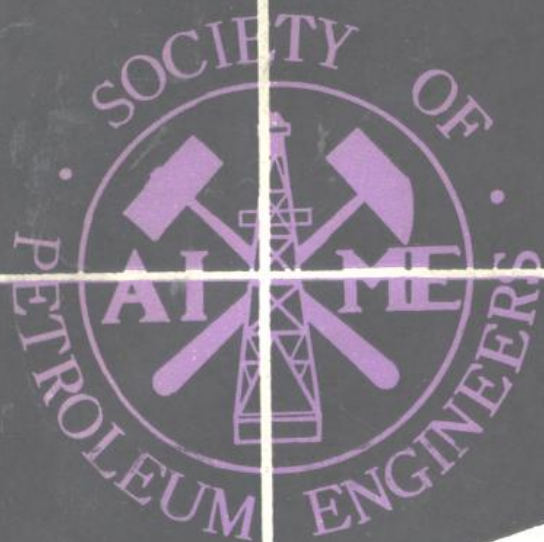




SHANGHAI HUILUNWENXUANYI

美国石油工程师学会 1982年年会论文选译

测井部分

石油工业部科学技术情报研究所

目 录

使用传播几何因子的反褶积	(1)
粘土模型与声波速度	(12)
用非常规计算方法确定横波时差	(20)
套管井声波测井的研究	(29)
井下裂缝探测方法的灵敏度和可靠性	(37)
在乔治敦和奥斯汀白垩地层中探测天然裂缝系统的技术	(45)
综合数字测井系统	(53)
分段法——测井解释的新技术	(67)
用于油藏监视的层析 X 射线摄影再现技术	(81)
组合的自然伽马能谱/岩性密度测井在复杂岩性地层中的应用	(93)
伽马射线能谱测井仪的环境影响	(106)
自然伽马能谱测井在北美应用的经验	(117)
双孔隙度补偿中子测井计数率的处理	(141)
利用测井监视表面活性剂驱油试验	(160)
脉冲中子俘获测井测残余油饱和度的精确度	(178)
美国东北部泥盆纪泥岩的定量测井评价	(188)
用测井资料确定储集层粘土矿物的含量、类型及分布	(200)
核磁共振测井仪的研制——致密含气砂岩和人造多孔材料的实验室研究	(216)
在有侵入的井眼中深传播仪器的响应	(228)
深探测电磁波传播测井仪	(236)

使用传播几何因子的反褶积

Suresh G. Thadani, et al.

王敬农 译

陈芳祥 校

摘 要

反褶积方法是改善感应测井仪薄层响应的基础。过去解决这一问题的办法着重于根据道尔几何因子设计反滤波器。众所周知,道尔几何因子不能精确模拟感应测井仪的响应,尤其对于电导率大于1姆欧/米的地层更是如此。最近,已研究出了基于解麦克斯韦方程组的新方法,该方法可用来计算传播几何因子,亦即完全包括传播效应的几何因子。对于很大一类柱对称地层,其中包括有侵薄层,这一方法能精确计算感应测井仪的纵向探测特性或响应函数。

本文使用上述方法所得的结果表明,感应测井仪的响应函数是地层参数和仪器相对于地层的位置的函数。尤其表明,随着地层电导率的增大,响应函数曲线形状变得不以仪器中心点为对称。对于包括薄层在内的各种地层,按上述方法计算的人工曲线可用来评价以道尔几何因子为基础的反滤波器的性能。目前,正在使用以传播几何因子为基础的响应函数研究各种反褶积滤波器。本文还将给出在各种柱对称地层条件下,对这些滤波器的评价结果。

引 言

反褶积方法是改善感应测井仪薄层响应的基础。过去解决这一问题的办法是着重于根据道尔几何因子设计反滤波器⁽³⁾。众所周知,道尔几何因子不能精确模拟感应测井仪的响应,尤其对于电导率大于1姆欧/米的地层更是如此。最近,已研究出了基于解麦克斯韦方程组的新方法⁽¹⁾,该方法可用来计算传播几何因子,亦即完全包括传播效应的几何因子。对于很大一类柱对称地层,其中包括有侵薄层,这一方法能精确计算感应测井仪的纵向探测特性或响应函数。

本文将从传播几何因子理论的观点出发,分析反褶积问题。本文第二部分简要论述了这一理论。第三部分对使用传播几何因子计算的感应测井仪的纵向探测特性曲线或响应函数进行了分析。特别指出了响应函数是地层参数和仪器相对于地层的位置的非线性函数。第四部分分析了反褶积问题,简要叙述了解这一问题的各种方法。在第五部分中,通过三种电导率依次增加的薄层,对以道尔几何因子为基础的反褶积滤波器进行了评价。特别指出,道尔反褶积滤波器的性能随电导率增加而显著变差。此外,将这一反褶积滤波器与以传播几何因子为基础的特制的滤波器作了比较。对比结果表明,用PGF(传播几何因子)响应函数设计的

反褶积滤波器在反褶积性能上有了明显的改进。最后, 第五部分总结了本研究的结果, 并指出了有待进一步研究的领域。

传播几何因子理论

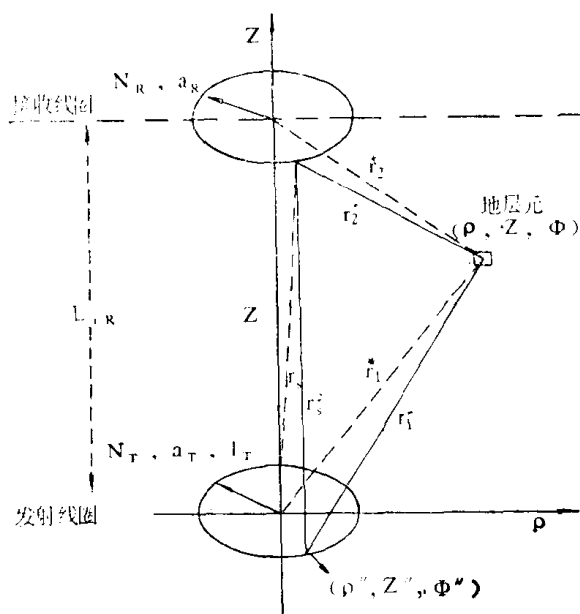


图1 感应测井仪发射/接收线圈对

其中道尔几何因子 $g_D(\rho, Z)$ 由

$$g_D(\rho, Z) = \frac{L_{TR}}{2} \frac{\rho^3}{r_1^3 r_2^3} \quad (2)$$

给出。在方程(1)和(2)中, $\sigma(\rho, Z)$ 代表位于 (ρ, Z) 点的地层的电导率; L_{TR} 为发射线圈与接收线圈间的距离; r_1 、 r_2 分别是由发射线圈和接收线圈到地层点 (ρ, Z) 的距离。应该注意, 几何因子 $g_D(\rho, Z)$ 以 r_1 和 r_2 为对称。道尔几何因子理论没有充分说明由于电磁场在地层中传播时的衰减和相移而引起的传播效应。众所周知, 在电导率高于1 姆欧/米的地层中, 道尔理论所推算的仪器响应将出现很大的误差。

