

基于频率关联的长距离光纤传送时域鬼成像

姚鑫^{1,2†}, 张巍^{1,3†}, 黄翊东^{1,3}

¹量子信息前沿科学中心, 北京市未来芯片技术高精尖创新中心, 北京信息科学与技术国家研究中心, 清华大学电子工程系, 北京 100084;

²中国空间技术研究院西安分院, 陕西 西安 710100;

³北京量子信息科学研究院, 北京 100193

摘要 传统鬼成像利用两路光的位置-位置或动量-动量关联特性实现。当光束沿单模光纤传输时, 这些关联特性是无法保持的, 因此传统鬼成像无法通过单模光纤长距离传输实现。在自发非线性参量过程产生的信号光子和闲频光子之间, 以及在热光分束后形成的两束光之间存在频率关联特性, 这种关联特性可以在光纤传输过程中稳定保持, 基于此可以实现长距离光纤传送的时域鬼成像。这些工作拓展了鬼成像的实现方法, 为大地理尺度下鬼成像的应用拓展了新思路。本文综述了基于频率关联的长距离光纤传输时域鬼成像的原理和实现方法, 介绍了一种时域鬼成像的典型应用——量子安全鬼成像, 最后对时域鬼成像的前景进行了展望。

关键词 成像系统; 量子鬼成像; 热光鬼成像; 频率关联; 光纤传输

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1011007

Long-Distance Temporal Ghost Imaging over Optical Fibers Based on Frequency Correlation

Yao Xin^{1,2†}, Zhang Wei^{1,3†}, Huang Yidong^{1,3}

¹Frontier Science Center for Quantum Information, Beijing Innovation Center for Future Chips, Beijing National Research Center for Information Science and Technology (BNRist), Electronic Engineering Department, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

²China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an, Shaanxi 710100, China;

³Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China

Abstract Conventional ghost imaging is achieved by the position–position or momentum–momentum correlation between two beams. These correlations cannot be preserved when the beams propagate along single-mode optical fibers. Thus, conventional ghost imaging cannot be achieved distantly over single-mode fibers. Frequency correlations between signal photons and idler photons generated from the spontaneous nonlinear parametric process or between two light beams from the same thermal light source are noted. The frequency correlation can be stably preserved over optical fibers. Thus, we propose and demonstrate long-distance temporal ghost imaging schemes over optical fibers based on frequency correlations in correlated photon pairs and thermal light beams. This work extends the method for achieving ghost imaging, providing new ideas for applying ghost imaging over a large geographical scale. In this study, we review the principles and methods for quantum and thermal temporal ghost imaging over optical fibers. We introduce an application of temporal ghost imaging—quantum secure ghost imaging. Furthermore, a perspective on the development of temporal ghost imaging is provided.

收稿日期: 2021-03-04; 修回日期: 2021-04-19; 录用日期: 2021-04-23

基金项目: 国家重点研发计划项目(2017YFA0303704, 2018YFB2200400)、北京市自然科学基金(Z180012)、国家自然科学基金(61875101, 91750206)、北京量子信息科学研究院项目(Y18G26)、清华大学自主科研项目

E-mail: zwei@tsinghua.edu.cn

† 共同第一作者

Key words imaging systems; quantum ghost imaging; thermal ghost imaging; frequency correlation; fiber transmission

OCIS codes 110.1650; 270.5290; 270.5565

1 引言

鬼成像的概念可追溯到 1995 年 Pittman 等^[1-2]提出的量子鬼成像 (quantum ghost imaging, QGI)。它利用了晶体中的参量下转换过程产生的信号光子和闲频光子在动量(空间传播方向)自由度上的关联特性。其中:信号光子照射物体后,被不具有空间分辨能力的单光子探测器收集并探测;闲频光子不照射物体,可直接利用具有空间分辨能力的探测器探测。在这样的配置下,单独利用任何一路光子的探测结果都不能恢复物体信息。然而,两路光子的符合计数测量却可以恢复出物体的图像。随后,人们对这类鬼成像的物理机制展开了系统的研究,认识到它源自两束光的关联特性,并可以通过经典光源实现^[3-4]。例如,基于热光光场或人为制造的空间随机散斑光束在空间波动上的关联实现的(赝)热光鬼成像^[5-8]。进一步地,人们将这一概念推广到计算鬼成像^[9]。在这种鬼成像中,光束受到一系列随机但已知的空间图样调制后照射物体,而后被没有空间分辨能力的探测器探测,物体的信息则通过探测结果和调制空间图样的比对和计算获得。一方面,计算鬼成像实现了单像素探测的成像,在特殊波段成像和弱光成像等场景有良好的应用前景^[10-16];另一方面,鬼成像的非直接成像特征为图像的加密与安全传输提供了新手段^[17-19]。近年来,研究者还实现了 X 射线鬼成像^[20-24]、原子鬼成像^[25]、电子鬼成像^[26]和中子鬼成像^[27-28]。研究表明,X 射线鬼成像能够显著降低待成像物体的 X 射线辐射剂量^[22],中子鬼成像降低了中子成像对中子流强的需求^[28]。此类研究显示了鬼成像在医学成像和材料分析等领域具有重要的应用价值。

出于空间成像的目的,传统的鬼成像方案普遍依赖光束(光子)之间的空间关联或动量关联,难以利用普通单模光纤作为光传输媒质进行长距离成像。2016 年,Ryczkowski 等^[29]提出一种基于时间关联的鬼成像方案。在该方案中,待成像物体是设置在慢探测器一侧的时域调制信号。时域非相干光源经过光纤分束器后,向两路分发具有相同光强涨落特性的光束。低带宽的慢探测器(桶式探测器)记录的是经过时域信号调制的一段时间内的总体光

