

激发极化法基础理论研究 ——确定二次极化电流的新方法

傅良魁 傅平 邓明

(中国地质大学, 北京 100083)

摘 要

本文提出一种通过测磁场确定面极化和体极化介质中二次极化电流的新方法。它与以往测电场的方法有所不同。当时域单向长脉冲激发电流通过面极化和体极化介质时, 便在其表面和内部产生激发极化效应。在通电时间内和断电后的放电过程中, 若极化介质内产生了二次极化电流, 它必将在周围产生二次磁场。我们通过观测二次磁场可靠地确定了介质中二次电流的存在与否和量值大小以及矢量方向等重要内容。本文除给出一些实验结果外, 还给出了实例。多年来, 国内、外学者对体极化介质中二次极化电流的存在问题是有争议的, 本文对此给出了具有充分说服力的实验结果, 有利于统一这方面的认识。

关键词 激发极化, 二次极化电流, 二次磁场, 体极化, 面极化。

一、前 言

在激发极化法的一些基础理论中, 有的已被实践所证明, 有的目前尚有不同看法, 需要进一步的实践证实。其中对宏观二次电流的存在情况便是如此。对面极化体而言, 以往的实验已证明^[1], 在外路连通的情况下, 其中存在着与外加电流方向相反的二次电流。而这种实验是将两块分开的面极化标本间连接一个电流表测定的, 若对一块完整的面极化体(不分开)情况, 在以往国内、外文献中, 尚未见有报道。此外, 对于体极化介质情况, 其中是否存在二次电流问题, 尚有不同见解, 尤其需要通过实验给予证实。

本文介绍面极化和体极化标本的室内实验结果和野外实测资料。根据观测磁场确定极化体中二次电流的大小及其方向。同时还观测柱状均匀极化标本上两点间的二次电位差(ΔU_2), 以确定极化体中宏观二次电场强度(E_2)的量值大小及矢量方向, 并将其与二次电流密度(j_2)的量值大小和矢量方向进行对比, 以阐明它们之间的关系^[2]。

应当说明, 实验和实际中所观测的各物理量(ΔU_2 , E_2 , j_2 等)均为极化体总极化效应的综合反映, 而非某个别极化单元对某点的孤立作用。因此不宜仅就单个极化颗粒而论。

本文1988年6月24日收到, 1989年2月22日收到修改稿。

二、面极化体中二次电流的测定方法与实验结果

图 1 为实验装置示意图,用 CHO-1 型国产磁力计测磁场;用美制 192 型可编程繁用电位计测电场。极化标本为圆柱状,两端用含硫酸铜溶液的潮湿海绵垫接触好,垫外为供电电极 A 、 B (金属片),垫间夹有与外路连通的片状电极 M_1 、 N_1 ; M 、 N 为测量电极; R 为保持供电电流基本稳定的大平衡电阻¹⁾。

实验中取供电时间 $T = 10\text{s}$, 断电后取 $t = 0.126\text{s}$ 开始测量, 连续取 100 个数据。

首先对长度 $L = 24\text{cm}$ 、半径 $r_0 = 3\text{cm}$ (横截面积 $S_0 \approx 28.3\text{ cm}^2$) 的良导性面极化石墨柱体进行观测, 置磁探头距柱轴 5 cm 处 (以下同), 当开关指向供电位置“2”时, 供电电流 $I = 22\text{ mA}$, 如图 2 所示, 磁力计指示的总磁场 $H =$

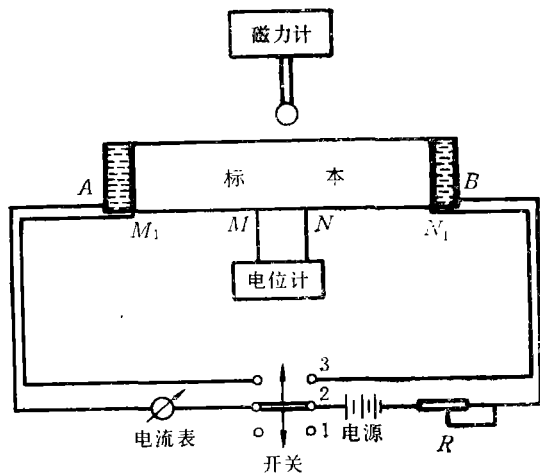


图 1 测量极化体中二次电流和二次电场强度的实验装置图

96 aA/m (系数 $a = \frac{1}{4\pi \times 10^2}$), 此值在供电期间稳定不变 (I 也不变), 表明极化体中的电流未随 T 增大。断电后, 当开关指向开路位置“1”时, 磁力计无指数 (或 $H_{2k} = 0$),

此时标本中无二次电流存在 ($I_{2k} = 0$); 当开关指向闭路位置“3”时, 断电后磁力计指示的最大值 $H_{2b} \approx -20a\text{ A/m}$, 然后随放电时间 t 的延长而迅速减小。由于 H_{2b} 为负值, 表明此时面极化体中有与外加电流反方向的二次极化电流存在。取单位电流产生的磁场为电磁装置系数 $K_H = \frac{H}{I}$, 则在供电期间得该实验

