

磁激发极化法探矿理论的几个问题

傅 良 彪

摘 要

本文对磁激发极化法当前存在的几个探矿理论问题进行了讨论,指出了某些著作中的错误及不完善之点,提出了作者的观点,给出了新的理论公式和异常剖面曲线以及某些条件下的室内模型实验结果和野外实际资料。

前 言

由于电子科学技术的发展及其向物探技术中的渗透,促使物探仪器的性能发生了深刻变化,不仅在轻便化、小型化方面不断改善,而且精确度和自动化程度大为提高。于是,近年来,使观测激发极化电流产生的二次磁场(微弱到毫伽玛级)的多年理想变成了现实。因之,作为金属矿一种新的找矿手段——磁激发极化法便相继地在国内、外诞生。

但是,在磁激发极化法问世以来的这十余年间,在本法找矿的理论方面,一直存在着许多值得进一步探讨的问题。某些论点在学术上还未达到成熟的地步,尚待进一步在科学实验和生产实践中验证。作者认为,为了更好地发展和利用这种新的找矿方法,对于这些理论问题,在我国金属物探这门学术领域中,进行深入地探讨是必要的和有益的。

一、关于大地磁极化率问题

关于大地磁极化率(η_c)的量值大小及其与一般激电法中大地极化率(η)之间的关系问题,目前国内、外研究者有不同的研究结果和看法[参阅文献 1、2、3、4、5、6]。这里仅将作者的研究结果阐述如下。

由于在磁激发极化法中,观测和研究的主要内容是二次极化磁场的空间和时间分布规律,因此,在研究由均匀、各向同性极化介质组成的大地磁极化率时,首先必须注意并弄清二次极化电流在大地中的分布状态(宏观的和微观的)。而二次极化电流的分布,是与介质的极化状态(宏观极化状态和微观极化状态)紧密相关的。不同极化状态的极化单元(或极化颗粒),其电学二次电流的分布规律是不同的。在自然条件下,基本的电学极化单元应不少于以下两种:A 型极化颗粒及 B 型极化颗粒。由它们分别组成的介质称为 A 型极化介质和 B 型极化介质。由这两种介质分别组成或混合组成的大地(或围岩),其磁极化率的量值大小及其与一般极化率之间的关系也是不同的,不能笼统地混为一谈。

1. A 型极化介质情况^[7,8]

在 A 型极化介质中,电学极化颗粒二次极化电流的分布,如图 1a 所示。这种极化

颗粒的主要物理化学特征如下:

(1) 极化颗粒电子导电性很差, 由这种颗粒组成的极化介质以离子导电为主。在 *A* 型极化颗粒的表面处, 不发生明显的氧化还原性质的电化学反应, 而主要是电离子的过剩聚集。在对着一次电流或外加场电流 j_0 的表面部分, 积累着正电离子, 有过剩的正电荷的聚集, 相当于小电容器的正极; 在背着 j_0 的表面部分, 积累着负离子, 有过剩的负电荷的聚集, 等效于小电容器的负极。即这种极化颗粒, 在外电场的充电作用下, 表现为以小电容器的形式, 将电化学能储存起来, 当断去外电场时, 以颗粒周围随时间衰减的二次极化电流的方式, 释放电化学能。

(2) 在 *A* 型极化颗粒内部, 几乎无电流存在(或可以忽略)。这一特征, 对于自然界中不含电子导电物的砂、页岩等都是具备的。

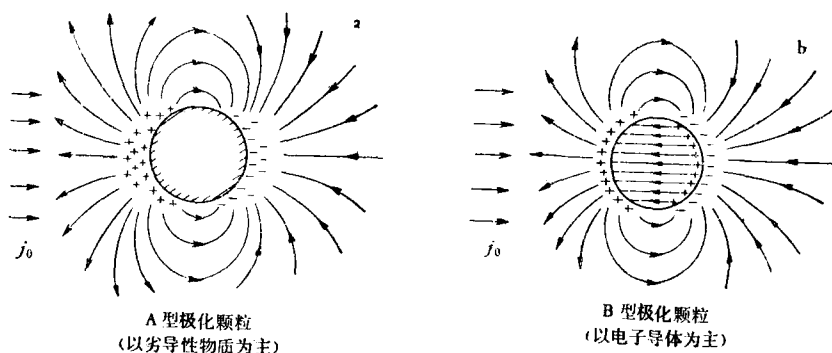


图1 *A*型和*B*型极化颗粒二次电流在其内、外的分布状态

对于 *A* 型极化介质情况, 二次极化电流密度 (j_2) 与 η 和 j_0 的关系如下:

$$j_2 = \eta j_0 \quad (1)$$

可以利用电流磁场的经典理论, 导出 η_c 与 η 的相等关系:

$$\eta_c = \eta \quad (2)$$

即对由 *A* 型极化介质组成的大地而言, 其磁极化率值与电极化率值是相等的。

2. *B* 型极化介质情况^[9]

对这种极化介质而言, 电化学极化颗粒二次极化电流的分布状态如图 1b 所示。这种极化颗粒的主要物理化学特征如下:

(1) 极化颗粒表面发生明显的氧化还原作用或电化学反应, 形成动态的双电层存在, 在迎着外加场电流的一面, 颗粒带负电, 成为阴极(颗粒外部带正电), 在背着外加电流场的一面, 颗粒带正电, 成为阳极(颗粒外部带负电)。

(2) 极化颗粒具有明显的电子导电作用, 其内部有电流(一次的和二次的)存在。

对于 B 型极化颗粒而言, 电化学的储能方式是以小蓄电池的形式表现的. 在断去外加场的放电过程中, 颗粒内、外的二次极化电流强度, 在任一瞬间都是相等的, 在任意横断面内, 其总和值均为零. 因此, 宏观地看, 当大地是由很多均匀分布的具有电子导电性能的 B 型极化颗粒组成的情况下, 由于宏观的总和二次电流密度:

$$j_2 = 0 \quad (3)$$

故必有二次极化磁场:

$$H_2 = 0 \quad (4)$$

的结果, 因而由 B 型极化介质组成的大地, 其磁极化率:

$$\eta_c = 0 \quad (5)$$

在这种条件下, 断电后观测二次磁场的时间域磁激发极化法, 乃变成纯异常法, 无正常背景值, 有利于发现矿体.

