

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2210347

高频调制矢量原子磁力仪综述*

胡敏¹,董海峰¹,江唯鸣¹,石猛²,王翔³

(1.北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院 北京 100191; 2.中国科学院空间应用工程与技术中心 北京 100094;
3.北京航空航天大学电子信息工程学院 北京 100191)

摘要:通过施加调制磁场降低测量 $1/f$ 噪声、实现矢量化测量,是原子磁力仪中常用的方法。根据调制磁场频率与弛豫率的相对大小,可以分为低频调制和高频调制两大类。本文对高频调制原子磁力仪进行了总结和分类,按照调制磁场方向与抽运光方向的相对位置分为平行调制与垂直调制两大类,之后再按照主磁场方向细分为七类不同的配置。详细分析了其中四类较为常见的配置,分别是垂直调制 X 型、垂直调制零场型、平行调制 Z 型和平行调制零场型。从Bloch方程出发,推导了这4类配置的测量解析模型,除了梳理和验证现有文献的理论分析之外,也得到一些现有文献没有提及的测量模型。采用MATLAB Simulink模块进行了数值仿真,验证了解析模型推导过程一些简化处理的合理性。给出了Bloch方程的通用Simulink模型,可用于任意配置原子磁力仪的数值仿真。

关键词:原子磁力仪;高频调制;Bloch方程;磁场测量

中图分类号: TH89 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 53510

Review of high frequency modulation vector atomic magnetometers

Hu Min¹, Dong Haifeng¹, Jiang Weiming¹, Shi Meng², Wang Xiang³

(1. School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
2. Technology and Engineering Center for Space Utilization, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China;
3. School of Electronic Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: The objective of reducing $1/f$ noise and achieving vectorized measurements by applying a modulation field is frequently used in atomic magnetometers. According to the relative magnitude of the modulation field frequency and relaxation rate, modulation atomic magnetometer (AM) can be divided into two categories, which are low frequency modulation AM and high frequency modulation AM. In this article, we summarize and classify high frequency modulation atomic magnetometers into two categories. The first is parallel modulation and the other is perpendicular modulation according to the relative position between the direction of the modulation field and that of the pump beam. Furthermore, seven different configurations are listed according to the main field direction, among which four configurations are analyzed in detail, namely perpendicular modulation X mode, perpendicular modulation zero-field mode, parallel modulation Z mode and parallel modulation zero-field mode. The measurement models for these four configurations are derived from the Bloch equation. In addition to combing and validating the theoretical analysis of the existing literature, we also obtain some measurement models that are not mentioned in the existing literatures. Numerical simulation is implemented by MATLAB Simulink module, which evaluates the rationality of some simplifications during analytical model derivation. Finally, a general Simulink model of Bloch equation is given, which can be used for numerical simulation of atomic magnetometers with different configurations.

Keywords: atomic magnetometer; high frequency modulation; Bloch equation; magnetic field measurement

0 引言

原子磁力仪是一种高精度的磁场测量仪器,在深空探测^[1]、地磁导航^[2]、生物磁探测^[3]、基础物理研究^[4]等方面有着重要应用。按照调制频率的大小,原子磁力仪可以分为低频调制原子磁力仪和高频调制原子磁力仪两类。所谓低频调制,是指调制磁场频率远小于原子磁力仪的总弛豫率,或者说调制周期远大于原子磁力仪系统的稳态响应时间。此时可以直接通过磁力仪的稳态输出进行调制后信号的理论分析。当上述条件不满足的时候,也即调制周期接近或小于原子磁力仪系统的稳态响应时间,这种情况称之为高频调制。此时只能用瞬态模型进行输出信号的分析。文献[5]对低频调制原子磁力仪进行了综述,本文主要对高频调制原子磁力仪进行系统分类和整理。

1 高频调制原子磁力仪分类

高频调制原子磁力仪在文献中也常叫做参量调制原

子磁力仪^[6],其基本动力学演化模型仍然可以用 Bloch 方程来描述^[7]:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \gamma \mathbf{P} \times \mathbf{B} + R_p(1 - \mathbf{P}) - R_{rel}\mathbf{P} \quad (1)$$

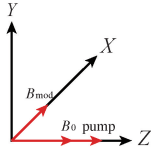
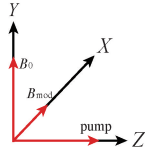
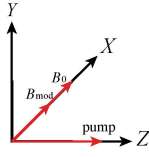
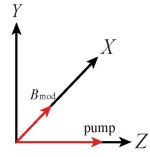
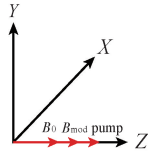
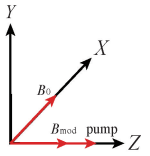
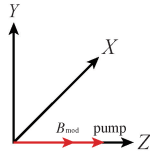
其中, \mathbf{P} 代表原子自旋极化率, \mathbf{B} 代表外界磁场, γ 代表磁旋比, R_p 代表抽运率, R_{rel} 代表弛豫率。Bloch 方程由 3 项组成, $\gamma \mathbf{P} \times \mathbf{B}$ 代表进动项,描述自旋极化率绕外界磁场的旋转; $R_p(1 - \mathbf{P})$ 代表抽运项,描述自旋极化率在抽运光的作用下不断增大到 1 的过程; $R_{rel}\mathbf{P}$ 代表弛豫项,描述自旋极化率由于弛豫不断衰减到 0 的过程。

在高频调制的原子磁力仪中,根据抽运光的方向与调制磁场方向的位置关系可以分为两大类,即垂直调制类型与平行调制类型。垂直调制是指抽运光方向与调制磁场方向相互垂直,而平行调制则是指两者方向相互平行。在每一种抽运类型中,又可以根据主磁场的方向再次细分得到如表 1 中所示的不同类型。

以下对这 7 种类型的配置进行介绍和综述,并对垂直调制 X 型、垂直调制零场型、平行调制 Z 型和垂直调制零场型等 4 种配置进行了测量解析公式的推导和数值仿真。

表 1 高频调制原子磁力仪的类型

Table 1 The classification of high frequency modulation magnetometers

调制磁场与抽运光 的位置关系	主磁场方向			
	Z	Y	X	近零场 ($B_0 \ll \frac{R_p}{\gamma}$)
垂直	 文献[8-11]	 N/A	 文献[12-13]	 文献[14-35]
平行	 文献[36-46]	 N/A	 文献[6, 47-48]	

2 垂直调制

垂直调制指抽运光方向与调制磁场方向垂直,之后可再根据主磁场方向细分为 Z 型、Y 型、X 型和零场型。

2.1 垂直调制 Z 型

垂直调制 Z 型的光路配置如图 1 所示,调制磁场方向与抽运光方向垂直,主磁场方向与抽运光方向平行。此种

配置是常见的 M_x/M_z 磁力仪配置方案。这种情况下 B_{mod} 的调制频率与磁场对应的拉莫尔进动频率接近,调制周期不满足远大于横向弛豫时间的条件,属于高频调制范畴,需要进行输入(待测磁场)和输出(自旋极化率)关系的瞬态分析。这种配置下,可以采用旋转波近似的方法,将 B_{mod} 分解为两个方向相反的旋转磁场,忽略其中与磁场不发生共振的一个,在与另一个旋转磁场固连的旋转坐标系下,进行稳态分析,其结果如式(2)所示^[8]。

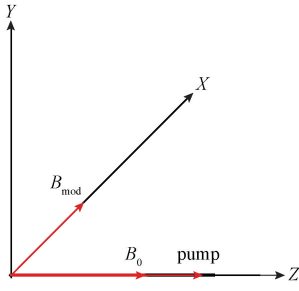


图 1 垂直调制 Z 型的光路和磁场配置

Fig. 1 Configuration of light path and magnetic field in perpendicular modulation Z mode

$$\begin{aligned}
 M'_x &= -M_0 \frac{\Omega T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2} \\
 M'_y &= M_0 \frac{\Delta\omega \Omega T_2^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2} \\
 M'_z &= M_0 \frac{1 + (\Delta\omega T_2)^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}
 \end{aligned} \quad (2)$$

如果测量输出的相位,在小角度情况下,可得:

$$\theta \approx T_2(\gamma B_0 - w) \quad (3)$$

由式(3)不难看出, T_2 决定了单位输入下 M_x 磁力仪输出信号的大小。

文献[9]面向 nEDM 的测量设计了高灵敏度 M_x 磁力仪,在屏蔽筒内,施加 1 000 nT 主磁场的情况下,从 Allan 方差测试的结果看,其 10 Hz 附件的白噪声约为 0.2 pT/√Hz, Allan 方差的最低点对应 0.3 pT。后续有文献分别采用芯片级原子气室实现 M_x 磁力仪^[10],以及采用椭圆抽运光的方案^[11],最终的灵敏度和长期稳定性指标没有太大的变化。当主磁场的方向偏离抽运光方向时, M_x 磁力仪的信号逐渐减小,直至到达盲区,也即 2.2 节中磁场和抽运光的配置状态。

