

文章编号: 1000-0887(2001) 10-1009-08

双重介质分形油藏渗流问题*

同登科¹, 张鸿庆²

(1 石油大学(华东) 应用数学系, 山东 东营 257061;
2 大连理工大学 数学科学研究所, 大连 116024)

(本刊编委张鸿庆来稿)

摘要: 将油井有效半径引入双重介质分形油藏渗流问题的内边界之中, 从而建立了双重介质分形油藏的一种渗流模型, 并在考虑了井筒储集和表皮效应的情况下求得了外边界为无限大、有界封闭和有界定压三种情况下双重介质分形油藏压力分布的精确解析表达式。利用拉氏数值反演 Stehfest 方法分析了双重介质分形油藏压力动态特征, 讨论了各种参数对压力动态的影响

关键词: 分形; 双重介质; 渗流; 试井分析
中图分类号: O345; TE312 **文献标识码:** A

引 言

自从 Chang 和 Yortsors^[1] 建立分形油藏渗流模型以来, 分形油藏渗流理论及应用研究不断深入, 同登科^[2] 给出了单重介质分形油藏各类渗流模型的精确解及压力动态特征。Beier^[3] 和 Aprilian^[4] 基于分形油藏的试井方法解释了油田现场中用传统试井模型难以解释的复杂的试井结果, 得到了与现场实验一致的结论。这说明了分形油藏试井分析也很有意义。但现有的研究仅局限于单重介质分形油藏, 对双重介质分形油藏涉及甚少, 既是这样很少的研究中还存在着两方面的问题, 一方面, 现有的双重介质分形油藏模型过于复杂, 参数太多, 根本无法求解, 甚至拉氏空间的解都无法得到, 更不用说实空间的解, 因而就谈不上用于实际试井中。另一方面, 在这些研究中也并没有考虑井筒储集和表皮效应的影响。针对上述问题, 本文只引进分形扩散指数 θ 来描述双重介质分形油藏, 并将井筒有效半径引入油藏内边界之中, 建立渗流模型, 得到了无限大、有界封闭和有界定压三种情况下弱可压缩流体在双重介质分形油藏中向具有井筒储集和表皮效应并流动时, 油藏内各点压力分布的精确解, 讨论了压力动态特征。

1 双重介质分形油藏无限大地层问题

在建立数学模型时, 基本假设与 Warren-Root^[5] 模型相同, 只是认为裂缝的连通性不好, 用分形指数 θ 描述, 连通性越差, θ 会越高。设原始地层压力为 p_0 , 油层厚度为 h , 在油层中心一口井, 并以储层条件下变产量 $q(t)$ 生产, 以井轴为中心, 弱可压缩流体在双重介质分形油藏内向一口具有井筒储集(设井筒储集系数为 C) 和表皮效应井渗流, 引入等效半径

* 收稿日期: 2000_06_05; 修订日期: 2001_04_27

基金项目: 高等学校骨干教师资助计划资助项目

作者简介: 同登科(1963—), 男, 陕西志丹人, 教授, 博士, 主要从事非线性渗流力学及其应用研究。

$$r_{we} = r_w e^{-S},$$

其中 r_w 表示井筒半径, S 是表皮系数, 对于污染井 $S > 0$, 对于措施井 $S < 0$, 此时裂缝渗透率分布为

$$k_f(r) = k_{we} \left(\frac{r}{r_{we}} \right)^{-\theta}, \quad (1)$$

k_{we} 是 $r = r_{we}$ 处的渗透率。

设基岩和裂缝的孔隙度分别为 φ_m 和 φ_f , 基岩和裂缝的流体密度为 ρ_m 和 ρ_f , 那么, 在裂缝-岩块系统中的径向流连续方程可写为

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_f v_r) = \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_f \rho_f) + \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_m \rho_m). \quad (2)$$

