

特邀综述

原子冷却技术的发展

孟祥瑞^{1,2,3}, 苏国贤^{1,2,3}, 苑震生^{1,2,3†}

1. 中国科学技术大学近代物理系, 安徽合肥, 230026

2. 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 安徽合肥, 230026

3. 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 安徽合肥, 230026

收稿日期: 2021-03-09; 接收日期: 2021-03-30

【摘要】 新的物理现象的发现往往得益于新实验技术的发明, 制冷技术的进步推动了包括凝聚态物理学和原子物理学等现代科学多个领域的重要发现, 并促进了超导强磁铁、冷冻电镜等需要极低温度条件的新技术的发展. 近年来, 随着激光冷却技术的发明和不断发展, 人们得以在极端低温下开展统计力学和量子力学相关的实验研究, 迄今, 人们已经实现了玻色-爱因斯坦凝聚态这种新奇的物态, 并掌握了在单原子尺度开展量子调控研究的能力. 同时, 由于描述量子多体系统的希尔伯特空间的维度随系统粒子数呈指数增长, 即便使用经典超级计算机处理此类问题也仍面临巨大困难, 这使得基于超冷原子、离子、超导等体系的量子模拟研究成为热点. 人们通过前所未有的调控能力制造人工量子系统, 再直接调控并观测其量子相变过程, 这为研究强关联量子系统提供了一条崭新的途径. 在获得极限低温的道路上, 基于热力学定律的传统制冷技术能够达到的温度极限在 mK 量级, 但激光冷却技术却另辟蹊径, 巧妙地运用光与原子的相互作用, 将原子的温度降低到 nK 量级, 这大大推动了基于超冷原子的量子模拟研究的发展. 尽管激光冷却技术获得的超冷原子的温度是传统制冷技术远不能及的, 但由于中性原子间相互作用强度很弱, 转换成温度一般在 nK 级别, 这意味着要观测超冷原子强关联体系中的量子多体行为, 就需要进一步降低原子体系温度以减小热涨落带来的影响, 这也是当前超冷原子量子模拟研究中最关键的问题之一.

在本文中, 我们对原子冷却技术的发展进行了回顾, 总结了 20 世纪 70 年代至今超冷原子技术的突破性进展, 并从调控体系的熵的角度分析并展望了超冷原子低温技术未来发展方向.

关键词: 激光冷却, 蒸发冷却, 浸润冷却, 熵调控

PACS: 39.25.+k, 51.30.+i

DOI: 10.13380/j.ltpl.2021.01.001

Progress on Atom Cooling Techniques

MENG Xiangrui^{1,2,3}, SU Guoxian^{1,2,3}, YUAN Zhensheng^{1,2,3}

1. Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026;

2. Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026;

3. CAS Centre for Excellence and Synergetic Innovation Centre in Quantum Information and Quantum Physics,

University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026

Received date: 2021-03-09; accepted date: 2021-03-30

【Abstract】 Discovery of new physical phenomena often benefits from invention of novel experimental techniques.

* 国家自然科学基金项目 (11874341) 和国家重点研发计划项目 (2016YFA03 01603) 资助的课题.

† yuansz@ustc.edu.cn

The development of cooling techniques has been advancing many areas in physics including condensed matter physics, atomic physics, and so on. It has given birth to superconducting magnets, cryoelectron microscopy, and other important discoveries and technologies which are restricted in low-temperature environment. The past decades witnessed a prodigious advance of laser cooling technology, based on which scientists have been able to carry experimental studies on quantum mechanics and statistical mechanics at extremely low temperatures. For example, the novel matter of Bose-Einstein condensation has been realized, and coherent control of many-body quantum systems can be performed at single-atom level. Furthermore, the dimension of the many-body Hilbert space increases exponentially with the number of particles in a quantum system, which results in a formidable task for numerically modeling the system consisting a large number of particles with classical supercomputers. Quantum simulations based on ultracold atoms, ions, superconductors, and etc. open an avenue for efficiently solving the above hard problems, becoming hot research topics gradually. Nowadays, we can create artificial quantum systems with unprecedented capabilities of coherent control, thereafter drive and observe quantum phase transitions, which provides a new way to study strongly correlated quantum systems. With traditional cooling techniques based on thermodynamics, the temperature limit that can be reached is at the level of millikelvin. In contrast, laser cooling techniques are based on the interaction between light and atoms, with which the temperature of ultracold atoms has reached the order of nanokelvin. This progress has greatly promoted the researches of quantum simulation with ultracold atoms. Although the temperature of nanokelvin is far below that achieved with traditional cooling techniques, it is necessary to further cool the atoms for strengthen the quantum effect as the interacting energy between neutral atoms is comparable with the thermal energy of atoms at nanokelvin. Therefore, an even lower temperature would suppress thermal fluctuations while enhance quantum fluctuations. Deep cooling becomes one of the most critical topics in quantum simulation with ultracold atoms. In this paper, we review atom cooling techniques developed since the 1970s, and conclude with an outlook about the future of ultracold atom physics from the perspective of engineering entropy of quantum systems.

Keywords: Laser cooling, Evaporative cooling, Immersion cooling, Entropy engineering

PACS: 39.25.+k, 51.30.+i

DOI: 10.13380/j.ltpl.2021.01.001

Reference method: MENG Xiangrui, SU Guoxian, YUAN Zhensheng, Low. Temp. Phys. Lett. **43**, 0001 (2021)

1 引言

2012年, CERN的研究者们利用大型强子对撞机观测到了希格斯玻色子,在 TeV 的高能区域找到了标准模型的最后一块拼图,这个能量对应于 10^{15} K 量级的温度^[1,2]. 仅数月之后,研究者在超冷原子的超流-Mott 相变过程中,找到了同样的希格斯机制^[3],然而超冷原子实验是在 nK 量级的温度下进行的,与高能实验相差 24 个数量级. 从极高温到极低温,主导物质世界的物理机制却有着惊人的普适性. 可以想见,新的物理现象的发现和物理规律更深入的理解,往往需要在极度高温或极度低温的极端条件下去探索. 因此,追求低温的极限,也自然成为研究基础物理学基本定律、物质的强关联量子效应等问题的重要手段.

在自然界能够找到的最低温度,是宇宙的微波背景辐射^[4],其温度等效于 2.7 K,这是混沌初开时的高温残存至今的痕迹. 但基于热力学定律,我们却可以在人工系统中获得自然界无法达到的低温.

最原初的制冷方法是通过热传导或者自然蒸发的方法,使能量离开系统,从而降低温度,但这种方法只能让系统与环境达到热平衡,无法获得低于环境的温度,更不可能藉此达到低于自然界的最低温度. 于是,根据热力学定律,人们通过外界做功循环地将系统的能量抽离,如生活中常见的冰箱、空调等的制冷过程即是如此,这也是现代低温物理实验室常用的绝热去磁^[5,6]和稀释制冷等降温方法的工作机制. 利用此类方法,荷兰物理学家 Onnes 首次获得了液氮^[7],并由此发现了低温超导现象,低温物理学从此开始快速发展. 20 世纪 70 年代,随着激光技术的发展,人们提出了激光冷却的方法,并将原子冷却到此前从未达到的约 100 μ K 的温度,Phillips、Chu、和 Cohen-Tannoudji 因此获得了 1997 年的诺贝尔物理学奖^[8,9,10];此后,超冷原子蒸发冷却的方法被提出,并由此实现了由冷原子气体到玻色-爱因斯坦凝聚的跨越, Cornell、Ketterle、和 Wieman 也由此获得了 2001 年的诺贝尔物理学奖^[11,12]. 近年来,浸润冷却的方法在量子气体中获得了前所未有的低熵体系,这将量子气体冷却的发展推上了新的高度^[13,14]. 因此,制冷的基本思想,是将能量从系统中不断抽离,这个过程往往伴随着系统的熵的降低,最前沿的降温技术更是需要对系统的熵进行精确的

调控. 目前物理学界在低温领域已经取得了丰硕的成果,例如在 2003 年 Ketterle 等人在钠原子 BEC 中获得了 450 pK 的温度^[15],这比自然界的最低温度低了近十个数量级.

在本文的第二部分中,我们将从热力学的视角出发,对经典的制冷方法如绝热去磁、稀释致冷进行回顾;第三部分中,我们将从光和原子的相互作用讲起,在多普勒冷却、磁光阱技术到亚多普勒冷却的发展过程中说明激光是如何将熵从原子体系中“抽离”的;第四部分中,我们将讲述,作为激光冷却和玻色-爱因斯坦凝聚的最后一道桥梁,蒸发冷却是如何通过将高熵部分原子去除以获得更低的温度的;第五部分中,我们将介绍如何将量子气体浸润于热库之中以有效移除其中的熵;在最后的结语中,我们将讨论降熵与降温的发展关系,并阐述降熵对原子物理、量子信息乃至未来物理学的发展的重要性.

2 经典制冷方法回顾

一般来讲,当对某一系统进行降温时,需要对其做功,或用一个热库与其热交换将熵从该系统中抽离,而整个系统(含被降温系统和其周围环境)的熵在这个降温过程中往往是增加的,这就使得降温过程经常是一个不可逆过程(绝热膨胀降温法除外). 经典的制冷方法大体可分为绝热膨胀、物相转化、绝热去磁等,本节将使用经典的热力学图像对降温技术中的绝热去磁和稀释制冷加以阐述.

2.1 绝热去磁

历史上对低温的追寻开始于对气体的液化,人们使用节流过程与绝热膨胀相结合的方法曾完成了对氮气、氢气和氦气的液化,但这种方法一般只能到达 1 K 左右的温度. 1926 年, Debye 和 Giauque 等人^[5,6]提出了绝热去磁的方法,有效地打破了这一瓶颈.

