主要思想是利用扩散—界面技巧来近似体现实际情况中的变量不连续分布，即利用域内和边界上连续分布的相场变量来模拟微观结构<sup>[22-25]</sup>。模型中界面捕捉使用相场方程控制，其方程为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = \nabla \cdot \frac{\gamma \lambda}{\varepsilon_{pf}^2} \nabla \psi \quad (4)$$

$$\psi = -\nabla \cdot \varepsilon_{pf}^2 \nabla \phi + (\phi^2 - 1)\phi + \frac{\varepsilon_{pf}^2}{\lambda} \partial f / \partial \phi \quad (5)$$

式中  $\phi$  为相场参数，当  $-1 < \phi < 1$ ，代表两相界面，当  $\phi = -1$  或  $\phi = 1$  代表某一项流体体积。 $\gamma$  为迁移率， $\lambda$  是界面自由能密度， $\varepsilon_{pf}$  是界面厚度控制参数(m)，一般为划分最大网格的一半，即  $h_{max}/2$ 。如果该值太大则无法正常捕捉界面运动，如果太小则可能导致数值不稳定。 $\psi$  是辅助参数，将相场四阶方程转化为两个两阶方程， $\partial f / \partial \phi$  是外部自由能导数(J/m<sup>3</sup>)。相场模型中， $\gamma$  是关于迁移率参数  $\chi$ (m·s/kg) 的函数，即  $\gamma = \chi \varepsilon_{pf}^2$ 。本模拟中迁移率大小设置为随速度变化而变化，使其模拟效果更好。 $\lambda$  是关于界面张力  $\sigma$ (N/m) 的函数，即

$$\lambda = \frac{3\varepsilon_{pf}\sigma}{\sqrt{8}} \quad (6)$$

在相场模型中，表面张力  $\mathbf{F}$  为

$$\mathbf{F} = \left( \frac{\lambda}{\varepsilon_{pf}^2} \psi - \frac{\partial f}{\partial \phi} \right) \nabla \phi \quad (7)$$

建模域的各个位置，这些标量场在 -1 到 +1 之间平滑变化，用于定义控制纳维—斯托克斯方程中的流体粘度和密度。两相界面的体积分数、粘度和密度定义为

$$V_{f1} = \frac{1-\phi}{2} \quad (8)$$

$$V_{f2} = \frac{1+\phi}{2} \quad (9)$$

$$V_{f1} + V_{f2} = 1 \quad (10)$$

$$\rho = \rho_1 V_{f1} + \rho_2 V_{f2} \quad (11)$$

$$\mu = \mu_1 V_{f1} + \mu_2 V_{f2} \quad (12)$$

式中  $V_{f1}$  和  $V_{f2}$  分别为两相流体体积分数， $\rho_1$  和  $\rho_2$  分别为两相流体密度大小(kg/m<sup>3</sup>)， $\mu_1$  和  $\mu_2$  分别为两相流体粘度大小(mPa·s)。

在固体颗粒表面定义润湿壁边界，则

$$\mathbf{n} \cdot \frac{\gamma \lambda}{\varepsilon_{pf}^2} \nabla \psi = 0 \quad (13)$$

$$\mathbf{n} \cdot \varepsilon_{pf}^2 \nabla \phi = \varepsilon_{pf}^2 \cos(\theta_w) |\nabla \phi| \quad (14)$$

式中  $\mathbf{n}$  是法向单位矢量， $\theta_w$  为润湿角。并且在入口处设置较小的流入速度，出口处设置同大气压的压力边界。

### 1.2 模型建立及实施

几何模型通过不同边界条件的矩形裂缝流道建立。水平矩形裂缝长度为 15 mm，宽度为 1 mm。垂直矩形裂缝流道长度为 10 mm，宽度为 1 mm。该二维模型孔隙率为 35.6%，渗透率为  $2.4587 \times 10^{-10}$  m<sup>2</sup>。该孔隙模型中最大孔隙半径为 0.8 mm，最小孔隙半径为 0.15 mm。利用相场方程求解，并采用自由三角网格进行建立划分。从图 2 中的模型局部放大图可以看到，孔喉越小的地方，网格划分的越细。而孔喉较大的地方，网格划分则较粗。单边裂缝初始模型中，划分网格后总体单元数量为 41 800，边界单元数量为 7708，顶点单元数量为 704，平均网格质量为 0.8029。

对于所有模拟，入口边界条件设定为恒定速度 0.5 m/s，其控制以恒定的注入速度注入水。出口使用恒定压力边界条件，设置为 0 Pa，同时抑制回流。出口边界处的恒定压力用作压力参考，并根据入口和出口之间的压差计算动态压力变化。顶部和底部边界设置为对称边界条件。从裂缝左侧入口注入水，右侧出口排出油滴。油相粘度和密度分别为 0.0076 Pa·s

和  $840 \text{ kg/m}^3$ , 水相粘度和密度分别为  $0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  和  $1000 \text{ kg/m}^3$ 。

整个模型采用 COMSOL Multiphysics 软件进行求解。当在 COMSOL 中使用相场界面进行计算时, 除了流动条件和流体参数之外, 仅需要输入两个参数, 即界面厚度变量  $\varepsilon_{\text{pf}}$  和迁移率参数  $\chi$ 。界面厚度变量  $\varepsilon_{\text{pf}}$  应当足够低以获得尖锐的界面。迁移率调整参数  $\chi$  决定了 Cahn–Hilliard 扩散的时间尺度。界面厚度变量  $\varepsilon_{\text{pf}}$  和迁移率参数  $\chi$  分别取为  $10^{-4} \text{ m}$  和  $2 \text{ m}\cdot\text{s/kg}$ 。在计算过程中, 使用向后微分公式(BDF)通过数值求解器控制时间步长。初始时间步长( $1 \times 10^{-9} \text{ s}$ )足够小, 可以避免奇异性。在深入探究毛细管力的驱动机制及其对多孔介质中流体渗流影响的背景下, 为了系统地研究毛细管力作用下含裂隙多孔介质的自发渗吸规律, 在

构建的所有相关模型中, 统一将润湿角取值设定为  $\pi/6$ 。

## 2 孔隙—裂隙自发渗吸演化规律

### 2.1 渗吸特征

图 3 为  $0.005 \text{ s}$  时压力分布图与流速图。根据压力图我们可以看到在油水分界面上的压力是不同的, 即油水层之间存在压力差(毛细压力)。渗吸前缘持续向前推进的地方相较于其他推进较缓的地方压力低, 并且具有较高的流速。该现象意味着此区域会进行持续的渗吸作用。当油滴形成时, 小油滴的内部压力较大, 大油滴的内部压力较小, 这与毛细管力公式有关, 即半径越大, 其压力越小。通过流速图可以看到, 孔喉

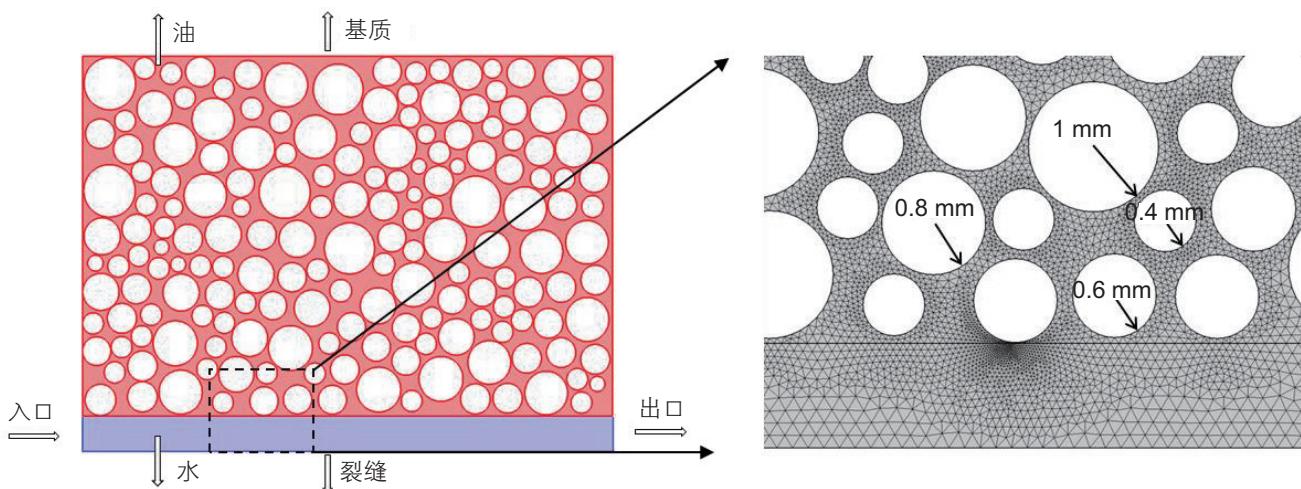


图 2 单边裂缝初始模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the initial model of unilateral cracks

