

裂缝压力衰竭对致密储层基质-裂缝间非稳态窜流规律的影响

黄山^{1,2}, 姚约东^{1,2}, 王丽³, 马若雨^{1,2}, 王金伟^{1,2}, 郭青霖^{1,2}

1. 中国石油大学(北京)油气资源与探测国家重点实验室, 北京 102249

2. 中国石油大学(北京)石油工程学院, 北京 102249

3. 中国石油新疆油田公司风城油田作业区重大开发实验项目管理部, 克拉玛依 834000

摘要 致密油储层基质渗透率极低, 应力敏感性强, 传统的基于拟稳态假设和定压力边界条件得到的常量形状因子模型无法准确表征致密储层基质-裂缝间的非稳态窜流规律。通过考虑致密储层基质应力敏感及裂缝压力衰竭的影响, 建立了致密储层基质-裂缝不稳定窜流模型。利用 Pedrosa 代换和正则摄动法对模型进行了线性化处理, 通过 Laplace 变换求得了在 Laplace 空间下的解析解, 结合 Duhamel 原理得到了考虑裂缝压力变化的解。通过与 Hassan-zadeh 模型计算结果以及精细网格有限元解的结果进行对比, 验证了模型的正确性。利用新模型研究了基质应力敏感以及裂缝压力衰竭对基质-裂缝间窜流规律的影响。研究表明: 考虑裂缝压力衰竭影响后, 应力敏感对形状因子的影响更为显著; 裂缝压力递减越快, 初期形状因子的值越大, 但是递减的越早且递减速度越快, 导致平衡后形状因子值越小; 裂缝压力递减速度很小时, 窜流速度会先上升达到平衡然后再递减。

关键词 致密油藏; 基质-裂缝; 非稳态窜流; 时变形状因子; 裂缝压力衰竭

致密油储层孔隙度渗透率极低^[1], 单井产量低且递减快。水平井多级压裂是开发致密油藏的有效方法, 压裂后人工缝和天然缝交织形成复杂的多尺度耦合介质。在利用试井或数值模拟方法研究多级压裂水平井的压力及产能动态特征时, 通常将压裂改造区(SRV 区)等效为双重介质。双重介质模型的概念最早由 Barenblatt 等^[2]提出, 将裂缝和基质系统分成 2 个不同的

连续系统, 有着各自的一套属性。假设 2 个流体系统叠加起来, 并通过窜流函数连接, 表征裂缝与基质之间的流体交换, 并认为窜流速度是流体黏度、基质-裂缝系统间的压差、与基质岩块几何形状和孔隙连通性相关的参数的函数。流体窜流速度可由式(1)计算得出

$$q = \frac{\sigma k_m V}{\mu} (p_m - p_f) \quad (1)$$

收稿日期: 2017-12-11; 修回日期: 2018-02-05

基金项目: 国家重点基础研究发展计划项目(2015CB250900); 国家自然科学基金项目(40974055); 新世纪优秀人才支持计划项目(NCET-13-1030)

作者简介: 黄山, 博士研究生, 研究方向为致密油藏渗流机理, 电子信箱: cupbhs@163.com

引用格式: 黄山, 姚约东, 王丽, 等. 裂缝压力衰竭对致密储层基质-裂缝间非稳态窜流规律的影响[J]. 科技导报, 2018, 36(13): 65-72; doi: 10.3981/j.

issn.1000-7857.2018.13.009

式中, q 为整个体积单元 V 中的流速, $10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$; σ 为形状因子, m^{-2} ; k_m 为基质渗透率, $10^{-3} \mu\text{m}^2$; V 为基质岩块的总体积, m^3 ; μ 为流体黏度, $\text{mPa}\cdot\text{s}$; \bar{p}_m 为基质平均压力, MPa ; p_i 为裂缝中的压力, MPa 。

可以看出, 形状因子的大小直接影响了窜流速度的大小。因此, 对于基质-裂缝间窜流规律的研究, 其核心就是对形状因子的准确表征。研究初期, 形状因子的研究通常基于拟稳态假设, 得到的都是常量形状因子。表1为部分文献报道的常量形状因子^[3-9]。

表1 不同研究者得到的常量形状因子

Table 1 Constant shape factors obtained by various researchers

研究者	研究方法	常量形状因子		
		一维	二维	三维
Warren & Root(1963) ^[3]	几何法	12	32	60
Kazemi et al.(1976) ^[4]	数值法	4	8	12
Thomas et al.(1983) ^[5]	数值法	—	—	25
Coats(1989) ^[6]	数值法	8	16	24
Ueda et al.(1989) ^[7]	数值法	8	24	—
de Swaan(1990) ^[8]	解析法	15	—	60
Kazemi & Gilman(1993) ^[9]	解析法	9.87	19.74	29.61