裂缝系统的运动方程为

$$v_r = -\frac{k_f(r)}{\mu} \frac{\partial p_f}{\partial r}. \quad (3)$$

将式(1)、(3)代入式(2), 并注意在裂缝网络中小的压力梯度, 可简化为

$$\frac{\partial^2 p_f}{\partial r^2} + \frac{1-\theta}{r} \frac{\partial p_f}{\partial r} = \frac{\mu}{k_{we}} \left[\varphi_f c_f \frac{\partial p_f}{\partial t} + \varphi_m c_m \frac{\partial p_m}{\partial t} \right] \left(\frac{r}{r_{we}} \right)^\theta, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \varphi_m) = \rho_m q_{mf}. \quad (5)$$

窜流方程为

$$q_{mf} = \frac{\alpha k_m}{\mu} (p_f - p_m). \quad (6)$$

将式(6)代入式(5)得

$$\frac{\partial p_m}{\partial t} = \frac{\alpha k_m}{\varphi_m c_m \mu} (p_f - p_m), \quad (7)$$

无量纲量定义为

$$p_{Di} = \frac{\pi k_{we} h (\theta + 2)}{4q} (p_0 - p_i), \quad i = f, m; \quad r_D = \frac{r}{r_{we}},$$

$$t_D = \alpha, \quad \sigma = \frac{k_{we} (\theta + 2)^2}{4\mu (\varphi_f c_f + \varphi_m c_m) r_{we}^2}; \quad \omega = \frac{\varphi_f c_f}{\varphi_f c_f + \varphi_m c_m};$$

$$\lambda = \frac{4\alpha k_m r_{we}^2}{k_{we} (\theta + 2)^2}, \quad C_D = \frac{\pi h (\theta + 2) C}{(\varphi_f c_f + \varphi_m c_m) r_{we}^2}.$$

方程的无因次形式为

$$\frac{\partial^2 p_{Df}}{\partial r_D^2} + \frac{1-\theta}{r_D} \frac{\partial p_{Df}}{\partial r_D} = n^2 \left[\omega \frac{\partial p_{Df}}{\partial t_D} + (1-\omega) \frac{\partial p_{Dm}}{\partial t_D} \right] r_D^\theta, \quad (8)$$

$$(1-\omega) \frac{\partial p_{Dm}}{\partial t_D} = \lambda (p_{Df} - p_{Dm}), \quad (9)$$

其中 $n = (\theta + 2)/2$ 。

初始条件为

$$p_{Df} |_{t_D=0} = p_{Dm} |_{t_D=0} = 0; \quad (10)$$

内边界条件为

$$\left[n C_D \frac{\partial p_{Df}}{\partial t_D} - \left(r_D^{1-\theta} \frac{\partial p_{Df}}{\partial r_D} \right) \right] \Big|_{r_D=1} = n q (t_D / \sigma); \quad (11)$$

外边界条件为

$$\lim_{r_D \rightarrow \infty} p_{Df} = \lim_{r_D \rightarrow \infty} p_{Dm} = 0 \tag{12}$$

对式(8)~(12)关于 t_D 作拉氏变换并化简得

$$\frac{d^2 p_{Df}}{dr_D^2} + \frac{1-\theta}{r_D} \frac{dp_{Df}}{dr_D} = n^2 r_D^\theta x(s) \overline{p_{Df}}, \tag{13}$$

$$[nC_D s p_{Df} - dp_{Df}/dr_D] \Big|_{r_D=1} = nq(s), \tag{14}$$

$$\lim_{r_D \rightarrow \infty} p_{Df} = \lim_{r_D \rightarrow \infty} p_{Dm} = 0, \tag{15}$$

