

近红外单光子探测^{*}

刘伟 杨富华[†]

(中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家重点实验室 北京 100083)

摘要 随着以单个光子作为信息载体的量子通信和量子加密技术的兴起,近红外单光子探测技术受到了广泛关注.近红外单光子探测系统具有极高的灵敏度,所以它还可以胜任探测其它近红外波段微弱光信号的任务.半导体雪崩光电二极管是当前最成熟的近红外单光子探测系统的核心元器件;文章阐明了雪崩光电二极管的暗电流和击穿电压对单光子探测的影响,同时还讨论了工作温度、直流偏置、门信号性质和计数阈值等系统参数之间相互制约的关系.

关键词 单光子,雪崩二极管,量子通信

Near infrared single-photon detection

LIU Wei YANG Fu-Hua[†]

(The State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures,
Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract Near-infrared single-photon detection has attracted much interest for its wide application, especially in quantum teleportation and quantum encryption, which utilize the quantum nature of single photons. Actually, because of their high sensitivity, single-photon detectors can be employed wherever very weak light needs to be measured. The most developed near-infrared detection systems to date are based on the semiconductor avalanche photodiode, the key component. In this paper the parameters of the avalanche photodiode such as dark current and breakdown voltage are described, and the effect and tradeoff relationships between the system parameters including operation temperature, DC bias, gate bias, and threshold are discussed.

Keywords single-photon, avalanche diode, quantum communication

1 引言

单光子探测 (single-photon detection, SPD) 是对单个光子,或者单个光子能量水平的微弱信号进行测量.而“光子计数 (photon counting)”技术是探测微弱光信号的最好选择^[1].从 20 世纪 60 年代起,利用雪崩光电二极管 (avalanche photodiode, APD) 作为光子计数器的研究就引起了广泛关注.单光子探测使用的雪崩光电二极管,也可被称为单光子雪崩二极管 (single-photon avalanche diode, SPAD).

利用 SPAD 实现的单光子探测在很多领域得到了应用,其中包括量子力学基础研究^[2]、天文学^[3]、单分子探测^[4]、荧光显微^[5]、物理学、生物学、

化学和材料科学中的发光以及荧光衰减^[6, 7]、激光二极管性质研究^[8]、通信光纤测试^[9]、传感器应用^[10]、激光测距和空间遥感^[11]、光子相关性测量^[12]、对人眼安全的激光雷达^[13]、量子通信及量子加密^[14],等等,同时也累积了大量实验成果.

2 近红外单光子探测技术在量子信息中的应用

在 SPAD 的众多应用中,量子通信 (quantum teleportation) 和量子加密 (quantum encryption) 技

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921201)资助项目
2010-08-09 收到

[†] 通讯联系人. Email: fhyang@semi.ac.cn

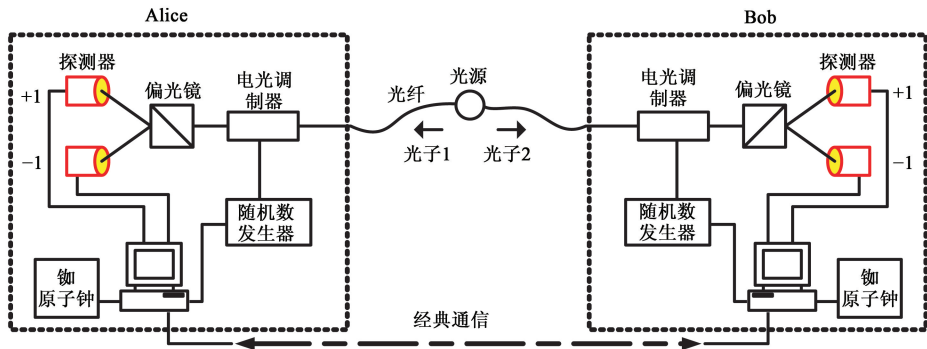


图1 基于BB84协议实现QKD的系统结构示意图

术最引人注目^[15,16]. 所谓量子通信,即利用传统的通信网络,如光纤、导线等,通过某种量子协议(quantum protocol)使得携带信息的量子比特(qubit, quantum bit)可以从某一地点传送至另一地点. 量子加密,即利用某种量子系统来实现信息的加密(cryptographic). 量子通信和量子加密最著名的例子是量子密钥传输(QKD)技术. 1984年, Bennett和 Brassard提出QKD技术^[17],下面依照他们的方案,简要介绍QKD方法.

