



太赫兹单光子探测器

石粒力¹, 吴敬波^{1*}, 涂学凑^{1,2}, 金飏兵¹, 陈健^{1,2*}, 吴培亨^{1,2}

1. 南京大学电子科学与工程学院, 超导电子学研究所, 南京 210023;

2. 紫金山实验室, 南京 211111

*联系人, 吴敬波, E-mail: jbwu@nju.edu.cn; 陈健, E-mail: chenj63@nju.edu.cn

收稿日期: 2020-07-17; 接受日期: 2020-08-27; 网络出版日期: 2021-03-23

国家自然科学基金(编号: 61521001, 61701219)、江苏省自然科学基金(编号: BK20170649)、中央高校基本科研业务费专项资金和江苏省电磁波先进调控技术实验室资助项目

摘要 太赫兹波探测技术在天文、国防、安检以及生物等领域发挥着越来越重要的作用. 随着技术的发展, 太赫兹探测器的灵敏度在不断提高, 目前已经发展到单光子探测水平. 在太赫兹频段, 由于光子能量低, 传输损耗较大, 太赫兹单光子探测器的研制开发面临极大的技术挑战. 本文首先介绍了太赫兹单光子探测器的基本原理、主要指标和测试系统并提出了实现太赫兹单光子探测的基本要求. 然后, 介绍了几种常见的太赫兹单光子探测器, 包括半导体量子点探测器、量子阱探测器以及超导量子电容探测器, 并对这些器件的发展历史、工作原理和性能指标进行了概述. 半导体量子点探测器以及量子阱探测器可以实现 10^{-21} W/Hz^{1/2}量级的噪声等效功率, 并且具有很大的电流响应以及动态范围, 但是其量子效率较低. 超导量子电容探测器目前已实现1.5 THz的单光子探测, 其噪声等效功率优于 10^{-20} W/Hz^{1/2}并且探测效率可达90%. 此外, 纳米测热辐射计等太赫兹探测器也展现了太赫兹单光子探测的前景, 本文对其工作原理和发展现状进行了介绍. 结合目前国际上的重大研究项目以及报道的应用实例分析了太赫兹单光子探测器在太赫兹成像、天文观测、量子信息等领域的应用前景, 阐述了太赫兹单光子探测器在这些应用中的优势. 最后, 对太赫兹单光子探测器的性能指标进行了总结并对未来的发展趋势进行了展望.

关键词 太赫兹, 单光子探测器, 量子点, 电荷敏感型红外光电晶体管, 量子电容

PACS: 87.50.U-, 78.67.-n, 84.40.-x, 71.55.Eq, 78.20.-e

1 引言

单光子探测器是一种极高灵敏度的光电探测器, 可以探测单个光子的能量信号. 在X射线到近红外波段, 光电倍增管、雪崩光电二极管、超导纳米线单光

子探测器逐渐走向成熟^[1-4].

天文学、大气物理等学科的发展推动了极高灵敏度太赫兹(THz)探测技术的发展, 尤其是低温超导太赫兹探测器^[5-8]. 常见的低温超导太赫兹探测器包括超导转变边缘结探测器(TES)、超导隧道结(SIS/STJ)探测

引用格式: 石粒力, 吴敬波, 涂学凑, 等. 太赫兹单光子探测器. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 054203

Shi L L, Wu J B, Tu X C, et al. Terahertz single photon detectors (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 054203, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0274](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0274)

器、超导微波动态电感探测器(MKID)以及超导热电子测热辐射计(HEB)等^[8-11]. 相干探测可以获得被测信号的相位信息, 并具有较高的灵敏度和频率分辨率. SIS结和超导HEB混频器是两种常用的超导相干探测器, 其所需的本振功率低, 噪声温度接近量子极限. 由于超导体能隙的限制, SIS结混频器工作频率通常被限制在超导体的能隙频率以下^[12,13]. 在频率高于1.4 THz时, 超导HEB混频器是一个很好的选择, 其噪声温度优于10倍量子极限^[14]. 非相干探测技术只能获得被测信号的幅度信息, 但是其结构简单, 易于制备探测器阵列, 因此常用于多像元成像系统. TES, STJ探测器与MKID常用于直接探测^[8-11]. TES的灵敏度极高, 其噪声等效功率(NEP)可达 1×10^{-19} W/Hz^{1/2}^[15,16], 目前已用于太赫兹天文领域^[17]. TES的对读出电路的要求很高, 通常采用超导量子干涉器(SQUID)阵列进行信号读出. MKID也是一种具有极高灵敏度的探测器, 其NEP可达 10^{-19} W/Hz^{1/2}量级^[18], 相比于TES, MKID阵列的读出电路比较简单, 它采用频分复用的方式, 一条射频馈线可以读取多个单元. 如何减少像素之间的串扰和提高太赫兹信号的耦合效率是MKID面临的主要问题^[19-21]. STJ探测器相比于TES和MKID, 其速度较快, 但灵敏度不如MKID和TES, 且尚需解决大规模阵列复用以及读出技术, 目前仍未广泛应用.

在天文观测等应用中, 随着对成像质量、光谱分析频谱分辨率等指标的需求不断提升, 对太赫兹探测的灵敏度要求也越来越高, 具备单光子探测能力的太赫兹探测器也成为目前的发展方向^[5]. 目前已报道的太赫兹单光子探测器有半导体量子点探测器(QDD)^[22-30]、半导体量子阱探测器^[31-42]以及超导量子电容探测器(QCD)等^[43-50]. 本文首先介绍了太赫兹单光子探测器的基本原理、性能指标和典型测试系统. 然后分别对QDD、半导体量子阱探测器以及QCD及其他新型探测器的探测原理与研究进展进行介绍. 最后, 我们对太赫兹单光子探测器的应用和发展趋势进行了总结.

2 太赫兹单光子探测器的性能指标与测试系统

2.1 太赫兹单光子探测器的基本原理

太赫兹单光子探测器是光电探测器的一种, 它将太赫兹辐射转化为电信号. QDD和QCD是两种典型的

太赫兹单光子探测器, 它们都采用“人工原子”为核心. 在单个光子吸收后, 电子或准粒子会发生迁移, 导致“人工原子”的量子态发生变化, 通过探测这一变化可以实现高灵敏的太赫兹探测. QDD中的“人工原子”是量子点, 而QCD中的“人工原子”是单库珀对箱(SCB)^[51]. 无论是量子点还是SCB, 其可容纳的电子或库珀对数目是有限的, 因此对单个电子或准粒子的隧穿非常敏感^[47,52]. 这两种探测器吸收光子的机制不同, QDD是基于“人工原子”的能级跃迁, 而QCD是利用光子能量超过超导能隙时可以拆散库珀对.

2.2 性能指标

单光子探测器的探测效率(η_{tot})是一个重要指标, 一般它等于耦合效率(η_c)、吸收效率(η_a)与量子效率(η_q)的乘积

$$\eta_{\text{tot}} = \eta_c \eta_a \eta_q, \quad (1)$$

η_c 指光子从光源耦合到探测器前端的效率, 通常与探测器光敏区域的面积以及对准有关, η_a 指光子被探测器耦合结构吸收的效率, 它取决于耦合结构的设计, η_q 指光子吸收后产生输出响应的效率, 通常与入射光频率以及探测器的偏置条件等因素有关.

暗计数率(DCR)是单光子探测器的另一个重要指标, 它表示在没有光子入射的情况下, 探测器的计数率. 它与探测器所使用材料的本征特性和器件偏置条件等因素有关. 暗计数实际上是单光子探测器的一种误判, 因此对于单光子探测器来说, DCR越低越好.

NEP表示当探测器输出信号电压的有效值等于噪声均方根电压值时所对应的入射光功率, 它代表探测器所能探测到的最小功率. NEP越低, 探测器的性能越好. 对于单光子探测器来说, NEP与入射光子频率(ν), DCR和 η_q 满足下式:

$$\text{NEP} = \frac{h\nu\sqrt{2\text{DCR}}}{\eta_q}, \quad (2)$$

其中 h 为普朗克常数. 对于太赫兹单光子探测器, 若取光子频率为10 THz, DCR为1次/秒, η_q 为90%时, NEP约为 1×10^{-20} W/Hz^{1/2}. 这表明, 要实现太赫兹单光子探测, 探测器的NEP需要达到 10^{-20} W/Hz^{1/2}量级.

动态范围是表征单光子探测器工作范围的一个指标, 它是探测器所能响应的光信号的最大值与最小值之比, 动态范围越大, 探测器所能反映的层级越丰富,

这在成像应用中有重要意义.

恢复时间也称死区时间, 是单光子探测器在实现一次光子探测后无法再工作的间隔时间, 它决定了探测器的最大计数率.

2.3 测试系统

用于太赫兹单光子探测器典型测试系统如图1所示. 太赫兹光子由一个可调的弱太赫兹辐射源发射, 经过一系列滤波器后由透镜聚焦到探测器上. 太赫兹源有窄带和宽带辐射源两种, 窄带辐射源通常采用高迁移率半导体材料, 如GaAs/AlGaAs异质结和n-型InSb. 在强磁场下, 半导体中自由电子做回旋共振从而辐射出太赫兹波. 回旋共振频率满足 $\omega_{CR}=eB/m^*$, 其中 B 为磁场强度, m^* 为电子的有效质量, e 为电子电荷^[53-56], 通过改变磁场可以调节辐射频率. 黑体辐射源是一种常用的宽带太赫兹源, 为获得窄带太赫兹辐射, 需要在金属管耦合装置中放置一系列太赫兹低通和带通滤波器. 在测试系统中, 为了避免杂散光的干扰, 需要在耦合光路中放置可见光与红外滤光片, 并在样品腔壁上涂附黑体材料以吸收杂散太赫兹辐射.

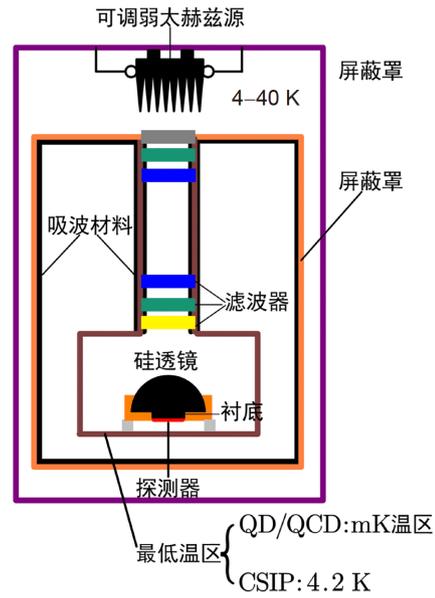


图1 (网络版彩图)太赫兹单光子探测器低温测试系统示意图

Figure 1 (Color online) Schematic of the characterization system of THz single photon detector.

