

# 高灵敏度原子磁力计研究进展\*

刘国宾 孙献平 顾思洪 冯继文 周欣†

(中国科学院武汉物理与数学研究所 波谱与原子分子物理国家实验室 武汉磁共振中心 武汉 430071)

**摘要** 文章评述了近二十年来,基于光与原子相互作用现象的一系列高灵敏原子磁力计的研究进展.介绍了各类原子磁力计的优缺点,以及各自相关的应用研究进展.最后,在综述磁力计发展的基础上,对其将来的应用前景给出了展望.

**关键词** 磁力计,激光光抽运,相干布居囚禁,非线性磁光旋转,无自旋交换弛豫,氮空位金刚石,亚标准量子极限

## Progress in high sensitive atomic magnetometers

LIU Guo-Bin SUN Xian-Ping GU Si-Hong FENG Ji-Wen ZHOU Xin†

(Wuhan Center for Magnetic Resonance, State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

**Abstract** This paper reviewed the developments of a series of atomic magnetometers based on the interactions between light and atoms over the last two decades. The advantages, disadvantages and advances of different atomic magnetometers are compared. Moreover, the potential applications of atomic magnetometers in the future are commented.

**Keywords** magnetometer, optical pumping, coherent population trapping, nonlinear magnetic-optical rotation, spin-exchange relaxation free, nitrogen-vacancy diamond, sub-standard quantum limit

### 1 原子磁力计研究背景

基于光与原子相互作用现象的原子磁力计研究已具有半个世纪历史.早在20世纪60年代初期, Bloom等已经研究了工作于 $M_z$ 和 $M_x$ 模式的 $^{87}\text{Rb}$ 原子气泡型光抽运磁力计(optical pumping magnetometer, OPM)<sup>[1]</sup>.1969年, Dupont-Roc等利用 $^{87}\text{Rb}$ 原子基态的零场能级交叉(zero-field level-crossing)共振实现对极弱磁场( $\sim 2.1\text{nG}$ ,即 $0.21\text{pT}$ )的测量.

激光诞生以后,由于其高光强带来的更高的光抽运效率,而被作为抽运光源广泛应用于各种基于光与原子相互作用型的原子磁力计中. McGregor曾预言,激光抽运的原子磁力计要比传统谱灯光抽运原子磁力计在灵敏度上有1至2个量级的提高.

另一方面,随着高分辨率激光光谱学和量子光学研究的发展,基于原子-激光相互作用的一系列非线性光学现象被发现,如相干布居囚禁(coherent population trapping, CPT)及电磁诱导透明<sup>[2]</sup>,而原子物理领域的一些经典现象在新的实验观察中被重新认识,如非线性磁光旋转(nonlinear magneto-optical rotation, NMOR).利用这些新的物理现象制备出窄线宽的原子共振信号,可实现对磁场的高精度测量.

精密原子磁力计不仅被应用于寻找中性粒子中的永久电偶极矩,检验基本对称性,而且也作为生物医学诊断提供了新的成像手段.由于原子磁力计工作于室温附近,不需要液氦来制冷,比当前常用的核磁

\* 中国科学院“百人计划”(批准号:[2010]88)和国家自然科学基金(批准号:11004228)资助项目

2012-02-27 收到

† 通讯联系人. Email: xinzhou@wipm.ac.cn

共振(nuclear magnetic resonance, NMR)谱仪、磁共振成像(magnetic resonance imaging, MRI)仪,以及20世纪60年代出现的基于超导量子干涉器件(superconductor quantum interference device, SQUID)磁力计的SQUID-NMR谱仪<sup>[3]</sup>运行成本低许多,且其装置简易,造价相对低廉;而其中基于无自旋交换弛豫(spin-exchange relaxation free, SERF)现象的原子磁力计,其磁探测灵敏度也开始与SQUID磁力计相媲美,甚至超越了它<sup>[4]</sup>。

另外,基于固体媒质探头的氮空位金刚石(nitrogen-vacancy diamond, NV diamond)原子磁力计在高空间分辨率自旋成像领域具有很大的潜在应用。

本文就20世纪90年代以来,国际上在OPM, CPT, NMOR, SERF以及NV diamond原子磁力计方面的研究进展做了简要回顾,并对其应用前景进行了展望。

## 2 激光光抽运磁力计

光抽运磁力计(optical pumping magnetometer, OPM)是基于光学-射频双共振现象<sup>[1]</sup>,其原理如图1所示。首先,通过圆偏振光(图1中的 $\sigma^+$ )对原子进行选择性的共振激发与原子的自发辐射,在基态能级的磁子能级( $m=+1/2$ 和 $m=-1/2$ )之间形成布居数差(即极化),此时,若再加上一个射频场(图1中的rf为radio-frequency的缩写,中文译名为射频),扫描其频率,使它与磁子能级发生射频共振,基态原子将回到热平衡态,从而吸收更多光;也就是说,发生射频共振时,光强会变弱。这种共振现象,由于利用较强的光信号检测较弱的射频信号因而更灵敏,可实现高精度的磁场测量。