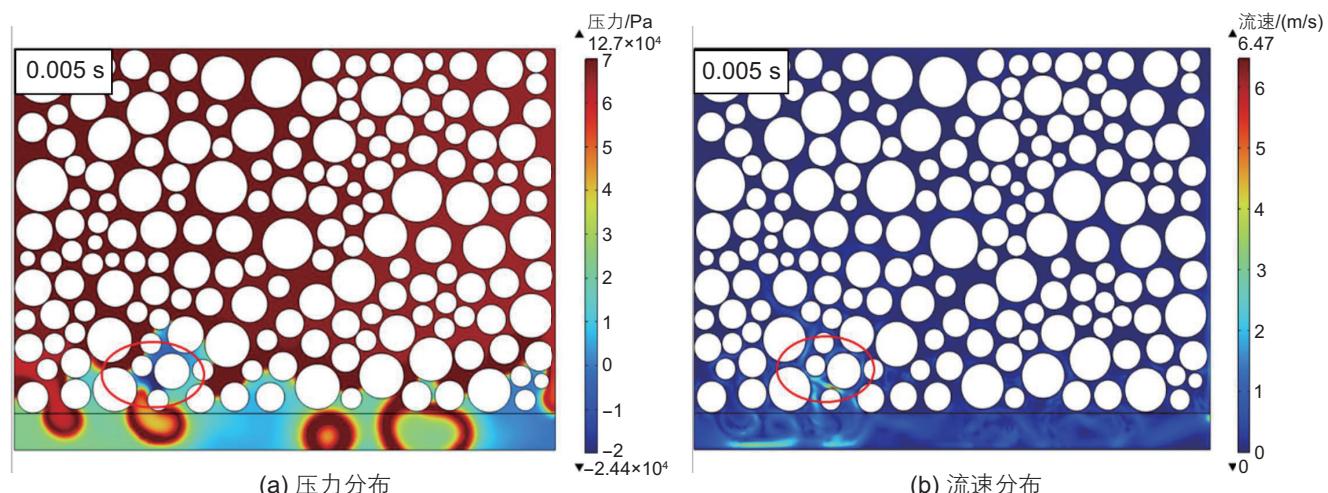


图 3  $0.005 \text{ s}$  时刻压力分布图与流速图

Fig. 3 Plot of pressure distribution and flow velocity at  $0.005 \text{ s}$  moment

较小的地方和裂缝内部的流速都比较大，并且由于逆向渗吸作用，在孔喉较小的地方有明显的油滴形成。当油滴形成后，孔喉壁面与裂缝壁面之间会形成相对狭小的流动孔隙。这导致该区域的流速显著增加，但同时也给油滴的排出带来了阻碍。

在单边裂缝模型中，为将采收率与驱替、渗流等物理过程的发展阶段相联系而不受具体时间长短的干扰，渗吸时间采用无因次时间进行表示。具体计算过程如公式 15、16 所示。

$$t_D = \frac{2\sigma}{L_C^2} \frac{\sqrt{K/\phi}}{1 + \sqrt{\mu_{nw}/\mu_w}} t \quad (15)$$

$$L_C = \sqrt{\left[ \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{d_{A_i}} + \sum_{i=1}^n \frac{A_{l_i}}{d_{l_i}} + \sum_{i=1}^n \frac{A_{r_i}}{d_{r_i}} \right]} \quad (16)$$

$\sigma$ 为表面张力， $L_C$ 为计算特征长度， $\phi$ 为孔隙率， $K$ 为渗透系数， $\mu_w$ 是水相粘度， $\mu_{nw}$ 油相粘度， $t$ 为渗吸作用时间。 $A_i$ 是相对于第*i*个方向开放渗吸的区域， $d_{A_i}$ 是渗吸前沿从渗吸面行进到无流边界的距离。

图 4 为单边裂缝模型采收率随着无因次时间变化的曲线图。在到达流体稳定状态前，采收率随着无因次时间的增加逐渐变缓。与之对应的是渗吸过程的 3

个阶段，快速增长阶段、缓慢增长阶段及流体稳定阶段。初期毛细管力主导的快速渗吸阶段，孔隙内高毛细压差驱动水分快速侵入，优先置换小油滴并形成渗吸前缘推进；中期毛细力与粘性力竞争阶段，随渗吸路径延长，粘性阻力和孔喉结构对大油滴的捕获效应增强，渗吸速率放缓，油相需克服界面张力及形变能才能运移；末期动态平衡阶段，当渗吸驱动力与残余油相滞留阻力(如界面吸附、封闭孔隙)达到平衡时，渗吸作用停止，残余油分布趋于稳定，最终采收率由孔隙非均质性与流体性质共同决定。3 个阶段反映了毛细驱动力减弱、阻力增强的动态演化规律，深刻刻画了多孔介质内自发渗吸的物理机制。

## 2.2 裂缝宽度影响

定义平均孔径与裂缝宽度的比值为裂缝无量纲数 $\gamma_a/w_0$ 。平均孔径为 $\gamma_a = \sqrt{\kappa/\phi} = \sqrt{2.458E-10/0.356} = 0.0263$  mm。自发渗吸过程中，裂缝宽度通过影响毛细管力主导的油水置换效率和油滴运移阻力，决定了采收率的趋势。关键参数为裂缝无量纲数。其核心在于毛细管力和粘性力的竞争作用，毛细管压力由 Young–Laplace 方程描述

$$P_c = \frac{2r \cos \theta}{R} \quad (17)$$

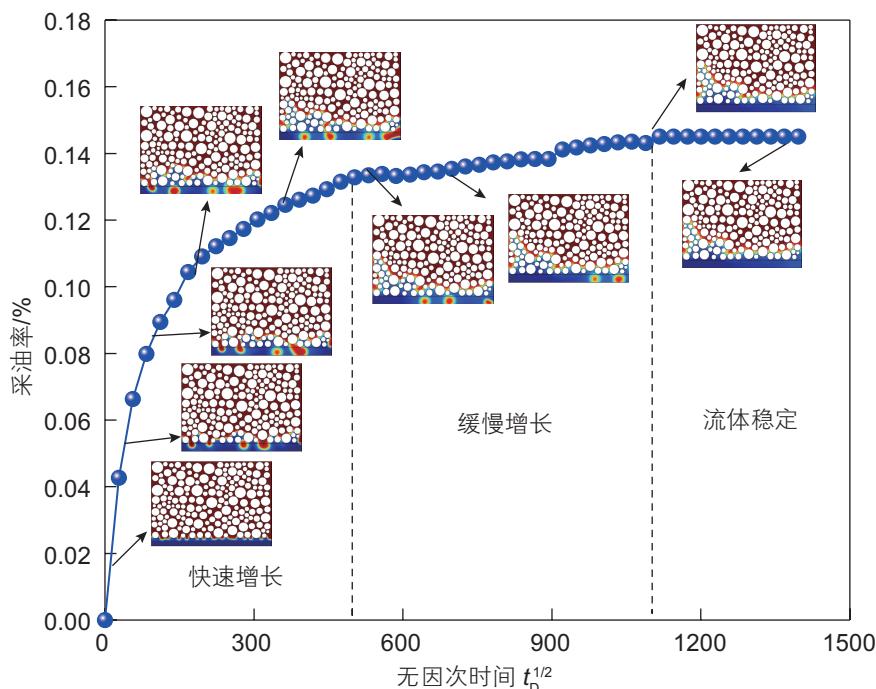


图 4 单边裂缝模型采收率随着无因次时间变化的曲线图

Fig. 4 Curve of recovery rate of unilateral crack model with dimensionless time variation

