doi:10.11887/j.cn.201803013 http://journal.nudt.edu.cn

浅海中时谐水平电偶极子在空气中的极低频磁场*

孙玉绘[1,2],林春生[1],吴海兵[2],翟国君[3,4]

(1. 海军工程大学 兵器工程学院,湖北 武汉 430033;2. 陆军炮兵防空兵学院,安徽 合肥 230031;
3. 海军工程大学 电气工程学院,湖北 武汉 430033;4. 海军海洋测绘研究所,天津 300061)

摘 要:为深入分析空气中的极低频磁场,用时谐水平电偶极子等效船舶被主轴调制的水下腐蚀相关电流。根据Maxwell方程组和电磁场边界条件建立浅海条件下电偶极子在空气中的矢量磁位模型,进一步推导了磁场表达式,并利用快速汉克尔变换计算磁场的传播规律。测量了水池碳棒电极和海上钛基电极的磁场,验证了磁场的实用性和模型的有效性。

关键词:极低频磁场;时谐水平电偶极子;矢量磁位;航空磁探

中图分类号:TM154 **文献标志码**:A **文章编号**:1001-2486(2018)03-082-06

Extremely low frequency magnetic fields in air produced by time-harmonic horizontal electric dipole in shallow sea

SUN Yuhui[1,2], *LIN Chunsheng*[1], *WU Haibing*[2], *ZHAI Guojun*[3,4]

(1. College of Weapon Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;
2. PLA Army Academy of Artillery and Air Defense, Hefei 230031, China;
3. College of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;
4. Naval Institute of Hydrographic Surveying and Charting, Tianjin 300061, China)

Abstract: In order to analyze the ELF(extremely low frequency) magnetic field of ships, the corrosion related current modulated by the ship shaft was equivalent to a time-harmonic HED (horizontal electric dipole). Based on Maxwell's equations and boundary conditions of electromagnetic field, the magnetic vector potential in air was modeled, and then the magnetic field expressions of the HED were deduced. The propagation character of the magnetic field was calculated by fast Hankel transform. The magnetic field of carbon electrodes in the pool and Ti-based electrodes at sea were measured. Result shows the practicality of the magnetic field and the validity of the model.

Key words: extremely low frequency magnetic field; time-harmonic horizontal electric dipole; magnetic vector potential; aerial magnetic detection

海洋环境中,船舶极低频电磁场是因船舶主轴转动而调制腐蚀相关电流产生的一种电磁场,其基频为螺旋桨转动频率,一般为1~7 Hz[1]。极低频电磁场可分为极低频磁场和极低频电场,频率极低,衰减很慢,可以作为船舶远程探测的信号源。一方面,声探测技术受浅海地区海底和海岸地形及海浪等影响较大,而磁场探测技术受地形干扰比较小。另一方面,相比于磁异常探测,极低频磁场量级较小,但其频率范围高于海洋环境磁场,有明显的线谱成分。再者,相较于极低频电场,极低频磁场几乎不受海水电导率的影响,且能在空气中以相同规律传播,应用在航空磁探上能大大提高探测的效率,应用前景更为广阔。

从20世纪60年代起,国外就对船舶极低频电磁场信号开展了理论和应用研究[2-6]。美国国防部先进研究项目局(Defense Advanced Research Projects Agency, DARPA)测量并分析了商船的极低频电场和磁场信号[2]。Timonov和Raju等分别研究了极低频电磁场在海水中的传播[3-4]。Hoitham等对船舶的电磁场特征进行了建模并提出了消除电磁的方法[5]。Zolotarevskii等分析了船舶极低频电磁场的产生机理并介绍了俄罗斯的相关测量设备应用[6]。国内研究直至90年代才逐步发展起来,并取得了系列理论成果[7-13]。卢新城等对船舶的极低频电场进行了水池实验测量和分析,并研究了海水中电磁场的解析解[7-9]。

* **收稿日期**:2017-04-08
基金项目:国家自然科学基金资助项目(41374018, 41476087);国家重大科研装备研制资助项目(ZDYZ2012-1)
作者简介:孙玉绘(1983—),男,江苏建湖人,博士研究生,E-mail:sunyh389@163.com;
林春生(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:lcs_and_zh@163.com

毛伟和熊露等对船舶极低频电场做了进一步的研究[10-11]。国内研究大多集中在船舶极低频电场理论和应用研究方面,极低频磁场方面报道极少。黄凡研究了深海条件下水平电流段在海水中产生极低频磁场[12]。吴志强等利用海底晃动平台测量了船舶在海水中的极低频磁场[13]。以上研究均为海水中的场量,没有对空气中的磁场进行分析和测量。本文在前人工作的基础上,以时谐水平电偶极子为船舶极低频磁场产生模型的等效源,推导出空气 - 海水 - 海床三层介质的浅海模型下极低频磁场在空气中的表达式,并通过仿真计算、水池试验和海水试验分析了该磁场在空气中的传播特性。

