

法布里-珀罗腔型弱磁增敏气室结构

努尔兰·吐尔达洪¹, 祝连庆^{1,2,3*}, 陈广伟^{1,2}, 李慧宇^{1,3}, 祝 静^{2,3}

1. 北京信息科技大学 光纤传感与系统北京实验室, 北京 100016;
2. 北京信息科技大学 光电测量技术与仪器教育部重点实验室, 北京 100192;
3. 北京信息科技大学 北京市光电测量技术重点实验室, 北京 100192)

摘要: 提高小型化无自旋交换原子磁力仪的灵敏度是目前弱磁探测研究的难点问题, 为解决这个难题提出一种基于法布里-珀罗腔的增敏气室结构。通过法布里-珀罗腔谐振原理和激光传输矩阵, 在理论分析与数值计算方面对出射激光的光旋角倍增效果进行了研究。理论和仿真结果表明, 随着激光在腔内往返传输次数的增加, 倍增因子在初始阶段近线性增长然后缓慢趋于一个最大值, 该最大值在理想状态下为 16 且由腔的结构参数决定。另外, 碱金属原子自旋碰撞导致的吸收和腔体失谐会以不同的方式降低倍增因子, 仿真结果表明: 当失谐量为 $\pi/32$ 时, 倍增因子减少幅度接近 50%。提出的这种腔增强型气室结构易于集成, 为提高原子磁力仪的灵敏度和深入理解碱金属气室内的自旋碰撞提供了新的思路。

关键词: 法布里-珀罗腔; 弱磁探测; 增敏; 倍增因子

中图分类号: TM936 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20210155

Structure of Fabry-Perot cavity type weak magnetic sensitivity enhancement vapor cell

Tuerdahong Nuerlan¹, Zhu Lianqing^{1,2,3*}, Chen Guangwei^{1,2}, Li Huiyu^{1,3}, Zhu Jing^{2,3}

1. Beijing Laboratory of Optical Fiber Sensing and System, Beijing Information Science & Technology University, Beijing 100016, China;
2. Key Laboratory of the Ministry of Education for Optoelectronic Measurement Technology and Instrument, Beijing Information Science & Technology University, Beijing 100192, China;
3. Beijing Key Laboratory of Optoelectronic Measurement Technology, Beijing Information Science & Technology University, Beijing 100192, China)

Abstract: Enhancing the sensitivity of the miniaturized spin exchange relaxation free (SERF) atomic magnetometer for weak magnetic detection research is a difficult problem at present. A structure of sensitivity enhanced vapor cell based on Fabry-Perot cavity was proposed to solve this problem. With the principle of Fabry-Perot cavity resonance and theory of light transmission matrix, the amplification factor of optical rotation angle of emitted laser was studied in theoretical analysis and numerical simulation. The results of theoretical analysis and numerical simulation show that as the number of laser transmission round trips in cavity increases, the amplification factor of output rotation angle increases linearly in the initial stage then tends to a maximum value.

收稿日期: 2021-03-10; 修订日期: 2021-04-06

基金项目: 国家自然科学基金 (51535002); 高等学校学科创新引智计划 (D17021)

作者简介: 努尔兰·吐尔达洪, 男, 硕士生, 主要从事弱磁探测方面的研究。

导师(通讯作者)简介: 祝连庆, 男, 教授, 硕士生导师, 博士, 主要从事光纤传感与光电器件、生物医学检测技术与仪器、精密测量与光机电系统方面的研究。

Ideally, the maximum value is 16 and it is determined by the structural parameter of Fabry-Perot cavity. Besides, the absorption caused by alkali metal atoms spin collision and cavity off-resonance reduce the amplification factor in different ways. Numerical simulation results show that the reduction of amplification factor is close to 50%, while the off-resonance is $\pi/32$. This sensitivity enhanced vapor cell is easy to integrate, and provides a new perspective of sensitivity enhanced atomic magnetometer and thoroughly understanding of spin collision in alkali metal vapor cell.

