

高等教育自学考试辅导教材

现代 试井分析

Xiandai Shijing Fenxi

付春权 编著



石油工业出版社

高等教育自学考试辅导教材

现代试井分析

付春权 编著

石油工业出版社

内 容 提 要

本书共7章,内容涵盖了油气试井理论基础;油井压力降落试井;具有井储效应的压降典型曲线分析方法;压力恢复试井;确定单井平均地层压力的方法;气井试井;双重介质油藏的试井曲线分析。为了便于学生自学,每章附有考核知识点、考核要求、同步练习,书后附有同步练习答案。

本书可作高等教育自学考试辅导教材,也可供石油工程相关技术人员学习参考。

图书在版编目(CIP)数据

现代试井分析/付春权编著.

北京:石油工业出版社,2006.8

高等教育自学考试辅导教材

ISBN 7-5021-5690-9

I. 现…

II. 付…

III. 试井-分析方法-高等教育-自学考试-教材

IV. TE353

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 101682 号

出版发行:石油工业出版社

(北京安定门外安华里 2 区 1 号 100011)

网 址:www.petropub.cn

发行部:(010)64210392

经 销:全国新华书店

排 版:北京乘设伟业科技排版中心

印 刷:石油工业出版社印刷厂

2006 年 8 月第 1 版 2006 年 8 月第 1 次印刷

787×1092 毫米 开本:1/16 印张:8

字数:202 千字 印数:1—3000 册

定价:20.00 元

(如出现印装质量问题,我社发行部负责调换)

版权所有,翻印必究

前 言

为了保证高等教育自学考试质量,提高石油工程专业自学考试考生的学习水平,作者结合自学考试特点,特编写该辅导教材。

本书共分为七章。第一章、第二章、第四章、第六章分别介绍了油气井试井、油井压力降落试井、压力恢复试井、气井试井的基本理论、基本概念与基本方法。第三章、第七章分别介绍了具有井储效应的压降典型曲线、双重介质油藏的试井曲线的分析方法。第五章介绍了确定单井平均地层压力的方法。每章均给出了考核知识点、考核要求和同步练习,本书最后还给出了同步练习参考答案,使自学考生在学习过程中能够有的放矢。

本书在编写过程中得到了大庆石油学院教务处、石油工程学院和大庆石油学院成人教育学院的大力支持和热情帮助,在此表示感谢。本书在编写过程中参考了有关作者的教材和专著,得到了很大的启发和帮助,在此一并表示衷心的感谢。

由于编者水平有限,本教材难免存在不足和纰漏,诚恳欢迎大家提出宝贵意见。

编者

2006年6月

目 录

第一章 油气井试井理论基础	(1)
第一节 概述	(2)
第二节 弹性不稳定渗流微分方程的建立	(3)
第三节 微分方程的解析解	(7)
第四节 测试半径与拟稳态出现时间	(11)
同步练习	(13)
第二章 油井压力降落试井	(15)
第一节 油井压降理论公式及其物理意义	(16)
第二节 井底油层伤害(表皮效应)时的压降公式	(18)
第三节 油井压降曲线中不同流动时期的特征、识别方法及其应用	(21)
第四节 叠加原理与封闭断层的判断	(25)
第五节 探边测试	(28)
同步练习	(30)
第三章 具有井储效应的压降典型曲线分析方法	(32)
第一节 井储效应概念	(33)
第二节 雷米典型曲线分析	(36)
第三节 格林加登典型曲线与压力导数曲线分析方法	(39)
第四节 麦金利典型曲线分析	(44)
同步练习	(45)
第四章 压力恢复试井	(46)
第一节 压力恢复分析基本公式	(47)
第二节 压力恢复曲线的井储效应	(51)
第三节 实测压力恢复曲线的定性分析	(52)
第四节 表皮效应的计算	(55)
第五节 典型曲线在压力恢复曲线中的应用	(59)
第六节 断层的识别方法	(68)
同步练习	(70)
第五章 确定单井平均地层压力的方法	(72)
第一节 确定单井平均地层压力的方法——MBH 法	(73)
第二节 确定单井平均地层压力的其他方法	(80)
第三节 油藏平均地层压力的确定	(84)
第四节 根据不稳定试井资料确定形状因子 C_A	(85)
同步练习	(86)

