

利用射频相位实现冷原子内态的相干布居转移调控*

王陈浩¹⁾²⁾ 解缙¹⁾²⁾ 姬中华¹⁾²⁾ 苏殿强¹⁾²⁾ 肖连团¹⁾²⁾ 贾锁堂¹⁾²⁾ 赵延霆^{1)2)†}

1) (山西大学激光光谱研究所, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

摘 要

本文研究了射频相位调控下冷原子内态的相干拉比振荡动力学过程。在实验中, 利用双射频场耦合 ^{87}Rb 原子的两个超精细基态 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$, 通过测量原子的动力学演化过程, 得到了不同射频相位下的耦合强度, 并清晰揭示了射频相位对其大小的调控作用, 系统验证了耦合强度随相位呈周期性变化的规律, 实现了耦合强度从零到最大值的连续、高精度操控。通过相位调控实现了 1 微秒级别耦合强度切换, 比功率调节快 1-2 个数量级。相较于激光相位, 射频相位在调控原子内态间的耦合强度时, 不仅具备更高的稳定性, 更可实现毫弧度量级的精密调控。双射频场方案的引入进一步丰富了原子内态间耦合强度调控的多样性, 为耦合强度的精准操控提供了新的途径。这一技术为在冷原子体系中实现复杂的量子态操控和量子模拟提供了新的手段。

关键词: 冷原子, 拉比振荡, 射频耦合, 相位调控, 量子态操控

PACS: 95.85.Bh, 67.85.Hj, 67.85.-d, 03.65.Yz

基金: 国家重点研发计划 (批准号:2022YFA1404203)、国家自然科学基金 (批准号:12504308, 12274272) 和高等学校学科创新引智基地 (111 计划) (批准号:D18001) 资助的课题。

† 通讯作者. E-mail: zhaoyt@sxu.edu.cn

第一作者. E-mail: wangch@sxu.edu.cn

1 引 言

在冷原子物理研究中, 对原子内态的精确操控是实现量子计算^[1, 2]、量子模拟^[3-5]以及量子精密测量^[6-8]等前沿应用的关键。射频耦合技术作为一种高效的量子态操控手段, 其优势在于能够在不引入额外动量的情况下实现原子内部态之间的转换。这种特性使得射频技术在研究冷原子体系的内部动力学过程中具有独特的优势。在上世纪 90 年代的冷原子研究起步阶段, 射频转移技术迅速成为一种操控原子内态的关键工具。特别是在

玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 制备过程中, 射频技术发挥了关键作用^[9-12], 它不仅能够精准地调控原子的内态, 还能在 BEC 形成后用于制备 Feshbach 分子^[13-15]。作为一种探测手段, 射频转移技术同样表现出色, 它被用于证明氢原子 BEC 的存在^[16]。此外, 它还被用于探测 BCS-BEC 渡越区的结合能^[17], 为测量超冷原子体系中原子间的相互作用提供了精确可控的实验手段。在光晶格研究中, 射频技术更是助力科学家们深入研究莫特绝缘态到超流态的量子相变过程^[18]。在超冷原子体系中, 射频波长较长的特性使得其动量传递几乎为零, 这一独特优势使得射频技术成为动量不敏感测量的理想工具^[19]。例如, 在研究超冷原子的内部态转换时, 射频技术可以避免因动量转移而导致的原子运动干扰, 从而实现高精度的测量和操控。近年来, 随着非厄米物理的兴起, 射频和微波转移技术的应用范围进一步拓展。在非厄米冷原子系统^[20-22]、离子系统^[23、24]以及固体系统^[25、26]中, 这些技术被广泛用于实现不同量子态之间的精准操控以及复数能谱的测量。它们为研究非厄米系统的拓扑特性、非平衡动力学以及量子信息处理提供了强大的实验手段。综上所述, 射频转移技术的多功能性使其在冷原子研究中占据了重要地位。

在本文中利用全光学^[27-30]的方法实现 ^{87}Rb BEC 单一塞曼能级制备。实验中我们首先利用单个射频场操控 ^{87}Rb 原子的两个超精细基态能级原子布居, 通过对原子动力学演化过程的测量, 实现了射频耦合强度的校准。随后引入两个射频场, 通过调节两个射频信号之间的相对相位, 实现了对射频耦合强度的精确调控。并通过相位调控实现了耦合强度的高速切换, 并且与传统的耦合强度开关方式相比, 利用相位调控替代功率调控, 将耦合强度的开关速度提高 1-2 个数量级, 突破了功率放大器的固有限制。这一实验设计不仅验证了射频相位对耦合强度的调控能力, 还展示了射频技术在量子态操控中的高精度和高稳定性。与激光相位调控相比^[31], 由于射频波长远大于原子尺寸, 相位噪声的影响更小, 因此射频相位的稳定性更高, 这使得在长时间的实验过程中能够保持稳定的耦合强度, 从而为复杂的量子态操控和量子信息处理提供可靠的技术手段。

