

译 者 的 话

澳大利亚广大地区分布着厚的良导覆盖层。多年来，澳大利亚的地球物理学家试用过多种频率域电磁法，但都未取得好的地质效果，问题在于无法穿透这低阻屏蔽层。

苏联在 60 年代研制成МППО-1 型过渡过程法(苏联的命名)仪器，并取得好的地质效果后，澳大利亚的地球物理学家极为重视这方面的研究。联邦科学工业研究院的 G·Buselli 博士亲自去苏联考察、工作，而后研制成世界上第一台微机控制的 SIROTEM 系统(至今已是 SIROTEM-III 型，为世界上此类系统中第一流产品之一)，并在本国取得了穿透低阻覆盖层的先例。一时该方法和仪器在澳大利亚得到普遍应用和世界很多国家的引进。但一种方法技术要取得好效果，除了“利器”外，不懂得方法之机理，不善于理论结合实际，其应取得的效果必会降低。更何况物探方法是一种“间接”的方法，同一方法应用之妙各有不同，效果也大不一样。利用手册也许是提高物探人员这方面素质的较好途径之一。

瞬变场法的优点很多，一般都归结为其穿透深度大，可透过低阻覆盖层发现深部隐伏矿体。诚然这是一基本优点，但译者想在此指出：上述优点是建立在绝对测量和长延时多道观测的基础上的，它把剖面观测和测深观测合为一体一次完成。现在受到重视或说比较熟悉的仍是剖面测量，很少发挥它的测深作用。其实，就现有的数据处理技术，当一条剖面观测完毕，剖面曲线图、视电阻率拟断面图、测深推断图可以在其后一小时内完成，给出直接找矿和间接找矿的丰富信息。

我国物探界研究和试用金属矿电磁法已有 30 余年历史，看法不一，自瞬变电磁法开发应用以来才取得好的地质效果。时至

今日，情况已发生了变化，电磁法正处于日益上升之际。这一手册的译出，必然对推动本方法的广泛应用和物探人员这方面水平的提高有所帮助。

原文中提到的一些程序或未提到的程序，就译者所知，可以从地矿部物化探研究所、中国地质大学和中南工业大学得到。原文引用参考文献较多，作者注意了符号含意的统一，但仍有极个别符号含意不止一个。比如，“ W ”有时代表厚度，有时在另外一处代表异常宽度。为了读者便于对照参考文献，译者没有改动，这点务请读者注意。本手册名直译是《SIROTEM野外工作方法和数据解释手册》，考虑到书内仪器内容较少，其它内容是通用的，故意译成现书名。

译者水平所限，虽三修稿件，难免有不当之处，谨请读者指正幸。

蒋邦远 于河北廊坊

1991.7.6

目 录

本书所用符号一览表	1
SIROTEM 系统的主要性能说明	3
第一章 野外工作方法技术	
§ 1 野外工作方法技术概要	8
1.1 普查观测	8
1.2 详查观测	9
§ 2 回线的组合类型	10
2.1 主要的回线组合类型	10
2.2 各种回线组合的剖面曲线特征	12
§ 3 回线组合类型的选择	15
3.1 一般准则	15
3.2 目的物的参数	15
3.3 电磁噪声	16
3.4 地质噪声环境	17
3.5 发射回线参数	20
3.6 建议	25
§ 4 回线大小的选择	26
4.1 重叠回线组合	27
4.2 内-回线组合	31
§ 5 最佳延时的选择	34
5.1 空气中的球体	34
5.2 地质噪声的影响	36
5.3 小结	37
§ 6 探测深度的极限	38
6.1 重叠回线组合	38
6.2 计算探测深度极限的举例	41

6.3 内-回线组合	42
§ 7 忽略覆盖层和围岩影响的条件	44
7.1 忽略地质噪声的判据	44
7.2 重叠回线组合	44
7.3 内-回线组合	46
§ 8 测网的选择	47
8.1 接收系统的分辨率	47
8.2 测网的大小	49
§ 9 超顺磁效应和负响应	51
9.1 近地表超顺磁物质的效应	51
9.2 负瞬变电磁响应	54
第二章 数据解释	
§ 10 数据解释方案概述	59
10.1 普查观测	59
10.2 详查观测	61
§ 11 适用的瞬变电磁数据解释辅助资料一览表	63
§ 12 数据解释辅助资料的详情	63
12.1 相似模拟	63
12.2 经验关系式和诺模图	75
12.3 解析式	82
12.4 计算机程序	90
12.5 计算器程序	92
§ 13 SIROTEM 系统数据解释方法	93
13.1 普查观测	93
13.2 详查观测	100
§ 14 SIROTEM 系统数据解释方法的应用实例	113
14.1 引言	113
14.2 矿例研究	114
§ 15 地-井*瞬变电磁法	135
15.1 引言	135

* 原文为“井中”，因与工作情况不尽贴切，故改为地-井——译者

15.2 板和球的程序.....	136
15.3 空气介质地-井瞬变电磁法相似模拟曲线	137
参考文献(A, B. 有用的手册、论文和教科书)	160
附录 A. 联邦科学工业研究院瞬变电磁法模拟曲线.....	163
附录 B. 苏联和澳大利亚矿产资源局-Macquarie 大学 的瞬变电磁模型曲线	168
附录 C. 两层大地视电阻率典型曲线	193
附录 D. 单层薄板典型曲线	198
附录 E. 两层薄板上重叠回线的典型曲线.....	203

本书所用符号一览表

长度（单位用米，用毫米处特别声明）

L' 回线中心间距离

L 回线边长的一半

b 回线边长 ($b=2L$)

R 回线半径

D 回线直径

d 板的顶深；球或圆柱中心埋深

d' 球或圆柱体的顶深

Z 球体或圆柱体的中心深度

h 回线距地平面的高度

W 地质体的宽度

l 地质体的半走向长

m 地质体半延深

s 复合体之间的距离

a 球体或圆柱体的半径

x 回线在垂直地质体走向方向上的位移

y 回线在平行地质体走向方向上的位移

无量纲的长度

$$\bar{R}=R/d$$

$$\bar{L}=L/d$$

$$\bar{a}=a/d$$

$$\bar{x}=x/d$$

面积（单位为平方米，用平方毫米处特别声明）

A 回线面积

角度（度）

- θ 地质体倾角
 α 地质体走向角

导电性

- σ 电导率单位西门子/米, (符号 $S \cdot m^{-1}$)
 σ_0 覆盖层电导率 ($S \cdot m^{-1}$)
 σ_1 围岩电导率 ($S \cdot m^{-1}$)
 σ_E 矿体电导率 ($S \cdot m^{-1}$)
 σ_s 球体电导率 ($S \cdot m^{-1}$)
 S 电导率与厚度乘积 (西门子, S)
 S_s 球体的电导率与厚度乘积 (S)
 ρ 电阻率单位为欧姆·米, 符号 $\Omega \cdot m$

时间

- t 延迟时间 (秒, 用毫秒处特别声明)
 τ 时间常数 (秒, 用毫秒处特别声明)
 β 归一的无量纲时间, $t \cdot 10^{-3} / (\mu_0 SL)$ 或 $t \cdot 10^{-3} / (\mu_0 \sigma WL)$,
 其中 t 用毫秒
 T 归一的无量纲时间, $t / (\mu_0 \sigma R^2)$
 α 对于球体 $\alpha = 1 / (\mu_0 \sigma a^2)$; 对于板状体 $\alpha = 1 / (4 \mu_0 SL)$

电磁参数

- μ_0 自由空间的导磁率, $4 \pi \times 10^{-7} H/m$
 V 电压 (伏特, 用微伏或毫微伏处特别声明)
 I 电流 (安培)

SIROTEM 系统的主要性能说明

这里列出与数据解释有关的 SIROTEM 的主要性能，仪器的详细性能说明和操作介绍（如天电抑制方法，结果的标准误差计算，以及磁带数据格式的说明）在新型 SIROTEM 的操作手册中介绍。

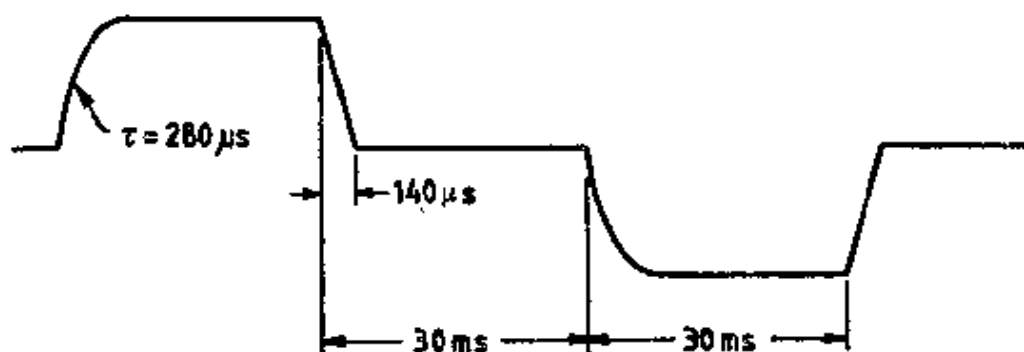
1. 延迟时间

SIROTEM 的延迟时间是从发射电流关断时计量的，每一道的起止时间列在表 1 中。为解释数据，通常采用给定道的起、止时间的算术平均值（标记为“中间时间”）。

2. 取样道数

SIROTEM I 型，选样道至少 17 道，可连续选择最终取样道，最多 32 道；而 SIROTEM II 型只能从标记着 $(2n+2)$ 道的开关上选择偶数道。 $n=0$ 是专门设计的一档，这档选择 16 个取样道和 64 次叠加（与叠加开关次数的位置无关），是用来做快速校正的。SIROTEM II 型在取样道置于 $n=1$ 、2 或 3 时不工作（就软件中第 3 版本而言），因此一般工作时最少为 10 个取样道数（即 $n=4$ ）。

3. 发射电流波形



电流为方形双极性波形，非通电时间可以从 30 ms 变到 180

表 1

取样道序	取样开始时间 (ms)	取样中间时间 (ms)	取样终止时间 (ms)
1	0.315	0.487	0.659
2	0.707	0.879	1.051
3	1.099	1.271	1.443
4	1.491	1.663	1.835
5	1.883	2.055	2.227
6	2.275	2.643	3.011
7	3.059	3.427	3.795
8	3.843	4.211	4.579
9	4.627	4.995	5.363
10	5.411	5.779	6.147
11	6.195	6.955	7.715
12	7.763	8.523	9.283
13	9.331	10.091	10.851
14	10.899	11.659	12.419
15	12.467	13.227	13.987
16	14.035	15.579	17.123
17	17.171	18.715	20.259
18	20.307	21.851	23.395
19	23.443	24.987	26.531
20	26.579	28.123	29.667
21	29.715	32.827	35.939
22	35.987	39.099	42.211
23	42.259	45.371	48.483
24	48.531	51.643	54.755
25	54.803	57.915	61.027
26	61.075	67.323	73.571
27	73.619	79.867	86.115
28	86.163	92.411	98.659
29	98.707	104.955	111.203
30	111.251	117.499	123.747
31	123.795	136.315	148.835
32	148.883	161.403	173.923

ms (参见下面)。电流接通时呈指数上升, 时间常数为 τ , 关断时呈相当于线性的阶跃下降。 τ 值和阶跃宽度都取决于发射回线的电感和电阻。就 $3.2\ \Omega$ 的 100 m 边长的回线来说, 这两个值是

阶跃宽度: $140\ \mu\text{s}$

τ : $280\ \mu\text{s}$

非通电时间与通电时间相等, 为了抑制 50 Hz 干扰选该时间长短为 10 ms 的倍数。在电力线频率为 60 Hz 的国家 (如美国), 为了最有效地抑制这个频率的干扰, SIROTEM 内部做了调整, 时间长短为 8.333 ms 的倍数。为了抑制 50 Hz 干扰, 由选取的道数决定电流关断时间, 除了最后一道的结束时间要加上 $361\ \mu\text{s}$ 外 (在数据采集完以后, 微处理器计算运行所需时间), 还要凑整为下一个 10 ms 的倍数。举例, 如取 21 个取样道, 第 21 道终止于 35.939 ms , 那么发射机在 40 ms 接通; 如取 20 个取样道, 第 20 取样道的终止时间为 29.667 ms , 但接通发射机的信号还要迟 $361\ \mu\text{s}$ (即在 30.028 ms), 所以选定发射机在 40 ms 接通。为了抑制 50 Hz 和 60 Hz 的干扰, SIROTEM I 型和 II 型仪器的不通电时间如表 2 中所列。

4. 发射回线电阻

为了保证读数能精确地归一, 回线中的电流应当保持在 $1\text{—}10\text{ A}$ 的范围内。在周围温度高于 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, 负载最大时, 发射回线两端的电压约为 16 V ; 负载最小时, 电压约为 22 V 。这就意味着要采用的发射回线电阻范围如下

回线电阻最小 (电流 10 A 左右时): $1.6\ \Omega$

回线电阻最大 (电流 1 A 左右时): $22\ \Omega$

注意, 为了使电流不高于 7 A , 安装了一些部件, 这样回线最低电阻就是 $2.3\ \Omega$ 。

5. 叠加次数

在 SIROTEM I 型仪器里, 对在给定一次不通电时间内测量的瞬变电压算一次叠加; 而对于 SIROTEM II 型仪器, 在一次完

表 2

不通电时间 (us)			不通电时间 (ms)		
道数	抑制选择		道数	抑制选择	
	50 Hz	60 Hz		50 Hz	60 Hz
17	30.000	25.000	10	10.000	8.333
18	30.000	25.000	12	10.000	16.666
19	30.000	33.333	14	20.000	16.666
20	40.000	33.333	16	20.000	25.000
21	40.000	41.666	18	30.000	25.000
22	50.000	50.000	20	40.000	33.333
23	50.000	50.000	22	50.000	50.000
24	60.000	58.333	24	60.000	58.333
25	70.000	66.666	26	80.000	75.000
26	80.000	75.000	28	100.000	100.000
27	90.000	91.666	30	130.000	125.000
28	100.000	100.000	32	180.000	175.000
29	120.00	116.666			
30	130.000	125.000			
31	150.000	150.000			
32	180.000	175.000			

整的, 即包括正、反向通电时间在内的完整的双极性周期内, 两次断电时测量的瞬变电压的平均值算一次叠加。按照这个算法, 比如说, SIROTEM I 型仪叠加 2^{11} 次相当 SIROTEM II 型叠加 2^{10} 次 (面板上标为 1024 叠加)。SIROTEM I 型仪器的叠加设备, 能在 2^0 到 2^{12} 叠加次数中任选, 而 SIROTEM II 型仪器可以选择的叠加次数是 512、1024、2048 或 4096, 而 64 次叠加是专为取样道数档 $n=0$ 这一测试道设置的。

为了提高 SIROTEM 的模数转换器 (ADC) 的分辨率而装了插入器。此插入器是这样工作的, 它要求至少 2^9 次叠加 (对 SIROTEM II 型为 256 次叠加) 以大大增加模数转换器的分辨率。而最佳的工作情况要求 2^{11} 或 2^{12} 次叠加, 所以采用 SIROTEM I 型仪器时, 建议不要用低于 2^9 次的叠加。为了极大地降低噪声, 通常合适的方法是用 2^{10} 次叠加做两次观测。对于 SIROTEM II 型仪器, 最少的可用叠加次数为 512 次。

6. 视电阻率计算

SIROTEM 系统是按以下近似式计算视电阻率值

$$\rho_a = 6.32 \times 10^{-12} b^{8/3} (V/I)^{-2/3} t^{-5/3}$$

式中 ρ_a 为视电阻率, 单位 $\Omega \cdot m$, 而打印输出值单位为 $m \Omega \cdot m$ 。对于 SIROTEM I 型仪器, b 假定为 100 m, 采用其它 b 值时, 输出的每一个电阻率值都要乘 $(b/100)^{8/3}$ 系数来校正。对于 SIROTEM II 型仪器, 可以从面板上选用 $b=25$ 、50、100 或 200m。SIROTEM 系统计算 ρ_a 的值时利用了对数, 所得值是近似的, 其值可比上列公式算出的大 10%。

第一章 野外工作方法技术

§ 1 野外工作方法技术概要

1.1 普查观测

1. 采用重叠回线或内-回线组合 (参见 § 2) 时, 如果有超顺磁效应 (参见 § 9), 应当将接收回线从发射回线处移开 (对于重叠回线至少移开 3 m, 对于内-回线至少离开 15 m*)。

2. 研究测区的已知地质情况, 而后确定此地质环境的最恰当的模式 (比如, 是一个地层覆盖在下延无限半空间介质上)。若测区很大, 则必须利用不同的模型来估计地层的变化。

3. 分析以往电法填图的资料, 获得 S 、 σ_h 等电参数, 用在假设的地质环境模型上。

4. 在没有地电断面资料的情况下, 在适当的地点做瞬变电磁测深是可取的方法。测深用内-回线接收方式 (参见 § 2), 而发射回线边长, 比如说可用 100 m。计算假设的半空间的视电阻率 (参见 12.3.1 部分), 再借助于典型曲线 (参见 12.2.5 部分) 或是反演程序 (参见 12.4.2 部分), 对资料做反演。

5. 在认为信噪比最大处确定出延迟时间 (参见 § 5)。

6. 从设想的地电剖面的 S 、 σ_h 等电参数计算出极限深度 d_L 。为了做这些计算, 还要假设欲探寻目的物的电导率 (比如 $\sigma_s = 10 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$) (参见 § 6)。

7. 选择发射回线的边长相当于极限深度 d_L 的大小 (通常为 100 m, 如认为合适也可以选 50 m、150 m、200 m)。如果欲探

* 对于内-回线, 接收线圈在发射回线中心, 没有再移动的可能。但原文如此, 在此可理解为发射回线边长应大于 30 m

寻目的物的尺寸较小（在断面图上尺寸最大的 D ），则回线尺寸应当减小，直到 $L/D \approx 2$ 为止。

8. 为了探测埋深等于极限探测深度处的（球状）目的物，如所选的回线大小正确的话（根据目的物与围岩或覆盖层间的电导率差），则对地质噪声的信噪比 η_G 应大于3，这是校核回线选择是否正确的一种方法。如果在上面2、3和4所确定的地电断面中的电导率比的条件下， η_G 不大于3，则回线应适当减小（参见§7）。

9. 布置测网时，要使相邻测点上铺设的回线不重叠。一般来说，回线间距为回线尺寸的二倍是不可取的（参见§8）。

10. 尽可能用大发射电流，以增大对瞬时噪声的信噪比 η_T （参见4.1.1和4.2.1部分）。

11. 在第一个测点上做重复测量（用SIROTEM I型仪器采用 2^{11} 次叠加，用SIROTEM II型仪器采用1024次叠加，且有20多个取样道，这样至少有5个取样道的数值 $\leq 1 \mu V/A$ ），由重复测量估算：

（a）第21取样道和附近的一些道的噪声均方误差（对II型仪器用统计输出数据估计）。

（b）电导率。其中假设大地为半空间（参见12.3.1部分）。

12. 选择叠加次数，使测量时间约为铺设下一个回线时间的 $1/2$ 到 $3/4$ 。如果数据中噪声严重，就用所选叠加次数的一半于每点做两次观测。对SIROTEM的模数转换器的插入器工作状态来说，叠加 2^{11} （II型仪器为1024）是最佳的，不过对大多数情况，用 2^{10} 叠加（II型仪器为512）次数做两次观测已经足够。

13. 在整个观测中最好保持相同叠加次数和取样道数。为了在无矿地区减少观测时间，可以在观测期间改变取样道数。在这两种情况里，都必须保证至少最后五道的输出小于 $1 \mu V/A$ 。

14. 在观测中要绘几个有意义取样道的曲线。比如一条能给出覆盖层特点的早期道，和两条晚（是模型的原因）延时道。

1.2 详查观测

1. 优先采用移动接收线圈 (参见 § 2)。有时采用分离回线方式, 回线中心间距大约等于目的物埋深时, 圈定陡倾斜岩脉更好一些 (参见 § 2)。

2. 象普查观测一样, 要研究测区已知的地质和地球物理数据, 以计算最佳延时、极限探测深度以及发射回线的大小 (参见 1.1 部分)。

3. 采用与普查相同的步骤来确定最晚延时和采用的叠加次数 (参见 1.1 部分)。

4. 测网要比普查测量的密一些。重叠回线组合铺设以重叠 10% 为宜; 用移动接收线圈组合, 点距要求 5 m 到 10m (参见 8.2.2 部分)。

§ 2 回线的组合类型

2.1 主要的回线组合类型

瞬变电磁法所采用的主要回线组合如下 (参见图 2.1)。

1. 发射接收同一回线组合

这种方式是用一个回线既当发射回线又当接收回线, 回线的边长可以是 5 m 变到 200m 左右。先供电到回线中, 当电流断开时, 回线两端转接到接收机, 开始测量不供电期间的瞬变响应。

2. 发射-接收重叠回线组合

此回线组合的几何形状与同一回线组合一样, 只是发射回线和接收回线是两个独立的回线, 两者空间上重叠在一起。家用绞合胶质电线, 用于这种回线组合最合适, 因为发射和接收所用的两条电线可以在一起一次铺设好。有时, 为了降低超顺磁效应 (参见 9.1 部分), 发射回线和接收回线要分开 3 m 左右, 这称为偏离回线组合。

3. 内-回线组合

内-回线组合是重叠回线的一个变种, 它由偶极接收线圈 (如用多匝空心的、铁淦氧磁体的或导磁金属心的探头) 放在大发射

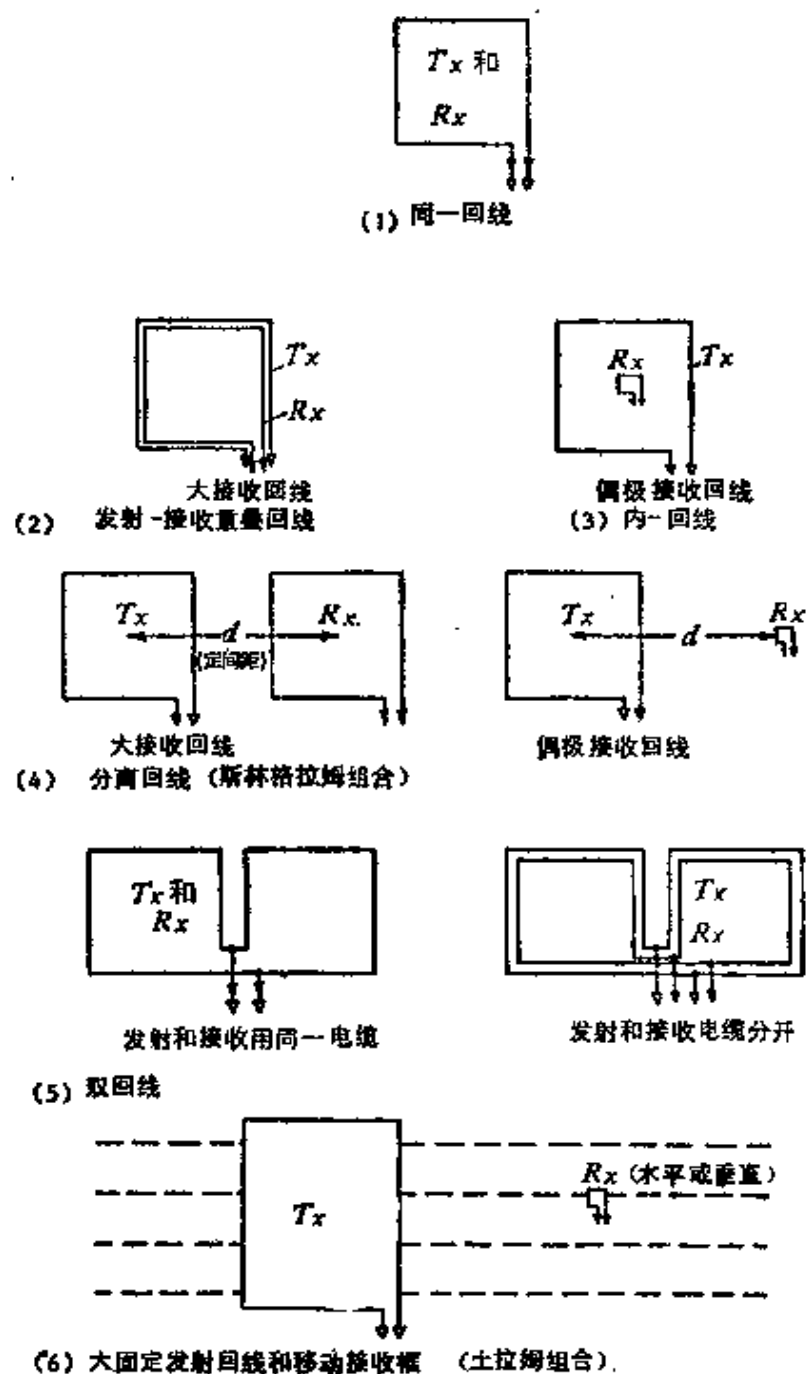


图 2.1 所采用的主要回线组合

回线的中心而组成。发射回线和接收线圈在作剖面观测时同时移动，即接收线圈总是在发射回线的中心。

4. 分离发射-接收回线组合

这种组合的发射回线和接收回线相隔一固定距离。比如两个 50m 边长的回线，中心相距 100m ，这就是 Slingram 组合。这

种组合有一个变种，由一个大发射回线和在它外面保持一定间距的偶极接收线圈组成。

5. 双回线组合 (Spies 回线组合)

这种组合由两个相邻并联的回线组成。此组合对直立导体耦合比较好 (Spies, 1975)，而对覆盖层的耦合减弱。两个回线这样连接，使两回线中由电性干扰感应的相位相同的噪声反相相加。这意味此种组合能使回线噪声大为减弱。比如，采用这种组合有助在 50 Hz 噪声源附近工作。

6. 大定源发射回线、移动接收圈组合

铺设边长达 1 km 长的大发射回线，固定其位置不移动，用一小的接收线圈沿垂直回线一边的测线移动进行观测。这种组合与频率域中 Turam 法采用的组合一样*。在详查工作时，发射回线要布置在对目的物激励最佳的位置，接收线圈沿测线以大约 10m 的点距移动。

因为接收线圈是一个小的多匝探头，所以除通常观测垂直 (Z) 分量外，还可以测场的水平 (X 和 Y) 分量，用小接收线圈的其他组合也可以这样做 (如内-回线组合)

7. 地-井组合

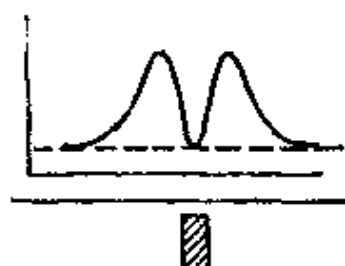
大发射回线铺在地面，将接收探头放入井中，可以观测三个分量。

2.2 各种回线组合的剖面曲线特征

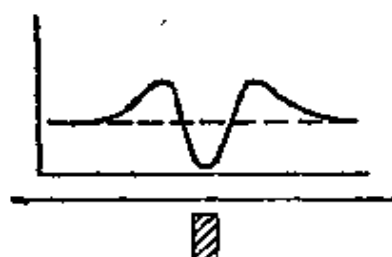
用前面所述的各种装置组合，跨越给定目的物测量，得到不同特征的剖面曲线。这些剖面曲线的不同特征是由回线组合的几何形状，以及发射的和接收到的磁场分布情况所决定。

为了了解各种回线组合观测到的剖面曲线特征，设想目的物为高阻介质中的直立导电薄脉 (即导电围岩和覆盖层的影响不予考虑)。图 2.2 示出了上面介绍过的各回线组合在直立薄脉上方的剖面特征，表 2.1 总结了每一种剖面的特征要点。

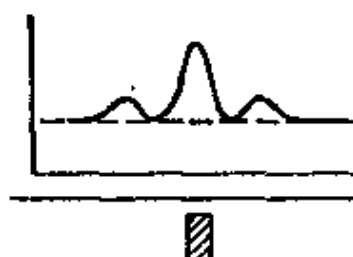
* 发射状况与土拉姆相同，但接收状况不同。此组合用一个线圈测绝对值，而土拉姆用两个线圈测比值——译者



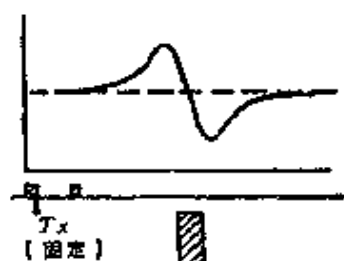
重叠回线或同一回线剖面图



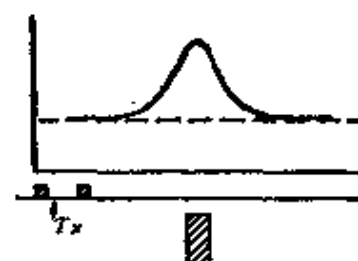
分离回线剖面图



双回线剖面图



大固定发射回线剖面图



(1) 场的垂直分量

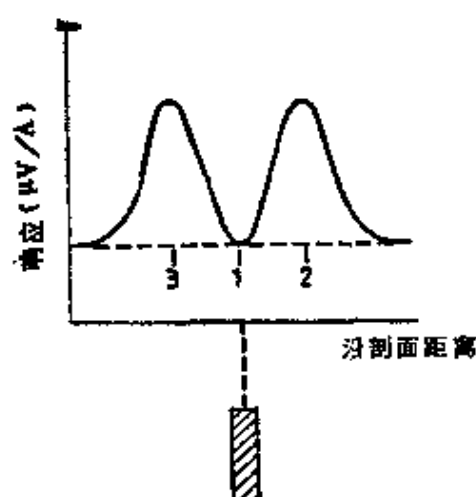
(2) 场的水平分量

图 2.2 直立脉上TEM回线组合的剖面特征

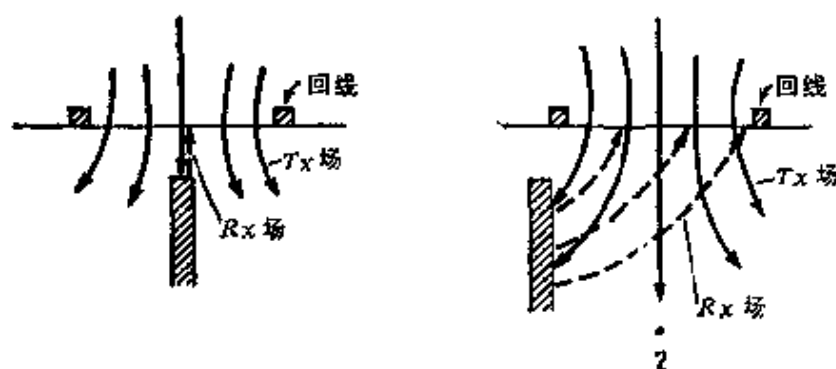
表 2.1 图 2.2 所示曲线特征总结

回线组合	剖面特征
重叠回线和同一回线	二个峰值异常中间一个低谷异常，低谷异常对应导体顶部
分离回线	Slingram 型异常，矿体上为负异常，两边为正异常峰
双回线	三个异常峰，最大的峰正在导体顶上，所有峰值都是正的
大回线	(1) 垂直分量：正异常峰在矿体靠发射回线一边，过零点后，矿体另一边为负峰，零点正在矿体顶部 (2) 水平分量：单个正异常峰正在矿体顶部上方

下面根据发射场和接收场的磁力线形状来阐明一些剖面曲线的特征，研究重叠回线或同一回线组合跨过直立薄板上方的剖面曲线情况。如果是薄脉（比如说脉的宽度为回线边长的 $1/10$ ），在观测时回线重叠 50% 或更多一些，异常呈双峰形，双峰对称于一低谷异常值，低谷正在脉顶部上方，双峰隔一段距离。若目的物理深 $d \leq L$ ，响应峰值和低谷间的距离大约等于 L （此处 L 为边长的一半）。正象图 2.3 所图示的那样，发射回线在脉的上方（位置 1）时，一次场磁力线是垂直地穿过该脉，从而目的物被一次场磁力线穿过的面积最小，从法拉第感应定律可知脉中感生的电动势最低。当回线中心移到距脉外心*约为 L 距离时（位置 2



直立薄脉状体上方重叠或单一回线沿测线的剖面图



在测线上位置 1 和 2 的磁力线耦合示意图

图 2.3 不同位置的重叠回线和直立薄板之间的磁力线耦合

* 目的物中心在地表之投影称为外心——译者

和3)，回线与目的物之间的耦合最大，从而在这两个位置观测到最强的响应。

注意，如果回线移动时中心根本没有对着矿体（即中心没在位置1），异常响应的谷就无法辨认，从而在位置1处会得到单个正峰，这种情况是会出现的。比如，如果回线从位置3移到2，中间无重叠。如果回线的边长比较小，相当矿体宽度的量级，则响应中的低谷也不会出现。因为在这种情况下，不能再把脉看成是薄的，异常就又成为只有单个正异常峰。

如脉并非直立，得到的还是双峰异常，只是两个峰的幅度不再相等，倾斜方向一边的峰比较大。本手册（参见数据解释部分）发表的模型曲线，说明TEM响应是如何随脉的倾角和埋深而改变的，在后面也给出了其它回线组合和目的物的模拟响应。

§3 回线组合类型的选择

3.1 一般准则

在给定的情况下，要选用最佳的回线组合受到许多因素的影响，主要因素有：（1）目的物的特性；（2）地质环境；（3）电磁噪声干扰。

一般来说，动源组合的灵敏度随位置的变动是均匀的，而定源回线组合的灵敏度随离开发射回线的距离的增加而降低。在不知道目的物（埋深100m左右）走向和（或）不知道它的位置是否在400m以内的情况下，采用动源组合较为合适。因此，在地质资料少或没有前人的地质资料的地区做普查测量，最好用动源组合，比如重叠回线组合；而在后一阶段的详测工作中可以用大定源组合。另外，勘探深部的目的物需要高的灵敏度，大固定源回线组合供给高的磁矩最为方便。为了找深部矿，甚至在勘探初期也要采用这种组合。

3.2 目的物的参数

目的物的主要参数决定了目的物的响应，接收机测到的信号

强度是目的物大小、电导率和顶部埋深的函数。在选择回线组合时应当考虑这些参数。在估计所能得到目的物的响应时,PIATE (参见 12.4.3 部分) 或 PLASI 程序是有用的。

在选出回线组合之前,最好能估计有关目的物的参数值 (特别是顶部埋深), 或是确定希望达到的极限值。一个可行的方法是先确定给定大小的导体的极限深度, 计算不同回线组合的导体响应, 以此来选择能给出所需灵敏度的回线组合及其大小。

3.3 电磁噪声

由天电产生的电磁噪声是 TEM 频带中的电磁干扰的主要成分, 总感应噪声与接收回线的面积成正比。

噪声谱随纬度、季节和日期改变。图 3.1 就是澳大利亚三个地点, 某年不同时间观测的电磁噪声垂直分量的谱密度曲线。

对比 Cape Otway 的两条曲线可知, 一定的纬度上, 从夏天

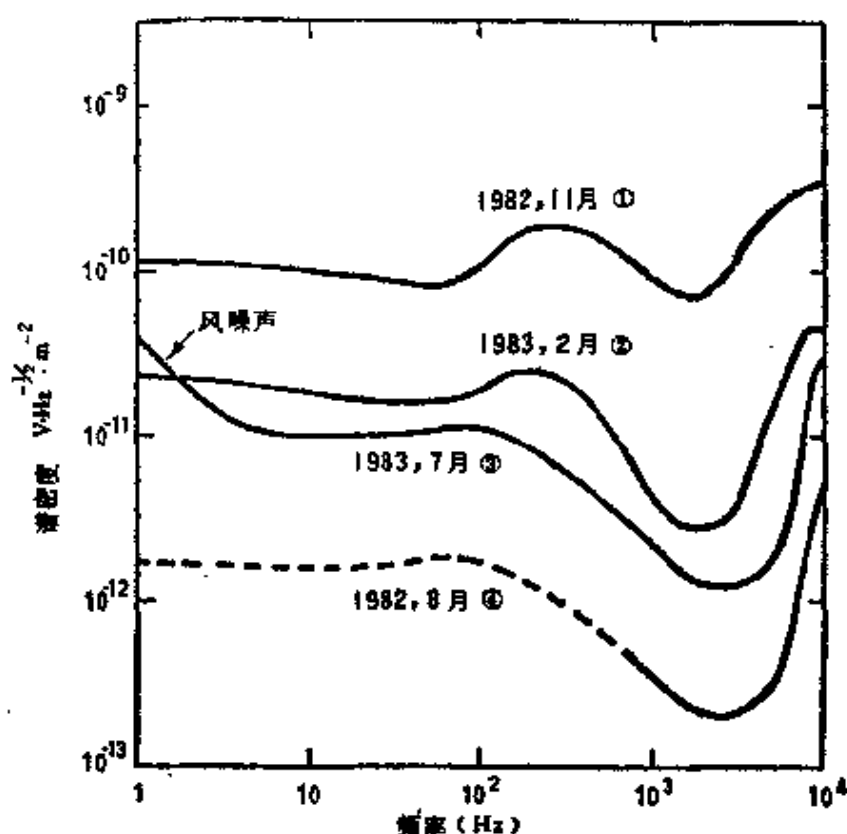


图 3.1 在澳大利亚三个地区观测的电磁噪声曲线

1—Darwin(12°S); 2,4—Cape Otway(39°S); 3—Ku-ring-gai(34°S);

11 月和 2 月是夏天, 7 月、8 月是冬天

到冬天电磁噪声幅度下降将近一个级次；比较 Darwin 和 Cape Otway 夏季测得的曲线表明，在给定的季节，从低纬度（南纬 12° ）到高纬度（南纬 39° ），电磁噪声幅度降低约一个级次。进一步对比后发现电磁噪声场的水平分量比垂直分量高 5—8 倍。

电磁噪声可以高到成为获得足够信噪比的主要限制，夏季在热带进行观测时尤其如此。为了有效地设计测量，就需要具有电磁噪声随纬度变化和随时间变化特点的知识。一种电磁系统如能抑制天电脉冲，就具有明显的优点。在某些情况下，在冬天进行观测比较合适，在热带探测深部目的物尤其如此。

3.4 地质噪声环境

地质环境类型可以分为三种：(1)冰川地区（未风化的岩石上覆盖着约 10m 厚的高阻冰碛物）；(2)热带地区（ $100\Omega\cdot\text{m}$ ，厚约 50m 的覆盖层）；(3)干旱地区（ $10\Omega\cdot\text{m}$ ，厚约 100m 的覆盖层）。

第(1)种地质环境的 TEM 响应很弱。第(3)种地质环境能引起可观的地质噪声，它对选择回线几何形状（以及回线尺寸和延时）起主要影响。注意，在冰川地区应用成功的电磁系统，可能在干旱地区完全不适用。

图 3.2 是电导率与厚度乘积为 100S 的直立脉响应与发射回线磁矩 M 的函数关系曲线。 M 定义为回线匝数、电流和面积的乘积。

用 Plate 程序（参见 12.4.3 部分）计算了 Slingram 组合（偶极发射线圈）、重叠回线组合（100m 和 200m 回线边长）和大定源发射回线（ $400\text{m} \times 800\text{m}$ ）组合的响应，目的物埋深为 50、100、200 和 300m。计算结果和预计一样，对于埋深一定的目的物，以偶极线圈发射时，信号随磁矩线性增加。以“大回线”发射，发射回线的尺度接近目的物的埋深，信号特征愈来愈明显。

图 3.3 示出 100S 目的物的信号和干燥地带地质噪声随磁矩 M 的变化关系。信号和噪声都是随 M 的增加而增加，但是 M 增加并不增加信噪比。回线几何条件的改变却可以导致信噪比降低。比如， $400\text{m} \times 800\text{m}$ 的大定源回线铺设在距离目的物 400m 的地

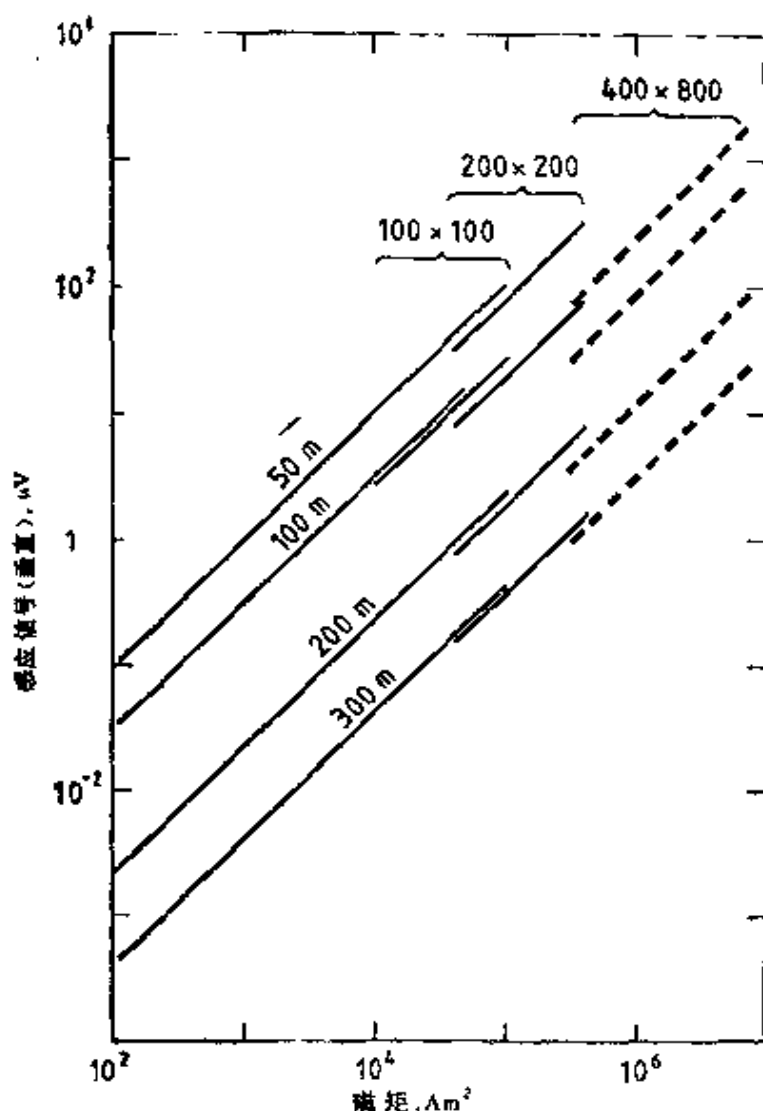


图 3.2 目的物响应与磁矩的函数关系 (目的物埋深不同)

方,它感生的目的物响应比这种回线感生的干燥带地质噪声要低。

另外,大定源感生的目的物信号随着离开回线的距离增加迅速降低,而围岩的晚延时响应(约 5 ms 以后)不随距回线的距离而改变,这种情况绘于图 3.4。图中示出目的物与距离回线远近的函数关系,目的物的电导为 100 S,埋深分别为 100m、200m 和 300m。绘于图 3.4 中的地质噪声*的垂直分量,在所有距离(除 100m)上都超过目的物信号。不过正如图 3.4 所示,热带

* 原文不明确,图示为干燥带噪声——译者

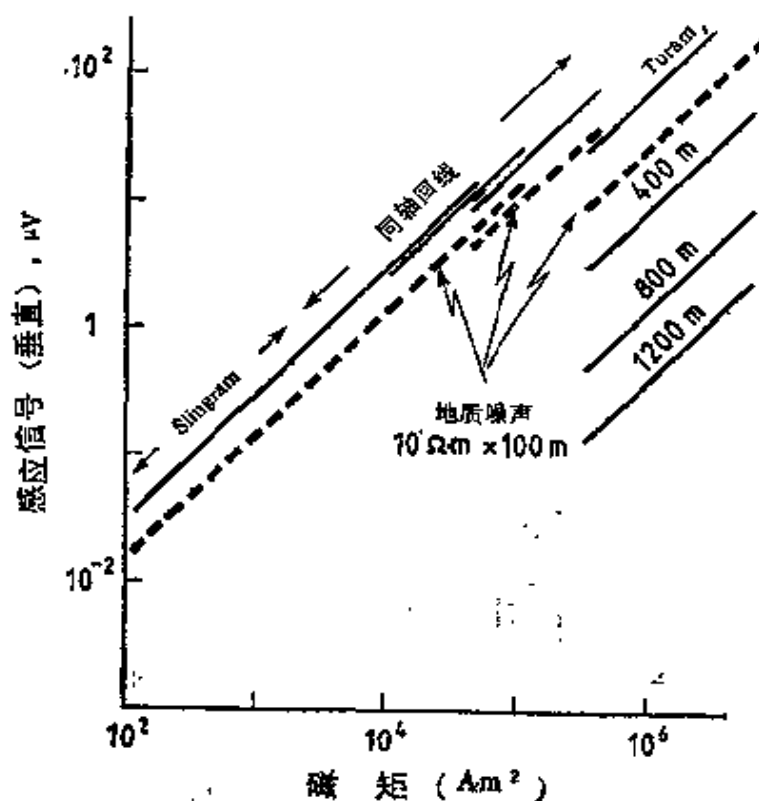


图 3.3 目的物信号、干旱地带地质噪声响应与磁矩的函数关系
电导 100 S，埋深 100m，取样 5.8 ms

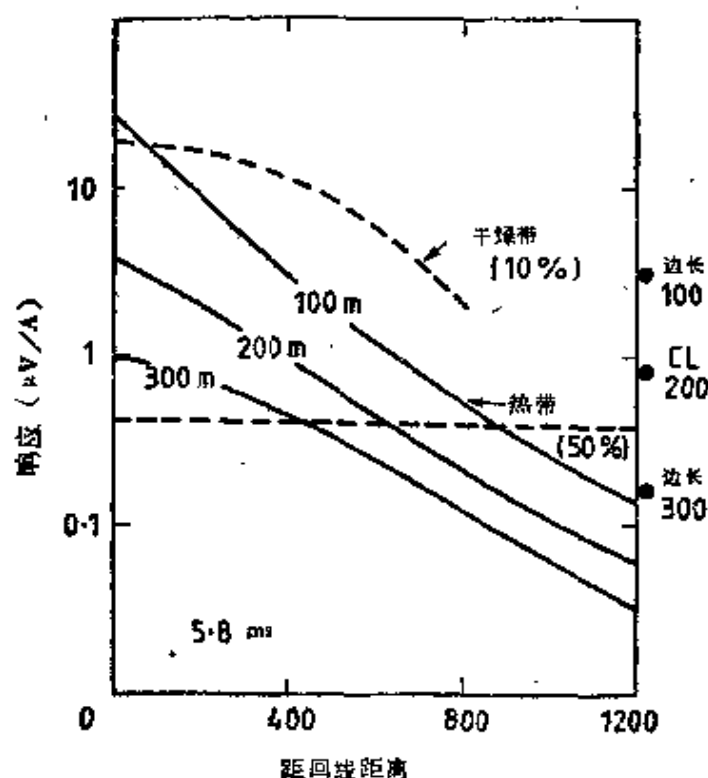


图 3.4 目的物信号和地质噪声的对比
目的物理深 100m、200m 和 300m，电导 100 S，取样 5.8 ms，地质模型是
干旱带和热带覆盖层

的（和冰川）环境的噪声比较小，目的物的信号在距回线相当远处仍可超过地质噪声。

因为引起响应的“烟圈”是水平的，并且从回线扩散出去很远，所以晚延时的半空间响应几乎是垂直极化的。从而，半空间响应的水平分量较小，约为响应垂直分量的十分之一。目的物响应的水平分量（垂直走向）与垂直分量响应是同一级次，因此可以预期测量水平分量对信噪比会有相当改善。另一方面，天然电磁场的水平分量可以比垂直分量大 5 到 8 倍，因此又可以使信噪比降低。比如，在热带或中纬度的夏季，带宽 1 Hz 的 10^4 m^2 回线里的噪声均方值可高达 $25 \mu\text{V}$ 。

在于旱地区，埋深大于 100m 的目的物响应的垂直分量在距发射回线 100m 或还不到 100m 处就可能被地质噪声所掩盖。在这种情况下，探测目的物要全靠测量响应的水平分量。为了把电磁噪声的影响降至最低，最好在电磁噪声最小的冬天测量，并再采用尽可能大的磁矩以产生高的信噪比。

图 3.4 还示出在采用重叠回线组合下，发射回线为 $100\text{m} \times 100\text{m}$ ，目的物埋深为 100m 时的垂直分量；发射回线为 $200\text{m} \times 200\text{m}$ ，目的物埋深为 200m 和 300m 时的垂直分量。在每一种情况下，目的物距大定源发射回线一边 400 到 500m 处比较灵敏，比回线的一边正在目的物上方的情况下要灵敏 5 倍。水平和垂直分量两者都是如此。大定源组合的灵敏度，在 400m 和 500m 以外的比重叠回线方式要低，但是对走向有相当长度（比如 1 km 量级）的目的物，电流的汇集又加大了正常的感应响应，从而又扩大了大定源回线比重叠回线灵敏的范围，达到 800m 左右。

3.5 发射回线参数

3.5.1 系统的噪声

为了选择合适的发射磁矩以达到给定的信噪比，需要知道总接收噪声 N_r ， N_r 定义为

$$N_r = \sqrt{(n/A)^2 + N_E^2} \quad (3.1)$$

式中 n 是系统的噪声（噪声来自接收机的电子器件以及数字系统

的定量化特性), N_E 是天然电磁场噪声, A 是接收回线的面积。

SIROTEM 系统的噪声值为 $3.4 \times 10^{-11} \text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$, 而 10^4m^2 的接收回线的噪声为 $3.4 \times 10^{-11} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$ 。这是在天然电磁噪声比较低的情况下, 接收到的最低噪声 (如冬天在高纬度地区测量)。系统噪声的最理想目标就是 $10^{-11} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$, 因为天然电磁噪声的频谱密度极少有低于比值的。

3.5.2 磁矩的选择

图 3.5 示出目的物埋深 100m, 在它上方以三种回线组合观测, 延时为 5.8 ms 时, 目的物信号与磁矩 M 的函数关系。图中下部的平行四边形可以用来确定二次电磁场的响应垂直分量中的噪声 (McCracken, 1983), 而后就可以确定出希望达到某一信噪比所需的磁矩。

在应用图 3.5 中的平行四边形时, 首先要从表 3.1 中读取给定取样道和平均瞬变响应的次数 N 的噪声带宽, 而后从图 3.1 的谱曲线上读出在给定纬度和季节所预计的电磁噪声 N_E , 再把带宽和电磁噪声值*绘在平行四边形上, 那么“感应信号 (垂直)”轴上读出的该点 Y 坐标就是在数据中可能观测到的电磁噪声的均方根值。

举例说明, 假设用 SIROTEM 在热带的夏季工作, 要求知道第 16 道的信号经 2^{10} 平均后, 噪声值如何。从表 3.1 得出带宽为 0.15 Hz, 从图 3.1 得到噪声值为 $10^{-10} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$ (这是热带夏季的典型电磁噪声值)。从表达式 (3.1) 计算出总磁场 N_T 仍然是 $10^{-10} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$, 因为系统噪声 $3.4 \times 10^{-11} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$ (对 10^4m^2 的接收回线而言) 与电磁噪声相比是太小了。把点 $(0.15, 10^{-10})$ 点在图 3.5 中的平行四边形上, 由主坐标的 Y 轴得到噪声均方根值为 $0.4 \mu\text{V}$ 。那么, Slingram 或重叠回线 (边长 100m) 的磁矩 $\geq 3.9 \times 10^3 \text{A} \cdot \text{m}^2$ 时, 信噪比达到 3。对 $100 \text{m} \times 100 \text{m}$ 的发射回线来说, 通以 0.39 A 的电流, 很容易达到这

* 此电磁噪声值为 N_T 而不是 N_E ——译者

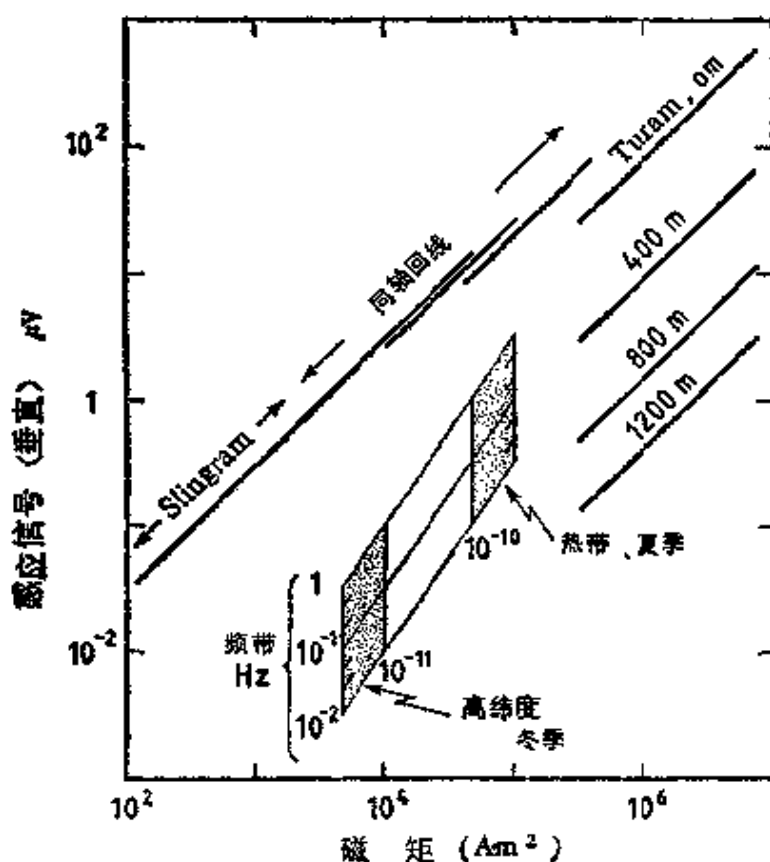


图 3.5 目的物 (100 S 的板, 埋深 100m, 取样 5.8 ms) 响应与磁矩的函数关系 (由“噪声平行四边形”可以得到不同纬度和季节中给定噪声带宽 (表 3.1) 的噪声均方值)

表 3.1 SIROTEM II 的噪声带宽 (道宽 τ 秒, 在其中对 N 个独立的瞬变值进行平均, 噪声带宽为 $1/N\tau$)

叠加	瞬变次数 N	道序	1—5	6—10	11—15	16—20	21—25
		延时 ms	0.4—2.0	2—6	6—14	14—30	30—64
2^9	2^{10}		2.44	1.22	0.61	0.31	0.15
2^{10}	2^{11}		1.22	0.61	0.31	0.15	0.075
2^{11}	2^{12}		0.61	0.31	0.15	0.076	0.038

个磁矩。对大的固定发射回线来说, 最近的一边正放在目的物上

方时, 则要求磁矩 $\geq 1.6 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^2$, 但是最近的一边在远离目的物时响应降低, 要维持同样的灵敏度就要增加磁矩。比如, 图 3.5 示出了这种情况, 当发射回线最近的一边距目的物 1200m 时, 要求 5.8 ms 延时处的信噪比达到 3, 则需磁矩 $\geq 2.9 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ (400m $\times$ 400m 回线中通以 9.0 A)。晚延时的信号较小, 要保持同样的信噪比, 必须有更大的磁矩。

如图 3.1 所示, 给定纬度的电磁噪声从夏季到冬季, 其幅度大约降低一个量级(比较两条 Cape Otway 曲线); 季节一定时, 从低纬度(南纬 12°) 到高纬度(南纬 39°) 幅度约下降一个量级(比较在夏季的 Darwin 和 Cape Otway 曲线)。这意味着, 要达到同样的信噪比, 在高纬度地区冬天观测, 比在低纬度地区夏天观测需要的磁矩小。

图 3.5 证明, 大固定发射回线能产生高的目的物响应, 正是由于磁矩大的结果。不过, 随着远离发射回线, 响应迅速降低。比如目的物离磁矩为 $4.8 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ (即 400m $\times$ 800m 回线, 电流 15 A) 的大固定发射回线最近的一边 400m 处, 其响应比磁矩为 $10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ (即 200m $\times$ 200m 回线, 电流 2.5 A) 的重叠回线产生的响应要小。

3.5.3 固定发射回线位置的选定

正如 3.4 部分讨论的那样, 当目的物和发射回线一边之间的距离增加时, 目的物的信号迅速下降。当发射回线的一边正在目的物上方时, 响应最强。目的物埋深大于 100m, 回线与目的物距离约为 150m 或稍小于 150m, 目的物的响应可能被电磁噪声(热带的夏季)或是地质噪声(在干旱地带)所掩盖。不过条件不那么苛刻的地区(比如中纬度地区的冬季, 或是干旱地区有相当强的电流聚集), 回线与目的物距离在 400m 到 800m 之间时, 也可以得到相当强的响应。

图 3.6 是 600m $\times$ 300m 回线的一次场方向图(回线短边平行 x 轴)。图中所有向量为等长度, 它不代表点的场强。故此出现这种情况, 在距回线边 250m、深 300m 那点的场强(向量 A)

几乎是水平的，对直立脉似乎耦合最大；但是，靠近回线边一些，在同样深度时水平分量比 **A** 向量更强。比如，就发射电流为 1 A 的情况来说，距回线边 50m、深 300m 处的向量（向量 **B**）的水平分量为 0.30 Y，而距回线边 250m 处，向量 **A** 的水平分量是 0.17 Y。因此，要使对直立目的物的耦合最大，应尽可能地把发射回线的一边正铺在目的物的上方。

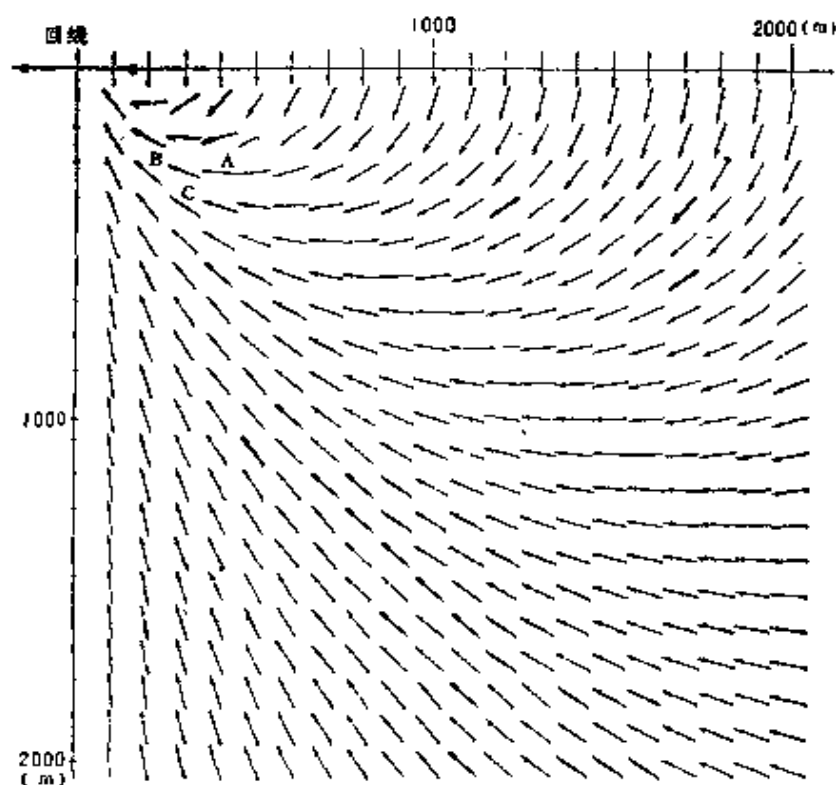


图 3.6 一次磁场方向 (300m × 600m 回线)

研究图 3.6 上绘的向量的方向可以看出，对一个倾角小于 90° 的脉，甚至在它靠近回线时，耦合也很弱。比如，一个倾角为 43° （与水平面夹角）的脉，距回线边 50m，深 300m 处，耦合是很弱的。因为在这一点，向量 **B** 与脉相平行，不会发生涡流激励的情况。只有在更深处才有受场激励的情况发生，因为该处向量不完全和脉平行。比如，距回线边 150m、深 400m 处的向量（向量 **C**）与此脉呈 8° 夹角，回线中每安培电流将产生出与脉正交的强度 0.03 Y 的场。根据同样的理由，当发射回线中心正

在目的物上方这样位置时，回线与直立脉没有耦合。

由此可见，固定发射回线组合不仅对目的物的走向和回线到目的物的距离是灵敏的，而且对目的物的倾角也是灵敏的。对这些有关参数了解不够的话，回线就会铺到目的物不能被充分激励的位置。如果是这种情况，宁愿用动源组合，它能保证总有一个位置与目的物存在耦合，而不管目的物的方位如何。

3.6 建议

1. 以 100m 或 200m 的重叠回线做测深，利用两层标准曲线（参见 12.2.5 部分）或 GRENDE 程序（参见 12.4.2 部分）反演所得结果来确定覆盖的特性。在近地表的超顺磁物质引起的响应很强的地区（参见 9.1 部分），应当采用内-回线组合做测深。

2. 确定下列情况：

(a) 噪声频带（如表 3.1 所给数据）；(b) 在给定纬度和季节时预期的电磁噪声值（如图 3.1 所给出的）；(c) 所用 SIRO-TEM 系统的噪声为 $3.4 \times 10^{-11} \text{V}/(\sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{m}^2)$ ，接收回线面积 10^4m^2 条件下的总噪声（即由 (3.1) 式计算的 N_T ）；(d) 从图 3.5 的 Y 轴读出噪声，单位为微伏。

3. 假设所需要的信噪比等于 3，把噪声值增加三倍，用图 3.2 来确定可以采用什么回线组合、最小发射回线尺寸以及最小磁矩。一般来说，噪声值高，要求用大回线，并尽可能将固定发射回线靠近目的物，以及用大磁矩来得到所需的信噪比。

4. 在地质资料不够，无法把固定发射回线铺在距目的物 400 m 以内的位置，就要利用重叠回线或内-回线这类动源组合。沿给定的测线测量，这些组合对给定深度的目的物的灵敏度为常数，而固定发射回线可能铺设离目的物太远，不能充分地激励目的物，产生不了希望得到的信噪比。

5. 在热带或冰川地区，因为目的物顶部埋深在 30 m 至 50 m 之间，采用 Slingram 组合、重叠回线组合或是发射回线直径小的内-回线组合比较合适。

6. 目的物的埋深大于 100 m，若有适当的地质资料，能够

恰当地确定回线位置，则应当用大磁矩的固定发射回线组合。在这种组合的发射回线两边约 400 m，甚至可能 800 m 的范围内灵敏度很大。

7. 为了确定固定发射回线组合的灵敏度，象前面 3.6 中第 2 部分的计算那样，把发射电流值转换为单位为 $\mu\text{V}/\text{A}$ 噪声值（乘上 3），利用图 3.4 来确定野外发射回线距目的物的距离，在该距离处目的物的信号不是达到地质噪声（如图 3.4 所示），就是信号达到系统噪声和电磁噪声的三倍。这样就可以指出发射回线可以铺在离目的物多远的地方，而且还给出所需的最低的信噪比。

8. 在低阻地区要降低电磁噪声，最好在冬季工作，这对低纬度地区来说尤为重要。因为那里的电磁噪声场比中、高纬度的电磁噪声场要高一个量级。

9. 采用偶极接收线圈时，除测量垂直分量外，还要测量水平分量。虽然水平分量的信号与电磁噪声比率比垂直分量的这种信噪比要低 5—8 倍，但是它的信号与地质噪声比是垂直分量的信号与地质噪声比的 10 倍左右；所以在电磁噪声低（比如，在冬季或中纬度地区），而地质噪声高（比如，有高导电覆盖的地区）的地区测量水平分量还是有所得益。

10. 当地质噪声特别严重，采用双回线（Spies）组合会有所得益。这种组合有两个连接成“8”字形的回线，在这两个回线中电流以相反方向流动，半空间的响应可以形象地想象为两个几乎重叠，但电流相反的烟圈，而净剩的场几乎为零。正好这种回线组合对直立的脉状目的物灵敏。

§ 4 回线大小的选择

为了确定合适的回线尺寸，必须考虑瞬时噪声和地质噪声。为此目的，将瞬时噪声定义为由外界电磁场，比如来自天电的电磁场，在接收回线中感应出的随时间变化的信号，此噪声与接收

回线的面积成正比。地质噪声定义为非找寻目的物的地质特征响应（比如，围岩的或覆盖的响应）在回线内感应出的信号。计算回线尺寸的影响，比较球状目的物信号与瞬时信号和地质噪声信号以求出它们的信噪比，其结果很有教益。这里考虑重叠回线组合和动源组合在三种影响下的情况，这三种影响是：(a) 瞬时噪声；(b) 均匀半空间的地质噪声（围岩响应）；(c) 均匀水平层的地质噪声（覆盖层响应）。有关推导都是以 Kamenetskii* (1976) 给出的分析法为基础的。

4.1 重叠回线组合

电导率为 σ_s 、半径为 a 的隐伏球体，用重叠回线组合观测的响应（参见数据解释公式(12.37)）由下式给出

$$\frac{V}{I} = \frac{8\mu_0 L \bar{a}^3}{\pi} A(\bar{L}) F(\bar{x}_0, \bar{L}) \dot{I}(at) \quad (4.1)$$

式中

$$A(\bar{L}) = \frac{\bar{L}^3}{(1 + \bar{L}^2)^2 (1 + 2\bar{L}^2)} \quad (4.2)$$

$$F(\bar{x}_0, \bar{L}) = 1 \text{ (在轴上)} \quad (4.3)$$

$$\dot{I}(at) = 6\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (4.4)$$

$$\alpha = \frac{1}{\mu_0 \sigma_s a^2} \quad (4.5)$$

利用 $4L^2 = \pi R^2$ (4.6)

式中 R 为与正方形发射回线等面积的圆形回线的半径，这样 $a^3 L A(\bar{L})$ 项可以变换为下式

$$a^3 L A(\bar{L}) = \frac{\pi^2}{16} \frac{a^3 R^4}{(a^2 + R^2)^3} \quad (4.7)$$

在变换中， $A(\bar{L})$ 展开式中的系数采用近似值， π 近似为 3，3.08 近似为 3 和 0.97 近似为 1。如此变换后，表达式 (4.1) 变为

* 苏联地球物理学家 Ф. М. Каменицкий——译者

$$\frac{V}{I} = 0.12 \frac{\mu_0 \pi}{t} \frac{a^3 \bar{R}^4}{d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \psi(\alpha t) \quad (4.8)$$

其中
$$\psi(\alpha t) = 25 \alpha t \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (4.9)$$

以及
$$\bar{R} = \frac{R}{d} \quad (4.10)$$

4.1.1 瞬时噪声

设瞬时噪声在回线的单位面积中感应出的噪声为 n_T ，则感应的总噪声由下式给出

$$V_T = \pi R^2 n_T \quad (4.11)$$

用发射电流 I 乘 (4.8) 式，再除以 (4.11) 式，得到信噪比 η_T 如下式

$$\eta_T = 0.12 \frac{\mu_0 I}{n_T t} \frac{a^3 \bar{R}^2}{d^4 (1 + \bar{R}^2)^3} \psi(\alpha t) \quad (4.12)$$

而后由下式得到探测深度 d_T ：

$$d_T = K f(\bar{R}) \quad (4.13)$$

其中
$$K = 0.62 \left[\frac{0.12 \mu_0 I a^3 \psi(\alpha t)}{\eta_T n_T t} \right]^{1/4} \quad (4.14)$$

$$f(\bar{R}) = 1.61 \left[\frac{\bar{R}^2}{(1 + \bar{R}^2)^3} \right]^{1/4} \quad (4.15)$$

系数 $f(\bar{R})$ 选极大值等于 1， $f(\bar{R})$ 与 $\bar{R}$ 的函数关系示于图 4.1。图中 $\bar{R} = 0.71$ 时达到极大，只是极大部分比较平缓， $\bar{R}$ 从 0.3 到 1.5， $f(\bar{R})$ 值不小于其极大值的 0.8 倍。

4.1.2 地质噪声

地质噪声的影响，可以通过分析球状物的响应相对半空间（围岩）或水平层（覆盖层）响应的比来加以研究。方形回线的半空间响应（参见数据解释部分中公式 (12.21)）由下式给出

$$\frac{V}{I} = \frac{1}{20} \frac{1}{\pi \sqrt{\pi}} \frac{\rho}{b} \left[\frac{\mu_0 b^2}{\rho t} \right]^{5/2} \quad (4.16)$$

而层状响应（参见数据解释部分中公式 (12.35)）由下式给出

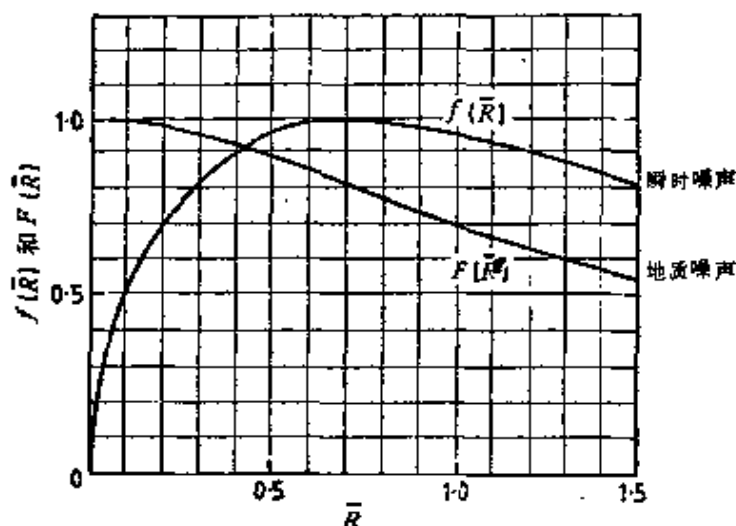


图 4.1 重叠回线组合的 $f(\bar{R})$ 、 $F(\bar{R})$ 与 $\bar{R}$ 的函数曲线

$$\frac{V}{I} = \frac{3\pi}{16S} \left[\frac{\mu_0 S R}{t} \right]^4 \quad (4.17)$$

先分析均匀半空间的响应，利用

$$\sigma_h = \frac{1}{\rho} \quad (4.18)$$

式中 σ_h 为半空间的电导率，又设

$$b^2 = \pi R^2 \quad (4.19)$$

则半径为 R 的圆形回线的公式可写成

$$\frac{V}{I} = 0.05 \mu_0 \sqrt{\pi} \frac{R}{t} \left[\frac{\mu_0 \sigma_h R^2}{t} \right]^{3/2} \quad (4.20)$$

此地质噪声平均振幅是这个响应的一部分， f_G ，典型的 f_G 在 0.1 左右。它反映了测线上地质背景响应的空间变化。因为半空间的响应以 $\sigma_h^{3/2}$ 的关系变化，而薄层的响应按 S^3 变化，所以 $f_G = 0.1$ 相当半空间的电导率或薄层电导率与厚度乘积变化 3 %。

为了求得半空间中球体响应信噪比，用 f_G 乘 (4.20) 式，再用得到的乘积去除 (4.8) 式得到

$$\eta_{G,1} = \frac{2.4 \sqrt{\pi} a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \left[\frac{t}{\mu_0 \sigma_h a^2} \right]^{3/2} \psi(at) \quad (4.21)$$

式中

$$\phi(\alpha t) = 25\alpha t \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (4.22)$$

同样，信噪比 $\eta_{G,2}$ 也可这样得到。用(4.17)乘以 f_G ，除(4.8)式就得到球体信号被薄层响应除的比值

$$\eta_{G,2} = \frac{0.64 a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \left[\frac{t}{\mu_0 S a} \right]^3 \phi(\alpha t) \quad (4.23)$$

设地质噪声为导电半空间引起，给定的信噪比 $\eta_{G,1}$ ，可以得到探测到的球状导体深度 $d_{G,1}$ ，经改写(4.21)式得出如下

$$d_{G,1} = K_1 F(\bar{R}) \quad (4.24)$$

式中

$$F(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-1/2} \quad (4.25)$$

$$K_1 = 1.27 a \left[\frac{\phi(\alpha t)}{\eta_{G,1}} \right]^{1/6} \left[\frac{t}{\mu_0 \sigma_h a^2} \right]^{1/4} \quad (4.26)$$

类似地可得到有覆盖层情况下的 $d_{G,2}$

$$d_{G,2} = K_2 F(\bar{R}) \quad (4.27)$$

$$K_2 = 0.93 a \left[\frac{\phi(\alpha t)}{\eta_{G,2}} \right]^{1/6} \left[\frac{t}{\mu_0 S a} \right]^{1/2} \quad (4.28)$$

$F(\bar{R})$ 曲线绘于图 4.1。它与同一图上的 $f(\bar{R})$ 一样，当噪声源为外界电磁干扰时，都是几何形状的函数。当 $\bar{R}=0$ 时函数 $F(\bar{R})$ 为极大，而后随着 $\bar{R}$ 的增大，缓慢的下降。当 $\bar{R}=0.75$ 时， $F(\bar{R})$ 为极大值的 0.8 倍。从图 4.1 明显看出，在考虑外部电磁干扰和地质效应两种情况下，最合适的回线尺寸为 $\bar{R}=0.43$ ，在该点 $f(\bar{R})$ 和 $F(\bar{R})$ 两曲线相交。在该交点右侧（即用比较大的回线）信噪比因地质噪声的增大而下降，在 $\bar{R}=0.43$ 的左侧（即用较小的回线）信噪比的降低是由电磁干扰引起。引入回线边长 b ($b=\sqrt{\pi R}$)，则最合适的回线边长为下式：

$$b = 0.76 d \quad (4.29)$$

凭经验取回线边长等于欲找寻地质体的埋深（即 $b=d$ ，或 $\bar{R}=0.56$ ），即意味 $f(\bar{R})=0.98$ ，而 $F(\bar{R})=0.87$ 。这两个值与最合适的 0.92 分别只差 7% 和 5%。可以认为取方形回线边长

等于最大探测深度是合理的。

在 § 6 再进一步讨论如何确定极限深度 d 和由此确定出回线尺寸问题。

4.2 内-回线组合

内-回线组合的信噪比表达式与重叠回线组合的表达式相似，可以以同样的方式推导得出。在大发射回线中心附近，半空间响应或水平层响应的水平分量很弱，因此只需要研究垂直分量。

在大发射回线中心附近，偶极接收线圈接收到的隐伏球体（参见数据解释中公式 (12.42)）响应的垂直分量是

$$\frac{V_z}{I} = \frac{\sqrt{2} \mu_0 A}{\pi L} f(d/L) f_z(\bar{x}) \bar{a}^3 \dot{L}(\alpha t) \quad (4.30)$$

式中

$$f(d/L) = \frac{\sqrt{2}}{[1 + (d/L)^2][2 + (d/L)^2]^{1/2}} \quad (4.31)$$

$$f_z(\bar{x}) = 0 \quad (\text{在轴上}) \quad (4.32)$$

A 为接收线圈的面积。对于半径为 R 的圆形线圈， $f(d/L)$ 的表达式可以转换为相应的 $f_c(\bar{R})$ 表达式，其形式是

$$f_c(\bar{R}) = \frac{\bar{R}^3}{(1 + \bar{R})^{3/2}} \quad (4.33)$$

这是利用二项式逼近，并令 $5/\pi$ 等于 $3/2$ 而后得到的。把

$$\dot{L}(\alpha t) = \frac{6}{25} \frac{\phi(\alpha t)}{t} \quad (4.34)$$

和表达式 (4.33) 代入 (4.30)，则内-回线组合中球体响应的垂直分量变为

$$\frac{V_z}{I} = 0.12 \frac{\mu_0 A}{t} \frac{\alpha^3 \bar{R}^2}{\bar{d}^4 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \phi(\alpha t) \quad (4.35)$$

4.2.1 瞬时噪声

如果 n_r 是由瞬时噪声在内-回线组合的接收线圈中感应出的单位面积的噪声，则感应的总噪声为

$$V_1 = A n_r \quad (4.36)$$

那么 (4.35) 式乘上发射电流 I ，再被 (4.36) 式除，就得到信

噪比 η_T 如下

$$\eta_T = 0.12 \frac{\mu_0 I}{n_T t} \frac{a^3 \bar{R}^2}{d^4 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \phi(\alpha t) \quad (4.37)$$

对给定的 η_T , 探测深度 d_T 由下式给出

$$d_T = C g(\bar{R}) \quad (4.38)$$

式中

$$C = 0.79 \left[\frac{0.12 \mu_0 I a^3 \phi(\alpha t)}{\eta_T n_T t} \right]^{1/4} \quad (4.39)$$

$$g(\bar{R}) = 1.27 \left[\frac{\bar{R}^2}{(1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \right]^{1/4} \quad (4.40)$$

$g(\bar{R})$ 随 $\bar{R}$ 的变化曲线图示于图 4.2。曲线有一个宽缓的极大, 并且在 $\bar{R}$ 从 0.45 到 6 的范围内 $g(\bar{R})$ 不低于极大值的 0.8 倍。

4.2.2 地质噪声

重叠回线组合的半空间响应正比于 R^4 (参见公式 (4.20)), 这是发射回线面积和接收回线的面积相乘的结果。在大发射回线中心附近采用偶极接收线圈时, 与此相应的公式可以这样得到, 用 πR^2 (大接收回线的面积) 除 (4.20) 式, 再乘以 A (移动接收线圈面积), 则得到

$$\frac{V}{I} = \frac{0.05 \mu_0}{\sqrt{\pi}} \frac{A}{tR} \left[\frac{\mu_0 \sigma_h R^2}{t} \right]^{3/2} \quad (4.41)$$

(4.41) 式乘 f_0 而后用乘积除 (4.35) 式, 则得到球体响应垂直分量的信噪比

$$\eta_{G,1} = 4.25 \frac{a^6}{f_0 d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{t}{\mu_0 \sigma_h a^2} \right]^{3/2} \phi(\alpha t) \quad (4.42)$$