其中

$$x(s) = \sqrt{\frac{s(as+1)}{bs+1}}, \quad a = \omega b, \quad b = (1-\omega)/\lambda,$$

$$q(s) = L[q] = \int_0^\infty e^{-st_D} q(t_D/\sigma) dt_D.$$

方程(13)适合条件(14)、(15)的解为

$$p_{Df} = V_1(r_D, s)q(s), \tag{16}$$

而
$$V_1(r_D, s) = \frac{r_D^{\theta/2} K_\nu(\sqrt{x(s)} r_D)}{C_{D\sigma} K_\nu(\sqrt{x(s)}) + \sqrt{x(s)} K_{\nu-1}(\sqrt{x(s)})}, \tag{17}$$

$\nu = 1 - 1/n$, $K_\nu(x)$ 表示 ν 阶虚宗量贝塞尔函数.

$$v_1(r_D, t_D) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{st_D} V(r_D, s) ds. \tag{18}$$

被积函数的奇性仅由 $\sqrt{x(s)}$ 所决定, $x(s)$ 的零点为 $s_1 = 0, s_2 = -1/a$; $x^{-1}(s)$ 的零点为 $s_1^1 = -1/b$ 以及无穷远点, 因而取如图 1 所示的积分围道.

易知当 R 趋于无穷大且小圆周 C_1, C_2 和 C_3 的半径趋于零时, 图 1 的四个圆周上的积分都为零. 因此, 由 Cauchy 积分定理知

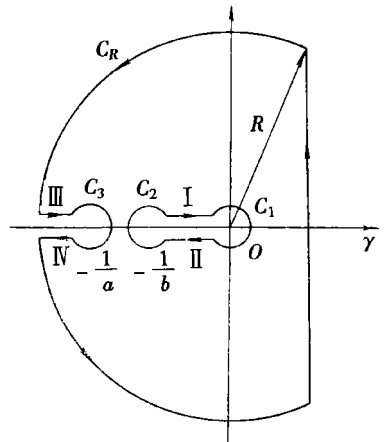


图 1 积分围道

$$v_1(r_D, t_D) = - \frac{1}{2\pi i} \left\{ \int_I + \int_{II} + \int_{III} + \int_{IV} \right\}.$$

若设

$$u = -s, \quad y = \sqrt{\frac{u(1-au)}{1-bu}}, \tag{19}$$

则

$$au^2 - (1+by^2)u + y^2 = 0, \tag{20}$$

$$\sqrt{x(s)} = \begin{cases} yi & \text{割缝上岸,} \\ -yi & \text{割缝下岸.} \end{cases}$$

$$v_1(r_D, t_D) = \frac{2r_D^{\theta/2}}{\pi} \int_0^\infty y \sum_{i=1}^2 A_i(y) e^{-u_i(y)t} \left\{ J_\nu(r_D y) [y Y_{\nu-1}(y) + C_{D\sigma} u_i(y) Y_\nu(y)] - Y_\nu(r_D y) [y J_{\nu-1}(y) + C_{D\sigma} u_i(y) J_\nu(y)] \right\} \times [(y J_{\nu-1}(y) + C_{D\sigma} u_i(y) J_\nu(y))^2 + (y Y_{\nu-1}(y) + C_{D\sigma} u_i(y) Y_\nu(y))^2]^{-1/2} dy, \tag{21}$$

$$u_i(y) = \frac{1}{2a} (1+by^2 + (-1)^{i+1} [(1+by^2)^2 - 4ay^2]^{1/2}) \quad (i = 1, 2), \tag{22}$$

$$du_i(y) = 2yA_i(y) dy, \tag{23}$$

$$A_i(y) = \frac{1}{2a} \left[b + (-1)^{i+1} \frac{b(1+by^2) - 2a}{\sqrt{(1+by^2)^2 - 4ay^2}} \right]. \quad (24)$$

由卷积定理得

$$p_{\text{Df}}(r, t) = p_0 - \frac{\mu\sigma}{\pi k_{\text{we}} h(\theta + 2)} \int_0^t q(t - \eta) v_1 \left(\frac{r}{r_{\text{we}}}, \sigma\eta \right) d\eta \quad (25)$$

$$p_{\text{Dm}}(r, t) = e^{-\alpha/b} \left[p_0 + \frac{\sigma}{b} \int_0^t e^{\sigma\eta/b} p_{\text{Df}}(r, \eta) d\eta \right]. \quad (26)$$