1　轴频磁场产生机理

船体由不同电位的金属材料组成,材料间的电化学腐蚀产生腐蚀电流,为减小金属材料的腐蚀而采用的船舶防腐系统会产生防腐电流,二者统称腐蚀相关电流。当船舶主轴旋转时,轴系与船体之间的接触电阻会发生周期性变化,同时螺旋桨的转动也导致桨与海水之间的双电层电阻周期性变化,从而使得螺旋桨 - 轴承 - 船体回路中的电流受到以轴转动频率为基频的调制,其基本原理图如图 1 所示。

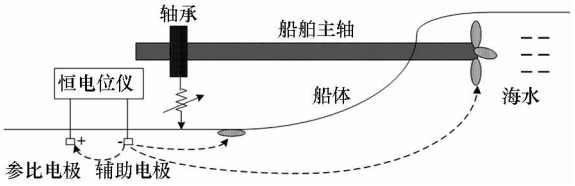


图 1　轴转动调制极低频信号源

Fig. 1　Diagram of ELF signal source modulated by shaft rotating

2　时谐水平电偶极子模型

由电磁场基本理论可知,时变的电流必然存在时变的磁场。以时谐水平电偶极子为船舶轴频电磁场产生模型的等效源,其在浅海条件下的示意图如图 2 所示。X 轴正方向对应船舶的船艏方向,Y 轴正方向指右舷方向,Z 轴垂直向下。

时谐水平电偶极子位于介质 0、介质 1 和介质 2 组成的三层模型中,介质为各向同性线性均匀线性介质,初始坐标位置$(x_0,0,z_0)$。在实际中,这三层介质分别对应空气、海水和海底,电偶极子位于海水层中。可得时谐形式的 Maxwell 方程组:

$$\begin{cases}\nabla\times\boldsymbol{H}_i=J_s+(\sigma_i+\mathrm{j}\omega\varepsilon_i)\boldsymbol{E}_i\\ \nabla\times\boldsymbol{E}_i=-\mathrm{j}\omega\boldsymbol{B}_i=-\mathrm{j}\omega\mu_i\boldsymbol{H}_i\\ \nabla\cdot\boldsymbol{B}_i=\mu_i\nabla\cdot\boldsymbol{H}_i=0\\ \nabla\cdot\boldsymbol{D}_i=\rho\end{cases}\tag{1}$$

其中:$\boldsymbol{H}_i$ 和 $\boldsymbol{E}_i$ 为磁场强度矢量和电场强度矢量;$\boldsymbol{B}_i$ 和 $\boldsymbol{D}_i$ 分别代表磁感应强度矢量和电位移矢量;J_s 为电流密度;σ_i、μ_i、ε_i 分别为电导率、磁导率和介电常数,$i=0,1,2$ 表示场区编号。

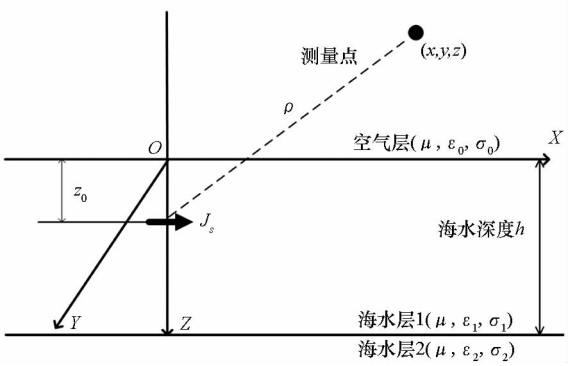


图 2　浅海模型下时谐水平电偶极子示意图

Fig. 2　Diagram of the time-harmonic HED in shadow sea

引入磁矢量势 $\boldsymbol{A}$、标量电位 φ 以及洛仑兹规范,则:

$$\begin{cases}\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}\\ \boldsymbol{E}=-\nabla\phi-\mathrm{j}\omega\boldsymbol{A}\\ \nabla\cdot\boldsymbol{A}-k^2\phi/\mathrm{j}\omega=0\end{cases}\tag{2}$$

可推得矢量磁位的亥姆霍兹方程:

$$\begin{cases}\nabla^2\boldsymbol{A}_0+k^2\boldsymbol{A}_0=0\\ \nabla^2\boldsymbol{A}_1+k^2\boldsymbol{A}_1=-\mu J_S\\ \nabla^2\boldsymbol{A}_2+k^2\boldsymbol{A}_2=0\end{cases}\tag{3}$$

