

Editor's suggestion

单光子源及在量子信息领域的应用

段兆晨^{1†}, 李金朋¹, 何玉明²

¹中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026;

²中国科学技术大学合肥微尺度物质科学国家实验室, 合肥 230026

收稿日期: 2018-10-08; 接收日期: 2018-10-22

【摘要】 光量子比特是量子计算和量子通信的理想候选体系之一。高效率、高品质、确定性的单光子源是实现光学量子计算和绝对安全量子通信的重要前提条件。自组装半导体量子点, 又称“人造原子”, 具有优良的单光子性和光子全同性, 是理想的单光子源。此外, 量子点可以通过外加电场, 囚禁单个原子或空穴, 作为光子-自旋比特的界面, 构建可扩展光量子网络。微柱腔耦合的量子点, 拥有很强的 Purcell 效应, 在保持单光子性和光子全同性的同时, 大大地提高了提取效率, 且具有很好的相干性, 可用于大规模量子计算。近年来, 人们在二维单原子层材料中发现了非经典的单光子发射, 使二维材料和量子光学领域得到了结合, 开辟了新的研究路线: 探索单原子层材料在量子技术的潜在应用。和传统固态单光子源系统相比, 二维材料更易于与其他光电平台结合, 可人为控制缺陷位置, 有利于推动高品质、低成本单光子源的发展, 得到了科学家的广泛关注。本报告首先从量子计算和量子通信两方面提出发展单光子源的意义, 接着介绍单光子源的性质和产生原理, 然后介绍单光子源在自组装半导体量子点和二维单原子层材料中的实现和发展, 最后从光子-自旋量子隐形传态和玻色采样实验中讨论单光子源在量子计算和量子网络方面的应用前景。

关键词: 量子点, 单光子源, 二维材料, 量子计算, 量子信息

PACS: 7460, 7490, 0290

Single-Photon Source and its Application on Quantum Information

DUAN Zhaochen^{1†}, LI Jinpeng¹, HE Yuming²

¹ Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

² Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

Received date: 2018-10-08; accepted date: 2018-10-22

【Abstract】 Photon is one of the ideal candidates for quantum computation and quantum communication. On-demand single-photon source with high efficiency and high quality is an important prerequisite for optical quantum computation and absolute secure quantum communication. Self-assembled quantum dots, also called “artificial atoms”, have excellent single photon performance and indistinguishability, are ideal single photon sources. Moreover, by applying an electric field, quantum dot can trap a single electron or hole as a spin-photon interface, which can construct scalable optical quantum networks. Quantum dot in micropillar has strong Purcell effect, which can greatly improve the extraction efficiency with single photon performance and indistinguishability maintained. It also has good coherence and can be used for large-scale quantum computation. In recent years, the discovery of non-classical single-photon emission in monolayer 2D materials have combined 2D materials with the quantum optics, which open a new line of investigation the potential of monolayer for quantum technology. Compared with traditional

[†] duanzhch@mail.ustc.edu.cn

solid-state single-photon sources, 2D materials can easily combine with other optoelectronic platforms. They can also artificially control the position of defects, which is conducive to the development of single-photon sources with high-quality and low-cost. This has received extensive attention from scientists. In this report, we firstly come up with the significance of developing single photon sources from quantum computation and quantum communication. Secondly we introduce the performances and principles of single photon sources. Then we introduce single photon sources on self-assembled quantum dots and 2D monolayer materials and their realization and development. Finally, from spin-photon quantum teleportation and boson sampling experiment, we discuss the application prospects of single photon sources in quantum computation and quantum networks.

Keywords: quantum dot, single-photon source, 2D material, quantum computation, quantum information

PACS: 7460, 7490, 0290

1 引言

随着科学技术的发展,人类对信息处理的速度要求也越来越高。传统信息技术的发展依赖于单一芯片上集成晶体管的数目的增加。Moore 曾预言单一芯片上集成晶体管的数目每 18 个月翻一番^[1],这个规律从提出至今已有 50 余年,在这个规律的支配下,传统信息技术得到了飞速的发展。然而,随着晶体管体积越来越小,小到原子尺度时,量子隧穿效应将逐渐显现,Moore 定律将不再有效。基于量子力学原理的量子信息技术,在一定程度上提供了解决方案。该技术自 20 世纪 80 年代被提出之后^[2],随着量子密钥分发^[3]、Deutsch-Jozsa 平衡函数算法^[4]、量子隐形传态^[5]、Shor 大数质因子分解算法^[6]、Grover 搜索算法^[7]等的建立,使得量子通信和量子计算在某些特定的问题上有着不可比拟的优势,量子信息得到了越来越广泛的关注。

作为量子信息最基本的单元,量子比特(qubit)的奇特性,决定了量子信息能够完成经典信息难以完成的任务。量子比特的载体在物理上有多种系统,包括光子、冷原子、离子阱、超导回路、核自旋等^[8-12]。其中,光量子比特由于其在真空或大气中有很好的相干性,可以用线性光学元件实现精确的操纵,以光速传播等优势,是量子通信和量子计算的绝佳选择。

本研究以光子作为量子信息的载体,主要围绕高品质单光子源,基于此开展小型量子计算原理的演示。本报告第一部分将从量子通信和量子计算的角度介绍发展量子点单光子源的意义,并介绍理想的单光子源应满足的条件;第二部分将介绍自组装量子点,以及如何表征其单光子源的性质;第三部分介绍另外一种形式的单光子源——二维单原子层材料;第四部分将介绍单光子源的应用:光子到自旋的量子隐形传态和玻色采样。

2 单光子源

2.1 为什么要发展单光子源?

随着 Shor 大数质因子分解算法^[6]的提出,到这个算法相继在核磁共振、光量子比特、离子阱等体系被实验验证^[13-15],传统的 RSA 密钥体系的安全性遭遇严峻的挑战。从量子力学的不确定性出发,量子密钥分发^[3]方案为我们提供了全新的绝对安全的通信方式。根据量子不可克隆定理^[16],量子密钥分发需

要传输单光子态来保证信息安全。目前,还没有完美的单光子源,所有量子密钥分发实验均是通过激光衰减到单光子级别来实现的。由于衰减的激光光子数满足 Poisson 分布,存在多光子的情形。而光在传播过程中存在损耗,窃听者可以实施冒充信道损耗的光子数分离攻击^[17,18],导致这种通信方式不安全。一种解决方案是 2005 年发展出来的诱骗态方案^[19,20],可有效地解决光子数分离攻击,将安全通信距离提高到百公里量级,且在实验和应用上取得了很大成功。而更为直接有效的方案就是使用真正的单光子源。

光量子比特不仅是量子通信的理想载体,也是量子计算较为理想的候选系统。2001 年,Knill 等人从理论上严格证明,使用单光子源和线性光学器件也可以进行有效的量子计算^[21]。随后,根据 Rausendorf 等提出的“单向量子计算机”模型^[22]发展出的“簇态量子计算”方案^[23],极大地提高了光量子计算的效率。之后,国内外很多小组利用簇态量子计算的方案,做到了多达 10 光子纠缠^[24-28],并且成功利用光量子计算机在原理上演示了 Shor 大数质因子分解算法^[14]等量子算法。以上的一系列实验都是基于参量下转换^[29]过程产生的纠缠光子对源,这种光源在少数光子纠缠方面已是非常成熟的技术。然而,它也存在一些本质缺陷:这种光源的纠缠双光子和多光子产率很低,且参量下转换过程是一个随机过程,纠缠对数目满足 Poisson 分布,会出现多纠缠对的事件。另外产生的纠缠光子对频谱很宽,这必将导致多光子符合计数率降低,从而给实际应用带来很大障碍。探索高效率、高品质的单光子源是光量子计算的迫切需求。

2.2 理想的单光子源

真正的单光子源是同一时刻有且只产生一个光子的光源。普通的热光源和激光均是由大量原子发光,从光子数分布上看,激光满足 Poisson 分布,即

$$P_n = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (1)$$

其中, P_n 表示任一时刻发生 n 光子事件的概率, μ 表示平均光子数。当 μ 接近于 0 时,双光子事件概率趋向于 $\mu^2/2$,随 μ 呈平方减小。像量子密钥分发等实验通过衰减激光,使 $\mu \ll 1$,从而降低多光子事件的概率,获得准单光子源。这种准单光子源在任一

刻探测到多光子事件的概率都不为0.理想的单光子源应在每一次外部触发下,有且只有1个光子产生,即 $P_1=1, P_{n>1}=0$.

理想的单光子源应满足以下几个条件:

(1)双光子压制:二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 是评判一个光源是否为单光子源的重要指标,其表达式为

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle^2} \quad (2)$$

表示分别在 t 时刻和 $t+\tau$ 时刻探测到1个光子的概率.对于光子数为 n 的态(Fock态),

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n} \quad (3)$$

只有当单光子态与真空态的叠加态才能保证 $g^{(2)}(0)=0$,光子呈现反聚束效应.对于相干光(激光), $g^{(2)}(0)=1$;对于热光源, $g^{(2)}(0)=2$,光子呈现聚束效应.

(2)光子全同性:只有双光子压制的单光子源还不能满足光量子计算的基本要求,光子全同性对于实现双比特或多比特量子逻辑门起着重要作用.当一个光子入射到50:50的分束器时,会分别有一半的概率透射或反射.当两个全同的光子分别从分束器两端入射时,会出现以下4种可能的结果.

