

一种整理突拉姆资料的方法

前言

对寻找埋深大于200呎的矿体，与其它电磁法勘探相比，突拉姆法有其突出的优点。其优点就是方法所用的一次场源比许多其它方法所用的场源，在磁场传播过程中能量损失要缓慢得多。随着寻找深部矿的需要日益增长，即将看到突拉姆的使用也将愈来愈多。

预见到人们会对这种方法愈来愈感兴趣，现在提供该方法在其它文献上未曾提供但值得更多注意的某些特点。目的主要在说明传统的资料整理方法可能导致错误的解释，在这里提出另一套方法，在某些方面对资料解释人员可能有所帮助。注意，在用这种新的资料整理方法时，它只能是传统的资料整理方法的一种辅助手段。

为了便于不熟悉这一方法的读者理解下面的讨论，现在对这一方法的工作原理及其传统的资料整理方法先作一扼要的介绍。此外对论述的某些特点还给出野外实例。

工作原理

突拉姆法的特点是采用固定的一次电磁场源。这种场源的正形式是在地表布置一个大的矩形回线。矩形的尺寸很大，以致在靠近回线的长边并离其两端很远的范围内进行测量时，此种场源可以近似地看成是一根水平的无限长的导线。在导线中通以交变电流，则在导线周围产生一个随离开导线的距离增大而与该距离呈反比关系衰减的交变磁场。这种一次场的分布形态是，在地下导体中感生的电流将平行导线流动。与导线平

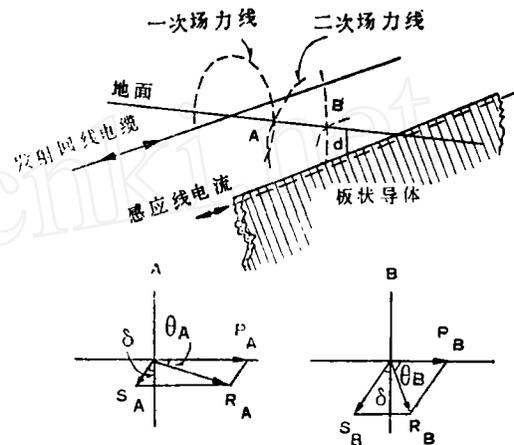


图1 陡倾斜薄板状导体上方突拉姆测线上的两个点的磁场关系示意图

行的矿体感应效率最大，与导线垂直的矿体感应效率为零。经验和理论都表明这种电流有如集中在导体边缘的线电流。例如，在陡倾斜薄板状导电矿体内，感应电流就像是沿导体顶边流动的单根线电流（图1，在此模型中假定导体向下延伸与走向长度都是无限大，以避免考虑返回电流的影响）。如果已知矿体的走向，通常使场源导线的布置方向与矿体走向平行，以取得最大的感应偶合。此外，如果还知道导体的倾斜方向，可以将场源布置在导体的逆倾斜上行的一边，以便进一步增大矿体的感应。

二次感应电流也产生一个磁场，所以在场源导线周围所观测的磁场是一次和二次电磁场的矢量和。所感兴趣的就是此总合磁场在空间分布的特征，在突拉姆法中通常是研究总合磁场的垂直分量。在实际工作中是测量此垂直分量的梯度。

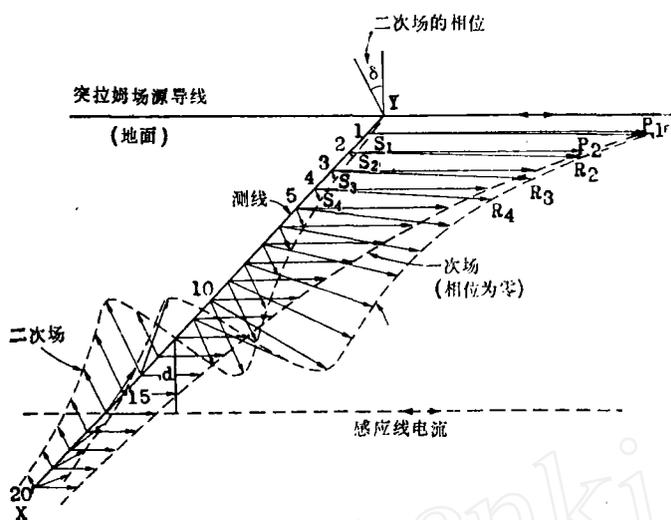


图2 以一系列阿尔干图表示的一次场、二次场及总合磁场的形态 (所绘出的相位与一般习惯的画法相反, 比例尺有所修改是为了便于说明)

