

门控下InGaAs/InP单光子探测器用于符合测量的时域滤波特性研究

靳亚晴 董瑞芳 权润爱 项晓 刘涛 张首刚

Temporal filtering characteristics of gated InGaAs/InP single-photon detectors for coincidence measurement

Jin Ya-Qing Dong Rui-Fang Quan Run-Ai Xiang Xiao Liu Tao Zhang Shou-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 074202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201648

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201648>

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

高时间稳定性的雪崩光电二极管单光子探测器

Avalanche photodiode single-photon detector with high time stability

物理学报. 2020, 69(7): 074204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191875>

^{252}Cf 自发裂变中子发射率符合测量的回归分析

Regression analysis of coincidence measurements for determining the neutron emission rate of ^{252}Cf spontaneous fission

物理学报. 2018, 67(24): 242901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181073>

采用多晶硅场板降低单光子雪崩二极管探测器暗计数

Reducing dark count of single-photon avalanche diode detector with polysilicon field plate

物理学报. 2020, 69(14): 148501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200523>

宣布式单光子源宣布效率的宣布测量基相关性

Relevance of the heralded efficiency of the heralded single-photon source to the heralded basis

物理学报. 2019, 68(23): 234202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190532>

半导体上转换单光子探测技术研究进展

Research progress of semiconductor up-conversion single photon detection technology

物理学报. 2018, 67(22): 221401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180618>

基于超导纳米线单光子探测器深空激光通信模型及误码率研究

Model of bit error rate for laser communication based on superconducting nanowire single photon detector

物理学报. 2017, 66(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.198501>

门控下 InGaAs/InP 单光子探测器用于符合测量的时域滤波特性研究*

靳亚晴¹⁾²⁾ 董瑞芳^{1)2)†} 权润爱¹⁾ 项晓¹⁾²⁾ 刘涛¹⁾²⁾ 张首刚^{1)2)‡}

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2020年10月6日收到; 2020年10月30日收到修改稿)

基于砷化镓/磷化铟雪崩光电二极管 (InGaAs/InP APD) 的半导体单光子探测器因工作在通信波段, 且具有体积小、成本低、操作方便等优势, 在实用化量子通信技术中发挥了重要作用. 为尽可能避免暗计数和后脉冲对单光子探测的影响, InGaAs/InP 单光子探测器广泛采用门控技术来快速触发和淬灭雪崩效应, 有效门宽通常在纳秒量级. 本文研究揭示了门控下单光子探测器可测量的最大符合时间宽度受限于门控脉冲的宽度, 理论分析与实验结果良好拟合. 该研究表明, 门控下 InGaAs/InP 单光子探测器用于双光子符合测量具有显著的时域滤波特性, 限制了其在基于双光子时间关联测量的量子信息技术中的应用.

关键词: 符合测量, 单光子探测器, 门控脉冲, 时域滤波

PACS: 42.50.-p, 03.67.Mn, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.70.20201648

1 引言

单光子探测器是进行光探测最灵敏的仪器. 除了在高分辨率光谱测量^[1]、光时域反射^[2,3]、地球科学^[4]、高能物理^[5]、激光雷达^[6]、空间科学^[7]等领域已取得重要应用以外, 单光子探测器也是量子通信的关键器件, 被广泛应用于量子保密通信^[8,9]、光子相关光谱测量^[10,11]、量子物理基础研究^[12]、量子时间同步^[13-16]和量子信息处理^[17]等领域. 半导体单光子探测器因具有成本低、体积小、可靠性高等优势, 在实用化量子通信技术中发挥着重要作用.

基于砷化镓/磷化铟雪崩光电二极管 (InGaAs/

InP APD) 的半导体单光子探测器由于工作在近红外光通信波段, 大量应用在光纤量子密钥分发系统中^[18]. 为实现单光子水平探测, InGaAs/InP APD 必须工作于雪崩击穿电压之上, 也就是通常所说的盖革模式. 然而由于雪崩效应无法自然停止, 需要实现雪崩效应的快速淬灭^[19]. 门控技术是盖革模式下实现雪崩快速淬灭和恢复的有效方法^[20]. 门控下, APD 的两端偏压只在门控脉冲宽度内高于雪崩电压, 由此通过提高门脉冲的开关速率和控制门脉冲宽度, 不仅有效降低了暗计数和后脉冲对单光子探测的影响, 还提高了 APD 的可靠性和单光子计数率^[18]. 因此, 针对门控下单光子探测器的性能提升, 门控技术被广泛研究, 在提高门控脉冲开

* 国家自然科学基金 (批准号: 12033007, 61875205, 61801458, 91836301)、中国科学院前沿科学重点研究项目 (批准号: QYZDB-SW-SLH007)、中国科学院战略性先导科技专项 C 类项目 (批准号: XDC07020200)、中国科学院“西部青年学者”项目 (批准号: XAB2019B17, XAB2019B15)、广东省重点研发项目 (批准号: 2018B030325001)、中国科学院重点项目 (批准号: ZDRW-KT-2019-1-0103) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: szhang@ntsc.ac.cn

关速率的同时, 缩短有效门控脉冲时间宽度是门控技术中的主要性能参数. 目前门控下 InGaAs/InP 单光子探测器的有效门控宽度通常在 1 ns 及以下, 当前常用的高速门控技术包括: 正弦门控^[21–23]、矩形门控^[24,25]和高斯门控^[26].

