

高等学校教学参考书

电法勘探译文集

地质出版社



高等学校教学参考书

电法勘探译文集

5476/10

《电法勘探译文集》编译组译

地质出版社

内 容 提 要

本书译出了19篇重要文献，涉及电法各大类方法，但有几方面内容比较集中：直流电测深的正、反演方法（四篇）；双极-偶极法在测深及填图方面的理论和应用（两篇）；视电阻率测量中的一种反常现象和激电测量中的负效应（两篇）；激发极化法时间和频率特性的研究（三篇）；电磁测深的新变种和数值方法（四篇）。

译文通顺，便于自学。

本文集作为应用地球物理专业学生的参考书，亦可供广大物探工作者参考。

※ ※ ※

本书经地质矿产部电法勘探教材编审委员会1985年12月扩大会议审定，同意作为高等学校教学参考书出版。

※ ※ ※

高等学校教学参考书 电 法 勘 探 译 文 集

《电法勘探译文集》编译组译

*

责任编辑 袁方

地质出版社出版

（北京西四）

地质出版社印刷厂印刷

（北京海淀区学院路29号）

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本：787×1092¹/₁₆ 印张：11³/₄ 字数：273,000

1987年5月北京第一版·1987年5月北京第一次印刷

印数：1—1,500册 定价：1.90元

统一书号：13038·教283

前 言

为了将国外电法勘探近年来取得的某些新成就、新进展及新动态提供给我国物探工作者借鉴，并适当反映到高等地质院校的教学工作中去，以扩大学生的知识视野，特编译出版这本《电法勘探译文集》，做为教学参考用书。

大家知道，电法勘探的分支或变种方法很多，并且应用范围很广，同时国外出版或公开发表的有意义的文章，量大面广。因此，难以在一本译文中全面、系统地反映这门学科近年来国外所取得的所有新成就。它只能在一定程度上，根据我国情况，按当前所需，在一定范围内，适当选择某些有意义文献，译成此书。

按照教学参考书的性质和要求，我们在内容选择上，既侧重于方法原理，同时又注意吸收某些具有扩大人们思路的有启发性的课题。为此，地矿部电法勘探教材编委会根据所报译文选题，通过组织学术报告方式进行选择，并按教材编辑室的要求，适当控制全书篇幅，最后选定十九篇译文。有些文稿篇幅较大，则以摘译方式选取其主要内容。

本书在选材上与《电法勘探教程》相对应，内容包括四大部分，即自然电场法、充电法、激发极化法和电磁感应法。课题涉及面较广，如电法异常的成因及机理研究；异常分布规律的数值计算及反演方法的研究；新的分支电法及实际效果的介绍；电法勘探中的模型实验研究等。

本书在编辑过程中，对译稿进行了再次审校工作。对一些篇幅较长的稿件，进行了加工、删减工作，这项工作由傅良魁、李金铭完成；同时，对全部译稿进行了总校工作，以使译文更加确切，全书中相同词汇译得统一，这项工作由袁方同志完成。

此外，本书在编审过程中，得到韩鸿翔同志在图件植字、加工等方面的协助，在此一并表示感谢。

傅 良 魁

(电法勘探教材编审委员会主任)

一九八六年八月

目 录

前 言

自然电位异常的起源和解释..... K. T. Kilty	1
一、前言.....	1
二、不可逆热力学与自然电位.....	2
三、异常大小的计算.....	5
四、解释.....	5
五、交换电流的大小.....	6
六、结束语.....	8
用积分方程法计算高电导率差异情况下充电法异常的方法..... E. Eloranta	9
一、前言.....	9
二、建立问题的公式.....	10
三、应用.....	11
四、概要.....	15
垂直岩层介质中的点源电场..... Б. К. Матвеев	16
线性滤波理论在地电阻率测深直接解释中的应用..... D. P. Ghosh	21
一、前言.....	21
二、层状大地的势、电阻率转换函数和视电阻率之间的基本关系式.....	22
三、线性滤波类比.....	23
四、电阻率滤波器的频率特性.....	24
五、本方法的原理.....	24
六、抽样间隔的确定.....	25
七、电阻率滤波器的 sinc 响应.....	28
八、数字滤波系数.....	28
九、求电阻率转换函数的实用方法.....	30
十、方法的应用.....	32
十一、某些野外考虑.....	33
十二、方法的精度和应用速度.....	35
十三、结论.....	36
附录 几个重要的数学表达式.....	36
用于计算水平层状大地视电阻率标准曲线的反滤波系数..... D. P. Ghosh	38
一、反电阻率滤波器的频率特性.....	38
二、反数字滤波系数.....	39
三、电阻率转换函数和层分布的关系.....	39