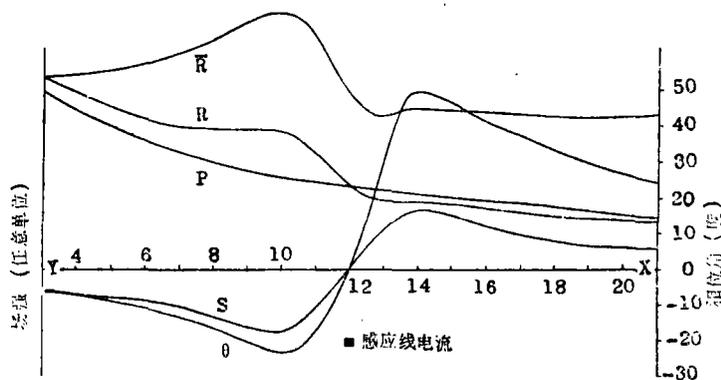


图3 从图2得出的重迭的一系列阿尔干图 (为了便于说明R与θ的特征)

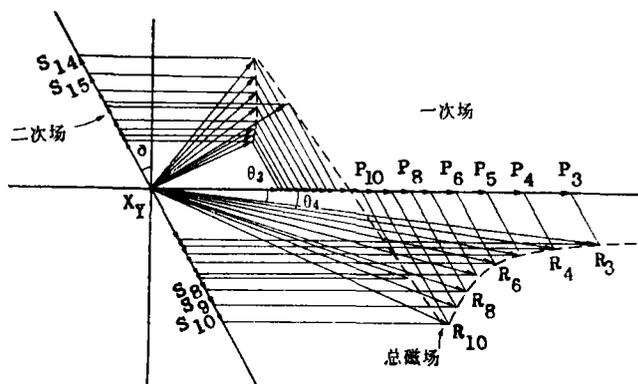


图4 磁场的剖面曲线 (R是校正后的磁场)

为了理解总合场垂直分量的特征, 现在研究位于图1中在垂直场源导线的测线上的两个点(A与B)。由于感应过程感应电流的相位落后一次电流 $90^\circ + \delta$ 。于是二次场在空间所有点上也都落后于一次场一个同样大的相位角。图1分别表示出A点与B点的磁场关系, 图1中的阿尔干图(矢量-相位图)说明了这种情况。可以看出由A点移到B点, 一次场P与二次场S的大小有明显的改变, 但其相位关系不变。P与S的矢量和给出总合场的垂直分量R, 它与P之间有一相位角 θ 。R与 θ 的大小显然与P和S的大小有关, 也就是说它是空间位置的函数。实际工作中用突拉姆仪器所观测的参数是场强比(FSR)和相位差(即 R_A/R_B 与 $\Delta\theta = \theta_B - \theta_A$), 是将两只接收线框同时放在A、B两点, 用极坐标式交流电位计对收到的讯号进行比较。测量步骤是在导体上方沿同一测线移动接收线框(线框之间的距离保持不变), 观测参数FSR与 $\Delta\theta$ 沿测线的变化。

在单个感应线电流的上方, 参数P、S、R与 θ 沿测线的变化曲线示于图2, 图中还绘出矢量-相位图(线电流的深度等于测点距的两倍)。值得注意的特点是: 矢量P随着离开场源的距离的增大而减小; 当测点通过感应线电流, 矢量S的相位

发生符号的改变。比较清楚地表示R与θ特点的图见图3。图3是沿图2中XY轴的磁场剖面曲线。应该注意,为了便于说明,相位滞后是按逆时针向绘出的,但这并不影响R与θ的特征。此外,在图3中将矢量的比例尺放大,为了使图更清晰。

另一种表现这些参数变化的方法示于图4,每一参数用一条曲线表示。图5的FSR与Δθ剖面是直接来自图4中的R与θ剖面用一种模拟突拉姆工作方式的数字方法得到的。这表明我们所期望的,在线电流正上方附近,FSR曲线有一极大的峰值,Δθ曲线有一相对应的负峰值。

由图显然可看出FSR与Δθ异常并不能提供线电流的确切位置。但是如果我们能够将数据进行转换绘出S剖面,或者绘出具有S剖面同样特征的剖面,则不仅可以确定线电流的位置,而且还可以量得它的深度。其依据如下。

二次场垂直分量的函数形式为

$$S = K \frac{ix}{x^2 + d^2} \quad (1)$$

式中K为常数(其大小取决于我们所用的单位制),

- i = 感应电流,
- x = 距线电流的水平距离,
- d = 线电流的深度

在x = 0时此函数为零,并且曲线是对称的,所以图4中S剖面上的拐点一定位于线电流的上方。取其一次水平微商,得

$$\frac{dS}{dx} = Ki \frac{d^2 - x^2}{(d^2 + x^2)^2} \quad (2)$$

当d = ±x时,此函数为零,所以S剖面上极大值与极小值到拐点的距离恰好等于线电流的深度。

传统的资料整理与推断解释方法

突拉姆法测得的数据按下面的顺序排列,采用图2中所表示的符号。

$$FSR: \frac{R_1}{R_2}, \frac{R_2}{R_3}, \frac{R_3}{R_4}, \dots, \frac{R_n}{R_{n+1}}, \dots$$

$$\Delta\theta: \theta_2 - \theta_1, \theta_3 - \theta_2, \theta_4 - \theta_3, \dots, \theta_{n+1} - \theta_n \dots$$