2.2 垂直调制 Y 型

当主磁场旋转到与抽运光和调制磁场均垂直的方向时,是 M_x 磁力仪的第 1 个盲区位置,如图 2 所示。此时磁力仪对 B_0 的响应信号接近于 0。这一问题可以通过结合 Orientation 和 Alignment 两种极化方式^[49],或者通过实时调整线偏振抽运光偏振面的方法来消除^[50-51]。本文主要对高频调制原子磁力仪进行分析,对上述这些方法不作详细介绍。

2.3 垂直调制 X 型

垂直调制 X 型的光路和磁场配置如图 3 所示,其主磁场方向与调制磁场方向接近或重合,从 M_x 磁力仪的角度,这是测量的第 2 个盲区。文献[12]指出在这种情况下,可以有新的共振模式。以下从通用模型的角度对文献[12]的方法进行理论分析。与文献[12]的不同之处

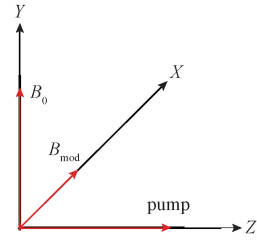


图 2 垂直调制 Y 型的光路和磁场配置

Fig. 2 Configuration of light path and magnetic field in perpendicular modulation Y mode

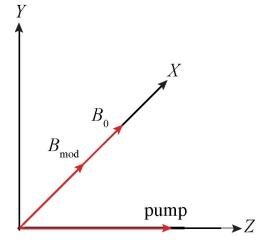


图 3 垂直调制 X 型的光路和磁场配置

Fig. 3 Configuration of light path and magnetic field in perpendicular modulation X mode

是:文献[12]首先设定 B_y 和 B_z 为 0,以下的分析只是假设 B_y 和 B_z 远小于 B_0 , 这种情况下的 Bloch 方程如下:

$$\begin{aligned}
 &\begin{bmatrix} \frac{dP_x}{dt} \\ \frac{dP_y}{dt} \\ \frac{dP_z}{dt} \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} i & j & k \\ P_x & P_y & P_z \\ B_0 + B_1 \cos\omega t & B_y & B_z \end{bmatrix} + R_p \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} - \\
 &(R_p + R_{rel}) \begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} \quad (4)
 \end{aligned}$$

对式(4)作如下代换:

$$P_0 = \frac{R_p}{R_{rel} + R_p}, \frac{1}{\tau} = R_{rel} + R_p$$

可得:

$$\begin{aligned}
 &\begin{bmatrix} \frac{dP_x}{dt} \\ \frac{dP_y}{dt} \\ \frac{dP_z}{dt} \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} i & j & k \\ P_x & P_y & P_z \\ B_0 + B_1 \cos\omega t & B_y & B_z \end{bmatrix} + \\
 &\frac{1}{\tau} \left\{ \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ P_0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} \right\} \quad (5)
 \end{aligned}$$

写成分量表达式:

$$\frac{dP_X}{dt} = \gamma[P_Y B_Z - P_Z B_Y] - \frac{1}{\tau} P_X \quad (6)$$

$$\frac{dP_Y}{dt} = \gamma P_Z (B_0 + B_1 \cos \omega t) - \gamma P_X B_Z - \frac{1}{\tau} P_Y \quad (7)$$

$$\frac{dP_Z}{dt} = \gamma P_X B_Y - \gamma P_Y (B_0 + B_1 \cos \omega t) - \frac{1}{\tau} P_Z + \frac{P_0}{\tau} \quad (8)$$

参照文献[12]的方法,设 $P_+ = P_Y + iP_Z$, $\gamma B_0 = \omega_0$, $\gamma B_1 = \omega_1$, 将其代入式(7) + i 式(8), 得到:

$$\frac{dP_+}{dt} = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] - \frac{P_+}{\tau} - i(\omega_0 + \omega_1 \cos \omega t) P_+ \quad (9)$$

采用常数变易法解微分方程(9), 首先令:

$$\frac{dP_+}{dt} + \frac{P_+}{\tau} + i(\omega_0 + \omega_1 \cos \omega t) P_+ = 0$$

易得:

$$P_+ = \lambda e^{-\frac{t}{\tau}} e^{-i\left(\omega_0 t + \frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t\right)} \quad (10)$$

将结果式(10)代入式(9)得到:

$$\frac{d\lambda}{dt} e^{-\frac{t}{\tau}} e^{-i\left(\omega_0 t + \frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t\right)} - \left[\frac{1}{\tau} + i(\omega_0 + \omega_1 \cos \omega t) \right] P_+ =$$

$$\left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] - \frac{P_+}{\tau} - i(\omega_0 + \omega_1 \cos \omega t) P_+$$

即:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] e^{\frac{t}{\tau}} \cdot e^{i\left(\omega_0 t + \frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t\right)} \quad (11)$$

将 $e^{\frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t}$ 分解为贝塞尔函数级数:

$$e^{\frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) e^{i n \omega t}$$

其中, J_n 代表 n 阶第一类贝塞尔函数, 并且有 $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$, 代入式(11)得到:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] \cdot$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) e^{\left[\frac{1}{\tau} + i(n\omega + \omega_0) \right] t}$$

积分解得:

$$\lambda = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] \cdot$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \frac{e^{\left[\frac{1}{\tau} + i(n\omega + \omega_0) \right] t}}{\frac{1}{\tau} + i(n\omega + \omega_0)} \quad (12)$$

将积分结果(12)代入式(10)得:

$$P_+ = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] \cdot$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \frac{J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) e^{i(n-k)\omega t}}{\frac{1}{\tau} + i(n\omega + \omega_0)}$$

令 $n - k = p$, $k_n = n\omega + \omega_0$, 得到:

$$P_+ = \left[\gamma P_X (iB_Y - B_Z) + \frac{P_0}{\tau} i \right] \cdot$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{J_{n-p} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)}{\frac{1}{\tau} + i k_n} e^{i p \omega t} \quad (13)$$

由于 $P_+ = P_Y + iP_Z$, 对 P_+ 实部和虚部分解即可得到 P_Y 与 P_Z 的表达式:

$$P_Y = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{\tau J_{n-p} J_n}{1 + (k_n \tau)^2} \left[(A + B k_n \tau) \cos p \omega t + (A k_n \tau - B) \sin p \omega t \right] \quad (14)$$

$$P_Z = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{\tau J_{n-p} J_n}{1 + (k_n \tau)^2} \left[(B - A k_n \tau) \cos p \omega t + (A + B k_n \tau) \sin p \omega t \right] \quad (15)$$

其中, $A = -\gamma P_X B_Z$, $B = \gamma P_X B_Y + \frac{P_0}{\tau}$. 从式(14)和(15)

可以看出, 当 $k_n = n\omega + \omega_0 = 0$ 时, P_Z 有共振信号, 可以用来测量磁场。另外, 信号幅值与贝塞尔函数有关, 可以通过改变调制磁场的幅值和频率改变贝塞尔函数参数, 即 $\gamma B_1 / \omega$, 从而改变信号的大小。

将 $B_Y = B_Z = 0$ 代入式(15)可得:

$$P_Z = P_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{J_{n-p} J_n}{1 + (k_n \tau)^2} [\cos p \omega t + k_n \tau \sin p \omega t] \quad (16)$$

式(16)与文献[12]中不考虑 B_Y 和 B_Z 情况下所得到的结果一致。文献[12]中指出利用式(16)所包含的共振项

$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(J_{n-1} - J_{n+1}) J_n \cdot k_n \tau}{1 + (k_n \tau)^2}$ 可以进行磁场 B_0 的测量。

此处需要指出的是, 与 M_x 磁力仪中利用共振测量标量场不同, 这里的共振是与沿 X 方向的磁场矢量共振。这一点可以从式(15)的推导过程中 B_0 代表沿 X 方向矢量磁场清晰看出。文献[13]将垂直调制 X 型磁力仪主磁场方向测量用于心磁测量。

实际测试中 $B_Y = B_Z \neq 0$, 下面对这种情况下的测量模型进行分析, 进而给出对应的三轴磁场测量方法。式(15)里的参数 A 和 B 中含有 P_X , 为了获取 P_Z 与外磁场和调制磁场关系的完整信息, 需要首先推导 P_X 的解析表达式。

将式(14)和(15)直接代入式(6)求解将非常复杂,因此首先用共振条件进行简化。在非共振情况下,即不存在整数 n 使得 $k_n=0$ 时, P_Y 与 P_Z 信号很小,所以只考虑满足共振条件的情况。假设当 $n=N$ 时共振,则 $k_N=0$,且对于任意 $n \neq N, k_n \gg 0, (k_n \tau)^2 \gg 1$,忽略所有非共振项,得:

$$P_Y = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \tau J_{N-p} J_N (A \cos p\omega t - B \sin p\omega t)$$

$$P_Z = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \tau J_{N-p} J_N (B \cos p\omega t + A \sin p\omega t)$$

