光学学报

通过减小碰撞导致的退相干和谱线增宽提高光晶格钟稳定度

周驰华[1,2]，卢晓同[1**]，郭峰[1,2]，王叶兵[1,2]，梁婷[1]，常宏[1,2*]

[1]中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室，陕西 西安 710600；

[2]中国科学院大学天文与空间科学学院，北京 100049

摘要 在^{87}Sr空间光晶格钟原理样机上实验观测了原子碰撞对谱线激发率抑制以及对谱线的展宽，并观测到由非弹性碰撞导致的原子损耗。通过简单地将原子数从6000减小至2000，实现了线宽为1.9 Hz的钟跃迁谱线，并将空间光晶格钟原理样机的稳定度提升至$1\times10^{-15}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$。相关实验结果对研究光晶格的多体相互作用对钟跃迁谱线的影响具有重要意义。

关键词 原子与分子物理学；空间光晶格钟；钟跃迁谱线；相互作用；自比对稳定度

中图分类号 O562.5 **文献标志码** A **DOI:** 10.3788/AOS221849

1 引 言

量子参考体系的选择取决于许多重要因素，其中一个非常重要的因素是找到支持高品质因子$Q=f_c/\Delta v$（Δv为谱线的线宽，f_c为钟跃迁频率）并且其频率对外部场不敏感的钟跃迁[1]。碱土金属原子中单态到三重态的超窄光学跃迁是目前实现高性能光晶格钟的基础[2-8]，其核心思想是在一个光晶格中装载大量温度在μK量级的超冷原子，以符合兼具高稳定度和低系统不确定度的光学频率标准。本文将注意力转向频率稳定度，这是因为其不仅是评价光钟性能的重要指标之一，还是在有限的测量时间内降低系统不确定度的关键因素。目前国际计量局制定的光钟替换“秒”定义的路线中包括：三台及以上的光钟相互比对的频率差异小于5×10^{-18}[9]。这个指标就要求光钟的稳定度至少为5×10^{-18}量级。此外，高稳定度还是利用光钟进行前沿物理研究的重要基础，比如探测引力波和暗物质时就要求光钟的秒稳定度在10^{-18}量级[10-11]。

目前影响光晶格钟稳定度的因素主要包括量子投影噪声（QPN）[12]和Dick噪声[13-14]。QPN是钟探测过程中原子波函数随机坍缩到某个本征态导致的测量噪声，可通过增加原子数或提高谱线品质因子来减小。Dick噪声是由光晶格钟的周期运行使钟激光的高频噪声转换至低频，从而导致伺服系统对钟激光进行错误的频率纠正产生的。Dick噪声本质上为钟激光的噪声，因此可以通过提高钟激光的稳定度来直接减小该噪声，还可以通过增加钟探测时间，提高钟的有效运行率来减小该噪声。目前，光晶格钟实际运行的最佳稳定度为$4.8\times10^{-17}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$[15]，而此时2000个原子对应的QPN限制的稳定度为$2.6\times10^{-17}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$，即稳定度仍受限于Dick噪声。在钟激光稳定度不变的情况下，减小Dick噪声的有效方式是增加钟跃迁的探测时间τ_p（采用拉比探测方式，即钟激光为一个矩形脉冲时，钟跃迁谱线的线宽可近似表示为$0.8/\tau_p$[16]）。对于较小的τ_p（如100 ms）而言，当τ_p较大（如500 ms）且原子数较多时（如6000），碰撞频移与拉比频率在同一个量级且由非弹性散射导致的激发态粒子数损耗增强[17]；同时，处于不同外态和不同光格点的原子拉比频率差异也变得更大（由原子温度、原子间的相互作用和钟激光噪声及其与晶格光的失谐角等导致的非均匀激发）。这些因素均使得τ_p较大时，钟跃迁谱线的激发率减小、线宽变大、频率敏感度降低，并最终导致钟的稳定度低于相应的Dick极限[13]。因此，当增大τ_p时，需要仔细考虑其他系统参数对谱线线宽和激发率的影响，否则无法获得预期的稳定度。

本文基于空间^{87}Sr一维光晶格钟原理样机，从实验上观测了长的钟探测时间下原子间相互作用强度对谱线线宽和激发率，以及系统稳定度的影响。首先，在保

收稿日期：2022-10-19；**修回日期**：2022-11-06；**录用日期**：2022-11-25；**网络首发日期**：2023-01-04

基金项目：国家自然科学基金（11803042，11474282，61775220）、中国科学院前沿科学重点研究项目（QYZBD-SSW-JSC004）、中国科学院青年创新促进会专项（2019400）、陕西省青年科技新星项目（2021KJXX-58）

