

## 激光与光电子学进展

## 激光与热碱金属原子系综的相互作用:进展与展望

王惟一<sup>1,2</sup>, 柴真<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191;<sup>2</sup>北京航空航天大学杭州创新研究院, 浙江 杭州 310023

**摘要** 量子精密测量在基础研究和原始创新中发挥了重要作用。激光与热碱金属原子系综的相互作用是量子精密测量领域的重要研究对象,在物理学的前沿探索和技术应用层次上都具有深刻意义,是科学研究的前沿热点之一。基于激光与原子相互作用原理,相关器件的超高精度、小型化、阵列化进程从原理与技术上获得了突破性的进展,形成了以无自旋交换弛豫(SERF)原子磁强计、相干布居数囚禁(CPT)原子钟、SERF 原子自旋陀螺仪为代表的精密测量传感器件。本文结合近十几年来相关领域在磁场测量、时间测量、惯性测量方面的代表性成果和进展,从原理和应用两个角度总结了目前激光与热碱金属原子系综相互作用的研究状况,展望了基于激光与热碱金属原子系综相互作用原理的器件未来的发展方向。

**关键词** 量子光学; 热碱金属原子系综; 激光与原子相互作用; 磁场测量; 时间测量; 惯性测量

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222049

## Interaction Between Laser and Thermal-Alkali Atomic Ensemble: Progress and Prospect

Wang Weiyi<sup>1,2</sup>, Chai Zhen<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;<sup>2</sup>Hangzhou Innovation Institute, Beihang University, Hangzhou 310023, Zhejiang, China

**Abstract** Quantum precision measurements are crucial for basic research and original innovations. As a vital research topic, the interaction between a laser and thermal-alkali atomic ensemble is significant for the frontier investigations of physics and technical applications, being one of the frontiers of scientific research. Notably, studies and applications based on laser-atom interactions have facilitated breakthroughs in the principles and technologies for ultrahigh precision and miniaturization of an array of precision measurement sensors represented by spin exchange relaxation-free (SERF) atomic magnetometers, coherent population trapping (CPT) atomic clocks, and SERF atomic spin gyroscopes. This review analyzes the achievements and progress in the magnetic field, time, and inertial measurements in recent ten years, and these are summarized from the perspective of the principle and application of the interaction between a laser and thermal-alkali atomic ensemble. Furthermore, prospects for the future development of devices based on the interaction between a laser and thermal-alkali atomic ensemble are discussed.

**Key words** quantum optics; thermo-alkali atomic ensemble; laser-atom interaction; magnetic field measurement; time measurement; inertial measurement

## 1 引言

激光的发明推进了基础物理领域的研究<sup>[1-2]</sup>,量子物理理论与量子操控技术的飞速发展使得人类获得了前所未有的精密测量能力<sup>[3]</sup>。从 20 世纪 60 年代开始,热原子系综的相关理论就开始建立<sup>[4-5]</sup>,最早的热原子

理论研究基于密度矩阵展开<sup>[6]</sup>,而布洛赫(Bloch)通过引入布洛赫矢量将密度矩阵方程等效改写,完成了相关理论的唯一简化并沿用至今<sup>[7-11]</sup>,从 20 世纪 90 年代末至今,华裔物理学家朱棣文发明的激光冷却技术使得人类对原子的操控能力大大增强<sup>[12]</sup>。2001 年,基于激光冷却技术实现的冷原子玻色-爱因斯坦凝聚斩获

收稿日期: 2022-07-11; 修回日期: 2022-07-30; 录用日期: 2022-08-05; 网络首发日期: 2022-08-15

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(11804008)、北京航空航天大学青年拔尖人才计划(YWF-22-L-1030)

通信作者: \*zhenchai@buaa.edu.cn

了诺贝尔物理学奖<sup>[13-15]</sup>。基础理论与原子操控技术的进步表明,通过激光与物质的相互作用实现对原子系综的状态调控,使得人类对于原子及其自旋的操控达到了其他方法无与伦比的水平与精度,具备了实际工程应用的基础。

激光与热碱金属原子系综的相互作用是近些年来业界内的研究热点,基于这一原理制成的量子传感器具有超高灵敏度、超小体积、超低功耗的优势。本文讨论的量子传感器主要集中于三类应用:极弱磁场测量<sup>[16-23]</sup>、时间测量<sup>[24-30]</sup>以及惯性测量<sup>[31-36]</sup>。这些传感器指标优异、技术先进且难度大、受关注程度高、应用需求迫切,具有芯片化的潜质,是未来量子精密测量的重要发展方向,其应用包括但不限于:1)磁场测量方面,利用原子自旋与磁场的相互作用,高灵敏度小型化阵列式无自旋交换弛豫(SERF)原子磁强计可以用于生物医学的心脑磁测量<sup>[16, 18, 37-38]</sup>以及基础物理的前沿科学探索<sup>[39-40]</sup>;2)时间测量方面,利用原子的精细结构与超精细结构,超高灵敏度相干布居数囚禁(CPT)原子钟是目前世界上唯一能够小型化且具有超高精度的时间计量标准<sup>[28, 41-42]</sup>;3)惯性测量方面,利用原子自旋与电子自旋的拉莫尔进动制成的SERF原子陀螺仪被认为是下一代超高精度、小体积陀螺仪的发展方向<sup>[36, 43-44]</sup>。一方面,这些精密测量器件以原子为敏感单元,以激光作为泵浦原子与检测信号的载体,相较传统测量器件对外界物理场如光场、磁场、温度场等响应更加灵敏,同时对外界物理场的控制要求更加严格,充分具备突破传统测量灵敏度纪录的潜质;另一方面,热原子气室能够与微纳工艺结合拓展出更高集成度、更高性能的芯片化器件以满足多种场景下高精度、小型化、低功耗的应用需求<sup>[45]</sup>。因此,研究激光与热原子系综的相互作用在量子传感的各个领域均具有极其重要的意义,是未来芯片化量子精密测量的重要发展方向。

基于激光与热碱金属原子系综相互作用原理,本文梳理了国内外已有及在研的三类传感器,围绕器件指标、技术手段、实际应用三个方面对目前的研究现状进行综述,包括:1)磁场测量器件;2)时间测量器件;3)惯性测量器件。重点从提高测量指标、减小体积等方面进行技术路线分析,详细介绍了小型化量子精密测量器件的关键技术和研究进展,最后展望了基于激光与热碱金属原子系综相互作用原理制成的器件的发展前景。

## 2 激光与热碱金属原子系综的相互作用:原理与应用

激光能够通过泵浦将原子极化以实现对原子系综状态的调控,原子系综以介质的形式对光的传播特性产生影响,激光与热碱金属原子系综的相互作用决定了输出光谱的相关特性。输出光谱的吸收、透射、展宽等因素反映了原子系综所处物理场的特征,这些特征

被广泛应用于超高精度超小体积磁场测量、时间测量、惯性测量等突破传统精密测量纪录的精密测量仪器中。这一部分将首先回顾激光与热碱金属原子系综相互作用的原理,其次对基于该原理制成的四种器件及其应用进行详细的阐释。

### 2.1 激光与热碱金属原子系综的相互作用原理

激光与热碱金属原子系综的相互作用由三个部分组成:激光、碱金属原子、光与原子的相互作用。在这一过程中,从各个组分的作用来看,激光用于泵浦原子与检测信号,原子用于敏感物理场,光与原子的相互作用实现信号从物理场到原子到光的转移。从光路结构上来看,激光可以由单光束、双光束甚至多光束组成;原子气室可以是单一气室、阵列气室、球形气室、方形气室;相互作用的种类如法拉第旋光效应、普克尔斯效应、克尔效应、弗朗兹-凯尔迪什效应、卡西米尔效应等等往往与具体施加的物理场相关。原理部分中分别对热碱金属原子系综、激光、光与原子的相互作用进行讨论。

#### 2.1.1 热碱金属原子系综

热碱金属原子是处于气态的且最外层电子数为1的类氢金属原子,具有易于操控、理论分析简单的特点。能级、布居数、泵浦、弛豫是与碱金属原子状态密切相关的四个概念。其中,能级是原子状态的直接表征,可以通过求解定态薛定谔方程本征值得到,布居数是原子系综的状态分布,通常使用波函数或密度矩阵 $\rho$ 进行描述,泵浦和弛豫都会影响布居数,理论上通常采用电偶极矩近似计算泵浦过程,可以唯象地用常数 $R_{op}$ 和 $R_{rel}$ 分别表达泵浦率和弛豫率。