当 $\theta = 0$ 时 (25)、(26) 式为通常裂缝油藏渗流问题的精确解^[6], 因而更有普遍性。

2 有界封闭地层问题

定解问题的无因次形式由式(8)、(9)、(10)、(11)和

$$\left. \frac{\partial p_{\text{Df}}}{\partial r_{\text{D}}} \right|_{r_{\text{D}} = r_{\text{eD}}} = 0 \quad (27)$$

组成。

拉氏空间的定解问题由(13)、(14)和

$$\left. \frac{dp_{\text{Df}}}{dr_{\text{D}}} \right|_{r_{\text{D}} = r_{\text{eD}}} = 0 \quad (28)$$

组成。方程(13)满足(14)和(28)的解为

$$p_{\text{Df}}(r_{\text{D}}, s) = V_2(r_{\text{D}}, s) q(s), \quad (29)$$

而

$$V_2(r_{\text{D}}, s) = \frac{r_{\text{D}}^{\theta/2} \phi_{\nu, \nu-1}(r_{\text{D}}^n, r_{\text{eD}}^n, \sqrt{x(s)})}{C_{\text{D}} s \phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, \sqrt{x(s)}) + \sqrt{x(s)} \phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, \sqrt{x(s)})}, \quad (30)$$

其中 $\phi_{m, n}(x, y, u) = K_m(xu) I_n(yu) + (-1)^{m+n} I_m(xu) K_n(yu)$ 。

由贝塞尔函数性质知当 $s = -u, y$ 满足方程(19)时, 方程

$$C_{\text{D}} s \phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, \sqrt{x(s)}) + \sqrt{x(s)} \phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, \sqrt{x(s)}) = 0 \quad (31)$$

可简化为

$$C_{\text{D}} u i(y) \phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, y) + y \phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{\text{eD}}^n, y) = 0 \quad (i = 1, 2), \quad (32)$$

式中 $u_i(y)$ 满足方程(22),

$$\phi_{m, n}(\alpha, \beta, u) = Y_m(\alpha u) J_n(\beta u) - J_m(\alpha u) Y_n(\beta u)。$$

易证方程(32)的零点都是实的和一阶的, 且单调增加, 且 $k \rightarrow \infty$ 时, $\alpha_k^i \rightarrow \infty$ 。记 $s_k^i = -u_i(\alpha_k)$

($i = 1, 2; k = 1, 2, \dots$), 则有 s_k^i 满足方程(31), 且有

$$\dots < s_3^1 < s_2^1 < s_1^1 < -\frac{1}{a} < -\frac{1}{b} < \dots < s_3^2 < s_2^2 < s_1^2 < 0。 \quad (33)$$

下面计算积分

$$v_2(r_{\text{D}}, t_{\text{D}}) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} V_2(r_{\text{D}}, s) e^{-st_{\text{D}}} ds。 \quad (34)$$

由贝塞尔函数性质及特征值理论易知, $V_2 e^{-st_{\text{D}}}$ 在复平面上除去(33)式中各点后所得的区域内单值解析, 由于 $C_{\text{D}} \neq 0$, $s = -1/a$ 为它的可去奇点, $s = -1/b$ 为非孤立奇点, 由此可得

$$v_2(r_{\text{D}}, t_{\text{D}}) = \text{Res}\{V_2 e^{-st_{\text{D}}}, 0\} + \sum_{k=1}^{\infty} \text{Res}\{V_2 e^{-st_{\text{D}}}, s_k^1\} + \sum_{k=1}^{\infty} \text{Res}\{V_2 e^{-st_{\text{D}}}, s_k^2\}, \quad (35)$$