由于光子在分束器上反射时,会引入 $\pi/2$ 的相位跃变,这时4种情况对应的概率幅分布如图1所示.图1的中间两项因概率幅相反而抵消,只剩下边

上两项出射结果.从宏观上看,两光子沿相同的方向出射.这种现象就是HOM干涉^[30].类原子结构中的发光偶极子往往处于复杂的晶格环境中,受晶格振动(声子)的影响,发出的荧光光子会出现退相干和能谱展宽,从而降低光子全同性.

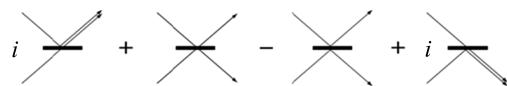


图1 双光子入射经过50:50分束器后可能产生的出射结果及概率幅

(3)效率:效率包括单光子的产生效率和收集效率.单光子的产生效率是指在单脉冲激发下,单光子源产生单光子的概率.对于理想的确定性单光子源,每一次脉冲激发,有且仅有一个光子产生.单光子源产生的光子往往沿 4π 空间角出射,只有很少一部分能被光学系统收集.实验上,将单光子源置于一定的微腔结构中,可提高单光子的收集效率.

实验上,已经在不同的原子和类原子系统中观察到了单光子发射.1977年Kimble等人利用连续激光共振激发钠原子束,首次发现光子的反聚束现象,证实了单原子共振荧光的非经典特性^[31].随后,在固体中的单个染料分子、金刚石色心、半导体量子点、二维单原子层材料等系统中获得了单光子^[32-39].表1是对一些类原子结构的单光子源作的总结,可以看出不同体系,单光子源的波长、寿命、工作温度等信息各不相同.

表1 类原子结构的单光子源类型和特点

体系	波长(nm)	寿命(ns)	工作温度(K)	特点	参考文献
原子	取决于材料	~30	激光致冷	长相干时间	[40]
离子	取决于材料	~30	激光致冷	长相干时间	
分子	可见光	1-5	室温		[41]
NV色心	640-720	20-30	室温		[42]
量子点	250-1550	0.1-10	最高到室温	取决于材料	[43]

3 自组装半导体量子点

量子点又称“人造原子”,由于其载流子受到了三个维度的束缚,形成了类似原子的分立能级结构.量子点的制备工艺十分广泛,相比于化学溶胶量子

点、二维电子气量子点,自组装半导体量子点具有优良的光学性质:亮度高,谱线窄;可通过外加电压调节量子点的带电状态;能够囚禁单个电子或空穴,通过光学方法进行超快自旋量子比特操纵;易于生长到纳米微腔中或进行后生长处理,形成可扩展的量

子器件.

3.1 自组装半导体量子点的生长

自组装半导体量子点主要通过分子束外延(MBE)技术进行生长,可以在衬底材料表面以单原子层的方式生长不同的半导体纳米材料. InAs/GaAs 量子点是实验中广泛研究的一种自组装半导体纳米结构,它在 GaAs 材料上以 Stranski-Kratanov(SK)模式形成 InAs 量子点.由于 GaAs 和 InAs 的晶格常数存在 $\sim 7\%$ 的差异, InAs 通过弹性形变来适应晶格失配.首先在 GaAs 上形成浸润层,随着浸润层的增加,应力也不断增加,如图 2(a)所示,当 InAs 生长在 GaAs 上的厚度超过 ~ 1.7 个单原子层时,应力通过在 GaAs 表面形成岛状的结构得到释放,这种岛状结构就被称为量子点.量子点在 GaAs 材料的表面随机的形成,如图 2(b)所示,这些量子点的高度在 4 nm 左右,直径在 30 nm 左右.尺寸的大小对于量子点荧光的谱线有很大的影响,量子点尺寸差别越大,发出荧光的谱线波长差别也越大.自然生长的量子点的光波长在实验室中常用的硅探测系统上探测效率很低,往往需要在生长过程中将量子点的波长蓝移,一般可通过半导体工艺中的部分岛状覆盖技术来将生长的量子点波长蓝移 100 nm 左右,从而在实验硅探测系统上得到较好的探测效率.

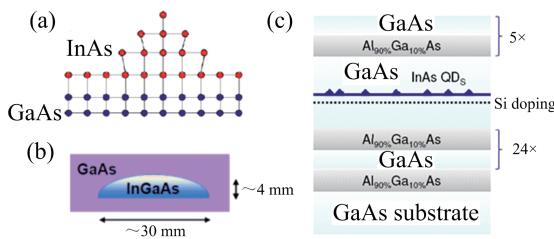


图 2 (a) InAs/GaAs 材料上的晶格失配;(b) InAs/GaAs 量子点大小;(c) DBR 结构中的量子点

量子点还可以通过 MBE 技术生长在周期性的半导体结构中,如图 2(c) 所示.这种一维的周期性结构被称为分布式布拉格反射镜(DBR),是由若干对不同材料交替生长出来的结构,相当于一个高反射率的反射镜.上下两个 DBR 形成一个微腔,量子点生长在腔中间,可有效提高量子点的发光效率和荧光收集效率.

为了产生单光子,实验上一般采用激光激发单个量子点的方式来实现.泵浦激发光通过一个高数值孔径的透镜后聚焦成一个衍射极限大小的光斑,

直径大致为 1 μm .如果量子点的密度较大,在入射光斑范围内将有多个量子点被激发,这样的光源就不是单光子源.为了实现只激发到一个量子点,可以通过梯度生长模式来实现.MBE 生长中一般包括一个衬底和一个分子束源,在喷射 InAs 分子束时,将分子束的流量控制在较小的范围内,离喷射源近的方向富集的 InAs 分子较多,形成的量子点就密;离喷射源远的方向富集的 InAs 分子较少,形成的量子点就稀.典型的梯度生长形成的量子点密度可以从 0.1 μm^{-2} 到 100 μm^{-2} .

3.2 自组装半导体量子点的能级结构

MBE 生长的量子点在生长方向上的尺寸要小于横向的尺寸,在能级结构上,自组装量子点在生长方向(z 方向)上的能级劈裂远大于横向的能量劈裂.如图 3 所示,半导体量子点中分为导带和价带,导带中基态电子的波动方程呈现 s 波对称性,电子的自旋角动量为 $1/2$, z 方向的自旋为 $\pm 1/2$;价带中基态空穴呈现 p 波对称性,空穴的角动量为 $3/2$. z 方向空穴分为重空穴和轻空穴,重空穴 z 方向的自旋为 $\pm 3/2$,轻空穴 z 方向的自旋为 $\pm 1/2$.价带中还有一个自旋轨道分裂能带,它的自旋为 $1/2$, z 方向自旋为 $\pm 1/2$.能量上价带中轻空穴和自旋轨道分裂带与重空穴相距很远,在讨论量子点激子态结构时,只考虑重空穴的影响.实验上通过光学激发量子点,处于价带中的一个电子在量子点吸收一个光子后跃迁至导带,在价带留下一个空穴.电子和空穴由于彼此的 Coulomb 相互作用而形成一个激子.

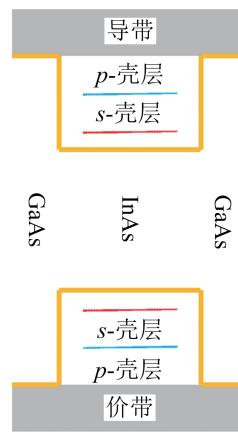


图 3 半导体量子点能级结构

在量子点被激发前,点内没有额外的带电粒子,激发产生的电子-空穴对被称为中性激子(X^0),其中的电子和空穴分别占据导带和价带的最低能级.

电子的自旋 $S_z = \pm 1/2$, 空穴的自旋 $J_z = \pm 3/2$. 光学跃迁选择定律决定了只有总角动量 $\Delta M = \pm 1$ 的跃迁在光子吸收中才会发生, 所以一般只有 ($S_z = +1/2, J_z = -3/2$), ($S_z = -1/2, J_z = +3/2$) 的激子可以吸收和发射光子, 称为明激子; ($S_z = +1/2, J_z = +3/2$), ($S_z = -1/2, J_z = -3/2$) 的激子称为暗激子. 具有高度结构对称性的量子点, 发射的荧光谱线只有明激子, 没有暗激子. 但是当对称性受外部因素破坏时(如横向磁场等), 产生明暗激子混合, 量子点发射的荧光谱线中也会出现暗激子的成分.

在量子点被激发前, 导带中本身存在一个额外的电子, 量子点被激发后, 导带中有两个电子, 价带中只有一个空穴, 这时形成的激子被称为带电激子(X^-). 在带电激子中, 导带中的两个电子处于基态, 即两个电子的总角动量为 0. 与带电激子相比, 中性激子电子与空穴间存在交换相互作用, 由于量子点生长过程的不规则性, 即使不加外部磁场也会存在能级精细结构劈裂; 带电激子中导带的两个电子总动量为 0, 不存在交换相互作用, 不加外部磁场时基态和激发态都是简并的. 同时, 中性激子(X^0)存在一个电子与一个空穴的 Coulomb 相互作用, 带电激子(X^-)存在两个电子与一个空穴的三体 Coulomb 相互作用, 能量上带电激子 X^- 的能量比中性激子小.