Warren 和 Root^[3]最早采用几何法得到了拟稳态条件下的形状因子。Kazemi 等^[4]通过求解单相流的标准七点有限差分方程, 得到一个新的形状因子表达式。Thomas 等^[5]通过将裂缝模型计算结果与自吸实验的驱油效率进行拟合, 得到了三维条件下的形状因子。Coats^[6]得到的形状因子的值是 Kazemi 形状因子的2倍。Ueda 等^[7]的研究则认为 Kazemi 的形状因子需要乘以一个系数, 一维情况下该系数为2, 二维情况下为3。de Swaan^[8]、Kazemi 和 Gilman^[9]等随后采用解析方法对基质的非稳态扩散方程进行了求解, 得到了相应的形状因子表达式。显然, 基于拟稳态假设得到的常量形状因子并不能准确地表征基质-裂缝间的非稳态窜流规律。因此, 随后许多学者提出形状因子不是一个常数, 而是一个随时间变化的量。Chang^[10]在非稳态条件下求解了基质的三维压力扩散方程, 得到了恒定裂缝压力和恒定流速下的形状因子。Lim 和 Aziz^[11]在不假设拟稳态条件的情况下, 采用等效法对不同维数下的基质压力扩散方程进行了求解, 并得到了达到稳态后的形状因子。Rangel-German 和 Kovsky^[12]基于量纲分析提出了一个形状因子的分段函数, 但是并没有给出相关参数的表达式。何勇明^[13-14]考虑裂缝粗糙度以及流体从

基质流到裂缝路径迂曲度的影响, 分别推导了一维、二维和三维条件下的常量和时变形状因子表达式。王璐等^[15]考虑到致密储层的应力敏感效应, 建立了非稳态条件下考虑应力敏感影响的一维和三维时变形状因子。

尽管有许多文献给出了不同的时变形状因子表达式, 但是通常都假设裂缝压力为常数, 这显然与实际情况不符。Hassanzadeh 等^[16]研究表明, 形状因子不仅与基质块的特征长度和裂缝条数有关, 还是裂缝边界条件的函数, 即与裂缝压力衰竭有关。致密油藏裂缝压力变化剧烈, 如果不考虑裂缝压力衰竭的影响, 则无法准确表征致密油藏基质裂缝间的窜流规律。

因此, 本研究综合考虑基质应力敏感及裂缝压力衰竭的影响, 建立致密储层基质-裂缝非稳态窜流模型。利用 Pedrosa 代换、正则摄动、Laplace 变化以及 Duhamel 原理对模型进行求解, 研究基质应力敏感以及裂缝压力衰竭对形状因子以及窜流速度的影响。

1 形状因子的物理意义

基质-裂缝间的窜流方程还可以表示为达西定律的形式

$$q = \frac{k_m A (\bar{p}_m - p_i)}{\mu \Delta L} \quad (2)$$

式中, A 是流体流经基质块的横截面积, m^2 ; ΔL 为基质中压力等于基质平均压力 \bar{p}_m 的位置与裂缝压力 p_i 位置之间的距离, 即计算压力降时的流体特征流动距离, m 。联立式(1)、(2)可得

$$\sigma = \frac{A}{V \Delta L} \quad (3)$$

由式(3)可知, 形状因子为单位体积下流体运移的横截面积与特征流动距离之比, 是一个与多个几何因素有关的参数。这是由于形状因子不仅要反映基质块的几何形状, 还要控制两个系统的流体交换。式(3)中, A/V 反映了基质几何特征, 对于相同体积的基质块, 维数不同, 对应的横截面积就不同。 $1/\Delta L$ 控制了流体的交换, 因为 ΔL 的大小反映了流体流动距离的大小并由此控制了压力降的计算。如图1所示, 在初始时刻 ($t=0$), 整个基质中的压力均为原始地层压力, 则基质平均压力的位置就在裂缝面处, 此时 $\Delta L=0$ 。随着基质压力逐渐降低, 基质平均压力位置逐渐向基质中心处移动, ΔL 的值逐渐增大, 则形状因子的值逐渐减小。当基质平均压力位置到达基质中心时, 此时 (t_c 时刻) 达到拟

稳态状态, ΔL 的值等于基质中心到裂缝面的距离 L_c , 此时形状因子的值也变为常数。对于致密储层, 基质渗透率越低, 压力波在储层中的传播速度越慢, 这样 ΔL 的