强,而另一路高带宽的快探测器实际上精确记录了到达光强随时间的变化情况。当光强涨落与时域调制信号接近时,慢探测器记录的总体光强较大,为快探测器的光强记录信息赋予较大的权重。反之,则慢探测器得到的总体光强较小,对应快探测器的光强记录信息权重较小。经过多次的加权求和,即时间关联后,得到的结果会不断地逼近时域调制信号。随后,Devaux 等^[30]利用随机生成的液晶显示器信号经过时域物体调制后收集总体光强,实现了时域计算鬼成像。Denis 等^[31]进一步将基于时间关联的鬼成像方案由经典光源拓展到了量子光源。这类针对时域调制信号的鬼成像方案为利用光纤长距离实现鬼成像功能提供了有效的方法。

清华大学的黄翊东课题组注意到光束(光子)的频谱特性在光纤长距离传输过程中易于保持,在 2016 年提出并实验验证了基于频率关联的光纤长距离传送量子时域鬼成像^[32]以及后续的热光时域鬼成像方案^[33]。进一步地,把这种新方法 with 量子密钥分发的安全检测机制结合^[34-39],提出了一种可通过光纤长距离传输实现的量子安全鬼成像方案^[40]。这些工作进一步丰富了鬼成像的实现方法,为鬼成像与光纤网络技术的结合提供了新思路。值得注意的是,尽管 Ryczkowski 的方案和本课题组的方案都被称为时域鬼成像,但 Ryczkowski 的方案是基于时间自由度关联特性实现的鬼成像,成像目标是时域调制信号信息,而本课题组的方案是基于频率自由度关联特性通过时域符合计数实现的鬼成像,成像目标是频域调制滤波信息。因此,两者在实现鬼成像的光束(光子)关联特性维度和成像目标上有本质区别。

本文对基于频率关联的光纤长距离时域鬼成像的技术原理、实现方法和潜在应用进行综述,并对这项技术的进一步发展进行展望。

2 基于频率关联的量子时域鬼成像

基于时间能量纠缠光子对的量子鬼成像的方案原理如图 1 所示。基于非线性光学参量过程(包括自发参量下转换和自发四波混频)的量子光源辐射出具有时间关联性和频率关联特性的时间能量纠缠光子对。在 Alice 一侧,信号光子被空间光栅散射

到不同方向,然后照射到待成像物体上。因此,待成像物体的空间透射或反射信息就可以加载在光子的频谱上,即光子的频率与物体的位置一一对应。图 1 中 r 表示物体对信号光子的频域调制函数。随后,信号光子被单光子探测器探测。由于单光子探测器并不能区分这些光子的频率或者空间散射位置,因此这些光子所携带的待成像物体的信息并不能单独由 Alice 一侧的探测器测量结果恢复。在 Bob 一侧,闲频光子通过时间色散元件后,由有时间分辨能力的单光子探测器探测。在长距离光纤传送的量子时域鬼成像中,时间色散元件可以使用长的传输光纤。显然,闲频光子没有通过物体,因此没有携带待成像物体的信息。然而,这一方案通过空间色散元件(空间光栅)和时间色散元件(传输光纤),将信号光子和闲频光子在频域上的关联特性转化为这两路光子在光子照射物体空间位置(Alice 一侧)

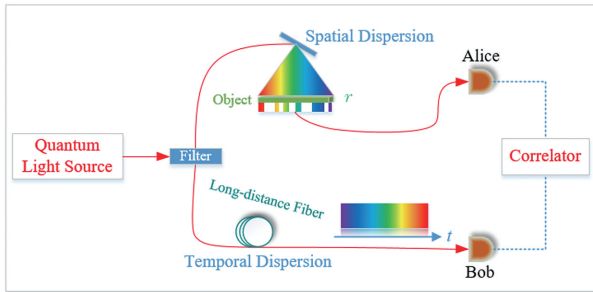


图 1 基于频率关联的量子时域鬼成像方案示意图

Fig. 1 Schematic illustration of quantum temporal ghost imaging based on frequency correlation

和光子到达探测器时间(Bob 一侧)之间的关联。因此,可以通过两路光子的时域符合计数测量将物体信息(即物体对信号光子的频域调制函数 r)恢复出来,由此实现量子时域鬼成像。在这一方案中,长距离传输光纤既可以作为光子的传输通道,又可以起到时间色散元件的作用。因此,这一方案能够通过光纤线路实现两个距离较远的用户之间的鬼成像功能。值得注意的是,在传统鬼成像中,放置待成像物体的一路光子信息由桶式探测器进行整体探测,另一路光子则被具有时间或空间分辨能力的探测器探测记录。在基于频率关联的鬼成像方案中,虽然两路探测器均为参数相同的单光子探测器,但由于在 Bob 一侧的光路上含有时间色散元件,因此 Bob 一侧的探测器具备频谱分辨能力,Alice 一侧的探测器则不具备频谱分辨能力,是一个频域上的桶式探测器。可见,基于时间能量纠缠光子对的量子鬼成像的信号采样模式并非一一对应的逐点采样模式,仍然属于传统鬼成像的采样模式。

以简并泵浦的自发四波混频产生的光子对为例,其双光子量子态 $|\Psi\rangle$ 可以表述为

$$|\Psi\rangle = \int f(\Omega) |\omega_p + \Omega\rangle_s |\omega_p - \Omega\rangle_i d\Omega, \quad (1)$$

式中: ω_p 为泵浦光频率; Ω 为信号光子或闲频光子相对泵浦光子的频率失谐; $f(\Omega)$ 为双光子态的联合谱密度。

在 Alice 一侧,信号光子在探测器处的正场算符可以表示为

$$\hat{E}_s^{(+)}(t_s, L_s) = \int r(x_\Omega) a_s(\omega_p + \Omega) \exp\{i(\omega_p + \Omega)t_s - i[\beta_{s0} + \beta_{s1}(\Omega - \Omega_0)]L_s\} d\Omega, \quad (2)$$

式中: $a_s(\omega_p + \Omega)$ 为信号光子在频率 $\omega_p + \Omega$ 处的湮灭算符; $r(x_\Omega)$ 为空间物体对信号光子的频谱调制函数,与物体在 x_Ω 处的空间信息对应; L_s 为信号光子从量子光源到单光子探测器的传播距离; t_s 为信号光子到达单光子探测器的时间; 传播过程的相位系数 β_s 在信号光子中心频率 $\omega_p + \Omega_0$ 处进行了泰勒级数展开 $\beta_s \approx \beta_{s0} + \beta_{s1}(\Omega - \Omega_0)$ 。