四、求得视电阻率曲线的实际过程.....	40
五、讨论.....	41
附表 反数字滤波系数.....	41
半空间的电阻率或其逆函数随深度呈线性变化时的电测深.....E. S. Sampaio	43
一、引言.....	43
二、定解问题公式的建立及其解.....	43
三、数值近似.....	45
四、视电阻率函数.....	46
五、数值分析.....	46
六、应用.....	47
七、结论.....	48
双极-偶极电阻率测深法理论.....U. C. Das, S. K. Verma	49
一、导言.....	49
二、双极电位与对称四极视电阻率之间的关系.....	50
三、各种双极-偶极装置视电阻率表达式.....	51
四、双极-偶极的装置系数.....	54
五、双极-偶极测深的典型曲线.....	54
六、双极-偶极与偶极-偶极系统的比较.....	55
七、双极-偶极曲线随方位角的变化.....	57
八、双极-偶极系统的特点.....	57
九、结束语.....	58
水平层状介质双极-偶极总场电阻率填图法和测深法.....Adel A. R. Zohdy	60
一、前言.....	60
二、双极-偶极排列.....	60
三、通用装置系数.....	61
四、据层状半空间上施伦贝尔热电测深曲线计算双极电场强度.....	63
五、双极-偶极电阻率与施伦贝尔热电阻率间的关系.....	65
六、总场观测值转换成施伦贝尔热视电阻率.....	66
七、以同线双极-偶极资料扩展施伦贝尔热电测深曲线.....	67
八、旋转角范围.....	69
九、双极-偶极理论曲线图的几个实例.....	71
十、理论的 AB 剖面 and 矩形电阻率平面图的实例.....	74
十一、简化总场电阻率图的野外实例.....	76
十二、剩余视电阻率平面图和剖面图.....	76
具有导电基底的断面上视电阻率测量中的一种似非而是现象 B. N. Satpathy 79
层状结构地面上电阻率和薄膜极化特性若干问题的模型实验研究K. K. Roy, H. M. Elliott 81
一、引言和模型实验装置与步骤.....	81

二、野外试验场地的简单描述及野外工作·····	81
三、结果及讨论·····	83
四、结论意见·····	86
弛豫现象和激发极化····· J. R. Wait	88
一、引言·····	88
二、合理近似·····	89
三、推广到时间域·····	90
四、理想电介质模型·····	90
五、一般频散情况·····	91
六、柯尔-柯尔的专用型·····	92
七、柯尔-柯尔型的瞬态响应·····	94
八、对数均匀分布的瞬态响应·····	96
九、结束语·····	98
复电阻率和复电介质资料的解释····· W. H. Pelton等	99
一、导言·····	99
二、复电阻率和复介电常数·····	99
三、线性系统理论·····	100
四、等效电路·····	102
五、张弛模型·····	102
非极化半空间中极化柱体的视电阻率相位谱特性····· Heikki Soininen	113
一、引言·····	113
二、视电阻率相位谱·····	114
三、用视谱作反演·····	116
四、小结·····	119
根据激发极化数据估算硫化物的含量····· P. H. Nelson, G. D. Van Voorhis	120
一、引言·····	120
二、虚分量电导率和金属电导因子·····	121
三、露天斑岩铜矿的野外测量结果·····	122
四、与其它现场测量结果的比较·····	127
五、钻孔测量结果·····	128
六、讨论·····	128
七、结束语·····	130
电磁感应法中大地电导率的影响····· 山石 毅, 三轮 丰, 吉住 永三郎	131
一、绪言·····	131
二、二层结构球体的二次磁场·····	131
三、大地电导率的影响·····	135
四、结论·····	137
可控源音频大地电磁法 (CSAMT) 的原理及应用	
····· M. A. Goldstein, D. W. Strangway, S. K. Sandberg, G. W. Hohmann	139

一、引言	139
二、关于接地偶极场源	139
三、半空间模型和野外数据	141
四、层状构造	142
五、罗斯福热泉的CSAMT勘测	143
六、结论	148
大功率源时间域电磁测深法 (TDEM)	
.....G. V. Keller, J. I. Pritchard, J. J. Jacobson, N. Harthill	149
一、CSM TDEM 系统	149
二、应用实例	152
三、结论	156
计算水平层状介质中瞬变电磁场的积分-有限差分法M. M. Goldman	159
一、引言	159
二、电磁场方程	160
三、水平层状介质	161
四、计算瞬变场的积分-有限差分法	163
五、有限差分问题公式的建立和算法	165
六、结论	171
岩性电测深法 (Petro-Sonde Method)	
.....Geophysics International Company	172
一、大地电流理论的简介及其与岩性电测深法的关系	172
二、岩性/测井 (Pro/Log) 图	172
三、反辐射波的传播和位置校正	176
四、岩性/测井图的对比和解释——一幅很有意义的画面	177
五、岩性电测深法的能力和局限性	178