式中,k 为传播常数,且 $k^2=-\mathrm{j}\omega\mu\sigma+\omega^2\mu\varepsilon$。

由文献[15]可知,为满足边界条件,水平电偶极子既产生与其同方向的矢量磁位 $\boldsymbol{A}_x$,也产生与边界面垂直的矢量磁位 $\boldsymbol{A}_z$。可令式(3)中 $\boldsymbol{A}_1=\boldsymbol{A}_{1p}+\boldsymbol{A}_{1s}$,其中 $\boldsymbol{A}_{1p}$ 为非齐次亥姆霍兹方程的基本解。为统一表达,将 $\boldsymbol{A}_0$ 和 $\boldsymbol{A}_2$ 写成 $\boldsymbol{A}_{0s}$ 和 $\boldsymbol{A}_{2s}$,则 $\boldsymbol{A}_{is}(i=0,1,2)$ 为齐次亥姆霍兹方程 $\nabla^2\boldsymbol{A}+k^2\boldsymbol{A}=\boldsymbol{0}$ 的通解。

由 Sommerfeld 积分公式可得:

$$\boldsymbol{A}_{1p}=\frac{\mu_1 Il}{4\pi}\int_0^{+\infty}\frac{\xi}{\upsilon_1}J_0(\rho\xi)e^{-\upsilon_0(z-z_0)}\mathrm{d}\xi\cdot\boldsymbol{e}_x\tag{4}$$

其中,I 和 l 分别表示电偶极子等效电流源的电流强度和长度,$\rho=\sqrt{(x-x_0)^2+y^2}$,$\upsilon_i=\sqrt{\xi^2-k_i^2}$($i$ 为场区编号),$J_0(\rho\xi)$ 为 0 阶 Bessel 函数,$\boldsymbol{e}_x$ 为 x 方向的单位矢量,下同。

而满足齐次亥姆霍兹方程的矢量磁位写成 x

和 z 分量的形式,其通解为:

$$\begin{bmatrix} A_{isx} \\ A_{isz} \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{\mathrm{j}m\varphi} \int_0^{\infty} J_m(\rho\xi) \begin{bmatrix} a_i(\xi,m) & c_1(\xi,m) \\ b_1(\xi,m) & c_2(\xi,m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{zv_i} \\ e^{-zv_i} \end{bmatrix} \mathrm{d}\xi \tag{5}$$

其中,$\varphi = \arctan[y/(x - x_0)]$,$J_m(\rho\xi)$ 是 m 阶 Bessel 函数。

结合电磁场边界条件,

$$\begin{cases} \left[\dfrac{\nabla \cdot \boldsymbol{A}_{i+1}}{k_{i+1}^2} - \dfrac{\nabla \cdot \boldsymbol{A}_i}{k_i^2}\right]_{z=d_i} = \boldsymbol{0} \\ [\boldsymbol{A}_{(i+1)z} - \boldsymbol{A}_{iz}]_{z=d_i} = \boldsymbol{0} \\ [\boldsymbol{A}_{(i+1)x} - \boldsymbol{A}_{ix}]_{z=d_i} = \boldsymbol{0} \\ \left[\dfrac{\partial}{\partial z}(\boldsymbol{A}_{(i+1)x} - \boldsymbol{A}_{ix})\right]_{z=d_i} = \boldsymbol{0} \end{cases} \tag{6}$$

当 $z \to \pm\infty$,$\boldsymbol{A}_0$ 和 $\boldsymbol{A}_2$ 为有限值,因此 $c_0(\xi,m) = d_0(\xi,m) = a_2(\xi,m) = b_2(\xi,m) = 0$。由式(6)的约束条件可推得,$a_0(\xi,m)$、$a_1(\xi,m)$、$c_1(\xi,m)$ 和 $c_2(\xi,m)$ 中 m 只能取 0,$b_0(\xi,m)$、$b_1(\xi,m)$、$d_1(\xi,m)$ 和 $d_2(\xi,m)$ 中 m 只能取 1。由 Euler 公式可知,$\mathrm{e}^{\mathrm{j}m\phi} = \cos m\phi + \mathrm{j}\sin m\phi$,在坐标系 (ρ,ϕ,z) 中又有 $A(\rho,\phi,z) = A(\rho,-\phi,z)$,得到 $\mathrm{e}^{\mathrm{j}m\phi} = \cos m\phi$。则式(5)可写成:

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} A_{0sx} \\ A_{1sx} \\ A_{2sx} \end{bmatrix} = \int_0^{\infty} J_0(\rho\xi) \begin{bmatrix} a_0(\xi,0) & 0 \\ a_1(\xi,0) & c_1(\xi,0) \\ 0 & c_2(\xi,0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{zv_i} \\ e^{-zv_i} \end{bmatrix} \mathrm{d}\xi \\ \begin{bmatrix} A_{0sz} \\ A_{1sz} \\ A_{2sz} \end{bmatrix} = \int_0^{\infty} \cos\phi J_1(\rho\xi) \begin{bmatrix} b_0(\xi,1) & 0 \\ b_1(\xi,1) & d_1(\xi,1) \\ 0 & d_2(\xi,1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{zv_i} \\ e^{-zv_i} \end{bmatrix} \mathrm{d}\xi \end{cases} \tag{7}$$

