

相干时间超过10 min的单离子量子比特

汪野 张静宁 金奇奂

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

Wang Ye Zhang Jing-Ning Kim Kihwan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030306 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181729

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

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

囚禁单离子的量子阻尼运动

Quantum damping motion of a single trapped ion

物理学报. 2017, 66(23): 233701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.233701>

与XY双自旋链耦合的双量子比特系统的关联性与相干性

Correlation and coherence for two-qubit system coupled to XY spin chains

物理学报. 2018, 67(15): 150302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180812>

中性原子量子计算研究进展

Experimental progress of quantum computation based on trapped single neutral atoms

物理学报. 2019, 68(3): 030305 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182133>

新型超导量子比特及量子物理问题的研究

Novel superconducting qubits and quantum physics

物理学报. 2018, 67(22): 228501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180845>

多模式固态量子存储

Multimode solid-state quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182207>

专题: 量子相干和量子存储研究进展

相干时间超过 10 min 的单离子量子比特*

汪野 张静宁† 金奇奂

(清华大学交叉信息研究院量子信息中心, 北京 100084)

(2018 年 9 月 19 日收到; 2018 年 10 月 18 日收到修改稿)

能够长时间储存量子信息的量子存储设备是实现大规模量子计算和量子通信的基本要素. 与其他量子计算平台相比, 囚禁离子系统的优势之一在于具有很长的相干时间. 此前, 基于囚禁离子的单量子比特相干时间不到 1 min. 研究发现, 在囚禁离子系统中, 限制量子比特相干时间的主要因素是运动能级加热和环境噪声, 其中后者包含环境磁场涨落和微波相位噪声. 在同时囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子的混合囚禁系统中, 通过实施协同冷却和动力学解耦, 可以实现相干时间超过 10 min 的单离子量子比特. 这一技术有望用于实现量子密码学和搭建混合量子计算平台.

关键词: 量子存储, 囚禁离子, 协同冷却, 动力学解耦**PACS:** 03.75.Be, 03.67.Pp**DOI:** 10.7498/aps.68.20181729

1 引言

量子计算和量子模拟^[1]是近年来飞速发展的理论与实验并重的热点研究领域之一. 它以量子力学和量子信息学为理论基础, 以囚禁离子、超导电路等实验技术的进步为前提, 致力于实现实用的量子计算和量子通信^[2,3], 具有广阔的应用前景. 量子计算平台的基本元素是量子比特, 它是完全可控的量子二能级系统, 人们可以对其进行初始化、量子逻辑门和测量等基本操作. 量子力学中的不可克隆原理告诉我们, 储存在量子比特上的未知量子信息不能被精确地复制^[4,5]. 这项量子信息独有的性质只有通过单个量子比特的相干操作和探测来验证. 如果不能完全控制单个量子比特, 量子信息的储存、操作和读出从根本上是难以令人信服的. 长期以来, 人们一直致力于发展在单量子比特层面的相干操作和探测技术.

囚禁离子量子比特的长相干时间将成为实际量子计算和量子通信的基本元素之一. 囚禁离子系统是实现大规模量子计算机的领先物理平台之一.

利用离子阱技术构建大规模量子网络的规模化方案^[6]包括光子链接^[3]和离子穿梭^[7]. 光子链接方案结合了远程量子通信和局域量子计算, 为实现量子网络提供了一个竞争性很强的物理平台. 人们已经演示了离子光子纠缠^[8]以及以光子为媒介的远距离离子纠缠^[9], 这是构建离子-光子网络的基本单元. 离子穿梭方案是将囚禁离子系统划分为操作区域和存储区域, 通过离子穿梭技术在区域间移动离子. 在这一架构下, 人们已通过实验演示了操作区域的基本结构和操作^[10]. 随着系统规模的增大, 对存储区域量子比特储存时间的需求将相应增加. 为了将量子比特误码率保持在容错量子计算的阈值之下, 延长量子比特的相干时间是十分关键的. 随着系统规模的增大, 这两种方案对量子比特的相干时间的要求都会相应地提高.

二十多年前, 人们在离子系综里利用磁场不敏感的内态实现了大约 10 min 的相干时间^[11,12]. 然而, 经过十多年的发展后, 单量子比特系统的相干时间仍然远低于系综相干时间, 只有不到 1 min^[13–15]. 对于囚禁离子量子比特, 特别是基于

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301901) 和国家自然科学基金 (批准号: 11374178, 11574002, 11504197) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jnzhang13@tsinghua.edu.cn

超精细能级的量子比特, 由自发辐射导致的固有弛豫时间 T_1 远长于由磁场涨落和本振源的相位噪声导致的退相干时间 T_2^* . 目前在离子阱系统中限制相干时间的主要是环境磁场涨落和本振源相位噪声导致的非相干演化, 同时我们还注意到, 加热导致的测量效率降低也极大地限制了离子阱系统中相干时间的测量^[16,17]. 具体来说, 由于运动能级加热, 离子的波包随时间不断弥散, 收集到的荧光光子数减少, 这使得区分离子内态的测量效率低下. 在硬件方面, 通过清洁离子阱表面^[18]或将离子阱置入低温环境中^[19]可以显著地抑制运动能级加热效应. 在同时囚禁不同种类离子的混合囚禁系统中, 还可以通过协同冷却来消除运动能级加热, 从而保证在整个实验过程中探测效率不降低. 此外, 动力学解耦技术能够消除来自环境磁场和本振源的噪声, 从而延长量子系统的相干时间^[20–22]. 最近有文献报道, 在离子化供体的核自旋系综中实现了小时量级的相干时间^[23,24].

