

## 激电视参数直接评价异常源的研究

王庆乙

(北京矿产地质研究院, 北京 100012)

[摘要] 极化体的真、视相同的参数,是极化体本质属性的反映,应作为区分参数。这些参数有:时间常数( $\tau$ )、相角极值频率( $\omega_{gm}$ )、界面复电容率 $X(\varepsilon)$ 与频散系数( $c$ )。经初步探讨,频散系数( $c$ )可能是一个矿物区分参数。在野外激电异常上,测定区分的视参数,无需反演求解真参数,可直接对异常源进行评价。

[关键词] 激电视参数 评价异常源 极化体

[中图分类号] P631.3 [文献标识码] A [文章编号] 0495-5331(2005)06-0067-08

## 0 引言

20世纪60年代后期,我国激电法投入金属矿的普查找矿不久,就发现了一批隐伏矿床。

激电法良好的找矿效果,源于它不仅能发现致密块状矿床,也能灵敏地发现电性分散的浸染型金属矿床。据此,激电法成为世界斑岩铜矿首选的地球物理找矿方法。激电法这种独特的优势,也给它带来不利的一面,即激电法又是一个有较多非矿异常的方法,对于直接找矿而言,解决激电异常的矿与非矿的课题,就显得尤为突出和重要。

Pelton等(1978),发表了“多频激电法的矿物区分与感应耦合消除”一文,他们根据野外露头实测结果,建立了谱激电法(SIP)的Cole-Cole模型,发现了石墨与块状硫化矿它们的时间常数有几个级次的差别,还成功地地区分了黄铜矿含量不同的斑岩铜矿,以及通过稀释系数建立真、视谱的关系。这些诱人的成果,使我国激电工作者看到了异常区分的美好前景,竟在我国掀起了近20年的“谱激电热”。原二机部三所、原武汉地院与北京研究生部、中科院地球物理所与原地矿部物化探研究所、原有色总公司北京矿产地质研究所、原地矿部第一综合物探大队等单位,相继开展了大量的实验与研究工作。首先,对谱激电的物性基础进行了全面研究,除验证国外结果外,还通过矿石光片镜下鉴定,研究了矿物成分与矿石结构对谱参数影响<sup>[1]</sup>,开展了大量的水槽

模型实验,了解极化体异常的空间分布规律<sup>[2]</sup>,发现了变向区与奇异谱,原因是界面特性的奇异<sup>[3]</sup>。在区分方法上,在研究真、视谱转换基础上,建立了由视谱反演真谱,求得异常源的真谱参数,以此作为区分的依据。由于采用的转换变量不同,各自建立相应的反演算法与应用程序<sup>[7,8]</sup>。总之,我国谱激电法的研究,无论在广度与深度上,都不逊色于国外,有些还有所超越。

原地矿部第一综合物探大队的104队,是我国惟一拥有国外引进的谱激电系统(IPS-3)电法队。他们在已知金属矿区取得了谱激电的资料,对异常源性质进行了初步的试验,取得一定的效果。由于随后的矿业不景气,国家投资锐减,机构消肿与人员精减,金属矿的找矿受阻。原地矿部第一综合物探大队的104队将谱激电应用于油气勘查,经十几年的努力,他们发现油气储体的原位(不是上部次生矿化带),具有明显的激电异常,也积累了一套有效的工作方法。使谱激电评价油气藏的符合率达到70%以上,取得了极好的效果。

关于由“视谱反演真谱参数”评价异常源的方法<sup>[7,8]</sup>,理论上是正确的,试算精度也不差,但至今未有实用结果的报导。估计在野外复杂条件下,面对各种干扰,多重反演求解带来的欠定性,给异常源的评价带来很大的困难。

本文研究了极化体的真、视参数,发现在真、视之间存有相同参数。它们有:时间常数( $\tau$ )、相角极

[收稿日期] 2005-07-05; [修订日期] 2005-08-20; [责任编辑] 余大良。

[作者简介] 王庆乙(1935年-),男,1958年毕业于原北京地质学院,教授级高工,现主要从事电磁法科研工作。

值频率( $\omega_{gm}$ )、两相界面的复电容率 $X(\varepsilon)$ 以及频散系数( $C$ )。这些参数的真、视同一性,有可能是极化体最本质属性的反映。应确定为区分异常源性质的参数。

求解极化体的视参数在全空间进行的。“全空”结果与实际的“半空”会有差别。研究表明,由于视电阻率实、虚分量均受“半空”影响,因此实测它们的比值,即相角参数,并由它导出其他区分参数,“全空”结果与“半空”的差别是很微小的<sup>[6]</sup>。