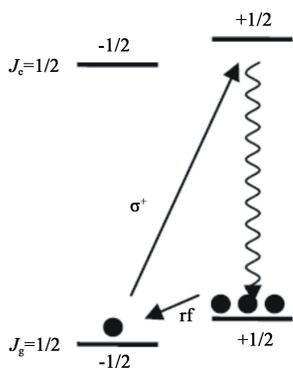


图1 光抽运原子磁力计的基本原理示意:光抽运与射频共振

用激光抽运制备原子基态极化的一个优势是,

激光的高光强可以使得原子基态极化效率比传统谱灯抽运大为提高,从而能够得到更强的共振信号,同时因激光线宽更窄,选择需要的波长进行光抽运,可以消除谱灯宽带抽运时无用光的本底噪声;另外,激光的功耗和体积比谱灯都小许多,在小型化、低功耗应用方面具有优势。

当然,激光也有不足之处,目前用于碱金属光抽运的激光都由半导体激光器产生,由于半导体激光器的发光机理,其中心频率更容易受温度与电流等因素的影响而发生变化;而传统的谱灯采用碱金属原子自身发光,结构简单,不需要电流控制,对温度的敏感性也很低,因此更加稳定。半导体激光器的线宽很窄,中心频率的长期漂移更有可能使其偏离原子共振波长,所以在长期工作时,需要采取一些频率锁定措施来使其中心频率与原子跃迁共振,从而保证光抽运极化效率,但这需要增加额外的装置。因此,目前的激光光抽运与谱灯光抽运原子器件(原子钟和原子磁力计)相比,体积上并不具有很大优势,主要改进体现在提高灵敏度与降低功耗方面。

光抽运磁力计有两种基本的工作方式:即所谓的 $M_z$ 和 $M_x$ 磁力计。二者主要区别是激光传播方向与静磁场 $B_0$ 方向的夹角 $\theta$ 。在 $M_z$ 磁力计中, $\theta=0^\circ$ ,即激光传播方向与静磁场方向平行,这种构型下光电探测得到的是原子极化矢量 $\mathbf{M}$ 的 $M_z$ 分量,它与时间无关,只依赖于射频场 $B_1$ 的频率 $\omega$ 与拉莫尔(Larmor)频率 $\omega_0 = \gamma B_0$ 的差值 $\delta$ (射频共振失谐量 $\delta = \omega - \omega_0$ );而在 $M_x$ 磁力计中, $\theta=45^\circ$ ,光电探测原子极化矢量 $\mathbf{M}$ 的 $M_x$ 分量,该分量除了与失谐量 $\delta$ 有关外,还随时间呈现周期性变化,其周期即为射频场频率 $\omega$ 的倒数,因此当光电探测器响应速度足够快的话,可以检测到以一定周期振荡的信号,当 $\delta=0$ 时,振荡信号幅度最强,以此来确定拉莫尔频率大小,也即静磁场 $B_0$ 的大小。

工作于 $M_x$ 模式的OPM,先对光电探测信号中的交流信号进行相位移动,然后再把它加在射频线圈上,从而实现闭环,这样就可以实现自激振荡型磁力计<sup>[1]</sup>。相比 $M_z$ 型的OPM,这种自激振荡型的磁力计具有响应快、噪声低的优点,因此得到更广泛的研究和应用。

与其他类型的光学原子磁力计相比较,光抽运磁力计的一个缺点是,其核心探头部分需要一个射频线圈提供射频场,来驱动原子拉莫尔进动(Larmor precession)与之共振,这意味着它存在额外的射频噪声,比全光学的原子磁力计多了一个噪声来源。

目前,国际上在基于碱金属原子的激光抽运磁力计的研究工作方面,值得关注的有以下几个小组:(1)20世纪90年代,俄罗斯的 Aleksandrov 小组实现的光抽运磁力计,他们使用较大的 K 原子气泡作为磁力计探头,气泡体积  $1800\text{cm}^3$ ,考虑到灵敏度与信噪比相关,其最终大小与  $N^{-1/2}$  ( $N$  为原子数目)成反比,同样温度(即同样的原子密度)下,泡的体积越大,灵敏度越高,该 K 原子磁力计的灵敏度达到了  $1.8\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  [5];(2)瑞士 Fribourg 大学的 Weis 小组在激光光抽运磁力计的应用方面做了非常出色的工作.与 Aleksandrov 小组不同,Weis 小组在较小的 Cs 原子泡(直径  $2\text{cm}$ ,长  $2\text{cm}$ )内实现梯度计形式的  $M_x$  型 OPM,在  $1\text{—}100\text{Hz}$  频段内,其磁探测灵敏度达到了  $1\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  量级,空间分辨率为  $2.8\text{cm}$ .

$M_x$  型 OPM 利用圆偏振的抽运光制备原子基态矢量极化(vector polarization, orientation),因此这种 OPM 也被称作双共振磁力计(double resonance orientation magnetometer, DROM),而 Weis 等则提出了一种线偏振抽运光制备的原子基态张量极化(tensor polarization, alignment),因此这种 OPM 也被称为 DRAM(double resonance alignment magnetometer),此时的原子可与频率为  $2\gamma B_0$  的射频场共振.