则探测深度 $d_{G,1}$ 为

$$d_{G,1} = K_1 G(\bar{R}) \quad (4.43)$$

式中 K_1 即重叠回线组合 (公式 (4.26)) 中的系数而

$$G(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-1/4} \quad (4.44)$$

若地质噪声源是薄地层产生的响应, 则用 $A/(\pi R^2)$ 乘 (4.17) 式就可得出相似的公式如下

$$\frac{V}{I} = \frac{3A}{16SR^2} \left[\frac{\nu_0 SR}{t} \right]^4 \quad (4.45)$$

用 f_G 乘 (4.45) 式, 用乘积除 (4.35) 得到信噪比 $\eta_{G,2}$ 如下

$$\eta_{G,2} = 0.64 \frac{a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{t}{\nu_0 S a} \right]^3 \phi(a t) \quad (4.46)$$

探测深度 $d_{G,2}$ 为

$$d_{G,2} = K_2 G(\bar{R}) \quad (4.47)$$

式中 K_2 即 (4.44) 式重叠回线组合 (参见公式 (4.28)) 中的系数。

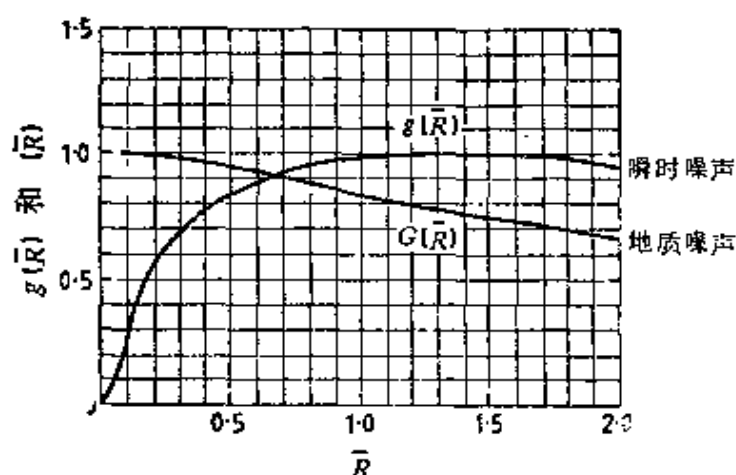


图 4.2 内-回线组合中 $g(\bar{R})$ 、 $G(\bar{R})$ 与 $\bar{R}$ 的函数关系曲线

在绘有 $g(\bar{R})$ 曲线的图 4.2 上绘出 $G(\bar{R})$ 曲线。 $g(\bar{R})$ 是与 $G(\bar{R})$ 相当的, 只是深度极限是受瞬时噪声影响的相关函数曲线。这两个函数与重叠回线组合的函数相比较, 相交处的 $\bar{R}$ 值较高, 最佳的回线半径 $\bar{R}$ 为

$$\bar{R} = 0.67 \quad (4.48)$$

在这个 $\bar{R}$ 值处, 两个函数的值都是 0.92。回线最合适边长 b 是

$$b = 1.2 d \quad (4.49)$$

即要求回线边长比极限深度大 1.2 倍, 这比对重叠回线组合要求的值 (要求 $b = 0.76 d$) 大。这个差别是由这一事实引起的, 即 $g(\bar{R})$ 达到极大值比重叠回线组合的 $f(\bar{R})$ 函数要慢, 而 $G(\bar{R})$ 随

$\bar{R}$ 的降低比重叠回线组合的函数 $F(\bar{R})$ 要慢得多。

§ 5 最佳延时的选择

瞬变电磁响应应当在最佳延时进行观测, 选择最佳延时基于这样准则: 就给定电导率和半径的目的物来说, 在该延时目的物的响应为最大。此选择方法在 5.1 部分研究。不过, 如果有地质噪声, 就不能只是根据目的物的特性来确定测量瞬变电磁响应的最佳延时。在这种情况下, 推算最佳延时要研究信噪比 $\eta_{G,1}$ 和 $\eta_{G,2}$ (分别为半空间和薄地层引起的地质噪声) 随时间变化的特征, 并确定这些函数达到极大的时间。这种方法在 5.2 部分研究。所有的计算都是针对球状目的物的, 因为它的响应有解析式。对其它形状的目的物也做了类似的研究。

5.1 空气中的球体

对于重叠回线组合, 空气中的球体响应由方程式 (4.8) 给出。不论重叠回线组合或是移动接收线圈组合, 响应的特性都由函数 $\phi(\alpha t)/t$ 给出

$$\phi(\alpha t) = 25\alpha t \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (5.1)$$

时间给定后, 响应与 α (即球体的电导率和尺度) 关系由 $\phi(\alpha t)$ 给出。这个函数的曲线绘于图 5.1。当 $\alpha t = 0.08$ 函数 $\phi(\alpha t)$ 为极大, 等于 1。那么球体的尺度和电导率给定后, 就得到最佳时间 t_{op} , 在 t_{op} 处响应为极大, 并由下式给出

$$t_{op} = \frac{0.08}{\alpha} \quad (5.2)$$

也即是: $t_{op} = 0.08 \mu_0 \sigma a^2$ 。 (5.3)

或许绘于图 5.2 中的曲线更能简明地说明这种特性。图 5.2 中是不同 α 值, 2 (最大的时间常数) 到 200 (最小的时间常数) 范围内的球体的瞬变响应 $\phi(\alpha t)/t$ 曲线。设球体位于回线下方某一固定深度。当 $\alpha = 20$, t_{op} 值为 4 ms。从图 5.2 可以看出, 在

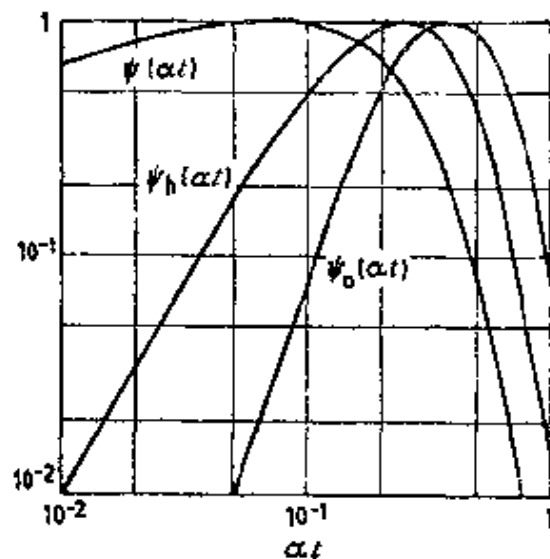


图 5.1 球体在空气中、在围岩中和在被覆盖层掩盖情况下 (分别为 $\psi(\alpha t)$ 、 $\psi_h(\alpha t)$ 和 $\psi_o(\alpha t)$) 响应的时特性曲线

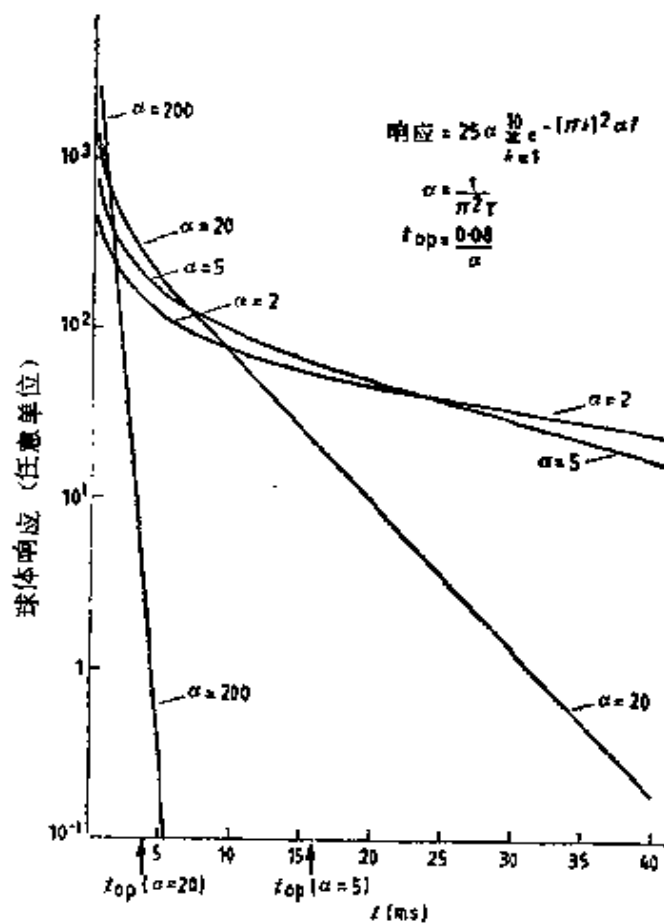


图 5.2 不同 α 值的球体瞬变响应 ($\alpha = 1/(\mu_0 \sigma_0 a^2)$)

$t_{op}=4\text{ ms}$ 处, $\alpha=20$ 的响应比 α 值大于或小于它的响应要强。类似情况, $\alpha=5$, $t_{op}=16\text{ ms}$, 此延时的响应比其它 α 值的响应都强。若时间常数在 $2<\tau<51\text{ ms}$, 即 α 为 $2<\alpha<50\text{ s}^{-1}$ 范围内, 可以认为是块状硫化矿体引起的响应。由 (5.2) 式可知, 探测给定深度块状硫化体最适用的延时范围在 $2<t<40\text{ ms}$ 。

注意, 对由 (5.2) 式确定的 t_{op} 值来说, 小时间常数 (大 α 值) 地质体的响应比大时间常数地质体的响应要小得多, 因此在延时 t_{op} 处观测将排斥掉小时间常数地质体的响应。分析图 5.1 中 $\phi(\alpha t)$ 曲线的特征可以证明上述论点的正确性。例如, 在 $t_{op}=4\text{ ms}$ 处观测, $\tau=5.1\text{ ms}$ ($\alpha=20\text{ s}^{-1}$) 的导体的响应最大。其他条件不变, 但导体的时间常数 $\tau=51\text{ ms}$ ($\alpha=2\text{ s}^{-1}$), 则响应要降低 40%; 而 $\tau=0.5\text{ ms}$ ($\alpha=200\text{ s}^{-1}$) 的球, 其响应要低 100 倍以上。对最后的一种情况, 要测到响应需要 $t_{op}=0.4\text{ ms}$ 这样非常早的最佳延时。

这种特点图 5.2 亦加以说明。比如, $t_{op}=4\text{ ms}$, $\alpha=20$ 的导体的响应为极大, 但是对 $\alpha=2$ 的导体响应只大 1.8 倍, 对 $\alpha=5$ 的导体响应只大 1.3 倍, 只是对 $\alpha=200$ 的导体大到 130 倍。

5.2 地质噪声的影响

有地质噪声的条件下, 可以研究分别由公式 (4.21) 和 (4.23) 确定的信噪比 $\eta_{G,1}$ 和 $\eta_{G,2}$ 达到极大的条件, 以此来确定瞬变电磁观测目的物的最佳延时。

5.2.1 均匀半空间

方程式 (4.21) 可以改写成以下形式

$$\eta_{G,1} = \frac{0.15\sqrt{\pi}\alpha^6}{f_G d^6 (1+\bar{R}^2)^3} \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{3/2} \phi_h(\alpha t) \quad (5.4)$$

其中函数

$$\phi_h = 400(\alpha t)^{5/2} \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (5.5)$$

上式描述了 $\eta_{G,1}$ 与时间的关系。虽然公式 (5.4) 是为重叠回线响应推导的, 但是移动接收线圈组合 $\eta_{G,1}$ 与时间的关系与它一

样,也是由 $\phi_h(\alpha t)$ 来描述。函数 $\phi_h(\alpha t)$ 绘于图 5.1, 其极大值在 $\alpha t = 0.25$ 处, 由此得出信噪比极大所对应的最佳延时 $t_{G,1}$

$$t_{G,1} = \frac{0.25}{\alpha} \quad (5.6)$$

也就是
$$t_{G,1} = 0.25 \mu_0 \sigma a^2 \quad (5.7)$$

这个条件与 Kaufman** (1981) 给出的最佳延时条件相一致, 是在与上述相似的条件推出的结果。Kaufman 引用的最佳条件是

$$q_1 \alpha t^* = 2.5 \quad (5.8)$$

式中 $q_1 = \pi^2$ 。由此条件得出 t^* 的值与 $t_{G,1}$ 是一样的。

5.2.2 薄覆盖层

方程式 (4.23) 可改写成下式

$$\eta_{G,2} = \frac{0.0080 a^6}{f_G' d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \left[\frac{S_s}{S} \right]^3 \phi_0(\alpha t) \quad (5.9)$$

式中 S_s 是 σa 的乘积, 而 $\phi_0(\alpha t)$ 函数如下

$$\phi_0(\alpha t) = 2000 (\alpha t)^4 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (5.10)$$

它给出了重叠回线和移动接收线圈两种组合中信噪比 $\eta_{G,2}$ 与时间的关系。这个函数关系绘于图 5.1。图中 $\alpha t = 0.4$ 处为一极大, 因此信噪比达到极大的最佳延迟时 $t_{G,2}$, 由下式给出

$$t_{G,2} = \frac{0.4}{\alpha} \quad (5.11)$$

即
$$t_{G,2} = 0.4 \mu_0 \sigma a^2 \quad (5.12)$$

这又与 Kaufman (1981) 给出的条件一致。Kaufman 引证在薄层下, 瞬变电磁探测球体的最佳条件是 $q_1 \alpha t^* = 4$, 因为 $q_1 = \pi^2$, t^* 值与 (5.11) 式给出的 $t_{G,2}$ 相同。

5.3 小结

一般来说, 野外观测总是在有地质噪声的情况下进行的。因

** 苏联地球物理学家 A. A. Kaуфман, 现在美国任教——译者

此,以 5.2 部分给出的条件确定最佳延时比较合适。地表面轻微风化,主要地质噪声是围岩响应引起的地区应当用方程 (5.7); 在覆盖层风化严重的地区,则应当用方程 (5.12)。比如,为了探测薄覆盖层下 $a=50\text{ m}$ 、电导率为 $5\text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ 的球形目的物,由方程 (5.12) 得出的最佳延时 $t_{G,2}=6.3\text{ ms}$ 。

虽然按上述方法确定的最佳延时进行观测能保证得到最大的信噪比;但是除观测的延时外,信噪比的大小还取决于其他一些因素。从方程 (5.9) 可见,信噪比的大小与球体和覆盖层的电导率与厚度乘积比 S_s/S 、球体的半径 a 和球体埋深 d 、回线半径 R 以及覆盖层响应的空间局部变化 f_G 。比如,研究这样的情况,一个半径 $R=50\text{ m}$ 的回线放在球体上方,球体的电导率 $\sigma=5\text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$,半径 $a=50\text{ m}$,埋深 $d=100\text{ m}$,并位于电导率与厚度乘积为 10 S 的覆盖层下,覆盖层响应的起伏为 10% (即 $f_G=0.1$)。把这些值和 $\psi_0(\alpha t)=1$ 代入方程 (5.9),得到信噪比 $\eta_{G,2}$ 的极大值为 10。假设信噪比的值最少要等于 3,那么能给出这一适当的信噪比的延时,就具有一定的范围。在这个例子里,该范围是由 αt 确定的。在该 αt , $\psi_0(\alpha t)$ 的值从 10 下降到 3,即在极大值两侧小 3.3 倍,在图 5.1 上 αt 的范围是 0.16 到 0.79。因此,在这一情况下,能给出适当信噪比的延时范围是 $2.5\text{--}12.5\text{ ms}$,在 6.3 ms 处信噪比达到极大值, $\eta_{G,2}=10$ 。

§ 6 探测深度的极限

6.1 重叠回线组合

将前面章节中 (参见公式 (4.12)、(5.4) 和 (5.9)) 不同噪声源的信噪比表达式加以改写,就可以得到影响探测深度的各种限制因素。将噪声源分别为瞬时噪声、半空间的地质噪声和薄覆盖层的地质噪声情况下,信噪比表达式 $\eta_{G,1}$ 、 $\eta_{G,2}$ 和 η_T 重写如下

$$\eta_T = 0.12 \frac{I_0 I}{\eta_T t} \frac{a^3 \bar{R}^2}{d^4 (1 + \bar{R}^2)^3} \psi(\alpha t) \quad (6.1)$$

$$\eta_{G,1} = \frac{0.15\sqrt{\pi}a^6}{f_G d^6 (1+\bar{R}^2)^3} \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{3/2} \phi_h(\alpha t) \quad (6.2)$$

$$\eta_{G,2} = \frac{0.0080 a^6}{f_G d^6 (1+\bar{R}^2)^3} \left[\frac{S_s}{S} \right]^3 \phi_0(\alpha t) \quad (6.3)$$

每一种情况的信噪比都是球体正上方的响应被有关的噪声幅度除后的结果。因为观测工作只能在有限的测网上进行，球体的响应极大值可能测不到，不过就实用目的论，可以假定至少观测到目的物最大幅度的66.6%。这个情况可以这样来考虑，即把上列各比值的系数减少33.3%。采取这样的调整，并依据信噪比(6.1)、(6.2)和(6.3)式，得到极限探测深度的三个表达式如下

$$d_T = 0.33 \left[\frac{\mu_0 I a^3 \phi(\alpha t)}{\eta_T n_T t} \right]^{1/4} f(\bar{R}) \quad (6.4)$$

$$d_{G,1} = 0.75 a \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{1/4} \left[\frac{\phi_h(\alpha t)}{f_G \eta_{G,1}} \right]^{1/6} F(\bar{R}) \quad (6.5)$$

和
$$d_{G,2} = 0.42 a \left[\frac{S_s}{S} \right]^{1/2} \left[\frac{\phi_0(\alpha t)}{f_G \eta_{G,2}} \right]^{1/6} F(\bar{R}) \quad (6.6)$$

前面已经给出

$$f(\bar{R}) = 1.61 \left[\frac{\bar{R}^2}{(1+\bar{R}^2)^3} \right]^{1/4} \quad (6.7)$$

$$F(\bar{R}) = (1+\bar{R}^2)^{-1/2} \quad (6.8)$$

现在，函数 $\phi(\alpha t)$ 、 $\phi_h(\alpha t)$ 和 $\phi_0(\alpha t)$ 的极大值已代入上面的表达式。正如 § 5 讨论过的那样，这些函数的极大值都等于 1。表达式 (6.4) 是按球体在空气中的条件推导出来的，所以象 § 5 讨论过的那样，最佳延时可用 $t = 0.08 \mu_0 \sigma a^2$ 代入。采用这些数值，并象以前那样选 $f_G = 0.1$ 以及信噪比至少等于 3，则极限深度的表达式最终变成下列各式

$$d_T = 0.47 \left[\frac{I a}{n_T \sigma_s} \right]^{1/4} f(\bar{R}) \quad (6.9)$$

$$d_{G,1} = 0.92 a \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{1/4} F(\bar{R}) \quad (6.10)$$

$$\text{和} \quad d_{G,2} = 0.51a \left[\frac{S_s}{S} \right]^{1/2} F(\bar{R}) \quad (6.11)$$

注意，表达式 (6.9) 与 Kamenetskii (1976) 引证的一样，但是表达式 (6.10) 和 (6.11) 的系数分别大 77% 和 155%，这是因为本文选择的最佳延时的标准不同。Kamenetskii 采用的是“空气中球体”的条件，而在前述推导中 (5.2 部分已叙述过的) $\psi_h(\alpha t)$ 和 $\psi_0(\alpha t)$ 都是最大 (值) 条件，另外 Kamenetskii 推导的表达式中没有包括 f_G 这个因素。在上面的表达式中，选用 $f_G = 0.1$ 本身就把极限深度值增加了 $10^{1/6}$ 倍，即增加 47%。

给定的瞬时噪声和地质噪声源的总影响，综合极限深度 d_L 可以从下式得出

$$d_L = \min\{d_T, d_{G,1}, d_{G,2}\} \quad (6.12)$$

象 4.1.2 部分讨论的那样，回线边长 b 可由下式给出

$$b = 0.76d_L \quad (6.13)$$

回线两边边长偏离 b 值，对极限深度影响不大。比如从图 4.1 可以看出，把 $\bar{R}$ 从最合适值 0.43 增加一倍到 0.86，从而影响 $F(\bar{R})$ ，因此也引起由地质噪声所决定的极限深度变浅，但仅仅 18%。另外，回线边长常受其他因素的制约 (例如，给定面积的易变性)。为了简化计算回线大小和环境条件确定后的深度极限，用 $\bar{R}$ 乘表达式 (6.9)、(6.10) 和 (6.11)，以得到与回线尺寸有关的表达式

$$\bar{R}f(\bar{R}) = 2.12R \left[\frac{n_T \sigma_s}{Ia} \right]^{1/4} \quad (6.14)$$

$$\bar{R}F(\bar{R}) = \frac{1.09}{a} R \left[\frac{\sigma_h}{\sigma_s} \right]^{1/4} \quad (6.15)$$

$$\text{和} \quad \bar{R}F(\bar{R}) = \frac{1.96}{a} R \left[\frac{S}{S_s} \right]^{1/2} \quad (6.16)$$

$\bar{R}f(\bar{R})$ 和 $\bar{R}F(\bar{R})$ 函数的曲线绘于图 6.1。为了利用这些曲线，需先由给定的 R 值计算出上述三个表达式的右项值，再从图 6.1 读出 $\bar{R}$ ，最后从 $d = R/\bar{R}$ 式算出三种情况中的每一种的极限

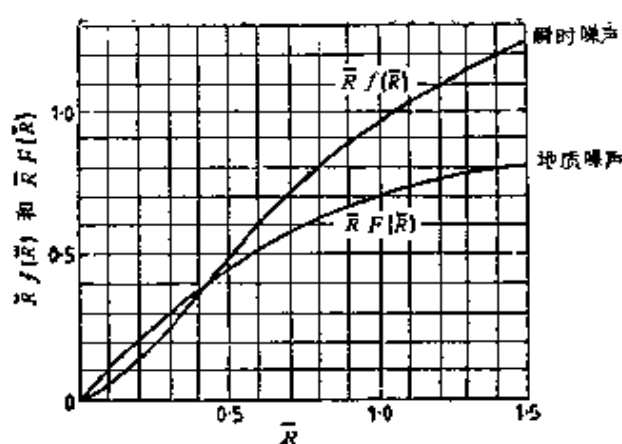


图 6.1 重叠回线组合 $\bar{R}f(\bar{R})$ 、 $\bar{R}F(\bar{R})$ 与 $\bar{R}$ 的函数关系曲线

深度。

6.2 计算探测深度极限的举例

研究一个野外例子。此野外工作采用重叠回线组合，供电流为 7 A，布置在球形目的物之上方。球形目的物的半径 $a = 75$ m，电导率 $\sigma_s = 5 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ （即 $S_s = 375 \text{ S}$ ）。球体位于电导率与厚度乘积 $S = 10 \text{ S}$ 的覆盖层下，电导率 $\sigma_h = 0.001 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 的围岩之中。这种可以认为是比较好地代表了 Elura 矿床和矿床的地质环境（参见 Buselli, 1980）。对于 n_T 参数，我们取 $n_T = 5.76 \times 10^{-11} \text{ V/m}^2$ ，这是在 100 m 回线中重复测量噪声场得到的值。把这些值和 $f(\bar{R})$ 和 $F(\bar{R})$ 的最佳值 0.92 代入表达式 (6.9)、(6.10) 和 (6.11) 得到 $d_T = 500 \text{ m}$ ， $d_{G,1} = 530 \text{ m}$ 和 $d_{G,2} = 220 \text{ m}$ 。因此从 (6.12) 式得到了极限深度 $d_L = 220 \text{ m}$ ，这个值与顶深 150 m 的球体极限深度相当（因为球体的半径为 75 m）。在这个例子里，因为 $d_{G,2}$ 是三个深度值中最小的一个，所以极限深度受到导电覆盖层的地质噪声制约。

从 (6.13) 式得到所需的回线边长 $b = 170 \text{ m}$ 。不过在这种情况下，也可以用小一点的回线，因为从图 4.1 可以看出 $\bar{R}$ 减小， $F(\bar{R})$ 增大，从而受地质噪声制约的探测极限深度将随回线边长的减小而增大（不过若是瞬时噪声制约则减小）。举例，如采用回线边长 $b = 100 \text{ m}$ ， $R = 56.4 \text{ m}$ ，那么从 (6.14)、(6.15)

和 (6.16) 以及图 6.1 得到的归一化半径的三个值是 $\bar{R}=0.15$ 、0.1 和 0.24。利用公式 $d=R/\bar{R}$ ，则极限深度分别为 380, 560 和 240 m。再从 (6.12) 式得到综合极限深度， $d_i=240$ m。因此，采用 100 m 的回线能够探测（即从 $\eta_{G,2} \geq 3$ ）深（顶深）达 170 m 处的 Elura 类型的矿体。

6.3 内-回线组合

采用内-回线组合的瞬时的和地质的信噪比由公式 (4.37)、(4.42) 和 (4.46) 给出，它们是

$$\eta_T = 0.12 \frac{\mu_0 I}{n_T t} \frac{a^3 \bar{R}^2}{d^4 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \phi(\alpha t) \quad (6.17)$$

$$\eta_{G,1} = 4.25 \frac{a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{t}{\mu_0 \sigma_h a^2} \right]^{3/2} \phi(\alpha t) \quad (6.18)$$

和
$$\eta_{G,2} = 0.64 \frac{a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{t}{\mu_0 S a} \right]^3 \phi(\alpha t) \quad (6.19)$$

象重叠回线组合那样，信噪比 $\eta_{G,1}$ 和 $\eta_{G,2}$ 可以改写成下列形式

$$\eta_{G,1} = \frac{0.27 a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{3/2} \phi_h(\alpha t) \quad (6.20)$$

和
$$\eta_{G,2} = \frac{0.0080 a^6}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{S_s}{S} \right]^3 \phi_0(\alpha t) \quad (6.21)$$

式中函数 $\phi_h(\alpha t)$ 和 $\phi_0(\alpha t)$ 给出了信噪比与时间的相依关系。函数的形式与重叠回线组合形式相同（参见 5.2.1 部分和 5.2.2 部分）。

极限深度可以从 (6.17)、(6.20) 和 (6.21) 式求得，其方式与重叠回线所用的方式相同。在每一种情况里，方程式中的系数都减少 33.3%，以符合回线可能不正在目的物上方的这种实际情况，这样公式就变换为

$$d_T = 0.42 \left[\frac{\mu_0 I a^3 \phi(\alpha t)}{\eta_T n_T t} \right]^{1/4} g(\bar{R}) \quad (6.22)$$

$$d_{G,1} = 0.75 a \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{1/4} \left[\frac{\phi_h(\alpha t)}{f_G \eta_{G,1}} \right]^{1/6} G(\bar{R}) \quad (6.23)$$

$$\text{和} \quad d_{G,2} = 0.42a \left[\frac{S_s}{S} \right]^{1/2} \left[\frac{\psi_0(\alpha t)}{f_G \eta_{G,1}} \right]^{1/6} G(\bar{R}) \quad (6.24)$$

式中

$$g(\bar{R}) = 1.27 \left[\frac{\bar{R}^2}{(1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \right]^{1/4} \quad (6.25)$$

$$\text{和} \quad G(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-1/4} \quad (6.26)$$

将 $\psi(\alpha t) = 1$, $t = 0.08 \nu_0 \sigma \alpha^2$, $\psi_h(\alpha t) = 1$, $\psi_0(\alpha t) = 1$, $f_G = 0.1$, 并选信噪比至少等于 3, 代入上式最后得到

$$d_T = 0.6 \left[\frac{Ia}{n_T \sigma_s} \right]^{1/4} g(\bar{R}) \quad (6.27)$$

$$d_{G,1} = 0.92a \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{1/4} G(\bar{R}) \quad (6.28)$$

$$\text{和} \quad d_{G,2} = 0.51a \left[\frac{S_s}{S} \right]^{1/2} G(\bar{R}) \quad (6.29)$$

这三个值中最小的一个就是极限深度 d_L 。再从 (4.49) 式得到发射回线的边长 b 如下

$$b = 1.2 d_L \quad (6.30)$$

象对重叠回线组合一样, 发射回线尺寸 (半径 R) 固定时, 用 $\bar{R}$ 乘 (6.27)、(6.28) 和 (6.29) 式就可以得到如下的极限深度

$$\bar{R}g(\bar{R}) = 1.67R \left[\frac{n_T \sigma_s}{Ia} \right]^{1/4} \quad (6.31)$$

$$\bar{R}G(\bar{R}) = \frac{1.09R}{a} \left[\frac{\sigma_h}{\sigma_s} \right]^{1/4} \quad (6.32)$$

$$\text{和} \quad \bar{R}G(\bar{R}) = \frac{1.96R}{a} \left[\frac{S}{S_s} \right]^{1/2} \quad (6.33)$$

函数 $\bar{R}g(\bar{R})$ 和 $\bar{R}G(\bar{R})$ 曲线示于图 6.2。

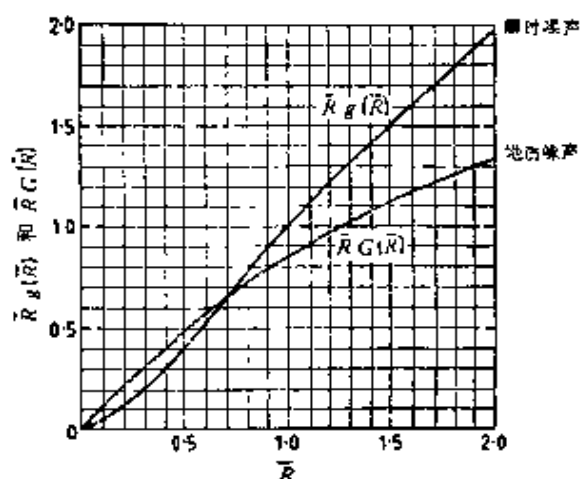


图 6.2 内-回线组合的 $\bar{R}_g(\bar{R})$ 、 $\bar{R}G(\bar{R})$ 与 $\bar{R}$ 的函数关系曲线

§ 7 忽略覆盖层和围岩影响的条件

7.1 忽略地质噪声的判据

一般来说, 地质噪声对总的信号所做的部分贡献 ϵ 有关系

$$\epsilon = \frac{f_G H}{S_T + f_G H} \quad (7.1)$$

式中 H 为均匀半空间或薄层的响应, f_G 是响应中的局部波动, 而 S_T 为目的物的信号。用 $f_G H$ 除 (7.1) 式, 使 ϵ 如下

$$\epsilon = \frac{1}{\eta + 1} \quad (7.2)$$

式中 η 是信噪比 (噪声源为地质原因), 它由下式给出

$$\eta = \frac{S_T}{f_G H} \quad (7.3)$$

这与早先定义的一样 (参见表达式 (4.21))。选 $\eta \geq 3$, 以保证地质噪声贡献 $\epsilon < 0.25$, 也就是说所选定的判据是信噪比至少等于 3, 从而地质噪声的贡献小于综合响应的 25%。我们可以用此判据来确定以重叠回线和移动接收线圈组合工作时, 可以忽略覆盖层和围岩影响的野外参数 R (回线半径) 和 d (目的物的顶部埋深) 的范围。

7.2 重叠回线组合

7.2.1 表达式的推导

对于重叠回线组合, 地质噪声是来自半空间的响应, 则信噪

比 $\eta_{G,1}$ 由 (5.4) 给出

$$\eta_{G,1} = \frac{0.15\sqrt{\pi}a^b}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{3/2} \phi_h(\alpha t) \quad (7.4)$$

地质噪声是薄层响应, 则信噪比 $\eta_{G,2}$ 由 (5.9) 式给出

$$\eta_{G,2} = \frac{0.0080a^b}{f_G d^6 (1 + \bar{R}^2)^3} \left[\frac{S_s}{S} \right]^2 \phi_v(\alpha t) \quad (7.5)$$

令 $\phi_h(\alpha t) = 1$, $\phi_v(\alpha t) = 1$, $f_G = 0.1$, $\eta_{G,1} = 3$ 和 $\eta_{G,2} = 3$, 表达式 (7.4) 和 (7.5) 可以变换成与 R 有关的下列形式

$$\left[\frac{R}{a} \right]^2 = 0.96 \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{1/2} - \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^2 \quad (7.6)$$

和
$$\left[\frac{R}{a} \right]^2 = 0.30 \frac{S_s}{S} - \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^2 \quad (7.7)$$

式中 d' 是球体顶部埋深, 它由下式给出

$$d' = d - a \quad (7.8)$$

有关表达式 (7.6) 和 (7.7) 的曲线示于图 7.1。图中目的物和围岩的电导率比 $\sigma_s/\sigma_h = 100$ 和 1000, 与此值相当的的目的物和覆盖层之间的电导率与厚度积的比为 $S_s/S = 32$ 和 100。注意这两条曲线和 Kamenetskii (1976) 给出的相类似的曲线不同。这种

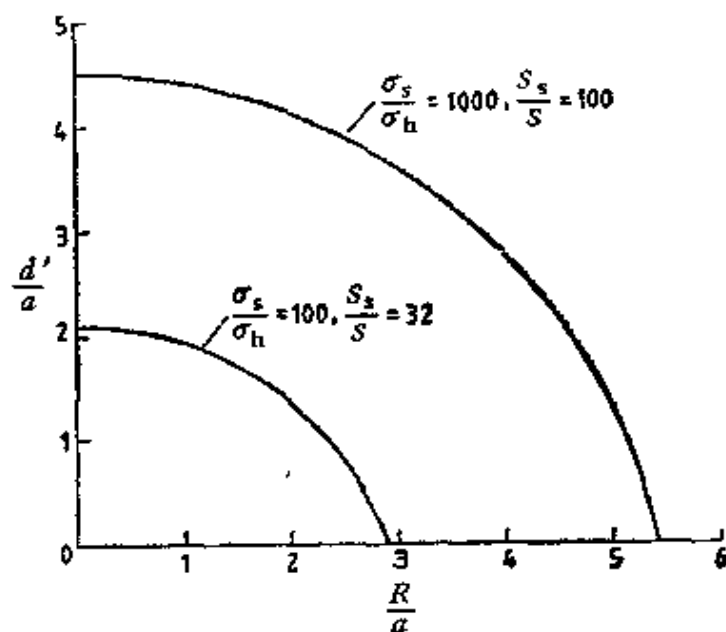


图 7.1 采用重叠回线组合时覆盖层和围岩影响可以忽略不计的范围 (此范围在坐标轴和相应的 σ_s/σ_h 或 S_s/S 曲线之间)

差别是这样引起的, 这里包括了因素 f_G , 以及判断最佳延时的标准不同, 这在 5.2 部分已经叙述过。

7.2.2 应用理论曲线举例

在图 7.1 中坐标与所绘的 σ_s/σ_h 或 S_s/S 曲线之间任何点, 对任意给定的电导率或电导率与厚度乘积比来说都符合忽略覆盖层或围岩影响的条件。我们来研究这样的情况, 在球体目的物上方铺设边长 100m ($R=56.4\text{m}$) 的重叠回线, 球体半径 $a=75\text{m}$, 顶深 $d'=100\text{m}$, 并被电导率与厚度乘积 $S=10\text{ S}$ 的覆盖层掩盖。象 6.2 部分引证的例子一样, 这些参数值很好地代表了 Elura 矿床及其地质环境, R/a 和 d'/a 的值分别是 0.75 和 1.33。在图 7.1 中, 点 (0.75, 1.33) 落在坐标轴和 $S_s/S=32$ 的曲线之间。按照 7.1 部分给出的判据, 电导率与厚度乘积为 S 的覆盖层, 比值 S_s/S 要是大于 32, 它的响应就可以忽略不计。

因为在上述例子中 S_s/S 的值是 37.5, 所以覆盖层响应可以忽略。此结论与在这种情况下薄层地质噪声的信噪比 $\eta_{G,2}$ 的大小是一致的。把模型参数及 $f_G=0.1$ 、 $\phi_0(\alpha t)=1$ 代入 (7.5) 式, 得到 $\eta_{G,2}=19$ 。比值满足 $\eta_{G,2} \geq 3$ 的判据, 从而地质噪声 (来自覆盖层) 的贡献小于 25%。

7.3 内-回线组合

内-回线组合的 $\eta_{G,1}$ 和 $\eta_{G,2}$ 表达式, 由 (6.20) 和 (6.21) 式给出如下

$$\eta_{G,1} = \frac{0.27a^6}{f_G d'^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{\sigma_s}{\sigma_h} \right]^{3/2} \phi_h(\alpha t) \quad (7.9)$$

和
$$\eta_{G,2} = \frac{0.0080a^6}{f_G d'^6 (1 + \bar{R}^2)^{3/2}} \left[\frac{S_s}{S} \right]^3 \phi_0(\alpha t) \quad (7.10)$$

令 $\phi_h(\alpha t)=1$, $\phi_0(\alpha t)=1$, $f_G=0.1$, $\eta_{G,1}=3$ 和 $\eta_{G,2}=3$, 表达式 (7.9) 和 (7.10) 可以变换成与 R 有关的表达式

$$\left[\frac{R}{a} \right]^2 = 0.93 \frac{\sigma_s}{\sigma_h} \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^{-2} - \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^2 \quad (7.11)$$

$$\text{和} \quad \left[\frac{R}{a} \right]^2 = 0.089 \left[\frac{S_s}{S} \right]^2 \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^{-2} - \left[\frac{d'}{a} + 1 \right]^2 \quad (7.12)$$

这两个函数关系示于图 7.2。图中电导率比 $\sigma_s/\sigma_h=100$ 和 1000，相应的电导率与厚度乘积比 $S_s/S=32$ 和 100。象重叠回线组合的情况一样，这些结果与 Kamenetskii (1976) 给出的结果不同，原因是包括了因素 f_0 以及选择最佳延时的标准不同，这点在 7.2.2 部分已叙述过。

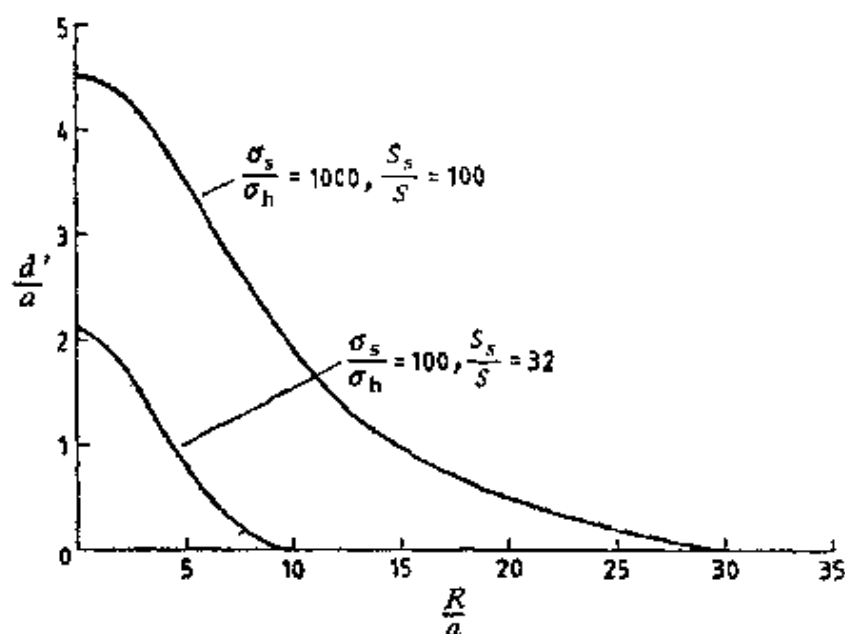


图 7.2 应用内-回线组合时可以忽略覆盖层和围岩影响的范围
(此范围在两坐标轴和相应的 σ_s/σ_h 或 S_s/S 值曲线之间)

应用图 7.2 中曲线的方法与 7.2.2 部分叙述的方法相同。

§ 8 测网的选择

8.1 接收系统的分辨率

接收系统的分辨率既影响普查的又影响详查的网度的选择。一般来说，小型多匝接收线圈的分辨率比大接收回线的分辨率要高。用内-回线组合测得的异常宽度比较窄，因此此种组合对偏离回线中心一边的目的物的灵敏度较低。

在球形目的物上方大重叠回线和偶极接收线圈系统的分辨率的对比情况示于图8.1。图中绘出重叠回线组合的几何响应函数 $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ ($\bar{L}=0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ 和 1.5)，以及内-回线组合测得的水平分量和垂直分量的 $f_x(\bar{x})$ 和 $f_z(\bar{x})$ 函数。参数 $\bar{x}_0, \bar{x}$ 和 $\bar{L}$ 由 $\bar{x}_0 = x_0/d$, $\bar{x} = x/d$ 和 $\bar{L} = L/d$ 得出。所绘出的异常宽度定义为响应极大峰值的66%强度处的宽度，这里采用6.1部分一样的习惯作法，即假设至少观测到目的物极大振幅的66%。

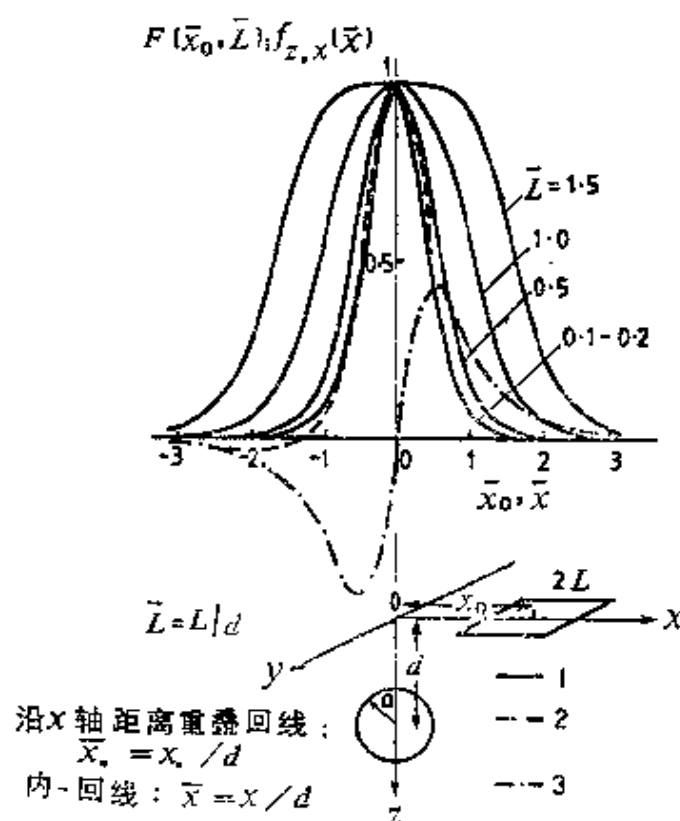


图 8.1 球形目的物上用重叠回线组合和内-回线组合测得的异常宽度的比较

1—重叠回线；2—内-回线垂直分量；3—内-回线水平分量

$\bar{L} > 0.5$ 时，重叠回线组合的异常宽度比移动接收线圈组合的异常宽度大。重叠回线的异常宽随 $\bar{L}$ 的减小而减小， $\bar{L}$ 在0.2和0.5之间时，异常的宽度变得接近偶极接收线圈的异常宽度， $\bar{L}$ 进一步减小，引起的异常宽度减小不多， $\bar{L} < 0.2$ 的异常宽度值变成常数。因此，4.1.2部分建议重叠回线组合的发射回线边

长为 0.76 乘上极限探测深度 (即 $b=0.76d$ 或 $\bar{L}\simeq 0.4$, 因为 $L=b/2$), 对重叠回线组合得到最大探测深度和提供很高的分辨率都是最合适的。因此, 在相应的网度下, 采用重叠回线组合能达到内-回线组合垂直分量所具有的分辨率。至于内-回线组合, 测量响应的水平分量可以得到另外的信息。在详查中观测到的水平分量的特征, 在确定目的物的位置和产状方面可以当作附加的信息。

简而言之, 重叠回线组合最适合用于普查测量, 因为选用 $\bar{L}>0.5$ 时分辨率较低, 对回线中心一侧的目的物的灵敏度相对较高。小接收线圈分辨率较高, 能测三个分量, 更适合于详查工作。

8.2 测网的大小

8.2.1 普查测量

普查测量的主要要求是确保能圈定预计一定深度处一定规模目的物的异常位置。网度要足够密以保证能探测出这个异常, 它取决于异常响应极大值的 66.6% 响应的宽度是多大。图 8.2 示出了重叠回线组合中 $W/(2L)$ 和 $\bar{L}$ 的函数关系。纵坐标的数值是以相应的 $2L/d$ 值除 W/d (从图 8.1 读取) 得到。

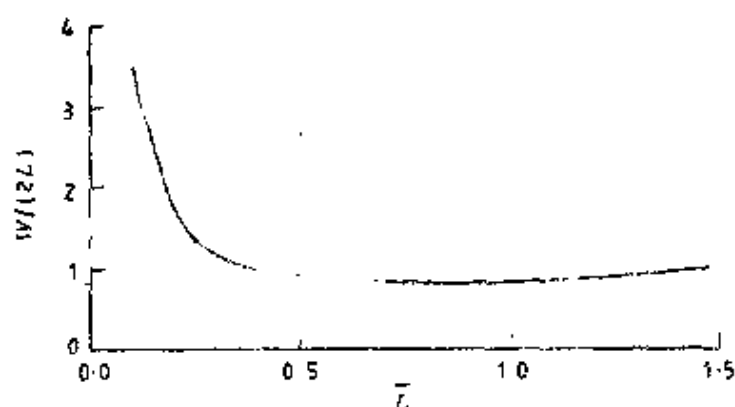


图 8.2 重叠回线组合归一化的异常宽度 $W/2L$ 与回线大小 $\bar{L}$ 的函数关系

所要求的网度应当等于或小于 W , W 值可用图 8.2 确定。由图可见 $\bar{L}>0.18$, $W/(2L)$ 值都小于 2, 因此网度应小于回线

边长的两倍,从而欲省略掉相邻的测点,即按棋盘格那样铺回线,是不合理的。比如 100m 边长 ($L=50\text{ m}$) 的回线,如 $d<280\text{ m}$, $\bar{L}$ 大于 0.18,从而在大多数情况下以 100m 为边长的回线按棋盘格式铺设是不行的。若 $\bar{L}>0.3$, $\bar{L}$ 在很宽的范围里 $W/(2L)$ 约为 1。 $W/(2L)$ 约为 1 意味着点距等于回线边长,即回线铺设无重叠。对于 100m 边长的回线,对于 $d<170\text{ m}$ 的值, $\bar{L}$ 大于 0.3,从而对普查测量无重叠地铺设回线是允许的。正象 4.1.2 部分所讨论的那样来选择发射回线边长,即相当极限深 d 的量级。

这些建议是针对球形目的物的。要确定薄脉状体上的点距,需研究附录 B 中发表的模型资料以做出抉择。图 B1.a 到图 B1.d 表明薄脉状体的异常宽度取决于延迟时间和脉的顶部埋深。为了保证在普查中不漏掉薄脉引起的异常,应当保证测点的宽度不大于图 B1.a 到 B1.d 所给出的最窄响应的异常宽度。假设脉是直立的,取双峰之中的最大响应的 66.6% 处的双峰响应的宽度当作异常宽 W 。图 B1.a 到图 B1.d 上所示出的最窄响应是 $\beta=0.14$ ($t=0.2\text{ ms}$, $L=50\text{ m}$), 和 $d/L=0.06$ 的结果 (图 B1.a)。 $\theta=90^\circ$ 曲线,极大值的 66.6% 的异常宽度为 $2.4L$, 因此测点距应当等于 $2.4L$ 或小于 $2.4L$ 。对于球形目的物,已建议过测网尺度等于或小于回线边长 $2L$ 。采用回线边长等于极限探测深度的网度还能保证薄脉形目的物的异常在普查测量中可以辨认出来。

参考图 8.1 可以看出,用偶极接收方案测得的垂直分量的异常宽度与回线大小无关,而是等于 0.8 乘极限探测深度。因此,在普查测量时采用移动接收方案,若极限深度为 100m,则网度应为 80m。

8.2.2 详查观测

为了得到足够详细的目的物的异常,读数的间隔需要比建议的观测网度 $2L$ 小,以便在普查测量期间能对异常响应进行分辨。比如图 B1.a 到 B1.d 中的曲线表明,为了确定响应的峰,所用读数间隔小到回线边长的 15%,联邦科学工业研究院模型

结果判断最小读数间隔应为 11%。因此,在详查测量中要充分确定异常,如采用重叠回线组合需有约 10% 的重叠。就 100m 的回线来说,也就是用 10m 的网度。这意味铺相当数量的回线,要花很多时间。在勘探阶段采用移动接收线圈组合更为适当,但测线间距需要精确地定为 10m。在此阶段,用对准合适方向的接收线圈同时测量场的水平分量是值得的。水平分量的特征可以提供更多的目的物方位和埋深的信息,另外水平分量测量的信号与地质噪声比较高(参见 § 3)。

对地-井测量的网度可应用相似的思路,为了获得所要求的异常细节,建议测量的间隔为 5 m。

§ 9 超顺磁效应和负响应

物探界广泛应用 SIROTEM 之后指出,在一些地区得到的响应与根据关于地中流动的感应涡流常用理论模型不一致,特别是在一些地区晚延时测到了不正常的瞬变过程,并且有时测到负瞬变电磁响应。

9.1 近地表超顺磁物质的效应

现已发现近地表的超顺磁 (SPM) 物质,能够导致用 SIROTEM 探测到不正常的瞬变响应(约低于 $10\mu\text{V}/\text{A}$) (Buselli, 1982)。这种情况通常在地表为风化环境地区观测到,特别是在红土覆盖的地区。最可能引起超顺磁响应的矿物有磁赤铁矿、赤铁矿和超细粒的(即指颗粒半径小于 $250\text{ \AA}$) 磁铁矿。比如在 Elura 观测到很强的超顺磁效应,在那里采的样品中的主要磁性成分为磁赤铁矿和赤铁矿的混合物。

超顺磁响应引起不正常瞬变场导致大地似乎比实际情况更为导电,从而晚延时的视电阻率值比预计的要低。图 9.1 示出在 Elura 用 100m 重叠回线做的测深曲线。用这种回线组合测到的视电阻率值,从 5.8 ms 的最大值 $15.7\ \Omega\cdot\text{m}$ 下降到 52 ms 的约 $7\ \Omega\cdot\text{m}$ 。另一方面,在两层大地(电阻率 $10\ \Omega\cdot\text{m}$,厚 100m 的

地层上伏在 $1000 \Omega \cdot \text{m}$ 的半空间上) 上, 用 100 m 回线计算的测深曲线值逐渐增大, 趋向基底的电阻率 (参见图 9.1)。野外实验表明, 用 SIROTEM 常用电流 ($\leq 8 \text{ A}$) 工作, 观测到超顺磁效应实际上都在距发射回线 3 m 内。任何回线组合, 使接收探头离发射回线边 3 m 以外就测不到明显的超顺磁响应。象内-回线这样的组合, 正如图 9.1 中所示的那样, 在 Elura 矿点采用它视电阻率值如预期那样随延时而增大。

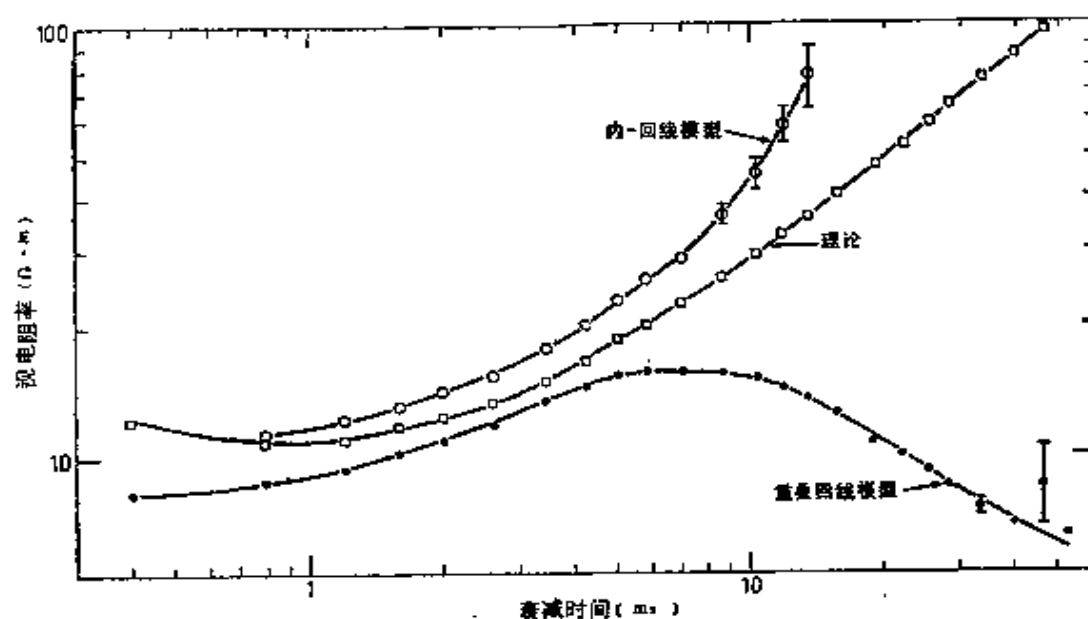


图 9.1 有超顺磁地区观测到的视电阻率测深曲线、内-回线组合测得的曲线及理论曲线

在实验室内测量土壤样品的磁化率 κ 与温度的函数关系, 证明了土壤样品的磁性成分中有超顺磁的颗粒。实验中观测到 κ 随温度增加, 而冷却时 κ 又回到它的最初值。 κ 随温度的可逆变化表明超顺磁颗粒的存在。

决定颗粒在给定的任意温度有否超顺磁特性的因素是颗粒的大小。稳定磁化状态之间的势垒正比于颗粒的体积。假设颗粒是细粒的话, 势垒会足够地低, 以致热扰动能激励磁化方向之间的变换。对大小一定的颗粒, 发生这种变换的温度称之为阻塞温度 (Dunlop, 1974)。高于此温度, 剩磁低, 而磁化率高, 这是因为磁畴对外加磁场的反应很迅速。与超顺磁畴为有关的弛豫时间在

10^{-4} s 到 1 s 之间, 它与大致是 3—50 ms 范围的时间常数是一致的。这个时间常数范围是从实验室测量土壤样品的瞬变响应中得出的, 土壤样品采自测到不正常瞬变响应的地区。

去掉外加磁场的张弛时间 τ_0 , 由 Nagata* (1961) 给出如下

$$\tau_0 = \frac{1}{f_0} \exp \frac{K_u v}{kT} \quad (9.1)$$

式中 K_u = 各向异性能, v = 颗粒的体积, k = 玻尔兹曼常数, T = 绝对温度, f_0 是频率因素 (决定于 K_u 、 v 和 T), 其典型值为 10^9 s^{-1} 。因为 τ_0 随 v/T 比值按指数变化, 所以从一给定的超顺磁颗粒的 τ_0 到非超顺磁颗粒的 τ_0 的转换是很快。比如, 在室温 ($T = 300 \text{ K}$) 下, 一个半径为 $340 \text{ \AA}$ 的球形磁铁矿颗粒具有的张弛时间 $\tau_0 = 10^9 \text{ s}$, 把 τ_0 和 f_0 值代入 (9.1) 式, 则指数项为 10^{18} ; 对于稍稍小一点的半径为 $260 \text{ \AA}$ 的颗粒, 其体积减小 0.447 倍, 指数项变成 1.11×10^8 , 也就是说指数项变了 10 个数量级。因为 f_0 正比于 $\sqrt{v}$, v 的变化也能引起 f_0 的变化, 所以 f_0 变为 $6.69 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 。把这两个值代入 (9.1) 式, 半径为 $260 \text{ \AA}$ 的颗粒的张弛时间 $\tau_0 = 1.7 \times 10^{-1} \text{ s}$ 。因此, 某一球形颗粒的体积比 $\tau_0 = 10^9$ 的颗粒体积小 0.447 倍时, 这个颗粒的张弛时间差不多要小 10 个数量级。这就是超顺磁的特性。另一方面, 半径 $340 \text{ \AA}$ 的颗粒, 在 $T = 660 \text{ K}$ (即 390°C), 得到的张弛时间 $\tau_0 = 10^{-1} \text{ s}$, 并在此温度下成为超顺磁的。

超顺磁响应衰减曲线与 t 的关系为 t^{-1} (图 9.2)。这个特性在野外 (用能去掉正常瞬变电磁响应的回线组合, 参见 Buselli, 1982) 和实验室中都已观测到, 在实验室测的是土壤样品中的磁性部分 (Buselli, 1982)。

因此, 为了检验在野外是否测到了明显的超顺磁响应, 应当把曲线绘在双对数坐标纸上, 曲线晚延时部分能与指数为 -1.0 ± 0.2 的幂函数直线相拟合表明存在超顺磁响应。把被拟合的曲

* 东京大学地球物理学中田教授《岩石磁性》一书, 1953 在东京出版, 有俄、中、英译本——译者

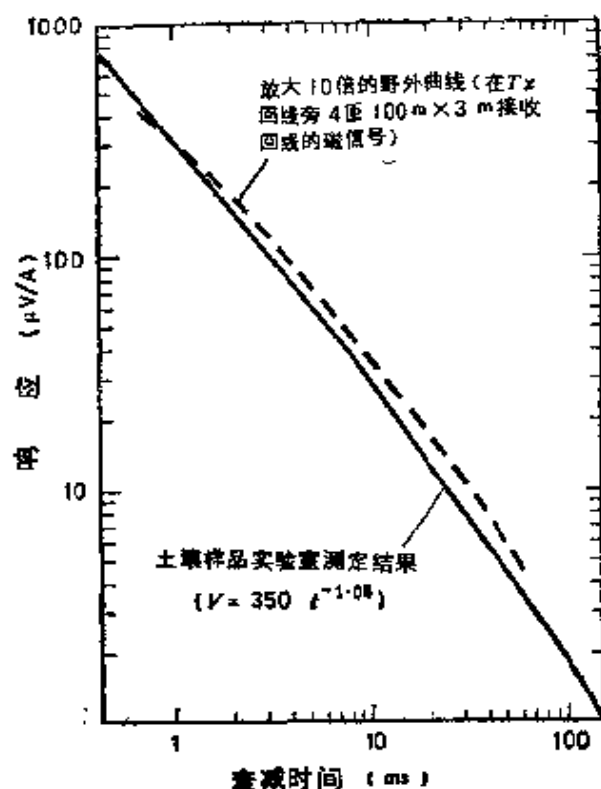


图 9.2 在野外和实验室测得的超顺磁物质的瞬变响应的比较

线外推至早延时段，再从测得的总响应中减去，这就成功地从数据中去掉了超顺磁影响。现在已有计算器和台式计算机的程序能做此数据处理(参见12.4.5部分)。为了避免在野外测到超顺磁响应，应当采用接收回线与发射回线隔一段距离的组合方式。这类回线组合的例子有偏移回线组合和内-回线组合。SIROTEM以正常电流(≤ 8 A)和大回线组合工作时，偏移3 m已经足够。不过移动接收线圈对超顺磁响应比较灵敏，所以在观测到超顺磁响应严重的地区，接收线圈至少离回线边15 m以外的地方。在这样的地区，采用内-回线组合，要求得到可靠的电阻率测深结果的话，发射回线的边长要避免小于30 m。

9.2 负瞬变电磁响应

理论上，在电导率和导磁率不随频率变化的大地上，用重叠回线组合测得的衰减曲线在整个测量时间范围内都应是正的响应(Weidelt, 1982)；但在野外观测到很多这样的情况，在一部分

时间范围内瞬变衰减值变成负值。

Weidelt (1982) 断定, 信号反转的最可能原因是与正常的瞬变电磁响应一起感生出的激发极化响应有关。这个现象 Lee (1981) 和 Raiche (1983) 已经把它当作激发极化效应做了理论上的探讨。Lee (1981) 在探讨中假设一个复电导率体系, 用柯尔-柯尔张弛模型来描述电导率与频率的依从关系。他证明, 为了得到负的瞬变电磁响应, 只要这个模型的 τ 不等于零即有可能。此处 τ 为时间常数, 它决定激发极化响应持续时间的长短。理论上衰减曲线在约 0.4 到 1.1 ms 的延时范围内变成负值, 不过符号发生变化的具体时间取决于 τ 值。该论文中研究了三种情况, τ 值范围取 1.0×10^{-4} — 3.08×10^{-2} s, Raiche (1983) 核验了这些结果, 并证明如直接观测磁场, 符号的反转出现得比测量磁场对时间的导数 (如用感应线圈测量) 的还更早一些。

在有些情况里, 在早延时观测到正的响应, 而在较晚的延时才变为负。依照在导电脉和围岩界面或是在两种不同电导率 (比如, 电导率比为 3) 岩石单元的接触处有电流聚集这一观点, 就可以对此响应做出简单的解释。在印度 Gani 村的倾斜导电页岩上方观测到这种情况 (McCracken 和 Buselli, 1981), 其剖面示于图 9.3。图中 1.2 ms 延时的剖面有一个强的正异常, 2.6 ms 的为一无特点的剖面, 大于 3 ms 的瞬变电磁响应是负的。

象图 9.4 说明那样假设这样一个模型, 在导电不太好的围岩中有一个倾斜脉, 就得到上述特点可能的解释。在电导率比较低的介质中形成的烟圈 (Nabighian, 1979) 进入到电导率比较高的介质中传播放慢 (因为烟圈速度正比于 $\sigma^{-1/2}$)。当接触带的走向长度相当大时 (1 km 的量级), 电流汇聚会相当显著。在这种情况下, 把磁场看做向脉下方移动的无限长线源引起的场就能很好地一级近似解释清瞬变电磁响应。象图 9.4 中示出的那样, 电流源 $i(t_1)$ 引起的磁感应 $B_s(t_1)$ 是向下穿过接收回线; t_1 之后线源移动到 $i(t_2)$ 表示的位置, 磁感应 $B_s(t_2)$ 成了反方向。因此感应的瞬变电磁电压相对于早延时 (如 t_1) 感应的电压极性

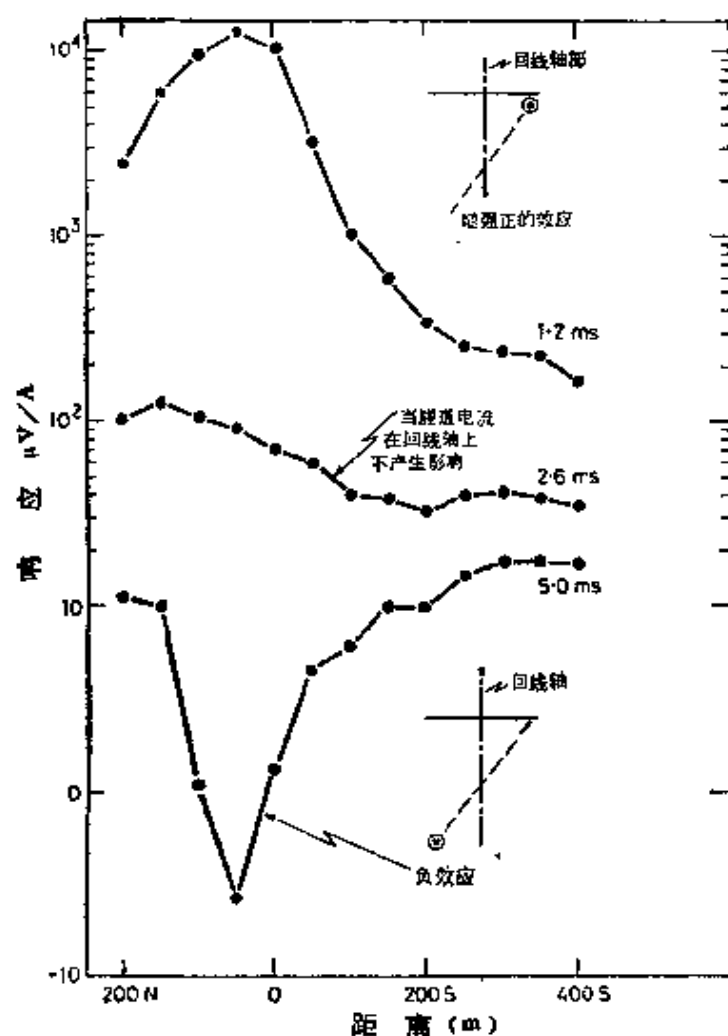


图 9.3 印度 Gani 村一倾斜导电页岩上观测的瞬变电磁剖面（晚延时显示出一个负响应）

相反。

用这个模型，在 Gani 村观测到的瞬变电磁响应的瞬时特征和空间特征都得以解释。比如，用在接触面上，沿倾斜面向下移动的，无限长水平电流源的磁感应表达式可以模拟这个衰减曲线，这个表达式是

$$B(x, t) = \frac{\mu_0 i(t)}{2\pi[(x-x_0)^2 + x_0^2 \tan^2 \theta]^{1/2}}$$

式中 θ 是接触面倾角， x_0 和 x 是电流圈和发射回线相对接触面与地面相交点的位置。再对此方程积分，得到感应电压

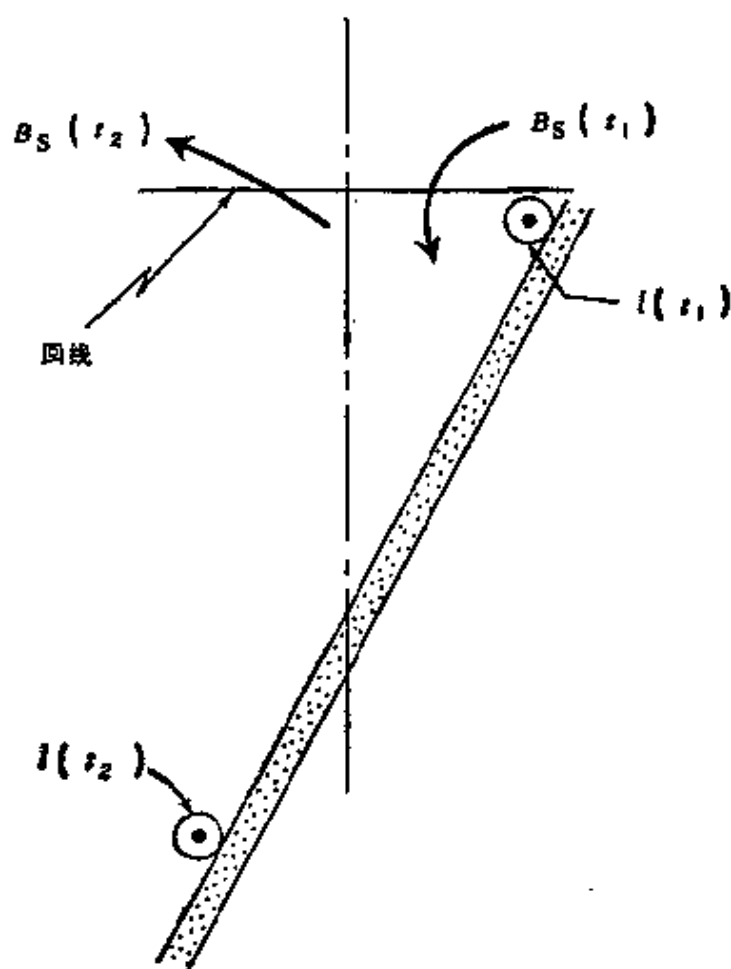


图 9.4 聚集电流从时间 t_1 到 t_2 向倾斜接触面下方扩散时穿过接收回线的磁场反向的可能机制图示

$$V = -n \int \frac{dB}{dt} \cdot dA$$

式中 n 为接收回线圈数。此式的计算结果示于图 9.5。观测数据（以点表示）表示了 50N 测点的异常，背景响应（由 200N 和 150S 两个测点得出）已经减掉。图中实线是按上式推出的理论响应，野外的和理论的值都归一到一个延迟时间（4.2 ms）。理论衰减曲线与观测数据拟合极好。同样，图 9.3 中的剖面空间特征可以用前述计算方法，计算接收线圈位于测线上不同测点的感应电动势来解释。

可以利用观测到的负瞬变电磁响应填厚覆盖下电导率差较小

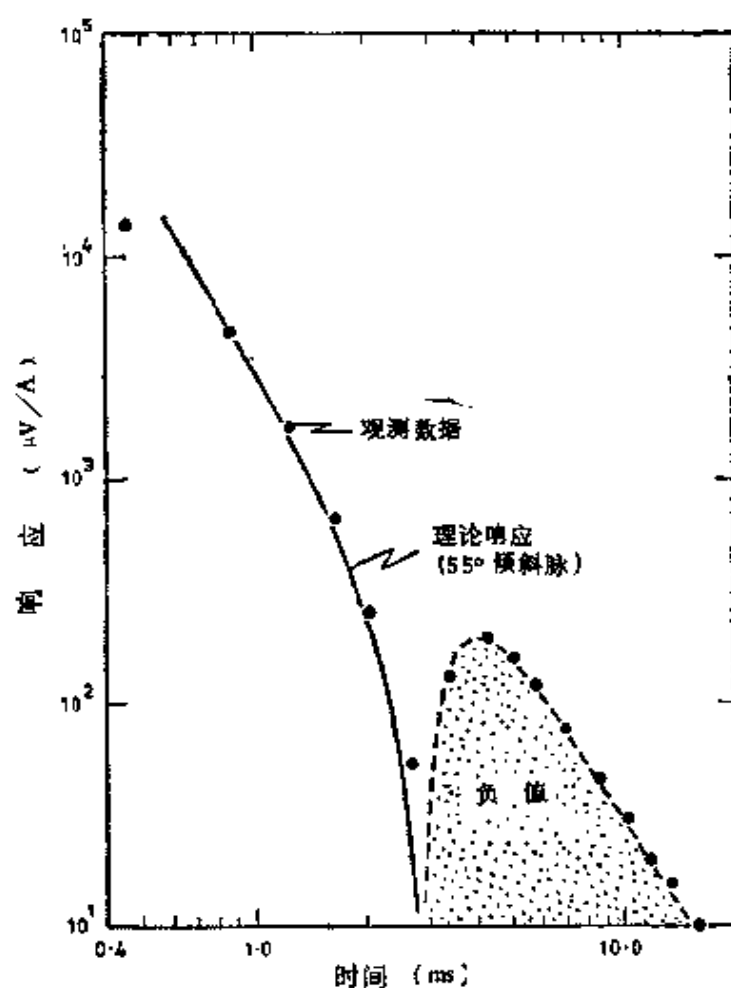


图 9.5 野外实测的与根据线电源向下沿接触面移动预测的瞬变电磁曲线的比较（负响应用点划线表示）

的长（1 km 量级）脉和接触带图。已有经验关系式确定接触带的倾角（McCracken 和 Buselli, 1987, 参见 12.2.3 部分）。负响应也会使预计的薄脉上方双峰响应严重畸变。特别是目的物上盘的感应响应受到改变，然而下盘的响应实质上无改变。

第二章 数据解释

§ 10 数据解释方案概述

10.1 普查观测

目的：去掉等值线图上发现的假异常，对 其 余 的 异常划等级，作为详细测量的根据。

1. 图件

利用普查测量期间得到的数据绘制下列图件：

- (1) 每条测线的电压剖面图。
- (2) 选择一些取样道（至少一个早期道，一个中期道和一个晚期道）数据绘电压等值线图，或视电阻率等值线图。
- (3) 异常响应和一些非异常响应的视电阻率与延迟时间关系曲线。
- (4) 在等值线图上，勾出的每一个异常响应的衰减曲线以及挑选一些背景响应测点做出衰减曲线。异常响应分别绘在双对数和单对数两种图纸上，而背景响应仅绘在双对数纸上。

2. 剖面图和等值线图的分析（参见 13.1.1 部分）

- (1) 在图上标出异常带的位置。
- (2) 在图上标出已知人文产物（如篱笆、动力电线等）的位置和已知可以产生电磁响应的地质体（如导电页岩）的位置。
- (3) 确定出异常等级，以便详查。一个只出现在早延时等值线图上的并且是与已知地质特征相联系的异常给予低等级，高等级给在晚延时变得更为明显的异常。

3. 视电阻率曲线的分析

- (1) 如果观测是在低电阻率环境（ $< 10\Omega \cdot m$ ）区完成的，

那么假设它是均匀半空间响应把测得的电压曲线转换为视电阻率（参见 12.3.1 部分）。观测如果是在电阻性环境区完成，则无须转换成视电阻率曲线，只需分析电压图件即可。

（2）检验测深曲线，有否超顺磁响应。如果在某一地区地质条件表明基底是电阻性的，而电阻率值随延时而下降，那么就存在超顺磁响应。如果确有此响应存在，试用幂指数为 -1 的幂函数来拟合，以便消除掉（参见后面衰减曲线分析的叙述）。

（3）假设大地是层状，利用地质资料确定出适当的层数，而后反算在非异常带地区得到的结果。为此可采用 GRENDL 程序（参见 12.4.2 部分）或利用正演程序 CLRTM 作试错反演（参见 12.4.1 部分）。如果可以假设为两层大地，就可利用理论曲线进行反演（参见 12.2.5 部分和 13.1.2.1 部分）。

（4）对于导电性薄板覆盖基底的模型，其电导率与厚度乘积和地层厚度可以利用理论曲线求出（参见 12.2.6 和 13.1.2.2 部分）。

（5）如果可以用两个薄层（比如覆盖层覆盖在水平煤层上）来逼近地质情况，则二层的电导率与厚度乘积以及顶层的厚度可以用理论曲线求出（参见 12.2.7 和 13.1.2.2 部分）。

4. 衰减曲线的分析

（1）分析双对数曲线，确定能否用幂函数来拟合。如幂函数拟合得到指数为 $-5/2$ ， -4 （在早延时），或 -1 （在晚延时），则表明响应分别为半空间、薄层，或是近地表的超顺磁物质引起。

（2）如果有超顺磁响应，从总的响应中把它减掉（参见 12.4.5 部分）。

（3）把剩余值绘在双对数和单对数纸上。

（4）分析单对数图上中间延时部分是否指数衰减（在单对数图上为直线），如果能拟合成一直线就得到时间常数（参见 13.1.3 部分）。

（5）利用衰减曲线的早延时部分去掉覆盖层影响（参见

12.2.6 和13.1.2.2 部分)。

(6) 绘剩余响应曲线, 并研究单对数图上的曲线是否是指
数衰减曲线。

(7) 分析衰减曲线是否是半空间响应(在双对数图上为一
直线, 幂函数的指数为 $-5/2$)。去掉此响应, 在单对数纸上绘剩
余响应曲线, 再分析它是否按指数衰减。

10.2 详查观测

目的:

(1) 确定探测目的物的顶部埋深, 倾角和电导率(或电导
率与厚度乘积)。

(2) 取得有关目的物经济价值资料, 定孔位, 打穿目的物。

(3) 如果是有利可图, 应取得进一步勘探工作的指导意
见。

1. 图件

根据详查期间收集到的数据绘制下列图件:

(1) 选择一些数据道(通常最少是隔一道一条, 直到达到
噪声电平)绘实测电压剖面图。

(2) 绘电压剖面图的测线都绘视电阻率拟断面图。

(3) 绘每个异常响应的衰减曲线(双对数和单对数图)和
背景响应测点的衰减曲线图(双对数图)。

2. 剖面图的分析

可以选择薄脉、球、圆柱或接触带做为目的物的最合适的模
型。把剖面的或等值线图的特征(比如, 薄脉是双峰), 当做最
合适模型的标记来应用。

薄脉形目的物

(1) 利用相似模型结果做试错(trial-and-error)2D反
演(参见13.2.1.11部分)。

(2) 利用诺模图求出脉的电导率与厚度乘积, 深度和倾角
(参见12.2.1和13.2.1.1.3部分)。

(3) 应用响应的两峰值比与倾角之间的经验关系, 校核倾

角值（参见 12.2.2 和 13.2.1.1.2 部分）。

（4）如果用尺寸相差 2 倍的两个回线都取得了数据，利用 13.2.1.1.4 部分所叙述的方法求脉的顶深。

（5）应用 PLATE 程序做试错反演求脉的电导率和尺寸。PLATE 程序可用于分离回线的、内-回线的和移动接收线圈组合（参见 12.4.3 和 13.2.1.1.5 部分）。

（6）用 HP 9845 程序、TURAM 1，反演移动接收线圈组合数据（参见 12.4.5 和 13.2.1.1.5 部分）。

球形目的物

（1）把剖面图特征与 12.1.8 部分叙述的相似模型特征相对比。

（2）利用 12.3.4.1 部分（对重叠回线组合）和 12.3.4.2 部分（对动接收组合）的理论公式，按 13.2.1.2.2 部分叙述的那样求目的物的深度、大小和电导率。

（3）象 13.2.1.2.3 部分叙述的那样，应用 SPHERE 程序做正演模拟，或试错反演。

圆柱形目的物

（1）把剖面图的特征与 12.1.9 部分和 12.1.10 部分叙述的相似模型结果相对比。

（2）利用 12.3.5 部分内-回线组合的水平圆柱体的理论公式，象 12.3.1.3.2 部分叙述的那样求目的物的深度、大小和电导率。

两种岩石单元的接触带

（1）把剖面图特征和 12.1.7 部分描述的相似模型结果对比。

（2）如果在接触带观测到负的瞬变电磁响应，象 13.2.1.4.2 部分描述的那样，求接触带的倾角。

3. 视电阻率拟断面的分析

（1）象 13.2.2 节叙述的那样绘拟剖面图。

（2）用象 10.1 部分叙述的检查视电阻率测深曲线同样的

方法, 检查拟断面中有否超顺磁响应。如有超顺磁响应, 试着用指数为-1的幂函数来去掉它(参见下面衰减曲线分析)

(3) 假设大地为层状, 象 10.1 部分中视电阻率曲线分析的第(3), (4) 和(5)的叙述那样做反演。

4. 衰减曲线的分析

(1) 在单对数纸和双对数纸上都绘衰减曲线。

(2) 象 10.1 部分叙述的那样详细分析衰减曲线。

§ 11 适用的瞬变电磁数据解释 辅助资料一览表

表 11.1 给出对解释 SIROTEM 数据有用的辅助资料单, 还给出了每一内容的参考资料名称。瞬变电磁数据解释资料主要参考文献是 Fokin*(1971)、Kamenetskii (1976)、McCracken (1979)、Morrison (1981)、Spies (1980) 等人的著作。开列在表 11.1 中辅助资料的详情在 § 12 叙述。

