

北京石油学院讲义

油矿地球物理

第一卷

中册

苏联 Г.А. 車列明斯基教授著

石油工业出版社

北 京 石 油 学 院 讲 义

油 矿 地 球 物 理

第 一 卷

中 册

苏联 Г. А. 車列明斯基教授著

北京石油学院地球物理教研室译

石 油 工 業 出 版 社

内 容 提 要

本書是北京石油学院苏联專家車列明斯基教授的講義。內容分为三部分，第一部分为电法測井的解釋，講述了在均匀和非均匀介質中電場的分布、电測圖版、橫向測井和标准測井，以及微電極系測井的解釋。第二部分講述單電極法、СЭЗ法測井，以及屏蔽電極系的橫向測井。第三部分介紹岩石電阻率 and 根据电測資料求岩石物理性質的方法。

本書可供油矿地球物理和地質工作人員，以及其他工業部門（煤礦、地質、冶金）地球物理勘探人員學習和參考。

統一書号：15037·674

油 矿 地 球 物 理

НЕФТЕПРОМЫСЛОВАЯ ГЕОФИЗИКА

第一卷 中 册

根据北京石油学院苏联 Г. А. 車列明斯基教授 (Г. А. ЧЕРЕМЕНСКИЙ) 講義稿翻譯

石油工業出版社出版 (地址：北京六鋪炕石油工業院內)

北京市書刊出版業登記證出字第033号

石油工業出版社印刷厂印刷 新华書店發行

850×1168 $\frac{1}{32}$ 开本 * 印張11 $\frac{1}{2}$ * 251千字 * 印1—3,500册

1959年4月北京第1版第1次印刷

定价(10)1.90元

目 录

前言	1
緒論	3
§ 1 一般原理	3
§ 2 場的基本方程式	3

第一部分 电 阻 法

第一章 均匀無限介質中的电場

§ 3 在均匀、各向同性的介質中电場的分布；均匀場和非均匀場 的关系	14
§ 4 在均匀各向異性的介質中电場的分布	18

第二章 在非均匀介質中电場的分布

§ 5 一个平面界面	26
§ 6 視电阻率	30
§ 7 KC 曲線的近似繪制法	37
§ 8 两个平行平面的界面	45

第三章 井对电阻率为無限大的地層的視电阻率的影响

§ 9 电阻率为無限大的地層	62
§ 10 确定高电阻薄地層的厚度	80
§ 11 电阻为無限大的两个地層和薄地層組	83
§ 12 实际的 KC 曲線	88

第四章 井对無限厚地層的視电阻率的影响

§ 13 井內点电源的电場的分布	92
§ 14 有泥漿侵入帶时在井內点电源的电場的分布	97

第五章 圖板

§ 15 二層圖板	103
§ 16 B33 三層曲線	111

§ 17 繪制 B ₉₃ 三層曲線的圖解法	139
第六章 井对有限厚度地層的視电阻率的影响	
§ 18 高电阻地層。梯度电極系	135
§ 19 高电阻薄地層	139
§ 20 有限厚度低电阻地層	146
第七章 横向測井和标准測井	
§ 21 一般概念	148
§ 22 B ₉₃ 曲線的整理	153
§ 23 測井曲線和理論曲線的对比	157
§ 24 B ₉₃ 曲線的畸变	167
§ 25 整理 B ₉₃ 資料的順序	170
§ 26 标准电測	173
第八章 微电極系	
§ 27 一般概念	177
§ 28 微电極系及其联接綫路	181
§ 29 微电極系的曲線	183
§ 30 微电極系的圖板	186
参考書	188

第二部分 單电極法及其它派生方法

引言	194
第九章 單电極法	
§ 31 單电極測量視电阻率法	196
§ 32 記錄电流法	203
第十章 联接單电極电極系的桥式綫路	
§ 33 桥式綫路的理論	213
§ 34 設備的灵敏度	220
§ 35 灵敏度的計算，綫路元件的選擇，計算曲線比例尺公式的 推导	235
第十一章 C₉₃ 法	