变化速度也就越慢, 从而导致非稳态时间变得越长。这就解释了为什么致密储层中的非稳态阶段要明显长于常规储层, 因此常量形状因子不再适用。

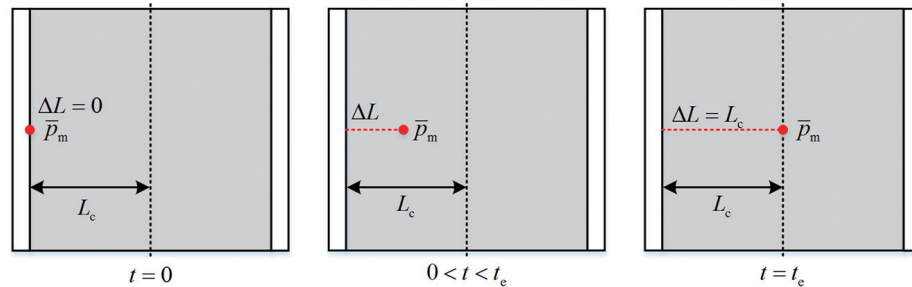


图1 基质平均压力位置示意

Fig. 1 Schematic diagram of the average pressure of the matrix

2 考虑应力敏感及裂缝压力变化的时变形状因子

假设致密储层基质两侧有两条平行裂缝, 裂缝间距为 H_m (图2)。

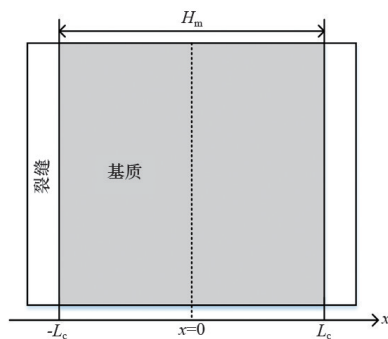


图2 基质-裂缝窜流模型示意

Fig. 2 Illustration of a matrix-fracture system

从基质到裂缝的流动为一维达西流动, 流动方向垂直于裂缝表面。基质中的压力分布满足如下方程

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_m}{\phi \mu c_i} \frac{\partial p_m}{\partial x} \right) = \frac{\partial p_m}{\partial t} \quad (4)$$

由于致密储层通常存在很强的应力敏感效应, 因此考虑基质渗透率满足指数表达式^[17]

$$k_m = k_0 e^{-\gamma(p_i - p_m)} \quad (5)$$

式中, k_0 是初始压力 p_i 下的基质渗透率, $10^{-3} \mu\text{m}^2$; γ 为应力敏感系数, MPa^{-1} 。

初始时刻, 基质中压力分布统一, 均为初始压力, 则可得

$$p_m|_{t=0} = p_i \quad (6)$$

由对称性可知, 基质中间处无流体流动, 则可得

$$\left. \frac{\partial p_m}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (7)$$

在实际生产过程中, 裂缝压力通常不是定值, 而是随着时间变化的。假设裂缝初始压力为原始地层压力 p_i , 并随时间的增加指数递减, 即

$$p_i(t) = p_\infty + (p_i - p_\infty) e^{-\alpha t} \quad (8)$$

式中, $p_\infty = p_i|_{t \rightarrow \infty}$ 为无穷时刻裂缝压力, MPa ; α 为裂缝压力递减系数, s^{-1} ; t 为时间, s 。

引入如下无因次变量可得

$$p_D = \frac{p - p_i}{p_\infty - p_i} \quad (9)$$

$$t_D = \frac{\eta_0 t}{L_c^2} \quad (10)$$

$$x_D = \frac{x}{L_c} \quad (11)$$

$$\gamma_D = \gamma (p_i - p_\infty) \quad (12)$$

$$\kappa = \frac{L_c^2}{\eta_0} \alpha \quad (13)$$

式中, $\eta_0 = k_0 / (\phi \mu c_i)$ 为初始时刻导压系数; p_D 为无因次压力; t_D 为无因次时间; x_D 为流体流动的无因次距离; γ_D 为无因次应力敏感系数; κ 为无因次裂缝压力递减系数。

代入可得无因次压力扩散方程及无因次初始和边界条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x_D} \left(e^{-\gamma_D p_{mD}} \frac{\partial p_{mD}}{\partial x_D} \right) = \frac{\partial p_{mD}}{\partial t_D} \\ p_{mD} \Big|_{x_D=0} = 0 \\ \frac{\partial p_{mD}}{\partial x_D} \Big|_{x_D=0} = 0 \\ p_{mD} \Big|_{x_D=1} = p_{m0} = 1 - e^{-\kappa t_D} \end{cases} \quad (14)$$

式中, p_{mD} 、 p_{m0} 分别表示无因次基质压力与无因次裂缝压力。

由于存在非齐次边界条件, 根据 Duhamel 原理, 可改为求解如下辅助问题^[18]

$$\frac{\partial}{\partial x_D} \left[e^{-\gamma_D \Phi_2(x_D, t_D)} \frac{\partial \Phi_2(x_D, t_D)}{\partial x_D} \right] = \frac{\partial \Phi_2(x_D, t_D)}{\partial t_D} \quad (15)$$