P_Z 中包含许多谐波分量,为了进一步简化推导,取 P_Y 与 P_Z 的直流分量,令 $p=0$,可得:

$$P_Y = \tau J_N^2 A, \quad P_Z = \tau J_N^2 B$$

$$P_Y B_Z - P_Z B_Y \xrightarrow{n=N, p=0} -J_N^2 P_0 B_Y - \tau \gamma J_N^2 (B_Y^2 + B_Z^2) P_X$$

代入式(6)可解得:

$$P_X = \frac{Q}{P} (1 - e^{-Pt}) \quad (17)$$

其中, $Q = -\gamma J_N^2 P_0 B_Y, P = \tau \gamma J_N^2 (B_Y^2 + B_Z^2) + \frac{1}{\tau}$, 可见

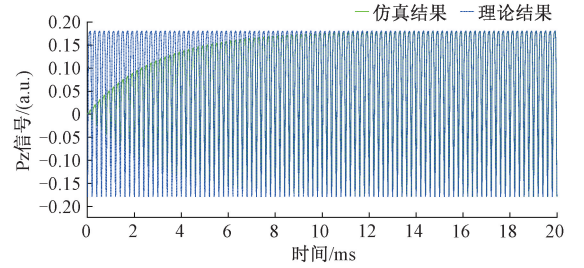
P_X 与 B_Y 成色散关系,其线宽由贝塞尔函数加权后的弛豫等效磁场 $J_N/\tau\gamma$ 和 B_Z 共同决定。 P_X 在达到稳态之后为常值 $\frac{Q}{P}$,将 $P_X = \frac{Q}{P}$ 代入式(15),得到:

$$P_Z = P_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{J_{n-p} J_n}{1 + (k_n \tau)^2} \cdot$$

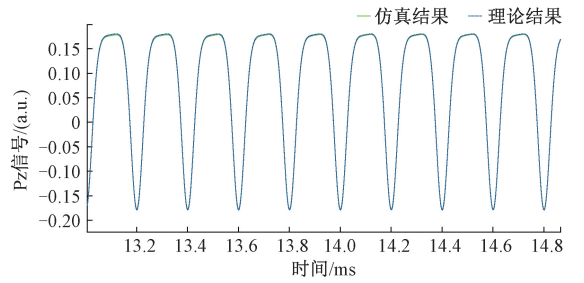
$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{-B_Y B_Z k_n \tau + B_Z^2 + \frac{1}{\tau^2 \gamma^2 J_N^2}}{B_Y^2 + B_Z^2 + \frac{1}{\tau^2 \gamma^2 J_N^2}} \right] \cos p\omega t + \\ \left[\frac{B_Y B_Z - B_Y^2 k_n \tau}{B_Y^2 + B_Z^2 + \frac{1}{\tau^2 \gamma^2 J_N^2}} + k_n \tau \right] \sin p\omega t \end{array} \right\} \quad (18)$$

考虑到式(18)中包含 B_Y 和 B_Z 项,满足 B_Y 和 B_Z 远小于 B_0 的情况下,可以利用式(18)进行三轴矢量的测量。由于式(18)中存在三轴的交叉耦合,一个简单的解耦方法就是进行分时测量。测量 X 向磁场时,将 Y 向磁场和 Z 向磁场补偿到0,此时式(18)退化为式(16);测量 Y 向磁场时,将 X 向磁场设置为共振点,舍弃所有非共振项,只保留共振项 $n=N$,贝塞尔函数 $J_n = J_N, k_n = 0$,将 Z 向磁场补偿到0,利用锁相放大器提取 P_Z 的 \cos 分量,此时 P_Z 的 \cos 分量关于 B_Y 是吸收曲线;测量 Z 向磁场时,同样将 X 向磁场设置为共振点,将 Y 向磁场补偿为一个非零值(如50 nT),利用锁相放大器提取 P_Z 的 \sin 分量,此时 P_Z 的 \sin 分量关于 B_Z 是色散曲线。

下面进行仿真建模与验证式(16)和式(18)的正确性。设置参数 $R_p = 150 \text{ s}^{-1}, R_{rel} = 200 \text{ s}^{-1}, \gamma = 4.67 \text{ Hz/nT}$ 。设置 $B_Y = B_Z = 0$,主磁场 B_0 沿 X 方向,幅值为1 071 nT,调制磁场沿 X 方向,幅值为1 000 nT,频率为5 kHz。仿真结果如图4所示。图4(a)中虚线 P_Z 为式(16)的计算结果,实线为数值仿真结果。数值仿真过程中原子自旋极化率以零状态为起始点,理论解析解是稳定振荡后结果。图4(b)是截取14 ms附近局部放大之后的情况。图5(a)~(c)分别是垂直调制 X 型配置测量 X, Y, Z 方向磁场的响应曲线。



(a) 20 ms内理论和仿真得到的 P_Z 信号
(a) Theoretical and simulated P_Z signals in 20 ms



(b) 理论和仿真曲线在14 ms附近的放大结果
(b) Detailed results of theoretical and simulated curves around 14 ms

图4 垂直调制 X 型仿真与理论计算结果对比。

理论计算结果采用式(16)得到

Fig. 4 Comparison of simulation and theoretical calculation results in perpendicular modulation X mode. The theoretical calculation results obtained using formula (16)

2.4 垂直调制零场型

垂直调制零场型的光路和磁场配置如图6所示,该配置没有明确的主磁场方向,外磁场的大小远小于弛豫等效磁场。文献[16]采用垂直调制零场型配置实现了横向磁场分量测量,灵敏度达 $7 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。文献[17]采用此配置实现了用于三轴磁场测量的高灵敏度单光束原子磁力仪,分别在 X 轴方向达到了 $20 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$,在 Y 轴达到了 $25 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$,在 Z 轴达到了 $30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度。文献[18]采用垂直调制零场型的测试方法,分析了偏置磁场(与抽运光和调制方向垂直的磁场)大小对线宽的影响。文献[19]采用垂直调制零场型测量方案,采用两束正交的圆偏振光,旨在实现三轴磁场测量。文献[20]

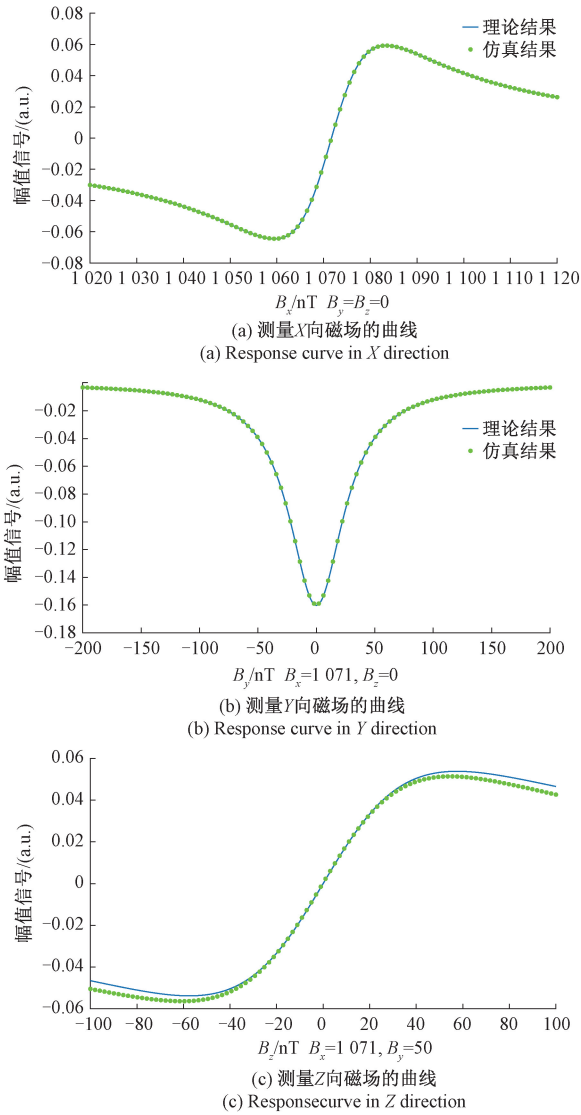


图5 垂直调制X型测量三轴磁场分量 B_x 、 B_y 和 B_z 中的理论计算结果采用式(18)计算得到。

Fig. 5 Measurement of magnetic field components B_x , B_y and B_z using perpendicular modulation X mode. The theoretical calculation results obtained using formula (18)

