

# 高精度新方法测量计算船舶磁场分布\*

陈芸 赵培联

(青岛海洋大学物理系, 青岛 266003)

顾新宏 曹全林 罗法贵

(海军 3 8618 部队, 湛江 524022)

王 硕 儒

(青岛海洋大学地质系, 青岛 266003)

**提要** 将高精度质子磁探仪和位场变换理论用于测量计算船舶磁场, 以研究其在海洋中的分布。由质子磁探仪实测海面下 10m 处磁场的模(船的磁场与地磁场矢量的和的绝对值), 用位场变换理论计算出船的磁场三个分量在水面和水下的分布; 并采取一系列有效措施, 提高计算速度和结果的精度。将该方法和磁球理论严格解比较, 在  $z = 0$  面上误差小于 0.1%, 在  $z = -20\text{m}$  面上误差小于 1%; 还给出船的磁场强度在船的纵横向的分布曲线和平面立体分布图。

**关键词** 船舶磁场分布 质子磁探仪 位场变换理论

船舶磁场是铁磁性船体在地磁场中磁化形成的。目前船舶磁场测量计算的常规方法为: (1) 在实验室内对船模进行模拟测量计算; (2) 实测船体下大面积磁场分量, 计算水下分布。由于测磁场仪器精度一般只有 20nT, 且探头在水下定向问题难以解决, 数据的准确性可靠性甚差, 质子磁探仪精度可达 0.1nT, 且无需定向, 但只能测到船舶磁场和地磁场矢量之和的模。本文首次将位场变换理论引入船舶磁场计算, 由高精度质子磁探仪实测水面下 10m 处( $z = 0$ )大面积磁场的模(即船舶磁场和地磁场矢量和的绝对值), 用位场变换理论, 得到整个海水空间船的磁场三分量分布。在数据处理上, 用傅里叶变换方法和若干有效措施, 提高计算速度和结果精度。用本文理论和方法能比较全面精确快速地获得被测船舶在海洋中磁场分布数据, 为船舶磁场理论研究及实际需要提供一种新的有效和精确的方法。

## 1 理论推导和处理方法

**1.1 船舶磁场强度( $H$ )的方程及三分量换算** 船舶磁场是静磁场。在船体周围空间,  $H$  满足麦克斯韦方程组:

\* 本课题由海军资助。陈芸, 男, 出生于 1934 年 4 月, 教授。  
收稿日期: 1993 年 8 月 4 日, 接受日期: 1994 年 4 月 28 日。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mu \mathbf{H} = 0$$

在海水中由于电场  $\mathbf{E}$  很快被吸收, 因此  $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ ,  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ , 引入磁势  $u$ , 由  $\mathbf{H} = -\nabla u$  及  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ , 可得  $\nabla^2 u = 0$ 。用半空间格林函数法, 可求得  $\nabla^2 u = 0$  的解为

$$u(x, y, z) = -\frac{z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\xi, \eta, 0) d\xi d\eta}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}}, \quad (z < 0) \quad (1)$$

即  $z < 0$  的势可由  $z = 0$  面上的势得出, 取水面下 10 m 处测面的位置为  $z = 0$ 。

如图 1, 设船的磁场强度为  $\mathbf{H}$ ; 地磁场强度为  $\mathbf{T}_0$ ; 两者的矢量和为  $\mathbf{T}$ ,  $\Delta H \equiv |\mathbf{T}| - |\mathbf{T}_0|$ , 当  $\mathbf{H} \ll \mathbf{T}$  时,

$$\Delta H \approx H \cos \beta = \mathbf{H} \cdot \mathbf{t}_0 = (-\nabla u) \cdot \mathbf{t}_0 = -\frac{\partial u}{\partial t_0},$$

其中,  $\mathbf{t}_0 = \mathbf{i} \cos \alpha_0 + \mathbf{j} \cos \beta_0 + \mathbf{k} \cos \gamma_0$  为地磁场  $\mathbf{T}_0$  的单位矢量。

$$\begin{aligned} \Delta H &\approx H_x \cos \alpha_0 + H_y \cos \beta_0 + H_z \cos \gamma_0 \\ &= -\left( \frac{\partial u}{\partial x} \cos \alpha_0 + \frac{\partial u}{\partial y} \cos \beta_0 + \frac{\partial u}{\partial z} \cos \gamma_0 \right) \end{aligned}$$