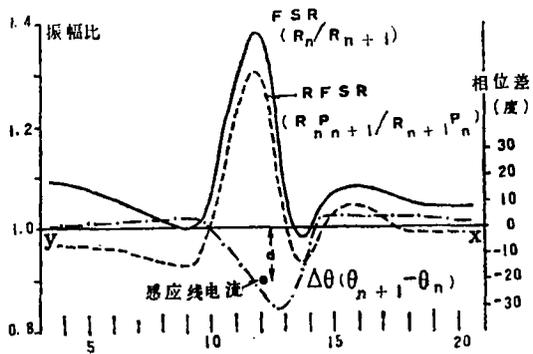


图5 单一的感应线电流上方,场强比(FSR)与校正场强比(RFSR)以及相位差(Δθ)剖面曲线

按照传统的方法,用相应的一次场强的比值的倒数去乘每一观测数据,对FSR值进行校正。这样整理后的值称作校正的场强比(RFSR),并有着如下的形式:

$$RFSR: \frac{R_1 \cdot P_2}{R_2 \cdot P_1}, \frac{R_2 \cdot P_3}{R_3 \cdot P_2},$$

$$\frac{R_n \cdot P_{n+1}}{R_{n+1} \cdot P_n}, \dots$$

这种方法似乎消去了一次场的梯度,剩下的似乎是在一次场均匀的情况下测得的场强比值。下面将体会到,情况并不是这样。

资料是以RFSR与Δθ剖面图表示的,Δθ剖面直接用观测的值绘制。如在图5中所见,RFSR剖面紧跟FSR剖面变化,显然已不再含有一次场引起的梯度。

其次按下面描述的序列进行运算,对数据进行了转换:

$$\bar{R}_1: \bar{R}_1 = R_1 = P_1; \bar{R}_2 = \bar{R}_1 / \left(\frac{R_1 \cdot P_2}{R_2 \cdot P_1} \right),$$

$$\bar{R}_3 = \bar{R}_2 \left(\frac{R_2 \cdot P_3}{R_3 \cdot P_2} \right), \dots$$

$$\left[\text{即 } \bar{R}_1 = P_1; \bar{R}_2 = \bar{R}_1 \right] (RFSR)_1,$$

$$\bar{R}_3 = \bar{R}_2 \left[(RFSR)_2; \dots \right]$$

$$\bar{\theta}_1: \bar{\theta}_1 = \theta_1 = 0; \bar{\theta}_2 = \bar{\theta}_1 + \Delta\theta_{21},$$

$$\bar{\theta}_3 = \bar{\theta}_2 + \Delta\theta_{32} \dots$$

这包含一种假定, 即在某一点, 像图 2 中的 1 号点, 一次场与总合场几乎相等, 而且在所示的情况中, 可以看出是很近似的。在这里以这样的方式表示的 $\bar{\theta}$ 值为的是要与所用的 \bar{R} 的符号相对应, 但也可以用 θ 表示, 因为这就是绘出图 4 中 θ 剖面的一系列值。 \bar{R} 剖面也绘于图 4, 表明 P 引起的梯度已被消除。

在这种资料整理方法中, 其最后的一步是将 \bar{R} 与 $\bar{\theta}$ 变成可以用下面一系列值来代表的 \bar{R} 的实分量与虚分量:

$$\begin{aligned} \text{实分量: } & \bar{R}_1 \cos \bar{\theta}_1; \quad \bar{R}_2 \cos \bar{\theta}_2; \\ & \bar{R}_3 \cos \bar{\theta}_3; \quad \dots \bar{R}_n \cos \bar{\theta}_n; \quad \dots \\ \text{虚分量: } & \bar{R}_1 \sin \bar{\theta}_1; \quad \bar{R}_2 \sin \bar{\theta}_2; \\ & \bar{R}_3 \sin \bar{\theta}_3; \quad \dots \bar{R}_n \sin \bar{\theta}_n; \quad \dots \end{aligned}$$

将其绘成剖面则如图 8 所示。这些剖面图有着 S 剖面的特征, 曲线的拐点直接位于线电流的正上方, 其极大值与极小值的横向距离恰好等于 $2d$ 。可是确实与 S 剖面曲线不同的是它们不与拐点对称。实际上由于实际情况与理想情况有差别, 所以实虚分量曲线上极大值与极小值之间的水平距离只能是近似的等于 $2d$ 。这一限制对利用拐点求线电流的位置也一定适用。

传统的整理资料的方法的物理意义

现在研究图 6 所示的矢量图, 该图根据于图 2 但作了某些修改, 目的是为了说明问题。和原先一样, RFSR 剖面可用下面一系列的数据表示:

$$\begin{aligned} \text{RFSR: } & \frac{R_1 \cdot P_2}{R_2 \cdot P_1}, \frac{R_2 \cdot P_3}{R_3 \cdot P_2}, \dots \dots \\ & \frac{R_n \cdot P_{n+1}}{R_{n+1} \cdot P_n}, \dots \dots \end{aligned}$$

