

光源相位噪声对高斯玻色采样的影响*

覃俭^{1)2)†}

1) (中国科学技术大学, 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技前沿卓越创新中心, 上海 201315)

(2022年9月9日收到; 2022年11月21日收到修改稿)

高斯玻色采样是实现量子计算优势的主要途径之一, 同时也有望应用于加速稠密子图、量子化学等问题. 然而, 实验中必不可少的噪声却可能阻碍高斯玻色采样的量子优势. 此前的研究主要关注于光子损失和光子非全同噪声. 本文通过数值模拟研究了另一种噪声——光源相位噪声对高斯玻色采样的影响. 采用蒙特卡罗方法近似计算相位噪声下高斯玻色采样的输出概率分布, 发现随着探测光子数的增加, 相位噪声带来的误差逐渐加大. 同时, 相位噪声会导致采样出大概率样本的能力, 即 HOG (heavy output generation) 值显著降低. 最后发现, 在输入平均光子数相同时, 有光子损失的高斯玻色采样相比无损情形对于相位噪声有更大的容忍性. 本文的研究有助于大规模高斯玻色采样中更好地抑制相位噪声.

关键词: 高斯玻色采样, 相位噪声, 量子优势, 光量子计算**PACS:** 03.67.-a, 42.50.-p**DOI:** 10.7498/aps.72.20221766

1 引言

玻色采样是实现量子计算优势的主要途径之一^[1], 这里的量子计算优势, 指在某个明确的计算任务上, 量子计算展现出超过任何经典计算的能力. 玻色采样由 Aaronson 和 Arkhipov^[2] 于 2011 年提出, 其计算任务为: n 个全同单光子输入到一个随机的 m 模式线性光学干涉网络, 对网络输出光子数分布做采样. 和通用量子计算相比, 玻色采样所需的资源要少得多, 因此被提出以后受到了广泛关注. 近年来, 实验上 3—7 光子的小规模玻色采样^[3–9] 和十几光子的中等规模玻色采样^[10] 陆续被实现; 理论上, 在模型的实验验证^[11,12]、噪声分析^[13–16] 以及模型变种^[13,17–19] 方面也取得了许多重要进展.

高斯玻色采样, 即将玻色采样输入态的单光子替换为高斯态, 通常是单模 (双模) 压缩真空态, 是 2017 年提出的一个重要的玻色采样变种模型^[18].

由于实验上压缩真空态相比单光子态要更易于制备, 因此高斯玻色采样有望达到更大的规模, 从而实现量子优势. 2020 年, 实验上首次基于高斯玻色采样实现量子计算优势^[20], 最多探测到了 76 个光子响应. 随后, 更高量子优势的高斯玻色采样也相继被实验实现^[21,22].

尽管大规模高斯玻色采样已经实现, 然而, 随着经典模拟算法的不断进步, 其所宣称的量子优势有可能受到挑战^[23]. 此外, 实验中不可避免的各种噪声, 也可以被经典算法加以利用来减少甚至消除量子优势^[16,24]. 因此, 研究噪声对玻色采样的影响具有重要意义. 在原始的单光子玻色采样中, 最主要的噪声就是光子损失和光子非全同, 它们对于采样复杂度的影响已经有了许多深入的研究^[13–16]. 对于高斯玻色采样, 输入的压缩态是不同光子数态的相干叠加, 因此不同入口压缩态之间的相位需要保持恒定, 这就带来了单光子玻色采样所没有的一种新噪声源, 即输入光源的相位抖动噪声.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA0308700) 和上海市市级科技重大专项 (批准号: 2019SHZDZX01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qj1993@mail.ustc.edu.cn

输入光源相位不同将导致高斯玻色采样输出概率分布的不同,这在文献 [21] 中已经得到了证实.然而,就我们所知,关于光源相位抖动对高斯玻色采样的更深入的影响,还未曾报道.本文从多个角度较为系统地研究了相位噪声下的高斯玻色采样.通过数值模拟发现,样本光子数的增加会导致输出概率分布和理想分布的偏离加大,同时减小产生重要样本的能力,即减小 HOG (heavy output generation) 值.此外,相同输入平均光子数下,有光子损失的高斯玻色采样相比无损失情形更能抵抗光源相位噪声.