3 量子点太赫兹单光子探测器

3.1 量子点太赫兹单光子探测器结构与要求

量子点是尺寸只有几个纳米的半导体纳米颗粒. 量子点在三维空间上都受到束缚, 由于量子效应而展现出很多与宏观体材料不同的光学和电学性质. 2000年东京大学Komiyama等人^[22]将量子点与单电子晶体管(SET)结合在一起, 开发出用于太赫兹单光子探测的高灵敏探测器. SET是利用库仑阻塞效应和单电子隧道效应制备的一种纳米电子器件. 如图2(a)所示, SET的核心为一个量子点, 并由两个与其弱耦合的隧道结及宏观电极等组成. SET对周围电场的变化非常敏感, 当量子点吸收太赫兹光子后电子会发生跃迁, 量子点发生极化, 邻近的SET感测到电场变化而产生感应电流, 从而实现太赫兹光子的探测. QDD如图2(b)所示, QD2用于吸收光子, 以QD1为核心的SET用于探测QD2吸收光子后的电场变化.

如果要实现太赫兹单光子探测, QDD需要满足下列三个条件^[29]: (1) 热波动远小于量子点中单个电子的电荷能, 以保证每个量子点中有确定数目的电子; (2)

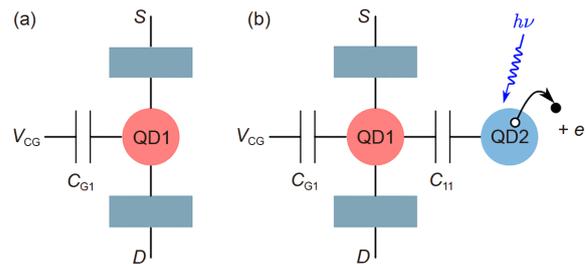


图2 (网络版彩图) (a) SET示意图; (b) QDD示意图

Figure 2 (Color online) Schematics of (a) SET and (b) quantum dot detector.

源极和漏极间的偏置电压(V_{SD})很小, 电子流经源极和漏极所获得的势能要远小于电荷能, 从而保证没有多余的电子注入到QD1中; (3) 单个光子的能量要大于QD2的能级差, 以保证QD2在吸收光子后可以发生跃迁.

在最初的设计中, QDD采用的是单量子点结构. 在磁场偏置下形成朗道能级, 量子点被分立成内核和外环两个导电区域, 从而可以等效为量子点和SET的耦合结构, 这种探测器称为量子点单光子探测器. 2001年, Komiyama课题组^[23]改进了器件设计, 提出由两个量子点组成的单光子探测器, 即双量子点单光子

探测器.

3.2 量子点单光子探测器的探测原理

单量子点单光子探测器的结构如图3(a)所示. 在垂直于量子点的平面施加磁场, 量子点中电子的能态分立为离散的朗道能级. 在适当的磁场偏置下, 会形成两个朗道能级, 最低能级(LL0)充满电子, 而第一激发态能级(LL1)被少部分电子占据. 此时, 单个量子点存在两个导电区域, 即图3(a)所示量子点中的外环(对应能级为LL0)与内核(对应能级为LL1), 这两个区域在空间上是分离的, 可以等效为存在弱耦合的两个量子点^[22]. 内核对应图2(b)中的QD2, 而外环对应QD1. 外环与周边的隧道结及电极构成了SET, 栅极电压可以调控外环的电势(μ_0), 当 μ_0 与费米能级(E_F)相等时, 就有电流从源极流向漏极. 因此, 当扫描栅极电压时, 每当 $\mu_0 = E_F$ 就会出现电导共振峰. 当太赫兹光子被量子点吸收时, 低能级的LL0上产生一个空穴, 同时在高能级的LL1上产生一个电子, 即内核带负电, 外环带正电, 内核的电极化引起外环电势的漂移. 此时, 如图3(b)所示, 电导共振峰向负栅压方向偏移, 并且偏移量(ΔV_g)与外环电势的变化量成正比. 通过探测源极和漏极间电导的变化, 就可以实现太赫兹光子的探测.

单量子点探测器工作时需要强磁场, 由于存在随

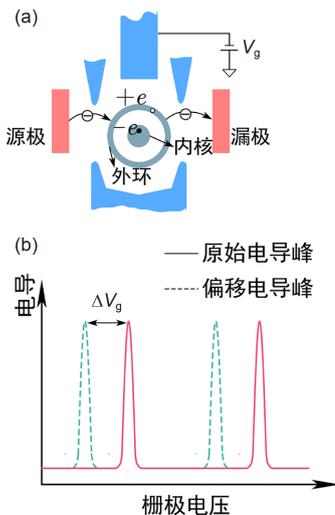


图3 (网络版彩图) (a) 强磁场偏置下量子点形成外环与内核; (b) 电势能变化引起电导共振峰的偏移

Figure 3 (Color online) (a) The outer ring and inner core formed in quantum dot under strong magnetic field; (b) the shift of conductance resonance peak caused by the change of potential.

之而来的磁场干扰而限制了单量子点探测器的应用, 双量子点探测器的出现解决了这一问题. 双量子点探测器的结构如图4(a)所示. 在双量子点探测器中, 对栅极施加负偏压, 下方二维电子气(2DEG)中的电子受到排斥从而形成耗尽区, 中心与外界隔离而形成量子点. 当负偏压越强, 形成的量子点尺寸越小.

QD2吸收入射的太赫兹光子, 如图4(b)所示, 光子吸收后激发的电子从QD2逃逸到电子库. QD2与电子库之间的势垒阻止激发态的电子回到QD2, 基于QD1的SET通过检测QD2电离状态的变化实现信号的探测. 双量子点探测器的原理与单量子点探测器类似, 如图4(c)所示, 太赫兹光子吸收引起电导共振峰发生偏移.

3.3 量子点单光子探测器读出电路与单光子探测分析

量子点单光子探测器需要在1 K以下的低温环境中工作. QDD的传统读出电路基于锁相放大技术, 由于锁相放大器积分时间的限制, 读出电路的响应时间通常在毫秒量级, 难以在时间域上分辨单光子吸收事件. Ikushima等人^[57]改进读出电路, 具体方案如图5(a)所示, 探测器产生的电流信号流经40 k Ω 的电阻而转化为电压信号, 电压经过放大器并进行低通滤波后, 由示波器记录电压响应时域信号. 图5(b)对采用这一新型读出电路和锁相放大技术的读出信号进行了比较, 新

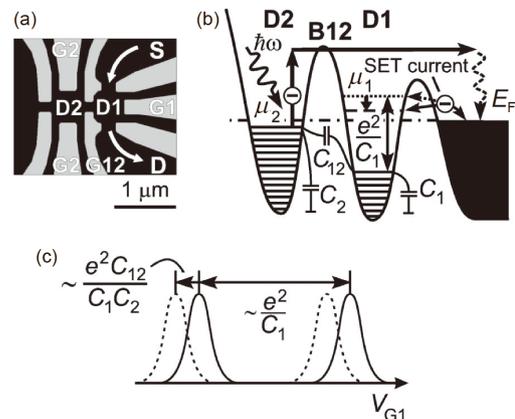


图4 (a) 双量子点探测器结构示意图; (b) 光子吸收和电子跃迁示意图; (c) 由单次光激发事件引起的电导共振峰位移. 图片选自参考文献[27], 已获许可

Figure 4 (a) Schematic of double quantum dot detectors; (b) diagram of the photon absorption and electron transition; (c) shift of conductance resonance caused by a single photoexcitation event. Reprinted with permission from ref. [27]. Copyright 2002 AIP Publishing LLC.

型读出电路的响应速度显著加快, 响应时间降低到 20 μs , 在时间域上可以观察到由单光子吸收引起的电导脉冲信号. 图5(c)为太赫兹辐照前后响应信号的变化, 电导的关断对应一次光子的吸收, 而电导信号恢复到初始状态表示光生载流子被复合, 因此根据单位时间内电导信号的变化次数就可以得到单光子的吸收次数, 这表明QDD可以实现太赫兹单光子的计数.

量子点单光子探测器具有极高的灵敏度. 量子点探测器的NEP取决于电流噪声谱密度与响应度的比值. QDD的工作温度极低, 系统的热噪声引起的噪声

电流很小. 由于QDD具有极高的光电导增益, 最高可达 10^{12} , 这就使得QDD具有极高的响应度. 由于量子点的电阻一般较大, 与太赫兹耦合结构存在较大的阻抗失配, 所以QDD的量子效率较低. 在0.3 K时, DCR最低为0.1 次/秒, 对应的NEP为 10^{-20} – 10^{-21} $\text{W/Hz}^{1/2}$, 线性动态范围超过30 dB. 在更低温度(<50 mK)和磁场偏置下, DCR可降低到0.001 次/秒, NEP可达 10^{-22} $\text{W/Hz}^{1/2}$, $\eta_q \sim 1\%$ ^[22,57]. 对于双量子点探测器, DCR可达0.01 次/秒, η_q 优于0.1%, NEP在 10^{-21} $\text{W/Hz}^{1/2}$ 量级^[27].

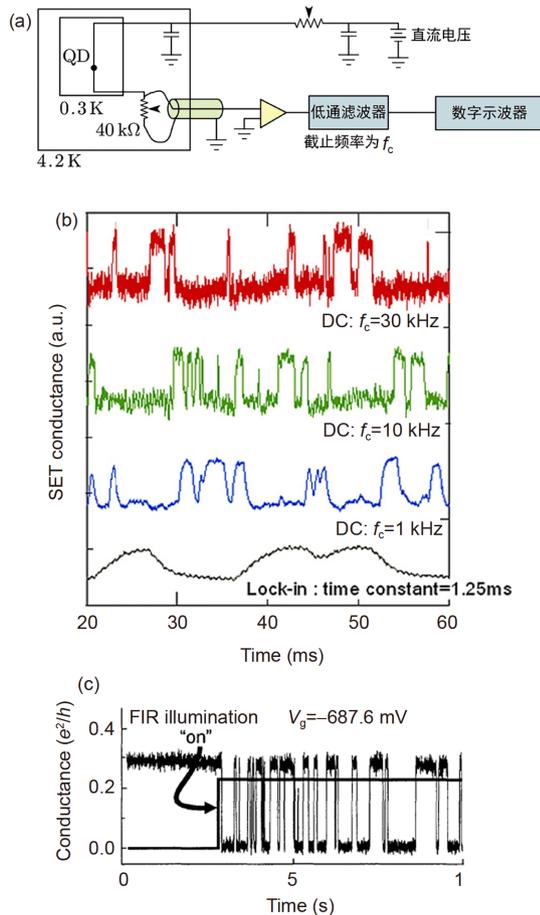


图5 (网络版彩图) (a) QDD读出电路; (b) 四种不同读出方案的测试结果. 前三个采用 $f_c=30, 10, 1$ kHz的不同截止频率低通滤波器, 第四个采用锁相放大器; (c) 单量子点单光子探测器的电导-时间轨迹. 图片(a), (b)选自参考文献[57], 图片(c)选自参考文献[28], 已获许可

Figure 5 (Color online) (a) Readout circuit scheme of QDD; (b) results of four different readout schemes. The first three use low-pass filters with cut-off frequencies (f_c) of 30, 10, 1 kHz, respectively, and the fourth uses a lock-in amplifier. (c) Conductance-time trace of single quantum dot detector. Adapted with permission: (a), (b) from ref. [57]; and (c) from ref. [28].

