第23卷 第4期

地名二勒探

Vol. 23, No. 4 April, 1987

GEOLOGY AND PROSPECTING

1987年4月

一种反演频谱激电法视频谱求取真参数的方法

张桂青 崔先文 罗延钟

(武汉地质学院)

在撒电效应引起的电阻率变化范围内,将稀释系数假设为常数的条件下,提出 了利用归一化视谱和归一化真谱之间近似关系式,直接反演视谱求极化体真参数的 方法。大量的反演算例表明,若固定m2等于极化体的真充电率值,这种反演方法求 得的参数的、r1 和c2值的稳定性很好。反演求得之c1即为极化体的固有频率相关系 数c21 的约等于稀释系数实分量频谱的拐点值R4 的21 72值虽然保持稳定,但和极化 体的真时间常数值不同,不过,引入适当的系数可估算出真时间常数72。



近年来,频谱激电法的研究引起了国内外地球物理工作者的广泛重视,对用频谱参数区分和评价激电异常的可能性,予以极大的关注。获得客观反映极化体频谱特性的 参数,是实现上述可能性的前提。

研究工作表明 "''': 用柯尔一柯尔模型对露头或标本上观测的频谱作最优化反演,物探与化探 能得到反映体极化岩、矿石频谱性质的真参数m,r和c。然而,用常规装置在非均匀大地上观测得到的是视复电阻率频谱。若按柯尔一柯尔模型反演视谱,得到的结果将是视参数m,r,和c,,其值一般和真参数不同。我们研究的结果表明:虽然低阻极化体上的视时间常数r,和真参数r的值一般相差不大(在一个级次以内);但高阻极化体上的r,和r可相差两到三个级次以上。因此,不能简单地按视时间常数r,的大小,直接对激电异常进行区分和评价。本文提出,在地下赋存有隐伏极化体的情况下,可直接对实测视谱用文中所述的近似公式作最优化反演,求得反映极化体频谱性质的真参数。

获得极化体真参数方法的研究现状

对于均匀非极化大地中,埋藏有单个隐伏极化体的简单地电断面,佩尔通等 ··· 在假设希释系数不 随频率变化的前提下,用稀释系数β2建立了归一化视谱和极化体归一化真频谱之间的近似关系式:

$$\frac{\rho_{\bullet}(i\omega)}{\rho_{\bullet\bullet}} = \left[\frac{\rho_{2}(i\omega)}{\rho_{20}}\right]^{\beta_{2}}$$
(1)

这种求真参数的方法是可行的。但列线图是对给定的频率相关系数 c 2 值绘制的,列线图上的曲线 数目有限,使用时,往往需要内插取数,这势必带来一定的误差,使用的操作过程也十分烦琐。

48

为避免列线图作内插取数的误差,并简化求真参数的操作手续,曾对单个隐伏极化体,围岩不极 化的简单地电条件,根据关系式(1)建立了视参数与真参数的近似式¹¹。利用这些近似式,同样 可以在得到视参数后,计算出极化体的真参数。

不难看出,上述两种求真参数的方法的共同点,都是先按柯尔一柯尔模型对视谱作最优化反演求 出视参数;然后再由视参数求得真参数。此外,上述两法都假定围岩是不极化的。下面将介绍一种由 视谱直接反演极化体真参数的方法,它适用于极化围岩条件下的频谱解释。

反演视谱求真参数的方法

据文献[3],对于由N种极化岩(矿)石组成的非均匀大地,在假设激电效应引起的电阻率变化 范围内,稀释系数可近似地视为常数的情况下,给出了归一化视谱与各种极化岩(矿)石归一化真谱之间 的一般近似关系式

$$\frac{\rho_{s(i\omega)}}{\rho_{so}} \approx \prod_{j=1}^{N} \left[\frac{\rho_{j}(i\omega)}{\rho_{jo}} \right]^{\beta_{j}}$$
(2)

式中 $\rho_s(i\omega)$ 为复视电阻率; ρ_s 。是频率为零时的视电阻率; $\rho_j(i\omega)$ 是第 *j* 种极化岩(矿)石的复电阻率; $\rho_{i,s}$ 是第 *j* 种极化岩(矿)石的零频电阻率; β_j 是第 *j* 种极化岩(矿)石的稀释系数。