最后, 当大地是由 A 型和 B 型两种极化介质组成时, 根据上述理论, 其磁极化率值必然仍由 A 型极化介质所决定, 量值的大小与一般激电法的极化率相等. 所以, 在通常 η 值较小的地区找矿时, 磁激发极化法的背景值也是相当低的.

二、关于球状矿体磁激电异常场问题

在一般激电法或其他电法和磁法以及重力法中, 球状矿体异常场空间分布规律的这一基础理论问题, 不难解决, 但是, 对磁激电法而言, 这却是比较繁杂的问题, 以至磁激电法问世的十余年来, 未获得很好地解决. 虽然西格尔 (H. O. Seigel) 在倡导这种找矿方法之后, 曾给出过不同形式的异常表达式^[4,5], 但西氏自己认为在计算球体外部二次极化电流引起的异常磁场时, 均有所“夸大”, 而“夸大”了多少, 由于严格解未求出而未能指出, 故给出的解是粗略近似的.

为了在我国应用这种找矿方法, 我们对上述这一理论问题进行了研究, 获得了一级近似解, 并经野外实践检验尚为满意, 现简述如下.

对一般常见的浸染型金属矿体而言, 从电化学角度看, 乃属于含电子导电矿物的 B 型极化介质 (或以 B 型极化介质的作用为主), 因此在中梯装置的磁激电法中, 球状矿体沿外加场 (j_0) 方向呈均匀体极化, 我们由矿体与围岩分界面上电位与电流密度法向分量的连续性条件出发, 利用已知的一次场解答和等效电阻率代换法, 求出球体内部二次极化电流强度 (I_2) 之表达式如下 (忽略围岩极化作用):

$$I_2 = \frac{-2\pi r_0^2 \eta_2 \rho_2}{2\rho_2 + \rho_1(1 - \eta_2)} j_1 \quad (6)$$

或

$$I_2 = - \frac{6\pi r_0^2 \eta_2 \rho_1 \rho_2}{(2\rho_2 + \rho_1)[2\rho_2 + \rho_1(1 - \eta_2)]} j_0 \quad (7)$$

式中

$$j_1 = \frac{3\rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} j_0 \quad (8)$$

为一次电流密度。

r_0 ——球体半径;

ρ_2 ——球体电阻率;

η_2 ——球体极化率;

ρ_1 ——围岩电阻率。

在计算球体内部和外部二次极化电流产生的磁异常场时,球内、外的总异常电流强度是相反的,球内二次电流是均匀分布的(其方向与外加场电流密度 j_0 方向相反),在过球心的主横断面内,球体内、外总二次极化电流强度大小相等方向相反(在该面内球外二次极化电流密度 j_2 的方向与 j_0 同)。

由于用经典的电流磁场理论计算球体二次极化电流磁场时比较困难,所以人们曾寻求简化的方法^[10],图 2a 和图 2b 就是已往人们采用的两种等效电路法^[1,5]。但是,这两种方案均不能令人满意。作者从另一角度出发,得到了较严格的一级近似解(见图 2c)。

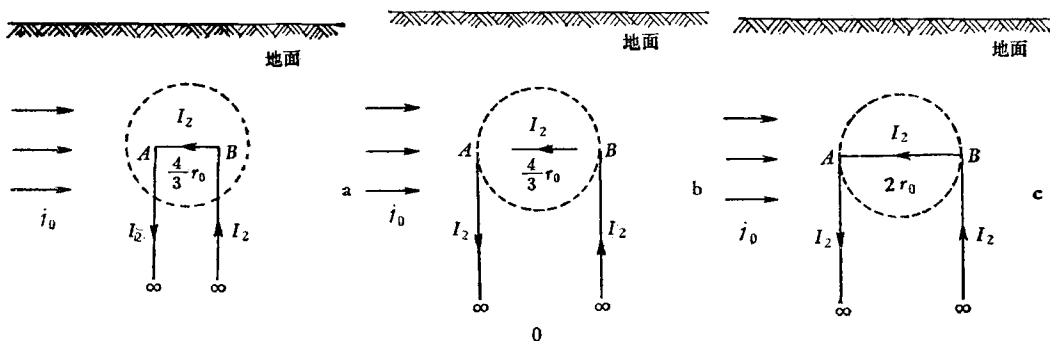


图 2 计算地下极化球体二次电流产生磁激电场的三种简化电路方案

在具体讨论我们得到的近似解之前,首先指出,在球心距地面深度(h)较 r_0 大许多的条件下,仅计算球体内部二次极化电流(I_2)在地面上产生的磁场时($H_{2\text{内}}$),利用图 2a 或图 2b 所示的等效方案是可以的,即认为球内全部二次极化电流都集中在通过球心并与 j_0 平行的一段长度 $\Delta L = \frac{4}{3} r_0$ 线段内的电流单元产生的磁场。但是,如果 h 较 r_0 不大许多时,即在任意深度情况下,这种方案的计算误差,将随深度的减小而增大。如我们取球心在地面上的投影为坐标原点, X 轴沿 j_0 方向, Z 轴垂直向下, Y 轴在地面上与 X 轴垂直(指向视者),我们用经典方法得到球顶上地面处由球内二次极化电流产生的磁场 $H_{2\text{内}}$ 具有以下积分形式:

$$H_{2\text{内}} = \frac{4I_2}{\pi r_0^2} \left\{ \int_{h-r_0}^{h+r_0} \left[\int_0^{\sqrt{r_0^2 - (h-z)^2}} \frac{\sqrt{r_0^2 - (h-z)^2 - y^2}}{y^2 + z^2} dy \right] \cdot \frac{z dz}{\sqrt{r_0^2 - (h-z)^2 + z^2}} \right\} \quad (9)$$

式中 z ——从地面到被积分的二次极化线电流密度单元的深度;

y ——被积分的球内二次极化线电流单元到球心的水平距离。

按公式(9)算得 $H_{2\text{内}}$ 与深度 h 的关系列于图 3. 同时,为了对比,将 $\Delta L = \frac{4}{3}r_0$ 的位于球心处的线单元电流 (I_2) 磁场,也进行了计算,并绘入图 3 中. 分析图中的计算结果,可得以下几个结论:

(1) 球内异常电流的磁场几乎是随 h 的平方而衰减的,尤其在 h 较大时,更是如此.

(2) 当取 $\Delta L = \frac{4}{3}r_0$ 时,计算得的磁场值小于积分计算值(即曲线 2 在曲线 1 之下).

(3) 体积分值(曲线 1)与线元 $\frac{4}{3}r_0$ 的计算值之间的相对差,随着 h 的减小而增大(即两条曲线 1 和 2 在 h 小时分开明显,当 h 较大时乃重合起来),两者的最大相对差 $\left(\frac{\Delta H}{H_{2\text{内}}}\right)$ 达 15% ($h = r_0$ 时)以上,而当 h 增大时,两者很快接近,相对差迅速减小. 如当 $\frac{h}{r_0} = 2$ 时,相对差仅为 5%; $\frac{h}{r_0} = 3$ 时,相对差又下降一倍(仅约 2.5%).

综上所述,如果以与严格值相对差小于 5% 为限,则在 $\frac{h}{r_0} < 2$ 情况下,已往的理论,误差较大,反之,如果容许计算值与严格值之间的相对差不超过 5% 即合乎要求的话,则只要 $\frac{h}{r_0} \geq 2$ 时,用 $\Delta L = \frac{4}{3}r_0$ 的线段电流代替体电流进行简单计算是可以的. 问题的关键,乃归结到对准确度的要求. 而这与地质条件和仪器精度情况等许多因素有关,宜视具体情况而论.

其次,为了计算球体外部二次极化电流产生的磁异常场($H_{2\text{外}}$),以便最后由 $H_{2\text{内}}$ 与 $H_{2\text{外}}$ 之迭加而得总异常磁场 H_2 ,我们给出按图 2c 所示的“Π”形等效电路方案来计算异常的一级近似值,总异常磁场的分量表达式如下:

I. 在沿 x 轴主剖面上: 只有沿 y 轴方向的水平磁场分量,其表达式为:

$$H_{2y} = \frac{M_2}{X^2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + X^2}} \right) \quad (10)$$

式中

$$M_2 = - \frac{12\pi r_0^3 \rho_1 \rho_2 \eta_2}{(2\rho_2 + \rho_1)[2\rho_2 + \rho_1(1 - \eta_2)]} j_0 \quad (11)$$

或

$$M_2 = 2I_2 r_0 \quad (12)$$

II. 在沿 y 轴主剖面上: 有沿 y 轴和 z 轴两个方向的磁场分量,其表达式为:

$$H_{2y} = \frac{M_2}{y^2} \left[1 - \frac{h(h^2 + 2y^2)}{(h^2 + y^2)^{3/2}} \right] \quad (13)$$

$$H_{2z} = -M_2 \frac{y}{(h^2 + y^2)^{3/2}} \quad (14)$$

分析以上公式可见,磁激电异常与球体二次极化电流偶极矩 M_2 成正比,而 M_2 与 I 成正比(球内 I_2 的方向与 j_0 相反). 从各式中 r_0 的方次看,磁激电异常与球体的体积成正比. 从 H_2 与 ρ_2 的关系看,磁激电异常与球体导电因子 (ρ_2) 之间具有饱和效应规律,当