§ 36 球形電極系法	228
§ 37 位放同心介質中心的球形電極系	231
§ 38 球形電極系 ρ_K 和 $\Delta\rho_K$ 曲線	235
§ 39 圖板	238
§ 40 橢球形電極系法	245
§ 41 柱狀電極系法	253
§ 42 C93 微電極系法	272
第十二章 屏障電極系的橫向測井	
§ 43 七電極和三電極電極系	276
§ 44 電極系系數	278
§ 45 全自動測井站	279
§ 46 微屏障電極系的橫向測井	283
§ 47 應用	284
參考書	286

第三部分 岩石電阻率與其物理性質的關係和根據

電阻法的資料求岩石物理性質的方法

第十三章 岩石電阻率與其物理性質的關係

§ 48 礦物和岩石的電阻率	289
§ 49 岩石電阻率與良導電礦物的電阻率、形狀和百分含量的關係	292
§ 50 岩石電阻率與水溶液電阻率和孔隙率的關係	297
§ 51 溶液的電阻率與溫度的關係	300
§ 52 岩石電阻率與孔隙率和充滿於孔隙中水份的電阻率的關係	303

第十四章 根據電阻法資料求岩石的孔隙率、滲透率、含水飽和率和含油氣飽和率

§ 53 孔隙率的確定	311
§ 54 求水、油、氣飽和率	331
§ 55 求滲透率	338

第十五章 岩石電阻率與地質剖面的結構特點，岩石的彈性

和压力的关系

§ 56 岩石电阻率与結構特点及颗粒度的关系	344
§ 57 沉积岩电阻率与其它物理性質的关系	350
§ 58 岩石的电阻率与压力的关系	351
参考書	354

前 言

這本書是給研究生、學院及中等技術學校的教師、中國某些工業部的地球物理測井和生產地球物理儀器的工作人員講課的講稿。

“電法測井的理論及資料解釋”這門課，是“電法測井”課的繼續，也就是它的第二個主要部分。

在這部份課程中，作者盡量系統地闡述了電法測井的理論基礎和資料解釋。通過所討論的問題，可以掌握如何提出及解決在生產中所遇到的類似問題的方法。因此，作者盡量地闡明在理論上得出順利應用油礦地球物理的重要論據。在大多數情況下，都相當完善地導演了公式。這樣可以使已有些基礎的聽課者獨立地完成計算及練習，並掌握解決問題的方法，以便勝任解決類似的問題。但在個別情況下，則只能粗略地指出複雜數學計算的步驟。在這些情況下，當進一步研究相似的問題時，需要數學工作者的幫助。作者希望，在課程中所討論的材料能使油礦地球物理工作者可以獨立地解決普通的問題，並且能夠有條理地提出需要數學專家加以解決的複雜問題。在課程中，理論的結果都作成了經實驗研究証實了的計算公式和圖表的形式。作者嘗試把理論的和實驗的研究結果表示成不同的形式，以便易于在實際工作中應用這些資料，並指出這樣表示的優點。本課程中還採用了一些實際的曲線，應用它們討論資料的解釋方法。

本課程應用動電學、數學物理方程、特殊函數、電工原理、岩石物理性質及地質學的知識。

“電法測井的理論和資料解釋”課程分六部分（分中、下冊出版）。

第一部分講述电阻法的理論及資料解釋；第二部份包括單電極測井法的理論和解釋以及其派生方法；第三部分闡述岩石电阻率与其物理性質的关系，并討論应用視电阻率法的資料确定岩石物理性質的方法；第四部分，包括岩石自然电位法、電極电位法及其他派生方法的理論与解釋；第五部分，包括人工电位法的理論与解釋；第六部分討論电磁測井法。在每一部分的后面，附有作者編写講义时所采用的主要参考書目录。

根据听課者的願望，在課程中的某些問題，比石油学院相应的教学大綱所要求的內容講得稍多些。此外，在書中还討論“電法測井”的第一分冊中未能包括的个别問題。

北京石油学院院部和地球物理教研室全体教师給編写講义創造了很好的工作条件，在此向他們表示深深的謝意。

韓德旺和王貴友同志，在翻譯講稿和整理手稿工作中付出了很大的劳动，在此向他們致以特別的謝意。

Г. А. 車列明基斯

緒 論

§ 1 一般原理

电法測井的基础,是研究地壳中存在的或人工造成的电磁場。

在鑽穿的層系中,电磁場的傳播决定于:組成地質剖面的岩石的电磁性質,地層的均匀性、各向同性、厚度和成層要素,以及井的影响和其他因素。

岩石的电磁性質,可以定量地用电阻率 ρ 或导电率 γ 、介电常数 ϵ 、磁化率 κ 、吸收电磁能系数 β 、自然电位 $C\Pi$ 、人工电位 $B\Pi$ 及其他参数来表明。