2 模型

2.1 理论模型

单模压缩真空态 $|r, \phi\rangle$ 的相位 ϕ 由于环境噪声等原因产生抖动,该相位抖动通常服从高斯分布 [21], 设为 $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$, 不妨令 $\mu = 0$, 则相位噪声下的单模压缩态由 $|r, 0\rangle$ 变成如下混态:

$$\rho(r, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} |r, \phi\rangle \langle r, \phi| e^{-\frac{\phi^2}{2\sigma^2}} d\phi, \quad (1)$$

其中 $|r, \phi\rangle = S(re^{i\phi})|0\rangle$, $S(re^{i\phi}) = S(z) = \exp\left[\frac{1}{2} \times (z^* a^2 - z a^{\dagger 2})\right]$ 为单模压缩算符, r 为压缩量, σ 为相位标准差, 表征了相位噪声大小. 特别地, 当 $\sigma \rightarrow 0$ 时, 有 $\rho(r, 0) = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \rho(r, \sigma) = |r, 0\rangle \langle r, 0|$, 对应于无相位抖动的纯态系综. 当 $\sigma \rightarrow \infty$ 时, 记 $\rho(r, \infty) = \lim_{\sigma \rightarrow \infty} \rho(r, \sigma)$, 对应于相位在 $0-2\pi$ 之间完全随机的压缩真空态系综. 图 1 给出了当压缩量 $r = 1$ 时, 几种典型的相位噪声水平下 $\rho(r, \sigma)$ 的 Wigner 函数. 可以看出, 随着 σ 的增加, 相位噪声

压缩态 $\rho(r, \sigma)$ 将显著偏离无噪声下的理想态 $|r, 0\rangle$. 当输入 K 个单模压缩真空态时, 不失一般性, 这里以第一个压缩态作为相位参考, 设其他压缩态的相位服从独立的高斯分布 $\mathcal{N}(\mu_i, \sigma_i^2)$, 为简单起见, 不妨令 $\mu_i = 0, \sigma_i = \sigma$, 则相位噪声下总的输入态可表示为

$$\rho_{\text{in}}(r, \sigma; K) = \rho(r, 0) \otimes \rho(r, \sigma)^{\otimes K-1}, \quad (2)$$

由直接的计算可知, 无论 σ 多大, $\rho(r, \sigma)$ 仍然是一个非经典态 (无法表示成相干态的概率混合的量子态称为非经典态 [25]). 这暗示着, 经典算法严格模拟相位噪声下的高斯玻色采样, 或许也是一个困难问题.

2.2 计算模拟

相位噪声会引起输入压缩态和理想态的偏离, 从而影响高斯玻色采样的输出概率分布. 用保真度来刻画两个量子态之间的相似程度, 定义为 $F(\rho_1, \rho_2) = (\text{tr} \sqrt{\sqrt{\rho_1} \rho_2 \sqrt{\rho_1}})^2$, 其中 ρ_1, ρ_2 为两个量子态的密度矩阵. 直接计算可知, 相位噪声压缩态 $\rho(r, \sigma)$ 和理想态 $|r, 0\rangle$ 之间的保真度为

$$F(r, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\text{sech}(r)^2}{1 - e^{i\phi} \tanh(r)^2} \right| e^{-\frac{\phi^2}{2\sigma^2}} d\phi. \quad (3)$$

于是, 对于具体的 r 和 σ , 可以通过数值积分得到保真度 $F(r, \sigma)$ 的近似值. 当输入 K 个单模压缩态时, 总输入态 $\rho_{\text{in}}(r, \sigma; K)$ 和理想态的总保真度为 $F_{\text{t}} = F(r, \sigma)^{K-1}$. 当输入压缩态存在光子损失时, 首先计算无光子损失情形理想态和噪声态在截断的 Fock 空间下的密度矩阵, 再由文献 [26] 中的方法求得经过损耗后两者的密度矩阵, 最后算出有光子损失下理想态和相位噪声态的保真度.

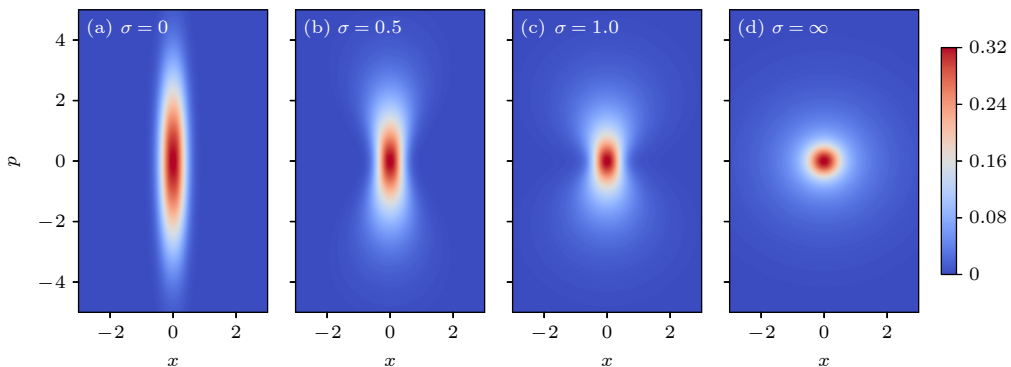


图 1 不同相位噪声下单模压缩真空态的 Wigner 函数

Fig. 1. Wigner function of single-mode squeezed vacuum state under different phase noise.