第六章 气井试井 (87)

 第一节 气体不稳定渗流微分方程及拟压力的概念 (87)

 第二节 微分方程的解及相关试井公式 (91)

 同步练习 (92)

第七章 双重介质油藏的试井曲线分析 (93)

 第一节 双重介质的概念 (93)

 第二节 双重介质数学模型及其近似解 (96)

 第三节 压力恢复公式的推导及其分析 (98)

 第四节 双重介质储层油井压力恢复曲线参数计算方法 (105)

 同步练习 (108)

同步练习参考答案 (109)

附录 符号及单位表 (120)

参考文献 (122)

第一章 油气井试井理论基础

一、考核知识点

- (1) 油气井试井的定义;
- (2) 通过油气井试井可以获得的信息;
- (3) 油气藏渗流数学模型;
- (4) 无量纲物理量;
- (5) 不同油藏无量纲压力曲线特征;
- (6) 判断油井或油藏处于拟稳态的标准;
- (7) 无限作用油井无量纲压力公式的近似表达式及近似条件;
- (8) 测试半径及其计算方法;
- (9) 拟稳态出现时间的计算方法。

二、考核要求

1. 识记

- (1) 油气井试井的定义;
- (2) 不稳定渗流的概念;
- (3) 弹性压缩系数的概念;
- (4) 无量纲时间;
- (5) 无量纲压力;
- (6) 无量纲距离;
- (7) 测试半径的定义;
- (8) 试井中油藏的分类;
- (9) 拟稳态的定义。

2. 领会

- (1) 油气井试井可以获得的信息;
- (2) 渗流中数学模型的组成部分;
- (3) 多孔介质内部运动方程;
- (4) 多孔介质内部状态方程;
- (5) 多孔介质内部连续性方程;
- (6) 判断油井或油藏处于拟稳态的标准。

3. 简单应用

- (1) 不同类型油藏的无量纲压力曲线的特征分析;
- (2) 测试半径的计算方法;
- (3) 拟稳态出现时间的计算方法;
- (4) 连续性方程的建立过程;

(5) 无限作用油井无量纲压力表达式。

4. 综合应用

根据油藏基本参数和生产时间计算油藏内部压力。

第一节 概 述

油气井试井包括稳定试井与不稳定试井两种。稳定试井是指主要依据稳定渗流理论而进行的一种试井方法,该方法在《渗流力学》或《油藏工程》课程中已有详细介绍。不稳定试井是根据弹性不稳定渗流理论,利用实测的井底压力资料,经过适当的数学处理,以获得该井排驱面积范围内的油层参数与有关的地质特征信息,为石油勘探的储集层评价和开发油田提供有效依据。

当油气井开井生产或关井测压时,油层压力将发生有规律的变化,并且像水波似的向各方向传播,在其波及范围内,压力对各点油层的微观与宏观结构作一次“扫描”,依据获取的“扫描”信息,就可判断“扫描”范围内油层的宏观特征及有关参数。一般来说,油气井试井可获得下列信息:(1)确定油气井内已钻开油气层的污染情况和增产措施的效果;(2)确定油层在流动条件下的渗透性和地层流动系数(Kh/μ);(3)推算油气井的平均地层压力;(4)确定油气井排驱面积的形状、大小以及单井开采储量;(5)确定油气井附近的地质结构,如新层、裂缝、油水边界等。

油气井试井,从一个统一的系统观点来看,可分为两个过程:

(1)油(气)井试井过程:一口油(气)井钻穿或部分钻穿油层,并在定产条件下开采一定时间后关井。这时,具有一定物理、地质特征的油层将自动恢复地层压力到平衡而发生流体的渗流,然后,用专门的测压设备连续测出油井井底压力。

(2)试井资料解释过程:根据在油(气)井中测出的井底压力资料,与油(气)井所处的生产条件,利用由数学解析式表示的油层渗流规律,经过一定的数学方法处理,可判断油层性质与地质特征。

从研究不稳定试井角度上看,试井问题实际上是地质、数学与工程三者相互渗透、相互影响的综合性问题。尽管在不稳定试井分析中有着大量的数学问题,但是,如果脱离了油井本身的地质和工程条件,那么,这种分析将达不到判断油层性质与了解地质特征的试井目的。