3.3 非共振激发量子点

光学激发技术不仅可以研究量子点的能级结构, 也是获得单光子的常用手段之一. InAs/GaAs 量子点中, InAs 量子点材料生长在 GaAs 材料之间. 由于 GaAs 的禁带比 InAs 的禁带宽, 在 InAs 中形成一个三维势阱. 产生单光子的最直接方法可以通

过 GaAs 能带上激发产生电子空穴对, 形成的载流子弛豫到量子点最低激发态后发出单光子荧光(带上激发); 或是通过激发量子点内电子到 p -壳层, 再弛豫到最低激发态后发出单光子荧光(p -壳层激发). 以上的激发方式为非共振激发. 非共振激发因为发光波长与出射光波长不同, 可以很容易地通过频谱滤波的方式消除激发光背景, 得到纯净的单光子.

3.3.1 带上激发

带上激发是量子点中最广泛采用的研究技术^[35]. 如图 4(a) 所示, 激发光的光子能量大于量子点周围 GaAs 的禁带宽度, 导带与价带之间形成的电子-空穴对经过自发弛豫过程, 一部分电子和空穴被浸润层捕获后, 经过几十皮秒的声子辅助弛豫过程到达量子点的最低激发态, 形成激子. 当量子点捕获一个电子和一个空穴, 由于电子空穴间的 Coulomb 相互作用形成中性激子 X^0 ; 当量子点捕获两个电子和一个空穴时, 形成的就是带电激子 X^- . 同样的过程也可以出现两个空穴和一个电子 X^+ 、两个电子和两个空穴 XX (双激子)等. 不同激子由于 Coulomb 相互作用不一样, 发射出的荧光光子能量也不一样. 这种 Coulomb 重整化的过程可以通过频谱分析分辨出量子点的不同激子态, 如图 4(c) 所示, 带上激发产生的荧光包含了多种激子的成分. 由于带上激发从产生电子-空穴对到弛豫到量子点形成激子的时间, 小于量子点荧光的辐射寿命, 量子点对应于每次激发, 有且只会产生一个荧光光子. 实验上一般通过图 4(b) 所示的 HBT 干涉仪^[44] 来测量光子的二阶关联函数, 图 4(c) 框图是实验测得的量子点带上激发荧光光谱的二阶关联函数, 其中 $g^{(2)}(0) < 0.5$, 单光子性得到很好的证实.

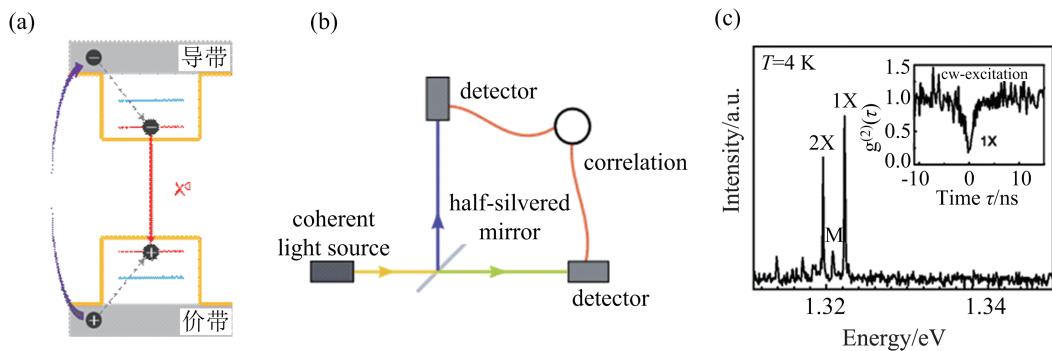


图 4 (a) 带上激发量子点能级;(b) 用于检验单光子性的 HBT 干涉仪;(c) 带上激发荧光光谱和二阶关联函数, 引自文献[35]

带上激发采用非辐射弛豫的方式在量子点内产生电子-空穴对,声子辅助捕获载流子的时间相对于量子点荧光辐射寿命来说不是特别短,使得量子点荧光光子的相干时间大大缩短.加上从高能态到量子点的最低激发态,即弛豫到 s -壳层的非辐射过程带来的不可控的荧光出射时间晃动,导致出射光子的不可分辨性降低.

3.3.2 p -壳层激发

带上激发中,较低功率激发情况下,量子点激子的激发态一般位于第一激发态 s -壳层上.当激发功率特别大时,也会产生第二激发态 p -壳层的激子.由于在带上激发产生激子的过程中,量子点捕获载流子的时间较长,引起的退相干导致量子点辐射出荧光的光子全同性很低,所以实验上可以通过直接激发 p -壳层减少这种弛豫对荧光光子全同性的影响^[45],如图 5(a) 所示.相比量子点带上激发方式, p -壳层在量子点内直接产生激子,吸收截面小,且 p -壳层的能量比 s -壳层的能量高,更不易被激发,所以需要的激发光强比较强;相比带上激发荧光光谱的多激子复杂性, p -壳层激发产生的荧光光谱要干净很多,如图 5(b) 所示. p -壳层激发是在量子点的 p -壳层中注入一对电子和空穴后,它们快速弛豫到 s -壳层后复合发出单光子. p -壳层弛豫到 s -壳层的速度非常快,相比带上激发引起的退相干要小,因此 p -壳层激发产生的量子点单光子品质和不可分辨性都大大的提高.

2000 年,美国加州大学 Imamoglu 小组首次在 GaAs 单量子点上观察到了具有单光子统计性质的荧光发射^[35]; 2002 年,山本喜久 (Yoshihisa Yamamoto) 小组首次在柱型微腔结构的量子点中实现了 p -壳层激发量子点^[45]; 2006 年,英国剑桥大

学 Shields 小组利用双激子(XX)跃迁产生纠缠光子对^[46].尽管这些实验表明量子点单光子源应用在量子计算的可行性,单光子的全同性却只达到了 70% 左右.

3.4 共振激发量子点

为了消除 p -壳层激发中弛豫时间的影响,在量子点内 s -壳层直接共振激发产生激子被认为是最理想的激发方式.共振激发时,激子不需要从高激发态弛豫到第一激发态,不存在非辐射弛豫引起的时间晃动,量子点荧光的单光子性和不可分辨性都得到很大的提高.

和原子类似,在共振或近共振激发的条件下,量子点可以看成是一个两能级系统.假设两能级系统的高能级和低能级分别为 $|a\rangle$ 、 $|b\rangle$,对应的能量分别为 $\hbar\omega_a$ 、 $\hbar\omega_b$.当与近共振的单色激光光场相互作用时,系统的哈密顿量可写为

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H' = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| \\ &\quad + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| - \mathbf{e}\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} \\ H' &= -\mathbf{e}\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = -(\mathcal{P}|a\rangle\langle b| + \mathcal{P}^*|b\rangle\langle a|)E \end{aligned} \quad (4)$$

在电偶极近似的情况下,电场可表示为

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} \cos \nu t \quad (5)$$

其中 ν 是单色激光的频率.这里令

$$\Omega = \frac{|\mathcal{P}| \mathcal{E}}{\hbar} \quad (6)$$

两能级前面系数 C_a, C_b 的变化率

$$\dot{C}_a = -i\omega_a C_a + i\Omega C_b \cos \nu t \quad (7)$$

$$\dot{C}_b = -i\omega_b C_b + i\Omega C_a \cos \nu t \quad (8)$$

在旋转波标架下

$$c_a = C_a e^{i\omega_a t} \quad (9)$$

$$c_b = C_b e^{i\omega_b t} \quad (10)$$

忽略高频项,方程变为

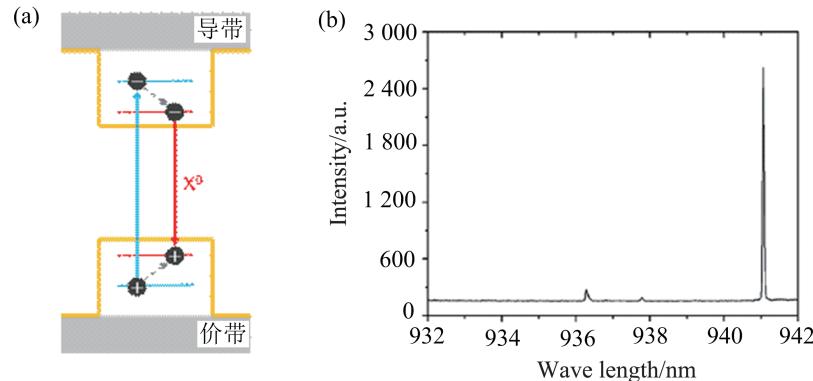


图 5 (a) p -壳层激发量子点能级;(b) p -壳层激发荧光光谱

$$\dot{C}_a = \frac{i\Omega}{2} c_b e^{i\Delta t} \quad (11)$$

$$\dot{C}_b = \frac{i\Omega}{2} c_a e^{-i\Delta t} \quad (12)$$

其中 Δ 为光(ν)与两能级间隔(ω_0)的失谐量. 这时候方程的解

$$c_a(t) = (a_1 e^{i\Omega_0 t/2} + a_2 e^{-i\Omega_0 t/2}) e^{i\Delta t/2} \quad (13)$$

$$c_b(t) = (b_1 e^{i\Omega_0 t/2} + b_2 e^{-i\Omega_0 t/2}) e^{-i\Delta t/2} \quad (14)$$

其中

$$\Omega_0 = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} \quad (15)$$

称为 Rabi 频率^[47].