2 理论模型

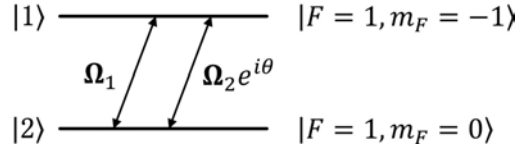


图1 能级示意图

Fig.1. Energy level diagram.

首先从理论上描述一个二能级系统的物理模型。考虑如图 1 所示的二能级系统，两个能级之间用共振的射频直接耦合，耦合强度分别为 Ω_1 和 Ω_2 ，假设两个射频间的相位差为 θ ，那么该系统的哈密顿量可以写为：

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 + \Omega_2 e^{i\theta} \\ \Omega_1 + \Omega_2 e^{-i\theta} & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

本征值 $\lambda = \sqrt{2\Omega_1^2 + 2\Omega_1\Omega_2 \cos \theta}$ ，那么双射频作用下的有效耦合强度 $\Omega_3 = \sqrt{2\Omega_1^2 + 2\Omega_1\Omega_2 \cos \theta}$ ，当 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ 时， $\Omega_3 = \Omega\sqrt{2+2\cos \theta}$ 。其中 $\theta = \theta_{ini} + \theta_{ext}$ ， θ_{ini} 代表两射频间的初始相位差， θ_{ext} 代表外加的相位。

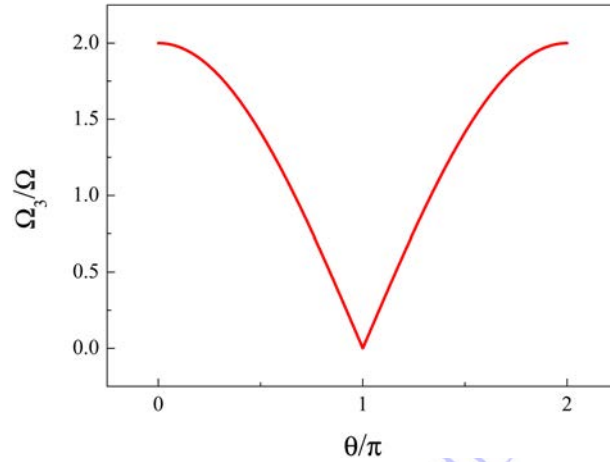


图2 双射频耦合强度与相位关系理论曲线

Fig.2. Theoretical curve of the relationship between coupling strength and phase.

根据有效耦合强度表达式 $\Omega_3 = \Omega\sqrt{2+2\cos \theta}$ 可知， Ω_3 是关于 θ 的周期函数，周期为 2π ，并且当两个射频场的相位差为 $2n\pi$ （ n 为任意整数）时，两场同相叠加，发生相长干涉，有效耦合强度将达到最大值 2Ω 。当两个射频场的相位差为 $(2n+1)\pi$ 时，两场反相，发生相消干涉，有效耦合强度达到最小值 0，原子将始终布居在初态，不发生转移。这一特性是实现耦合强度高速开关的物理基础。进而我们可以得到如图 2（纵坐标以 Ω

为单位) 所示的双射频作用下的有效耦合强度 Ω_3 与两射频相位差 θ 的关系曲线。从图中可以看出, 有效耦合强度随相对相位呈现严格的余弦型周期变化。在 $[0, 2\pi]$ 区间内, Ω_3 从最大值 2Ω 连续变化至最小值 0, 再恢复至最大值。这种连续可调性使得我们可以通过精确控制相对相位, 实现对耦合强度 $[0, 2\Omega]$ 范围内的任意设定。为了实现公式 (1) 所示的哈密顿量, 利用 ^{87}Rb 原子的两个基态能级 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 作为其中的 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态。

