

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2209917

SERF 原子磁强计自适应参数标定方法研究*

郑梦羚¹, 宋欣达^{1,2}, 周斌权^{1,2}, 索宇辰¹, 齐胜杰¹

(1. 北京航空航天大学大科学装置研究院 北京 100191; 2. 杭州极弱磁场重大科技基础设施研究院 杭州 310051)

摘要:由于串扰、AC-Stark 效应等因素的影响,导致 SERF 原子磁强计的空间位置(三维坐标以及灵敏轴指向)以及增益系数发生偏差,直接影响磁源定位的精度。针对以上问题,提出了一种自适应的 SERF 原子磁强计参数标定方法。基于磁偶极子模型设计了标定装置,装置由 24 个精密加工的圆线圈组成,用来施加标定磁源。提出了一种改进的自适应精英遗传算法,以同时标定磁强计的相关参数。实验结果表明,算法拟合得到的实际磁场曲线和理论磁场曲线之间的平均相关系数为 99.55%, x 轴坐标值漂移最明显,平均绝对偏差为 2.63 mm,灵敏轴的平均绝对偏差为 8.21°,这意味着在磁源定位前,需要对传感器参数进行准确测量。提出的标定方法对于提高磁源定位精度具有一定的参考意义。

关键词: SERF 原子磁强计; 自适应精英遗传算法; 磁偶极子; 标定

中图分类号: TH89 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 510.8060

Research on the adaptive parameter calibration method of SERF atomic magnetometer

Zheng Mengling¹, Song Xinda^{1,2}, Zhou Binquan^{1,2}, Suo Yuchen¹, Qi Shengjie¹

(1. Research Institute of Large Scientific Installations, Beihang University, Beijing 100191, China;

2. Hangzhou Institute of Extremely Weak Magnetic Field Major Science and Technology Infrastructure, Hangzhou 310051, China)

Abstract: Due to the influence of crosstalk, AC-Stark effect and other factors, the spatial position (three-dimensional coordinates and sensitive axis pointing) and gain coefficient of the SERF atomic magnetometer are deviated, which directly affects the accuracy of magnetic source positioning. To address the above problems, an adaptive calibration method of SERF atomic magnetometer parameters is proposed. Based on the magnetic dipole model, a calibration device is designed. It consists of 24 precision-machined circular coils, which are used to apply the calibration magnetic source. An improved adaptive elite genetic algorithm is proposed to simultaneously calibrate the relevant parameters of the magnetometer. Experimental results show that the average correlation coefficient between the actual magnetic field curve and the theoretical magnetic field curve fitted by the algorithm is 99.55%, the x -axis coordinate value drift is the most obvious, the average absolute deviation is 2.63 mm, and the average absolute deviation of the sensitive axis is 8.21°. Results show that the sensor parameters need to be accurately measured before the magnetic source can be located. The proposed calibration method has certain reference significance for improving the positioning accuracy of the magnetic source.

Keywords: SERF atomic magnetometer; adaptive elite genetic algorithm; magnetic dipole; calibration

0 引言

心磁图(magnetocardiography, MCG)作为心电图(electrocardiogram, ECG)^[1]的可替代技术目前已应用于心脏疾病的诊断,如心脏缺血、心律失常和胎儿心脏病诊

断^[2-3]。传统的多通道 MCG 设备是基于超导量子干涉仪(superconducting quantum interference device, SQUID),由于体积大、成本高,需要低温冷却等缺点限制了其临床应用^[4-5]。近些年来,无自旋交换弛豫(spin-exchange relaxation-free, SERF)原子磁强计逐渐引起广泛关注,被认为是目前对于极弱低频磁场最灵敏的磁传感器,理

论灵敏度可达 $\text{aT/Hz}^{1/2}$ 量级, 优于 SQUID 的测量极限^[6-7]。SERF 原子磁强计工作不需要低温冷却, 使小型化成为可能。北京航空航天大学目前已研制出了基于 SERF 原子磁强计的可穿戴心磁设备, 实现了心脏周围电流与磁场的可视化^[6]。根据传感器阵列测得的磁场信号进行建模可定位心脏中的神经元, 实现成像。为了提高建模的精度以及磁源定位的精度, 需要精确地知道 SERF 原子磁强计的位置, 灵敏轴指向以及增益(电压到磁场的转换系数)。由于串扰、AC-Stark 效应等多种因素的影响导致磁强计相关参数发生改变, 因此, 需要对磁强计参数进行标定, 减小参数的漂移带来的磁源定位误差。

目前有关磁强计参数标定的方法主要分为如下几类: 线性梯度磁场标定法^[8]、光学扫描法^[9]、几何测量法^[10]和磁偶极子模型法^[11]等。梯度磁场标定法通过在空间产生均匀的线性梯度磁场来进行参数标定, 该方法结构大而复杂, 不利于在可穿戴 MCG 设备上参数标定, 且只能得到磁强计的位置信息; 光学扫描法利用光学扫描来测量传感器相对于待测目标的位置, 该方法可能遇到光线受阻等情况, 不能获得准确的磁强计位置信息。几何测量法依托传感器阵列支架, 直接从支架的几何模型中得到传感器的相关参数, 但是磁强计的相关系数很难直接从几何模型中提取出来, 因为这些参数不仅取决于磁强计的几何形状, 还取决于磁强计内部激光束的形状, 气室的光学深度以及三轴线圈配置等。磁偶极子模型法利用磁强计测得的磁场数据反解算出目标空间位置信息。该方法校准精度高, 且能做到和磁强计阵列一体化, 有望应用在 MCG 可穿戴设备上, 实现在线标定。

针对上述问题, 本文采用磁偶极子模型法进行磁强计参数标定。设计了基于改进的自适应精英遗传算法的标定算法; 最后, 通过实验和仿真研究, 验证了所提方案的可行性, 能为后续基于 SERF 原子磁强计的 MCG 磁源定位以及成像研究提供一定的参考意义。