在地下仅有两种电性不同的极化岩(矿)石的条件下,(2)式可简化为:

$$\frac{\rho(i\omega)}{\rho_{so}} \approx \left[\frac{\rho_1(i\omega)}{\rho_{10}}\right]^{1-\beta_2} \cdot \left[\frac{\rho_2(i\omega)}{\rho_{20}}\right]^{\beta_2}$$
(3)

鉴于视复电阻率和复电阻率均可表示为如下的指数形式:

$$\rho_{s}(i\omega) = A_{s}(\omega)e^{i\varphi_{s}(\omega)}$$

$$\rho_{j}(i\omega) = A_{j}(\omega)e^{i\varphi_{j}(\omega)}$$
(4)

式中, $A_s(\omega)$ 为视复电阻率振幅; $A_j(\omega)$ 为第/种岩(矿)石的复电阻率振幅; $\varphi_s(\omega)$ 为视复电阻率相 位; $\varphi_j(\omega)$ 为第/种岩(矿)石的复电阻率相位。表示视谱和真谱近似关系的(3)式可写成;

$$\frac{A_{s}(\omega)}{\rho_{so}} e^{i\varphi_{s}(\omega)} \approx \left[\frac{A_{1}(\omega)}{\rho_{10}} e^{-i\varphi_{1}(\omega)}\right]^{1-\beta_{1}} \cdot \left[\frac{A_{2}(\omega)}{\rho_{20}} e^{-i\varphi_{2}(\omega)}\right]^{\beta_{1}}$$
(5)

因而

$$\frac{\underline{A}_{,(\omega)}}{\rho_{,0}} \approx \left[\frac{\underline{A}_{1}(\omega)}{\rho_{10}}\right]^{1-\beta_{2}} \left[\frac{\underline{A}_{2}(\omega)}{\rho_{20}}\right]^{\beta_{2}} \\ \varphi_{,(\omega)} \approx (1-\beta_{2}) \varphi_{1}(\omega) + \beta_{2}\varphi_{2}(\omega)$$

$$(6)$$

以上两式分别表示视振幅谱和视相位谱与组成大地的两种极化岩石之真振幅谱和真相位谱间的近似关 系式。

前已述及,对标本及露头复电阻率频谱的测定及反演结果表明,体极化岩(矿)石的真频谱满足 一个柯尔 - 柯尔模型 [1] [2],

.

$$\rho_{j}(i\omega) = \rho_{10} \left\{ 1 - m_{j} \left[1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_{j})^{c_{j}}} \right] \right\}$$
(7)

式中*m_i*, _{ti}和c_i分别为第 *j*种极化岩(矿)石的真极化率、真时间常数和真频率相关 系 数 。于 是 (6)式等号右端各项可写成

$$A_{1}(\omega) = \rho_{10} \left[\left(1 - m_{1} + \frac{m_{1}R_{1}}{R_{1}^{2} + I_{1}^{2}} \right)^{2} + \left(\frac{m_{1}I_{1}}{R_{1}^{2} + I_{1}^{2}} \right)^{2} \right]^{1/2}$$

$$A_{2}(\omega) = \rho_{20} \left[\left(1 - m_{2} + \frac{m_{2}R_{2}}{R_{2}^{2} + I_{2}^{2}} \right)^{2} + \left(\frac{m_{2}I_{2}}{R_{2}^{2} + I_{2}^{2}} \right)^{2} \right]^{1/2}$$

$$\varphi_{1}(\omega) = tg^{-1} - \frac{-m_{1}R_{1}}{(1 - m_{1})(R_{1}^{2} + I_{1}^{2}) + m_{1}R_{1}}$$

$$\varphi_{2}(\omega) = tg^{-1} - \frac{-m_{2}R_{2}}{(1 - m_{2})(R_{2}^{2} + I_{2}^{2}) + m_{2}R_{2}}$$

$$(8)$$

式中R1, R2, I1, I2分别为中间变量:

$$R_{1} = 1 + (\omega \tau_{1})^{c_{1}} \cos \frac{c_{1}\pi}{2}$$

$$R_{2} = 1 + (\omega \tau_{2})^{c_{2}} \cdot \cos \frac{c_{2}\pi}{2}$$

$$I_{1} = (\omega \tau_{1})^{c_{1}} \cdot \sin \frac{c_{1}\pi}{2}$$

$$I_{2} = (\omega \tau_{2})^{c_{2}} \cdot \sin \frac{c_{2}\pi}{2}$$
(9)

