

文章编号: 1001-1595(2011)02-0232-06

水下磁性目标探测中磁异常分量换算方法

卞光浪^{1,2}, 翟国君², 刘雁春¹, 欧阳永忠²

1. 海军大连舰艇学院 海测工程系, 辽宁 大连 116018; 2. 海军海洋测绘研究所, 天津 300061

Components Conversion of Magnetic Anomaly in Detecting Underwater Magnetic Object

BIAN Guanglang^{1,2}, ZHAI Guojun², LIU Yanchun¹, OUYANG Yongzhong²

1. Department of Hydrography and Cartography, Dalian Naval Academy, Dalian 116018, China; 2. Naval Institute of Hydrographic Surveying and Charting, Tianjin 300061, China

Abstract The magnetic object's location and shape could be estimated more precisely with its vector information than scalar information. Therefore, the conversion from scalar information to vector information should be studied. With prescribed direction of total field, the rigor formula could be deduced based on the relationship between total field magnetic anomaly and magnetic anomaly components in frequency domain. The method has been testified by sphere and cuboids' simulation model. The conclusion shows that the two calculated horizontal components match its theoretical value perfectly, and the vertical component has only little error; the precision is almost the same no matter how section survey line traverses the projection point, moreover, the precision decreases slightly if the geomagnetism direction has little error.

Key words: magnetic object detection; total field magnetic anomaly; magnetic anomaly component; Fourier transformation

摘要: 为了更加准确地判断水下磁性目标空间位置及形态,有必要研究由磁场标量信息向矢量信息换算的方法。根据总强度磁异常与磁异常分量傅里叶变换后的频率域关系,推导由总强度磁异常向磁异常分量换算的公式。利用获取的总强度磁异常,结合测区地磁场方向信息,即可实现标量场向矢量场换算。采用小尺度与大尺度球体以及直立长方体磁场模型对提出方法进行验证,结论表明:换算后垂直分量与理论值存在较小偏差,而水平两个分量与理论值基本吻合;无论剖面测线是否经过磁性目标中心在水平面的投影点,换算的磁异常分量精度差异微小;同时,较小的地磁场方向偏差不会给分量换算精度带来很大影响。

关键词: 磁性目标探测; 总强度磁异常; 磁异常分量; 傅里叶变换

中图分类号: P229

文献标识码: A

基金项目: 国家自然科学基金(40671161); 国家 863 计划(2009AA12140505)

1 引言

磁探测技术能快速、有效地探测出水下小尺度磁性目标,在沉船、水雷、海底电缆和潜艇探测中得到了极为广泛的应用^[1-2]。磁性目标引起的磁异常是矢量场,通常用三个坐标轴上的分量表示^[3]。现阶段,我国在水下磁性目标探测中,基本上还是采用质子磁力仪或光泵磁力仪测量标量磁场^[4],以此推断磁性目标的参数信息。标量测量的结果是丢失了磁异常矢量的方向信息,无法全面地反映磁性目标的磁场特征,从而降低了磁性目标参数的计算精度;国外磁探测中,测量磁异常三分量的磁通门磁力仪和超导干涉磁力仪早已得到了应用^[5]。在此基础上提出了诸多基于三分量

的数据处理方法,磁性目标参数解算精度明显优于基于标量磁场的计算结果。为了借鉴国外先进的数据处理方法,更准确地判断磁性目标位置与形态,有必要研究利用总强度磁异常换算磁异常三分量的方法。从理论上讲,利用测区内总强度磁异常面积分,可以在空间域实现磁异常分量换算^[6],也可以根据总强度磁异常和磁异常分量的频率域关系,在频率域进行换算^[7]。空间域分量换算需要复杂的褶积运算,而频率域换算可将空间域褶积关系转化为频率域的乘积关系,大大简化了计算过程。文献[8]和[9]分别提出了基于傅里叶变换的二度体与三度体磁异常分量换算方法,初步奠定了磁异常分量换算基础。随着磁探测需求的不断提高,对磁异常分量换算精度要求