3 实验过程

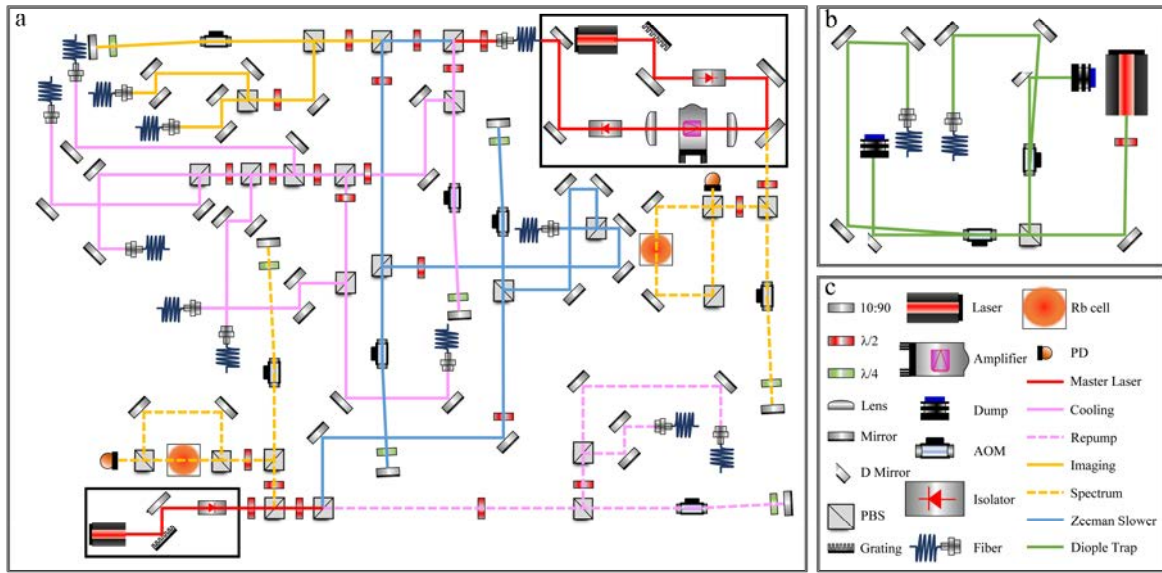


图3 光路示意图。(a) 光路中主要包含冷却光、再泵浦光、塞曼减速光和吸收成像光；(b) 光学偶极阱光路示意图；(c) 光学元件、电学元件以及激光介绍。

Fig.3. Schematic of the optical setup. (a) The optical setup mainly includes cooling laser, repumping laser, zeeman slower laser, and absorption imaging laser; (b) Schematic of the optical dipole trap; (c) Introduction of optical components, electrical components and laser.

图 3 为实验中使用的的光路示意图。图 3 (a)-(b) 包括了整个 BEC 制备过程中的所有激光, 包括冷却光、再泵浦光、塞曼减速光、吸收成像光和光学偶极阱光。图 3 (c) 为图 3 (a)-(b) 中光学元件、电学元件以及激光介绍。图 4 为实验时序。我们首先通过塞曼减速器实现铷原子的减速, 并利用磁光阱 (MOT) 技术进行 9 s 的 MOT 俘获。接下来通过 20 ms 的压缩磁光阱 (CMOT) 和 7 ms 的偏振梯度冷却 (PGC) 技术来增加原子的

密度和降低原子的温度。最后利用全光学蒸发冷却的方法，在水平面 60° 交叉的光学偶极阱中进行蒸发冷却，在 12 s 的时间内将原子气体的温度降低至 50 nK，实现 ^{87}Rb 原子 BEC 制备。为了实现单一塞曼能级的制备，在蒸发阶段的最后 5 s，通过施加 12 G/cm 的梯度磁场，利用自旋选择性蒸发，实现初态为 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态的 BEC。原子数约为 2.5×10^4 。在进行实验测量之前，需要对两个射频的耦合强度进行校准。校准过程分为三步。第一，得到 BEC 后，在 100 ms 的时间内，将偏置磁场扫描至 16 G，对应的塞曼分裂约为 11.2 MHz，二次塞曼分裂约为 37 kHz，使 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 之间的频率差远离 $|F=1, m_F=1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 之间的频率差；第二，等待 100 ms，让磁场涡流充分衰减，使磁场稳定度达到 mG 量级；最后打开射频开关，利用信号发生器产生频率为 11.2 MHz，幅度可控的正弦信号，耦合 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态。测量阶段利用斯特恩-盖拉赫吸收成像技术实现不同塞曼能级的原子布居数分布测量，飞行时间为 10 ms，通过拟合原子两个能级之间的拉比振荡得到耦合强度。两个射频线圈在水平方向上，与偏置磁场垂直。

