

裂縫性油藏工程基础

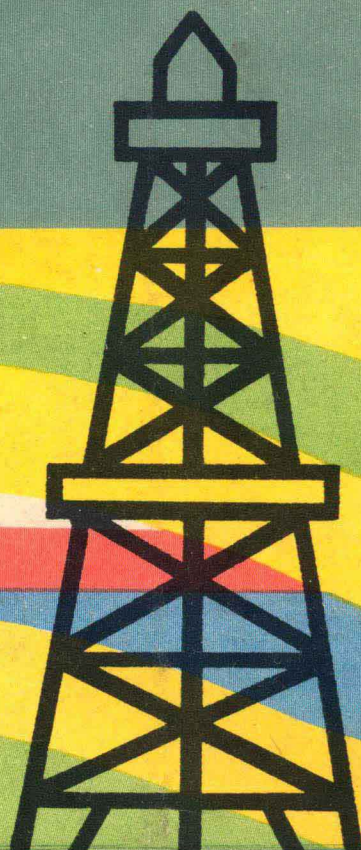
fundamentals of fractured
reservoir engineering

下 册

BY

T.D. VAN GOLF-RACHT

新疆石油地质编辑部



目 录
要 录 内

裂缝性油藏工程基础

fundamentals of fractured reservoir engineering

BY T. D. VAN GOLF-RACHT

谭国雄 梁人初 祁庆祥 陈焕章 王元吉 译 仲 雍 校

(下 册)

江苏工业学院图书馆
藏书章

新疆石油地质编辑部

内 容 提 要

本书是作者根据自己在欧洲和中东从事二十多年裂缝性油藏研究的丰富经验及其成果编写成的,比较全面系统地反映了近年来国外在裂缝性储层研究、油藏工程方法等方面的最新进展和成果,全书共分三个部分十二章,现分上下两册译出,下册共七章,主要论述与介绍了在无孔隙型裂缝储层和双孔隙型裂缝油藏中流体向井流动的基本概念和研究方法、基质岩块中流体的驱替对提高采收率的作用和裂缝油藏的生产机制、数值模拟及其应用实例等。内容充实,文字简明,对进行有关开发理论研究和矿场应用等方面均具有一定的参考使用价值。

本书可供广大地质工作者、油田地质科研人员及有关院校师生参考。

裂缝性油藏工程基础

谭国雄 梁人初 祁庆祥 陈焕章 王元吉 译 仲 雍 校

※

新疆石油地质编辑部出版

(克拉玛依长征新村研究中心大院)

勘探开发研究院印刷

※

开本787/1092 1/16印张18^{1/4} 字数427千字 印数2000册

1985年11月第一版 1985年11月第一次印刷

工本费3.00元

目 录

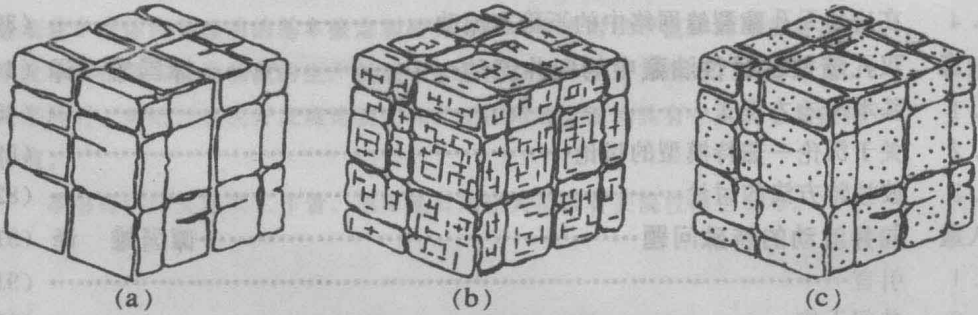
油井动力学：均质流体向一口井的流动	(2)
第六章 在岩块无孔隙的裂缝性油藏中流体向一口井的流动	谭国雄 译 (3)
6.1 均质液体定律	(3)
6.2 均质液体通过裂缝网络向一口井的稳态流动	(11)
6.3 气体在裂缝性储层中的流动	(32)
6.4 在岩块无孔隙裂缝网络中的不稳态流动	(39)
第七章 双孔隙型裂缝性油藏中的向井流动	谭国雄 译 (44)
7.1 基本流动方程式	(45)
7.2 关于沃伦—茹特模型的讨论	(59)
7.3 波拉特方法的讨论	(82)
第八章 向井流动的特殊问题	谭国雄 译 (91)
8.1 引言	(91)
8.2 井间干扰	(91)
8.3 计算裂缝性油藏中的非均质性	(100)
8.4 利用样板曲线分析向井流动问题	(114)
油藏动力学	(119)
第九章 单基质岩块中的流体驱替过程	梁人初 译 (120)
9.1 序言	(120)
9.2 用简化的动力学方法模拟基质中流体的驱替过程	(120)
9.3 研究基质岩块中流体驱替过程的简易物理方法	(133)
9.4 单岩块渗吸驱替的概念和试验	(142)
9.5 单岩块驱替过程的其它方面研究	(171)
9.6 从单岩块中采油：理论研究方法	(175)
第十章 裂缝性油藏产油机制	祁庆祥 译 (187)
10.1 前言	(187)
10.2 衰竭过程中的油藏描述	(188)
10.3 油藏分区与产油机制	(194)
10.4 裂缝性油藏的特殊情况	(218)
第十一章 裂缝性油藏的数值模拟	陈焕章 译 (228)
11.1 引言	(228)
11.2 流体各相流动的模拟	(229)
11.3 组分模型	(245)
第十二章 裂缝性油藏实例	王元吉 译 (252)
12.1 一些裂缝性油藏的历史和基础数据	(252)
12.2 简化的油藏计算实例	(259)