由式(4)、式(6)和式(7)可以解得 $\boldsymbol{A}_0$,$\boldsymbol{A}_1$ 和 $\boldsymbol{A}_2$,本文研究的重点是空气中的磁场,解得空气中的矢量磁位为:

$$\boldsymbol{A}_0 = \int_0^{\infty} \left[\frac{\mu Il}{4\pi}\frac{\xi}{v_1}e^{-v_1 z_0} + a_1(\xi,0) + c_1(\xi,0)\right] e^{zv_0} J_0(\rho\xi)\mathrm{d}\xi \cdot \boldsymbol{e}_x + \frac{\partial\rho}{\partial x}\int_0^{\infty} [b_1(\xi,1) + d_1(\xi,1)] e^{zv_0} J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi \cdot \boldsymbol{e}_z \tag{8}$$

其中,

$$a_0(\xi,0) = \frac{\mu Il}{4\pi}\frac{\xi}{v_1}e^{-v_1 z_0} + a_1(\xi,0) + c_1(\xi,0) \tag{9}$$

$$b_0(\xi,1) = b_1(\xi,1) + d_1(\xi,1) \tag{10}$$

$$c_1(\xi,0) = \frac{\mu Il}{4\pi}\frac{\xi}{v_1} \cdot \frac{(v_1 - v_2)e^{-v_1(d-z_0)} + (v_1 + v_2)e^{v_1(d-z_0)}}{(v_0 + v_1)(v_1 + v_2)e^{dv_1} + (v_2 - v_1)e^{-dv_1}}(v_1 - v_0) \tag{11}$$

$$a_1(\xi,0) = \frac{(v_0 + v_1)}{(v_1 - v_0)}c_1(\xi,0) - \frac{\mu Il}{4\pi}\frac{\xi}{v_1}e^{-v_1 z_0} \tag{12}$$

$$d_1(\xi,1) = v_1(K_1 + K_2)e^{dv_1}a_1(\xi,0) + v_1(K_1 e^{-dv_1} + K_2 e^{dv_1})c_1(\xi,0) + \frac{\mu Il}{4\pi}\xi[K_1 e^{-v_1(d-z_0)} + K_2 e^{v_1(d-z_0)}] \tag{13}$$

$$b_1(\xi,1) = \frac{G_0 v_1 + v_0}{G_0 v_1 - v_0}d_1(\xi,1) + \frac{\xi(G_0 - 1)}{G_0 v_1 - v_0} \cdot [a_1(\xi,0) + c_1(\xi,0)] + \frac{\mu Il}{4\pi}\frac{\xi^2(G_0 - 1)}{v_1(G_0 v_1 - v_0)}e^{-v_1 z_0} \tag{14}$$

$$G_0 = k_0^2/k_1^2 \tag{15}$$

$$G_1 = k_1^2/k_2^2 \tag{16}$$

$$K_1 = \frac{\xi(1 - G_0)e^{dv_1}}{v_1\left[\dfrac{G_0 v_1 + v_0}{G_0 v_1 - v_0}(G_0 v_2 + v_1)e^{2dv_1} + (G_0 v_2 - v_1)\right]} \tag{17}$$

$$K_2 = \frac{\xi(1 - G_0)e^{dv_1}}{v_1\left[(G_0 v_1 + v_0)e^{dv_1} + (G_0 v_1 - v_0)\dfrac{G_1 v_2 - v_1}{G_1 v_2 + v_1}\right]} \tag{18}$$

由式(2)中的 $\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}$ 可以解得空气中磁场的三分量表达式,