在 Bob 一侧,闲频光子经过长距离单模光纤 L_i 的时域色散后被单光子探测器收集。闲频光子的正场算符可以表示为

$$\hat{E}_i^{(+)}(t_i, L_i) = \int a_i(\omega_p - \Omega) \times \exp[i(\omega_p - \Omega)t_i - i\beta_i L_i] d\Omega, \quad (3)$$

式中: t_i 为闲频光子到达单光子探测器的时间;

$a_i(\omega_p - \Omega)$ 为闲频光子在频率 $\omega_p - \Omega$ 处的湮灭算符。考虑到长距离光纤带来的群速度色散效应,当对 β_i 在闲频光子中心频率 $\omega_p - \Omega_0$ 处进行泰勒展开时应考虑到二阶色散系数

$$\beta_i |_{\omega_p - \Omega} \approx \beta_{i0} + \beta_{i1}(\Omega_0 - \Omega) + \frac{1}{2}\beta_{i2}(\Omega_0 - \Omega)^2, \quad (4)$$

式中: β_{i2} 为光纤中 $\omega_p - \Omega_0$ 处的群速度色散系数。

信号光子和闲频光子的符合计数速率 R 正比于两者的二阶关联函数,即

$$G^{(2)}(t_s, L_s, t_i, L_i) = |\langle 0 | \hat{E}_s^{(+)}(t_s, L_s) \hat{E}_i^{(+)}(t_i, L_i) | \Psi \rangle|^2. \quad (5)$$

将(1)~(4)式代入(5)式,可得^[32]

$$G^{(2)}(t_s, L_s, t_i, L_i) \propto |f(\Omega)r(x_\Omega)|^2_{\Omega=\tau/(\beta_{12}L_i)}, \quad (6)$$

式中: $\tau = (t_s - \beta_{s1}L_s) - (t_i - \beta_{i1}L_i - \beta_{i2}\Omega_0L_i)$ 。

(6)式及 τ 的表达式背后的物理图景是:宽频谱的闲频光子在长距离光纤传输过程中由于光纤色散产生了时域展开,当两路探测器以 τ 为自变量统计符合计数时,会得到以 $\tau=0$ 为中心,时域展宽量为 $\Delta\tau = \Delta\Omega\beta_{12}L_i$ 的关联峰,其中 $\Delta\Omega$ 为闲频光子谱宽。此外,闲频光子与信号光子谱宽相当,而且双光子在频域上一一对应,因此在不同的时域点 τ 处对应信号光子和闲频光子不同的频率失谐 $\Omega - \Omega_0$ 。在 Alice 侧,由于空间光栅散射,信号光子的不同频率 Ω 与待成像物体上的位置 x 一一对应,而不同位置处的空间反射系数 $r(x_\Omega)$ 不同,最终造成符合计数测量值不同。因此,依靠光子对的频域关联和 Bob 处的群速度色散效应,将待成像物体的空间信息映射到光子对的时域符合计数测量上。

对基于频域关联的光纤长距离传输量子时域鬼成像方案进行实验论证。实验中量子光源采用硅波导中的自发四波混频实现。在 Alice 一侧,采用光栅将不同频率的信号光子散射成一条线,然后照射到待成像物体上(反射模板),因此每一组符合计数测量结果只能对二维物体的某一条照射线进行成像。在 Bob 一侧,闲频光子经过 50 km 长距离光纤传输。图 2(a)是一组典型的实验结果,表明信号光子和闲频光子的时域符合计数测量结果可以反映物体在散射线上的反射特性。进一步地,通过步进移动物体,可以实现完整的二维

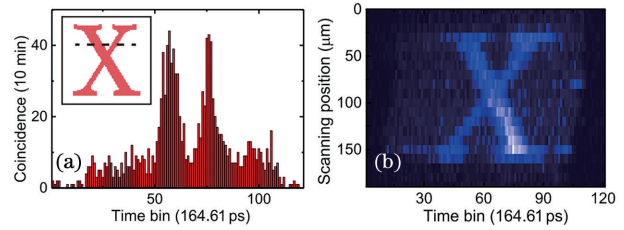


图 2 量子时域鬼成像实验结果^[32]。(a)一组典型的符合计数柱状图;(b)通过步进物体实现二维成像

Fig. 2 The experimental results of quantum temporal ghost imaging^[32]. (a) A typical coincidence count histogram; (b) two-dimensional imaging by step-moving the object

物体成像功能,如图 2(b)所示。由此,在实验上实现了基于长距离光纤传输的量子时域鬼成像功能。

3 基于频率关联的热光时域鬼成像

在量子时域鬼成像的基础上,将时域鬼成像方案中的量子光源进一步拓展到热光光源,利用两路热光光子在频率上的关联性实现了长距离光纤传送的热光时域鬼成像^[33]。图 3(a)为热光时域鬼成像方案的原理示意图。热光光源产生的光束被衰减到单光子水平,随后被分束器分为两路。在 Alice 一侧,光子被空间光栅散射到不同方向,然后照射到待成像物体上。同样,待成像物体的空间透射或反射信息就可以加载到光子的频谱上,即光子的频率与物体的位置一一对应。随后,透射或反射的光子被