$$\text{Re}s\left\{V_2e^{st_D}, 0\right\} = \frac{2}{2C_D + n(r_{eD}^2 - 1)},$$

$$\text{Re}s\left\{V_2e^{st_D}, s_k^i\right\} =$$

$$\frac{r_D^{0/2} e^{st_D} \Phi_{\nu, \nu-1}(r_D^n, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)})}{\sqrt{x(s)} \left\{ \Phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)}) + [C_D s \Phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)})] / \sqrt{x(s)} \right\}_{s=s_k^i}} =$$

$$2A_i(\alpha_k^i) e^{-u_i(\alpha_k^i)t_D} F_i(r_D, r_{eD}, \alpha_k^i) \quad (i = 1, 2; k = 1, 2, \dots),$$

$$F_i(r_D, r_{eD}, y) = \frac{r_D^{0/2} \Phi_{\nu, \nu-1}(r_D^n, r_{eD}^n, y)}{M - C_D u_i(y) N / y},$$

$$M = r_{eD}^n \Phi_{\nu, \nu-1}(r_{eD}^n, 1, y) - \Phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y) + 2C_D A_i(y) \Phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y),$$

$$N = r_{eD}^n \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, y) - \Phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y) + \frac{2\nu}{y} \Phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y),$$

$$v_2(r_D, t_D) = 2 \left[\frac{1}{2C_D + n(r_{eD}^2 - 1)} + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i=1}^2 A_i(\alpha_k^i) e^{-u_i(\alpha_k^i)t_D} F_i(r_D, r_{eD}, \alpha_k^i) \right]. \quad (36)$$

因此, 有界封闭地层的解仍具有(25)、(26)式的形式, 但式中的 $v_1(r_D, t_D)$ 应改为 $v_2(r_D, t_D)$ 。当 $\theta = 0$ 时, 即为通常裂缝油藏渗流问题的精确解^[6], 因而更有普遍性。

3 有界定压地层问题的压力分布

定解问题的无因次形式由(8)、(9)、(10)、(11)和外边界条件

$$p_{Df} \Big|_{r_D = r_{eD}} = 0 \quad (37)$$

组成。

拉氏空间的定解问题由(13)、(14)和

$$p_{Df} \Big|_{r_D = r_{eD}} = 0 \quad (38)$$

组成。

方程(13)满足(14)和(38)的解为

$$p_{Df} = V_3(r_D, s) q(s), \quad (39)$$

而
$$V_3(r_D, s) = \frac{r_D^{0/2} \Phi_{\nu, \nu}(r_D^n, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)})}{C_D s \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)}) + \sqrt{x(s)} \Phi_{\nu-1, \nu}(1, r_{eD}^n, \sqrt{x(s)})} \quad (40)$$

类似于有界封闭地层可推得

$$v_3(r_D, t_D) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i=1}^2 A_i(\beta_k^i) e^{-u_i(\beta_k^i)t_D} G_i(r_D, r_{eD}, \beta_k^i), \quad (41)$$

其中

$$G_i(r_D, r_{eD}, y) = r_D^{0/2} \Phi_{\nu, \nu}(r_D^n, r_{eD}^n, y) / (M_1 + C_D u_i(y) N_1 / y),$$

$$M_1 = r_{eD}^n \Phi_{\nu-1, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y) - \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, y) + 2C_D A_i(y) \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, y),$$

$$N_1 = \Phi_{\nu-1, \nu}(1, r_{eD}^n, y) + r_{eD}^n \Phi_{\nu, \nu-1}(1, r_{eD}^n, y) - \frac{2\nu}{y} \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, y),$$

β_k^i 满足方程

$$C_D u_i(y) \Phi_{\nu, \nu}(1, r_{eD}^n, y) + y \Phi_{\nu-1, \nu}(1, r_{eD}^n, y) = 0 \quad (i = 1, 2).$$