通信作者：*changhong@ntsc.ac.cn；**luxiaotong@ntsc.ac.cn

持原子体系温度为3 μK、钟激光与晶格光的失谐角为13 mrad、$\tau_{\mathrm{p}}=500$ ms等参数不变的情况下，通过改变光晶格中装载的原子数，观测到高原子密度对钟跃迁谱线激发率的抑制（退相干）和谱线增宽现象。其次，在高原子密度状态下，观测到非弹性碰撞导致的粒子数损耗。最后，通过自比对方法分别测量了原子数为6000和2000时系统的稳定度，结果表明减小原子数可将稳定度提升2.6倍，并接近Dick噪声限制的稳定度。

2　实验系统

2.1　物理装置

图1为空间光晶格钟原理样机真空装置简图。锶原子蒸气由自研的内加热真空原子炉产生，通过特殊的加固设计和利用三层抛光不锈钢制作的热屏蔽罩减小热损耗，锶炉可承受超过10倍的重力加速度冲击且在炉温度设置为460 ℃时其功率低至10 W。经过由数百根不锈钢毛细管组成的机械准直器后，锶原子蒸气经过光学二维准直和塞曼减速[18]后到达主真空腔体。其中，在锶炉与光学二维准直器之间设置一个小的真空腔体，其上设有4个CF16窗口。波长为461 nm的光从两侧窗口入射并通过调整原子荧光信号的强度稳定激光器的频率，这样就不需要额外的锶炉或者光学腔等用于激光频率稳定的装置。该解决方案提供了更简单的装置结构，并避免了额外的功耗及空间占用。二维准直光束为两束相对传播的461 nm线偏振光，光的频率相对于$^1\mathrm{S}_0\to{}^1\mathrm{P}_1$跃迁负失谐15 MHz。为了减小整个装置的体积和功耗，塞曼减速器由4个线圈组成，且整个减速器的长度设计为10 cm，功率为9 W，质量为3 kg，可获得约为地面光钟速度70%的低速（约50 m/s）原子[19]。