§ 12 数据解释辅助资料的详情

12.1 相似模拟

12.1.1 介绍

与 SIROTEM 工作有关的瞬变电磁相似模拟主要成果已编辑在联邦工业科学研究院、矿产资源局、Macquarie 大学和苏联的一些研究所的文献中。矿产资源局和 Macquarie 大学的模型是 Spies (1980) 做的, 合在一起称之为 BMR-Macquarie 大学成果。

联邦科学工业研究院的薄脉(重叠回线)结果载于附件 A**。
矿产资源局-Macquarie 大学和苏联的结果, 按下列分类载于附

* 苏联地球物理学家 А. Ф. ФОКИНА——译者

** 因图件过多, 故只印出内容索引和一张图, 做为例子——译者

表 11.1 瞬变数据解释辅助资料的清单

	解释辅助材料	参 考 文 献
1.	相似模型 (1) 无限长薄板 (2) 有限薄脉 (3) 直立厚脉 (4) 三个直立脉 (5) 垂直接触面 (6) 球 (7) 水平圆柱体 (8) 直立圆柱体	Buselli 和 Thorburn(1981), Fokin(1971), Spies (1980)
2.	经验关系式和诺模图 (1) 无限薄脉用诺模图 (2) 薄脉的倾角 (局部感应) (3) 接触带倾角 (负响应) (4) 薄脉的顶深 (5) 地层为两层时视电阻率典型曲线 (6) 单个薄板的典型曲线 (7) 两个薄板的典型曲线	Ramaprasada Rao(1973), 和 Kamenetskii (1976) Velikin 和 Bulgakov* McCracken 和 Buselli (1981) Fokin(1971) Raiche 和 Spies(1981) Kamenetskii(1976) Kamenetskii(1976)
3.	分析表达式 (1) 均匀半空间 (2) 半空间中的烟圈 (3) 薄地层覆盖在不导电基底 (4) 隐伏的球 (5) 隐伏的无限延伸水平圆柱体 (6) 有限物体的时间常数	Fokin(1971), Lee 和 Lewis(1974), Kamenetskii(1976), Raiche 和 Spies Nabighian(1979) Fokin(1971) Kamenetskii(1976) Kamenetskii(1976) Kamenetskii(1976)

* 苏联地球物理学家А. Б. ВЕЛИКИН 和 Ю. И. БУЛГАКОВ——译者

续表

解释辅助材料		参 考 文 献
4.	计算机程序	
	(1) 1D (层状大地) 正演 (可从 CSIRO 得到)	CSIRO (VAX 计算机)
	(2) 1D 反演	CSIRO (VAX 计算机)
	(3) 板、球正演 (可从多伦多大学得到)	Dyck, Bloore 和 Valee, Gallagher (1983)
	(4) 板、球反演	
	(5) HP 9845 程序	新南威尔土地调所
5.	计算器程序	
	(1) Supermac	McCracken (1979)
	(2) Ruth's "Sooper Dooer" 偶极	McCracken (1979)
	(3) 视电导率 (瞬变电磁)	Spies 和 Raiche (1980)
	(4) SMK (烟圈)	CSIRO

件B: (1) 无限长薄脉; (2) 有限薄脉; (3) 厚脉; (4) 三个直立脉; (5) 垂直接触带; (6) 球体; (7) 水平圆柱体; (8) 直立圆柱体。

空气中模型的重叠回线的结果, 载于 (1) 到 (8) 类中。另外, 分离回线响应载于 (1)、(3) 和 (5); 双回线 (Spies) 响应载于 (3); 内-回线响应载于 (3) 和 (8)。导电介质的影响在 (5)、(7) 和 (8) 类里研究。

苏联研究所的结果载于 (1) 到 (7) 类里; BMR-Macquarie 大学的结果载于 (1)、(3)、(5) 和 (8) 类里。一些特殊的类型编在矿产资源局-Macquarie 大学的文集中, 这里未发表, Spies 叙述过文集的内容 (1980) (比如 Elura 矿床模型, 在文集 98 页; Woodlawn 矿床模型, 在文集 49 页)。

12.1.2 比例模拟理论

在比例模拟野外电磁系统时, 乘积 $\sigma \mu L^2 / t$ 必须保持常数。乘

积中 L 是系统的线性尺度。此要求可用下式表达

$$\frac{\sigma_m \mu_m L_m^2}{t_m} = \frac{\sigma_f \mu_f L_f^2}{t_f} \quad (12.1)$$

式中足标 m 和 f 分别指模型和野外系统。通常 $\mu_m = \mu_f$ ，因此

$$\frac{\sigma_m L_m^2}{t_m} = \frac{\sigma_f L_f^2}{t_f} \quad (12.2)$$

同时要注意几何比例因子 F ，由下式给出

$$F = L_f / L_m \quad (12.3)$$

则 (12.2) 关系式又可写成：

$$\frac{\sigma_m}{t_m} = F^2 \frac{\sigma_f}{t_f} \quad (12.4)$$

即在比例模拟指定的野外系统中， σ/t 必须按 F^2 比例模拟。如果时间无需比例模拟（即 $t_m = t_f$ ），则电导率 σ 必须按 F^2 倍比例模拟。

地球物理勘探所采用的的大多数电磁系统所测量的量是无量纲的。模型结果可以这样表示，使它们与模型的绝对量值无关。因为相似的只是磁力线的几何状态，所以这样的模型称之为几何模型；仅建立模型时公式 (12.4) 必须遵守。

然而，对于瞬变电磁法，测量的瞬变响应值是被发射电流值除的感应电压值，通常是以 $\mu V/A$ 表示。在此情况下，模型试验测量的电压值 V_m 与在野外测量的 V_f 通过下式联系 (Spies, 1980) 起来

$$\frac{V_f}{V_m} = \frac{L_f}{L_m} \frac{t_m}{t_f} \quad (12.5)$$

模型实验测量的量如不是无量纲的，象 (12.5) 关系式就必须与通常所说的绝对模拟的 (12.2) 式一并应用。

表达式 (12.5) 表明，由模型系统到野外系统乘积 Vt/L 是不变的，而且模型结果常常可以用 $\mu V/A$ 乘上 t/L 来表示（参见苏联薄脉模拟结果）。

应当注意，由给定目的物、围岩和覆盖层之间电导率比得到的模拟结果，可以模拟目的物、围岩和覆盖层电导率比相同的许

多野外情况。给定模型所代表的野外情况取决于时间和尺度这些比例因素的选择。例如,在 $t_m = t_f$ 的情况下,模型的电导率 $\sigma_m = 10^5 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 所代表的野外电导率,如果 $F = 10^3$ 则 $\sigma_f = 10^{-1} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$;如果 $F = 320$ 则 $\sigma_f = 1 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 。不过,后一种野外电导率仍然可以用 $F = 10^3$ 来模拟,但要比例模拟时间 $t_m = 10^{-1} t_f$,以得到 $\sigma_f = 1 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 。Spies (1980) 描述了某一给定模型曲线能够模拟不同情况的方法,这取决于改变尺度(几何比例尺因子 F)还是改变 t ,并且在绝对模拟响应时要考虑(12.5)表达式。

12.1.3 无限长薄脉

12.1.3.1 CSIRO 的成果

附件 A 是联邦科学工业研究院编辑的不同倾角、不同埋深的薄板相似模拟结果,内容的索引列在附件的首页。做瞬变电磁观测所用的回线为圆形,用来模拟矿体的板的走向角为零度。用 SIROTEM 仪器采集、记录数据。没有比例模拟时间参数,因此通过下式就达到了比例模拟

$$\sigma_m = F^2 \sigma_f \quad (12.6)$$

式中 σ_m 和 σ_f 分别为模型的和野外的电导率, F 为比例因子。

在附件 A 中的测线,其水平向主要测点距,在模型系统中定为 5 cm。比如,在标记为 400 和 450 测点间的模拟距离为 5 cm。因此如果 $F = 10^3$,则代表野外为 50 m。通过下列关系式(Spies, 1980)

$$\left[\frac{V}{I} \right]_f = \left[\frac{V}{I} \right]_m \frac{F}{n_T n_R} \quad (12.7)$$

从模拟值 $\left[\frac{V}{I} \right]_m$ 得到响应的野外值 $\left[\frac{V}{I} \right]_f$,单位是 $\mu\text{V}/\text{A}$ 。上式中

n_T 和 n_R 分别为发射回线和接收回线的匝数。

发表的联邦科学工业研究院模型实验积累的数据是实验的原记录。这些资料可以压缩成比较通用的形式,比如苏联所做的脉状体模拟资料的整理方式。这些资料都是以归一化参数的形式来表达的(参见下面)。

12.1.3.2 苏联和BMR-Macquarie 大学的成果

从 Velikin 和 Bulgakov (1968) 的著作, 以及 Fokin 的著作中汇集的薄脉上相似模拟结果与矿产资源局和 Macquarie 大学所做的模拟实验结果一并附在附件 B, 即图 B₁—B₉。图中的脉状体的参数汇编在表 12.1 中。注意, 一般来说, 如果岩脉的厚度小于 0.1 乘回线边长, 则认为它是薄脉。联邦科学研究院的脉状模型也是采用这个标准。

附件 B 中的大部分成果以综合形式表示。比如, 在图 B₁.a 到 B₁.d 中, 四条 β 值曲线都是以 $\frac{t}{L} \cdot \frac{V}{I}$ 和 $\frac{x}{L}$ 的坐标来绘制, $\beta = t \cdot 10^{-3} / (\mu_0 S L)$ 。因此图 B₁.a 包括给定深度 $d/L = 0.06$, $\beta = 0.14$ 、0.56、1.3 和 2.5 所限定的 (固定 S 和 L 值) 四个不同延时条件下, 四个薄脉倾角 $\theta = 0^\circ$ 、 30° 、 60° 和 90° 的响应。图 B₁.b 给出脉深 $d/L = 0.5$ 的相应曲线, 图 B₁.c 是 $d/L = 1.0$ 的, 图 B₁.d 是 $d/L = 2.0$ 的。所用脉状模型的参数一览表 (为了与苏联的定义一致, 参数 l 和 m 分别定义为走向长和延深的一半, 并且用半回线边长 L 归一, 厚度用回线边长 b 归一)

12.1.3.3 直立薄脉上分离回线组合的结果

表 12.1 苏联和BMR-Macquarie大学模型实验

图 号	模型种类	薄 脉 参 数		
		走向长 l/L	延深 m/L	厚度 W/b
B 1	无限长薄脉	6.7, 14	5.1, 10	0.020, 0.012
B 2	无限长薄脉	未模拟	未模拟	0.068
B 3	有限薄脉	0.25, 0.5, 1.0 和 2.0	0.25, 0.5, 1.0 和 2.0	未模拟
B 4	有限薄脉	1.0	$m \gg l$	未模拟
B 5	厚直立脉	$2l \gg W$ 和 b	$2m \gg W$ 和 b	0.16 和 0.42
B 6.a B 6. b	厚 脉	32	22	0.17
B 6. c	厚 脉	未模拟	未模拟	未模拟
B 7	厚直立脉	未模拟	未模拟	0.15
B 8	厚直立脉	29	25	0.15
B 9	三个直立脉	未模拟	未模拟	未模拟

图 B2 示出空气中直立脉上分离回线和重叠回线组合观测到的剖面曲线 (Spies, 1980)。在重叠回线和分离回线组合中采用的回线半径分别为 R_1 和 R_2 , 分离回线组合中两回线的中心距离 $L/R_1 = 2.0$ 。

重叠回线的响应为一双峰, 峰间的低谷正在脉顶部上方; 而分离回线响应在脉顶部是一负峰, 脉两侧为强度较弱的正峰。

12.1.4 有限长薄板

跨过有限长薄脉中部上方的剖面曲线绘于图 B3.a 至 B3.k 中。模拟薄脉的板呈方形, 边长 $l/L = 1.0$ 或 2.0 , 在图中曲线上予以标明。图 B3.a—B3.k 包括了给定 l/L 和给定延时 (由 β 值确定) 的结果。在每张图中, 给出 $d/L = 0.1, 0.5, 1.0$ 和 2.0 四种脉深值*的结果。每一个深度又有两个脉倾斜角 $\theta = 0^\circ$ 和 60° 的结果。注意, 对于水平板 ($\theta = 0^\circ$), 剖面图的原点与板中心在地表投影重合, 而对倾斜板 ($\theta = 60^\circ$) 原点与板顶边在地表投影重合。

在图 B4.a 到 B4.d 中, 给出 $l/L = 1.0$ 的有限薄脉上的一些剖面图。注以 $y/L = 2$ 的剖面相当于测线离开中心测线 $y/L = 0$, 而注以 $x/L = +1.0$ 和 $x/L = -1.0$ 的测线相当测线平行于模拟薄板顶边。图 B4.a 到 B4.d 的每一张图是不同倾角 ($\theta = 90^\circ$ 或 60°) 的结果。图中绘出不同延时 (由 β 决定) 下, $d/L = 0.06, 0.5, 1.0$ 和 1.5 四种深度的曲线, 情况如下

图 B4.a: $y/L = 0$ 和 $2, \theta = 90^\circ$

B4.b: $y/L = 0, \theta = 60^\circ$

B4.c: $y/L = 2, \theta = 60^\circ$

B4.d: $x/L = +1.0$ 和 $-1.0, \theta = 60^\circ$

12.1.5 直立厚脉的结果

12.1.5.1 重叠回线组合结果

图 B5.a 和 B5.b 是无限直立厚脉上得到的剖面图。图

* 实际上 B3.c—B3.k 的 $d/L = 0.06, 0.25, 0.5$ 和 1.0 ——译者

B5. a 为在不同延时(θ), 不同深度 $d/L=0.22$ 、 0.5 、 1 和 2 , 以及厚度 $W/b=0.16$ 厚脉上方的结果。图 B5. b 为在不同 θ 值, 不同深度 $d/L=0.08$ 、 0.5 、 1 和 2 , 厚度 $W/b=0.42$ 直立厚脉上方的结果。

12.1.5.2 双 (Spies) 回线组合结果

Spies 对双回线已做过阐述 (1975)。在野外通常是这样做, 把两个相邻回线连成“8”字形即可。两个回线的合成一次场与直立导体耦合很好, 而与水平导体耦合不好。所以这种组合对透镜矿体上方的导电覆盖层响应不灵敏, 但是这种回线组合对覆盖层电导率的侧向的突然变化灵敏。

图 B6. a 示出空气中厚脉上方单回线和双回线的两种响应。脉的厚度 $W/b=0.17$, 深度 $d/L=0.50$ 。单回线组合显示双峰响应; 而双回线组合有三个峰, 中心的峰比单回线的双峰中的每一个都强, 这个大的中心峰正在直立脉顶部上方。

图 B6. b 示出厚脉上方单回线和双回线两者的响应, 脉的厚度 $W/b=0.17$, 位于深 $d/L=0.73$ 处, 并被电导率与厚度乘积为 16 S 的覆盖层掩盖。这些结果相当野外 100 m 回线的结果。单回线组合 (实线) 在晚延时 ($> \text{约 } 4.1\text{ ms}$) 有一双峰响应, 而双回线组合 (虚线) 与覆盖层耦合较弱, 引起的早延时 (1.1 ms) 响应仅仅是单回线测到的响应的 $1/5$, 不过在晚延时 (10.1 ms) 测到明显高于背景的、三个峰组成的清晰响应。然而, 覆盖层电导率的侧向变化可能湮没基岩中导体的响应。

脉倾斜对双回线组合响应的影响示于图 B6. c, 倾斜角 $\theta=0$ 、 30° 、 60° 和 90° 。 $0<\theta<90^\circ$ 的情况下, 最强的峰总是在脉顶部上方, 而沿倾斜侧的峰的强度随着 θ 值的减小比另一侧峰强度越来越强。

12.1.5.3 分离回线组合结果

图 B7 示出空气中厚 $W/R_1=0.8$ (即 $W/b=0.45$) 的直立厚板上方, 用分离回线组合观测的剖面图, 并对比重叠回线组合得到的剖面。重叠回线组合和分离回线组合所采用的回线半径分别

为 R_1 和 R_2 。分离回线组合中的两回线中心距离 $l'/R_1=2.0$ 。与薄脉上相应的剖面不同 (参见图 B2), 厚脉上的各剖面是相似的, 只是分离回线异常的极性与重叠回线组合的异常极性相反, 并且在异常的两翼有小的正异常。

12.1.5.4 内-回线组合的结果

空气中直立的、厚 $W/R=0.26$ (R 为发射回线半径), 也即 $W/b=0.15$ 厚脉上方的内-回线剖面图示于图 B8 (Spies, 1980)。为了模拟这种组合, 用 10 cm 直径的回线当发射回线, 而用 2.7 cm 直径的线圈当偶极接收线圈。

根据 $T=t/(\mu_0\sigma R^2)$ 确定出延迟时间*, 并以 $T=0.001$ 和 0.033 两种延迟时间的剖面与用重叠回线组合得到的 0.001 和 0.033 延迟时间*的剖面相对比。图中上面的曲线脉深 $d/R=0.9$, 而下面曲线 $d/R=0.2$ 。内-回线组合响应的半宽度比重叠回线组合的响应的半宽度窄 ($d/R=0.2$), 不过埋深比较大 ($d/R=0.9$) 时, 两者响应相似。

12.1.6 三个直立脉的结果

在三个无限延深长的薄直立脉上的瞬变电磁响应剖面示于图 B9. a 至 B9. c。图中给出了不同延时 β_1 的结果。 β_1 是按第一个脉 (即 $\beta_1=10^{-3}t/(\mu_0 S_1 L)$) 的电导率与厚度乘积确定的。图 B9. a 示出埋深 $d/L=0.25$ 和 0.5 , 而脉间距离 $s/L=0.5$ 的剖面图; 图 B9. b 示出 $s/L=0.5$ 而埋深 $d/L=1.0$ 、 1.5 和 2.0 的剖面图; 图 B9. c 示出 $s/L=1.0$, 埋深 $d/L=0.5$ 和 1.0 的剖面图。对于浅脉, 在早延时测出六个峰; 而在晚延时, 对导电性非常好的脉 S_1 (参见 $s/L=0.5$ 和 $d/L=0.25$ 的曲线) 只测出两个峰。对于埋深大且间距很近的脉 (比如 $s/L=0.5$, $d/L=1.5$ 和 2.0), 它的响应与朝最导电脉的方向倾斜的厚脉响应相似 (在这里该脉的电导率与厚度乘积为 S_1)。因此, 只有脉的埋深小于脉间的距离时, 才能把它们分辨出来。

* 此为归一化时间“Tau”——译者

12.1.7 垂直接触带的结果

12.1.7.1 重叠回线组合结果

在导电岩块与空气之间的垂直接触带上测得的剖面图示于图B10. a和B10. b。图中绘出了导电岩石两种深度, $d=0$ (图B10. a) 和 $d=2R$ (图B10. b) 在不同延迟时间 (单位毫秒) 的响应 (单位 $\mu\text{V}/\text{A}$), R 是回线的半径。图中电阻率值和延迟时间是按回线半径 $R=100\text{m}$, 图中左边岩石电阻率 $\rho_1=10\Omega\cdot\text{m}$ 的野外情况考虑的。接触带的效应在约 2.5 倍回线边长外处仍然明显。

矿产资源局和 Macquarie 大学做的关于垂直接触带的结果示于图B11. a到B11. d。在电导率比 $\sigma_1/\sigma_2=30$ 的两个岩石垂直接触带上的重叠回线剖面示于图B11. a。图中绘出不同延迟时间 $T=t/(\sigma_1\mu_0R^2)$ 的响应值曲线, 这些归一化的时间当 $\sigma_1\mu_0R^2=10^{-3}$ 时单位为毫秒。

12.1.7.2 分离回线组合结果

回线中心距离 $L/R=2.4$ 、 4.2 和 6.4 的分离回线组合的结果分别示于图B11. b、B11. c和B11. d。这些响应很复杂, 但在某些条件下 (比如图B11. c中的 $T=3.0$ 和 4.9) 剖面特征与脉状体的剖面相似。与这些结果相反, 重叠回线剖面较简单, 导致解释错误的情况比较少。

12.1.8 球状体结果

图B12. a示出用半径为 R 的回线在球体上方得到的理论的和实验的衰减曲线。球体中心的深度 $d/R=8$ 。图中给出 $a/R=4/3$ 到 $21.45/3$ 范围内不同球体半径的曲线。在早延时, a/R 值小于 4 的曲线形式实际上是一样的; 而 $a/R>4$ 的早延时的曲线逐渐变陡, 反映导体中一次场的不均匀性。晚延时所有曲线的衰减率相同。

图B12. b示出空气中球体上方, 不同 x 处 V/I 与 t 的函数关系曲线。在 $\sigma=57\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$, $R=100\text{m}$, $a=50\text{m}$ 的例子中, $d=60\text{m}$ 为一族曲线, $d=80\text{m}$ 为另一族曲线。在每一族曲线中的各

个曲线都做了上下平移,使它们与 0.68 ms 的曲线重合在一起,这些衰减曲线的最显著特点是其形状几乎与 x 无关。

图 B 12. c 示出 $t = 0.7$ ms, 具下列参数时球体上方剖面图。

曲 线	回线半径 $R(\text{m})$	球体半径 $a(\text{m})$	中心埋深 $d(\text{m})$
1	20	30	50
2	100	50	80
3	100	20	30
4	100	20	70

曲线 (1) 是球体半径大于回线半径的情况, 这时响应仅在球体中心上方为极大, 除 $d = 30\text{m}$ 的曲线外*, 此特征对另几种情况也是正确的。

曲线 2 是球体半径小于回线半径的情况, 因为深度大, 响应只有一个极大。

曲线 3 是球体半径仅为回线半径 1/5 且球体埋深浅的情况, 剖面有两个极大值, 其位置在 $x \simeq R - a$ 处。

曲线 4 是例 3 中的小球埋在更深处情况, 其响应为一个宽广的峰。

从这些单个极大的剖面, 我们能从经验方程式估算 d

$$d = x_0 - R \quad (12.8)$$

式中 x_0 是响应下降到 $x = R$ 处响应的 0.08 倍响应所对应的坐标。

12.1.9 水平圆柱体结果

图 B 13. a 是半径 $a/R = 1$ 和 $a/R = 0.5$, 中心在 $d/R = 1.5$ 深处的两个无限延伸水平圆柱体上方的衰减曲线。

图 B 13. b 示出电导率为 $57 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 圆柱体上方, $t = 0.7\text{ms}$, 具有下列各参数条件的剖面图 (Velikin 和 Bulgakov, 1967)。

* 原文错为 $d = 50\text{m}$ ——译者

曲 线	回线半径 $R(m)$	圆柱半径 $a(m)$	中心深度 $d(m)$
1	20	20	30
2	100	50	80
3	100	20	30
4	100	20	70

在圆柱体上测得的剖面与球体上得到的剖面相似。圆柱体的响应都比较大，曲线（3）的极大与用大回线在一小而浅的地质体上测得的曲线相当，但圆柱体的曲线没有球体上的曲线陡。

导电介质中的水平圆柱体响应示于图 B14.a 到 B 14. c。用半径 $R=50m$ 、 $75m$ 和 $100m$ 回线在半径 $64m$ 圆柱体上得到的响应分别示于图 B14.a, B14. b 和 B14. c。图中左边的曲线表示圆柱体 ($\rho_1=0.03\Omega\cdot m$, $R=64m$) 与导电介质 ($\rho_2=30\Omega\cdot m$) 有传导接触和没有传导接触的两种情况，而右边的曲线表现不导电的 ($\rho_1=\infty$) 圆柱体在导电介质中的响应和圆柱体在空气中响应的两种情况。

12.1.10 直立圆柱体结果

12.1.10.1 重叠回线组合结果

图 B15. a 示出导电围岩中直立圆柱体上方的瞬变衰减曲线。圆柱体与围岩的电导率比 $\sigma_1/\sigma_2=1.0$ 、 5.9 、 14.9 、 50 、 120 、 180 、 360 和 ∞ (Spies, 1980)。图中最上面的一条曲线 ($\sigma_1/\sigma_2=1.0$) 是电导率为 $10\text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ 半空间的响应，而最下面的一条曲线 ($\sigma_1/\sigma_2=\infty$) 是空气中圆柱体的响应。直立圆柱体位于围岩之中，两者的电导率比为 $\sigma_1/\sigma_2=180$ ，其上方的剖面曲线示于图 B15. b。在此情况下，围岩中圆柱体的响应是两者各自响应之和，当然这是指在观测误差之内而言。

12.1.10.2 内-回线组合结果

图 B16 示出在空气中直径为 $2.1R$ 的直立圆柱体上方的剖面曲线 (Spies, 1980)。图中绘出的是圆柱体埋深为 $d/R=0.9$ 、

0.2 两种深度, $T=0.014$ 、 0.033 ($T=t/(\mu_0\sigma R^2)$) 两种延时的结果。为了模拟这些结果, 采用了直径 10.5cm、长 7.5 cm 的铝质圆柱体。埋深较深的圆柱体 ($d/R=0.90$) 的两种剖面曲线形状几乎都一样, 而埋深较浅圆柱体 ($d/R=0.2$) 上方的内-回线剖面曲线的半宽度比较窄, 这种情况在直立厚脉上也观测到 (参见图 B 8)。

12.2 经验关系式和诺模图

为了能从瞬变响应特征推算出隐伏导体的参数 (比如, d 、 θ 、 σ 和 S), 由理论结果和相似模拟结果已推演出经验公式并绘制了诺模图。

12.2.1 无限长薄脉响应的诺模图

印度 Osmania 大学 (Ramaprasada Rao, 1973) 与 Kamenskii (1976) 合作, 已经研究出导出无限延深薄脉参数的诺模图。这些诺模图示于图 12.2、12.2 和图 12.3。图 12.1 中

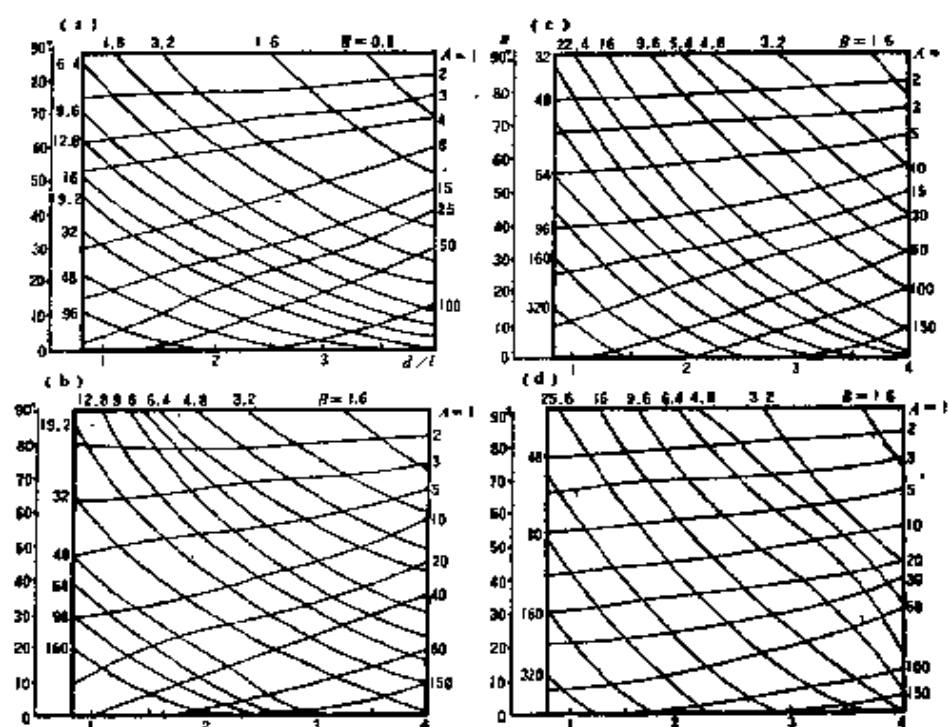


图 12.1 空气中薄脉上方重叠回线瞬变电磁响应诺模图

A —强峰对弱峰振幅比; B —强峰的振幅; $\tau_{pr} = t_{pr}/(\mu_0 SL)$; (a)— $\tau_{pr} = 1.6$;
(b)— $\tau_{pr} = 0.8$; (c)— $\tau_{pr} = 0.4$; (d)— $\tau_{pr} = 0.2$

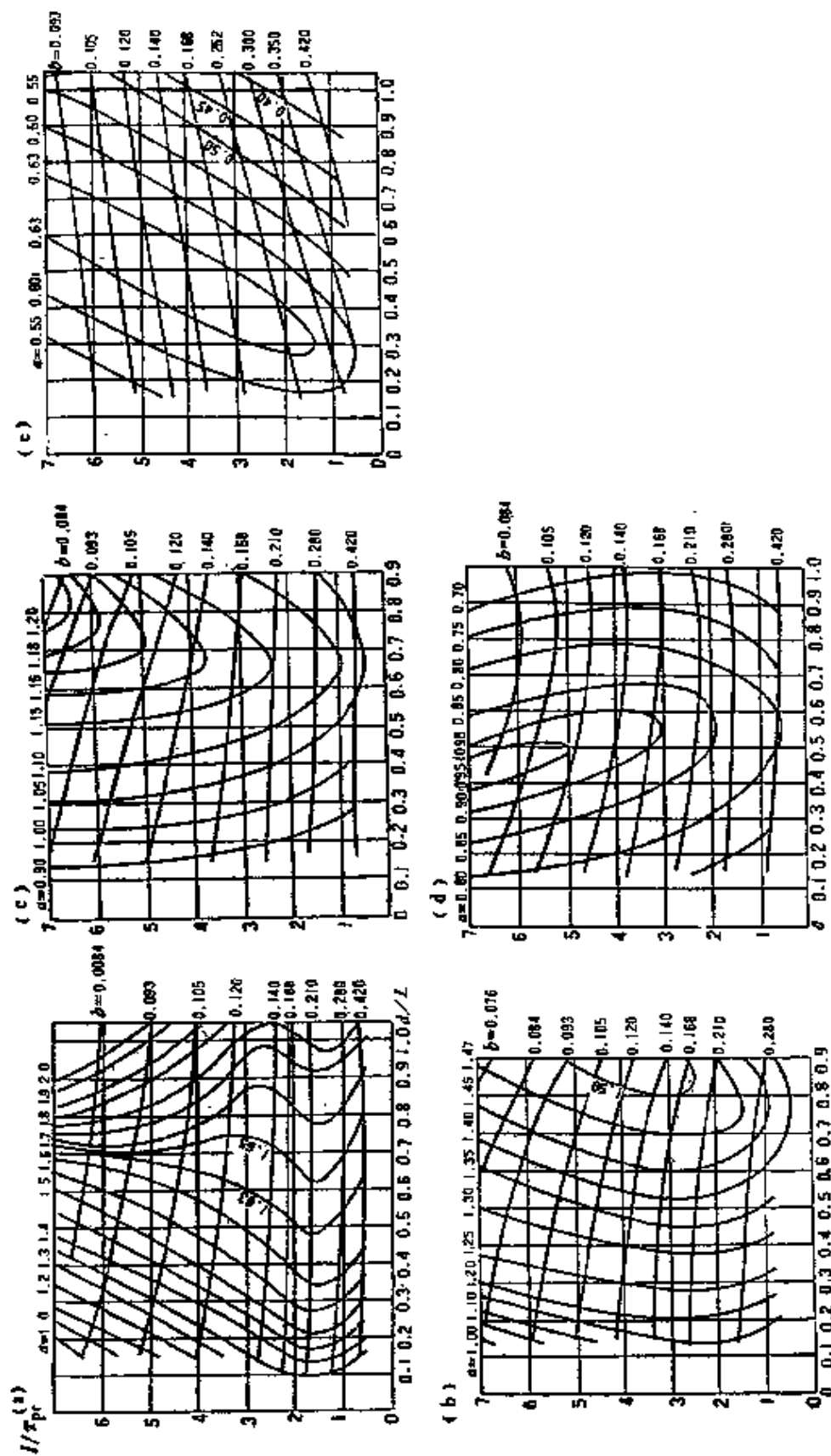


图 12.2 空气中薄脉上方内-回线瞬变电磁响应有关参数 a 和 b 的诺模图
 参数 a —垂直分量与水平分量极大值之比, 延时为 t_{pr} ; b —乘积 αt_{pr} ; α 从垂直分量峰值响应的衰减率求出; (a)— $\theta = 0^\circ$; (b)— $\theta = 20^\circ$; (c)— $\theta = 15^\circ$; (d)— $\theta = 70^\circ$; (e)— $\theta = 90^\circ$

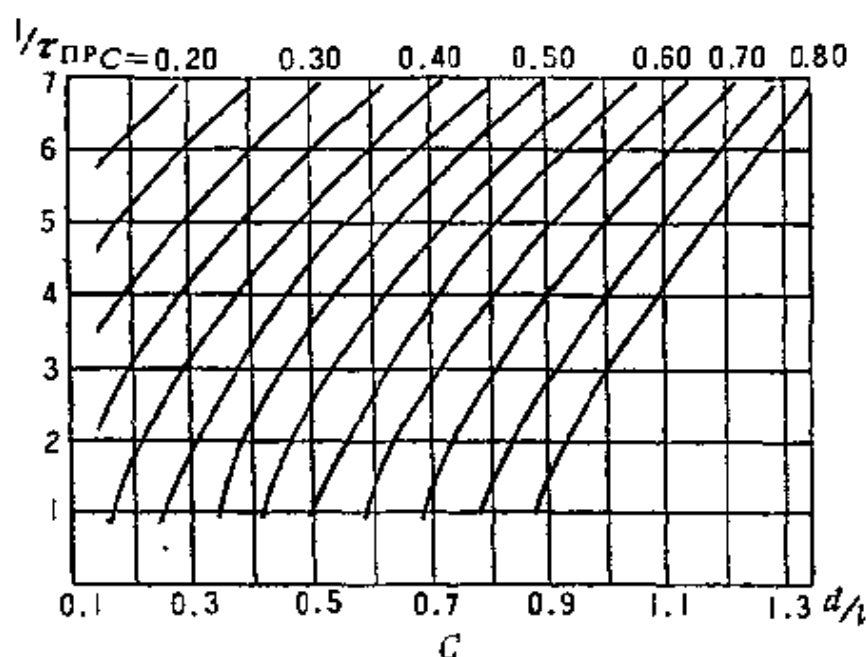


图 12.3 空气中薄脉内-回线瞬变电磁响应有关参数 c 的诺模图
(与 θ 无关)

c —水平分量峰到垂直分量峰间距离与回线半边长 L 的比

绘制的是用重叠回线组合得到的结果, 其中参数 A 和 B 定义为

A = 强异常峰对弱异常峰的振幅比

B = 强异常峰的振幅值

并以下列公式归一的四个时间值绘诺模图

$$\tau_{pr} = \frac{t_{pr}}{\mu_0 SL} \quad (12.9)$$

式中 t_{pr} 为所选的延迟时间, 比如 1 ms。脉状体的 S 、 d 和 θ 值可以用这些诺模图求得。

图 12.2 和 12.3 为内-回线组合的诺模图, 图中绘出不同倾角情况下的系数 a 、 b 和 c 的列线。

a = 垂直分量和水平分量振幅极大的比。

$b = \alpha t_{pr}$ 乘积, α 由垂直分量峰值响应的衰减率来确定。

c = 水平分量峰到垂直分量峰间距离与回线半边长 L 的比
(c 与倾角 θ 无关)。

这些诺模图的用法在 § 13 介绍。

12.2.2 薄脉倾角的计算

Fokin (1971) 提出了一个从双峰瞬变电磁响应确定薄脉倾角 θ 的经验公式

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 1.3 \left(1 - 0.22 \frac{d}{L} \right) \log \frac{V_1(t_1)}{V_1(t_2)} \quad (\text{弧度}) \quad \frac{d}{L} \leq 2 \quad (12.10)$$

式中 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 是两个峰的振幅值, 并且 $V_1(t)$ 比 $V_2(t)$ 大。以度为单位, 此公式写成

$$\theta = 90 - 74.5 \left(1 - 0.22 \frac{d}{L} \right) \log \frac{V_1(t_1)}{V_2(t_2)} \quad (\text{度}) \quad (12.11)$$

用这个公式确定倾角的误差不会超过 $10^\circ - 15^\circ$ 。如确定 θ (不涉及 d 值) 不需精确, 可以用公式

$$\theta = 90 - 48.7 \log \frac{V_1(t_1)}{V_2(t_2)} \quad (\text{度}) \quad (12.12)$$

(12.12) 式是从 Velikin 和 Bulgakov (1967) 给出的 (12.13) 式

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 0.85 \log \frac{V_1(t)}{V_2(t)} \quad (\text{弧度}) \quad (12.13)$$

推算得出的。

对于双回线组合, 可以用图 12.4 来推算 θ 。这张图是最大峰和次最大峰的比与 θ 的关系曲线, 是从相似模拟结果推演出来的 (Spies, 私人通信)。

12.2.3 接触带倾角的计算

已经发现在不同电导率的两个岩石单位的接触带上, 用重叠回线组合观测可能测到负响应 (McCracken 和 Buselli, 1981)。负响应振幅受接触带倾角的影响很大, 而响应的正值部分 (在早延时) 对倾角变化反应不灵敏。倾角与负响应的关系示于图 12.5。为了应用这张曲线图求出倾角, 要从延时 $t_{\min}$ 处读出瞬变响应的负最大振幅 $V_{\min}$, 读出相应于延时 $0.2 t_{\min}$ 的响应 (以 $V_{0.2}$ 表示), 再算出 $V_{\min}/V_{0.2}$ 的比值, 而后就能从图 12.5 上的曲线读出相应于此比值的倾角。

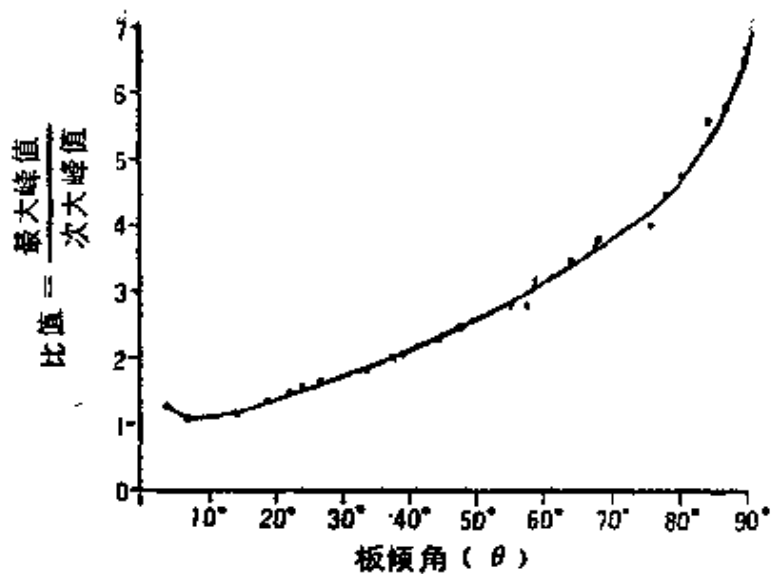


图 12.4 两个最大峰值之比与倾角 θ 的函数关系曲线 (利用双回线的结果推算矿脉的倾角)

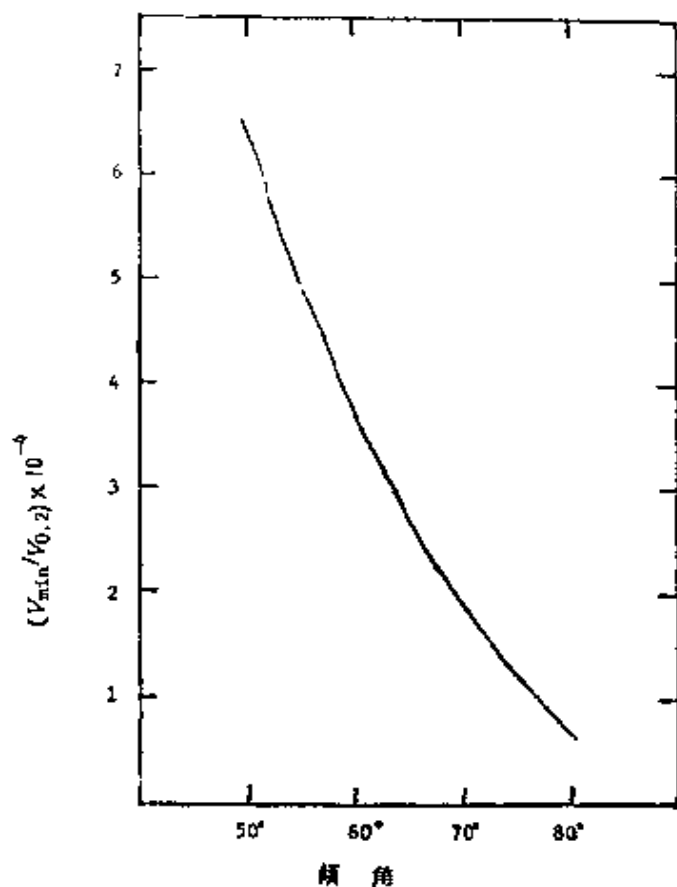


图 12.5 $V_{\min}$ 对 $V_{0.2}$ 之比与接触带倾角的函数曲线
 $V_{\min}$ —延时 $t_{\min}$ 处的振幅, 该处是负最大值; $V_{0.2}$ —延时为 $0.2 \cdot t_{\min}$ 处的振幅

12.2.4 求薄脉的顶部埋深

薄脉的顶深可以用 12.1 部分中的诺模图来求, 另一个可以采用的方法要求有沿同一测线两个大小差一倍的回线观测的数据 (Fokin, 1971)。

模型结果表明任一给定回线的响应和隐伏脉埋深之间的关系为一直线。响应值取决于脉的倾角, 一定延时响应 V 随 d 的变化形状相同且与 θ 值无关。因此, 对一给定延时 t_0 来说, 在高度 d 和 $2d$ 处的最大异常值比

$$\frac{V_{L,d}(t_0)}{V_{L,2d}(t_0)}$$

与倾角无关。在高 $2d$ 处进行观测是不实际的, 不过可以证明, 若取比例系数为 2, 对某系统进行模拟, 可得到下式

$$V_{L,2d}(t_0) = V_{L/2,d}(t_0/2) \quad (12.14)$$

式中右项是用边长 $L/2$ 的回线, 在高于脉体 d (即在地面), 以延时 $t_0/2$ 测得的电压。把比值

$$\frac{V_{L,d}(t_0)}{V_{L/2,d}(t_0/2)} = \xi(d/L) \quad (12.15)$$

与 d/L 的函数关系按不同延时绘成诺模图, 示于图 12.6。图中的这些曲线是不同 β 的结果, β 定义为

$$\beta = \frac{t}{\mu_0 S L} \quad (12.16)$$

式中 t 是延迟时间, 单位为秒。为了利用这个诺模图, 先求出 $\xi(d/L)$, 再计算 $t=t_0$ 时的 β 值, 就找到相应的 d 值。

也可以用下列经验关系式

$$\xi\left(\frac{d}{L}\right) = 1.1 + (6.07 - 4.61\beta + 1.56\beta^2) \cdot d/L \quad (12.17)$$

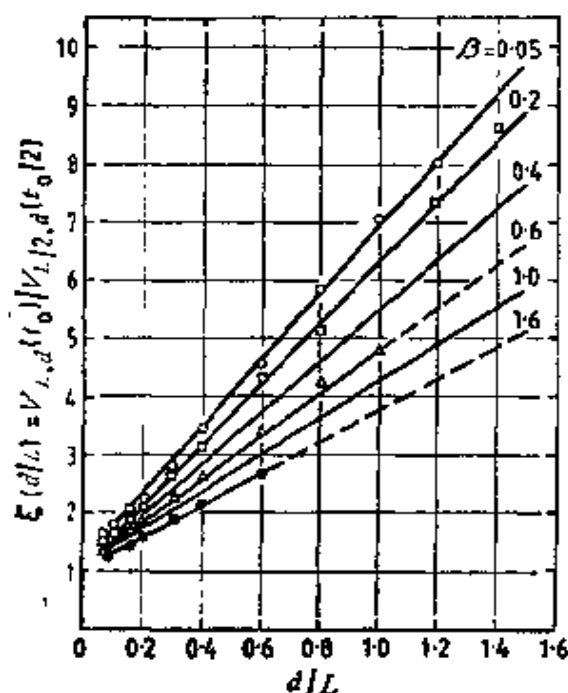


图 12.6 确定隐伏脉顶部深度的诺模图

来代替诺模图，可有相当高的精度。此公式可转换为 d 的关系式

$$d = \frac{L[\xi(d/L) - 1.1]}{6.07 - 4.61\beta + 1.56\beta^2} \quad (12.18)$$

12.2.5 双层大地的视电阻率理论曲线

Raiche 和 Spies (1981) 发表的一套双层大地典型曲线附在附件 C 中。该地电断面模型是一个电导率为 σ_1 、厚 d 的地层覆盖在电导率 σ_2 的基底上。根据 σ_2/σ_1 与归一时间 $T=t/(\sigma_1 A_1)$ 的函数关系，绘出视电导率 σ_a 的典型曲线。归一时间中的 A_1 是发射回线的面积，单位为平方米。图 C 1 是中延时期内的斜率（单位度）和 σ_2/σ_1 的函数关系曲线，此中延时由给定的 σ_1 和 t 关系曲线确定。附件 C 中的其他理论曲线的 σ_2/σ_1 值为 0.001、0.002、0.005、0.01、0.02、0.05、0.1、0.2、0.5、2、5、10、20、100、200、500、1000，每张图 R/d 为 0.01、0.02、0.04、0.1、0.2、0.4、1、2、4、10、20、40 和 100 (R 为发射回线的等效半径)。

12.2.6 薄层的典型曲线

薄层响应的解析表达式已在 12.3.3 部分给出。在电导率与厚度乘积 S 的薄板上方，重叠回线的综合曲线示于附件 D 中图 D1。图中绘出 $\sigma_a R/S$ 值与 τ_a 的关系曲线。其中 τ_a 定义如下

$$\tau_a = \frac{t}{\mu_0 \sigma_a R^2} \quad (12.19)$$

σ_a 为视电导率，假设地质条件相当半空间，由视电阻率公式（参见 12.3.1 部分）计算得出。附件 D 中的图 D2. a 是 Rutter (1979) 绘制的单个薄板上方，100m 重叠回线的曲线族。图中绘出不同电导率与厚度乘积 S 薄板上方，100m 回线内感应的 V/I （单位 $\mu V/A$ ）值与 t （单位 ms）的关系曲线。附件 D 中的 D2. b 是诺模图，用它可以 50m、100m 或 200m 重叠回线的响应确定出 S 值。

薄层位于深度 d 的曲线图，有关重叠回线组合的示于附件 D 中的图 D3，内-回线组合的示于图 D4。在这些图中绘的是归一

化的电压与归一化的时间 $t/(\mu_0 SR)$ 关系曲线。有关不同 d/R 的曲线示于图 D3, 有关不同 g 的曲线示于图 D4。 g 定义为

$$g = \frac{2d - z}{R} \quad (12.20)$$

式中 z 是沿发射回线轴的发射-接收距离。

12.2.7 双层薄板的典型曲线

电导率与厚度乘积为 S_2 的薄水平板, 为厚度 d 电导率与厚度乘积 S_1 的地层所覆盖。这种情况的典型曲线示于附件 E 的图 E1 到 E8。这些曲线在解释被覆盖层掩盖的、尺寸大于回线并且近似水平的矿体是有用的。图中绘出归一化电压相对归一化时间的关系曲线。各张图的 S_1/S_2 分别为 $10^{1/2}$ 、 $10^{-1/2}$ 、 $10^{-3/2}$ 、 10^{-2} 、 $10^{-5/2}$ 、 10^{-3} 、 10^{-1} 、1 和 10, 而每一个 S_1/S_2 值又有一族 d/R 为 0、1/4、1/2、1、2、4、8 和 ∞ 的曲线。

12.3 解析式

12.3.1 均匀半空间

12.3.1.1 重叠回线组合

Velikin 和 Bulgakov (参见 Fokin, 1971), Lee 和 Lewis (1974) 已经推导出阶跃函数瞬变响应 $\frac{V}{I}$ 与时间 t 的关系的近似公式。有关晚延时 ($t\rho/\mu_0 b^2 \geq 0.95$) 的公式是

$$\frac{V}{I} = \frac{1}{20} \frac{1}{\pi \sqrt{\pi}} \frac{\rho}{b} \left[\frac{\mu_0 b^2}{\rho t} \right]^{5/2} \quad (12.21)$$

有关早延时 ($t\rho/\mu_0 b^2 \leq 0.0032$) 的公式是

$$\frac{V}{I} = \frac{\mu_0 b}{2 \sqrt{\pi} t} \quad (12.22)$$

式中 b 为方形回线的边长。

Kamenetskii 也给同样的公式, 只是实际上它是为半径 R 的圆回线推导的。Kamenetskii 取 $R = l$ (他定义 l 为回线的半边长), 而不是 $R = 2l/\sqrt{\pi}$, 即不是 $R = 1.13 l$ 。这样一来, 要从 Kamenetskii 公式得出 (12.21) 和 (12.22) 式应当用 R 来代替变数 l , 并且应当取 $R = b/\sqrt{\pi}$ 。

晚延时公式 (12.21) 可以加以转换, 给出视电阻率 ρ_a 与 t 的函数关系

$$\rho_a = 6.32 \times 10^{-12} b^{8/3} \left(\frac{V}{I} \right)^{-2/3} t^{-5/3} \quad (12.23)$$

公式 (12.23) 是 Lee (1977), Raiche 与 Spies (1980) 给出的级数展开式的第一项。比较精确的 ρ_a 公式表示为下列形式的十项级数

$$\rho_a = \frac{\mu_0 R^2}{4 t x} \quad (12.24)$$

式中 $x = z(a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \dots + a_9 z^9)^2$, $z = y^{2/3}$, 而 y 由下式算出

$$y = \frac{V}{I} \frac{t}{2 \mu_0 \sqrt{\pi R}} \quad (12.25)$$

在 12.5 部分将叙述执行这个方程的 HP-67 计算器程序。

12.3.1.2 内-回线组合

可以认为在延时晚期大地感应的二次电流的场在发射回线面积上是均匀的, 所以 (12.23) 式也适用于接收线圈放在发射回线中心的组合。不过, 因为 $b^{8/3}$ 这一项是发射回线和接收回线面积的乘积, 现在要改换为 $A^{2/3} b^{4/3}$ 。这里 A 是接收线圈的有效面积 (即圈数与面积乘积)。从而, 在晚延时 $t\rho/\mu_0 b \geq 0.95$, 内-回线组合的 ρ_a 近似公式是

$$\rho_a = 6.32 \times 10^{-12} A^{2/3} b^{4/3} \left(\frac{V}{I} \right)^{-2/3} t^{-5/3} \quad (12.26)$$

Kamenetskii (1976) 给出了内-回线组合早延时 ($t\rho/\mu_0 b \leq 0.0032$) V/I 与 t 的近似函数关系式。经变换为 ρ_a 式如下

$$\rho_a = 0.0599 \frac{b^3}{A} \frac{V}{I} \quad (12.27)$$

12.3.1.3 分离回线组合

分离的偶极发射、接收回线的响应是

$$\frac{V}{I} = \frac{\rho R^4}{L^{1/5}} f(t\rho/\mu L^{1/2}) \quad (12.28)$$

式中 $f(t\rho/\mu L'^2)$ 曲线示于图 12.7 (Spies, 1980)。假设场源为偶极源，当回线间距大于回线半径约 10 倍时引起的误差小于 1%。若回线距小于这个距离，可以用定义为有效回线距 L'_1 来校正，有效回线距 L'_1 小于回线中心距 L' 。

图 12.7 示出分离回线组合的响应变化情况，早延时响应为负，而后变为正，之后衰减到零。响应符号发生变化的时间是

$$t = 0.16 \frac{\mu L'^2}{\rho} \quad (12.29)$$

发射电流关断之后，涡流从发射回线所在位置向下和向外扩散，由此很容易理解响应变化的特征。正如 Nabighian (1979) 已证明的那样，可以把涡电流看成一系列“烟圈”，即一个电流环*随时间向下向外扩张。一个放在距发射回线 L' ($L' > R$) 处的接收回线，最初在电流环之外，从而测到与晚延时极性相反的场，在晚延时接收线圈是在（较大的）烟圈之内。

注意， $t\rho/\mu L'^2 > 0.16$ ，即响应为正的部分，对于每个 $f(t\rho/\mu L'^2)$ 值都有两个 ρ 值。这样根据视电阻率来解释分离回线数据

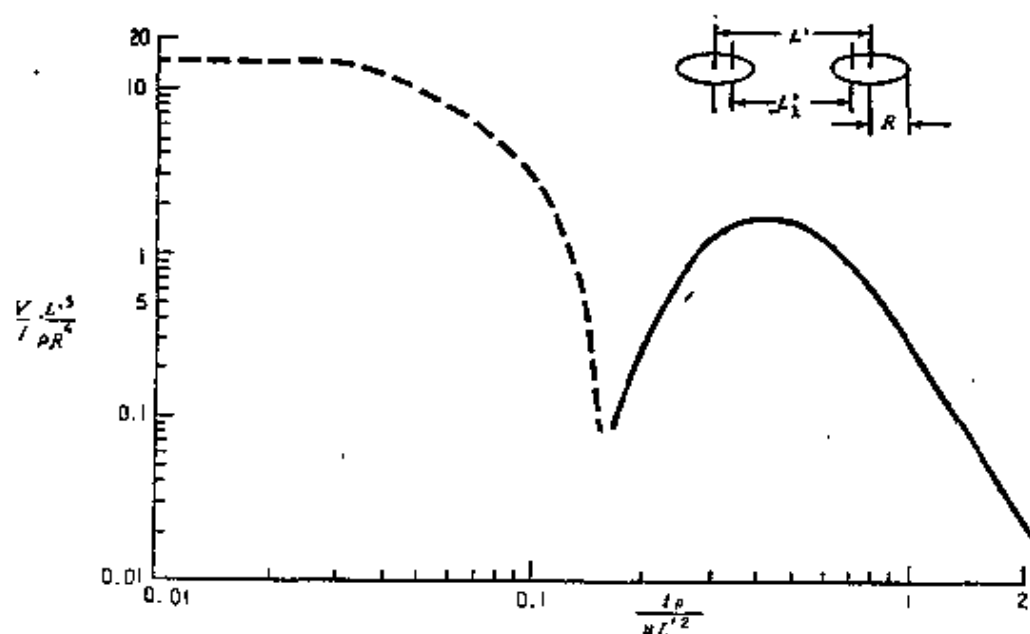


图 12.7 分离回线组合的均匀半空间响应函数

* Current filament, 直译“载流灯丝”，现译“电流环”，——译者

时就会导致多解性。

12.3.2 在半空间的烟圈

Nabighian (1979) 已经证明, 在任意延迟时间, 半空间引起的阶跃函数瞬变响应都可以用在大地中的单个电流环的磁场来近似。这个电流环从发射回线位置起, 以与水平面成 47° 角, 随时间向下向外移动。对任何给定延迟时间, 烟圈深度为

$$d_s = 2.257 \sqrt{\frac{t\rho}{\mu}} \quad (12.30)$$

烟圈的半径是

$$r_s = R + 2.091 \sqrt{\frac{t\rho}{\mu}} \quad (12.31)$$

烟圈的速度为

$$V_s = 1.128 \sqrt{\frac{\rho}{\mu t}} \quad (12.32)$$

电流环在距偶极发射回线中心 L' 距离的地表下一某点的时间为

$$t_s = 0.23 \frac{\mu L'^2}{\rho} \quad (12.33)$$

12.3.3 不导电基底上的薄层

Fokin (1971) 给出了水平薄层的瞬变响应为

$$\frac{V}{I} = \frac{3\pi}{S} \left(\frac{\mu SR}{2t} \right)^4 \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\mu SR}{2t} \right)^2 \right]^{5/2}} \quad (12.34)$$

在晚延时, 公式可变为

$$\frac{V}{I} = \frac{3\pi}{16S} \left(\frac{\mu SR}{t} \right)^4 \quad (12.35)$$

即响应 (比如由覆盖层引起) 随 t^{-4} 而变。对顶部深度为 d 的水平层而言, 近似公式为

$$\frac{V}{I} = \frac{3\pi}{16S} \left(\frac{t}{\mu SR} + \frac{d}{R} \right)^{-4} \quad (12.36)^*$$

板埋深为零 ($d = 0$) 的典型曲线示于附件D中的图D1。图

* 式中 t , 原文错为 1 ——译者

D2. a 示出表达式 (12.34) 的一族曲线, 它表示用 100m 边长重叠回线观测不同 S 值薄层的响应 (Rutter, 1979)。用 50m、100m 或 200m 回线观测, 求 S 值的诺模图示于图 D2. b。位于深度 d 处的板的曲线示于附件 D 中的图 D3 和 D4。

12.3.4 隐伏球体

12.3.4.1 重叠回线组合

如果球心的深度 d , 或回线大小 $2L$ 比球的半径大 2 到 3 倍, 可以认为在球内的一次场是均匀的, 并且等于在球心的回线场值。在这些条件下, 球的瞬变响应是 (Kamenetskii, 1976)

$$\frac{V}{I} = \frac{8\mu_0 L \bar{a}^3}{\pi} A(\bar{L}) F(\bar{x}_0, \bar{L}) \dot{L}(\alpha, t) \quad (12.37)$$

式中 x_0 是从球的外心到回线中心的距离, $\bar{x}_0 = x_0/d$, $\bar{L} = L/d$, $\bar{a} = a/d$, $\alpha = \rho/\mu_0 a^2$, $A(\bar{L})$ 是由下式确定的无量纲的振幅乘数

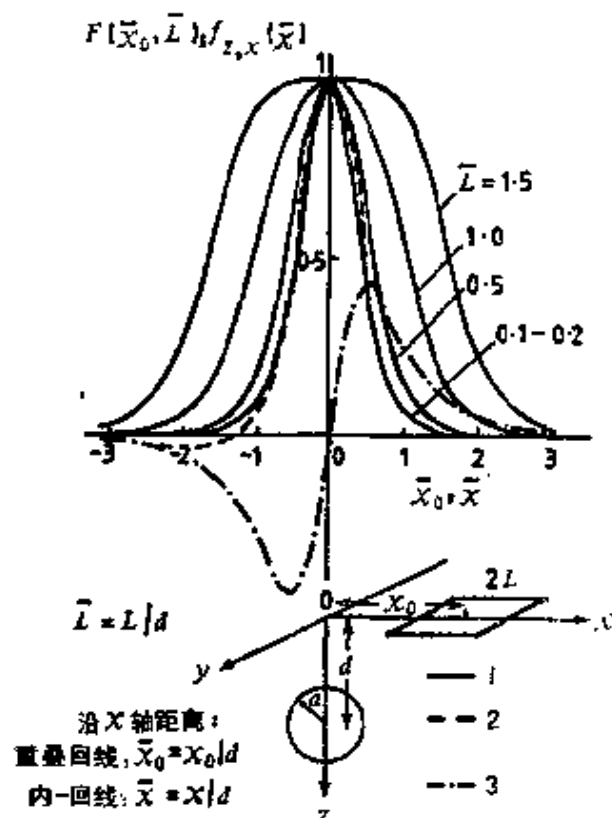


图 12.8 球体的几何响应函数

重叠回线 $\bar{x}_0 = x_0/d$; 内-回线 $\bar{x} = x/d$;

1—重叠回线; 2—内-回线垂直分量; 3—内-回线水平分量

$$A(\bar{L}) = \frac{\bar{L}^3}{(1 + \bar{L}^2)^2(1 + 2\bar{L}^2)} \quad (12.38)$$

$F(\bar{x}_0, \bar{L})$ 是几何响应参数。不同 $\bar{L}$ 值的 $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ 绘于图 12.8, $\dot{L}(\alpha t)$ 为瞬变响应与时间的相关性

$$\dot{L}(\alpha t) = 6\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t} \quad (12.39)$$

$\dot{L}(\alpha t)/6\alpha$ 曲线示于图 12.9 (曲线 1)。若 $\alpha t > 0.1$, 第一个指数

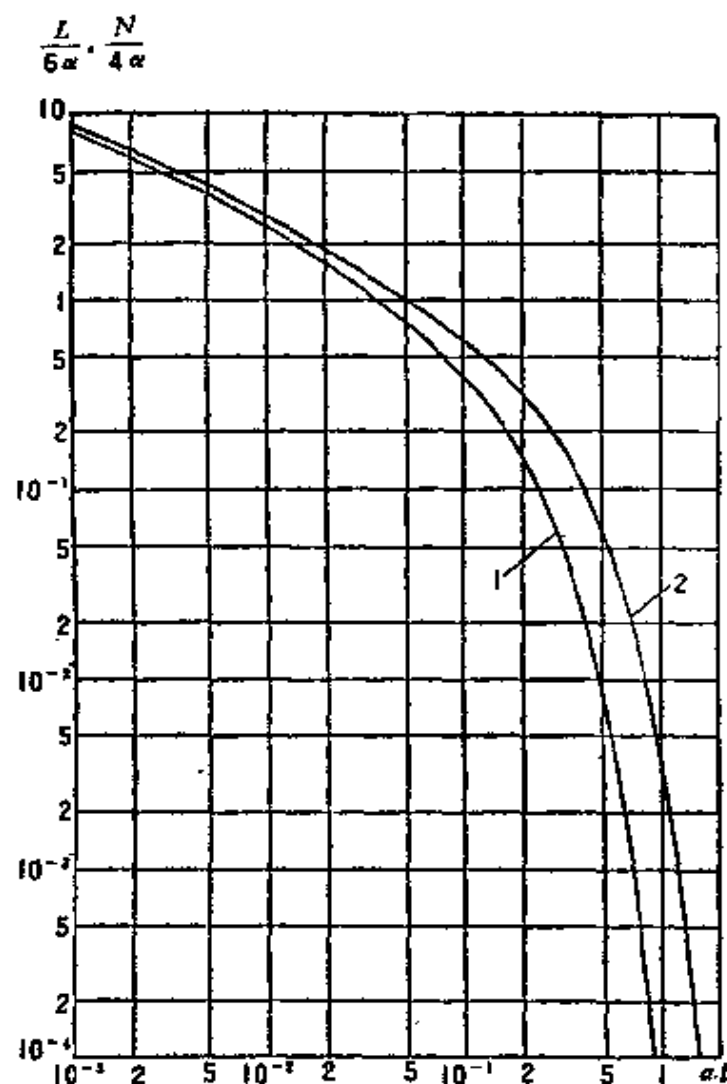


图 12.9 球和水平圆柱体的瞬变响应函数
曲线: 1—球体, $L/6\alpha$, 2—水平圆柱体, $N/4\alpha$

项 ($k=1$) 描述瞬变衰减已足够精确, 即

$$\dot{L}(\alpha t) = 6\alpha e^{-\pi^2 \alpha t} \quad (12.40)$$

因此衰减曲线的时间常数为 $\tau = 1/(\pi^2\alpha)$, 即

$$\tau = \frac{\mu_0 a^2}{\pi^2 \rho} \quad (12.41)$$

用(12.37)式计算隐伏球体的重叠回线响应, 已有名为 Supermac 的计算和程序 (参见 12.5 部分)。

12.3.4.2 内-回线

Kamenetskii (1976) 给出隐伏球体上方的内-回线的响应为

$$\frac{V_{z,x}}{I} = \frac{\sqrt{2} \mu_0 A}{\pi L} f(d/L) f_{z,x}(\bar{x}) \bar{a}^3 \dot{L}(\alpha t) \quad (12.42)$$

式中 A 是接收线圈的有效面积, $\bar{x} = x/d$ 是球外心到测点的距离, $f(d/L)$ 由下式给出

$$f(d/L) = \frac{\sqrt{2}}{[1 + (d/L)^2][2 + (d/L)^2]^{1/2}} \quad (12.43)$$

脚标 z 和 x 分别表示场的垂直和水平分量, f_z 、 f_x 由下式给定

$$f_z(\bar{x}) = \frac{2 - \bar{x}^2}{2(1 + \bar{x}^2)^{5/2}} \quad (12.44)$$

$$f_x(\bar{x}) = \frac{1.5\bar{x}}{(1 + \bar{x}^2)^{5/2}} \quad (12.45)$$

几何函数 $f_z(\bar{x})$ 和 $f_x(\bar{x})$ 都绘在图 12.8 中。

12.3.5 隐伏无限延伸水平圆柱体 (内-回线组合)

设一长方形发射回线, 其长边平行半径为 a 的无限延伸圆柱体, 则对圆柱体进行激发的主要部分是回线的长边。如果发射回线的边线到隐伏水平圆柱体轴线的距离大于圆柱体半径 a , 则可以认为圆柱体内的一次场是均匀的, 并且等于圆柱体轴线上的场值。在这样的条件下, 用内-回线组合探测到的垂直分量和水平分量是

$$\frac{V_{z,x}}{I} = \frac{\mu_0 A}{\pi L} f(d/L) f_{z,x}(\bar{x}) \bar{a}^2 \dot{N}(\alpha, t) \quad (12.46)$$

式中符号与前节提到的隐伏球体的一样, 且

$$f(d/L) = \frac{1}{1 + (d/L)^2} \quad (12.47)$$

$$f_z(\bar{x}) = \frac{(1 - \bar{x}^2)}{(1 + \bar{x}^2)^2} \quad (12.48)$$

$$f_x(\bar{x}) = \frac{2\bar{x}}{(1 + \bar{x}^2)^2} \quad (12.49)$$

这些函数绘成图 12.10 的曲线。瞬变响应与时间的关系如下

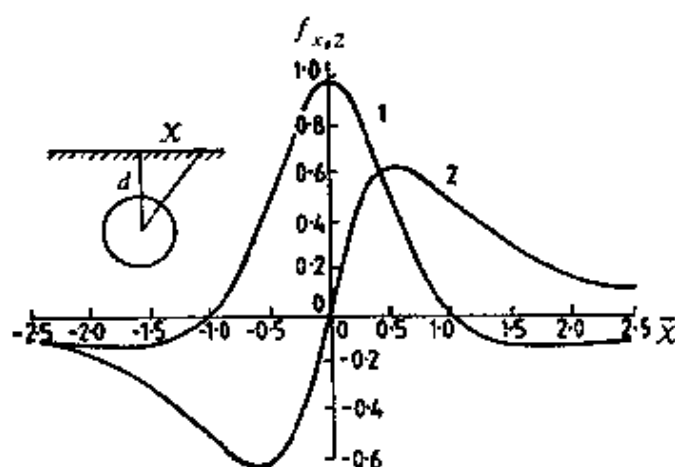
$$\dot{N}(\alpha, t) = 4\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-n_k^2 \alpha t} \quad (12.50)$$

$k=1, 2$ 和 3 的 n_k 值是: $n_k=2.40, 5.52$ 和 8.65 。

$\dot{N}(\alpha t)/4\alpha$ 的曲线示于图 12.9 (曲线 2)。若 $\alpha t > 0.1$, 用级数的第一项就能足够精确地描述衰减特性, 即

$$\dot{N}(\alpha t) = 4\alpha e^{-5.8\alpha t} \quad (12.51)$$

且衰减的时间常数 $\tau = 1/(5.8\alpha)$



曲线: 1. $f_z(\bar{x})$, 垂直分量
2. $f_x(\bar{x})$, 水平分量

图 12.10 水平圆柱体的几何响应函数

12.3.6 有限形体的时间常数

通常有限形体晚延时瞬变响应的的时间常数写成 $\tau = \mu_0 Q / \rho$, Q 是有限形体的有效断面。表 12.2 概括了一些不同形状有限形体的时间常数表达式。

表 12.2 一些不同几何形状的有限形体时间常数

有限形体形状	时间常数 τ
球体	$\mu_0 a^2 / (\pi \rho)$
水平圆柱体	$1.8 \mu_0 a^2 / (\pi^2 \rho)$
边长 $2L$ 回线内, 倾斜大于 45° 的半无限板	$4 \mu_0 S L / \pi^2$
厚 W , 延伸 $2m \gg W$, 倾斜大于 45° 的板	$2 \mu_0 S m / \pi^2$
水平板; 或厚 W , 宽度 $2m \gg W$ 的长导体	$1.8 \mu_0 S m / \pi^2$

12.4 计算机程序

12.4.1 1D (层状大地) 正演模拟

程序 CLRTEM (在 CSIRO VAX 机上的 AMIRA/CSIRO 程序) 可计算回线置于由小于和等于 20 个地层组成的层状大地的瞬变响应。此程序在 VAX 或 Cyber 76 计算机上运算, 对二层大地进行计算标准的运算时间为几分钟。Raiche 和 Spies 已发表一套用这个程序计算的两层大地的曲线。程序 SEPTTEM (AMIRA/CSIRO 程序) 能计算由少于或等于 20 个地层组成的层状大地上, 用移动偶极接收线圈和圆形发射回线的瞬变响应。具体可计算每一延时响应的垂直分量和径向分量。

12.4.2 1D 反演

假设层状大地由 20 个或少于 20 个的地层组成, 则重叠回线的瞬变电磁结果可以用 GRENDL 程序 (AMIRA/CSIRO 程序) 进行反演。还可以用这个程序对直流视电阻率或电压进行反演, 或是对直流电阻率和瞬变电磁响应做联合反演。另一个可供选择内容是无需进行响应反演, 而从瞬变电磁数据计算视电阻率。

12.4.3 板或球的正演模型

可以用 PLATE 程序 (可从多伦多大学得到) 计算空气中脉状体的瞬变电磁响应或频率域响应。类似的 SPHERE 程序可以计算空气中球体的响应。这两个程序都可在 VAX 机上运算。它

们的运算方法在 Dyck 等人 (1980) 的手册中叙述过。运算时要选择动源 (偶极发射回线和接收回线分开) 或定源 (大的固定发射回线和移动偶极接收线圈) 方式, 后一种方式还可以计算井中接收探头的响应。总之, 对任何一组延时和任何回线与目的物的几何关系, 都可算出完整的剖面或单个测点的瞬变响应。

PLASI (AMIRA/CSIRO 程序) 是 PLATE 版本的简化型, 是基于只计算在板状导体中感应的第一本征电流编写的。用象 HP 9845 这样的台式计算机即可。

SPASYM 程序 (AMIRA/CSIRO 程序, Lee 等人, 1982) 可以用来计算均匀半空间中球状目的物的响应, 计算时以下条件能够满足

$$\frac{\mu_0 \sigma_2 l^2}{t} < \text{约 } 0.3$$

式中 t 是延时 (s), σ_2 是半空间的电导率 ($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$), l 是球心与回线之间的距离, 而 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H} \cdot \text{m}^{-1}$ 。令 σ_2 的值很低, 比如选 $\sigma_2 = 10^{-13} \text{S} \cdot \text{m}^{-1}$, 就可计算在空气中的球形目的物的响应。

12.4.4 板或球的反演

有关这方面反演程序目前正在研究, 但对动接收组合已有 HP 9845 台式计算机程序 (参见下一部分)。

12.4.5 HP 9845 计算机程序

就 HP 9845 台式计算机编写了一些程序。这些程序可以通过新南威尔土地调所的 S. Webster 或 T. Tyne 得到, 其中主要程序有

- PROFIL: 由键盘或磁盘读入数据, 绘瞬变电磁剖面
- SROTEM: 显示瞬变曲线, 并可与幂函数和指数函数相拟合。
- SUBT-1: 将晚延时曲线与 t^{-1} (超顺磁响应) 拟合, 该晚延时曲线是减去早延时和外推得出。
- PSEUDO: 利用由各测点瞬变电磁数据算出的电阻率测深曲线绘视电阻率拟断面图。

EXACT: 利用 Spies 和 Raiche 的 10 项级数式从瞬变响应计算视电阻率。

TURAMI: 供动接收组合用的空气中板的反演程序。正演计算与多伦多大学 PLATE 程序的演算情况相似, 板是用三个电流环来模拟的。

12.4.6 苹果-II 型计算机程序

为了绘制瞬变电磁数据的剖面, 可以利用 GRA-PHTEM 程序。

12.5 计算器程序

已经为 HP 手持计算器 (HP-67, 97, 41 C 和 41 CV) 编写了许多程序 (可以从联邦工业科学研究所, 或矿产资源局得到), 它们主要有

12.5.1 Supermac

这些程序的详细情况载于附件 F。用它可计算以下内容: 半空间响应 ($\mu\text{V}/\text{A}$); 相应某道响应的半空间电导率; 球体的响应; 相应给定道响应的球体的半径和电导率; SIROTEM 某道的延时 (ms); 出现信噪比极大的延时; 由瞬变电磁响应双峰比计算脉的倾角。

12.5.2 Ruth 的 “Sooper Dooper” 偶极程序 (RSDD)

此程序的详细情况见附件 G。此程序可计算偶极发射回线, 或大的方形发射回线的一次场。对于后一种情况, 计算的是沿回线 x 或 y 方向中心线上的磁场。计算并显示出垂直分量场、水平分量场、总场以及总场与垂线的夹角。

12.5.3 视电导率与瞬变电磁响应

这个程序 (Spies 和 Raiche, 1980) 利用多到十项的公式 (12.24) 计算视电导率。程序的详细情况载于附件 H。它可以从堪培拉的矿产资源局得到。

12.5.4 SMK (烟圈)

这一联邦工业科学研究所的程序可用来计算相应于某一延时 t_1 , 在某一给定电导率半空间中烟圈的半径和深度。该烟圈用在

同样深度，与烟圈面积等效的方形载流回线来代替后，以 RSDD 程序（12.5.2 部分）做为子程序来计算在延时 t_1 时二次磁场在地表沿发射回线中心线的分布。计算中假设烟圈电流为 1 A。

§ 13 SIROTEM 系统数据解释方法

在讨论数据解释中，普查和详查测量将分别考虑。这是因为两种测量的目的及数据解释技术不同。在本书中所涉及的模拟材料都在表 11.1 中列出了相应的编号，比如辅助材料 3.(4) 指的是隐伏球体的分析表达式，而辅助材料 2.(1) 指的是无限长薄脉的诺模图。相当数量的解释辅助材料都有可以应用计算机和计算器解释程序，这些情况已在 12.4 和 12.5 部分介绍过。

13.1 普查观测

大规模的瞬变电磁普查测量的目的是圈定有异常响应的面积。在分析中，消除掉假异常，使有意义的异常在未来的详细野外观测中具有优先的等级。在异常地带测量的衰减曲线的时间常数 τ 可当作有意义异常的指示标志，它们与有价值的矿床有关的几率最高。

与普查观测有关的野外过程概述于 1.1 部分。在普查测量中，选择回线形状、回线尺寸和测网的详细标准已经在 § 3、§ 4 和 § 8 中加以介绍了。

普查测量得到的数据可以制成以下图件：1. 选择某道数据做电压等值线图或视电阻率等值线图（至少一个早期道，一个中期道和一个晚延时道）。2. 异常响应和非异常响应的视电阻率与延时的关系曲线。3. 等值线图上所有异常的衰减曲线，以及挑选一些测点绘背景响应的衰减曲线。

13.1.1 等值线图

首先在所选延时的电压响应等值线图上查看有否异常带，并在此图上标出异常。在晚延时（> 约 10 ms）等值线图上异常愈来愈清晰的异常，比只在早延时（约 2 ms）出现的那些异常的优

先权高。把已知的，象栅栏*、电力线和白铁皮小屋 这些 人文产物的位置标在图上，将可能引起电磁响应的地质体（比如，导电页岩）也标在图上。仅仅在早延时等值线图上出现的任何异常，以及与已知的人文产物或地质体有关的异常，只能给予非常低的优先权，甚至可能在分析的早期阶段就不予考虑了。

13.1.2 视电阻率曲线（辅助材料 3.(1)，4.(5)，5.(1) 和 5.(3)）

如果背景电压比异常值低，即观测工作是在比较高的电阻率环境里完成的，那么进一步的解释可以只利用电压值。不过，要是观测工作是在低电阻率（比如 $< 10 \Omega \cdot m$ ）的环境中完成的，则应当把电压值当作均匀半空间的响应，用辅助材料 3.(1)、4.(5)、5.(1) 或 5.(3) 转换为视电阻率曲线。在等值线图上圈出的异常处，视电阻率与延时的关系曲线应显示视阻率随时间下降而不是在异常带以外的通常随延时上升（有超顺磁效应的情况已在 § 9 讨论过）。

13.1.2.1 两层的解释（辅助材料 2.(5)，3.(1)，4.(1)，4.(5)，5.(1) 和 5.(3)）

在异常区以外得到的电阻率测深曲线，可以假设该处为两层大地，由此推算出覆盖层的电导率。方法是利用正演模型程序 CLRTEM（附件 4.(1)）做试错反演。开始假设顶层电导率为 σ_1 ，厚度为 d ，以及基底电导率为 σ_2 。用实测的曲线检验按此断面计算出的电阻率曲线。如果拟合得不好，改变参数初始值 σ_1 、 σ_2 和 d 中的一个，或一个以上，然后再做一次计算。这种过程一直重复到计算的视电阻率曲线与实测曲线的拟合误差在实验误差之内为止。

也可以利用辅助材料 2.(5) 来得到参数 σ_1 、 σ_2 和 d 。该材料是 Raiche 和 Spies (1981) 发表的一套二层大地的典型曲线，这已在 12.25 部分做了叙述。为了利用这些曲线，在绘图之前应先

* 澳大利亚农牧场属私人所有，都用金属栅栏隔开，所以成为该国电流工作一大干扰——译者

将从实测电压值计算出的视电阻率值反算为电导率，而后，象所有的典型曲线那样，以视电导率 σ_a 绘图。这些数值在透明图上绘成 $\log \sigma_a$ 与 $\log t$ 的关系曲线，图的比例尺与理论曲线的比例尺要一致。利用图 C 1（附件 C），从中期时间范围内的 σ_a 与 t 关系曲线的斜率确定出定义为 $K = \sigma_2/\sigma_1$ 的电导率比，然后选出与 K 值相应的合适的图。正如由图 C 1 可以看到的那样，对非偶极的 R/d 值来说，这种方法是不十分精确的，解释者可能看到有二个或三个不同比值 K 的典型曲线。