在磁场中,磁介质的吉布斯函数可以定义为^[16]:

$$G = U - TS - \mu_0 Hm \quad (1)$$

其中, μ_0 为真空磁导率, H 为磁场强度, $m = MV$ 是介质的总磁矩. 由其全微分 $dG = -SdT - \mu_0 m dH$ 的完整微分公式可以得到

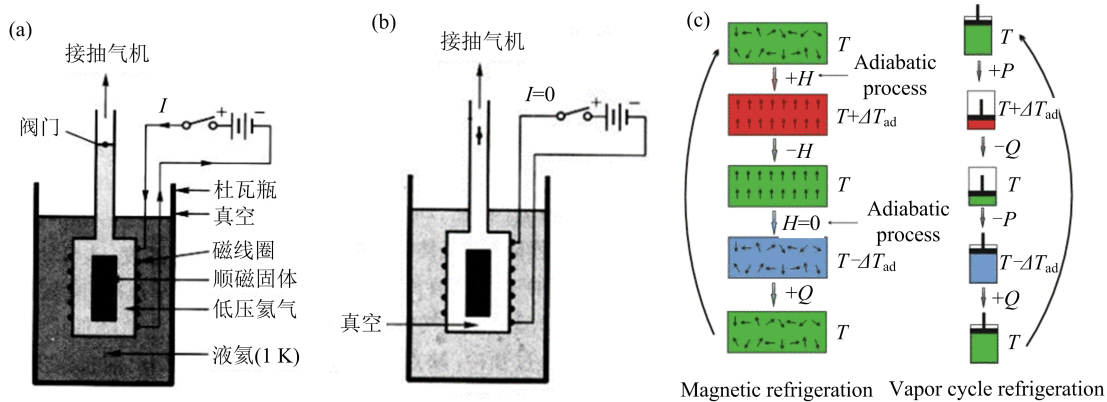
$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = \mu_0 \left(\frac{\partial m}{\partial T}\right)_H \quad (2)$$

考虑 $S = S(T, H)$, 故有

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = -\frac{\mu_0 T}{C_H} \left(\frac{\partial m}{\partial T}\right)_H = \frac{CV}{C_H T} \mu_0 H > 0 \quad (3)$$

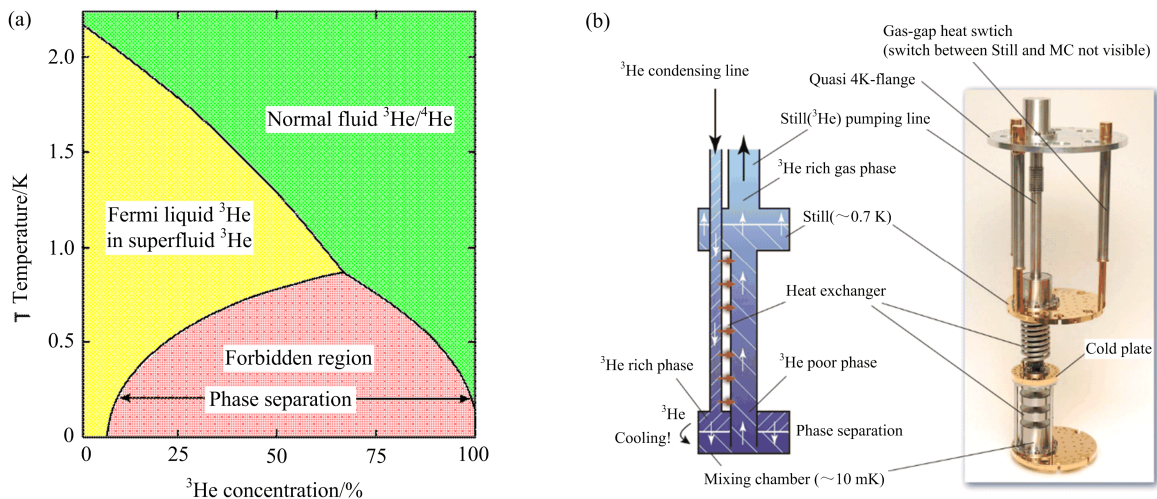
其中 $C_H = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_H$ ，由居里定律 $m = \frac{CV}{T} H$ ，注意到上式右方值大于 0，因此当磁场减小时，磁介质的温度也会随之降低，绝热去磁便是利用了这一机制来设计的。如图 1 所示，顺磁体与液氦之间的低压氦气可维持其 1K 的等温条件，而抽气机可通过抽出低压氦气形成真空以保持其绝热条件。绝热去磁的热力学循环类似利用气体做功的卡诺循环，第一阶段在绝热条件下升高外磁场，离子磁矩在此作用下趋向于平行，磁熵降低，而整体系统由于绝热条件总熵不变，热力学熵因此增加，整体温度升高；第二阶段，恢复等温环境，系统与热库进行热交换，温度降

低，熵减小；第三阶段在绝热条件下降低外磁场，离子磁矩恢复杂乱无章的状态，磁熵增加，热力学熵减少，温度降低；第四阶段，体系与待降温的系统热接触，吸收热量和熵，使其温度降低，从而达到降温的目的，在此之后体系重新回复第一阶段的初态并开始下一循环。当温度降至 mK 量级时，磁矩间相互作用所引发的内禀磁场会使得离子磁矩倾向有序排列，这种利用外磁场调控磁矩的方法便因此失效^[16,17]。由于核磁矩比电子磁矩要小 3 个量级，利用核磁矩进行的绝热去磁可以达到更低的温度，赫尔辛基理工大学的低温物理实验室通过核绝热去磁在铯金属的核自旋自由度中得到了 100 pK 的等效温度^[18]。



(a) 等温磁化过程。阀门关闭，系统处于等温状态。(文献 16) (b). 绝热去磁过程。阀门打开，系统处于绝热状态。(c). 绝热去磁制冷的热力学循环与卡诺热机循环之间的对比(文献 19)

图 1 绝热去磁



(a) $^3\text{He}/^4\text{He}$ 三相图(文献 20); (b) 稀释制冷机示意图

图 2 稀释制冷

2.2 稀释制冷技术

对宏观物质制冷能够获得的最低温度,是通过稀释制冷技术产生的. 1951年, London^[21] 根据相变过程中系统的热量变化提出了³He/⁴He的稀释制冷的理论. 如图 2(a)所示,在³He/⁴He混合超流液体中,当温度下降到 0.87 K 以下时将发生相分离,⁴He 原子是玻色子,在此时仍处于玻色-爱因斯坦凝聚相中,而³He 是费米子,与⁴He 分离形成费米液体. 由于³He 轻于⁴He,在相同的零点能下,³He 的动量要高于⁴He,于是³He 与其他³He 原子之间的距离要大于³He 与⁴He 原子之间的距离,因此³He 与⁴He 原子之间的吸引相互作用更强,使得³He 原子溶解在⁴He 超流液体中,于是,在此温度下,液体分³He 费米液体和³He 浓度为 6.6%的⁴He 超流液体^[22]. 费米子和玻色子的性质使这两个相有着不同的热容,实验测得³He 费米液体的热容为 $C_C = 22 T \cdot J \cdot \text{mol}^{-1} \cdot K^{-1}$,而³He 稀释相的热容为 $C_D = 106 T \cdot J \cdot \text{mol}^{-1} \cdot K^{-1}$,则相边界上两种液体焓的差值为

$$\Delta H = T \left(\int_0^T C_D dT - \int_0^T C_C dT \right) = 84T^2 \cdot J \cdot \text{mol}^{-1} \cdot K^{-1} \quad (4)$$

由此可知³He 溶解到⁴He 液体中的过程吸收热量,稀释制冷机便是据此设计出来的. 如图 2(b)所示,与底部超流相连通的上部超流相处于 0.7K 左右的温度,并与其上方的³He 蒸汽保持两相平衡,如果通过抽气机将此蒸汽不断抽离而保持各部分温度不变,为了维持各部分的相平衡,上部的超流相中的³He 会蒸发至气相中,而底部的正常相中³He 原子会不断溶解到超流相中以维持其³He 浓度,而这个溶解转化过程会使得混合熵增加 ΔS ,同时从与其保持热接触的待冷却系统中吸收 $\Delta Q = T\Delta S$ 的热量,使待冷却系统温度降低. 超流相的³He 直至绝对零度仍能保持其比例,因此稀释致冷可以连续工作,利用这种机制能够获得的最低温度为 1.75 mK^[23]. 稀释制冷机对超导量子计算^[24]、反常量子霍尔效应^[25]等领域的突破性进展做出了重要的贡献.

3 激光冷却

3.1 光与原子的相互作用

20 世纪 30 年代以来,原子物理与量子光学理

论的发展以及激光技术、真空技术的不断提高,为实现原子的冷却和囚禁提供了条件. 在宏观物质的降温遇到瓶颈之时,原子物理学家们另辟蹊径,利用光与原子的相互作用将低温物理推向了一个新的高度.

考虑二能级原子与单模光场之间的相互作用,在偶极近似下,相互作用哈密顿量可以写作

$$H_{\text{int}} = \vec{d} \cdot \vec{E} = e\vec{r} \cdot \vec{E}_0 \cos(\omega t) \quad (5)$$

考虑真空涨落带来的自发辐射,假设其能级线宽为 γ . 在旋转波近似下,原子系统的动力学方程,即 Optical Bloch Equation 可以写作(下标 1,2 分别代表原子的上下能级)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{11} &= \frac{1}{2}i\Omega(e^{i\delta t}\rho_{12} - e^{-i\delta t}\rho_{21}) - \rho_{11}\gamma \\ \frac{d}{dt}\rho_{12} &= \frac{1}{2}i\Omega e^{-i\delta t}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{1}{2}\rho_{12}\gamma \\ \rho_{11} + \rho_{22} &= 1 \\ \frac{d}{dt}\rho_{21} &= \frac{d}{dt}\rho_{12}^* \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\Omega \propto E_0$ 是拉比频率, $\delta = \omega - \omega_0$ 是单模光场频率与原子能级间距之间的失谐.