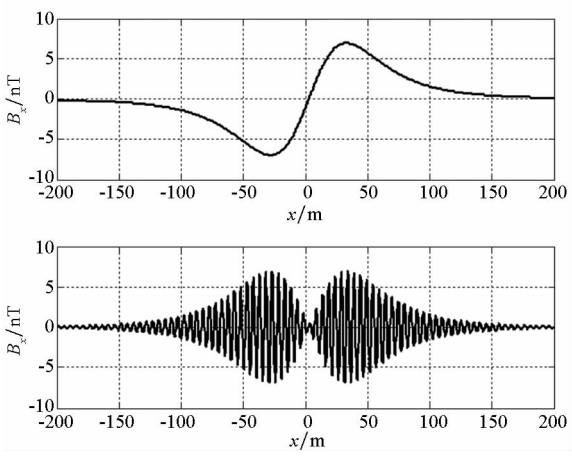
$$\begin{cases} B_{0x} = \dfrac{\partial^2\rho}{\partial x\partial y}\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi + \dfrac{\partial\rho}{\partial x}\dfrac{\partial\rho}{\partial y}\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}\xi J_0(\rho\xi)\mathrm{d}\xi - \dfrac{\partial\rho}{\partial x}\dfrac{\partial\rho}{\partial y}\dfrac{1}{\rho}\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi \\ B_{0y} = \int_0^{\infty} a_0(\xi,0)v_0 e^{zv_0}J_0(\rho\xi)\mathrm{d}\xi - \dfrac{\partial^2\rho}{\partial x^2}\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi - \left(\dfrac{\partial\rho}{\partial x}\right)^2\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}\xi J_0(\rho\xi)\mathrm{d}\xi + \left(\dfrac{\partial\rho}{\partial x}\right)^2\dfrac{1}{\rho}\int_0^{\infty} b_0(\xi,1)e^{zv_0}J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi \\ B_{0z} = -\dfrac{\partial\rho}{\partial y}\int_0^{\infty} a_0(\xi,0)e^{zv_0}\xi J_1(\rho\xi)\mathrm{d}\xi \end{cases} \tag{19}$$

3 模型计算

为与后面的海上试验参数一致,给定浅海模型

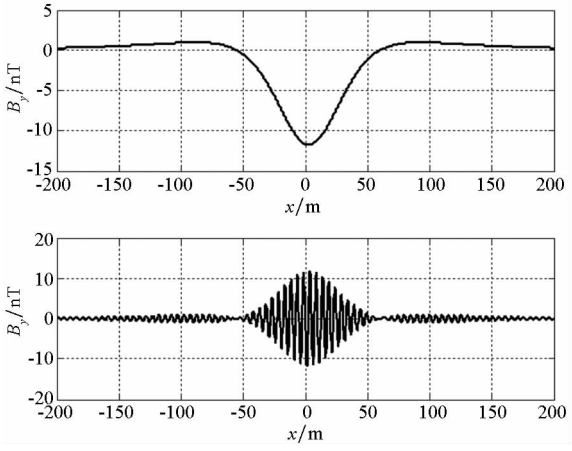
中的时谐水平电偶极子频率为 9 Hz,电偶极矩峰值大小为 90 A · m, 满足正弦变化。空气的电磁参数为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m、$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m 和 $\sigma_0 = 0$;海水的电磁参数为 $\mu_1 = \mu_0$, $\varepsilon_1 = 9\varepsilon_0$, $\sigma_1 = 4.23$ S/m;海底的电磁参数为 $\mu_2 = \mu_0$, $\varepsilon_2 = 9\varepsilon_0$, $\sigma_2 = 0.04$ S/m。海水深度 10 m,源的位置在水下 0.5 m。采用测量点固定,电偶极子在海水中沿 x 轴移动。选择测量点 (x, y, z) 的坐标为 (0 m, 50 m, −1 m),电偶极子的位置由(−200 m, 0 m, 0.5 m)运动到(200 m, 0 m, 0.5 m),海水深度为10 m。在对式(19)进行数值计算时,采用快速汉克尔变换方法[14],计算结果如图 3 所示。

从计算结果来看,时谐水平电偶极子在空气中产生的磁场在靠近测量点处变化比较剧烈,远场区磁场随着距离的增大逐步衰减,距离越远,衰减越慢。三分量均具有明显的特征包络,B_x 在中心点处为 0,两侧各有一个峰值;B_y 在中心处值最大,在两侧各有一个零点值,B_z 在中心处最大,而后单调衰减。在文中设定的各项参数下,B_y 的包络峰值较大,在中心点有超过 2 nT 的磁场,在过零点处(即 $x = 0$)有超过 0.2 nT 的磁场,三分量在 200 m 处的磁场均超过 0.1 nT。



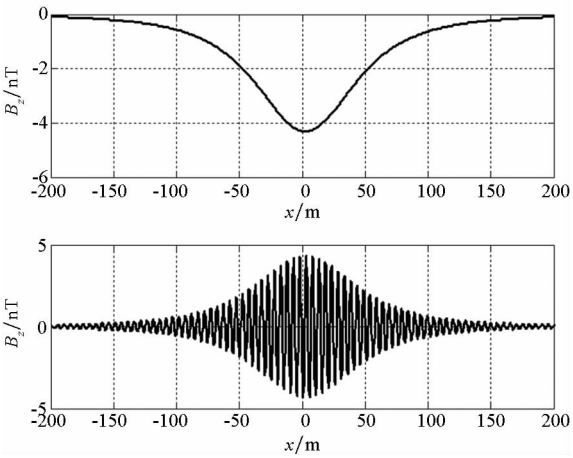
(a) x 分量

(a) x component



(b) y 分量

(b) y component



(c) z 分量

(c) z component

图 3　空气层磁场各分量的传播

Fig. 3　Propagation of the magnetic components in air

4　海水试验

轴频磁场的应用背景是实现船舶的远程探测,因此仿真计算了较远距离上的磁场船舶特性。根据试验条件设计了室内水池试验和海上试验。室内水池试验只能在近距离的情况下分析磁场的传播,而海上试验可以观察到更远情况的磁场船舶特性。