1 磁强计参数漂移误差来源简要分析

SERF 原子磁强计的结构简图如图 1 所示, 主要由三轴线圈、碱金属气室、光路和光电探测器等组成, 磁强计的空间位置、增益系数受到抽运光的激光频率波动、串扰和气室的制造误差等多种因素的影响, 难以一一列出。对串扰以及抽运光的 AC-Stark 效应这两种主要影响因素进行理论分析^[12-13]。

1.1 串扰对于磁强计参数的影响

根据 Block 方程得到 x 、 y 和 z 3 个方向上的极化率如式(1)所示, 根据式(1)解出 z 轴方向上的极化率 P_z 如

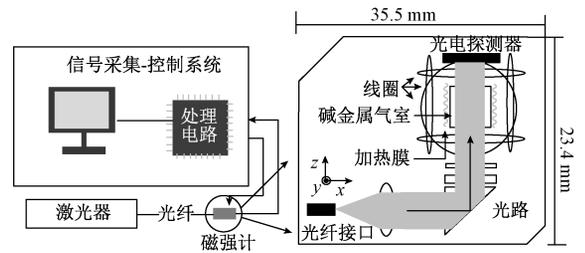


图1 SERF 原子磁强计工作原理

Fig. 1 Schematic diagram of the SERF atomic magnetometer

式(2)所示^[13]。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}P_x &= -\frac{1}{q}(R_{op} + R_{tot})P_x \\ \frac{d}{dt}P_y &= \frac{1}{q}\{-\gamma^e[B_m \cos(\omega_m t) + B_0]P_z - \\ &(R_{op} + R_{tot})P_y\} \\ \frac{d}{dt}P_z &= \frac{1}{q}\{\gamma^e[B_m \cos(\omega_m t) + B_0]P_y - \\ &(R_{op} + R_{tot})P_z + R_{op}\} \end{aligned} \quad (1)$$

式中: q 为减速因子; R_{op} 为抽运激光的抽运率; R_{tot} 为总的弛豫率; γ^e 为电子旋磁比; B_m 为施加的调制磁场的幅值; ω_m 为施加的调制磁场的频率。

$$\begin{aligned} P_z(t) &= \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \frac{R_{op}J_n(\mu)J_{n+k}(\mu)(R_{op} + R_{tot})\cos(k\omega_m t)}{(R_{op} + R_{tot})^2 + (\gamma^e B_0 + nq\omega_m)^2} + \\ &\frac{R_{op}J_n(\mu)J_{n+k}(\mu)(\gamma^e B_0 + nq\omega_m)\sin(k\omega_m t)}{(R_{op} + R_{tot})^2 + (\gamma^e B_0 + nq\omega_m)^2} \end{aligned} \quad (2)$$

忽略式(2)的数值较小的高阶项, 得到原子极化率在 z 轴方向上的投影基频分量近似为:

$$P_{z-\omega_m}(t) \propto \frac{\gamma^e R_{op} J_0(\mu) J_1(\mu)}{(R_{op} + R_{tot})^2} \sin(\omega_m t) B_0 \quad (3)$$

加入频率为 ω_m , 幅值为 B_m 的调制磁场并滤波后, 得到 SERF 原子磁强计的基频解调信号如式(4)所示, 从而得到增益系数如式(5)所示。

$$V_{out} = K_{x0} \frac{R_{op}}{(R_{op} + R_{tot})^2} J_0\left(\frac{\gamma^e B_m}{q\omega_m}\right) J_1\left(\frac{\gamma^e B_m}{q\omega_m}\right) B_0 \quad (4)$$

$$G = K_{x0} \frac{R_{op}}{(R_{op} + R_{tot})^2} J_0\left(\frac{\gamma^e B_m}{q\omega_m}\right) J_1\left(\frac{\gamma^e B_m}{q\omega_m}\right) \quad (5)$$

式中: K_{x0} 为光吸收法检测时磁场与光强的近似转换系数。

假设无串扰时磁强计的调制磁场幅值为 B_1 , 有串扰存在时, 调制磁场的幅值为 B_2 , 假设 B_1 与 B_2 平行, 根据式(5)得到增益变化为:

$$K = \frac{J_0\left(\frac{\gamma^e B_2}{q\omega_m}\right) J_1\left(\frac{\gamma^e B_2}{q\omega_m}\right)}{J_0\left(\frac{\gamma^e B_1}{q\omega_m}\right) J_1\left(\frac{\gamma^e B_1}{q\omega_m}\right)} \quad (6)$$

利用 α 阶贝塞尔函数的渐进式对式 (6) 进行化简得到:

$$K = \frac{B_2}{B_1} = \frac{B_1 + \varepsilon}{B_1} = 1 + \frac{\varepsilon}{B} \quad (7)$$

由式(7)可以看到,当 B_1 与 B_2 平行的情况下,串扰引起的增益变化呈现出线性变化。由此引起的灵敏轴偏转的角度如下所示。

$$\theta_{\text{crosstalk}} \approx \arctan\left(1 + \frac{\varepsilon}{B}\right) \quad (8)$$

1.2 AC-Stark 效应对磁强计参数的影响

光是一种电磁波,交变的电场会导致原子产生 AC-Stark 效应。AC-Stark 效应会导致原子的能级发生移位,从而在抽运光的方向上产生一个虚假磁场如式(9)所示。由于抽运光方向虚假磁场的影响,沿着该方向的极化率也会发生改变,从而影响磁强计增益系数和灵敏轴指向变化,如式(10)~(12)所示^[13]。当激光的频率稳定在碱金属原子 D1 线的中心频率处时,光频移可以被完全抑制,但是在实际工作过程中,由于激光的频率会随着时间发生漂移,所以很难将光频移完全消除。

$$\mathbf{B}_{\text{LS}} = \frac{-\pi r_e c f \phi}{\gamma_e} \text{Im}[V(v - v_0)] \mathbf{s}_{\text{op}} \quad (9)$$