自然电位异常的起源和解释*

K. T. Kilty

摘 要

人们恢复对矿床自然电位勘探方法的兴趣,增加了理解自然电位机制的重要性。自然电位异常通常起因于同时存在一些非平衡现象之间的相互影响。然而,矿物自然电位异常机制的一些理论总是把自然电位(SP)异常与想象发生在矿体表面的化学反应的平衡电位联系起来。在本文中,作者以非平衡热力学观点来重述这些平衡的机制,结果是SP异常并非仅仅取决于平衡电位,而还取决于因电流穿过矿体-电解液分界面传递而引起的电位。由于许多复杂因素,理论上计算超电压是不可能的,并且实验数据不可利用。但这并不意味着SP资料不能定量解释。可以像其他位场资料一样来解释SP资料

一、前 言

近来人们重新对自然电位异常起源和自然电位异常资料解释方法感到兴趣。例如,我们可以举出西维奈斯(Sivenas)和巴利斯(Beales, 1982)关于矿体有关的自然电位异常的文章,科温(Corwin)和霍弗(Hoover, 1979),代蒙利(Demonlly)、科温、哈丁(Harding)和马里森(Morrison, 1981)关于在地热勘探中应用自然电位测量的文章,尤其是(西尔Sill, 1983)的极大地改进了自然电位资料定量解释的文章。

金属矿勘探主要关注的是那些发生在块状和浸染状金属矿床上的自然电位异常。然而,曾打算用来解释上述异常的一些平衡模型未叙述SP异常源和异常本身(普通的电极电位)之间的吻合情况,并且不能解释西尔(1983)提出的模拟研究。除此之外,平衡模型同某些观测结果相矛盾。如果按萨托(Sato)和穆尼(Mooney, 1960)假设,矿体仅仅起不活泼的电子导体的作用,矿体成份和SP异常相应的一些特征应该没有关系。但是,作为典型在石墨、磁黄铁矿或黄铁矿上观测到的异常幅度比方铅矿或其他硫化矿上的异常幅度大得多。

本文系统地阐述一个建立在非平衡热力学基础上的与矿体相关的SP异常模型。这个模型对解释许多观测结果十分方便,并且证实矿体有关的SP异常与由不可逆现象引起的异常之间的密切关系。

纳比希奇(Nourbehecht, 1963)曾发现了自然电位异常源与不可逆过程之间的关系。他的学位论文以某些地质上共同的机理,定量地提出了自然电位异常产生的要点,特别是流动电位、温差电位和扩散电位。以后的一些作者对这些方面的基本问题几乎没有做出进

* On the Origin and Interpretation of self-potential Anomalies.

一步的理解。尽管如此，纳比希奇的论文还有如下两方面不足之处：

第一，他的全部论文是根据总电位建立方程式的。该总电位是普通的电位和可能有影响的其他一些电位（温度、压力等）的线性组合。如果这些电位都满足同一边界条件，这一方法稍微简化了数学过程。但是，这是不现实的，因为普通电位是观测期间我们要测量的量，而组合（原始的）的电位是自然电位异常的源，这些电位单独的信息是解释资料所需要的。

第二，正如纳比希奇自己承认，他在块状矿体上关于自然电位异常的研究导致几个矛盾的结果。作为他论证的最终结果，异常的激励只是用可逆电池能斯特（Nernst）方程作了简单地描述。这与平衡热力学模型没有什么区别。

西尔的研究修正了第一个缺陷，他明确地区分这些单独的电位，把原始电位看成这些普通电位的源，并且使用数值算法模拟所有的电位。过去因为缺乏合理的解释方法，大大地妨碍了利用自然电位资料，但是西尔的研究成功地开辟了利用自然电位方法的可能性。唯一的困难是设计一个与矿体有关的自然电位异常源的数学模型。

二、不可逆热力学与自然电位

一个普遍承认的假说认为，与块状矿体有关的一些大的自然电位异常是由化学反应引起的。某些理论偏向于矿物本身参与氧化等反应。然而，萨托和穆尼（1960）曾经指出矿体不必直接地参与化学反应，矿体的基本作用是起电子导体的作用。各家提出作为自然电位源的化学反应示于表1。

表1 解释块状矿体上自然电位异常的得失电子反应

矿体下部的反应（失去电子）	矿体上部的反应（得到电子）	参 考 文 献
$H_2O_2 \rightarrow O_2 + 2H^+ + 2e^-$	$Fe^{3+} + e^- \rightarrow Fe^{2+}$	Sato和Mooney (1960, P. 246)
$Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^-$	$Fe^{2+} + e^- \rightarrow Fe^{2+}$	Nourbecht (1963, P. 95)
$Mn^{2+} \rightarrow Mn^{4+} + 2e^-$	$Mn^{4+} + 2e^- \rightarrow Mn^{2+}$	Nourbecht (1963, P. 99)
$2H_2O \rightarrow O_2 + 2H^+ + 4e^-$	$O_2 + 4H^+ + 4e^- \rightarrow 2H_2O$	Sivenas和Beales (1982, P. 127)
$4OH^- \rightarrow O_2 + 2H_2O + 4e^-$	$O_2 + 2H_2O + 4e^- \rightarrow 4OH^-$	Sivenas与Beales (1982, P. 128)
$Me \cdot S \rightarrow Me^{2+} + S + 2e^-$	$2e^- + Me \cdot S \rightarrow Me + S^{2-}$	Sivenas和Beales (1982, P. 135)