由于压力扩散方程中含有非线性项, 引入 Pedrosa 代换^[19]

$$\Phi_2 = -\frac{1}{\gamma_D} \ln(1 - \gamma_D \xi) \quad (16)$$

对 γ_D 采用正则摄动, 可得

$$\xi = \xi_0 + \gamma_D \xi_1 + \gamma_D^2 \xi_2 + \gamma_D^3 \xi_3 + \dots \quad (17)$$

$$\frac{1}{1 - \gamma_D \xi} = 1 + \gamma_D \xi + \gamma_D^2 \xi^2 + \gamma_D^3 \xi^3 + \dots \quad (18)$$

由于 γ_D 在实际中通常是一个较小的量, 一般有 $\gamma_D \xi < 1$, 因此只要取零阶摄动即可, 则模型可变为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial x_D^2} = \frac{\partial \xi_0}{\partial t_D} \\ \xi_0 \Big|_{x_D=0} = 0 \\ \frac{\partial \xi_0}{\partial x_D} \Big|_{x_D=0} = 0 \\ \xi_0 \Big|_{x_D=1} = \frac{1 - e^{-\gamma_D}}{\gamma_D} \end{cases} \quad (19)$$

对模型进行 Laplace 变换可得拉氏空间下的控制方程为

$$\frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial x_D^2} = s \Theta_0 \quad (20)$$

式中, Θ_0 为 ξ_0 在 Laplace 空间的象函数。

边界条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial \Theta_0}{\partial x_D} \Big|_{x_D=0} = 0 \\ \Theta_0 \Big|_{x_D=1} = \frac{1 - e^{-\gamma_D}}{\gamma_D s} \end{cases} \quad (21)$$

式(21)的通解为

$$\Theta_0 = C_1 e^{\sqrt{s} x_D} + C_2 e^{-\sqrt{s} x_D} \quad (22)$$

式中, C_1 、 C_2 为常数, s 为拉氏变量。

求解可得拉氏空间下的解为

$$\Theta_0 = \frac{1 - e^{-\gamma_D} \cosh(\sqrt{s} x_D)}{\gamma_D s \cosh(\sqrt{s})} \quad (23)$$

利用 Stehfest 数值反演以及 Pedrosa 逆变换, 可得辅助问题的解 Θ_2 。结合 Duhamel 原理, 利用式(24)即可得到基质的平均压力

$$\bar{p}_{mD}(t_D) = \int_0^1 p_{mD} dx_D = \int_0^1 \int_0^{t_D} \left[1 - e^{-\kappa(t_D - \tau)} \right] \frac{\partial \Phi_2(x_D, \tau)}{\partial t_D} d\tau dx_D \quad (24)$$

从物质平衡的角度来看, 基质-裂缝间的窜流量即是基质岩块孔隙中的流体因为压力下降而导致自身体积膨胀的体积量, 可由式(25)计算

$$q = -V \phi_m c_i \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} \quad (25)$$

联立式(1)、(25), 可得

$$\sigma = -\frac{1}{\eta(\bar{p}_m - p_i)} \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} \quad (26)$$

式中, $\eta = k_m / (\phi_m \mu c_i)$ 为导压系数, m^2/s 。

对式(26)无因次化, 可得无因次形状因子为

$$\sigma H_m^2 = -\frac{4}{(\bar{p}_{mD} - p_{m0})} \frac{\partial \bar{p}_{mD}}{\partial t_D} \quad (27)$$

设无因次窜流速度为

$$q_D = -\frac{\mu L_c^2}{k_0 V (p_\infty - p_i)} q \quad (28)$$

则将式(27)、(28)代入式(1), 可得无因次窜流速度为

$$q_D = \frac{\sigma H_m^2 e^{-\gamma_D p_{m0}}}{4} (p_{m0} - \bar{p}_{mD}) \quad (29)$$

3 模型验证

为了验证上述时变形状因子的正确性, 将退化后的本文模型 ($\gamma_D = 0$, $p_{m0} = 1$) 计算结果与 Hassanzadeh 和 Pooladi-Darvish 的定裂缝压力时变形状因子模型计算结果进行对比, 模型参数: $L_c = 10$ m, $p_i = 20$ MPa, $p_\infty = 10$ MPa, $k_0 = 0.1 \times 10^{-3}$ μm^2 , $\phi = 0.1$, $\mu = 1$ mPa \cdot s, $c_i = 4 \times 10^{-4}$ MPa $^{-1}$ 。对比结果如图 3 所示, 可以看出, 本文模型得到的无因次时变形状因子 σH_m^2 与 Hassanzadeh 模型的计算结果表现出很好的一致性, 除了在无因次时间很小的时候存在细微的误差外, 在后期稳定阶段与 Hassanzadeh 模型的计算结果完全一致。为了进一步验证模型

的正确性,取 $\gamma_D = 0.1$, $\kappa = 1$, 将本文模型计算的基质平均压力 \bar{p}_{mD} 与精细网格有限元数值解的计算结果进行了对比, 2 组计算结果吻合较好, 再次说明本文模型是准确可靠的(图4)。