其中,  $r$  为表面张力,  $\theta$  为润湿角,  $R$  为孔隙半径。裂缝宽度越小, 毛细管力增强, 驱动油相排出。油相在裂缝中流动速度受粘性阻力控制, 由 Hagen–poiseuille 方程描述

$$\mathbf{u} = \frac{w^2 \Delta P}{12 \mu L} \quad (18)$$

其中  $\mathbf{u}$  为裂缝内流动速度,  $\Delta P$  为压差,  $\mu$  为粘度,  $L$  为流动路径长度。裂缝宽度  $W$  减小时, 流速显著降低, 导致油滴滞留。考虑裂缝基质的渗吸竞争过程, 假设可通过渗吸特征时间的平衡确定临界裂缝宽度。毛细管驱动时间表示为

$$t_{\text{cap}} \propto \frac{\mu L^2}{r \sqrt{\gamma_a}} \quad (19)$$

粘性流动时间表示为

$$t_{\text{visc}} \propto \frac{\mu L w^2}{\Delta P} \quad (20)$$

当  $t_{\text{cap}} \approx t_{\text{visc}}$  时, 两种机制达到平衡, 推导得临界裂缝宽度

$$w_{\text{crit}} \propto \sqrt{\frac{r L \gamma_a^{1/2}}{\Delta P}} \quad (21)$$

带入模型参数 ( $r=0.03 \text{ N/m}$ ,  $\Delta P=100 \text{ Pa}$ ,  $L=15 \text{ mm}$ ,  $\gamma_a=0.0263 \text{ mm}$ ), 计算结果  $w \approx 40 \gamma_a$ 。因而选取裂缝无量纲数为 0.0877、0.0526、0.0175 和 0.00877 共 4 种情况。

图 5 为 0.2 s 时刻裂缝无量纲数为 0.0877、0.0526、0.0175 和 0.00877 的油水分布图。不同裂缝无量纲数下的渗吸均有明显的指进现象, 渗吸前缘在毛细管力以及粘性力的作用下持续向多孔介质内部推进。随着裂缝无量纲数的增加, 裂缝中的油滴分布存在明显的差异。当无量纲数较大时(裂缝宽度较小), 油滴会堆积在裂缝中。粘性力和驱替压差的作用不足以迅速将油滴从裂缝中排出。此外, 在这一过程中, 新排出的油滴会与之前的油滴汇聚并融合, 进而形成更大的油滴, 这些更大的油滴会进一步阻碍流动。由图 5(c) 和 (d) 可以看到, 无量纲数较小(裂缝宽度较大)时油滴会在裂缝中形成较完整的形状, 粘性力和驱替压力作用下油

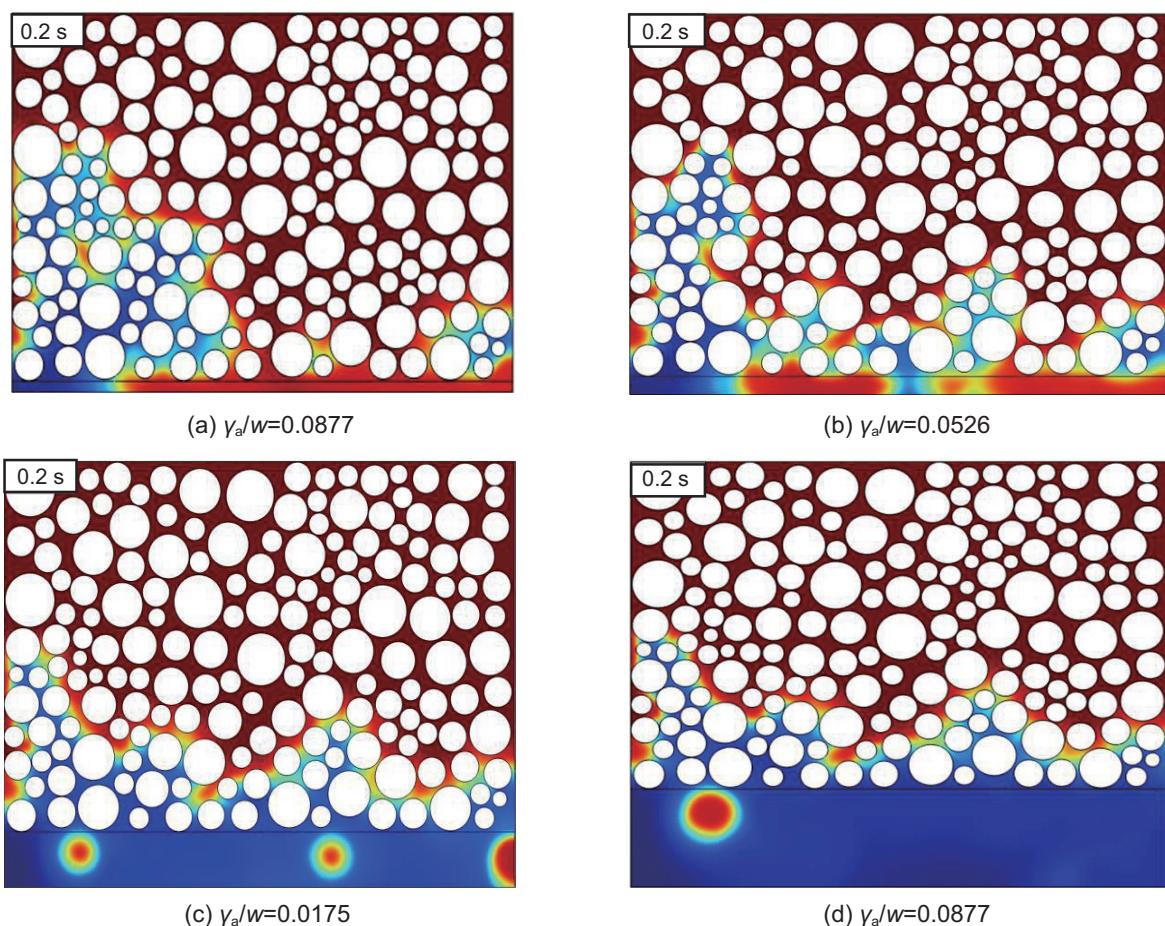


图 5 0.2 s 时刻不同裂缝无量纲数油水分布图

Fig. 5 Dimensionless oil-water distribution map of different cracks at 0.2 s

滴可以依次顺利排出，中期会有较小的油滴形成排出。中期形成的油滴同先形成的油滴融合并沿渗流通道排出。由上述现象可推断出：当裂缝无量纲数无限小时不会阻碍油滴的运移。油滴在裂缝中形态完整，在粘性力和驱替压力下能顺利依次排出，中期小油滴形成、排出并融合后沿渗流通道排出，渗吸作用得以较好发挥，利于原油采收。而当无量纲数无限大时油滴易堆积在裂缝，粘性力与驱替压差难以迅速排出油滴，油滴汇聚融合成大油滴，阻碍渗流通道，使渗吸作用受限，甚至形成死油区，降低渗吸效率和采收率。在图5(a)中我们看到，由于裂缝宽度过小，此时会形成死油区域，油滴堆积在裂缝中无法排出，排出的时间要大大增加。

如图6显示了不同裂缝无量纲数与采收率的相关性。裂缝无量纲数为0.0877( $w=0.3\text{ mm}$ )时采收率最高，采收率为25%。裂缝无量纲数为0.0263( $w=1\text{ mm}$ )时的采收率最低，采收率为15%。与裂缝无量纲数为0.0263时相比，无量纲数的增加和减少都会增加最终采收率。值得注意的是，虽然减小裂缝无量纲数会使得渗吸速率增加，但其与最终采收率并不呈正相关关系。盲目的减小这一无量纲数不会促进采收率的提高，同理增大这一无量纲数可能导致油滴堆积在裂缝中无法排除，从而减小最终采收率。以裂缝宽度为1 mm(相当于40倍左右平均孔径大小)时为分界线，