最近, 根据麦克斯韦方程组严格求解这一问题, 导出了在形式上与方程(1)相同的视电导率方程, 亦即

$$\sigma_{AR}(\rho', Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \sigma(\rho, Z) g_{PR}(\rho, Z) d\rho dZ \quad (3)$$

方程(3)完全包括了传播效应, 故称加权函数 $g_{PR}(\rho, Z)$ 为传播几何因子, 并由

$$g_{PR}(\rho, Z) = k_F \cdot \frac{L_{TR}}{2} \cdot A_{\phi R}(\rho, Z) \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\phi'' - \phi') d\phi''}{r_2^*} \quad (4)$$

给出*。其中, k_F 是一个已知的常数。在方程(4)中, $A_{\phi R}(\rho, Z)$ 表示矢势 $A_\phi(\rho, Z)$ 的 ϕ 分量的实部。矢势 $A_\phi(\rho, Z)$ 是附加有适当边界条件的亥姆霍兹方程

* 尽管 $g_D(\rho, Z)$ 与线圈系经过距离 r_1 和 r_2 的位置 (ρ', Z') 有关, 但为了简化符号, 这一关系表示得不很明确。同样, $g_{PR}(\rho, Z)$ 与线圈系位置的关系也没有很明确地表示出来。

$$\nabla^2 A_\phi + k^2 A_\phi = -J_s \quad (5)$$

的解。边界条件由源电流密度 J_s 、围岩和无限远条件所决定。方程(5)中的传播常数 k 由方程

$$k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon + i\omega \mu \sigma \quad (6)$$

定义。式中 μ 、 ε 和 σ 分别为磁导率、介电常数和电导率。矢势 $A_{\phi R}(\rho, Z)$ 是地层中电导率分布和发射线圈相对于地层的位置的函数。因而,传播几何因子 $g_{PR}(\rho, Z)$ 由相同的相关关系所表征。在参考文献[1]中,为了在柱对称地层中解亥姆霍兹方程,使用了通用的有限差分法确定矢势 $A_{\phi R}(\rho, Z)$ 。这样一来,即使对于相对复杂的有侵薄层,也能按程序计算出传播几何因子 $g_{PR}(\rho, Z)$ 。

在均匀地区,业已证明传播几何因子与道尔几何因子之间的关系为

$$g_{PR}(\rho, Z) \cong g_D(\rho, Z) \cdot \operatorname{Re}\{(1 - ikr_1) e^{ikr_1}\} \quad (7)$$

方程(7)表明,传播几何因子 $g_{PR}(\rho, Z)$ 与道尔几何因子 $g_D(\rho, Z)$ 不同,前者不以 r_1 和 r_2 为对称。

在非均匀地区, $g_{PR}(\rho, Z)$ 与 $g_D(\rho, Z)$ 之间不存在简单的关系。然而,可以很容易地证明

$$g_{PR}(\rho, Z) \cong g_D(\rho, Z) \cdot k_D \cdot \frac{r_1^3}{\rho} A_{\phi R}(\rho, Z) \quad (8)$$

$$\rho \neq 0$$

方程(8)再次表明,传播几何因子不以 r_1 和 r_2 为对称,这是因为矢势 $A_{\phi R}(\rho, Z)$ 是 r_1 和地层参数的函数,而不是 r_2 的函数。应该顺便指出,在矢势存在解析解的问题中,方程(8)可用来确定 $g_{PR}(\rho, Z)$ 与 $g_D(\rho, Z)$ 之间适当的解析关系。仅存在层界面、且界面为平面的地层和有侵厚层就是这类问题的例子。为了更详尽地了解这类解析结果,读者可参阅参考文献[2]。

感应线圈系的纵向探测特性曲线或响应函数由方程

$$G_{VD}(Z', Z) = \int_0^{+\infty} g_D(\rho, Z) d\rho \quad (9)$$

定义*。在方程(14)中,线圈系中心点的纵坐标取作 Z' ,而采样点的纵坐标取作 Z 。对于两线圈系

$$\begin{aligned} G_{VD}(Z', Z) &= \frac{1}{2L_{TR}} & |Z' - Z| \leq \frac{L_{TR}}{2} \text{ 时} \\ &= \frac{L_{TR}}{8|Z' - Z|^2} & |Z' - Z| > \frac{L_{TR}}{2} \text{ 时} \end{aligned} \quad (10)$$

使用类似的方式,PGF纵向探测特性曲线由方程

*如前所述, $v(\rho, Z)$ 、 $g_{PR}(\rho, Z)$ 是线圈系中心点位置的函数。 $G_{VD}(Z', Z)$ 和 $G_{VP}(Z', Z)$ 的自变量 Z' 清楚地指明了这一关系。

$$G_{VP}(Z', Z) = \int_0^{+\infty} g_{PR}(\rho, Z) \rho d\rho \quad (11)$$

定义*。在层状地层中, 道尔视电导率可表示为褶积积分

$$\sigma_{AD}(Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VD}(Z', Z) dZ \quad (12)$$

与此相类似, “精确的”视电导率 $\sigma_{AR}(Z')$ 可用褶积积分

$$\sigma_{AR}(Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VP}(Z', Z) dZ \quad (13)$$

表示。在有井眼和存在层状地层的情况下, 假设井眼对视电导率信号的净贡献可以忽略, 则方程(12)和(13)也是有效的。

反褶积问题, 亦即由 σ_{AR} 求取真电导率, 涉及到响应函数 $G_{VP}(Z', Z)$ 的反演。于是, 了解各种地层条件下 $G_{VP}(Z', Z)$ 的特点是至关重要的。下一部分将根据对均匀地层及各种井眼和分层同时存在的地层所进行的计算来分析 $G_{VP}(Z', Z)$ 。

传播几何因子响应函数

在第二部分所概括的方法已用来计算各种地层条件下的 PGF 响应函数。这一部分给出某些计算结果。

图2示出了位于均匀介质中的典型多线圈探头的纵向探测特性曲线 $G_{VP}(Z', Z)$, 曲线模数是介质电导率。图中还给出了与电导率无关的道尔纵向探测特性曲线。由图2可清楚地看出:

1. 纵向探测特性曲线的幅度随电导率的增加而减小;
2. PGF特性曲线随着电导率的增加变得扭曲或者不对称。

后一点可由方程(6)加以证实。可以看出, 方程(6)中与电导率有关的项由于仅与距离 r_1 有关而呈非对称的。

应该指出, 这些结果并没有破坏互易原理。正如Gianzero所指出的(2), 互易原理仍适用于总电导率信号 σ_{AR} 。具体地说, 令 $\sigma_{AR}^{(1)}$ 表示发射线圈和接收线圈处于常规位置时的视电导率, 而 $\sigma_{AR}^{(2)}$ 代表发射线圈和接收线圈互换位置后相应的视电导率, 则

$$\begin{aligned} \sigma_{AR}^{(1)}(Z') &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VP}^{(1)}(Z', Z) dZ \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VP}^{(2)}(Z', Z) dZ \\ &= \sigma_{AR}^{(2)}(Z') = \sigma_{AR} \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $G_{VP}^{(1)}(Z', Z)$, $G_{VP}^{(2)}(Z', Z)$ 是相应的PGF响应函数。上式可进一步表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{AR} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) \left\{ \frac{G_{VP}^{(1)}(Z', Z) + G_{VP}^{(2)}(Z', Z)}{2} \right\} dZ \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VM}(Z', Z) dZ \end{aligned} \quad (15)$$

