

三度体磁异常特征的研究

桂林冶金地质研究所物探室磁法组

过去,我们在解释磁异常时,都假定矿体的走向为无限长,即所谓二度体。而实际的矿体都是有限长。因此,在解释异常时,经常碰到的困难是:

一、用选择法作定量推断时,异常的负值部分总是符合不好;

二、有时磁异常的走向并不与矿体的走向一致;

三、有的地方,推断的矿体比实际的矿体小得多,特别是在磁异常的端点附近。

实践及初步研究表明,这些困难主要是由于用二度体磁异常的规律来解释三度体磁异常所引起。

可以用三个简单的例子来说明这个问题。

例一 有限长的水平圆柱体

为了方便,只讨论垂直磁化时的情况。

设圆柱体长为 $2L$,中心埋深为 R ;单位长度的磁矩为 μ 。在通过水平圆柱体中央并与其走向垂直的剖面上,任一点的垂直磁场强度(Z_a)可表示为:

$$Z_a(x) = \frac{2\mu L}{\sqrt{L^2 + R^2 + x^2}} \left\{ \frac{R^2 - x^2}{(R^2 + x^2)^2} + \frac{R^2}{(R^2 + x^2)(L^2 + R^2 + x^2)} \right\} \quad (1)$$

若圆柱体的走向长度为无限大,则有

$$Z_a^\infty(x) = \frac{2\mu}{(R^2 + x^2)^2} (R^2 - x^2) \quad (2)$$

从(1)、(2)式可以看出,无限长水平圆柱体与有限长水平圆柱体的 Z_a 异常有三点不同:

第一,在垂直于磁性体走向的横剖面上,三度体磁异常正值的范围比二度体磁异常正值的范围宽。

设 x_0 为 $Z_a = 0$ 的点的坐标,以 $2x_0$ 代表正值异常的宽度。对有限长的圆柱体,从(1)式求出:

$$x_0 = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{9R^4 + 2R^2L^2 + L^4} + R^2 - L^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

对无限长的圆柱体,从(2)式求出:

$$x_0^\infty = \pm R \quad (4)$$

令 Δx_0 等于三度体和二度体正值异常宽度之差与二度体正值异常宽度的比

$$\begin{aligned} \text{则 } \Delta x_0 &= \frac{x_0 - R}{R} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{9 + 2\left(\frac{L}{R}\right)^2 + \left(\frac{L}{R}\right)^4} + 1 - \left(\frac{L}{R}\right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - 1 \quad (5) \end{aligned}$$

在不同的 $\left(\frac{L}{R}\right)$ 值时计算得到的 Δx_0

的值列入表1。

表 1

$\frac{L}{R}$	0.1	0.5	0.7	1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	7.0	10.0	15.0
$\Delta x_0\%$	41.2	40.4	36.0	31.0	23.7	17.4	9.37	3.76	1.97	0.98	0.44
P	0.197	0.803	0.955	1.056	1.09	1.08	1.04	1.02	1.01	1.00	1.00

从表 1 可以看出, Δx_0 为正, L/R 之值愈小, Δx_0 的值愈大, 即柱体愈短, $Z_a = 0$ 的点愈向外移, 异常正值部分的范围也就愈宽。若把三度异常看作 是二度的并利用 $R = x_0$ 的关系推断磁性体的中心的埋深, 所得结果将比实际的大。只有当 $\frac{L}{R} \geq 5$ 时, 才有小

于 5% 的误差, $\frac{L}{R} \geq 10$ 时, 才有小于 1% 的误差。

第二, 三度体磁异常负值的绝对值比二度体磁异常的负值的绝对值小。

由 (1)、(2) 式有:

$$Z_{ii}(x) - Z_a^\infty(x) = \frac{2\mu(R^2 - x^2)}{(R^2 + x^2)^2}$$

$$\left(\frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2 + x^2}} - 1 \right) +$$

$$\frac{2\mu R^2}{(R^2 + x^2)(L^2 + R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (6)$$