有界定压地层仍具有(25)、(26)式的形式, 只是 $v_1(r_D, t_D)$ 应改为 $v_3(r_D, t_D)$, 当 $\theta = 0$ 时即为通常裂缝油藏渗流问题的精确解^[6], 因而更有普遍性。

4 渐近解和压力动态特征

当产量为常量时,

$$p_{wDf} = V_1(1, s)/s \quad (42)$$

1) 渐近解

注意到当 $x \rightarrow \infty$ 时, $K_V(x) \approx \sqrt{\pi/2x} e^{-x}$,

那么, 当 $s \rightarrow \infty$ 时

$$p_{wDf} = \frac{1}{C_D s^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{s+c}} = \frac{1}{\sqrt{\omega}} \left[\frac{1}{c^2 s^{1/2}} - \frac{1}{cs} + \frac{1}{s^{3/2}} - \frac{1}{c^2(\sqrt{s+c})} \right], \quad (43)$$

其中 $c = \sqrt{\omega}/C_D$.

将(43)式反演得短时渐近解

$$p_{wDf}(t_D) = \frac{C_D}{\omega} \left[2c \sqrt{\frac{t_D}{\pi}} + e^{c^2 t_D} \operatorname{erfc}(c \sqrt{t_D}) - 1 \right]. \quad (44)$$

当时间足够长, 利用 Laplace 终值定理相当于 $s \rightarrow 0$ 时, 此时 $\sqrt{x(s)} = \sqrt{s}$,

$$K_V(x) = \frac{2^{\nu-1} \Gamma(\nu)}{x^\nu}. \quad (45)$$

将(45)式代入(42)式并反演得长时渐近解

$$p_{wDf}(t_D) = \frac{2^{2\nu-1}}{\Gamma(1-\nu)} t_D^\nu. \quad (46)$$

2) 压力动态特征

由于所给双重介质模型含有 4 个参数 θ 、 C_D 、 ω 、 λ 我们将采用拉氏数值反演方法和渐近解获得压力动态特征进而讨论各参数变化对系统的影响。

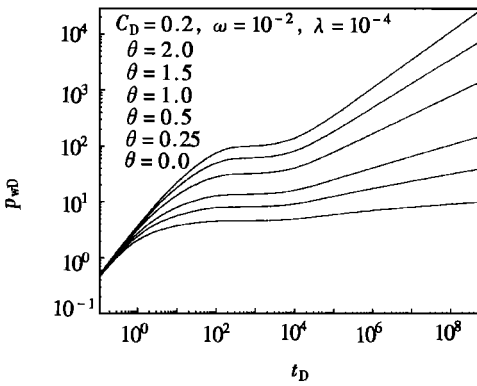


图 2 依赖于 θ 的压力与时间双对数图

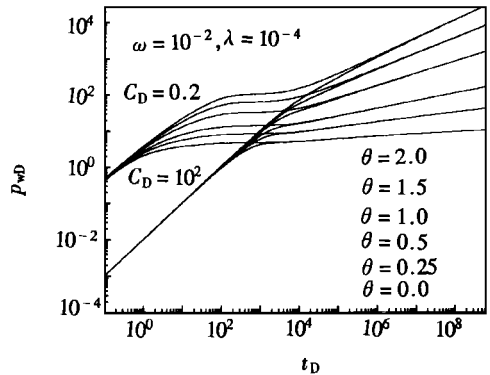


图 3 压力与时间双对数图

从渐近解及拉氏数值反演解可知双重分形介质系统的完整压降曲线由 3 个不同的流动区组成(如图 2)· 1) 初时直线段, 此时流动只发生在裂缝系统中; 2) 过渡段, 在初始直线段结束时出现, 由于在流动过程中岩块参与的增加, 过渡段裂缝系统的压降减缓; 3) 晚期直线段, 在裂缝和岩块之间的压力达到平衡时出现。初时直线段和晚期直线段一般不平行, 这是双重介质分形油藏的一个特点。