首先,以量子纠缠(quantum entanglement)态为基础,可以实现量子密钥的产生和加密. 例如,两个在空间中背向而行的电子A和B组成的复合系统,每个电子可处于两个自旋量子态 $|+\rangle$ 或 $|-\rangle$,则该复合系统的状态可以写作

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+, -\rangle - |-, +\rangle).$$

当这两个电子相距很远时,它们之间存在量子非定域相关性,若测量得到电子A处于 $|+\rangle$ 态,则B一定处于 $|-\rangle$ 态. 任何窃听动作都是一种测量,将不可避免地引起态的塌缩,而且这种塌缩必定被发现. 这就是利用纠缠量子态加密的安全性所在^[18].

1984年, Bennett和 Brassard提出的量子密码通信(BB84)协议是利用单光子偏振态进行编码的. 图1为基于BB84协议实现QKD的系统构成示意图^[19]:单光子源同时向Alice和Bob发射纠缠光子对, Alice和Bob随机安排电光调制器,同时对到达的光子进行测量,记录下测得的光子偏振状态. 通过经典通信通道, Alice和Bob核对每一时刻电光调制器的偏振状态,并选取出具有相同状态的时刻序列,该序列所对应的光子偏振态即作为密钥产生,并在Alice和Bob之间分享. 因为任何中途窃听都会引起态的塌缩,将会导致Alice和Bob所得的结果不一致,所以, Alice和Bob只要选取一定数位的密钥,通过经典通信通道进行比较,即可发现任何中途

窃听行为.

在文献^[19]中,光子波长为702nm,光纤长度为500m,使用的探测器为Si SPAD. 而对于更为实用的长距离传输,1310nm和1550nm的波长是目前光纤通信的必然选择,使用的探测器为InGaAs SPAD. 还有其他编码协议同样可以实现QKD,有兴趣的读者可以参阅文献^[20—22].

3 近红外单光子探测实现方法

3.1 InGaAs/InP 单光子雪崩二极管

APD自身具有增益机制. 当偏置电压超过某一值时, APD的输出电流就会迅速增长,幅度增益可达 10^6 ,这个电压值被称为雪崩击穿电压 V_{break} . 作为常规光电探测器使用时, APD的偏置电压低于 V_{break} ,要探测单个光子这样微弱的光信号,偏置电压会以某种方式高于 V_{break} ,此时的APD才能称为SPAD.

APD按照吸收层的材料划分,有Si APD, Ge APD和InGaAs APD三种. 其中Si APD和Ge APD为同质结二极管, InGaAs APD为异质结二极管. InGaAs特指化合物 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ($E_g = 0.75\text{eV}$, $a = 5.8690\text{\AA}$), 为避免隧道击穿,一般采用与其晶格匹配并且禁带宽度更宽的InP ($E_g = 1.35\text{eV}$)作为倍增层. 目前,成熟的商用InGaAs/InP APD一般采用分离的吸收层和倍增层(separated absorption and multiplication, SAM)结构^[23].

图2为不同探测器的量子效率比较. 在可见光波段, Si SPAD表现出色, 美国EG&G公司生产的产品甚至成为应用的标准^[24]. 国内类似研究出现时间较晚^[25]. Ge SPAD响应波长截止到1450nm^[26], 而且使用中需要液氮制冷(77K)来降低噪声. 但是, 也有实验表明, Ge SPAD可以在1540nm波长处工作^[27], 量子效率为1%左右. 与之比较, InGaAs

APD的波长响应范围是 $1.0\text{--}1.7\mu\text{m}$, 具有相对较高的量子效率.

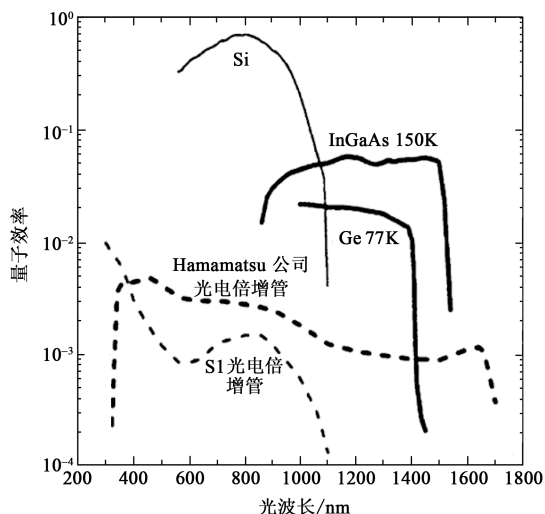


图2 不同探测器量子效率比较

由于量子通信和量子加密技术发展的推动, InGaAs/InP SPAD 成为研究的焦点^[28]. 一般采用商用 InGaAs/InP APD 作为探测元件, 辅助外围电路实现单光子探测.