2 协同冷却

令人奇怪的是, 二十年前关于离子系综的实验中^[11,12]测得的相干时间远比在最近的单离子实验中测得的相干时间来得长, 前者大约是 10 min, 而后者最长不超过 1 min^[13–15]. 现在已弄清了导致这一现象的原因. 原因之一是能够操作单量子比特的离子阱系统复杂度远高于之前的离子阱系综系统, 导致很难在系统上实施磁屏蔽以降低磁场噪声; 原因之二是离子阱系统的背景加热使得同种离子的探测效率随着时间的增加而大量降低. 之前离子阱系综的系统使用了非常大型的离子阱结构, 这种结构的电极与离子云距离较远, 背景加热较低. 但是为了能够实现速度较为理想的量子比特门, 量子信息领域中使用的离子阱结构都更加微小, 导致背景加热效应更加显著. 因此我们相信, 只要找到合适的方法, 能够在激光冷却停止后减轻运动加热效应, 单离子实验应该可以展示出和离子系综可比拟的长相干时间.

对光学性质不同的两种离子的混合离子晶体执行协同冷却操作可以压制运动加热效应, 同时不影响编码在其中一种离子的内态上的量子比特中的量子信息的相干性. 在基于囚禁离子的量子信息领域典型的 Paul 离子阱中, 通过同时囚禁两种类型的离子, 这里选择的是 $^{171}\text{Yb}^+$ 和 $^{138}\text{Ba}^+$, 我们可以实施协同冷却. 其中, 单个 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子作为量子

比特, 单个 $^{138}\text{Ba}^+$ 作为制冷离子. $^{171}\text{Yb}^+$ 离子具有的基态电子组态具有两个磁场不敏感的超精细能级, 这使得编码于其上的量子比特本身具有较长的内禀相干时间. 同时, 选用 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子是因为这两种离子的质量相对接近, 使得协同冷却效率更高.

2.1 实验装置

协同冷却的原理是通过通过对一种离子施加冷却激光, 从而冷却由两种离子组成的混合离子链的运动模式, 因此需要在离子阱中同时囚禁两种类型的离子. 图 1(a) 所示为一个标准的 Paul 离子阱同时囚禁了 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子. 图中, 两种离子所对应的操作激光均覆盖整个离子链, 这是因为离子链中的离子会在热噪声的作用下交换位置. 同时, 由 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子的能级图可知, 两种离子的光学特性差异很大, 对 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子进行激光冷却不会影响编码在 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子上的量子比特的相干性.

$^{171}\text{Yb}^+$ 离子 $2S_{1/2}$ 电子组态的两个超精细能级 $|\downarrow\rangle \equiv |F=0, m_F=0\rangle$ 和 $|\uparrow\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$, 被定义为量子比特的两个能级. 这两个能级的特征频率之差为 $12642812118 + 310.8B^2$ Hz, 其中 B 是以高斯为单位的磁场强度的数值. 在实验中, 可以通过标准的光泵技术将量子比特制备到 $|\downarrow\rangle$ 态, 并通过荧光测量技术来区分量子比特的两个能级.

图 1(b) 是用于产生激光和微波信号的控制系统的示意图. 其中微波信号由微波振荡器的信号和直接数字合成器的信号混合而成, 并受到可编程逻辑门阵列的控制. 该控制系统能够在 100 ns 内改变微波信号的相位. 所有微波源相位均以铷原子钟为标准. 为了处理波长为 369 nm 的激光的泄漏问题, 设计了由声光调制器、电光脉冲选择器和机械快门组成的三段开关. 该激光用于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的多普勒冷却、荧光探测和光泵操作. 因为该激光频率与量子比特的跃迁频率接近, 稍有泄漏即会导致巨大的退相干效应.

2.2 冷却效果

衡量协同冷却效果的直接途径是测量 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子在协同冷却过程中达到的平衡态温度. 为测量平衡态温度, 需要利用双光子拉曼跃迁来耦合内态与运动能级, 从而测量运动能级布居数分布. 然而, 这需要在实验系统中增加额外的激光和相应控制系统.

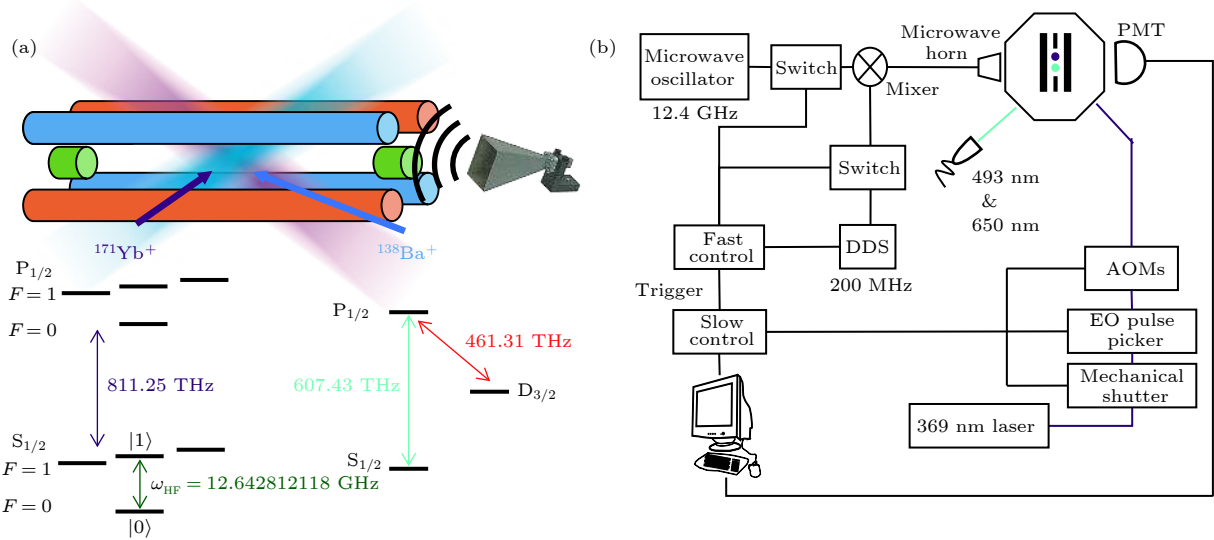


图 1 实验装置和控制系统 (a) 同时囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子的混合囚禁系统及相关能谱图; (b) 微波和激光信号的控制系统

Fig. 1. Experimental setup and control system: (a) Hybrid trapping system that traps $^{171}\text{Yb}^+$ and $^{138}\text{Ba}^+$ simultaneously; (b) control system for generating laser and microwave signals.