考虑到电磁場的分佈依赖于地質剖面的特点,創造出以研究岩石各种参数为基础的綜合方法。

这些綜合方法,应用直流場、低頻場和高頻場。

大家都知道,电法是最早的一种地球物理測井方法。并且,研究应用不同类型場的方法,大致是同时开始的。但是,由于高頻法的理論、仪器及資料解釋的复杂性,这些方法的發展曾有些停滯不前,而利用直流場和低頻交流場的較簡單的方法获得了蓬勃的發展。

最近,由于油矿地球物理所解决的問題更加复杂,因此进行了較广泛的研究和使用高頻測井法的尝试。

§ 2 場的基本方程式

在宏观介質中,任一点及任一时刻的电磁場,可以用电場强度向量 $\vec{E}$ 、电感应向量 $\vec{D}$ 、磁場强度向量 $\vec{H}$ 和磁感应向量 $\vec{B}$ 来表明。所有这些向量,除特別点外,在介質的任一点上,都是有限

的，并且是連續的，它們的导数也是連續的。在物理性質發生急剧变化的介質界面上，連續性可能發生中斷。

电荷和电流(对宏观介質說来可以認為是連續的)，是电磁場源。在介質中任何一点的体电荷密度 σ 和电流密度向量 $\vec{J}$ ，由該点的坐标和时间所决定。

在空間中任何一点，除特別点外， $\vec{E}$ 、 $\vec{D}$ 、 $\vec{H}$ 、 $\vec{B}$ 和 $\vec{J}$ 之間的关系，可用馬克思維尔方程式表明：

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right); \quad (1)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

式中 c ——电荷的电磁單位与靜电單位的比值，在数值上等于真空中的光速 (3×10^{10} 公分/秒)。

对各向同性的介質

$$\vec{D} = \frac{\epsilon}{4\pi} \vec{E}, \quad (3)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (4)$$

$$\vec{J} = \gamma \vec{E}. \quad (5)$$

对各向異性的介質，它們的性質沿不同的方向是不同的，因此，向量 $\vec{D}$ 和 $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 和 $\vec{B}$ 、 $\vec{J}$ 和 $\vec{E}$ 仅沿一定的軸向才是平行的。

如果假設这些向量間的关系还是綫性的，那么，可以用直角坐标系，將这些向量的每一分量，表示成相应向量的三个分量的綫性函数的形式。其中，对向量 $\vec{D}$ 得：

$$D_x = \frac{1}{4\pi} (\epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xy} E_y + \epsilon_{xz} E_z).$$

$$D_y = \frac{1}{4\pi} (\epsilon_{yx} E_x + \epsilon_{yy} E_y + \epsilon_{yz} E_z).$$

$$D_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon} (\epsilon_{zx}E_x + \epsilon_{zy}E_y + \epsilon_{zz}E_z).$$

这个綫性轉化系数 ϵ_{ik} 是对称張量的分量。

对 $\vec{H}$ 和 $\vec{B}$, $\vec{J}$ 和 $\vec{E}$ 之間的关系, 也可以写出类似的公式。

根据电荷守恒定律,

$$\oint_S \vec{J}_n dS = -\frac{d}{dt} \int_V \sigma dV. \quad (6)$$

式中 $\vec{J}_n$ ——包围体积 V 的面 S 的电流密度法綫分量,

σ ——体电荷密度。

(6)式左边的积分

$$\oint_S \vec{J}_n dS = I, \quad (7)$$

是从体积 V 通过表面 S 流出的全电流。

右边的积分

$$\int_V \sigma dV = e, \quad (8)$$

是位于体积 V 中的电荷。將(7)和(8)式代入(6)式, 得:

$$I + \frac{\partial e}{\partial t} = 0, \text{ 或 } I = -\frac{\partial e}{\partial t}.$$

