

大地电磁测深

国家地震局地质研究所大地电磁测深组

国家地震局兰州地震研究所大地电磁测深组

294

362

地震出版社

大地电磁测深

国家地震局地质研究所大地电磁测深组

国家地震局兰州地震研究所大地电磁测深组

地震出版社

1981

内 容 简 介

本书总结了最近几年来的大地电磁测深工作成果,包括数据处理方法、资料解释方法、数字大地电磁测深仪和野外工作技术,以及我国部分地区地壳上地幔电性特征、大地电磁场特点和大地震前地壳深部的电性变化等内容。可供从事本方法的专业人员,地质、地球物理科技人员和高等院校师生参考。

大 地 电 磁 测 深

国家地震局地质研究所大地电磁测深组
国家地震局兰州地震研究所大地电磁测深组

*

地 震 出 版 社 出 版

北京复兴路63号

北京印刷一厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

*

787×1092 1/16 9 $\frac{7}{8}$ 印张 230千字

1981年4月第一版 1981年4月第一次印刷

印数: 0001—3000

统一书号: 13180·99 定价: 1.05元

目 录

前言.....	(1)
估算张量阻抗的大地电磁测深资料处理方法.....	(3)
用数字滤波法处理大地电磁测深资料.....	(17)
大地电磁测深中处理非均匀介质的张量阻抗法.....	(30)
大地电磁测深曲线的病态反演.....	(49)
使用电子计算机解释大地电磁测深曲线.....	(58)
我国南北地震带北段地壳和上地幔的电性特征.....	(68)
北京平原地区大地电磁测深结果.....	(74)
与大地震有关的地壳深部的电性变化.....	(80)
北京凤河营地区的地壳电性结构及其在唐山大震前后的变化.....	(89)
大地电磁场微变特征.....	(96)
自然电场极化方式的研究.....	(110)
SD-1 型数字大地电磁测深仪	(115)
大地电磁测深仪的标定问题.....	(134)
大地电磁测深野外测量技术.....	(144)

前 言

在地球表面可经常观测到一种变化的天然电磁场，频率范围大致为数千赫到万分之一赫或更低。其高频部分主要起因于大气层中的雷电效应，低频部分则主要与太阳所喷射的带电粒子流和地球磁层、电离层的相互作用有关。当这种天然电磁波投射到地表时，按“趋肤”规律向地球内部穿透，并感生出涡旋电流场。因此，我们在地表观测到的天然电磁场，与地下的电性结构密切相关。大地电磁测深法就是通过在地表观测并分析天然变化电磁场各分量值，来研究地下电性结构的一种地球物理方法。

由于该法以能量丰富、频带极宽的天然变化电磁场做场源，具有不受高阻层屏蔽、探测深度大、对低阻层反应敏感、工作队伍小、成本低廉等优点，因此，受到人们的广泛重视，发展很快，目前已成为一种有效的地球物理手段。在一些国家，大地电磁测深法已成为寻找含油气构造、划分沉积岩相带和研究沉积盆地基底构造的重要手段。其成果在某些情况下不亚于地震法，而且还可以在难于应用地震法的一些地区开展工作。在地壳和上地幔研究中，大地电磁测深法也得到了广泛应用，特别是用其探测研究壳内和上地幔高导层，以及它们与构造活动性、地壳上地幔动力学过程及热状态的关系。最近几年，一些国家在地震活动区利用大地电磁测深法监视地壳内部电阻率随时间的变化来预报地震，也取得了一定进展。此外，在热田勘探、水文地质、良导性金属矿普查和地质填图等方面，声频大地电磁测深法也得到了较多的应用。

大地电磁测深法的主要理论课题是场源和地球介质的结构模型，主要技术问题是数据处理、解释方法和仪器设备。通过理论计算和实地观测把场源视为垂直入射的均匀平面电磁波是可以的。近些年来，通过多种途径，尤其是有限元分析等数字计算方法，使很多二维、三维大地电磁测深理论模型获得了解答，改善了解释效果。通过对非均匀构造条件下大地电磁场畸变效应的研究和处理，提高了大地电磁测深成果的可靠性。由于大地电磁测深张量阻抗分析方法的运用，彻底改变了早期应用标量阻抗方法所获得的大地电磁测深视电阻率曲线的不稳定性。近年来，各种数据处理方法，尤其是提高资料信噪比方法明显地改善了大地电磁测深的数据处理水平。随着具有超低噪音、大动态范围和宽频带的数字大地电磁测深仪的应用，尤其是远参考道大地电磁法的应用，使工作效率和数据质量显著提高。所有这些都大大地促进了大地电磁测深法的迅速发展。

在我国，大地电磁测深工作开展得较晚。1965年，中国科学院原兰州地球物理研究所试制了静磁原理光电负反馈大地电磁测深仪，并在西北地区取得了第一批大地电磁测深数据。1971年，国家地震局地质研究所又试制成功了感应原理晶体管线路大地电磁测深仪，在华北地区取得了一批野外观测数据，并在此基础上与兰州地震研究所和国家地震局地球物理勘探大队共同制成了LH-1型模拟记录大地电磁测深仪。1976年，国家地震局地质研究所又与石油部地球物理勘探局仪器厂共同研制了数字大地电磁测深仪，并在1978年投入野外试验。同时，兰州地震研究所试制的模拟数字转换仪也将投入野外试验。近些年来，兰州地震研究所和国家地震局地质研究所还分别在西北和华北地区的很多地方开展了大地电磁测深野外工作和方法的研究。国家地震局地质研究所与武汉地质学院物探系、石油部地球物理勘探局研究

院一起进行了大地电磁测深数据处理和解释方法的研究；兰州大学数学力学系和原兰州地震大队计电室参加了兰州地震研究所大地电磁测深中的部分工作。本文集内的文章是上述研究工作中的一部分内容，包括大地电磁测深的数据处理、解释方法、实际应用及场源、仪器和野外技术的研究。文集概括了大地电磁测深工作的某些主要内容，但偏重于实践和技术，对于一些基本理论问题探讨较少，有待今后继续深入研究。陈乐寿同志参加了本文集的审稿工作，在此表示感谢。