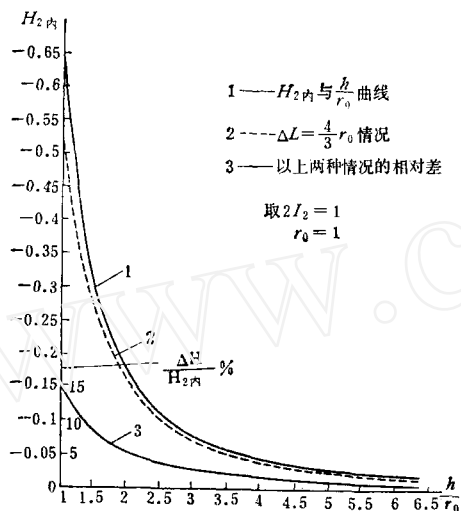


图3 球内二次极化电流的异常
磁场随深度变化的理论曲线

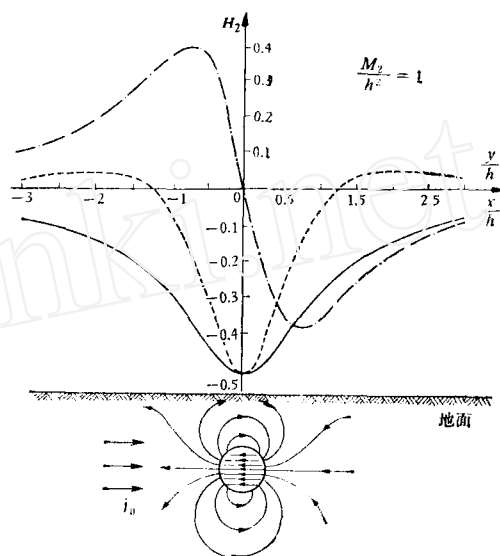


图4 地下体极化球体沿 x 和 y 轴主剖面
上磁激电异常理论剖面曲线

$\rho_2 \rightarrow 0$ (良导) 时, $H_2 = 0$; 当 $\rho_2 \rightarrow \infty$ (绝缘) 时, 也使 $H_2 = 0$, 当 ρ_2 与 η_2 有以下关系时, 磁激电异常 H_2 才出现极大值:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\sqrt{1 - \eta_2}}{2} \quad (15)$$

按以上各式计算的二次极化电流磁异常场各分量的理论剖面曲线列入图4, 其异常特征和分布规律在文献[6]中有详细分析, 本文从略。

三、关于磁激发极化法克服低阻覆盖层 和高阻屏蔽层影响能力问题

这个问题, 也是磁激发极化法具有重要实际意义的理论问题之一。对此问题, 国外学者认为磁激发极化法的找矿能力不受覆盖层影响。我们认为, 覆盖层对磁激发极化法的异常, 并非不受影响。只是影响较一般激电法要小, 而且在某些条件下, 要小得很多。从这种意义上讲, 我们认为: 磁激电法和磁电阻率法在具有高、低阻覆盖层地区找矿时, 较一般激电法和一般电阻率法有利, 这应视为磁激电法(包括磁电阻率法)在找矿中的一个主要优点。

1. 关于高、低阻覆盖层对磁激电法异常强度影响大小的理论问题

设中梯装置的供电电极距 (AB) 较覆盖层厚度 (h_0) 和矿体深度 (h) 大很多倍, 并设覆盖层和下部围岩的电阻率为 ρ'_1 和 ρ_1 。在 AB 中部, 地下的电流密度是近于水平均匀分布的, 则根据位场的边界条件我们推出覆盖层中的电流密度 (j'_1) 和围岩中的电流密度 (j_0) 具有以下形式:

$$\ddot{i}_1 = \frac{\rho_1}{\rho_1' r + \rho_1 h_0} \cdot \frac{I}{2\pi r} = \frac{j_0}{H' + \mu'} \quad (16)$$

$$\ddot{i}_0 = \frac{\rho_1'}{\rho_1' r + \rho_1 h_0} \cdot \frac{I}{2\pi r} = \frac{\mu'}{H' + \mu'} j_0 \quad (17)$$

式中 I 为供电电流强度; $r = \frac{AB}{2}$; $H' = \frac{h_0}{r}$; $\mu' = \frac{\rho_1'}{\rho_1}$, $j_0 = \frac{I}{2\pi r^2}$.

分析上式可得出结论:

(1) 在低阻(水平无限分布)覆盖层条件下,尤其在 $\rho_1' \ll \rho_1 (\mu' \ll 1)$ 的情况下,围岩中的外加场电流密度 (j_0) 是很小的,这时极化矿体产生的二次电流的异常值,显然亦将相当弱,因此不利于发现矿体。但是,观测这种二次极化电流在地面上产生的磁激电场 H_2 时,乃不再受低阻覆盖层的影响了。然而,对一般激电法则不然,在地面上观测上述二次极化电流产生的二次极化电场 (E_2) 时,将再受到一次低阻覆盖层的影响,结果使 E_2 变得更为微弱。由此便得出结论: 磁激电法较一般激电法受低阻覆盖层的影响小,因此在这种条件下找矿时,磁激电法较一般激电法为有利。

(2) 在高阻覆盖层条件下,尤其在 $\rho_1' \gg \rho_1 (\mu' \gg 1)$ 的情况下,由公式 (16) 可见,覆盖层中的电流是很小的(只要通过 A 、 B 极将供电电流输入地表面以下——采用浇水或适当选择接地条件好的地点等措施),而由公式 (17) 可见,围岩中的外加场电流密度显著增大,因此极化矿体产生的二次极化电流亦将相当明显,故有利于发现矿体。而且,在地面上观测磁激电异常场 H_2 时,不再受高阻覆盖层的影响。而一般激电异常场 E_2 , 将再次地受到高阻覆盖层对电流的屏蔽作用。所以在这种条件下找矿时,也是磁激电法较一般激电法有利。

上面我们所讨论的仅是宽广无限的地表覆盖层情况。而在自然条件下,高、低阻覆盖层可以是有限的或局部的。而且,还可以有其他各种形式的高、低阻屏蔽层作用的情况。如在矿体与地表面之间存在大小、厚度以及导电性能各不相同的干扰层时,都将对磁激电法和一般激电法的找矿效果产生不同程度的影响。但是,总的说来,在大多数条件下,磁激电法较一般激电法受到的干扰小^[6]。