在野外曲线透明图上，在某一合适的时间，比如 $t_F = 0.01$ s (10ms)，选出一一点 F 。定义延时 t_F 的视电导率值为 σ_F 。而后，在合适的典型曲线图上，由纵坐标 $\sigma_a/\sigma_1 = 1$ 和横坐标 $T = t_F/\sigma_F A_1$ 定出一一点 M 。通过 F 点划一条与时间轴成 45° 的直线，把野外曲线透明图盖在典型曲线图上，保持轴间的平行且 45° 直线在 M 点上。在这两个条件约束下，在典型曲线图上移动野外曲线图，直到曲线拟合最好为止。为此，有时需要在曲线间内插或是在典型 K 值曲线之间内插。

一旦拟合成功，则：

(1) 可以从两个轴中任一轴读出 σ_1 。要从垂直轴读出 σ_1 ，把透明图上任一方便的 σ_a 值与典型曲线轴上的 σ_a/σ_1 相扣合，因为从透明图的轴上已经知道了 σ_a 值，从典型曲线轴上知道了 σ_a/σ_1 ，则可以算出 σ_1 。另一办法是把透明图上的 t 值与典型曲线上的横坐标 T 相扣合，因为 A_1 和 t 已知，所以可以从已确定的 T 求出 σ_1 。

(2) R/d 值可以从与野外曲线相扣合的那条特定的典型曲线读出，因为 R 是已知的，所以 d 也可以确定。

(3) 从那条特定典型曲线知道 σ_2/σ_1 比值，因为 σ_1 从 (1) 已经知道，因此可以确定 σ_2 。

13.1.2.2 薄板的解释（辅助材料 2.(6)，2.(7)和 3.(3)）

若二层大地中的顶层电导率比第二层的电导率大很多，则可以假设为一薄层上覆在一个非导电基底上的模型。这对于例如

$\sigma_1 > 1000\sigma_2$ 的情况是合适的, 因为电导率 σ_2/σ_1 比已超出在附件 C 给出的双层曲线范围。对这样的模型, 可以从附件 D 中图 D1 上绘的曲线来确定电导率与厚度乘积 S 。在附件 D 中绘出了纵坐标为 $R\sigma_a/S$, 横坐标为 τ_a 的视电导率与归一化时间的关系。其中 τ_a 如下式

$$\tau_a = \frac{t}{\mu_0 \sigma_a R^2} \quad (13.1)$$

其中视电导率 σ_a 可以从空间的视电阻率表达式 (比如公式 (12.23) 和 (12.24)) 得出。为了利用该曲线, 把实测值 σ_a 以图 D1 所采用的同样比例尺, 绘出它与时间 t (以任意方便单位) 的关系曲线。再把此实验曲线与理论曲线相扣合, 从实验曲线上读取 $R\sigma_a/S = 1$ 处的 σ_a 值, 而后 S 值就可以从 $S = R\sigma_a$ 计算得到。

如果采用的回线边长为 100m, 就可以从附件 D 中的图 D2. a 得到 S 值。图 D2. a 绘出了很多 S 值的响应 (单位 $\mu\text{V}/\text{A}$) 与时间 t (ms) 的关系曲线。在早延时 ($\leq$ 约 5 ms), 野外曲线受覆盖层响应的影响很强, 观测到的响应以图 D2. a 所用的相同的比例尺绘图, 并叠合在图 D2. a 的曲线上, 从在幅度与斜率上与实测响应扣合最好的曲线的早期部分得出 S 值。图 D2. b 可以用来求得回线边长为 50m, 100m 和 200m 的 S 值, 与这些回线边长相应的响应 (单位 $\mu\text{V}/\text{A}$) 标在垂直轴上。为了找出 S 值, 把给定大小的回线的响应点在观测到的响应延时线上, S 值就可从 x 轴上读出。举例, 设 50m 回线在 0.4ms 的响应是 $10\mu\text{V}/\text{A}$, 与此两个值交点相对应的 S 值为 0.65 S。如果利用其它延时的电压值, 它们应当都能点在通过 S 值的垂线上, 如果偏差大于观测误差, 则表明响应不是由薄层引起。

如薄层位于深度 d 处 (比如这种情况, 水平或近于水平的矿体, 其规模大于回线尺寸), 可以分别利用绘于附件 D 的图 D3 和 D4 的曲线来解释重叠回线和内-回线组合的结果。为了利用这些曲线, 把实验结果绘在和典型曲线比例尺相同的双对数纸上。就

重叠回线而言，把实验曲线合在图 D3 的曲线上，纵坐标对齐，然后沿纵坐标移动实验曲线，直到实验曲线与一条理论曲线相重合为止。然后在相当典型曲线上 $\tau = 1$ 处的实验曲线上，读出时间 t' （单位 ms），从下式

$$S = \frac{800t'}{R} \quad (13.2)$$

得出电导率与厚度乘积 S ，并从拟合曲线的 d/R 值得到薄层顶部埋深。

同样，对于内-回线组合，把实验曲线与绘于图 D4 中的一条曲线相扣合。则从 (13.2) 式得到 S ，而顶部埋深从下式得到

$$d = \frac{gR + z}{2} \quad (13.3)$$

式中 g 从与实验曲线扣合最好的理论曲线上读出，而 z 是沿发射回线轴的发射-接收距离。

当一个电导率与厚度乘积为 S 、埋深为 d 的地层，为电导率与厚度乘为 S_1 的地层覆盖时（比如近似水平的矿体被覆盖层掩盖），可以用附件 E 中绘出的双层薄板典型曲线来解释，实验曲线与理论曲线拟合的方法与介绍单层的解释方法相同。 S_2 值由 (13.2) 式得出， d 值从相应的理论曲线的 d/R 值计算得出，而 S_1 从所拟合的理论曲线所属的那一曲线族的 S_1/S_2 比值得出。

13.1.3 衰减曲线的时间常数（辅助材料 3.(6)）

13.1.3.1 目的物潜在经济价值的评估

正如 13.1 部分前面叙述的那样，在给定延时的电压或视电阻率等值线上出现的假异常（比如，是人文噪声可能性很大），在将来的调查中优先权较低。为了按照重要性把异常排列出先后，要确定异常衰减曲线的时间常数 τ 。因为时间常数 $\tau = \mu_0 \sigma Q$ （ Q 是地质体的有效截面积），所以需要给出一种量度地质体的电导率与其尺度乘积的方法。Kamenetskii (1976) 引用 $\tau \geq 2\text{ms}$ 做为异常与目的物有关的标志。该目的物的电导率与尺度乘积足够大，有一定经济价值，则有理由接着做详细测量。如果欲探测

的金属矿体的电导率已经相当精确地掌握，就可以得到欲探测体的大小。举球体例子， $Q = (a/\pi)^2$ ，那么当知道了 σ ，从测量的 τ 就可以得出球体的半径 a 。

13.1.3.2 确定时间常数的方法

时间常数 τ 要从瞬变衰减的晚延时特性来确定。未受覆盖层和围岩响应影响的有限地质体的响应，衰减由下式给定

$$V = V_m e^{-t/\tau} \quad (13.4)$$

式中 V_m 为一常数。 V 在半对数坐标纸上的图形应当是一条直线。此线的斜率为 $-1/\tau$ ， τ 值由下式给定

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{2.3 \log(V_1/V_2)} \quad (13.5)$$

式中 (t_1, V_1) 和 (t_2, V_2) 是直线上的两点。设 Δt_{10} 是这样一个时间间隔，在此间隔上响应降低了10倍，这样 $V_1 = 10 V_2$ ，从而

$$\tau = \frac{\Delta t_{10}}{2.3} \quad (13.6)$$

由此，可以用图解的方法来确定 τ 值。从图上找出响应降10倍的时间间隔 Δt_{10} ，而后用2.3来除。例如，如果把衰减曲线中的直线部分外推到 y 轴并与轴相切，比如说相切于数值为 $40 \mu V/A$ 处，那么响应降到 $4 \mu V/A$ 的时间间隔除2.3就得出 τ 。

另一个方法，用 V_1 和 V_2 纵坐标之间的距离 Δy （比如以毫米计）来求出(13.5)式中的 $\log(V_1/V_2)$ 值，得

$$\begin{aligned} \Delta y &= M(\log V_1 - \log V_2) \\ &= M \log(V_1/V_2) \end{aligned} \quad (13.7)$$

式中 M 是对数坐标的模数（毫米），用它代替(13.5)式中的 $\log(V_1/V_2)$ ，得出

$$\tau = \frac{M(t_2 - t_1)}{2.3 \Delta y} \quad (13.8)$$

Fokin (1971) 提出一个方法，能确定绘在线性绘图纸上的指数衰减曲线的 τ 值。这个方法以图13.1来说明。绘一条直线

在时间 t_0 处与衰减曲线相切，并与水平轴相交于时间 t_x ，因为

$$\frac{V}{\frac{\partial V}{\partial t}} = \frac{-\tau V_m e^{-t/\tau}}{V_m e^{-t/\tau}} \quad (13.9)$$

则图 13.1 中时间 t_0 处的 τ 值由下式给出：

$$\tau = \frac{-V_0}{\left. \frac{\partial V}{\partial t} \right|_{t=t_0}} \quad (13.10)$$

式中 V_0 为时间 t_0 处的电压，而 $\left. \frac{\partial V}{\partial t} \right|_{t=t_0}$ 是切线的斜率，而斜率

又可由下式给出

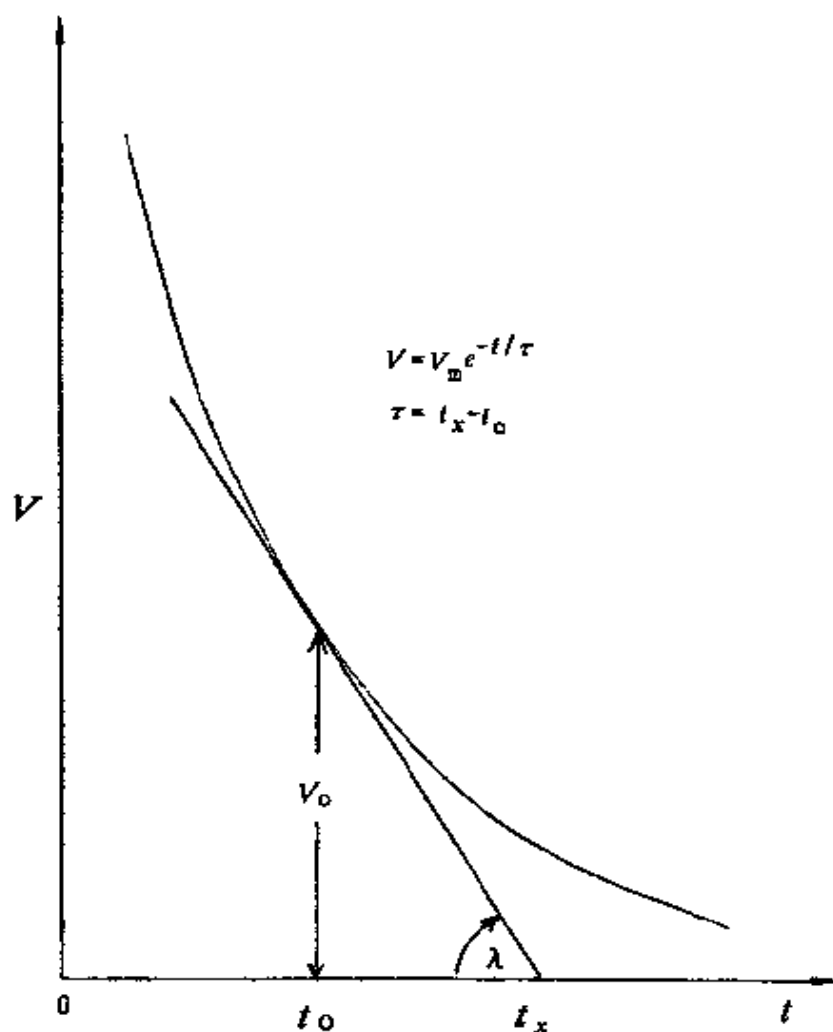


图 13.1 确定线性图纸上指数衰减曲线时间常数的方法

$$\tan \lambda = \frac{-V_0}{t_x - t_0} \quad (13.11)$$

将上式右项列成 $\left. \frac{\partial V}{\partial t} \right|_{t=t_0}$ 的方程, 代入 (13.10) 最后得到

$$\tau = t_x - t_0 \quad (13.12)$$

这是在线性图上的指数衰减曲线的时间常数, 可以用测量 t_0 和 t_x 之间的间隔的图解方法来求。 t_0 是划切线切过曲线的时间, t_x 是切线与时间轴相交的时间。

13.1.4 小结

分析普查测量得出的结果, 应当提供出测量地区的地层资料, 并在异常中区分出可能有经济意义的目的物引起的异常。这些有价值的目的物是由在异常区记录到的衰减曲线的时间常数反映出来的。这些异常应当按重要性排先后, 随后据此做详细测量。在解释详测结果中, 仔细地做模型逼近还可得到有关目的物形状信息。

在确定目的物上所测衰减曲线的时间常数的阶段, 尽可能也确定目的物的尺度 (当能相当精确地知道目的物的电导率), 这样就足够指导制定未来的详细野外工作计划了。不过, 在具体做详查工作之前最好还是要有目的物顶深数据和比较确定的目的物大小的数值。如果回线间隔足够密, 在普查阶段就可能有足够的数据来获得这些参数, 其作法与下面处理详查数据所用的方法一样。

13.2 详查观测

详查目的是确定预期的目的物的顶部埋深 d 、倾角 θ 和电导率 σ , 或是电导率与厚度乘积 S 。参数 σ 或 S 可提供目的物潜在经济价值的指标, 而参数 d 和 θ 可以指导钻孔定位。详查测量的解释结果又可指导进一步的勘探工作。详查测量的野外方法技术已在 1.2 部分做了概括性的介绍。

详查观测得到的数据绘制下列各种图件:

1. 电压剖面图。许多数据道的实测电压 ($\mu\text{V}/\text{A}$) 剖面图。
2. 视电阻率拟断面图。绘电压剖面图的每条测线都要绘此

图。

3. 衰减曲线。在等值线图上一个研究过的异常响应，作为背景场选出的测点的背景响应都绘此图。

13.2.1 剖面图

沿给定测线的瞬变电磁响应剖面图，可以手绘，可借助于象HP 9845 PROFIL 程序或APPLE II GRAPHTEM 这些计算机程序来绘（参见12.4.5和12.4.6部分）。

详测结果分析的第一步应当是从已经发表的可以采用的资料中选出对目的物最合适的模型。§11和§12列出的资料表明，选择局限于倾斜脉、接触带、球、水平圆柱或直立圆柱数种情况。某个引起瞬变电磁响应的目的物的形状和由此要采用的模型，可以从普查测量所得到的二维图上等直线的形状推断出来（13.1.1和13.1.4部分）。此外，附件B中图B1到图B16中所绘的相似模型结果会给出进一步的信息，使模型与目的物逼近得更好。剖面资料将按下面介绍的解释各种模型的办法逐步进行解释。

13.2.1.1 倾斜脉

13.2.1.1.1 相似模拟资料（辅助材料1.(1)到1.(4)）

附录B中图B1到图B4所示出的，在12.1.1和12.1.6部分中所叙述的脉状体的相似模拟结果，用来做正演模拟或做试错反演是再好也不过的。比如，如果想计算一个响应，该响应是由电导率与厚度乘积为 $140 \cdot S$ ，埋深 $d = 100m$ ，倾角 $\theta = 60^\circ$ 的薄脉引起，在延时 $t = 5ms$ ，用 $100m$ 回线（ $L = 50m$ ）观测。第一步是找出 d/L 值。若 $d/L = 2$ ，就应当用图B1.d中的曲线。图中 β 定义为 $\beta = t \cdot 10^{-3} / (\mu_0 SL)$ ，此例中 β 为0.57，所以这种情况的响应从图B1.d中的左下角 $\theta = 60^\circ$ 的曲线得出。再举一例，响应极大出现在 $x/L = -2$ 处，即在 $x = -2L$ 或在从目的物顶部向倾斜一侧水平位移 $100m$ 处，此极大值 $\frac{t}{L} \cdot \frac{V}{I} = 1$ ，即 V/I

* 根据计算应为120 S——译者

$=10\mu\text{V}/\text{A}$ 。注意，计算此值时， t 和 L 的单位分别取毫秒和米。

应用这些标准曲线时会遇到时间范围有限的问题。比如，如果想计算电导率与厚度乘积十分典型（40 S）的目的物，用100 m回线（ $L=50\text{m}$ ），在10 ms观测的响应， β 值是3.98，而附件B中没有提供 $\beta>2.5$ 的结果。在这种情况下，采用联邦科学工业研究院的模拟结果（附录A）比较合适。

联邦科学工业研究院的模拟结果在12.1.3.1节叙述过，这些结果绘成每一延时（单位ms）响应（单位为 $\mu\text{V}/\text{A}$ ）与脉上方水平位移 x 的关系曲线。为了用这些结果进行解释，需要选择适当的比例因数 F 。模型回线为圆形，直径50 mm，它与边长44.3 mm的方形回线相当。那么，如果要知道回线边长为100m的结果，先由 $F=100/0.0043$ 求出比例因素 F 值，即 $F=2260$ ，而后从

(12.7)式得到野外的电压 $\left[\frac{V}{I}\right]_f$ 。附录A中示出的剖面图的水

平向主要测点间的距离，在模型系统中为5 cm、比如标记为400和450号测点间的模型距离为5 cm，在上述 $F=2260$ 的情况里代表野外为113m。

为了利用附录A和B中的相似模拟结果做试错反演，要对模型参数 S 、 d 和 θ 做出初始推测。对模型剖面上的每个峰值，要观测三个点，就是说在出现响应极大的点和在半极大响应的两个点上。因为薄脉响应有两个峰，这就意味着在模拟剖面读出六个点的值，这些值都变换成以 $\mu\text{V}/\text{A}$ 为单位。象上面介绍的那样，它是水平位移（单位米）的函数。用野外值来与这些值对比，如果这两套结果不一致，就改变参数 S 、 d 和 θ 中的一个或一个以上，然后再重复上述步骤直到一致为止。如必须改变参数，按如下办法进行：振幅太小，应当增大 S ；峰值间的距离太小，应当增加 d ；而强峰与弱峰振幅比太小，应当减小 θ （即脉应当水平一些）。

13.2.1.1.2 脉的倾角（辅助材料2·(2)）

如 12.2.2 节所描述的那样,可以双峰比和 θ 之间的经验关系式来确定倾角。通常用 (12.12) 式得出的 θ 值约在 10° 以内。为了确定两峰比值 V_1/V_2 , 最好是利用很多延时道的平均比值。如果目的物为导电覆盖层掩盖, 这两个峰在晚延时 (约 3 ms 以后) 才能较准地分辨清楚。

对于双 (Spies) 回线组合, 可以用此组合观测得到的三峰响应中的最大峰与次大峰的比来确定 θ 值。图 12.4 给出比值与 θ 的相关曲线。

13.2.1.1.3 利用诺模图进行反演 (辅助材料 2.(1))

为了获得可用空气中薄板模拟的目的物的 S 、 d 和 θ 值, 可以采用诺模图。这些诺模图概括了空气中薄脉在不同埋深、各种倾角 θ , 其上方所有测线的模拟资料。Kamenetskii (1976) 和 Ramaprasada Rao (1973) 编制了重叠回线的和内-回线组合的这类诺模图。12.2.1 部分对这些图做了介绍。

对于重叠回线, 可以单独确定 S 值, 而与 d 或 θ 无关。首先, 选一延时 t_{pr} (称之为剖面观测时间, 比如 $t_{pr}=4$ ms), 而后求在响应极大值测点上观测的衰减曲线的时间常数, 按 $\alpha=1/(\pi^2\tau)$ 算出 α 值, 并且从图 13.2 给出的曲线上读出与 $\alpha \cdot t_{pr}$ 相对应的归一化时间

$$\tau_{pr} = \frac{t_{pr} \cdot 10^{-3}}{\mu_0 S L} \quad (13.13)$$

因为 τ_{pr} 和 t_{pr} 都是已知, 从上列方程就可以求出 S 。举例, 设 $L=50$ m, $t_{pr}=4$ ms, 野外响应极大点衰减曲线的时间常数 $\tau=6$ ms, 则 $\alpha=0.0169$ ms $^{-1}$, $\alpha t_{pr}=0.0675$ 。在图 13.2 上相应的值 τ_{pr} 为 1.24, 因此 $S=51$ S。

θ 和 d 不能相互独立地求出, 为此要用图 12.1 的诺模图, 图中 A 和 B 是计算得出的

A = 强峰值振幅对弱峰值振幅的比。

B = 强峰值的绝对值。

系数 A 无量纲, B 是以 $\mu\text{V}/\text{A}$ 为单位的响应乘上 t_{pr}/L , 而

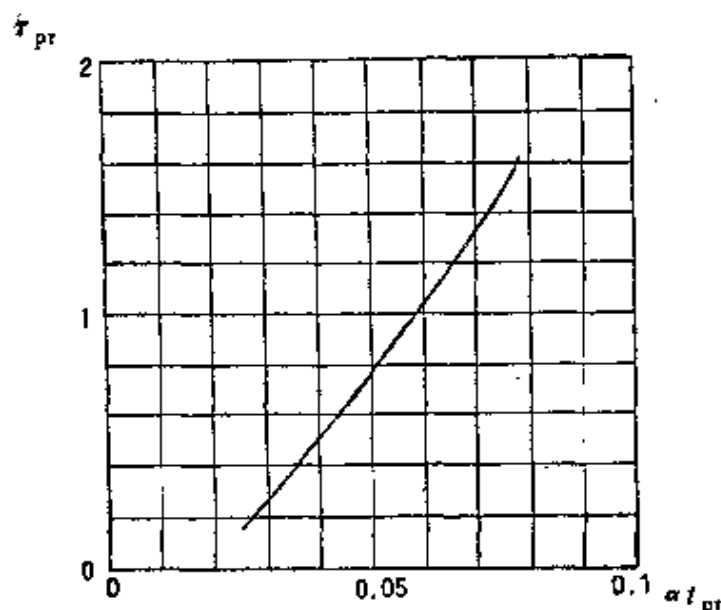


图 13.2 τ_{pr} 与 αt_{pr} 的关系曲线

t_{pr} 单位是 ms, L 为米。选用与上面求出的 τ_{pr} 值相对应的诺模图。在每一个诺模图上 A 值列在右边, 而 B 值列在顶部和左边。在图上绘出 θ (垂直轴) 和 d/L (水平轴) 的关系曲线。在相应的诺模图上, 找出计算的 A 、 B 值的交点, 从这个交点向 x 和 y 轴画垂线, 并与它们相交。与 x 轴的交点为 d/L 值, 从而得出 d 值, 与 y 轴的交点即 θ 值。

举例, 假设 $L=50\text{m}$, $\tau_{pr}=1.24$, $A=4$ 和 $B=3.2$ 。因为 τ_{pr} 值在这些诺模图上的 τ_{pr} 之间, 所以必须利用诺模图 (a) 和 (b)。在诺模图 (a) 上, 从 $A=4$ 和 $B=3.2$ 曲线的交点得到 $d/L=2.5$ 和 $\theta=61^\circ$; 在诺模图 (b) 上, 得到 $d/L=3.4$ 和 $\theta=67^\circ$ 。把这些数值平均得到 $d=150 \pm 30\text{m}$ 和 $\theta=64 \pm 5^\circ$ 。

对于内-回线组合, 不能独立地确定 S 、 d 和 θ , 所以必须利用图 12.2 和 12.3 中的诺模图。第一步确定系数 a 、 b 和 c

a = 垂直分量极大值和水平分量振幅极大值的比。

b = 乘积 αt_{pr} (其中 α 值由 $\alpha=1/(\pi^2\tau)$ 求出), 从响应极大值点的垂直分量算出。

c = 水平分量峰值点与垂直分量峰值点间的距离对回线半边长的比。

这几个系数都是无量纲的。 a 和 b 的诺模图有五张，各对应倾角 $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 45^\circ, 70^\circ$ 和 90° 。从合适的诺模图上，由对应给定值 a 、 b 的曲线交点读出 $1/\tau_{pr}$ 和 d/L ，有时在两张或两张以上的诺模图上都能得出 a 、 b 曲线交点，在这种情况下，从每个这种诺模图都读出数值，而用图 12.3 诺模图来确定与野外数据拟合最好的那套参数。

举例，设 $L = 50\text{m}$ ， $t_{pr} = 4\text{ms}$ ， $a = 0.9$ ， $b = 0.168$ ， $c = 0.5$ 。此 a 、 b 值曲线的交点出现在 $\theta = 45^\circ$ 和 $\theta = 70^\circ$ 的诺模图上，从两个诺模图上读出 $1/\tau_{pr}$ 和 d/L 值，再从 12.3 图上读出与这些值相当的系数 c ，所有这些值列于表 13.1。

表 13.1 从内-回线组合的诺模图读出的参数

θ (度)	$1/\tau_{pr}$	d/L	c
45	3.7	0.16	0.3
70	3.25	0.5	0.52

($L = 50\text{m}$ ， $t_{pr} = 4\text{ms}$ ， $a = 0.9$ ， $b = 0.168$ ， $c = 0.5$)

因为从诺模图读出的 $c = 0.52$ 这个值是两个数值中最接近观测值 $c = 0.5$ 的一个，所以与此 c 值相应的参数将给出最佳拟合。这些参数是 $\theta = 70^\circ$ ， $1/\tau_{pr} = 3.25$ 和 $d/L = 0.5$ 。因为 $t_{pr} = 4\text{ms}$ ，把 $\tau_{pr} = 1/3.25$ 代入 (13.13) 式，得到 $S = 210\text{S}$ 。最后，因为 $L = 50\text{m}$ ，我们从 $d/L = 0.5$ 得到 $d = 25\text{m}$ 。

13.2.1.1.4 求脉顶深度的另一办法 (辅助材料 2.(4))

Fokin (1971) 介绍了采用重叠回线组合确定脉顶深度的另一方法，详细内容已在 12.24 部分介绍过。在详细勘探阶段，必须采用两个大小差一倍的回线沿同一测线取得必要的数值，然后应用图 12.6 中的诺模图。图中给出比值 $\xi(d/L)$ 的曲线，即用半边长为 L 的回线在时间 t_0 得到的最大异常值，再被用半边长为 $L/2$ 的回线在时间 $t_0/2$ 得到的最大异常值除的结果与 d/L 的

函数曲线 (对不同的 β 值; $\beta = l/(\mu_0 SL)$)。电导率与厚度乘积可以从 13.2.1.1.3 部分所介绍的方法, 或是以 12.3.6 部分介绍的衰减曲线的时间常数来确定。然后就可算出在时间 t_0 的 β 值, 再利用图 12.6 中与此 β 值相当的曲线, 从实测的 $\xi(d/L)$ 比找到 d/L 值。这样就可以确定出 d 。还有一方法即可以应用经验关系式 (12.18)

$$d = \frac{L[\xi(d/L) - 1.1]}{6.07 - 4.61\beta + 1.56\beta^2} \quad (13.14)$$

13.2.1.1.5 计算机程序 (辅助材料 4.(3), 4.(4) 和 4.(5))

在 12.4.3 部分介绍了 PLATE 程序 (可以从多伦多大学得到), 它可以模拟动源 (偶极发射线圈与接收线圈分开) 或固定源 (大的固定发射回线, 移动的偶极接收线圈) 组合, 能计算分离回线和动接收组合的响应。内-回线组合可以用第二可选方案进行模拟, 它对接收线圈置于发射回线中心时每一次移到新位置的情况要做一系列的程序运算。这种运算最好是以程序组模式进行, 这样可以使发射回线的新位置直接进入程序, 而无需在程序运行时通过键盘做相互及时应答。不过, 现有的程序版本无法对象 SIROTEM 做的大回线重叠回线和单一回线组合的工作做计算, 对可以模拟的组合近似最好的是内-回线组合。

PLATE 程序的输出是以 $\mu V/A$ 为单位的二次场 (对固定回线) 或是二次场相对一次场的百分数。应用此程序可对给定回线组合所得到的数据做试错反演。计算从一组初始参数 S 、 d 、 θ 、 l 、 m 开始, 而给定延时的输出归一化到野外的某一数据, 比如说归一到在该延时野外记录到的峰值, 然后将此给定延时道所采用的归一化系数用于其它各道的数据, 特别是用于覆盖层和围岩响应影响最小的晚延时道。如果拟合不满意, 选择新的参数, 重复全部过程, 直到延时范围内的各模拟剖面与相同延时范围的各相应野外剖面都能拟合为止。对许多道的数据进行拟合是至关重要的, 因为参数 S 会影响衰减率, 而且 S 值只有在相当范围的延时时内, 检验模拟曲线与野外曲线拟合至何种程度之后才能确定。

至今尚无通用的反演程序。目前, 利用 PLATE 程序做正演模拟的途径编写反演程序。在 12.4.5 部分提过, 目前完成的是为大固定发射回线编写的适用于 HP9845 台式计算机的反演程序 TURAM 1。反演涉及七个参数, 深度(d)、延伸(l)、延深(m)、 x 方向偏移(x)、 y 方向偏移(y)、倾角(θ)和走向角(α)。输入时需要垂直磁场 H_z 相应位置 (x, y) 的数值和估计的七个参数初始值。为了使此程序能用水平分量场 H_x 的数据进行反演, 改写此程序则此项工作可能会成功。TURAM 1 程序可以从新南威尔士地质调查所得到。

13.2.1.2 球体

13.2.1.2.1 相似模拟 (辅助材料 1.(6))

空气中球体的相似模拟的结果示于附录 B 中的图 B 12。这些结果的详细情况在 12.1.8 部分做过介绍。沿 z 轴的衰减曲线示于图 B 12.a, 而图 B 12.b 示出的结果表明轴心外的衰减曲线的形状几乎与移出球体的位移大小无关。在不同的回线尺寸、球体规模和球埋深的情况下, 延时 $t=0.7\text{ms}$ 的剖面特征示于图 B 12.c。因为从这条途径得到的可以利用的解释资料十分有限, 所以除用做初步的定性解释外, 利用理论模拟结果可能更为合适。

13.2.1.2.2 理论结果 (辅助材料 3.(4))

假设异常体为球形, 则其埋深、大小和电导率可以利用 Kamnenskii 推导的理论结果(1976)从瞬变电磁剖面上确定出来。对重叠回线组合来说, 在野外曲线上量出响应半极值的宽度 W , 并从晚延时的多道数据得出它的平均值。算出 $W/(2L)$ 值, 再利用图 13.3 得到相应的 L/d 值, 从而得到 d (球体中心埋深)。将表达式 (12.37) 加以变换, 可以得到球体的半径如下

$$a = 0.68d \left[\frac{V/I}{LA(\bar{L})F(\bar{x}_0, \bar{L})\dot{L}(\alpha t)} \right]^{1/3} \quad (13.15)$$

式中 V/I 的单位是 $\mu\text{V}/\text{A}$, 系数 $A(\bar{L})$ 从公式 (12.38) 算出, $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ 从图 12.8 上读出, $\dot{L}(\alpha, t)$ 从图 12.9 读出或者当 $\alpha t > 0.1$ 从公式 (12.40) 算出。最后从 12.3.6 部分中表 12.2 给出的

公式算出球体的电导率 σ ，这需要将表中的公式变换为 σ 的公式

$$\sigma = \frac{\pi^2 \tau}{\mu_0 a^2} \quad (13.16)$$

式中 τ 是在球体上方测得的晚延时衰减曲线的时间常数。

举例，设用 100m 边长的回线 ($L=50\text{m}$) 得到半极值宽度 $W=150\text{m}$ 的异常峰，在球体上方 ($x_0=0$) 延时 10ms 的响应为 $5\mu\text{V/A}$ ，得出时间常数 $\tau=6\text{ms}$ 。求参数的顺序是： $\bar{L}$ 、 d 、 $\bar{x}_0$ 、 $A(\bar{L})$ 、 $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ 、 a 、 $\dot{I}(\alpha, t)$ 、 a 和 σ 。对这个例子来说， $W/2L=1.5$ ，从图 13.3 得到 $\bar{L}$ 值等于 0.35，因此球体中心的深度 $d=L/\bar{L}$ ，也就是 140m。 $A(\bar{L})$ 的值是 $A(0.35)=0.027$ ，因为 $\bar{x}_0=0$ ， $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ 的值是 $F(0, 0.35)=1$ ，参数 α 由公式 $\alpha=1/(\pi^2 \tau)$ 给出，得到的值 $\alpha=16.9\text{ s}^{-1}$ 。

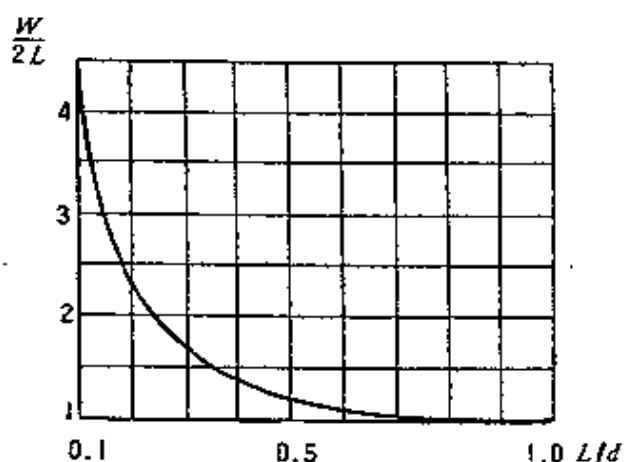


图 13.3 据球体上方瞬变电磁剖面的半极大值宽度 W 求球心深度 d 的曲线

从图 12.9 得到 $\dot{I}(\alpha, t)$ 的值 $\dot{I}(16.9, 0.01)=20.3\text{ s}^{-1}$ 。把这些值代入表达式 (13.15)，得到 $a=54\text{m}$ 。从 (13.16) 式得到相应的电导率 $\sigma=16\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ 。因此就这个例子来说，假设目的物为球体，剖面测量数据经转换给出的参数值如下：中心深度 $d=140\text{m}$ ，半径 $a=54\text{m}$ ，电导率 $\sigma=16\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ 。

对于内-回线可以采用类似的方法。在这个情况中，据下列关系求出埋深

$$d = W_x \quad (13.17)$$

或
$$d = W_x \quad (13.18)$$

式中 W_z 是实测场垂直分量的半极值宽度, W_x 是水平分量两峰间的距离。球的半径可从 (12.42) 的变换式求出

$$a = 1.21 d \left[\frac{(V_{z,x}/I) L}{A f(d/L) f_{z,x}(\bar{x}) \dot{L}(\alpha, t)} \right]^{1/3} \quad (13.19)$$

式中 A 是接收线圈的有效面积, $\bar{x} = x/d$ 是距球体外心的水平距离, $V_{z,x}/I$ 的单位为 $\mu V/A$ 。函数 $f(d/L)$ 和 $f_{z,x}(\bar{x})$ 由表达式 (12.43)、(12.44) 和 (12.45) 给出。几何函数 $f_{z,x}(\bar{x})$ 还可以从图 12.8 中的曲线得出。函数 $\dot{L}(\alpha, t)$ 与重叠回线中所用的相同, 其值可以从图 12.9 (曲线 1) 读出, 或者 $\alpha t > 0.1$ 时从公式 (12.40) 计算得出。一旦得出半径 a , 就可以利用方程式 (13.16) 算出电导率。

13.2.1.2.3 计算机程序 (辅助材料 4.(3) 和 4.(4)),

对于假设为球体的目的物, 可以采用 SPHERE 程序 (可以从多伦多大学得到)。其做法与运用 PLATE 程序 (已在 12.4.3 和 13.2.1.1.5 部分中叙述过) 的方式一样。该程序可以模拟分离回线、动接收和内-回线组合, 可以用于正演模拟或试错反演, 正如介绍过的 PLATE 程序一样。

至今还没有合适的球体的反演程序。

13.2.1.3 水平圆柱体

13.2.1.3.1 相似模拟 (辅助材料 1.(7), 1.(8))

附录 B 中图 B13 和图 B14 给出水平圆柱体的结果, 图 B15 和图 B16 给出直立圆柱体的结果。与球形体的情况一样, 可以应用的圆柱体的相似模拟材料非常有限, 只是能对该目的物的响应类型给出可预料到的指示。比如, 图 B16 比较了空气中直立圆柱体上方重叠回线和内-回线的剖面特征。

13.2.1.3.2 理论结果 (辅助材料 3.(5))

假设为水平圆柱体的地质体, 其埋深、大小和电导率可以利用 Kamenetskii 提出的理论结果 (1976) 从瞬变电磁剖面曲线

上确定出来。这个方法和用来确定球体目的物的方法相似（参见 13.2.1.2.2 部分），这里仅给出内-回线组合的结果，并假设采用的发射回线是矩形的，其长边平行圆柱体。圆柱体中心深度 d 从下列关系式求出

$$d = 0.87 W_z \quad (13.20)$$

或
$$d = W_x \quad (13.21)$$

其中 W_z 为实测场垂直分量半极值点宽度， W_x 是水平分量两峰间的距离。圆柱体的半径从变换关系式 (12.46) 得出

$$a = 1.58 d \left[\frac{(V_{z,z}/I) L}{A f(d/L) f_{z,x}(\bar{x}) \dot{N}(\alpha t)} \right]^{1/2} \quad (13.22)$$

式中 A 为接收线圈的有效面积， $\bar{x} = x/d$ 为到圆柱体外心的水平距离， $V_{z,z}/I$ 的单位是 $\mu\text{V}/\text{A}$ 。函数 $f(d/L)$ 和 $f_{z,x}(\bar{x})$ 由表达式 (12.47)、(12.48) 和 (12.49) 给出。几何函数 $f_{z,x}(\bar{x})$ 还可以从图 12.10 中的曲线得出。 $\alpha t > 0.1$ 时，函数 $\dot{N}(\alpha t)$ 由表达式 (12.51) 得出，或者当 $0.001 \leq \alpha t < 2$ 时，可以从图 12.9（曲线 2）读出。电导率可利用表 12.2 中给出的水平圆柱体公式，从时间常数推导得出，转换后得

$$\sigma = \frac{5.5 \tau}{\mu_0 a^2} \quad (13.23)$$

13.2.1.4 接触带

13.2.1.4.1 相似模拟（辅助材料 1.(5)）

在 12.17 部分描述了两个不同电导率单元之间接触带上相似模拟结果，结果示于附件 B 的图 B10 和 B11。这些结果仅涉及这些情况：导体与空气间的接触带（图 B10），电导率比为 30 的两个单元之间的接触带（B11）。对于解释来说，它们只能提供在这些部位上预期响应的特征。比如，图 B11.b、B11.c 和 B11.d 的分离回线的响应表明，解释这种回线组合在接触带上的结果是很困难的。因为在很多情况下，剖面曲线与脉上的结果相似。另一方面，用重叠回线组合在接触带上得到的结果就比较简单（参见图 B10 和 B11.a）

13.2.1.4.2 接触带倾角的推导 (辅助材料 2.(3))

正如 12.2.3 部分所介绍的那样, 在接触带上观测到 负 的瞬变电磁响应, 则其倾角就可以确定。首先确定比值 $V_{0.2}/V_{\min}$ 。 $V_{\min}$ 是衰减曲线上, 在时间 $t_{\min}$ 处的负极大的振幅, $V_{0.2}$ 是在延时为 $0.2 t_{\min}$ 处的振幅, 而后利用图 12.5 找出对应 $V_{\min}/V_{0.2}$ 值的倾角大小。

13.2.2 视电阻率拟断面 (辅助材料 3.(1), 4.(1), 4.(5), 5.(1) 和 5.(3))

在每一个测点上按延时点出视电阻率值, 这些视电阻率值的曲线图组成视电阻率拟断面。在一给定测点, 从最早延时开始, 垂直向下点出视电阻率值。沿水平轴所有测点位置上都重复这样点绘。为了从实测电压值计算出视电阻率值, 采用 12.3.1 部分介绍的半空间公式 (辅助材料 3.(1))。这种变换可以用 VAX 计算程序 CLRTEM (辅助材料 4.(1), 参见 12.4.1 部分) 或 HP 9845 程序 EXACT (辅助材料 4.(5), 参见 12.4.5 部分) 来完成。另外, 也可以用计算器的 Supermac (辅助材料 5.(1) 或视电导率与瞬变电磁 (辅助材料 5.(3)) (参见 12.5.1 和 12.5.3 部分) 的程序。HP 9845 程序 PSEUDO 可以自动地标出给定的拟断面上的电阻率值, 不过不能自动地勾绘等值线, 必须由人在拟断面的原始打印件上完成。

13.2.2.1 层状大地的解释 (辅助材料 2.(5), 2.(6), 2.(7), 3.(3) 和 4.(1))

当视电阻率拟断面的等值线显示成层的现象, 就可以采用与处理普查测量结果的相同方法将结果进行变换, 以得出大地的电导率。就两层的解释来说, 与在 13.1.2.1 部分介绍的方法相同, 可绘出参数 σ_1 、 σ_2 和 d 。当顶层电导率比第二层电导率大很多时 (比如, 有导电性覆盖层的情况), 可以假设这种情况成为一薄板模型, 那么利用在 13.1.2.2 部分介绍的解释普查测量结果的方法一样, 求得电导率与厚度乘积 S 。

13.2.2.2 超顺磁效应 (辅助材料 4.(5))

一般来说, 给定测线上的视电阻率拟断面上, 在所有局部异常以外的测点上会显示视电阻率值随延时而增加。当在长 1 km 或 1 km 以上的整条拟断面上的视电阻率值随延时而下降时, 这表明或者是基底比上伏地层更为导电, 或者是就象 § 9 介绍的那样观测到超顺磁 (SPM) 响应。

如果有强烈的超顺磁现象, 则晚延时的电压信号实际上都是由它引起。超顺磁响应的电压衰减按 t^{-1} 变化, 所以要检验是否存在这种响应可以对晚延时的电压衰减按幂函数拟合, 该晚延时范围内对应的视电阻率曲线表现出随延时下降。如拟合的幂函数指数为 -1 (不超过实验的误差) 就证明有超顺磁响应。拟合工作可以用 HP 9845 SIROTEM 或 SUBT-1 程序 (辅助材料 4.(5), 参见 12.4.5 部分)。程序 SUBT-1 可以将晚延时拟合的 t^{-1} 曲线外推到早延时, 并且从实测响应中减去。减去后的差应当已与明显的超顺磁响应部分无关。而后就可以采用与 13.2.2.1 部分叙述的相同方法, 对此曲线进行地层解释。

13.2.3 衰减曲线的拟合 (辅助材料 4.(5))

拟合一给定的衰减曲线, 可以把结果绘在半对数或双对数纸上, 用图解法来完成。在半对数纸上指数衰减是一条直线, 而在双对数纸上, 幂函数衰减是一条直线。另外, HP 9845 SIROTEM 程序 (辅助材料 4.(5), 参见 12.4.5 部分) 对任选延时段的结果, 既可做指数的也可做幂函数的拟合。

13.2.3.1 幂函数的拟合

对电压衰减做幂函数拟合得到指数为 $-5/2$ 、 -4 (在早延时) 或 -1 (在晚延时), 这表示响应分别来自半空间、薄层, 或者是超顺磁影响。这些指数起“标志”的作用, 指出继续深入解释的方向。举例, 设早延时的幂函数指数为 -4 , 解释可以按薄导电板上伏在不导电基底的假设来进行 (辅助材料 3.(3), 参见 12.3.3 部分和 13.1.2.2 部分); 如果晚延时的幂指数为 -1 , 那么在继续做层状大地解释之前, 应当尝试用 13.2.2.2 部分所叙述的方法把超顺磁效应减掉。

13.2.3.2 指数律的拟合和时间常数 (辅助材料 3.(6))

用指数律拟合晚延时的衰减曲线, 得到时间常数 τ 。时间常数在用象 SIROTEM 程序(辅助材料 4.(5), 参见 12.4.5 部分)拟合时, 是做为一个参数而得出, 或者由 13.1.3.2 部分中叙述的许多方法中的任何一个, 由图解法推出。电导率 σ 或电导率与厚度乘积 S , 可以先假设目的物的形状, 采用 12.3.6 部分中的表 12.2 中的适当公式, 从时间常数值 τ 推算得出。

有一点很重要, 要记住: 要推算时间常数 τ 值, 只能在观测到异常的那些测点上做。当一些测点上并没有观测到有限导体的响应, 而 τ 值是从这些测点的结果推算出来, 就可能得到完全错误的结果。举例, 如果时间常数是从绘在线性坐标纸上的响应推算出来, 那么用的一定是 13.1.3.2 部分中 (13.9) 方程式所限定的公式。该式给出的 τ 值是 V 和它的导数 V' 的比。如果事实上 V 不是由指数律给定, 而是由 Vat^{-n} (如在半空间或薄导电板上方) 这种形式的幂函数所给定, 那么 V/V' 就会随 t 而改变, 即 τ 值随延时增大, 可能大到有经济价值目的物的 τ 值那么大 ($\tau \geq 2\text{ms}$)。为了更有效地防止出现这种结果, 响应应当绘在半对数坐标纸上。在这样的图纸上, 幂函数衰减不会是一条直线。

§ 14 SIROTEM 系统数据解释 方法的应用实例

14.1 引言

本节选择了许多例子来说明目前解释 SIROTEM 数据的方法。一般是图解的方法, 不过在许多情况下用可编程序计算器或台式计算机是有优点的。除了已知矿点上的数据外, 还有关于人们所不希望的效应引起异常的例子, 比如超顺磁效应。这些异常实例可供人们在辨认异常中做为借鉴。

值得注意的是普遍采用的重叠回线尺寸是 $100\text{m} \times 100\text{m}$, 情况需要时也用大一些或小一些的回线。取数的间距倾向用

50m, 即回线边长的一半。在大多数情况下, 为了分辨异常响应, 沿剖面有这样的密度是足够的。但是为了最大地利用, 不论是苏联的或是源于澳大利亚的模型曲线, 要求取数间隔为 10m。只有采用这样的密度才能相当精确地辨认出极大、极小, 以及其他剖面特征, 才能解释出倾角、埋深和有实际意义的形态。以 10m 的间距移动 100m 的回线是令人生厌的工作, 因此, 除了采用移动接收线圈外, 几乎不这样做。其结果是在大多数例子里, 只能对所得数据做肤浅地解释。

14.2 矿例研究

14.2.1 西澳 Pincher Well 矿点

这个例子说明如何识别异常, 解释异常, 如何识别覆盖层影响并把它去掉。

图 14.1 中的数据是用 100m 的重叠回线, 以 50m 的取数间距采集的。图内东部是一个导电地表层, 由早延时的强信号反映出来, 但迅速地经中延时衰减到晚延时。图内测线西部反映了表层电导率的减小。这些变化可能反映不同岩石的风化产物及位于图中间的接触带。

覆盖层特征的估算示于图 14.2, 图中 75850 E 的数据绘在单对数和双对数两种纸上。导电水平层的影响从下列表达式算出

$$\frac{E(t)}{I} = \frac{3\pi}{S} \left[\frac{\mu_0 SR}{2t} \right]^4 \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 SR}{2t} \right)^2 \right]^{5/2}}$$

S = 电导率与厚度乘积, 西门子; R = 等效回线半径, 米;
 t = 时间, 秒; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 。

理论资料与野外资料拟合得很好。5.0ms 以后各延时的偏差小于 500nV。上面列出的表达式简化为幂指数为 -4 的幂函数曲线。在图 14.2 的双对数图上可以看出它是一条直线。

在早延时, 即 0.4—1.6ms, 最常碰到的是拟合水平层。在晚延时, 野外数据更多地是由基岩, 或是矿化带引起。

图 14.3 示出异常中心 75600 E 处的衰减曲线。图中水平层

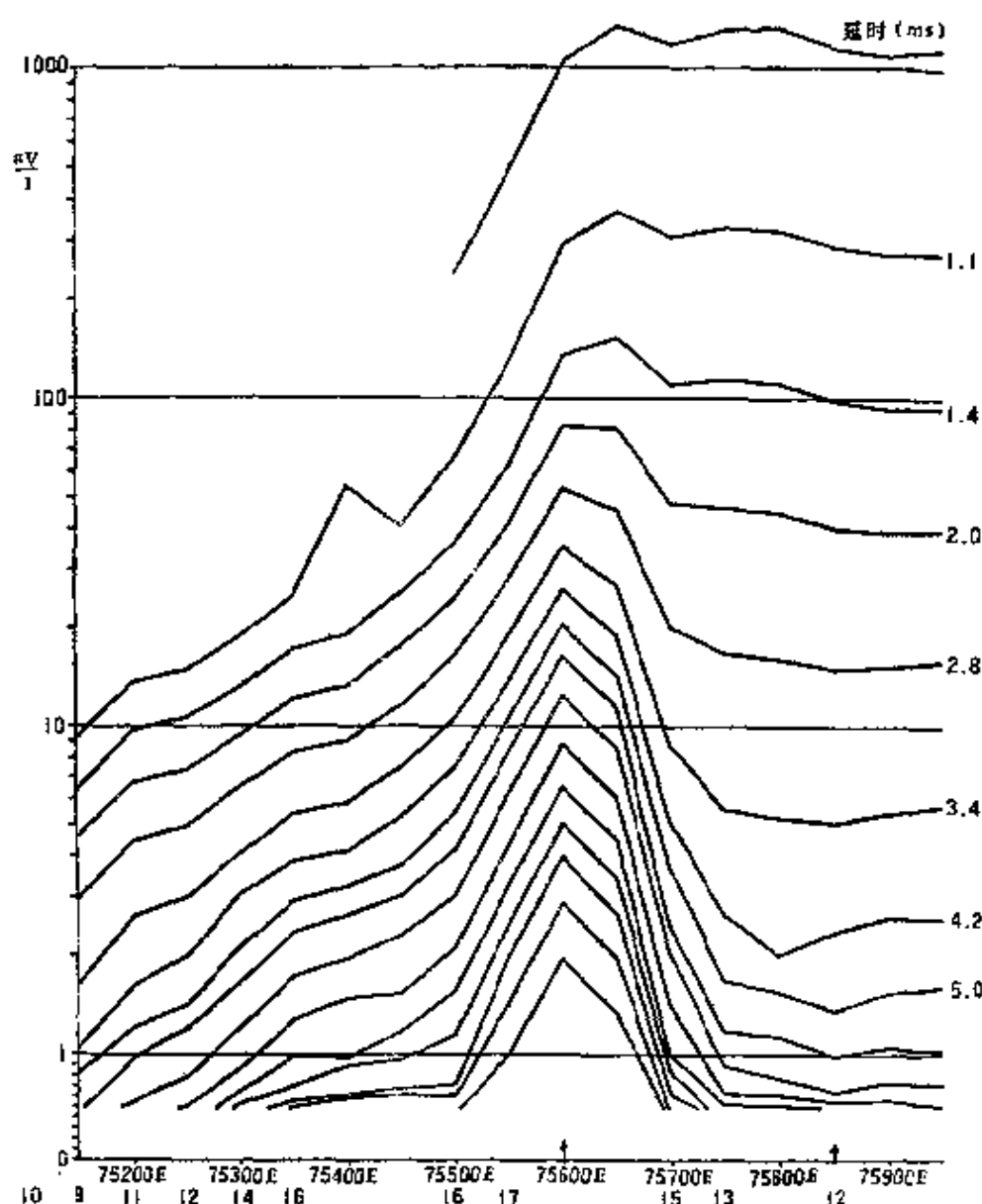


图 14.1 Pincher Well 矿点瞬变电磁剖面
仪器 SIROTEM, 边长 100m, 点距 50m

影响可以在 0.8ms 和 1.6ms 之间分辨出来。到 5.0ms, 该水平层的作用已小于 1 μ V, 8.6ms 以后, 野外数据开始趋近于半空间的衰减, 即在双对数图上幂指数为 -2.5。因此要寻找导体最好是分析 5 ms 到 8.6ms 之间的数据。曲线的可利用部分可以扩到比较早的延时, 方法是减掉水平层的影响, 不过这种处理方法必须慎行。

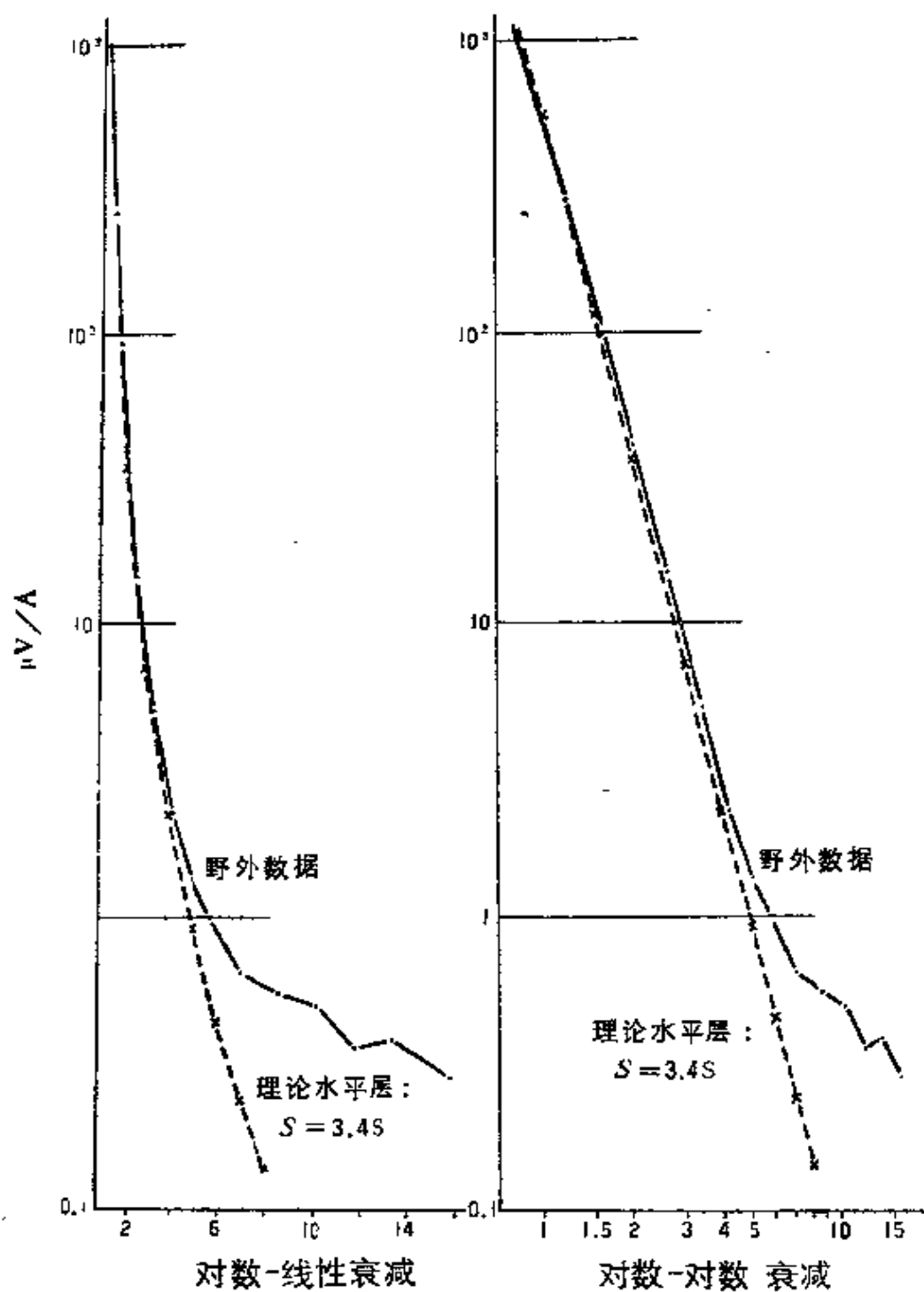


图 14.2 Pincher Well 矿点(1925N, 75850E) 点上
瞬变电磁衰减曲线
100m 重叠回线

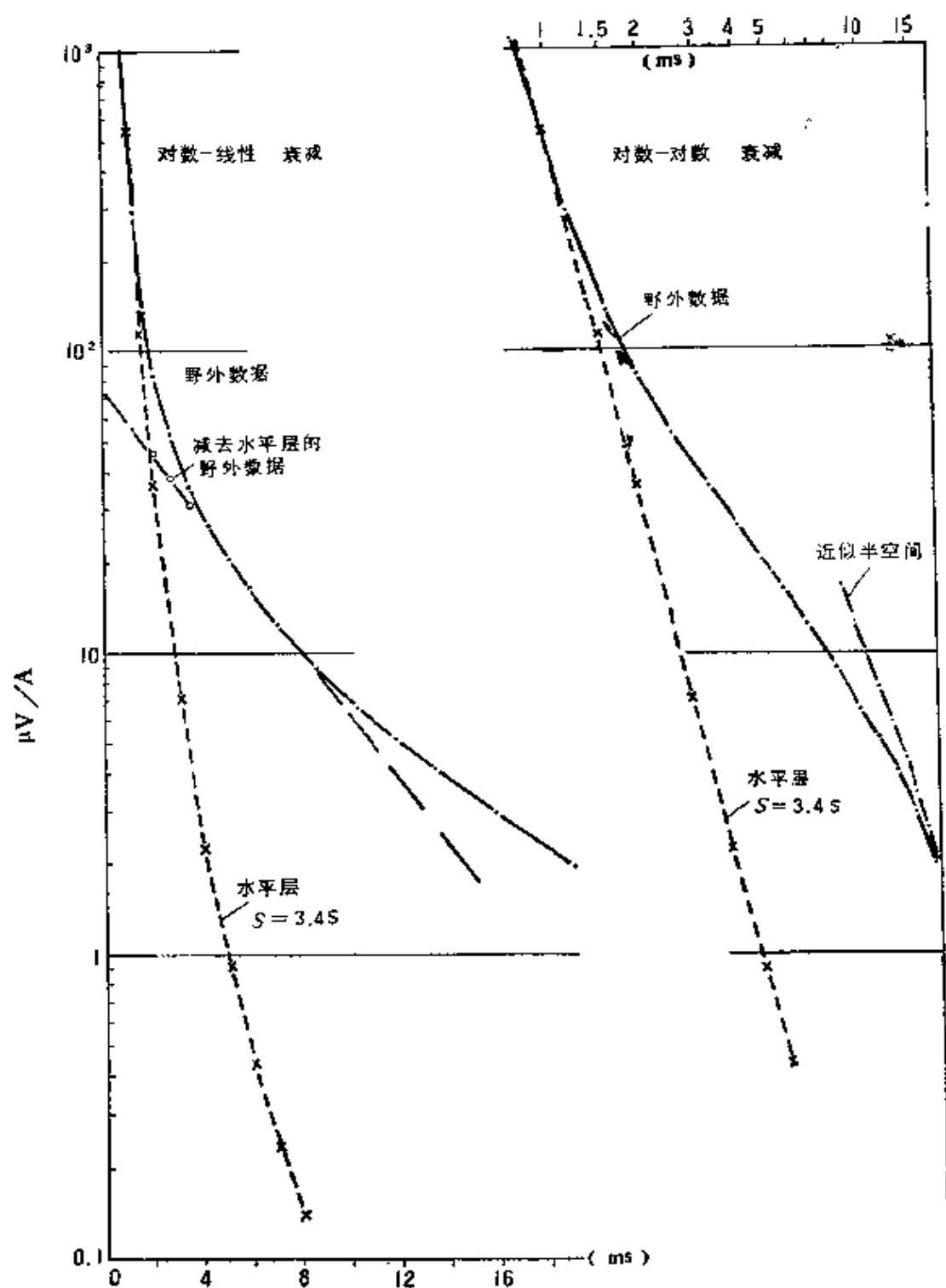


图 14.3 西澳 Pincher Well 矿点(19250N,75600E)点
瞬变电磁衰减曲线
重叠回线边长 100m

对 5 ms 到 8.6ms 之间的野外数据, 用负指数曲线做了拟合, 该指数曲线的时间常数为 3.9ms。

现在异常可以解释为源似乎是一个球体。解释的步骤在 13.2.1.2.2 部分已做说明。在这个实例中, 步骤如下:

半回线尺寸 $L = 50\text{m}$ (野外数据)

最大幅度 $E(t)/I = 12.5\mu\text{V/A}$ (野外数据)

最大幅度时间 $t = 0.007\text{ s}$ (野外数据)

半宽度 $W = 120\text{m}$ (得自剖面)

时间常数 $\tau = 0.0039\text{ s}$ (得自衰减曲线)

$W/2L = 1.2$ (计算得出)

$L/d = 0.47$ (图 13.3)

$d = 106\text{m}$

到球心的深度, $d = 100\text{m}$

$A(\bar{L}) = 0.0483$ (由 (12.38) 式算出)

$F(\bar{x}_0, \bar{L}) = 1.0$ (图 12.8)

$\alpha = 25.98$ ($1/\pi^2\tau$)

$\alpha t = 0.182$ (计算)

$\dot{L}/6\alpha = 0.175$ (图 12.9)

$\dot{L}(\alpha, t) = 27.28$ (计算)

$a = 41.4\text{m}$ (由 (13.15) 式算出)

球体半径, $a = 40\text{m}$

$\sigma = 17.87$ (由 (13.16) 式算出)

球体电导率, $\sigma = 18\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$

图 14.4 绘出地质断面并附加了解释得出的目的物。这种解释方法已设计有 HP “Supermac” 程序。

图 14.5—图 14.7 是为做比较面收集在此的。边长 50m 的重叠回线数据 (图 14.5), 在 75575 E 点有一异常峰, 即 100m 回线数据显示的位置稍偏西的那个异常。因为回线边长较短, 异常幅度减小。大致地说, 50m 回线在 0.8ms 的数据与 100m 回线在 1.6ms 的数据的幅度相同, 按此时间关系推下去也两两相等。

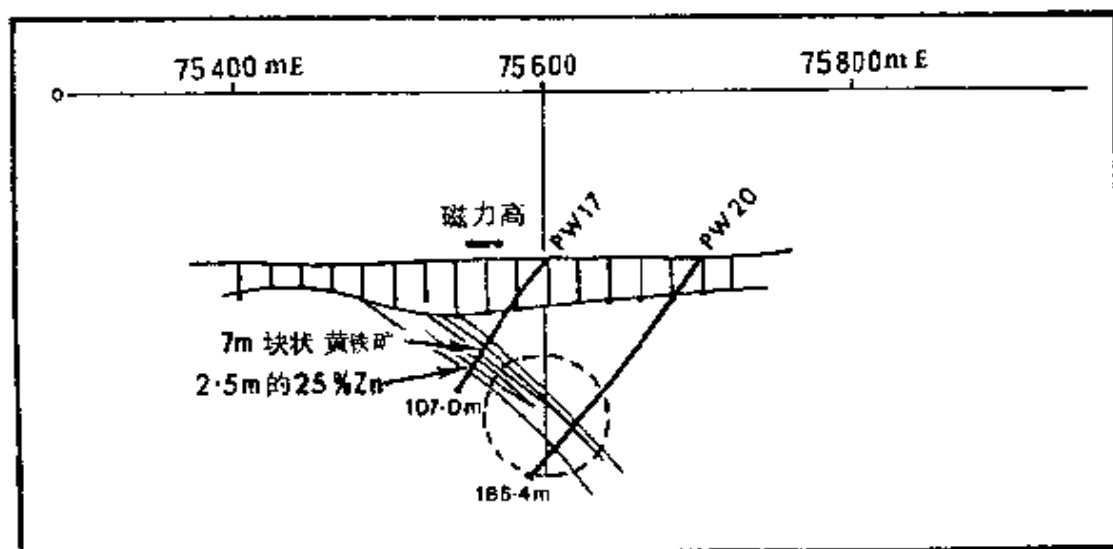


图 14.4 地质断面图

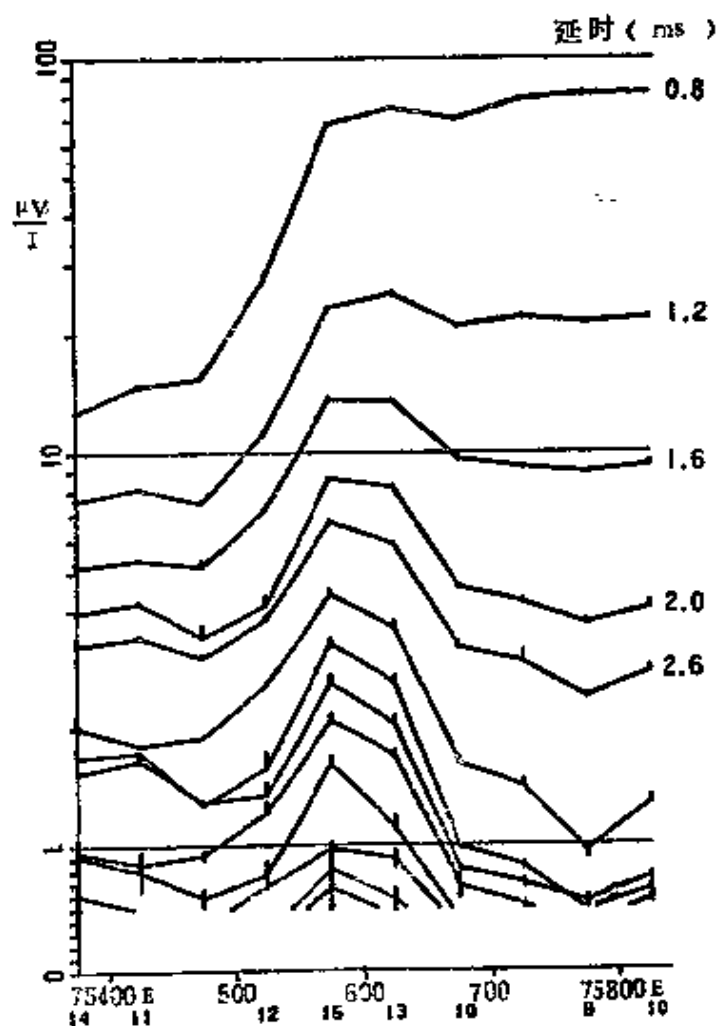


图 14.5 西澳 Pincher Well 泉矿点 19275 N 测线瞬变电磁剖面
仪器 SIROTEM, 重叠区线边长 50m, 点距 50m

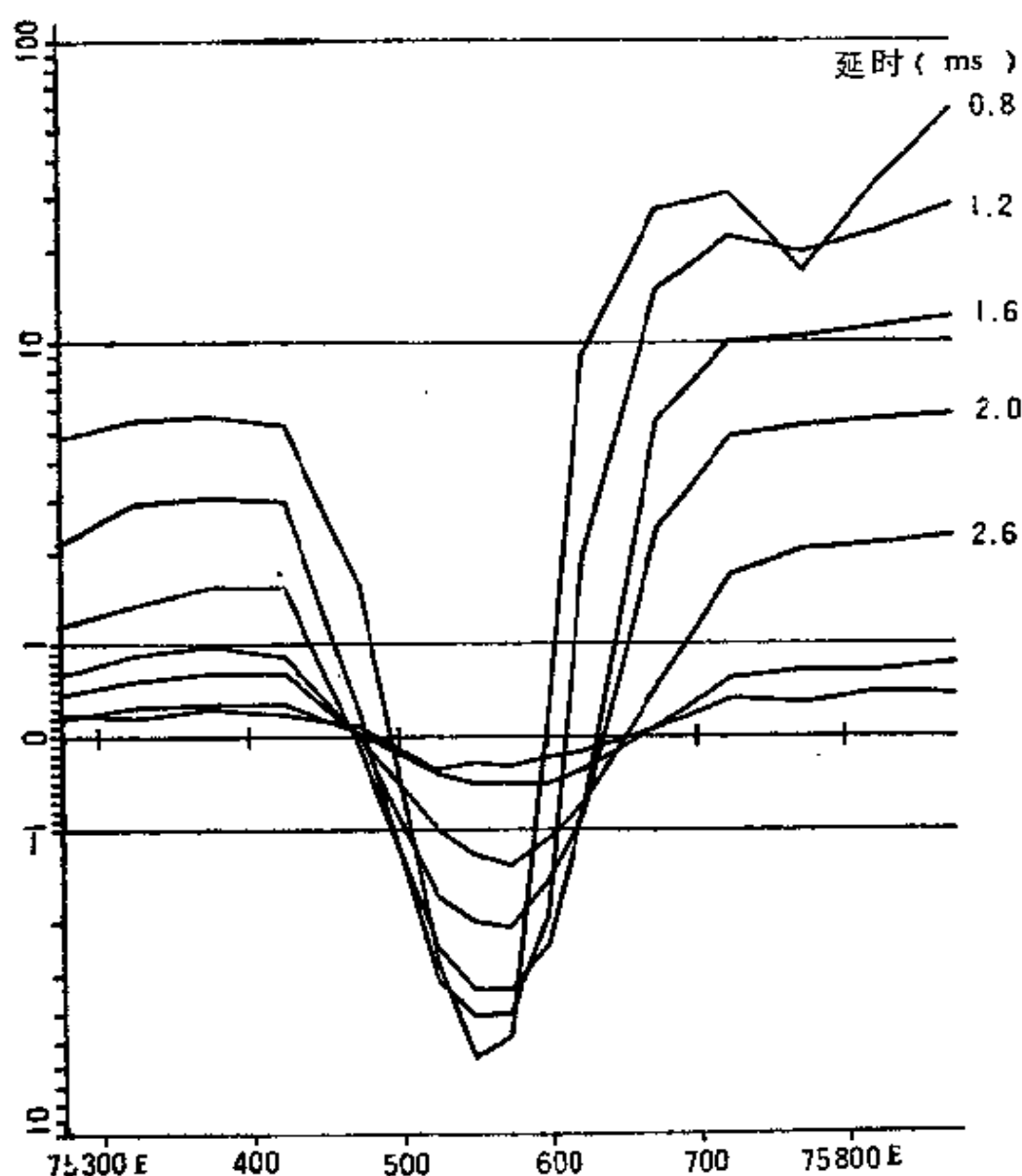


图 14.6 西澳Pincher Well 矿点 19275N 测线瞬变电磁剖面
仪器 SIROTEM, 两个分离回线, 回线边长 50m, 两回线间距 200m, 点距 50m

50m 的分离回线组合有一个明显的负异常, 它与重叠回线数据一样, 不是覆盖层影响。西边的交零点从 1.2ms 起都交在一个位置上, 而东边的交零点向东移动。结论是异常体向东倾斜。

图 14.7 示出了从 100m 回线的 SIROTEM 数据算出的视电阻率。晚期视电阻率值倾向降低, 这表示可能有超顺磁物质。图 14.2 上的双对数衰减曲线在晚期倾向于 -1 次幂的直线, 这一点

75200E 75300E 75400E 75500E 75600E 75700E 75800E 75900E

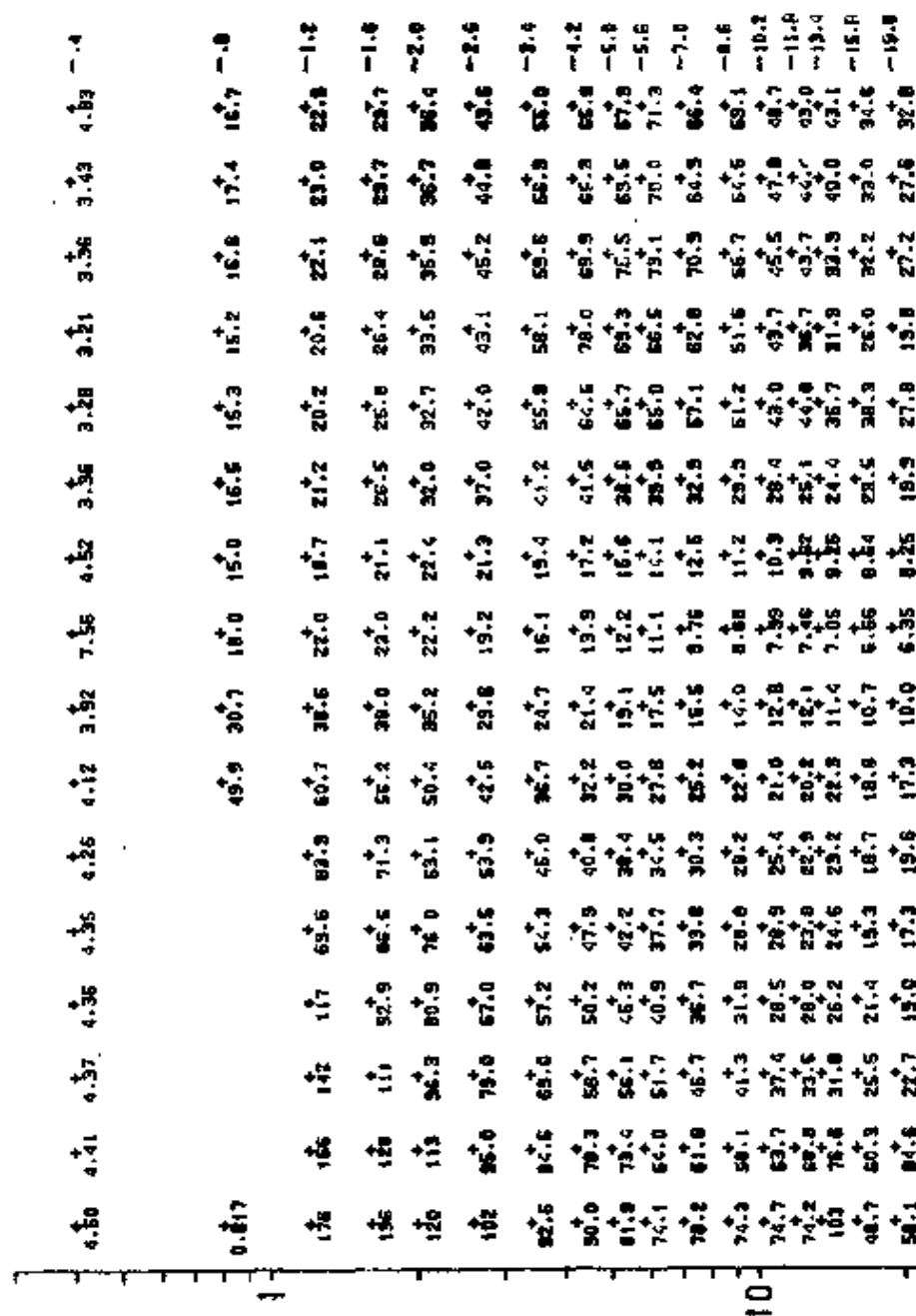


图 14.7 西澳 Pincher Well 矿点 19250N 测线视电阻率拟断面

仪器 SIROTEM, 重叠回线边长 100m, 点距 50m

支持了有超顺磁物质的判断。

14.2.2 西澳 Frankland 河

图 14.8 的数据是用 40m 的重叠回线组合采集的, 在 3720E 点和 3800E 点之间有一个突出的异常, 其影响遍及所有取样道。它是真异常吗?