Key words: Fabry-Perot cavity; weak magnetic field detection; sensitivity enhanced; amplification factor

0 引言

高灵敏度的磁探测技术在生物医学、地质探测、空间科学和基础物理中应用广泛,直接影响国民收入水平和经济的发展^[1-3]。目前已商业化的磁探测技术有超导量子干涉磁探测设备(SQUID)、磁通门磁力仪和质子旋进磁力等。在这几种磁探测技术中,SQUID的灵敏度远高于其他几种磁力仪,其噪声灵敏度高达 $1 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ^[4]。但是SQUID不仅体积庞大,而且需要超低温处理和维修,造价高昂。近些年来,基于无自旋交换弛豫(SERF)效应的原子磁力仪发展迅速,其理论灵敏度可达到 $1 \text{ aT/Hz}^{1/2}$,在实验室实现了 $0.16 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的磁探测能力^[5-6]。SERF原子磁力仪无需低温处理,易于小型化,未来有望取代SQUID。小型化和增敏是原子磁力仪未来的两大发展方向。利用微制造技术的芯片级原子磁力仪尺寸仅有厘米甚至毫米级别,且它的功耗很低,芯片级原子磁力仪的磁探测灵敏度相对较低^[7]。为了提高探测灵敏度,科研人员进行了大量的研究工作^[8-11]。从原子磁力仪系统噪声出发,普林斯顿大学的Romalis团队在2007年将铁氧体材料用在被动磁屏蔽桶上,研究发现磁探测灵敏度提升了25倍^[8]。2019年,北京航空航天大学的全伟团队利用多基因遗传编程算法(MGGP)补偿系统底噪,将原子磁力仪的探测灵敏度提高了近13倍^[9]。事实上,降噪方法是通过提高系统的信噪比来提高灵敏度的,对可探测的磁信号强度要求没有改变。另外,根据原子磁力仪基本原理,泵浦激光通过碱金属气室并极化碱金属原子,在微弱磁场和极化原子的作用下,探测激光经过气室后会形成一个微小的偏转角,该偏振光旋角的大小能表征原子磁力仪的性能,研究结果表明光旋角和激光在碱金属气室内走过的距离成正比^[4]。因此,增大激光与碱金属原子在气室内的作用距离可以

获得更大的光旋角,提高探测灵敏度,这可以通过改进气室结构来实现。吉林大学的王言章研究团队采用Herriott型多通池结构,在气室外部放置两个球面镜实现了检测光的34次折返,磁探测灵敏度提高了5倍^[10]。尽管多通池结构可以增加检测光与碱金属原子的有效相互作用长度,但是这种Herriott结构的倍增效果有限。Romalis团队把在气室内部设置两个柱面镜组成多通池,检测光在气室内反射84次后灵敏度提升了13倍^[11],但是这种结构体积较大且光路复杂。光学谐振腔结构紧凑,腔内激光的往返振荡可有效增加二者的相互作用距离,有望实现原子磁力仪的小型化与高探测灵敏度。

文中基于上述方法的不足,提出了一种基于Fabry-Perot(FP)腔型的增敏气室结构,从理论分析与仿真计算方面研究了其对原子磁力仪灵敏度的放大效果。不考虑碰撞导致的吸收和FP腔失谐时,光旋角的最大倍增量可达16倍。基于FP腔原理与激光传输理论,研究发现在FP腔增敏气室结构中,理想状态下限制光旋角最大倍增效果的因素主要是谐振腔的结构参数。自旋碰撞导致的吸收和FP腔失谐会显著抑制光旋角的倍增效果,而且随着激光在气室内的传输,吸收对倍增效果的削减作用越发明显,导致系统偏离无自旋交换弛豫状态。文中的研究为提高原子磁力仪灵敏度和小型化原子磁力仪提供了一种新的方法和思路。

1 Fabry-Perot腔弱磁增敏传感模型设计

1.1 SERF原子磁力仪弱磁测量原理与方法

充有碱金属原子的气室结构是原子磁力仪的核心传感元件。一束 x 轴向的圆偏振光对气室内的碱金属原子进行极化,极化后的原子在 y 轴方向外加磁

场 B 的作用下能级发生塞曼分裂, 此时原子受磁场作用和磁矩作用, 绕着 y 轴以一个微小的角度 θ 做拉莫尔进动。此时, 如果用一束线偏振的探测光沿着 z 轴方向穿过气室, 则该探测光与极化原子相互作用后的偏振面将发生一个 θ 角度的偏转, 如图 1(a) 所示。通过测量 θ 的大小即可探测磁场的信息。基于该测量原理, 设计的测量方案如图 1(b) 所示。该方案中采用垂直的泵浦-探测方式, 圆偏振泵浦光通过线偏振激光和起偏器和四分之一波片实现。初始强度为 I_0 的线偏振探测光从气室内出射后, 经过偏振分束器进行分束, 两束光以 45° 角分离, 最终经过 PC 对采集到的信号进行解调得到磁场信息。由光电转换原理, 测量到的两路电信号强度 $I_1, I_2=I_0-I_1$ 可表示为:

$$I_1 = I_0 \sin^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1)$$

$$I_2 = I_0 \cos^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2)$$

由于光旋角 $\theta \ll 1$, 因此可近似得到:

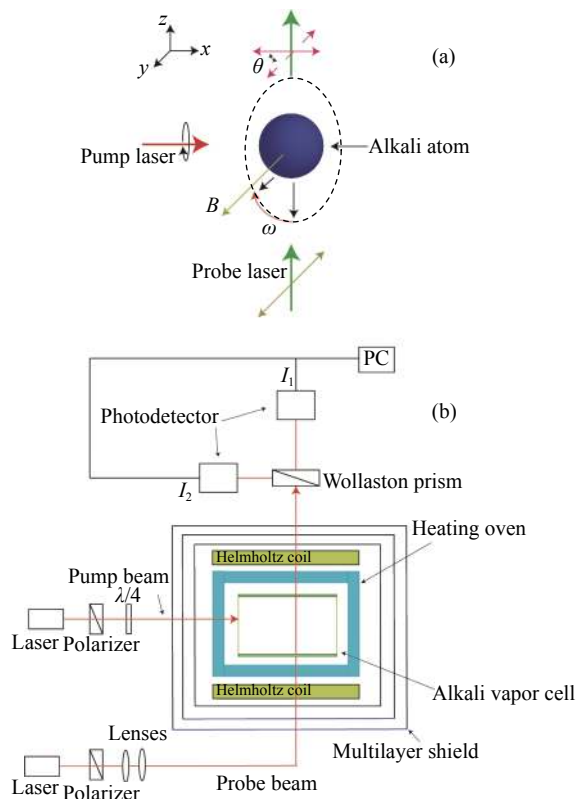


图 1 (a) SERF 原子磁力仪原理; (b) SERF 原子磁力仪测量方案
Fig.1 (a) Mechanism of SERF atomic magnetometer; (b) Measurement of setup of SERF atomic magnetometer

$$\theta = I_1 - I_2 / 2(I_1 + I_2) \quad (3)$$

从光旋角的测量原理可知, 气室内探测光的偏振旋转角越大, 测量达到的磁场强度越精确, 原子磁力仪的灵敏度也越高。因此, 增加光学偏振旋转角是提高 SERF 原子磁力仪探测灵敏度的最直接方法。由于测量过程中需要保证钾原子的气体状态, 因此需要对气室进行加热, 高温增加了原子的碰撞概率。为了降低气室内碱金属气体原子的碰撞和原子的高浓度引起的淬灭现象, 在气室内充入一定量的缓冲气体和惰性气体 N_2, He 等。

根据参考文献 [12], 光旋角可近似表示为:

$$\theta = \frac{1}{4} z r_e c f n D(v) \quad (4)$$

式中: $z, r_e, c, f, n, D(v)$ 分别为激光有效传输距离、经典电子半径 ($2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$)、真空光速 ($3 \times 10^8 \text{ m/s}$)、激光共振强度 (一般为 $1/3$)、碱金属原子数密度和原子共振线宽。公式 (4) 表明, 碱金属原子数密度 n 和有效传输距离 z 与光旋角成正比关系。增加碱金属原子数密度和有效传输距离可扩大光旋角的测量值。如图 2 所示, 随着温度的上升, 碱金属原子数密度增加^[4, 13], 自旋交换碰撞导致的共振线宽变窄 (黑色线), 有利于提高探测灵敏度。但是, 过大的碱金属原子数密度会增加原子自旋碰撞几率 (红色线), 使得原本活跃的原子发生退极化, 减小出射探测激光的光旋角, 原子磁力仪的灵敏度下降。因此, 通过增加碱金属原子浓度的途径提高探测灵敏度的效果有限, 增加激光在气室内的有效传输距离有望得到较大的光旋角。