估算张量阻抗的大地电磁测深资料处理方法

国家地震局地质研究所大地电磁测深组
 武汉地质学院物探系石油电法组
 石油部地球物理勘探局研究院电法组

用标量阻抗的方法整理大地电磁测深观测资料是基于对地球结构作一维模型的假设。但实际上地球结构往往是非一维的，因此，该方法常常使结果不稳定和分散，不能正确反映地下的电性分布特征，难以对其进行模型化的解释。估算张量阻抗的大地电磁测深资料处理方法，就是针对地下介质的电性为横向不均匀或各向异性的条件而提出来的的一种方法，它比使用标量阻抗的方法更能得到完整确切地反映地下电性特征的结果。本文的目的就是详细阐述张量阻抗的原理、性质、估算张量阻抗要素的方法，以及在计算机上对大地电磁测深资料进行富氏变换和估算张量阻抗的数字处理方法。

一、基本理论

将坐标系 xyz 的原点及其 x 和 y 轴置于地面， z 轴垂直向下(图 1)。假定垂直入射电磁场是平面波，或者就频率而言在相当大的空间范围内变化是很小的，那么在均匀和水平层状的一维介质情况下，电场矢量 \vec{E} 与磁场矢量 \vec{H} 是正交的。在频率域上大地电磁场的水平分量 E_x, E_y, H_x, H_y 之间有如下线性关系：

$$\left. \begin{aligned} E_x &= ZH_y; \\ E_y &= -ZH_x. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中复数 Z 通称为阻抗，此时它是一个标量。但是，如果介质具有非一维的比较复杂的结构时，由于横向不均匀或各向异性的影响，则每一电场水平分量不仅与垂直于它的磁场水平分量有关，而且与平行于它的磁场水平分量有关(当地下为二维介质，测量坐标轴 x 和 y 的方向与二维介质走向平行或垂直时除外)。此时，电场矢量 \vec{E} 与磁场矢量 \vec{H} 不正交，大地电磁场水平分量之间满足如下线性关系：

$$\left. \begin{aligned} E_x &= Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y; \\ E_y &= Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

这意味着每一个电场水平分量分别与两个磁场水平分量有关。将上式写成矩阵形式为：

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中

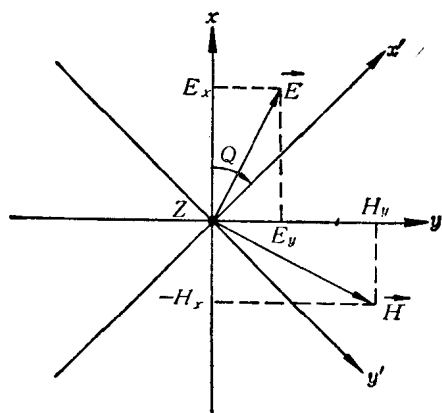


图 1 地面上测量坐标轴的方向

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

此时, 矩阵 $[Z]$ 表示的阻抗为二阶张量。式中, $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$ 称为张量阻抗要素, 均为复数。在场源为垂直入射均匀平面电磁波条件下, 不同频率的张量阻抗要素仅与地下电性分布和测量坐标轴方向有关, 而与场的极化方向随时间的变化无关。因此, 张量阻抗在时间上是稳定的。根据关系式(2)可确定标量阻抗 Z 与张量阻抗要素之间有如下关系:

$$Z = \frac{E_x}{H_y} = Z_{xy} + Z_{xx} \frac{H_x}{H_y},$$

或
$$Z = -\frac{E_y}{H_x} = -\left(Z_{yx} + Z_{yy} \frac{H_y}{H_x} \right). \quad (5)$$

亦即标量阻抗 Z 不仅与地下电性分布及测量坐标轴方向有关, 而且也和场的极化方向 ($\arctg H_x/H_y$) 有关。因而, 在一般情况下, 用计算标量阻抗的方法整理大地电磁测深资料不能得到稳定的正确表示地下电性分布的结果, 而采用计算张量阻抗的方法却能得到稳定的完整表示地下电性分布的结果。

假设坐标系 $x'-y'$ 相对坐标系 $x-y$ 顺时针旋转了任一 θ 角(图 1), 则在新的坐标系 $x'-y'$ 中有^[1]

$$\begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{bmatrix}. \quad (6)$$

由此可得

$$\begin{bmatrix} Z'_{xx} & Z'_{xy} \\ Z'_{yx} & Z'_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (7)$$

亦即可以写为:

$$Z'_{xx} = Z_1 + Z_2 \cos 2\theta + Z_3 \sin 2\theta; \quad (8)$$

$$Z'_{xy} = Z_4 + Z_3 \cos 2\theta - Z_2 \sin 2\theta; \quad (9)$$

$$Z'_{yx} = -Z_4 + Z_3 \cos 2\theta - Z_2 \sin 2\theta; \quad (10)$$

$$Z'_{yy} = Z_1 - Z_2 \cos 2\theta - Z_3 \sin 2\theta. \quad (11)$$

其中

$$Z_1 = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{2}; \quad (12)$$

$$Z_2 = \frac{Z_{yy} - Z_{xx}}{2}; \quad (13)$$

$$Z_3 = \frac{Z_{xy} + Z_{yx}}{2}; \quad (14)$$

$$Z_4 = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2}. \quad (15)$$

我们规定

$$Z_0(\theta) = Z_3 \cos 2\theta - Z_2 \sin 2\theta. \quad (16)$$

这意味着当坐标轴旋转时, $Z_0(\theta)$ 在复数平面中的轨迹为一中心在原点的椭圆, 轨迹的旋转周期为 180° 。这时, 式(8)–(11)可以改写为如下形式:

$$Z'_{xx} = Z_1 - Z_0(\theta + 45^\circ); \quad (17)$$

$$Z'_{xy} = Z_4 + Z_0(\theta); \quad (18)$$

$$Z'_{yx} = -Z_4 + Z_0(\theta); \quad (19)$$

$$Z'_{yy} = Z_1 + Z_0(\theta + 45^\circ). \quad (20)$$

由此可见，所有阻抗要素在复数平面中的轨迹都是以 θ 角变化 180° 为周期的椭圆，只是中心位置不同： Z'_{yx} 和 Z'_{xy} 的椭圆中心分别在 Z_4 和 $-Z_4$ ； Z'_{xx} 和 Z'_{yy} 的椭圆中心在 Z_1 (图 2)。由此也就可以得出，当坐标轴旋转时，