目 录

油井动力学：均质流体向一口井的流动	(2)
第六章 在岩块无孔隙的裂缝性油藏中流体向一口井的流动	谭国雄 译 (3)
6.1 均质液体定律	(3)
6.2 均质液体通过裂缝网络向一口井的稳态流动	(11)
6.3 气体在裂缝性储层中的流动	(32)
6.4 在岩块无孔隙裂缝网络中的不稳态流动	(39)
第七章 双孔隙型裂缝性油藏中的向井流动	谭国雄 译 (44)
7.1 基本流动方程式	(45)
7.2 关于沃伦—茹特模型的讨论	(59)
7.3 波拉特方法的讨论	(82)
第八章 向井流动的特殊问题	谭国雄 译 (91)
8.1 引言	(91)
8.2 井间干扰	(91)
8.3 计算裂缝性油藏中的非均质性	(100)
8.4 利用样板曲线分析向井流动问题	(114)
油藏动力学	(119)
第九章 单基质岩块中的流体驱替过程	梁人初 译 (120)
9.1 序言	(120)
9.2 用简化的动力学方法模拟基质中流体的驱替过程	(120)
9.3 研究基质岩块中流体驱替过程的简易物理方法	(133)
9.4 单岩块渗吸驱替的概念和试验	(142)
9.5 单岩块驱替过程的其它方面研究	(171)
9.6 从单岩块中采油：理论研究方法	(175)
第十章 裂缝性油藏产油机制	祁庆祥 译 (187)
10.1 前言	(187)
10.2 衰竭过程中的油藏描述	(188)
10.3 油藏分区与产油机制	(194)
10.4 裂缝性油藏的特殊情况	(218)
第十一章 裂缝性油藏的数值模拟	陈焕章 译 (228)
11.1 引言	(228)
11.2 流体各相流动的模拟	(229)
11.3 组分模型	(245)
第十二章 裂缝性油藏实例	王元吉 译 (252)
12.1 一些裂缝性油藏的历史和基础数据	(252)
12.2 简化的油藏计算实例	(259)

油井动力学：均质流体向一口井的流动

非常规的裂缝性油藏可分为两类：(1)单孔隙度裂缝性油藏及(2)双孔隙度裂缝性油藏(图6.1)。这两类油藏都具有包围岩块的裂缝网络，但其区别在于岩块的孔隙度不同。第一类的岩块基本上是不渗透的，而第二类的岩块具有相当大的孔隙度。该孔隙度显著地增大了地层的储存容量，因而双孔隙型裂缝性油藏比较重要。



6.1— 裂缝性油藏模型。(a)单孔隙型，(b)岩块中具有微裂缝及节理的双孔隙型，(c)岩块中具有粒间孔隙的双孔隙型

在具有发育的裂缝网络的单孔隙型裂缝性油藏中的流动方程可以通过连续系统的方法，也就是用具有等效性质的连续系统替代实际的裂缝与岩块的非连续系统列出之。这种替代是通过给油藏的每一点赋予其周围包括裂缝与岩块在内的有代表性油藏样本的特性参数进行的。这样，孔隙度和渗透率在油藏的每一点处是确定的，因而流动方程可通过偏微方程表示。双孔隙型油藏情况则考虑其为两个复合的连续系统，其一相应于裂缝介质而另一相应于岩块介质。在该情况下，每个点都有两个孔隙度和渗透率值，例如裂缝孔隙度和岩块孔隙度。

单孔隙型裂缝性油藏不论其代表性的油藏模型规模如何，其不渗透性的岩块起常规油藏的实心颗粒的作用，而裂缝孔隙起粒间孔隙的作用。可以设想，描述在单孔隙型裂缝性油藏中流动的方程与在常规油藏中流动所用的方程是相同的；因此，单孔隙型裂缝性油藏的特性与常规油藏的特性之间并无本质差别。双孔隙型油藏的流动方程和特性描述则与常规油藏不同而且更加复杂。

本书第六章详细阐述在单孔隙型裂缝性地层中流动的基本定律，特别是决定流体通过裂缝向一口井流动的定律。第七章叙述在双孔隙型油藏中的流动定律，并批判性地讨论实际上可加以利用的流动方程。对于朝向一口井的流动给予了特别的注意。此外，还详细讨论了通过压力与时间关系对各种物理参数作出解释的方法。第八章详细讨论为了估价储层特性根据干扰或就地不稳定流动所引起的不同井的性质的特殊问题。此外，还探讨了将对多孔介质中人造裂缝研究出来的方法应用于天然裂缝性油藏的可能性。