(Me代表某种金属)

这个表列举的全部反应都是在矿体下部失去电子、上部得到电子的反应。上述任一“反应对”构成一个可能的自然电位机理。这样，在石墨矿体上产生大自然电位异常的机理也许是表面附近的氧还原作用遵循 $O_2 + 4H^+ + 4e^- \rightarrow 2H_2O$ 反应，电子是由矿体深处铁杂质按 $Fe \rightarrow Fe^{2+} + 2e^-$ 或 $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^-$ 反应来供给的。这一特殊机理类似于放在海水中的铁管腐蚀一样。

作为典型，Eh-pH图以更定量的形式来解释这一机理。然而，这些图仍然不是完全适用的，而且也很可能因下述原因而引起一些混乱。

第一，这些图是以平衡热力学为基础的，但是自然电位的产生是在非平衡条件下发生的。电极-电解液联合体的平衡将要求流过界面的净电流为零；但是，没有净电流流过界面，在电解液内就没有电压，也没有自然电位异常。

第二，这些图描绘要素的理想系统可能与现实几乎没有关系。例如，人们可能编制一张概括硫化物、硫酸盐和氧化物稳定范围的方铅矿的Eh-pH图。然而，此图不能帮助确定其他参与竞争的反应之影响或者是微量杂质的影响。例如，在铅矿中，一种可能的杂质是砷，众所周知它阻止电子在液面传递。

第三，使用平衡图，像使用可逆电池方程一样，往往加强了由静止电动势（如开路电池两端间存在的电动势）引起自然电位的印象。实际上，自然电位是测量矿体外电解液中的欧姆电压降（ IR ）。

矿体自然电位机理有四种性质不同的电位差。它们是：（1）矿体内部的电压降，（2）在得电子地方的矿体-电解液界面两侧的电压 $\Delta\varphi_e$ ，（3）在失电子地方的矿体-电解液界面两侧的电压 $\Delta\varphi_d$ ，以及（4）电解液内部的电位差。这些电位的代数和必须为零。

这些电位之和构成一个 $-V_{ore} + (\Delta\varphi_e - \Delta\varphi_d) = IR$ 形式的方程式，式中 V_{ore} 为矿体内部的电压降。这个方程式类似欧姆定律，但实际上很不相同，因为界面电位是电流的函数。在平衡条件下，矿体内部的电压降数值最大，在平衡时， $\Delta\varphi_e$ 和 $\Delta\varphi_d$ 的数值可以从Eh-pH图读出或根据适用于得电子和失电子反应的能斯特方程式计算出来。当电解液中的电流（和因此引起的电压 IR ）增大时，矿体两端电压必定下降。这与自然运转着的电池两端电压随电流增大而减小的观察结果一致。电极-电解液界面上的电位也随电流增大而变化， $(\Delta\varphi_e - \Delta\varphi_d)$ 数量稍微减少。接近平衡状态时，界面电位与平衡值的偏差或者超电压〔博克里斯 (Bockris) 和瑞迪 (Reddy), 1970〕与电流成线性关系。因此，接近平衡状态时电压 IR 或者自然电位与超电压成线性正比关系。图1中图解说明了这一情况。

超电压和电流取决于很多复杂因素。

它们之中有：

1. 界面的几何形状，它部分地确定了有多少表面积可用于电子传递；
2. 界面状态。例如，界面上有氧化层吗？有无机的或者有机的阻化剂吸附在界面上吗？
3. 电解液通道电阻 R 或矿体的电流通道，因为它们可能是电流的限制因素；
4. 实际反应（在许多参与竞争的反应之中）；
5. 边界层厚度，离子必须通过它扩散以参与在界面上的反应。显然，这里迁移现象是很重要的。个别成份的扩散性和在电解质内部的对流运动决定迁移。

在这一点上，根据超电压在矿体表面上的分布，作者提出了矿体自然电位异常模型的基本组分的要点。用考查电荷载流子在矿体或电解液中的扩散方法也可建立一个等效模型。这一方法原则上与纳比希奇的方法类似，不同的是这里采用真正的非平衡研究方法。

假定引起自然电位的化学反应发生在常温、常压以及没有流体运动情况下。由于离子迁移是复杂的，最新的这一假定决不能严格地成立，但是如果近似正确的话，人们必须考

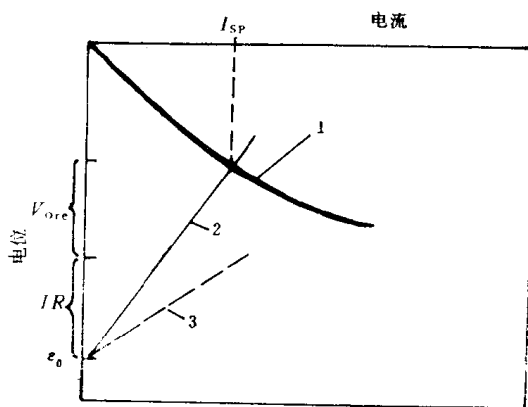


图1 由曲线1和2的交点确定与自然电位异常有关的电流

1—超电压对电流的关系曲线；2— $I(R + R_{ore}) - E_0$ 曲线；3— $IR - E_0$ 曲线。 R 为电解液的电阻； R_{ore} 为矿体的电阻（电子导体）； E_0 为平衡电位