在运用数学手段研究复杂油层中的渗流问题时,必须先抽出油层的主要特征并简化成理想的地质模型,然后根据渗流机理、状态方程等条件确定数学模型。

一个完整的数学模型包括:

- (1)二阶偏微分方程或方程组,又称为基础模型;
- (2)初始条件,即油层原始状态的条件;
- (3)外边界条件,即反映油层边界情况;
- (4)内边界条件,即反映油井生产条件。

第二节 弹性不稳定渗流微分方程的建立

一、弹性不稳定渗流机理

任何物质,包括构成油层的岩石骨架以及岩石骨架内包含的流体都具有弹性。尽管油层及其流体的压缩都很小,但是当油层体积相当大时,这种弹性能量是不可忽视的。量度岩石与流体的弹性大小的物理量是压缩系数 C ,其定义为:单位体积 V 在单位压力变化条件下物质体积的变化量,可用式(1-1)表示

$$C = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-1)$$

由于物质的体积随压力增加而减小,所以 dV/dp 是负值。为了使压缩系数保持正值,故在等式右边加负号。

在高于饱和压力的油层中,可用总压缩系数 C_t 表示,其公式为

$$C_t = S_o C_o + S_w C_w + C_f \quad (1-2)$$

式中 S_o ——含油饱和度;

S_w ——含水饱和度;

C_o ——油的压缩系数;

C_w ——水的压缩系数;

C_f ——岩石的压缩系数。

当油层压力下降时,油层岩石和流体均发生弹性膨胀,即弹性能量释放。具体表现在被岩石固体骨架包围的孔隙空间收缩,同时在固体骨架内所含流体体积将会膨胀(图1-1)。弹性膨胀后,部分流体将被排挤出孔隙,并沿压力降低方向(油井方向)渗流,这就是弹性渗流机理。由于岩石与流体的弹性能量释放(或聚集)不是瞬间完成的,而是有一个逐渐释放(或聚集)的过程,且在这一过程中,弹性能量在油井排驱面积范围内是逐步传播并渐趋平衡的,因此,流体在多孔介质内的渗流不仅与空间有关,而且还是时间的函数,故称这种渗流运动为弹性不稳定渗流。

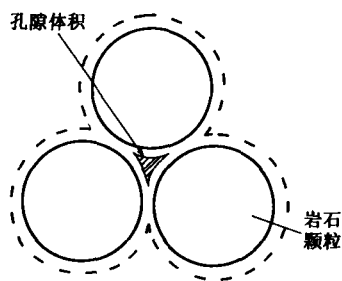


图1-1 岩石颗粒弹性膨胀, 孔隙体积缩小

二、基本模型与假设条件

这里提出的地层模型为均质地层模型,它适用于孔隙型无裂缝的砂岩油藏。油层的岩性比较均一,岩石颗粒的分选性、磨圆度以及孔隙结构比较均匀。在不考虑微层理的影响条件下,一般可作如下假设:

- (1) 地层为均质、等厚,储层的渗透率 K 和孔隙度 ϕ 均与压力无关并且各向同性;
- (2) 多孔介质中包含着单相、均质流体,并具轻微压缩性,流体粘度不随压力变化;
- (3) 油层温度保持不变;

- (4) 不考虑重力作用;
- (5) 流体流动服从达西定律, 不考虑流体惯性力;
- (6) 不考虑井筒内流体弹性作用(井筒储集效应)。

三、三个基本方程

1. 运动方程

多孔介质弹性不稳定渗流的流体, 其渗流速度服从达西定律。考虑到流体流向低压的井底呈径向流动, 故用极坐标形式表示达西公式

$$v_r = - \frac{K}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1-3)$$

式中 r ——径向半径;

v_r ——径向渗流速度。

式中负号表示流体流动方向与压力增加方向相反。

如果在三维空间中的流体渗流, 则用普通坐标方向上的分速度的合速度来表示达西公式

$$\left. \begin{aligned} v_x &= - \frac{K_x}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \\ v_y &= - \frac{K_y}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_z &= - \frac{K_z}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

式中 ρ ——流体密度;

g ——重力加速度;

K_x —— x 方向上的渗透率;

K_y —— y 方向上的渗透率;

K_z —— z 方向上的渗透率;