$$Z'_{xx} + Z'_{yy} = Z_{xx} + Z_{yy} = \text{常数}, \quad (21)$$

$$Z'_{xy} - Z'_{yx} = Z_{xy} - Z_{yx} = \text{常数}. \quad (22)$$

另外，由式(17)–(20)还可以看出，当坐标轴旋转时，

$$Z'_{yx}(\theta) = -Z'_{xy}(\theta + 90^\circ), \quad (23)$$

$$Z'_{xx}(\theta) = Z'_{yy}(\theta + 90^\circ). \quad (24)$$

当地下为典型的二维电性结构，而且坐标轴 x 和 y 与二维介质的走向平行或垂直 (亦即 为地下各向异性主轴方向) 时，由于 H_x 不会产生 E_x 分量， H_y 也不会产生 E_y 分量，因而有

$$Z_{xx} = Z_{yy} = 0. \quad (25)$$

而另一对主轴方向的阻抗要素 Z_{xy} 和 Z_{yx} 不等于零，并且由于平行和垂直走向的两个方向的电流密度不同而不相等。此时由式(25)可以解出 Z_1 和 Z_2 等于零。于是式(8)–(11)可以简化为：

$$Z'_{xx} = Z_3 \sin 2\theta; \quad (26)$$

$$Z'_{xy} = Z_4 + Z_3 \cos 2\theta; \quad (27)$$

$$Z'_{yx} = -Z_4 + Z_3 \cos 2\theta; \quad (28)$$

$$Z'_{yy} = -Z_3 \sin 2\theta. \quad (29)$$

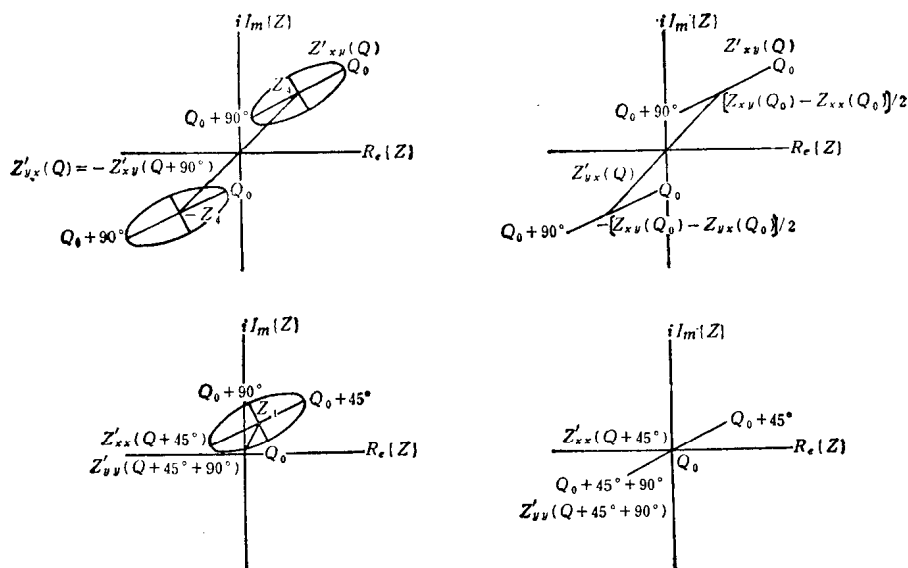


图 2 张量阻抗要素在复数平面中相对于旋转角 θ 的轨迹

亦即在地下为二维结构时, Z'_{xx} 和 Z'_{yy} 的轨迹蜕化为中心在原点的直线, 而 Z'_{xy} 和 Z'_{yx} 的轨迹蜕化为中心分别在 Z_4 和 $-Z_4$ 的直线。

从以上张量阻抗要素的性质来看, 用计算张量阻抗的方法处理大地电磁资料时, 可首先由所观测到的场水平分量 E_x, E_y, H_x, H_y 确定出实际测量坐标方向上的张量阻抗要素 $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$, 然后按式(8)–(11)计算出测量坐标轴旋转为任意方向时的张量阻抗要素 $Z'_{xx}, Z'_{xy}, Z'_{yx}, Z'_{yy}$ 。当地下电性结构近似二维情况时, 测量坐标平行和垂直二维介质走向的方向可由近似于直线的 Z'_{xy} 和 Z'_{yx} 椭圆的长半轴方向 θ_0 确定。此时 θ_0 方向上所确定的阻抗要素值即为主轴方向上的张量阻抗要素。旋转角 θ_0 可用 $|Z'_{xy}(\theta)|^2 + |Z'_{yx}(\theta)|^2$ 取极大值的方法来确定, 也即使 θ_0 满足 $|Z'_{xy}(\theta)|^2 + |Z'_{yx}(\theta)|^2$ 对 θ 的导数等于零的条件

$$\operatorname{tg} 4\theta_0 = \frac{(Z'_{xx} - Z'_{yy})(Z'_{xy} + Z'_{yx})^* + (Z'_{xx} - Z'_{yy})^*(Z'_{xy} + Z'_{yx})}{|Z'_{xx} - Z'_{yy}|^2 - |Z'_{xy} + Z'_{yx}|^2} = \frac{2(x_2x_3 + y_2y_3)}{(x_2^2 + y_2^2) - (x_3^2 + y_3^2)}, \quad (30)$$

以及满足条件

$$|Z'_{xy}(\theta_0)|^2 + |Z'_{yx}(\theta_0)|^2 > |Z'_{xy}(\theta_0 \pm 45^\circ)|^2 + |Z'_{yx}(\theta_0 \pm 45^\circ)|^2. \quad (31)$$

式(30)中, “*”号表示共轭, x_i 和 y_i 分别是 Z'_i 的实部和虚部。

同样, 根据上述的张量阻抗性质, 用计算张量阻抗的方法来处理大地电磁资料时, 可用如下“偏离”指数 S 来评价地下电性结构的二维近似性,

$$S = \frac{|Z'_{xx} + Z'_{yy}|}{|Z'_{xy} - Z'_{yx}|} = \frac{|Z_1|}{|Z_4|}. \quad (32)$$