地磁场  $\mathbf{T}_0$  和 3 个坐标轴的交角  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  可视为常数。  $H_x, H_y, H_z$  和  $\Delta H$  也都有类似式 (1) 形式的解。对式 (1) 作傅里叶变换 (Lourenco, 1973), 得

$$U(\omega, \nu, z) = U(\omega, \nu, 0) e^{2\pi i(\omega^2 + \nu^2)z/2},$$

再作反变换, 得:

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, \nu, 0) e^{2\pi i(\omega^2 + \nu^2)z/2} \cdot e^{2\pi i(\omega x + \nu y)} \cdot d\omega d\nu \quad (2)$$

为将 (2) 式离散化, 取  $M$  条平行于  $Y$  轴的直线, 线距为  $s$ ;  $N$  条平行于  $X$  轴的直线, 线距为  $t$ 。将  $XOY$  平面上的测量值用内插法, 得  $x = js, y = kt$  各点的  $u$  值为  $u(x, y, 0) = u(js, kt, 0)$ ,  $j = 0, 1, \dots, M-1$ ;  $k = 0, 1, \dots, N-1$ 。离散的傅氏变换为:

$$U_{mn} = \frac{1}{MN} \sum_{j=0}^{M-1} \sum_{k=0}^{N-1} u(js, kt, 0) e^{-2\pi i(\frac{mj}{M} + \frac{nk}{N})} \quad (3)$$

式 (2) 可写成:

$$u(x, y, z) = \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} U_{mn} e^{2\pi i(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2})z/2} \cdot e^{2\pi i(\frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y})} \quad (4)$$

式中,  $L_x = Ms, L_y = Nt$ 。

将  $H_x, H_y, H_z$  和  $\Delta H$  写成式 (3), (4) 的形式, 即:

$$\left. \begin{aligned} WH_{xmn} \\ WH_{ymn} \\ WH_{zmn} \\ W\Delta H_{mn} \end{aligned} \right\} = \frac{1}{MN} \sum_{j=0}^{M-1} \sum_{k=0}^{N-1} \left\{ \begin{aligned} H_x(js, kt, 0) \\ H_y(js, kt, 0) \\ H_z(js, kt, 0) \\ \Delta H(js, kt, 0) \end{aligned} \right\} e^{-2\pi i(\frac{mj}{M} + \frac{nk}{N})} \quad (5)$$

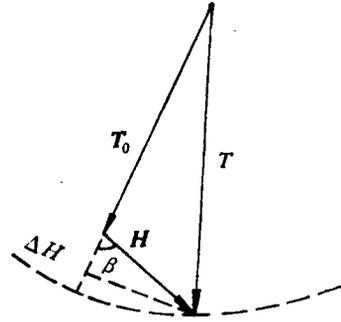


图 1  $\mathbf{H}, \mathbf{T}_0, \mathbf{T}$  和  $\Delta H$  关系  
Fig. 1 Relationship between  $\mathbf{H}, \mathbf{T}_0, \mathbf{T}$  and  $\Delta H$

$$\left. \begin{array}{l} H_x(x, y, z) \\ H_y(x, y, z) \\ H_z(x, y, z) \\ \Delta H(x, y, z) \end{array} \right\} = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \left\{ \begin{array}{l} WH_{xmn} \\ WH_{ymn} \\ WH_{zmn} \\ W\Delta H_{mn} \end{array} \right\} e^{2\pi i \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} z} \cdot e^{2\pi i \left( \frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)} \quad (6)$$

$\Delta H(j_s, k_t, 0)$  已知, 因此  $W\Delta H_{mn}$  为已知。由于  $\Delta H$  可视为  $H$  在  $T_0$  方向的分量, 为确定  $WH_{xmn}$ ,  $WH_{ymn}$ ,  $WH_{zmn}$  与  $W\Delta H_{mn}$  之间的关系, 采用方向微商法 (Lourenco, 1973), 即

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial u}{\partial t_0} \right) = \frac{\partial}{\partial t_0} \left( -\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial H_x}{\partial t_0}$$

左式:

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial x} = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} W\Delta H_{mn} \cdot \frac{2\pi i m}{L_x} \cdot e^{2\pi i \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} z} \cdot e^{2\pi i \left( \frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)}$$

右式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t_0} &= \frac{\partial H_x}{\partial x} \cos \alpha_0 + \frac{\partial H_x}{\partial y} \cos \beta_0 + \frac{\partial H_x}{\partial z} \cos \gamma_0 \\ &= \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} WH_{xmn} \left[ 2\pi i \left( \frac{m}{L_x} \cos \alpha_0 + \frac{n}{L_y} \cos \beta_0 \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\pi \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} \cos \gamma_0 \right] \cdot e^{2\pi i \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} z} \cdot e^{2\pi i \left( \frac{mx}{L_x} + \frac{ny}{L_y} \right)} \end{aligned}$$

因此,

$$\begin{aligned} WH_{xmn} \cdot \left[ 2\pi i \left( \frac{m}{L_x} \cos \alpha_0 + \frac{n}{L_y} \cos \beta_0 \right) + 2\pi \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right)^{1/2} \cos \gamma_0 \right] \\ = W\Delta H_{mn} \cdot 2\pi i \frac{m}{L_x} \end{aligned}$$

记:

$$K_m = 2\pi \frac{m}{L_x}, \quad R_n = 2\pi \frac{n}{L_y}, \quad P_{mn} = (K_m^2 + R_n^2)^{1/2},$$

$$Q_{mn} = P_{mn} \cos \gamma_0 + i(K_m \cos \alpha_0 + R_n \cos \beta_0)$$

得到:  $WH_{xmn} = W\Delta H_{mn} \cdot iK_m / Q_{mn}$  ( $m = n = 0$  除外)

同理可得:  $WH_{ymn} = W\Delta H_{mn} \cdot iR_n / Q_{mn}$  ( $m = n = 0$  除外)

$$WH_{zmn} = W\Delta H_{mn} \cdot P_{mn} / Q_{mn} \quad (m = n = 0 \text{ 除外})$$

只要测区足够大, 船体位于其中, 则  $H$  在区边部就趋于零, 此时将坐标原点选在边界上, 由式(6)可得 (Lourenco, 1973):

$$\sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \left\{ \begin{array}{l} WH_{xmn} \\ WH_{ymn} \\ WH_{zmn} \end{array} \right\} = 0$$

移项得:

$$\left\{ \begin{array}{l} WH_{x00} \\ WH_{y00} \\ WH_{z00} \end{array} \right\} = - \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \left\{ \begin{array}{l} WH_{xmn} \\ WH_{ymn} \\ WH_{zmn} \end{array} \right\} \quad (m = n = 0 \text{ 除外})$$

将  $WH_{xmn}, WH_{ymn}, WH_{zmn}$  代入式(6)就得到船的磁场  $H$  在水下的分布。

**1.2 计算上的几个处理措施** 在进行频率域位场换算时,采取了以下措施,有效地提高了计算的速度和结果精度。

**1.2.1** 由于频率响应因子的高频放大作用,在计算测量面( $z = 0$ )以上的水下船舶磁场分布时,采用二维汉宁窗滤波因子

$$S_{mn} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[ \pi \sqrt{\frac{(ms)^2 + (nt)^2}{(L_x/2)^2 + (L_y/2)^2}} \right] \right\}$$

对高频成分进行抑制。其特点是对高频成分,  $S_{mn}$  为 0; 而对低频成分,  $S_{mn}$  为 1, 从而达到抑制高频而对中低频影响不大之作用。在计算上只要将式(6)中的  $e^{2\pi(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2})\frac{1}{2}}$  改成  $e^{2\pi(\frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2})\frac{1}{2}} \cdot S_{mn}$  代入即可。

**1.2.2** 原始测量数据的边部向四周扩充及加权处理, 由于利用快速傅里叶变换(布耐姆, 1979), 它要求进行傅氏变换的点数应为 2 的整数次幂, 而实际测量的数据往往是难以满足, 因此, 先将边值作为常数向四周“扩散”, 直至满足预定要求为止, 再对扩充的数据加权处理, 使其平滑地趋于零, 最后, 将计算结果去掉扩充部分即为所求的结果。扩充的数据越多计算结果越好, 但计算时间长, 因此, 扩充多少应根据实际需要而定。