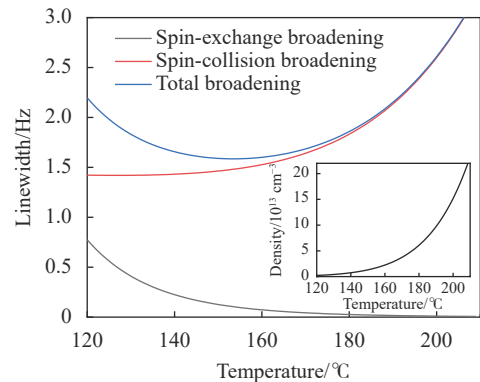


图 2 气室温度从 120°C 变化到 210°C 时, 共振谱线宽特征
Fig.2 Resonance spectrum linewidth features under the cell temperature varying from 120°C to 210°C

1.2 FP 腔型增敏传感结构模型与理论分析

FP 腔是许多光学设备的基本组成部分,通常由一对平行的半透半反镜组成,利用激光在腔内往返实现光束谐振^[14-16],激光在腔内传输时光路稳定,不易畸变。图 3 是文中理论分析和仿真计算采用的 FP 腔型气室结构。气室长度 1 cm,气室内的碱金属选用钾原子,因为钾原子的自旋碰撞横截面最小,引起的弛豫时间最小,拥有最高的灵敏度^[17]。这里,笔者考虑到了气室内充入的 N₂ 和 He 缓冲气体的影响作用,钾原子的线宽为 30.4 GHz。由于钾原子达到 SERF 态需要 180 °C 的高温,气室温度设定为 180 °C,根据图 2 曲线可得到原子数密度约为 5×10¹³ cm⁻³。当激光在气室内传输一次时,根据公式 (4) 可达到此时的光旋角 θ 为 0.0435 rad。在图 3 所示的结构中,探测激光在 FP 腔内由于谐振作用多次往返,有效传输距离 z 变长,可实现出射光旋角的倍增效果。

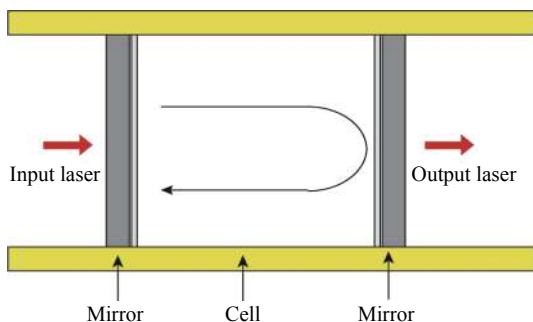


图 3 FP 腔结构模型图

Fig.3 Schematic structure of FP cavity

下面笔者通过激光谐振和传输原理^[18]从理论推导方面对 FP 腔的弱磁倍增作用进行详细的分析。

当探测激光束进入 FP 腔后,在腔内激发大量激光模式,第 N 阶模式的激光从 FP 腔内出射前共反射了 $2N-1$ 次。由于探测激光波长位于钾原子吸收线附近,所以激光在腔内传输时,碱金属原子的自旋碰撞会导致激光被原子吸收,同时 FP 腔制作工艺的精细程度等原因也会使激光腔长发生失谐。考虑到上述两个因素的影响,该出射激光模式的相位可表示为 $(2N-1)(\Delta\varphi-\alpha l)$,其中, $\Delta\varphi$ 、 α 、 l 分别是 FP 腔失谐参数、碰撞吸收系数和气室长度。则该激光模式的输出振幅为:

$$A^N = A_0 T R^{(N-1)} \exp[i(2N-1)(\Delta\varphi-\alpha l)] \quad (5)$$

式中: A_0 为入射探测激光的振幅; T 、 $R=1-T$ 分别为两

个反射镜的功率反射率和功率透射率。这里,忽略反射镜的吸收等损耗。根据法拉第旋转效应,出射激光的偏转角为 $(2N-1)\theta$,则第 N 阶模式激光 x 和 y 分量的振幅为:

$$\begin{pmatrix} A_x^N \\ A_y^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^N \cos(2N-1)\theta \\ A^N \sin(2N-1)\theta \end{pmatrix} \quad (6)$$

出射探测光两个偏振分量的琼斯矢量矩阵形式为:

$$J(\psi, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos\psi \\ \exp(-i\varphi)\sin\psi \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中: ψ 、 φ 分别为输出激光偏振旋转角和振动方向相对于传播方向的方位角。初始线偏探测激光的琼斯矩阵可表示为 $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ 。从 FP 腔出射后,激光的 x 、 y 分量分别为:

$$A_x = \sum_{N=0}^{\infty} A_x^N = |A_x| \times \exp(-i\varphi_x) \quad (8)$$

$$A_y = \sum_{N=0}^{\infty} A_y^N = |A_y| \times \exp(-i\varphi_y) \quad (9)$$

为表示 x 、 y 分量与出射光旋角和相位角的关系,对公式 (8) 和 (9) 进行代数计算,发现:

$$\frac{A_x^* A_y + A_x A_y^*}{|A_x|^2 + |A_y|^2} = \sin 2\psi \times \cos \varphi \quad (10)$$