3760E 号点上的数据随着取样时间的增长间隔是平稳的。这首先就说明, 异常不可能是基岩导体引起, 而是地表的超顺磁物

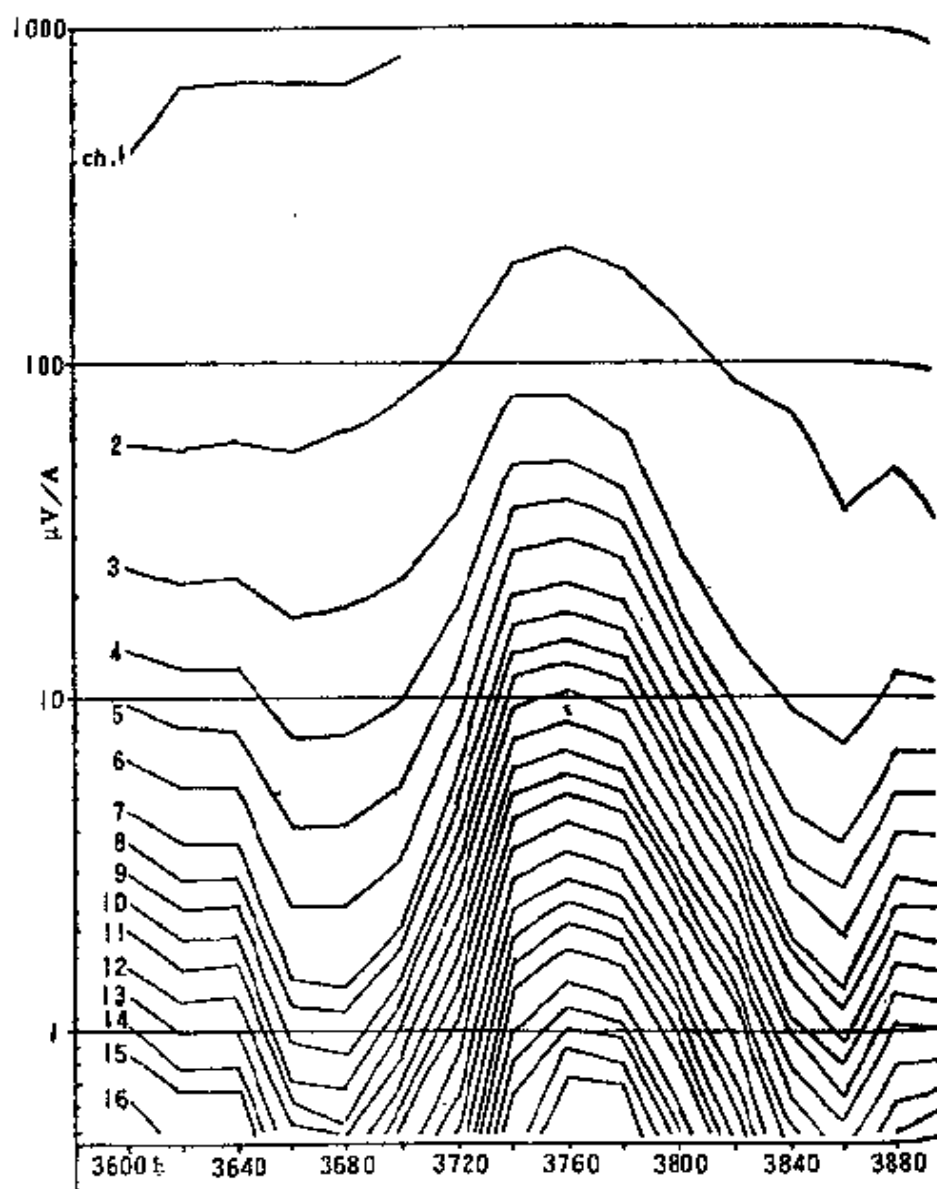


图 14.8 西澳 Frankland 河 13380N 线瞬变电磁剖面
40m 重叠回线

质引起。

图 14.9 示出 3760 E 和 3680 E 测点上的衰减曲线。前者确切显示了异常，但是显示不出有关异常源的情况。图 14.10 以双对数形式绘出同样的数据，答案是显而易见的。应用幂函数衰减的一般方法可以得出 3760 E 测点数据中的幂指数主要是一 1.0，而在 3680 E 测点的数据中，这样的幂指数出现在晚延时。两条曲线的早延时部分，幂指数为 -2.5，它反映半空间响应；不过 3760 E 测点的异常是由地表的大量超顺磁物质引起。此异常经钻

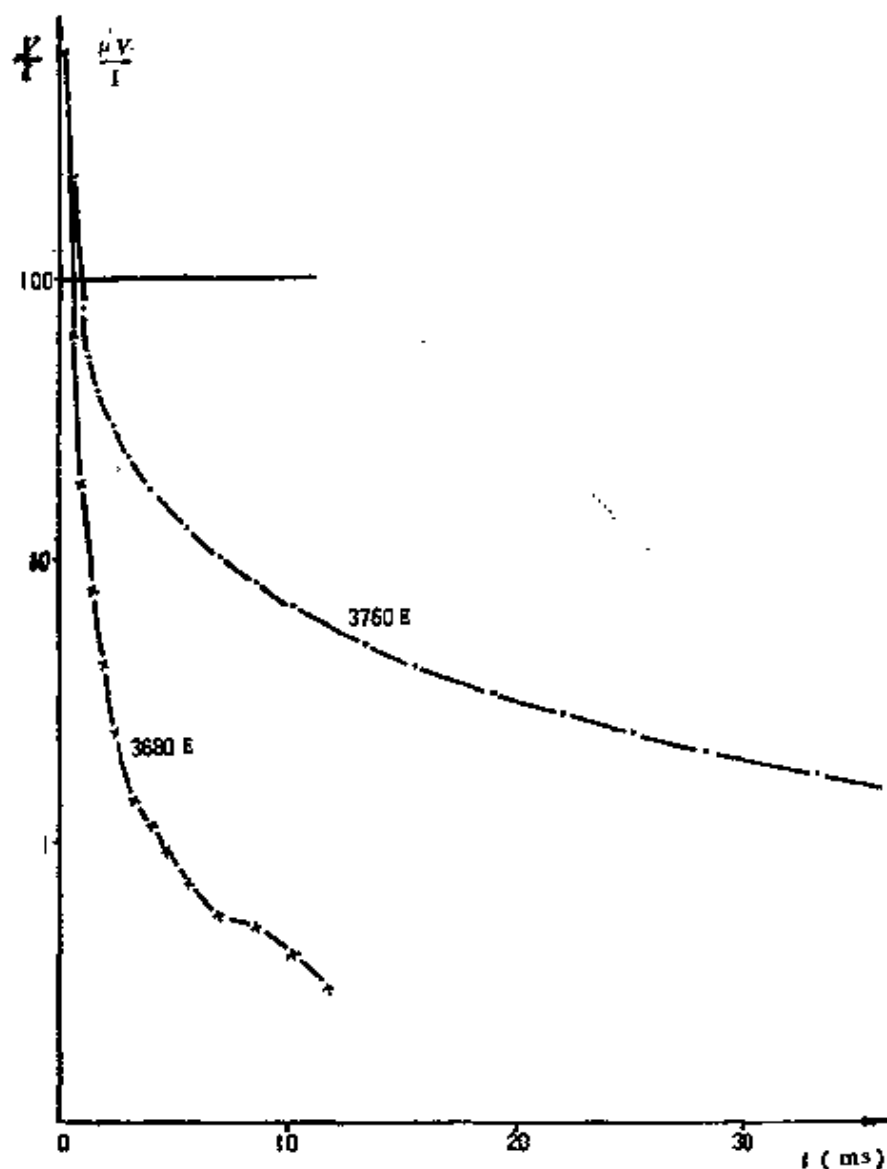


图 14.9 西澳 Frankland 河瞬变电磁衰减曲线
13380 N 测线 3680 E、3760 E 测点，40 m 重叠回线

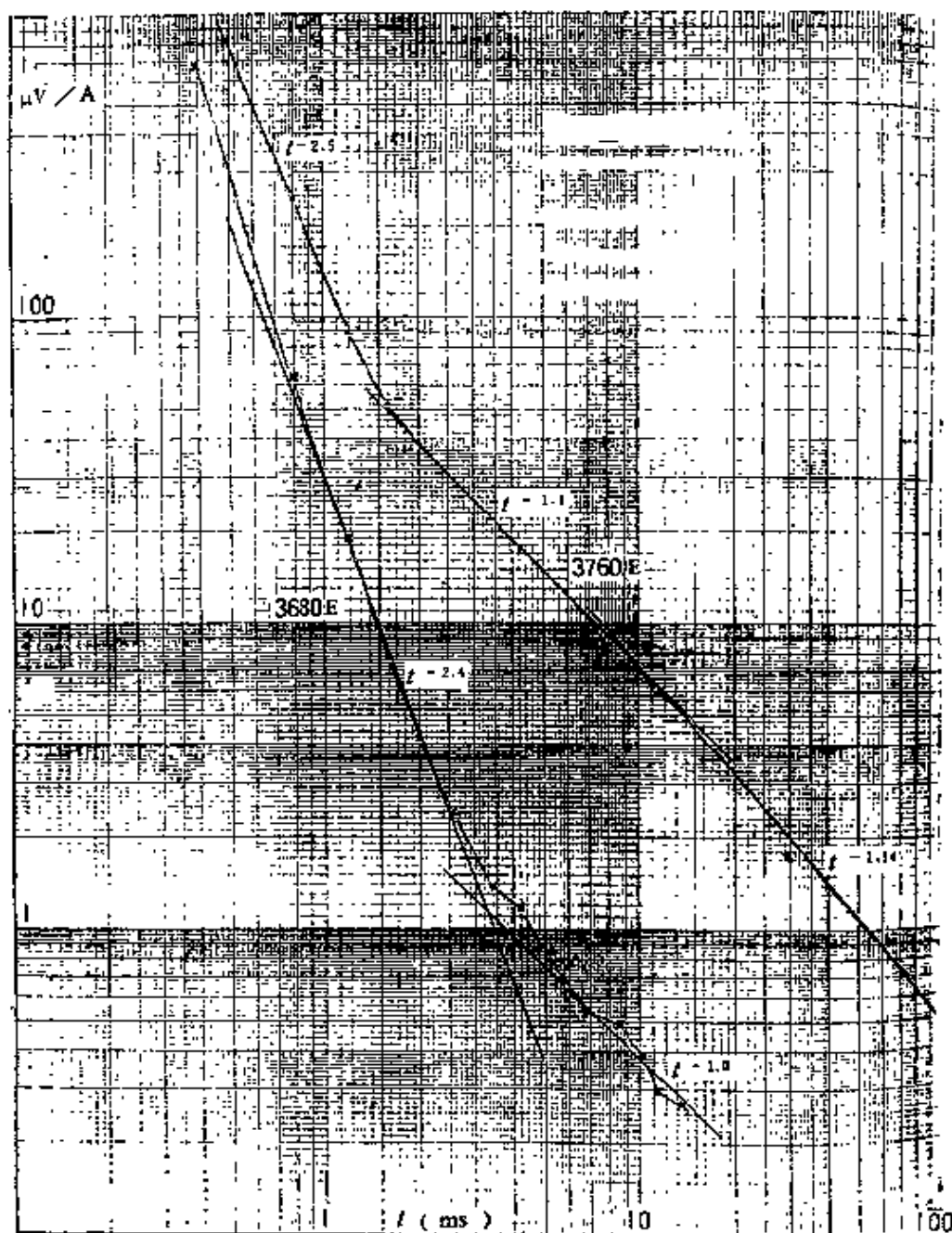


图 14.10 西澳 Frankland 河瞬变电磁衰减曲线

13380 N 测线, 3680 E、3760 E 测点, 40m 重叠回线

探验证没有发现基岩中有矿化现象。

用-1 这个数辨认超顺磁效应记起来方便, 不过联邦科学工业研究院在实验室测量的此值的范围是-0.8—-1.2。

14.2.3 基岩导体 (石墨)

导电性极好, 走向长和延深都很大的板, 不会出现这样的衰

减曲线，即它与指数曲线相拟合只会得出一个时间常数。图14.11给出了一个这样的例子。理论上时间常数 = 反映等轴状的，至少相对于回线是接近等轴状的地质体。无限伸展的板的情况不同，它会有无数个时间常数，合起来产生了一个在半对数坐标纸上呈

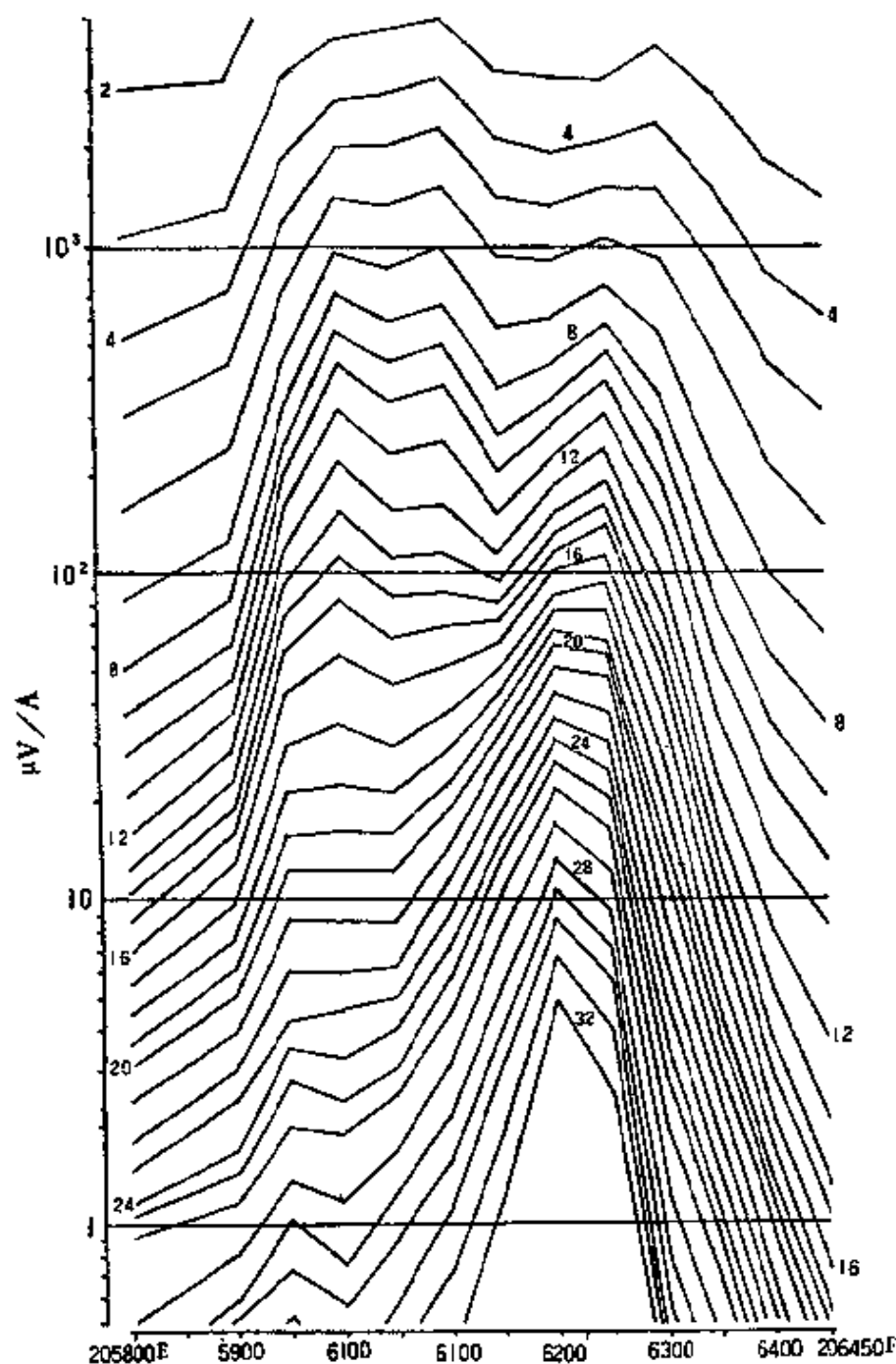


图 14.11 基岩导体（石墨）66100N测线剖面
100m重叠回线

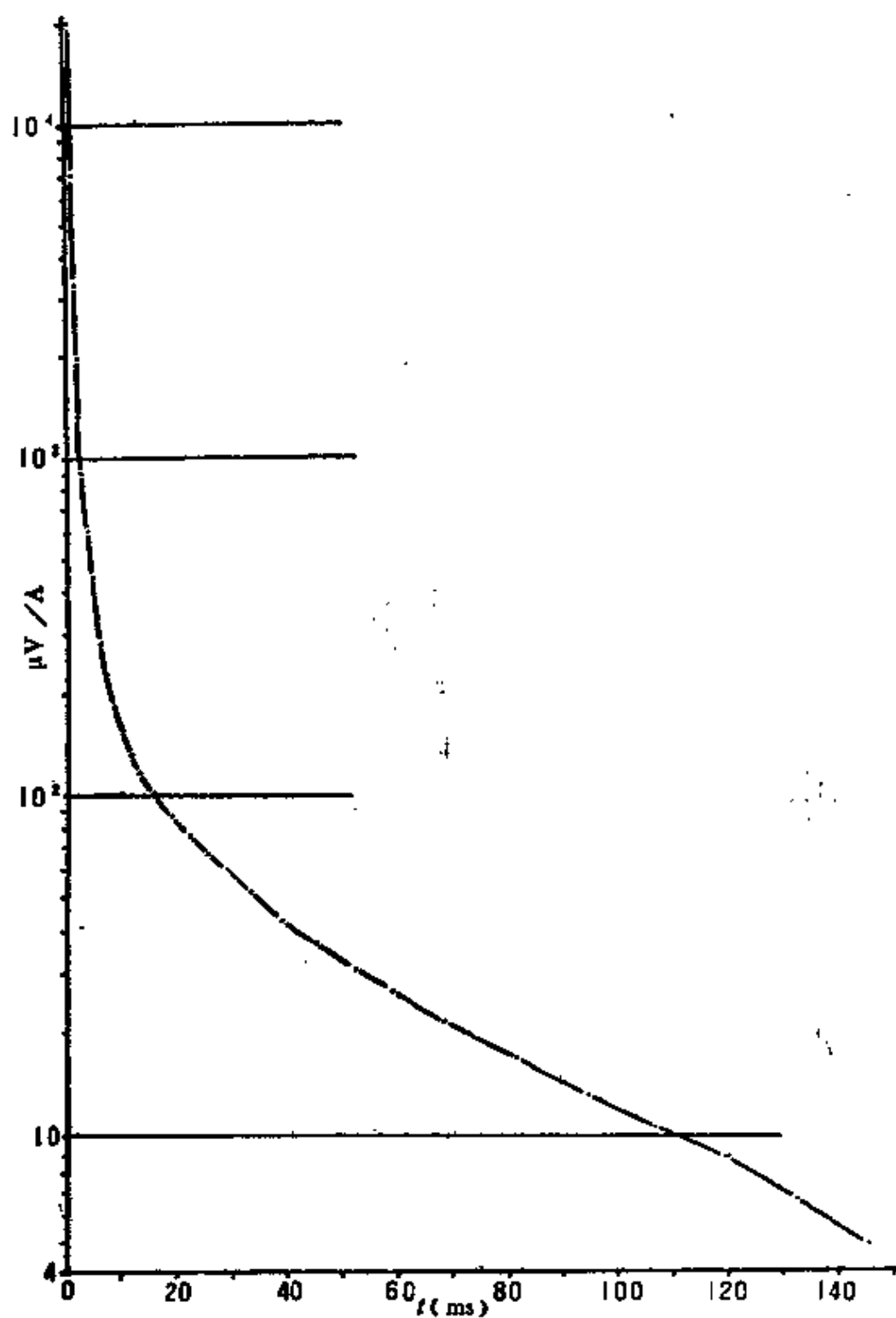


图 14.12 石墨导体 66100N 测线 206200E 测点衰减曲线
100m 重叠回线

曲线的衰减，比如图 14.12；在图 14.13 的双对数图上近似为许多直线段，但并非是预计的半空间或水平地层所应有的特征。

由于这里至少还有另一个导体，使得剖面曲线变得更复杂，最终是一个叠加的双峰剖面。就瞬变电磁剖面来说，甚至有了钻探资料也难于得出令人信服的解释。图 14.14 示出用线性垂直比

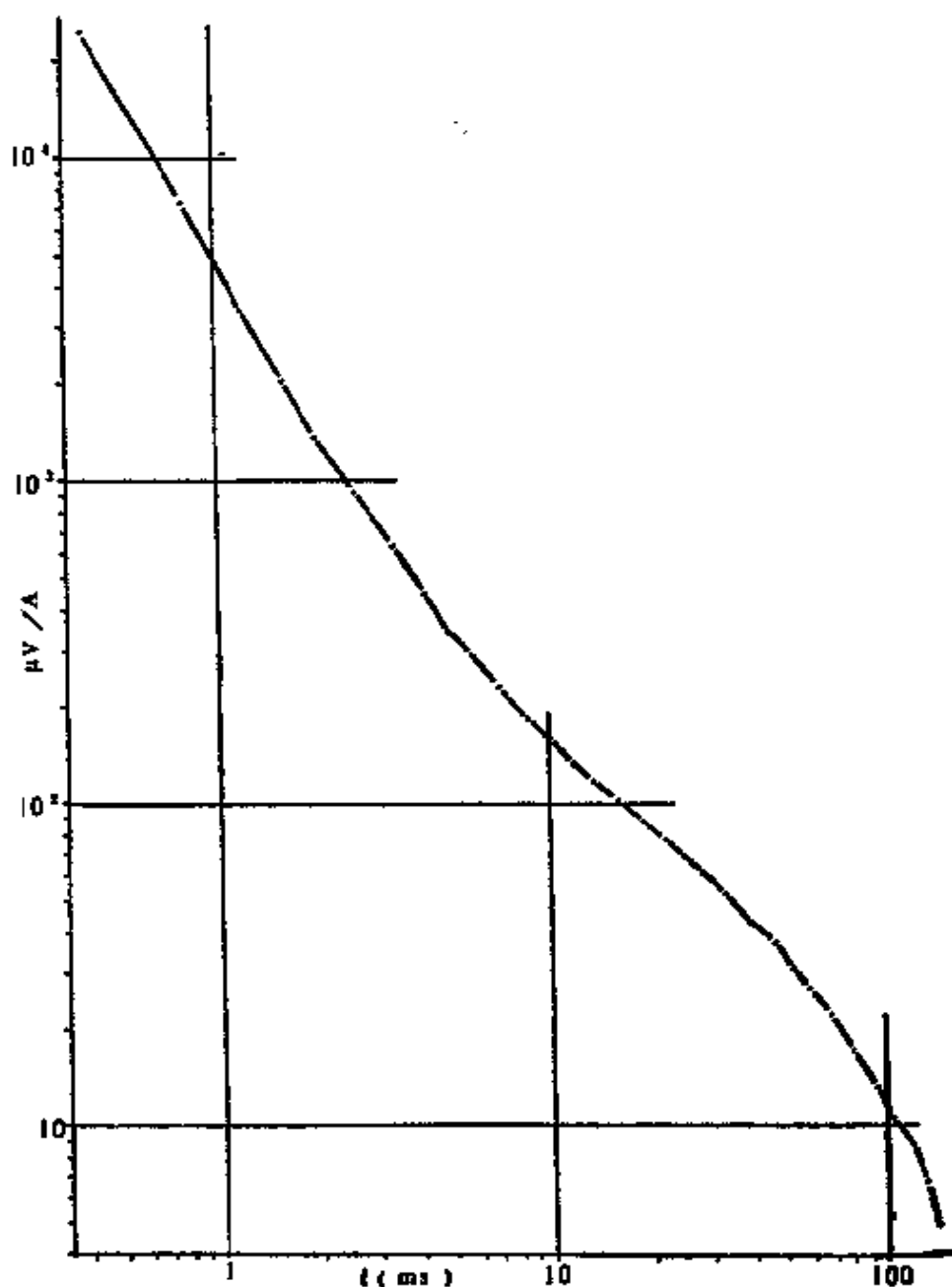


图 14.13 石墨导体 66100 N 测线 206200 E 测点衰减曲线
100m 重叠回线

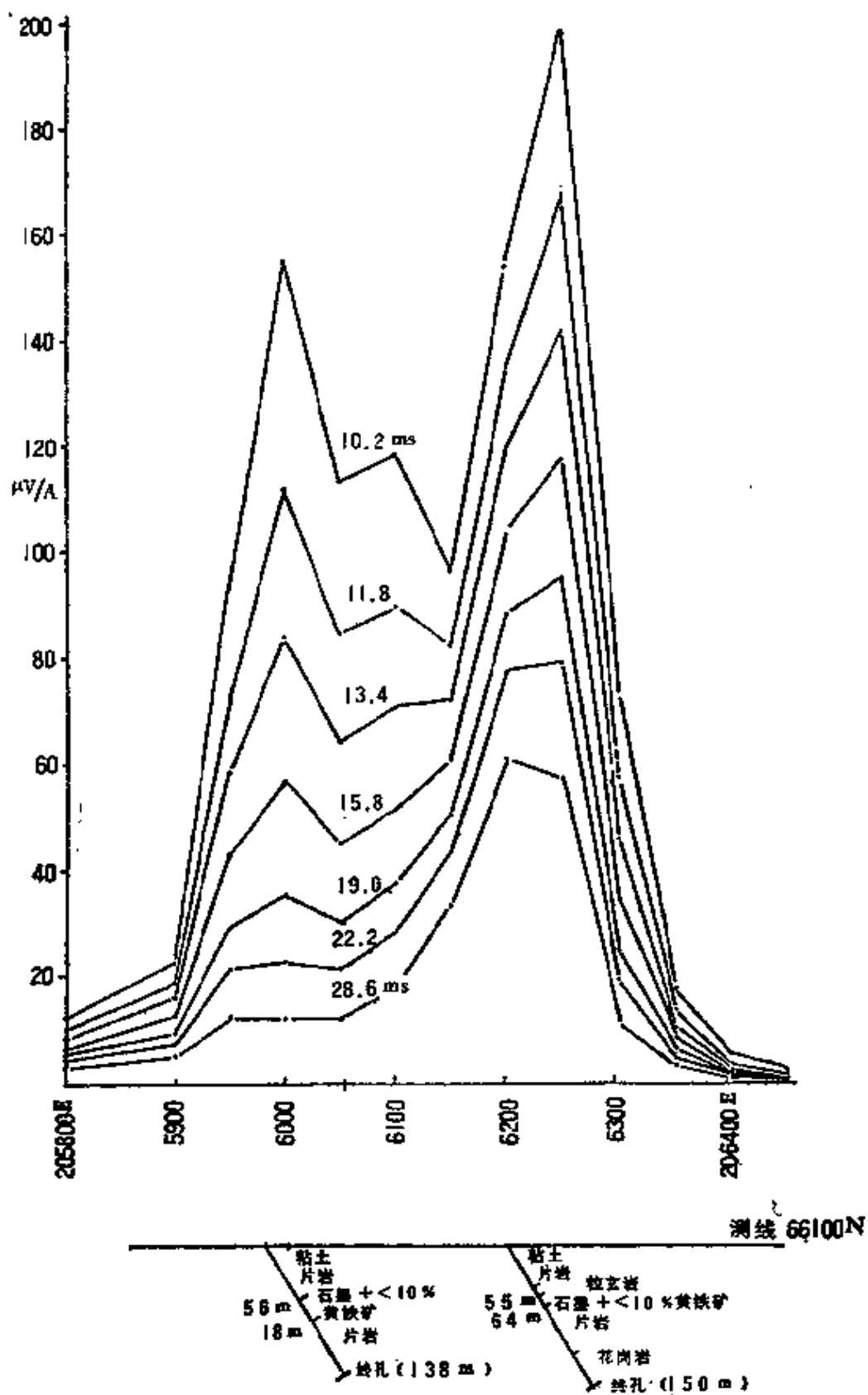


图 14.14 66100 N 测线剖面图

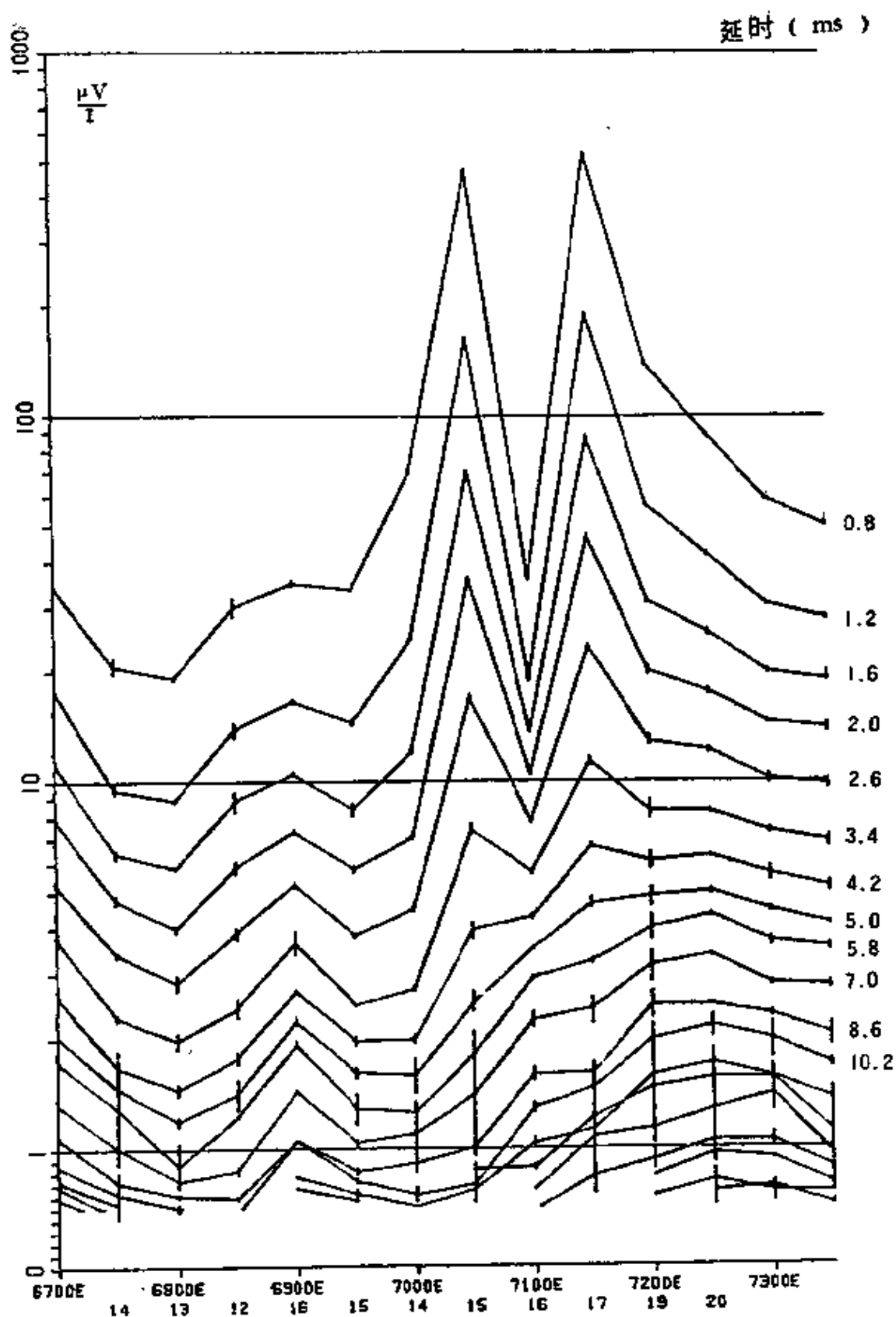
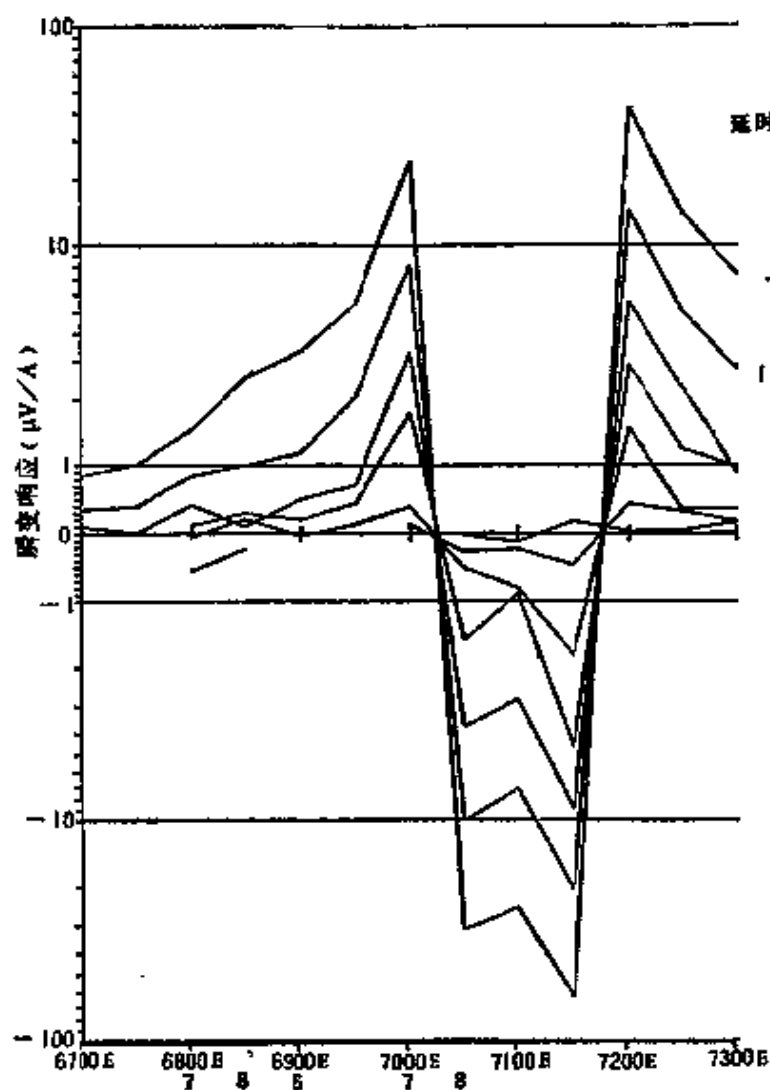


图 14.15 Dowser 矿点 82.7N 线瞬变电磁剖面
回线边长 100m, 点距 50m

例尺绘制数据的一部分，这种比例尺使剖面曲线明显地简化，但是要注意到，如果绘了早延时道的话，峰值的有关振幅将会发生反向。

14.2.4 昆士兰州 Dowser 矿点

图14.15 示出用 100m 重叠回线得到的数据，图中 7100 E 点出现一个不正常的双峰响应。早期道响应很强，但是 4.2ms 以后响应全部消失。已经发现引起响应的是埋在地下只有几英寸的一个直径两英寸的金属管。分离回线的数据（图 14.16）显示出—一个可以与之相比较的异常，它的特征与理论预期的完全一样。



14.2.5 负异常

一般勘探过程中，负异常似乎出现得太频繁。前面已经就它们引起的原因提出许多看法，图 14.17 绘出两个负异常效应。

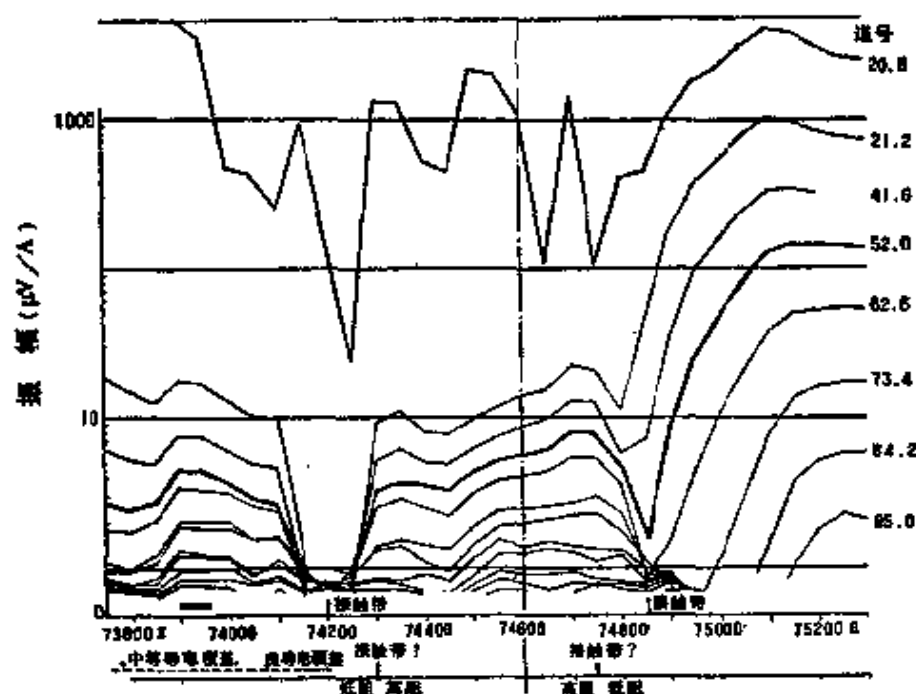


图 14.17 负异常

在 74200 E 测点，第 3 到第 6 道有一明显的负异常效应。前两道比如第 7 道，以及其后各道一样为正的异常效应；虽然后面各道可能是反应基岩噪声，而不是反映异常。由激发极化测量得到的电阻率数据表明，在近地表处有一块高导电的沉积物包体。后来，沿走向（此异常延长达几条测线）的钻探打到旧的水渠。

在 74800 E 测点的第二个负异常效应并未显示出负值，但是与周围的数据相比这个效应是负的。这是导电板端点的典型特征，即是这是一个接触带异常。在晚延时，这个异常的低值移向导电板。这个野外结果与联邦科学工业研究院 No. 2.1.55 模型实验对比得很好。

14.2.6 Tasmania 岛 Que 河矿点

Que 河矿体（透镜体 S）的响应从第三道起中间为负的双峰，事实上从第 4 道起响应总的来说是负的。

双峰的相对幅度表明了异常体向东倾，但是本书上提出的计算倾角的方法不能用。因为 $\alpha t_{pr}=0.54$ ，超出图 13.2 上绘制的曲线范围。同样，异常的时间常数为 0.15 ms，其可靠性值得怀疑。

图 14.18 中的异常剖面曲线可能是由于回线尺偏大，以至最少有两个（可能还多一些）导电带与电磁场相互影响的结果。

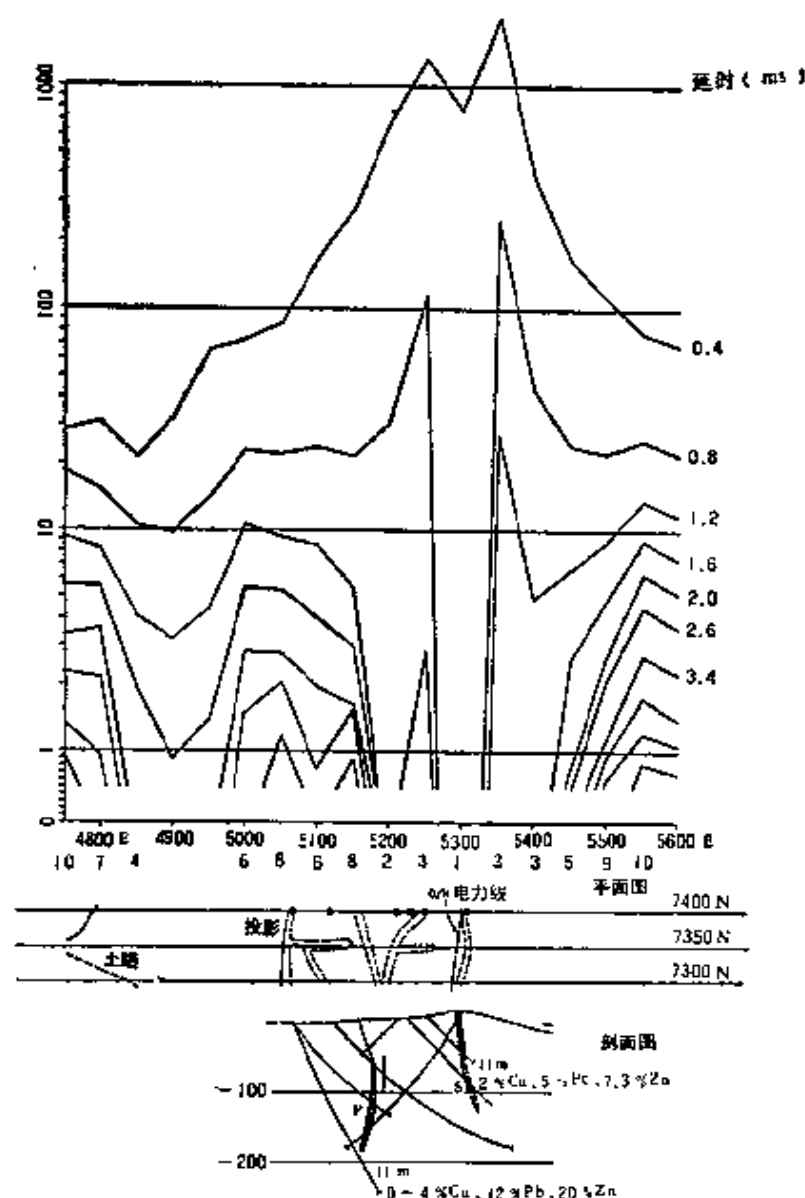


图 14.18 Tasmania 岛 Que 河矿点 7350N 测线瞬变电磁剖面
回线边长 100 m，点距 50 m

14.2.7 新南威尔士 Bulga

图 14.19 给出 Bulga 山矿上 100 m 重叠回线响应。应用 13.2.1.3 部分的诺模图, 可以得出矿体的参数如下

取剖面的延时	$t_{pr} = 2 \text{ ms}$	(第 5 道)
响应	$23.2 \mu\text{V/A}$	(00 E 点)
	$24.6 \mu\text{V/A}$	(100 E 点)
衰减常数	$\tau = 3.0 \text{ ms}$	(00 E 点)
	3.2 ms	(100 E 点)

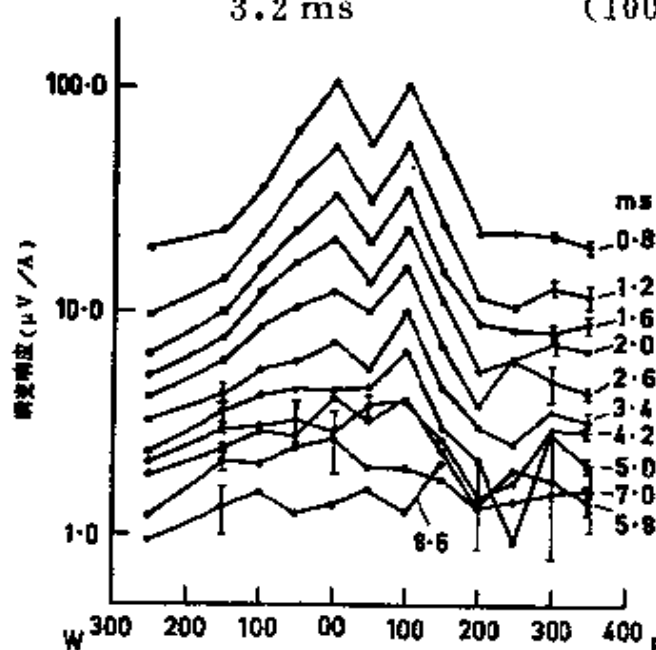


图 14.19 Bulga 山 00 N 测线 100 m 重叠回线剖面

平均 $\tau = 3.1 \text{ ms}$

$$\alpha = \frac{1}{\pi^2 \tau} = 0.0327 \text{ ms}^{-1}$$

$$\therefore \alpha t_{pr} = 0.0327 \times 2 = 0.0654$$

$$\therefore \tau_{pr} = 1.19 \quad (\text{从图 13.2 上读出})$$

利用方程 13.13

$$1.19 = \frac{0.002}{4\pi \times 10^{-7} \times S \times 50}$$

$$\therefore S = 30 \text{ S}$$

参数 A 和 B

$$A = 24.6/23.2$$

$$\begin{aligned}
 &=1.1 \\
 B &=24.6 \times \frac{2(\text{ms})}{50(\text{m})} \\
 &=1.0
 \end{aligned}$$

利用图 12.1 中的诺模图(a) (对 $\tau_{pr}=1.6$ 的情况), A 和 B 值的交点在 $\theta=88^\circ$ 和 $d/L=3.2$ 处, 即 $d=160\text{m}$ 。倾角 θ 约 90° 与已知倾角一致, 但 $d=160\text{m}$ 则比已知目的物顶部深度 (约 60m) 要大。这被解释为此目的物不是一个简单的板状体, 其最导电的部分是在深约 160m 处。

14.2.8 西澳 Teutonic Bore 矿点

图 14.20 给出 Teutonic Bore 矿体上 100m 重叠回线的响应。应用在 13.2.1.1.3 部分叙述的反演诺模图, 有

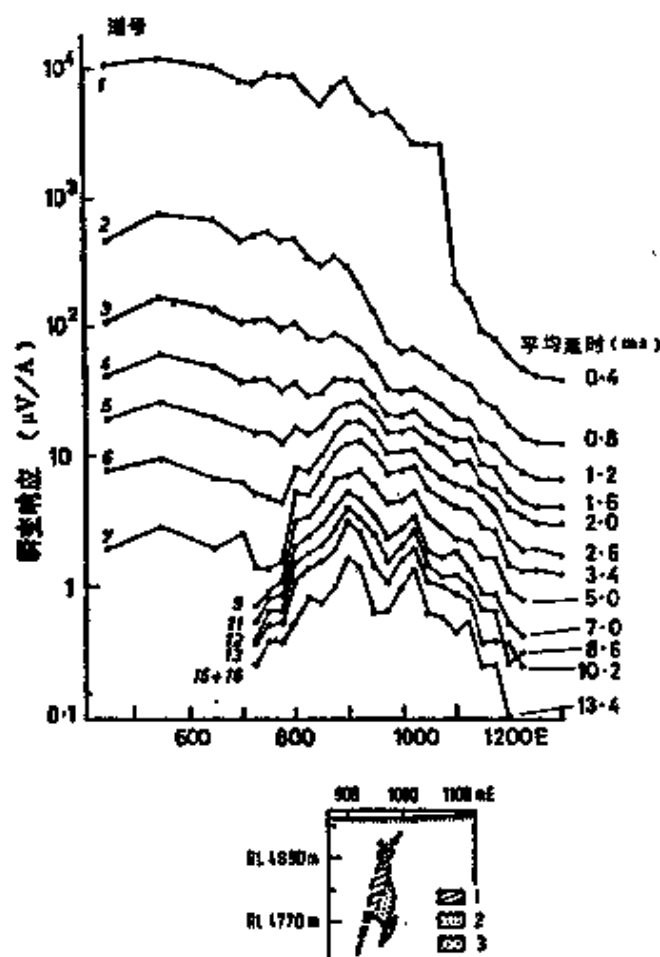


图 14.20 Teutonic Bore 矿点 100m 重叠回线剖面
1—块状硫化矿, 2—细脉硫化矿, 3—铁帽

取剖面的延时	$t_{pr}=3.4\text{ms}$	(第7道)
响应	$13.9\mu\text{V/A}$	(925E)
	$8.8\mu\text{V/A}$	(1025E)
衰减常数	$\tau=4.8\text{ms}$	(900E)

$$\alpha = \frac{1}{\pi^2 \tau}$$

$$= 0.0211 \text{ ms}^{-1}$$

$$\therefore \alpha t_{pr} = 0.0211 \times 3.4$$

$$= 0.072$$

$$\therefore \tau_{pr} = 1.4 \quad (\text{由图 13.2 得出})$$

利用方程 13.13

$$1.4 = \frac{0.0034}{4\pi \times 10^{-7} \times S \times 50}$$

$$\therefore S = 40 \text{ S}$$

参数 A 和 B

$$A = 13.9/8.8$$

$$= 1.6$$

$$B = 13.9 \times \frac{3.4 (\text{ms})}{50 (\text{m})}$$

$$= 1.0$$

利用图 12.1 的诺模图 (a) (即 $\tau_{pr}=1.6$ 情况), A 和 B 的交点在 $\theta=84^\circ$ 和 $d/L=3.3$ 处, 即 $d=170 \text{ m}$ 。 $\theta=84^\circ$ 这个值与已知倾角值 (约 80°) 是一致的。象 Bulga 山的结果一样 (14.2.7 部分), d 值比目的物的已知顶深要大。这个例子中的已知顶深约 85 m , 所以 $d=170 \text{ m}$ 这样大的值应解释为 是指示了矿体主要部分的顶深。

§ 15 地-井瞬变电磁法

15.1 引言

在通常的井中瞬变电磁法工作中, 发射回线铺在地面, 接收

探头放在井中，测量响应的井轴分量。变动发射回线的位置，分析随回线位置的不同剖面曲线特性如何改变，以得到目的物位置的信息。

井中瞬变电磁结果的解释的辅助材料有限，可利用的有三种资料。

(1) 关于空气介质中响应的 PLATE (板) 和 SPHERE (球) 程序。

(2) 空气介质中的相似模拟曲线。

(3) 空气介质中球体和圆柱体的理论表达式。

上述三种情况分别在下面讨论。

15.2 板和球的程序

PLATE 和 SPHERE 程序可以从多伦多大学得到，他们模拟了空气介质中的板和球的响应。12.4.3 部分对这两个程序做了介绍。Dyck 等人 (1980) 和 Gallagher (1983) 写的手册中对这两个程序的操作做了详细讨论。前者介绍了 PLATE 和 SPHERER 两个程序的操作，而后者介绍了在联邦科学工业研究院的 VAX 计算机上应用 PLATE 的最新版本。因为 SIROTEM 的响应是以 $\mu\text{V}/\text{A}$ 为单位来计算的，所以解释 SIROTEM 结果时用这个版本比较合用。

在用这两个程序做井中模拟时，应当选择固定发射回线组合。要选出某一井中剖面模型，需赋以 θ 和 ϕ 以适当的值。 θ 是剖面线与正 z (向上) 方向的夹角， ϕ 是剖面线与正 x 轴的夹角。比如， $\theta=180^\circ$ ， $\phi=90^\circ$ *，则选择的是垂直井中剖面。

可以打印输出响应的三个分量。对地面观测 ($\theta=90^\circ$) 来说，计算的是笛卡尔分量；而计算井中测量 ($90^\circ<\theta\leq 180^\circ$) 数据时，二次磁场被分解到以钻孔为轴的球坐标系上。在这样的分解下，分量 1 为沿钻孔轴向下，分量 2 为垂直平面中向下的横向分量，分量 3 为横向水平分量，三者形成一个左手系统。在这样

* 原文错为零度——译者

的左手系统中, 对于垂直钻孔, 分量 1、2 和 3 分别相当负的 z 、 x 和 y 分量。

15.3 空气介质地-井瞬变电磁法相似模拟曲线

15.3.1 模拟曲线概要

Woods 1975 年发表了一套完整的空气介质中相似模拟结果的论文, 模拟的只是板状导体。为研究这些导体电导率、厚度、大小、形状、产状和位置变化的影响, 对不同种类和大小的金属板改变其对发射回线和钻孔的相对关系, 以不同组合方式做了 142 种情况的观测。这些结果示于该论文的附件 C, 因量太多, 无法在这里示出。在该论文中按某一特殊参数, 或想研究的某些参数对不同情况分组。每一组结果的分析及相应的响应曲线也示于附件 C。表 15.1 概括了所做实验的情况, 列出登载这些情况的页码。全部实验内容一览表载于该论文开始部分的 XX 和 XXIV 页, 而附件 C 中的响应曲线一览表载于 XIII 和 XIX 页。

表 15.1 Woods 模拟的 (1975) 空气介质中井中瞬变电磁情况一览表

研 究 参 数		模拟数量	附件	页次
1.	板状体的电导率和厚度	17	C.2	146
2.	板状体的大小和形状	18	C.3	167
3.	板状体的产状	21	C.4	189
4.	钻孔-导体定位			
	(1) 电导率和产状一定, 相交角不同	32	C.5	217
	(2) 板状体产状改变, 有两个相交点	10	C.5.1	235
	(3) 板的电导和板大小改变, 有两个相交点	14	C.5.2	273
5.	导体-发射回线定位	6	C.6	287
6.	发射-接收回线定位			
	(1) 发射回线位置	20	C.7.1	299
	(2) 接收线圈灵敏度	4	C.7.2	324

除这些典型曲线外，还绘制了表示某些典型曲线特点与导体参数的函数关系的特征曲线。概要中列出了解释方法的要点，这些要点把定性曲线拟合与定量的特征曲线拟合结合起来。

15.3.2 模型结果的应用

该论文的第4章(39页)详细叙述了如何应用这些模型曲线。如可用的曲线类型足够多，能找出一条与野外结果很好拟合的话，就可以采用曲线拟合的方法。如果野外结果不能与任何一条实验曲线精确地拟合，那就得采用特征曲线法，在这种方法中只考虑井中剖面曲线上所选择少数测点的响应。

15.3.2.1 目的物电导和大小的确定

论文第4章的大部分是讨论特征曲线的应用。文中第41页到54页叙述了从响应的时间常数*确定电导的方法。从异常的任何部分都可以确定时间常数，只要所选测点处的响应随深度不是变化很快。建议选用强峰异常极大点附近的测点，这样可以把由于异常响应小引起的时间常数误差减低到最小。确定时间常数的方法与在13.1.3.2部分叙述的在地面观测中确定时间常数的方法一样。从模拟实验确定出的时间常数列于该论文的表4.2.1(46和47页)。时间常数与导体电导的关系绘于图15.1，与导体大小的关系绘于图15.2。图15.3绘出时间常数与电导乘物体尺寸大小的函数关系，图中尺寸的大小以给定的板状导体的半宽度来表示。

图15.3曲线中的直线部分可以写成下式

$$\tau = \frac{\mu_0}{K^2} S_B W_{1/2} \quad (15.1)$$

式中， τ 为时间常数(ms)， S_B 为导体的电导， $W_{1/2}$ 为导体的半宽度， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

图15.3中两条直线的斜率为 μ_0/K_1^2 和 μ_0/K_2^2 ，从而可以得出几何常数值 $K_1^2 = 5.7 \pm 0.5$ 和 $K_2^2 = 12.3 \pm 1.5$ 。对于尺寸小于

* 时间常数与衰减常数同义，译者

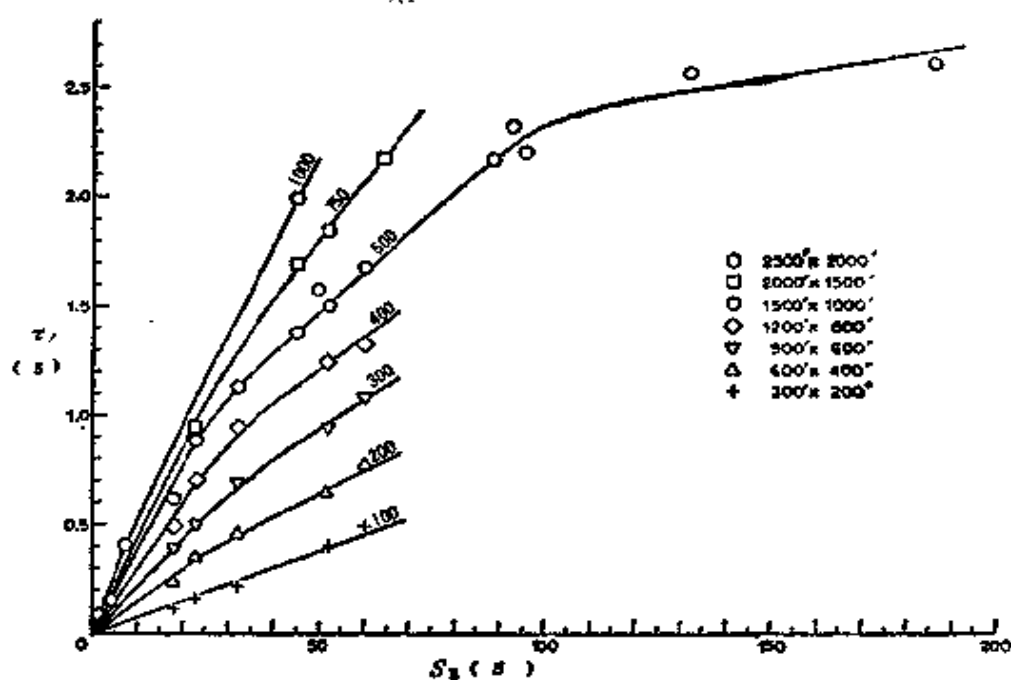


图 15.1 衰减常数与电导的关系曲线
曲线用导体的半宽度 ($W_{1/2}$, 单位英尺) 归一

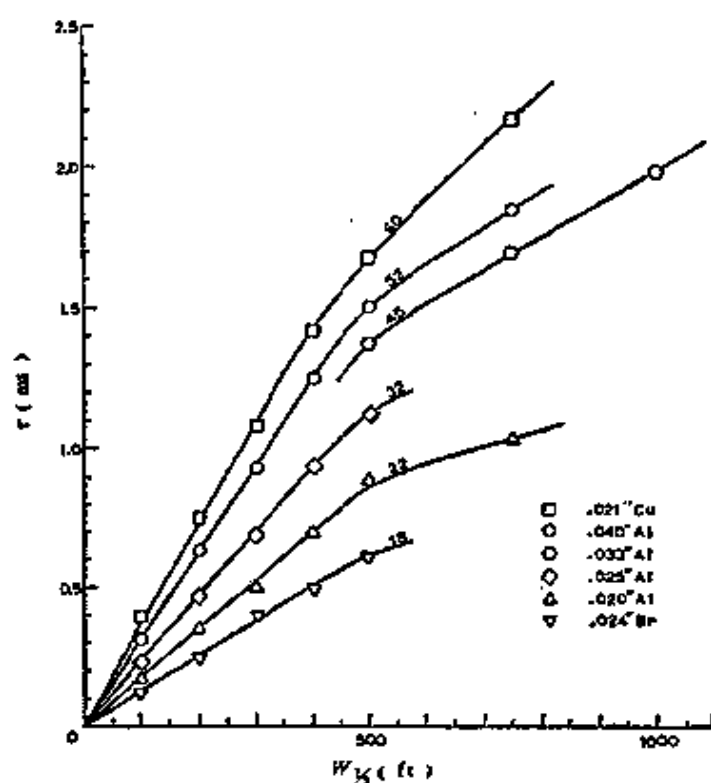


图 15.2 衰减常数与导体半宽度的关系曲线
曲线用导体的电导 (S_B) 归一

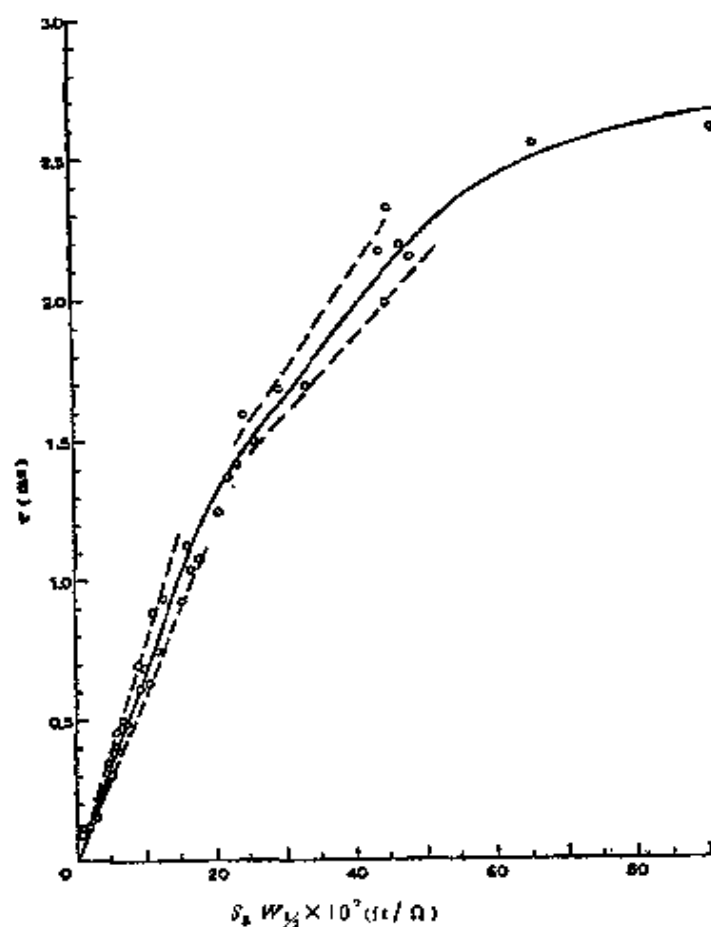


图 15.3 衰减常数与电导乘半宽度的关系曲线

发射回线的导体, $K_1^2 = 2\pi$; 对于尺寸大于发射回线的导体 $K_2^2 = 4\pi$ (在实验误差之内)。从图 15.2 可以看出 τ 与导体大小的关系, 在导体的半宽度大致等于发射回线的半长度处, 斜率发生明显变化。

一旦确定出板状体的时间常数, 就可以用图 15.3 来求出它的电导率与大小乘积。如果采用别的办法求出板状体的大小, 那么利用图 15.4 可以求出它的电导。图 15.4 是不同的导体半宽度情况下的电导与时间常数的函数关系图。如果用其它方法求出导体的电导, 就可以用图 15.5 来确定导体的大小。图 15.5 是目的物电导值不同时, 导体半宽度与时间常数的函数关系图。

15.3.2.2 板状目的物相对钻孔的产状与位置

在 Woods 论文的 54 页到 88 页叙述了确定目的物相对钻孔

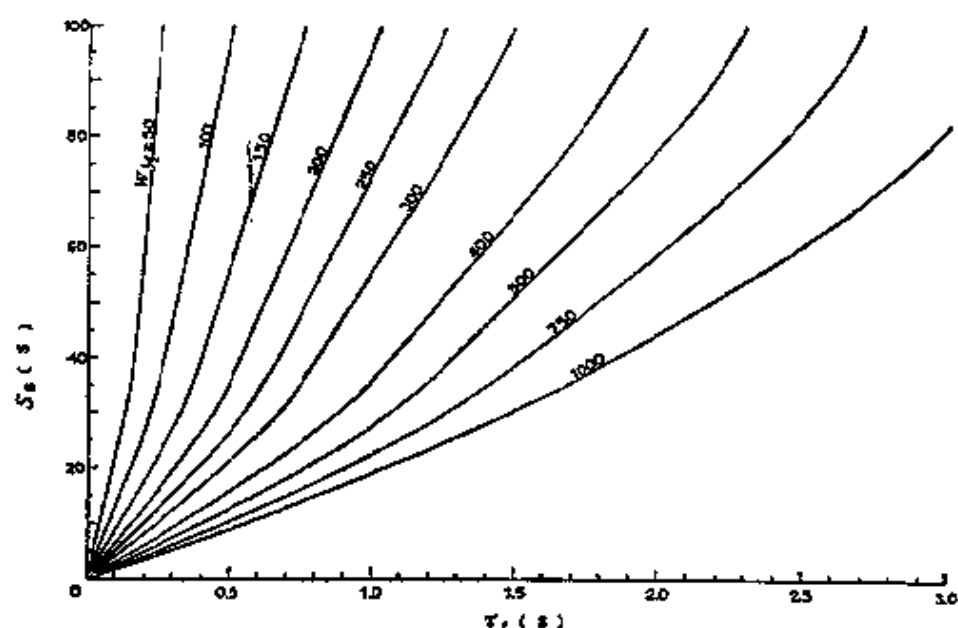


图 15.4 不同半宽度板的电导与衰减常数的关系曲线

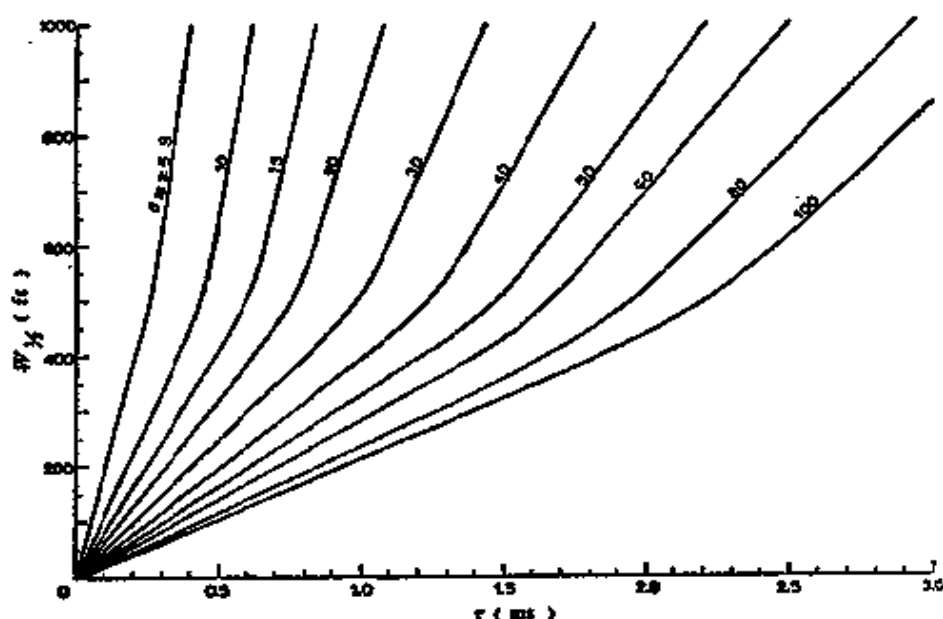


图 15.5 不同电导板其半宽度与衰减常数的关系曲线

和发射回线的位置和产状的方法。导体相对于钻孔的产状是由相交角和边界角 (Edge Angle) 来确定的。相交角 i 是钻孔与目的物平面之间形成的角, 边界角是目的物相对钻孔最近的一边与钻孔的夹角。边界角对响应曲线的影响不大, 除非它是极小的锐角。相交角对响应曲线的形状影响很大。比如, 在钻孔未穿过矿

体的情况下，模型结果表现为一个负的峰和伴随一边一个正的隆起的“肩”，两个“正肩”响应极大的比值随相交角而变。图 15.6 是两“肩”响应比值与相交角的函数曲线图。由图可见，在只改变相交角的条件下，从模型实验得到的比可以用一圆滑曲线来拟合。如果除改变相交角外，也改变边界角，则目的物的位置也改变了，正“肩”的比与这条曲线就拟合不上（参见图 15.6）。因此，不是在任何情况下都可用正“肩”极大比来求相交角。用“肩”的位置、大小来定性确定钻孔从目的物远边的什么位置、距离多远处通过是最合适不过的。

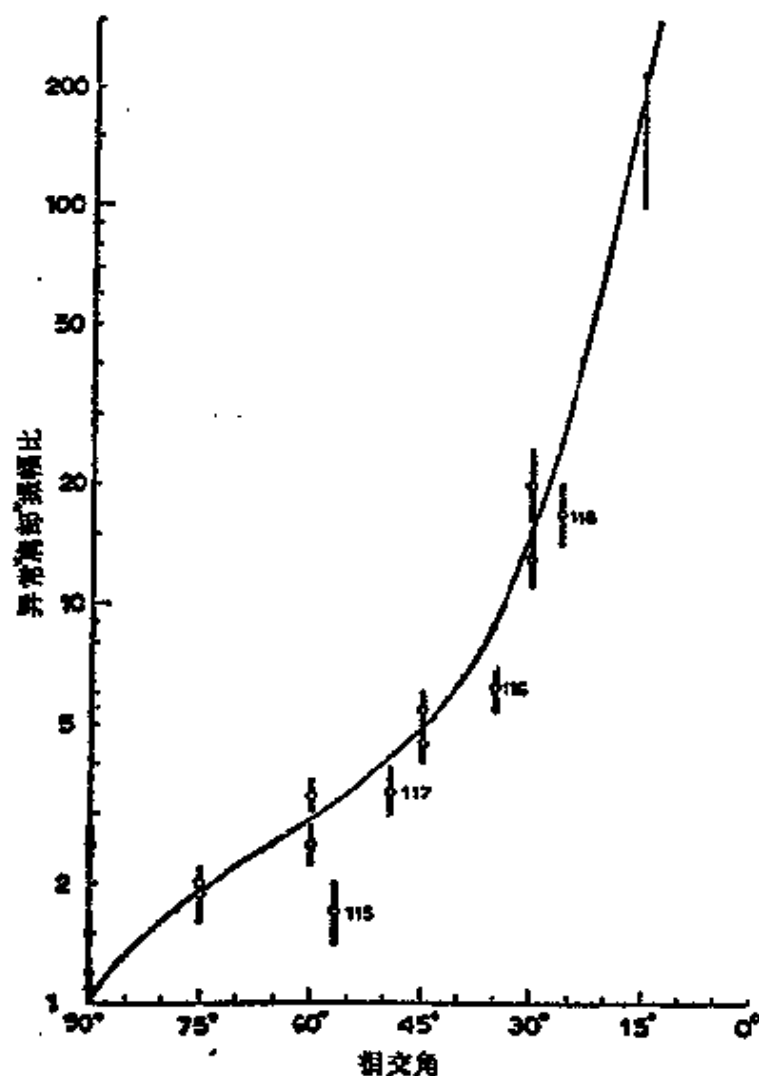


图 15.6 正“肩”比与相交角关系曲线（包括边界角和相交角一齐改变的实验）

目的物最近边的位置可以由负峰形状来确定。最靠近该边的点总是在负响应极大处，或非常接近负响应极大处，甚至在钻孔距该边有相当距离时也是如此。

目的物近边和钻孔之间的距离 d_0 ，与负响应的宽度 W_0 有关。 W_0 为交零点之间的距离，称之为零宽。如果没有两个取样道的零宽是相同的，就要用后面的有正“肩”异常的取样道来确定 W_0 值。交零点宽主要与相交角有关，而与边界角那边的延伸关系不大。图 15.7 示出每一相交角度与交零点宽度的关系，并以相交角为 90° 时的零宽值的百分数来表示其变化。如果利用其它方法已经知道相交角的大小，这条曲线可以用来对井中观测得到的零宽做校正。

图 15.8 示出导体大小（用导体半宽度 $W_{1/2}$ 来量度）与零宽的关系曲线。图 15.9 示出目的物近边和钻孔之间的距离 d_0 与零

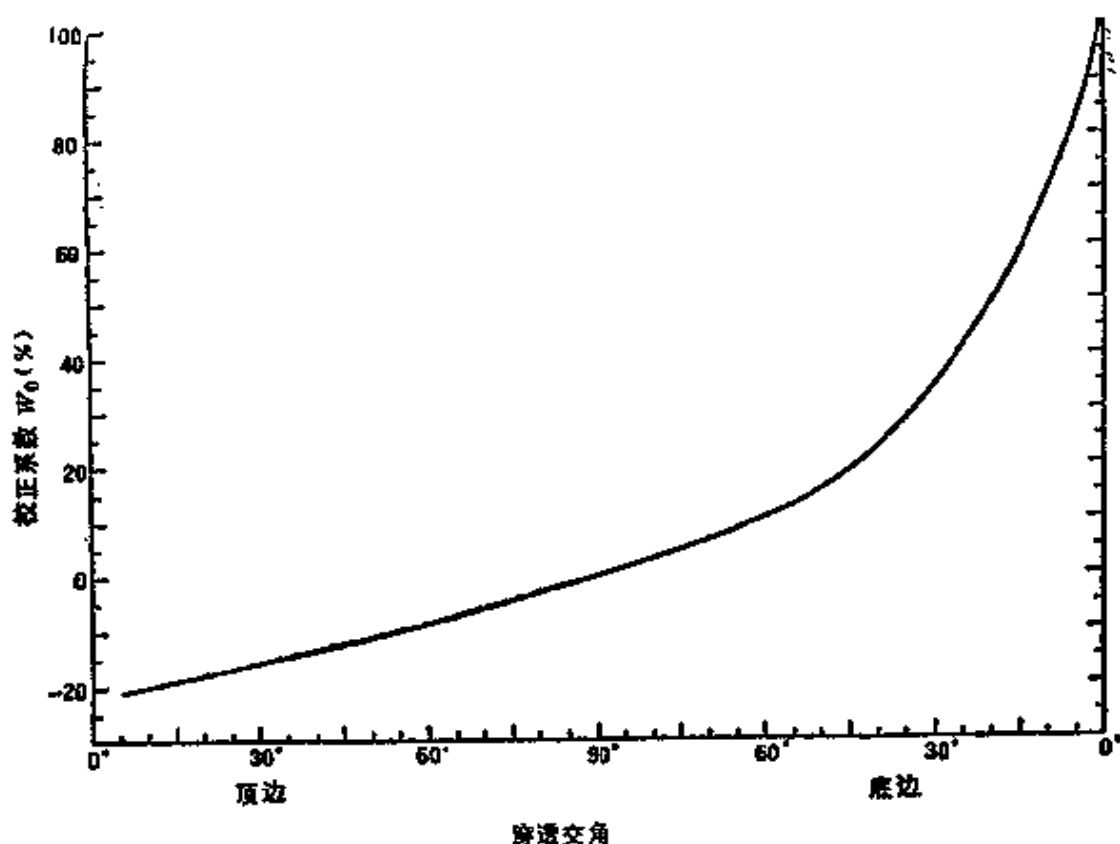


图 15.7 零宽校正与相交角关系曲线

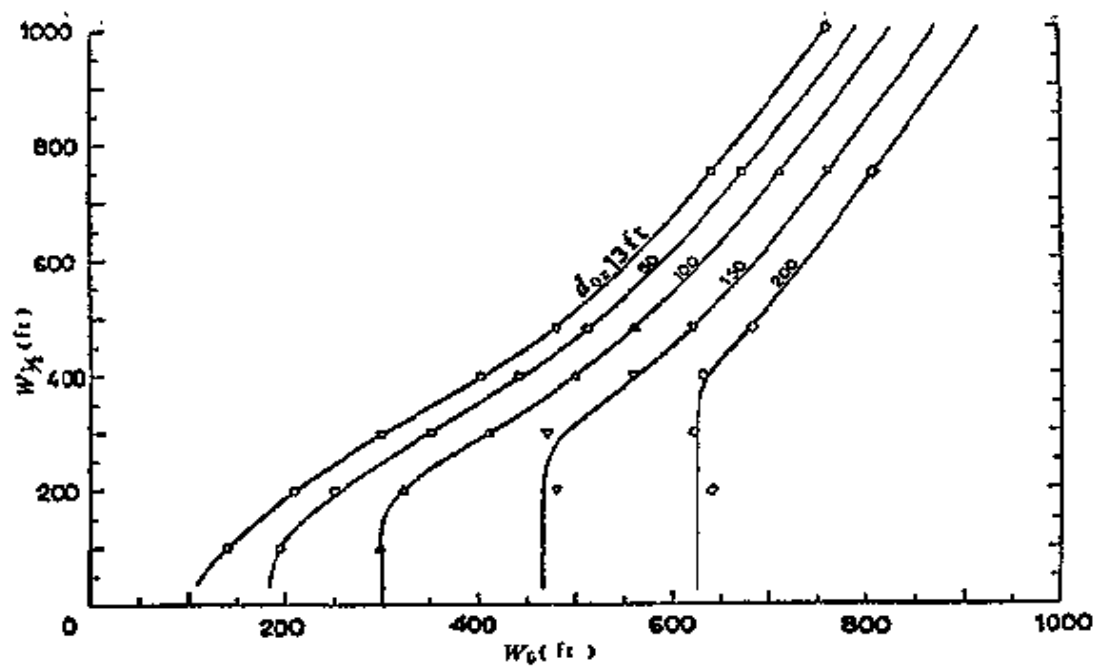


图 15.8 导体半宽度与零宽关系曲线
 钻孔相对导体位置不同, 相交角 = 90°

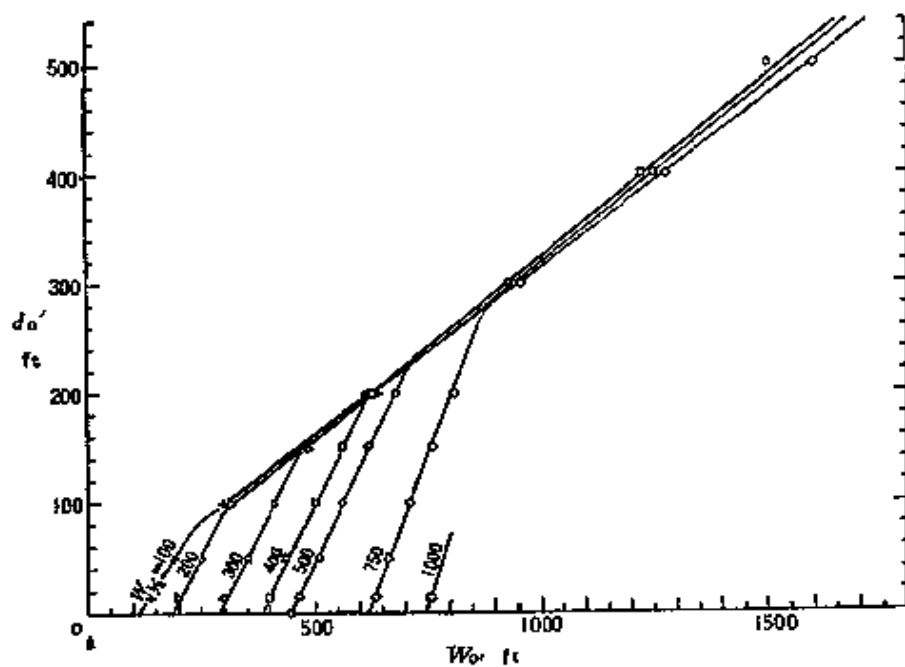


图 15.9 导体近边距离与零宽的关系曲线
 导体大小不同, 相交角 = 90°

宽的关系曲线。为了利用这些响应曲线，必须用图 15.7 的曲线对观测结果量出的零宽进行校正。钻孔对目的物距离已知，才可以用校正了的零宽（即相交角为 90° 时的 W_0 值）利用图 15.8 求目的物的大小。如果目的物的大小已经知道，或者预期到目的物的距离大于目的物的半厚度（在这种情况下，目的物的大小不影响目的物距离对零宽的相依关系），那么也可利用校正了的零宽在图 15.9 中求出到最近边的距离。

15.3.2.3 板状目的物相对发射回线的产状和位置

将发射回线铺在不同位置，做井中瞬变电磁剖面测量可以确定目的物的空间位置和产状。这套方法在 Woods 的论文的 69 页到 74 页里做了介绍。象图 15.10 所表示的那样，采用四个发射回线。回线的第一个位置是长方形回线的长边平行于围岩走向，一条边的中心在钻孔的井口，其余的回线铺在钻孔的倾斜方向（如图 15.10 绘出的北面的回线）。要想得到强的响应，回线应当铺在目的物上方，其他三个回线位置则应从第一位置顺序转 90° 角铺设。

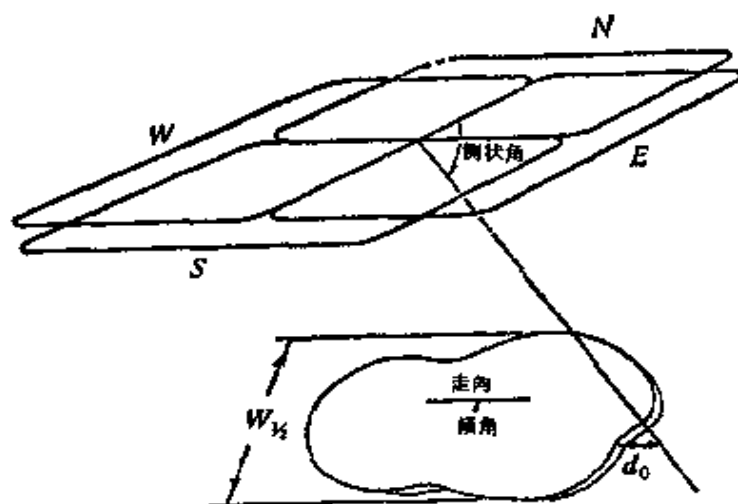


图 15.10 铺在板状体上的发射回线示意图

这四个观测得到的响应大小变化很可能不相同，可能有一回线位置观测的剖面符号会发生改变，而有时某一回线结果的剖面形状会发生变化（参见该论文附件 C.7.1）。综合从每一回线

位置得到的响应有可能解释导体的产状和位置。解释应当从某些已知矿体参数开始,逐步完成。

(1) 假设导体平行于围岩的构造(图 15.10E—W)。比较东、西两回线得到的曲线,响应最强的曲线是由最靠近导体的发射回线产生(图 15.10 中的西回线)。

(2) 比较另外两个发射回线位置的响应曲线,注意那一个响应比较大,以及每一个响应的符号如何。强度上的差别或者是由导体与发射回线间距离的不同引起的,或者更可能由导体和发射回线一次磁场之间的相交角不同引起。一条响应曲线与另一条曲线的符号相反,这意味着一次场磁力线以相反的方向穿过导体。这一情况可以用来进一步确定导体的产状或位置。

