

量子显自极寒来——冷原子研究漫谈

邢益辉 李文通 刘伍明[†]

(中国科学院物理研究所 北京 100190)

2021-12-16收到

[†] email: wmliu@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20220202

Quantum shows its origin from extreme cold: A rambling discussion on the study of cold atoms

XING Yi-Hui LI Wen-Tong LIU Wu-Ming[†]

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

摘要 冷原子体系的量子波动性、宏观量子相干性和人工可控性,使其成为了一个全新的量子体系,其新颖的量子态和奇异物性的研究是国际上具有前瞻性和挑战性的前沿领域。自1995年实现稀薄气体玻色-爱因斯坦凝聚以来,从单组分、简单相互作用的研究逐渐过渡到多组分、复杂多体效应以及自旋-轨道耦合、非厄米、强关联、无序效应等新物理的研究。文章介绍了近几年冷原子方面的研究进展,包括冷原子的相关技术,冷原子在量子精密测量、量子模拟和量子计算方面的重要工作,期望给未来的研究以新启迪。

关键词 冷原子, 量子精密测量, 量子模拟, 量子计算

Abstract The quantum volatility, macroscopic quantum coherence and artificial controllability of a cold atom system make it a brand new quantum system. The research on its novel quantum states and exotic properties is a forward-looking and challenging international frontier field. Since the realization of the rarefied gas Bose-Einstein condensate in 1995, there has been a gradual transition from the study of single-component simple interactions to multi-component complex many-body effects and spin-orbit coupled, non-Hermitian, strong correlation, disordered effects of new physics. This paper reviews the progress in research on cold atoms in recent years, including technologies related to cold atoms, and important work on cold atoms in quantum precision measurement, quantum simulation, and quantum computing, and hopes to give new inspiration to future research.

Keywords cold atom, quantum precision measurement, quantum simulation, quantum computing

1 引言

在微观物理学中,温度是原子做无规则热运动剧烈程度的度量标准:温度越高,原子的运动速率越快,热运动越剧烈;温度越低,原子的运动速率越慢,热运动越微弱。这种无规则热运动

是难以预测和操控的,往往会在实验过程中引入误差。可想而知,如果能够尽量减弱原子热运动的剧烈程度,也就是尽可能地降低温度,就会使实验得到极大优化,这一研究领域统称为冷原子物理。

冷原子具备以下两个特征:第一,冷原子运动速率慢,相互之间碰撞少,使其易于操控的同

时也降低了能谱的展宽,有助于提高测量精度;第二,冷原子的德布罗意波长很长,表现出明显的量子特征,具有很强的相干性,可以产生宏观量子效应,一个最重要的代表就是玻色—爱因斯坦凝聚态(BEC),其中所有的玻色子都处于能量最低的基态。基于这两个优异的特性,冷原子物理在量子精密测量、量子模拟、量子计算等诸多领域具有广泛的应用。基于原子干涉的高精度绝对重力仪可以通过测量重力场的变化进行地震监测和地下水探测,更准确的原子钟为全球定位和通信系统提供了强有力的保障,使用冷原子制造的量子存储器、量子芯片将是量子计算机的基本部件,高度可控、纯净的冷原子系统为 Hubbard 模型、Su—Schrieffer—Heeger(SSH)模型等量子体系的模拟提供了理想的实验平台。

2 冷原子技术

1975年, Hänsch 和 Schawlow 提出了激光冷却的方法^[1],基本原理是利用光子与原子之间的散射降低原子的运动速率,从而达到冷却的效果。当一个原子与相向运动的光子碰撞时,原子会将光子吸收并跃迁到激发态,由于动量守恒,原子将会以一个比之前慢的速率继续向前运动,之后在某个时刻自发跃迁回基态,随机向一个方向放出一个光子。如果大量重复这一过程,向各

个方向放出的光子对原子的反冲作用会相互抵消,最终表现为原子沿原来的方向减速运动。

激光冷却可以获得极低的温度,为人们研究冷原子物理打开了一扇大门。1982年, Phillips 等人首次实现了中性钠原子的激光冷却^[2],将钠原子的速度降低到原来的4%,相当于把温度降低到70 mK。仅仅在三年后,朱棣文等人就将钠原子进一步冷却到240 μK ^[3],达到了多普勒冷却的极限。之后,偏振梯度激光冷却、速度选择相干粒子数囚禁冷却等方法更是突破了多普勒冷却极限。时至今日,人们已经可以在实验室中获得pK级别的温度,正逐渐向绝对零度逼近,并且实现了几乎所有碱金属原子以及部分碱土和稀土原子的冷却。除了原子外,对分子^[4]和离子的冷却也逐步被实现。Langin 等人通过对超冷中性原子气体进行光电离得到了超冷中性等离子体^[5],温度达到50 mK,打破了传统的高温等离子体的限制,使中性等离子体的研究深入到强耦合区域。甚至人们还对反物质进行了激光冷却的研究。2021年, Baker 等人首次对一个反质子和一个反电子组成的反氢原子进行了一维的激光冷却^[6],观察到了比未冷却的反氢原子更窄的1s—2s跃迁光谱(图1),这一结果会促进正在进行的对反氢原子的光谱和引力的研究,并为未来的反物质实验开创了新方法。

与激光冷却同时发展起来的另一种方法是蒸发冷却,具体过程是在原子团中速率分布达到平衡时,将其中速率较大的原子剔除,剩余的原子将在碰撞中达到新的平衡,这时原子的速率总体上会减小,能够使温度进一步降低,这对于BEC的获得具有重要作用。此外, Gisbert 等人在研究一维冷原子链时发现了一种由原子间交换光子导致的协同冷却机制^[7],当链足够长时能够消减原子的自发辐射,使链更稳定,分析还表明这种作用在二维情况下可能会更显著。

原子无时无刻不在运动,为了防止原子到处乱跑,需要将它俘获在势阱中。利用反向激光束之间的干涉,在空间上可以形成稳定的周期性光学势阱阵列,被俘获的原子在这些光学势阱中有序排列,类似于晶体结构,因此称为光晶格。通

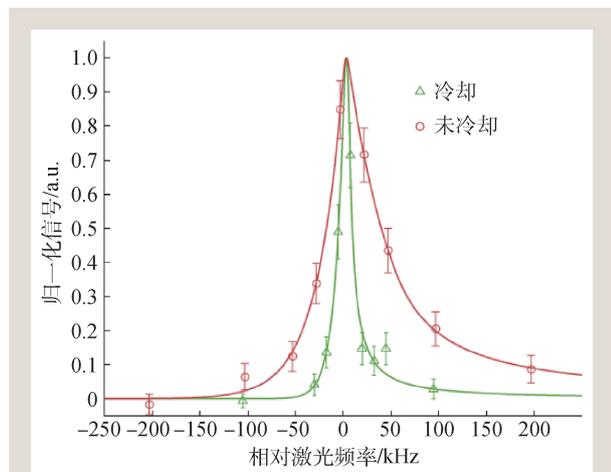


图1 冷却后的反氢原子具有比未冷却的反氢原子更窄的1s—2s跃迁光谱^[6]

