

金属矿产探电算文集

地质出版社

金属矿物探电算文集

地 质 出 版 社

· 030008

金属矿物探电算文集

国家地质总局书刊编辑室编辑

地质出版社出版

地质印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

1979年3月北京第一版·1979年3月北京第一次印刷

印数1—6,770册·定价1.70元

统一书号, 15038·新375

前 言

电子计算机在物探中的应用，近年来有了一定的发展。除地震勘探已实现从野外数据收录、数据处理和成图的自动化以外，重磁方法的野外数据在采用电子计算机处理方面也获得了可喜的进展。

过去，重力勘探中的地形改正，从数图到取得计算结果，需数十人成年工作，才能满足一台仪器野外观测的进度；今天，只要有几个人做准备工作，通过电子计算机，就能满足几台仪器野外观测的进度。过去，用手工对航磁大面积成果进行各种变换，简直是不可能的事；今天，通过电子计算机，全面积的处理已纳入了常规处理，输入一次数据可以实现多种变换。这样，对航磁图的认识深化了，一些地质体的细节反映得更清楚了。过去，除了极少数情况外，定量解释只能在少数典型剖面上，把地质体当作二度体来进行；今天，借助电子计算机，定量解释几乎可以在每个测点上把地质体当作三度体来进行，由此而定出的地质界线、产状、埋藏深度等参数的可靠性就更高了，推断地质图的价值也更大。

这些进展是初步的。完全可以预期，在不远的将来，所有物探方法都将实现从数据收录到推断解释过程的全盘自动化。到那时，野外和室内工作的界线将越来越难区别，当日结束野外工作，当日就能出成果资料。不仅如此，计算机还将帮助实现物探资料、生产、计划等管理工作的现代化。

为了交流近年来电算技术在金属矿物探中应用的经验，特编印了这本册子。书中收集了近年来以重、磁方法为主的电算科研和生产的一些例子，涉及到位场变换、地形改正、正演计算和应用实例等内容。由武汉地质学院物探系负责编辑，国家地质总局航空物探大队和第二综合物探大队做了一定工作，各有关单位也大力协同。在此一并致谢。

由于时间仓促，水平有限，工作中的缺点和处理不当之处在所难免，欢迎读者批评指正。

目 录

非等距二维位场数据的网格规格化方法	国家地质总局航空物探大队 (1)
ΔT 、 ΔZ 异常换算磁源重力异常、垂直磁化异常及其垂向二次导数方法	地质科学院地矿所四室 (5)
$Z_{a\perp}$ 及 Δg_M 的八方位换算方法及垂向二次导数的若干问题	长春地质学院物探系 潘作枢 穆石敏 李世华 (18)
位场曲面延拓的叠代法	地质科学院地矿所四室 (43)
二维位场广域延拓的椭圆坐标系调和分析法	西北大学数学系物探组 (51)
建立重磁资料解释系统的初步探讨	一五〇工程组金属方法组 北京师范大学数学系 (56)
板元法正演 108 机手编程序	第二综合物探大队 (79)
任意形状强磁性三度体磁异常的计算	地质科学院地矿所四室 (87)
点电源场电阻率法二维地形改正	成都地质学院物探系 田宪谟 (106)
磁铁矿床磁异常解释的最优化选择法	成都地质学院物探系金属物探电算组 (131)
关于最优化选择法收敛性和多解性的初步试验	成都地质学院物探系金属物探电算组 (142)
重力方域近区地形改正	安徽省地质局三二二地质队 合肥工业大学地质系 (152)
山东济宁磁异常数据处理及找矿效果	山东省地质局第二地质队 (166)
磁源重力异常 g_M 及 $Z_{\perp}$ 、 $\frac{\partial^2 Z_{\perp}}{\partial Z^2}$ 的应用	长春地质学院物探系 江苏省地质局地质物探队 (177)
海磁 M75-1 异常电算成果简介	第一海洋地质调查大队 (191)
数字全息成象及其在钻孔电波勘探中的应用	国家地质总局物探研究所全息组 (196)

非等距二维位场数据的网格规格化方法

国家地质总局航空物探大队

目前在航磁资料电算处理中，将飞行航线视为均匀的平行直线。因此，用的是等间隔网格点上的磁场数据。采样的方法，通常是从平面等值线图上沿测线和垂直测线的两个方向按指定的矩形网格交点读取场的数据。取样网格的间隔对详查可以是 1/4 和 1/2 公里，而对普查工作大约为 2 或 5 公里。一般来讲，间隔的选择与所研究异常大小和飞行测线间距有关。

这样读数采样的过程不仅耗费时间，而且也带来随机误差。这种误差主要是由人们对观测数据进行内插，绘制等值线图及从图上划分网格点读取数据而引起的。

实际上航磁测量时航线并非直线，测线间距也并非均匀。随着科学的发展，监视并记录飞行线偏差的设备，已能较精确地确定飞机的航迹。但现在大多数计算处理方法都采用规则网格上读取场数据，因此必须研究一种可以利用不规则分布的数据以计算等距网格点中的场值方法。这种方法的基本函数，应能合理、正确地在某些特定的格点进行内插，而不会导致场的畸变，并用电子计算机计算。此外，还应能产生一个具有我们所期望的特点：良好的内插函数，应该在任何地点都是可以规定的、光滑的，而且是连续的。