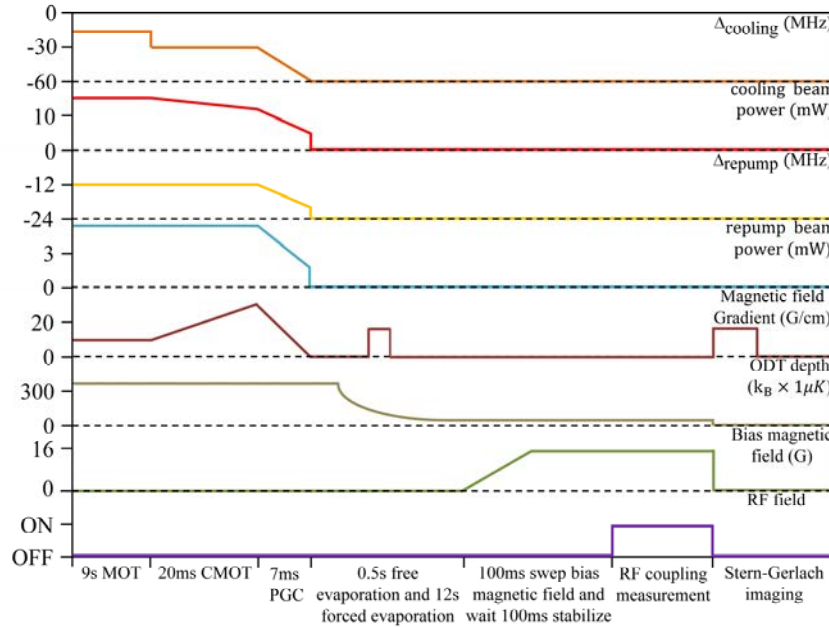


图4 实验时序

Fig.4. Experimental sequence.

4 实验结果与分析

4.1 单个射频的耦合强度测量

图 5 (a)-(b) 分别展示了仅施加射频 1 和射频 2 时的原子动力学演化过程。通过调节两路射频信号的幅值，使二者的独立耦合强度基本保持一致。在本实验的时间尺度内，射频作用时间较短，因此利用共振拉比振荡公式 $P = a + b \cos(2\Omega t)$ 进行拟合，其中 P 为初态原子占据概率， a 和 b 为拟合系数， Ω 为拉比频率（耦合强度），最终拟合得到耦合强度分别为 $3.552(8)\pi$ kHz 和 $3.498(3)\pi$ kHz。单射频耦合强度校准完成后，进一步将两个射频场同时施加在原子上，理论计算表明其总耦合强度将随着相对相位呈现严格的周期变化。当两个射频场的相位差为 $2n\pi$ （ n 为任意整数）时，两场同相叠加，有效耦合强度将达到最大值，约 7π kHz。当两个射频的相位差为 $(2n+1)\pi$ 时，振幅抵消，有效耦合强度为 0，原子将始终处于初态，不发生任何布居转移。下面对这一理论结果进行实验验证。

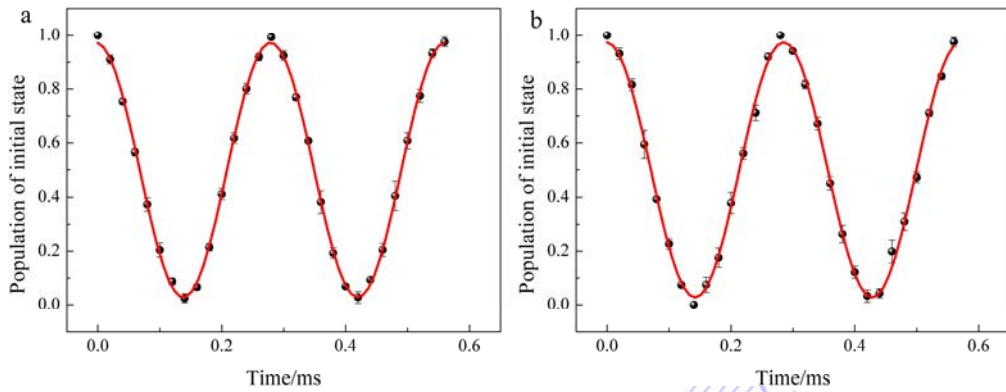


图 5 单个射频时的耦合强度测量。(a) 射频 1: $3.552(8)\pi$ kHz; (b) 射频 2: $3.498(3)\pi$ kHz。黑色点为实验数据，红色实线为拟合曲线。实验数据为 3 次测量的平均结果。

Fig.5. Coupling strength measurement at a single radio frequency (RF). (a) RF1: $3.552(8)\pi$ kHz; (b) RF2: $3.498(3)\pi$ kHz. Black dots are experimental data. Solid lines are theoretical fits. Each data is the average over 3 measurements.