此时其采收率最低，无量纲数为0.0263。当裂缝无量纲数大于0.0263( $w<1\text{ mm}$ , 图中蓝色点部分)时，无量纲数大小与采收率具有强相关性，该区域呈正相关。随着无量纲数增加(裂缝宽度的减小)，采收率是增加的，但该无量纲数也不能无限小。当无量纲数小于0.0877( $w=0.3\text{ mm}$ , 图中绿色点区域)，此时裂缝宽度相当于十倍左右的平均孔径)时，油滴的排出可能会受到阻碍，从而导致死油区域的形成。而当无量纲数小于0.0263( $w>1\text{ mm}$ , 图中红色点部分)时，随着无量纲数的增加，采收率也增加。当增加到0.0175( $w=1.5\text{ mm}$ )时，其无量纲数大小与采收率之间开始没有明显的线性相关性，最终采收率在一定范围内随着无量纲数的减小上下波动。由此现象可见增加无量纲数(裂缝宽度越大)并不会使得采收率一直增加。

研究结果表明：当 $w \approx 40\gamma_a$ 时采收率出现最低点，此时毛细管力与粘性力达到过渡平衡。 $w < 10\gamma_a$ 时裂缝过窄引发油滴聚集堵塞(死油区)，采收率小幅回升但整体受限。 $w > 40\gamma_a$ 时裂缝宽度超过临界值，毛细管力主导作用弱化，采收率波动但总体下降。裂缝临界宽度的确定通过多因素耦合分析完成，主要依赖于毛细管力与粘性力的竞争、数值模拟参数以及无量纲时间尺度匹配。

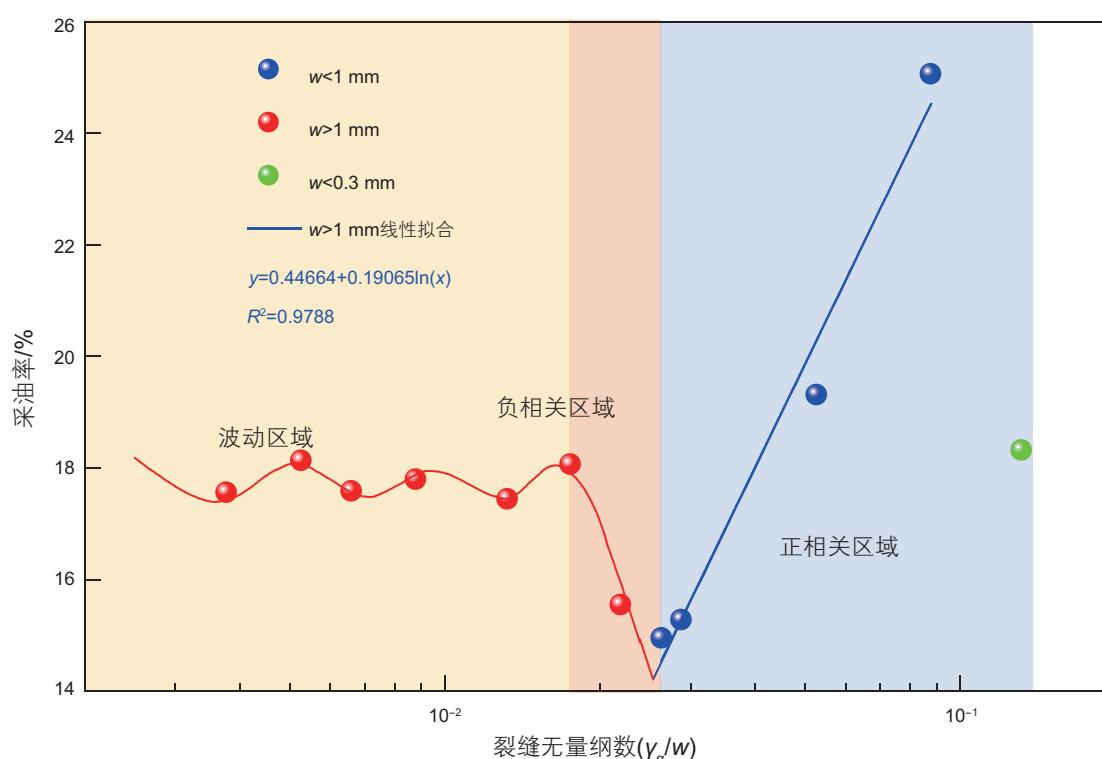


图6 不同无量纲数与采收率相关程度分析图

Fig. 6 Analysis of the correlation between different dimensionless numbers and recovery rate

根据裂缝宽度优化采收率的核心在于通过裂缝无量纲数( $\gamma_a/w$ )调控毛细管力与粘性力的协同作用。根据研究显示,临界裂缝宽度( $w \approx 40$ ,  $\gamma_a/w = 0.0263$ )为采收率最低点,对应两种驱替力的平衡状态。实际应用中需分情景调整:裂缝较窄时( $w < 10$ )需配合注水压力提升和低粘度驱替以防止堵塞;裂缝较宽时( $w > 40$ )应增强波及效率并避免非均匀驱替;而针对临界区( $10 < w < 40$ )需平衡渗吸时间与裂缝宽度控制,通过压裂参数优化和活性剂注入强化驱替效率。

### 2.3 裂隙复杂度影响

图7为不同复杂程度裂缝条件下油水分布图。裂缝复杂度模型通过分级化方法处理裂缝形态随机性:基于树状网络将裂缝划分为水平主裂缝和一、二级随机分叉裂缝。该模型通过构建多方向渗吸网络(同向/逆向耦合)反映真实渗流的复杂性。此外,该模型通

过设定分叉宽度阈值(二级分叉宽度<孔喉尺寸时的渗吸阻碍)增加了模型多尺度表征的随机性。渗吸初期,在毛细管力作用下,水会优先进入孔喉较小的地方,油会从孔喉较大的地方流出。随着裂缝复杂度的增加,其波及范围会相应扩大,从而导致更多的油被有效置换出来。

如图7(g)(h)(i)所示,由于分叉裂缝的存在,裂缝的宽度会相应减小,同时渗吸作用所需穿越的距离也会增加,油滴更容易发生聚集现象。当两个或多个油滴合并聚拢后,由于粘性力的增强和驱替压力的作用,这些较大的油滴会被推动着向前移动。此时油滴阻力会逐渐增大,从而降低油滴的排出速度。在重力作用下,油滴形状会发生变化,并且在裂缝分叉处油滴聚集更明显。油滴最终在粘性力、驱替压差和重力作用下油滴会从出口处排出。其中,由于四周孔隙都是小孔隙,部分区域会发生圈闭现象(区域3)。水从周围