另一方面, 协同冷却的效果可以从离子链的稳定性来侧面反映. 在协同冷却的过程中观测到, 两个离子大约每 5 min 交换一次位置. 除此之外, 离子从未自阱中逃逸, 甚至可以在阱中稳定存在超过一星期, 这使得超长相干时间的测量成为可能.

由于在实验过程中离子的位置会交换, 保证离子链中两个离子所处的环境完全一致是十分重要的, 比如荧光探测和光抽运的效率、磁场和微波场的强度等. 在不进行动力学解耦的情况下, 该系统中单量子比特相干时间大约为 800 ms.

3 动力学解耦

在利用协同冷却技术抑制了运动能级加热效应后, 剩下的退相干的主要因素是磁场涨落和用于操作量子比特的微波的相位涨落, 它们将导致量子比特的相位随机化. 利用动力学解耦技术, 可以抑制来自环境磁场涨落的外界噪声和本振源的相位噪声^[20,25–29].

量子比特的演化由如下随机哈密顿量决定,

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} (\omega_0 + \beta(t)) \hat{\sigma}_z, \quad (1)$$

其中, $\hat{\sigma}_z$ 是泡利自旋算符的 z 分量, ω_0 是两个能级的频率差, $\beta(t) = \beta_B(t) + \beta_{LO}(t)$ 是随机相位噪声, β_B 和 β_{LO} 分别代表环境磁场涨落和操作微波相位涨落的影响. $\beta(t)$ 满足 $\langle \beta(t) \rangle = 0$ 和 $\langle \beta(t)\beta(t') \rangle =$

$g(t - t')$.

为延长量子系统的相干时间, 动力学解耦技术^[30]在量子信息领域被广泛应用, 是用来消除随机相位噪声影响的一项标准技术. 动力学解耦最简单的实施方案是 Hahn 回波^[31], 又被称作自旋回波. 在经过一段时间 τ 的退相干后, 该技术通过一个翻转脉冲 (π 脉冲) 来实现自旋系统的重对焦, 从而在时间为 2τ 时得到增强的回波信号. 然而, Hahn 回波无法消除时间尺度比 τ 更小的系统-环境相互作用扰动. 为解决这一问题, 人们试图使用一系列等距 π 脉冲来消除高频扰动, 即 Carr-Purcell (CP) 序列^[32] 和 Carr-Purcell-Meiboom-Gill (CPMG) 序列^[33]. 可以形象地把这一类型的动力学解耦序列对系统的作用理解为将不需要的相位涨落通过时间平均的方式消除掉. 这类方案原则上要求 π 脉冲之间的间隔 τ 尽可能小, 然而在实际实验中 τ 的取值受到硬件和系统最大可承受功率的限制.

另一方面, 人们也尝试寻找利用有限数量的脉冲获得最优性能的动力学解耦方案. 对纯退相干的系统-环境相互作用, 动力学解耦序列可看做系统演化的滤波器, 滤波函数与环境噪声谱的重叠决定了量子态的衰减率. 比如, 前述 CPMG 序列可看做带宽为 $2\pi/\tau$ 的高通滤波器. 因此, 如果环境噪声谱已知, 可以设计合适的滤波函数来得到最优的衰减率, 这就是基于非等距脉冲序列的动力学解耦方案^[34]的核心思想.

此外, 动力学解耦序列的实际性能还受到脉冲

误差的限制. 在许多情况下, 脉冲误差主要由系统误差构成, 比如经典控制系统的校准误差. 源自核磁共振系统的组合脉冲方法^[35]可以将系统误差减少到 $O(\varepsilon^n)$, 其中 ε 是裸的系统误差率. 完全补偿的组合脉冲可以用于任意初态, 替换任意单个脉冲而不影响其他脉冲. 将组合脉冲与动力学解耦结合起来的方案是 KDD $_{\phi}$ 方案^[21], 其中下标 ϕ 是 Knill 组

合脉冲^[36]的参数, 决定了 π 脉冲在 x - y 平面上的角度.

由于动力学解耦方案的性能对噪声环境的特性敏感, 我们测量了系统的噪声谱, 并据此为动力学解耦序列选择合适的参数. 具体来说, 采用 CPMG 方案来测量系统噪声谱, 采用 KDD $_{xy}$ 方案来延长量子比特的相干时间, 图 2 所示即 CPMG 方案及 KDD $_{xy}$ 方案对应的脉冲序列.