考虑演化一段时间之后原子系统处于稳态的条件 $\frac{d}{dt}\rho_{11} = \frac{d}{dt}\rho_{22} = 0$,可以得到散射率

$$R = \Gamma\rho_{11} = \frac{1}{4}\Omega^2 \frac{\Gamma}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}\Omega^2} \quad (7)$$

对应散射力

$$\begin{aligned} F_{\text{scatter}} &= \hbar k R = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \simeq \\ &\hbar k \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\Gamma}{2\delta}\right)^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}$. 同时有光偶极势

$$\begin{aligned} U(\vec{r}) &= \frac{1}{2}\langle H_{\text{int}} \rangle = \frac{1}{2}\hbar\Omega \text{Re}(\rho_{12}) = \\ &\hbar \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{\frac{\delta}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \simeq \hbar \frac{\Gamma}{8} \frac{\Gamma}{\delta} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \end{aligned} \quad (9)$$

对比两式可知,在 $|\delta| \ll \Gamma$, 即近共振时,散射力占主导,散射力是耗散力,可以用来减速原子;在 $|\delta| \gg \Gamma$, 即远失谐时,偶极力占主导,偶极力是保

守力,可以用来囚禁原子.对偶极势,当 $\delta > 0$ 时为蓝失谐,原子被囚禁在光强极小值点;当 $\delta < 0$ 时为红失谐,原子被囚禁在光强极大值点.

光对原子的作用力无疑是冷却过程中最重要的效应,也是冷原子物理与传统低温物理的制冷方法最本质的不同.光对原子的作用力使得人们能够在微观层面上降低原子系综的平均动能,从而获得低温,这给了研究者前所未有的对温度的调控能力,而这是仅依靠热力学机制的制冷技术难以企及的.

传统降温方式的低温极限在 mK 量级,而通过激光冷却,再进行蒸发冷却之后,量子气体的温度通常在 10^{-9} K,甚至能达到 10^{-10} K 量级.在如此低的温度下,原子的平均速度仅为 1 mm/s 量级,能级的多普勒展宽被极大地抑制,从而能够进行精密光谱测量,并由此测得时间、重力加速度、电磁场等物理量的精确值.同时,在如此低的温度下,原子气体中原子的物质波波长达到 μm 量级,量子效应开始显现,出现玻色-爱因斯坦凝聚^[57]等相,从而成为研究量子多体物理的绝佳体系.

3.2 多普勒冷却

光学多普勒冷却是超冷原子物理的基本技术,它的实验实现无疑就是这个领域最重要的里程碑.伴随着对光与原子相互作用认识的不断发展,用光来操控原子的方案不断提出,从 20 世纪 30 年代光压的证明^[26]到 1970 年使用现代激光技术实现原子束的偏转^[27],至 1975 年前后, Hansch 和 Schawlow^[28], Ashkin^[29] 等人先后提出了利用光与原子的相互作用来减速原子的实验设想,而后在 1978 年, Wineland 等人首先用囚禁离子成功演示了这个方案^[30],最终 Phillips, Chu 和 Cohen-Tannoudji 等人实现并解释了中性原子的激光冷却,他们也获得了 1997 年的诺贝尔物理学奖^[8-10].在 Hansch 和 Schawlow 的激光冷却原子理论的启发下,上海光机所的王育竹在 1979 年就设计出了积分球红移漫反射和序列脉冲激光的多普勒冷却实验方案.

首先,我们介绍如何对原子束进行减速.在光场中运动的原子将感受到 $|\vec{k} \cdot \vec{v}|$ 的光频移,根据上一节我们得到的光对原子的散射力 F_{scatter} ,如图 3 所示,当光为红失谐时,迎着光传播方向运动的原子将感受到近共振光,从而被激发到到激发态并吸收

光子的动量,获得减速.激发态原子存在着一定的寿命,而后会自发辐射出光子回到基态,由于辐射光子的方向是随机的,统计而言,原子因辐射过程受到的反冲动量的平均效果是零.因此,在这个吸收和自发辐射光子的循环中,原子便不断被减速.由于光频移对原子速度的依赖性,为了使得循环在原子减速过程中能够持续运转,需要在实验装置中考虑到对变速运动带来效应的补偿,由此便诞生了啁啾冷却^[31-34]、塞曼冷却^[35-41]等实验构型.

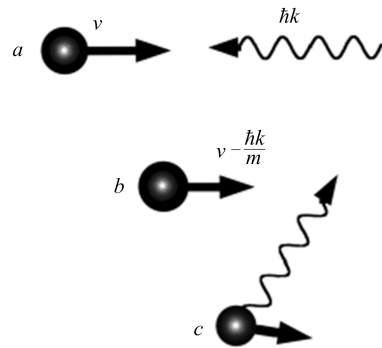


图 3 多普勒冷却.原子吸收光子、减速、及其自发辐射过程(文献 8)

在现代冷原子实验平台中常采用塞曼冷却的构型,在如图 4 所示的装置中,磁场中的原子束流受到磁场带来的塞曼效应的影响,能级发生依赖于轴向位置的漂移,如果精心设计,使得其效果与多普勒效应带来的光频移相抵消,即

$$\delta + kv - \frac{\mu_B B(z)}{\hbar} = 0 \quad (10)$$

时,原子在减速运动过程中可以受到稳定的散射力 F_{scatter} 的作用,减速循环便可以持续运转.

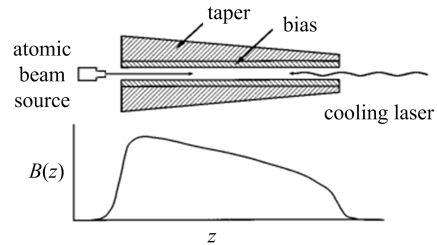
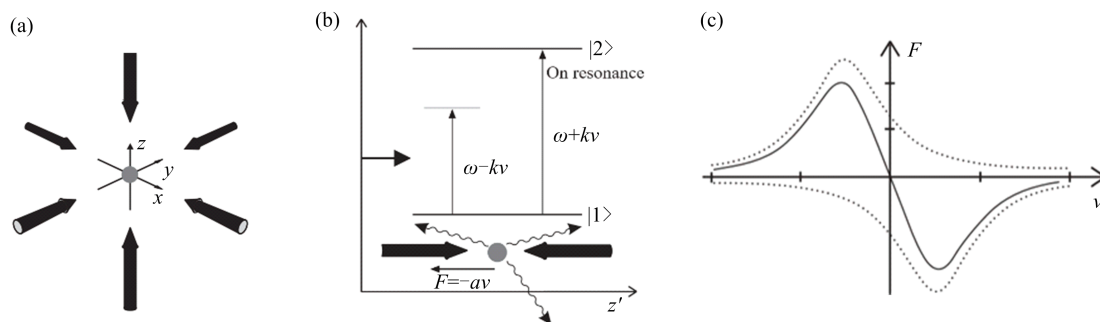


图 4 塞曼冷却上:塞曼冷却装置图示下:磁场强度随轴向位置的变化(文献 8)

对定向原子束的减速是在单一方向上的,但是对原子气的整体冷却需要在三个维度六个方向上对其减速,这时就需要三对对打的激光同时作用,如图

5(a)所示.不妨先考虑其一维情况^[28],如果我们使原子处于两束相对传播的红失谐激光中,如图5(b),无论原子往哪个方向运动,总有一束光能够与原子的能级跃迁共振,于是原子将不断吸收光子动量,从而温度降低.将正负方向的散射力叠加,原子的受力可以表达为

$$F_{\text{Doppler}}(v) = \hbar k \frac{I}{2 I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{\left(\frac{2(\delta - kv)}{\Gamma} \right)^2 + 1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} - \frac{1}{\left(\frac{2(\delta + kv)}{\Gamma} \right)^2 + 1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \right) \quad (11)$$



(a)沿笛卡尔坐标系轴向摆放的三对激光束(文献42,下同(b)(c));(b)处于对向传播光束中的粒子受力与速度的关系;(c)多普勒效应使得粒子与对向的激光共振,产生更强的散射作用

图5 多普勒冷却

在多普勒冷却中,静止的原子平均受力为0,但自发辐射和吸收光子的作用力的随机性使得原子无法保持静止,而是做随机游走,这使得原子气速度分布变宽,温度升高,其加热率与原子的散射率呈正比.最终,原子在光场中来自阻尼力的降温和来源于受力涨落加热形成热平衡,在 $I/I_{\text{sat}} \ll 1$ 的条件下,便得到多普勒效应的冷却极限

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (12)$$

其正比于原子的自发辐射线宽.