式中, $G_{VM}(Z', Z)$ 定义为平均PGF响应函数

$$G_{VM}(Z', Z) = \frac{G_{VP}^{(1)}(Z', Z) + G_{VP}^{(2)}(Z', Z)}{2} \quad (16)$$

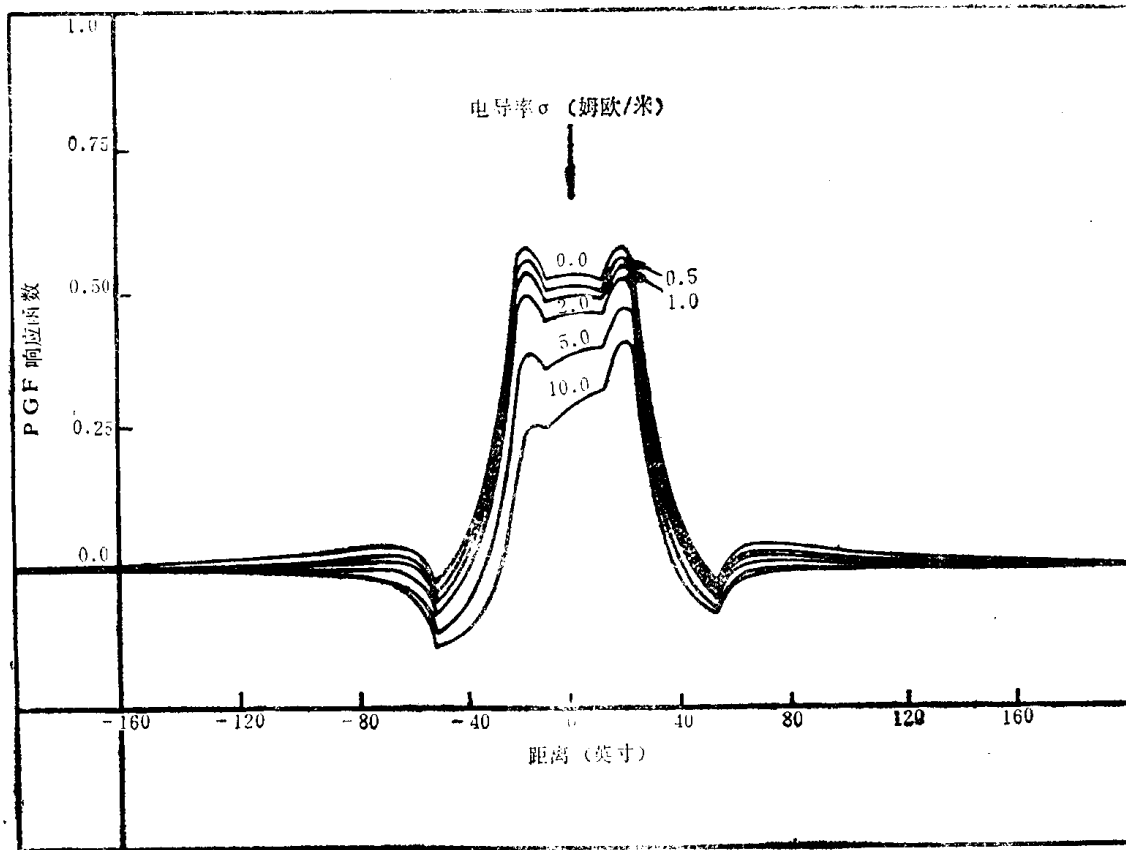


图2 PGF响应函数 (均匀地层)

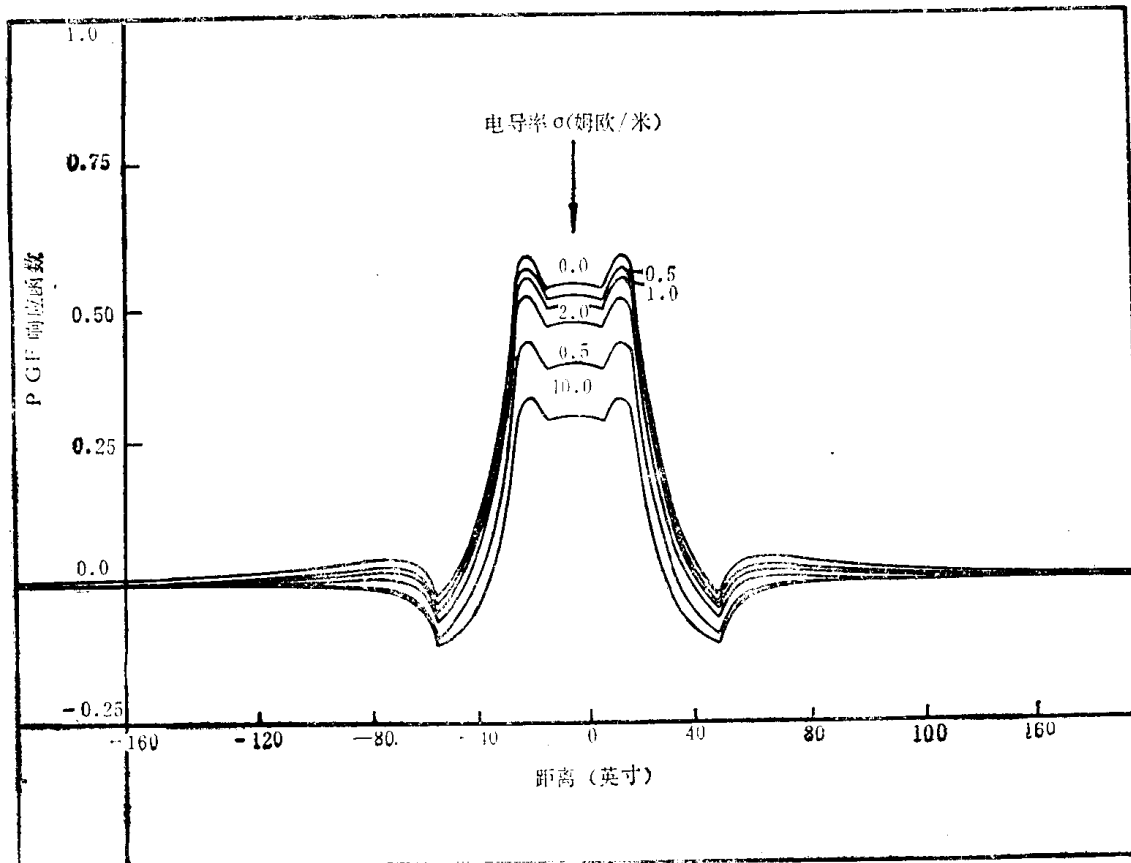


图3 对称化了的响应函数 (均匀地层)