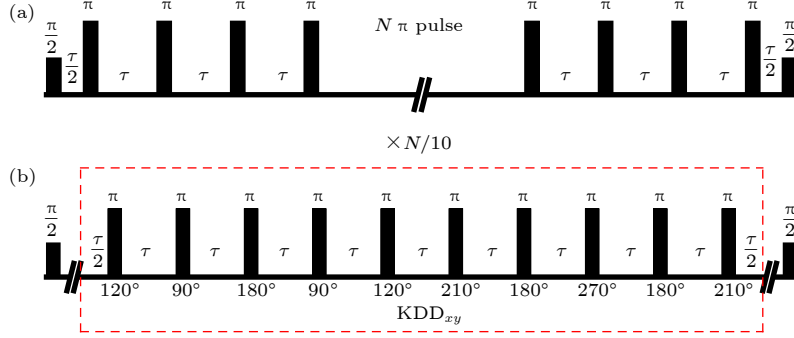


图 2 动力学解耦脉冲序列 (a) CPMG 方案; (b) KDD $_{xy}$ 方案

Fig. 2. Pulse sequence for dynamical decoupling: (a) CPMG protocol; (b) KDD $_{xy}$ protocol.

3.1 滤波函数

为了刻画动力学解耦序列对量子态演化的影响, 需要计算动力学解耦序列对应的滤波函数. 任意动力学解耦序列可以看作在 T 时间内执行 n 个 π 脉冲操作, 第 i 个 π 脉冲对应的方位角和时刻分别为 ϕ_i 和 τ_i , 并约定 $\tau_0 = 0$, $\tau_{n+1} = T$.

从系统初态 $|\psi(0)\rangle = |\downarrow\rangle$ 出发, 首先施加一个 $\pi/2$ 脉冲将态矢量旋转到 x - y 平面, 然后执行动力学解耦序列, 最后再次施加 $\pi/2$ 脉冲并测量 Ramsey 条纹的对比度. 同时, 态矢量的演化受到噪声的影响. 系统的末态可以写作

$$|\psi(T)\rangle = D_x^\dagger(\pi/2)\tilde{R}(T)D_x(\pi/2)|\psi(0)\rangle,$$

其中与动力学解耦序列和系统在噪声环境中的演化对应的演化算符可写为

$$\tilde{R}(T) = \exp\left[-i\hat{\sigma}_z \int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} \beta(t)dt\right] \times \prod_{i=1}^n D_{\phi_i}(\pi) \exp\left[-i\hat{\sigma}_z \int_{\tau_{i-1}}^{\tau_i} \beta(t)dt\right], \quad (2)$$

其中单量子比特旋转

$$D_{\phi_i}(\gamma_i) = \exp\left(-\frac{i\phi_i}{2}\hat{\sigma}_z\right) \times \exp\left(-\frac{i\gamma_i}{2}\hat{\sigma}_x\right) \exp\left(\frac{i\phi_i}{2}\hat{\sigma}_z\right)$$

考虑到 $\gamma_i = \pi$, 上述演化算符可简化为

$$\tilde{R}(T) = \exp[iF_n(T)\hat{\sigma}_z],$$

其中与内态相关的相位 $F_n(T)$ 可写为

$$F_n(T) = \sum_{i=0}^n (-1)^{i+1} \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \beta(t)dt + \sum_{i=1}^n (-1)^{i+1} \phi_i. \quad (3)$$

对于一般的动力学解耦序列, $\sum_{i=1}^n (-1)^{i+1} \phi_i = k\pi$, k 是整数, 因此(3)式中的第二项可省略. 定义 $F_n(T) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} s_n(t')\beta(t')dt'$, 其中时域滤波函数 $s_n(t)$ 定义如下:

$$s_n(t) = \sum_{i=0}^n (-1)^{i+1} \Theta(t - \tau_i) \Theta(\tau_{i+1} - t), \quad (4)$$

其中 $\Theta(\cdot)$ 是 Heaviside 阶梯函数.

在拉姆齐条纹实验中, 执行动力学解耦序列之后, 测量的信号是自旋算符 z 分量的期待值, 即

$$\langle \psi(T) | \hat{\sigma}_z | \psi(T) \rangle = \langle \cos[2F_n(T)] \rangle = e^{-2\langle F_n^2(T) \rangle} \equiv e^{-\chi(T)}. \quad (5)$$

推导(5)式时, 使用了对高斯型随机变量 X 成立的等式 $\langle \exp iX \rangle = \exp(i\langle X \rangle - \langle X^2 \rangle/2)$ 和 $\langle F_n(T) \rangle = 0$. 定义时域滤波函数的傅里叶变换

$$\tilde{y}_n(\omega, T) = \int_{-\infty}^{\infty} s_n(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (6)$$

利用卷积定理, 信号的衰减函数 $\chi(T)$ 可写成如下形式:

$$\begin{aligned}\chi(T) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 s_n(t_1) s_n(t_2) \langle \beta(t_1) \beta(t_2) \rangle \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\beta}(\omega) |\tilde{y}_n(\omega, T)|^2 d\omega.\end{aligned}\quad (7)$$

由 (7) 式可见, $|\tilde{y}_n(\omega, T)|^2$ 的作用相当于环境噪声谱 $S_{\beta}(\omega)$ 在频域的滤波器, 因此被定义为滤波函数.

3.2 环境噪声

如前所述, 系统的随机相位噪声 $\beta(t)$ 包含来自随机磁场涨落和操作微波相位涨落两方面的影响, 分别用 $\beta_B(t)$ 和 $\beta_{LO}(t)$ 表示. 操作微波相位涨落 β_{LO} 与本地振荡器的品质有关, 在使用高品质本地振荡器、铷原子钟和直接数字合成器等设备后, 由频谱分析仪测得的典型相位涨落如图 3 所示.

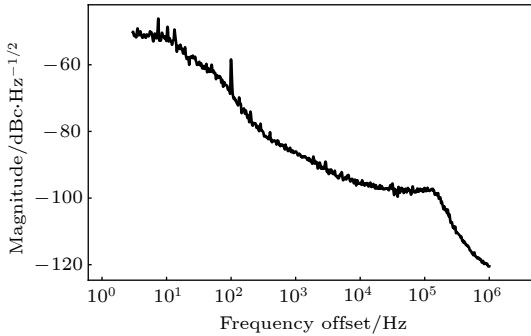


图 3 频谱分析仪测得的典型相位涨落噪声谱

Fig. 3. Typical phase noise measured by spectrum analyzer.