3.3 磁光阱技术

上节所讲的多普勒冷却技术虽然可以高效的冷却原子,但因其只具备阻尼力的形式,严格来讲它并不能称为原子的囚禁.如果要想实现高效冷却的同时在空间上对其进行囚禁,我们需要将原子的受力情况与空间位置关联起来.在1987年,Raab等人首次实现了磁光阱技术^[45],即利用空间中分布的磁场带来的塞曼效应改变原子的能级,使原子的能级劈裂与空间位置相关,并通过精确计算调控使得原子在势阱中心所受散射力为零,而在远离势阱中心的位

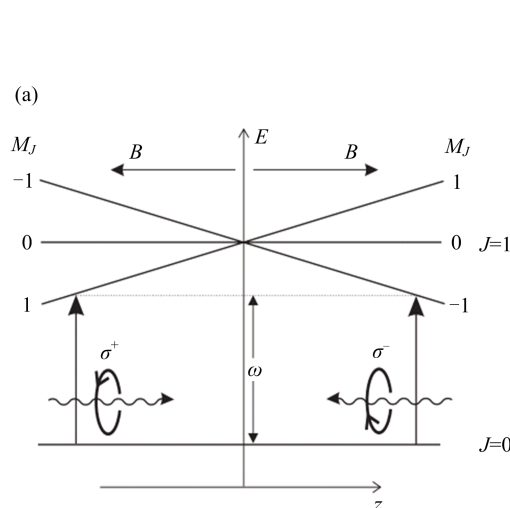
其函数图像如图5(c)所示,从中可以看出,原子的受力在速度很小时近似呈线性关系,类似于阻尼力,即 $F_{\text{Doppler}}(v) \simeq -\alpha v$,拓展至三维情况中,原子气便在各个方向阻尼力的作用下不断损失动能从而被减速.利用这种构型,Chu的小组在1985年第一次在实验中实现了对原子团的冷却^[43],计算表明,通过这种方法冷却下来的钠原子气中原子运动的平均自由程仅为 $20 \mu\text{m}$ ^[44],远小于冷却区域的光场范围,这也意味着钠原子能够在一定的范围内做布朗运动,逃逸时间较长,正因其其在时间和空间上的稳定性,贝尔实验室也称之为“光学黏团”^[43].

置受到指向势阱中心的散射力,从而将原子冷却并囚禁在磁光阱的中心.这项技术大幅提高了激光捕获原子速度的上限,甚至不需借助塞曼冷却的帮助便可直接捕获室温下的原子^[46,47],同时也提高了原子团的密度.

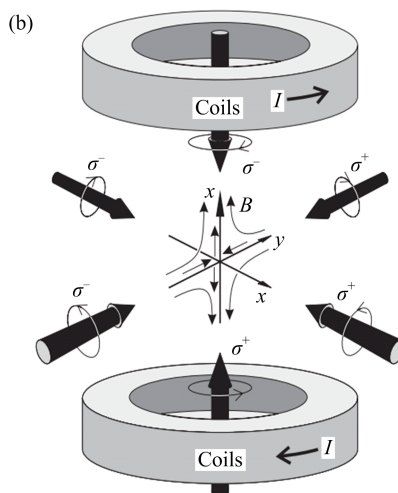
简单的二能级原子模型不足以解释磁光阱的基本原理,我们需要引入磁子能级.最简单的模型如图6(a)所示,考虑 $|J=0, m_J=0\rangle$ 和 $|J=1, m_J=0, \pm 1\rangle$ 四个能级,在如图6(b)反亥姆霍兹线圈产生的磁场中,沿着某坐标轴原子的能级发生劈裂,在磁场零点 $J=1$ 的三个能级简并,偏离磁场零点 $|m_J = \pm 1\rangle$ 两态的能移方向相反.此时选择合适的红失谐圆偏振光作为多普勒冷却光,在偏离磁场零点的正方向,偏振光 σ_- 与 $|J=0, m_J=0\rangle \rightarrow |J=1, m_J=-1\rangle$ 的跃迁共振,而在偏离磁场零点的负方向,偏振光 σ_+ 与 $|J=0, m_J=0\rangle \rightarrow |J=1, m_J=+1\rangle$ 的跃迁共振,从而偏离磁场零点的原子将受到散射力的作用被推向磁场零点,同时带有远离磁场零点方向速度的原子也将吸收光子动量获得减速.综上,磁光阱中原子的受力可以简单地表示

为有阻尼谐振子的受力

$$F_{MOT} = -\alpha v - \kappa z \quad (13)$$



其中 α 是多普勒冷却的线性阻尼系数, κ 是谐振子的弹性系数, 正比于磁场零点附近的梯度.



(a) 磁光阱的机制(文献 42, 下同(b)); (b) 磁光阱的实验装置, 在光学黏团的基础上增加了一对线圈形成四级磁场

图 6 磁光阱

真实的原子通常不是二能级系统, 基态往往存在多个简并或者能量相近的能级, 比如对 ^{87}Rb 原子, 基态有 $|F=1\rangle$ 和 $|F=2\rangle$ 两个能级, 如果冷却光与 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ 的跃迁共振, 在冷却过程中, 处于激发态的原子可能自发辐射到 $|F=1\rangle$ 能级上, 而冷却光对 $|F=1\rangle$ 的各跃迁不能产生共振, 原子可长久呆在 $|F=1\rangle$ 态上, 因此 $|F=1\rangle$ 便称为此循环中的暗态, 而处于暗态上的原子无法受到多普勒冷却. 所以, 我们需要引入与暗态和激发态之间跃迁近共振的激光, 使原子能够重新回到冷却循环中来, 此即通常所说的再泵浦过程.

3.4 亚多普勒冷却技术

在实际的实验中, Phillips 等人意外地发现磁光阱中的原子温度远低于多普勒冷却极限^[48,49]. Cohen-Tannoudji 等人对此现象做出解释并得到偏振梯度冷却机制, 因其在下文将要介绍的一系列特征, 它又被形象地称之为西西弗斯冷却^[50-55]. 王育竹在 1979 年也提出了类似的利用 AC Stark 效应的激光冷却原子的方案.

简单地解释偏振梯度冷却的基本原理, 考虑 $|J = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |J = \frac{3}{2}\rangle$ 的跃迁, 在外磁场为零时, 所有的磁子能级简并, 跃迁频率相等, 但跃迁强度不同, 这使得不同偏振光对下能级产生的 AC Stark 频移不同, 如果空间中不同位置的光的偏振不相同, 那

么不同位置的能移也不相同.

考虑反向传播的两束偏振相互垂直的线偏振光, 由于干涉, 在空间中形成线偏-左旋圆偏-线偏-右旋圆偏交替出现的光场分布结构, 于是处于不同基态磁子能级的原子将出现交替的能级移动, 如图 7(b) 所示. 考虑某个处于 $|m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ 态的原子, 它在此光场中感受到的势能会随着空间位置变化, 当它在空间中无耗散地运动时, 由于能量守恒, 原子在势能高处动能低, 在势能低处动能高. 当原子处于势能较高处时, 它有更大的可能性吸收光子跃迁到激发态, 并将以相同的概率自发辐射回到基态的两个磁子能级. 如果落至 $|m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ 态, 则能量不变, 而落至 $|m_J = -\frac{1}{2}\rangle$ 时, 其释放出的能量将高于吸收光子时获得的能量, 这个能量差就将体现在原子动能的损失上. 因此, 依照如上机制, 原子在空间中运动时, 将周而复始地损失动能, 于是原子的温度将不断下降.

根据这种冷却原理, 可推知偏振梯度冷却的冷却极限为自发辐射过程中光子的反冲能量

$$k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{M} \quad (14)$$

它比多普勒冷却极限要小一到二个量级.

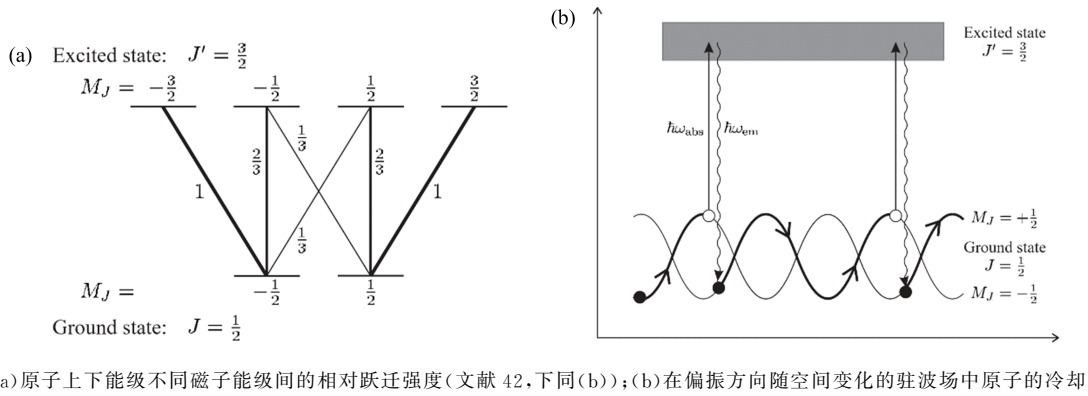


图7 偏振梯度冷却

实验室还可以通过拉曼边带冷却将原子泵浦到振动能级的基态,这种方法可以打破反冲动量导致的冷却极限,人们近期通过拉曼边带冷却和光阱压缩原子气体从而成功地制备出了量子简并气体^[56].但是在冷原子技术发展的初期,仅靠激光冷却是无法得到足够高密度的原子气体的,当原子团的密度增加时,冷却光的透过率下降,光致非弹性碰撞造成的原子数损失大幅增加,这便无法实现量子简并.

3.5 从熵的观点看原子的激光冷却

在前面几节中,我们采用了半经典图像,即仅将原子能级量子化,而光场仍当作经典的势场来处理.但当我们从熵转移的角度考察原子冷却过程时,激光系统作为从原子系统中抽取熵使其温度降低的“制冷机”,它同时承担着存储熵的作用,因此其动力学性质也同样应纳入考察范围.在本节中,我们对光场作量子化处理,考察原子系统与激光光场之间的熵流动,最终我们可以看到,在光与原子的相互作用过程中,原子系统的熵减和光场的熵增近似相同^[57-59],这也证明了制冷过程中光场作为“制冷机”的作用.