也越来越高, 而分量换算精度与采样分辨率直接相关, 分辨率越高, 换算精度越高; 反之, 分辨率越低, 换算精度越低。相对于陆地磁探测而言, 利用单探头磁力仪在动态海洋环境下获取高分辨率磁场数据更为困难, 严重制约了常规探测模式在水下小尺度磁性目标探测中的效能。海洋磁阵列测量模式的出现, 迅速在海洋磁探测中得到广泛应用, 为获取高分辨率磁场数据提供了非常有效的手段, 其空间采样分辨率可介于亚米级至米级之间^[10]。本文在上述研究基础上, 基于傅里叶变换详细推导了由总强度磁异常向磁异常分量换算的公式, 采用不同尺度球体和长方体磁场模型验证了提出方法的有效性。选取球体和长方体磁场模型进行验证的依据是球体模型是磁场模型的基本模型^[11], 而长方体是组合成任意三度体的基本单元, 在实际应用中较为广泛。

2 磁异常分量换算公式

由位场理论^[12], 磁性目标磁位 U 在其外部自由空间为调和函数, 满足拉普拉斯方程, 即

$$\Delta U = 0 \quad (1)$$

式中, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 为拉普拉斯算子。

已知磁性目标磁异常三分量 X_a, Y_a, Z_a 和总强度磁异常 ΔT (一级近似) 分别是磁位 U 在三个坐标轴方向以及地磁场方向 t_0 的负导数, 在磁性目标附近, 磁场具有连续的一阶导数, 有如下关系式成立

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial x} = -\frac{\partial^2 U}{\partial t_0 \partial x} = -\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t_0} = \frac{\partial X_a}{\partial t_0} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial y} = -\frac{\partial^2 U}{\partial t_0 \partial y} = -\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t_0} = \frac{\partial Y_a}{\partial t_0} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial z} = -\frac{\partial^2 U}{\partial t_0 \partial z} = -\frac{\partial^2 U}{\partial z \partial t_0} = \frac{\partial Z_a}{\partial t_0} \quad (4)$$

容易证明, X_a, Y_a, Z_a 和 ΔT 同样满足拉普拉斯方程, 即磁异常分量和总强度磁异常在磁性目标外部空间是调和函数。

设观测平面 Π 为 xy , 磁性目标位于观测平面以下, 因为 $\Delta T(x, y, z)$ 在观测面 $z = 0$ 内调和, 根据半空间 Dirichlet 问题条件^[13], 观测平面上半空间任意点 (x, y, z) 总强度磁异常延拓公式为

$$\Delta T(x, y, z) = -\frac{z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta T(\xi, \eta, 0)}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}} d\xi d\eta \quad (5)$$

显然, 式 (5) 右端是 $\Delta T(x, y, 0)$ 与 $\frac{-z}{2\pi[x^2 + y^2 + z^2]^{3/2}}$ 关于变量 (x, y) 的二维褶积, 由褶积特性, 空间域褶积对应频率域的乘积。分别求出两者傅里叶变换, 应用褶积定理得:

$$F_{\Delta T}(u, v, z) = F_{\Delta T}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} \quad (6)$$

式中, $F_{\Delta T}(u, v, z)$ 和 $F_{\Delta T}(u, v, 0)$ 分别是 $\Delta T(x, y, z)$ 与 $\Delta T(x, y, 0)$ 关于 (x, y) 的二维傅里叶变换。

对式 (6) 进行反傅里叶变换得:

$$\Delta T(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{\Delta T}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (7)$$

根据上述同样的推导方法, 可得 X_a, Y_a 和 Z_a 表达式为

$$X_a(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{X_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (8)$$

$$Y_a(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{Y_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (9)$$

$$Z_a(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{Z_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (10)$$