处于电磁场中的单个碱金属原子的哈密顿量算符 $\hat{H}_{Atom}$ 由下式给出:

$$\hat{H}_{Atom} = A_J \hat{I} \cdot \hat{J} + g_s \mu_B \hat{S} \cdot \mathbf{B} - g_I \mu_N \hat{I} \cdot \mathbf{B} - \mathbf{E}^* \cdot \hat{\alpha} \mathbf{E}, \quad (1)$$

式中: $A_J$ 代表原子核自旋算符 $\hat{I}$ 与电子总自旋算符 $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ 的耦合系数; $g_s$ 为电子自旋的朗德 $g$ 因子; $\hat{L}$ 为电子的轨道自旋算符; $\hat{S}$ 为电子的自旋算符; $\mu_B$ 为玻尔磁子; $g_I$ 为原子核的 $g$ 因子; $\mu_N$ 为核磁子; $\mathbf{B}$ 为外加磁场; $\mathbf{E}$ 为外加电场; $\hat{\alpha}$ 为原子极化率算符,这四项的物理意义分别为原子核自旋与电子总自旋的耦合、电子自旋与外加磁场的耦合、核自旋与外加磁场的耦合以及交流电(AC)斯塔克效应。根据原子总哈密顿量 $\hat{H}_{Atom}$ 结合定态薛定谔方程求解本征值和本征态,就能够给出如图1所示的铷原子能级和用相应量子数标记的原子态 $|\psi\rangle$ 。

泵浦率是未被极化的原子从泵浦光中吸收光子的平均速率,即

$$R_{op} = n\sigma\bar{v}, \quad (2)$$

式中: $n$ 为原子数密度; $\sigma$ 为吸收截面; $\bar{v}$ 为原子热运动平均速率。泵浦过程的结果是实现粒子布居数的极化分布,与之作用相反的是弛豫过程。

弛豫的种类繁多,从物理机制上包含的基本种类

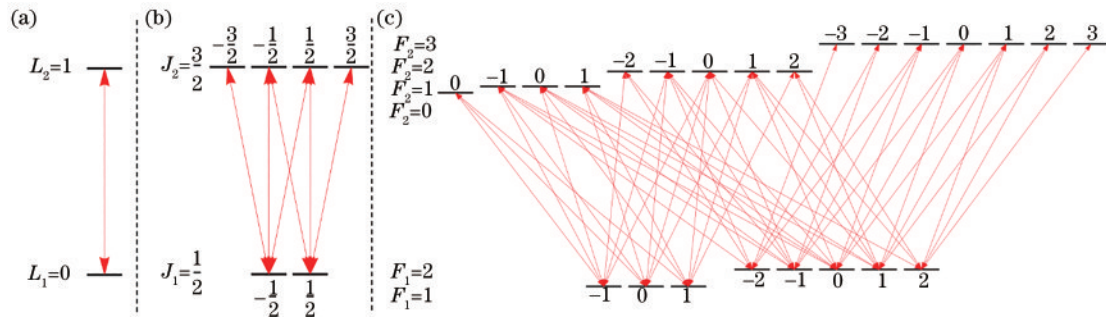


图 1 铷原子基态和第一激发态能级分裂结构示意图。(a) 轨道能级 (轨道自旋  $L_1=0, L_2=1$ ); (b) 精细结构能级 (电子自旋  $S=1/2$ ); (c) 超精细结构能级 (核自旋  $I=3/2$ )

Fig. 1 Structure diagram of energy level splitting of ground state and first excited state of a Rb atom. (a) Orbital energy level (orbital spin  $L_1=0, L_2=1$ ); (b) fine structure energy level (electron spin  $S=1/2$ ); (c) hyperfine structure energy level (nuclear spin  $I=3/2$ )

有自旋交换弛豫、自旋破坏碰撞弛豫、泡壁弛豫等; 根据弛豫物理机制的方向性又可以将弛豫分为横向弛豫与纵向弛豫。在理论计算时通常采取用弛豫率  $R_{rel}$  替代所有的弛豫机制, 表 1 中展示了各种物理机制带来

的弛豫的分类以及各自对应的相互作用势能、特征现象与特征参量<sup>[46]</sup>。由于弛豫会带来光学展宽, 光学展宽与器件响应的灵敏度成反比, 因此在绝大多数情况下都需要对弛豫过程进行抑制。

表 1 各种原子弛豫过程的物理机制<sup>[46]</sup>

Table 1 Physical mechanisms of various atomic relaxation processes<sup>[46]</sup>

Relaxation mechanism	Potential	Typical phenomenon	Typical parameter	Reference
Near field dipole moment interaction	$(\mathbf{D}_A \cdot \mathbf{D}_B) - 3\mathbf{D}_A \cdot \hat{\mathbf{R}}_{AB} \times \hat{\mathbf{R}}_{AB} \cdot \mathbf{D}_B R^{-3}$	Self-broadening of optical lines and self-depolarization of excited states; foreign gas broadening	Resonant interaction cross section $\sigma_{DN} \sim 10^{-13} \text{ cm}^2$	[47]
Radiation field dipole moment interaction	$(\mathbf{D}_A \cdot \hat{\mathbf{R}}_{AB} \hat{\mathbf{R}}_{AB} \cdot \mathbf{D}_B - 3\mathbf{D}_A \cdot \mathbf{D}_B) k^2 R^{-1}$	Radiation trapping; coherence narrowing	Relaxation times depend on container shape	[48]
Electron spin exchange interaction	$V(\hat{\mathbf{R}}_{AB}) \mathbf{S}_A \cdot \mathbf{S}_B$	Approach to spin temperature equilibrium; conservation of total spin	Interaction cross section $\sigma_{DR} \sim 10^{-14} \text{ cm}^2$	[49-50]
Coupling of electron spin to orbital spin	$V(\hat{\mathbf{R}}) \mathbf{N} \cdot \mathbf{S}$	Disorientation of S-state atoms by wall collisions and buffer-gas collisions	Interaction cross section $\sigma_{LS} \sim 10^{-19} - 10^{-26} \text{ cm}^2$	[51]
Coupling of electron spin to nuclear spin	$\mathbf{S} \cdot \mathbf{T}(\hat{\mathbf{R}}) \cdot \mathbf{I}$	Disorientation of S-state atoms by wall collisions and buffer-gas collisions; nuclear polarization by spin exchange with electrons	Interaction cross section $\sigma_{IS} \sim 10^{-24} \text{ cm}^2$	[52]
nuclear quadrupole moment	$\frac{1}{6} \nabla \mathbf{E} : \mathbf{Q}$	Wall relaxation of nuclear spins of diamagnetic atoms	Depends on sticking time at wall, field gradients at wall, nuclear quadrupole moment, etc.	[53]
Random motion in an inhomogeneous magnetic field	$\frac{\mathbf{v} \cdot (\nabla \mathbf{H} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{I}}{ \mathbf{H} ^2}$	Relaxation of $^3\text{He}$ ground-state atoms	Depends on field gradient and mean free path	[54-55]
Scattering of resonant light	$-\frac{e}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}$	Relaxation of pumped atoms to polarized equilibrium state	Typical pumping times are on order of milliseconds or longer	[56]
Diffusion of atoms	Diffusion rate is proportional to average free path and average velocity of atom	Spatial motion of polarized atoms to container walls by random walk through a buffer gas	A few milliseconds in a cm scale cell	[57]

2.1.2 激光及激光与原子的相互作用  
光的演化符合麦克斯韦方程组, 光在热碱金属原子

气室中的传播可等效为介质对光的调控。在热碱金属原子系综里, 由于相互作用的尺度与原子尺度接近且远

小于光的波长,通常采用等效折射率领域的复折射率方法对入射光与原子系综的相互作用进行分析,更具体的现象表现为圆二色性、双折射以及吸收等效应。此外,复折射率的实部与虚部之间存在克莱默斯-克罗尼格(K-K)关系,可以通过单一测量吸收获得折射率的虚部来推算实部,反之亦然。

光与原子的相互作用采取密度矩阵对其进行描述。为了更好地表达,将核自旋与电子自旋的密度矩阵拆成两部分<sup>[58]</sup>,一部分 $\hat{\rho} = \frac{1}{4}\hat{\rho} + \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\rho} \hat{\mathbf{S}}$ 只与核自旋有关,另一部分 $\hat{\Theta} \cdot \hat{\mathbf{S}} = \frac{3}{4}\hat{\rho} - \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\rho} \hat{\mathbf{S}} = (\hat{\mathbf{S}}_{\rho} + \rho \hat{\mathbf{S}} - 2i\hat{\mathbf{S}} \times \rho \hat{\mathbf{S}}) \cdot \hat{\mathbf{S}}$ 只与电子自旋有关,从而密度矩阵的演化将唯象地引入弛豫和泵浦过程的量子刘维尔方程<sup>[59]</sup>:

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = \frac{1}{i}\mathcal{L}\hat{\rho} + R_{SE}\left[\hat{\rho}\left(1 + 4\langle\hat{\mathbf{S}}\rangle \cdot \hat{\mathbf{S}}\right) - \hat{\rho}\right] + R_{rel}(\hat{\rho} - \hat{\rho}) + R_{op}\left[\hat{\rho}\left(1 + 2\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{S}}\right) - \hat{\rho}\right] + D\nabla^2\hat{\rho}, \quad (3)$$

式中: $\mathcal{L}\mathcal{O} \equiv i[\hat{H}, \mathcal{O}]$ 为密度矩阵算符的刘维尔算子, $\mathcal{O}$ 为任意可观测量算符; $R_{SE}$ 为自旋交换速率,对应项描述了碱金属原子间的自旋交换碰撞效应; $R_{rel}$ 为弛豫率,对应项描述了影响电子自旋而不影响核自旋的自旋弛豫过程,其作用是使得密度矩阵的电子极化部分趋于0; $R_{op}$ 为总泵浦率,对应项描述泵浦过程,其作用是使得密度矩阵的电子极化部分上升; $D$ 为扩散系数,对应项描述气室内的原子扩散过程。

密度矩阵的含时演化能够从统计层面准确反映系综的各个能级的分布状态随时间的变化,对密度矩阵的解求迹 $\langle\mathcal{O}\rangle = Tr[\hat{\rho}\mathcal{O}]$ 建立起宏观物理量 $\mathcal{O}$ 和微观的原子状态 $\hat{\rho}$ 的联系。因此,原子系综的状态与宏观中观测到的力学量密切相关,一方面,原子系综状态的不同会影响从宏观尺度上原子气室的宏观物理性质(如光学性质中折射率的圆二色性),另一方面,操控原子系综的本质是操控原子系综的状态。

近年来,原理上的相关研究集中于密度矩阵的特征值求解。从测量的角度看,对系综测量的本质是对系综的布居数进行测量,而布居数的特征值恰好与密度矩阵的特征值成正比,且密度矩阵的本征值能够反映系综的相应特征,具体而言,以核自旋 $I=3/2$ 且处于磁场与泵浦光中的 $^{87}\text{Rb}$ 原子系综为例,根据式(3)得到的密度矩阵本征值如式(4)所示,其密度矩阵本征值实部的相反数代表磁共振线宽,虚部的相反数代表系综整体的拉莫尔进动频率<sup>[60]</sup>:

$$\lambda = \frac{\eta + 1}{16} \left[ -R_{SE} + \sqrt{R_{SE}^2 - 32iR_{SE}\omega_0^* - \frac{256\omega_0^{*2}}{(\eta - 1)^2}} \right], \quad (4)$$

式中: $\eta = \eta(P)$ 为考虑光泵浦产生的极化率 $P$ 后的修正系数; $\omega_0^* = \omega_0(\eta - 1)/(\eta + 1)$ 为与频率具有相同量

纲的简化符号。因此,原理上通过求解这一本征值即可求出热原子系综的磁共振线宽 $\Gamma$ 与系综整体的拉莫尔进动频率 $\omega$ ,在SERF态下, $\omega_0/R_{SE} \ll 1$ ,利用这一关系对式(4)进行泰勒展开即可得到

$$\lambda \approx -\frac{4}{3} \frac{\omega_0^2 - \omega_0^{*2}}{R_{SE}} - i\omega_0^* \left( 1 + \frac{32}{9} \frac{\omega_0^2 - \omega_0^{*2}}{R_{SE}^2} \right) = -\Gamma - i\omega. \quad (5)$$

利用该结果可以在不求解密度矩阵方程以及Bloch方程的情况下,使用方程的本征值有效地分析SERF下热原子系综的磁共振线宽 $\Gamma$ 与系综的整体拉莫尔进动频率 $\omega$ 。因此,该方法成为近些年来相关原理研究的热点之一。

## 2.2 激光与热碱金属原子系综的相互作用应用

基于激光与热碱金属原子系综的相互作用原理,国内外科研团队开展了大量相关工作,研制出了多种性能指标优异、用途广泛的精密测量器件,在磁场测量、时间测量以及惯性测量中发挥着重要作用。例如,在极弱磁场测量方面,标准模型超对称模型给出了电偶极矩不同的理论预测值,而超高灵敏磁场测量在电偶极矩测量对于物理学基本模型的验证方面具有重大作用,基于热碱金属原子系综的磁场测量器件能够突破传统测量纪录,达到验证相应理论所需的测量分辨率<sup>[61-62]</sup>;在惯性测量方面,超高灵敏惯性测量对于验证电荷共轭—宇称—时间反演对称是否破缺这一命题提出了相应理论要求,理论分析表明需要 $1 \times 10^{-7} \sim 1 \times 10^{-8}$  ( $^\circ$ )/h量级的惯性测量分辨率,而基于热碱金属原子系综的惯性测量器件分辨率已经达到这一数量级<sup>[63-64]</sup>。应用层面的相关研究集中于器件测量指标的技术突破、检测方案的优化以及闭环系统的设计,围绕小型化与高精度的目标展开。

### 2.2.1 磁场测量

在极弱磁场测量方面,激光与热碱金属原子系综相互作用的代表性应用为SERF原子磁强计。SERF原子磁强计是光泵磁强计(OPM)的一种,二者在概念上有一定的交叉。光泵磁强计是利用对应特定能级波长的光泵浦极化原子后,横向施加交流激励磁场使磁场产生的拉莫尔进动频率与调制频率发生共振,通过测量共振频率实现磁场测量的磁强计,而SERF磁强计需要附加外加磁场幅值极小的工作条件。原子磁强计的原理(图2)可以概括为由磁场 $\mathbf{B}$ 产生的塞曼分裂及超精细结构导致被泵浦光(pump beam)极化的原子系综拉莫尔进动频率 $\omega$ 发生改变,进而使用检测光(probe beam)测量原子自旋 $F$ 的进动频率即可获得磁场信息。宏观上表现为气室折射率的圆二色性,因而影响入射光的光学性质(如吸收谱峰值与展宽、光旋角等),通过检测这些光学参数的变化即可得到磁场信息。SERF态这一概念最早由Happer等<sup>[65]</sup>于1973年提出,在高温弱磁的条件下,气室原子的自旋交换速率

远远大于拉莫尔进动频率,从而利用自旋交换碰撞的随机性带来的系综整体相位近似稳定实现自旋交换弛豫的抑制,实验上最早于 2002 年由美国普林斯顿大学 Romalis 小组<sup>[66]</sup>实现。SERF 态下,原子自旋交换弛豫率  $R_{SE}$  远大于拉莫尔进动频率,其影响可近似为在系综拉莫尔进动频率中引入核减缓因子  $1/q$ 。基于此原理实现的 SERF 原子磁强计的灵敏度提高至脑磁场信号测量量级( $\sim$ fT),在极弱磁测量与功能成像中具有不可或缺的重要地位<sup>[67]</sup>。

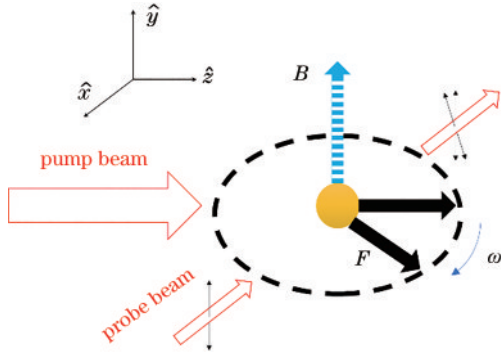


图 2 原子磁强计原理示意图

Fig. 2 Schematic diagram of atomic magnetometer principle

在 SERF 态下,磁场与原子系综总自旋相互作用的哈密顿量  $\hat{H}_{Atom}$  和磁场与电子自旋作用的哈密顿量  $\hat{H}_E$  形式上相同但是旋磁比发生了改变  $\hat{H}_{Atom} = \hat{H}_E/q = \gamma \hat{S} \cdot \mathbf{B}$ 。其中,  $\gamma = g_s \mu_B/q = \omega(q|\mathbf{B}|)^{-1}$  为旋磁比,  $q$  为核减缓因子,由此根据 2.1.3 节的式(3)得到的密度矩阵的矩阵元演化方程为

$$\frac{d}{dt} \rho = (R + i\Omega) \rho, \quad (6)$$

式中:

$$\rho = [\rho_{11} \quad \rho_{12} \quad \rho_{21} \quad \rho_{22}]^T,$$

$$\Omega_{\pm} = \frac{\Omega_x \pm i\Omega_y}{2}, \quad \Omega_x = \gamma B_x, \quad \Omega_y = \gamma B_y$$

$$R = \begin{pmatrix} -\frac{R_{rel}}{2} & 0 & 0 & \frac{R_{rel}}{2} + R_{op} \\ 0 & -R_{rel} - R_{op} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -R_{rel} - R_{op} & 0 \\ \frac{R_{rel}}{2} & 0 & 0 & -\frac{R_{rel}}{2} - R_{op} \end{pmatrix},$$