在野外激电异常上,测定区分的视参数,可直接用来评价异常源性质,无须通过反演拟合带来多解性困扰,使激电异常源的评价变得简捷与有效。

高质量的压制、消除野外干扰(感应耦合、工业电磁、大地噪声等),是高精度测定区分参数,以及可靠评价异常源性质的关键。本文对研制观测系统作了简要的探讨。

## 1 极体体真、视的同一参数

### 1.1 面极化体

#### 1.1.1 面极化球体的真谱参数(图1)

面极化球体外一点的电位,归结为给定的边界条件,求解拉氏方程。即

$$\begin{cases} U^{(1)} - U^{(2)} = \lambda \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \nabla^2 U = 0 \end{cases} \quad (3)$$

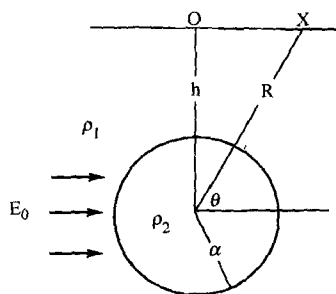


图1 面极化球体的参数

球外X点的电位为:

$$U_X^{(1)} = \left( 1 + \frac{\rho_2 + \frac{\lambda}{a}\rho_1 - \rho_1}{2\rho_2 + 2\frac{\lambda}{a}\rho_1 + \rho_1} \left( \frac{a}{h} \right)^3 \right) E_0 R \cos \theta \quad (4)$$

当球体不发生极化时,即(1)式中 $\lambda = 0$ ,则x点电位为:

$$U^{(1)} = \left( 1 + \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \left( \frac{a}{h} \right)^3 \right) E_0 R \cos \theta \quad (5)$$

(4)、(5)式对比可知,极化球体的等效复电阻率为:

$$\rho_2^*(i\omega) = \rho_2 + \frac{\lambda(i\omega)}{a} \rho_1 \quad (6)$$

式中 $\lambda(i\omega)$ 为复面极化系数。

由电化学知识可知,当电流流过电极/溶液界面时,界面发生电极反应与双电层充放电的两个过程,它们既独立又同时发生,是典型的并联电化学过程。

电极反应为法拉第阻抗 $Z_F$ ,是在直流电作用下由极化曲线扣除电极电阻值后求得:

$$Z_F = \frac{\lambda(0)}{a} R_1 \quad (7)$$

$R_1$ 为围岩电阻值。双电层充放电阻抗(非法拉第) $Z_{NF}$ 为:

$$Z_{NF} = (i\omega X)^{-c} \quad (8)$$

$X$ 为双电层的复电容值。面极化球体的等效电路如图2所示,则面极化球体的真复电阻率为:

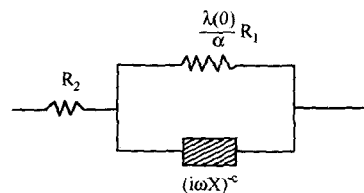


图2 面极化球体的等效电路

$$\rho_2^*(i\omega) = \rho_2(\infty) + \frac{\frac{\lambda(0)}{a} \rho_1}{1 + (i\omega\tau)^c} \approx \frac{\frac{\lambda(0)}{a} \rho_1}{1 + (i\omega\tau)^c} \quad (9)$$

式中 $\tau = \left( \frac{\lambda(0)}{a} \rho_1 \right)^{1/c} \varepsilon$ 为球体真时间常数。 $\varepsilon$ 为电容率。(9)式满足 Cole - Cole 模型,则极化球体最基本的真谱参数有4个为:

$$\begin{cases} \text{高频极限真电阻率: } \rho_2(\infty) \rightarrow 0 \\ \text{低频极限真电阻率: } \rho_2(0) = \rho_2 + \frac{\lambda(0)}{a} \rho_1 \\ \text{真电容率: } \varepsilon \\ \text{真频散系数: } C \end{cases} \quad (10)$$

组合参数有:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{真极化率} \quad m = \frac{\rho_2(0) - \rho_2(\infty)}{\rho_2(0)} = \frac{\frac{\lambda(0)}{a} \rho_1}{\rho_2 + \frac{\lambda(0)}{a} \rho_1} \rightarrow 1 \\ \text{真时间常数:} \quad \tau = \left( \frac{\lambda(0)}{a} \rho_1 \right)^{1/c} \varepsilon \\ \text{真相角谱:} \quad \varphi(\omega) = -\arctan \frac{(\omega\tau)^c \sin \frac{c\pi}{2}}{1 + (\omega\tau)^c \cos \frac{c\pi}{2}} \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{真最大相角:} \quad \varphi_{\max} = \frac{c\pi}{2} \\ \text{真最大相角频率:} \quad \omega_{\phi m} \rightarrow \infty \end{array} \right. \quad (12)$$

