地面与微重力环境下冷原子量子磁性的精密测量

王伟^{1,2}, 朱浩^{1,3}, 王力^{1,4}, 柏文凯^{1,5}, 陈徐宗⁶, 刘伍明^{1,7,8*}

1. 中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190;
2. 南京大学物理学院, 先进微结构协同创新中心, 固体微结构国家实验室, 南京 210093;
3. 天津理工大学材料科学与工程学院, 天津 300384;
4. 四川大学物理学院, 成都 610065;
5. 西北大学现代物理研究所, 陕西省理论物理前沿重点实验室, 西安 710127;
6. 北京大学电子学系, 信息科学技术学院, 量子电子学研究所, 北京 100871;
7. 中国科学院大学物理科学学院, 北京 100190;
8. 松山湖材料实验室, 东莞 523808

*联系人, E-mail: wliu@iphy.ac.cn

收稿日期: 2020-11-26; 接受日期: 2021-02-25; 网络出版日期: 2021-05-27

国家重点研发计划(编号: TGMTYY1001, 2016YFA0301500)、中国科学院先导专项(编号: XDB01020300, XDB21030300)和国家自然科学基金(编号: 61835013)资助项目

摘要 冷原子是利用激光制冷、蒸发制冷等冷却手段将原子制备到接近绝对零度的状态. 作为当前量子物理的一个重要国际前沿, 冷原子物理已经发展到探索、研究、测量原子内部的自旋自由度. 对其内部自旋自由度的超精细结构所呈现的丰富量子磁性的精密测量, 无论是对基础物理, 或是新技术的运用, 无疑都有着非常重要的作用. 而借助于微重力环境的优势, 创造新的极端条件, 冷原子实验系统可获得地面无法达到的pK量级的超低温以及长时间的精密测量, 量子磁性的操控与精密测量可以突破地面重力的限制而达到新的参数区域. 本文综述了地面与微重力环境下冷原子实验原理、装置、方案, 不同磁量子数塞曼态间转移、磁性相变, 以及飞行时间成像与相衬成像. 就其精密测量, 着重阐述了在微重力下使冷原子继续深度冷却, 和使用非破坏相衬成像测量手段这两方面.

关键词 冷原子, 量子磁性, 地面, 微重力, 精密测量, 相衬成像

PACS: 07.77.Gx, 52.38.Kd, 52.70.Ds, 81.70.Ha, 87.64.Rr

1 引言

物理学进步的主要来源之一在于扩展参数空间和对前沿知识的好奇心. 一个特别有意义的途径是通向

更低温度的成就, 如激光冷却技术的发明开辟了通往微开尔文体系和量子流体新世界的道路, 包括玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensations, BECs)^[1]和简并费米气体^[2]. 蒸发冷却将原子气体的温度进一步降

引用格式: 王伟, 朱浩, 王力, 等. 地面与微重力环境下冷原子量子磁性的精密测量. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 074207
Wang W, Zhu H, Wang L, et al. Precise measurements of quantum magnetism of cold atoms in ground and microgravity environment (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 074207, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0475](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0475)

低到纳开尔文. 在纳开尔文温度下将简并原子加载到光晶格中使得量子模拟成为可能, 包括从超流态到 Mott 态的相变^[3], 以及根据 Haldane 模型^[4]和量子动力学相变实现的拓扑相变^[5,6]. 低温也促进了新技术的应用, 如几开尔文下的低温技术使核磁共振成像成为可能^[7]; 用于高灵敏度检测^[8]的超导量子干涉装置(Superconducting Quantum Interference Devices, SQUIDs)和磁悬浮列车^[9]; 利用原子干涉法可以通过重力场的变化探测地下水^[10], 以及在微开尔文温度下的冷原子使不确定度为每3千万年1秒的原子喷泉钟得以创造^[11], 并可用于全球定位和通信系统; 在光晶格中工作的光晶格钟, 如锶光钟^[12], 可以实现每100亿年1秒的不确定度, 这为精确时间和长度计量的新应用拓展了道路.

近期实验表明, 在固体氦中可能存在超固态, 而在冷原子系统中也可能实现超固态. 这对深入研究超固态的机制将有重要的推动作用. 这方面的进展为量子多体系统的研究提供了一个新的视角. 此外, 还有许多崭新的物理问题, 如不同几何结构的光晶格中冷原子系统的基态性质, 冷原子系统中的巡游磁性和磁畴演化等. 可以预见, 将周期调制光场与玻色气体组成“人造晶体”, 研究其中的强关联、相变等性质, 将是未来10年的主要研究热点之一.

无论在基础研究还是在应用研究中, 玻色-爱因斯坦凝聚都有巨大的潜在价值, 因此一些西方发达国家相继投入研究力量全面展开这一前沿领域的探索与研究, 开发“超冷原子”在工业、国防及空间科学技术领域的可能应用. 激光冷却与囚禁原子实验要求尽可能长地俘获原子, 但是在地面实验室, 重力时常会破坏原子势阱, 降低冷却效果; 同时, 机械振动也会加热原子团. 微重力环境下的流体力学研究和相变物理学, 以及冷原子物理能够有效地解决以上问题, 从而成为空间物理实验的一个研究领域.

在进行空间物理实验的同时, 基于地面环境的研究项目也是非常必要而有益的. 首先, 地面实验室进行的实验有助于初步了解现象, 摸清实验环节和难点, 为空间实验奠定基础. 其次, 基于广泛的地面研究项目, 可筛选出在空间可做且值得做的实验. 最后, 要在太空进行物理实验, 必须先在地面多次重复地进行, 只有这样, 才可以确保一个高度复杂的物理实验在空间中成功完成.

世界上第一个在微重力环境下的BEC研究项目是

德国的QUANTUS计划. 2006年, Raseel团队^[13]利用发射塔对Quantus项目原子芯片进行了Rb原子冷却实验, 在微重力条件下实现⁸⁷Rb玻色-爱因斯坦凝聚(Quantus是Quantengase Unter Schwerelosigkeit的缩写, 原子芯片是原子界采用的术语, 指一种由特殊设计的表面电路产生的用于捕获原子的微型磁性原子阱). 2010年, 他们利用120 m高的空投塔实现了玻色-爱因斯坦冷凝, 达到了皮开尔文温度^[14]. 2013年, 他们利用原子芯片和空投塔进行了BEC原子干涉实验^[15]. 2011年, 法国Bouyer团队^[16]使用抛物线飞机飞行, 使用全光学技术冷却Rb原子, 并演示了在微重力环境下的原子干涉. 2017年, 该团队启动了MAIUS-1项目, 利用探测火箭提供6 min的微重力时间, 并利用原子芯片进行了Rb原子BEC测试. 他们的目标是获得具有皮开尔文温度的超低温冷原子, 而他们在实际实验中演示了纳开尔文体系的温度^[17,18]. 2015年, NASA的喷气推进实验室(Jet Propulsion Laboratory, JPL)团队提出在月球上国际空间站(International Space Station, ISS)进行Rb和K原子冷却实验, 以获得100 pK的超冷原子气体^[19,20]. 2018年, 美国发射了冷原子实验室(Cold Atom Lab, CAL)实验模块, 并在国际空间站上进行了Rb和K冷却实验^[20-22]. 2018年, 北京大学执行了一种基于全光偶极阱的方案, 被称为两级冷却(Two-stage Crossed Beam Cooling, TSC或TSCBC)^[23-25]. TSC计划于2013年提出, 计划在中国空间站上实施(预计于2022年发射), 目标温度是低于100 pK. 2018年在地面进行了一次TSC方案测试^[25].

玻色-爱因斯坦凝聚实验为人类深入探测超冷原子系统的量子特性提供了强有力的实验平台. 近几年来, 利用光场与玻色、费米气体构成“人工晶体”, 并研究其关联效应、相变特性等已成为了全世界主要热点之一. 2008年, 德国Johannes Gutenberg大学Widera等人^[26]率先观察到, 光晶格中原子间存在类似于磁性材料中自旋交换的相互作用. 尽管他们在实验中处理的是几乎无相互作用的稀薄冷原子气体, 但该实验为低温量子磁体和各种多体自旋模型的实现提供了直接的路径, 为量子自旋排列的研究奠定了基础. 这种相对简单的模型能够帮助人们更加深入地理解与量子磁性、量子相变有关的基本物理. 2009年, Ketterle团队^[27]首次观测到原子气体具有较强的铁磁性质. 这一发现促进了人们对磁性的更深一步理解, 而且磁性材料在数

据存储、医学诊断和纳米技术等方面具备极大的应用价值. 此外, 冷原子系统的内部自由度如自旋也被考虑进来. 研究携带高自旋(如自旋为2)冷原子系统中的新物质态是很新颖和迫切的. 一方面, 许多具有能级超精细结构的高内禀自由度(如准自旋)的粒子被制备出来, 如自旋为1和2的 ^{87}Rb 原子的玻色气体, 为探索新物质态提供了必要的实验基础和物质准备. 另一方面, 由于原子自旋自由度所呈现出的能级超精细结构会对原子的低能物理性质产生很大影响, 很多在传统凝聚体中所没有的新物质态在高自旋冷原子系统中产生. 例如, 在自旋为1的冷原子系统中的玻色子配对态, 配对凝聚及原子凝聚的共存态, 在自旋3/2系统中的四粒子配对超流态等. 通过调控系统的维数, 还可以利用冷原子体系研究量子涨落和磁有序的竞争机制, 这些问题都是目前凝聚态物理的研究前沿.