现在投射所研究的矢量 R_1, R_2, R_3, \dots , 使形成图 6 所示的矢量 X_1, X_2, X_3 。根据图中的几何关系可以有:

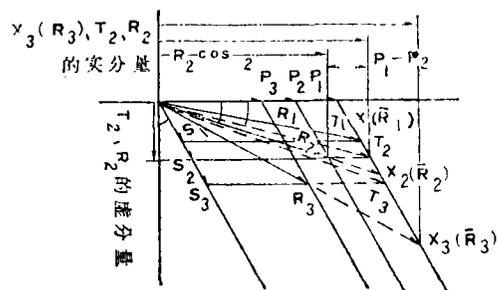


图 6 传统的资料整理方法与本文所介绍的资料整理方法之间的关系, 用矢量 X 和 T 之间的关系来表示

$$\begin{aligned} \frac{R_2}{X_2} &= \frac{P_2}{P_1}; \quad \frac{R_3}{X_3} = \frac{P_3}{P_1}; \quad \dots \quad \frac{R_n}{X_n} = \frac{P_n}{P_1}; \quad \dots \\ \text{即 } X_2 &= \frac{R_2 P_1}{P_2}; \quad X_3 = \frac{R_3 P_1}{P_3}; \quad \dots \dots \\ X_n &= \frac{R_n P_1}{P_n}; \quad \dots \dots \end{aligned}$$

同时从图上可看出 $X_1 = R_1$ 。

于是

$$\begin{aligned} \frac{X_1}{X_2} &= \frac{R_1 \cdot P_2}{R_2 \cdot P_1}; \quad \frac{X_2}{X_3} = \frac{R_2 \cdot P_3}{R_3 \cdot P_2}; \quad \dots \dots \\ \frac{X_n}{X_{n+1}} &= \frac{R_n \cdot P_{n+1}}{R_{n+1} \cdot P_n}; \quad \dots \dots \end{aligned}$$

但这就是 RFSR 系列值, 所以 $X_n = \bar{R}_n$, 而且可看出传统的整理资料方法与这种把每个 R 矢量按比例放大的方法是等效的。

将这种作图法应用到整个图 2, 其结果示于图 7。使我们看到 \bar{R} 的实虚分量, 和 S 剖面曲线一样, 一定在同一点达到其极大值和极小值, 此图中省去了 P_1 和 P_2 是为了便于说明, 但这并不影响所介绍的原理。

将图 7 中 X 的实分量与虚分量绘成曲线, 得到前面提到的 \bar{R} 的实、虚分量曲线 (如图 8 所示)。

有一种可能性在文献上很少注意到, 即 RFSR 和 $\Delta\theta$ 的大小与场源到异常体之间的距离有关。显然要求当场源距离有改变时, 勘探对象不应该产生不同的突拉姆异常。