一般面极化体为良导体,其电阻率很小( $10^{-6} \sim 10^{-1} \Omega \cdot m$ ),远小于围岩电阻率 $\rho_1$ ,可视为等位体( $\rho_2 \rightarrow 0$ ),理论结果表明,面极化球体的真极化率是无限趋于1,其相角极大值与对应的频率为无限大,式(12)。其 Cole - Cole 图如图3所示。

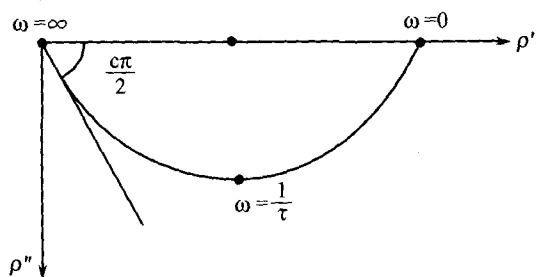


图3 面极化体的最大相角 $\left(\frac{c\pi}{2}\right)$ 与对应频率 $(\omega_{\phi m} \rightarrow \infty)$

应该指出,在实测面极化标本中,由于不极化测量电极不能直接接触标本(溶液性质改变),保持一定的距离。这样,溶液电阻率替代了面极化体的电阻率,导致极化率降低,并出现虚假的相频特性,甚

至有相角极大值出现。在已发表测定面极化标本的相频特性与研究成果<sup>[1,2]</sup>,由于没有注意到溶液损耗对观测结果的影响,因此,发表的相频特性不是标本的真实特性,对这些结果的研究是没有意义的。

### 1.1.2 面极化球体的视谱参数

面极化球体的真复电阻率(9)式,代入球体视电阻率表达式,得极化球体视复电阻率式,有:

$$\rho_a(i\omega) = \rho_1 \left\{ 1 - a^3 F + \frac{\frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F}{1 + \left[ i\omega\tau \left( \frac{a}{a + 2\lambda(0)} \right)^{1/c} \right]^c} \right\} \quad (13)$$

式中  $F = \frac{h^2 - 2x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}}$ 。(13)式满足 Cole - Cole

模型,其视谱的4个基本参数为:

$$\rho_a(\infty) = \rho_1(1 - a^3 F)$$

$$\rho_a(0) = \rho_1(1 - a^3 F) \frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F \quad (14)$$

$$\varepsilon_a = \varepsilon$$

$$C_a = C$$

视组合参数:

$$\left\{ \begin{array}{l} m_a = \frac{\frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F}{(1 - a^3 F) + \frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F} \\ \tau_2 = \tau \left( \frac{a}{a + 2\lambda(0)} \right)^{1/c} \\ \varphi_a(\omega) = -\arctan \frac{\frac{3a(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F (\omega\tau_a)^c \sin \frac{c\pi}{2}}{(1 - a^3 F) \left[ 1 + 2(\omega\tau_a)^2 \cos \frac{c\pi}{2} + (\omega\tau_a)^{2c} \right] + \frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F \left[ 1 + (\omega\tau_a)^2 \cdot \cos \frac{c\pi}{2} \right]} \\ \omega_{\phi ma} = \frac{1}{\tau_a} \left[ 1 + \frac{\frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} a^3 F}{1 - a^3 F} \right]^{1/2c} \end{array} \right. \quad (15)$$

## 1.1.3 面极化球体真、视谱的同一参数

由(9)、(11)式与(14)、(15)式相比较可知,面极化体真、视相同的参数有3个。

$$\begin{aligned} \textcircled{1} \tau &= \tau_a (a \gg \lambda(0)) \\ \textcircled{2} C &= C_a \\ \textcircled{3} \varepsilon &= \varepsilon_a \end{aligned} \quad (16)$$

## 1.1.4 面极化体模拟相似准则

Guptasarma(1983)通过面极化体的模拟实验他认为,面极化体不存在模拟相似准则,即室内模拟野外矿体异常,它们之间没有比例关系。面极化体模拟所以没有比例关系,主要是面极化系数 $\lambda(i\omega)$ 不能按比例而改变。但是,只要知道模型与矿体它们与 $\lambda(i\omega)$ 之间关系,则可知它们的异常关系。以球体为例,视复电阻率为:

$$\rho_a(i\omega) = \rho_1(1 - a^3F) + \frac{\frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)}\rho_1 a^3 F}{1 + \left[ i\omega\tau \left( \frac{a}{a + 2\lambda(0)} \right)^{1/c} \right]^c}$$