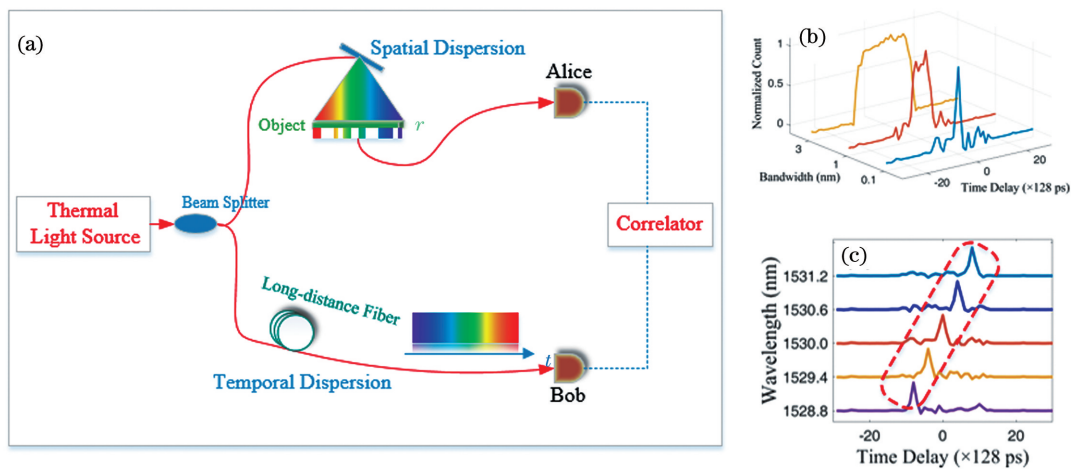


图 3 热光时域鬼成像^[33]。(a)热光时域鬼成像原理示意图;(b)符合计数峰随滤波器带宽的变化;(c)符合计数峰随滤波器中心波长的变化

Fig. 3 Thermal temporal ghost imaging^[33]. (a) The schematic illustration of thermal temporal ghost imaging; (b) the coincidence count peak changes versus the filter's bandwidth; (c) the coincidence count peak moves versus the filter's center-wavelength

单光子探测器探测。在 Bob 一侧,光子经过时间色散元件后在时域色散展宽,随后被另一个有时间分辨能力的单光子探测器探测并记录光子到达时间。在长距离光纤传送的量子时域鬼成像中,时间色散元件可以用长的传输光纤实现。显然,这些光子没有通过物体,因此没有携带待成像物体的信息。这一方案可以通过空间色散元件(空间光栅)和时间色散元件(传输光纤),将两路热光在频域上的关联特

性转化为这两路光子在光子照射物体空间位置(Alice 一侧)和光子到达探测器时间(Bob 一侧)之间的关联。因此,同样可以通过两路光子的时域符合计数测量将物体信息(即物体对信号光子的频域调制函数 r)恢复出来,由此实现热光时域鬼成像功能。

在热光时域鬼成像中,热光光场在数学上可以表示为子光场的非相干叠加,即

$$E(r, t) = \sum_j E_j(r, t) \approx \exp\{-i[\omega_0 t - k(\omega_0)r]\} \sum_j \mathcal{F}_\tau \{f(\Omega) \exp[i\varphi_j(\Omega)]\}, \quad (7)$$

式中: j 表示子场; ω_0 为热光的中心频率; Ω 为子场的频率失谐; $\mathcal{F}_\tau\{\cdot\}$ 为傅里叶变换函数。本研究采用色散的一阶近似: $k(\omega) \approx k(\omega_0) + dk/d\omega|_{\omega_0} \Omega$ 。 $\tau \equiv t - r/v_g(\omega_0)$, 其中 v_g 是群速度, $v_g = d\omega/dk$ 。 $f(\Omega)$ 是热光场的实频谱幅度。由于相位项 $\varphi_j(\Omega)$ 随时间随机变化,而每个子场的相位项相互独立,因此子场之间具有非相干叠加的性质。

在 Alice 一侧,由于空间色散元件将光子散射到待成像物体的一条线上的不同位置处,因而待成像物体对这些光子频谱起到了滤波的作用。频谱滤波的轮廓由待成像物体对光子的透射(或

反射)情况决定,在这里被记为 $r(\Omega)$ 。在经过待成像物体后,单光子探测器收集的光场可以表示为

$$E(L_a, t_a) \approx \exp\{-i[\omega_0 t - \beta(\omega_0)L_a]\} \times \sum_j \mathcal{F}_{\tau_a} \{f(\Omega)r(\Omega) \exp[i\varphi_j(\Omega)]\}, \quad (8)$$

式中: L_a 为光子从分束器到 Alice 的单光子探测器的传输距离; t_a 为光子到达单光子探测器的时间; $\tau_a \equiv t_a - L_a/v_g$ 。

在 Bob 一侧,考虑到传输光纤带来的时间色散效应,单光子探测器处的光场可以表示为

$$E(L_b, t_b) \approx \exp\{-i[\omega_0 t - \beta(\omega_0)L_b]\} \sum_k \mathcal{F}_{\tau_b} \{f_k(\Omega) \exp(-i\beta_2 \Omega^2 L_b/2) \exp[i\varphi_k(\Omega)]\}, \quad (9)$$

式中: β_2 为传输光纤的群速度色散系数;相位项 $-i\beta_2 \Omega^2 L_b/2$ 是由群速度色散导致的,它改变了热光子的时域波包形状; L_b 为从分束器到 Bob 的探测器的传输距离; t_b 为光子到达探测器的时间; $\tau_b \equiv t_b - L_b/v_g$ 。

实验测量中的时间分辨符合计数速率 R 正比于时域二阶关联函数 $G^{(2)}(L_a, t_a, L_b, t_b) = \langle I(t_a, L_a)I(t_b, L_b) \rangle$, 其中 I 表示光强,有 $I = EE^*$ 。由于相位项 $\varphi_j(\Omega)$ 具有随机性,热光光场的二阶关联函数通常可以表示为

$$G^{(2)}(L_a, t_a, L_b, t_b) = \langle I(t_a, L_a) \rangle \langle I(t_b, L_b) \rangle + |\Gamma(L_a, t_a, L_b, t_b)|^2, \quad (10)$$