 $\rho_{10}, m_1, \tau_1, c_1 和 \rho_{20}, m_2, \tau_2, c_2 分别表示围岩和极化体的真频谱参数。$

把(8),(9)两式代入(6)式,便将非均匀大地上观测的视谱直接表示为地下极化岩(矿) 石的真参数(m₁, τ₁, c₁, m₂, τ₂, c₂),稀释系数(β₂)及零 频率的视电阻率(ρ₁,)的函数。按 (6)式对野外实测的视振幅谱或视相位谱进行最优化反演,可直接求出表征极化岩(矿)石频谱性 态的真参数。

算例及反演结果的分析

为弄清直接反演视谱求真参数的实际效果,根据近似式(6)编制了最优化反演程序。该程序具 有多种功能,既可单独反演振幅谱,也可单独反演相位谱;还能对振幅和相位谱实现联合反演。程序还可 计算并打印反演参数的协方差矩阵和相关矩阵。后者可用来估计反演参数的确定性及参数之间的相关 性。

曾利用所编程序对埋藏有单个极化球和旋转椭球 ($m_2 = 0.6$)的地电断面,在极化体埋深和产状 不同 (顶深H分别为 2.5.10,椭球产状分别为直立、水平及 $\alpha = 45^{\circ}$)、极化体与围岩的相对电阻率不 同 (μ_2 分别为 0.1、1和10),极化体的频率相关系数不同 (c_2 分别为0.25和0.5)以及时间常数不同 (τ_2 分别为100、1和 0.01秒)的36种条件下,对极化体正上方x = 0处,用解析法计算的中梯装置理 论视谱进行了反演。

50

8.....

考虑到在实际工作中,可以通过标本、露头或背景地段的物性测定,事先得知围 岩的 频谱 参数 值 (m_1 , τ_1 和 c_1),为了减少参加反演的参数个数,反演理论视谱时,我们将(6)式中的 m_1 , τ_1 和 c_1 分别固定为已知值,只反演极化体的谱参数 m_2 , τ_2 , c_2 , β_2 和 ρ_{soo} 。

理论视谱的反演结果表明, 单独反演振幅谱和联合反演振幅、相位谱所得参数之间的差别很大, 一般 都超过15%, 甚至达到百分之几十。而单独反演相位谱与联合反演的结果十分相近, 两种反 演参数的差别绝大多数都在1‰以下, 仅极少几个算例差别为1.7%和2.9%。可见, 单独反演相位谱 是最简便的。文中对反演结果的分析, 均以单独反演相位谱的结果为例。

(一) 对反演结果的初步剖析

对36种地电断面上的理论视谱进行了反演,结果表明,当赋予的参数初值不同时,反演所得的参数不一样。下面举例介绍初始参数值对反演结果的影响。

1. 稀释系数初值(B20) 对反演结果的影响

在反演时,选用相同的初始参数 $m_{20} = 0.145$, $r_{20} = 0.24$, $c_{20} = 0.23$, 而初始稀释系数 β_{00} 取 值不同。反演结果表明: 当 β_{20} 由0.21换为0.135,变化36%时,反演求得的稀释系数 β_{0} 相应由0.703 减小为0.435,变化38%;充电率 m_{2} '由0.23增大为0.326,变化41%;时间常数 r_{2} '的变化最大,由 48.98增大为78.83秒,变化60%。可见, β_{20} 取值不同时,反演所得参数间的差别很大。