在实验设备建成并校准后, $\beta_{LO}(t)$ 业已固定, 无法调整. 而来自于环境磁场涨落的噪声 $\beta_B(t)$ 则可以很容易地调整. $^{171}\text{Yb}^+$ 的二阶塞曼效应为 $\Delta f_{22} = KB^2$ Hz, 其中 $K = 310.8$ Hz/G². 在 (1) 式的哈密顿量中, 量子比特的频率差 ω_0 和来自环境磁场涨落的噪声 $\beta_B(t)$ 分别为

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_{\text{HF}} + K(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2), \\ \beta_B(t) &= K[2B_x b_x(t) + 2B_y b_y(t) + 2B_z b_z(t) \\ &\quad + b_x^2(t) + b_y^2(t) + b_z^2(t)],\end{aligned}\quad (8)$$

其中 ω_{HF} 是超精细能级劈裂, B_i 是磁场在 i 方向的平均值, $b_i(t)$ 是 i 方向的磁场涨落, $i = x, y, z$. 假设降低磁场平均值不影响涨落的大小, 则可以通过减小磁场的方式来压制 $\beta_B(t)$, 从而得到更长的相干时间. 由通量计测得 $b_x(t) \ll b_{y,z}(t)$, 因此使磁场沿 x 方向. 在研究系统噪声谱时, 采用 $B_x = 8.8$ G; 在实现长相干时间量子存储时, 采用 $B_x = 3.5$ G, 这是能够对离子的内态进行有效荧光测量的最小磁场.

系统中最强的噪声组分是来自于电源线的 50 Hz 振荡及其谐波, 因此频域噪声谱可以用分立模型来模拟^[37,38], $\tilde{\beta}(\omega) = \sum_{k=1}^d \beta_k \delta(\omega - \omega_k)$, 其中 $\delta(\cdot)$ 代表狄拉克 δ 函数. 将 $\tilde{\beta}(\omega)$ 代入 (5) 式, 得到最终信号为

$$\langle \psi(T) | \hat{\sigma}_z | \psi(T) \rangle = \prod_{k=1}^d J_0(|\beta_k \tilde{y}(\omega_k, T)|), \quad (9)$$

其中 $J_0(\cdot)$ 是 0 阶 Bessel 函数. 实验上测得末态 $\hat{\sigma}_z$ 平均值的平均脉冲间距变化的数据后, 可通过数值拟合得到分立噪声谱强度 β_k .

接着, 通过连续噪声模型来进一步研究系统噪声谱. 对任意噪声谱 $S_{\beta}(\omega)$, 拉姆齐条纹的对比度可表示为 $e^{-\chi(T)}$, 其中

$$\chi(T) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\beta}(\omega) |\tilde{y}(\omega, T)|^2 d\omega, \quad (10)$$

其中 $|\tilde{y}(\omega, T)|^2$ 可看作中心频率为 $\frac{1}{2T}$, 带宽正比于 $\frac{1}{2\pi T}$ 的带通滤波函数. 基于 Plancherel 定理可以得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{y}(\omega, T)|^2 d\omega = 2\pi T. \quad (11)$$

如果带通滤波函数 $|\tilde{y}(\omega, T)|^2$ 的带宽很窄, 那么 $S_{\beta}(\omega)$ 在中心频率附近可看作常数, 即 $S_{\beta}(1/(2\tau)) \simeq \chi(T)/(4T)$. 因此, 可以通过测量 $\chi(T)$ 来估算 $S_{\beta}(\omega)$. 图 4(a) 为执行包含不同脉冲数量的动力学解耦序列, 测量得到的系统在演化时间 T 后的拉姆齐条纹对比度. 图 4(b) 为计算得到的环境噪声谱 $S_{\beta}(\omega)$.

4 基于微波的量子门操作

量子比特跃迁可通过微波来驱动, 微波信号是通过混合来自安捷伦微波振荡器的 12.442812 GHz 的信号和来自直接数字合成器的 200 MHz 的信号产生的. 经过一次放大, 微波信号通过放置在视窗附近的微波喇叭施加于系统. 由于动力学解耦序列通常包含数千乃至数万个单比特逻辑门, 逻辑门误差的累积会导致量子比特退相干. 因此, 微波驱动的单比特量子逻辑门的保真度是实现长相干时间量子存储的最重要的因素之一.

4.1 随机化基准测试

随机化基准测试^[39]是用来测量极低的单比特量子逻辑门的保真度的一种标准方法. 传统上, 量子操作的误差行为可以通过量子过程层析来标定. 然而, 虽然量子过程层析可以提供关于量子操作的