式中: \mathbf{s}_{op} 是抽运光光子极化方向单位矢量; r_e 是电子半径; ϕ 是光通量; γ_e 是电子旋磁比。

$$P_{z-\omega_m} \propto -\frac{R_{\text{op}}}{(R_{\text{op}} + R_{\text{tot}})^2} \gamma_e J_0^3\left(\frac{\gamma_e B_m}{q\omega_m}\right) \times J_1\left(\frac{\gamma_e B_m}{q\omega_m}\right) B_0 B_y B_z \sin(\omega_m t) \quad (10)$$

根据式(10)得到 SERF 原子磁强计的增益为:

$$G' = -G_2 B_y B_z \quad (11)$$

其中 $G_2 = -\frac{R_{\text{op}}}{(R_{\text{op}} + R_{\text{tot}})^2} \gamma_e J_0^3\left(\frac{\gamma_e B_m}{q\omega_m}\right) J_1\left(\frac{\gamma_e B_m}{q\omega_m}\right)$,

B_y 、 B_z 分别为虚拟磁场 \mathbf{B}_{LS} 在 y 和 z 轴上的投影。由式(11)和(5)得到 AC-Stark 效应引起的磁强计灵敏轴角度偏转为:

$$\theta_{\text{AC-Stark}} \approx \arctan\left(-\frac{G_2 B_y B_z}{G}\right) \quad (12)$$

2 磁强计参数标定方案介绍

2.1 产生标定磁源的磁偶极子线圈阵列设计

在物理学上,当磁源与传感器的距离大于磁源本身尺寸的 3 倍时,可将磁源等效成磁偶极子^[14]。根据该准则,设计了基于磁偶极子模型的线圈阵列。用通电圆线圈来等效磁偶极子,将 3 个直径为 14 mm 的圆线圈相互

正交缠绕在一起组成一个线圈组,用来产生标定源磁场,如图 2 所示。磁偶极子阵列由 8 个这样的线圈组组成即总共 24 个圆线圈,分布在装置的不同位置上,以提高测量的空间分辨率,如图 3 所示。

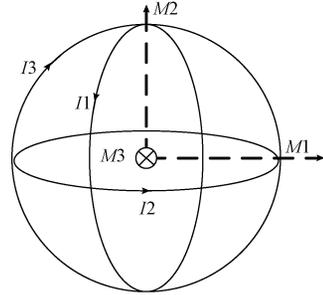


图 2 3 个正交圆线圈组成 1 个线圈套

Fig. 2 A wire trap formed by three orthogonal coils

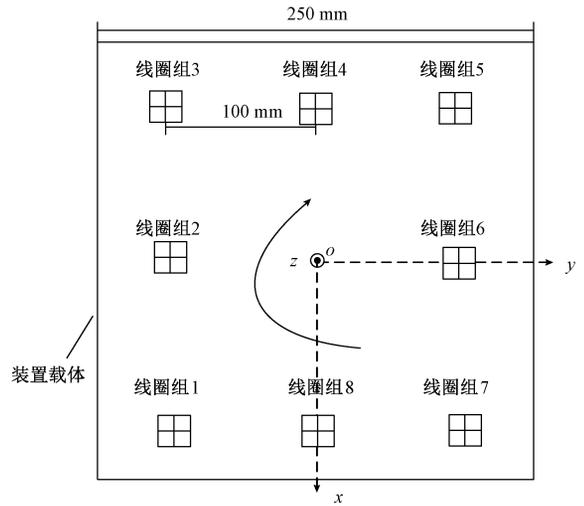


图 3 线圈阵列排布

Fig. 3 Arrangement of the array of coils

2.2 基于改进的自适应精英遗传算法的标定算法介绍

以标定平台坐标系为参考坐标系, SERF 原子磁强计的空间位置由 5 个参数组成。

3 个参数描述 SERF 原子磁强计在校准平台坐标系下的位置 $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ 。两个参数描述 SERF 原子磁强计的灵敏轴在空间中指向的参数 $\mathbf{n}_s = (\theta_s, \varphi_s)$, 其中 θ_s 指的是灵敏轴指向与 z 轴的夹角, φ_s 指的是灵敏轴指向在 xoy 平面的投影与 x 轴的夹角。

同理,每个偶极子线圈也有相应的 5 个参数来表征其产生的磁矩在校准平台下的空间位置,用 $\mathbf{r}_c = (x_c, y_c, z_c)$, $\mathbf{n}_c = (\theta_c, \varphi_c)$ 来表示。

根据毕奥-萨伐尔定律,磁偶极子在空间某一点产生的磁场的大小为:

$$B_k^* = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\mathbf{r}(k) (\mathbf{Q}_c(k) \times \mathbf{r}(k))}{r(k)^5} - \frac{\mathbf{Q}_c(k)}{r(k)^3} \right) \times \mathbf{n}(s) \quad (13)$$

其中, $\mathbf{r}(k) = \mathbf{r}_s - \mathbf{r}_c$, $r(k) = |\mathbf{r}(k)|$, 根据式(13), 建立磁偶极子在待校准的 SERF 原子磁强计处产生的理论磁场 B_k^* 和磁强计实际测得的电压值 V_k 之间的关系函数, 如式(14)所示, 作为算法的目标函数, 根据式(15)可进一步获得待校准磁强计的增益信息。

$$F(x_s, y_s, z_s, \theta_s, \varphi_s) = \frac{\sum_k (B_k^* - \overline{B_k^*})(V_k - \overline{V_k})}{\sqrt{\sum_k (B_k^* - \overline{B_k^*})^2 (V_k - \overline{V_k})^2}} \quad (14)$$

$$g = \frac{\sum |B_k^*|^2}{\sum |B_k^* \times V_k|} \quad (15)$$

其中, $\overline{B_k^*} = \frac{\sum_k B_k^*}{N_{\text{coil}}}$ 表示理论磁场平均值; $\overline{V_k} =$

