

向长波方向发展的光子数分辨探测技术*

王金东[†] 魏正军 廖常俊^{††} 刘颂豪

(华南师范大学信息光电子科技学院光子信息技术广东省高校重点实验室 广州 510631)

摘要 研究了光子数分辨探测器技术发展的物理基础,技术现状和发展趋势.重点分析了目前能达到单光子分辨的发展中的三种探测技术:越界超导传感技术(superconducting transition-edge sensor),电荷积分单光子探测技术(charge integration photon detection)和雪崩光电二极管单光子分布探测技术(delayed single photon probability mapping based on avalanche photodiode),讨论了探测器的光子数分辨能力及其噪音来源.

关键词 量子光学,量子信息,单光子探测器,红外探测器,光子数分辨探测器

Photon-number resolving detection techniques with trends towards infrared wavelength

WANG Jin-Dong[†] WEI Zheng-Jun LIAO Chang-Jun^{††} LIU Song-Hao

(Laboratory of Photonic Information Technology, School for Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

Abstract Photon-number resolving detection techniques are reviewed including the principle and its technical requirements, the technical achievement and its trends of development. Three kinds of photon-number resolving detection in development are analyzed: Superconducting transition-edge sensor, charge-integration photon detector and delayed single photon probability mapping based on Avalanche Photodiode. The performance on photon number resolving and the sources of error counts are discussed.

Keywords quantum optics, quantum information, single photon detector, infrared detector, photon number resolving detection

1 引言

微弱光信号包含大量有待测量和分析的有价值的自然信息,这些信息直接反映出微观世界信息的量子本质.微弱光信号测量技术的进展为科学技术发展带来的机遇和挑战已经引起广泛的关注.在探测技术方面,直接面临两个重要问题:一是开发探测器的极限灵敏度,实现单光子探测(single photon detection);二是达到探测器分辨率极限,进行光子数分辨(single-photon resolution detection),实现单光子分辨测量.对应的器件分别称为单光子探测器(single-photon sensitive detectors,SPSD)和光子数分辨探测器(photon-number resolving detectors,PNRD).光子数分辨测量是量子统计的一项基础性

的研究工作.而且,在应用技术中,也显示了光子数分辨的重要性.在量子密码术中,量子信息的载体是否为单光子是量子信息安全性的一个基本判据^[1-4].

光子数分辨测量是量子点单光子源研究的最基本问题^[5-7].但是,真正由量子阱单态跃迁而且是由电驱动的通信波段单光子源的技术实现,要在理论和实验上获得证明,还有很多技术困难.目前的量子保密通信所用单光子源都是采用精密控制强衰减技术实现的.对于这类准单光子源,即使衰减程度达到平均每脉冲光子数小于0.1,双光子的出现仍旧是

* 国家科技部重大基础研究专项(批准号:G2001039302),教育部博士学科点专项科研基金(批准号:20050574001)资助项目
2006-12-03收到初稿,2007-03-06收到修改稿

[†] Email: jindongw@126.com; ^{††} Email: zhliiao@sncu.edu.cn

不可避免的. 一个折中的办法是利用 PNRD 鉴别出其中的多光子, 将多光子脉冲看作单光子脉冲的误码, 以增强通信系统的安全性^[8].

在量子信息技术中, 精密控制和计算单脉冲中的光子数, 可以形成普适光子量子门, 用于量子信息编码和计算^[9-12]. 一种新的量子逻辑形式丰富了量子计算中的量子逻辑理论, 即量子计算逻辑^[13, 14]. 结合信息论, 按语义学定义 Hilbert 空间密度算符为量子混合算符 (qumix), 并推广应用于由 Hilbert 子空间组成的 Fock 空间, 已经提出了在 Fock 空间实现标准量子计算逻辑的基本方案^[15].

量子态的制备是一个基本问题. 分析和制备确定量子态, 研究量子态的统计特性及其演化, 需要 PNRD^[16]. 特别是在红外通信波段, 研究与光纤最低传输损耗相匹配的 PNRD, 对于改进量子密钥分配系统的可靠性和安全性相当重要^[17, 18].