由于门控下单光子探测器的有效探测取决于门控脉冲与光子到达时间的同步性, 门控脉冲持续时间必然限制了单光子探测器的有效探测时间区间. 在不考虑色散影响的条件下, 通过传输后的光脉冲宽度通常在皮秒量级及以下, 远小于单光子探测器的门控宽度. 因此, 采用门控下 InGaAs/InP 单光子探测器将不影响测量的准确性. 然而, 随着基于长距离光纤链路的量子信息等技术的普遍发展及应用, 由于光纤色散对光脉冲的时域展宽, 经过几公里至几十公里光纤传输后的光脉冲宽度将趋近甚至超过该单光子探测器的门控宽度, 从而使得门控宽度的影响不能再忽略. 在长距离、大色散的系统对于门控脉冲对光子到达时间测量的影响研究尚未明确报道. 本文通过理论分析得出, 门控下单光子探测器的有效门控脉冲时间宽度决定了单光子到达时间的选通测量宽度, 进而导致对双光子关联时间分布的时域滤波, 最终可测量到的双光子符合时间宽度不会超过有效门控脉冲宽度的一半; 并采用实验室已有的 InGaAs/InP 单光子探测器对基于自发参量下转换 (SPDC) 产生的纠缠双光子经过不同色散介质后的符合时间分布进行测量, 实验结果与理论分析良好拟合. 该研究揭示了, 门控下单光子探测器用于双光子二阶关联测量的完整性将受限于门控脉冲的有效宽度. 由于完整的双光子二阶关联分布信息测量在现代量子信息技术的多个方面必不可少, 如: 高精度量子光谱测量^[9,22]中, 受限的双光子符合分布将会影响双光子

光谱测量的准确性; 在基于 time-bin 编码的量子密钥分发中^[27,28]和量子时域鬼成像^[29,30]等领域, 门脉冲的抑制作用将会导致部分密钥信息的丢失, 同时限制编码的灵活性. 因此, 门控下单光子探测器用于双光子符合测量所具有的显著时域滤波特性, 极大限制了其在基于双光子时间关联测量的量子信息技术中的应用.

2 理论模型

基于门控下单光子探测器的纠缠双光子时间关联分布测量示意图如图 1 所示, 其中图 1(a) 表示泵浦光 SPDC 产生的频率反关联的信号光子 (Signal) 与闲置光子 (Idler) 经过长度分别为 l_1 和 l_2 的单模光纤 (SMF) 色散展宽, 到达单光子探测器 D1 和 D2 进行符合测量; 图 1 (b) 中 1, 2, 3 表示在图 1 (a) 中对应位置的信号. 1 中橙色脉冲与 2 中的蓝色脉冲分别表示色散展宽之后的信号光与闲置光时域的分布, 绿色与红色表示不同宽度的门控脉冲, 3 表示符合测量之后的结果, 其中黑色实线表示实际符合结果, 绿色和红色表示经过不同的门控脉冲选通之后进行符合测量的结果.

信号光子和闲置光子经过长度分别为 l_1 和 l_2 、传播常数分别为 k_1 和 k_2 的 SMF, 在 t_1 和 t_2 时刻分别到达单光子探测器 D1 和 D2, 对应的电场算符可以表示为:

$$\begin{aligned}\hat{E}_s^{(+)}(l_1, t_1) &= \int d\omega \hat{a}_s(\omega) e^{-i(\omega t_1 - k_1(\omega)l_1)}, \\ \hat{E}_i^{(+)}(l_2, t_2) &= \int d\omega \hat{a}_i(\omega) e^{-i(\omega t_2 - k_2(\omega)l_2)}.\end{aligned}\quad (1)$$

在门控触发下, 由于单光子探测器只在门控脉冲电压宽度内两端电压高于雪崩电压, 门控脉冲的

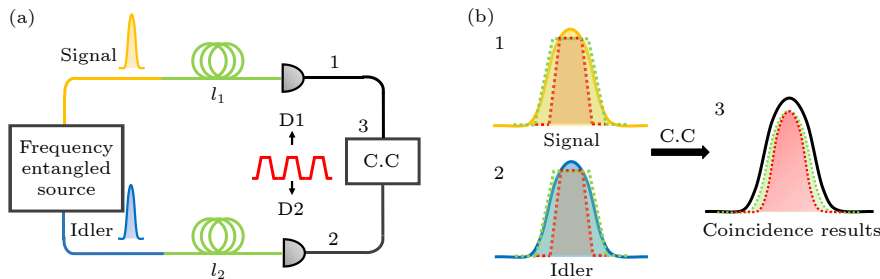


图 1 基于门控下单光子探测器对于纠缠双光子时间关联分布测量时域滤波示意图

Fig. 1. Schematic diagram of time-domain filtering for entangled two-photon correlation measurement with gated mode single-photon detector.

选通效应作用于到达单光子探测器的信号光子或闲置光子的电场振幅上. 假设门控脉冲为高斯波形^[21], 两个单光子探测器的门控脉冲函数可以由下式表达:

$$H_{1,2}(t_{1,2}) \approx \exp\left[-\frac{(t_{1,2} - \bar{t}_{1,2})^2}{2\sigma_{1,2}^2}\right], \quad (2)$$

其中, 下标 1 和 2 分别表征单光子探测器 1 和 2, $\sigma_{1,2}$ 为门控脉冲的有效时域宽度, $\bar{t}_{1,2}$ 为每一对纠缠光子到达单光子探测器时的门控脉冲选通中心时刻. 经门控脉冲选通的信号光子和纠缠光子的电场振幅算符可写为:

$$\begin{aligned} \hat{E}_s^{(+)}(l_1, t_1) &= \hat{E}_s^{(+)}(l_1, t_1) H_1(t_1), \\ \hat{E}_i^{(+)}(l_2, t_2) &= \hat{E}_i^{(+)}(l_2, t_2) H_2(t_2). \end{aligned} \quad (3)$$

