

浅光晶格中量子隧穿现象的实验观测

李婷 汪涛 王叶兵 卢本全 卢晓同 尹默娟 常宏

Experimental observation of quantum tunneling in shallow optical lattice

Li Ting Wang Tao Wang Ye-Bing Lu Ben-Quan Lu Xiao-Tong Yin Mo-Juan Chang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 073701 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212038

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212038>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锶原子光晶格钟

Strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(16): 160604 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097>

锶原子光晶格钟碰撞频移的测量

Measurement of collision frequency shift in strontium optical lattice clock

物理学报. 2019, 68(23): 233401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191147>

超冷 ^{87}Rb 原子在二维光晶格中Mott绝缘态的实验实现

Experimental realization of Mott insulator of ultracold ^{87}Rb atoms in two-dimensional optical lattice

物理学报. 2020, 69(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200513>

利用钟跃迁谱线测量超稳光学参考腔的零温漂点

Zero-crossing temperature of ultra-stable optical reference cavity measured by optical transition spectrum

物理学报. 2021, 70(7): 073701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201721>

光晶格中自旋轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体的非线性能谱特性

Nonlinear energy band structure of spin-orbit coupled Bose-Einstein condensates in optical lattice

物理学报. 2021, 70(20): 200302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210705>

基于软件定义量子通信的自由空间量子通信信道参数自适应调整策略

Parameters adaptive adjustment strategy of quantum communication channel in free-space based on software-defined quantum communication

物理学报. 2019, 68(14): 140302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190462>

浅光晶格中量子隧穿现象的实验观测*

李婷¹⁾²⁾ 汪涛^{3)4)†} 王叶兵¹⁾ 卢本全¹⁾卢晓同¹⁾ 尹默娟¹⁾²⁾ 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, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 天文与空间科学学院, 北京 100049)

3) (重庆大学物理学院, 量子材料与仪器中心, 重庆 401331)

4) (强关联物理重庆重点实验室, 重庆 401331)

(2021 年 11 月 3 日收到; 2021 年 12 月 6 日收到修改稿)

基于一维水平光晶格的铯原子光晶格钟实验平台, 当系统的稳定性和不确定度达到 10^{-18} 量级以上时, 由量子隧穿效应引起的钟频移变得不容忽视. 在浅光晶格中, 量子隧穿效应会使钟跃迁谱线发生明显的展宽现象, 因此, 本文通过研究浅光晶格中的量子隧穿现象, 为 ^{87}Sr 原子光晶格钟系统不确定度的评估奠定基础. 本实验在一维 ^{87}Sr 原子光晶格钟平台上, 利用超稳超窄线宽的 698 nm 激光激发 ^{87}Sr 冷原子 $^1\text{S}_0(|g\rangle) \rightarrow ^3\text{P}_0(|e\rangle)$ 跃迁 (即钟跃迁), 实现了对铯原子分布在特定量子态的制备. 在深光晶格中, 将原子制备到 $|e, n_z = 1\rangle$ 态后, 再绝热地降低光晶格阱深, 然后在浅光晶格中, 探测激发态的载波-边带可分辨的钟跃迁谱线. 从钟跃迁谱线中观测到载波谱线发生了明显的劈裂, 表明原子在光晶格相邻格点间产生了明显的量子隧穿现象. 通过对光晶格中量子隧穿机制的理解, 不仅有利于提高光晶格钟的不确定度, 也可观测光晶格中费米子的自旋轨道耦合效应提供基础数据.

关键词: 光晶格, 钟跃迁谱线, 量子态, 隧穿现象**PACS:** 37.10.Jk, 32.70.Jz, 42.50.Dv, 74.50.+r**DOI:** 10.7498/aps.71.20212038

1 引言

与单个离子的离子光钟相比, 基于大量中性原子的光晶格钟具有更高的频率稳定度^[1-9]. 目前, 光晶格钟的频率稳定度已经进入 10^{-19} 量级^[8], 系统不确定度也已经达到 10^{-18} 量级^[5]. 凭借其优越的性能, 光晶格钟作为精确的时间频率测量工具可以应用于基本物理常数测量^[10]、相对论验证^[11]、引力波探测^[12]、基本对称性测试^[13]以及暗物质探测^[14]等研究领域.

在一维 ^{87}Sr 原子光晶格钟平台上, 水平方向光

晶格中的原子在相邻格点之间的量子隧穿效应会加速原子的退相干^[15], 通常采用增大晶格势阱的方法^[16]来抑制晶格格点间的量子隧穿效应. 但是, 由于原子温度的限制, 仍有少量的原子处在高振动能级上, 这些高振动能级上的原子发生隧穿的概率远大于低振动能级上的原子, 原子隧穿导致钟频移在系统的稳定性和不确定度达到 10^{-18} 量级时不可忽略^[17]. 另外, 当降低晶格势阱阱深时, 由于晶格光波长 (813 nm) 和钟激光波长 (698 nm) 的非公度, 原子在相邻格点之间的隧穿会导致自旋轨道耦合效应. 由于 $^3\text{P}_0$ 态的超长寿命 (120(3) s)^[18] 不仅能抑制原子的退相干, 还能减小自发辐射引起的原

* 国家自然科学基金 (批准号: 11803042, 61775220)、中国科学院青年创新促进会 (批准号: 2019400)、国家理论物理研究专项基金 (批准号: 11647165) 和中国博士后科学基金面上项目 (批准号: 2020M673118) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tauwaang@cqu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

子损失率, 这对于研究费米子的自旋轨道耦合存在天然的优势^[19]. 2017年, 叶军实验小组^[19,20]基于⁸⁷Sr原子浅光晶格首先开展了对费米子的自旋轨道耦合的研究. 因此, 在一维⁸⁷Sr原子光晶格钟平台上, 研究光晶格中量子隧穿机制不仅有利于提高光晶格钟系统的不确定度, 也为研究光晶格中费米子的自旋轨道耦合效应奠定基础.