由于共振激发中, 激发光的频率与发射荧光的频率一样, 如何将荧光光子从背景光中区分开来一直是很重要的问题, 接下来主要介绍目前实验上在自组装量子点中两种产生共振荧光的方法: 连续光产生共振荧光和脉冲光产生共振荧光.

3.4.1 脉冲共振激发——Rabi 振荡

前面介绍了光与二能级系统相互作用. 这里用密度矩阵 ρ 表示二能级系统布居数的变化, 考虑到衰减项, 有

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} &= \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \Gamma \rho_{aa} \\ \dot{\rho}_{ab} &= -\frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{aa} - \rho_{bb}) - (\Gamma + i\Delta) \rho_{ab} \\ \dot{\rho}_{ba} &= \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{aa} - \rho_{bb}) - (\Gamma - i\Delta) \rho_{ba} \\ \dot{\rho}_{bb} &= -\frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{ab} - \rho_{ba}) + \Gamma \rho_{aa} \end{aligned} \quad (16)$$

其中, Γ 为二能级系统从激发态到基态的辐射速率. 通过解上述方程, 可得到激发态的稳定解

$$\begin{aligned} \rho_{aa} &= \frac{\Omega_0^2/2}{\Omega_0^2 + \Gamma^2/2} \left[1 - (\cos \Omega' t \right. \\ &\quad \left. + \frac{3\Gamma}{4\Omega'} \sin \Omega' t) \exp(-\frac{3\Gamma t}{4}) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

其中,

$$\Omega' = \sqrt{\Omega_0^2 - \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (18)$$

可以发现, 随着外部激发光场脉冲面积 $\Omega' t$ 的变化, 激发态的布居数呈现 Rabi 振荡的特性. 当激发光场脉冲时间一定, 脉冲面积将随着激发光场功率单调变化, 实验上通过调节观察荧光强度随脉冲激光强度的变化来证实 Rabi 振荡. 图 6 表示了不同衰减情形下 Rabi 振荡的曲线. 在不考虑衰减时, Rabi 振荡随脉冲面积呈正弦变化. 振荡的第一个峰值表示外部的脉冲

面积刚好将原子 100% 激发到上能级, 此时的脉冲功率称为 π 脉冲功率; 之后的振荡的谷底意味着脉冲面积激发原子后, 原子的布居数又回到了基态, 此时的功率称为 2π 功率, 以此类推. 从量子点系统来看, 当 π 脉冲的激光将量子点从基态 100% 激发到激发态, 即确定性的产生一个激子, 由此产生的激子自发辐射出的荧光也就是确定性的单光子源.

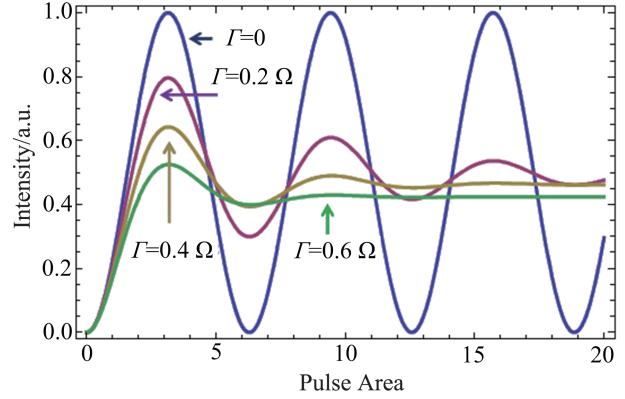


图 6 不同衰减情形下的 Rabi 振荡

3.4.2 连续共振激发——Mollow 三重态

当一个两能级系统和近共振的单色激光光场相互作用时, 如果 Rabi 频率 Ω 远大于两能级中光子的自发辐射速率 Γ , 共振产生的荧光光谱会出现三个峰, 从频谱上看中间峰的频率与激发光相同, 左右两边峰与中间峰的频谱间距相同, 其宽度为有效 Rabi 频率, 这就是著名的 Mollow 三重态^[48].

我们定义算符

$$\sigma = |b\rangle\langle a| \quad (19)$$

于是有

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle &= \text{tr}(\sigma \rho) = \text{tr}(\langle a | \rho | b \rangle) = \rho_{ab} \\ \langle \sigma^\dagger \rangle &= \rho_{ba}, \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle = \rho_{aa}, \langle \sigma \sigma^\dagger \rangle = \rho_{bb} \end{aligned} \quad (20)$$

将密度矩阵各元素代入后, 得到

$$\begin{aligned} \langle \sigma^\dagger(0)\sigma(\tau) \rangle &= \frac{1}{4} \exp(-\frac{\Gamma\tau}{2}) + \frac{1}{8} \exp(-\frac{3\Gamma\tau}{4}) \exp(i\Omega'\tau) \\ &\quad + \frac{1}{8} \exp(-\frac{3\Gamma\tau}{4}) \exp(-i\Omega'\tau) \end{aligned} \quad (21)$$

在 Rabi 振荡的基础上, 光谱函数为

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i(\omega - \omega_0)\tau} \langle \sigma^\dagger(t)\sigma(t + \tau) \rangle$$

结合上式, 得到

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \frac{I_0}{8\pi} \left[\frac{8\pi \Gamma^2}{\Gamma^2 + 2\Omega'^2} \delta(\omega - \omega_0) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3\Gamma/4}{(\omega - \omega_0 - \Omega')^2 + (3\Gamma/4)^2} \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{3\Gamma/4}{(\omega - \omega_0 + \Omega')^2 + (3\Gamma/4)^2} \Big]$$

从上面公式中可以看到,当 $\Omega \gg \Gamma$ 时,光谱出现三个峰.三个峰的宽度之比为 3:2:3,高度之比为 1:3:1,面积之比为 1:2:1,如图 7(a)表示.Mollow 三重态也可以用缀饰态能级表示,当二能级系统与单色光场相互作用时,系统的哈密顿量用全量子化二能级原子和光相互作用表象表示为^[49]

$$H = \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z + \hbar \nu a^\dagger a + \hbar g (\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger) \quad (22)$$

系统的本征态为

$$\begin{aligned} |1,N\rangle &= \sin\theta |b,n+1\rangle + \cos\theta |b,n+1\rangle \\ |2,N\rangle &= \cos\theta |b,n+1\rangle + \sin\theta |b,n+1\rangle \end{aligned} \quad (23)$$

考虑到上述能级跃迁,如图 7(b)所示,共有三种不同的能量,彼此之间能量间隔为 $\hbar\Omega$,强度之比为 1:2:1.

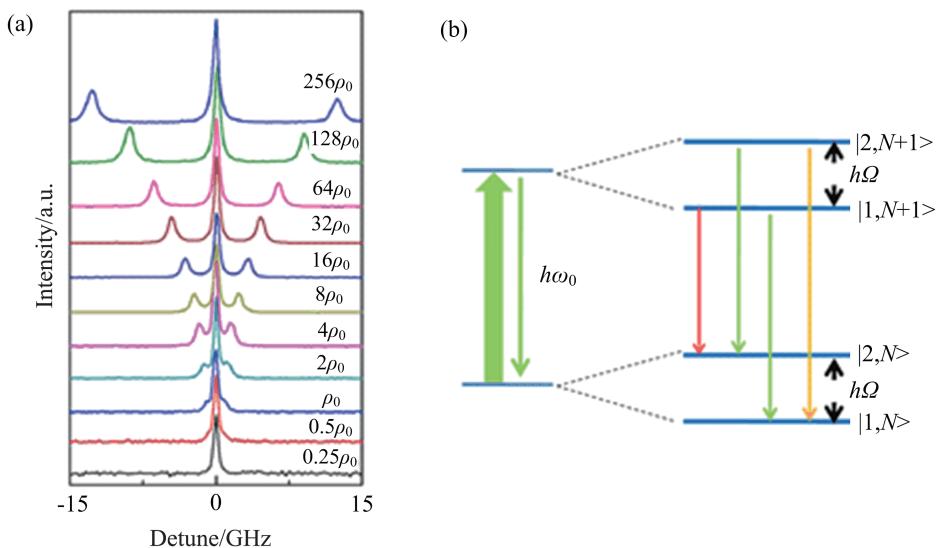


图 7 (a) 不同功率下的 Mollow 三重态光谱;(b) 光与原子相互作用缀饰态能级表示

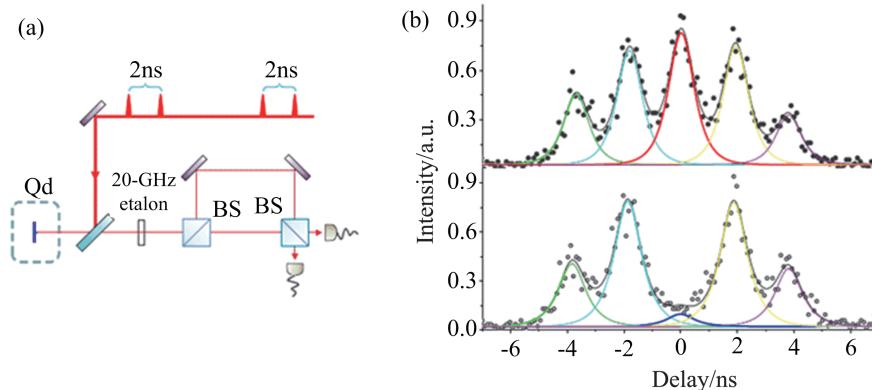


图 8 (a) HOM 干涉实验装置;(b) 极化正交和极化平行时的双光子符合计数

3.5 HOM 干涉

由 2.2 小节得知,在实验上,通过测量由单量子点发出的两个光子的 HOM 干涉对比度,来判断光子全同性.实验装置如图 8(a)所示:用于激发量子点的激光脉冲经延时光路后分成间隔为 2 ns 的脉冲对,激发出的量子点荧光经相同的延时光路后在最后的分束器处发生双光子干涉,并在最后测量双光子符合计数.该装置会在 $-4, -2, 0, +2, +4$ ns 处测到 5 个峰,对于理想的单光子,当两光子极化正交时,这 5 个峰的符合计数之比为 1:2:2:2:1;极化平行时,符合计数之比为 1:2:0:2:1.图 8(b)上、下两图分别是实验上测得极化垂直和极化平行的结果^[50],和理论值基本吻合.我们看到当极化平行时,中间的 0 延时峰降得很低.通过比较二者中间峰的计数,就得到了 HOM 干涉的双光子对比度.