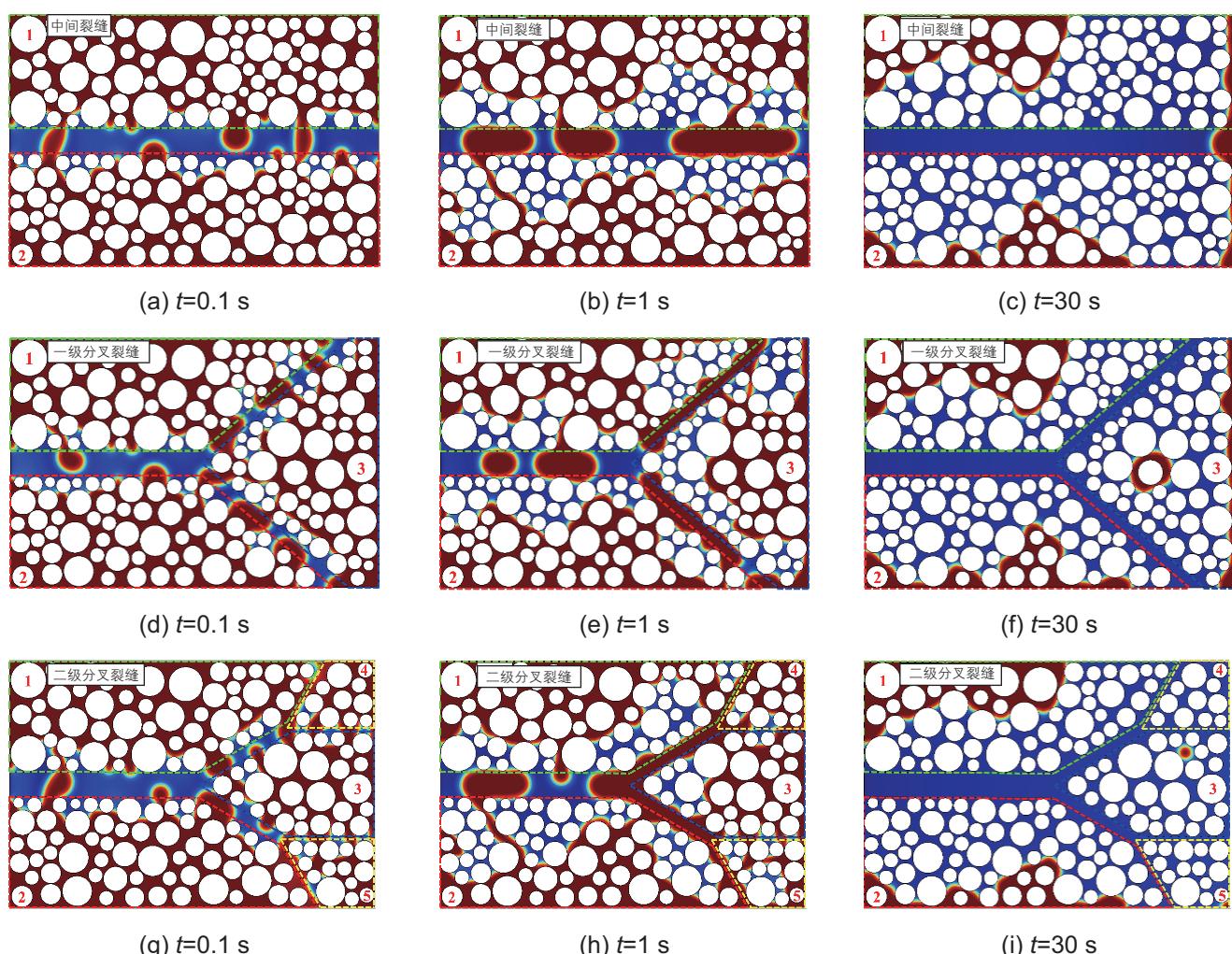


图7 不同裂缝复杂度油水分布图

Fig. 7 the distribution of oil and water under different crack complexity conditions

的小孔隙进入后，油会从较大的孔隙排出。由于四周都是小孔隙，在油膜接触并发生破裂之后，部分油会留在其中难以排除，最后以残余油的状态滞留其中，这也解释了残余油的形成过程。同样对于离裂缝较远的区域，渗吸过程难以发生，会有油滴滞留在较远的地方。此外，不同的区域的渗吸方向也不相同，1、2区域的渗吸方向与水进入方向相反，这里为逆向渗吸过程，而3区域则是逆向、同向渗吸过程共同发生。

如图8为不同复杂程度裂缝采收率及速度变化曲线。在渗吸作用的初期阶段，可以观察到三条曲线几乎完全重合，这一阶段对应于油滴刚开始被水逐渐置换并进入到裂缝中的过程。在这一阶段，一级分叉裂缝的渗吸速率增长速度超过了中间裂缝和二级分叉裂缝。受分叉裂缝宽度限制，二级分叉渗吸速率增速放缓，一级分叉因较宽裂缝率先完成渗吸；油滴聚集与合并导致粘滞阻力增大。然而，值得注意的是，尽管一级分叉裂缝较早地完成了渗吸过程，但最终的采收率却显示二级分叉裂缝要高于一级分叉裂缝。这一现象表明，更为复杂且分布广泛的裂缝网络能够使得渗吸作用波及到更广的区域，从而有利于提升最终的采收率。但是过小的裂缝存在会影响整体的渗吸速度。并且由于残余油的存在，使得一级分叉裂缝的最终采收率要略低于水平裂缝。

#### 2.4 孔隙—裂缝匹配关系影响

如图9为0.008 s时刻不同边界条件下油水分布情况。水相会在毛细管力作用下被动进入多孔介质中，渗吸前缘持续推进将油置换出来，置换出来的油会在

粘着力以及驱替力的作用下由裂缝出口端排出。在此过程中，由于孔隙大小的不同，5种边界条件的渗吸作用下均会形成大小不一的油滴。将图9(a)(b)对比来看，增加开放上边界对于渗吸几乎没有太大的影响，故对渗吸作用影响微弱。该过程水在毛细管力下进入及油被置换排出的过程基本不变。因为模型左右两侧为封闭状态，且两条水平裂缝之间距离较远，使得他们之间的流体流动几乎互不干扰。将图9(b)(c)对比来看，TEC渗吸距离长，因而提供了更多油滴聚集机会，利于形成小油滴排出，增加油-水接触面积与渗吸驱动力，渗吸效果强；TEO在渗吸过程中生成较大油滴，减小接触面积与驱动力，渗吸效果相对较弱。前3种情况的渗吸过程由于只开放两侧对称边界条件，相邻的边界为不流通边界。不流通边界限定了流体流动方向与范围，各区域渗吸相对独立，对于各自的渗吸过程并不产生太大的影响。根据OEC中的油水分布情况可以看到，开放相邻的右边界影响到了上下两侧的渗吸过程。图9(b)(d)两种情况对比，右侧裂缝渗吸加速了上下边界的渗吸过程，增加了流体流动通道与交互，影响上下两侧渗吸方向与速度，加速了渗吸过程。与全开放边界相比，其他四种边界条件或多或少的会存在封闭段孔隙利用率较低的问题。图9(e)图示全开放边界，全开放边界消除流动限制，最大化孔隙利用率，为水进入与油排出提供良好通道，强化整体渗吸作用，使渗吸更充分高效，对比凸显其他边界条件封闭段对渗吸的阻碍。

在动态渗吸过程中，裂缝与孔隙的相互作用通过流体运移路径重新分布和油相赋存形态演化的双重机

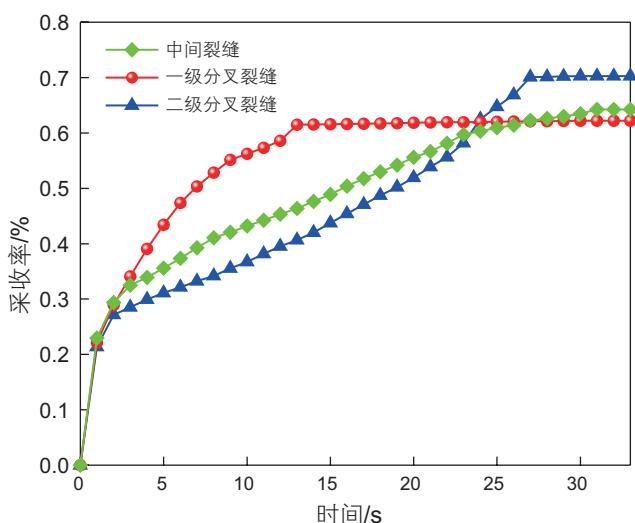
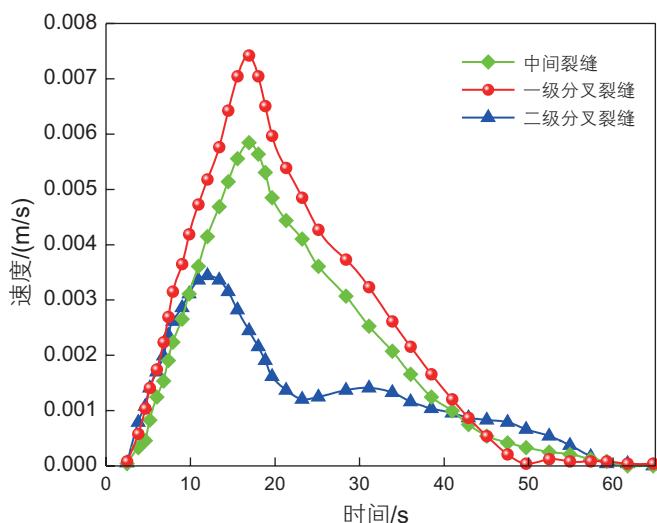