在一维⁸⁷Sr原子光晶格钟平台上, 在浅光晶格中, 利用超稳超窄的 698 nm 激光激发⁸⁷Sr原子¹S₀→³P₀跃迁(即钟跃迁)时, 量子隧穿现象不仅使得载波谱线变宽, 而且还使其发生劈裂. 本文主要通过研究一维⁸⁷Sr原子光晶格钟平台上拉比谱载波的劈裂来观测量子隧穿现象. 首先, 通过边带冷却操作, 将原子全部处于 $|g, n_z = 0\rangle$ 态, 再分别利用载波跃迁机制和蓝边带跃迁机制, 将处于 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子分别制备至 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态, 实现了不同量子态的制备; 在将原子制备至 $|e, n_z = 1\rangle$ 态后, 绝热的降低光晶格阱深, 在浅光晶格中, 通过扫描激发态的载波-边带可分辨钟跃迁谱线, 观测到了载波跃迁谱线发生了明显的劈裂的现象, 即量子隧穿现象.

2 实验原理及装置

2.1 实验原理

在一维光晶格势阱中, 以晶格光传播方向为Z轴, 以距离光束中心为R的圆所构成的圆柱型对称俘获势^[19]表示为

$$V(r, z) = -[V_{\text{const}} + U_z \cos^2(kz)] e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}}, \quad (1)$$

其中, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为晶格径向距离, z 为晶格轴向距离, $V_{\text{const}} = \frac{\alpha(P_1 + P_2 - 2\sqrt{P_1 P_2})}{\pi \varepsilon_0 c w_0^2}$ 为径向囚禁势, $U_z = \frac{4\alpha\sqrt{P_1 P_2}}{\pi \varepsilon_0 c w_0^2}$ 为轴向囚禁势, $k = \frac{2\pi}{\lambda_L}$ 为晶格光波矢, λ_L 为晶格光波长, w_0 为晶格光的“束腰”半径, ε_0 为自由空间介电常数, c 为真空中的光速, α 为晶格光极化率. P_1 和 P_2 为构成晶格的两束晶格光的功率. 当 $P_1 = P_2$ 时, 径向囚禁势 V_{const} 为 0, 则晶格囚禁势 $V(r, z)$ 只取决于轴向囚禁势 U_z . 当 $P_1 \gg P_2$ 时, 径向囚禁势 V_{const} 与 P_1 成正比, 而轴向囚禁势 U_z 与 $\sqrt{P_1 P_2}$ 成正比. 此时, 随着轴向囚禁势 U_z 的减小, 载波跃迁谱线的线型开始变宽并发生劈裂, 形成范霍夫奇点^[21,22] (Van Hove Singu-

larities, VHS) 峰. 在 $U_z > E_r$ (其中 $E_r = \hbar^2 k^2 / (2m)$ 为晶格反冲能量, 为原子质量) 的状态下, 当原子处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态时, 其隧穿速率 J 可以表示^[23] 为

$$J \approx \frac{4}{\hbar\sqrt{\pi}} E_r \left(\frac{U_z}{E_r} \right)^{3/4} \exp \left(-2\sqrt{\frac{U_z}{E_r}} \right). \quad (2)$$

在光晶格中, 处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子, 在相邻格点间的隧穿的速率 J 与轴向囚禁势 U_z 的关系如图 1 所示. 图 1 中的插图为轴向囚禁势 U_z 从 $10 E_r$ 增大到 $30 E_r$ 时, 隧穿速率 J 的变化情况. 从图 1 可明显看出, 随着 U_z 的不断增大, 原子的隧穿速率 J 呈指数形式衰减, 当 $E_r < U_z < 30 E_r$ 时, 隧穿速率 J 快速的从千赫兹量级降低到赫兹量级, 当 $U_z > 47 E_r$ 时, 原子的隧穿速率 $J < 1$ Hz. 即轴向囚禁势 U_z 越小, 原子在光晶格中发生量子隧穿的现象越明显 (本文将轴向囚禁势 $U_z < 30 E_r$ 的光晶格称为浅光晶格, 将 $U_z \geq 30 E_r$ 的光晶格称为深光晶格). 因此, 为了观测到明显的量子隧穿现象, 选择在浅光晶格中进行观测.