4 电荷敏感型红外光电晶体管(CSIP)探测器

4.1 CSIP探测器的工作原理

量子点单光子探测器具有很高的灵敏度, 但是需要工作在1 K以下极低温环境中, 且器件制备工艺复杂, 一致性较差, 这限制了它的应用^[29]. 为此, 2005年Komiyama课题组^[31]又提出了基于半导体双量子阱结构的电荷敏感型红外光电晶体管(CSIP)探测器. 量子阱是当两种带隙不同的半导体材料相间排列形成异质结构时, 形成的具有明显量子限域效应的电子或空穴的势阱. CSIP探测器工作原理与QDD类似, 它的优势在于可以在液氦温区实现高灵敏的探测. 要实现太赫兹单光子的探测, CSIP探测器需要满足下面两个条件: (1) 电荷的变化来自于光子的吸收, 热波动对电荷数的影响可以忽略; (2) 吸收太赫兹光子后导致电子跃迁, 处于激发态的电子要具有较长寿命. 经过多年的研究, CSIP探测器发展成两种结构: “垂直逃逸”结构^[31]和“横向逃逸”结构^[58].

“垂直逃逸”结构CSIP的结构如图6(a)所示^[41], 这种探测器由两层量子阱构成. GaAs/AlGaAs异质结结构和能带如图6(c)所示, 由于GaAs和AlGaAs带隙的不同而形成两个量子阱. 电子被限制在GaAs层的窄势阱中, 被称为2DEG. 如图6(b)所示, 梳状结构的栅极用于调控上层2DEG, 通过施加负偏置电压, 可以将上层2DEG分隔成一系列导电小岛, 这些小岛作为下层2DEG的光敏浮栅. 入射的太赫兹光子被上层某个2DEG小岛吸收, 岛中的电子发生跃迁并隧穿到下层2DEG中, 导致下层2DEG导电沟道的电导增加, 但电子会在很短时间渡越导电沟道, 渡越时间(τ_{trans})的典型值为20 ps. 一旦电子渡越下层导电沟道, 由于光敏

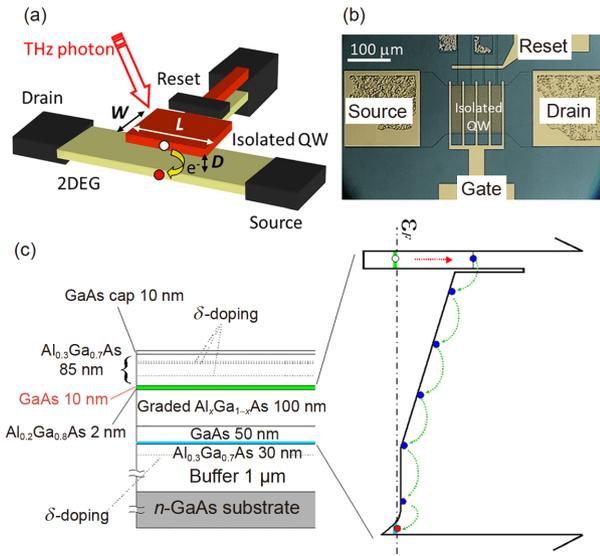


图6 (网络版彩图) (a) CSIP探测器的结构示意图; (b) CSIP探测器的光学显微图片; (c) GaAs/AlGaAs双量子阱异质结(左)和导带能图(右). 图片选自参考文献[41], 已获许可

Figure 6 (Color online) (a) Schematic of CSIP; (b) optical micrograph of CSIP; (c) heterostructure with GaAs/AlGaAs double quantum wells (left) and the corresponding conduction-band diagram (right). Reprinted with permission from ref. [41]. Copyright 2013 AIP Publishing LLC.

浮栅带正电荷, 又会在下层导电沟道感应出新的电子. 每一个电子引起的电流增量为

$$\Delta I_e = \frac{\alpha e}{\tau_{\text{trans}}}, \quad (3)$$

其中 α 是光敏区的几何因子, 一般 $\alpha \approx 1$. CSIP探测器中光激发电荷的复合时间(τ_{life})极长, 通常要高于1 h. CSIP的光电导增益(G_{PC})可以表示为

$$G_{\text{PC}} = \frac{\tau_{\text{life}} \Delta I_e}{e} = \frac{\alpha \tau_{\text{life}}}{\tau_{\text{trans}}}, \quad (4)$$

由于 τ_{life} 远大于 τ_{trans} , CSIP具有极高的 G_{PC} , 从而使得CSIP探测器具有探测单个光子的灵敏度.

“垂直逃逸”结构在长波长段灵敏度较差. 为了克服这一问题, 2012年, Wang等人^[58]提出如图7所示的“横向逃逸”结构CSIP探测器. 如图7(a)和(b)所示, 通过对栅极施加负偏置电压, 在光敏浮栅和电子库形成势垒. 在这种结构中, 光激发的电子不会发生垂直逃逸, 而是穿过势垒逃逸到相邻的电子库中. 器件采用的是调制掺杂GaAs/AlGaAs异质结, 如图7(c)和(d)所示. “横向逃逸”结构CSIP在波长大于 $36 \mu\text{m}$ 的波段性能要优于“垂直逃逸”结构CSIP.

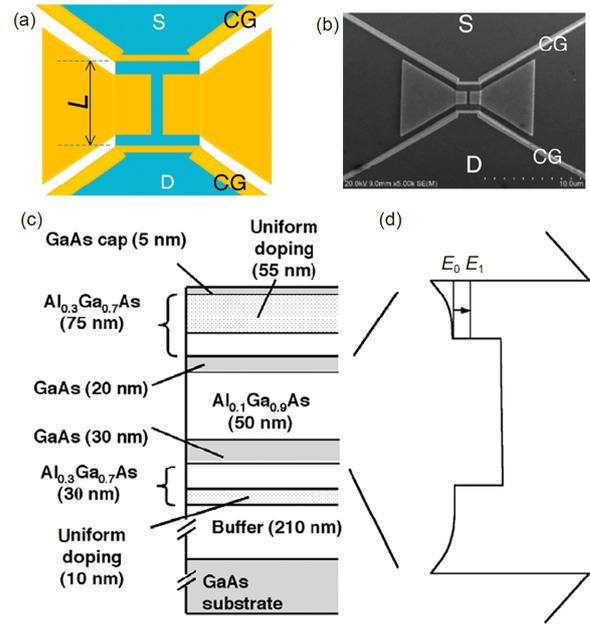


图7 (网络版彩图) (a) “横向逃逸”CSIP结构; (b) CSIP实际器件; (c) “横向逃逸”CSIP采用的异质结材料; (d) “横向逃逸”CSIP导带能级图. 图片选自参考文献[58], 已获许可

Figure 7 (Color online) Schematic (a) and microscopic image (b) of CSIP in the scheme of “lateral escape”. The GaAs/AlGaAs heterostructure with double quantum wells (c) and the corresponding conduction-band diagram (d). Adapted with permission from ref. [58].

提高CSIP的量子效率是目前CSIP研究的重要目标. 在CSIP中, 器件的效率主要取决于入射的光子被光敏浮栅吸收的效率(η_1)和光激发的电子从光敏浮栅逃逸到下层量子阱中的概率(η_2). η_1 的提高主要通过改进天线等耦合结构的设计. “垂直逃逸”结构CSIP最初采用方形金属片阵列作为光耦合结构, 这种结构的耦合效率较低. 近年来, 表面等离子激元(Surface Plasmon Polariton, SPP)结构取代了金属片阵列结构, SPP不仅满足器件所需的偏振转换需求, 还具有场增强功能. 通过优化SPP耦合结构, CSIP的量子效率提高到7%^[59,60]. 与“垂直逃逸”结构CSIP不同的是, “横向逃逸”CSIP的光耦合结构采用的是蝶形天线, 它具有更好的耦合效率^[58]. 影响 η_2 的主要因素有异质结的质量和器件结构. 在GaAs/AlGaAs异质结中, AlGaAs中会引入杂质氧原子而形成Al-O络合物, 该络合物会成为电子的深陷阱^[61]. 对于“垂直逃逸”结构, 光激发电子的跃迁需要穿过AlGaAs的势垒层, 深陷阱的存在导致电子难以到达下层2DEG, 从而影响了“垂直逃逸”结构CSIP的 η_2 和灵敏度. 对于“水平逃逸”结构, 逃逸过程在上层量子阱

的GaAs层内进行, 由于GaAs层没有Al原子, 使得逃逸过程不再受到深陷阱的影响, 因此 η_2 有了明显的改善.