$\frac{\sum_k V_k}{N_{\text{coil}}}$ 表示实测电压的平均值。

考虑到目标函数的结构复杂性,若是用局部优化算法进行求解可能会经常性地陷入到局部极值点,无法得到全局最优解,针对该问题,本文采用遗传算法(genetic algorithm, GA)进行求解。GA是一种模拟达尔文生物进化论的自然选择和遗传学机理的生物进化过程的搜索算法,具有高效、并行、全局搜索的能力^[15],能够有效避免陷入局部极值的情况,在可接受时间范围内,以较大的概率得到全局最优解。但是传统的遗传算法存在早熟以及收敛速度慢的问题,因此,本文提出了一种改进的自适应精英遗传算法,通过优化交叉变异算子,提高算法的性能。

Srinvas 等^[16]提出了一种自适应交叉变异算子(adaptive genetic algorithm, AGA)如式(16)所示,当个体的适应度值等于最大值时,交叉率和变异率等于0。这可能会使得种群在进化初期就停止演变,易陷入局部极值情况。

$$P_c(P_m) = \begin{cases} \frac{P_{\max}(f_{\max} - f')}{(f_{\max} - f_{\text{avg}})}, & f' \geq f_{\text{avg}} \\ P_{\min}, & f' < f_{\text{avg}} \end{cases} \quad (16)$$

王小平等^[17]提出了一种线性变化的交叉变异算子(LAGA),如式(17)所示,解决了交叉率变异率为0的情况,但是当种群适应度平均值和最大值相近时,自适应调整曲线会突然变抖,这将导致大部分个体的变异率和交叉率较低,容易使种群停滞不前。

$$P_c(P_m) = \begin{cases} P_{\min} - \frac{(P_{\max} - P_{\min})(f' - f_{\max})}{(f_{\max} - f_{\text{avg}})}, & f' \geq f_{\text{avg}} \\ P_{\max}, & f' < f_{\text{avg}} \end{cases} \quad (17)$$

石山等^[18]提出了一种余弦变化交叉变异算子(CAGA),如式(18)所示,提高了 $\left[f_{\text{avg}}, \frac{f_{\text{avg}} + f_{\max}}{2} \right]$ 区间的交叉变异率,降低了在此之后的交叉变异率,符合精英保留政策。但是当 f_{\max} 和 f_{avg} 很接近时, CAGA 的调整曲线就会和 LAGA 近似重合。

$$P_c(P_m) = \begin{cases} \frac{P_{\min} + P_{\max}}{2} + \frac{P_{\min} - P_{\max}}{2} \cos\left(\frac{f' - f_{\text{avg}}}{f_{\max} - f_{\text{avg}}} \pi\right), & f' \geq f_{\text{avg}} \\ P_{\max}, & f' < f_{\text{avg}} \end{cases} \quad (18)$$

式中: P_c 、 P_m 分别表示交叉率和变异率; f' 表示个体中适应度值的较大值; f_{\max} 表示种群中适应度最大值; f_{avg} 为种群中的平均适应度值; P_{\min} 、 P_{\max} 为交叉变异率的上下限。

为了提高遗传算法的性能,本文设计了一种指数型交叉变异算子,如式(19)所示。自适应调整曲线如图4所示,可以看到,当 f_{\max} 和 f_{avg} 相近并且群体中的自适应度较接近时,大多数个体的交叉变异率很大,并且高于 CAGA 的调整幅度,同时,降低了 f_{\max} 附近的交叉变异率,尽可能保留了优良个体。

$$P_c(P_m) = \begin{cases} \frac{P_{\max} - P_{\min}}{10 \left(\frac{f' - f_{\text{avg}} + f_{\max}}{f_{\max} - f_{\text{avg}}} \right)} + P_{\min}, & f' \geq f_{\text{avg}} \\ P_{\max}, & f' < f_{\text{avg}} \end{cases} \quad (19)$$

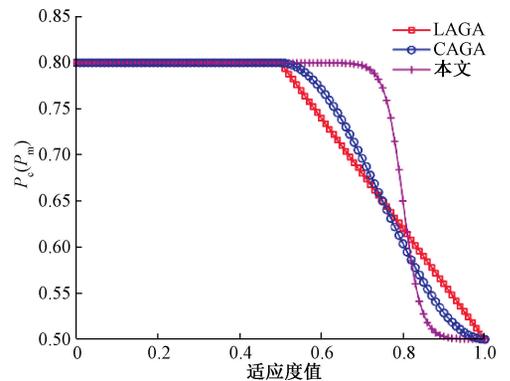


图4 自适应调整曲线

Fig. 4 Adaptive adjustment curves

算法采用了浮点数编码对种群进行初始化,浮点数编码是遗传算法中在解决连续参数优化问题时普遍使用的一种编码方式,具有较高的精度,在表示连续渐变问题方面具有优势。计算适应度值后根据轮盘赌法进行个体选择,适应度值越高的个体被选到的概率越大,交叉变异

后,采用精英保留政策,将优良个体保存下来。迭代至满足停止条件为止,得到目标函数最优解,对应 SERF 原子磁强计的 6 个需标定的参数。

3 仿真实验

3.1 磁强计参数偏差对磁源定位结果影响仿真实验

采用仿真数据集进行仿真,模拟磁强计位置漂移、灵敏轴指向漂移以及增益漂移 3 种情况,研究磁强计参数变化对磁源定位精度的影响。

将磁源的几何参数值设置为 $[0, 0, 0, 45, 45]$ 。保持磁强计灵敏轴指向以及增益系数不变,磁强计坐标在以磁强计未受扰动时的位置为中心,半径为 r 的范围内均匀分布, r 从 0 mm 增至 18 mm,增长间隔为 2 mm。

