

56.294
01633
~~003189~~

大地电磁勘探原理

G·波斯坦道弗 著 徐世浙 冯洛玕 译



01633
56.294

地质出版社

大地电磁勘探原理

G. 波斯坦道弗 著

徐世浙 冯洛珩 译

地质出版社

内 容 提 要

本书全面论述了大地电磁探测的基本原理、资料的处理以及解释推断方法等。

全书分八章。简明地叙述大地电磁法的特点、天然交变电磁场的场源、各种地下电性模式的大地电磁法理论、野外记录的人工处理和数字处理方法、记录仪器以及野外工作方法等。最后还介绍了典型的地质实例。

本书内容全面，叙述扼要，图表丰富，可作为地质和地球物理工作者学习大地电磁法的入门指导书。

Principles of Magneto-Telluric Prospecting

by

GOTTFRIED PORSTENDORFER

1975

GEBRÜDER BORNTAEGER · BERLIN-WEST · STUTTGART

大地电磁勘探原理

G. 波斯坦道弗 著

徐世浙 冯洛珂 译

地质部书刊编辑室编辑

地质出版社出版

(北京西四)

地质印刷厂印刷

(北京安德路47号)

新华书店北京发行所发行 · 各地新华书店经售

开本787×1092 1/16 · 印张5 6/8 · 字数140,000

1980年5月北京第一版 · 1980年5月北京第一次印刷

印数1-2,975册 · 定价1.20元

统一书号: 15038 · 新515

译者的话

大地电磁探测是以天然交变电磁场为场源，研究地下电性结构的地球物理勘探法。它成本低廉，操作轻便，尤其是它不受高阻层屏蔽，勘探深度较大。大地电磁法自五十年代问世以来，在国外的地球物理勘探中已获得广泛应用；近几年来，由于仪器的改进和电子计算机的应用，发展格外迅速。

大地电磁测深用于探测地壳和上地幔，勘探深度可达100—200公里；它用于地震预报，可监视地壳深部电阻率的变化；它在火成岩、砾岩覆盖区的石油勘探中，可弥补地震勘探的不足；它在沉积盆地的勘探中，用于研究结晶基底的起伏；亦曾有人将高频大地电磁法试用于地下水和金属矿的勘探。

本书作者是一位对大地电磁工作富有经验的东德学者。书的前半部分系统介绍了大地电磁法的基本理论，却又避免复杂的数学运算，同时介绍了模型实验和模拟网络求解法的梗概。后半部分扼要地介绍了对野外记录进行人工处理和数字处理的方法、记录仪器和野外工作方法。最后给出若干典型的地质实例。可以认为，本书是较好的大地电磁法的入门书籍。

七十年代初期，我国业已开展大地电磁探测工作，但至今还没有一本系统介绍大地电磁法原理和应用的专著。我们希望本书中译本的出版，能对发展我国大地电磁探测工作起一定作用。

由于我们水平有限，译文中难免有不少缺点和错误，诚恳地希望读者批评指正。

译者 1979年7月

编辑前言

大体上说，从1953年L.Cagniard在“Geophysics”发表他的评论文章以后，说英语的国家的地球物理学者便认真地转而研究大地电磁法。自那时以来，无论从理论上或者实践上，大地电磁法都已成为一门高度发展的技术；而且为了确定地下深达数十公里的电导率结构，曾作过大量的大地电磁探测。

我们知道，电磁测深资料不是绝对准确的，而且不同的地学工作者在对资料的解释上又颇多歧离。尽管如此，好长时间以来使人感到有必要编写一本能系统地总结大地电磁学科现状的英文专著。

苏联和东欧国家至今已进行了最广泛而系统的大地电磁工作。在先进的数据自动记录和处理系统问世之前，它们的探测工作主要是用笔尖、墨水和照相记录进行的，因而东欧的地球物理学者对大地电磁资料（信号和噪音）的性质便有丰富的感性认识，并有人工处理资料的技巧；然而在西方，我们则感到这类有价值的经验稍有欠缺。

这本专著能由富有大地电磁工作经验的德意志民主共和国弗赖贝格 G.波斯坦道弗教授担任编写工作，我们感到特别的高兴。

法国 巴黎 G.Kunetz 瑞典 布利登 D.S.Parasnis

作者前言

在天然大地电磁变化场应用于东德地球物理勘探的过程中,我曾写过三部专著(1954, 1961和1965)。头两部专著乃依据法国学者的开拓性工作,介绍了“大地电流法”的基本问题和应用的可能性。第三部专著论述了大地电磁法的基本问题,特别就它应用于水平层状介质问题进行了讨论。

由于在地壳和地幔的探测中,大地电磁法的野外操作和数据处理等技术有了迅速的发展,以及国际上大地电磁探测文献的大量增加,这些就促使我产生了下述愿望:对“大地电流”、“大地电磁测深”、“地磁测深”等经典方法的理论和实际成果加以总结。

特别要指出的是,作者在本书中引用了苏联学者的许多经验。由于横向不均匀性使大地电磁场在很大距离范围内发生畸变,从而本书涉及的主要课题,在于介绍横向不均匀性或各向异性构造模型的计算或测量结果以及探测方法等。本书还介绍应用计算机的可能性,同时还叙述较早期的数据人工处理方法。另外,对测量仪器、野外工作方法及地质实例等只作简略的描述。

与作者在弗赖贝格矿业学院的讲稿相比,本书在论述的方式上有了改进。有时出于概括,有必要使书中回避复杂的数学演算,而且对许多单篇的论文不作叙述。另一方面,书中以大量图表来说明实例,同时列出国际文献目录以作参考。

作者向G.Kunetz博士和D.S.Parasnis 博士表示感谢。他们在本书底稿的编写过程中提供了不少补充内容及宝贵意见。作者也要向弗赖贝格矿业学院地学部的全体同事们表示感谢,由于他们技术上的帮助使底稿得以完成。

德意志民主共和国 弗赖贝格 G.波斯坦道弗

1971.12.

目 录

编辑前言

作者前言

第一章 引论	1
§ 1.1 电磁探测法在深部勘探中的作用	1
§ 1.2 发展简史	4
第二章 地球的天然电磁场	5
§ 2.1 天然电磁变化场的场源	5
§ 2.2 天然电磁场的特性和频谱	7
第三章 基本的理论问题	11
§ 3.1 平面简谐电磁波在任意形状地质介质的边界平面上的入射	11
§ 3.2 大地电磁场各分量同地质介质的构造和电阻率的定量关系	14
3.2.1 均匀的和水平层状的半空间 大地电磁测深和大地电磁剖面	16
3.2.1.1 典型的地电参量的估算	24
3.2.2 均匀各向异性半空间 水平层状各向异性半空间	26
3.2.3 任意的二维非均匀半空间	28
3.2.3.1 借助解析公式的解	28
3.2.3.2 将地下介质分为不连续格点的求解法	30
3.2.3.3 借助电解槽中的模型实验求解	32
3.2.4 计算的(或测量的)非均匀(或各向异性)模式一览表	33
3.2.4.1 二维垂直接触带上的场的畸变	33
3.2.4.2 二维良导盆地上的场的畸变	33
3.2.4.3 二维台阶上的场的畸变	33
3.2.4.4 二维背斜上的场的畸变	39
3.2.4.5 倾斜的二维构造上的场的畸变	40
3.2.5 横向不均匀或各向异性介质上的大地电磁测深曲线	40
3.2.5.1 二维垂向不均匀性附近的大地电磁测深曲线	41
3.2.5.2 二维倾斜构造上的大地电磁测深曲线	41
3.2.5.3 三维构造上的大地电磁测深曲线	42
3.2.5.4 各向异性层状介质上的大地电磁测深曲线	42
3.2.5.5 在非均匀各向异性介质上大地电磁探测的结论	42
第四章 野外记录的处理	46
§ 4.1 用复极化矢量确定场分量间的张量关系式中的诸元	46
§ 4.2 张量元的环形图的确定	51
§ 4.3 磁场椭圆和电场椭圆	52
4.3.1 “相对椭圆”解释法	55
4.3.2 “绝对椭圆”解释法	55

第五章 野外记录的数字处理	57
§ 5.1 用时间域滤波器进行数字处理	57
§ 5.2 用傅氏分析进行数字处理	61
§ 5.3 用统计频率分析进行数字处理	62
§ 5.4 场分量张量关系式的诸元的数字处理	64
§ 5.5 用计算机解释大地电磁测深曲线	65
第六章 仪器和野外记录方法	67
§ 6.1 感应线圈	67
§ 6.2 光电反馈的微磁变仪	68
§ 6.3 电子旋进磁力仪	68
§ 6.4 测量电场的电极排列	69
§ 6.5 记录仪	69
第七章 地质实例	71
§ 7.1 大地电流法	71
§ 7.2 大地电磁法	73
§ 7.3 地磁测深	76
§ 7.4 声频磁测 (AFMAG)	77
第八章 关于大地电磁探测精度和解释精度的结论性说明	79
参考文献	80

第一章 引 论

§1.1 电磁探测法在深部勘探中的作用

地壳和上地幔中曾发生过哪些过程，以致岩石和矿产具有如今的分布状况，这是近代地学所关注的问题。为此，就有必要发展地球物理勘探方法，以便获得深达上地幔的地球物质组成及构造等方面的资料。

能够穿透至深部的低频电磁波，受到电阻率横向和垂向不均匀性的影响，随着二次场的形成，使电磁波发生畸变。这类二次场就成为了解大地构造的适宜的工具。

在各种岩石物性参数中，电阻率 ρ （欧姆·米）特别重要。对于含水饱和的沉积岩有

$$\rho_0 = \frac{a}{\varphi^m} \cdot \rho_w \quad (1)$$

其中 ρ_0 —含水饱和的岩石电阻率，

ρ_w —孔隙内的电解液电阻率，

φ —岩石孔隙度，

$$1.3 < m < 2.3,$$

$$0.5 < a < 1.$$

因此，当已知液体的电阻率 ρ_w ，并用电磁法测得 ρ_0 后，就可获取对石油和天然气勘探颇显重要的参量，即孔隙度 φ 的资料。

结晶岩的导电机制可用下述公式表示：

$$\rho = \frac{1}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\rho_i} \cdot e^{-E_i/k \cdot T_k}} \quad (2)$$

式中 T_k —绝对温度（°K），

k —玻尔兹曼常数（ $= 1.38 \times 10^{-23}$ 焦耳/度（K）），

E_i —激活能（焦耳）（1电子伏特 $= 1.6 \times 10^{-19}$ 焦耳）。

其中 $i = 1$ —杂质半导体导电，

$i = 2$ —本征电子导电，

$i = 3$ —离子导电。

由上式可知，如果用电磁法测出 ρ ，由高温高压实验得知 ρ_i 和 E_i ，就能获得温度 T 的资料，而温度 T 是了解地壳和上地幔内各种过程的最重要的参量。

而后，高温高压的实验结果还表明，脱水和熔融过程可导致电导率的反常增长；所以说，电磁法尚能提供构造圈中发生变质作用、岩浆作用以及花岗岩化等过程的资料。

图1表示地表附近岩矿的电阻率值分布范围。

图2表明，地壳和上地幔内含10%铁橄榄石的橄榄岩（岩浆岩）的电阻率，其数值变

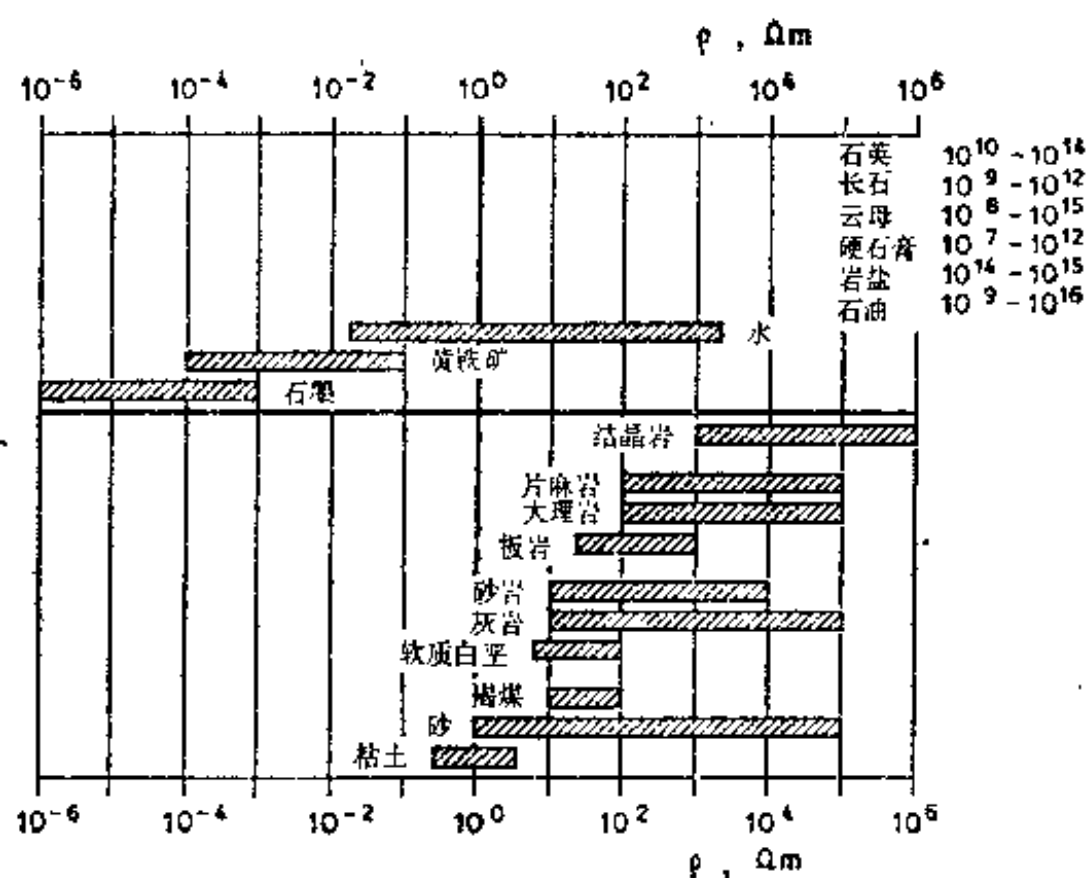


图1 近地表的地壳中的典型岩矿的电阻率量级范围

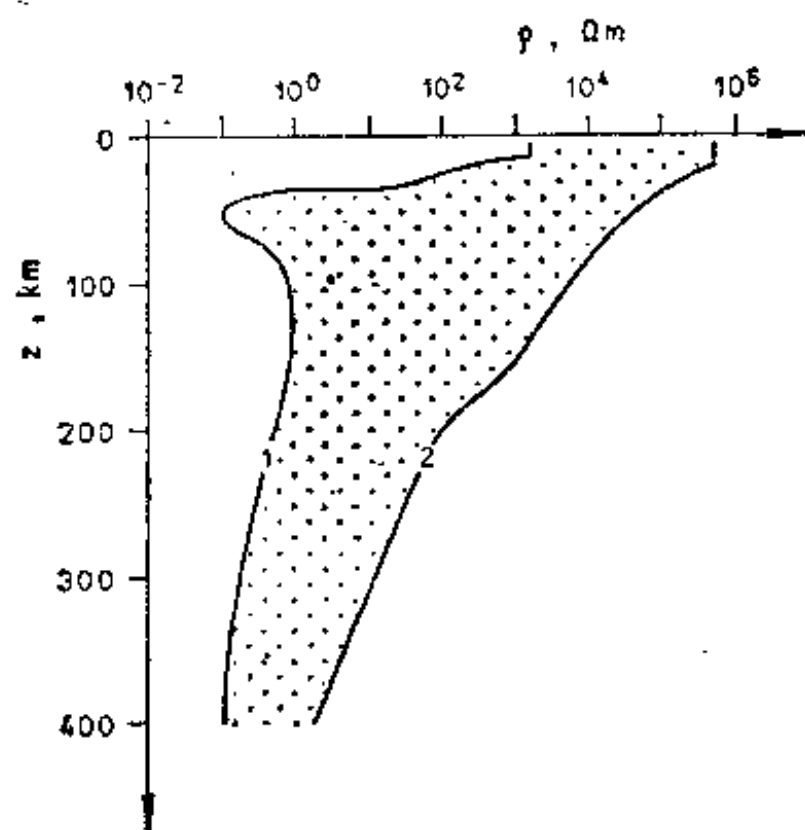


图2 含10%铁橄榄石的深部橄榄岩电阻率随深度的变化

曲线1代表地向斜、岛弧和含5%熔融物质的断裂带。曲线2代表前寒武纪地盾和古老地台。

据Lyubimova, Feldmann (1970)

化很大。此图的资料取自高温高压实验，也利用了前寒武纪地盾及断裂带两种极限情况的温度-深度关系曲线。

现在我们要问，究竟哪些电磁测深法能够用于研究电阻率随深度 z 变化的函数 $\rho(z)$ 呢？

图3表示各种电测深法和电磁测深法探测高阻基底(例如结晶岩)上的厚沉积盆地的可能性。该例的地层特性为：电阻率1—2欧姆·米、厚2000米的良导表层，其下有厚1000米的绝缘盐层，再往下是厚6500米、电阻率中等大小的沉积岩；沉积盆地总厚度为10公里。用熟悉的等距四极法探测该沉积盆地时，AB电极距要大于10公里。最近报导，使用动力线的AB电缆长度达20—30公里，甚至100公里 (Blohm和Flathe, 1971)；但是，使用这么长的电缆进行日常操作，通常是难于实现的。苏联开展的偶极

法(图3A)，用两组分开的偶极——供电偶极(AB)和电压测量偶极(MN)进行操作。这种方法虽有技术上的优点，但横向不均匀性可能使场产生强烈的畸变。向AB输入直流脉冲，改变偶极距，测得MN上的电压，即可算出视电阻率 $\rho_a(r)$ 。在偶极距大于10公里时， $\rho_a(r)$ 曲线有条渐近线，这条渐近线表征绝缘盐层上的地层的纵向电导 S_1 ，但由于

盐层的屏蔽效应，要得到关于盐层以下沉积层的任何资料是怎么也不可能的。

交变场法对此不足能有所弥补。尽管存在如像盐层那样的绝缘层，交变场仍然能依照趋肤效应的规律穿透绝缘层，以达到下部介质。对于这类方法，直流电法勘探的等值原理只部分地有效。

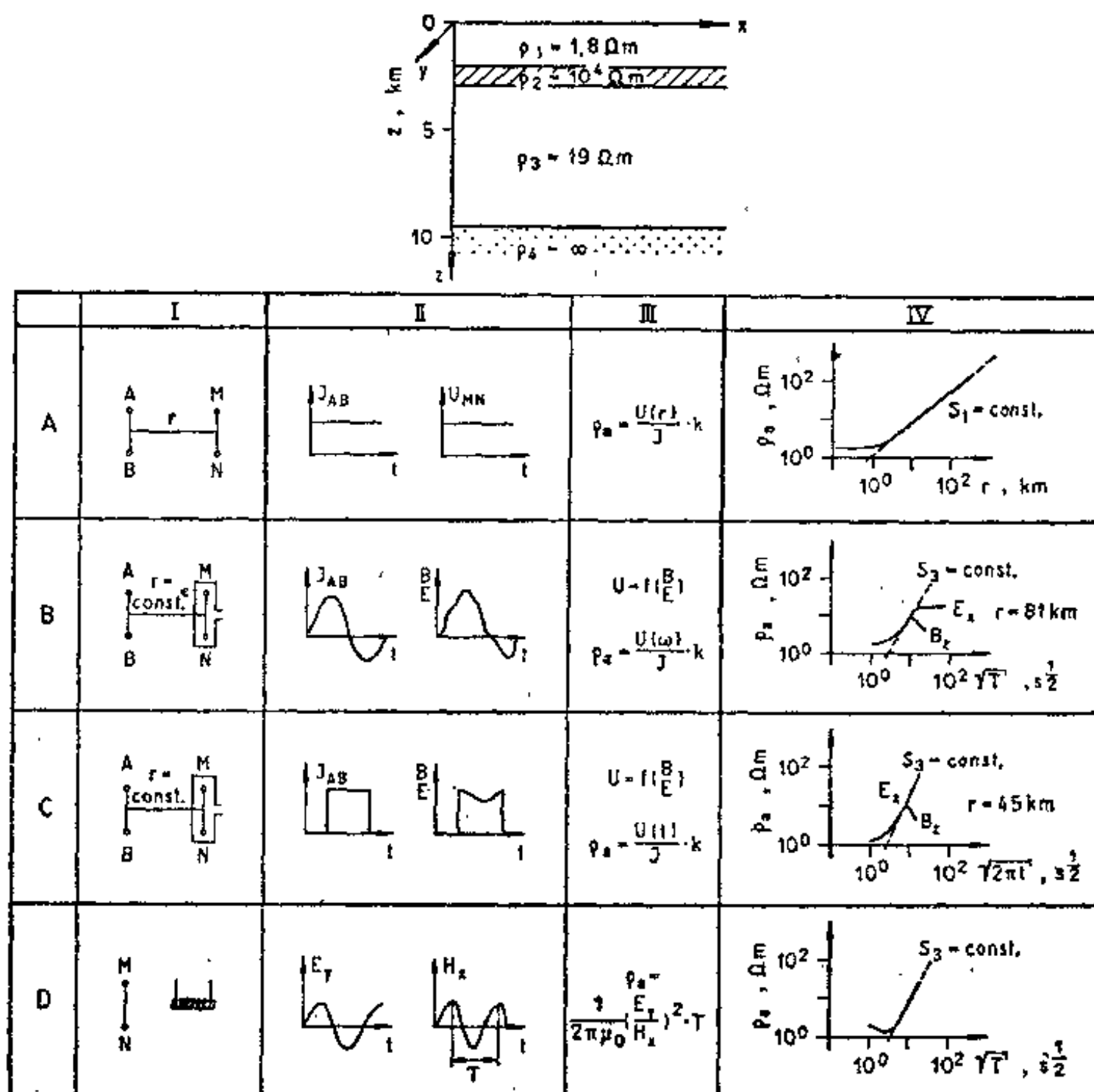


图3 沉积盆地地电剖面的电磁测深法原理

据Militzer, Porstendorfer (1968)

- A—偶极测深法 C—过渡场法 B—频率测深法 D—大地电磁法
 I—电极的布置方式 II—在时间域上资料的表示法 III—视电阻率计算公式
 IV—测深曲线分别表示成偶极距或建场时间或电磁波周期的函数。
 AB—供电偶极 t—时间 MN—测量偶极 S_1 —纵向电导。
 B—磁感应强度 $S_1 = \frac{h_1}{\rho_1}$ H—磁场强度 $S_3 = \sum_{i=1}^3 \frac{h_i}{\rho_i}$
 E—电场强度 ρ_i —第i层电阻率 I—电流强度 U—电压
 h_i —第i层厚度 K—装置系数 r—偶极距 ρ_a —视电阻率
 $\omega = 2\pi/T$ T—周期

我们首先讨论一下所谓“频率测深法”（图3 B）。通过固定的供电偶极（AB），将具有不同频率（1/T）的信号输入地下；然后在固定的接收点（MN）上检测电场

分量 E_{MN} ，或者用探测线圈检测磁场分量 B_z 。当偶极距足够远时，由测深曲线 $\rho_a(T)$ 的渐近线，可得到高阻基底以上所有导电层的纵向电导 S_0 。显而易见的是，为此必须供给周期 $T \simeq 100$ 秒的大功率交变电流，这在目前还不是切实可行的。

另一种方法是向AB偶极输入持续时间长的方波信号，而在MN上考察过渡场(图3C)。按照傅里叶定理，任一时间函数可变换成频率函数。那末将输入和输出信号的谱函数相分离，就能获得地下的滤波特性，这种滤波特性同欲求的测深曲线相当。只有当偶极距很大时，计算 S_0 所需的渐近线才是可靠的。然而，由于需要大功率电源，而且又有天然地电流和工业电流的干扰，这种方法的应用不久就受到局限。

利用天然变化电磁场能够克服上述缺陷。天然变化电磁场总是现成可用的；而且场源离观测点很远，以致可以简化成平面波来处理(图3D)。

§1.2 发展简史

天然电磁场法在勘探中使用几种不同的野外操作方法和解释技术，这是随时间发展的必然结果。

根据C. Schlumberger的思路(1921)，经过研究诞生了“大地电流法”。这个方法是将测点和基点上同时测量的大地电流场加以对比。

Wiese于1951年在东德着手进行地磁垂直分量长周期变化的系统分析，以用于勘探，并提出了所谓“地磁测深法”。与此相当的方法是Ward等人在1958年利用地磁短周期变化发展而成的所谓“音频磁法(AFMAG)”，该法已在航空中使用。

以Tichonov(1950)和Cagniard(1950)的思路为基础的“大地电磁法”，得到了特别顺利的发展。利用测点上同时刻的电场和磁场分量，能够计算电阻率随深度变化的函数值。目前该法既应用于勘探实践，也应用于上地幔的探测。特别是在苏联，Berdichevski及其同事们将此法系统地应用于石油和天然气构造勘探，从而积累了大量的经验。按照勘探实践的近代观点，对这些方法进行统一的讨论是必要的。以下我们将通称这些方法为“大地电磁勘探法”。有关这些方法的发展过程，Fournier(1966)曾作过很好的论述。

第二章 地球的天然电磁场

§2.1 天然电磁变化场的场源

地球天然电磁变化场的主要部分起源于太阳。在地球周围空间，任何时候都存在由太阳爆发所产生的强度可变的太阳等离子流和短波辐射。太阳等离子流主要由伴有低强度磁场的高能质子组成。这些等离子流以运动速度300—800公里/秒的所谓“太阳风”同地球外层磁场相遇。带正电和带负电的粒子进入地球磁场力线的影响范围，它们被俘获，并分别在传播方向和磁力线方向相垂直的方向上偏转。因此，在地球外层磁场区域，导电的等离子体环绕着地球。如果在这样的介质中产生压力变化，那末该压力变化的传递，不光是遵守流体动力学规律，而且还服从电动力学规律。我们称这类现象为磁流体现象。理论上处理它时，要将经典的电动力学方程和流体动力学方程联立(Matsushita和Campbell, 1967)，因为等离子体速度、电流密度和磁场构成了矢量积。由此可导出磁流体波的波动方程。磁流体波以所谓“阿尔芬速度(Alfvén velocity)” V_A 沿磁力线方向传播。阿尔芬速度同沿磁力线方向的磁场强度成正比，而同带电粒子密度成反比。

以超音速 V_s 到达的太阳等离子体，同以速度 V_A ($V_A < V_s$)、被磁力线俘获的等离子体相互作用，在等于十四倍地球半径的空间处产生了冲击波。地磁场对太阳风的阻力，使等离子流转向，从而感生了电流，形成了地磁场边界，使地磁场与外部空间隔断。这就形成了所谓“磁层(magnetosphere)”。

图4展示出地球外的环绕带、由太阳风形成的磁场、产生的冲击波、磁层的非对称形状以及由极高能量等离子体组成的所谓“辐射带”。

图5表示在冲击波波阵面产生的压力波，即沿着磁力线传播的磁流体波是如何传入电

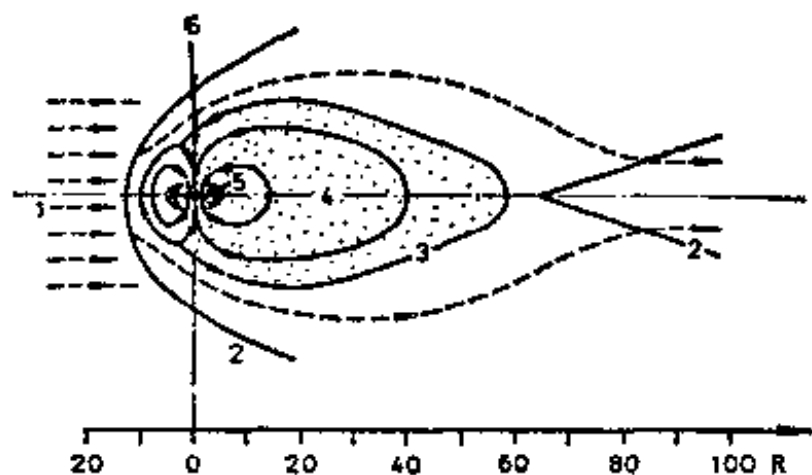


图4 流过地球的太阳风及其磁场
据Matsushita等(1967)

1—太阳风；2—冲击波波阵面；3—磁力线；4—磁层等离子体；5—辐射带；6—地球；R—地球半径(6370公里)

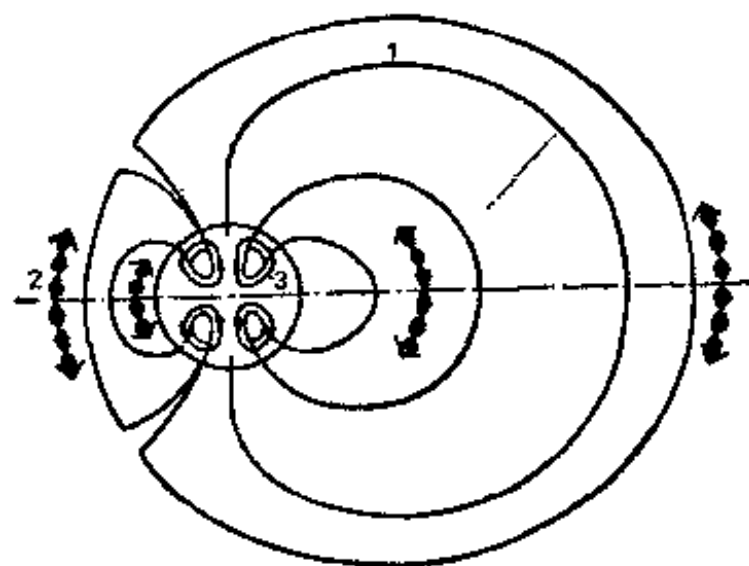


图5 沿磁力线方向磁流体波的穿透
据Matsushita, Campbell (1967) 和 Kertz (1965) 重绘和增补

1—磁力线；2—穿透的磁流体波的符号表示；3—电离层的电流体系

离层中的。我们可以预期，沿磁力线方向将发生共振，从而出现某些频率占优势的传播现象。

与磁层的等离子体不同。受太阳紫外线和X射线电离作用形成的电离层（60—100公里）等离子体，还具有水平导电性。由于电离层的霍尔导电性，磁层的磁流体现象在90—140公里高度的电离层内产生了许多大的水平电流壳层。这些电流壳层传递着不同磁层半球的磁力线间的能量，而且它们还是进入大气中的纯电磁辐射的源。另一方面，由太阳辐射加热变化和潮汐效应引起的压力差所产生的导电电离层的风系，在地磁场作用下构成了电流体系，该电流体系在磁层等离子体中引起沿磁力线的磁流体现象。

我们应用图6所示的信息传输四端网络图，以说明在电离层底部产生电磁场的机制。太阳风的等离子流，在磁层之外的冲击波波阵面上产生地震型的狄拉克（Dirac）脉冲信号 $X(t)$ 。这种信号起初包含所有的频率，各个频率的振幅都相同。在磁流体波穿透磁层（ M ）和电离层（ I ）的过程中，某些频率的振幅由于共振现象而被放大，另一些频率的振幅则被减小。因此，磁层和电离层的行为像个滤波器，这个滤波器的特性可以用频率域上的振幅响应 $A(f)$ 和相位响应 $\phi(f)$ （图6b）以及时间域上的滤波算子 $K(\tau)$ 表征（图6a）。〔在此附带提一下：Vanjan (1971)用这类方法成功地研究了“月球”滤波器对太阳风的作用，这就有可能获得关于月球内部的电导率分布的资料〕。

电离层底部的纯电磁信号 $Y(t)$ 具有阻尼振荡的形式。实际上我们处理的是具有随机特性的许多脉冲 X_i 。这些脉冲与滤波算子褶积，从而得到输出信号 ΣY_i （图6c）。由于大区域的等离子流的缘故，输入信号不呈单个狄拉克脉冲的形式，对于每个信号我们可把它

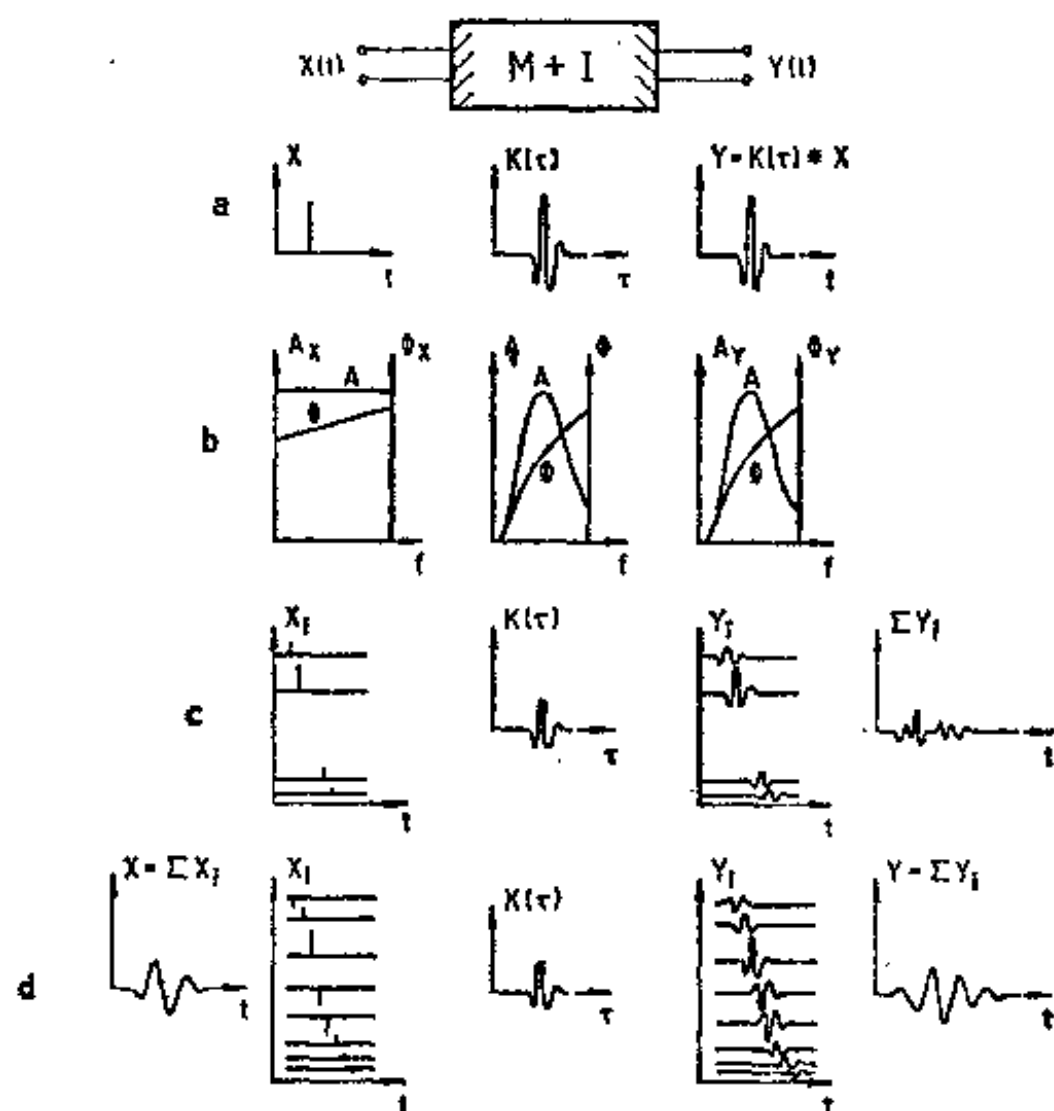


图6 信息通过“滤波器”——磁层和电离层传至地面的图解

$X(t)$ —磁层外冲击波波阵面上的输入信号； $Y(t)$ —电离层底部的输出；
 M —磁层； I —电离层； A —振幅； ϕ —相位； f —频率； τ, t —时间； $K(\tau)$ —滤波算子

分解为一系列离散的不同振幅和符号的狄拉克脉冲。这些离散的脉冲应分别同滤波算子 $K(\tau)$ 褶积，然后叠加起来即得到输出信号 ΣY 。（图·6d）。滤波算子 $K(\tau)$ 是电离层状态（电导率）以及输入和输出分布位置的函数。

实际探测结果证实了以上所述的模式，因此大地电磁记录能够看作随机平稳过程，

§2.2 天然电磁场的特性和频谱

如表 1 所示，由于各种电磁的、磁流体的和核的相互作用，在非导电的地球大气中产生宽带的电磁频谱。表上列出各种频段的命名、相应的各种地球物理的遥感方法、变化场的场源、大气的透射情况、所用的检测装置、所测的物理性质以及探测上的应用等等。

我们发现，典型的大地电磁方法是用此电磁频谱中所谓“脉动（P）”作场源的。为了说明电磁场变化的数量级，可看图 7。在包含所谓“湾扰（b）”至所谓“天电（极低频）”的各种周期的电场和磁场振幅谱中，可以看出随周期增加，振幅一般亦增加，不过也有些明显的例外。电场曲线以电阻率 $\rho = 1$ 欧姆·米为基准。电阻率增加 100 倍，电场增加一个数量级。在脉动范围内，我们可以识别连续的有规则的脉动 P_c 与脉冲似的无规则的脉动 P_i 。表 2 和表 3 给出它们的频段和命名。

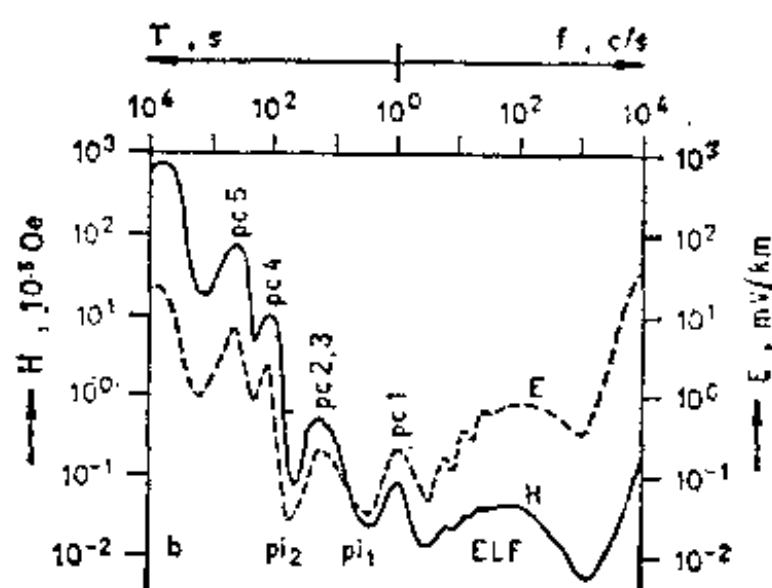


图 7 在 10^{-4} 秒 $< T < 10^4$ 秒的周期范围内，大地电磁变化场的振幅谱

据 Matsushita, Campbell (1967) 重绘和增补

在直径 1000 公里的范围内， P_c 脉动的出现一般能够互相对比。在赤道邻近 P_c 脉动的初次场最为均匀。有时在日半球各处，特别在磁力线的共轭点上，还观察到它们同时出现（在共轭点处，南北半球的脉动矢量的旋转方向相反）。正如图 8 所示，在世界各地的记录中有时可见到 P_i 脉动。脉动的强度和它们的主周期从南到北增加。可以看到，最大的 P_c2 和 P_c3 脉动正好出现在地方时 12 时前。夜晚经常观察到长周期脉动。在脉动的活动性指数、太阳风速度、电离层扰动指数和行星地磁活动性指数等之间具有很好的相关性。由此我们能确立典型的二十七天重复特性，而这种特性同太阳的自转有关。在春、秋分期间发现季节性极大。在非导电的大气层中一般不能记录到不受二次场影响的初次场（这种二次

表 1 电磁频谱及其在地球物理勘探中的应用
根据Hood和Ward的资料重绘并增补(1969)

介质中的穿透深度 $q=1\Omega\cdot m$	$1.6\cdot 10^3$ $1.6\cdot 10^2$ $1.6\cdot 10^1$ $1.6\cdot 10^0$ $1.6\cdot 10^{-1}$ $1.6\cdot 10^{-2}$ $1.6\cdot 10^{-3}$ $1.6\cdot 10^{-4}$ $1.6\cdot 10^{-5}$ $1.6\cdot 10^{-6}$									
介质中的波长 $q=1\Omega\cdot m$	10^5 10^4 10^3 10^2 10^1 10^0 10^{-1} 10^{-2} 10^{-3} 10^{-4}									
在大气中的波长	10^6 10^4 10^2 10^0 10^{-2} 10^{-4} 10^{-6} 10^{-8} 10^{-10} 10^{-12}									
频段与命名	古地磁	长期变化	太阳黑子变化	日变化ssc, sle	地磁暴	磁暴	磁暴	磁暴	磁暴	磁暴
周 期	$3\cdot 10^8$ $3\cdot 10^6$ $3\cdot 10^4$ $3\cdot 10^2$ $3\cdot 10^0$ $3\cdot 10^{-2}$ $3\cdot 10^{-4}$ $3\cdot 10^{-6}$ $3\cdot 10^{-8}$ $3\cdot 10^{-10}$	天	秒	分	秒	分	秒	分	秒	分
大 气 透 射										
方 法	古地磁学	地磁测量	大地电流	大地电流	大地电流	大地电流	大地电流	大地电流	大地电流	大地电流
场源	天然的	地磁暴	太阳风	太阳风	太阳风	太阳风	太阳风	太阳风	太阳风	太阳风
	人工的	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子
检 测 装 置	磁力仪	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子	磁偶极子
所测的物理性质	磁化强度的变化	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度	磁化强度
探测上的应用	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常	地磁异常

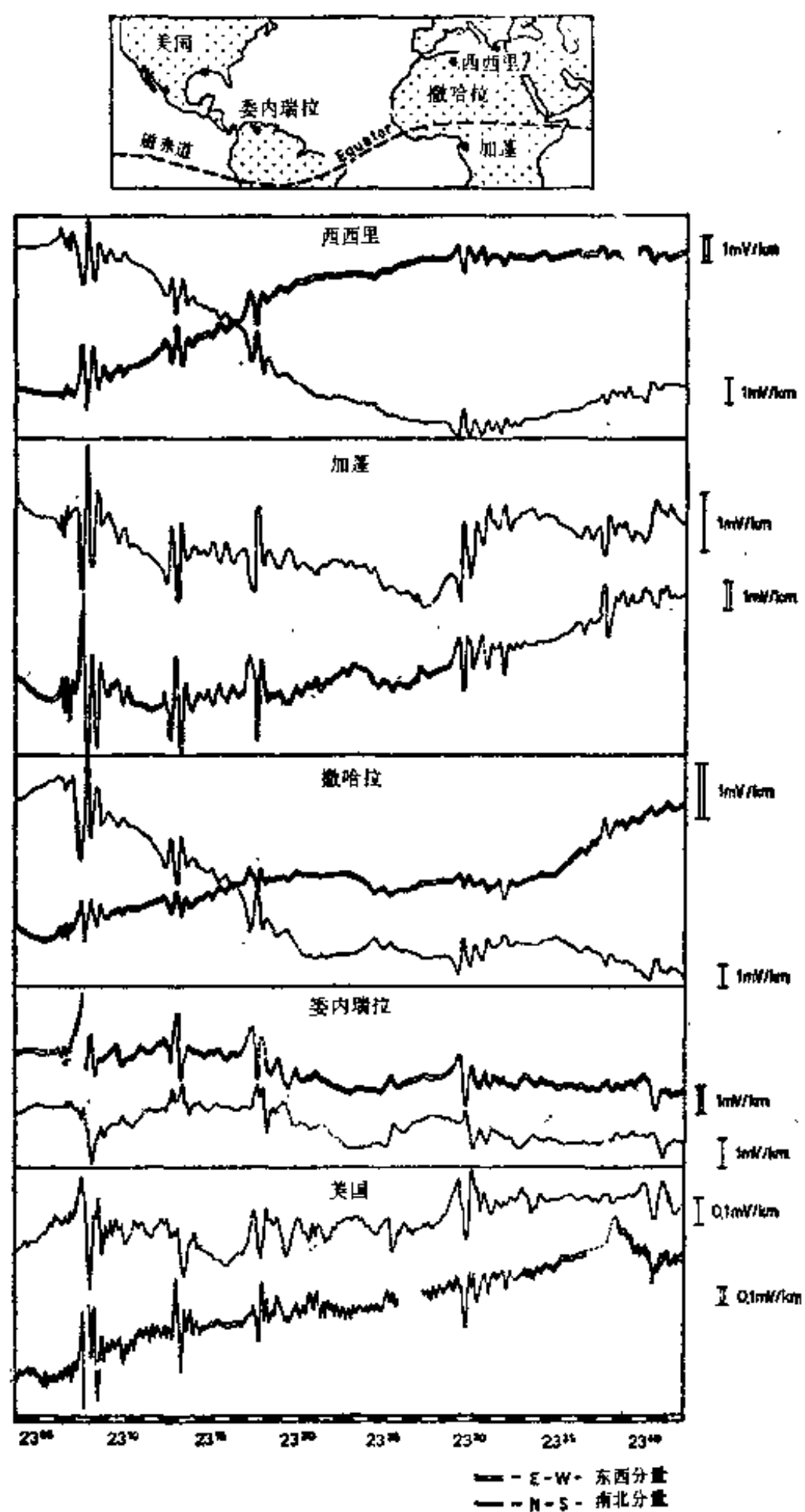
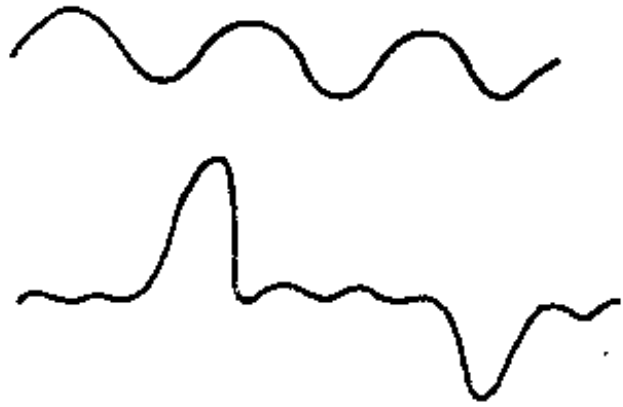


图 8 1952年2月24日23:04—23:42 (格林威治时间) 于世界各测点上同时记录到的电场脉动
据Kunetz (1954)

表2 仟赫兹以下频带的分段和命名

频带编号	频率 (赫兹)	周期 (秒)	主要现象
3	3000—300		哨声
2	300—30		
1	30—3	0.033—0.33	Schumann共振的主模式;
0	3—0.3	0.33—3.3	沿地磁场的导波, 珠状脉动Pc1;
-1	0.3—0.03	3.3—33.3	过渡带, 微脉动Pc2, Pc3, Pi1;
-2	0.03—0.003	33.3—333	磁层空腔的振荡, 微脉动Pc4, Pc5, Pi2

表3 微脉动的分类

脉动类型	周期(秒)	
规则振荡		
Pc1	0.2—5	
Pc2	5—10	
Pc3	10—50	
Pc4	50—150	
Pc5	150—600	
不规则振荡		
Pi1	1—40	
Pi2	40—150	

场是电磁波在地球内部层间界面上反射所产生的)。只是对于均匀地层或水平层状地层, 我们能借理论计算证明, 测得的水平磁场 H_y 满足以下关系式

$$H_y = 2H_{y0} \quad (3)$$

式中 H_{y0} —初次磁场的水平分量。

公式(3)中的系数“2”是由导电地球中源的“像”引起的(Kunetz, 1972)。

第三章 基本的理论问题

我们假定地面是平面，电磁波是平面波。至于地球曲率对大地电磁测深的影响，已有人〔如Srivastava(1965)〕研究过。一些地球物理学者发现，对于周期小于1天的电磁波均可忽略地球曲率的影响。

尤其是Price(1963)，他验证了平面波的前提条件。他在公式(32)中添了个附加项，这一项依赖于波源的尺寸和周期，也同地球的电阻率有关。能够证明，当周期小于1000秒时，该项可忽略不计。对于两层的情形，相位关系受到的影响比振幅关系要大(Pecova, 1965)。在劣导基底的情形下，长周期测深曲线的渐近支受到畸变，在良导基底的情形下则不然。

§3.1 平面简谐电磁波在任意形状地质介质的边界平面上的入射

为获取天然电磁波含有的地下构造及电导率的信息，我们从沿地球表面方向的地磁场力线传播的磁流体波入手。这种波是电离层的等离子体外部的纯电磁波，它能穿透，也就是说能进入大气层。

当然，由于我们涉及的是有限尺寸的电流壳层，因而相对于探测地区的尺寸而言，入射的初次波有时可能具有非均匀的形式。应用本章第二节的假设条件，我们首先只考虑平面简谐波及其与地下构造的关系就足够了。然而，任意形式的电磁波可以通过叠加沿不同方向传播的平面电磁波来表示(Clemmov, 1966)。