式中: Γ 为两路光场的互相干函数。

$$\begin{aligned} \Gamma(L_a, t_a, L_b, t_b) &= \langle E(L_a, t_a)E^*(L_b, t_b) \rangle = \sum_j E_j(L_a, t_a)E_j^*(L_b, t_b) \propto \sum_j \mathcal{F}_{\tau_a - t_{0j}} \{f(\Omega)r(\Omega)\} \times \\ &\mathcal{F}_{\tau_b - t_{0j}}^* \{f(\Omega) \exp(-i\beta_2 \Omega^2 L_b/2)\} \propto \int dt_0 \mathcal{F}_{\tau_a - t_0} \{f(\Omega)r(\Omega)\} \mathcal{F}_{\tau_b - t_0}^* \{f(\Omega) \exp(-i\beta_2 \Omega^2 L_b/2)\} \propto \\ &\mathcal{F}_\tau \{f^2(\Omega)r(\Omega) \exp(i\beta_2 \Omega^2 L_b/2)\} \propto \mathcal{F}_\tau \{f^2(\Omega)r(\Omega)\} \otimes \mathcal{F}_\tau \{\exp(i\beta_2 \Omega^2 L_b/2)\}. \end{aligned} \quad (11)$$

由于不同子源辐射出的子光场具有相位随机性,因此在非相干叠加中只有相同子源辐射出的光场对二阶关联函数有贡献。 t_{0j} 是来自第 j 个子源

的波包辐射时间,因此对大量的子场求和变成了对 t_0 的积分; \otimes 是卷积符号;另外,两路相对延时为 $\tau = (t_a - t_b) + (L_b - L_a)/v_g$ 。经过计算^[33]可以得到

$$\Gamma(\tau) \propto \int d\tau' \left[\int d\Omega f^2(\Omega) r(\Omega) \exp(i\Omega\tau') \right] \exp[i(\tau - \tau')^2 / (2\beta_2 L_b)] \propto \int d\tau' \left[\int d\Omega f^2(\Omega) r(\Omega) \exp(i\Omega\tau') \right] \exp[-i\tau\tau' / (\beta_2 L_b)] \propto f^2[\tau / (\beta_2 L_b)] r[\tau / (\beta_2 L_b)], \quad (12)$$

由于在 Bob 一侧引入大色散,因此(12)式的高阶项 $\exp[i\tau'^2 / (2\beta_2 L_b)]$ 被忽略掉。从(10)式和(12)式可以看到,二阶时域相关函数由两部分组成:一部分是 $\langle I(t_a, L_a) \rangle \langle I(t_b, L_b) \rangle$, 它对应符合计数测量中的背景噪声;另一部分是互相关函数 Γ , 它包含了待成像物体的空间信息,即 $r(\Omega)$ 。

本课题组对该热光时域鬼成像方案进行了实验验证。实验中通过在一段纳米硅波导中产生自发四波混频,提取信号光子,并且通过滤波器的匹配使得产生的信号光子接近单模状态,从而制备出热光时域鬼成像方案所需的宽谱热光光源。产生的热光光子被光纤耦合器分成两路。在 Alice 一侧,采用一个带宽可调的可调谐滤波器模拟物体对通过空间色散元件的光子的光谱调制作用。在 Bob 一侧,光子通过 50 km 长的普通单模光纤后进行单光子探测。图 3(b)所示为不同滤波带宽下滤波器的滤波谱和相应的时域符合计数测量结果(测量结果中扣除了背景噪声计数)。可以看到,符合计数的波峰随着可调滤波器带宽的展宽而发生相应的展宽。图 3(c)所示为滤波器的带宽固定、中心波长移动的符合计数测量结果,同样扣除了背景噪声计数。可以看到,符合计数峰在时域的位置随着滤波器中心波长的变化而移动。实验结果表明可调滤波器的透射谱轮廓可以通过 Alice 和 Bob 之间的热光子符合计数测量得到,验证了热光时域鬼成像的可行性。实验中采用硅波导的自发四波混频效应实现了谱宽为 3 nm 的宽谱热光光源,二阶相关测量表明光源输出光子的二阶关联度 $g^{(2)}(0)$ 达到 1.80,即在鬼成像中两路热光光子具有良好的关联性。由于实验中采用的热光光谱相当宽,热光时域鬼成像的时间分辨率主要由探测系统的时间抖动决定。实验中超导纳米线单光子探测器的时间抖动约为 80 ps,时间关联单光子计数器(TCSPC, Hydra Harp 400, Pico Quant)的时间抖动约为 4 ps,实验系统中双光子探测的时间分辨率大约为 114 ps。考虑到 50 km 的光纤引入的色散量约为 800 ps/nm,实验中引入的频率分辨率约为 0.14 nm。

在第 2、第 3 节中,从二阶相关函数 $G^{(2)}(L_a, t_a, L_b, t_b)$ 出发,分别阐述了量子时域鬼成像和热光时域鬼成像方案的理论机制。量子时域鬼成像利用了

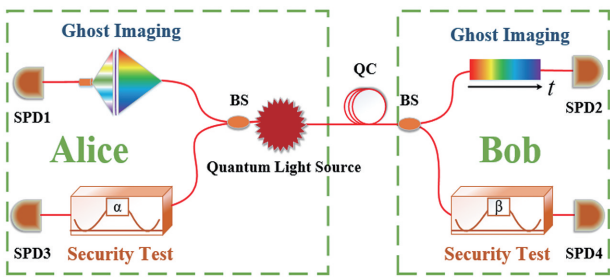
光子对由于产生过程中的能量守恒而具有频率关联的性质。在热光时域鬼成像的分析中,从经典光场的角度将二阶关联函数分解为背景项和包含信息的一阶相干项,而后者是由同一个辐射源的子场贡献的,因此分发到两路的热光光子也具有频率关联性。在时域鬼成像方案中,一路光子经过空间色散,从而将待成像物体的信息加载到光子频谱上;另一路光子经过时域色散后光子波包会根据频谱宽度产生相应的展宽。无论是量子光源还是热光光源,当两路光子具有频率关联性,就可以利用一路光子的空间色散效应和另一路光子的时间色散效应,将待成像物体的空间信息映射到展宽的时域符合计数峰上。