考虑的唯一电位是电化学电位 $\bar{\mu}_i = \mu_i + FZ_i\varphi$ ，式中 μ_i 为第 i 种普通化学电位， Z_i 是它的化合价， F 为法拉第常数， φ 为普通的电位。仿照纳比希奇，人们可以写出阴离子和阳离子流的独立方程

$$\begin{bmatrix} J_a \\ J_c \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} L_{aa} & L_{ac} \\ L_{ca} & L_{cc} \end{bmatrix} \cdot \nabla \begin{bmatrix} \mu_a + FZ_a\varphi \\ \mu_c + FZ_c\varphi \end{bmatrix} \quad (1)$$

J_a 和 J_c 分别表示阴离子流密度和阳离子流密度； L_{ac} 和 L_{ca} 表示两种流的干扰， L_{aa} 和 L_{cc} 分别等于 $D_a \cdot C_a / RT$ 和 $D_c \cdot C_c / RT$ ，式中 D 是该种离子的扩散率， C 为它的摩尔浓度， R 为通用的气体常数， T 为温度。

纳比希奇最初企图通过反应种类 (Fe^{2+} 、 Fe^{3+}) 的浓度和迁移率表示 L_{ij} 值。然而，这就使他在固体内部得不到离子种类的迁移率和浓度的函数关系。他不得不称它们为视迁移率和视浓度，它们是不能计算的不确定的参量。

按另一个表示法，通过实际传递电流的种类（即电子和空穴）表示上述矿体内的方程式。

忽略干扰项 L_{ca} 、 L_{ac} ，按纳比希奇所述， L_{ac} 和 L_{ca} 是可以忽略不计的，调整 $-Z_a = Z_c = 1$ ，我们直接地导出下面的总电流方程式

$$J_e = J_c - J_a = e^0 [(m_e n + m_h p) \nabla \varphi_2 - D_e \nabla C_e + D_h \nabla C_h] \quad (2)$$

方程式中 e^0 为电子电荷， m_e 和 m_h 为电子和空穴的迁移率， n 和 p 为每个单位矿体体积内的电子和空穴数， D_e 和 D_h 为电子和空穴的扩散系数， C_e 和 C_h 是它们的摩尔浓度。电位 φ 的下标“2”表明矿体。根据传导率的定义（基特尔、Kittel, 1971），则有

$$J_e = -\sigma \nabla \varphi_2 + D_e e^0 \nabla C_e - D_h e^0 \nabla C_h \quad (3)$$

如果我们假定电流是稳定的 ($\nabla \cdot J_e = \frac{\partial C_e}{\partial t} = \frac{\partial C_h}{\partial t} = 0$) 和矿体是均匀的，取上述方程的散度，结果为

$$\nabla^2 \varphi_2 = \frac{e^0}{\sigma} (D_e \nabla^2 C_e - D_h \nabla^2 C_h)$$

或

$$\nabla^2 \varphi_2 = -\frac{e^0}{\sigma} (q_e - q_h) \quad (4)$$

式中 q_e 和 q_h 为界面上发生的化学反应每单位时间、每单位矿体体积产生的电子和空穴数，除矿体—电解液界面上以外， q_e 和 q_h 处处为零。同理，我们可以根据在电解液中阳离子和阴离子生成率推导出类似的表示矿体外部自然电位 φ_1 表达式，并且发现这一电位源也位于界面上，电位 φ_1 和 φ_2 在界面上是不连续的，然而有限不均匀的，并且是位置的函数， φ_1 和 φ_2 取决于平衡电位和化学反应的超电压以及它们的比率。

在许多方面，确定自然电位 φ 就象确定任意磁化物体的标量磁位一样；主要差别是电场强度 ($-\nabla\varphi$) 将始终垂直于矿体表面的界面。西尔 (1983) 指明了自然电位的电流密度与磁感应强度的相似性。因为自然电位和标量磁位满足同一微分方程；如果它们在地表受恰当的边界条件约束的话，可利用三维或二维磁模拟程序来模拟自然电位数据。需要计量的单独的矢量分量的程序，因为这些分量对于用数字积分方法计算标量位是必需的。