4.2 双射频耦合强度和相位的关系

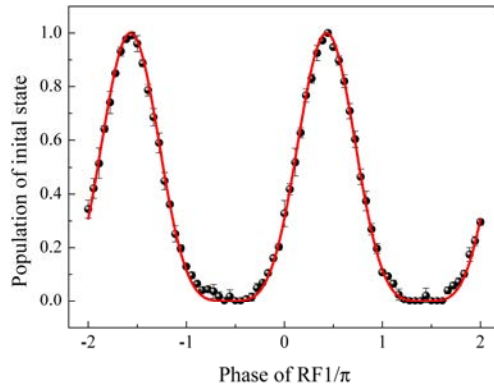


图 6 原子初态布居数与 θ_{ext} 的关系。射频作用时间为 0.07 ms，黑色点为实验数据，红色实线为拟合曲线。实验数据为 3 次测量的平均结果。

Fig.6. The relationship between the population of initial state and θ_{ext} . The evolution time $t = 0.07$ ms. Black dots are experimental data. Solid line is theoretical fits. Each data is the average over 3 measurements.

根据测量的单个射频的耦合强度，固定射频频率、幅值和作用时间 $t = 0.07$ ms ($\pi/2$ 脉冲)，精确扫描外加相位 $\theta_{ext} = [-2\pi, 2\pi]$ ，步长约为 0.05π ，每个点采集三次，测量不同 θ_{ext} 下初态原子的布居数变化，图 6 为最终的测量结果。黑色点为实验数据，红色实线为拟合结果。拟合公式为： $P = a + b \cos(2\Omega_3 t)$ ，其中 $\Omega_3 = \Omega \sqrt{2 + 2 \cos \theta}$ ， $\theta = \theta_{ini} + \theta_{ext}$ ， $t = 0.07$ ms。最终拟合得到两个射频之间的初始相位差 $\theta_{ini} = 0.564(1)\pi$ ， $\Omega = 3.53(1)\pi$ kHz。其中 Ω 的拟合结果与上一节中的单射频耦合强度基本一致。实验结果表明，射频相位的改变引起初态原子布居数的相应变化，由此证实耦合强度随相位可调，实现了对原子内态耦合的相位调控。

在证明调节射频的相位可以改变耦合强度后，我们进一步量化射频 1 和射频 2 不同实际相位差 θ 下的耦合强度，并得到相位差与耦合强度的关系。图 7 为最终测量结果。图 7 (a) 中分别是 θ 为 0、 $\pi/2$ 、 $2\pi/3$ 和 π 时的原子动力学演化过程，利用公式 $P = a + b \cos(2\Omega t)$ 拟合得到不同相位下的耦合强度。从图中可以看出，当相位差为 0 时，耦合强度最大，拟合结果为 $7.11(1)\pi$ kHz，当相位差为 π 时，原子一直处于初态，与理论预期结果一致。图 7 (b) 为相位差与耦合强度的关系，使用本征值表达式

$y = A\sqrt{2 + 2\cos\theta}$ 进行拟合，其中 y 代表双射频共同作用时的耦合强度， A 代表单个射频作用时的耦合强度， θ 代表两个射频的实际相位差。最终拟合得到 A 的结果为 $3.52(2)\pi$ kHz，这一结果与之前测量单个射频作用时的耦合强度结果基本一致。

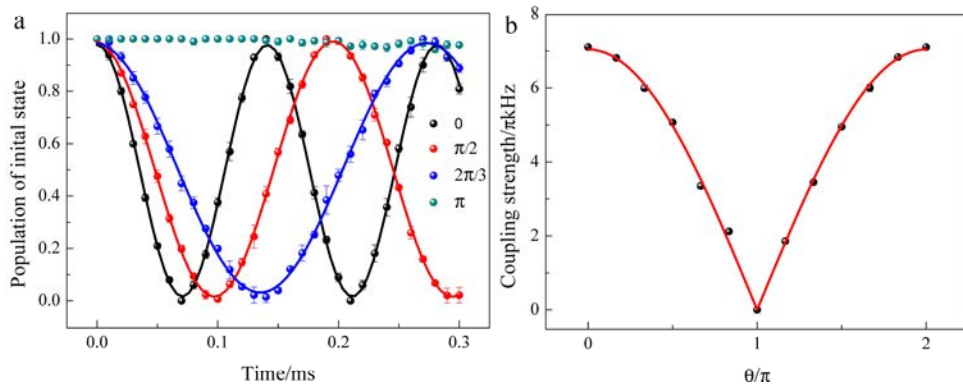


图 7 不同相位差下的耦合强度测量。(a) θ 为 0 、 $\pi/2$ 、 $2\pi/3$ 和 π 时的原子动力学演化过程，圆点为实验数据，实线为拟合曲线，实验数据为 3 次测量的平均结果；(b) θ 与耦合强度的关系，圆点为拟合得到的耦合强度，实线为理论曲线。