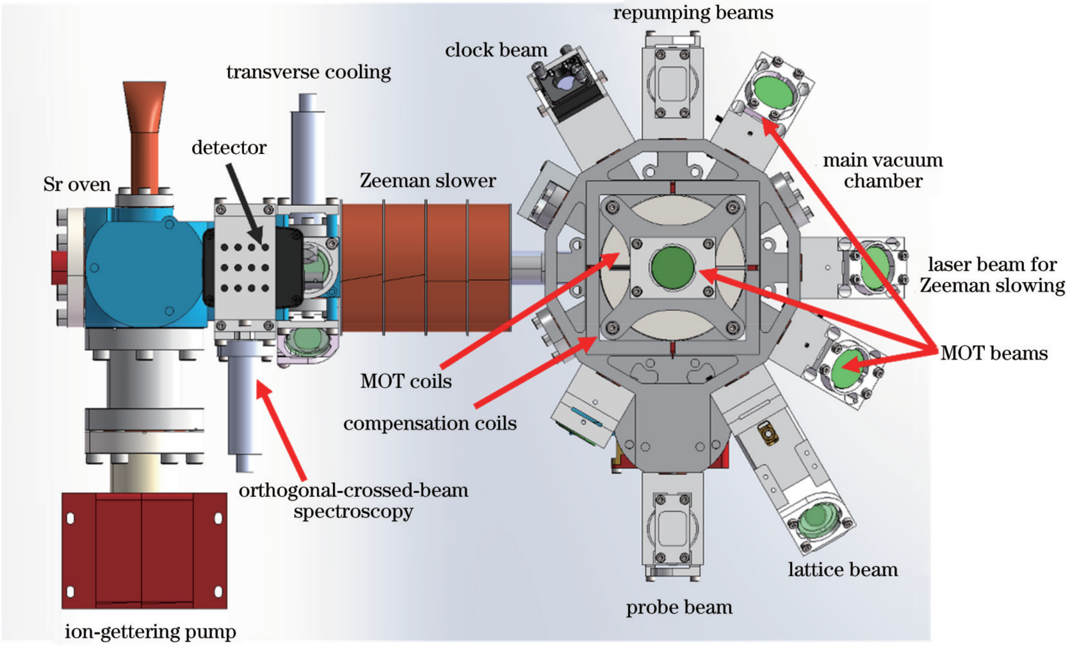

图1　真空装置示意图

Fig. 1　Schematic of vacuum setup

经过塞曼减速器后，低速原子被磁光阱（MOT）俘获并进一步冷却。磁光阱由6束圆偏振光（相对入射的光具有相反的偏振态）和四极磁场组成。MOT位于真空腔体中心，整个腔体的体积约为0.18×10^{-3} m^3。这样的小型腔体具有以下两个优点：1）产生四极磁场的反向亥姆赫兹线圈距离MOT中心的距离小于2 cm，因此可以在3 A的电流下在MOT中心产生超过50 G/cm（1 G=10^{-4} T）的磁场梯度。由于发热量较小，该线圈无需水冷，可通过散热片将热量导出。2）有利于超高真空的维持，相比地面光钟真空系统采用2个抽速为75 L/s的离子泵，整个空间光钟真空系统仅采用2个小型吸气剂复合型离子泵，每个泵由100 L/s吸气剂泵和5 L/s离子泵复合而成。与普通单离子泵相比，复合泵拥有更小的体积和更轻的质量。此外，火箭发射前真空系统处于断电关机状态长达45 d，在此期间离子泵无法工作，而吸气剂泵可正常工作来维持腔体真空。经过实验证实，空间光晶格钟原理样机在断电45 d后仍可以通过复合泵恢复至正常工作时的真空度1.3×10^{-9} Pa。所有进入真空系统的激光都通过光纤由光学系统输入，光纤输出到定制的笼式结构中，并通过定制的转接器直接与真空系统连接，确保光束指向性；所有镜架均不可调节，以保证系统的抗振能力。通过对真空系统各部件的改进，物理装置的体积被压缩至465 mm×588 mm×415 mm，总质量为20 kg。

2.2　光学装置

除钟激光外，光学系统由3块面板组成，光学系统被集成在外包络尺寸为465 mm×588 mm×415 mm的抽屉中，总质量为55 kg，如图2所示。最下层为激光器面板，包含了813 nm、679 nm、707 nm激光器以及461 nm和689 nm种子光激光器。中间为一级冷却面板，包括3台注入锁定激光器及其移频和光纤耦合光路，用于产生塞曼减速光、一级冷却俘获光、二维准直光、探测光和461 nm的锁频光。传统地面光钟光学系统的461 nm激光由922 nm激光经倍频腔产生，虽然功率高、频率稳定，但体积大、功耗高、鲁棒性差[20]；由于晶体的温度不匹配，无法长时间维持高功率激光输出，不适用于火箭发射装置。所设计光学系统的一级冷却板采用主从激光器的设计。最上层为二级冷却面板，与一级面板类似，所设计系统的二级冷却面板依然采用主从激光器的设计，二级面板为系统运行提供689 nm二级冷却俘获光和匀化光。此外，该面板上还有部分光路用于698 nm钟激光的移频。光学系统和真空系统的前面板均配备光纤法兰，所有输出光均通过单模保偏光纤传输到真空系统。为了降低装置复杂度并提高系统鲁棒性，通过波分复用模块对461 nm俘获光和689 nm俘获光进行合束，然后经过一个三分三光纤分束器（FA）产生用于MOT的俘获光。由于通常都是使用分束器、双色镜等手段在自由空间上完成这项工作，占用空间及功率损耗均很大。因此，使用FA可以大大减少耦合这3束光所需的光学系统尺寸。

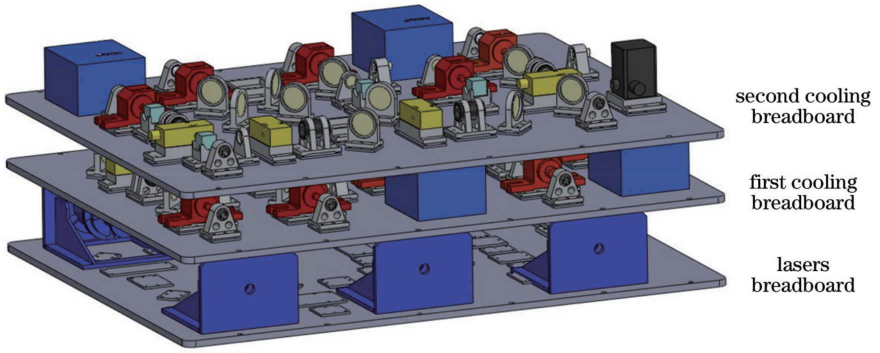

图2　光学系统示意图

Fig. 2　Schematic of optical system

2.3　量子参考体系制备与钟跃迁探测

量子参考体系的制备包括：一级冷却（蓝MOT）、二级冷却（红MOT）、光晶格装载和原子自旋极化。^{87}Sr常用能级如图3所示，其中$^1S_0(F=9/2)\rightarrow{}^1P_1(F=11/2)$跃迁（对应461 nm光）用于蓝MOT，$^1S_0(F=9/2)\rightarrow{}^3P_1(F=11/2)$跃迁（对应689 nm光）用于红MOT。在蓝MOT阶段，部分原子可通过$^1P_1\rightarrow{}^1D_2\rightarrow{}^3P_2$路径布局至$^3P_2$态。$^3P_2$态寿命在$10^3$ s量级，意味着衰变到$^3P_2$态的原子无法回到基态重新进入冷却循环中，从而造成冷却效率下降。实验中通过707 nm和679 nm两束光分别将衰变到$^3P_2$态和$^3P_0$态的原子抽运回基态，从而将蓝MOT俘获的原子数提升20倍以上。受限于$^1P_1$态的自然线宽（约32 MHz），经过蓝MOT后，原子的温度在mK量级。而光晶格通常只能俘获温度在10 μK以下的原子，因此需要通过红MOT进一步冷却原子。689 nm主激光器的频率被锁定在飞秒光频梳上，而光频梳本身锁定在698 nm钟激光上，以压窄激光器的线宽并减小频率漂移[21]。由于$^1S_0(F=9/2)$态和$^3P_1(F=11/2)$态的朗德因子相差很大，且689 nm跃迁的自然线宽很窄（7.4 kHz），传统MOT效率较低[22]，在几次循环跃迁之后冷却过程就停止了。为了增加红MOT俘获的原子数并提高冷却效率，实验中采用$^1S_0(F=9/2)\rightarrow{}^3P_1(F=9/2)$这组跃迁（匀化光，相对共振频率负失谐约为150 kHz），使得原子不断地在塞曼子能级间重新布局，从而显著提高红MOT的冷却效率，将俘获原子数提升一个量级以上。经过红MOT，原子被冷却到4.3 μK，数量为3.5×10^5。