4 量子时域鬼成像的应用:量子安全鬼成像

在长距离光纤传送的量子时域鬼成像方案中,图像发送方 Alice 与接收方 Bob 分别进行单光子探测。随后, Alice 将单边探测数据通过经典公开信道发送给 Bob,后者利用双方的探测数据进行关联计数,从而恢复出图像。由于鬼成像的特点是任何一路数据都无法单独成像, Alice 在经典信道上的数据公开不会造成图像信息的泄漏。因此,如果出现第三方 Eve 进行图像窃听,那么 Eve 既要在经典信道上获取 Alice 的探测数据,又要在长距离光纤量子信道上窃听分发给 Bob 的单光子信息。最后, Eve 需要将经典信道获取的数据和量子信道窃听的数据进行关联,才能窃取到图像信息。然而,量子信道的窃听会引起光子对纠缠特性的恶化,因此可以结合纠缠量子密钥分发中的窃听检测技术对量子时域鬼成像的量子信道进行监测,并通过合理的协议设计防止图像信息的泄漏。

图 4 为量子安全鬼成像的方案示意图^[40]。其基本思想是在图 1 所示的量子时域鬼成像方案的基础上,在 Alice 端和 Bob 端各取出一部分光子,利用这部分光子之间的量子纠缠特性实现量子信道的安全检测,判断 Eve 对量子信道的窃听情况,并对量子时域鬼成像过程进行调控,使得 Eve 无法有效获得图像信息,实现 Alice 和 Bob 之间安全成像的功能。

量子安全鬼成像的实验采用硅波导中的自发四



BS—beam splitter; QC—quantum channel;
SPD—single photon detector.

图 4 量子安全鬼成像示意图^[40]

Fig. 4 The illustration of quantum secure ghost imaging^[40]

波混频产生宽光谱的时间能量纠缠光子对。量子光源位于 Alice 一侧,信号光子通过任意频谱滤波器后由单光子探测器探测。任意频谱滤波器用来模拟信号光子经过空间色散元件后照射到物体上,物体对信号光子的光谱滤波作用。闲频光子通过 50 km 普通单模光纤后到达 Bob 一侧,而后被直接探测。光纤的色散起到时域色散的作用。从 Alice 和 Bob 一侧各取出一部分光子经过非平衡马赫-曾德尔干涉仪后进行单光子探测,通过两者的符合计数测量实现 Franson 型量子干涉^[41]的功能。理想情况下,在非正交基下时间能量纠缠光子对的 Franson 干涉条纹可见度可以达到 100%。如果存在 Eve 采用截取重发策略攻击量子信道,则会造成光子对时间能量纠缠特性退化,表现为 Franson 干涉条纹的可见度降低。理论分析表明,根据 Franson 干涉条纹可见度的降低量可以计算出量子信道中光子被 Eve 窃听重发的比例。另一方面,Eve 也需要像 Bob 一

样利用 Alice 通过经典信道发送的单光子探测结果恢复图像。对于鬼成像过程,成像的质量可以用图像的信噪比(signal-to-ratio, SNR)表征,它与 Alice 发送探测结果的数据量直接相关。实验中 Alice 一侧的可编程滤波器设置的滤波范围为 1544 ~ 1558 nm,其中等频率间隔地划分了 31 个滤波窗口。因此,每个窗口的宽度为 0.452 nm。整个图形由 15 次量子时域鬼成像过程传送。每一次量子时域鬼成像过程中 Alice 和 Bob 测量单光子的时间为 20 s,完成 15 步的测量总共耗时 5 min。每一次量子时域鬼成像过程的单光子探测与前一次的时间分辨符合计数的数据处理并行进行,因此整个图形的传送时间也大约是 5 min。实验中的成像速度受限于较低的符合计数速率,可以通过增加量子光源亮度、减小光路损耗和提升单光子探测器效率实现成像速度的有效提升。图 5(a)所示为实验中测得的鬼成像信噪比随 Alice 发送数据量(用发送的数据对应的 Alice 一侧的单光子探测时间来表征)的变化关系。可见,Alice 发送的数据量越大,图像质量越高。当发送的数据量小到一定阈值,如图 5(a)的虚线所示,图像将因信噪比过小而无法恢复有效信息。因此,在提出的量子安全鬼成像协议中,当两侧单光子探测完成后,首先双方通过交换数据得到 Franson 型量子干涉的结果,通过干涉条纹的退化情况判断 Eve 对量子信道的窃听水平,进而确定 Alice 向 Bob 发送的用于量子鬼成像的单光子探测数据量。这个数据量使 Eve 获得的鬼成像数据低于上述阈值,从而无法得到可以分辨的图像。若窃听不严重,Bob 获得的数据量高于 Eve 的数据量,并

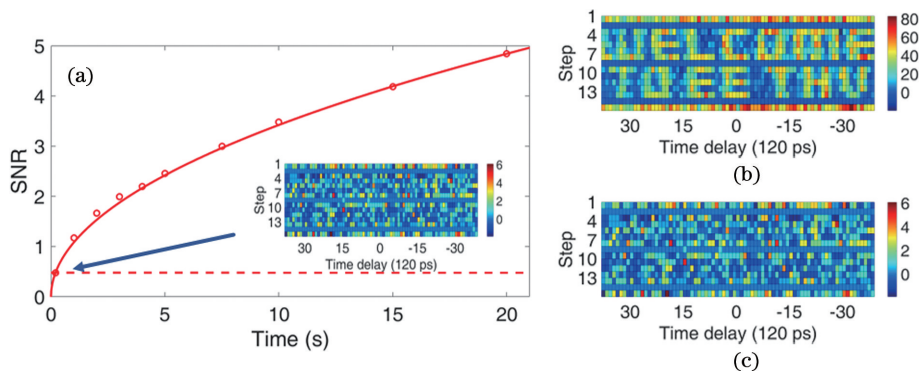


图 5 量子安全鬼成像^[40]。(a) Bob 的图像信噪比随 Alice 发送的光子数据量的变化情况,插图对应的是图像能够识别的信噪比阈值;(b)当干涉条纹可见度下降 2%时,Bob 获取的图像;(c)当干涉条纹可见度下降 2%时,Eve 获取的图像