解决这一问题关键在于寻找一种从已知数据进行插值的方法，以便产生一个光滑的曲面，而后将这个曲面上的值自动地变换到矩形网格上，并由 X—Y 仪绘制等值线。

已有的二维插值函数可以分为两大类，一类是在整个定义域上作一个插值函数，这种方法作起来比较麻烦；另一类是把整个定义域分成一些局部区域，在每一个局部区域上作一个插值函数，并使这些函数在它们的边界上合理匹配。加权平均的方法属于第二类。对这个函数作一系列的修正，得到一些插值函数，每一局部函数的定义域自动地确定。这些局部函数在各自定义域内及它们交界处，都是光滑的。

一、加 权 平 均 法

我们在 6912 机上用对已知的数据点实行加权平均的方法，构造一个光滑曲面，并绘制了等值线图。假设测点大多不在网格上，根据原始数据插值到网格上，使用的是最近六点加权平均法(图 1)。

$$Z(\text{网格点}) = \frac{\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 Z_1 + \dots + \left(\frac{1}{l_6}\right)^2 Z_6}{\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{1}{l_6}\right)^2}$$

我们在程序中采用 h 点加权平均法。一般 4—6 点较好， h 太小则发生畸变，如 h 过大，平滑太厉害。 h 确定以后，插值方法就确定了。当 $l=0$ 时，即取网

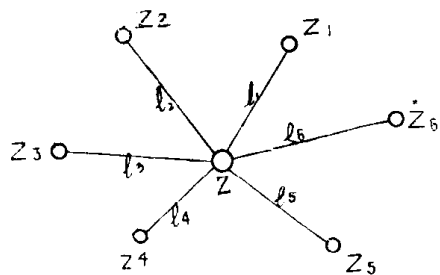


图 1

格点上之数值。实际上当 $l < \epsilon$ (某一无限小值, 如 10^{-5}) 时, 即可用网格上的场值了。

属于第一类的方法就利用格朗-斯密特 (Grum-Schmidt) 提出的方法。这是对不规则分布数据的一种精确的内插方法, 其基本思想是建立一组正交多项式, 采用最小二乘法进行数据的拟合。

二、格朗-斯密特正交化方法介绍

设在 $N_i (X_i, Y_i)$ 点 ($i=1, 2, \dots, N$) 上观测到变量 G_i 已知一线性独立的函数集, $\varphi_1 (X_1, Y_1), \varphi_2 (X_2, Y_2) \dots$ 是给定的, 那么就可能构成一组新的函数组合: $P_1 (X_1, Y_1), P_2 (X_2, Y_2) \dots$ 。它们在这一观测点族上互相正交 (与权因子 W_i 有关)。

在数学上, 这种正交性质可以表示为:

$$\sum_{i=1}^N W_i P_K (X_i, Y_i) P_i (X_i, Y_i) = 0 \quad (K \neq i) \quad (1)$$

采用上述定义, 多项式的产生程序如下:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= C_{11} \varphi_1 \\ P_2 &= C_{12} P_1 + C_{22} \varphi_2 \\ P_3 &= C_{13} P_1 + C_{23} P_2 + C_{33} \varphi_3 \\ &\vdots \\ P_m &= C_{1m} P_1 + C_{2m} P_2 + \dots + C_{m-1m} P_{m-1} + C_{mm} \varphi_m \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

系数 $C_{1K} (K=1, 2, \dots, m)$ 假设等于 1, 其余的系数用式 (1)、(2) 来确定。即由

$$C_{mm} = - \frac{\sum_{i=1}^N W_i P_1^2 (X_i, Y_i)}{\sum_{i=1}^N W_i P_1 (X_i, Y_i) \varphi_m (X_i, Y_i)} \quad (3)$$

来确定。依照类似的方法, 用

$$C_{Km} = \frac{\sum_{i=1}^N W_i P_K (X_i, Y_i) \varphi_m (X_i, Y_i)}{\sum_{i=1}^N W_i P_K^2 (X_i, Y_i)} C_{mm} \quad (4)$$

$$(K=2, 3, \dots, m-1)$$

求得其他系数。

如前所述, 这个数据点可以用一个如下的函数来表示:

$$f_m (X, Y) = \sum_{i=1}^m a_i P_i (X, Y) \quad (5)$$

系数 a_i 采用最小二乘法确定, 系数 a_K 由式

$$a_k = \frac{\sum_{i=1}^N W_i G_i P_k(X_i, Y_i)}{\sum_{i=1}^N W_i P_k^2(X_i, Y_i)} \quad (6)$$