PNRD 的应用远远不止这些. 生物、医学领域极微弱信号的光子计数, 环境科学高灵敏度监控技术, 遥远星空极微弱光探测等领域都期待着光子数分辨探测技术. 由于光子能量随光波长的增加而减小, 但形成背景的热光子数却随温度指数增加, 因此, 相同光子数分辨向长波方向发展时, 要求仪器的实际能量分辨率更高了. 在近红外和红外区, 信息特别丰富, 又有光纤传输系统, 对科学发展和实际应用都特别重要. 因此目前 PNRD 在这个波段的发展特别引人注目. 新的探测原理, 测量技术以及支持这些技术发展的物理基础研究也取得了显著进展. 本文系统地研究了光子数分辨的物理基础, 目前的技术状况及其发展趋势.

2 光子数分辨探测技术

光子数分辨的基本要求是 (1) 量子效率高, 使得一个光子能以高的概率产生一个信号载流子; (2) 每个信号载流子都能得到比较高而且相同的放大倍率, 使得在宏观测量上也表现出量子统计离散变量的本质; (3) 能鉴别出噪音脉冲和信号脉冲.

实际产生记录的通常是电信号. PNRD 要求产生记录的电信号是光电子数可分辨的. 此电信号强度要能支持经由信号处理之后变为计算机采集的数字信号. 由于单电子信号非常微弱, 在可见区和近红外区每光子的能量都在 10^{-19} J 数量级, 因此需要有很高的放大倍率. 而且, 光子数分辨探测技术要求双光电子产生的脉冲幅度应该是单光电子产生的脉

幅度的两倍, 多光电子产生的电脉冲幅度也应该有同样倍率的提高, 也就是说放大部分的线性区会要求非常大. 实际测量光电转换效率由响应度 R 表示, 是测量到的光电流 I_p 对入射光功率 P_{opt} 之比:

$$R = \frac{I_p}{P_{opt}}$$

在单光子探测和光子数分辨测量中, I_p 是已经放大的信号, 就是说:

$$I_p = M\eta \frac{q\lambda}{hc} P_{opt},$$

这里 η 是量子效率, 是探测器吸收区吸收一个光子产生一个光电子的概率. λ 是入射光波长, h 是普朗克常数, q 为电子电荷, c 为光速, M 为放大倍率. 放大倍率通常包括两部分:

$$M = M_{in} + M_{pre},$$

式中 M_{in} 来自内放大机制, 属本征部分, M_{pre} 是根据数据处理需要由外部机制产生的放大作用, 通常称为前置放大. 对光子数分辨产生的限制主要来自本征放大, 与探测器的基本原理相关, 是本文要讨论的部分. 本征放大原则上可分为直接光放大, 光电子倍增和光子吸收间接控制的电流变化三种. 直接光放大受量子非克隆原理的限制, 因不能避免自发辐射放大而没有得到应用. 利用光电子雪崩效应的雪崩光电二极管在单光子探测中得到成功应用, 但由于工作于雪崩击穿电压之上, 单光电子, 热电子, 多光电子输出的雪崩击穿效果相同, 限制了它对光子数分辨的直接探测. 在超导材料的临界转变温度, 不同光子数吸收产生的微热效应都能反映出来, 是由光热电阻控制了超导材料的热阻改变了临近超导时电流的变化. 具体放大机制将在下面进行分析.

光子数分辨探测受到的第二个限制是量子效率. 量子效率的理想值应该是 1. 实际探测器的量子效率是根据测量值计算的. 到目前为止, 在红外 1550nm 波段, 用 InGaAs/InP APD 量子效率可达 0.85, 用越界超导传感技术, 量子效率也达到 0.59. 放大的是光子产生的信号载流子. 设入射的每脉冲平均光子数是 N_{av} , 则每脉冲产生的平均信号载流子数是:

$$n_{car} = \eta N_{av}.$$

这样, 当进入吸收区的光子数为 10 时, 平均载流子数不到 6. 测量数据可能在 5 到 10 之间变动, 增大了测量不确定性. 这种不确定性随量子效率的减小而加大. 如果我们要求入射每脉冲平均光子数与其产生的每脉冲平均信号载流子数的绝对值差不