3.2 其他单光子探测器

有足够灵敏度并且可以被一个光子触发的任何探测器都可以作为单光子探测器使用. 这其中包括传统的光电倍增管, 还包括正在研究中的 CCD(电荷耦合器件)单光子探测器、量子点单光子探测器以及超导单光子探测器等. 下面对各种探测器的原理做简单介绍.

3.2.1 光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT)

PMT 利用外光电效应将光能转化为电信号. 如图 3 所示, 入射光子打在光阴极上产生光电子, 从而在电位逐级增高的倍增极之间产生二次发射, 光电流逐级递增, 因此, PMT 具有很高的灵敏度.

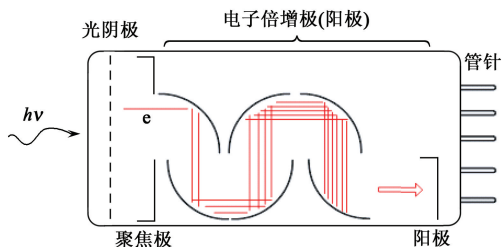


图3 端窗口 PMT 示意图

当可见光的辐射光功率低于 1.0×10^{-12} — 1.0×10^{-14} W 时, PMT 光阴极上产生的光电流不再连续, 输出信号变为离散的脉冲信号. 所以单个光子

打到光阴极上产生一个光电子, 经过倍增极后在输出端就有相应的电脉冲输出. 电脉冲的数目与光子数成正比, 对这些电脉冲进行计数也就能够相应地确定光子的数目^[1, 29].

对 PMT 来说, 其优点就是高增益 (10^4 — 10^7)、大光敏面积和低噪声, 缺点是体积大、结构复杂、反向偏压高 (约 1200V) 和抗外部磁场能力较差. 目前, 只有日本 Hamamatsu 公司开发的 PMT 可以覆盖近红外波段, 如图 2 所示, 量子效率低于 0.1%.

3.2.2 电子倍增电荷耦合器件 (electron multiplying charge coupled device, EMCCD)

EMCCD 是英国公司 Andor Technology 推出的具有探测单个光子能力的 Si CCD 图像传感器^[30]. 如图 4 所示, 与一般 CCD 不同, R2 相由一个固定电势的 dc 相和一个随时钟变化的 R2' 相代替, 并且, R2' 相具有非常高的电势 (40—50V). 在完成电荷转移的同时, 电荷倍增.

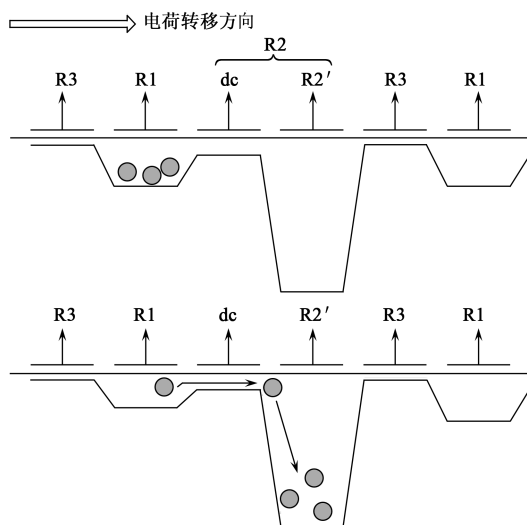


图4 EMCCD 结构示意图

EMCCD 有很高的量子效率 ($>90\%$) 和很低的噪声 (工作温度在 -90°C 时). 响应波长在可见光波段. EMCCD 可作为探测单个光子的成像器件, 而不能作为单光子计数器使用.

