

对二度重磁资料数字滤波的一些讨论

江西地质局物探大队 胡德中

数字滤波是抑制干扰、提高信噪比的一种手段,在物化探数据处理工作中获得了日益广泛的应用。在重磁资料处理和推断解释工作中,对异常进行光滑、求导数或求剩余异常,目的也是压低干扰突出有用信号。解析延拓是异常解释方法的一种,它实际上是对异常的频谱进行某种特定的改造。

对于二度体,数字滤波的运算可用下面的褶积分方程来描述:

$$G(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x-\tau)K(\tau)d\tau \quad (1)$$

经过这种运算得到的结果 $G(x)$ 的频谱 $G(\omega)$ 和原来数据的频谱 $g(\omega)$ 有如下的关系:

$$G(\omega) = g(\omega)K(\omega) \quad (2)$$

式中 $K(\omega)$ 是褶积分中 $K(\tau)$ 的频谱,也就是说,经过上述运算就相当于用频率特征为 $K(\omega)$ 的滤波器对原来的数据进行了滤波。

本文准备分别对异常圆滑、解析延拓、一阶(二阶)垂向导数这三种滤波运算进行以下三个方面的讨论。

1.同一种数字滤波运算,不同作者推导出不同的近似计算公式。现在已知二度重磁场向下延拓公式有12个,异常圆滑公式有8个。计算时究竟采用那种公式合适呢?这种运算既然相当于滤波,那末可分别将这些公式的频率特征作为标准进行对比。

2.还能不能推导出新的公式?能否进行一种逆运算,先规定所要求的频率特征,再设计出具有该频率特征的计算公式。本文所采用的两种具体作法一是把频率特征曲线展

开成富氏级数,二是优选法。

3.数字滤波的结果不仅和所用的公式有关,而且还和计算的方案有关。例如向下延拓结果和每次延拓的深度、累计延拓的次数都有密切的关系。应用数字滤波理论,可对这方面的问题作某些初步的探讨。

一、圆滑异常

这种运算与低通滤波器等效,可以减低通常由于观测误差或浅部地质体所造成的高频干扰,是进行其它数字滤波不可少的头一道工序。其前提是高频干扰和有用异常在频谱上须有明显的差异。要把一个任意的异常通过富氏变换,准确地求得其频谱是不容易的,但可以通过一些典型实例,了解异常和干扰在频谱上的基本特征。

图1中的a, b, c, d分别表示向下无限延伸的厚板、薄板、直立有限延深薄板和锯齿状偶然误差的异常曲线形状。它们的频谱(振幅谱)公式为:

向下无限延伸厚板:

$$|g(\omega)| = 4\pi |B| \frac{\sin \omega b}{\omega} e^{-\omega h}$$

向下无限延伸薄板:

$$|g(\omega)| = 4\pi |B| e^{-\omega h}$$

直立有限延伸薄板:

$$|g(\omega)| = 4\pi |B| \left[\frac{e^{-\omega h_1}}{\omega} - \frac{e^{-\omega h_2}}{\omega} \right]$$

锯齿状偶然误差:

$$|g(\omega)| = A \left(\cos \omega x + \frac{1}{9} \cos 3\omega x \right)$$

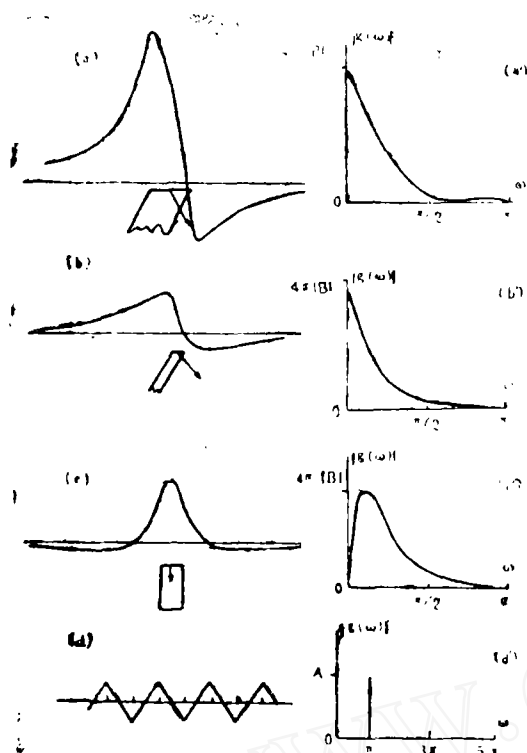


图1 几种磁异常曲线的频谱曲线

$$+ \frac{1}{25} \cos 5\omega x + \dots)$$

式中 h 为无限延伸厚板或薄板的顶端埋深, h_1 和 h_2 为有限薄板上、下端埋深, b 为板的水平宽度, $|B|$ 是与磁化强度和磁性体倾角有关的常数。

从图1可看出,有用异常的频谱中低频成分是主要的,而且磁性体宽度(b)愈大、埋深(h)愈大,异常曲线愈平缓,低频成分愈占优势。偶然误差的频谱中高频成分多,而且自相关半径愈小,频率愈高。另外,要注意到,对向下有限延伸的磁性体异常来讲,其频谱中无直流成分($\omega = 0$),而这种情况应当是大量的。因为严格地讲,实际上并不存在所谓向下无限延伸的磁性体,图1中向下无限延伸的磁性体只不过是向下有限延伸磁性体在某种条件下的近似。

已知的八个光滑异常公式都可表示成下面的形式:

$$\overline{Z}(x) = C_0 Z(x) + \sum_{i=1}^n C_i \{ Z(x + i\Delta x) + Z(x - i\Delta x) \} \quad (3)$$

