

# 铯原子光晶格钟碰撞频移的测量\*

卢晓同<sup>1)2)</sup> 李婷<sup>1)2)</sup> 孔德欢<sup>1)2)</sup> 王叶兵<sup>1)2)†</sup> 常宏<sup>1)2)‡</sup>

1) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2019年7月26日收到; 2019年9月17日收到修改稿)

中性原子光晶格钟的系统不确定度评估中, 碰撞频移引起的频移修正量和不确定度是其中重要的一项, 且其评估结果将直接影响交流斯塔克频移的评估. 碰撞频移来源于囚禁在同一个格点里面原子间的相互作用, 其大小与原子的密度有关. 本文实验测量了国家授时中心<sup>87</sup>Sr光晶格钟的碰撞频移. 利用水平方向的一维光晶格囚禁数目在 $10^4$ 量级、温度为 $3.4\ \mu\text{K}$ 的冷原子, 用极化光将原子抽运到基态 $m_F = \pm 9/2$ 的塞曼子能级上, 获得了钟跃迁自旋极化谱. 通过高低原子密度自比对的方法测量了<sup>87</sup>Sr光晶格钟系统中与原子密度相关的碰撞频移. 在原子密度差为 $4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ 的条件下对系统的碰撞频移进行了37次独立测量, 得到系统的碰撞频移为 $-0.13\ \text{Hz}$ , 统计不确定度为 $3.1 \times 10^{-17}$ . 自比对的艾伦偏差在8000 s时达到了 $4 \times 10^{-17}$ , 表明系统的测量精度在 $10^{-17}$ 量级是可靠的, 为铯原子光晶格钟系统不确定度全面评估奠定了基础.

**关键词:** 碰撞频移, 铯原子光晶格钟, 光晶格, 自旋极化谱

**PACS:** 34.50.Cx, 37.10.Jk, 37.10.Jk, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191147

## 1 引言

中性原子光晶格钟凭借其一次性俘获并探测大量的原子, 拥有很高的信噪比, 有着超低的不稳定性和不确定度, 极有可能成为时间单位“秒”重定义的基准装置<sup>[1-3]</sup>. 同时借助于光晶格钟在频率测量方面极高的精度, 其在高精度测量重力势<sup>[4-8]</sup>、探测引力波<sup>[9]</sup>、验证广义相对论<sup>[10]</sup>、寻找暗物质<sup>[11-15]</sup>和测量基本常数变化<sup>[16-18]</sup>等方面将有重要的应用前景. 2005年, 日本东京大学的Katori研究组<sup>[19]</sup>首先实现了铯原子光晶格钟; 2017年, 美国天体物理联合实验室的叶军研究组<sup>[20]</sup>制造了<sup>87</sup>Sr三维光晶格钟, 一小时内的测量精度为 $5 \times 10^{-19}$ . 近十年

来, 我国的中性原子光晶格钟的研制取得了快速的发展. 2015年, 中国计量科学研究院实现了铯原子光晶格钟的系统不确定度评定和绝对频率测量<sup>[21]</sup>; 2017年, 中国科学院武汉物理与数学研究所实现了<sup>171</sup>Yb光晶格钟的闭环锁定<sup>[22]</sup>; 2018年, 中国科学院国家授时中心实现了铯原子光晶格钟闭环锁定<sup>[23]</sup>, 随后完成了黑体辐射频移不确定度评估<sup>[24]</sup>. 2018年, 华东师范大学完成了<sup>171</sup>Yb光晶格钟系统不确定度的评定<sup>[25]</sup>, 不确定度为 $1.7 \times 10^{-16}$ .