方程(16)和方程(7)清楚地表明, $G_{VM}(Z', Z)$ 相对于 r_1 和 r_2 是对称的。图3示出了均匀介质中对称化了的PGF响应函数。它再次说明, 电导率增加使得平均PGF响应函数的幅度显著降低。

图4给出了多线圈系通过10英尺厚层时的人工 σ_{AR} 剖面。该地层电导率为500毫姆欧/米, 围岩电导率为5000毫姆欧/米。图5示出了线圈系位于各种不同位置 Z' 时的响应函数 $G_{VP}(Z', Z)$ 。很清楚, 响应函数的幅度和斜率随线圈系位置的改变而显著变化。在图6中给出了线圈系位于相同位置时的平均PGF响应函数。该图再次清楚地表明, 响应函数随线圈系位置的不同而显著变化。

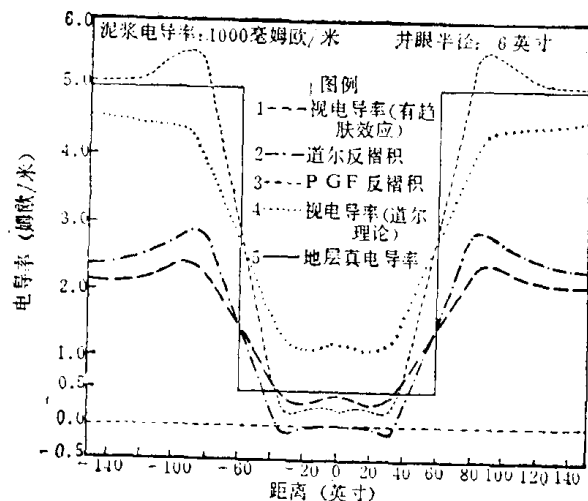


图4 反褶积结果

目的层电导率: 500毫姆欧/米
围岩电导率: 5000毫姆欧/米

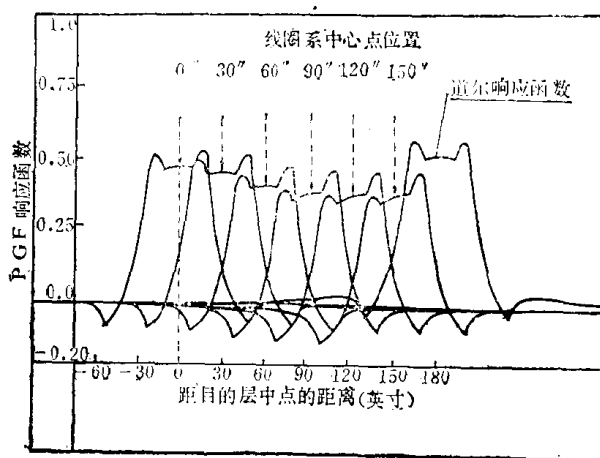


图5 PGF响应函数曲线

目的层电导率: 500毫姆欧/米
围岩电导率: 5000毫姆欧/米

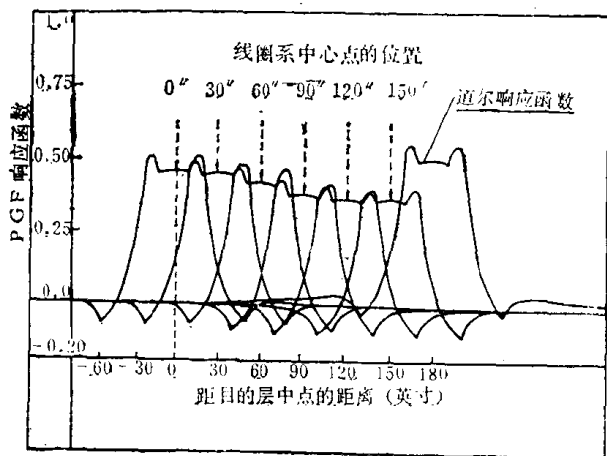


图6 对称化了的响应函数曲线

目的层电导率: 500毫姆欧/米
围岩电导率: 5000毫姆欧/米

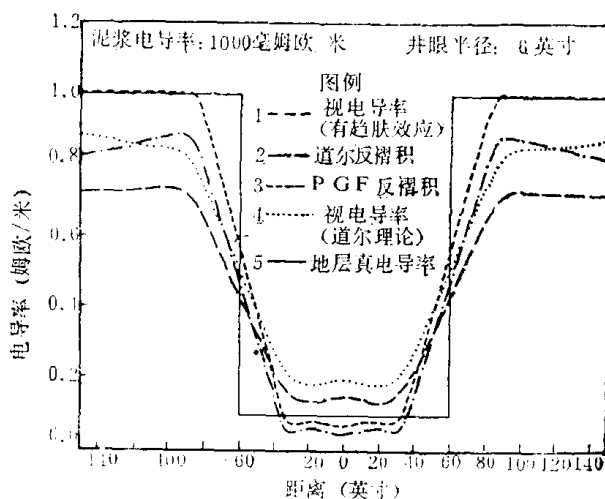


图7 反褶积结果

目的层电导率: 100毫姆欧/米
围岩电导率: 1000毫姆欧/米

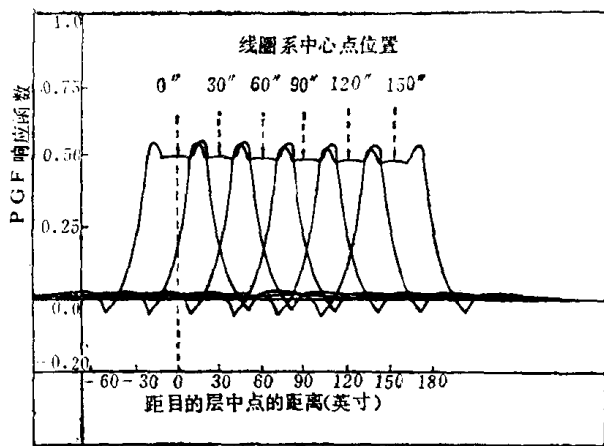


图8 PGF响应函数曲线

目的层电导率: 100毫姆欧/米

围岩电导率: 1000毫姆欧/米

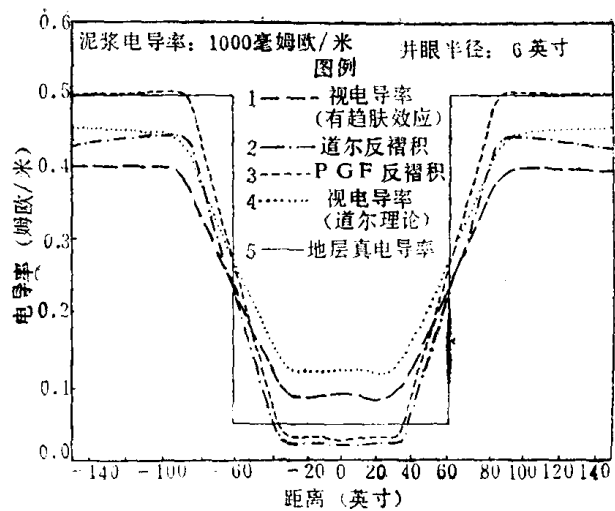


图9 反褶积结果

目的层电导率: 50毫姆欧/米

围岩电导率: 500毫姆欧/米

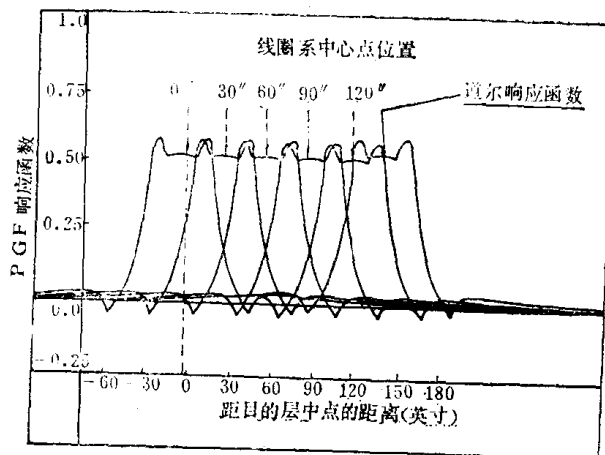


图10 PGF响应函数曲线

目的层电导率: 50毫姆欧/米

围岩电导率: 500毫姆欧/米

当地层电导率减小时, 响应函数变化的程度减小。图7和图8给出了目的层电导率为100毫姆欧/米, 围岩电导率为1000毫姆欧/米的 σ_{AR} 剖面 and 相应的响应函数曲线。显然, 响应函数随线圈系位置的变化程度已减小。最后, 图9和图10示出了在目的层电导率为50毫姆欧/米, 围岩电导率为500毫姆欧/米条件下获得的结果。在这个例子中, 响应函数在整个剖面上基本保持不变, 并且道尔响应函数 $G_{VD}(Z', Z)$ 与它十分接近。

这一部分提供的结果清楚地说明, PGF响应函数与地层电导率和线圈系相对于地层的位置均呈非线性关系。这一关系使感应测井仪的反褶积问题变得十分复杂。下一部分将概述有关解非线性反褶积问题的各种方法。

反褶积问题

如同第二部分和第三部分所指出的, 视电导率由方程

$$\sigma_{AR}(\rho', Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\rho, Z) g_{PR}(\rho, Z) d\rho dZ \quad (3)$$

给出。按其一般形式,求电导率分布 $\sigma(\rho, Z)$ 是一个非线性二维反褶积问题。目前能用来解方程(3)的唯一有效的方法是所谓的峰值回归法(ridge regression method)。该方法本质上是一种试图用假设的地层模型(“前向模型”)来拟合实测资料的非线性参数估算法。前向模型包含诸如地层电阻率、侵入深度等参数。峰值回归法使用非线性最优化技术,例如马夸特(Marquardt)算法,确定能与测量数据拟合得最好的那些参数,以达到“最佳”拟合判据极小化。这一方法的关键是选取合适的前向模型,前向模型要存在有效解,以及最优化方法必须收敛于“最佳拟合”判别函数的最小值。目前看来,峰值回归法最适合于脱机处理。