在均匀和各向同性的介质(如“大气”)中，磁矢量 \vec{H} 、电矢量 \vec{E} 和传播方向上的波数矢量 \vec{k} 三者互相正交。这个右旋系统能够用左手演示(图9)，即：

姆指	\vec{H}
食指	\vec{E}
中指	\vec{k}

\vec{H} 与 \vec{E} 间有下述关系

$$\vec{E} = Z_0 \cdot \vec{H}$$

Z_0 = 波阻抗

本书的所有公式均用MSKA制。使用的单位如下：

$$J \text{ (1 A)}$$

$$U \text{ (1 V)} = (1 \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-3} \text{ A}^{-1})$$

$$H \text{ (1 A m}^{-1}\text{)}$$

$$E \text{ (1 V m}^{-1}\text{)} = (1 \text{ m kg s}^{-3} \text{ A}^{-1})$$

$$R \text{ (1 } \Omega\text{)} = (1 \text{ V A}^{-1}\text{)} = (1 \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-3} \text{ A}^{-2})$$

$$\rho \text{ (1 } \Omega \text{ m)} = (1 \text{ V A}^{-1} \text{ m)} = (1 \text{ m}^3 \text{ kg s}^{-3} \text{ A}^{-2})$$

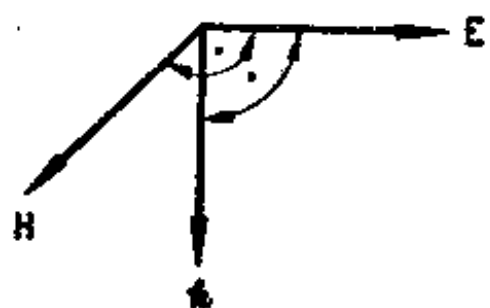


图9 均匀各向同性介质(如大气)中，电磁波的电矢量、磁矢量和传播方向三者的关系
 \vec{E} —磁矢量； \vec{H} —电矢量； \vec{k} —传播方向上的波数矢量

$$S (1 \Omega^{-1}) = (1 A \cdot V^{-1}) = (1 m^{-2} kg^{-1} s^3 A^2)$$

$$C (1 F) = (1 m^{-2} kg^{-1} s^4 A^2)$$

$$x, y, z (1 m)$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} VsA^{-1}m^{-1}$$

$$\epsilon_0 = 8.859 \cdot 10^{-12} AsV^{-1}m^{-1}$$

某些大地电磁论文使用 cgs 电磁单位制；地球物理勘探工作者有时还使用“实用”单位制。兹给出这些单位制的单位间关系如下：

“实用”单位	cgs 电磁单位	MSKA单位
H : 10^{-6} 奥斯特	$= 10^{-6} cgs$ 电磁单位	$= \frac{10^{-2}}{4\pi}$ 安·米 $^{-1}$
E : 1 毫伏/千米	$= 1 cgs$ 电磁单位	$= 10^{-6}$ 伏·米 $^{-1}$
x, y, z : 1 千米	$= 10^3 cgs$ 电磁单位	$= 10^3$ 米
ρ : 1 欧·米	$= 10^{11} cgs$ 电磁单位	$= 1$ 伏·安 $^{-1}$ ·米

为了求出非均匀地质介质上电场和磁场间的关系，我们来考虑图10所示的情形。某线性极化初次波以任意角度入射至地表。用坐标系 $x'y'z'$ 表示此波，坐标系的 z' 轴与传播方向重合。入射波以磁矢量 \vec{H} 表征， \vec{H} 可分解成 H_x' 和 H_y' 。这种分解等效于将入射波分解为两个不同的初次波，它们的磁矢量分别为 \vec{H}_1' 和 \vec{H}_2' ，如图10的左面和右面所示。图10还画出非均匀界面上相应的电矢量 \vec{E}_1' 和 \vec{E}_2' 以及波数矢量 \vec{k} 。

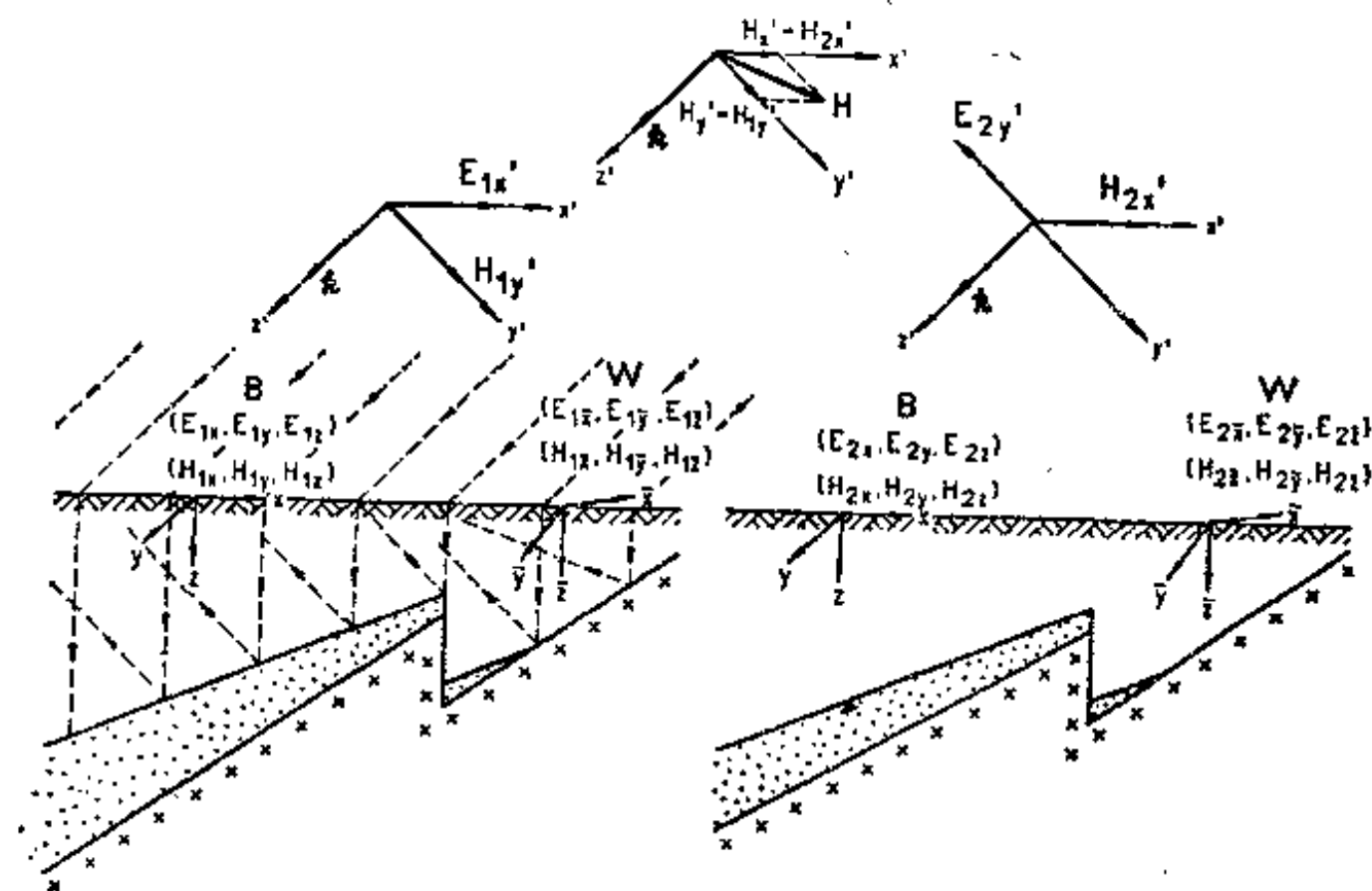


图10 在地表或地球内部测得的电场分量和磁场分量同大气中磁场的关系

B—基点； W—测点

在图10的左部用射线表示入射的初次波在地层界面上是如何反射和折射的。

在地表或地层内可得到某坐标系下场的分量（图10所示）。这些分量分别同初次场的磁场矢量线性相关，但各有不同的复系数。如果叠加这些分量，即得实测的合成场，我们得到下列关系：

$$F_n = a_n \cdot H_x' + b_n \cdot H_y' \quad (5)$$

(a_n, b_n : 复系数)

F_n 可以是电分量,也可以是磁分量;可以在基点上测得,也可以在测点上测得。在相同或不同的测点位置上,任意两个磁场或电场分量可有两个与方程(5)形式一样的方程。因此能够消去 H'_x 和 H'_y ,并得到下列类型的关系式:

$$F_i = f_{ii} \cdot F_i + f_{ik} \cdot F_k \quad (f_{ii}, f_{ik} \text{ 复系数}) \quad (6)$$

F_i, F_j 和 F_k 是所有分量 F_n 的各种可能的组合,而 F_n 同时取三个分量。

复系数 f_{ii} 和 f_{ik} 同坐标系的取向、电磁波的频率以及测点的地质条件有关。

我们只讨论许多可能组合之中那些实际探测常用到的组合,并且用大地电磁文献中通用的符号代替 f_{ii} 和 f_{ik} 。

举例来说,在任意测点上写成

$$E_x = Z_{xx} \cdot H_x + Z_{xy} \cdot H_y \quad (7)$$

及
$$E_y = Z_{yx} \cdot H_x + Z_{yy} \cdot H_y \quad (8)$$

方程(7)和(8)在同时测得的电场和磁场的水平分量之间构成了张量关系式。

在此情形下可以得出张量不变量

$$Z_{eff}^2 = Z_{xx} \cdot Z_{yy} - Z_{yx} \cdot Z_{xy} \quad (9)$$

该量同坐标系无关,它只包含地下参量。方程(7)、(8)、(9)是所谓“大地电磁法”的基本方程。基点和测点间的电场分量的另一种组合形式是:

$$E_x^* = A_{xx}^* \cdot E_x + A_{xy}^* \cdot E_y \quad (10)$$

及
$$E_y^* = A_{yx}^* \cdot E_x + A_{yy}^* \cdot E_y \quad (11)$$

方程(10)和(11)给出在基点和测点上同时测得的电场水平分量间的张量关系式。在这种情形下可求得张量不变量

$$F_R = A_{xx}^* \cdot A_{yy}^* - A_{xy}^* \cdot A_{yx}^* \quad (12)$$

该量只同基点和测点处的地下参量有关。

方程(10)、(11)、(12)是所谓“大地电流法”的基本方程。

最后还有一种有意义的组合,这种组合将同一测点上的磁场垂直分量与磁场水平分量联系起来,即

$$H_z = X_{zx} \cdot H_x + X_{zy} \cdot H_y \quad (13)$$

对于走向在 y 轴方向的线状构造,我们得到

$$X_{zy} = 0 \quad (14)$$

$$X_{zx} = \frac{H_z}{H_x}$$

这个地下参量是“地磁测深”中所谓“Wiese指向”的依据。

还有其他许多种组合,例如在海上和钻井的测量中还能应用电场垂直分量,不过同水平分量相比,垂直分量在地表附近通常很小。

§ 3.2 大地电磁场各分量同地质介质的构造和电阻率的定量关系

为了求得实测的大地电磁分量或导出的地下参量不变量同地质构造间的相互关系，我们来分析如图11所示的各种地下模式。图11a是最简单的模式，它由电阻率为 ρ 的均匀各向同性介质组成。图11b表示均匀各向异性半空间模式，各向异性方向平行于坐标轴。图11c表示所谓“水平层状介质”。在任何一层中都可以存在电阻率沿坐标轴的各向异性。最后，图11d是所谓“线性构造”的非均匀模式，它包括走向平行于 y 方向的任意的柱状构造。目前从理论上处理三维非均匀模式尚有困难，本书就不涉及这类模式了。

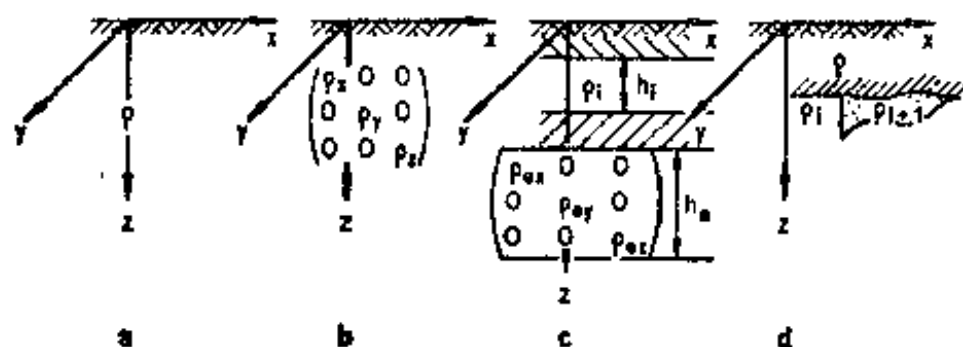


图11 为计算场的各分量同地质构造间的定量关系所用的地下模式
 ρ —电阻率； h —地层厚度

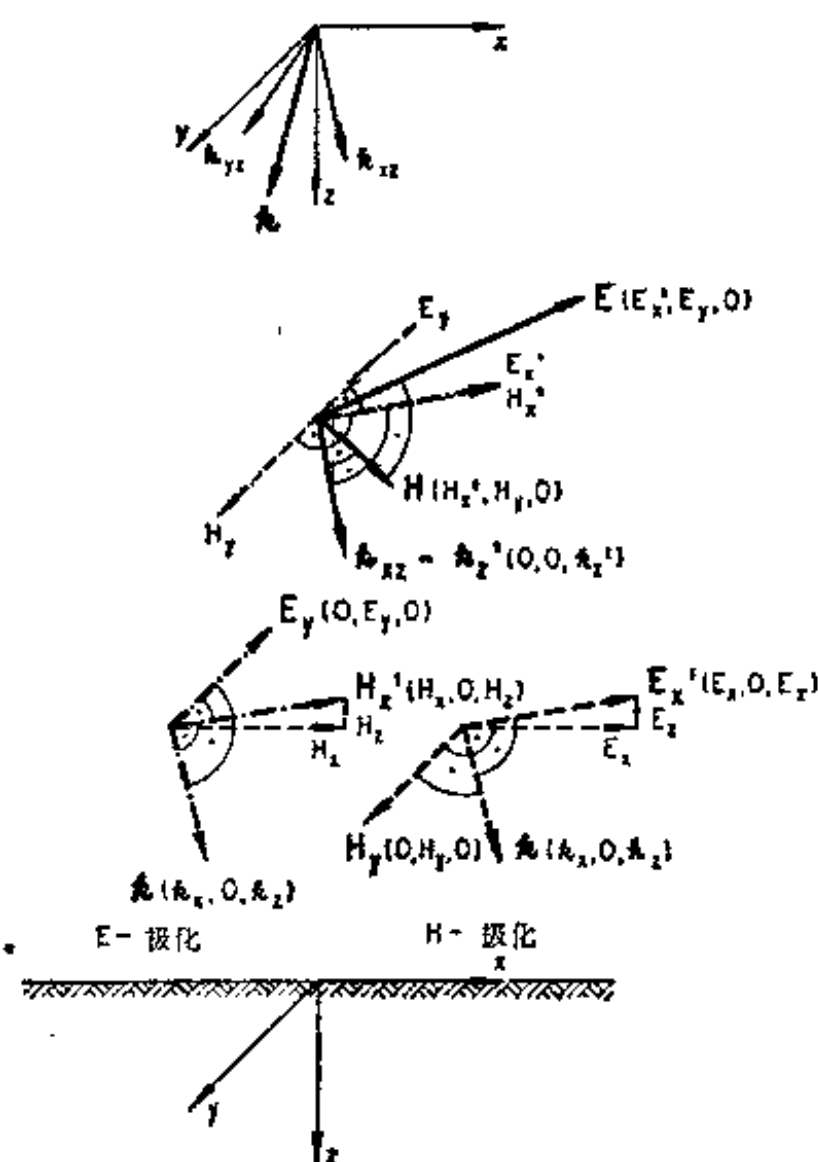


图12 线性极化波分解为 E -极化和 H -极化两种波

假定波数矢量为 \vec{k} 的线性极化电磁波以相对于地面的任意角度和方位入射至图11的模式上。如图12所示，我们首先将波矢量分解成 xz 平面和 yz 平面上的两个分矢量。现在专门考虑波矢量为 \vec{k}_{xz} 的波。磁矢量 \vec{H} 和电矢量 \vec{E} 属于 \vec{k}_{xz} 。 \vec{H} 和 \vec{E} 可进一步分解为某坐标系中的一些分量，该坐标系的 y' 轴与地下模式的 y 轴相同（而 z' 轴与 \vec{k}_{xz} 方向相同——译者注）。

这样，我们就达到分解成两个波的目的，其中

(1) 电矢量指向 y 方向（ \equiv 走向）的波，称为 E -极化；

(2) 磁矢量指向 y 方向（ \equiv 走向）的波，称为 H -极化。

我们能够用同样的方法处理矢量 \vec{k}_{yz} ，从而最后叠加各个分波。于是可以得到这样的结果：在每一柱状对称的介质中，任何线性极化波能够分解成两种波，它们分别是纯 E -极化或纯 H -极化的波。

在任何介质中，矢量 \vec{E} 和 \vec{H} 满足下列的

麦克斯韦方程，由于我们所研究的变化场的似稳特征，方程中忽略了位移电流

$$\text{Curl} \vec{H} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad (15)$$

$$\text{Curl} \vec{E} = -\mu_r \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (16)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (17)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad (18)$$

其中 μ_r 是相对磁导率。在两种介质的分界面近侧有以下边界条件

$$\begin{aligned} E_{t_1} &= E_{t_2} \\ H_{t_1} &= H_{t_2} \\ \frac{1}{\rho_1} E_{n_1} &= \frac{1}{\rho_2} E_{n_2} \\ \mu_1 H_{n_1} &= \mu_2 H_{n_2} \end{aligned}$$

式中 t 代表切向分量；

n 代表法向分量；

$\mu_1 = \mu_{r1} \mu_0$ = 介质 1 的磁导率；

$\mu_2 = \mu_{r2} \mu_0$ = 介质 2 的磁导率。

由于所有的沉积岩和大多数结晶岩的 $\mu_r = 1$ ，又设电磁波具有简谐波形式

$$e^{-i\omega t} = \cos \omega t - i \sin \omega t$$

那末麦克斯韦方程变为

$$\text{Curl} \vec{H} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad (15')$$

$$\text{Curl} \vec{E} = i\omega \vec{H} \cdot \mu_0 \quad (16')$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (17')$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad (18')$$

如果应用分量表示法，并且记住全部分量对 y 的偏导数为零，那么对于 E 和 H 的极化可分别得到下列方程

$$\begin{array}{ll} \text{E-极化} & \text{H-极化} \\ \vec{E}(0, E_y, 0) \vec{H}(H_x, 0, H_z) & \vec{H}(0, H_y, 0) \vec{E}(E_x, 0, E_z) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{E_y}{\rho} & -\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_x \end{array} \quad (15'')$$

$$\begin{array}{ll} -\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega H_x \cdot \mu_0 & \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{1}{\rho} E_x \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega H_z \cdot \mu_0 & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega H_y \cdot \mu_0 \end{array} \quad (16'')$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (17'')$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad (18'')$$

使方程 (15') 和 (16') 合并得到

$$\begin{aligned} & E\text{-极化} \\ & -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\mu_0 i \omega} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{\rho} E_y, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & H\text{-极化} \\ & -\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \cdot \rho - \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} \cdot \rho = i \omega H_y \cdot \mu_0 \end{aligned} \quad (20)$$

对微分方程 (19) 和 (20) 连同边界条件一道求解, 便可得到图11所示的地质构造模式上的大地电磁场全分量的表达式。

我们用下列方程重新表达上述方程的主要结果:

$$\begin{aligned} & E\text{-极化} \\ & \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = k^2 E_y, \end{aligned} \quad (21)$$

$$k^2 = -i \omega \frac{\mu_0}{\rho} \quad (22)$$

$$H_z = -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (23)$$

$$H_x = \frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & H\text{-极化} \\ & \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = k^2 H_y, \end{aligned} \quad (25)$$

$$E_z = -\rho \cdot \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (26)$$

$$E_x = \rho \cdot \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (27)$$

3.2.1 均匀的和水平层状的半空间 大地电磁测深和大地电磁剖面

首先讨论均匀的半空间情形 (图11a)。这时方程 (21) — (27) 呈较简单的形式, E_y 或 H_y 的解不依赖于 x 或 y 。因此我们得到

$$\begin{aligned} & E\text{-极化} \\ & \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = k^2 E_y, \end{aligned} \quad (21')$$

$$k^2 = -i \omega \frac{\mu_0}{\rho} \quad (22')$$

$$H_z = -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (23')$$

$$H_x = 0 \quad (24')$$

$$\begin{aligned} & H\text{-极化} \\ & \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = k^2 H_y, \end{aligned} \quad (25')$$

$$E_z = -\rho \cdot \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (26')$$

$$E_z = 0 \quad (27')$$

就均匀半空间来说, 波在 x - y 平面内极化, 解在物理上应该代表在介质内传播并透过介质的衰减波。因此, 有:

$$E_y = Ae^{-kz} + Be^{+kz} \quad (28)$$

$$H_x = \frac{k}{\mu_0 i \omega} (Ae^{-kz} - Be^{+kz}) \quad (29)$$

$$H_y = A'e^{-kz} + B'e^{+kz} \quad (30)$$

$$E_x = k \cdot \rho \cdot (A'e^{-kz} - B'e^{-kz}) \quad (31)$$

在均匀各向同性半空间中, 场不会随着深度的增加而无限地增加, 因此 $B = 0$, $B' = 0$, 于是我们得到

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{\mu_0 i \omega}{k} \quad (32)$$

$$\frac{E_x}{H_y} = -\frac{\mu_0 i \omega}{k} \quad (33)$$

$$-\frac{E_y}{H_x} = \frac{E_x}{H_y} \quad (34)$$

比值 $\frac{E_x}{H_y} = Z$ 称为波阻抗。波阻抗是复数, 它包含着地下的信息。于是

$$\begin{aligned} Z &= |Z| e^{i\varphi} = \frac{|E_x|}{|H_y|} e^{i(\varphi_{Ex} - \varphi_{Hy})} = \sqrt{\frac{2\pi\rho\mu_0}{T}} e^{i(-\frac{\pi}{4})} \\ &= \frac{|E_y|}{|H_x|} e^{i(\varphi_{Ey} - \varphi_{Hx})} = \sqrt{\frac{2\pi\rho\mu_0}{T}} e^{i(-\frac{\pi}{4} + \pi)} \end{aligned}$$

我们能够计算均匀各向同性半空间的电阻率 ρ , 如下式表示^①:

$$\rho = \left(\frac{|E_x|}{|H_y|} \right)^2 \frac{T}{2\pi\mu_0} = \left(\frac{|E_y|}{|H_x|} \right)^2 \frac{T}{2\pi\mu_0} \quad (35)$$

$$\varphi_{Ex} - \varphi_{Hy} = -\frac{\pi}{4} \quad (36)$$

$$\varphi_{Ey} - \varphi_{Hx} = -\frac{\pi}{4} + \pi \quad (37)$$

(35) 式是所谓“大地电磁测深”的基本方程。

求相应的振幅比值 $|E_x|/|H_y|$ 或 $|E_y|/|H_x|$, 并不是获得波阻抗 $Z(z)$ 的唯一方法。如果有可能在两个高度 (如像在海面上, 在飞机上或在卫星上) 上进行测量, 那末由纯电场测量或纯磁场测量的结果也可推算出波阻抗 (Berdichevskii等, 1969)。由(28)和(29), 我们得到

$$-Z(z) = \frac{E_y(z)}{H_x(z)} = \frac{\mu_0 i \omega}{k} \frac{Ae^{-kz} + Be^{+kz}}{Ae^{-kz} - Be^{+kz}} \quad (38)$$

① 将方程 (35) 同一些较早的文献中相应的方程对照一下, 发现 μ_0 可能在分子上出现。要记住, 这里采用的 H 是磁场强度 (安培/米)。如在任意介质中用探测线圈测量的磁场以磁通密度 B_x ($=\mu_r\mu_0 H_x$, 韦伯/米²) 表示, 则一般表达式为

$$\rho = \frac{|E_y|^2}{|B_x|^2} \frac{\mu_r\mu_0 T}{2\pi}, \text{ 对于空气 } \mu_r = 1$$

$$E_y(0) = A + B \quad H_x(0) = \frac{k}{\mu_0 i \omega} (A - B) \quad (39)$$

$$E_y(z) = Ae^{-kz} + Be^{+kz} \quad H_x(z) = \frac{k}{\mu_0 i \omega} (Ae^{-kz} - Be^{+kz}) \quad (40)$$

如果将 (39) 或 (40) 代入 (38)，我们得到

$$Z(z) = - \frac{\mu_0 i \omega}{k} \frac{\sinh(kz)}{\frac{E_y(0)}{E_y(z)} - \cosh(kz)} \quad (41)$$

或

$$Z(z) = - \frac{\mu_0 i \omega}{k} \frac{\frac{H_x(0)}{H_x(z)} - \cosh(kz)}{\sinh(kz)} \quad (42)$$

我们现在讨论水平层状的各向同性半空间 (图13)，并引用如像 (21') — (27') 或 (28) — (31) 等式中的表示符号。这些式子对于任何一层都是成立的。

用 (29) 式除 (28) 式，我们可以得到第 m 层的波阻抗

$$\begin{aligned} Z(z) &= - \frac{\mu_0 i \omega}{k_m} \frac{A_m e^{-k_m z} + B_m e^{+k_m z}}{A_m e^{-k_m z} - B_m e^{+k_m z}} \\ &= - \frac{\mu_0 i \omega}{k_m} \frac{\frac{A_m}{B_m} e^{-k_m z} + e^{+k_m z}}{\frac{A_m}{B_m} e^{-k_m z} - e^{+k_m z}} \quad z_{m-1} \leq z \leq z_m \end{aligned} \quad (43)$$

如果使用同一层中两个深度处的波阻抗，那末就能够消去系数 $\frac{A_m}{B_m}$ 。特别当取第 m 层的顶部和底部处的波阻抗时，可以得到

$$Z(z_{m-1}) = - \frac{\mu_0 i \omega}{k_m} \coth \left(k_m h_m - \operatorname{arccoth} \frac{k_m Z(z_m)}{\mu_0 i \omega} \right) \quad (44)$$

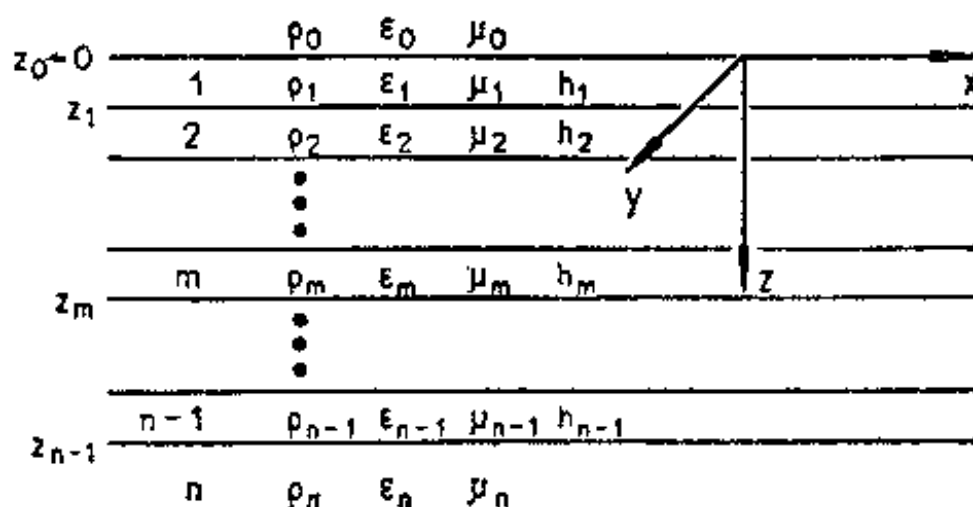


图13 n 层水平层情形

Z —深度； ρ —电阻率； ϵ —介电常数（对于位移电流不容忽视的高频波才显得重要），
 μ —磁导率（对于沉积岩和大多数结晶岩， $\mu = \mu_0$ ）

因此，从 $R_n = 0$ 的最下层（第 n 层）出发，我们能推算出所有层次的波阻抗。这样即得到

$$Z(z_{n-1}) = - \frac{\mu_0 i \omega}{k_n} \quad (44')$$

$$Z(z_{n-2}) = - \frac{\mu_0 i \omega}{k_{n-1}} \coth \left(k_{n-1} h_{n-1} + \operatorname{arccoth} \frac{k_{n-1}}{k_n} \right)$$

$$Z(z_{n-3}) = -\frac{\mu_0 i \omega}{k_{n-2}} \coth \left\{ k_{n-2} h_{n-2} + \operatorname{arccoth} \left[\frac{k_{n-2}}{k_{n-1}} \coth \left(k_{n-1} h_{n-1} + \operatorname{arccoth} \frac{k_{n-1}}{k_n} \right) \right] \right\}$$

我们得到在 n 层空间的地面上满足的 Lipskaya 方程:

$$\begin{aligned} Z(z_0 = 0) = & -\frac{\mu_0 i \omega}{k_1} \coth \left\{ k_1 \cdot h_1 + \operatorname{arccoth} \left[\frac{k_1}{k_2} \coth (k_2 \cdot h_2 + \right. \right. \\ & + \operatorname{arccoth} \left\{ \frac{k_2}{k_3} \coth \left[k_3 \cdot h_3 + \cdots + \operatorname{arccoth} \left(\frac{k_{n-2}}{k_{n-1}} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \operatorname{arccoth} \frac{k_{n-1}}{k_n} \right) \cdots \right] \right\} \right\} \end{aligned} \quad (45)$$

或

$$Z(0) = -\frac{\mu_0 i \omega}{k_1} Q_0 = \sqrt{\frac{2\pi}{T}} \mu_0 \cdot \rho_1 e^{i(-\frac{\pi}{4})} \cdot Q_0 = \frac{E_x(0)}{H_y(0)}$$

同直流电阻率勘探一样, 对于多层介质的大地电磁测深也使用所谓“视电阻率 ρ_a ”, 它定义为: 与多层介质相当的具有同样波阻抗的均匀各向同性半空间的真电阻率。

换句话说

$$\rho_a = |Z(0)|^2 \cdot \frac{T}{2\pi\mu_0} = \rho_1 \cdot |Q_0|$$

$$\frac{\rho_a}{\rho_1} = |Q_0|^2 \quad (46)$$

$$\begin{aligned} |Q_0| &= \sqrt{(\operatorname{Re}(Q_0))^2 + (\operatorname{Im}(Q_0))^2} \\ \varphi E_x - \varphi H_y &= -\frac{\pi}{4} + \arctan \frac{\operatorname{Im}(Q_0)}{\operatorname{Re}(Q_0)} \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} Q_0 = & \coth \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} (1-i) + \right. \\ & + \operatorname{arccoth} \left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \coth \left(\frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} \frac{h_2}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} (1-i) + \right. \right. \\ & + \cdots \operatorname{arccoth} \left[\sqrt{\frac{\rho_{n-1}}{\rho_{n-2}}} \coth \left(\frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} \frac{h_{n-1}}{h_1} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_{n-1}}} (1-i) + \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \operatorname{arccoth} \sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}} \right) \cdots \right] \right\} \end{aligned} \quad (48)$$

$\lambda_1 = 10^3 \sqrt{10\rho_1 T}$ = 第一层中的波长。

为了进行计算和分析研究, KUNETZ(1972)给出方程(48)的特别方便的形式。他应用了递归公式

$$Q_0 = 1 + 2 \frac{R_1 \cdot u_1}{1 - R_1 \cdot u_1} \quad (48')$$

$$R_p = \frac{L_p + R_{p+1} \cdot u_{p+1}}{1 + L_p \cdot R_{p+1} \cdot u_p}$$

$$L_p = \frac{\sqrt{\rho_{p+1}} - \sqrt{\rho_p}}{\sqrt{\rho_{p+1}} + \sqrt{\rho_p}}$$

$$u_p = e^{-2\sqrt{\frac{h_p}{4\pi\rho_p}} \sqrt{-4\pi i \omega \mu_0}}$$

从 $R_{n-1} = L_{n-1}$ 着手, 我们计算 $R_{n-2} \cdots R_p \cdots R_1$ 。

Kunetz指出, 大地电磁法同直流电阻率法存在有趣的形式上的相似性, 而且同地震反射法公式也有对应性。在这三种情形下, 地下介质均可按下述方式分解为一系列单层:

方 法	单 层	反 射 系 数 L_p
直 流 电 法	$h_p = \text{常量} = a$	$\frac{\rho_{p+1} - \rho_p}{\rho_{p+1} + \rho_p}$
大 地 电 磁 法	$\sqrt{\frac{h_p}{4\pi\rho_p}} = \text{常量} = a$	$\frac{\sqrt{\rho_{p+1}} - \sqrt{\rho_p}}{\sqrt{\rho_{p+1}} + \sqrt{\rho_p}}$
地 震 反 射 法	$\frac{h_p}{V_p} = \text{常量} = a$	$\frac{v_{p+1} \cdot d_{p+1} - v_p \cdot d_p}{v_{p+1} \cdot d_{p+1} + v_p \cdot d_p}$

注: V = 速度; d = 密度

在此情形下, 方程(48')可以展成幂级数

$$Q_0 = 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} q_p \cdot u^p \quad (48'')$$

而

$$u = e^{-2\alpha \cdot \beta} \quad (\beta = \sqrt{-4\pi i \omega \mu_0})$$

这个公式和直流电情形中所熟悉的Stefanescu核函数的镜象展开式一致(β 是积分变量)。

对于直流电法、大地电磁法及地震反射法均可应用反射系数 L_p 的同一关系式, 进行 $q_p = f(L_p)$ 的计算 (Kunetz, 1972)。

对于具有输入参量 $\mu_m = \frac{\rho_m}{\rho_1}$, $v_m = \frac{h_m}{h_1}$ ($m = 2 \cdots n$) 的任意 n 层情形, 按(48)或(48')有可能算出 ρ_0 。它们的“量板曲线”可用下述方法表示:

视 电 阻 率 ρ_0	相 位 φ
对数纵坐标 $\frac{\rho_0}{\rho_1}$	线性纵坐标 $\varphi = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$
对数横坐标	对数横坐标
$\frac{\lambda_1}{h_1} = \frac{10^3 \sqrt{10 \rho_1 T}}{h_1}$	$\frac{\lambda_1}{h_1} = \frac{10^3 \sqrt{10 \rho_1 T}}{h_1}$
参考点	参考点
$\frac{\lambda_1}{h_1} = 3.16, \frac{\rho_0}{\rho_1} = 1$	$\frac{\lambda_1}{h_1} = 3.16, \varphi = -\frac{\pi}{4}$

实测的测深曲线也画在同一模数的对数纸上:

视 电 阻 率 ρ_0	相 位 φ
对数纵坐标	线性纵坐标
$\rho_0 = \left(\frac{ E_x }{ H_y } \right)^2 \cdot T \cdot \frac{1}{2\pi\mu_0}$	$\varphi = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$
对数横坐标 \sqrt{T}	对数横坐标 \sqrt{T}

把实测曲线与量板曲线对比; 在实测曲线上, 量板曲线参考点的纵坐标为

$$\rho_0 = \rho_1$$

$$\sqrt{T} = \sqrt{T_0}$$

因此能算出

$$h_1 = 10^3 \sqrt{T_0 \cdot \rho_1}$$

因为我们已知量板曲线的 $\mu_{m1} = \frac{\rho_m}{\rho_1}$ 和 $\nu_{m1} = \frac{h_m}{h_1}$ 等值, 所以对于多层层状介质的全部参量均可得到, 并可用相位曲线作检验。在与量板曲线对比时, 相位曲线的对数横坐标应给出同样的参考点。

图14和图15a-e分别画出两层和各种三层情形下的量板曲线, 图16给出用量板曲线解释实测测深曲线的一个实例。

输入参量为

$$\mu_{21} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \dots \mu_{m1} = \frac{\rho_m}{\rho_1}$$

$$\nu_{21} = \frac{h_2}{h_1} \dots \nu_{m1} = \frac{h_m}{h_1}$$

的曲线同输入参量为

$$\mu'_{21} = \frac{1}{\mu_{21}} = \frac{\rho'_2}{\rho_1} \dots \mu'_{m1} = \frac{1}{\mu_{m1}} = \frac{\rho'_m}{\rho_1}$$

$$\nu'_{21} = \frac{1}{\nu_{21}} = \frac{h'_2}{h_1} \dots \nu'_{m1} = \frac{1}{\nu_{m1}} = \frac{h'_m}{h_1}$$

的曲线对称于直线 $\frac{\rho_a}{\rho_1} = 1$ 或 $\varphi = -\frac{\pi}{4}$, 两者互为镜像。从图15a和图15d的量板曲线比较中可以看出: 比 ρ_1 层的导电性高某倍数的层, 其测深曲线比 ρ_1 层的导电性低同样倍数的层更能清晰地显示出来。

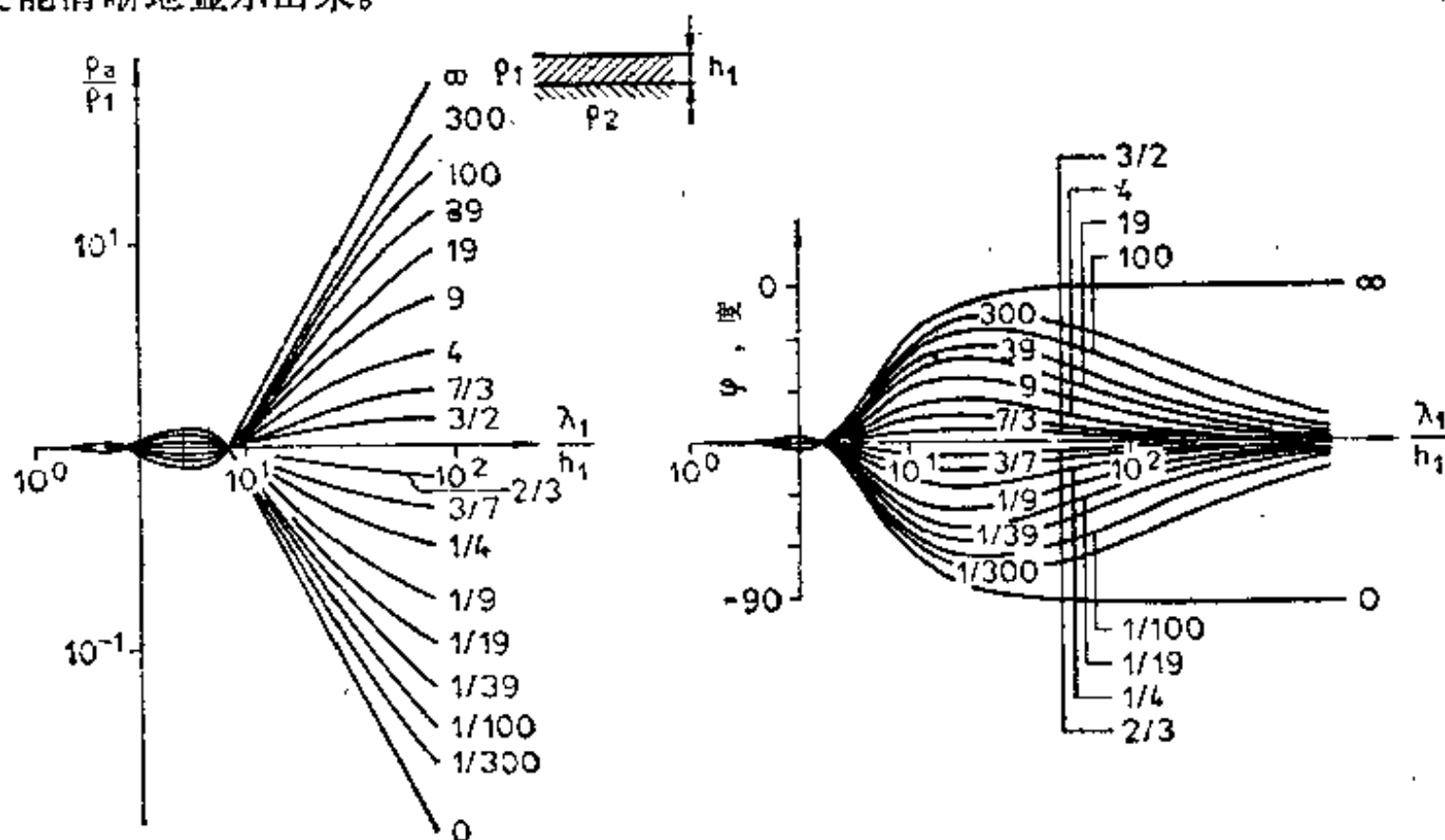
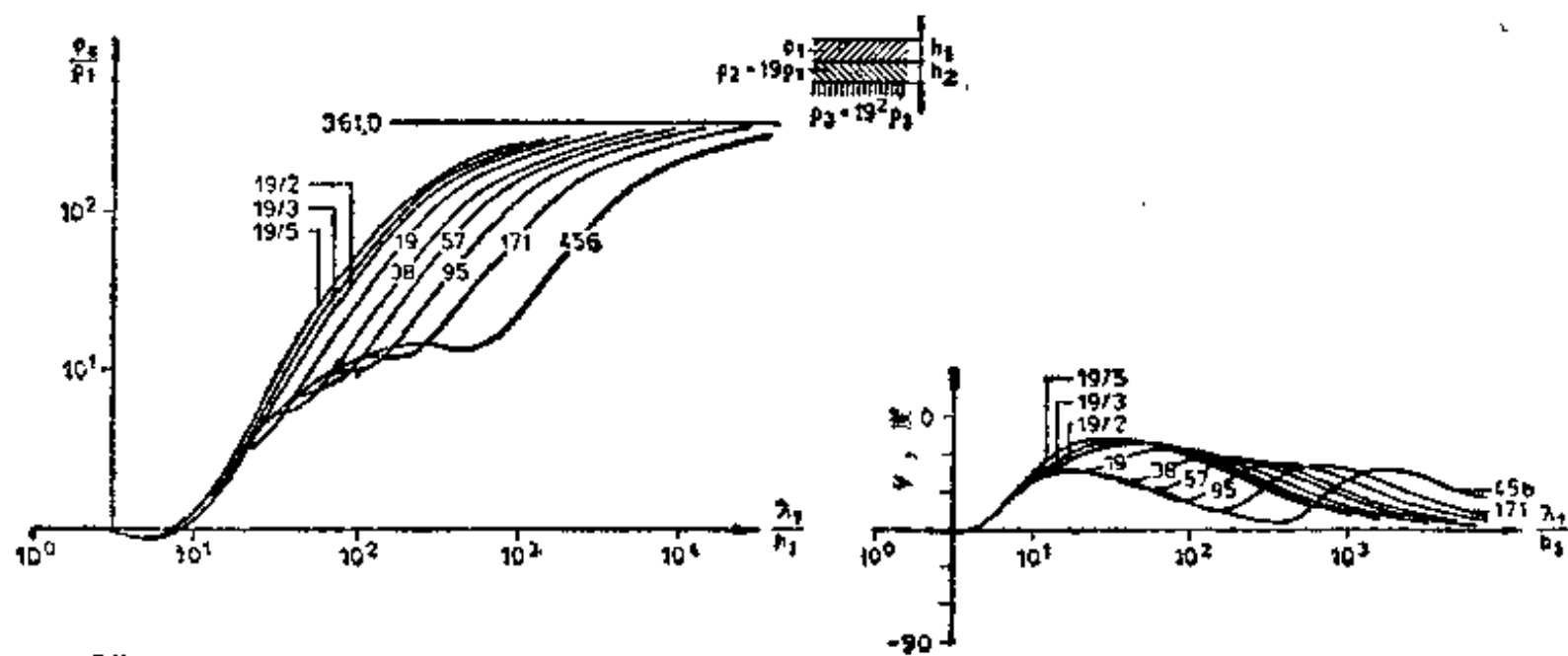


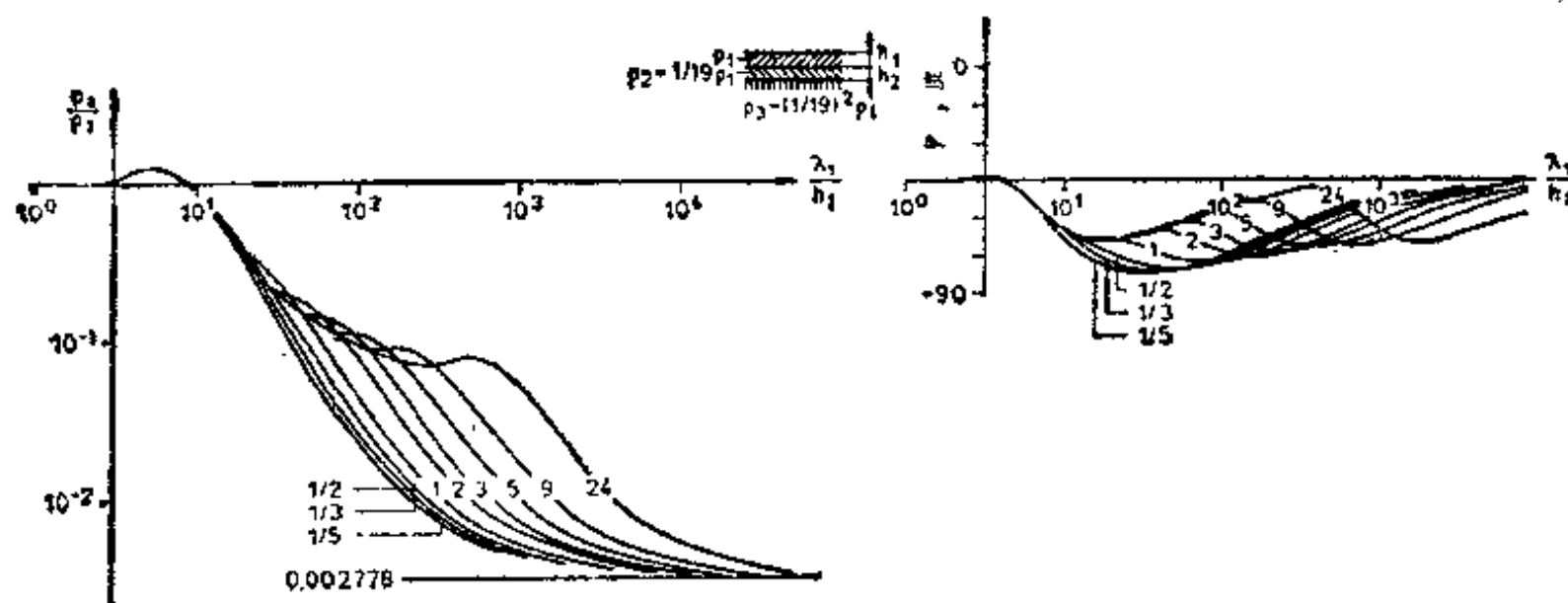
图14 两层情形下 ρ_a 和 φ 对 $\frac{\lambda_1}{h_1}$ 的量板曲线

据 Vanyan 等人

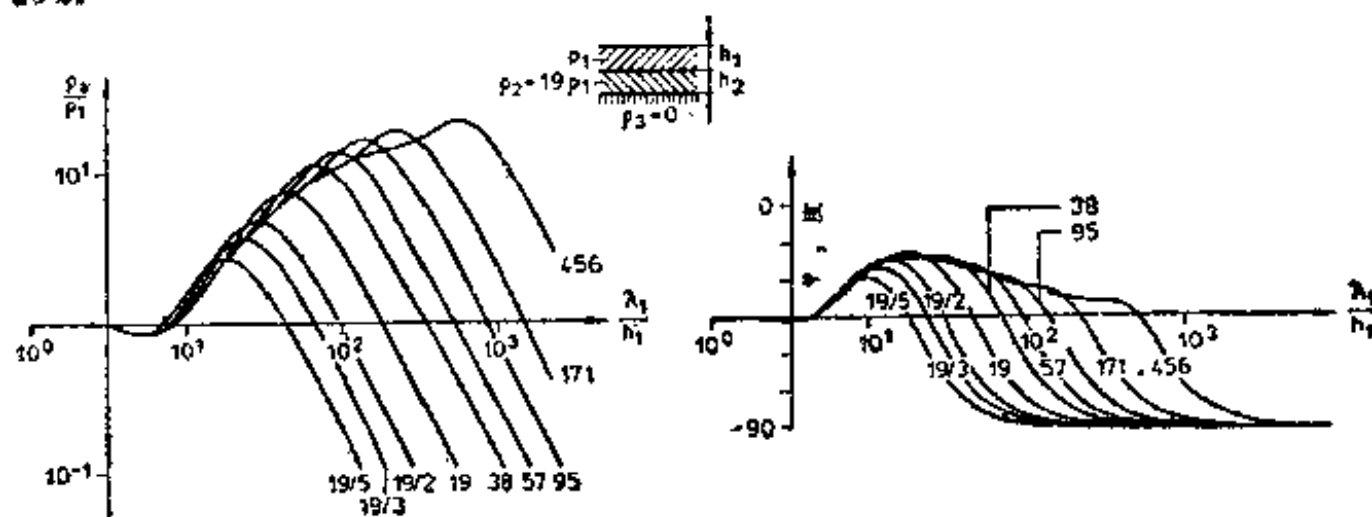
$$\mu_{21} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \text{——曲线的参量}$$



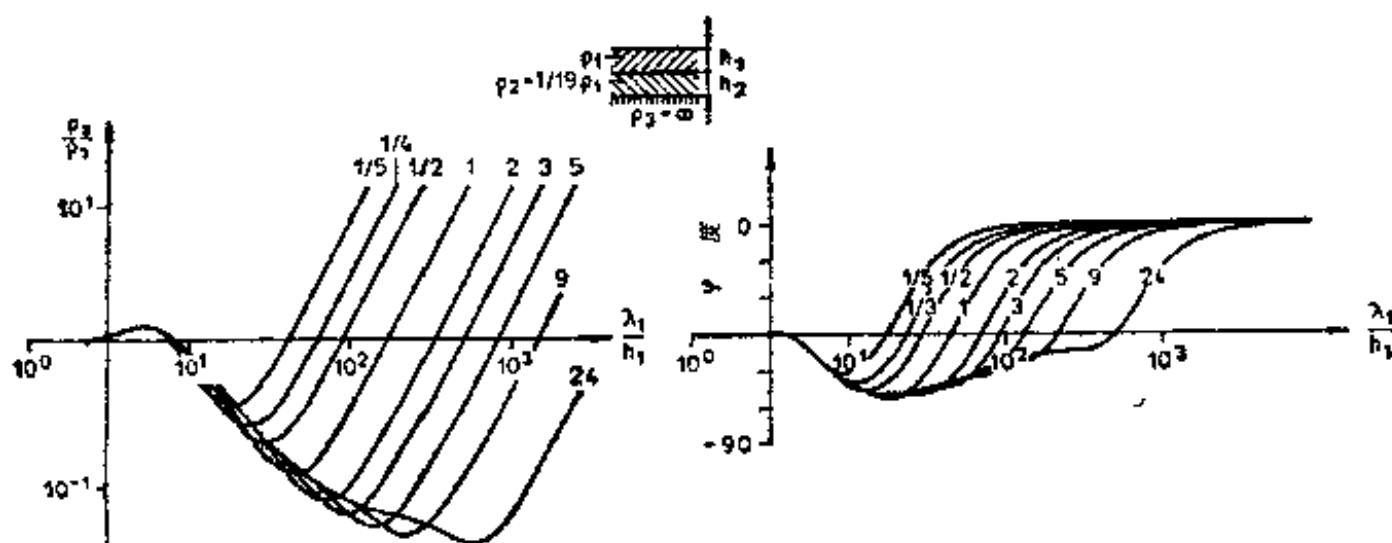
15a.