首先用简单的模型对冷却过程中的熵转移作估计,以期得到定性的分析.假设冷却过程中原子数目守恒,根据 Sackur-Tetrode 方程 $S =$

$$kN \left(\ln \left[\frac{V}{N} \left(\frac{4\pi m U}{3h^2 N} \right)^{\frac{3}{2}} \right] + \frac{5}{2} \right),$$

$$\Delta S_a = k_B \ln \left(\frac{V_{\text{final}}}{V_{\text{init}}} \right) \quad (15)$$

其中 V_{init} 和 V_{final} 是冷却前后原子系统相空间体积.原子冷却之后温度处于在冷却极限附近,在此温度下,速度分布 Δv 变窄, $\Delta v_{\text{final}}/\Delta v_{\text{init}} < 1$;而在此高效的冷却之后,实空间体积的变化相对于速度分

布的变化来说极小.因此综合速度分布和空间分布的变化,有 $V_{\text{final}} < V_{\text{init}}$,由此推知 $\Delta S_a < 0$,也就是说原子系统在这个过程中是熵减的.假设在相互作用之前光场处于粒子数态 $|n\rangle$,其密度矩阵为 $\rho_i = |n\rangle\langle n|$,且有 $\rho_i^2 = \rho_i$,作为纯态,光场系统的初熵为 0.假设原子为二能级体系,能级分别为基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$.初始条件下,原子系统和光场不存在耦合,在相互作用下经历相干演化时间 t ,光与原子的整体量子态可表示为

$$|\Psi\rangle = c_e(t) |e\rangle |m\rangle + c_g(t) |g\rangle |n\rangle \quad (16)$$

其中 $c_e^2 + c_g^2 = 1, m = n - 1$.末态的密度矩阵为 $\rho_{\text{total}} = |\Psi\rangle\langle\Psi|$,对其原子部分求迹即可得到相互作用后光场的密度矩阵 $\rho_f' = |c_e|^2 |m\rangle\langle m| + |c_g|^2 |n\rangle\langle n|$,根据量子统计下系统熵的计算公式 $S(\rho) = -\text{Tr}(\rho \ln(\rho))$ 得:

$$\Delta S_f = |c_e|^2 \ln(|c_e|^2) + |c_g|^2 \ln(|c_g|^2) > 0 \quad (17)$$

因此,我们可以定性的说,在相互作用过程中,熵由原子系统转移到了光场中,而在这种相互作用之后,光场携带着增加的熵离开作用区域耗散在远处,从而使得这种循环可以持续下去^[58].

然而激光并不是简单的粒子数态,原子也比二能级体系更加复杂,为得到更精确的计算结果,需要将激光光场进一步地近似为相干态光场,并采用更贴合实际实验的参数,据此求解原子系统和激光光场在作用前后熵的变化^[57].

首先考虑原子系统的熵变.假设高温原子团初始空间体积为 Δx_{init} ,其中原子速度的分布满足玻尔兹曼热分布.根据激光冷却的捕获速度上限 v_c ,可以得到特征冷却时间 t_{cool} .在冷却过程中,原子的平均速度变低,但是由于不同初速度的原子的降

速距离有差异,使得冷却后的原子团空间分布变得更弥散.考虑冷却过程中的飞行距离以及原子的平均自由程,为了后续计算上的简便^[57],将冷却后单维度上的尺度膨胀因子取为 $\sqrt{2}$,得到冷却后原子团的空间尺度为 $\Delta x_{\text{final}} = 2\sqrt{2}\Delta x_{\text{init}}$,然后将冷却极限速度 Δv_{final} 代入原子气体熵的计算公式,可得 $\Delta S_a = k_B \ln((2\sqrt{2}\Delta v_{\text{final}})/v_c)$.

再来看看光场的熵变.假设激光光场初态为相干纯态 $\rho_i = |\alpha\rangle\langle\alpha|$,光子数统计平均为 $n = |\alpha|^2$,根据熵的定义, $S = k_B \ln(N)$,其熵为 0,其中 N 是系统可取的态数目.为使处于捕获速度 v_c 上限的质量为 M 的原子冷却,根据动量守恒,需要的光子数最多为 $\Delta n = Mv_c/\hbar k$,因此在经过相互作用之后,光场平均光子数近似落在 $n \sim n + \Delta n$ 的范围内.设置相干态可分辨的判据为 $|\langle\alpha|\beta\rangle|^2 = \exp(-|\alpha - \beta|^2)\exp(-1)$,得其平均光子数差为 $2\sqrt{n}$ ⁵⁷,由此得到相互作用后光场的熵为 $S_l = k_B \ln(\Delta n/2\sqrt{n})$.对 n 进行估计,假设光场强度 $I = sI_{\text{sat}}$, $I_{\text{sat}} = \pi\hbar c\gamma/3\lambda^3$ 为饱和光强,可得 $n = I\sigma_{\text{cool}}/h\nu = s\gamma t_{\text{cool}}/2$,其中 $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$ 为散射面积, γ 为自发辐射率,对于多普勒冷却, n 一般在 10^3 量级.综上可得,相互作用之后系统整体的熵变为^[57]:

$$\Delta S = \Delta S_a + \Delta S_l = k_B \ln\left(\frac{2\Delta v_{\text{final}}}{v_r} \frac{1}{\sqrt{s\gamma t_{\text{cool}}}}\right) = k_B \ln(\eta) \quad (18)$$

其中 $v_r = \hbar k/M$ 为原子在此光场中的反冲速度.对多普勒冷却及西西弗斯冷却,代入具体实验数值计算可得 $\eta \sim 1$ ^[57],因此 $\Delta S_l \sim |\Delta S_a|$,这进一步的描述了冷却过程中光场和原子系统间熵流动的过程,即在相互作用阶段,光场作为熵库,源源不断的将熵从原子系统中吸收出来并传播出去,从而达到对原子系统降温的目的.

4 蒸发冷却

对一个系统的制冷往往需要一个另一个开放系统源源不断的将熵抽离^[12],在激光冷却中扮演此角色的正是激光系统,而在本节所讲的蒸发冷却中我们可以认识到,通过将系统的高熵部分移除,同样可以完成制冷的任务.

正如爱因斯坦的预言^[60],当原子系统降至一定温度时,会发生到 BEC 或量子简并的相变,激光冷却的发展使人们看到了实现这一预言的曙光.从普通原子气体到简并气体的相变在相空间密度 $\rho \equiv n\lambda_{dB}^3 \simeq 2.6$ 时发生.其中

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{Mv} = \frac{h}{\sqrt{3Mk_B T}} \quad (19)$$

是原子的德布罗意波长, $n = N/V$ 是原子数密度, M 是原子质量,总粒子数为 N .这就说明发生相变的条件是足够高的原子密度和足够低的温度.原子冷却之后,将原子从磁光阱中装载到磁阱或者光阱中时,原子的温度还在 μK 量级,而相空间密度在 10^{-5} 量级,这说明激光冷却后的原子气体距离凝聚相还有一段距离¹².而连接激光冷却和 BEC 的最后一道桥梁就是蒸发冷却^[61,62],即通过人为地降低势阱深度,将高能原子去除,使剩下的原子通过弹性散射碰撞重新达到热平衡,经反复操作后,气体的总能量不断下降,热平衡后的温度不断降低,相空间密度达到 BEC 的临界值,最终实现凝聚^[62,63].

由于对势阱深度的要求,最早实现 BEC 的实验是在磁阱中完成的^[64,65],后来随着高功率、窄线宽激光技术的发展,人们能够在偶极光阱中蒸发得到 BEC.但蒸发冷却的基本原理是相同的,如图 8 所示,高温原子团服从玻尔兹曼分布,能量为 E 的原子数为 $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T)$,在势阱中,高能粒子能够运动到高势能区域,此时我们如果让这部分高能粒子逃逸,就相当于切除玻尔兹曼分布中的高能部分,剩下的原子将通过弹性碰撞重新达到热平衡,由于损失了高能部分,热平衡后的原子气体平均动能较切除前下降,原子团温度也因此降低.考虑在简谐势阱中的原子,假设阱频率为 ω ,原子团半径为 r ,则有气体温度关系式

$$\frac{1}{2}M\omega^2 r^2 \simeq \frac{1}{2}k_B T \quad (20)$$

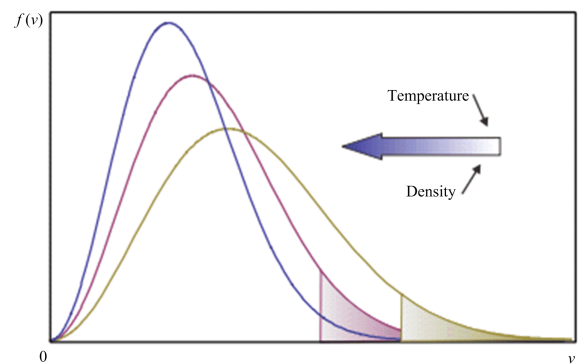


图 8 蒸发冷却的示意图.沿着箭头所示分布的变化方向,原子体系温度下降,相空间密度上升.

考虑到 $V \propto 4r^3$ 可知 $V \propto T^{3/2}$,于是 $n \propto$

$NT^{-3/2}$ 则有 $\rho \propto NT^{-3}$. 初始时势阱无穷深, 温度为 T_0 , 绝热地将势阱深度降到 $\eta k_B T_0$, 剩余粒子数 N' 可以表示为

$$N' = N \int_0^{\eta k_B T_0} D(E) e^{-\frac{E-\mu}{k_B T_0}} dE \quad (21)$$

其中 $D(E)$ 是态密度, μ 是化学势. 此过程可以解析得到

$$\begin{aligned} \frac{N'}{N} &= \frac{2 - (\eta^2 + 2\eta + 2)e^{-\eta}}{2} \\ \frac{T'}{T_0} &= 1 + \frac{\eta^3}{3(\eta^2 + 2\eta + 2 - 2e^\eta)} \\ \frac{\rho'}{\rho} &= \frac{N'}{N} \left(\frac{T_0}{T'}\right)^3 \end{aligned} \quad (22)$$

由此我们可以绘制相空间密度 ρ' 与蒸发结束势阱深度 η 的关系曲线, 如图 9 所示. 从图中可以看出, 通过适当的绝热过程降低势阱深度即可将原子团的相空间密度提高到临界值.