经红MOT后，关断除813 nm晶格光以外所有的光源，将原子装进水平一维光晶格中，并使没有被装载的原子自由下落。光晶格即由晶格光及其反射光在MOT中心干涉形成的驻波场。实验中，晶格光工作在“魔术波长”（$\lambda_L=813.42$ nm）[23]，其束腰半径为53 μm，光功率为440 mW（晶格阱深为$95E_R$，E_R为晶格光子反冲能量）。最终，约6000个原子被装载到光晶格中，晶格中原子的1/e寿命为5.6 s。最后，通过补偿线圈将水平方向的杂散磁场补偿至0，并在竖直方向上施加约50 mG的磁场，用一束左旋（或右旋）圆偏振光（相对于$^1S_0(F=9/2)\rightarrow{}^3P_1(F=9/2)$共振频率负失谐70 kHz）沿竖直方向单次穿过原子，将所有的原子布局至$m_F=-9/2$（或$m_F=+9/2$）的塞曼子能级上。

在完成量子参考体系的制备后，竖直方向的磁场被增加至约400 mG，并利用698 nm钟激光（本实验对应$^1S_0(m_F=-9/2)\rightarrow{}^3P_0(m_F=-9/2)$的钟跃迁）对钟跃迁谱线进行探测。本实验中，钟激光被锁定在一个商用的超稳光学腔（ULE）中，钟激光的稳定度优于

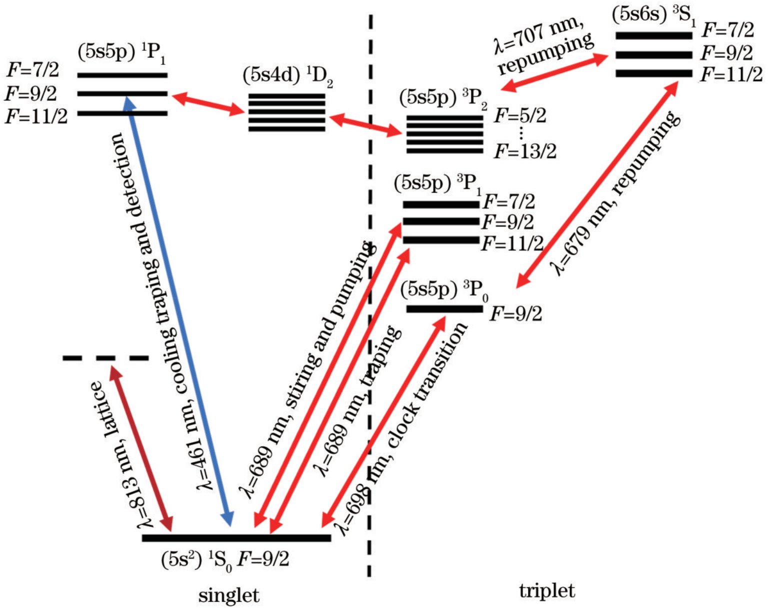

图 3 ^{87}Sr的能级图

Fig. 3 Energy-levels diagram of a ^{87}Sr atom

10^{-15}。钟激光与晶格光重合，且两束光均为沿竖直方向的线偏振光。通过声光调制器（AOM）改变钟激光的频率并通过“电子搁置法”测量激发率与频率失谐的关系，就可得到钟跃迁谱线[24]。

3 实验结果

3.1 碰撞导致的退相干、谱线增宽和原子损耗

碰撞导致退相干（表现为谱线激发率降低）的原因主要包括：1）非弹性碰撞导致激发态粒子数减小，进而使钟跃迁谱线激发率降低[18]；2）原子间的弹性碰撞导致不同外态的原子与钟激光的耦合强度不一致，导致额外的非均匀激发[25]；3）由于晶格光是高度会聚的，在整个晶格内，原子数在空间上呈现高斯分布，即不同格点的原子密度不一致，这就导致不同格点的原子与同一束钟激光作用时的耦合强度也存在差异[26]。后面两个因素也是碰撞导致谱线增宽的原因。