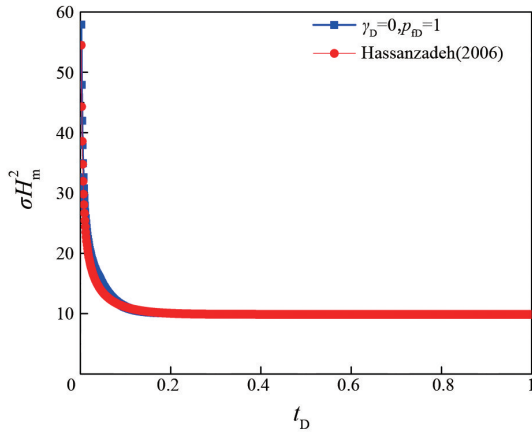


图3 本文模型计算结果与Hassanzadeh模型计算结果对比
Fig. 3 Comparison between the presented model and the Hassanzadeh's model

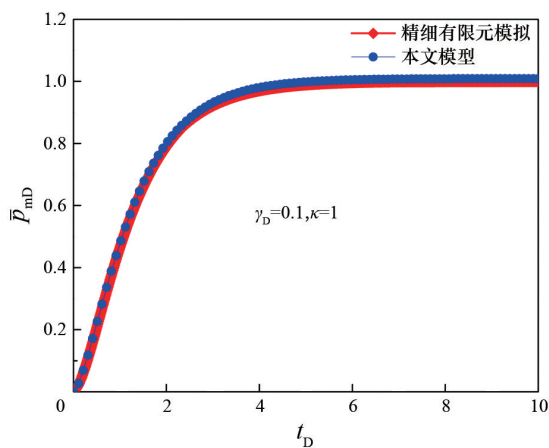


图4 本文模型基质平均压力计算结果与精细网格有限元数值解结果对比
Fig. 4 Comparison of the matrix average pressure between those obtained from the new equation and the results of the fine grid FEM numerical solution

4 结果与讨论

为研究应力敏感以及裂缝压力递减速度对形状因子以及窜流速度的影响, 首先不考虑裂缝压力变化, 假设裂缝压力为定值 ($p_m = 1$), 无因次应力敏感系数 γ_D 分别取 0.01、0.1、1, 计算得到了无因次应力敏感系数 γ_D 对无因次形状因子 σH_m^2 及无因次窜流速度 q_D 的影响, 如图5、图6所示。可以看出, 应力敏感系数越大, 无因

次形状因子的值越小, 且在早期 ($t_D \leq 0.1$) 时的差别最大。这是由于应力敏感系数越大, 使得相同压力降下基质渗透率下降的幅度更大, 因此形状因子也更小。此外, 随着应力敏感系数的增加, 无因次窜流速度变小, 且递减的更早。

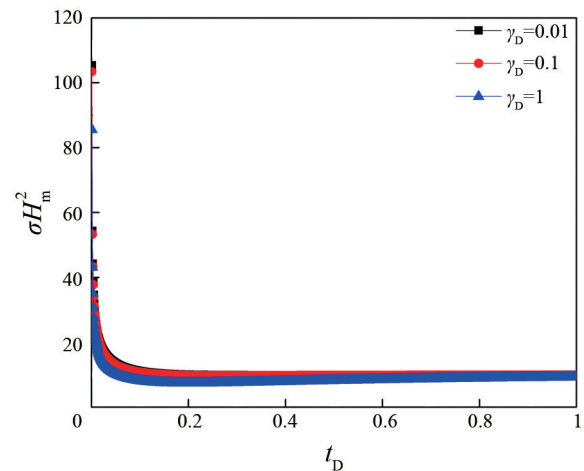


图5 不考虑裂缝压力变化时应力敏感系数对无因次形状因子影响 ($p_m = 1$)
Fig. 5 Shape factor against stress-sensitive coefficient without considering the decline of fracture pressure ($p_m = 1$)

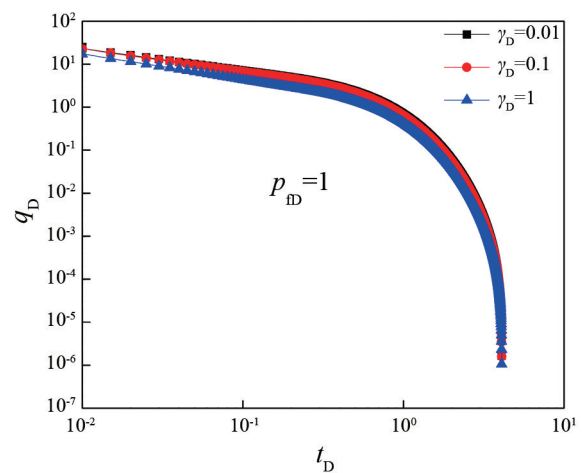


图6 不考虑裂缝压力变化时应力敏感系数对无因次窜流速度影响 ($p_m = 1$)
Fig. 6 Interporosity against stress-sensitive coefficient without considering the decline of fracture pressure ($p_m = 1$)