尽管在讨论中强调了块状矿体上产生的异常，类似的机理可能在有自然电位异常的浸染状矿床上奏效。由于浸染状矿床没有块状矿体的高导电特性，异常源的电荷传导模型需做

稍稍的修改。电压分布模型因矿体内部的电压降而需要用附加项 IR 表示,而扩散模型有更小和更分散的电流源。电荷能通过不存在连续电子导体的矿体而传送的一种机理可能是面导电,也许由于蚀变提高了矿体内的面导电性。然而,浸染状矿体上的自然电位异常也可能起因于某一完全不同的机理所引起。例如,浸染状矿体在地下水内腐蚀能起分散的污染源的作用,在缓慢运动的地下水里,这就可能引起静态扩散面和有关的自然电位异常。

三、异常大小的计算

当电子导体浸没在电解溶液中时,最初横跨界面没有电位差。但是如果发生电荷传递反应 $Me \rightarrow Me^+ + e^-$,则将在界面两边形成电位差,它将减慢正向反应 $Me \rightarrow Me^+ + e^-$,而加速反向反应 $Me^+ + e^- \rightarrow Me$,最后处于平衡状态,由于两种反应交换的电流都等于特征值 i_0 ,而净电流为零。

在矿体内,得电子和失电子的部位是短路的,因此没有方法保持平衡,根据勃特勒-沃尔梅(Butler-Volmer)方程式(博克里斯和瑞迪,1970),流过矿体-电解液界面的净电流与在界面上平衡电流 i_0 和超电压 η 有关

$$i = i_0 \{ \exp[(1-\beta)F\eta/RT] - \exp(-\beta F\eta/RT) \} \quad (5)$$

式中 β 是一个在双向反应 $Me \rightleftharpoons Me^+ + e^-$ 情况下,取决于 i 对 η 关系的对称性因子,其值一般接近0.5,但是取决于电解液和电极的成分。

因为流经电解液电阻的净电流是自然电位异常的原因,所以在确定SP异常的期望值时,确定电流的若干因素(超电压、电解液和矿体的电阻及平衡电位)比单一的平衡电位重要。对于确定参数来说最困难的参量是超电压-电流关系曲线,此关系曲线取决于平衡电流密度 i_0 。

平衡电流密度 i_0 取决于界面上反应种类的浓度,又取决于在电解液中传递过程,它也强烈地取决于电极的成分。例如,在 1mol/m^3 (摩尔/米³)的 H_2SO_4 电解液中 $\frac{1}{2}\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}^+ + e^-$ 的反应平衡电流对铅电极而言为 10^{-12}A/cm^2 左右,对铂电极而言平衡电流为 10^{-3}A/cm^2 左右。显然,只有得到矿体的那些具有代表性的电极-电解液系统实验资料时,任何理论计算的尝试才有意义。

四、解 释

利用(4)式,我们能够通过组合模拟单独的电位(西尔,1983)来解释SP资料。当在几种硫化物电极上的实验资料可以用来解释原始电位时,这一方法便更有用了。或者,我们能够象任何其他位场一样处理SP资料和模拟等效源,即按地下源的分布模拟自然电位在地表面的分布。这种源的地下分布将不是唯一的。

代替做详细的模拟解释自然电位,人们可以采取近似方法,在此方法中得电子和失电子的分开部位构成电流双极。因为电流源头和尾闾的强度(q_a, q_b)不能预先计算出来,人们可以将自然电位峰值除自然电位观测结果,从而不考虑电流密度。这种归一化异常或等效异常形态,则可利用来估算此双极的位置、取向、大小和深度。大概这些参数将提供矿体几何形状的一些关系。上述许多著作,包括罗依(Roy)和乔德赫(Chowdhury, 1959),

兰 (Rao)、墨菲 (Murphy) 和瑞迪 (1970)、保罗 (Paul, 1965)、米瑟 (Meiser, 1961)、贝特查耶 (Battacharya) 和罗依 (1981), 菲特曼 (Fitterman, 1979) 和德威特 (De Witte, 1949), 对于其他模型提出了上述近似法。

五、交换电流的大小

扎乔斯 (Zachos, 1963) 讨论了发生在希腊北部蔡尔基迪克 (Chalkidiki) 地区矿体上的自然电位异常, 并把自然电位剖面与磁测剖面进行了对比。图 2 引用了他论文中矿体上两条相互正交的剖面。自然电位剖面曲线的形状在一定程度上具有垂直电流双极的特征。