可是场源-干扰体之间的距离增大, 必会使感应电流的强度减弱。我们要问当场源

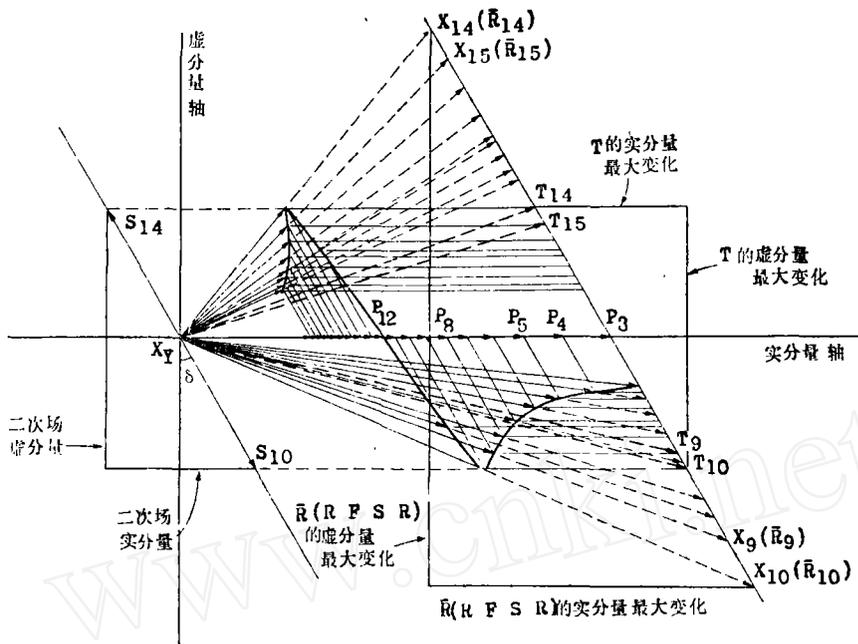


图7 传统的与本文介绍的方法应用于图3所示的阿尔干图

-干扰体之间的距离增大，RFSR与 $\Delta\theta$ 异常的大小可不可能保持不变。在理想情况下这是可能的（如图9中的矢量图所示）。该图说明了将场源逐步离开干扰体远移所产生的影响。当干扰体位于离场源只8个测站远时，感应电流及其磁场都十分强。将场源移到离干扰体20个测站远时，由于在干扰体所在处的一次场减弱，使得二次场显著地减弱。如果一次场与二次场的衰减率相同（正如这里所指出的），那末投射的 $X(\bar{R})$ 矢量的大小将与场源距离的改变无关。所以在这种特殊情况下，可以从 $X(\bar{R})$ 和 θ 剖面导生的RFSR与 $\Delta\theta$ 剖面也与场源的距离无关。

在此特殊情况下，当场源距离增大以便与控制一次场（P）衰减的同样规律相对应，二次场（S）的峰值大小必须按距离呈反比衰减。

在实际工作中我们可以料想到感应电流与S场往往不按距离的倒数关系衰减。当我们考虑到导体产状（例如倾角）对感应耦合的影响也随场源距离的改变而改变时，也可以理解到这点。这种几何关系的影响不遵循

任何一定的规律，所以只有不存在这种影响时，才能达到上述的情况。

所以我们可以料想到，RFSR和 $\Delta\theta$ 异常，以及 \bar{R} 的实虚分量异常，与场源距离往往表现有不规则的依赖关系。这意味着根据这四种参数中任何一种参数的大小来对导体进行比较是冒险的。设想相对同一个导体而场源在两个不同位置，则该导体会产生根本不同的RFSR异常与 $\Delta\theta$ 异常，可以有力地说明这一论点。而且还可以给出不同大小的实分量和虚分量。场源位置不同引起不同的反应的例子下面将有介绍。显然，如果我们想利用以实虚分量的振幅绘出的矢量图来估计导体大小，那末必须注意到我们推断的结果有可能与场源的距离有很大的关系。

但是，正如图9所示，我们可以看出传统的资料整理方法，不考虑场源的距离，倾向于对一样的导体作相同的处理，这还意味着对离场源不同距离的同样的感应电流给予很不同的处理。如果将图7所示的感应线电流任意移动，从12号测点下面移到8号测点下面，但深度不变（如图10），就可以看出这点。在这样做时，我们保持电流和相位的

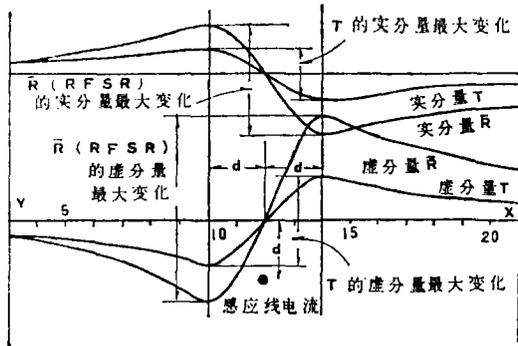


图8 用传统的(\bar{R})与本文所提出的(T)的资料整理方法得出的实、虚分量曲线

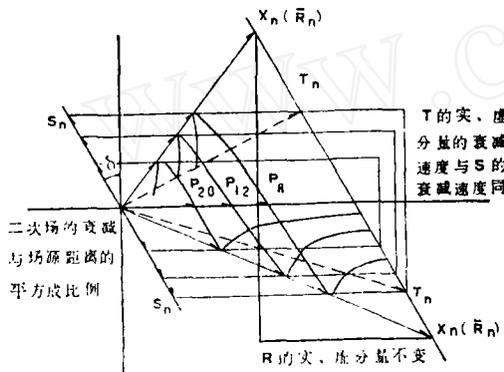


图9 如果 S 的大小遵循一次方反比的衰减规律,随着场源距离的加大, \bar{R} 的实虚分量保持不变, T 的分量恰好反映出 S 的特征

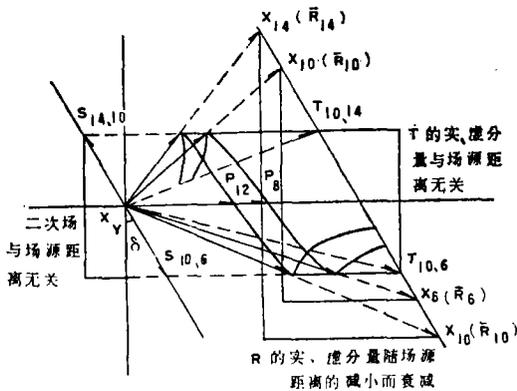


图10 线电流的大小和相位与图7中的线电流的大小和相位一样,但其位置在这里是位于8号和12号测站。可看出 T 分量不随场源距离的改变而改变,相反 \bar{R} 分量却减弱