S 与 θ 无关, 只与实际电性结构的二维性有关。当电性结构愈接近二维时, 由于 $Z'_{xx} + Z'_{yy}$ 趋于零, S 也趋于零; 反之, 则 S 就愈大。另外, 由于电性结构接近二维时, $Z_0(\theta)$ 椭圆逐渐蜕化为一直线, 所以, 电性结构的二维性还可用 $Z_0(\theta)$ 椭圆的短轴与长轴之比——“椭率” β 来评价。由式(13)、(14)及(17)–(20)可以写出

$$\beta = \frac{|Z_0(\theta_0 + 45^\circ)|}{|Z_0(\theta_0)|} = \frac{|Z'_{yy}(\theta_0) - Z'_{xx}(\theta_0)|}{|Z'_{xy}(\theta_0) + Z'_{yx}(\theta_0)|} = \frac{|Z_2|}{|Z_3|}. \quad (33)$$

电性结构愈接近二维, β 愈趋于零; 反之, β 愈趋于 1。

二、张量阻抗要素的估算

根据大地电磁场分量之间在频率域中的关系式(2), 张量阻抗要素可简单地用两组独立的 $(H_x^{(1)}H_y^{(2)} - H_x^{(2)}H_y^{(1)}) \neq 0$ 四个水平场分量的频谱信息计算出来。各场分量的频谱信息可由对观测资料的富氏变换或窄带数字滤波获得。但是, 实际观测资料总包含一些噪声, 而这样的计算又不能减小噪声对结果的影响。因此, 为了减小噪声的影响和使求得的张量阻抗要素更为逼真, 我们应用了最小均方差方法来进行计算, 即应用任意两个水平场分量的频谱预测值与其实测值之间的方差和为最小, 来求取阻抗要素的最佳估算值。例如对于两个电场分量来说, 预测值 $E_{xj}^{\text{预测}}$ 和 $E_{yj}^{\text{预测}}$ 可用待估算出的张量阻抗和两个磁场分量实测值 H_{xj} 和 H_{yj} 来确定,

$$E_{xj}^{\text{预测}} = Z_{xx}H_{xj} + Z_{xy}H_{yj}; \quad (34)$$

$$E_{yj}^{\text{预测}} = Z_{yx}H_{xj} + Z_{yy}H_{yj}. \quad (35)$$

当有 N 组数据时, 电场分量的实测值 E_{xj} 和 E_{yj} 与它们的预测值 $E_{xj}^{\text{预测}}$ 和 $E_{yj}^{\text{预测}}$ 之间的方差和为

$$\begin{aligned}\psi_{E_x} &= \sum_{j=1}^N |E_{xj} - E_{xj}^{\text{预测}}|^2 \\ &= \sum_{j=1}^N (E_{xj} - Z_{xx}H_{xj} - Z_{xy}H_{yj})(E_{xj}^* - Z_{xx}^*H_{xj}^* - Z_{xy}^*H_{yj}^*); \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned}\psi_{E_y} &= \sum_{j=1}^N |E_{yj} - E_{yj}^{\text{预测}}|^2 \\ &= \sum_{j=1}^N (E_{yj} - Z_{yx}H_{xj} - Z_{yy}H_{yj})(E_{yj}^* - Z_{yx}^*H_{xj}^* - Z_{yy}^*H_{yj}^*). \end{aligned} \quad (37)$$

为使方差和 ψ_{E_x} 和 ψ_{E_y} 最小，则应使

$$\frac{\partial \psi_{E_x}}{\partial Z_{xx}} = 0, \quad \frac{\partial \psi_{E_x}}{\partial Z_{xy}} = 0; \quad (38)$$

$$\frac{\partial \psi_{E_y}}{\partial Z_{yx}} = 0, \quad \frac{\partial \psi_{E_y}}{\partial Z_{yy}} = 0 \quad (39)$$

成立。利用式(38)可以导出：

$$\sum_{j=1}^N E_{xj}H_{xj}^* = Z_{xx} \sum_{j=1}^N H_{xj}H_{xj}^* + Z_{xy} \sum_{j=1}^N H_{yj}H_{xj}^*; \quad (40)$$

$$\sum_{j=1}^N E_{xj}H_{yj}^* = Z_{xx} \sum_{j=1}^N H_{xj}H_{yj}^* + Z_{xy} \sum_{j=1}^N H_{yj}H_{yj}^*. \quad (41)$$

利用式(39)可以导出：

$$\sum_{j=1}^N E_{yj}H_{xj}^* = Z_{yx} \sum_{j=1}^N H_{xj}H_{xj}^* + Z_{yy} \sum_{j=1}^N H_{yj}H_{xj}^*; \quad (42)$$

$$\sum_{j=1}^N E_{yj}H_{yj}^* = Z_{yx} \sum_{j=1}^N H_{xj}H_{yj}^* + Z_{yy} \sum_{j=1}^N H_{yj}H_{yj}^*. \quad (43)$$

式中， H_{xj}^* 和 H_{yj}^* 表示 H_{xj} 和 H_{yj} 的共轭复数。解联立方程式(40)与(41)、(42)与(43)，即可得阻抗要素的一种最佳估算值 Z_{xx} 、 Z_{xy} 、 Z_{yx} 、 Z_{yy} 。这种最佳估算值受电场分量上的噪声影响最小。

对于其它任意两个电磁分量，也可类似地解得阻抗要素的另一种最佳估算值，使它们受磁场分量上的噪声或电场分量上的噪声影响最小。四个水平电磁场分量可以构成六种不同对的组合，因而相应地得到阻抗要素的六种最佳估算值，可将它们概括地写为如下形式：

$$Z_{xx} = \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}; \quad (44)$$

$$Z_{xy} = \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle H_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}; \quad (45)$$

$$Z_{yx} = \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}; \quad (46)$$

$$Z_{yy} = \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle H_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}. \quad (47)$$

式中， A^* 和 B^* 表示 H_x 、 H_y 、 E_x 、 E_y 任意两个的共轭复数； $\langle E_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle$ 等表示相应的