目前国际上从事此类研究的人员还很少而且问题本身非常重要, 任何进展都会引起国际同行的极大兴趣. 然而, 量子磁性的研究也具有很多的挑战, 例如, 怎样在实验上制备这些奇异的量子磁性相? 怎样精密测量量子磁性? 对于这类型的问题, 利用在冷原子实验单元和理论研究方法上的优势, 可进行系统而深入的研究. 例如, (1) 在已有的玻色-爱因斯坦凝聚实验装置上搭建二维光晶格, 通过强径向束缚, 使原子的能量远低于对应的能级劈裂, 实现准一维量子简并系统; (2) 用径向束缚势调节原子的等效相互作用; (3) 利用两束交叉强激光光束形成紧束缚的一维周期势, 或者利用柱透镜实现强汇聚的柱状高斯光束, 搭建准二维量子简并系统; (4) 利用带自旋的冷原子系统模拟磁交换系统并调控其维度. 研究系统从一维到二维乃至三维过渡时, 系统从无序到有序的转变过程, 元激发从spinon到magnon的转化, 进而可研究量子涨落和磁序的竞争. 研究旋量冷原子系统中交换作用诱导的新量子态和量子相变, 确定相应的临界指数和标度. 研究高自旋冷原子系统中的配对机制、不同有序态的竞争和基态性质. (5) 通过操控外磁场, 研究二维量子简并气体系统的铁磁性, 观察磁畴的演化, 研究涡旋等拓扑激发的特性^[28].

基于上述, 本文以冷原子量子磁性实验流程为基本思路, 首先简述其基本原理; 其次介绍地面与微重力下实验装置; 然后介绍冷原子量子磁性过程; 最后介绍量子磁性精密测量.

2 基本原理

对于处在简谐势阱中的 N 个玻色原子气, 如果原子气体的温度 T 以某种方式降低到临界温度 T_c 以下, 则有宏观占据原子数 N_0 凝聚在基态, 即玻色-爱因斯坦凝聚, 凝聚体数 N_0 . 对应的温度称为临界温度 T_c , 也即相变温度^[29]:

$$\kappa_B T_c = \hbar \omega_{\text{ho}} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = 0.94 \hbar \omega_{\text{ho}} N^{1/3}, \quad (1)$$

其中 κ_B 是玻尔兹曼常数, $\zeta(n)$ 是黎曼 ζ 方程, $\zeta(3)=1.064$, $\hbar$ 为普朗克常数除以 2π , 简谐势阱各方向频率 $\omega_x, \omega_y, \omega_z$, 而势阱的几何平均频率是 $\omega_{\text{ho}}=(\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$. 要实现玻色-爱因斯坦凝聚体量子磁性更加精密测量一个最重要的方面是继续降低冷原子气的温度. 因为这不仅意味着热效应压制, 量子效应更加显著, 相空间密度增加; 还意味着凝聚体寿命增加, 测量时间延长.

对于实际的实验系统, 将原子气体进行一系列处理, 预冷却(详述见5.1节)、转移、载入势阱后(详述见3.1和3.2节), 进一步冷却原子气体的一种常用方法是强制蒸发冷却(详述见5.2节). 在这个过程中, 选择性地让较高动能的原子飞出势阱, 以移去较高的能量, 然后通过弹性碰撞使剩余粒子达到热平衡从而降低势阱内原子气体的温度, 如图1所示.

但事实上, 上述蒸发冷却过程不可能持续地进行下去. 实验中, 一方面, 为了获得高信噪比(Signal-to-noise Ratio, SNR)和高相空间密度的实验测量, 维持一定数量的原子是必要的(一般在 10^4 – 10^6 之间); 另一方

图1 简谐势阱中原子蒸发冷却示意图

Figure 1 Schematic evaporative cooling of the harmonic trap with trapped atoms.

面, 随着原子数和温度的降低, 原子的碰撞率减小, 蒸发过程逐渐缓慢.

为了达到极低温度, 另一种思路是减小势阱频率. 在热原子的数量是恒定的情况下, 势阱中气体的温度与势阱频率 ω_{ho} 的关系由下式决定^[30]:

$$T = 0.94 \frac{\hbar \omega_{\text{ho}}}{\kappa_{\text{B}}} (N - N_0)^{1/3}. \quad (2)$$

然而, 在地面上, 势阱是非对称的. 在重力的影响下, 一个对称的势阱会转变为如图2 (蓝色实线) 所示的势阱. 并且在势阱的重力方向上会产生一个间隙, 原子会从间隙泄漏出去. 因此, 在实际实验中, 人们将势阱势垒的高度设置为大于临界值, 以防止原子从重力产生的间隙中逃逸, 从而减少原子密度. 如果有 10^5 个Rb原子, 在地面上使用的势阱的频率大约为100 Hz. 从式(2)可以计算出对应的温度在100 nK左右.

既然重力是限制温度继续降低的一个瓶颈, 那么微重力条件就提供了一个理想的环境. 通过消除重力的影响, 可以消除势阱中的间隙. 原则上, 可以减少势阱频率到 $\omega_{\text{ho}} = 0.001$ Hz, 相应的温度为1 pK左右. 以 ^{87}Rb 为例, 当 $g_0/g = 10^{-3}$ 时(g_0 为微重力环境下重力加速度, g 为地球表面加速度), 在垂直方向5 nm的重力势差为0.5 pK, 当 $g_0/g = 10^{-6}$ 时, 重力势差为0.5 fK. 因此, 在微重力条件下, 可以获得不同势阱超冷原子气体的皮开尔文量级温度.

图2 (网络版彩图) 势阱在重力方向(z 轴)的分布. 重力使得势阱倾斜(蓝实线)为 U_{eff} , 对应阱深为 U_0 的原始光偶极阱(蓝色虚线)和阱深为 U_{eff} 的等效未倾斜势阱(红色虚线)^[30]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 2 (Color online) The distribution of potential well in the direction of gravity (z -axis). Tilted potential (blue solid line) influenced by gravity with trap depth U_{eff} ; original potential of the optical dipole trap (blue dotted line) with depth U_0 and untilted potential with same trap depth U_{eff} (red dotted line) [30]. Reprinted with permission.

实现玻色-爱因斯坦凝聚体量子磁性精密测量另一个最重要的方面是测量手段. 在冷原子实验中, “接触式探针”法^[31]并不适用. 这是因为与尺度为10 μm 的探针(大约 10^{13} 个原子)相比, 冷原子样品的原子数量太少, 因此, 人们一般通过光学探测获得凝聚体的物理信息.

在光学探测的过程中, 关键的物理过程是原子与光的相互作用. 原子与光的相互作用可以分为以下3个过程: 吸收光子过程, 光子再发射过程以及透过光的相移过程. 整个相互作用过程表现为复数形式的折射率. 由于折射率为复数, 任何穿过原子样品的光的电场分量强度将减小并产生相移. 假设一束光穿过一分布于空间的原子团, 则

$$E = tE_0 e^{i\phi}, \quad (3)$$

其中, t 为透射系数, ϕ 为相移, E_0 和 E 是原光的电场分量和投射光的电场分量. 人们可以提取透射系数或相移信息进行冷原子团的成像测量.

当探测光近共振, 透射系数较小时, 一般利用透射系数 t 进行成像探测, 此时, 测量是破坏性的, 即测量后冷原子气被毁坏. 当探测光远离共振, 透射系数较大时, 人们可以利用相移 ϕ 设计成像系统, 此时探测是非破坏性的. 运用非破坏性探测可以实现冷原子量子磁性更加精密的测量, 因为这意味着可以对该冷原子气进行多次测量; 这不仅可以更加精细地观察其磁性结构, 还能测量其量子磁性动力学行为.

3 地面实验装置简介

最早能够制备玻色-爱因斯坦凝聚体的是Anderson等人^[1], 他们所用到的装置主要包括玻璃真空腔、磁光阱、四极阱上发展出的TOP型磁阱. MIT的Ketterle团队^[32]主要用到的是塞曼减速器、暗磁光阱、四级磁阱. 之后, 实验装置得到蓬勃的发展. 1996年, Ketterle团队^[33]使用了一种新型的Ioffe-Pritchard阱; 同年, Myatt等人^[34]提出了分布于上、下两个不同真空腔的双磁光阱. 第二年, Myatt等人^[35]发展了一种“全球线圈”Ioffe-Pritchard磁阱. 2001年, Hänsch团队^[36]发展了一种被称为原子芯片的微型磁阱. Barrett等人^[37]在同一年展示了交叉失谐激光束构成的纯光阱, 在纯光阱中原子可以处于任意塞曼子能级, 这就使得研究冷原子

量子磁性成为可能.

总的来说, 国内外冷原子实验装置复杂多样, 各有优点, 应用于不同的实验方案. 以中国科学院物理研究所为例, 其地面冷原子物理实验平台如图3所示. 实验原子气由原子气束源腔射出, 原子的初级冷却在二维磁光阱部分完成, 随后冷原子云转移到科学实验腔内进行深度冷却, 实现超低温量子气体(可以包括玻色、费米等多种气体). 此外, 还有光学系统, 提供冷却光源、势阱光及探测光; 电控单元实现整个装置的自动运转, 它包括整个系统各个单元的参数控制(控制系统单元、激光系统单元、成像系统单元、磁场系统单元); 通信单元主要实现实验平台与外部计算机的数据传输.

3.1 原子源腔

原子气束源腔(一般称为原子炉)是存放目标实验原子源的装置; 而原子源通常是固体或者液体. 加热产生的原子蒸气充满原子炉, 通过准直孔径后形成原子气束. 由这种方式产生的原子气具有较宽的输出角度分布, 大部分原子暴露在实验装置壁上, 或者通过真空泵被抽出, 达到实验目的的原子气非常少, 因此效率比较低. 提高原子气束效率的一种方法是构造一个原子循环系统. 在准直孔径周围包裹一层冷却板, 当原子黏在上面冷凝的液体会回流到原子炉被重新利用^[38].