**1.2.3** 根据奇偶函数定义及离散傅里叶变换的对称性原理, 将测量数据按奇偶分线, 构成复序列进行快速傅里叶变换, 从而成倍地提高了运算速度。

**1.3 验证** 本文在理论上和计算方法上都做了某些近似, 对它所带来的误差, 必须有精度的估计和检验。磁球的磁场分布有相当严格的解析解, 与磁球的解析解相比较, 以确定本文在理论和计算方法上的近似性所带来的误差。由磁球磁场理论公式计算其磁场在水下不同深度的三分量和总量在地磁场  $T_0$  方向上的投影  $\Delta H$  (称为理论值), 再把  $\Delta H$  作为已知量, 用本文近似方法计算磁场的三分量(称为计算值), 两者进行比较。表 1 是以  $H_x$  为例, 分别取  $z = 0\text{m}$  及  $z = -20\text{m}$  面上不同  $x, y$  的 14 个点(单位为 nT)。

表 1 计算值和理论值比较 ( $z = 0\text{m}$  及  $z = -20\text{m}$  面上各 14 个点)

Tab.1 Computed value compared with theoretical value  
(14 points on  $z = 0\text{m}$  and  $z = -20\text{m}$  plane each)

不同 $x, y$ 的点号		1	2	3	4	5	6	7
$z = 0$	理论值	-32.05	-45.90	-67.57	-101.63	-153.37	-233.18	-293.09
	计算值	-32.12	-45.95	-67.62	-101.68	-153.42	-233.24	-293.18
$z = -20\text{m}$	理论值	-14.56	-17.80	-21.58	-25.77	-30.03	-33.80	-36.20
	计算值	-14.66	-17.89	-21.67	-25.86	-30.12	-33.89	-36.56
不同 $x, y$ 的点号		8	9	10	11	12	13	14
$z = 0$	理论值	-322.48	-287.46	-215.51	-146.63	-96.68	-64.18	-43.63
	计算值	-322.59	-287.54	-215.57	-146.67	-96.73	-64.23	-43.67
$z = -20\text{m}$	理论值	-37.37	-36.20	-33.41	-29.54	-25.25	-21.08	-17.34
	计算值	-37.37	-36.28	-33.50	-29.62	-25.33	-21.16	-17.43

可见,  $z = 0$  平面上相对误差大都  $< 0.1\%$ ,  $z = -20\text{m}$  平面上相对误差大都  $< 1\%$ , 即本文的理论和计算方法是正确的, 其近似性相当好。

### 2 实测及结果

对一艘 5 000 吨的船进行了实测和计算, 小型木船携带质子磁探仪。改变探头和小木船的距离, 磁探仪显示小木船对测量没有影响, 尤其用的是  $|T| - |T_0|$ , 很多影响都可以由此消去, 这也是该方法的一大优点。按预先设定的轨迹逐线进行测量, 同时用高精度激光定位装置为测量的小木船定位, 计算机逐点连续记录磁场数据, 经过若干处理后, 最后形成  $64 \times 48$  点阵数据, 点线距离均为 4m, 输入计算软件, 得出该船在水下不同深度的平面上磁场三分量及模的分布数据。通过大量的计算和分析, 发现船舶磁场分布具有以下特点。