因此, 利用门控下单光子探测器接收到的信号光子和闲置光子的符合分布可由门控脉冲作用下的二阶关联函数 $G_{\text{gate}}^{(2)}(t_1, t_2)$ 决定^[13], 可表示为

$$\begin{aligned} G_{\text{gate}}^{(2)}(t_1, t_2) &= \left| \langle 0 | \hat{E}_i^{(+)}(l_2, t_2) \hat{E}_s^{(+)}(l_1, t_1) | \Psi \rangle \right|^2 \\ &= \left| \langle 0 | \hat{E}_i^{(+)}(l_2, t_2) \hat{E}_s^{(+)}(l_1, t_1) | \Psi \rangle \right|^2 \\ &\quad \times |H_1(t_1)|^2 |H_2(t_2)|^2 \\ &= G^{(2)}(t_1, t_2) |H_1(t_1)|^2 |H_2(t_2)|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $G^{(2)}(t_1, t_2)$ 表示信号光子和闲置光子到达单光子探测器 1 和 2 处的二阶关联函数. 假设纠缠双光子为理想的频率反关联纠缠^[31,32], 在静态场条件下, $G^{(2)}$ 只依赖于 $\tau = t_1 - t_2$. 令信号光子和闲置光子在光纤中传输的群速度倒数分别为 k_1' 和 k_2' , 色散系数标识为 k_1'' 和 k_2'' , 信号光子与闲置光子经过光纤传输后的平均时延差可表示为 $\bar{\tau} = k_1' l_1 - k_2' l_2$, 如果令纠缠双光子的频谱振幅函数为带宽 $\Delta\omega$ 的高斯函数, 即 $\phi(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega^2}{2\Delta\omega^2}\right)$. 则在满足远场条件下^[13,33], 最终二阶关联函数可写为

$$G^{(2)}(\tau) \approx \exp\left(-\frac{1}{\Delta\omega^2} \left(\frac{\tau - \bar{\tau}}{k_1'' l_1 + k_2'' l_2}\right)^2\right). \quad (5)$$

从 (5) 式可以看到, 由于信号光子和闲置光子经历光纤色散, 将导致二阶关联分布被时域展宽, 双光子符合宽度可表示为 $\Delta t = \Delta\omega |k_1'' l_1 + k_2'' l_2| / \sqrt{2}$. 当 $k_1'' \approx k_2'' = \beta$, $l_1 \approx l_2 = l$, 双光子符合宽度可写为 $\Delta t \approx \sqrt{2} \Delta\omega |\beta| l$, 此时, 双光子二阶关联时间宽度随光纤长度及光子的频谱宽度线性增加. 假设两

单光子探测器的门控脉冲选通中心时刻间的关系满足 $\bar{t}_1 = t_2 + \bar{\tau}$ 及 $\bar{t}_2 = t_1 - \bar{\tau}$, 因此, 经过门控脉冲选通作用的二阶关联函数可表示为

$$\begin{aligned} G_{\text{gate}}^{(2)}(\tau) &= G^{(2)}(\tau) |H_1(\tau)|^2 |H_2(\tau)|^2 \\ &\approx \exp\left[-\left(\frac{\tau - \bar{\tau}}{2\beta l \Delta\omega}\right)^2 - \frac{(\tau - \bar{\tau})^2}{\sigma_1^2} - \frac{(\tau - \bar{\tau})^2}{\sigma_2^2}\right], \end{aligned} \quad (6)$$

考虑 $\sigma_1 \approx \sigma_2 = \sigma$, 双光子符合宽度被压窄为

$$\Delta t_{\text{gate}} \approx \frac{(\sqrt{2}\beta l \Delta\omega) \sigma}{\sqrt{2(2\beta l \Delta\omega)^2 + \sigma^2}} = \frac{(\sigma/2) \Delta t}{\sqrt{\Delta t^2 + (\sigma/2)^2}}. \quad (7)$$

从 (7) 式可以得到, 当 $\Delta t \ll \sigma/2$ 时, $\Delta t_{\text{gate}} \approx \Delta t$, 门控脉冲的时域宽度对测量到的双光子二阶关联分布宽度没有影响; 但当色散不断增大导致时域展宽逐渐趋近门控脉冲宽度时, 就会出现测量到的双光子符合宽度 Δt_{gate} 开始小于实际的二阶关联时间宽度 Δt , 即 $\Delta t_{\text{gate}} < \Delta t$; 当 $\Delta t \gg \sigma/2$ 时, $\Delta t_{\text{gate}} \approx \sigma/2$, 即双光子符合宽度达到饱和, 由门控脉冲的时域宽度决定.

实际系统中, 单光子探测器固有的时间抖动 (Δt_{jit}) 限制了测量到的最小双光子关联宽度, (7) 式给出的门控脉冲限制下双光子符合宽度应修正为 $\Delta t_{\text{obs}} = \sqrt{\Delta t_{\text{gate}}^2 + \Delta t_{\text{jit}}^2}$, 根据上述理论模型, 首先基于本文所采用的实验系统参数模拟分析了门控脉冲的时域宽度对测量到的频率纠缠双光子符合宽度的影响. 这里, 频率纠缠双光子的中心波长设定为 $\lambda_{s(i),0} = \lambda_0 = 1560 \text{ nm}$, SMF 的群速度色散系数取典型值, 即 $D = -17.7 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$. 单光子探测器的时间抖动采用实际测量到的 InGaAs/InP APD 半导体单光子探测器的抖动值, 其半高全宽 (FWHM) 约为 $\Delta t_{\text{jit},3\text{dB}} \approx 155 \text{ ps}$.

图 2(a) 和图 2(b) 分别对应频率纠缠双光子的 3 dB 频谱带宽分别为 7.17 和 2.46 nm 的双光子源经过不同长度 SMF 后的结果. 其中红色虚线表示不受门控脉冲限制的双光子符合 FWHM 随 SMF 长度变化的理论分析曲线, 双光子符合 FWHM 随 SMF 长度线性增加; 蓝色点线表示受 2 ns 门控脉冲限制下 FWHM 的理论结果, 双光子符合 FWHM 不再随色散线性增加, 而会小于实际 FWHM 且逐渐趋于饱和值; 黑色实线表示在 1 ns 门控脉冲限制下, 双光子符合 FWHM 的饱和值明显低于 2 ns 门控脉冲限制的情况. 此外, 比较图 2(a) 和图 2(b) 可以看到, 不受门控脉冲影响下, 光子频谱带宽越