4.2 CSIP探测器的太赫兹单光子测试

CSIP探测器的信号读出电路也和QDD非常类似. “横向逃逸”CSIP与“垂直逃逸”CSIP信号读出方式和响应信号基本相同^[41]. 我们以“垂直逃逸”结构CSIP为例, 介绍CSIP的光子响应信号读出原理. 对于CSIP探测器, 随着光子不断被吸收, 光敏浮栅的正电荷不断累积, 电流响应信号不断增加. 电流和电导响应时域信号如图8(a)和(b)所示. 在图8(b)中, 可以观测到电导-时间曲线中的阶跃信号, 每一个阶跃信号对应单光子吸收事件. 在实际应用中, 由于CSIP探测器中光生载流子的寿命较长, 光敏浮栅会一直保持带正电状态, 需要重置操作才能使其快速复合, 否则积累电荷饱和后将无法进行太赫兹信号的探测. 一般通过“重置”电极向CSIP探测器施加短周期正脉冲, 这样可以将光敏浮栅积累的电荷释放^[61], 并将CSIP重置到高灵敏状态. 重置前后的电流响应信号如图8(c)所示. “垂直逃逸”CSIP的电流响应度较大($R=10^5-10^8$ A/W), 灵敏度高, NEP可达 7×10^{-20} W/Hz^{1/2}. 普通的CSIP探测器只包含两层量子阱, 可探测波长范围较窄(12–18 μm), 近年来, 包含多层量子阱的多频CSIP探测器也有所发展. 2015年, Kim等人^[62]利用三层量子阱结构的CSIP分别实现了对9和14.5 μm 波长的电磁信号高灵敏探测. 2017年, Kim等人^[63]采用四层量子阱结构的CSIP实现了在8–17 μm 波长范围内的探测.

5 超导量子电容太赫兹单光子探测器

QCD是基于SCB发展而来的一种太赫兹单光子探测器. 2009年, 美国南加州大学Shaw等人^[44]利用SCB对准粒子隧穿敏感的特点提出了QCD的概念, 并对其灵敏度进行了理论分析, 其NEP理论上限可达 10^{-21} W/Hz^{1/2}. 2010年, 美国加州理工学院JPL实验室Bueno等人^[45]制备了QCD, 在3 THz负载功率为 $10^{-16}-10^{-15}$ W情况下测得NEP为 10^{-18} W/Hz^{1/2}量级. 2013年, JPL实验室Echternach等人^[48]应用QCD实现了对1.5 THz辐射的探测, 在 1.15×10^{-19} W的辐照功率下NEP可达 1.2×10^{-20} W/Hz^{1/2}, 在低辐射功率下, QCD的噪声主要来源于光子散粒噪声. 2017年, JPL实验室进一步优化了器件设计和测试,

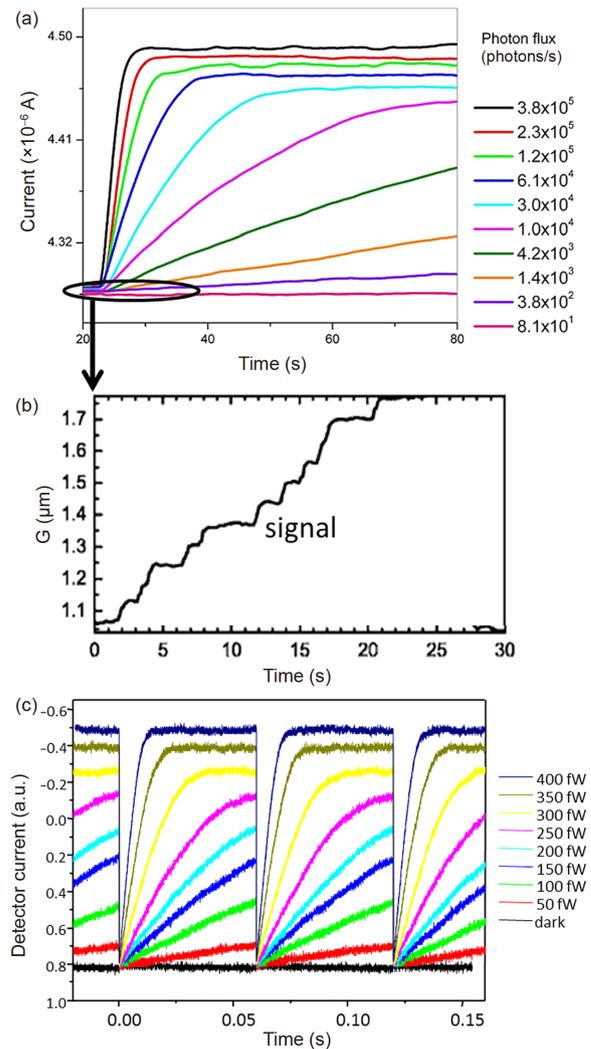


图 8 (网络版彩图) (a) 不同辐照条件下得到的CSIP电流-时间曲线; (b) 最低光辐射功率下光电导时间轨迹的局域放大图; (c) 执行重置操作时不同辐射功率下的光电流信号. 图片选自参考文献^[41], 已获许可

Figure 8 (Color online) (a) Time traces of the CSIP current responses with different incident photon fluxes; (b) the magnified time trace for the lowest photon flux; (c) the current response signals along with the reset operation. Reprinted with permission from ref. ^[41]. Copyright 2013 AIP Publishing LLC.

QCD的最佳NEP已优于 1×10^{-20} W/Hz^{1/2}, 并证明了QCD可以实现1.5 THz的太赫兹单光子探测^[50].

5.1 SCB和量子电容效应

首先简要介绍一下SCB的工作原理. SCB是超导量子计算电路中电荷量子比特的基本单元, 其结构如图9(a)所示^[64-66], 体积非常小的超导岛通过超导隧道

结与电子库相连, 栅极用于控制电子从电子库到超导岛的隧穿. 超导岛的电容(C_{Σ})包括栅极电容(C_g)和超导隧道结电容(C_j). C_{Σ} 非常小, 通常在飞法(fF)量级, 这使得单个库珀对的电荷能 $E_C=(2e)^2/(2C_{\Sigma})$, 远大于器件的热能和约瑟夫森耦合能(E_J), 整个系统的哈密顿量为^[64]

$$\mathcal{H} = 4E_C(n - n_g)^2 - E_J \cos\theta, \quad (5)$$

其中, n 为超导岛中过量的库珀对数量, n_g 代表栅极电压偏置下的超导电子对数目, 其满足 $n_g=C_g V_g/(2e)$, θ 是约瑟夫森结的相位差. 当忽略 E_J 时, 系统的能量呈现抛物线的形式,

$$E = 4E_C(n - n_g)^2. \quad (6)$$

如图9(b)所示, 当 $n_g=0.5$ 时, 最低的能量态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 是简并的. 如图9(c)所示, 虚线表示没有约瑟夫森耦合(即 $E_J = 0$)时 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的能级, 在 $n_g = 0.5$ 时两个能级发生简并. 由于存在约瑟夫森耦合时, 如图9(c)中实线所示, 原本相等的两个能级发生劈裂, 在 $n_g = 0.5$ 时能级间距为 E_J ^[67].

超导岛的尺寸非常小, 其态密度低, 能级是离散的. 由于泡利不相容原理的限制, 超导电子对从低能级向高能级填充时, 会引起费米能级的移动. 对于外电路而言, 这一效应可等效为一个电容, 这就是量子电容效应. 量子电容正比于能级和栅极电压的二阶导数. 在能级简并点处, 量子电容处于极大值.

图9(d)表示0个和1个准粒子隧穿到超导岛时的量子电容曲线, 可以看出量子电容随电压偏置呈周期性变化. 如果控制栅极电压使超导岛偏置在 $n_g=0.5$ 的状态, 当有1个准粒子通过超导隧道结隧穿到超导岛时, 量子电容会发生显著变化^[44,50]. 由此可以看出, SCB对准粒子的隧穿十分敏感, 而准粒子隧穿概率取决于超导体中准粒子的密度, 因此SCB可以用于准粒子密度的测量.

5.2 QCD的工作原理

当太赫兹光子能量超过超导能隙时, 吸收的太赫兹光子会破坏库珀对, 形成准粒子, 准粒子的密度取决于吸收的光子数目. 举例而言, 当1.5 THz的太赫兹波被超导Al材料吸收后, 每个光子会产生大约20个准

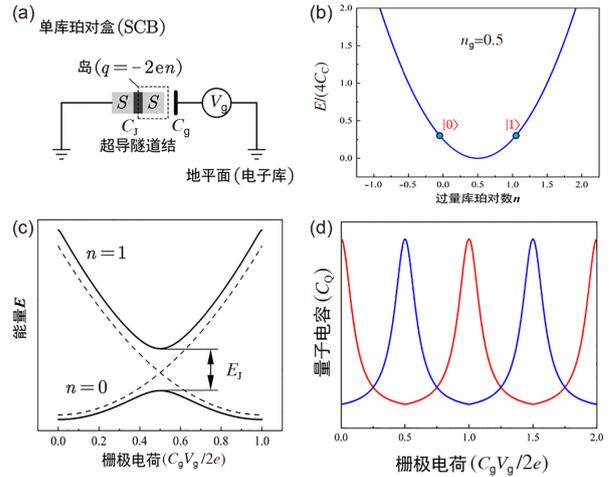


图9 (网络版彩图) (a) SCB结构示意图; (b) $n_g=0.5$ 时, 归一化能量与超导岛中过量库珀对数的关系($E_J=0$ 时); (c) 两能级系统近似下的能级示意图(实线). 虚线表明(b)中 $E_J=0$ 时, $n=0$ 和 $n=1$ 的能级示意图, 两者在 $n_g=0.5$ 时交叉; (d) SCB的量子电容与栅极电压的关系

Figure 9 (Color online) (a) Schematic of SCB; (b) relationship between normalized energy and the number of excess Cooper pairs on the superconducting island ($E_J=0$), when $n_g=0.5$; (c) energy diagram using the two-level approximation (solid line). The dashed line shows the energy level diagrams of $n=0$ and $n=1$, when $E_J=0$, in (b). They cross at $n_g=0.5$. (d) The relationship between quantum capacitance of SCB and gate voltage.

粒子. 当准粒子隧穿到超导岛时, 会引起其量子电容发生显著变化, 就可以实现太赫兹的高灵敏探测, QCD正是利用这一原理制成.

QCD以SCB为核心, 采用超导吸收栅或者平面偶极子天线作为太赫兹光子的吸收器, 射频谐振器与SCB相耦合用于读取量子电容的变化. 超导吸收栅是由Al纳米线形成的栅格结构, 当入射太赫兹光子能量大于Al的超导能隙时, 库珀对被拆散, 产生多个准粒子. 准粒子通过隧道结隧穿到超导岛上, 量子电容发生偏移. 将SCB与超导射频谐振器耦合, 量子电容的变化导致谐振频率发生变化^[50]. 每一次准粒子隧穿事件会在读出电路产生对应的相位跳变信号. 由于准粒子的寿命时间远大于准粒子的隧穿时间, 因此当光子吸收后, 可以观测到多次准粒子隧穿的信号. 准粒子隧穿进入SCB的概率取决于准粒子的密度, 因此通过测量跳变信号, 就可以实现太赫兹辐射的探测.