根据公式 (10) 的代数展开项,出射探测激光旋角和相位角分别为:

$$\psi = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\sin 2\theta \sqrt{(1-R^2)^2 + 4R^2 \sin^2 2(\Delta\varphi - \alpha l)}}{R^2 + 1 - 2R \cos 2(\Delta\varphi - \alpha l) \cos 2\theta} \right) \quad (11)$$

$$\varphi = \arccos \left(\frac{1-R^2}{\sqrt{(1-R^2)^2 + 4R^2 \sin^2 2(\Delta\varphi - \alpha l)}} \right) \quad (12)$$

若忽略吸收系数 α 和失谐参数 $\Delta\varphi$,公式 (11) 可简化为:

$$\psi = \arctan \left(\frac{1+R}{1-R} \tan \theta \right) \quad (13)$$

从公式 (13) 可以看出,理想状态下,出射光旋角的积累量大小主要由 FP 腔的参数 R 决定。文中,输出光旋角 ψ 和激光在腔内单次传输的光旋角 θ 的比值定义为 FP 腔的倍增因子。从公式 (11) 可以看出,

影响原子磁力仪灵敏度的增益因子受 FP 腔的吸收和失谐影响。图 4 是根据理论分析结果公式 (11) 和 (12) 得到的倍增因子在吸收和失谐作用下的变化趋势。

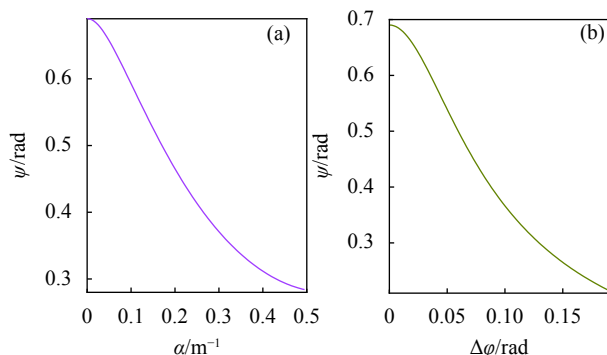


图 4 (a) 吸收和 (b) 失谐参数对出射光旋角的影响

Fig.4 Influence of (a) absorption and (b) off-resonance parameter on output light rotation angle

从图 4 可以看出,随着吸收系数 α 和失谐参量 $\Delta\phi$ 的增大,出射激光的光旋角 ψ 非线性地减小。如图 4(a) 所示,仅考虑吸收时, α 从 0 增长到 0.5 m^{-1} ,光旋角从 0.69 rad 减少到 0.28 rad ,倍增因子从 16 减少到 6.5;如图 4(b) 所示,当只考虑 FP 腔失谐时, $\Delta\phi$ 从 0 增长至 $\pi/16$,光旋角从 0.69 rad 减少至 0.21 rad ,倍增因子从 16 减少到 4.8。上述结果表明,PF 腔的理想倍增因子为 16。通过理论分析发现,碰撞吸收和腔失谐都会减弱倍增因子。在碱金属气室中,吸收主要来自碱金属原子的碰撞,包括原子间的自旋碰撞和原子与气室壁的碰撞,碰撞弛豫主要和碱金属内的原子密度和压强相关。因此需控制碱金属气室内的压强和原子数密度。除此之外,为防止失谐参数过大而影响倍增因子,FP 腔的制作工艺应保持在较高精度。

2 数值计算及讨论

谐振腔原理和激光传输理论表明吸收和失谐对 FP 腔型气室的倍增因子有削弱作用。为深入研究碰撞吸收和腔壁失谐对原子磁力仪性能的影响,这里从最基本的光场形式出发,用激光传递矩阵法对腔内光场进行数值计算。仿真以公式 (8)、(9) 为模型,使用的主要变量值如表 1 所示。数值计算中对偏振光的光场进行循环计算,假定每一次的腔长距离传输结束