与 DROM 相比,DRAM 最突出的优点是:不需要旋转探头的方向,就可以使光轴与待测静磁场方向成  $45^\circ$  角,获得最大幅度的信号,并且在光轴与静磁场平行或垂直的情况下,都可以获得最大信号,这在某些应用场合下,例如在高空间分辨率的生物磁成像方面具有潜在的优势.另外,在同样的光强条件下,DRAM 线宽更窄,因此可以实现更高的灵敏度.

在微型化、低功耗的光抽运磁力计探头设计方面,美国国家标准与技术研究所(national institute of standard and technology, NIST)的 Kitching 小组做出了出色的工作.利用微电机系统(microelectromechanical systems, MEMS)工艺,该小组将  $M_x$  型 OPM 的磁场探头体积做到了  $25\text{mm}^3$ ,功耗  $194\text{mW}$ ,同时保持了较高的灵敏度,在  $1\text{—}100\text{Hz}$  带宽内,达到  $5\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  [6].

### 3 相干布居囚禁磁力计

相干布居囚禁(coherent population trapping, CPT)是一种量子光学现象,其基本原理可简述如下:如图2所示,当一个三能级原子系统的两个光学

跃迁(两个初态至一个末态)分别与相干的双色激光( $\omega_{L1}, \omega_{L2}$ )共振时,由于两条量子跃迁路径的干涉,使得原子被制备到两个初态的相干叠加态上,不再吸收激光,此时原子对光呈现透明特性,如果这两个初态是本征寿命很长的原子基态,则透射的光强信号的产生将会严重依赖于双色激光的频率失谐,从而呈现极窄的共振线宽[4].

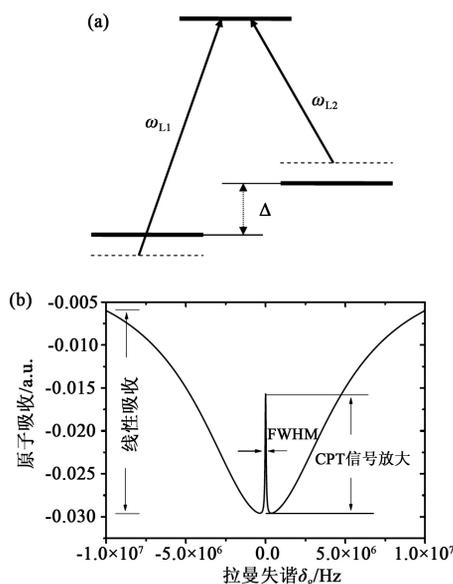


图2 发生于  $\Delta$  型能级中 CPT 现象的基本原理示意图 (a) 产生 CPT 共振的  $\Delta$  型三能级原子系统,  $\Delta$  为初态能级频率差; (b) 典型的 CPT 共振吸收信号. 共振条件为  $\delta_R = (\omega_{L1} - \omega_{L2}) - \Delta = 0$ . FWHM(full width at half maximum) 为半高全宽

如果两个基态能级是与静磁场  $B_0$  线性相关的塞曼(Zeeman)子能级,则该窄线宽、高对比度的 CPT 共振信号中心频率的大小与  $B_0$  成正比,从而可用来鉴别磁场的微弱变化. Scully 等曾预言,利用此原理的磁力计,其磁场测量的极限分辨能力可达  $0.1\text{fT}$  水平[7].

与 OPM 相比, CPT 磁力计的一个突出特点是利用全光学共振,其磁探头全部由光学元件构成,不需要射频线圈,这就使其探头部分可以做得很小,从而能够实现更高的空间分辨率;同时,也不存在射频线圈产生额外磁场噪声的问题,使 CPT 磁力计对外磁场的测量更加准确.

1998年,德国玻恩大学的 Wynands 小组首次实现了 Cs 原子的 CPT 磁力计[8].但在文献[8]的工作中, Nagel 等的主要目的是探索利用 CPT 现象测量频率在  $\text{kHz}$  水平交变磁场的潜力.随后,该小组又研究了 CPT 在测量静磁场方面的潜力,在该工作中, Stahler 等首次使用了纵腔表面发射半导体激光器(vertical cavity surface emitting laser, VCSEL)

作为抽运光源, VCSEL 是一种低功耗( $\sim 1\text{mW}$ )、小体积( $\sim 10\text{mm}^3$ )的半导体激光器,用 VCSEL 可实现低功耗、微型化的光学原子计量、传感器件,如原子钟、原子磁力计等,有广泛的应用前景.

根据 Scully 等的理论预言<sup>[7]</sup>, Wynands 小组实现的 CPT 磁力计所达到的  $12\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  的灵敏度还远未达到极限,虽然该小组以及意大利 Siena 大学的 Moi 小组均提出了梯度计的方案,但 CPT 磁力计的灵敏度依然在几十  $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  水平,改进非常有限. 本文作者也曾提出一种提高 CPT 灵敏度的方案——通过能级调制的方法来抑制噪声,虽然引入了射频线圈,但磁力计的灵敏度提高也有限<sup>[9]</sup>.

