

基于内聚力相场法的超临界 CO₂ 压裂模拟

杨兆中¹, 刘建平¹, 易良平², 易多¹, 邬忠虎³, 蒲军宏⁴, 朱斯陶⁵

(1. 西南石油大学 石油与天然气工程学院, 四川 成都 610500; 2. 西南石油大学 机电工程学院, 四川 成都 610500;

3. 贵州大学 土木工程学院, 贵州 贵阳 550025; 4. 中国石油西南油气田开发事业部, 四川 成都 610066;

5. 北京科技大学 土木与资源工程学院, 北京 100083)

摘要: 针对超临界 CO₂ 压裂过程中的动态裂缝扩展问题, 考虑压裂液与岩石间的热传递, 提出一个热-流-固耦合的内聚力相场模型。通过引入惯性项和牵引力-分离定律, 将岩石的破坏类型假设为动态准脆性断裂。借助 REFPROP 软件获得不同温度压力下的 CO₂ 物性参数, 并通过插值函数的方式与流体流动和传热的控制方程耦合。建立二维平面超临界 CO₂ 压裂数值模型, 研究不同超临界 CO₂ 注入速率和黏度、储层水平应力差和初始温度下的压裂裂缝扩展规律。结果表明: (1) 超临界 CO₂ 压裂存在最佳排量, 使得缝长和改造面积最大化; (2) 井口压力不超限压的前提下, 可以适当增大超临界 CO₂ 压裂液黏度, 可以减少滤失并提高储层改造面积; (3) 水平应力差对地层温度和压力变化的影响较小, 但能显著影响裂缝形态; (4) 储层初始温度主要通过热应力对岩石断裂产生影响, 初始温度越大, 裂缝形态越复杂。通过研究压裂裂缝的分叉规律及其缝内流体压力响应, 揭示了超临界 CO₂ 压裂在不同工程参数和地质参数下的压裂效果, 对现场超临界 CO₂ 压裂施工设计具有一定的指导意义。

关键词: 岩石力学; 超临界 CO₂ 压裂; 相场法; 内聚力模型; 数值模拟; 动态断裂

中图分类号: TU 45

文献标识码: A

文章编号: 1000-6915(2025)12-3184-14

Simulation of supercritical CO₂ fracturing based on the cohesive phase-field method

YANG Zhaozhong¹, LIU Jianping¹, YI Liangping², YI Duo¹, WU Zhonghu³, PU Junhong⁴, ZHU Sitao⁵

(1. Petroleum Engineering School, Southwest Petroleum University, Sichuan Chengdu 610500, China; 2. School of Mechatronic

Engineering, Southwest Petroleum University, Sichuan Chengdu 610500, China; 3. College of Civil Engineering, Guizhou

University, Guiyang, Guizhou 550025, China; 4. Development Division of PetroChina Southwest Oil and Gasfield Company,

Chengdu, Sichuan 610066, China; 5. School of Civil and Resource Engineering, Beijing University of Science and

Technology, Beijing 100083, China)

Abstract: Considering the heat transfer between the fracturing fluid and the rock, a thermo-hydro-mechanical coupled cohesive phase-field model is proposed to address the dynamic fracture propagation problem in supercritical CO₂ fracturing. The failure mode of the rock is assumed to be dynamic quasi-brittle fracture, facilitated by the introduction of an inertial term and the traction-separation law. CO₂ property parameters under varying temperature and pressure conditions are obtained using REFPROP software and integrated with the governing equations for fluid flow and heat transfer through interpolation functions. A two-dimensional numerical model for supercritical CO₂

收稿日期: 2025-06-30; **修回日期:** 2025-08-13

基金项目: 四川省科技计划项目 (2025NSFTD0016); 四川省科技计划资助项目 (2025ZNSFSC0368)

Supported by the Sichuan Provincial Science and Technology Plan Project (Grant No. 2025NSFTD0016) and Sichuan Science and Technology Program (Grant No. 2025ZNSFSC0368)

作者简介: 杨兆中 (1969-), 男, 1996 年于西南石油大学油气田开发工程专业获博士学位, 现任教授、博士生导师, 主要从事油气藏增产改造领域的教学与研究工作。E-mail: y_zzhong@163.com。通讯作者: 易良平 (1991-), 男, 博士, 现任副研究员、硕士生导师。E-mail: ylpfrac@163.com

DOI: 10.3724/1000-6915.jrme.2025.0451

fracturing was established to investigate the fracture propagation behavior under different injection rates, viscosities, reservoir horizontal stress differentials, and initial temperatures. The results indicate that: (1) There exists an optimal displacement for supercritical CO₂ fracturing, maximizing both fracture length and stimulated area; (2) Provided that the wellhead pressure does not exceed the limit, increasing the viscosity of the supercritical CO₂ fracturing fluid can reduce leak-off and enhance the stimulated reservoir area; (3) The magnitude of the horizontal stress differential has minimal impact on temperature and pressure changes within the formation, yet it significantly influences fracture morphology; (4) The initial temperature of the reservoir primarily affects rock fracture through thermal stress; higher initial temperatures lead to more complex fracture morphologies. By examining the branching patterns of fractures and their fluid pressure responses, the fracturing effects of supercritical CO₂ under various engineering and geological parameters are elucidated, providing valuable guidance for the design of field supercritical CO₂ fracturing operations.

Key words: rock mechanics; supercritical CO₂ fracturing; phase-field method; cohesive zone model; numerical simulation; dynamic fracture

1 引言

由于非常规油气储层具有低孔、低渗特点,需要依赖增产改造技术以获得经济产量,目前主要的改造手段为大规模水力压裂^[1]。虽然水力压裂技术的理论研究与现场应用均取得了巨大突破,但依然面临着耗水量大、储层伤害大、污染环境、增产效果一般等问题,高效、低碳、环保地开采非常规油气面临巨大挑战^[2-3]。为了克服水力压裂的技术瓶颈,CO₂压裂技术被越来越广泛应用于非常规油气储层^[4-5]。

由于超临界 CO₂ 表现出特有的物理化学性质和压裂效果,近年来国内外研究者针对超临界 CO₂ 压裂开展了大量试验研究。P. G. Ranjith 等^[6]的 CO₂ 压裂试验结果表明,在高围压的低渗储层中,超临界 CO₂ 压裂的起裂压力比滑溜水压裂低 20% 以上,并且岩石越致密、围压越高,起裂压力降低幅度越大。D. W. Zhou 等^[7]通过分析超临界 CO₂ 压裂过程中的声发射事件响应,发现超临界 CO₂ 压裂可以沟通更多的岩石微孔隙,促使岩石产生拉伸-剪切共轭破坏,还能实现裂缝多方位扩展,形态更为复杂、裂缝面粗糙度更高。郭武豪等^[8]开展了干热岩储层超临界 CO₂/滑溜水压裂试验,发现超临界 CO₂ 压裂起裂压力比滑溜水低 22.8%,并且能诱发岩石的剪切破坏,裂缝形态更复杂。胜利油田^[9]和延长石油^[10]针对页岩油/气开展了超临界 CO₂ 压裂现场试验,压裂监测数据表明,超临界 CO₂ 能够有效降低裂缝延伸压力,增大改造体积,并且压后均取得了较高的产量。

然而,室内压裂试验往往面临尺度局限,无法模拟矿场尺度下的压裂过程,并且试验设备的造价高昂,试验试件获取困难,为此,需要借助数值模拟手段来研究超临界 CO₂ 的破岩机制和扩展规律。

蔡鑫^[11]基于内聚力模型建立了超临界 CO₂ 压裂流-固耦合模型,并同时模拟了水力压裂和超临界 CO₂ 压裂,后者能产生更复杂的裂缝网络,证明了超临界 CO₂ 压裂的优越性。张矿生等^[12]针对庆城页岩油储层,采用 CMG 软件的 GEM 模块进行单段 CO₂ 压裂增能模拟,优化了目标储层的 CO₂ 增能理念、增能模式、注入排量、注入量、闷井时间等参数。C. B. Jiang 等^[13]考虑热多孔弹性介质的复合断裂,研究应力差对 CO₂ 压裂裂缝扩展的影响,摸清了其扩展机制。L. Wu 等^[14]利用 COMSOL-MATLAB-PHREEQC 耦合框架建立了一个热-流-固-化耦合的超临界 CO₂ 压裂模拟器,考虑了 CO₂ 与岩石的反应和溶质的输运。以上损伤力学模型可以分为 2 类,离散裂纹模型^[15]和扩散裂纹模型^[16-17]。离散裂纹模型直接处理裂缝面两端的位移跳跃,但受限于网格依赖性和多裂纹处理的复杂性^[18],实际应用中与扩散裂纹模型结合,以克服上述缺陷。J. Y. Wu^[19-20]将相场模型与内聚力模型结合,提出了内聚力相场模型(PF-CZM),不仅克服了 2 种模型的缺点,还独立于材料的长度尺度和网格尺寸。

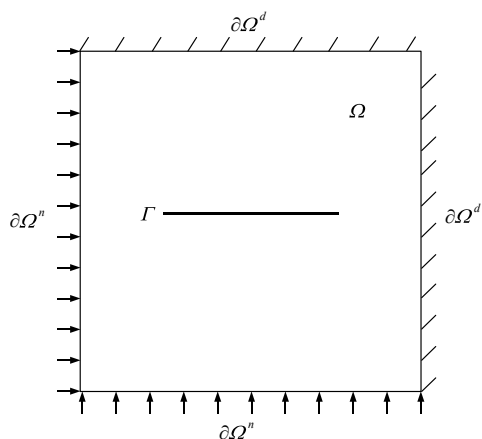
CO₂ 的物性参数随温度压力变化较大,不能将其视为常数,并且超临界 CO₂ 具有高扩散性,其破岩速度迅速,所以需要将其破岩过程考虑为动态裂纹扩展。然而,现有的大部分超临界 CO₂ 压裂模型没有考虑储层岩石因快速断裂而产生的惯性力,这会导致压裂裂缝在均质储层中的分叉行为,并且相较于准静态模型具有更高的起裂压力。因此,本文创新引入裂缝扩展惯性项,旨在基于内聚力相场法建立一个考虑 CO₂ 物性参数动态变化以及岩石动态断裂的超临界 CO₂ 压裂模型,用以研究不同地质参数和施工参数下的裂缝扩展规律,为现场超临界 CO₂ 压裂施工提出指导建议。