$Z(x)$ 和 $\overline{Z}(x)$ 分别为光滑前后的异常值, Δx 为取值间距, C_i 为系数。计算是以计算点为中心,以 Δx 的整数倍对称地取一些数值,乘上不同的权系数(C_i)求代数而得到光滑后的异常值。

根据A.Γ.塔尔霍夫等人的讨论,这种运算的频率特性曲线可用下式计算:

$$K(\omega) = C_0 + \sum_{i=1}^n 2C_i \cos(i\Delta x \omega) \quad (4)$$

不难发现上式在形式上和下面把一个函数展为余弦级数的(5)式是一样的:

$$f(x) = a_0/2 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos nx \quad (5)$$

如果给定了频率特征曲线 $K(\omega)$,在所讨论的($0 \sim \pi$)范围内,就可用下面的式子计算出公式的系数:

$$C_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} K(\omega) d\omega,$$

$$C_i = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} K(\omega) \cos n\omega d\omega \quad (6)$$

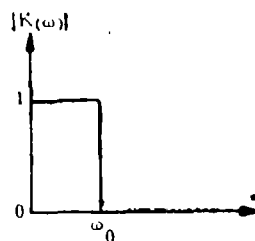


图2 理想低通滤波器的频率特性

理想的低通滤波器频率特性(图2)为:

$$|K(\omega)| = \begin{cases} 1 & \omega \leq \omega_0 \\ 0 & \omega \geq \omega_0 \end{cases} \quad (7)$$

假定需要光滑的异常数据是一条精测剖面,点距较密,为了充分压低高频干扰而又

不给有用异常造成明显畸变,现规定 $\omega_0 = \frac{1}{4}\pi$,即大致相当于把自相关半径在四个点距以下的高频成分压掉。根据(6)式计算出 C_0, C_1 (i 取1~6),由于取值项数有限,舍去了余项,还必须对已求得的系数进行整理,原则上是使它的频率特性曲线尽可能逼近图2所示的形状。最后得出的结果是:

$$C_0 = 0.255, C_1 = 0.216, C_2 = 0.152, C_3 = 0.072, C_4 = 0, C_5 = -0.042, C_6 = -0.051.$$

现将已知的几个光滑异常公式(式3)的系数列表1,并将其频率特性曲线示于图8,以便对比。

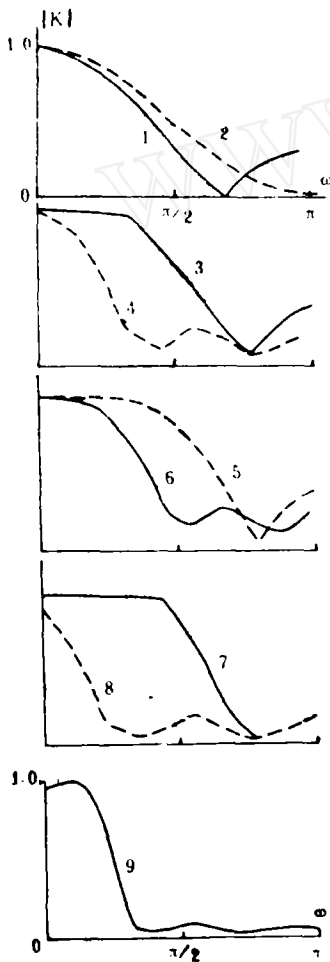


图8 频率特征曲线

表1

曲线和公式编号	公式名称	公式系数 (C_i)						
		0	1	2	3	4	5	6
1	三点平均法	1/3	1/3					
2	自相关接收法	1/2	1/4					
3	抛物线五点圆滑法	17/35	12/35	-3/35				
4	五点滑动平均法	0.2	0.2	0.2				
5	抛物线七点圆滑法 (1)	131/231	75/231	-30/231	5/231			
6	抛物线七点圆滑法 (2)	7/21	6/21	3/21	-2/21			
7	桂林冶金地质所光滑异常法	0.59508	0.29385	-0.07823	-0.05018	0.0396	0.00379	-0.01244
8	桂林冶金地质所带降幅的光滑异常法	0.192732	0.098634	0.0917995	0.084477	0.0760078	-0.042	-0.051
9	富士级数展开公式	0.255	0.216	0.152	0.072	0		

从表 1 中可看出, 九种公式都能在不同程度上抑制高频干扰, 起到光滑异常的作用, 但性能上的差异却很大。例如 (7) 式的频率特性曲线虽很接近理想的低通滤波器的特性曲线, 但抑制高频干扰的能力很弱; (8) 式虽然能充分压低高频干扰, 但其频率特性曲线和理想的曲线却相差很远, 对异常本身也会压低不少, 以致造成严重的畸变。