当采用QCD进行太赫兹信号的直接探测时, 不是将栅极固定偏置在简并点(如 $n_g = 0.5$)处, 而是以一个跨越多个量子电容周期的信号进行扫描. 扫描信号的

频率要低于隧穿速率, 同时为了克服低频段 $1/f$ 噪声的影响, 一般为几十到几百赫兹. 由于太赫兹辐射被吸收, 在吸收栅中会存在准粒子, 扫描偏置电压时, 这些准粒子在超导岛上隧入和隧出, 扫描得到的信号会呈现周期性, 量子电容峰值的平均值为^[44]

$$\overline{C_Q} = \left(\frac{C_g}{C_\Sigma} \right)^2 \left(\frac{2e^2}{E_J} \right) \frac{\Gamma_{out}}{\Gamma_{in} + \Gamma_{out}}, \quad (7)$$

其中, Γ_{out} 是准粒子从超导岛隧出的速率, 它与吸收栅中准粒子数目无关, Γ_{in} 是准粒子进入超导岛的速率, 与吸收栅中的准粒子数目 N_{qp} 成正比. 因此, 量子电容曲线的高度取决于 Γ_{in} , 这对应于吸收栅中的准粒子数目, 而准粒子数目与吸收的太赫兹光子数有关. 因此, 通过测量量子电容的幅值可以得到太赫兹辐射的功率.

5.3 QCD的读出电路和单光子探测

QCD的读出电路如图10所示^[50], 通过馈线馈入微波信号对QCD谐振器进行偏置, 当准粒子隧入后, 谐振频率发生偏移, 从而输出相移信号. 输出信号由低温放大器放大, 并经IQ混频器下变频, 产生与相移成比例的电压信号, 最后在模数转换器中对信号进行数字化并由计算机进行数据处理.

当单个太赫兹光子被吸收后, 会产生多个准粒子, 在准粒子被复合前, 会观察到多个由于准粒子隧穿引起的相位跳变信号. 在理想情况下, 只有太赫兹光子被吸收时才会存在相位跳变信号. 在实际测试中, 通过测量不同入射功率与隧穿速率的关系曲线, 发现在极低入射功率下仍有一定的背景隧穿速率, 这可能来自于杂散辐射引起的背景噪声. 因此要实现单光子探测, 需要滤掉背景隧穿事件引起的干扰信号.

加州理工学院的Guillaume等人^[67]开发了一种抑制背景隧穿的方法, 当栅极电压扫描频率高于准粒子隧穿频率, 即跨越能级简并点的速率超过准粒子隧入超导岛的速率时, 超导岛中就没有准粒子. 如果扫描频率高于背景隧穿速率而低于光子吸收引起的准粒子隧穿速率, 背景隧穿事件将被抑制, 而光子吸收引起的准粒子隧穿事件将导致量子电容的变化. 采用这一方法, Echternach等人^[50]实现了QCD太赫兹单光子响应的测试. 在不同的辐照条件下, 在22 kHz栅极扫描频率下的响应信号进行采样, 采样时间间隔为0.5 μ s, 为了使数据便于处理, 每60个采样点划分为一个时间区

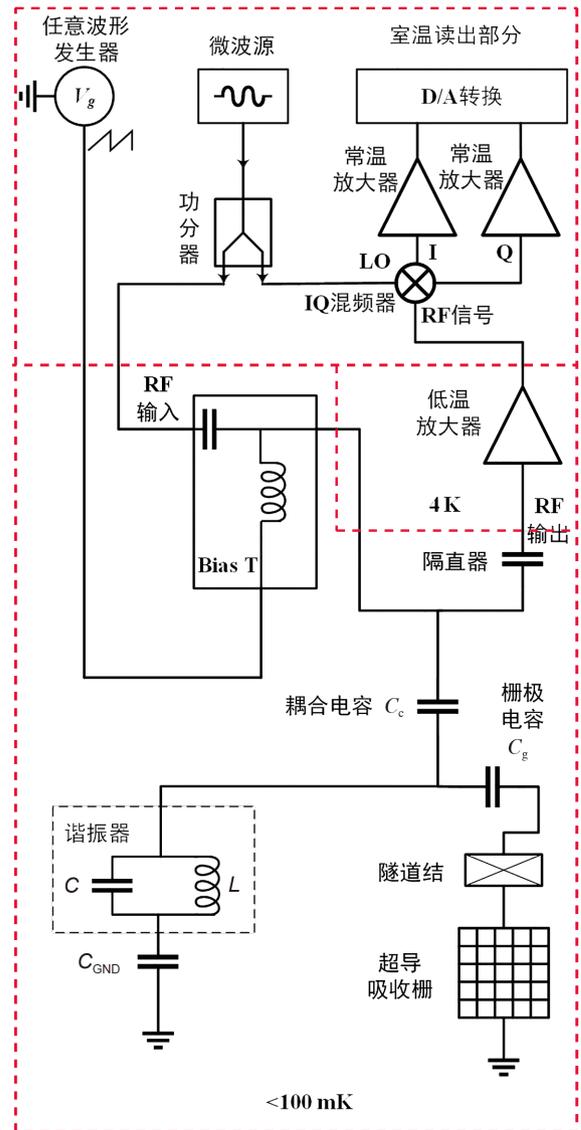


图 10 (网络版彩图) QCD的结构和读出电路示意图

Figure 10 (Color online) The diagram of the structure and readout circuit of QCD.

间, 这样每个区间的长度为 30μ s, 计算每个区间里信号的方差, 以衡量量子电容随时间的变化. 如果存在光子的吸收事件时, 量子电容会发生显著的变化, 在方差-时间曲线上表现为一个峰, 在图中以圆圈标出. 统计光子吸收事件之间的时间间隔, 并绘制其直方图, 如图11(c)所示, 统计结果显示泊松统计的指数衰减特征, 对衰减系数进行拟合可以推出光子到达速率. 在随机选取的36 ms时间间隔内, 统计含有不同数目的光子吸收事件的实验概率, 得到如图11(d)所示的曲线,

与泊松分布标准曲线的一致性很好, 这一实验结果表明, QCD在1.5 THz频段可以实现单光子探测.

6 其他太赫兹单光子探测器

6.1 纳米测热辐射计

纳米测热辐射计是一种高灵敏的太赫兹探测器, 当工作温度小于0.1 K时, 其NEP的理论值可达 10^{-20} W/Hz^{1/2}, 展现了应用于太赫兹单光子探测的前景^[68-71]. 热电子测热辐射计中, 电子与声子系统之间的耦合作用很弱, 吸收的光子使吸收单元中电子的温度升高, 导致电阻增加. 纳米测热辐射计吸收单元的热容越小, 与周围环境的热隔离越好, 探测器的灵敏度越高.

美国罗格斯大学Wei等人^[70]设计并制备了Ti纳米桥的热电子纳米测热辐射计, 他们通过改进器件设计,

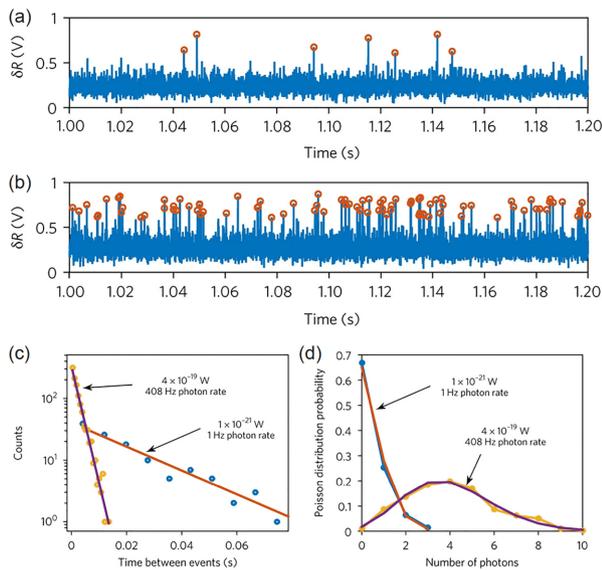


图 11 (网络版彩图) 辐射功率为 1.13×10^{-21} W (a)和 4.1×10^{-19} W (b) QCD的量子电容响应信号的方差随时间的轨迹图, 红色圆圈表示峰值; (c) 两种不同辐射功率下光子到达事件之间的时间间隔直方图, 实线是依据泊松分布进行拟合并由此得到光子到达速率; (d) 在36 ms的间隔内具有整数个光子数的测量概率(圆圈), 实线为采用泊松分布模型的计算值. 图片选自参考文献^[50], 已获许可

Figure 11 (Color online) The time traces of the variances of QCD responses under the illumination power level of 1.13×10^{-21} W (a) and 4.1×10^{-19} W (b), the peaks are marked with red circles; (c) histogram of time intervals between photon arrival events for two different illumination levels. The solid lines are exponential fits based on Poisson distribution that yield the photon rates. (d) Measured probability of having an integer number of photons within a 36 ms interval (circles) and the corresponding calculation results from Poisson statistics (solid lines). Adapted with permission from ref. ^[50].

有效抑制了电子的扩散和光子的发射, 从而减少了热电子与周围环境的热交换. 同时, 由于纳米桥体积小, 具有极低的热容, 使探测器获得了极高的灵敏度. 根据近红外波段的测试结果, 在65 mK的温度下, 估算这一器件在1.9 THz的NEP可达 9×10^{-21} W/Hz^{1/2}. 该探测器是否具备太赫兹单光子计数能力, 仍有待进一步实验验证^[72].

2019年, 芬兰阿托尔大学Kokkonemi等人^[71]提出了一种新型纳米测热辐射计, 其NEP可达 2×10^{-20} W/Hz^{1/2}, 具备了太赫兹单光子探测的潜力. 这一器件的尺寸很小, 极低的热容使得器件具有高灵敏度. 该探测器如图12(b)所示, 长度为10 μm, 宽度为200 nm与Al电极形成了8个SNS结, 即Al/Au_xPd_{1-x}/Al结. 左边第一个SNS结用于吸收太赫兹辐射, 并引起纳米线中的电子温度升高. 其他几个SNS结构成LC谐振器, 用于读出信号. 探测器的读出电路如图12(a)所示, 该读出电路采用了约瑟夫森参量放大器^[73](JPA)用于信号放大. 与传统的HEMT放大器相比, JPA的噪声系数更低, 这使得采用JPA获得的NEP相比采用HEMT放大器要低一个数量级^[74].