我们认为,要进一步提高 CPT 磁力计的磁场探测灵敏度,需要在提高 CPT 信号幅度和压窄信号线宽等方面做进一步的工作;可考虑采用新的 CPT 激发构型如平行线偏振光,垂直偏振光等方案,提高用于磁场鉴别 CPT 信号的对比度,并使用 Ramsey-CPT 方案进一步压缩 CPT 信号中心条纹的线宽.

#### 4 非线性磁光旋转磁力计

磁光效应有时也被称为法拉第(Faraday)效应,即当线偏振光通过处于一定外磁场中的原子介质后,由于原子对线偏光中左右圆偏成分不同的吸收和色散,导致光的偏振方向会产生与磁场相关的转动.

磁光效应早在 19 世纪就已被发现和研究,但直至 20 世纪 50 年代 Kastler 发明光抽运技术以后,磁光效应又被重新重视和研究,并经历了一次研究兴趣的复兴. Budker 等回顾了 NMOR 的历史、现状、物理机制、实验方法及其在原子气泡中的应用.

NMOR 磁力计的基本原理是利用一束抽运光(pump laser)将原子极化,与外磁场方向成一定夹角的原子极矩绕磁场进动(larmor precession),此时再用一束探测光(probe laser)与原子作用,则探测光的偏振方向将发生转动. 若用一个偏振检测计(polarimeter)探测该转动的角度,由于该角度与外磁场大小在一定区间内成正比,因而可被用来反推并计算出外磁场大小,从而实现磁测量. 上述原子与激光作用的方式被称为抽运-探测(pump-probe)构型, pump 光一般是圆偏振,也可以是线偏振,而 probe 光一般是线偏振;有时也用一束线偏振光同时作 pump 光和 probe 光的功能. 其基本原理如图 3 所示.

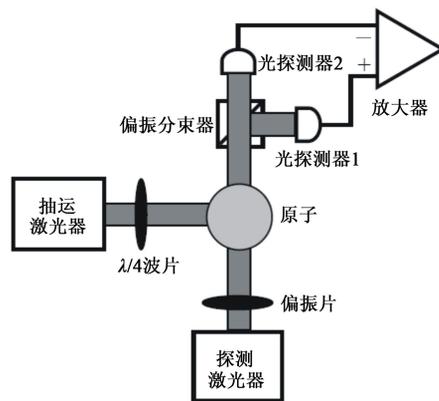


图 3 NMOR 原子磁力计原理示意图

Budker 等在有石蜡涂层的热原子铷气泡中,利用 NMOR 实现了前所未有的共振信号线宽:  $1.3\text{Hz}$ <sup>[10]</sup>,应用于精密磁场测量,可达到  $0.3\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  的灵敏度.

与 CPT 磁力计的较宽的动态范围相比, NMOR 磁力计有一个缺点,即只能测量零磁场附近( $\sim 10\mu\text{G}$ , 即  $1\text{nT}$ )磁场的微小变化. 为了将 NMOR 的高灵敏度拓展到较高的磁场范围(如地磁场 $\sim 0.4\text{mG}$ , 即  $40\mu\text{T}$ ), Budker 等将频率调制激光技术引进来,先后实现了超极化 Xe 核自旋( $\sim 10\text{nG} = 1\text{pT}$ )磁化的纵向弛豫时间( $T_1$  时间)测量和在地磁场环境下的高灵敏度磁测量.

NMOR 原子磁力计的一个重要应用是生物磁测量与磁成像,并有希望应用于人体器官的医学成像. 当前对人体的 MRI 一般利用人体中水分子的  $^1\text{H}$  核(即质子)自旋作为信号源进行成像;因此,探索 NMOR 磁力计在水磁化成像方面的能力成为其主要目标.

在这方面,先后有与 Budker 小组合作的 Xu 等<sup>[11]</sup>和意大利 Siena 大学的 Moi 小组搭建出梯度计型的 NMOR 磁力计<sup>[12]</sup>,在不同的磁屏蔽条件下,分别达到  $80\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  和  $2\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$  的灵敏度,成功地探测到 $\sim 1\text{cm}^3$  体积的水在几 kG 的预极化场下的磁化.

与 Xu 等用多层高磁导率合金材料(Mu-metal)做成的高性能磁屏蔽(其屏蔽因子为  $10^7$ ,屏蔽因子是装置外部磁场与内部剩余磁场之比)来消除磁噪声不同<sup>[11]</sup>, Belfi 等用简单的亥姆霍兹线圈(Helmholtz coils)产生磁场来抵消环境磁场<sup>[12]</sup>,虽然磁场噪声不能像前者那样消除到更低的水平,灵敏度也差一些,但同样可以测到水的磁化场,而且该装置的成本显然比前者要低许多,也更容易实现户外应用.

另外,值得注意的是, NIST 的 Kitching 小组在

频率调制 NMOR 原子磁力计的基础上,将频率调制 NMOR 的光电探测信号经过适当移相、放大,然后反馈到 VCSEL 的注入电流,实现了自激振荡式的原子磁力计,省去了外加的调制信号源.通过数字锁相环(digital phase lock loop, PLL),实现对拉莫尔频率的自动跟踪锁定.通过计数自激振荡的频率,也即拉莫尔频率,就能得到磁感应强度  $B$  的值. Kitching 小组在 35—35000nT 的范围内获得了自激振荡信号,在外场 143nT 时,测量到 1Hz 带宽处的灵敏度达到  $150\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$ .