过设计激光束的方向、波长和势阱深度等参数可以得到各种晶格结构,并控制原子在不同格点间的跃迁。2016年,Endres等人利用100个光镊在不到400 ms的时间内实现了将50多个原子逐个组装成无缺陷的一维阵列^[8]。李在勋(Lee Jae Hoon)等人设计的一种光学补偿变焦透镜^[9],可以产生一个光学偶极子阱用来输运冷原子,具有精度高、势阱深度恒定、移动距离远、配置容易等优点,可以对光晶格的组装方法进行补充。三维光晶格的组装比较困难,尤其是每层之间形状存在差异或堆叠方式不同的三维晶格,如扭曲双层石墨烯。因此郝磊(Hao Lei)提出了一种逐层组装三维光晶格的方案^[10],首先用激光分束器获得多层二维光晶格,再用两个圆柱形薄透镜组成的光束整形器压缩 z 方向的激光束,使层与层之间的距离变小,就可以得到三维光晶格,并可以通过控制相位参数实现不同层之间的相对滑移,和通过旋转 $x-y$ 平面上的反射镜实现不同层之间的相对扭转,这一方案在复杂晶格结构的研究中具有很好的应用前景。

通过对冷原子系综折射或吸收的光图像进行分析,就能够提取出有关原子系综的物理信息。常用的成像技术有吸收、荧光和相位对比,还有离共振离焦成像(ORDI)^[11]。对于冷原子气中的离子,Gross等人提出了一种利用离子—里德伯原子相互作用诱导的吸收进行成像的方法^[12],可以以时间分辨的方式成像离子的动力学演化过程。

3 量子精密测量

量子精密测量是冷原子的重要应用之一,它的主要任务是不断提高测量的精度。通常我们有两种手段来提高测量精度,最直接的方法就是寻找最小刻度更小的“尺子”,例如最小刻度一米的尺子无法测量几厘米的长度,但最小刻度是一厘米的尺子就可以测量几厘米的长度;另一种方法是进行多次测量,利用统计规律来减小每次测量产生的误差,数学上的中心极限定理告诉我们,对同一个量进行 N 次独立重复的测量,得到的所有结果服从正态分布,每次测量的误差为测量值

的 $\frac{1}{\sqrt{N}}$,称为散粒噪声极限,是经典测量方法在理论上所能达到的最高精度。

随着量子技术的不断发展,人们发现如果在测量中利用量子力学的独特性质,如相干性、纠缠性等,就可以打破经典的散粒噪声极限的限制,进一步提高测量的精度。如果让 N 个探测粒子的量子态相互纠缠,外界对这 N 个粒子的作用就会相干叠加,最终得到的误差为测量值的 $\frac{1}{N}$,比经典的散粒噪声极限允许的精度提高了 \sqrt{N} 倍,称为海森伯极限。这是由海森伯不确定原理导致的测量误差,来源于真空中的量子涨落,是无法被消除的,换言之,海森伯极限是量子测量方法在理论上所能达到的最高精度。

尽管理想的量子测量方法可以得到很高的精度,但将 N 个粒子纠缠起来是极其困难的,实际上难以实现。量子精密测量的研究任务就是要突破散粒噪声极限,不断逼近海森伯极限。由于冷原子的德布罗意波长很长,非常容易表现出量子性质,因此适合用来作为量子精密测量的工具。下面将从三个方面介绍近年来在逼近海森伯极限过程中的进展。

3.1 使用压缩态进行量子测量

海森伯不确定关系限制了我们在同时测量多个物理量时得到的整体精度,如果放宽对其中一个物理量的精度要求,就能使另一个物理量得到更高的精度,这种量子态称为压缩态。Hosten等人基于光学腔测量时钟态铷原子的实验对噪声水平进行了计算^[13],在没有纠缠的情况下,误差可以表示为

$$\Delta J_z = \frac{\sqrt{N}}{2},$$

N 为原子数,通过对量子态在自旋自由度上进行“压缩”,即产生了纠缠,如图2所示,未压缩时量子态在 y 和 z 方向的不确定度相同,压缩后 y 方向的不确定度增大,而 z 方向的不确定度减小了,使用压缩态再次进行测量得到 z 方向的测量误差,通过计算可以得到

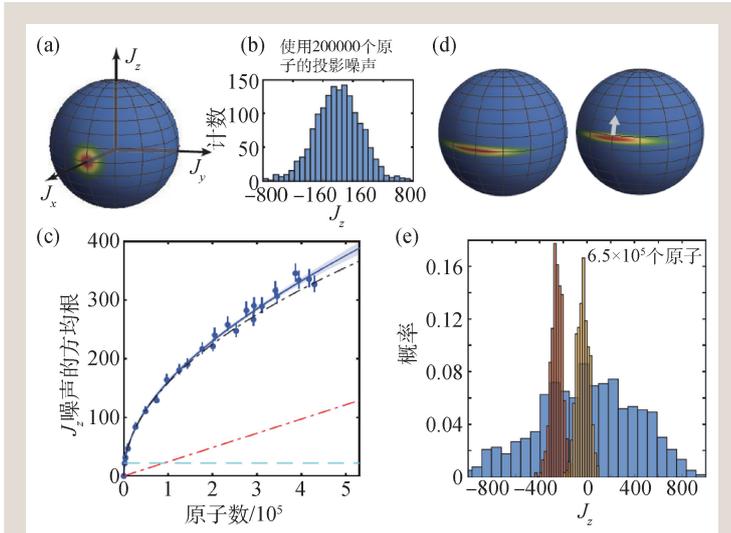


图2 (a)未压缩的自旋量子态在布洛赫球上的表示, 斑点代表不确定度, 未压缩时在 y 和 z 方向的不确定度相同; (b)未压缩的量子态在 z 方向的概率分布; (c)使用未压缩态时的误差期望值; (d)压缩的自旋量子态在布洛赫球上的表示, y 方向的不确定度增加, z 方向的不确定度减小了; (e)蓝色为未压缩态的概率分布, 红色和黄色为(d)图中两个压缩态的概率分布^[13]

$$\langle \Delta J_z^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{\sqrt{N} \alpha^2}{\sqrt{1+2\alpha^2}},$$

其中 α 是由原子云和激光束的形状确定的参数, 由于 $\alpha \ll 1$, 可知在有纠缠的情况下测量误差比没有纠缠的情况下减小了很多, 意味着超出了经典的散粒噪声极限。

2020年, Szigeti 等人基于对冷原子重力仪的研究, 提出 BEC 中固有的原子间相互作用会使得测量的精度提高^[14]。体系的哈密顿量为

$$H = \sum_{i=1,2} \int d\mathbf{r} \psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right) \psi_i(\mathbf{r}) + \sum_{i,j=1,2} \frac{g_{ij}}{2} \int d\mathbf{r} \psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \psi_j^\dagger(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}),$$