用表 1 中 (2)、(7)、(8)、(9) 的公式系数代入 (3) 式, 计算了某磁异常的一条精测剖面, 结果见图 4。计算所取的 Δx 等

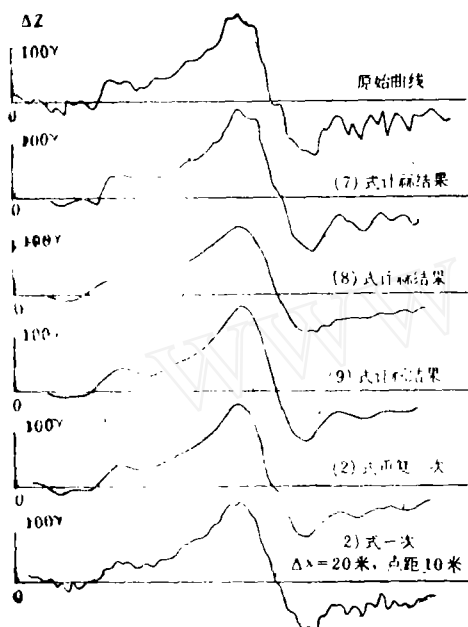


图 4 某磁异常曲线用不同公式光滑结果

于实测点距 (10 米)。利用表 1 中第 2 公式计算时采用了图解法, 重复三次。图解算法如图 5 所示。图 5 中 A、B、C 是曲线上对应

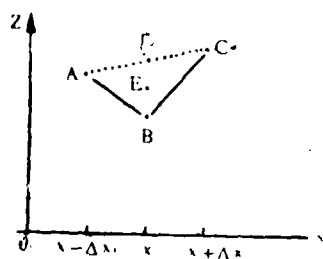


图 5

着坐标为 $x - \Delta x$, x , $x + \Delta x$ 的三个点, 用直尺连接 A、C 两个点, 并把 AC 线与座标 x 的交点 D 在图上标出, 取 BD 的中点 E, E 点的值即 B 点的值经一次过滤后的数值。

图 5 所示计算结果与从频率特性曲线分析出的结论是一致的: (7) 式计算所得曲线仍不够光滑; (8) 式计算结果使异常压低很多 (峰值压低了 21%); (2) 式计算结果虽比 (9) 式的稍差少许, 但都能较好地压低高频干扰而又不使异常造成严重失真。

在要求不十分严格的情况下, 自相关接收法 (2) 式 (实质是两点平均法重复两次) 计算方便, 效果较好, 值得推荐。控制其光滑异常的能力有两种办法: 一是掌握光滑次数; 二是改变所取 Δx 的大小。不过, 光滑次数愈多, 压制高频干扰的能力愈强, 但同时异常可能失真愈大, 图 6 即说明了这种情况。所以需根据计算结果确定适可而止的光滑次数。改变取值间距 Δx 的大小, 能更强烈地影响频率特性曲线, 参看图 7。与 $\Delta x = 1$

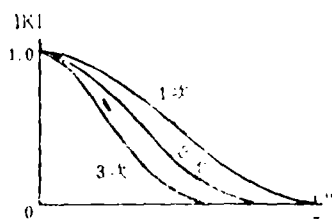


图 6 自相关接收法不同光滑次数的频率特性曲线

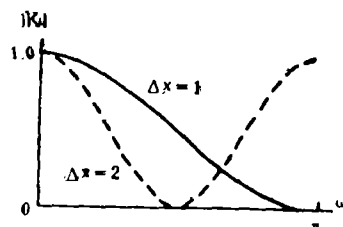


图 7 自相关接收法不同取值间距的频率特性曲线

的结果相比, $\Delta x = 2$ 时的结果虽然能强烈压低 $\omega = \pi/2$ 附近频率的干扰, 但放过了频率更高部分的干扰, 也就是出现了所谓“伪门”。这种情况可参看图 4 中最下面的一条曲线, 在该曲线上还留有自相关半径 10 米附

近的高频干扰。为要避免这种情况, 计算和作图的点距应不小于取值间距 Δx , 如果主要是为了抑制偶然误差的干扰, 取值间距以点距的 1~2 倍为宜。

必须指出, 光滑异常法并不能分解异常, 它只能通过削弱高频干扰使异常突出, 如果所要抑制的干扰含低频成分较多, 并与有用信号的频谱重叠较多, 光滑异常的效果就不好。

二、解析延拓

根据已知平面上重磁位场值, 计算出它上面或下面某平面上的位场值, 是解析延拓要完成的任务, 在数理方程中就是要求拉普拉斯方程狄氏问题的解, 在插值计算中属于一种外推插值问题。也可以认为是一种数字滤波, 对已知平面上的位场频谱进行某种特定的改造。

K. B. 格拉德基已计算出向上延拓的频率特性:

$$|K(\omega)| = e^{-\omega h} \quad (8)$$

向下延拓的频率特性:

$$|K(\omega)| = e^{\omega h} \quad (9)$$

其频率特性曲线如图 8 所示。

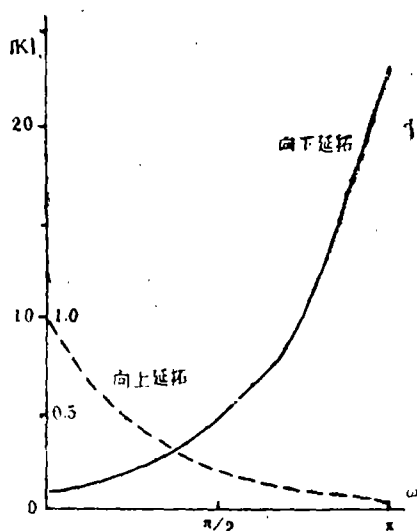


图 8 向上和向下延拓的理论频率曲线

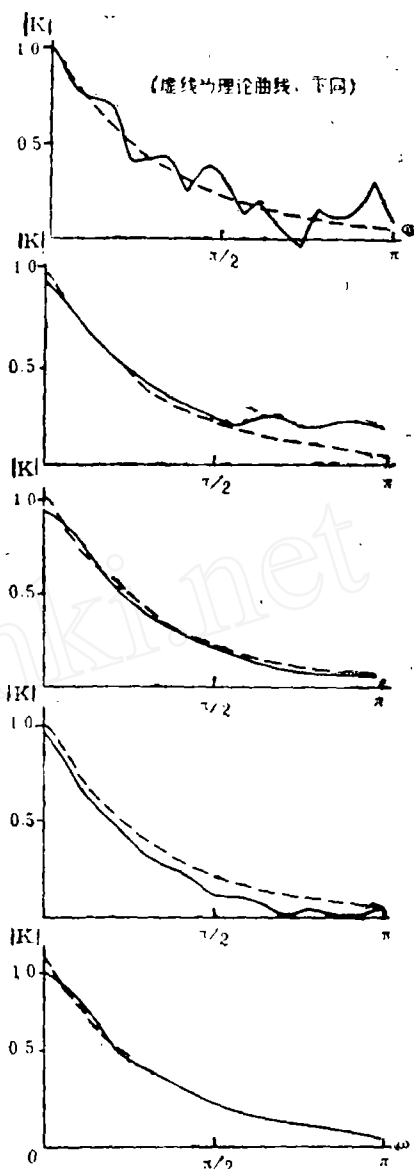


图 9 向上延拓的频率特性曲线

前者为负指数曲线, 高频成分受到压抑, 而后者为指数曲线, 高频成分受到强烈的放大, 因而稳定性很差, 只要受到少许干扰, 就造成总的结果发生严重的失真。

对二度向上延拓公式的推导有多种途径: 用磁荷概念推导出的九度量板抬高公式, 利用上半平面的许瓦兹积分推导出的公式, 利用复变函数多项式插补理论推出的公式等。这些公式和光滑异常公式是类似的, 都是以计算点为中心, 以某种间距对称地取

几种向上延拓公式和其系数值

表2

公式编号	公式名称	公 式 和 系 数																																			
1	九度量板抬高公式	$Z(h) = 0.05 \sum_{i=1}^{20} Z_i$																																			
2	斯特拉霍夫公式	$Z(0,h) = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n a_i Z(ih,0)$ <table><tr><td>i=</td><td>0</td><td>1.077</td><td>1.812</td><td>2.634</td><td>4.366</td><td>6.057</td><td>8.943</td><td>12.500</td><td colspan="2"></td></tr><tr><td>a_i=</td><td>1.136</td><td>0.424</td><td>0.110</td><td>0.189</td><td>0.075</td><td>0.065</td><td>0.030</td><td>0.032</td><td colspan="2"></td></tr></table>										i=	0	1.077	1.812	2.634	4.366	6.057	8.943	12.500			a _i =	1.136	0.424	0.110	0.189	0.075	0.065	0.030	0.032						
i=	0	1.077	1.812	2.634	4.366	6.057	8.943	12.500																													
a _i =	1.136	0.424	0.110	0.189	0.075	0.065	0.030	0.032																													
3	桂林冶金地质研究所公式	$Z(0,h) = \sum_{i=1}^n a_i Z(ih,0)$ <table><tr><td>i=</td><td>0</td><td>1</td><td>2</td><td>3</td><td>4</td><td>5</td><td>6</td><td>7</td><td colspan="2"></td></tr><tr><td>a_i=</td><td>0.2952</td><td>0.1652</td><td>0.660</td><td>0.0325</td><td>0.0190</td><td>0.0124</td><td>0.0087</td><td>0.0064</td><td colspan="2"></td></tr></table>										i=	0	1	2	3	4	5	6	7			a _i =	0.2952	0.1652	0.660	0.0325	0.0190	0.0124	0.0087	0.0064						
i=	0	1	2	3	4	5	6	7																													
a _i =	0.2952	0.1652	0.660	0.0325	0.0190	0.0124	0.0087	0.0064																													
4	地质总局物探所公式 〔见《地面磁资料解释推断手册》(讨论稿) 1975, 第二册 4-2-15页〕	$Z(0,h) = \sum_{i=1}^n a_i Z(ih,0)$ <table><tr><td>i=</td><td>0</td><td>1</td><td>2</td><td>3</td><td>4</td><td>5</td><td>6</td><td>7</td><td>8</td><td>9</td><td>10</td></tr><tr><td>a_i=</td><td>0.2500</td><td>0.1762</td><td>0.0738</td><td>0.0348</td><td>0.0198</td><td>0.0127</td><td>0.0088</td><td>0.0065</td><td>0.0050</td><td>0.0039</td><td>0.0176</td></tr></table>												i=	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	a _i =	0.2500	0.1762	0.0738	0.0348	0.0198	0.0127	0.0088	0.0065	0.0050	0.0039	0.0176
i=	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10																										
a _i =	0.2500	0.1762	0.0738	0.0348	0.0198	0.0127	0.0088	0.0065	0.0050	0.0039	0.0176																										
5	富氏级数展开公式	$Z(0,h) = \sum_{i=1}^n a_i Z(ih,0)$ <table><tr><td>i=</td><td>0</td><td>1</td><td>2</td><td>3</td><td>4</td><td>5</td><td>6</td><td>7</td><td colspan="2"></td></tr><tr><td>a_i=</td><td>0.3046</td><td>0.1660</td><td>0.0610</td><td>0.0332</td><td>0.0177</td><td>0.0128</td><td>0.0081</td><td>0.0066</td><td colspan="2"></td></tr></table>										i=	0	1	2	3	4	5	6	7			a _i =	0.3046	0.1660	0.0610	0.0332	0.0177	0.0128	0.0081	0.0066						
i=	0	1	2	3	4	5	6	7																													
a _i =	0.3046	0.1660	0.0610	0.0332	0.0177	0.0128	0.0081	0.0066																													