3.2.3 半导体量子点场效应晶体管 (quantum dot field effect transistor, QDFET)

Shields 研究小组提出采用量子点调制掺杂场效应晶体管来探测单光子信号的方法^[31, 32]. 图 5 是 QDFET 的横截面示意图和俯视图. 在 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 调制掺杂场效应晶体管中包含 InAs 量子点层和 GaAs 导电沟道层, 两层之间为薄的 Al_{0.33}Ga_{0.67}As 势垒. 量子点上被束缚的载流子状态的变

化会引起导电沟道电导变化. 单个光子的入射就能引起可被探测的电信号输出.

该器件实现了一种不依赖于雪崩效应的探测单光子信号的方法. 但是, 该器件量子效率较低, 需要在液氦温度下工作, 而且成本高.

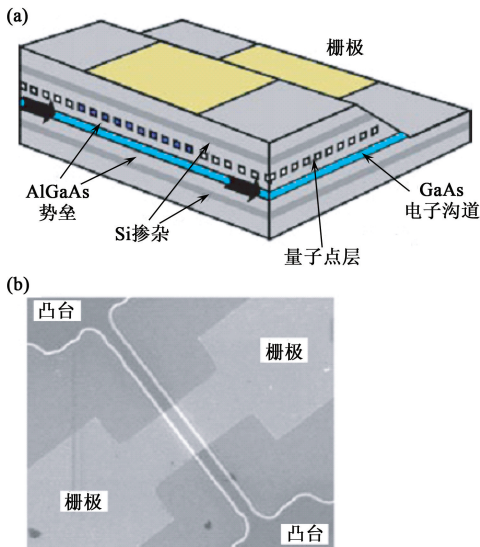


图 5 (a) QDFET 的横截面示意图(栅上正偏置电压给埋层中的量子点充电, 从而限制临近导电沟道中载流子的迁移率; 光子信号入射释放量子点上陷落的电子, 引起导电沟道电导升高); (b) 扫描电子显微镜下的场效应晶体管俯视图

3.2.4 超导单光子探测器 (superconducting single-photon detector, SSPD)^[33, 34]

在厚度约为 10nm 的 NbN 超导薄膜上, 通过电子束曝光与刻蚀, 形成宽为 100—200nm, 长为 330 μm 的超导带, 相互交错成 10 μm ×10 μm 的感光区域, 如图 6 所示^[34].

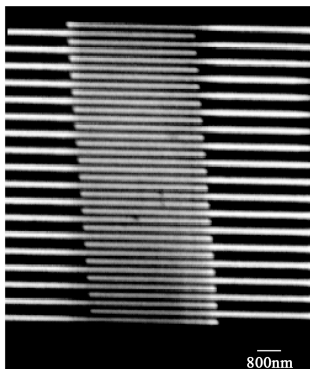


图 6 SSPD 扫描电子显微照片

该材料的超导转变温度为 10.5K, 将其置于液氮恒温器中(4.2K), 材料对光子的吸收可以产生一个高能电子和一个低能准粒子. 高能电子会引起雪

崩击穿, 低能准粒子在超导带中形成“热点”, 抑制超导效应. 原本无电压降的整段条纹两端便产生了一个电压上升沿, 随后, 准粒子的扩散又使得“热点”迅速冷却, 材料恢复到最初的状态, 电阻消失, 条纹两端电压再次降为零. 这样, 就得到一个完整的电压脉冲. 对此脉冲的检测即能实现对单个光子的探测.

在计数率、量子效率、暗计数和时间分辨等方面, SSPD 的表现都胜于半导体器件. SSPD 的缺点在于要用液氮致冷, 在实际操作中困难较大, 成本也高.

综上所述, 与 PMT, EMCCD, QDFET 以及 SSPD 相比, SPAD 具有相对较高的量子效率, 同时还有功耗低、工作频谱范围大、体积小、工作电压较低、可靠性高和使用成本较低的优点. 噪声较大则是其明显缺点. 但折衷考虑, 对于快速掌握近红外 SPD 技术, SPAD 是很好的选择.

4 近红外单光子探测器的工作模式

如何利用一个剧烈的链式反应去实现可控探测的目的? 答案很简单. 即使 APD 被偏置在击穿电压之上, 如果倍增层中不存在载流子, 也无法触发二极管雪崩击穿. 待单个光子入射产生的空穴引起二极管雪崩击穿, 形成的大电流被外围电路检测到之后, 再人为地减少载流子数目, 就可以停止雪崩过程(最基本的方法就是降低 APD 的偏置电压), 这就形成了一个电脉冲输出信号, 即检测到一个光子. 有以下三种工作模式可以实现雪崩探测: 被动抑制、主动抑制和门模式^[35].