其中 $g_{ij} = 4\pi\hbar^2 a_{ij}/m$, a_{ij} 为 s 波散射长度, 从哈密顿量出发可以得到 BEC 的演化算符为 $U(t, t_0) = \exp[-\frac{i}{\hbar} H(t-t_0)]$, 这个演化算符不仅会导致 BEC 的自相似扩张, 还会使自旋态产生压缩, 量子态在演化过程中从未压缩态转变为压缩态。前面已经说过, 压缩后量子态在某个方向上的不确定度会减小, 假定为 z 方向, 沿 z 方向进行测量就会得到更高的精度。

在没有纠缠的情况下, 重力仪的精度可以表

示为

$$\Delta g = \frac{1}{\sqrt{N} k_0 T^2},$$

其中 N 是粒子总数, k_0 由重力场决定, T 是两次脉冲的间隔时间。通过利用 BEC 的演化算符计算演化后的量子态(具体的计算过程可以参考文献[14]的补充材料), 得到重力仪的精度变为

$$\Delta g = \frac{\zeta}{\sqrt{N} k_0 T^2}, \quad \zeta = \min_{\theta, \phi} \sqrt{\frac{N \text{Var}(J_{\theta, \phi})}{\langle J_{\frac{\pi}{2}, \phi + \frac{\pi}{2}} \rangle^2}}.$$

其中 Var 代表方差, ζ 是自旋压缩参数, 并且小于 1, 使得 Δg 小于没有纠缠的情况, 因此这种相互作用会使得重力仪的精度提高, 超出散粒噪声极限的 2—5 倍, 同时, 由于这种相互作用是在 BEC 中自发产生, 不需要添加额外的诱导势和光学腔, 在现有的实验条件下是完全可以实现的。

3.2 与弱测量相结合

在量子力学中, 测量过程实际上是使仪器与量子系统耦合的过程, 测量的结果是将系统的量子态投影到某个本征态上的本征值, 测量之后系统的波函数就坍缩到这个本征态上, 使得系统的状态回不到原来的状态, 也就不能进行重复测量, 这是我们所熟知的强测量。1988年, Aharonov 提出了弱测量的概念, 使仪器与量子系统的耦合作用很弱, 只从系统中提取出一点点信息而不破坏系统原来的量子态。常用的弱测量手段要首先准备几种初态 $|\varphi_i\rangle$, 再使用弱耦合的哈密顿量使初态进行演化, 最后将演化得到的量子态投影到后选择的末态上 $\langle \varphi_f | e^{-iHt} | \varphi_i \rangle$, 就完成了一次弱测量, 得到弱值 $\langle A \rangle_w = \frac{\langle \varphi_f | A | \varphi_i \rangle}{\langle \varphi_f | \varphi_i \rangle}$ 。由于耦合作用很弱, 不破坏系统量子态的代价就是需要进行大量的重复测量来提取出很少的有用信息。

2018年, 郭光灿领导的量子信息重点实验室的李传锋、陈耕等人设计了一种新的量子弱测量

方案^[15]，利用不确定度较大的混态和后选择的纯态系统，并将测量探针与弱值的虚部结合起来

$$\delta P = 2g(\Delta P)^2 \text{Im } C_w,$$

其中 g 是我们想要通过测量估计的参数， P 和 C 分别是由探针和系统决定的算符。测量结果的精度 $\Delta g \propto \Delta P^{-1}$ ，在测量过程中探针 P 不需要是纠缠态，即便是服从经典概率分布也能满足上面的公式，使测量精度提高。他们将这一方法应用于单光子克尔非线性效应的具体测量，得到的测量精度 Δg 与使用的光子数 N 之间的关系如图 3 所示，可以看出它们之间呈线性关系，即

$$\Delta g \propto \frac{1}{N},$$

达到了海森伯极限。实验中使用了大约十万个光子，相较于经典测量方法精度提高了两个数量级。这是世界上首次在实际测量中达到海森伯极限，并且不需要使用纠缠就能实现。

2021 年，郭光灿领导的研究组首次实现了三个参数同时达到海森伯极限的测量^[16]。作为量子力学中基本的对称群， $SU(2)$ 群在量子陀螺仪、量子参考系同步、量子传感器等方面有着具体应用。 $SU(2)$ 群中任意一个算符都可以写为 $U_s = e^{-i\alpha n \cdot \sigma}$ ，其中 $n = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta)$ ， σ 为泡利矩阵，因此有三个参数 α 、 θ 、 ϕ ，确定了这三个参数就唯一确定了一个对称变换，即确定了外界条件是如何改变量子态的，从而可以得到外界条件如磁场的信息。通过计算可以得到每个参数估计值的方差为

$$\delta x^2 \geq \frac{1}{4nN^2 \langle \Delta H_x^2 \rangle},$$

其中 n 为测量次数， $H_x = i(\partial_x U_s) U_s^\dagger$ 为对应参数的生成元。他们设计了一套方案来同时达到三个参数测量的最高精度，首先制备出最大纠缠的探针态，然后用待测量的算符 U_s 和控制算符 U_c 作用在系统上 N 次，最后分别将系统投影到所选择的最佳本征态上进行测量。在实验中他们选择了

$\alpha = \frac{\pi}{4}$ ， $\theta = \phi = \frac{\pi}{6}$ ，得到的测量结果如图 4 所示，可以看出三个参数同时达到了海森伯极限允许的最小误差。

3.3 多参数测量的最优方案

在实际测量时，往往需要同时对多个参数进行测量，根据海森伯不确定原理，如果两个参数是不对易的，就无法同时对它们进行精确测量，之前提到的压缩态就是舍弃其中一个参数的精度来换取另一个参数的更高精度。那么，如何同时兼顾多个参数来进行最佳的测量呢？

杭州电子科技大学的陆晓铭与浙江大学的王晓光将海森伯不确定原理与多参数估计结合起来，提出了一种寻找多参数测量最优方案的方法^[17]。如果定义第 j 个参数 θ_j 的误差为 $\Delta_j = \sqrt{\frac{R_{jj}}{\mathcal{F}_{jj}}}$ ，

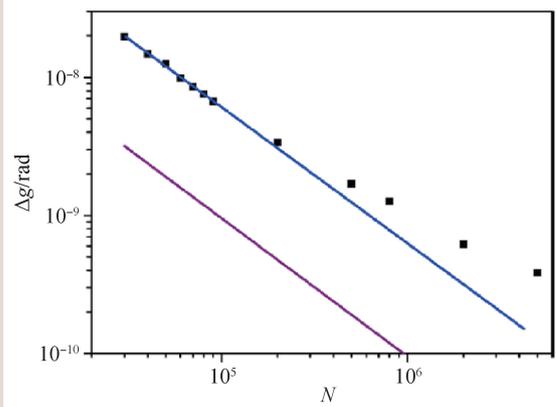


图 3 测量精度与光子数的关系，图中点是选取了一组特定参数得到的结果，蓝线是对点的拟合，紫线是混态测量精度的边界^[15]