第六章 在岩块无孔隙的裂缝性油藏中 流体向一口井的流动

在岩块无孔隙的裂缝性油藏或叫单孔隙型油藏中，流动仅在裂缝网络中发生。由于单孔隙型裂缝性地层与粒间孔隙型地层之间的相似性，我们可直接假设这两种系统由相同的方程决定，也就是在层流域内通过裂缝的运动方程由达西公式表示。通过裂缝网络流动的达西公式也可根据设想的模型求得^{1,2,3}。这种推导的起点是通过单个裂缝流动的方程。对岩块无孔隙的裂缝性油藏所研究的流动问题，由于在裂缝性油藏中稳态条件下的特定流动情况，对于双孔隙系统也是成立的。事实上，稳态流动情况就是持续地有流体质量从基质传送到裂缝网络而同时有相当的流体质量移向井筒的结果。在稳态条件下，流体在双孔隙系统中的流动从物理上讲是与在单孔隙型裂缝性地层中的流动完全相同的。

6 · 1 均质液体定律

6 · 1 · 1 均质液体在单个裂缝中的流动

在单个裂缝中流动的最简单模型就是在两个平行板之间的狭窄空间中的流动(图6.2)。层流由纳皮尔—斯托克方程决定：

$$\rho \frac{\partial \vec{V}_r}{\partial t} + g(\vec{V}_r \cdot \nabla) \vec{V}_r = -\nabla \psi + \mu \nabla^2 \vec{V}_r \quad (6.1)$$

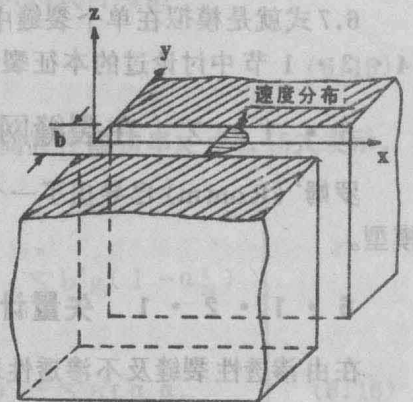
其中 \vec{V}_r 是裂缝中流动速度， ψ 是势能， p 是压力， g 是重力加速度， ρ 是密度， z 是垂向坐标(朝上为正)。

在雷诺数很小时，惯性项 $(\vec{V}_r \cdot \nabla) \vec{V}_r$ 与粘度项 $\mu \nabla^2 \vec{V}_r$ 比较是很小的，可以忽略不计。在此情况下，可用6.1式表示的不可压缩流体稳态流动方程简化为

$$-\nabla \psi + \mu \nabla^2 \vec{V}_r = 0 \quad (6.2)$$

不可压缩流体流动中的质量守恒方程为：

$$\text{div} \vec{V}_r = 0 \quad (6.3)$$



6.2—单个裂缝平面内的流动示意图

在两平板间的狭窄空间中流动基本上是 (x, z) 平面内的两维情况。在 y 方向上，速度从在壁面处的零(非滑脱情况)变到平面中心处的

最大值。在 x 和 z 方向上速度的变化率是很小的，因此作如下简化是适当的：

$$\partial V_{rx} / \partial x = 0; \quad \partial V_{ry} / \partial y = 0; \quad \partial V_{rz} / \partial z = 0$$

故可沿 x, y, z 方向写出 6.2 式如下：

$$\left. \begin{aligned} -\partial\psi / \partial x + \mu \partial^2 V_{rx} / \partial y^2 &= 0 \\ -\partial\psi / \partial y &= 0 \\ -\partial\psi / \partial z + \mu \partial^2 V_{rz} / \partial z^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

6.4 的第二个方程表明 y 的函数并不存在，而另外的两个方程很容易在 $V_{rx} = V_{rz} = 0$ 处的适当边界条件 $y = \pm b/2$ (b 是平板间的距离) 下积分。得出的速度分量 V_{rz} 及 V_{ry} 为：

$$\left. \begin{aligned} V_x &= -(1/2\mu) (b^2/4 - y^2) \partial\psi / \partial x \\ V_z &= -(1/2\mu) (b^2/4 - y^2) \partial\psi / \partial z \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

把 6.5 式按流动断面进行平均时即得如下的平均速度：

$$\left. \begin{aligned} \langle V_{rx} \rangle &= \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} V_x dy = -(b^2/12\mu) \frac{\partial\psi}{\partial x} \\ \langle V_{ry} \rangle &= \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} V_z dy = -(b^2/12\mu) \frac{\partial\psi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

$$\text{或} \quad \langle \vec{V}_r \rangle = -(b^2/12\mu) \nabla\psi \quad (6.7)$$

6.7 式就是模拟在单个裂缝中流动的平行平面间的流动方程。此方程带有在第四章 4·3·1 节中讨论过的本征裂缝渗透率 $K_{rr} = b^2/12$ 而与达西定律相似。

6·1·2 在裂缝网络中的流动

罗姆² (Rom) 已导出了一个可得出在裂缝网络中运动的方程 (达西定律) 的设想模型。

6·1·2·1 矢量计算：速度及渗透率

在由渗透性裂缝及不渗透性岩块构成的裂缝性地层中，流量由下式给出：

$$\vec{U} = b_i f_i \vec{V}_{ri} \quad (6.8)$$

其中 \vec{V}_{ri} 是在裂缝的第 i 个方向上的速度， b_i 是裂缝宽度， f_i 是线性裂缝密度即单位长度的裂缝数 (在第二章已讨论过 $f = L_D$)。