3.6 低温实验装置

为了克服量子点系统中声子和周围环境退相干的影响,保持足够长的相干时间,实验需要在稳定的低温环境中进行.图 9 所示的是由德国 attocube 公司生产的 attoDRY 系列的无液氦低温系统,可以为量子点样品提供~4 K 的低温环境.该装置同传统的低温系统相比,无需消耗昂贵的液氦,避免了由于液氦流动导致的平台振动,也能够长时间维持低温,这对于大规模量子计算来说是非常有利的.

无液氦低温系统包括无液氦低温恒温器、共聚焦显微镜和三维纳米平移台组成.如图 9(a)所示的低温恒温器由外腔和冷头组成,冷头底部装有超导线圈用于产生磁场,冷头中部是用于放置样品筒的内腔,样品、平移台均放置在样品筒内.使用时需要预先将内、外两腔分别抽真空到 10^{-4} mbar 和 10^{-5} mbar.冷头选用的脉管制冷机原理与冰箱、空调的制冷原理类似,由两根氦气管与压缩机相连,冷头的热量通过氦气循环带到压缩机,再进一步通过水冷机将压缩机中的热量置换出来.冷头与超导线圈相连,在温度降下来的同时,超导线圈将一直保持超导状态.样品筒内有三维纳米平移台,平移台顶部是样品托,用来放置量子点样品.样品筒的顶端通过窗镜与共聚焦显微镜相连,整个结构如图 9(b)所示.工作时,样品筒也需要预先抽真空到 10^{-4} mbar,然后充入 50 mbar 氦气作为热交换气体,待内腔温度降至 4 K 之后,充入少量氦气的同时将样品筒插入内腔中.样品筒中稀薄的氦气防止在 4 K 时凝结成液氦,内腔中充入氦气防止放置样品筒时有空气混入.三维纳米平移台可以在低温下在 XYZ 三个维度以

纳米的精度移动,在平移台上上方是高数值孔径的物镜,用于将准直的激光聚焦到样品上,或将量子点发出的荧光准直,然后与样品筒外面的共聚焦显微镜连接.

3.7 高效率、高品质量子点单光子源

利用脉冲共振荧光技术,实验上已经将光子全同性由非共振激发的 70% 左右提高到了 97%^[50].又进一步地利用基于频率啁啾脉冲的绝热快速通道技术,将光子全同性提高到了 99.5% 以上^[51].由于量子点位于高折射率的 GaAs 材料中,量子点发出的荧光大部分在 GaAs 与真空低折射率界面全反射,只有很少的光子能逃出 GaAs 材料.逃出的光子又是沿 2π 立体角方向传播,实际被收集到的荧光只有 6% 左右.要想提高单光子被收集的效率,一种办法是将量子点置于纳米微腔结构中.

当一个原子(二能级系统)置于共振的腔中,其自发辐射效率会得到增强,这种增强的效应称为 Purcell 效应^[52].由 Fermi 黄金规则

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\langle a | H' | b \rangle|^2 \rho \quad (24)$$

自发辐射速率与两能级之间的辐射几率和末态密度矩阵相关.对于自由空间中的二能级系统

$$|\langle a | H' | b \rangle|^2 = \frac{|\mathcal{P}|^2 \hbar \omega}{6\epsilon V_{\text{vac}}}, \rho = \frac{\omega^2 V_{\text{vac}}}{\pi^2 c^3} \quad (25)$$

其中 V_{vac} 是自由空间的模式体积;对于模式体积为 V_{cav} 的腔中的二能级系统

$$|\langle a | H' | b \rangle|^2 = \frac{|\mathcal{P}|^2 \hbar \omega}{6\epsilon V_{\text{cav}}}, \rho = \frac{2Q}{\pi\omega} \quad (26)$$

其中 Q 为腔的品质因子.代入到 Fermi 黄金规则中,得到 Purcell 因子

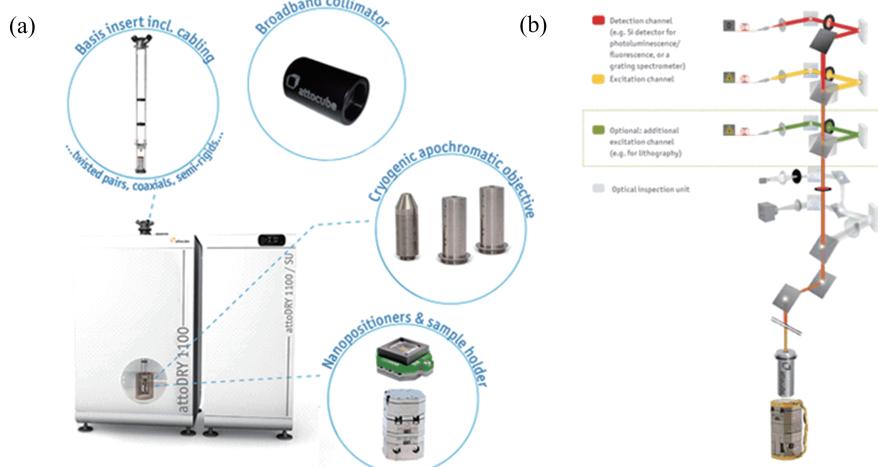


图 9 (a) 无液氦低温恒温器;(b) 三维纳米平移台和共聚焦显微镜系统

$$F_P = \frac{\Gamma_{\text{cav}}}{\Gamma_{\text{vac}}} = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V} \quad (27)$$

可以看出对于高品质因子和小模式体积的腔,自发辐射速率会显著增强.

2015年,中国科学技术大学潘建伟、陆朝阳小组,在微柱腔耦合的量子点中,观察到了 Purcell 增强效应,实现了收集效率的大幅提高^[53].微柱腔结构的量子点如图 10(a)所示,量子点置于中间 GaAs 腔中,GaAs 腔与上下两组 DBR 形成三明治结构.该量子点可通过调节温度来改变量子点与腔的中心波长,由于二者随温度变化率不同,调节到合适的温度可以使量子点与腔共振,如图 10(b)所示.根据前面的分析,Purcell 因子也等同于远失谐与共振时量子点自发辐射寿命之比,如图 10(c)所示,根据自发辐射寿命的测量结果,得到 Purcell 因子为 6.3.基于微柱腔的 Purcell 增强效应,实验上获得了提取效率 66%、单光子纯度 99.1%、光子全同性 98.5% 的“三项全能”的确定性量子点单光子源,在重复频率 76 MHz 的脉冲激光激发下,最终在雪崩光电二极管上探测到 3.6 MHz 的单光子计数率.

4 二维单原子层材料上的单光子发射

近些年来,二维单原子层材料由于其特殊的电学、光学性质,已成为非常有前途的研究方向.过渡金属硫化物(TMDC)是一种拥有石墨烯结构的二维

材料,这类二维材料拥有六方晶格结构,如图 11(a),在六方 Brillouin 区的顶点处,也就是图 11(b)的 K 和 -K 处,存在两种能量简并的“谷”.谷内电子波函数是二分量形式,类似电子自旋,称为谷赝自旋.对二维材料的电子自旋、谷赝自旋的研究将会带来新奇的光学和电学现象^[54].

当单层的二维材料上存在缺陷时,缺陷可以俘获载流子形成局域激子,这些缺陷可以通过机械剥离、化学气相沉积等方式来产生,由此形成的局域激子在光致激发下可以产生可见光波段的单光子.2015 年,国际上有 4 个小组均在二维单原子层材料 WSe₂ 中发现了非经典单光子发射^[36-39].从光谱上看,如图 12(a),缺陷的光谱的宽度要比单层谷激子的光谱的宽度窄 2 个数量级($\sim 100 \mu\text{eV}$);从二阶关联函数上看,如图 12(b),缺陷辐射的荧光呈反聚束现象, $g^{(2)}(0) \approx 0.14 < 0.5$,具有非经典的单光子性;缺陷还具有较长的自发辐射寿命($\sim 2 \text{ ns}$).通过施加与原子层表面垂直的磁场,可以进行磁光性质测量,发现二维材料缺陷具有非常大的 g 因子,高达 8.7,远大于单原子层谷激子和 InAs 量子点.同其他形式的单光子源相比,基于单原子层的单光子器件不仅利于光子的读取和控制,并且可方便地制备和实现与其他的光电器件平台结合,例如微纳结构谐振腔,实现高效光量子信息处理线路.