本实验中原子温度保持为 3 μK（在温度 T 不变的情况下，原子数正比于原子密度）、钟激光与晶格光失谐角为 13 mrad、τ_p=500 ms，测量了两种不同原子数下的钟跃迁拉比谱线，结果如图 4 所示。为了减小统计波动，每组谱线均为 10 次独立测量结果的平均（数据按 0.5 Hz 一格划分，每格的激发率由该格内部所有数据的平均值确定，相应的误差棒为平均值的标准差）。此外，为了消除钟激光漂移对测量结果的影响，实验中通过线性扫描 AOM 频率的办法将钟激光的频率漂移减小至 1 mHz/s 以下。图 4（a）所示为高密度（原子数为 6000）时的拉比谱线，谱线最高激发率为 0.49，半峰全宽（FWHM）为 4 Hz。图 4（c）所示为低密度（原子数为 2000）时的拉比谱线，谱线最高激发率为 0.68，半峰全宽为 1.9 Hz。图 4（a）、（c）清晰地反映了原子间相互作用导致的谱线激发率降低和谱线增宽，与理论预期相符。此外，当钟激光与钟跃迁能级共振时，晶格中的原子数明显减少，如图 4（b）所示，表明此时激发态粒子间的非弹性碰撞使得原子无法被晶格俘获，而发生了粒子数损耗。当原子总数减少时，几乎观测不到由非弹性碰撞导致的原子损耗，如图 4（d）所示，这也与两体相互作用的理论相符[27]。

3.2 自比对稳定度测量

稳定度表征频率信号在时域上的波动，是钟的一项重要指标。当钟激光作用时间不变时，谱线由于原子相互作用变得低而宽，同等的激发率波动（由钟激光的频率或者相位噪声导致）将带来更大的频率修正，即增加了钟激光随机噪声引入的频率抖动。因此，可以预期高密度下的自比对稳定度会变得更差。

实验中通过自比对方法测量光晶格钟的稳定度[28-30]，即在时域上将光晶格钟分为两个交替运行的环路，这两个环路探测到的频率修正量通过独立的伺服系统反馈，构成两台时域上交替运行的光晶格钟。图 5 展示了高密度（原子数为 6000）和低密度（原子数为 2000）下光晶格钟的自比对稳定度。高密度光晶格钟的自比对稳定度为 $2.6\times10^{-15}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$，而低密度下则为 $1\times10^{-15}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$，低密度下的稳定度是高密度下稳定度的 2.6 倍。

4 结 论

在空间 ^{87}Sr 光晶格钟原理样机上实验观测了由原子间相互作用导致的退相干。实验上分别测量了原子数为 6000 和 2000 时的钟跃迁拉比谱线，观测到高原子