μ ——流体粘度。

对于非均质各向异性的油层可用式(1-4)表示渗流速度的不均匀性。

2. 状态方程

在单相流体渗流中, 流体的弹性作用与压力关系最密切, 表征流体弹性大小的参数是压缩系数 C , 因此, 式(1-1)就是流体状态方程的微分表达式。

在渗流过程中, 流体质量 M 是不变的。质量与体积关系为

$$M = \rho V \quad \text{或} \quad V = \frac{M}{\rho} \quad (1-5)$$

将式(1-5)代入式(1-1)得

$$C = - \frac{\rho}{M} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{M}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad (1-6)$$

便可得到用密度表示流体压缩系数的表达式。其中, 流体密度 ρ 是压力的函数。对式(1-6)分离变量, 并两边积分, 其积分限为

$$p = p_0, \rho = \rho_0; p = p, \rho = \rho$$

便得到

$$\rho = \rho_0 e^{C(p-p_0)} \quad (1-7)$$

将式(1-7)按麦克劳林级数展开,并认为取前两项的近似式已具有足够的精度,于是,式(1-7)可简化为

$$\rho = \rho_0 [1 + C(p - p_0)] \quad (1-8)$$

式(1-8)为流体的状态方程,其中压缩系数 C 是压力的函数。但在假设中规定,流体具有轻微压缩性,故可把压缩系数 C 看成常数(气体压缩系数例外)。

3. 连续性方程

在地层模型中,任意取一个无穷小单元体,对于弹性介质来说,它总是满足质量守恒关系,即物质流入的质量速度减去物质流出的质量速度等于物质在系统中的累积速度。图 1-2 是从地层模型中取出的一个宽度为 δ_r 的圆环,流体从 A 截面流进,由 B 截面流出,圆环的圆心为极坐标的原点(也是油井的位置),于是,可写出单位时间内通过截面 A 的质量流量为

$$q_A = \rho v_r A$$

将式(1-3)与截面积 $A = 2\pi rh$ 的表达式代入上式,便得到

$$q_A = -2\pi rh\rho \frac{K}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{2\pi Kh}{\mu} \left(\rho r \frac{\partial p}{\partial r} \right) \quad (1-9)$$

对无穷小圆环的截面 B 来说,同时有 q_B 流量流出,其表达式的形式与式(1-9)相同。然而,由于流体流过圆环的宽度 δ_r ,所以其压力梯度将增大(因为流体流向井底)。 δ_r 距离为无穷小,故可用内插计算压力梯度的增量,即 $\frac{\partial(\rho r \frac{\partial p}{\partial r})}{\partial r} \delta_r$ 。于是,在截面 B 上质量流量为:

$$q_B = -\frac{2\pi Kh}{\mu} \left[\rho r \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial(\rho r \frac{\partial p}{\partial r})}{\partial r} \delta_r \right] \quad (1-10)$$

小圆环内流进与流出的质量差为:

$$q_A - q_B = \frac{2\pi Kh}{\mu} \left[\frac{\partial(\rho r \frac{\partial p}{\partial r})}{\partial r} \delta_r \right] \quad (1-11)$$

另一方面,从小圆环的弹性介质内部流体角度来看,在 t 时间内,流体密度随压力变化所引起的小圆环内的质量增量为

$$\Delta m = 2\pi rh \cdot \delta_r \cdot \phi \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1-12)$$

根据质量守恒定律,式(1-11)与式(1-12)应该相等,于是可得到以下流体的连续方程

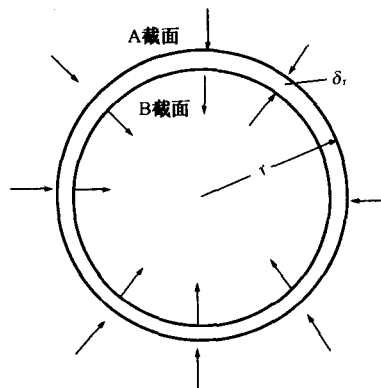


图 1-2 环形无穷小单元示意图

$$\frac{K}{\mu} \left[\frac{\partial(\rho r \partial p / \partial r)}{\partial r} \right] = r \phi \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1-13)$$

四、弹性不稳定渗流微分方程及其无量纲量表达式

由于式(1-13)包含了运动方程的连续方程,因此,只要将状态方程代入,忽略其平方项,经过整理后就能得到弹性不稳定渗流微分方程,即

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\phi \mu C_i}{K} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1-14)$$