的 $K_H = \frac{96}{22} \approx 4.36a/\text{m}$ 。依此可求

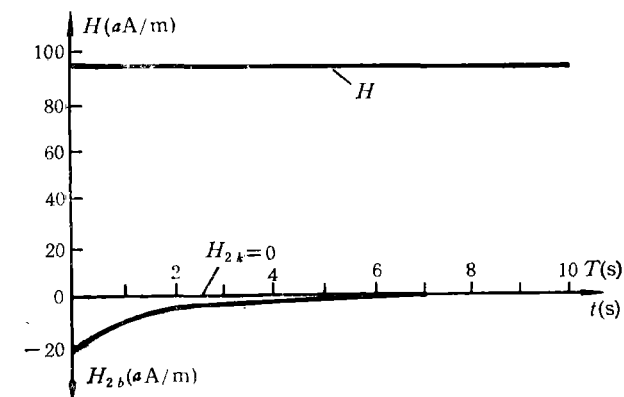


图 2 良导性面极化体中二次电流的实验观测结果

得断电后呈闭路放电时面极化体中量值最大的二次电流强度 $I_{2b} = -\frac{H_{2b}}{K_H} \approx -4.59\text{ mA}$,

1) 该电阻数值相当大, 当其较标本电阻值大 100 倍时, 在极化过程中, 即使标本的等效电阻增加一倍, 电流也稳定在 2% 以内。

由此求知标本中量值最大的二次电流密度 $\mathbf{j}_{2b} = \frac{\mathbf{I}_{2b}}{S_0} \approx -0.18 \text{ mA/cm}^2$. 这样一来, 面极

化标本中 $\mathbf{j}_2$ 的量值大小及矢量方向便确定了, 而且方法简单、直观.

其次, 当将细砂、水泥和石墨粉三者混合后, 掺水搅拌均匀并压制成圆柱状标本 ($L = 30 \text{ cm}$, $r_0 = 3 \text{ cm}$), 它呈有一定电阻率 ($\rho \approx 4.7 \Omega \text{ m}$) 的面极化标本. 当通电流 $I = 30 \text{ mA}$ 时, $\mathbf{H} \approx 48 \text{ aA/m}$ (图 3), $K_H \approx 1.6 \text{ a/m}$, 断电后有 $\mathbf{H}_{2k} = 0$, $\mathbf{H}_{2b} \approx -38 \text{ aA/m}$, 由此得知 $\mathbf{I}_{2b} \approx -23.8 \text{ mA}$ 及 $\mathbf{j}_{2b} \approx -0.8 \text{ mA/cm}^2$, 而 $\mathbf{I}_{2k} = \mathbf{j}_{2k} = 0$. 并且, 开路放电时测量电极间无二次电位差 ($\Delta U_{2k} = 0$); 但闭路放电时则有二次电位差 ΔU_{2b} 或二次电场强度 $\mathbf{E}_{2b} \left(\approx \frac{\Delta U_{2b}}{MN} \right)$ 存在, 当取 $MN = 18 \text{ cm}$ 时, 测得最大值的 $\Delta U_{2b} \approx -60 \text{ mV}$

见图 3 (c), 由此得最大二次电场强度 $\mathbf{E}_{2b} \approx -3.3 \text{ mV/cm}$. 该实验结果表明, 在闭路放电过程中, 面极化体内的 $\mathbf{j}_{2b}$ 与 $\mathbf{E}_{2b}$ 始终是同向的, 且均与外加电流方向相反.

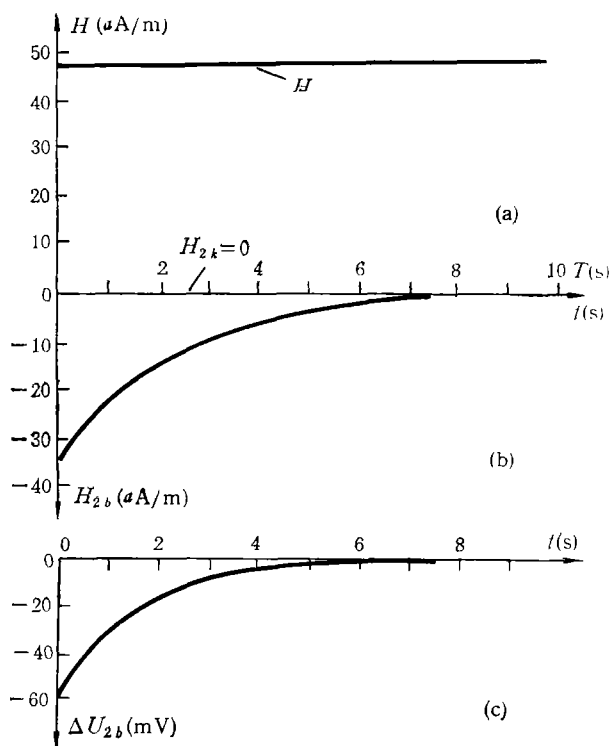


图 3 有一定电阻的面极化体中二次电流的实验观测结果

三、体极化体中二次电流的测定方法与实验结果

测定方法同上. 对一含细粒(半径 $\approx 0.1-1 \text{ mm}$) 黄铜的体积含量 $V_c \approx 25\%$ 、细砂约为 45% 、水泥和水约为 25% 的圆柱状 ($L = 30 \text{ cm}$, $r_0 = 3 \text{ cm}$) 体极化标本进行了测定(测前先将标本在自来水中浸泡数日), 当取 $I = 8 \text{ mA}$, $MN = 2.5 \text{ cm}$ 时, 观测结果如