由 (3) 和 (4) 可知, 当 $x > R$ 或 $x < -R$

时, $Z_{ii}(x)$ 和 $Z_a^\infty(x)$ 均取负值, 这时,

(6) 式右边第一项的因子:

$$\frac{2\mu(R^2 - x^2)}{(R^2 + x^2)^2} < 0$$

而 $\frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2 + x^2}} - 1 < 0$, 故有

$$\frac{2\mu(R^2 - x^2)}{(R^2 + x^2)^2}$$

$$\left(\frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2 + x^2}} - 1 \right) > 0。由于$$

(6) 式右边第二项总是正的, 因而对于负值异常而言, $Z_{ii}(x) - Z_a^\infty(x) > 0$ (7)

$$即 |Z_{ii}(x)| < |Z_a^\infty(x)|$$

三度体负异常的绝对值小, 意味着负异常弱。因此, 将三度体异常当作二度体异常, 并利用负值部分进行推断, 将会把矿体向下延深推断过大。

第三, 当 $L < 0.8R$ 时, 柱体愈短, Z_a 的极大值愈小; 当 $L > 1.5R$ 时, 柱体愈短, Z_a 的极大值愈大。

对于有限长或无限长的垂直磁化圆柱体, 当 $x = 0$ 时, 分别取各个 Z_a 的极大值。对有限长圆柱体, 从 (1) 式得:

$$Z_{Max} = \frac{2\mu L(2R^2 + L^2)}{R^2(R^2 + L^2)^{3/2}} \quad (8)$$

对无限长圆柱体, 从 (2) 式有:

$$Z_{max}^\infty = \frac{2\mu}{R^2} \quad (9)$$

由此求出三度体与二度体异常极大值的比为

$$P = \frac{Z_{Max}}{Z_{max}^\infty} = \frac{L(2R^2 + L^2)}{(R^2 + L^2)^{3/2}} \\ = \left(\frac{L}{R} \right) \frac{(2 + (\frac{L}{R})^2)}{(1 + (\frac{L}{R})^2)^{3/2}} \quad (10)$$

表 1 中列入所计算的不同 $\frac{L}{R}$ 值时的 P

值。图1则是P与 $\frac{L}{R}$ 的关系曲线图。

从图1看出, 当 $\frac{L}{R} > 0.8$ 时, 三度圆柱体的 $Z_{\max}$ 比二度圆柱体的 $Z_{\max}^{\infty}$ 大。由于三度体的异常正值部分总是比二度体的异常正值部分宽, 因此, 将有限长柱体当作无限长柱体推断, 如果仅考虑正值异常部分, 将使推断的柱体的中心埋深及其截面积都增大。

当 $\frac{L}{R} < 0.8$ 时, 三度柱体的 $Z_{\max}$ 比二

度柱体的 $Z_{\max}^{\infty}$ 小, 而且随 $\frac{L}{R}$ 减小而减小。

因此, 对于埋藏较深的似球状矿体, 用二度量板推断时, 将使实际的矿体变小。

推断的误差与推断的方法有关。现以推断解释方法中的积分法为例, 来说明这个问题。

对无限长圆柱体, 我们有:

$$R = Q_z^{\infty} / Z_{\max}^{\infty} \quad (11)$$

$$Q_z^{\infty} = \int_{-x_0}^{x_0} Z_a^{\infty}(x) dx \quad (12)$$

$$\text{及 } S = Z_{\max}^{\infty} R^2 / 2I \quad (13)$$

式中 Q_z^{∞} 为 Z_a^{∞} 正值部分与X轴间所夹

的面积, I为磁化强度, S为柱体的横截面积。

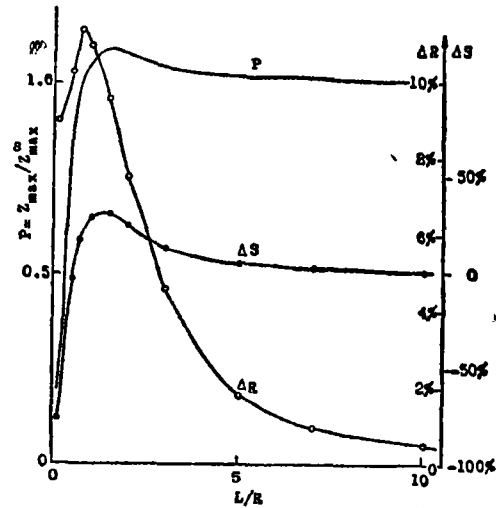


图1 P、 ΔR 及 ΔS 与 L/R 的关系曲线

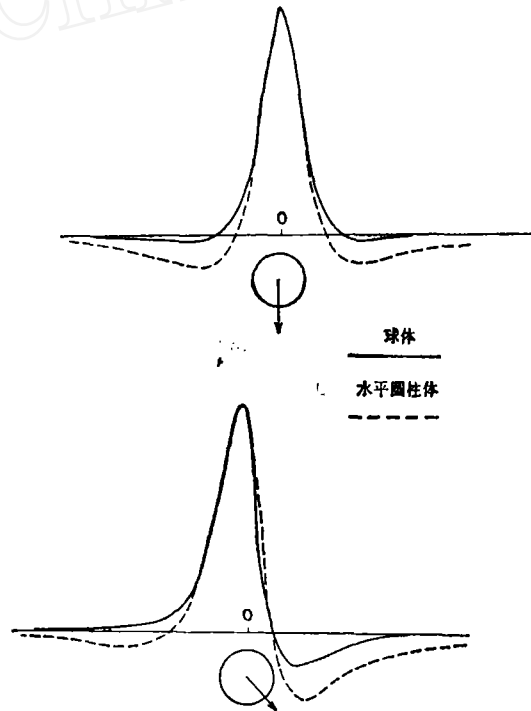


图2 倾斜磁化与垂直磁化两种情况的对比

如将有限长圆柱体当作无限长圆柱体, 这时将有:

$$Q_z = \int_{-x_0}^{x_0} Z_a(x) dx = \int_{-x_0}^{x_0} \frac{2\mu L(R^2 - x^2) dx}{(R^2 + x^2)\sqrt{L^2 + R^2 + x^2}} + \int_{-x_0}^{x_0} \frac{2\mu L R^2 dx}{(R^2 + x^2)(L^2 + R^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{4\mu L x_0}{\sqrt{L^2 + R^2 + x_0^2}} \left(\frac{1}{R^2 + x_0^2} + \frac{1}{R^2 + L^2} \right) \quad (14)$$

$$\therefore R' = \frac{Q_z}{Z_{\text{Max}}} = \frac{2x_0 R^2 \sqrt{R^2 + L^2} (2R^2 + x_0^2 + L^2)}{(2R^2 + L^2)(R^2 + x_0^2)\sqrt{L^2 + R^2 + x_0^2}} \quad (15)$$

$$\text{及 } S' = \frac{Z_{\text{Max}} R'^2}{2I} = \frac{4SLx_0^2 R^2 (2R^2 + x_0^2 + L^2)^2}{(2R^2 + L^2)(R^2 + x_0^2)^2 (R^2 + x_0^2 + L^2)(R^2 + L^2)^{1/2}} \quad (16)$$

令 $\Delta R = \frac{R' - R}{R}$, $\Delta S = \frac{S' - S}{S}$, 计算出在不同 $\frac{L}{R}$ 值时的 ΔR 及 ΔS 值列入表 2。图 1 中还