图 3 (网络版彩图)地面冷原子实验装置, 主要包括离子泵、二维磁光阱、磁场线圈、科学实验腔、CCD摄像机(箭头标出)

Figure 3 (Color online) Experimental apparatus of cold atoms under ground, mainly including ion pump, two-dimensional magneto-optical trap, magnetic coil, scientific experiment chamber, CCD camera (marked by arrow).

3.2 转移装载

得到原子气束后, 实验上就要对其进行装载、转移、冷却等, 最终得到玻色-爱因斯坦凝聚体. 实际操作中, 装载、转移、冷却一般是同步进行的. 大多数实验首先是在二维磁光阱(2D Magneto-optical Trap, 2D-MOT)俘获产生快速的原子流, 原子流在自身的流速下穿过差分管进入三维磁光阱(3D-MOT), 实现原子重新冷却俘获. 为了提高3D-MOT的装载效率, 通常加载一束线偏振平行推送光沿着2D-MOT轴向对原子云的转移流速施加控制. 之后再经过一系列的冷却、装载, 最终可在磁阱、光阱中形成极低温BEC. 冷却过程将在后文进行叙述. 就势阱而言, 与磁阱相比, 光阱具有实验装置相对简单、重复率相对高和能俘获任意自旋态等优点. 更重要的是, 只有光阱中才能研究量子气体内部的量子磁性物理性质, 下面就光学偶极阱展开叙述^[39].

3.3 光学偶极阱

远失谐激光对原子能级的影响可被视为电场的二阶微扰, 即场强的线性微扰. 作为非简并态的二阶不含时微扰理论的一般结果, 相互作用哈密顿量导致能量移动由下式给出:

$$\Delta E_i = \sum_j \frac{|\langle i | V | j \rangle|^2}{\varepsilon_i - \varepsilon_j}. \quad (4)$$

对于与激光相互作用的原子, 相互作用哈密顿量是 $V = \mathbf{u} \cdot \mathbf{E}$, 其中 $\mathbf{u} = -e\mathbf{r}$ 表示电子的电偶极矩. 对于相关的能量, 必须采用“缀饰态”的观点, 考虑“原子加光场”的组合系统. 在基态取原子的内能为零, 根据光子数 n , 场能为 $n\hbar\omega$. 这就是未微扰态总能量. 当原子通过吸收光子进入激发态时内能为 $\hbar\omega_0$, 场能为 $(n-1)\hbar\omega$, 总能量 $\varepsilon_j = \hbar\omega_0 + (n-1)\hbar\omega$. 因此两能级差 $\varepsilon_i - \varepsilon_j = \hbar\Delta$, $\Delta = \omega - \omega_0$ 为失谐量.

对于两能级原子, 式(4)简化为

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle e | V | g \rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I. \quad (5)$$

对于基态和激发态, 式(5)分别取正号和负号, 其中本文使用了光强关系式 $I = 2\varepsilon_0 c |\mathbf{E}|^2$, 用衰变率 Γ 代替

偶极矩阵元. 这一微扰结果揭示出了一个非常重要和有趣的现象: 光学诱导的基态能移(称为“光移”或“交流斯塔克效应”)正好对应于二能级原子的偶极势; 而激发态显示相反的能移. 在低饱和度情况下, 原子大部分时间都处于基态, 可以将光移基态解释为原子运动的相关势.

将式(5)运用于多能级原子, 则必须知道特定基态和激发态之间的偶极矩阵元. 在原子物理学中, 特定的跃迁矩阵元可写成常数乘以约化矩阵元的简化形式 $u_{ij} = c_{ij} |\mathbf{u}|$. 完全简化的矩阵元仅依赖于电子轨道波函数, 并且与自发衰变率直接相关. 系数 c_{ij} 取决于激光偏振以及所涉及的电子和核角动量. 它们可以用不可约张量算符的形式计算, 也可以在相应的表格中找到. 有了这样的简化, 可以把电子基态的能移写成

$$\Delta E = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \times \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}}, \quad (6)$$

其中求和是在所有电子激发态上进行的. 这意味着, 为了计算依赖于状态的基态偶极势, 必须将所有耦合激发态的贡献相加.

对于量子磁性的实验, 为了使磁量子数不同的原子感受到相同的光阱, 一般所用的激光为线偏振. 例如 ^{87}Rb 的原子, 计算上式可得到

$$U = \Delta E = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\Delta_{2,F}} + \frac{1}{\Delta_{1,F}} \right) I. \quad (7)$$

因此, 只要了解光强的空间分布信息就能得到势阱的具体形式. 多数实验中, 用于构建偶极阱的一束或多束激光可近似为圆形高斯光束, 或椭圆形高斯光束. 一束功率为 P 、沿 z 轴传播的聚焦圆形高斯激光, 其光强在柱坐标下可表示为

$$I = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (8)$$

其中 ^{87}Rb 为激光的 $1/e^2$ 半径, 可表示为

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (9)$$

其中 w_0 称为束腰半径, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ 为瑞利(Rayleigh)长度. 根据每束激光各自的功率求得它们各自对原子产生的偶极势, 再将所有偶极势相加就可得到最终简谐形式的光学偶极势.

4 微重力冷原子实验装置简介

4.1 德国小组

汉诺威大学的Rasel团队首次进行了微重力条件下冷原子的实验研究. 在德国航天局的支持下, 他们在QUANTUS项目上进行了一系列实验. 2010年, 他们在不来梅应用空间技术和微重力中心(Bremen's Center of Applied Space Technology and Microgravity, ZARM)的落塔上实现了BEC^[13]. 如图4(a)所示, 2010年的落塔实验使用了一个146 m高的塔, 有用的落塔时间为4.6 s. 原子芯片安装在真空室中(图4(c)), 真空室固定在落塔容器(图4(b))中. 原子芯片被组合在带有镜像的MOT中, 装载了来自背景气体的大约 1.3×10^7 个 ^{87}Rb 原子. MOT需要10 s装载原子, 之后投放胶囊被释放. 微重力环境提供了 $10^{-4} g$ 的有效加速度. 在自由落体的第一秒, 原子被固定在镜像运动中, 而落体胶囊的初始振动减弱. 原子用光学凝胶进一步冷却, 并转移到芯片上的Ioffe-Pritchard阱. 图5(a)显示了该团队2013年的微重力实验^[15]并显示了完整的时间序列. 与2010年的实验不同的是, 此次实验采用了DKC进程. 蒸发冷却后, 关闭阱势, 原子自由释放30 ms, 然后打开阱势2 ms (DKC脉冲), 阱的频率为10, 22, 27 Hz. 在随后的干涉实验中(图5(b)和(c)), 获得了基于较低温度的图像. 干扰实验的释放时间延长, 产生高信噪比. 为了进一步延长冷却时间, 2017年1月23日, 该团队使用探空火箭进行了一次6 min的太空微重力实验^[17]. Maius-1探空火箭任务的顺序分三个阶段: 助推、6 min微重力以及再入和着陆. 该实验包括6 min的微重力, 并进行了110次相关的原子光学实验. 在离地面100 km的卡兰线上, 惯性扰动减少到地面重力的百万分之一.

4.2 法国小组

2011年, Bouyer团队^[16]用抛物线飞机进行了一项微重力条件下的冷原子实验. 图6(a)和(b)显示了首次使用抛物线飞机在微重力环境下研究超冷原子和干涉仪. 他们使用一种叫做Novespace A300-0G的飞机, 可以反复产生0 g的环境. 在这架飞机上的一次飞行任务中, 有一次22 m的抛物线弹道飞行(0 g)和一次2 min的标准重力飞行(1 g). 抛物线飞机可以提供 $10^{-2} g$ 的微重力环境, 实验可以重复多次. 为了在微重力条件下利用全光阱, 该团队使用了一个安装在爱因斯坦电梯上的

图 4 (网络版彩图)不来梅ZARM落塔装置(a)和装有BEC实验核心(c)的胶囊(b). 胶囊从塔顶释放出来, 在自由下降4.7 s后, 通过塔底的真空不锈钢管被8 m深的聚苯乙烯球池重新捕获^[14]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 4 (Color online) Facility of the ZARM drop tower in Bremen (a) and the capsule (b) containing the heart of the BEC experiment (c). The capsule is released from the top of the tower and is recaptured after a free fall of 4.7 s through an evacuated stainless steel tube at the bottom of the tower by an 8 m deep pool of polystyrene balls [14]. Reprinted with permission.

科学舱, 该电梯由法国Symetrie公司开发, 经历了预编程的抛物线轨迹. 爱因斯坦电梯每13.5 s可在0 g环境中提供高达400 ms的加速度, 并最终形成原子干涉仪. 实验结果表明, 这种基于微重力的物质波干涉仪的分辨率比飞机上的振动水平高300多倍.

4.3 中国小组

北京大学联合中国科学院上海光学精密机械研究所、中国科学院物理研究所提出了计划用于中国空间站(预计于2022年发射)的空间冷原子物理架(Cold Atom Physics Rack, CAPR). 空间冷原子物理实验平台被设计成冷原子物理实验柜的形式, 如图7所示. 与地面实验平台大部分类似, 由物理、光学、电控、通信四个基本单元构成. 物理单元由科学实验腔与原子束源腔组成, 为实现玻色气体(铷原子Rb)和费米气体(钾原子K)的凝聚体而设计, 包括两种元素的二维磁光阱、三维磁光阱真空系统、磁场线圈、光路部分等. 科学实验腔由六对MOT冷却光入射窗组成. 原子束源腔由加热原子源(两种元素Rb与K)与2D-MOT真空腔组成, 2D-MOT真空腔后连接推送光窗. 原子束源腔与科学实验腔由压力梯度管相连. 磁场系统是该系统的重要部分, 该系统中科学腔的磁场线圈有五组, 包括一组MOT线圈, 一组QUIC磁阱线圈, 三组磁场平衡线

圈. 原子束源腔线圈主要由2D-MOT的四组线圈组成. 此外, 成像系统也是该系统的重要部分, 由科学实验腔成像系统与原子束源腔成像系统组成.