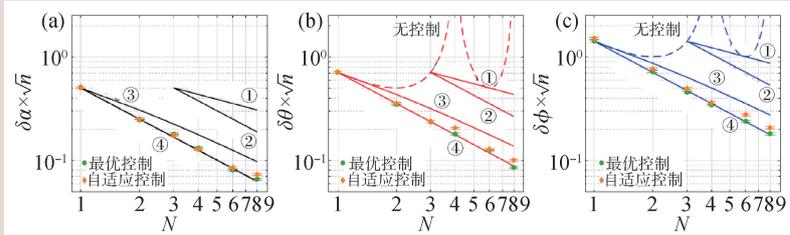


图 4 三个参数的测量误差。图中实线和虚线代表最小理论误差，点表示实验测量结果，可以看出实验中三个参数同时达到了最小误差。其中曲线①为经典独立测量，②为纠缠独立测量，③为纠缠联合测量，④为控制增强顺序测量^[16]

$R = \mathcal{F} - F$, 其中 F 为经典 Fisher 信息矩阵, \mathcal{F} 为量子 Fisher 信息矩阵, 是经典 Fisher 信息矩阵所能达到的最大值, R 就是理论值与测量值的偏差, 可以推导出第 j 个参数与第 k 个参数之间的误差满足约束关系

$$\Delta_j^2 + \Delta_k^2 + 2\sqrt{1 - c_{jk}^2} \Delta_j \Delta_k \geq c_{jk}^2,$$

其中 $c_{jk} = \frac{|\text{Im } Q_{jk}|}{\sqrt{\mathcal{F}_{jj} \mathcal{F}_{kk}}}$ 是实数, $Q_{jk} = \text{Tr}(L_j L_k \rho_\theta)$, L_j 表示对参数 θ_j 求对数导数。对于一族纯态组成的系统 ρ_θ , 约束关系取等号, 即存在一种量子测量方案使等号成立, 对于混态, 通过变换 c_{jk} 也可以取到等号。

例如对于一个复数 α , 它的实部和虚部分别为 θ_1, θ_2 , 通过计算得到 $Q = 4 \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$, $c_{12} = 1$, 约束关系变为 $\Delta_1^2 + \Delta_2^2 \geq 1$, 用 Fisher 信息矩阵表示为 $F_{11} + F_{22} \leq 4$, 或 $\frac{1}{v\mathcal{E}_{11}} + \frac{1}{v\mathcal{E}_{22}} \leq 4$ 。相应的曲线绘制在图 5 中, 曲线下方的区域是被不确定原理所禁止的, 曲线上的点是同时测量这两个参数所能达到的最佳精度, 也就是说可以找到一种测量方

案使约束关系取等号, 曲线上方的点表明同时对这两个参数的测量没有达到最佳精度。

4 量子模拟

得益于原子控制技术的进步, 冷原子成为量子模拟的一个理想化的平台^[18, 19]。我们选择如下 4 个主题来展示冷原子的模拟能力。一是冷原子模拟自旋—轨道耦合(SOC), 也包括最近提出的质心轨道角动量和自旋间的耦合, 即自旋—轨道—角动量耦合(SOAMC)。二是近几年凝聚态物理领域被广泛研究的物相, 如超固态和拓扑相, 体系由包括了 SOC, Hubbard 项的哈密顿量描述, 在这些相互作用的竞争下, 物理体系可以表现出奇特的相变行为。三是冷原子模拟非厄米量子系统, 着重分析其不同于厄米体系的行为。四是不同于之前在平坦黎曼流形上的分析, 而是在双曲流形上对 BEC 现象给予新的物理图像。

当然, 冷原子的模拟能力远比这强大, 许多有趣的物理系统并未包含在这些课题中, 如模拟非线性系统^[20]、耗散系统^[21]等。

4.1 自旋—轨道耦合

自旋—轨道耦合(SOC)即原子内部的超精细自旋通过双光子拉曼过程与原子质心动量耦合^[22–24], 等价于受到 $SU(2)$ 非阿贝尔规范势的作用^[25], 可以产生很多有趣的物理效应^[26, 27]。近来, 原子质心轨道角动量和超精细自旋耦合产生的新现象被发现^[28], 通过两束 Laguerre—Gaussian 型激光, 可以在旋量 BEC 中实现这种 SOAMC^[29, 30]。

考虑约束在 x — y 平面的二组分自旋 1/2 费米气体, 与两束不同轨道角动量的拉曼激光耦合(图 6(a), (b))。通过一个幺正变换, 得到极坐标系下的单粒子有效哈密顿量^[31]:

$$\mathcal{H}_s = -\frac{\hbar^2}{2Mr} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{(L_z - \hbar \sigma_z)^2}{2Mr^2} + \Omega(r) \sigma_x + \frac{\delta}{2} \sigma_z + V_{\text{ext}}(r),$$

等式右侧第二项展开式中 $-\hbar L_z \sigma_z / (Mr^2)$ 项即是

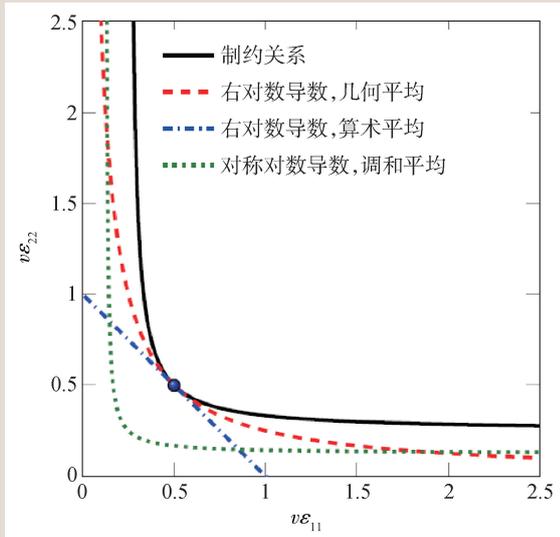


图5 对复数 α 的实部和虚部使用相干态进行参数估计的均方误差, 在曲线左下方的区域是被不确定原理所禁止的。黑色实线代表约束关系; 红色虚线代表基于右对数导数的几何平均量子测量极限; 蓝色虚线代表基于右对数导数的算术平均量子测量极限; 绿色点线代表基于对称对数导数的调和平均量子测量极限^[17]

原子的轨道角动量 L_z 与原子自旋的耦合项。 $l = (l_1 - l_2)/2$ 是两束激光轨道角动量之差， δ 是双光子失谐项， $\Omega(r) = \Omega_0 e^{-2r^2/\omega^2}$ 是 Gaussian 型的拉曼耦合。