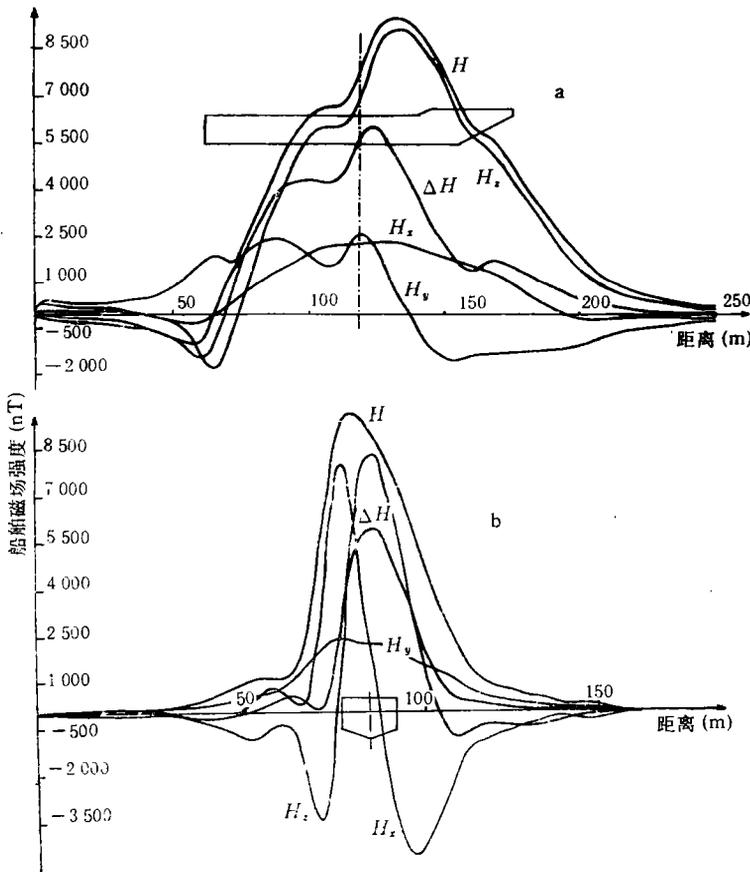


图 2 在  $z = 0\text{m}$  面上沿船纵向(a)和横向(b)的  $H, H_x, H_y, H_z, \Delta H$  值 (nT) 分布曲线  
Fig.2  $H, H_x, H_y, H_z, \Delta H$  on  $z = 0\text{m}$  longitudinal (a) and transverse (b) directions of ship

- (1) 船上铁磁性物质的分布和磁化很不均匀。
- (2) 船的磁场峰值的位置基本上不随深度变化。

(3) 随着深度的增加, 磁场分布曲线变得平缓, 等值线变得光滑而对称。这是由于船舶磁场随深度指数衰减。

根据实测数据分布和实际需要, 选取大于船长 2 倍和船宽 10 倍的计算结果数据, 以船的纵向和横向磁场分布特性曲线及船的磁场平面立体图表示船体磁场分布情况, 挑选其中 4 张示于图 2、图 3。