由于该系统工作于微重力下的外太空, 所以整体设计力求结构紧凑、稳定性高. 通信单元主要实现空间实验站与地面站之间的数据传输.

5 冷却

无论是地面还是微重力下, 对于各类冷原子实验, 有效的冷却技术是将原子加载到势阱中的基本要求, 因为可达到的阱深度通常低于1 mK. 原子气一旦被囚禁于势阱中, 可以进一步冷却以获得高相空间密度并补偿可能的加热机制, 否则原子将从阱中蒸发出来. 在过去的几十年中, 中性原子冷却方法的发展速度惊人, 已有许多优秀的综述^[40-42]. 本章简要讨论地面与微重力下与原子量子磁性研究相关的冷却方法.

5.1 预冷却

多普勒冷却是基于光子的近共振吸收和随后的自发辐射的循环物理过程. 每循环一次, 净原子动量变化为一个光子动量 $\hbar k$, 其中 $k=2\pi/\lambda$ 表示被吸收光子的波数. 由于自发发射光子的反冲动量波动, 冷却被加热

图 5 (网络版彩图) 2013年的ZARM落塔实验装置. 和2010年相比, 主要的实验流程一样但是采用了DKC冷却方法^[15]. (a) 完整的实验序列包括在磁光阱中捕获冷原子, 加载Ioffe-Pritchard势阱, 形成BEC, 采用DKC冷却方案, 然后绝热快速通道. 在胶囊到达塔底部之前的时间内进行人工智能控制和原子成像. (b) 原子芯片下面的非对称Mach-Zehnder干涉是由两束反向传播的激光束(沿y轴方向的红色箭头)形成的移动布拉格光栅散射BEC形成, 从而产生两对相干BECs. (c) 典型干涉图和相应的柱密度显示了180和260 ms对应的条纹间距为75和107 μm. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 5 (Color online) Facility of the ZARM drop tower in 2013. Compared with 2010, the main experimental process is the same but with DKC cooling method [15]. (a) The complete experimental sequence includes capturing cold atoms in a magneto-optical trap, loading an Ioffe-Pritchard trap, creating a BEC, and applying the DKC followed by the adiabatic rapid passage. The remaining time before the capture of the capsule at the bottom of the tower is used for AI and imaging of the atoms. (b) The asymmetric Mach-Zehnder interferometer below the atom chip is formed by scattering the BEC off moving Bragg gratings generated by two counter-propagating laser beams (red arrows directed along the y axis), resulting in two pairs of interfering BECs. (c) Typical interference patterns and the corresponding column densities are shown for 180 and 260 ms with corresponding fringe spacing of 75 and 107 μm. Reprinted with permission.

抵消. 冷却和加热之间的平衡决定了多普勒冷却可达到的最低温度. 对于在驻波中的二能级原子, 即“光学凝胶”, 最小温度由多普勒温度 $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$ 给出^[43]. 典型多普勒温度约为100 μK, 这刚好足以将原子加载到偶极势阱中. 多普勒冷却有人为的限制, 因为它是基于一个二能级原子的简化假设. 而具有更复杂能级结构的原子, 可以在具有空间变化极化的驻波中被冷却——偏振梯度冷却^[44]. 冷却机制基于基态塞曼子能级之间的光抽运. 提供冷却的摩擦力要么是由于运动诱导的原子取向产生的不平衡辐射压力, 要么是由于驻波中光子的重新分布.

图 6 (网络版彩图) 抛物线飞机上的冷原子实验描述. (a) 抛物线操作包括20 s的攀升超重阶段(1.8 g)、22 s弹道(0 g)和20 s拉出阶段(1.8 g). 这种操作与大约2 min的标准重力(1 g)阶段交替进行, 飞行员在飞行期间进行31次. (b) 飞机上微重力(0 g)阶段实验照片^[16]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 6 (Color online) Description of cold atom experiment in the parabolic flight plane. (a) The parabolic operation consists of a 20 s pull-up hypergravity (1.8 g) phase, a 22 s ballistic trajectory (0 g) and a 20 s pull-out (1.8 g) phase. This operation is alternated with standard gravity (1 g) phases of about 2 min and carried out 31 times by the pilots during the flight. (b) Picture of the experiment in the plane during microgravity (0 g) phase [16]. Reprinted with permission.

图 7 (网络版彩图) 计划用于中国空间站的冷原子物理架. 由物理、光学、电控、通信四个基本单元构成

Figure 7 (Color online) Cold Atom Physics Rack (CAPR) intended for the Chinese Space Station. It consists of four basic units: physics, optics, electronic control and communication.

5.2 深度冷却

经过上述的冷却方法, 原子气达到的温度非常低, 但还不足以在实验室实现较高密度的玻色-爱因斯坦

凝聚. 蒸发冷却, 则成为在势阱中实现玻色-爱因斯坦凝聚的关键技术. 实验上, 射频场被广泛应用于蒸发冷却. 例如, 在四极磁阱中, 通过射频场将原子受迫跃迁至非磁性囚禁态(即可等效地被看做是直接修改囚禁势阱)来选择性地剔除热原子. 在磁阱中, 热原子在空间中的分布不是集中的且它们的磁场值跨度较大, 这些问题可以通过不断改变射频频率解决, 从而进一步冷却囚禁的原子. 热原子被射频脉冲翻转, 从而从原本的低场趋近态变成高场趋近态, 进而会被剔除到势阱外面. 在四极阱的零点区域, 马约拉纳自旋翻转实现了原子由低场趋近态到高场趋近态的转变^[45]. Quadrupole-Ioffe Configuration在实验上可以有效避免磁阱的零点^[46], 同样, 利用一束蓝失谐光束也可以规避这个磁阱零点漏洞^[47].

5.3 微重力下冷却

正如前文第二章所述, 因重力的影响, 目前地面实验室的超冷量子气体的温度及空间尺寸已经成为限制冷原子物理发展的技术瓶颈. 那么, 微重力条件则是突破这一瓶颈的出路. 本节主要介绍两种用于微重力下冷却的方案. 一种是基于原子芯片技术, 使用DKC或绝热释放冷却, 该方法主要被上述的德国小组所采用; 第二种是上述法国和中国的团队所采用的全光阱技术, 使用两级交叉光束冷却, 称为TSC或TSCBC (Two-stage Crossed Beam Cooling).

DKC是Ammann和Christensen^[48]在1997年提出的亚光子反冲温度的一种新的冷却方法. 该方法的基本思想是使用光学陷阱捕获原子, 然后在时间 t 内突然关闭陷阱, 在此期间原子将自由扩散. 随后, 光阱开启一小段时间 δt , 使得扩散的原子气体被与扩散方向相反的力冷却. 与蒸发冷却相比, DKC冷却具有冷却时间短、原子损失少的优点. 4.1节中, 德国小组在2010年落塔微重力实验中将原子气体的温度冷却为约为9 nK^[14]. 2013年, 由于他们成功地将DKC工艺应用于落塔, 将原子气体的温度降低到大约1 nK^[15]. 2017年, 他们在探空火箭上继续使用了DKC, 随着实验时间的延长, 将原子气体的温度降低到大约1 nK^[17].

TSC方案是由北京大学团队于2013年提出, 是为中国空间站冷原子物理实验系统而设计的全光冷却方案^[23-25]. 在该方案的第一阶段, 两束窄腰高能量的交叉激光束被用于形成光学阱, 进行蒸发冷却. 在第二阶

段, 将温度足够低的原子装入宽腰低能的交叉激光束形成的光阱中, 进行可控的膨胀冷却, 最终达到100 pK以下的温度. 该方案具有势阱小、阱频率高、蒸发冷却速率高、模式匹配容易、不需要转移等优点. 4.2节中, 法国小组的抛物线飞机微重力冷原子实验在测试过程中, 在400 ms内将 3×10^7 个铷原子冷却到10 μ K. 然后, 使用具有两个传播方向相反的速度选择性拉曼脉冲, 获得了 10^6 个温度为300 nK的铷原子^[16]. 2014年, 北京大学小组采用一种改进的分子动力学方法——DSMC算法, 计算模拟出不同重力条件下TSC深度冷却后系统的最终温度, 从图8红色曲线可以看出, 随着重力加速度的减小, 系统的最终平均温度降低^[24]. 2018年, 该小组报告了该方法的第一次实验实现. 他们通过⁸⁷Rb玻色-爱因斯坦凝聚实验装置和提供磁悬浮抵消重力的电磁线圈, 模拟微重力环境, 实现了 4×10^4 ⁸⁷Rb原子的TSCBC. 全光两级冷却完成后, 进行飞行时间(Time of Flight, TOF)成像(图9)验证冷却过程绝热并测量出势阱频率, 利用式(2)估计出原子的最低温度可达到3.56 nK^[25]. 因此, 北京大学团队从理论和实验上都验证了TSC方案的可行性, 该方案将运用于中国空间冷原子实验.

6 量子磁性

在上述地面或微重力实验条件下, 经过原子气预

图 8 (网络版彩图) TSC方案(红色曲线)和DKC方案(蓝色曲线)给出的最终温度与重力加速度的关系. 结果表明, 随着重力加速度的减小, 系统的最终平均温度降低^[24]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 8 (Color online) The relationship between final temperature and gravitational acceleration for TSC (red curve) and DKC (blue curve). It shows that the final average temperature of the system is lowered with the reduction of gravitational acceleration^[24]. Reprinted with permission.