当无因次裂缝压力递减系数 $\kappa = 1$ 时, 计算得到了应力敏感系数对无因次形状因子及无因次窜流速度的影响, 如图7、图8所示。对比可以看出, 当裂缝压力变化时, 应力敏感系数对形状因子的影响更为明显, 且形状

因子的非稳态时间也明显变长。此外,考虑裂缝压力变化后,窜流速度在早期存在一个短暂的递增,然后才开始递减,这一特点也区别于常规定裂缝压力边界条件下所得到的窜流规律。

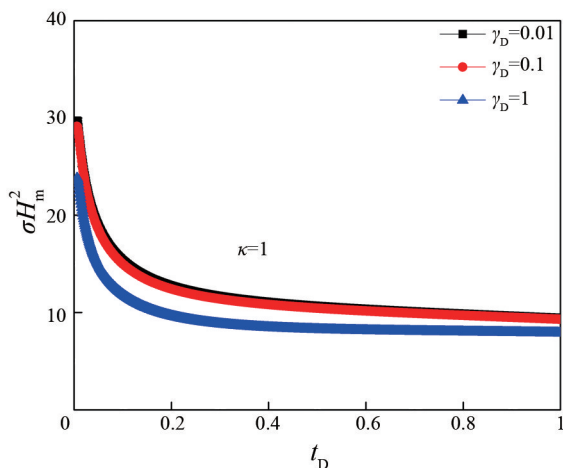


图7 考虑裂缝压力变化时应力敏感系数对无因次形状因子影响($\kappa=1$)

Fig. 7 Shape factor against stress-sensitive coefficient under exponentially declining fracture pressure($\kappa=1$)

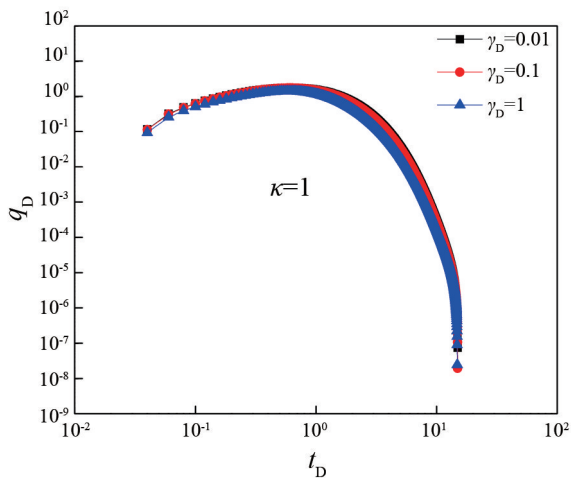


图8 考虑裂缝压力变化时应力敏感系数对无因次窜流速度影响($\kappa=1$)

Fig. 8 Interporosity flow rate against stress-sensitive coefficient under exponentially declining fracture pressure($\kappa=1$)

为了进一步研究裂缝压力递减速度对窜流规律的影响,分别取无因次裂缝压力递减系数为0.01、1、100,计算对应的无因次形状因子及无因次窜流速度,结果如图9、图10所示。可以看出,递减系数越大,在初期形状因子的值越大,但是形状因子的值递减的越早且递减速度越快,从而使得在达到稳定状态后的形状因子

的值越小,且非稳态时间越短。此外,当递减系数很小时,无因次窜流速度会先递增,然后经过一个稳定阶段,到后期才开始递减。而当递减系数很大时,递增阶段和平衡阶段来不及发生,因此无因次窜流速度在初期就开始递减。在实际储层中,裂缝压力并不是一个常数,而是随时间变化的,如果不考虑裂缝压力变化的影响,在初期,可能会高估了基质向裂缝的窜流能力,而在后期,则可能会低估了基质向裂缝的窜流能力。

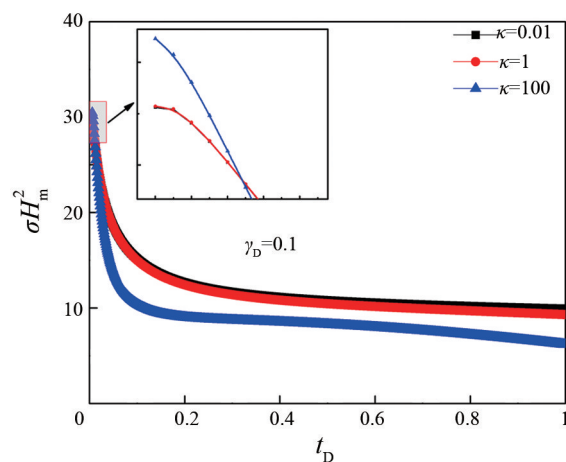


图9 无因次裂缝压力递减系数对无因次形状因子影响
Fig. 9 Shape factor against dimensionless decline constant under exponentially declining fracture pressure