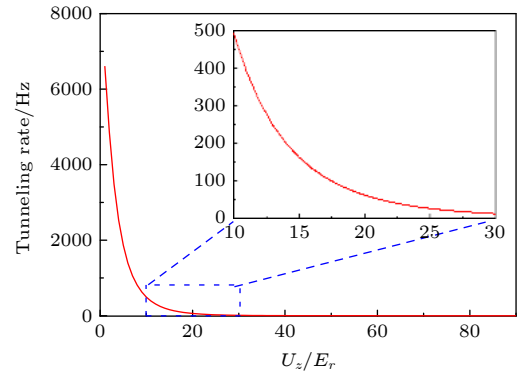


图 1 隧穿速率 J 随 U_z/E_r 的变化关系

Fig. 1. Variation of tunneling rate J with U_z/E_r .

在浅光晶格中, 原子可能会发生量子隧穿的现象在理论上已经被预测^[24], 而谱线发生劈裂的主要原因是由于原子处于 $|g\rangle$ 态和 $|e\rangle$ 态的准动量 q 的相位不同^[19]. 由式 (2) 可知, 随着 U_z 的减小 ($U_z > E_r$), 原子在晶格相邻格点间的隧穿率 J 不断增大. 在动量空间中, 原子初态在 $|e\rangle$ 态时, 对应的载波跃迁可表示为: $|e, n_z, n_r, q + \phi\rangle \rightarrow |g, n_z, n_r, q\rangle$. 其中, q 为 $|g, n_z, n_r\rangle$ 态原子的准动量, 单位为 $\frac{2\pi\hbar}{\lambda_L}$, \hbar 为约化普朗克常数, 相位 $\phi = \frac{\pi\lambda_L}{\lambda_p} \approx \frac{7\pi}{6}$, λ_p 为钟激光波长. 当原子初态 $|e\rangle$ 所处的外部振动能为 l_0 , 则钟跃迁载波谱线的线型^[19] 可表示为

$$P_e = \sum_{n_z, n_r, v, q} \frac{D_z(l_0, n_z, q) D_r(l_0, n_z, n_r, v)}{\sum_{n_z, n_r, v, q} D_z(l_0, n_z, q) D_r(l_0, n_z, n_r, v)} \left| \frac{\Omega_{n'_z, q}}{\Omega_{n'_z, q}^{\pm \text{eff}}} \right|^2 \sin^2 \left(\frac{t}{2} \Omega_{n'_z, q}^{\pm \text{eff}} \right), \quad (3)$$

当 $n'_z = n_z + l_0$ 时,

$$\Omega_{n'_z, q}^{\pm \text{eff}} \equiv \sqrt{|\Omega_{n_z, q}|^2 + [\pm \delta + 4J_{n_z}^T \sin(\phi/2) \sin(\phi/2 + q)]^2}$$

为有效拉比频率, $\Omega_{n_z, q} \approx \Omega \langle n_z, q + \phi | e^{i2\pi z/\lambda_p} | n_z, q \rangle$ 为轴向上考虑了动量积累后的拉比频率, Ω 为原子在 $|g\rangle$ 态和 $|e\rangle$ 态之间跃迁的拉比频率, 即 $\Omega = d_{eg}\varepsilon/\hbar$, 其中 d_{eg} 为偶极跃迁的矩阵元, ε 为钟激光电场强度的振幅, \hbar 为普朗克常数. δ 为钟激光失谐, n_r 为径向量子数, v 为角量子数 (且 $-n_r \ll v \ll n_r$), $D_z(l_0, n_z, q)$ 和 $D_r(l_0, n_z, n_r, v)$ 为引入的轴向和径向向上的玻尔兹曼分布因子^[19].

2.2 实验装置

在 ^{87}Sr 原子光晶格钟实验中, 经过两级冷却后, ^{87}Sr 原子被冷却至微开尔文量级^[25,26]. 随后, ^{87}Sr 原子被装载到“魔术”波长为 813.42 nm 的两束同源激光光束相对传播且相互干涉形成的光晶格中. 最后, 通过选用波长为 698 nm 的超稳超窄线宽的激光激发 $1S_0 - 3P_0$ 的跃迁 (即钟跃迁), 进行钟跃迁谱线的探测, 实验装置简图如图 2 所示.

被锁定在精细度为 30000 的 ULE_1 腔上的 813 nm 晶格光, 通过 PMF 后经过 PBS 分为两束, 一束耦合进入 AOM_1 后, 从 1 端入射到真空腔中,

另一束耦合进入 AOM_2 后从 2 端入射到真空腔中, 这两束同源且相对传播的晶格光构成光晶格. 在光路中, 通过调节 VVA_2 的幅值来改变 2 端晶格光的功率, 从而达到改变晶格阱深的目的. 698 nm 钟激光被锁定在精细度为 400000 的 ULE_2 腔上, 经过 FNC 后, 利用 PMF 耦合进 AOM_3 中, 然后从 2 端入射到真空腔中. 信号源 AFG_2 的 CH1 通道用于钟跃迁谱线的探测, CH2 通道用于量子态的制备, MS_3 根据相应的时序信号来控制 AOM_3 的输出频率. 在进入真空腔前晶格光与钟激光均经过了一个透光轴沿重力方向的格兰-泰勒棱镜, 从而保证了晶格光与钟激光的偏振方向完全一致. 在实验中, 由偏置磁场定义的量子化轴是沿重力方向的, 为了避免 σ 跃迁, 消除晶格光的矢量斯塔克频移, 应尽量使晶格光的偏振与量子化轴的方向重合, 晶格光需要调整为重力方向上的线偏光. 为了尽量保证钟激光探测时不同位置的原子感受到的钟激光功率不变, 将钟激光调整为“准平行”光, 其束腰半径为 1 mm, 远大于晶格光的束腰半径 $50 \mu\text{m}$ ^[25].