保持磁强计的增益系数和位置不变,灵敏轴指向在以未受干扰时灵敏轴指向为母线,锥角为 α 的圆锥体内均匀分布, α 从 0° 增至 18° ,增长间隔为 2° 。

最终,保持磁强计的灵敏轴指向和位置不变,增益在以未受干扰时的增益为中心,变化率为 φ 的范围内均匀分布, φ 从 0% 增至 18%,增长间隔为 2%。

仿真结果如图 5 所示,可以看到,随着磁强计位置偏差、灵敏轴指向偏差以及增益系数偏差的逐渐加大,磁源定位的误差逐渐加大,因此,为了降低磁强计参数漂移带来的磁源定位误差,需要对磁强计的参数进行标定,并以此作为参考值,而非使用磁强计的几何参数值(因为磁强计参数真值未知,通常使用几何参数值作为参考值),进行磁源定位。

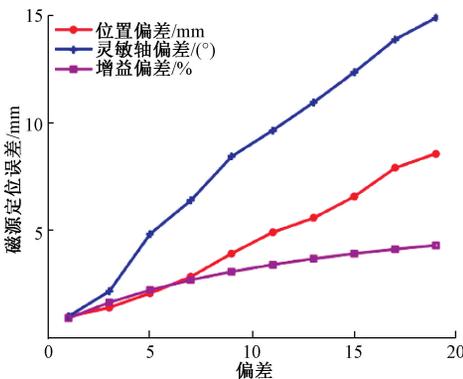


图 5 磁强计参数对磁源定位的影响

Fig. 5 Influence of magnetometer parameters on magnetic source location

3.2 改进的自适应精英遗传算法性能对比仿真实验

采用仿真实验对改进的遗传算法进行性能测试实验,将待校准磁强计的参数设定为 $x = 5, y = 0, z = 10, \theta_s = 90, \varphi_s = 45$, 增益 $g = 1$, 设定不同的种群数

(50, 100, 150), 分别用 AGA、LAGA、CAGA 和本文提出的算法测试 30 次,用收敛次数衡量算法的稳定性,平均收敛代数衡量快速性,和设定真值的接近程度来衡量多样性。以种群数 150 为例,算法的平均适应度性能比较如图 6 所示,可以看到,本文改进的算法的平均适应度比 AGA、LAGA 的平均适应度更加接近最佳适应度,体现了改进算法较强的自适应能力和寻优能力。最终性能比较结果如表 1 所示,本文改进的自适应遗传算法的收敛步数整体小于 AGA、LAGA、CAGA,平均收敛次数多于其他几种算子,并且参数收敛值更加的接近真值,说明改进的自适应遗传算法在收敛速度、稳定性和多样性上得到了提升。

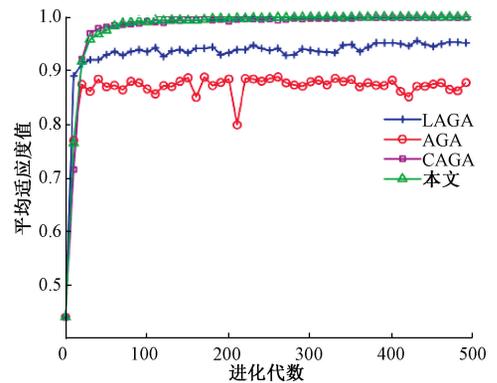


图 6 平均适应度曲线对比

Fig. 6 Comparison plot of average fitness curves

表 1 算法结果比较

Table 1 Comparison results of algorithms

算子	种群规模	收敛次数	收敛代数	参数收敛值
AGA	50	26	211	[4.94, 0.05, 17.91, 79.92, 45.05, 0.99]
	100	26	273	[4.94, 0.03, 18.01, 79.80, 45.13, 0.97]
	150	27	341	[4.98, 0.08, 9.62, 84.41, 44.23, 0.98]
LAGA	50	27	131	[4.94, 0.03, 18.01, 79.80, 45.13, 0.98]
	100	28	152	[4.59, 0.08, 10.33, 88.13, 44.90, 0.99]
	150	28	159	[4.97, 0.02, 9.92, 89.45, 45.02, 0.98]
CAGA	50	29	101	[4.94, 0.03, 18.42, 79.69, 45.14, 0.98]
	100	29	133	[4.95, 0.07, 10.48, 85.78, 44.69, 0.99]
	150	30	151	[5.00, 0.05, 10.38, 88.86, 44.94, 0.99]
本文	50	30	81	[4.98, 0.02, 9.91, 89.61, 45.02, 0.99]
	100	30	125	[4.99, 0.03, 9.98, 89.20, 45.02, 0.98]
	150	29	130	[4.95, 0.03, 10.17, 89.46, 44.97, 0.99]

3.3 基于改进遗传算法标定方案的可行性仿真实验

仿真生成 100 个均匀分布在半径为 10 mm 的球体内的数据,如图 7 所示,根据式(13)得到标定阵列在这些点处产生的理论磁场,通过给理论磁场叠加高斯白噪声来模拟实际磁强计输出值,再利用上述介绍的方案进行标定,得到的标定结果如图 8 所示,空间位置标定结果的均方根误差为 0.47 mm,灵敏轴指向标定结果的均方根误差为 0.29°,标定后的磁场输出曲线和理论磁场曲线之间的平均相关系数为 99.87%。

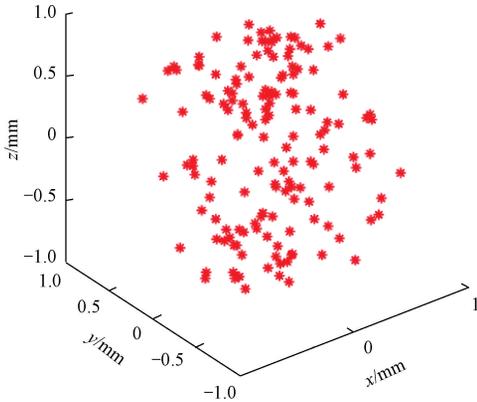


图 7 仿真数据集

Fig. 7 Simulation dataset

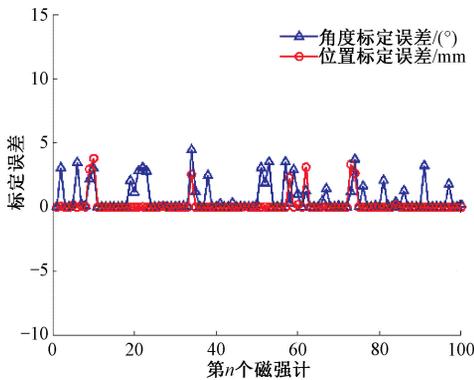


图 8 标定结果

Fig. 8 Graph of calibration results

4 实验验证

对上述标定方案开展了实验研究。首先设计并加工了标定装置,装置载体的尺寸为 250 mm×250 mm×11 mm,在中心区域处分布 8 个梅花孔,用来固定 8 个小线圈骨架。线圈骨架的尺寸为 14 mm×14 mm×14 mm。进行单个磁强计标定实验时,将待标定的磁强计放置在装置的中心,然后把标定装置和磁强计一并放入磁屏蔽