大小不变。在图10中可以见到将线电流移近场源,使 $X(\bar{R})$ 的实虚分量减小。还使得FSR与RFSR剖面(可从图10中的 R 与 \bar{R} 值推出)减弱。这表示于图11。在图11中可以看到,与FSR异常来比,RFSR异常表现出更大的衰减。

实际上,感应电流的大小在大多数情况下都遵循一次方反比的衰减规律。本文主要是强调例外的情况十分普遍(正如下面的实例所证明的)。

另一种整理资料的方法

现在回到图6,我们可以看出,如果一次场是均匀的、其大小等于 P_1 ,则总合场可不用矢量 $\bar{R}_1, \bar{R}_2, \bar{R}_3$,而用矢量 T_1, T_2, T_3, \dots 来描述。理想的场是均匀一次场,在这种场中所有导体可以同等对待,所以将 R 矢量转换成相应的 T 矢量似乎有必要。在此情况下可以看到还需要对 θ 值作修改,不过还没有直接修改它的方法。但我们可以避开这一步,而直接确定 T 值的实分量和虚分量。

T 的虚分量因与 R 和 S 的虚分量相同,所以不存在问题。对于这一点,即使模型再增加几条感应线电流,计算出这些感应线电流所产生的磁场的总合矢量,也是正确的:

$$\text{例如: } T_n \sin \phi_n = R_n \sin \theta_n = S_n \cos \delta$$

其中 ϕ_n 是 T_n 的相角。即 T_n 的虚分量 $= T_n \sin \phi_n$

研究图6中的几何关系可以求得实分量。 T_2 与 R_2 的矢量差等于矢量 P_1 与 P_2 的矢量差,而且也等于 R_2 与 T_2 实分量的矢量差;即 T_n 的实分量 $= R_n \cos \theta_n + (P_1 - P_n)$ 。

如果应用这种作图法(如图7所示)可以看到,矢量 T 的实分量变化的幅值与矢量 S 实分量变化的幅值相同。在图8中绘出了从图7导出的 T 的实虚分量曲线。立即看出这些曲线有着 S 曲线的所有特点(包括对称性)。对于后面这一点来讲可能是有价值的,在此种对称的曲线上确定拐点,可能比

(1)原书误作 $\sin \delta$,一译者注。

在根据 \overline{R} 得出的不对称的曲线上确定拐点要容易。

当然，利用下面的表达式可将 T_n 的实虚分量转换成 S_n 的值：

$$S_n = [(T_n \text{的实分量变化})^2 + (T_n \text{虚分量的变化})^2]^{1/2}$$

可是如果感应线电流不止一根，上述情况就不一定正确了。还可以导出 T_n 与 θ_n 的值，但是对于推断解释则不适用。

在图10中我们看到不管场源的距离远近同样的线电流一定产生相同的 T 的实虚分量。于是，现在就有了一种资料整理方法，对感应电流按其大小自行处理。利用方程(1)很容易由 S 求得感应电流的幅值。在实际工作中，在缺乏导体几何产状关系时，将是有用的，如果发现增大场源距离，感应电流的幅度不按一次方反比衰减，则可以获得有关导体几何状况的某些资料。传统的资料整理方法没有利用这种资料。

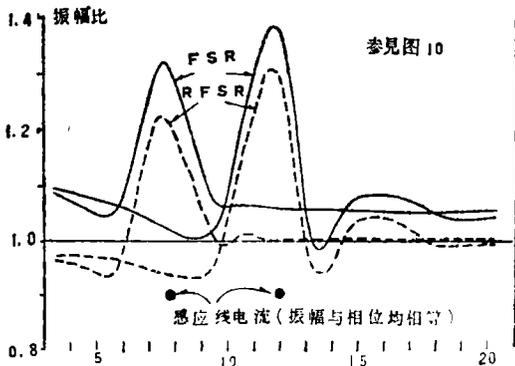


图11 在相等的线电流的上方场强比曲线与校正的场强比曲线，说明随着场源距离的减小两种剖面曲线都衰减

还可以从 \overline{R} 或 T 的分量计算出感应电流的相位：

$$\text{即 } \delta = \tan^{-1} \left[\frac{\overline{R} \text{ (或 } T \text{) 的实分量变化}}{\overline{R} \text{ (或 } T \text{) 的虚分量变化}} \right]$$

这是对导体导电性质的一种量度，极好的良导体 δ 趋近于 90° ，不良导体则 δ 近于零度。

因此，所介绍的这种资料整理方法，对于单个孤立的导体可以提供有关它的位置、

深度、大小和相位的材料。传统的资料整理方法并不打算提供电流大小的资料，事实上，象我们所看到的那样，对所有线电流的反应都是统一对待。

可以看出此两种方法互相补充，所介绍的方法可视作电流定位的(current-oriented)而传统的方法可视作导体定位的(conductor-oriented)。