分析了调制磁场幅值与自旋交换平均弛豫率之间的关系,研究了通过增大调制磁场幅值来提高带宽的方法。文献[21]将垂直调制零场型的调制磁场转化为旋转磁场,从而实现了双轴测量。文献[22]分析了垂直调制零场型磁力仪中总弛豫率与平均抽运率,自旋交换平均弛豫率,自旋碰撞弛豫率和侧壁碰撞弛豫率之间的关系,通过数据拟合实现了各种弛豫的独立测量。文献[23]分析了垂直调制零场型磁力仪中抽运光功率,调制磁场幅值和频率对输出信号的影响。文献[24-25]将垂直调制零场型磁力仪用于梯度测量。文献[26]过在气室中添加反射镜解决了不能敏感沿光传播方向磁场的问题,通

过施加3个方向的调制磁场实现了三轴磁场测量。文献[27]通过横向光反馈使 P_x 始终为0,从而实现 B_y 和 B_z 的测量。文献[28]指出在零场附近信号的相位有突变。文献[29]将垂直调制零场型双轴测量磁力仪用于SERF陀螺,实现了单光束双轴载体角速率测量。文献[30]采用垂直调制零场型测量的过程中,利用共振线宽中自旋交换弛豫与磁场和原子密度的关系,进行气室内原子密度的测量。文献[31]将垂直调制零场型磁力仪用于超顺磁纳米颗粒药物的跟踪和定位。文献[32]在垂直调制零场型中,将 P_z 信号的一阶和二阶谐波信号相除,从而提高磁力仪的动态范围和线性度,抑制了温度,光强波动等噪声的影响。文献[33]采用垂直调制零场型测量方案,通过两束抽运光分时测量,实现了三轴磁场测量,并测量了光束以及三轴线圈之间的非正交度。文献[34]以输出信号为优化目标,分析了垂直调制零场型磁力仪在不同光功率下的最佳工作温度。文献[35]在传统双光束SERF磁力仪的基础上,增加了对抽运光的检测和垂直调制,实现了两种模式的磁场检测,拓宽了磁力仪的应用范围。

文献[16]与[17]均属于垂直调制零场型,但是两者理论分析有所不同。文献[16]的理论来源于[12],是垂直调制X型配置中让主磁场为0的情况,忽略了 B_y 与 B_z ,只测量 B_x 。文献[17]的理论来源于文献[14-15],不忽略了 B_y 与 B_z ,可测量3个磁场分量。以下分别进行说明。

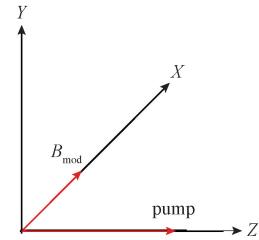


图6 垂直调制零场型的光路和磁场配置
Fig. 6 Configuration of light path and magnetic field in perpendicular modulation zero-field mode

与垂直调制X型相比,零场型不存在主磁场,而存在3个方向的微弱磁场,其大小 $B_x, B_y, B_z \ll B_1$,远远小于调制磁场大小,对应的Bloch方程为:

$$\begin{aligned} \frac{dP_x}{dt} &= \gamma \begin{bmatrix} i & j & k \\ P_x & P_y & P_z \\ B_x + B_1 \cos \omega t & B_y & B_z \end{bmatrix} + \\ \frac{1}{\tau} & \left\{ \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ P_0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

3个方向的原子自旋极化率测量结果为^[14-15]:

$$\begin{aligned}
 P_X &= P_0 J_0 \frac{-\gamma J_0 B_Y \Gamma + \gamma^2 J_0 B_X B_Z}{\Delta^2} \\
 P_Y &= B J_0 + \sum_{q=1}^{+\infty} 2B J_{2q} \cos 2q\omega t + \\
 &\sum_{q=0}^{+\infty} 2A J_{2q+1} \sin(2q+1)\omega t \\
 P_Z &= A J_0 + \sum_{q=1}^{+\infty} 2A J_{2q} \cos 2q\omega t - \\
 &\sum_{q=0}^{+\infty} 2B J_{2q+1} \sin(2q+1)\omega t
 \end{aligned} \quad (20)$$

其中,

$$\begin{aligned}
 A &= P_0 J_0 \cdot \frac{\Gamma^2 + \gamma^2 J_0^2 B_Z^2}{\Delta^2} \\
 B &= P_0 J_0 \cdot \frac{\Gamma \gamma B_X + \gamma^2 J_0^2 B_Y B_Z}{\Delta^2} \\
 \Delta^2 &= \Gamma^2 + \gamma^2 (B_X^2 + J_0^2 B_Y^2 + J_0^2 B_Z^2) \\
 \Gamma &= \frac{1}{\tau}, J_n = J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right), \omega_1 = \gamma B_1
 \end{aligned}$$

通过锁相放大器提取 P_Z 中的一次谐波分量 $P_Z(\omega) = -2B J_1 \sin \omega t$, 参数 B 中包含了 B_X, B_Y, B_Z 三个方向的磁场分量, 如式 (21) 所示。文献[17]提出分时测量的方法, 通过补偿另外两个方向的磁场分量, 测量另一个方向的磁场。测量 X 方向磁场时, 将 Y 与 Z 方向磁场补偿到 0, 此时 $P_Z(\omega)$ 关于 B_X 为色散曲线; 测量 $Y(Z)$ 方向磁场时, 将 X 方向磁场补偿到 0, 将 $Z(Y)$ 方向磁场补偿为非 0 的固定值, 此时 $P_Z(\omega)$ 关于 $B_Y(B_Z)$ 为色散曲线。

$$P_Z(\omega) = -2P_0 J_1 J_0 \cdot \frac{\Gamma \gamma B_X + \gamma^2 J_0^2 B_Y B_Z}{\Gamma^2 + \gamma^2 (B_X^2 + J_0^2 B_Y^2 + J_0^2 B_Z^2)} \sin(\omega t) \quad (21)$$

图 7(a) 和 (b) 中的理论计算结果采用式 (21) 计算得到图 7(a) 是将 Y 与 Z 方向补偿为 0 时测量 X 方向磁场的曲线。从图中可见在零磁场附近曲线具有较好的线性段。图 7(b) 是将 X 方向磁场补偿为 0, 将 Z 方向磁场补偿为一个固定值 (此处为 50 nT) 时测量 Y 方向磁场的曲线, 同样在零磁场附近有较好的线性段。测量 Z 方向磁场的曲线与 Y 方向磁场的曲线相同。

文献[16]采用的是零磁共振 ($N=0$) 的方法测量磁场, 其主磁场 B_X 接近 0, 此时 $k_0 = \gamma B_X$, 忽略另外两个方向磁场 B_Y, B_Z , 并且基于此对表达式作近似处理。文章中考虑对频率为 ω 的信号进行解调。在式 (16) P_Z 表达式中令 $p = \pm 1$, 并且只考虑 $n = 0$ 的项:

$$P_Z(\omega) = -2P_0 J_1 J_0 \frac{\tau \gamma B_X}{1 + (\gamma B_X \tau)^2} \sin \omega t \quad (22)$$

式 (21) 忽略 B_Y, B_Z 得到的结果与式 (22) 相同, 验证了两种理论的一致性。

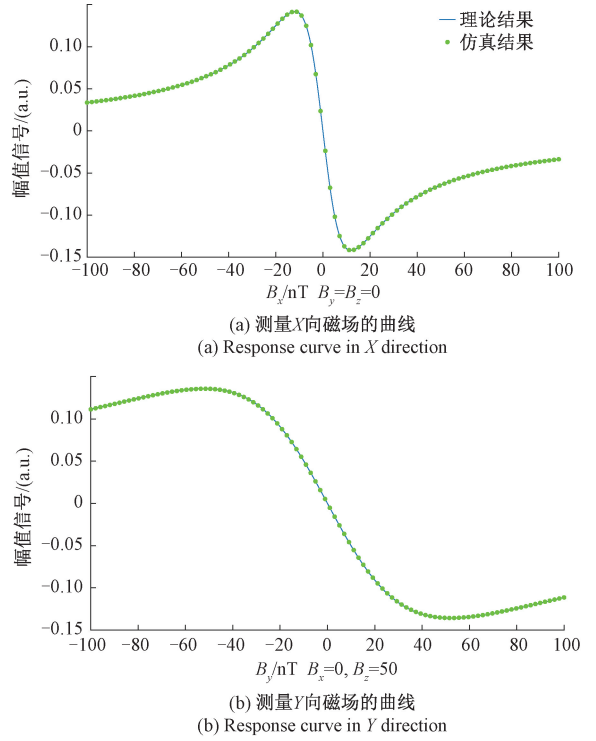


图 7 采用垂直调制零场型配置测量磁场。Z 方向与 Y 方向的磁场测量方法相同, 此处省略 Z 方向

Fig. 7 Magnetic field measurement using perpendicular modulation zero-field mode. The magnetic field in the Z direction is measured in the same way as in the Y direction, which is omitted here

3 平行调制

平行调制是指抽运光方向与调制磁场方向平行, 之后再根据主磁场方向细分为 Z 型, 零场型和 X/Y 型。本部分主要对平行调制 Z 型和零场型的高频调制原子磁力仪进行讨论, 最后对平行调制 X/Y 型配置不适合进行磁场测量的原因进行了简要分析。