在光晶格钟各项系统不确定度的评估中, 黑体辐射频移的频率修正量是最大的, 其次是碰撞频移和交流斯塔克频移<sup>[26]</sup>. 碰撞频移来源于原子之间的相互作用, 利用光晶格钟超窄的钟跃迁谱线和极高的稳定度, 可以探测这种微小的碰撞频移. 对于

\* 国家自然科学基金(批准号: 11803042, 11474282, 61775220)、国家重点研发计划(批准号: 2016YFF0200201)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB21030100)、中国科学院前沿科学重点研究项目(批准号: QYZDB-SSW-JSC004)和中国科学院青年创新促进会(批准号: 2019400)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangyebing@ntsc.c.cn

‡ 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

费米子  $^{87}\text{Sr}$  而言, 由于泡利不相容原理, 理论上不存在  $s$  波散射, 在超低温下原子间更高阶的散射也可以忽略. 然而钟激光对原子的非均匀激发, 导致本该全同的费米子之间有了一定的差异, 费米子之间的关联函数不为零而允许  $s$  波散射的存在.  $^{87}\text{Sr}$  光晶格钟利用自旋极化谱进行闭环锁定, 而在原子温度为  $\mu\text{K}$  量级的自旋极化的费米系统中, 碰撞能量可以克服  $p$  波散射的离心势垒而允许  $p$  波散射的存在 [27]. 理论及相关实验都表明, 费米锶原子的光晶格钟里面存在不可忽视的碰撞频移 [28–30]. 目前测量碰撞频移的方法主要有通过交替改变原子密度并扫描高低密度下钟跃迁谱线的方法 [31] 和自比对 [32,33] 的方法. 高低密度交替扫谱法是让系统交替处在高低原子密度的状态, 然后进行钟跃迁谱线的探测, 获得数据后分别拟合高密度和低密度点的钟跃迁频率, 差值即该密度差下单次测量的碰撞频移. 自比法则是将锶原子钟跃迁频率分别锁定在高原子密度和低原子密度状态下的同一个极化峰上, 并将他们的差值作为碰撞频移的测量值, 其测量精度由自比对的艾伦偏差表征. 后者不仅可以充分利用钟激光优良的短期稳定度, 更能通过长时间的闭环锁定来提高单次测量的精度. 本文通过自比对的方法实验测量了我们  $^{87}\text{Sr}$  光晶格里与原子密度相关的碰撞频移.

## 2 $^{87}\text{Sr}$ 光晶格钟

### 2.1 $^{87}\text{Sr}$ 光晶格钟冷原子的制备以及光晶格装载

$^{87}\text{Sr}$  光晶格钟量子参考体系的获得过程包括一级冷却、二级冷却、光晶格装载和原子的自旋极化. 通过一级冷却, 磁光阱俘获的冷原子数目  $10^7$  量级、温度为  $5\text{ mK}$ . 进行二级冷却可进一步减小原子的温度, 在二级冷却结束时俘获的冷原子数目为  $10^6$  量级, 温度为  $3.9\ \mu\text{K}$  [23].

为了消除多普勒频移和光子反冲频移对钟跃迁谱线的影响, 需要将二级冷却后的超冷原子装载进光晶格里. 锶原子光晶格钟晶格和钟跃迁探测结构简图如图 1 所示. MS 为一个可时序控制的机械开关, 用于控制重力方向上极化光反射光的关断, 确保原子极化的过程中极化光是单次穿过晶格; L1 是焦距为  $250\text{ mm}$  的透镜; GP1 和 GP2 均为格兰泰勒棱镜且偏振轴均沿重力方向; CR 是曲率半

径为  $250\text{ mm}$  的凹面镜, 对  $813\text{ nm}$  的光高反射, 对  $698\text{ nm}$  的光高透射. 晶格光的束腰为  $100\ \mu\text{m}$ , 波长  $813.42\text{ nm}$ , 即所谓的“魔术波长”, 功率为  $300\text{ mW}$ . 其通过透镜和格兰泰勒棱镜后, 束腰与冷原子团中心重合, 然后利用 CR 将光原路返回与入射光场形成驻波. 最终一维光晶格装载的原子数目在  $10^4$  量级, 密度约为  $8 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ , 晶格中原子的寿命为  $1.6\text{ s}$ .