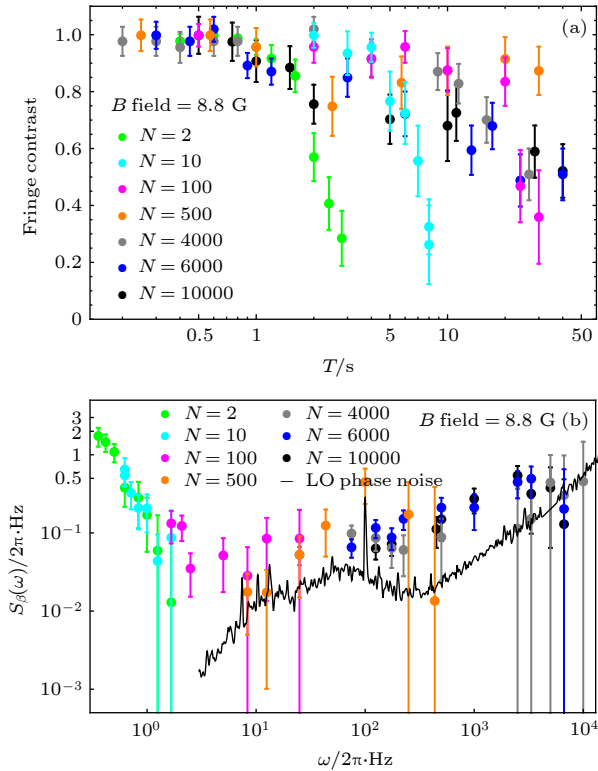


图 4 (a) 执行包含 N 个脉冲的动力学解耦序列, 不同的总演化时间 T 对应的条纹对比度; (b) 通过分析图 (a) 中的数据得到的环境噪声谱

Fig. 4. (a) Ramsey contrasts depending on the total evolution time T for various numbers of pulses N in the dynamical decoupling sequence; (b) the noise spectra analyzed from the measured data in Fig. (a).

许多信息, 但却无法保证该量子操作嵌入一长串其他量子操作中的表现. 另一方面, 规模化量子计算要求单个量子操作的误差率在 10^{-4} 量级或更低. 通过传统的量子过程层析在实验上测定这样低的误差率是很困难的. 此外, 量子过程层析无法排除初态制备和测量过程引入的误差. 因此, 人们提出了一种可以克服以上问题的对量子操作的误差行为进行实验研究的新方法, 即随机化基准方法.

随机化方法最初是在量子噪声领域提出的, 其具体过程是对系统实施随机幺正操作 \hat{U} 及其逆操作 \hat{U}^{-1} . 假如噪声模型可表示为施加在 \hat{U} 和 \hat{U}^{-1} 之间的独立的量子操作, 保真度的下降程度即代表了系统的噪声强度. 随机化基准方法是随机化方法的简化版本, 表现在前者将随机幺正操作限制为 Clifford 门操作.

随机化基准方法对标准初态执行不同长度的随机的量子逻辑门序列, 每一序列均以随机化测量结束, 该测量决定系统是否达到正确的末态. 根据最终测量的错误率随序列长度的增加可以确定序

列中每一个门操作平均的计算相干的误差率. 序列中的随机门操作出自 Clifford 群, 该群是用 $e^{-i\sigma\pi/4}$ 的 $\pi/2$ 旋转生成的, 其中 σ 是作用于不同量子比特的泡利算符的直积.

对于单量子比特系统, 随机化基准方法包含大量实验, 每一实验的流程均包含初态制备、执行不同的量子逻辑门序列和测量, 其中量子逻辑门序列包含泡利随机化和门计算两部分. 泡利随机化执行具有 $e^{\pm i\hat{\sigma}_b\pi/2}$ 形式的幺正操作, 其中随机变量 $b \in \{0, x, y, z\}$, $\hat{\sigma}_0 = \hat{I}$ 是恒等算符. 门计算执行形式为 $e^{\pm i\hat{\sigma}_b\pi/4}$ 的幺正操作, $u \in \{x, y\}$. 除了最后一个 $\pi/2$ 脉冲, 上述符号、随机变量 b 和 μ 都由均匀随机采样得到. 选择系统初态为 $|0\rangle$, 是由于序列中的操作均出自 Clifford 群, 理想情况下系统的状态总是泡利算符的本征态. 最后一个 $\pi/2$ 脉冲将系统状态旋转为 $\hat{\sigma}_z$ 的本征态, 最终测量是关于 $\hat{\sigma}_z$ 的冯诺依曼测量. 在理想情况下, 最终测量的结果是已知的. 在误差环境下, 由于随机化, 序列的误差与组成序列的单个或数个操作无关. 序列的长度 l 是序列中 $\pi/2$ 脉冲的个数. 可以测量不同长度 l 的序列对应的误差率 p_l , 由 p_l 与 l 的关系可以估算门脉冲的平均误差率,

$$p_l = [1 - (1 - d_{\text{if}})(1 - d)^l],$$

其中 d 是随机化计算门 (一个 $\pi/2$ 脉冲和一个泡利脉冲的随机组合) 的平均误差率, d_{if} 为包含初态制备和测量过程的误差率.

单量子比特的随机化基准包含 $N = N_l N_G N_P N_e$ 次实验的末态测量结果的统计分析, 其中 N_l 是序列长度 l 的不同取值的个数, N_G 是每个长度 l 所对应的随机计算门序列的个数, N_P 是每一计算门序列对应的泡利随机化序列的个数, N_e 是每一序列对应的实验次数. 在实验中, 选取

$$\begin{aligned} N_l &= 15, N_G = 4, N_P = 8, N_e = 500, \\ l &\in \{2, 5, 10, 25, 40, 60, 80, 100, 150, 200, \\ &250, 300, 350, 400, 500\}. \end{aligned} \quad (12)$$

图 5 展示了不同序列的保真度, 对于序列长度 l 的每一个不同取值都存在 32 个数据点, 由此可以估算单量子比特逻辑门保真度为 $99.994\% \pm 0.002\%$.

5 测量单量子比特相干时间

结合协同冷却和动力学解耦, 最近我们实现了具有超长相干时间的单比特量子存储, 并测得超过 10 min 的相干时间^[40]. 我们在标准的 Paul 阱中

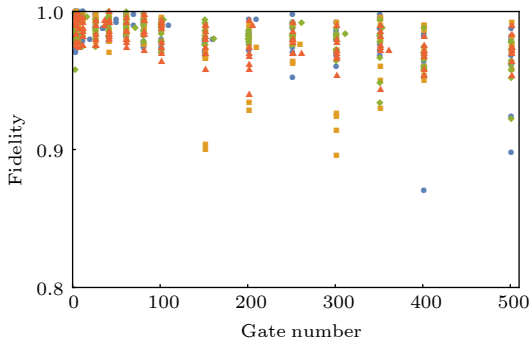


图 5 序列保真度随序列长度的变化

Fig. 5. Sequence fidelity p_l as a function of the sequence length l .