后激光受到气室内原子的吸收和腔失谐的作用而增加一定量的相移。经过多次迭代,数值计算结果如表 1 所示。

表 1 光场数值计算参数

Tab.1 Numerical calculation parameters of optical field

Parameters	Value
Power reflectivity(R)	90%
Length of cell(l)/cm	1
Alkali number density(n)/ cm^{-3}	5×10^{13}
Radius of electron(r_e)	2.8×10^{-13}
Speed of light in vacuum(c)/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	3×10^8
Resonance strength(f)	1/3
FWHM of resonance($D(\nu)$)/GHz	30.4
Power of laser (P)/mW	10

当探测激光在 FP 腔内往返传输时,激光与原子的相互作用距离会逐步增加,光旋角初始阶段近乎线性然后趋于一个最大值,如图 5 所示。图中 3 条曲线分别对应 3 种情况:黑色线为吸收和失谐均为 0 时的出射光旋角变化曲线,光旋角从 $\psi=0.0435 \text{ rad}$ 增至 $\psi=0.692 \text{ rad}$,最大倍增因子为 15.9;当考虑碰撞吸收和腔失谐时倍增因子下降。紫红色线是不考虑失谐,吸收系数 $\alpha=0.04 \text{ m}^{-1}$ 时的光旋角变化曲线,出射激光光旋角为 0.458 rad ,倍增因子 10.5,比最大倍增因子低了近 1/3,出射激光的偏振态的琼斯矩阵形式为 $\begin{pmatrix} 0.8969 \\ 0.4421 + 0.0034i \end{pmatrix}$;棕色曲线是吸收系数为 0,失谐 $\Delta\phi=\pi/32$ 时的变化曲线,出射激光光旋角是 0.373 rad ,倍增因子 8.6,与理想倍增因子相比,减少了近 50%,此时出射激光偏振态为 $\begin{pmatrix} 0.9312 \\ 0.0969 - 0.3513i \end{pmatrix}$ 。激光在腔内传输时碰撞吸收和 FP 腔失谐都会抑制倍增因子,所以考虑两个影响因子都不为 0 的情况并用控制变量的方法进行了数值仿真。如图 6 所示,列出了吸收系数分别为 0.01 m^{-1} , 0.1 m^{-1} 和 0.3 m^{-1} 以及失谐量为 $\pi/64$ 和 $\pi/32$ 共计 6 种情况的计算结果。从这些曲线变化趋势可以看出吸收对倍增因子的削弱作用明显:(1)首先,频率失谐量为 $\pi/64$ 时,随着吸收系数从 0.01 m^{-1} 增长至 0.3 m^{-1} ,倍增因子从 11.2 减少到 4.5;当频率失谐量为 $\pi/32$,吸收从 0.01 m^{-1} 增长至 0.3 m^{-1} ,

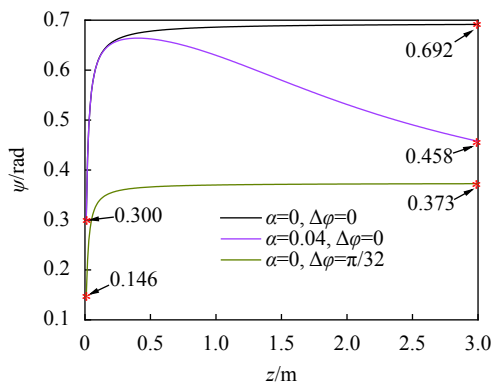


图 5 在 3 种条件下的激光相互作用距离与出射光旋角的关系图, 从上到下分别是: $\alpha=0, \Delta\phi=0$; $\alpha=0.04 \text{ m}^{-1}, \Delta\phi=0$; $\alpha=0, \Delta\phi=\pi/32$

Fig.5 Relationship between the laser interaction distance and output light rotation angle in three conditions, from top to bottom are $\alpha=0, \Delta\phi=0$; $\alpha=0.04 \text{ m}^{-1}, \Delta\phi=0$; $\alpha=0, \Delta\phi=\pi/32$, respectively

倍增因子从 7.8 减少到 3.4; 表明吸收系数越大, 倍增因子越小。这里的吸收考虑了原子自旋碰撞因素, 自旋碰撞会使气室内极化原子减少, 降低原子磁力仪的探测灵敏度^[4,15], 最终导致倍增因子的降低。(2) 其次, 出射光旋角会随着激光传输距离 z 的增长而逐渐减少。6 条曲线都在初始阶段几乎线性增长然后缓慢趋于最大值, 最后逐步减小, 随着激光和碱金属原子相互作用的积累, 光学厚效应和原子碰撞作用加剧, 导致激光工作状态偏离无自旋交换弛豫状态, 最终使得倍增因子降低。但是与吸收不同的是失谐对倍增因子的减弱作用与传输距离无关, 如图 6 所示。例