绘制了 ΔR 、 ΔS 与 $\frac{L}{R}$ 的关系曲线。

表 2

$\frac{L}{R}$	0.1	0.5	0.7	1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	7.0	10.0
$\Delta R\%$	9	10.3	11.3	11.0	9.6	7.49	4.36	1.83	0.97	0.49
$\Delta S\%$	-76.5	-2.3	18.3	29.0	31.2	24.8	13.3	5.7	3.0	1.0

从表 2 可以看出, 对于 $\frac{L}{R} < 0.5$ 的柱体, 用二度体的方法推断, 所得截面积将比实际的小, 而且 $\frac{L}{R}$ 之值愈小, 误差越大。对

于 $\frac{L}{R} > 0.6$ 的柱体, 用二度体的方法进行推

断, 其截面积将比实际的大, 特别是 $\frac{L}{R}$ 在

0.7~2.0 时, 误差达到 20%~30%。

对于倾斜磁化的情况, 从图 2 可以看出, 与垂直磁化时的情况是大致相同的。

例二 有限长水平单线极

这种模型相当于, 在顺层磁化条件下, 走向长度有限的、无限延深薄板。设薄板的

走向长为 $2L$, 上顶埋深为 h , 单位长度的“磁荷”量为 m ($m = \sigma \cdot d$, 其中 σ 面磁荷密度, d 为薄板的厚度)。在薄板的中心横剖面上, 任一点的垂直磁场强度 (Z_a) 可表为:

$$Z_a(x) = \frac{2mLh}{(h^2 + x^2)\sqrt{L^2 + h^2 + x^2}} \quad (17)$$

对于二度薄板有

$$Z_a^\infty(x) = \frac{2mh}{h^2 + x^2} \quad (18)$$

对比式(17)和(18)可看出, 三度薄板与二度薄板的 Z_a 异常有以下二点不同:

第一, 在中心横剖面上, 三度异常的“半宽度”总比二度异常的“半宽度”小。

设 $x_{1/2}$ 为 $Z_a = \frac{1}{2} Z_{\max}$ 的点的横坐标, 以 $2x_{1/2}$ 代表异常的“半宽度”。对于三度薄板, 由式(17)可推导出, $x_{1/2}$ 应满足方程

$$(h^2 + x_{1/2}^2) \sqrt{L^2 + h^2 + x_{1/2}^2} - 2h^2 \sqrt{L^2 + h^2} = 0 \quad (19)$$

对于二度薄板, 从式(18)可求得:

$$x_{1/2}^\infty = \pm h \quad (20)$$

我们来考察上述两种异常“半宽度”的相对差:

$$\Delta x_{1/2} = \frac{x_{1/2} - x_{1/2}^\infty}{x_{1/2}^\infty} = \frac{x_{1/2} - h}{h} \quad (21)$$

式中 $x_{1/2}$ 为方程(19)的正实根(可用作图法解方程求得)。

对于不同的 $\frac{L}{h}$, 计算得到的 $\Delta x_{1/2}$ 列于表 3。

表 3

$\frac{L}{h}$	0.5	1	2	3	5	7	10
$\Delta x_{1/2} \%$	-19	-14	-7	-4	-2	-1	$\rightarrow 0$
$\Delta m \%$	-74	-50	-30	-20	-12	-9	-6

从表 3 不难看出, $\frac{L}{h}$ 越小, 异常的“半宽度”也越小。如果根据二度的关系式(20), 利用异常“半宽度”的一半来推断三度体上顶的埋深, 所得结果将比实际的小。 $\frac{L}{h} \geq 3$ 时, 才有小于 5% 的误差。

第二, 在中心横剖面的任一点上, 三度体的异常值总小于二度体的异常值。

将式(17)减式(18), 并略加整理得:

$$Z_a(x) - Z_a^\infty(x) = \frac{2mh}{(h^2 + x^2)} \left(\frac{L}{\sqrt{L^2 + h^2 + x^2}} - 1 \right) \quad (22)$$