Smith和Bostick(1964)已研究出了用感应和电测井资料解方程(3)的近似迭代法。然而,该方法是基于道尔几何因子,而且在电导率大于0.5姆欧/米的地层中的效果尚不清楚。

如果井眼影响可以忽略,且不存在侵入带这一假设能够成立,则方程(3)可简化为一维褶积

$$\sigma_{AR}(Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(Z) G_{VF}(Z', Z) dZ \quad (13)$$

方程(3)的反褶积大体上有两种基本方法:(1)道尔反褶积;(2)自适应反褶积。

在道尔反褶积方法中,假定仪器的响应函数 $G_{VF}(Z', Z)$ 不变,并且近似等于道尔响应函数 $G_{VD}(Z', Z)$ 。然后设计反褶积滤波器*,以便对 $G_{VD}(Z', Z)$ 作反演运算。可以预料,如果忽略传播效应,这种方法将给出令人满意的结果。过去, $G_{VD}(Z', Z)$ 反滤波器设计主要是按频率域进行的^[3]。由于 $G_{VD}(Z', Z)$ 的傅里叶变换存在频率零点,使得这一过程复杂化了。结果,这种频率域方法通常导致具有低通频率特性的滤波器,因而丧失了反褶积信号的高频特性。也可以使用时间域方法用最小二乘判别式设计反滤波器^[10, 11]。另外,还可以用迭代法直接解褶积方程(13)^[12, 13]。本文使用时间域法设计 $G_{VD}(Z', Z)$ 和PGF函数 $G_{VF}(Z', Z)$ 的反滤波器。

方程(13)反褶积的第二种方法是自适应滤波法^[14]。该方法是由视电导率资料同时计算出PGF响应函数和真电导率剖面。在响应函数变化不大的场合,该方法很可能成功。

本文采用以PGF响应函数为基础的特定方法,在各种井眼和存在层状地层的条件下,对道尔反褶积法作出了评价。这种特定方法的基本思想是:用均匀地层响应函数来近似纵向剖面每一个 Z' 点上的PGF响应函数。合适的均匀地层响应函数是用视电导率 $\sigma_{AR}(Z')$ 来选取。然后,用视电导率剖面对与所选取的响应函数相应的反滤波器进行褶积,从而得出所需要的反褶积电导率剖面。如同第五部分给出的结果所表明的那样,与道尔反褶积方法相比,即使是以简单的PGF响应函数为基础的方法,例如本文所采用的特定方法,也能使反褶积电导率剖面有显著改进。

* 后面将称之为道尔反褶积滤波器。

评价结果

这一部分根据三种不同的地层条件, 参照第四部分中描述的PGF响应函数法, 对道尔反褶积法作了评价。这三个例子分别示于图9、图7和图4, 它们代表井眼和电导率依次增加的层状地层。下面概括叙述评价中使用的基本步骤。

用有限差分法计算每个例子地层的人工视电导率剖面 $\sigma_{AR}(Z')$ 。为了便于对比, 也计算出道尔视电导率剖面。如前所述, 用时间域法计算道尔响应函数 $G_{VD}(Z', Z)$ 和一组均质PGF响应函数 $G_{VP}(Z', Z)$ 的反滤波器。在剖面的每一个 Z' 点上, 用视电导率剖面 $\sigma_{AR}(Z')$ 对道尔反滤波器作褶积处理。再使用本文所述的方法选取与采样点 Z' 上 $\sigma_{AR}(Z')$ 相应的合适的均质PGF响应函数及与其相关联的反滤波器。然后, 用视电导率剖面对这一反滤波器进行褶积, 从而得到反褶积电导率剖面上所需要的一个点。