4.1 被动抑制 (passive quenching) 模式^[36]

被动抑制模式是最早被采用的, 构成非常简单, 如图 7 左侧所示, 反向偏置的 APD 上串连一个大电阻 R_L (M Ω 量级) 即可. 50 Ω 接地电阻 R_s 用以将雪崩击穿的电流信号转换为电压信号提供给外围设备 (阻抗匹配). 图 7 右侧虚线框中为 APD 等效电路. APD 工作截止时的性质相当于一个电容 C_d , 发生雪崩击穿导通时, 相当于开关闭合, 其中电压源 V 代表增益, 电阻 R_d 与具体的电流—电压曲线形状有关 ($R_d = dV/dI$).

被动抑制模式利用串连分压原理工作. 直流偏置电压 V_A 足够大, 使 APD 上偏置电压高于击穿电压 V_b . 雪崩击穿前, 偏压主要降落在电容性质的 APD 两极. APD 雪崩击穿发生后, 电流很大, 而并行的电阻 R_d 很小 (几百欧姆量级), 偏压主要降落在电阻 R_L 上, 当 APD 得不到维持击穿所需能量

时,则雪崩击穿停止.然后,APD恢复电容性,重新充电,如此循环往复进行探测.串连大电阻必然有大的RC时间常数,APD偏置电压的恢复所需时间长,所以被动抑制模式速度很低.APD偏置电压常置在高于击穿电压水平,上次击穿产生的陷落在陷阱中的载流子再次发射,引起二次击穿(也称“后脉冲”,afterpulse)的可能性很大.

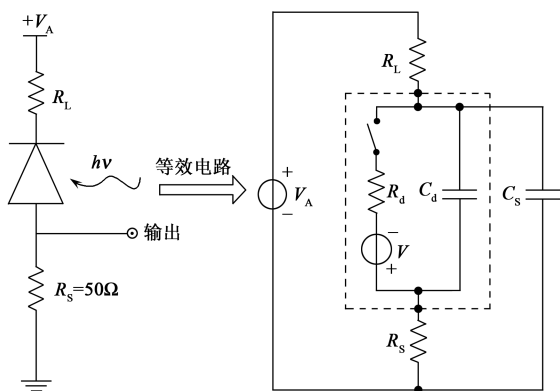


图7 被动抑制模式示意图(虚线框中为 APD 等效电路)

4.2 主动抑制(active quenching)模式

为了克服被动抑制恢复慢的缺点,人们利用集成电路实现了主动抑制模式^[37].主动抑制的基本原理可由图8说明^[35].

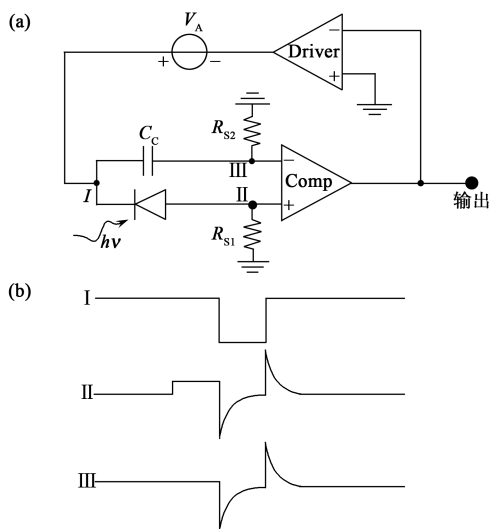


图8 (a)主动抑制模式电路示意图;(b)电路示意图中 I, II, III 点对应的电压信号波形

直流偏置电压 V_A 足够大时,APD 上偏置电压高于击穿电压 V_b .发生雪崩击穿时,电阻 R_{s1} 上流过的电流增大,运算放大器 Comp 输出一个正脉冲,同时,输出信号的一部分输入到运算放大器 Driver 的负输入端,经过 Driver 输出后反向叠加在直流偏置

上,则在电路图中 I 点有负脉冲信号,如图8(b)所示.负脉冲信号使 APD 的偏置电压降低,结束雪崩,电路图中 II 点由正电平变为负电平.同时,在另一支路的 III 点产生一个完全相同的负脉冲,经过 Comp, II, III 点电平相减,输出为 0.一个探测抑制循环结束.