在球顶上方( $x=0$ )处,有

$$\rho_a(0) = \rho_1(1 - a^3F) + \rho_1 \frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)} \left( \frac{a}{h} \right)^3$$

$$\rho_a(\infty) = \rho_1(1 - a^3F)$$

则异常相对最大幅度为:

$$\xi = \frac{\rho_a(0) - \rho_a(\infty)}{\rho_1} = \frac{\frac{3\lambda(0)}{a + 2\lambda(0)}\rho_1 a^3 F}{1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a}} \left( \frac{a}{h} \right)^3 \quad (17)$$

设野外矿体半径为 $a_k$ ,埋深为 $h_k$ ,室内模型的半径为 $a_m$ ,埋深为 $h_m$ 。令它们异常幅度相等,则有:

$$\frac{h_m}{a_m} = \left[ \frac{a_k + 2\lambda(0)}{a_m + 2\lambda(0)} \right]^{1/3} \frac{h_k}{a_k} \quad (18)$$

设 $\lambda(0) = 10\text{cm}$ ,矿体的 $a_k = 5\text{m}$ , $h_k = 8.5\text{m}$ ,模型 $a_m = 5\text{cm}$ ,由上式计算模型应埋深 $h_m = 23.4\text{cm}$ ,则异常幅度相等。按照矿体埋藏的条件,计算矿体异常的形态。

$$\varphi(\omega) = -\arctan \frac{\frac{9v}{(1+2v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} \omega\tau}{\left[ \left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right)^2 + \omega^2 \tau^2 \right] \left( 1 - \frac{3v}{1+2v} \right) + \left( \frac{9v}{(1+2v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \left[ \left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \right) \frac{\lambda(0)}{a_0} \right]} \quad (23)$$

相角极值频率

模型与矿体的视时间常数可由(4)式计算得到,设模型的视时间常数为 $\tau_{am}$ ,矿体的视时间常数 $\tau_{ak}$ 为:

$$\tau_{ak} = \left[ \frac{a_k}{a_m} \cdot \frac{a_m + \lambda(0)}{a_k + \lambda(0)} \right]^{1/c} \tau_{am} \quad (19)$$

在模拟中要求矿体与模型以及围岩的条件均相同。

## 1.2 体极化体

本文作者在1980年“相位谱区分激电异常的讨论”<sup>[4]</sup>一文中,经理论计算后指出,体极化体其真、视相角极值频率参数有同一性,应该作为区分激电异常源性质的参数。

D Guptaarma(1984)“隐伏极化体的真、视频谱”一文中<sup>[5]</sup>,也证明了体极化介质其真、视相角谱,仅在垂直方向有位移,可作为区分矿物的参数。

## 1.2.1 体极化介质的真相角极值频率

体极化介质可采用组合电阻率理论公式进行计算:

$$\bar{\rho} = \rho_1 \frac{(\rho_1 + 2\rho_2) - v(\rho_1 - \rho_2)}{(\rho_1 + 2\rho_2) + 2v(\rho_1 - \rho_2)} \quad (20)$$

式中: $\rho_1$ 为胶结物电阻率, $\rho_2$ 为金属矿物球颗粒的电阻率, $v$ 为金属矿物球颗粒的体积含量。

当发生体极化时,实际上是分散金属球颗粒的面极化引起的。故上式中的 $\rho_2$ 仍可用(9)式的复电阻率代入,为计算简化,令 $C = 1$ (Debye)。则面极化球颗粒的复电阻率为:

$$\rho_2(i\omega) = \frac{\rho_1}{a_0} \frac{\lambda(0)}{1 + i\omega\tau} \quad (21)$$

式中 $a_0$ 为颗粒半径。将(20)式替代(19)式中的 $P_2$ ,则体极化介质的真复电阻率为:

$$\bar{\rho}(i\omega) = \rho_1 \left[ 1 - \frac{3v \left( 1 - \frac{\lambda(0)}{a_0(1+i\omega\tau)} \right)}{(1+2v) \left( 1 + \frac{2(1-v)\lambda(0)}{1+2va_0(1+i\omega\tau)} \right)} \right] \quad (22)$$

相角谱为:

$$\varphi(\omega) = -\arctan \frac{\frac{9v}{(1+2v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} \omega\tau}{\left[ \left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right)^2 + \omega^2 \tau^2 \right] \left( 1 - \frac{3v}{1+2v} \right) + \left( \frac{9v}{(1+2v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \left[ \left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \right) \frac{\lambda(0)}{a_0} \right]} \quad (23)$$

$$\omega_{\phi m} = \frac{1}{\tau} \left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \sqrt{1 + \frac{\frac{9v}{(1+2v)^2} \cdot \frac{\lambda(0)}{a_0}}{\left( 1 + \frac{2(1-v)}{1+2v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \left( 1 - \frac{3v}{1+2v} \right)}}} \quad (24)$$