2 内聚力相场模型

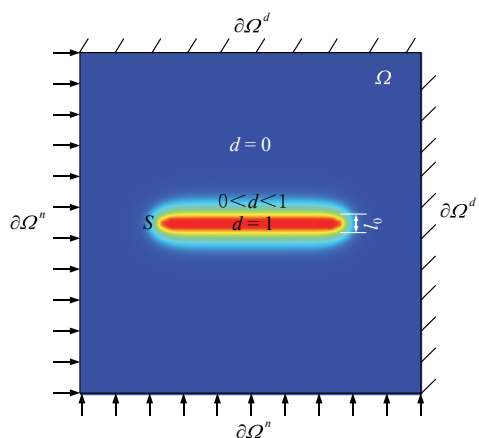
2.1 相场正则化

为不失一般性, 考虑如图 1 所示含离散/连续裂纹的固体 Ω , 为了保证边值问题的适定性, 外边界被 $\partial\Omega$ 分成互补的两部分, 分别为纽曼边界 $\partial\Omega^n$ 和狄利克雷边界 $\partial\Omega^d$ 。虽然相场法同样适用于有限变形^[21], 但这里仅考虑小应变情况, 故采用位移场 $\mathbf{u}: \Omega \times T \rightarrow \mathbb{R}^d$ 和线性应变场 $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}) = (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)/2$ 描述固体的变形状态。相场正则化是指将图 1(a)所示的离散裂缝 S 弥散为图 1(b)所示的宽度为 l_0 的连续裂缝 Γ , 并引入相场 $d(x): \Gamma \rightarrow [0, 1]$ 描述其状态。其中 $d = 0$ 时, 表示固体完好; $d = 1$ 时, 表示固体完全断裂; $0 < d < 1$ 时, 表示固体介于完好与完全断裂之间的过渡态。连续裂纹的面密度为

$$\gamma(d, \nabla d) = \frac{1}{c_\alpha} \left[\frac{1}{l_0} \alpha(d) + l_0 |\nabla d|^2 \right] \quad (1)$$



(a) 内部具有离散裂缝 S 的固体



(b) 使用相场 d 将离散裂缝 S 正则化为连续裂缝 Γ

图 1 离散裂缝和连续裂缝的示意图

Fig.1 Schematic diagram of discrete crack and continuous crack

其中,

$$c_\alpha = 4 \int_0^1 \sqrt{\alpha(d)} dd$$

式中: c_α 为一个尺度参数, 用来保证 $\gamma(d, \nabla d)$ 在整个计算域上的积分近似为裂缝面; l_0 为长度尺度参数, 大小等于图 1(b)中正则化裂纹的宽度, 但与真实裂纹宽度无关。裂纹几何函数 $\alpha(d) \in [0, 1]$ 是关于裂缝相场 d 的递增函数, 其一般形式^[19]为

$$\alpha(d) = \xi d + (1 - \xi) d^2 \quad (2)$$

式中: ξ 为控制相场模型类型的参数, 当 $\xi = 1$ 时为 AT1 相场模型, 当 $\xi = 2$ 时为 AT2 相场模型。由于岩土材料破坏时不是标准线弹性, 在峰值应力后往往存在塑性变形, 产生塑性硬化或应变软化现象。目前流行的一种描述材料应变变化现象的方法是内聚力模型, J. Y. Wu 等^[19]将其与 AT2 相场模型结合, 建立内聚力相场模型。因此, 为了保留相场模型优势的同时, 并考虑岩石的应变软化现象, 本文选用 $\xi = 2$ 的内聚力相场模型。此时, 固体生成裂纹表面所耗散的断裂能可以近似为

$$\psi_d(d \nabla d) \approx \int_\Omega \frac{G_c}{c_\alpha} \left(\frac{2d - d^2}{l_0} + l_0 |\nabla d|^2 \right) d\Omega \quad (3)$$

式中: G_c 为临界能量释放率。式(3)的物理意义是临界能量释放率在连续裂缝 Γ 上的积分, 或临界能量释放率与裂缝面密度的乘积在整个计算域上的积分。

2.2 位移场和相场的控制方程

考虑 CO_2 与岩石间的传热和岩石的动态断裂, 超临界 CO_2 压裂过程中多孔介质的总能量泛函^[22]为

$$\begin{aligned} \Pi = & - \int_\Omega 3K \alpha_T \Delta T \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega - \int_\Omega \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} d\Omega - \int_{\partial\Omega^n} \mathbf{t} \cdot \\ & \mathbf{u} dA + \int_\Omega \psi_e d\Omega + \int_\Omega \frac{G_c}{\pi} \left[\frac{2d - d^2}{l_0} + l_0 |\nabla d|^2 \right] \\ & d\Omega - \int_\Omega \alpha_B p \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega - \int_\Omega \frac{1}{2} \rho_s \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right)^2 d\Omega \end{aligned} \quad (4)$$

式中: K 为体积模量, α_T 为热膨胀系数, T 为温度, $\mathbf{u}$ 为位移, $\mathbf{b}$ 为体力, $\mathbf{t}$ 为面力, ψ_e 为弹性应变能, α_B 为 Biot 系数, p 为压力场, ρ_s 为岩石骨架密度, t 为时间。

相场控制方程的推导基于 Francfort-Marigo(F-M)变分原理, 其自动隐含了一种基于临界能量释放率的破坏准则, 因此, 相场模型将材料内裂缝起裂和扩展问题转化为一个能量最小化问题。根据 F-M 变分原理, 真实的位移场和相场使得系统的总能量最小。更具体地说, 在任何允许的裂缝集和运动学允许的位移场下寻找总能量的最小值, 即 $(\mathbf{u}, d) = \text{Arg} \left\{ \inf_{\mathbf{u}, d \in \text{BCS}} \Pi(\mathbf{u}, d) \right\}$, 从而推导得到位移场和相场的控制方程:

$$\omega'(d)[\psi^+(\boldsymbol{\varepsilon}_e) - \alpha_{B0} p \nabla \cdot \mathbf{u} - 3\alpha_T K_0 \Delta T \nabla \cdot \mathbf{u}] + \frac{2G_c}{\pi l_0} (1 - d - l_0^2 \nabla^2 d) = 0 \quad (5a)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{b} = \rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (5b)$$

式中: $\omega(d)$ 和 $\psi^+(\boldsymbol{\varepsilon}_e)$ 分别为能量退化函数和弹性应变能的拉伸部分, 可表示为^[19]

$$\omega(d) = \frac{(1-d)^m}{(1-d)^m + a_1 d (1 + a_2 d + a_3 d^2)} \quad (6a)$$

$$\psi^+(\boldsymbol{\varepsilon}_e) = \frac{1}{2} K \langle \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}_e) \rangle_+^2 + G \left\{ \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}_e^2) - \frac{1}{3} [\text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}_e)]^2 \right\} \quad (6b)$$

线性软化定律比较适合岩石的应力-应变变化特征, 因此本文选用线性软化定律来描述岩石应力峰后的变形特征, 此时式(6a)中的参数取值为^[23]

$$a_1 = 4E_0 G_c / (\pi l_0 f_t^2), \quad a_2 = -0.5, \quad a_3 = 0, \quad m = 2 \quad (7)$$

然而, 相场控制方程(式(5a))无法保证损伤的不可逆条件 $\Gamma(t) \subseteq \Gamma(t + \Delta t)$, 为此, 参考 C. Miehe 等^[24], 通过引入一个历史场变量 H 来强制保证损伤的不可逆性:

$$H = \max_{t \in [0, t]} \{H_0, H_n\} \quad (8a)$$

$$H_0 = \frac{f_t^2}{2E_0} \quad (8b)$$

$$H_n = \psi^+(\boldsymbol{\varepsilon}_e) - \alpha_{B0} p \nabla \cdot \mathbf{u} - 3\alpha_T K_0 \Delta T \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (8c)$$

式中: E_0 为初始弹性模量, f_t 为抗拉强度。从而相场的控制方程(式(5a))重写为

$$\omega'(d)H + \frac{2G_c}{\pi l_0} (1 - d - l_0^2 \nabla^2 d) = 0 \quad (9)$$

2.3 压力场的控制方程

水力压裂过程中的流体流动包括压裂液在基质和裂缝中的流动, 由于 2 种流动通道具有不同数量级的尺寸, 因此需要使用不同的流动模型分别对基质和裂缝区域进行描述。一种最简便的方法是: 使用统一的控制方程对 2 个区域的流体流动建模, 其中, 基质中的流体流动服从达西定律, 裂缝中的流体流动服从修正泊肃叶定律。考虑流动过程中超临界 CO₂ 与岩石间的热传递, 则统一的流体流动控制方程可以表示为

$$\rho_f S_p \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \alpha_B \varepsilon_v + \rho_f \alpha_T \Delta T) + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v}) = Q_m \quad (10)$$

式中: ρ_f 为流体密度, S_p 为储水系数, ε_v 为体积应变, $\mathbf{v}$ 为流体流速, Q_m 为源项。

随着流体的不断注入, 岩石破裂将导致缝宽 w

和渗透率 k 增大, 将其与相场演化联系起来, 假设它们遵循以下二次过渡函数^[22]:

$$\begin{cases} w(d) = d^2 w_d + (1 - d^2) w_0 \\ k(d) = d^2 k_d + (1 - d^2) k_0 \end{cases} \quad (11)$$

式中: w_d , w_0 分别为裂缝和基质处的缝宽; k_d , k_0 分别为裂缝和基质处的渗透率张量。

根据内聚区模型的牵引力-分离定律和平面流动的泊肃叶定律, 并假设渗透率为各向同性对角张量, 则渗透率的表达式为

$$\mathbf{k}(d) = \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \quad (12)$$

其中,

$$k = \frac{(2G_c d^2 / f_t)^2}{12} d^2 + (1 - d^2) k_0$$

孔隙度演化与岩石变形相关, 不用依赖上述过渡函数评估, 根据孔隙度 ϕ 和体积应变 ε_v 的定义得到:

$$\phi = \phi_0 + \frac{\Delta V}{V} = \phi_0 + \varepsilon_v \quad (13)$$

式中: ΔV 为岩石体积变化量, V 为岩石体积。值得注意, 体积应变由弹性体积应变和热应变组成。

2.4 温度场的控制方程

忽略固体变形对传热过程的影响, 根据傅里叶定律, 温度场的控制方程可以表示为

$$(\rho C)_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f C_f \mathbf{v} \Delta T - \lambda_{\text{eff}} \nabla T) = Q_T \quad (14)$$

式中: C 为比热容, λ_{eff} 为有效导热系数, Q_T 为热源, C_f 为流体比热容。

由于多孔介质由岩石骨架和内部孔隙空间组成, 而孔隙被流体填充。因此压裂过程中岩石的比热容和导热系数均会随着裂缝扩展而产生变化, 常用的做法是利用孔隙度将它们与岩石骨架和流体联系起来, 即

$$(\rho C)_{\text{eff}} = \rho_f C_f \phi + (1 - \phi) \rho_s C_s \quad (15)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \phi \lambda_f + (1 - \phi) \lambda_s \quad (16)$$