图 4 所示。由图 4 a 可见, 总电流磁场是恒定的 ($H \approx 25 \text{ aA/m}$), 这表明体极化介质中的电流一直保持在初始水平上 ($I_1 = 8 \text{ mA}$)。

断电后, 在开路条件下, 得到 $H_{2k} = 0$, 表明此时体极化介质中是无二次极化电流的 ($I_{2k} = j_{2k} = 0$)。但图 4 c 表明, 这时体极化介质内是有二次电场强度 E_{2k} 和二次电位差 ΔU_{2k} 存在的 (ΔU_{2k} 最大值达 3.6 V), 而且 $E_{2k} \left(\frac{\Delta U_{2k}}{MN} \right)$ 为正值 (最大值达 1.44 V/cm), 与一次或初始电场强度 E_1 同向。在开路条件下, 这种 $j_{2k} = 0$ 与 $E_{2k} > 0$ 的实验观测结果表明, E_{2k} 的存在及其随放电时间 t 的衰减现象, 不是由体极化标本两端面上二次自由极化电荷的单向放电而形成的宏观二次电流产生的, 而是由标本中许多极化单元或“微电池”的放电作用所形成^[1,2]。

在断电后的闭路条件下, 测得磁场值为负, H_{2b} 的最小值约为 -5 aA/m , 由于当前 $K_H \approx 3.13 \text{ a/m}$, 故闭路放电时体极化标本中的量值最大的反向二次电流 $I_{2b} \approx -1.6 \text{ mA}$, 相应的二次电流密度 $j_{2b} \approx -57 \mu\text{A/cm}^2$, 其矢量方向与外加电流相反^[3,4]。此外, 在闭路放电条件下, M 、 N 极间的二次电位差也为正值, 在该实验中其最大值 $\Delta U_{2b} \approx 1 \text{ V}$, 由此可知体极化介质中的最大二次电场强度 $E_{2b} \approx 0.4 \text{ V/cm}$, 其矢量方向与外加的一次电场 E_1 相同。故由该实验结果可得出结论: 在闭路放电条件下, 体极化介质中的宏观二次电流密度与二次电场强度之矢量方向是相反的。

为了进一步证实以上结论, 我们还对另一块低金属含量的浸染型圆柱状体极化标本 ($L = 20 \text{ cm}$, $r_0 = 3 \text{ cm}$, 小黄铜颗粒的体积含量约为 15% , 细砂约为 45% , 水泥和水约为 40%) 进行了测量, 结果示于图 5。测量时 $I = 2.5 \text{ mA}$, $MN = 4.5 \text{ cm}$, 供电过程中 $H \approx 14 \text{ aA/m}$, 由此得 $K_H \approx 5.6 \text{ a/m}$; 断电后呈开路时有 $H_{2k} = 0$, 因此 $j_{2k} = 0$; 在闭路放电时, 磁力计显示出与 H 符号相反的二次磁场, 其最小值 $H_{2b} \approx -2 \text{ aA/m}$, 故得此时体极化标本中的二次电流强度 $I_{2b} \approx -0.36 \text{ mA}$; 二次电流密度 $j_{2b} \approx -0.013 \text{ mA/cm}^2$, 其矢量方向均与一次电流相反。

断电后, 在开路和闭路两种情况下, 测量电极间的二次电位差或体极化标本中的二次电场强度均随 t 的增大而衰减见图 5 b, 但在开路情况下的 E_{2k} 值较闭路条件下要大