Fig. 5 Quantum secure ghost imaging^[40]. (a) The signal-to-ratio (SNR) of Bob's image versus the photon records sent by Alice, the inset corresponds to the SNR threshold of the recognizable image; (b) Bob's image when the visibility of the interference fringe decreases by 2%; (c) Eve's image when the visibility of the interference fringe decreases by 2%

且高于上述阈值,则 Bob 获得可以分辨的图像,由此实现了量子安全鬼成像的功能。假定通过 Eve 的窃听使得 Franson 干涉的条纹可见度下降了 2%,由此能够确定 Alice 发送给 Bob 的鬼成像探测数据量。在此数据量下 Bob 和 Eve 恢复的图像分别如图 5(b)、(c)所示。可以看到,Bob 可以恢复出较清楚的图像,Eve 生成的图像则完全无法分辨。

值得注意的是,随着 Eve 对 Alice 通过量子信道发送给 Bob 的闲频光子的窃听比例越高,Franson 型量子干涉的条纹可见度下降幅度越大。为了实现安全成像,Alice 发送的数据量将越来越小,使得 Bob 和 Eve 通过量子时域鬼成像获得的图像信噪比差距越来越小。为了将 Eve 的图像信噪比维持在阈值附近,Bob 的成像质量必然会越来越差。另外,量子纠缠与经典关联的临界点是干涉条纹可视度 $V=70.7\%$ 。当 $V<70.7\%$ 时,整个量子信道都可能被 Eve 的窃听破坏,安全成像将无法进行。因此,量子安全鬼成像的意义首先在于发现量子信道窃听,并在窃听不严重时提供一定程度的安全防护功能,在窃听严重时则提出警告。

5 结论与展望

本文系统介绍了基于频率关联的量子时域鬼成像和热光时域鬼成像。这些方案通过在 Alice 和 Bob 两侧引入空间色散和时间色散,将两路光(子)在频率上的关联特性转换为一侧光子照射物体位置和另一侧光子到达时间之间的关联,从而通过两侧的时域符合计数测量获得物体的信息。频率关联可以在单模光纤传输过程中很好地保持,并且光纤传输可同时为成像方案提供所需的时间色散,因此这些方案可以通过单模光纤长距离传输实现。本文还介绍了量子安全鬼成像,该方案将量子时域鬼成像与纠缠量子密钥分发的安全检测机制结合,通过光纤实现了具有一定安全防护功能的远距离成像。

在本文介绍的鬼成像方案中,物体信息反映在符合计数的时域分布上,因此被称为时域鬼成像。与利用时间关联特性的时域鬼成像相比^[29-31],本文介绍的鬼成像方案利用了光束(光子)在频率上的关联特性实现了成像,可以看作是对其中一路光束(光子)的透射谱或反射谱进行了单光子水平的传感,这为长距离的光谱探测提供了新的技术途径。配合空间色散器件则可以实现长距离光纤传送的空间成像。此外,作为信息传送手段,这种基于频域关联特性的时域鬼成像技术每次传送的信息受限于光子的

频谱宽度,不利于高速传送时域信号。

在自发非线性参量过程产生的时间能量纠缠光子对中,信号光子和闲频光子间同时具有强频率关联性和时间关联性。利用时间能量纠缠光子对的时间关联性也可以实现基于时域符合计数测量的时域鬼成像^[42]。在该方案中,一路光子经过时域强度调制后,由时间分辨率低的单光子探测器 1 探测(或仅公开低分辨率的单光子探测时间信息用于符合计数),仅从这一侧公开的探测结果无法恢复调制信息。另一路光子由高时间分辨率的单光子探测器 2 直接测量,所记录的光子到达时间分辨率优于调制信号的特征时间。这样,通过两路探测器探测结果的时域符合计数筛选探测器 2 记录的时间信息,即可恢复出时域调制信号。由于在同步信号的辅助下光子对的时间关联特性也可以通过单模光纤长距离保持,因此这种量子时域鬼成像机制通过关联光子对实现了时域信号的光纤传送。该方案同样具有与量子密钥分发的安全检测机制结合从而发展出新型安全通信方法的潜力。目前,将这种量子时域鬼成像应用于量子数字签名,能够实现一次签发多比特信息的功能^[42],其中对量子信道进行安全监控的方法采用基于非局域色散补偿机制^[43-44]。基于频率关联和时间关联的时域量子鬼成像在物理实现上各有特点,为鬼成像的大地理尺度应用提供了丰富的技术途径。

与基于空间-空间或动量-动量关联的传统鬼成像技术相比,时域鬼成像既可以实现传统空间成像功能,又可以对时域信号或光谱信息进行获取和传送,大大拓展了鬼成像的应用领域。近年来,时域鬼成像已经被应用于实时评估单光子探测器的探测效率^[45]和监测量子密钥分发过程中的窃听行为^[46]。可以预见,采用与光纤网络兼容的技术实现的时域鬼成像将在量子通信和传感网络中有良好的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, et al. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement[J]. *Physical Review A*, 1995, 52(5): R3429-R3432.
- [2] Strekalov D V, Sergienko A V, Klyshko D N, et al. Observation of two-photon “ghost” interference and diffraction [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(18): 3600-3603.
- [3] Bennink R S, Bentley S J, Boyd R W. “Two-photon”