图 9 (网络版彩图) (a) ^{87}Rb 原子两级冷却后的飞行时间图像, 原子数 $N=4\times 10^4$. (b) 原子云半径 $r(t)$ 与势能深度 U 的关系. 蓝点是时间 $t=30\text{ ms}$ 时的飞行时间实验结果, 红色曲线为拟合曲线 [25]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 9 (Color online) (a) ^{87}Rb atoms' TOF image after the second stage cooling, the atom number $N=4\times 10^4$. (b) The relation between the atoms' cloud radius $r(t)$ and the potential depth U . Blue points are experimental results during which the TOF time is $t=30\text{ ms}$, and the red curve is the fitting curve [25]. Reprinted with permission.

处理、转移、装载和深度冷却后, BEC 已被制备好, 可开展量子磁性的研究. 在多数实验中, 一个必不可少的内容是态转移, 这是因为通过不同技术路线的深度冷却后, 原子往往处于不同塞曼能级上; 通过态转移, 可以把其制备到预期的磁量子数态上.

6.1 不同磁量子数态转移

不同塞曼态间的转移是通过不同的电磁波来实现的, 包括微波场、射频场、拉曼光等, 其微观物理过程还是原子与光的相互作用. 由于选择定则的限制和目前激光器波长在整个光谱范围的适用范围, 标准的光学激光器不能使许多理想的原子实现单光子跃迁. 多

光子过程, 即原子或者分子“同时”吸收/发射两个或者多个光子, 能够实现多个单光子不能完成的跃迁. 多光子过程由于能够实现更丰富的跃迁范围, 常常在原子和分子实验中所采用. 下文具体说明微波-射频 (Micro-wave-Radio Frequency, MW-RF) 双光子跃迁 [49–55] 和拉曼双光子跃迁 [56] 过程.

最早使用微波-射频双光子跃迁的是 Cornell 团队 [49], 他们以 ^{87}Rb 从 $|F=1, m_F=-1\rangle$ (简记为 $|1, -1\rangle$) 跃迁到 $|2, 1\rangle$. 为了使不同的塞曼能级劈裂, 施加一定的偏置磁场后, 总磁量子数 $F=1, 2$ 的能级如图 10 所示. 可以看出, $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$ 约为 6.8 GHz, 在微波段; $|2, 0\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$ 跃迁频率在射频段. 因此, 采用微波-射频双光子跃迁, 在一段时间内以频率 $\sim 6.8\text{ GHz}$ 为中心, 取一定的扫面宽度扫描微波场, 采用绝热快通过的方法就可实现 ^{87}Rb 从 $|1, -1\rangle$ 态到 $|2, 1\rangle$ 态的转移. 原始态残留的少量原子可以通过一个短时间的共振光脉冲清除掉. 近年来, 该方法被使用于原子芯片、量子计算、量子纠缠、精密测量等领域 [50–53]. 对于 ^{40}K 原子, 也可以用同样的方法进行态操控.

对于拉曼双光子跃迁, 与微波-射频双光子类似, 只不过参与的中间态是能级最高的上能级. 拉曼双光子跃迁包含了一个光子吸收和一个光子受激或自发辐射. 具体还是以上述为例, 实验中, 先在短时间内线性增加一个一定大小的磁场, 然后打开两束拉曼光. 磁

图 10 处于磁场中塞曼劈裂的 ^{87}Rb ($F=1, 2$) 基态精细结构. $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$ 跃迁频率约为 6.8 GHz, $|2, 0\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$ 约为 2 MHz [49]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 10 A diagram of the ground-state hyperfine levels ($F=1, 2$) of ^{87}Rb shown with Zeeman splitting due to the presence of a magnetic field. The transition frequency of $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$ is about 6.8 GHz, and $|2, 0\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$ is about 2 MHz [49]. Reprinted with permission.

场的方向与光的传播方向相同. 这里的拉曼光选取左旋圆偏振脉冲光, 因为只做态转移, 所以这两束光是同向传输的, 选用一个脉冲光, 取一定时间, 基态和中间态之间的能量差将决定激光1的频率, 光斑形状为圆形高斯分布, 规定它的束腰高斯半径和功率, 实现基态到中间态的态转移. 同样的, 可以计算出产生中间态到激发态的激光2的频率, 光斑形状为圆形高斯分布, 也可以算出这束光的束腰高斯半径和功率.

6.2 磁性相变

经过态转移, 把BEC制备到预期的磁量子数态上后, 一个非常重要的量子磁性研究集中在磁性相变, 例如顺磁态到铁磁、反铁磁的相变.

磁场或者电场, 这些场会打破对称的自旋态系统的对称性. 然而, 在大多数冷原子实验装置中, 常常会出现磁场. 这些磁场将会影响系统的能量, 并且修正系统的哈密顿量伴随着出现线性塞曼位移, 磁场梯度和二次的塞曼位移^[38].

对于一个线性的塞曼位移, 在一个场强为 B 的磁场中, 单粒子能量可以写成

$$E = (g \times m_F \times \mu_B \times B) \text{ kHz}. \quad (10)$$

为了让这个能量小于系统的自旋能量, $B \leq 10 \mu\text{G}$. 这个能级的偏置磁场很难实现, 常常需要数倍的磁屏蔽和外加额外的线圈去取消任意的外部场. 然而, 由于角动量守恒和小的偶极弛豫率, 线性塞曼位移可以被忽略. 其次, 磁场梯度效应需要去被评估. 由于梯度所造成的能量在任意点 z 可以表示为 $E = g\mu_B B' z \langle F \rangle$, 不同于线性位移, 这个效应不可以忽略. 因此, 为了使与自旋有关的相互作用能量占主导地位去驱动任意的自旋的混合, 这个梯度必须是可以减小的. 最后, 是二阶塞曼位移效应去完全描述系统. 这个效应在铷原子中所产生的能量可以写成 $E = q[F_z^2]$, 这里 $q = (\hbar \times B^2 \times 72) \text{ Hz/G}^2$ 倾向于 $|m = 0\rangle$ 未磁化态^[38].

假设任意的磁场梯度可以被有效地取消, 含自旋的相互作用能量和二次塞曼位移之间的相互竞争将决定自旋如何混合和最终的基态. 通过一个二阶量子相变分离未磁化态和铁磁态, 相变点在 $q = 2|c_2|n$. 这个相变可以通过改变偏置磁场的大小实现. 隐藏在这个相变中的是, 当系统在强磁场条件下穿越相变点, 系

统从具有 $Z(2) \times U(1)$ 对称性的一个基态转变为具有 $SO(2) \times U(1)$ 对称性的铁磁态.

还是以⁸⁷Rb为例, 经态转移处于 $|1, 0\rangle$. 突然改变磁场, 即淬火, 整个凝聚体穿越相变变为 $|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$; 并在不同磁量子数态之间自发形成铁磁域, 并伴随有涡旋等拓扑缺陷^[57]. 2011年, Bookjans等人^[58]利用非共振微波场, 耦合 $F=1$ 和 $F=2$ 的处于97 mG偏置磁场的Na原子超精细能级. 通过快速地将二阶塞曼位移由正转换为负, 他们在实验上观察到系统经历了从极性相到反铁磁相的相变. 2020年, 清华大学段路明团队^[59]在实验上首次观察到Na原子反铁磁一阶量子相变动力学中的标度现象. 他们的实验和数值模拟证明, 由淬火诱导的反铁磁相变标度率可以很好地由扩展的Kibble-Zurek理论解释.

7 磁性测量

完成冷原子量子磁性研究后就可进行测量成像. 幸运的是, 随着技术手段的发展, 更多光学探测方法可被应用在探测稀薄原子气体中. 飞行时间技术成像^[60]以及相衬成像法^[61-63]是最常见的探测玻色-爱因斯坦凝聚体的科学方法. 这两种方法分别被应用于获得自由扩散原子团或者囚禁在势阱中原子团的密度分布的图像信息. 本章首先讨论在成像中原子与光相互作用的基本原理, 接着将分别介绍吸收成像(飞行时间测量成像)以及色散成像(相衬成像)的物理机制, 最后将结合具体文献介绍用两种成像技术测量原子团的磁性.

7.1 原子-光相互作用

根据第2节, 原子与光的相互作用归结为复数形式的原子折射率, 可表示 $n_{\text{ref}} = \sqrt{1 + 4\pi n\alpha}$, 其中 α 为原子极化率, n 为原子密度. 假设 $n_{\text{ref}} - 1 \ll 1$, 根据旋转波近似, 二能级系统的折射系数可以表示为

$$n_{\text{ref}} = 1 + \frac{\sigma_0 n \lambda}{4\pi} \left[\frac{i}{1 + \delta^2} - \frac{\delta}{1 + \delta^2} \right], \quad (11)$$

其中 σ_0 为共振截面, λ 为探测光波长, $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2}$ 为半线宽调谐. 一束沿着 z 方向穿过BEC的探测光, 式(3)中透射系数 t 与相移 ϕ 取决于原子团柱密度 $\tilde{n} = \int n \cdot dz$ 以及 σ_0 :

$$t = e^{-\tilde{D}/2} = \exp\left(-\frac{\tilde{n}\sigma_0}{2} \frac{1}{1+\delta^2}\right), \quad (12)$$

$$\phi = -\delta \frac{\tilde{D}}{2} = -\frac{\tilde{n}\sigma_0}{2} \frac{\delta}{1+\delta^2}, \quad (13)$$

其中 $\tilde{D} = \tilde{n}\sigma_0 / (1 + \delta^2)$ 为非共振光密度.