大于 1 ,对量子效率的要求是 :

$$\eta \geq \frac{N_{av} - 1}{N_{av}}$$

量子效率直接限制了能分辨的最大光子数. 这里的量子效率由探测器材料特性决定,有时又称为内量子效率. 直接由宏观量测量的效率是外量子效率. 微弱光信号测量中,背景噪音是一个必须考虑的问题,信号进入探测器都要经过预处理,使得信号光子以最小的损耗到达吸收区,同时尽量隔绝背景噪音的干扰. 所以,进入吸收区的每脉冲平均光子数是 :

$$N_{eve} = \frac{\lambda}{hc} P_{opt} = \frac{\lambda}{hc} k(1-R)I_{in}e^{-\alpha L}$$

这里 I_{in} 才是希望研究的对象或测量目标. k 是为增强输入信号的收集,同时减小背景噪音的耦合滤波系统造成的损耗, R 是光进入探测器时界面反射损耗, α 是吸收系数, L 是吸收区的长度.

尽管耦合滤波系统能从光的频率,入射角范围和测量面积大小等方面减小噪音背景,入射的平均光子数中除信号光子外,还有同频率的背景光子. 光子数分辨探测器直接受到背景光子数的限制. 要求背景光子数小于等于信号光子数 :

$$N_b \leq N_s$$

探测器噪音分为本征噪音和非本征噪音. 本征噪音与探测原理直接相关. 非本征噪音不是来自探测过程自身,是可以其他技术消除或减小的,与探测原理相关的本征噪音不同.

目前发展的光子数分辨探测技术可以分为三类:越界超导传感技术(superconducting transition - edge sensor, TES),电荷积分分辨技术(charge integration photon detection, CIPD)和基于雪崩光电二极管的单光子分布测量技术(delayed single photon probability mapping based on avalanche photodiode),分别代表了三种光子数分辨测量原理,详述如下.

3 越界超导传感技术

光子数分辨的越界超导传感技术来自高性能天文光谱光子数计量(astronomical spectro - photometer)技术^[19],这是一种微热量计(microcalorimeter)技术. 在超导转变温度区,流过微超导线的脉冲电流的积分正比于吸收体吸收的光子能量. Miller 建立的光子数分辨测量装置如图 1 所示^[20]. 他用钨薄膜制成热敏传感器,将钨膜镀于硅上,结构尺寸为长

25 μ m,宽 25 μ m,厚 35nm. 超导转变温度大约为 125mK,转换区宽度大约 1mK. 钨膜同时作为光子吸收和温度感应元件,与光刻形成的铝线连结,铝超导转变温度为 1K. 整个器件绝热封装以保证敏感区的微小温度变化仅仅来自光子的吸收. 半导体激光脉冲耦合进入光纤之后衰减为少光子脉冲直达 TES 上. 室温电流源提供偏压,分流电阻在 4K 时为 100 μ Ω . 感应信号由 100 单元超导量子干涉器件阵列(superconducting quantum interference device, SQUID)放大,然后由工作于室温的脉冲成形电路进行信号处理. 传感器响应脉冲上升时间 100ns,下降时间 15 μ s,能达到每秒 20000 次计数. 光脉冲衰减到平均每门 4 个光子被钨膜吸收,测量结果能清楚地分辨出从单光子到 11 个光子的光脉冲,表明一种理论上预计的 Poisson 统计分布. 器件的量子效率主要受钨薄膜吸收本领的限制,在很宽的光谱范围内($\lambda = 200-1800$ nm)可达到 40%—50%. 近期有报道^[21]增加消反射膜和采用谐振腔的结构,在 1550nm 波段,达到了 57% 的量子效率,且预计量子效率可超过 80%.