从图 2~ 9 中可看出影响压力曲线形态的基本参数有 4 个: 分形指数 θ , 续流系数 C_D , 储集系数 ω , 介质间流动参数 λ , 它们的影响表现为:

(1) θ 在整个流动过程中对压力曲线都有影响, 只是初时阶段影响较小, 随着时间的增加, θ 的影响越来越明显, 此时反映在图形上就是压力曲线随着 θ 的变化而相互发散, θ 越大, 无因次压力越大(如图 2, 图 3)• 压力导数曲线的双重介质特征展现得更清楚, 在晚期段呈现依赖于时间的幂律曲线, 这正是分形油藏的特征• Warren_Root 双重介质系统呈“V”形的压力导数特征, 而双重介质分形油藏有类似的特征• 只是对于均质系统晚期压力导数逐渐稳定到一个有限值, 不象分形油藏那样呈现幂律形式(如图 6)•

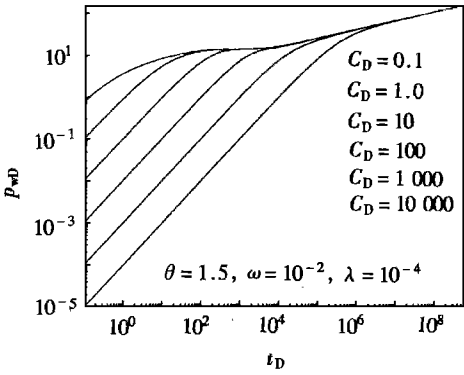


图 4 依赖于 C_D 的压力与时间双对数图

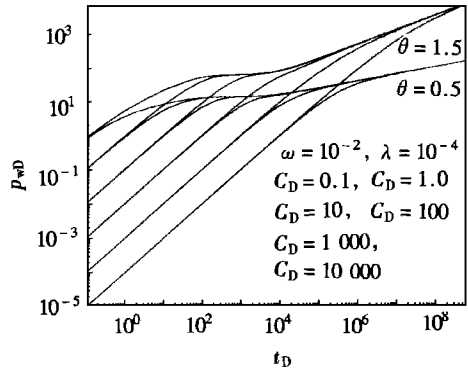


图 5 压力与时间双对数图

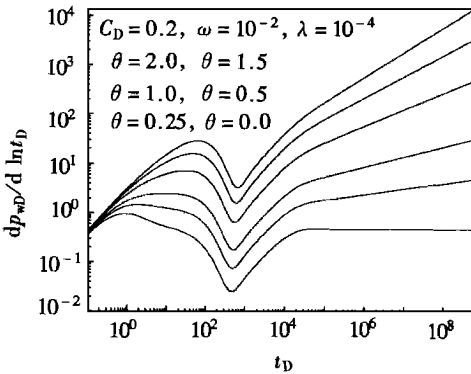


图 6 依赖 θ 的 $dP_wD/d \ln t_D$ 与 t_D 对数图

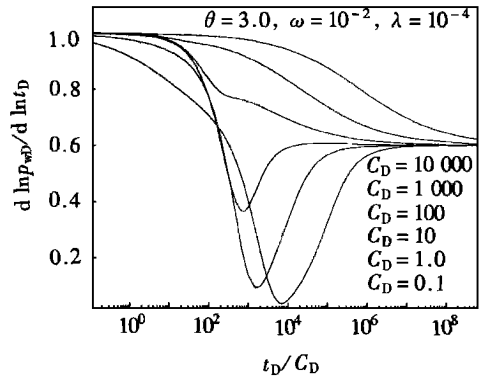


图 7 依赖 C_D 的 $d \ln P_wD / d \ln t_D$ 与 t_D 对数图

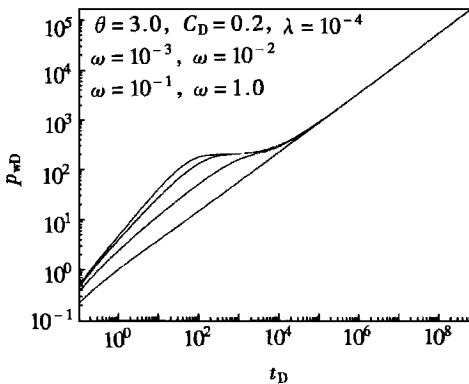


图 8 依赖 ω 的压力与时间双对数图

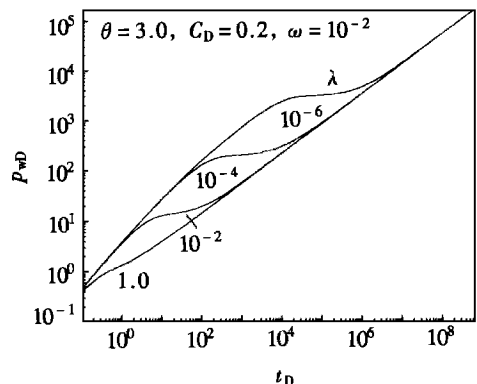


图 9 依赖 λ 的压力与时间双对数图

(2) C_D 的影响只是在初时段和过渡段, 初时段的压力变化完全由 C_D 支配着, θ 越大, C_D 的影响时间越长. C_D 越大, 那么它对压力的影响时间也越长(如图 4、图 5)。

(3) ω 决定早期直线段和晚期直线段之间的距离, 较小的 ω 值将导致较早地出现过渡段和较大的压力降(如图 8)。

(4) λ 决定过渡段出现的时间和高度, λ 越大, 过渡段出现的时间越早(如图 9)。

压力曲线和压力导数曲线中的这些曲线之间没有明显的可区分的特征, 但 $d \ln p_{wD} / d \ln t_D$ 中的曲线都有各自的特性(如图 7), 可用来拟合现场数据。

[参 考 文 献]

- [1] Chang J, Yotsors Y C. Pressure transient analysis of fractal reservoir[J]. SPE Formation Evaluation, 1990, 5(1): 31—38.
- [2] 同登科. 分形油藏渗流力学研究[D]. 北京: 石油大学, 1997.
- [3] Beier R A. Pressure transient field data showing fractal reservoir structure[A]. CIM/SPE paper90_4, 4.1~ 4.19. In: the 1990 International Technical Meeting of the SPE [C]. Calgary, 10_13 June, 1990.