3.1 平行调制 Z 型

平行调制 Z 型磁力仪的抽运光、调制磁场和主磁场方向均相互平行, 其光路和磁场配置如图 8 所示。文献[36]采用平行调制 Z 型配置实现了参量调制的三轴原子磁力仪, 通过测量共振频率得到 Z 方向磁场大小, 通过锁相放大器解调 P_X 信号得到 X 和 Y 方向的磁场大小, 实现了对外界磁场的实时测量, 在 Z 方向达到了 0.3 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度, 在 X 方向和 Y 方向磁场灵敏度达到了 2 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。文献[37]采用同样的配置, 对 Bloch 方程进行数值求解以验证基于解析结果得出的降低交叉耦合方法的正确性。文献[38-40]将平行调制 Z 型配置应用于

核磁共振陀螺仪的横向磁场测量。文献[41-42]在上述平行调制 Z 型的基础上,在 X 方向增加了与总磁场对应的调制场,从而将共振峰转移到 $\omega + \omega_c$ 与 $\omega - \omega_c$ 的边带上,增加了系统带宽设计的灵活性。文献[43]采用平行调制 Z 型的光路配置,为了最大限度提高信号,对参数 $\zeta = \omega_0\tau$ 和调制深度 $\eta = \gamma B_c/\omega_c$ 进行了联合优化。文献[44]用数值仿真的方法分析了平行调制 Z 型矢量磁力仪的动态响应特性和线性度,相关的分析结果可用于核磁共振陀螺进动磁场测量过程中的参数优化。文献[45]建立了上述平行调制 Z 型横向磁场测量的全测量范围模型,分析了该种测量方式的线性度和测量范围。文献[46]将平行调制 Z 型磁力仪用于核磁共振陀螺中核自旋进动信号测量,分析了 X 方向和 Y 方向解耦的条件。

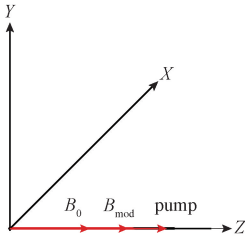


图8 平行调制 Z 型的光路和磁场配置

Fig. 8 Configuration of light path and magnetic field in parallel modulation Z mode

平行调制 Z 型的配置中抽运光方向、调制磁场方向和主磁场方向均为 Z 方向, Bloch 方程可以写成如下的形式:

$$\frac{1}{\tau} \left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_X}{dt} \\ \frac{dP_Y}{dt} \\ \frac{dP_Z}{dt} \end{array} \right\} = \gamma \begin{bmatrix} i & j & k \\ P_X & P_Y & P_Z \\ B_X & B_Y & B_0 + B_1 \cos\omega t \end{bmatrix} + \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ P_0 \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{array} \right\} \quad (23)$$

写成分量形式为:

$$\begin{aligned} \frac{dP_X}{dt} &= \gamma [P_Y(B_0 + B_1 \cos\omega t) - P_Z B_Y] - \frac{P_X}{\tau} \\ \frac{dP_Y}{dt} &= \gamma [P_Z B_X - P_X(B_0 + B_1 \cos\omega t)] - \frac{P_Y}{\tau} \\ \frac{dP_Z}{dt} &= \gamma [P_X B_Y - P_Y B_X] + \frac{P_0 - P_Z}{\tau} \end{aligned} \quad (24)$$

采用与垂直调制 X 型类似的代换,设 $P_+ = P_X + iP_Y$,

$\gamma B_0 = \omega_0, \gamma B_1 = \omega_1, \omega_0 + n\omega = k_n$ 得到:

$$\frac{dP_+}{dt} = -i(\omega_0 + \omega_1 \cos\omega t)P_+ + \gamma P_Z (iB_X - B_Y) - \frac{P_+}{\tau}$$

之后用常数变易法和贝塞尔函数代换,可参考前文对垂直调制 X 型中方程(9)的求解过程,其具体步骤不再赘述,结果为:

$$P_+ = \tau \gamma P_Z \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_n J_{n-p} \cdot \frac{(iB_X - B_Y)(\cos p\omega t + i \sin p\omega t)(1 - i\tau k_n)}{1 + (\tau k_n)^2} \quad (25)$$

$$P_X = \overline{P_X} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\tau \gamma P_Z J_n}{1 + (\tau k_n)^2} \sum_{p=1}^{+\infty} \left[\begin{array}{l} (\tau k_n B_X - B_Y)(J_{n+p} + J_{n-p}) \cos p\omega t \\ + (B_X + \tau k_n B_Y)(J_{n+p} - J_{n-p}) \sin p\omega t \end{array} \right] \quad (26)$$

其中, $\overline{P_X} = \tau \gamma P_Z \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \frac{(\tau k_n B_X - B_Y)}{1 + (\tau k_n)^2}$ 为直流项。测量中一般通过设置调制频率使 $k_N = 0$, 当 $n = N$ 时共振, 此时方程(26)的谐波项之和简化为:

$$P_X = \tau \gamma P_Z J_N \sum_{p=1}^{+\infty} \left[\begin{array}{l} -B_Y(J_{N+p} + J_{N-p}) \cos p\omega t \\ + B_X(J_{N+p} - J_{N-p}) \sin p\omega t \end{array} \right] \quad (27)$$

磁场分量 B_X 和 B_Y 分别对应于 $\sin(p\omega t)$ 和 $\cos(p\omega t)$ 分量,可以通过锁相放大器分别实现对 B_X 和 B_Y 的测量。此外,还可以通过调整调制磁场的幅值 B_1 和频率 ω 的比值来改变贝塞尔函数的大小,从而增大信号。

作为测量模型,式(27)只反映了输入输出之间的比例关系,无法从式(27)得到系统的非线性和测量范围信息。其原因是采用式(27)时一般将 P_Z 作为常数。为了得到更精确的平行调制 Z 型配置磁力仪的测量模型,我们从 Bloch 方程出发进行了 P_Z 的求解,过程如下。

当不发生共振时,即不存在整数 n 使得 $k_n = 0$ 时, P_X 与 P_Y 表达式中分母很大,信号较小,不适合测量,故只讨论共振情况。当发生共振时:

$$\begin{aligned} \gamma [P_X B_Y - P_Y B_X] &= \\ -\tau \gamma^2 P_Z \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_n J_{n-p} &\frac{(B_X^2 + B_Y^2)(\cos p\omega t + \tau k_n \sin p\omega t)}{1 + (\tau k_n)^2} \\ n = N, k_N = 0 &\rightarrow -\tau \gamma^2 P_Z \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_N J_{N-p} (B_X^2 + B_Y^2) \cos p\omega t \\ p = 0 &\rightarrow -\tau \gamma^2 P_Z J_N^2 (B_X^2 + B_Y^2) \end{aligned}$$

第1个箭头考虑只保留共振项,即第 N 项,第2个箭头是指只考虑 $\gamma [P_X B_Y - P_Y B_X]$ 中的直流分量。此时式(24)可以简化为:

$$\begin{aligned} \frac{dP_Z}{dt} + \left[\tau \gamma^2 J_N^2 (B_X^2 + B_Y^2) + \frac{1}{\tau} \right] P_Z &= \frac{P_0}{\tau} \\ \text{可解得:} & \\ P_Z = \frac{Q}{P} (1 - e^{-Pt}) & \quad (28) \end{aligned}$$

其中, $Q = \frac{P_0}{\tau}, P = \tau\gamma^2 J_N^2 (B_X^2 + B_Y^2) + \frac{1}{\tau}$ 。

将式(28)中的稳态部分代入式(27),得到 B_X 和 B_Y 的测量公式:

$$P_X(\omega) = \frac{\tau\gamma P_0 J_1 [B_Y(J_0 + J_2) \cos\omega t - B_X(J_0 - J_2) \sin\omega t]}{\tau^2 \gamma^2 J_N^2 (B_X^2 + B_Y^2) + 1} \quad (29)$$

与式(27)相比,式(29)可以得到测量的非线性和测量范围,当 B_X 和 B_Y 接近于0时,磁力仪工作在线性区,此时式(29)可以简化为式(27)的形式。

以下对式(29)的正确性进行仿真验证。在仿真过程中,测量 X 方向磁场时保持 Y 方向磁场等于0,测量 Y 方向磁场时保持 X 方向磁场等于0。测量时 $B_Z = 1\ 071$ nT 以满足共振条件。图9展示了固定一个方向磁场测量另一个方向的磁场的曲线,图9(a)和(b)中的理论结果采用式(29)计算得到两条曲线在接近零场附近都有较好的线性段,图9(a)为测量 B_X 的曲线,此时固定 $B_Y = 0$,图9(b)为测量 B_Y 的曲线,此时固定 $B_X = 0$ 。