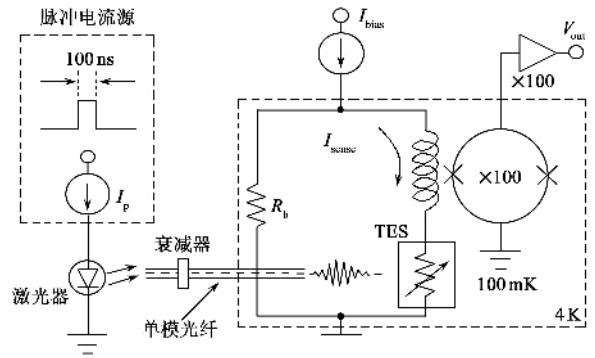


图 1 越界超导传感技术光子数分辨测量装置示意图

这种探测器的暗计数仅仅来源于温度的起伏. 假定热起伏噪音服从高斯分布,可估计每门的暗计数低于 10^{-10} . 因此,这类器件面临的主要技术问题是纳米超导结构材料的制造和极低温度的低温恒温控制技术. 微温传感技术仍处在研究阶段. 从报道的研究来看,测量误差随光子数的增加而增加,其主要原因是因为量子效率不够高.

4 利用电荷积分探测器(charge integration photon detector, CIPD)进行光子数分辨

电荷积分探测器^[22]可以有效测量光子数目,并且覆盖了光纤通信波段。其装置主要包括:一个 InGaAs PIN 光电二极管和一个 GaAs 结型场效应管,如图 2^[22]所示。InGaAs PIN 光电二极管和 GaAs 结型场效应管被置于一个 4.2K 的低温环境以降低器件的噪音和泄漏电流。InGaAs PIN 光电二极管能够以非常好的线性关系和很高的量子效率(>80%)将入射的光子转化成光生载流子。InGaAs PIN 光电二极管的阳极与结型场效应管的栅极相连。因为结型场效应管栅极的绝缘特性,InGaAs PIN 光电二极管产生的光生载流子累积在场效应管的栅极。栅极的结电容及其分布电容作为积分电容,光生载流子的累积使得栅极电压升高,结型场效应管偏置为源极跟随器,起到电荷放大器的作用,由此电荷信号得到放大。根据输出的电压值可以得到 PIN 上产生的光生电荷值,就可以得到在采样测量时间内的入射光子数。探测完成后,将场效应管放电重置,以便进行下一次测量。

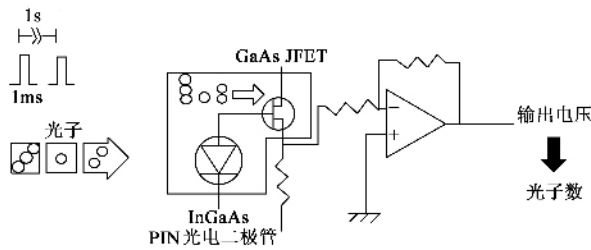


图 2 电荷积分探测器(CIPD)装置原理图^[22]

场效应管输出信号的幅度为:

$$V_o = \frac{GM \cdot NQ}{C_{input}}$$

式中 GM 为场效应管的放大倍数, N 为光生载流子数, Q 为单位电荷电量, C_{input} 为积分电容。由上式可知,输出电信号的幅度由光生载流子数和积分电容容量决定。

设系统的噪音幅度为 V_{noise} ,则整个系统的信噪比为:

$$S/N = \frac{GM \cdot NQ}{C_{input} V_{noise}}$$

该方法的主要特点是,增益机制不是靠常用的雪崩倍增过程,而是直接通过 PIN 光电二极管将光子转化为电荷,利用电荷放大器放大成电压信号,再用低噪音电路放大。因为没有雪崩倍增噪音,所以该方案的线性度非常好,但是由于目前单个光子产生的电压升高只有 $3\mu V$ (积分电容为 $0.054pF$),所以电路的噪音对该方法的影响很大,必须采用低通滤波技

术(高频截止频率小于 $20Hz$)和相关双采样技术来抑制系统噪音,这就导致了该方案的采样速率不可能很高,目前只能达到 $40Hz$ 。

Fujiwara 等在 2005 年和 2006 年发表文章^[22,23],通过实验证实了这一方法的可行性。他们在两个实验中采用的波长是 $1530nm$,采样时间分别是 $1s$ 和 $2.5ms$,频率分别是 $1Hz$ 和 $40Hz$ 。