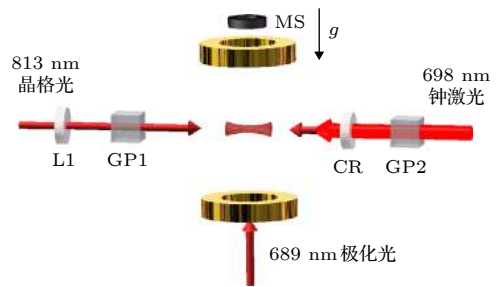


图 1 锶原子光晶格钟光晶格和钟跃迁探测结构简图, 其中 MS 为机械开关; L1 为透镜; GP<sub>1,2</sub> 为格兰泰勒棱镜; CR 为凹面镜

Fig. 1. Schematic diagram of the optical lattice and clock transition detection of strontium optical lattice clock. L1, lens; CR, concave mirror; GP<sub>1,2</sub>, Glan prism; MS, mechanical switch.

### 2.2 锶原子光晶格钟钟跃迁谱线

原子被囚禁在光晶格后, 通过声光调制器 AOM (acousto-optic modulator) 扫描钟激光频率来获得钟跃迁谱线.  $698\text{ nm}$  钟激光的线宽为  $1\text{ Hz}$  [34], 不稳定性为  $1.6 \times 10^{-15}@1\text{ s}$ , 光钟闭环运行时钟激光的作用时间为  $150\text{ ms}$ . 为了获得光晶格阱深和晶格里原子的温度等信息, 需要探测边带可分辨的钟跃迁谱线, 此时钟激光的功率为  $1\text{ mW}$ , 在较大的频率范围 ( $10^2\text{ kHz}$ ) 内扫谱, 得到如图 2(a) 所示的边带可分辨的钟跃迁谱. 其中, 中间的峰为载波, 左边和右边的边带分别为红边带和蓝边带, 红边带或蓝边带到载波的距离表征了光晶格的轴向囚禁频率, 由图 2(a) 可知光晶格的轴向囚禁频率为  $65\text{ kHz}$ . 通过轴向囚禁频率计算得到晶格的阱深为  $87 E_R$ . 这里  $E_R = (\hbar K)^2 / (2m)$  为光子反冲能量,  $\hbar$  是约化普朗克常数,  $m$  是原子质量,  $K = 2\pi/\lambda$  是晶格光波矢,  $\lambda$  是晶格光的波长. 通过红蓝边带面积比 [35], 可以计算得到晶格内原子的温度为  $3.4\ \mu\text{K}$ .

$^{87}\text{Sr}$  原子的核自旋  $I = 9/2$ , 意味着  $^1\text{S}_0$ — $^3\text{P}_0$  钟跃迁能级  $F = I = 9/2$  有 10 个塞曼子能级. 在二级冷却结束后, 原子几乎均匀布居在基态  $^1\text{S}_0$  的

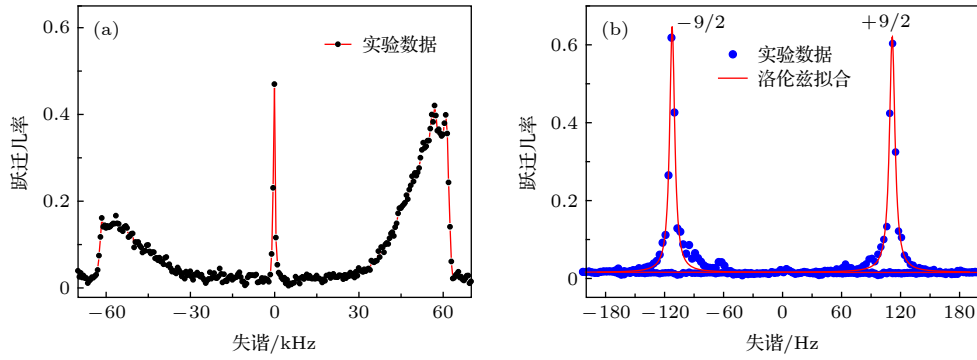

 图 2  $^{87}\text{Sr}$  原子钟跃迁谱线 (a) 边带可分辨钟跃迁谱线; (b) 钟跃迁自旋极化谱

Fig. 2. Spectra of the  $^{87}\text{Sr}$  clock transition: (a) Sideband resolvable clock transition line measured in the experiment; (b) spin-polarized spectra of the clock transitions.