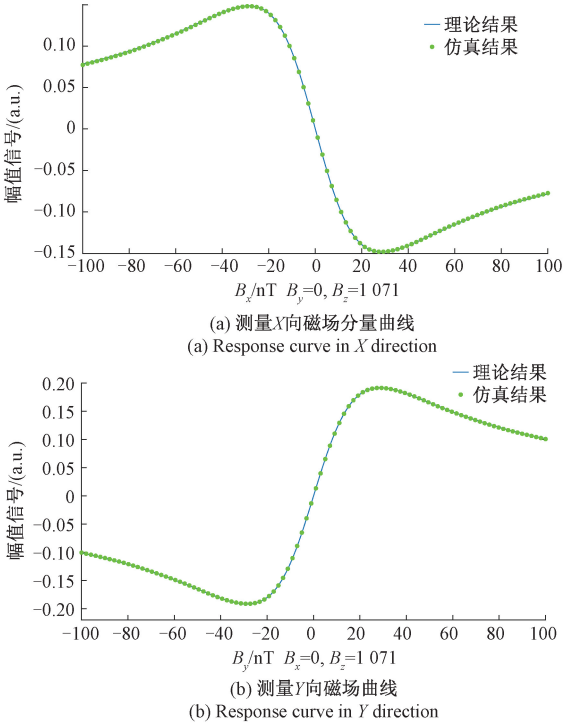


图9 平行调制 Z 型测量横向磁场分量

Fig. 9 Transverse magnetic field measurement using parallel modulation Z mode

上述分析了 X 和 Y 方向磁场的测量。对于 Z 方向的磁场,可以从式(26)出发,设置 $B_X = 0, B_Y$ 等于固定值,采用锁相放大器进行信号解调,在 $n = -1$ 对应的共振

点附近可得到 P_X 对应的解调信号如下:

$$P_{X-\text{demod}} = \frac{B_Y \tau \gamma P_Z J_1 (J_{-1+p} + J_{-1-p})}{1 + (\tau k_{-1})^2} \quad (30)$$

从式(30)可以看出, $k_{-1} = \gamma B_Z - \omega = 0$ 时, $P_{X-\text{demod}}$ 取得最大值。利用式(30)中 $P_{X-\text{demod}}$ 与 k_{-1} 之间的吸收关系可以进行 B_Z 的测量。

3.2 平行调制零场型

文献[6]采用平行调制零场型的配置方案,其光路与磁场的配置如图10所示。在磁屏蔽条件下,在 Z 方向施加调制磁场,测量 X 方向和 Y 方向的磁场大小,实现了 60 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度。文献[47]将平行调制零场型的配置用于 SERF 陀螺仪,实现双轴角速率测量,同时可以抑制低频漂移。文献[48]研究了平行调制零场型磁力仪中自旋交换弛豫率与交变磁场幅值和自旋交换弛豫率与交变磁场频率的关系,当交变磁场的频率远大于弛豫率的情况下,交变磁场对弛豫率的影响可以通过一个周期内取平均来处理,该方法也应用于垂直调制零场型磁力仪^[20]。文献[23]分析了平行调制零场型磁力仪中抽运光功率,调制磁场幅值和频率对输出信号的影响。

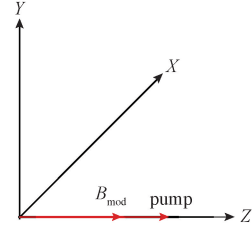


图10 平行调制零场型的光路和磁场配置

Fig. 10 Configuration of light path and magnetic field in parallel modulation zero-field mode

平行调制零场型抽运光方向、调制磁场方向为 Z 方向,不存在主磁场,只有3个方向的微弱磁场。考虑平行调制 Z 型的结论,即式(25),在这种情况下,则 $\gamma B_0 = \omega_0 \approx 0$,在 $n = 0$ 的时候 $\omega_0 + n\omega = k_n \approx 0$,发生共振。式(25)可以简化为:

$$P_+ = \tau\gamma P_Z \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_0 J_{-p} (iB_X - B_Y) (\cos p\omega t + i \sin p\omega t) \quad (31)$$

从而:

$$P_X = \overline{P_X} + \tau\gamma P_0 J_0 \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{\begin{bmatrix} -B_Y (J_p + J_{-p}) \cos p\omega t \\ + B_X (J_p - J_{-p}) \sin p\omega t \end{bmatrix}}{\tau^2 \gamma^2 J_0^2 (B_X^2 + B_Y^2) + 1} \quad (32)$$

可以通过锁相放大器测量 P_X 中 \cos 分量与 \sin 分量得到 B_Y 和 B_X 的大小。根据式(32)可以看出 $p = 1$ 时,

$J_p + J_{-p} = 0$, 因此无法利用 P_X 的一阶谐波分量测量磁场分量 B_Y , 考虑到 $p = 2$ 时, $J_p + J_{-p} = 2J_p$, 因此可以采用二阶谐波分量测量。类似的, 可以采用一阶谐波分量测量磁场分量 B_X 。图 11(a) 和(b) 分别展示了平行调制零场型磁力仪测量 B_X 和 B_Y 的响应曲线。图 11(a) 和(b) 中的理论结果采用式 (32) 计算得到。

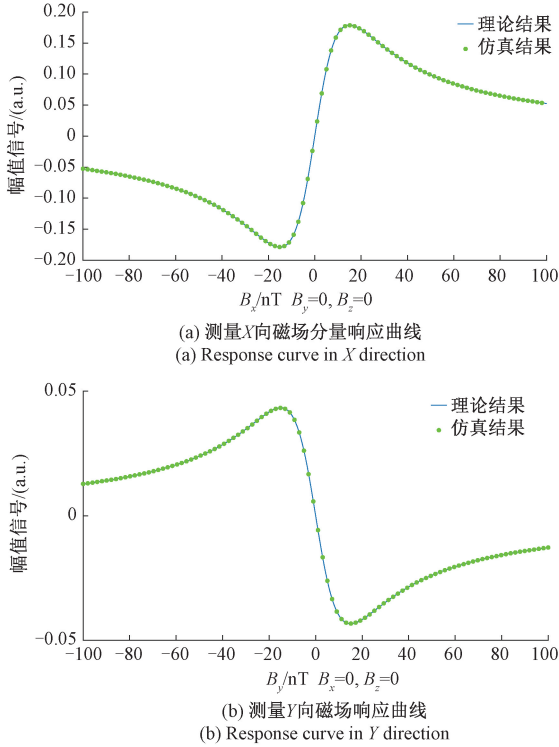


图 11 平行调制零场型测量横向磁场分量

Fig. 11 Transverse magnetic field measurement using parallel modulation zero-field mode

3.3 平行调制 X/Y 型

平行调制 X/Y 型抽运光与调制磁场方向平行, 均沿 Z 方向, 而主磁场在 X (Y) 方向, 其光路和磁场配置如图 12 所示。从测量式 (32) 可以看出, 在 B_X 或者 B_Y 较大时信号 P_X 很小, 难以用来测量磁场。

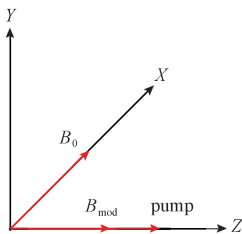


图 12 平行调制 X/Y 型的光路和磁场配置

Fig. 12 Configuration of light path and magnetic field in parallel modulation X/Y mode

通过仿真也可以发现, 主磁场越大, 3 个方向的信号越小。设主磁场大小为 1 000 nT, 调制磁场为幅值 1 000 nT 的 5 kHz 余弦信号, 其余参数与 3.2 节保持一致, 此时 3 个方向的自旋极化率信号均为 10^{-3} 量级, 远小于其余配置下的自旋极化率信号, 与理论预期相符。

4 不同配置的比较

上文中所讨论的零场型磁力仪主要包括垂直调制零场型和平行调制零场型。表 2 中对比了本文重点讨论的平行调制零场型磁力仪、垂直调制零场型磁力仪和经典的无调制零场型磁力仪的优缺点, 信号和目前达到的灵敏度。为了便于信号大小的比较, 首先分析了无调制零场型 SERF 磁力仪在单位输入情况下输出的最优信号, 其大小为 $0.25\gamma T_2$, 以此进行归一化。垂直调制零场型可采用单光束实现分时三轴矢量磁场测量, 其 X 轴方向能够实现无调制情况下 0.678 单位的信号大小, 在 Y 轴和 Z 轴方向能够实现 0.265 单位的信号大小; 平行调制零场型采用双光束实现实时两轴矢量测量, 其 X 轴方向能够实现 0.678 单位的信号大小, 在 Y 轴最大能够实现 0.348 单位的信号大小。垂直调制零场型配置具有高灵敏度, 容易实现单光束测量, 体积小等优点, 常常用来实现高精度的小型化 SERF 磁力仪, 目前达到的最高灵敏度为 $7 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 这种配置的缺点是需要通过分时测量来实现 3 个方向的磁场测量; 平行调制零场型配置同样可应用于 SERF 磁力仪, 不过该配置通常需要正交的抽运光和探测光, 不利于磁力仪的小型化, 其相对优势在于能实现实时双轴测量, 目前达到的最高灵敏度为 $60 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。零场型磁力仪的应用场合接近, 主要应用领域包括生物磁探测和 EDM 测量等。