将式 (7) ~ (10) 分别代入式 (2) ~ (4) 两端得

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi i u F_{\Delta T}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [2\pi i u \alpha_0 + 2\pi i v \beta_0 + 2\pi(u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0] F_{X_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (11)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi i v F_{\Delta T}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [2\pi i u \alpha_0 + 2\pi i v \beta_0 + 2\pi(u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0] F_{Y_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (12)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi(u^2 + v^2)^{1/2} F_{\Delta T}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [2\pi i u \alpha_0 + 2\pi i v \beta_0 + 2\pi(u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0] F_{Z_a}(u, v, 0) e^{2\pi i(u^2 + v^2)^{1/2} \cdot z} e^{2\pi i(ux + vy)} du dv \quad (13)$$

式中, $\alpha_0 = \cos I_0 \cos A_0$; $\beta_0 = \cos I_0 \sin A_0$; $\gamma_0 = \sin I_0$; I_0 和 A_0 分别为地磁场倾角与偏角。

由于同一函数拥有相同的傅里叶表达式, 对比式 (11) ~ (13) 两端可得下列各式

$$F_{X_a}(u, v, 0) = \frac{i u}{i u \alpha_0 + i v \beta_0 + (u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0} F_{\Delta T}(u, v, 0) \quad (14)$$

$$F_{Y_a}(u, v, 0) = \frac{iv}{iu\alpha_0 + iv\beta_0 + (u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0} F_{\Delta T}(u, v, 0) \tag{15}$$

$$F_{Z_a}(u, v, 0) = \frac{(u^2 + v^2)^{1/2}}{iu\alpha_0 + iv\beta_0 + (u^2 + v^2)^{1/2} \gamma_0} F_{\Delta T}(u, v, 0) \tag{16}$$

式(14)~(16)即为 ΔT 与 X_a, Y_a, Z_a 在频率域的关系式, 将上述各式代入式(8)~(10)即可实现由 $\Delta T(x, y, 0)$ 向 $X_a(x, y, 0), Y_a(x, y, 0)$ 和 $Z_a(x, y, 0)$ 换算。

实际磁性目标探测中, 获取的磁探测数据是准平面离散数据, 设 $\Delta x, \Delta y$ 分别为点距和线距, 测线上采样点个数为 M , 测线条数为 N , 令 $L_x = M \Delta x, L_y = N \Delta y$ 。将网格点磁异常数据视为二维矩阵, 根据二维傅里叶变换性质, 若傅里叶变换后矩阵原点位于其中心, 此时, 频谱能量集中分布在变换系数矩阵的中心附近; 若原点设在左上角, 那么, 频谱能量集中分布在变换系数矩阵四个角上, 本文设傅里叶变换后矩阵原点在其左上角, 且傅里叶变换及反变换均采用 FFT 方法。则式(7)离散化频率域延拓公式为

$$\Delta T(x, y, z) = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F_{\Delta T}(m, n) \cdot e^{2\pi i \left[z \left(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} + i \left(\frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right) \right]} \tag{17}$$

式中, $F_{\Delta T}(m, n) = \sum_{j=0}^{M-1} \sum_{k=0}^{N-1} \Delta T(j \Delta x, k \Delta y, 0) \cdot e^{-2\pi i \left(\frac{jmx}{M} + \frac{kn}{N} \right)}$, $m = 0, 1, \dots, M-1, n = 0, 1, \dots, N-1$ 。

同理, 在 $z = 0$ 观测面上, 利用延拓公式得 $X_a(x, y, 0), Y_a(x, y, 0)$ 和 $Z_a(x, y, 0)$ 表达式为

$$X_a(x, y, 0) = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F_{X_a}(m, n) \cdot e^{2\pi i \left(\frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)} \tag{18}$$

$$Y_a(x, y, 0) = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F_{Y_a}(m, n) \cdot e^{2\pi i \left(\frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)} \tag{19}$$

$$Z_a(x, y, 0) = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F_{Z_a}(m, n) \cdot e^{2\pi i \left(\frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)} \tag{20}$$