通常降低晶格阱深的方法有两种, 第 1 种方法是同时降低构成晶格的两束晶格光的功率, 这种方法虽然能够降低晶格阱深, 但是晶格囚禁的原子数目也会严重损失, 这将直接导致钟跃迁谱线的信噪

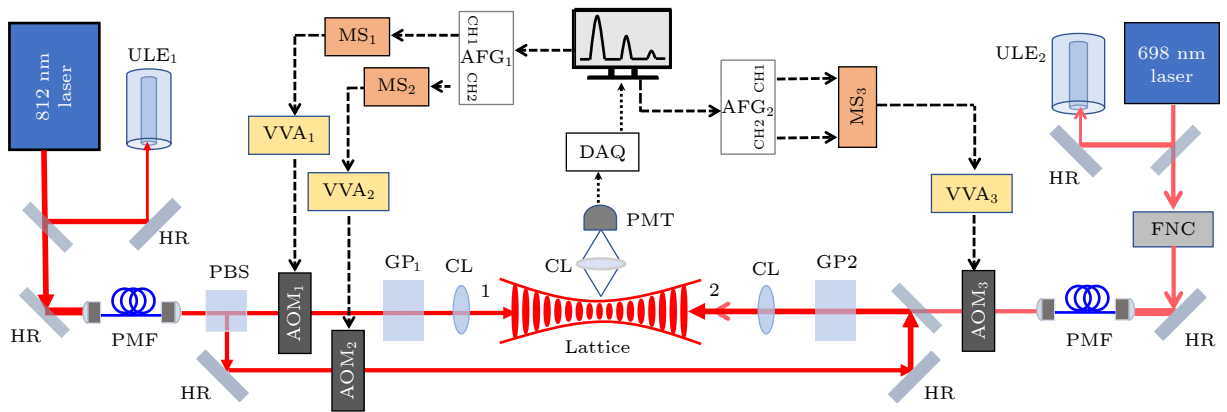


图 2 实验装置简图. 其中 HR 为高反镜, CL 为凸透镜, GP 为格兰-泰勒棱镜, PBS 为偏振分光棱镜, PMF 为保偏光纤, FNC 为相位噪声抑制系统, AOM 为声光调制器, PMT 为光电倍增管, ULE 为超稳光学参考腔, DAQ 为数据采集卡, VVA 为压控衰减器, AFG 为信号源, MS 为微波开关

Fig. 2. Experimental setup. HR, high-reflection mirror; CL, convex lens; GP, Gran Taylor prism; PBS, polarization splitting prism; PMF, polarization maintaining fiber; FNC, phase noise cancellation system; AOM, acoustic-optic modulator; PMT, photomultiplier tube; ULE, ultra-stable optical reference cavity; DAQ, data acquisition card; VVA, voltage variable attenuator; AFG, signal source; MS, microwave switch.

比变差;第2种方法是在构成晶格的两束晶格光中,保持其中一束晶格光功率不变,通过降低另一束晶格光的功率来降低晶格阱深^[19],这种方法在降低阱深的同时又能够保持高信噪比.因此,选用第2种方法来降低晶格的阱深.

3 实验结果与分析

3.1 钟跃迁谱线的探测

在光晶格装载完成后,通常先将装载到光晶格中的原子进行自旋极化,再进行钟跃迁谱线的探测.为了减小原子数涨落引起的波动以及背景噪声的影响,采用电子搁置法进行正常的归一化钟跃迁谱线的探测^[26,27].当晶格阱深为 $83 E_r$ 时,通过扫描钟跃迁激光频率得到的载波-边带可分辨的钟跃迁谱线如图3所示.当钟激光频率相对于原子跃迁频率的失谐 $|\delta| = 0$ 时,发生载波跃迁,当失谐 $|\delta| \approx \nu_z$ 时,发生蓝(红)边带跃迁.在图3中,红边带的面积表示参与红边带跃迁的总原子数,蓝边带的面积表示参与蓝边带跃迁的总原子数.从谱线中可以明显看到红边带的面积远远小于蓝边带,这是由于处于 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子不参与红边带跃迁,只有小部分处于 $|g, n_z = 1\rangle$ 态的原子参与红边带跃迁,而进行蓝边带跃迁时处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子则全部参与了跃迁,即在晶格中,处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子远大于 $|g, n_z = 1\rangle$ 态.在图3左上角的插图中,载波的跃迁表示处于 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子被激发到 $|e, n_z = 0\rangle$ 态,即载波跃迁并不改变原子在外态上的分布.红边带的跃迁表示处于 $|g, n_z = 1\rangle$ 态的原子被激发到 $|e, n_z = 0\rangle$ 态,蓝边带的跃迁表示处于

$|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子被激发到 $|e, n_z = 1\rangle$ 态,即红边带跃迁和蓝边带跃迁都改变了原子在外态上的分布.通过利用红、蓝边带的面积的关系^[28],估算出一维光晶格里原子的轴向温度 T_z 为 $1.9 \mu\text{K}$,此时晶格中大约 77% 的原子的都处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态.