4.1　碳棒电极水池试验

用一对碳棒电极进行水池试验。试验条件包括无磁性海水水池、一对碳棒电极和磁场测量系统。碳棒电极来模拟电偶极子,电极间距 10 cm,通以频率为 5 Hz、峰值为 500 mA 的正弦交流电。无磁性水池的尺寸为 8 m × 5 m × 1.5 m,水深 1 m。用工业盐调制出电导率约为 4 S/m,近似于海水。磁场测量系统中,传感器选用三轴磁通门 Mag − 13,灵敏度为 0.166 mV/nT,均方噪声水平在 1 Hz 情况下为 6 ~ 10 pT/$\sqrt{\text{Hz}}$,信号经过带通滤波后,通过数据采集卡送给上位机。

试验采用将碳棒用支架固定于水池中,使两个端头成水平位置,支架可以水平移动。选择合适的坐标系,测量点固定在(0 cm, 90 cm, 100 cm)。碳棒沿 x 轴由(−220 cm, 0 cm, 30 cm)移动到(220 cm, 0 cm, 30 cm),速度 5 cm/s。测量原理图如图 4 所示,结果如图 5 所示。

由于水池尺寸受限,该磁场的测量值仅在过零点处与仿真计算较为一致。磁场 x 分量较小,

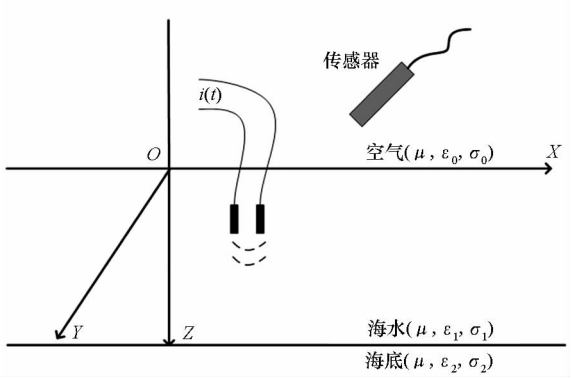
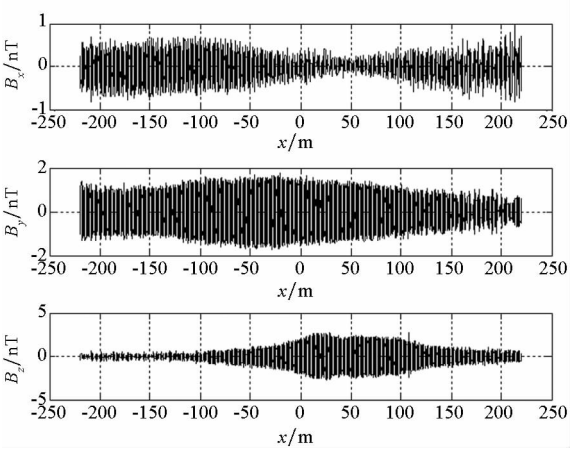


图 4　碳棒电极水池试验示意图

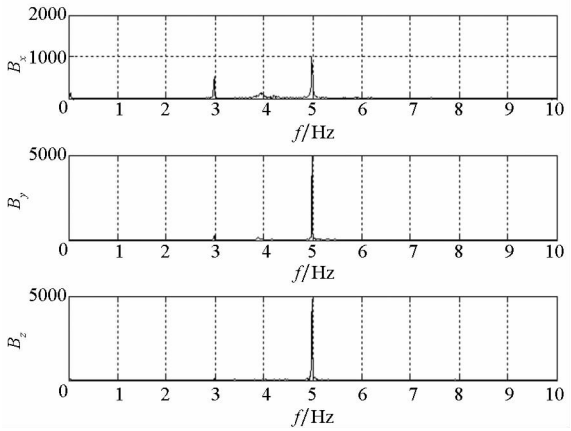
Fig. 4　Diagram of carbon electrodes experiment at pool

在测量中更易受到噪声污染。当各分量值均比较小,就不适合用时域信息做分析。图 5(a)中磁场信号周期性较易分辨,图 5(b)对磁场做 Fourier 变换,可以看出频谱中线谱成分明显。因此,无论从时域还是频域都能明显地分辨出该磁场具有单一频率,这说明该信号可以用于空气中的探测。