图8 不同复杂程度裂缝采收率及渗吸速率变化曲线

Fig. 8 Variation curves of recovery rate and seepage rate in fractures of different complexities



制影响渗吸效率。裂缝作为优势通道优先驱动流体定向运移，加剧孔隙网络内局部压力梯度的不均衡的分布，迫使毛细管力作用下的水相优先侵入与裂缝连通的粗孔隙，而孤立孔隙中的油相滞留程度增加。

图 10 为 OEC 边界 3 个连续时刻的油水分布，可以观察到多边界条件与单边界下油滴运移的不同。多边界条件下小油滴运移过程中容易发生油滴的聚合并现象。随着开放边界数量的增加，渗吸作用会得到加强并且更多油滴会被置换出来，这是因为更多的流体通道被打开，促进了流体的交换。油滴越大，其运移所需要驱替力则越大。由于注入速度是不变的，所以大油滴会比小油滴运移的更慢，使得小油滴追上大油滴发生聚合并现象。后期随着油滴的进一步聚集

合并，形成的大油滴运移更缓，其阻力也会变大。

为了进行不同边界条件下的渗吸量纲分析，需要利用特征长度来处理岩心大小和边界条件的影响，然后将其应用于无量纲时间的计算，计算过程详见公式 15、16。具有 OEO 边界条件的岩心只有一个表面作为吸水面，其吸水方式为简单的逆流吸水。在其他边界条件下，多个表面与润湿相流体接触，同时存在同向渗吸逆向渗吸<sup>[26]</sup>。理想化模型认为，每个边界条件的岩心都有不同的无流边界，用于计算特征长度。目前，Mason 模型<sup>[27]</sup>已应用于大量的自吸实验。与 MK 模型相比，该模型在处理自吸实验数据方面具有较高的精度，适用于气—水和油—水自吸系统。