式中: ρ_s 为岩石骨架密度, C_s 为岩石骨架比热容, λ_f 为流体导热系数, λ_s 为岩石骨架导热系数。

由于 CO₂ 的物性参数受温度和压力的影响显著, 如图 2 所示, 因此需要考虑它们在压裂过程中的动态变化。笔者借助 REFPROP 软件导出了在温度 0 ~ 150 °C 和压力 0 ~ 100 MPa 下, CO₂ 的导热系数、比热容、密度和压缩系数数据, 并通过插值函数的方式与本节的流体流动和传热的控制方程实现耦合。

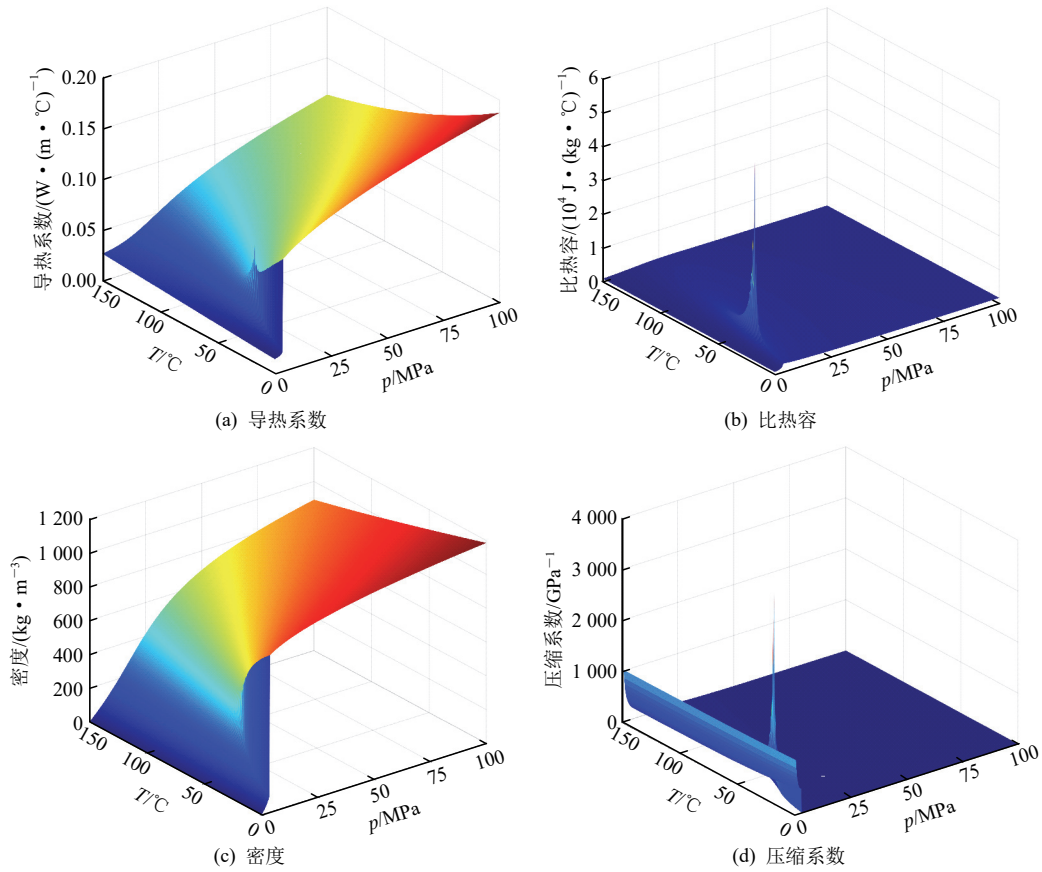


图2 CO₂的导热系数、比热容、密度和压缩系数随温度(0℃~150℃)和压力(0~100 MPa)的变化关系

Fig.2 Variation of thermal conductivity, specific heat capacity, density and compressibility of CO₂ with temperature(0℃ - 150℃) and pressure(0 - 100 MPa)

3 数值求解

3.1 有限元离散化

分别将流体压力场的变分、位移场的变分、温度场的变分和相场的变分作为各自控制方程的权函数,并在整个求解域上积分,得到它们的等效积分弱形式为

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f \alpha_B \varepsilon_v + \rho_f \alpha_T \Delta T] \delta p \, d\Omega + \\ & \int_{\Omega} \rho_f S_p \frac{\partial p}{\partial t} \delta p \, d\Omega - \int_{\partial\Omega} \rho_f \frac{k}{\mu} \nabla p \delta p \cdot \mathbf{n} \, dA + \\ & \int_{\Omega} \rho_f \frac{k}{\mu} \nabla p \cdot \nabla (\delta p) \, d\Omega = \int_{\Omega} Q_m \delta p \, d\Omega \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} [\sigma_{\text{eff}} - 3K\alpha_T \Delta T \mathbf{I} - \alpha_B p \mathbf{I}] : \delta \varepsilon \, d\Omega - \int_{\partial\Omega^n} \mathbf{t} \cdot \delta \mathbf{u} \, dA - \\ & \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \delta \mathbf{u} \, d\Omega = \int_{\Omega} \rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \cdot \delta \mathbf{u} \, d\Omega \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p \Delta T \nabla (\delta T) \, d\Omega - \int_{\partial\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p \Delta T \delta T \cdot \\ & \mathbf{n} \, dA - \int_{\partial\Omega} \lambda_{\text{eff}} \nabla T \delta T \, dA + \int_{\Omega} \lambda_{\text{eff}} \nabla T \nabla (\delta T) \, d\Omega + \end{aligned}$$

$$\int_{\Omega} (\rho C)_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} \delta T \, d\Omega = \int_{\Omega} Q_T \delta T \, d\Omega \quad (19)$$

$$\int_{\Omega} \left[\frac{2G_c(1-d)\delta d}{\pi l_0} + \frac{2G_c l_0 \nabla d \nabla \delta d}{\pi} + w'(d) H \delta d \right] d\Omega = 0 \quad (20)$$

在一个含有 j 个节点的单元中,相场、位移场、压力场、温度场及它们的导数可以用形函数离散为

$$\left. \begin{aligned} d &= \sum_{i=1}^j N_i^d d_i = \mathbf{N}^d \mathbf{d}^e, \quad \nabla d = \sum_{i=1}^j \mathbf{B}_i^d d_i = \mathbf{B}^d \mathbf{d}^e \\ \mathbf{u} &= \sum_{i=1}^j N_i^u \mathbf{u}_i = \mathbf{N}^u \mathbf{u}^e, \quad \varepsilon = \sum_{i=1}^j \mathbf{B}_i^u \mathbf{u}_i = \mathbf{B}^u \mathbf{u}^e \\ p &= \sum_{i=1}^j N_i^p p_i = \mathbf{N}^p \mathbf{p}^e, \quad \nabla p = \sum_{i=1}^j \mathbf{B}_i^p p_i = \mathbf{B}^p \mathbf{p}^e \\ T &= \sum_{i=1}^j N_i^T T_i = \mathbf{N}^T \mathbf{T}^e, \quad \nabla T = \sum_{i=1}^j \mathbf{B}_i^T T_i = \mathbf{B}^T \mathbf{T}^e \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{N}_i^u &= \begin{bmatrix} N_i & 0 \\ 0 & N_i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{N}_i^d = \mathbf{N}_i^p = \mathbf{N}_i^T = N_i \\ \mathbf{B}_i^u &= \begin{bmatrix} N_{i,x} & 0 \\ 0 & N_{i,y} \\ N_{i,y} & N_{i,x} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B}_i^d = \mathbf{B}_i^p = \mathbf{B}_i^T = \begin{bmatrix} N_{i,x} \\ N_{i,y} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中: $\mathbf{N}$ 为形函数矩阵, $\mathbf{B}$ 为形函数导数矩阵。

由于本文考虑的是二维问题, 因此每个单元节点有 5 个自由度, 包括 2 个位移自由度, 1 个相场自由度, 1 个温度场自由度和 1 个压力场自由度。并且为了简化计算, 本文对 4 个场变量使用相同的一阶形函数 N_i 。

将离散形式的场变量及它们的导数代入式(17)~(20), 并对时间导数项采用向后差分离散, 分别得到压力场、位移场、温度场和相场的残差方程为

$$\int_{\Omega} \frac{k}{\mu} [\mathbf{B}^p]^T \nabla p d\Omega - \frac{1}{\rho_f} \int_{\Omega} Q_m [\mathbf{N}^p]^T d\Omega = 0 \quad (23)$$

$$\mathbf{R}^u = \int_{\Omega} \rho_s [\mathbf{N}^u]^T \frac{\mathbf{u}^{t+1} - 2\mathbf{u}^t + \mathbf{u}^{t-1}}{(\Delta t)^2} d\Omega + \int_{\Omega} [\mathbf{B}^u]^T \boldsymbol{\sigma} d\Omega - \int_{\partial\Omega} [\mathbf{N}^u]^T \mathbf{t} dA - \int_{\Omega} [\mathbf{N}^u]^T \mathbf{b} d\Omega \quad (24)$$

$$\mathbf{R}^T = \int_{\Omega} (\rho C)_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} \mathbf{N}^T d\Omega - \int_{\partial\Omega} \lambda_{\text{eff}} N_i [\mathbf{B}^T]^T dA - \int_{\partial\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p \Delta T \mathbf{N}^T dA + \int_{\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p \Delta T [\mathbf{B}^T]^T d\Omega + \int_{\Omega} \lambda_{\text{eff}} \nabla T [\mathbf{B}^T]^T d\Omega - \int_{\Omega} Q_T \mathbf{N}^T d\Omega = 0 \quad (25)$$

$$\mathbf{R}^d = \int_{\Omega} \left[\frac{2G_c(1-d)}{\pi l_0} + \omega'(d)H \right] \mathbf{N}^d d\Omega + \int_{\Omega} \frac{2G_c l_0 [\mathbf{B}^d]^T \nabla d}{\pi} d\Omega \quad (26)$$

3.2 交错迭代算法

依据各物理场的控制方程, 绘制 4 个场变量间的耦合关系, 如图 3 所示, 所提出的热-流-固耦合内聚力相场模型中的场变量两两耦合, 组成一个高度非线性的耦合系统。因此, 寻求相场模型的解析解几乎不可能, 并且其数值实现也十分困难。目前该模型数值求解的算法可分为 2 种: 整体算法和交错算法。虽然总能量是整体场变量的非凸函数,

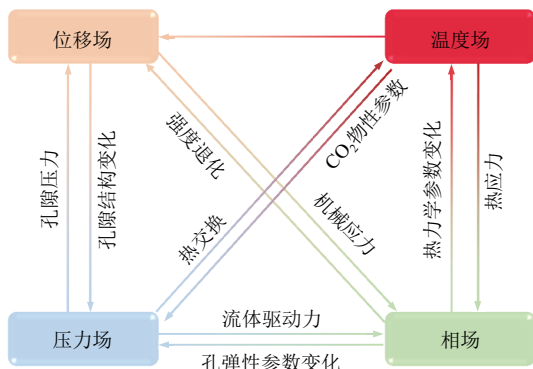


图 3 模型 4 个场变量间的耦合关系

Fig.3 Coupling relationships between the four field variables of the model

但 B. Bourdin 等^[25]证明了总能量分别是 3 个场变量(位移场、压力场、温度场)和相场的凸函数。于是, 参考 C. Miehe 等^[26]的交错迭代算法求解 4 个场变量, 该算法被证明具有很好的鲁棒性。