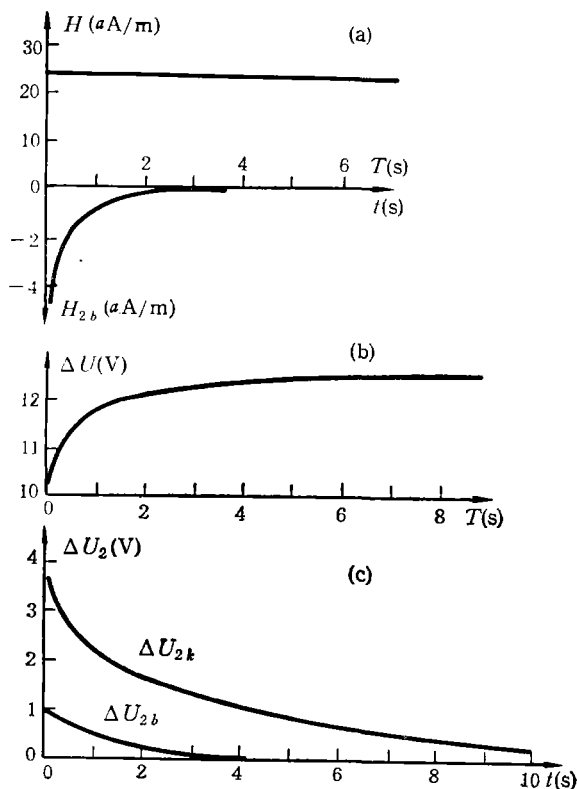


图 4 星散浸染型黄铜体极化标本中二次电流的实验观测结果

些。而且,开路条件下放电慢,闭路情况下则快些,其归一化的放电曲线如图 5c 所示。

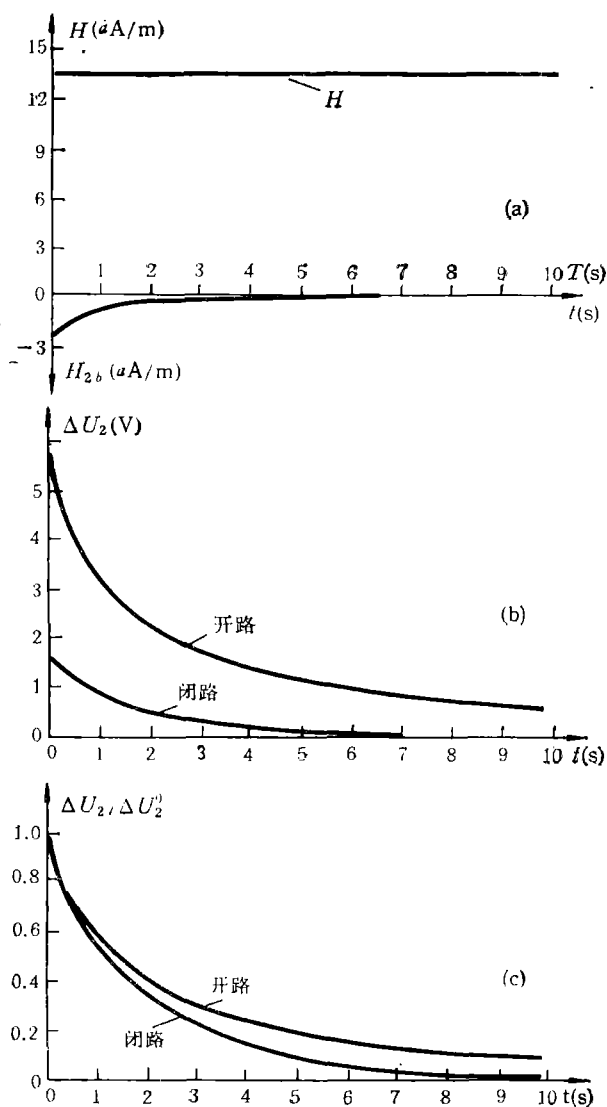


图 5 浸染型体极化标本中二次电流的实验观测结果

是不同的。图 6 便为一例:标本中含石墨粉的体积含量 $V_e \approx 30\%$,其余为细砂、水泥和自来水, $L = 30\text{ cm}$, $r_0 = 3\text{ cm}$, $MN = 3\text{ cm}$, $I = 14\text{ mA}$, $H \approx 44\text{ aA/m}$, $K_H \approx 3.14\text{ a/m}$, $H_{2k} = 0$ 及 $j_2 = 0$, $H_{2b} \approx -5\text{ aA/m}$ (最小值), 相应的 $I_{2b} \approx -1.59\text{ mA}$, $j_{2b} \approx -56\text{ }\mu\text{A/cm}^2$ 。

由图 6b 可见,当 $T \geq 4\text{ s}$ 时 ΔU 曲线已达极限状态。断电后,在开路条件下,标本中的二次电场强度 E_{2k} 和二次电位差 ΔU_{2k} 均为正值,这结果与一般小含量的体极化介质情况是一致的。但在闭路放电时,极化体中的二次电场强度 E_{2b} 及二次电位差 ΔU_{2b} 均为负值,这结果乃与面极化体情况相同。由此可见,此种标本表现为双重极化性

开路放电曲线的时间系数 $\tau_k \approx 1.7\text{ s}$; 闭路放电曲线的 $\tau_b \approx 0.5\text{ s}$, 较前者约小 1.2 s , 清楚表明放电速度快的特点。该实验结果再次证明:无论在开路或闭路条件下,体极化标本中均有与 E_1 同向的二次电场强度 E_2 存在;然而二次电流则不然,要么没有(开路放电时);要么与 E_2 反向(闭路放电时)。

周知,欧姆定律微分式是表达一次传导电流场之电场强度 E_1 与电流密度 j_1 关系的(两者矢量方向相同、量值大小成正比: $j_1 = \frac{E_1}{\rho}$)。但上述实验结果表明,按本文的定义和测量方法而言,体极化介质中宏观二次极化电流场 E_2 与 j_2 间一般不具有两者矢量方向相同和量值大小成正比的简单关系。

应当说明,当体极化介质中的电子导体含量相当高时,其宏观极化效应将逐渐由体极化过渡到面极化。在由体极化转变为面极化的过程中,当电子导电矿物的体积含量 (V_e) 在某个百分数范围内变化时,极化体可能表现出体极化和面极化的双重性质。对于这种双性极化介质而言,在断电后的开路和闭路两种情况下,其中的二次电场方向将

质。而且实验结果表明，极化体中宏观二次电流的方向和正负号是不受电子导体含量多少的影响的。

四、确定地下埋藏极化体中二次电流方向的理论

在以上实验中，我们测定了极化标本中的二次电流，而在实际找矿中，需要了解埋于地下的极化矿体中的二次电流。并且不难理解，在埋藏极化体条件下，供电极化过程和断电后的放电过程，二次极化电流均呈闭路放电状态。同时皆以矿体的围岩作为闭合的外电路，围岩起着实验中标本悬空时两端金属导线的闭路作用。为了测定埋藏极化体中的二次电流，采用在地表面上测量二次磁场的方法。根据地面上二次磁场的分布特征（量值大小和正负号或矢量方向），便可确定极化体中二次电流的大小和矢量方向。现以球状极化体为例，从理论上指出地面上二次磁场与地下极化体中二次电流间的联系关系及表达式。