(a) 时域图

(a) Time domain chart



(b) 频域图

(b) Frequency domain chart

图 5　碳棒电极产生的极低频磁场

Fig. 5　ELF magnetic field generated by the carbon electrodes

4.2　钛基电极海上试验

海上试验在渤海某海岛附近展开,条件包括民用木船,一对钛基电极和磁场测量系统。钛基电极来模拟电偶极子,电极间距 10 m,通以频率 9 Hz、峰值为 9 A 的正弦交流电。磁场测量系统功能与水池试验一致,传感器选用线圈感应棒 LEMI－120,该传感器的灵敏度为 200 mV/nT,均方噪声水平在 1 Hz 情况下小于等于 0.1 pT/$\sqrt{\text{Hz}}$,这两项指标比磁通门好,因此相比磁通门探测距离更远,但缺点是线圈感应棒体积重量较大,且只能进行单轴测量。

电极通过浮标来固定好相对距离,用木船在海上拖动。磁场测量系统布设在岸边,通过数据采集卡送给上位机。木船在正横距,即 y 轴距离约为 60 m的情况下航行,传感器测量电极产生的磁场 y 分量。海上试验的示意图如图 6 所示,其中 XOY 平面为海平面。测量结果的分析如图 7 所示。

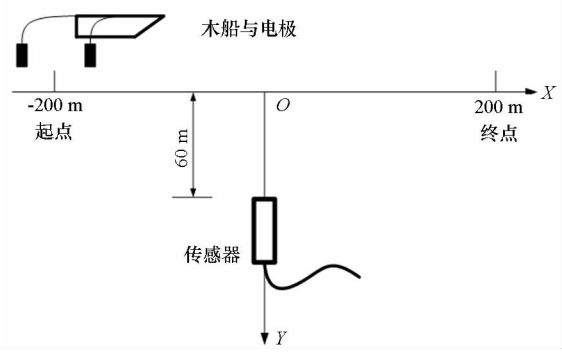
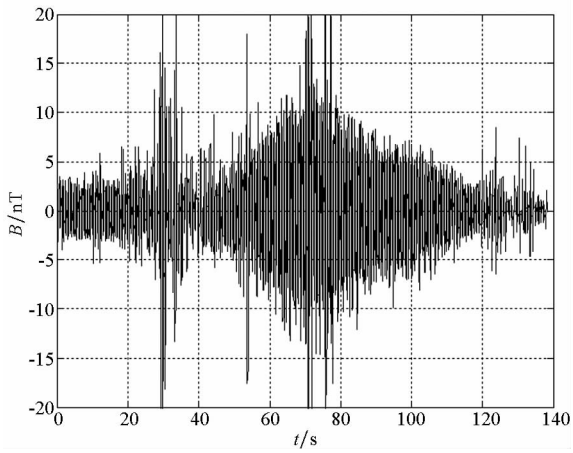


图 6　钛基电极海上试验示意图

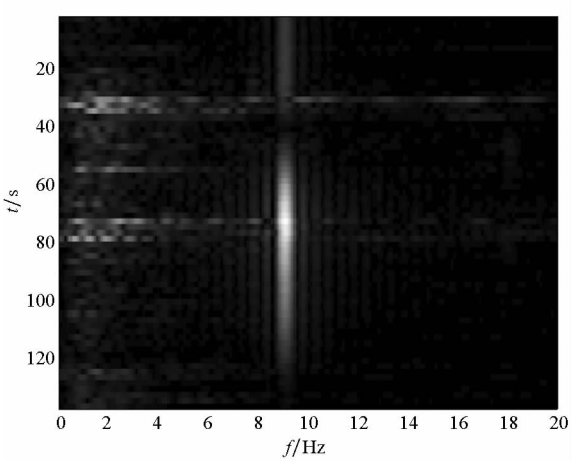
Fig. 6　Schematic diagram of Titanium-base electrodes experiment at sea

在时域图中观察,钛基电极产生的极低频磁场信号通过特性比较明显,与仿真计算较为一致,在 80 s 前后(即过零点处)周期性非常明显,磁场



(a) 时域图

(a) Time domain chart



(b) 时频分布

(b) Time-frequency distribution

图 7　钛基电极产生的极低频磁场

Fig. 7　ELF magnetic field generated by Titanium-based electrodes

峰值约为 10 nT。但同时可以看出有三处明显的瞬时强噪声。从时频图中可以看出,9 Hz 的信号持续时间比较长,同时也能够看出时域上三处强噪声是宽频瞬时噪声。随着探测距离的增大,时频图中信号强度有所减弱,但是仍然能够区别于环境磁场,利用激光测距机测量最远处约为 300 m,这表明能够在更远的距离上探测到极低频磁场信号源。

5　结论

本文以时谐水平电偶极子模拟了船舶被主轴调制的腐蚀相关电流,利用矢量磁位推导了空气中极低频磁场的分布,最后用水池试验和海上试验进行了验证,实测计算与理论计算比较一致,验证了模型的实用性和有效性,这表明了该场能够应用于航空磁探。当前磁传感器的分辨率已达到皮特级,能够检测到远距离目标的磁场信号,但是环境噪声的存在使得信噪比非常低,分析可知,利用信号的时频信息能够比时域信息更好地检测出目标,而如何从噪声中识别出更微弱的极低频磁场信号需要更好的平台磁补偿和信号处理算法。