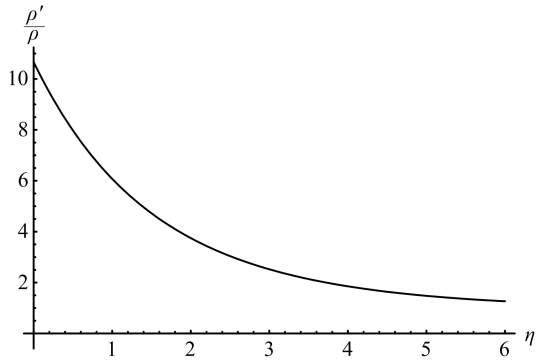


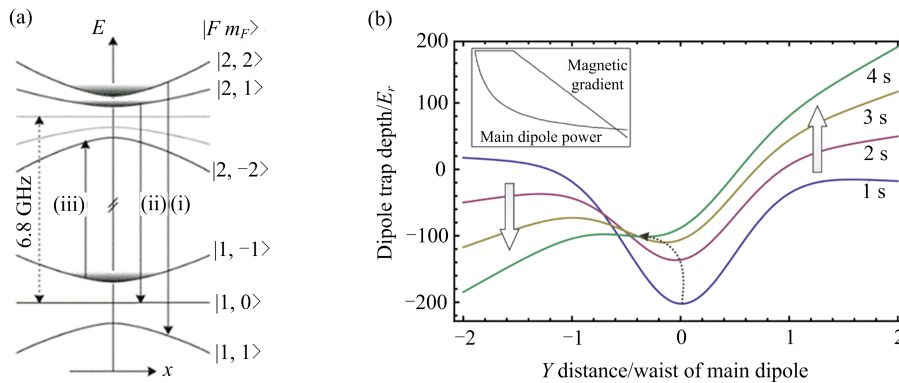
图 9 相空间密度随阱深的变化曲线

在实际实验中, 对磁阱而言, 原子在势阱中的势能可以表示为

$$U_{\text{eff}}(r) = -\mu B(r) \quad (23)$$

μ 为原子磁矩, $\mu < 0$ 的原子在磁场低的区域势能低, 于是可以被囚禁在弱场区域, 在实验中, 通常使用反亥姆霍兹线圈构成中心为零点的势阱来囚禁原子. 当然在磁场零点, 由于原子存在非绝热自旋翻转的过程, 即从 $\mu < 0$ 的量子态翻转到 $\mu > 0$ 的量子态, 进而从磁场中逃逸 (Majorana flips), 造成低温原子的损失, 故需要采取措施封堵磁场零点, 目前主要有三种方法: 一是用蓝失谐激光聚焦在磁场零点, 使原子无法靠近^[65]; 二是通过外加微波场使磁场零点在空间中旋转, 从而使原子始终无法到达零点^[64]; 三是通过竖直方向外加偏置磁场使零点变光滑, 从而阻止非绝热过程的发生^[66].

在磁阱中做蒸发冷却通常使用微波切除高能原子, 具体过程如图 10(a) 所示, 由于四级磁阱呈现中心场强小, 边缘场强大的特性, 在不同空间位置, 磁子能级的塞曼劈裂不同, 则不同磁子能级间的共振频率也不同. 在磁阱中做蒸发冷却, 可以通过用微波翻转高势能区域的原子, 将它们从 $\mu < 0$ 能级上泵浦到 $\mu > 0$ 来完成. 在光阱中做蒸发冷却则较为简单, 如图 10(b) 所示, 原子在空间中受到光场的偶极势和重力线性势的作用, 当光阱的阱深下降时, 在势阱顶部的高能原子将在重力的作用下离开势阱, 而低能的原子则仍被光阱束缚. 为了尽量减小光场带来的散射和三体非弹性碰撞, 实验中通常选择远失谐的激光.



(a) 磁蒸发的原理; (b) 光阱中蒸发冷却过程示意图. 图中给出了不同时间光阱的势阱形状, 光阱逐渐变浅, 原子沿着重力方向被倾倒入去.

图 10 磁蒸发与光蒸发

1995 年, JILA 的 Wieman 和 Cornell 小组, MIT 的 Ketterle 小组和 Rice 的 Hulet 小组先后宣告通过蒸发冷却观测到了 BEC^[64-65,67], 而 Cornell, Ketterle 和 Wieman 等人也因此获得了 2001 年的诺贝尔物理学奖^[11,12]. 如今, 制备 BEC 已经成为大多数超冷原子实验的基本技术.

超冷原子中的蒸发冷却与日常生活中的蒸发冷却最大的不同在于, 在日常生活中, 比如一杯热水的蒸发冷却, 蒸发速率会随着水温的降低而不断下降, 在水温与环境温度相同时达到热平衡, 这将导致蒸发现象带来的降温无法继续进行. 然而在冷原子实验中, 人们可以通过调节外势场人为调控蒸发的速率和剩余粒子的比例, 从而持续降低气体温度. 这种通过去除系统的高能、高熵部分来实现降温的方法也启发了更多关于降温技术的新奇设想.

5 浸润冷却

量子简并气体的制备打开了使用超冷原子研究低温物理的大门, 但在简并临界温度之下, 还有更多新奇的现象有待于人们去探寻. 在 2002 年, Greiner 等人首次利用光晶格中的超冷原子观测到了超流态到 Mott 绝缘态的量子相变^[68]. 为观测到这种量子相变, 需要气体的温度低于原子间相互作用强度^[69], 即热涨落小于量子涨落带来的影响. 在强相互作用区域, 传统解析理论和数值计算难于处理此类量子多体问题, 此时, 利用光晶格中的超冷原子体系进行量子模拟便成为解决此类问题的有效方式^[68,70]. 当量子系统进入强关联区域时, 确定量子系统的温度变得困难, 此时直接用熵来描述量子系统的热力学状态是一个更好的选择^[13], 如何将系统的熵降低到所需的范围也就成为了量子模拟能否成功的关键.

蒸发冷却完成, 制备出的 BEC 温度通常在 nK 量级^[64], 通过绝热膨胀等方法调控量子气体, 可以将气体温度降到 pK 量级^[15], 但此时如果直接升起光晶格开始量子相变过程, 升起晶格的过程将会加热量子气体带来熵增^[71], 加上 BEC 中残存的熵, 往往会使得温度过高, 无法达到理想的实验条件. 为避免非绝热过程带来的加热^[14,72], 在实验中往往会使用尽量绝热的过程升起光晶格, 而在升起晶格前, 通常会做进一步的蒸发冷却来获得更低的温度, 但这些方法仍然无法有效移除系统的热熵^[69], 这些问题

阻碍了新奇物相的发现和更大规模纠缠的实现.

伴随着近年来量子调控技术, 尤其是激光技术和空间光调制技术的不断发展, 在微观层面上通过调控量子气体的熵从而降低温度成为了可能. 将一个体系“浸润”在另一体系中从而将熵转移的思想在协同冷却中已经有所体现. 在 2006 年, Griessner^[73] 等人提出, 利用拉曼光的激发和晶格原子与 BEC 原子的相互作用, 可以将晶格中的原子转移到不受激的低能态, 将晶格原子中的熵转移从而获得低熵体系. 在 2009 年, Catani^[13] 等人利用铷和钾混合量子气体演示了熵调控的技术, 他们压缩钾原子团的体积而保持铷原子团的体积不变, 这个过程中对钾原子的加热通过原子间的散射碰撞被铷原子带走, 然后再去除铷原子, 从而获得了低熵的钾原子气体. Ho^[74] 等人也提出, 通过调整 Dimple 构型中势阱的深浅, 可以在中心区域和环绕在其周围的热库之间形成熵和粒子的交换, 从而降低中心区域中粒子的平均熵, 达到冷却的目的. 对于降温需求更严苛、调控能力更强的光晶格体系, 这些方案催生了更多关于浸润冷却构型的提出.

在光晶格中, 原子的行为可以用 Hubbard 模型近似表述^[75]

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_{i,\sigma} n_i(n_i - 1) + (\epsilon_i - \mu) \sum_i n_i \quad (24)$$

零温下用平均场近似, 可以得到 Bose-Hubbard 模型的相图, 如图 11 所示, 根据局域化学势 μ 和隧穿强度 J 的不同, 系统分为超流相和 Mott 绝缘相, Mott 相之间的能隙大致相当于粒子间相互作用强度 U , 而超流相无能隙. 费米子体系也可以通过调节参数形成类似的效应.