为了进一步定量分析相位噪声对高斯玻色采样输出概率分布的影响, 需要计算相位噪声下的输出概率分布. 当输出态是 m 模高斯态时, 其输出概率分布可通过计算矩阵函数 Hafnian 得到^[18]. 具体地, 设采样结果为 $S = |s_1, s_2, \dots, s_m\rangle$, 则产生该结果的概率为

$$p(S) = \frac{\text{Haf}(\mathbf{A}_S)}{\sqrt{\det(\boldsymbol{\Sigma}) s_1! \cdots s_\ell!}}, \quad (4)$$

其中 $\boldsymbol{\Sigma}$ 是 m 模高斯态的 Husimi Q 表示下的协方差矩阵, 矩阵函数 $\text{Haf}(\cdot)$ 是 Hafnian, 矩阵 \mathbf{A} 满足:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I}_m \\ \mathbf{I}_m & 0 \end{pmatrix} (\mathbf{I}_{2m} - \boldsymbol{\Sigma}^{-1}). \quad (5)$$

当输入的 K 个单模压缩真空态的相位为 $\phi = (0, \phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{K-1})$ 时, 记采样到 S 的概率为 $p(S; r, \phi)$, 则 $\rho_{\text{in}}(r, \sigma; K)$ 输入下采样得到结果 S 的概率为

$$p_{\text{noise}}(S) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \right)^{K-1} \int_{\mathbb{R}^{K-1}} p(S; r, \phi) \times \exp\left(-\frac{|\phi|^2}{2\sigma^2}\right) d\phi. \quad (6)$$

严格计算 $p_{\text{noise}}(S)$ 比较困难, 因此本文采用蒙特卡罗方法近似求解 (6) 式中的高维积分. 先产生 N_s 个随机变量 $\boldsymbol{\xi}_i = (0, \xi_{i,1}, \dots, \xi_{i,K-1})$, 其中 $\xi_{i,j}$ 为独立同分布的随机变量, 服从高斯分布 $\mathcal{N}(0, \sigma^2)$, 则有:

$$p_{\text{noise}}(S) \approx \tilde{p}_{\text{noise}}(S; N_s) = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} p(S; r, \boldsymbol{\xi}_i). \quad (7)$$

在本文的数值实验中, 输入单模压缩态个数为 $K = 5$, 压缩量为 $r = 0.88$, 对应单模平均光子数 $\bar{n} = 1$, 随机线性干涉网络的模式数为 $m = 9$, N_s 通常取为 300 或者以上来获得较小的误差, 实验中 $\tilde{p}_{\text{noise}}(S; N_s)$ 的相对误差一般在 10% 以下.

3 结果与讨论

首先考虑只有相位噪声, 而没有其他噪声 (如光子损失、光子非全同等) 的情形. 相位噪声压缩态和理想态之间的保真度可以度量出两者之间的相似度, 从而能够部分反映出相位噪声下高斯玻色采样输出概率分布 P_{noise} 和理想分布 P_{ideal} 之间的偏离. 两个分布 P 和 Q 之间的偏离程度可以用海林格距离 (Hellinger distance, HLD) 来衡量, 定义为

$\text{HLD}(P, Q) = \sqrt{1 - \sum_i \sqrt{p_i(q_i)}}$, 其中 $p_i(q_i)$ 为分布 $P(Q)$ 中出现结果 i 的概率. 海林格距离为 0 时, 两个分布完全相同. 通过保真度可以得到海林格距离的上界:

$$\text{HLD}(P_{\rho_1}, P_{\rho_2})^2 \leq 1 - \sqrt{F(\rho_1, \rho_2)}, \quad (8)$$

其中, P_{ρ_1}, P_{ρ_2} 分别为密度矩阵 ρ_1 和 ρ_2 在任一测量基矢下的概率分布. 因此, 保真度越高, 则 P_{noise} 和 P_{ideal} 的偏离越小.