3.2 态制备的实现

由于此时晶格中的原子并没有完全分布在同一个外部振动能态上,因此,为了使原子全部处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态上,首先利用红边带跃迁机制,对光晶格中的原子进行边带冷却操作,使原子全部分布在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态.态制备过程中所使用到的能级如图4(a)所示,将钟激光功率设置为 1.5 mW ,利用作用时间为 200 ms 的红失谐 ($\delta/(2\pi) = -55 \text{ kHz}$) 的钟激光激发 $|g, n_z = 1\rangle \rightarrow |e, n_z = 0\rangle$ 跃迁,将处于 $|g, n_z = 1\rangle$ 态上的原子全部激发到 $|e, n_z = 0\rangle$ 态上,然后再利用 10 ms 的 679 nm 和 707 nm 重泵浦光,将处于 $|e, n_z = 0\rangle$ 态的原子全部回泵到 $|g, n_z = 0\rangle$ 态上.当晶格中的原子处在基态 $|g, n_z = 0\rangle$ 后,再分别选用功率为 1 mW ,作用时间为 120 ms 的零失谐 ($\delta/(2\pi) = 0 \text{ kHz}$) 或蓝失谐 ($\delta/(2\pi) = 55 \text{ kHz}$) 的钟激光激发 $|g, n_z = 0\rangle \rightarrow |e, n_z = 0\rangle$ 的跃迁或 $|g, n_z = 0\rangle \rightarrow |e, n_z = 1\rangle$ 的跃迁,将原子分别激发到 $|e, n_z = 0\rangle$ 态或 $|e, n_z = 1\rangle$ 态.然后利用 2 ms 的 461 nm 的探测光,将所有处于 $|g\rangle$ 态的原子全部“清除”,使 $|e\rangle$ 态的原子不受干扰,此时,态制备的操作完成.最后,进行激发态钟跃迁谱线的探测,其时序图如图4(b)所示.

从图4(b)可知,当量子态制备操作结束后进行激发态钟跃迁谱线探测时,首先利用 698 nm 钟激光将经过态制备后处于 $|e\rangle$ 态的原子回泵到 $|g\rangle$ 态上,再用 2 ms 的 461 nm 探测光探测 $|g\rangle$ 态上的原子数,将此时原子数的荧光信号强度记为 PD_1 ;然后,利用 10 ms 的 679 nm 和 707 nm 的重泵浦光将剩余的处于 $|e\rangle$ 态的原子回泵到 $|g\rangle$ 态上,再次利用 2 ms 的 461 nm 探测光探测此时处在 $|g\rangle$ 态上的原子数,并将其荧光信号强度记为 PD_2 ;再经过 10 ms 后利用 2 ms 的 461 nm 探测光探测系统的背景噪声,其荧光信号强度记为 PD_3 ,则原子的跃迁概率表示为

$$P_e = \frac{\text{PD}_2 - \text{PD}_3}{\text{PD}_1 + \text{PD}_2 - 2\text{PD}_3}. \quad (4)$$

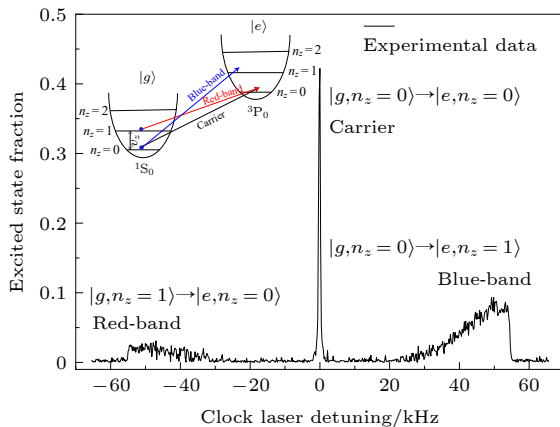


图3 载波-边带可分辨的钟跃迁谱线

Fig. 3. Carrier-sideband resolved clock transition spectra.

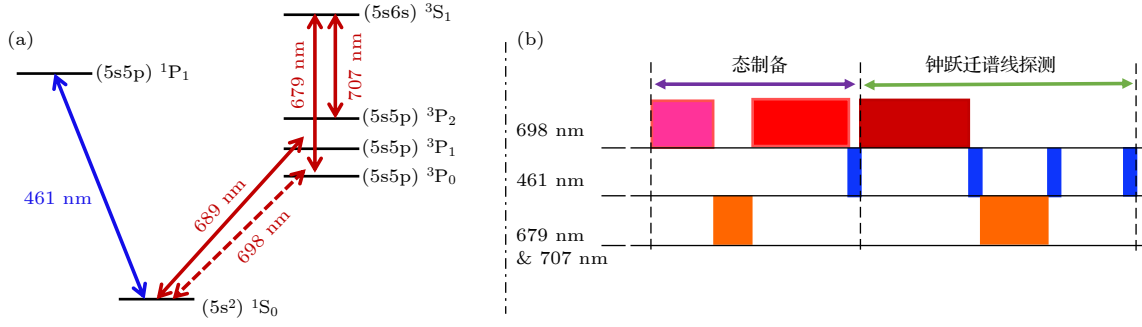


图 4 (a) 锶原子能级图; (b) 态制备及激发态钟跃迁谱线探测时序图

Fig. 4. (a) Simplified level scheme of strontium; (b) state preparation and excited state transition spectrum detection clock sequence diagram.