显然, 上式右边, 方括号外的因子总大于 0, 而方括号内的因子总小于 0, 因此, 式(22)总为负, 即

$$Z_a(x) - Z_a^\infty(x) < 0 \quad (23)$$

我们进一步来考察 $Z_a(x)$ 和 $Z_a^\infty(x)$ 沿剖面的积分:

$$\begin{aligned} Q_z &= \int_{-\infty}^{\infty} Z_a(x) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2mLh dx}{(h^2 + x^2) \sqrt{L^2 + h^2 + x^2}} \\ &= 2m \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{1 - (\frac{h}{L})^2}{2(\frac{h}{L})^2} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} Q_z^\infty &= \int_{-\infty}^{\infty} Z_a^\infty(x) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2mh dx}{x^2 + h^2} = 2\pi m \end{aligned} \quad (25)$$

由式(25)直接可导出

$$m = \frac{Q_z^\infty}{2\pi} \quad (26)$$

如果根据二度体的关系式(26), 利用积分法来求三度体的 m , 所得结果的百分误差为

$$\Delta m\% = \frac{Q_z - Q_z^\infty}{Q_z^\infty} \times 100\% \quad (27)$$

对于不同的 $\frac{L}{h}$, $\Delta m\%$ 的计算结果列于表3。

表3的数据表明, 用二度方法来推断三度体的 m , 所得结果要比实际结果小得多, 即推断的磁性要比真实的弱, 或者推断的厚度要比实际的薄。 $\frac{L}{h}$ 越小, 这种误差越大。

当 $\frac{h}{L} \geq 10$ 时, 误差才接近 5%。

例三 水平放置的直角六面体

对于直角六面体, Z_a 的表示式很复杂, 因此, 我们只定性地讨论一下这个问题。

图3是一个北东走向的六面体上的 Z_a 等值线图。从图看出, 磁异常的走向与矿体的走向不一致。原因是: 在垂直磁场作用下, 矿体上界面及下界面的“S”极及“N”极将产生近北东走向的 Z_a 等值线, 在正 Z_a 的边缘有负异常。称这个异常为主异常。在水平磁场作用下, 在矿体西南及东南侧面磁化所引起的“S”极将产生正异常, 叠加在主异常之上, 使正异常向南扩大, 走向变成近东西的方向; 在水平磁场作用下, 在矿体北西及北东侧面磁化所引起的“N”极将产生负异常, 一方面削弱正异常, 并引起东西向的负异常。这样, 总的磁异常就呈东西走向。

图4是一个北西走向、北东倾斜、倾角为 60° 的一个薄板状体上的 ΔT 等值线图(磁化倾角 20°)。从图可以清楚地看出, 等值线的走向在端点附近由北西转向近乎东西。如果磁性体很长, 磁性体中部的等值线很明显, 能反映磁性体的走向。如果磁性体很短, 磁性体中部等值线不明显, 在北西走向的磁性体上就得到了近东西走向的等值线。

由水平磁场磁化所引起的磁性体走向端面的效应, 使得磁异常复杂化(例如, 使磁异常的走向与矿体的走向不一致), 在矿体

北部, 即令矿体局部增厚, 也不会出现局部的 Z_a 极大值, 只是使 Z_a 由正到负的梯度变缓而已。

解释三度体磁异常的方法, 目前正在研究中。曾经用过的方法有将三度体异常转换成二度体磁异常, 然后对转换后的曲线用二度体的方法来计算, 或用“似二度体”量板进行计算。