求出。

从计算式(1)–(6)可以看出, 由于多项式 P_k 的相互正交性, 任何一个系数 a_k 都无需依赖其他函数即可算出来。权因子 W_i 的确定, 在某些观测数据可靠性不大的情况下, 利用正交多项式方法, 使相应的 W_i 相对地小, 就可以降低它们对内插影响。不过当我们认为所有的数据点都可靠, 并且对内插说来都同样重要时, 仍可使权因子等于一个单位值。

方程(2)中的 φ 函数应当是相互独立的, 并且对所有 (X_i, Y_i) ($i=1, 2, \dots, N$)都成立。

为了便于计算, φ 函数被选定为: $\varphi_1=1$, $\varphi_2=X$, $\varphi_3=Y$, $\varphi_4=X^2$, $\varphi_5=XY$, $\varphi_6=Y^2 \dots$ 。在内插问题中, 正交多项式的应用有各种优点。首先, 在计算函数 a_i 中无需矩阵转换, 其次, 任意系数 a_i 仅与多项式 P_i 和观测值 G_i 有关, 它与先前计算的系数无关。因此无需重复任何先前的计算, 就可算出加到方程(5)中每一项的统计意义。

多项式级次的确定: 式(1)所给出的值对于真值偏差的平方和式为:

$$\delta_m^2 = \sum_{i=1}^N [W_i G_i - f_m(X_i, Y_i)]^2 \quad (7)$$

若在式(5)中增加进一项, 则 $(\delta_{m+1})^2$ 的计算式可写为:

$$(\delta_{m+1})^2 = \delta_m^2 - (a_{m+1})^2 \sum_{i=1}^N W_i [(P_{m+1})^2(X_i, Y_i)] \quad (8)$$

应当指出, 这样一种简化的递推关系仅仅是因为(1)式的正交关系成立。对非正交多项式说来, 式(8)是不可行的。

从式(8)还可以导出一个检验式, (5)式中增加项的重要性。为此可使用下式检定方差。

$$\sigma_m^2 = \frac{\delta_m^2}{(N-m)} \quad (9)$$

借助于式(8)、(9)可得:

$$(\sigma_{m+1})^2 = \sigma_m^2 \cdot \frac{N-m}{N-m-1} - \frac{(a_{m+1})^2 \sum_{i=1}^N W_i [(P_{m+1})^2(X_i, Y_i)]}{N-m-1} \quad (10)$$

当式(8)中的级数与项数 m 增加时, 式(10)对于计算方差可以有很大帮助。当 m 不断增加而 σ^2 减少很多时, 我们有必要改变多项式的级数, 借以促进拟合。但是在一个特定的 m 值后, 当 σ_m^2 不再显示任何显著的情况下, 我们应当结束到这个级。因此, 通过对 σ_m^2 值的探讨, 可以给出对一个给定的数据集说来合适的多项式的级数。在实际工作中选定适当的 m 值的方法还不是简捷的, 最简捷的方法还是当 σ_m^2 低于某些预定的临界值时就使式(5)到该级结束。从实际工作中发现一个参数 R_m , 对我们所用的正交多项式方法是

特别有用的：

$$R_m = \frac{(\sigma_{m-1})^2}{\sigma_m^2}$$

这个检定比率是一个极为灵敏的测定。在一般情况下， R_m 为最低值时的 m 值通常都是合理的，是令人满意的截止点。我们发现，基本矩形的维数最好包含 21 个数据点，以便研究多达 21 级的多项式，所有加权函数都假设为一个单位。

最后需要说明，这一研究试验工作，还只是开始，做的工作很少。我们所选的 21 级多项式，仅对一个地区进行了计算。对这些方法还不能作出更多的进一步的评价，仅提供进一步研究的参考。

ΔT 、 ΔZ 异常换算磁源重力异常、 垂直磁化异常及其垂向二次导数方法

地质科学院地矿所四室

一、方 法 的 原 理

磁异常 ΔZ 与磁位 U 有以下关系

$$\Delta Z = -\frac{dU}{dt} \quad (1)$$

在异常 ΔT 比地磁场强度小得多的情况下, 以下关系也可以成立:

$$\Delta T = -\frac{dU}{dt} \quad (2)$$

dt ——沿地磁场强度方向的长度元。

当磁异常源与围岩有密度差并且泊松比 $\frac{J}{f \cdot \Delta \sigma}$ 为常数时, 磁位 U 与重力位 V 有以下关系:

$$U = -\frac{J}{f \cdot \Delta \sigma} \cdot \frac{dV}{ds_0} \quad (3)$$

ds_0 ——沿磁性体总磁化强度方向的长度元。

就是说, 某方向的磁异常分量是磁位沿其反方向的一阶导数, 而磁位则等于重力位沿磁化方向反方向的一阶导数乘以泊松比。反过来, 如果将磁异常沿其分量方向 (对 ΔT 来说就是地磁场方向) 反方向积分, 再沿磁化方向反方向积分并除以泊松比, 就可以获得重力位。