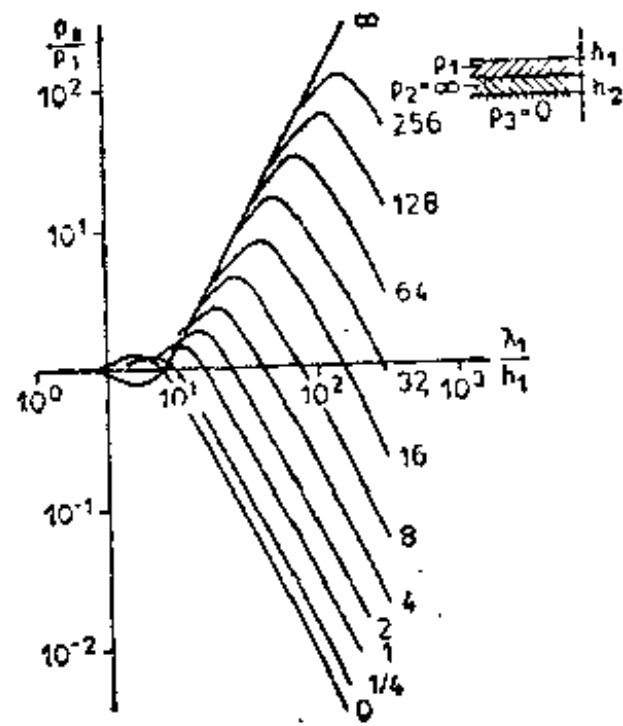
15b.



15c.



15d.



15e.

图15 三层情形下的量板曲线

据 Vanyan 等人

$$\mu_{21} = \frac{h_2}{h_1} \text{——曲线参量}$$

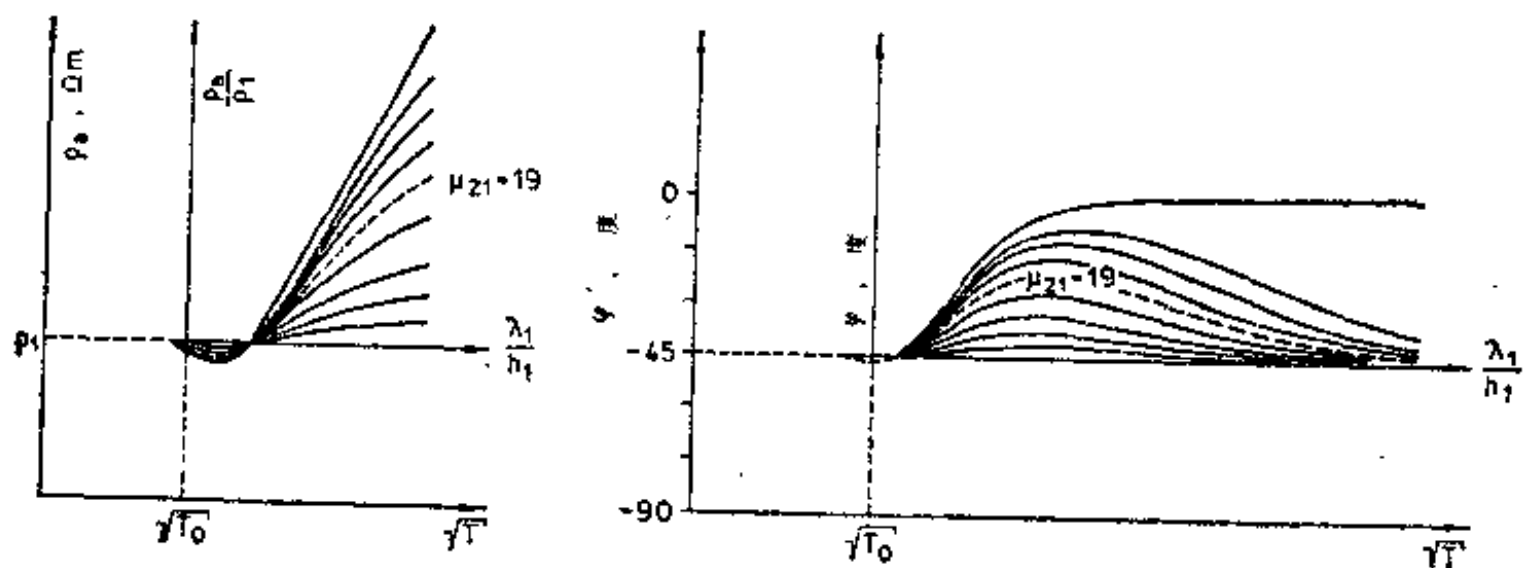


图16 用两层量板曲线解释大地电磁测深曲线的实例

虚线是野外实测得到的。据 Berdichevskii (1968)

我们看到，波长较短或周期较短的位相测深曲线形状，比视电阻率测深曲线形状更能显示电阻率随深度的变化。当用具有参量 $\rho'_m = c \cdot \rho_m$ 、 $h'_m = c \cdot h_m$ 的层替换具有参量 ρ_m 和 h_m 的层时，方程(48)并不是不变的。虽然如此，但观察三层情形时，仍能看到一定程度的等值。我们发现，处于高阻围岩中的具有如下两种参量： h_m 和 ρ_m ；及 $h'_m = c \cdot h_m$ 和 $\rho'_m = c \cdot \rho_m$ 的良导层，其测深曲线在一定限度内没有差别。与此类似，处于良导围岩中的具有如下两种参量： h_m 、 ρ_m 和 $h'_m = h_m$ 、 $\rho'_m = \infty$ 的劣导层在一定限度内也没有什么差别。

3.2.1.1 典型的地电参量的估算

我们现在论述不用量板曲线，只凭实测测深曲线确定典型的地电参量的可能性问题。曲线上以极点形式出现的特征部分，还有在长周期附近出现的渐近线，均可用以达到上述目的。

如果我们考察 $T \rightarrow \infty$ 情形下的方程(45)，那末对于基底的电阻率 $\rho_n \gg \rho_m (m = 1 \dots n-1)$ 的情形可获得

$$Z(0) \approx \frac{1}{S + \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{T}{\rho_n \cdot 2\pi\mu_0}}} \quad (49)$$

$$S = \sum_{m=1}^{n-1} \frac{h_m}{\rho_m}$$

对于 $\rho_n \ll \rho_m (m = 1 \dots n-1)$ 的情形

$$Z(0) \approx \frac{\mu_0 2\pi}{T} H e^{-i\frac{\pi}{2}} + e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{\rho_n}{T} 2\pi\mu_0} \quad (50)$$

$$H = \sum_{m=1}^{n-1} h_m$$

对于 $\rho_n \rightarrow \infty$ 和 $\rho_n \rightarrow 0$ 的情形，通过将方程(49)和(50)代入方程(46)，并使用对数表示法，即可获得

$$\log \frac{\rho_e}{\rho_1} = 2 \log \frac{\lambda_1}{h_1} - \log \frac{8\pi^2 S^2}{S_1^2} (\rho_n \rightarrow \infty) \quad (51)$$

及
$$\log \frac{\rho_e}{\rho_1} = -2 \log \frac{\lambda_1}{h_1} + \log \frac{8\pi^2 H^2}{h_1^2} (\rho_n \rightarrow 0) \quad (52)$$

在双对数坐标纸上，曲线(51)随着周期的增加以 63.5° 的角度上升，而曲线(52)随着周期的增加以 63.5° 的角度下降（图15e）。如果我们延长渐近线与直线 $\frac{\rho_e}{\rho_1} = 1$ 相交，则在方程(51)的情形下获得以下关系

$$\left(\frac{\lambda_1}{h_1}\right)_0 = \frac{\pi\sqrt{8} \cdot S}{S_1} \quad (53)$$

在方程(52)的情形下获得以下关系

$$\left(\frac{\lambda_1}{h_1}\right)_0 = \frac{\pi\sqrt{8} \cdot H}{h_1} \quad (54)$$

回到实测的测深曲线上，这表示由 $\rho_e = 1$ 欧姆·米的直线同渐近线的延长线的交点截距 $\sqrt{T_0}$ 可以获得

$$S = 356 \cdot \sqrt{T_0} (\rho_n \rightarrow \infty) \quad (55)$$

$$H = 356 \cdot \sqrt{T_0} (\rho_n \rightarrow 0) \quad (56)$$

因此在厚的沉积盆地的情形下，对于上升测深曲线的解释立即给出高阻基底以上整个沉积层系的所谓“纵向电导 S ”。高阻基底的深度可由以下关系式计算：

$$h = \sum_{m=1}^{n-1} h_m = \rho_1 \cdot S \quad (57)$$

$$\rho_1 = \frac{\sum_{m=1}^{n-1} h_m}{\sum_{m=1}^{n-1} \frac{h_m}{\rho_m}}$$

其中 ρ_1 为平均纵向电阻率。

在一定的限度内，由电测井资料的解释 (Porstendorfer, 1968; Vanyan和Tkhiep, 1969) 或由大地电磁测深曲线的极小值，能够估算平均纵向电阻率 ρ_1 的值。因此对于 $\rho_2 > 300\rho_1$ 的两层介质，由方程(45)可求出

$$\rho_{a\min} \approx 0.77 \cdot \rho_1 \quad (58)$$

和
$$T_{\min} = 2.8 \frac{(h_1)^2}{\rho_1} \cdot 10^{-8}$$

对于 $\rho_n \gg \rho_m$ 的所有多层介质，我们有下列一般关系式

$$\sqrt{\frac{T_{\min}}{\rho_{a\min}}} \approx \frac{S}{520} \quad (58')$$

对于不具有典型的两层曲线的多层情形，我们应该用等效的两层情形替换上面各层。

ρ_1 等效 和 h_1 等效 与上面各层的电阻率和厚度有关，而且关系复杂。Berdichevskii (1968)给出了这种情形的实用公式。

另一方面，由方程(56)我们看到，无需知道上面各层的平均纵向电阻，就可能确定良导基准层（如在地幔内的那些层）的深度。

导出的关系式表明，无需借助理论量板曲线，而只凭大地电磁测深曲线，一般能求出高阻基底以上的“纵向电导 S ”和良导基底的“深度 H ”。

现在我们将讨论一种更加有效的大地电磁解释方法，该方法不用构造周期范围很宽的测深曲线，而只从有限周期间隔内的记录出发，直接地确定 S 和 H 的数值。

在高阻基底 ($\rho_n \gg \rho_m, m=1 \dots n-1$) 的填图中，我们从方程(49)着手，有：

$$\begin{aligned} \frac{H_y}{E_x} = \frac{1}{Z(0)} &= S + e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{T}{2\pi\rho_n\mu_0}} = S + \left(\sqrt{\frac{T}{\rho_n \cdot 4\pi\mu_0}} \right) + \\ &+ i \left(\sqrt{\frac{T}{\rho_n \cdot 4\pi\mu_0}} \right) = \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z(0)} \right) + i \operatorname{Im} \left(\frac{1}{Z(0)} \right) \end{aligned} \quad (59)$$

对于间隔 $T_1 < T < T_2$ ，即所谓“ S 段周期”有

$$\operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z(0)} \right) \gg \operatorname{Im} \left(\frac{1}{Z(0)} \right)$$

这等效于

$$\frac{1}{|Z(0)|} \approx \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z(0)} \right) = S + \sqrt{\frac{T}{\rho_n \cdot 4\pi \cdot \mu_0}} \quad (60)$$

和

$$\varphi_{H_y} - \varphi_{E_x} \approx 0 \quad (61)$$

从(60)解出 S ，对于 $\rho_n \gg 130\rho_{a\min}$ 得到

$$S = \frac{1}{|Z(0)|} - \sqrt{\frac{T}{\rho_n \cdot 4\pi \cdot \mu_0}} \quad (62)$$

$$3.36 \cdot T_{\min} < T < 0.27 \cdot \rho_n \cdot \frac{T_{\min}}{\rho_{\text{max}}} \quad (63)$$

以-50%至100%的精度知道 ρ_n 以及以 $\pm 25\%$ 的精度了解 T_{\min} 就足够了。

因此,为了估算“S段周期”要有测深曲线。倘若没有测深曲线,估算可用下述方法进行。应用(58'),可用下式表示 T_2 :

$$T_2 \approx 0.27 \cdot \rho_n \cdot \left(\frac{S}{520} \right)^2 \quad (64)$$

如曲线有极大值,可取

$$T_2 < \frac{T_{\max}}{2}$$

只是在两层的情形下才无需参照 T_{\min} 的值而确定出 T_1 。这时按(58)式,可用下式代替 T_1 :

$$T_1 \approx 10^{-6} \frac{(h_1)^2}{\rho_1}$$

方程(62)是Berdichevskii(1968)的所谓“大地电磁剖面”的基本方程。对于 $\rho_n \rightarrow \infty$,获得简单的形式

$$S = \frac{1}{|Z(0)|} \quad (62')$$

于是 E_x 和 H_y 间的相位差正好为 0° 。但是由方程(62)算出的实际值,事实上对于有限电阻率和相位差 $\varphi_{E_x} - \varphi_{H_y} \leq -20^\circ$ 的情形也能获得相当好的结果。

Berdichevskii曾研究过劣导基底上的真实纵向电导的估算精度。在许多实例中他得到的估算值是“S段周期”的函数。他指出:在 ρ_n 和 T_{\min} 的估计范围内,对于两层情形或等效的多层情形,误差在 $\pm 10\%$ 之内。根据以 63.5° 下降的渐近线末端的周期,由方程(50)能导出用来确定良导基底(如上地幔内)深度的等效剖面方程。在此情形下获得

$$H = |Z(0)| \frac{T}{2\pi\mu_0} \quad (65)$$

$$\varphi_{E_x} - \varphi_{H_y} = -\frac{\pi}{2}$$

方程(62)和(65)可用于良导和劣导基准层深度变化的填图中。

严格地说,基准层深度变化使前面的假设(即地下介质是均匀的和水平层状的)不再成立。因此方程(62)和(65)的有效性应该用非均匀各向异性的模式来判断,这类模式在下节将作介绍。以后我们将发现,寻找所探测的构造与波的极化的关系很重要;而且在构造和电导率有强烈横向变化的情形下,不能应用方程(62)和(65)。

3.2.2 均匀各向异性半空间 水平层状各向异性半空间

对于上节的模式,波的极化方式并不是重要的。但对于图11b和图11c表示的模式,我们必须把波分成 E -极化波和 H -极化波。

我们假定电阻率的各向异性张量的主轴同坐标轴重合。对于 E -极化和 H -极化,只有电场分量方向的电阻率有意义。这样我们就能把均匀各向异性的地下介质分成两个均匀半空间,同时把水平层状各向异性地下介质分成两个水平层状介质,以致每个都具有各向同性的电阻率。

因此，在各向异性介质中电磁波的传播，可看成在两个各自独立的各向同性半空间中的传播，而且每个半空间的电阻率等于电阻率张量的水平元。在各向异性介质中产生两类具有不同波数矢量 \vec{k}_x 和 \vec{k}_y 的电磁波。方程(21')—(27')在此情形下取如下形式：

E -极化	H -极化
$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = k_y^2 E_y$	$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = k_x^2 H_y$
$k_y^2 = -\mu_0 i \omega \frac{1}{\rho_y}$	$k_x^2 = -\mu_0 i \omega \frac{1}{\rho_x}$
$H_x = -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \frac{\partial E_y}{\partial z}$	$E_x = -\rho_x \frac{\partial H_y}{\partial x}$
$H_z = 0$	$E_z = 0$

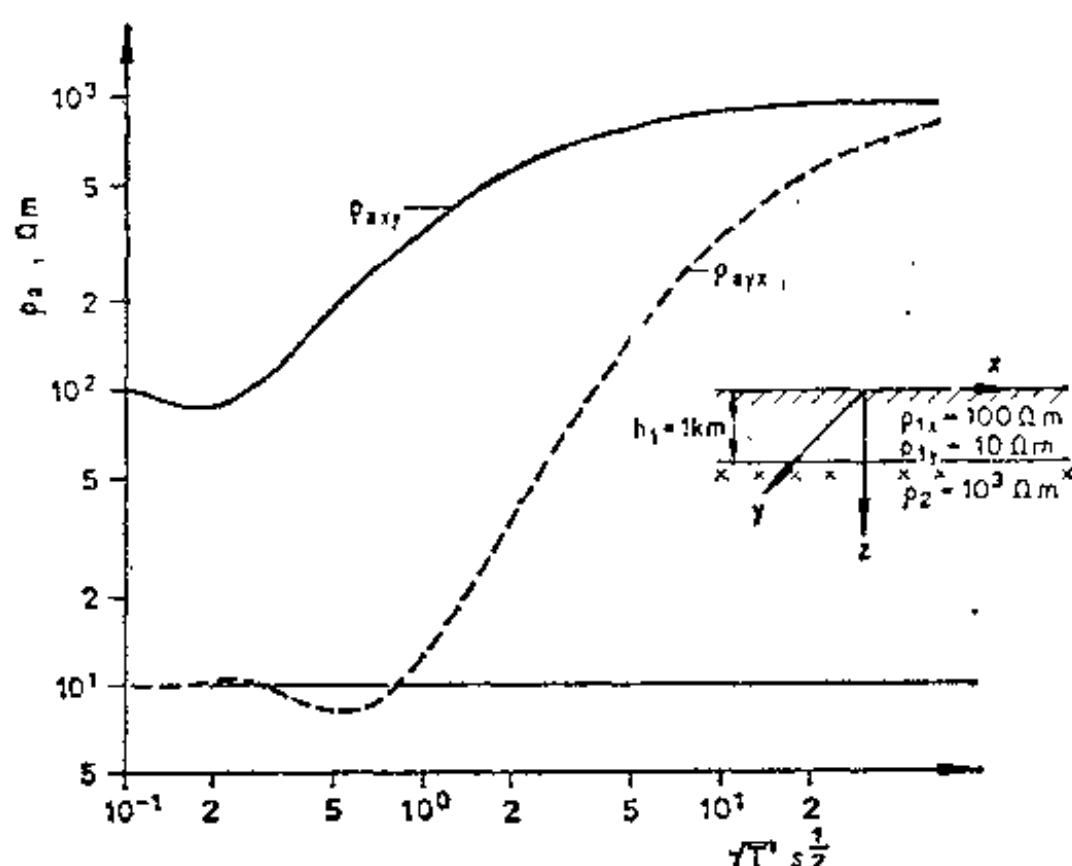


图17 各向异性的两层模式的大地电磁测深曲线
据Douglas和Morrison (1967)

为了求解上述方程，我们用各向同性水平层的关系式。在图17上看到，在具有各向异性覆盖层的两层介质上，两个水平轴方向的测深曲线是不同的。对于这类模式，3.1节的普遍方程式(7)和(8)在与各向异性主轴不相重合的方位上有效。

将坐标轴取在主轴时，我们获得

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xy} H_y & Z_{xx} &= 0 \\ E_y &= Z_{yx} H_x & Z_{yy} &= 0 \end{aligned} \quad (66)$$

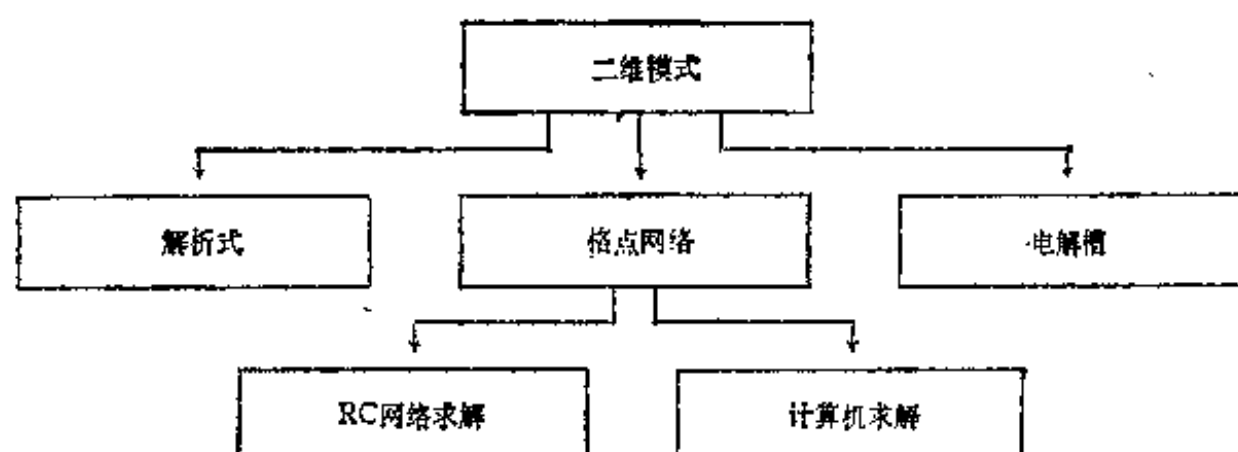
由 Z_{xy} 和 Z_{yx} 的值并按方程(46)能算出波阻抗，于是也能算出任意方位的视电阻率。但是在此情形下，在不同的方位将获得不同的测深曲线。这些曲线一般并不同图17的测深曲线重合，应用前述结果对它们进行正式的解释能导致不小的误差。对于 $Z_{xy} \neq Z_{yx}$ 的情形，最好舍弃测深曲线形式这种大地电磁成果的经典表示法。当我们转而讨论具有任意的二维非

均匀半空间情形时，将看到这是特别必要的。

3.2.3 任意的二维非均匀半空间

我们现在讨论图11d这种类型的模式。我们必须明确地区分 E -极化和 H -极化，并且从基本方程(21) — (27)着手考虑。对于一定的模式，通常用积分形式给出这些方程严格的数学解，然而近似解通常包括由解析项组成的级数表达式。还有另外的解的形式，不过本书将不拟详述。如果给定地下介质的电性质，并且给定初次场，那末能够求出以线性非齐次积分方程形式出现的二次场的解。积分方程可用逐次逼近法求解 (Buchheim, 1953)。在似稳条件的限制性假定之下，将均匀半空间的解保角地变换至给定地下构造的方法也可以使用 (Kunetz和de Gery, 1952)

解析的解只对相当简单的模式，以及特别对 H -极化情形才存在。近代发展了电解槽和 RC -网络的模拟技术或数字模拟技术。在这种情形下微分方程(21) — (27)转换成差分方程，这种方程即使对于复杂的模式也能用计算机求解。兹将所述的求解方法一并以下列图表作为说明。



在国际文献中还有许多求解方法，本书不可能对它们一一加以介绍。下面仅就各种处理方法作一说明。

3.2.3.1 借助解析公式的解

我们取如图18所示有高阻基底的纯 H -极化情形作为例子。两条边界完全水平，这一限制条件很重要。在此情形下方程(25) — (27)的边界条件可以简化。

因为 $\rho_0 = \infty$ 和 $\rho_n = \infty$ ，在地面和高阻基底的法线方向上不存在电流。这意味着

$$j_z(z=0) = \frac{1}{\rho(z=0)} \cdot E_z(z=0) = 0 \quad (67)$$

和
$$j_z(z=z_{n-1}) = \frac{1}{\rho(z=z_{n-1})} \cdot E_z(z=z_{n-1}) = 0$$

于是由方程(27)得出

$$\frac{\partial H_y(z=0)}{\partial x} = 0 \text{ 和 } \frac{\partial H_y(z=z_{n-1})}{\partial x} = 0$$

或
$$H_y(z=0) = \text{常量} = H_y^0 \text{ 和 } H_y(z=z_{n-1}) = \text{常量} \quad (68)$$

可用方程(44')计算 $H_y(z=z_{n-1})$ ：

$$H_y(z=z_{n-1}) = -E_x \cdot k_n \frac{1}{i\omega\mu_0} \quad (69)$$

对于 $\rho_n = \infty$ 有 $k_n = 0$ ，因此在基底所有点上 $H_y(z = z_{n-1}) = 0$ 。

应用方程 (24)，还获得 $H_z = 0$ 。

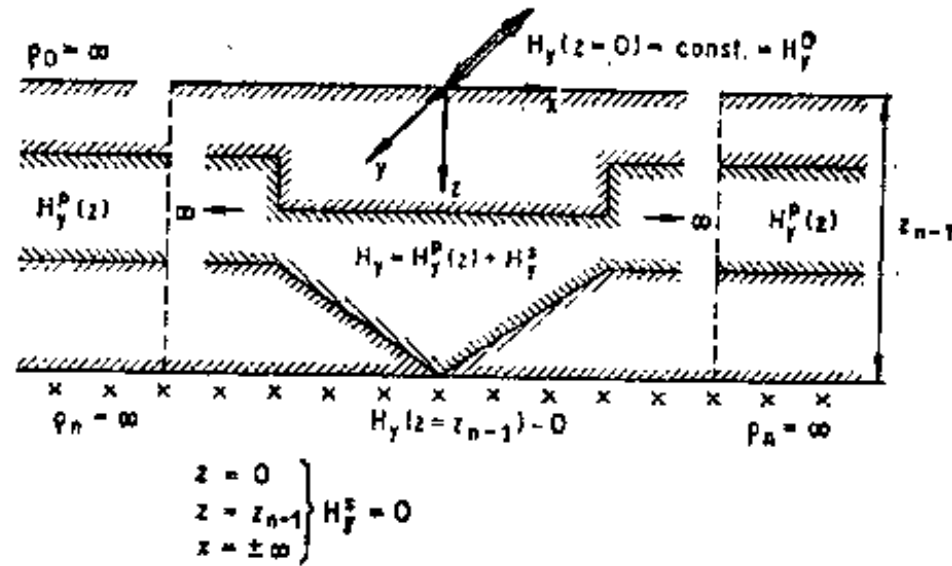


图18 二维构造上电磁场的计算图解

H_y^p —左右两侧水平层的“初次”磁场； H_y^s —由于非均匀的畸变作用引起的“二次”磁场

非均匀区域的两侧是纯水平层，因此非均匀区域上的解可表成两项之和：

$$H_y(x, z) = H_y^p(z) + H_y^s(x, z) \quad (70)$$

式中 H_y^p —当 $x \rightarrow \pm \infty$ (纯水平层情形) 的“初次磁场”；

H_y^s —表示非均匀干扰的“二次磁场”。

由于 H_y^s 也满足方程 (25)，问题便化为求以下方程的解：

$$\frac{\partial^2 H_y^s}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y^s}{\partial x^2} = k^2 H_y^s \quad (71)$$

$$E_z^s = -\rho \cdot \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \quad E_x^s = \rho \cdot \frac{\partial H_y^s}{\partial x}$$

H_y^s 的边界条件为

$$\left. \begin{array}{l} z = 0 \\ z = z_{n-1} \\ x = \pm \infty \end{array} \right\} H_y^s = 0 \quad (72)$$

我们还应该考虑在模式内部的界面上， H_y^s 和 E_z^s 的切向分量连续。D'Erceville 和 Kunetz (1962) 用这种方法首先讨论了 H -极化条件下，高阻基底上两介质垂直接触的经典问题 (图 19)。他们用傅氏级数表示垂直界面两侧的解。这个级数总是波动方程的解，并有可能用这样的方法确定级数的系数：即这些系数在地面和基底上为零。

其解为：

$$H_{1y}(z, x) = H_{1y}^p(z) + \frac{2\pi}{h_1^2} H_y^0(0) \beta \sum_{m=1}^{\infty} \frac{me^{a_1 x}}{(a_1 a_2)^2 \gamma} \sin \frac{\pi m}{h_1} \cdot z (x \leq 0) \quad (73)$$

$$H_{2y}(z, x) = H_{2y}^p(z) - \frac{2\pi}{h_1^2} H_y^0(0) \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \beta \sum_{m=1}^{\infty} \frac{me^{-a_2 x}}{a_1 (a_2)^3 \gamma} \sin \frac{\pi m}{h_1} \cdot z (x \geq 0) \quad (74)$$

$$E_{1x}(z, x) = E_{1x}^p(z) - \frac{\pi H_y^0(0)}{2h_1^3} \rho_1 \cdot \beta \cdot 4\pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m^2 e^{a_1 x}}{(a_1 \cdot a_2)^2 \gamma} \sin \frac{\pi m}{h_1} \cdot z (x \leq 0) \quad (75)$$

$$E_{2x}(z, x) = E_z^0(z) + \frac{\pi H_z^0(0)}{2h_1^3} \rho_1 \cdot \beta \cdot 4\pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m^2 e^{-a_2 x}}{\alpha_1 (\alpha_2)^3 \gamma} \sin \frac{\pi \cdot m}{h_1} \cdot z (x \geq 0) \quad (76)$$

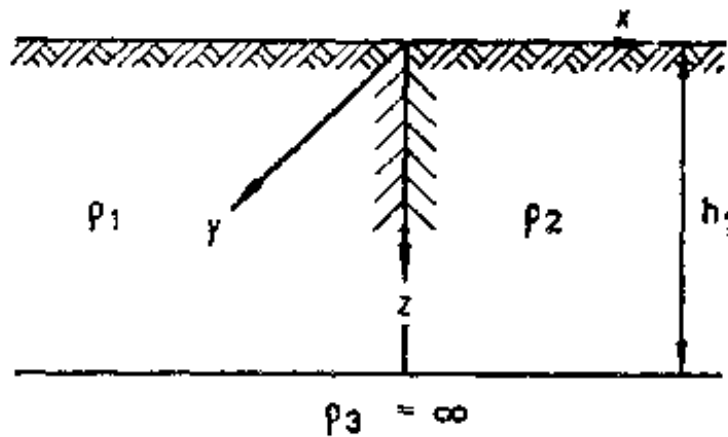
$$E_{1x}(z, x) = \frac{4\pi \cdot \rho_1 H_z^0(0)}{2h_1^3} \beta \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m \alpha_1 e^{a_1 x}}{(\alpha_1 \cdot \alpha_2)^2 \gamma} \sin \frac{\pi \cdot m}{h_1} \cdot z \quad (x \leq 0) \quad (77)$$

$$E_{2z}(z, x) = \frac{4\pi \cdot \rho_1 H_z^0(0)}{2h_1^3} \beta \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m \alpha_2 e^{a_2 x}}{\alpha_1 (\alpha_2)^3 \gamma} \sin \frac{\pi \cdot m}{h_1} \cdot z (x \geq 0) \quad (78)$$

$$\beta = (k_1)^2 - (k_2)^2 \quad \gamma = 1 + \frac{\alpha_1 \rho_1}{\alpha_2 \rho_2} \quad (79)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\left(\frac{\pi \cdot m}{h_1}\right)^2 + (k_1)^2} \quad \alpha_2 = \sqrt{\left(\frac{\pi \cdot m}{h_1}\right)^2 + (k_2)^2} \quad (80)$$

3.2.3.2 将地下介质分为不连续格点的求解法



为了把微分方程转换成差分方程，现将图18的模式分成许多不连续格点（图20）。在物理上我们能把这个模式设想为电阻和电容构成的网络。图21表示出这样一个格点及其邻近点。开始设 $\Delta x = \Delta z$ 及 $R_x = R_z = R_0$ 。

图19 高阻基底上电阻率不同的两介质垂直接触的经典模式

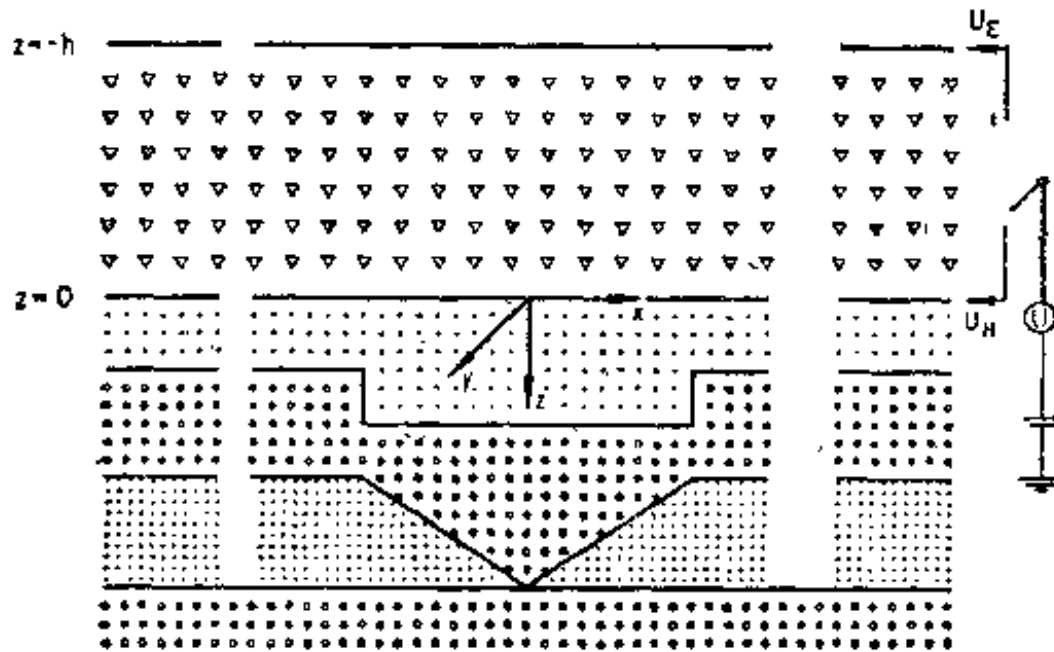


图20 将图18模式分解为不连续单元

我们在“地球”和短路“地表”（ $Z = 0$ ）间把电压 $U \cdot e^{-i\omega' t}$ 供给这样一种网络。此时我们获得满足以下微分方程的网络电位分布：

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = k^2 U \quad (81)$$

而

$$k^2 = -i R_0 C_0 \omega' \quad (82)$$

方程（81）与 E -极化方程（21）及 H -极化方程（25）比较，表明这些方程是相当的。其对应关系如下：

E - 极化

$$E_y \triangleq U$$

$$H_x = -\frac{\partial U}{\partial z} \cdot \frac{1}{\mu_0 i \omega}$$

$$H_z = \frac{\partial U}{\partial z} \cdot \frac{1}{\mu_0 i \omega}$$

H - 极化

$$H_y \triangleq U$$

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial z} \cdot \rho$$

$$E_z = \frac{\partial U}{\partial z} \cdot \rho$$

(83)

(84)

(85)

使材料常量间的关系式 (22) 与波数的关系式 (82) 相等, 我们得到

$$\frac{\mu_0 \cdot \omega}{\rho} = R_0 C_0 \omega' \quad (86)$$

因此, 通过合理地选择相应的电阻 R_0 、电容 C_0 和频率转换因子 $\frac{\omega'}{\omega}$, 便能模拟电阻率 ρ 。

如果取不连续的格点, 方程 (81) 变成:

$$\frac{1}{\Delta z^2} \cdot (U_{i+1} - 2U_{ij} + U_{i-1}) + \frac{1}{\Delta x^2} \cdot$$

$$(U_{i+1} - 2U_{ij} + U_{i-1}) = k^2 U_{ij} \quad (87)$$

$$R_x = R_0 \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad R_z = R_0 \frac{\Delta z}{\Delta x}$$

$$C = C_0 \Delta x \cdot \Delta x$$

应用 RC 网络且测量任意格点相对于“地球”的电位, 即能确定该格点的解 U_{ij} 。相邻格点间的水平和垂向电位差给出所求的场分量。Taheri (1968) 用这种技术处理过几种模式。但是方程 (87) [其中的对应量为: $U_{ij} \triangleq E_{yij}$ (E -极化) 或 $U_{ij} \triangleq U_{yij}$ (H -极化)] 也适于用计算机数字处理, 因为网络上所有的 n 个格点均满足这个方程。

通过解 U_{ij} 的 n 个方程, 我们能够确定 n 个格点上的 n 个未知电位值或场值。求解这样的方程组 (其中许多单元为零) 主要是计算机的存储量问题。Wright (1969) 曾给出应用这类技术的范例。

重要的问题在于正确使用边界条件。正如 3.2.31 (方程 68) 所指出, 在 H -极化的情形下, 地面上所有点有

$$H_y(0) = \text{常量} = H_y^0$$

因此, 在用 RC 网络模拟处理时, 要使地表上的所有格点短路。我们给地表一个电位值 $U_H = H_y^0$ (图 20), 或者用该值作为计算机处理时的边界值。这个简单的条件对于 E -极化情形并不成立。在 E -极化情形下需要引入所谓“大气”层 ($k^2 = -\omega \mu_0 \epsilon_0$)。该层的厚度应该如此之大, 以致在电源附近的场将不受地下非均匀性带来的畸变。对于模拟直至上地幔的条件模型, Wright 使用了“虚构的” 400—600 公里厚的大气层。

在用 RC 网络作模拟处理时, 必须使虚构的“大气”的顶面上所有格点都短路, 在顶面上输入电位 $U_E = E_z^0 = \text{常量}$ (图 20)。该值也是计算机运算所需的恒定的边界值。把良导层作为基底 (上地幔通常就是这样) 是有用的。由方程 (28) 和 (30), 并设 $k \rightarrow \infty$, 则得

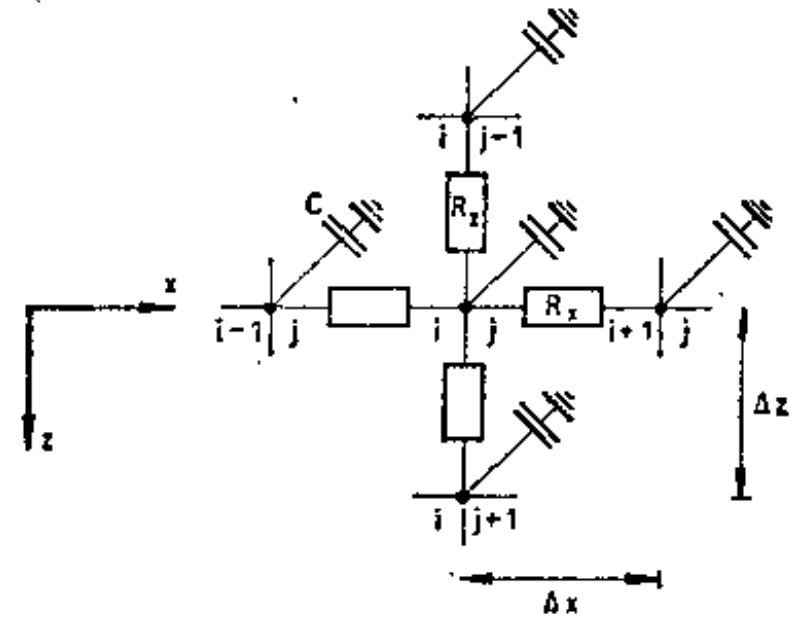


图21 用 RC 网络代替地下介质时, 图 20 的格点单元的代表法。

据 Taheri (1968)

RC -网络: U_{ij} , H -极化: H_{yij} , E -极化: E_{yij}

$$E_y(z = z_{n-1}) = 0$$

$$H_y(z = z_{n-1}) = 0$$

$$U(z = z_{n-1}) = 0$$

对于RC模拟网络, 这意味着根据方程(86)必须模拟 $R_0 \rightarrow \infty$ 的层, $R_0 \rightarrow \infty$ 等效于网络中的断路。

如图20所示, 我们用纯水平层系讨论侧向边界的情况。借助3·2·1节所描述的计算程序, 我们能够计算该层系中任何深度的电位值和场值。因此只剩下些内部界面, 在这些界面上必须保证场的切向分量和电流的法向分量的连续性。

在用RC模拟网络作模型模拟时, 根据电阻和电容的并联定则, 在两种介质的接触面有以下的结果:

水平界面	垂向界面
$\frac{1}{R_r} = \frac{1}{R_0^{(1)} \frac{\Delta x}{\Delta z_1/2}} + \frac{1}{R_0^{(2)} \frac{\Delta x}{\Delta z_2/2}}$	$\frac{1}{R_r} = \frac{1}{R_0^{(1)} \frac{\Delta z}{\Delta x_1/2}} + \frac{1}{R_0^{(2)} \frac{\Delta z}{\Delta x_2/2}} \quad (88)$
$C = C_0^{(1)} \frac{\Delta z_1}{2} \cdot \Delta x + C_0^{(2)} \frac{\Delta z_2}{2} \cdot \Delta x$	$C = C_0^{(1)} \frac{\Delta x_1}{2} \cdot \Delta z + C_0^{(2)} \frac{\Delta x_2}{2} \cdot \Delta z$

当需要改变格点间的距离而不改变电阻率时, 也应该使用这些关系式。在场变化小的区域, 格点间距应该大; 在场变化大的区域, 格点间距应该小。

计算机运算的边界条件, 与方程(21)——(27)及方程(81)——(84)的边界条件相似。

	E-极化	H-极化	
水平界面	$E_{\{1\}} = E_{\{2\}}$ $\frac{1}{2\Delta z_1} (E_{\{1\}} _{-1} - E_{\{1\}} _{+1}) =$ $= \frac{1}{2\Delta z_2} (E_{\{2\}} _{-1} - E_{\{2\}} _{+1})$	$H_{\{1\}} = H_{\{2\}} \quad (89)$ $-\frac{1}{2\Delta z_1} \rho_1 (H_{\{1\}} _{-1} - H_{\{1\}} _{+1}) =$ $= -\frac{1}{2\Delta z_2} \rho_2 (H_{\{2\}} _{-1} - H_{\{2\}} _{+1})$	
垂向界面	$E_{\{1\}} = E_{\{2\}}$ $\frac{1}{2\Delta x_1} (E_{\{1\}} _{-1} - E_{\{1\}} _{+1}) =$ $= \frac{1}{2\Delta x_2} (E_{\{2\}} _{-1} - E_{\{2\}} _{+1})$	$H_{\{1\}} = H_{\{2\}}$ $-\frac{\rho_1}{2\Delta x_1} (H_{\{1\}} _{-1} - H_{\{1\}} _{+1}) =$ $= -\frac{\rho_2}{2\Delta x_2} (H_{\{2\}} _{-1} - H_{\{2\}} _{+1})$	

3·2·3·3 借助电解槽中的模型实验求解

电解槽中的模型实验 (Brynelli等, 1969; Dosso, 1966) 是一种有效的求解方法, 而且它还能够用来研究三维构造。

对于每种介质必须满足相似性条件

$$\frac{\lambda_N}{l_N} = \frac{\lambda_M}{l_M} \quad (90)$$

式中 λ_N —野外的波长;

λ_M —模型中波长;

l_N —野外的线度和距离;

l_M —模型中的线度和距离。

由于
$$\frac{\lambda_N}{\lambda_M} = \sqrt{\frac{\rho_N \cdot T_N}{\rho_M \cdot T_M}} = \sqrt{\frac{\rho_N \cdot f_M}{\rho_M \cdot f_N}}$$

所以, 线度的减小有可能借助减少介质电阻 (例如使用饱和的盐溶液) 和使用高频 (例如 $2 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^6$ 赫兹) 等方法得到补偿。用包含电偶极和探测线圈的小组件可测得 E_x 、 E_y 、 H_x 、 H_y 、 H_z 等分量。偶极由两个半球状银电极组成。电缆的屏蔽线同位于测量电极间的第三个电极相连接。水平的和垂直的磁偶极是封入有缺口的黄铜屏蔽罩中的小探测线圈。

通过跨接于对称变换器上的选频电子管电压表, 可测得电偶极和磁偶极中的电压。

3.2.4 计算的 (或测量的) 非均匀 (或各向异性) 模式一览表

在本书的范围内, 不可能就所有模式的处理方法和电磁场解答进行广泛的讨论。这些方法和解答能在国际文献中查找到。

图22和图23试图按照模式的类型、3.2.3.1—3.2.3.3所述的求解方法以及作者, 对这些不同的模式加以分类。分类中只是涉及到作者们新近的工作成果, 对于同一模式的更早期的解答, 分类中则可能没有涉及。以下各节我们将讨论某些典型模式的成果。

3.2.4.1 二维垂直接触带上的场的畸变

横向不均匀性的最简单模式是两种不同介质的垂直接触带。图25的结果取自D'Erceville和Kunetz (1962) 以及Thomson和Weaver (1971) 的解析计算成果。在H-极化的情形下, 电场 E_x 在垂直接触带上有极尖锐的异常。

在距离 $\frac{x}{\lambda_1} > 0.2$ 处, 上述效应已经消失。在E-极化的情形下, 任何场分量在垂直接触

带上均没有尖锐的异常, 但另一方面, 甚至在距离 $\frac{x}{\lambda_1} > 1$ 时, 弱的异常却不会消失。

图25表明“大地电流”、“大地电磁”和“地磁测深”等经典方法的统一性。场分量的比值 $\frac{E_x}{(E_{0x})_1}$ 和 $\frac{E_y}{(E_{0y})_1}$ 是纯“大地电流”探测的特征量。波阻抗值 Z_{xy} 和 Z_{yx} 是“大地电磁剖面法”的特征量。商 $\frac{H_z}{H_x}$ 是“地磁测深”的特征量。在图25的模式中, H_x 分量的相位有很大变化, 并且在高阻介质一侧相当缓慢地减小。

3.2.4.2 二维良导盆地上的场的畸变

如同3.2.4.1所述那样, 我们应用Wright (1969) 的计算机的解答研究一个有界沉积盆地上的由图26所示的畸变。因为对称, 所以只给出模式某一侧的值。在H-极化情形下, 我们又发现盆地边界上有特别尖锐的异常。我们还看到, 有时着重在“相位”上, 有时又着重在“振幅”上, 显示出不同穿透深度的构造。

3.2.4.3 二维台阶上的场的畸变

图27给出电解槽中的模型实验的高阻台阶 ($\frac{\lambda_1}{h_1} > 24$ 的情形) 上的场的畸变 (Dobrovolskaya, 1970)。我们发现对于H-极化, 电场 E_x 有最尖锐的异常。对于E-极化, 地面上的弱异常一直延至十倍于较浅块体深度的距离。