频谱密度乘积对于 N 组数据的平均, 即 $\sum_{j=1}^N E_{xj}A_j^*$ 、 $\sum_{j=1}^N H_{yj}B_j^*$ 等。

在以上阻抗要素的六种估算值中, 当入射磁场对于不同资料具有不同极化特性时, 对一维介质来说, $\langle E_xE_y^* \rangle$ 、 $\langle E_xH_z^* \rangle$ 、 $\langle E_yH_z^* \rangle$ 、 $\langle H_xH_y^* \rangle$ 趋于零, 这样就使 A^* 和 B^* 等于 E_z^* 、 H_z^* 或等于 E_y^* 、 H_x^* 时的两种估算值不确定了。因此, 我们通常只去计算其余四种估算值。只要入射磁场的极化特性对于不同资料不是完全相同的, 那么这四种估算值对任何介质情况总是可以确定的。

以上阻抗要素的估算值是用多组资料来计算的。实际上, 由于阻抗要素随频率的变化比较平缓, 所以也可将 $\langle E_xA^* \rangle \langle H_yB^* \rangle \cdots$ 用一定频带宽度上的诸频谱密度乘积的平均值来代替, 也就是说阻抗要素估算值还可用频带平均的方法由一组资料求得。使用频带平均的方法是十分有利的, 它可减少对资料组数的要求, 因而节省了大量的计算时间。

显然, 如果观测资料上没有噪声, 那么, 以上阻抗要素的各种估算值应该是一样的。但是, 实际上这是不可能的。可以证明在四种估算值中, 当 A^* 和 B^* 等于 H_z^* 、 H_y^* 或等于 E_y^* 、 H_x^* 时, 其估算值主要受磁场分量的随机噪声影响, 并使估算值偏低; 而当 A^* 和 B^* 等于 E_z^* 、 E_y^* 或等于 E_x^* 、 H_z^* 时, 估算值主要受电场分量随机噪声影响, 并使估算值偏高。当然, 如果各场分量上的随机噪声之间相关时(例如某种仪器噪声、工业噪声以及场源规模的有限性影响等)就不会这样简单。然而, 在一般情况下, 特别是当电磁场分量具有近似的信噪比和噪声概率分布时, 对每一个阻抗要素计算其四种估算值, 进而取它们的平均值, 总比只计算某一种估算值要好一些。另外, 对每个阻抗要素的计算, 还可以根据四种估算值之间的差异来评价随机噪声对每一个阻抗要素估算值的影响程度。为此, 可根据四种估算值来计算每一个阻抗要素的全信息矢量相干度, 即

$$cp = 1 - \frac{D}{|R|}. \quad (48)$$

其中, $R = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L (Z_{mn})_l$ ($m \rightarrow x, y; n \rightarrow x, y$) 表示某一阻抗要素的 L 种 ($L=1, 2, 3, 4$) 估算值的平均值; $D = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L |(Z_{mn})_l - R|$ ($m \rightarrow x, y; n \rightarrow x, y$) 表示某一阻抗要素的 L 种估算值

与它们平均值之差的模的平均值。显然, 随机噪声影响愈小时, 任一阻抗要素的 L 种估算值在振幅和相位上愈一致, 相干度 cp 愈趋于 1; 反之, 相干度 cp 就愈小于 1, 以至为一 ∞ 。因此, 相干度 cp 是随机噪声影响程度的一种度量。但相干度 cp 并不能反映相关噪声的影响, 因为相关噪声不会使四种估算值彼此偏离。

三、算法与程序的编制

根据以上所述和通过在计算机上的试验计算, 我们确定了在计算机上用计算张量阻抗的方法处理大地电磁测深资料的算法和程序。确定的计算流程如图 3 所示。从整个算法和程序来说, 既能对单组资料 ($M=1$) 进行频带平均的处理, 也可对多组资料 ($M>1$) 进行总平均的处理。在计算过程中, 我们先对资料进行单组处理, 计算每组资料的频谱乘积的频带平均值, 相当于初算。然后根据每组资料的初算结果选择一些比较好的资料组, 再将它们进行多组资料的总平均处理。这样, 实际上使参加平均的频谱乘积数目增加了 M 倍, 使估算最佳值