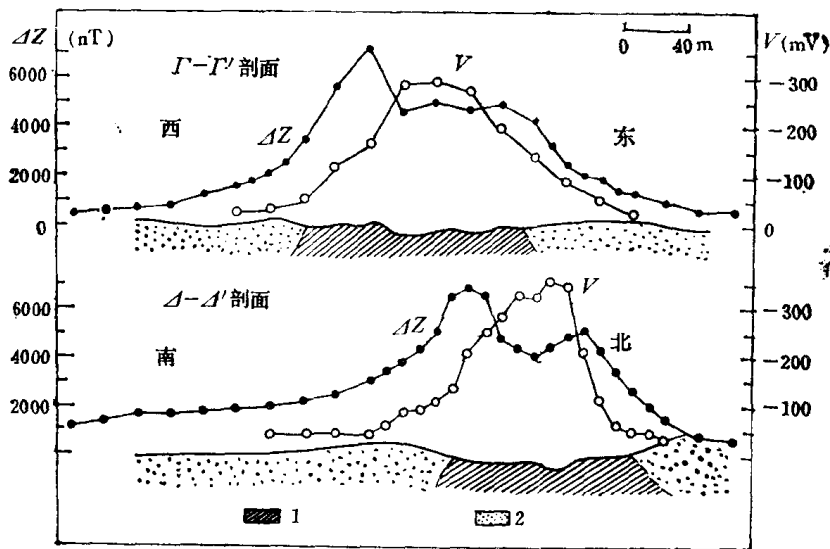


图 2 在蔡尔基迪克矿体上的自然电位和磁测剖面
 圆圈表示自然电位值; 黑点表示磁测值 (Zachos, 1963)
 1—粗面岩; 2—片岩

图 3 所示为一族均匀半空间中垂直电流双极上的归一化自然电位剖面。这些剖面的异常被振幅峰值除而规一, 图的水平轴是距离 x 被上电流极的深度 Z_0 除而规一化的。曲线族的参数是下电流极的深度 Z_1 与上电流极深度 Z_0 之比。这些曲线非常清楚地表明: 当到双极轴线的距离 x 比上电流极深度 Z_0 大时, 自然电位对描述双极的参数最敏感。

图 4 所示为扎乔斯收集的资料叠加在挑选出来的归一化样板剖面曲线上。 $\Gamma-\Gamma'$ 剖面两侧取平均值提供了一组数据点, $\Delta-\Delta'$ 剖面南侧提供了第二组数据点。 $\Delta-\Delta'$ 剖面北侧比其它三条剖面的任一条都陡得多, 它可以指示偏离了电流双极模型或者围岩电导率不均匀, 我舍去这组数据。

通过曲线拟合过程, 我们可以确定到上电流极深度 Z_0 大约为 50m。当以此特征长度作为长度单位时, 参数 Z_1/Z_0 为 2.0 和 3.0 的样板曲线把实际数据夹在对下电流极深度 Z_1 最敏感的范围。因此, 电流双极明显地位于 50m 和 (100~150) m 之间。这一范围是根据自然电位测量求出的矿体规模的最小估计值。作为比较, 扎乔斯叙述矿体的主要矿化段从 20m 延深到 300m 左右。

传送电荷的计算可以把 Z_0 和 Z_1 估计值代入电流双极上方电位最大值的方程中, 在假定围岩电导率并求出产生观测异常所需的自然电流 I 之后进行。例如, 假设围岩电阻率为

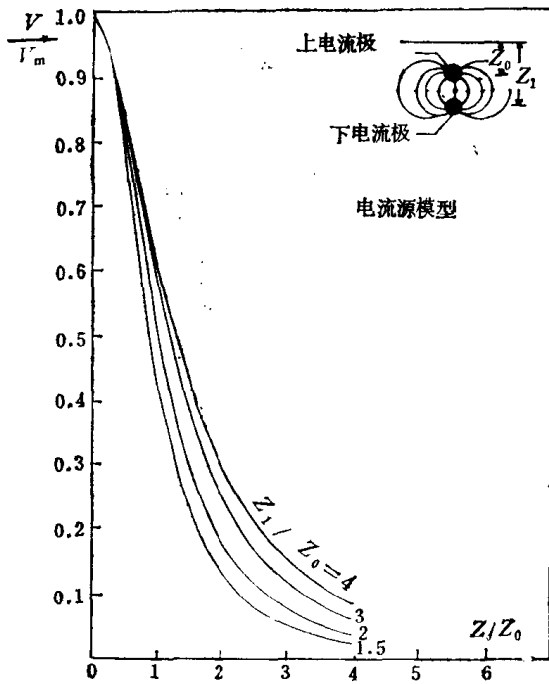


图3 轴对称电流双极上的理论样板曲线

(每条曲线的参数是下电流极的深度 Z_1 与上电流极深度 Z_0 之比)

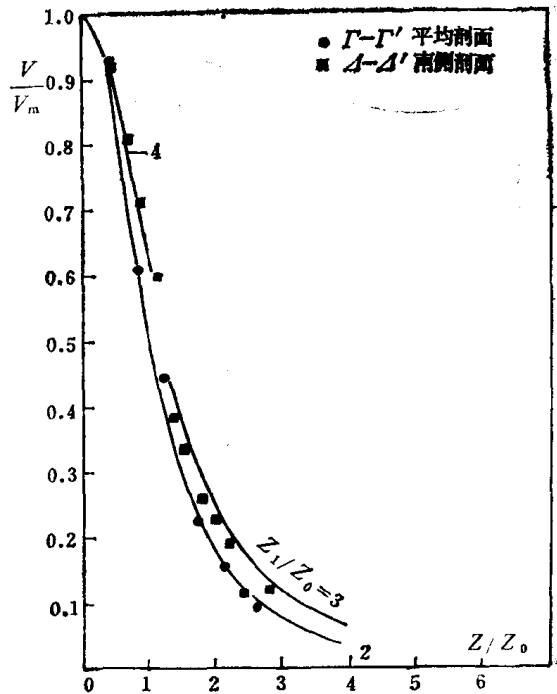


图4 蔡尔基迪克矿体的数据与图3选出的样板曲线的比较

(特征长度 Z_0 为50m)