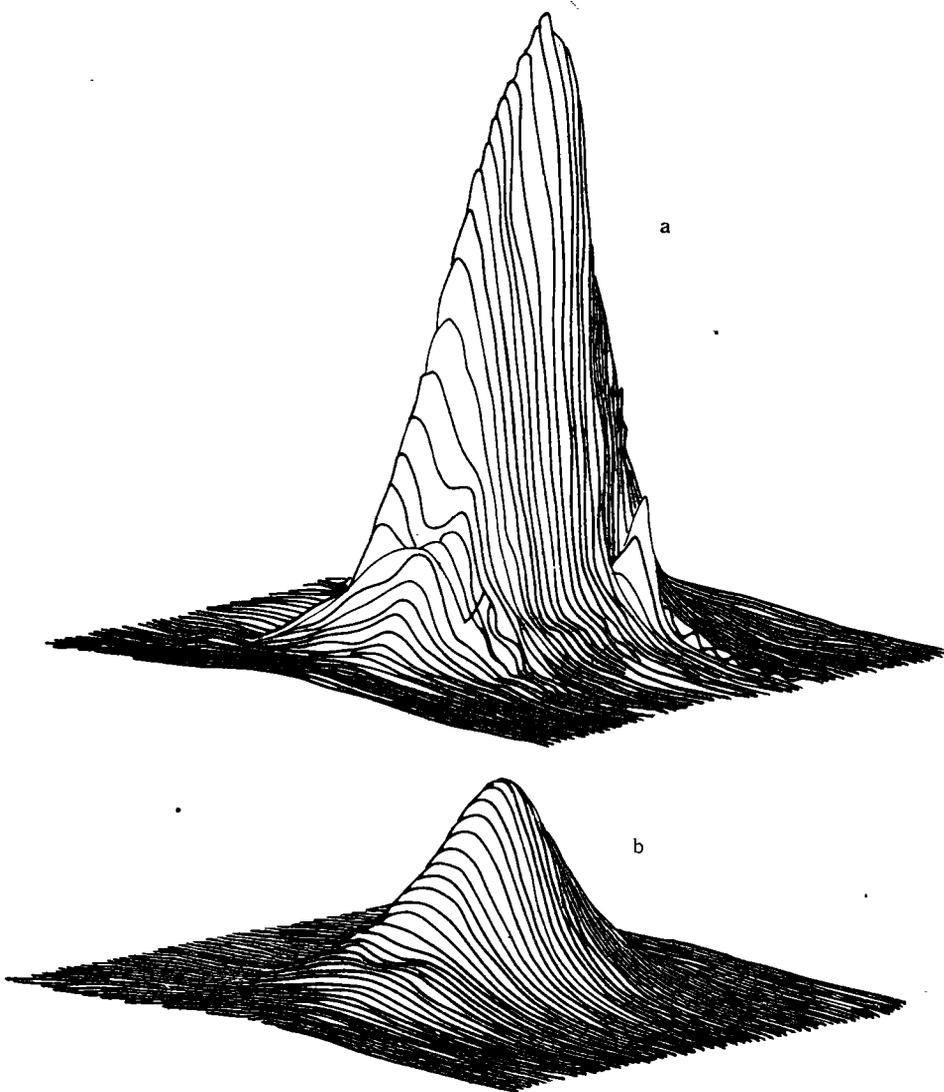


图 3 在  $z = 0\text{m}$  面上 (a) 和  $z = -10\text{m}$  面上 (b) 的 H 三维立体图  
Fig.3 H three dimension chart of ship on  $z = 0\text{m}$  (a) and  $z = -10\text{m}$  (b)

### 3 结语

本文首次将高精度质子磁探仪和位场变换理论用于测量计算船舶磁场分布, 使之由质子磁探仪测海面船舶磁场与地磁场矢量和的绝对值, 计算船舶磁场三分量在水下的分

布成为可能。过去,海上使用测量船舶磁场仪器的精度一般为  $20\text{nT}$ , 而且在海上测量分量的仪器探头定向问题难以解决。质子磁探仪的探头勿须定向,且其精度高达  $0.1\text{nT}$ , 这就解决了长期悬而未决的在海上实测船舶磁场分布数据准确性可靠性太差的问题。用本文提供的理论和方法能比较全面、精确、快速地获得被测船在海水中磁场分布的数据和图象,为船舶磁场理论研究及实际需要提供一种新的有效和精确的方法。

### 参 考 文 献

- 布耐姆, E. O. 著,柳群译,1979,快速傅里叶变换,上海科技出版社(上海),248。  
Lourenco, J. S. & Morrico, H. F., 1973, From the result of single component of field derive vector of the magnetic anomalies, *Geophy.*, **38**: 359—368.

## NEW HIGH PRECISION METHOD TO MEASURE AND COMPUTE MAGNETIC FIELD OF SHIP

Chen Yun, Zhao Peicong

(Physical Department, Ocean University of Qingdao, Qingdao 266003)

Gu Xinhong, Cao Quanlin, Luo Fagui

(Navy 38618, Zhan Jiang 524022)

Wang Shuoru

(Geological Department, Ocean University of Qingdao, Qingdao 266003)

### ABSTRACT

The single component magnetometer now used in measuring a ship's magnetic field has poor precision and reliability. High precision proton magnetometers can only be used to measure the modul of magnetic intensity. In this paper the theory of magnetic potential field transformation is introduced to calculate the magnetic field of ships.  $|T|$  the absolute value of the vector sum, a ship's magnetic intensity  $H$  and terrestrial magnetic field intensity  $T_0$ , is measured by using a proton magnetometer under sea surface 10m.  $\Delta H = |T| - |T_0|$  is taken to be approximately the projection of  $H$  in the direction of  $T_0$ . The distribution of the three components of the magnetic intensity of a ship under the sea surface 10m was inferred and then its distribution under the sea surface was deduced by means of the Green Function method. A 5 000 ton ship was used to carry out practical measurement with a wooden boat. Some effective techniques were used in data processing to shorten computing time and improve accuracy. This method is compatible with magnetic sphere theory. The error is less than 0.1% on  $z = 0$  and less than 1% on  $z = -20$ m. The distribution curve of the magnetic field intensity and it's three components in the longitudinal and transverse directions of the ship and the isodynamic line and three-dimension chart of the magnetic intensity of the ship are given.

**Key words** Magnetic field of ship Proton magnetometer Potential field transformation