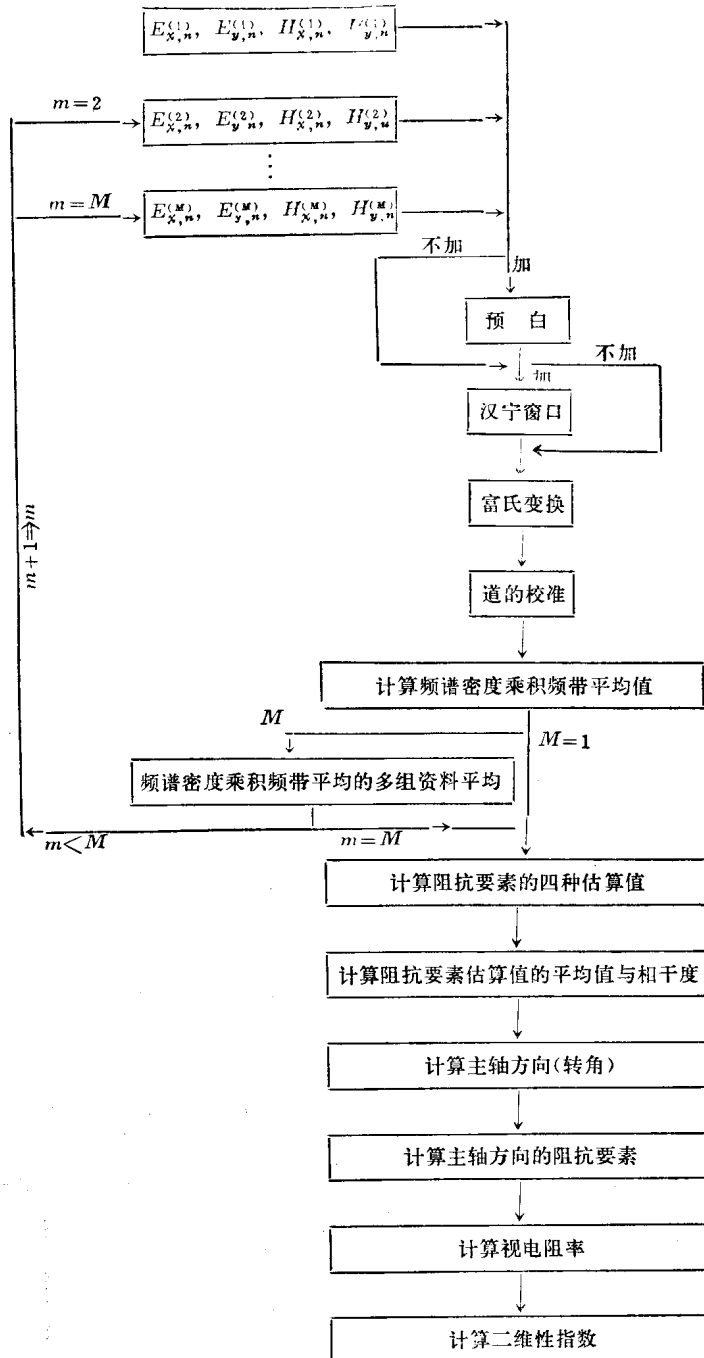


图 3 用张量阻抗法处理大地电磁资料的框图

更加充分。我们把这样处理的结果作为最后结果。所谓一些比较好的资料组，就是对它们进行单组处理时，具有相当多的相干度高的阻抗要素估算值，在相近频率上，这些阻抗张量估算值比较接近；同时，不同资料组之间相应的阻抗要素估算值也比较接近。这表明这些资料组的噪声影响比较小。

在确定的算法和程序中，用富氏变换的方法来求资料的频谱信息。我们把大地电磁测深

资料看作是被截断的非周期性的随机过程。为了减小富氏变换时由于资料长度有限所造成的截断效应(富氏变换结果为真实频谱与频谱窗口的褶积), 可先对资料进行预白(使资料的频谱尽量平坦)和改变频谱窗口(使其尽量局部化)^[2]。

以 x_n ($n=0, 1, 2, \dots, N$) 概括地表示离散化资料的时间序列 $E_{x,n}, E_{y,n}, H_{x,n}, H_{y,n}$ 。对它们预白, 就是使它们通过合适的零相移的数字滤波器(滤波器主要取决于三个系统 c_0, c_1, c_2 , 且 $c_1=c_2$)。以 y_n 表示数字滤波(预白)后的时间序列, 即

$$y_n = c_2 x_{n-1} + c_1 x_n + c_0 x_{n+1} \quad (n=1, 2, \dots, N-1)$$

滤波器应使经过滤波(预白)后的时间序列的频谱平坦化, 这主要取决于系数 c_0, c_1, c_2 的选择。如图 4 所示, 当选取 $c_0=c_2=-0.243, c_1=0.514$ 时, 滤波器的频率特性比较合适地抵偿了大地电磁场分量频谱随周期增大而上升的趋势。对大地电磁测深资料进行预白, 并不需要再对其富氏变换后的各电磁分量的频谱进行相应的频率特性校正, 因为预白对最后计算阻抗和视电阻率没有影响。

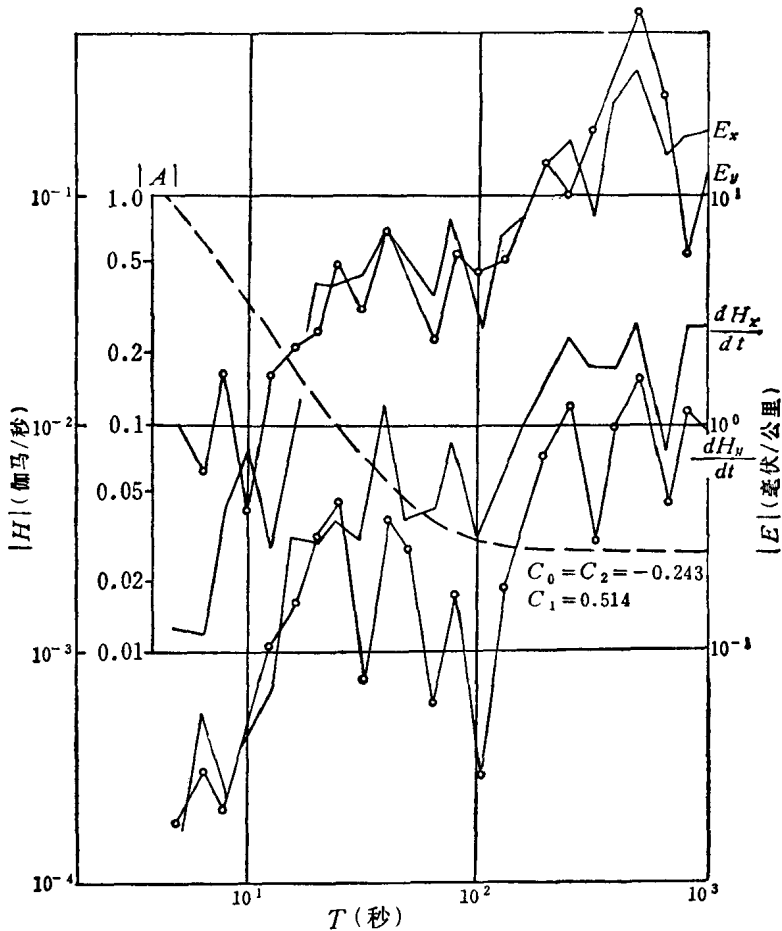


图 4 河北博野大地电磁场的电场振幅谱及磁场微分谱与预白滤波器的振幅特性

为了使频谱窗口尽量局部化, 我们在时间域中将资料的原始窗口改变成汉宁(Hanning)窗口。如果以 y_n 表示改为汉宁窗口资料的时间序列, 即有

$$y_n = x_n \cdot \frac{1}{2} \left(1 - \cos 2\pi \frac{n}{N} \right).$$

汉宁窗口 $D_1(\omega)$ 与原始窗口 $D_0(\omega)$ 的比较如图 5 所示。虽然主瓣变宽了，但边瓣幅度衰减得快。总的来说 $D_1(\omega)$ 比 $D_0(\omega)$ 更局部化了。可以认为，它的有效宽度 $|\Delta\omega| \longrightarrow 2\omega_0/\pi$ (或 $|\Delta f| \longrightarrow 2/\pi \cdot T_0$)。这里 T_0 为资料的时间长度， $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi/T_0$ 。