重力位的垂向一次导数就是与磁异常同源的重力异常, 简称磁源重力异常。重力位的垂向二次导数乘以泊松比, 就是垂直磁化条件下磁性体激起的 ΔZ 磁异常, 简称垂直磁化异常 ($Z_{\perp}$)。

二、利用二维调和分析进行异常转换^①

选取矩形测网的左下角为坐标原点, 测线正向为 x 轴, z 轴垂直向上。在此坐标系下, 测区为一矩形域 $\{0 \leq x \leq L_x; 0 \leq y \leq L_y\}$ 。已知其上的观测值为 $T_0(x, y)$, 我们可将它近似地表为以下三角级数:

^① Two-dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation, B. K. Bhattacharyya, Geophysics, vol. XXX, No. 5, 1965.

$$T_0(x, y) = \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n F_0(m, n, x, y) \quad (4)$$

式中

$$F_0(m, n, x, y) = (A_{mn} \cos K_n y + B_{mn} \sin K_n y) \cdot \cos K_m x + (C_{mn} \cos K_n y + D_{mn} \sin K_n y) \sin K_m x$$

上式中 A_{mn} 、 B_{mn} 、 C_{mn} 、 D_{mn} 为 T_0 的傅氏系数，它们可用以下积分表示：

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \frac{\theta_{mn}}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} T_0(x, y) \cos k_m x \cos k_n y dx dy \\ B_{mn} &= \frac{\theta_{mn}}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} T_0(x, y) \cos k_m x \sin k_n y dx dy \\ C_{mn} &= \frac{\theta_{mn}}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} T_0(x, y) \sin k_m x \cos k_n y dx dy \\ D_{mn} &= \frac{\theta_{mn}}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} T_0(x, y) \sin k_m x \sin k_n y dx dy \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\theta_{mn} = \begin{cases} 1, & \text{当 } m = n = 0 \\ 2, & \text{当 } m = 0 \text{ 或 } n = 0, m \neq n \\ 3, & \text{当 } m, n \text{ 均不等于 } 0 \end{cases}$$

$$k_m = \frac{2\pi m}{L_x}, \quad k_n = \frac{2\pi n}{L_y}$$

如将 $T_0(x, y)$ 延拓到高度为 z 的平面上，则异常 T_z 为

$$T_z(x, y) = \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n e^{-P_{mn}z} F_0(m, n, x, y)$$

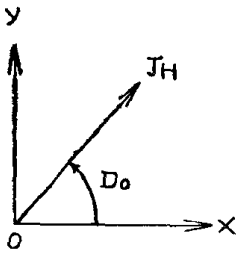


图 1

式中

$$P_{mn} = \sqrt{k_m^2 + k_n^2} \quad (6)$$

如设 I_0 和 D_0 为总磁化强度方向的倾角和偏角， D_0 指与 x 轴正向的夹角（由 x 轴偏向 y 轴正向时为正，如图 1），即可以证明，

（一）由 ΔZ 换算磁源重力异常为

$$G(x, y) = \frac{f\Delta\sigma}{J} \cdot \frac{1}{2\sin I_0} \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n e^{-P_{mn}z} F_1(m, n, x, y) \quad (7)$$

式中

$$F_1(m, n, x, y) = (A'_{mn} \cos k_n y + B'_{mn} \sin k_n y) \cos k_m x + (C'_{mn} \cos k_n y + D'_{mn} \sin k_n y) \sin k_m x$$

f ——引力常数， $0.667 \cdot 10^{-7}$ CGS；

$\Delta\sigma$ ——磁异常源的剩余密度；

J ——磁异常源的总磁化强度。

系数 A'_{mn} 、 B'_{mn} 、 C'_{mn} 、 D'_{mn} 由下式确定

$$\left. \begin{aligned} A'_{mn} &= G_{mn} + E_{mn}, & B'_{mn} &= F_{mn} - H_{mn} \\ C'_{mn} &= F_{mn} + H_{mn}, & D'_{mn} &= G_{mn} - E_{mn} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

而

$$\begin{aligned}
 E_{mn} &= \frac{P_{mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{1mn}^2} (A_{mn} - D_{mn}) + \frac{\phi_{1mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{1mn}^2} (B_{mn} + C_{mn}) \\
 F_{mn} &= \frac{P_{mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{1mn}^2} (B_{mn} + C_{mn}) - \frac{\phi_{1mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{1mn}^2} (A_{mn} - D_{mn}) \\
 G_{mn} &= \frac{P_{mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{2mn}^2} (A_{mn} + D_{mn}) + \frac{\phi_{2mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{2mn}^2} (C_{mn} - B_{mn}) \\
 H_{mn} &= \frac{P_{mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{2mn}^2} (C_{mn} - B_{mn}) - \frac{\phi_{2mn}}{P_{mn}^2 + \phi_{2mn}^2} (A_{mn} + D_{mn})
 \end{aligned} \tag{9}$$