考虑不同自旋组分间的 s 波接触势，得到多体哈密顿量为： $H = H_0 + H_{int}$ 。平均场处理后，得到 Bogoliubov—de Gennes (BdG) 哈密顿量，自洽求解得到图 6(c) 所示的相图。由序参量 $A = |A|e^{ik\theta}$ 决定体系的状态，如拓扑荷 k 非零时，属于有能隙的涡旋态 (V_1) 或无能隙的涡旋态 (V_2)； k 为零时属于超流相 (SF, 有能隙) 或正常相 (N, 无能隙)。同时发现，涡旋相的独特行为：(1) 涡旋中心的不同自旋组分的费米气体密度失衡且 $|A|$ 在涡旋中心值为 0，与其他两相有很大差异；(2) 序参量 $|A|$ 在相当长的距离内 (可与激光频谱半高宽 ω 比拟，且远大于 k_F^{-1}) 非零，预示着大半径涡旋的产生。

当考虑具有柱对称性的三维谐振子势阱中自旋为 1 的 BEC 的 SOAMC 时，可以得到更丰富的涡旋态的形式，文献 [32] 中称之为自旋向列涡旋态，对应的相图如图 7(a) 所示。相 V 和相 IV 在单体相图的基础上分别自发破缺了旋转对称性和手征对称性，对应于二级相变。通常所说的涡旋态指的是 (正规化的) 自旋密度 S 构成的涡旋 (图 7(b))。在此文献中，还发现新的由自旋向列 $Q = \{S_x, 2N_{yz}, D_{yz}\}$ 刻画的涡旋态 (图 7(b))。

由此可见，利用高自旋的 SOC 或者 SOAMC，可以发现许多其他新奇的物理相，这使其成为一种“技术手段”，与各种模型结合，得到更丰富的物理图像，如超固体 (SS)、超辐射 [33]、拓扑物态等。

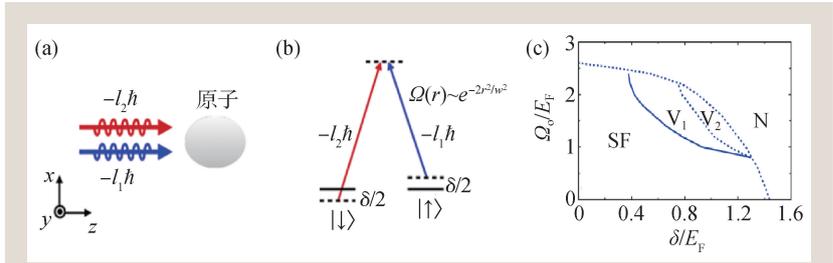


图 6 自旋为 1/2 的费米原子与拉曼激光作用 (a) 两束同向传播的携有不同轨道角动量 ($-l_1\hbar$ 和 $-l_2\hbar$) 的高斯型激光与原子作用诱导的 SOAMC; (b) 能级跃迁示意图; (c) $\Omega_0 - \delta$ 平面内二维 SOAMC 的费米超流的多体相图, 其他参数设置为 $l=3$, $E_B/E_F=0.5$ 。图中包括超流态 (SF)、正常态 (N)、有能隙的涡旋态 (V_1) 和无能隙的涡旋态 (V_2) [31]

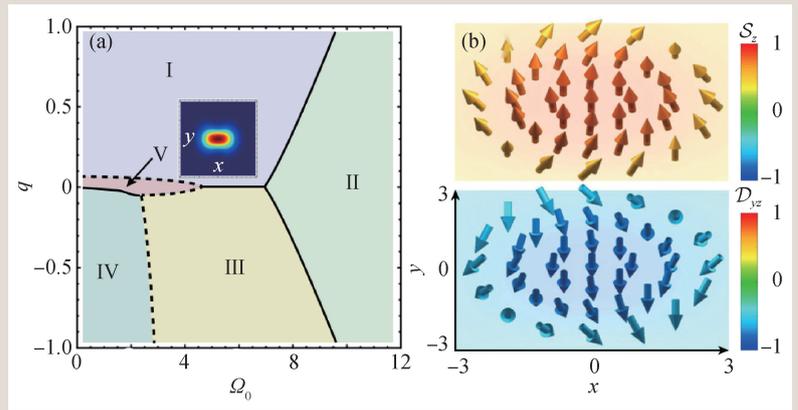


图 7 (a) 考虑自旋相关的 s 波相互作用的自旋为 1 的 BEC 多体相图, 其中实线表示一级相变, 虚线表示二级相变, 不同的相按照基态波函数区分; (b) 相 IV 的经典自旋 $S = \{S_x, S_y, S_z\}$ 结构 (上图) 和自旋向列 $Q = \{S_x, 2N_{yz}, D_{yz}\}$ 结构 (下图)。箭头的颜色代表自旋密度 S 或自旋向列 Q 密度的 z 分量 [32]

4.2 量子相

超固体既是具有非对角长程序的超流态，也是具有对角序的固态，概念最早在固体 ^4He 中被提出 [34]。作为一种新奇的物态，其实现方法一直是理论和实验追寻的目标。理论中预测可以实现超固态的方法有很多，例如在一维或二维旋量 BEC 系统中施加 SOC [35, 36]、偶极费米系统等。

文献 [35] 中考虑二维有 SOC 和软核长程相互作用的玻色气体，在 Gross—Pitaevskii 平均场近似下的哈密顿量可以写成：

$$H = \int d\vec{r} \Psi^\dagger \left(-\frac{\hbar^2 \Delta^2}{2M} + V_{so} \right) \Psi + \frac{g}{2} \int d\vec{r} \sum_{i,j=\uparrow,\downarrow} \Psi_i^\dagger \Psi_j^\dagger \Psi_j \Psi_i + \frac{1}{2} \int d\vec{r} d\vec{r}' \sum_{i,j=\uparrow,\downarrow} \Psi_i^\dagger(\vec{r}) \Psi_j^\dagger(\vec{r}') U_{ij}(\vec{r}-\vec{r}') \Psi_j(\vec{r}') \Psi_i(\vec{r}) ,$$

其中 V_{so} 是 SOC, 有效软核长程相互作用为 $U_{i,j}(\vec{r}) = C_{i,j}/(R_c^6 + |\vec{r}|^6)$, $C_{i,j}$ 刻画了不同自旋组分间的相互作用强度, R_c 表示相互作用的作用范围, 可以通过 Rydberg 坠饰技术^[37]来得到此作用。

通过虚时算法数值最小化哈密顿量得到多体基态, 如图 8 所示, 参数固定时, 涡旋环流方向相同, 呈现周期性的涡旋排列, 此即超固态。同时相互作用强度较弱的组分构成涡旋的中心部分, 被相互作用强的组分包围。当交换相互作用强度比, 涡旋环流方向改变, 不同的组分交换分布方式, 故此超固态称为手征超固态。当继续改变相互作用强度比, 还会出现其他超固态相, 如平面波超固态、驻波超固态、自旋极化的超流相等。

周期性光学势阱中的冷原子可以只占据少量的低能布洛赫带, 且同一势阱中的冷原子间相互作用很大, 可以很好地模拟强关联的晶格模型, 如 Hubbard 模型^[38, 39]。同时 Hubbard 模型可以产生许多新奇的拓扑物态, 使得 Hubbard 模型成为研