塞曼子能级上. 由于不同的塞曼子能级具有不同的塞曼频移和斯塔克频移, 这样探测到的钟跃迁谱线存在展宽. 通过自旋极化的方案将原子抽运到同一个塞曼子能级上, 可以提高原子利用率, 获得高信噪比和窄线宽的钟跃迁谱线. 即在钟跃迁探测前利用三维补偿线圈补偿水平杂散磁场并在重力方向上产生一个 50 mG 的偏置磁场. 同时利用一束左旋或右旋偏振的极化光将原子抽运到  $m_F = -9/2$  或  $m_F = +9/2$  的基态子能级上. 极化光的中心波长为 689 nm 对应  $5s^2\ ^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow 5s5p\ ^3P_1 (F = 9/2)$  的跃迁, 线宽约为 300 Hz, 每个钟跃迁探测周期极化光作用的时间为 15 ms, 功率为 220  $\mu\text{W}$ .

光钟闭环运行时钟激光功率为 200 nW, 在此功率下扫谱获得的钟跃迁自旋极化谱如图 2(b) 所示. 当极化光的偏振为左旋圆偏振时, 得到  $m_F = -9/2$ — $m_F = -9/2$  的钟跃迁峰, 对应于图 2(b) 中的左峰; 同样, 右旋圆偏振下会得到  $m_F = +9/2$ — $m_F = +9/2$  的跃迁峰, 对应于图 2(b) 的右峰. 通过洛伦兹拟合, 左峰的半高全宽为 6.2 Hz, 右峰的半高全宽为 6.7 Hz, 均接近 150 ms 探测时间下的傅里叶极限 (6 Hz).

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 铯原子光晶格钟自比对

在只有单台光晶格钟的情况下, 通常用自比对的方法来衡量光晶格钟的性能, 自比对的原理图如图 3 所示. 铯原子光晶格钟系统在时域上被分为高密度和低密度两种工作状态如图 3(a) 所示; 高、低密度状态下获得的误差信号分别由 PID1

(proportion integration differentiation) 和 PID2 计算频率纠正量, 如图 3(b) 所示. 这样相当于两台时间上独立工作的光晶格钟.

一个钟闭环反馈周期包括四个钟跃迁探测周期, 前两个钟跃迁探测周期原子密度为高, 后两个钟跃迁探测周期原子密度低, 如图 3(c) 所示. 初始的钟激光频率为  $f_{H1}$  和  $f_{L1}$ , 分别与量子参考体系作用后获得了误差信号  $Err_1$  和  $Err_2$ .  $\Delta f_1$  和  $\Delta f_2$  是  $Err_1$  和  $Err_2$  分别经过 PID1 和 PID2 计算后得到的频率修正量. 通过计算可以得到新的钟激光频率  $f'_{H1}$  和  $f'_{L1}$ , 理论上其值更接近原子的钟跃迁频率. 在自比对时我们将钟激光的频率锁定在极化谱左峰 ( $m_F = -9/2$ ) 或者右峰 ( $m_F = +9/2$ ) 的中心频率上. 在一次自比对过程中, 利用 Labview 软件进行时序控制和长时间闭环锁定, 记录下每个钟反馈周期获得的差值  $f'_{H1} - f'_{L1}$ , 将它们的加权平均值和标准差分别作为一次碰撞频移的测量值和误差棒, 通过多次测量的办法可以减小实验测量的统计不确定度.