筒中,隔绝外部环境磁场的影响,磁强计探测到磁场值,将其转换为电信号输出,输出信号交由后续电路处理,如图 9 所示。

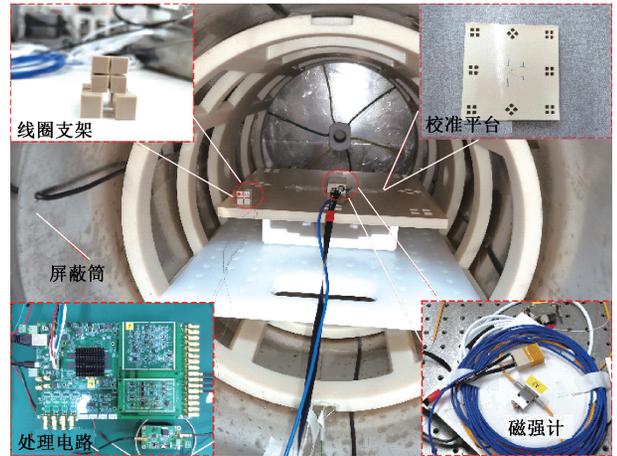


图 9 实验测试示意图

Fig. 9 Experiment test diagram

实验原理如图 10 所示,实验中采用自研信号采集与控制系统基于 ZYNQ 处理器实现磁强计的信号采集与驱动控制功能等,用信号发生器施加有效值为 2 V,频率为 25 Hz 的交变电压,经过阻值为 1 kΩ 的电阻转接板后变成有效值为 2 mA 的交变电流施加在校准线圈上,产生标定磁源,待标定磁强计测量该磁场,产生电信号。对信号进行采集处理提取功率谱密度图上 25 Hz 对应的值,如图 11 所示,得到磁偶极子在待标定磁强计处产生的磁场经磁强计探测后输出的实际电压值。

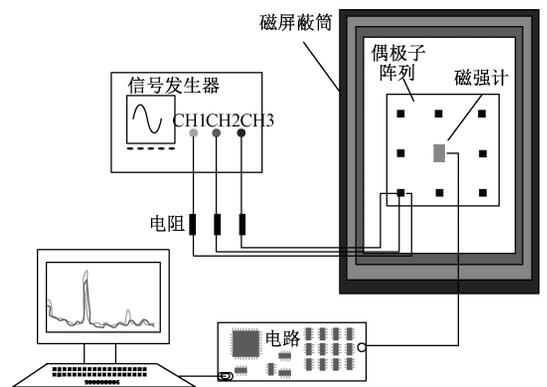


图 10 实验原理

Fig. 10 Experimental schematic diagram

对编号为 A6、A7、A8、A3、RS、RQ 的 6 个 SERF 原子磁强计进行 12 次实验,通过改变施加的调制磁场的方向改变磁强计灵敏轴在空间中的指向。每个测试点取 20 次测量平均值作为待标定的磁强计探测到第 k 个磁偶极子产生的磁场后输出的电压值。逐个激励磁偶极子,磁

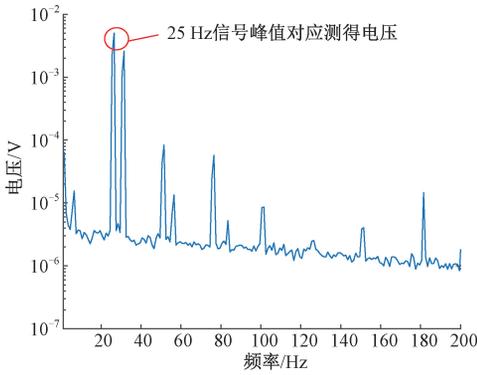


图 11 信号功率频谱密度

Fig. 11 Power spectrum density of signal

强计逐个记录相应的电压值,根据采集的数据,用改进的自适应精英遗传算法进行解算,可以得到 SERF 原子磁强计在标定装置下的空间位置信息以及增益信息。

5 实验结果及分析讨论

5.1 实验结果

实验过程将所有的待标定磁强计都放置在标定装置坐标系下的原点即几何中心处。调制磁场施加在 x 轴时(假设灵敏轴与 x 轴重合),磁强计的空间位置值为 $[0, 0, 6, 90, 0]$,调制磁场施加在 z 轴时(假设灵敏轴与 z 轴重合),空间位置值为 $[0, 0, 6, 0, 0]$ 。磁强计的增益系数各不相同, RQ, RS 的增益系数为 1.27 nT/V , A3、A6、A7、A8 的增益系数为 110 nT/V ,实验校准结果如表 2 所示,算法拟合的结果以磁强计 A6, RQ 为例,如图 12~15 所示。磁强计沿着 x, y 和 z 轴的坐标与几何中心之间的平均绝对偏差分别为 $2.63, 1.99$ 和 1.57 mm 。磁强计灵敏轴的平均绝对偏差为 8.21° ,增益系数平均绝对偏差为 5.6% ,算法拟合的磁强计测得的实际磁场曲线和磁偶极子在磁强计处产生的理论磁场曲线之间的平均相关系数为 99.55% 。可以看到,磁强计的 x 轴坐标参数漂移情况要比其他两个轴明显,总体的灵敏轴漂移情况也比较明显。其中, RQ 和 RS 的参数漂移情况相对较好,这与传感器本身的性能有关。