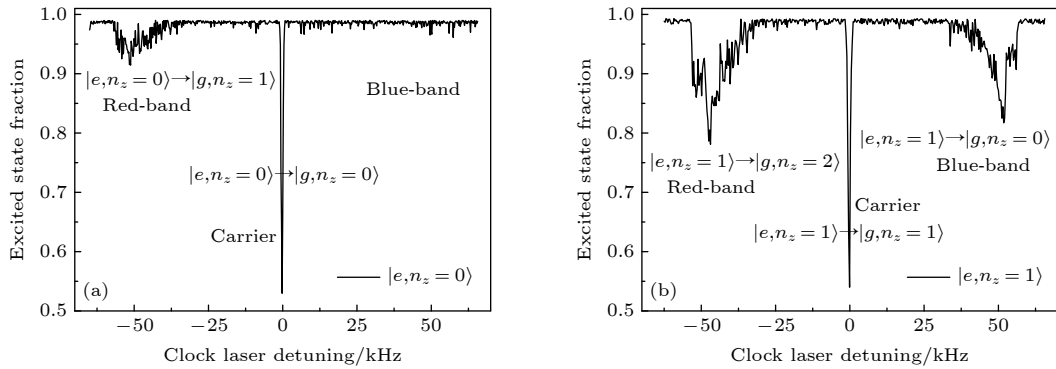
图 5 载波-边带可分辨钟跃迁谱线 (a) 原子初态在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态; (b) 原子初态在 $|e, n_z = 1\rangle$

Fig. 5. Carrier-sideband resolved clock transition spectra with: (a) Atoms in $|e, n_z = 0\rangle$; (b) atoms in $|e, n_z = 1\rangle$.

分别将原子制备到 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态后, 通过扫描钟跃迁激光频率得到激发态的载波-边带可分辨钟跃迁谱线如图 5 所示. 图 5(a) 为原子初态在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态上的载波-边带可分辨钟跃迁谱线. 图 5(b) 为原子初态在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上的载波-边带可分辨钟跃迁谱线. 从图 5(a) 可以看出, 钟跃迁谱线中没有出现蓝边带, 这是由于蓝边带跃迁此时无法发生. 若原子在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上都有布居时, 处在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上的原子能够参与蓝边带 $|e, n_z = 1\rangle \rightarrow |g, n_z = 0\rangle$ 跃迁, 则在钟跃迁谱线中会出现蓝边带, 而图 5(a) 中并没有出现蓝边带, 表明此时原子均处在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态. 从图 5(b) 中可看出红边带与蓝边带的面积几乎相等, 即参与红边带跃迁的原子数和参与蓝边带跃迁的原子数几乎相同. 若原子在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上都有布居时, 处在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态上的原子不能进行蓝边带跃迁, 则在钟跃迁谱线中蓝边带的面积要明显小于红边带, 而图 5(b) 中红、蓝边带的面积几乎相等, 表明此时原子均处在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上. 综上所述, 基于 ^{87}Sr 原子光晶格钟平台上, 成功将原子分

别制备到了 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态, 实现了 ^{87}Sr 原子不同量子态的制备.

3.3 浅光晶格中量子隧穿现象的观测

在浅光晶格中, 原子处在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上的隧穿概率要比在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态上大, 即 $|e, n_z = 1\rangle \rightarrow |g, n_z = 1\rangle$ 的载波跃迁会比 $|e, n_z = 0\rangle \rightarrow |g, n_z = 0\rangle$ 的载波跃迁产生的 VHS 劈裂峰的分裂间距更大^[18], 表现出的量子隧穿现象更明显. 因此, 为了更好观测量子隧穿现象, 选择将原子初态制备到 $|e, n_z = 1\rangle$ 态. 首先, 在深晶格中, 利用蓝失谐 ($\delta/(2\pi) = 55 \text{ kHz}$) 的 π 脉冲钟激光激发 $|g, n_z = 0\rangle \rightarrow |e, n_z = 1\rangle$ 的跃迁, 将处于 $|g, n_z = 0\rangle$ 态的原子制备到 $|e, n_z = 1\rangle$ 态, 再绝热的降低晶格阱深, 在浅光晶格中进行激发态钟跃迁谱线的探测. 当将晶格阱深为 $11 E_r$ 时, 探测到的激发态载波-边带可分辨的钟跃迁谱线如图 6(a) 所示. 图 5(b) 为当晶格阱深为 $83 E_r$ 时, 原子初态在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上的载波-边带可分辨钟跃迁谱线. 通过图 6(a) 和图 5(b) 的钟跃迁载波谱线的对比, 可以明显看出在浅光晶格中, 钟跃迁载波谱