在第 i 个方向上的速度矢量 (6.7 式) 是:

$$\vec{V}_i = - (b_i^2 / 12\mu) (\nabla\psi \cdot \vec{m}_i) \vec{m}_i \quad (6.9)$$

其中 \vec{m}_i 是在第 i 个方向上的单位矢量。

合并 6.8 与 6.9 式得:

$$\vec{u}_i = - b_i^3 (f_i / 12\mu) (\nabla\psi \cdot \vec{m}_i) \vec{m}_i \quad (6.10)$$

在 n 个单个裂缝中的总流量为部分流量 u_i 之和:

$$\vec{u} = - (1 / 12\mu) \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (\nabla\psi \cdot \vec{m}_i) \vec{m}_i \quad (6.11)$$

把梯度 $\nabla\psi$ 分成一是在裂缝平面方向另一是垂直于裂缝平面方向 (用 \vec{n}_i 表示其单位矢量) 的两个分量即得:

$$\nabla\psi = (\nabla\psi \cdot \vec{m}_i) \vec{m}_i + (\nabla\psi \cdot \vec{n}_i) \vec{n}_i \quad (6.12)$$

把 6.12 代入 6.11 式得:

$$\begin{aligned} \vec{u} &= - (1 / 12\mu) \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i [\nabla\psi - (\nabla\psi \cdot \vec{n}_i) \vec{n}_i] \\ &= - (1 / 12\mu) \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i [\bar{I} - (\vec{n}_i \vec{n}_i)] \nabla\psi \end{aligned} \quad (6.13)$$

其中 \bar{I} 是单位张量。

6.13 式还可写成:

$$\vec{u} = - \frac{\bar{K}}{\mu} \nabla\psi \quad (6.14)$$

它与常规的粒间孔隙地层的达西定律相同。根据 6.13 及 6.14 式可写出

$$\bar{K}_r = (1 / 12) \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i [\bar{I} - (\vec{n}_i \vec{n}_i)] \quad (6.15)$$

以表示为一个二阶的对称张量。基于上述设想模型的各向异性渗透率 \bar{K} 由 6.15 式表示, 也可写成矩阵形式

$$\bar{K}_r = \begin{vmatrix} \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{1i}^2) & - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \alpha_{2i} \alpha_{21} & - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{2i}^2) \\ - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \alpha_{1i} \alpha_{21} & - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{2i}^2) & - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \alpha_{1i} \alpha_{31} \\ - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \alpha_{3i} \alpha_{1i} & - \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \alpha_{3i} \alpha_{21} & \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{3i}^2) \end{vmatrix} \quad (6.16)$$

其中 α_{1i} 、 α_{2i} 和 α_{3i} 分别是在坐标轴为 x_1 、 x_2 和 x_3 的直角坐标系中 \vec{n}_i 矢量的方向余弦。

若坐标系 (x_1, x_2, x_3) 与各向异性的主方向重合, 即得:

$$\bar{K}_r = \begin{vmatrix} \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{1i}'^2) & 0 & 0 \\ 0 & \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{2i}'^2) & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{3i}'^2) \end{vmatrix} \quad (6.17)$$

其中 α'_{1i} 、 α'_{2i} 和 α'_{3i} 分别是在坐标轴为 x'_1 、 x'_2 及 x'_3 的坐标系中 \vec{n}_i 矢量的方向余弦。

对于一个各向同性的裂缝系统来说, 可得到:

$$\sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{1i}'^2) = \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{2i}'^2) = \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{3i}'^2) \quad (6.18)$$

假设裂缝的分布是等机率随机分布, $1 - \alpha_{ni}'^2$ 与 $b_i^3 f_i$ 无关, 而且 i 值充分大使得所有的 α'_{ni} ($n=1, 2, 3$) 都是等机率的, 则 $(1 - \alpha_{ni}'^2)$ 的数学期待值是:

$$1 - \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos^2 x_{ni} dx_{ni} = \frac{1}{2} \quad (6.19)$$

和

$$\sum_{i=1}^n b_i^3 f_i (1 - \alpha_{ni}'^2) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \quad (6.20)$$

在此情况下裂缝渗透率张量将具有如下形式:

$$\bar{K}_r = \frac{1}{24} \sum_{i=1}^n b_i^3 f_i \bar{I} \quad (6.21)$$

本征裂缝渗透率(K_{rr})与通常称之为达西渗透率并据试井求得的地层渗透率(K_r)之间的基本区别已在第二章讨论过。本征渗透率与个别裂缝的宽度有关, 因此可能是非常大的, 而地层渗透率则是以通过流动截面(从而也包括不渗透性岩块在内)的流量测量的, 故其值适中。例如, 对于线性裂缝密度为每米一条裂缝及裂缝宽度为0.1毫米的裂缝性地层情况, 个别裂缝的本征渗透率($K_{rr} = b^2/12$)约为1000达西, 而裂缝性地层的渗透率 K_r (6.21式) 仅为42毫达西。

$$K_{rr} = \frac{(10^{-2})^2}{12} (\text{厘米}^2) = 8.33 \times 10^{-6} (\text{厘米}^2) = 833 \text{ D} \approx 1000 \text{ 达西}$$

$$K_r = \frac{1}{24} (10^{-2})^3 \frac{1}{100} = 4.2 \times 10^{-10} \text{ 厘米}^2 = 42 \text{ 毫达西}$$