依靠先进的集成电路制造技术,主动抑制模式可以将 SPAD 的能力最大地发挥出来,具有速度快、参量可控性高等优点.这里无法涉及更多射频集成电路设计方面的知识,有兴趣的读者可以参阅文献^[38, 39].

4.3 门模式(gated-mode)

门模式又称作盖革模式(Geiger mode).它具有比被动抑制更优秀的表现,与主动抑制相比少了复杂的射频电路设计,是性能和易用性的折衷.对研究 InGaAs/InP SPAD 的单光子探测技术而言,门模式是很好的选择^[40].

4.3.1 门模式实现方法

如图9所示,门模式的关键在于 APD 只在很短的时间(ns 量级)内被偏置在击穿电压 V_b 之上.它的偏置电压由两部分组成:低于 V_b 的直流偏置电压 V_{DC} 和被称作“门信号”的电压脉冲 V_{gate} .APD 开启(即可用于探测)的时间由门信号宽度 t_{gate} 决定,无论暗电流还是光生载流子,都只有在 t_{gate} 时间内才能触发雪崩击穿,在输出端形成能被外围设备探测到的电脉冲信号.而单光子探测的频率由门信号的重复频率决定.

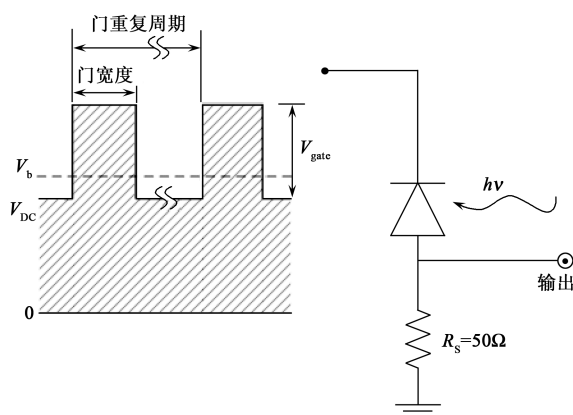


图9 门模式输入信号以及电路构成示意图

从某种意义上说,门模式可以看作是被动抑制模式的一种,外围设备代替了分压用的大电阻,从而降低了 APD 偏置电压,以停止雪崩击穿.此外,SPAD 性能的提升也很显著:很窄的门宽度可以有

效降低因为暗电流引起的错误击穿;选择大的重复周期,在门闭合期间(dead time),陷落的载流子有足够的时间释放,减小了二次击穿发生的概率。

4.3.2 温度影响

在SPD中,降低温度是减小暗电流从而减小暗计数率的有效方法,有时工作温度会低于商用的APD允许的温度下限,这样APD结构(主要是封装结构)就有可能被永久损坏。APD的多方面性质都受降温的影响,下面做简要介绍。

(1) 暗电流

APD在反向偏置电压下几乎不导通,只有微小的反向电流流过,这样的电流称为暗电流。热生载流子是产生暗电流的原因之一,它随温度降低而显著减少,从而减小了暗电流;但是,降低温度会使陷落在陷阱中的载流子寿命变长,引起更显著的二次击穿效应,从而增加暗电流。另外,作为影响暗电流因素的表面击穿和隧穿则受温度影响不大,其中表面击穿在APD设计制造的时候就应该尽量消除掉;而隧穿在光吸收层与载流子倍增层之间的分离结构APD中被大大削弱,但是依然存在,会影响降温的效果。温度参数的选择需要根据APD的性能参数来权衡。

(2) 击穿电压

雪崩光电二极管的工作原理应用了PN结的雪崩击穿性质,当一足够大的反向电压加在PN结上时,PN结会因击穿而产生非常大的电流。在实际测量中,可以设定一个电流值(如0.1 mA),认为使暗电流达到该设定值时的电压即为击穿电压。这种击穿过程通常并不是破坏性的,但其最大电流必须被外部电路限制,以避免PN结过热而损毁器件。作为光探测器,APD在工作时,光吸收区必须是完全耗尽的,也就是说工作电压必须在穿通电压之上,否则,在吸收区的光生载流子不能在电场的作用下发生漂移,这样器件就会降低光响应度。在APD的工作温度变化范围之内,穿通电压的大小仅与器件内的掺杂浓度有关,基本不随温度发生变化。而雪崩击穿电压随温度的变化很明显,如果温度低到一定程度,就会导致雪崩击穿电压接近甚至低于穿通电压,则器件将会失效。这实际上是对器件的工作温度提出了一个下限。