5.2 实验结果分析

采用参数自适应标定方案,成功获得了磁强计的空间位置参数和增益系数。通过实验结果,可以看到磁强计参数与几何参数存在着较为明显的偏差,其中, x 轴的偏差较为明显,这可能是由于加热不均匀,导致碱金属原子附着在气室壁上造成敏感点漂移。灵敏轴偏差较大可能是由于 AC-Stark 效应产生的虚拟磁场的影响,导致灵敏轴发生偏转。除此之外,制造误差、传感器阵列的装

表 2 实验结果

Table 2 Experimental results

测试对象	校准结果	相关系数
RQ- x	$[-2.10, -0.14, 7.38, -88.04, 0.20, 1.23]$	0.986 8
RQ- z	$[-0.18, -0.48, 7.29, -3.00, 67.76, 1.27]$	0.992 9
RS- x	$[-3.57, 1.30, 8.34, 89.24, 0.53, 1.28]$	0.998 9
RS- z	$[-3.82, 1.42, 8.75, 1.56, 5.17, 71.50, 1.25]$	0.995 8
A6- x	$[-0.27, 2.46, 6.94, 70.29, -0.19, 103.4]$	0.995 6
A6- z	$[-0.44, 2.49, 6.74, 9.16, 1.81, 104.5]$	0.998 6
A7- x	$[-2.69, -4.45, 8.03, -80.12, 10.45, 101.2]$	0.998 2
A7- z	$[-3.02, -4.90, 8.41, 12.99, -2.27, 99.05]$	0.998 9
A8- x	$[3.86, 0.88, 8.61, -80.29, 9.37, 106.7]$	0.998 9
A8- z	$[3.99, 0.69, 6.07, 11.56, 12.12, 101.6]$	0.992 8
A3- x	$[-3.69, -1.97, 6.95, 82.98, 5.36, 102.3]$	0.990 1
A3- z	$[-3.87, -2.71, 7.33, -11.24, 12.99, 99.7]$	0.998 6

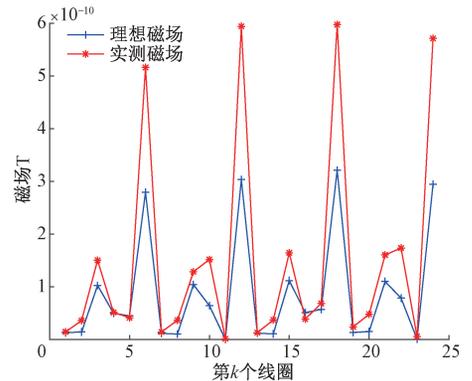


图 12 调制磁场施加在 A6 的 x 轴时算法的拟合结果
Fig. 12 Fitting results of the algorithm with the modulated magnetic field applied to the x -axis of A6

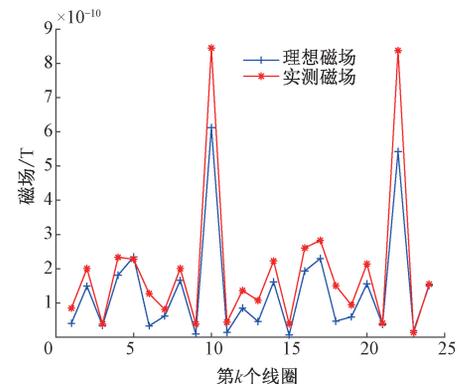


图 13 调制磁场施加在 A6 的 z 轴时算法的拟合结果
Fig. 13 Fitting results of the algorithm with the modulated magnetic field applied to the z -axis of A6

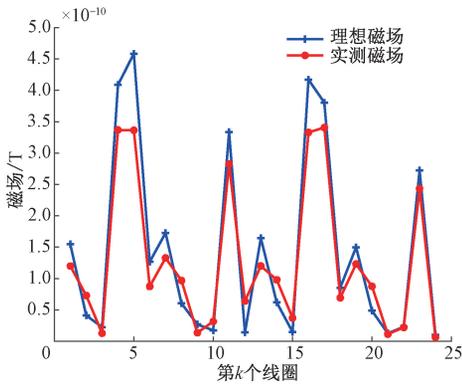


图 14 调制磁场施加在 RQ 的 x 轴时算法的拟合结果

Fig. 14 Fitting results of the algorithm with the modulated magnetic field applied to the x -axis of RQ

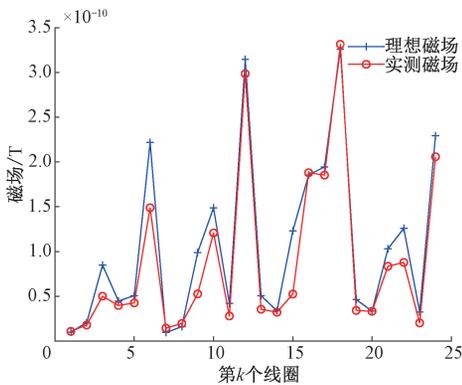


图 15 调制磁场施加在 RQ 的 z 轴时算法的拟合结果

Fig. 15 Fitting results of the algorithm with the modulated magnetic field applied to the z -axis of RQ

配误差等也会造成磁强计参数漂移,很难将每个因素列举出来,并一一排除。尽管如此,通过标定可以得知,传感器的参数漂移程度,使用参数标定结果而非几何参数值进行磁源定位,以提高磁源定位的精度。本文提出的标定方案不仅适用于 SERF 原子磁强计阵列。也可广泛应用于由其他磁传感器组成的传感器阵列。当传感器特性之间存在较大差异或难以精确控制传感器位置和灵敏度方向时,上述方案将会特别适用。