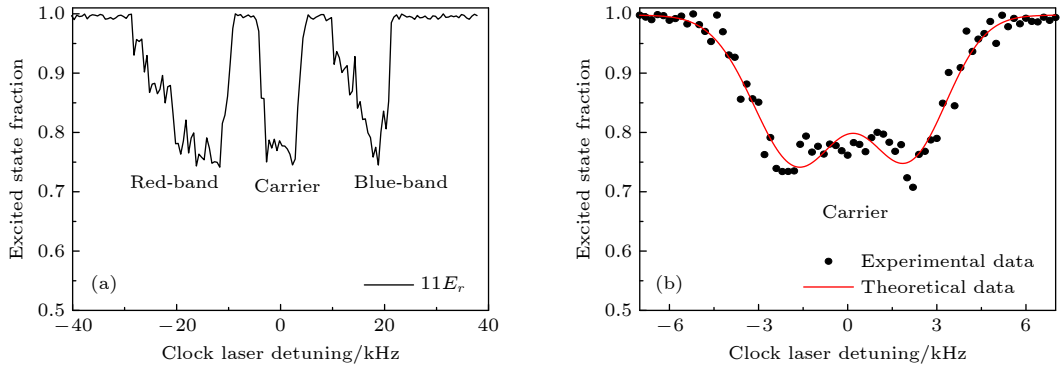


图 6 在浅晶格中, 原子初态在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态的 (a) 载波-边带可分辨钟跃迁谱线; (b) 钟跃迁载波谱线.

Fig. 6. In shallow lattice, the atoms in $|e, n_z = 1\rangle$ state: (a) carrier-sideband resolved clock transition spectra; (b) carrier clock transition spectrum.

线发生了增宽和劈裂现象, 即量子隧穿现象; 而在深光晶格中, 钟跃迁载波谱线为标准的拉比线型. 若原子在 $|e, n_z = 0\rangle$ 态和 $|e, n_z = 1\rangle$ 态上都有布居, 则在钟跃迁谱中载波跃迁应该出现两对劈裂间距明显不同的 VHS 峰, 而从图 6(a) 中可以看出载波跃迁只有一对 VHS 劈裂峰, 表明在该状态下, 原子处在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态. 为了验证实验上观测到的量子隧穿现象是否和理论上计算的结果一致, 在相同的条件下通过减小扫频步长, 重新探测到的激发态钟跃迁载波谱线, 如图 6(b) 所示. 在图 6(b) 中, 黑色圆点为实验数据, 红色实线为利用公式 (3) 画出的钟跃迁载波谱线, 通过比对理论计算和实验观测的结果, 可以看出实验上观测到的量子隧穿现象与理论上的计算结果相符合.

4 结 论

在一维 ^{87}Sr 原子光晶格钟平台上, 当晶格阱深为 $83E_r$ 时, 利用边带冷却操作, 使光晶格中的原子全部处在 $|g, n_z = 0\rangle$ 态, 再利用零失谐 ($\delta/(2\pi) = 0$ kHz) 或蓝失谐 ($\delta/(2\pi) = 56$ kHz) 的 π 脉冲钟激光将原子制备到了 $|e, n_z = 0\rangle$ 或 $|e, n_z = 1\rangle$ 态, 成功实现了 ^{87}Sr 原子不同量子态的制备. 在完成原子在 $|e, n_z = 1\rangle$ 态的制备后, 再绝热的降低光晶格阱深, 并在光晶格阱深为 $11E_r$ 时, 观测到激发态钟跃迁载波谱线发生明显的劈裂, 即量子隧穿现象. 同时, 中国科学院国家授时中心 (NTSC) 锶原子光钟小组, 利用周期驱动光晶格技术在浅光晶格中实现了将劈裂的到千赫兹量级的钟跃迁谱线压窄到了赫兹量级^[29]. 不同量子态的成功制备, 表明了我们已经能够利用 ^{87}Sr 原子光晶格钟平台实现自由、精准

的操控原子; 并且, 量子隧穿现象的成功观测, 不仅有利于提高 ^{87}Sr 原子光钟系统的不确定度, 还能够为研究光晶格中费米子的自旋轨道耦合以及其他相关精密测量实验奠定基础.

参考文献

- [1] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [2] Oelker E, R. Huston B, Kennedy C J, Sonderhouse L, Bothwell T, Goban A, Kedar D, Sanner C, Robinson J M, Marti G E, Legero T, Giunta M, Holzwarth R, Riehle R, Sterr U, Ye J 2019 *Nat. Photon.* **13** 714
- [3] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, Tamm C, Peik E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 063001
- [4] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033201
- [5] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J, Schäffer S A, Beloy K, Nicolodi D, Brown R C, Hinkley N, Milani G, Schioppo M, Yoon T H, Ludlow A D 2018 *Nature* **564** 87
- [6] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Beloy K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D 2013 *Science* **341** 1215
- [7] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photon.* **9** 185
- [8] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Oppong N D, Mcally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J 2017 *Science* **358** 90
- [9] Safronova M S, Budker D, DeMille D, Kimball D F J, Derevianko A, Clark C W 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008
- [10] Huntemann N, Lipphardt B, Tamm C, Gerginov V, Weyers S, Peik E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210802
- [11] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630
- [12] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043
- [13] Sanner C, Huntemann N, Lange R, Tamm C, Peik E, Safronova M S, Porsev S G 2019 *Nature* **567** 204
- [14] Roberts B M, Blewitt G, Dailey C, Murphy M, Pospelov M, Rollings A, Sherman J, Williams W, Derevianko A 2017 *Nat. Commun.* **8** 1195