(3) 光吸收系数

降低温度似乎可以增加光吸收系数。粗略的考虑,温度降低会使费米分布函数图在费米能级处变得更陡,导带底会空出更多的能态用以接收电子,从

而使光子被吸收的概率更大。这导致的直接结果就是单光子探测有更高的光计数率。

(4) 碰撞离化系数

温度降低,晶格振动就会减弱,载流子会有更大的平均自由程用来加速,并且发射声子的概率也要降低,这些只是事情的一个方面。另一方面,晶格振动减弱,碰撞截面也随之减小,载流子与晶格发生碰撞的概率也降低。获得足够速度和发生碰撞都是雪崩击穿发生的必要条件,所以,降低温度对碰撞离化系数的影响似乎难以判断。

4.3.3 门信号设置

在门模式单光子探测方案中,为了抑制二次击穿,门信号的重复频率很低,为10kHz或20kHz,即一个触发周期为100 μ s或50 μ s。通常单光子信号时间抖动在几十皮秒量级,门信号宽度可设置在几个纳秒。要完成光计数率测量,需要单光子信号准确落入门信号内,即单光子信号与门信号在时间上要对准。暗计数率测量只需断开单光子源与SPAD之间的光纤连接即可。

4.3.4 SPAD的量子效率

调整光可变衰减器至68.36dB,此时计算得到每个光脉冲平均含有0.6个光子(用以保证每个脉冲至多含有一个光子)。设置InGaAs/InP SPAD探测器环境温度为-50 $^{\circ}$ C,门信号重复频率为10kHz,这样我们获得的APD探测器的量子效率为11.2%,每个门电压的暗计数为 7.6×10^{-6} ^[41],从而实现了单光子红外探测。

4.4 近红外单光子高速探测^[42,43]

门模式下的InGaAs/InP SPAD适合包括光纤通信波段(1.31—1.55 μ m)在内的近红外单光子探测工作,然而二次击穿的存在限制了门模式单光子探测系统的速度。虽然提高SPAD的工作温度可以减弱二次击穿的影响,但是暗计数率性能的恶化不可避免。采用周期为几百皮秒的正弦波形门信号,同时引入带通滤波及自微分技术,以感知更微弱的雪崩信号,可以有效地减小二次击穿噪音,进而实现超过1GHz的探测工作频率。这对于高比特率的光纤量子密钥通信和光量子计算的应用至关重要。

5 结束语

在本文中,我们简要介绍了用于单光子探测的多种器件,阐述了近红外单光子探测的原理、技术及其在量子信息研究中的应用;并对近红外单光子探测的

核心器件 InGaAs 半导体雪崩光电二极管的物理性能及其对单光子探测的影响进行了探讨和分析. 目前, 量子信息的研究和应用探索方兴未艾, 长距离单光子量子通信已经获得了演示验证, 光量子计算的方案和试验也取得了很大进展, 本文介绍的光子探测是其中的核心技术之一, 值得我们关注. 希望本文能够为有兴趣的学生和科学工作者提供参考.

