北京石油学院講义

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 講 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譯

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义。內容分为三部分，第一部分为电法测井的解釋，講述了在均匀和非均匀介質中电場的分布、电測圖版、横向測井和标准測井，以及微电極系測井的解釋。第二部分講述屏电極法、СЭЗ法測井，以及屏障电極系的横向測井。第三部分介紹岩石电阻率和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（煤矿、地質、冶金）地球物理勘探人員学習和參考。

統一書号：15037·674

油矿地球物理

НЕФТЕПРОМЫСЛОВАЯ ГЕОФИЗИКА

第一卷　中　冊

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

*

石油工業出版社出版(社址：北京六鋪炕石油工業部內)

北京市書刊出版業營業許可証出字第083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$\frac{3}{8}$＊251千字＊印1—3,500冊

1959年4月北京第1版第1次印刷

定价(10)1.90元

目　录

第二部分　單电極法及其它派生方法

第三部分 岩石电阻率与其物理性質的关系和根据电阻法的資料求岩石物理性質的方法

前　言

这本書是給研究生、学院及中等技术学校的教师、中国某些工業部的地球物理測井和生产地球物理仪器的工作人員講課的講稿。

“电法測井的理論及資料解釋”这門課，是“电法測井”課的繼續，也就是它的第二个主要部分。

在这部份課程中，作者尽量系統地闡述了电法測井的理論基础和資料解釋。通过所討論的問題，可以掌握如何提出及解决在生产中所遇到的类似問題的方法。因此，作者尽量地闡明在理論上得出順利应用油矿地球物理的重要論据。在大多数情况下，都相当完善地导演了公式。这样可以使已有些基础的听課者独立地完成計算及練習，并掌握解决問題的方法，以便胜任解决类似的問題。但在个别情况下，則只能粗略地指出复杂数学計算的步驟。在这些情况下，当进一步研究相似的問題时，需要数学工作者的帮助。作者希望，在課程中所討論的材料能使油矿地球物理工作者可以独立地解决普通的問題，并且能够有条理地提出需要数学專家加以解决的复杂問題。在課程中，理論的結果都作成了經实驗研究証实了的計算公式和圖表的形式。作者尝試把理論的和实驗的研究結果表示成不同的形式，以便易于在实际工作中应用这些資料，并指出这样表示的优点。本課程中还采用了一些实际的曲綫，应用它們討論資料的解釋方法。

本課程应用动电学、数学物理方程、特殊函数、电工原理、岩石物理性質及地質学的知識。

“电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；第二部份包括單电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、电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參考書目录。

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“电法測井”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

电法测井的基础，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 $\varkappa$、吸收电磁能系数 β、自然电位 СП、人工电位 ВП 及其他参数来表明。

考虑到电磁場的分佈依賴于地質剖面的特点，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测井方法。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测井法的尝試。

§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，除特别点外，在介質的任一点上，都是有限

的，幷且是連續的，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，連續性可能發生中断。

电荷和电流(对宏观介質說来可以認为是連續的)，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 $\vec{J}$，由該点的坐标和时間所决定。

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

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

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

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

$$\vec{D}=\frac{\varepsilon}{4\pi}\vec{E}, \qquad (3)$$

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

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

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：

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

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

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

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。

根据电荷守衡定律，

$$\oint_S \vec{J}_n\,dS=-\frac{d}{dt}\int_V \sigma dV. \tag{6}$$

式中 $\vec{J}_n$——包圍体积 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

$$\oint_S \vec{J}_n dS=I, \tag{7}$$

是从体积 V 通过表面 S 流出的全电流。

右边的积分

$$\int_V \sigma dV=e, \tag{8}$$

是位于体积 V 中的电荷。將(7)和(8)式代入(6)式，得：

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

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

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

將面积分变成体积分，应用高斯定理，得：

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

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：

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

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时間变化时，通过包圍体积 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，

$$\operatorname{div}\vec{J}=0. \tag{10}$$

因此，对直流电說来，所有的电流綫都是閉合的，而电場是螺綫管的。

向量 $\vec{B}$ 和 $\vec{D}$ 所滿足的其他条件，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 $\operatorname{div}\operatorname{rot}\vec{H}\equiv 0$，所以