2. 时间常数初值(r20)对反演结果的影响

保持参数初值 $m_{20} = 0.19$, $\beta_{20} = 0.24$, $c_{20} = 0.23$ 相同,时间常数初值分别取为2秒和0.119秒 的反演结果。对应 τ_{20} 的变化, β_{2}' 由0.248增大为0.60,变化将近一倍半; m_{2}' 却由0.585减小为0.321, 变化45%; τ'_{2} 由0.495减小为0.22,变化56%。显然,反演出的参数值 β_{2}' , m_{2}' , τ'_{2} 明显受 τ_{20} 取值的影响。

3. 频率相关系数初值(c₂₀) 对反演结果的影响

保持β₂₀=0.24, m₂₀=0.19和τ₂₀=0.119相同, 而c₂₀取值不同的反演结果。当c₂₀由0.23换为 0.6,变化将近一倍半时,β₂′由0.601变为0.622,变化为3%; m₂′由0.321变为0.341,变化6%;τ₂′ 由0.22变为0.216,变化不到2%,且两者的c₂值相同,ド等于0.248。

对比反演算例得出如下认识:初值为20和r20的选取对反演参数为1',m2',72'的稳定性有显著的影响, 而c20取值不同时,各反演参数的变化都不大。

由各算例打印出的相关矩阵可以看出,反演出的参数,β₂⁽和m₂['])以及,β₂⁽和r₂[']之间的相关系数均接近于 -1。这说明,按近似公式(6)反演所得的参数,β₁⁽和m₂['],以及,β₂⁽和r₂[']均呈强烈负相关,而m₂[']和r₂['] 呈强烈正相关。由此容易理解前述算例中反演参数变化的规律性:反演求出之,β₂[']较小者,与之对应的 m₂[']和r₂ 值较大;反之,β₂[']值较大者,对应的m₂[']和r₂[']值较小。

在 m_2 ', r_2 '和 β_2 '三个参数彼此呈强烈相关的情况下,除非已知其中某一参数值,否则无法单值确定 任何一个参数。为克服参数间的相关性影响,提高反演结果的稳定性,可以预先给定某一参数值。考 虑到三个反演参数中有可能通过物性测定或根据相同的地电条件下的工作经验,事先求出或估计极化 体的充电率 m_2 ,而稀释系数 b_2 与地电断面,所用装置的几何形状、大小、位置等多种因素 有关,其值 难以事先估计; r_2 值是籍以评价激电异常的关键参数,是反演的主要目标。因此,我们选用固定 m_2 等于极化体真充电率值,通过反演求取 b_2 , r_2 和 c_2 的方案。

(二) 固定m2为极化体真实参数的反演效果

1. 反演结果与初始参数的取值无关,反演参数的稳定性很好。

(1)稀释系数初值(β_{20})不同的反演结果

共做了九个算例,都是固定 m_2 等于极化体之真参数,初始参数 τ_{20} (=29.79) 和 c_{20} (=0.23)

保持相同, β_{20} 分别取值为0.05,0.1,…,0.27,…,0.425,…,0.9的反演结果。结果表明, β_{20} 由0.05增大至0.9,变化18倍时,各算例的反演参数皆为同一稳定值, $\beta_2'=0.24$, $\tau_2'=52.68$, $C_2'=0.25$ 。 这和前面列举的算例的反演效果是截然不同的。对旋转椭球体上的视谱,在固定 m_2 等于极化体真参数的反演结果中同样表明, β_{20} 取值不同时,各反演参数值皆保持稳定。

(2) 时间常数初值(r₂₀)不同的反演结果

固定 m_2 为极化体真参数,并保持 β_{20} (=0.1)和 c_{20} (=0.23)相同,而 τ_{20} 的取值有所不同。 反演结果表明,当 τ_{20} 分别取值为0.1和100秒,其值相差一千倍时,反演参数值 β'_2 , τ'_2 和 c'_2 皆稳定不变, β'_2 =0.11, τ'_2 =19.27, c'_2 =0.25。

(3) β, 和τ₂。同时任意取值的反演结果

对低阻极化体、高阻极化体以及极化体与围岩导电性相同三种情况的地电断面的反演结果表明: 只要固定m₂为极化体的真参数,即使₆₀和t₂₀取值都不一样,反演求出的参数皆各自保持稳定。