(9) 式中的 ϕ_{1mn} , ϕ_{2mn} 为

$$\left. \begin{aligned}
 \phi_{1mn} &= -\cot I_0 (k_m \cos D_0 + k_n \sin D_0) \\
 \phi_{2mn} &= -\cot I_0 (k_m \cos D_0 - k_n \sin D_0)
 \end{aligned} \right\} \tag{10}$$

由 ΔZ 换算垂直磁化异常 $Z_{\perp}$ 为

$$Z_{\perp}(x, y) = \frac{1}{2 \sin I_0} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} P_{mn} e^{-P_{mn} z} F_1(m, n, x, y) \tag{11}$$

由 ΔZ 换算垂直磁化异常垂直二次导数

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} Z_{\perp}(x, y) = \frac{1}{2 \sin I_0} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} P_{mn}^3 e^{-P_{mn} z} F_1(m, n, x, y) \tag{12}$$

(二) 由 ΔT 换算磁源重力异常为

$$G(x, y) = \frac{f \cdot \Delta \sigma}{J} \cdot \frac{1}{2 \sin I_0 \cdot \sin I} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} P_{mn} e^{-P_{mn} z} F_2(m, n, x, y) \tag{13}$$

式中

$$\begin{aligned}
 F_2(m, n, x, y) &= (A''_{mn} \cos k_n y + B''_{mn} \sin k_n y) \cos k_m x \\
 &+ (C''_{mn} \cos k_n y + D''_{mn} \sin k_n y) \sin k_m x
 \end{aligned}$$

系数 A''_{mn} , B''_{mn} , C''_{mn} , D''_{mn} 由下式确定:

$$\left. \begin{aligned}
 A''_{mn} &= R_{mn} + O_{mn}, & B''_{mn} &= Q_{mn} - S_{mn} \\
 C''_{mn} &= Q_{mn} + S_{mn}, & D''_{mn} &= R_{mn} - O_{mn}
 \end{aligned} \right\} \tag{14}$$

而

$$\left. \begin{aligned}
 O_{mn} &= \frac{1}{P_{mn}^2 + \phi_{3mn}^2} (P_{mn} E_{mn} + \phi_{3mn} F_{mn}) \\
 Q_{mn} &= \frac{1}{P_{mn}^2 + \phi_{3mn}^2} (P_{mn} F_{mn} - \phi_{3mn} E_{mn}) \\
 R_{mn} &= \frac{1}{P_{mn}^2 + \phi_{4mn}^2} (P_{mn} G_{mn} + \phi_{4mn} H_{mn}) \\
 S_{mn} &= \frac{1}{P_{mn}^2 + \phi_{4mn}^2} (P_{mn} H_{mn} - \phi_{4mn} G_{mn}) \\
 \phi_{3mn} &= -\cot I (k_m \cos D + k_n \sin D) \\
 \phi_{4mn} &= -\cot I (k_m \cos D - k_n \sin D)
 \end{aligned} \right\} \tag{15}$$

式中 I 、 D 为地球正常磁场的倾角和偏角, D 从 X 轴起算, 由 X 到 Y 轴正向为正。

由 ΔT 换算垂直磁化异常为:

$$Z_{\perp}(x, y) = \frac{1}{2 \sin I_0 \cdot \sin I} \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n P_{mn}^2 e^{-P_{mn}z} F_2(m, n, x, y) \quad (17)$$

由 ΔT 换算垂直磁化异常垂直二次导数:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} Z_{\perp}(x, y) = \frac{1}{2 \sin I_0 \cdot \sin I} \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n P_{mn}^4 e^{-P_{mn}z} F_2(m, n, x, y) \quad (18)$$

三、高频成分的压制

利用上述式子处理实际资料时, 计算结果的场往往会出现一些较为零乱的局部异常、个别跳跃或大量顺测线方向的局部异常带。尤其以下延及垂向二次导数异常最为突出。出现这种情况, 显然是由于原始信息中的高频干扰成分(随机误差, 测线间正常场水平不一致, 以及边界效应等)未受到应有的压制, 在下延及计算垂向二次导数时便放大了这种干扰。此时异常呈现锯齿跳跃, 难以利用。

为此, 引入对高频成分的压制处理, 作法是: 频率因子 $P_{mn}^{EP} e^{-P_{mn}z}$ 的计算, 仅对满足 $0 \leq m \leq K_x$, $0 \leq n \leq K_y$ 的 (m, n) 项(图 2 中阴影线部分)进行 (EP 为 P_{mn} 的方次, K_x 、 K_y 称褶叠频率, 分别小于 M , N), 自 (K_x, K_y) 项之后即令其分别沿 m 及 n 方向线性衰减到 0 (图 3)。