一些点,用不同权系数乘各点的位场值,然后再求其代数和得到所需要的结果。

如前所述,可用展成富氏级数的办法(在 $0 \sim \pi$ 区间内,令 $h=1$ 时)推导出二度向上延拓公式的系数:

$$C_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{-\omega} d\omega = \frac{1}{\pi} e^{-\omega} \Big|_0^{\pi}$$

$$C_i = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{-\omega} \cos n\omega d\omega$$

$$= \frac{1}{\pi} \frac{e^{-\omega} \cos n\pi}{1+n^2} \Big|_0^{\pi} \quad (10)$$

$i = 1, 2, \dots, 10$

算出: $C_0 = 0.3006$, $C_1 = 0.1660$,
 $C_2 = 0.0610$, $C_3 = 0.0332$,
 $C_4 = 0.0177$, $C_5 = 0.0128$,
 $C_6 = 0.0081$, $C_7 = 0.0066$,
 $C_8 = 0.0046$, $C_9 = 0.0040$,
 $C_{10} = 0.0030$ 。

由于舍去了一些余项,会使公式带来一些误差,可对系数稍加整理,使其频率特性曲线尽量逼近理论情况($e^{-\omega}$ 曲线)。为了便于和其它公式对比,只取7项系数,此时的整理只是在常数项上加一个数值。

现将已知的几种二度向上延拓公式的系数列于表2,相应的频率特性曲线示于图9。

与理论的频率特性曲线相比,这五个公式的频率特性曲线接近的程度不同,第3和第5公式较好,第1公式最差,第2和第4公式介于前二者之间。就计算的繁简程度而言,第3和第5公式也比其它三种公式简便。

用(8)、(4)、(5)三个式子计算了一个理论例子,结果如图10。与理论曲线对比得到的误差列于表8。由于误差小,除(4)式计算结果与理论曲线差异较大外,用(8)式和(5)式计算的曲线几乎和理论曲线重合。

表 3

公式编号	3	4	5
频率特性曲线 均 方 差	0.03	0.06	0.02
计算例子 均 方 差	6Y	18Y	4Y

已知二度向下延拓的近似公式有12个,用富氏级数展开法,还可推出新的公式,其系数为:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{\omega} d\omega = 7.0476, \quad (11)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} e^{\omega} \cos n\omega d\omega$$

$$= \frac{1}{\pi} \left[\frac{e^{\omega} \cos n\omega}{1+n^2} \right]_0^{\pi}$$

令 $n = 1, 2, 3, \dots, 10$

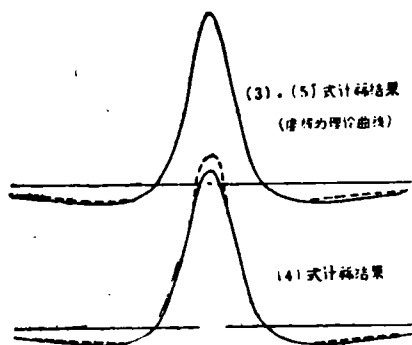


图10 不同公式向上延拓结果对比

算出: $a_1 = -3.8421$, $a_2 = 1.4095$,

$a_3 = -0.7684$, $a_4 = 0.4146$,

$a_5 = -0.2955$, $a_6 = 0.1905$,

$a_7 = -0.1537$, $a_8 = 0.1084$,

$a_9 = -0.0937$, $a_{10} = 0.0698$.

此公式与桂林冶金地质所根据解析函数插补多项式理论推导的一个十项公式完全一样。根据这个公式计算的频率特性曲线,与理论曲线十分接近(表4),也就是说,这个公式是一个相当准确的向下延拓公式,但在实际应用中并不理想。原因有三:(1)对高频成分给予强烈的放大,计算结果受干扰影响大,甚至可能使计算无法进行;(2)取值项数多,计算繁琐;(3)“边缘损失”大,当计算第一个点时,原始曲线边缘的10个点便损失了,计算最后一个点也是如此,延拓进行几次,整条曲线就不断地缩短,也可能使计算进行不下去。

在保证一定精度的前提下,能不能推导出计算简便、边缘损失小的新公式?优选法为我们提供了一条途径。如前所述,现有的二度延拓公式,都是以计算点为中心,以某种间距对称地取一些点的值,乘上不同的权系数后再求代数和。取值间距确定后,不断改变其权系数,得到最佳组合,使频率特性曲线逼近某种理论曲线,这样就把公式的推导变为一个优选问题。

在一个取值间距的情况下,是二元优选问题,可以推导出一个向下延拓的近似公式:

$$Z(0, -h) = 4.670 Z(0, 0) - 1.735 [Z(h, 0) + Z(-h, 0)]$$

现把已知的13个向下延拓公式, $Z(0,$

$$-h) = \sum_{-n}^n C_n Z(nh, 0)$$

列成表4,对应的频率特性曲线示于图11(曲线旁的数字代表公式的编号)。

向下延拓公式及其中的系数

表4

公式编号	公式名称	公式系数									
1	桂林冶金地质研究所公式(1) 及高氏级数展开式	$n=0$ $C_n=7.0476$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
2	斯特拉霍夫公式(1)	$n=0$ $C_n=7.3029$	$1/2$	1	2	3	4	5	6	7	8 9 10
3	斯特拉霍夫公式(2), 即 $Z(0, h) = 4Z(0, 0) - \delta Z$ (见《地面磁测资料解释推断手册(讨论稿)》, 1975, 第二册, 4-3-16页)	$n=0$ $C_n=2.432$	1.077	1.812	2.634	4.366	6.057	8.943	12.113	17.887	0.0115 -0.0044
4	W. C. 迪安公式(1)	$n=0$ $C_n=669$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
5	W. C. 迪安公式(2) (见桂林冶金地质研究所《物探译文集(磁法与激发电位法)》, 1975, 131页)	$n=0$ $C_n=44.109$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
6	地质总局物探所解算器公式(1)	$n=0$ $C_n=8.2625$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
7	地质总局物探所解算器公式(2) (上两公式见《地面磁测资料解释推断手册(讨论稿)》, 第二册, 4-3-23~24页)	$n=0$ $C_n=4.0705$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
8	桂林冶金地质研究所公式(2)	$n=0$ $C_n=5.2604$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
9	桂林冶金地质研究所公式(3)	$n=0$ $C_n=3.7048$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
10	桂林冶金地质研究所公式(4)	$n=0$ $C_n=2.7477$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
11	桂林冶金地质研究所公式(5)	$n=0$ $C_n=4.1441$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
12	桂林冶金地质研究所公式(6) [以上桂林所公式均见《地质与勘探》, 1973, 第8期]	$n=0$ $C_n=-4.6427$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10
13	优选法公式	$n=0$ $C_n=4.670$	1	2	3	4	5	6	7	8	9 10

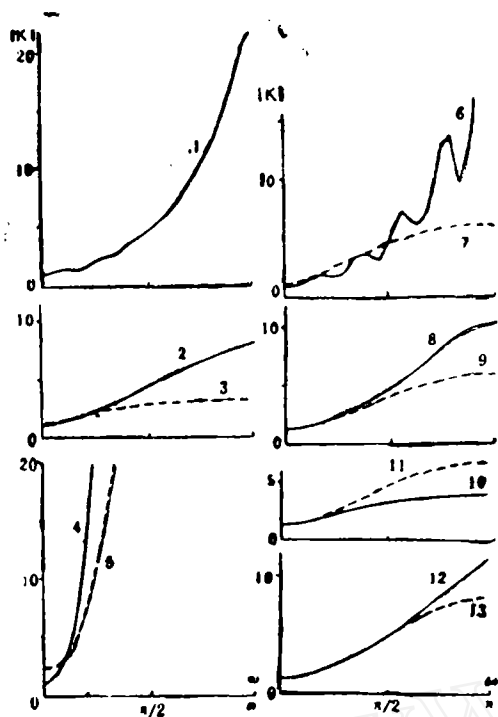


图11 向下延拓频率特性曲线

从表4可看出,13个公式大体分三类:a,(1)(4)、(5)、(6)公式属于第一类,特征是对高频段有强烈的放大($\omega = \pi$ 时, $|K| > 20$); b,(8)、(10)公式属于第二类,其频率特性曲线几乎平行于横坐标轴($\omega = \pi$ 时, $|K| < 5$); c,其余七式属于第三类,其频率特性曲线介于前二者之间,在一般异常频谱的主要分布区段(ω 由 $0 \sim \frac{\pi}{2}$),与理论曲线基本吻合,在高频部分,曲线逐渐向 $|K|$ 小的方向偏离。对第二类曲线而言,这种偏离过于严重,以致与理论曲线吻合的区段太短。

a类公式计算结果容易受高频干扰,b类公式与理论曲线相差太远,也会使计算结果严重失真,只有二类七个公式有可能在实际应用中取得较好的结果。如果再考虑到计算

表5

计算公式编号	8	10	13
计算结果误差	8Y	59Y	10Y

的简便和“边缘损失”的大小等因素,这七个公式也有差别,如第12式,计算一点需取39个数值,取值半径达到9.5h,边缘损失大,故不适用。

用(8)、(10)、(13)三个公式计算了一条理论曲线向下延拓的例子,计算结果见图12,与理论曲线相比,均方差见表5(理论曲线异常峰值1.176Y)。

在向下延拓的近似计算公式确定之后,计算方案不同是直接影响计算结果的另一重要因素。图13中列出了用(13)式计算同一个例子由 $h=5$ 下延到 $h=2$,不同计算方案所得结果的对比,与理论曲线相比,计算结果的误差见表6($h=2$ 时,理论曲线异常峰值59Y)。

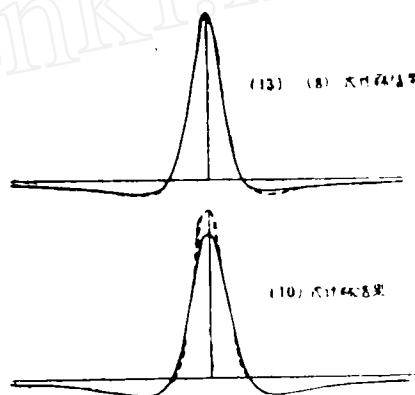


图12 不同公式向下延拓结果对比

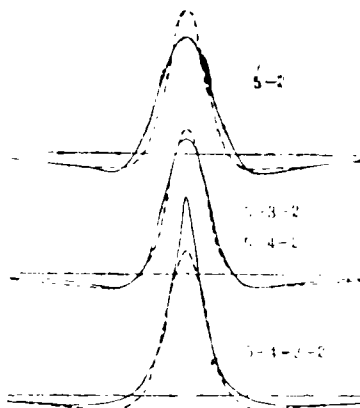


图13 同一公式不同延拓方案结果对比

表 6

延拓计算方案	5-2	5-3-2 5-4-2	5-4-3-2
平均误差	41Y	16Y	55Y

误差产生的原因在于计算公式本身有误差。从理论上讲,用真正的下延公式,则不论采用什么计算方案都只能得出同一个结果。把 $h=5$ 平面上的磁场向下延拓到 $h=2$ 平面上,理论频率特性曲线为 $e^{-3\omega}$,从图14可见,在磁异常频谱范围内,不同计算方案的频率特性曲线偏离理论曲线的情况不同,从而决定了计算结果的差异。