式(1-14)就是平面径向流弹性不稳定渗流微分方程,又称为扩散方程。其中常数项的倒数 $K/\phi \mu C_i$ 称为水力扩散系数,又称为导压系数 η ,即

$$\eta = \frac{K}{\phi \mu C_i}$$

应该指出,该式建立的最基本假设是:(1)均质地层与均质流体;(2)压力梯度很小;(3)流体具有轻微压缩性,并认为 C_i 是常数。

式(1-14)是一个二阶齐次线性偏微分方程。它的应变量为 p ,自变量为半径 r 和时间 t ,因此,该方程是描述弹性地层中压力在平面上的分布和随时间变化的规律。

压力在三维空间内的分布随时间变化,也可用类似的方法,在笛卡儿坐标中可推导出下列方程,即

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{\phi \mu C_i}{K} \frac{\partial p}{\partial t}$$

为了使式(1-14)求解方便,以及求解结果能适用于不同油藏,有必要将式(1-14)中的物理量无量纲化。这种无量纲化可理解为对物理量作“标准化”处理。定义下列无量纲量为

$$\text{无量纲半径} \quad r_D = r/r_w \quad (1-15)$$

$$\text{无量纲时间} \quad t_D = \frac{Kt}{\phi \mu C_i r_w^2} \quad (1-16)$$

$$\text{无量纲压力} \quad p_D = \frac{2 \pi K h}{\mu q B} (p_i - p) \quad (1-17)$$

式中 r_w ——井的半径;

q ——油井地面产量;

B ——流体体积系数。

由式(1-15)至式(1-17)可得到下列公式

$$r = r_w r_D$$

$$p = p_i - q_D p_D$$

$$q_D = \frac{\mu q B}{2 \pi K h}$$

代入式(1-14),并且用复合函数求导方法将该式每一项都用无量纲量表示,经过整理后可以

得到

$$\frac{\partial^2 p_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = \frac{\partial p_D}{\partial t_D} \quad (1-18)$$

用无量纲量形式表示的弹性不稳定渗流微分方程式(1-18)的物理意义仍与式(1-14)相同。但是,无量纲量是用相对的概念来代替物理量的绝对值,例如,无量纲压力 p_D 实际上是一个压力降(Δp)的概念,而不是压力(p)值的大小,而且这个压力降又是以油藏地质参数与油井产量的倍数来代替实际油层压力降。无量纲距离 r_D 是以井径的倍数表示实际距离的大小。无量纲时间 t_D 则以油藏地质参数为倍数的时间来代替实际时间 t 。这样的无量纲量的表达式及其解,可不受油藏物性、油井产量等条件的差异所限制,使其具有广泛的适用性,并且又能简明地反映流体渗流的本质规律。

如果不考虑油层及其流体的弹性作用,流体的渗流与时间无关,则式(1-18)的右边为零,即

$$\frac{\partial^2 p_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = 0$$

第三节 微分方程的解析解

第二节建立的弹性不稳定渗流微分方程,包含着无数个特解,只有给定初始条件与边界条件后,才能得到特定地质与井况条件下的 $p_D = f(r_D, t_D)$ 的函数关系。

初始条件是指对时间的规定,而且这个初始条件必须在整个区域内都满足。而边界条件则是指对区域范围的规定。由式(1-18)可见,无量纲径向距离 r_D 对无量纲压力 p_D 是二阶偏导数的关系,在其通解中一定有两个待定系数(或函数),所以,必须有两个规定条件才能确定这两个待定系数,并且这两个边界条件应该在全部时间 t_D 大于零。一般来说,这两个边界条件是:

(1)外边界条件:即对油藏边界上的压力情况作出规定。

(2)内边界条件:即对油井的压力情况作出规定。

下面将介绍三个数学模型解析解:

(1)均质地层,定产量生产,封闭边界数学模型解析解;

(2)均质地层,定产量生产,无限大地层数学模型解析解;

(3)均质地层,定产量生产,有界定压边界地层数学模型解析解。

一、封闭油藏数学模型解析解

该模型的渗流微分方程:

$$\frac{\partial^2 p_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = \frac{\partial p_D}{\partial t_D} \quad (1-19)$$