式中,

$$F_{X_a}(m, n) = \frac{i \frac{m}{L_x} F_{\Delta T}(m, n)}{\left(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} \gamma_0 + i \left(\frac{m}{L_x} \alpha_0 + \frac{n}{L_y} \beta_0 \right)}$$

$$F_{Y_a}(m, n) = \frac{i \frac{n}{L_y} F_{\Delta T}(m, n)}{\left(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} \gamma_0 + i \left(\frac{m}{L_x} \alpha_0 + \frac{n}{L_y} \beta_0 \right)}$$

$$F_{Z_a}(m, n) = \frac{\left(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} F_{\Delta T}(m, n)}{\left(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} \gamma_0 + i \left(\frac{m}{L_x} \alpha_0 + \frac{n}{L_y} \beta_0 \right)}$$

这里需要指出的是当 m 和 n 同时为零时, $F_{X_a}(0, 0), F_{Y_a}(0, 0)$ 和 $F_{Z_a}(0, 0)$ 无意义, 此时, 可取三者为零, 称为“置零处理”。

3 ΔT 误差估算

根据前文公式推导, 计算中对总强度磁异常 ΔT 采取了一级近似, 即一级近似下 ΔT 满足拉普拉斯方程, 进而由 Dirichlet 问题条件实现由 ΔT 向磁异常分量换算。实际观测的总强度磁异常 ΔT 是磁场总强度 $\|T\|$ 与地磁背景场 $\|T_0\|$ 的模量差^[14]

$$\Delta T = \|T\| - \|T_0\| \tag{21}$$

根据矢量三角形余弦定理, 式(21)可进一步写成

$$\Delta T = T_0 \left[1 + 2 \frac{T_a}{T_0} \cos \theta + \left(\frac{T_a}{T_0} \right)^2 \right]^{1/2} - T_0 \tag{22}$$

将式(22)右端用 Maclaurin 公式展开后整理得

$$\Delta T = T_a \cos \theta + \frac{T_a^2 - T_a^2 \cos^2 \theta}{2T_0} + O \left[\left(\frac{T_a}{T_0} \right)^2 \right] \tag{23}$$

式中, $O \left[\left(\frac{T_a}{T_0} \right)^2 \right]$ 是二阶以上的小数。

下面估算忽略二阶项引入的误差。设地磁背景场强度 T_0 为 50 000 nT, 磁异常强度 T_a 为 100 nT, T_0 和 T_a 之间夹角为 30° , 则二阶项引起的绝对误差和相对误差分别为 0.025 nT 与 0.029%, 可以看出, 二阶项误差对计算结果影响甚微, 说明对 ΔT 一级近似是合理可行的。实际磁探测中, 当磁性目标引起的磁异常比较大时, 可以根据式(22)用换算后分量估算二阶项引起的误差。如果有必要, 可将二阶项计算结果代入式(22)进行逐次迭代计算, 以提高分量换算精度。

4 仿真计算与结果分析

为检验磁异常分量换算方法的有效性, 采用球体仿真磁异常数据进行分析。

设磁性球体半径为 4.33 m, 其中心位置坐标为(100 m, 100 m, 30 m), 磁化强度为 $M = 30$ A/m, 其倾角和偏角分别为 $I = 50^\circ$ 与 $A = 10^\circ$, 地磁场倾角和偏角分别为 $I_0 = 45^\circ$ 与 $A_0 = 5^\circ$ 。根据文献[15]中球体磁场解析表达式, 仿真 $z = 0$ 平面上测区 $\{(x, y) | 0 \leq x \leq 195, 0 \leq y \leq 195\}$ 内 $\Delta T, X_a, Y_a$ 和 Z_a 等值线如图 1 所示, 图中“+”表示磁性

球体中心平面位置。

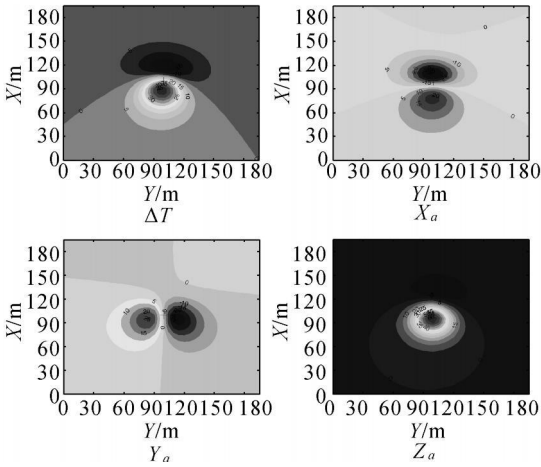


图 1 仿真球体磁异常等值线图 (等值线间隔 5 nT)