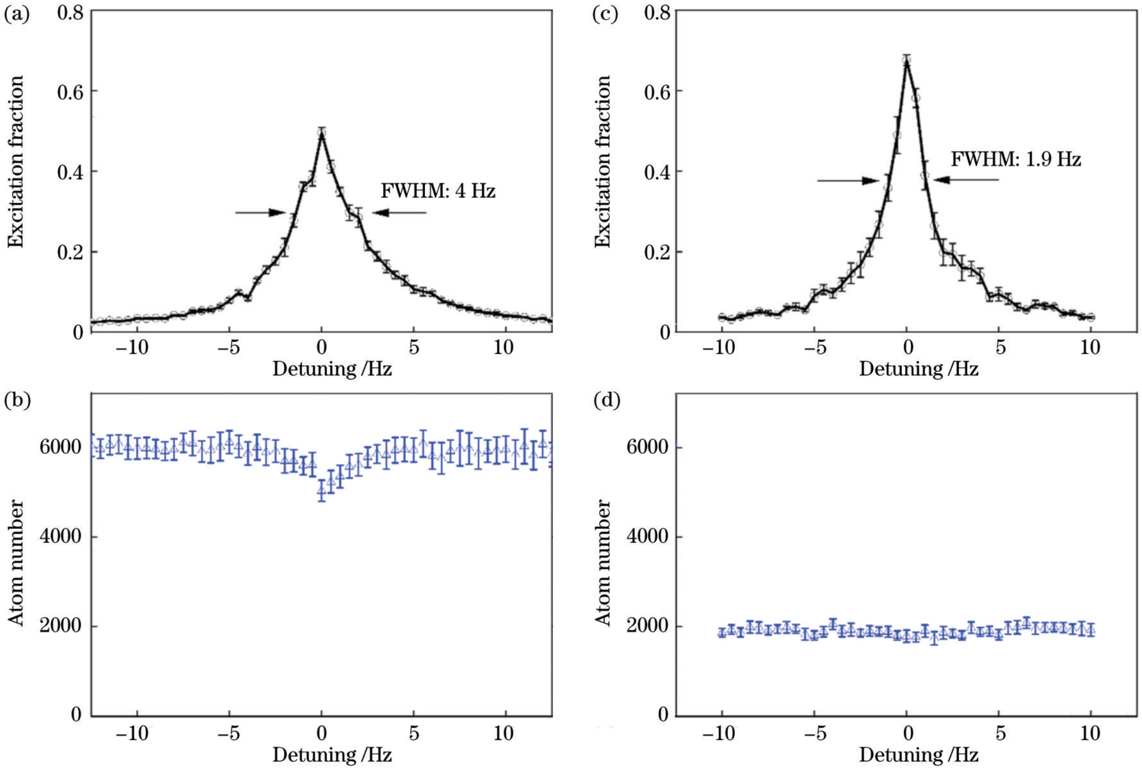

图4 碰撞导致的退相干、谱线增宽和原子损耗。(a)(b)晶格原子数为6000时的拉比谱线和扫谱过程中原子数与频率失谐的关系；(c)(d)晶格原子数为2000时的拉比谱线和扫谱过程中原子数与频率失谐的关系

Fig. 4 Collision-induced decoherence, broadening of the spectrum, and atomic loss. (a)(b) Rabi spectrum and the relationship between atom number and frequency detuning with 6000 atoms; (c)(d) Rabi spectrum and the relationship between atom number and frequency detuning with 2000 atoms

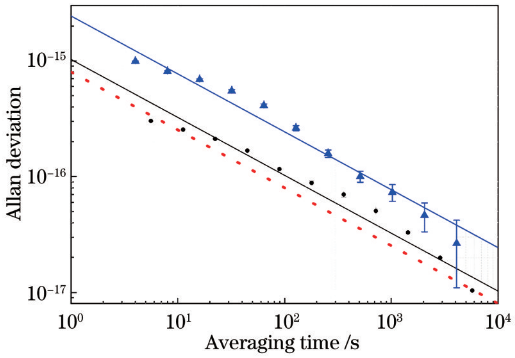

图5 自比对稳定度比较，其中蓝色三角形和黑色圆圈分别表示原子数为6000和2000时的自比对频率稳定度，实线为斜率固定为−0.5时的线性拟合结果，误差棒为测量结果的1倍标准差，红色点线为τ_p=500 ms时系统理想状态下由Dick噪声限制的自比对稳定度

Fig. 5 Stability comparison. The blue triangles and black circles represent self-comparison stabilities of the clock at atomic numbers of 6000 and 2000, respectively, the error bars correspond to σ standard deviation, the solid lines are the linear fitting results with a fixed slope of −0.5, and the red dotted line is the self-comparison stability limited by Dick noise at τ_p=500 ms

数对应的谱线激发率和线宽分别为0.49和4 Hz，低原子数对应的谱线激发率和线宽分别为0.68和1.9 Hz。同时还观测到高原子数时非弹性碰撞导致的原子数损耗。通过分别测量高原子数和低原子数下的自比对稳定度，实验证实了将原子数降低至1/3，能将系统的稳定度提升到2.6倍，将空间光晶格钟原理样机的稳定度提升至$1\times10^{-15}\,(\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$。相关实验结果对研究光晶格的多体相互作用对钟跃迁谱线的影响具有重要意义。稳定度的测量结果表明恰当地选择光晶格原子钟工作时的原子密度才能获得最佳的稳定度(一个普适的原则是将钟跃迁谱线的线宽调节至钟探测时间对应的傅里叶极限线宽)。下一步的研究计划是根据量子多体作用模型进一步揭示在有限温度的光晶格钟系统里面原子数和钟探测时间对谱线线宽和激发率的影响[31-33]，为实验结果提供理论指导，以获得最佳光晶格钟稳定度时的钟探测时间和原子数量。

参 考 文 献

[1] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, et al. Optical atomic clocks[J]. Reviews of Modern Physics, 2015, 87(2): 637-701.

[2] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock[J]. Science, 2008, 319(5871): 1805-1808.

[3] Swallows M D, Campbell G K, Ludlow A D, et al. Precision measurement of Fermionic collisions using an ^{87}Sr optical lattice clock with 1×10^{-16} inaccuracy[J]. IEEE Transactions on

Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2010, 57(3): 574-582.[PubMed]

[4] Lemke N D, Ludlow A D, Barber Z W, et al. Spin -1/2 optical lattice clock[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(6): 063001.

[5] Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L, et al. Lattice-induced frequency shifts in Sr optical lattice clocks at the 10^{-17} level[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(21): 210801.

[6] Takamoto M, Takano T, Katori H. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit[J]. Nature Photonics, 2011, 5(5): 288-292.

[7] 卢晓同, 常宏. 光晶格原子钟研究进展[J]. 光学学报, 2022, 42(3): 0327004.
Lu X T, Chang H. Progress of optical lattice atomic clocks[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(3): 0327004.

[8] 郭峰, 孔德欢, 张强, 等. 可移动型锶原子光钟的系统研制与钟跃迁谱线探测[J]. 光学学报, 2020, 40(9): 0902001.
Guo F, Kong D H, Zhang Q, et al. System development and clock transition spectroscopy detection of transportable ^{87}Sr optical clock[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(9): 0902001.