单个相位噪声压缩态和理想态之间的保真度随噪声大小的变化如图 2(a) 所示, 图中给出了三种不同的单模平均光子数 \bar{n} 的结果. 可以看出, 一方面, 随着相位噪声的增加, 保真度单调下降, 最终会收敛于某一定值, 该定值对应于相位完全随机的压缩态和理想态之间的保真度. 另一方面, σ 相同时, 平均光子数更大时保真度更低, 这表明压缩量越大, 对相位噪声越敏感. 当输入 K 个相位噪声压缩态时, 总保真度为 $F = F(r, \sigma)^{K-1}$. 因此, 输入多个压缩态时, 保真度对于相位噪声的敏感度远高于单个压缩态. 图 2(b) 给出了 $K = 100$ 时不同 σ 和 \bar{n} 下的保真度, 若 $\bar{n} = 1$, 达到 0.9 的保真度要求噪声 $\sigma \leq 0.032$. 该结果表明, 对于大规模高斯玻色采样而言, 足够精确的光源相位锁定是必不可少的.

接下来进一步更细致地研究相位噪声对高斯玻色采样输出概率分布的影响. 考虑输入压缩态个数 $K = 5$, 单个模式平均光子数 $\bar{n} = 1$, 模式数 $m = 9$ 的情形. 理论上输出态的希尔伯特空间是无穷维的, 受限于算力本文只考虑总探测光子数 $k \leq 8$ 的子空间. 图 3(a) 给出了三种不同相位噪声水平下噪声输出分布与理想分布的海林格距离, 这里将总的输出分布划分为了不同光子数构成的子空间, 在无光子损耗时 k 只能是偶数. 可以看出, σ 一定时, 海林格距离随着探测光子数的增加而增加, 表明光子数更多的子空间对相位噪声更敏感. 物理上, 对光子数为 k 的样本, 其样本概率幅由两部分组成, 即由随机干涉仪引起的多条路径的叠加和源于 K 个输入态的不同输入光子数态的叠加. 前者和光源相位无关, 而后者会受光源相位影响. 于是, 光子数越多的样本, 其可能的输入光子数配置也越多, 其样本概率也就越容易受相位噪声的影响. 此外, 当光源相位产生 ϕ 的抖动时, 其 n 光子分量的相位抖动被放大为 $n\phi$, 所以光子数越多的样本, 感受到的相位抖动越大.

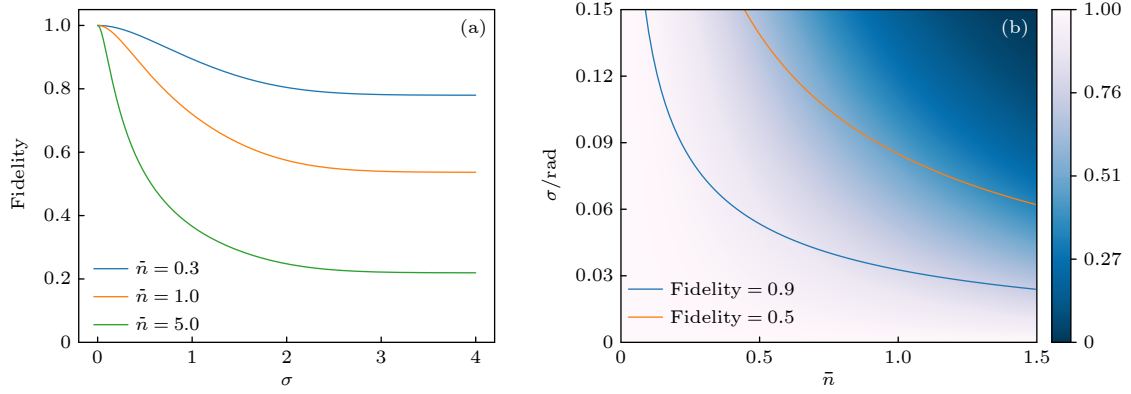


图 2 相位噪声压缩态和理想态的保真度 (a) 不同单模平均光子数 \bar{n} 下保真度随噪声大小 σ 的变化; (b) 输入压缩态个数 $K = 100$ 时, 总保真度随 \bar{n} 和 σ 的变化

Fig. 2. Fidelity between squeezed state under phase noise and the ideal state: (a) Fidelity as a function of phase noise level σ under different single-mode mean photon number \bar{n} ; (b) when the number of input squeezed states is $K = 100$, the total fidelity as a function of \bar{n} and σ .