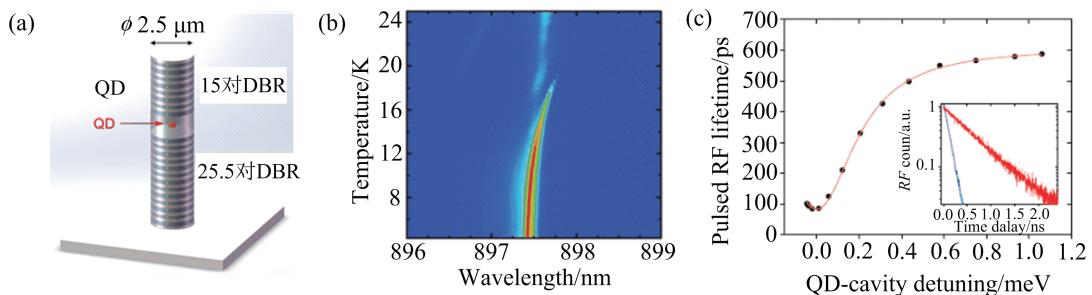


图 10 (a) 微柱腔结构量子点;(b) 调节温度使量子点波长与腔共振;(c) Purcell 效应

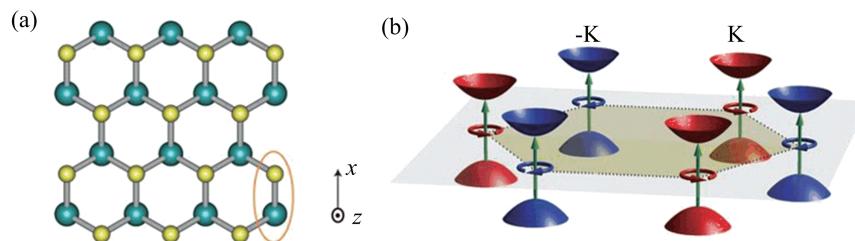


图 11 (a) 二维材料六方晶格结构;(b) 二维材料的“谷”

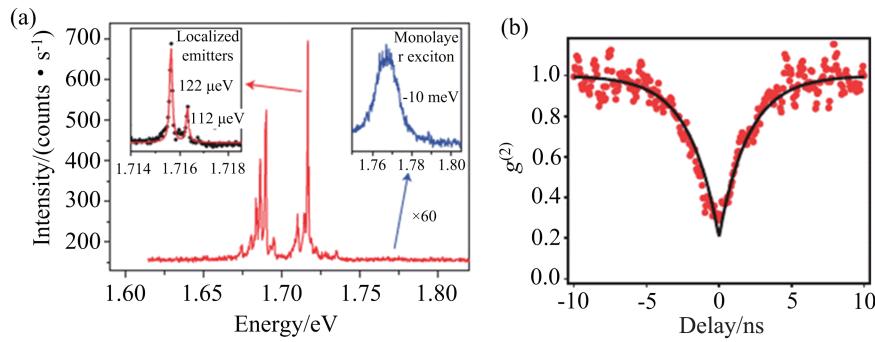


图 12 二维单原子层材料缺陷的(a)光谱性质和(b)二阶关联函数

二维材料上的非经典单光子发射的发现,连接了量子光学和二维材料两个领域,打开了一条通往新型光量子器件的道路.与传统的固态体系相比,二维材料的单光子器件可以带来潜在优势.此类单光子源的发现,也开辟了一条新的研究路线:探索半导体单原子层在量子技术方面的潜在应用^[55].由于单光子源在二维材料表面,光子不会由高折射率介质到低折射率介质,可提高提取效率.此外,二维材料更加容易集成,可人为控制缺陷的位置,这或许可推动高品质、低成本单光子源的发展.

5 单光子源实验演示

5.1 光子-自旋隐形传态

如想构建量子网络,需要将量子比特编码到不同的体系上,且体系之间能够相互转换.自组装量子点不仅可以作为高品质单光子源,对点内电子自旋和核自旋的研究也成为了量子信息领域研究热点之

一.由于点内存在光与原子的相互作用,这为飞行的光子比特与定态的自旋比特之间的转换提供了良好的平台,我们可以通过在光子与电子之间的量子隐形传态,来搭建大规模的量子网络.实验上,人们已经在量子点上实现了自旋的初态制备、超快相干操纵、长相干时间、单次读出和自旋-光子纠缠^[56-61],这些成果为光子-自旋隐形传态^[62]奠定了基础.

在图 13 所示的实验中,Bob 需要将光子的偏振态传递到 5 m 之外 Alice 的自旋态上.Alice 拥有带负电的量子点,将其置于 Voigt 磁场(磁场方向垂直于观测方向)中便形成如图 13(a)框图中所示的能级.首先 Alice 要将量子点用 10 ns 泵浦光初始化到基态 $| \downarrow \downarrow \rangle$ 上,接着用 400 ps 的 π 脉冲将量子点激发激发态 $| \downarrow \uparrow \downarrow \downarrow \rangle$ 上.被激发的量子点在自发辐射时会走图 13(a)框图中两条虚线所示的通道,这时总的量子态可写为

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow \downarrow\rangle|V; \text{red}\rangle - i|\uparrow \uparrow\rangle|H; \text{blue}\rangle) \quad (28)$$

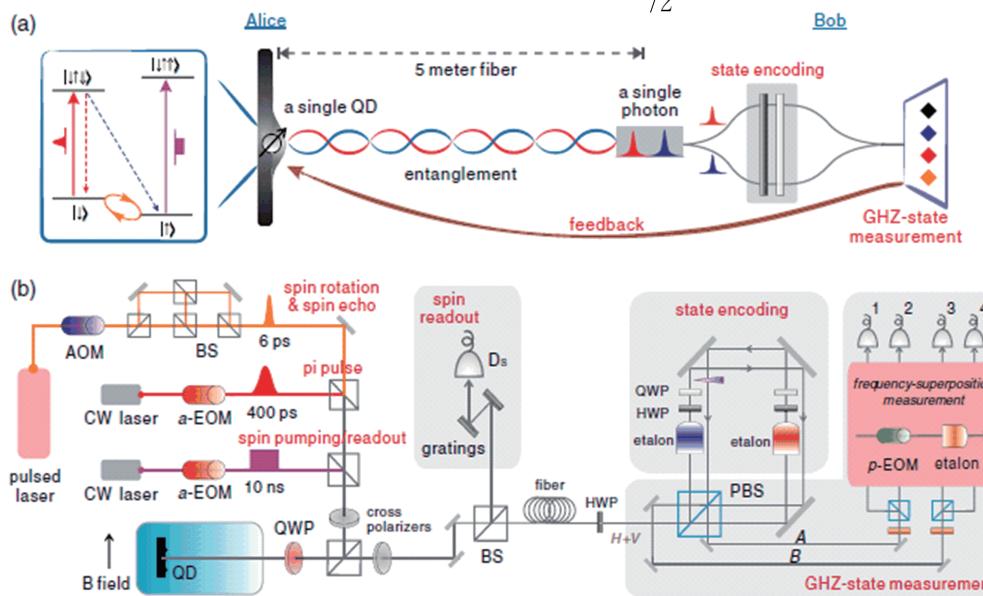


图 13 (a) 光子-自旋量子隐形传态实验原理图;(b) 实验装置图

随后经过 $(|H\rangle - i|V\rangle)/\sqrt{2}$ 的极化片滤除背景激光, 得到量子态

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle|\text{red}\rangle - |\uparrow\rangle|\text{blue}\rangle) \quad (29)$$

实现了自旋与光子频率的纠缠. Alice 将频率编码的光子传递给 Bob, Bob 将光子利用 Sagnac 环来编码需要传递的量子比特, 如图 13 (b) state encoding 部分所示. 此时, 总量子态为

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle) \otimes (|\downarrow\rangle|\text{red};T\rangle - |\uparrow\rangle|\text{blue};R\rangle) \right] \quad (30)$$

光子被编码到了极化、频率、路径 3 个自由度上. 接下来, 要对这 3 个自由度作 Bell 态测量, 将光子投影到如下的基矢中

$$\begin{aligned} |\xi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|\text{red};T\rangle \pm |V\rangle|\text{blue};R\rangle) \\ |\chi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|\text{blue};R\rangle \pm |V\rangle|\text{red};T\rangle) \end{aligned} \quad (31)$$

当 Sagnac 环中的光子在 PBS 上复合时, $|\xi^\pm\rangle$ 走 A 路径, $|\chi^\pm\rangle$ 走 B 路径, 以上的基矢可改写为

$$\begin{aligned} |A^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|\text{red}\rangle \pm |V\rangle|\text{blue}\rangle) \\ |B^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|\text{blue}\rangle \pm |V\rangle|\text{red}\rangle) \end{aligned} \quad (32)$$