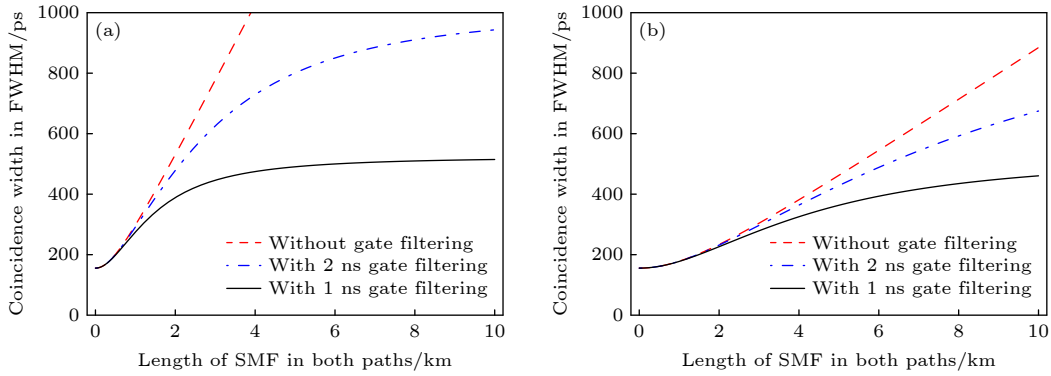


图 2 不同光子带宽的纠缠光源在不同门控信号下, 双光子符合 FWHM 随 SMF 长度变化的理论曲线 (a) $\Delta\lambda = 7.17$ nm; (b) $\Delta\lambda = 2.46$ nm

Fig. 2. The theoretical temporal FWHM result versus the different SMF length under different gate signal for the entangled light with different bandwidth: (a) $\Delta\lambda = 7.17$ nm; (b) $\Delta\lambda = 2.46$ nm.

宽, 双光子关联时间宽度受色散影响越大; 而在门控脉冲限制下 (蓝色点线及黑色实线所示), 光子频谱带宽越宽, 门控脉冲宽度导致测量色散后双光子时间关联的失真越显著.

3 实验装置

为验证上述理论分析, 本文分别利用基于超导纳米线单光子探测器 (SNSPD) 和门控下 InGaAs/InP 半导体单光子探测器对实验室已产生的频率纠缠双光子源经光纤色散展宽后的双光子符合宽度进行了测量研究. 用于产生频率纠缠光子对的实验装置如图 3 所示. 其中图 3(a1) 和图 3(a2) 分别表示基于 I 类和 II 类 SPDC 的频率纠缠源产生过程, 其中 780 nm 泵浦光源通过大功率 1560 nm 激光光源结合基于 PPKTP 准相位匹配晶体的外腔倍频技术产生^[34], 通过间接实验测量, 得到该 780 nm 倍频光的 3 dB 带宽约为 0.025 nm^[35]. 为实现不同频谱带宽的下转换双光子, 实验中通过对 780 nm 分束, 同时泵浦两类 (I 类和 II 类) 相位匹配的 PPKTP 晶体. 其中 I 类相位匹配的 PPKTP 晶体长度为 10 mm, 晶体的极化周期为 24.945 μm . II 类相位匹配的 PPKTP 晶体长度为 10 mm, 晶体的极化周期为 46.146 μm . 将共线传输的 780 nm 泵浦光从下转换双光子源中有效滤除后, 双光子源被耦合进光纤分束器. II 类下转换产生的光子对被耦合到光纤偏振分束器 (PBS-15-P1-FC/APC, FPBS, 插入损耗为 1.2 dB), 通过调整 FPBS 前的半波片可实现信号光子与闲置光子的偏振方向分别与 FPBS

的快慢轴方向重合, 从而使得信号光子与闲置光子分别从 FPBS 的两个输出端输出. 对于 I 类下转换产生的双光子源经过中心波长在 1560 nm、带宽为 12 nm 的滤波器 (FB1560-12) 后, 通过一根 50/50 光纤分束器 (WIC-1 X2-1550-50/50, FBS, 插入损耗分别为 3.19 和 3.02 dB) 分成两路输出, 分别作为信号光子与闲置光子进行传输.

信号光子与闲置光子分别经过相同长度的单模光纤 SMF1 和 SMF2 后, 双光子关联时间宽度被光纤色散展宽. 当色散展宽影响远大于单光子探测器的时间抖动时, 双光子关联时间宽度随 SMF 长度呈线性增长. 光子信号在经过传输、色散展宽后到达最终的测量系统 (图 3(c1) 和图 3(c2)). 首先将 SMF 传输后的信号光子与闲置光子分别接到测量系统 (图 3(c1)) 的 2 台 SNSPD 上 (上海赋同科技, SNSPD-1& SNSPD-2), 两单光子探测器输出的电脉冲信号分别作为开始和结束信号接到一个时间相关计数器 (PicoHarp300, TCSPC), 用来实现对信号光子与闲置光子间的符合测量. 由于 SNSPD 工作于自由运转模式, 符合测量结果不受门控技术影响, 将反映双光子的时间关联分布. 随后将由 SNSPD 组成的测量系统 (图 3(c1)) 替换为由 2 台 InGaAs/InP 半导体单光子探测器 (上海朗研光电 SPD4, SPD4-1& SPD4-2) 组成的测量系统 (图 3(c2)). 该单光子探测器运行在门控条件下, 外部触发信号由波形发生器 (Tektronix AFG3252) 提供, 该信号为脉冲波信号, 频率为 75 MHz. 两个单光子探测器的门控脉冲宽度均约为 1 ns, 当探测效率为 25% 时, 对应暗计数率约为 3.3 k cps.