6 结 论

本文针对 MCG 传感器阵列相关参数漂移的问题,提出了一种 SERF 原子磁强计参数标定方法。基于磁偶极子模型,使用磁偶极子阵列施加磁源,提出了一种改进的自适应精英遗传算法,基于该算法,进行参数解算,成功标定了磁强计的相关参数。该研究为后续的磁源定位研

究提供了基础,可降低由于传感器空间位置偏差以及增益偏差造成的磁源定位误差。

参考文献

- [1] KOCH H. Recent advances in magnetocardiography[J]. Journal of Electrocardiology, 2004, 37(S): 117-122.
- [2] BEADLE R, MCDONNELL D, GHASEMI R S, et al. Assessing heart disease using a novel magnetocardiography device[J]. Biomedical Physics & Engineering Express, 2021, 7(2): 025018.
- [3] CHAIKOVSKY I, LI T, ZHANG W, et al. Value of magnetocardiography in chronic coronary disease detection; Results of multicenter trial [J]. European Heart Journal, 2021, 42(1), DOI:10.1093/eurheartj/ehab724.1171.
- [4] LABYT E, CORSI M C, FOURCAULT W, et al. Magnetoencephalography with optically pumped ^4He magnetometers at ambient temperature [J]. IEEE Transactions on Medical Imaging, 2018, 38(1): 90-98.
- [5] MORALES S, CORSI M C, FOURCAULT W, et al. Magnetocardiography measurements with ^4He vector optically pumped magnetometers at room temperature[J]. Physics in Medicine & Biology, 2017, 62(18): 7267-7279.
- [6] 王宇,赵惟玉,康翔宇,等. SERF 原子磁强计最新进展及应用综述[J]. 光学仪器,2021,43(6):77-86.
WANG Y, ZHAO W Y, KANG X Y, et al. Review of the latest progress and application of SERF atomic magnetometer [J]. Optical Instruments, 2021, 43(6): 77-86.
- [7] 杨宝,崔敬忠,缪培贤,等. 自由弛豫信号截取时长对 NMOR 铷原子磁力仪性能的影响[J]. 电子测量与仪器学报,2020,34(1):97-104.
YANG B, CUI J ZH, MIAO P X, et al. Effect of free relaxation signal interception time on the performance of NMOR rubidium atomic magnetometer [J]. Journal of Electronic Measurement and Instrumentation, 2020, 34(1): 97-104.
- [8] KIM K, BEGUS S, XIA H, et al. Multi-channel atomic magnetometer for magneto encephalography: A configuration study [J]. NeuroImage, 2014, 89: 143-151.
- [9] SANTOSH V K M, MATTHEW M L, STEVEN B, et al. Faster and improved 3-D head digitization in MEG using

- Kinect[J]. *Frontiers in Neuroscience*, 2014, 8:326.
- [10] BOTO E, BOWTELL R, KRUGER P, et al. On the potential of a new generation of magnetometers for MEG: A beamformer simulation study[J]. *PLoS One*, 2016, 11(8): e0157655.
- [11] VIVALDI V, SOMMARIVA S, SORRENTINO A. A simplex method for the calibration of a MEG device[J]. *Communications in Applied and Industrial Mathematics*, 2019, 10(2): 35-46.
- [12] TIERNEY T M, HOLMES N, MELLOR S, et al. Optically pumped magnetometers: From quantum origins to multi-channel magnetoencephalography [J]. *Neuro Image*, 2019, 199:598-608.
- [13] NARDELLI N V, KRZYZEWSKI S P, KNAPPE S A. Reducing crosstalk in optically-pumped magnetometer arrays [J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2019, 64(21): 21NT03.
- [14] ZHAO Y, WANG X, SUN T, et al. Non-contact harmonic magnetic field detection for parallel steel pipeline localization and defects recognition [J]. *Measurement*, 2021, 180: 109534.
- [15] 刘辉, 曾鹏飞, 巫乔顺, 等. 基于改进遗传算法的转炉炼钢过程数据特征选择[J]. *仪器仪表学报*, 2019, 40(12): 185-195.
- LIU H, ZENG P F, WU Q SH, et al. Feature selection of converter steelmaking process data based on improved genetic algorithm [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2019, 40(12): 185-195.
- [16] SRINIVAS M, PATNAIK L M. Adaptive probabilities of crossover and mutation in genetic algorithms[C]. *IEEE Transaction on Systems, Man and Cybernetics*, 1994, 24(4): 656-667.
- [17] 王小平, 曹立明. 遗传算法: 理论、应用及软件实现[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2002.

WANG X P, CAO L M. Genetic algorithms: Theory, application and software implementation [M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2002.

- [18] 石山, 励庆孚, 王兴华. 基于自适应遗传算法的无刷直流电机的优化设计[J]. *西安交通大学学报*, 2002, 36(12): 1215-1218.
- SHI SH, LI Q F, WANG X H. Optimal design of brushless DC motor based on adaptive genetic algorithm [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2002, 36(12): 1215-1218.

作者简介



郑梦羚, 2019年于合肥工业大学获得学士学位, 现为北京航空航天大学硕士研究生, 主要研究方向为 SERF 原子磁强计空间位置标定。

E-mail: 18244866651@163.com

Zheng Mengling received her B. Sc. degree from Hefei University of Technology in 2019. She is currently a master student at Beihang University. Her main research interest is the spatial position calibration of SERF atomic magnetometer.



宋欣达(通信作者), 2004年于太原理工大学获得学士学位, 2011年于太原理工大学获得硕士学位, 2016年于北京航空航天大学获得博士学位, 现为北京航空航天大学研究员, 主要研究方向为量子精密测量、人体生物极弱磁场测量、微弱信号检测与处理。

处理。

E-mail: songxinda@buaa.edu.cn

Song Xinda (Corresponding author) received his B. Sc. degree and M. Sc. degree both from Taiyuan University of Technology in 2004 and 2011, and received his Ph. D. degree from Beihang University in 2016. He is currently an associate professor at Beihang University. His main research interests include quantum precision measurement, human biological extremely weak magnetic field measurement, and weak signal detection and processing.