- [4] Aprilian S, Abdassah D, Mucharan L, et al. Application of fractal reservoir model for interference test analysis in Kamojang geothermal field (Indonesia) [A]. SPE26465. In: the 58th Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineering in Houston [C]. Texas, 3_6 October, 1993, 511—520.
- [5] Warren J E, Root P J. The behavior naturally fractured reservoirs[J]. SPE Journal, 1963, 228(3): 245—255.
- [6] 李笑萍, 赵志刚. 油藏渗流问题的新模型及其精确解. 应用数学和力学, 1993, 14(7): 583—591.

The Flow Problem of Fluids Flow in a Fractal Reservoir With Double Porosity

TONG Deng_ke¹, Zhang Hong_qing²

(1. Department of Applied Mathematics, Petroleum University (East of China), Dongying, Shandong 257061, P R China ;

2. Institute of Mathematical Science, Dalian University of Technology, Dalian 116024, P R China)

Abstract: The effective radius of oil well is introduced in the inner boundary in the problem of fluids flow through fractal reservoir with double porosity, and thus a new model is established. Taking the wellbore storage and steady_state skin effect into consideration, the exact solutions of the pressure distribution of fluids flow in fractal reservoirs with double porosity are given for the cases of an infinite outer boundary, a finite closed outer boundary and a bounded domain with the constant pressure outer boundary conditions. The pressure behavior of fractal reservoir with double porosity is analyzed by using a numerical inversion of the Laplace transform solution. The pressure responses of changing various parameters are discussed.

Key words: fractal; double porous media; seepage; well test analysis