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_+ & -\Omega_- & 0 \\ \Omega_- & -\Omega_z & 0 & -\Omega_- \\ -\Omega_+ & 0 & \Omega_z & \Omega_+ \\ 0 & -\Omega_+ & \Omega_- & 0 \end{pmatrix},$$

密度算符  $\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}$ , 结合  $\langle \hat{S}_i \rangle = \text{Tr}[\hat{\rho} \hat{S}_i]$ ,  $i = x, y, z$ , 即可通过求迹得到磁强计的电子自旋角动量分量的频率响应曲线,这些结果与待检测的光学性质有

关且受待测磁场影响。SERF 原子磁强计的响应基本曲线有两种,一种是色散曲线[图 3(a)],一种是吸收曲线[图 3(b)]。色散曲线的零点斜率表征了磁强计对于外界磁场的响应灵敏度,在一定范围内与标定磁强计的刻度系数成正比,吸收曲线的展宽表征的是横向弛豫率,也可以作为磁强计的测量依据。此外,极化率  $P = 2\langle S_z \rangle$  会影响原子气室的折射率,导致气室的圆二色性,由此产生与偏振有关的非线性旋光效应,也可以用于磁场测量。

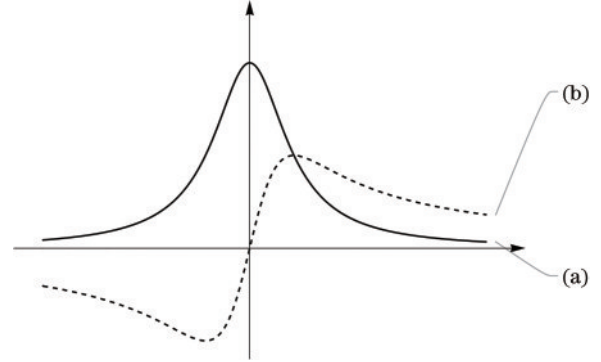


图 3 原子磁强计基本响应曲线。(a)吸收曲线(实线); (b)色散曲线(虚线)

Fig. 3 Basic response curves of atomic magnetometer. (a) Absorption curve (solid line); (b) dispersion curve (dashed line)

从结构上, SERF 原子磁强计可以分为单光束 SERF 原子磁强计和双光束 SERF 原子磁强计,分别对应于前述的吸收、光旋角两种测量方案。常见的单光束使用一束圆偏振光同时完成泵浦与检测,检测量通常为光吸收;双光束方案则需要使用两束正交的光,其中一束光为圆偏振光用于泵浦,另一束光为线偏振光用于检测,检测量可以是吸收也可以是光旋角。虽然二者的理论灵敏度相同,均为  $\delta B = (\gamma \sqrt{nT_2 V t})^{-1}$ 。但是从目前技术上所达到的指标来看,双光束方案实测灵敏度( $\sim 1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ )<sup>[68]</sup> 优于单光束方案实测灵敏度( $\sim 10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ )<sup>[69-70]</sup> 一个数量级。单光束方案使用光吸收法进行测量,噪声主要来自于光噪声,受激光器频率漂移影响大且调制磁场会附加额外的自旋交换弛豫,而双光束方案采用平衡差分检测方法检测光旋角,与光的强度无关,故后者可以达到的检测灵敏度更高。另一方面,双光束方案的结构特点导致了其小型化的难度更大。因此,对于 SERF 原子磁强计而言,研究超窄线宽稳定频率稳定功率的激光器具有重要意义。

从气室使用的原子种类上, SERF 原子磁强计可以分为钾原子磁强计<sup>[16, 66, 71-72]</sup>、铷原子磁强计<sup>[17-18, 73-75]</sup>、铯原子磁强计<sup>[76-77]</sup>、钾-铷混合原子磁强计<sup>[78-79]</sup>等,表 2 给出了基于不同碱金属原子气室 SERF 原子磁强计的相关参数。由于不同种类的原子饱和蒸气压不同,其

表 2 不同碱金属原子气室 SERF 原子磁强计的相关参数  
Table 2 Parameters of SERF atomic magnetometers in different alkali atomic gas chambers

Atomic species	Heating temperature / °C	Sensitivity / (fT $\sqrt{\text{Hz}}$ )	Year	Reference
Potassium	190	10	2002	[66]
	180	0.54	2003	[16]
	180	20	2009	[71]
	200	0.16	2010	[72]
Rubidium	190	5	2010	[17]
	140–180	6–11	2012	[73]
	180	4	2014	[18]
	150	15	2018	[74]
	175	10	2019	[75]
Cesium	103	40	2008	[76]
	120	14	2014	[77]
Potassium & Rubidium	195	5	2014	[78]
	210	0.68	2019	[79]

对应的加热温度也不同,而温度影响了碱金属原子气室的原子数密度,通过吸收影响了泵浦过程能够达到的极化率,因此最终导致不同碱金属原子气室最优灵敏度对应的温度也有所不同。

从应用上,目前的 SERF 原子磁强计精度已经达到可以与传统的超导量子干涉仪相媲美的程度,但是对于人体的脑磁功能成像方面的应用仍有不足。成像有两个重要的指标,一方面是灵敏度,另一方面是分辨率,虽然 SERF 原子磁强计能够实现高灵敏度的磁场测量,但是其小型化的程度仍有待提高。目前,小型化原子磁强计探头截面大小数量级  $\sim 1 \text{ cm}^2$  [69, 80-81],对于人脑还不足以实现很高的空间分辨率。Levy 等 [82] 利用微纳光子学方法,通过设计片上偏振分束器实现了双光束微纳原子磁强计,其相互作用体积为  $30 \mu\text{m} \times 3.2 \mu\text{m} \times 3.2 \mu\text{m}$ ,但缺点是随着气室体积的大幅缩小,各种弛豫带来的噪声都大幅升高,并且片上分束器的耦合效率低 ( $\sim 1\%$ )、信号弱,导致原子磁强计的灵敏度大幅下降 ( $700 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ )。因此,在微纳尺度实现高灵敏度的 SERF 原子磁强计,是片上光与原子相

互作用具有发展前景的新方向。此外,采用压缩态光场将光的压缩态通过相互作用转移到原子系综中以实现原子系综的自旋压缩态,进而突破测量纪录是相关领域未来的重要目标,但是目前的限制因素主要来源于磁屏蔽筒材料本身的磁噪声。

### 2.2.2 时间测量

在时间测量方面,激光与热碱金属原子系综的相互作用应用主要集中于 CPT 原子钟。原子钟从原子种类上看可以分为冷原子钟和热原子钟,其中常见的冷原子钟包括铯原子钟、氢原子钟、铷原子钟、钙原子钟等。本文讨论的原子钟基于热原子系综,对应于具有特殊  $\Lambda$  能级构型的碱金属原子 [图 4(a)]。尽管冷原子钟具有诸多优势,例如能够消除多普勒展宽、灵敏度高,但是由于冷原子源的制备复杂且耗时长,需要增大体积以获得高灵敏度等问题,难以满足器件小型化、低功耗的需求。相较而言,基于热原子系综的 CPT 原子钟是目前唯一可以微型化的原子钟。CPT 原子钟不需要微波谐振腔 [83],尺寸上不受辐射场的波长限制,最小的 CPT 原子钟可以到达手表尺寸,在通信、导航、军事等方面的时间校准上均有广阔的应用前景 [84-88]。