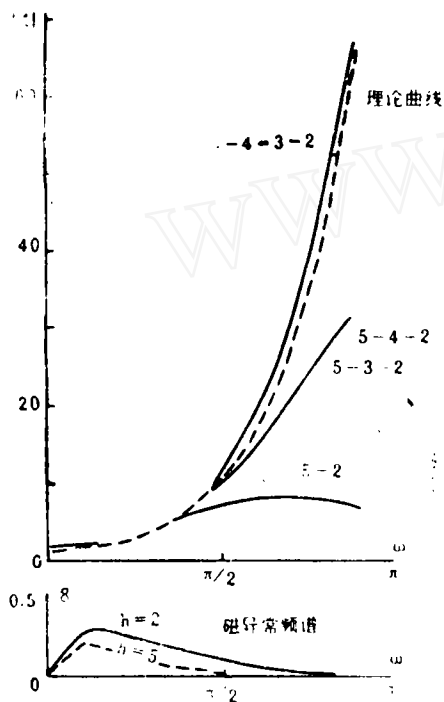


图14 不同延拓方案频率特性曲线

此例说明,逐次延拓可能比一次延拓到底的方案好,但延拓次数过多又可能适得其反,误差反而变大。如果要利用向下延拓数据勾绘垂直断面等值线图,一般以延拓2~8次比较好,而且末次延拓的深度最好比初次延拓的深度小些,这是因为靠近场源时,场源的变化比较急剧,间距小对勾等值线有利。

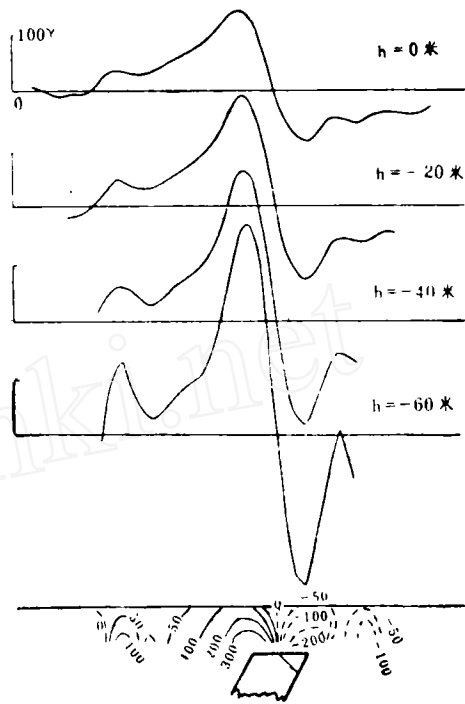


图15 某磁异常向下延拓结果

图15绘出的是图4中磁异常向下延拓的结果,计算是用第13式进行的。

进行向下延拓计算还须注意以下几点:

1. 原始曲线和逐次延拓得的曲线都必须进行适当光滑;
2. 注意地形对实测曲线的歪曲;
3. 对延拓曲线上的小异常,应分析原始曲线上相应地段的特征,不要被干扰造成的假异常所迷惑;
4. 根据向下延拓数据利用公式

$$h = \frac{Z_2}{Z_1 Z_2} \Delta h \text{ 计算磁性体埋深时 (式中 } Z_1$$

Z_2 是 h 、 $h + \Delta h$ 两个高度上的磁场极大值),由于 Z_1 偏小而使得出的埋深偏大。这是因为:①在光滑后的异常上异常峰值总是受到削弱;②离磁性体愈近,异常曲线的高频成

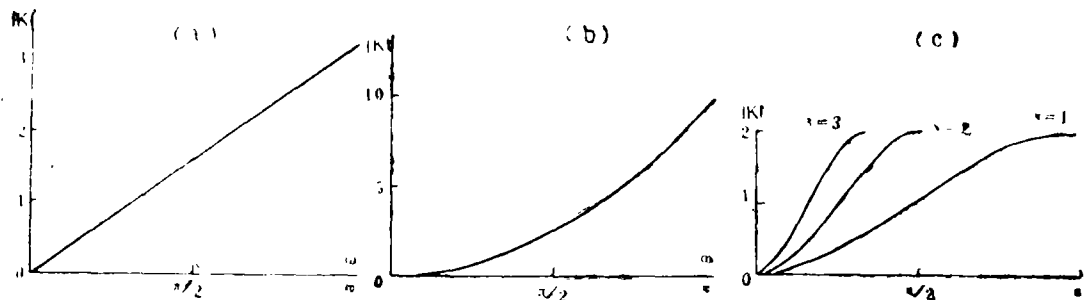


图16

a—一阶垂向导数频率特性曲线；b—二阶垂向导数频率特性曲线；
c—求剩余异常的偏差值法在不同取值距时的频率特性曲线

分愈多，而计算用的近似公式高频部分往往是偏低的，所以异常峰值部分也总是被压低。

三、一阶和二阶垂向导数

一阶、二阶垂向导数和求剩余异常的计算都相当于一个高通滤波器，它使异常的低频成分(尤其是直流成分)受到强烈的抑制，所以这几种计算多半用来消除区域场等低频干扰，而突出高频成份较多的一些局部异常。可以推导出：