5 利用雪崩光电二极管单光子探测技术进行光子数分辨

工作于盖革模式的雪崩光电二极管具有高的量子效率,但是它不能区分到达的光子数,只能分辨是否有光子到达,所以又称为 ON/OFF 光电探测器。即使这种 ON/OFF 光电探测器具有单光子能量的灵敏度,也无法分辨一个光脉冲或一段时间间隔内的光子数。针对雪崩光电二极管的这种特性,人们提出利用光学装置将入射的光脉冲进行分解,即将包含多光子的脉冲在时域或空域展开,如果分脉冲的数目足够多,则分脉冲包含多光子的概率极小以至于可以忽略,那么,在分脉冲中只要接收到光子信号就认为是一个光子,这样将分脉冲的光子计数进行累加,就得到了原来光脉冲中的光子数目。目前进行分解的方法主要有空间阵列技术^[16,24-26]和时分技术^[27-30]。

图 3 和图 4 分别是雪崩光电二极管单光子探测器空间阵列原理示意图和几种常见时分技术的实验装置原理图。

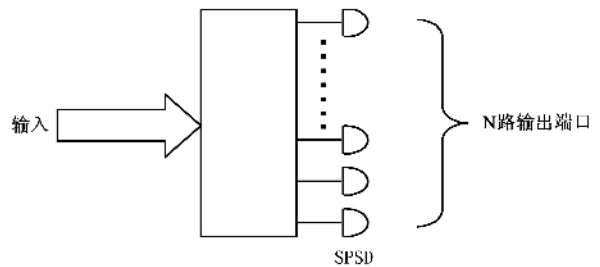


图 3 可进行光子数分辨的单光子灵敏度探测器空间阵列装置

探测器空间阵列是通过将光脉冲分解到大量通道进行光子数分辨的,所以这种方法需要很多具有单光子能量灵敏度的探测器,使得该装置非常复杂。2003 年, Banaszek 等提出一种新的方法^[27],其特点是将入射的光脉冲利用时分技术进行分解,与空间探测器阵列相比较,该方法只需要一个单光子灵敏度探测器,大大降低了实验装置的复杂度。该方法的

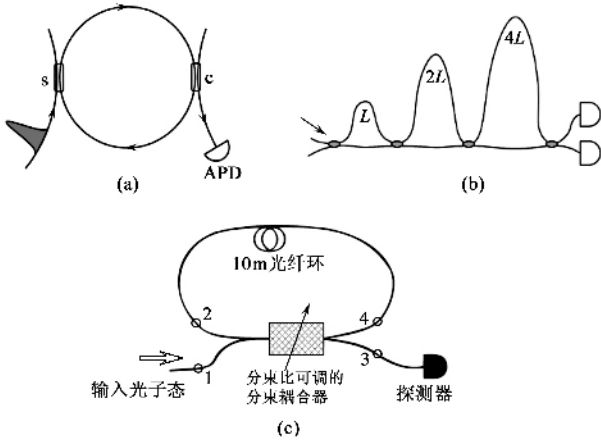


图4 利用时分技术进行光子数探测的常用实验装置原理图^[27-29]

实验装置如图4(a)所示,其中“s”是一个快速电光开关,“c”是一个很弱的静态耦合器.当光脉冲到达s时,电光开关瞬时打开,光脉冲被“捕获”在光纤环中,由于耦合器c的作用,当光脉冲在光纤环中运行一圈,就会有一小部分能量的光脉冲溢出光纤环,要求光脉冲在光纤环中运行一圈的时间大于探测器APD的死时间,那么对于每一次从光纤环中输出的光子都可被探测到.由于输入光纤环的光脉冲经过很强的衰减,每脉冲平均光子数已经很小,再加上耦合器的耦合输出比例很小,所以使得每次从光纤环中输出的光脉冲包含多个光子的概率极小,这样就可以对时域展开后的光脉冲进行光子计数,达到光子数分辨的目的.文献[28]采用了一个可变比例的耦合器构造了一种新的光纤环装置(图4(c))进行光子数分辨,其特点是可以调节耦合器的耦合比例达到调节探测效率的目的,该文献进一步分析了这种装置分辨光子数能力的特性.文献[29]利用时分复用的技术,通过图4(b)所示的装置将入射光脉冲分解成了16个等幅的间隔时间大于APD死时间的光脉冲.与其他方法相比,该方法采用了两个单光子灵敏度探测器,利用等比例的耦合器和光纤的组合代替了光开关和光纤环^[27,28,30].