2. 关于高、低阻覆盖层对磁激电法与一般激电法异常强度影响情况的对比性模型实验结果

为了阐明和检验我们的理论观点,这里列举以下几个模型实验例子,此结果较接近实际情况。

(1) 低阻覆盖层条件下的模型实验结果

为了明确低阻覆盖层对磁激电法异常强度和形态的影响,我们用石墨质水平圆柱体作矿体模型,先在土槽中进行无低阻覆盖层条件下的实验观测,然后,从表层取去厚度约 2 厘米的土,再将硫酸铜溶液与土混合的低阻(约为原土质围岩电阻率的五十分之一)土层覆盖于上,其厚度也约 2 厘米,并立即进行观测。观测的其他条件均列于图 5 中。由于供电电极 A 、 B 分别位于水平圆柱状矿体模型的两端外侧,而测线为沿 y 轴的垂直矿体走向方向的主剖面,因此,对一般激电法而言,本模型实验属于横向中梯装置。

观察图 5a 中的实验剖面曲线可见,在无低阻覆盖层时,一般激电法的异常是非常明

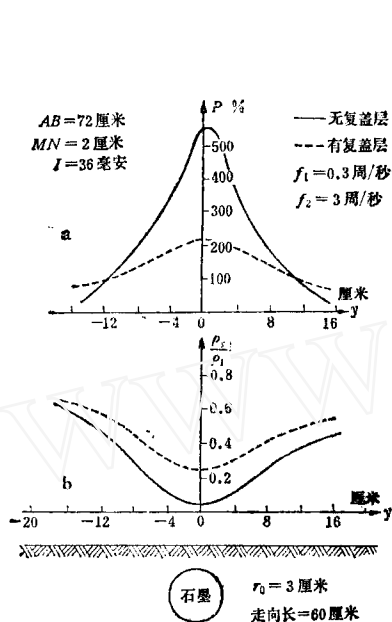


图 5 低阻覆盖层对一般激电法(交流)和一般电阻率法(交流)异常影响的模型实验结果

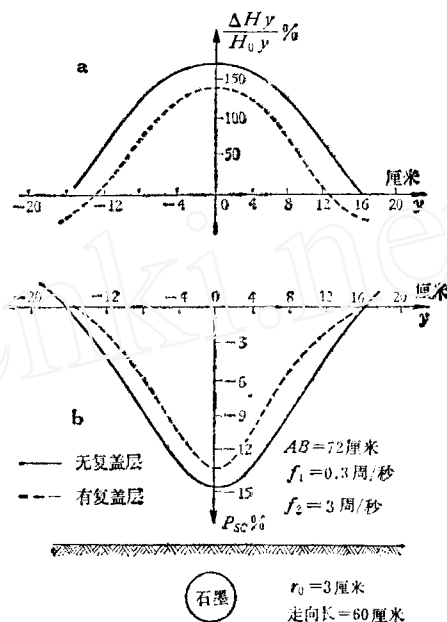


图 6 低阻覆盖层对磁激电法(交流)和磁电阻率法(交流)异常影响的模型实验结果

显的,在矿顶上的视电阻率 P_s 异常极大值达 550% 以上;而当矿体上有低阻覆盖层时, P_s 异常乃明显下降,尚不及原来的一半。由此可见,低阻覆盖层对一般激电法的异常影响是很大的,在这种条件下找矿时,其地质效能将受到明显影响。

对于一般电阻率法而言,由图 5b 可见,低阻覆盖层的影响,也是使视电阻率 ρ_s 异常明显降低。而且,同图 5a 一样,剖面曲线均较无低阻覆盖层时变得平缓了。总之,均不利于发现矿体。

但是,从图 6 所示的磁激电法异常的模型实验结果可见,低阻覆盖层对磁频散率 P_{sc} 的影响则较 P_s 情况要小许多。如由图 6b 可见,无覆盖层时 P_{sc} 的异常极小值约为 -15%,而有低阻覆盖层时约为 -13.5%。这一方面表明,低阻覆盖层对磁激电法异常是有影响的,使其异常值减小了。但另一方面却表明,减小的并不多,仅约 1.5%。这显然比前述的一般激电法 P_s 受低阻覆盖层的影响程度小的多。所以可以认为,在这种低阻覆盖区找矿时,磁激电法相对一般激电法受到的干扰影响小,有利于发现矿体。

但是,对比图 5a 和图 6b 可见,在相同条件下,从 P_{sc} 和 P_s 的异常值而言, P_{sc} 则比 P_s 小很多。因此,在磁激电法中,为了找到矿体和克服低阻覆盖层的影响,必须采用较一般激电法更为精确的测量仪器。这一点,已通过野外实践得到证明。

最后,由图 6a 可见,低阻覆盖层对磁电阻率异常值的影响,虽然使其减小,但也比一般激电法受到的影响弱得多。而且对比图 6a 和 6b 可见,磁电阻率法的异常乃比磁激电法异常要强得多,因此在实际找矿中,也必须予以充分注意和利用。

(2) 高阻屏蔽层条件下的模型实验结果

在图 7 中我们列出一张高阻屏蔽层对一般电阻率法和磁电阻率法的对比性模型实验

结果,当前以水平铜板作矿体模型,而以塑料薄膜覆于其上,作为高阻屏蔽层(塑料薄膜的面积为 50×20 平方厘米,比水平铜板略大些,使塑料薄膜在水平铜板四周稍有多余部分,并向下垂斜,使之对初次场电流有相当的屏蔽作用)。

由图 7a 可见,在当前这种高阻屏蔽层条件下,从磁电阻率法的异常极大值来看,屏蔽层的作用,非但未使异常值减弱,反而略有增加,只是使剖面曲线变得平缓了,但并不影响磁电阻率法的找矿效能,甚至可以说还有所提高,这同前面的理论是吻合的。