7.2 吸收成像

吸收成像是通过用激光照射原子, 并将原子的阴影呈现在 CCD 相机中成像的方法. 由于光电传感器对相位不敏感, 因此吸收成像呈现 I^2 的空间差异(式(13)).

飞行时间技术成像是一种常见的吸收成像方式, 通过将原子团在势阱中释放并扩散一定时间后进行测量. 飞行时间技术成像是一种应用极广的测量方式, 可以用来测量热原子云的原子数与温度.

图 11 是典型的 ^{87}Rb 原子团飞行时间测量图像. 通过突然将势阱关闭, BEC 原子将向四周迅速膨胀扩散. 在 $t=1$ ms 时, 原子云呈“铅笔状”. 在早期膨胀期间, 原子云体积大于初始时期的原因是由于探测激光的完全吸收. 在 $t=10\text{--}25$ ms 时间内, 可以观测到各向同性扩散的原子云结构. 在 $t=30\text{--}45$ ms 时间内, 可观测到各向异性扩散的原子云. 当原子云扩散后的尺寸是其最初尺寸的数倍时, 这种飞行时间图像可以得到原子云的速度

图 11 (网络版彩图)玻色凝聚体膨胀的飞行时间图像. 突然关闭势阱后, 在 $t=1, 5, 10, 20, 30, 45$ ms 时原子团吸收图像被 CCD 相机记录. 图片来自 https://www.rle.mit.edu/cua_pub/ketterle_group/Projects_1996/Ballistic_expansion/Ballistic_expansion.htm

Figure 11 (Color online) TOF image of Bose condensate expansion. The absorption image is recorded by CCD camera 1, 5, 10, 20, 30, 45 ms after the trap is suddenly closed. Reprinted from https://www.rle.mit.edu/cua_pub/ketterle_group/Projects_1996/Ballistic_expansion/Ballistic_expansion.htm.

率分布(进一步可算得原子云的温度).

事实上, 很容易将 TOF 扩展运用于冷原子团的磁性成像, 将上述程序分别运用于不同的磁量子的冷原子团即可. 对于 $F=1$ 的 ^{23}Na 原子, Bookjans 等人^[58]首先进行上述 6.2 节所述的磁场诱导的反铁磁相变, 然后保持不同时间的固定的二阶塞曼位移 $q = h \times (-17.4)$ Hz, 接着进行 Stern-Gerlach 以分离具有不同磁量子数的冷原子气, 最后关掉势阱便可以进行 TOF (图 12(a)–(e)). 使用 TOF, 他们捕捉到这些磁畴粗粒化成一个更大的区域(图 12(a)–(e)), 并随着时间的推移不断增大, 直到其大小与轴向托马斯-费米半径相当(图 12(f)).

7.3 色散成像

色散成像不需要原子扩散, 可以直接在势阱中研

图 12 在飞行时间为 25 ms, 保持不同淬火时间: (a) 15, (b) 20, (c) 25, (d) 30 和 (e) 150 ms 时凝聚体的吸收图像. 从上到下, 图像显示了 $m_F=1, 0$ 和 -1 的自旋态分布. 图像的宽度是 1 mm. 在 (f) 中, 在 TOF=25 ms 后, $m_F=-1$ 分量的宽度绘制为保持时间的函数(三角形). 小的 $m_F=1$ 区域出现, 随着保持时间的增长而向外扩展^[58]. 图片来自文献, 已获得授权

Figure 12 Absorption images of the condensate taken at a TOF of 25 ms for a quench for different hold times: (a) 15, (b) 20, (c) 25, (d) 30, and (e) 150 ms. From top to bottom, the images show the $m_F=1, 0$ and -1 spin state distribution. The width of the images is 1 mm. In (f) the width of the $m_F=-1$ component after a TOF=25 ms, is plotted as a function of hold time (triangles). The small $m_F=1$ domains appear, which grow outward with hold time [58]. Reprinted with permission.

究原子团并成像^[63], 多应用于研究原子在势阱中的动力学行为^[57,64,65]. 由于在阱中的原子团密度较高, 吸收成像方法不再适用. 同时, 更高的探测光强度会使得原子空间结构更模糊. 因此为了得到清晰的阱内成像, 必须使用非共振光探测阱中原子. 然而, 失谐激光穿过原子团样品后会产生相移. 在这一过程中, 势阱中BEC原子团的作用类似于透镜. 通过选择不同的激光频率, 可以控制得到不同的相移.

为了得到透明样品的图像, 光相移对应的信息必须被转换成可被光敏传感器探测到的强度信息. 常见的显微技术包括条纹照相法(A. Toepler, 1864)和相衬法(Fritz Zernike). 色散成像方法的关键在于将被散射的探测光与非散射探测光分离, 并将两者分别操控. 在冷原子实验光路中, 通常将傅里叶镜放置于成像系统中来实现(相位板).

图13为相衬成像光路图, 其中探照光通过透镜汇聚在BEC原子样品上. 通过BEC原子团后, 探照光被分为两部分: 折射产生相移 $\lambda/4$ 的折射光(浅红色)和不

图 13 (网络版彩图)相衬成像对应的光路图. 图中深红色光路为探测光光路, 浅红色光路为折射光光路. 两组光路经过傅里叶镜面(相位板)后, 在成像面处成像. 图片来自<https://www.leica-microsystems.com/science-lab/phase-contrast/>

Figure 13 (Color online) Optical path map corresponding to phase contrast imaging. The dark red light path is the detection light path, and the light red light path is the refraction light path. After passing through the Fourier mirror (phase plate), the two groups of optical paths are imaged at the imaging plane. Reprinted from <https://www.leica-microsystems.com/science-lab/phase-contrast/>.

被原子团影响的初始探照光(深红色). 折射光通过相台后不会产生相位变化, 而初始探照光通过相台后相位会提前 $\lambda/4$ 或者延迟 $3\lambda/4$, 故整个相衬成像光路会使折射光与原探照光产生相位差 $\lambda/2$.

相衬成像是一种零差探测, 其中非散射光可被视作本机振荡器并与散射光产生干涉. 这个过程中, 非散射光通过傅里叶镜片后相位改变 $\pm\pi/2$, 成像面上的点强度为

$$\begin{aligned}\langle I_{\text{pc}} \rangle &= \frac{1}{2} \left| E + E_0 \left(e^{\pm i\frac{\pi}{2}} - 1 \right) \right|^2 \\ &= I_0 \left[t^2 + 2 - 2\sqrt{2} t \cos \left(\phi \pm \frac{\pi}{4} \right) \right],\end{aligned}\quad (14)$$

其中 $\pm$ 代表相位板将非散射光改变 $\pm\pi/2$. 相位板上点强度表示为

$$\langle I_{\text{gen}} \rangle = I_0 [1 + t^2 + \tau^2 + 2t\tau \cos(\phi - \gamma) - 2t \cos \phi - 2\tau \cos \gamma]. \quad (15)$$

将式(15)在 $\tilde{n} = 0$ (例如 $t=1, \phi=0$)处展开, 并保留到其一阶项可得

$$\langle I_{\text{gen}} \rangle = I_0 \tau^2 - I_0 \sigma_0 \tau \left[\frac{\delta}{1 + \delta^2} \sin \gamma + \frac{1}{1 + \tau^2} \cos \gamma \right] \tilde{n}. \quad (16)$$

这表示对于确定的调谐 δ , 当 $\tau = 1, \tan \gamma = -\delta$ 时, 信号强度最大. 对于相衬成像, 当 $\delta = 1$ 时, 最大信号强度对应着 $\gamma = \pm \pi/2$.

对于单一原子态 $|i\rangle$, 不同截面的光散射可以表示为所有可能终态 $|f\rangle$ 的组合:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = C \sum_f \left| \langle i | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} | f \rangle \right|^2, \quad (17)$$

这就是不同的瑞利散射截面^[66]. 对于势阱中的 N 个原子, 其中每个处于 $|j\rangle$ 态原子个数为 N_j , 并且整个原子云是光学稀疏的. 对于玻色系统:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= C \sum_i N_i \left| \langle i | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} | i \rangle \right|^2 \\ &\quad + C \sum_{i \neq j} N_i (N_j + 1) \left| \langle i | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} | f \rangle \right|^2.\end{aligned}\quad (18)$$

此时, 散射过程可被区分为相干散射与非相干散射. 式(18)中第一部分对应弹性散射, 其中原子态是保持不变的. 这一部分与原子密度分布的傅里叶变换相关:

$$\sum_i N_i \langle i | e^{i\Delta k \cdot r} | i \rangle = \int n(r) e^{i\Delta k \cdot r} dr. \quad (19)$$

对于散射角小于衍射角的情形, 即 $\Delta k < 1/d$, 散射光强度是单原子瑞利散射的 N^2 倍. 这一部分构成了折射系数的实部并且对应着散射成像的信号强度.

式(18)中第二项代表非弹性散射. 将这一项拆分为自发部分与玻色激发部分:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{incoh}} = C \sum_{i \neq f} N_i \left| \langle i | e^{i\Delta k \cdot r} | f \rangle \right|^2 + \sum_{i \neq f} N_i N_f \left| \langle i | e^{i\Delta k \cdot r} | f \rangle \right|^2. \quad (20)$$

假设原子团样品远大于光学波长, 即可以忽略 $i \neq f$ 的情况, 则式(20)中第一项是单原子瑞利散射(式(17))的 N 倍. 这一项代表着 4π 立体角的非相干散射. 由于大散射角散射的光子会从探照光中“消失”, 所以这一项对应吸收成像信号强度. 第二项被用来描述玻色增强散射, 只有在相变时才不为 0. 由于它与衍射信号相比贡献很弱, 故在定量分析成像信号时忽略此项.