究的热潮。文献[40]指出可以用光晶格中的冷原子系统模拟二维 Hubbard—Hofstadter 模型, 对其中 Hubbard 项作类似于 BCS 平均场近似的处理。发现 Majorana—Kramers 对(MKPs)的存在, 为高阶拓扑现象的发现提供支持。同样的文献[41]也证明在具有 Rashba 和 Dresselhaus 两种 SOC 的二维拓展 Hubbard 模型中得到了一阶(存在零能边缘态)和二阶(存在零能角态)拓扑超导相, 改变温度或化学势可以有效地调控这种相变。

4.3 非厄米

随着研究的逐步深入, 对于量子系统的研究从封闭系统走向开放系统, 即非厄米体系, 展现出其独有的物理效应, 如: 奇异点(EPs)^[42]、非厄米趋肤效应^[43]等。而光学系统中的冷原子由于其可操纵性, 可以很好地模拟非厄米效应^[44—46]。

文献[47]中提出可以利用冷原子双光子拉曼辅助跃迁实现哈密顿量中的跃迁项, 通过射频脉冲将原子共振转移得到损耗项, 从而获得非厄米的三维连续哈密顿量:

$$H(\vec{k}) = h_x \sigma_x + h_z \sigma_z,$$

其中 $h_x = 2k_x k_z + 2k_y(m - k^2/2)$, $h_z = k_x^2 + k_y^2 - k_z^2 - (m - k^2/2)^2 + iy_z$ 。发现其能谱中奇异点可以构成奇异链(图 9(a), (b))。与厄米情形中零能链受某种对称性保护不同, Hopf 链(图 9(a), 两条链间有节点的结构)并不依赖于对称性。例如上式哈密顿量满足手征对称性 $CH(\vec{k})C^{-1} = -H(\vec{k})$, 当施加破坏手征对称性的非厄米的微扰 $H_{NH} = iy_y \sigma_y$ 时, 得到的 Hopf 链的拓扑结构并未改变(图 9(c))。体系的拓扑性质可由缠绕数 $\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{k_c^x} + \int_{k_c^x}^{k_c^y} + \int_{k_c^y}^{\infty} \partial_{k_z} \phi dk_z$ 表征, 其中 k_c^x 和 k_c^y 是相角 $\phi = \arctan(h_x/h_z)$ 的间断点。

计算非厄米的能谱, 发现高维体系中也存在拓扑相, 同时与厄米情形不同, 非厄米系统的零能表面模受晶格尺寸调控: 由于表面模局域化程度不高, 当格点数 N

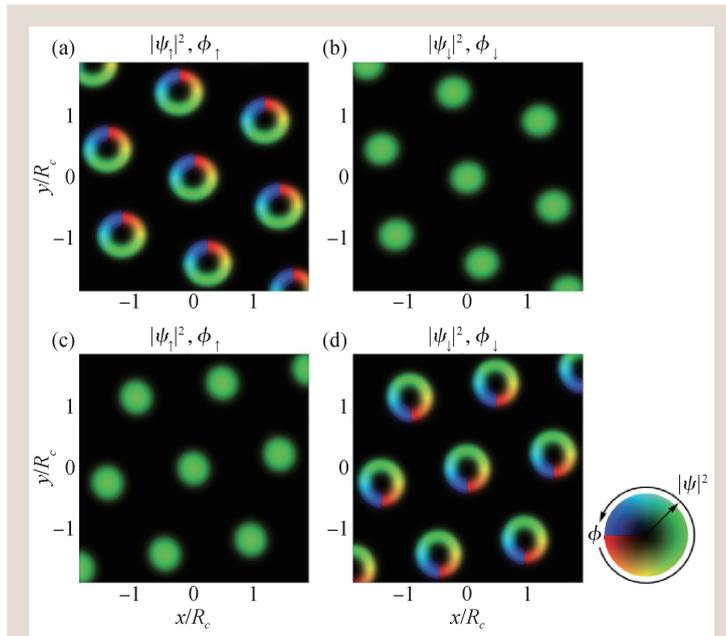


图 8 由 Rashba 型 SOC 和长程软核相互作用诱导的手征超固态。相同自旋气体间的不同相互作用强度 $C_{\uparrow\uparrow} = 2C_{\downarrow\downarrow}$ ((a)和(b))和 $C_{\downarrow\downarrow} = 2C_{\uparrow\uparrow}$ ((c)和(d))时, 密度 $|\psi|^2$ 和相位 ϕ 的分布图。图中相位分布由颜色变化表征, 色轮中的箭头指向为相位增大方向, 密度分布由明暗变化表征。(a), (c)为自旋向上气体在实空间中的分布图, (b), (d)为自旋向下气体在实空间中的分布图。其中, R_c 为相互作用范围^[35]

太小时，零能模并不严格局域在边缘，所以表面模消失，但是增强非厄米强度，即增大 γ_z ，可以使表面模重新出现。另外，改变动量可以调控表面模局域中心的位置。

非厄米体系的体边对应关系由非布洛赫理论描述，由此计算拓扑不变量的积分区间并非是厄米情形的布里渊区，而是由广义布里渊哈密顿量得到的广义布里渊区。

厄米情形的许多模型在引入非厄米的作用时会涌现出许多新奇的行为，如文献[48]中研究了非厄米费米超导的多体行为，其中非厄米项是二体非弹性碰撞产生的损耗 γ 。体系 s 波配对的非厄米的 Bardeen—Cooper—Schrieffer(BCS)有效哈密顿量为

$$H_{\text{eff}} = \sum_{k\sigma} \xi_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} - \frac{U}{N} \sum_{kk'} c_{k1}^\dagger c_{-k1}^\dagger c_{-k2} c_{k2},$$

其中 $U = U_1 + i\gamma/2$ ， U_1 和 γ 是大于0的实数。由于非厄米哈密顿量有两组本征态且彼此并不对偶，因此算符 A 的期望值应由左右两组本征态共同定义 $\langle A \rangle_{\text{L,R}}$ ，于是利用自洽平均场方法得到的超流态配对序参量 Δ 和 $\bar{\Delta}$ 不满足复共轭关系，即 $\bar{\Delta} \neq \Delta^*$ 。同时通过 Bogoliubov 变换后得到的准粒子既不是玻色子也不是费米子，展现出许多非厄米行为，如奇异点(若为高维系统则出现奇异线、面等)、非厄米超流等。

4.4 几何动力学

关于冷原子系统的动力学演化行为已经得到广泛的研究^[49, 50]，但几何的引入带来了许多新的物理解。文献[51]由低能均匀稀薄玻色气体二次量子化后的哈密顿量出发，考虑低能激发并作 $U(1)$ 规范变换： $c_k \rightarrow c_k e^{-i\theta}$ ，得到 $SU(1, 1)$ 群上的哈密顿量：