对于烃类流动的情况，束缚水的最低值就是吸附在裂缝壁上的水膜。这种水膜的量级为1到2微米。因此，能让非润湿性流体在其中流动的最小裂缝宽度的量级必须达2到4微米。

6.1.2.2 一维流动情况

渗透率是按通过裂缝性地层以相当于某一恒定流量 ($q_r = \text{常数}$) 流动的连续性来计算的，即：

$$V = q_r / A_s = V_r A_r / A_s \quad (6.22)$$

其中V是达西速度， V_r 是裂缝中流动的有效速度， A_r 是裂缝截面积， A 是地层截面积。

如果宽度为b及长度为l的n条裂缝形成一个岩块不渗透的裂缝性油藏，则达西速度可通过6.7及6.11式表示为：

$$V = \left(\frac{nb l}{A_s} \frac{b^2}{12\mu} \right) \frac{d\psi}{dx} \quad (6.23)$$

其中

$$K_r = \frac{nb^3 l}{12A_s} \quad (6.24)$$

可以与裂缝性地层的渗透率等同看待。这个式子(6.24)还可写成：

$$K_r = A_{rD} \frac{b^3}{12} = K_{rr} \times b \times A_{rD} \quad (6.25)$$

其中 $A_{rD} = n \times l / A_s$ 代表面积裂缝密度 (在第四章4.28式及表4.1中已阐述过)。

6.1.3 裂缝中的紊流

6.1.3.1 用管内流动类推的紊流

紊流的发生是与由下式定义的雷诺数相联系的：

$$R_e = \frac{VD\rho}{\mu} = \frac{VD}{\nu} \quad (6.26)$$

式中，V是管内的流速，D是导管的特性长度， ρ 是密度， μ 是动力粘度， ν 是运动粘度。

管子的特性长度就是其直径D。水力半径定义为流动截面积与管子润湿周长之间的比值，当把管内流动的水力半径 $R_h = D/4$ 代入6.26式时得出的式子为：

$$R_e = \frac{4R_h V}{\nu} \quad (6.27)$$

在平行板之间流动时水力半径等于 $b/2$ ，因此通过以水力半径表示的雷诺数定义

(6.27式) 可得:

$$R_e = \frac{2bV}{\nu} = \frac{\rho V 2b}{\mu} \quad (6.28)$$

考虑在S方向上的一维流动, 按6.7式表述的速度与势梯度间的关系为:

$$\frac{\partial \psi}{\partial S} = \frac{12\mu}{b^2} V_s \quad (6.29)$$

此方程用雷诺数表述时变为:

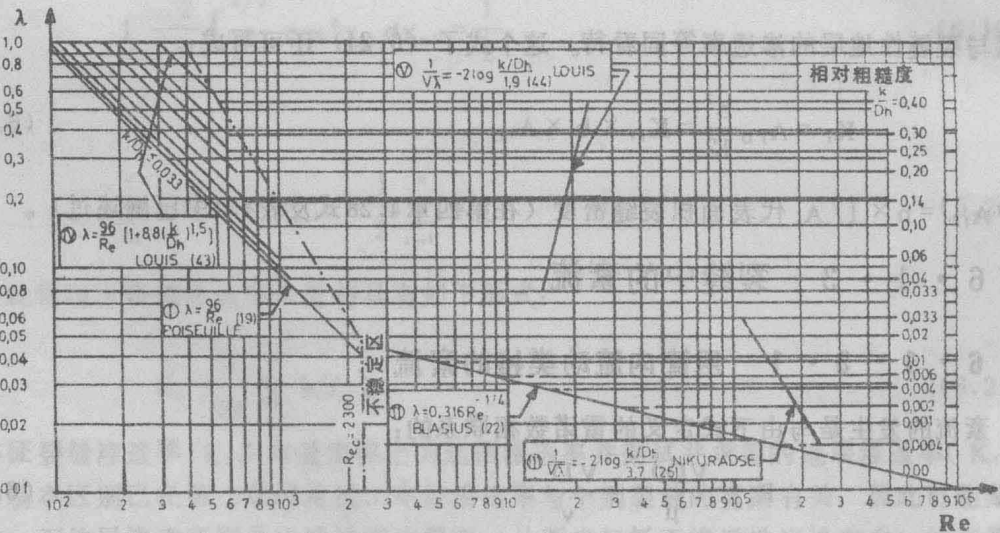
$$-\frac{1}{\rho g} \frac{\partial \psi}{\partial S} = \frac{96}{R_e} \frac{1}{D} \frac{V^2}{2g} = f(R_e) \frac{1}{D} \frac{V^2}{2g} \quad (6.30)$$