图28说明, 高阻基底中断层的断距对H-极化时波阻抗值的影响, 是用解析计算方法

二维模式

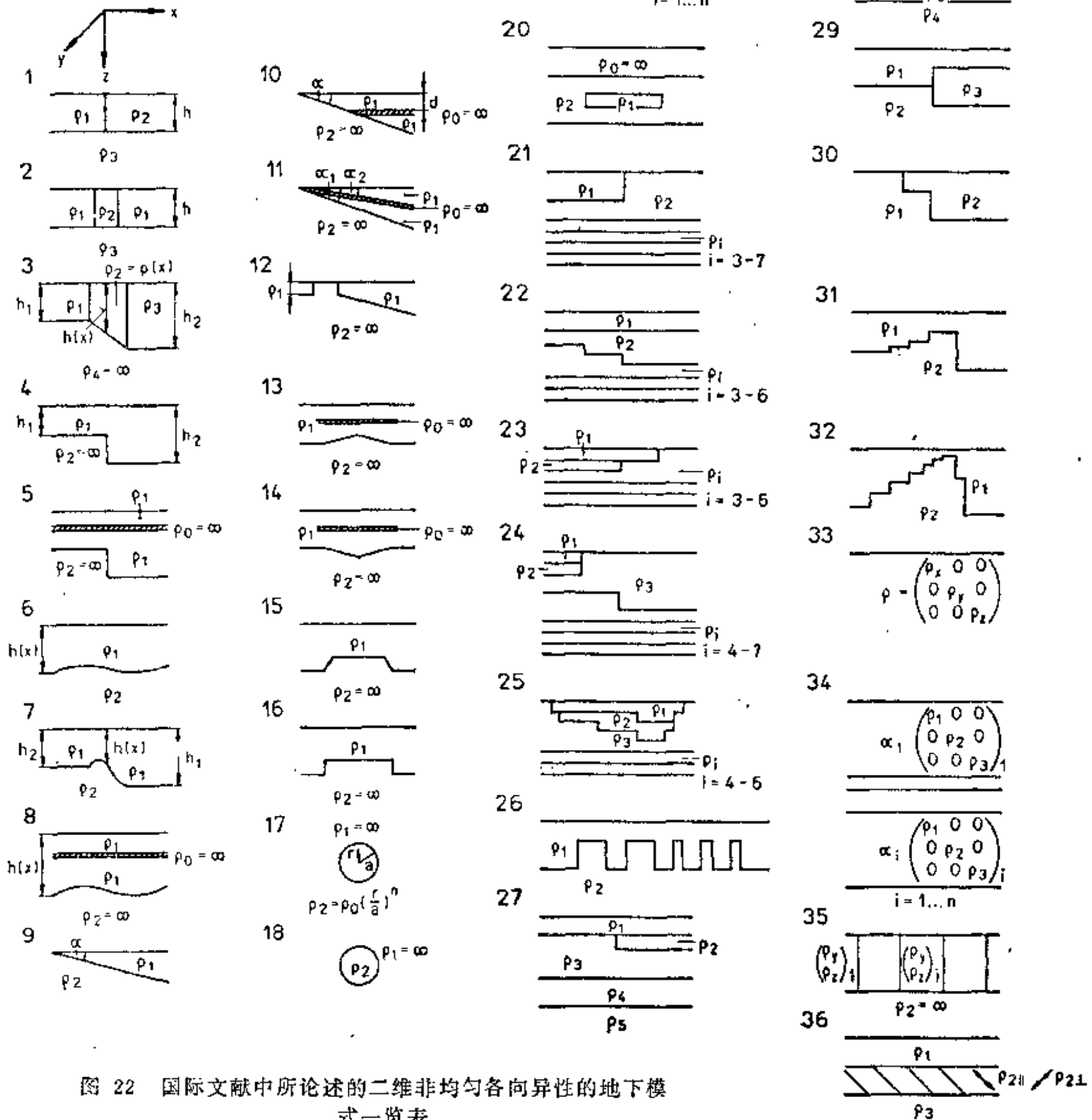


图 22 国际文献中所论述的二维非均匀各向异性的地下模式一览表

模式编号	参 量	极 化	计算方法	作 者
1	$\rho_3 = 0$	H	解析法	D'Erceville & Kunetz (1962)
	$\rho_3 = \infty$			
	$\rho_3 = 0$	H	解析法	Obukhov (1969)
	$\rho_3 = \infty$			
	$\rho_3 = \infty$	H	解析法	Koshchakov (1970)
	$\rho_3 = \infty$	E	解析法	Treumann (1970)
	$h = \infty$	H和E	解析法	Thomson & Weaver (1971)

2	$\rho_3 = \infty$				
	$\rho_3 = 0$	H	解析法	Rankin (1962)	
	$\rho_3 = \infty$	E	解析法	Treumann (1970)	
3		H	解析法	Berdichevskii & Dmitriev (1969)	
4		H	解析法	Kokotushkin & Dmitriev (1963)	
		H和E	电解槽	Brynelli, Dobrovol'skaya, Kovtun & Kuznetsov (1963, 1970)	
5		H和E	电解槽	Brynelli, Dobrovol'skaya, Kovtun & Kuznetsov (1963, 1970)	
6	$\rho_2 = \infty$	H和E	解析法	Obukhov (1969)	
7		H	解析法	Dmitriev (1965)	
8		H	解析法	Obukhov (1965)	
9	$0 < \alpha < 2\pi$	H和E	解析法	Kovtun (1964)	
	$\rho_2 = \infty$				
	$\rho_1 = 0$	H和E	电解槽	Brynelli, Dobrovol'skaya, Kovtun & Kuznetsov (1963)	
	$\alpha = 3^\circ$	H和E	解析法	Berdichevskii (1968), (1961)	
	$\rho_2 = \infty$				
	$\alpha < 9^\circ$		解析法	Kostecki (1969)	
10		H和E	解析法	Berdichevskii (1969)	
		H和E	电解槽	Brynelli, Dobrovol'skaya, Kovtun & Kuznetsov (1963)	
11		H和E	解析法	Berdichevskii (1969)	
12		H和E	电解槽	Dobrovol'skaya & Kovtun (1970)	
13		H和E	电解槽	Dobrovol'skaya & Kovtun (1970)	
14		H和E	电解槽	Dobrovol'skaya & Kovtun (1970)	
15		H和E	电解槽	Dobrovol'skaya & Kovtun (1970)	
16		H和E	电解槽	Brynelli, Dobrovol'skaya, Kovtun & Kuznetsov (1969)	
17		E	解析法	V. Consbruch	
18		E和H	解析法	Meyer (1963)	
19		H	解析法	Obukhov (1969)	
20		E	数字法	Latka (1966)	
		E	电解槽	Dosso (1966)	
21		H和E	数字法	Wright (1969)	
22		H和E	数字法	Wright (1969)	
23		H和E	数字法	Wright (1969)	
24		H和E	数字法	Wright (1969)	
25		H和E	数字法	Wright (1969)	
26		H和E	数字法	Vozoff & Swift (1968)	
27		E	数字法	地学联合会 (1969)	
28	$\rho_4 = 0$	H	RC网络	Taheri (1968)	
	$\rho_4 = \infty$				
29		E	数字法	Vozoff & Swift (1968)	
30		E	数字法	Vozoff & Swift (1968)	
31		E	数字法	Vozoff & Swift (1968)	
32		E	数字法	Vozoff & Swift (1968)	
33		E和H	解析法	Petr (1967)	
34		E和H	解析法	Petr (1967)	
		E和H	解析法	Puchkov (1965)	
		E和H	解析法	Douglas, O'Brien & Morrison (1967)	
35		H	解析法	Obukhov (1969)	
36		H和E	数字法	地学联合会 (1969)	

三维模式

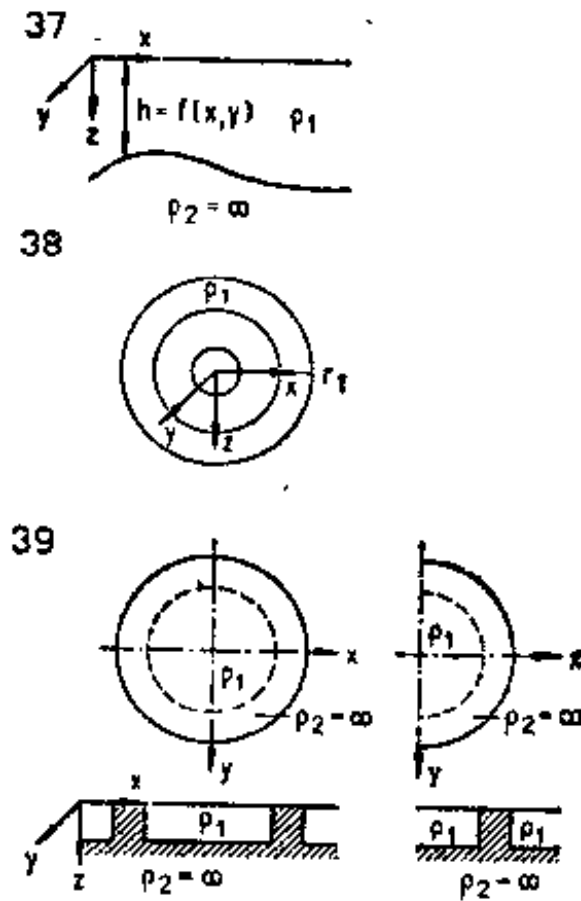


图23 国际文献所论述的三维
非均匀地下模式一览表

模式编号	参 量	极 化	计算方法	作 者
37	三 维		解析法	Obukhov (1969)
38	三 维		解析法	Schmucker (1970)
39	三 维		电解槽	Dobrovolskaya和Kovtun (1970)

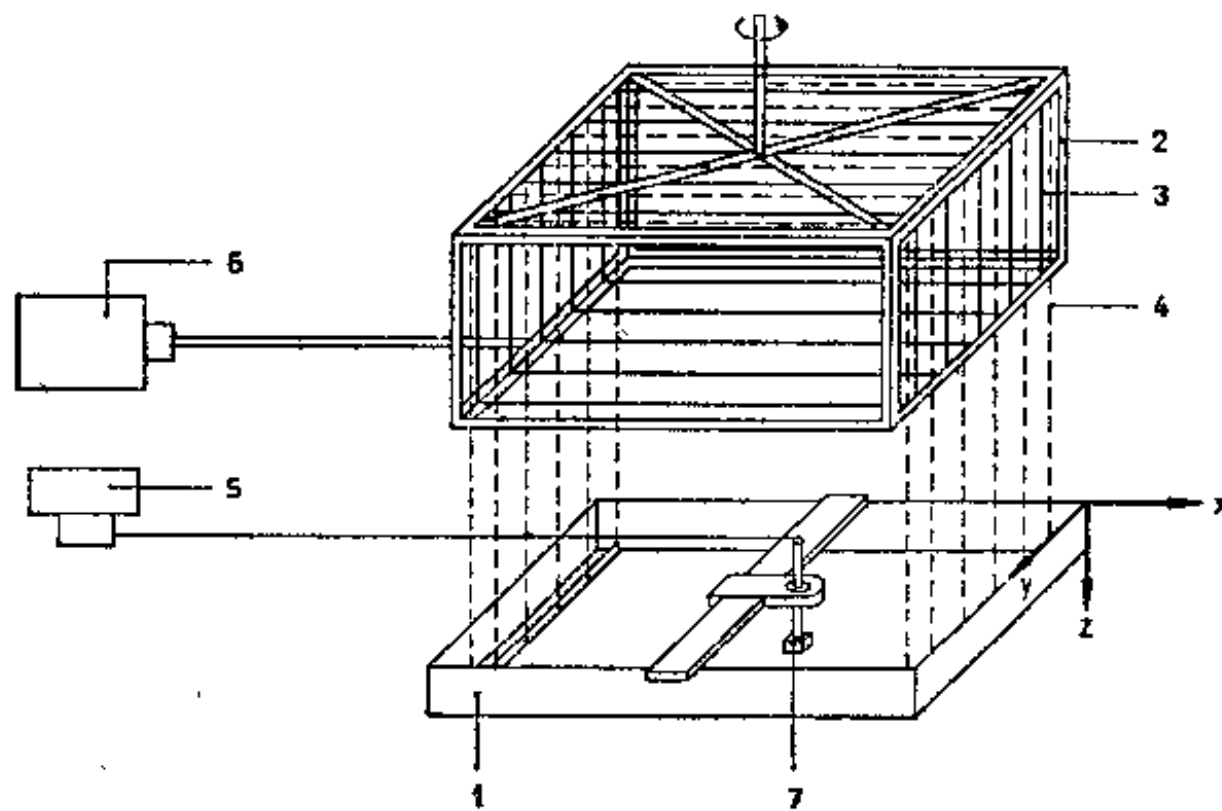


图24 电解槽模拟略图

据 Brynelli 等人 (1969)

1—电解槽 (4米×4米)；2—初次场源装置；3—产生初次场的绕组；4—
在槽的边缘与铜管接触的导体，以得到场的均匀性；5—小屏蔽箱中对称变换
器和放大器；6—对称变换器和频率发生器；7—测量偶极组件 (5厘米×5厘
米×3厘米)，其中含一对电偶极 (电极距1.5厘米) 和两对水平向和垂直向磁偶
极 (探测线圈直径1.4厘米)

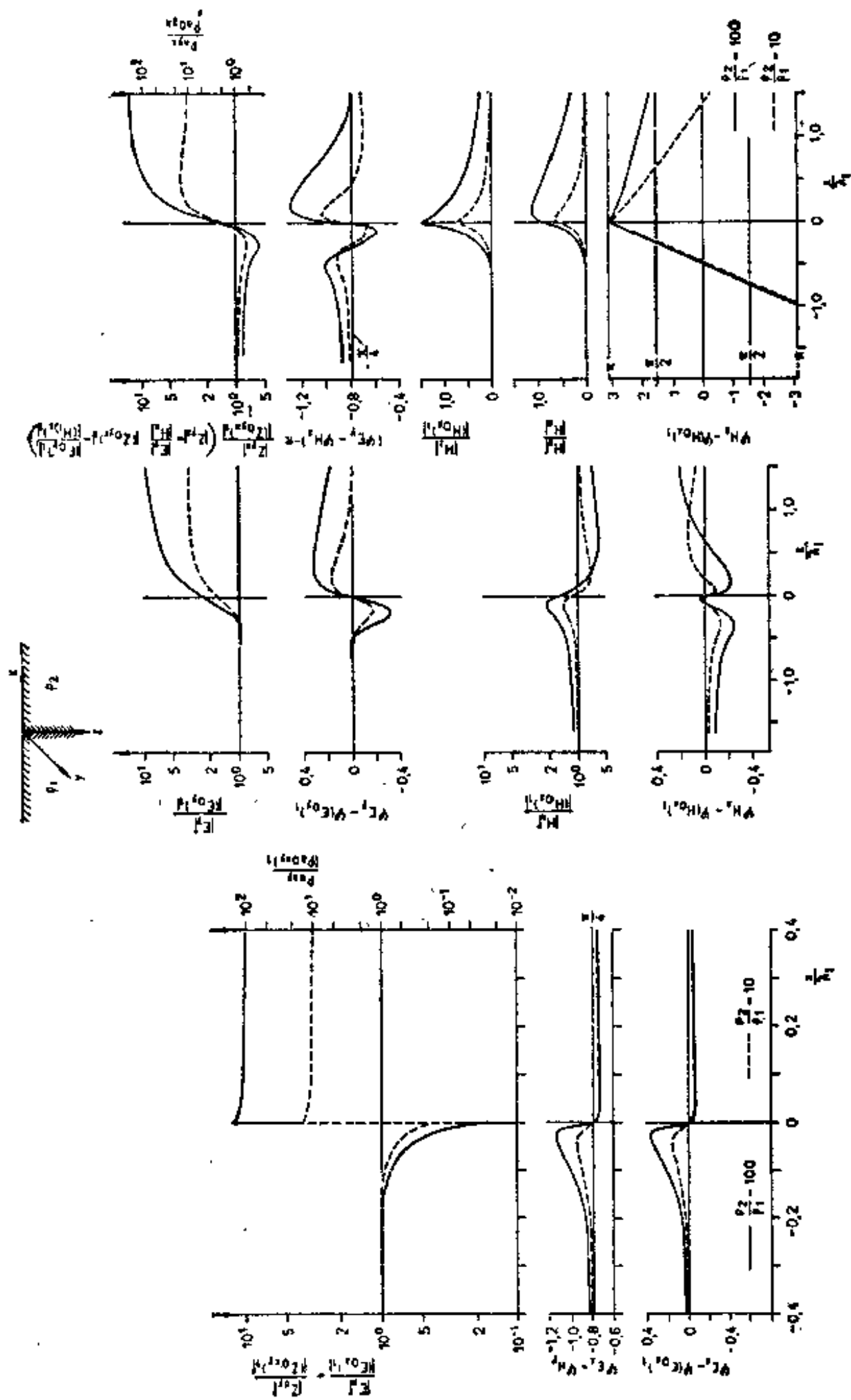


图25 二维垂直界面上的场的畸变
据 d'Erceville (1962) 和 Thomson (1971)

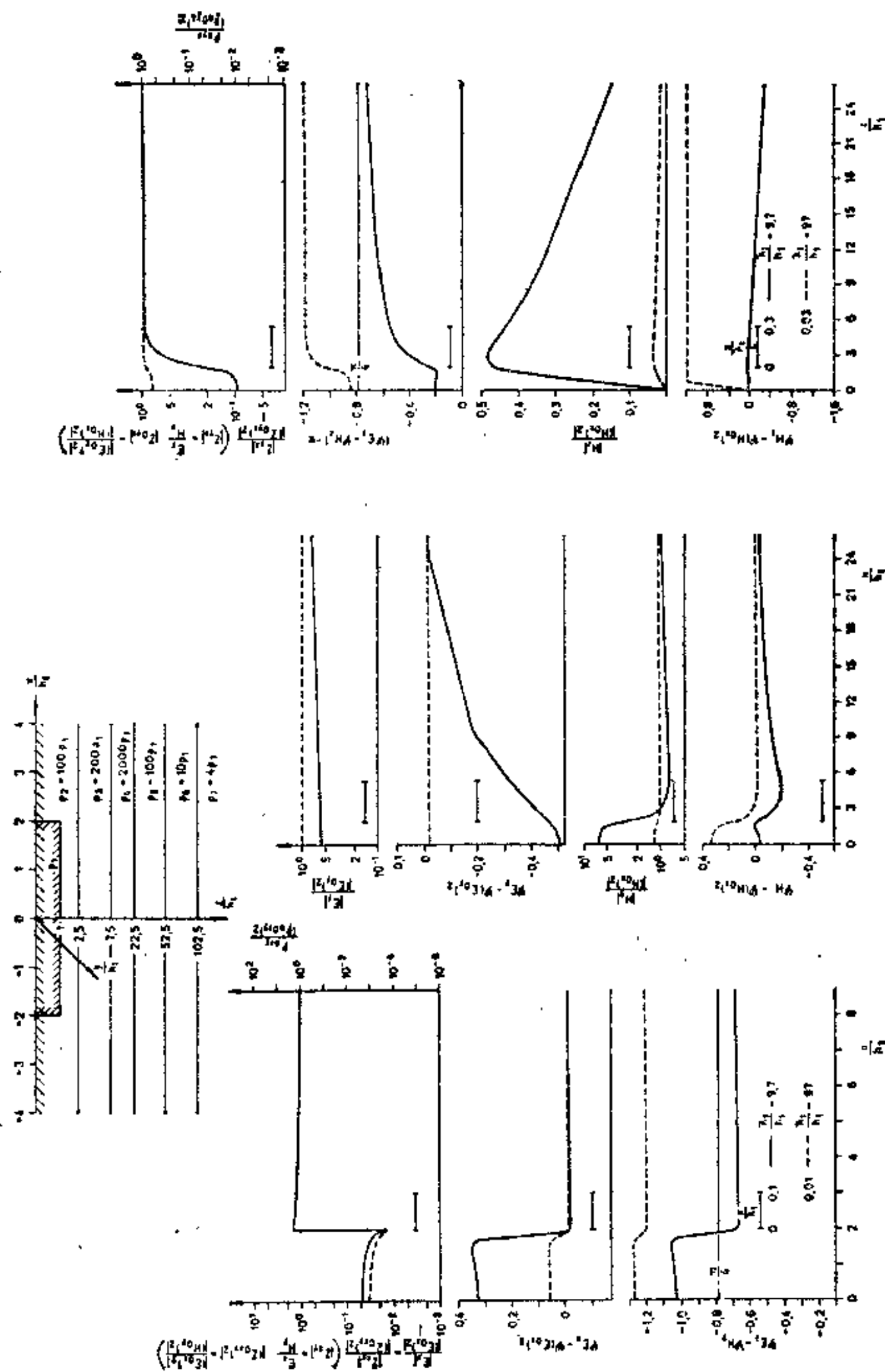


图26 二维良导盆地或地塹上的场的畸变

据 Wright (1969)

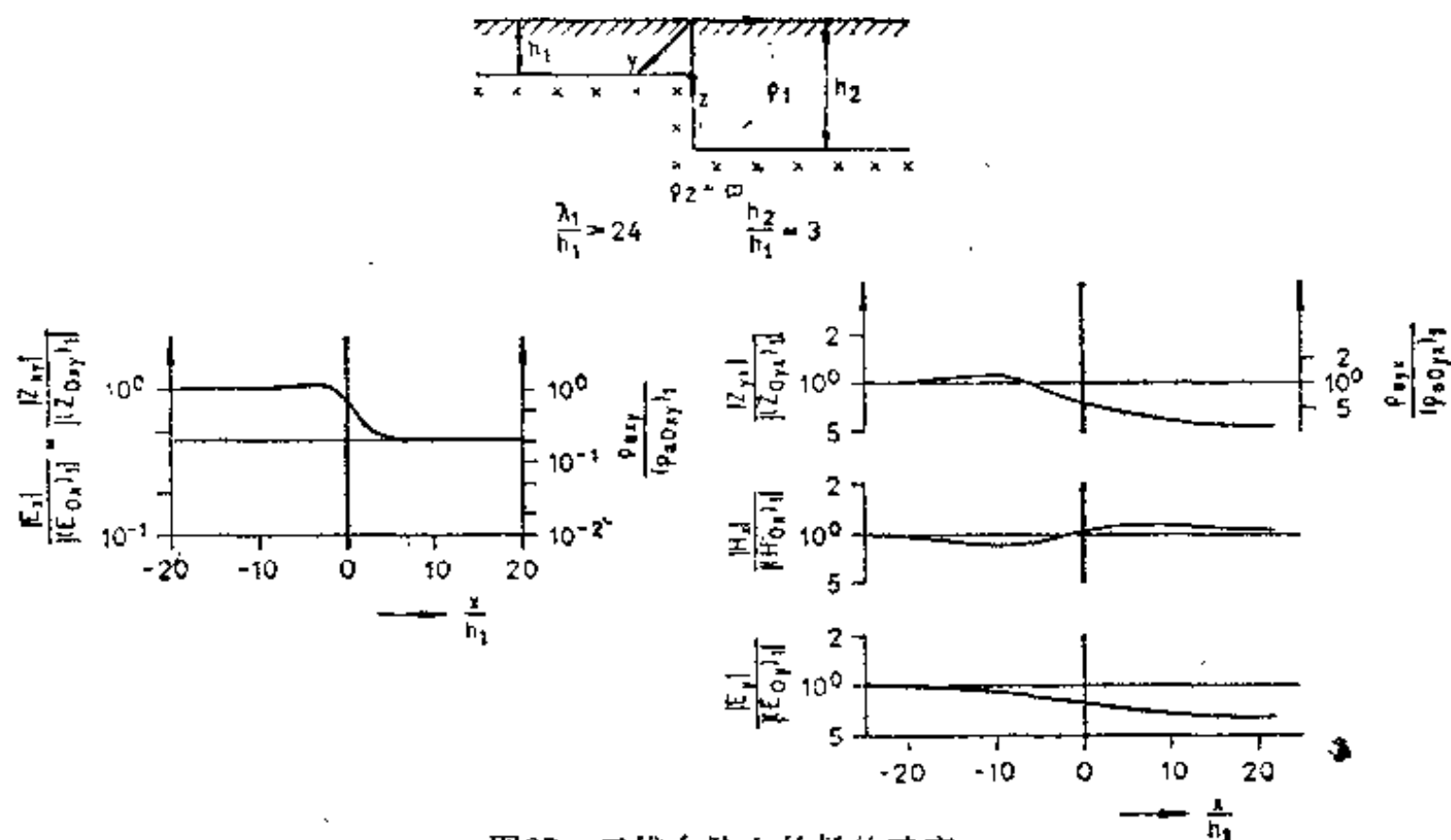


图27 二维台阶上的场的畸变
据 Dosso (1966)

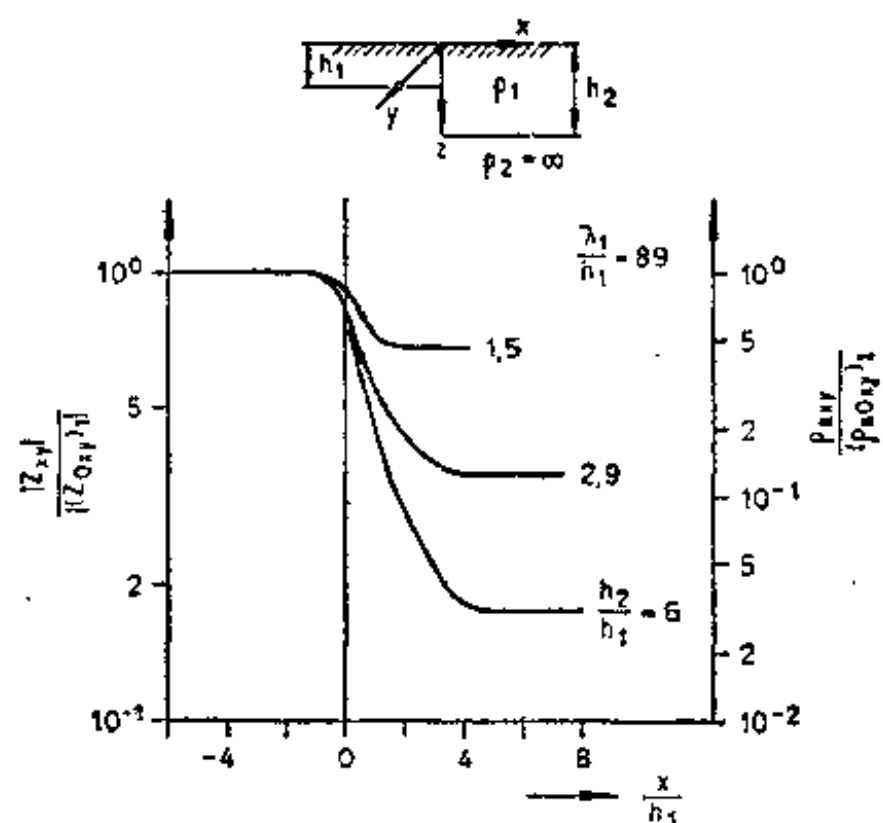


图28 二维台阶的高度对H-极化时的波阻抗和视电阻率的影响
据 Kokotushkin 和 Dmitriev (1963)

得到的。计算时设 $\frac{\lambda_1}{h_1} = 89$ (Kokotushkin 和 Dmitriev, 1963)。断距增加时，曲线陡度亦增加，从而可以指出断层的位置。

3.2.4.4 二维背斜上的场的畸变

图29给出在H-极化和 $\frac{\lambda_1}{h_1} = 60$ 时，按照Obukhov (1965) 的解析计算结果得出的高阻背斜上的电场 E_x 的畸变。可以看到，当介质中有很高的阻抗层存在时，电磁场完全被屏蔽，在此情形下关于背斜的资料无从获得。

图30给出在E-极化和 $\frac{\lambda_1}{h_2} = 30$ 时，根据解析计算 (Obuckov, 1969) 得到的正弦起伏高阻基底上的 E_y 、 H_x 和 H_z 的畸变。在峰、谷上， H_z 分量为零。由场的畸变确定的 Z_{yx}

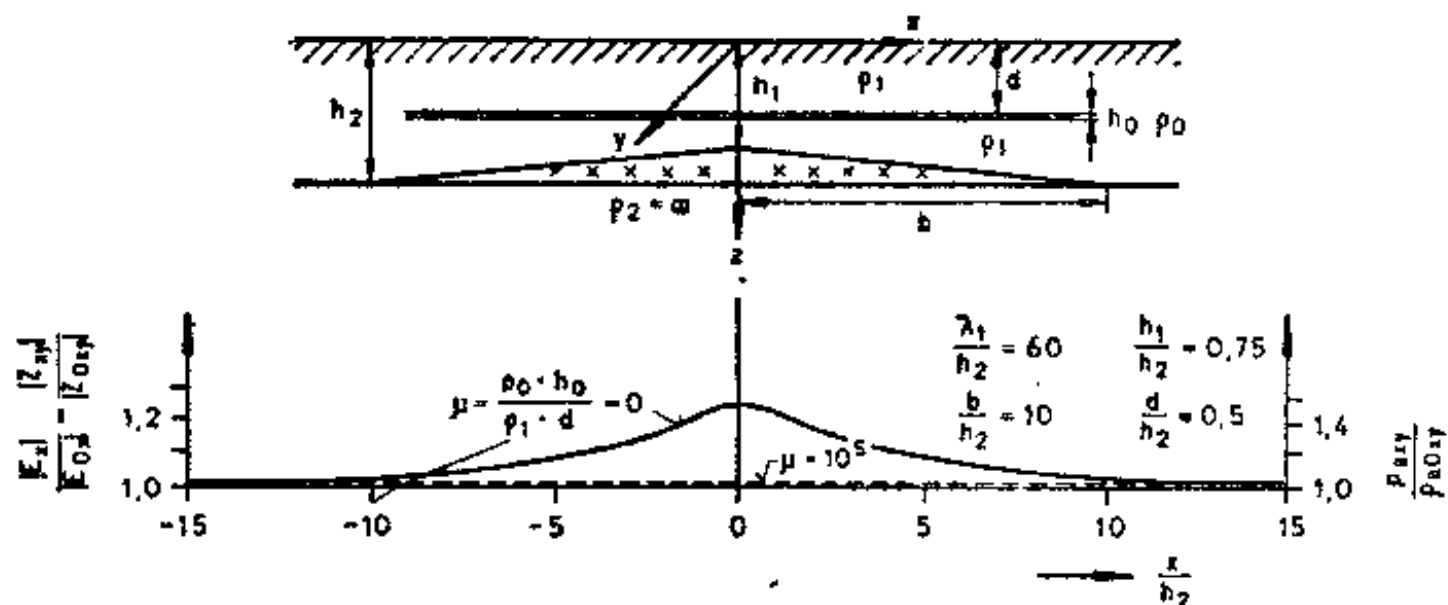


图29 二维高阻背斜上H-极化的电场的畸变 (有和没有绝缘层屏蔽)
据 Obukhov (1965)

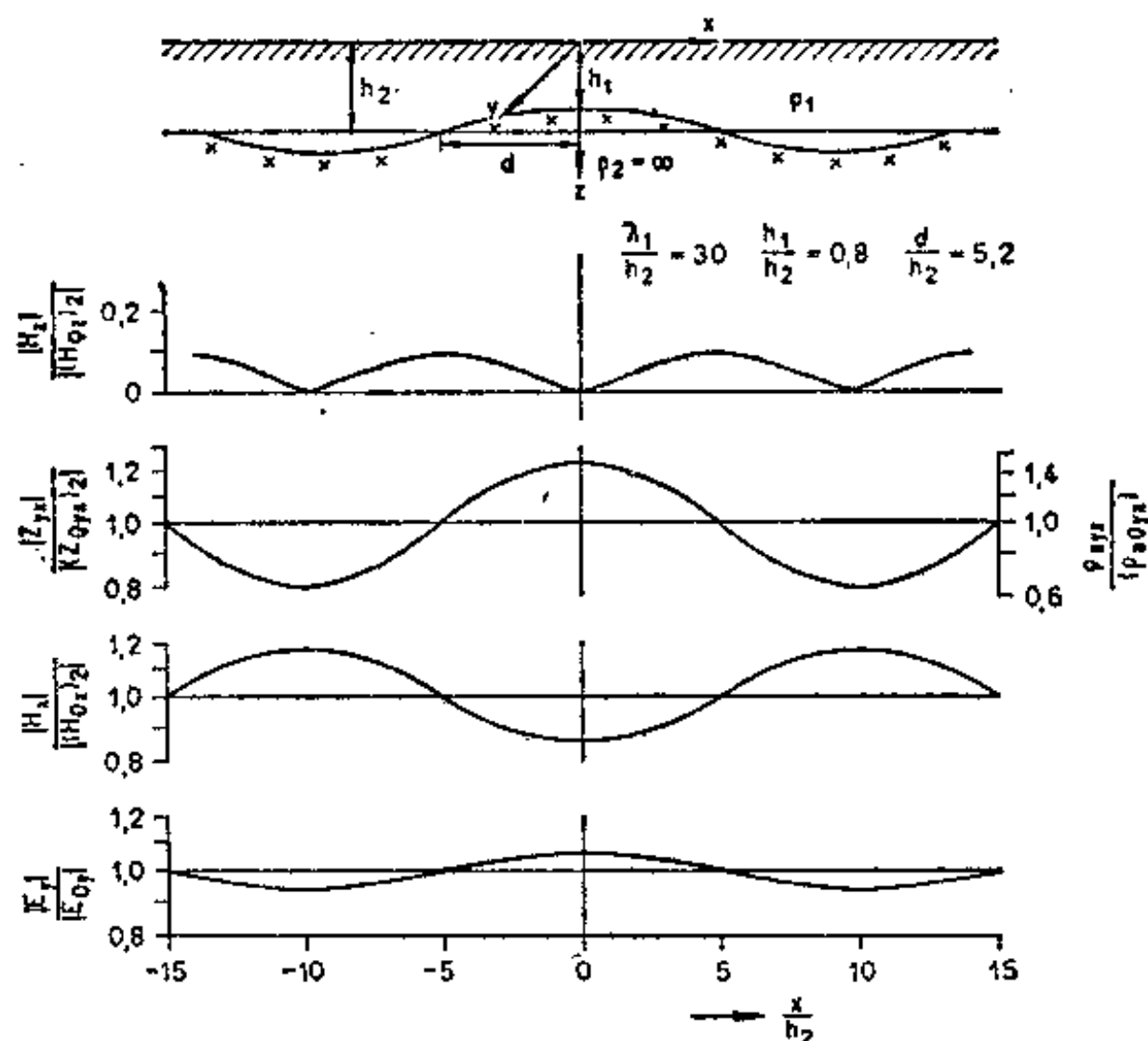


图30 二维正弦起伏高阻基底上E-极化的场的畸变
据 Obukhov (1969)

或 ρ_{ax} 的变化趋向, 颇能表现高阻基底的形状。

3.2.4.5 倾斜的二维构造上的场的畸变

为了处理导电楔形介质上的场的畸变, Berdichevskii (1961) 将菲涅耳 (Fresnel) 的波镜理论成功地引用至大地电磁模型问题中。图31是计算结果。它给出基底倾斜 3° 、E-极化和H-极化时场的模和幅角以及由此计算的波阻抗和视电阻率的畸变。可以看到, 甚至在近水平基底的情形下也有显著的场的畸变, 但是在离露头 $\frac{x}{\lambda_1} = 4$ 的距离处, 上述畸变即消失。

3.2.5 横向不均匀或各向异性介质上的大地电磁测深曲线

对于3.2.4所讨论的模式,可以构制它们的大地电磁测深曲线。在不同的主方向上场的畸变不同;于是在不同的方位上大地电磁测深曲线也不同。

3.2.5.1 二维垂向不均匀性附近的大地电磁测深曲线

图32表示在 H -极化时垂直接触带附近的大地电磁测深曲线(Berdichevskii, 1968)。我们看到,特别是在接触带附近的低阻介质上,测深曲线的趋势在定性上相似于水平的两层情形。如果在接触带两侧介质以下有水平高阻基底(图33),那末对于 H -极化,发现测深曲线高频部分显出畸变;然而低频渐近线不受畸变。

3.2.5.2 二维倾斜构造上的大地电磁测深曲线

如果倾角在 0° 与 9° 之间以及波呈 H -极化,那末用解析法算出的高阻倾斜基底上的测深曲线,与相同基底深度的水平层对比并没有什么区别(图34)。另外,在 E -极化的情形下,测深曲线的渐近线与水平层的渐近线不同。如果在良导的表面层中存在高阻“屏蔽”,那末对于 H -极化情形也出现畸变了的测深曲线(图35)。

如果从基底的浅部至深部存在相当陡峭的过渡带(图36),那么 H -极化的曲线在

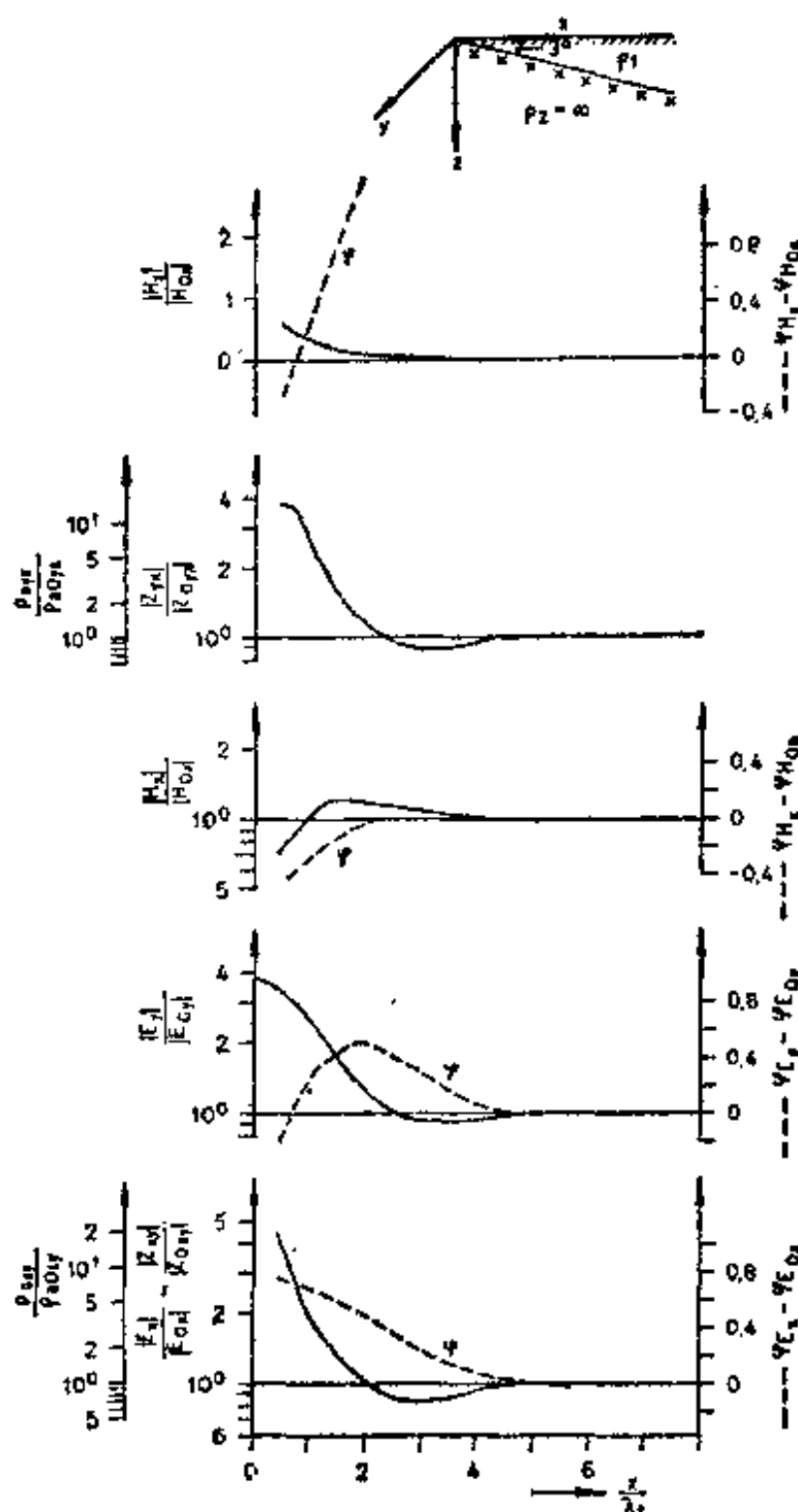


图31 二维楔形构造上的场的畸变
据 Berdichevskii (1961)

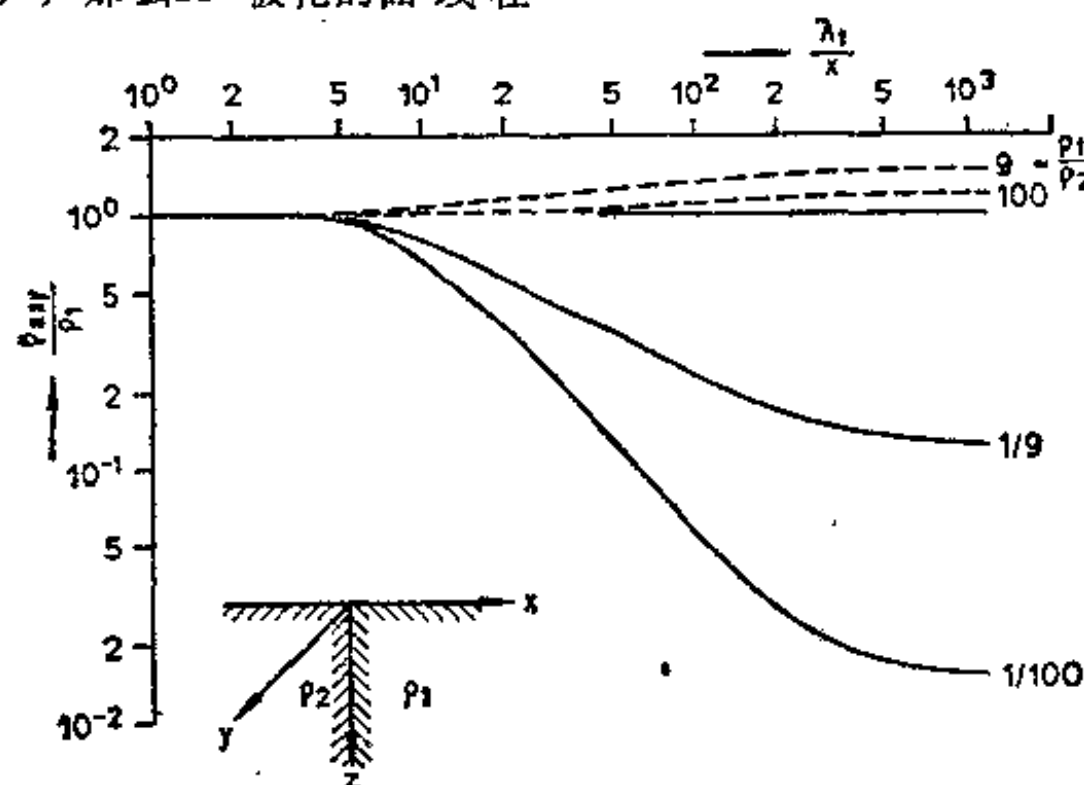


图32 二维垂向不均匀性附近, H -极化时的大地电磁测深曲线
据 Berdichevskii (1968)

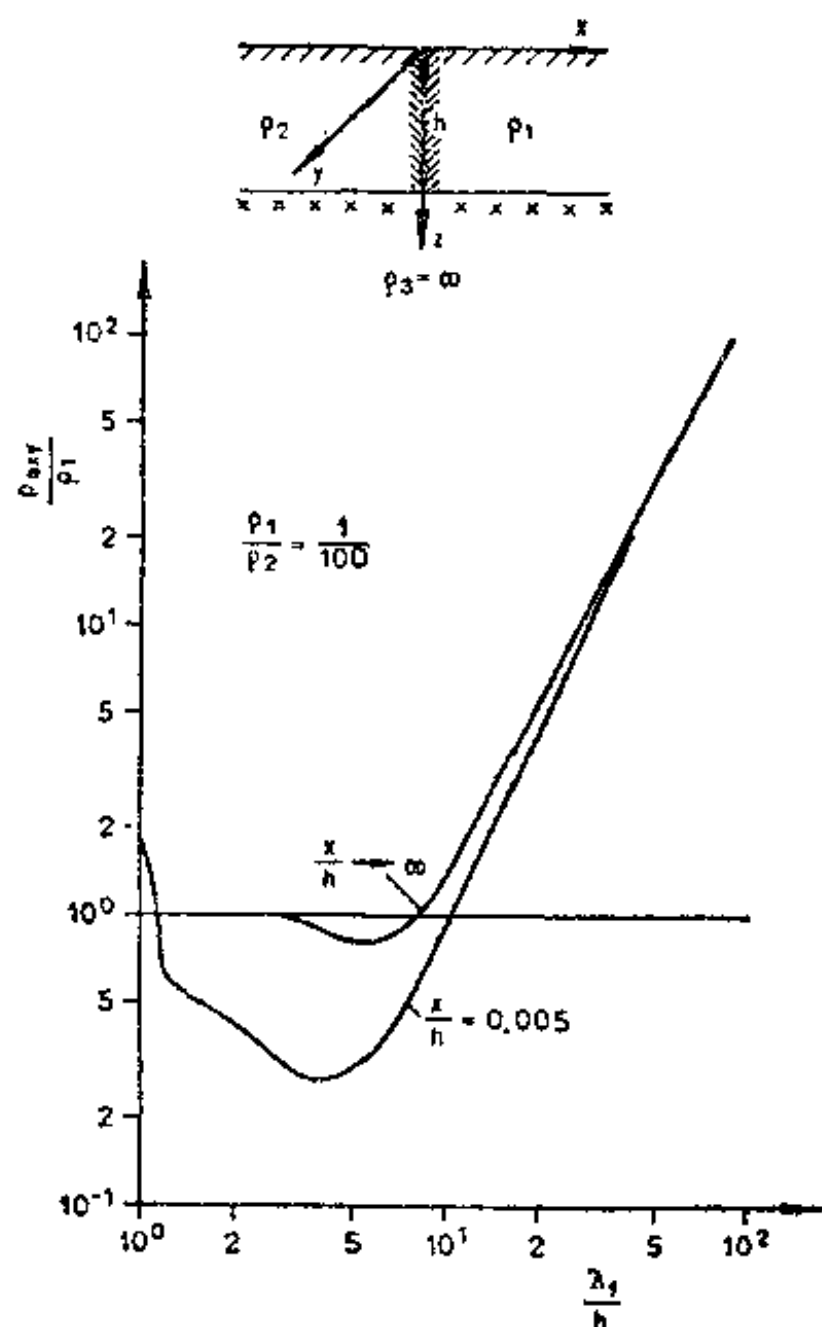


图33 带有高阻基底的二维垂向不均匀性附近, H -极化时的大地电磁测深曲线
据Koshchilakov (1970)

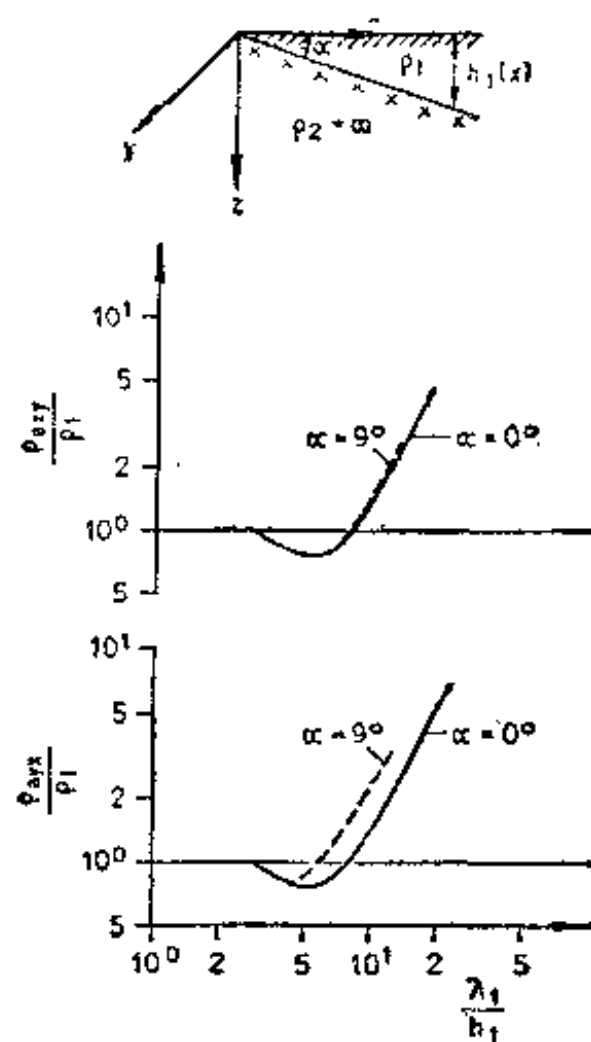


图34 二维倾斜构造上 E -极化和 H -极化的大地电磁测深曲线
据Kostecki (1969)

基底浅部附近呈现出的畸变比在深部附近大。

借助电解槽中的模型实验, 曾研究过更为复杂的构造 (Dobrovolskaya, 1970)。图37表示在高阻地垒与厚度增加着的良导介质之间的界面处 E -极化和 H -极化的测深曲线的形状。与水平层相反, E -极化和 H -极化的测深曲线有显示良导层的强烈畸变。