一阶垂向导数的频率特性： $|K(\omega)| = \omega$ ，

二阶垂向导数的频率特性： $|K(\omega)| = \omega^2$ ，

曲线形状如图16a, b所示。现将已知的几个一阶和二阶垂向导数的近似计算公式列于表7，其相应的频率特性曲线见图17。

可以看出，偏差值法求剩余异常的频率特性曲线和河北地院求二阶导数近似公式的频率特性曲线相似。这并不是偶然的，因为它们之间有着本质上的联系：

$$\lim_{x \rightarrow 0} \delta Z = \frac{\partial^2 Z}{\partial Z^2}$$

即当取值间距 x 趋近 0 时，剩余异常的极限值就是二阶垂向导数。从这一意义上讲，求剩余异常也是计算二阶垂向导数的一个近似办法。当然，实际应用中求剩余异常的取

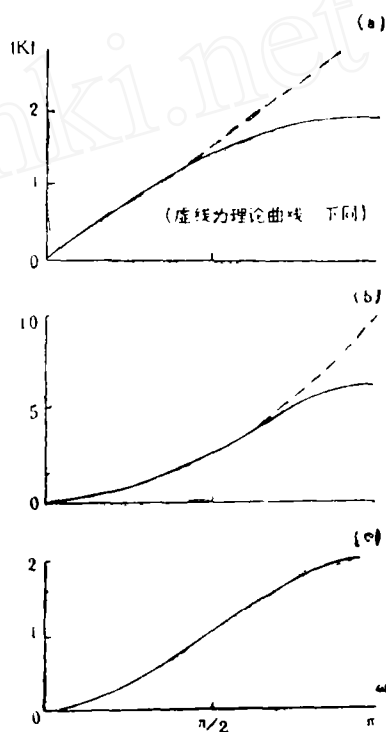


图17 垂向导数频率特性曲线

a—物探所公式计算的；b—河北地院公式计算的；
c—偏差值法计算的

值间距不可能为零，它总是一个有限的数值。当取值间距变化时参看图 16c 频率特性曲线也变化（计算点距也相应变化），不论取 x 为何值，异常的低频成分总是受抑制，但随着 x 的增大，这种抑制在逐渐变弱，而得到加强的较高频率也在随着 x 的增大不断地

表7

公式名称	公式和系数												
地质总局物探 所解算器一次 垂向导数公式	$\frac{\partial Z}{\partial z} = \sum_{-n}^n a_n Z (nx, 0)$ $n = \quad 0 \quad \quad 1 \quad \quad 2 \quad \quad 3 \quad \quad 4 \quad \quad 5 \quad \quad 6 \quad \quad 7 \quad \quad 8 \quad \quad 9 \quad \quad 10$ $a_n = 1.2732 \quad -0.3979 \quad -0.1061 \quad -0.0398 \quad -0.0212 \quad -0.0133 \quad -0.0091 \quad -0.0066 \quad -0.0051 \quad -0.0040 \quad -0.0124$												
河北地院二次 垂向导数公式	$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \sum_{-n}^n a_n Z (nx, 0)$ $n = \quad \quad 0 \quad \quad \quad 1 \quad \quad \quad 2 \quad \quad \quad 3$ $a_n = \quad \quad 2.722 \quad \quad \quad -1.500 \quad \quad \quad 0.150 \quad \quad \quad -0.011$												
偏差值法求剩 余异常	$\partial Z = Z (0) - \frac{1}{2} (Z (-x) + Z (x))$												

向低频区移动。适当地选取 x 的大小, 可以达到既抑制低频干扰, 又突出半径在 x 附近的局部异常的目的。

因为计算剩余异常、一阶、二阶垂向导数的运算总是使异常频谱的直流成分 ($\omega = 0$)

为零, 所以其计算结果总是类似向下有限延伸磁性体的磁异常那样, 在正的局部异常两侧伴生负异常, 或者相反, 在负的局部异常两侧伴生正异常。而且, 取值间距越大, 这种两侧伴生的异常范围也会变大。

国外物探动态

1. 航空过渡场法1969年在南非普里斯卡附近的一个新发现的新矿体试验, 尽管该处淋滤带达300呎深, 仍然从许多人工导体和其它地质因素所产生的异常中, 发现强大的矿异常。1970年又在新区, 在有导电岩层覆盖的前寒武纪地层上空, 发现异常, 经钻探验证, 在150呎厚的冰碛层下, 见到含铜的致密硫化矿。

2. 已制成宽频带、时间域地面电磁法(地面过渡场法)仪器, 采用三角波形电流脉冲, 用大回线激励(和突拉姆同)。测量 $\partial H / \partial t$ 和 E 与电流过后延迟时间的关系。曾在层状构造上和金属矿上(埋深有大有小, 有的有导电层覆盖, 有的没有)进行了试验。获得以下几点认识: (a) 可以达到突拉姆法所能达到的精度; (b) 由于宽频多道, 有能力从许多导体反应中取得矿体的最佳反应; (c) 矿体(导体)与围岩和覆盖层可根据

时延来区分; (d) 在有金属半导体存在的情况下, 通常可见到激发极化效应; (e) 可以分辨地表的和深部的异常。

3. 在一次3.9级地震之前观测到视电阻率发生24%的变化。电阻仪安设深度范围在2~12公里的地震活动的震源处。为了监控这样深处的地震活动, 发射装置为1.5公里的供电偶极, 采用了各种不同的测量偶极, 离供电偶极的距离最大的达到15公里。发射机输出的是波0.1赫、强度200安(峰到峰)的方波电流, 接收电压用数字同步测量仪记录。早在这次地震发生60天之前, 即发现了视电阻率的变化。

4. 最近几年来对复电阻率频谱测量进行了研究, 也就是在不同频率下测量岩石的视电阻率的变化, 已获得很多经验。除了可以区分矿与非矿异常外, 还可以判别各种不含矿的围岩反应, 可以完全消除电磁耦合干扰, 以及区别水管、高压线、铁丝网和其它耦合效应。