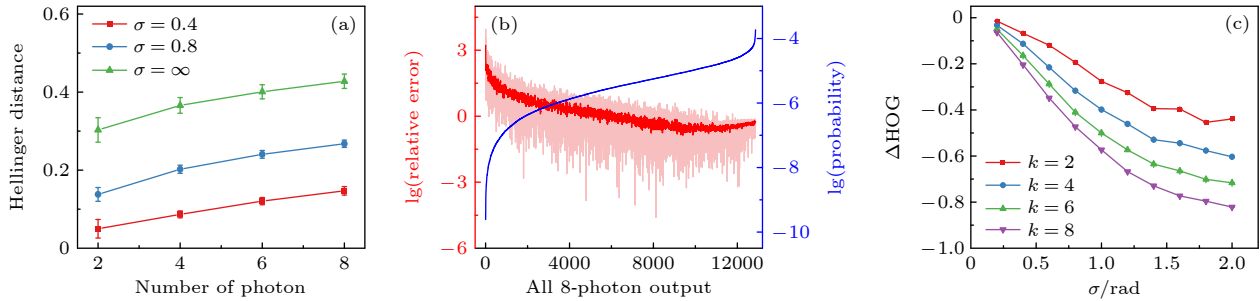


图 3 相位噪声对输出概率分布的影响 (a) 不同相位噪声下, 噪声输出分布和理想分布的海林格距离随探测光子数的变化, 图中每个点代表 10 个随机干涉网络结果的均值; (b) 光子数 $k = 8$ 时, 典型的相位噪声下样本概率和理想样本概率 (蓝色曲线) 的相对误差的对数曲线 (浅红色), 红色曲线为浅红色曲线的步长为 15 的移动平均值, 相位噪声 $\sigma = 0.8$; (c) ΔHOG 随相位噪声大小的变化; 图 (a)–(c) 采用的参数为输入压缩态个数 $K = 5$, 单模平均光子数 $\bar{n} = 1$, 模式数 $m = 9$

Fig. 3. Effect of phase noise on output probability distribution: (a) Hellinger distance of phase noisy distribution and ideal distribution as a function of total detected photon number k under different noise level, each point is the mean result of 10 random chosen interferometer; (b) logarithmic curve (light red) of relative error of noisy sample probability and ideal sample probability (blue curve), the red curve is the 15-point moving mean of light red curve, phase noise $\sigma = 0.8$; (c) ΔHOG as a function of phase noise. In panels (a)–(c), the number of input squeezed states is $K = 5$, the single-mode mean photon number is $\bar{n} = 1$, the mode number is $m = 9$.

图 3(b) 给出了 $\sigma = 0.8$ 时, 噪声样本概率和理想采样概率的相对误差是如何分布的. 在探测光子数 $k = 8$ 的子空间下将所有 12870 个输出样本按照理想采样下的样本概率 (图中蓝色线) 大小排序, 图中浅红色曲线为噪声样本概率的相对误差的对数, 红色曲线为先对噪声样本概率误差取步长为 15 的移动平均, 再取对数. 可以看出, 相对误差表现为先下降然后略微上升的趋势. 换言之, 理想样本概率取极小或者极大值时, 相对误差更大. 这个结果是意料之中的, 因为理想样本概率的极小值主要来源于全同光子多条干涉路径的相干相消, 而光源相位抖动会破坏相干相消条件, 使样本概率发生显著偏离. 类似地, 理想样本概率的极大值也有一

部分源于多条干涉路径的相干相长, 这部分对相位噪声也很敏感. 尽管图 3(b) 中只给出了 $k = 8$ 和噪声为 $\sigma = 0.8$ 的结果, 对于其他的光子数空间和噪声水平, 噪声样本概率误差的变化趋势是类似的.

海林格距离描述的是两个分布间的总体偏离, 有时“产生重要性样本的能力”, 即分布的 HOG 是我们更为关心的. 噪声分布 Q 相对于理想分布 P 的 HOG 定义为 $\text{HOG}(Q, P) = \sum_i q_i \log p_i$, 其中 $p_i(q_i)$ 为分布 $P(Q)$ 中出现结果 i 的概率. 由定义可知 HOG 越大, 出现大概率样本 (称为重要性样本) 的可能性越高. HOG 不仅是一种用于实验高斯玻色采样中排除其他仿冒样本的验证方法 [20], 同时也在一些基于高斯玻色采样的实际应用中, 如求

解稠密子图、分子拼接问题等^[27,28], 足够高的 HOG 是实现量子加速的关键. 因此, 研究相位噪声对 HOG 的影响是很有意义的. 定义 $\Delta\text{HOG} = \text{HOG}(Q, P) - \text{HOG}(P, P)$, 则 ΔHOG 越小说明噪声分布产生大概率样本的能力越弱. 图 3(c) 给出了不同光子数子空间下 ΔHOG 随相位噪声水平的变化, 可以看出, ΔHOG 始终小于 0, 说明相位噪声只会减小 HOG. 同时, 随着相位噪声的增加, ΔHOG 逐渐下降, 表明相位噪声对 HOG 的影响逐渐加大. 此外, 光子数越多的子空间, HOG 下降得越快, 再一次印证了光子数越多的样本对相位噪声越敏感.