3.2.5.3 三维构造上的大地电磁测深曲线

作为三维构造上大地电磁测深曲线畸变的例子, 我们考虑嵌入良导介质中的环状构造的模型实验 (Dobrovolskaya, 1970)。在 A 点和 B 点 (图38) 测深曲线有强烈的畸变, 以致对环的内外侧不可能作解释。

3.2.5.4 各向异性层状介质上的大地电磁测深曲线

图17表示在表面层中具有各向异性电阻率的两层介质的情形。在相应于电场矢量极化方向电阻率的主方向上, E -极化和 H -极化获得不同的测深曲线。

3.2.5.5 在非均匀各向异性介质上大地电磁探测的结论

在上述各节中我们曾看到: 横向不均匀性和各向异性的场和测深曲线与水平层相比, 均呈现出强烈的畸变。只是在研究了场的畸变程度之后, 才能允许借助水平层情形解释大地电磁测深曲线。横向不均匀性的首要表现是: E -极化和 H -极化的波阻抗并不相等或存在

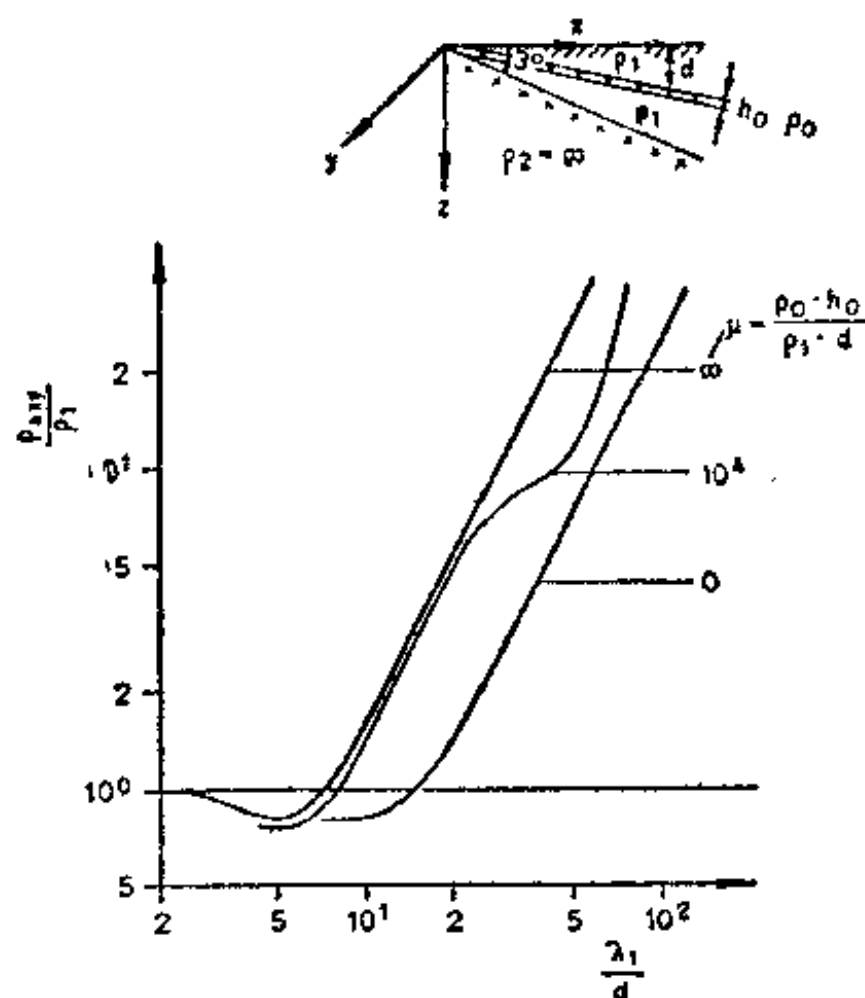


图35 在带有高阻屏蔽的二维倾斜构造上H-极化的大地电磁测深曲线
据Berdichevskii (1968)

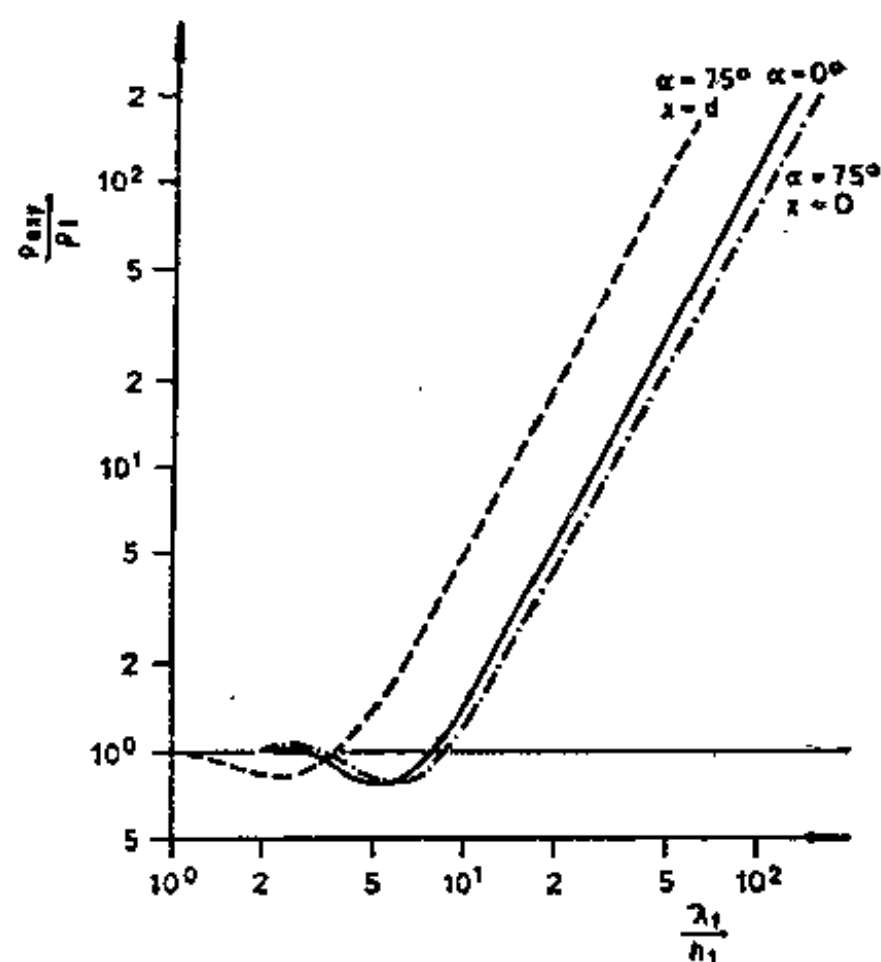


图36 二维倾斜台阶上H-极化的大地电磁测深曲线
据Berdichevskii和Dmitriev (1969)

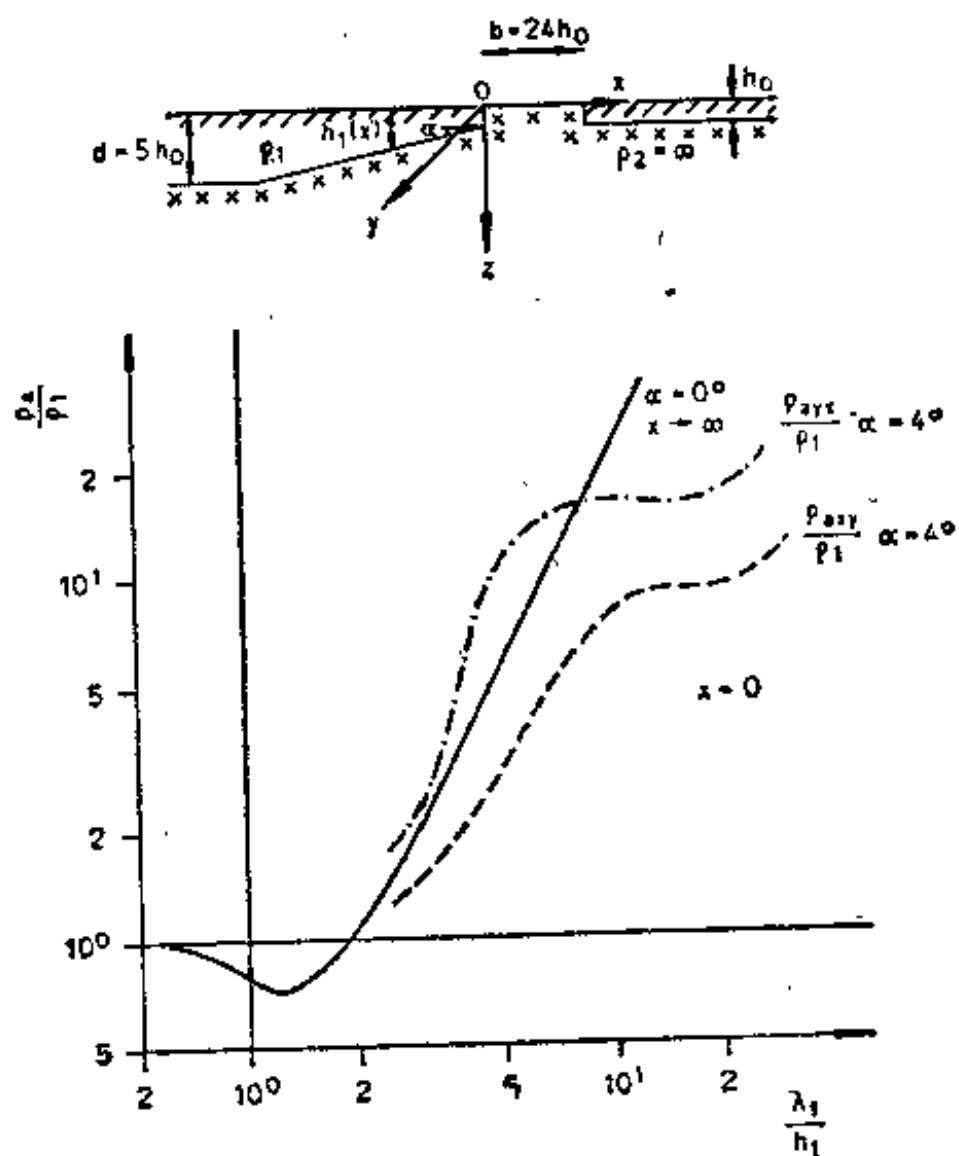


图37 在二维地垒的边界附近，E-极化和H-极化的大地电磁测深曲线
据Dobrovolskaya和Kovtun (1970)

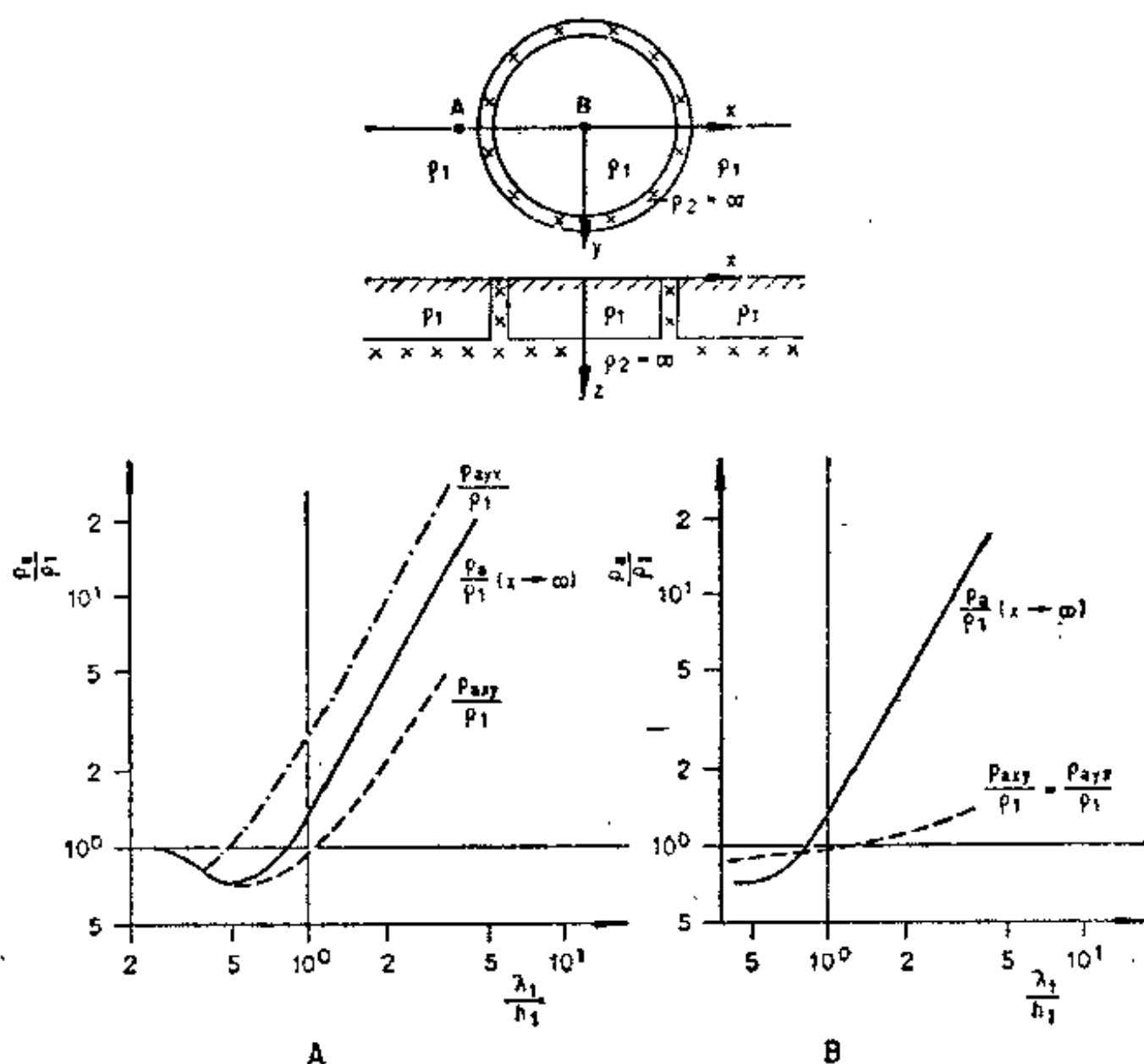


图38 高阻环状构造内、外的大地电磁测深曲线
据 Dobrovolskaya 和 Kovtun (1970)

H_z 分量。在这种情形下，用下列形式表示二维构造的结果较为方便：

$E_x(x, T)$ 和 $E_y(x, T)$ 相对于基点
 $H_x(x, T)$ 相对于基点

$$\frac{H_z}{H_x}(x, T)$$

$$\frac{E_x}{H_y} = Z_{xz}(x, T)$$

$$\frac{E_y}{H_x} = Z_{yx}(x, T)$$

我们能够把场分量或场比值表示为 x 的函数，并取 T （或 f ）作为参量。而且我们也能将周期 T 表为 x 的函数，并取场分量或场比值作为参量（图39）。前种表示方式同直流勘探中电极固定的剖面法所用的表示法相当。后种表示法使我们可以得到一定周期（相当于深度）的电阻率异常带的定性分布。如果在横向不均匀构造上也用测深曲线，我们发现在 H -极化及二维高阻构造的情形下，使用水平层的解释方法是有可能的，尽管在横向不均匀性附近垂直于走向的场分量出现强烈的畸变。对于 E -极化，我们由测深曲线得不到关于探测点情况的确实可靠的资料。尽管与 H -极化相比，场分量的畸变小，但畸变的周期域却长。局部性构造上的波阻抗与较均匀的区域性层上的波阻抗近似相同。但是如出现高阻屏蔽中间层， H -极化的结果比 E -极化的结果有较大的误差。

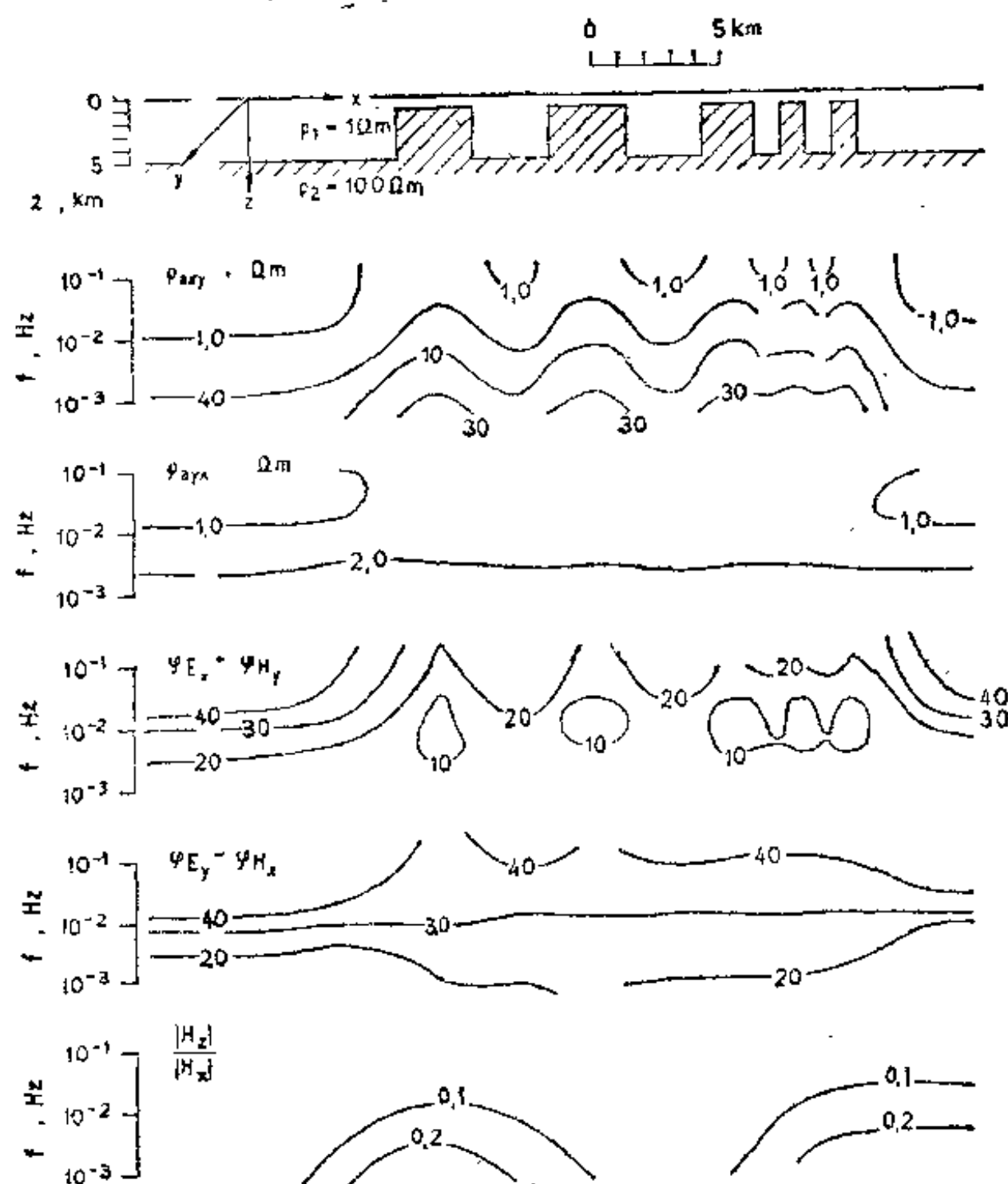


图39 复杂的二维不均匀构造对不同频率的地球天然电磁场响应的例子
据 Vozoff 和 Swift (1968)

对于三维构造，要准确地解释测深曲线几乎是不可能的。屏蔽层的存在急剧地减小异常的幅度，而且劣导基岩的尖灭使场产生强烈的畸变。

对于上地幔中良导层的探测，我们能阐述如下的定则 (Dmitriev, 1965)：

H -极化时，由测深曲线的上升支可正确地确定沉积岩的纵向电导；但是由测深曲线的下降支不能准确地确定上地幔中的良导层的深度。

E -极化时，由测深曲线的上升支不能正确地确定沉积岩的纵向电导；但是由测深曲线的下降支可以准确地确定上地幔中的良导层的深度。

第四章 野外记录的处理

当不用计算机处理野外记录时，我们挑选准正弦变化曲线用于计算。图 40a 表示这样一条变化曲线，它尽量从连续的准正弦变化曲线中选出，以便排除场瞬变过程的影响。

变化曲线的特征值有：“周期” T （曲线上相邻极小间的距离）、“振幅” A （极大点至连接两极小点的直线的垂向距离，反之亦然）和“相位” $\varphi - \varphi_0$ 。其中有以下关系：

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{2\pi}{T}(t_A - t_0).$$

图 40b 表明对长短周期叠加的脉动系列的处理方法。

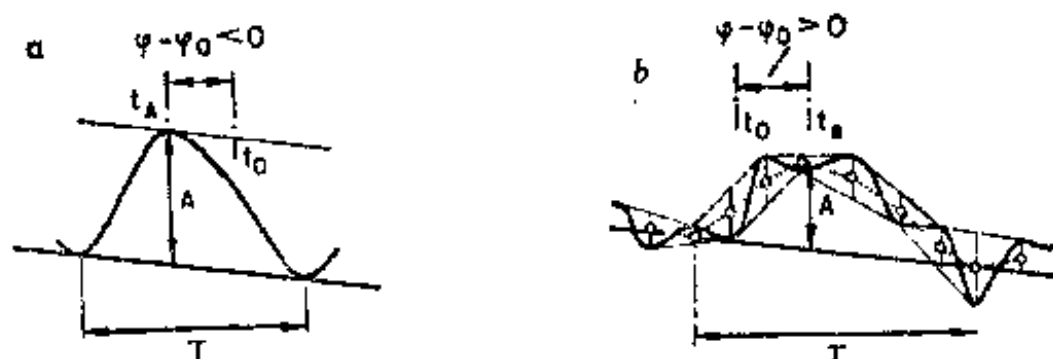


图 40 从野外记录上确定“周期”、“振幅”和“相位”等要素。据 Berdichevskii (1968)

在任意坐标系中，五种分量的记录可写成：

$$E_x = |E_x| e^{i\varphi_{E_x}} e^{-i\omega t} \quad |E_x| = A; \varphi_{E_x} = \varphi - \varphi_0; \omega = \frac{2\pi}{T} \quad (91)$$

$$E_y = |E_y| e^{i\varphi_{E_y}} e^{-i\omega t}$$

$$H_x = |H_x| e^{i\varphi_{H_x}} e^{-i\omega t}$$

$$H_y = |H_y| e^{i\varphi_{H_y}} e^{-i\omega t}$$

$$H_z = |H_z| e^{i\varphi_{H_z}} e^{-i\omega t}$$

§ 4.1 用复极化矢量确定场分量间的张量关系式中的诸元

对大地电磁变化场进行计算，旨在获得 § 3.1 所述的地下参量的不变量。这些参量可以同量板曲线、模型实验及理论计算结果进行对比。我们一般认为，所探测的地质介质是“横向不均匀的”，而“横向均匀”介质只是罕见的情况。所以主方向（与二维构造的走向平行及垂直）一般来说是未知的，我们所取的坐标系（记录系统）的 $x-y$ 轴，相对于构造走向的方位角是任意的。

为了处理大地电磁深部探测的各种方法，我们同时记录下列各分量：

在基点： E_x, E_y, H_x, H_y, H_z

在测点： E_x, E_y

不同的方法用不同分量的组合：

大地电磁法： E_x, E_y, H_x, H_y

地磁测深法: H_x, H_y, H_z

大地电流法: $\begin{cases} E_x, E_y \\ E_{\bar{x}}, E_{\bar{y}} \end{cases}$

根据 § 3.1 的方程 (7) — (13), 这些分量存在下列关系:

$$E_x = Z_{xx} \cdot H_x + Z_{xy} \cdot H_y \quad (7)$$

$$E_y = Z_{yx} \cdot H_x + Z_{yy} \cdot H_y \quad (8)$$

其不变量为:

$$Z^2_{\text{有效}} = Z_{xx} \cdot Z_{yy} - Z_{yx} \cdot Z_{xy} \quad (9)$$

$$H_z = X_{zx} H_x + X_{zy} H_y \quad (13)$$

$$E_{\bar{x}} = A_{\bar{x}x} E_x + A_{\bar{x}y} E_y \quad (10)$$

$$E_{\bar{y}} = A_{\bar{y}x} E_x + A_{\bar{y}y} E_y \quad (11)$$

其不变量为

$$F_R = A_{\bar{x}x} \cdot A_{\bar{y}y} - A_{\bar{x}y} \cdot A_{\bar{y}x} \quad (12)$$

我们的目的在于确定这些张量关系式中的诸元。Berdichevskii (1968) 曾给出这方面的理论。现以方程 (7) 为例。式中有两个未知数 Z_{xx} 和 Z_{xy} , 为了确定它们, 需有两个方程, 这相应于同一周期、不同极化方向的两组变化曲线, 即由 E_{x1}, H_{x1}, H_{y1} 和 E_{x2}, H_{x2}, H_{y2} 组成方程组:

$$E_{x1} = Z_{xx} H_{x1} + Z_{xy} H_{y1}$$

$$E_{x2} = Z_{xx} H_{x2} + Z_{xy} H_{y2}$$

由此解出:

$$Z_{xx} = \frac{\frac{E_{y1}}{H_{y1}} - \frac{E_{x2}}{H_{y2}}}{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}} \quad (92)$$

$$Z_{xy} = \frac{\frac{E_{x1}}{H_{y1}} - \frac{E_{x2}}{H_{y2}}}{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}} \quad (93)$$

利用有关的两组曲线, 对方程 (8) 进行类似处理, 得:

$$Z_{yx} = \frac{\frac{E_{y1}}{H_{x1}} - \frac{E_{y2}}{H_{x2}}}{\frac{H_{y1}}{H_{x1}} - \frac{H_{y2}}{H_{x2}}} \quad (94)$$

$$Z_{yy} = \frac{\frac{E_{y1}}{H_{x1}} - \frac{E_{y2}}{H_{x2}}}{\frac{H_{y1}}{H_{x1}} - \frac{H_{y2}}{H_{x2}}} \quad (95)$$

于是得到

$$Z_{\text{有效}} = \sqrt{-\frac{E_{x1} \cdot E_{x2}}{H_{y1} \cdot H_{y2}} \cdot \frac{\frac{E_{y1}}{H_{y1}} - \frac{E_{y2}}{H_{y2}}}{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}}} \quad (96)$$

此外，用有关的两组曲线对方程(13)进行处理，有：

$$X_{xx} = \frac{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}}{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}} \quad (97)$$

$$X_{yy} = \frac{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}}{\frac{H_{x1}}{H_{y1}} - \frac{H_{x2}}{H_{y2}}} \quad (98)$$

这样一来，基点上所有各元全部确定。按同样方法取不同极化方向的两组变化曲线，能求得基点、测点间大地电流张量关系式中的诸元。由此得到：

$$A_{xx} = \frac{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}}{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}} \quad (99)$$

$$A_{xy} = \frac{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}}{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}} \quad (100)$$

$$A_{yx} = \frac{\frac{E_{y1}}{E_{x1}} - \frac{E_{y2}}{E_{x2}}}{\frac{E_{y1}}{E_{x1}} - \frac{E_{y2}}{E_{x2}}} \quad (101)$$

$$A_{yy} = \frac{\frac{E_{y1}}{E_{x1}} - \frac{E_{y2}}{E_{x2}}}{\frac{E_{y1}}{E_{x1}} - \frac{E_{y2}}{E_{x2}}} \quad (102)$$

$$F_R = -\frac{E_{x1} \cdot E_{x2}}{E_{y1} \cdot E_{y2}} \cdot \frac{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}}{\frac{E_{x1}}{E_{y1}} - \frac{E_{x2}}{E_{y2}}} \quad (103)$$

方程(92)一(103)含有电磁场两个极化方向的各种复分量的商，这些商叫做“极化矢量”。

例如，将下列极化矢量写成：

$$\frac{H_{x1}}{H_{y1}} = \frac{|H_{x1}|}{|H_{y1}|} \cdot e^{i(\varphi_{Hx1} - \varphi_{Hy1})} = Ae^{i\varphi} \quad (104)$$

这样的复矢量，在复平面上（图42的上部）实部用横坐标，虚部用纵坐标表示。方程(92)一(103)中极化矢量之差可按复平面上模数和幅角的矢量减法得到。

我们将用实例说明这一计算方法。图41表示基点上五种分量的不同极化的两组正弦变化曲线。以 H_x 分量的极小为相位参考点，我们首先确定这些曲线的振幅和相位。为了便于对比， E_y 分量记录时是反向的，所以在确定相位时必须加上 $\pi = 180^\circ$ 。用于确定差值的各对极化矢量示于图42。

以图41的曲线为例，按图42的图解，有：

$$\alpha(\text{由方程(92)}) |Z_{xx}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 0.60 | \arg Z_{xx} = \alpha - \alpha' = -38^\circ$$

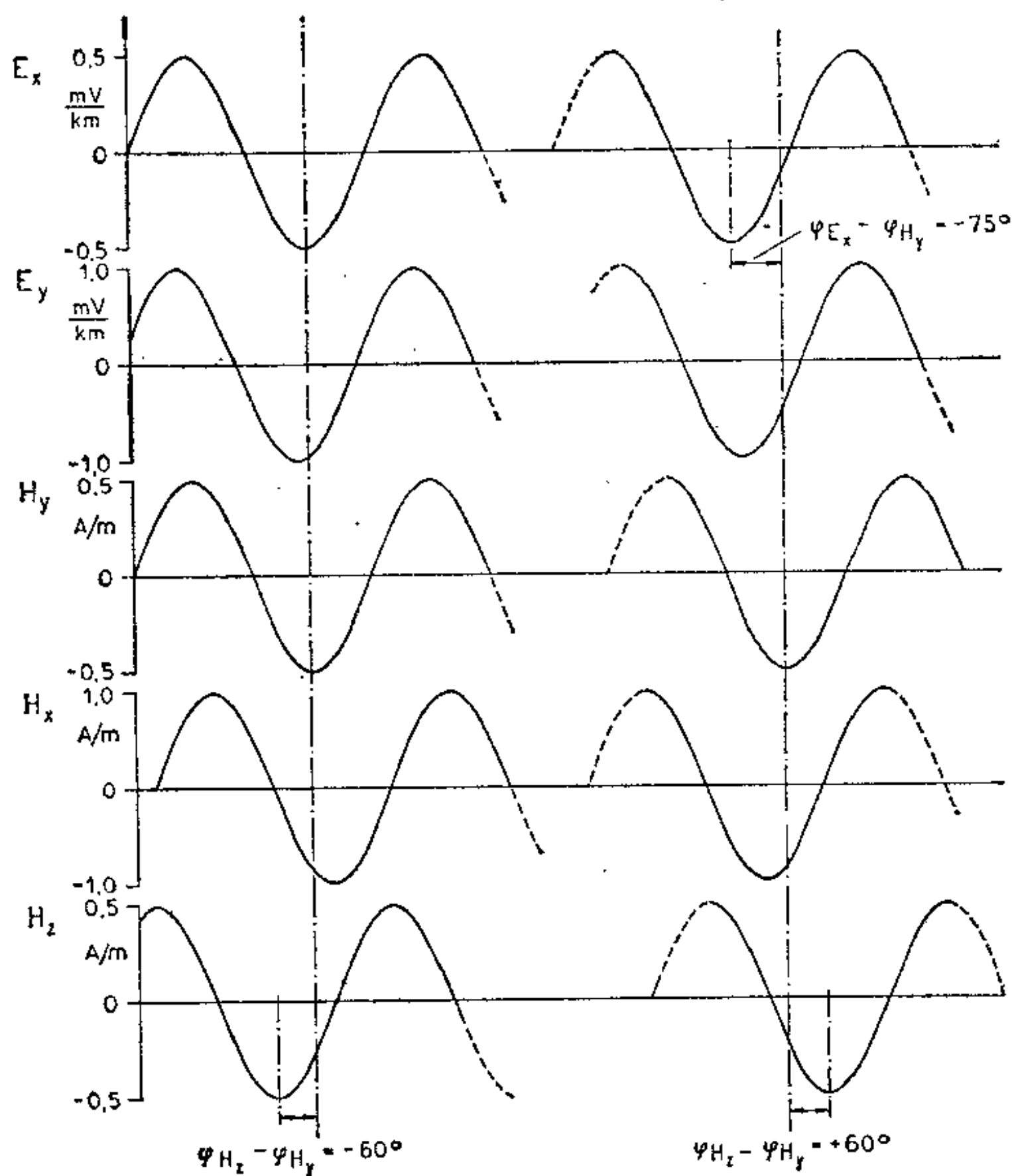


图41 记录点上五种分量的不同极化的两组变化曲线

$$b(\text{由方程(93)}) |Z_{xy}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 0.24 | \arg Z_{xy} = \alpha - \alpha' = +132^\circ$$

$$c(\text{由方程(94)}) |Z_{yx}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 0.76 | \arg Z_{yx} = \alpha - \alpha' = -217^\circ$$

$$d(\text{由方程(95)}) |Z_{yy}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 0.54 | \arg Z_{yy} = \alpha - \alpha' = +44^\circ$$

$$e(\text{由方程(97)}) |X_{zx}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 0.86 | \arg X_{zx} = \alpha - \alpha' = -180^\circ$$

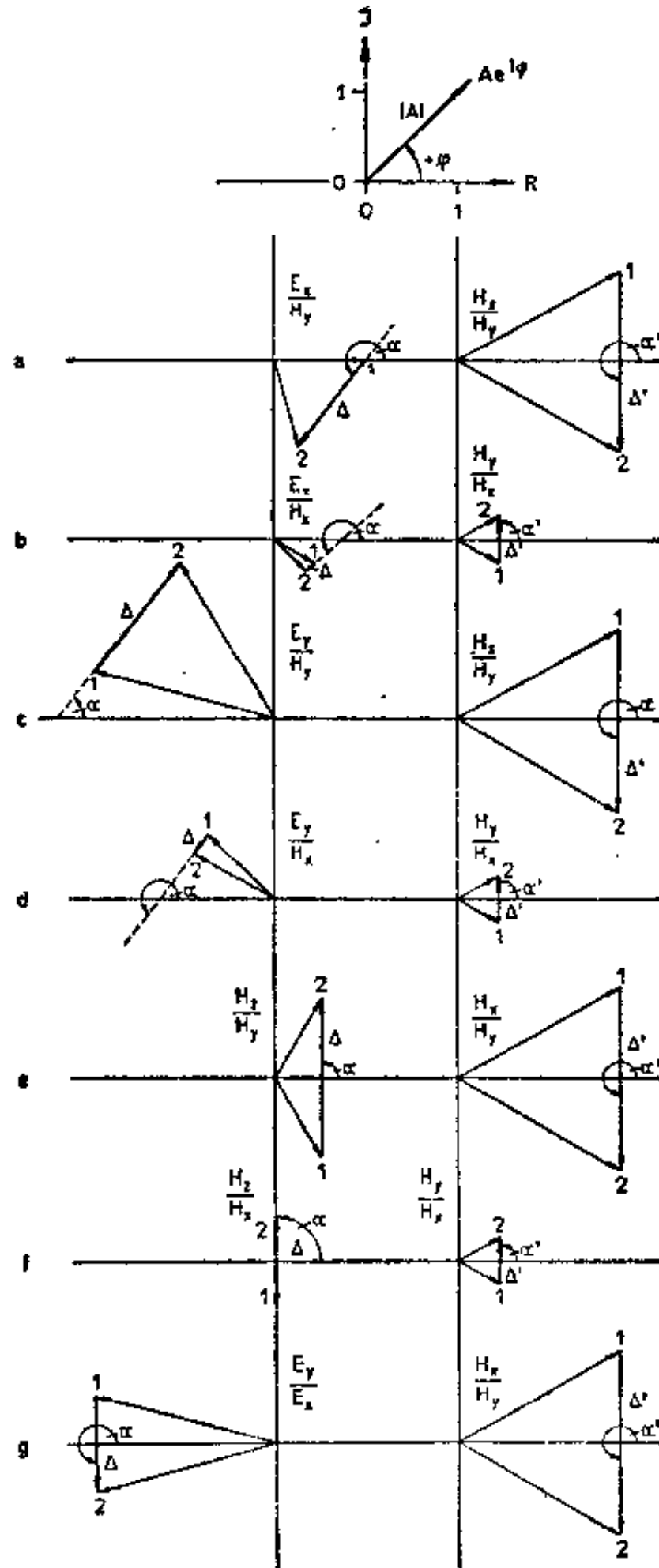


图42 极化矢量差作图法（以图41的曲线为例），用来确定测点的电磁分量间的张量关系式中诸元

$$f(\text{由方程(98)}) |X_{xy}| = \frac{\Delta}{\Delta'} = 2.00 \quad |\arg X_{xy} = \alpha - \alpha' = \pm 0^\circ$$

$$g(\text{由方程(96)}) |Z_{\text{有效}}| = \sqrt{\frac{1 \cdot 1}{1 \cdot 1} \frac{\Delta}{\Delta'}} = 0.73$$

$$\begin{aligned} \arg Z_{\text{有效}} &= 1/2 (\varphi_{E_{X1}} - \varphi_{H_{X1}}) + (\varphi_{E_{X2}} - \varphi_{H_{Y2}}) + (\alpha - \alpha') - 90^\circ \\ &= -127.5^\circ \end{aligned}$$

在实际工作中我们力求得到同一周期（对大地电磁剖面，还有“S段”内的各种周期）但不同极化（如图42所示）的许多极化矢量。矢量配对时要注意，没有一个矢量用于两对以上。为了获得适当的作图精度，两矢量间的夹角应在90—180°内。

利用大地电流勘探法，我们能类似地确定方程(99)—(103)中的张量元和不变量 F_R 。当然，这种确定张量元的方法很慢。如果我们能够选出磁矢量在坐标轴方向的线性极化，确定张量元就较快。这时对于磁矢量在X方向的极化，有：

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx} \cdot H_x & E_y &= Z_{yx} \cdot H_x \\ Z_{xx} &= \frac{E_x}{H_x} & Z_{yx} &= \frac{E_y}{H_x} \end{aligned} \quad (105)$$

对于磁矢量在Y方向的极化，有：

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xy} \cdot H_y & E_y &= Z_{yy} \cdot H_y \\ Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} & Z_{yy} &= \frac{E_y}{H_y} \end{aligned} \quad (106)$$

§ 4.2 张量元的环形图的确定

在水平面上任意x—y坐标系中的张量元：

$$\begin{aligned} &Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy} \\ &X_{xx}, X_{xy} \\ &A_{xx}, A_{xy}, A_{yx}, A_{yy} \end{aligned}$$

能够变换到旋转一角度 α 的 x' — y' 坐标系上来。

根据Berdichevski (1968)，有：

$$\begin{aligned} |Z_{x'y'}(\alpha)| &= \sqrt{|Z_{xy}|^2 \cos^4 \alpha + |Z_{yx}|^2 \sin^4 \alpha + 2U \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha} \\ |Z_{x'x'}(\alpha)| &= \sqrt{|Z_{xx}|^2 \cos^4 \alpha + |Z_{yy}|^2 \sin^4 \alpha + 2V \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha} \\ U &= \frac{|Z_{xx} - Z_{yy}|^2}{2} - |Z_{xy}| |Z_{yx}| \cos(\text{Arg } Z_{xy} - \text{Arg } Z_{yx}) + \\ &\quad + |Z_{xy}| |Z_{xx} - Z_{yy}| \cot \alpha \cos\{\text{Arg } Z_{xy} - \text{Arg}(Z_{xx} - Z_{yy})\} - \\ &\quad - |Z_{yx}| |Z_{xx} - Z_{yy}| \tan \alpha \cos\{\text{Arg } Z_{yx} - \text{Arg}(Z_{xx} - Z_{yy})\} \\ V &= \frac{|Z_{xy} + Z_{yx}|^2}{2} + |Z_{xx}| |Z_{yy}| \cos(\text{Arg } Z_{xx} - \text{Arg } Z_{yy}) - \\ &\quad - |Z_{xx}| |Z_{xy} + Z_{yx}| \cot \alpha \cos\{\text{Arg } Z_{xx} - \text{Arg}(Z_{xy} + Z_{yx})\} - \\ &\quad - |Z_{yy}| |Z_{xy} + Z_{yx}| \tan \alpha \cos\{\text{Arg } Z_{yy} - \text{Arg}(Z_{xy} + Z_{yx})\} \\ X_{xx'}(\alpha) &= \sqrt{|X_{xx}|^2 \cos^2 \alpha + |X_{xy}|^2 \sin^2 \alpha -} \\ &\quad - 2|X_{xx}| |X_{xy}| \sin \alpha \cos \alpha \cos(\text{Arg } X_{xx} - \text{Arg } X_{xy}) \end{aligned} \quad (107)$$

由于有下列关系式：

$$\begin{aligned} Z_{y'x'}(\alpha) &= -Z_{x'y'}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \\ Z_{y'y'}(\alpha) &= Z_{x'x'}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \quad (109)$$

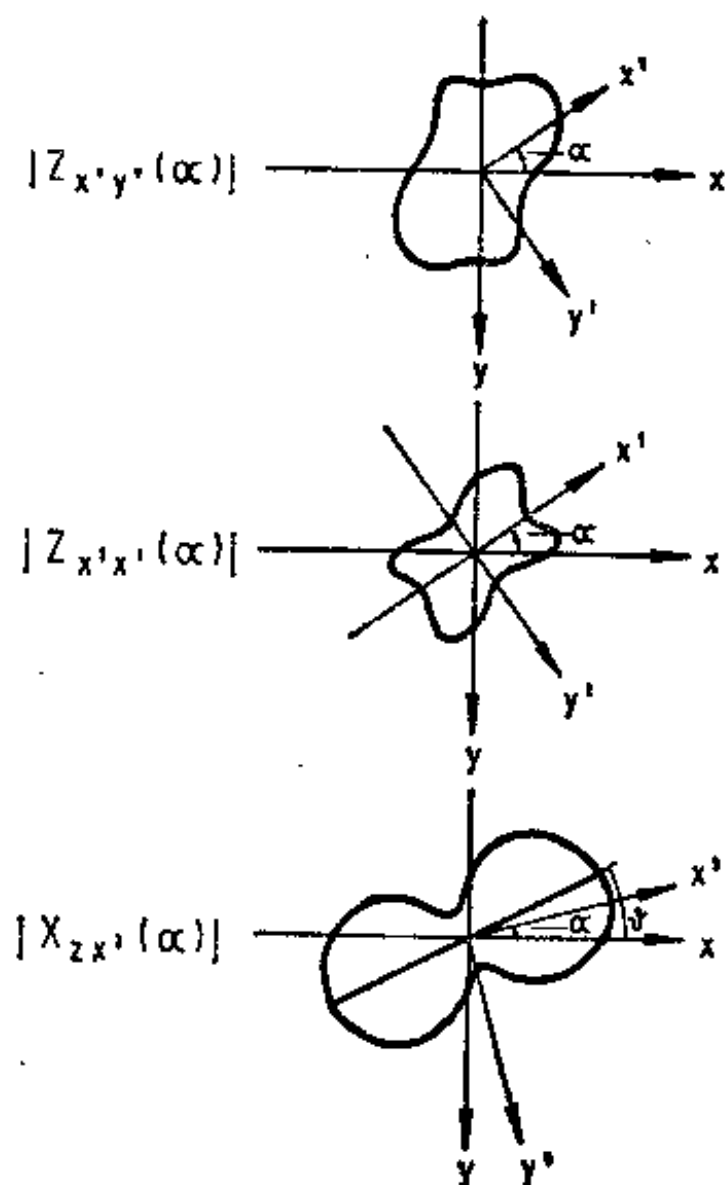


图43 三维构造上的张量元 $Z_{xy}(\alpha)$, $Z_{yx}(\alpha)$, $X_{zx}(\alpha)$ 的环形图
据Berdichevskii (1968)

$$X_{zy}(\alpha) = X_{zx}\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right)$$

所以只需画出 $Z_{xy}(\alpha)$, $Z_{yx}(\alpha)$, $X_{zx}(\alpha)$ 的环形图就行, 它们表示全部元与 α 的函数关系。图43是三维构造的阻抗元环形图的一般形状。对于二维构造, 在所谓的“主方向”, 元 Z_{xy} 为零。

此外, $X_{zx}(\alpha)$ 在走向垂直方向取极大, 沿走向为零。在这种情况下曲线 $Z_{xy}(\alpha)$ 在一个主轴方向为极大, 在另一主轴为极小。

图44是在图26的有界沉积盆地(地堑)中心 $x=0$, $y=0$, $z=0$ 的点上, $Z_{xy}(\alpha)$ 和 $Z_{yx}(\alpha)$ 的环形图的形状。

对于不完整的柱状构造, 没有一个方向使 $Z_{xy}(\alpha)$ 或 $Z_{yx}(\alpha)$ 为零。这时根据Kunetz (1972), 按照下式:

$$\frac{|Z_{xy}(\alpha)|^2 + |Z_{yx}(\alpha)|^2}{|Z_{xy}(\alpha)|^2 + |Z_{yx}(\alpha)|^2}$$

的极小, 选定“主方向”。另一种确定“主方向”的方法是, 在主方向的坐标系中互相正交的两个场分量的“相干度”最小(Haak, 1970)。这种情况在二维构造上出现。在二

维构造的主方向, 电场分量互相正交, 而且线性无关。

任意坐标系记录的变化曲线, 必须按§5.4所述的方法进行统计处理。

相干度按方程(138)确定。将坐标系旋转至不同方位, 重复计算步骤, 相干度为零(或极小)的方向是主方向。

§4.3 磁场椭圆和电场椭圆

如果场的任两个分量都是简谐的, 我们得到场矢量的椭圆极化。对特定的相位差和振幅比, 这种极化能变成圆极化或线性极化。此外, 任何极化都可由两个方向的不同的线性极化按矢量加法合成。

现在我们考察一下, 与不同极化磁场对应的电场的性质。

对于均匀水平层状地下介质, 我们有:

$$Z_{xy} = -Z_{yx}; \quad Z_{xx} = 0; \quad Z_{yy} = 0 \quad (110)$$

$$E_x = Z_{xy}H_y = |Z_{xy}|e^{i(\arg Z_{xy})}H_y|e^{i\varphi_{Hy}}e^{-i\omega t}$$

$$E_y = -Z_{xy}H_x = -|Z_{xy}|e^{i(\arg Z_{xy})}H_x|e^{i\varphi_{Hx}}e^{-i\omega t}$$

由此, 有:

1. 磁场线性极化时 ($\varphi_{Hx} = \varphi_{Hy}$), 电场也线性极化。E、H互相垂直。

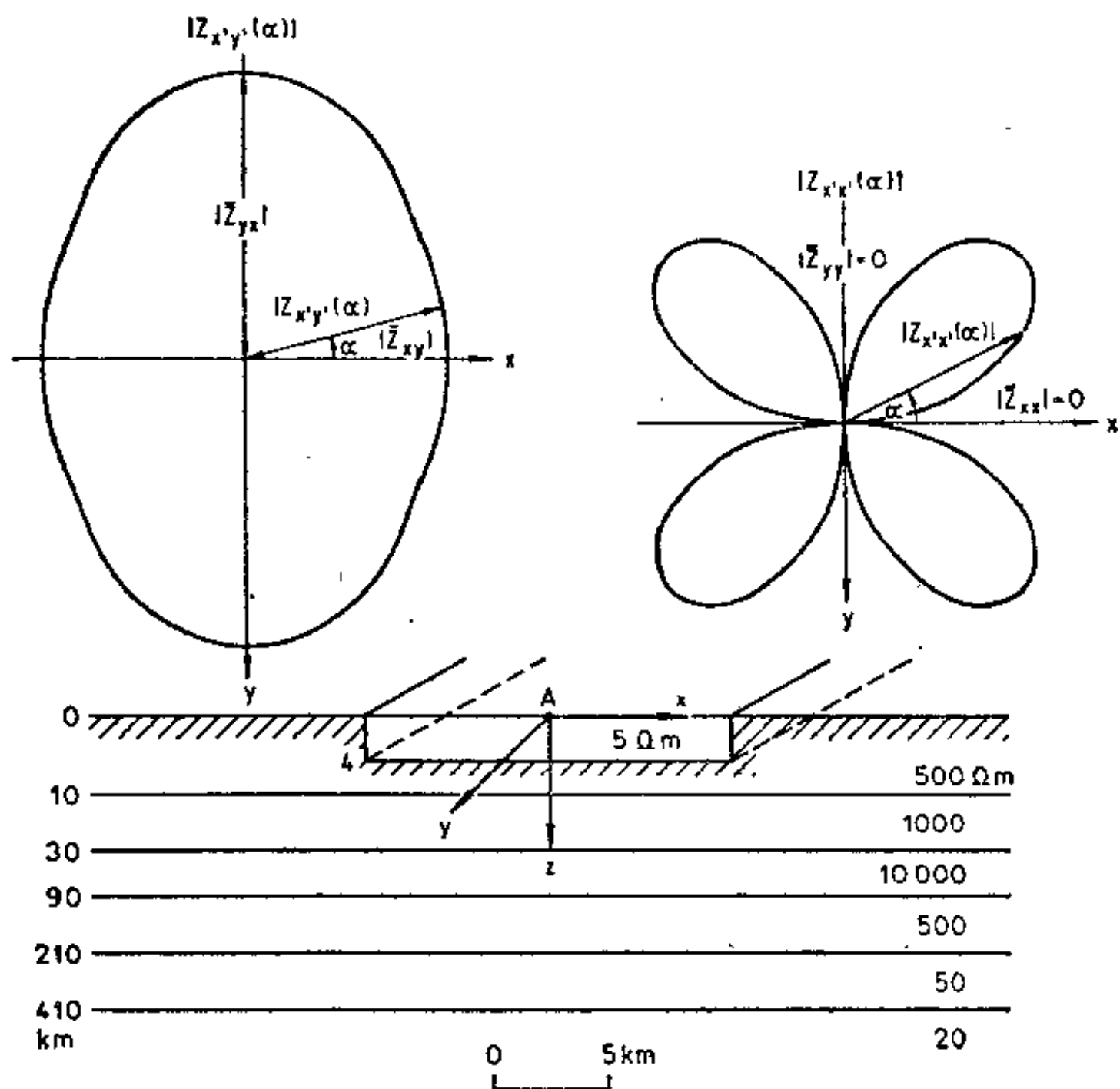


图44 地氈构造中心 $Z_{xy}(\alpha)$ 和 $Z_{yx}(\alpha)$ 的环形图
 \tilde{Z}_{yx} , \tilde{Z}_{xy} —阻抗张量的主值 ($T=30$ 秒)