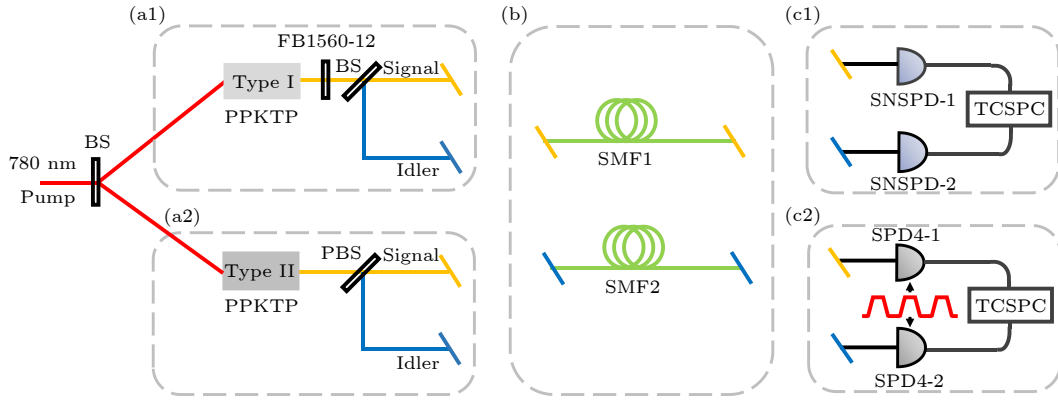


图 3 通信波段频率反关联纠缠光源的产生及其双光子符合测量实验装置图 (a1), (a2) 基于 I 类和 II 类 SPDC 的频率纠缠源产生过程; (b) 信号光子和闲置光子分别经过光纤 SMF1 和 SMF2 的传输过程; (c1), (c2) 基于超导纳米线单光子探测器 (SNSPD) 和 InGaAs/InP 单光子探测器 (SPD4) 的测量系统

Fig. 3. Experimental setup diagram of the generation of frequency anti-correlated entangled light sources in the telecommunication band and their two-photon joint distribution measurement after dispersive propagation: (a1), (a2) The generation process of entangled sources from type-I and type-II SPDC pumped by 780 nm quasi-monochromatic laser; (b) photon transmission through separate single-mode fiber SMF1 and SMF2; (c1), (c2) coincidence measurement system based on the Superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPD) and InGaAs/InP single-photon detectors (SPD4).

4 实验结果与分析

为了验证单光子探测器的门控脉冲对于测量的符合时间宽度的限制作用, 分别采用自由运转模式下的 SNSPD 和门控模式下的 SPD4, 对实验室 II 类 SPDC 产生的频率反关联纠缠双光子源经光纤色散展宽后的双光子符合分布进行了测量研究. 实验结果如图 4 所示, 其中图 4(a)—图 4(d) 表示每臂分别经过约为 1, 3, 5 和 10 km 的 SMF 色散展宽后, 测量得到的双光子符合分布结果. 其中红色实线表示由两台 SPD4 测得的符合结果, 与之对应, 黑色实线表示由两台 SNSPD 测得的符合结果. 由图 4(a) 和图 4(b) 可以看到, 在每臂 SMF 约为 1 和 3 km 时, SPD4 与 SNSPD 测量得到的符合分布图样相差不大; 但在每臂 SMF 约为 5 km 时 (图 4(c)), SPD4 与 SNSPD 测量得到的双光子符合时间 FWHM 分别为 320.02 与 467.40 ps; 每臂 SMF 约为 10 km 时 (图 4(d)), SPD4 与 SNSPD 测量得到的双光子符合时间 FWHM 分别为 428.78 与 877.76 ps. 由于 APD 单光子探测器的后脉冲特性^[36], 在每臂 SMF 约为 10 km 时符合曲线中存在肩膀形的结构; 通过比较可以看出, SPD4 由于门控脉冲宽度的限制, 当双光子二阶时间关联分布宽度较大时测量到的符合分布宽度明显小于实际二阶关联宽度.

图 5 所示为分别采用 SNSPD 和 SPD4 测量到的双光子符合时间宽度 (3 dB) 随着两臂 SMF 的变化结果. 图 5(a) 和图 5(b) 分别对应 I 类下转换和 II 类下转换产生的双光子源经过不同长度 SMF 后的结果, 其中绿色点表示利用 SNSPD 测得的双光子符合时间 FWHM, 反映了双光子时间关联 FWHM 随 SMF 长度增加而导致的色散展宽. 不加光纤时, 测得双光子的符合时间 FWHM 为 56.02 ps, 对应 SNSPD 的时间抖动. 紫色实线表示理论拟合双光子关联时间 FWHM 随着 SMF 长度增加的变化曲线, 其中计入了 SNSPD 时间抖动的影响. 根据理论拟合, 得到 I 类下转换和 II 类下转换产生的双光子源的 3 dB 频谱宽度分别为 7.17 和 2.46 nm. 其中 II 类下转换产生的双光子源的 3 dB 频谱宽度拟合结果与之前实验结果^[34] 符合.

采用 SPD4 半导体单光子探测器测量到的双光子符合时间宽度 (3 dB) 随 SMF 长度的变化结果如图 5(a) 和图 5(b) 中的蓝色点所示. 不加光纤时, 符合时间 FWHM 约为 155 ps, 对应 SPD4 的时间抖动. 黑色虚线为计入 SPD4 时间抖动, 在不考虑门控脉冲作用的影响下对应的双光子关联时间 FWHM 随着 SMF 色散展宽的理论曲线. 通过比较可以看到, 当双光子二阶时间关联分布 FWHM 大于 250 ps 时, 测量到的符合分布宽度开始明显小于实际二阶关联宽度; 最终符合测量结果不再随着双光子时间关联分布 FWHM 的增大而