Fig.7. Coupling strength at different phase differences. (a) Coupling strength measurement when θ is 0 , $\pi/2$, $2\pi/3$ and π . Solid dots are experimental data. Solid lines are theoretical fits. Each data is the average over 3 measurements; (b) The relationship between the θ and coupling strength. Solid dots are the coupling strength obtained by fitting, and the solid line is the theoretical curve.

4.3 相位调控与功率调控的响应对比

双射频场方案的另一个关键优势在于其快速切换能力。传统方案通过调节射频功率来实现耦合强度的开关，但功率放大器的固有响应时间限制了开关速度。通常的功率放大器的开启/关闭时间在几十微秒，在某些带宽下甚至可以达到毫秒。相比之下，双射频场方案通过调节两射频的相对相位来实现耦合强度的调控。而信号发生器的相位切换速度可以达到 1 微秒（受限于信号发生器本身的调制频率），比功率调节快 1-2 个数量级。

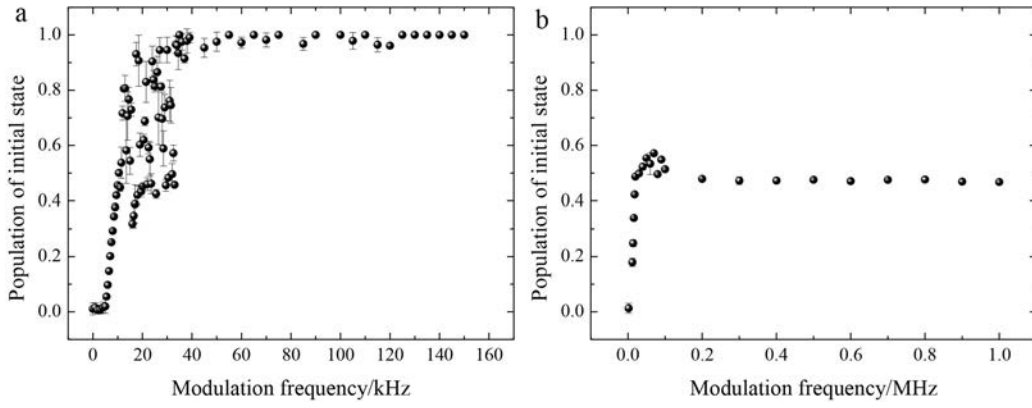


图 8 功率调控与相位调控的响应测量。(a) 功率调控响应测量；(b) 相位调控响应测量。圆点为实验数据。实验数据为 3 次测量的平均结果。

Fig.8. Response measurement of power modulation and phase modulation. (a) Response measurement of power modulation; (b) Response measurement of phase modulation. Dots are experimental data. Each data is the average over 3 measurements.

为验证相位调控的快速响应特性，我们采用 100% 深度的方波调制（占空比 50%），并将两个射频的耦合强度均调至 5π kHz。在功率调控方案中，只开启一个射频场，利用信号发生器的外部调制功能对射频幅值进行调制，射频功率在 0 和最大值之间以方波形式进行切换，射频作用 0.1 ms (π 脉冲)，随后测量不同能级上的原子布居数，当调制频率超过 40 kHz 时，原子基本布居在初态不发生转移。在双射频场的相位调控实验中，开启两个射频场，将初始相位差设置为 π ，有效耦合强度为 0。将作用时间更改为 0.05 ms（对应相位差为 0 时的 π 脉冲）。这里利用信号发生器的外部调制功能对其中一个射频场的相位进行调制，相位在 π 和 0 之间同样以方波形式进行切换，当调制频率达到 1 MHz 时（信号发生器支持的最大调制频率），原子依然会发生布居转移。图 8 为实验测量结果。信号发生器和功放之间使用射频开关进行控制（开断时间在百纳秒以内）。相位调控实验中射频开关提前 0.1 ms 开启，确保实验不受功放延迟的影响。