6.2 非对称SQUID探测器

2018年, 意大利SPIN-CNR研究所Solinas等人^[75]提出一种基于SQUID邻近效应的太赫兹单光子探测器方案. 器件示意图和工作原理如图13所示, 通过调整超导环中的磁通, 将两个不对称的SNS结偏置在不稳定的状态. 辐射的光子会引起结中电子温度的升高, 并最终导致SQUID产生尖锐的电压信号. 通过选择合适

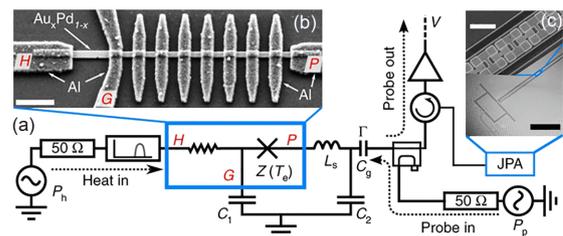


图 12 (网络版彩图) (a) 纳米测热辐射计读出电路示意图; (b) 纳米测热辐射计显微图片; (c) 约瑟夫森参量放大器(JPA)的显微镜图片. 图片选自参考文献^[71], 已根据Creative Commons Attribution 4.0获得许可

Figure 12 (Color online) (a) Schematic diagram of nanometer calorimeter readout circuit; (b) micrograph of nanobolometer; (c) micrograph of Josephson parametric amplifier (JPA). Adapted from ref. ^[71] under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 License. With copyright permission.

的结构参数, 增强单个光子入射引起的电压脉冲信号, 就可以实现单光子的探测. 电压脉冲的形状和幅度受光子频率、结的不对称性和工作温度的影响. 文献中只给出了器件性能的理论分析与参数仿真, 尚未有相关实验工作的报道.

7 太赫兹单光子探测器的应用

7.1 天文观测

自大爆炸以来, 电磁波谱的亚毫米或太赫兹区域占有所有发射光子的98%, 太赫兹光谱可以揭示整个宇宙内星系演化和重元素富集的规律^[76]. 这种辐射在地球大气层中被强烈吸收, 因此基于太空的太赫兹望远镜对于探索宇宙的发展至关重要, 促使世界各地的天文学家开发用于太赫兹频段成像和光谱分析的太空望远镜. 由于QDD和CSIP探测器的量子效率很低, 限制了其在天文观测中的应用. QCD的量子效率较高, 且阵列读出技术相对简单, 在未来天文观测中有潜在的应用价值.

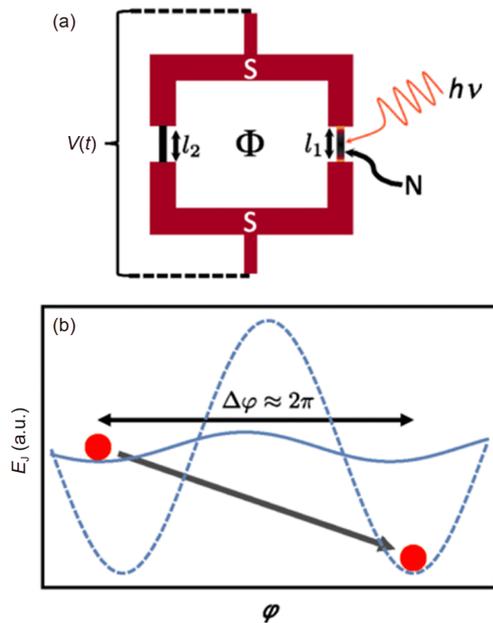


图 13 (网络版彩图) (a) 非对称SQUID辐射探测器示意图; (b) 光子吸收前后约瑟夫森耦合能的变化, 实线和虚线分别为光子吸收前和吸收后的约瑟夫森耦合能. 图片选自参考文献^[75], 已获许可

Figure 13 (Color online) (a) The diagram of the proximity SQUID radiation detector; (b) the Josephson energy diagram (in arbitrary units) before (solid curve) and after (dashed curve) photon absorption. Adapted with permission from ref. ^[75].

探测器的灵敏度是限制太赫兹光谱仪性能的关键因素. 以天文观测中常用的波导远红外光谱仪^[77](WAFIRS)为例, 这种光谱仪基于衍射光栅分光的原理, 探测器的灵敏度决定了光谱仪的频谱分辨率. 太赫兹单光子探测器的发展将有助于光栅光谱仪分辨率的提高, 以满足天文观测的需求. 除了光谱应用, 太赫兹单光子探测器本身作为一种高灵敏度探测器, 在天文成像应用中也有良好的前景. 美国的宇航局的起源太空望远镜系统(Origins Space Telescope)成像系统要求探测器的NEP要达到 $2 \times 10^{-19} \text{ W/Hz}^{1/2}$, 因此太赫兹单光子探测器是较为理想的选择^[5].

7.2 太赫兹显微技术

在常规的显微成像系统中, 通常需要外部光源, 利用物体对入射光的透射、反射或者散射来成像. 实际上, 物体由于具有温度会不断向外辐射电磁波, 辐射的光子携带了物体信息, 通过显微镜捕获这些光子, 可以用于物体内部局域现象的研究, 这就是无源显微技术. 由于物体的热辐射往往非常微弱, 因此, 无源显微技术需要高灵敏的探测器^[57]. 2006年, 日本JST的Ikushima等人^[78]使用QDD搭建了太赫兹光子计数显微镜, 用于研究半导体量子霍尔器件的太赫兹辐射以及非平衡态电子分布. 因为采用的是远场成像的方法, 该显微镜的空间分辨率约为 $50 \mu\text{m}$. 如果采用金属探针扫描的方法实现近场成像, 该技术的空间分辨率可以进一步提高.

为了突破衍射极限的限制, 2018年, 中国科学院上海技术物理研究所翁钱春等人^[79]以CSIP探测器为基础研发了太赫兹扫描噪声显微技术(SNoiM). 非平衡态电子涨落生成的散粒噪声会辐射近场太赫兹波, 通过CSIP探测器探测该近场太赫兹信号, 从而可以观测非平衡态电子的特性. SNoiM是一种被动近场成像的技术, 成像的空间分辨率可以达几十纳米. SNoiM技术不但可以用于半导体电子器件的非平衡态电子的研究, 在未来还可能用于非金属或者半金属材料中非平衡态电子体系的研究^[80].

7.3 量子通信与量子雷达

近年来, 基于量子纠缠的量子通信技术得到了迅速发展. 量子密钥分发^[81](QKD)技术是量子通信技术的基础. 在QKD系统中, 传输的量子态信号极其微弱,

接收端通常采用单光子探测器来测量量子态. 单光子探测器的性能将直接影响QKD系统的保密性、稳定性、传输距离以及通信速率. 目前, 量子通信的常见波段在1550 nm. 随着太赫兹单光子探测技术的开发, 太赫兹频段量子通信技术有望问世, 并为烟尘等复杂环境中保密通信提供新的途径.

太赫兹雷达系统逐渐成为雷达技术的发展方向^[82]. 相比于微波雷达, 太赫兹雷达的空间分辨率更高, 可以用来探测更小的目标. 相比于激光雷达, 太赫兹波对于烟雾、灰尘的穿透性更强, 而且可以用于空间目标的搜索. 太赫兹单光子探测器可以有效提高太赫兹雷达目标探测的精度, 并有望推动太赫兹量子雷达技术的发展^[83].

7.4 单光子成像

单光子探测技术的发展推动了激光测距和雷达成像的作用距离度的提高. 当成像距离达到几十千米或者更长时, 只有极少数光子能够返回探测系统, 这就对探测器的灵敏度有极高要求. 通过对光子的飞行时间的精准测量, 可以获得远程三维图像, 这在建筑学、国防科学以及地球科学研究中具有重要意义. 目前, 单光子成像技术已在1550 nm波段实现了45 km的远距离成像^[84,85]. 目前, 在太赫兹波段的单光子成像尚未有报道, 随着太赫兹单光子探测等相关技术的发展和成熟, 太赫兹单光子成像技术也将成为未来太赫兹成像技术的重要发展方向.

8 太赫兹单光子探测器的发展趋势

大规模探测器阵列 与光学和近红外探测器阵列

相比, 目前太赫兹探测器阵列数目较小. 大规模太赫兹探测器阵列有助于提高天文望远镜等成像系统的视场和观测速度. 为了满足天文观测等方面日益增长的需求, 探测器阵列的像素数在不断提升. 目前, 包含 10^5 个像素的太赫兹直接探测器阵列正在发展之中^[5].

探测器读出电路 大规模探测器阵列的实现必将导致读出电路的复杂化以及功耗的增加. 高性能的低噪声低温放大器是未来需要解决的一个问题. 近年来, JPA广泛应用于量子计算电路中^[86,87], 相比于传统的低温放大技术, JPA的噪声温度更低. 目前JPA的工作带宽依然较窄, 对于大规模太赫兹探测器阵列, 研发宽带可调的JPA也是目前面临的一项技术挑战.

动态范围^[5] 对于太空观测而言, 其背景噪声低, 这对探测器的动态范围有更严格的要求, 通常比地面观测高几个数量级. 为了满足太空观测的需求, 探测器阵列的动态范围在未来需要至少增加五个量级.

9 讨论

各种太赫兹单光子探测器的性能如表1所示. 从探测的灵敏度而言, QDD的灵敏度最高, 单量子点探测器的NEP可达 10^{-22} W/Hz^{1/2}, 双量子点探测器可达 10^{-21} W/Hz^{1/2}. QDD的量子效率较低(<1%), 这严重限制了它的应用范围. CSIP探测器的NEP可达 10^{-21} W/Hz^{1/2}. 相比于QDD, CSIP探测器的动态范围更宽(> 10^6), 工作温度更高(>4.2 K), 量子效率更高(1%–7%). 此外, CSIP探测器结构简单, 可以实现大规模探测器阵列和片上读出, 因此应用前景更为广泛^[29]. 超导QCD目前已实现在1.5 THz处的单光子探测, 量子效率约为90%. QCD的主要优点在于读出电路简单, 便于探测器阵列

表 1 太赫兹单光子探测器性能对比表^{a)}

Table 1 The performances of terahertz single photon detectors^{a)}

探测器	NEP (W/Hz ^{1/2})	量子效率	暗计数率 (次/秒)	动态范围	工作温度
单量子点探测器	10^{-22} ^[22]	~1% ^[22]	0.001 ^[22]	30 dB ^[29]	70–400 mK ^[29]
双量子点探测器	~ 10^{-21} ^[27]	~0.1% ^[27]	0.01 ^[27]	10^5 – 10^6 ^[29]	70–400 mK ^[29]
“垂直逃逸”CSIP	7×10^{-20} ^[41]	~7% ^[41]	–	> 10^6 ^[33]	4.2 K ^[33]
“横向逃逸”CSIP	–	~10% ^[41]	–	> 10^6 ^[58]	4.2 K ^[58]
QCD	< 10^{-20} ^[50]	≥90% ^[50]	–	–	≤100 mK ^[44]
Nanobolometer	9×10^{-21} ^[70]	–	–	–	65 mK ^[70]

a) 根据文献推算结果

的制备. 目前限制其发展的主要因素在于SCB的制备较为困难.