这时, 总量子态就是这 4 个 Bell 态的叠加态

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle) \otimes (|A^+\rangle\sigma_z + |A^-\rangle - i|B^+\rangle\sigma_y - |B^-\rangle\sigma_x) \quad (33)$$

测量之后通过对应的幺正变换就可以将 Bob 处光子的极化态传递到 Alice 的自旋态上. 要实现 Bell 态测量, 除了区分 A 与 B 的路径信息外, 还需要区分正负号. 进一步有

$$\begin{aligned} |X^+\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[(|H\rangle + |V\rangle)(|\text{red}\rangle + |\text{blue}\rangle) \right. \\ &\quad \left. \pm (|H\rangle - |V\rangle)(|\text{red}\rangle - |\text{blue}\rangle) \right] \\ |X^-\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[(|H\rangle - |V\rangle)(|\text{red}\rangle + |\text{blue}\rangle) \right. \\ &\quad \left. \pm (|H\rangle + |V\rangle)(|\text{red}\rangle - |\text{blue}\rangle) \right] \end{aligned} \quad (34)$$

其中 X 为 A 或 B, 通过测量极化叠加态和频率叠

加态来就可以区分 4 个 Bell 态了. 测量 Bell 态之后, 不同结果对应的幺正变换为

$$\begin{aligned} U(|A^+\rangle) &= \sigma_z, U(|A^-\rangle) = I, \\ U(|B^+\rangle) &= \sigma_y, U(|B^-\rangle) = \sigma_x \end{aligned} \quad (35)$$

该实验实现了距离为 5 m, 保真度为 78.5% 的光子到自旋的量子隐形传态, 从而为实现更广域的量子信息处理提供可能.

5.2 玻色采样

2011 年, MIT 的两位科学家 Aaronson 和 Arkhipov(AA)提出了对于光量子计算更为简化的计算方案——玻色采样^[63]量子计算. 对经典计算机而言, 该方案首先需要计算 N 阶矩阵的积和式, 其计算复杂度为 $N^2 \times 2^N$. 对光量子计算来说, 该方案是将 n 光子输入到 m 模式 ($n \ll m$) 的干涉仪中, 然后统计出所有可能的输出分布, 极大地简化了计算难度. 2018 年, 国防科大团队尝试用世界排名靠前的超级计算机——天河二号来模拟玻色采样问题, 得到其模拟 50 光子玻色采样需要约 100 分钟^[64]. 如果能够操纵超过 50 个光子, 且采样时间不长的情况下, 在解决玻色采样上问题的能力将超越目前世界上最快的超级计算机, 从而实现“量子霸权”. 基于 AA 的理论, 利用参量下转换产生的纠缠光源, 澳大利亚 White、英国 Walmsley、奥地利 Walther、意大利 Sciarrino 等小组分别演示了一系列 3 光子的玻色采样实验^[65-68]. 以上一系列实验都是基于参量下转换产生的概率性光子对, 严重地限制了其扩展性. 在基于确定性单光子源方面, 2016 年, 澳大利亚 White 小组利用 p-壳层激发, 结合被动光开关, 实现了比参量下转换光源快接近 2 倍的 3 光子玻色采样速率^[69]. 随后, 潘建伟小组利用 s-壳层激发, 利用时间编码方案, 实现了多达 4 光子的玻色采样, 其速率较之前基于参量下转换光源的实验快 100 多倍^[70].

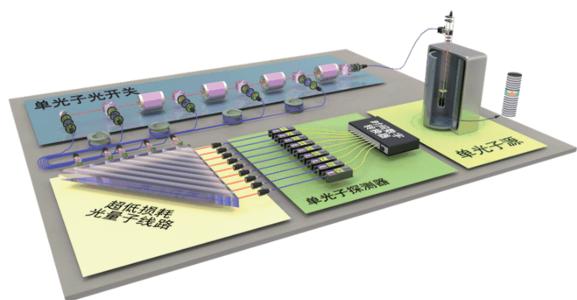


图 14 5 光子玻色采样装置图

更大的进展在后续 5 光子玻色采样上.利用高效率、高品质的量子点单光子源,结合高效率的光干涉模块,实验上实现了 5 光子玻色采样^[71](装置图见图 14).其 3、4、5 光子采样率分别为 4.96 kHz、151 Hz、4 Hz.运算速度比此前国际同类实验快 24000 倍,也比世界上第一台电子管计算机 ENIAC 和第一台晶体管计算机 TRADIC 要快(具体数据参见表 2、表 3),是世界首台超越早期经典计算机的光量子玻色采样原型机.

在标准的玻色采样模型下, n 光子经过 m 模式干涉仪 ($n \ll m$), 然后探测所有可能的光子数分布.在这种模型下,如果系统效率为 p , 最终采样率将正比于

$$\eta \propto p^n \quad (36)$$

对于并不完美的光量子系统来说,标准玻色采样模型严重限制了实验的扩展性.2016 年, Aaronson 和 Brod 提出在允许 k 光子损失的前提下,输入 $n+k$ 光子,计算复杂度与标准模型下 n 光子玻色采样的相当^[72],此时的采样率为

$$\eta \propto C_{n+k}^k p^n \quad (37)$$

较标准玻色采样模型有了很大提高.2018 年,潘建伟小组实现了这种可容忍光子损失的玻色采样实验^[73],在允许 2 光子损失的前提下,3、4、5 光子采样率分别为 187 kHz、13.6 kHz、0.78 kHz,和标准玻色采样模型相比,提高了 9.4 倍、13.9 倍、18 倍,极大地提高了玻色采样速率,是玻色采样可扩展到较大规模.

表 2 玻色采样实验总结

参考文献	光源	光子数	模式数	采样率
[65]	参量下转换	3	6	0.185 Hz
[66]	参量下转换	3	6	0.003 Hz
[67]	参量下转换	3	5	0.07 Hz
[68]	参量下转换	3	5	N/A
[69]	量子点	3	6	0.21 Hz
[70]	量子点	3	6	18.8 Hz
		4	8	0.2 Hz
		3		4960 Hz
[71]	量子点	4	9	150 Hz
		5		4 Hz

表 3 计算矩阵积和式耗时

计算机	矩阵维度		
	3×3	4×4	5×5
ENIAC	44 ms	140 ms	383.3 ms
TRADIC	4.6 ms	14.6 ms	40.1 ms
光量子计算原型机	0.2 ms	6.6 ms	248.8 ms

6 总 结

确定性单光子源是同一时刻有且只产生一个光子的新型量子光源.与传统的量子光源不同,这种新型量子光源以其优良的单光子性,能够极大地提高量子通信的安全性和量子计算的运算能力.随着量子信息技术的发展,高效率、高品质、确定性单光子源必将在量子信息领域得到广泛应用

利用分子束外延技术生长的自组装量子点具有类似原子的能级结构,结合脉冲共振激发技术,能够产生被认为是目前最高品质的单光子.基于微柱腔结构的量子点,拥有很强的 Purcell 效应,能够极大地提高单光子发射速率,且保持很好的单光子性和光子全同性,是目前综合性能最优的单光子源.且这种量子点能够产生接近 Fourier 变换极限的单光子,相干性可以维持 15 μs 以上,是大规模量子计算的优良候选系统.

2015 年,在二维单原子层材料上发现非经典的单光子发射,将二维材料和量子光学这两个看似毫不相干的领域紧紧地联系到了一起.相比于传统的量子点单光子源,由于二维材料更容易与其他光电器件结合,且可以人为控制单光子源的制备,在量子信息领域的应用具有更大的前景.

玻色采样量子计算是在光量子计算领域一种“简化”了的可超越经典计算机的计算方案.而要实现“量子霸权”,需要操纵数十个光子,根据符合计数率随系统效率指数下降的规律,这要求必须达到 70% 的系统效率和 >99% 的光子全同性.受目前共振激发正交极化滤波带来的损失和声子带来的失相的问题的影响,很难达到以上指标.尝试新的激发方式和微腔结构,探索新型单光子源和纠缠光源将是后续光量子计算发展的趋势.

而要构建更广域的量子信息网络,不同量子体系之间的转换是必要条件.实验上已证明量子点中

可实现光子偏振态与自旋态之间相互转换,对单自旋量子态的研究也是量子点单光子源领域的重要方向.此外,发展不同波段的量子点单光子源,使其与

冷原子、光纤量子通信等领域的结合,将有利于推动量子光学与量子信息技术的发展.