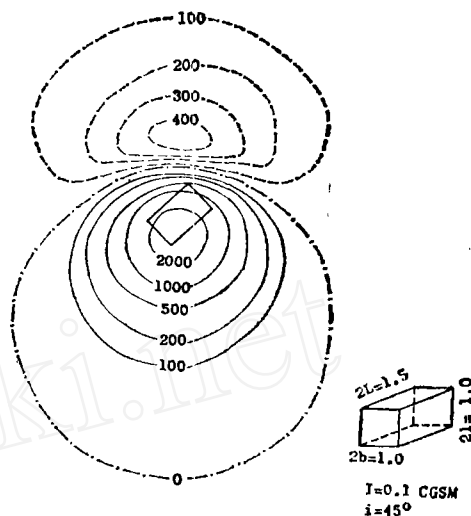


图3

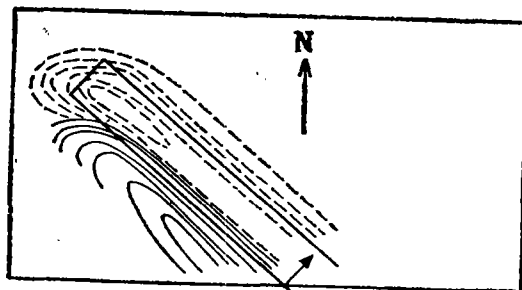


图4

我们还建议采用将倾斜磁化异常转换为重直磁化异常的方法(即转换到地磁极的方法), 对三度异常进行处理。经转换后的三度异常, 在下列二个特征上将二度异常相同: ①异常走向与磁性体走向一致; ②异常的中心横剖面, 就是磁性体的中心横剖面。这对于在进一步应用电子计算机作近代的定量解释(例如自动选择法)时, 选取磁性体

的初始参数是极为有利的。当然,应该指出,如进行上述的转换,事先要知道磁性体磁化强度的方向。因此,当判断或测定磁化强度的方向存在误差时,转换后的异会有多大畸变,将是一个值得研究的实际课题。

本文的初步研究表明三度异常与二度异常之间差别的规律,在不同的模型上反映是不一样的(当然,异常的各个分量在三度与二度的差别规律上也是各不相同的),因而还可以进一步探讨磁化方向(相对于磁性体的产

状)、(磁性体大小相对于磁性体到磁场观测点的距离),消磁系数等因素的作用;其次,两者的差别对不同的二度解释方法和所要推断的各种参数的影响也不一样;最后,要说明的是,本文实际上只讨论了三度体中最理想化的一类模型,即横截面沿走向稳定的物体(我们曾称之为“似二度体”国外有的文献称之为“ $2-\frac{1}{2}$ 度体”)因此,那种截面不稳定的物体所引起的三度异常还有待研究。

(上接第29页)

稀土元素在各矿物中的分布及百分含量

表5

区段	稀土元素含量	矿物					样品数	原样 TR ₂ O ₃ %
		磁铁矿	赤铁矿	菱铁矿	锰矿物	石英及其它碎屑矿物		
红旗区	品位(%)	0.187	0.345	0.04	0	0.54	7	0.263
	TR ₂ O ₃ 在矿物中的分配	7.69	47.94	3.55	0	33.77		
东风区	品位(%)	0.083	0.264	0.017	0	0.207	8	0.233
	TR ₂ O ₃ 在矿物中的分配	8.75	46.77	2.36	0	23.39		

质胶体所胶结。在成岩过程中,部分鲕绿泥石、菱铁矿局部氧化成磁铁矿①,随后又进一步氧化为赤铁矿。在成岩阶段以后的地质时代中,这些矿物又受火成活动影响部份氧化形成了磁铁矿②。稀土组分主要以胶体吸附进入矿物中。在表生作用中,已形成的铁锰矿物局部氧化成针铁矿、褐铁矿、软锰矿和硬锰矿等,稀土元素更进一步的富集。

根据这一矿床的特征及成因,我们认为,此类型矿床在我国东北的南部邻近古陆边缘的震旦系分布区钓鱼台组碎屑岩系中,及代表原始沉积还原部位的黑色页岩上下是寻找和扩大该类型矿床的有利地段。

本文是根据吉林省冶金地质勘探公司中心研究室、602队和长春地质学院中心试验室组成的科研小组的1971至1972年科研报告综合整理而成。