如果响应曲线非常接近零,或是经过零值改变了符号(参见该论文图 C.127),则一次场是平行于导体或与导体相切。在这一特殊情况下,导体的产状或位置可以精确地确定,而不只是近似地确定。利用图 15.11 可以做各种定性分析,如果导体的位置已经知道,可以确定它的产状;如果产状知道,可以确定位置。

导体的深度和其到钻孔的距离可以从解释一条响应曲线推演出来,解释方法如 15.3.2.2 部分介绍的那样。如果钻孔的空间位置知道得很精确,那么导体的空间位置可以推演出来并绘于图 15.11 上。再将此投影旋转,直至此投影产状相关的两个一次场的关系与两种发射回线位置的观测结果都相适应。例如,在垂直钻孔中导体的深度为 1500 ft,南部回线的响应比北部回线的响应要弱,并且符号相反,那么板状导体的倾角应在 90° 和向北 60° 之间。具体角度起决于两个响应的范围(图 15.11 中的位置 1)。

甚至在钻孔的空间位置知道得不很精确的情况下,通常也能确定出导体与钻孔间的相交角。综合考虑钻孔情况和导体深度资料,就得出导体可能存在的位置,再利用两个发射回线位置得出的观测结果,就可推演出比较精确的位置和产状。比如,如果已知相交角大致为 60° ,而南部回线的响应比北部回线的小得多,但与

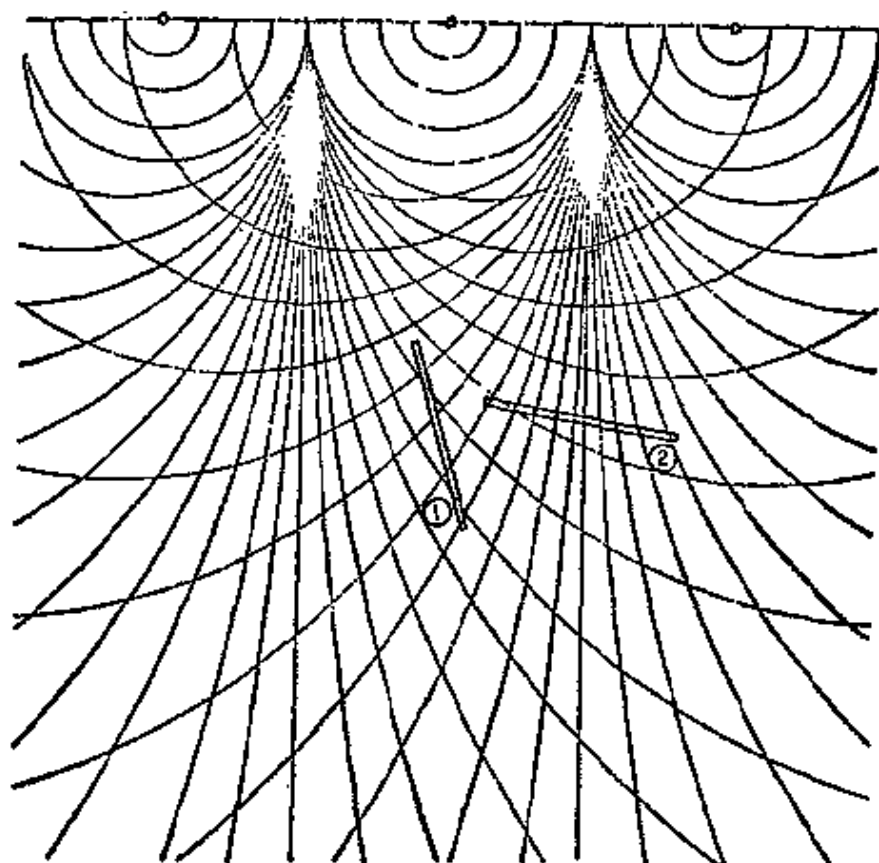


图 15.11 一次磁场与导体可能位置的关系图示
比例尺1"=500'

北回线响应的符号相同，则目的物的产状必然接近图 15.11 中的位置 2。

15.3.2.4 相交位置

对每一频率或延迟时间来说，板状导体中流动的涡电流可以设想为是在分开的通道中流动的(参见该论文的附件 C.1)。如果钻孔在相当于这些电流通道的中部穿过矿体，那么也就是它从这些通道中的某些通道内部通过，而对其余的通道则是从它们的外部通过。这样，对晚期的取样道就导致典型的正-负-正响应，而对早期道就导致宽阔的正响应(参见该论文附件 C.5)。所以知道板状导体中电流通道的部位，应该有可能从响应曲线的形状确定出钻孔在何处穿过矿体。

首先观察曲线响应，确定响应从一条全部为正的剖面变到第

一次看到负峰的剖面的延迟时间。选响应最强的剖面绘衰减曲线，就可读出响应为零的延迟时间。钻孔穿过电流通道，响应为零，利用图 15.12 把零响应的延时变换为目的物顶边到钻孔的距离 d_1 。图 15.12 是 d_1 和 $\sqrt{W_{1/2}} \frac{t}{S_B}$ 的关系曲线图，假设目的物的半宽度 $W_{1/2}$ 和它的电导 S_B 都是已知。

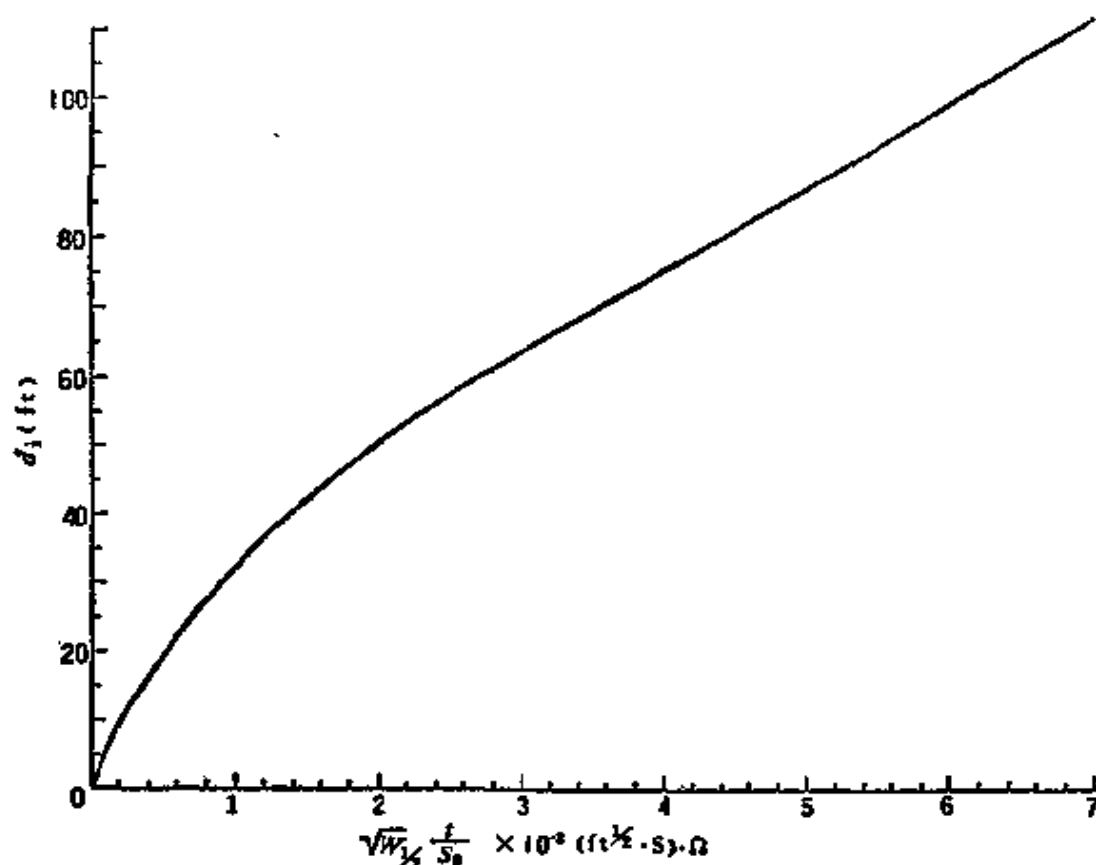


图 15.12 电流流动通道位置与延时关系曲线
(相交角 = 90°)

通过改变相交角*改变目的物的产状，同时也伴随出现其他效应，出现负峰的响应道增多（参见该论文附件 C.5.1）。电流流动的通道位置并没有改变；但是由于接收线圈靠近导体使角度不同，位置就有改变。为了应用上述的相交位置解释法，由相交

* 从 30°→90°，每次改变 15°——译者

角引起的“误差”或变化必须加以校正。适当的校正系数可以从图 15.13 上求得。图 15.13 是视位置除以真位置的百分增长率和相交角的函数关系曲线。

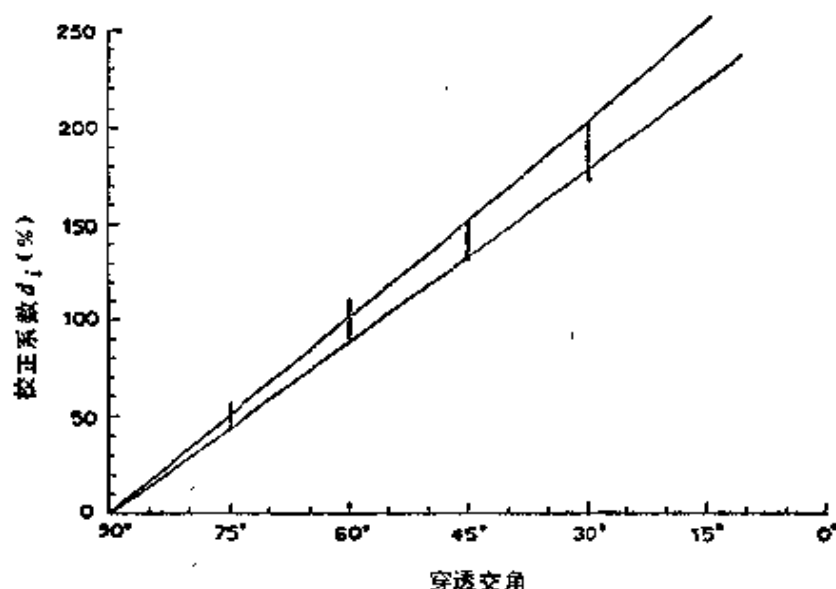


图15.13 电流流动通道位置校正系数与相交角关系曲线

利用图 15.13 可以求出任意相交角的校正系数，而后将这个校正系数加到前述方法中求出视相交位置，得出真相交位置。例如，假设半宽度为 500 ft、电导为 50 S 的导体内，相交位置相当延时在 5 ms 的电流通道处，那么 $\sqrt{W_{1/2} t / S_B}$ 为 2.24×10^{-3} ，并且从图 15.12 得出视相交位置为 55 ft。如果相交角为 30° ，由图 15.13 可知对该值需要做大约 200% 的校正，这样相交位置的真值就是 165 ft*。

15.4 球形和圆柱形目的物

1976 年 Kamanetskii 提出了目的物为球或圆柱体的钻孔观测结果的解释方法要点。这一结果的目的在于确定目的物的深度，从钻孔轴到目的物中心的距离 d_0 ，相对于钻孔的平面上目的物的方位，以及从瞬变响应的时间常数推出的电导率得出的异常源的地质特性。

* $1 / \rho = 0.3048 \text{ m}$

设钻孔轴与地面呈 ψ 角, 沿钻孔轴测得球体的瞬变响应 V_r 有如下式

$$V_r = \mu_0 H_n A f_r (a/d_0)^3 \dot{I} \quad (15.2)$$

其中
$$f_r = \frac{3\bar{r}\cos\psi + 2(\bar{r}^2 - 1)\sin\psi}{2(\bar{r}^2 + 1)^{5/2}} \quad (15.3)$$

对于圆柱体有

$$V_r = \mu_0 H_n A f_r (a/d_0)^2 \dot{N} \quad (15.4)$$

其中
$$f_r = \frac{2\bar{r}\cos\psi + (\bar{r}^2 - 1)\sin\psi}{(\bar{r}^2 + 1)^2} \quad (15.5)$$

在这些表达式中, $\bar{r} = r/d_0$, 其中 r 是目的物中心在钻孔轴上的投影沿钻孔方向到观测点的距离, H_n 是一次场, A 是接收线圈的有效面积, a 是球或圆柱体的半径, 而 $\dot{I}$ 和 $\dot{N}$ 给出时间与做为指数项之累加的响应的关系, 如表达式 (12.39) 和 (12.50) 一样。在晚延时, 可以采用单项指数衰减式, 如 (12.40) 和 (12.51) 表达式。

球和圆柱体的函数 f_r 曲线绘于图 15.14。计算这些函数曲线的条件是假设圆截面的中心(对圆柱体而言)或最大截面(对球

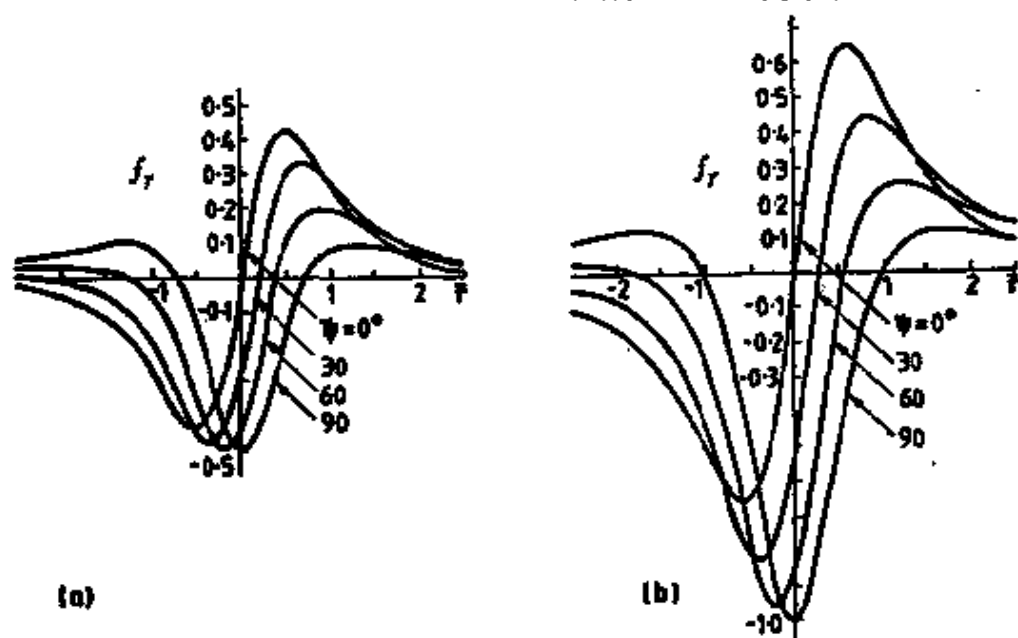


图 15.14 钻孔中瞬变信号轴向分量的 $f_r(r, \psi)$ 曲线图
(a)一球形目的物; (b)一圆柱体目的物

体而言) 位于包括钻孔在内的平面中。对于圆柱体, 这个假设条件经常能够满足, 因为钻孔经常是垂直于地质构造走向平面内钻进。对于球体, 中心稍为偏离钻孔所在平面, 曲线的定性特点没有变化。

图中绘出了 $0 \leq \phi \leq 90^\circ$ 范围内的 f_r 曲线。对于 $90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ 范围的情况, 先求出值 $\phi' = 180^\circ - \phi$, 而后利用相对垂直轴的这个角的曲线的镜像。

15.4.1 目的物的位置

从强峰与弱峰的相对位置有可能找出目的物相对钻孔的大致位置。如图 15.15 所示那样, 如果比较强的峰位于比较弱的峰的上方 (曲线 2), 则目的物位于钻孔与地表之间的位置 II, 相当 $\phi < 90^\circ$ 的区域; 如果强峰在弱峰之下方 (曲线 1), 则目的物位于位置 I, 相当 $180^\circ - \phi > 90^\circ$ 的区域。当 $\phi = 90^\circ$ (直立钻孔情况), 则轴分量的曲线对称, 不可能找到目的物相对钻孔的位置, 只能确定目的物离钻孔的距离。

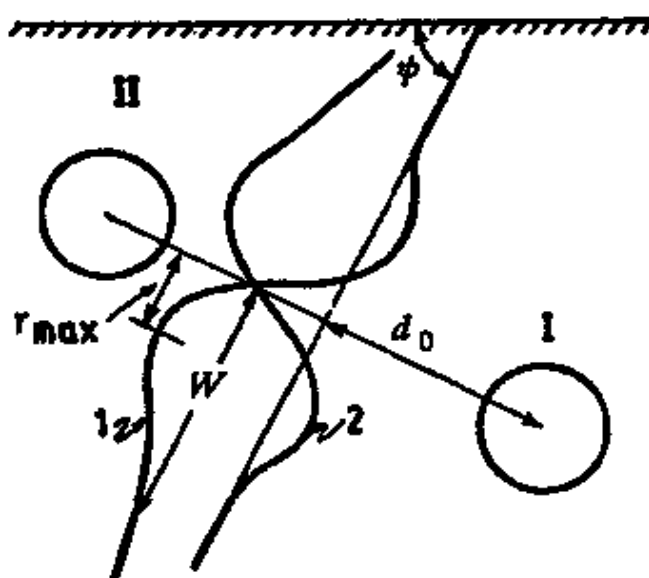


图 15.15 距钻孔 d_0 处球体或圆柱体井中瞬变电磁响应曲线特征

如果有其它数据可以利用, 目的物的位置可以确定得更准。比如, 从相邻钻孔或地面观测得到的地质数据, 对确定目的物的

位置会有帮助。没有这些数据时，只要采用不同的地面发射回线，在同一钻孔中做重复观测，也可以确定目的物的位置。做法与 15.3.2.3 部分介绍的对板状导体的工作一样。

15.4.2 目的物与钻孔间距离

可以利用强峰的半宽度 W 和强峰与目的物在钻孔轴上投影位置间的距离（参见图 15.15），从计算的球体和圆柱体目的物的响应得出特征曲线。图 15.16 绘出球体和圆柱体的 W/d_0 和 $r_{\max}/d_0$ 的曲线。根据已知的 ϕ 角值，可以确定出 W/d_0 ，根据野外实测的 W ，可以确定目的物中心到钻孔的距离 d_0 。从曲线上读出同一角度 ϕ 的 $r_{\max}/d_0$ ，可以得 $r_{\max}$ 。再从强峰平行于钻孔轴向弱峰方向量出距离 $r_{\max}$ ，就确定出目的物中心在钻孔轴上的投影点。通过此点的垂直钻孔轴的直线，量长度 d_0 定出目的物的中心。

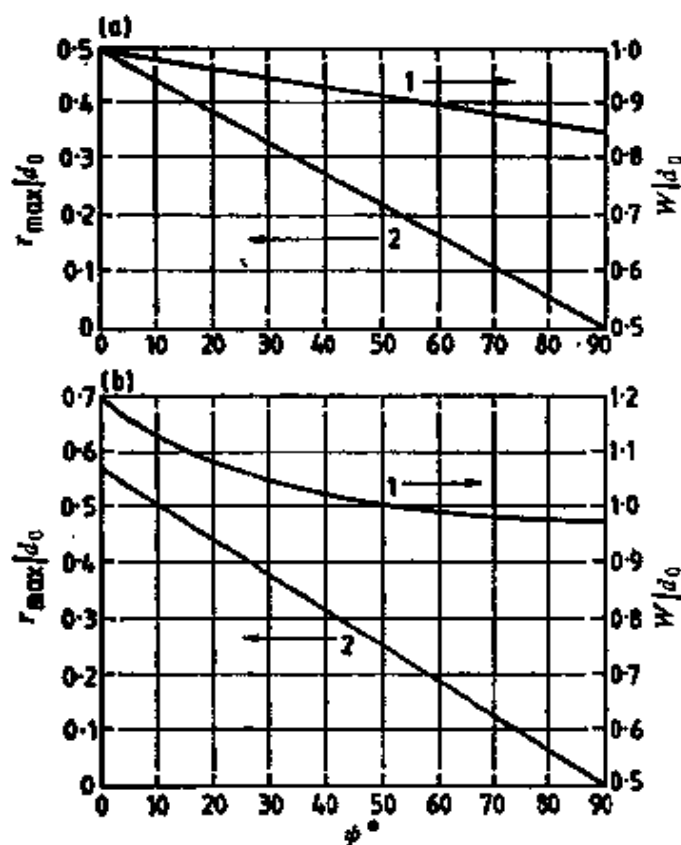


图 15.16 钻孔瞬变电磁响应曲线的 $r_{\max}/d_0$ 和 W/d_0 与相交角 ϕ 关系曲线

(a)一球形目的物；(b)一圆柱形目的物

15.4.3 目的物的大小和电导率

利用 13.1.3.2 部分叙述的方法之一, 计算响应极大值测点上测到的衰减曲线的时间常数 τ 。任意延时的 $\dot{L}$ 值可以由表达式 (12.40) 计算得出

$$\dot{L} = \frac{6}{\pi^2 \tau} e^{-t/\tau} \quad (15.6)$$

而 $\dot{N}$ 可以从 (12.51) 式计算得出

$$\dot{N} = \frac{0.69}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (15.7)$$

从已知角 ϕ 和已确定的 d_0 、 r_{max} 值, 就可以确定出钻孔轴上给定点的 f_r 。边长 $2L$ 的方形回线在井轴上产生的一次场 H_n 可从下式求出

$$H_n = \frac{\sqrt{2} I}{\pi L} \frac{\sqrt{2}}{(1 + z^2/L^2)(2 + z^2/L^2)^{1/2}} \quad (15.8)$$

式中 I 为回线电流, 而 z 是沿回线轴的距离。对于矩形回线, 一次场可以用分开 $2L$ 距离的两根长电缆场来近似, 如下式

$$H_n = \frac{I}{\pi L (1 + z^2/L^2)} \quad (15.9)$$

改写 (15.2) 式如下

$$a = d_0 \left[\frac{V_r}{\mu_0 H_n A f_r \dot{L}} \right]^{1/3} \quad (15.10)$$

代入 μ_0 、 H_n 、 A 、 f_r 、 $\dot{L}$ 和 d_0 , 就可以确定球形目的物的半径 a , 选用与计算 $\dot{L}$ 的那个延时所测得的响应值 V_r 。同样, 由改写的 (15.4) 表达式得到

$$a = d_0 \left[\frac{V_r}{\mu_0 H_n A f_r \dot{N}} \right]^{1/2} \quad (15.11)$$

代入相应的数值, 就可以得到圆柱形目的物的半径。

一旦已知球形目的物的半径, 把它代入时间常数公式 (参见 12.3.6 部分)

$$\tau = \frac{\mu_0 \sigma a^2}{\pi^2} \quad (15.12)$$

就可以求出目的物的电导率 σ 。

对于圆柱形目的物电导率可从下式求出

$$\tau = \frac{1.8 \mu_0 \sigma a^2}{\pi^2} \quad (15.13)$$

15.5 井中 SIROTEM 实例研究

井中 SIROTEM 观测结果的三个例子是 Marathon 澳大利亚石油有限公司和 Australasia 电解锌有限公司做的。

(1) 钻孔 CHP 238

第一个例子 (图 15.17, 15.18 和 15.19) 是选自 Tasmania 岛西海岸。CHP 238 井做过两次井中观测, 第一次发射回线铺在导体西边, 第二次回线铺在东边。记录上 70 m 到 125 m 之间的异常与地质柱状图上弱矿化部分有关。用回线 1 和回线 2 得到的数据极性不同, 这是因为发射回线相对导电带的位置不同的

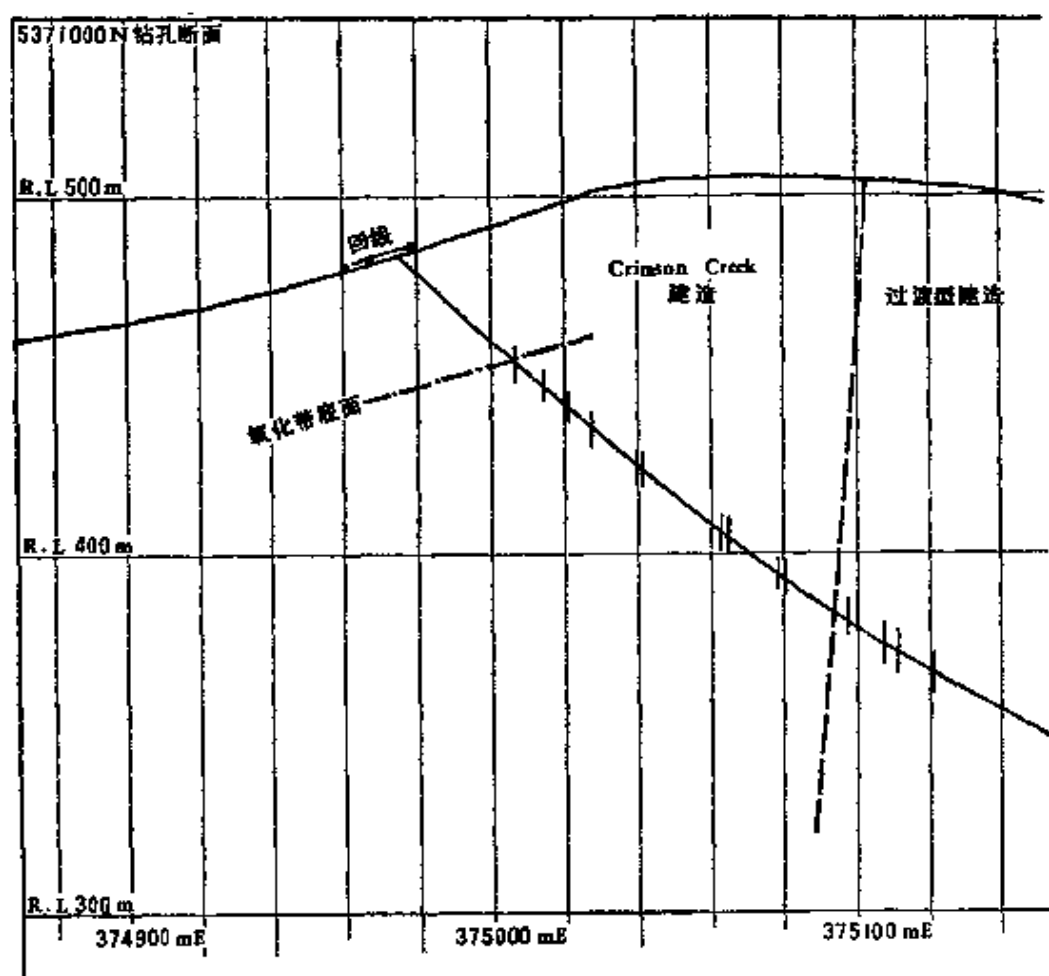


图 15.17 5371000N 测线钻孔断面图

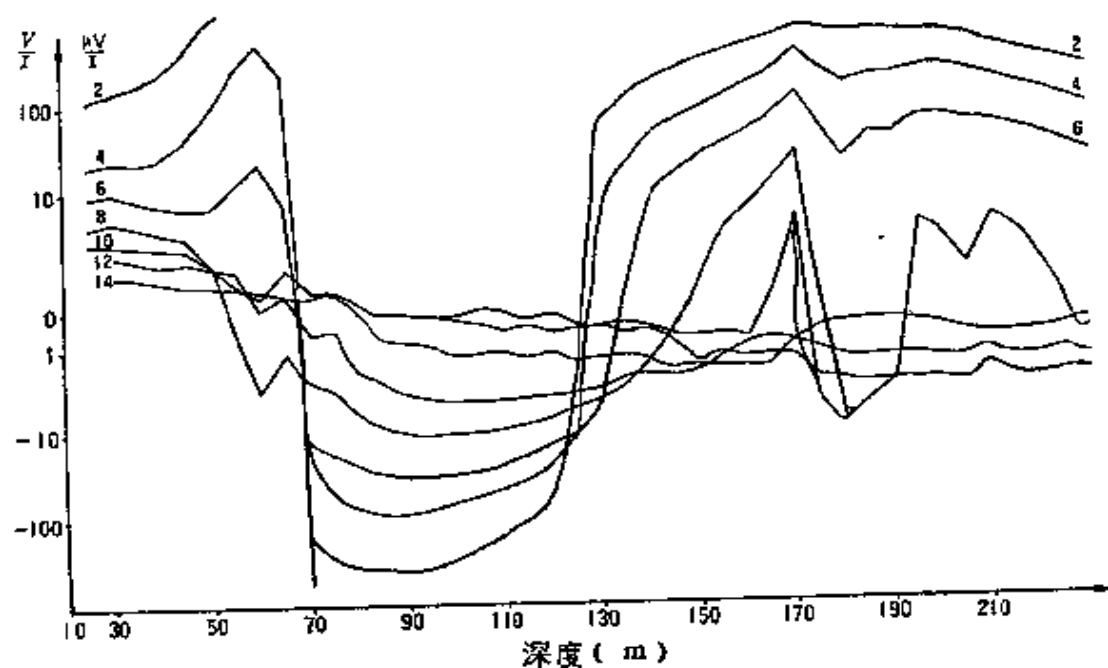


图 15.18 CHP 238 地-井瞬变电磁剖面 (回线 1)
回线边长 200 m, 点距 5 m

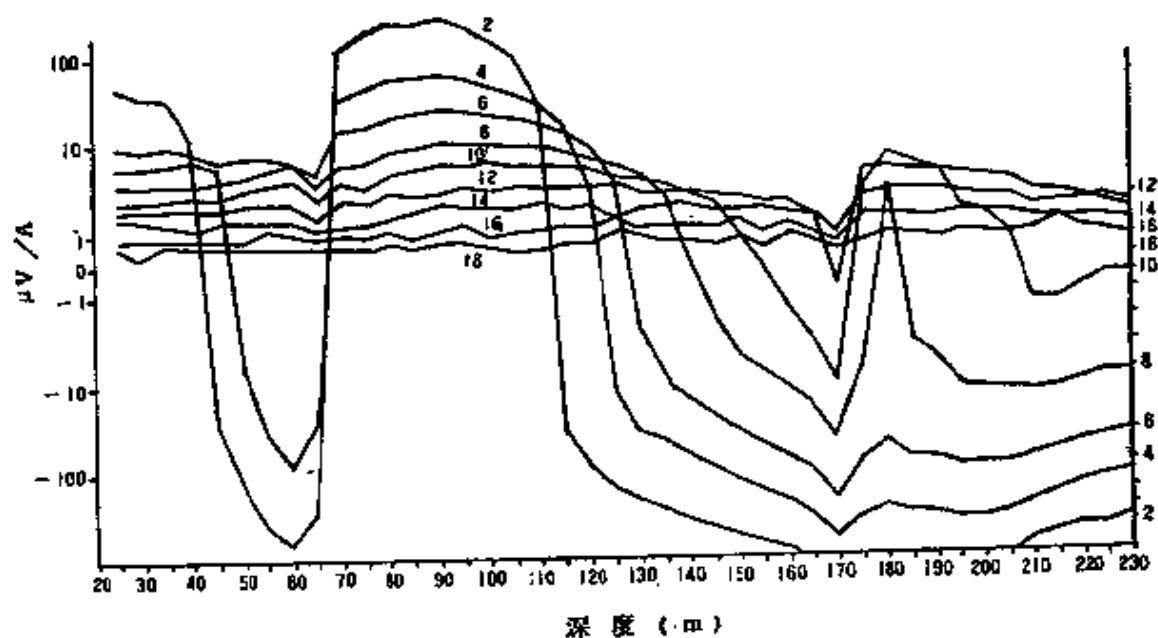


图 15.19 CHP 238 地-井瞬变电磁剖面 (回线 2)
回线边长 200 m, 点距 5 m

结果（比较图 15.18 和图 15.19）。

（2）钻孔 228

这些结果（图 15.20, 15.21 和 15.22）也是在 Tasmania 岛西海岸某地现场观测到的。只是该大地电导率比上一个例子里的大地电导率高得多。井中试验用了两个发射回线，最初是重叠回线组合，从所得数据中推算出的大地电阻率小于 $1 \Omega \cdot m$ 。两次井中记录的效果是明显的，32 个取样道都有记录。但是，对发射回线的两次确切位置有些怀疑，一个野外观测员回忆认为回线 1 和回线 2 有一条回线边是相同的。

根据这些数据，建议了第二个钻孔，以检验认为在 120 m 处

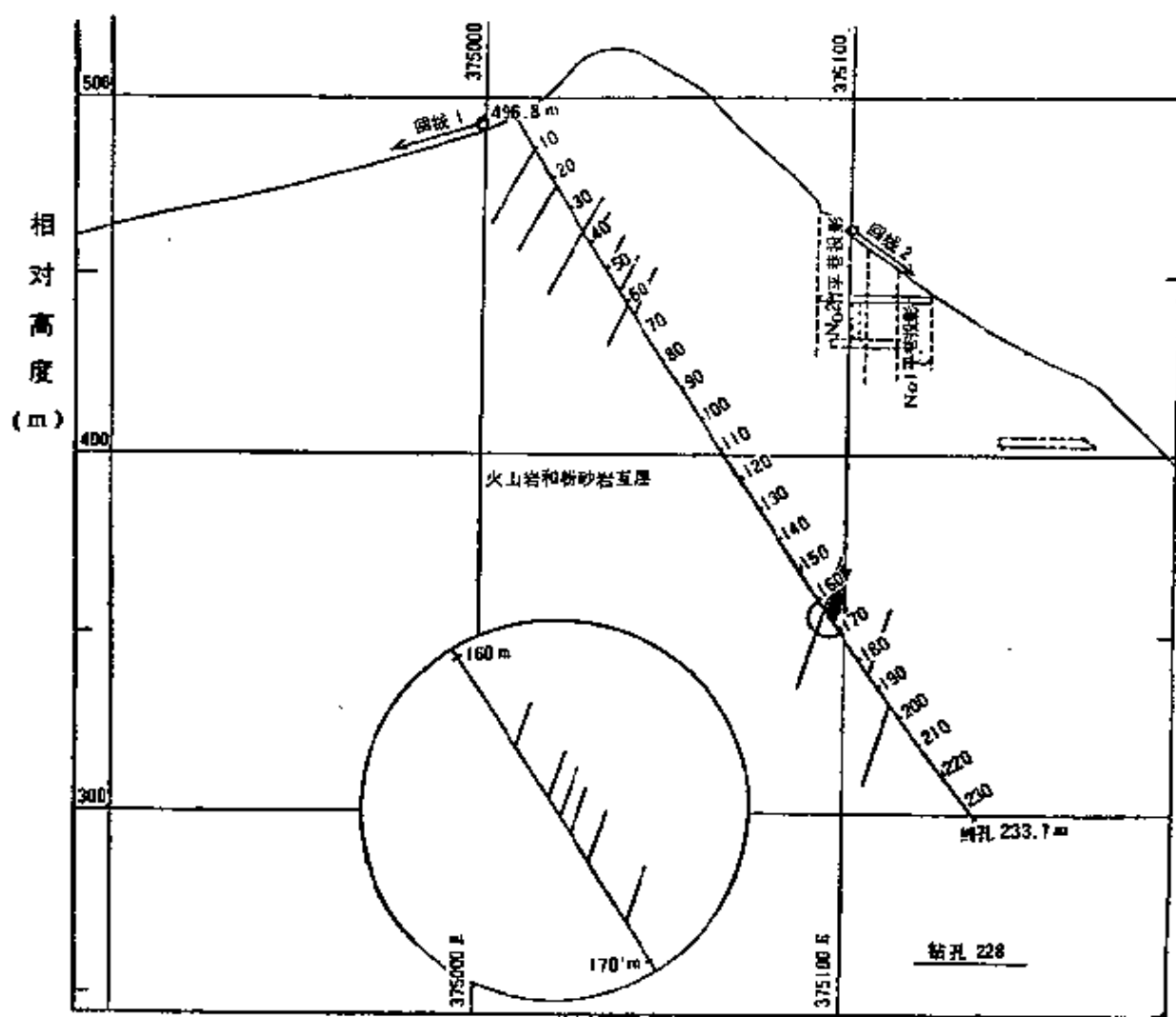


图 15.20 DDH 228 钻孔断面示意图

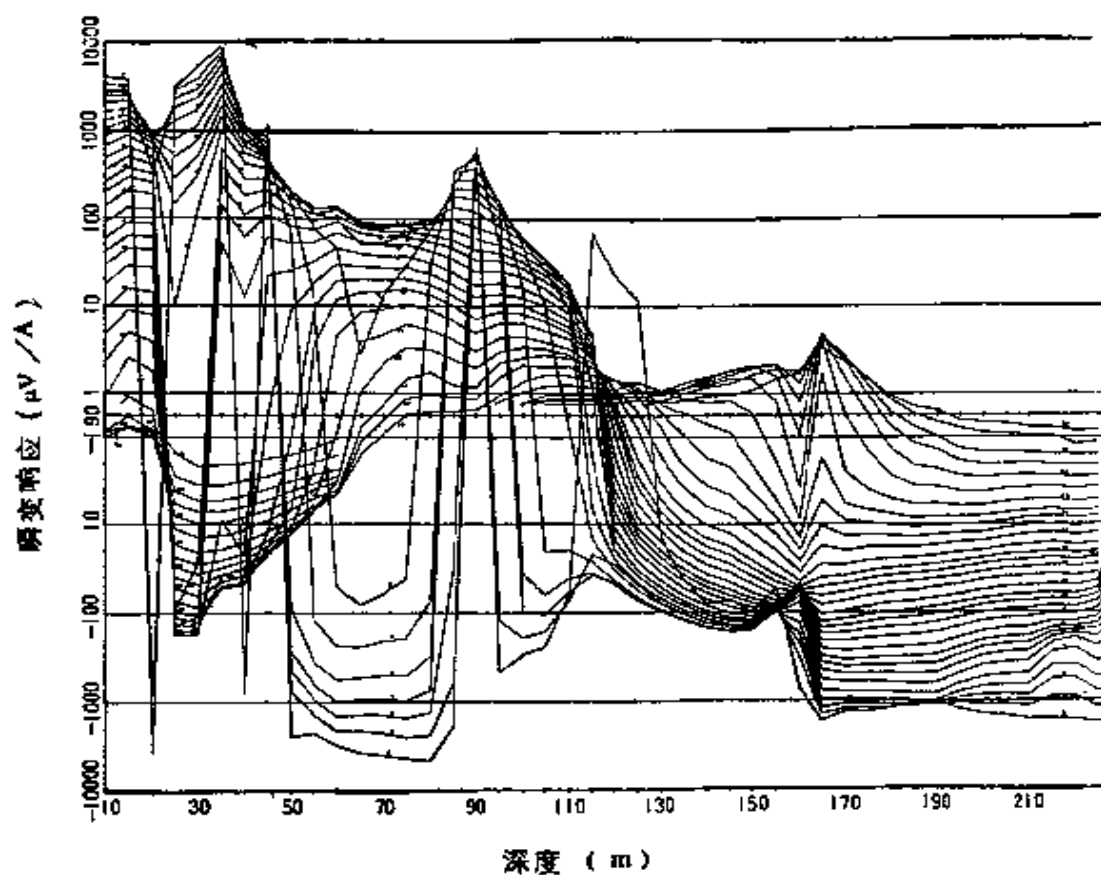


图 15.21 DDH 228 钻孔地-井瞬变电磁剖面 (回线 1)
方形发射回线, 边长 200 m, 点距 5 m

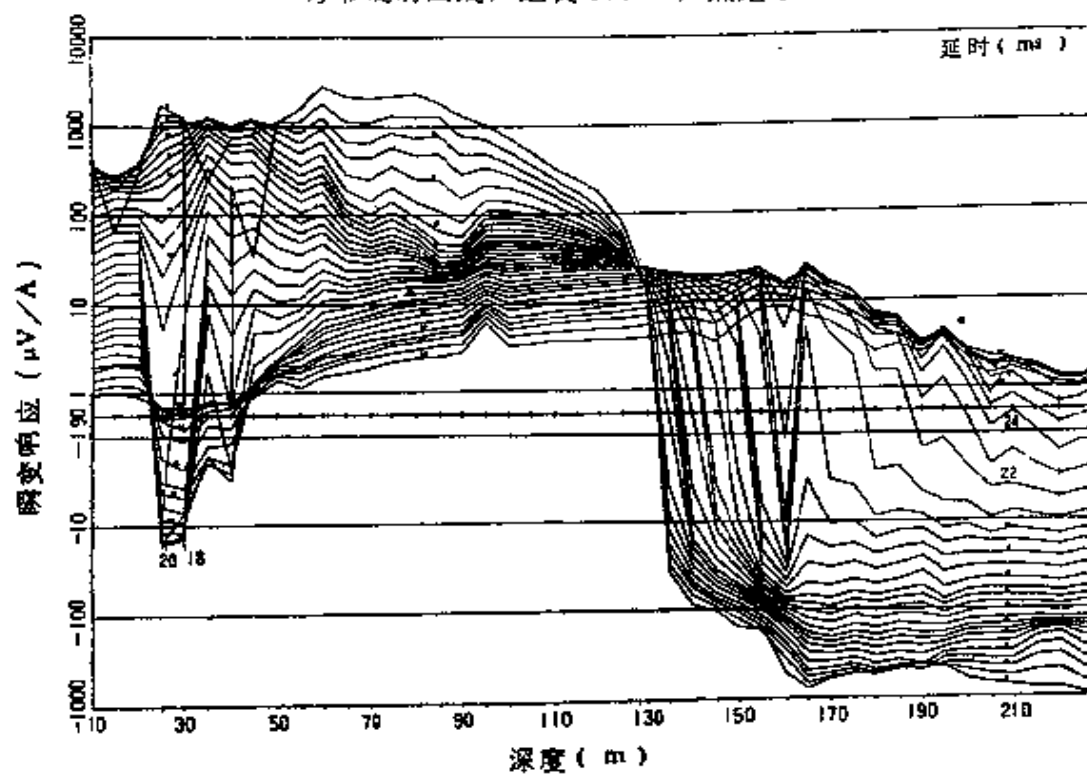


图 15.22 DDH 228 钻孔地-井瞬变电磁剖面 (回线 2)
方形发射回线, 边长 200 m, 点距 5 m

的交零点是反映主导体的解释。钻孔在推断位置打到了主要的黄铁矿矿体。

(3) 钻孔 WL-19

用图(图 15.23, 15.24 和 15.25)说明三个回线的位置。可惜该处没有可以供利用的地质柱状图。只知道在钻孔附近的矿化部位的电阻太高, 不能产生响应。然而, 这些数据也提供了一个理想的半空间响应的实例。

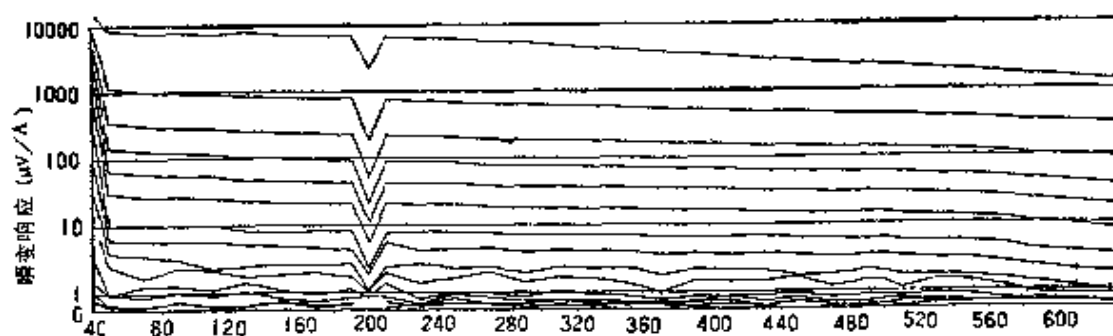


图 15.23 DDH WL-19 孔地-井瞬变电磁剖面 (回线 5)
方形发射回线, 边长 400 m, 点距 20 m

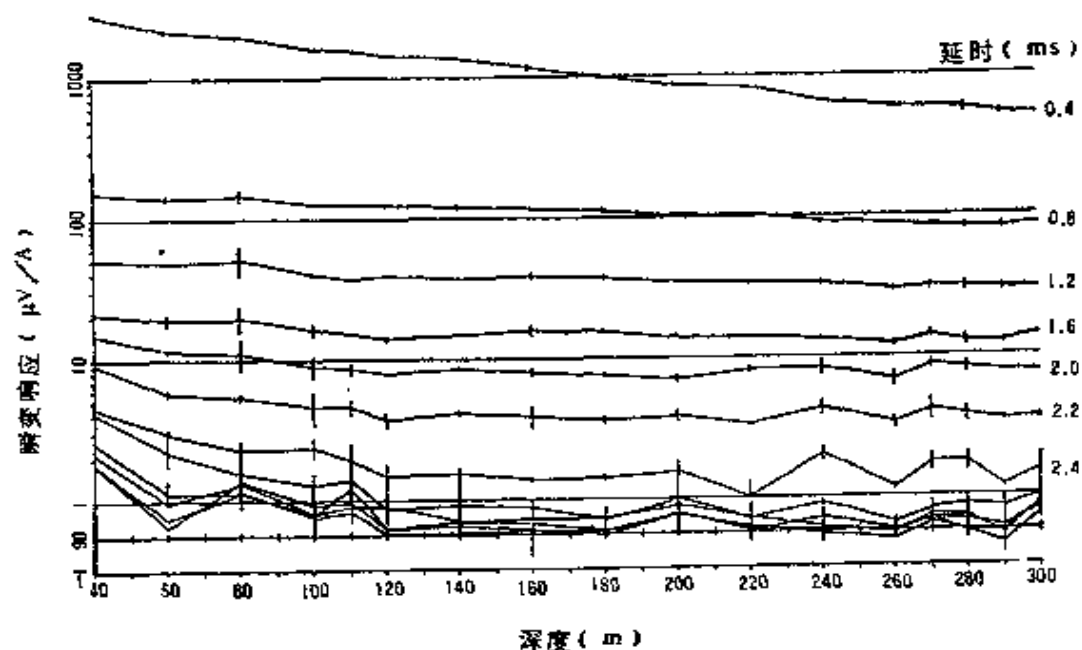


图 15.24 DDH WL-19 孔地-井瞬变电磁剖面 (回线 4)
长方形发射回线, 长边 250 m, 短边 125 m, 点距 10 m

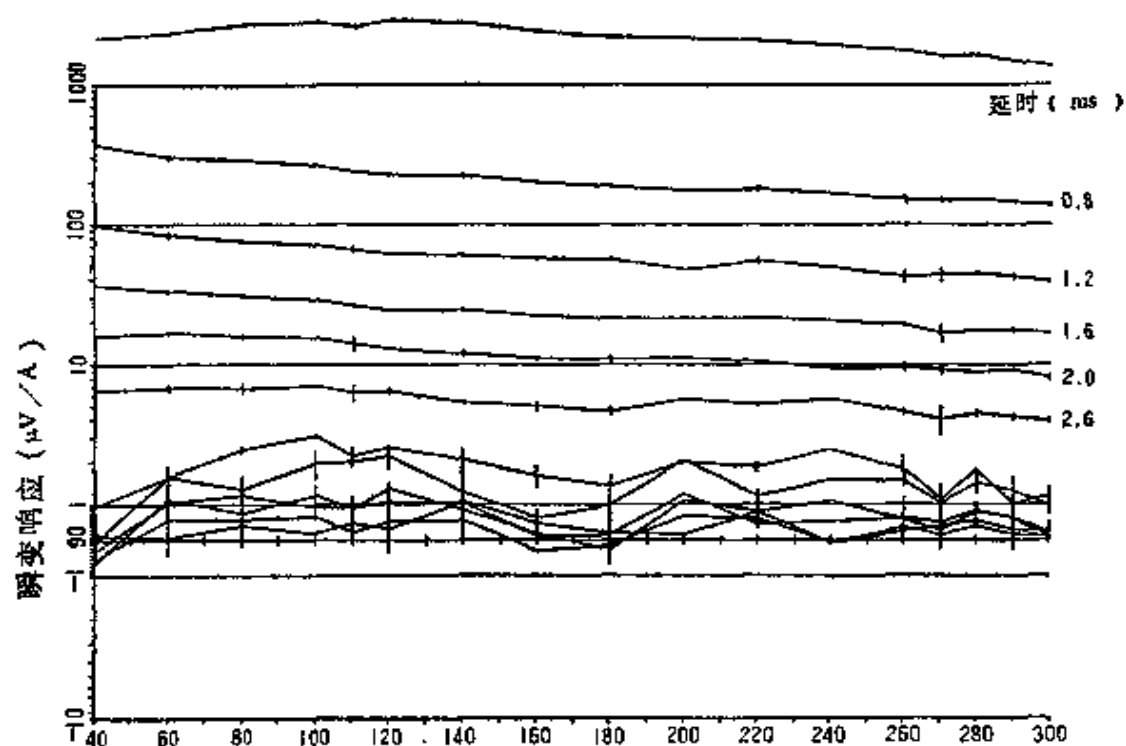


图 15.25 DDH WL-19 孔地-井瞬变电磁剖面 (回线 3)

长方形发射回线, 长边 250 m, 短边 125 m, 点距 10 m

参 考 文 献

A.

- Buselli, G., 1980, Interpretation of SIROTEM data from Elura; Bull. Aust. Soc. Explor. Geophys., v. 11(4), p. 264—271
- Buselli, G., and Thorburn, M., 1981, SIROTEM models: suite of curves available from CSIRO
- Buselli, G., 1982, The effect of near-surface superparamagnetic material on electromagnetic measurements; Geophysics, p. 47, p. 1315—1324
- Dunlop, D. J., 1974, Thermal enhancement of magnetic susceptibility; J. Geophys., v. 40, p. 439—451
- Dyck, A. V., Bloore, M., and Vallee, M. A., 1980, EM response of a rectangular thin plate conductor, User Manual; Research in Applied Geophysics (University of Toronto), no. 14, Jan. 1980
- Fokin, A. F., Ed., 1971, The method of transient processes in the search for sulphide ore deposits; Leningrad, Nedra, 242 p
- Gallagher, R., 1983, User handbook for PLATE, CSIRO Division of Mineral Physics Manual (unpublished)
- Kamenetskii, F. M., Ed., 1976, Handbook of applied methods of transient processes in ore geophysics; Leningrad, Nedra, 127 p
- Kaufman, A., 1981, The influence of currents induced in the host rock on electromagnetic response of a spheroid directly beneath a loop; Geophysics, v. 46, p. 1121—1136
- Lee, T., 1981, Transient electromagnetic response of a polarizable ground; Geophysics, v. 46, p. 1037—1041
- Lee, T., Gallagher, R., and Raiche, A. P., 1982, Manual for program SPASYM (TEM response of a sphere in a conducting half-space); CSIRO Division of Mineral Physics Manual (unpublished)
- Lee, T., and Lewis, R., 1974, Transient EM response of a large loop on a layered ground; Geophys. Prospect., v. 22, p. 430—444
- McCracken, K. G., (Course Leader), 1979, Modern EM and IP exploration techniques, AMF course, Adelaide
- McCracken, K. G., and Buselli, G., 1981, Current gathering effects in TEM; In "Fifty-first Annual International Meeting and Exposition, Society of Exploration Geophysicists, Los Angeles, 1981", Technical Papers, Vol.

I, p. 586—607

McCracken, K. G., 1983, The optimisation of EM exploration procedures, CSIRO Technical Note (unpublished)

Morrison, H. F., Vozoff, K., West, G., Buselli, G., and Raiche, A. P., (Course Leaders), 1981, New developments in electromagnetic exploration, AMF Course, Adelaide

Nabighian, M., 1979, Quasi-static transient response of a conducting halfspace—an approximate representation, *Geophysics*, v. 44, p. 1700—1705

Nagata, T., 1961, *Rock magnetism*, New York, Plenum Press, 350 p

Raiche, A. P., 1983, Negative transient voltage and magnetic field responses for a half-space with a Cole-Cole impedance, *Geophysics*, v. 48, p. 790—791

Raiche, A. P., and Spies, B. R., 1981, Coincident loop transient electromagnetic master curves for interpretation of two-layer earths, *Geophysics*, v. 46, p. 53—64

Ramaprasada Rao, I. B., 1973, Interpretation of the results obtained by one loop version of transient pulse induction method (TPMO) over a sheet type body, *C. E. G. Bulletin*, p. 63—71

Rutter, H., 1979, The field application of transient electromagnetic methods and data interpretation, In "Modern EM and IP Exploration Techniques", Course leader K. G. McCracken (Australian Mineral Foundation, Adelaide, 1979), Vol. I, p. 55—109

Spies, B. R., and Raiche, A. P., 1980, Calculation of apparent conductivity for the TEM (coincident loop) method using an IIP-67 calculator, *Geophysics*, v. 45, p. 1197—1204

Spies, B. R., 1980, TEM in Australian conditions—field examples and model studies, Unpublished Ph. D. thesis, Macquarie University

Velikin, A. B., and Bulgakov, Yu. I., 1967, Transient method of electrical prospecting (onec-loop version), Paper presented at UNO international seminar on geophysical methods of prospecting for ore minerals, Moscow, USSR Ministry of Geology

Weidelt, P., 1982, Response characteristics of coincident loop transient electromagnetic systems, *Geophysics*, v. 47, p. 1325—1330

Woods, D. V., 1975, A model study of the Crone borehole pulse electromagnetic (PEM) system, M. Sc. thesis, Queen's University, Ontario, Canada

B. 有用的手册、论文和教科书

Dyck, A. V., Bloore, M., and Vallee, M. A., 1980, EM response of a rectangular thin plate conductor, User Manual; Research in Applied Geophysics (University of Toronto), no. 14, Jan. 1980

Fokin, A. F., Ed., 1971, The method of transient processes in the search for sulphide ore deposits, Leningrad, Nedra, 242 p

Gallagher, R., 1983, User handbook for PLATE; CSIRO Division of Mineral Physics Manual (unpublished)

Kamenetskii, F. M., Ed., 1976, Handbook of applied methods of transient processes in ore geophysics, Leningrad, Nedra, 127 p

McCracken, K. G., (Course Leader), 1979, Modern EM and IP exploration techniques, AMF course, Adelaide

Morrison, H. F., Vozoff, K., West, G., Buselli, G., Raiche, A. P. (Course Leaders), 1981, New developments in electromagnetic exploration, AMF course, Adelaide

Spies, B. R., 1980, TEM in Australian conditions-field examples and model studies; Unpublished Ph. D. thesis, Macquarie University

Woods, D. V., 1975, A model study of the Crone borehole pulse electromagnetic (PEM) system; M. Sc. thesis, Queen's University, Ontario, Canada

附录 A. 联邦科学工业研究院瞬变 电磁法模拟曲线

(曲线过多, 此处只刊出曲线目录和一实测曲线做为例子——译者)

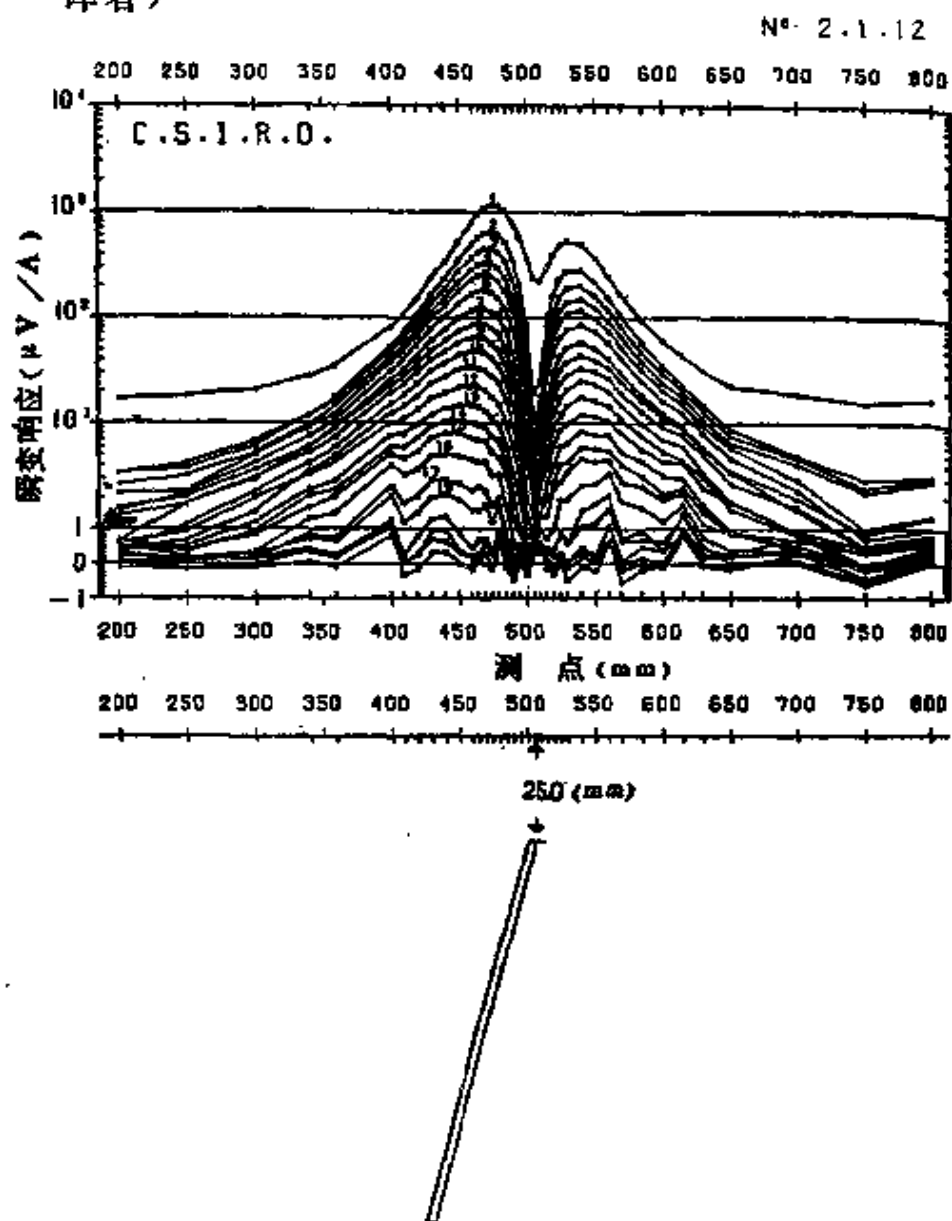


图 A No. 2.1.12
发射回线圈数 108, 接收回线圈数 97, 回线边长 50 mm, 板倾角 75° , 埋深 25.0 mm

表 1 空气中薄脉上重叠回线

No.	组 合	L'/R	θ (度)	α (度)	D (mm)	d (mm)	h (mm)	W (mm)	L' (mm)	σ_0 (Sm^{-1})	σ_H (Sm^{-1})	σ_B (Sm^{-1})	备 注
2.1.1	CL	0	90	0	50	0.0	0	6	0	-	Air	3.2×10^7	Air(空气)
2.1.2	CL	0	90	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	CL(重叠
2.1.3	CL	0	90	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	回线)
2.1.4	CL	0	90	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.5	CL	0	90	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.6	CL	0	90	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.7	CL	0	90	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.8	CL	0	90	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.9	CL	0	90	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.10	CL	0	75	0	50	0.0	0	6	0	-	Air	3.2×10^7	
2.1.11	CL	0	75	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.12	CL	0	75	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.13	CL	0	75	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.14	CL	0	75	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.15	CL	0	75	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.16	CL	0	75	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.17	CL	0	75	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.18	CL	0	75	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	

续表

No.	组 合	L'/R	θ (度)	α (度)	D (mm)	d (mm)	h (mm)	W (mm)	l_n' (mm)	σ_0 (Sm^{-1})	σ_H (Sm^{-1})	σ_B (Sm^{-1})	备 注
2.1.19	CL	0	60	0	50	0.0	0	6	0	-	Air	3.2×10^7	
2.1.20	CL	0	60	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.21	CL	0	60	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.22	CL	0	60	0	50	37.5	0	0	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.23	CL	0	60	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.24	CL	0	60	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.25	CL	0	60	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.26	CL	0	60	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.27	CL	0	60	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.28	CL	0	45	0	50	0.0	0	6	0	-	Air	3.2×10^7	
2.1.29	CL	0	45	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.30	CL	0	45	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.31	CL	0	45	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.32	CL	0	45	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.33	CL	0	45	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.34	CL	0	15	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.35	CL	0	45	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.36	CL	0	45	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	

续表

No.	组 合	L'/R	θ (度)	α (度)	D (mm)	d (mm)	h (mm)	W (mm)	L' (mm)	σ_0^1 (Nm^{-1})	σ_H (Nm^{-1})	σ_R (Nm^{-1})	备 注
2.1.37	CL	0	30	0	50	0.0	0	6	0	—	Air	3.2×10^7	
2.1.38	CL	0	30	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.39	CL	0	30	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.40	CL	0	30	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.41	CL	0	30	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.42	CL	0	30	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.43	CL	0	30	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.44	CL	0	30	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.45	CL	0	30	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.46	CL	0	15	0	50	0.0	0	6	0	—	Air	3.2×10^7	
2.1.47	CL	0	15	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.48	CL	0	15	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.49	CL	0	15	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.50	CL	0	15	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	

续表

No.	组 合	L'/R	θ (度)	α (度)	D (mm)	d (mm)	h (mm)	W (mm)	L' (mm)	σ_h (Smm^{-1})	σ_H (Smm^{-1})	σ_R (Smm^{-1})	备 注
2.1.51	CL	0	15	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.52	CL	0	15	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.53	CL	0	15	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.54	CL	0	15	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.55	CL	0	0	0	50	0.0	0	6	0	—	Air	3.2×10^7	
2.1.56	CL	0	0	0	50	12.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.57	CL	0	0	0	50	25.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.58	CL	0	0	0	50	37.5	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.59	CL	0	0	0	50	50.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.60	CL	0	0	0	50	75.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.61	CL	0	0	0	50	100.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.62	CL	0	0	0	50	125.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	
2.1.63	CL	0	0	0	50	150.0	0	6	0	Air	Air	3.2×10^7	

附录 B. 苏联和澳大利亚矿产资源局- Macquarie 大学的瞬变电磁模型曲线

目 录

- 图 B1 无限长薄脉
- 图 B2 无限长薄脉 (分离回线)
- 图 B3 有限长薄脉
- 图 B4 有限长薄脉
- 图 B5 厚直立脉
- 图 B6 厚脉 (双回线)
- 图 B7 厚直立脉 (分离回线)
- 图 B8 厚直立脉 (内-回线)
- 图 B9 三个直立脉
- 图 B10 垂直接触带
- 图 B11 垂直接触带 (重叠回线和分离回线)
- 图 B12 球体
- 图 B13 水平无限延伸圆柱体
- 图 B14 导电介质中水平圆柱体
- 图 B15 导电介质中直立圆柱体
- 图 B16 空气中直立圆柱体 (内-回线)

图 B1 空气中无限长薄脉的响应。图中纵坐标左边的比例尺相应于 $\theta = 0^\circ$ 曲线在左边的幅度

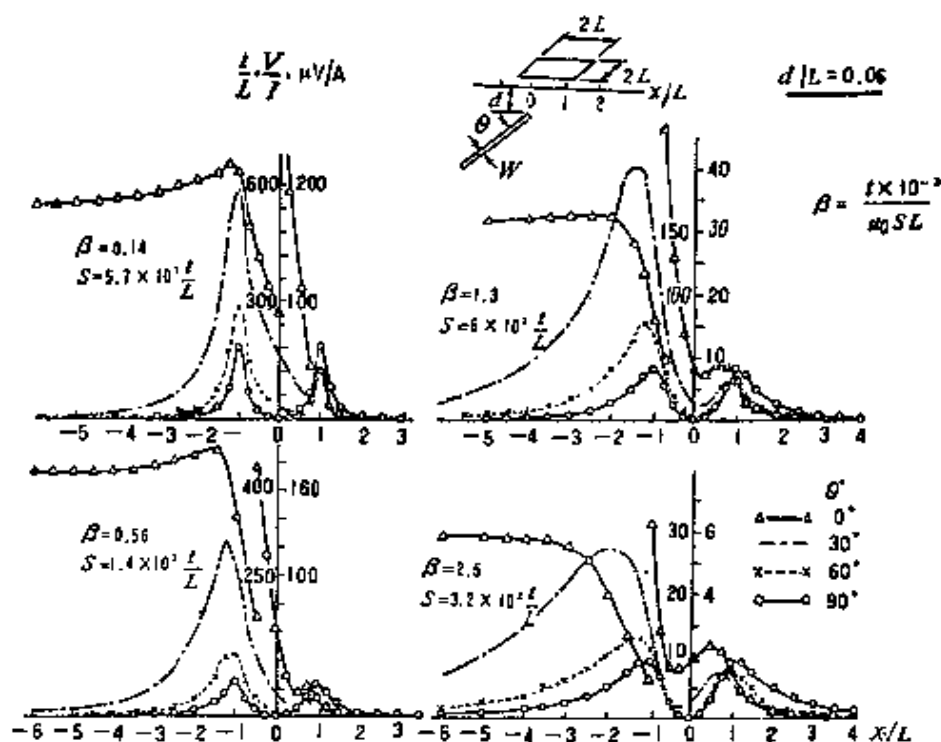


图 B1.a $d/L = 0.06$, $\theta = 0^\circ$, 30° , 60° 和 90°

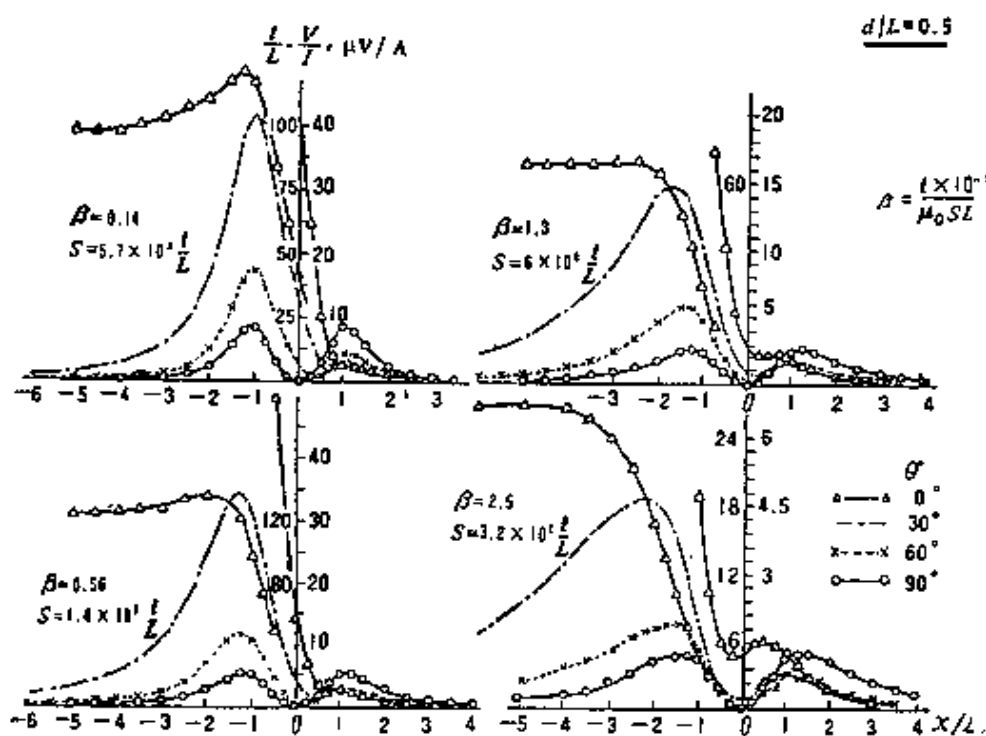


图 B1.b $d/L = 0.5$, $\theta = 0^\circ$, 30° , 60° 和 90°

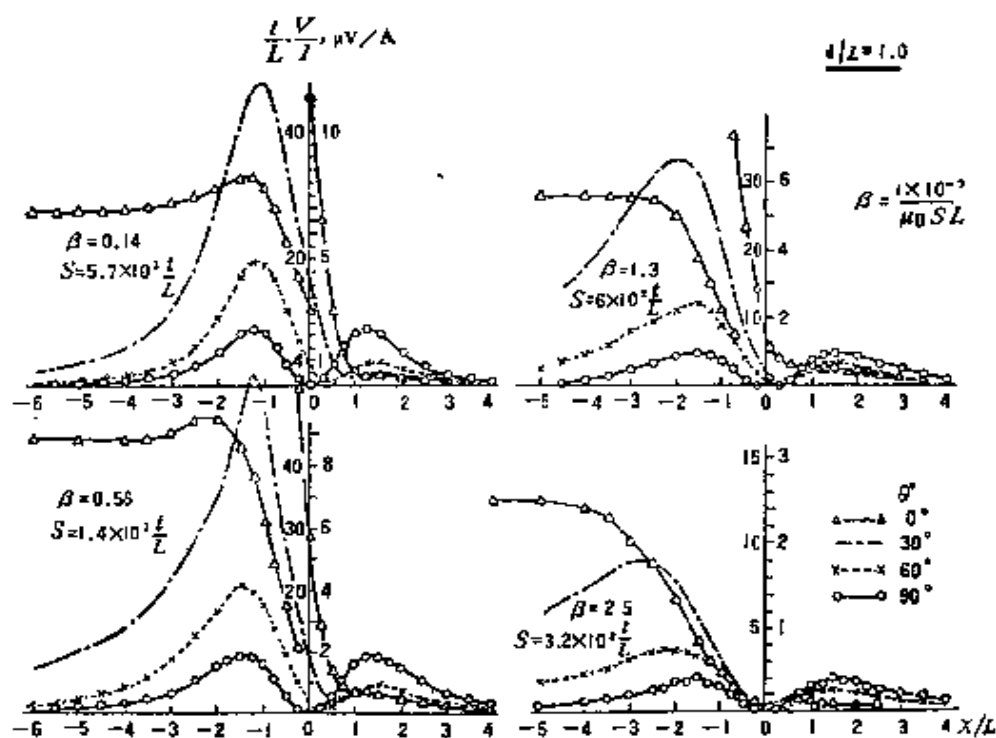


图 B1.c $d/L=1.0$, $\theta=0^\circ$ 、 30° 、 60° 和 90°

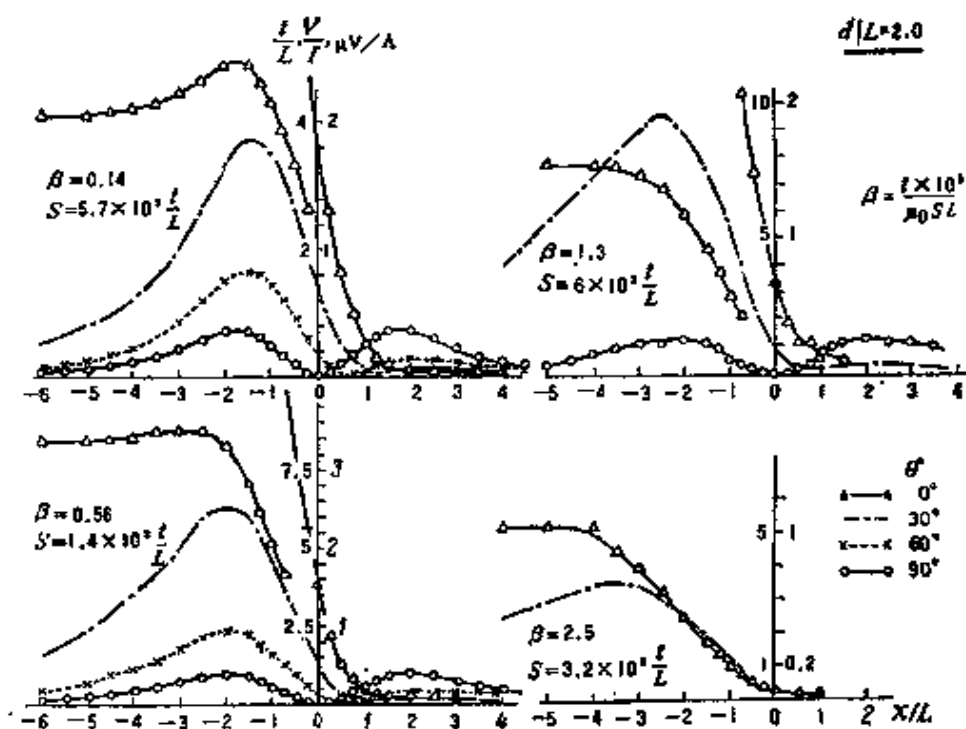


图 B1.d $d/L=2.0$, $\theta=0^\circ$ 、 30° 、 60° 和 90°

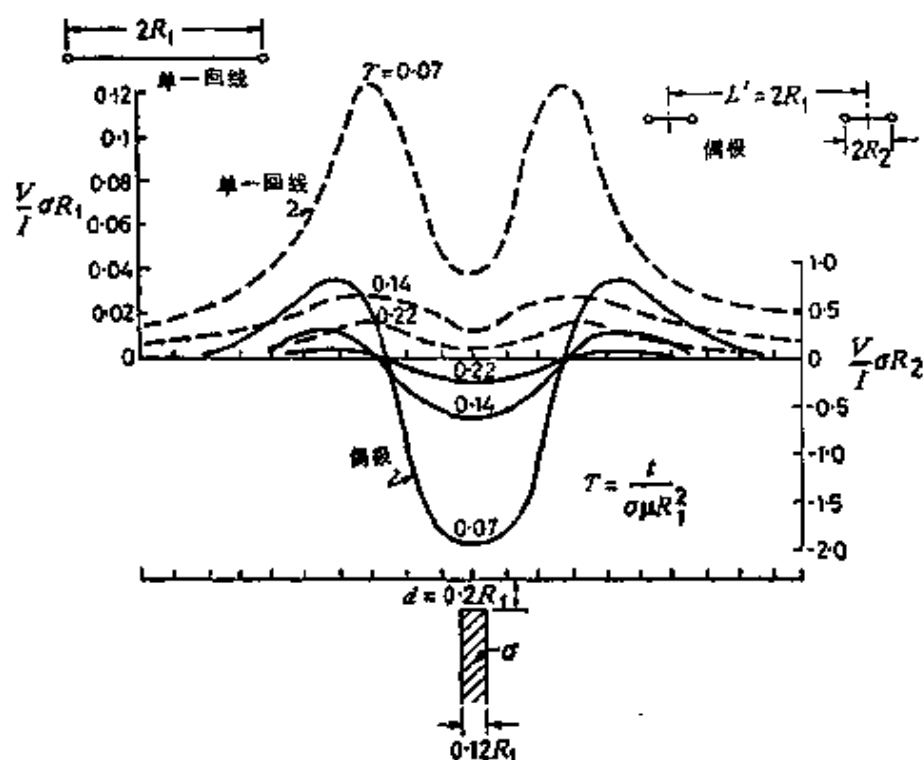


图 B2 空气中直立薄脉上方分离回线（偶极）剖面与重叠回线剖面的比较 ($W/R_1 = 0.12$ 即 $W/d = 0.068$)

图 B3 空气中有限薄脉的响应

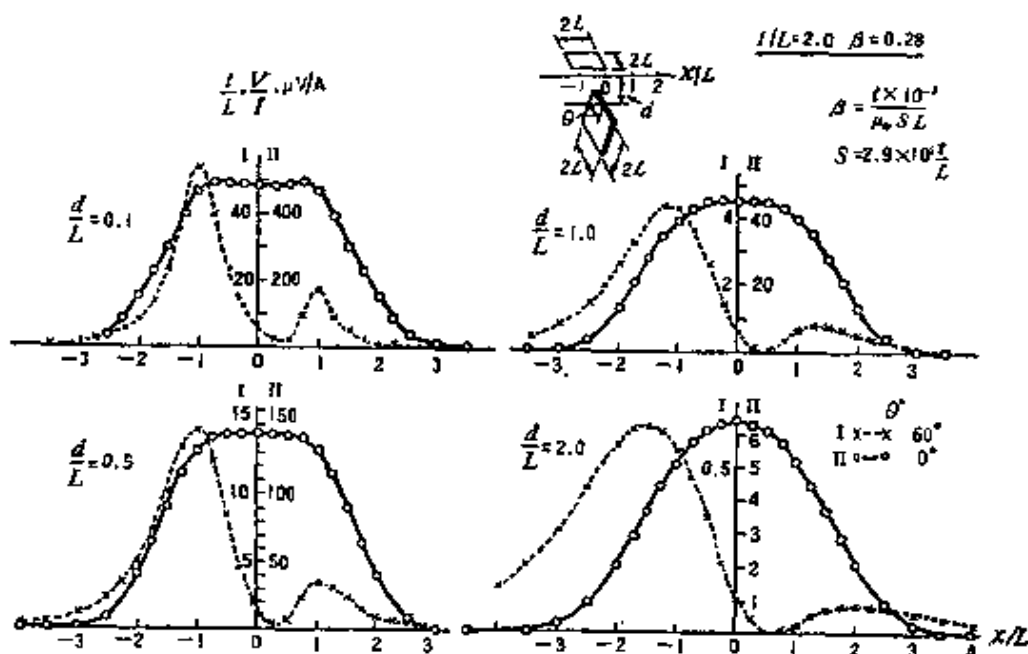


图 B3.a $l/L = 2.0$, $\beta = 0.28$, $\theta = 0^\circ, 60^\circ$,
 $d/L = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0$