所介绍的方法要求提供一个真正均匀的一次场，因为它在场源距离增大感应电流强度减小时，对此并不能作出补偿，事实上它达不到资料的综合。

利用 T 的实分量或是它的虚分量可以确定线电流的位置，而且如果突拉姆异常是由单个孤立的线电流所引起，那末由实分量或虚分量所确定的位置应完全一样。可是在实际工作中主感应电流往往可能还伴随有一些其它靠主感应电流很近而相位不同的较弱的感应电流。如果分辨不出这些电流，推断解释人员认为只有一条单个线电流存在，这就使得实虚分量所确定的线电流的位置在水平位置和深度都有所不同。不管用那种整理方法这都是可意料到的。

可以用下面序列的数据将所介绍的资料整理方法给以概括。

像前面讲的一样，观测的数据是

$$FSR: \frac{R_1}{R_2}, \frac{R_2}{R_3}, \frac{R_3}{R_4}, \dots, \frac{R_n}{R_{n+1}}, \dots$$

$$\Delta\theta: \theta_2 - \theta_1, \theta_3 - \theta_2, \theta_4 - \theta_3, \dots, \theta_{n+1} - \theta_n, \dots$$

现在可以直接转换成 R 与 θ (不是转换成 $RFSR$ ，然后变成 \overline{R} 与 θ)。

$$R: R_1 = P_1; R_2 = R_1 \cdot \frac{R_2}{R_1};$$

$$R_3 = R_2 \cdot \frac{R_3}{R_2}, \dots$$

$$\text{[即, } R_1 = P_1; R_2 = R_1 / (FSR)_1; R_3 = R_2 / (FSR)_2 \dots \dots \text{]}$$

$$\theta: \theta_1 = 0; \theta_2 = \theta_1 + \Delta\theta_{2,1}; \theta_3 = \theta_2 + \Delta\theta_{3,2} \dots \dots$$

于是 T 的实虚分量是：

$$T \text{ 的实分量 } R_1 \cos \theta_1 + (P_1 - P_1); R_2 \cos \theta_2 + (P_2 - P_1); \dots R_3 \cos \theta_3 + (P_3 - P_1) \dots$$

T的虚分量 $R_1 \sin \theta_1, R_2 \sin \theta_2, R_3 \sin \theta_3 \dots$

此方法比传统的方法稍许简短一点。在换算成RFSR数据序列时，要求额外地加一个步骤。和在传统方法中一样要求作出一个近似的规定，令 $R = P_1$ 。如果勘探对象靠近场源，这种近似是不能令人满意的，利用这种近似关系，将使所导出的T的实、虚分量曲线不对称。

野外实例

图12与图13中的实例取自澳大利亚北方地区的野外工作。导体已经查明是无经济价值的石墨页岩，但这是突拉姆异常可能被错误解释的一个良好实例。

在图12中，测线穿过位于一个小背斜翼部的两个导体。RFSR剖面曲线有很好的突拉姆反应，显示出导体倾斜的影响。鲍斯查尔特的模型实验结果证明，导体向场源相反的方向倾斜比向场源方向倾斜，与场源有更

好的偶合关系。使得我们作出推断，导体B应比导体A有着较好的反应，可是奇怪的是它的反应是A的响应的两倍，考虑到B离场源的距离是A离场源距离的两倍。

利用曲线选配的方法(达克沃思,1972)研究此两导体中的感应电流，结果发现异常A是由单个孤立线电流引起，而导体异常B是由一组密集的线电流所引起。这组线电流由一条为主的线电流和许多很弱的平行线电流所组成。发现此条为主的线电流的振幅和相位几乎与产生异常A的线电流的振幅和相位相等。但在B处占优势的电流其强度比在A处的电流稍弱，而且还埋藏较深。

对此剖面用传统的和现在所介绍的方法进行了整理，所得剖面示于图12。显然，两种方法都受到场源附近某种尚未认识到的特点的影响，而且异常B可能不代表单个孤立线电流产生的异常。为了澄清这种看法，利用在A点和B点的单个线电流并采用了上述的