速度V代表流动截面中的有效速度, 若用于裂缝则相当于 V_f (在裂缝中的有效渗流速度), 而f则定义为摩擦系数。众所周知, 对于管内为层流情况求得的类似表达式其摩擦系数为 $64/R_e$ 而不是这里所谈情况的 $96/R_e$ 。而从层流转变为紊流, 对于平行板间的流动, 通过实验求得的雷诺数与管中流动相同, 为 $R_e = 2300$ 。

在紊流情况下, 压力损失是导管粗糙度的函数, 因此把6.31式加以推广使之还包括为雷诺数和粗糙度两者的函数的一个摩擦系数的紊流情况:

$$-\frac{1}{\rho g} \frac{\partial \psi}{\partial S} = f(R_e, \varepsilon) \frac{1}{D} \frac{V^2}{2g} \quad (6.31)$$

在紊流区中的摩擦系数值是由实验确定的 (罗迈泽⁴、胡特⁶、路易斯⁷)。按类似于供管内流动用的莫迪图⁸的方法绘制的路易斯图(图6.3)综合了不同的研究者求得的实验结果。



6.3—裂缝中流动时摩擦系数(f)与雷诺数(R_e)的关系(路易斯⁷)

a. 通过实验求得的经验公式

在具有光滑壁面的单个裂缝实验中发现², 层流时的 $\lambda-R_e$ 关系可由经典公式表述:

$$\lambda = \frac{6}{R_e} \quad (6.32)$$

$$V = \frac{b^2}{12\mu} \frac{dp}{dx}$$

而在紊流时

$$V = 4.7 \left[b^5 \left(\frac{dp}{dx} \right)^4 / \mu \rho^3 \right]^{1/7} \quad (6.33)$$

$$\lambda = 0.056 / R_e^{1/4} \quad (6.34)$$

根据实验数据求得在单个裂缝中，由层流转变到紊流发生在 550 与 770 之间，或者平均临界数：

$$R_{e, \text{临界}} \approx 600$$

b. 粗糙度的影响

天然裂缝的壁面总会有某种程度的粗糙度，因此由于裂缝壁面的粗糙程度将会产生附加的压降。这种粗糙度与比值 $\varepsilon = e^*/b$ 有关（其中 e^* 是粗糙的平均高度， b 为裂缝张开的宽度）。速度的经验公式是：

$$V = \frac{b^2}{12\mu} \frac{1}{1 + 6(e^*/b)^{1.5}} \frac{dp}{dx} \quad (6.35)$$

而 λ 的经验公式是：

$$\lambda = \frac{6}{R_e} [1 + 6(e^*/b)^{1.5}] \quad (6.36)$$

对天然裂缝性油藏进行的实验求得了如下资料：

- 若裂缝壁面由固结的颗粒覆盖则 $\lambda \approx 40/R_e$ ，相应于 6.36 式 $e^*/b = 1$ 的情况。
- 裂缝性油藏中的临界相对粗糙度为 $\varepsilon \approx 0.065$ ，但大多数天然裂缝显示了 $\varepsilon < 0.065$ 的值。一般说来，测得的 ε 值均在 0.002 与 0.01 之间，因而使用 6.33 和 6.34 式是合理的。为了使用这种方法求解流动问题就需要知道裂缝的几何形状及其当量粗糙度。由于这些参数超出了油藏工程师的范围，上述根据个别裂缝通过实验求得的结果较局限于学术意义而不是一般的工程研究方法。

6.1.3.2 用已知的孔隙介质内流动类推的紊流

目前在已发表的文献中尚未见到有为研究在单个裂缝或裂缝系统或网络中流动而不需要有裂缝尺寸、形状、分布等详细资料的任何通用的方法。然而，把在裂缝网络内的流动与在常规孔隙介质中的流动进行类比在一定的范围内似乎是可能的。基于孔隙介质的 6.2 及 6.14 式对于经典达西流动可写出：

$$\vec{V}_r = -\frac{K_r}{\mu} \text{grad } P \quad (6.37)$$

在紊流情况下，附加压降可表示如下：

$$\text{grad } P = \frac{\mu}{K_r} \vec{V}_r + \beta \rho |V_r| \vec{V}_r \quad (6.38)$$

再者，若是一维流动则6.38式可写成：

$$\frac{dP}{dl} = \frac{\mu}{K_r} V_r + \beta \rho V_r^2 \quad (6.39)$$

6.39式右边的项代表粘滞力和惯性力。若速度 V 很低，右边第二项是微不足道的，因而流动由粘滞力控制；但是若流量增大，惯性项随之增大并开始控制流动过程。若惯性力微不足道则流动定律简化为经典达西定律，其有效范围可通过以如下的雷诺无因次数表示的一临界值表明：

$$R_e = \left(\beta \rho V_r \frac{K_r}{\mu} \right) \quad (6.40)$$

其中 β 为惯性流动阻力系数¹⁰，往往也被称为速度系数¹¹ 或紊流系数¹²。

a. 流动方程

如同在孔隙介质中那样，在裂缝网络中压力降也可表示为：

$$\Delta P = A Q + B Q^2 \quad (6.41)$$

对于低流量当 $BQ^2 \ll AQ$ 时则相应于线性流，而对于高流量当 $BQ^2 \gg AQ$ 时则相应于紊流。在这两种情况中的常数 A 和 B 取决于流动条件及岩石和流体的物理参数。因此，对于常规油藏与裂缝网络之间在问题处理方法上的差别是基于裂缝系统的参数 (K_r , K_{rr} , Φ_r , b , n , A_{rD}) 与常规油藏的参数 (K , Φ , h) 之间的相似性。对于各种简化的几何排列裂缝网络的这种关系已示于表4.1和表4.6。