如前所述,在目前商用的磁力计中,只有  $M_x$  型的 OPM 可以工作于自激振荡模式,而 NMOR 磁力计是一种新的自激振荡式的磁力计,它兼具有高灵敏度与快速响应的特点,与其他原子磁力计相比,这种自激振荡式的 NMOR 磁力计在实际应用中更有优势.

## 5 无自旋交换弛豫磁力计

无自旋交换弛豫 (spin-exchange relaxation free, SERF) 磁力计的工作原理与 NMOR 磁力计相似, SERF 从其物理本质上来说,是一种压窄原子磁共振谱线宽度的方法,其概念最早是由 Happer 等提出的.

自旋交换碰撞弛豫一直被认为是使原子磁共振谱线加宽的一种机制,当该弛豫速率大于原子能级的塞曼分裂时,磁共振谱线将不能被分辨.然而在文献中, Happer 等通过理论计算证明,当原子密度足够大,且原子所处外磁场足够小,使得原子之间的自旋交换碰撞弛豫速率超过原子能级分裂的拉莫尔频率时,自旋交换碰撞弛豫展宽将消失,实验上将获得更窄的磁共振谱线. Happer 等还在  $^{85}\text{Rb}$  及  $^{133}\text{Cs}$  的光检磁共振实验中验证了这一理论结果,并预言了该原子谱线压窄方法将在所有基于光抽运的微型化原子器件上获得应用.

SERF 方法在原子磁力计中的应用,直到 2002 年才由 Washington 大学的 Allred 等与 Princeton 大学的 Romalis 小组合作实现<sup>[13]</sup>. 在一个直径为 2.5cm 并充有 He 与  $\text{N}_2$  混合气体(作为缓冲气体)的热 K 原子泡中, Allred 等利用图 3 的抽运—探测方案,探测到线偏振探测光在弱磁场(50—200 $\mu\text{G}$ )下与高温(190 $^\circ\text{C}$ )K 原子相互作用产生的磁致偏转.

为了尽量压窄信号线宽, Allred 等采取了以下措施:首先,在原子气泡内充一定压力的缓冲气体,

通过与 K 原子频繁碰撞而阻止其向玻璃泡壁的扩散,延长了 K 原子与激光相互作用的时间,而且,缓冲气体与 K 原子的无辐射碰撞还可以淬灭 K 原子的自发辐射荧光,消除光噪声;其次,由于 K-K 自旋交换碰撞速率较高,超过了原子在弱磁场下的拉莫尔进动频率,使得自旋交换碰撞对原子横向弛豫的一阶(即一次方)贡献消失,只剩下较小的二阶(即二次方)贡献.通过这些措施, Allred 等实现了 1.2Hz 的共振线宽,结合使用 5 层嵌套磁屏蔽来降低磁噪声,使该磁场测量装置的灵敏度达到了  $10\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$ .

在上述 SERF 磁力计基础上, Romalis 小组又开发出了多通道的 SERF 磁梯度计,其磁探测灵敏度达到  $0.54\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$ (在被探测信号的频率范围从 28—45Hz 时),空间分辨率为  $2\text{mm}$ <sup>[4]</sup>,而且在对其磁屏蔽系统改进后,可以成功地应用于脑磁场时间与空间变化的记录.

SERF 磁力计也可用于水样品的 NMR 探测. 2005 年, Romalis 小组利用其研制的 K 原子 SERF 磁力计,测量磁化自来水在 0.14T 磁场预极化之后的自由感应衰减(free induction decay, FID)信号与  $^{129}\text{Xe}$  原子的 NMR 信号<sup>[14]</sup>,并认为 SERF 磁力计还可应用于样品的三维成像.

Romalis 小组研发的 SERF 磁力计是通过检测探测光偏振方向的偏转来确定磁场的.事实上,也可以通过直接检测抽运光的透射强度来确定磁场,该方法被称为零场能级交叉(zero-field level-crossing)共振,也即 Hanle 效应;早在 1969 年, Dupont-Roc 等就利用了  $^{87}\text{Rb}$  原子基态 Hanle 效应实现了高灵敏的原子磁力计.

基于同样原理,在 2007 年,美国的 NIST 的 Kitching 小组利用微电机系统的工艺技术制造的原子气泡,实现了透射光检测的 SERF 磁力计.该原子气泡尺寸只有  $3 \times 2 \times 1\text{mm}^3$  大小,共振线宽为 83nT(对  $^{87}\text{Rb}$  原子,也即 580Hz),工作于 SERF 区,其线宽贡献主要来自自旋破坏弛豫.另外,采用一束激光同时作为抽运光及探测光,在简化结构的同时,还降低了功耗.对其噪声谱密度测试分析显示,其磁探测灵敏度达到  $70\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  以下.通过对灵敏度与原子气泡温度、尺寸及功耗等参数的分析, Kitching 等相信,毫米尺寸大小的、低功耗且灵敏度在  $1\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  量级的原子磁力计的潜力和应用前景非常可观,并且它将极大地拓展原子磁力计的应用范围.