通过改变一级冷却过程中冷原子装载时间来改变光晶格囚禁的原子数, 即改变了光晶格里的原子密度 [31,32,36]. 在我们的实验中, 一级装载时间分别为 600 ms 和 200 ms, 通过 AOM 以 1 Hz 的步长增加钟激光的频率, 得到原子密度交替改变下的钟跃迁谱线如图 3(d) 所示. 其中纵坐标表示激发态原子数, 虚线为相邻两点的连线, 空心方格和空心圆圈分别为系统处于高原子密度和低原子密度状态下的扫谱数据, 实线分别为它们的洛伦兹拟合. 图 3(e) 为高、低原子密度下原子跃迁几率与钟激光频率的关系, 其中空心方格对应高原子密度, 空心圆圈对应低原子密度. 在误差范围内高、低原

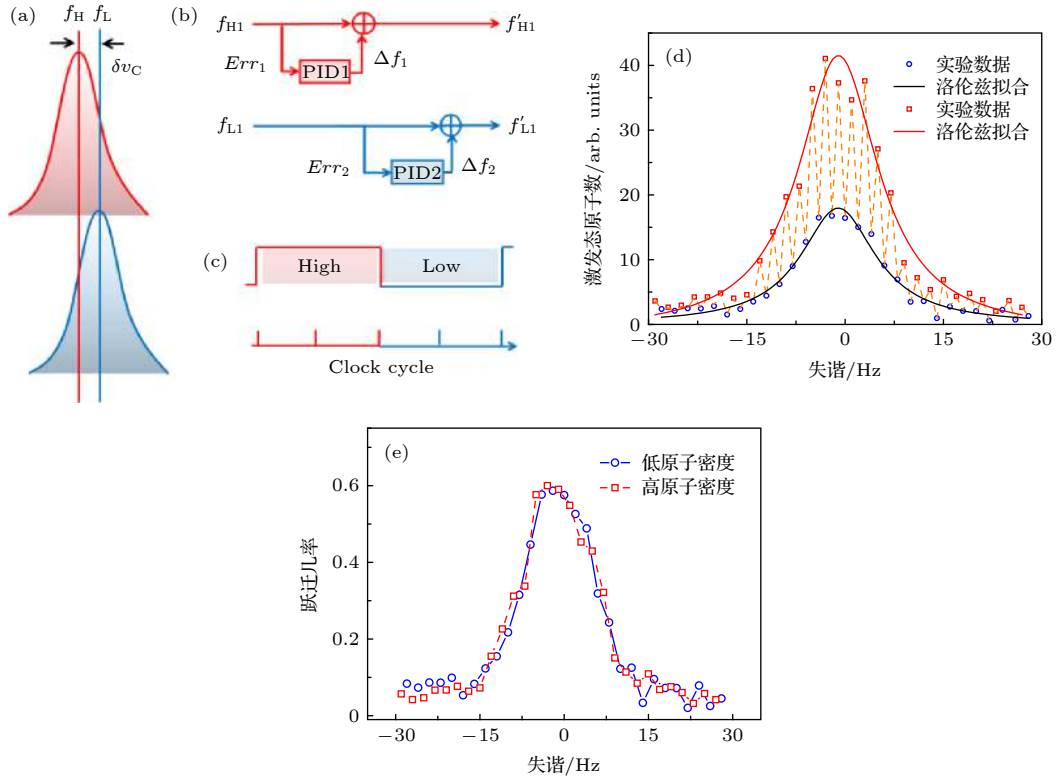


图3 自比对方法 (a) 自旋极化峰,  $f_H$  和  $f_L$  分别对应高密度和低密度状态下钟跃迁的中心频率,  $\delta\nu_C$  为碰撞频移的值; (b) 锁反反馈原理,  $f_{H1}$  和  $f_{L1}$  是初始设定的激光频率,  $f'_{H1}$  和  $f'_{L1}$  是修正激光频率,  $Err_1$  和  $Err_2$  是误差信号,  $\Delta f_1$  和  $\Delta f_2$  是频率修正量; (c) 时间序列; (d) 交替改变原子密度获得的钟跃迁谱线; (e) 高、低原子密度状态下原子的跃迁几率

Fig. 3. The method of self-comparison: (a) The spin-polarized peaks,  $f_H$  and  $f_L$  are the center frequency of locked clock transition,  $\delta\nu_C$  is the value of collision frequency shift; (b) the feedback loop schematic,  $f_{H1}$  and  $f_{L1}$  are initial clock laser frequency of high-density and low-density respectively,  $f'_{H1}$  and  $f'_{L1}$  are the frequency of being corrected,  $Err_1$  and  $Err_2$  are error signals,  $\Delta f_1$  and  $\Delta f_2$  are revisionary frequency; (c) the time sequence; (d) the clock transition spectrum during alternately changing atomic density; (e) the excitation fraction at high and low atomic densities.