●● 参数 A 表示流量与压力降之间的线性比例并且与几何流动特性及流动阻力参数有关。

几何特性是受流动截面内部裂缝网络的长度和扩展范围影响的。作用于流动过程的各种阻力参数均由渗透率与粘度间的比值 K_r/μ 或 b^2/μ (若裂缝渗透率 K_r 用裂缝宽度 b 表示) 代表。

若裂缝网络变为简化的几何模型， K_r 和 b 将与裂缝孔隙度 Φ_r 联系，而若流动是线性或径向的则需要在 A 中考虑排流面的几何形状。

●● 参数 B 代表流量 Q 与压降 ΔP 之间的非线性关系。根据对各种实验及理论研究^{10,12} 求得对这个参数的分析发现， B 与排流面的几何形状关系较小而与流体的物理特性 (粘度 μ 、质量 ρ) 及岩石的物理特性 (孔隙度 Φ 及渗透率 K) 关系较大。 B 与 Φ 及 K 的关系决定于紊流系数 β 。在所有这些关系式中可能均涉及到最近文献^{11,12} 中发表的下述关系式：

$$\beta (1/\text{ft}) = 4.16 \times 10^{10} / K^{1.34} \quad (\text{毫达西}) \quad (6.42)$$

及

$$\beta (1/\text{ft}) = 2.20 \times 10^{10} / K^{1.19} \quad (\text{毫达西}) \quad (6.43)$$

在上面的两式中未考虑孔隙度的作用。若考虑孔隙度则 β 由下式给定¹¹：

$$\beta (1/\text{ft}) = 2.2 \times 10^9 / [K \times \Phi (\text{毫达西} \times \text{分数})]^{1.085} \quad (6.44)$$

这些式子的有效性是值得怀疑的，因为实验结果是据大孔隙度及小渗透率求得的。然而在裂缝网络中多数情况是非常小的孔隙度及非常大的渗透率。但是，作为倾向性关系式，这些式子可谨慎地用来检查渗透率。一般讲，6.42及6.43式更适用于单裂缝模拟，而6.44式更适用于多裂缝的模拟。

b. 雷诺数

为了确定层流和紊流的界限，对于在单裂缝中的流动其临界数约为 $Re_c \cong 600$ 的条件下，使用6.28式是完全正确的。如果用在孔隙介质中的流动来类推在裂缝性油藏中的流动，最常用的式子与6.40式相同，是如下参数的函数：

$$Re_c = f \left(\beta, \rho, v, \frac{k}{\mu} \right)$$

该式表明雷诺数可通过实验求得。谢尔卡切夫¹³ (Scelkacev) 于1953年发表的考虑了孔隙度作用的公式如下：

$$Re_c = \frac{10}{\Phi^{2.3}} \cdot \frac{V\sqrt{K}}{\mu} \rho \quad (6.45)$$

其中， V (厘米/秒)， K (厘米²)， ρ (达因·秒²/厘米⁴)， μ (达因·秒/厘米²)， Φ (分数)。在此情况下雷诺数的临界值为：

$$Re_c \cong 1$$

格兹马¹⁰ (Geertsma) 新近研究出的一个公式表明的雷诺参数为：

$$Re_c = \frac{5 \times 10^{-3}}{\Phi^{5.5}} \cdot \frac{V\sqrt{K}}{\mu} \rho \quad (6.46)$$

且临界雷诺数为：

$$\frac{\rho V \sqrt{K}}{\mu \Phi^{5.5}} = 20 \quad (6.47)$$

在裂缝网络很复杂的情况下，如果有测试数据，是有可能计算 Q 与 ΔP 关系偏离线性时的临界流量和临界速度的。临界速度是根据临界流量计算的，而渗透率的值则可通过6.47式求得 (见例子)。

6.2 均质液体通过裂缝网络向一口井的稳态流动

据油田经验裂缝性油藏在很小的压降下即可获得非常高的流量 (高达30000到50000桶/日)。流量或产能指数的量级与是否存在裂缝以及它们的尺寸和分布有直接关系。在稳定流动条件下的生产测试数据，如果正确地加以处理就有可能计算裂缝网络的特性参数。

为使裂缝网络的复杂性得以简化，提出了以规则形状裂缝为基础的模型。所有模型都是由对流体摩擦阻力比孔隙介质的摩擦阻力小的裂缝分隔的许多均匀基质岩块理想地构成的。如果基质岩块如此致密以致可动流体只含于裂缝网络中，则向井流动将由岩