初始条件:

$$p_D = 0 \quad (r_D, t_D = 0) \quad (1-20)$$

外边界条件:(封闭油藏的边界上无流体通过)

$$\left. \frac{\partial p_D}{\partial r_D} \right|_{r_{eD}} = 0 \quad (1-21)$$

内边界条件:(油井定产量生产)

$$r_D \left. \frac{\partial p_D}{\partial r_D} \right|_{r_D=1} = -1 \quad (1-22)$$

根据式(1-19)至式(1-22),用拉普拉斯变换,便可得到地层中任一点,在任一时间的无量纲压力的精确解,为

$$p_D = \frac{2}{r_{eD}^2 - 1} \left(\frac{r_D^2}{4} + t_D \right) - \frac{r_{eD}^2 \ln r_D}{r_{eD}^2 - 1} - \frac{3r_{eD}^4 - 4r_{eD}^4 \ln r_{eD} - 2r_{eD}^2 - 1}{4(r_{eD}^2 - 1)^2} \\ + \pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n^2 t_D} J_1(\alpha_n r_{eD}) [J_1(\alpha_n) y_0(\alpha_n, r_D) - y_1(\alpha_n) J_0(\alpha_n, r_D)]}{\alpha_n [J_1^2(\alpha_n, r_{eD}) - J_1^2(\alpha_n)]} \quad (1-23)$$

如果 $r_e \gg r_w$, 且在井壁上的压力, 即 $r_D = 1$ 时的 p_D 为无量纲井底压力 p_{wD} , 则式(1-23)可写成:

$$p_{wD} = p_D \Big|_{r_D=1} = \frac{2t_D}{r_{eD}^2} + \ln r_{eD} - \frac{3}{4} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n^2 t_D} J_1^2(\alpha_n r_{eD})}{\alpha_n^2 [J_1^2(\alpha_n, r_{eD}) - J_1^2(\alpha_n)]} \quad (1-24)$$

其中 α_n 是下列方程的根

$$J_1(\alpha_n, r_{eD}) y_1(\alpha_n) - J_1(\alpha_n) y_1(\alpha_n, r_{eD}) = 0$$

式中 J_1 ——第一类一阶贝塞尔函数;

J_0 ——第一类零阶贝塞尔函数;

y_1 ——第二类一阶贝塞尔函数;

y_0 ——第二类零阶贝塞尔函数;

r_{eD} ——圆形油藏无量纲半径, $r_{eD} = \frac{r_e}{r_w}$ 。

根据式(1-24)可作出 p_{wD} 与 t_D 的半对数关系曲线, 如图 1-3 所示。

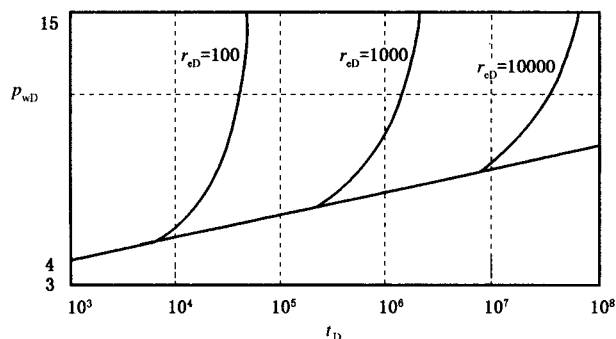


图 1-3 在不同 r_{eD} 值下, 压力与时间关系图

由图 1-3 可见,该曲线簇有如下特点:

(1) 不同的无量纲边界半径 r_{eD} 有不同的无量纲井底压力 p_{wD} 曲线。每条曲线可分为早期(上升缓慢且近似于直线)、后期(上升陡而快)和两者之间的过渡部分。

(2) 每一条 p_{wD} 曲线的早期部分(即 t_D 较小时),随着油藏半径增大(即 r_{eD} 增长),而使近似于直线的早期部分持续时间也越长。当 r_{eD} 趋于无限大时,则油井无量纲井底压力 p_{wD} 的变化,近似于一条直线。这条近似直线段可看成整个曲线组的极限曲线。