子密度状态下原子跃迁几率最大值不变, 均在 0.6 左右, 所以高、低原子密度状态下激发态的原子数之比就等于总的原子数之比. 结合图 3(d) 和图 3(e), 可以得到高原子密度是低原子密度的两倍, 高原子密度状态即光钟正常运行时的状态, 其原子密度为  $8 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ , 这样两种状态下的原子密度差为  $4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ .

### 3.2 碰撞频移的测量结果

自比对测量碰撞频移的方法本质上是不断测量高低原子密度下钟跃迁的变化. 每一个钟跃迁反馈周期都能够获得一次碰撞频移测量值, 这样在较短的时间内便可获得大量的测量值. 利用自比对方法所得高低密度下碰撞频移数据的艾伦偏差如图 4 所示. 系统的不稳定度为  $4 \times 10^{-15}@1\text{ s}$ , 在积分时间为 8000 s 时达到了  $4 \times 10^{-17}$ , 表明我们碰撞频移不确定度评估结果在  $10^{-17}$  量级是可靠的.

利用自比对方法测量碰撞频移的结果如图 5 所示, 其中实心圆点是一次自比对的实验数据, 点上的实线是误差棒. 红色实线是这 37 次独立测量以误差棒为权重的加权平均值, 虚线表征了加权平均值的 95% 置信区间. 最终在原子密度差为

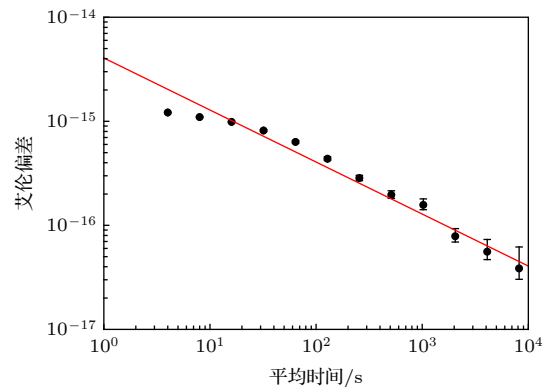


图4 高低密度自比对艾伦偏差

Fig. 4. The Allan deviation obtained by the method of self-comparison between low and high atomic density.

$4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$  的情况下, 测量得到的碰撞频移为  $-0.13 \text{ Hz}$ , 对应的碰撞频移系数为  $-0.34 \text{ Hz}/\rho_0$  ( $\rho_0$  为  $1 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ ). 测量结果的 95% 置信区间为  $0.013 \text{ Hz}$ , 相应的不确定度为  $3.1 \times 10^{-17}$ .

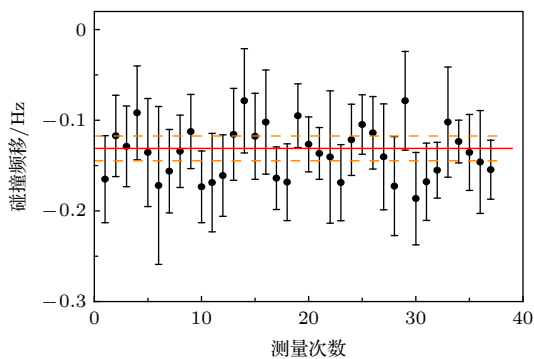


图 5 碰撞频移测量结果

Fig. 5. Measurement the collision frequency shift.