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

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

$$\operatorname{div}\vec{D}=\sigma. \tag{12}$$

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

$$\operatorname{div}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{div}\vec{B}=0. \tag{13}$$

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 $\vec{B}$ 的散度場在任何时間皆为常数。

当沒有場时，这个常数应等于零，因而

$$\operatorname{div}\vec{B}=0. \tag{14}$$

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，则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时間公式。

从(3)、(5)和(11)得：

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

取这个式子的积分，得：

$$\vec{E}=\vec{E}_0 e^{-\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon}t}. \tag{15}$$

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 $\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon}$ 量的增加，場会更快地消失。

对砂岩来說，当

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

$$=4.5\times10^{7}\ CGSE \text{ 和 } \varepsilon=9 \text{ 时，則}$$

$$\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon}=\frac{4\times3.14\times4.5\times10^{7}}{9}=6.28\times10^{7}/\text{秒}.$$

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

对具有离子导电性的岩石說来，这个过程，較应用靜电介电常数及直流导电率 γ 的公式(15)慢得多。

当沒有体电荷及局外电場时，从(1)、(2)、(12)和(14)式，对週期的和非週期的交流电磁場，可写出以下的基本公式：

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

在調和方式时，向量值和其对时間的导数，写成复数形式較为方便：

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

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

將(17)式代入(16)式，得：

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

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

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

对这种場可以写出以下的方程式：

$$\mathrm{rot}\,\vec{E}=0; \tag{19}$$

$$\mathrm{div}\,\varepsilon\vec{E}=4\pi\sigma; \tag{20}$$

$$\mathrm{rot}\,\vec{H}=\frac{4\pi}{c}\gamma[\vec{E}+\vec{E}^{(c)}]; \tag{21}$$

$$\mathrm{div}\,\mu\vec{H}=0. \tag{22}$$

式中 $\vec{E}^{(c)}$——由各种物理因素造成的局外場。

由于 $\mathrm{rot}\,\vec{E}$ 等于零，电場为势場，因此，在解决电場問題中，可以找出一个势函数，它与电場强度有以下方程式的关系：

$$\vec{E}=-\mathrm{grad}\,U. \tag{23}$$

为了确定势函数，將上式代入(20)，得：

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

对均匀介質来說，ε 与坐标無关，因此

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

$$\Delta U=-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}. \tag{24}$$

这个公式是卜阿松方程式。

当沒有体电荷时，方程式(24)就是拉普拉斯方程式：

$$\Delta U=0. \tag{25}$$

在沒有空間的及綫性的电流（$J=0$）时，电磁場就变成靜电磁場。

在这种情况下，方程式(19)、(20)、(21)和(22)分成兩个独立的方程式組：

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

它們分别表示靜电場和靜磁場。这些場是勢場。

在油矿地球物理中，最常用的是直流电場；但是，某些直流問題，可以作为靜电問題而易于解决。为此，常应用靜电場和直流場之間的数学上的类似。

靜电場	直流場
$\text{rot}\,\vec{E}=0$	$\text{rot}\,\vec{E}=0$
$\vec{E}=-\text{grad}\,U$	$\vec{E}=-\text{grad}\,U$
$\vec{D}=\frac{\varepsilon}{4\pi}\vec{E}$	$\vec{J}=\gamma\vec{E}$
$\text{div}\,\vec{D}=0$	$\text{div}\,\vec{J}=0$
$\oint_S 4\pi\vec{D}_n dS=4\pi e$	$\oint_S \vec{J}_n dS=I$
$\varepsilon\Delta U+\text{grad}\,\varepsilon\,\text{grad}\,U=0$	$\gamma\Delta U+\text{grad}\,\gamma\,\text{grad}\,U=0$

作为一个例子，將靜电公式变成直流电公式。

在均匀無限的介質中，与点电荷 e 相距 r 的靜电場电位和电場强度，相应地等于：

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

在这些公式中相应的以 $\frac{I}{4\pi}$ 和 γ 代替 e 和 ε，則求出由位于均匀各向同性的無限介質的点电極产生的电場电位：

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

电場强度

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

在介电常数为 ε 的無限介質中，帶有电荷 e 的电極，其电容 C 等于：