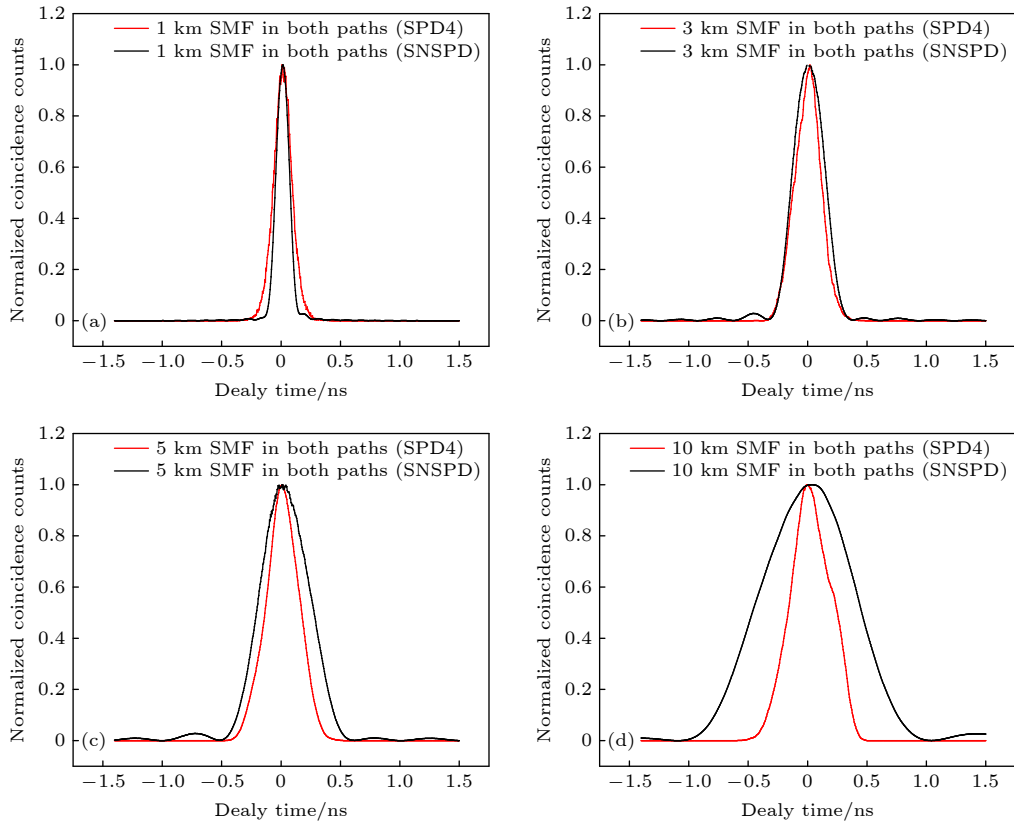


图 4 基于 II 类 SPDC 过程的纠缠光子对, 每臂经过不同长度 SMF 色散展宽之后, 进行符合测量的结果 (a) 1 km; (b) 3 km; (c) 5 km; (d) 10 km

Fig. 4. The coincidence measurement results of the entangled photon pair from type-II SPDC process when the photon is dispersed by SMF with different lengths: (a) 1 km; (b) 3 km; (c) 5 km; (d) 10 km.

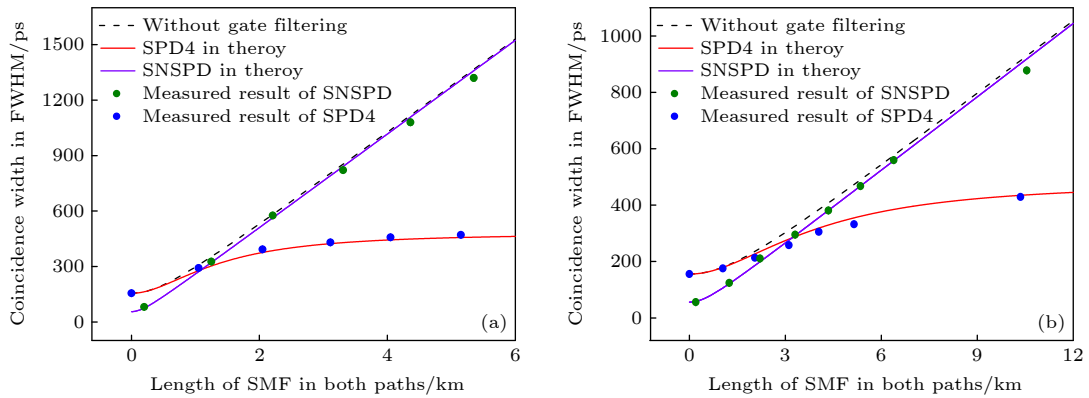


图 5 使用不同类型反关联频率纠缠光源下, 符合测量 FWHM 随 SMF 长度变化的测量和理论结果 (a) I 类 SPDC; (b) II 类 SPDC

Fig. 5. The measurement and theoretical FWHM results of the temporal coincidence measurement for different types of anti-correlated frequency entangled light with different SMF length: (a) Type I SPDC; (b) Type II SPDC.

增大, 而是达到饱和值, 本实验中该饱和值约为 500 ps. 当考虑门控脉冲的作用时, 取门控脉冲的有效时间宽度为 1 ns (与 SPD4 半导体单光子探测器的门控参数一致), 理论拟合曲线由红色实线所示. 实验测量结果与理论结果符合良好, 揭示了半导体单光子探测器的门控脉冲宽度是导致最大可

测量的符合时间宽度受限的主要因素.

为进一步验证门控脉冲对单光子探测器用于符合测量的影响, 本文将其中一台 SPD4 替换为 id Quantique 公司的半导体探测器 (ID210), 在相同门控触发和探测效率条件下, 通过调节该探测器的参数, 使得 ID210 具有与 SPD4 相同的暗计数, 此