将所提出的模型划分为热-流-固耦合子问题和损伤子问题, 通过交错迭代算法依次求解, 这种策略也被戴一凡等^[27-29]应用。首先固定相场自由度, 利用 Newton-Raphson(NR)迭代法求解位移场、压力场和温度场, 然后将热-流-固耦合子问题的解代入历史场, 最后求解损伤子问题。

假设第 k 次迭代得到的位移场、温度场和压力场分别表示为 $\mathbf{u}_k^e$, $\mathbf{T}_k^e$, $\mathbf{p}_k^e$, 于是, 热-流-固耦合子问题的第 $k+1$ 次 NR 迭代格式为

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{u}^e \\ \mathbf{p}^e \\ \mathbf{T}^e \end{Bmatrix}_{k+1} = \begin{Bmatrix} \mathbf{u}^e \\ \mathbf{p}^e \\ \mathbf{T}^e \end{Bmatrix}_k - \begin{bmatrix} \mathbf{K}^{uu} & \mathbf{K}^{up} & \mathbf{K}^{uT} \\ \mathbf{K}^{pu} & \mathbf{K}^{pp} & \mathbf{K}^{pT} \\ \mathbf{K}^{Tu} & \mathbf{K}^{Tp} & \mathbf{K}^{TT} \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} \mathbf{R}^u \\ \mathbf{R}^p \\ \mathbf{R}^T \end{Bmatrix}_k \quad (27)$$

整体切线刚度矩阵 $\mathbf{K}$ 的各个分量表达为

$$\mathbf{K}^{uu} = \frac{\partial \mathbf{R}^u}{\partial \mathbf{u}^e} = \int_{\Omega} -\frac{2\rho_s [\mathbf{N}^u]^T}{(\Delta t)^2} + [\mathbf{B}^u]^T \cdot [\omega(d)\mathbf{D}^+ + \mathbf{D}^-] [\mathbf{B}^u] d\Omega \quad (28a)$$

$$\mathbf{K}^{up} = \frac{\partial \mathbf{R}^u}{\partial \mathbf{p}^e} = -\int_{\Omega} \alpha_B [\mathbf{B}^u]^T \mathbf{I} \mathbf{N}^p d\Omega \quad (28b)$$

$$\mathbf{K}^{uT} = \frac{\partial \mathbf{R}^u}{\partial \mathbf{T}^e} = -\int_{\Omega} 3\alpha_T k [\mathbf{B}^u]^T \mathbf{I} \mathbf{N}^T d\Omega \quad (28c)$$

$$\mathbf{K}^{pu} = \frac{\partial \mathbf{R}^p}{\partial \mathbf{u}^e} = -\int_{\Omega} \frac{\alpha_B \mathbf{B}^u [\mathbf{N}^p]^T}{\Delta t} d\Omega \quad (28d)$$

$$\mathbf{K}^{pp} = \frac{\partial \mathbf{R}^p}{\partial \mathbf{p}^e} = \int_{\Omega} \frac{S_p}{\Delta t} [\mathbf{N}^p]^T d\Omega + \int_{\Omega} [\mathbf{B}^p]^T \cdot \left(\frac{k}{\mu} \mathbf{B}^p d\Omega - \int_{\partial\Omega} \mathbf{N}^p \frac{k}{\mu} \mathbf{B}^p dA \right) \quad (28e)$$

$$\mathbf{K}^{pT} = -\int_{\Omega} \frac{\alpha_T [\mathbf{N}^p]^T \mathbf{N}^T}{\Delta t} d\Omega \quad (28f)$$

$$\mathbf{K}^{Tp} = \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{p}^e} = \int_{\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} [\mathbf{B}^p]^T \Delta T \mathbf{B}^T d\Omega - \int_{\partial\Omega} \rho_f C_f \frac{k}{\mu} [\mathbf{B}^p]^T \Delta T \mathbf{N}^T dA \quad (28g)$$

$$\mathbf{K}^{TT} = \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{T}^e} = \int_{\Omega} (\rho C)_{\text{eff}} \frac{[\mathbf{N}^T]^T \mathbf{N}^T}{\Delta t} d\Omega - \int_{\partial\Omega} [\mathbf{N}^T]^T \cdot \left(\rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p \mathbf{N}^T dA + \int_{\Omega} \mathbf{N}^T \rho_f C_f \frac{k}{\mu} \nabla p [\mathbf{B}^T]^T d\Omega + \int_{\Omega} [\mathbf{B}^T]^T \lambda_{\text{eff}} \mathbf{B}^T d\Omega \right) \quad (28h)$$

$$\mathbf{K}^{Tu} = 0 \quad (28i)$$

四阶弹性张量 $\mathbf{D}^{\pm}$ 的具体形式参考 T. T. Nguyen 等^[30]。利用计算得到的第 $k+1$ 迭代步的位移场、温度场和压力场代入式(8)，更新损伤子问题中的历史场。从而，相场的第 $k+1$ 次 N-R 迭代可以表示为

$$d_{k+1} = d_k - [\mathbf{K}^{dd}]^{-1} \mathbf{R}_k^d \quad (29)$$

$$\mathbf{K}^{dd} = \int_{\Omega} [\mathbf{N}^d]^T \left(-\frac{2G_c}{\pi l_0} + \omega''(d) \mathbf{H}_{k+1}^c \right) \mathbf{N}^d d\Omega + \int_{\Omega} [\mathbf{B}^d]^T \frac{2G_c l_0}{\pi} \mathbf{B}^d d\Omega \quad (30)$$

在各个时间步内，热 - 流 - 固耦合子问题和损伤子问题交错迭代达到收敛的条件是 4 个场的残差均收敛到给定的容差，即

$$\left. \begin{aligned} \|\mathbf{R}^d\| &\leq \|\mathbf{E}_{tol}^d\|, \|\mathbf{R}^u\| \leq \|\mathbf{E}_{tol}^u\| \\ \|\mathbf{R}^p\| &\leq \|\mathbf{E}_{tol}^p\|, \|\mathbf{R}^T\| \leq \|\mathbf{E}_{tol}^T\| \\ \|\mathbf{E}_{tol}^d\| &= \|\mathbf{E}_{tol}^u\| = \|\mathbf{E}_{tol}^p\| = \|\mathbf{E}_{tol}^T\| = 10^{-3} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

式中： $\mathbf{E}_{tol}^d$ ， $\mathbf{E}_{tol}^u$ ， $\mathbf{E}_{tol}^p$ 和 $\mathbf{E}_{tol}^T$ 分别为相场、位移场、压力场和温度场的容差。

本文所提出的热 - 流 - 固耦合内聚力相场模型的交错迭代算法的整体流程如图 4 所示。

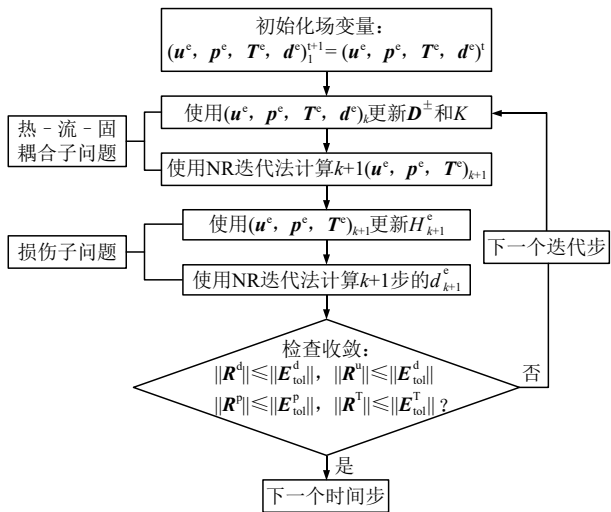
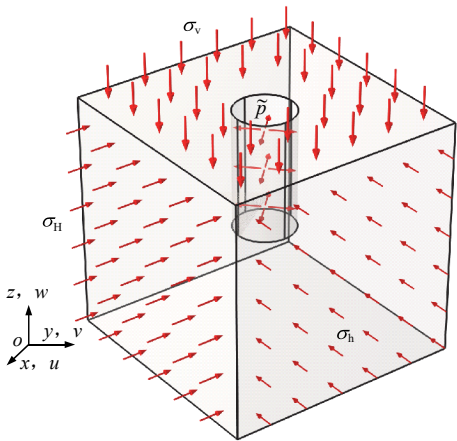


图 4 交错迭代算法整体流程图

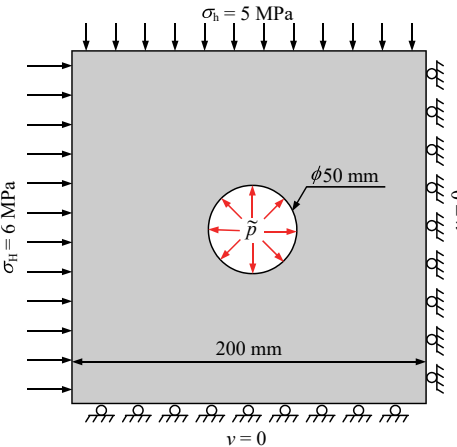
Fig.4 Overall flowchart of the staggered iteration algorithm

3.3 模型验证

本节利用 X. F. Wang 等^[31]的室内超临界 CO_2 压裂试验结果验证所提出模型的准确性。试验试件的示意图和围压加载方式如图 5(a)所示，边长为 200 mm 的正方体混凝土中间被挖开一个高 100 mm，直径 50 mm 的圆柱体空腔，用以注入压力为 $\bar{p}$ 的超临界 CO_2 。取试验试件的一个横截面进行建模，如图 5(b)所示，2 个方向上的围压分别为 $\sigma_H = 6 \text{ MPa}$ 和 $\sigma_h = 5 \text{ MPa}$ ，其余模拟参数见表 1。



(a) 试验试件和围压加载示意图



(b) 数值模型的几何和边界条件

图 5 物理模型和数值模型的边界条件加载示意图

Fig.5 Schematic diagram of boundary condition loading for physical model and numerical model

表 1 超临界 CO_2 压裂试验的模型参数

Table 1 Model parameters for supercritical CO_2 fracturing experiments

初始杨氏 模量 E_0/GPa	初始渗透 率 k_0/mD	孔隙度 ϕ	泊松比 ν	临界能量 释放率 G_c/Nm	抗拉强度 f_t/MPa	水泥密度 $\rho_s/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$
15	0.01	0.05	0.15	1 000	2.5	2 300