图11示出了基于道尔几何因子的 100 毫姆欧/米地层的视电导率剖面 $\sigma_{AD}(Z')$ 。图中也示出了用道尔反褶积滤波器对 $\sigma_{AD}(Z')$ 反褶积而得到的反褶积电导率剖面(曲线2)。可以清楚地看出, 反褶积剖面与真电导率剖面几乎相同, 从而证明了道尔反滤波器的性能。两个剖面间的唯一区别在于道尔反褶积滤波器过渡区的长度(约40英寸)。若以在反褶积输出中增加波动为代价, 则可进一步减小过渡区的长度。图11中的曲线3示出了这一结果。

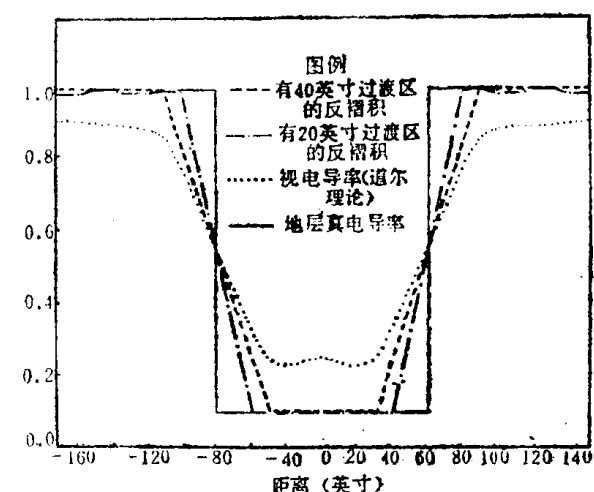


图11 道尔反褶积滤波器的性能

目的层电导率: 0.1姆欧/米 围岩电导率: 1.0姆欧/米

图9、图7和图4给出了在三种地层条件下得到的反褶积结果。在每一幅图中, 曲线1代表“真”视电导率剖面 $\sigma_{AR}(Z')$; 曲线2代表对 $\sigma_{AR}(Z')$ 作道尔反褶积处理得到的结果; 曲线3是采用本文的方法得到的反褶积结果; 曲线4表示道尔视电导率剖面。在图9中(目的层电导率为50毫姆欧/米), 道尔反褶积确实改善了输入视电导率剖面 $\sigma_{AR}(Z')$ 。然而, 反褶积电导率值与围岩和目的层的真电导率值有着显著的差别。使用本文方法计算的反褶积结果(曲线3)明显地优于道尔反褶积结果。随着地层电导率的增加, 道尔反褶积结果将进一步变差, 这可由图7和图4看出。图中道尔反褶积结果与地层真电导率之间的差别变大。尤其是在图4中, 道尔反褶积电导率出现负值, 这表明在这个例子中, 传播效应是极为突出的。这两个例子再次说明, 用本文方法计算的反褶积结果(曲线3)明显优于道尔反褶积结果。

这一部分给出的结果清楚地说明, 随着电导率增加, 道尔反褶积结果变差。这些结果还说明, 使用简单的特定PGF响应函数反褶积法可以明显地改善反滤波器的性能。

结论

本文从传播几何因子理论的观点出发, 提出了一种感应测井反褶积问题的分析方法。其主要结果归纳如下:

1. 感应测井仪的PGF响应函数是地层电导率分布和仪器相对于地层的位置的非线性函数。
2. 基于道尔几何因子的反褶积滤波器的性能随地层电导率的增加而明显变差。
3. 使用PGF响应函数可以大大改善反褶积滤波器的性能。

符号说明

∇	矢量算符
A	矢势(安培)
A_ϕ	矢势的 ϕ 分量(安培)
dv, dv'	体积元(米 ³)
F_D	道尔几何因子
F_{PR}	传播几何因子
I_T	发射线圈的电流强度(安培)
f	正弦电流的频率(赫兹)
J_s	源电流密度(安培/米 ²)
k	传播常数($k^2 = \omega^2 \mu \epsilon + i\omega \mu \sigma$)
k_P	感应测井仪发射/接收线圈对的特征常数
L_{TR}	发射线圈与接收线圈间的距离(米)
r_1^*	由发射线圈圆周到地层元的距离(米)
r_2^*	由地层元到接收线圈圆周的半径(米)
N_T	发射线圈的匝数
N_R	接收线圈的匝数
ρ	地层点在柱坐标系中的径向坐标(米)
ρ'	线圈圆周上的点在柱坐标系中的径向坐标(米)
z	地层点的轴向坐标(米)
z'	线圈系中心点的轴向坐标(米)
ϵ	介电常数(法拉/米)
μ	磁导率(亨利/米)
σ	电导率(姆欧/米)
σ_{AR}	感应测井仪测得的视电导率(姆欧/米)
σ_{AD}	用道尔几何因子计算的视电导率(姆欧/米)
G_{VD}	纵向探测特性(道尔几何因子)
G_{VP}	纵向探测特性(传播几何因子)
ϕ, ϕ'	柱坐标系的角度坐标
ω	角频率(弧度/秒)($2\pi f$)
$R, \dots$	$\dots$ 的实部
$[\dots]_\phi$	矢量 $[\dots]$ 的 ϕ 分量
$A_{\phi R}$	矢势 ϕ 分量的实部

参 考 文 献

1. Thodani, S.G. and Hall, W.E.: "Propagated Geometric Factors in Induction Logging," SPWLA Symposium, Mexico City (June 1981).
2. Gianzero, S. and Anderson, B.: "A New Look at Skin Effect," SPWLA Symposium, Mexico City (June 1981).
3. George, C.F., Smith, H.W., Bestick, F.X.: "Application of Inverse Filters to Induction Log Analysis," *Geophysics*, Vol. 29, No. 1, pp. 93-104 (1964).
4. Doll, H.G.: "Introduction to Induction Logging and Application to Logging of Wells Drilled with Oil Base Mud," *Petroleum Transactions, AIME*, R.P. 2641 (June 1949).
5. Moran, J.H. and Kunz, K.S.: "Basic Theory of Induction Logging," *Geophysics*, Vol. 27, No. 6, Part 1 (December 1962).
6. Reardon, P.C., and Warrne, L.K.: "Inversion of Resistivity Data Using Ridge Regression Techniques," *Proceedings of the Western Tight Gas Sands Advanced Logging Workshop*, Tulsa, Oklahoma (March 1981).
7. Inman, J.R.: "Resistivity Inversion with Ridge Regression," *Geophysics*, Vol. 40, No. 5 (1975).
8. Pelton, W.H., et. al.: "Inversion of Two-Dimensional Resistivity and Induced Polarization Data," *Geophysics*, Vol. 43, No. 4 (1978).
9. Marquardt, D.W.: "An Algorithm for Least Squares Estimation of Nonlinear Parameters," *Society of Industrial and Applied Mathematics*, Vol. 11, No. 2 (1963).
10. Rice, R.B.: "Inverse Convolution Filters," *Geophysics*, Vol. 27, No. 1 (1962).
11. Ford, W.T., Hearne, J.H.: "Least Squares Inverse Filtering," *Geophysics*, Vol. 31, No. 5 (1966).
12. Prost, R., and Goubau, R.: "Deconvolution when the Convolution Kernel has no Inverse," *IEEE Trans. on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, Vol. ASSP-25, No. 6 (December 1977).
13. Frieden, B.R.: "Topics in Applied Physics," T.S. Huang, Ed., Springer-Verlag (1975).
14. Anderson, B.D.O., and Moore, J.B.: Optimal Filtering, Prentice-Hall (1979).