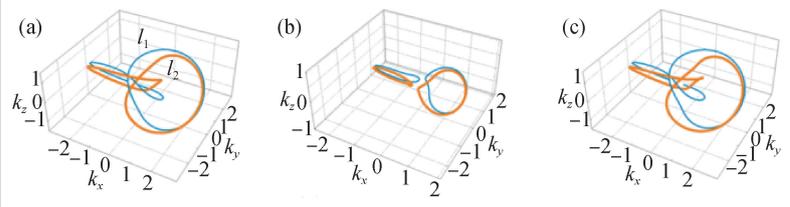


图9 非厄米哈密顿量能谱中的奇异简并情况，参数取值为(a) $m=1, \gamma_z=0.8, \gamma_y=0$; (b) $m=-0.25, \gamma_z=0.15, \gamma_y=0$; (c) $m=1, \gamma_z=0.8, \gamma_y=0.5$ 时，哈密顿量零能解集在动量空间构成的链 l_1 和 l_2 。其中 $\gamma_y \neq 0$ 指施加了破缺手征对称性的非厄米微扰项^[47]

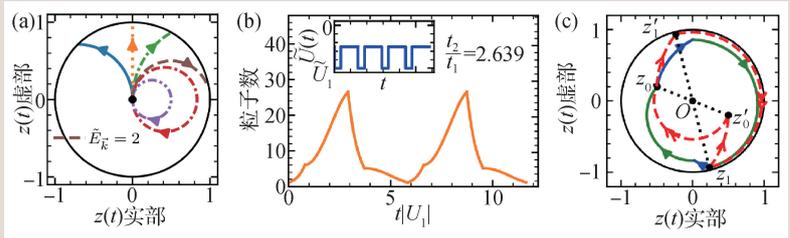


图10 通过 TFD 将希尔伯特空间与双曲空间联系 (a) $\tilde{E}_k = E_k/|U|$ 取不同值(从蓝到紫分别为 0.3, 1, 1.5, 2, 2.2, 3)时，TFD 在庞加莱圆盘上的演化轨迹，闭(开)轨迹对应于体系的(不)稳定模式；(b) $SU(1, 1)$ 回波下粒子数调控(小图是调控的相互作用强度)；(c) 庞加莱圆盘上 TFD 的演化图，红色虚线代表伪转动 $B(\eta, \phi)$ 和旋转操作 $R(\phi_0)$ ，蓝色曲线和绿色曲线分别代表回波过程中的时间演化^[51]

$$H_k(t) = \xi_0(\vec{k})K_0 + \xi_1(\vec{k})K_1 + \xi_2(\vec{k})K_2,$$

其中 $K_0 = (c_k^\dagger c_k + c_{-k} c_{-k}^\dagger)/2$ ， $K_1 = (c_k^\dagger c_{-k}^\dagger + c_k c_{-k})/2$ ， $K_2 = (c_k^\dagger c_{-k}^\dagger - c_k c_{-k})/2i$ ，为 $SU(1, 1)$ 群的生成元。

定义热场二重态 (TFD) $|z(t)\rangle = U(t)|0, 0\rangle = \sqrt{1-|z(t)|^2} \sum_n z(t)^n |n, n\rangle$ ($U(t)$ 为系统的时间演化算符)，可以构建和庞加莱圆盘的一一对应关系。如图 10(a)所示，圆盘上的闭轨迹对应体系的稳定模式，即体系本征值为实数，反之对应于开轨迹。考虑 $SU(1, 1)$ 回波，可以将周期性的动力学演化和庞加莱圆盘上的几何结构对应(图 10(b), (c))。当考虑次一级的相互作用时，体系 $SU(1, 1)$ 对称性自发破缺，用回波理论可以精确测量激发态粒子间的相互作用。

5 量子计算

量子计算近年来发展迅速。冷原子的高度可操控性和可拓展性，使得其有很大可能实现高比特的量子纠缠，文献[52]中首次提出可以用冷中

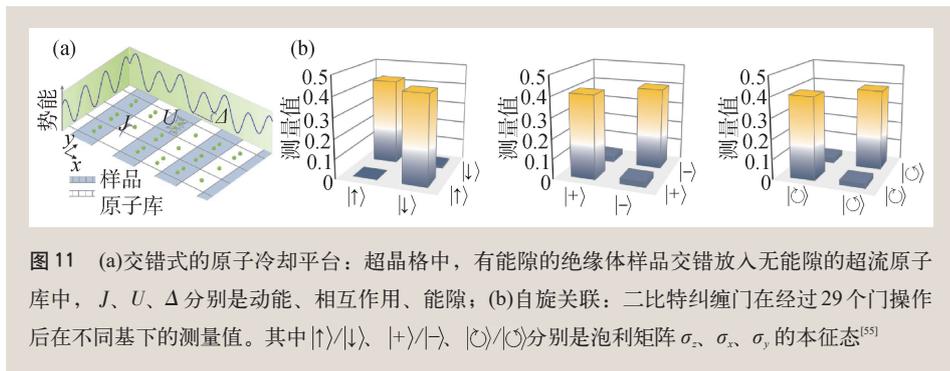


图 11 (a)交错式的原子冷却平台:超晶格中,有能隙的绝缘体样品交错放入无能隙的超流原子库中, J 、 U 、 Δ 分别是动能、相互作用、能隙;(b)自旋关联:二比特纠缠门在经过29个门操作后在不同基下的测量值。其中 $|\uparrow\rangle/|\downarrow\rangle$ 、 $|+\rangle/|-\rangle$ 、 $|C\rangle/|C\rangle$ 分别是泡利矩阵 σ_x 、 σ_y 、 σ_z 的本征态^[55]

性原子构建量子计算机。中国科学技术大学潘建伟团队自2010年开始,对超冷原子光晶格展开研究,实现了600多对高保真度的超冷 ^{87}Rb 原子纠缠^[53],模拟了拓扑量子计算的任意子激发模型^[54]。在2020年,他们首次提出新的原子冷却方案^[55]:在晶格中调整局域化学式,使绝缘态冷原子样品与大态密度的超流相交替出现(图11(a)),两相中的原子通过隧穿交换熵,热量以低能激发的形式储存在超流相中。通过将超流相中的原子移除并调控晶格势,可以得到超过 10^4 点位的低温均匀填充态。通过三能级的超交换作用,可以得到1250对两原子比特纠缠门。由图11(b)中自旋关联的测量值,可以得到实验生成密度矩阵的保真度为 $99.3 \pm 0.1\%$,远高于之前实验的中性原子二量子比特门的保真度。