Fig. 1 Contour map of magnetic anomaly of simulated sphere model (contour interval 5 nT)

水下磁性目标探测时, 通常探测目标的相关先验信息 (如水平位置、深度等) 未知, 因而剖面测线往往不会经过磁性目标中心在观测平面的投影点。为此, 定义两种数据采样方式, 一种是其中一条测线经过磁性目标中心在平面上的投影点 (简称“投影中心”), 定义为采样 I; 另外一种是没有测线经过投影中心, 定义为采样 II。理论上, 磁异常分量换算结果与采样点的间距和采样方式有关。当采样方式相同时, 采样间距越小, 换算结果精度越高, 对此不加以证明; 当采样间距相同时, 采样 I 计算结果精度通常要高于采样 II 计算结果精度。设两种采样方式下, xoy 平面上沿 x 方向和 y 方向采样间隔均为 5 m, 本文对两种采样方式下的换算结果进行比较, 采样 I 时, 其中一采样点位于投影中心; 采样 II 时, 投影点附近的四个采样点与其距离均为 2.5 m。利用采样 I 和采样 II 条件下 ΔT 数据, 换算的磁异常分量如图 2 所示。

对比图 1 与图 2 可以看出, 在探测区域内, 特别是在磁性目标中心部分区域, 换算的磁异常分量等值线与理论等值线非常接近, 说明提出的方法具有很好的分量换算效果。同时, 采样 I 和采样 II 条件下换算的分量等值线图几乎完全相同, 表明采样方式对分量换算精度影响较小。为了定量分析磁异常分量换算精度, 对比两种采样方式下计算结果, 选取磁异常变化较为剧烈区域 $D = \{(x, y) | 70 \leq x \leq 130, 70 \leq y \leq 130\}$ 内网格点分量换算数据, 采用计算值与理论值之差最大值、最

小值、平均值和中误差作为精度评价指标, 经统计, 各分量精度换算指标如表 1 所示, 其中, 中误差 ρ 计算公式采用式(24)。

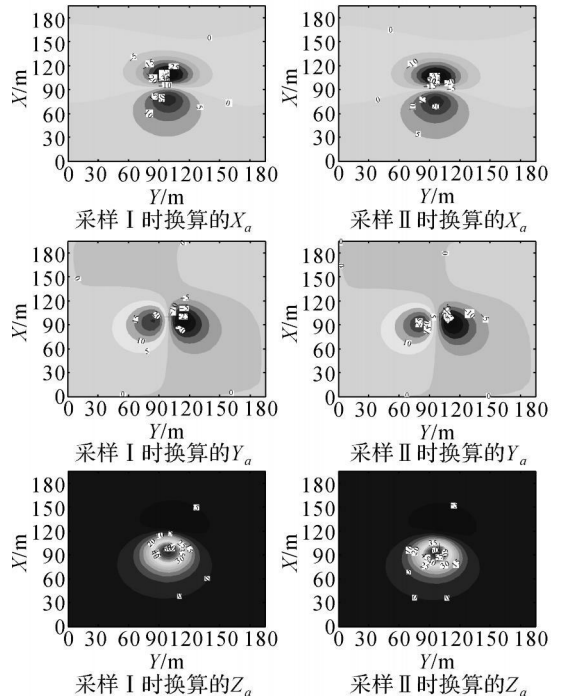


图 2 采样 I 和 II 条件下换算的磁异常分量等值线图 (等值线间隔 5 nT)

Fig. 2 Contour map of calculated magnetic anomaly components in condition I and II (contour interval 5 nT)