粘土模型与声波速度

J.W. Minear

郝志兴 译

褚人杰 校

摘 要

声波速度，或由声速求出的孔隙度，由于泥岩或粘土的影响，常常需要作校正。这些校正大多是按经验进行的。双相孔隙介质模型可用于沉积岩地层，并为泥岩和粘土对纯地层的影响，提供了一种估算的新途径。层状与结构泥岩和分散粘土对纵波和横波时差的影响，用一种特殊模型进行计算。这种计算指出，层状与结构泥岩的影响大致相同；而分散粘土的影响，则可忽略不计。泥岩和粘土使横波时差增大，要比使纵波时差增大的大。

引 言

速度（或 Δt ）测井资料的主要用途之一是估算地层孔隙度。声波孔隙度，现在一般是通过威里（Wyllie）时间平均公式用纵波 Δt 进行计算的。在纯地层中， Δt 随着孔隙度的增大而增大。然而，粘土和泥岩也使 Δt 增大。因此，对于粘土和泥岩的影响，常常要进行校正。

泥岩和粘土校正大多是以经验方式进行的，一般假设泥岩和粘土的 Δt_p 大于砂岩、石灰岩或白云岩的 Δt_p 。分散粘土的校正可以忽略，或者可按层状泥岩的时间平均公式进行计算。在地层岩石骨架中，也有粘土和泥质存在。在这种状况下，它们的影响既不可忽视，也不满足时间平均公式所假设的条件。进一步了解泥岩和粘土在地层中的各种成因的机械影响，这以前做的工作甚少。

文献4、5建立了几种适用于沉积地层的孔隙介质模型，这些模型提供了估算粘土和泥岩对声速影响的一种不同于以往的方法。这种方法的价值在于它能提供一种潜力，即可以更好地了解，粘土和泥岩如何改变确定地层 Δt_p 和 Δt_s 的弹性常数。本文简要地描述了应用一个特殊模型来估算泥岩和粘土影响的结果。

孔 隙 介 质 模 型

天然地层可以作为两相介质被模拟（见图1）。本文中的所有计算，都用的是 Kuster 和 Toksöz 的双相模型。一相表示固体的岩石骨架，另一相表示孔隙流体。另一方面，零孔隙度地层用双相也能表示，两相都是固体包含物。孔隙或骨架包含物，则可用椭圆体来表示。规

定用长短轴之比“ a ”描述孔隙形状。椭圆孔隙部分示于图2。沉积岩孔隙的 a ，其范围约从 10^{-4} 到1.0，实际上起作用的孔隙度是 a 大于0.1的孔隙。

骨架和孔隙流体（或固体包含物）的弹性常数 k 、 μ 和 ρ ，以及孔隙的 a ，都输入模型计算。输出组合介质（骨架加孔隙）的弹性常数。纵波和横波速度，能够从图1给出的方程式中的弹性常数计算出来。

标准地层

把饱和盐水的纯砂岩看作是标准地层。砂岩骨架（石英颗粒）和流体的弹性常数和声速速度列于表1。用 Kuster-Toksöz 模型计算的标准地层的纵波和横波的速度示于图3。几个要点用图来说明。首先是孔隙形状对 Δt 的明显影响。形状是起支配作用的影响因素。注意到，约5% d 为0.1的孔隙与17%圆的孔隙（ $d=1.0$ ）引起 Δt_p 的增大是一样的。约1% a 为0.1的孔隙产生的影响，与约12%的圆孔隙相同。

其次观察到，对于 $a > 0.01$ 的孔隙，随着孔隙度的增高， Δt_p 和 Δt_s 的变化大致是一样的。然而，对于 a 较小的孔隙， Δt_s 的变化远大于 Δt_p 的变化。

表1 速度和弹性常数

	英尺/秒	英尺/秒	兆巴	兆巴	克/毫升
白垩系泥岩	12,533 ⁽¹⁾	4,922	0.31	0.06	2.67
白垩系泥岩	12,533 ⁽¹⁾	5,250	0.29	0.07	2.60
埃索普斯泥岩	15,964 ⁽¹⁾	9,187	0.35	0.21	2.67
红色海相粘土	4,823	—	—	—	1.40
层状构造泥岩	10,000	6,667	0.100	0.100	2.60
砂岩骨架	17,875	10,276	0.440	0.260	2.65
孔隙流体（盐水）	5,044	0	0.026	0	1.10

(1)在限定的两巴压力下的值。

沉积岩除了具有唯一 a 的孔隙外，还有个孔隙形状分布问题。类似于在 Navajo 砂岩测量的孔隙形状分布一样，在1巴有效压力下（见表2）计算的 Δt 值也示于图3。孔隙形状分布的 $\Delta t-\phi$ 曲线的一般特征，在较高孔隙度时是向上弯曲的。在砂岩中观察到的这种特征，在时间平均曲线上没有显示出来。

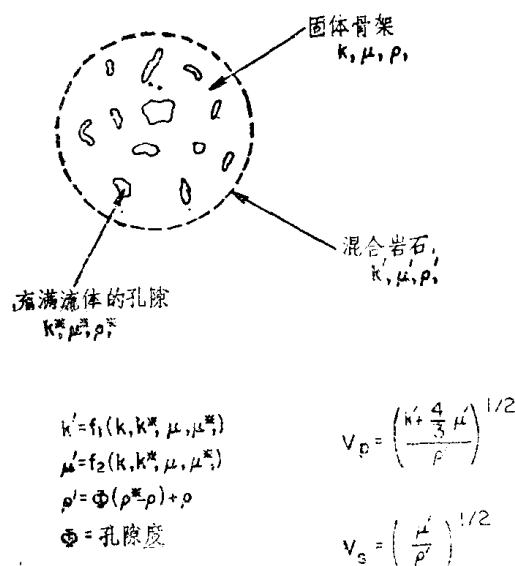


图1 双相孔隙介质模型

表2

Toksöz和Cheng应用的Navajo砂岩的孔隙谱

纵 横 比	浓 度	C/a
0.100×10^1	0.8634×10^{-1}	0.86×10^{-1}
0.1000	0.1291×10^{-1}	0.13
0.1000×10^{-1}	0.1461×10^{-3}	0.15×10^{-2}
0.3500×10^{-2}	0.8614×10^{-4}	0.25×10^{-1}
0.2800×10^{-2}	0.1209×10^{-3}	0.43×10^{-1}
0.2100×10^{-2}	0.9127×10^{-4}	0.43×10^{-1}
0.1600×10^{-2}	0.1117×10^{-3}	0.69×10^{-1}
0.1200×10^{-2}	0.8321×10^{-4}	0.69×10^{-1}
0.9000×10^{-3}	0.3968×10^{-4}	0.44×10^{-1}
0.6000×10^{-3}	0.7077×10^{-4}	0.12