参 考 文 献

- [1] G. E. Moore, *Electronics*, **38** (1965), 114.
- [2] R. P. Feynman, *Int. J. Theor. Phys.*, **21** (1982), 467.
- [3] C. H. Bennett, G. Brassard, *Theor. Comput. Sci.*, **560** (2014), 7.
- [4] D. Deutsch, R. Jozsa, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **439** (1992), 553.
- [5] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993), 1895.
- [6] P. W. Shor, *SIAM J. Comput.*, **26** (1997), 1484.
- [7] L. K. Grover, *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997), 325.
- [8] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković, *Nat. Photonics*, **3** (2009), 687.
- [9] I. Bloch, *Nature*, **453** (2008), 1016.
- [10] H. Häffner, C. F. Roos, R. Blatt, *Phys. Rep.*, **469** (2008), 155.
- [11] J. Clarke, F. K. Wilhelm, *Nature*, **453** (2008), 1031.
- [12] B. E. Kane, *Nature*, **393** (1998), 133.
- [13] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, I. L. Chuang, *Nature*, **414** (2001), 883.
- [14] C.-Y. Lu, D. E. Browne, T. Yang, J.-W. Pan, *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007), 250504.
- [15] T. Monz, D. Nigg, E. A. Martinez, M. F. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. X. Wang, I. L. Chuang, R. Blatt, *Science*, **351** (2016), 1068.
- [16] W. K. Wootters, W. H. Zurek, *Nature* (1982), 299, 802.
- [17] B. Huttner, N. Imoto, N. Gisin, T. Mor, *Phys. Rev. A*, **51** (1995), 1863.
- [18] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, B. C. Sanders, *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000), 1330.
- [19] X. B. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005), 230503.
- [20] H. K. Lo, X. F. Ma, K. Chen, *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005), 230504.
- [21] E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, *Nature*, **409** (2001), 46.
- [22] R. Raussendorf, H. J. Briegel, *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001), 5188.
- [23] D. E. Browne, T. Rudolph, *Phys. Rev. Lett.*, **95** (2005), 010501.
- [24] P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, A. Zeilinger, *Nature*, **434** (2005), 169.
- [25] C.-Y. Lu, X.-Q. Zhou, O. Gühne, W.-B. Gao, J. Zhang, Z.-S. Yuan, A. Goebel, T. Yang, J.-W. Pan, *Nat. Phys.*, **3** (2007), 91.
- [26] X.-C. Yao, T.-X. Wang, P. Xu, H. Lu, G.-S. Pan, X.-H. Bao, C.-Z. Peng, C.-Y. Lu, Y.-A. Chen, J.-W. Pan, *Nat. Photonics*, **6** (2012), 225.
- [27] X.-L. Wang, L.-K. Chen, W. Li, H.-L. Huang, C. Liu, C. Chen, Y.-H. Luo, Z.-E. Su, D. Wu, Z.-D. Li, H. Lu, Y. Hu, X. Jiang, C.-Z. Peng, L. Li, N.-L. Liu, Y.-A. Chen, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Phys. Rev. Lett.*, **117** (2016), 210502.
- [28] L.-K. Chen, Z.-D. Li, X.-C. Yao, M. Huang, W. Li, H. Lu, X. Yuan, Y.-B. Zhang, X. Jiang, C.-Z. Peng, L. Li, N.-L. Liu, X. Ma, C.-Y. Lu, Y.-A. Chen, J.-W. Pan, *Optica*, **4** (2017), 77.
- [29] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, Y. Shih, *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995), 4337.
- [30] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 2044.
- [31] H. J. Kimble, M. Degenais, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 691.
- [32] Th. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit, H. Talon, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992), 1516.
- [33] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, H. Weinfurter, *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000), 290.
- [34] P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, S. K. Buratto, *Nature*, **406** (2000), 968.
- [35] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, A. Imamoglu, *Science*, **290** (2000), 2282..
- [36] A. Srivastava, M. Sidler, A. V. Allain, D. S. Lembke, A. Kis, A. Imamoglu, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (2015), 491.
- [37] Y.-M. He, G. Clark, J. R. Schaibley, Y. He, M.-C. Chen, Y.-J. Wei, X. Ding, Q. Zhang, W. Yao, X. Xu, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (2015), 497.
- [38] M. Koperski, K. Nogajewski, A. Arora, V. Cherkez, P. Mallet, J.-Y. Veuillet, J. Marcus, P. Kossacki, M. Potemski, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (2015), 503.
- [39] C. Chakraborty, L. Kinnischtzke, K. M. Goodfellow, R. Beams, A. Nick Vamivakas, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (2015), 507.
- [40] I. Buluta, S. Ashhab, F. Nori, *Rep. Prog. Phys.*, **74** (2011), 104401.

- [41] B. Lounis, E. Moerle, *Nature*, **407** (2000), 491.
- [42] F. Jelezko, J. Wrachtrup, *Phys. Stat. Sol. A*, **203** (2006), 3207.
- [43] S. Buckley, K. Rivoire, J. Vućković, *Rep. Prog. Phys.*, **75** (2012), 126503.
- [44] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature*, **178** (1956), 1046.
- [45] C. Santori, D. Fattal, J. Vočković, G. S. Solomon, Y. Yamamoto, *Nature*, **419** (2002), 594.
- [46] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Copper, D. A. Ritchie, A. J. Shield, *Nature*, **439** (2006), 179.
- [47] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [48] B. R. Mollow, *Phys. Rev.*, **188** (1969), 1969.
- [49] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-photon interactions: Basic processes and applications* (WILEY-VCH, Wienheim, 2004).
- [50] Y.-M. He, Y. He, Y.-J. Wei, D. Wu, M. Atatüre, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Nat. Nanotechnol.*, **8** (2012), 213.
- [51] Y.-J. Wei, Y.-M. He, M.-C. Chen, Y.-N. Hu, Y. He, D. Wu, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Nano Lett.*, **14** (2014), 6515.
- [52] E. M. Purcell, *Phys. Rev.*, **69** (1946), 681.
- [53] X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Phys. Rev. Lett.*, **116** (2016), 020401.
- [54] X. Xu, W. Yao, D. Xiao, T. F. Heinz, *Nat. Phys.*, **10** (2014), 343.
- [55] V. Perebeinos, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (2015), 486.
- [56] M. Atatüre, J. Dreiser, A. Badolato, A. Högele, K. Karrai, A. Imamoğlu, *Science*, **312** (2006), 551.
- [57] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang, Y. Yamamoto, *Nature*, **456** (2008), 218.
- [58] D. Press, K. De Greve, P. L. McMahon, T. D. Ladd, B. Friess, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel, Y. Yamamoto, *Nat. Photonics*, **4** (2010), 367.
- [59] A. Delteil, W.-B. Gao, P. Fallahi, J. Miguel-Sánchez, A. Imamoğlu, *Phys. Rev. Lett.*, **112** (2014), 116802.
- [60] K. DeGreve, L. Yu, P. L. McMahon, J. S. Pelc, M. Natarajan, N. Y. Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R. H. Hadfield, A. Forchel, M. M. Fejer, Y. Yamamoto, *Nature*, **491** (2012), 421.
- [61] W. B. Gao, P. Fallahi, E. Togan, J. Miguel-Sánchez, A. Imamoğlu, *Nature*, **491** (2012), 426.
- [62] Y. He, Y.-M. He, Y.-J. Wei, X. Jiang, K. Chen, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, *Phys. Rev. Lett.*, **119** (2017), 060501.
- [63] S. Aaronson, A. Arkhipov, in *Proceedings of the ACM Symposium on Theory of Computing* (ACM, New York, 2011).
- [64] J. Wu, Y. Liu, B. Zhang, X. Jin, Y. Wang, H. Wang, X. Yang, *Natl. Sci. Rev.*, **5** (2018), 715.
- [65] M. A. Broome, A. Fedrizzi, S. Rahimi-Keshari, J. Dove, S. Aaronson, T. C. Ralph, A. G. White, *Science*, **339** (2012), 794.
- [66] J. B. Spring, B. J. Metcalf, P. C. Humphreys, W. S. Kolthammer, X.-M. Jin, M. Barbieri, A. Datta, N. Thomas-Peter, N. K. Longford, D. Kundys, J. C. Gates, B. J. Smith, P. G. R. Smith, I. A. Walmsley, *Science*, **339** (2012), 798.
- [67] M. Tillmann, B. Dakic, R. Heilmann, S. Nolte, A. Szameit, P. Walther, *Nat. Photonics*, **7** (2013), 540.
- [68] A. Crespi, R. Osellame, R. Ramponi, D. J. Brod, E. F. Galvão, N. Spagnolo, C. Vitelli, E. Maiorino, P. Mataloni, F. Sciarrino, *Nat. Photonics*, **7** (2013), 545.
- [69] J. C. Loredo, M. Broome, P. Hilaire, O. Gazzano, I. Sagnes, A. Lemaitre, M. P. Almeida, P. Senellart, A. G. White, *Phys. Rev. Lett.*, **118** (2017), 130503.
- [70] Y. He, X. Ding, Z.-E. Su, H.-L. Huang, J. Qin, C. Wang, S. Unsleber, C. Chen, H. Wang, Y.-M. He, X.-L. Wang, W.-J. Zhang, S.-J. Chen, C. Schneider, M. Kamp, L.-X. You, Z. Wang, S. Höfling, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Phys. Rev. Lett.*, **118** (2017), 190501.
- [71] H. Wang, Y. He, Y.-H. Li, Z.-E. Su, B. Li, H.-L. Huang, X. Ding, M.-C. Chen, C. Liu, J. Qin, J.-P. Li, Y.-M. He, C. Schneider, M. Kamp, C.-Z. Peng, S. H. Höfling, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Nat. Photonics*, **11** (2017), 361.
- [72] S. Aaronson, D. J. Brod, *Phys. Rev. A*, **93** (2016), 012335.
- [73] H. Wang, W. Li, X. Jiang, Y.-M. He, Y.-H. Li, X. Ding, M.-C. Chen, J. Qin, C.-Z. Peng, C. Schneider, M. Kamp, W.-J. Zhang, H. Li, L.-X. You, Z. Wang, J. P. Dowling, S. Höfling, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, *Phys. Rev. Lett.*, **120** (2018), 230502.