CPT 是原子能级被一对相干光场激发时产生相干暗态的非线性光学效应 [89-90]。CPT 原子钟的原理为激光场与原子能级之间相干耦合在两个基态之间产生 CPT,进而产生电磁诱导透明 (EIT),该现象产生的超窄线宽 [图 4(b)] 可以用于信号锁频,从而作为频率参考应用于原子钟系统。具体而言,图 4 所示的  $\Lambda$  型三能级系统在偶极近似下的相互作用哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} + h. c. = \frac{\hbar}{2} (\Omega_1 e^{-i\omega_{13}t} |3\rangle\langle 1| + \Omega_2 e^{-i\omega_{23}t} |3\rangle\langle 2| + \Omega_1^\dagger e^{i\omega_{13}t} |1\rangle\langle 3| + \Omega_2^\dagger e^{i\omega_{23}t} |2\rangle\langle 3|), \quad (7)$$

式中,  $\Omega_1 = -\frac{\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{E}_1}{\hbar}$ 、 $\Omega_2 = -\frac{\mathbf{d}_2 \cdot \mathbf{E}_2}{\hbar}$  分别代表频率为  $\omega_{13}$ 、 $\omega_{23}$  的两束光产生的拉比振荡频率。原子的哈密顿量为  $\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^3 \hbar\omega_i |i\rangle\langle i|$ , 故系统的总哈密顿量为  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$ , 从而将表示哈密顿量的式 (7) 经过旋波近似后代入与 2.1.3 节式 (3) 类似的主方程:

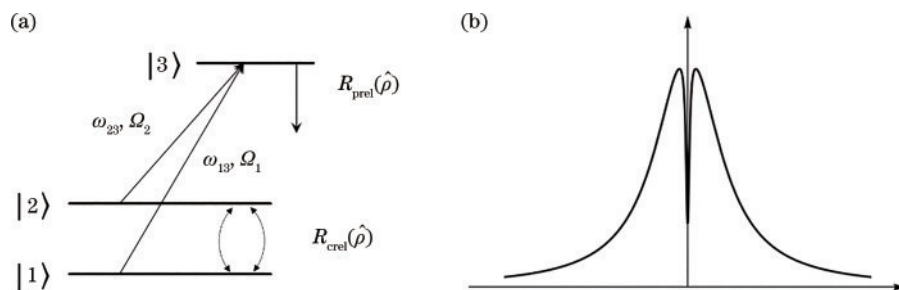


图 4 CPT 原子钟原理示意图。(a)  $\Lambda$  能级构型; (b) 典型 EIT 吸收线型

Fig. 4 Schematic diagram of CPT atomic clock principle. (a)  $\Lambda$  energy level configuration; (b) typical EIT absorption line type

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = -i[\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}] + \mathbf{R}_{\text{rel}}(\hat{\rho}), \quad (8)$$

式中:等式右边第一项代表孤立系统的含时演化;第二项代表不同原子态弛豫过程,  $\mathbf{R}_{\text{rel}}(\hat{\rho}) = \mathbf{R}_{\text{prel}}(\hat{\rho}) +$

$$\mathbf{R}_{\text{crel}}(\hat{\rho}) = \begin{pmatrix} R_{\text{prel}}\rho_{33}/2 & 0 & -R_{\text{prel}}\rho_{13}/2 \\ 0 & R_{\text{prel}}\rho_{33}/2 & -R_{\text{prel}}\rho_{23}/2 \\ -R_{\text{prel}}\rho_{31}/2 & -R_{\text{prel}}\rho_{32}/2 & -R_{\text{prel}}\rho_{33} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -R_{\text{crel}}(\rho_{11} - \rho_{22}) & -R_{\text{crel}}\rho_{12} & 0 \\ -R_{\text{crel}}\rho_{21} & -R_{\text{crel}}(\rho_{22} - \rho_{11}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

为弛豫率矩

表 3 高性能 CPT 原子钟技术种类及指标

Table 3 Types and specifications of high-performance CPT atomic clocks

Technology	Stability	Year	Reference
Vertically polarized light configuration combined with Ramsey time-domain separation method	Short-term stability $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}, \tau \leq 100 \text{ s}$	2013	[94]
Push-pull optical pumping combined with self-balancing Ramsey method	10000 s stability $2 \times 10^{-15}$	2018	[88, 95]

### 2.2.3 惯性测量

在惯性测量方面,激光与热碱金属原子系综相互作用的主要应用为 SERF 原子自旋陀螺仪。SERF 原子自旋惯性测量是基于原子的 SERF 效应,采用处于 SERF 态的热碱金属原子超高灵敏度感知载体运动引起的惰性气体原子的核子进动信息。

SERF 原子自旋陀螺仪原理与磁强计类似,但是由于需要外加磁场定义量子轴,且利用的是惰性气体

阵,包括布居弛豫  $\mathbf{R}_{\text{prel}}(\hat{\rho})$  与相干弛豫  $\mathbf{R}_{\text{crel}}(\hat{\rho})$ , 泵浦过程包含在了相互作用哈密顿量中,利用与 2.2.1 节相同的方法,即可得到原子钟相应的密度矩阵演化方程,进而通过锁频即可获得稳定的原子钟频率。

从发展与应用前景的角度上,CPT 原子钟主要以芯片化、低功耗为导向<sup>[91-93]</sup>,应用于手表计时、卫星时间校准等场景。从性能上,CPT 原子钟虽然比传统的铯原子钟、氢原子钟、铷原子钟、钙原子钟稍逊一筹,但是近些年在实现高性能 CPT 原子钟的技术方法方面也有一定的突破,如垂直线偏振光构型结合 Ramsey 时域分离场方法<sup>[94]</sup>、推挽光泵浦结合自平衡 Ramsey 方法<sup>[88, 95]</sup>等等,达到的相应性能如表 3 所示。

的核自旋进行惯性测量,因此需要额外考虑惰性气体核自旋带来的影响。其对应的哈密顿量  $\hat{\mathcal{H}}_{\text{Atom}} = A_I \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{\mathbf{J}} + g_s \mu_B \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} - g_I \mu_N \hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{B}$ , 将其代入 2.1.3 节的式(3)中即可得到相应的密度矩阵,通过对密度矩阵与自旋极化率矩阵求迹并引入布洛赫矢量  $\hat{\mathbf{P}} = (P_x, P_y, P_z)$ , 即可得到与密度矩阵等价的布洛赫方程,即

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{P}^e}{\partial t} = \frac{\gamma_e}{q(\mathbf{P}^e)} (\mathbf{B} + \lambda M^n \mathbf{P}^n + \mathbf{L}) \times \mathbf{P}^e - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{P}^e + \frac{(R_{\text{op}} \mathbf{s} + R_{\text{SE}}^{\text{en}} \mathbf{P}^e + R_{\text{pr}} \mathbf{s}^{\text{pr}} - R_{\text{tot}}^e \mathbf{P}^e)}{q(\mathbf{P}^e)}, \\ \frac{\partial \mathbf{P}^n}{\partial t} = \gamma_n (\mathbf{B} + \lambda M^e \mathbf{P}^e) \times \mathbf{P}^n - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{P}^n + R_{\text{SE}}^{\text{ne}} (\mathbf{P}^e - \mathbf{P}^n) - R_{\text{sd}}^n \mathbf{P}^n \end{cases}, \quad (9)$$

式中:  $\mathbf{P}^e$  和  $\mathbf{P}^n$  分别代表电子极化率和核子极化率;  $\gamma_e$  和  $\gamma_n$  分别代表碱金属原子电子和惰性气体原子的旋磁比;  $q(\mathbf{P}^e)$  为核自旋减缓因子;  $\mathbf{B}$  为外加磁场;  $\lambda M^e \mathbf{P}^e$  和  $\lambda M^n \mathbf{P}^n$  为碱金属原子的电子和惰性气体原子产生的等效磁场,  $\mathbf{L}$  为泵浦光产生的光频移;  $\boldsymbol{\Omega}$  为载体转动角速度;  $R_{\text{SE}}^{\text{en}}$  为碱金属原子电子的自旋交换速率;  $R_{\text{SE}}^{\text{ne}}$  为惰性气体原子的自旋交换速率;  $R_{\text{op}}$  为泵浦光的泵浦率;  $R_{\text{pr}}$  为检测光的泵浦率;  $R_{\text{tot}}^e = R_{\text{rel}}^e + R_{\text{op}}^e$  为碱金属原子电子的总弛豫率;  $R_{\text{sd}}^n$  为惰性气体原子的自旋破坏弛豫率。SERF 原子自旋陀螺仪的工作特性方程与陀螺仪的角速度相关,在工程应用时通过圆二色性体现在输出信号的光旋角  $\theta$  中,且光旋角  $\theta$  与刻度系数  $K$  成正比,从而可以利用锁相放大器提取信号进行惯性测量。