2. 磁场椭圆极化时 ($\varphi_{Hy}=0, \varphi_{Hx}=\frac{\pi}{2}$), 电场也椭圆极化。两椭圆的离心率相等, 椭圆轴互相垂直。当 $|H_x|=|H_y|$ 时, 两椭圆均退化为圆。

当地下具有横向不均匀性或各向异性时, 电场和磁场椭圆间的关系较复杂。

我们将研究二维构造 (图44点A) 的这些问题。这时有 $\tilde{Z}_{xy} \approx \tilde{Z}_{yx}$ 和 $\arg \tilde{Z}_{xy} = \arg \tilde{Z}_{yx}$ 。对于磁矢量的圆极化 ($|H_x|=|H_y|, \varphi_{Hy}=0, \varphi_{Hx}=\frac{\pi}{2}$), 电矢量表现为椭圆极化 (图45)。我们有:

$$\begin{aligned} E_x &= |\tilde{Z}_{xy}| e^{i(\arg Z_{xy})} \cdot |H_y| e^{i\varphi_{Hy}} e^{-i\omega t} \\ E_y &= |\tilde{Z}_{yx}| e^{i(\arg Z_{yx})} \cdot |H_x| e^{i\varphi_{Hx}} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (111)$$

因为电场椭圆的方向取决于 E_x 和 E_y 的相位差 (参看李沙育图形), 所以椭圆方向一般与阻抗张量的主方向不重合。如果

$$|\tilde{Z}_{yx}| \gg |\tilde{Z}_{xy}|$$

① 原文为 H_y ——译注。

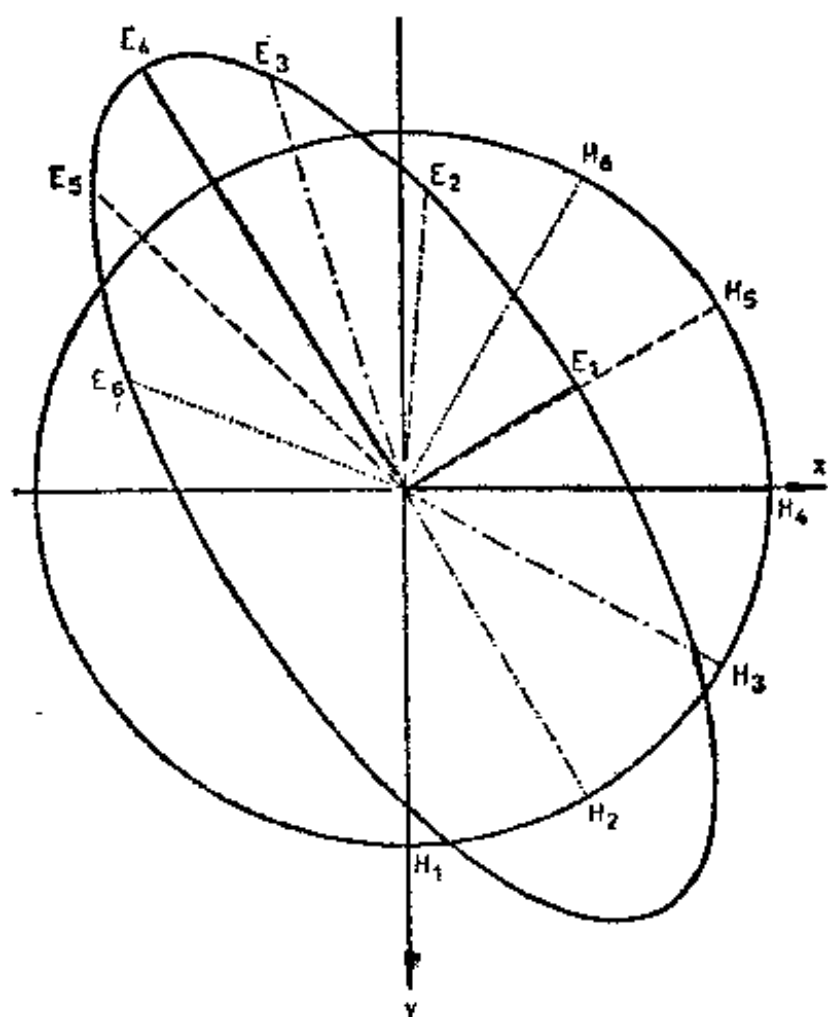


图45 在图44的A点上当磁矢量圆极化时，电矢量表现为椭圆极化 ($T = 30$ 秒)

则电场椭圆长轴方向与阻抗张量的主轴非常接近。

假定磁场是椭圆极化，对于长轴在不同方位的中等离心率的磁场椭圆，我们将记录到不同离心率和不同方位的电场椭圆，如图46所示。因而一般来说，磁场椭圆和电场椭圆不垂直，也会出现电场近似圆极化或线性极化的情况。倘若我们记得，任一椭圆或圆极化的

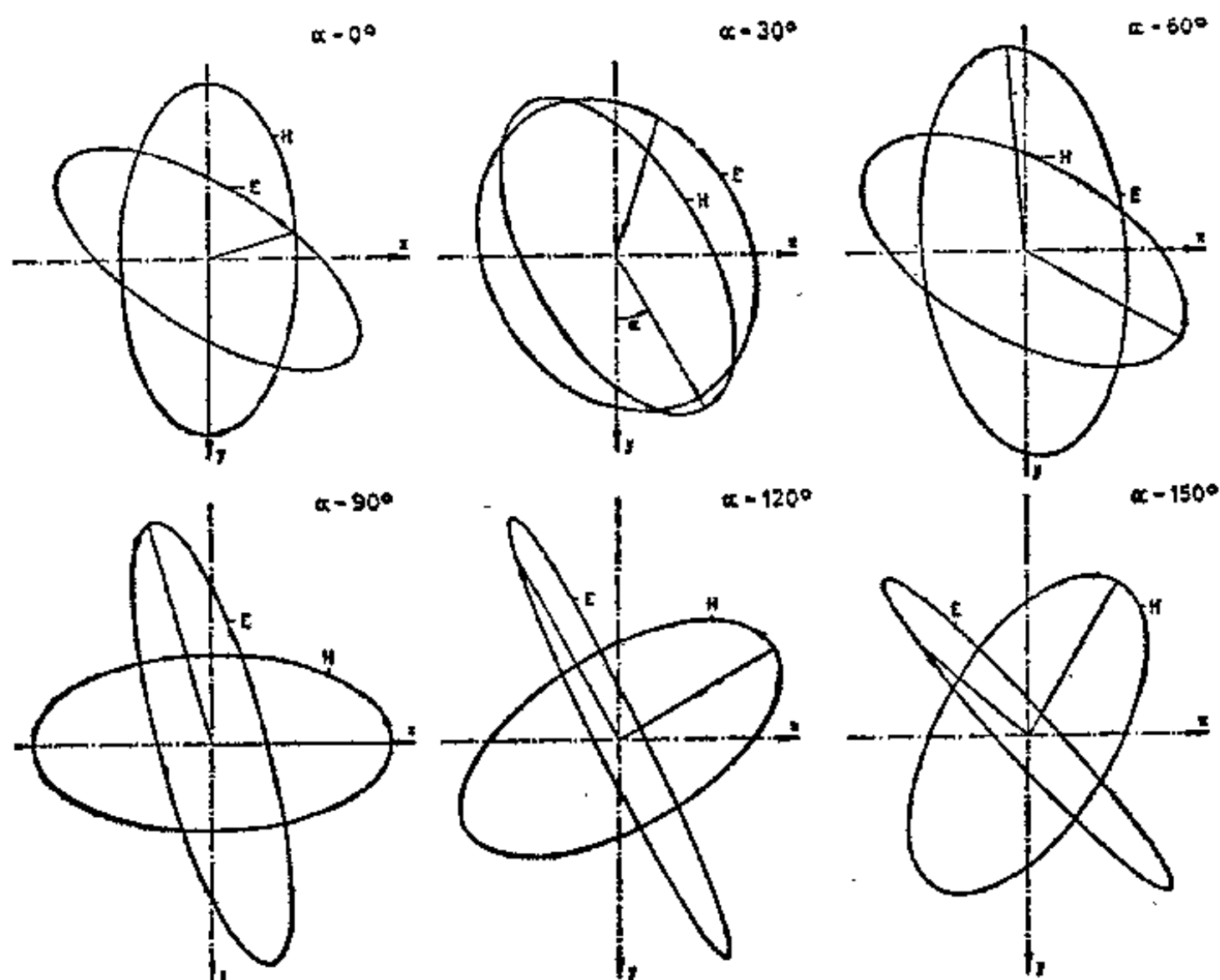


图46 在图44的A点磁场椭圆极化时与不同方位的磁场椭圆相对应的电场椭圆 ($T = 30$ 秒)

磁波可由两个线性极化波合成，则只要研究与不同方位的各种线性极化磁波对应的电场椭圆就可以了。如图47所示，其中的磁场按下式归一化：

$$|H'| = \sqrt{\frac{|H_x|^2 + |H_y|^2}{|H_x|^2 + |H_y|^2}} = 1$$

由图可见，只当磁场在阻抗张量的主轴方向线性极化时，电场才线性极化，并与磁矢量垂直。磁矢量在所有其它方位极化时，电矢量则呈现出椭圆极化。这时，电场椭圆具有不同的离心率，并且一般来说，不垂直于磁矢量。然而，有一个重要特征值得我们注意。

全部电场极化椭圆的椭圆状包络线给出 $Z_{xy}(\alpha)$ 环形图的很好的图形。我们认识这张图，特别是其面积：

$$\pi \cdot |\tilde{Z}_{xy}| \cdot |\tilde{Z}_{yx}| \quad (112)$$

是一独立的解释参量。由它推出一些新的解释方法，对构造变化不太大的地区是有实际意义的。

4.3.1 “相对椭圆”解释法

图47表明， $Z_{xy}(\alpha)$ 环形图由电场椭圆的水平切线和垂直切线的交点很好地确定。切线与坐标轴的交点等于所记录的变化曲线的最大振幅。按 $|H| = 1$ 归一化得到

$$|Z_{xy}(\alpha)| \approx \sqrt{\frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{|H_x|^2 + |H_y|^2}} \quad (113)$$

当然我们必须注意，磁场要近乎线性极化。

用类似方法，在纯大地电流勘探中我们得到测点上的所谓“相对椭圆”矢量：

$$r(\alpha) = \sqrt{\frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{|E_x|^2 + |E_y|^2}} \quad (114)$$

此式将基点上的线性极化矢量归一化为 $|E| = 1$ 。

为了逐点构制“相对椭圆”，我们需有若干线性极化磁矢量（在大地电磁法中），或基点上若干线性极化的大地电流矢量（在大地电流法中）。在两种情形下都用“相对椭圆”面积作解释参量。当然，每个“相对椭圆”只对一定的周期，或对高阻基底填图时的“S段”周期才有效。

下面介绍另一种解释方法，这种方法在作者的实际测量中已获得良好效果。

4.3.2 “绝对椭圆”解释法

假定（图47）磁矢量的极化从一个方向连续地向另一方向变化，我们将得到一系列大地电场椭圆。若使用矢量标绘器作图，其迹线将使记录纸变黑，而且其包络线将近似于 $Z_{xy}(\alpha)$ 的环形图。

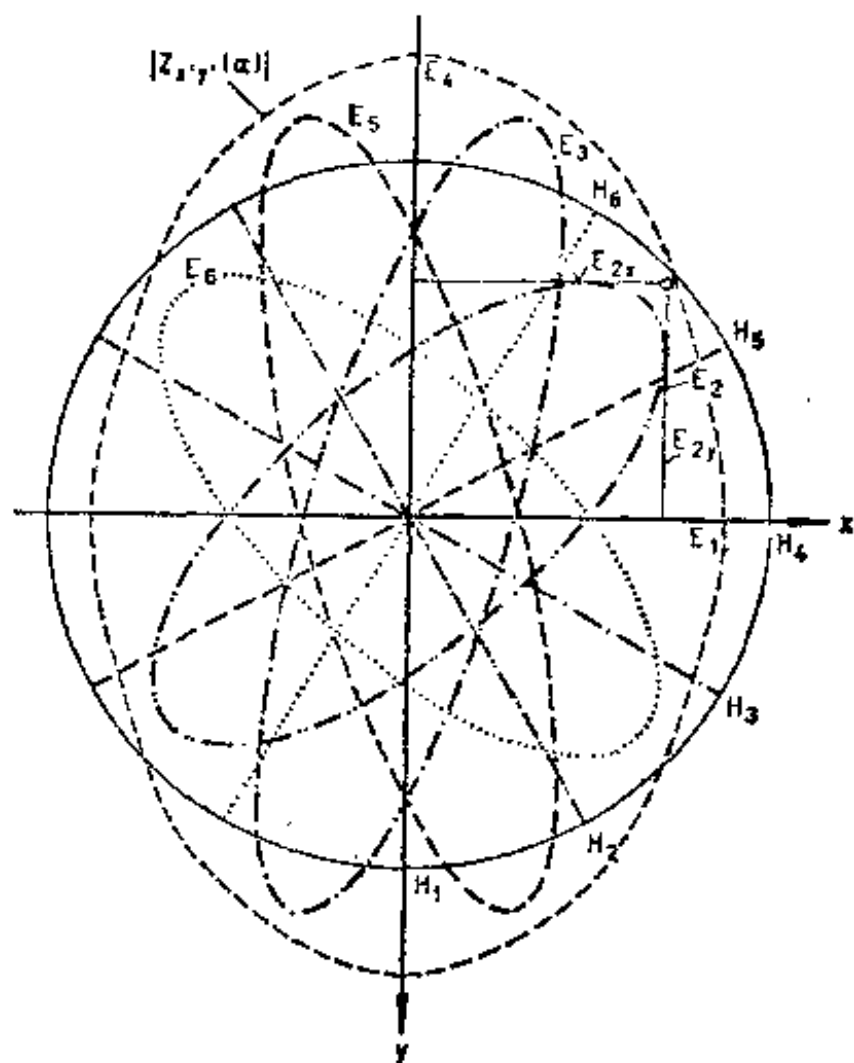


图47 在图44的A点上与不同方位的线性极化磁场对应的电场椭圆 ($T = 30$ 秒)

取某确定方向的大地电流场的波形记录，此曲线相当于电场在这方向的投影随时间的变化。曲线的总变化量，即全部相邻极大极小（包括起点和终点）的纵坐标之差的绝对值之和，等于投影在记录方向的全部矢量长度之和。Kunetz (1957) 的统计研究证明，这个和值正比于环形图—Kunetz称为“绝对椭圆”—在记录方向上的投影。

当然，在“S段”周期内，我们要有足够长的记录时间。

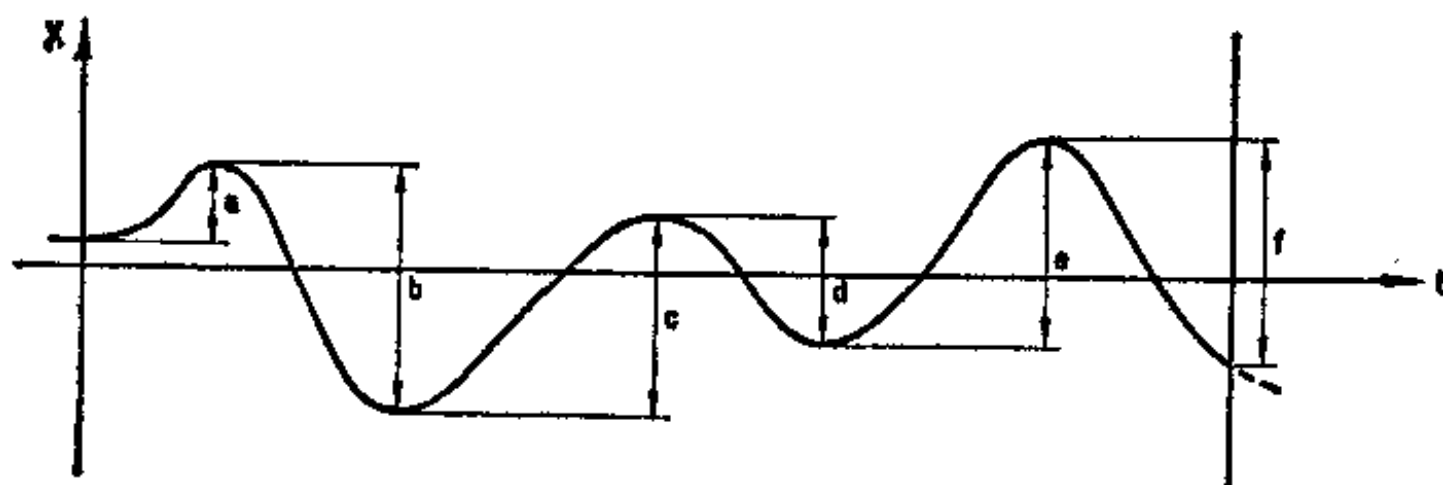


图48 从波形记录上确定总变化量 $V_x = (a + b + c + d + e + f) / T$
据 Porstendorfer, 1961

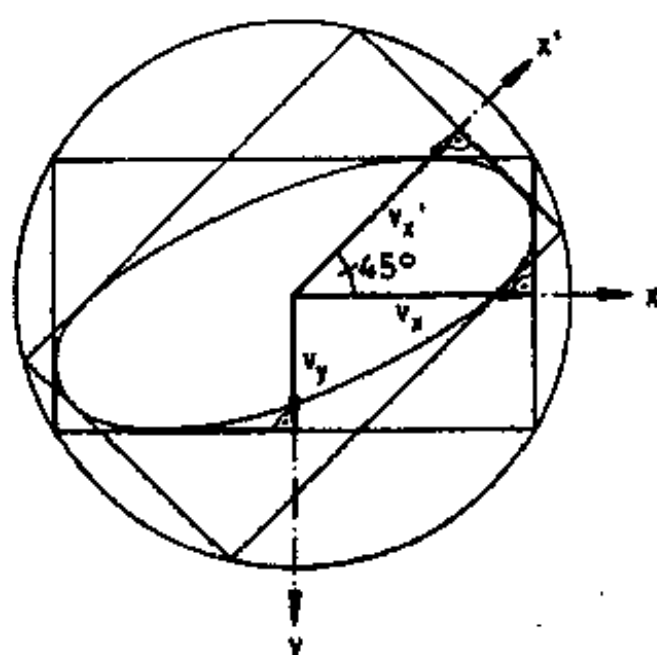


图49 从三个投影 $V_x, V_y, V_{x'}$ 构制绝对椭圆
据 Kunetz, 1957

图48表明如何从x方向的波形记录上求得“总变化量 V_x ”（即绝对椭圆在记录方向x上的投影）。从绝对椭圆在某一定方向上的投影，我们得到与投影方向垂直的椭圆的切线。因为每一椭圆由椭圆中心及它的三条切线所确定，所以根据三个方向上的投影的大小可以构制绝对椭圆（图49）。

尽管由两个互相垂直的坐标方向上的记录能够算出第三投影方向上的变化曲线，不过我们宁愿在第三投影方向上进行记录。

Adam (1970) 用数字显示的总变化量计数器成功地确定了三个方向的总变化量。该计数器的简单结构如下：

记录电场变化的检流计将窄长的光束反射到栅状结构的柱面镜上，顺次形成相距 0.5 毫米的反射条带和吸收条带。光束聚焦于光敏电阻上，光敏电阻将闪光记录下来。闪光的数目正比于总变化的大小。计数器将不同时间间隔内三个分量的总变化变成数字显示。这三个值按所述方法可用来构制“绝对椭圆”。

任一探测点上的“绝对椭圆”只近似地给出 $Z_{xy}(a)$ 环形图的形状和主方向，与同时记录的磁的或大地电流的参考点无关。为了获得特征的地下参量“相对大地电磁椭圆面积”，我们要有“基点的磁场绝对椭圆”；对于参量“相对大地电流椭圆面积”，我们要有“基点的电场绝对椭圆”，它们都由同时记录的变化曲线所确定。相应的“绝对椭圆”之比给出了“相对椭圆”的面积，两者的比例系数不超过 π 。

第五章 野外记录的数字处理

数字记录和计算机技术的发展,为大地电磁测量资料的处理和解释提供了新的可能性。记录中包含的信息利用得愈充分,地球物理的成果就愈客观、愈精确。

为了处理大地电磁资料,我们能够成功地运用数字地震系统程序组合的经验和部件。

对连续时间函数数字化的时间间隔 Δt ,取决于所用的仪器和用于探测的最大频率 f_{\max} 。对记录进行滤波前,必须注意从记录上消除大于 f_{\max} 的频率。

设待分析的时间长度为 T_0 ,根据抽样定理,在其中取

$$N = 2 \cdot f_{\max} \cdot T_0$$

个样时,连续时间函数 $X(t)$ 所包含的信息不变。

数字处理的目的是频谱分析,它将时间域记录中的 n 个数变换成频率域表示的 n 个数,从而对所包含的信息给出完整的描述。时间域和频率域间的关系由傅氏变换给出:

$$\begin{aligned} X(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} C(f) \cdot e^{i2\pi f \cdot t} df \\ C(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) \cdot e^{-i2\pi f \cdot t} dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) \cos(2\pi f t) \cdot dt - i \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) \sin(2\pi f t) \cdot dt \\ &= A(f) - iB(f) \end{aligned} \quad (115)$$

式中 $C(f)$ —复傅氏频谱;

$A(f)$ —时间函数的余弦变换;

$B(f)$ —时间函数的正弦变换;

$$|C(f)| = \sqrt{A(f)^2 + B(f)^2} \text{—傅氏振幅谱;} \quad (116)$$

$$\varphi(f) = \arctan \left(-\frac{B(f)}{A(f)} \right) \text{—傅氏相位谱。} \quad (117)$$

数字记录过程和处理方法示于下页的图解中。

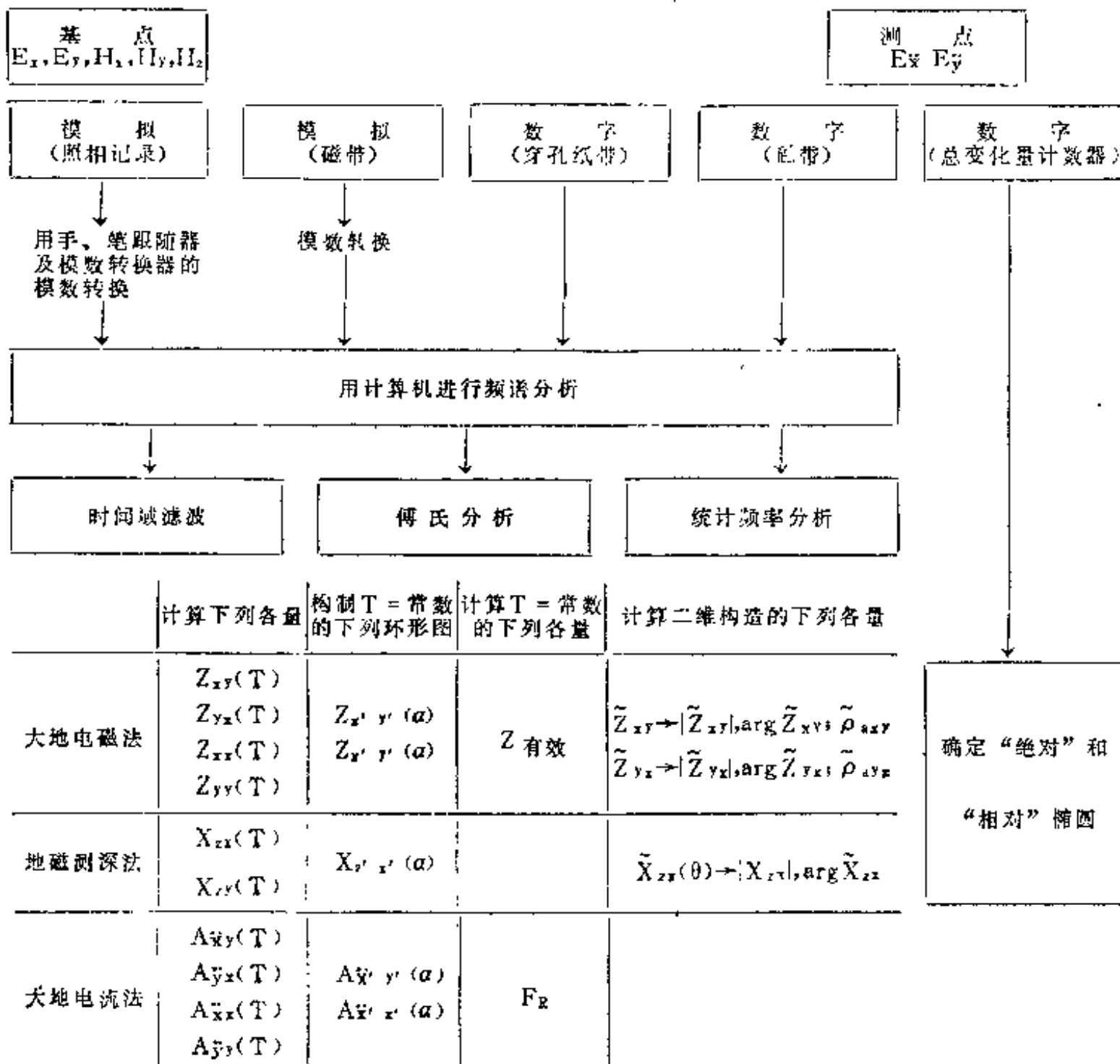
§5.1 用时间域滤波器进行数字处理

为了对各频率范围所包含的信息进行半自动处理,就要对记录进行滤波。用数字地震所用的那种“数值滤波器”能够完成滤波。

我们有时间序列 $X(t)$,已知它在 N 个等间隔 Δt 的离散点上的值。

令 $p(\tau)$ 是滤波器函数,在相距 $\Delta\tau = \Delta t$ 的离散点上,它的值亦已知。根据褶积运算,得到 $X(t)$ 滤波后的时间序列 $H(t)$:

各分量的野外记录



$$H(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\tau) X(t - \tau) d\tau = p * X \quad (118)$$

$p(\tau)$ 必须由下列形式的滤波器传递函数 $d(f)$ 来计算:

$$d(f) = 1 \quad \text{对} \begin{cases} (f_0 - \Delta f) \leq f \leq (f_0 + \Delta f) \\ (-f_0 - \Delta f) \leq f \leq (-f_0 + \Delta f) \end{cases}$$

$$d(f) = 0 \quad \text{对其它 } f$$

使用正、负频带只是一种数学运算技巧,以便将 $p(\tau)$ 和 $d(f)$ 变换成偶函数。

$d(f)$ 和 $p(\tau)$ 间的傅氏变换式是:

$$p(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} d(f) e^{2\pi i f \tau} df \quad (119)$$

对于上述滤波器传递函数, Verö(1970) 已给出时间域的滤波器算子:

$$p(\tau) = \frac{1}{\pi \cdot \tau} (\sin 2\pi \tau (f_0 - \Delta f) - \sin 2\pi \tau (f_0 + \Delta f)) \quad (120)$$

在实际工作中必须使滤波器算子的时间长度有限。为此目的,滤波器算子 $p(\tau)$ 需乘以所

谓的“窗函数” $h(\tau)$ ，例如钟形的半波余弦函数。于是有：

$$g(\tau) = p(\tau) \cdot h(\tau)$$

设 $a = m \cdot \Delta\tau$ 是滤波的时间长度，我们有：

$$H(t) = \int_{-a}^{+a} g(\tau) X(t-\tau) d\tau \quad (121)$$

频率域的相应的滤波器特征函数为：

$$e(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau) \cdot \cos 2\pi f\tau d\tau \quad (122)$$

在若干文献 (Peterson和Dobrin 1965, Knödel 1970, Verö 1970, Berdichevskii 1968) 中曾描述过时间域滤波器的结构。这些滤波器与电子滤波器不同，其优点是无相位畸变。

图50是 $f_0 = \frac{1}{T_0} = 0.06$ 赫兹的窄频带滤波器结构的例子。首先我们选定所需的传递频率 $f_0 = +0.06$ 赫兹和 $f_0 = -0.06$ 赫兹，它相应于时间域中无限延续的 $f_0 = 0.06$ 赫兹的余弦波。为了给出有限时间域的滤波器算子，用“窗函数”乘时间域的余弦波。在时间域上相乘，相当于在频率域上与“窗函数”的傅氏变换式褶积。由此我们获得时间域的带通滤波器算子，它在频率域中以对数表示，并使“理想的”0.06赫兹滤波器变换成“实际”的有限长度滤波器。

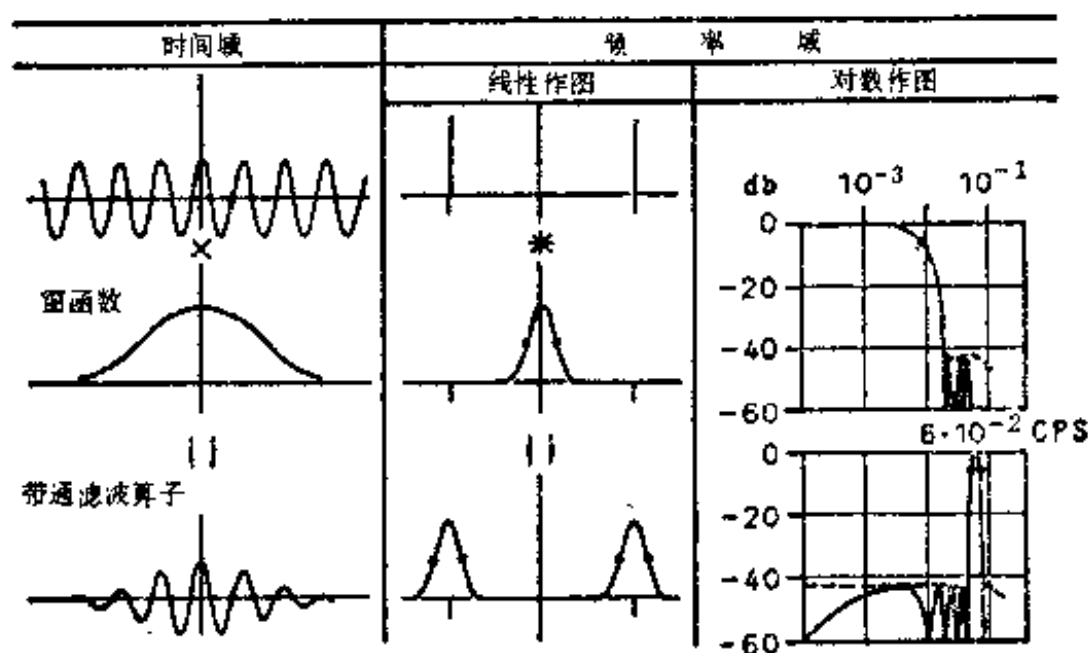


图50 时间域滤波器 ($f_0 = 0.06$ 赫兹) 的结构
据Peterson和Dobrin, 1966

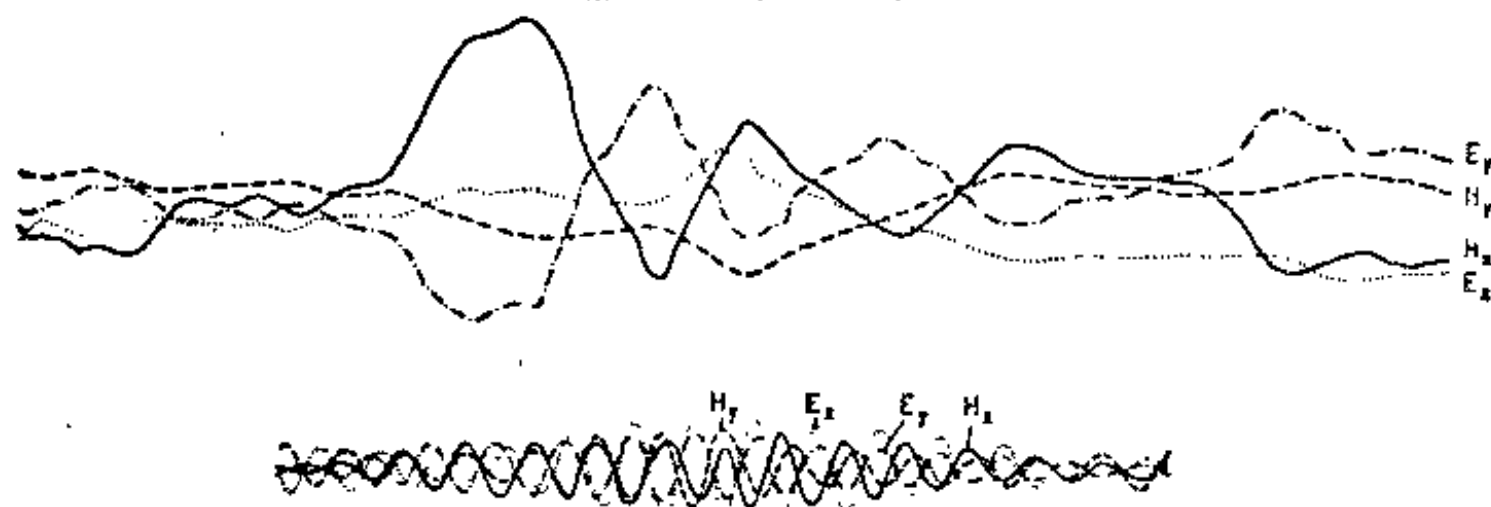


图51 滤波前的大地电磁记录和窄频带数字滤波后的结果
据Berdichevskii等人, 1970

图51是大地电磁记录及它的有限频率范围的时间域滤波的实例 (Berdichevskii, Bezruk和Chinareva, 1970)。

从这种记录上我们能够读取每一波形的 m 个振幅和 m 个相位, 并把这些读数看成独立的、可用统计方法处理的“测量矢量”。我们假定, 基本方程(7)和(8)中的系数只与滤波频率范围内的周期略微有关。

Berdichevskii (1968) 找到用最小二乘法处理这些数值的方法, 并给出以下实用公式:

$$\operatorname{Re} Z_{xx} = \frac{de_1 - eh_1 - bg_1}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} Z_{xx} = \frac{df_1 - bh_1 + cg_1}{ad - b^2 - c^2} \quad (123)$$

$$\operatorname{Re} Z_{xy} = \frac{ag_1 - be_1 + cf_1}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} Z_{xy} = \frac{ah_1 - bf_1 - ce_1}{ad - b^2 - c^2}$$

$$\operatorname{Re} Z_{yx} = \frac{de_2 - ch_2 - bg_2}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} Z_{yx} = \frac{df_2 - bh_2 + cg_2}{ad - b^2 - c^2}$$

$$\operatorname{Re} Z_{yy} = \frac{ag_2 - be_2 + df_2}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} Z_{yy} = \frac{ah_2 - bf_2 - ce_2}{ad - b^2 - c^2}$$

$$A = \frac{e_1 g_2 - g_1 e_2 + h_1 f_2 - f_1 h_2}{ad - b^2 - c^2} \quad (124)$$

$$B = \frac{e_1 h_2 - h_1 e_2 + f_1 g_2 - g_1 f_2}{ad - b^2 - c^2}$$

$$|Z_{\text{有效}}| = \sqrt{A^2 + B^2} \quad \operatorname{Arg} Z_{\text{有效}} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{B}{A} \quad (125)$$

其中

$$a = \sum_m H_{x0}^2, \quad b = \sum_m H_{x0} H_{y0} \cos(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hy})$$

$$c = \sum_m H_{x0} H_{y0} \sin(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hy}); \quad d = \sum_m H_{y0}^2$$

$$e_1 = \sum_m E_{x0} H_{x0} \cos(\varphi_{Ex} - \varphi_{Hx}); \quad f_1 = \sum_m E_{x0} H_{x0} \sin(\varphi_{Ex} - \varphi_{Hx})$$

$$g_1 = \sum_m E_{x0} H_{y0} \cos(\varphi_{Ex} - \varphi_{Hy}); \quad h_1 = \sum_m E_{x0} H_{y0} \sin(\varphi_{Ex} - \varphi_{Hy}) \quad (126)$$

$$e_2 = \sum_m E_{y0} H_{x0} \cos(\varphi_{Ey} - \varphi_{Hx}); \quad f_2 = \sum_m E_{y0} H_{x0} \sin(\varphi_{Ey} - \varphi_{Hx})$$

$$g_2 = \sum_m E_{y0} H_{y0} \cos(\varphi_{Ey} - \varphi_{Hy}); \quad h_2 = \sum_m E_{y0} H_{y0} \sin(\varphi_{Ey} - \varphi_{Hy})$$

对地磁测深的解释, 与上述类似也有:

$$\operatorname{Re} X_{xx} = \frac{de_3 - ch_3 - bg_3}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} X_{xx} = \frac{df_3 - bh_3 + cg_3}{ad - b^2 - c^2} \quad (127)$$

$$\operatorname{Re} X_{xy} = \frac{ag_3 - be_3 + cf_3}{ad - b^2 - c^2} \quad \operatorname{Im} X_{xy} = \frac{ah_3 - bf_3 - ce_3}{ad - b^2 - c^2}$$

$$e_3 = \sum_m H_{x0} H_{x0} \cos(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hx}); \quad f_3 = \sum_m H_{x0} H_{x0} \sin(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hx}) \quad (128)$$

$$g_3 = \sum_m H_{x0} H_{y0} \cos(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hy}); \quad h_3 = \sum_m H_{x0} H_{y0} \sin(\varphi_{Hx} - \varphi_{Hy})$$

从图52可得到这样的认识: 在大地电磁法中使用数字滤波, 有可能获得高精度($\sim 5\%$)

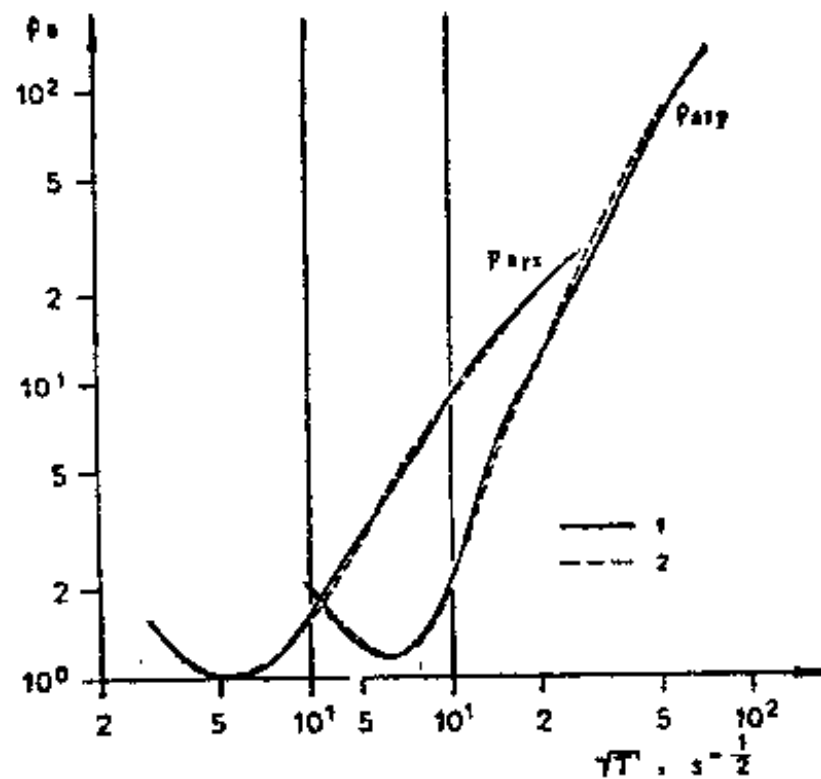


图52 在时间域滤波后测深曲线精确度的例子
据 Berdichevskii 等人 (1970)
1—第一次测量, 2—第二次测量

成果。

§5.2 用傅氏分析进行数字处理

获得傅氏振幅谱和相位谱的经典方法是大家熟知的。设初始信号 $X(t)$, 根据方程

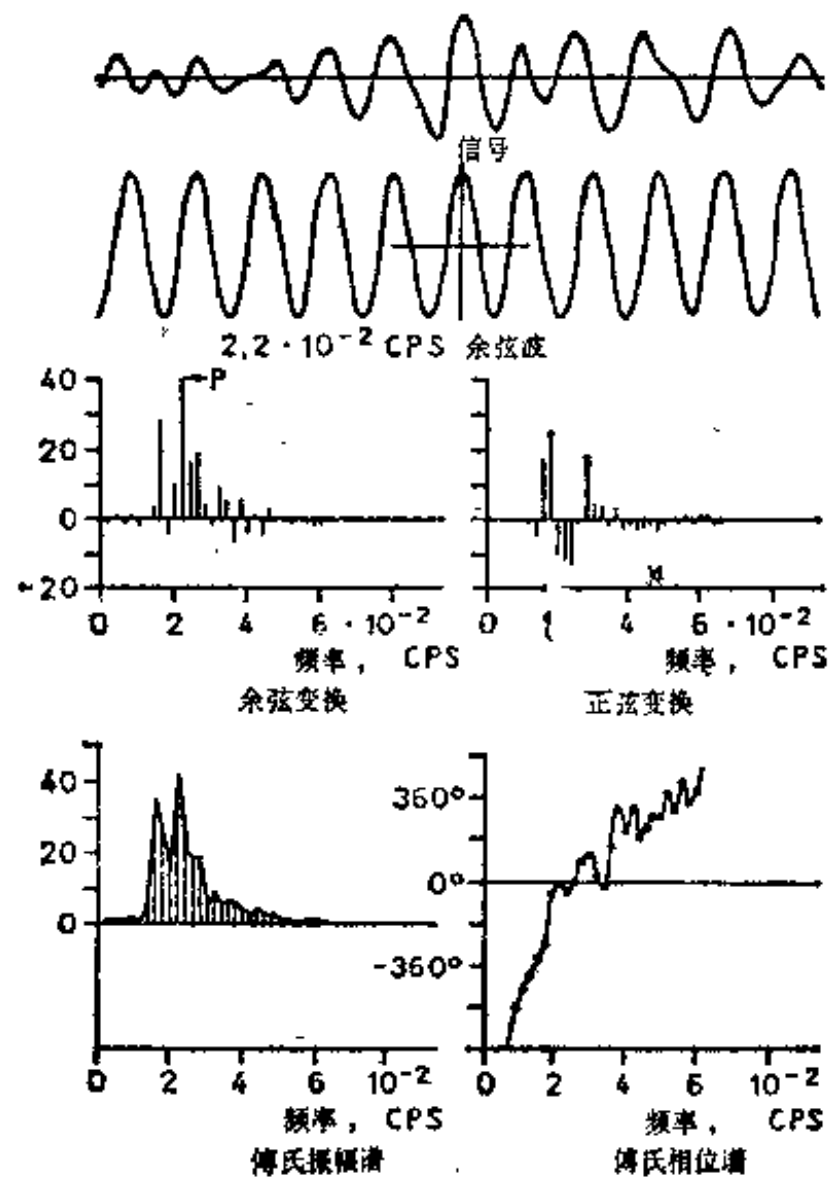


图53 将信号乘以余弦波、正弦波的傅氏分析
据 Peterson 和 Dobrin (1966)

(115) 我们计算它的“余弦”和“正弦”变换。图 53 给出计算余弦变换的振幅 A_i ($f_i = 0.022$ 赫兹) 的方法: 离散的信号幅值乘以频率为 $f = 0.022$ 赫兹的余弦波的相应幅值, 然后求和。这样得到图上的 P 值。正弦变换用同样方法处理。对欲分析的全部频率重复以上步骤, 然后从式 (116) 和 (117) 得到我们所需的频谱值。Tkachev (1970) 给出大地电磁变化曲线傅氏分析的处理方法。

§5.3 用统计频率分析进行数字处理

大地电磁记录可看成一种与正态分布没有显著区别的平稳随机过程。

为了避免混淆效应, 必须用低通滤波器滤去大于 $f_{max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t}$ 的全部频率。使所有频率具有大体相同的振幅也很重要。因此有时必须用时间域滤波器, 消除短周期变化中的低频“趋势” (进行“预白”)。我们从构成时间函数 $X(t)$ (均值 = 0) 的所谓“自相关函数”着手:

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) \cdot x(t+\tau) dt \quad (129)$$

图 54 表明计算方法。离散的信号值与延迟 τ 的信号值相乘, 然后求和。对不同的 τ 重复以上步骤, 即得自相关函数, 它对称于 $\tau = 0$ 的点。自相关函数只与时间函数 $X(t)$ 的振幅谱有关, 与相位谱无关。

由傅氏变换 (余弦变换) 得到相应的频谱 $S_{xx}(\omega)$ 。

$$S_{xx}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} R_{xx}(\tau) \cos \omega \tau d\tau \quad (130)$$

可以看到, $S_{xx}(\omega)$ 和 $|C(\omega)|^2$ 非常接近。

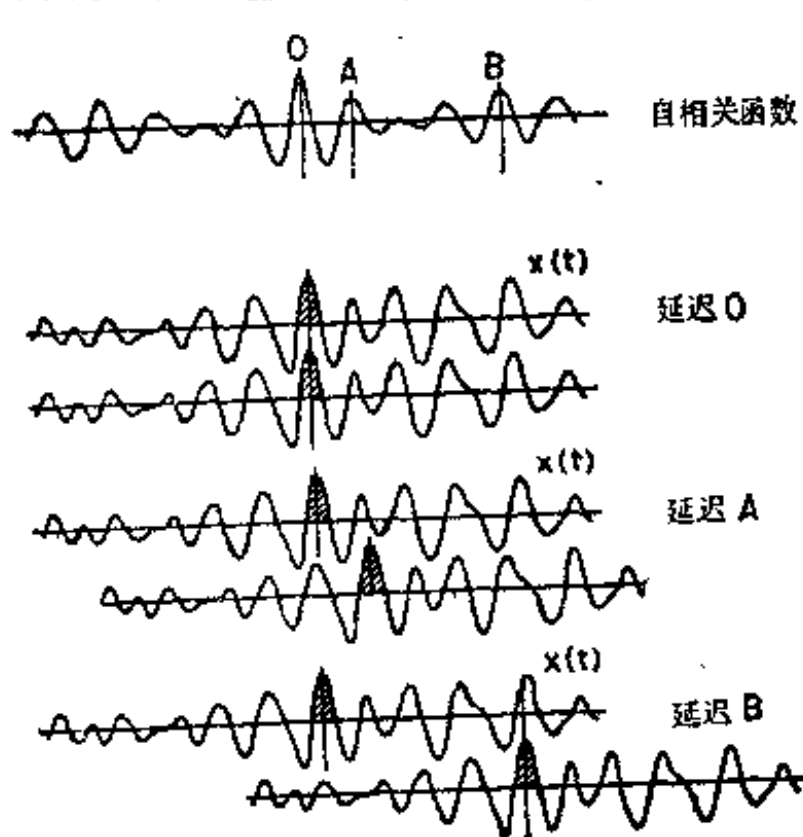


图 54 自相关函数的计算: 将信号与它本身时移后的值相乘、求和

据 Peterson 和 Dobrin (1966)