前面分析了无光子损耗情况下光源相位噪声对高斯玻色采样的影响, 而实验中光子损失是不可避免的. 因此, 有必要结合光子损失做进一步的研究. 为了简单起见, 这里只考虑均匀损耗情形, 此时光源制备中的损耗、线性光学干涉网络的损耗以及探测器的损耗可以等效于一个总的损耗 (指光子透过率) η , 不妨把该损耗计入光源损耗中. 由于高斯玻色采样的计算复杂度主要取决于最终探测到的平均光子数, 因此我们想要考察在输入相同的平均光子数 (损耗后的) 时, 不同损耗大小的输入态对于相位噪声的容忍度. 首先分析在保持相同的单模平均光子数 $\bar{n} = \eta \sinh^2 r = 1$ 情形下, 不同损耗大小时相位噪声压缩态和理想态 (此时理想态为有损耗的单模压缩真空态) 的保真度, 结果如图 4(a) 所示. 可以看出, 在相同的 σ 和 \bar{n} 下, 损耗越大, 保真度反而越高, 表明有光子损失的压缩态相比于无损耗情形具有更好的抗相位噪声能力. 可以从相空间中解释这一点, 产生相位偏移 ϕ 对应于相空间中对 Wigner 函数做角度为 ϕ 的旋转. 对于压缩真空态而言, 旋转相同的角度时, 压缩量越大, 产生的偏离也越大. 而在相同的平均光子数下, 有损耗的压缩态相比无损耗情形, 其实际压缩量会变小, 因此更能够抵抗相位噪声. 下面通过计算来说明这一点, 设无损耗和有损耗的压缩量分别为 r_1 和 r_2 , 损耗为 η , 由于 \bar{n} 相同所以有 $\sinh^2 r_1 = \eta \sinh^2 r_2$, 易知 x 方向的方差分别为 $\Delta_1 x = e^{-2r_1}$ 和 $\Delta_2 x = \eta e^{-2r_2} + (1 - \eta)$, 化简得 $\Delta_2 - \Delta_1 = 2 \sinh(r_2 - r_1) \times \sinh r_1 / \sinh r_2 > 0$, 说明有损耗时实际的压缩更小.

由于有损耗时相位噪声压缩态和理想态的保真度更大了, 可以合理推测最后噪声输出概率分布和理想分布的距离会更近. 如图 4(b) 所示, 本文对比了相位噪声 $\sigma = 0.8$ 时, 总损耗 $\eta = 0.7$ 和无损耗

时的噪声分布和理想分布的海林格距离. 可以看出, 有损耗时海林格距离显著降低了, 印证了我们的猜测.

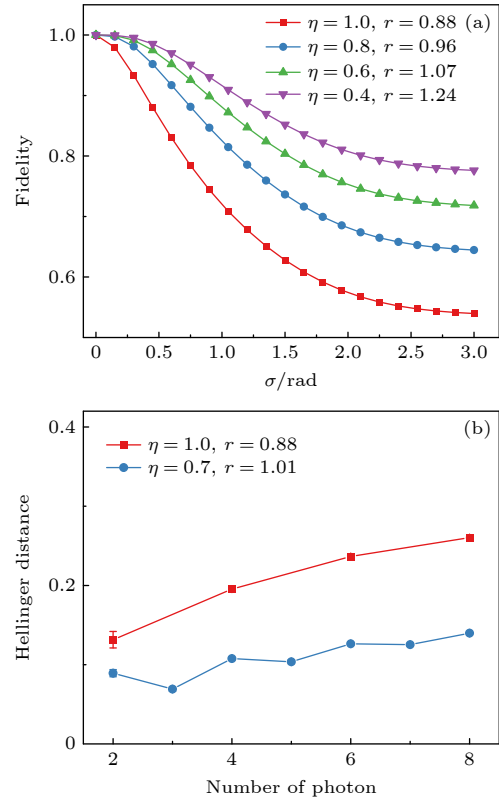


图 4 光子损失的影响, 保持输入平均光子数 $\bar{n} = 1$ 不变: (a) 不同光子损耗 η 下保真度和相位噪声大小的关系; (b) 在相位噪声 $\sigma = 0.8$ 时, 比较有光子损失 $\eta = 0.7$ 情形 (蓝色点) 和无光子损失 (红色点) 下噪声分布和理想分布的海林格距离, 可以看出有损耗时海林格距离显著降低了. Fig. 4. The effect of photon loss. Keeping the mean photon number $\bar{n} = 1$ unchanged: (a) Relationship between fidelity and phase noise under different photon losses; (b) for $\sigma = 0.8$, comparing the Hellinger distance of phase noisy distribution and the ideal distribution with photon loss $\eta = 0.7$ (blue point) and without photon loss (red point). The Hellinger distance is significantly lower with the photon loss case.