从测量精度上,可以将原子陀螺仪分为战略级陀螺和战术级陀螺,分别对应于理论精度为  $10^{-8}$  (°)/h 的 SERF 自旋陀螺和  $10^{-4}$  (°)/h 的微机电系统

(MEMS)核磁共振陀螺,这两种惯性测量装置代表了基于光与热碱金属原子相互作用的惯性测量仪器的两个发展方向,即高精度与小型化。对于 SERF 原子自旋陀螺仪,相关研究更加关注性能指标,其理论灵敏度为  $\delta\Omega = \frac{\gamma_n}{\gamma_e} \frac{1}{\sqrt{n T_2 V t}}$ , 表 4 列举了近些年国内外关于原子自旋陀螺的相关性能指标及应用研究状况。

从测量技术上看, SERF 原子自旋陀螺仪涉及到的测量技术包括利用  $\pi/2$  脉冲测量纵向弛豫时间<sup>[99]</sup>、法拉第旋光效应测量碱金属原子数密度<sup>[100]</sup>、激光吸收测量碱金属原子数密度<sup>[101]</sup>等,施加的调制磁场中,又分为正弦调制<sup>[102]</sup>、方波调制<sup>[103]</sup>、 $\pi$  脉冲序列调制<sup>[75]</sup>、 $2\pi$  脉冲序列调制<sup>[104]</sup>等。目前,制约 SERF 原子自旋陀螺仪精度的主要因素集中于弛豫的控制,因此抑制弛豫过程以降低弛豫率是其发展的重要方向。

小型化 MEMS 核磁共振陀螺仪在主要技术和原

表 4 SERF 原子自旋陀螺仪性能指标及相关应用

Table 4 Performances and applications of SERF atomic spin gyroscope

Year	Sensitivity	Application	Reference
2005	$2.9 \times 10^{-5} \text{ }^\circ/\text{s}/\text{Hz}^{1/2}$	First realization of self-compensating SERF inertial measurement of nuclear spin	[96]
2009	$4 \times 10^{-6} \text{ }^\circ/\text{s}/\text{Hz}^{1/2}$	Measuring neutron spin-spin interactions	[97]
2010	$4 \times 10^{-6} \text{ }^\circ/\text{s}/\text{Hz}^{1/2}$	Highest index for verification of $ \delta_{\perp}^n $ parameter of neutron charge conjugation-parity-time inversion symmetry breaking	[63]
2012	$7 \times 10^{-5} \text{ }^\circ/\text{s}/\text{Hz}^{1/2}$	Domestic first realization of SERF atomic spin gyro	[98]

理上与 SERF 原子陀螺仪有所区别,其中最明显的是 MEMS 核磁共振陀螺仪不受外加磁场幅值弱的限制。二者相比,基于 MEMS 的核磁共振陀螺仪气室具有小体积的优势。因此,在气室方面的研究集中于碱金属原子微型气室的制备方法<sup>[105-107]</sup>,主要涉及到微纳制造领域的多种技术,如清洗、光刻、阳极键合等。基于 MEMS 气室的原子自旋陀螺仪具有小型化的希望,且具有功耗低、带宽高、受温度影响小、标度因数稳定的特性<sup>[108-111]</sup>,在器件的小型化方面具有很大的发展潜力。

### 3 展 望

激光与热碱金属原子系综的相互作用作为量子精密测量的重要基础,在高精度小型化磁场测量、时间测量、惯性测量领域中发挥着不可替代的核心作用,基于热碱金属原子系综的器件包含 SERF 原子磁强计、原子钟、原子陀螺仪等,它们的共同特点是气室原子系综在激光的作用下被极化,在磁场的作用下作拉莫尔进动并以此作为检测的依据。

从系统集成看,目前小型化方法的必要条件是使用 MEMS 气室以及芯片化微纳光学器件。未来的相关研究会分为三个主要的方向:低弛豫率 MEMS 气室的研制及工艺、超窄线宽低功耗激光器、微纳光学无源器件如片上分束器、马赫-增德尔干涉仪等,最终通过器件的封装集成实现基于激光与热碱金属原子系综相互作用的量子传感芯片。

从器件应用看,目前的 SERF 原子磁强计主要应用于生物医学非侵入式的心脑磁测量,未来在太空磁场测量、地磁勘测、前沿基础物理探索等方面均有重要应用;目前的 CPT 原子钟最基本的应用是频率参考,未来在深空探测、卫星导航、高速通信、火灾与地下搜救、潜航器导航等领域都将提供重要的技术支撑;目前的原子陀螺仪在国内仍处于实验室阶段,未来将在新一代水下潜器、远程飞行器等军事领域中的长时间高精度导航和高分辨率对地观测等应用中发挥重要作用。

过去的二十年来,国内外各研究团队均做出了巨大的努力并取得了可喜的突破。未来的量子精密测量器件将向着超高精度、超高集成度、超低功耗的方向发展。因此,探索基于激光与热碱金属原子系综相互作用

原理的器件与微纳光子学、集成光学等具备芯片化能力的学科进行交叉的道路,不论是从科研的角度还是从应用的角度都具有非常深远的意义。无论是超高精度还是超高集成,基于激光与热碱金属原子系综相互作用的相关研究方向都具有广阔的发展前景,探索二者的结合,即在超高精度的同时具有超高集成,是一项具有挑战性的工作。随着各种技术的发展进步,相信在不远的将来,基于激光与热碱金属原子系综相互作用的精密测量器件必将走入人们的日常生活,在军事、国防、医疗、科研等领域中大放异彩。

### 参 考 文 献

- [1] Schawlow A L, Townes C H. Infrared and optical masers [J]. *Physical Review*, 1958, 112(6): 1940-1949.
- [2] Maiman T H. Stimulated optical radiation in ruby[J]. *Nature*, 1960, 187(4736): 493-494.
- [3] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(3): 035002.
- [4] Marr G, Creek D. The photoionization absorption continua for alkali metal vapours[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences*, 1968, 304(1477): 233-244.
- [5] Miles R, Harris S. Optical third-harmonic generation in alkali metal vapors[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1973, 9(4): 470-484.
- [6] Skalla J, Wäckerle G, Mehring M, et al. Optical magnetic resonance imaging of Rb vapor in low magnetic fields[J]. *Physics Letters A*, 1997, 226(1/2): 69-74.
- [7] Bell W E, Bloom A L. Optical detection of magnetic resonance in alkali metal vapor[J]. *Physical Review*, 1957, 107(6): 1559-1565.
- [8] Bhaskar N D, Camparo J, Happer W, et al. Light narrowing of magnetic resonance lines in dense, optically pumped alkali-metal vapor[J]. *Physical Review A*, 1981, 23(6): 3048-3064.
- [9] Ranjbaran M, Tehranchi M M, Hamidi S M, et al. Harmonic detection of magnetic resonance for sensitivity improvement of optical atomic magnetometers[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2017, 424: 284-290.
- [10] Liu G. Trispin dynamics in an alkali-metal-noble-gas nuclear-magnetic-resonance gyroscope[J]. *Physical Review A*, 2019, 99: 033409.
- [11] Liu G B. Trispin dynamics in an alkali-metal-noble-gas nuclear-magnetic-resonance gyroscope[J]. *Physical Review*