非常值得注意的是,在目前所有的原子磁力计

中,只有 NMOR 与 SERF 磁力计可以应用于 NMR 波谱学研究.除了前述检测低频 NMR 信号<sup>[14]</sup>外,Romalis 小组还研发出工作在射频段的 SERF 原子磁力计,测得质子的共振频率为 62kHz 的 NMR 谱. Budker 小组与 Pines 小组合作,利用 Kitching 小组微制造工艺制成的碱金属原子 SERF 磁力计,在零磁场下测到乙醇的耦合谱,其谱分辨率达到 0.1Hz.结合仲氢诱导核极化方法,他们还在完全不需要任何预极化磁体的条件下,测量了自然丰度<sup>13</sup>C 化合物中的 C-H 双原子核的耦合谱.

SERF 原子磁力计与 NMR 结合,可以实现低场 NMR (low-field NMR) 研究,为 NMR 波谱学研究提供新的工具,为研究化学和生物分子在真实的地磁场环境(而非目前 NMR 的高磁场)下的结构信息和动力学行为,提供一种高灵敏度、成本远低于 SQUID-NMR 谱仪的研究手段<sup>[3]</sup>.

## 6 氮空位金刚石磁力计

前面所述几种原子磁力计所用媒质均为气体状态下的碱金属原子,并用玻璃泡封装做物理探头.最近几年,一种基于固体媒质的氮空位金刚石(nitrogen-vacancy diamond, NV Diamond)磁力计因其具有极高的空间分辨能力而受到关注.

氮空位金刚石磁力计的实现来自于固态量子计算领域中的单电子自旋比特的相干操控概念<sup>[15]</sup>.它的磁场感应部分是一个处于金刚石晶格中的一个氮原子加上临近的一个晶格空位,可将它看成一个分子,它具有一个电子自旋三重态的基态能级<sup>3</sup>A 和激发态能级<sup>3</sup>E,光学跃迁波长为 637nm,其工作原理与前述的光抽运磁力计 OPM 相似,即通过光学-微波双共振方法实现对外磁场的探测<sup>[16]</sup>.

氮空位金刚石磁力计的一个突出优点是空间分辨率极高,由于可采用纳米晶体作为感应探头,它可以非常接近待测样品的自旋,达到纳米量级的距离,从而可以分辨出少量甚至单个电子自旋以及核自旋产生的微弱磁场,可望实现单分子水平的 NMR 探测.

目前的氮空位金刚石磁力计存在的困难,是其灵敏度比其他类型磁力计要低,并还远未达到其灵敏度极限,尚未能满足实际应用的需要,因此,提高氮空位金刚石磁力计灵敏度的工作还在继续.灵敏度提高后,其高空间分辨率优势将得到发挥,这时就可应用于纳米材料与纳米生物传感<sup>[17]</sup>等领域.

## 7 亚标准量子极限磁力计

亚标准量子极限(sub-standard quantum limit, Sub-SQL)磁力计与前述几种原子磁力计并无原理上的不同,仍基于图 3 所示的抽运-探测型激光与原子相互作用,也即 NMOR 和 SERF 原子磁力计所常用的作用构型.

前面几节所述的各种原子磁力计虽然所利用的物理原理不同,但都面临 3 个共同的噪声源:原子自旋投影噪声(atomic spin projection noise),光子散弹噪声(photon shot noise)<sup>[18]</sup>和测量仪器噪声(instrumental noise).测量仪器噪声可以用技术手段来尽量降低,而前两种噪声则是由于受量子力学基本原理——海森伯不确定性原理约束而导致的基础性噪声,它为基于量子力学的计量学所能达到的灵敏度而设定了所谓的标准量子极限(standard quantum limit, SQL)<sup>[19]</sup>,使得基于  $N$  个原子自旋的测量所能达到的灵敏度与  $N^{-1/2}$  成正比.

人们曾认为很难达到 SQL 所设定的灵敏度,但量子非破坏性(quantum nondemolition, QND)测量概念的提出使得量子测量可以在一定条件下达到并超越 SQL 灵敏度.

QND 测量使用失谐的探测光(probe)连续地测量原子,以实现原子自旋压缩态(squeezed spin states, SSS, 或称纠缠的原子系综(entangled atomic ensemble)),从而实现超越 SQL 灵敏度的测量<sup>[20]</sup>. Geremia 等在理论上首次提出,利用原子自旋压缩态将磁测量推进到 SQL 灵敏度以下的水平,Geremia 等还提出,利用量子卡尔曼滤波(quantum Kalman filtering)对测量到的原子自旋进行参数优化评估<sup>[21]</sup>,结合一种反馈控制方法,消除该评估过程中因经典不确定性带来的误差,最终消除原子自旋投影噪声.