表 1 采样 I 和采样 II 条件下分量换算的精度指标

Tab. 1 Calculated components precise index in condition I and II

精度指标/nT	采样方式	X_a	Y_a	Z_a
最大值	I	0.36	0.23	-0.85
	II	0.37	0.25	-0.85
最小值	I	0.27	-0.18	-0.96
	II	0.28	-0.17	-0.95
平均值	I	0.31	0.02	-0.90
	II	0.32	0.04	-0.90
ρ	I	0.31	0.11	0.91
	II	0.32	0.11	0.90

$$\rho = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} (\hat{T}_{ij} - T_{ij})^2}{N_x \times N_y}} \quad (24)$$

其中, \hat{T}_{ij} 和 T_{ij} 泛指网格点磁异常分量 (X_a 、 Y_a 和 Z_a) 换算值与理论值, N_x 和 N_y 分别为 D 域内 x 方向和 y 方向采样点数。

由表 1, D 域内 X_a 换算后中误差为 0.30 nT

左右, Y_a 换算后中误差仅为 0.11 nT, Z_a 换算后中误差略微偏大一些, 但也不超过 1 nT。产生的误差除了受 ΔT 一级近似误差影响外, 主要原因是因为在分量频率域原点处进行了置零处理。通过理论推导表明, 其结果是使得换算后测区内所有测点分量平均值为零, 造成换算结果出现整体上下浮动。由于分量异常通常正负伴随, 进行这样的处理是可行的, 如本文理论 X_a 分量平均值为 0.40 nT, Y_a 分量平均值为 0.06 nT, Z_a 分量平均值为 1.00 nT, 而中误差的大小较好地反映了这部分偏差。实际换算中, 为了减弱频率域原点置零引入的误差, 可使参与换算的测区范围尽可能大一些, 如将仿真测区 x 和 y 方向两侧各扩大 0.5 倍后, 采样 I 时 D 域内 $\rho_{X_a} = 0.05$ nT, $\rho_{Y_a} = 0.01$ nT, $\rho_{Z_a} = 0.1$ nT, 大大提高了分量换算精度。同时, 采样 I 和采样 II 条件下换算的分量精度差异很小, 进一步验证了提出方法具有较强的稳定性。

由分量换算公式知, 分量换算中除了需要磁性目标总强度磁异常 ΔT 信息, 还要已知地磁场方向信息, 实际磁性目标探测中, 可以采用仪器测量或地磁正常场模型计算等方法来获取, 但目前这些方法共同特点是获取的地磁场方向信息存在一定的偏差, 因此, 有必要进一步研究 I_0 和 A_0 误差对换算精度的影响。设磁性目标参数与地磁场参数同上述仿真参数, 分析采样方式 I 时 I_0 和 A_0 误差在 $\pm 10^\circ$ 内 (步长为 1°) 对换算精度影响, 并以 D 域内网格点磁场中误差 $\rho(I_0, A_0)$ 作为精度评价指标。分量换算精度与地磁场方向误差关系如图 3 所示。

理论上, 当 $I_0 = 45^\circ$ 、 $A_0 = 5^\circ$ 时分量换算误差应最小。经统计, X_a 中误差最小值为 $\rho_{X_a}(45^\circ, 5^\circ) = 0.31$ nT, Y_a 中误差最小值为 $\rho_{Y_a}(45^\circ, 5^\circ) = 0.11$ nT, Z_a 中误差最小值为 $\rho_{Z_a}(44^\circ, 5^\circ) = 0.77$ nT。可以看出, $\rho(I_0, A_0)$ 在 $I_0 = 45^\circ$ 和 $A_0 = 5^\circ$ 附近均能取得很高的精度, 所以, 地磁场方向较小偏差不会严重影响分量换算精度。随着 I_0 与 A_0 误差增大, 分量换算精度逐渐降低, 且 Z_a 换算精度降低速率明显大于 X_a 和 Y_a 换算精度降低速率, 表明 Z_a 对 I_0 与 A_0 误差更为敏感。

此外, 本文采用大尺度磁性球体以及直立长方体磁场做了进一步验证。仿真球体磁场时, 球体磁矩达 9×10^{13} Am², 埋深 30 km, 测区面积为 39 km \times 39 km, 采样分辨率为 10 km \times 10 km, 其他参数同仿真试验, 经计算, $z = 0$ 平面上总强度