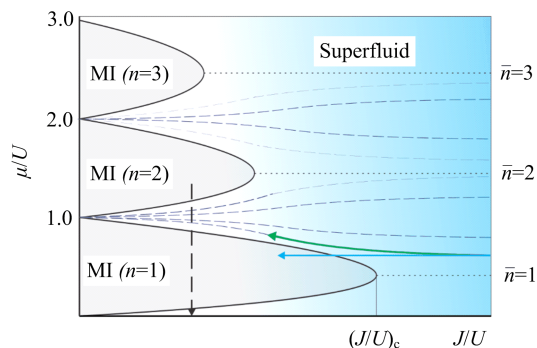
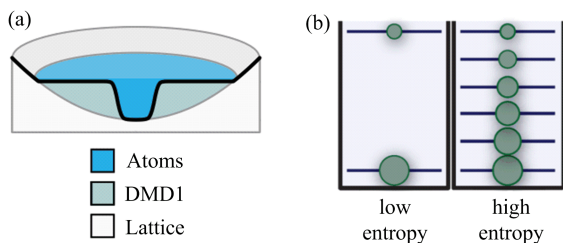


图 11 Bose-Hubbard 模型的零温 μ/U - J/U 相图

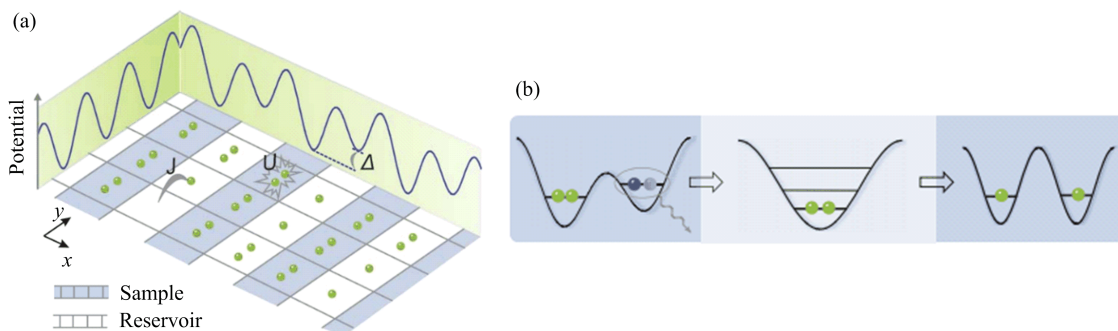
在 2009 年, Bernier^[76] 等人便据此为费米子提出了相分离降熵的方案. 其原理如图 12 所示, 有能隙相(玻色子体系中的 Mott 绝缘相, 费米子体系中的 Band 绝缘相)相对于无能隙的超流相有着较低的态密度 $D(E)$, 而体系的热容 $C \propto D(E)$, 于是绝大部分升起晶格过程带来的熵增和 BEC 中残余的熵都存储在了超流体中, 如果此时我们将超流体与剩余部分隔绝开, 然后移出系统, 那么剩余部分将会获得极低的熵.



(a)空间光调制器下原子团在光晶格中的构型(文献 14);
(b)有能隙相和无能隙相之间的态密度的差别导致其熵的存储能力的差别

图 12 熵转移调控温度

Chiu^[14] 等人最先在锂原子体系中演示了这项技术, 利用空间光调制器调控原子团的化学势, 使中



(a)交错浸润冷却的构型(文献 78, 下同(b)); (b)通过调节势阱深度, 原子在晶格中的重分布

图 13 超晶格中的 staggered 冷却

6 结语

从宏观到微观, 从经典物理到量子世界, 物理学的发展一直伴随着冷却技术的进步, 对低温极限的不断推进是打开物理新世界大门的钥匙, 带领着我们不断触及物理世界的根本面貌, 而对熵的调控是贯穿其中的主题. 值得说明的是, 本文主要沿着原子冷却的发展历程这一主线做了介绍, 并未特殊区分玻色子和费米子的冷却, 也未触及分子冷却的话题, 尽管这些都是本领域同行关心前沿科学问题. 作者

心部分化学势低而周围化学势高, 于是中心部分形成了 $n=2$ 的 Band 绝缘态, 而周围部分仍是超流, 去除超流体后, 系统的单粒子熵降低到了 $0.016(3) k_B$, 并成功观测到了反铁磁相. 这种方法的缺陷在于, 有能隙相是绝缘体, 导热性差, 因此中心区域与无能隙相之间的热交换受限, 影响了熵转移的效果.

Kantian^[77] 等人提出在双层光晶格中, 通过调节层间的相对势阱深度并且利用上下两层之间的原子跃迁, 可以将其中一层的 Mott 绝缘相等效的“浸润”在另一层的超流中, 达到冷却的效果. 而 Yang^[78] 等人在玻色子体系中, 巧妙地利用超晶格调节局域化学势, 在双阱的左右格点间产生失谐, 于是在光晶格中绝热地产生了相间分布的超流相和 Mott 绝缘相, 这样, 就让 Mott 绝缘相“浸润”在超流相中, 使得两相之间获得充分的热交换, 随后采用子晶格定位的技术将高熵部分移除, 再通过对晶格势的精确调控, 使得原子重分布为填充度为 1 的有序构型, 这种交错浸润冷却的构型, 创造了 $0.0019 k_B$ 的低熵记录^[78], 这也为后续大规模原子纠缠态的实现创造了条件.

希望以此文抛砖引玉, 呈现给读者一个原子冷却技术发展基本脉络, 同时激发读者们对超冷原子物理及其应用等领域的兴趣和深入探究.

原子的冷却和囚禁技术的发展是当下以及未来基础物理研究的重要课题, 它为通向低温乃至零温物理铺平了道路. 与传统热力学降温不同的是, 超冷原子的降温是从微观层面对原子的动能、势能乃至熵进行直接的调控, 这种前所未有的调控能力, 是传统方法所不能企及的. 更低的温度意味着更小的热涨落, 这为更多量子多体物理领域的科学问题, 如

强关联量子多体系统相变的调控与观测和大规模可控纠缠态的实现^[78]等提供了实验条件。

如何将系统与环境有效的分隔以降低噪声,如何采用更有效的方法精确调控所研究体系的熵,是对多体物理系统进行量子模拟的关键.尤其是在多体量子纠缠的方向,对热力学熵的调控需求将与对体系信息熵的调控直接关联,这需要更精准的量子调控手段.可以说,量子信息处理的主旋律就将对

熵的精确调控.未来冷原子物理的发展需要更先进的制冷技术以及更精确的量子调控能力,这也将为其他领域如高能物理^[79-84]和凝聚态物理^[85-91]的发展提供具备高洁净度和高可控度的量子模拟的研究平台。

致谢 本文作者受到国家自然科学基金项目(11874341)和国家重点研发计划项目(2016YFA0301603)的支持。

参 考 文 献

- [1] S. Chatrchyan, *et al.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, **716**, 30-61 (2012).
- [2] G. Aad, *et al.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, **716**, 1-29 (2012).
- [3] M. Endres, T. Fukuhara, D. Pekker, M. Cheneau, P. Schauß, C. Gross, E. Demler, S. Kuhr & I. Bloch, The ‘Higgs’ amplitude mode at the two-dimensional superfluid/Mott insulator transition. *Nature*, **487**, 454-458 (2012).
- [4] A. A. Penzias and R. W. Wilson, A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, **142**, 419-421 (1965)
- [5] P. Debye, Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur. *Annalen Der Physik*, **386**, 1154-1160 (1926).
- [6] W. F. Giauque, A thermodynamic treatment of certain magnetic effects. A proposed method of producing temperatures considerably below 1° absolute. *J. Am. Chem. Soc.* **49**, 1864-1870 (1927).
- [7] Heike Kamerlingh Onnes - Biographical. NobelPrize. org. Nobel Media AB 2021. Sat. 8 May 2021. <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1913/onnes/biographical/>>
- [8] W. D. Phillips, Nobel Lecture; Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721-741 (1998).
- [9] S. Chu, The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685-706 (1998).
- [10] C. N. Cohen-Tannoudji, Nobel lecture; manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707-719 (1998).
- [11] E. A. Cornell and C. E. Wieman, Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002)
- [12] W. Ketterle, When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser (nobel lecture). *Rev. Mod. Phys.* **3**, 736-753 (2002).
- [13] J. Catani, G. Barontini, G. Lamporesi, F. Rabatti, G. Thalhammer, F. Minardi, S. Stringari, M. Inguscio. Entropy exchange in a mixture of ultracold atoms. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 140401 (2009)
- [14] C. S. Chiu, G. Ji, A. Mazurenko, D. Greif & M. Greiner, Quantum State Engineering of a Hubbard System with Ultracold Fermions. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 243201 (2018).
- [15] A. E. Leanhardt, T. A. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard, W. Ketterle, Cooling Bose-Einstein condensates below 500 picokelvin. *Science*. **301**, 1513-1515 (2003)
- [16] 汪志诚, 热力学统计物理, 北京: 高等教育出版社, (2008)
- [17] K. Mendelssohn, *Handbuch der Physik*, XV (2), **370** (1956).
- [18] T. Knuutila, J. Martikainen & Tuoriniemi, J. Nuclear magnetism and superconductivity in rhodium. The XXXIV Annual Conference of the Finnish Physical Society, Espoo, Finland, March 9-11, pp. **52**. (2000).
- [19] https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetic_refrigeration
- [20] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Helium_phase_diagram.svg
- [21] H. London, in *Proceedings of the International Conference on Low Temperature Physics*, Oxford, Clarendon Laboratory. **157** (1951).
- [22] G. E. Watson, J. D. Reppy, & R. C. Richardson, Low-temperature density and solubility of He3 in liquid He4 under pressure. *Physical Review*, **188**, 384 (1969).
- [23] D. J. Cousins, S. N. Fisher, AM Guénault, R. P. Haley, & M. G. Ward, An Advanced Dilution Refrigerator Designed for the New Lancaster Microkelvin Facility. *Journal of Low Temperature Physics*, **114**, 547-570 (1999)
- [24] H. L. Huang, D. Wu, D. Fan, & X. Zhu. Superconducting quantum computing; a review. *Science China. Information Sciences*, **63**(8), 180501 (2020).
- [25] C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng, J. Shen, & Q.-K. Xue, Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator. *Science*. **340**, 167-