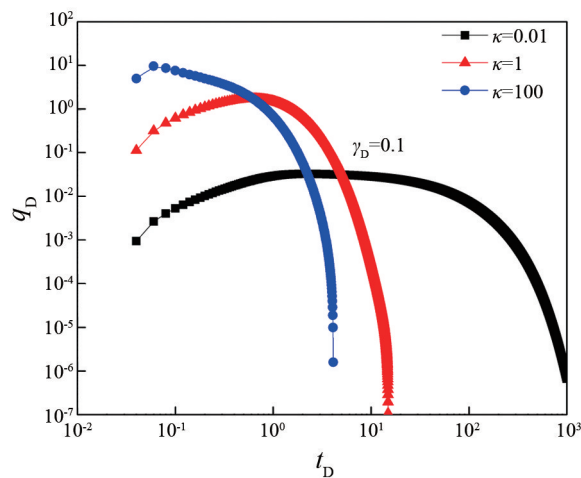


图10 无因次裂缝压力递减系数对无因次窜流速度影响
Fig. 10 Interporosity flow rate against dimensionless decline constant under exponentially declining fracture pressure

5 结论

综合考虑致密储层基质应力敏感及裂缝压力衰竭的影响,建立了致密储层基质-裂缝非稳态窜流模型,

并对模型进行了求解。通过将本文模型的计算结果分别与前人模型计算结果以及有限元求解结果进行对比,验证了本文模型的正确性。通过分析基质应力敏感以及裂缝压力衰竭对形状因子以及窜流速度的影响,得到以下结论:

1) 应力敏感系数越大,形状因子的值越小,基质-裂缝间的窜流速度越小。当考虑裂缝压力变化的影响后,基质应力敏感的影响变得更为明显。

2) 裂缝压力递减系数越小,裂缝压力递减的越慢,在初期很短时间内,形状因子的值越小。然而,随着裂缝压力递减系数的增大,形状因子递减的越早,且递减的越快。因此在中后期,裂缝压力递减系数越大,形状因子的值反而越小。

3) 当裂缝压力递减系数很小时,窜流速度在初期会先逐渐上升然后达到平衡,到后期再逐渐递减。而当递减系数很大时,前两个阶段都来不及发生,而是直接开始递减。因此,如果不考虑裂缝压力变化的影响,会对不同阶段的窜流速度做出错误的估计。

4) 在致密油藏试井解释以及油藏数值模拟中,采用时变形状因子能更加准确地表征在生产早期基质-裂缝间的非稳态窜流规律。在开发方案设计中,需要考虑裂缝压力递减规律对窜流速度的影响,从而确定更加经济有效的开发方式。

参考文献(References)

- [1] Huang S, Yao Y D, Zhang S, et al. A fractal model for oil transport in tight porous media[J]. *Transport in Porous Media*, 2018, 121(3): 725-739.
- [2] Barenblatt G I, Zheltov I P, Kochina I N. Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks[J]. *Journal of Applied Mathematics & Mechanics*, 1960, 24(5): 1286-1303.
- [3] Warren J E, Root P J. The Behavior of naturally fractured reservoirs[J]. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 1963, 3(3): 245-255.
- [4] Kazemi H, Merrill L S, Porterfield K L, et al. Numerical simulation of water-oil flow in naturally fractured reservoirs[J]. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 1976, 16(3): 1114-1122.
- [5] Thomas L K, Dixon T N, Pierson R G. Fractured reservoir simulation[J]. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 1983, 23(1): 42-54.
- [6] Coats K H. Implicit compositional simulation of single-porosity and dual-porosity reservoirs[C]//SPE Symposium on Reservoir Simulation. Richardson, TX: SPE, 1989: 239-275.
- [7] Ueda Y, Murata S, Watanabe Y, et al. Investigation of the shape factor used in the dual-porosity reservoir simulator[C]//SPE Asia-Pacific Conference. Richardson, TX: SPE, 1989: SPE-19469-MS.
- [8] de Swaan A. Influence of shape and skin of matrix-rock blocks on pressure transients in fractured reservoirs[J]. *SPE Formation Evaluation*, 1990, 5(4): 344-352.
- [9] Kazemi H, Gilman J R. Multiphase flow in fractured petroleum reservoirs[J]. *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rock*, 1993, 6(1): 267-323.
- [10] Chang M M. Deriving the shape factor of a fractured rock matrix[R]. Bartlesville, OK: National Institute. for Petroleum and Energy Research, 1993, doi: 10.2172/10192737.
- [11] Lim K T, Aziz K. Matrix-fracture transfer shape factors for dual-porosity simulators[J]. *Journal of Petroleum Science & Engineering*, 1995, 13(3-4): 169-178.
- [12] Rangel-German E R, Kovsky A R. Time-dependent matrix-fracture shape factors for partially and completely immersed fractures[J]. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2006, 54(3): 149-163.
- [13] 何勇明. 裂缝性油藏形状因子研究及应用[D]. 成都: 成都理工大学, 2007.
He Yongming. The shape factor study and application for fractured reservoir[D]. Chengdu: Chengdu University of Technology, 2007.
- [14] He Y M, Chen X C, Zhang Y, et al. Modeling interporosity flow functions and shape factors in low-permeability naturally fractured reservoir[J]. *Journal of Petroleum Science & Engineering*, 2017, 156: 110-117.
- [15] 王璐, 姚约东, 黄山, 等. 裂缝性致密油藏非稳态窜流规律[J]. *断块油气田*, 2016, 23(3): 329-333.
Wang Lu, Yao Yuedong, Huang Shan, et al. Transient cross flow law for fractured tight oil reservoirs[J]. *Fault-Block Oil & Gas Field*, 2016, 23(3): 329-333.
- [16] Hassanzadeh H, Pooladi-Darvish M. Effects of fracture boundary conditions on matrix-fracture transfer shape factor[J]. *Transport in Porous Media*, 2006, 64(1): 51-71.
- [17] 肖文联, 李滔, 李闽, 等. 致密储集层应力敏感性评价[J]. *石油勘探与开发*, 2016, 43(1): 107-114.
Xiao Wenlian, Li Tao, Li Min, et al. Evaluation of the stress sensitivity in tight reservoirs[J]. *Petroleum Exploration and Development*, 2016, 43(1): 107-114.