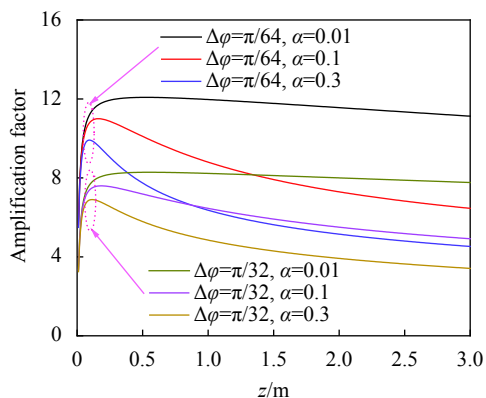


图 6 倍增因子随着激光传输距离在两个集合下的变化: 吸收系数不同时, 失谐分别为 $\Delta\phi=\pi/64$ 和 $\Delta\phi=\pi/32$

Fig.6 Evolution of amplification factor along with the laser transmission distance under two sets: the off-resonance $\Delta\phi$ is $\pi/64$ and $\pi/32$ respectively for different absorption coefficients

如, 当吸收系数 $\alpha=0.1 \text{ m}^{-1}$ 而失谐量从 $\pi/64$ 增长至 $\pi/32$, 倍增因子从 11.2 降低到 7.8, 但是两条曲线的变化趋势无明显差别。

图 7(a) 描述的是多维物理场特征, 它更直观地展现了出射光旋角随吸收和失谐的变化趋势。随着吸收系数 α 和失谐参数 $\Delta\phi$ 的增大, 光旋角 ψ 会非线性减少, 当吸收和失谐都为 0 时, 出射激光的光旋角最大。图 7(b) 中, 随着吸收系数增加, 光旋角逐步减少, 减缓趋势与图 4(a) 中的理论分析结果一致。FP 腔的最大倍增因子近似为 16, 和理论分析的结果保持一致。

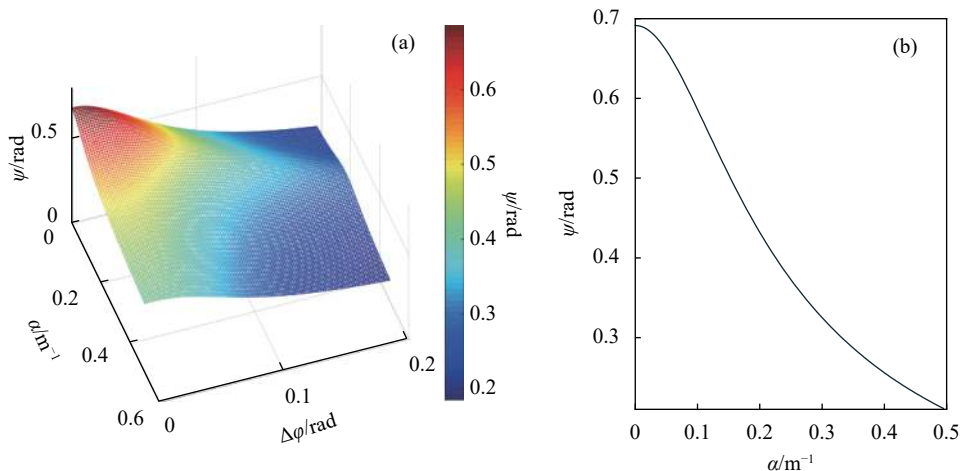


图 7 (a) 出射光旋角 ψ 随参数 α 和 $\Delta\phi$ 的变化动态图; (b) 随着吸收系数增加, 出射光旋角逐步减少

Fig.7 (a) Dynamic diagram of output light rotation angle ψ with the parameters of α and $\Delta\phi$; (b) Decline of output light rotation angle with increase of absorption coefficients