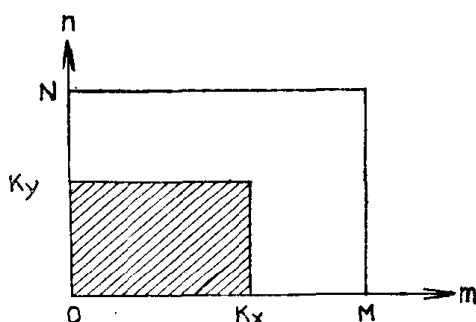


图 2

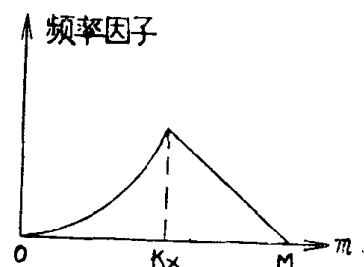


图 3

理论模型计算表明, 对于有一定宽度的异常, 例如极大极小点间距为 3—4 个点距的情形, 当 $K_x = \frac{1}{2}M$, $K_y = \frac{1}{2}N$ 时, 经上述处理后, 有用信息畸变很小, 垂直磁化异常极大值减弱不到 5%, 而磁源重力异常畸变更小。图 4 为某地区航测 ΔT 异常处理结果对比图, 它清楚地说明了本处理方法的有效性。

关于 K_x , K_y 的选择, 主要根据经验, 目前我们取 $\frac{M}{2}$ 及 $\frac{N}{2}$ 对于不同的资料及换算要求, 可以作相应改变。

四、数值计算中的一些快速方法

(一) 计算傅氏系数 A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} , D_{mn} 的二重积分可以变成累次积分, 每一重积

分相当于求以下两种类型的积分值:

$$\begin{aligned} I_c &= \int_0^{L_x} f(x) \cos qx dx \\ I_s &= \int_0^{L_x} f(x) \sin qx dx \end{aligned} \quad (19)$$

我们仅已知函数 $f(x)$ 在区间 $[0, L_x]$ 的 k 等分点上的值 $f(ih)$, $i=0, 1, \dots, k$,

其中 k 为偶数, $h = \frac{L_x}{k}$ 。

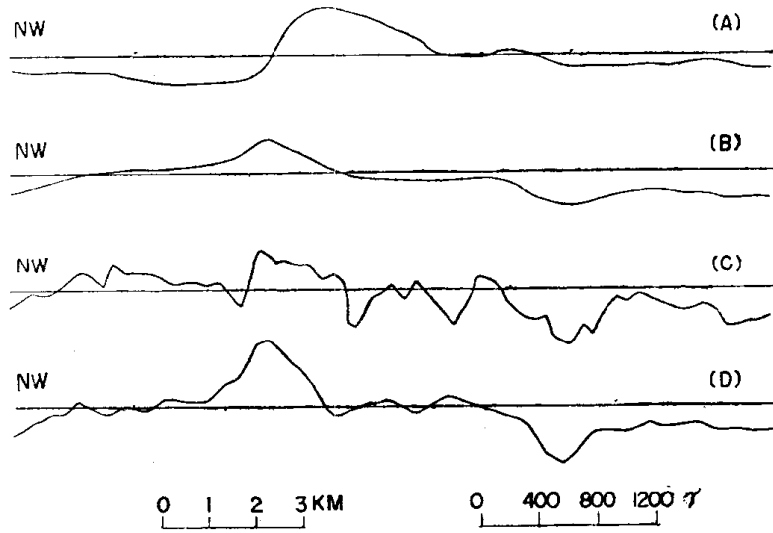


图 4

a— ΔT 异常; b— $Z_{\perp}$ 异常 (原高度); c— $Z_{\perp}$ 异常 (下延 250 米, 未压制高频);
d— Z 异常 (下延 250 米, 压制高频)

定义 $\theta = h_q$ 。当 $q \neq 0$ 时, 可以证明以下近似式成立:

$$\begin{aligned} I_c &= h[\beta C_{2n} + \gamma C_{2n-1}] \\ I_s &= h\{\alpha[f(0) - f(L_x)] + \beta S_{2n} + \gamma S_{2n-1}\} \end{aligned} \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\theta^3}[\theta^2 + \theta \sin \theta \cos \theta - 2 \sin^2 \theta] \\ \beta &= \frac{2}{\theta^3}[\theta(1 + \cos^2 \theta) - 2 \sin \theta \cos \theta] \\ \gamma &= \frac{4}{\theta^3}(\sin \theta - \theta \cos \theta) \end{aligned} \quad (21)$$

$$C_{2n} = \frac{1}{2}[f(L_x) - f(0)] + \sum_{s=0}^{n-1} f(2sh) \cdot \cos 2s\theta$$

$$C_{2n-1} = \sum_{s=0}^{n-1} f[(2s+1)h] \cdot \cos(2s+1)\theta$$

$$S_{2n} = \sum_{s=0}^{n-1} f(2sh) \cdot \sin 2s\theta \quad (22)$$

$$S_{2n-1} = \sum_{s=0}^{n-1} f[(2s+1)h] \cdot \sin[(2s+1)\theta]$$

(二) 计算三角和式的快速算法

三角和式

$$CQ_n = \sum_{K=0}^{n-1} z_K \cos K\theta \text{ 和 } SQ_n = \sum_{K=0}^{n-1} z_K \sin K\theta \quad (23)$$