6 结语

冷原子体系由于其宏观的量子特性和高度可调控性提供了一个全新的研究平台,其新颖量子态和奇异物性的研究是国际上具有前瞻性和挑战性的前沿领域。冷原子在量子精密测量、量子模拟和量子计算等领域有着重要的应用价值。超冷原子作为一种微观尺度上可调控的多体系统,在研究和调控宏观新奇物态上具有独特优势,并成为物理学的重要分支。近十年里,超冷原子呈现出诸多重要的新发展,为非常规物态的实现和研究提供了全新的视角和可靠的实验平台。其中,基于超冷原子的拓扑物态研究从无相互作用或弱关联的拓扑绝缘态开始延伸至相互作用强关联体系;基于少内禀自由度、短程作用超冷气体的研

究推进到多自由度、长程相互作用的新型超冷气体平台,有效提升对新型多体物态的模拟能力;基于平衡态理论的物态表征和传统研究推进到常规凝聚态系统难以调控的远离平衡的多体动力学系统,催生表

征动力学物态的新概念和基本理论,拓宽对非平衡物理的认知。这些超越常规的多体物态研究正在为凝聚态物理、统计物理、非平衡场论等多个物理学科打开一扇全新的通向新物理基础规律和新科学发现的大门,同时也将启迪全新的功能器件技术和高科技产业。

在以冷原子系综为基础的精密测量领域取得了丰硕的成果:冷原子喷泉频标、干涉仪测量引力常数、魔术波长光晶格频标、冷离子频标、冷原子重力仪、冷原子陀螺仪等新型冷原子精密测量仪器正在成为计量标准或是多次刷新了精密测量的记录,有些应用也已经在勘探、军事国防等方面发挥着重要作用。极低的热噪声、良好的相干性、灵活的操控性以及极高的信噪比使得冷原子系统可以用于制造量子信息的新型量子器件,也使其在量子精密测量、量子信息存储、量子信息传输等重要量子信息领域有着重大科学意义与技术应用。这些研究方向代表了未来信息技术发展的重要战略趋势,是世界各国展开激烈竞争的下一代量子信息体系的焦点,并极有可能对人类社会的经济发展产生巨大的影响。

参考文献

- [1] Hänsch T W, Schawlow A L. *Optics Communications*, 1975, 13 (1):68
- [2] Prodan J V, Phillips W D, Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 49 (16):1149
- [3] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55 (1):48
- [4] Bohn J L, Rey A M, Ye J. *Science*, 2017, 357(6355): 1002
- [5] Langin T K, Gorman G M, Killian T C. *Science*, 2019, 363(6422):61
- [6] Baker C, Bertsche W, Capra A *et al.* *Nature*, 2021, 592(7852):35

- [7] Gisbert A T, Piovella N, Bachelard R. *Physical Review A*, 2020, 102(1):013312
- [8] Endres M, Bernien H, Keesling A *et al.* *Science*, 2016, 354(6315): 1024
- [9] Lee J H, Jung H, Choi J Y *et al.* *Physical Review A*, 2020, 102(6): 063106
- [10] Hao L. *The European Physical Journal D*, 2021, 75(5):1
- [11] Perry A, Sugawa S, Salces-Carcoba F *et al.* *Optics Express*, 2021, 29(11):17029
- [12] Gross C, Vogt T, Li W. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124(5):053401
- [13] Hosten O, Engelsens N J, Krishnakumar R *et al.* *Nature*, 2016, 529(7587):505
- [14] Szigeti S S, Nolan S P, Close J D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(10):100402
- [15] Chen G, Aharon N, Sun Y N *et al.* *Nature Communications*, 2018, 9(1):1
- [16] Hou Z, Tang J F, Chen H *et al.* *Science Advances*, 2021, 7(1): eabd2986
- [17] Lu X M, Wang X G. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 126(12):7
- [18] Bloch I, Dalibard J, Nascimbene S. *Nature Physics*, 2012, 8(4):267
- [19] Noh C, Angelakis D G. *Rep. Prog. Phys.*, 2017, 80(1):37
- [20] Kengne E, Liu W M, Malomed B A. *Physics Reports*, 2021, 899:1
- [21] Zhu H J, Zhang G F, Zhuang L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(22):220403
- [22] Stringari S. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(14):145302
- [23] Kroeze R M, Guo Y, Lev B L. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(16): 160404
- [24] Sun W, Wang B Z, Xu X T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(15): 150401
- [25] Zhang W. *Synthetic Spin-Orbit Coupling in Cold Atoms*. *World Scientific*, 2018
- [26] Kolkowitz S, Bromley S L, Bothwell T *et al.* *Nature*, 2017, 542(7639):66
- [27] Lai W, Ma Y Q, Zhuang L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122(22): 223202
- [28] Chen L, Pu H, Zhang Y. *Physical Review A*, 2016, 93(1):013629
- [29] Chen H R, Lin K Y, Chen P K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(11):113204
- [30] Zhang D, Gao T, Zou P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122(11): 110402
- [31] Chen K J, Wu F, Peng S G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(26): 260407
- [32] Chen L, Zhang Y, Pu H. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(19):195303
- [33] Zhu H J, Xu K, Zhang G F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(5): 050402
- [34] Leggett A J. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 25(22):1543
- [35] Han W, Zhang X F, Wang D S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(3):7
- [36] Liao R. *Physical Review Letters*, 2018, 120(14):140403
- [37] Henkel N, Nath R, Pohl T. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 104(19): 195302
- [38] Mazurenko A, Chiu C S, Ji G *et al.* *Nature*, 2017, 545(7655):462
- [39] Brown P T, Mitra D, Guardado-Sanchez E *et al.* *Science*, 2019, 363(6425):379
- [40] Zeng C, Stanescu T, Zhang C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(6):060402
- [41] Kheirkhah M, Yan Z, Nagai Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(1):017001
- [42] Rotter I. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2009, 42(15):153001
- [43] Kawabata K, Sato M, Shiozaki K. *Physical Review B*, 2020, 102(20):205118
- [44] Li J, Harter A K, Liu J *et al.* *Nature Communications*, 2019, 10(1):1
- [45] Li L, Lee C H, Gong J. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124(25):250402
- [46] Gou W, Chen T, Xie D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124(7): 070402
- [47] He P, Fu J H, Zhang D W *et al.* *Physical Review A*, 2020, 102(2):023308
- [48] Yamamoto K, Nakagawa M, Adachi K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123(12):123601
- [49] Wu B, Niu Q. *Physical Review A*, 2001, 64(6):061603
- [50] Nguyen J H, Luo D, Hulet R G. *Science*, 2017, 356(6336):422
- [51] Lyu C, Lv C, Zhou Q. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125(25):253401
- [52] Jaksch D, Cirac J, Zoller P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85(10): 2208
- [53] Dai H N, Yang B, Reingruber A *et al.* *Nature Physics*, 2016, 12(8):783
- [54] Dai H N, Yang B, Reingruber A *et al.* *Nature Physics*, 2017, 13(12):1195
- [55] Yang B, Sun H, Huang C J *et al.* *Science*, 2020, 369(6503):550

读者和编者

《物理》有奖征集 封面素材

为充分体现物理科学的独特之美，本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰，色泽饱满，富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用，均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至：physics@iphy.ac.cn；联系电话：010-82649029。

《物理》编辑部