磁异常振幅为 582.52 nT, 统计了磁性目标平面位置中心附近 169 个计算点换算后磁异常分量中误差为 $\rho_{X_a} = 0.46$ nT、 $\rho_{Y_a} = 0.23$ nT、 $\rho_{Z_a} = 1.13$ nT。仿真直立长方体磁场时, 长方体长、宽、高分别为 6 m、4 m 和 5 m, 埋深为 10 m, 其他参数同仿真试验, 测区面积为 98 m \times 98 m, 采样率为 2 m \times 2 m, 采用文献[16]无解析奇点磁场表达式计算后, $z = 0$ 平面上总强度磁异常振幅为 623.17 nT, 同样统计目标平面位置中心附近 169 个计算点换算后磁异常中误差为 $\rho_{X_a} = 0.99$ nT、 $\rho_{Y_a} = 0.27$ nT、 $\rho_{Z_a} = 2.75$ nT。可以看出, 两者同样具有很高的分量换算精度。

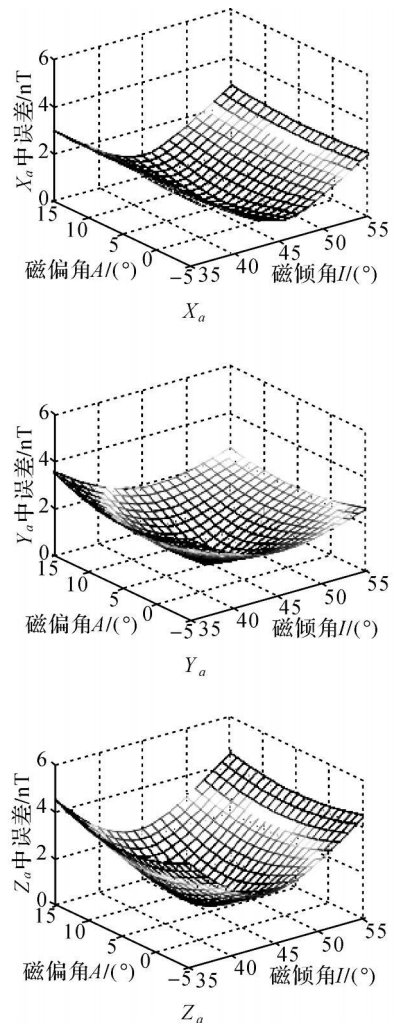


图3 磁异常三分量换算精度与 I_0 及 A_0 误差关系图

Fig. 3 Calculated components precision with I_0 and A_0 errors

5 结论

利用总强度磁异常和磁异常分量傅里叶变换

后频率域相互关系,详细推导了由总强度磁异常向磁异常分量换算的公式。采用小尺度和大尺度球体以及直立长方体磁场模型验证表明:利用提出方法换算的磁异常分量与理论值非常接近,具有很高的分量换算精度,而且,该方法基本上不受测线采样方式的影响,能够满足高精度磁性目标探测需求。根据水下磁性目标探测中地磁场方向获取精度不高这一特点,采用仿真磁场模型分析了地磁倾角和偏角误差对换算精度的影响,结果表明较小的地磁场方向偏差不会严重影响分量换算精度。

参考文献:

- [1] SALEM A, HAMADA T, ASAHINA T H, USHIJIMA K. Detection of Unexploded Ordnance (UXO) Using Marine magnetic Gradiometer Data [J]. *Exploration Geophysics*, 2005, 58(1): 97-103.
- [2] BUTLER D K. Implications of Magnetic Backgrounds for Unexploded Ordnance Detection [J]. *Journal of Applied Geophysics*, 2003, 54(1): 111-125.
- [3] GEROVSKA D, MARCOS J, STAVREV P. Determination of the Parameters of Compact Ferromagnetic Objects with Transforms of Magnitude Magnetic Anomalies [J]. *Journal of Applied Geophysics*, 2004, 55(3-4): 173-186.
- [4] ZHANG Changda. Airborne Tensor Magnetic Gradiometry: the Latest Progress of Airborne Magnetometric Technology [J]. *Chinese Journal of Engineering Geophysics*, 2006, 3(5): 354-361. (张昌达. 航空磁力梯度张量测量: 航空磁测技术的最新进展 [J]. *工程地球物理学报*, 2006, 3(5): 354-361.)
- [5] LIU Shijie, LU Jun, GAO Linzheng, et al. A Three Component Flux-gate Magnetometer [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 1980, 23(3): 298-305. (刘士杰, 卢军, 高林征, 等. 三分量磁饱和式磁力仪 [J]. *地球物理学报*, 1980, 23(3): 298-305.)
- [6] YU Dewu. Conversions of Magnetic Anomaly with the Equivalent Source Method [J]. *Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration*, 2004, 26(2): 133-135. (于德武. 用等效磁源法进行磁异常转换 [J]. *物探化探计算技术*, 2004, 26(2): 133-135.)
- [7] WANG Wanyin, PAN Zuoshu. The Trigonometric Function Methods for Data-processing and Transform of Curved Surface Potential Field [J]. *Geophysical & Geochemical Exploration*, 1997, 21(3): 209-218. (王万银, 潘作枢. 曲面位场数据处理及转换的三角函数法 [J]. *物探与化探*, 1997, 21(3): 209-218.)
- [8] WANG Shuoru. A Method to Component Conversion of Potential Fields for Two Dimension in Frequency Domain [J]. *Journal of Shandong College of Oceanology*, 1984, 14(4): 87-93. (王硕儒. 二维位场分量互算在频率域的一种方法 [J]. *山东海洋学院学报*, 1984, 14(4): 87-93.)
- [9] GUNN P J. Linear Transformations of Gravity and Magnetic Fields [J]. *Geophysical Prospecting*, 1975, 23(2): 300-312.
- [10] GOLDFINE N J, SCHLICKER D E, SHAY I C, et al. High Resolution Inductive Sensor Arrays for UXO: US, U S7411390-B2 [P]. 2008-8-12.
- [11] TANG Jinfei, GONG Shenguang, WANG Jingen. Two New Magnetic Localization and Parameter Estimation Methods under the Dipole Mode [J]. *Acta Electronica Sinica*, 2003, 31(1): 154-157. (唐劲飞, 龚沈光, 王金根. 磁偶极子模型下目标定位和参数估计的两种新方法 [J]. *电子学报*, 2003, 31(1): 154-157.)
- [12] BLAKELY R J. Potential Theory in Gravity and Magnetic Applications [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [13] WANG Bingzhu. 2D and 3D Potential-field Upward Continuation Using Splines [J]. *Geophysical Prospecting*, 2006, 54(2), 199-209.
- [14] ZHANG Q, NUAIMY W. Interpretation of Bore Hole Magnetometer Data for the Detection and Characterization of Unexploded Bombs [J]. *Journal of Applied Geophysics*, 2007, 61(3-4): 206-216.
- [15] GUAN Zhining. Magnetic Field and Magnetic Exploration [M]. Beijing: Geological Press, 2005. (管志宁. 地磁场与磁力勘探 [M]. 北京: 地质出版社, 2005.)
- [16] GUO Zhihong, GUAN Zhining, XIONG Shengqing. Cuboid ΔT and Its Gradient forward Theoretical Expressions without Analytic Odd Points [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2004, 47(6): 1131-1138. (郭志宏, 管志宁, 熊盛青. 长方体 ΔT 场及其梯度场无解析奇点理论表达式 [J]. *地球物理学报*, 2004, 47(6): 1131-1138.)

(责任编辑:雷秀丽)

收稿日期: 2009-12-09

修回日期: 2010-04-24

第一作者简介: 卞光浪 (1984—), 男, 博士生, 主要从事海洋磁力测量数据处理理论与方法研究。

First author: **BIAN Guanglang** (1984—), male, PhD candidate, majors in data processing theory and method of marine magnetic survey.

E-mail: jsbgl@163.com