令 $U_n = U_{n+1} = 0$ 。利用递推公式

$$U_r = z_r + 2 \cos \theta \cdot U_{r+1} - U_{r+2}, \quad r = n-1, n-2, \dots, 0 \quad (24)$$

可以求得 U_0 和 U_1 ，则

$$SQ_n = U_1 \cdot \sin \theta, \quad CQ_n = U_0 - U_1 \cos \theta \quad (25)$$

五、测点密度，测区大小，傅氏级数项数的选择及边界效应

(一) 测点密度

以偶极子场模型进行试验。试验时点距恒为1，通过改变其埋深 ($D=1, 2, 3, 4$)，从而改变异常宽度，达到改变测点相对密度的目的。计算的结果说明，只要测点距不大于异常极大到极小点距离的 $1/2$ ，垂直磁化磁异常的位置、形态即无大的畸变，强度误差也不超过 12%。当测点距减小到极大—极小点距离的 $1/4$ 时，转换带来的误差已小于 1%。

垂直磁化磁异常上、下延拓的结果与上述情况相似。当测点距不大于极大—极小距离的 $1/2$ 时，异常位置与形态无大的畸变。异常强度误差则符合延拓的一般规律：上延时误差减小，向磁源方向延拓时误差增大。一般地说，换算出来的异常强度均偏小。

上述规律亦适合于磁源重力异常，只是磁源重力异常的精度更高一些。这是可以预期的。由于磁源重力是垂直磁化磁异常沿垂直向上方向的积分乘以泊松比，因此放稀测网造

成的局部区段(主要是异常极大、极小点附近)，曲线的畸变对它的影响自然要小些。

(二) 测区大小

图 5 表示测区过小时换算的结果。它说明由于异常没有达到正常场，使转换所得的垂直磁化异常系统偏低，而且造成较强的边界效应。关于后者下面还要讨论。

但是，只要测区已把异常的主体包括在内，则转换出来的异常的位置、形态仍然是可靠的。反之，如果异常主体被割裂开，例如只留下正异常或只留下负异常，则将造成不可允许的畸变。

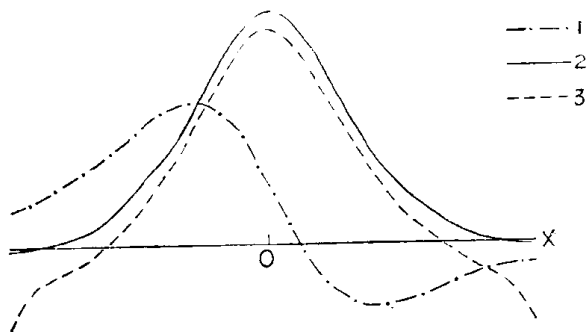


图 5 测区过小时的换算结果

球体模型 $D=10$, $L_x=L_y=30$, $N=M=15$,
1— ΔT 异常；2—垂直磁化异常理论值；3—垂
直磁化异常换算值

(三) 傅氏级数项数

傅氏级数项数的选取，一般应使截止频率 $\frac{M}{L_x}$ （或 $\frac{N}{L_y}$ ）中的 M （或 N ）等于测点（线）数减一再被二除。这样就利用了观测数据所包含的全部信息。项数过多并不能提高换算精度，只是徒然地浪费计算机的内存与时间。

在机器内存不足的情况下，可以考虑减少项数。用偶极子模型进行了试验。图6是一个典型的情形。测区大小为 50×50 。偶极子位于其中央，埋深 $D=2$ 。按上述公式， N 应为25。现在取 $N=20$ 进行计算，其结果与 $N=25$ 的相近，但叠加了一个振荡的异常。这在异常平稳的部分表现得很突出，它就是略去的高频项的反映。显然，当异常向场源方向延拓时，振荡将迅速加强。

因此，当目的在于研究原高度（或向上延拓）的主要异常时，可以适当减少项数。

(四) 边界效应

当边界上异常没有达到同一水平时，作傅氏变换开拓在这些地方将产生间断。函数间断包含了频率为无限大的成分。用有限项调和函数去拟合它，将带来一定的误差。

造成边界上观测场值不相同的主要原因是异常未达到正常场。除了由于测区过小造成这样的畸变之外，在处理空中或地面的区域性磁测资料时，由于计算机内存不足，不能同时处理全区数据。必须将大区划成小区，分区进行计算。此时不可避免地会出现个别异常被截成两半的情形，边界上观测值将远离正常场水平。

图7是一个典型例子。它说明此时被截断异常的对称位置附近将出现强大的假异常，值得严重注意。

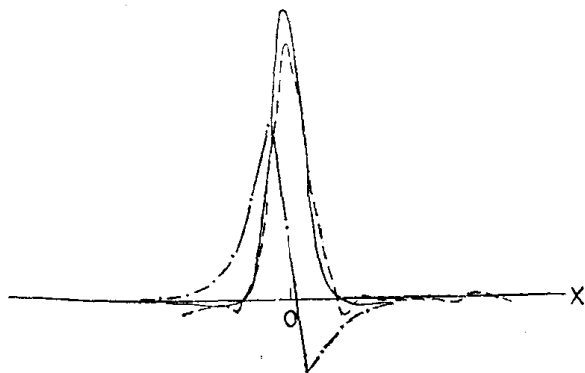


图6 项数不足引起的振荡

球体模型 $D=2$, $L_x=L_y=50$, $N=M=20$ (图例见图5)