3 结 论

文中针对原子磁力仪小型化和灵敏度难以兼容的问题,基于激光传输基本理论,提出了一种 FP 腔型气室增敏结构,研究分析了基于 FP 腔结构的弱磁探测灵敏度倍增方法。从 FP 腔理论分析出发,推导 FP 腔气室结构对光旋角的倍增物理模型,并通过激光腔理论和传输矩阵方法,从 FP 腔内的光场变化角度数值计算出射激光积累的光旋角大小。分析理论推导和数值计算结果可以得到:FP 腔结构对光旋角的最大倍增效果在理想状态下可达到 16 倍,其大小主要由 FP 腔结构参数决定。非理想状态下吸收和失谐会降低倍增效果。吸收的积累效果会导致原子磁力仪 SERF 工作状态发生偏移,失谐也会减弱倍增效果但不改变 SERF 态。根据图 1(b)的原子磁力仪弱磁测量方案进行了初步的噪声传感实验。利用分束镜和气室构成 FP 腔型气室,用网络分析仪和 PC 上位机测试了噪声信号。实验结果表明 FP 腔型气室的输出信号放大倍数是 4。图 6 数值仿真中吸收系数为 0.3 m^{-1} ,失谐为 $\pi/32$ 时,倍增因子为 3.4,与实验结果接近。FP 腔实际参数与预设值不一致、光学元件缺陷、光路调整精细度低、气室材料吸收和反射探测光等因素造成实验得到的倍增因子较低。碱金属气室的 FP 腔结构参数镜面功率反射率对光旋角倍增作用影响巨大,对结构的加工精度要求很高,因此后续需对 FP 腔的精密加工工艺进行进一步的研究。基于 FP 腔结构增敏气室的研究对未来弱磁传感系统的集成化和高灵敏度具有借鉴和学习意义。

参考文献:

- [1] Chai G, Huang L, Qiao L, et al. Effect of the on-board residual magnetism on internal sensors [J]. *Chinese Optics*, 2019, 12(3): 515-525. (in Chinese)
- [2] Kominis I, Kornack T, Romalis M, et al. A subfemotesla multichannel atomic magnetometer [J]. *Nature*, 2003, 422: 596-599.
- [3] Wang F, Niu S, Yue C. et al. Design of attitude control system for ASTRU microsatellite [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2020, 28(10): 2192-2202. (in Chinese)
- [4] Seltzer S. Developments in alkali-metal atomic magnetometry[D]. Princeton: Princeton University, 2008.
- [5] Romalis M, Dang H, Malloff A. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letter*, 2010, 97(15): 151110.
- [6] Wei K, Zhao T, Fang X J, et al. In-situ measurement of the density ratio of K-Rb hybrid vapor cell using spin-exchange collision mixing of the K and Rb light shifts [J]. *Optics Express*, 2019, 27(11): 16169-16183.
- [7] Knappe S, Schwindt P, Gerginov V, et al. Microfabricated atomic clocks and magnetometers [J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, 8(7): 318-322.
- [8] Kornack T, Smullin S, Romalis M, et al. A low-noise ferrite magnetic shield [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(22): 223501.
- [9] Fan W, Quan W, Zhang W, et al. Analysis on the magnetic field response for nuclear spin co-magnetometer operated in spin-exchange relaxation-free regime [J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 28674-28580.
- [10] Wang Y, Liang M. Research on the spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer based on Herriott multipass cell [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2020, 41(6): 43-49. (in Chinese)
- [11] Sheng D, Li S, Dural N, et al. Sub-femotesla scalar atomic magnetometer using multipass cell [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(16): 160802.
- [12] Kornack T. A test of CPT and Lorentz symmetry using a K-³He co-magnetometer[D]. Princeton: Princeton University, 2005.
- [13] Xu G, Zhang Y, Jiang Q, et al. Temperature control of vapor cell based on the light absorption of nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(S1): S106003. (in Chinese)
- [14] Ma G, Zhang J, Zhang H, et al. Resonant mode of Fabry-Perot microcavity regulated by metal surface platforms [J]. *Chinese Optics*, 2019, 12(3): 651-664.
- [15] Huang Y, Ma C, Hao Y, et al. Study on the lasing and thermal characteristic of square-FP coupled cavity semiconductor laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701017. (in Chinese)
- [16] Chen Q, Zhao H, Zhang W. External oil cavity coupled with EFPI partial discharge ultrasonic detection sensor [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2020, 28(7): 1471-1479. (in Chinese)
- [17] Ning F, Tan R, Wang Y, et al. Investigation on threshold characteristic of laser-diode and end-pumped potassium vapor laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(S1): S105002. (in Chinese)
- [18] Lv B. Laser Optics: Laser Beam Propagation and Beam Quality Control[M]. Chengdu: Sichuan University Press, 1992: 6-13. (in Chinese)