

文章编号: 1000_0887(1999) 12_1267_08

分形油藏中非牛顿松弛粘弹性液体 广义流动分析*

同登科¹, 陈钦雷²

(1. 石油大学(华东) 数学系, 山东 东营 257062; 2. 石油大学(北京) 石油工程系, 北京 102249)

(戴世强推荐)

摘要: 将分形引入渗流力学, 建立了分形油藏具有松弛特性的粘弹性液体的不稳定渗流模型; 利用双参数 (d_f, d_s) 刻画分形油藏的分形特性, 利用四参数 ($d_f, d_s, \lambda_v, \lambda_p$) 描述粘弹性液的广义流动特征; 提出了广义的正交变换, 并利用 Laplace-Weber 变换, 拉氏正交变换给出了无限大地层和有界地层的精确解和渐近解; 通过拉氏数值反演和渐近解分析了分形油藏粘弹性液体流动特征. 探讨了改变分形参数时压力变化规律

关键词: 粘弹性液体; 分形; 积分变换; 试井分析

中图分类号: O345, TE312 文献标识码: A

引言

分形理论是用来描述复杂现象的有力工具, 尤其对于刻画介质的非均一性、非有序性是恰当的. 利用分形几何进行渗流力学研究, 可以提高人们对多孔介质、几何尺寸(如裂缝稠度、裂缝尺寸)进行识别和认识的能力, 这是只用物理参数 (k, ϕ) 传统表示方法所不及的. Chang 和 Yortsos^[1] 首次提出牛顿流体在分形油藏中的流动模型, 开创了分形油藏上的试井分析. Chakrabarty^[2] 探讨了非牛顿幂律流体在分形油藏中的流动特征. Beier^[3] 和 Aprilian^[4] 基于分形油藏渗流模型解释了油田中用传统模型无法匹配和解释的复杂油藏的试井结果, 得到了与现场实验一致的结论. 而均质油藏是分形油藏的特例. 这说明分形油藏的渗流研究具有重要的理论意义和实际意义. 本文以多重复杂性油田为对象, 探讨了分形油藏具有松弛粘弹性液体的不稳定渗流规律, 并利用 Laplace-Weber 变换和拉氏正交变换求得了分形油藏无限大地层和有界地层的精确解和渐近解. 通过拉氏数值反演和渐近解讨论了分形油藏粘弹性液体的流动特征及其对有关参变量的敏感性.

1 分形油藏非牛顿松弛粘弹性液不稳定渗流

1.1 分形油藏渗流模型

在油藏工程、渗流力学中, 一般具有松弛特性的重质高粘原油呈现了非牛顿液体流变学特征, 在渗流过程中, 剪切速率 $\dot{\gamma}$ 与剪切应力 τ 呈现非线性关系. 当压力梯度较小时, 因原油内

* 收稿日期: 1998_04_20; 修订日期: 1999_04_21

作者简介: 同登科(1963~), 男, 陕西志丹县人, 副教授, 博士, 主要从事渗流力学及其应用研究.

部结构未被破坏具有很高的表观粘度;但当压力梯度逐渐加大,原油内部结构遭到局部乃至全部破坏,表观粘度急剧降低为某个不变值。稠油的这一渗流特点不同于一般原油的渗流情况,为了确定这些区别,必须研究稠油不稳定径向渗流规律。

在常规原油(近似用牛顿模型表示)条件下,原油通过多孔介质时速度梯度和压力梯度之间的平衡状态几乎是瞬间达到的,因此严格遵循达西定律规定的线性关系。但在稠油渗流时却出现特有的弛张现象,其运动方程为^[5]

$$q_r + \lambda_v \frac{\partial q_r}{\partial t} = - \frac{k}{\mu} \left[\frac{\partial P}{\partial r} + \lambda_p \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial t} \right], \quad (1)$$

式中 λ_v , λ_p 分别为速度弛张时间和压力弛张时间。

假设分形维数为 d_f 的分形渗流网络嵌入到欧几里得维数为 d ($d = 1, 2, 3$) 的不渗透岩块中,渗流只发生在分形网络中,且服从(1)式中的渗流规律。