参考文献(References)

[1] 林春生, 龚沈光. 舰船物理场[M]. 北京: 兵器工业出版社, 2007: 290 – 292.
LIN Chunsheng, GONG Shenguang. Ship physical field[M]. Beijing: Weapon Industry Press, 2007: 290 – 292. (in Chinese)

[2] Bostick F, Smith H, Boehl J. The detection of ULF-ELF emissions from moving ships[R]. New York: State Academic Educational Institutions, 1977.

[3] Timonov A, Barrolade I, Holtham P. Generalized ELF propagation [C]//Proceedings of Marine Electromagnetic, London, UK, 1997.

[4] Raju K, Roy G, Rao V, et al. Propagation characteristics of ELF E-waves in sea water[C]//Proceedings of International Conference on Electromagnetic Interference & Compatibility, 2002: 283 – 286.

[5] Holtham P, Jeffery I, Brooking B, et al. Electromagnetic signature modeling and reduction [C]//Proceedings of Undersea Defence Technology Conference, 1999: 1 – 9.

[6] Zolotarevskii Y M, Bulygin F V, Ponomarev A N, et al. Methods of measuring the low-frequency electric and magnetic fields of ships[J]. Measurement Techniques, 2005, 48(11): 1140 – 1144.

[7] 卢新城, 龚沈光, 孙明. 舰船轴频电场空间分布特性的实验测量与分析[J]. 武汉理工大学学报(交通科学与工程版), 2004, 28(4): 498 – 500.
LU Xincheng, GONG Shenguang, SUN Ming. Measurement and analysis of space distribution of shaft-rate electric field of a ship [J]. Journal of Wuhan University of Technology (Transportation Science & Engineering), 2004, 28(4): 498 – 500. (in Chinese)

[8] 卢新城, 龚沈光, 孙明, 等. 轴转动调制腐蚀电流产生的极低频电场的测定[J]. 兵工学报, 2004, 25(5): 544 – 546.
LU Xincheng, GONG Shenguang, SUN Ming, et al. Measurement of extremely low frequency field caused by shaft-rate modulated corrosion current [J]. Acta Armamentarii, 2004, 25(5): 544 – 546. (in Chinese)

[9] 卢新城, 龚沈光, 周骏, 等. 海水中极低频水平电偶极子电磁场的解析解[J]. 电波科学学报, 2004, 19(03): 290 – 295.
LU Xincheng, GONG Shenguang, ZHOU Jun, et al. Analytical expressions of the electromagnetic fields produced by a ELF time-harmonic HED embedded in the sea [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2004, 19(03): 290 – 295. (in Chinese)

[10] 毛伟, 林春生. 两层介质中运动水平时谐偶极子产生的电磁场[J]. 兵工学报, 2009, 30(5): 555 – 560.
MAO Wei, LIN Chunsheng. The EM fields produced by a moving horizontally-directed time-harmonic dipole in two-layer media[J]. Acta Armamentarii, 2009, 30(5): 555 – 560. (in Chinese)

[11] 熊露, 姜润翔, 龚沈光. 浅海中船舶轴频电场建模方法研究[J]. 国防科技大学学报, 2013, 36(1): 98 – 103.
XIONG Lu, JIANG Runxiang, GONG Shenguang. Ship modeling method of shaft-ELFE in shallow sea[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2013, 36(1): 98 – 103. (in Chinese)

[12] 黄凡. 深海水平时谐电流段在空气层产生的磁场[J]. 兵工自动化, 2013, 32(9): 9 – 11.
HUANG Fan. Magnetic field in air produced by finite horizontal time-harmonic current immersed in blue water[J]. Ordnance Industry Automation, 2013, 32(9): 9 – 11. (in Chinese)

[13] Wu Z Q, Zhu X H, Li B. Modeling and measurements of alternating magnetic signatures of ships [J]. Sensor & Transducers, 2015, 186(3): 161 – 167.

[14] 胡俊, 聂在平. 索末菲尔德积分新方法——快速汉克尔变换[J]. 电子学报, 1998, 26(3): 126 – 128.
HU Jun, NIE Zaiping. A new method to calculate Sommerfeld integral: fast Hankel transform[J]. Acta Electronica Sinica, 1998, 26(3): 126 – 128. (in Chinese)

[15] 雷银照. 时谐电磁场解析方法[M]. 北京: 科学出版社, 2000.
LEI Yinzhao. Analytic method of time-harmonic electromagnetic field[M]. Beijing: Science Press, 2000. (in Chinese)