设地下有一个半径为 r_0 、中心深度为 h_0 的极化体埋于均匀导电的围岩中，用大的供电电极距 AB 向地下供电，极化体位于 AB 中部的水平均匀的一次电流场中，当 T 值很大时，地面上各激发极化场的量值便均达稳定状态。取球心在地面的投影为坐标原点， X 轴与一次电流密度 j_{i0} 方向相同， Y 轴与其垂直， Z 轴垂直地面向下，沿 X 、 Y 轴主剖面上一次和二次磁场 H_1 及 H_2 有以下一级近似形式^[3]。

沿 X 轴主剖面上(只有与 X 轴垂直的水平分量)

$$H_1 = \frac{M_1}{x^2} \left(1 - \frac{h_0}{\sqrt{h_0^2 + x^2}} \right),$$
$$H_2 = \frac{M_2}{x^2} \left(1 - \frac{h_0}{\sqrt{h_0^2 + x^2}} \right).$$

沿 Y 轴主剖面上有水平和垂直两分量

$$H_{1y} = -\frac{M_1}{y^2} \left[1 - \frac{h_0(h_0^2 + 2y^2)}{(h_0^2 + y^2)^{3/2}} \right], \quad H_{1z} = M_1 \frac{y}{(h_0^2 + y^2)^{3/2}},$$
$$H_{2y} = -\frac{M_2}{y^2} \left[1 - \frac{h_0(h_0^2 + 2y^2)}{(h_0^2 + y^2)^{3/2}} \right], \quad H_{2z} = M_2 \frac{y}{(h_0^2 + y^2)^{3/2}},$$

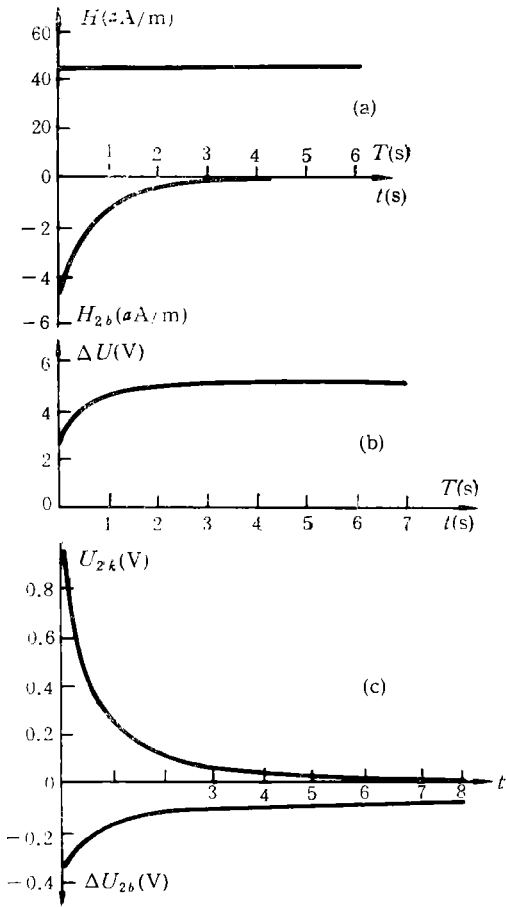


图 6 双性极化介质中二次电流的实验观测结果

式中 $M_1 = -4\pi r_0^3 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} j_{10}$,

体极化球 $M_2 = M_{2v} = -\frac{9v_0\rho_1\rho_2(\eta_2^0 - \eta_1^0)}{(2\rho_2 + \rho_1)[2\rho_2(1 + \eta_2^0) + \rho_1(1 + \eta_1^0)]} j_{10}$,

面极化球 $M_2 = M_{2s} = -\frac{9v_0 \frac{\lambda}{r_0} \rho_1^2}{(2\rho_2 + \rho_1) \left(2\rho_2 + \rho_1 + 2 \frac{\lambda}{r_0} \rho_1 \right)} j_{10}$,

这里 $v_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3$ 为极化球体的体积;

ρ_1 和 ρ_2 为围岩与球体的电阻率;

η_1^0 和 η_2^0 为围岩与球体的初始极化率;

λ 为面极化球体的极化系数(长度量纲);

x, y 为地面上观测点的坐标。

对 $\rho_2 = 0$ (良导球)和 $\rho_2 = \infty$ (高阻绝缘球)情况,当取 $\frac{4\pi r_0^3}{h_0^2} j_{10} = 1$ 时,对 H_1 进行了计算,结果列于图 7。由图可见,在良导性球体顶部 H_1 有正峰值,表明球内一次异常电流密度 $j_{1s}^{(2)}$ 与 j_{10} 的方向相同(虽然球内、外的异常电流均在球顶上产生异常磁场,但球外者小于球内的作用,且对 H_1 和 H_2 均如此)。这时沿 x 轴各点上 H_1 之矢量方向均与 y 轴方向一致。而且,由于 $j_{1s}^{(2)} = -2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} j_{10}$, 故当 $\rho_2 = 0$ 时, $j_{1s}^{(2)} = 2j_{10}$; 而