4 结论

本文系统研究了光源相位噪声对高斯玻色采样的影响. 光源相位噪声会导致输入态由高斯态变成非高斯的混态系综. 在给定的噪声水平下, 混态系综和无噪声理想态的保真度随着输入平均光子数的增加单调下降. 同时, 发现相位噪声下输出概率分布和理想分布的偏离随着探测光子数的增加而增大, 表明光子数更高 (对应的采样复杂度也更高) 的样本对相位噪声更敏感. 此外, 相位噪声还

将导致输出分布产生重要样本的能力, 即 HOG 值下降, 这会影响高斯玻色采样在求解稠密子图等问题中的量子加速. 最后, 发现当输入平均光子数相同时, 有光子损失的高斯玻色采样相比无损失情形对相位噪声具有更大的容忍性. 本文结果对以后实现更低噪声的大规模高斯玻色采样, 以及高斯玻色采样的实际应用具有一定意义.

感谢中国科学技术大学陆朝阳教授、钟翰森博士、邓宇皓、彭礼超和尤祥的有益讨论.

参考文献

- [1] Harrow A W, Montanaro A 2017 *Nature* **549** 203
- [2] Aaronson S, Arkhipov A 2011 *Proceedings of the Forty-third Annual ACM Symposium on Theory of Computing* New York, USA, June 6, 2011 p333
- [3] Broome M A, Fedrizzi A, Rahimi-Keshari S, Dove J, Aaronson S, Ralph T C, White A G 2013 *Science* **339** 794
- [4] Spring J B, Metcalf B J, Humphreys P C, Kolthammer W S, Jin X M, Barbieri M, Datta A, Thomas-Peter N, Langford N K, Kundys D, Gates J C, Smith B J, Smith P G R, Walmsley I A 2013 *Science* **339** 798
- [5] Crespi A, Osellame R, Ramponi R, Brod D J, Galvão E F, Spagnolo N, Vitelli C, Maiorino E, Mataloni P, Sciarrino F 2013 *Nat. Photonics* **7** 545
- [6] Wang H, He Y, Li Y H, Su Z E, Li B, Huang H L, Ding X, Chen M C, Liu C, Qin J, Li J P, He Y M, Schneider C, Kamp M, Peng C Z, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2017 *Nat. Photonics* **11** 361
- [7] He Y, Ding X, Su Z E, Huang H L, Qin J, Wang C, Unsleber S, Chen C, Wang H, He Y M, Wang X L, Zhang W J, Chen S J, Schneider C, Kamp M, You L X, Wang Z, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 190501
- [8] Wang H, Li W, Jiang X, He Y M, Li Y H, Ding X, Chen M C, Qin J, Peng C Z, Schneider C, Kamp M, Zhang W J, Li H, You L X, Wang Z, Dowling J P, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 230502
- [9] Zhong H S, Peng L C, Li Y, Hu Y, Li W, Qin J, Wu D, Zhang W, Li H, Zhang L, Wang Z, You L, Jiang X, Li L, Liu N L, Dowling J P, Lu C Y, Pan J W 2019 *Sci. Bull.* **64** 511
- [10] Wang H, Qin J, Ding X, Chen M C, Chen S, You X, He Y M, Jiang X, You L, Wang Z, Schneider C, Renema J J, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 250503
- [11] Walschaers M, Kuipers J, Urbina J D, Mayer K, Tichy M C, Richter K, Buchleitner A 2016 *New J. Phys.* **18** 032001
- [12] Spagnolo N, Vitelli C, Bentivegna M, Brod D J, Crespi A, Flamini F, Giacomini S, Milani G, Ramponi R, Mataloni P, Osellame R, Galvão E F, Sciarrino F 2014 *Nat. Photonics* **8** 615
- [13] Aaronson S, Brod D J 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012335
- [14] Renema J J, Menssen A, Clements W R, Triginer G, Kolthammer W S, Walmsley I A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 220502
- [15] Shchesnovich V S 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012340
- [16] Qi H, Brod D J, Quesada N, García-Patrón R 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 100502
- [17] Lund A P, Laing A, Rahimi-Keshari S, Rudolph T, O'Brien J L, Ralph T C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 100502
- [18] Hamilton C S, Kruse R, Sansoni L, Barkhofen S, Silberhorn C, Jex I 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 170501
- [19] Deshpande A, Mehta A, Vincent T, Quesada N, Hinsche M, Ioannou M, Madsen L, Lavoie J, Qi H, Eisert J, Hangleiter D, Fefferman B, Dhand I 2022 *Sci. Adv.* **8** eabi7894
- [20] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Qin J, Wu D, Ding X, Hu Y, Hu P, Yang X Y, Zhang W J, Li H, Li Y, Jiang X, Gan L, Yang G, You L, Wang Z, Li L, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2020 *Science* **370** 1460
- [21] Zhong H S, Deng Y H, Qin J, Wang H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Wu D, Gong S Q, Su H, Hu Y, Hu P, Yang X Y, Zhang W J, Li H, Li Y, Jiang X, Gan L, Yang G, You L, Wang Z, Li L, Liu N L, Renema J J, Lu C Y, Pan J W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 180502
- [22] Madsen L S, Laudenbach F, Askarani M Falamarzi, Rortais F, Vincent T, Bulmer J F F, Miatto F M, Neuhaus L, Helt L G, Collins M J, Lita A E, Gerrits T, Nam S W, Vaidya V D, Menotti M, Dhand I, Vernon Z, Quesada N, Lavoie J 2022 *Nature* **606** 75
- [23] Bulmer J F F, Bell B A, Chadwick R S, Jones A E, Moise D, Rigazzi A, Thorbecke J, Haus U U, Van Vaerenbergh T, Patel R B, Walmsley I A, Laing A 2022 *Sci. Adv.* **8** eab19236
- [24] Oh C, Lim Y, Fefferman B, Jiang L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 190501
- [25] Mandel L 1986 *Phys. Scr.* **1986** 34
- [26] Campos R A, Saleh B E, Teich M C 1989 *Phys. Rev. A* **40** 1371
- [27] Arrazola J M, Bromley T R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 030503
- [28] Banchi L, Fingerhuth M, Babej T, Ing C, Arrazola J M 2020 *Sci. Adv.* **6** eaax1950