[18] 孔祥言. 高等渗流力学[M]. 第2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2010: 325-331.

Kong Xiangyan. Higher seepage mechanics[M]. 2nd edition. Hefei: China University of Science and Technology Press, 2010: 325-331.

[19] 同登科, 陈钦雷, 廖新维, 等. 非线性渗流力学[M]. 北京: 石油工业出版社, 2003: 97-107.

Tong Dengke, Chen Qinlei, Liao Xinwei, et al. Nonlinear seepage mechanics[M]. Beijing: Petroleum Industry Press, 2003: 97-107.

Influence of fracture pressure depletion on transient inter-porosity flow characteristic between matrix and fracture in tight oil reservoir

HUANG Shan^{1,2}, YAO Yuedong^{1,2}, WANG Li³, MA Ruoyu^{1,2}, WANG Jinwei^{1,2}, GUO Qinglin^{1,2}

1. State Key Laboratory of Petroleum Resources and Prospecting, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

2. College of Petroleum Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

3. Management Department of Major Development Experiment Project in Operation Area of Fengcheng Oilfield, PetroChina Xinjiang Oil Field Company, Karamay 834000, China

Abstract The tight formation has the characteristics of the extremely low permeability and the sensitivity of the permeability to the effective stress. The conventional constant shape factor model cannot accurately characterize the transient inter-porosity flow characteristics. In this paper, a new model is established by considering the effect of the stress sensitivity and the time-dependent fracture pressure boundary condition. The Pedrosa substitution and the perturbation method are applied to eliminate the nonlinearity of the model. The Laplace transformation method is used to obtain the analytical solution in the Laplace domain. Based on the Duhamel principle, the solution under the time-dependent fracture pressure boundary condition is obtained. The results obtained by the new model are compared with those obtained by the model of Hassanzadeh and the finite element analysis to validate the new model. Finally, the influences of the stress-sensitivity and the decreasing velocity of the fracture pressure on the shape factor and the velocity of the inter-porosity flow are discussed. It is shown that the larger the stress sensitivity coefficient, the smaller the value of the shape factor and the smaller the velocity of inter-porosity flow will be. The fracture pressure depletion has a significant effect on the inter-porosity flow. The effects of the matrix stress sensitivity become more pronounced when the effects of the fracture pressure depletion are considered. Moreover, the shape factor and the velocity of inter-porosity flow are different in different stages as the fracture pressure depletion coefficient is not the same. The velocity of the inter-porosity flow will increase first to reach an equilibrium and then decrease when the decreasing rate of the fracture pressure is small, which is different from the results obtained under the constant fracture pressure boundary condition. The estimation of the velocity of the inter-porosity flow would be inaccurate if the effect of the fracture pressure depletion is not take into account. The new model provides a theoretical basis for the development of tight reservoirs and can be used in the study of the well test analysis and the numerical simulation of multi-fractured horizontal wells in a tight formation.

Keywords tight reservoir; matrix-fracture; transient inter-porosity flow; time-dependent shape factor; fracture pressure depletion ●



(责任编辑 卫夏雯)