太赫兹单光子探测器的性能相比于理论极限, 仍存在一定的提升空间. 适当减小探测器光敏单元的体积、提高薄膜的质量以及采用JPA等低噪声放大器, 都有助于提高探测器灵敏度. 对于太赫兹单光子探测器, 通过优化耦合结构设计, 提高器件质量, 可以改进器件的量子效率. 对于单光子探测器, 其探测光子信号是采用光子计数的模式, 探测器的动态范围取决于探测器的计数率. 通过优化探测器的结构, 降低探测器的死时间以及读出电路的积分时间, 可以有效提高单光子探测器的动态范围.

10 总结

本文介绍了太赫兹波段的半导体量子点单光子探测器和量子阱单光子探测器以及超导QCD单光子探

测器的原理、发展现状以及应用. 除此之外, 本文总结了纳米测热辐射计与SQUID探测器两种可能实现太赫兹单光子探测的方案. 在应用方面, 超大规模太赫兹单光子探测器阵列在天文成像以及光谱分析应用中具有巨大的前景; 基于CSIP的扫描噪声显微镜分辨率可达几十纳米, 并且可用于非平衡态电子的研究, 在微观动力学的研究具有重要意义; 基于QDD的光子计数显微镜可以在微弱辐射条件下对物体进行被动成像, 结合近场成像技术可以实现超分辨率成像; 在量子通信以及量子雷达方面, 太赫兹单光子探测器存在潜在的应用价值. 随着太赫兹科学技术的不断发展以及微纳器件加工和测试技术的日益完善^[88-91], 新型探测技术也将为太赫兹单光子探测器的发展提供新的思路与理论指导. 太赫兹单光子探测器的发展无疑将推动太赫兹技术在天文、医学、材料、军事等领域的进一步发展.

参考文献

- 1 Eisaman M D, Fan J, Migdall A, et al. Invited review article: Single-photon sources and detectors. *Rev Sci Instrum*, 2011, 82: 071101
- 2 Hadfield R H. Single-photon detectors for optical quantum information applications. *Nat Photon*, 2009, 3: 696-705
- 3 Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, et al. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication. *Light Sci Appl*, 2015, 4: e286, arXiv: 1501.06261
- 4 Yuan Z L, Kardynal B E, Sharpe A W, et al. High speed single photon detection in the near infrared. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 041114, arXiv: 0707.4307
- 5 Farrah D, Smith K E, Ardila D, et al. Far-infrared instrumentation and technological development for the next decade. *J Astron Telescop Instr Syst*, 2019, 5: 020901
- 6 de Maagt P. Terahertz technology for space and earth applications. In: Proceedings of the 2007 International Workshop on Antenna Technology: Small and Smart Antennas Metamaterials and Applications. Piscataway: IEEE, 2007. 111-115
- 7 Siegel P H. THz instruments for space. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 2007, 55: 2957-2965
- 8 Sizov F, Rogalski A. THz detectors. *Prog Quant Electron*, 2010, 34: 278-347
- 9 Jin B B, Shan W L, Guo X G, et al. Terahertz detectors (in Chinese). *Physics*, 2013, 42: 770-780 [金颺兵, 单文磊, 郭旭光, 等. 太赫兹检测技术. *物理*, 2013, 42: 770-780.]
- 10 Sizov F. THz radiation sensors. *Opto-Electron Rev*, 2010, 18: 10-36
- 11 Lewis R A. A review of terahertz detectors. *J Phys D-Appl Phys*, 2019, 52: 433001
- 12 Ezawa H, Matsuo H, Ukibe M, et al. SIS detectors for terahertz photon counting system. *J Low Temp Phys*, 2016, 184: 244-249
- 13 Kawamura J, Chen J, Miller D, et al. Low-noise submillimeter-wave NbTiN superconducting tunnel junction mixers. *Appl Phys Lett*, 1999, 75: 4013-4015
- 14 Semenov A D, Gol'tsman G N, Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors. *Supercond Sci Technol*, 2002, 15: R1-R16
- 15 Hijmering R A, den Hartog R, Ridder M, et al. Readout of a 176 pixel FDM system for SAFARI TES arrays. In: Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII. Edinburgh: International Society for Optics and Photonics, 2016. 9914: 99141C
- 16 Beyer A D, Kenyon M E, Echternach P M, et al. Ultra-sensitive transition-edge sensors for the Background Limited Infrared/Sub-mm Spectrograph (BLISS). *J Low Temp Phys*, 2012, 167: 182-187

- 17 Holland W S, Bintley D, Chapin E L, et al. SCUBA-2: The 10000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 430: 2513–2533, arXiv: [1301.3650](#)
- 18 Baselmans J J A, Bueno J, Yates S J C, et al. A kilo-pixel imaging system for future space based far-infrared observatories using microwave kinetic inductance detectors. *Astron Astrophys*, 2017, 601: A89, arXiv: [1609.01952](#)
- 19 Noroozian O, Day P K, Eom B H, et al. Crosstalk reduction for superconducting microwave resonator arrays. *IEEE Trans Microwave Theor Techn*, 2012, 60: 1235–1243, arXiv: [1206.5571](#)
- 20 Saito A, Nakajima K, Hayashi K, et al. Relationship between loaded quality factor and responsivity for NbN-based MKIDs using dual-function spiral strip. *IEEE Trans Appl Supercond*, 2014, 25: 1–4
- 21 Noroozian O. Superconducting Microwave Resonator Arrays for Submillimeter/Far-Infrared Imaging. Dissertation for Doctoral Degree. Pasadena: California Institute of Technology, 2012
- 22 Komiyama S, Astafiev O, Antonov V, et al. A single-photon detector in the far-infrared range. *Nature*, 2000, 403: 405–407
- 23 Astafiev O, Komiyama S, Kutsuwa T. Double quantum dots as a high sensitive submillimeter-wave detector. *Appl Phys Lett*, 2001, 79: 1199–1201, arXiv: [cond-mat/0104104](#)
- 24 Antonov V, Astafiev O, Kutsuwa T, et al. Single FIR-photon detection using a quantum dot. *Phys E-Low-dimensional Syst NanoStruct*, 2000, 6: 367–370
- 25 Komiyama S, Astafiev O, Antonov V, et al. Detection of single FIR-photon absorption using quantum dots. *Phys E-Low-dimensional Syst NanoStruct*, 2000, 7: 698–703
- 26 Astafiev O, Antonov V, Kutsuwa T, et al. Electrostatics of quantum dots in high magnetic fields and single far-infrared photon detection. *Phys Rev B*, 2000, 62: 16731–16743
- 27 Astafiev O, Komiyama S, Kutsuwa T, et al. Single-photon detector in the microwave range. *Appl Phys Lett*, 2002, 80: 4250–4252
- 28 Astafiev O, Antonov V, Kutsuwa T, et al. Photon counting detectors for the far infrared. In: Proceedings of the AIP Conference. Melville: American Institute of Physics, 2002. 605: 275–280
- 29 Komiyama S. Single-photon detectors in the terahertz range. *IEEE J Selected Topics Quant Electron*, 2010, 17: 54–66
- 30 Hashiba H, Antonov V, Kulik L, et al. Sensing individual terahertz photons. *Nanotechnology*, 2010, 21: 165203
- 31 An Z, Chen J C, Ueda T, et al. Infrared phototransistor using capacitively coupled two-dimensional electron gas layers. *Appl Phys Lett*, 2005, 86: 172106
- 32 An Z, Ueda T, Chen J C, et al. A sensitive double quantum well infrared phototransistor. *J Appl Phys*, 2006, 100: 044509
- 33 Ueda T, An Z, Hirakawa K, et al. Charge-sensitive infrared phototransistors: Characterization by an all-cryogenic spectrometer. *J Appl Phys*, 2008, 103: 093109
- 34 Doi Y, Wang Z, Ueda T, et al. CSIP—A novel photon-counting detector applicable for the SPICA far-infrared instrument. In: Proceedings of the SPICA Joint European/Japanese Workshop. Oxford: Oxford University Press, 2009
- 35 Ueda T, Komiyama S, An Z, et al. Temperature dependence of the performance of charge-sensitive infrared phototransistors. *J Appl Phys*, 2009, 105: 064517
- 36 Wang Z, Komiyama S, Ueda T, et al. A modified scheme of charge sensitive infrared phototransistor. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 022112
- 37 Wang Z, Komiyama S, Ueda T, et al. Charge sensitive infrared phototransistor for 45 μm wavelength. *J Appl Phys*, 2010, 107: 094508
- 38 Ueda T, Komiyama S. Novel ultra-sensitive detectors in the 10–50 μm wavelength range. *Sensors*, 2010, 10: 8411–8423
- 39 Ueda T, Soh Y, Nagai N, et al. Charge-sensitive infrared phototransistors developed in the wavelength range of 10–50 μm . *Jpn J Appl Phys*, 2011, 50: 020208
- 40 Ueda T, Komiyama S. Far-Infrared Single-Photon Detectors Fabricated in Double-Quantum-Well Structures. In: Photodetectors. Croatia: InTech, 2012. 145–164
- 41 Kajihara Y, Nakajima T, Wang Z, et al. Terahertz single-photon detectors based on quantum wells. *J Appl Phys*, 2013, 113: 136506
- 42 Kim S, Komiyama S, Matsuda S, et al. Improved performance of ultrahigh-sensitive charge-sensitive infrared phototransistors (CSIP). *Int J Hi Spe Ele Syst*, 2016, 25: 1640021
- 43 Duty T, Johansson G, Bladh K, et al. Observation of quantum capacitance in the Cooper-pair transistor. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 206807, arXiv: [cond-mat/0503531](#)
- 44 Shaw M D, Bueno J, Day P, et al. Quantum capacitance detector: A pair-breaking radiation detector based on the single Cooper-pair box. *Phys*