时可认为 ID210 的有效门脉冲宽度与 SPD4 相同^[18]. 基于该 ID210 和另一台 SPD4, 本文测量了 I 类下转换产生的双光子源经 FB1560-12 后, 每臂分别经过相同长度 SMF 后的符合时间宽度. 该实验结果如图 6 中红色方形点所示, 蓝色圆点为前面基于两台 SPD4 单光子探测器的测量结果. 从图 6 中可以看出, 不加光纤时测量到的双光子符合宽度主要由单光子探测器的固有时间抖动决定, 采用具有更大时间抖动的 ID210 将增大测量到的符合时间宽度. 然而, 随着光纤色散影响增大, 基于上述两种单光子探测器组合测量到的符合时间 FWHM 基本一致. 在此基础上, 通过改变 ID210 的门控宽度设置, 进一步研究了不同门控宽度对于测量符合时间宽度的限制作用. 鉴于 ID210 的说明书中指出: 用户设置的门控宽度和有效门控宽度之间存在差异^[37], 本文对于该 ID210 的不同门控宽度 (Gate width) 对于符合测量的影响仅做了定性分析. 实验结果如图 7 所示, 其中图 7(a) 和图 7(b) 分别表示每臂经过约为 1 与 3 km 的 SMF 色散展宽后, 测量得到的双光子符合分布结果. 其中 IDQ 探测器 Gate width 为 3.5, 4.0 和 4.5 ns 时测得的符合结果分别由黑色虚线、红色虚线以及蓝色虚线表示. 可以看到, 随着门控宽度的增加, 测量得到的双光子符合时间 FWHM 也在逐渐变宽; 同时, 随着门控宽度的增加, 后脉冲效应随之更为明显, 暗计数也显著增加^[37]. 上述实验测量结果均验证了半导体单光子探测器最大可测量的双光子符合宽度受限于探测器的有效门控时间宽度.

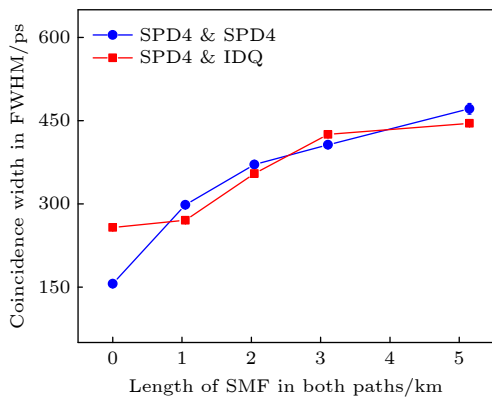


图 6 基于 I 类 SPDC 的纠缠光子对符合测量时间 FWHM 随 SMF 的长度变化的结果

Fig. 6. The measurement FWHM results of the temporal coincidence measurement for type-I SPDC process when the photon is dispersed with different SMF length.

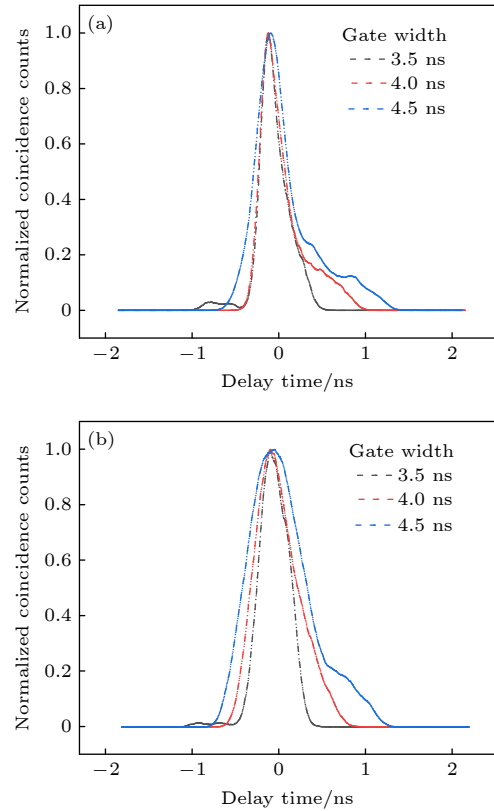


图 7 基于 I 类 SPDC 过程的纠缠光子对每臂经过不同长度 SMF 色散展宽之后, 采用 ID210 与 SPD4 进行符合测量的结果 (a) 约 1 km; (b) 约 3 km

Fig. 7. After each photon is dispersed by the SMF with different lengths, the coincidence measurement of the photon pairs from the type-I SPDC process is made by using ID210 and SPD4: (a) About 1 km; (b) about 3 km.

5 结 论

本文理论和实验研究了 InGaAs/Inp 半导体单光子探测器在门控条件下测量双光子符合时间宽度的特性. 通过理论分析给出, 单光子探测器的门控脉冲对到达单光子的时域选通测量导致了双光子关联时间分布的时域滤波作用. 该理论模型与实验结果获得良好拟合, 揭示了门控脉冲的有效宽度是限制单光子探测器用于双光子二阶关联时间宽度测量的主要因素. 因此, 采用门控技术虽有效抑制了 InGaAs/Inp 半导体单光子探测器的暗计数和后脉冲效应, 但也损失了门脉冲之外的单光子探测, 进而使得门控下双光子符合测量具有显著的时域滤波特性, 无法给出完整的双光子二阶关联分布测量. 由于完整的双光子二阶关联分布信息测量在现代量子信息技术的多个方面必不可少, 极大限制了门控下单光子探测器在基于双光子时间关联测量的量子信息技术中的应用.