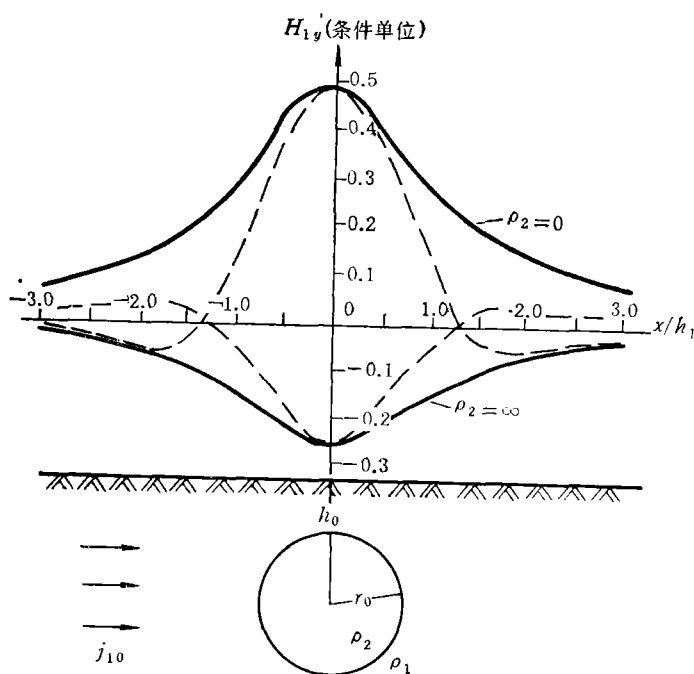


图 7 埋藏球体上一次磁场计算结果

—— 沿 x 轴的 H_1 ; ---- 沿 y 轴的 H_1 ,

当 $\rho_2 = \infty$ 时, $\mathbf{j}_{1s}^{(2)} = -\mathbf{j}_{10}$; 两者方向相反, 这时 $\mathbf{H}_1$ 在 X 轴各点上均为负值, 其矢量方向与 Y 轴相反, 而且 $\mathbf{H}_1$ 的异常幅值也较 $\rho_2 = 0$ 情况小一倍。

对于由地下二次极化电流在地面上产生的二次磁场 $\mathbf{H}_2$ 而言, 与 $\mathbf{H}_1$ 式对比可见, 其分布特征乃与 $\mathbf{H}_1$ 相同。如对面极化球体而言, 无论 ρ_1 与 ρ_2 的大小关系如何, $\mathbf{M}_{2s}$ 的符号均与高阻球体情况 ($\rho_2 > \rho_1$) 的 $\mathbf{M}_1$ 相同(均为负值), 故 $\mathbf{H}_2$ 的分布特征便与高阻球体的 $\mathbf{H}_1$ 一致: 在 X 轴各点上均有 $\mathbf{H}_2 < 0$, 球顶上有负极大值, 表明球体中二次极化电流密度 $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 的矢量方向与 $\mathbf{j}_{10}$ 相反。 $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 的形式为^[3]

$$\mathbf{j}_{2s}^{(2)} = - \frac{6 \frac{\lambda}{r_0} \rho_1^2}{(2\rho_2 + \rho_1) \left(2\rho_2 + \rho_1 + 2 \frac{\lambda}{r_0} \rho_1 \right)} \mathbf{j}_{10},$$

无论式中各参数值的大小如何, $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 总与 $\mathbf{j}_{10}$ 相差一负号, 表示两者矢量方向恰相反。

对体极化球体而言, 在围岩不极化 ($\eta_1^0 = 0$) 或球体为高极化率 ($\eta_2^0 > \eta_1^0$) 的矿体时, 无论 ρ_1, ρ_2 值大小如何, $\mathbf{M}_{2v}$ 总为负值, 这与 $\mathbf{M}_{2s}$ 及高阻球体 ($\rho_2 > \rho_1$) 的 $\mathbf{M}_1$ 符号均相同, 并在这种条件下, 体极化球体中的二次极化电流密度的矢量方向

$$\mathbf{j}_{2v}^{(2)} = - \frac{6\rho_1\rho_2(\eta_2^0 - \eta_1^0)}{(2\rho_2 + \rho_1)[2\rho_2(1 + \eta_2^0) + \rho_1(1 + \eta_1^0)]} \mathbf{j}_{10}$$

乃与 $\mathbf{j}_{10}$ 相反(两者符号相反)。这时 $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 与 $\mathbf{j}_{2v}^{(2)}$ 的方向相同, 皆与 $\mathbf{j}_{10}$ 反向。当取 $-\frac{M_2}{h_0^2} = 10$ 时, 算得图 8 所示的异常曲线, $\mathbf{H}_2$ 在极化球体正上方有负极大值, 表明球体中二次极化电流方向与 $\mathbf{j}_{10}$ 是相反的。