(3) 每一条 r_{eD} 曲线的后期,即 t_D 较大的部分,曲线上翘,斜率增大。

当 t_D 相当大时,式(1-24)可写成

$$p_{wD} = \frac{2t_D}{r_{eD}^2} + \ln r_{eD} - \frac{3}{4} \quad (1-25)$$

如果按式(1-25)在半对数坐标内绘制成曲线,恰好对应于图 1-3 曲线的后期上翘部分,对于这阶段压力变化(压力降)称为视稳定状态,简称为拟稳态。拟稳态期的主要特征,可由式(1-25)对无量纲时间 t_D 求导得到,即为

$$\frac{dp_{wD}}{dt_D} = \frac{2}{r_{eD}^2} \quad (1-26)$$

由式(1-26)可知,在无量纲油藏半径为 r_{eD} 的油藏内,当其达到拟稳态期后,油藏内任一点的压降速度为常数。如果油藏越大,则油井压降速度越小(因为油藏弹性能量越大),这个特征可以作为鉴别油井或油藏是否处于拟稳态的标准。但应特别强调只在产量恒定情况下,才能出现拟稳态。

二、无限大油藏数学模型解析解

无限大油藏是一种理想化的油藏,而现实的油藏都是有边界的。对于无限大油藏压降规律的研究可以理解为当油藏不存在边界时,或油井生产不受油藏边界影响时的压降规律。

无限大油藏的数学模型为:

$$\frac{\partial^2 p_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = \frac{\partial p_D}{\partial t_D} \quad (1-27)$$

(1) 初始条件 $t_D = 0, p_D = 0$ (对所有 r_D)

(2) 外边界条件 $t_D = 0, r_D \rightarrow \infty$ ($p_D = 0$) (无限大油藏)

(3) 内边界条件 $\left(\frac{\partial p_D}{\partial r_D} \right)_{r_D=1} = -1$ (定产量开采) (1-28)

利用波尔兹曼变换,可得结果为:

$$p_D(r_D, t_D) = -\frac{1}{2} \text{Ei} \left(-\frac{r_D^2}{4t_D} \right) \quad (1-29)$$

其中 $\text{Ei}(-x)$ 称为幂积分函数,定义为

$$\text{Ei}(-x) = \int_{\infty}^x \frac{e^{-\zeta}}{\zeta} d\zeta$$

式中 ζ 为积分变量,幂积分函数在一般数学手册中都可查到。

按式(1-29)计算出 p_D 与 t_D 的关系曲线,即为该点地层压力的理论曲线。如图 1-4 所示,图中分别绘出三种不同 r_D 的曲线, $r_D = 1$ 的曲线表示在井壁上($r = r_w$)的无量纲压力($p_D = p_{wD}$)曲线,其表达式由式(1-29)可写出

$$p_D \Big|_{r_D=1} = p_{wD} = -\frac{1}{2} \text{Ei} \left(-\frac{1}{4t_D} \right) \quad (1-30)$$

另外两条曲线表示在 $r_D = 10$ 和 $r_D = 100$ 处的无量纲地层压力理论曲线,见图 1-4。

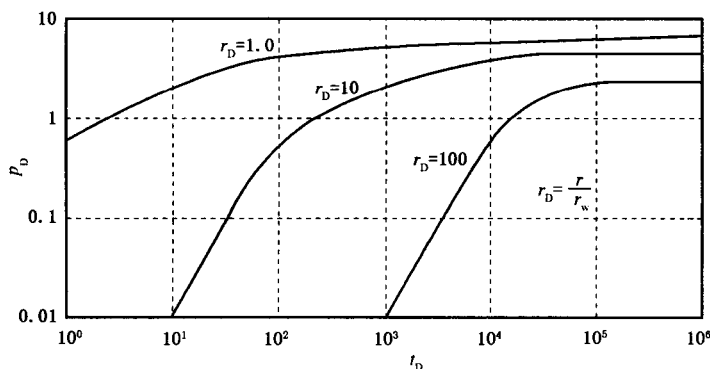


图 1-4 无限大油藏内,不同 r_D 上的 p_D 与 t_D 的关系图

在图 1-4 中,任取一个 p_D (例如 $p_D = 0.1$) 可看到,由于油井生产,引起 0.1 的无量纲压力变化,先传到 $r_D = 10$,再传递到 $r_D = 100$ 处。随着 r_D 的增大(离井越远),传递所需要的时间 t_D 越长,这说明油井生产引起的压力降能向外传递,且有一个时间过程。另外,在某一瞬时(例如 $t_D = 10^5$),在井底处的压力下降最大,离井越远,压降越小,正是反映了径向渗流的特点。