尽管可以将入射的光子数信号分成很多份,但是由于光学器件的损耗和探测器的问题仍旧不能完美地进行光子数探测.探测器存在以下缺点:一是漏测(detector loss),漏测就是有光子到达时,探测器无计数.每个光子入射到探测器上都会存在一个触发计数的概率,这个概率就称为探测器的效率(该效率可以由宏观量的测量得到,也就是我们前面提到的外量子效率,它和由探测器材料特性决定的内

量子效率是不同的);二是暗计数(dark count),暗计数是指无光子到达时反而有光子计数.由于现有的探测控制工艺中已经采用了极短时间门,所以暗计数的影响很小,这样器件损耗和探测器效率的问题就给光子数分辨性能带来很大影响.

Pieter Kok等分析了APD单光子探测器效率及空间阵列技术所分解的输出端口数目 N 对光子数分辨性能的影响^[16],定义了一个称为“可信度(confidence)”的参数 C 来表征量子态制备的“可信度”,这个参数也可以用来表征光子数分辨的性能.他们计算了可信度 C 和APD单光子探测器效率 η 及输出端口数目 N 之间的关系,如图5所示^[16].

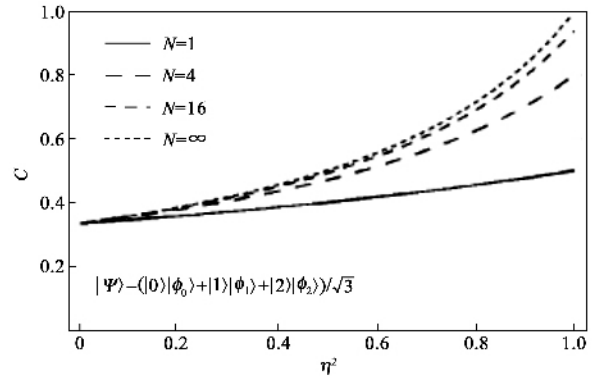


图5 单光子 confidence 参数与探测效率平方之间的函数关系^[16]

从上图可以看出,当 $N=4$,APD单光子探测器效率为0.84时,可达到0.65的“可信度”,而当 $N=\infty$ 时APD单光子探测器的效率只要大约为0.73时,即可达到0.65的“可信度”.可见,随着所分解输出端口数目的增加,对APD单光子探测器效率的要求也不断减小.但是如果采用探测效率较低的APD单光子探测器,要达到同样的“可信度”,就需要增加输出端口的数目,这样就增大了光子数分辨探测系统的复杂度.对于同样的输出端口数目,提高APD单光子探测器的效率可以使“可信度”得到有效的提高.到目前为止,在红外1550nm波段,In-GaAs/InP APD量子效率可达0.85,采用APD单光子探测器利用分解的方法进行光子数分辨已可达到较好的性能.目前,国内已经有人将ON/OFF单光子探测器和将入射光子分解的方法结合起来研究测量量子态的可能性以及设法提高探测器的性能^[31,32].

6 结论

对一个弱脉冲或连续弱光场一段时间间隔内光子数目进行有效的探测,开发达到探测器分辨极限实现光子数分辨的探测器已经是一个重要的科学研究领域,并取得了一系列显著进展.新近发展的基本技术,研制的新型器件已经在量子光学基础研究领域和量子保密通信领域获得了广泛而有效的应用.光子数分辨测量是微观世界研究和量子信息应用技术领域一个必须的,而且是一个艰难的需要长期进行的研究工作.在近红外(包含光纤传输波段)和红外区,信息特别丰富,对科学发展和实际应用都非常重要,因此光子数分辨探测技术的研究在这个波段的发展特别引人关注,已经成为目前科学技术发展中一项必须而且正在取得实质性进展的研究领域.