即从封閉表面 S 流出的全电流, 等于体积 V 中电荷的减小值。

对收斂的积分和空間內固定的表面, 可以將公式(6)中的

$\frac{d}{dt}$ 当作偏微分移到积分号下。这时, 得

$$\oint_S \vec{J}_n dS = -\int_V \frac{\partial \sigma}{\partial t} dV.$$

將面积分变成体积分, 应用高斯定理, 得:

$$\int_V \left(\text{div} \vec{J} + \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) dV = 0.$$

这个等式对任意体积 V 都是正确的，因此，积分号下的式子应等于零，即：

$$\operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0. \quad (9)$$

和水动力学类似，这个方程式常常称为連續方程式。

当介質的任何一点的电荷密度不随時間变化时，通过包围体积 V 的 S 表面流入的电流，应等于流出的电流。

对这样的表面，(7) 式等于零，即

$$\oint_S \vec{J}_n dS = 0;$$

而对体积內任一点，

$$\operatorname{div} \vec{J} = 0. \quad (10)$$

因此，对直流电說来，所有的电流綫都是閉合的，而电场是螺綫管的。

向量 $\vec{B}$ 和 $\vec{D}$ 所满足的其他条件，可从馬克思維尔方程式导出。取公式(1)的散度，得：

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \operatorname{div} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right).$$

因为 $\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = 0$ ，所以

$$\operatorname{div} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{D} = 0. \quad (11)$$

从(9)式得：

$$-\frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{div} \vec{D} - \sigma) = 0.$$

因为場可能出現和消失，故需要使

$$\operatorname{div} \vec{D} = \sigma. \quad (12)$$

由此可見，在体积內分佈的密度为 σ 的电荷是向量 $\vec{D}$ 的源。

以同样方法导出第二个条件, 为此取方程式(2)的散度

$$\operatorname{div} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (13)$$

由于向量 $\vec{B}$ 和其所有的导数都是連續的, 运算記号 div 和 $\frac{\partial}{\partial t}$ 这样变换是可以的。

从公式(13)得出, 在任一点上向量 $\vec{B}$ 的散度場在任何時間皆为常数。

当沒有場时, 这个常数应等于零, 因而

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (14)$$

由此可知, 向量 $\vec{B}$ 場是螺綫管的。

公式(12)和(14)常常包括在馬克思維尔方程式組中。但是, 如果采用电荷守恒定律, 則这些公式不是独立的。

导出表明密度为 σ 的体电荷造成的电場的存在時間公式。

从(3)、(5)和(11)得:

$$\gamma \operatorname{div} \vec{E} = -\frac{\epsilon}{4\pi} \operatorname{div} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

取这个式子的积分, 得:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\frac{4\pi\gamma}{\epsilon} t}. \quad (15)$$

式中 $\vec{E}_0$ —— $t=0$ 时的場的强度。

随着与岩石物理性質有关的 $\frac{4\pi\gamma}{\epsilon}$ 量的增加, 場会更快地消失。

对砂岩來說, 当

$$\gamma = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{20} [\text{欧姆公尺}]^{-1} = \frac{1}{2000} [\text{欧姆公分}]^{-1} =$$

$$= 4.5 \times 10^7 \text{ CGSE 和 } \epsilon = 9 \text{ 时, 則}$$

$$\frac{4\pi\gamma}{\epsilon} = \frac{.4 \times 3.14 \times 4.5 \times 10^7}{9} = 6.28 \times 10^7 / \text{秒}.$$

求得的 $\frac{4\pi\gamma}{\epsilon}$ 数值指出，由体电荷密度造成的场，很快地就消失了。

对具有离子导电性的岩石说来，这个过程，较应用静电介电常数及直流导电率 γ 的公式 (15) 慢得多。

当没有体电荷及局外电场时，从 (1)、(2)、(12) 和 (14) 式，对週期的和非週期的交流电磁场，可写出以下的基本公式：

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \epsilon \vec{E} &= 0; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \left(\gamma \vec{E} + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right); \\ \operatorname{div} \mu \vec{H} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

在调和方式时，向量值及其对时间的导数，写成复数形式较为方便：

$$\left. \begin{aligned} \vec{M} &= \vec{M}_0 e^{i\omega t}, \\ \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= i\omega \vec{M}_0 e^{i\omega t} = i\omega \vec{M}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