从各算例的相关矩阵可见, β₂'和τ₂'以及β₂'和c₂'之间的相关系数皆远小于1。这表明:固定m2进行 反演,所得参数间的相互制约作用减弱,各参数的独立性和稳定性增强。

2. 反演参数与极化体真参数的关系

前面我们介绍了固定m2参数反演视谱的一般规律。下面根据反演结果,论讨各反演参数和极化 体真参数间的关系

(1) 频率相关系数

近二百余个算例,反演出的 c_2 均接近极化体的固有参数 c_2 值。甚至在 m_2 不固定的情况下,反演的 c_2 与 c_2 值的最大相对误差也未超过4%。因此按(6)式反演视谱求得 c_2 即为极化体相应的真参数,或写成 $c_2'=c_2$ 。

(2)稀释系数

固定*m*₂,反演各种不同地电条件下的视谱,求得的β₂均与相应条件下解析计算出的稀释系数实 分量(**Re**β₂)频谱在拐点处的值(记为β₂*)相近。

文献[3]指出:当稀释系数选用特征频率 δ 处的振幅值时,由视参数求真参数之近似式的近 似程度最好。由于虚分量Im β 相对于实分量Reβ 小很多,因此,特征频率的稀释系数振幅近似地等 于β₂。这就是说,固定m₂进行反演,求得之β²与特征频率对应的稀释系数幅值相近,这一结果是十 分理想的。

(3) 时间常数

固定*m*₂,反演不同地电断面视谱求得的时间常数τ₂。与极化体和围岩电阻率的比值(即相对电 阻率μ=ρ₂/ρ₁)、极化体的形态、产状以及极化体的埋深有关。

①对于42≥1的极化体,τ2小于或近于τ2,其差别一般不超过一个级次。对于不同形体、不同产 状的非低阻极化体来说,τ2和τ2的数量关系可笼统归纳为

$$\tau_2 \approx (1 - 10) \tau_2'$$
 (10)

(11)

其中,陡立产状的旋转椭球或透镜体,其珍接近珍值,因而可以直接将反演结果看做真参数を,即

$$au_2 \approx au_2'$$

水平或缓倾斜(倾角a<60°)的椭球或透镜体上,视谱反演求出的飞皆远小于飞值,可按

$$\tau_2 \approx 5 \tau_2^{\prime} \tag{12}$$

关系式由花衣得真时间常数。

球形或等轴状极化体对应的12星小于12,但接近于12值,可按

$$_2 \approx (1.5 - 3) r_2'$$
 (13)

52

估算72值。

7

对比不同形状的极化体的视谱反演求得的参数 té 可知:直立椭球对应的 to 最大,极化球的 té' 居中,倾斜或水平产状的椭球的 té 值最小。

②对于相对电阻率42 <1的低阻极化体, 球体和陡立产状的椭球对应的t2比t2 大2 ~4 倍, 而 水平或缓倾椭球的t2 却小于t2, 不过小得不多。

③不论极化体的形态及产状如何, t2值均随极化体埋深增加而变大。

对隐伏极化体稀释系数频谱性态的研究表明:按(6)式的反演所得的立与 r_2 不同,这是因为将随频率变化的稀释系数(β_2)视为常数所致。不过,固定 m_2 按(6)式反演,所得参数的稳定性好:对反演结果按(10)~(13)式进行适当校正后,估算 r_2 值的相对误差可控制在100%以内,鉴于不同成分,特别是不同结构的极化岩、矿石的时间常数的差别,可高达好几个级次,故100%的误差是可以容许的。