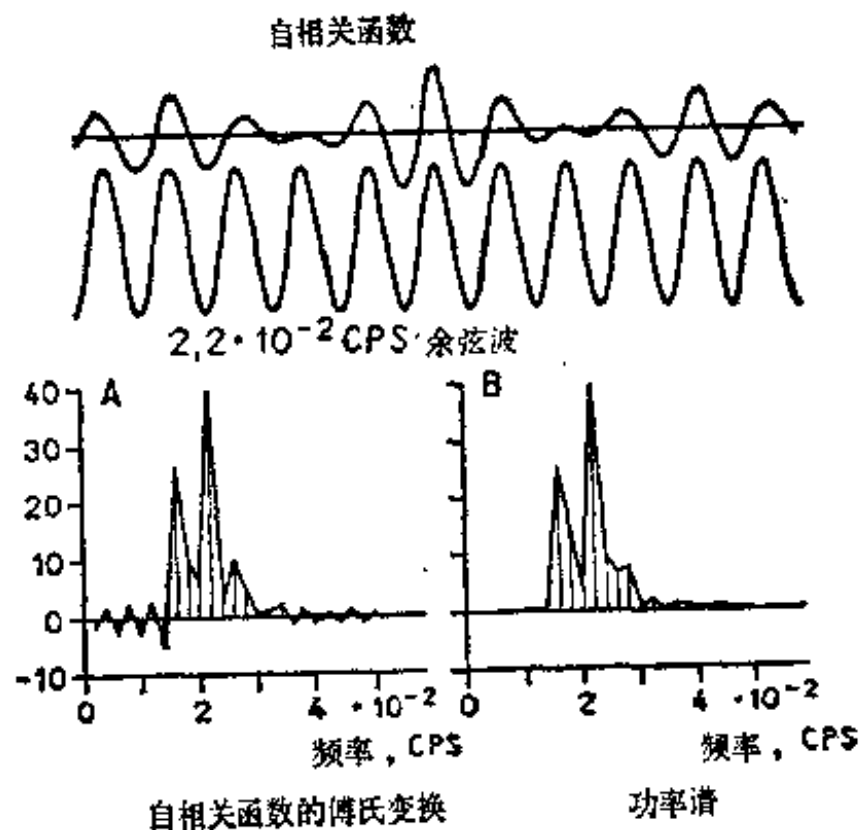


图 55 由自相关函数, 利用余弦波构制功率谱
据 Peterson 和 Dobrin (1966)

图55是一个例子。自相关函数的离散值乘以给定频率的余弦波的所有离散值，然后求和。对不同的频率重复以上步骤，我们得到自相关函数的傅氏变换（图55A）。图55B是功率谱，由图53上的傅氏振幅谱的平方得出。可以看出，功率谱和自相关函数的傅氏变换十分吻合。平滑处理用汉宁（Hanning）公式完成：

$$S_{xx}(\omega_n) = \frac{1}{4} S_{xx}(\omega_{n-1}) + \frac{1}{2} S_{xx}(\omega_n) + \frac{1}{4} S_{xx}(\omega_{n+1}) \quad (131)$$

与自相关函数类似，我们可以定义不同时间函数 $x(t)$ （均值 = 0）和 $y(t)$ （均值 = 0）的互相关函数如下：

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) \cdot y(t + \tau) dt \quad (132)$$

互相关函数用于研究两个时间序列的统计相关。将互相关函数分解为偶项 $G_{xy}(\tau)$ 和奇项 $U_{xy}(\tau)$ ：

$$R_{xy}(\tau) = G_{xy}(\tau) + U_{xy}(\tau) \quad (133)$$

$$G_{xy}(\tau) = \frac{1}{2} \cdot \{R_{xy}(\tau) + R_{xy}(-\tau)\}$$

$$U_{xy}(\tau) = \frac{1}{2} \{R_{xy}(\tau) - R_{xy}(-\tau)\}$$

如果把 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的同相部分当作实谱 $W(\omega)$ ， 90° 相移部分当作正交谱 $B(\omega)$ ，则有：

$$W_{xy}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xy}(\tau) \cdot \cos \omega \tau \cdot d\tau \quad (134)$$

$$B_{xy}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xy}(\tau) \cdot \sin \omega \tau \cdot d\tau \quad (135)$$

$$S_{xy} = W_{xy} + i B_{xy} \quad (136)$$

所以将 $G(\tau)$ 乘以余弦波（图55）， $U(\tau)$ 乘以正弦波，分别求和，我们得到一定频率的 W_{xy} 和 B_{xy} 值。由下式

$$\varphi(\omega) = \arctan \frac{B_{xy}(\omega)}{W_{xy}(\omega)} \quad (137)$$

得出 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的频率要素间的相位移。时间函数 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的时间范围假定为 $-\infty < \tau < +\infty$ ，但实际上我们只利用有限时间范围内： $-\frac{T_0}{2} \leq \tau \leq \frac{T_0}{2}$ 的记录，因此不可能取无限大的延迟时间 τ 。最大可能的延迟时间是：

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} T_{\max}$$

为了使计算足够可靠，关系式：

$$\tau_{\max} \leq \frac{T_0}{10}$$

必须满足。

灵敏地衡量 $x(t)$ 和 $y(t)$ 统计相关的量是相干度：

$$\text{coh}(\omega) = \frac{\sqrt{W^2(\omega) + B^2(\omega)}}{\sqrt{S_{xx}(\omega) \cdot S_{yy}(\omega)}} \quad (138)$$

其中

$$0 < \text{coh}(\omega) < 1$$

为了获得有意义的值，重要的在于只利用自相关函数和互相关函数的中间部分（小于它们总长度的约 $\frac{1}{20}$ ）。这样做相当于将它们的频谱大大地平滑（Kunetz, 1972）。

当相干度接近 1 时， x ， y 为线性相关； x ， y 线性无关时，相干度近于零。若 E_x 与 H_y 的相干度太小，原因可能有：记录受干扰、横向不均匀性或各向异性。在这种情况下，不可用均匀各向同性公式作解释。

在大地电磁法中，Cantwall (1960)、Dassler 和 Naake (1968)、Lehmann (1970) 等曾用过统计频率分析法。

§5.4 场分量张量关系式的诸元的数字处理

用频谱分析处理大地电磁问题时，我们根据 Berdichevskii (1968)，并与方程 (7)、(8) 类似，写出：

$$S_{ExHx} = Z_{xx}S_{HxHx} + Z_{xy}S_{HyHx} \quad (139)$$

$$S_{ExHy} = Z_{xx}S_{HxHy} + Z_{xy}S_{HyHy} \quad (140)$$

$$S_{EyHx} = Z_{yx}S_{HxHx} + Z_{yy}S_{HyHx} \quad (141)$$

$$S_{EyHy} = Z_{yx}S_{HxHy} + Z_{yy}S_{HyHy} \quad (142)$$

因此，每对张量元有两个方程，并且

$$Z_{xx} = \frac{S_{ExHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{ExHy}}{S_{HxHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{HxHy}} \quad (143)$$

$$Z_{xy} = \frac{S_{HxHx} \cdot S_{ExHy} - S_{ExHx} \cdot S_{HxHy}}{S_{HxHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{HxHy}} \quad (144)$$

$$Z_{yx} = \frac{S_{EyHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{EyHy}}{S_{HxHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{HxHy}} \quad (145)$$

$$Z_{yy} = \frac{S_{HxHx} \cdot S_{EyHy} - S_{EyHx} \cdot S_{HxHy}}{S_{HxHx} \cdot S_{HyHy} - S_{HyHx} \cdot S_{HxHy}} \quad (146)$$

因为公式 (143) — (146) 中的分母实际上可能为零，Kunetz (1972) 考虑如下的“稳定”处理方法（在地震学同类公式中应用的方法），主要在计算不同时间范围的或相近频率的均值时使用。

如果将方程 (143) 写成如下形式：

$$Z_{xx} = \frac{N(\omega)}{D(\omega)}$$

于是“稳定后”的 Z_{xx} 估计值将是

$$Z_{xx} = \frac{N(\omega) \cdot \bar{D}(\omega)}{D(\omega) \cdot \bar{D}(\omega) + \lambda^2}$$

式中 λ^2 —适当选择的正常数，

$\bar{D}(\omega)$ — $D(\omega)$ 的共轭复数。

由自相关函数和互相关函数计算的功率谱的各种组合, 给出各种频率的阻抗张量元。在计算时我们必须记住, 方程 (143) — (146) 包含复数, 要将其分解为实部和虚部。例如, 对于方程 (143), 有:

$$Z_{xx} = \text{Re}Z_{xx} + i\text{Im}Z_{xx} \quad |Z_{xx}| = \sqrt{(\text{Re}Z_{xx})^2 + (\text{Im}Z_{xx})^2} \quad (147)$$

$$\arg Z_{xx} = \frac{\text{Im}Z_{xx}}{\text{Re}Z_{xx}}$$

$$S_{ExHx} = W_{ExHx} + iB_{ExHx} \quad S_{HyHx} = W_{HyHx} + iB_{HyHx} \quad (148)$$

$$S_{ExHy} = W_{ExHy} + iB_{ExHy} \quad S_{HxHy} = W_{HxHy} + iB_{HxHy}$$

$$S_{HyHy} = \text{实部}$$

$$S_{HxHx} = \text{实部}$$

对地磁测深法和大地电流法, 用类似方法也可计算场关系式中诸元。例如, 对方程 (13) 中的元, 有:

$$S_{HxHx} = X_{zx}S_{HxHx} + X_{zy}S_{HyHx} \quad (149)$$

$$S_{HxHy} = X_{zx}S_{HxHy} + X_{zy}S_{HyHy}$$

对方程 (10) 和 (11) 中的元, 有

$$S_{ExEx} = A_{xx} \cdot S_{ExEx} + A_{xy}S_{EyEx} \quad (150)$$

$$S_{ExEy} = A_{yx} \cdot S_{ExEy} + A_{yy}S_{EyEy}$$

$$S_{EyEx} = A_{yx} \cdot S_{ExEx} + A_{yy} \cdot S_{EyEx} \quad (151)$$

$$S_{EyEy} = A_{yx} \cdot S_{ExEy} + A_{yy} \cdot S_{EyEy}$$

作出函数 $Z_{x'y'}(\alpha)$ (见方程 107) 的环形图, 我们得到二维构造的阻抗张量的主方向, 于是可能根据野外记录计算这些方向的视电阻率, 并与模型计算结果对比。图 56 是一个野外实例, 表示阻抗张量主方向的视电阻率与频率的函数关系, 倘若主方向不随频率而变 (二维构造), 这种测深曲线才能用 § 3.2 的方法解释。

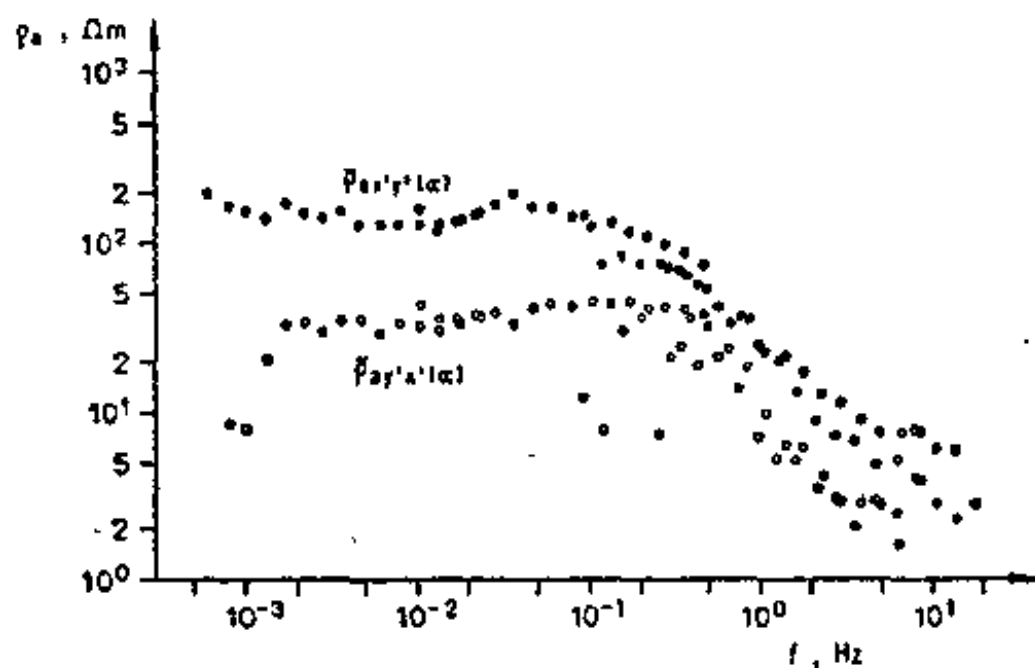


图 56 计算机算出的阻抗张量主方向的视电阻率
据 Strangway 和 Vozoff (1967)

§5.5 用计算机解释大地电磁测深曲线

在 Kunetz (1969) 和 Golcman (1969) 的论文中报导了用计算机解释水平层状介质的大

地电磁测深曲线的结果。Kunetz的方法是在时间域上解释大地电磁信号所包含的信息。这种解释方法的优点在于使频率域的振幅特征和相位特征都得到同样的利用。我们将简要说明这个解释方法。

在水平层状介质的表面，有

$$E_x(\omega) = Z(\omega) \cdot H_y(\omega) \quad (152)$$

用傅氏变换将频率域变成时间域，上式可表示为：

$$E_x(t) = U(t) * \frac{dH_y}{dt}(t) \quad (153)$$

这里用 $\frac{dH_y}{dt}(t)$ 代替 $H_y(t)$ 。

对于层状介质，有可能直接计算传递函数的理论值：

$$U_{理}(t, \rho_i, h_i) \quad (154)$$

或者从频率域中的阻抗值：

$$Z_{理}(\omega, \rho_i, h_i) \quad (155)$$

推出它。另一方面，根据野外的实际记录 $E_{x实}(t)$ 和 $H_{y实}(t)$ ，由方程 (153) 出发，并用最小二乘法，也可得到 $U_{实}(t)$ 。数字处理得到的 E_x 和 H_y 的自相关函数和互相关函数，在这里能得到有效利用。

利用传递函数 $U_{理}(t)$ 的理论量板曲线能进行间接的解释。直接解释的方法是从下列方程着手：

$$U_{理}(t, \rho_i, h_i) = U_{实}(t)$$

我们必须找出一个电阻率剖面 (ρ_i, h_i) ，以使 $U_{理}$ 和 $U_{实}$ 符合得最好。这个问题在数学上能用最小二乘法解决。

于是我们从许多可能的电阻率分布中获得一种分布，这对解释人员是有用的。但是最终的解释需要更多的地质和地球物理的资料。

第六章 仪器和野外记录方法

为了记录周期1秒以上的大地电磁变化场，所需仪器的电场记录范围，

$$10^{-8}—10^{-4} \text{伏/米} (=10^{-2}—10^{-2} \text{毫伏/公里})$$

磁场记录范围：

$$10^{-6}—10^{-1} \text{安/米}$$

磁场是在空气中测量的，所以后者相当于磁通密度 $10^{-2}—10^2$ 毫微特斯拉（=伽仟）。

记录磁场用的灵敏元件有三种类型：

1. 高磁导率的感应线圈；
2. 光电反馈磁变仪；
3. 电子旋进磁力仪^①（例如氦蒸汽磁力仪）。

测量电场分量用不极化电极。电极间的距离取决于电场强度。自动记录时，必须使用多路模拟或数字记录仪。

§6.1 感应线圈

图57是高导磁心感应线圈的原理图。磁心结构为细长形，其长（ l_k ）、径（ d_k ）比为：

$$\frac{l_k}{d_k} > 40$$

这时有效的相对磁导率为

$$\mu_{\text{有效}} \approx 0.25 \frac{l_k^2}{d_k^2} \quad (156)$$

它与物质真磁导率的变化无关。平行于磁心轴线的磁场分量 $H(t)$ ：

$$H(t) = H_0 \sin \omega t$$

在高导磁心的柱状线圈中感应的电压：

$$U = n \cdot F \cdot \mu_0 \cdot \mu_{\text{有效}} \cdot H_0 \cdot \omega \cdot \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (157)$$

式中 F —线圈面积； n —线圈匝数。

电压的相移为 90° 。频率特性曲线随周期增加而降低，画在双对数坐标纸上，是一条倾斜 45° 的直线。因为长1米—3米的线圈的灵敏度一般只有 $0.125—0.625$ 伏·安⁻¹·米·秒，所以记录前必须使用高阻抗放大器。如电压直接输入高灵敏度、低阻的检流计，则频率特性曲线的形状变得复杂起来。这时要确定电压，必须知道线圈的电容和电感（Porstendorfer 1965）。野外工作时线圈埋在地下，避免机械振动的影响。

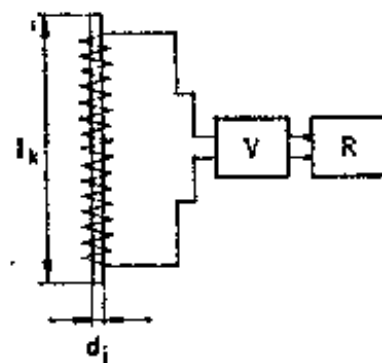


图57 高导磁心线圈及记录器
据Porstendorfer(1965)

l_k —高导磁心的长度； d_k —高导磁心的直径；V—放大器；R—记录器

① 即光泵磁力仪——译注。

§6.2 光电反馈的微磁变仪

微磁变仪由厚仅几微米的铂镍丝或石英丝悬挂带镜的小磁铁构成。磁轴和镜面必须与悬丝垂直。地球的稳定磁场用辅磁补偿。磁铁的磁轴必须悬挂在与待测的磁场分量垂直的方向上。光束经镜子反射通过透镜后，将狭缝的象聚焦在两个电参数相同的光敏电阻上。光敏电阻是惠斯登电桥的组成部分。

当两个电阻曝光相等时，电桥没有电流。如果与磁轴垂直的磁场发生变化，则磁铁连同镜子旋转，结果使一个光敏电阻的曝光增加，另一减少。电桥的总电流流过赫姆霍茨线圈 H_2 （图58），用来补偿磁场分量的变化。

此外，电流被记录下来，它代表磁场分量的变化，赫姆霍茨线圈 H_1 和电容 C 控制磁系的电磁阻尼，而赫姆霍茨线圈 H_3 连同标定单元用于仪器的标定。

这种装置的磁变仪使用厚8微米的悬丝，厚0.3毫米、直径8毫米的盘状磁铁。对于周期大于3秒、 $\pm 10^{-5}$ 安/米（ $\triangleq 0.1$ 微奥斯特）范围的噪音，磁变仪的振幅特性曲线平直，相位移 $\varphi = 0^\circ$ （Porstendorfer, 1965）。

光电补偿的优点是：由于偏转极其微小，格值只取决于反馈线圈的线圈常数，因而偏转磁铁磁矩的变化以及光敏电阻参数的变化对测量没有影响。而且由于采用补偿，磁铁偏转与电桥电流的比例常数愈大，磁铁偏离其零点愈小。

野外使用时磁变仪安放在小盒子内，小盒子埋入地里。

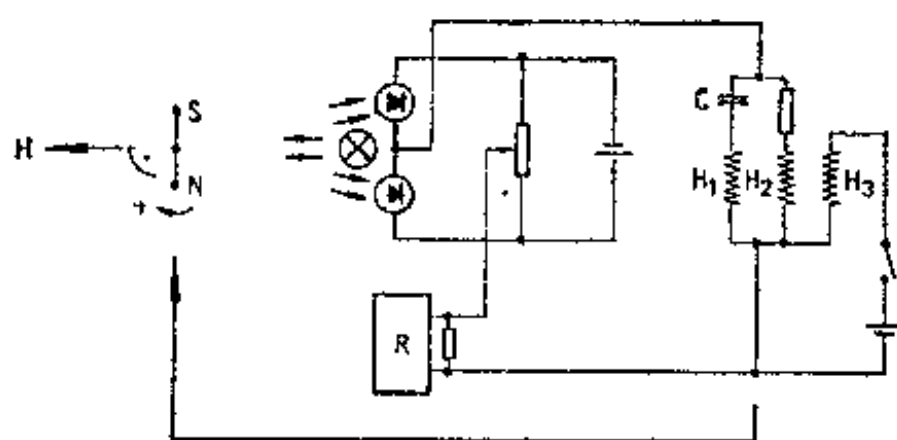


图58 光电反馈的微磁变仪原理图

据Porstendorfer(1965)

H—磁场分量；N-S—悬挂磁铁；R—记录器；
C—电容器； H_1 —阻尼用赫姆霍茨线圈； H_2 —反
馈用赫姆霍茨线圈； H_3 —标定用赫姆霍茨线圈

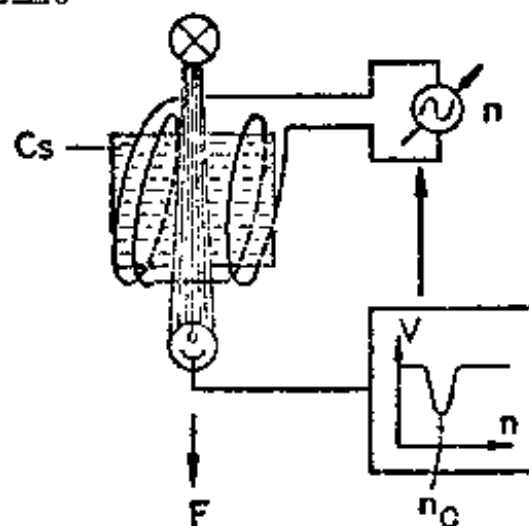


图59 铯蒸汽磁力仪原理图

F—地磁场总强度； n_0 —铯（Cs）蒸汽
的电子旋进频率；n—外加交变磁
场的频率

§6.3 电子旋进磁力仪

所谓的“电子旋进磁力仪”不受机械加速度的影响。图59示出其原理。

在与总磁场垂直的方向上加上频率 n 的交变磁场，以确定铷或铯探头的谐振频率。改变频率 n ，直到照射在铯探头上的圆偏振光出现最大吸收；这时的频率 n_0 为谐振频率。最大吸收用光电池测量，它将频率发生器调节至谐振频率 n_0 。调节电流的变化正比于总磁场的变化，并可对它连续记录。

铯蒸汽的谐振频率 n_0 与总磁场 F 有如下关系:

$$n_0 = 4.4 \cdot 10^3 F \text{ 安/米 } (= 0.35 F \text{ 微奥斯特}) \quad (158)$$

这种磁力仪的响应时间小于1秒,灵敏度达到 $\pm 10^{-6}$ 安/米(± 0.1 微奥斯特)的数量级。铯蒸汽磁力仪只测总磁场,如果使用辅助磁场和调制电路,这一缺点得以克服,可测定磁场矢量的分量(Siemann, 1967)。

§6.4 测量电场的电极排列

电场分量是用不极化电极测量的。不极化电极这样制成:在底面为素瓷的瓷罐中装着饱和的硫酸铜凝胶溶液,铜棒插在溶液中。温度对电位^①的影响必须小于 $5 \cdot 10^{-6}$ 伏/度,因此电极需埋在地下足够深处。电极距取决于当地的大地电场强度和记录仪器的灵敏度。在沉积覆盖区电极距0.5—1.5公里;在结晶岩出露区电极距有时几米就行。

在大地电磁测量或地磁测深中,任一点的各种分量均同时记录。在大地电流测量中,如果基点和测点的记录没有精确的时间服务作比较,则要将测点的记录用无线电传输至基点。

对于野外电磁记录,要特别注意极性的正确选择。图60指明在记录磁场时磁变仪的正确极性。

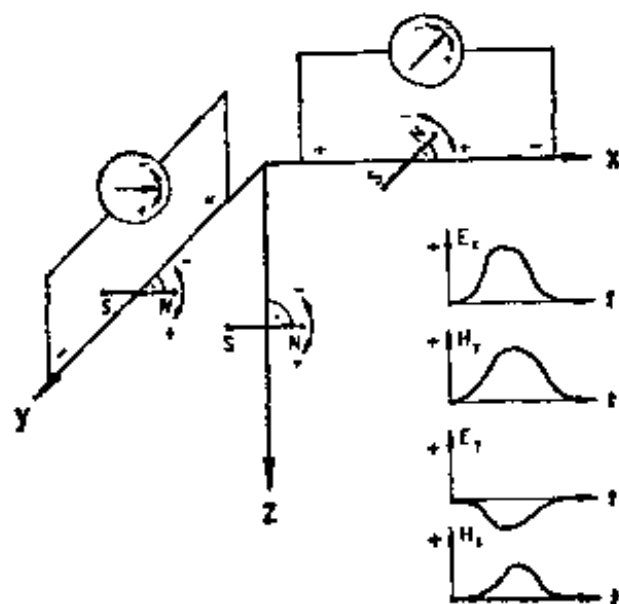


图60 测量电磁场五种分量的野外仪器布局

我们迄今用过的直角坐标记录系统表明,在高阻沉积盆地上按图60的极性, E_x 和 H_x 分量的相位差约 180° , E_y 和 H_y 分量的相位差约 0° 。为了获得容易对比的记录,在野外将 E_x 分量的极性倒转,但利用 E_x 分量解释时必须加上 180° 相位值。

§6.5 记录仪

最简单的模拟记录仪器是多路照相记录仪,它的高灵敏度的光点检流计的周期 $T_0 \sim 2$ 秒,电流常数 $C_i \sim 1 \cdot 10^{-8}$ 安/毫米/米,外限流电阻约5000欧姆。在这种情况下,无需使用

① 原文为电位梯度——译注。

电子放大装置 (Porstendorfer 1961, 1954)。

记录仪必须有灵敏度调节 (用适当的阻尼电阻)、补偿电路 (补偿电极间的自然电位) 和标定单元等。

目前现代工业还提供了多路笔记录仪, 仪器内有按补偿原理工作的电子直流放大器。

为了最充分地利用大动态范围的记录 and 现代数字处理技术, 必须考虑在野外使大地电磁测量资料数字化。Manthey (1970) 给出了多路大地电磁数字记录仪的说明。在这种仪器中用 § 6.1—6.4 的方法得到的五种分量 (E_x, E_y, H_x, H_y, H_z) 的信号, 用直流放大器放大。必须把最小信号电压放大到比模数转换器的极限电压 (即 1 毫伏) 还要大。如果我们所用的放大系数为 1000, 则电压分辨力为 1 微伏。将每路电压输出送到有源低通滤波器, 以避免混淆效应。滤波器的输出信号送至多路转换器。各路的选择、模数转换器的指示单元和纸带穿孔或磁带单元, 均由中心控制单元控制。

第七章 地质实例

§ 7.1 大地电流法

图61是在德国—波兰北部交界处沉积盆地高阻背斜上“S段”周期（见§ 3.2）的大地电流测量实例。用“绝对椭圆”法（见§ 4.3.2）进行解释。可以看到，两种地区的椭圆

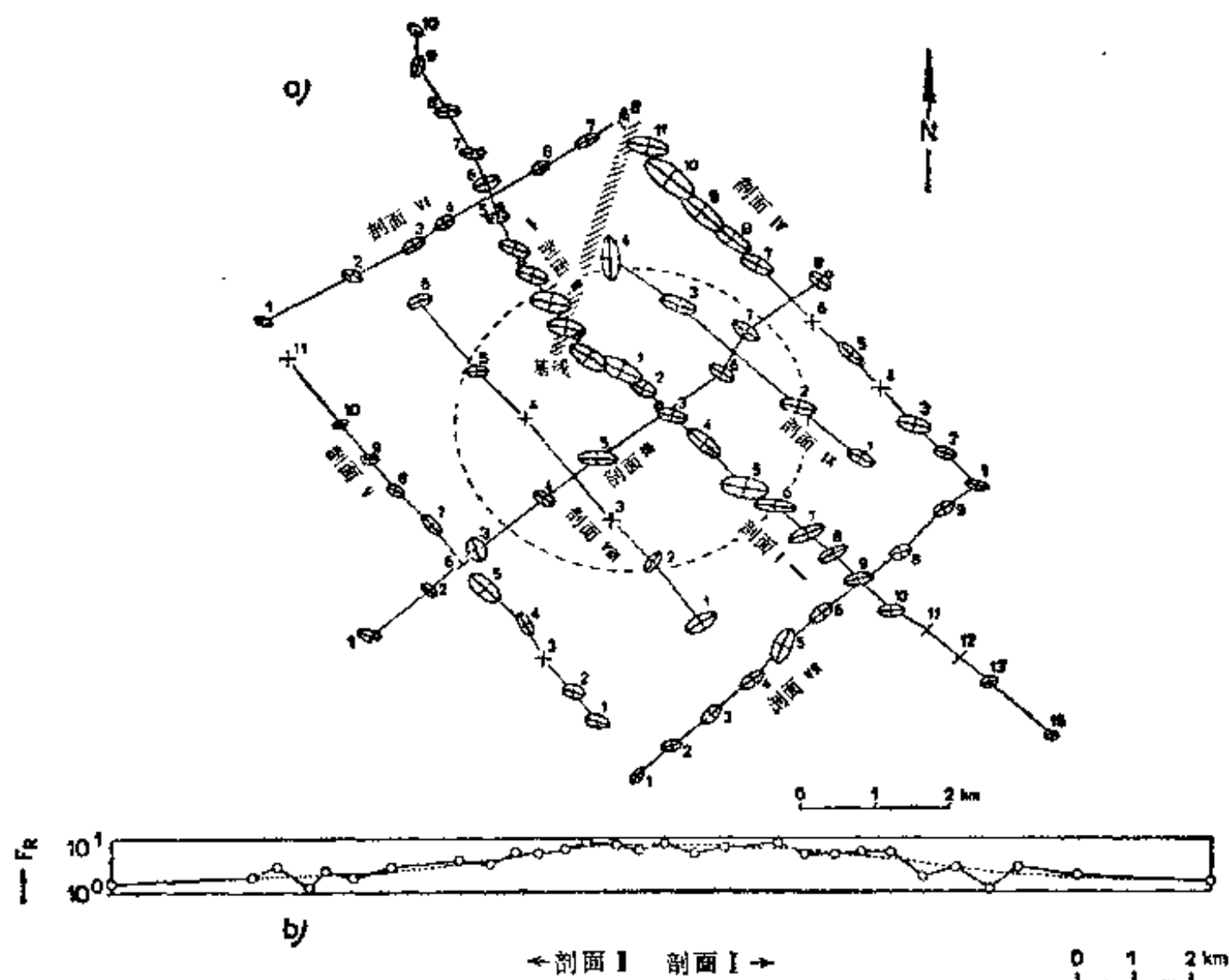


图61 a)一绝对椭圆和按东德北部某背斜上的基点椭圆面积归一化的相对椭圆面积
b)一剖面 I、II 上的相对椭圆面积
据Thieme (1963)

轴有其独特的方向：在背斜顶部地区，长轴方向垂直于构造走向；在两翼，其方向与走向大致平行。

但是在远离背斜的几乎所有的方向上，椭圆面积减少，这意味着构造不是真正二维的。因而在将椭圆面积换算成高阻基底的深度前，必须进行另外的研究。

我们应当设法从邻区测井资料的解释中获得沉积岩的纵向电阻率 ρ 或纵向电导 S (Porstendorfer, 1968; Van'yan, 1971)。于是我们能够绘制

$$F_R = f(S) \text{ 和 } \rho_i = f(S) \quad (159)$$

的图。如果椭圆面积已知，则可求得测点处未知的纵向电导或纵向电阻率。

最后，从关系式

$$H = \rho_1 S \quad (160)$$

可能求得高阻基底深度。

如果没有邻区测井资料，则必须收集某些大地电流测点的地震资料。倘若高阻基底也是良好的地震反射或折射界面，我们可构出图

$$F_R = f(H) \quad (161)$$

因此，如得知椭圆面积，即可确定各点高阻基底深度 H 。如果地质和其它地球物理测量资料全都没有，那么按一级近似，在“S段”可利用下列关系式：

$$\frac{F_{R1}}{F_{R2}} \approx \left(\frac{S_2}{S_1}\right)^2 \approx \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^2 \quad (162)$$

但是在沉积层系内，必定不能存在使上述关系式有显著偏离的高阻屏蔽层。在剖面成果图上 F_R 用对数坐标表示，因为这样就与基点选择无关。

图62a、b是用宽频带大地电流测量确定地堑构造（西德莱茵河谷地堑，Haak, 1970）的实例。

从振幅比和相位差等值线形状，可以看出如何从不同的周期和用不同方法圈定地堑构造。断层带位置的“立体”图只能根据不同周期的振幅、相位关系的综合影响来确定。这些图表示出在真实地质条件下“大地电流精细结构”的复杂性。大地电流测量的其它例子可参考Porstendorfer的论文（1961, 1954）

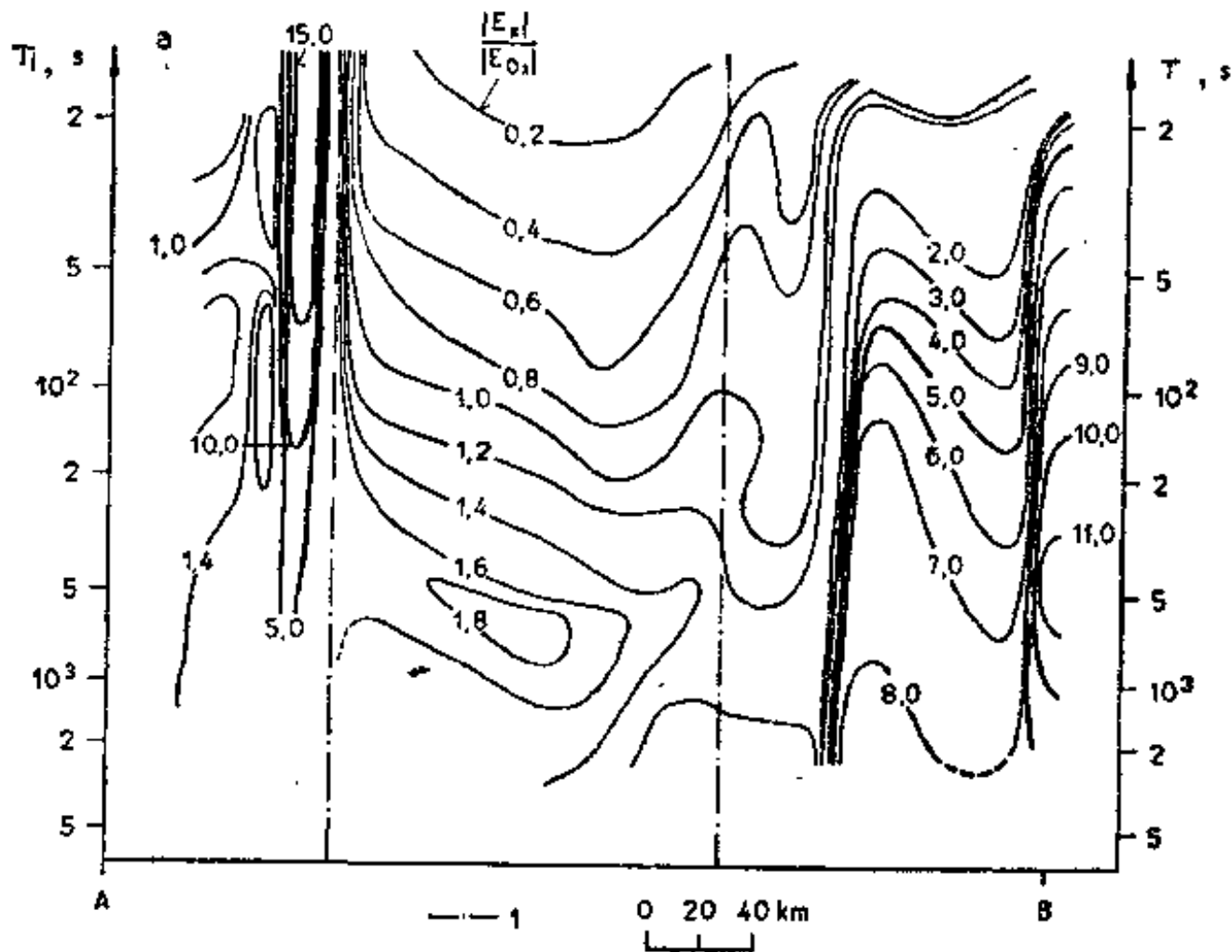


图62a 与地堑（西德莱茵柱状地堑）平行的电场分量的周期-距离

图上相对于A点的振幅比

1—地堑的边界

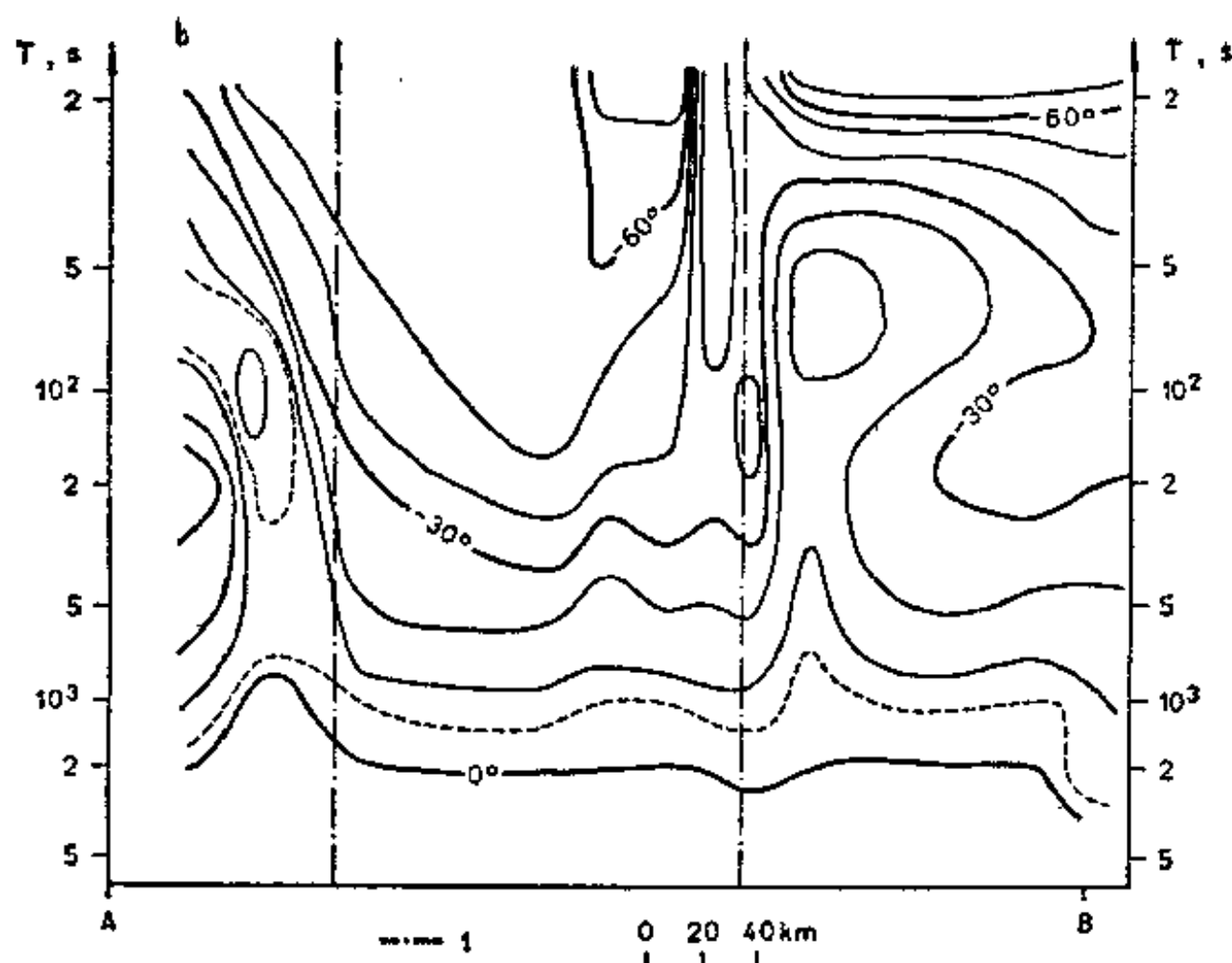


图62b 在与地槽（西德莱茵柱状地槽）平行的电场分量的周期-距离图上
相对于A点的相位差
1—地槽的边界，据Haak (1970)

§ 7.2 大地电磁法

图63—65是Avagimov等 (1969) 完整地利用大地电磁资料的一个实例。在阿什查巴德附近，与科列达克地块（苏联土库曼）走向垂直的某沉积盆地的一个大地电磁测深剖面上，确定了阻抗张量主值 Z_{yx} 、 Z_{xy} 与周期的函数关系（图63）。与图62不同，这里把周期作为参量。通过此例，我们还看到在实际条件下大地电磁场的复杂性。表示式 $\left(1 - \frac{Z_{xy}}{Z_{yx}}\right)$ 代表不均匀程度。

可以看到，水平层状介质模型在这里并不适用，它只是自然界中罕见的特殊情况。图64上两主方向测深曲线的差异也显然说明这一点。然而根据这些测深曲线，我们能计算高阻基底以上地层的纵向电导，并估计平均纵向电阻率，然后从方程(160)可能确定高阻基底的深度（图65）。在这个例子中，深度从3公里（已由钻探证实）增至6公里。

从图66看出，世界上已发表的测深曲线种类繁多。但不管怎样，曲线的上升支可用来估计沉积盆地的纵向电导，而下降支指示着上地幔中良导层的深度。上地幔中有若干良导标志层，深约70公里和400公里（V. Fricks 1968）。近年来还发表了地壳深部的良导标志层的资料（Berdichevskii等人，1968）。

在这些情况下，我们必须保证畸变影响确实已被消除。一般来说，只有在如图67所示的线性构造地区才有可能。在该地区，垂直走向的测深曲线非常分散，而沿走向的各曲线的下降支吻合，这表明在某深度范围（15—23公里）有一良导层。

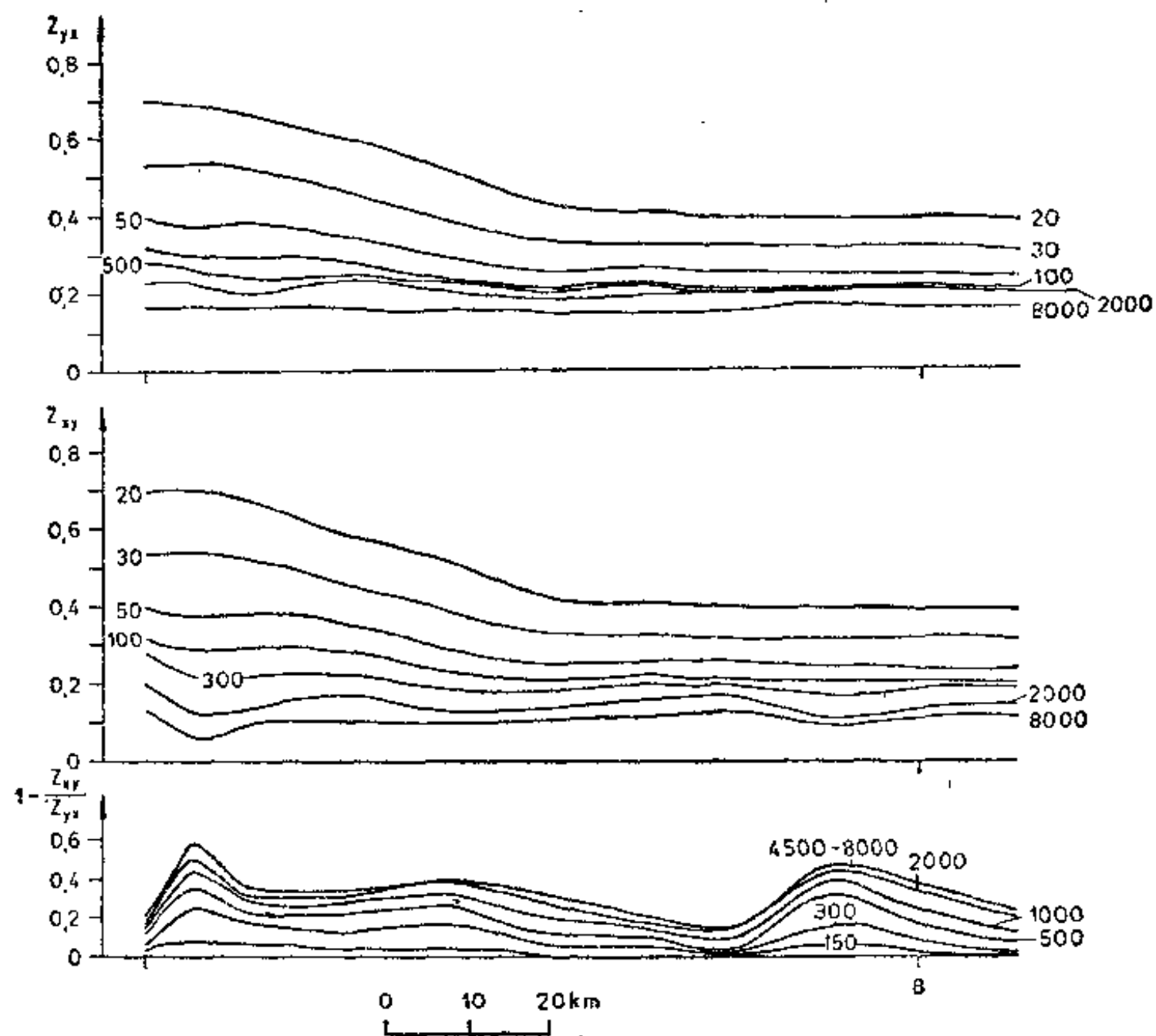


图63 苏联土库曼不同周期的大地电磁主阻抗剖面
据Avagimov等人 (1969)

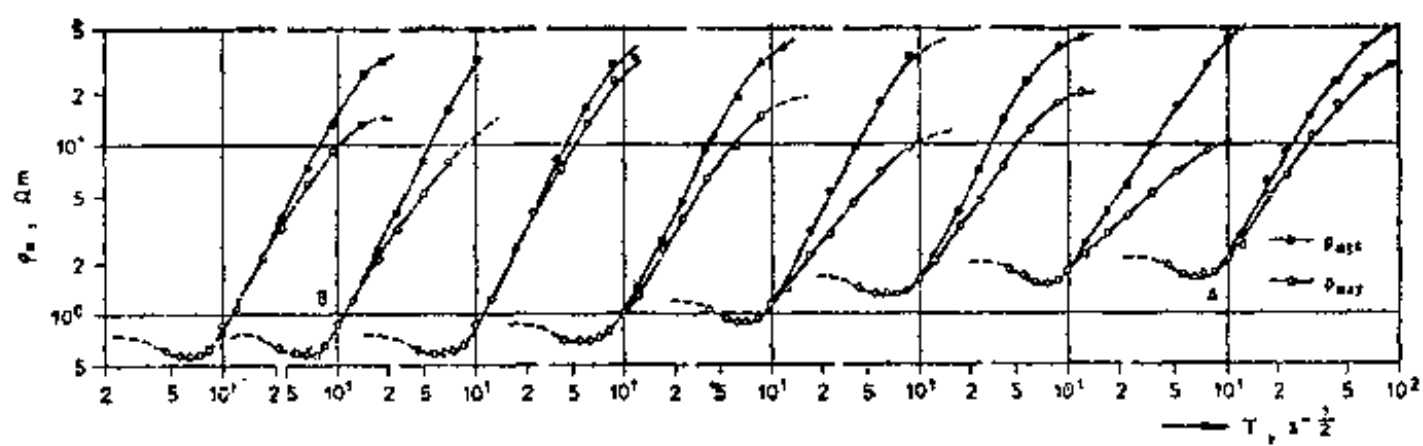


图64 图63剖面的主方向上大地电磁测深曲线
据Avagimov等人 (1969)