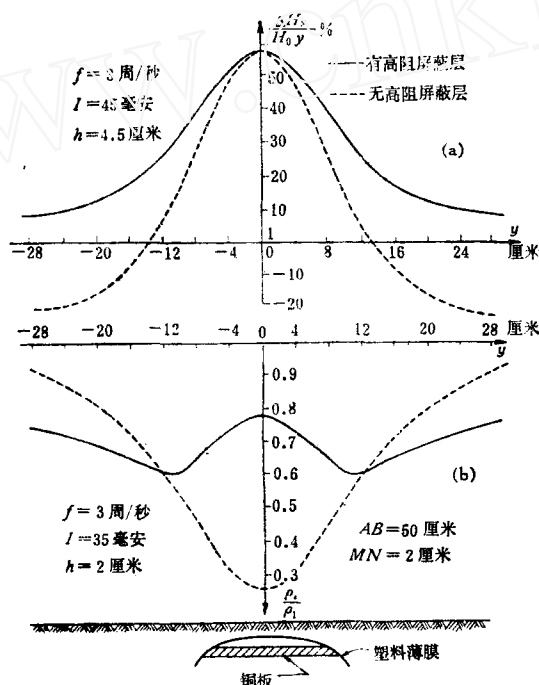


图 7 高阻屏蔽层对一般电阻率法和磁电阻率法异常影响的对比性模型实验结果

然而,由图 7b 可明显看出,当前这种高阻屏蔽层,不仅使 ρ_s 异常值显著下降,而且使 ρ_s 剖面曲线形状变得复杂化,在低阻铜板上,非但不出现 ρ_s 极小,反而出现极大,使异常的推断解释多解化。从总的情况看,在有这种高阻屏蔽层时, ρ_s 剖面曲线各点的 ρ_s 值均是低于围岩的 ($\frac{\rho_s}{\rho_1} < 1$),但是,如果增大塑料薄膜面积,使其在水平铜板四周下垂部分增大,即高阻屏蔽作用进一步增强时,甚至将会在低阻铜板上出现高于 ρ_1 的 ρ_s 异常值。当然,那时,磁电阻率法异常也将随之减小。

其次,由图 8a 可见,在当前这种高阻屏蔽层条件下,磁激电法异常虽然有所减小,但减小得不多(约从 -4 伽玛减小到 -3.5 伽玛,降低 12.5%)。但是,由图 8b 可见,高阻屏蔽层对一般激电法的异常影响,则十分明显。二次极化电位差 ΔU_2 的异常极大值,从无高阻屏蔽层的 9 毫伏下降到约 4 毫伏,减少 55% 以上。因此,比磁激电法受到的屏蔽影响严重得多。

综上所述理论和模型实验结果证明,在某些高阻屏蔽层和低阻覆盖层条件下,一般激电法受到的影响严重,而磁激电法受到的影响较轻。并且,在有些条件下,反而会增强磁激电

异常,因此我们可得出结论: 磁激电法在具有高、低阻覆盖层及屏蔽层地区找矿时,是较一般激电法有利的,这应视为磁激电法的主要优点之一。当然,工作中要采用高精度的仪器。

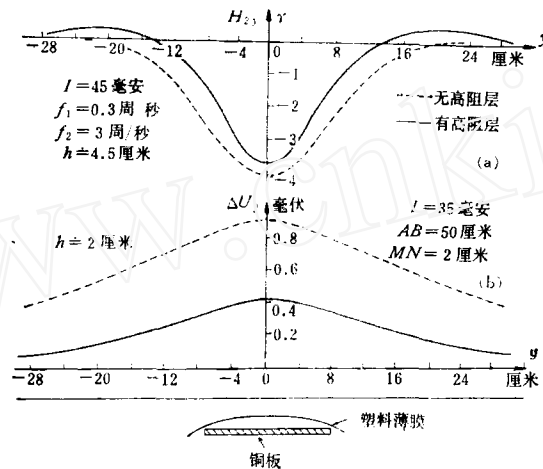


图8 高阻屏蔽层对一般激电法和磁激电法异常影响的对比性模型实验结果

四、关于在测磁场的传导类电法中矿体磁性参数的作用问题

在一般传导类电法中,是不考虑矿体的磁性作用的。这是因为,在观测的电场值中,矿体的磁性不起作用。然而,当前,无论国外或国内,由于物探仪器精确度的提高,促使电法勘探的一个发展趋势是: 测量装置与地面脱离接触,从测接地电极 M 、 N 间的电场,发展为测量位于地面以上的感应探头(或线圈)中的磁场。从而不仅能避免不利接地条件的影响,提高生产效率,使一般传导类电法向航空化方向发展;而且可以使电法勘探利用更多的物性参数,扩大应用范围,提高找矿效能。因此,对传导类电法从测电场的老状况向测磁场的动向发展的这一趋势,应给予适当注视。

当将测电场转变为测磁场时,则在观测数据中,不单是矿体的导电性和电化性起作用,而且,矿体的导磁性参数(μ)也起作用,有时甚至起重要作用。这样一来,在测磁场的传导类电法(以下简称磁电法)中,是可以研究和利用三个矿体物性参数的。比测电场的传导类电法扩大了一个参数。这是因为,在供电过程中,地下电流(一次的和二次的)同时是产生磁场的,若矿体有磁性,则将被这种磁场所磁化,而产生感应磁化异常场,于是在观测的磁场值中,便有三种物性参数在起作用。但是,关于导电性作用(磁电阻率法)和电化性作用(磁激发极化法),已被人们所重视和利用了。现在,我们只扼要地谈谈值得引起重视的磁性作用问题。