[9] Riehle F, Gill P, Arias F, et al. The CIPM list of recommended frequency standard values: guidelines and procedures[J]. Metrologia, 2018, 55(2): 188-200.

[10] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, et al. Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks[J]. Physical Review D, 2016, 94(12): 124043.

[11] Derevianko A, Pospelov M. Hunting for topological dark matter with atomic clocks[J]. Nature Physics, 2014, 10(12): 933-936.

[12] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, et al. Quantum projection noise: population fluctuations in two-level systems[J]. Physical Review A, 1993, 47(5): 3554-3570.

[13] Dick J G. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards[C]//Proceedings of the 19th Precise Time and Time Interval Applications and Planning Meeting, December 1-3, 1989, Redondo Beach, California. Manassas: Institute of Navigation, 1989: 133-147.

[14] Santarelli G, Audoin C, Makdissi A, et al. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator[J]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 1998, 45(4): 887-894.

[15] Oelker E, Hutson R B, Kennedy C J, et al. Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks[J]. Nature Photonics, 2019, 13(10): 714-719.

[16] Nicholson T L. A new record in atomic clock performance[D]. Colorado: University of Colorado, 2015: 33.

[17] Bishof M, Martin M J, Swallows M D, et al. Inelastic collisions and density-dependent excitation suppression in a ^{87}Sr optical lattice clock[J]. Physical Review A, 2011, 84(5): 052716.

[18] 韩建新, 卢晓同, 卢本全, 等. 锶光钟Zeeman减速器中截止速度对蓝磁光阱原子数的影响[J]. 光学学报, 2018, 38(7): 0702001.
Han J X, Lu X T, Lu B Q, et al. Influence of cut-off speed on atomic number of blue magneto-optical trap in Zeeman slower of strontium optical clock[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(7): 0702001.

[19] 赵芳婧, 高峰, 韩建新, 等. 小型化锶光钟物理系统的研制[J]. 物理学报, 2018, 67(5): 050601.
Zhao F J, Gao F, Han J X, et al. Miniaturization of physics system in Sr optical clock[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(5): 050601.

[20] Bloom B J. Building a better atomic clock[D]. Colorado: University of Colorado, 2014: 13.

[21] 冯智宇, 成煜, 苑立波, 等. 波长可调谐窄线宽激光器的线宽特性[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(21): 2114003.
Feng Z Y, Cheng Y, Yuan L B, et al. Linewidth characteristics of wavelength-tunable narrow linewidth lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(21): 2114003.

[22] Mukaiyama T, Katori H, Ido T, et al. Recoil-limited laser cooling of ^{87}Sr atoms near the Fermi temperature[J]. Physical Review Letters, 2003, 90(11): 113002.

[23] Brown R C, Phillips N B, Beloy K, et al. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(25): 253001.

[24] Nagourney W, Sandberg J, Dehmelt H. Shelved optical electron amplifier: observation of quantum jumps[J]. Physical Review Letters, 1986, 56(26): 2797-2799.

[25] Blatt S, Thomsen J W, Campbell G K, et al. Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock[J]. Physical Review A, 2009, 80(5): 052703.

[26] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W, et al. Probing interactions between ultracold fermions[J]. Science, 2009, 324(5925): 360-363.

[27] Rey A M, Gorshkov A V, Rubbo C. Many-body treatment of the collisional frequency shift in Fermionic atoms[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(26): 260402.

[28] Wang Q, Lin Y G, Meng F, et al. Magic wavelength measurement of the ^{87}Sr optical lattice clock at NIM[J]. Chinese Physics Letters, 2016, 33(10): 103201.

[29] Zhou C H, Lu X T, Lu B Q, et al. Demonstration of the systematic evaluation of an optical lattice clock using the drift-insensitive self-comparison method[J]. Applied Sciences, 2021, 11(3): 1206.

[30] Lu X T, Yin M J, Li T, et al. Demonstration of the frequency-drift-induced self-comparison measurement error in optical lattice clocks[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2020, 59(7): 070903.

[31] Bromley S L, Kolkowitz S, Bothwell T, et al. Dynamics of interacting fermions under spin-orbit coupling in an optical lattice clock[J]. Nature Physics, 2018, 14(4): 399-404.

[32] Goban A, Hutson R B, Marti G E, et al. Emergence of multi-body interactions in a Fermionic lattice clock[J]. Nature, 2018, 563(7731): 369-373.

[33] Zhou Y H, Zhang X F, Wang T. Density shift of optical lattice clock via multi-bands sampling exact diagonalization method[EB/OL]. (2022-10-11) [2022-11-03]. https://arxiv. org/abs/2210.05071.