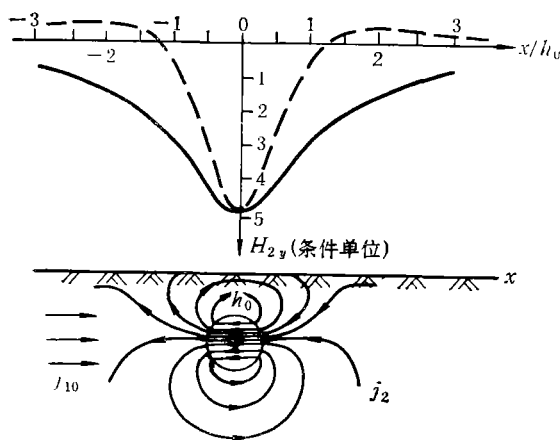


图 8 埋藏极化球体上二次磁场的计算结果
——沿 X 轴的 $\mathbf{H}_2$; ----沿 Y 轴的水平分量 $\mathbf{H}_{2y}$

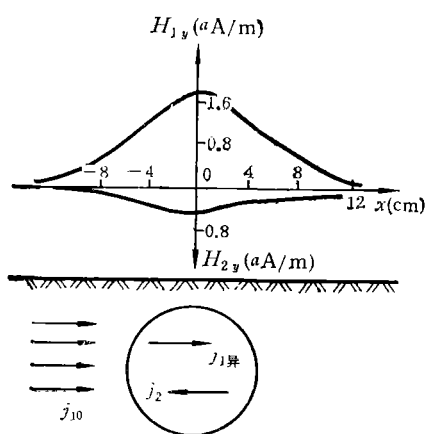


图 9 在埋藏球体上测磁场的实验观测结果
(测线沿一次场的 X 轴方向)

综上所述, 地面上 $\mathbf{H}_1$ 与 $\mathbf{H}_2$ 的矢量异常分布特征(正、负号), 是与地下埋藏导电体与极化体中的 $\mathbf{j}_{1s}^{(2)}$ 和 $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 或 $\mathbf{j}_{2v}^{(2)}$ 之矢量方向密切对应的。因此可得出结论, 通过在地面上观测 $\mathbf{H}_1$ 和 $\mathbf{H}_2$, 可以确定地下埋藏矿体中 $\mathbf{j}_{1s}^{(2)}$ 和 $\mathbf{j}_{2s}^{(2)}$ 的矢量方向。

图 9 为一实验例子: 将 $r_0 = 6\text{cm}$ 的铜质球体(良导电面极化)悬挂在大水槽中的水

面以下,其中心埋深 $h_0 = 8\text{ cm}$, 取 $AB = 34\text{ cm}$, 用加拿大制仪器观测,得 H_1 的异常在埋藏球体上有近于 1.6 aA/m 的正峰值,依此不仅可判定导电球体的水平位置,而且可确定其中 $j_{10}^{(2)}$ 的矢量方向是与 j_{10} 相同的. 图 9 还表明, H_2 异常为负值,表明面极化球体中二次电流的矢量方向乃与 j_{10} 相反. 由此可见,这一实验结果证实了上述理论.

五、确定地下埋藏矿体中二次电流方向的实例

实例 1. 在我国湖北省境内一个近于等轴状的致密型含铜磁铁矿上(长约 40 m , 宽约 30 m , 顶部埋深约 20 m , 导电性良好), 取 $AB = 300\text{ m}$, $I = 3\text{ A}$, 用我国研制的仪器进行观测,测线与 AB 垂直,并通过矿体在地面投影的中心(沿 Y 轴),对 H_{2y} 的野外实际观测结果列于图 10. 这一实测资料清楚表明,矿体上二次磁场为负值,故在致密型良导性面极化矿体中的二次极化电流方向是与外加场一次电流相反的;此外,图 10 表明, H_{1y} 异常为正峰值,故知矿体导电良好,其中的 $j_{10}^{(2)}$ 矢量方向与 j_{10} 相同. 因此,根据这一实际观测结果,充分检验和证实了前述理论的正确性.

实例 2. 在我国黑龙江省境内一个厚脉状浸染型铜矿上(长约 800 m , 厚约 50 m), 用 $AB = 600\text{ m}$ (AB 方位与矿体走向一致), $I = 3.5\text{ A}$, 沿垂直矿体走向的 Y 轴主剖面上测得如图 11 所示的实际结果. 图 11 a 表明, H_{1y} 在浸染型矿体上无明显异常,指出了

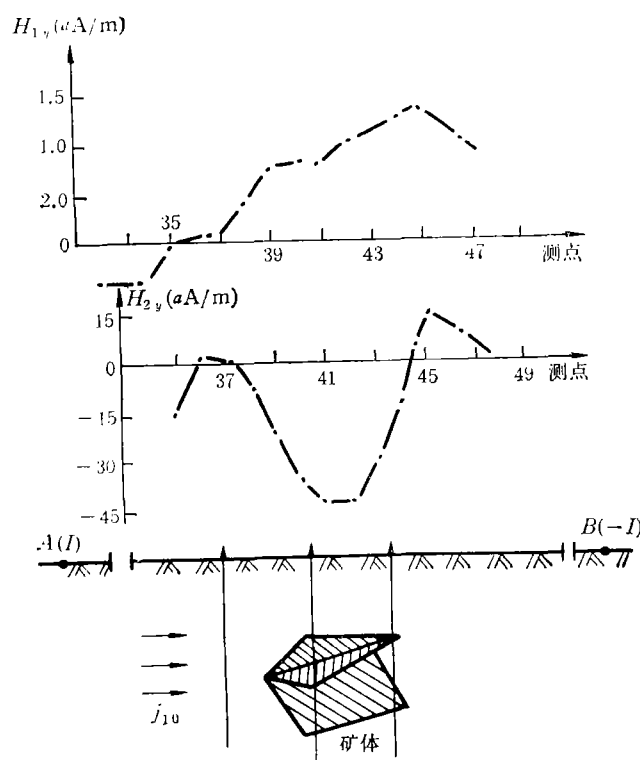


图 10 我国某致密型金属矿上野外实测结果

该浸染型矿体的电阻率与围岩无明显差别(与实际情况相符); 由图 11 b 可见, H_2 在浸染型矿体上乃有明显的负异常显示, 由此可见, 在地下埋藏的浸染型体极化矿体中之二次电流方向是与 j_{10} 相反的, 而与致密型矿体情况相同。这一实际结果也有有力地证明了前述理论。