注入压力分别为 15, 18 MPa 的试验和数值模拟结果如图 6 所示。注入压力为 15 MPa 时，压裂裂缝沿最大主应力方向扩展；注入压力为 18 MPa 时，压裂裂缝既沿最大主应力方向扩展，又朝最小主应力方向延伸。物理模拟和数值模拟结果均表明，注入压力越高，压后形成的裂缝数量越多。这是由超临界 CO_2 所具有的初始能量决定的，注入压力越高，所具有的破岩能量越大，裂缝越能克服应力差的影响，从而在各个方向上扩展。数值模拟与试验的裂纹数量吻合，并且裂纹走向一致，定性证明了所提出模型模拟裂纹演化的准确性。

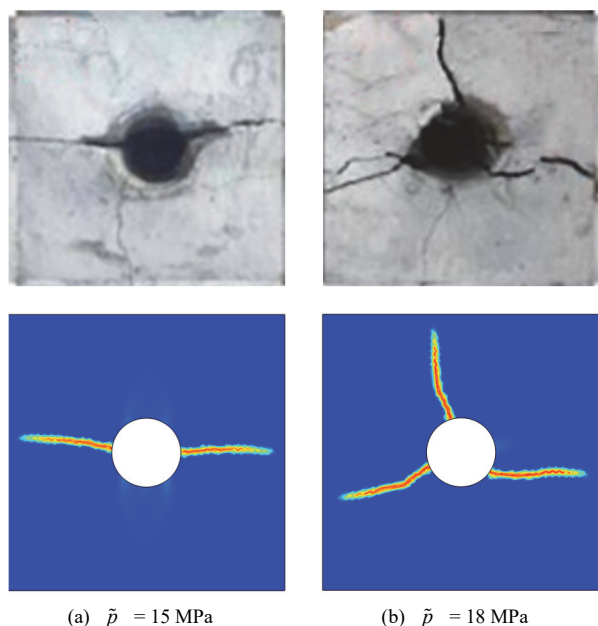


图6 不同注入压力下的试验结果^[31]和数值模拟结果
Fig.6 Experimental^[31] and numerical simulation results for different injection pressures

4 数值算例

考虑如图7所示的储层, 模拟区域为边长1 m的正方形, 由于边界条件的对称性, 以及考虑的是均质储层, 所以取储层的1/4作为计算域进行建模。水平最大地应力 σ_H 和水平最小地应力 σ_h 分别加载于计算域的2个相邻边界, 其余2个边界则约束它们的法向位移。储层初始温度为 $T_0 = 80^\circ\text{C}$, 初始孔隙压力为 $p_0 = 30\text{ MPa}$ 。从射孔孔眼不断往

储层内注入超临界CO₂, 注入速率为 Q_m 。长度尺度参数为 $l_0 = 0.04\text{ m}$, 用于离散模型的四边形单元尺寸为0.01 m, 时间步长为 $\Delta t = 0.1\text{ s}$, 岩石的模型参数见表2。

4.1 注入速率的影响

设置超临界CO₂的注入速率为 $Q_m = 1\,000, 5\,000, 7\,500$ 和 $10\,000\text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$, 分析不同注入速率对起裂压力和裂缝扩展的影响。为保证注入量相同, 各组模型的模拟时间分别为 $t_{\max} = 90, 18, 12$ 和 9 s 。水平最大地应力为 $\sigma_H = 55\text{ MPa}$, 水平最小地应力为 $\sigma_h = 50\text{ MPa}$, 压裂液黏度为 $5\text{ mPa} \cdot \text{s}$ 。

图8为不同注入速率下的裂缝相场、压力场和温度场分布, 比较可知, 低注入速率(见图8(a))下压裂裂缝不发生分叉; 随着注入速率增大, 压裂裂缝开始产生分叉, 并且注入速率越大, 分支缝数量越多。在相同注入量的情况下, 注入速率越大, 缝长越短, 这是由于部分压裂液流入分支缝, 导致主缝缝长减小。若从缝长和裂缝复杂度两方面综合考量压裂效果, $7\,500\text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 注入速率下的效果最佳, 说明超临界CO₂压裂时需要合理选择排量。压力场分布可知, 注入速率越高, 缝内流体压力越高, 这与压裂液在缝内的流动摩阻和惯性力有关, 两者均与注入速率正相关。此外, 注入速率还会影响压裂液的滤失范围, 表现为低注入速率下滤失量更多, 改造面积小。图8的温度场分布表明, 相同注入量条件下, 注入速率越低, 储层温度下降幅度越大, 这与压裂时间有关。

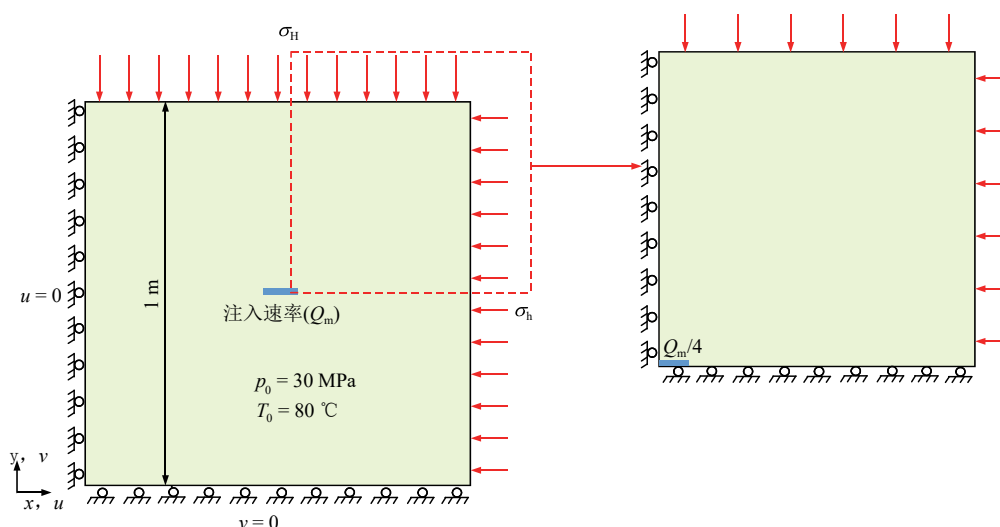


图7 储层的几何模型和边界条件

Fig.7 Geometric model and boundary conditions of the reservoir

表 2 储层岩石的模拟参数
Table 2 Simulation parameters of reservoir rocks

初始杨氏模量 E_0/GPa	初始渗透率 k_0/mD	孔隙度 ϕ	泊松比 ν	临界能量释放率 $G_c/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$	抗拉强度 f_t/MPa	密度 $\rho_s/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	热膨胀系数 $\alpha_T/^\circ\text{C}^{-1}$	导热系数 $\lambda_s/(\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1})$	压缩系数 c_s/MPa^{-1}	比热容 $C_s/(\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1})$
40	0.01	0.05	0.25	500	5	2 300	1×10^{-5}	1.5	3.75×10^{-5}	850

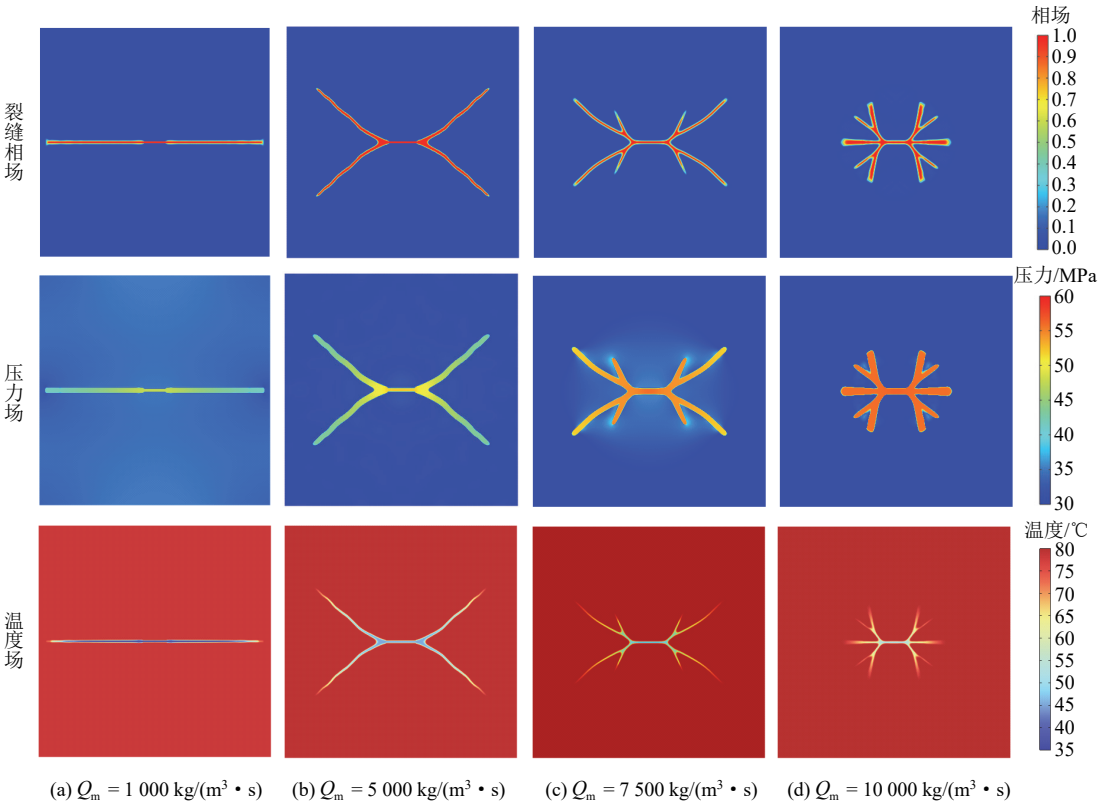
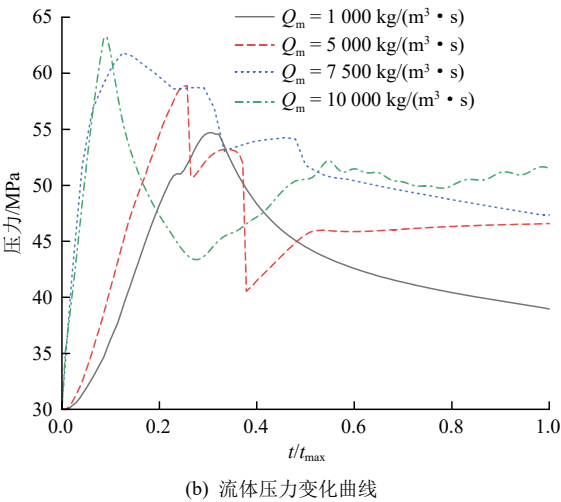
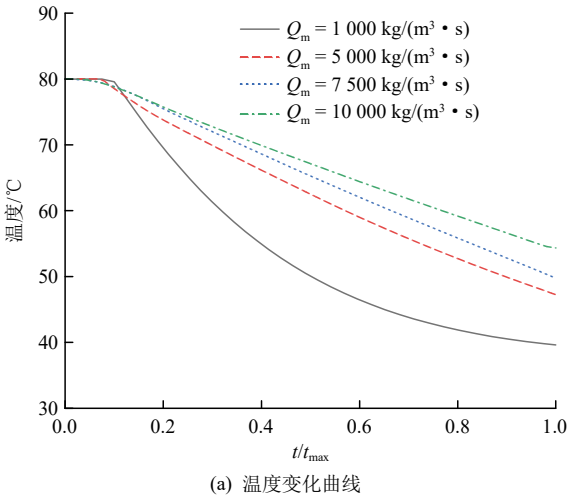


