

基于掺铒晶体的光量子存储和调控

周湃 李霞霞 邢雪燕 陈宇辉 张向东

Quantum memory and manipulation based on erbium doped crystals

Zhou Pai Li Xia-Xia Xing Xue-Yan Chen Yu-Hui Zhang Xiang-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 064203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211803

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211803>

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

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>

量子存储研究进展

Research progress of quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030307 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190039>

基于 $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 晶体的光存储

Atomic frequency comb optical memory in $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ crystal

物理学报. 2021, 70(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210648>

相干时间超过10 min的单离子量子比特

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

物理学报. 2019, 68(3): 030306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

冷原子系综内单集体激发态的相干操纵

Coherent manipulation of single collective excitations in a cold atomic ensemble

物理学报. 2018, 67(22): 224203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181183>

基于拉曼协议的量子存储

Raman protocol-based quantum memories

物理学报. 2019, 68(3): 034203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182215>

专题: 固态单量子体系的调控与应用

基于掺铒晶体的光量子存储和调控*

周湃 李霞霞 邢雪燕 陈宇辉[†] 张向东[‡]

(北京理工大学物理学院, 先进光电量子结构设计与测量教育部重点实验室,

纳米光子学与超精密光电系统北京市重点实验室, 北京 100081)

(2021 年 9 月 27 日收到; 2021 年 11 月 1 日收到修改稿)

量子信息技术是 20 世纪极具代表性的两种科技进步——量子力学和信息科学技术相结合的新兴领域, 其发展需要解决量子信号的产生、处理、传输、同步和存储等一系列问题, 对材料的特性提出了严苛的要求, 然而目前还没有一种材料可以在所有功能上都能满足量子信息应用的需要. 掺铒晶体材料在 $1.5\ \mu\text{m}$ 具有光学辐射峰, 并且具有良好的相干特性, 在量子信息技术的若干关键节点都有着巨大的应用前景. 本文结合掺铒晶体的性质, 回顾其在量子存储、量子频率转换、量子光源以及基于离子间相互作用的量子调控等方面的应用进展, 并对可能的发展方向进行讨论.

关键词: 掺铒晶体, 量子存储, 量子频率转换, 离子间相互作用**PACS:** 42.50.-p, 03.67.-a, 32.10.-f, 32.80.Qk**DOI:** 10.7498/aps.71.20211803

1 引言

随着技术的进步, 人们对于光子、原子和分子等量子系统的观测和调控能力有了巨大的提升. 通过对量子叠加态和量子纠缠态等非经典态的精细调控, 人们提出了量子计算、量子通信和量子精密测量等一系列新的技术思想. 这些技术在计算速度、信息安全能力和测量灵敏度等多方面都展现出了相对于经典技术的原理性优势^[1,2], 在未来科技发展、国防和经济建设上将可能产生颠覆性的影响, 因而引起了各国政府和跨国公司的关注.

为了实现这些远景目标, 人们在多种物理系统上开展了探索研究, 包括了从光子^[3]、原子^[4,5]、电子自旋^[6]和核自旋^[7]等自然量子比特, 到超导线路比特^[8]和半导体量子点^[9]等人工量子比特的多种体系. 目前看来, 不同的体系在实现不同的量子功能上各有各的优势. 例如光子系统, 尤其是波长

$1.5\ \mu\text{m}$ 的光子特别适合用于基于光纤网络的量子信号传输; 此外, 超导量子比特可以构建量子逻辑门, 并且易于集成, 在实现量子处理器上有着很大的优势^[8]; 电子自旋或者核自旋则拥有很长的相干时间, 非常适合用于构建量子存储器^[10].

然而, 一个具有实用意义的量子系统, 一般都需要同时具备上面所述功能中的几个. 比如说, 一个由两台量子计算机组成的小型量子网络就会同时涉及到量子信息的产生、处理、同步、传输以及存储. 遗憾的是, 与集成电路中电子基本可以实现大部分运算功能的情况不同, 目前在量子信息领域的应用中尚未发现可以同时兼备上述所有功能的体系, 而且, 在已知范围内找到这样材料的希望也非常渺茫. 因此, 人们提出利用多种材料体系组成杂化量子系统 (hybrid quantum systems), 通过结合不同材料的优势来实现复杂的量子信息处理功能^[11–13]. 图 1 所示为一些代表性的量子系统在组成杂化量子系统时各自具有的优势, 以及各个不同系统之间

* 国家自然科学基金 (批准号: 91850205)、北京理工大学学术启动计划和北京理工大学科技创新计划资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: stephen.chen@bit.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: zhangxd@bit.edu.cn

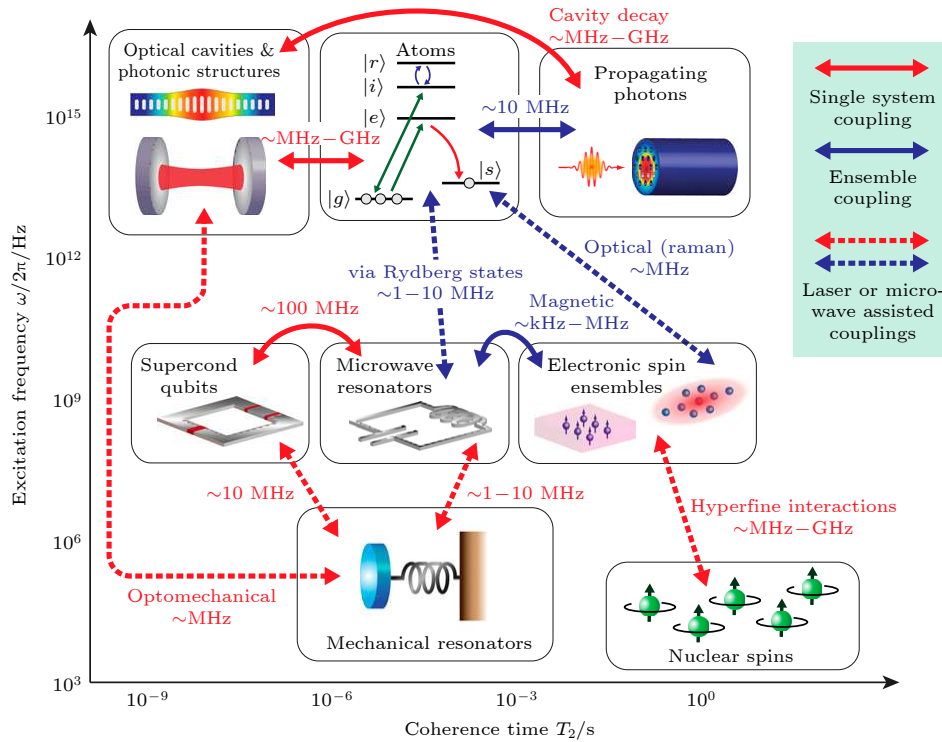


图1 若干代表性量子体系的特征参数^[13]. 不同材料在图中的位置是根据该体系本身的相干时间(x 轴)和工作频率(y 轴)排列的. 例如, 核自旋和电子自旋在低温下具有较长的相干时间; 超导量子比特、量子机械系统和微波光子腔与传统电磁波有很强的耦合作用; 同时通信波段的光子在信息的长距离传输方面具有无可比拟的优势

Fig. 1. Blocks of hybrid quantum systems^[13]. Some typical systems with different functionalities are placed in the diagram according to their coherence time (x axis) and their excitation frequencies (y axis). For example, nuclear spins and electron spins feature with their long coherence time; superconducting qubits, quantum mechanical systems and microwave cavities can be strongly coupled to electromagnetic fields in radio or microwave frequencies; and photons at telecom wavelengths are unparalleled in sending information over long distance.

可能的互联技术^[13]. 近年来, 关于杂化量子系统这一领域的研究发展非常迅速, 产生了许多新的学科交叉方向. 虽然目前还没有一种材料在所有的指标上都明显优于其他系统, 但是兼顾其中某几项关键性的功能是不可能的. 在单一材料体系上实现尽可能多的量子功能, 除了会带来原理上的简单和设计上的方便以外, 还会在大规模应用当中展现出极大的成本优势, 对于量子信息的发展具有重要的意义.

掺杂铥离子的晶体材料正是这样一个可以实现多种关键量子信息处理功能的硬件平台. 这是由它本身的材料特性决定的. 具体来说, 掺铥的晶体材料具有以下优势: 1) 首先, 铥离子在 $1.5 \mu\text{m}$ 波段处存在光学吸收. 这是铥离子的独特优势, 使得基于它开发的系统可以和现有的光纤网络兼容, 有巨大的应用前景. 2) 具有很长的光学相干时间和自旋相干时间^[6]. 稀土元素掺杂晶体最突出的特点之一就是具有很长的相干时间, 铥作为稀土元素的一种当然也不例外; 而这一特性在许多的量子技术

中(量子存储、量子频率转换等)都是至关重要的. 3) 具有丰富的自旋能级结构^[14]. 这些能级结构可与微波或射频波段的电磁波发生耦合, 因而除了光学技术以外, 还可以基于电学手段实现多种精细的相干操控. 4) 作为一种固态材料, 可以方便地进行器件的加工. 特别在面向大规模集成应用对器件的微型化需求时, 固态平台更是具有天然的优势. 5) 铥离子在晶体中非均匀线宽和均匀线宽的差别较大. 这代表着在信息处理技术中, 可以方便地使用波长复用技术, 实现多模应用, 从而提高信息处理的带宽^[14]. 此外, 掺铥晶体还具有不存在空间扩散导致的退相干效应、光谱性质稳定等许多优点. 掺铥晶体上述的这些特性, 使得它在实现多功能的杂化量子系统上存在很大的优势. 本文将结合掺铥晶体的性质, 讨论其在量子信息技术关键节点中的应用, 主要包括其在量子存储、量子频率转换、量子光源以及量子逻辑处理器等方面的应用进展, 并着重对其中的关键问题进行分析和讨论.

2 光量子存储

量子存储——将光的量子态存储到物质当中, 然后根据应用需求再以光的形式将量子态读取出来——是众多光量子技术的共性基础技术, 在确定性单光子源、量子精密测量和量子计算等多个领域都有着至关重要的作用, 被研究人员认为是一种“全方位”的量子器件^[10,15]. 特别是随着近几年量子计算和长距离量子通信的快速发展, 研制量子存储器的重要性变得更加迫切; 因为无论是量子计算机之间的信号同步, 还是长距离量子通信所需的量子中继, 一个高效率、长相干存储时间的量子存储器都是必不可少的.

掺铥晶体正是构建量子存储器的优选材料之一. 前面已经提到, 稀土掺杂晶体相对于其他材料最突出的优势之一就是具有很长的相干时间. 相干时间指的是电子被激发以后可以保持在某种相干叠加状态的时间长度. 目前稀土材料中实现的自旋相干时间最长可达 6 h^[16], 为所有材料之最. 这一纪录由澳大利亚国立大学的 Sellars 研究小组^[16] 在 2015 年利用 ZEFOZ (zero first-order Zeeman effect) 技术在铕 (Eu) 掺杂的 YSO 晶体中实现. 另外, 由于光纤在信号的低损耗传输上具有无与伦比的优势, 未来的全量子网络大概率还将依托于光纤网络建立, 而稀土铥元素在 1.5 μm 处的辐射峰与光纤低传输损耗的窗口完全匹配, 对于构建兼容光纤网络量子存储器的重要性是不言而喻的. 因此, 国际上已有许多研究组一直都致力于发展基于掺铥晶体的量子存储器. 铥离子在不同材料体系中的相干特性也得到了较为广泛的研究, 已经有多个综述文章具体地讨论了掺铥晶体在不同温度和磁场下的光量子存储特性^[6,17,18]. 读者可以在相关文献中获得关于掺铥晶体许多的材料特性, 本文将不再重复这些内容, 而是着重讨论近期在基于掺铥晶体量子存储中采用的一些新的技术方案.

2.1 延长相干存储时间

在低温下, 稀土离子的退相干主要是由周围环境中的磁噪声导致的. 组成晶体的各种离子自身都会具有磁偶极矩 (电子自旋磁偶极矩或者核自旋磁矩), 在有限温度下这些磁矩会发生无规则的抖动而产生环境磁噪声, 如图 2(a) 所示. 假设某个时刻

在激光场的作用下, 某个位置离子被激发, 并且和其他离子处于一种相干叠加的状态; 那么对于这个被我们观测的离子来说, 周围环境的磁偶极矩抖动会导致本地的磁场发生微小的变化 ΔB , 进一步会使得目标离子的跃迁频率发生变化 $\Delta\omega$. 由于磁扰动是随机无规则的, $\Delta\omega$ 也是无规则的; 随着时间的迁移, 跃迁频率上的微小变化会逐步累积, 整体效果相当于给该离子叠加上了一个随机的相位, 进而导致该离子不能再和其他离子继续保持相干叠加的状态, 这就是一般所说的退相干. 如果环境磁场变化为 ΔB , 对于有电子自旋的系统来说, 跃迁频率的变化范围在 $\Delta B \cdot \mu_e$; 对于只有核自旋的原子来说, 频率变化的范围在 $\Delta B \cdot \mu_n$, 其中 $\mu_e = 9.2 \times 10^{-24}$ J/T 是电子玻尔磁子, $\mu_n = 5.01 \times 10^{-27}$ J/T 是核磁子. 从数值上可以看出, 由电子自旋相互作用导致的退相干一般要比核自旋导致的噪声在数值上大一千倍左右; 正因如此早期对稀土掺杂晶体相干特性的研究都主要集中在没有电子自旋的镨 (Pr) 和铕 (Eu) 等离子体上 (具有偶数个电子的稀土离子被掺杂到晶体材料后, 在晶体场的作用下会形成一个等效电子磁矩为零的能级). 为了保证较长的相干时间, 在选择宿主晶体的时候应该尽量保证晶体材料的所有构成元素都只具有很小的核自旋. 而对具有电子自旋磁矩的稀土离子, 比如铥离子, 在实验室获得的相干时间相对而言都要短一些^[6]. 由铥离子之间的电子自旋相互作用导致的磁噪声是限制掺铥晶体材料应用到量子存储上的重要原因之一.

要提高掺铥晶体的相干时间, 最直接的方法是降低系统的工作温度, 这样磁场的扰动自然就会减小. 当然, 降低温度的方法无论是对于电子自旋系统还是核自旋系统都是普遍适用的. 另外一种方法是给材料施加一个强的磁场, 铥离子的电子自旋在外加的强磁场下会保持更为固定的指向, 更不容易发生抖动, 从而大大减小了环境的磁场噪声 ΔB . 利用此方法, 研究者们在 1.5 K 温度和 7 T 外加磁场的条件下, 在掺铥硅酸钇晶体 (erbium doped yttrium orthosilicate, Er:YSO) 测得其光学激发态的相干时间为 4 ms, 已经接近了其光学激发态 11 ms 的寿命^[19]. 受限于激发态的自发辐射寿命, 要进一步延长相干时间, 则需要利用铥离子光学基态的超精细能级结构, 这就需要用到铥的同位素 ^{167}Er . 最近, 澳大利亚 Sellars 研究小组^[20] 在 ^{167}Er :YSO

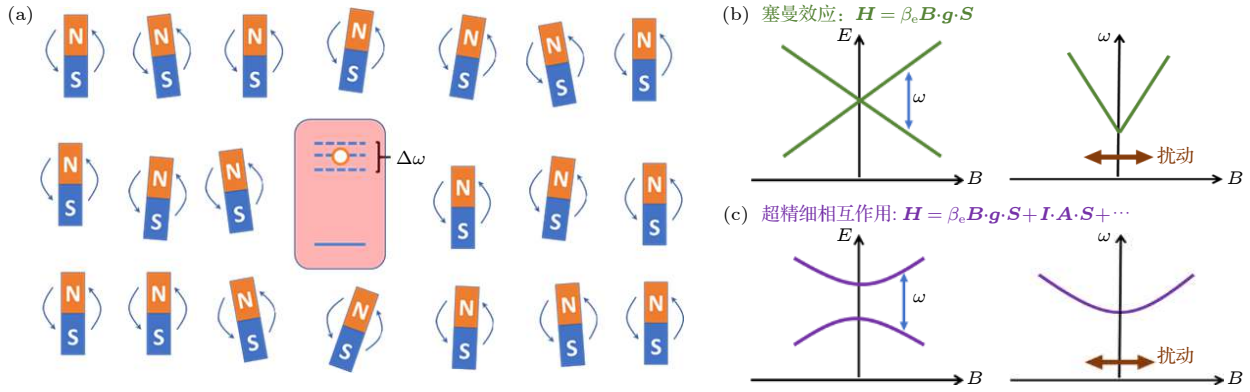


图2 晶体材料中磁噪声导致的退相干效应 (a) 晶体中的离子本身都具有电子自旋磁矩或者核自旋磁矩. 温度不为零时, 这些磁矩会发生无规则的抖动, 从而改变我们观测的某个离子的局域磁场, 使得它的跃迁频率发生变化 $\Delta\omega$. (b) 电子自旋的塞曼效应. 对于自旋 $S = 1/2$ 的电子系统, 在外加磁场的情况下, 能级会发生劈裂, 自旋能级之间的跃迁频率 ω 也是随外加磁场而变化的. 由塞曼效应导致的能级劈裂是线性的. (c) 钇离子的超精细能级相互作用. 对于 ^{167}Er 离子来说, 其电子自旋哈密顿量除了包含塞曼效应项, 还存在电子自旋和核自旋的超精细相互作用项 $\mathbf{I} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{S}$. ^{167}Er 完整的自旋哈密顿量应为 $H = \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{I} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{I} \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{I} + \mu_N \mathbf{B} \cdot \mathbf{I}$, 其中 $\mathbf{g}$ 是电子的塞曼矩阵, $\mathbf{Q}$ 是电四极矩阵, $g_N = -0.1618$ 是核 g 因子. 在存在超精细相互作用时, 离子能级结构对外界磁场变化的响应会变成非线性的, 使得在某些特殊的外加磁场下跃迁频率对磁场变化的一阶导数为零, $\partial\omega/\partial B = 0$

Fig. 2. Magnetic decoherence in crystals. (a) Ions that form a crystal possess electron spins or nuclear spins, which are cartooned as small magnets here. With environment temperature above zero, these magnets vibrate around their lattice positions. As a result, a vibrating magnetic field is added to the local field of a targeted ion and its transition frequency is changed by an amount of $\Delta\omega$. (b) Zeeman effect of electron spins. For electrons with spin $S = 1/2$, applying a magnetic field splits the energy levels. The transition frequency ω is linear to the applied magnetic field. (c) Illustration of the hyperfine structure of erbium ions. For ^{167}Er ions that possess both electron spins and nuclear spins, the spin Hamiltonian is $H = \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{I} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{I} \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{I} + \mu_N \mathbf{B} \cdot \mathbf{I}$, where μ_B is the Bohr magneton, $\mathbf{B}$ is the applied magnetic field, $\mathbf{g}$ is the Zeeman g -matrix, $\mathbf{A}$ is the hyperfine matrix, $\mathbf{Q}$ is the electric quadrupole matrix, μ_N is the nuclear magneton, and $g_N = -0.1618$ is the nuclear g factor. Due to the hyperfine interactions, the transition frequency ω is no longer a linear function of the applied magnetic field, which leads to $\partial\omega/\partial B = 0$ at some specific magnetic field.

材料上, 利用 7 T 的强磁场将钇离子的磁取向冻结, 大大减小了钇离子自旋磁矩抖动, 从而减小环境磁场噪声 ΔB , 获得了 1.3 s 的相干时间.

这些方法的思路都是通过减小外界的磁场扰动 ΔB 来延长相干时间, 也可以从另外的角度, 通过降低离子对磁抖动响应的敏感程度来延长相干时间, 这正是 ZEFOZ 的技术思想^[21]. 对于一般钇离子的电子自旋能级来说, 当存在外加磁场时, 由于塞曼 (Zeeman) 效应, 简并的自旋能级会发生劈裂, 如图 2(b) 所示. 这种情况下钇离子跃迁频率对磁场变化的一阶响应不为零, $\partial\omega/\partial B \neq 0$, 离子对环境磁噪声的响应就在 $\Delta B \cdot \mu_B$ 量级. 值得注意的是, 钇的同位素 ^{167}Er 除了具有电子自旋 S 以外, 还具有核自旋 I , 电子自旋和核自旋的相互作用导致了能级的超精细结构 (hyperfine structure). 这种相互作用会导致在某些特定的外加磁场条件下, 离子能级结构对外界磁场变化的响应变得非线性, 此时其对外界磁噪声的一阶响应为零, $\partial\omega/\partial B = 0$, 如图 2(c) 所示. 这表示如果能找到这样一种特定

方向、特定强度的磁场, 那么体系对外界磁扰动会变得非常不敏感, 有利于获得超长的相干时间. 如何在三维空间中找到这样一个特殊的磁场, 正是 ZEFOZ 技术的难点. 目前 ZEFOZ 技术目前也只在 Pr^[21], Eu^[16,22] 和镱 (Yb)^[23] 少数几种稀土元素中实现. 国际上也有一些研究组正在开展将 ZEFOZ 技术应用到 ^{167}Er 掺杂的晶体材料上的相关研究^[24–26]; 一旦实现, 预期获得的相干时间将超过 1 s. 由于这样的相干时间是在通信波段获得的, 其对于建立兼容现有光纤网络的量子存储器十分重要. 然而, 目前这方面工作的困难主要还是在 ^{167}Er 离子能级的复杂度. 对于已经利用 ZEFOZ 技术实现量子存储的 Pr, Eu 和 Yb 来说, 它们都具有非常简单的超精细能级结构, 然而 ^{167}Er 离子在晶体中的等效电子自旋为 $S = 1/2$, 核自旋为 $I = 7/2$, 这意味着其光学能级会劈裂成 16 个超精细能级; 这些能级两两之间的跃迁都不是完全禁闭的, 可能存在的跃迁有 120 个. 这种复杂度的提升对使得对 ^{167}Er 自旋哈密顿量的参数测量十分困

难^[25–27], 如何精确地测量出其能级分布以及各个跃迁的跃迁强度仍然依赖实验方案的精细化.

2.2 零磁场下的量子存储

超精细相互作用虽然使得¹⁶⁷Er的能级结构异常复杂, 但也带来了一些独特的优势——在零磁场下,¹⁶⁷Er超精细能级之间的所有跃迁都是ZEFOZ跃迁. 如图3所示为零磁场下¹⁶⁷Er基态能级随外加磁场的变化图, 在 ΔB 很小的情况下, 这些能级曲线在 $B = 0$ 处的曲率都为零, 能级间所有的跃迁对外界磁噪声的一阶响应全部满足 $\partial\omega/\partial B = 0$.

这样一种条件最显而易见的优势首先体现在实现的困难程度上. 在三维空间中找到一个特定的ZEFOZ磁场不仅需要依托超导磁体, 还需要借助于精细的测量和控制技术, 难度较大. 相对来说, 实现零磁场只需要利用高导磁率金属屏蔽地磁场即可, 技术难度大大降低. 另外, 零磁场工作条件还意味着对超导技术的兼容 (一般外加磁场都会影响到材料的超导特性), 大大便利了微波波段的量子存储器的研制^[25]. 超导量子比特是目前量子计算平台非常有希望的竞争者之一^[28,29], 其工作波段主要在10 GHz左右的微波波段; 研制微波波段的量子存储器可以实现多种依赖于寄存器的量子算法, 对于拓展量子计算机的能力具有重要的意义. 但是, 微波波段的量子存储器面临的困难比光量子存储器更多, 主要因为微波量子存储器要求存储介质本身和微波有较强的相互作用, 这使得基于核自

旋的量子存储器都难以胜任这一工作 (核自旋磁矩只有电子磁矩的千分之一); 另一方面, 基于电子自旋的量子存储器虽然可以和微波实现较强的耦合, 但是其相干存储时间往往又难以满足需求^[30]. 同时, 由于超导电路对磁场的敏感性, 上文所述的需要外加磁场的ZEFOZ技术也很难应用到超导体系中.

掺杂¹⁶⁷Er的晶体材料则有望在这方面取得突破. 对¹⁶⁷Er来说, 在零磁场下超精细能级主要是由电子自旋和核自旋的相互作用 $\mathbf{I} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{S}$ 导致. 这表示基态的超精细能级本质上是电子自旋的一种线性叠加态, 可以和微波光子发生较强的相互作用. 另外在相干时间方面, 从图3(b)可以看出, 零磁场附近的能级全部满足 $\partial\omega/\partial B = 0$, 基态能级间的跃迁都具有ZEFOZ的特性. 因此, 零磁场下的¹⁶⁷Er离子不仅可以和微波有较强的相互作用, 还可以保持较长的相干时间, 有望在一个和超导量子比特兼容的平台下实现微波波段的量子存储. 目前, 通过在零磁场下寻找铈离子的ZEFOZ跃迁, 已经实现的相干时间为1.6 ms^[31], 远高于之前在零磁场下观测到的50 μ s的相干时间^[32]. 如图3(b)所示, 虽然¹⁶⁷Er在零磁场下的跃迁都是ZEFOZ跃迁, 但是一些跃迁具有更加平缓的二阶导数 $\partial^2\omega/\partial B^2$, 对应更长的相干时间. 然而, 目前在实验上观测到的零磁场跃迁都不是最优的ZEFOZ跃迁^[31], 我们还是希望能找到一个不仅二阶导数平缓, 而且和微波也有较强耦合的跃迁能级. 目前

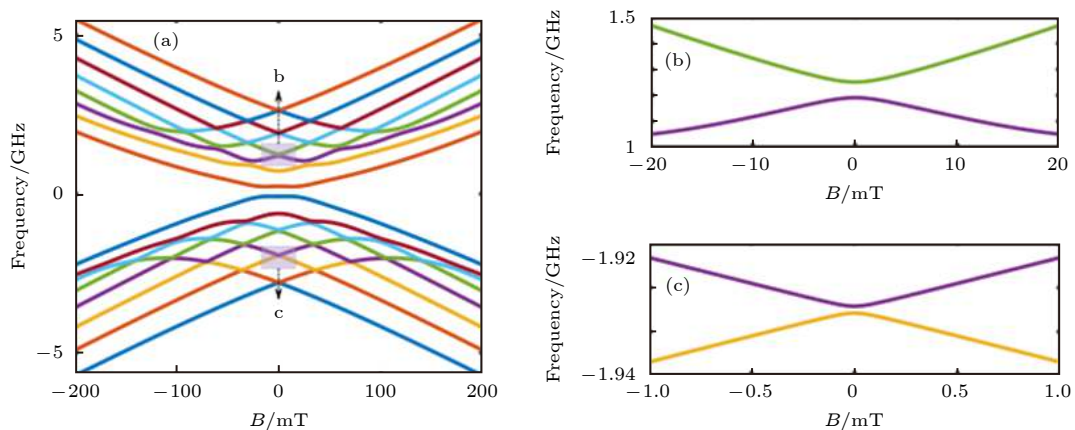


图3 ¹⁶⁷Er:YSO晶体的基态能级在外加磁场下的变化情况 (a) ¹⁶⁷Er:YSO的16个超精细能级随外加磁场的变化情况, 其中b和c标记了图(b)和(c)对应的区域; (b) 箭头b对应区域的能级变化情况; (c) 箭头c对应区域的能级变化情况

Fig. 3. Hyperfine structure of ¹⁶⁷Er:YSO as a function of applied magnetic field. (a) The ground state of ¹⁶⁷Er:YSO consists of 16 hyperfine energy levels, all of which show nonlinear behaviour around $B = 0$. Letter b and c indicate the regime of panel (b) and (c). (b) Zoomed picture of energy level as indicated by b in panel (a). (c) Zoomed picture of energy level as indicated by c in panel (c).

人们对 ^{167}Er 超精细能级的了解还不足以给出准确的预测, 要在零磁场下利用 ZEFOZ 跃迁实现长时间量子存储, 还有待于对其超精细能级的进一步细化测量. 对于 $S = 1/2$ 和 $I = 7/2$ 的 ^{167}Er 离子来说, 这仍然是一个较为困难的事情. 值得一提的是, 上述 1.6 ms 的相干时间是在 3 K 的温度下获得的 [31]; 实验数据表明, 随着温度的下降 (比如降到 mK 级别), 这一相干存储时间还可以大幅提高 [31]. 我们认为零磁场下掺铒晶体的存储特性还有很大的探索空间.

2.3 掺铒晶体的微纳量子存储

类似于现代计算机技术和信息技术对集成电路的依赖, 未来的全量子网络应用 [32,33] 也需要处理高复杂度的各种问题, 必然也会对量子存储器提出小型化、集成化的需求. 器件集成化的优势在于可以用非常小的体积实现尽可能多的功能, 并且具有可靠性高、成本低、便于大规模生产等优点. 在全量子网络的构建中, 可集成的量子存储器不仅

可以处理大量节点的同步通信问题, 更可以与现有的光波导、集成光源等器件进行互联, 具有广阔的应用前景.

目前, 基于稀土掺杂晶体可集成量子存储器的研究还处于探索阶段 [34], 主要的技术思路包括两类, 见图 4. 一种方式是直接在晶体材料上进行微纳加工. 主要采用的工艺方法包括离子扩散 [35–37]、激光直写 [38,39] 和聚焦离子束刻蚀 [40,41] 等, 如图 4(a) — 图 4(c) 所示. 2011 年, 加拿大卡尔加里大学的研究小组利用离子扩散技术, 在铈酸锂晶体材料上制备出波导结构, 实现了对纠缠光子的量子存储 [36]; 2019 年, 美国加州理工的研究小组通过在 Er 掺杂的 YSO 晶体上直接用聚焦离子束刻蚀的方法加工出了一维光子晶体腔结构, 实现了单光子的量子存储 [40]; 2020 年, 中国科学技术大学的研究小组通过在铕 (Eu) 掺杂的 YSO 晶体上利用激光直写制备波导的方式, 实现了按需读取的量子存储 [38,39]. 这种直接在晶体上进行加工的方式虽然可以用于研究单个微纳光量子存储器的性能特性, 但是其局

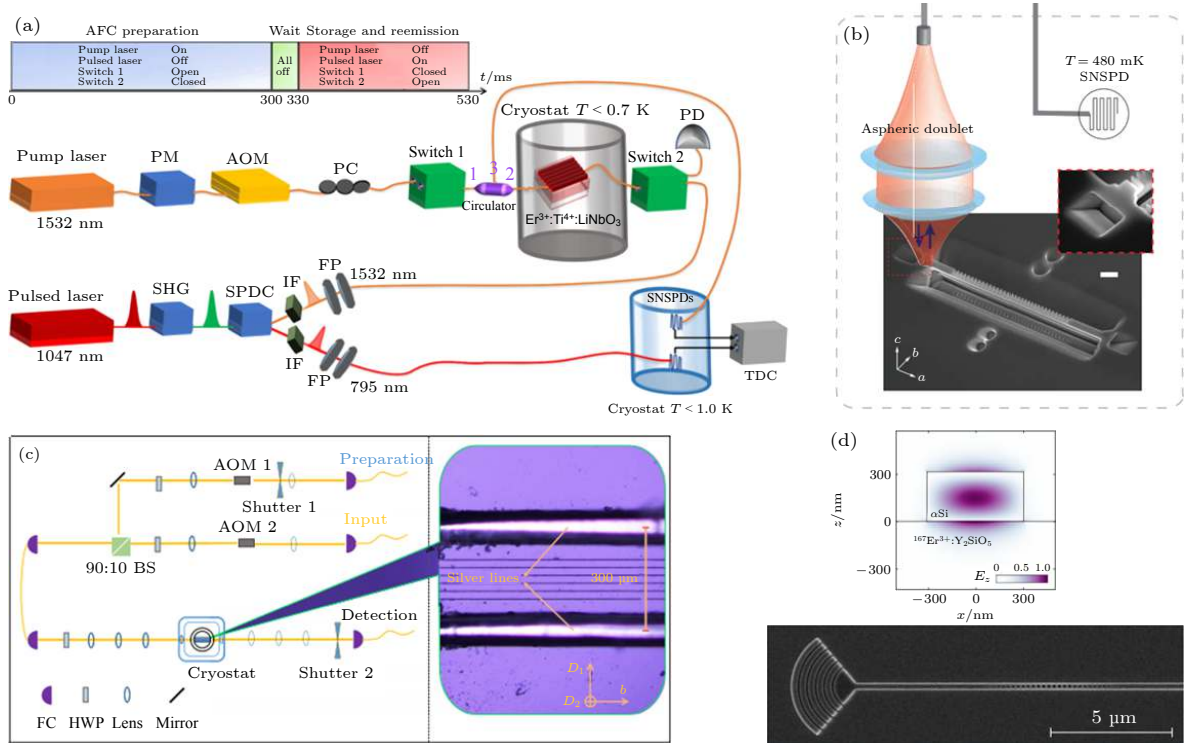


图 4 基于掺铒晶体可集成量子存储器的主要技术方案 (a) 在铈酸锂晶体材料上通过离子扩散制备波导结构的量子存储器 [37]; (b) 利用聚焦离子束刻蚀技术在 YVO 晶体上制备一维光子晶体结构的存储器 [41]; (c) 采用激光直写技术在 YSO 晶体上制备波导结构的存储器 [38]; (d) 在 YSO 晶体上制备硅基光量子结构的存储器 [42]

Fig. 4. On-chip erbium quantum memories: (a) Quantum memory based on erbium- and titanium-indiffused lithium-niobate waveguide [37]; (b) nanophotonic quantum memory by using focused-ion-beam to fabricate a one-dimensional photonic cavity in a YVO crystal [41]; (c) waveguide memory fabricated by femtosecond-laser micromachining on the surface of a YSO crystal [38]; (d) quantum memory comprised of an amorphous silicon (αSi) waveguide on a YSO crystal [42].

限性在于难以集成多种复杂的光学结构. 不同于成熟度非常高的硅基光芯片, 如何在掺杂晶体上制备光分束器、光耦合器等器件, 并实现不同器件间的片上互联等问题仍然缺乏成熟的解决方案, 还有待更深入且持续的研究.

另一种方法是把硅材料结构引入到掺铒晶体中. 利用传统硅基集成光学的研究成果, 在稀土铒掺杂晶体上制备 $1.5\ \mu\text{m}$ 波段的硅基光学结构, 通过硅材料和稀土掺杂晶体构成的杂化体系来构建量子存储器. 2021 年美国加州理工大学的研究小组通过在掺铒的 YSO 晶体上沉积非晶硅 (αSi) 并制作硅波导和一维光子晶体腔, 利用铒离子的斯塔克频移效应 (Stark shift) 实现了电调制的多功能量子存储^[42]. 这种基于硅和晶体材料复合体系 (hybrid system) 的技术方案最突出的优势在于可以充分利用硅基光子学的研究成果, 可集成性极好, 并且有望最终实现和现有硅基光学芯片的互联, 具有巨大的应用前景. 此外, 这种方法还避免了对掺铒晶体材料的加工, 很大程度上减少了由于微纳加工而引入的晶体缺陷, 有希望获得接近于块状晶体材料的相干时间. 然而, 对于这种硅基复合材料体系来说, 其易于集成的特性是由硅材料高折射率带来的, 因此也伴随着一个很大的缺点: 光场大部分都被局域在硅材料内, 从而使得光场不能有效地和稀土离子发生相互作用, 如图 4(d) 所示. 这样不仅使得对稀土离子的相干操控变得困难 (需要更强的光场来实现相干操作), 还限制了存储效率的提高 (只有很少部分的光会被稀土离子吸收).

综上所述, 在构建基于掺铒晶体的可集成量子存储器上, 直接对晶体进行加工的方式可集成性较差, 而集成性良好的硅基复合结构不能有效地使光场和铒离子发生相互作用. 由于这些因素的限制, 已有的可集成量子存储器在许多参数指标上都远落后于在非集成系统上的实验结果: 在相干存储时间这一指标上, 现有的集成量子存储器基本都处于 ns 或者是 μs 级别^[36,37,41], 低于块状晶体材料中 ms 甚至 s 级别的相干时间; 而对图 4(d) 所示的硅基复合材料体系的微纳量子存储器来说, 其存储效率只有 0.4%^[25], 也远远低于块状晶体材料的 40% 的实验数据^[43].

除了常见的 YSO 和 YVO 晶体以外, 研究者们还积极发掘其他材料体系来构建集成量子存储器. 而其中一个非常有代表性的材料是掺铒铌酸锂

薄膜材料^[44]. 铌酸锂晶体具有卓越的电光和非线性光学性质, 被认为是光子学中的“硅”材料. 特别是随着近期绝缘体上铌酸锂薄膜 (lithium-niobate-on-insulator, LNOI) 制备技术的商业化, 基于铌酸锂薄膜材料平台的集成光子学研究获得了飞速的发展^[45,46]. 国际上已有多个研究者尝试将铒离子掺杂到铌酸锂薄膜材料上^[47–50], 并进行量子存储的相关研究^[44,51,52]. 这一方面的研究工作才刚刚起步, 铒离子 (特别是 ^{167}Er) 在铌酸锂薄膜材料中的各种特性参数还需要通过进一步的实验测量给出. 而薄膜材料除了铌酸锂以外, 其他的掺铒薄膜材料, 比如 Er_2O_3 ^[53,54] 等也展现出了很好的应用场景.

另外, 研究者们对基于掺铒光纤构建量子存储器的可行性进行了深入的探索^[55–60]. 光纤已经深入影响我们生活的方方面面, 各种相关技术已经高度成熟. 可以说, 如果能有技术手段将掺铒晶体优良的相干特性移植到掺铒光纤上来, 那么光纤将是最理想的材料. 2015, 加拿大卡里加尔大学 Tittel 研究小组^[55]在 20 m 长的掺铒光纤上将 790 nm 光子纠缠的 $1.5\ \mu\text{m}$ 的光子存储起来. 随后, 他们进一步在掺铒光纤上实现了带偏振自由度光量子态的存储, 读取保真度为 99.6%^[56]; 考虑到光网络中不同的器件可能具有不同的工作波长, 他们还在 $1.5\ \mu\text{m}$ 的掺铒光纤量子存储器和 794 nm 的晶体量子存储器之间实现了量子纠缠. 值得一提的是, 目前基于掺铒光纤的量子存储器都是基于原子频率梳 (atomic frequency comb) 的存储技术构建的. 原子频梳技术需要将原子的非均匀展宽制备成周期性的梳状吸收结构, 通过这些离子对光的吸收实现存储功能, 并通过周期性不同频率的离子之间的相干自发辐射来实现信号的读取; 目前已经实现弱相干态光子源、宣布式单光子源、纠缠光子对等光量子态的存储^[18]. 该存储技术具有多模以及宽带存储的优势, 而光纤中铒离子较大的非均匀展宽更是将原子频率梳存储技术在多模应用上的优势充分展现出来. 2016 年, 加拿大 Tittel 研究小组^[58]进一步在掺铒光纤中实现了时域带宽接近 800 个模式的量子存储. 最近, 电子科技大学的研究小组不仅深入研究了掺铒光纤在 mK 温度中的量子存储特性^[59], 还在该光纤中通过制备 5 个 10 GHz 宽的原子频率梳吸收带, 实现了 1650 个模式的量子存储^[60].

正如量子比特的可集成性是量子计算展现强

大算力的重要条件, 虽然现在微纳量子存储的研究还处于起步阶段, 但是要满足未来全量子网络应用的需求, 集成化似乎是一个必然的方向, 这还有待研究者在原理、材料和工艺上的进行系统探索才能形成一个有效的解决方案.

3 量子频率转换器

目前构建量子计算硬件平台较为成熟的当属超导量子比特系统, 特别是在大规模集成化以及集成工艺这两个重要指标上, 超导比特都展现出了远胜于其他系统的优势^[8,12]. 类似于现在的互联网给社会带来的深刻影响, 如果能够把多个量子计算机连接起来组成一个全量子网络, 其中可能蕴涵的应用前景将是难以估量的^[32,33,61]. 然而超导量子比特的工作波段一般在几个 GHz 的微波频率上, 如果直接用微波通道将量子计算机进行互联, 则需使得整个传输通道都处在 mK 的温度之下 (根据热平衡下的玻尔兹曼统计分布, 当微波频率为 10 GHz 时, 需要把温度降到 100 mK 以下才可以有效减少热噪声). 2020 年 3 月, 苏黎世联邦理工学院在首次实现量子计算机互联的技术方案中就是用了一个 5 m 长的 mK 级别低温管道将两个超导量子比特计算机连接起来^[62], 这是国际首个量子计算机网络. 这样的组网互联方案对促进相关领域的研究有着非常重要的意义, 但是由于高昂的成本和复杂的工艺, 很难被推广应用. 考虑到现有的光纤网络技术可以在 1.5 μm 波段实现低噪音的远距离传输, 如果能够研制出将单个微波光子转换成单个可见光光子的量子频率转换器, 将对微波光子的传送需求转移到对 1.5 μm 光子传送上来, 对量子信号的传送就相对简单得多^[63]. 因此, 随着量子计算技术的发展, 单个微波光子转换成单个可见光光子的量子频率转换器也逐渐成为量子网络技术的一个关键节点^[61,64]. 可以说, 电光转换在传统信息网络具有什么样的地位, 那么量子频率转换器也将在量子信息的应用中具有类似的地位.

这样一种频率转换要求高的转换效率、低的转换噪声以及足够的工作带宽等. 目前, 在实现微波光子到可见光光子的量子转换上, 研究者们已经提出了许多可能的技术方案, 主要的研究系统包括非线性电光材料、光机械系统、磁光材料、里德伯原子系统以及掺铒晶体材料等^[61,64], 但是仍然没有系

统在所有的性能参数上都满足量子频率转换的需求, 一些关键的技术问题仍然有待深入研究解决. 在所有的这些系统中, 目前转换效率最高的是光机械系统^[65,66], 其量子转换效率高达 47%^[66], 即有近一半的概率将输入的单个微波光子转换成可见光光子输送出去; 但是这一方案的局限在于光机械系统本身较低的振动频率而导致的较大的热噪声和较窄的工作线宽 (kHz 级别).

掺铒晶体在 1.5 μm 处有非常好光学特性, 同时具有电子自旋的铒离子和微波光子有较强的相互作用, 因而非常适合用于将微波光子转换到通信波段的光子. 新西兰奥塔哥大学 Longdell^[25] 教授研究组提出了一种非常简洁的技术方案, 可实现量子效率为 100% 的低噪声频率转换. 首先, 利用掺铒晶体存在光学跃迁和微波跃迁且非均匀线宽较窄的特点 (Er:YSO 的光学吸收线宽约为 400 MHz, 微波线宽约为 5 MHz^[25]), 通过使材料工作在共振吸收频率附近, 便可获得非常大的非线性效应. 进一步, 通过使用光学腔和微波腔同时增强掺铒晶体和微波光子、可见光光子之间的相互作用, 便可实现量子效率为 100% 的低噪声频率转换 (图 5(a))^[63]. 相对于其他的系统, 这一方案的优点首先在于结构简单, 容易器件化; 另外, 与光机械系统中需要极低的温度保证系统处在机械振动的基态不同, 掺铒晶体只需要把环境冷却到微波频率 GHz 对应的温度即可, 在低噪声工作方面有较大的优势. 2016 年, Jevon Longdell 研究小组^[67] 利用 loop-gap 微波腔在微波波段增强光和物质的相互作用, 在掺铒晶体上实现了效率为 10^{-12} 的微波光子到可见光光子的转换; 随后他们通过进一步把光学腔引入到系统中, 将转换效率提高到了 10^{-5} 的水平 (图 5(b))^[68]. 在他们的实验中, 限制其转换效率的主要因素是其 4 K 的工作温度, 在这一温度下, 5 GHz 微波信号对应铒离子的两个跃迁能级之间的电子布居数几乎是相等的. 如果可以进一步降到 mK 温度以下, 那么所有的电子都会被冷却到自旋基态, 材料的非线性将大大增强. 计算表明, 在 100 mK 的温度下, 其转换效率可以直接提高到 80%^[69]. 当然, 在 mK 温度下的实验将面临一系列技术上的困难^[70], 包括泵浦光带来的热效应, 以及如何在极低温下调节腔频等, 但是目前并没有发现原理上的不可行性, 掺铒晶体仍然是量子频率转换的优选材料.

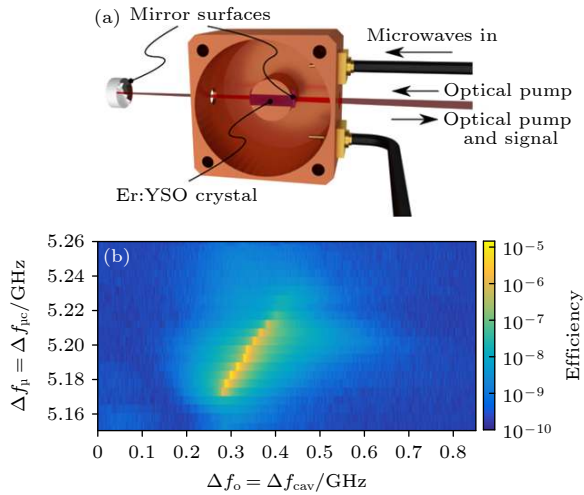


图5 基于掺铒晶体量子频率转换 (a) 一种实现微波光子到 $1.5\ \mu\text{m}$ 光子的量子转换器. 掺铒晶体提供实现频率转换所必需的电光非线性, 然后分别用光学腔和微波腔来增强在各自波段的光和物质相互作用. 这样一种技术方案原则上可以在低噪声的条件下实现量子效率为 100% 的频率转换^[63]. (b) 基于掺铒晶体的量子频率转换实验, 实现量子效率为 10^{-5} 的频率转换^[68]

Fig. 5. Quantum transducer based on erbium doped crystal. (a) Apparatus for quantum conversion between microwave photons and $1.5\ \mu\text{m}$ optical photons. Both a microwave cavity and an optical cavity are used to enhance the light-matter interactions in their corresponding frequency regimes. Together with the large non-linearity provided by erbium ions, a low-noise and 100%-efficiency conversion can be expected^[63]. (b) Quantum conversion from microwave photons to optical photons^[68]. The quantum efficiency is 10^{-5} .

此外, 近期也有其他一些较为巧妙的技术方案被提出来. 比如说, 利用化学组分的晶体进行频率转换的研究^[69]. 在实现频率转换的过程中, 关键是获得尽可能大的非线性效应. 这个可以通过提高铒离子的掺杂浓度来实现; 当掺杂浓度提高到 100% 时, 也就变成我们所说的化学组分晶体了. 这样的晶体无论是和微波还是和光的相互作用都非常强, 可望实现很高的转换效率, 但是目前对相关材料特性的了解还有所欠缺, 还有待进一步的研究分析^[69]. 另外, 也有研究工作通过在掺铒晶体中制备微纳结构, 探讨掺铒晶体和机械振动的耦合作用^[71], 这一方面虽然处于起步阶段, 但是仍然十分值得关注.

4 掺铒晶体的单光子源

单光子源是量子信息技术的核心资源之一, 理想的单光子源不仅是量子密钥分发等量子通信技术的基础, 在实现光量子计算方面也有重大的应用

前景^[72–75]. 由于量子信号无法被复制和放大, 如何克服光量子信号在传输过程中的损耗仍然是目前量子信息的研究重点之一. 在实际应用时, 这些携带信息的光子信号最终还是要在不同的物理终端之间传输的, 现有的大多数单光子光源的发光波段都不在光纤的低损耗窗口处. 例如, 部分高亮度量子点 (InGaAs, CdSe 等) 的辐射峰在 $500\text{--}1000\ \text{nm}$ 之间^[76], 但对应光纤传播损耗在 $8\text{--}1\ \text{dB/km}$ 之间; 而在常用的 $1.5\ \mu\text{m}$ 波段处, 光纤的传播损耗只有 $0.2\ \text{dB/km}$. 这代表着传播 $50\ \text{km}$ 的距离, 后者的信号要比前者强 10^4 倍. 正因为如此, 人们一直都尝试在光纤低损耗的通信波段窗口开发单光子源, 在一些体系上也取得了可喜的进展, 如 InAs/InP 量子点等^[75,77].

掺铒的固体材料虽然经常被用于制作激光光源和放大器, 但是在掺铒晶体中实现单光子辐射在技术上仍然是十分具有挑战性的. 困难首先体现在如何在晶体中把单个离子分离出来. 掺杂晶体中铒离子相互之间的距离很小 (例如, 浓度为 $1\ \text{ppm}$ 的 Er:YSO 中, 相邻两个铒离子之间的距离约为 $40\ \text{nm}$), 即使在光束被聚焦到衍射极限的情况下, 被激发的铒离子数目也是巨大的, 如图 6(a) 所示. 2018 年, 普林斯顿大学 Thompson 研究小组^[78] 克服了这一困难, 通过在低浓度 Er:YSO 晶体上制备微纳光学腔的方法, 首次观测到铒离子的单光子辐射, 在固态系统中实现了 $1.5\ \mu\text{m}$ 的单光子源, 如图 6(b) 所示. 其基本的技术思路如下: 首先, 利用微纳光学腔结构, 将光场局限在很小的空间范围内, 使得能和光场发生相互作用的离子数目大大减小. 然而即便如此, 这一数字仍然是相当可观的, 还需要进一步利用光谱技术再把单个铒离子挑出来. 具体来说, 该实验中 Er:YSO 的均匀线宽约为 $5\ \text{MHz}$, 随机地分布在 $4\ \text{GHz}$ 的非均匀线宽内; 这意味着通过窄线宽的激光光谱技术, 可选择性地激发其中约千分之一的离子 ($5\ \text{MHz}/4\ \text{GHz} \approx 10^{-3}$). 通过这种空间分辨和光谱分辨相结合的技术, 就可以最终锁定单个铒离子, 如图 6(a) 所示. 然而, 即使成功地把单个铒离子分离出来, 如何使用光学手段探测到单个铒离子的辐射仍然是个问题, 因为铒离子中 $1.5\ \mu\text{m}$ 的光跃迁对应的是电子在 $4f$ 能级上的跃迁, 和光场的相互作用强度很弱. 这里就涉及到了光学微腔的另外一个重要作用——Purcell 效应. 一个离子向外辐射光子的跃迁强度和该离子

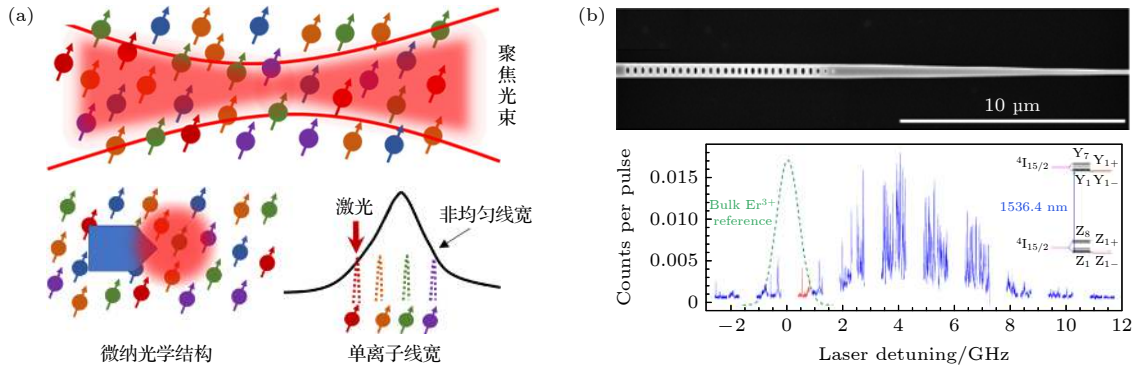


图 6 基于掺铒晶体的单光子辐射 (a) 空间分辨和光谱分辨相结合的技术方法. 上图, 一般的聚焦光束会和多个铒离子发生相互作用, 不同颜色的铒离子在 $1.5 \mu\text{m}$ 附近具有不同的辐射波长. 左下图, 利用微纳光学结构可以将光场有效地束缚在微纳尺度, 大大减小和光场发生相互作用的铒离子. 右下图, 在一个微纳光学腔中和光场发生相互作用的铒离子数目仍然很多, 不同发光波长的铒离子构成了该材料的非均匀线宽, 通过利用窄线宽的激光 (小于单个铒离子的均匀线宽), 便可以选择性的单独激发红色的铒离子 (其他颜色的铒离子由于频率失谐而没有被激发), 从而实现单个铒离子的探测. (b) 上图, 在 Er:YSO 掺杂晶体上制备硅的光子晶体腔; 下图, 铒离子的单光子辐射, 不同铒离子的辐射频率略有不同^[78]

Fig. 6. Single photon sources based on erbium doped crystal. (a) Single ion detection by combining spatial and spectral resolutions. Upper panel, illustration of a large amount of ions inside a crystal interact with a focused laser beam. Dots with different color indicate that erbium ions have slightly different transition frequency around $1.5 \mu\text{m}$. Bottom left, using nanophotonic structure to further confine the optical mode can largely reduce the number of interacting ions; bottom right, if at the same time introducing a narrow-frequency window to pick specific ions in the inhomogeneous line, one can isolate single erbium ions, e.g., using a narrow-frequency laser that is resonant with the red ions to saturate the homogeneous line while leaving ions with other colors non-excited. (b) Top, illustration of a silicon waveguide patterned with photonic crystal cavities on the top of a Er:YSO crystal. Bottom, photo-emission spectra of single erbium ions that have slightly different frequency around $1.5 \mu\text{m}$ ^[78].

所处的环境是紧密相关的, 当离子处在一个共振的光学腔内部, 其辐射光子的概率会大大增加, 这即是所谓的 Purcell 效应. 这里的微纳光学腔除了可以把单个离子隔离出来以外, 还大大地增强光和铒离子的相互作用, 最终实现单光子的辐射探测.

5 离子间相互作用

在论述掺铒晶体的量子存储时候曾提到, 由于铒离子具有电子自旋, 并且电子自旋磁矩间的相互作用要远大于核自旋, 所以掺铒晶体相对于掺铕晶体等材料往往都具有更短的相干时间. 一般情况下, 铒离子之间的这样一种相互作用都被简单地看成退相干的来源之一. 但是, 只有在铒离子之间的相互作用不受控的情况下, 这样一种相互作用才会产生退相干效应, 如果能够操控离子和离子间的相互作用, 那么这样的一种相互作用就可以作为一种资源来利用.

在光激发下, 铒离子间相互作用主要是通过偶极相互作用传递的, 其基本过程如下: 当多个铒离子和 $1.5 \mu\text{m}$ 的激光发生相互作用时 (为简单起见, 假设所有离子的光跃迁频率都是相同的, 并且和激光的频率共振), 某个离子在某个时刻会和一个光

子发生相互作用被激发到激发态; 在考虑铒离子间的相互作用后, 由于光学基态和光学激发态拥有不同的自旋磁矩, 磁矩的改变会导致相邻离子处的磁场发生变化, 从而改变相邻离子的光学跃迁能级, 使得这些离子和入射激光不再处在原来共振的状态. 这样就实现了利用一个离子控制另一个离子的功能, 和里德伯原子体系中常见的光子阻塞效应是类似的^[79]. 掺杂离子之间的相互作用在任何情况下都是存在的, 而只有当离子间相互作用的强度超过单个离子的均匀展宽时, 这样的相互作用就是可区分和可利用的. 早在 2002 年, 研究者们就认识到, 由于稀土离子优异的相干特性, 通过离子间的相互作用, 可实现量子逻辑门的操作^[80]; 2005 年, Longdell 等^[81]首次在 Eu:YSO 稀土系统中演示了不同离子之间的可控相位操纵; 稀土固体量子比特的概念也逐渐引起了人们的关注^[82].

铒离子之间的电子自旋相互作用要远大于 Eu 等离子中的核自旋相互作用, 对于量子逻辑门的操作来说, 这或将是个优势. 强的相互作用表示相距较远的离子之间也可以发生关联作用, 从而增大可被利用的量子比特数目, 而量子比特的可拓展性正是量子计算最重要的指标之一. 最近, 普林斯

顿大学 Thompson 研究小组^[83]在操控多个铒离子比特上获得了重要的进展. 他们前期发展的空间分辨和光谱分辨相结合的技术, 已经可以实现单个离子的探测; 通过对这一技术的改进, 目前已经通过结合微波和光学的相干探测技术, 在 Er:YSO 中实现了同时锁定和操纵 6 个铒离子 (图 7(a)). 更进一步地, 有望通过利用铒离子间的相互作用实现各种量子逻辑门的操作, 演示量子计算的功能. 这也是掺铒晶体和微纳光学技术相结合的新兴研究方向.

铒离子间的相互作用除了在量子信息有重要的应用以外, 还可以帮助我们更加深入地研究物理中的多体问题, 特别是在非平衡态下的多体问题. 多体问题因其丰富的内涵和广泛的应用前景, 一直以来都是凝聚态物理研究的重点内容, 在热学、电学、磁学等领域产生了包括超流体、超导、铁磁等影响深远的研究方向. 然而, 在光学的多体问题上, 由于光学系统天然就是一个开放的系统——存在光输入和输出, 同时又是一个非平衡系统——电子在光激发下偏离热平衡态, 其复杂度更甚于传统的多体系统, 因此人们在光学多体问题的理解上远不如热学、电学和磁学的多体问题. 目前, 对于光学多体系统可能存在的本征相变的发掘和认识还十分有限. 20 世纪 70 年代, 人们开始认识到光多体系统存在一个本征的双稳相^[84,85], 随后在若干材料中观测到了这样一种现象^[86–88]. 2021 年, 人们在研究 Er:YSO 晶体的透射实验时发现, 光学多体系统中存在着一个本征的不稳定相 (intrinsic optical instability)^[89], 此时材料的响应不再具有时间不变性, 即使输入光绝对稳定, 其光学响应不能再用一个时域上稳定的函数来表示 (图 7(b)). 不同于常见的非稳定相, 这种不稳定相是不需要引入外界正反馈的, 而是量子系统本身就具有的一种状态. 这样一种新的光和物质相互作用相可能应用到真随机数的产生、信息的安全传输以及混沌激光器的研制等方面.

考虑这样一种多体相互作用后, 离子的发光行为相互之间存在关联, 而不再是一个个相互独立的发光事件. 在如何利用铒离子间的相互作用这一课题上, 还存在很多新奇的发展空间. 例如, 当离子间相互作用满足一定条件时, 相邻离子之间更加倾向于发生一种集体的量子跃迁 (collective quantum jump), 即某个离子偶然发生的跃迁行为会显著提高相邻离子发生跃迁的概率, 从而导致它们雪

崩式地跟着跃迁^[90]; 在另外一种条件时, 多个离子组成的系统甚至可以被当作单个原子看待^[91], 其辐射特性和单个原子的辐射特性相同, 这意味着可以用原子系统来模拟单原子系统, 从而实现基于原子系统的单光子源^[92]. 这些都是很有意义、很新颖的研究方向, 还有待研究进一步落实.

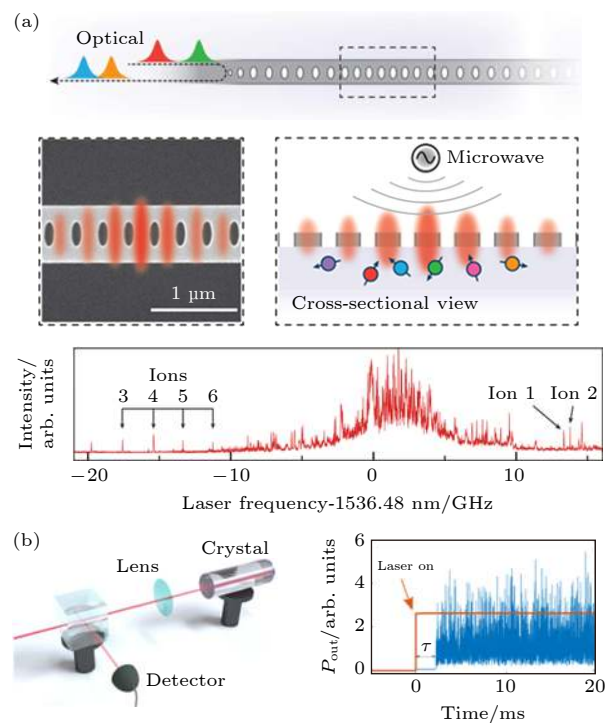


图 7 基于铒离子间相互作用的量子调控 (a) 利用空间分辨和光谱分辨技术, 在 Er:YSO 晶体上实现了对 6 个铒离子的相干操控^[83]; (b) 由于铒离子间的相互作用而导致的本征光学不稳相^[89].

Fig. 7. Quantum manipulation based on erbium-erbium interactions: (a) Combining spatial resolution of nanophotonics and spectral resolution of narrow-frequency laser, six erbium ions can be addressed and controlled independently^[83]; (b) intrinsic optical instability due to ion-ion interactions^[89].

6 结 论

量子信息是量子力学和信息科学结合的新兴领域, 有可能对人类社会的进步产生变革性的影响. 如何利用量子比特来进行信息的处理、传输和存储都需要我们开发全新的技术手段来应对. 同时不同的量子体系在实现不同的量子功能时都有自己独特的优势, 如何将这各具优势的材料平台结合起来, 充分发挥其应用潜力是量子信息领域的重要研究内容.

掺铒晶体材料作为一种固态材料, 容易实现器

件的集成化,同时具有 1.5 μm 波段的辐射峰,与现有光纤网络技术兼容,在现代的网络技术中已然占据了十分重要的位置.在面向未来的量子信息应用中,掺铒晶体材料也在信息处理的多个关键点,特别是在组建全量子网络探索中,展现出来巨大的应用潜力:由于其具有很长的光学相干时间和自旋相干时间,并且具有丰富的超精细能级结构,使得掺铒晶体在量子存储、量子频率转换、单光子光源和微纳光量子器件等方面都有着很大的应用前景.同时,铒离子之间较强的相互作用也可以作为一种资源,用于研制量子逻辑器件和研究量子多体问题.对掺铒晶体材料中的相干控制过程、退相干原理和离子间相互作用机制的研究,将有利于量子信息和量子光学领域的发展.

参考文献

- [1] DiVincenzo D P 1995 *Science* **270** 255
- [2] Wang Y 2012 *Stat. Sci.* **27** 373
- [3] Aspuru-Guzik A, Walther P 2012 *Nat. Phys.* **8** 285
- [4] Sangouard N, Simon C, De Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [5] Grezes C, Julsgaard B, Kubo Y, Ma W L, Stern M, Bienfait A, Nakamura K, Isoya J, Onoda S, Ohshima T, Jacques V, Vion D, Esteve D, Liu R B, Molmer K, Bertet P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 020301
- [6] Thiel C, Böttger T, Cone R 2011 *J. Lumin.* **131** 353
- [7] Awschalom D D, Hanson R, Wrachtrup J, Zhou B B 2018 *Nat. Photonics* **12** 516
- [8] Clarke J, Wilhelm F K 2008 *Nature* **453** 1031
- [9] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh L V, Kulakovskii V D, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197
- [10] Heshami K, England D G, Humphreys P C, Bustard P J, Acosta V M, Nunn J, Sussman B J 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 2005
- [11] Schoelkopf R J, Girvin S M 2008 *Nature* **451** 664
- [12] Xiang Z L, Ashhab S, You J, Nori F 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 623
- [13] Kurizki G, Bertet P, Kubo Y, Molmer K, Petrosyan D, Rabl P, Schmiedmayer J 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **112** 3866
- [14] Liu G, Jacquier B 2005 *Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials* (Berlin, Heidelberg: Springer)
- [15] Bussi eres F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Simon C, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [16] Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- [17] Sun Y, Thiel C, Cone R, Equall R, Hutcheson R 2002 *J. Lumin.* **98** 281
- [18] Zhang X Y, Yuan C Z, Wei S H, Xi Q, Jing B, Wang Y, Song H Z, Deng G W, Zhou Q 2019 *Low Temp. Phys. Lett.* **41** 315 (in Chinese) [张雪莹, 袁晨智, 魏世海, 席琪, 敬波, 王澈, 宋海智, 邓光伟, 周强 2019 *低温物理学报* **41** 315]
- [19] Böttger T, Thiel C W, Cone R L, Sun Y 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115104
- [20] Ran ić M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, M J Sellars 2018 *Nat. Phys.* **14** 50
- [21] Fraval E, Sellars M J, Longdell J J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 077601
- [22] Ma Y, Ma Y Z, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2021 *Nat. Commun.* **12** 2381
- [23] Ortu A, Tiranov A, Welinski S, Fr owis F, Gisin N, Ferrier A, Goldner P, Afzelius M 2018 *Nat. Mater.* **17** 671
- [24] Hashimoto D, Shimizu K 2016 *J. Lumin.* **171** 183
- [25] Chen Y H, Fernandez-Gonzalvo X, Longdell J J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 075117
- [26] Chen Y H, Fernandez-Gonzalvo X, Horvath S P, Rakonjac J V, Longdell J J 2018 *Phys. Rev. B* **97** 024419
- [27] Guillot-No el O, Goldner P, Du Y L, Baldit E, Monnier P, Bencheikh K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 214409
- [28] Arute F, Arya K, Babbush R, et al. 2019 *Nature* **574** 505
- [29] Gong M, Wang S, Zha C, Chen M C, Huang H L, Wu Y, Zhu Q, Zhao Y, Li S, Guo S, Keitel C H 2021 *Science* **372** 948
- [30] Probst S, Rotzinger H, Ustinov A V, Bushev P A 2015 *Phys. Rev. B* **92** 014421
- [31] Rakonjac J V, Chen Y H, Horvath S P, Longdell J J 2020 *Phys. Rev. B* **101** 184430
- [32] Cacciapuoti A S, Caleffi M, Tafuri M, Tafuri F, Cataliotti F S, Gherardini S, Bianchi G, Keitel C H 2018 *IEEE Network* **34** 137
- [33] Simon C 2017 *Nat. Photonics* **11** 678
- [34] Zhong T, Goldner P 2019 *Nanophotonics* **8** 2003
- [35] Baumann I, Brinkmann R, Dinand M, Sohler W, Beckers L, Buchal C, Fleuster M, Holzbrecher H, Paulus H, M ller K H, Gog T, Materlik G, Witte O, Stolz H, Von Der Osten W 1996 *Appl. Phys. A* **64** 33
- [36] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussi eres F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- [37] Askarani M F, Puigibert M G, Lutz T, Verma V B, Shaw M D, Nam S W, Sinclair N, Oblak D, Tittel W 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 054056
- [38] Liu C, Zhou Z Q, Zhu T X, Zheng L, Jin M, Liu X, Li P Y, Huang J Y, Ma Y, Tu T, Yang T S, Li C F, Guo G C 2020 *Optica* **7** 192
- [39] Liu C, Zhu T X, Su M X, Ma Y Z, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 260504
- [40] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, Rochman J, Craiciu I, Miyazono E, Bettinelli M, Cavalli E, Verma V, Nam S W 2017 *Science* **357** 1392
- [41] Craiciu I, Lei M, Rochman J, Kindem J M, Bartholomew J G, Miyazono E, Zhong E, Sinclair N, Faraon A 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 024062
- [42] Craiciu I, Lei M, Rochman J, Bartholomew J G, Faraon A 2021 *Optica* **8** 114
- [43] Dajczgewand J, Le Gou et J L, Louchet-Chauvet A, Chani  re T 2014 *Opt. Lett.* **39** 2711
- [44] Dutta S, Goldschmidt E A, Barik S, Saha U, Waks E 2020 *Nano Lett.* **20** 741
- [45] Lin J, Bo F, Cheng Y, Xu J 2020 *Photonics Res.* **8** 1910
- [46] Zhu D, Shao L, Yu M, Cheng R, Desiatov B, Xin C J, Hu Y, Holzgrafe J, Ghosh S, Shams-Ansari A, Puma E, Sinclair N, Reimer C, Zhang M, Lon ar M, 2021 *Adv. Opt. Photonics* **13** 242
- [47] Liu Y A, Yan X S, Wu J W, Zhu B, Chen Y P, Chen X F 2021 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **64** 234262