- A, 2019, 99(3): 033409.
- [12] Chu S. Nobel Lecture: the manipulation of neutral particles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 685-706.
- [13] Dalfovo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, et al. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1999, 71(3): 463-512.
- [14] Jochim S, Bartenstein M, Altmeyer A, et al. Bose-Einstein condensation of molecules[J]. *Science*, 2003, 302(5653): 2101-2103.
- [15] Zwierlein M W, Stan C A, Schunck C H, et al. Observation of Bose-Einstein condensation of molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(25): 250401.
- [16] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, et al. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596-599.
- [17] Johnson C, Schwindt P D D, Weisend M. Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(24): 243703.
- [18] Kim K, Begus S, Xia H, et al. Multi-channel atomic magnetometer for magnetoencephalography: a configuration study[J]. *NeuroImage*, 2014, 89: 143-151.
- [19] Chu P H, Kim Y J, Savukov I M. Search for exotic spin-dependent interactions with a spin-exchange relaxation-free magnetometer[J]. *Physical Review D*, 2016, 94(3): 036002.
- [20] Wang T, Kimball D F J, Sushkov A O, et al. Application of spin-exchange relaxation-free magnetometry to the Cosmic Axion Spin Precession Experiment[J]. *Physics of the Dark Universe*, 2018, 19: 27-35.
- [21] Du P C, Li J J, Yang S J, et al. Observing the steady-state visual evoked potentials with a compact quad-channel spin exchange relaxation-free magnetometer[J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(4): 040702.
- [22] Fan W F, Quan W, Zhang W J, 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: 28574-28580.
- [23] Jodko-Władzińska A, Wildner K, Pałko T, et al. Compensation system for biomagnetic measurements with optically pumped magnetometers inside a magnetically shielded room[J]. *Sensors*, 2020, 20(16): 4563.
- [24] Knappe S, Shah V, Schwindt P D D, et al. A microfabricated atomic clock[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(9): 1460-1462.
- [25] Lu L, Tao G, Ke D, et al. Frequency Stability of Atomic Clocks Based on Coherent Population Trapping Resonance in  $^{85}\text{Rb}$ [J]. *Chinese Physics Letters*, 2007, 24(7): 1883-1885.
- [26] Lutwak R. The chip-scale atomic clock-recent developments[C]//2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum, April 20-24, 2009, Besancon, France. New York: IEEE Press, 2009: 573-577.
- [27] Lutwak R, Rashed A, Varghese M, et al. CSAC: the chip-scale atomic clock[M]//Maleki L. *Frequency standards and metrology*. Singapore: World Scientific, 2009: 454-462.
- [28] Wang Z. Review of chip-scale atomic clocks based on coherent population trapping[J]. *Chinese Physics B*, 2014, 23(3): 030601.
- [29] Cash P, Krzewick W, Machado P, et al. Microsemi Chip Scale Atomic Clock (CSAC) technical status, applications, and future plans[C]//2018 European Frequency and Time Forum (EFTF), April 10-12, 2018, Turin, Italy. New York: IEEE Press, 2018: 65-71.
- [30] Jia S, Jiang Z Y, Jiao B B, et al. The microfabricated alkali vapor cell with high hermeticity for chip-scale atomic clock[J]. *Applied Sciences*, 2022, 12(1): 436.
- [31] Lust L M, Youngner D W. Chip scale atomic gyroscope: US7359059[P]. 2008-04-15.
- [32] Vasilakis G, Brown J M, Kornack T W, et al. Limits on new long range nuclear spin-dependent forces set with a K-3He comagnetometer[J]. *Physics Review Letters*, 2009, 103(26): 261801.
- [33] Fang J C, Qin J. Advances in atomic gyroscopes: a view from inertial navigation applications[J]. *Sensors*, 2012, 12(5): 6331-6346.
- [34] Vasilakis G. Precision measurements of spin interactions with high density atomic vapors[D]. Princeton: Princeton University, 2011.
- [35] Li J D, Quan W, Zhou B Q, et al. SERF atomic magnetometer-recent advances and applications: a review [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2018, 18(20): 8198-8207.
- [36] Yang Y H, Chen D Y, Jin W, et al. Investigation on rotation response of spin-exchange relaxation-free atomic spin gyroscope[J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 148176-148182.
- [37] Xia H, Ben-Amar Baranga A, Hoffman D, et al. Magnetoencephalography with an atomic magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(21): 211104.
- [38] Sander T H, Preusser J, Mhaskar R, et al. Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer[J]. *Biomedical Optics Express*, 2012, 3(5): 981-990.
- [39] Das M, Jr. Highly sensitive Rb magnetometer for neutron electric dipole moment experiments[D]. Winnipeg: University of Manitoba, 2018.
- [40] Chu P H, Kim Y J, Savukov I. Search for an axion-induced oscillating electric dipole moment for electrons using atomic magnetometers[J]. *Physical Review D*, 2019, 99(7): 075031.
- [41] Knappe S, Schwindt P, Shah V, et al. A chip-scale atomic clock based on  $^{87}\text{Rb}$  with improved frequency stability[J]. *Optics Express*, 2005, 13(4): 1249-1253.
- [42] Carlé C, Petersen M, Passilly N, et al. Exploring the use of Ramsey-CPT spectroscopy for a microcell-based atomic clock[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2021, 68(10): 3249-3256.
- [43] Xing L, Wang Z, Huang J, et al. Laser intensity stabilization control for an atomic spin gyroscope[C]//2018 13th IEEE Conference on Industrial Electronics and

- Applications, May 31-June 2, 2018, Wuhan, China. New York: IEEE Press, 2018: 735-738.
- [44] Fan W F, Quan W, Liu F, et al. Suppression of the bias error induced by magnetic noise in a spin-exchange relaxation-free gyroscope[J]. IEEE Sensors Journal, 2019, 19(21): 9712-9721.
- [45] 王延正, 付云起, 林沂, 等. 光学超表面集成原子气室仿真设计[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(11): 1124001.
- Wang Y Z, Fu Y Q, Lin Y, et al. Design and simulation of optical metasurface integrated atomic vapor cell[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(11): 1124001.
- [46] Happer W. Optical pumping[J]. Reviews of Modern Physics, 1972, 44(2): 169-249.
- [47] Byron F W, Foley H M. Theory of collision broadening in the sudden approximation[J]. Physical Review, 1964, 134(3A): A625-A637.
- [48] Barrat J P. Étude de la diffusion multiple cohérente de la lumière de résonance optique. Application au niveau 6 P1 du mercure.-I. Étude théorique. (1re partie)[J]. Journal De Physique et Le Radium, 1959, 20(5): 541-548.
- [49] Purcell E M, Field G B. Influence of collisions upon population of hyperfine states in hydrogen[J]. The Astrophysical Journal Letters, 1956, 124: 542.
- [50] Greenhow R C. Optical pumping in He<sup>3</sup>[J]. Physical Review, 1964, 136(3A): A660-A662.
- [51] Bernheim R A. Spin relaxation in optical pumping[J]. The Journal of Chemical Physics, 1962, 36(1): 135-140.
- [52] Herman R M. Theory of spin exchange between optically pumped rubidium and foreign gas nuclei[J]. Physical Review, 1965, 137(4A): A1062-A1065.
- [53] Cohen-Tannoudji C. Relaxation quadrupolaire de l'isotope 201Hg sur des parois de quartz[J]. Journal De Physique, 1963, 24(9): 653-660.
- [54] Schearer L D, Walters G K. Nuclear spin-lattice relaxation in the presence of magnetic-field gradients[J]. Physical Review, 1965, 139(5A): A1398-A1402.
- [55] Gamblin R L, Carver T R. Polarization and relaxation processes in He<sup>3</sup> gas[J]. Physical Review, 1965, 138(4A): A946-A960.
- [56] Alfred K. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique[J]. J. Phys. Radium, 1950, 11(6): 255-265.
- [57] Masnou-Seeuws F, Bouchiat M A. Étude théorique de la relaxation d'atomes alcalins par collisions sur une paroi et sur un gaz[J]. Journal de Physique Archives(Paris), 1967, 28(5/6): 406-420.
- [58] Appelt S, Baranga A B A, Erickson C J, et al. Theory of spin-exchange optical pumping of <sup>3</sup>He and <sup>129</sup>Xe[J]. Physical Review A, 1998, 58(2): 1412-1439.
- [59] 吴梓楠, 赵正钦, 温钟平, 等. 高灵敏度微型光学原子磁力仪研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(23): 230002.
- Wu Z N, Zhao Z Q, Wen Z P, et al. Research progress on high sensitivity and miniature optical-atomic magnetometer[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(23): 230002.
- [60] Happer W, Tam A C. Effect of rapid spin exchange on the magnetic-resonance spectrum of alkali vapors[J]. Physical Review A, 1977, 16(5): 1877-1891.
- [61] Regan B C, Commins E D, Schmidt C J, et al. New limit on the electron electric dipole moment[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(7): 071805.
- [62] Seltzer S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry[D]. Princeton: Princeton University, 2008.
- [63] Brown J M, Smullin S J, Kornack T W, et al. New limit on Lorentz- and CPT-violating neutron spin interactions [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(15): 151604.
- [64] Smiciklas M, Brown J M, Cheuk L W, et al. New test of local Lorentz invariance using a <sup>21</sup>Ne-Rb-K comagnetometer[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(17): 171604.
- [65] Happer W, Tang H. Spin-exchange shift and narrowing of magnetic resonance lines in optically pumped alkali vapors[J]. Physical Review Letters, 1973, 31(5): 273-276.
- [66] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W, et al. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(13): 130801.
- [67] 黄圣洁, 张桂迎, 胡正琿, 等. 利用高灵敏的无自旋交换弛豫原子磁力仪实现脑磁测量[J]. 中国激光, 2018, 45(12): 1204006.
- Huang S J, Zhang G Y, Hu Z H, et al. Human magnetoencephalography measurement by highly sensitive SERF atomic magnetometer[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(12): 1204006.
- [68] Lu F, Lu J X, Li B, et al. Triaxial vector operation in near-zero field of atomic magnetometer with femtoTesla sensitivity[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2022, 71: 1501210.
- [69] Osborne J, Orton J, Alem O, et al. Fully integrated standalone zero field optically pumped magnetometer for biomagnetism[J]. Proceedings of SPIE, 2018, 10548: 105481G.
- [70] Boto E, Meyer S S, Shah V, et al. A new generation of magnetoencephalography: room temperature measurements using optically-pumped magnetometers[J]. NeuroImage, 2017, 149: 404-414.
- [71] Gusarov A, Levron D, Paperno E, et al. Three-dimensional magnetic field measurements in a single SERF atomic-magnetometer cell[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2009, 45(10): 4478-4481.
- [72] 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.
- [73] Wyllie R, Kauer M, Smetana G S, et al. Magnetocardiography with a modular spin-exchange relaxation-free atomic magnetometer array[J]. Physics in