Auzinsh 等从理论上分析了基于 QND 测量的理想原子磁力计灵敏度在不同测量条件下与原子自旋数  $N$  的各种依赖关系,认为在测量时间极短或光子自旋压缩程度很强的前提下,上述与原子自旋数  $N$  成  $N^{-1/2}$  关系的 SQL 灵敏度可以被超越,实现  $N^{-3/4}$  或  $N^{-1}$  的灵敏度依赖关系.但 Auzinsh 等同时认为,由于所需测量时间非常短(此时间与原子自旋弛豫时间  $\tau_{rel}$  成正比,且根据不同条件,与  $N^{-1}$  或  $N^{-1/2}$  成反比),因此在实际操作中,基于 QND 测量的原子磁力计很难超越 SQL 灵敏度<sup>[22]</sup>. Kominis

通过理论分析指出,若原子密度较高,并当相互关联的自旋弛豫(correlated spin relaxation)成为主导弛豫机制时,在一个自旋弛豫周期的时间尺度上,QND测量有助于磁测量灵敏度的提升.

Shah等从实验上研究了工作于原子自旋投影噪声极限的磁力计性能,研究表明,虽然QND测量时为超越SQL灵敏度需要克服诸多困难,但它可在不损失灵敏度的前提下将磁力计工作带宽增加4倍,达到1.9kHz,从而可在低场核磁共振应用中发挥其优势<sup>[23]</sup>. Wasilewski等在石蜡涂层的铯原子泡中,利用优化的pump-rf-probe脉冲序列,实现了灵敏度仅受限于自旋投影噪声水平的原子磁力计,达到0.42fT/Hz<sup>1/2</sup>的射频磁场探测灵敏度,在此基础上利用纠缠的原子系综,进一步提高了其灵敏度<sup>[24]</sup>.

西班牙光子科学研究所的Mitchell小组,利用原子纠缠态和光子压缩态,在Sub-SQL磁力计实验工作中有许多突破性进展<sup>[25]</sup>. 利用磁光囚禁的冷原子,采用QND测量,实现了宽带(>1MHz)冷原子磁力计,测试中还与热态(相干自旋态)量子噪声进行了比较,结果表明,该磁力计灵敏度要比自旋投影噪声所限制的灵敏度高2.8dB. 该小组还在热的铷原子气泡中,利用失谐且偏振压缩的探测光,获得的磁测量灵敏度超越光子散弹噪声灵敏度3.2dB的实验结果. 另外,Mitchell小组将基于固体核磁共振的量子信息处理中的动力学退耦合(dynamical decoupling, DD)技术应用于QND测量的原子磁力计中<sup>[25]</sup>;由于理论上利用失谐探测光的QND测量不能在自旋大于1/2的原子体系中制造纠缠态和压缩态,Koschorreck等通过DD技术,用一系列偏振方向在水平与垂直之间交替变化的探测光脉冲,连续地与原子作用,可以等效地消除表征探测光测量原子自旋的相互作用的哈密顿量中的非QND项,从而消除自旋投影噪声<sup>[25]</sup>.

基于原子与激光相互作用的量子计量学,如量子频标和原子磁力计,正在向量子力学中的基本原理——海森伯不确定性,为精密测量所设定的灵敏度极限发起挑战.

## 8 国内原子磁力计研究现状

近年来,国内相关单位也开展了一些原子磁力计的研究. 浙江大学的林强小组,使用<sup>87</sup>Rb原子基态的零场能级交叉共振谱探测磁场,结合调制与同

步检测技术消除噪声,增强信号,其磁场探测灵敏度达到了0.5pT/Hz<sup>1/2</sup><sup>[26]</sup>. 北京航空航天大学的宋星等通过引入3个微反射镜的方法,解决了SERF磁力计在使用MEMS工艺小型化过程中的一个技术障碍<sup>[27]</sup>. 哈尔滨工程大学的王丰等从理论上计算了Cs原子的SERF谱线宽度与原子温度和缓冲气体压强的关系,根据其研究结果,105℃时的Cs原子SERF共振谱线宽度仅有3.7Hz. 该工作对Cs原子SERF磁力计的设计提供了一定的理论参考. 本文作者也曾研究了一种新型CPT磁力计,通过交变磁场对原子塞曼能级的调制,消除了(0,0)跃迁的CPT共振谱,将CPT磁力计对绝对磁场的分辨能力提高一倍,同时与常用的频率调制CPT磁力计相比,该方案降低了噪声,其磁探测灵敏度达到了100pT/Hz<sup>1/2</sup>水平<sup>[9]</sup>.

由于航空磁测及物化探矿的需求,我国在传统核子磁力计研究上曾经做出了较高水平的工作. 近年来高灵敏度原子磁力计正经历了一个新的研究热潮,发达国家对高灵敏度原子磁力计是限制出口的,因此研制具有自主知识产权的新型高灵敏度磁力计具有重要的意义. 目前,我们在这方面的工作还远远不够,需要加大投入和研究的力度.

## 9 结束语与展望

高灵敏度原子磁力计研究方兴未艾,从具有半个多世纪历史的OPM到近一二十年间出现的NMOR,CPT以及SERF磁力计,它们不仅具有很高的磁测量灵敏度,而且还具有小型化的磁探头,从而可实现较高的空间分辨率,另外它还具有比传统的SQUID磁力计低许多的制造和运行成本,这使得原子磁力计不仅在基础物理研究方面,而且也在实际应用中得到大量关注与研究.