磁性导电球体在磁电法中异常的变化规律

设在大极距的 AB 下方埋藏有半径为 r_0 , 电阻率为 ρ_2 , 导磁系数为 μ 的球体, 围岩电阻率为 ρ_1 , 暂不计电缆中电流的磁场作用, 则可导出沿 y 轴主剖面上由球体导电作用与导

磁作用引起的异常磁场的一级近似表达式:

$$H_{1y} = -2Ir_0^3 \left\{ \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \cdot \frac{AB}{\left[h^2 + \left(\frac{AB}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \cdot \frac{1}{y^2} \left[1 - \frac{h(h^2 + 2y^2)}{(h^2 + y^2)^{3/2}} \right] \right. \\ \left. + \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \cdot \frac{2}{AB} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + \left(\frac{AB}{2} \right)^2}} \right) \cdot \frac{h^2 - 2y^2}{(h^2 + y^2)^{5/2}} \right\} \quad (18)$$

式中前项为导电作用,后项为导磁作用。为了对异常场的基本性质有所了解,我们给出一张如图9所示的理论计算结果。计算条件为 $\rho_2 = 0$ (良导体), $AB = 20h$, $\mu = 1, 1.1, 1.2, 1.5$ 和 2 , 以 μ 为参数的各剖面曲线如图所示。

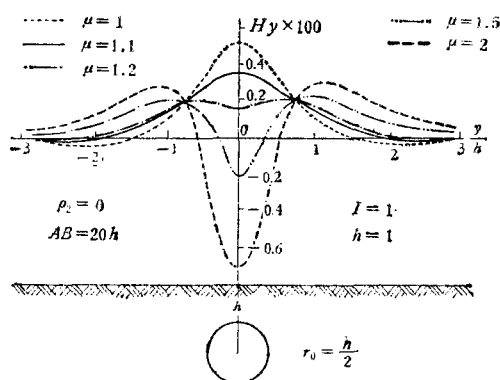


图9 磁性导电球体上磁电法沿 y 轴主剖面上的磁异常理论剖面曲线

分析图中的剖面曲线可以看出,对于 $\mu = 1$ 的非磁性导电球体而言,在球顶上的 H_{1y} 为正的极大值,往球体两侧 H_{1y} 逐渐下降,并约在 $y = \pm 1.25h$ 时 $H_{1y} = 0$, 曲线过横轴后,在两外侧还有负的次级极小点出现。最后,在远离球体时 $H_{1y} \rightarrow 0$ 。

但是,当 $\mu > 1$ 时,随着球体导磁系数的增大, H_{1y} 剖面曲线乃逐渐发生变化,其主要特点是:球顶上的 H_{1y} 异常值随着 μ 的增大而减小,当 $\mu = 1.3$ 时,球顶上的 H_{1y} 接近零值,而当 μ 再增大时,球顶上的 H_{1y} 乃变为负值,并且 H_{1y} 剖面曲线的形状与 $\mu = 1$ 时的非磁性导电球情况已呈倒形。同时, H_{1y} 的负值异常可以大于正值异常。

H_{1y} 剖面曲线形状发生上述变化的物理原因,在于:由 $A(I)$ 、 $B(-I)$ 极的地中电流在球体处产生的初次磁场是与 y 轴同向的,良导体吸引电流产生的异常磁场,在球顶上也是与 y 轴同向的;而被初次磁场磁化后在球顶上产生的磁异常场乃是与 y 轴方向相反的,即与球体导电性引起的异常磁场的方向相反,两者起抵消作用。球体的 μ 值越大或导磁性越强,这种抵消作用越明显,以致当 μ 增大到一定值时球顶上异常磁场乃抵消为零。 μ 值再进一步增大时,球体的磁异常性质或剖面曲线形态,便主要由球体的导磁性所决定了,最后变成为沿 y 轴方向呈水平磁化的球体磁异常分布形态了。

应当说明,如果球体是高阻的 ($\rho_2 > \rho_1$),则由导电性引起的磁异常场 H_{1y} 剖面曲线形状,便与低阻情况 ($\rho_2 < \rho_1$ 或 $\rho_2 = 0$) 相反,而与导磁性的作用的异常方向相同,互相为迭加关系。

通过以上的计算结果和理论分析,得到以下几点结论:

(1) 当矿体为浸染型($\rho_2 \approx \rho_1$)时,虽然磁电阻率法不出现异常磁场。但是,只要矿体具有相当的导磁性作用,则仍能用磁电法发现这种矿体。从而为一般测电场的接地电场法扩大了应用范围;

(2) 在矿体无磁性时($\mu = 1$),低阻球体上 H_{1y} 出现正异常,高阻球体上 H_{1y} 出现负异常,以此断定异常源的导电性好坏。

五、评价磁异常的一种新方法——超低频人工磁化法

在矿体既有导电性作用又有导磁性作用时,一般磁电阻率法的 H_{1y} 剖面曲线可能出现复杂情况。为了避免推断时出现多解性,可以改变供电方式。即将 A 、 B 不接地,而把供电线铺设成将异常围在中央部分的正方形或矩形的所谓不接地回线。然后,仍沿原剖面观测(既可观测水平磁场分量,也可观测垂直磁场分量,最好两者都观测,以便更好地对观测结果进行解释),如果在这种观测中,测到了明显异常,则完全是由异常源的导磁性参数 μ 所引起的,而与其剩余磁性无关^[11]。依此配合磁法勘探资料进行综合研究,可对磁异常进行评价,这对找寻富铁矿有实际意义。这里应说明,当把接地供电装置改变成不接地的回线供电装置后,地中乃无人工初次电流场,仅有人工初次磁场。又由于工作中利用传导电流为超低频的,能很好地免受围岩或低阻覆盖中涡旋感应电流的干扰,所以将这种评价磁异常方案定名为:“超低频人工磁化法”。本法的应用技术与文献[11]相似,不赘述。