Stability Improvement of Optical Lattice Clocks by Reducing Collision-Induced Decoherence and Broadening Spectrum Line

Zhou Chihua[1,2], Lu Xiaotong[1**], Guo Feng[1,2], Wang Yebing[1,2], Liang Ting[1], Chang Hong[1,2*]

[1]*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences*, *National Time Service Center*, *Chinese Academy of Sciences*, *Xi'an* 710600, *Shaanxi*, *China*;

[2]*School of Astronomy and Space Science*, *University of Chinese Academy of Sciences*, *Beijing* 100049, *China*

Abstract

Objective System stability and uncertainty are the two most important indicators of a clock, which represent the fluctuation of the clock output frequency in the time domain and the possible deviation between the clock output frequency and the absolute frequency, respectively. Stability improvement can reduce the measurement error of system frequency shifts and thus decrease systematic uncertainty. At present, the factors that limit the stability of an optical lattice clock mainly include quantum projection noise and Dick noise. By extending the optical probing time (τ_{p}), the effective operating rate of the clock can be improved, and the quantum projection noise and Dick noise can be reduced at the same time. However, compared with those of a case having smaller τ_{p} (such as 100 ms), the collisional frequency shifts are in the same order of magnitude as the Rabi frequency, and the loss of particles in the excited state due to inelastic scattering is enhanced when both τ_{p} and the number of atoms are large (e. g. , $\tau_{\mathrm{p}}=500$ ms, $N=6000$). At the same time, the difference in Rabi frequency between the atoms in different external states and different lattice sites also rises (inhomogeneous excitation induced by atomic temperature, atomic interactions, clock laser frequency noise, and the detuning angle between the clock laser and the lattice light). All these factors make the excitation fraction of the clock transition spectrum line decrease and the linewidth widen when τ_{p} is large and eventually lead to the stability of the clock below the corresponding Dick limit.

Methods In this paper, based on the prototype of the ^{87}Sr one-dimensional space optical lattice clock, we experimentally observe the influence of atomic interactions on spectral linewidth and excitation fraction and even the corresponding influence on system stability. In the experiment, we measure the Rabi spectrum of clock transition at 6000 and 2000 atoms. In the measurements, the atomic temperature is kept at 3 μK (for T is constant, the number of atoms is proportional to the atomic density). The detuning angle between the clock laser and the lattice light is 13 mrad, and the optical probing time is set as 500 ms. Additionally, the stability of the optical lattice clock at two different atomic densities (for 6000 and 2000 atoms, respectively) is measured by the interleaved self-comparison method.

Results and Discussions The research results of the dramatic effect of atomic interactions on the Rabi spectrum (Fig. 4) are shown. The Rabi spectrum of clock transition at the high atomic density (6000 atoms) is achieved experimentally, which has a maximum excitation fraction of 0. 49 and a full width at half maximum (FWHM) of 4 Hz [Fig. 4(a)]. On the contrary, the maximum excitation fraction is 0. 68, and the FWHM is 1. 9 Hz under the condition of the low atomic density (2000 atoms) [Fig. 4(c)]. The results clearly demonstrate that the suppression of the excitation fraction and the broadening of the spectrum are caused by atomic interactions [Fig. 4(a) and (c)], which is coincident with the theoretical expectation. Moreover, when the clock laser resonates with the clock transition, the atoms trapped in the lattice are decreased distinctly [Fig. 4(b)]. This indicates that inelastic collisions between excited particles make a part of atoms escape from the trapping of the lattice. When the total number of atoms is reduced, the atomic loss caused by inelastic collisions is nearly not observed [Fig. 4(d)] in the experimental setup. This result also conforms to the two-body interaction theory. We also present the experimental results of the self-comparison stability at high and low atomic densities (Fig. 5). The self-comparison stability under the high-density condition is $2.6\times10^{-15}\ (\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$, while it is $1\times10^{-15}\ (\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$ under the low-density condition. The stability of the system is improved to 2. 6 times by reducing the number of atoms.

Conclusions In summary, the suppression of the excitation fraction and the broadening of the clock transition spectrum induced by atomic interactions are observed experimentally on the prototype of the ^{87}Sr one-dimensional space optical lattice clock, and the atomic loss due to inelastic collisions is also found. The Rabi spectra are measured experimentally in the conditions of 6000 and 2000 atoms in lattice. The excitation fraction and linewidth for the large number of atoms are 0. 49 and 4 Hz, and those for the small number of atoms are 0. 68 and 1. 9 Hz, respectively. At the same time, the atomic loss caused by inelastic collisions is also observed when the number of atoms is large. In the experiment, by measuring self-comparison stability at different atomic densities, we confirm that reducing the number of atoms to 1/3 can improve the system stability by 1.6 times. Finally, a spectrum with a linewidth of 1.9 Hz is achieved, and the self-comparison stability of the prototype of the space optical lattice clock is improved to $1\times10^{-15}\ (\tau/\mathrm{s})^{-0.5}$. The experimental results in this paper are significant for the study of the influence of many-body interactions in optical lattices on the clock transition spectrum. The measurement results of stability show that the best stability can be obtained by optimizing the atomic density of the optical lattice atomic clock.

Key words atomic and molecular physics; space optical lattice clock; clock transition spectrum line; interaction; self-comparison stability