- Rev B, 2009, 79: 144511, arXiv: [0902.4194](#)
- 45 Bueno J, Shaw M D, Day P K, et al. Proof of concept of the quantum capacitance detector. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 103503
- 46 Bueno J, Llombart N, Day P K, et al. Optical characterization of the quantum capacitance detector at 200 μm . *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 173503
- 47 Stone K J, Megerian K G, Day P K, et al. Real time quasiparticle tunneling measurements on an illuminated quantum capacitance detector. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 263509
- 48 Echternach P M, Stone K J, Bradford C M, et al. Photon shot noise limited detection of terahertz radiation using a quantum capacitance detector. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 053510
- 49 Pepper B J, Bradford C M, Reck T, et al. Evidence of 1.5 THz single-photon detection in quantum capacitance detectors via telegraph rate distribution asymmetry. In: Proceedings of the 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz). Piscataway: IEEE, 2015
- 50 Echternach P M, Pepper B J, Reck T, et al. Single photon detection of 1.5 THz radiation with the quantum capacitance detector. *Nat Astron*, 2018, 2: 90–97
- 51 You J Q, Nori F. Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits. *Nature*, 2011, 474: 589–597, arXiv: [1202.1923](#)
- 52 Likharev K K. Single-electron devices and their applications. *Proc IEEE*, 1999, 87: 606–632
- 53 Kawano Y, Hisanaga Y, Komiyama S. Cyclotron emission from quantized Hall devices: Injection of nonequilibrium electrons from contacts. *Phys Rev B*, 1999, 59: 12537–12546
- 54 Ikushima K, Komiyama S, Ueda T, et al. THz-photon generation due to electrons injected via quantum-Hall edge channels. *Physica E*, 2008, 40: 1026–1029
- 55 Kobayashi K L I, Komatsubara K F, Otsuka E. Tunable far-infrared radiations from hot electrons in *n*-type InSb. *Phys Rev Lett*, 1973, 30: 702–705
- 56 Ikushima K, Asaoka D, Komiyama S, et al. Manipulating terahertz photons on a quantum Hall effect device. *Physica E*, 2010, 42: 1034–1037
- 57 Ikushima K, Komiyama S. Imaging by terahertz photon counting. *Comptes Rendus Physique*, 2010, 11: 444–456
- 58 Wang Z, Nakajima T, Matsuda S, et al. A new scheme for sensitive detection of terahertz photons. *Nanotechnology*, 2012, 24: 025205
- 59 Nickels P, Matsuda S, Ueda T, et al. Metal hole arrays as resonant photo-coupler for charge sensitive infrared phototransistors. *IEEE J Quantum Electron*, 2010, 46: 384–390
- 60 Wang H L, Xu J, An Z H. Application of surface plasmon polariton grating in high sensitive infrared detectors (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 124202 [王恒亮, 徐洁, 安正华. 表面等离子元光栅在高灵敏红外探测器中的应用. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 124202]
- 61 An Z, Ueda T, Hirakawa K, et al. Reset operation of quantum-well infrared phototransistors. *IEEE Trans Electron Devices*, 2007, 54: 1776–1780
- 62 Kim S, Komiyama S, Ueda T, et al. Two-color detection with charge sensitive infrared phototransistors. *Appl Phys Lett*, 2015, 107: 182106
- 63 Kim S, Komiyama S, Patrashin M, et al. Multicolor charge-sensitive infrared phototransistor (CSIP). In: Proceedings of the 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Piscataway: IEEE, 2017
- 64 Bouchiat V, Vion D, Joyez P, et al. Quantum coherence with a single Cooper pair. *Phys Scripta*, 1998, 1998: 165
- 65 Clarke J, Wilhelm F K. Superconducting quantum bits. *Nature*, 2008, 453: 1031–1042
- 66 You J Q, Nori F. Superconducting circuits and quantum information. *Phys Today*, 2005, 58: 42–47
- 67 Guillaume A, Schneiderman J F, Delsing P, et al. Free evolution of superposition states in a single Cooper pair box. *Phys Rev B*, 2004, 69: 132504, arXiv: [cond-mat/0312544](#)
- 68 Karasik B S, McGrath W R, Gershenson M E, et al. Photon-noise-limited direct detector based on disorder-controlled electron heating. *J Appl Phys*, 2000, 87: 7586–7588
- 69 Karasik B S, Olaya D, Jian W D, et al. Record-low NEP in hot-electron titanium nanobolometers. *IEEE Trans Appl Supercond*, 2007, 17: 293–297
- 70 Wei J, Olaya D, Karasik B S, et al. Ultrasensitive hot-electron nanobolometers for terahertz astrophysics. *Nat Nanotech*, 2008, 3: 496–500, arXiv: [0710.5474](#)
- 71 Kokkonen R, Govenius J, Vesterinen V, et al. Nanobolometer with ultralow noise equivalent power. *Commun Phys*, 2019, 2: 1–8, arXiv: [1806.09397](#)
- 72 Santavica D F, Reulet B, Karasik B S, et al. Energy resolution of terahertz single-photon-sensitive bolometric detectors. *Appl Phys Lett*, 2010,

- 96: 083505, arXiv: [0906.1205](#)
- 73 Vesterinen V, Saira O P, Räisänen I, et al. Lumped-element Josephson parametric amplifier at 650 MHz for nano-calorimeter readout. *Supercond Sci Technol*, 2017, 30: 085001
- 74 Govenius J, Lake R E, Tan K Y, et al. Detection of zeptojoule microwave pulses using electrothermal feedback in proximity-induced Josephson junctions. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 030802, arXiv: [1512.07235](#)
- 75 Solinas P, Giazotto F, Pepe G P. Proximity SQUID single-photon detector via temperature-to-voltage conversion. *Phys Rev Appl*, 2018, 10: 024015, arXiv: [1711.10846](#)
- 76 Blain A. Submillimeter galaxies. *Phys Rep*, 2002, 369: 111–176
- 77 Bradford C M, Naylor B J, Zmuidzinas J, et al. WaFIRS: A waveguide far-IR spectrometer: Enabling spectroscopy of high-z galaxies in the far-IR and submillimeter. *Proc SPIE*, 2003, 4850: 1137–1148
- 78 Ikushima K, Yoshimura Y, Hasegawa T, et al. Photon-counting microscopy of terahertz radiation. *Appl Phys Lett*, 2006, 88: 152110
- 79 Weng Q, Komiyama S, Yang L, et al. Imaging of nonlocal hot-electron energy dissipation via shot noise. *Science*, 2018, 360: 775–778
- 80 Komiyama S. Perspective: Nanoscopy of charge kinetics via terahertz fluctuation. *J Appl Phys*, 2019, 125: 010901
- 81 Bruß D, Lütkenhaus N. Quantum key distribution: From principles to practicalities. *Applicable Algebra Eng Commun Compu*, 2000, 10: 383–399
- 82 Wang H Q, Deng B, Qin Y L. Review of terahertz radar technology (in Chinese). *J Radars*, 2018, 7: 1–21 [王宏强, 邓彬, 秦玉亮. 太赫兹雷达技术. *雷达学报*, 2018, 7: 1–21]
- 83 Lanzagorta M. Quantum radar. *Synthesis Lectures Quantum Computing*, 2011, 3: 1–139
- 84 Li Z P, Huang X, Cao Y, et al. Single-photon computational 3D imaging at 45 km. arXiv: [1904.10341](#)
- 85 Peter S, Albert J P. *Theuwissen. Single-Photon Imaging*. Berlin: Springer, 2011
- 86 Teufel J D, Donner T, Li D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state. *Nature*, 2011, 475: 359–363, arXiv: [1103.2144](#)
- 87 Castellanos-Beltran M A, Lehnert K W. Widely tunable parametric amplifier based on a superconducting quantum interference device array resonator. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 083509, arXiv: [0706.2373](#)
- 88 Peng K, Jevtics D, Zhang F, et al. Three-dimensional cross-nanowire networks recover full terahertz state. *Science*, 2020, 368: 510–513
- 89 Wu R Y, Bao L, Wu L W, et al. Broadband transmission-type 1-bit coding metasurface for electromagnetic beam forming and scanning. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 284211
- 90 Chen G Y, Liu J F, Yu Y C, et al. Dual effects of disorder on the strongly-coupled system composed of a single quantum dot and a photonic crystal L3 cavity. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 064211
- 91 Liu Y S, Wu K J, Liu C L, et al. Amplification of terahertz/infrared field at the nodes of Ranvier for myelinated nerve. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 274211

Terahertz single photon detectors

SHI LiLi¹, WU JingBo^{1*}, TU XueCou^{1,2}, JIN BiaoBing¹, CHEN Jian^{1,2*} & WU PeiHeng^{1,2}

¹ *Research Institute of Superconductor Electronics (RISE), School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210023, China;*

² *Purple Mountain Laboratories, Nanjing 211111, China*

Terahertz detection plays an increasingly important role in various fields, such as astronomy, national defense, security checking, and biotechnology. With the development of technology, the sensitivity of terahertz detectors is continuously improving, and the detection of terahertz single photons has been demonstrated in recent years. In the terahertz band, owing to the low photon energy of terahertz photons and serious transmission losses in the atmosphere, research and development on terahertz single-photon detectors have faced significant technical challenges. In this article, we first introduce the operating mechanisms, main performance indicators, and measurement systems for terahertz single-photon detectors and identify the basic requirements for realizing terahertz single-photon detection. We then introduce several terahertz single-photon detectors, including semiconductor quantum dot, semiconductor quantum well, and superconducting quantum capacitance detectors. The history of the development, operating mechanisms, and key indicators of these terahertz single-photon detectors is also summarized. Noise equivalent power of the order of 10^{-21} W/Hz^{1/2} has been achieved using semiconductor quantum dot and quantum well detectors. Although both these have a large current response and dynamic range, their quantum efficiency is low. Superconducting quantum capacitance detectors have achieved single-photon detection at 1.5 THz with a noise equivalent power better than 10^{-20} W/Hz^{1/2} and detection efficiency up to 90%. In addition, some terahertz detectors such as nanobolometers have shown potential for terahertz single-photon detection, and we introduce the operating mechanism and development status of these devices as well. We also analyze the prospects of terahertz single-photon detectors for applications in terahertz imaging, astronomical observations, and quantum information technology, highlighting some major international research projects and reported examples of such applications. We further summarize the advantages of terahertz single-photon detectors for these applications. Finally, we review the performance of terahertz single-photon detectors and discuss future development trends.

terahertz, single photon detector, quantum dot, charge sensitive infrared phototransistor, quantum capacitance

PACS: 87.50.U-, 78.67.-n, 84.40.-x, 71.55.Eq, 78.20.-e

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0274](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0274)