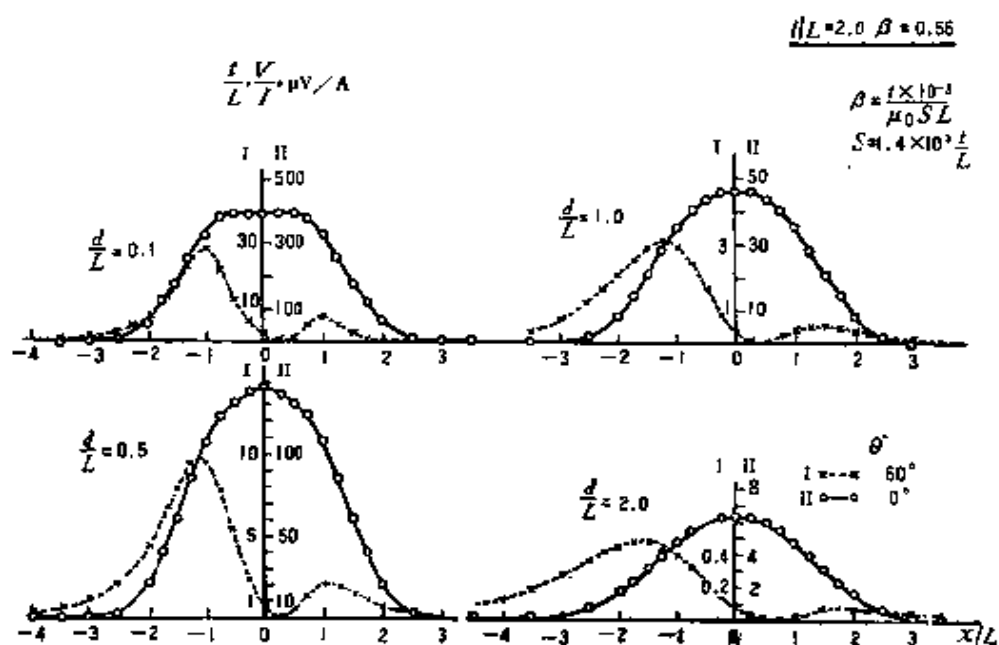


图 B3.b $l/L = 2.0, \beta = 0.56, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0$

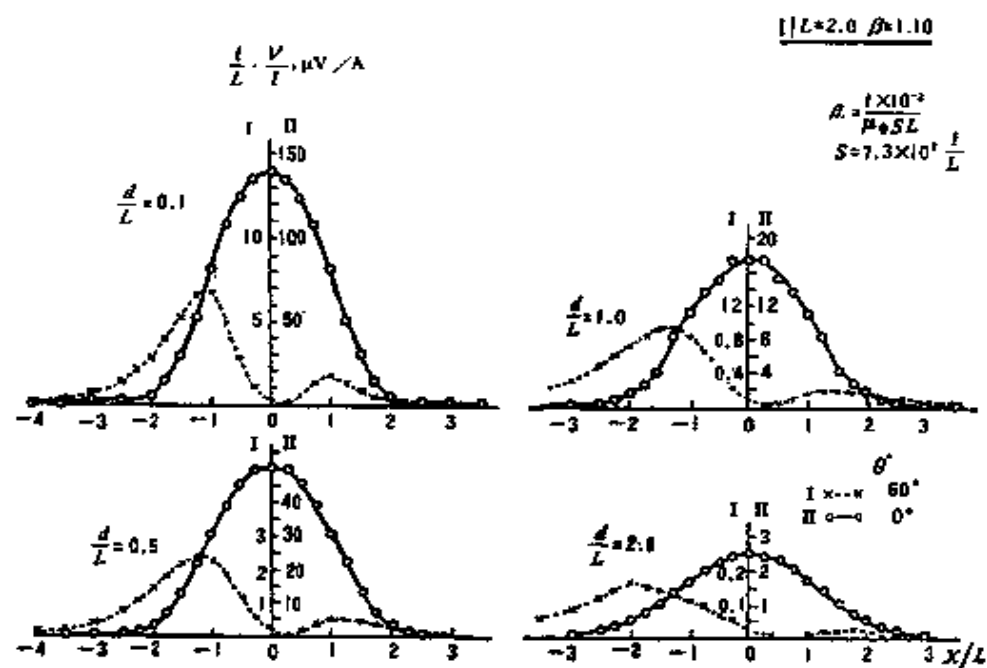


图 B3.c $l/L = 2.0, \beta = 1.10, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0$

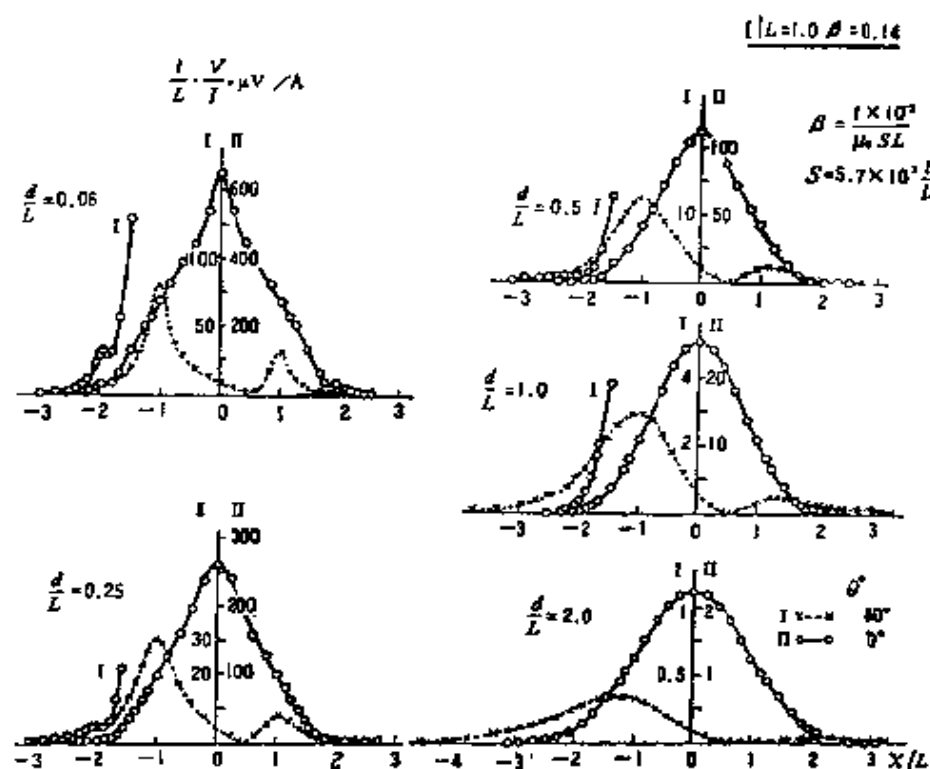


图 B3.d $l/L=1.0$, $\beta=0.14$, $\theta=0^\circ, 60^\circ$,
 $d/L=0.06, 0.25, 0.5, 1.0$ 和 2.0

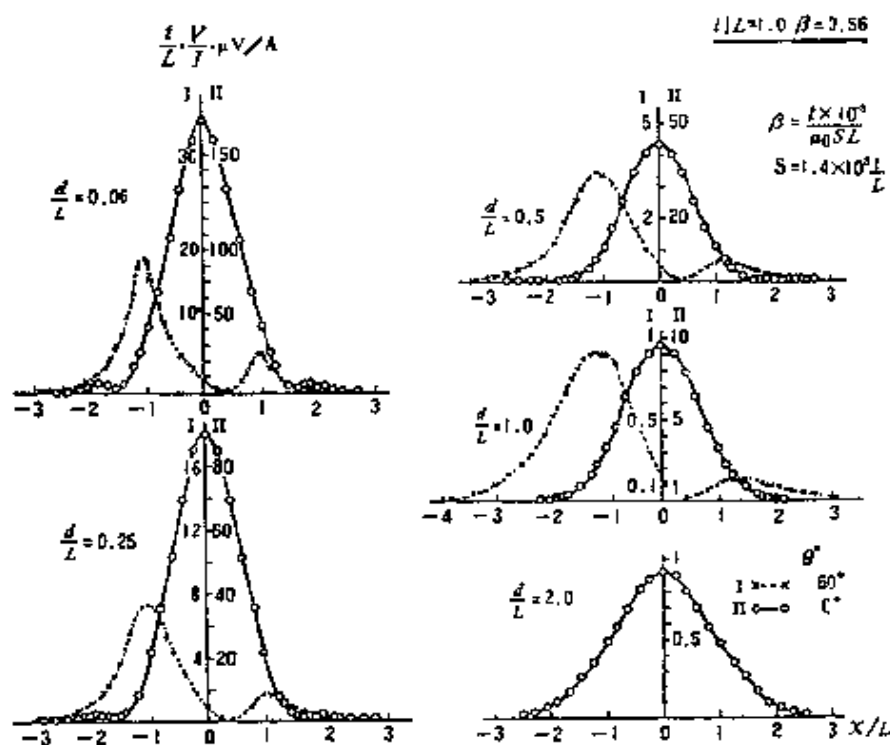


图 B3.e $l/L=1.0$, $\beta=0.56$, $\theta=0^\circ, 60^\circ$,
 $d/L=0.06, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0$

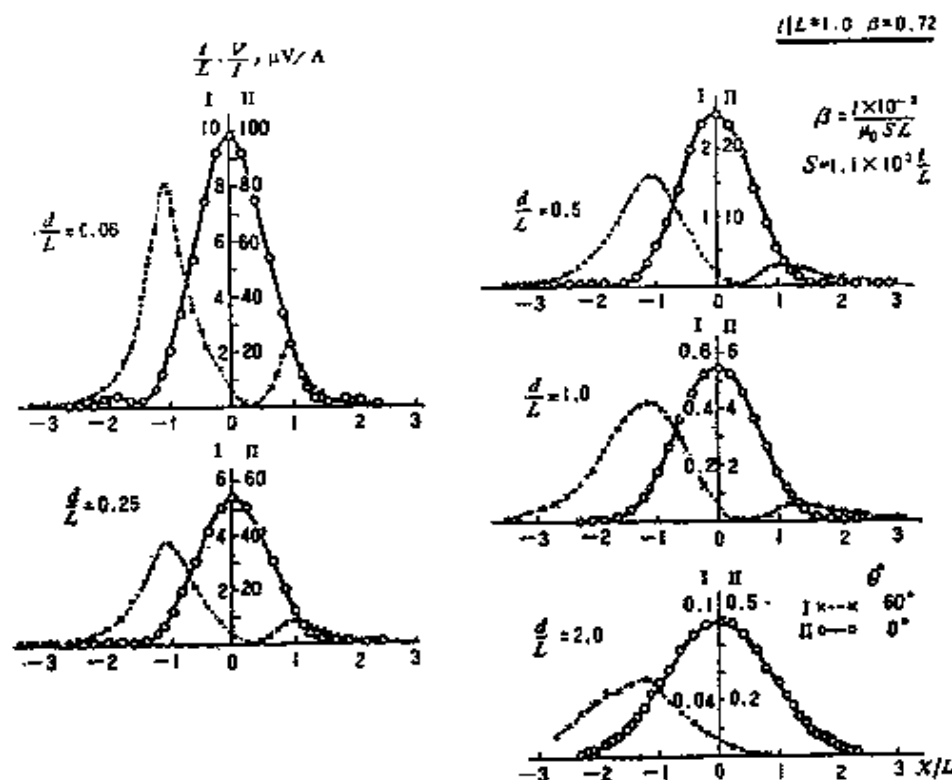


图 B3.f $l/L=1.0, \beta=0.72, \theta=0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L=0.06, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0$

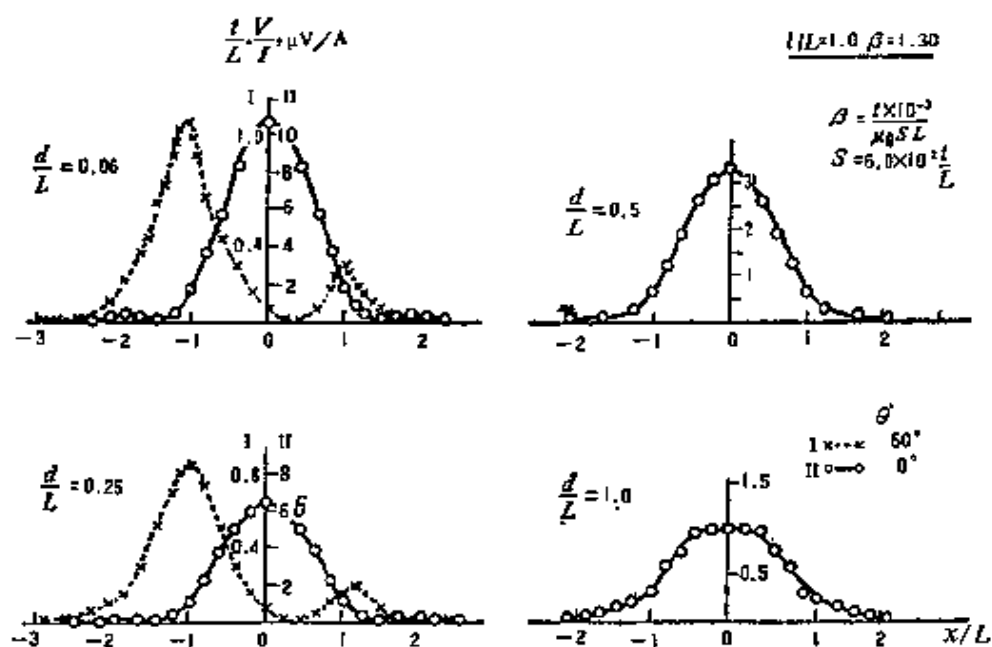


图 B3.g $l/L=1.0, \beta=1.30, \theta=0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L=0.06, 0.25, 0.5$ 和 1.0

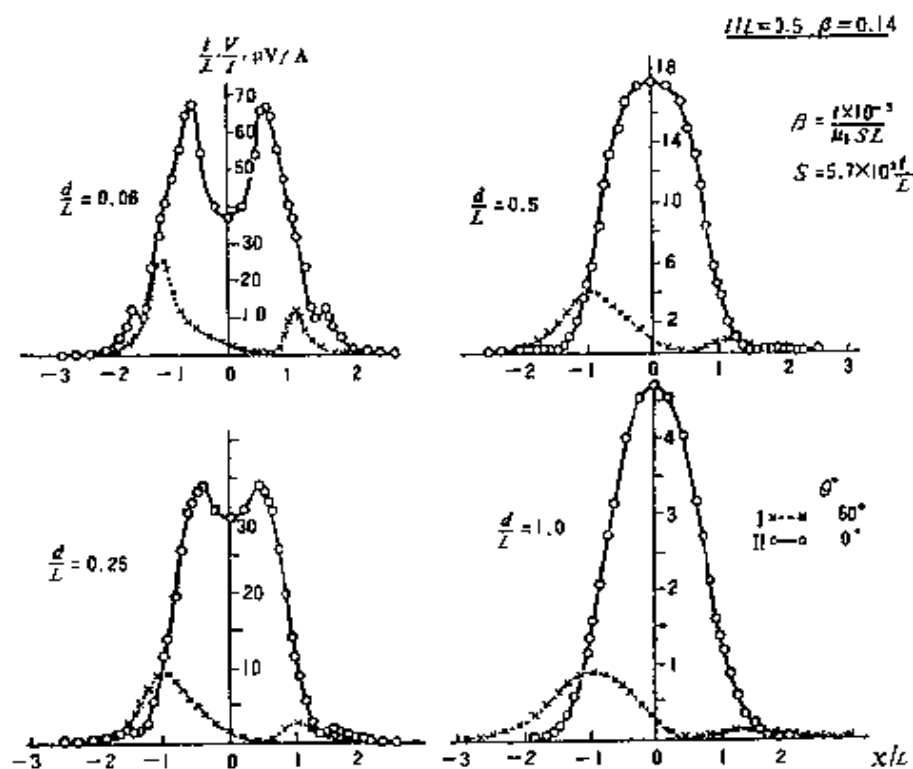


图 B3.h $l/L = 0.5, \beta = 0.14, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.06, 0.25, 0.5, 1.0$

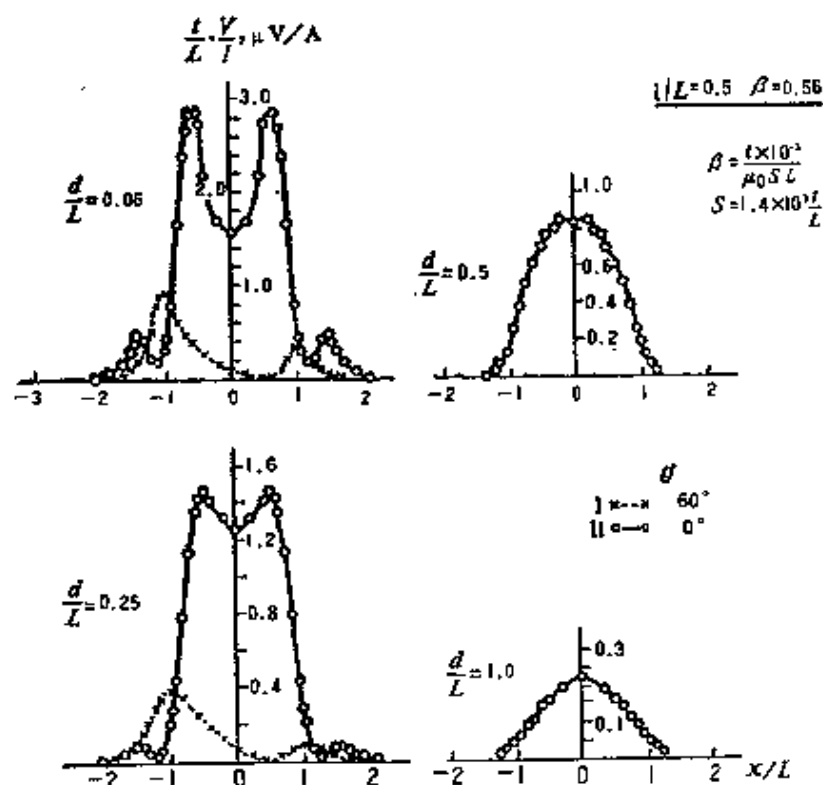


图 B3.i $l/L = 0.5, \beta = 0.56, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.06, 0.25, 0.5, 1.0$

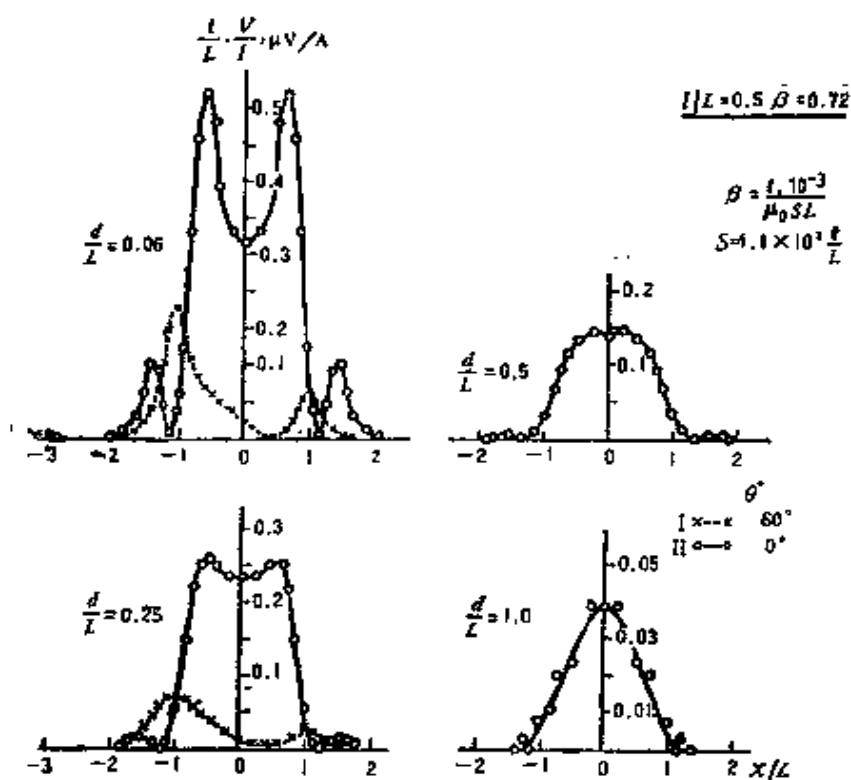


图 B3.j $I/L = 0.5, \beta = 0.72, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.06, 0.25, 0.5, 1.0$

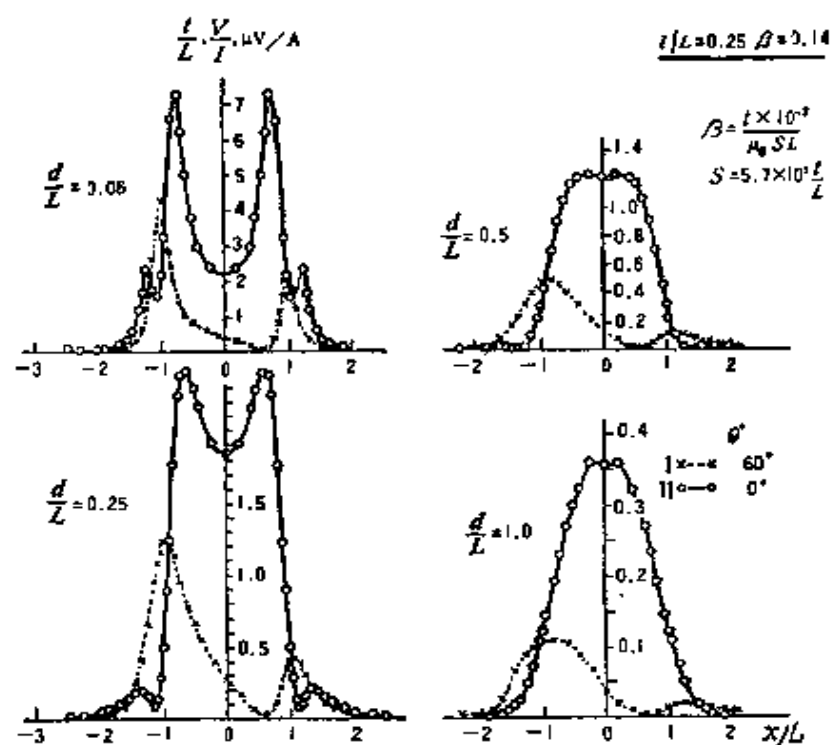


图 B3.k $I/L = 0.25, \beta = 0.14, \theta = 0^\circ, 60^\circ,$
 $d/L = 0.06, 0.25, 0.5, 1.0$

图 B4 空气中垂直的有限薄脉上方的瞬变电磁剖面

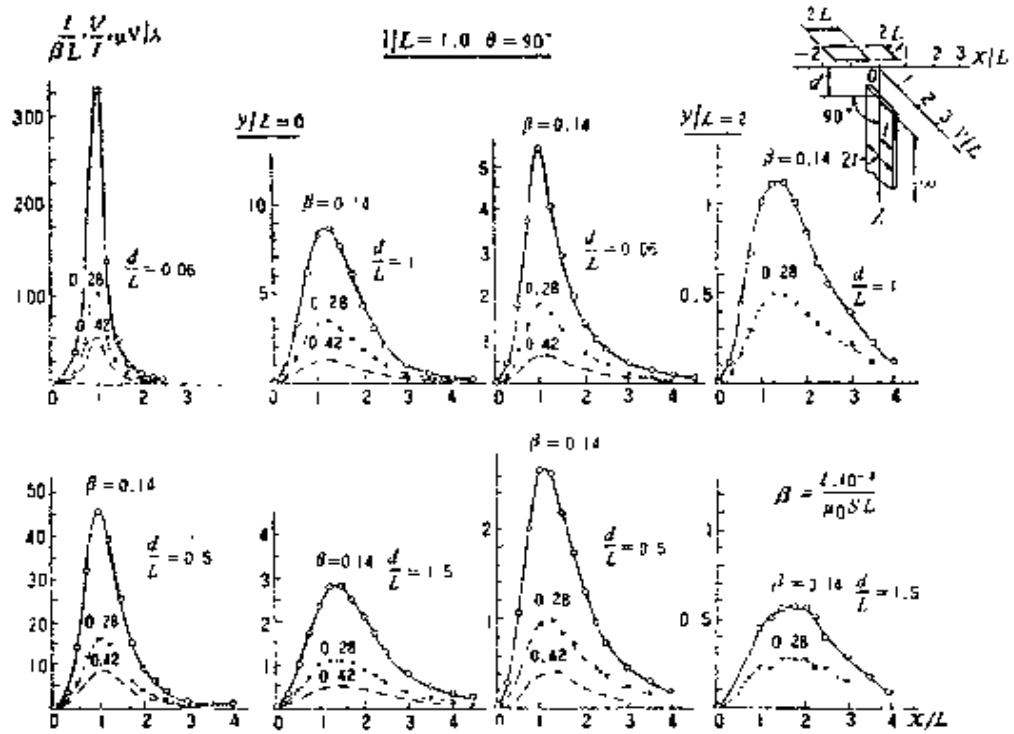


图 B4.a $i/L = 1.0$, $\theta = 90^\circ$, $d/L = 0.06$, 0.5, 1.0, 1.5, 距中心剖面线 $y/L = 0$ 、2

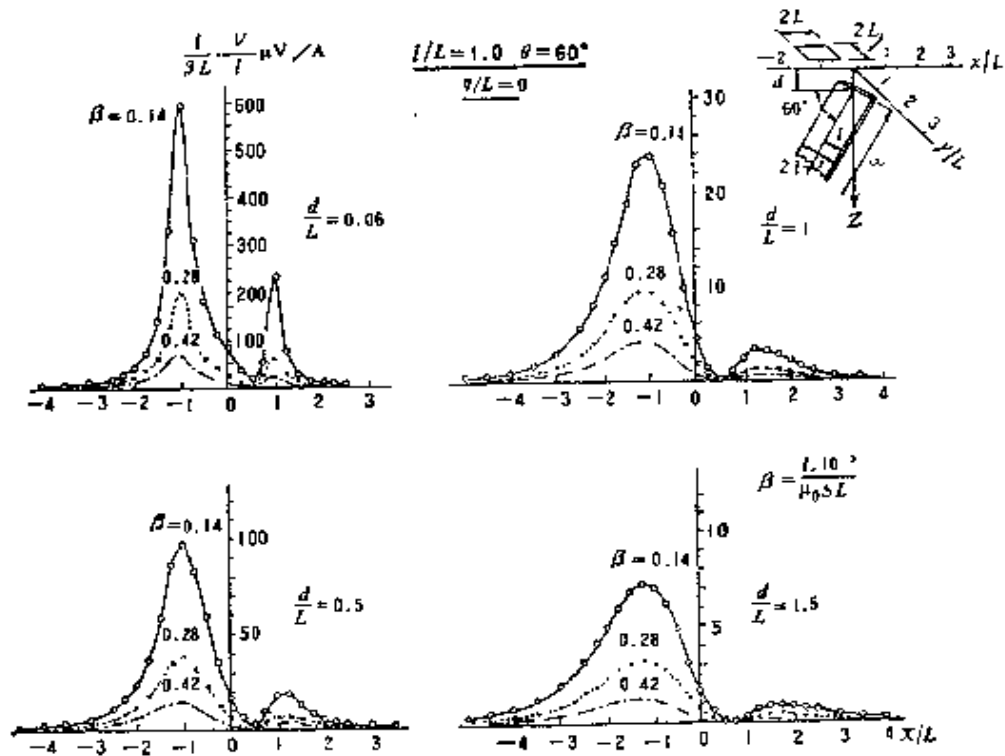


图 B4.b $i/L = 1.0$, $\theta = 60^\circ$, $d/L = 0.06$, 0.5, 1.0, 1.5, 距中心剖面线 $y/L = 0$

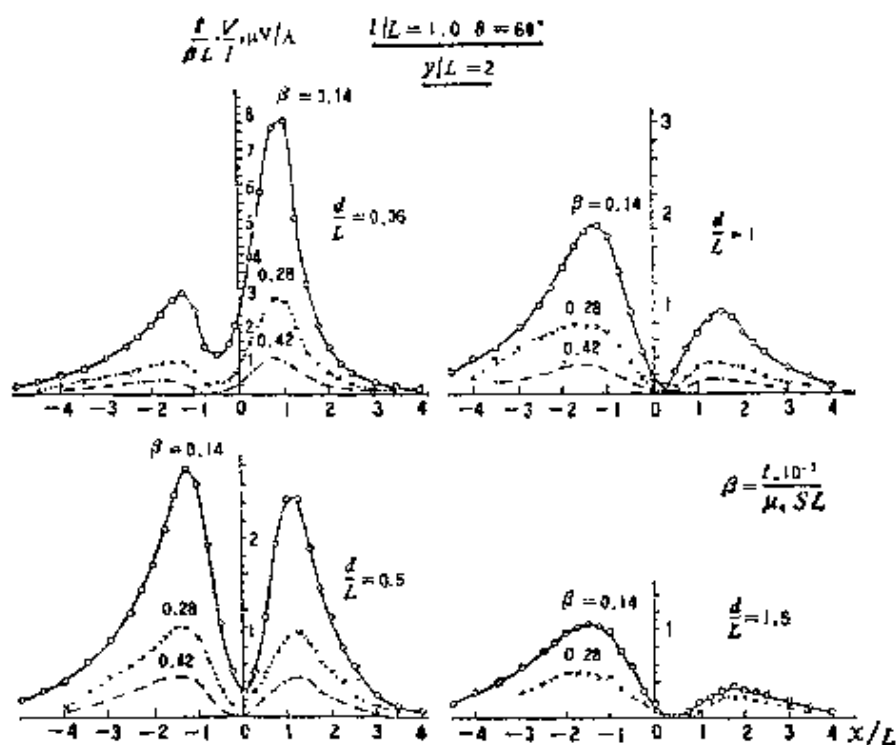


图 B4.c $l/L = 1.0$, $\theta = 60^\circ$, $d/L = 0.06, 0.5, 1.0, 1.5$, 距中心剖面线 $y/L = 2$

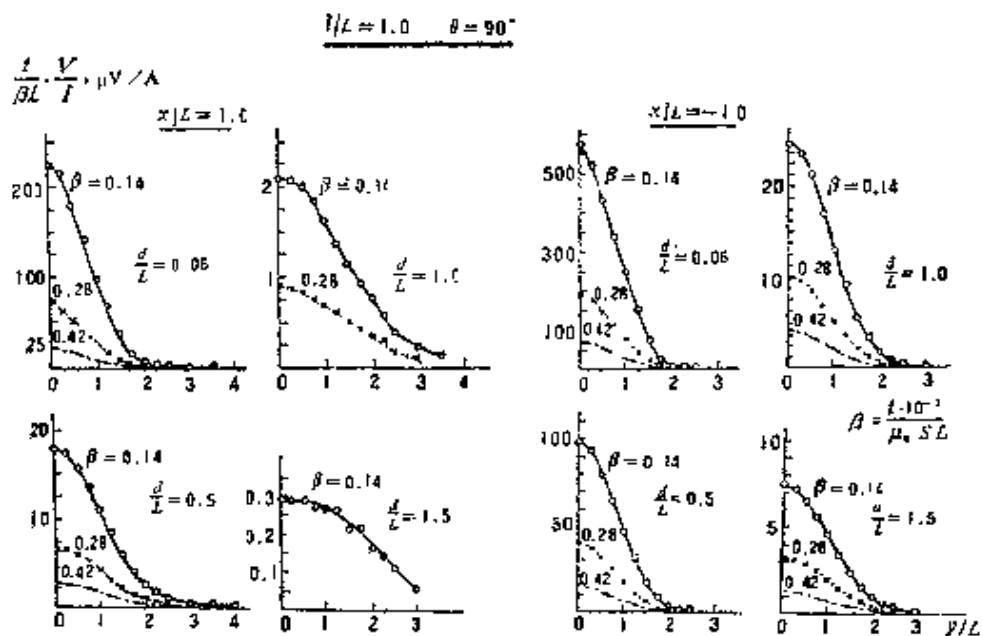


图 B4.d 平行于空气中有限薄脉走向的瞬变电磁剖面 ($\theta = 60^\circ$)
 $l/L = 1.0$, $\theta = 60^\circ$, $x/L = +1.0$ 和 $x/L = -1.0$, $d/L = 0.06, 0.5, 1.0, 1.5$

图 B5 空气中直立厚脉上方的瞬变电磁剖面

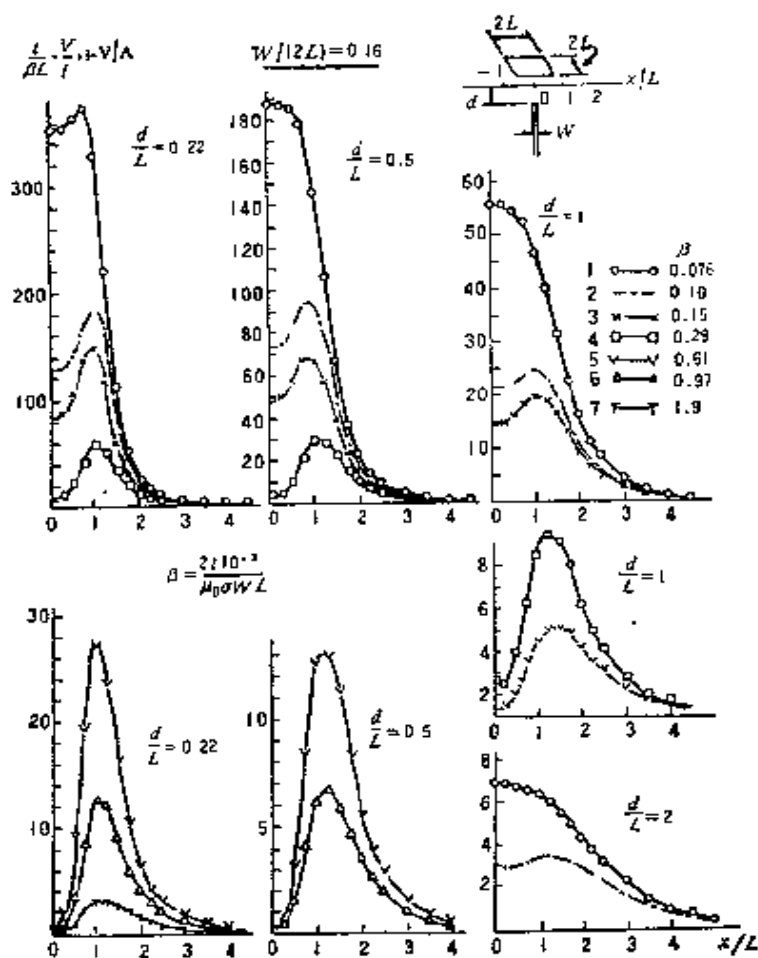


图 B5.a $W/b = 0.16$ ($b = 2L$), $d/L = 0.22$ 、 0.5 、 1.0 、 2.0

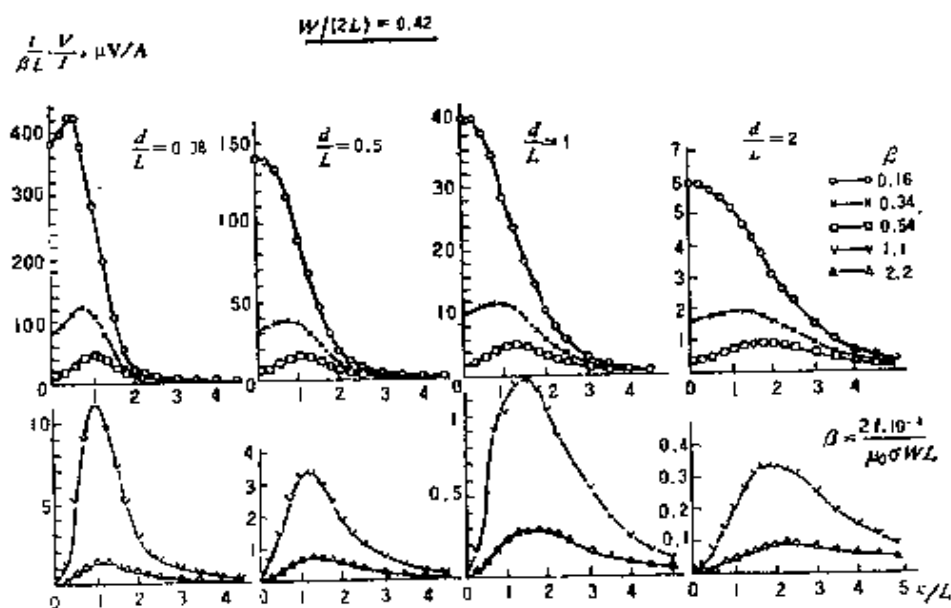


图 B5.b $W/b = 0.42$, $d/L = 0.08$ 、 0.5 、 1.0 和 2.0

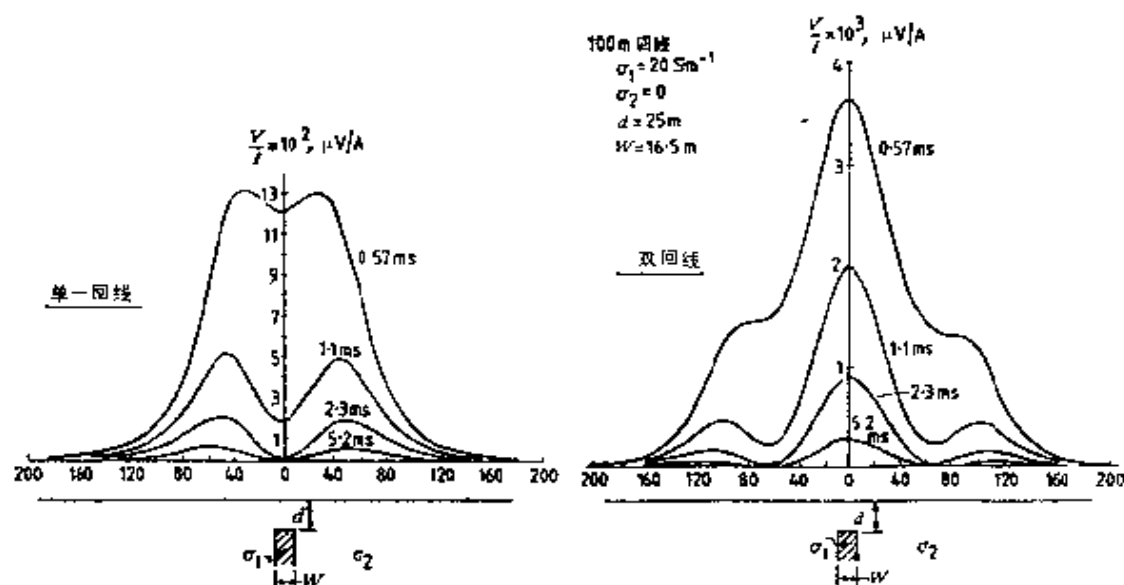


图 B6.a 空气中直立厚脉上方单回线和双回线剖面的比较
($W/b = 0.17$, $d/L = 0.50$)

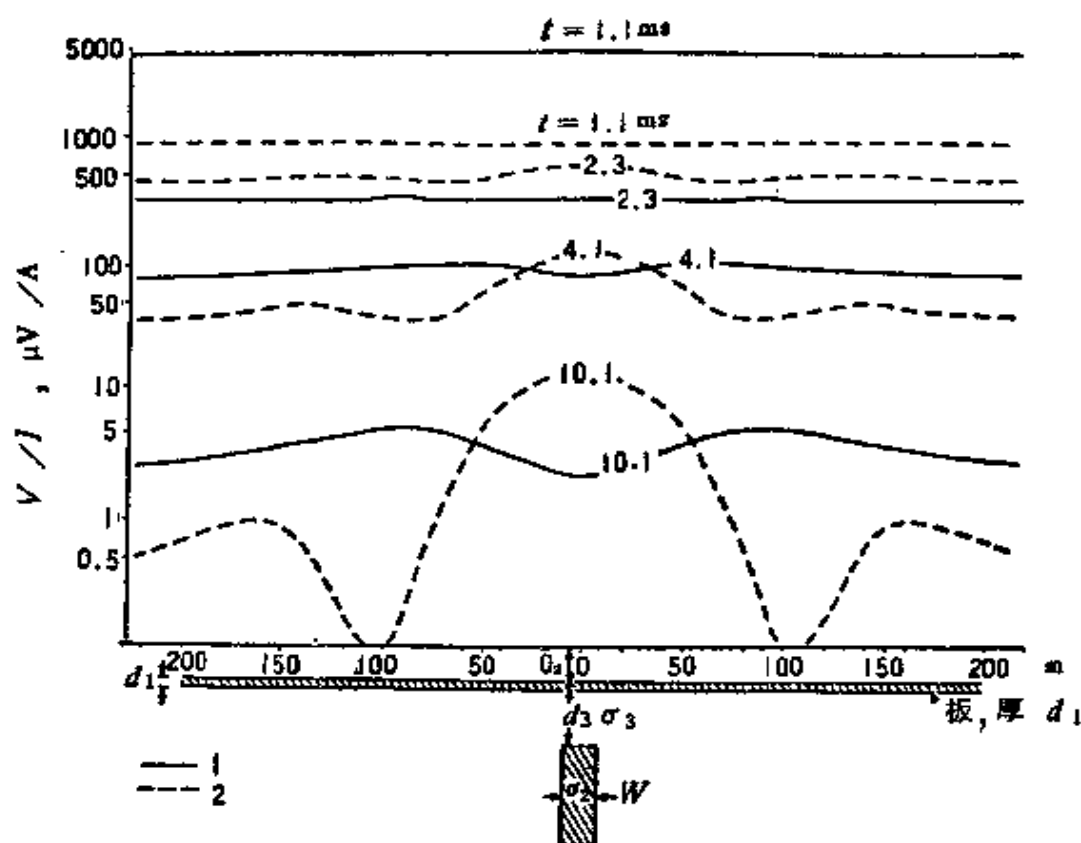


图 B6.b 直立厚脉 (被覆盖层掩盖) 上方单回线和双回线剖面的比较

($W/b = 0.17$, $d/L = 0.73$, 覆盖层电导率与厚度积为 $16 S$)

1—同一回线; 2—双回线

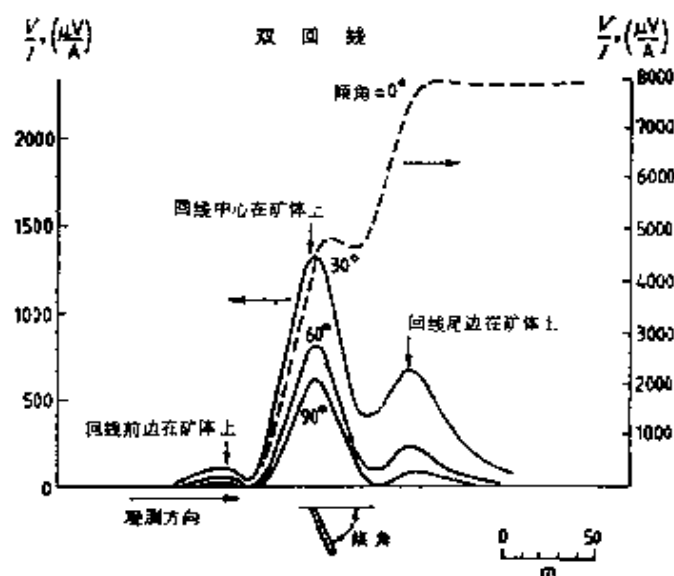


图 B6.c 薄脉上方的双回线剖面
延时1.1 ms, 倾角 $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, 回线边长 50 m

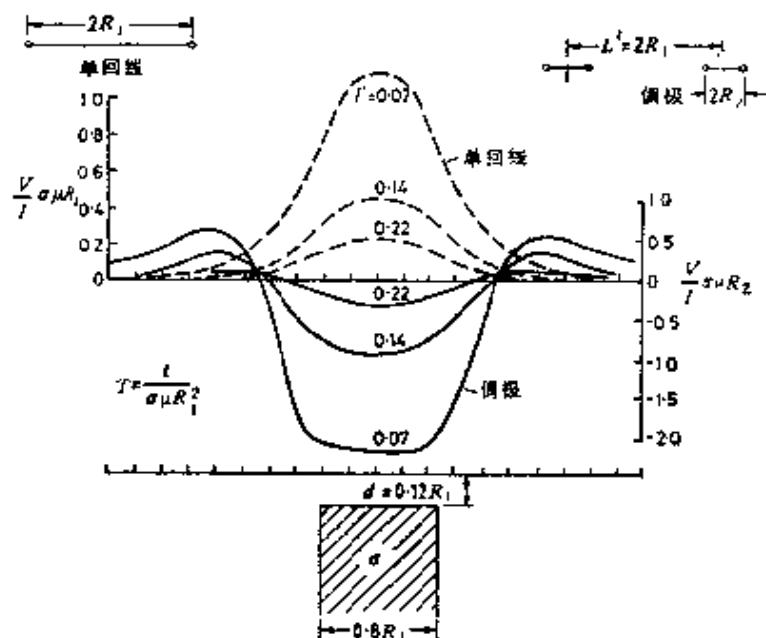


图 B7 空气中直立厚脉上方分离回线和重叠回线剖面的比较
 $W/R_1 = 0.8$, 即 $W/b = 0.45$

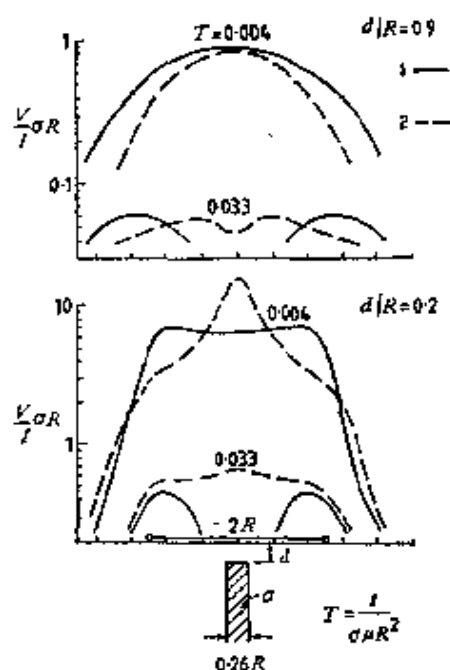


图 B8 空气中直立厚板上方内-回线和重叠回线剖面的比较
 $W/R = 0.26 (W/b = 0.15)$; $d/R = 0.9, 0.2$; 1—重叠回线, 半径 R ;
 2—内-回线, 半径 $0.27 R$

图 B9 三个分开不同距离的直立脉上方的剖面

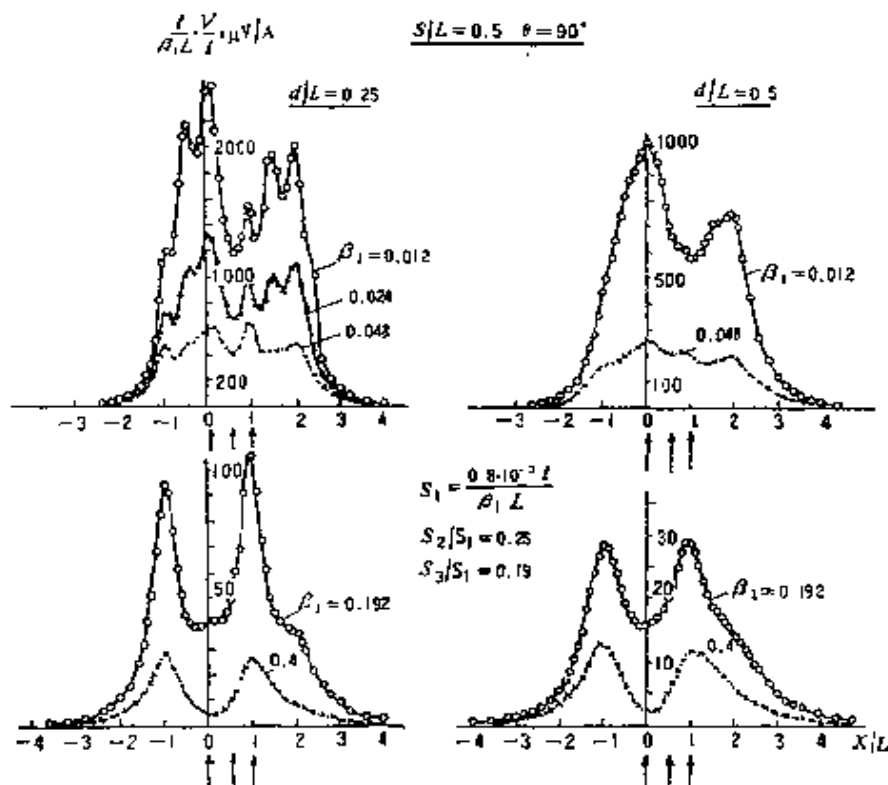


图 B9.a $s/L = 0.5$, $d/L = 0.25, 0.5$

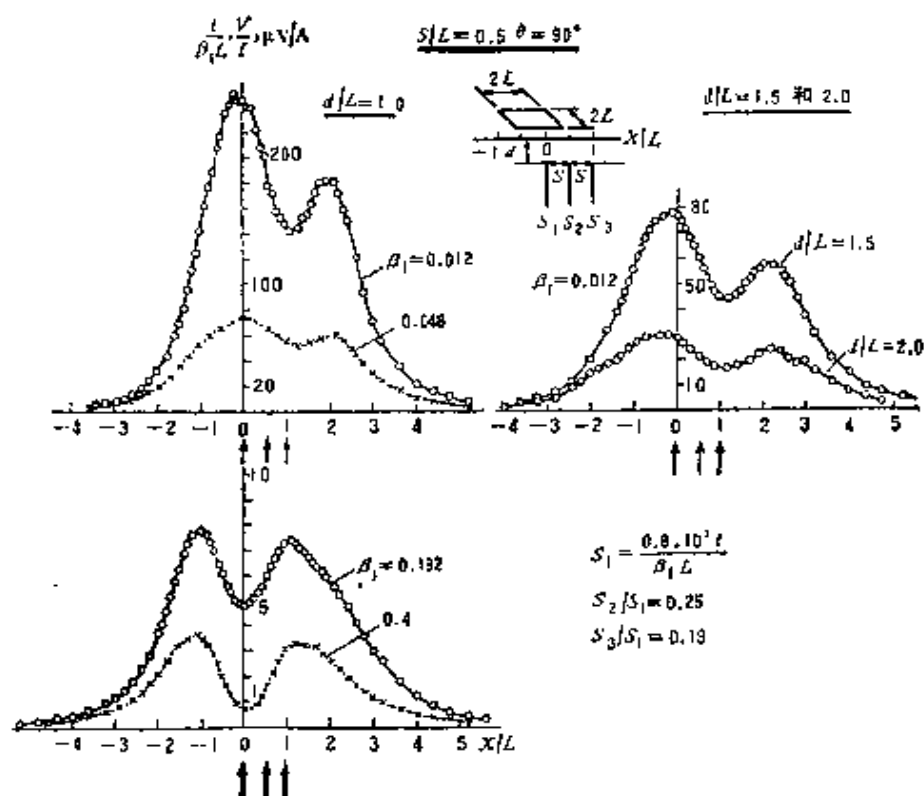


图 39.b $s/L = 0.5, d/L = 1.0, 1.5, 2.0$

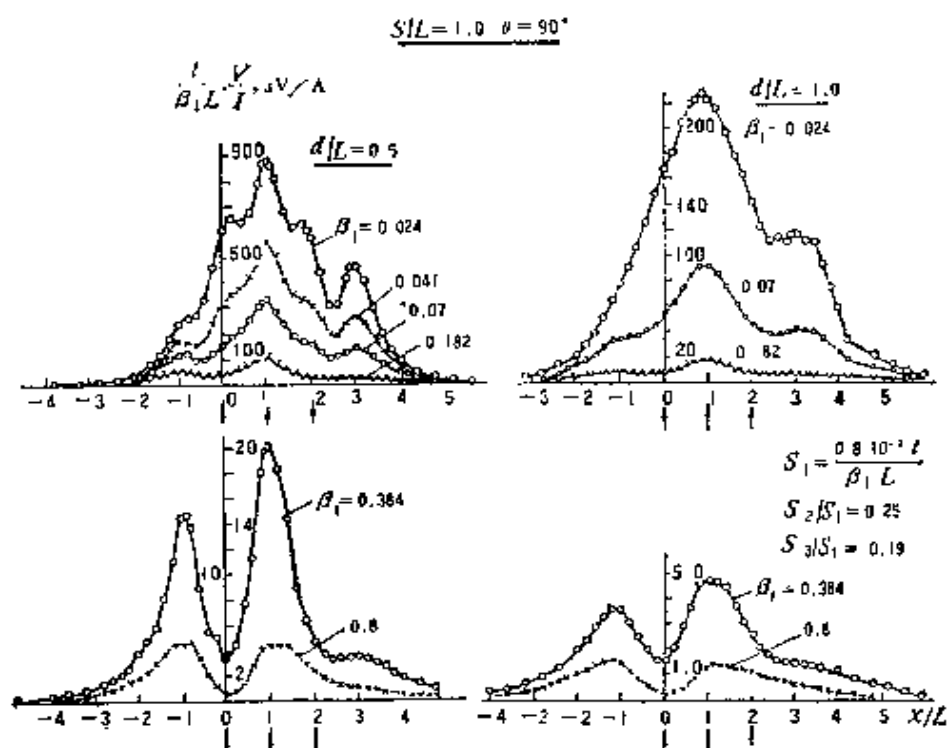


图 39.c $s/L = 1.0, d/L = 0.5, 1.0$

图 B.10 导电单元与空气接触面上方重叠回线剖面

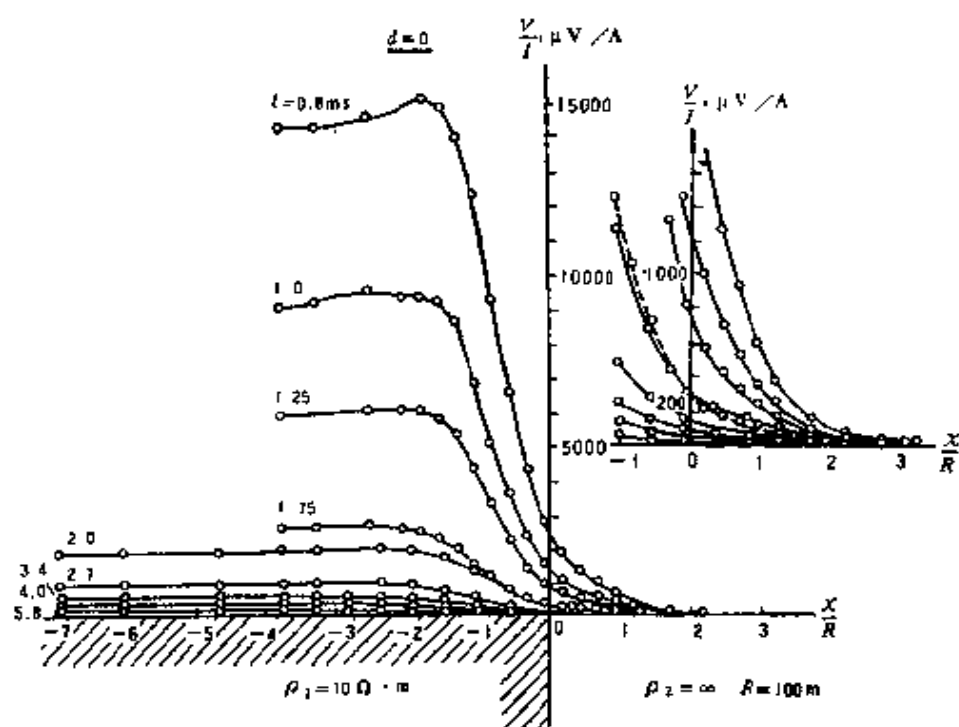


图 B.10.a $d=0$

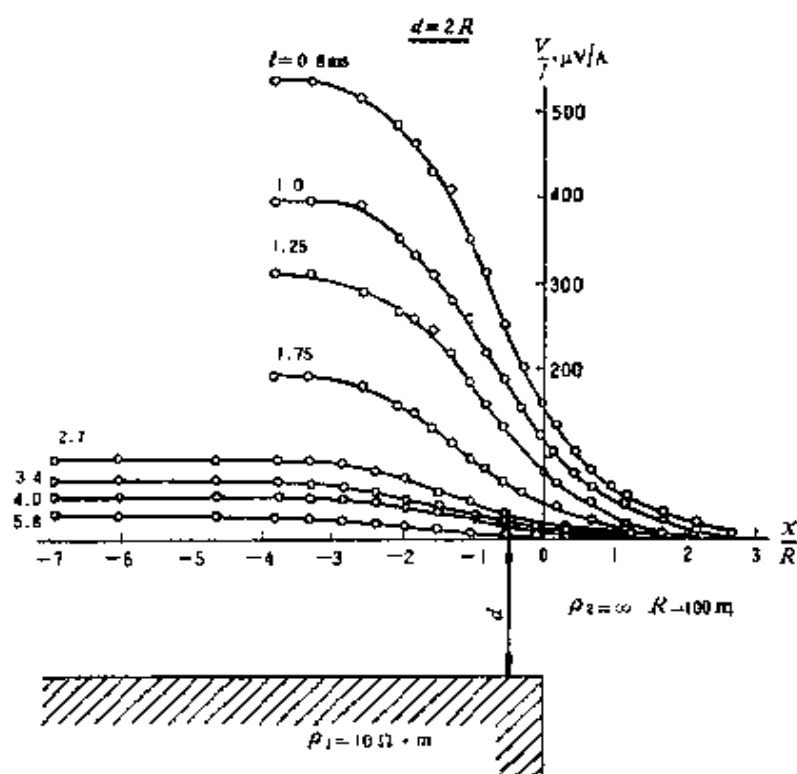


图 B.10.b $d=2R$

图 B11 在电导率比 $\sigma_1/\sigma_2 = 30$ 的两岩石单元垂直接触带上的
瞬变电磁法剖面

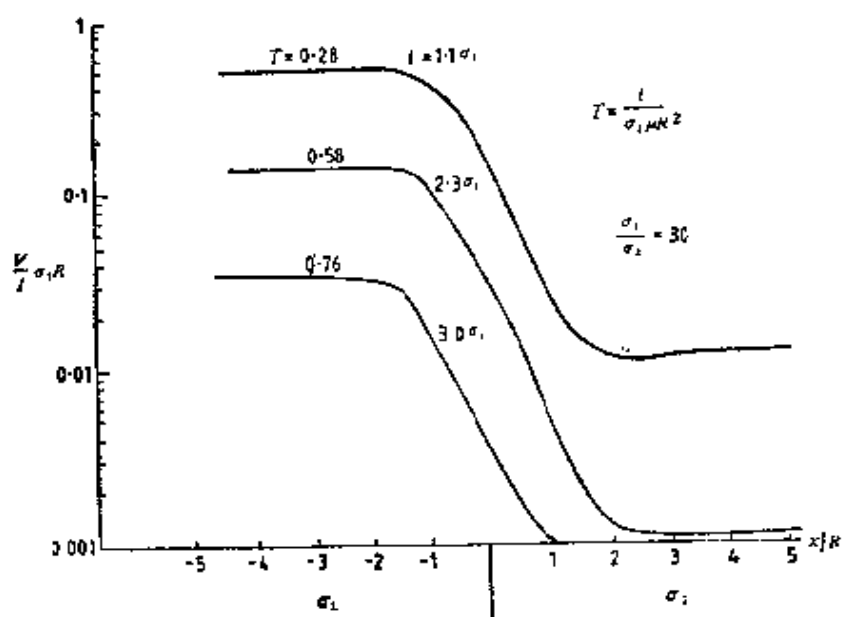


图 B11.a 重叠回线组合

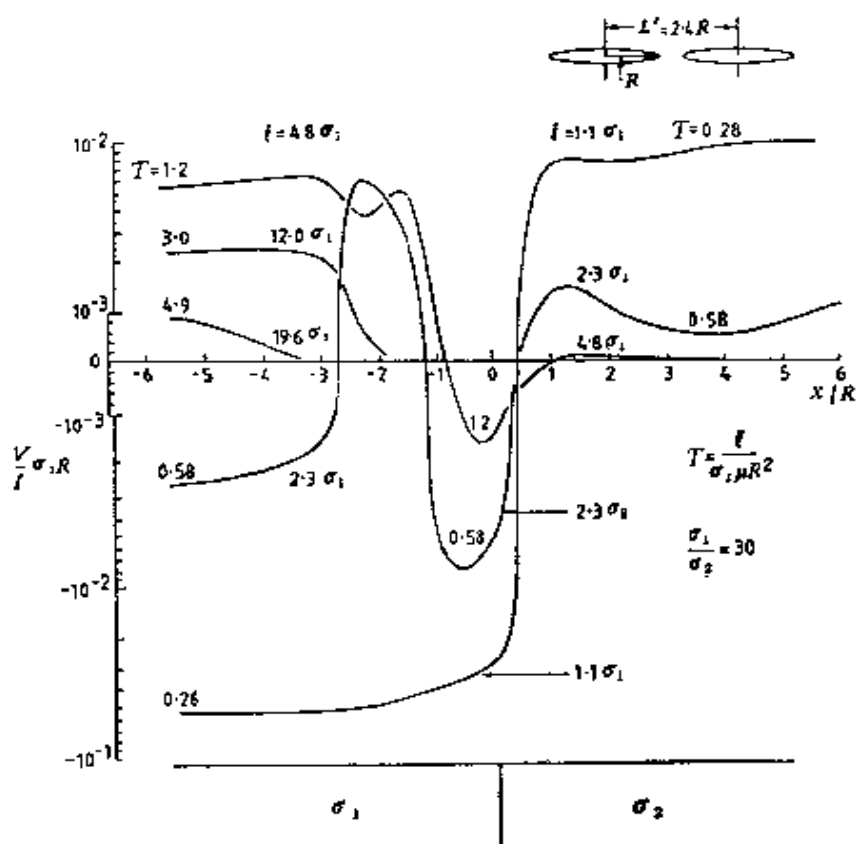


图 B11.b 分离回线组合
 $L'/R = 2.4$

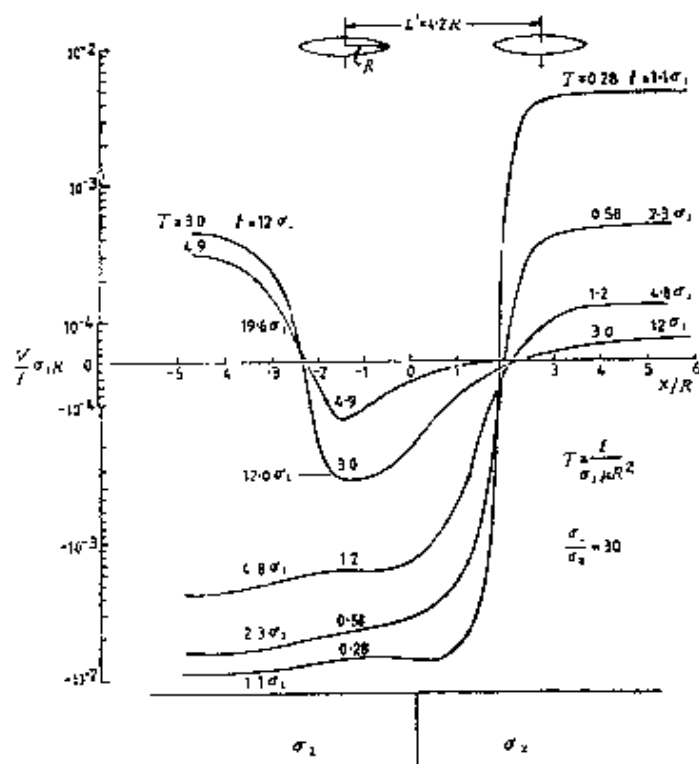


图 B11.c 分离回线组合
 $L'/R = 4.2$

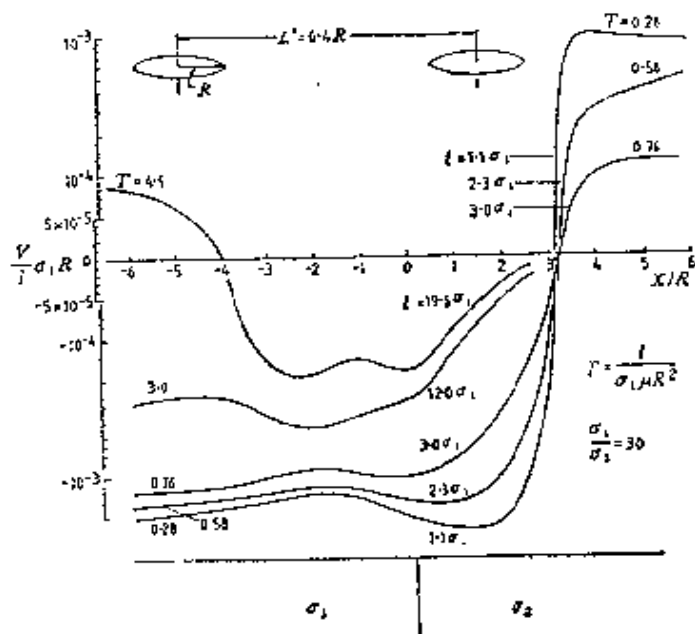


图 B11.d 分离回线
 $L'/R = 6.4$

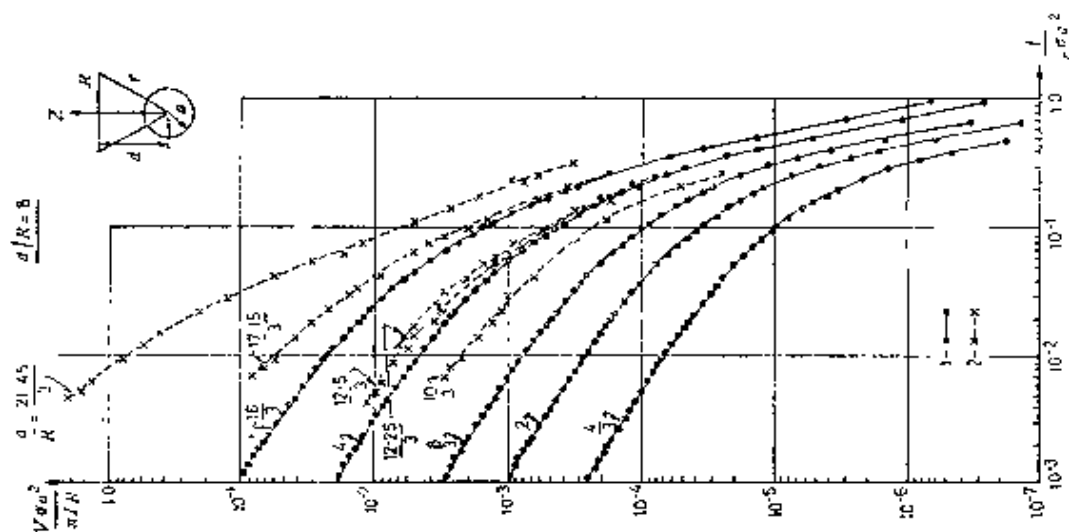


图 B12.a 球体上方衰减曲线

1—理论, 2—实验

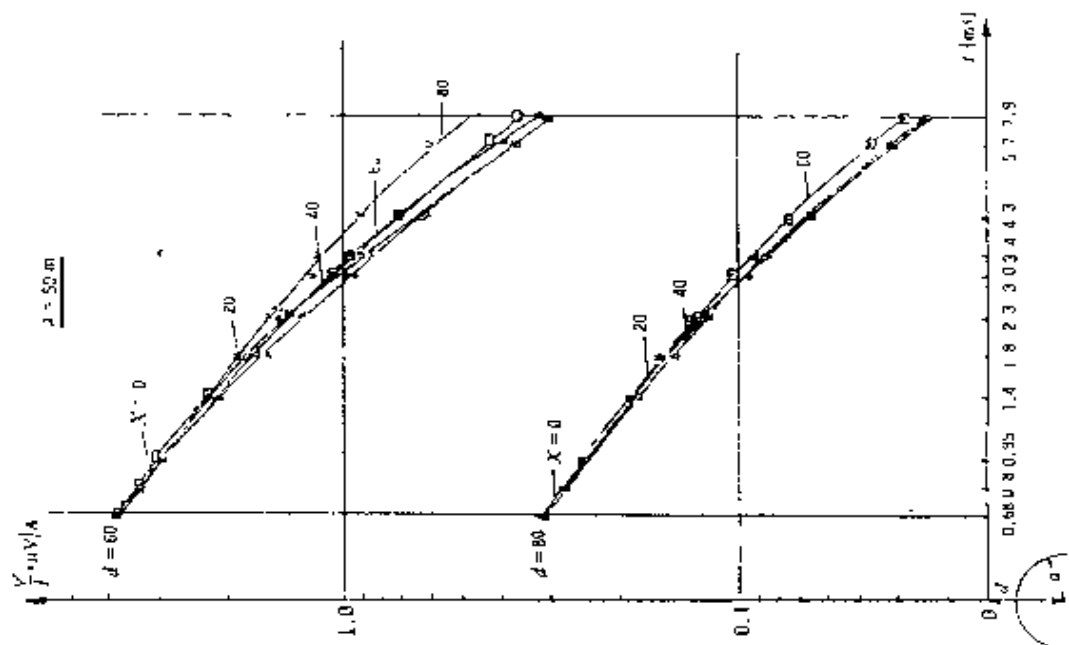


图 B12.b 球体上方不同位置 (x) 的衰减曲线

球体电阻率 $0.0175 \Omega \cdot m$, 半径 $50 m$

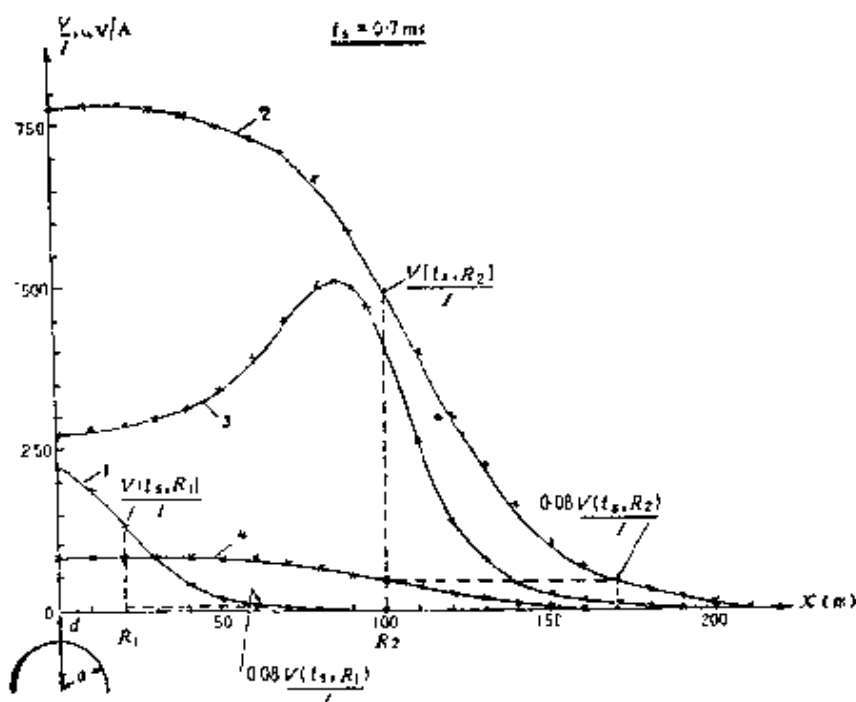


图 B12.c 球体 (电阻率 $0.0175 \Omega \cdot m$) 上同一延时 ($t_s = 0.7 \text{ ms}$) 的瞬变电磁剖面
各曲线编号、回线半径、球半径、埋深分别为: 1、20、30、50; 2、100、50、80; 3、100、20、30; 4、100、20、70

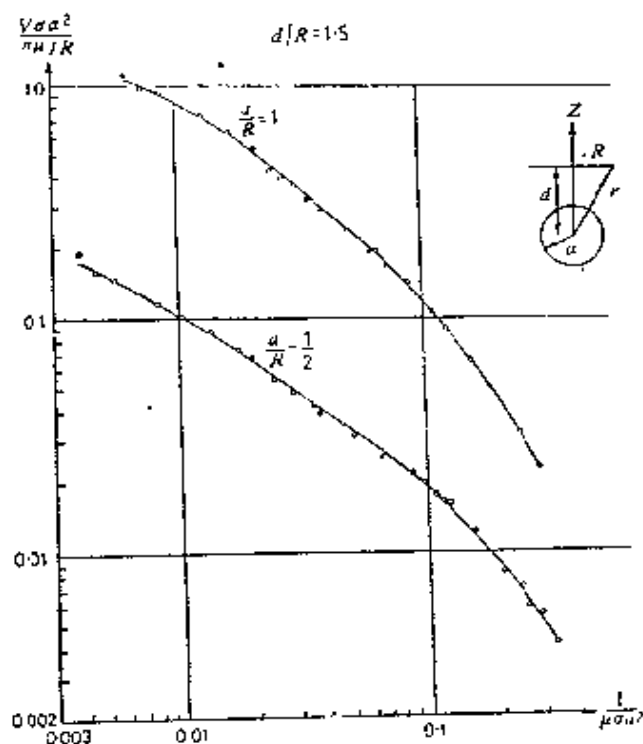


图 B13.a 水平圆柱体上方衰减曲线
 $a/R=1.0, 0.5, d/R=1.5$

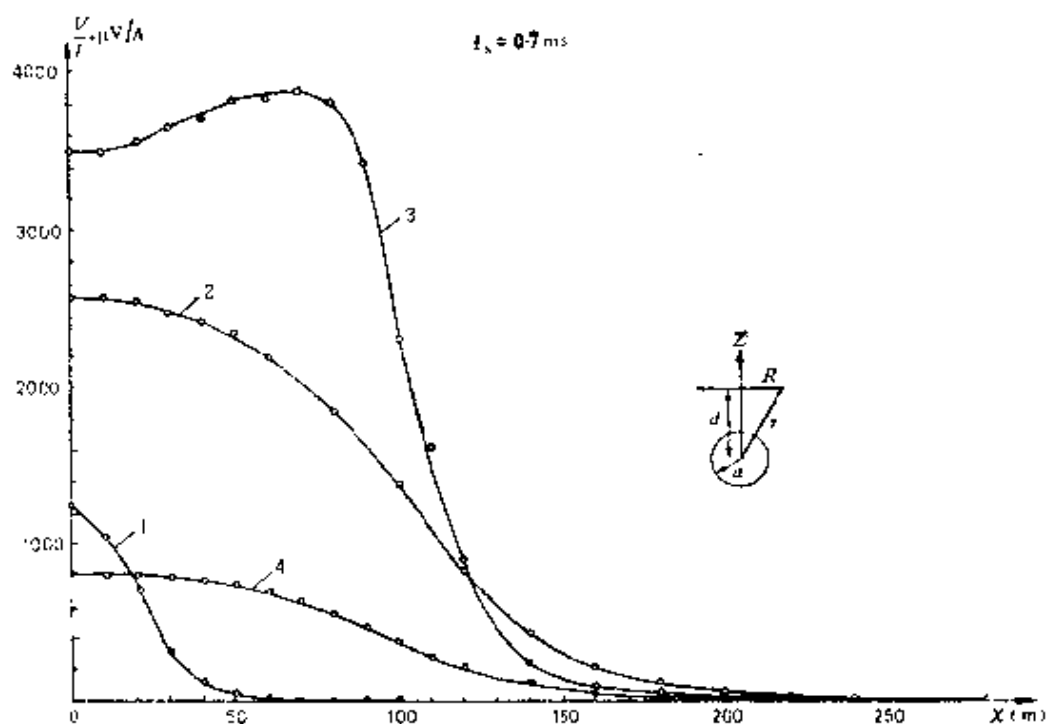


图 B13.b 水平圆柱体上延时 $t_s = 0.7 \text{ ms}$ 的剖面
各曲线编号、回线半径、圆柱半径、埋深分别为：1、20、20、30；2、100、50、80；3、100、20、30；4、100、20、70

图 B14 导电介质中水平圆柱体上方重叠回线的剖面
 $\triangle-\triangle$ 介质与圆柱体之间为非传导接触； $\circ-\circ$ 介质与圆柱体之间为传导接触； $\times-\times$ 导电介质中的非导电圆柱体； $\square-\square$ 空气中导电圆柱体