### 1.2.2 体极化球体的视相角极值频率

用(20)式体极化介质构成半径为  $a$ 、埋深为  $h$  的球体,该体极化球体的视复电阻率为:

$$\rho_a(i\omega) = \rho_1 \left( 1 - \frac{\rho_1 - \bar{\rho}(i\omega)}{\rho_1 + 2\rho(i\omega)} a^3 F \right) = \rho_1 \left[ 1 - va^3 F \left( 1 + \frac{\frac{3\lambda(0)}{a_0}}{1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0}} \right) \right] \quad (25)$$

$$\text{式中 } F = \frac{h^2 - 2x^2}{(h^2 + x)^{5/3}}$$

视相角谱为:

$$\varphi_a(\omega) = -\arctan \frac{\frac{3\lambda(0)}{a_0} va^3 F \omega \tau}{\left[ \left( 1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) + (\omega \tau)^2 \right] (1 - va^3 F) + \left( 1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \cdot \frac{3\lambda(0)}{a_0} va^3 F} \quad (26)$$

视相角极值频率为:

$$\omega_{\phi m} = \frac{1}{\tau} \left( 1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \sqrt{1 + \frac{\frac{3\lambda(0)}{a_0} va^3 F}{\left( 1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) (1 - va^3 F)}} \quad (27)$$

### 1.2.3 体极化水平圆柱体的视相角极值频率

体极化水平圆柱体的视复电阻率为:

$$\rho_a(i\omega) = \rho_1 \left[ 1 - \frac{\rho_1 - \bar{\rho}(i\omega)}{\rho_1 + \bar{\rho}_2(i\omega)} a^2 F' \right] = \rho_1 \left[ 1 - \frac{3v \left( 1 - \frac{\lambda(0)}{a_0} \right)}{(2+v) + (4-v) \frac{\lambda(0)}{a_0}} \right] \quad (28)$$

$$\text{式中 } F' = \frac{h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^2}$$

视相角谱为:

$$\varphi_a(\omega) = -\arctan \frac{\frac{18v}{(2+v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} a^2 F' v \tau}{\left[ \left( 1 + \frac{4-v}{2+v} - \frac{\lambda(0)}{a_0} \right)^2 + (\omega \tau)^2 \right] \left( 1 - \frac{3v}{2+v} a^2 F' \right) + \frac{18v}{(2+v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} a^2 F' \left[ 1 + \frac{4-v}{2+v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right]} \quad (29)$$

视相角极值频率:

$$\omega_{\phi m} = \frac{1}{\tau} \left( 1 + \frac{4-v}{2+v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \sqrt{\frac{\frac{18v}{(2+v)^2} \frac{\lambda(0)}{a_0} a^2 F'}{\left( 1 + \frac{4-v}{2+v} \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \left( 1 - \frac{3v}{2+v} a^2 F' \right)}} \quad (30)$$

### 1.2.4 体极化体的真、视同一参数

以上计算表明,体极化体中金属矿物颗粒含量较小时( $v \ll 1$ ),体极化介质、球体、水平圆柱体它们的真、视相角极值频率都趋于一致,有:

$$\omega_{\phi m} = \omega_{\phi m a} = \frac{1}{\tau} \left( 1 + 2 \frac{\lambda(0)}{a_0} \right) \quad (31)$$

体极化体的相角极值频率,它与金属矿物的粒径反应灵敏(呈反比)。与不同形体、埋藏条件、金属矿物颗粒含量反映不灵敏,当含量高达  $v \approx 30\%$  时,不同形体(含埋藏条件)的差别不大于  $10\% \sim 30\%$ 。

体极化体的真、视同一参数有 3 个:

$$\begin{aligned} \textcircled{1} \omega_{\phi ma} &= \omega_{\phi m} \\ \textcircled{2} \varepsilon_a &= \varepsilon \\ \textcircled{3} C_a &= C \end{aligned} \quad (32)$$

## 2 频散系数(C)的初探

在谱激电法的著作中,有关频散系数的专门研究未有涉及。对它的认识也不一致, Pelton 等(1978)认为频散系数与极化源性质无关。罗延钟、吴之训(1992)认为是一个结构性参数。这些认识有待检验。

虽然频散系数变化范围窄( $0 < C \leq 1$ ),但不同学者测定的结果分散性却较大。这可能与反演求解的欠定性有关。

### 2.1 频散系数与结构无关

我们已经求得面极化球体的真复电阻率(9)式,即:

$$\rho_2(i\omega) \approx \frac{\frac{\lambda(0)}{a_0} \rho_1}{1 + (i\omega\tau)^c} \quad (9)$$