参 考 文 献

- [1] Brassard G , Lütkenhaus N , Mor T *et al.* *Phys. Rev. Lett.* , 2000 , 85 :1330
- [2] Walton Z , Sergienko A V , Atature M *et al.* *J. Mod. Opt.* , 2001 , 48 :2055
- [3] Perina J , Jr. Haderka O , Soubusta J. *Phys. Rev. A* , 2001 , 64 :052305
- [4] Scarani V , Acin A , Ribordy G *et al.* *Phys. Rev. Lett.* , 2004 , 92(5) :057901
- [5] Kim J , Benson O , Kan H *et al.* *Nature* , 1999 , 397 :500
- [6] Michler P , Kiraz A *et al.* *Science* , 2000 , 290(5500) :2282
- [7] Yuan Z , Kardynal B E , Stevenson R M *et al.* *Science* , 2002 , 295 :102105
- [8] Miller A J , Nam S W , Martinis J M. *Appl. Phys. Lett.* , 2003 , 83(4) :791
- [9] Knill N , Laflamme R , Milburn G J. *Nature* , 2001 , 409 :46
- [10] Gottesman D , Kitaef A , Preskill J. *Phys. Rev. A* , 2001 , 65 : 012310
- [11] Barlett S D , Sanders B C. *Phys. Rev. A* , 2002 , 65 :042304
- [12] Fujiwara M , Takeoka M , Mizuno J *et al.* *Phys. Rev. Lett.* , 2003 , 90 :167906
- [13] Chiara M L D , Giuntini R , Leporini R. Quantum computation logics. A survey , in *Trends in logic , 50 years of Studia Logica*. Eds. Hendricks V , Kluwer J M , 2003. 229
- [14] Gudder S. *Int. J. Theory. Phys.* , 2003 , 42 :39
- [15] Chiara M I D , Giuntini R , Leporini R. *International Journal of Quantum Information* , 2005 , 3 (1) :9
- [16] Kok P , Braunstein S L. *Phys. Rev. A* , 2001 , 63 :033812
- [17] Ribordy G , Gautier J D , Gisin N *et al.* *J. Mod. Opt.* , 2000 , 47 :517
- [18] Ribordy G , Brendel J , Guatier J D *et al.* *Phys. Rev. A* , 2000 , 63 :012309
- [19] Romani R W , Miller A J , Cabrera B *et al.* *Astrophys. J.* , 2001 :563 :221
- [20] Miller A J , Nam S W , Martinis J M *et al.* *Appl. Phys. Lett.* , 2003 , 83 :791
- [21] By MIT , report in *Photonics Spectra* , Superconducting NbN nanowire on shapphire by adding antireflection coating and optical cavity. *Appl* 2006. 22
- [22] Fujiwara M , Sasaki M. *Appl. Phys. Lett.* , 2005 , 86 :111119
- [23] Fujiwara M , Sasaki M. *Optics Lett.* , 2006 , 31 :691
- [24] Song S , Caves C M , Yurke B. *Phys. Rev. A* , 1990 , 41 :5261
- [25] Paul H , Törmä P , Kiss T *et al.* *Phys. Rev. Lett.* , 1996 , 76 : 2464
- [26] Paul H , Törmä P , Kiss T *et al.* *Phys. Rev. A* , 1997 , 56 : 4076
- [27] Banaszek K , Walmsley I A. *Optics Letters* , 2003 , 28 :52
- [28] Haderka O , Hamar M , Jr Perina J. 2003 , arXiv :quant - ph/ 0302154
- [29] Fitch M J , Jacobs B C , Pittman T B. *Phys. Rev. A* , 2003 , 68 :043814
- [30] Reháček J , Hradil Z , Haderka O. *Phys. Rev. A* , 2003 , 67 : 061801
- [31] Li G , Zhang T C , Li Y *et al.* *Phys. Rev. A* 2005 , 71 :023807
- [32] Huang T , Dong S L , Guo X J *et al.* *Appl. Phys. Lett.* 2006 , 89 :061102