连续方程的近似形式为^[1]

$$V_s N(r) c_f \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial Q_r}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

式中 V_s 是典型单元体的体积, $N(r)$ 是单元体密度,且 $N(r) = ar^{d_f-1}$, a 直接与渗流网络的几何孔隙度有关, c_f 为流体压缩系数, Q_r 为体积流量,且

$$Q_r = Br^{d-1} q_r, \quad (3)$$

B 描述某种相应对称性(如 $B = A, 2\pi h$ 和 4π 分别描述直线对称、圆柱对称、球对称)。

$$k(r) = \frac{m a V_s}{B} r^{d_f-d-\theta}, \quad (4)$$

m 是取决于分形网络局部结构性质的常数, θ 是与分形网络谱维数相关的反常扩散指数。

将(1)、(3)、(4)式代入(2)式得量纲为一的流动方程

$$\frac{\partial P_D}{\partial t_D} + \lambda_{vD} \frac{\partial^2 P_D}{\partial t_D^2} = \frac{1}{r_D^{d_f-1}} \frac{\partial}{\partial r_D} \left[r_D^\beta \left(\frac{\partial P_D}{\partial r_D} + \lambda_{pD} \frac{\partial^2 P_D}{\partial r_D \partial t_D} \right) \right], \quad (5)$$

$$P_D = \frac{a V_s m (P_0 - P)}{Q \mu_w^{1-\beta}}, \quad t_D = \frac{m t}{\mu c_f r_w^{0+2}}, \quad r_D = \frac{r}{r_w},$$

$$\lambda_{vD} = m \lambda_v / \mu c_f r_w^{0+2}, \quad \lambda_{pD} = m \lambda_p / \mu c_f r_w^{0+2}, \quad \beta = d_f - \theta - 1,$$

$$\text{初值条件} \quad P_D |_{t_D=0} = 0, \quad (6)$$

$$\text{内边界条件} \quad \frac{\partial}{\partial r_D} \left(P_D + \lambda_{pD} \frac{\partial P_D}{\partial t_D} \right) \Big|_{r_D=1} = -1, \quad (7)$$

$$\text{外边界条件} \quad \frac{\partial P_D}{\partial r_D} \Big|_{r_D=r_{eD}} = 0, \quad (8)$$

$$\text{或者} \quad P_D |_{r_D=r_{eD}} = 0, \quad (9)$$

$$\lim_{r_D \rightarrow \infty} P_D = 0. \quad (10)$$

1.2 正交变换

对于有界封闭地层考虑如下特征值问题

$$\frac{1}{\xi^{d_f-1}} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^\beta \frac{dE}{d\xi} \right) = -\lambda^2 E, \quad (11)$$

$$\frac{dE}{d\xi} \Big|_{\xi=1} = \frac{dE}{d\xi} \Big|_{\xi=r_{eD}} = 0, \quad (12)$$

得到特征值 λ_k^2 , $k = 0, 1, 2, \dots$, 其中 $\lambda_0 = 0$, 而 λ_k 为超越方程

$$\Phi_{\nu-1, \nu-1}(b, br_{eD}^a, \lambda) = 0$$

的第 k 个根 ($k = 1, 2, \dots$), 其中: $b = 2/(\theta + 2)$, $a = (\theta + 2)/2$ 。

$$\Phi_{m, n}(x, y, \lambda) = J_m(x\lambda)Y_n(y\lambda) - Y_m(x\lambda)J_n(y\lambda),$$

$J_n(x)$, $Y_n(x)$ 分别为 n 阶第一类, 第二类 Bessel 函数。

对应于特征值 λ_k 的特征函数为

$$E(\xi, \lambda_k) = \begin{cases} 1, & k = 0, \\ \Phi_{\nu, \nu-1}(b\xi^a, br_{eD}^a, \lambda_k) \xi^{(1-\beta)/2}, & k = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (13)$$

特征函数系构成 $[1, r_{eD}]$ 上带权函数 $\xi^{d_\tau-1}$ 的完备正交系, 其正交性即

$$\int_1^{r_{eD}} E(\xi, \lambda_k) E(\xi, \lambda_n) \xi^{d_\tau-1} d\xi = \begin{cases} H(\lambda_k) & n = k, \\ 0 & n \neq k, \end{cases}$$