该式同样也是面极化水平圆柱体的真复电阻率。因此,只要面极化球体与柱体是相同的材料,它们的围岩( $\rho_1$ )有相同的化学性质,可以得知,频散系数(C)与它们的半径无关,与面极化形体无关。前面计算还求证了频散系数(C)是,面极化体、体极化体的真、视同一参数。

有必要进一步研究极化单元之间相互影响的结果,作者曾对体极化介质(组合介质)的电阻率表达式(20)式进行过验算,证实该式当面极化颗粒体积含量较高时,已经计及导电颗粒之间的相互影响。当(20)式略去分母后项 $2v(\rho_1 - \rho_2(i\omega))$ ,意味着含量低,极化颗粒相互影响可略而不计,则有:

$$\bar{\rho}(i\omega) = \rho_1(1 - v) + \frac{\frac{3v\lambda(0)}{a_0 + 2\lambda(0)}}{1 + \left[ i\omega\tau \left( \frac{a_0}{a_0 + 2\lambda(0)} \right)^{1/c} \right]^c} \quad (33)$$

当计及导电颗粒相互影响,有:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(i\omega) &= \rho_1 \left( 1 - \frac{3v}{1 + 2v} \right) \\ &+ \frac{\frac{3v(3 - 2v)\lambda(0)}{a_0(1 + 2v)^2 + 2(1 - 2v)\lambda(0)}}{1 + \left[ i\omega\tau \left( \frac{a_0(1 + 2v)}{a_0(1 + 2v) - 2(1 - 2v)\lambda(0)} \right)^{1/c} \right]^c} \end{aligned} \quad (34)$$

可知(33)、(34)式均满足 Cole - Cole, 当计及或不

计及极化颗粒相互影响时,频散系数(C)均无变化。

以上计算表明,频散系数(C)与结构无关。

### 2.2 反映界面双电层的阻、容关系

当电流流过电极/溶液界面时,原来界面的稳定(平衡)电位被打破。一部分电流产生电极反应过程,余下电流对界面双电层充放电,双电层充放电的阻抗:

$$\begin{aligned} Z_{NF} &= (i\omega X)^{-C} = \frac{1}{(\omega X)^C} e^{-\frac{C\pi}{2}} \\ &= \frac{1}{(\omega X)^C} \left( \cos \frac{C\pi}{2} - j \sin \frac{C\pi}{2} \right) \end{aligned} \quad (35)$$

频散系数 C 将界面双电层阻抗分解为实部

$$\operatorname{Re}[Z_{NF}] = \frac{1}{(\omega X)^C} \cos \frac{C\pi}{2} \quad (36)$$

及虚部

$$\operatorname{Im}[Z_{NF}] = \frac{1}{(\omega X)^C} \sin \frac{C\pi}{2} \quad (37)$$

双电层的阻抗表现为一个电阻与电容相串联的电子器件,相当是一个有损耗的电容器。其电阻值与电容值都是频率的函数。该阻抗的相角为:

$$\varphi = -\arctan \frac{C\pi}{2} \quad (38)$$

它与频率无关。可称为恒相角器件。当  $C=0$  时

$$Z_{NF} = (i\omega x)^{-C} = 1$$

为纯电阻性元件,当  $C=1$  时,

$$Z_{NF} = -j \frac{1}{\omega x}$$

为纯电容性元件。通常  $0 < C < 1$ , 即频散系数表征界面双电层的阻、容之间的关系。

### 2.3 可能是一个矿物区分参数

频散系数 C 是电极/溶液界面电化学特征的产物。显然,它与金属矿、溶液的化学性质有关,与矿物晶格结构与粒子交换强度,以及温度等因素有关。在同一地球化学区内,岩石中电解质溶液的性质较稳定时,频散系数 C 的变化可能与不同矿物有关。

在我们的模拟实验中,以及收集到的资料中,已经可以看到石墨的频散系数要大于块状硫化矿。金属不锈钢的 C 值大于金属黄铜。我们还发现有些纯金属,它们的视相角谱高、低频不对称。有的高频的 C 值大于低频,不满足一个 Cole - Cole 模型,而是两个 Cole - Cole 模型组成。这些明显的差异与特征,给激电异常源矿物的区分带来希望。