## 4 结 论

利用自比对方法精确测量了  $^{87}\text{Sr}$  光晶格钟内与原子密度相关的碰撞频移. 当原子密度约为  $4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$  时, 碰撞频移的大小为  $-0.13 \text{ Hz}$ , 对应的碰撞频移系数为  $-0.34 \text{ Hz}/\rho_0$ , 测量的统计不确定度为  $3.1 \times 10^{-17}$ . 自比对的艾伦偏差在  $8000 \text{ s}$  时达到了  $4 \times 10^{-17}$ , 表明测量的不确定度在  $10^{-17}$  量级是可靠的. 在光晶格钟不确定度和不稳定度的评估中, 碰撞频移的测量精度将影响光晶格钟交流斯塔克频移的测量精度, 因此碰撞频移对整个光晶格钟不确定度的评估至关重要. 为了减小当前一维光晶格钟碰撞频移的不确定度, 在随后的工作中除了增加测量次数减小统计不确定度外, 我们可以增大晶格光的束腰, 以减小原子密度进而减小碰撞频移, 同时可以进一步降低原子的温度, 抑制原子间的高阶波散射.

## 参考文献

[1] Margolis H 2014 *Nat. Phys.* **10** 82  
 [2] Riehle F 2015 *C. R. Phys.* **16** 506  
 [3] Bregolin F, Milani G, Pizzocaro M, Rauf B Thoumany P, Levi F, Calonico D 2017 *J. Phys.: Conf. Ser.* **841** 012015  
 [4] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Akatsuka T, Yamaguchi A, Kuroishi Y, Munekane H, Miyahara B, Katori H 2016 *Nat. Photon.* **10** 662  
 [5] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630  
 [6] Delva P, Lodewyck J 2013 *Acta Futura* **7** 67

[7] Lion G, Panet I, Wolf P, Guerlin C, Bize S, Delva P 2017 *J. Geod.* **91** 597  
 [8] Grotti J, Koller S, Vogt S, et al. 2018 *Nat. Phys.* **14** 437  
 [9] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Walsworth R L, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043  
 [10] Delva P, Lodewyck J, Bilicki S, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 221102  
 [11] Derevianko A, Pospelov M 2014 *Nat. Phys.* **10** 933  
 [12] Arvanitaki A, Huang J, van Tilburg K 2015 *Phys. Rev. D* **91** 015015  
 [13] Weislo P, Morzyński P, Bober M, Cygan A, Lisak D, Ciuryło R, Zawada M 2016 *Nat. Astron.* **1** 0009  
 [14] Hees A, Guéna J, Abgrall M, Bize S, Wolf P 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 061301  
 [15] Roberts B M, Blewitt G, Dailey C, Murphy M, Pospelov M, Rollings A, Sherman J, Williams W, Derevianko A 2017 *Nat. Commun.* **8** 1195  
 [16] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801  
 [17] Godun R M, Nisbet-Jones P B R, Jones J M, King S A, Johnson L A, Margolis H S, Szymaniec K, Lea S N, Bongs K, Gill P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210801  
 [18] Huntemann N, Lipphardt B, Tamm C, Gerginov V, Weyers S, Peik E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210802  
 [19] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321  
 [20] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, et al. 2017 *Science* **358** 90  
 [21] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C, Fang Z J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 090601  
 [22] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhu Q, Xiong Z X, He L X, Lü B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 20601  
 [23] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701  
 [24] Li T, Lu X T, Zhang Q, Kong D H, Wang Y B, Chang H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 093701 (in Chinese) [李婷, 卢晓同, 张强, 孔德欢, 王叶兵, 常宏 2019 物理学报 **68** 093701]  
 [25] Gao Q, Zhou M, Han C, Li S, Zhang S, Yao Y, Li B, Qiao H, Ai D, Lou G, Zhang M, Jiang Y, Bi Z, Ma L, Xu X Y 2018 *Sci. Rep.* **8** 8022  
 [26] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637  
 [27] Lemke N D, Stecher J V, Sherman J A, Rey A M, Oates C W, Ludlow A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 103902  
 [28] Zhang X, Bishof M, Bromley S L, Kraus C V, Safronova M S, Zoller P, Rey A M, Ye J 2014 *Science* **345** 1467  
 [29] Rey A M, Gorshkov A V, Kraus C V 2014 *Ann. Phys.* **340** 311  
 [30] Sang K L, Chang Y P, Won-Kyu L, Dai-Hyuk Y 2016 *New J. Phys.* **18** 033030  
 [31] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K 2008 *Science* **319** 1805  
 [32] Wang Q, Lin Y G, Meng F 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 103201  
 [33] Nicholson T L, Martin M J, Williams J R, Bloom B J, Bishof M M, Swallows D, Campbell S L, Ye J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 230801  
 [34] Wang Y B, Lu X T, Lu B Q, Kong D H, Chang H 2018 *Appl. Sci.* **8** 2194  
 [35] McDonald M, McGuyer B H, Iwata G Z, Zelevinsky T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 023001  
 [36] Falke S, Schnatz H, Vellore Winfred J S R, Middelmann T, Vogt S, Weyers S, Lipphardt B, Grosche G, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2011 *Metrologia* **48** 399