式中 $i = \sqrt{-1}$ ； $\omega = 2\pi f$ ； f ——频率。

将 (17) 式代入 (16) 式，得：

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{4\pi}{c} i \frac{\mu f}{2} \vec{H}; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \left(\gamma + i \frac{\epsilon f}{2} \right) \vec{E} = \frac{4\pi}{c} \bar{\gamma} \vec{E}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中 $\bar{\gamma} = \gamma + i \frac{\epsilon f}{2}$ ——复数导电率，它由有效导电率 γ 和电容

导电率 $\frac{\epsilon f}{2}$ 组成。

在油矿地球物理中，常常采用稳定电磁场，其特点为在介质的每一点上体电荷的密度 σ 和电流密度 J 是不变的。

对这种场可以写出以下的方程式：

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0; \quad (19)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon \vec{E} = 4\pi\sigma; \quad (20)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \gamma [\vec{E} + \vec{E}^{(e)}]; \quad (21)$$

$$\operatorname{div} \mu \vec{H} = 0. \quad (22)$$

式中 $\vec{E}^{(e)}$ ——由各种物理因素造成的局外场。

由于 $\operatorname{rot} \vec{E}$ 等于零，电场为势场，因此，在解决电场问题中，可以找出一个势函数，它与电场强度有以下方程式的关系：

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} U. \quad (23)$$

为了确定势函数，将上式代入(20)，得：

$$\operatorname{div} \varepsilon \operatorname{grad} U = \varepsilon \Delta U + (\operatorname{grad} \varepsilon \operatorname{grad} U) = -4\pi\sigma.$$

对均匀介质来说， ε 与坐标无关，因此

$$\operatorname{grad} \varepsilon = 0,$$

$$\Delta U = -\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}. \quad (24)$$

这个公式是卜阿松方程式。

当没有体电荷时，方程式(24)就是拉普拉斯方程式：

$$\Delta U = 0. \quad (25)$$

在没有空间的及线性的电流 ($J=0$) 时，电磁场就变成静电场。

在这种情况下，方程式(19)、(20)、(21)和(22)分成两个独立的方程式组：

$$\left. \begin{array}{ll} \operatorname{rot} \vec{E} = 0, & \operatorname{rot} \vec{H} = 0, \\ \operatorname{div} \varepsilon \vec{E} = 4\pi\sigma; & \operatorname{div} \mu \vec{H} = 0. \end{array} \right\} \quad (26)$$

它們分別表示靜電場和靜磁場。這些場是勢場。

在油礦地球物理中，最常用的是直流電場；但是，某些直流問題，可以作為靜電問題而易於解決。為此，常應用靜電場和直流場之間的數學上的類似。

靜電場

直流場

$$\text{rot } \vec{E} = 0$$

$$\text{rot } \vec{E} = 0$$

$$\vec{E} = -\text{grad } U$$

$$\vec{E} = -\text{grad } U$$

$$\vec{D} = \frac{\epsilon}{4\pi} \vec{E}$$

$$\vec{J} = \gamma \vec{E}$$

$$\text{div } \vec{D} = 0$$

$$\text{div } \vec{J} = 0$$

$$\oint_S 4\pi \vec{D}_n dS = 4\pi e$$

$$\oint_S \vec{J}_n dS = I$$

$$\epsilon \Delta U + \text{grad } \epsilon \text{ grad } U = 0$$

$$\gamma \Delta U + \text{grad } \gamma \text{ grad } U = 0$$

作為一個例子，將靜電公式變成直流電公式。

在均勻無限的介質中，與點電荷 e 相距 r 的靜電場電位和電場強度，相應地等於：

$$U = \frac{e}{\epsilon r}; \quad E = \frac{e}{\epsilon r^2}.$$

在這些公式中相應的以 $\frac{I}{4\pi}$ 和 γ 代替 e 和 ϵ ，則求出由位於均勻各向同性的無限介質的點電極產生的電場電位：

$$U = \frac{I}{4\pi \gamma r};$$

電場強度

$$E = \frac{I}{4\pi \gamma r^2}.$$

在介電常數為 ϵ 的無限介質中，帶有電荷 e 的電極，其電容 C 等於：