图 11 为不同边界条件下石油采收率和归一化因

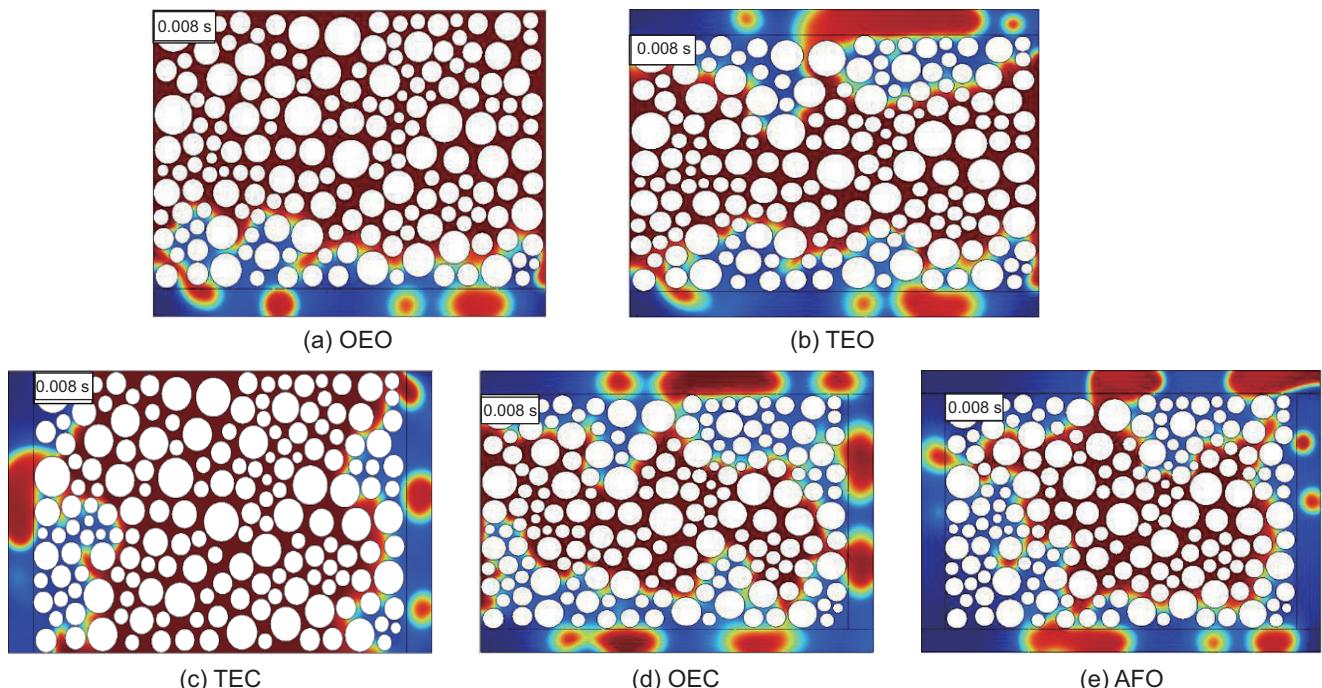


图 9 0.008 s 时刻不同边界条件下油水分布情况

Fig. 9 Oil water distribution under different boundary conditions at 0.008 s

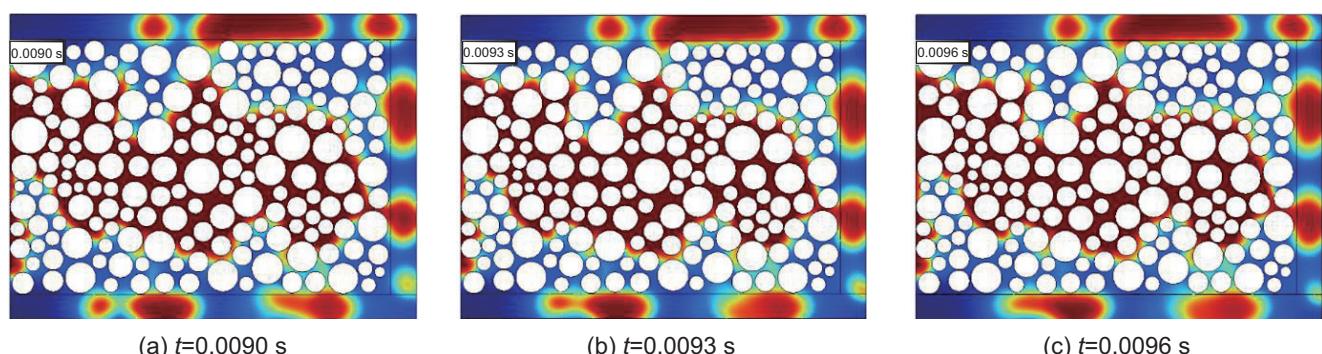


图 10 0.009 s 到 0.0096 s 3 个不同时刻 OEC 油水分布

Fig. 10 Three OEC oil-water distributions from 0.009 s to 0.0096 s

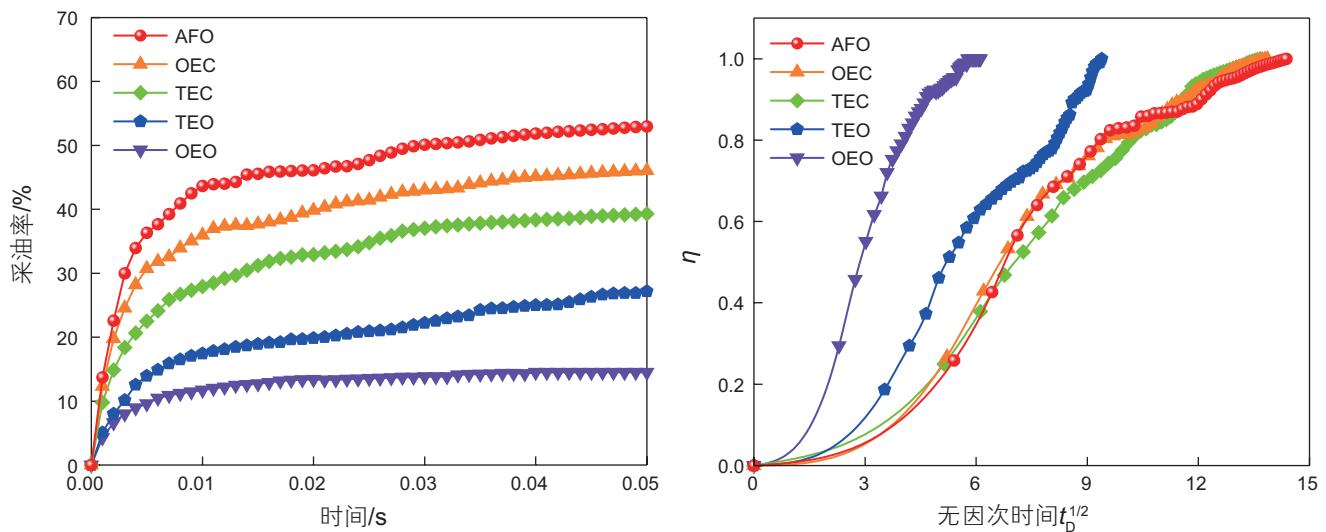


图 11 不同边界条件下采收率和归一化无因次时间变化图。图中  $\eta$  是不同时刻采收率  $Re$  与最终采收率  $R_\infty$  的比值  $\eta = Re/R_\infty$

Fig. 11 The oil recovery rate and normalized dimensionless time variation under different boundary conditions. In the picture  $\eta$  is the ratio of the recovery rate  $Re$  at different times to the final recovery rate  $R_\infty$   $\eta = Re/R_\infty$

次时间变化图。从总体的曲线来看，封闭边界会导致更短的持续时间和更小的采收率。主要是由于多边界条件加强了整体的渗吸过程，同时图 10 描述的油滴合并现象会增多，使得持续时间变长。5 种边界条件下前期斜率较为接近，呈线性关系，后期采收率则主要受暴露面积影响。根据采收率曲线明显可以看出 AFO 边界条件下的采收率是最高的，OEO 则最低。AFO 暴露面积最大，多孔介质和水可以充分接触，油从各个方向的通道被置换出来。随着暴露面积减小，与水接触的孔隙数量迅速下降。在 TEO 和 OEO 边界条件下，毛细管的长度比较短，可以迅速将油排出，其他条件下却需要更长的时间。随着封闭边界数量的减少，采收率逐渐增加。此外本文还通过放缩了岩心尺寸、流体性质、孔隙度、渗透率等因素，利用无因次时间来标度不同边界条件下的渗吸过程。采收率最好的边界条件是 AFO，最不好的边界条件是 OEO。在相同的无量纲时间下，边界条件 OEO 对应着更高的采收率，而其他四个边界条件下归一化采收率曲线要接近一些。最理想的情况下，放缩其余影响因素后 5 种边界条件的无因次曲线应当尽量重合为一条曲线，但在这里仅有 AFO、OEC、TEC 这 3 条曲线较为接近，而以开放两侧端和下端为渗吸面的 TEO 和 OEO 放缩结果存在一定偏差。其次 Akin<sup>[28]</sup> 曾观察到，逆向流动对非均质性很敏感。Mason 模型假设材料是各向同性、均质的理想材料，而本文模型颗粒设置则是随机分布，具有较强的非均质性，并且其径向和轴向物理性质之间会存在差异性。岩心中沿长度方向的线性流动和沿直径方

向的径向流动同时存在并相互干扰。通过渗吸实验发现，这些因素都会导致放缩结果存在一定偏差。尽管在非均质性较强的模型中，部分曲线放缩结果不够理想，足以证明 Mason 模型对于本论文模拟结果的放缩也具有很好适应性。

本研究关于边界条件对渗吸效果影响的结论与多组前人研究成果高度一致，验证了其科学性和可靠性。在 AFO 条件下，油水接触面积最大化，流体运移通道无阻隔，最终采收率较其他条件提高 32%。这与 Cheng<sup>[29]</sup> 等提出的采收率受驱替距离的影响一致：多开放边界通过协同增加置换通道实现更高采收率。而 OEO 条件下，封闭边界的几何限制导致孤立孔隙占比增加，形成油相滞留“死区”，与 Babadagli<sup>[30]</sup> 研究的渗吸受限模式吻合。此外，本文预测的开放边界暴露面积与采收率正相关规律 ( $AFO > TEC > OEC > TEO > OEO$ )，与 Wang<sup>[30]</sup> 等通过核磁共振表征得出的渗吸效率排序规律形成互证，进一步证明了结论的普适性。

### 3 结论

本章针对不同裂缝宽度、裂缝形态及孔隙与裂缝匹配关系下孔隙结构渗吸过程的研究，采用 N-S 方程耦合相场的方法，建立了油—水两相流模型，分析了孔隙和裂缝作用下渗吸渐进微观特征，结合不同裂缝宽度、裂缝复杂度和孔隙裂缝的匹配关系，深入探讨了渗吸微观运动机制及其与采收率的关系。主要结论如下。

(1) 总体单边渗吸过程可划分 4 个阶段。第一阶段油水进行接触后会形成油膜；第二阶段在毛细管力主导作用下，在孔喉较小的地方油膜破裂进而形成油滴；第三阶段油水分界线在粘性力主导作用下从大孔隙中向外移动；第四阶段移动过程中会发生油滴的聚集一起排出裂缝的现象。

(2) 存在临界裂缝宽度。当裂缝宽度为 40 倍左右的平均孔径大小时，随着裂缝宽度的增大，采收率不会一直增加，会在一定范围内上下波动。随着裂缝宽度的减小，裂缝无量纲数与采收率具有强正相关性。从渗吸作用的微观机制来看，随着裂缝宽度的减小，毛细管力在渗吸过程中发挥的作用愈发显著。较小的裂缝宽度使得流体在孔隙和裂缝间的流动通道更为狭窄，这增强了毛细管力对油滴的驱动作用。当裂缝宽度小于约 10 倍的平均孔径大小时，孔隙内部会出现死油区域。此时的裂缝宽度即为渗吸死油状态的临界裂缝宽度。

(3) 裂缝复杂程度及裂缝宽度均会对渗吸采收率产生影响。在渗吸过程中，水在毛细管力作用下进入多孔介质，复杂的裂缝网络为水的渗流提供了更多路径，从而扩大了渗吸波及范围。裂缝复杂程度越高，渗吸

波及范围越大，采收率越高。较窄的裂缝宽度会导致部分区域出现油滴聚集现象，该现象会限制渗吸的速率。

(4) 开放边界的增多，为水进入与油排出提供良好通道，孔隙利用率逐渐增大。开放边界的增加，减少了封闭段对渗吸的阻碍，强化整体渗吸作用，使渗吸更充分高效。开放边界越多，其采收率越大。AFO(全面开放复杂流动)暴露面积最大，孔隙和水可以充分接触，油从各个方向的通道被置换出来。但是五种边界条件下前期采收率较为接近，后期采收率则主要受暴露面积影响。在相同的无量纲时间下，边界条件 TEO(两端开放线性流动)和 OEO(一端开放线性流动)对应着更高的归一化采收率，而其他 3 个边界条件下归一化采收率曲线要较为接近一些，主要受开放部分端面的影响以及模型的强非均质性影响。