该对比实验证明了双射频场方案在实现快速量子门操作中的技术优势。通过相位调控而非功率调节，在保持射频功率稳定的同时，实现原子耦合场 1 微秒级开关，为高精

度量子操控提供了新的技术手段。需要注意的是，在长时间或多脉冲序列中，相位噪声的累积可能出现有效耦合强度涨落现象，进而导致通过相位控制耦合场开关时开断不完全。为此，可通过锁相技术抑制两射频源的相对相位抖动，确保长时间相干操控中的相位同步与耦合强度稳定性。

5 总 结

本文研究了双射频场相位与耦合强度的关系。双射频场方案的引入进一步提升了耦合强度调控的灵活性和精确性。相较于传统功率调节受限于射频功率放大器的响应带宽，双射频场方案通过相位干涉实现耦合强度的开关，切换速度可达微秒量级。与激光相位调控相比，由于射频波长远大于原子尺寸，因此通过射频相位在调控原子内态间的耦合强度时，具有高度的稳定性。这一技术的实现为未来在冷原子体系中实现复杂的量子态操控和量子模拟提供了新的可能性。例如多粒子体系中量子态的快速初始化和量子门的快速操作等。射频相位作为一个额外的操控参量，使我们得以在时域、幅值之外，对耦合过程进行毫弧度精度的调控，为实验设计带来新的自由度，也为高精度量子调控与量子信息处理拓展了新的实验手段。

参考文献

- [1] Bluvstein D, Evered S J, Geim A A, Li S H, Zhou H Y, Manovitz T, Ebadi S, Cain M, Kalinowski M, Hangleiter D, Bonilla Ataides J P, Maskara N, Cong I, Gao X, Sales Rodriguez P, Karolyshyn T, Semeghini G, Gullans M J, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2023 *Nature* **626** 58
- [2] Buchemavari V, Omanakuttan S, Jau Y-Y, Deutsch I 2024 *Phys. Rev. A* **109** 012615
- [3] Shaw A L, Scholl P, Finkelstein R, Tsai R B-S, Choi J, Endres M 2025 *Science* **388** 845
- [4] Bernien H, Schwartz S, Keesling A, Levine H, Omran A, Pichler H, Choi S, Zibrov A S, Endres M, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2017 *Nature* **551** 579
- [5] Semeghini G, Levine H, Keesling A, Ebadi S, Wang T T, Bluvstein D, Verresen R, Pichler H, Kalinowski M, Samajdar R, Omran A, Sachdev S, Vishwanath A, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2021 *Science* **374** 1242

- [6] Bouchendira R, Cladé P, Guellati-Khélifa S, Nez F, Biraben F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 080801
- [7] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2014 *Nature* **510** 518
- [8] Zhou L, Long S T, Tang B, Chen X, Gao F, Peng W C, Duan W T, Zhong J Q, Xiong Z Y, Wang J, Zhang Y Z, Zhan M S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 013004
- [9] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [10] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [11] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [12] Bradley C C, Sackett C A, Hulet R G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 985
- [13] Ospelkaus C, Ospelkaus S, Humbert L, Ernst P, Sengstock K, Bongs K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 120402
- [14] Zirbel J J, Ni K-K, Ospelkaus S, Nicholson T L, Olsen M L, Julianne P S, Wieman C E, Ye J, Jin D S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013416
- [15] Simoni A, Zaccanti M, D'Errico C, Fattori M, Roati G, Inguscio M, and Modugno G 2008 *Phys. Rev. A* **77** 052705
- [16] Fried D G, Killian T C, Willmann L, Landhuis D, Moss S C, Kleppner D, Greytak T J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3811
- [17] Bloch I 2005 *Nature Phys.* **1** 23
- [18] Campbell G K, Mun J, Boyd M, Medley P, Leanhardt A E, Marcassa L G, Pritchard D E, Ketterle W 2006 *Science* **313** 649
- [19] Veeravalli G, Kuhnle E, Dyke P, Vale C J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 250403
- [20] Li J M, Harter A K, Liu J, de Melo L, Joglekar Y N, Luo L 2019 *Nature commun.* **10** 855
- [21] Liang Q, Xie D Z, Dong Z L, Li H W, Li H, Gadway B, Yi W, Yan B 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 070401
- [22] Li K, Xu Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 093001
- [23] Ding L Y, Shi K Y, Zhang Q X, Shen D N, Zhang X, Zhang W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 083604
- [24] Cao M M, Li K, Zhao W D, Guo W X, Qi B X, Chang X Y, Zhou Z C, Xu Y, Duan L M 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 163001