图 8 压裂结束后不同注入速率下的裂缝相场、压力场和温度场分布
Fig.8 Distribution of fracture phase-field, pressure field and temperature field at different injection rates after fracturing

不同注入速率下射孔孔眼处的温度变化曲线和流体压力变化曲线如图 9 所示，为了便于对比，将各组模型的计算时间作了归一化处理。压力变化曲线表明，注入速率越大导致更大的起裂压力，由于裂缝的分叉，流体压力可能会出现多个峰值。



(a) 温度变化曲线
(b) 流体压力变化曲线
图 9 不同注入速率下射孔孔眼处的温度变化曲线和流体压力变化曲线
Fig.9 Temperature variation curves and fluid pressure variation curves at the perforation hole under different injection rates

4.2 超临界 CO₂ 黏度的影响

由于超临界 CO₂ 的黏度很低, 携砂困难, 实际应用时往往需要添加增黏剂来实现有效携砂, 为此本节研究了超临界 CO₂ 压裂液黏度对裂缝扩展的影响。基于图 7 所示的数值模型, 设置超临界 CO₂ 压裂液的黏度为 $\mu = 0.1$ (未增黏), 1, 5, 10 mPa·s, 注入速率为 2 000 kg/(m³·s), 模拟时间为 40 s。水平最大地应力为 $\sigma_H = 55$ MPa, 水平最小地应力为 $\sigma_h = 50$ MPa。

图 10 为压裂结束后, 不同压裂液黏度下的裂缝相场、压力场和温度场分布云图。结果表明, 低黏度水平(≤ 10 mPa·s)下, 压裂液黏度越高, 缝长越长, 因为黏度越高扩散性越低, 滤失量越少, 压裂液能流动到更远处。并且黏度越高, 裂缝分叉时机越晚, 这是由于黏度越高, 流动摩阻越大, 而高流动阻力削减了压裂液的破岩动力, 推迟了分支缝的产生。在 0.1 mPa·s 黏度下形成了复杂的分支缝(见图 10(a)), 这与超临界 CO₂ 的高扩散性有关, 压裂液大量滤失导致裂缝周围基质的流体净压力迅速升高, 从而在主裂缝附近产生分支缝, 这也是黏度越低缝长越短的原因。流体压力场和温度场分布云图表明, 压裂液黏度越高, 缝内压力越高,

而黏度对温度场的影响较小, 该结论与 D. Yi 等^[32]的相同。

不同超临界 CO₂ 黏度下射孔眼处的温度变化曲线和流体压力变化曲线如图 11 所示。温度变化曲线表明, 黏度对地层温度变化的影响很小, 表现为黏度越大, 地层温度变化越小, 这与不同黏度压裂液的扩散性有关。但黏度对流体压力的影响很大, 黏度越大, 裂缝起裂越快, 起裂压力越大。因为黏度越大, 压裂液的流动性与滤失量越小, 在裂缝内易形成高流体压力, 使得裂缝能更快地起裂。因此在超临界 CO₂ 压裂时, 在保证井口压力不超限压的前提下, 可以适当增大压裂液黏度, 这能够减少滤失增大缝长, 还能保证高携砂能力。

4.3 水平应力差的影响

现有研究表明, 水平应力差会显著影响压裂裂缝的形态和走向, 特别是在岩石动态断裂的背景下。为此, 本节进一步研究了不同应力差条件下的压裂裂缝形态差异, 保持水平最小地应力 $\sigma_h = 50$ MPa, 改变水平最大地应力值, 模拟分析水平应力差 $\Delta\sigma$ 为 3, 6, 9, 12 MPa 条件下的压裂裂缝延伸结果。注入速率为 2 000 kg/(m³·s), 模拟时间为 40 s, 压裂液黏度为 5 mPa·s。

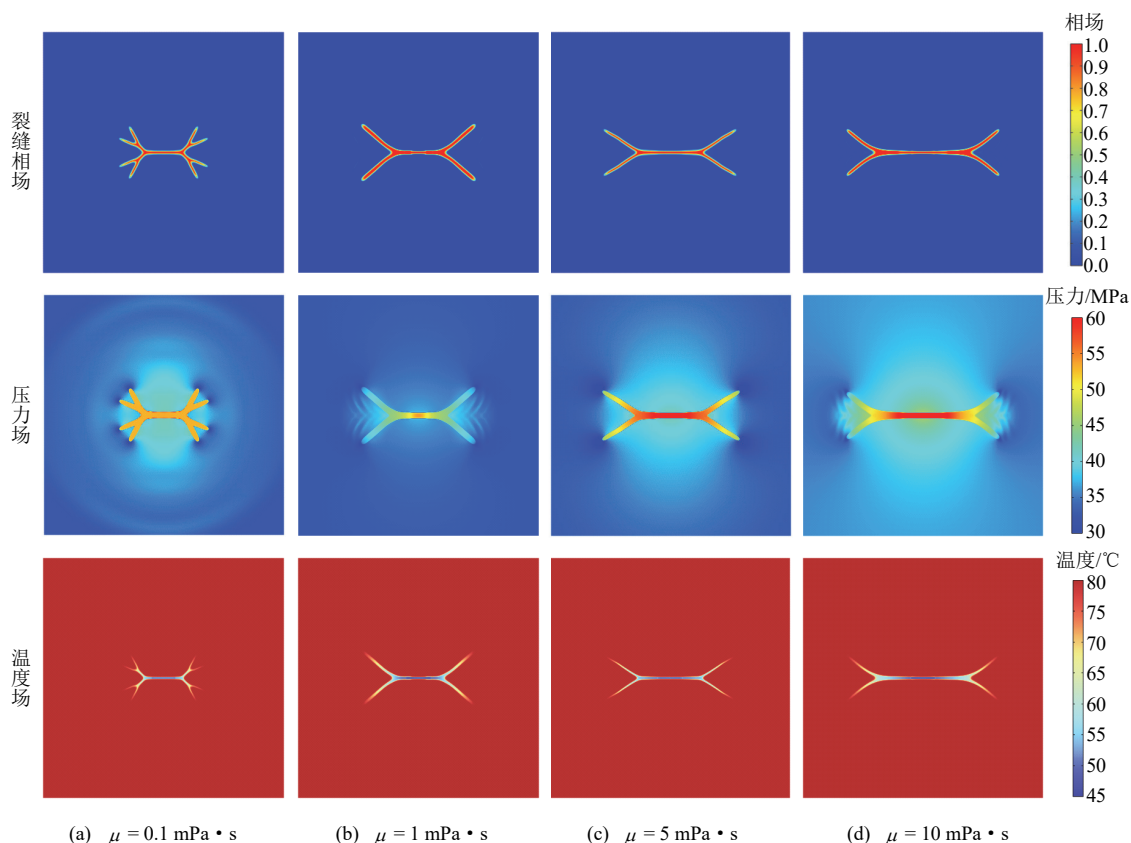


图 10 压裂结束后不同压裂液黏度下的裂缝相场、压力场和温度场分布

Fig.10 Distributions of fracture phase-field, pressure field and temperature field at different fracturing fluid viscosities after fracturing

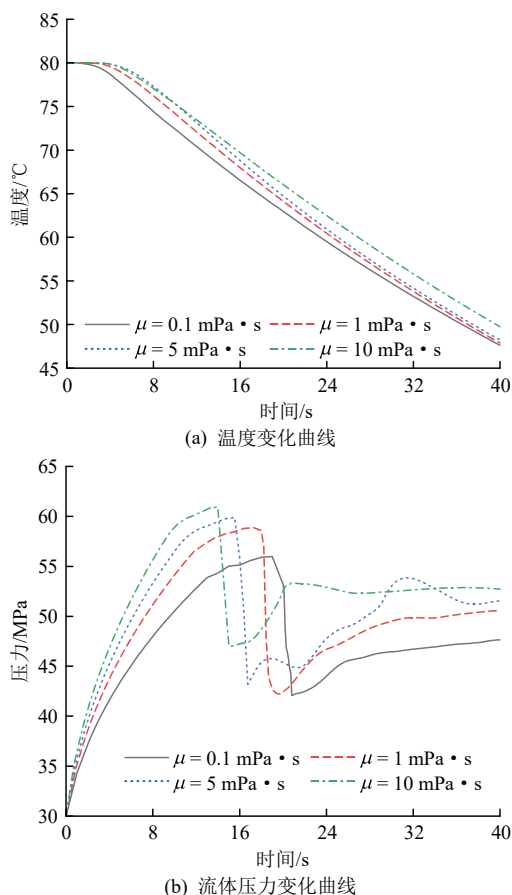


图 11 不同压裂液黏度下射孔孔眼处的温度变化曲线和流体压力变化曲线

Fig.11 Temperature change curves and fluid pressure change curves at the perforation hole under different fracturing fluid viscosities

压裂结束后, 不同水平应力差下的场变量分布如图 12 所示, 结果表明, 应力差越大, 裂缝越难产生分支缝, 缝长越长。这与水平最大地应力的大小有关, 分支缝的产生需要克服部分水平最大地应力, 当水平应力差为 12 MPa 时, 缝内净压力达不到裂缝分叉所需的力, 因此仅形成一条主裂缝。从流体压力和温度分布可知, 水平应力差对缝内压力和温度的影响较小。

图 13 为不同水平应力差下射孔孔眼处的流体压力和温度变化曲线, 曲线表明水平应力差对于压裂过程中射孔孔眼处的温度和压力的影响较小。图 13(b) 显示, 应力差为 12 MPa 时的流体压力响应与其他应力差下不同, 这是由于大应力差下没有产生额外分支缝, 流体压力没有大幅降低, 而是随着裂缝扩展而逐渐下降。在其他应力差条件下, 裂缝起裂后流体压力迅速下降, 随后又重新憋压, 这是裂缝分叉的结果。

4.4 储层初始温度的影响

超临界 CO_2 作为压裂流体, 其物性参数受地层温度和压力影响较大, 为了探究不同储层温度条件下超临界 CO_2 的压裂效果, 本节设置储层初始温度为 $T_0 = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$, $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $120\text{ }^{\circ}\text{C}$, 研究不同储层温度对压裂裂缝扩展的影响。压裂液注入速率为 $2\text{ }000\text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$, 模拟时间为 40 s, 压裂液黏度为 5