同时囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 和 $^{138}\text{Ba}^+$ 两种离子, 其中 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子 $^2\text{S}_{1/2}$ 电子组态中的两个超精细能级被定义为量子比特, $|\downarrow\rangle \equiv |F=0, m_F=0\rangle$ 和 $|\uparrow\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$. 在实验过程中, 持续对 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子进行激光冷却. 在测量了系统的环境噪声谱后, 通过合

适的动力学解耦方案, 即脉冲平均间隔 $\tau = 200$ ms 的 KDD_{xy} 方案, 将环境噪声涨落对编码于 $^{138}\text{Yb}^+$ 离子之上的量子比特的影响降到最低.

在测量单量子比特相干时间的过程中, 将磁场设定为 3.5 G 来最大限度地减小磁场涨落的影响. 选取六个不同的初态, 分别是 $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle)$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle)$. 对于每一个初态执行动力学解耦序列, 并测量拉姆齐条纹的对比度. 以 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$ 为例, 实验的脉冲序列如图 6 所示. 其中初始化包括多普勒冷却、激光抽运和 $\pi/2$ 脉冲. 随后, 执行一定时间的 KDD_{xy} 序列, 再执行 $\pi/2$ 脉冲. 在理想情况下, 最后一个 $\pi/2$ 脉冲将系统状态旋转到 $|\uparrow\rangle$. 最后, 测量 $\hat{\sigma}_z$, 结果为 0 或 1. 为得到代表拉姆齐条纹对比度的 $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$, 每个实验被重复 30—50 次.

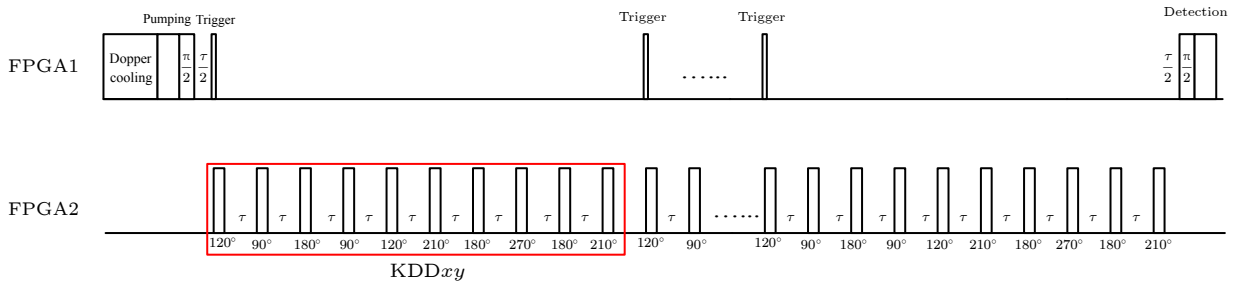


图 6 测量单量子比特相干时间的脉冲序列

Fig. 6. Pulse sequences for measuring the single-qubit coherent time.

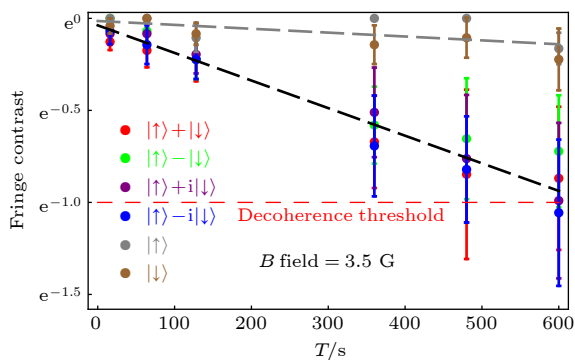


图 7 单量子比特六个不同初态的相干时间, 其中 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$, 对应的相干时间是 (4740 ± 1760) s; 其他四个初态对应的相干时间为 (667 ± 17) s; 图中的误差线代表标准差

Fig. 7. Single-qubit coherence time for six different initial states. For $|\uparrow\rangle$ and $|\downarrow\rangle$, the coherence time is (4740 ± 1760) s. For the other four initial states, the coherence time is (667 ± 17) s. The error bars are the standard deviation.

对每一个初态, 均测量演化时间 T 后的拉姆齐条纹对比度, 其中 $T \in \{16$ s, 64 s, 128 s, 360 s, 480 s, 600 s $\}$. 图 7 展示了实验上测得的六个不同初态在演化时间 T 后的拉姆齐条纹对比度. 其中, $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的条纹对比度在测量时间内有略微下降, 导致该下降的主要原因是量子逻辑门操作误差的累积, 对应的相干时间是 (4740 ± 1760) s. 其余四个初态对应的相干时间是 (667 ± 17) s, 导致退相干的主要原因是动力学解耦的带通滤波函数中心频率附近的残留噪声谱强度. 上述相干时间是通过对比拉姆齐条纹对比度的数据进行指数拟合得到的.

6 总结与展望

在同时囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子的混合囚禁离子系统中, 结合协同冷却和动力学解耦, 本

文实现了相干时间超过 10 min 的单离子量子比特. 虽然超过 10 min 的单量子比特相干时间已经刷新了此前该领域的世界纪录, 但我们注意到该相干时间仍然可以进一步延长, 即实现更长的单比特相干时间并没有基础原理上的限制. 具体来说, 可以通过以下几种方式来进一步延长量子比特相干时间: 1) 安装磁场屏蔽; 2) 使用磁场不敏感的量子比特; 3) 使用相干性更好、相位更稳定的微波源.