- [15] H Lignier, C Sias, D Ciampini, Y Singh, A Zenesini, O Morsch 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 220403
- [16] Grossmann F, Dittrich T, Jung P, Hänggi P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 516
- [17] Lemonde P, Wolf P 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033409
- [18] Beloy K, Bodine M I, Bothwell T, Brewer S M, Zhang X 2021 *Nature* **591** 564
- [19] Kolkowitz S, Bromley S L, Bothwell T, Wall M L, Ye J 2017 *Nature* **542** 66
- [20] Bromley S L, Kolkowitz S, Bothwell T, Kedar D, Safavi-Naini A, Wall M L, Salomon C, Rey A M, Ye J 2018 *Nat. Phys.* **14** 399
- [21] Van Hove L 1953 *Phys. Rev.* **89** 1189
- [22] Kim P, Odom T W, Huang J L, Lieber C M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1225
- [23] Zwerger W 2003 *J. Opt. B.:Quantum Semiclass. Opt.* **5** S9
- [24] Wall M L, Koller A P, Li S, Zhang X, Cooper N R, Ye J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 035301
- [25] Lu X T, Li T, Kong D H, Wang Y B, Chang H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 233401 (in Chinese) [卢晓同, 李婷, 孔德欢, 王叶兵, 常宏 2019 物理学报 **68** 233401]
- [26] Lu X T, Yin M J, Li T, Wang Y B, Chang H 2020 *Appl. Sci.* **10** 1440
- [27] 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
- [28] Blatt S, Thomsen J W, Campbell G K, Ludlow A D, Swallows M D, Martin M J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 3590
- [29] Yin M J, Wang T, Lu X T, Li T, Xia J J, Zhang X F, Chang H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 073603

Experimental observation of quantum tunneling in shallow optical lattice*

Li Ting¹⁾²⁾ Wang Tao^{3)4)†} Wang Ye-Bing¹⁾ Lu Ben-Quan¹⁾
 Lu Xiao-Tong¹⁾ Yin Mo-Juan¹⁾²⁾ Chang Hong^{1)2)‡}

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

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

3) (*Center of Quantum Materials and Devices, College of Physics, Chongqing University, Chongqing 401331, China*)

4) (*Chongqing Key Laboratory for Strongly Coupled Physics, Chongqing 401331, China*)

(Received 3 November 2021; revised manuscript received 6 December 2021)

Abstract

For a one-dimensional optical lattice clock built in the horizontal direction, when the stability and uncertainty of the system reach the order of 10^{-18} or more, the clock frequency shift caused by the quantum tunneling effect becomes not negligible. In the shallow optical lattice, the quantum tunneling effect will cause the clock transition spectrum to be significantly broadened. So, in this paper the quantum tunneling phenomenon in the shallow optical lattice is studied, laying a foundation for the evaluation of uncertainty of ^{87}Sr atomic optical lattice clock system. In this experiment, on the platform of one-dimensional ^{87}Sr atomic optical lattice clock, the narrow-linewidth $^1\text{S}_0(|g\rangle) \rightarrow ^3\text{P}_0(|e\rangle)$ transition (that is, the clock transition) is excited by an ultra-stable and ultra-narrow linewidth 698 nm laser, and the distribution of strontium atoms in a specific quantum state is prepared. In the deep optical lattice, after the cold ^{87}Sr atoms in preparation reach a $|e, n_z = 1\rangle$ state, the lattice depth of the optical lattice is adiabatically reduced. Then, the carrier-sideband resolved clock transition spectral line is detected in the shallow optical lattice. The obvious splitting of the carrier spectral line is observed from the clock transition spectral line, which indicates that the strontium atom has an obvious quantum tunneling phenomenon between the adjacent lattice sites of the optical lattice. In addition, when the lattice potential lattice depth is reduced, owing to the incommensurability of lattice light wavelength (813 nm) and clock laser wavelength (698 nm), the tunneling of atoms between adjacent lattice points will lead to spin-orbit coupling effect. Owing to the exceptionally long lifetime (120(3) s) of $^3\text{P}_0$ state, it can not only suppress the decoherence, but also reduce the atomic loss rate caused by spontaneous emission. This has a natural advantage for studying the spin-orbit coupling of fermions. Therefore, the understanding of quantum tunneling mechanism in optical lattice is not only conducive to improving the uncertainty of the ^{87}Sr atomic optical lattice clock, but also lays the foundation for observing the spin-orbit coupling effect of fermions on this platform.

Keywords: optical lattice, clock transition spectrum, quantum state, tunneling phenomenon

PACS: 37.10.Jk, 32.70.Jz, 42.50.Dv, 74.50.+r

DOI: 10.7498/aps.71.20212038

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11803042, 61775220), the Youth Innovation Promotion Association the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2019400), the Special Foundation for Theoretical Physics Research Program of China (Grant No. 11647165), the China Postdoctoral Science Foundation Funded Project (Grant No. 2020M673118).

† Corresponding author. E-mail: tauwaang@cqu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn