囚禁钡离子光子的低噪声量子频率转换 至电信 O 波段

Uday Saha [1,2], J. ames D. Siverns[1,2,3], John Hannegan[2,3], Qudsia Quraishi [4,2]和 Edo Waks [1,2,3,5]

[1]马里兰大学帕克分校电气与计算机工程系，马里兰州，20742。[2]马里兰大学帕克分校电
[illegible]

[illegible]军研究实验室，马里兰州阿德尔菲，20783。[5]马里兰大学帕克
ks@umd.edu

摘要

囚禁离子是构建可扩展、长距离量子网络的主要候选方案之一，这得益于其较长的量子比特相干时间、高保真度的单量子比特门和双量子比特门，以及产生与离子量子比特态纠缠的光子的能力。产生离子-光子纠缠的一种方法，是利用从 $P_{1/2}$ 到 $S_{1/2}$ 能级的光学跃迁，这类跃迁会自然地产生自旋-光子纠缠态。但这些光学跃迁通常位于紫外和可见光波段。这些波长在光纤中的传输损耗显著，因而将量子信息的传输距离限制在几十米。量子频率转换对于将这些光子转换至电信波长至关重要，使其能够在基于光纤的网络中进行长距离传输，并兼容大量电信级光电子元件。在此，我们采用低噪声量子频率转换方案，将囚禁钡离子 $P_{1/2}$ 至 $S_{1/2}$ 偶极跃迁发射的光子转换为电信 O 波段光子。我们采用两级量子频率转换方案，使输入可见光光子与输出电信光子之间实现 375.4 THz 的频移，转换效率达到 11%。转换后的电信 O 波段光子信号背景比超过 100，背景噪声低于 15 次/秒。这些结果是实现长距离囚禁离子量子网络、用于分布式量子计算和量子通信的重要一步。

关键词： 囚禁离子、量子网络、非线性光学、量子光子学、量子频率转换、单光子源、光子互连。

引言

量子网络需要具有长相干时间的光学活性量子比特系统。囚禁离子兼具这两种特性，因此是构建可扩展量子网络的有力候选者。[1–4] 它们具有较长的量子比特相干时间[5] 以及高保真度的单量子比特和双量子比特门。[6–9] 此外，我们可以轻易操控它们，产生与其内部自旋态纠缠的单光子。[3, 10–14] 囚禁离子可通过纠缠交换操作与其发射的光子实现远程纠缠。此前，这种方法已在节点间距为数米的情况下得到验证。[3,15] 近期，Krutyanskiy 等人利用腔增强发射$P_{3/2}$ 至$D_{5/2}$跃迁产生的近红外光子，实现了相距 230 米的离子-离子纠缠。[4]

扩展离子-离子纠缠距离的一种方法，是利用量子频率转换将离子发出的光子转换为电信光子。[16] 多个研究团队报告了利用量子频率转换，将来自 $P_{3/2}$ 至 $D_{5/2}$ 跃迁的近红外光子转换为电信波段光子。[17–19] 但这些跃迁的分支比较低，导致发射概率较低，而且可能需要光学腔来提高发射率。[20,21] 发出来自 $P_{1/2}$ 至 $S_{1/2}$ 偶极跃迁光子的离子具有较高的分支比，并能使发射的光子与基态离子量子比特直接纠缠。[3, 10–14] 然而，这种跃迁通常位于紫外或可见光波长，由于输入光子与目标电信光子之间的波长间隔较大，尤其难以将其转换至电信波段。此前，我们报告了将囚禁钡离子发出的、来自 $P_{1/2}$ 至 $S_{1/2}$ 偶极跃迁的光子转换为 C 波段电信光子。[22] 然而，由于泵浦激光诱导的拉曼反斯托克斯噪声光子，所报告的 C 波段光子信号背景比仅为 0.04，限制了其在量子网络中的实际应用。[22]

在本研究中，我们提出了一种低噪声量子频率转换方案，利用钡（$^{138}Ba^{+}$） 离子的 $P_{1/2}$ 至 $S_{1/2}$ 偶极跃迁发射的光子，产生 O 波段 1287 纳米单光子。我们采用两个级联量子频率转换级，以避免在单级 493 纳米至 O 波段频率转换中出现的自发参量下转换（SPDC）噪声光子。在每个量子频率转换级中，我们选择泵浦激光器波长与输出光子波长之间足够大的间隔，以降低拉曼反斯托克斯噪声光子的影响。我们测得 O 波段单光子的信号背景比超过 100；该比值受探测器的背景计数，以及产生并收集 493 纳米光子的概率所限制。此外，通过两级量子转换方案，我们实现了 11% 的总体光子转换效率。通过测量二阶强度关联函数[23], ，我们验证了这两级量子频率转换能够保留钡离子产生的可见光子的光子数量子统计。这些结果使得利用现有电信基础设施和光子集成电路构建可扩展的长距离

量子网络成为可能，其中采用紫外和可见光因禁离子跃迁。

实验细节与方法

图1展示了量子频率转换装置的框图示意。该装置采用两步量子频率转换过程，将 493 纳米光子转换为 1287纳米，后者位于电信 O 波段。每一级都在锌掺杂周期性极化铌酸锂（PPLN）波导中实现差频产生。第一级使用 1342 纳米泵浦激光器，将 493 纳米光子转换为 781 纳米。该转换过程采用类似萨格纳克干涉仪的配置，以转换光子的两种正交偏振。[24] 这一级已在此前的一项研究中完成表征，并用于离子-光子纠缠；研究报告称，两种正交偏振模式的转换效率均为 35%。[24] 第一级输出的光耦合到单模光纤中，随后通过自由空间光学元件与第二级泵浦激光器合束。然后，我们使用非球面透镜将这些合束信号直接注入第二个 PPLN 波导。

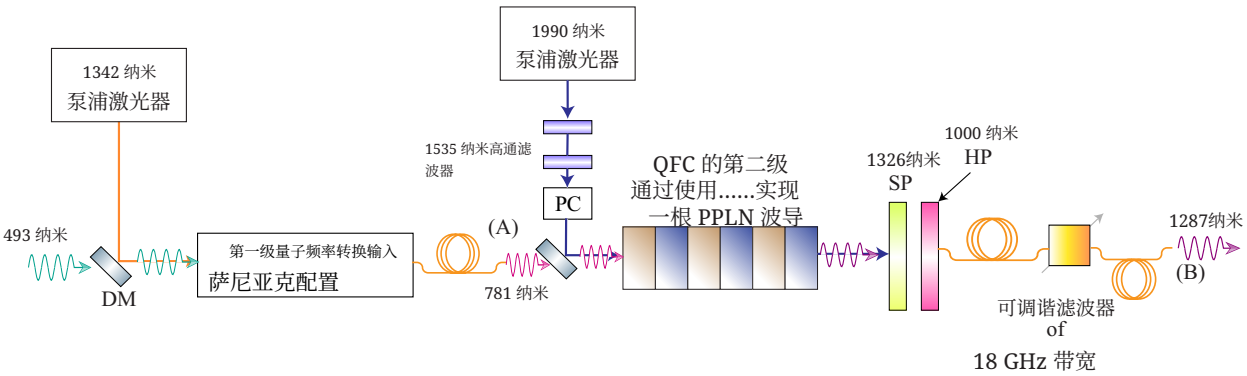


图 1 展示了将囚禁钡离子发出的光子转换为 O 波段单光子的两级量子频率转换示意图。这里，QFC：量子频率转换；HP：高通滤波器；SP：短通滤波器；DM：二向色镜；PC：偏振控制；PPLN：周期极化铌酸锂。第一级产生的光子被耦合到单模光纤中，并通过自由空间光学器件注入 QFC 的第二级。第二级输出的 O 波段光子被耦合到单模光纤中，并经由带宽为 18 GHz 的光纤耦合可调谐光纤传输。

在第二级转换器中，我们使用1990 纳米泵浦激光器将781纳米单光子转换为1287 纳米光子。该级未像第一级那样采用类似萨尼亚克干涉仪的配置，因此只能转换光子两种正交偏振中的一种。

为消除第二级泵浦激光器在输出光子的目标波长处产生的噪声光子，我们在1990 纳米泵浦激光器通往第二个周期性极化铌酸锂波导的光路中，使用了两个1535纳米高通滤光片（Semrock：FF01-1535/LP-25）。完成第二级频率转换后，我们使用1326纳米短通光学滤光片（Semrock：FF01- 1326/SP-25）来阻挡第二级泵浦激光器，并透射目标1287纳米光子。此外，我们使用1000 纳米长通光学滤光片（Thorlabs Inc：FEL1000）来阻挡未转换的781纳米光子以及来自第一级频率转换装置的噪声光子。最后，我们使用带宽为18 GHz的光纤耦合可调滤光器（WL Photonics Inc：WLTF-NM-P-1280-40/0.10-SM-0.9/1.0-FC/APC），以减少来自第二级频率转换的噪声光子。在1287纳米的工作目标波长下，通过该可调谐滤波器的透射率约为69%。

结果与分析

我们首先使用线偏振的781纳米激光器表征第二级转换系统的转换效率。图2(a)显示了第二级从输入光纤到可调谐滤波器输出端的光子转换效率（即图1中从点(A)到点(B)）。我们将图2(a)中的数据点拟合为$\eta = \eta_0 sin^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_m}})$，其中$\eta$ 是泵浦功率为 P时的转换效率。[22] 参数 P_m 是达到峰值转换效率的泵浦功率，记为η_0。根据拟合结果，我们确定峰值转换效率为η_0 =35.6%，在P_m=278 毫瓦的泵浦功率下达到（图2(a)）。结合第一级的~35%效率，我们实现了两级总转换效率11%，其中包括连接器和光学滤波器造成的损耗。

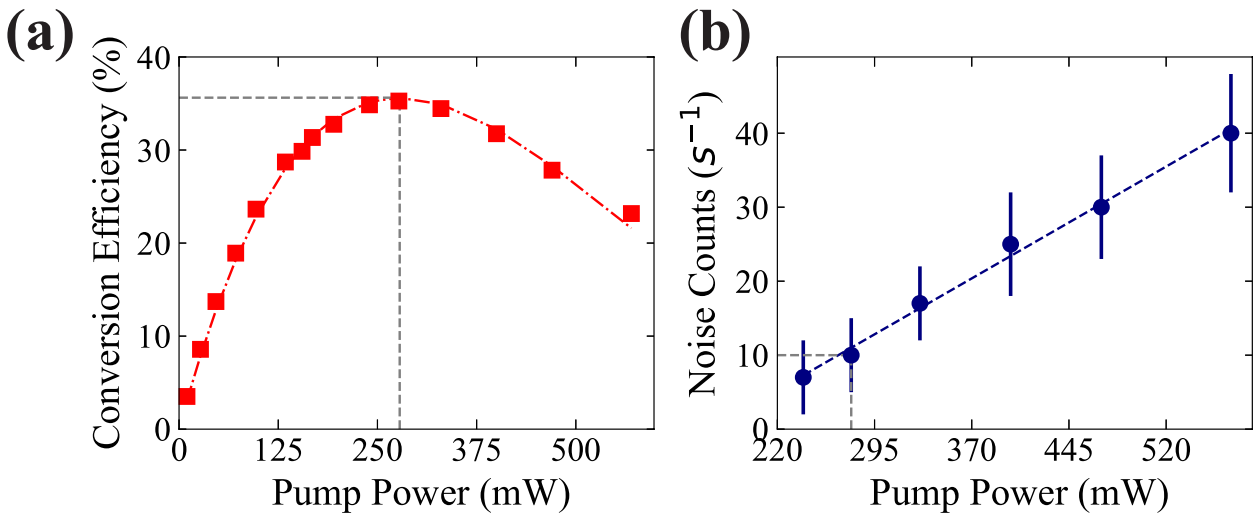


图 2 （a）第二级的光子转换效率随第二级泵浦功率的变化。（b）总噪声计数随第二级泵浦功率的变化，其中第一级泵浦功率设定在约 180 mW。灰色虚线表示我们实验中采用的工作点特性。（a）中的误差棒根据每个数据点两分钟的平均值计算得出，并计入了光学对准和泵浦激光器功率的漂移。误差棒已绘出，但在此比例下不可见。（b）中的蓝线是对数据进行的线性拟合。（b）中的误差棒包括散粒噪声极限精度，以及由光泄漏引起的计数波动。

接下来，我们分析两级转换系统的噪声随第二级泵浦功率的变化，同时将第一级泵浦功率保持在约180毫瓦。随后，我们通过测量第二级输出端1287纳米处的信号，获得噪声计数。图2(b)绘制了两级频率转换方案的噪声计数率随第二级泵浦功率的变化关系。我们使用超导纳米线单光子探测器（SNSPD）探测背景噪声；该探测器在1287纳米处的报告探测效率为87%，暗计数率为60±10秒$^{-1}$。为提取仅由量子频率转换产生的噪声贡献，我们从总体背景计数率中减去探测器的噪声计数率。在峰值转换效率下，我们实现的噪声计数率仅为10±5 秒$^{-1}$，显著低于探测器的暗计数率。噪声计数率与泵浦功率呈线性关系，表明主要噪声源是拉曼反斯托克斯散射。[25] 我们注意到，这一低暗计数率是在18 GHz滤波带宽下实现的。通过使用更窄带宽的滤波器（例如标准具或高精细度腔），还可以进一步显著降低噪声计数率。

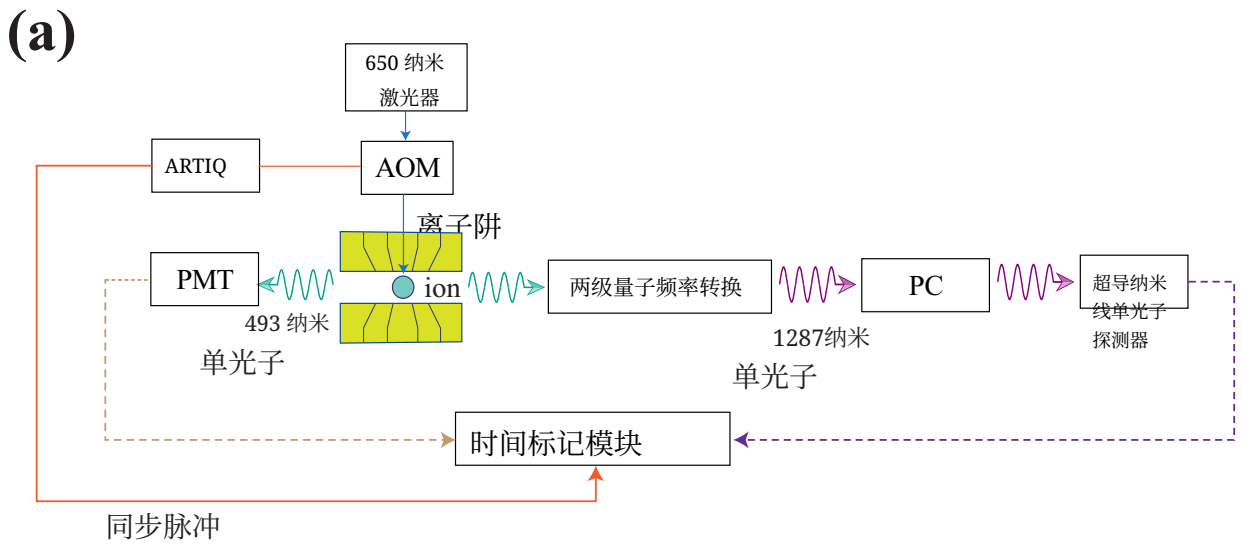
为了转换来自囚禁离子的单光子，我们采用图3 (a)所示的实验布局。我们使用单个 $^{138}Ba^{+}$ 作为光子源。用于囚禁离子并收集其发出光的实验装置已在参考文献 [24,26] 中详细介绍。我们收集发出的 493 纳米

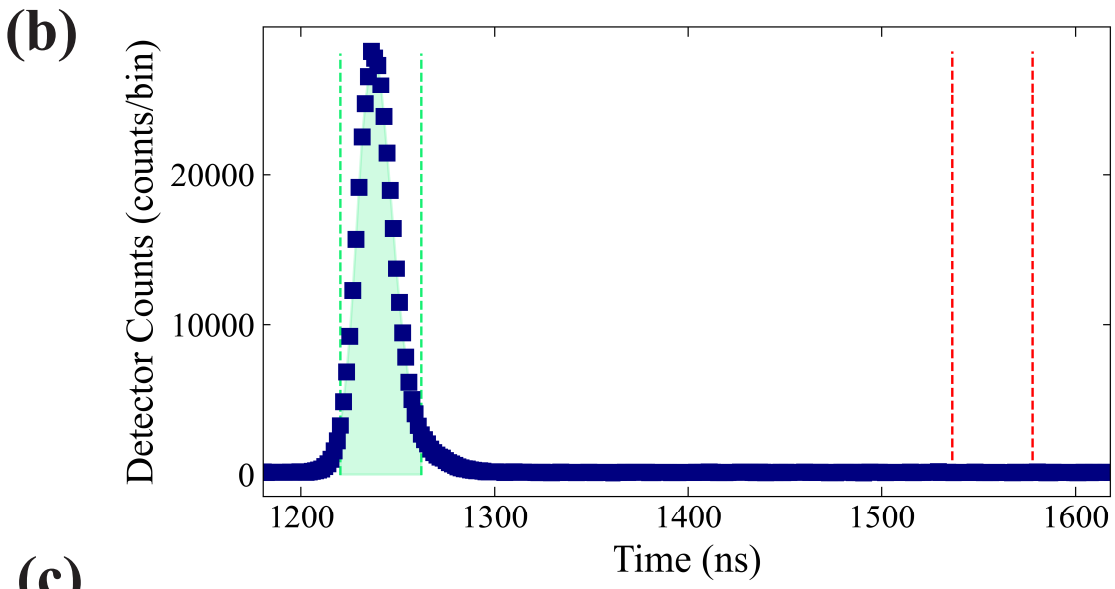
光子，它们分别从容纳离子阱的真空腔前后两侧的内凹窗口射出。我们将从后侧窗口收集的光子送至光电倍增管（PMT）。我们使用数值孔径为 0.6 的物镜（Photon Gear 15920-S_B）收集从腔体前侧射出的光子并将其耦合进光纤，然后送入两级量子频率转换装置。我们选择量子频率转换各级的泵浦功率，以实现最高的光子转换效率。需要指出的是，钡离子发出的光处于两个正交偏振模式的等权叠加态[26]，而量子频率转换的第二级只能转换其中一种模式。因此，我们额外损失了一半的光子，将钡离子可见光光子的转换效率降至 5.25%。通过扩展第二级转换系统，采用萨尼亚克配置[18,24] 或两个偏振正交的晶体来转换两种偏振态，即可弥补这一损失。[19] 我们使用超导纳米线单光子探测器（SNSPD）探测生成的 O 波段光子。为使 O 波段光子的偏振与 SNSPD 的优选偏振轴匹配，我们在将光耦合进探测器的光纤之前，使用了自由空间四分之一波片和半波片。利用同步脉冲作为参考，对光电倍增管探测到的 493 纳米光子和超导纳米线单光子探测器探测到的 O 波段光子进行时间标记，时间分辨率为 80 ps（受限于 SNSPD 的时间抖动），以测量二阶强度关联函数。

为测量频率转换后的 O 波段光子的信号背景比，我们在图3(b)中绘制相对于同步脉冲、未经背景扣除的分辨时间的 O 波段光子计数。我们计算 41.6 ns 光子探测窗口内的总计数，该窗口以图3(b)中的绿色虚线标示。此窗口捕获了总 O 波段光子计数的 95%。我们通过累加与 O 波段光子峰值相隔 300 ns、但大小相同的窗口内探测到的光子，确定噪声计数。此延迟足以确保没有光子计数来自离子，同时仍能采集到噪声计数。在图3(b)中，我们以红色实线竖线标示此噪声窗口。随后，我们从 O 波段光子的总计数中扣除这些噪声计数，再将所得数值除以噪声计数，以确定信号背景比。

对于此检测窗口（图3(b)中的绿色阴影区域），我们在 O 波段光子中获得了 110 ± 1.8 的信号背景比。该数值比我们之前将钡离子发出的光子转换为电信 C 波段光子的工作中所报告的数值高出 2750 多倍。[22] 我们可以通过优化光子窗口的大小来提高信号背景比，但代价是整体信号率降低。例如，如果选择 20.8 ns 的光子窗口，即覆盖 O 波段光子总计数的 50%，则可获得 165.4 ± 3.9 的信号背景比。对于本文其余部分的分析，我们采用 41.6 ns 的光子窗口，该窗口可捕获 O 波段光子中的大部分计数（95%）。这里报告的信号背景比受到探测器背景计数以及 493 纳米光子收集效率的限制。使用暗计数率为 2 次/秒的低暗计数率超导纳米线单光子探测器，可将暗计数降低 5 倍。[19] 通过将光子收集光学元件集成到

囚禁装置的真空腔内部，也可以提高收集效率。[20,27] 在此窗口内探测到光子的概率为 2.6×10^{-4}，该概率通过在实验运行时间内对光子计数率取平均值得到。在整个实验过程中，我们总共探测到3.92×10^5个 O 波段光子和3.59×10^3 个噪声计数。


(a)
650 纳米
激光器
ARTIQ
AOM
离子阱
PMT
ion
两级量子频率转换
PC
超导纳米
线单光子
探测器
493 纳米
单光子
1287纳米
单光子
时间标记模块
同步脉冲


(b)
Detector Counts (counts/bin)
20000
10000
0
1200
1300
1400
1500
1600
Time (ns)

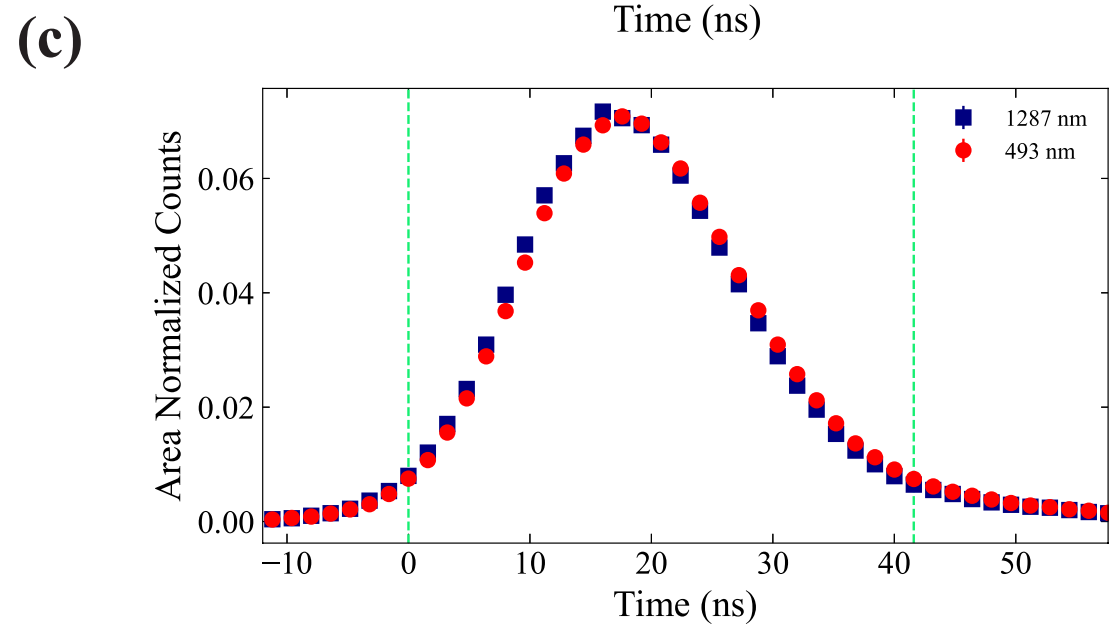

(c)
Area Normalized Counts
0.06
0.04
0.02
0.00
−10
0
10
20
30
40
50
Time (ns)
1287 nm
493 nm

图3 (a) 测量 493 纳米和 1287 纳米光子的时间分辨荧光及二阶关联函数的实验布局，其中 ARTIQ 是控制序列系统，声光调制器是声光调制器，PC 是个人计算机。(b) 未进行背景扣除的 O 波段 1287 纳米光子的时间分辨计数。我们用红色竖直实线标出噪声窗口。(c) 493 纳米和 1287 纳米光子的时间脉冲形状。在 (c) 中，我们进行了背景扣除和面积归一化。在 (b) 和 (c) 中，绿色竖直虚线表示我们所考虑的光子窗口，绿色阴影区域表示 (b) 中的光子面积。在 (b) 和 (c) 中，我们绘制的数据点带有散粒噪声极限误差棒，但在此比例下误差棒不可见。

我们在图3(c)中比较 493 纳米与 O 波段光子的时间脉冲形状，以证明量子频率转换能够保留脉冲的时间轮廓。对于每种时间脉冲形状，我们都进行了背景扣除，并按各曲线的总面积进行归一化。从图中可以看出，493 纳米信号的时间脉冲形状与 1287 纳米信号完全重叠，这表明量子频率转换后时间脉冲形状得以保留。

为验证量子频率转换能够保留光子数量子统计，我们测量了由离子发射、经光电倍增管探测的 493 纳米光子与经超导纳米线单光子探测器探测的转换后 O 波段光子之间的二阶强度关联（图3(a)）。图4展示了归一化的二阶关联函数 $g^{(2)}(n)$，其中 n 是光子探测事件之间的实验周期数。我们得到 $g^{(2)}(0)=0.04\pm0.01$，且未进行背景扣除，这证实两级转换过程保留了离子发射的单光子特性。偏离理想反聚束的现象完全可以用探测器暗计数和量子频率转换引入的噪声所造成的背景水平来解释。利用测得的噪声和暗计数值，我们计算得理论上的 $g^{(2)}(0)$ 为 0.05，该值与实验值相差不到一个标准差。（该数值 $g^{(2)}(0)$ 的详细计算见补充信息。）[22]

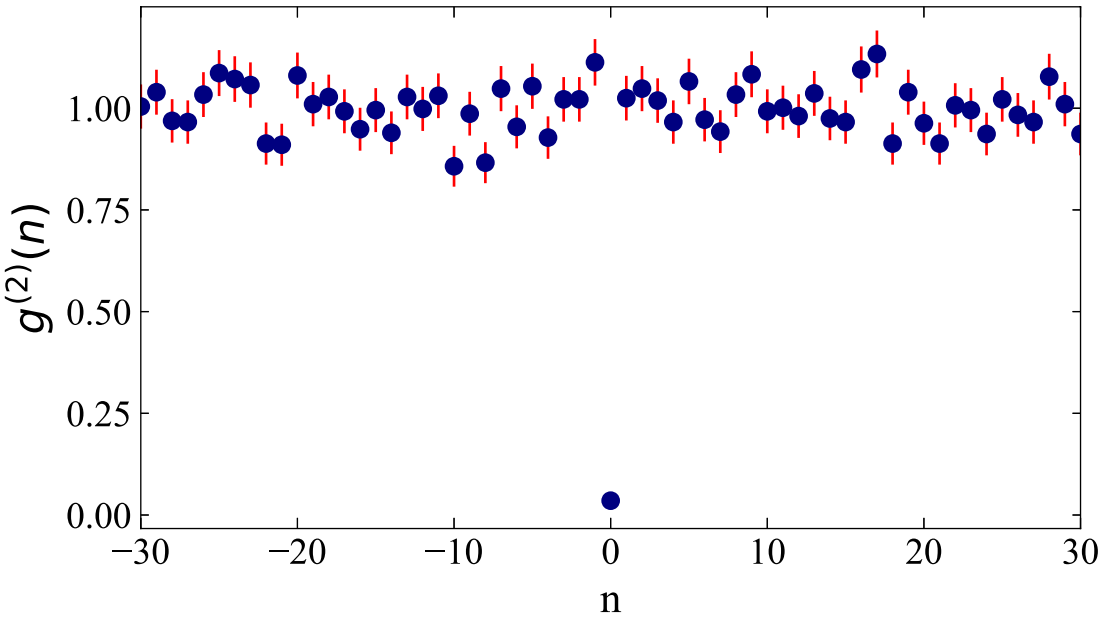


图4 493 纳米与 O 波段光子之间的二阶关联函数。这里，n表示光子探测事件之间的实验周期数。我们测得$g^{(2)}(0)=0.04\pm0.01$，验证了经过两阶段量子频率转换后生成的 O 波段光子的量子特性。

讨论

总之，我们利用离子从 $P_{1/2}$ 到 $S_{1/2}$ 偶极跃迁发射的 493 纳米光子，从囚禁离子产生了 O 波段电信 1287纳米光子。我们采用两级量子频率转换方案，以确保背景噪声计数较低，并证明其时间特性和量子特性得以保留。通过谨慎选择泵浦激光器的波长，并在频率转换的每个阶段进行光学滤波，我们实现了低噪声的宽频移，整体光子转换效率达到 11%。尽管探测器背景计数限制了信号背景比，但与此前报道的结果相比，我们将信号背景比提高了 ~2750 倍。[22] 本文提出的频率转换方案为以低噪声实现光子下转换中的宽频移提供了明确途径。这些结果使囚禁离子系统能够利用现有的电信基础设施，在长距离上分发纠缠。[1,18] 此外，转换至电信波段后，还可以利用代工制造的电信光子集成电路，构建可扩展、可编程的囚禁离子量子计算机网络。[1,28,29] 我们的成果是实现囚禁离子互连并进行长距离纠缠分发、构建可扩展量子网络的重要一步。

致谢

资金支持
我们谨此感谢美国国家科学基金会（资助编号：OIA2134891、EFMA1741651 和 OIA2040695）以及美国空军科学研究办公室（资助编号：FA95501610421 和 FA95501810161）的支持。

作者贡献： U. Saha 和 E. Waks 提出了这一构想。U. Saha、J. D. Siverns 和 J. Hannegan 完成了实验，U. Saha 对数据进行了分析。所有作者均参与了论文的撰写、编辑和审阅。

利益冲突： 所有作者均声明不存在财务利益冲突。

所有零件编号和公司名称均出于技术目的而提供，提及这些内容并不代表美国政府对其予以认可。其他同等或更优的选项可能存在。

数据和材料可用性： 支持本研究结论的所有数据和代码均可向通讯作者索取。

参考文献

(1) Monroe, C.; Kim, J. 离子阱量子处理器的扩展。《科学》 《科学》 **2013**, *339* (6124), 1164–1169. (2) Duan, L.-M.; Monroe, C. 专题综述：囚禁离子量子网络。《现代物理评论》 《现代物理评论》 **2010**, *82* (2), 1209–1224. (3) Stephenson, L. J.; Nadlinger, D. P.; Nichol, B. C.; An, S.; Drmota, P.; Ballance, T. G.; Thirumalai, K.; Goodwin, J. F.; Lucas, D. M.; Ballance, C. J. 基础量子网络中跨节点的高速率、高保真量子比特纠缠。《物理评论快报》 《物理评论快报》 **2020**, *124* (11), 110501. (4) Krutyanskiy, V.; Galli, M.; Krcmarsky, V.; Baier, S.; Fioretto, D. A.; Pu, Y.; Mazloom, A.; Sekatski, P.; Canteri, M.; Teller, M.; Schupp, J.; Bate, J.; Meraner, M.; Sangouard, N.; Lanyon, B. P.; Northup, T. E. 相距230米的囚禁离子量子比特纠缠。《物理评论快报》 《物理评论快报》 **2023**, *130*, 050803. (5) Wang, P.; Luan, C.-Y.; Qiao, M.; Um, M.; Zhang, J.; Wang, Y.; Yuan, X.; Gu, M.; Zhang, J.; Kim, K. 相干时间估计超过一小时的单离子量子比特。《自然·通信》 《自然·通信》 **2021**, *12* (1), 233. (6) Harty, T. P.; Allcock, D. T. C.; Ballance, C. J.; Guidoni, L.; Janacek, H. A.; Linke, N. M.; Stacey, D. N.; Lucas, D. M. 囚禁离子量子比特的高保真制备、量子门、存储与读出。《物理评论快报》 《物理评论快报》 **2014**, *113* (22), 220501. (7) Ballance, C. J.; Harty, T. P.; Linke, N. M.; Sepiol, M. A.; Lucas, D. M. 使用囚禁离子超精细态量子比特实现高保真量子逻辑门。《物理评论快报》 《物理评论快报》 **2016**, *117* (6), 060504. (8) Srinivas, R.; Burd, S. C.; Knaack, H. M.; Sutherland, R. T.; Kwiatkowski, A.; Glancy, S;

Knill, E.; Wineland, D. J.; Leibfried, D.; Wilson, A. C.; Allcock, D. T. C.; Slichter, D. H. 囚禁离子量子比特的高保真无激光通用控制。《自然》 2021, 597 (7875), 209–213. (9) Clark, C. R.; Tinkey, H. N.; Sawyer, B. C.; Meier, A. M.; Burkhardt, K. A.; Seck, C. M.; Shappert, C. M.; Guise, N. D.; Volin, C. E.; Fallek, S. D.; Hayden, H. T.; Rellergert, W. G.; Brown, K. R. 使用^{40}Ca^{+}光学量子比特实现高保真贝尔态制备。《物理评论快报》 2021, 127 (13), 130505. (10) Crocker, C.; Lichtman, M.; Sosnova, K.; Carter, A.; Scarano, S.; Monroe, C. 与原子量子比特纠缠的高纯度单光子。《光学快报》 2019, 27 (20), 28143–28149. (11) Auchter, C.; Chou, C.-K.; Noel, T. W.; Blinov, B. B. 使用^138Ba^+实现离子-光子纠缠与贝尔不等式违背。《美国光学学会志 B辑》 2014, 31 (7), 1568. (12) Moehring, D. L.; Maunz, P.; Olmschenk, S.; Younge, K. C.; Matsukevich, D. N.; Duan, L.- M.; Monroe, C. 远距离单原子量子比特纠缠。《自然》 2007, 449 (7158), 68–71. (13) Kobel, P.; Breyer, M.; Köhl, M. 光纤法布里-珀罗腔中囚禁离子的确定性自旋-光子纠缠。《npj量子信息》 2021, 7 (1), 1–7. (14) Blinov, B. B.; Moehring, D. L.; Duan, L.-M.; Monroe, C. 单个囚禁原子与单光子之间的纠缠观测。《自然》 2004, 428 (6979), 153–157. (15) Maunz, P.; Moehring, D. L.; Olmschenk, S.; Younge, K. C.; Matsukevich, D. N.; Monroe, C. 来自两个远程囚禁原子离子的光子对的量子干涉。《自然·物理》 2007, 3 (8), 538–541. (16) Kumar, P. 量子频率转换。《光学快报》 1990, 15 (24), 1476–1478. (17) Walker, T.; Miyanishi, K.; Ikuta, R.; Takahashi, H.; Vartabi Kashanian, S.; Tsujimoto, Y.; Hayasaka, K.; Yamamoto, T.; Imoto, N.; Keller, M. 通过量子频率转换实现囚禁离子的长距离单光子传输。《物理评论快报》 2018, 120 20 203601( ), . (18) Bock, M.; Eich, P.; Kucera, S.; Kreis, M.; Lenhard, A.; Becher, C.; Eschner, J. 通过量子频率转换实现囚禁离子与电信光子的高保真纠缠。《自然·通信》 2018, 9 (1), 1998. (19) Krutyanskiy, V.; Meraner, M.; Schupp, J.; Krcmarsky, V.; Hainzer, H.; Lanyon, B. P. 在50千米光纤上实现光与物质纠缠。《npj量子信息》 2019, 5 (1), 1– 5. (20) Christoforou, C.; Pignot, C.; Kassa, E.; Takahashi, H.; Keller, M. 强耦合区中通过腔冷却增强离子-腔耦合。《科学报告》 2020, 10 (1), 15693. (21) Casabone, B.; Friebe, K.; Brandstätter, B.; Schüppert, K.; Blatt, R.; Northup, T. E. 通过集体离子-腔耦合增强量子接口。《物理评论快报》 2015, 114 (2), 023602. (22) Hannegan, J.; Saha, U.; Siverns, J. D.; Cassell, J.; Waks, E.; Quraishi, Q. 通过两级频率转换产生囚禁离子的C波段单光子。《应用物理学快报》 2021, 119 8 084001( ), . (23) Scully, M. O.; Zubairy, M. S. 量子光学；剑桥大学出版社，1997。 (24) Hannegan, J.; Siverns, J. D.; Quraishi, Q. 通过量子频率转换实现囚禁离子量子比特与780纳米光子的纠缠。《物理评论 A》 2022, 106 (4), 042441. (25) Pelc, J. S.; Ma, L.; Phillips, C. R.; Zhang, Q.; Langrock, C.; Slattery, O.; Tang, X.; Fejer, M. M. 长波长泵浦上转换单光子探测器，工作于1550纳米：

性能与噪声分析。《光学快报》 **2011**, *19* (22), 21445–21456. (26) Siverns, J. D.; Li, X.; Quraishi, Q. 囚禁钡+ 离子的离子-光子纠缠与量子频率转换。《应用光学》 **2017**, *56* (3), B222–B230. (27) Shu, G.; Chou, C.-K.; Kurz, N.; Dietrich, M. R.; Blinov, B. B. 使用“tack”离子阱高效收集荧光并对离子成像。《美国光学学会志 *B*辑》 **2011**, *28* (12), 2865. (28) Saha, U.; Siverns, J. D.; Hannegan, J.; Prabhu, M.; Quraishi, Q.; Englund, D.; Waks, E. 使用光子集成电路路由来自囚禁离子的单光子。《物理评论应用》 **2023**, *19* (3), 034001. (29) Saha, U.; Waks, E. 薄膜铌酸锂平台上集成式贝尔态分析器的设计。《*IEEE*光子学杂志》 **2022**, *14* (1), 1–9.

补充信息因禁钡离子发射光子的低噪声量子频率转换至电信 O 波段

Uday Saha [1,2]、James D. Siverns[1,2,3], John Hannegan[2,3], Qudsia Quraishi [4,2] 和 Edo Waks [1,2,3,5]

[1]马里兰大学帕克分校电气与计算机工程系，马里兰州，20742。[2]马里兰大学帕克分校电子与应用物理研究所（IREA 兰州 20742。[3]马里兰大学帕克分校物理系，马里兰州，20742。 马里兰州阿德尔菲，20783。 联合量子 者：edowaks@um

因禁钡离子的单光子产生

我们先使用 650 纳米和 493 纳米光的所有偏振方式，对囚禁的钡（$^{138}Ba^{+}$）离子进行 100 μ 秒多普勒冷却，然后进行 500 次光子产生尝试。每次光子产生尝试持续 10 μ 秒，包括用 493 纳米 π 偏振光和 650 纳米 π 及 $\sigma-$ 偏振光进行 8 μ 秒光抽运．以将离子制备到 $|5D_{3/2}, m_j{=}+3/2$ 态；随后等待 600 纳秒，此时不向离子照射 [illegible]，以确保声光调制器（AOMs）的关断延迟不会影响光子激发 [1]。等待结束后，我们向时间标记模块发送一个持续 200 纳秒的触发脉冲，作为任何光子探测事件的参考。之后，我们使用一个持续 200 纳秒的 650 纳米 $\sigma+$ 偏振光脉冲，将离子激发到 $|6P_{1/2}, m_j{=}+1/2$ 态；离子随后可自发衰变至 $|6S_{1/2},$ [illegible] 并发射一个 493 纳米光子。光子产生尝试的重复频率 [illegible] 千赫兹。图 S1 展示了 493 纳米光子产生的时序。

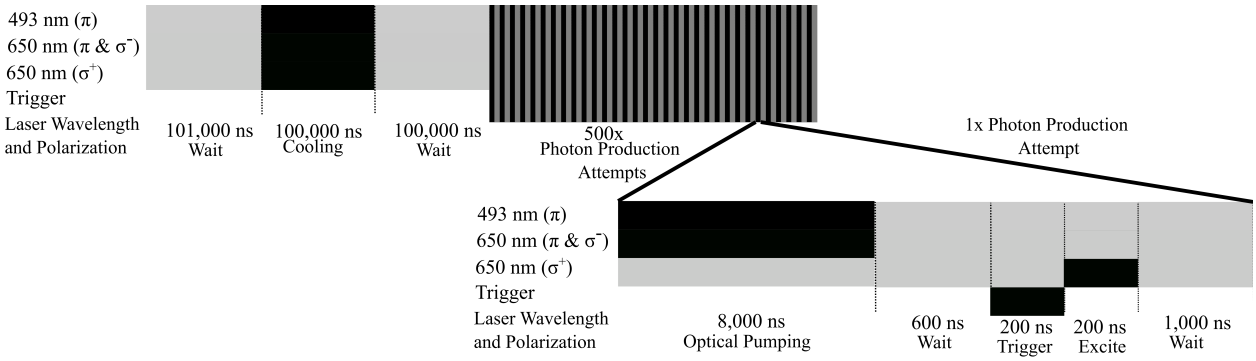


图 S1 囚禁钡离子 ($^{138}Ba^{+}$) 产生 493 纳米单光子的实验时序。

493 纳米光子的时间分辨计数

图 S2 展示了光电倍增管检测到的、未经背景扣除的时间分辨 493 纳米光子计数。与 O 波段光子计数一样，我们计算 41.6 纳秒光子探测窗口内的总计数，该窗口在图 S2 中以绿色虚线标示。图 S2 中的红色实线竖线标示噪声探测窗口。在实验过程中，我们在可见光光子窗口和噪声探测窗口中分别测得总计数 1.27×10^{6} 和 5.49×10^{4} 。493 纳米可见光光子的信号背景比为 23.1±0.1，受限于光电倍增管的背景计数（857±30 次/秒）。

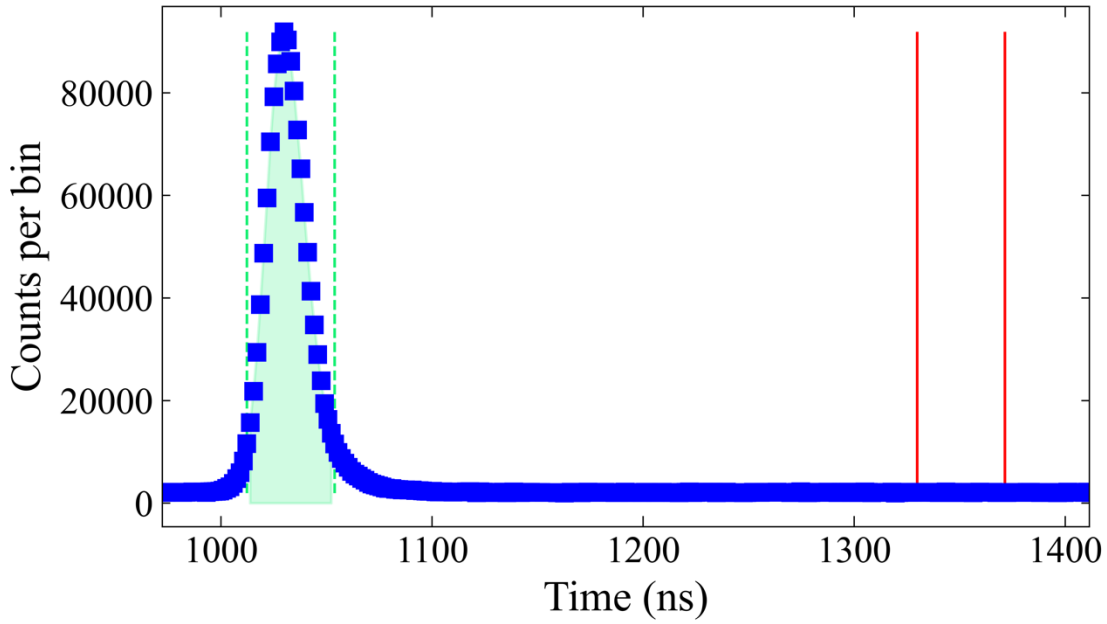


图 S2 未经背景扣除的可见光 493 纳米光子的时间分辨计数。绿色虚线和红色实线分别表示光子和噪声探测窗口。

绿色阴影区域表示可见光光子的光子面积。我们在图中绘制了带有误差棒的数据点，其精度对应于散粒噪声极限。然而，误差棒非常小，难以与数据点区分。

预期 $g^{(2)}(0)$ 的计算

为了计算预期的 $g^{(2)}(0)$,，我们首先根据以下公式计算 O 波段光子与 493 纳米光子之间未归一化的二阶关联函数（$G^{(2)}(0)$。

$$G^{(2)}(0) = \frac{C_1^S C_2^N + C_1^N C_2^S + 2\, C_1^N C_2^N}{R}$$

其中，C_1^S 和C_{1N}分别表示由超导纳米线单光子探测器探测到的扣除背景后的 O 波段光子计数和相应的噪声计数。类似地，C_2^S 和 C_2^N 分别表示由光电倍增管探测到的扣除背景后的 493 纳米光子计数和相应的噪声计数。R 表示光子产生尝试的总次数。为了求得$g^{(2)}(0)$,，我们使用以下公式：$g^{(2)}(0) = {}_{G(2)(0)}\, a$，其中我们定义归一化因子为 $a = {}_{C_{1total} C_{2total}}{}_{R}$。这里，$C_{1(2)}^{total}$ 表示在 O 波段（493 ~~纳米~~）光子窗口中探测到的计数总数，包括噪声光子。在实验中，我们测得$C_1^S = 3.92 \times 10^5$, $C_{1N} = 3.59 \times 10^3$, $C_2^S = 1.27 \times 10^6$ 和 $C_2^N = 5.49 \times 10^4$。经过 4.27 小时的实验运行，我们测得光子产生尝试总次数为 $R = 1.54 \times 10^9$。

参考文献

(1) Siverns, J. D.; Li, X.; Quraishi, Q. 囚禁 Ba+ 离子中的离子-光子纠缠与量子频率转换。应用光学 **2017**, *56* (3), B222–B230.