- 170 (2013).
- [26] R. Frisch, Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **86**(1), 42-48 (1933).
- [27] A. Ashkin, Atomic-Beam Deflection by Resonance-Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1321-1324 (1970).
- [28] T. W. Hansch and A. L. Schawlow, Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, **13**, 68 (1975).
- [29] A. Ashkin, Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 729-732 (1978).
- [30] D. J. Wineland, R. E. Drullinger & F. L. Walls, Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 1639-1642 (1978).
- [31] V. Letokhov, V. Minogin, and B. Pavlik, Cooling and trapping atoms and molecules by a resonant laser field. *Optics Communications* **19**, 72 (1976).
- [32] J. V. Prodan, and W. D. Phillips, Chirping the light-fantastic Recent NBS atom cooling experiments. *Progress in Quantum Electronics*, **8**, 231 (1984).
- [33] W. D. Phillips, and J. V. Prodan, "Cooling atoms with a frequency chirped laser," in *Coherence and Quantum Optics V*, edited by L. Mandel, and E. Wolf (Plenum, New York), 1984, p. 15.
- [34] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, and M. Zhu, Laser manipulation of atomic beam velocities; Demonstration of stopped atoms and velocity reversal. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 996 (1985).
- [35] W. D. Phillips, Proposal to the Office of Naval Research from the National Bureau of Standards, Laser cooling and trapping of neutral atoms, 1979.
- [36] W. Phillips and H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982).
- [37] J. Prodan, W. Phillips, and H. Metcalf, Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1149 (1982).
- [38] W. D. Phillips, J. V. Prodan, and H. J. Metcalf, 1983b, "Neutral atomic beam cooling experiments at NBS," in *Laser-Cooled and Trapped Atoms*, edited by W. D. Phillips (Natl. Bur. Stand, Washington, DC), Spec. Publ. 653, p. 1.
- [39] W. D. Phillips, J. V. Prodan, and H. Metcalf, 1984a, "Laser-cooled atomic beams," in *Atomic Physics IX*, edited by R. S. Van Dyck, and E. N. Fortson (World Scientific, Singapore), p. 338.
- [40] H. Metcalf, and W. D. Phillips, Laser cooling of atomic beams. *Comments At. Mol. Phys.*, **16**, 79 (1985).
- [41] W. D. Phillips, J. Prodan, and H. Metcalf, Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1751 (1985).
- [42] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford: Oxford University Press (2005).
- [43] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48 (1985).
- [44] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2084-2107 (1989)
- [45] E. L. Raab, M. Prentiss, M. Cable, A. Chu, S. and D. E. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631-2634 (1987).
- [46] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990).
- [47] A. Cable, M. Prentiss, and N. P. Bigelow, Observations of sodium atoms in a magnetic molasses trap loaded by a continuous uncooled source. *Optics Letters*, **15**, 507 (1990).
- [48] J. P. Gordon and A. Ashkin, Motion of atoms in a radiation field. *Phys. Rev. A*, **21**, 1606 (1980).
- [49] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 169 (1988).
- [50] J. Dalibard & C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
- [51] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, Optical molasses and multilevel atoms; Theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2058 (1989).
- [52] C. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips, New Mechanisms for Laser Cooling. *Physics Today*, **43**, 33 (1990).
- [53] C. Cohen-Tannoudji, "Atomic motion in laser light," in *Fundamental Systems in Quantum Optics*, edited by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam), 1992, p. 1.
- [54] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1707 (1985).
- [55] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar, and S. Chu, Optical molasses and multilevel atoms; Experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2072 (1989).
- [56] J. Hu, A. Urvoy, Z. Vendeiro, V. Crepel, W. Chen & V. Vuletic, Creation of a Bose-condensed gas of ^{87}Rb by laser cooling. *Science*, **358**, 1078-1080 (2017).
- [57] H. Metcalf, Entropy exchange in laser cooling. *Phys. Rev. A*, **77**, 061401 (2008).
- [58] M. E. Carrera-Patino and R. S. Berry, Entropy production in stopping atoms with laser light. *Phys. Rev. A*, **34**, 4728 (1986).
- [59] S. J. van Enk and G. Nienhuis, Entropy production and kinetic effects of light. *Phys. Rev. A*, **46**, 1438 (1992).

- [60] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Sitzungsber. *Preussischen Akad. Wiss.* **1**, 3-30 (1925)
- [61] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess and G. P. Kochanski, Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988)
- [62] W. Ketterle & N. J. V. Druten, Evaporative Cooling of Trapped Atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **37**, 181-236 (1996).
- [63] K. B. Davis, M. O. Mewes & W. Ketterle, An analytical model for evaporative cooling of atoms. *Applied Physics B*, **60**, 155-159 (1995).
- [64] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman & E. A. Cornell, Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science* **269**, 198-201 (1995).
- [65] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969-3973 (1995).
- [66] T. Esslinger, I. Bloch, & T. W. Hänsch, Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap. *Phys. Rev. A* **58**, R2664 (1998).
- [67] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett & R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687-1690 (1995).
- [68] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, & I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature* **415**, 39 (2002).
- [69] S. Trotzky, L. Pollet, F. Gerbier, U. Schnorrberger & M. Troyer, Suppression of the critical temperature for superfluidity near the Mott transition. *Nature Physics*, **6**, 998-1004 (2010).
- [70] I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885-964 (2008).
- [71] H. Pichler, A. J. Daley, P. Zoller, Nonequilibrium dynamics of bosonic atoms in optical lattices: Decoherence of many-body states due to spontaneous emission. *Phys. Rev. A* **82**, 063605 (2010).
- [72] M. Dolfi, A. Kantian, B. Bauer, M. Troyer, Minimizing non-adiabaticities in optical-lattice loading. *Phys. Rev. A*, **91**, 033407 (2015).
- [73] A. Griessner, A. J. Daley, S. R. Clark, D. Jaksch, P. Zoller, Dark-State Cooling of Atoms by Superfluid Immersion. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 220403 (2006).
- [74] T. -L. Ho, Q. Zhou, Universal Cooling Scheme for Quantum Simulation. *arXiv* 0911.5506 [cond-mat. quant-gas] (29 November 2009)
- [75] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner & P. Zoller, Cold bosonic atoms in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108-3111 (1998)
- [76] J. S. Bernier, C. Kollath, A. Georges, L. D. Leo, F. Gerbier, C. Salomon & Michael Köhl, Cooling fermionic atoms in optical lattices by shaping the confinement. *Phys. Rev. A*, **79**, 061601 (2009).
- [77] A. Kantian, S. Langer, A. J. Daley, Dynamical Disentangling and Cooling of Atoms in Bilayer Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 060401 (2018).
- [78] B. Yang, H. Sun, C.-J. Huang, H.-Y. Wang, Y. Deng, H.-N. Dai, Z.-S. Yuan, and J.-W. Pan, Cooling and Entangling Ultracold Atoms in Optical Lattices. *Science*, **369**, 550 (2020).
- [79] U. - J. Wiese, Ultracold quantum gases and lattice systems: quantum simulation of lattice gauge theories. *Annalen der Physik*, **525**, 777-796 (2013).
- [80] E. Zohar, J. I. Cirac & B. Reznik, Quantum simulations of lattice gauge theories using ultracold atoms in optical lattices. *Rep. Prog. Phys.* **79**, 014401 (2016)
- [81] C. Schweizer, F. Grusdt, M. Berngruber, L. Barbiero E. Demler, N. Goldman, I. Bloch & M. Aidelsburger. Floquet approach to \mathbb{Z}_2 lattice gauge theories with ultracold atoms in optical lattices. *Nature Physics*, **15**, 1168-1173 (2019)
- [82] B. J. DeSalvo, K. Patel, G. Cai & C. Chin, Observation of fermion-mediated interactions between bosonic atoms. *Nature*, **568**, 61-64 (2019)
- [83] A. Mil, T. V. Zache, A. Hegde, A. Xia, R. P. Bhatt, M. K. Oberthaler, P. Hauke, J. Berges & F. Jendrzejewski, A scalable realization of local $U(1)$ gauge invariance in cold atomic mixtures. *Science*, **367**, 1128-1130 (2020).
- [84] B. Yang, H. Sun, R. Ott, H. -Y. Wang, T. V. Zache, J. C. Halimeh, Z.-S. Yuan, P. Hauke & J.-W. Pan. Observation of gauge invariance in a 71-site Bose-Hubbard quantum simulator. *Nature*, **587**, 392-396 (2020).
- [85] Le Hur K and T. M. Rice, Superconductivity close to the Mott state: from condensed-mattersystems to superfluidity in optical lattices. *Annals of Physics*, **324** 1452-515 (2009)
- [86] G. Jotzu, M. Messer, R. Desbuquois, M. Lebrat, T. Uehlinger, D. Greif & T. Esslinger, Experimental realization of the topological haldane model with ultracold fermions. *Nature*, **515**, 237-240 (2014)
- [87] M. F. Parsons, A. Mazurenko, C. S. Chiu, G. Ji, D. Greif & M. Greiner, Site-resolved measurement of the spin-correlation function in the Fermi-Hubbard model. *Science*, **353**, 1253-1256 (2016).
- [88] A. Mazurenko, C. S. Chiu, G. Ji, M. F. Parsons, Márton Kanász-Nagy, R. Schmidt, F. Grusdt, E. Demler, D. Greif & M. Greiner. A cold-atom Fermi-Hubbard antiferromagnet. *Nature*, **545**, 462-466 (2017).
- [89] M. Lohse, C. Schweizer, H. Price, O. Zilberberg & I. Bloch,

Exploring 4D quantum Hall physics with a 2D topological charge pump. *Nature*, **553**, 55-58 (2018).

[90] D.-W. Zhang, Y.-Q. Zhu, Y. X. Zhao, H. Yan, & S.-L. Zhu, Topological quantum matter with cold atoms. *Advances in Physics*, **67**, 253 (2019).

[91] S. Smale, P. He, B. A. Olsen, K. G. Jackson, H. Sharum, S. Trotzky, J. Marino, A. M. Rey, and J. H. Thywissen, Observation of a transition between dynamical phases in a quantum degenerate Fermi gas. *Science Advances*, **5**, eaax1568 (2019).