关于界面双电层的复电容参数  $X(\varepsilon)$  讨论,将有待于本文作者另篇文章涉及。

### 3 观测的方法与技术

除了石墨、高含量碳质岩石它们与硫化块矿在视时间常数、视相角极值频率参数有几个数量级有差别外,其他矿种如黄铁矿、黄铜矿、铅锌矿与碳质化岩石等,它们的上述参数差别不大。至于不同矿种在频散系数上的差别可能会更小。因此,准确的测定区分参数,是评价异常源性的关键所在。

现有谱激电观测系统,是在多频电流激励下,测定离散的视电阻率与相角。然后按 Cole - Cole 模型进行拟合,获得视谱参数( $\rho_a(0)$ 、 $m_a$ 、 $\tau_a$ 、 $C_a$ ),然后由视谱反演得到真谱,在野外实际观测中,如要求探测深度大(电极间距加大),加上大地电阻率较低时,观测结果将受到强大的电磁感应耦合干扰。在低频观测低于 0.1Hz 时,又会受到大地噪声的干扰,使观测费时又质量欠好,当在城镇或矿山进行观测又受到人文等工业电磁的强大干扰。

应该指出, Cole - Cole 模型的拟合属反演求解范畴,具有多解性。拟合的正确与否,强烈地依赖于初参的选择,这与工作的程度、拟合者的知识与经验密切相关。为了消除感应耦合的干扰,获得视激电谱,需要建立三个 Cole - Cole 模型去拟合野外观测结果,一个是激电谱模型,二个是正、负感应耦合谱模型,当激电效应强、其时间常数与感应耦合效应的差别较大,则拟合分离的激电谱的可靠性就高些。反之,当激电谱所占频点较少时,反演激电谱的真实性都难以保证,何谈对异常性质的评价了。

反演初参的选择对反演结果影响很大,反演拟合的精度,往往并不反映反演结果的真实度,因此,本文采取在高质量的消除各种干扰后,高精度的直接测定视参数的方法,在野外测定 4 个频点(频点可滑动)视相角值,利用正演解析求取异常参数  $m_a$ 、 $\rho_a$ ,以及区分参数  $\tau_a$ 、 $\omega_{\phi ma}$  和  $C_a$ 。

#### 3.1 高质量的压制干扰

1) 利用截频 50Hz 的低通滤波器,压制工业干扰。50Hz 及其高次谐波的衰减量大于 60dB。

2) 建立截频为 0.05Hz 的高通滤波器压制大地噪声干扰。衰减量大于 40dB。

3) 研究正、负感应耦合效应与激电效应在相频上的特性,建立自动去耦的方法(现有三频去耦方法有误)。

#### 3.2 高精度的观测技术

1) 发送分频系数为 4、可滑动的 4 个频率的激励电流。电流的稳流精度达到 0.1%,或能实时测

定电流波形。

2) 4 频电流可采用组合波或谐波。

3) 电流触发启动、D/A 乘法器选频与采样接收,二者同源相干,在发送、接收分离情况下,采用 GPS 同步(精度可达  $\pm 0.1\text{ns}$ )。

4) 24 位 A/D 转换(噪声  $< 1\mu\text{V}$ )。

5) 相位分辨优于 1mrad(毫弧度)。

### 4 结语

1) 激电法是电法中惟一能发现浸染型矿床的方法。这个优点同时也给激电法带来非矿异常多的缺点。因此,从找矿角度而言,解决激电异常的矿与非矿课题,无疑十分必要的。但是,从激电非矿异常验证的结果来看,非矿异常的地质原因主要是黄铁矿化、石墨碳质化地层引起的。这些激电异常的分布,却准确地反映了区域成矿背景的矿化带、蚀变带。许多大型、特大型金属矿床就赋存其间。因此,从找矿的全局着眼,通过激电法快速普查,圈定找矿靶区(尤其是深部找矿),解决区内大比例尺成矿预测的难题,可能比激电法直接找矿更有意义。

2) 评价激电异常源性质的课题,是世界公认的难题。谱激电法发展已有 30 多年历史,加上早期时间域衰减曲线与正、负极化研究,大约有 40 年的历史了,但至今成效甚微。

评价的难点在于区分参数受多种因素的影响,难以简单回答是矿还是非矿的问题。以本文提及的视时间常数( $\tau_a$ )与视相角极值频率( $\omega_{\phi ma}$ )为例,它们都是综合性参数,既受矿种又受结构的制约。因此,只有在条件严格的限制下,才能取得效果。例如由同一矿物构成的矿化带内,应用  $\tau_a$  或  $\omega_{\phi ma}$  参数区分矿物含量高、低不同的矿床,达到贫中找富的目的。对于块状结构的地质体,则可利用它们区分地质体是石墨还是硫化矿床。然而,地质成矿过程的复杂性,矿体矿物成分的不纯,结构、构造的多样性,这些因素往往叠加、交错、混淆在一起,使得区分结果模糊、难辩、甚至对立。企图利用时间常数来区分石墨与碳质是十分困难的。金属矿区,大量出现的是碳化地层(黑色灰岩、暗色页岩等),它们的时间常数,往往又与硫化矿是重叠的,而高含量碳质与石墨是少见的。