# Measurement of collision frequency shift in strontium optical lattice clock\*

Lu Xiao-Tong<sup>1)2)</sup> Li Ting<sup>1)2)</sup> Kong De-Huan<sup>1)2)</sup>

Wang Ye-Bing<sup>1)2)†</sup> Chang Hong<sup>1)2)‡</sup>

1) (CAS Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Xi'an 710600, China)

2) (School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 26 July 2019; revised manuscript received 17 September 2019 )

## Abstract

In a one-dimensional Fermion optical lattice clock, the p-wave scattering can occur when collision energy is sufficient to overcome the centrifugal barrier of p-wave scattering. According to Pauli exclusion principle, the s-wave scattering is forbidden between two identical Fermions. However, the s-wave scattering may also exist due to inhomogeneous excitation which leads to some difference between two Fermions. In terms of the uncertainty evaluation of a neutral atomic optical lattice clock, the frequency correction and uncertainty caused by atomic interaction cannot be ignored, and it will affect the evaluation of AC stark frequency shift. So the uncertainty evaluation of the collision frequency shift should be as small as possible. Only in this way can a neutral atomic optical lattice clock have a state-of-the-art performance. The collision frequency shift originates from the interaction between atoms trapped in an identical lattice. In this study, the collision frequency shift of <sup>87</sup>Sr optical lattice clock at the National Timing Service Center is measured experimentally. A horizontal one-dimensional optical lattice is constructed. The number of trapped atoms is about  $10^4$  at a temperature of 3.4  $\mu$ K. A laser is used to pump the atoms to either of the Zeeman energy levels of  $m_F = \pm 9/2$  in the ground state, and the clock transition spin polarization spectrum is obtained. In a spin polarized Fermions system, the collision frequency shift relating to atomic density is measured by the method of self-comparison. The method of self-comparison, which takes full advantage of the excellent short-term stability of the clock laser, can be used to measure the frequency difference caused by the variety of system parameters. Owing to the fact that the collision frequency shift is proportional to atomic density, the collision frequency shift can be measured by the method of self-comparison between high and low atomic density. In the experiment, the systematic state is changed between high and low atomic density by periodically changing the loading time of the first stage of cooling. In order to reduce the statistical uncertainty of the measurement, the collision frequency shift is separately measured 37 times. Finally, when the atomic density is  $4 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ , the collision frequency shift is  $-0.13$  Hz, and the statistical uncertainty of the measurement is  $3.1 \times 10^{-17}$ . The Allan deviation of self-comparison between low and high atomic density reaches  $4 \times 10^{-17}$  after 8000 s averaging time, indicating that the accuracy of the measurement is reliable and on the order of  $10^{-17}$ . This work lays a foundation of the total uncertainty evaluation of <sup>87</sup>Sr optical lattice clock.

**Keywords:** collision frequency shift, strontium optical lattice clock, optical lattice, spin-polarized spectrum

**PACS:** 34.50.Cx, 37.10.Jk, 37.10.Jk, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191147

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11803042, 11474282, 61775220), the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFF0200201), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030100), the Key Research Project of Frontier Science of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SSW-JSC004), and the Youth Innovation Promotion Association the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2019400).

† Corresponding author. E-mail: [wangyebing@ntsc.c.cn](mailto:wangyebing@ntsc.c.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [changhong@ntsc.ac.cn](mailto:changhong@ntsc.ac.cn)