其物理意义为,封闭油藏内油井的压力降,在其早期可看成是不受油藏边界影响的压力降。当时间增大后,无量纲井底压力 p_{wD} 开始受边界影响,并随时间增大,边界影响越显著,最后,无量纲井底压力进入拟稳态阶段。

根据研究表明, p_{wD} 开始受边界影响的时间为

$$t \approx \frac{0.1 \phi \mu C_i r_e^2}{K} \quad \text{或} \quad t_D \approx 0.1 \quad (1-31)$$

式中 r_e ——油藏半径。

应该指出,一旦 p_{wD} 开始受边界影响,式(1-31)不能使用。所以,式(1-31)的使用范围应该是

$$\frac{100 \phi \mu C_i r_w^2}{K} < t < \frac{0.1 \phi \mu C_i r_e^2}{K}$$

三、定压边界数学模型解析解

当油藏边界上有一个稳定边界压力作用的情况下,无量纲井底压力公式可由下面的数学模型求解。

渗流方程式(1-19)

$$\frac{\partial^2 p_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = \frac{\partial p_D}{\partial t_D}$$

(1) 初始条件为公式:

$$\text{当 } t_D = 0 \text{ 时, } p_D = 0 \quad (\text{对所有的 } r_D)$$

(2) 外边界条件:

因为油藏是定压边界, 因此

$$\text{当 } t_D > 0 \text{ 时, } r_D = r_{eD} \text{ 处, } p_D = 0$$

(3) 内边界条件为油井定产量开采, 即:

$$r_D \frac{\partial p_D}{\partial r_D} = -1$$

上述数学模型, 用拉普拉斯变换法求解, 得到油藏内任一点上无量纲压力解为

$$p_D = \ln \frac{r_{eD}}{r_D} + \pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\beta_n^2 t_D} J_0^2(r_{eD}, \beta_n) [J_0(r_D, \beta_n) y_1(\beta_n) - y_0(r_D, \beta_n) J_1(\beta_n)]}{\beta_n [J_1^2(\beta_n) - J_0^2(r_{eD}, \beta_n)]} \quad (1-32)$$

其中 β_n 为下列方程的第 n 个根

$$J_1(\beta_n) y_0(r_{eD}, \beta_n) - y_1(\beta_n) J_0(r_{eD}, \beta_n) = 0$$

如果 $r_e \gg r_w$, 无量纲井底压力 p_{wD} 可写成

$$p_{wD} = p_D \Big|_{r_D=1} = \ln r_{eD} - 2 \sum \frac{e^{-\beta_n^2 t_D} J_0^2(r_{eD}, \beta_n)}{\beta_n^2 [J_1^2(\beta_n) - J_0^2(r_{eD}, \beta_n)]} \quad (1-33)$$

当 t_D 增大, 求和项减小, 对于 $t_D > 0.1 r_{eD}^2$ (近似) 时, 式(1-33)可简化为

$$p_{wD} = \ln r_{eD} \quad (1-34)$$

从式(1-33)的各种 r_{eD} 值的 p_{wD} 与 t_D 的关系来看, 开井早期, 尽管处于定压边界内, 但是 p_{wD} 并不受边界影响。在一定时间后 ($t_D > 0.25 r_{eD}^2$), 边界影响出现并不断增强, 从而转变为稳定状态(呈水平线)。

第四节 测试半径与拟稳态出现时间

测试半径, 又可以称为供油半径、排驱半径或研究半径等, 现介绍 G. M. Govier 给出的概念, 因为这个概念可以形象地理解测试半径的含义。

如图 1-5 表示, 在一口井上, 若使用一个脉冲(瞬间注入或采出某一体积液体)由此引起的压力反应($t=0, r=r_w$)将传播到整个油层。在传播过程的某一瞬间(t_1, t_2), 该脉冲的压力反应可以被测出。该脉冲的压力反应点与井的距离即为测试半径。在理论上, 该压力扰动将波及到整个油层, 但在实际油层当中, 离井越远, 压力波动越弱, 以致不能被测出。因此有人规定, 可以由仪器测出压力反应的点, 其离油井的距离为测试半径。