3) 现有由“视谱反演真谱参数”评价异常源的方法,应该说在理论上是成立的,但实现是十分困难。主要原因是反演本质上的欠定性。当初参信息缺乏,反演出现多解性,其次,观测数据的误差,干扰

消除不当、正演理论与 Cole - Cole 模型的近似性等,都导致反演的不稳定性,且受多重反演的牵连,求解可能成为一种数学游戏。

4) 本文采用数学解析法求解极化体的真、视参数,研究它们的同一性。解析法具有准确、简明的优点。通过面极化球体真参数的导出,了解到面极化体的真极化率为无限趋近于 1 (100%) 值,其真相角极大值为  $\frac{c\pi}{2}$ , 相角极值频率  $\omega_{\phi m}$  趋于无穷大。据此可以断言,现有许多文献中有关面极化岩矿标本测试的结果,其中真极化率测定 (小于 1) 且有极值出现的真相频特性都是虚假的,由此研究实测的结果也是没有意义的。

本文认为,极化体的参数经过由“真”到“视”的变化,仍能保持不变,则这些参数将反映了极化体最本质的属性。它们应该是可靠的区化参数。

极化体的视时间常数 ( $\tau_a$ )、体极化体的视相角极值频率 ( $\omega_{\phi ma}$ )、两相界面上的视复电容率  $X(\epsilon_a)$  以及视频散系数 ( $C_a$ ), 都是“真”、“视”同一的参数。可直接利用视参数,对异常源进行区分与评价,给激电异常的评价带来简捷与有效。

5) 本文对频散系数 ( $C$ ) 进行了初步探讨,认为它是一个两相界面参数。它控制了界面双电层阻抗复电容率关系 (虚、实分量)。当区域内岩层 (含电解质溶液) 化学性质基本相同的话,则频散系数的

改变,有可能与矿种的性质有关。这个推断在模拟实验中得到了初步的印证,但还有待于野外实践的检验。

6) 观测系统的研制,应在区分方法原理的指导下进行。由于采用测定视参数,直接评价异常源的方法,因此,可以摆脱常规反演求解方法。在可移动的频点上分别测定区分参数。高质量的压制干扰,是高精度测定区分参数的必要前提。为此,研究感应耦合与工业干扰特点,寻找自动去耦与消干的方法是必须解决的,也是可能解决的。

#### [参考文献]

- [1] 张赛珍,周季平,李美贤,等. 岩(矿)石频谱激电特征与结构构造和导电矿物成分[M]. 北京:中国科学技术出版,1994.
- [2] 傅良魁,复电阻率法异常的频谱空间分布规律[J]. 地质与勘探,1981. (2):46~53.
- [3] 王庆乙,朱添宝,黄利贤. 有限两极体界面的极化特性及其复电阻率异常奇异性[J]. 地质与勘探,1990(10)36~43.
- [4] 王庆乙. 相位谱区分激电异常的讨论[A]. 中国地球物理学会第三次学术讨论会论文集[C],1980.
- [5] D. Gupthasarma. True and apparent spectra of buried Polarizable targets[J] Geophysics, 1984. (49):171~176.
- [6] 傅良魁,张虎豹. 论复电阻率直谱与视谱的关系[J]. 桂林冶金地质学院报,1985. 5(4):353~365.
- [7] 罗延钟,张桂青. 频率域激电法原理[M]. 北京:地质出版社,1988.
- [8] 王自力,张赛珍. 一种真复电阻率参数求解方法[J]. 地球物理学报,1990. 33(6):712~721.

## STUDY IN EVALUATING ANOMALOUS SOURCE CHARACTERS BY IP APPARENT PARAMETERS

WANG Qing - yi

(Beijing Institute of Geology for Mineral Resources, Beijing 100012)

**Abstract:** Similar real and apparent parameters of polarization body reflect its essential property, and can be used to distinguish parameters. These parameters include time constant ( $\tau$ ), frequency of maximal phase angle ( $\omega_{\phi m}$ ), interface complex capacitance  $X(\epsilon)$  and dispersion coefficient ( $C$ ). It is preliminarily concluded that dispersion coefficient ( $c$ ) may be a mineral discrimination parameter. Apparent parameter determined in the field can be used directly to evaluate anomalous source without inversion of true parameter.

**Key words:** apparent parameter of IP, evaluating anomalous source, polarization body