其中

$$H(\lambda_k) = \begin{cases} (r_{eD}^{d_\tau} - 1)/d_\tau & k = 0, \\ \frac{r_{eD}^{2a} \Phi_{\nu, \nu-1}^2(br_{eD}^a, br_{eD}^a, \lambda_k) - \Phi_{\nu, \nu-1}^2(b, br_{eD}^a, \lambda_k)}{2a} & k = 1, 2, \dots \end{cases}$$

下面利用特征函数系的正交性, 引入正交变换。

定义 设 $u(\xi)$ 在有限区间 $(1, r_{eD})$ 内分段连续, 则称

$$\frac{1}{H(\lambda_k)} \int_1^{r_{eD}} u(\xi) E(\xi, \lambda_k) \xi^{d_\tau-1} d\xi \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

为函数 $u(\xi)$ 的有限正交变换, 记为 $u(\lambda_k)$ 或 $F_1[u(\xi)]$ 。

利用特征函数的正交性, 立即得到 $u(\lambda_k)$ 的逆变换为

$$u(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} u(\lambda_k) E(\xi, \lambda_k). \quad (15)$$

定理 若函数 $u(\xi)$ 在区间 $[1, r_{eD}]$ 上具有一阶连续导数, 且二阶导数在 $[1, r_{eD}]$ 上分段连续, 则有

$$F_1 \left[\frac{1}{\xi^{d_\tau-1}} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) \right] = \frac{1}{H(\lambda_k)} \left[r_{eD}^\beta \left(\frac{du}{d\xi} \right)_{r_{eD}} E(r_{eD}, \lambda_k) - \left(\frac{du}{d\xi} \right)_1 E(1, \lambda_k) \right] - \lambda_k^2 F_1[u(\xi)].$$

$$\text{证 } F_1 \left[\frac{1}{\xi^{d_\tau-1}} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) \right] = \frac{1}{H(\lambda_k)} \int_1^{r_{eD}} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) E(\xi, \lambda_k) d\xi =$$

$$\frac{1}{H(\lambda_k)} \left[\left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) E(\xi, \lambda_k) \Big|_1^{r_{eD}} - \int_1^{r_{eD}} \left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) \frac{\partial E(\xi, \lambda_k)}{\partial \xi} d\xi \right] =$$

$$\frac{1}{H(\lambda_k)} \left[\left(\xi^\beta \frac{du}{d\xi} \right) E(\xi, \lambda_k) \Big|_1^{r_{eD}} - \left(u(\xi) \xi^\beta \frac{\partial E(\xi, \lambda_k)}{\partial \xi} \right) \Big|_1^{r_{eD}} + \right.$$

$$\left. \int_1^{r_{eD}} u(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^\beta \frac{\partial E(\xi, \lambda_k)}{\partial \xi} \right) d\xi \right] =$$

$$\frac{1}{H(\lambda_k)} \left[r_{eD}^\beta \left(\frac{du}{d\xi} \right)_{r_{eD}} E(r_{eD}, \lambda_k) - \left(\frac{du}{d\xi} \right)_1 E(1, \lambda_k) \right] - \lambda_k^2 F_1[u(\xi)].$$

对于有界定压地层可类似地定义正交变换

$$u = F_2[u] = \frac{1}{H_1(\lambda_k)} \int_1^{r_{eD}} u(\xi) E_1(\xi, \lambda_k) \xi^{d_\tau-1} d\xi \quad (16)$$

其中 λ_k 满足 $\Phi_{\nu-1, \nu}(b, br_{eD}^a, \lambda) = 0$, 对应的特征函数

$$E_1(\xi, \lambda_k) = \xi^{(1-\beta)/2} \Phi_{\nu, \nu}(b\xi^a, br_{eD}^a, \lambda_k) \quad (k = 1, 2, \dots), \quad (17)$$

$$H_1(\lambda_k) = \frac{1}{2a} \left\{ r_{eD}^{2a} \Phi_{\nu-1, \nu}^2(br_{eD}^a, br_{eD}^a, \lambda_k) - \Phi_{\nu, \nu}^2(b, br_{eD}^a, \lambda_k) \right\}. \quad (18)$$