在生物医学领域,活体器官的磁成像是一种重要的医疗诊断方法,高灵敏度原子磁力计是实现诸如心脏、大脑等器官磁成像的最有可能替代目前昂贵的NMR及SQUID磁力计的一种选择. 在材料科学与纳米医学方面,磁性粒子探测<sup>[28]</sup>与基于磁性纳米粒子标记(magnetic nanoparticle labeling)的病毒和癌细胞检测<sup>[29]</sup>也是高灵敏度磁力计一个潜在的应用方向.

在地球物理研究领域,高灵敏度便携式的磁力计也是必备的地磁探测工具,已经开发出的碱金属原子光抽运磁力计已应用于地质探矿、考古等领域.

在磁异常探测(magnetic anomaly detection, MAD)等方面,精密磁力计已应用于军事反潜战和空间科学等领域。

在基础物理研究方面, SERF 磁力计与 Sub-SQL 磁力计为寻找电子中的永久电偶极矩(electric dipole moment, EDM), 检验基本守恒律(charge-parity-time)提供了精密的测量工具。

在本文涉及到的各种磁力计探头中, SERF 磁力计具有最好的灵敏度, 它也具有较高的空间分辨率, 结合 MEMS 技术, SERF 甚至可以在更广阔的领域得到应用。

综上所述,除了 He 原子磁力计与碱金属 OPM 原子磁力计因较早地得到研究并研发出各种实用型商品外,其余 CPT, NMOR, SERF, Sub-SQL 原子磁力计均处于实验室研发阶段,将其投入实际应用,需要综合考虑各种应用场合的需求。如在地质考察、探矿领域中应用,需要磁力计轻巧,便于携带,就要对磁力计的体积和重量提出要求;而在医学成像应用中,由于是室内应用,且对灵敏度要求很高,因此可以做很大的多层磁屏蔽,同时要做成多探头的空间成像系统,以满足三维成像需求,另外医学成像对磁力计探头空间分辨能力的要求比户外应用也更严格。总之,各原子磁力计在不同特性上各有优劣,针对不同应用场合也各有所长,从应用需求和基础研究两方面来讲,对各种原子磁力的研究都具有重要的意义。

### 参考文献

- [1] Bloom A L. Appl. Opt. ,1962,1:61
- [2] Harris S E. Physics Today,1997,50:36
- [3] Greenberg Y S. Rev. Mod. Phys. ,1998,70:175
- [4] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C *et al.* Nature,2003,422:596
- [5] Alexandrov E, Balabas M V, Vershovskii A K *et al.* Opt. Spectrosc. ,1995,78:325
- [6] Schwindt P D D, Linseth B, Knappe S *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2007,90:081102
- [7] Scully M O, Fleischhauer M. Phys. Rev. Lett. ,1992,69:1360
- [8] Nagel A, Graf L, Naumov A *et al.* Europhys. Lett. ,1998,44:31
- [9] Liu G, Gu S. J. Phys. B,2010,43:035004
- [10] Budker D, Yashchuk V, Zolotarev M. Phys. Rev. Lett. ,1998,81:5788
- [11] Xu S, Rochester S M, Yashchuk V V *et al.* Rev. Sci. Instrum. ,2006,77:083106
- [12] Belfi J, Bevilacqua G, Biancalana V *et al.* J. Opt. Soc. Am. B,2009,26:910
- [13] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002,89:130801
- [14] Savukov I M, Romalis M V. Phys. Rev. Lett. ,2005,94:123001
- [15] Childress L, Gurudev Dutt M V, Taylor J M *et al.* Science,2006,314:281
- [16] Maze J R, Stanwix P L, Hodges J S *et al.* Nature,2008,455:644
- [17] Meriles C A, Jiang L, Goldstein G *et al.* J. Chem. Phys. ,2010,133:124105
- [18] Sørensen J L, Hald J, Polzik E S. Phys. Rev. Lett. ,1998,80:3487
- [19] Santarelli C, Laurent Ph, Lemonde P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999,82:4619
- [20] Hald J, Sørensen J L, Schori C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999,83:1319
- [21] Geremia J M, Stockton J K, Doherty A C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003,91:250801
- [22] Auzinsh M, Budker D, Kimball D F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004,93:173002
- [23] Shah V, Vasilakis G, Romalis M V. Phys. Rev. Lett. ,2010,104:013601
- [24] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2010,104:133601
- [25] Koschorreck M, Napolitano M, Dubost B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2010,105:093602
- [26] 李曙光,周翔,曹晓超等. 物理学报,2010,59:877 [Li S G, Zhou X, Cao X C *et al.* Acta Physics Sinica,2010,59:877 (in China)]
- [27] Song X, Dong H, Fang J. Proceedings of the 2009 4th IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems. January 5—8,2009, Shenzhen, China.
- [28] Yao L, Xu S. Angew. Chem. Int. Ed. ,2009,48:5679
- [29] Yao L, Xu S. Angew. Chem. Int. Ed. ,2011,50:4407