应用实例

为检验以上算法,对江苏某激电异常上的实测视相位频谱进行了反演。该异常系1983年激电普查 扫面时发现,位于靠近接触带的岩体中,为一低阻高极化异常。推断时,认为有一定找矿前景,但异 常附近发现有炭质岩层,又怀疑其为石墨化地层引起。为评价该异常,1984~1985年在异常中心布置 了两条频谱激电剖面。观测结果在原异常部位重现了视激电相位、视频散率和视极化率异常;特别是 视时间常数r_s=0.5~2秒的等值线,在偶极装置拟断面图上圈出了一个局部异常。对r_s异常范围内的 12条视相位谱用本文所介绍的算法进行了反演,以求取极化体的真时间常数r₂。由于野外实测频谱包含有 电磁效应,故对视相位谱的反演按如下数学模型进行计算;



log₁₀ / (禁)

$$\varphi_{\bullet}(\omega) = (1 - \beta_{2})\varphi_{1}(\omega) + \beta_{2}\varphi_{2}(\omega) + \varphi_{3}(\omega) = (1 - \beta_{2})tg^{-1} \frac{-m_{1}I_{1}}{(1 - m_{1})(I_{1}^{2} + R_{1}^{2}) + m_{1}R_{1}} + \beta_{2} \cdot tg^{-1} \frac{-m_{2}I_{2}}{(1 - m_{2})(I_{2}^{2} + R_{2}^{2}) + m_{2}R_{2}} + tg^{-1} \frac{-m_{3}I_{3}}{(1 - m_{3})(I_{3}^{2} + R_{3}^{2}) + m_{3}R_{3}}$$
(14)

式中,第三个柯尔一柯尔模型代表电磁耦合效应。

反演时, m_1 固定为剖面两端视极化率的背景值 m_1 (约为 0.11), m_2 固定为 0.4, c_3 固定为 0.55(根据该区反演经验确定); 其余参数由反演确定。附图为一条有代表性的频谱反演结果。由图 看出,反演出的围岩真时间常数很小(τ_1 =4.4×10⁻²秒), 是稀 疏 浸 染 矿 化 的反映; 目标极 化 体的真时间常数 τ_2 =7.8秒,小于石墨化岩层的时间常数(典型值为10¹~10³秒), 而明显大于稀疏 浸染矿化岩石(后者的时间常数一般小于1秒)。故推断该激电异常为稠密硫化物矿化所引起。根据 频谱激电法推断结果,在时间常数异常范围内布置的两个钻孔都打到了总厚度达 40 多米 的 铜 钼 矿 体。该例表明,本文提出的反演方法能提供比 τ_i 更接近的目标极化体真时间常数的 τ_2 值。

语

结

二百余条理论和实测频谱曲线的反演表明,固定m2为极化体真参数,按近似式(6)或(14) 反演隐伏极化体上方的视频谱,反演结果的稳定性很好:可直接获取极化体的频率相关系数c2 和特征频率对应的稀释系数62,反演所得的时间常数¹²一般和极化体的真参数12值不同,但有 一定规律,在能粗略估计极化体之相对导电性和几何形态的情况下,可引入适当校正,由12估算 真时间常数12值。这对于用频谱激电法评价激电异常有着重要意义。

参考文献

- (1) Pelton, W. H. et al: Geophysics, 1978, v. 43. p. 588 ~ 609
- (2)张赛珍等:地球物理学报,1984,第27卷,第2期

Zhang Guiqing

(3) 罗延钟等:地球科学,1986,第1期

The Determination of Intrinsic Parameters by Inversing IP Apparent Spectrum

Cui Xianwen Luo Yanzhong

(Wuhan College of Geology)

Abstract

Within the variation range of resistivity values obtained by IP effect measurements, if the dilution factor is assumed to be constant, an approximate expression relating the normalized apparent spectrum to the normalized intrinsic spectrum may be derived and used to determine the intrinsic parameters of a polarizable body by a direct inversion of the apparent spectrum. It has been shown that parameters β'_2 , τ'_2 , and c'_2 obtained by inversion method are steady in value so long as m_2 is equal to the true changeability of the polarizable body. Of the parameters obtained by the inversion of the spectral curve, c'_2 is the intrinsic frequency dependent coefficient c_2 of the polarizable body, β'_2 is approximately epual to the value of the real component $\mathbf{Re}\beta_2$ of the complex dilution factor at the inflection point on the spectrum curve, and the value of τ'_2 is steady but somewhat different from that of the intrinsic time constant of the polarizable body. However, by introduction of an appropriate coefficient the intrinsic time constant may be calculated.