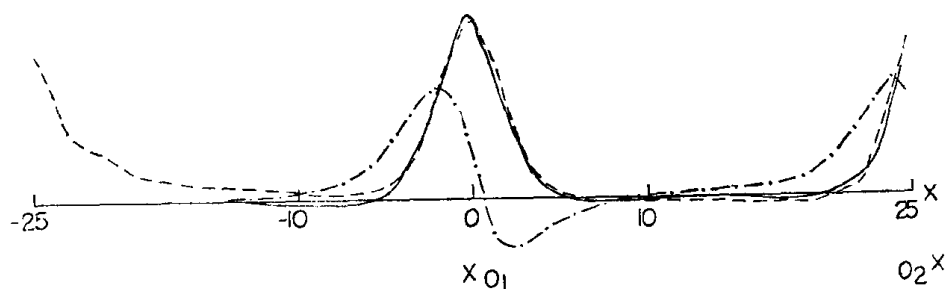


图7 边界效应引起的假异常

两个球体: $D=4$, 中心距26, $L_x=L_y=50$, $N=M=20$, $\times 0_1$ 球体中心位置, 其余图例见图5。

因此，在分区处理区域磁测资料时，我们推荐以下的做法：

1. 各分区应重叠一个区段，其宽度不应小于被截断的局部异常的宽度。
2. 进行反傅氏变换时，重复区段内可少算一些点（线）以节省机器时间，但邻区之间应重复计算少量的点（线），以估计边界效应的影响程度，判断测区分划是否合理，检查计算精度。

最后应该指出,在处理区域性磁测资料时,强烈的局部异常掩盖下的低缓异常是重要的研究对象。特别是磁源重力异常能将之突出地表现出来,提供出很有用的资料。而分区处理往往会将它们弄得支离破碎,面目全非。因此,我们建议必要时应放稀测网,对全区进行一次统一的处理以研究这些异常。

以上问题的研究还仅仅是开始,目前还存在很多问题,有待进一步探索。

六、源程序及其说明

(一) 程序

本程序用 DJS-6 机算法语言(北京工业大学 1976 年修改版)编写,可将平面上矩形测网的磁异常 ΔT 或 ΔZ 换算为同高度或上、下不同高度上的磁源重力异常、垂直磁化垂直磁异常及其垂向二次导数异常。不过,从常用情况出发,规定磁源重力异常不作上延拓计算。

本次提供的程序有两个:程序 I 和程序 II。前者观测值不存在鼓中,当采用第一种扩体方案(K_1)时,每次处理的数据量最大为 11000 个。程序 II 中利用 0、1 两台磁鼓存放观测值,用 K_1 时一次可处理 16384 个数据。

当测区数据量超过上述限额,或测区边界线呈阶梯状,只能看作几个矩形的组合,因而不能一次处理完,需分小区处理。此时,各分区间应相互覆盖以保证连接。但计算结果场并不需要彼此重复太多,只需重复数行数列。本程序的使用者可通过光电机输入信息,将大测区的数据分段输入,取出所需区段存入 T 数组(本次参加计算的原始数据数组),并选择结果场测区的大小以减少重复工作量。

换算结果通过宽行打印机以数据表、数据平面图两种形式输出。

程序中将原始场的傅氏系数存在磁鼓里,使用者必要时可调出重做,并可利用控制台变量控制需重新进行的变换种类和起算高度(详见第(三)部分)。

程序中在宽行印原始数据、二维谱及第一组结果场值之前均设置了暂停,目的是获得目标程序中宽行输出段的首地址,以便在宽行机出现故障时进行处理。对于大数据量的题目,还可在输出原始数据后关掉宽行机以利保养。自然,在从该地址启动之前,应在控制台作相应的启宽行机的操作。

(二) 输入信息及数据

按以下顺序输入参数和观测数据

1. 由 20 个实型数组成的数组 KL。它们依次为:

- (1) 是否计算磁源重力的信息 ABC_1 。要计算穿 1, 否则穿 0;
- (2) 是否计算垂直磁化异常的信息 ABC_2 。穿法同上;
- (3) 是否计算垂直磁化异常的垂向二次导数的信息 ABC_3 。穿法同上;
- (4) 除了进行原高度的换算外,还要进行向上、下延拓的层数 M ;
- (5) (4) — (18) 式中测线方向傅氏级数求和次数 NX ;
- (6) (4) — (18) 式中垂直测线方向傅氏级数求和次数 NY ;
- (7) 每条测线的测点数(奇数,如不为奇数则程序自动舍弃末点);
- (8) 测线数(奇数,同(7));