总孔隙度

 1.0000×10^{-1}

平均时差 Δt 与孔隙度 ϕ 的关系曲线也示于图3。有趣的是, 时间平均孔隙度逼近于一个具有 α 约为0.1的单孔隙模型。这可以认为, 时间平均公式的适用范围与地层孔隙形状谱有关。

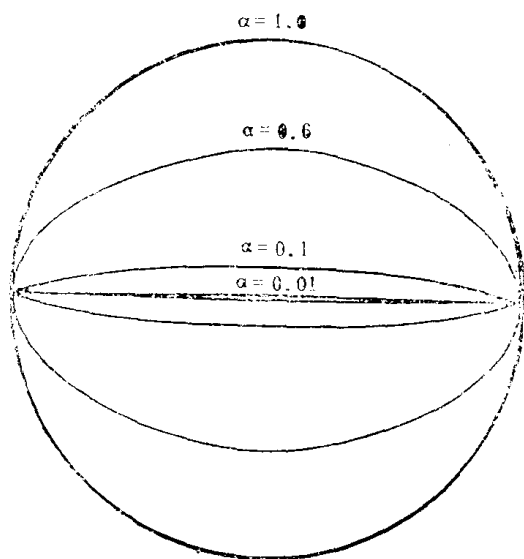
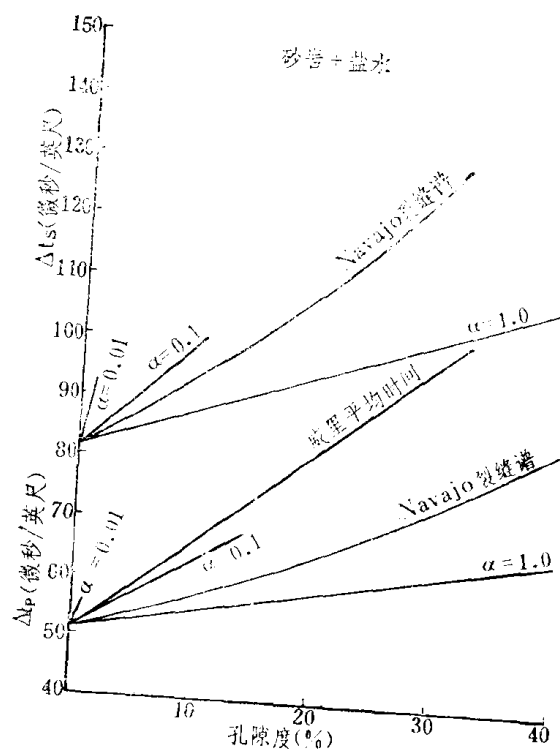


图2 不同纵横比的椭圆孔隙截面

图3 饱和盐水孔隙砂岩骨架(标准地层)的孔隙度与 Δt_p 和 Δt_s 的关系曲线

粘土—泥岩分布模型

粘土和泥岩在地层中的分布，一般认为有三种形式：纯地层中的泥岩夹层（层状泥岩）；分布在地层中的颗粒（构造泥岩）；分散在孔隙之间的（分散粘土）。粘土—泥岩分布模型示于图4。

在层状模型中，粘土矿物丰富，泥岩层与纯砂岩层交替出现。虽然泥岩夹层有大量的粘土矿物，但也有其他矿物。所有它们都对夹层的有效弹性常数有贡献。在对泥岩夹层进行计算时，用的是代表相对硬的泥岩特征的有效弹性常数（见表1）。

层状模型是一个可应用时间平均公式的粘土模型。速度值由纯地层和泥岩夹层给出：

$$V_p' = qV_p^* + (1-q)V_p$$

$$V_s' = qV_s^* + (1-q)V_s$$

这里， V' 、 V^* 和 V 分别表示层状地层、泥岩夹层和纯地层的速度； p 和 s 分别表示纵波和横波； q 是泥岩夹层相对体积。

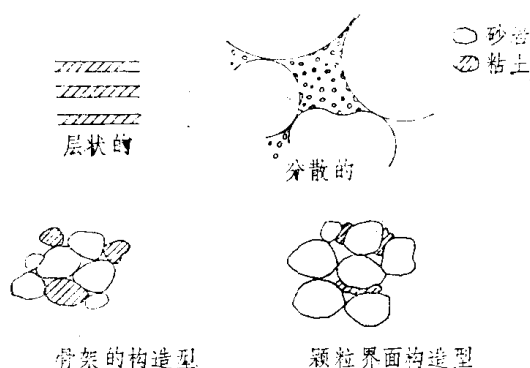


图4 粘土—泥岩分布模型层状泥岩模型

构造泥岩模型

这种模型的支撑骨架由石英和泥质颗粒组成。由于颗粒形状可以对 Δt 有大的影响，考虑了两种构造粘土模型。在骨架构造模型中，泥质颗粒可随机替换石英颗粒。它们具有与石英颗粒一样的形状分布。在颗粒界面构造模型中，泥质颗粒存在于石英颗粒之间的界面上。泥质并不是占据了所有的颗粒界面（等效于泥质网络），泥质颗粒有比石英骨架颗粒更小的 α 。

泥质影响分两步进行模拟。第一步，将由砂岩和泥质组成的骨架的有效弹性常数（ k' 、 μ' 、 ρ' ）输入计算。砂岩和泥质骨架可认为是零孔隙度。泥质网络的弹性常数与应用在泥岩夹层的一样，用不同的 α 来模拟泥质颗粒，不同的 α 取决于泥质颗粒在砂岩骨架中的状态。骨架颗粒的 α 采用1.0，而颗粒界面的泥质颗粒的 α 为0.1。

有效网络骨架模量示于图5。模量随着泥质相对体积的增加而减小。当泥质相对体积不到10%时，表示骨架和颗粒界面的泥质颗粒的两个 α 的模量值，没有很大的差别。应用于颗粒界面的泥质颗粒的 α （0.1）是非常小的。显微照像指出，颗粒界面泥质的 α 为零点几。因而，颗粒界面模量和骨架模量的差异，甚至比

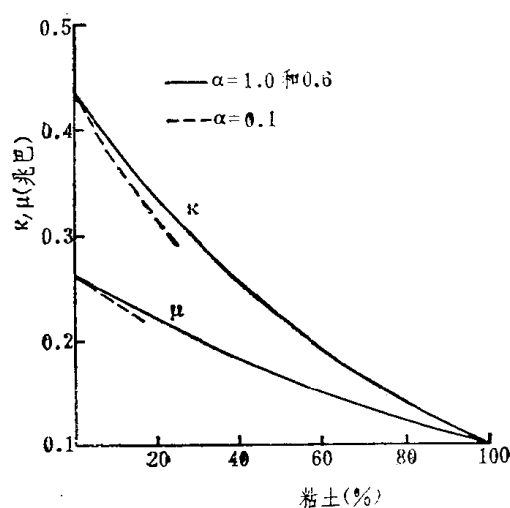


图5 有效弹性模量 k 和 μ 与骨架泥岩的泥质百分率的关系曲线