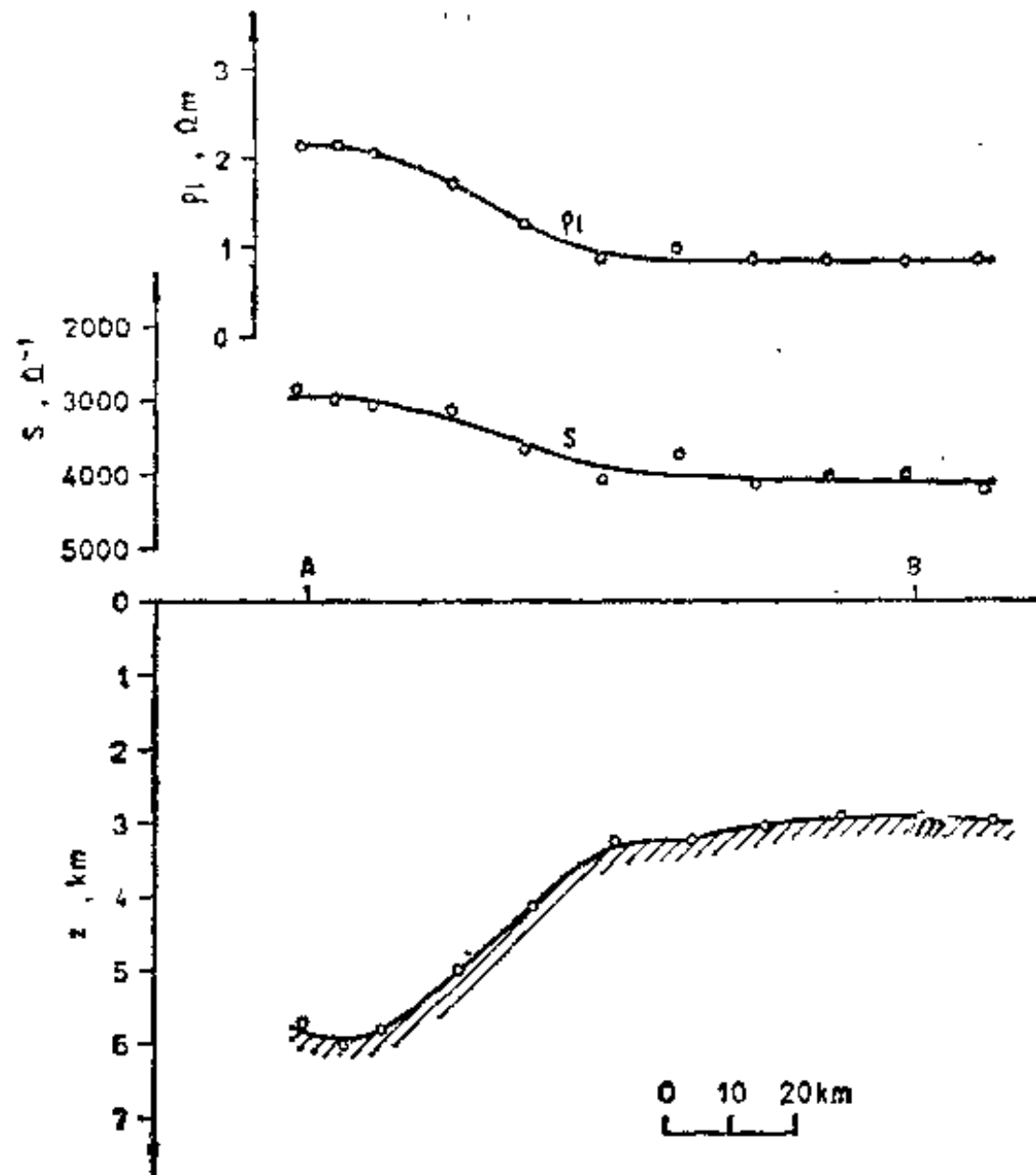
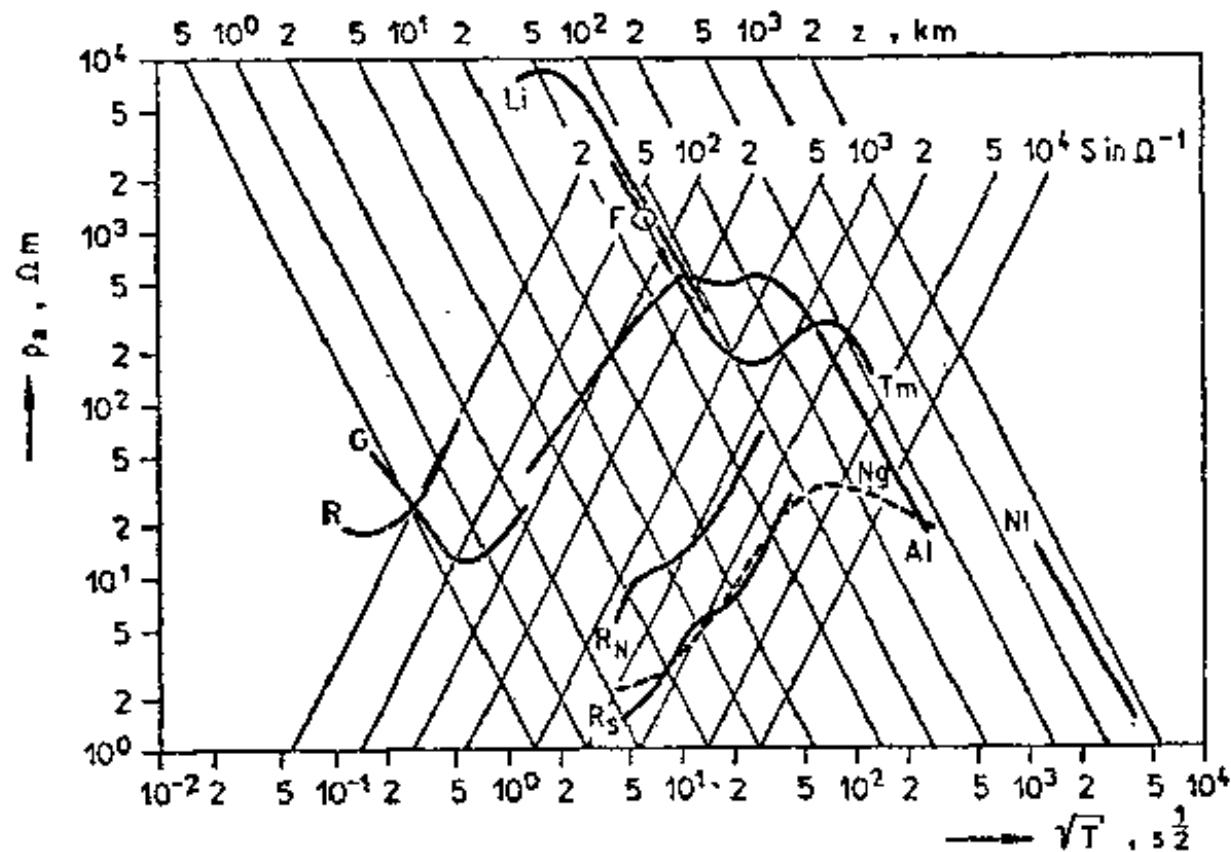


图65 根据图63剖面的大地电磁测量成果推断的地电断面
据Avagimov等人 (1969)



R—雷尔斯基(乌克兰) 苏联
1960 Vladimirov
Al—阿卢斯塔(克里姆) 苏联
1961 Tichonov
L₁—列特尔顿(马萨诸塞) 美国
1960 Cantwell
G—加奇 法国
1962 Fournier
T_m—塔曼拉塞特 阿尔及利亚
1962 Grenet
Ng—尼梅克 东德
1962 Wiese
R_N—诺德留根 东德
1963 Sachweb
R_s—休德留根 东德
1963 Porstendorfer
F—弗赖贝格 东德
1963 Porstendorfer
N₁—地磁台记录的频谱分析, 周期
13.5 天和 6 个月, 根据
Eckardt等人。

图66 世界上各种大地电磁测深曲线及高阻基底上纵向电导 S (欧姆⁻¹)
等值线和极良导基底的等深线 H (公里)
据Porstendorfer (1965)

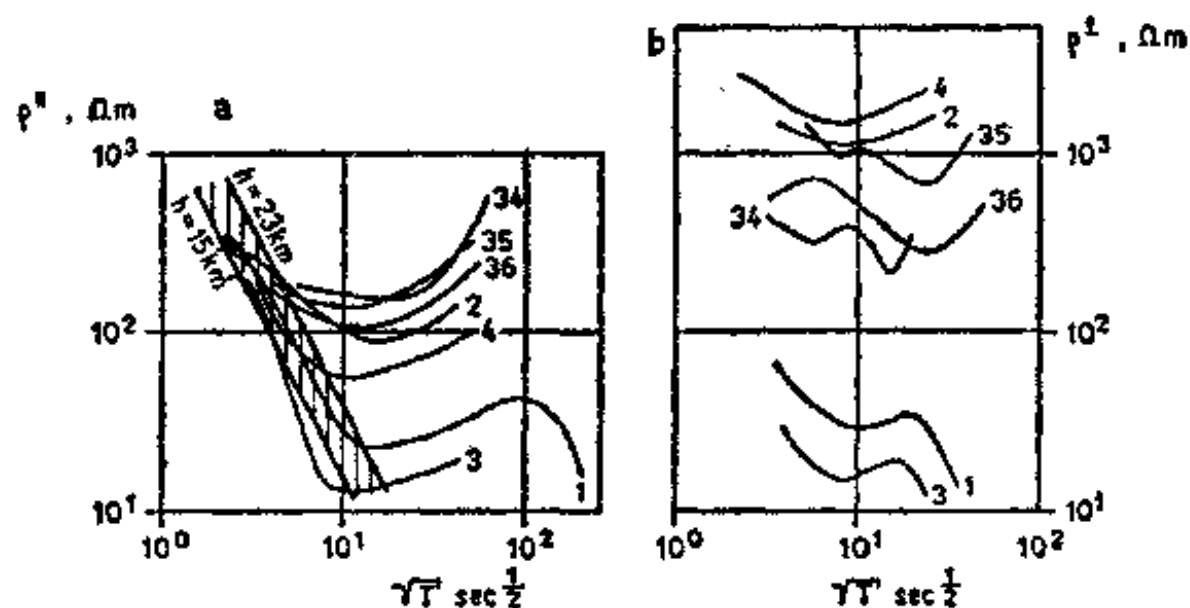


图67 苏联西伯利亚维尔久斯克向斜地区的大地电磁测深曲线
(a) 平行走向, (b) 垂直走向
据 Berdichevskii 等人 (1968)

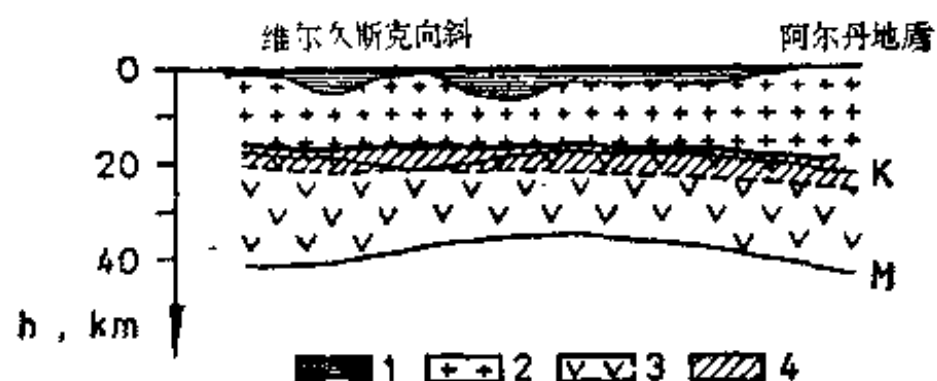


图68 苏联西伯利亚维尔久斯克向斜的剖面
据Berdichevskii等人 (1968)

1—沉积岩, 2—花岗岩层, 3—玄武岩层, 4—根据大地电磁测深资料推断的导电层;
K—康拉德间断面, M—莫霍间断面

图68是大地电磁解释成果与深部地震成果的对比。显然,在康拉德间断面附近有产生良导层的某种过程存在。高温高压实验表明,这个效应可能用深度变质岩的脱水过程来理解。

§ 7.3 地磁测深

方程 (14) 已证明, 对柱状构造有下列关系式:

$$X_{zz} = \frac{H_z}{H_x} = \frac{|H_z| e^{i\varphi_{H_z}}}{|H_x| e^{i\varphi_{H_x}}} = \frac{|H_z|}{|H_x|} e^{-i\varphi_{H_x}} \quad (\varphi_{H_z} = 0) \quad (163)$$

这时有两个地下参量:

$$|X_{zz}| = \frac{|H_z|}{|H_x|} \quad \arg X_{zz} = -\varphi_{H_x} \quad (164)$$

Wiese(1965)将它们综合成一项

$$C = \frac{|H_z|}{|H_x| \cos \varphi_{H_x}} \quad (165)$$

国际文献上现在称它为“Wiese指向”(Wiese arrow)。该项是 H_z 取最大值时的 H_z 与 H_x 值之比,画在 X_{zz} 环形图的极大的方向上,即与柱状电导率异常的走向相垂直的方向上。

图69是东德境内湾扰周期范围的Wiese指向分布图。在东德北部,Wiese指向有明显

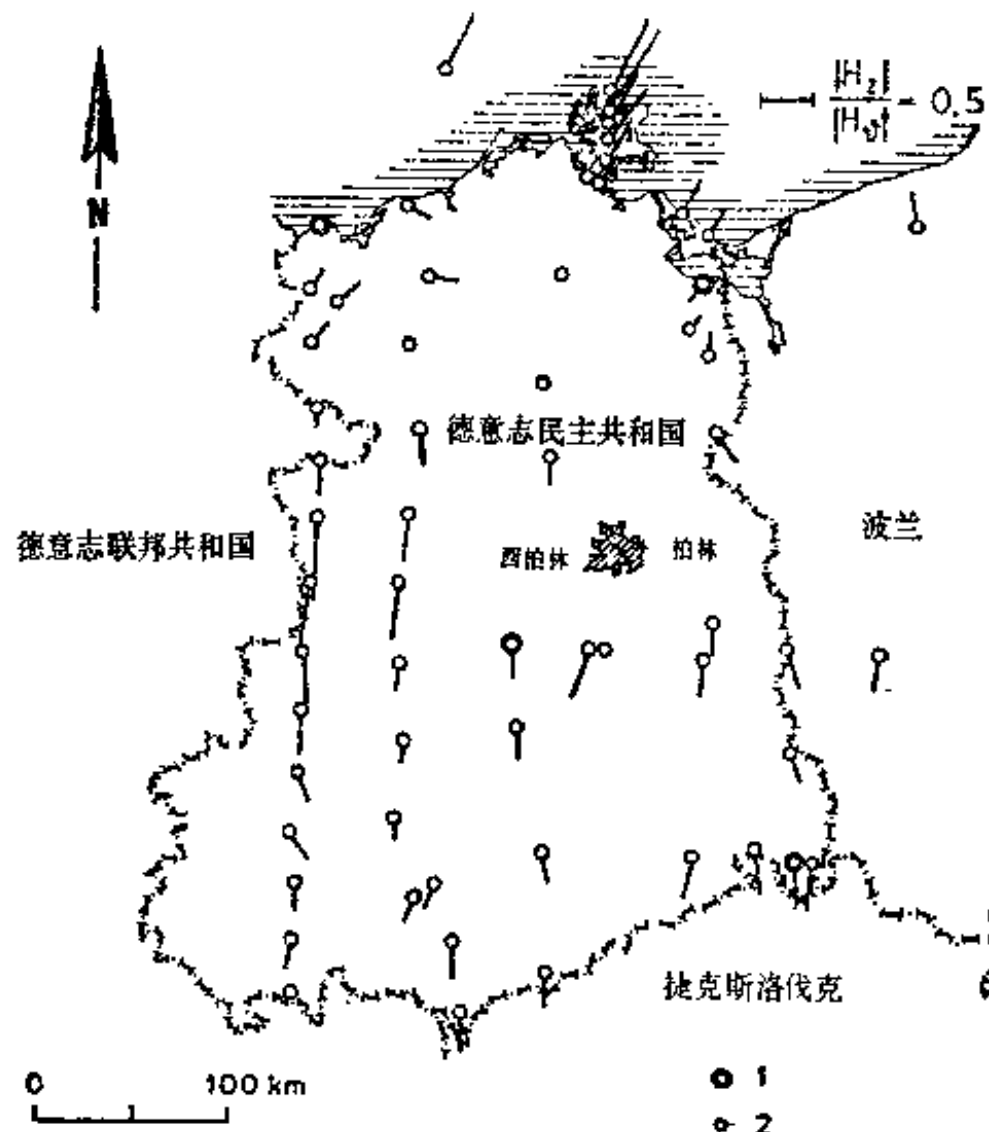


图69 东德的“Wiese指向”的方向与大小。“Wiese指向”是 H_z 取极大时的 $\frac{H_z}{H_0}$ 值， x 坐标的方向与电导率异常的走向垂直，用 θ 表示其方位角。干扰周期19—40分
据Wiese (1965)

1—地磁台；2—地磁测点

的变化。从形态上看，这个所谓的“德国北部电导率异常”可以用东西向的电流体系加以解释。现在由大地电磁补充测量得知，主要的效应来自德国—波兰北部交界处的良导性沉积盆地中的电流。因而，世界上不断发现的地磁变化异常的特性不可能总用良导沉积层或良导海水加以解释。地幔良导层的影响也是明显的。Schmucker(1970)在解释所谓的“加利福尼亚海岸异常”（美国）时，曾指出过这种效应。图70是用下列公式

$$X_{zx} = \frac{H_z}{H_x} = \underbrace{\text{Re}(X_{zx})}_{0^\circ \text{相位}} + i \underbrace{\text{Im}(X_{zx})}_{90^\circ \text{相位}} \quad (166)$$

表示该异常的一个剖面。与模型计算作对比表明，异常最初可解释为太平洋良导海水引起，然而仍必须在上地幔中引入一无限良导电层，周期愈长，该层的等效深度愈大。

§ 7.4 声频磁测 (AFMAG)

从极低频 (ELF) 频段的异常特性 (表1) 中，可以看到地表附近存在着局部电导率异常。在水平层或均匀层上磁场极化面与地表平行；在横向不均匀时出现 H_z 分量，极化面受到影响。

声频磁测用两个十字相交的线圈测量地表磁极化面的倾角。该方法亦已成功地用于航空测量中。图71是航空测量的一个实例。该图表明，地质构造在低频范围 (140 赫兹) 显示得更清晰。异常由沉积杂岩体中的石墨带或硫化物矿化带引起。

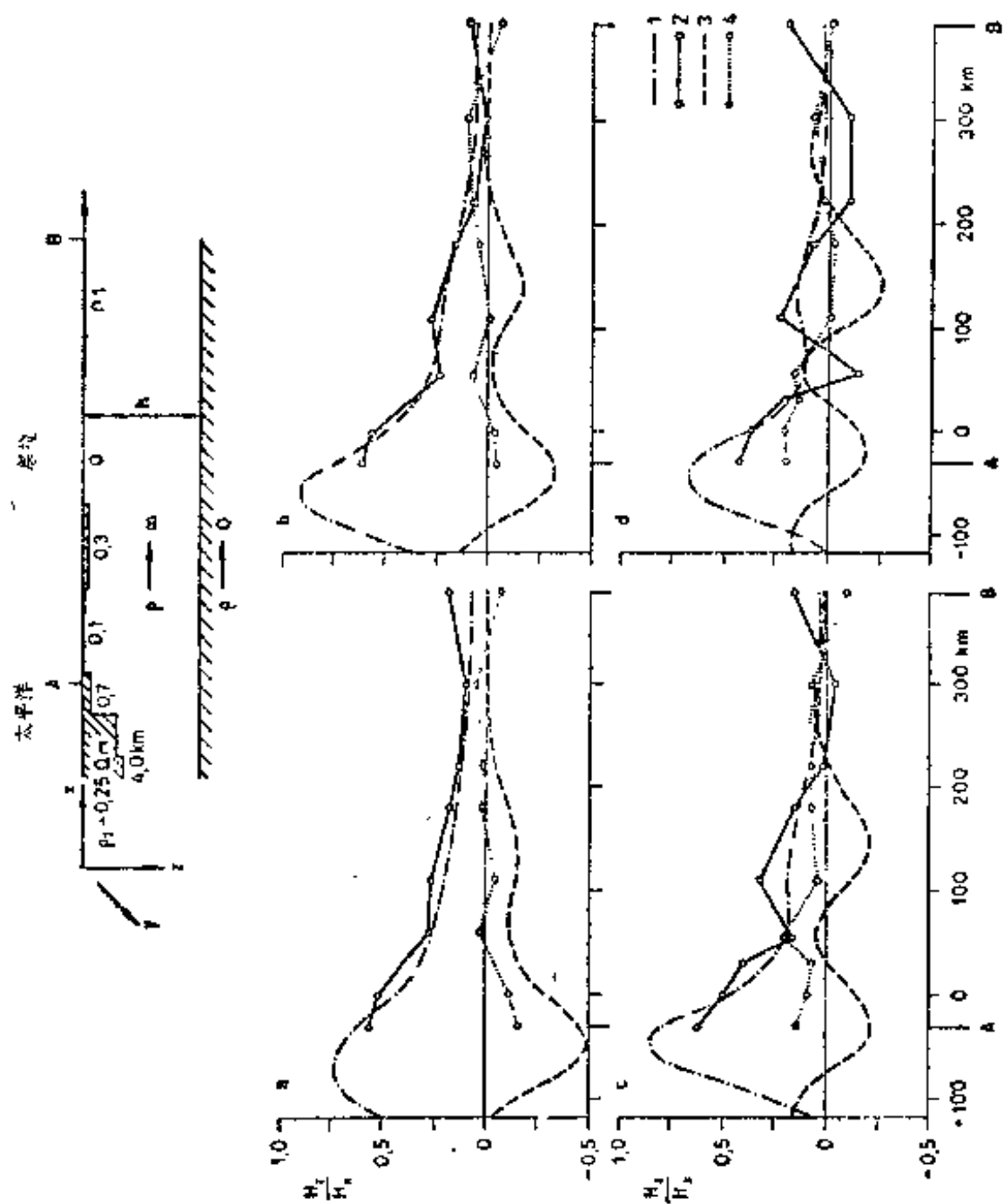


图70 美国“加利福尼亚海岸异常”(地磁变化异常)上不同周期的剖面。实际值与导电带模型的计算值对比
据Schmucker (1970)

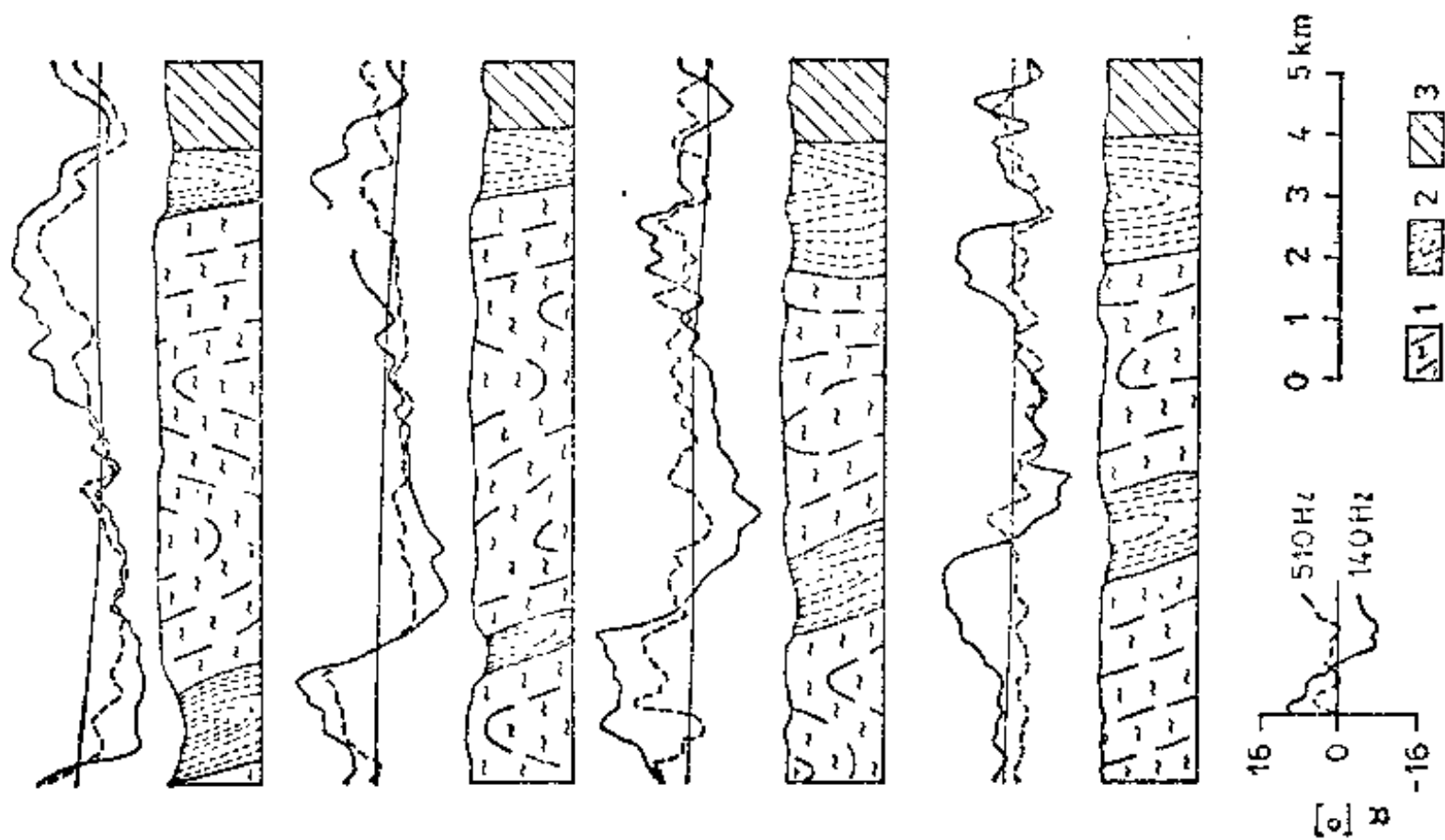


图71 在平行的航线上(飞行高度200米),两种频率的音频磁测的异常实例及其地质解释
据Collett和Bell (1970)

1—花岗片麻岩; 2—变长石砂岩; 3—沉积岩

第八章 关于大地电磁探测精度 和解释精度的结论性说明

就野外记录技术而言，目前的精度能达到 $\pm 1\%$ 左右。资料解释（例如最重要的解释参量—高阻基底上的沉积岩的纵向电导 S ）的精度取决于地下均匀程度。在横向均匀或线性构造地区，用人工方法对 S 进行细致的解释，精度约 $\pm 10\%$ 。即使用计算机处理， S 精度高于 $\pm 5\%$ 的报导也未曾有过。

参数 S 图相当于地震反射时间 t_0 图。将这些图转变成深度图的问题，取决于我们对电阻率分布（大地电磁）或速度分布（地震）的认识。

参 考 文 献

- ADAM, A. (1970): Die Anwendung moderner Instrumenten- und Berechnungstechnik bei magneto-tellurischen Untersuchungen in Ungarn. (Application of modern instrumentation and computation technique for magneto-telluric investigations in Hungary). — *Geod. Geophys. Veröff.*, R. III, DAW Berlin, No. 16, pp. 41—46.
- ANONYMOUS (1969): Magneto-telluric in petroleum exploration. Geoscience Incorp.
- AVAGIMOV, A. A.; V. G. DUBROVSKII, L. P. LAGUTINSKAYA, L. S. NIKOLAEVA, V. V. SOLOKHOV, E. B. FAINBERG & E. L. SHIKHANOVICH (1969): Osnovnye geofizicheskie rezultaty primeneniya MTZ v Turkmenii. (New geophysical results of application of MTS in Turkmenia). — *Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii*, Acad. of Sci. of the USSR, Soviet Geophys. Committee, No. 4, 182—194.
- BERDICHEVSKII, M. N. (1968): Elektricheskaya razvedka metodom magnito-telluricheskogo profilirovaniya. (Electrical prospecting by the magnetic-telluric profiling method). — *Nedra*, Moskva.
- (1969): Magnito-telluricheskoe pole na poverchnosti vyklinivayushchegosya sloya, soderzhashchego naklonnuyu neprovodyashchuyu ploskost'. (Magneto-telluric field at the surface of a dipping layer, containing a non conducting layer). — *Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii*, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, No 4: 113—119.
- (1961): Magnitotelluricheskoe pole v gorizontally neodnorodnoi srede. (The magneto-telluric field in horizontal-inhomogeneous media). — *Prikladnaya Geofizika*, 31: 136—164.
- BERDICHEVSKII, M. N., I. A. BEZRUK, & O. M. CHINAREVA (1970): Magnetotellurische Sondierung unter Anwendung mathematischer Filter. (Application of mathematical filters in magneto-telluric sounding). — Symposium „Gemeinsame Untersuchung der geoelektrischen Konstanten der Erdkruste und des Oberen Erdmantels“. Leningrad, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee.
- BERDICHEVSKII, M. N. & V. I. DMITRIYEV (1969): Magnitotelluricheskoe pole nad naklonnum ustupom zoliruyushchego osnabaniya. (Magneto-telluric field over a dipping high resistant base). — *Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii*, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, No 4: 71—78.
- BERDICHEVSKII, M. N., L. L. VANYAN, I. S. FELDMAN & G. PORSTENDORFER (1972): Conducting layers in the earth's crust and upper mantle. — *Gerlands Beitr. zur Geophys.*, (1972) 81, 3/5: 187—196.
- BERDICHEVSKII, M. N., L. L. VANYAN (1969): Perspektivy glubinnykh magnito-telluricheskikh zondirovaniy na akvatoriyakh. (Perspectives of magneto-telluric sounding at sea). — *Fizika Zemli*, 11: 51—56.
- BLOHM, E. K. & H. FLATHE (1971): Development of geoelectrical resistivity sounding with great penetration depth. — XV. Generalassembly, IUGG.
- BRYNELLI, B. E., M. A. DOBROVOL'SKAYA, A. A. KOVTUN & N. S. KUZNETSOV (1969): Nekotorye rezultaty MTP i MTZ na modelyach neodnorodnykh struktur. (Some results of MTP and MTS over models of inhomogeneous structure). — *Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii*, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, No 4: 125—129.
- BRYNELLI, B. E., M. A. DOBROVOL'SKAYA, A. A. KOVTUN & N. S. KUZNETSOV (1963): Magnito-telluricheskoe profilirovanie na modelyakh gorizontally neodnorodnykh struktur. (Magneto-telluric profiling over models with horizontal-inhomogeneous structure). — *Novyya metody elektricheskoi razvedki na neft i gaz*, Gostoptekhizdat, 114—119.

- BUCHHEIM, W. (1953): Beiträge zur Theorie der elektrischen Aufschlußverfahren. (Contributions to the theory of electrical prospecting-methods). — Freiberger Forschungsh., C 6.
- CAGNIARD, L. (1953): Principe de la methode magneto-tellurique nouvelle methode de prospection géophysique. (Principle of the magneto-telluric method, a new method of geophysical prospecting). — Ann. de Geophys., 9: 95—125.
- CANTWELL, T. (1960): Detection and analysis of low frequency magnetotelluric signals. — Diss. Mass. Inst. of Techn.
- CLEMMOV, P. C. (1966): The plane wave spectrum representation of electromagnetic fields. — Pergamon Press.
- COLLET, L. S. & C. K. BELL (1970): AFMAG-Use in geological interpretation. McPhar Geophysics Limited. — Paper of the 72nd General Meeting of CIM, Toronto.
- V. CONSRUCH, C. (1963): Elektromagnetische Induktion im Zylinder räumlich variabler Leitfähigkeit. (Electromagnetic induction in a cylinder of variable conductivity). — Diss. Ludwig-Maximilian-Univ. München, München, 107 pp.
- DASSLER, H. & L. NAAKE (1968): Auswertung magnetotellurischer Registrierungen mit Rechenmaschinen. (Evaluation of magneto-telluric records by computer). — Freiberger Forschungsh., C 233.
- DMITRIEV, V. I. (1965): Metod rascheta magnito-telluricheskogo polya v neodnorodnom sloe s proizvol'nym izgibom nizhnei poverkhnosti. (Method of computation of the magneto-telluric field over inhomogeneous subsoil with variation of the surface of the final layer). — Prikladnaya Geofizika, 71: 73—85.
- (1970): Über den Einfluß der horizontalen Inhomogenitäten bei einer Interpretation der mittels magneto-tellurischer Sondierung ermittelten Kurven. (The influence of horizontal inhomogeneities for interpretation of magneto-telluric sounding-curves). — Leningrad. Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee.
- DOBROVOL'SKAYA, M. A. & A. A. KOVTUN (1970): Modellierung natürlicher elektromagnetischer Felder in horizontal-inhomogenen Medien. (Modelling of natural electromagnetic fields in horizontal-inhomogeneous media). — Leningrad, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee.
- DOSSE, H. W. (1966): Analogue model measurements for electromagnetic variations near vertical faults and dikes. — Canad. J. of Earth Sci., 3: 287—325.
- DOUGLAS, P.; O'BRIEN & H. F. MORRISON (1967): Electromagnetic fields in an n-layer anisotropic half-space. — Geophysics, 32, 4: 668—677.
- D'ERCEVILLE, I.; G. KUNERTZ (1962): The effect of a fault on the earth's electromagnetic field. — Geophysics, 27: 651—655.
- V. FIRCKS, CH. (1968): Erforschung des oberen Erdmantels mit magneto-tellurischen Methoden. (Investigation of the upper mantle by magneto-telluric methods).
- FOURNIER, H. (1966): Essai d'un historique des connaissances magnetotelluriques. (Historical investigation of magnetotelluric methods). — Inst. Phys. du Globe, Paris, 17, 272 pp.
- GOLCMAN, F. M. (1969): Fragen der maschinellen Interpretation von MTS-Kurven. (Questions of Computer-interpretation of MTS-Curves.) Fizika Zemli, 4: 96—99.
- HAACK, V. (1970): Das zeitlich sich ändernde, erdelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel, die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. (The time-variable electrical field of the earth, which was investigated along a profile over the Rhine-graben; a derived method with the aim, to determine the electrical conductivity in the subsurface.) — Diss. Ludwig-Maximilian-Univ. München, 141 pp.
- HOOD, P. & S. H. WARD (1969): Airborne geophysical methods. — Advances in Geophysics, 13: 2—102.
- KERTZ, W. (1965): Die Magnetosphäre, Nahziel der Weltraumforschung. (The magnetosphere, near-aim of space-research.) — Naturwissenschaften, 11: 273—279.
- KNÖDEL, K. (1970): Auswertung magneto-tellurischer Beobachtungen mit spektralanalytischen Methoden. (Evaluation of magneto-telluric records by spectral-analytical methods.) — Geod. Geoph. Veröff. R. III, DAW Berlin, no. 16: 15—20.
- (1970): Spektralanalytische Aufbereitung von Variationsregistrierungen, insbesondere für geoelektrische Tiefensondierungen. (Spectralanalytical treatment of variation-records, especially for geomagnetic deep-soundings.) — Symposium „Gemeinsame Untersuchungen der geoelektrischen Konstanten der Erdkruste und des Oberen Erdmantels“, Leningrad, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee.

- KOKOTUSHEKIN, G. A. & V. I. DMITRIY (1963): Magnitotelluricheskoe pole v sloe so stupenchatym izmeneniyem tolshchiny sloya. (Magneto-telluric field over a layer with a step like structure.) — *Prikladnaya Geofizika*, 52: 104—110.
- KOSHCHILAKOV, G. V. (1970): Vliyaniye vertikal'nogo kontakta na resul'taty magnetotelluricheskikh zondirovaniy. (Effect of a vertical contact on magneto-telluric soundings.) — *Geologiya i Geofizika*, 11, 31: 119—122.
- KOSTECKI, A. (1969): Magnitotelluricheskoe pole nad naklonnym neprovodnyashchim osnovaniem. (Magneto-telluric field over dipping bad conducting surface.) — *Acta. Geoph. Polon.*, 17, 1: 67—73.
- KOVTUN, A. A. (1964): Provedeniye elektromagnitnogo polya nad ideal'nym provodnyashchim klinom v oblasti nizki chastot. (Character of the electro-magnetic field over an ideal conducting wedge in the range of low frequency.) — *Voprosy Geofiziki*, Izdatel'stvo Leningradskogo Universiteta pp 17—26.
- KUNETZ, G. (1957): Anwendung statischer Eigenschaften der Erdströme in der praktischen Geophysik. (Application of statistical nature of earth-currents in practical geophysics.) — *Freiburger Forschungsh.*, C 32: 5—19.
- (1952): Enregistrements des courants telluriques à l'occasion de soleil du 25 février 1952. (Registration of telluric currents during the solar eclipse of 25.2.1952.) — *Ann. de Géophys.*, 10, 3: 262—270.
- (1969): Traitement et interpretation des sondages magnetotelluriques. (Treatment and interpretation of magneto-telluric soundings.) — *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, XXLV, 6: 685—700.
- (1972): Personal communication.
- KUNETZ, G. & C. DE GERY (1952): Exemples d'application de la représentation conforme à l'interprétation du champ tellurique. (Example of application of the conform transformation method for the interpretation of the telluric field.) — *EAEG Meeting Hannover*.
- LATKA, R. (1966): Modellrechnungen zur Induktion im elektrisch leitfähigen Untergrund. (Model-computation of induction in the electrical conducting subsurface.) — *Z. für Geophysik*, 32: 12—17.
- LEHMANN, E. (1970): Zur automatischen Berechnung magnetotellurischer Sondierungskurven mittels statistischer Analyse aus digitalen magneto-tellurischen Registrierungen. (Computer-application for computation of magneto-telluric sounding-curves by statistical analyse of digital magneto-telluric records.) — *Geod. Geoph. Veröff.*, R. III, DAW Berlin, no. 16.
- LYUBIMOVA, E. A. & I. S. FELDMAN (1970): Heat flow, temperature and electrical conductivity of the crust and upper mantle in the USSR. — *Tectonophysics*, 10: 245—281.
- MANTHEY, W. (1970): Eine Apparatur zur digitalen Aufzeichnung magneto-tellurischer Variationen. (Instrumentation for digital records of magneto-telluric variations.) — *Geod. Geoph. Veröff.*, R. III, DAW Berlin, no 16 : 47—51.
- MATSUSHITA, S. & W. H. CAMPBELL (1967): Physics of geomagnetic phenomena. — *Acad. Press*. New York & London, 1398 pp.
- MEYER, I. (1963): Elektromagnetische Induktion in einem leitenden homogenen Zylinder durch äußere magnetische und elektrische Wechselfelder. (Electromagnetic induction in a conducting homogeneous cylinder, generated by outer magnetical and electrical alternating fields.) — *Mitt. aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie*, 13, 67 pp.
- MILITZER, H. & G. PORSTENDORFER (1968): Stand und Entwicklungstendenzen geophysikalischer Untersuchungen für die Tiefenerkundung. (State and tendency of development of geophysical investigations of deep-prospecting.) — *Z. für Angew. Geol.*, 14, 12: 617—630.
- NAAKE, L. (1964): Die Programmierung geophysikalischer Auswertprobleme an gravimetrischen und tellurischen Beispielen. (Programming of geophysical interpretation-problems at gravimetric and telluric examples.) — *Diplomarb., Inst. für Angew. Geophysik der Bergakad. Freiberg/Sa.*
- OBUKHOV, G. G. (1965): Magnito-telluricheskoe pole nad pologimi strukturami (polarisatsiya H). (Magneto-telluric field over shielded structures (H-polarization).) — *Prikladnaya Geofizika*, 44: 112—126.
- (1969): Magnito-telluricheskoe pole v gorizontally neodnorodnoi anizotropnoi sredye. (Magneto-telluric field in horizontal-inhomogeneous anisotropic media.) — *Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii*. Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, no. 4: 106—112.
- (1969): Magnito-telluricheskoe pole v neodnorodnoi provodnyashchei srede s tsilindricheskimi poverkhnostyami razdela. (Magneto-telluric field of inhomogeneous conducting layers with

- cylindrical surface.) — Magnito telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, No. 4: 101—105.
- (1969): Priblizhennyye sposoby issledovaniya magnito-telluricheskogo polya v gorizontally noneodnorodnykh sredakh. (Approximation methods of investigation of the magneto-telluric field over horizontal-inhomogeneous media.) — Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee, No. 4: 79—88.
- (1969): Magnito-telluricheskoe pole v gorizontally noneodnorodnoi srede, podstavimoi ideal'no provodyashchim osnovaniem. (The magneto-telluric field over horizontal inhomogeneous media with an ideal conducting base.) — Magnito-telluricheskie metody izucheniya stroeniya zemnoi kory i verkhnei mantii, Acad. of Sci. of the UdSSR, Soviet Geophys. Committee No. 4: 95—100.
- PEČOVA, I. (1965): Magneto-tellurisches Feld in einer anisotropen Schicht. (Magneto-telluric field of an anisotropic layer.) — Geofizikální sborník, 83: 513—538.
- PETERSON, R. A. & M. B. DOBRIN (1966): A pictorial digital atlas. United Geophysical.
- PETR, V. (1967): Impedanz des magneto-tellurischen Feldes im geschichteten anisotropen Halbraum. (Impedance of the magneto-telluric field in a layered anisotropic halfspace.) — Stud. geoph. et. geod. 11, 3: 291—303.
- PORSTENDORFER, E. (1968): Methodik der Auswertung elektrischer Bohrlochmessungen zur Berechnung mittlerer spezifischer Längswiderstände für die Magneto-Tellurik. (Method of evaluation of electrical well-logs for computation of medial specific longitudinal resistivities for magneto-tellurics.) — Freiburger Forschungsh., C 233: 43—50.
- PORSTENDORFER, G.: Abbildungen des geotektonischen Baues im Erscheinungsbild natürlicher geoelektromagnetischer Variationen. (Representation of the geotectonic structure in the picture of natural geoelectromagnetic Variations.) — Veröff. des Zentralinst. Physik der Erde, DAW Berlin, (in press.).
- (1961): Tellurik-Grundlagen, Meßtechnik und neue Einsatzmöglichkeiten. (Tellurics-Principles, measuring technique and new possibilities of deposit.) — Freiburger Forschungsh., C 107, 186 pp.
- (1954): Tellurik-Grundlagen und Anwendungen. (Tellurics-Principles and applications.) — Freiburger Forschungsh., C 106, 104 pp.
- (1965): Methodische und apparative Entwicklung magneto-tellurischer Verfahren mit Anwendung auf die Tiefenerkundung im Bereich der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie. (Methodical and instrumental development of magneto-telluric methods with application of deep-prospecting in the region of the north-german conductivity anomaly.) — Veröff. des Inst. f. Geodyn. Jena, No 3, 75 pp.
- PRICE, A. T. (1963): A note on the interpretation of the magnetic variations and magneto-telluric data. — J. Geom. Geol., Tokyo 15, 4: 241—248.
- PUCHKOV, G. G.: Magneto-telluricheskie polya v anizotropnoi srede. (Magneto-telluric field in anisotropic layers.) — Geol. i. Geof. 7: 68—81.
- RANKIN, D.: The magnetotelluric effect on a dike. — Geophysics, 27: 666—676.
- SCHMUCKER, U. (1970): Anomalies of geomagnetic variations in the south-western United States. — Bull. of the Scripps Inst. of Oceanography of the Univ. of California. 13, 165 pp.
- SIEMANN, H. (1967): Ein in Deklinations- und Inklinationsrichtung kompensierendes Rubidium-Magnetometer. (A Rubidium-magnetometer, compensating in direction of declination and inclination.) — Abh. der Braunschweiger wiss. Ges., XLX: 13—23.
- SRIVASTAVA, S. P. (1965): Theory of the magneto-telluric method for nonuniform conductors. — J. Geom. Geol. Tokyo 17, 3—4: 507—515.
- STRANGWAY, D. S. & K. VOZOFF (1967): Mining exploration with natural electromagnetic fields. — Canadian Centennial Conference on Mining and Groundwater Geophysics, Niagara Falls Geoscience Incorporated.
- TAHERI, F. (1968): Interpretation de mesures du champ tellurique au moyen de réseaux analogiques à résistances et capacités. (Interpretation of measurements of the telluric field by R—C-analog-models.) Thèse à la faculté des sciences de Paris.
- TICHONOV, A. (1950): Ob opredelenii elektricheskikh charakteristik glubokikh sloev zemnoi kory. (About the computation of the electrical characteristic of the layers of the earth.) — Dokl. Akad. Nauk SSSR, 73: 295—297.
- THIEME, H. G. (1963): Probleme und Erfolge der Tellurik bei Erkundung hochohmiger Aniklinalstrukturen in der DDR. (Problems and successes of tellurics in prospecting of high-resistant

- anticlinal structures in GDR.) — VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig. 117 pp.
- TRACHEV, G. N. (1970): Auswertung von Meßwerten der MTS im Periodenbereich 10–1000 s unter Anwendung der EDVA. (Computerevaluation of data of the MTS in the period-range 10–1000 s.) — Geod. Geophys. Veröff., R. III, DAW Berlin, No. 16: 35–40.
- THOMSON, D. I. & I. T. WEAVER (1971): A solution of the "Coastline-effect". — XV. General-assembly IUGG, Moskau.
- TREUMANN, R. (1970): Electro-magnetic induction in inhomogeneous media (E-polarization). — Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica Acad. Sci. Hung. 5, 1–2; 81–87.
- VAN'YAN, L. L. (1971): Some principles of depths electro-magnetic sounding of the moon. XV. Generalassembly IUUG, Moskau.
- VAN'YAN, L. L. & LAM KU ANG TKHIEP (1969): O raschozhenii rezultatov induktsionnykh zondirovaniy i bokogo karotazhnogo zondirovaniya. (About differences in the results of induction-sounding and the lateral well-soundings). — Fizika Zemli, 8: 105–108.
- VERÖ, I. (1970): Die Anwendungsmöglichkeiten der elektronischen Rechenmaschinen in der Datenverarbeitung magneto-tellurischer Messungen mit besonderer Berücksichtigung der Cellatron SER-2-c. (Possibilities of application of electronic computers in evaluation of magneto-telluric measurements, with especial consideration of the Cellatron SER-2-c.) — Geod. Geoph. Veröff. R. III, DAW Berlin, No 16, 5: 53–64.
- VOZOFF, K. & C. M. SWIFT (1968): Magnetotelluric measurements in the north German basin. Geophys. Prosp. 13, 4: 454–473.
- WIESE, H. (1965): Geomagnetische Tiefentellurik. (Geomagnetic deep-tellurics.) Geomagnetisches Inst. Potsdam, DAW Berlin. Abh. 36, 146 pp.
- WRIGHT, I. A. (1969): The magnetotelluric and geomagnetic response of two-dimensional structures. — Gamma, 7, 102 p.p

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名=大地电磁勘探原理

作者=

页数= 8 4

S S号= 1 0 3 9 2 6 4 5

出版日期=

封面页	
书名页	
版权页	
前言页	
目录页	
第一章	引论
	1 . 1 电磁探测法在深部勘探中的作用
	1 . 2 发展简史
第二章	地球的天然电磁场
	2 . 1 天然电磁变化场的场源
	2 . 2 天然电磁场的特性和频谱
第三章	基本的理论问题
	3 . 1 平面简谐电磁波在任意形状地质介质的边界平面上的入射
	3 . 2 大地电磁场各分量同地质介质的构造和电阻率的定量关系
	3 . 2 . 1 均匀的和水平层状的半空间 大地电磁测深和大地电磁剖面
	3 . 2 . 1 . 1 典型的地电参量的估算
	3 . 2 . 2 均匀各向异性半空间 水平层状各向异性半空间
	3 . 2 . 3 任意的二维非均匀半空间
	3 . 2 . 3 . 1 借助解析公式的解
	3 . 2 . 3 . 2 将地下介质分为不连续格点的求解法
	3 . 2 . 3 . 3 借助电解槽中的模型实验求解
	3 . 2 . 4 计算的 (或测量的) 非均匀 (或各向异性) 模式一览表
	3 . 2 . 4 . 1 二维垂直接触带上的场的畸变
	3 . 2 . 4 . 2 二维良导盆地上的场的畸变
	3 . 2 . 4 . 3 二维台阶上的场的畸变
	3 . 2 . 4 . 4 二维背斜上的场的畸变
	3 . 2 . 4 . 5 倾斜的二维构造上的场的畸变
	3 . 2 . 5 横向不均匀或各向异性介质上的大地电磁测深曲线
	3 . 2 . 5 . 1 二维垂向不均匀性附近的大地电磁测深曲线
	3 . 2 . 5 . 2 二维倾斜构造上的大地电磁测深曲线
	3 . 2 . 5 . 3 三维构造上的大地电磁测深曲线
	3 . 2 . 5 . 4 各向异性层状介质上的大地电磁测深曲线
	3 . 2 . 5 . 5 在非均匀各向异性介质上大地电磁探测的结论
第四章	野外记录的处理
	4 . 1 用复极化矢量确定场分量间的张量关系式中的诸元
	4 . 2 张量元的环形图的确定
	4 . 3 磁场椭圆和电场椭圆
	4 . 3 . 1 “ 相对椭圆 ” 解释法
	4 . 3 . 2 “ 绝对椭圆 ” 解释法
第五章	野外记录的数字处理
	5 . 1 用时间域滤波器进行数字处理
	5 . 2 用傅氏分析进行数字处理
	5 . 3 用统计频率分析进行数字处理
	5 . 4 场分量张量关系式的诸元的数字处理
	5 . 5 用计算机解释大地电磁测深曲线
第六章	仪器和野外记录方法
	6 . 1 感应线圈
	6 . 2 光电反馈的微磁变仪
	6 . 3 电子旋进磁力仪
	6 . 4 测量电场的电极排列
	6 . 5 记录仪
第七章	地质实例
	7 . 1 大地电流法
	7 . 2 大地电磁法
	7 . 3 地磁测深
	7 . 4 声频磁测 (A F M A G)
第八章	关于大地电磁探测精度和解释精度的结论性说明
参考文献	
附录页	