- coincidence imaging with a classical source [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(11): 113601.
- [4] Valencia A, Scarcelli G, D'Angelo M, et al. Two-photon imaging with thermal light [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(6): 063601.
- [5] Zhai Y H, Chen X H, Zhang D, et al. Two-photon interference with true thermal light [J]. *Physical Review A*, 2005, 72(4): 043805.
- [6] Liu H L, Shen X, Zhu D M, et al. Fourier-transform ghost imaging with pure far-field correlated thermal light [J]. *Physical Review A*, 2007, 76(5): 053808.
- [7] Bai Y F, Han S S. Ghost imaging with thermal light by third-order correlation [J]. *Physical Review A*, 2007, 76(4): 043828.
- [8] Liu H L, Han S S. Spatial longitudinal coherence length of a thermal source and its influence on lensless ghost imaging [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(8): 824-826.
- [9] Shapiro J H. Computational ghost imaging [J]. *Physical Review A*, 2008, 78(6): 061802.
- [10] Clemente P, Durán V, Tajahuerce E, et al. Single-pixel digital ghost holography [J]. *Physical Review A*, 2012, 86(4): 041803.
- [11] Hardy N D, Shapiro J H. Computational ghost imaging versus imaging laser radar for three-dimensional imaging [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(2): 023820.
- [12] Gao C, Wang X Q, Wang Z F, et al. Optimization of computational ghost imaging [J]. *Physical Review A*, 2017, 96(2): 023838.
- [13] Le M N, Wang G, Zheng H B, et al. Underwater computational ghost imaging [J]. *Optics Express*, 2017, 25(19): 22859-22868.
- [14] Tao Y, Wang X X, Yan G Q, et al. Computational ghost imaging method based on Tikhonov regularization [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(2): 021016.
陶勇, 王肖霞, 闫国庆, 等. 基于 Tikhonov 正则化的计算鬼成像方法 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(2): 021016.
- [15] Yan G Q, Yang F B, Wang X X, et al. Computational ghost imaging based on orthogonal sinusoidal speckle [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(4): 041019.
闫国庆, 杨风暴, 王肖霞, 等. 基于正交化正弦散斑的计算鬼成像 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(4): 041019.
- [16] Feng W, Zhao X D, Tang S J, et al. Compressive computational ghost imaging method based on region segmentation [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(10): 101105.
冯维, 赵晓冬, 汤少靖, 等. 基于区域分割的压缩计算鬼成像方法 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(10): 101105.
- [17] Clemente P, Durán V, Torres-Company V, et al. Optical encryption based on computational ghost imaging [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(14): 2391-2393.
- [18] Tanha M, Kheradmand R, Ahmadi-Kandjani S. Gray-scale and color optical encryption based on computational ghost imaging [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(10): 101108.
- [19] Chen W, Chen X D. Ghost imaging for three-dimensional optical security [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(22): 221106.
- [20] Yu H, Lu R H, Han S S, et al. Fourier-transform ghost imaging with hard X rays [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(11): 113901.
- [21] Pelliccia D, Rack A, Scheel M, et al. Experimental X-ray ghost imaging [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(11): 113902.
- [22] Zhang A X, He Y H, Wu L G, et al. Tabletop X-ray ghost imaging with ultra-low radiation [J]. *Optica*, 2018, 5(4): 374-377.
- [23] Klein Y, Schori A, Dolbnya I P, et al. X-ray computational ghost imaging with single-pixel detector [J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 3284-3293.
- [24] He Y H, Zhang A X, Li M F, et al. High-resolution sub-sampling incoherent X-ray imaging with a single-pixel detector [J]. *APL Photonics*, 2020, 5(5): 056102.
- [25] Khakimov R I, Henson B M, Shin D K, et al. Ghost imaging with atoms [J]. *Nature*, 2016, 540(7631): 100-103.
- [26] Li S, Cropp F, Kabra K, et al. Electron ghost imaging [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(11): 114801.
- [27] Kingston A M, Myers G R, Pelliccia D, et al. Neutron ghost imaging [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053844.
- [28] He Y H, Huang Y Y, Zeng Z R, et al. Single-pixel imaging with neutrons [J]. *Science Bulletin*, 2021, 66(2): 133-138.
- [29] Ryczkowski P, Barbier M, Friberg A T, et al. Ghost imaging in the time domain [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(3): 167-170.
- [30] Devaux F, Moreau P A, Denis S, et al. Computational temporal ghost imaging [J]. *Optica*, 2016, 3(7): 698-701.
- [31] Denis S, Moreau P A, Devaux F, et al. Temporal

- ghost imaging with twin photons [J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(3): 034002.
- [32] Dong S, Zhang W, Huang Y D, et al. Long-distance temporal quantum ghost imaging over optical fibers [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 26022.
- [33] Yao X, Zhang W, Li H, et al. Long-distance thermal temporal ghost imaging over optical fibers [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(4): 759-762.
- [34] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, et al. Quantum cryptography[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74(1): 145-195.
- [35] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, et al. The security of practical quantum key distribution [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81 (3): 1301-1350.
- [36] Zhong T, Zhou H C, Horansky R D, et al. Photon-efficient quantum key distribution using time-energy entanglement with high-dimensional encoding [J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(2): 022002.
- [37] Boaron A, Boso G, Rusca D, et al. Secure quantum key distribution over 421 km of optical fiber [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 190502.
- [38] Liao S K, Cai W Q, Handsteiner J, et al. Satellite-relayed intercontinental quantum network [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(3): 030501.
- [39] Liu X, Yao X, Wang H Q, et al. Energy-time entanglement based dispersive optics quantum key distribution over optical fibers of 20 km[C]//CLEO: Science and Innovations 2019, May 5-10, 2019, San Jose, California, United States. Washington, D.C.: OSA, 2019: JTU2A.33.
- [40] Yao X, Liu X, You L X, et al. Quantum secure ghost imaging[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(6): 063816.
- [41] Franson J D. Bell inequality for position and time[J]. *Physical Review Letters*, 1989, 62 (19): 2205-2208.
- [42] Yao X, Liu X, Zhang W, et al. Multi-bit quantum digital signature based on temporal quantum ghost imaging[C]//Quantum Information and Measurement (QIM) V: Quantum Technologies, April 4-6, 2019, Rome, Italy. Washington, D.C.: OSA, 2019: T5A.46.
- [43] Franson J D. Nonlocal cancellation of dispersion[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(5): 3126-3132.
- [44] Lee C, Zhang Z S, Steinbrecher G R, et al. Entanglement-based quantum communication secured by nonlocal dispersion cancellation [J]. *Physical Review A*, 2014, 90(6): 062331.
- [45] Wu J, Wang F X, Chen W, et al. Temporal ghost imaging for quantum device evaluation [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(10): 2522-2525.
- [46] Wang F X, Wu J, Chen W, et al. Perceiving quantum hacking for quantum key distribution using temporal ghost imaging [J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(3): 034051.