(5) 该模型虽探讨了裂缝形态及边界条件的影响，但未考虑流固耦合及化学作用(吸附或界面张力改变)。该模型的简化可能导致模型高估渗吸效率、低估复杂流动阻力及三维孔隙结构偏差。未来需结合多物理场耦合及实验验证以提升预测精度。

## 参考文献

- [1] 陈永成, 孙岿, 张向宇, 等. 页岩储集层渗吸驱油微观动用特征及提高采收率实验[J/OL]. 大庆石油地质与开发, 2024, 1–11. [CHEN Y C, SUN K, ZHANG X Y, et al. Microdynamic characteristics of oil drive by seepage from shale reservoirs and experiments on enhanced recovery [J/OL]. Petroleum Geology & Oilfield Development in Daqing, 2024, 1–11.]
- [2] 杨宸, 杨二龙, 安艳明, 等. 致密储层孔隙结构对渗吸的影响研究进展[J]. 特种油气藏, 2024, 31(04): 10–18. [YANG C, YANG E L, AN Y M, et al. Research progress on the influence of pore structure on seepage and suction in tight reservoirs[J]. Special oil & Gas Reservoirs, 2024, 31(04): 10–18.]
- [3] 蔡建超, 郁伯铭, 等. 多孔介质自发渗吸研究进展[J]. 力学进展, 2012, 42(6). [CAI J C, YU B M, et al. Research progress on spontaneous imbibition of porous media [J]. Advances in Mechanics, 2012, 42 (6)]
- [4] ABD A, ELHAFYAN E, SIDDIQUI A R, et al. A review of the phenomenon of counter-current spontaneous imbibition: Analysis and data interpretation[J]. Journal of Petroleum Science and Engineering, 2019, 180: 456–470.
- [5] LUCAS R. Rate of capillary ascension of liquids[J]. Kolloid-Z, 1918, 23(15): 15–22.
- [6] WASHBURN E W. Dynamics of capillary flow[J]. Phys. Rev. Ser, 1921, 17(3): 273–283.
- [7] HANDY L L. Determination of effective capillary pressures for porous media from imbibition data[J]. Society of Petroleum Engineers, 1960, 219: 75–78.
- [8] WANG P P, ZHANG Z P. Vanishing capillarity–viscosity limit of the incompressible Navier–Stokes–Korteweg equations with slip boundary condition[J]. Nonlinear Analysis, 2024, 243: 0362–546X.
- [9] KOU J S, WANG X H. Numerical modeling of unsaturated flow in porous media using a thermodynamical approach[J]. Capillarity, 2024, 11(3): 63–69.
- [10] 杨柳, 高敬威, 郑元涵, 等. 基于 LB 方法的非均质砂质砾岩渗吸规律数值模拟[J]. 计算物理, 2021, 38(5): 534–542. [YANG L, GAO J W, ZHENG Y H, et al. Numerical simulation of infiltration and absorption law of heterogeneous sandy conglomerate based on LB method[J]. Computational Physics, 2021, 38 (5): 534–542]
- [11] QIN X, CAI J C, ZHOU Y F, et al. Lattice Boltzmann simulation and fractal analysis of effective thermal conductivity in porous media[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 180: 1359 – 4311.

- [12] LIU H J, ZHU Z W, PATRICK W, et al. Pore-scale numerical simulation of supercritical CO<sub>2</sub> migration in porous and fractured media saturated with water[J]. *Advances in Geo-Energy Research*, 2020, 24(4): 419–434.
- [13] JAFARI I, MASIHI M, ZARANDI M N. Numerical simulation of counter-current spontaneous imbibition in water-wet fractured porous media: Influences of water injection velocity, fracture aperture, and grains geometry[J]. *Phys. Fluids*, 2017, 29(11): 113305.
- [14] ZHU Z W, LIU J J, LIU H J, et al. Numerical investigation of single-and two-phase flow in porous media with a bifurcated fracture. *Phys. Fluids*[J]. *Phys. Fluids*, 2021, 33: 052117.
- [15] HU X, DONG E, ZHOU F, et al. A new numerical model for simulation of flow on rough fracture[J]. *Geoenergy Science and Engineering*, 2024, 234: 212540.
- [16] LIU Y, CHEN M J, SUN S Y, et al. Effects of grain shape and packing pattern on spontaneous imbibition under different boundary conditions: pore-scale simulation[J]. *Journal of Hydrology*, 2022, 607: 127484.
- [17] ZHANG S J, PU H, ZHAO J X J. Experimental and numerical studies of spontaneous imbibition with different boundary conditions: case studies of middle Bakken and Berea cores[J]. *Energy Fuels*, 2019, 33(6): 5135–5146.
- [18] CHENG Z L, NING Z F, YU X F, et al. New insights into spontaneous imbibition in tight oil sandstones with NMR[J]. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2019, 179: 455–464.
- [19] 张震杰, 冯建园, 蔡建超, 等. 不同边界条件下的渗吸驱动因素[J]. *计算物理*, 2021, 38(5): 513–520 [ZHANG Z J, FENG J Y, CAI J J, et al. Infiltration driving factors under different boundary conditions [J]. *Computational Physics*, 2021, 38 (5): 513–520]
- [20] 王家禄, 刘玉章, 陈茂谦, 等. 低渗透油藏裂缝动态渗吸机理实验研究[J]. *石油勘探与开发*, 2009, 36(01): 86–90. [WANG J L, LIU Y Z, CHEN M Q, et al. Experimental study on dynamic seepage and suction mechanism of fractures in low-permeability reservoirs[J]. *Petroleum Exploration & Development*, 2009, 36(01): 86–90.]
- [21] JACQMIN D. Calculation of two-phase Navier–Stokes flows using phase-field modeling[J]. *Journal of Computational Physics*, 1999, 155(1): 96–127.
- [22] BADALASSI V E, CENICEROS H D, BANERJEE S, et al. Computation of multiphase systems with phase field models[J]. *Journal of Computational Physics*, 2003, 190(2): 371–397.
- [23] YUE P T, ZHOU C F, FENG J J, et al. Phase-field simulations of interfacial dynamics in viscoelastic fluids using finite elements with adaptive meshing[J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 219(1): 47–67.
- [24] GUO X K, LIU R C, WANG J, et al. Pore-scale modeling of wettability effects on infiltration behavior in liquid composite molding[J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32: 093311.
- [25] JAFARI I, MASIHI M, ZARANDI M N, et al. Numerical simulation of counter-current spontaneous imbibition in water-wet fractured porous media: Influences of water injection velocity, fracture aperture, and grains geometry[J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29: 113305.
- [26] MENG Q B, CAI Z X, CAI J C, et al. Oil recovery by spontaneous imbibition from partially water-covered matrix blocks with different boundary conditions[J]. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2019, 172: 454–464.
- [27] ZHANG S J, PU H, ZHAO J X J. Experimental and numerical studies of spontaneous imbibition with different boundary conditions: Case studies of Middle Bakken and Berea Cores[J]. *Energy and Fuels*, 2019, 33(6): 5135–5146.
- [28] AKIN S, SCHEMBRE J M, BHAT S K, et al. Spontaneous imbibition characteristics of diatomite[J]. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2000, 25(3): 149–165.
- [29] CHENG Z L, NING Z F, YU X F, et al. New insights into spontaneous imbibition in tight oil sandstones with NMR[J]. *Journal of Petroleum Science & Engineering*, 2019, 179.
- [30] BABADAGLI, TAYFUN, SULTAN Q U. Scaling of co-current and counter-current capillary imbibition for surfactant and polymer injection in naturally fractured reservoirs[J]. *SPE Journal*, 2003
- [31] WANG H K, YANG L, WANG S, et al. Study on imbibition characteristics of glutenite with different boundary conditions based on NMR experiments[J]. *Energy and Fuels*, 2022, 36(23): 14101–14112.

(编辑 马桂霞)

第一作者及通信作者: 杨柳 (1987年—), 博士, 教授, 博导, 主要从事深部岩体温度—应力—渗流—化学耦合、CO<sub>2</sub>地质封存与驱煤层气—页岩油气、岩石渗流与断裂相场模拟研究, shidayangliu@126.com。