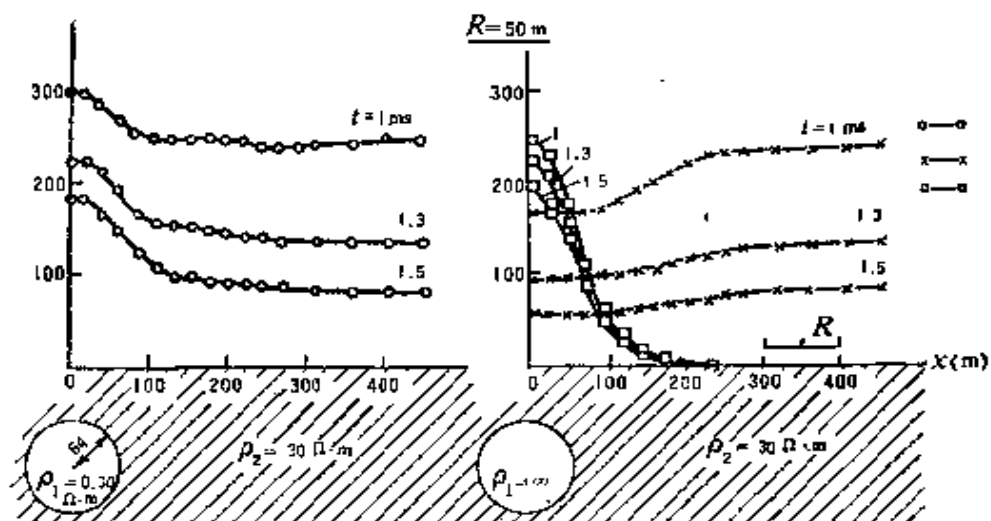


图 B14.a 导电介质中水平圆柱体上重叠回线 (半径 $R = 50 \text{ m}$) 的剖面

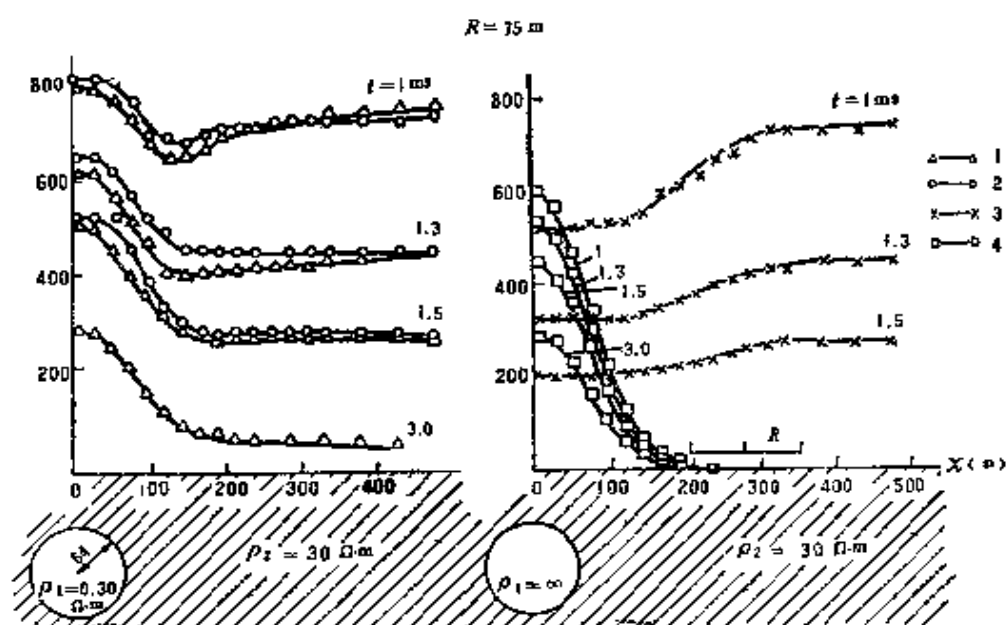


图 B 14.b $R = 75 \text{ m}$

1—非传导接触；2—传导接触；3—导电介质中非导电圆柱体；4—空气中导电圆柱体

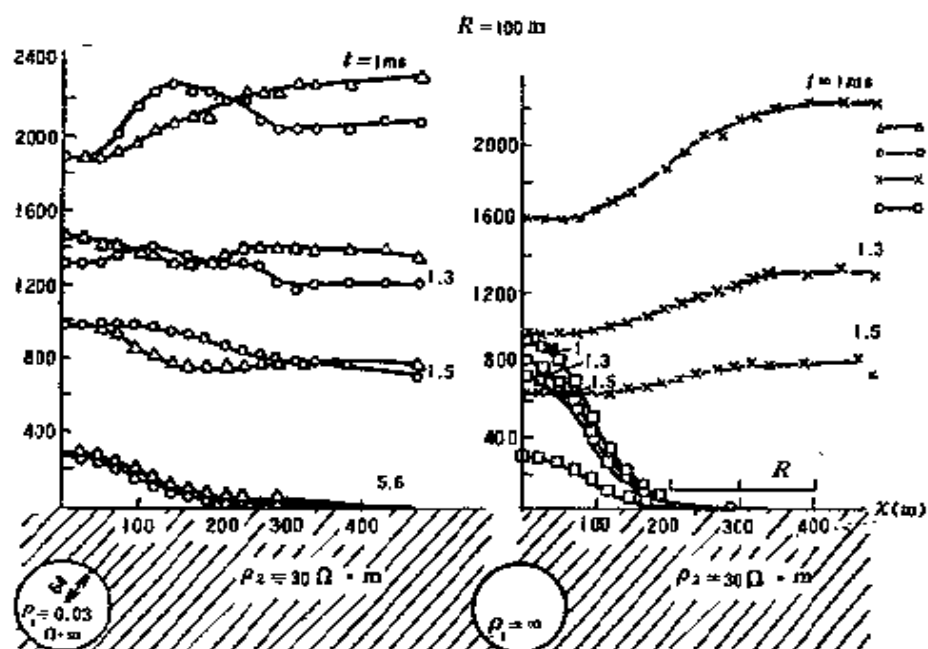


图 B 14.c $R = 100 \text{ m}$

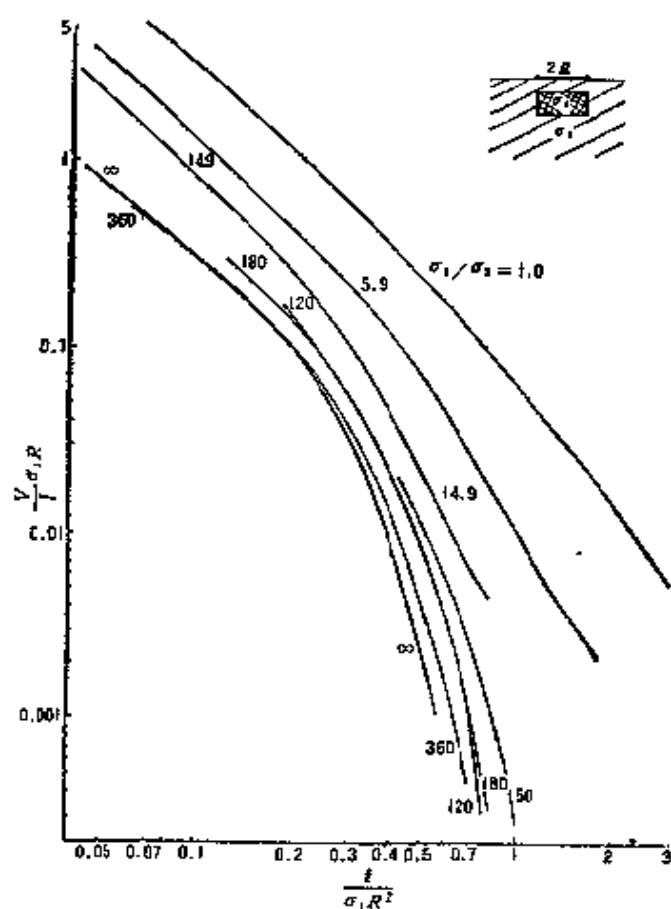


图 B 15. a 直立圆柱体与导电介质电导率比为 $\sigma_1/\sigma_2 = 1.0$ 的瞬变衰减曲线

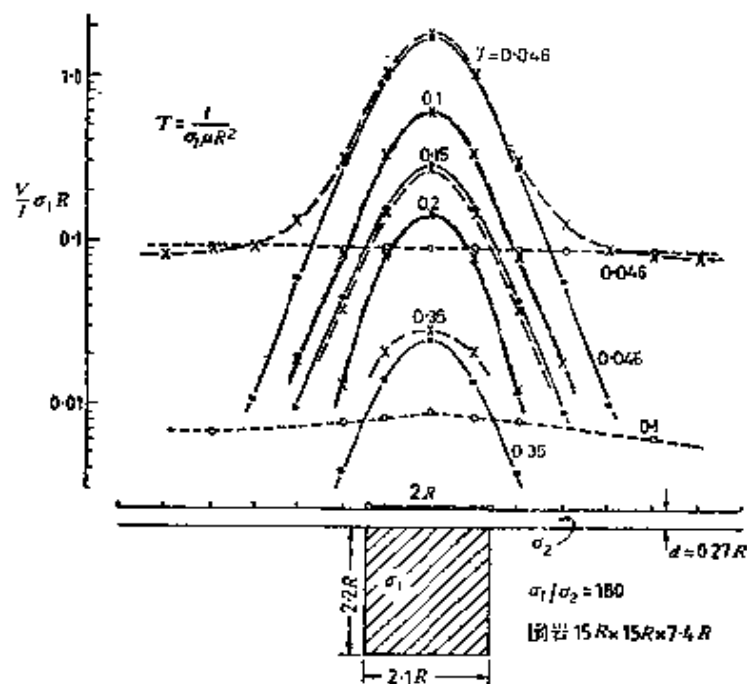


图 B 15. b 围岩与圆柱体电导率比 $\sigma_1/\sigma_2 = 180$ 的重叠回线剖面

• — • 圆柱体；○ — ○ 围岩；× — × 综合；围岩 $15R \times 15R \times 7.4R$

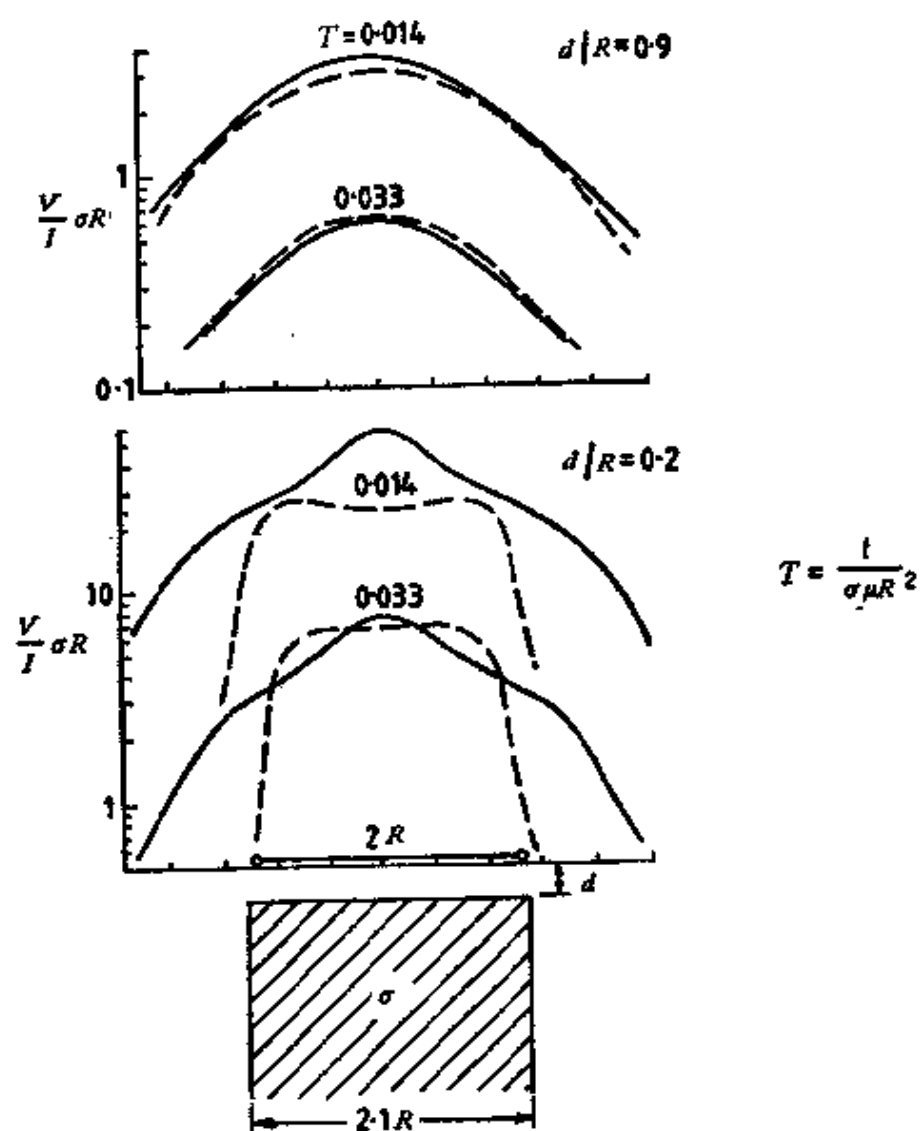


图 B16 空气中直立圆柱体上内-回线与重叠回线剖面的比较
 圆柱体直径 = $2.1R$ ；——重叠回线，半径 = R ；---内-回线， T_x 半径 = R ， R_x 半径 = $0.27R$

附录 C. 两层大地视电阻率典型曲线

图号	$\bar{C}_1$	$\bar{C}_2$	C_3	C_4	$\bar{C}_5$	C_6	C_7
σ_2/σ_1		0.001	0.002	0.005	0.01	0.02	0.05
图号	$\bar{C}_8$	C_9	$\bar{C}_{10}$	$\bar{C}_{11}$	C_{12}	$\bar{C}_{13}$	C_{14}
σ_2/σ_1	0.1	0.2	0.5	2	5	10	20
图号	C_{15}	$\bar{C}_{16}$	C_{17}	C_{18}	C_{19}		
σ_2/σ_1	50	100	200	500	1000		

— 表示刊出，其余略去

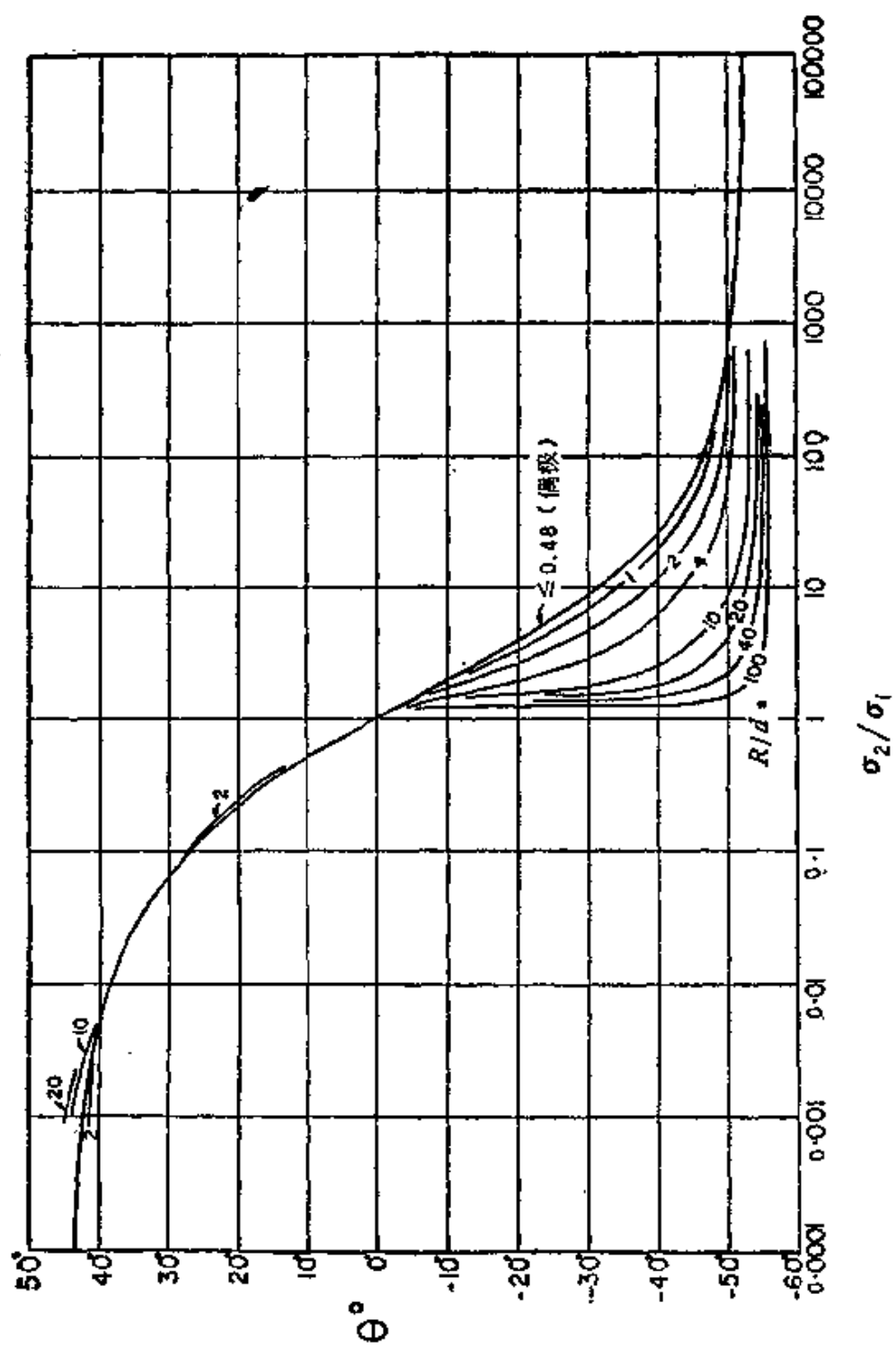


图 C1

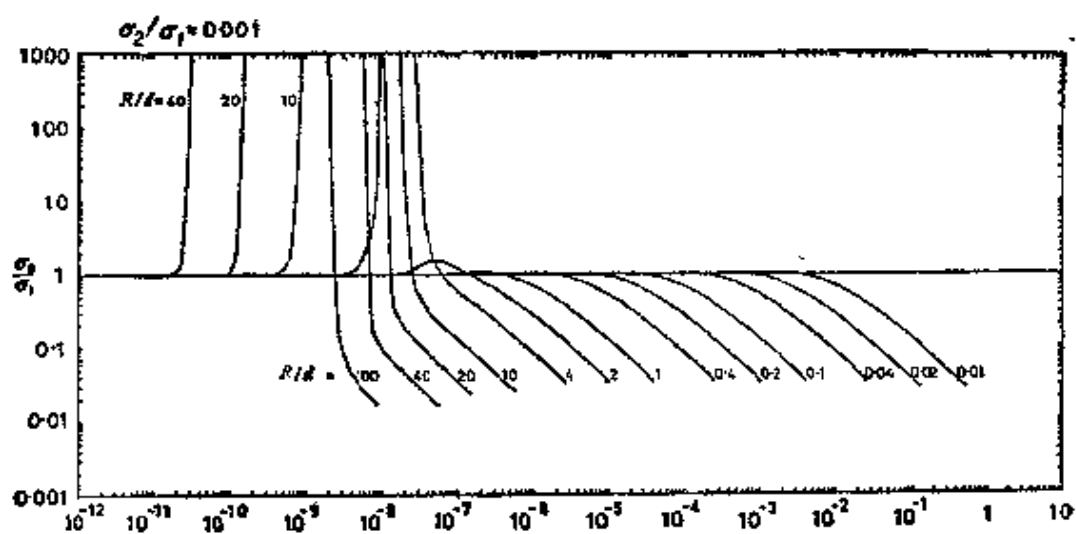


图 C₂

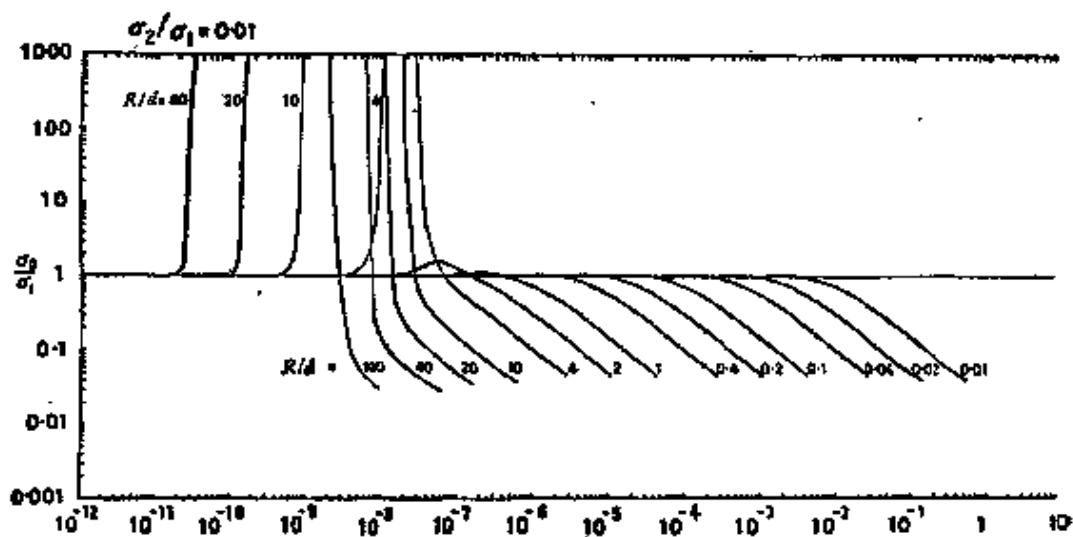


图 C₃

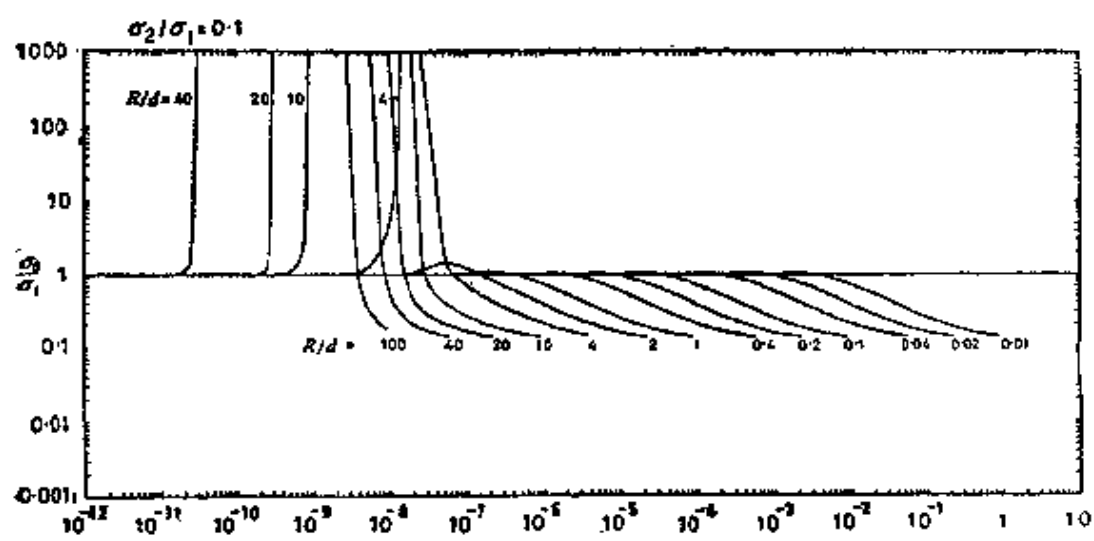


图 C₈

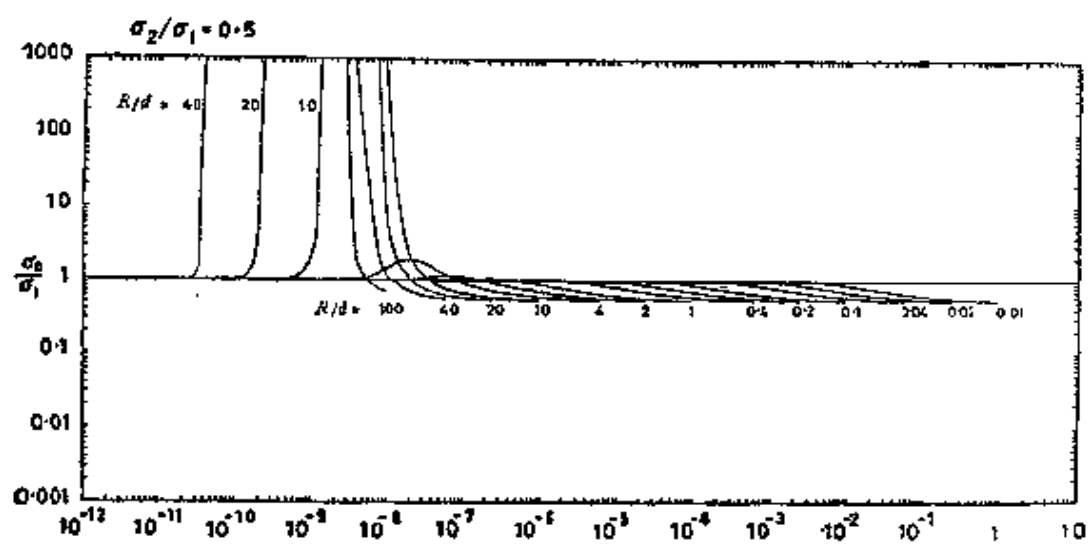
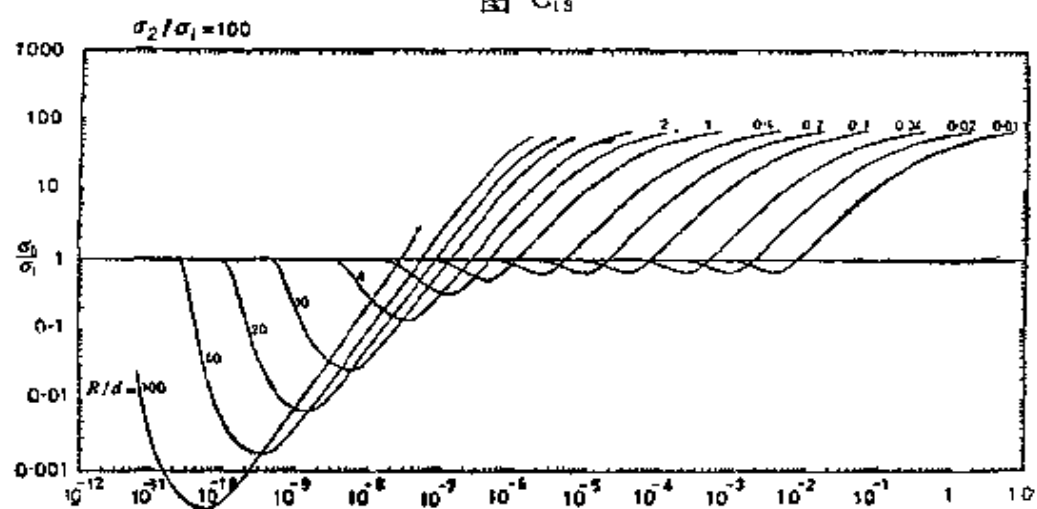
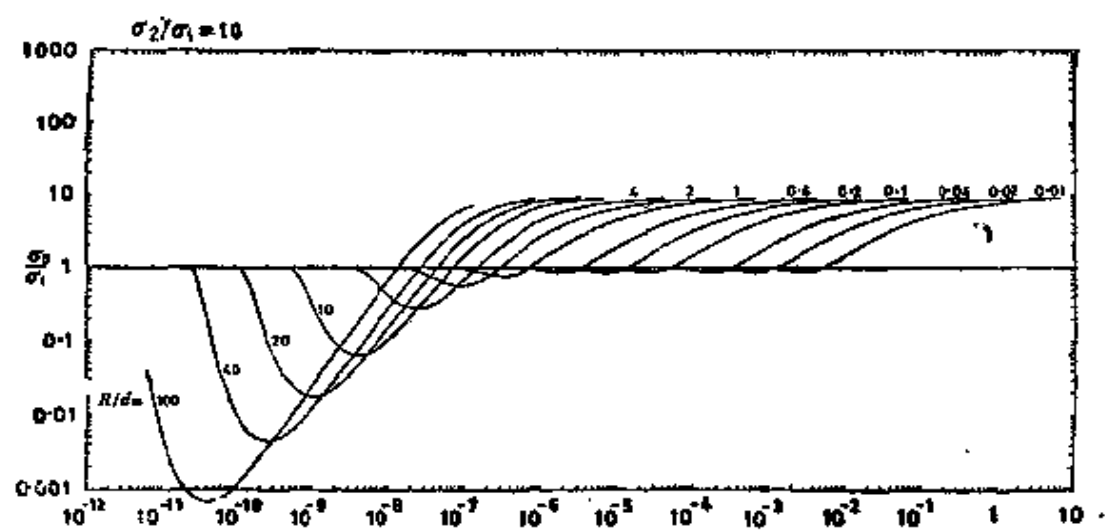
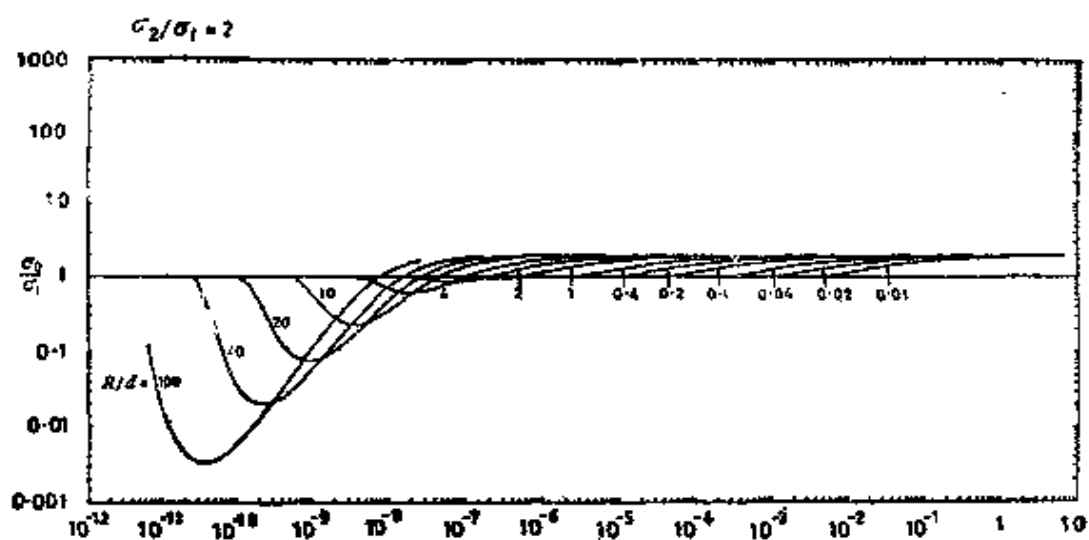


图 C₁₀



附录 D. 单层薄板典型曲线

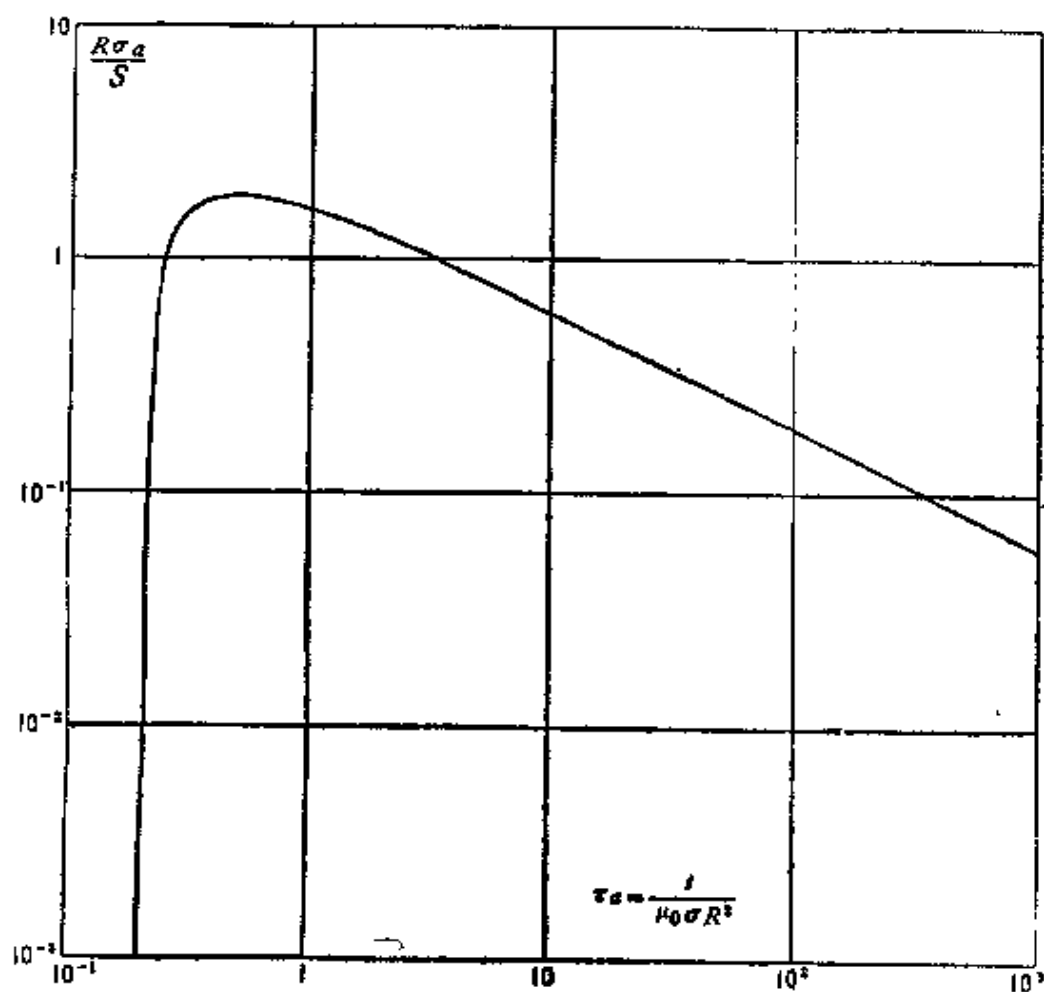


图 D1 地表薄层电导率与厚度乘积 S 与时间 τ_a 的归一化关系曲线 (重叠回线组合)

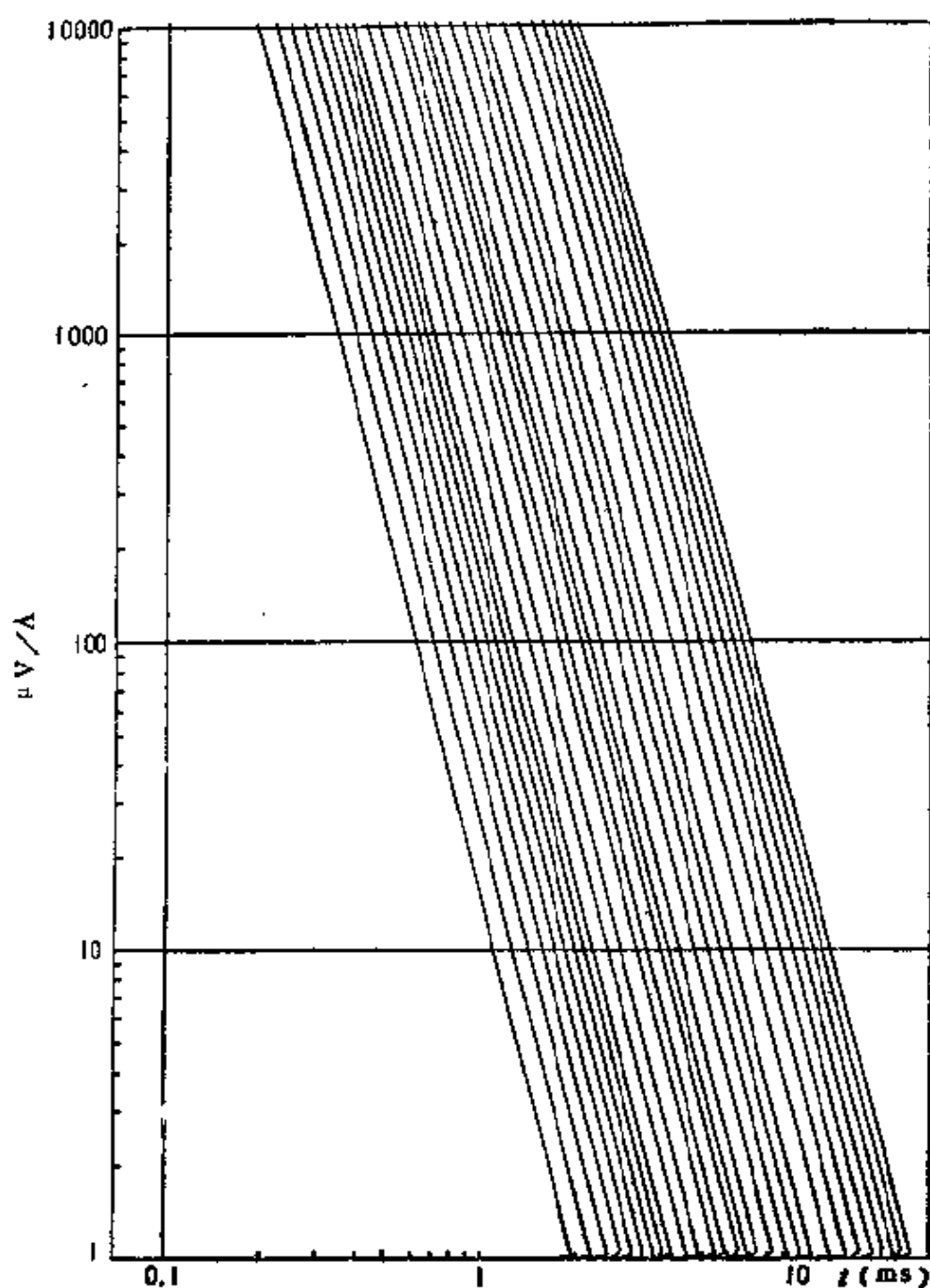


图 102.a 地表薄层上100m重叠回线的瞬变响应
电导率与厚度乘积 S (西门子), 由左到右为: 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4, 2.6, 3.0, 3.4, 4.0, 4.4, 5.0, 5.5, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0, 18.0, 20.0, 22.0, 24.0, 26.0

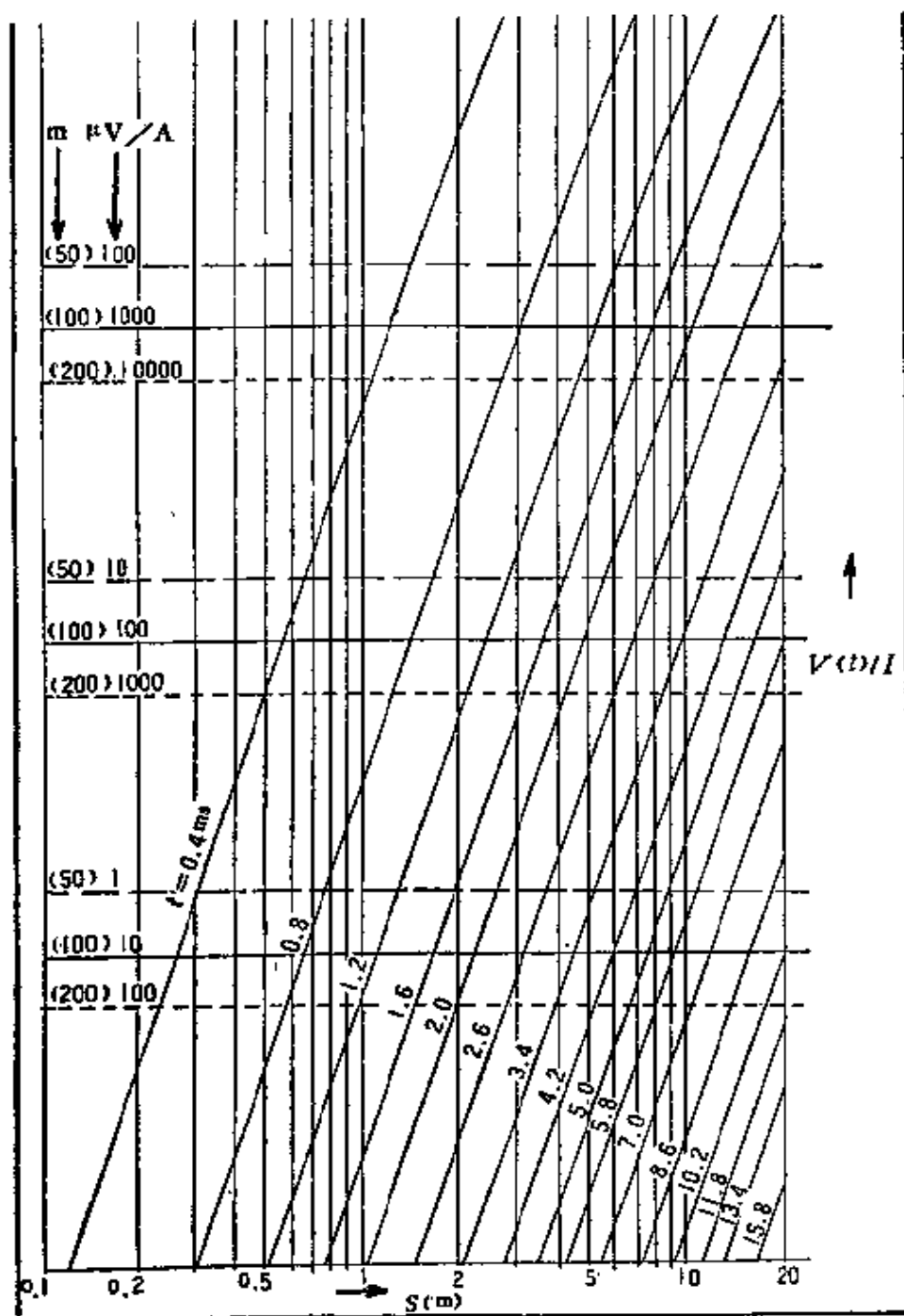


图 D2.b 由 50m、100m 或 200m 重叠回线响应确定电导率与厚度乘积的诺模图

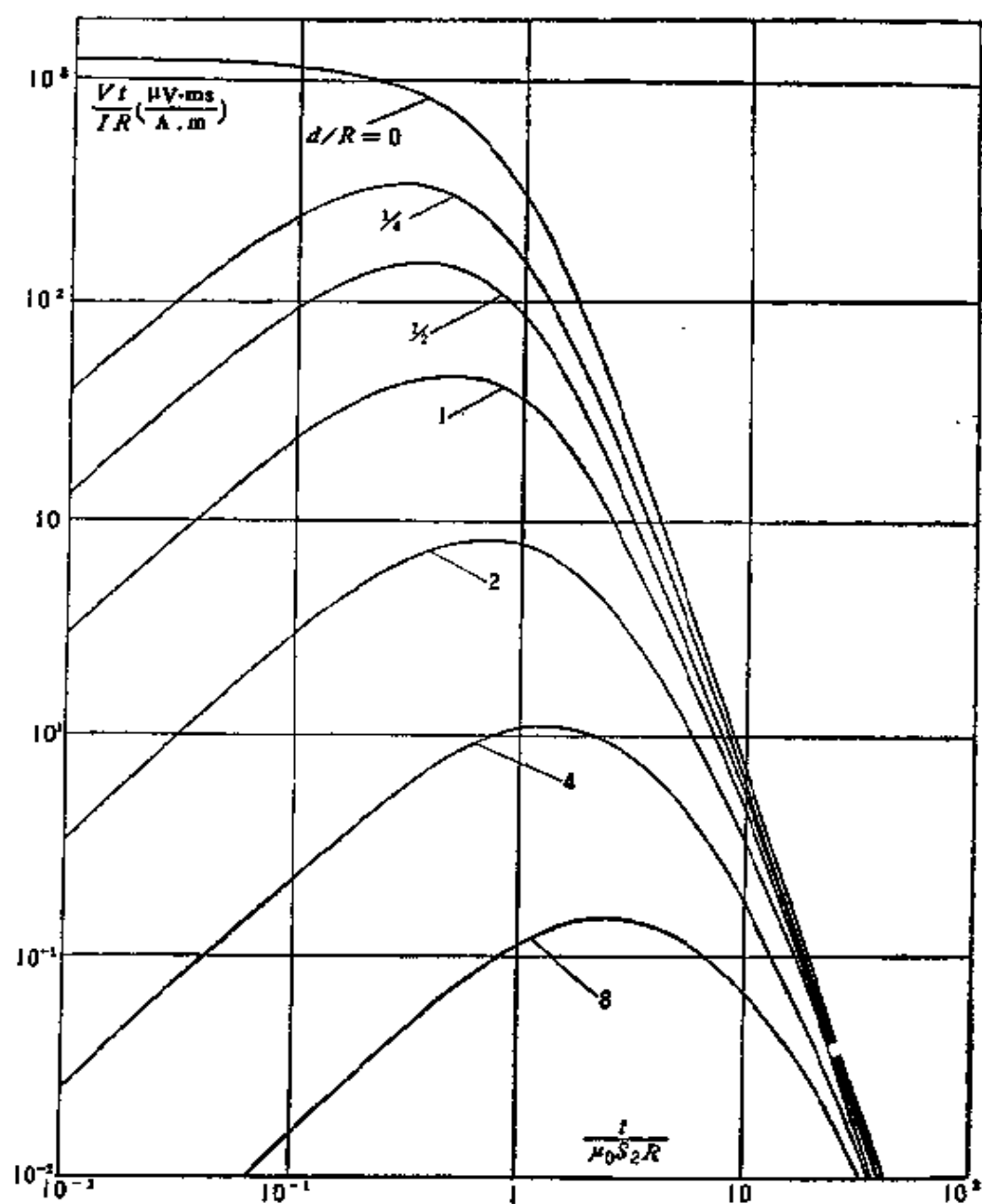


图 D3 埋深为 d 的薄层上方重叠回线的典型曲线

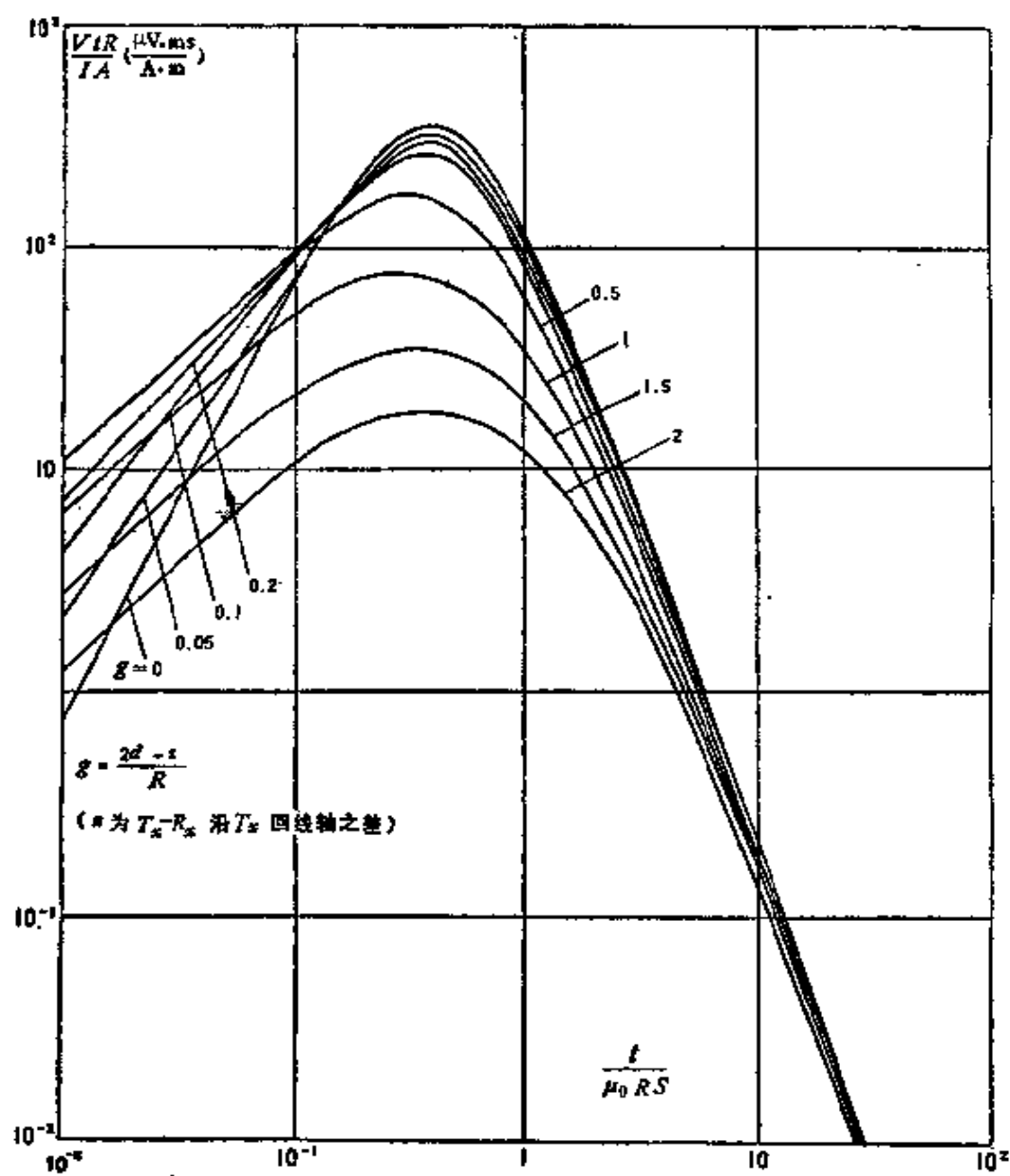


图 D4 埋深为 d 的薄层上内-回线的典型曲线

附录 E. 两层薄板上重叠回线的典型曲线

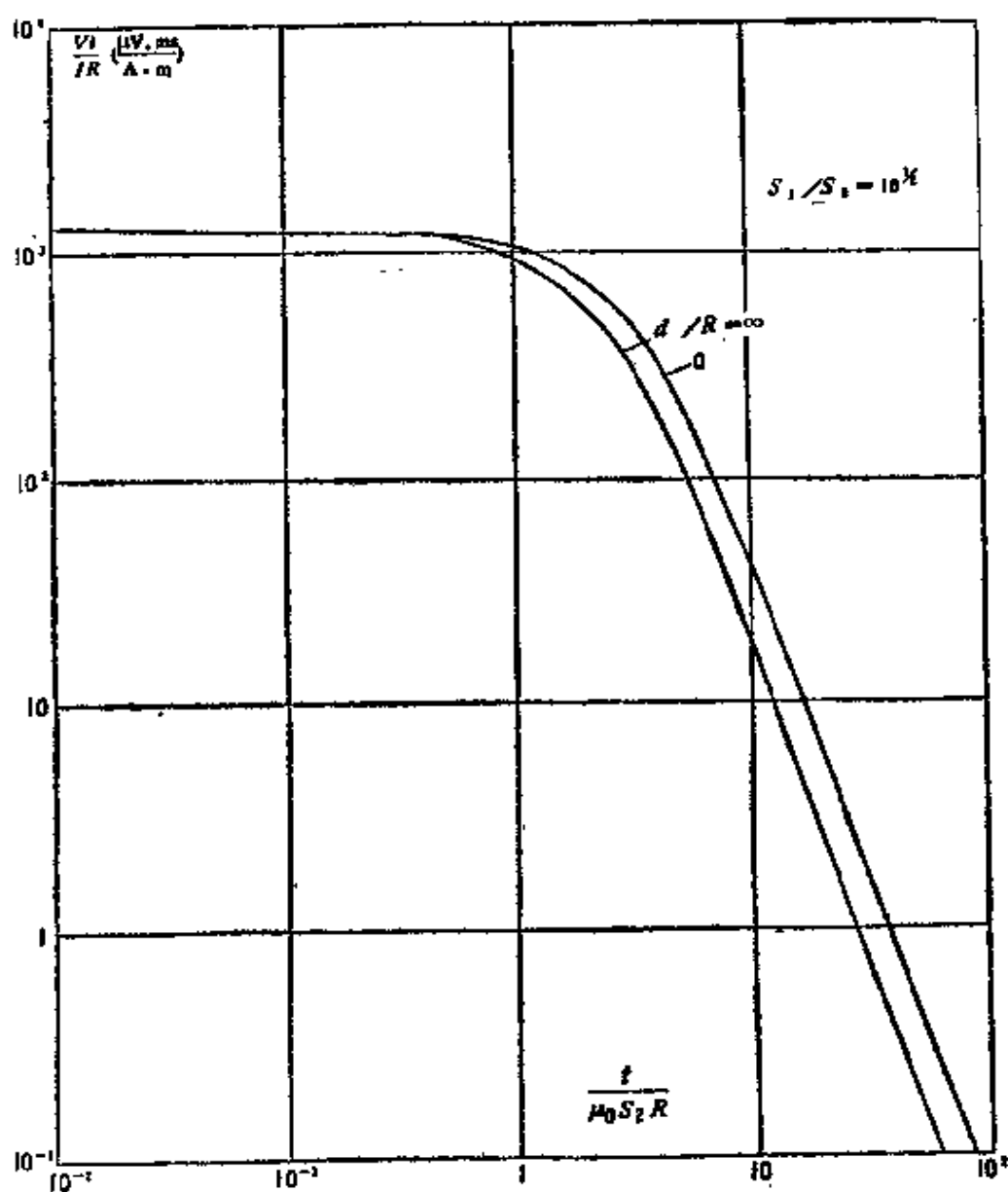


图 E₁

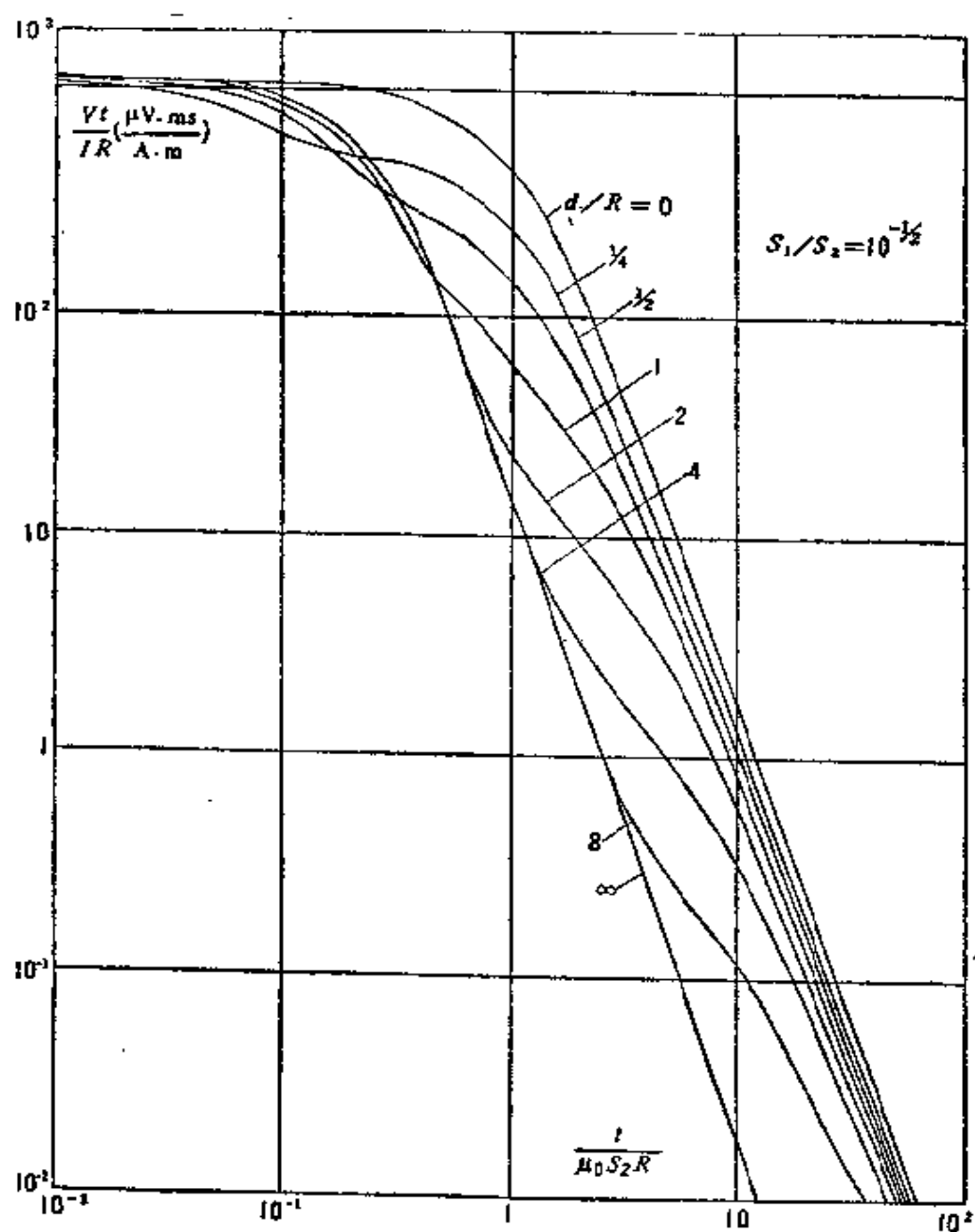


图 E₂

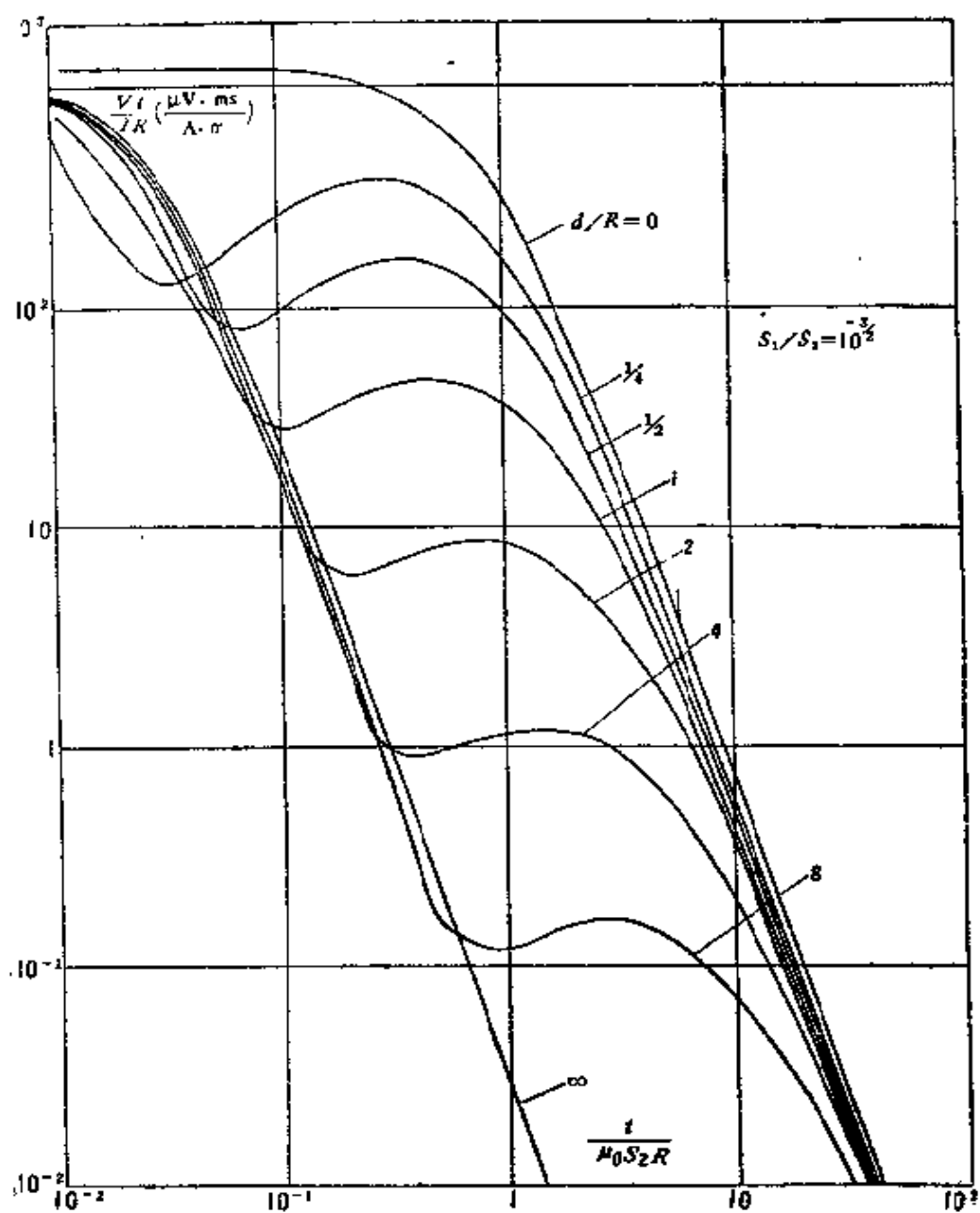


图 1E₂

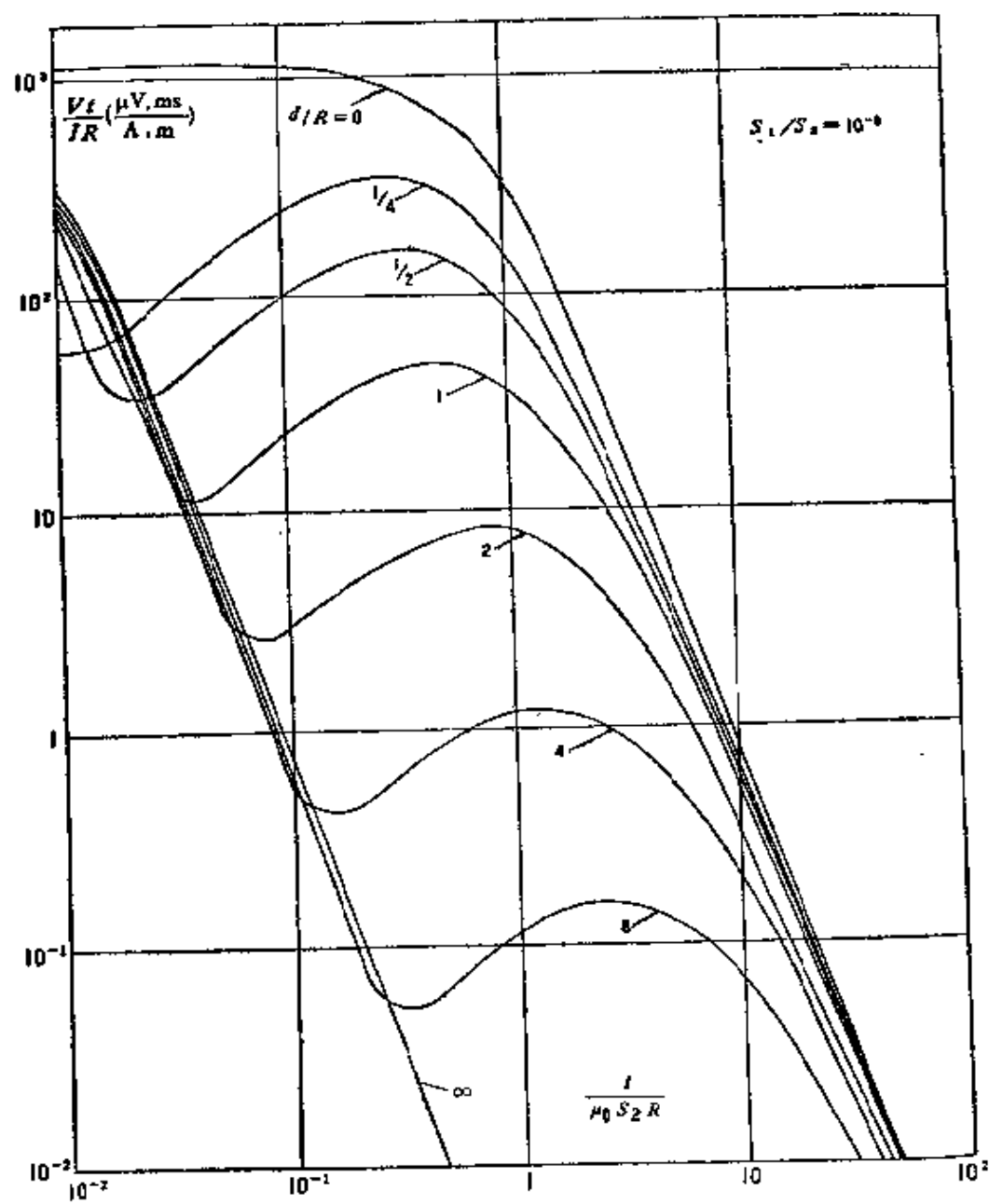


图 E₂

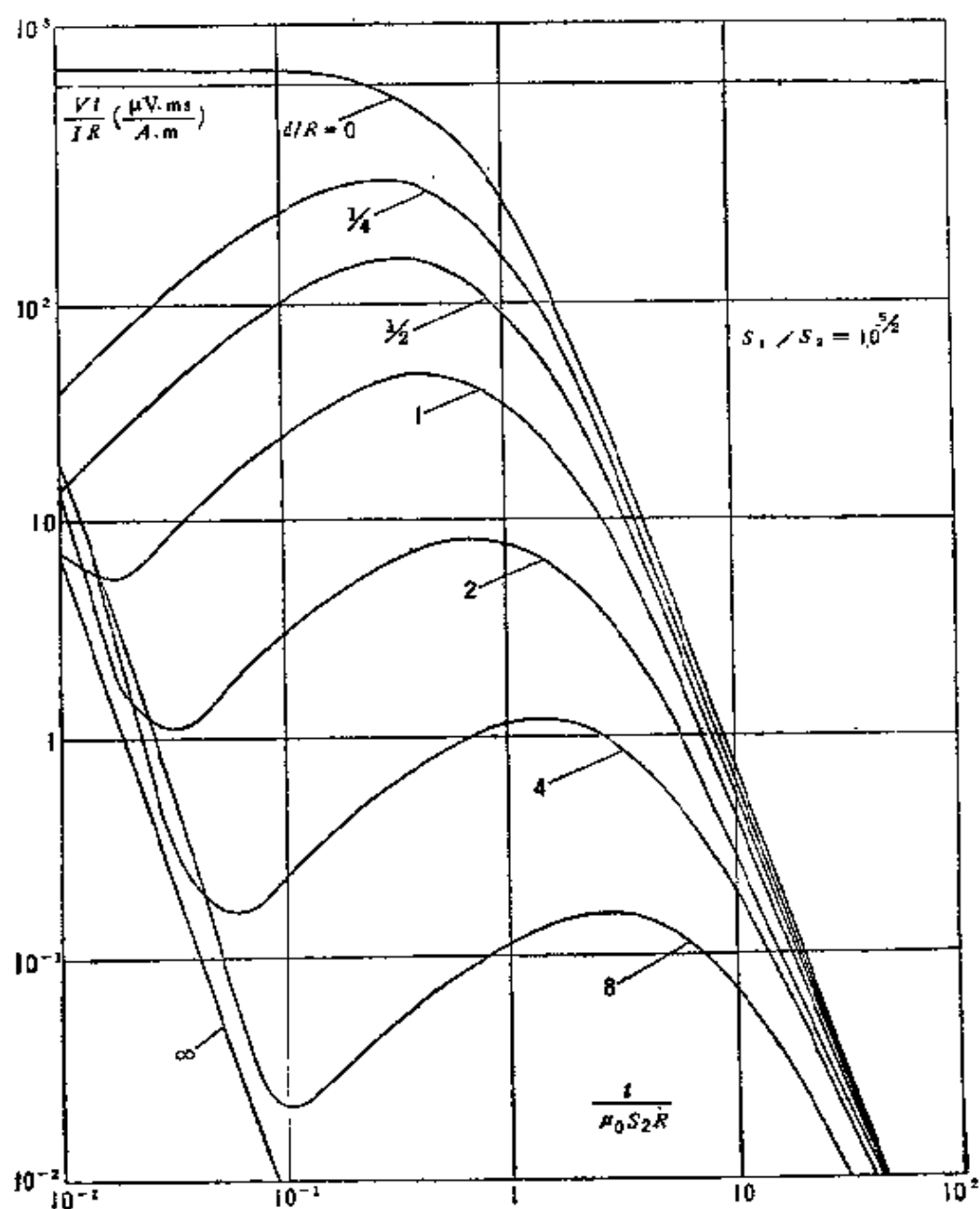


图 E₅

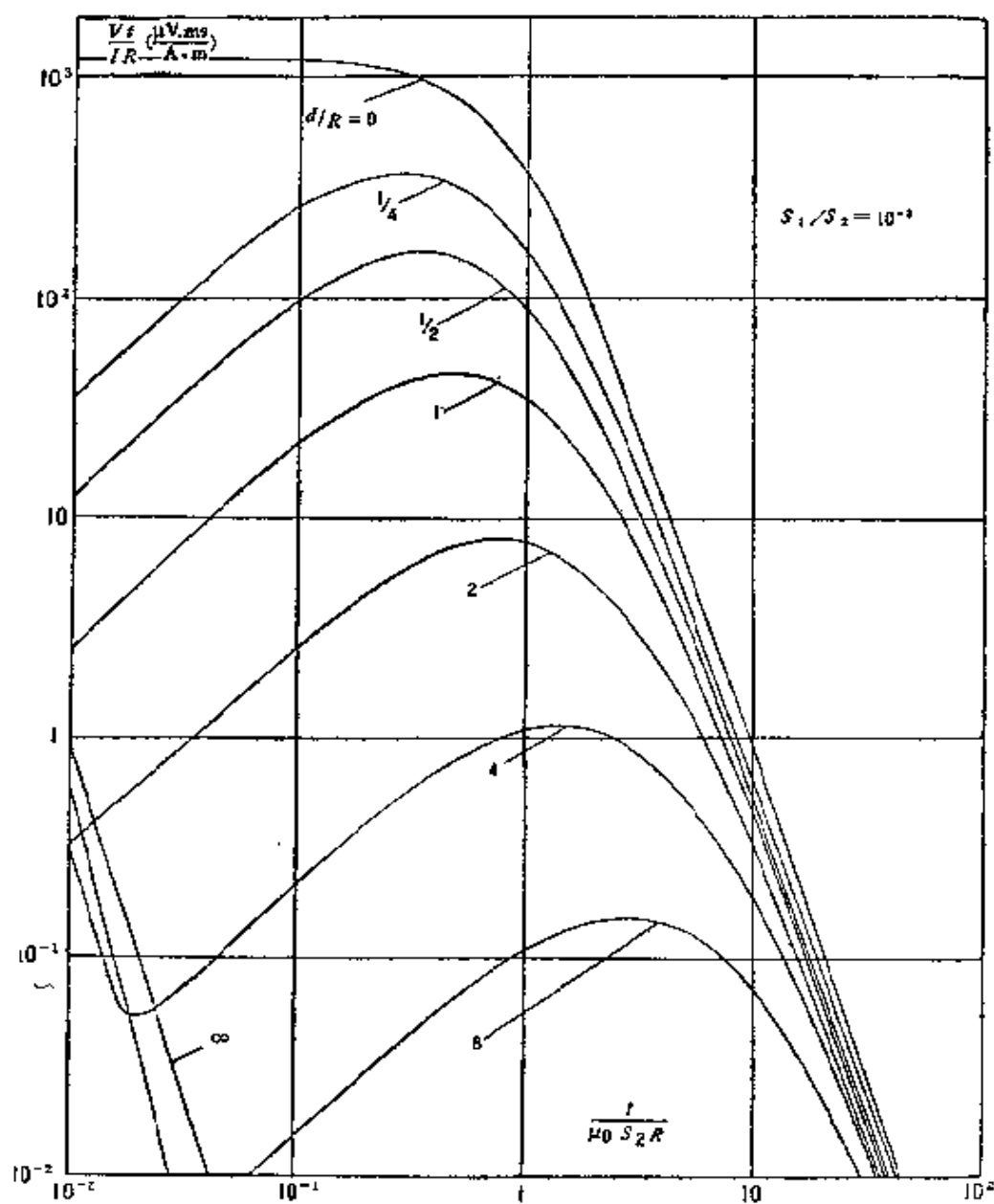


图 E₀

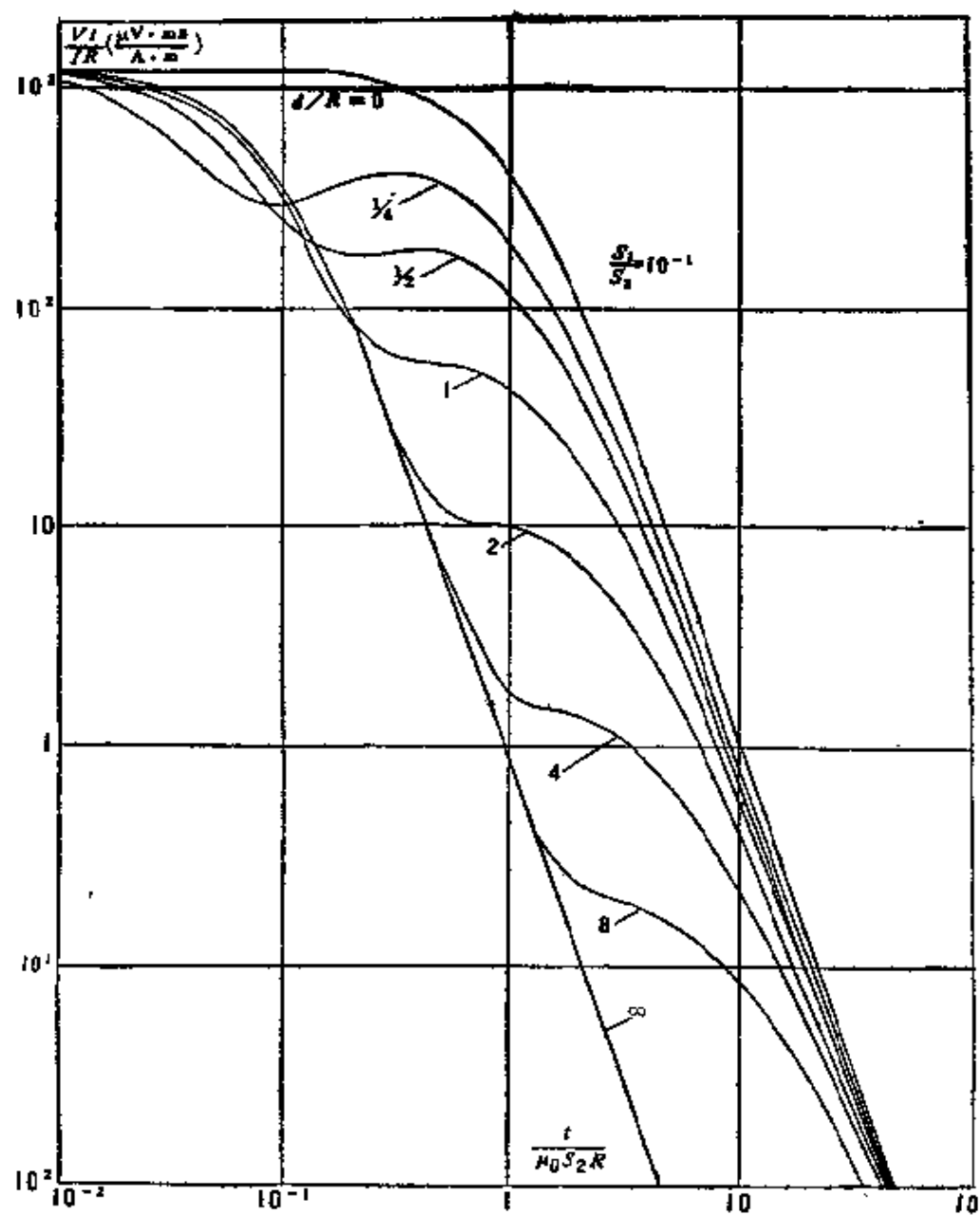


图 E₇

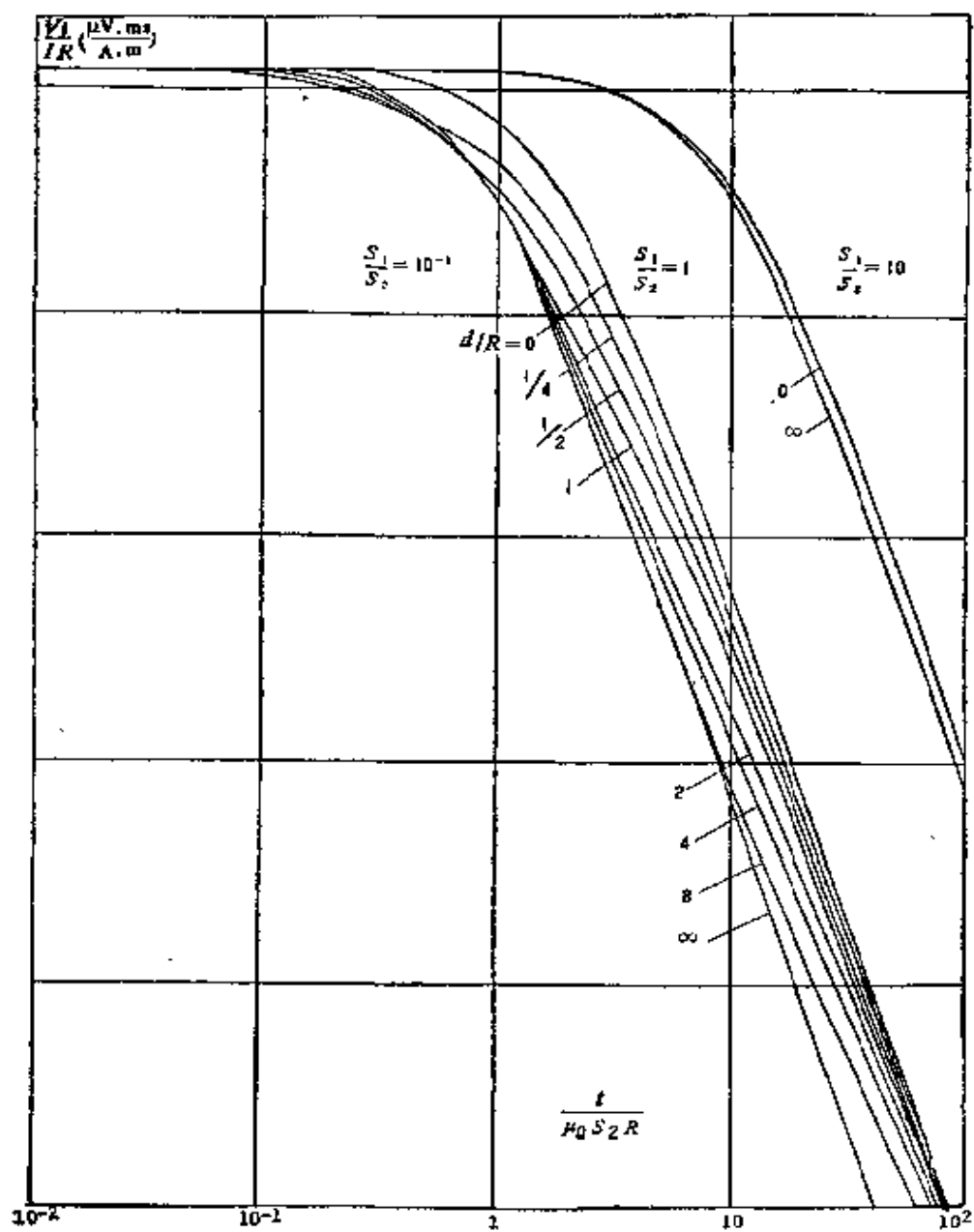


图 E₃