如果囚禁更多的用于存储量子信息的量子比特, 辅以协同冷却技术, 该系统有望实现量子密码学领域的理论方案, 包括量子钱币^[5]等. 本文所实现的具有超长相干时间的量子存储将刺激混合量子计算系统^[41,42]的发展, 比如将具有有限相干时间的量子系统中的量子信息映射并储存到囚禁离子量子比特中.

参考文献

- [1] Feynman R P 1982 *Int. J. Theor. Phys.* **21** 467
- [2] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [3] Duan L M, Monroe C 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1209
- [4] Wiesner S 1983 *ACM SIGACT News* **15** 78
- [5] Pastawski F, Yao N Y, Jiang L, Lukin M D, Cirac J I 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109** 16079
- [6] Nickerson N H, Fitzsimons J F, Benjamin S C 2014 *Phys. Rev. X* **4** 041041
- [7] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J 2002 *Nature* **417** 709
- [8] Blinov B B, Moehring D L, Duan L M, Monroe C 2004 *Nature* **428** 153
- [9] Moehring D L, Maunz P, Olmschenk S, Younge K C, Matsukevich D N, Duan L M, Monroe C 2007 *Nature* **449** 68
- [10] Monroe C, Kim J 2013 *Science* **339** 1164
- [11] Bollinger J, Heizen D, Itano W, et al. 1991 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40** 126
- [12] Fisk P, Sellars M, Lawn M, et al. 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 113
- [13] Langer C, Ozeri R, Jost J, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060502
- [14] Häffner H, Schmidt-Kaler F, Hänsel W, et al. 2005 *Appl. Phys. B* **81** 151
- [15] Harty T P, Allcock D T C, Ballance C J, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 220501
- [16] Epstein R J, Seidelin S, Leibfried D, et al. 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033411
- [17] Wesenberg J, Epstein R, Leibfried D, et al. 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053416
- [18] Hite D A, Colombe Y, Wilson A C, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 103001
- [19] Deslauriers L, Olmschenk S, Stick D, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103007
- [20] Biercuk M J, Uys H, VanDevender A P, et al. 2009 *Nature* **458** 996
- [21] Souza A M, Álvarez G A, Suter D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 240501
- [22] Peng X H, Suter D, Lidar D A 2011 *J. Phys. B* **44** 154003
- [23] Saeedi K, Simmons S, Salvail J Z, et al. 2013 *Science* **342** 830
- [24] Zhong M J, Hedges M P, Ahlefeldt R L, et al. 2015 *Nature* **517** 177
- [25] Khodjasteh K, Sastrawan J, Hayes D, et al. 2013 *Nat. Commun.* **4** 2045
- [26] Soare A, Ball H, Hayes D, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 825
- [27] Cywiński L, Lutchyn R M, Nave C P, Das Sarma S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 174509
- [28] Uhrig G S 2008 *New J. Phys.* **10** 083024
- [29] Pasini S, Uhrig G S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 012309
- [30] Viola L, Lloyd S 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2733
- [31] Hahn E L 1950 *Phys. Rev.* **94** 580
- [32] Carr H Y, Purcell E M 1954 *Phys. Rev.* **94** 630
- [33] Meiboom S, Gill D 1958 *Rev. Sci. Instrum.* **29** 688
- [34] Uhrig G S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 100504
- [35] Brown K R, Harrow A W, Chuang I L 2004 *Phys. Rev. A* **70** 052318
- [36] Ryan C A, Hodges J S, Cory D G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 200402
- [37] Kotler S, Akerman N, Glickman Y, Ozeri R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 110503
- [38] Kotler S, Akerman N, Glickman Y, Keselman A, Ozeri R 2011 *Nature* **473** 61
- [39] Knill E, Leibfried D, Reichle R, et al. 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012307
- [40] Wang Y, Um M, Zhang J H, et al. 2017 *Nature Photon.* **11** 646
- [41] Kielpinski D, Kafri D, Wooley M J, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 130504
- [42] Daniilidis N, Gorman D J, Tian L, Häffner H 2013 *New J. Phys.* **15** 073017

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes^{*}

Wang Ye Zhang Jing-Ning[†] Kim Kihwan

(Center for Quantum Information, Institute for Interdisciplinary Information Sciences, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 19 September 2018; revised manuscript received 18 October 2018)

Abstract

Quantum memory device capable of storing quantum information for a long period of time is one of the fundamental ingredients to realize large-scale quantum computation and quantum communication. Comparing with other quantum computation platforms, one of the advantages of the trapped-ion system is the long intrinsic coherence time. Before our work, the longest single-qubit coherence time in trapped-ion systems has been achieved to be less than 1 minute. It is discovered that the main limitation for the coherence time is the motional mode heating and the environment noise that includes the contributions from the magnetic field fluctuation and the phase noise of the microwaves. In a hybrid trapping system simultaneously trapping $^{171}\text{Yb}^+$ and $^{138}\text{Ba}^+$ ions, single-qubit quantum memories with coherence time longer than 10 minutes can be realized by applying sympathetic cooling and dynamical decoupling. This technique may have some value as the building blocks for quantum cryptography protocols and hybrid quantum computation platforms.

Keywords: quantum memory, trapped ions, sympathetic cooling, dynamical decoupling

PACS: 03.75.Be, 03.67.Pp

DOI: [10.7498/aps.68.20181729](https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729)

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0301901) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374178, 11574002, 11504197).

[†] Corresponding author. E-mail: juzhang13@tsinghua.edu.cn