逆变换

$$u(\xi) = \sum_{k=1}^{\infty} u(\lambda_k) E_1(\xi, \lambda_k). \quad (19)$$

2 分形油藏有松弛特性粘弹性液体不稳定渗流问题的精确解

2.1 无限大地层问题

1) 精确解

对(5)、(6)、(7)、(10)式组成的定解问题作拉氏变换得拉氏空间的定解问题

$$\begin{cases} s(1 + \lambda_{DS})P_D = (1 + \lambda_{DS}) \frac{1}{r_D^{d-1}} \frac{\partial}{\partial r_D} \left[r_D^\beta \frac{\partial P_D}{\partial r_D} \right], \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} \lim_{r_D \rightarrow \infty} P_D = 0, \end{cases} \quad (21)$$

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial P_D}{\partial r_D} \right|_{r_D=1} = - \frac{1}{s(1 + \lambda_{DS})}. \end{cases} \quad (22)$$

对上述拉氏空间定解问题作变换 $P_D = r_D^{(1-\beta)/2} f(\rho)$, $\rho = br_D^a$ 则可化为

$$\frac{s(1 + \lambda_{DS})}{1 + \lambda_{DS}} f = \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \rho} - \frac{\nu^2}{\rho^2} f, \quad (23)$$

其中

$$\begin{cases} \nu = 1 - d_s/2 \quad \left[d_s = 2d_i/(\theta + 2) \right], \\ \left[\frac{\partial f}{\partial \rho} + \frac{(1-\beta)}{2} f \right] \Big|_{\rho=b} = - \frac{1}{s(1 + \lambda_{DS})}. \end{cases} \quad (24)$$

对(23)、(24)作广义 Weber 变换^[6]

$$f = W[f] = \int_b^\infty \vartheta(\rho) E_2(\rho, \lambda) d\rho,$$

其中 $E_2(\rho, \lambda) = J_\nu(\lambda\rho) Y_{\nu-1}(b\lambda) - Y_\nu(\lambda\rho) J_{\nu-1}(b\lambda)$,

得 $f = bE_2(b, \lambda)/s\lambda_D(s + s_1)(s + s_2)$, (25)

式中 $-s_1, -s_2$ 满足方程:

$$\lambda_D s^2 + (\lambda^2 \lambda_D + 1)s + \lambda^2 = 0. \quad (26)$$

再求 Weber 逆变换^[6]

$$f(\rho) = \int_0^\infty \frac{\lambda E_2(\rho, \lambda) d\lambda}{J_{\nu-1}^2(b\lambda) + Y_{\nu-1}^2(b\lambda)} = \frac{2}{\pi \lambda_D s (s + s_1)(s + s_2)} \int_0^\infty \frac{E_2(\rho, \lambda) d\lambda}{J_{\nu-1}^2(b\lambda) + Y_{\nu-1}^2(b\lambda)}$$

代回参变量 r_D 及 P_D 并求拉氏逆变换得

$$P_D(r_D, t_D) = \frac{2r_D^{(1-\beta)/2}}{\pi \lambda_D} \int_0^\infty \frac{[J_\nu(b\lambda_D^a) Y_{\nu-1}(b\lambda) - J_{\nu-1}(b\lambda) Y_\nu(b\lambda_D^a)]}{J_{\nu-1}^2(b\lambda) + Y_{\nu-1}^2(b\lambda)} \times \left\{ \frac{1 - e^{-s_1(\lambda)t_D}}{s_1(s_2 - s_1)} + \frac{1 - e^{-s_2(\lambda)t_D}}{s_2(s_1 - s_2)} \right\} d\lambda \quad (27)$$

井壁上的压降 ($r_D = 1$)

$$P_{wD} = \frac{2(\theta + 2)}{\pi \lambda_D} \int_0^\infty \left\{ \frac{1 - e^{-s_1 t_D}}{s_1(s_2 - s_1)} + \frac{1 - e^{-s_2 t_D}}{s_2(s_1 - s_2)} \right\} \frac{d\lambda}{\lambda [J_{\nu-1}^2(b\lambda) + Y_{\nu-1}^2(b\lambda)]} \quad (28)$$

当 $d_t = 2, \theta = 0$ 时, (27)、(28) 式为均质多孔介质中稠油渗流的精确解^[5], 由于上述解考虑了稠油的压力梯度和速度梯度的弛张性质, 因此具有相当的普遍性, 例如当 $\lambda_D = \lambda_{pD} = 0$ 时, 容易证明(27)、(28) 式简化为分形油藏常规原油条件的解

$$P_D = \frac{2r_D^{(1-\beta)/2}}{\pi} \int_0^\infty \frac{(1 - e^{-u^2 t_D}) [J_\nu(br_D^\alpha u) Y_{\nu-1}(bu) - J_{\nu-1}(bu) Y_\nu(br_D^\alpha u)] du}{u^2 [J_{\nu-1}^2(bu) + Y_{\nu-1}^2(bu)]}$$

和

$$P_{wD} = \frac{2(\theta + 2)}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{(1 - e^{-u^2 t_D}) du}{u^3 [J_{\nu-1}^2(bu) + Y_{\nu-1}^2(bu)]}$$

2) 渐近解

直接对(20)、(21)、(22) 求解得拉氏空间井眼处的压力分布 ($r_D = 1$)

$$P_{wD} = \frac{K_\nu(b \sqrt{x(s)})}{s(1 + s\lambda_{pD}) \sqrt{x(s)} K_{\nu-1}(b \sqrt{x(s)})}, \quad (29)$$

$$x(s) = s(1 + \lambda_{DS}) / (1 + \lambda_{pDS})$$

a. 由拉氏变换的性质知 $s \rightarrow 0$ 对应于实空间终时状态(即当时间足够长), 且由于 $s \rightarrow 0$ 时 $\sqrt{s(1 + \lambda_{DS}) / (1 + \lambda_{pDS})} = \sqrt{s}$,

那么(29) 式就简化为

$$P_{wD} = K_\nu(b\sqrt{s}) / s^{3/2} K_{\nu-1}(b\sqrt{s}), \quad (30)$$

相应的实空间长时渐近解(利用 Bessel 函数渐近公式) 为

$$P_{wD}(t_D) = \frac{(\theta + 2)^{2(1-\delta)}}{(\theta + 2 - d_f) \Gamma(d_s/2)} t_D^\nu \quad \nu \neq 0, \quad (31)$$

$$P_{wD}(t_D) = \frac{1}{\theta + 2} [\ln t_D + 2 \ln(\theta + 2) - \gamma] \quad \nu = 0, \quad (32)$$

式中 γ 为欧拉常数。上式表明稠油压力降(压力恢复) 试井的长时资料, 由于非牛顿液参数 λ_p, λ_D 干扰消失, 可用来计算分形油藏参数

$$P_0 - P(t) = \Delta P = C_1 t^\nu, \quad (33)$$

$$C_1 = \frac{Q(\theta + 2)^{2\nu} \mu^{1-\nu}}{a V_s c_f m^{1-\nu} \Gamma(1-\nu) (\theta + 2 - d_f)}$$

(33) 式说明压力对时间的双对数图是斜率为 ν , 截距为 $\lg C_1$ 的直线。由此可确定 ν , 可惜的是没有其它信息就不能确定 d_f 和 θ , 对分形油藏的压力响应在初时较慢, 而在较长时间后加速更快。

b. 当试井时间较短时, 相当于 $s \rightarrow \infty$ 的情况, 即有

$$\sqrt{\frac{1 + \lambda_{DS}}{1 + \lambda_{pDS}}} s = \sqrt{\frac{\lambda_D}{\lambda_{pD}}} s$$

由 Bessel 函数渐近公式有

$$P_{wD} = \frac{1}{s(1 + \lambda_{pDS}) \sqrt{\frac{\lambda_D}{\lambda_{pD}} s}}$$

由于 s 很大时 $s\lambda_D \gg 1$, 因而其实空间反演解

$$P_{wD} = 4t_D^{3/2} / 3 \sqrt{\lambda_D \lambda_{pD} \pi} \quad (34)$$

这个短时渐近解表明在 $\lg P_{wD} \sim \lg t_D$ 双对数图中, 所有压力降或压力恢复曲线在时间很短时呈现若干斜率为 1.5 的平行直线族。这个结果的物理意义是当时间很短时, 稠油油田的试井资料仅仅反映稠油弛张性质所产生的时滞效应, 因此可用来确定流变学参数 λ_v 、 λ_p 。

2.2 有界地层问题

1) 有界封闭地层情况

拉氏空间外边界条件

$$\partial P_D / \partial r_D \Big|_{r_D = r_{eD}} = 0 \quad (35)$$

对(20)、(22)、(35)构成的有界封闭地层拉氏空间定解问题作正交变换得

$$\frac{s(1 + \lambda_{vD}s)}{1 + \lambda_{pD}s} \tilde{P}_D = - \lambda_{vD}^2 \tilde{P}_D + \frac{E(1, \lambda_k)}{s(1 + \lambda_{pD}s)H(\lambda_k)},$$

$$\tilde{P} = \frac{E(1, \lambda_k)}{\lambda_{vD}s(s + s_1)(s + s_2)H(\lambda_k)}, \quad (36)$$

$-s_1$ 、 $-s_2$ 满足方程(26), 对(36)式作正交逆变换并作拉氏逆变换得空间解析解

$$P_D(r_D, t_D) = \frac{d_f}{r_{eD}^{d_f-1}} \left[t_D - \lambda_{vD}(1 - e^{-t_D/\lambda_{vD}}) \right] +$$

$$\frac{\pi r_D^{(1-\beta)/2}}{\lambda_{vD}} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{1 - e^{-s_1 t_D}}{s_1(s_2 - s_1)} + \frac{1 - e^{-s_2 t_D}}{s_2(s_1 - s_2)} \right] G_1(\lambda_k),$$

$$G_1(\lambda_k) = \frac{\lambda_k J_{\nu-1}(br_{eD}^a \lambda_k) J_{\nu-1}(b \lambda_k) / [J_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) Y_{\nu-1}(br_{eD}^a \lambda_k) - Y_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) J_{\nu-1}(br_{eD}^a \lambda_k)]}{J_{\nu-1}^2(b \lambda_k) - J_{\nu}^2(br_{eD}^a \lambda_k)}. \quad (37)$$

2) 有界定压地层情况

拉氏空间外边界条件

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

由(20)、(22)、(38)组成的有界定压地层拉氏空间定解问题类似于有界封闭地层, 推导可得实空间精确解

$$P_D(r_D, t_D) = \frac{\pi r_D^{(1-\beta)/2}}{\lambda_{vD}} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{1 - e^{-s_1 t_D}}{s_1(s_2 - s_1)} + \frac{1 - e^{-s_2 t_D}}{s_2(s_1 - s_2)} \right] G_2(\lambda_k), \quad (39)$$

$$G_2(\lambda_k) = \frac{\lambda_k J_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) J_{\nu-1}(b \lambda_k) / [J_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) Y_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) - Y_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k) J_{\nu}(br_{eD}^a \lambda_k)]}{J_{\nu-1}^2(b \lambda_k) - J_{\nu}^2(br_{eD}^a \lambda_k)},$$

其中 λ_k 满足方程 $J_{\nu-1}(bx) Y_{\nu}(br_{eD}^a x) - Y_{\nu-1}(bx) J_{\nu}(br_{eD}^a x) = 0$ 。

2.3 压力动态特征

由渐近解和拉氏数值反演^[7]知压力动态特征, 流变学参数, 分形参数和边界对压力特征的影响。

1) 在 $P_{wD} \sim t_D$ 和 $dP_{wD}/d \ln t_D \sim t_D$ 的双对数图上, 曲线呈现二段明显的直线特征(如图1、2)。

a. 斜率为 3/2 的初时直线段, 反映粘弹性液体流变学参数 λ_{vD} 、 λ_{pD} 的影响;

b. 斜率为 $1 - d_s/2$ 晚时直线段, 反映油藏的分形特征。

2) 从(31)式知: $d \ln P_{wD}/d \ln t_D$ 曲线, 当 t_D 增大时, 曲线渐渐趋近于一个稳定值 $1 - d_s/2$, 这也是分形结构的一个重要标志。

3) 分形参数 d_s 的影响(如图1), 随着时间的增加, 量纲为一的压力曲线相互发散, d_s 越

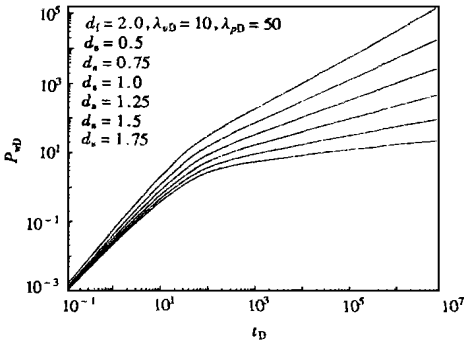


图 1 压力与时间双对数图

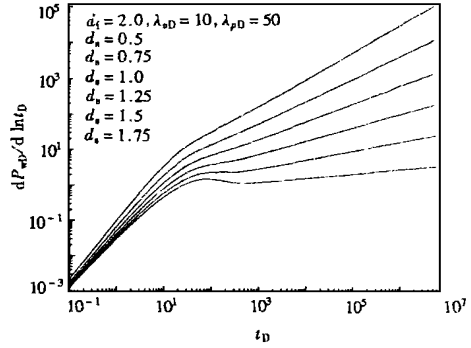


图 2 压力导数与时间双对数图

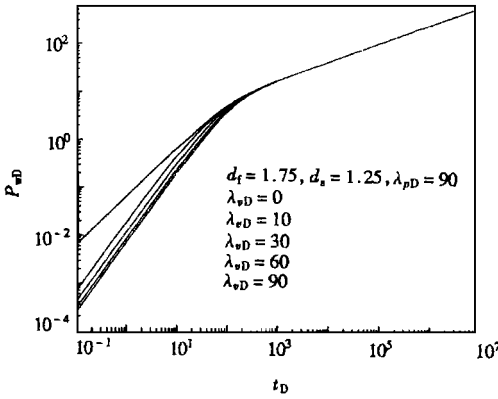


图 3 压力与时间双对数图

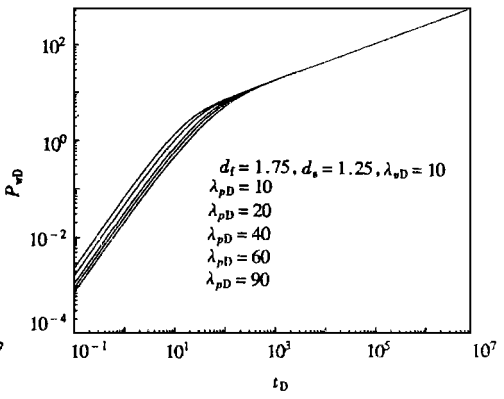


图 4 压力与时间双对数图

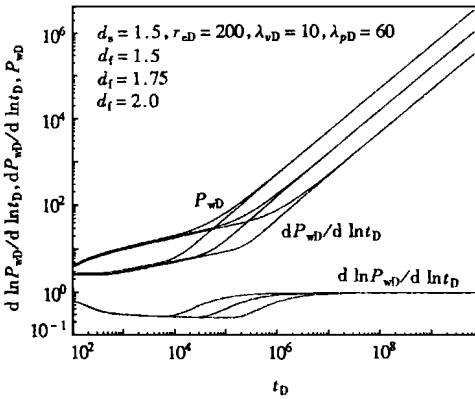


图 5 压力、压力导数与时间双对数图

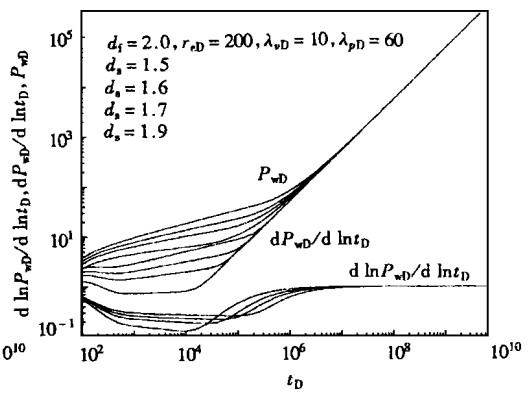


图 6 压力、压力导数与时间双对数图

大, 压力曲线越低。如 $d_s = 2$ 压力曲线最低。

4) λ_v 、 λ_p 的影响主要在初时, 初时 λ 越大, 量纲为一的压力越小, 随着时间的增加, 量纲为一的压力曲线合并为一, λ_p 具有同样的特征 (如图 3、4 所示)。

5) 边界的影响。图 5 表示封闭圆柱对称油藏量纲为一的压力和压力导数图。图中说明在早时压力动态不依赖于 d_t , 随着时间的增加, 有限外边界的影响达到, 有趣的是 d_t 越小, 量纲为一的压力越小, 外边界对压力动态影响的时间越早; 压力导数有类似的动态特征, 在长时

(拟稳态到达时)压力和压力导数有同样的响应。相反,对于同一 d_f, d_s 越大,量纲为一的压力越小,有限外边界对压力动态影响的时间越早(如图6),随着时间的增加,量纲为一的压力曲线合并为一,且有界封闭边界压降曲线在双对数图中是下凸曲线(如图5、6所示)。

[参 考 文 献]

- [1] Chang J, Yortsos Y C. Pressure transient analysis of fractal reservoir[J]. SPE Formation Evaluation, 1990, 5(1): 31~ 38.
- [2] Chakrabarty C S, Farouqli M, Tortike W S. Transient flow behavior of non-Newtonian power-law fluid in fractal reservoirs[A]. CIM/SPE paper. No. CIM 93_06 1993, In: Annual Technical Meeting of the Petroleum Society of CIM[C]. Calgary, AB, May 9_11, 1993.
- [3] Beier R A. Pressure transient field data showing fractal reservoir structure[A]. CIM/ SPE paper 90_4, In: the 1990 International Technical Meeting of the SPE [C]. Calgary, AB, June 10_13, 1990.
- [4] Aprilian S, Abdassah D, Mucharan L, et al. Application of fractal reservoir model for interference test analysis in Kamojang geothermal field (indonesia)[Z]. SPE 26465, 1993.
- [5] 栾志安. 稠油油田试井分析[J]. 石油学报, 1988, 9(2): 67~ 75.
- [6] 葛家理, 栾志安, 吴玉树. 裂缝性碳酸盐油气田几种渗流模式及试井理论探讨[A]. 见: 中国石油学会主编. 油田开发论文集[C]. 北京: 石油工业出版社, 1982, 94~ 106.
- [7] Stehfest H. Numerical inversion of Laplace transform[J]. Communication of the ACM, 1970, 13(1): 47~ 49.

Generalized Flow Analysis of Non-Newtonian Visco-Elastic Fluids Flow Through Fractal Reservoir

Tong Dengke¹, Chen Qinlei²

(1. Petroleum University (East of China), Dongying, Shandong 257062, P R China;

2. Petroleum University (Beijing), Beijing 102249, P R China)

Abstract: In this paper, fractal geometry theory is used to combine with the seepage flow mechanics to establish the relaxation models of non-Newtonian visco-elastic fluids flow in fractal reservoirs. A method to scale the fractal properties of a fractal reservoir by a double parameters (d_f, d_s) and to describe the generalized flow characteristics of visco-elastic fluid by four parameters ($d_f, d_s, \lambda_v, \lambda_p$) are presented. Exact solutions and asymptotic solutions have been obtained by using Laplace-Weber and Laplace-orthogonal transforms with both infinite and finite reservoirs. The pressure transient behavior of non-Newtonian visco-elastic fluids flow through a fractal reservoir are studied by using the numerical Laplace transform inversion and asymptotic solutions. The law of pressure change for various fractal parameter is obtained.

Key words: visco-elastic fluids; fractal; integral transform; well test analysis