从上文讨论可知, 不同的成像技术并不是将原子激发, 而是仅仅收集不同散射的电场. 在吸收成像中, 每一个被吸收光子将原子团温度升高一个反冲能量. 而色散信号取决于共轭项(式(19)), 由于其原子保持在它的初态, 因此不会产生反冲能量. 色散散射成像信号轻度可由暗背景成像收集的光子数来估计. 向前散射光子数(式(19))与被吸收光子数(式(20))之比可估计为 $N \frac{\lambda^2}{d^2} \simeq \tilde{n} \lambda^2$, 其中这个比值受共振光密度 $\tilde{D}_0$ 影响^[66].

当 $\tilde{D}_0 \simeq 300$ 时(实验中凝聚体通常的径向共振光密度大约为 300), 对于确定的热量, 通过色散成像得到的信号强度比通过吸收成像得到的信号强度高 2 个数量级. 利用吸收成像, 只可以得到一幅“非破坏性”图像. 然而利用色散成像, 可以通过连续拍照得到最多超过 100 幅的“非破坏性”图像.

Higbie 等人^[63]在 2005 年对 $F=1$ 的 ^{87}Rb 超冷原子团进行了高分辨率的磁敏相衬成像. 实验中他们在 z 方向施加 ~ 54 mG 的偏置磁场, 即量化轴方向为 z 方向, 则偏置磁场会诱导 $|1, -1\rangle$ 态在 z 方向做拉莫尔进动; 垂直于偏置磁场的横向探测光探测到的像强度则会周期振荡(图 14(a)). 在原子云中心的一个小区域内提取 40 张相衬图像中的峰值信号, 然后用 sin 函数进拟合, 一高峰

图 14 (网络版彩图)用磁敏感相衬成像法直接成像旋量 BEC 的拉莫尔进动. 显示的是 31 张连续的图片, 每张都有 $325 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$ 视场. (a) 观察到的单个凝体重复图像强度的周期性调制的拉莫尔进动. (b) 峰值信号强度振荡的频率是由精确测量的 $38.097(15)$ kHz 拉莫尔进动频率和采样率 20 kHz 混叠形成. (c) 在 8 mG/cm 的轴向梯度磁场下, 图像显示沿凝聚体横向磁化“缠绕”^[63]. 图片来自文献, 已获得授权.

Figure 14 (Color online) Direct imaging of Larmor precession of a spinor BEC through magnetization-sensitive phase-contrast imaging. Shown are 31 consecutive images each with $325 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$ field of view. (a) Larmor precession is observed as a periodic modulation in the intensities of repeated images of a single condensate. (b) The peak signal strength oscillates at a rate which results from aliased sampling of a precisely measured $38.097(15)$ kHz Larmor precession at a sampling rate of 20 kHz. (c) In the presence of an 8 mG/cm axial gradient, images indicate “winding” of the transverse magnetization along the condensate^[63]. Reprinted with permission.

值相衬瞬时振荡图像, 即拉莫尔进动信号如图 14(b) 所示. 当保持 ^{87}Rb 超冷原子云很长一段时间, 横向磁化强度倾斜. 由于磁场的非均匀性, 拉莫尔进动信号开始沿着原子云轴显示一个与位置相关的相移(图 14(c)). 因此, 该实验也可应用于有高空分分辨率的精密磁性测量.

随后, Sadler 等人^[57]将上述磁敏相衬成像应用于 $F=1$ 的 ^{87}Rb 原子团淬火后形成铁磁域的动力学实验(其机制见上文 6.2 节). 相似地将横向磁性定义为 $F_x = F_x + iF_y$, 纵向磁性定义为 $F_z = F_z$. 当退火后, 磁场减小且沿着 z 方向. 在原子团放置 T_{hold} 时间后, 先开始横向磁性

测量 F_L . 通过探测 $|1, 1\rangle$ 态与 $|1, -1\rangle$ 态沿着磁场做拉莫尔进动的信号强弱. 实验发现当 T_{hold} 时间较小时, 极少量 $|1, 0\rangle$ 态变为 $|1, 1\rangle$ 态与 $|1, -1\rangle$ 态, 即此时观测不到对称性破缺现象. 当 T_{hold} 时间足够大时, 出现较强拉莫尔进动的信号, 则BEC中存在大量 $|1, 1\rangle$ 态与 $|1, -1\rangle$ 态, 即出现对称性破缺现象. 更详细的研究表明, 在退火后, 凝聚体中形成了不同形状的铁磁畴; 在一个磁畴中, 既包含具有畴壁磁性的小区间又包含更大的无畴壁的铁磁自旋结构.

7.4 微重力下量子磁性测量

上述量子磁性测量方案与实验过程都是在地面进行的, 而微重力环境下量子磁性的精密测量目前在国内外都还是一片空白. 借助于第4节所介绍的微重力冷原子实验装置和方案; 第5节所介绍的微重力下冷却方法; 以及第7节所介绍的相衬成像测量技术, 便可进行一系列的微重力环境下量子磁性实验, 并提高其测量精度. 其具体主要体现在以下3个方面.

(1) 在微重力环境下, 冷原子的温度可以降低到pK量级, 热效应被进一步抑制, 量子效应更加显著, 许多奇妙的新奇量子磁性现象与物态有望呈现出来.

(2) 在微重力环境下, 一方面原子逃逸减小, BEC原子团的寿命被大大提高; 另一方面, 可以实现超大尺寸BEC, 从而抑制三体复合效应, 也可以延长BEC寿命. 对于有些光晶格系统的磁性量子相变需要绝热控制, 故要求BEC具有较长的寿命. 微重力环境克服了地表测量的劣势, 满足了绝热磁性相变测量的条件. 长寿命的BEC可进行长时间的相衬成像精密测量, 从而从更广的参数范围探索检验现有的量子磁性理论,

如Kibble-Zurek理论.

(3) 在微重力环境下, 冷原子气体的扩散主要取决于气体的温度和气体内部的碰撞. 因此原子样品和外部磁场作用时间可以极大地增加, 对样品磁性的操控能力加强. 这在原子磁性测量领域有很大的应用前景, 比如对原子磁畴、涡旋的操控与测量.

8 总结与展望

综上所述, 以冷原子量子磁性实验流程为基本思路, 本文首先讨论了其基本原理, 提出了量子磁性精密测量的两种思路: 一是利用微重力条件, 继续深度冷却原子气达到pK量级, 增加其寿命, 使其量子效应更加显著; 二是使用“非破坏性”原位成像测量技术. 然后综述了地面与微重力下的实验原理、装置、方案, 说明了两种微重力下深度冷却方案: 绝热释放冷却和两级交叉光束冷却. 接着介绍了微波-射频和拉曼双光子跃迁技术用于不同塞曼态间的转移和磁性相变. 最后, 文章阐述了飞行时间成像和相衬成像, 并展示了量子磁性原位相衬成像的图像.

北京大学联合中国科学院上海光学精密机械研究所、中国科学院物理研究所正在进行的空间冷原子项目, 其中国空间站预计于2022年发射. 借助于空间站的微重力优势, 冷原子的操控与探测可以突破地面重力的限制达到地面实验室无法企及的参数区域, 为冷原子的量子磁性研究提供独特的、不可取代的强大工具. 因此, 有望为现有的量子磁性物理理论提供新的更高精度的检验, 特别是对于磁性物质结构的精密测量、量子磁性相变过程的动力学的理解具有重要的科学意义.

致谢 感谢熊伟、刘纪勋在该论文的准备阶段提供的资料和建议, 感谢彭欣欣在该论文修改方面提供的帮助.

参考文献

- 1 Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 1995, 269: 198–201
- 2 DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 1999, 285: 1703–1706
- 3 Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 2002, 415: 39–44