500 $\Omega \cdot m$, 则由

$$\varphi_{\max} = \frac{1}{2\pi\sigma} \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_1} \right)$$

可得

$$I = \frac{2\pi(75m)(300mV)}{500\Omega \cdot m} = 0.27A$$

0.27A的电流差不多每年需要 100mol 元素的电荷通过矿体传送, 并且也穿过矿体-电解液界面。这将包含每年矿体表面上分解大约2.8kg的二价铁和还原大约0.1kg的 H^+ 离子。显然, 当只有小面积表面 ($\sim 10^4 m^2$) 对电子传导有效时, 则在电解液内必须有大量的物质传递, 以提供 H^+ 并在界面上移去 Fe^{2+} 。

如果若干附加简化前提被证明是正确的话, 那么人们可以利用这些资料求出在蔡尔基迪克矿体表面发生的反应的平衡电流密度。如果我们假设 β 接近0.5, 电极-电解液界面的表面积大约为 $10^4 m^2$ 和超电压振幅为300mV, 并且把这些值代入勃特勒-沃尔梅方程, 其结果为

$$i_0 \approx \frac{2.7 \times 10^{-9}}{e^{20(300)}} = 6.7 \times 10^{-12} A/cm^2$$

这一平衡电流密度大致等于在稀释硫酸溶液中铅电极上氢还原的电流密度。

六、结 束 语

与块状矿体有关的自然电位机制、有它的不可逆热力学起源，因此，它适应于西尔（1983）提出的研究方法。为充分地使用这一方法，矿体电极和电解液电荷传送率方面的实验资料是必要的。所获得的自然电位的方程类似于磁标量位的方程，并且作了一些修正的磁模拟程序也能用来模拟自然电位的数据。但是，确定自然电位源的分布和强度的那些参量很可能在一个矿体表面上广泛地变化。人们从模拟中获得最多的信息是某种简单地电流分布模型的几何参数。

（参考文献16则，略）

温佩琳 译自 *Geophysical. Prospecting* 32 (1), 51~62, 1984

何继善 校

用积分方程法计算高电导率 差异情况下充电法异常的方法*

E. Eloranta

摘 要

本文叙述了在模型中的每一个导体都处于其本身恒定电位的假设情况下，计算充电法异常的一种方法。基本限制条件是，导体的电导率至少应当是围岩电导率的一百倍。该问题用电位第一类 Fredholm (弗雷德霍姆) 积分方程表达。积分方程用分区法求解。所谓分区法就是把导体的边界分成很小的小区域，使得各小区上的电流密度法向分量可以视为定值。在数值应用中，对忽略其端部影响的长柱体和同样形状的完全三维模型的充电法异常之间进行了比较。作者也使用长柱模型探讨了影响异常形状和强度的因素。

一、前 言

应用充电法时，一个供电电极接入待测量的导体，另一供电电极置于很远的地方，使它不影响所产生的电位形态。和其它所有电法异常一样，充电异常可作为位场问题的解计算出来。虽然在文献中已有充电法计算的内容，但仅是简短的论述。以解析解为例，文献记载只有对球体模型的研究 (Merkel 和 Alexander, 1971; Snyder 和 Merkel, 1973)。已用有限差分法 (Dey 和 Morrison, 1979) 和积分方程法 (Eskola, 1979; Eskola 和 Hongisto, 1981) 完成了数值解计算。根据更一般的基础，Daniels (达尼尔斯) (1977, 1978, 1983) 已经研究了钻孔测量的电模型。

Eskola (伊斯科拉) (1979)、Eskola 和 Hongisto (霍吉斯托) (1981) 使用的积分方程是表达电场的 Fredholm 第二类积分方程。若在充电法异常计算中应用这些公式，就必须使用互逆电极装置。这意味着对每一计算点都必须重新对积分方程求解，这就增加了计算工作量。充电法异常“直接解”中计算上的障碍在于导体内一次源的位置，它使得一次场很低。

本文中用积分方程法建立充电法问题的公式，并将用数值法求解。所叙述的模拟方法是以每一导体都处于自己的恒定电位这一假设为基础的。假若导体和围岩电导率差异的数量级为一百，则在大多数情况下这一假设是成立的。然而，更严格地讲，作为电导率差异函数的电饱和^[注]程度，也取决于模型的几何形状。因此，每个模型的饱和状态都提出一个

* A Method for Calculating Misc-A-La-Masse Anomalies in the Case of High Conductivity Contrast by the Integral Equation Technique.

[注] 所谓电饱和是指导体为理想导电情况下，整个导体为一等位体时的状态。