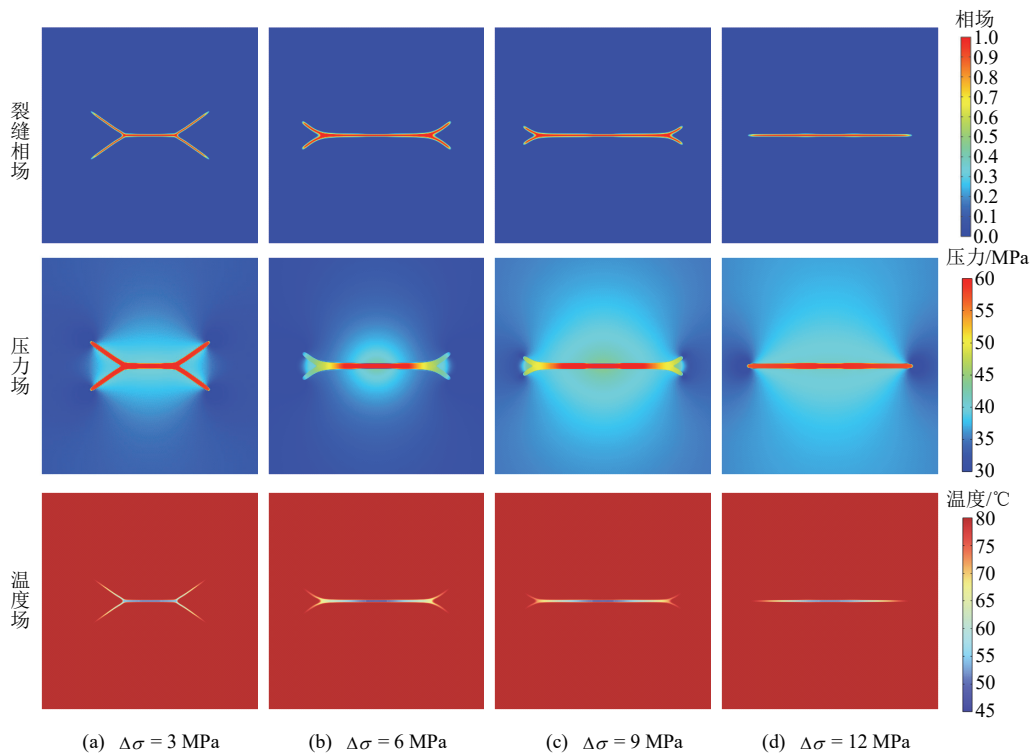


图 12 压裂结束后不同水平应力差下的裂缝相场、压力场和温度场分布

Fig.12 Distributions of fracture phase-field, pressure field and temperature field at different horizontal stress differences after fracturing

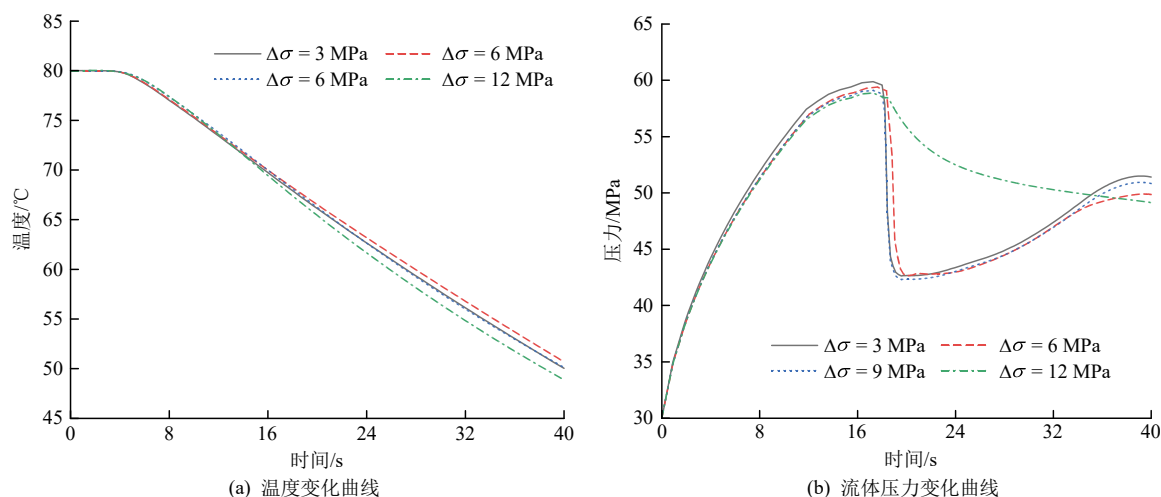


图13 不同水平应力差下射孔孔眼处的温度变化曲线和流体压力变化曲线

Fig.13 Temperature change curves and fluid pressure change curves at the perforation hole under different horizontal stress differences

mPa · s, 水平最大地应力为 $\sigma_H = 55$ MPa, 水平最小地应力为 $\sigma_h = 50$ MPa。

图14为压裂结束后不同储层初始温度下的裂缝相场、压力场和温度场分布, 结果表明, 储层初始温度越高, 分支缝越多, 压裂裂缝越复杂, 说明裂缝驱动力越大。但流体压力分布结果显示, 不同储层温度下的缝内流体压力差异不大, 说明裂缝形态的差异是热应力引起的。图15(a)的温度变化量曲线也证明了这一点, 储层初始温度越大, 压裂引起

的温度变化也越大, 由式(8c)可知, 裂缝驱动力也将越大。图15(b)为流体压力变化曲线, 表明储层初始温度越大, 起裂压力越小, 裂缝起裂时间越早, 这是由于本模型考虑了热应力对裂缝扩展的贡献。张建智等^[33]融合拉伸和剪切机制, 对岩石破坏时峰值应力的预测规律与本文的起裂压力变化规律类似。本节的模拟结果表明, 高温储层有利于超临界 CO₂ 压裂, 因为超临界 CO₂ 具有高扩散性和吸热性, 从而更容易获得复杂裂缝网络。

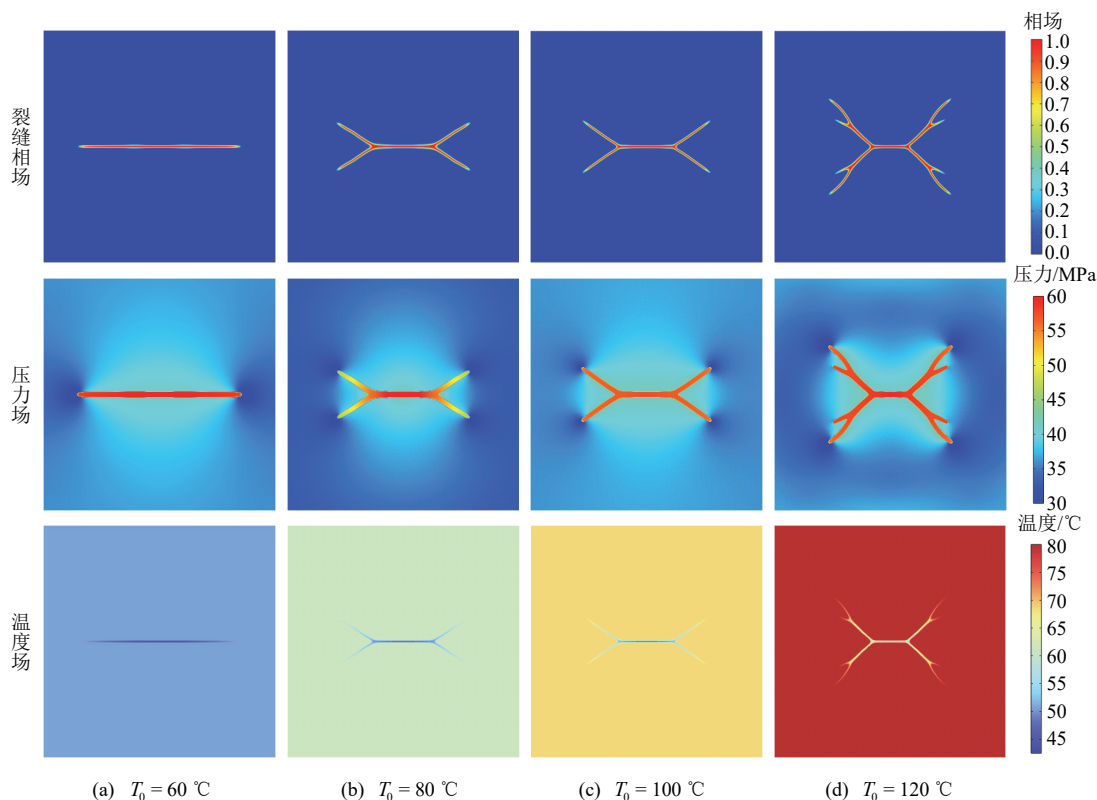


图14 压裂结束后不同储层初始温度下的裂缝相场、压力场和温度场分布

Fig.14 Distribution of fracture phase-field, pressure field and temperature field at different initial reservoir temperatures after fracturing

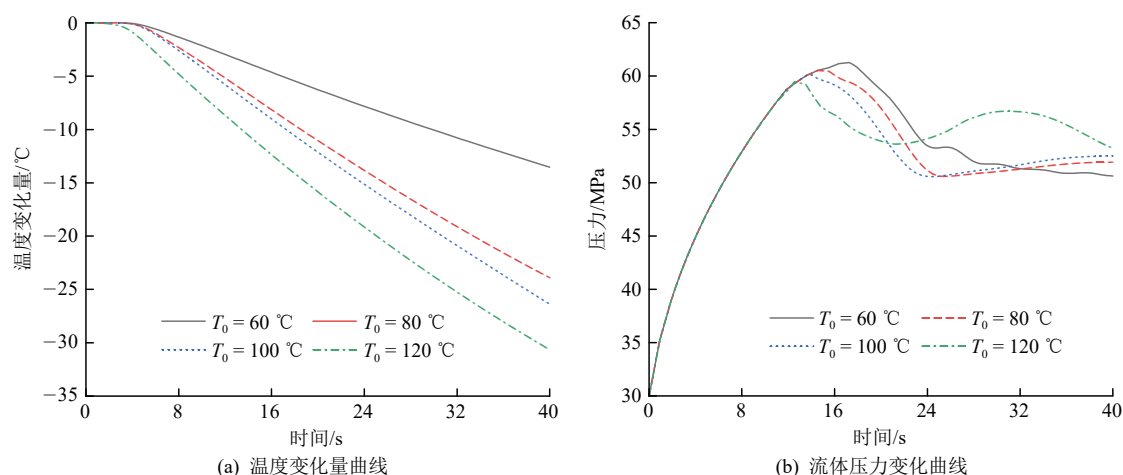


图 15 不同储层初始温度下射孔孔眼处的温度变化量曲线和流体压力变化曲线

Fig.15 Temperature change curves and fluid pressure change curves at the perforation hole under different initial reservoir temperatures