- Medicine and Biology, 2012, 57(9): 2619-2632.
- [74] 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.
- [75] Zhivun E, Bulatowicz M, Hryciuk A, et al. Dual-axis  $\pi$ -pulse magnetometer with suppressed spin-exchange relaxation[J]. Physical Review Applied, 2019, 11(3): 034040.
- [76] Ledbetter M P, Savukov I M, Acosta V M, et al. Spin-exchange-relaxation-free magnetometry with Cs vapor[J]. Physical Review A, 2008, 77(3): 033408.
- [77] Fang J C, Wan S G, Qin J, et al. Spin-exchange relaxation-free magnetic gradiometer with dual-beam and closed-loop Faraday modulation[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2014, 31(3): 512-516.
- [78] Fang J C, Wang T, Zhang H, et al. Optimizations of spin-exchange relaxation-free magnetometer based on potassium and rubidium hybrid optical pumping[J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85(12): 123104.
- [79] Li Y, Liu X J, Cai H W, et al. Optimization of the alkali-metal density ratio in a hybrid optical pumping atomic magnetometer[J]. Measurement Science and Technology, 2019, 30(1): 015005.
- [80] Schwindt P D D, Lindseth B, Knappe S, et al. Chip-scale atomic magnetometer with improved sensitivity by use of the  $M_x$  technique[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(8): 081102.
- [81] Boto E, Shah V, Hill R M, et al. Triaxial detection of the neuromagnetic field using optically-pumped magnetometry: feasibility and application in children[J]. NeuroImage, 2022, 252: 119027.
- [82] Sebbag Y, Talker E, Naiman A, et al. Demonstration of an integrated nanophotonic chip-scale alkali vapor magnetometer using inverse design[J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 54.
- [83] Cyr N, Tetu M, Breton M. All-optical microwave frequency standard: a proposal[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1993, 42(2): 640-649.
- [84] Castagna N, Boudot R, Guerandel S, et al. Investigations on continuous and pulsed interrogation for a CPT atomic clock[J]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2009, 56(2): 246-253.
- [85] Miletic D, Affolderbach C, Hasegawa M, et al. AC Stark-shift in CPT-based Cs miniature atomic clocks[J]. Applied Physics B, 2012, 109(1): 89-97.
- [86] Abdel Hafiz M, Boudot R. A coherent population trapping Cs vapor cell atomic clock based on push-pull optical pumping[J]. Journal of Applied Physics, 2015, 118(12): 124903.
- [87] Abdel Hafiz M, Coget G, Yun P, et al. A high-performance Raman-Ramsey Cs vapor cell atomic clock [J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(10): 104903.
- [88] Hafiz M A, Coget G, Petersen M, et al. Toward a high-stability coherent population trapping Cs vapor-cell atomic clock using autobalanced Ramsey spectroscopy[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(6): 064002.
- [89] Alzetta G, Gozzini A, Moi L, et al. An experimental method for the observation of r. f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour[J]. Il Nuovo Cimento B (1971-1996), 1976, 36(1): 5-20.
- [90] Gray H R, Whitley R M, Stroud C R, Jr. Coherent trapping of atomic populations[J]. Optics Letters, 1978, 3(6): 218-220.
- [91] Levi F, Calosso C, Micalizio S, et al. CPT maser clock evaluation for Galileo[C]//18th European Frequency and Time Forum (EFTF 2004), April 5-7, 2004, Guildford, UK. New York: IEE, 2004: 233-238.
- [92] Vanier J, Levine M W, Janssen D, et al. The coherent population trapping passive frequency standard [Rb example][J]. IEEE Transactions on instrumentation and measurement, 2003, 52(2): 258-262.
- [93] Knappe S, Wynands R, Kitching J, et al. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2001, 18(11): 1545-1553.
- [94] Danet J M, Lours M, Yun P, et al. Frequency instability investigations on a Cs cell clock based on pulsed coherent population trapping[C]//2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), July 21-25, 2013, Prague, Czech Republic. New York: IEEE Press, 2013: 586-589.
- [95] Abdel Hafiz M, Coget G, Petersen M, et al. Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(24): 244102.
- [96] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V. Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(23): 230801.
- [97] Vasilakis G, Brown J M, Kornack T W, et al. Limits on new long range nuclear spin-dependent forces set with a  $K^3He$  comagnetometer[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(26): 261801.
- [98] Fang J C, Qin J, Wan S G, et al. Atomic spin gyroscope based on  $^{129}Xe$ -Cs comagnetometer[J]. Chinese Science Bulletin, 2013, 58(13): 1512-1515.
- [99] Savukov I M, Romalis M V. NMR detection with an atomic magnetometer[J]. Physical Review Letters, 2005, 94(12): 123001.
- [100] Vliegen E, Kadlecsek S, Anderson L W, et al. Faraday rotation density measurements of optically thick alkali metal vapors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2001, 460(2/3): 444-450.
- [101] Quan W, Shen K S, Zhai Y Y, et al. Precision measurements of optically thick alkali metal number density within a hybrid alkali metal cell[J]. Applied Optics, 2018, 57(20): 5714-5719.
- [102] Li Z M, Wakai R T, Walker T G. Parametric modulation of an atomic magnetometer[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(13): 134105.

- [103] Ding Z Y, Han B C, Tang J J. Single-beam miniaturized atomic magnetometer with square-wave modulation for magnetoencephalography[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2021, 70: 4002206.
- [104] Korver A, Wyllie R, Lancor B, et al. Suppression of spin-exchange relaxation using pulsed parametric resonance[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(4): 043002.
- [105] Karlen S, Buchs G, Overstolz T, et al. MEMS atomic vapor cells for gyroscope applications[C]//2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium, July 9-13, 2017, Besancon, France. New York: IEEE Press, 2017: 315-316.
- [106] Chen Y, Yu M Z, Ma Y T, et al. Micro-fabricated alkali vapor cells for atomic spin gyroscope study[C]//2021 IEEE 16th International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, April 25-29, 2021, Xiamen, China. New York: IEEE Press, 2021: 282-285.
- [107] Yim S H, Lee D Y, Lee S, et al. Experimental setup to fabricate Rb-Xe gas cells for atom spin gyroscopes[J]. *AIP Advances*, 2022, 12(1): 015025.
- [108] Noor R M, Shkel A M. MEMS components for NMR atomic sensors[J]. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 2018, 27(6): 1148-1159.
- [109] Zhang X F, Fan J J, Li Z P, et al. MEMS gyroscopes development and application overview on intelligent vehicles[C]//2020 Chinese Control and Decision Conference (CCDC), August 22-24, 2020, Hefei, China. New York: IEEE Press, 2020: 53-59.
- [110] Bevan D, Bulatowicz M, Clark P, et al. Nuclear magnetic resonance gyroscope: developing a primary rotation sensor[C]//2018 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems, March 26-29, 2018, Lake Como, Italy. New York: IEEE Press, 2018.
- [111] Riedrich-Möller J, Cipelletti R, Schmid M, et al. Nuclear spin precession in MEMS vapour cells-key element of a nuclear magnetic resonance gyroscope[C]//2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, Germany. New York: IEEE Press, 2021.