大磁场型调制磁力仪主要包括垂直调制 X 型和平行调制 Z 型, 表 3 对比了这两种磁力仪测量磁场的方向、应用领域和目前达到的灵敏度。前者测量与抽运光垂直方向的大磁场, 可用于心磁测量, 目前达到的最高灵敏度约为 $20 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$; 后者测量与抽运光平行方向的大磁场, 主要用于核磁共振陀螺仪中核子磁场的检测, 目前达到的灵敏度为 $100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

5 通用 Bloch 方程的 Simulink 模型

文献[53]建立了 Bloch 方程 Simulink 模型并用模型来对核磁共振陀螺仪进行建模和参数优化, 事实上, 任何从 Bloch 方程出发的理论推导结论都可以用数值仿真进行验证。为了便于使用和比较, 本文做了一个开放的 Bloch 方程数值模型, 从通用性的角度出发, 在该模型中保留了 3 个方向抽运光的输入, 3 个方向磁场的

表 2 零场型磁力仪比较
Table 2 Comparison of zero-field magnetometers

类型	优点	缺点	性能指标	
			归一化信号	目前达到的灵敏度/(fT/√Hz)
垂直调制零场型	单光束	分时矢量测量 (三轴)	X:0.678 Y:0.265 Z:0.265	7 ^[16]
平行调制零场型	实时矢量测量 (双轴)	双光束	X:0.678 Y:0.348	60 ^[6]
无调制	灵敏度高	双光束 (单轴)	Y:1	0.16 ^[52]

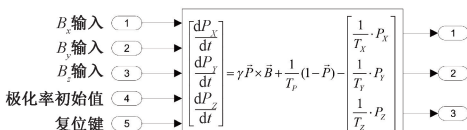
表 3 大磁场型调制磁力仪比较

Table 3 Comparison of modulation magnetometer in large magnetic field

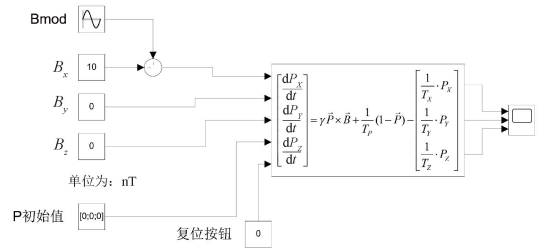
类型	测量磁场	应用领域及其性能指标
垂直调制 X 型	与抽运光垂直的大磁场	心磁测量,灵敏度约 20 fT/√Hz ^[13]
平行调制 Z 型	与抽运光平行的大磁场	核磁共振陀螺,灵敏度 100 fT/√Hz ^[38]

输入和 3 个方向调制磁场的输入,输出为 3 个方向的原子极化率,该模型的下载地址: <https://pan.baidu.com/s/1-M8YGD8NZxjQfSPTjRfIQ>,提取码: us4m。本文中的数值验证均采用这一模型完成。

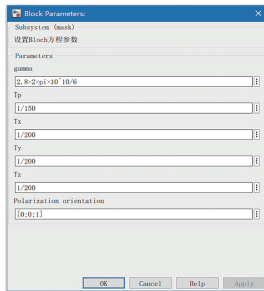
关于该模型的简单使用说明如下:本文所有的仿真均在 MATLAB 2020b Simulink 上进行,求解器类型是固定步长类型,步长设置为 10^{-6} ,仿真平台配置为 Intel(R) Core(TM) i7-9700F CPU @ 3.00 GHz。图 13(a)为封装好的 Simulink 模型本身,输入端口 1,2,3 分别输入 B_x, B_y, B_z ,主磁场和调制磁场输入均通过这 3 个端口,输入端口 4 输入极化率的初始值,一般设置为 $(0,0,0)^T$,输入端口 5 为复位键,当输入上升沿的时候模型将回到初始状态,输出端口 1,2,3 分别输出极化率 P_x, P_y, P_z ;图 13(b)是与图 13(c)和(d)对应的 Simulink 模型;图 13(c)是 Simulink 模型中可以改变的参数,分别是旋磁比 gamma,抽运率的倒数 T_p, X, Y, Z 方向的弛豫时间 T_x, T_y, T_z 以及极化方向 Polarization orientation。极化方向就是



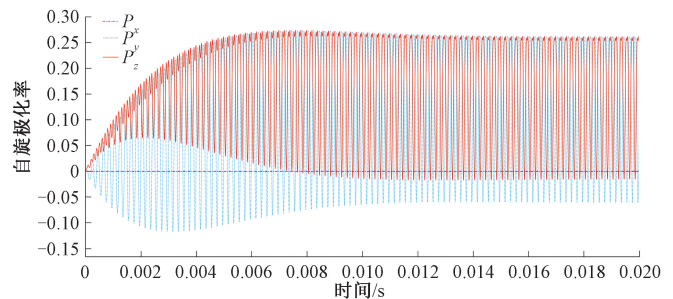
(a) Bloch 方程的输入与输出
(a) Input and output of the Bloch equation



(b) 封装好的 Simulink 模型
(b) Encapsulated Simulink model



(c) Simulink 模型中的参数
(c) Parameters in the Simulink model



(d) 图(b)中的示波器输出结果
(d) The oscilloscope output in Fig (b)

图 13 Bloch 方程的 Simulink 模型

Fig. 13 Simulink model of the Bloch equation

指抽运光方向,当输入 $(1,0,0)^T$ 代表抽运光方向是 X 方向,当输入 $(0,1,0)^T$ 代表抽运光方向是 Y 方向,当输入 $(0,0,1)^T$ 代表抽运光方向是 Z 方向。图13(d)是输入 $B_y = B_z = 0, B_x = 10 + 1000\cos(5000 \times 2\pi t)$ nT时输出的 P_x, P_y, P_z 图像,初始极化率为0,抽运光在 Z 方向,其参数如图13(c)所示。

6 结 论

本文是对高频调制原子磁力仪的研究进行了综述,通过整理现有的研究,按照抽运光方向与调制磁场方向的关系将高频调制原子磁力仪分为平行调制和垂直调制两大类,然后按照主磁场方向进一步细分为7个小类。在此基础上,对7类配置的基本测量模型和应用进行了逐一梳理和比较,对垂直调制 X 型和垂直调制 Z 型磁力仪的测量模型进行了优化,给出包含非线性度和测量范围的解析模型,并通数值仿真对各个测量模型进行了验证。最后给出了用于Bloch方程仿真的通用Simulink模型,该模型可用于任意测量配置的仿真分析。

参考文献

- [1] SMITH E J, DOUGHERTY M K, RUSSELL C T, et al. Scalar helium magnetometer observations at Cassini Earth swing-by [J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2001, 106(A12): 30129-30139.
- [2] 钱江. 光泵原子磁力仪及其应用 [J]. *光学与光电技术*, 2015, 13(3): 93-97.
QIAN J. Optical atomic magnetometry and its applications [J]. *Optics and Optoelectronic Technology*, 2015, 13(3): 93-97.
- [3] BOTO E, HOLMES N, LEGGETT J, et al. Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system [J]. *Nature*, 2018, 555(7698): 657-661.
- [4] AFACH S, BUCHLER B C, BUDKER D, et al. Search for topological defect dark matter with a global network of optical magnetometers [J]. *Nat Phys*, 2021, 17(12): 1396-1401.
- [5] 董海峰, 李继民. 三轴矢量原子磁力仪综述 [J]. *导航与控制*, 2018, 17(5): 18-25.
DONG H F, LI J M. Review of three-axis vector atomic magnetometers [J]. *Navigation and Control*, 2018, 17(5): 18-25.
- [6] LI Z, WAKAI R T, WALKER T G. Parametric modulation of an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(13): 134105.
- [7] BLOCH F. Nuclear induction [J]. *Physical Review*, 1946, 70(7-8): 460-474.
- [8] BUDKER D, ROMALIS M. Optical magnetometry [J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [9] GROEGER S, BISON G, SCHENKER J L, et al. A high-sensitivity laser-pumped Mx magnetometer [J]. *The European Physical Journal D*, 2006, 38(2): 239-247.
- [10] SCHWINDT P D D, LINDSETH B, KNAPPE S, et al. Chip-scale atomic magnetometer with improved sensitivity by use of the Mx technique [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(8): 081102.
- [11] SU S, ZHANG G, BI X, et al. Elliptically polarized laser-pumped Mx magnetometer towards applications at room temperature [J]. *Opt Express*, 2019, 27(23): 33027-33039.
- [12] COHEN-TANNOUJJI C, DUPONT-ROC J, HAROCHE S, et al. Diverses résonances de croisement de niveaux sur des atomes pompés optiquement en champ nul. I. Théorie [J]. *Revue De Physique Appliquée*, 1970, 5(1): 95-101.
- [13] ALEM O, SANDER T H, MHASKAR R, et al. Fetal magnetocardiography measurements with an array of microfabricated optically pumped magnetometers [J]. *Phys Med Biol*, 2015, 60(12): 4797.
- [14] DUPONT-ROC J. Détermination par des méthodes optiques des trois composantes d'un champ magnétique très faible [J]. *Revue De Physique Appliquée*, 1970, 5(6): 853-864.
- [15] VOLK C H, KWON T M, MARK J G. Measurement of the Rb87-Xe129 spin-exchange cross section [J]. *Physical Review A*, 1980, 21(5): 1549-1555.
- [16] SHAH V, ROMALIS M V. Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013416.
- [17] TANG J, ZHAI Y, CAO L, et al. High-sensitivity operation of a single-beam atomic magnetometer for three-axis magnetic field measurement [J]. *Opt Express*, 2021, 29(10): 15641-15652.
- [18] YAN Y, ZHOU B, YIN K, et al. Comprehensive influence of modulated and bias magnetic fields on an atomic magnetometer [J]. *Measurement Science and Technology*, 2021, 32(5): 055004.
- [19] YAN Y, LU J, ZHANG S, et al. Three-axis closed-loop optically pumped magnetometer operated in the SERF regime [J]. *Optics Express*, 2022, 30(11):