5 结 论

本文充分考虑了岩石的动态准脆性断裂以及压裂液与岩石的热传递,基于内聚力相场法建立了热-流-固耦合的超临界 CO_2 压裂模型。研究了不同工程参数和地质参数下的压裂裂缝扩展规律,得到以下结论:

(1) 相同超临界 CO_2 注入量下,注入速率越大,缝长越短,压裂裂缝越复杂,分支缝越多,但改造面积不是最大,而是存在一个最佳排量使得缝长和改造面积最大化。

(2) 超临界 CO_2 黏度越低,压裂裂缝越复杂,缝长越短,起裂压力越低,起裂时间越晚,为了最大化改造面积,可以在保证井口压力不超限压的前提下,适当增大压裂液黏度。

(3) 水平应力差越大,越难产生分支裂缝,因为分支缝的形成需要克服部分水平最大主应力,但应力差对地层温度和压力的变化影响不大,裂缝起裂后流体压力的上升表示形成了分支缝。

(4) 储层初始温度越大,裂缝形态越复杂,越有利于超临界 CO_2 压裂的效果,这是因为温度差越大,岩石内的热应力越大,从而拥有更大的破岩能量。

参考文献(References):

[1] 屈小磊,赫建明,陈杰,等.页岩水力压裂微裂纹扩展演化试验研究及力学机制分析[J].岩石力学与工程学报,2023,42(增1): 3 151 - 3 159.(QU Xiaolei, HAO Jianming, CHEN Jie, et al. Experimental study on micro-crack propagation and mechanical

mechanism analysis of hydraulic fracturing in shale[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2023, 42(Supp.1): 3 151 - 3 159.(in Chinese))

- [2] WU Z W, CUI C Z, JIA P F, et al. Advances and challenges in hydraulic fracturing of tight reservoirs: A critical review[J]. Energy Geoscience, 2022, 3(4): 427 - 435.
- [3] WU M Y, CHANG X, GUO Y T, et al. Advances, challenges, and opportunities for hydraulic fracturing of deep shale gas reservoirs[J]. Advances in Geo-Energy Research, 2025, 15(1): 1 - 4.
- [4] ZHAO J Z, WU T, PU W F, et al. Application status and research progress of CO_2 fracturing fluid in petroleum engineering: A brief review[J]. Petroleum, 2024, 10(1): 1 - 10.
- [5] 王磊,梁卫国.超临界 CO_2 /清水压裂煤体起裂和裂缝扩展试验研究[J].岩石力学与工程学报,2019,38(增1): 2 680 - 2 689.(WANG Lei, LIANG Weiguo. Experimental study on fracture initiation and growth in coal using hydraulic fracturing with supercritical CO_2 and normal water[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2019, 38(Supp.1): 2 680 - 2 689.(in Chinese))
- [6] RANJITH P G, ZHANG C P, ZHANG Z Y. Experimental study of fracturing behaviour in ultralow permeability formations: a comparison between CO_2 and water fracturing[J]. Engineering Fracture Mechanics, 2019, 217(16): 106541.
- [7] ZHOU D W, ZHANG G Q, WANG Y Y, et al. Experimental investigation on fracture propagation modes in supercritical carbon dioxide fracturing using acoustic emission monitoring[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2018, 110(5): 111 - 119.
- [8] 郭武豪,郭印同,常鑫,等.实时高温高应力真三轴压裂试验系统研制与应用[J].岩石力学与工程学报,2025,44(6): 1 539 - 1 552.(GUO Wuhao, GUO Yintong, CHANG Xin, et al. Development and application of a real-time high-temperature and high-stress true triaxial fracturing test system[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2025, 44(6): 1 539 - 1 552.(in Chinese))
- [9] 周德华,杨勇,王运海,等.超临界二氧化碳混合压裂技术机制及应用——以渤海湾盆地济阳坳陷页岩油为例[J].石油与天然气

- 地质, 2025, 46(2): 575 – 585.(ZHOU Dehua, YANG Yong, WANG Yunhai, et al. Mechanism and application of supercritical carbon dioxide hybrid fracturing: A case study of shale oil in the Jiyang Depression, Bohai Bay Basin[J]. Oil and Gas Geology, 2025, 46(2): 575 – 585.(in Chinese))
- [10] 卢义玉, 周军平, 鲜学福, 等. 超临界CO₂强化页岩气开采及地质封存一体化研究进展与展望[J]. 天然气工业, 2021, 41(6): 60 – 73.(LU Yiyu, ZHOU Junping, XIAN Xuefu, et al. Research progress and prospect of the integrated supercritical CO₂ enhanced shale gas recovery and geological equestration[J]. Natural Gas Industry, 2021, 41(6): 60 – 73.(in Chinese))
- [11] 蔡鑫. 非常规储层超临界CO₂压裂复杂裂缝扩展模型[J]. 断块油气田, 2022, 29(01): 107 – 110.(CAI Xin. Complex fracture propagation model of supercritical CO₂ fracturing in unconventional reservoirs[J]. Fault-Block Oil and Gas Field, 2022, 29(1): 107 – 110.(in Chinese))
- [12] 张矿生, 齐银, 薛小佳, 等. 鄂尔多斯盆地页岩油水平井CO₂区域增能体积压裂技术[J]. 石油钻探技术, 2023, 51(5): 15 – 22.(ZHANG Kuangsheng, QI Yin, XUE Xiaojia, et al. CO₂ regional enhanced volumetric fracturing technology for shale oil horizontal wells in Ordos Basin[J]. Petroleum Drilling Techniques, 2023, 51(5): 15 – 22.(in Chinese))
- [13] JIANG C B, JING C, WANG H L, et al. Phase-field simulation of CO₂ fracturing crack propagation in thermo-poroelastic media[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2025, 187(2): 106052.
- [14] WU L, HOU Z M, XIE Y C, et al. Fracture initiation and propagation of supercritical carbon dioxide fracturing in calcite-rich shale: a coupled thermal-hydraulic-mechanical-chemical simulation[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2023, 167(4): 105389.
- [15] 李小刚, 何建冈, 杨兆中, 等. 基于离散元法的压裂裂缝特征研究[J]. 油气藏评价与开发, 2023, 13(3): 348 – 357.(LI Xiaogang, HE Jiangang, YANG Zhaozhong, et al. Fracture characteristics based on discrete element method[J]. Petroleum Reservoir Evaluation and Development, 2023, 13(3): 348 – 357.(in Chinese))
- [16] 李明耀, 李绍金, 彭磊, 等. 基于相场法的花岗岩弹塑性损伤模型及其细观力学行为研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2024, 43(3): 611 – 622.(LI Mingyao, LI Shaojin, PENG Lei, et al. Study on the mesoscopic fracture behaviors of granite based on the elastoplastic phase-field model[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2024, 43(3): 611 – 622.(in Chinese))
- [17] YU S, SONG Y, WANG S Y, et al. Novel phase field model of hydraulic fracture propagation in poroelastic media and numerical investigation of interaction between hydraulic fracture and natural fracture[J]. Petroleum, 2024, 10(4): 672 – 695.
- [18] CHEN B, BARBOZA B R, SUN Y N, et al. A review of hydraulic fracturing simulation[J]. Archives of Computational Methods in Engineering, 2022, 29(4): 1 – 58.
- [19] WU J Y. A unified phase-field theory for the mechanics of damage and quasi-brittle failure[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2017, 103(6): 72 – 99.
- [20] WU J Y. A generalized phase-field cohesive zone model(μ PF-CZM) for fracture[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2024, 192(11): 105841.
- [21] BORDEN M J, HUGHES T J R, LANDIS C M, et al. A phase-field formulation for fracture in ductile materials: Finite deformation balance law derivation, plastic degradation, and stress triaxiality effects[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2016, 312(23): 130 – 166.
- [22] LIU J P, YANG Z Z, YI L P, et al. Coupled thermo-hydro-mechanical cohesive phase-field model for hydraulic fracturing in deep coal seams[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2025, 46(4): 663 – 682.
- [23] WU J Y. A geometrically regularized gradient-damage model with energetic equivalence[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2018, 328(1): 612 – 637.
- [24] MIEHE C, WELSCHINGER F, HOFACKER M. Thermodynamically consistent phase – field models of fracture: Variational principles and multi – field FE implementations[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2010, 83(10): 1 273 – 1 311.
- [25] BOURDIN B, FRANCFORT G A, MARIGO J J. Numerical experiments in revisited brittle fracture[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2000, 48(4): 797 – 826.
- [26] MIEHE C, HOFACKER M, WELSCHINGER F. A phase field model for rate-independent crack propagation: Robust algorithmic implementation based on operator splits[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2010, 199(45/48): 2 765 – 2 778.
- [27] 戴一凡, 侯冰, 廖志豪. 基于相场法的深层干热岩储层水力压裂模拟研究[J]. 石油钻探技术, 2024, 52(2): 229 – 235.(DAI Yifan, HOU Bing, LIAO Zhihao. Simulation of hydraulic fracturing in deep hot dry rock reservoir based on phase-field method[J]. Petroleum Drilling Techniques, 2024, 52(2): 229 – 235.(in Chinese))
- [28] 吕茂淋, 朱珍德, 周露明, 等. 基于相场法的预制双裂隙岩体水力压裂扩展数值模拟研究[J]. 岩土力学, 2024, 45(6): 1 850 – 1 862.(LV Maolin, ZHU Zhende, ZHOU Luming, et al. Numerical simulation of hydraulic fracture propagation in rock masses with pre-existing double fractures using the phase field method[J]. Rock and Soil Mechanics, 2024, 45(6): 1 850 – 1 862.(in Chinese))
- [29] LIU J P, YANG Z Z, YI L P, et al. Cohesive phase-field model for dynamic fractures in coal seams[J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2024, 282(11): 109617.
- [30] NGUYEN T T, YVONNET J, ZHU Q Z, et al. A phase field method to simulate crack nucleation and propagation in strongly heterogeneous materials from direct imaging of their microstructure[J]. Engineering Fracture Mechanics, 2015, 139(10): 18 – 39.
- [31] WANG X F, HU S B, WANG E Y. Experimental research and fractal analysis of supercritical CO₂ pneumatic fracturing under true triaxial stress[J]. Energy and Fuels, 2023, 37(16): 12 113 – 12 122.
- [32] YI D, YI L P, YANG Z Z, et al. Coupled thermo-hydro-mechanical-phase field modelling for hydraulic fracturing in thermo-poroelastic media[J]. Computers and Geotechnics, 2024, 166(1): 105949.
- [33] 张建智, 吴文涛, 张婷. 岩石II₁型单裂纹破坏前兆过程与短临预报模型研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2026, 待刊.(ZHANG Jianzhi, WU Wentao, ZHANG Ting, et al. Precursory processes and short-term forecasting model of mode I and mode II single-crack failure in rocks[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2026, to be Pressed.(in Chinese))