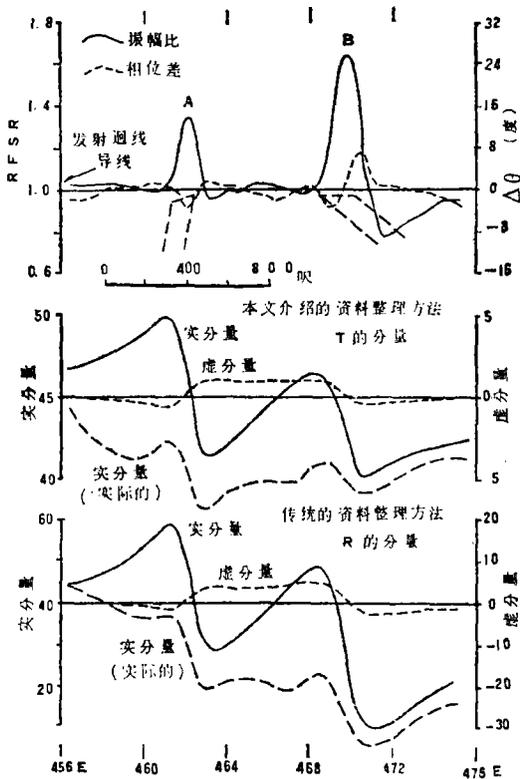


图12 野外例子

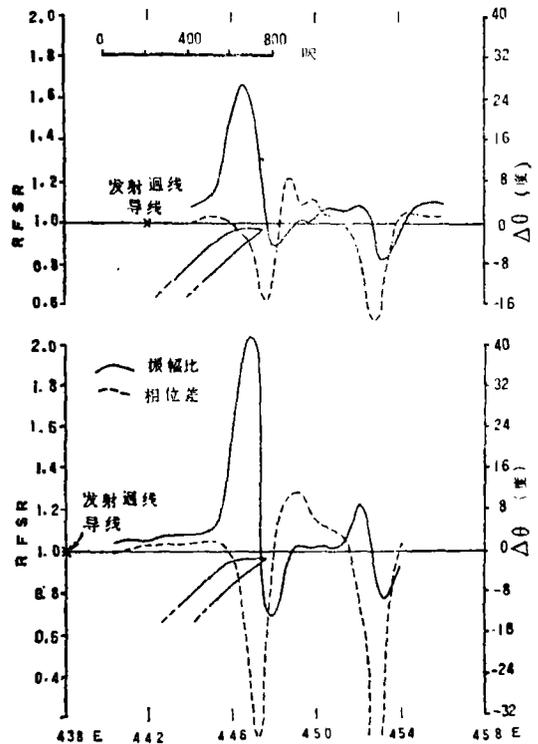


图13 野外例子

振幅和相位关系, 得出综合的资料。因此这样得到的剖面曲线就没有实际剖面曲线中伴随的干扰。

对T的实分量合成剖面曲线中的异常A与异常B加以比较, 可以看出B的幅度比A的小, 正如我们想象的是因为B处的电流强度小、深度大(虽然相位几乎相等)的缘故。看来这种结果在实际的T的实分量曲线上也是有反应的。

研究R实分量的合成剖面曲线, 我们可以看到在B点的异常比在A点的强。这是由于场源与B之间较大距离使异常增强的一个例子。事实上, 如果不存在有导体A, 这种增强, 也不会这样大, 因为有A的存在, 使作用B处导体的一次场强烈地衰减。这种影响在实际剖面里面也再度反应出。这里我们能够看到R实分量的大小与电流的大小无关。

关于深度, 可以看到所有四种实分量曲线的结果都是一致的, 仔细研究可以看出在所有这四条曲线上B处的线电流都比A处的线电流的深度大。

无论用那种的整理资料的方法, 表示导体性质的实虚分量比值都很大, 详细研究指出, 两种方法在这个例子里所给出的结果是一样的。

这一例子似乎证实了两种资料整理方法, 对于确定感应电流的位置以及评价导体的性质其效果是一样的。可是如果要求估计感应电流的大小, 只有所介绍的方法才能提供这种资料。

图13中所示的情况说明将场源导线离开导电页岩(它向场源的方向倾斜)远移所产生的影响。RFSR异常明显增强可能是由于两种原因所引起。第一个原因是由于图10中所解释的过程使R和RFSR的反应变强。第二个原因是由于场源距离增大感应偶合可能变强。当导体向场源方向倾斜时(象此例中

的页岩), 才可能发生这种情况, 这种感应增强将使感应电流的强度保持一个值, 该值比与一次方呈反比衰减规律所要求的值要高。

所以可以看出, 根据这种地区较强的RFSR异常可以选择此导体距离场源最远的部分作为最好的钻探验证目标。转换成R的实虚分量并不能弄清楚这种情况, 但知道了感应电流的强度就可能做到这点。这又是本文所提出的资料整理方法有用的地方。

结 论

在突拉姆异常可以认为是单个孤立线电流产生的情况下, 所介绍的方法可以计算该电流的强度。用传统的资料整理方法不可以完成这一任务。另外, 确定线电流的横向位置和深度其精度与传统的方法的精度至少是相同的。按数据整理所需要的工作量来讲, 所提出的方法不比传统的方法多多少。

两种方法根据实虚分量比值对导体导电性能的估计是一样的。

传统的方法有一个优点, 不管场源的距离, 只要导体的几何关系不影响感应过程, 对导体作相同的处置。在实际工作中, 导体的产状与场源距离, 往往可以影响反应, 在此情况下, 如果能知道感应电流的大小对推断是有帮助的。所提出的方法其特点是它对感应线电流作相同的处置而不考虑场源的距离。

我们相信使用突拉姆法的工作人员, 同时使用传统的和我们这里所介绍的资料整理方法, 在分辨突拉姆某些含糊不清的问题时能有所帮助。

译自: 《The Canadian Mining and Metallurgical Bulletin》
1973, vol.66, No.738,
p.117~124

作者: 达克沃思 王书惠译 陈玲校