此外, 由图 11 b 还可见, 在远离矿体的正常背景区上, 各点皆无正常二次磁场存在 ($H_{20} = 0$), 这表明无正常二次极化电流作用 ($j_{20} = 0$)^[2]。然而, 图 11 c 表明, 当在地面上观测二次电位差 ΔU_2 或二次电场强度

$$E_2 \left(\approx \frac{\Delta U_2}{MN} \right)$$

时, 依此得到的视极化率在正常背景区上是有正常背景值的(该区 $\eta_1^0 \geq 1\%$), 故二次电场强度的正常背景值是存在的 ($E_{20} > 0$)。这表明在实际找矿中, 观测 H_2 较观测 E_2 有优越之处, 可更清楚地发现矿体的存在。

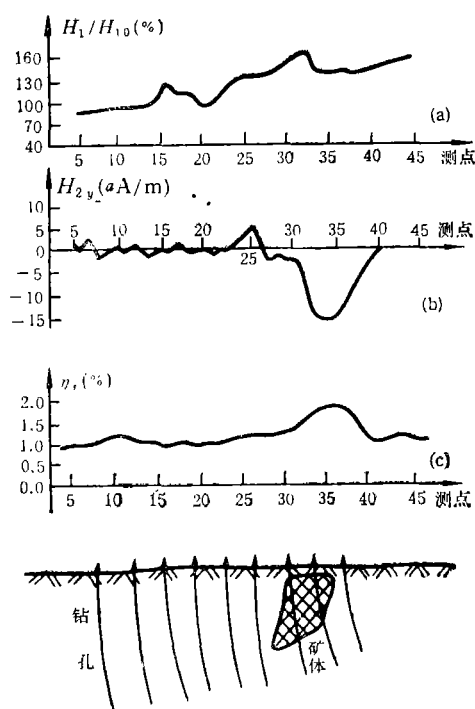


图 11 我国某浸染型金属矿上野外实际测量结果

六、结 论

1. 利用观测磁场的方法确定极化体中宏观二次极化电流的存在情况是一种有力的实用方法。

2. 在充电极化过程中, 均匀体极化标本内不产生宏观的单向二次极化电流, 但产生与一次场方向相同的宏观二次极化电场强度或电动势。

3. 在开路放电条件下, 均匀体极化标本内也无宏观二次极化电流存在 ($j_{2k} = 0$), 但有与一次场方向相同的宏观二次电场强度存在 ($E_{2k} > 0$)。

4. 在闭路放电条件下, 体极化介质中除有与一次场方向相同的宏观二次电场外 ($E_{2b} > 0$), 还有宏观二次极化电流存在, 且其矢量方向与一次电流相反 ($j_{2b} < 0$)。

5. 按本文测定宏观二次电流密度 (j_2) 的方法及所得的量值规律, 与宏观二次电场强度 ($E_2 = \frac{\Delta U_2}{MN}$) 的定义式和测量方法以及所得结果对比表明, 它们一般不具有简单的依存关系, 或体极化介质中的宏观二次场 E_2 与 j_2 之间通常不存在像众所周知的欧姆定律微分式那样的简单关系。但这并非说欧姆定律不成立了。本文给出的结论是根据对宏观二次场的定义式和所获实验结果做出的。

张赛珍研究员和罗延钟教授对文稿提供了有益的建议, 一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Комаров, В. А., Электразведка Методом Вызванной Поляризации, Издание Второе, Ленинградское Отделение, 1980.
- [2] 傅良魁, 体极化介质激发极化理论研究. 地球物理学报, **30**, 80—90, 1987.
- [3] 傅良魁, 磁电勘探法原理, 地质出版社, 1984.
- [4] Seigel, H. O., Magnetic induced polarization method, *Geophysics*, **39**, 321—339, 1974.

THE STUDY OF INDUCED POLARIZATION METHOD BASIS THEORY A NEW METHOD OF DEFINING SECONDARY POLARIZATION CURRENT

FU LIANG-KUI FU PING DENG MING

(Chinese University of Geoscience, Beijing 100083)

Abstract

By determining magnetic field, a new method that can define secondary polarization current in surface and volume polarized medium is advanced in this paper. In essence, it is different from the method that only determines electric field or current. When an excitation current of time domain, single signal or long pulses, passes through the surface and volume polarized medium, an induced polarization (IP) effect is produced at surface and inside of the polarized body. If in polarized medium the secondary polarized current has been produced by virtue of IP effect in electrified time and in discharge process after breaking current, then the polarized medium will produce a secondary magnetid field around it.

By observing magnetid field, some important contents in surface and volume polarized medium, such as the secondary polarized current exists or not, how large value is, and what is the vector's direction, have been reliably determined.

Besides some experiment results, field results are given in this paper.

For many years, the scholars at home and abroad have different views to the secondary polarized current exists or not in volume polarized medium. Therefore, this paper gives some experimental results that have convincing arguments, contributing to the standardization of the recognition in this aspect.

Key words Induced polarization, Basis theory, Secondary polarized current, Secondary magnetic field, Volume polarization, Surface polarization.