参考文献

- [1] Li L, Davis L M 1993 *Rev. Sci. Instrum.* **64** 1524
- [2] Levine B F, Bethea C G, Campbell J C 1985 *Appl. Phys. Lett.* **46** 333
- [3] Levine B F, Bethea C G, Campbell J C 1985 *Electron. Lett.* **21** 194
- [4] Sun X, Krainak M A, Abshire J B, Spinhirne J D, Trotter C, Davies M, Dautet H, Allan G R, Lukemire A T, Vandiver J C 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 1333
- [5] Hu J, Li L, Yang W, Manna L, Wang L, Alivisatos A P 2001 *Science* **292** 2060
- [6] Ren M, Gu X, Liang Y, Kong W, Wu E, Wu G, Zeng H 2011 *Opt. Express* **19** 13497
- [7] Keller O 2012 *Sci. China, Ser. G* **55** 1389
- [8] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 145
- [9] Scarani V, Bechmannpasquinucci H, Cerf N J, Dusek M, Lutkenhaus N, Peev M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1301
- [10] Donaldson W R, Marcianite J R, Roides R G 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **46** 191
- [11] Xiang X, Dong R, Quan R, Jin Y, Yang Y, Li M, Liu T, Zhang S 2020 *Opt. Lett.* **45** 2993
- [12] Rarity J, Tapster P R 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2495
- [13] Valencia A, Scarcelli G, Shih Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2655
- [14] Quan R, Zhai Y, Wang M, Hou F, Wang S, Xiang X, Liu T, Zhang S, Dong R 2016 *Sci. Rep.* **6** 30453
- [15] Quan R, Dong R, Zhai Y, Hou F, Xiang X, Zhou H, Lv C, Wang Z, You L, Liu T 2019 *Opt. Lett.* **44** 614
- [16] Hou F, Quan R, Dong R, Xiang X, Li B, Liu T, Yang X, Li H, You L, Wang Z 2019 *Phys. Rev. A* **100**
- [17] Hadfield R H 2009 *Nat. Photonics* **3** 696
- [18] Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, Pan J 2015 *Light Sci. Appl.* **4** e286
- [19] Cova S, Ghioni M, Lacaita A L, Samori C, Zappa F 1996 *Appl. Opt.* **35** 1956
- [20] Ribordy G, Gautier J, Zbinden H, Gisin N 1998 *Appl. Opt.* **37** 2272
- [21] Namekata N, Sasamori S, Inoue S 2006 *Opt. Express* **14** 10043
- [22] Liang X, Liu J, Wang Q, Du D, Ma J, Jin G, Chen Z, Zhang J, Pan J 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 083111
- [23] Walenta N, Lunghi T, Guinnard O, Houlmann R, Zbinden H, Gisin N 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 063106
- [24] Yuan Z L, Kardynal B, Sharpe A W, Shields A J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 041114
- [25] Chen X, Wu E, Wu G, Zeng H 2010 *Opt. Express* **18** 7010
- [26] Zhang Y, Zhang X, Wang S 2013 *Opt. Lett.* **38** 606
- [27] Liu X, Yao X, Wang H, Li H, Wang Z, You L, Huang Y, Zhang W 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 141104
- [28] Alikhan I, Broadbent C J, Howell J C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 060503
- [29] Shih Y 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 1016
- [30] Dong S, Zhang W, Huang Y, Peng J 2016 *Sci. Rep.* **6** 26022
- [31] Franson J D 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3126
- [32] Giovannetti V, Maccone L, Shapiro J H, Wong F N 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 183602
- [33] Valencia A, Chekhova M V, Trifonov A, Shih Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 183601
- [34] Hou F, Xiang X, Quan R, Wang M, Zhai Y, Wang S, Liu T, Zhang S, Dong R 2016 *Appl. Phys. B* **122** 128
- [35] Yang Y, Xiang X, Hou F, Quan R, Li B, Li W, Zhu N, Liu T, Zhang S, Dong R 2020 *Opt. Express* **28** 7488
- [36] Ware M, Migdall A L, Bienfang J C, Polyakov S V 2007 *J. Mod. Opt.* **54** 361
- [37] ID Quantique, Photon Counting for Brainies, id https://www.optoscience.com/maker/id/pdf/IDQ_Photon_counting_for_Brainies.pdf [2020-10-06]

Temporal filtering characteristics of gated InGaAs/InP single-photon detectors for coincidence measurement*

Jin Ya-Qing¹⁾²⁾ Dong Rui-Fang^{1)2)†} Quan Run-Ai¹⁾ Xiang Xiao¹⁾²⁾
Liu Tao¹⁾²⁾ Zhang Shou-Gang^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

2) (*School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 6 October 2020; revised manuscript received 30 October 2020)

Abstract

Semiconductor single-photon avalanche detectors (SPADs) have played an important role in practical quantum communication technology due to their advantages of small size, low cost and easy operation. Among them, InGaAs/InP SPADs have been widely used in fiber-optic quantum key distribution systems due to their response wavelength range in a near-infrared optical communication band. In order to avoid the influence of dark count and afterpulsing on single photon detection, the gated quenching technologies are widely applied to the InGaAs/InP SPADs. Typically, the duration of gate pulse is set to be as short as a few nanoseconds or even less. As the detection of the arrival of single photons depends on the coincidence between the arrival time of gate pulse and the arrival time of photon, the gate pulse duration of the InGaAs/InP SPADs inevitably affects the effective detection of the single photons. Without the influence of dispersion, the temporal width of the transmitted photons is usually on the order of picoseconds or even less, which is much shorter than the gate width of the InGaAs/InP SPAD. Therefore, the gate width normally has no influence on the temporal measurement of the detected photons. However, in quantum systems involving large dispersion, such as the long-distance fiber-optic quantum communication system, the temporal width of the transmitted photons is significantly broadened by the experienced dispersion so that it may approach to or even exceed the gate width of the single-photon detector. As a result, the effect of the gate width on the recording of the arrival time of the dispersed photons should be taken into account. In this paper, the influence of the gate width coupled to the InGaAs/InP single photon detectors on the measurement of the two-photon coincidence time width is studied both theoretically and experimentally. The theoretical analysis and experimental results are in good agreement with each other, showing that the finally measured coincidence time width of the two-photon state after dispersion is not more than half of the effective gate pulses width. The maximum observable coincidence time width based on the gated single photon detector is fundamentally limited by the gate width, which restricts its applications in quantum information processing based on the two-photon temporal correlation measurement.

Keywords: coincidence detection, single-photon detectors, gate pulses, temporal filtering

PACS: 42.50.-p, 03.67.Mn, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.70.20201648

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12033007, 61875205, 61801458, 91836301), the Frontier Science Key Research Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SW-SLH007), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDC07020200), the "Western Young Scholar" Project of Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XAB2019B17, XAB2019B15), the Key R&D Program of Guangdong province, China (Grant No. 2018B030325001), the Chinese Academy of Sciences Key Project, China (Grant No. ZDRW-KT-2019-1-0103).

† Corresponding author. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: szhang@ntsc.ac.cn