- 4 Jotzu G, Messer M, Desbuquois R, et al. Experimental realization of the topological Haldane model with ultracold fermions. *Nature*, 2014, 515: 237–240, arXiv: [1406.7874](#)
- 5 Jurcevic P, Shen H, Hauke P, et al. Direct observation of dynamical quantum phase transitions in an interacting many-body system. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 080501, arXiv: [1612.06902](#)
- 6 Fläschner N, Vogel D, Tarnowski M, et al. Observation of dynamical vortices after quenches in a system with topology. *Nat Phys*, 2018, 14: 265–268
- 7 Mansfield P, Grannell P K. “Diffraction” and microscopy in solids and liquids by NMR. *Phys Rev B*, 1975, 12: 3618–3634
- 8 Silver A H, Zimmerman J E. Quantum transitions and loss in multiply connected superconductors. *Phys Rev Lett*, 1965, 15: 888–891
- 9 Goodall R. The theory of electromagnetic levitation. *Phys Tech*, 1985, 16: 207–213
- 10 Ménoret V, Vermeulen P, Le Moigne N, et al. Gravity measurements below $10^{-9} g$ with a transportable absolute quantum gravimeter. *Sci Rep*, 2018, 8: 12300, arXiv: [1809.04908](#)
- 11 Wynands R, Weyers S. Atomic fountain clocks. *Metrologia*, 2005, 42: S64–S79
- 12 Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, et al. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock. *Science*, 2017, 358: 90–94
- 13 Vogel A, Schmidt M, Sengstock K, et al. Bose-Einstein condensates in microgravity. *Appl Phys B*, 2006, 84: 663–671
- 14 van Zoest T, Gaaloul N, Singh Y, et al. Bose-Einstein condensation in microgravity. *Science*, 2010, 328: 1540–1543
- 15 Müntinga H, Ahlers H, Krutzik M, et al. Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 093602, arXiv: [1301.5883](#)
- 16 Geiger R, Ménoret V, Stern G, et al. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nat Commun*, 2011, 2: 474, arXiv: [1109.5905](#)
- 17 Becker D, Lachmann M D, Seidel S T, et al. Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry. *Nature*, 2018, 562: 391–395, arXiv: [1806.06679](#)
- 18 Corgier R, Amri S, Herr W, et al. Fast manipulation of Bose-Einstein condensates with an atom chip. *New J Phys*, 2018, 20: 055002
- 19 Cho A. Trapped in orbit. *Science*, 2017, 357: 986–989
- 20 Sackett C A, Lam T C, Stickney J C, et al. Extreme adiabatic expansion in micro-gravity: Modeling for the Cold Atomic Laboratory. *Microgravity Sci Technol*, 2018, 30: 155–163
- 21 Gibney E. Universe’s coolest lab set to open up quantum world. *Nature*, 2018, 557: 151–152
- 22 Elliott E R, Krutzik M C, Williams J R, et al. NASA’s Cold Atom Lab (CAL): System development and ground test status. *npj Microgravity*, 2018, 4: 16
- 23 Wang L, Zhang P, Chen X Z, et al. Generating a picokelvin ultracold atomic ensemble in microgravity. *J Phys B At Mol Opt Phys*, 2013, 46: 195302
- 24 Yao H, Luan T, Li C, et al. Comparison of different techniques in optical trap for generating picokelvin 3D atom cloud in microgravity. *Opt Commun*, 2016, 359: 123–128
- 25 Luan T, Li Y, Zhang X, et al. Realization of two-stage crossed beam cooling and the comparison with Delta-kick cooling in experiment. *Rev Sci Instrum*, 2018, 89: 123110
- 26 Widera A, Trotzky S, Cheinet P, et al. Quantum spin dynamics of mode-squeezed Luttinger liquids in two-component atomic gases. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 140401, arXiv: [0709.2094](#)
- 27 Jo G B, Lee Y R, Choi J H, et al. Itinerant ferromagnetism in a Fermi gas of ultracold atoms. *Science*, 2009, 325: 1521–1524, arXiv: [0907.2888](#)
- 28 Zhao D, Song S W, Wen L, et al. Topological defects and inhomogeneous spin patterns induced by the quadratic Zeeman effect in spin-1 Bose-Einstein condensates. *Phys Rev A*, 2015, 91: 013619
- 29 Dalfovo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, et al. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev Mod Phys*, 1999, 71: 463–512, arXiv: [cond-mat/9806038](#)
- 30 Chen X, Fan B. The emergence of picokelvin physics. *Rep Prog Phys*, 2020, 83: 076401, arXiv: [2005.01304](#)
- 31 Chandra H, Allen S W, Oberloier S W, et al. Open-source automated mapping four-point probe. *Materials*, 2017, 10: 110
- 32 Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 3969–3973
- 33 Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, et al. Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 416–419

- 34 Myatt C J, Newbury N R, Ghrist R W, et al. Multiply loaded magneto-optical trap. *Opt Lett*, 1996, 21: 290–292
- 35 Myatt C J, Burt E A, Ghrist R W, et al. Production of two overlapping Bose-Einstein Condensates by sympathetic cooling. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 586–589
- 36 Hänsel W, Hommelhoff P, Hänsch T W, et al. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 2001, 413: 498–501
- 37 Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 010404, arXiv: [cond-mat/0106027](#)
- 38 Sadler L. Dynamics of a Spin 1 Ferromagnetic Condensate. Dissertation for Doctoral Degree. Berkeley: University of California, 2006
- 39 Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. In: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. New York: Academic Press, 2000. 95–170
- 40 Foot C J. Laser cooling and trapping of atoms. *Contemp Phys*, 1991, 32: 369–381
- 41 Cohen-Tannoudji C N. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev Mod Phys*, 1998, 70: 707–719
- 42 Onofrio R. Cooling and thermometry of atomic Fermi gases. *Phys Usp*, 2016, 59: 1129–1153, arXiv: [1711.00071](#)
- 43 Pethick C J, Smith H. Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases. Cambridge: Cambridge University Press, 2002
- 44 Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, et al. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys Rev Lett*, 1988, 61: 169–172
- 45 Brink D M, Sukumar C V. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap. *Phys Rev A*, 2006, 74: 035401, arXiv: [quant-ph/0610135](#)
- 46 Xiong D, Wang P, Fu Z, et al. Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states. *Opt Express*, 2010, 18: 1649
- 47 Heo M S, Choi J Y, Shin Y I. Fast production of large ^{23}Na Bose-Einstein condensates in an optically plugged magnetic quadrupole trap. *Phys Rev A*, 2011, 83: 013622, arXiv: [1011.1078](#)
- 48 Ammann H, Christensen N. Delta kick cooling: A new method for cooling atoms. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 2088–2091
- 49 Matthews M R, Hall D S, Jin D S, et al. Dynamical response of a Bose-Einstein condensate to a discontinuous change in internal state. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 243–247, arXiv: [cond-mat/9803310](#)
- 50 Treutlein P, Hommelhoff P, Steinmetz T, et al. Coherence in microchip traps. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 203005, arXiv: [quant-ph/0311197](#)
- 51 Treutlein P, Hänsch T W, Reichel J, et al. Microwave potentials and optimal control for robust quantum gates on an atom chip. *Phys Rev A*, 2006, 74: 022312, arXiv: [quant-ph/0606082](#)
- 52 Böhi P, Riedel M F, Hoffrogge J, et al. Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip. *Nat Phys*, 2009, 5: 592–597, arXiv: [0904.4837](#)
- 53 Riedel M F, Böhi P, Li Y, et al. Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology. *Nature*, 2010, 464: 1170–1173, arXiv: [1003.1651](#)
- 54 Moler K, Weiss D S, Kasevich M, et al. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Phys Rev A*, 1992, 45: 342–348
- 55 Nan J, Zhao B. Magnetically tunable atom-exchange process involving ultracold weakly bound Feshbach molecules. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 253001
- 56 Imai H, Morinaga A. Ramsey spectroscopy and geometric operations on sodium Bose-Einstein condensates using two-photon stimulated Raman transitions. *J Phys Soc JPN*, 2010, 79: 094005
- 57 Sadler L E, Higbie J M, Leslie S R, et al. Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate. *Nature*, 2006, 443: 312–315, arXiv: [cond-mat/0605351](#)
- 58 Bookjans E M, Vinit A, Raman C. Quantum phase transition in an antiferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 195306, arXiv: [1109.1012](#)
- 59 Qiu L Y, Liang H Y, Yang Y B, et al. Observation of generalized Kibble-Zurek mechanism across a first-order quantum phase transition in a spinor condensate. *Sci Adv*, 2020, 6: eaba7292, arXiv: [2001.10210](#)
- 60 Schuon S, Theobalt C, Davis J, et al. High-quality scanning using time-of-flight depth superresolution. In: *2008 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops*. Anchorage. 23–28 June 2008, pp. 1–7
- 61 Jiang Y, Chen Z, Han Y, et al. Electron ptychography of 2D materials to deep sub-ångström resolution. *Nature*, 2018, 559: 343–349
- 62 Fitzgerald R. Phase-sensitive X-ray imaging. *Phys Today*, 2000, 53: 23–26
- 63 Higbie J M, Sadler L E, Inouye S, et al. Direct nondestructive imaging of magnetization in a spin-1 Bose-Einstein gas. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 050401, arXiv: [cond-mat/0502517](#)

- 64 Vengalattore M, Leslie S R, Guzman J, et al. Spontaneously modulated spin textures in a dipolar spinor Bose-Einstein condensate. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 170403, arXiv: [0712.4182](https://arxiv.org/abs/0712.4182)
- 65 Bohren C F, Huffman D R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Hoboken: John Wiley & Sons, 2008
- 66 Allen L. Optical Resonance and Two-level Atoms (Vol. 28). In: Eberly J H, ed. New York: Courier Corporation, 1987

Precise measurements of quantum magnetism of cold atoms in ground and microgravity environment

WANG Wei^{1,2}, ZHU Hao^{1,3}, WANG Li^{1,4}, BAI WenKai^{1,5},
CHEN XuZong⁶ & LIU WuMing^{1,7,8*}

¹ Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

² National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics and Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China;

³ School of Materials Science and Engineering, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China;

⁴ College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China;

⁵ Shaanxi Key Laboratory for Theoretical Physics Frontiers, Institute of Modern Physics, Northwest University, Xi'an 710127, China;

⁶ Institute of Quantum Electronics, Department of Electronics, School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China;

⁷ School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

⁸ Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China

Cold atom states are prepared by laser cooling, evaporation cooling and other cooling methods to cool down the atoms close to almost absolute zero in temperature. As a popular research frontier of quantum physics, cold atom physics has been developed to explore, study and measure the spin degrees of freedom in atoms. The precise measurement of the rich quantum magnetism presented by the hyperfine structure of the internal spin freedom is undoubtedly of great significance to basic physics and the innovation of new technologies. With the advantages of microgravity environment and the creation of new extreme conditions, cold atom experimentalists can achieve long-time precision measurement and ultra-low temperature of pK level which is not viable on the ground. The manipulation and precision measurement of quantum magnetism can break through the gravitational limit and reach new parameter regions. In this paper, we review the principles, devices and schemes of cold atom experiments in ground and microgravity environment, the transfer between Zeeman states with different magnetic quantum numbers, magnetic phase transition, time-of-flight imaging and phase contrast imaging. As for the precise measurement, two aspects are emphasized: the deep cooling of atoms under microgravity and the use of non-destructive phase contrast imaging.

cold atoms, quantum magnetism, ground, microgravity, precise measurement, phase contrast imaging

PACS: 07.77.Gx, 52.38.Kd, 52.70.Ds, 81.70.Ha, 87.64.Rr

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0475](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0475)