Investigation of Gaussian boson sampling under phase noise of the light source^{*}

Qin Jian^{1)2)†}

1) (*Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*CAS Centre for Excellence and Synergetic Innovation Centre in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China*)

(Received 9 September 2022; revised manuscript received 21 November 2022)

Abstract

Gaussian boson sampling is one of the main promising approaches to realizing the quantum computational advantage, which also offers potential applications such as in dense subgraphs problem and quantum chemistry. However, the inevitable noise in experiment may weaken the quantum advantage of Gaussian boson sampling. Photon loss and photon partial indistinguishability are two major sources of noise. Their influence on the complexity of Gaussian boson sampling has been extensively studied in previous work. However, the phase noise of the input light source, a noise which is suitable for tailored for Gaussian boson sampling, has not been studied so far. Here, we investigate the phase noise of the input light source in Gaussian boson sampling through numerical simulation. We use the Monte Carlo method to calculate the output probability distribution under phase noise approximately. It is found that the phase noise of the light source can cause the input state to change from a Gaussian state into a non-Gaussian mixed state. For a given phase noise level, the fidelity of the non-Gaussian mixed state and the noise-free ideal state decreases monotonically as the mean photon number of input increases. Meanwhile, owing to the phase noise the deviation of the output probability distribution gradually increases with the number of detected photons increasing. Furthermore, the phase noise results in the capability of heavy sample generation (HOG), significantly decreasing. Finally, it is found that Gaussian boson sampling with photon loss is more tolerant to phase noise than the lossless case given that the mean photon number of input is the same. Our study is helpful in suppressing the phase noise in large-scale Gaussian boson sampling experiments.

Keywords: Gaussian boson sampling, phase noise, quantum advantage, optical quantum computation

PACS: 03.67.-a, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.72.20221766

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFA0308700) and the Shanghai Municipal Science and Technology Major Project, China (Grant No. 2019SHZDZX01).

[†] Corresponding author. E-mail: qj1993@mail.ustc.edu.cn



光源相位噪声对高斯玻色采样的影响

章俭

Investigation of Gaussian boson sampling under phase noise of the light source

Qin Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 050302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221766

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221766>

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

不同光学网络结构玻色采样发生随机光子损失的模拟研究

Simulation of random photon loss in boson sampling of different optical networks

物理学报. 2022, 71(19): 190301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220331>

基于光学频率梳的超低噪声微波频率产生

Ultra-low noise microwave frequency generation based on optical frequency comb

物理学报. 2021, 70(13): 134204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201925>

量子生成模型

Quantum generative models for data generation

物理学报. 2021, 70(14): 140304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210930>

超稳光生微波源研究进展

Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source

物理学报. 2018, 67(16): 160602 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180751>

蓝宝石谐振体内的回音壁模电磁场分布

Electromagnetic field distribution of whispering gallery mode in a sapphire resonator

物理学报. 2022, 71(23): 234101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221156>

集成光量子计算的研究进展

Research progress of integrated optical quantum computing

物理学报. 2022, 71(24): 240302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221782>