在编制的程序中，预白和改变频谱窗口，可根据具体情况（例如，观测资料在仪器中已被充分预白）而取舍。

在进行富氏变换时，根据阻抗随频率变化的特点，计算频谱密度的频率间隔在对数比例尺上应是大致相等的，而不是按频率等间隔的。这样就不能采用快速富氏变换的算法，而只能采用递推的算法，即按以下公式计算任一频谱密度的实部 C_j 与虚部 S_j ：

$$\begin{aligned} C_j &= \sum_{n=1}^N x_n \cos 2\pi n \frac{\Delta}{T_j} \\ &= u_{j,1} \cos 2\pi \frac{\Delta}{T_j} - u_{j,2}, \\ S_j &= \sum_{n=1}^N x_n \sin 2\pi n \frac{\Delta}{T_j} \\ &= u_{j,1} \sin 2\pi \frac{\Delta}{T_j}. \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} u_{j,1} &= x_1 + 2u_{j,2} \cos 2\pi \frac{\Delta}{T_j} - u_{j,3}, \\ u_{j,2} &= x_2 + 2u_{j,3} \cos 2\pi \frac{\Delta}{T_j} - u_{j,4}, \\ u_{j,3} &= x_3 + 2u_{j,4} \cos 2\pi \frac{\Delta}{T_j} - u_{j,5}, \\ &\vdots \\ u_{j,n-1} &= x_{n-1} + 2u_{j,2n} \cos 2\pi \frac{\Delta}{T_j}, \\ u_{j,N} &= x_N. \end{aligned}$$

Δ 与 T_j 为采样间隔与计算频率的周期。

根据阻抗在双对数坐标中随频率变化的平缓性，以常数 Q (约为 25.9%) 在每个十进位级次中划分 10 个频带，例如在 1—10 这个级次中，所划分 10 个频带的中心周期为 1.25, 1.60, 2.00, 2.50, 3.20, 4.00, 5.00, 6.50, 8.00, 10.0。我们规定计算频谱密度的频率间隔应使每个频带中有 25 个对数间隔相等的频率点，这样就保证了每个频带中参加平均的

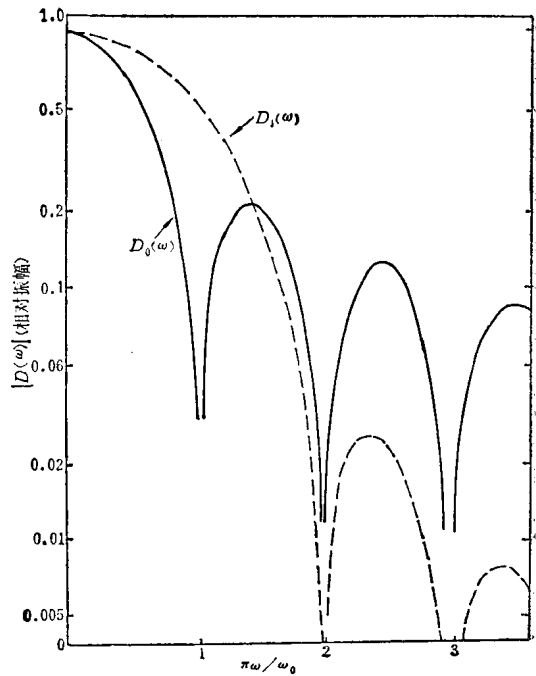


图 5 $D_1(\omega)$ 与 $D_0(\omega)$ 的比较

频率点数足够多，而又不致因间隔取得太小使得频谱密度的计算在长周期频带中过分超过频谱的实际分辨程度。计算频谱密度的最高频率为折叠频率($1/2 \Delta$)，最低频率为周期小于资料时间长度的 $1/6$ (否则截断效应影响太大)。为了进行道的校准，各道振幅特性 G_j 与相位特性 Φ_j 都要给出。

在进行道的校准时，先根据富氏变换求得的各场分量频谱密度的实部 C_j 和虚部 S_j 计算振幅

$$Q_j = \sqrt{C_j^2 + S_j^2}$$

和相位

$$\varphi_j = \text{tg}^{-1} \frac{S_j}{C_j}.$$

然后再对各场分量进行道的振幅和相位校准计算：

$$\bar{Q}_j = Q_j \cdot G_j,$$

$$\bar{\varphi}_j = \varphi_j - \Phi_j.$$

最后再根据各场分量校准后的振幅 \bar{Q}_j 和相位 $\bar{\varphi}_j$ 计算出频谱密度的实部 \bar{C}_j 和虚部 \bar{S}_j ：

$$\bar{C}_j = \bar{Q}_j \cos \bar{\varphi}_j,$$

$$\bar{S}_j = \bar{Q}_j \sin \bar{\varphi}_j.$$

根据各场分量校准后的频谱密度实部 \bar{C}_j 和虚部 \bar{S}_j ，即可计算频谱密度乘积的实部和虚部以及它们的频带平均值。频谱密度乘积按 A_j^* 和 B_j^* 先后等于 $H_{x,j}^*, H_{y,j}^*, E_{x,j}^*, H_{y,j}^*, E_{x,j}^*, H_{x,j}^*, E_{y,j}^*, E_{x,j}^*$ ，分成四组进行计算。每组有如下八种乘积：

$$E_x A^*, E_y A^*, H_x A^*, H_y A^*,$$

$$E_x B^*, E_y B^*, H_x B^*, H_y B^*.$$

每个频率八种乘积计算后，即可计算出八种乘积的频带平均值。当进行多组资料处理 ($m > 1$) 时，还应进一步计算它们对于资料组数的平均。所有频带平均值，皆规定为属于中心频率 (或中心周期) 的平均值。