- [25] Zhang W G, Ouyang X L, Huang X Z, Wang X, Zhang H L, Yu Y F, Chang X Y, Liu Y Q, Deng D L, Duan L M 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 090501
- [26] Yu Y F, Yu L W, Zhang W G, Zhang H L, Ouyang X L, Liu Y Q, Deng D L, Duan L M 2022 *npj Quantum Inf.* **8** 116
- [27] Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 010404
- [28] Olson A J, Niffenegger R J, Chen Y P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053613
- [29] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S 2005 *Phys. Rev. A* **71** 011602(R)
- [30] Clément J F, Brantut J P, Robert-de-Saint-Vincent M, Nyman R A, Aspect A, Bourdel T, Bouyer P 2009 *Phys. Rev. A* **79** 061406(R)
- [31] Zhou F, Wen K, Wang L W, Liu F D, Han W, Wang P J, Huang L H, Chen L C, Meng Z M, Zhang J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 154204 (in Chinese) [周方, 文凯, 王良伟, 刘方德, 韩伟, 王鹏军, 黄良辉, 陈良超, 孟增明, 张靖 2021 物理学报 **70** 154204]

Coherent Population Transfer Control of Cold Atomic Internal States via Radio Frequency Phase *

Chenhao Wang¹⁾²⁾ Jin Xie¹⁾²⁾ Zhonghua Ji¹⁾²⁾ Dianqiang Su¹⁾²⁾ Liantuan Xiao¹⁾²⁾ Suotang Jia¹⁾²⁾ Yanting

Zhao^{1) 2)†}

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract

~~This work investigates the coherent Rabi oscillation dynamics of cold atomic internal states under radio frequency phase modulation. In the experiment, two radio frequency (RF) fields were employed to couple the two hyperfine ground states $|F=1, m_F=1\rangle$ and $|F=1, m_F=0\rangle$ of ^{87}Rb atoms. By measuring the dynamical evolution of the atoms, the coupling strengths~~

under various RF phases were obtained, and the modulation effect of RF phase on coupling strengths is clearly revealed. The periodic variation of coupling strength with phase was systematically verified. The continuous and high-precision control of the coupling strength from zero to maximum is realized. In addition, 1 microsecond-level coupling strength switching is achieved by phase modulation, which is 1-2 orders of magnitude faster than power modulation. Compared to the laser phase, RF phase offers not only superior stability but also precision control at the milliradian level when modulating the coupling strength between atomic internal states, providing a novel approach for precise manipulation of coupling strength. The incorporation of the dual RF field scheme further enriches the diversity of coupling strength control between atomic internal states. This technique establishes a new methodology for realizing complex quantum state manipulation and quantum simulation in cold atomic systems.

In this paper, we investigate the coherent Rabi oscillation dynamics of internal states in ultracold atoms under radio-frequency (RF) phase control. In the experiment, a single Zeeman sublevel of ^{87}Rb Bose-Einstein condensate (BEC) was first prepared using an all-optical method. A single RF field was then applied to manipulate the atomic populations between two hyperfine ground states $|F=1, m_F=-1\rangle$ and $|F=1, m_F=0\rangle$ of ^{87}Rb . By measuring the time evolution of the atomic dynamics, the RF coupling strength was calibrated. Then, two RF fields were employed to couple the two hyperfine ground states $|F=1, m_F=-1\rangle$ and $|F=1, m_F=0\rangle$ of ^{87}Rb . By measuring the

atomic dynamical evolution under different relative RF phases, the dependence of the coupling strength on the RF phase was obtained. The results clearly reveal the controlling effect of the RF phase on the coupling strength and systematically verify the periodic variation of the coupling strength with phase. Continuous and high-precision control of the coupling strength from zero to its maximum value was achieved. Compared with optical phase control, RF phase control exhibits higher stability because the RF wavelength is much larger than the atomic size, leading to reduced sensitivity to phase noise. Moreover, RF phase manipulation enables precision control at the milliradian level. Finally, phase control was used to achieve rapid switching of the coupling strength. Compared with conventional methods based on power modulation, replacing intensity control with phase control improves the switching speed of the coupling strength by one to two orders of magnitude, overcoming the intrinsic limitations imposed by power amplifiers. The introduction of the dual-RF-field scheme further enriches the available approaches for controlling coupling strengths between atomic internal states and provides a new pathway for precise manipulation of atomic interactions. This technique offers a new method for realizing complex quantum-state control and quantum simulation in ultracold atomic systems.

Keywords: Ultracold atom, Rabi oscillations, radio frequency coupling, phase modulation, quantum state manipulation

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No.

2022YFA1404203), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12504308, 12274272), and 111 Project (Grant No. D18001).

录用稿件，非最终出版稿