块无孔隙的裂缝性地层的流动定律所控制。然而即使基质的孔隙度很高并含有可动流体，当流动稳定且基质（向裂缝供应流体的）流量变为视稳态时也会发生类似的流动情况。

总之，可以这样讲：在双孔隙度系统中，当流动稳定后，向一口井的流动过程实际上只是通过裂缝网络的流动，而每个基质岩块中的流动变为向其周围的裂缝稳态供应流体。

6 · 2 · 1 裂缝网络的模拟

裂缝—基质岩块一般是用简化的几何系统模拟的。最典型的一些是由交替的岩块和裂缝层或基质岩块的一个正交系统构成的，与第一部分第四章表4.6中所示的模型类似。

6 · 2 · 1 · 1 通过正交基质岩块的理想化过程

简单的理想化裂缝性油藏为一个其裂缝是连续和均匀的正交系统，而且每条裂缝的方向都朝向直角坐标系的主轴之一。当裂缝是均匀分布且沿各方向的宽度亦均匀时，这相应于一个各向同性的系统；然而如果沿每根轴的方向引入宽度变化，这将可模拟适当的各向异性程度。这样理想化的模型可通过岩块的尺寸、它们的方位及分布来确定。根据对岩芯和露头及试井动态的观察结果，象基质和裂缝的渗透率和孔隙度及其它参数就都可以计算了。为了建立各种简化的裂缝网络模型可以进一步研究它们的相互关系。

a. 正交岩块的当量长度

如果岩块具有如图6.4中所示的尺寸，即 $x = a_x$ ； $y = a_y$ ； $z = a_z$ ，那么根据与裂缝组数 n 相应的面积—体积比值即可计算出当量长度。如果 $n = 1, 2, 3$ ，结果是：

$$\left. \begin{aligned} \text{对于 } n = 3: \quad l &= \frac{3 a_x \cdot a_y \cdot a_z}{a_x \cdot a_y + a_x \cdot a_z + a_y \cdot a_z} \\ \text{对于 } n = 2: \quad l &= \frac{2 a_x \cdot a_y}{a_x + a_y} \\ \text{对于 } n = 1: \quad l &= a_x \end{aligned} \right\} \quad (6.48)$$

b. 理想化模型的当量孔隙度

若岩块为具有张开宽度为 b 的裂缝所包围，那么如图 6.5 所示与每个岩块有关的宽度只是 $b/2$ 。因此，正交岩块的孔隙度是：

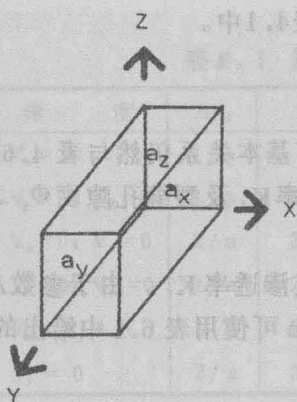
$$\Phi_r = \frac{V_f}{V_B} = \frac{b_x}{a_x} + \frac{b_y}{a_y} + \frac{b_z}{a_z} \quad (6.49)$$

而且若 $b_x = b_y = b_z = b$ 则

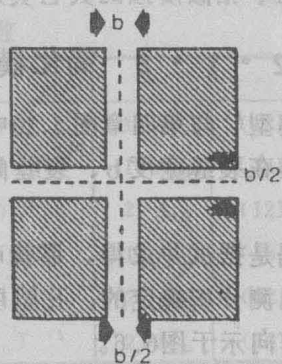
$$\Phi_r = b \left(\frac{1}{a_x} + \frac{1}{a_y} + \frac{1}{a_z} \right) = \frac{b}{l} \quad (6.50)$$

若 $a_x = a_y = a_z = a$ (立方体情况)，孔隙度变为

$$\Phi_r = 3b/a \quad (6.51)$$



6.4—裂缝面按XOYZ轴坐标系定向的正交岩块



6.5—通过邻接基质岩块的截面

c. 理想化模型的裂缝渗透率 K_r

如第四章4.2节中所述，在宽度为 b 及延伸度为 l 的单条裂缝情况下，流量用流动截面 S 与速度 V 间的乘积表示如下

$$q = S \times V = b \times l \times \frac{b^2}{12\mu} \frac{\Delta P}{L} \quad (6.52)$$

把它同达西公式

$$q = b \times l \times \frac{K_{rr}}{\mu} \frac{\Delta P}{L} \quad (6.53)$$

比较，表明渗透率与裂缝流动阻力之间的关系是

$$K_{rr} = b^2 / 12 \quad (6.54)$$

它代表了裂缝的本征渗透率。一裂缝系统（裂缝系统在第二章中定义为一组平行的裂缝）的流量由下式给定

$$q = S \times V = n \times b \times l \times \frac{b^2}{12\mu} \frac{\Delta P}{L} \quad (6.55)$$

把它同达西公式

$$q = S \frac{K_r}{\mu} \frac{\Delta P}{\Delta L} \quad (6.56)$$

比较后，得出以下的当量渗透率（在4.27式中已讨论过并且是基于第二章中2.3式的定义）：

$$SK_r = n \times b \times l \times \frac{b^2}{12} \quad (6.57)$$

或

$$K_r = \frac{nb \times l}{S} \frac{b^2}{12} = A_{rD} \times \frac{b^3}{12} = \Phi_r \frac{b^3}{12} \quad (6.58)$$

因为 $\Phi_r = n \times b \times l / S$ 。