在求得单组或多组观测资料的四组频谱密度乘积的频带平均值之后，我们就可以按公式 (44) — (47) 计算每个中心频率的阻抗要素的四种估算值。为了判别这些计算结果的稳定性 (也即场源的极化特性)，我们规定，当 (44) — (47) 式分母 $D = A^2 + B^2$ [这里 A 和 B 分别表示 (44) — (47) 式中分母的实部和虚部] 的有效数字只剩一位时，就认为计算结果是不稳定的，便不再进行这种估算值的计算。对于任一中心频率 (或周期) 来说，计算出的阻抗要素估算值可能少于四种，并在程序中自动记数。当估算值少于两种时，就不再计算它们的平均值及相干度 $c\rho$ 。

计算主轴方向 (转角 θ) 时，先按式 (30) 计算出 θ_0 ，然后再用 (31) 式进行判别。如果满足式 (31)，则所计算的转角 θ_0 即为测量坐标轴相对主轴方向的转角；若不满足，则要将其加上或减去 45° (具体是加还是减，决定于满足 $|\theta_0 \pm 45^\circ| < 90^\circ$)。 θ_0 求出后，将其代入公式 (8) — (11)，即可得到主轴方向的阻抗要素。

对于每一个中心频率 (或中心周期) 的视电阻率，可根据主轴方向的阻抗要素按如下公式计算：

$$\rho_{mn} = 0.2 T |Z_{mn}|^2, \quad (m \rightarrow x, y; n \rightarrow x, y).$$

最后，按式 (32) 和 (33) 计算“偏离”指数 S 与“椭率” β ，以评价测点地下介质的二维性。

编制的程序对于每个主要计算过程都可打印出计算结果，也可最后以专门的格式对于不同中心周期 T 打印如下几项主要计算结果：阻抗要素估算值的种数 L 、主轴方向(转角 θ)、阻抗要素估算值的相干度 ($cp_{xx}, cp_{xy}, cp_{yx}, cp_{yy}$)、视电阻率 ($\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}, \rho_{yy}$) 以及二维性指数 S 与 β 等。

四、实际资料的处理结果

利用以上所确定的估算张量阻抗的算法和程序，我们对河北省博野县、辽宁省海城县、北京市附近等地区的大地电磁测深资料进行了处理。

所处理的资料是光点照像的模拟记录，记录速度一般约为 60 毫米/分。在处理前，预先对记录进行直观的选择和模数转换，选取资料的标准是：不同频率的信息丰富，功率大且稳定，噪声干扰小。周期小于采样间隔两倍的信息功率可忽略(或平滑)。资料连续时间大于所需计算最大周期的 6—8 倍。然后，将选取的资料在半自动的转换机上数字化，采样间隔一般为 2 秒。

我们对河北省博野县的资料作了单纯富氏变换的处理结果与在富氏变换之前进行预白和改变窗口处理结果的对比(见图 6)。对比结果表明前者跳动很大，而后者则有显著的改善，更趋于真实情况。由此可见，在对大地电磁测深资料进行富氏变换时必须考虑减小截断效应，而预白和改变窗口则是减小截断效应的有效方法。

表 1 博野 $N=1976, 1954$ (平均)大地电磁资料张量阻抗计算结果

T		θ	cp_{yy}	ρ_{yy}	cp_{yx}	ρ_{yx}	cp_{xy}	ρ_{xy}	cp_{yx}	ρ_{yx}	S	β
5	4	19.6	-0.85	3.97	-0.50	122	-0.87	80.9	0.039	50.1	0.408	0.577
6.5	4	40.4	-0.43	3.42	-0.35	133	-0.34	20.2	-0.33	3.43	0.181	0.0006
8.0	4	-6.39	0.59	0.547	0.122	42.4	0.26	17.0	-4.0	0.401	0.318	0.027
10	4	18.4	-0.025	3.79	-0.108	27.1	0.075	61.7	-1.1	3.30	0.401	0.129
12.5	4	-3.41	0.16	3.81	0.38	21.5	0.22	18.6	-3.1	12.1	1.82	0.530
16.0	4	-7.23	0.44	3.25	0.67	7.36	0.32	11.2	0.40	2.18	0.121	0.606
20.0	4	5.21	0.53	0.633	0.70	4.52	0.72	7.78	0.63	1.04	0.268	0.448
25.0	4	8.51	0.40	0.214	0.74	3.27	0.70	6.01	0.11	0.315	0.0707	0.425
32.0	4	11.7	0.48	0.761	0.64	1.57	0.61	8.48	-0.11	0.460	0.0717	0.590
40.0	4	13.6	0.76	0.608	0.77	0.944	0.76	7.90	-2.9	0.184	0.290	0.316
50.0	4	25.1	0.75	0.114	0.80	1.26	0.77	12.0	0.57	0.05	0.103	0.088
65.0	4	25.8	0.58	0.147	0.86	1.10	0.85	6.99	0.78	0.323	0.149	0.435
80.0	4	21.6	0.69	0.193	0.80	1.52	0.82	14.5	0.63	0.113	0.161	0.036
100	4	25.3	0.82	0.273	0.76	1.65	0.92	14.7	0.64	0.491	0.239	0.090
125	4	14.9	0.83	0.0697	0.84	1.60	0.92	12.4	0.71	0.899	0.252	0.305
160	4	22.5	0.92	0.0662	0.94	1.27	0.97	13.6	0.94	0.475	0.187	0.200
200	4	24.8	0.82	0.188	0.74	2.60	0.96	16.8	0.79	0.667	0.157	0.366
250	4	19.9	0.96	0.0803	0.96	1.46	0.97	28.0	0.93	0.147	0.0968	0.061
320	4	27.9	0.97	0.322	0.97	0.880	0.96	21.4	0.95	0.636	0.237	0.116
400	4	22.1	0.89	0.0970	0.91	1.96	0.89	33.2	0.71	0.380	0.275	0.439
500	4	32.3	0.94	1.68	0.83	0.301	0.94	36.1	0.72	0.176	0.397	0.059
650	3	24.0	0.54	3.92	0.89	6.50	0.23	96.4	0.76	0.369	2.00	0.297
800	4	10.2	0.67	2.05	0.73	2.66	0.65	95.3	0.69	0.562	0.820	0.698
1000	4	35.8	0.37	3.24	-0.028	0.389	0.38	36.0	-0.02	0.434	0.463	0.451