参考文献

- [1] O'Connor D V, Phillips D. Time-Correlated Single Photon Counting. London: Academic Press, 1983. 36
- [2] Rarity J G, Tapster P R. Phys. Rev. Lett., 1990, 64: 2495
- [3] Nightingale N S. Exp. Astron., 1991, 1: 407
- [4] Li L Q, Davis L M. Rev. Sci. Instrum., 1993, 64: 1524
- [5] Louis T A, Ripamonti G, Lacaita A. Rev. Sci. Instrum., 1990, 61: 11
- [6] Cova S, Longoni A, Adreoni A *et al.* IEEE J. Quantum Electron., 1983, QE-19: 630
- [7] Ingerson T E, Kearney R J, Coulter R L. Appl. Opt., 1983, 22: 2013
- [8] Cova S, Lacaita A, Ghioni M *et al.* Opt. Lett., 1989, 14: 1341
- [9] Levine B F, Bethea C G. Appl. Phys. Lett., 1985, 46: 333
- [10] Ripamonti G, Lacaita A. Proc. SPIE, 1993, 1797: 38
- [11] Prochazka I, Hamal K, Sopko B. Photodiode Based Detector Package for Centimeter Satellite Laser Ranging. In: Proceedings of the Seventh International Workshop on Laser Ranging Instrumentation. Grasse, 1990. 219
- [12] Brown R G, Ridley K D, Rarity J G. Appl. Opt., 1986, 25: 4122
- [13] Richmond R D, Stettner R, Glessner J W. Proc. of SPIE, 2000, 4035: 172
- [14] Zbinden H, Bechmann-Pasquucci H, Gisin N *et al.* Appl. Phys. B, 1998, 67: 743
- [15] Muller A, Hertzorg T, Huttner B *et al.* Appl. Phys. Lett., 1997, 70: 793
- [16] Ribordy G, Gautier J D, Gisin N *et al.* Electron. Lett., 1998, 34: 2116
- [17] Bennett C H, Brassard G. Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing. International Conference on Computer System and Signal Processing. Bangalore, 1984
- [18] Liu W, Zeng Y X, Yang F H *et al.* A Gated-mode Single Photon Detection System for Quantum Key Distribution Using InGaAs Avalanche Photodiodes. Erato Conference on Quantum Information Science. Kyoto, 2003
- [19] <http://www.cs.dartmouth.edu/>
- [20] Bennett C H. Journal of Cryptology, 1992, 5: 3
- [21] Townsend P, Marand C. Opt. Lett., 1995, 20(16): 1695
- [22] Phoenix S, Townsend P. British Telecommunications Engineering, 1997, 16: 207
- [23] Ito M, Mikawa T, Wada O. Journal of Lightwave Technology, 1990, 8(7): 1046
- [24] Dautet H. Appl. Opt., 1993, 32: 3894
- [25] 梁剑, 廖静, 梁冰等. 光子学报, 2000, 29(12): 1142 [Liang C, Liao J, Liang B *et al.* Acta Photonica Sinica, 2000, 29(12): 1142 (in Chinese)]
- [26] Haecker W, Groezinger O, Pilkuhn M H. Appl. Phys. Lett., 1977, 9: 113
- [27] Duraffourg L, M erolla J M, Goedgebuer J P *et al.* IEEE J. Quantum Electron., 2001, 37(1): 75
- [28] Levine B F, Bethea C G, Campbell J C. Electron. Lett., 1984, 20(14): 596
- [29] Cova S, Bertolaccini M, Bussolati C. Phys. Status. Solidi A, 1973, 18: 11
- [30] Denvir D J, Conroy E. Proc. of SPIE, 2002, 4796: 164
- [31] Shield A J, Osullivan M P, Farrer I *et al.* Appl. Phys. Lett., 1999, 74(5): 735
- [32] Kardynal A E, Shield A J, Beattie N S *et al.* Appl. Phys. Lett., 2004, 84(3): 419
- [33] Goltsman G N, Okunev O, Chulkova G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2001, 79(6): 705
- [34] Korneev A, Lipatov A, Okunev O *et al.* Microelectronic Engineering, 2003, 69: 274
- [35] Kang Y, Lu H X, Lo Y H. Appl. Phys. Lett., 2003, 83(14): 2955
- [36] Haitz R H. J. Appl. Phys., 1965, 36: 3123
- [37] Antognetti P, Cova S, Longoni A. A Study of the Operation and Performances of An Avalanche Diode As A Single Photon Detector. In: Proceedings of the Second Ispra Nuclear Electronics Symposium. Luxembourg, Belgium, 1975. 453
- [38] Ekstrom P A. J. Appl. Phys., 1981, 52: 6974
- [39] Cova S. Active quenching circuit for avalanche photodiodes. U. S. patent 4,963,727 120 October (1990) (Italian patent 22367A@88); licensed for industrial production to Silena SpA. Milano, Italy
- [40] Levine B F, Bethea C G. Appl. Phys. Lett., 1984, 44(5): 553
- [41] 刘伟. 基于 InGaAs/InP 雪崩光电二极管的近红外单光子探测. 中国科学院半导体研究所博士论文, 2006
- [42] Yuan Z L, Kardynal B E, Sharpe A W *et al.* Appl. Phys. Lett., 2007, 91: 041114
- [43] Dixon A R, Dynes J F, Yuan Z L *et al.* Appl. Phys. Lett., 2009, 94: 231113