- 18300-18309.
- [20] WANG K, LU J, YAN Y, et al. Bandwidth expansion through large-amplitude modulation and proportional feedback for single-beam atomic magnetometers [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2022, 22(3): 2016-2023.
- [21] TANG J, ZHAI Y, ZHOU B, et al. Dual-axis closed loop of a single-beam atomic magnetometer: Toward high bandwidth and high sensitivity [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2021, 70: 1-8.
- [22] YIN K, ZHOU B, LU J, et al. In-situ relaxation rate measurement in magnetic modulated atomic magnetometers [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2022, 22(1): 248-255.
- [23] WANG J, FAN W, YIN K, et al. Combined effect of pump-light intensity and modulation field on the performance of optically pumped magnetometers under zero-field parametric modulation [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053427.
- [24] WANG Y, NIU Y, YE C. Optically pumped magnetometer with dynamic common mode magnetic field compensation [J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2021, 332.
- [25] SHENG D, PERRY A R, KRZYZEWSKI S P, et al. A microfabricated optically-pumped magnetic gradiometer [J]. *Appl Phys Lett*, 2017, 110(3): 031106.
- [26] XIAO W, WU Y, ZHANG X, et al. Single-beam three-axis optically pumped magnetometers with sub-100 femtotesla sensitivity [J]. *Applied Physics Express*, 2021, 14(6): 066002.
- [27] SHI M, DONG H. Theoretical study of the close-loop atomic magnetometer with a transverse pumping feedback [J]. *Measurement Science and Technology*, 2021, 32(12): 125119.
- [28] WU Z, ZHANG Y, HE M, et al. A high sensitivity and strong stability miniaturized optically-pumped magnetometer [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2022, 61(7): 070904.
- [29] JIANG L, LIU J, LIANG Y, et al. A single-beam dual-axis atomic spin comagnetometer for rotation sensing [J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120: 074101.
- [30] MA Y, CHEN Y, ZHAO L, et al. Accurate determination of alkali atom density based on zero-field magnetic resonance in a single-beam spin-exchange relaxation-free atomic magnetometer [J]. *Measurement Science and Technology*, 2022, 33(10): 105003.
- [31] RUAN Y, HE X, RUAN L, et al. Drug monitoring by optically pumped atomic magnetometer [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2022, 14(4): 1-5.
- [32] YIN K F, LU J X, LU F, et al. Dynamic range and linearity improvement for zero-field single-beam atomic magnetometer [J]. *Chinese Physics B*, 2022, 31(11): 110703.
- [33] LI S, LU J, MA D, et al. In situ measurement of nonorthogonal angles of a three-axis vector optically pumped magnetometer [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2022, 71: 1-9.
- [34] ZHANG S, LU J, YE M, et al. Optimal operating temperature of miniaturized optically pumped magnetometers [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2022, 71: 1-7.
- [35] ZHANG S, LU J, ZHOU Y, et al. Zero field optically pumped magnetometer with independent dual-mode operation [J]. *Chinese Optics Letters*, 2022, 20(8): 081202.
- [36] DING Z, YUAN J, LU G, et al. Three-axis atomic magnetometer employing longitudinal field modulation [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(5): 1-9.
- [37] LI Y, MA M, LUO Y, et al. Discussion of cross-axis isolation in vector atomic magnetometry via longitudinal field modulation [Z]. 2021 International Conference of Optical Imaging and Measurement (ICOIM), 2021: 234-238.
- [38] QIU X, XU Z, PENG X, et al. Three-axis atomic magnetometer for nuclear magnetic resonance gyroscopes [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(3): 034001.
- [39] QIANG S, FANG J, MINGZHI Z, et al. Suppression of ambient stray field for alkali magnetometer of nuclear magnetic resonance gyroscopes: Modeling and experiment [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2020, 91(9): 095005.
- [40] LEI G, WU W, ZHAO X, et al. Real-time stabilization of the alkali-metal transverse axis orientation in nuclear spin comagnetometer by biaxial differential detection [J]. *AIP Advances*, 2021, 11(9): 095016.
- [41] ZHANG R, WANG Z G, PENG X, et al. Spin dynamics of magnetic resonance with parametric modulation in a potassium vapor cell [J]. *Chinese Physics B*, 2017, 26(3): 030701.
- [42] TERAO A, BAN K, ICHIHARA S, et al. Highly

- responsive ac scalar atomic magnetometer with long relaxation time [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(6): 063413.
- [43] TANG F, LI A X, ZHANG K, et al. Optimizations of a parametric-modulation atomic magnetometer in a nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2019, 52(20): 205001.
- [44] JIANG Q, LI J, WANG Z, et al. The characteristic analysis of the built-in vector atomic magnetometer in a nuclear magnetic resonance oscillator [J]. *AIP Advances*, 2019, 9(4): 045117.
- [45] CHEN C, ZHANG Y, WANG Z G, et al. A modified analytical model of the alkali-metal atomic magnetometer employing longitudinal carrier field [J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(5): 050707.
- [46] QIANG S, FANG J, MINGZHI Z. Analysis and demonstration of the in-situ magnetometer for nuclear magnetic resonance gyroscopes [J]. *Journal Magn Reson*, 2022, 335: 107128.
- [47] JIANG L, QUAN W, LI R, et al. A parametrically modulated dual-axis atomic spin gyroscope [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(5): 054103.
- [48] LU J, QIAN Z, FANG J, et al. Effects of AC magnetic field on spin-exchange relaxation of atomic magnetometer [J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(3): 1-5.
- [49] BEN-KISH A, ROMALIS M V. Dead-zone-free atomic magnetometry with simultaneous excitation of orientation and alignment resonances [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(19): 193601.
- [50] WU T, PENG X, LIN Z, et al. A dead-zone free (4)He atomic magnetometer with intensity-modulated linearly polarized light and a liquid crystal polarization rotator [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(10): 103105.
- [51] WANG H, WU T, XIAO W, et al. Dual-mode dead-zone-free double-resonance alignment-based magnetometer [J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(2): 024033.

- [52] DANG H B, MALOOF A C, ROMALIS M V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(15): 151110.
- [53] CIPOLLETTI R, RIEDRICH-MOELLER J, FUCHS T, et al. Modeling of the transient behavior of a nuclear magnetic resonance gyroscope [Z]. *2021 IEEE Sensors*, 2021: 1-4.

作者简介



胡敏, 2021 年于北京航空航天大学获得学士学位, 现为北京航空航天大学仪器科学于光电工程学院硕士研究生, 主要研究方向为原子磁力仪。

E-mail: humin_722@163.com

Hu Min received his B. Sc. degree from Beihang University in 2021. He is currently a master student in the School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering at Beihang University. His main research interest is atomic magnetometer.



董海峰(通信作者), 2005 年于北京大学获微电子学与固体电子学专业博士学位, 2007 年美国麻省理工学院博士后出站, 2013 年 7 月~2014 年 7 月在普林斯顿大学从事访问研究, 现为北京航空航天大学副教授, 主要研究方向为量子传感与精密测量、微机电系统(MEMS)等。

E-mail: hfdong@buaa.edu.cn

Dong Haifeng (Corresponding author) received his Ph. D. degree from Peking University in 2005, and finished his postdoctoral at Massachusetts Institute of Technology in 2007. He was engaged in visiting research at Princeton University from July 2013 to July 2014. He is currently an associate professor at Beihang University. His main research interests include quantum sensing and precise measurement, micro electro mechanical system.