六、在一个磁性导电球状矿体上磁激电法的野外实例

为检验和说明上述理论的实际效果,举个湖北省的实测例子(该例是由中国地质科学院物探所和北京市地质研究所获得的)。矿体为近于等轴状的含铜磁铁矿,顶部深度约 20 米左右,中心深度约 40 米左右。通过磁激电法和磁电阻率法以及超低频人工磁化法观测后,获得如图 10 所示的结果。

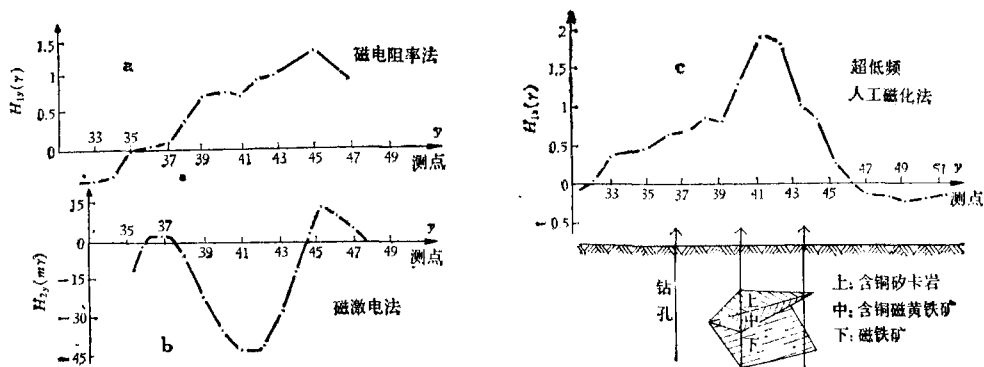


图 10 在我国湖北某含铜磁铁矿上超低频电法的综合实际剖面曲线

首先,由图 10a 可见,磁电阻率法在矿体上出现正异常,这表明矿体是具有明显的导电作用的,尽管矿体中含有磁铁矿成分,但其磁性作用小于导电性作用。

其次,由图 10c 可见,测垂直磁场分量的超低频人工磁化法,在矿体上也出现了异常,这是纯由矿体的导磁性作用所引起的,证明了前述评价磁电阻率法异常时,是否含有导磁性作用的理论是具有充分的实际意义的。

最后,图 10b 表明,矿体上也有明显的磁激电异常,根据 H_{2y} 极小点的位置可以较准确地判定矿体的水平位置,而且根据 H_{2y} 的半极值点间弦长 q 与矿体中心深度 h 的理论关系($h = 0.82q$)与实际情况相当吻合(当前 $q = 46$ 米,故得 $h = 0.82 \times 46 = 38$ 米)。同时,图 10b 也表明了磁激电法异常确属于毫伽玛级的弱异常,而磁电阻率法和超低频人工磁化法均为加玛级异常,所以前者对仪器精度和效能的要求是相当高的。

参 考 文 献

- [1] H. O. Seigel, The magnetic induced Polarization (MIP) method. Presented at the 41st Annual International SEG Meeting November 9, 1971.
- [2] H. O. Seigel, 比较介质通电时测得的稳态磁场与断电时测得的瞬态磁场的地球物理勘探方法(美国专利局第 3210652 号专利)国外激发极化法(专辑),地质科学院物探所、情报所合编,1972 年 10 月。
- [3] H. O. Seigel, 磁激发极化法(加拿大《西部矿工》杂志,1972 年第 2 期),国外激发极化法(专辑),地质科学院物探所、情报所合编,1972 年 10 月。
- [4] H. O. Seigel, 地球物理勘探中的磁激发极化法(美国专利局 №:3745445, 1973 年),国外激发极化法译文集,地质科学院物探所、北京市地质研究所、武汉地质学院物探系磁激电教研组编,1977 年 4 月。
- [5] H. O. Seigel, The magnetic induced polarization (MIP) method. *Geophysics*. Vol. 39, No. 3, 1974.
- [6] 傅良魁,磁激发极化法、磁电阻率法探矿理论的研究,武汉地质学院物探系、地质科学院物探所、北京地质研究所印,1977 年。
- [7] И. И. Рокитянский: Лабораторные изчение вызванной поляризации осадочных пород. *Изв. СССР. Сер. Геофиз.* № 2, 1957.
- [8] И. И.洛克伊田斯基,离子导电岩石激发极化性质,地球物理勘探专辑,第 3 辑,地质出版社,1960 年。
- [9] Ю. П. Булашевеч: Расчет поля вызванных потенциалов для рудных тел сферической форты, *Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.* №5, 1956.
- [10] 傅良魁,电法勘探(下册),中国工业出版社,1963 年。
- [11] 评价磁异常的大定源电磁法,黑龙江地质局物探队、中国地质科学院物探所,地质科技,1977 年第 1 期,地质出版社(中国地质科学研究院编)。

SOME THEORETICAL PROBLEMS IN THE APPLICATION OF MAGNETIC INDUCED POLARIZATION METHOD IN GEOPHYSICAL PROSPECTING

FU LIANG-KUI

Abstract

The present paper discusses certain problems currently existing in the theory of magnetic induced polarization method. Mistakes and imperfections appeared in some literature are pointed out. New theoretical formulae and anomalous profile curves are presented, together with results of model experiments and some field data.