- [48] Luo Q, Hao Z Z, Yang C, Zhang R, Zheng D H, Liu H D, Bo F, Kong Y F, Zhang G Q, Xu J J 2021 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **64** 234263
- [49] Xiao Z, Wu K, Cai M, Li T, Chen J 2021 *Opt. Lett.* **46** 4128
- [50] Sher M S M 2021 *Opt. Eng.* **60** 047101
- [51] Wang S, Yang L, Cheng R, Xu Y, Shen M, Cone R L, Thiel C W, Tang H X 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 151103
- [52] Yang L, Wang S, Shen M, Xu Y, Xie J, Tang H X 2021 *Opt. Express* **29** 15497
- [53] Omi H, Tawara T, Tateishi M 2012 *AIP Adv.* **2** 012141
- [54] Adachi S, Kawakami Y, Kaji R, Tawara T, Omi H 2018 *Appl. Sci.* **8** 874
- [55] Saglamyurek E, Jin J, Verma V B, Shaw M D, Marsili F, Nam S W, Oblak D, Tittel W 2015 *Nat. Photonics* **9** 83
- [56] Jin J, Saglamyurek E, Grimaud Puigibert M L, Verma V, Marsili F, Nam S W, Oblak D, Tittel W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 140501
- [57] Grimaud Puigibert M L, Askarani M F, Davidson J H, Verma V B, Shaw M D, Nam S W, Lutz T, Amaral G C, Oblak D, Tittel W 2020 *Phys. Rev. Research* **2** 013039
- [58] Saglamyurek E, Puigibert M G, Zhou Q, Giner L, Marsili F, Verma V B, Nam S W, Oesterling L, Nippa D, Oblak D, Tittel W 2016 *Nat. Commun.* **7** 11202
- [59] Xi Q, Wei S, Yuan C, Zhang X, Wang Y, Song H, Deng G, Jing B, Oblak D, Zhou Q 2020 *Sci. China Inf. Sci.* **63** 180505
- [60] Wei S H, Jing B, Zhang X Y, Wang H Q, Li H, You L X, Wang Z, Wang Y, Deng G W, Song H Z, Oblak D, Guo G C, Zhou Q 2021 *CLEO: QELS_Fundamental Science San Jose, USA, May 9–14, 2021 paper FM4M.2*
- [61] Lambert N J, Rueda A, Sedlmeir F, Schwefel H G 2020 *Adv. Quantum Technol.* **3** 1900077
- [62] Morsch O <https://ethz.ch/en/news-and-events/eth-news/news/2020/03/longest-microwave-quantum-link.html> [2020-05-03]
- [63] Williamson L A, Chen Y H, Longdell J J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 203601
- [64] Han X, Fu W, Zou C L, Jiang L, Tang H X, 2021 *Optica* **8** 1050
- [65] Andrews R W, Peterson R W, Purdy T P, Cicak K, Simmonds R W, Regal C A, Lehnert K W 2014 *Nat. Phys.* **10** 321
- [66] Higginbotham A P, Burns P S, Urmey M D, Peterson R W, Kampel N S, Brubaker B M, Smith G, Lehnert K W, Regal C A 2018 *Nat. Phys.* **14** 1038
- [67] Fernandez-Gonzalvo X, Horvath S P, Chen Y H, Longdell J J 2019 *Phys. Rev. A* **102** 063718
- [68] Fernandez-Gonzalvo X, Chen Y H, Yin C, Rogge S, Longdell J J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 062313
- [69] Barnett P S, Longdell J J 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063718
- [70] King G G, Barnett P S, Bartholomew J G, Faraon A, Longdell J J 2021 *Phys. Rev. B* **103** 214305
- [71] Ohta R, Herpin Bastidas V M, Tawara T, Yamaguchi H, Okamoto H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 47404
- [72] Aharonovich I, Englund D, Toth M 2016 *Nat. Photonics* **10** 631
- [73] Duan Z, Li J, He Y 2018 *Low Temp. Rev. Lett.* **40** 1 (in Chinese) [段兆晨, 李金朋, 何玉明 2018 低温物理学报 **40** 1]
- [74] Meyer-Scott E, Silberhorn C, Migdall A 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 041101
- [75] Cao X, Zopf M, Ding F 2019 *J. Semicond.* **40** 071901
- [76] Buckley S, Rivoire K, Vučković J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 126503
- [77] Cade N I, Gotoh H, Kamada H, Nakano H, Anantathanasarn S, Nötzel R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 181113
- [78] Dibos A M, Raha M, Phenicie C M, Thompson J D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 243601
- [79] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, Duan L M, Jaksch D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [80] Ohlsson N, Mohan R K, Kroll S 2002 *Opt. Commun.* **201** 71
- [81] Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 130503
- [82] Bertaina S, Gambarelli S, Tkachuk A, Kurkin I N, Malkin B, Stepanov A, Barbara B 2007 *Nat. Nanotechnol.* **2** 39
- [83] Chen S, Raha M, Phenicie C M, Ourari S, Thompson J D 2020 *Science* **370** 592
- [84] Carmichael H J, Walls D F 1977 *Phys. Rev. B* **10** 1977
- [85] Bowden C M, Sung C C 1979 *Phys. Rev. A* **19** 2392
- [86] Zental G 1977 *Solid State Commun.* **23** 401
- [87] Hehlen M P, Güdel H U, Shu Q, Rai J, Rai S, Rand S C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1103
- [88] Carr C, Ritter R, Wade C G, Adams C S, Weatherill K J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 113901
- [89] Chen Y H, Horvath S P, Longdell J J, Zhang K J 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 110601
- [90] Lee T E, Häffner H, Cross M C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 023602
- [91] Williamson L A, Borgh M O, Ruostekoski J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 073602
- [92] Ripka F, Kübler H, Löw R, Pfau T 2018 *Science* **362** 446

SPECIAL TOPIC—Manipulation and applications of solid-state single quantum systems

Quantum memory and manipulation based on erbium doped crystals^{*}

Zhou Pai Li Xia-Xia Xing Xue-Yan Chen Yu-Hui[†] Zhang Xiang-Dong[‡]

(Key Laboratory of Advanced Optoelectronic Quantum Architecture and Measurements of Ministry of Education, Beijing Key

Laboratory of Nanophotonics and Ultrafine Optoelectronic Systems, School of Physics,

Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 27 September 2021; revised manuscript received 1 November 2021)

Abstract

Quantum information is a rapidly emerging field aiming at combining two of the greatest advances in science and technology of the twentieth century, that is, quantum mechanics and information science. To reliably generate, store, process, and transmit quantum information, diverse systems have been studied. While for specific tasks some of these systems are more suitable than others, no single system can meet all envisioned demands. Erbium doped crystal has optical transition at 1.5 μm and possesses long optical coherence time and spin coherence time, and thus is one of the best candidates in building several essential blocks for quantum information applications. In this review, we summarize the applications of erbium doped crystals in quantum memories, quantum transducers, quantum sources, and quantum manipulations based on erbium-erbium interactions. Finally, the outlooks for near term prospects of the mentioned topics are also given.

Keywords: erbium doped crystal, quantum memory, quantum transducer, ion-ion interaction

PACS: 42.50.-p, 03.67.-a, 32.10.-f, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.71.20211803

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91850205), the Start-up Fund of Beijing Institute of Technology, China, and the Science and Technology Innovation Project of Beijing Institute of Technology, China.

[†] Corresponding author. E-mail: stephen.chen@bit.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zhangxd@bit.edu.cn