

综述

超导转变边沿单光子探测器原理与研究进展*

张青雅¹⁾²⁾ 董文慧¹⁾²⁾ 何根芳¹⁾²⁾ 李铁夫¹⁾²⁾ 刘建设¹⁾²⁾ 陈炜^{1)2)†}

1) (清华大学, 清华信息科学与技术国家实验室, 北京 100084)

2) (清华大学微电子与纳电子学系, 微电子学研究所, 北京 100084)

(2014年4月27日收到; 2014年6月5日收到修改稿)

量子信息技术近十多年来的快速发展对单光子探测器的性能提出了更高的要求, 高性能单光子探测器也因此受到了更多的关注. 与传统的单光子探测器相比, 超导转变边沿 (TES) 单光子探测器在探测效率、能量分辨、光子数分辨和暗计数等方面具有突出优势. 目前, 超导 TES 单光子探测器已经被成功地应用在量子光学实验和量子密钥分配系统中, 未来在量子信息技术等研究领域具有更广泛的应用. 本文从超导 TES 单光子探测器的工作原理、制备流程、测试系统、主要性能指标以及研究现状和进展等方面对该探测器技术进行简要综述.

关键词: 量子信息, 超导探测器, 单光子探测器, 超导转变边沿传感器

PACS: 03.67.-a, 85.25.Pb, 07.20.Mc

DOI: 10.7498/aps.63.200303

1 引言

超导转变边沿探测器是采用超导转变边沿传感器 (transition edge sensor, TES) 作为温度计的一类低温超导探测器^[1]. 偏置在正常态至超导态转变区域内的一层超导薄膜, 利用其在转变区域内陡峭的电阻-温度 ($R-T$) 关系, 可以作为高灵敏的温度计使用. 为了降低探测器的噪声, TES 温度计通常采用超导转变温度 (transition temperature, T_c) 为几百 mK 的超导薄膜. TES 温度计采用的电压偏置给系统引入了电热负反馈^[1,2], 使超导 TES 探测器在噪声特性、响应线性度、响应速度等方面与采用其他温度计技术的热探测器相比具有明显的优势^[2,3]. 此外, 超导 TES 探测器还具有适用波长范围广^[4]、易开发单片集成探测器阵列^[5]并可用超导量子干涉 (superconducting quantum interference device, SQUID) 放大器对探测器阵列实现复用读出^[6,7]等特点. 因此, 该类探测器在近十多年来被广泛应用于较长波段范围内的光探测, 如作为辐射

热探测器构成天文宇宙学实验中的探测焦平面, 用来探测宇宙中的毫米波和微米波^[8,9]; 作为探测 X 射线和 γ 射线等高能光子的 TES 微量能器, 应用在高能物理和核辐射探测等领域^[10,11].

除了上述应用外, 该类探测器也可以用作近红外、可见光和紫外波段的单光子探测器^[12,13], 也就是本文介绍的超导 TES 单光子探测器. 与传统的单光子探测器相比^[14,15], 超导 TES 单光子探测器具有能量分辨特性好^[16]、探测效率高^[17,18]、暗计数低^[19,20]、可分辨光子数^[13,20]等优点. 因此, 它在量子光学、量子密钥分配 (quantum key distribution, QKD)、量子密码学、线性光学量子计算等量子信息研究领域^[21,22] 具有非常重要的应用价值. 以对高性能单光子探测器需求强烈的 QKD 系统为例, 该类系统现在采用比较多的是 InGaAs/InP 雪崩光电二极管单光子探测器. 该类探测器在 1550 nm 通信波长处较低的探测效率 (约 20%) 和很高的暗计数率 (百赫兹量级), 将 QKD 系统的传输距离限制在 100 km 左右^[23]. 而超导 TES 单光子探测器可以通过集成光学谐振腔等方法使器件在 1550 nm 波长

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CBA00304) 和清华大学自主科研计划 (批准号: 20131089314) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: weichen@tsinghua.edu.cn

处的探测效率接近100%，并具有几乎可以忽略的暗计数率(几个赫兹以下)^[22]。采用超导TES单光子探测器有望使QKD系统的传输距离更远、传输速率和安全性更高。目前，超导TES单光子探测器已经成功应用于QKD系统中^[23,24]，也在一些量子光学实验中发挥出了重要作用^[25,26]。

近年来，国内研究同行在其他类型的低温超导探测器研究方向上已取得不少进展。如南京大学^[27]开发出了应用于天文太赫兹探测的热电子辐射热探测器(hot electron bolometer, HEB)，上海微系统所^[28]和南京大学^[29,30]等研制出主要性能指标达到国际主流水平的超导纳米线单光子探测器(superconducting nanowire single photon detector, SNSPD)，西南交大^[31]制备出了应用于弱光探测的超导共面波导谐振器(superconducting coplanar waveguide resonator, CPW)。本课题组近年来开展了超导TES探测器的研制工作，并取得了一些进展。目前具备生长用于TES探测器制备的高质量铝/钛(Al/Ti)双层薄膜^[32]，并开发出了一套成熟的TES探测器制备工艺流程^[33]；研制出了具有背景光子限制灵敏度的辐射热型超导TES探测器^[34]；制备的TES探测器展现出了快至3.9 μs的有效恢复时间和良好的响应线性度^[35]。

考虑到国内量子信息等基础研究领域的快速发展以及对高性能单光子探测器的需求，结合本课题组在超导TES探测器研究方向上的工作基础，我们将开发面向近红外及可见光波段的超导TES单光子探测器。本文简要介绍超导TES单光子探测器的工作原理、制备流程、测试系统、主要性能指标以及该领域的研究现状和进展。

2 TES单光子探测器基础

2.1 探测器工作原理

超导TES单光子探测器本质上属于热探测器的一种。典型的热探测器包括吸收能量的吸收体，测量温度变化的温度计，维持恒定温度的热沉，以及吸收体和热沉之间的弱热连接，如图1所示。其中吸收体的热容为 C ，弱热连接的热导为 G ，热沉的温度为 T_b 。当能量为 E_{ph} 的光子入射并被吸收时，吸收体的温度瞬间产生 $\Delta T = E_{ph}/C$ 的增加量。随着热量通过弱热连接耗散掉，吸收体的温度逐渐降低并最终恢复至初始值，温度计通过测量 ΔT 从而获得入射光子的能量信息。这就是热探测器的工作原理。超导TES单光子探测器是指采用

TES温度计，用于近红外、可见光和紫外等波段，具有单光子探测灵敏度的一类低温超导热探测器。

不同研究小组开发出的TES单光子探测器采用的超导薄膜材料不同，但在器件结构上却是相似的。探测器的核心是由一层生长在硅衬底上、尺寸在 $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ 左右、厚度为几十纳米的超导薄膜。在薄膜的两端施加恒定电压，由于低温下薄膜中电子与声子之间的弱热耦合作用，焦耳热功率的存在使薄膜电子系统的温度 T_e 高于声子系统的温度 T_p ，这被称为“热电子”效应^[36]。作为单光子探测器使用时，超导薄膜中的电子系统同时承担了热探测器的吸收体和TES温度计的双重功能。由于薄膜中声子系统与硅衬底之间较强的热耦合作用，声子系统的温度等于硅衬底的温度($T_p = T_b$)，声子系统充当了热探测器中的热沉。薄膜电子系统和声子系统之间的弱热耦合构成了热探测器所需要的弱热连接。图2为TES单光子探测器的热路示意图。

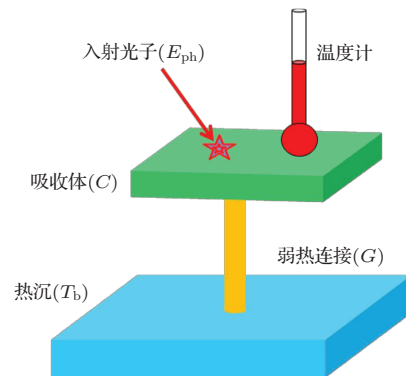


图1 (网刊彩色) 典型的热探测器示意图

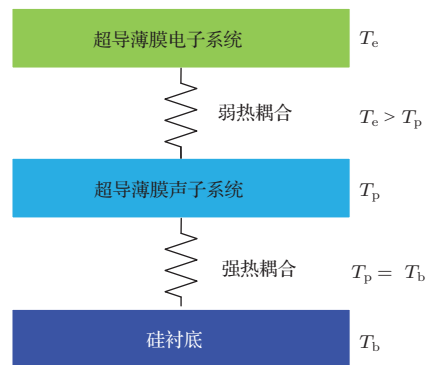


图2 (网刊彩色) TES单光子探测器热路示意图

图3给出了TES单光子探测器的工作原理示意图^[37]。当无外来光子入射时，在TES两端施加特定偏置电压 V_b ，使其中电子系统的温度 T_e 处于超导转变区域内的某一点，如图3(a)使TES阻值

等于 R_0 的温度点, 该偏置点即为探测器的静态工作点. 此时, 从超导薄膜电子系统流向声子系统的热功率 P 等于 TES 的焦耳热功率, 并满足以下方程 [1]:

$$P = \frac{V_b^2}{R_0} = \Sigma\Omega(T_e^n - T_{ph}^n) = \Sigma\Omega(T_c^n - T_b^n), \quad (1)$$

其中 Σ 为薄膜材料的电声热耦合系数 (约为 $10^9 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-5}$); Ω 为薄膜的体积. 对于电子与声子之间的弱热耦合, 指数 n 的典型值为 5 [1,36]. 由于 TES 的超导转变宽度 ΔT_c 通常在 1.0 mK 量级, 可认为电子系统温度 T_e 等于 TES 的 T_c , 即探测器的工作温度. 由 (1) 式可推导出弱热连接的微分热导为

$$G = n\Sigma\Omega T_c^{n-1}. \quad (2)$$

当 n 个能量为 E_γ 的光子被吸收时, 总能量 $E_{ph} = nE_\gamma$ 会引起 TES 的电子系统温度 T_e 出现微小的变化量 $\Delta T = E_{ph}/C_e$ (C_e 为电子系统的热容), 进而引起 TES 的电阻产生 ΔR 的变化量, 图 3(a) 给出了 1 个 (1 ph) 和 2 个光子 (2 ph) 被吸收

后 TES 阻值变化示意图. 由于是恒压偏置, 如图 3(b) 所示, TES 阻值产生 ΔR 的变化量进而引起 TES 所在支路电流出现 ΔI 的变化量. ΔI 被与 TES 串联的高灵敏 SQUID 放大器读出. 不同数目光子被吸收时, 不同的 E_{ph} 引起的 ΔT 不同, TES 的电阻变化量 ΔR 也不同, 最终被探测到的响应信号 ΔI 也不相同. 图 3(c) 给出了对应吸收 1 和 2 个光子后 ΔI 的响应曲线. 在一定的能量范围内, ΔI 的幅度值与被吸收的光子数目成正比, 这样就实现了具有光子数分辨能力的探测.

为了提高探测器的灵敏度, 达到单光子能量探测水平并具备光子数分辨能力, 需要使 TES 超导薄膜的热容 C_e 尽可能小, 薄膜超导转变区域内 R - T 曲线变化尽可能陡 (超导转变宽度 ΔT_c 尽可能小), 而且探测器的热噪声和读出电子学系统噪声水平要尽可能低. 因此, 超导 TES 单光子探测器中 TES 的尺寸通常在 $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ 左右, ΔT_c 在 1.0 mK 量级, T_c 值也即探测器的工作温度一般在几百 mK 温度范围内.

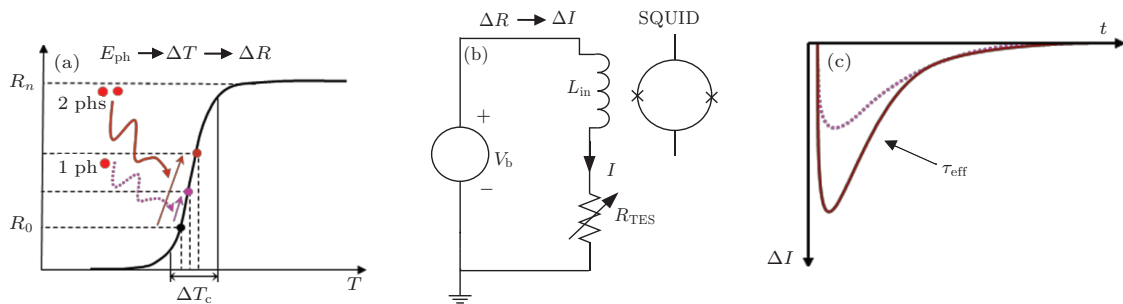


图3 (网刊彩色) 超导 TES 单光子探测器工作原理 [37] (a) 吸收 1 和 2 个光子后 TES 的阻值变化示意图; (b) 电压偏置测量 TES 支路电流; (c) 对应吸收 1 和 2 个光子后 TES 支路的响应电流脉冲

2.2 探测器制备

用于制备 TES 单光子探测器的超导材料既要满足较弱的电子-声子热耦合, 也要使 T_c 值在几百 mK 范围内. 目前用于开发 TES 单光子探测器的单元超导薄膜有钨 (W) 薄膜 [38]、钛 (Ti) 薄膜 [39]、铪 (Hf) 薄膜 [40], 这几种超导薄膜的 T_c 值分别在 100, 390 和 128 mK 附近. 除了单元超导薄膜外, 由超导材料薄膜和正常金属薄膜组成的双层薄膜也被用来制备 TES 单光子探测器, 如钛/金 (Ti/Au) 和钛/钯 (Ti/Pd) 双层薄膜 [41]. 由于超导邻近效应 (proximity effect) 的存在 [42], 可以通过控制正常金属 Au 或 Pd 薄膜的厚度来调节双层薄膜的 T_c 值; 因而可以使用相同的双层薄膜材料体系制备出具有不同 T_c 值的探测器, 这是采用双层

薄膜制备探测器的主要优势.

因为器件结构类似, 各个研究组制备 TES 单光子探测器的工艺流程也基本相同 [39,41,43,44]. 首先在覆盖有一定厚度氮化硅 (SiN) 的硅 (Si) 衬底上, 通过电子束蒸发或磁控溅射的方式生长一层几十纳米厚的单层或双层超导薄膜. 对于 Ti/Au 或 Ti/Pd 双层薄膜来说, 正常金属层 Au 或 Pd 薄膜先生长, 超导层 Ti 薄膜后生长. 在生长 Au 或 Pd 正常金属层之前, 一般先沉积一层厚度为 10—15 nm 的 Ti 薄膜来提高 Au 或 Pd 与 SiN/Si 衬底之间的黏合性 [41]. 为了使不同金属薄膜层之间保持干净良好的界面, 制备 Ti/Au 或 Ti/Pd 双层薄膜的三次薄膜生长过程需要在同一次真空环境下完成. 薄膜生长完毕之后, 做一次光刻, 通过刻蚀的方法完成薄膜的图形化, 形成具有特定尺寸的 TES, 如

20 $\mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ 的超导薄膜. Ti的刻蚀可以选择使用反应离子刻蚀技术 (reactive ion etching, RIE) 或者采用一定浓度的氢氟酸 (HF) 进行湿法腐蚀. Au和Pd可以采用干法刻蚀, Au也可采用碘化钾和碘的混合溶液 (KI/I₂) 来湿法腐蚀. 接下来是制备 TES 所需的超导引线以及芯片周围的焊盘, 引线和焊盘一般采用超导铌 (Nb) 或铝 (Al) 材料来实现. 二者的 T_c 值分别为 9.5 和 1.1 K, 在探测器几百 mK 的工作温度下是完全超导的. 引线和焊盘通常为同一层, 厚度在 100—150 nm 之间, 该层一般采用溅射方法生长并使用剥离技术完成图形化. 图 4 展示了日本产业技术综合研究所 (AIST) 研究小组制备的两种不同尺寸的 4 个 Ti TES 单光子探测器 [39], 每个 TES 由两根超导 Nb 引线实现电连接, 其中叉指结构的作用是方便光学对准. 图 5 为意大利计量院 (INRIM) 研究小组制备的 2 个不同尺寸的 Ti/Au TES 单光子探测器照片以及器件的剖面示意图 [37].

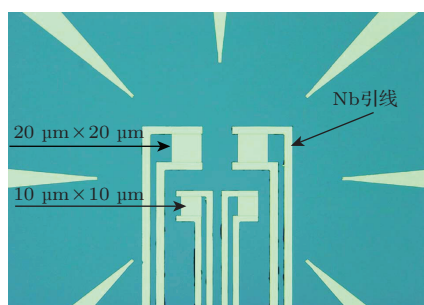


图 4 (网刊彩色) Ti TES 单光子探测器光学照片 [39]

2.3 探测器性能测试系统

超导 TES 单光子探测器性能表征所用的典型测试系统如图 6 所示 [20], 其中包括 TES 的偏置和读出电路, 以及光脉冲产生和耦合系统. 探测器芯片一般被固定在制冷机的 mK 温区上, 使芯片的衬底温度等于 mK 温区的温度, 由衬底最终提供探测

器正常工作时所需要的热沉温度 T_b . TES 正常工作时所需要的电压偏置由室温电流源提供的偏置电流 I_b 流过低温下与 TES 支路并联的电阻 R_b 来实现. R_b 的阻值通常在 $\text{m}\Omega$ 量级, 远小于 TES 在工作点处的阻值 R_{TES} ($R_b \ll R_{\text{TES}}$). 根据分流原理, 此时 TES 两端的电压 $V_b = I_b \cdot R_b$, 即提供探测器正常工作所需要的电压偏置. TES 的电流是通过一个输入线圈 L_{in} 与其串联、工作在磁通锁定环路 (flux-locked loop, FLL) 的 SQUID 放大器来读出的. 该类型放大器的灵敏度很高, 等效输入电流噪声可以低至几个 $\text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$ 量级 [45,46], 并且容易与低阻 TES 实现阻抗匹配. 单个光子引起的 TES 阻值变化量 ΔR 非常小, 为了方便探测到因电阻变化引起的电流变化量 ΔI , 电阻 R_b 、SQUID 输入线圈 L_{in} 以及 TES 构成的环路内的电连接是通过铌钛 (NbTi) 合金超导导线实现的.

测量 TES 单光子探测器的响应速度、能量分辨和探测效率等特性时, 需要给探测器引入光激励信号. 图 6 给出了光激励信号的产生及耦合系统. 激励信号一般为高度衰减至单光子功率水平的光脉冲, 由脉冲电流源驱动的激光源、光衰减器和光功率计等部件组成的系统产生. 单模光纤将光脉冲从室温的发生系统导入至 mK 温区下的探测器, 光纤末端与探测器的距离一般保持在 100 μm 左右.

3 TES 单光子探测器的性能

3.1 系统探测效率

在采用超导 TES 单光子探测器的光学系统中, 系统的探测效率定义为被探测器探测到的光子数与激光源发射的光子数的比值, 可以用以下公式来表示 [17]:

$$\eta = \eta_{\text{fiber}} \eta_{\text{coupling}} \eta_{\text{absorption}} \eta_{\text{QE}} \eta_{\text{trigger}}, \quad (3)$$

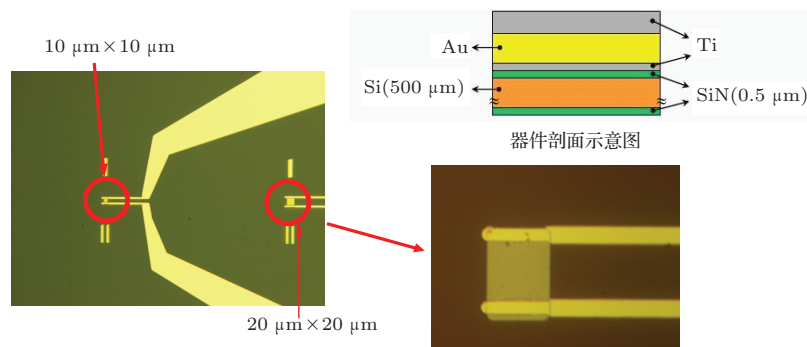


图 5 (网刊彩色) Ti/Au TES 单光子探测器光学照片及器件剖面示意图 [37]

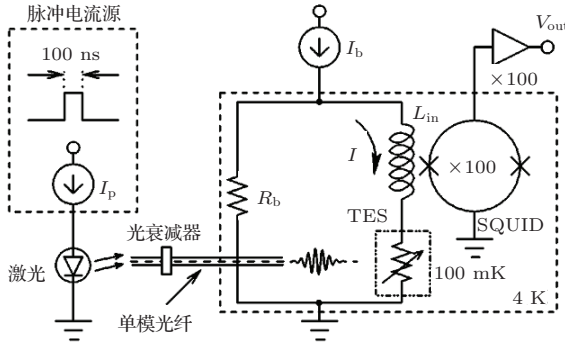


图6 超导 TES 单光子探测器偏置、读出电路及光响应特性测试系统框图 [20]

其中 η_{fiber} 表示从室温光纤输入端到低温光纤末端的光传输效率, η_{coupling} 表示低温下光纤末端与探测器之间的光耦合效率, $\eta_{\text{absorption}}$ 表示探测器对入射到器件上光子的吸收效率, η_{QE} 表示探测器吸收光子后产生输出信号的几率, η_{trigger} 表示输出信号被数据处理系统记录并计数的几率. 对于超导 TES 单光子探测器来说, 吸收光子一定会使 TES 的温度上升并产生输出响应信号, 即 $\eta_{\text{QE}} = 1$. 对于高信噪比的响应信号和光脉冲激励下的输出信号, η_{trigger} 也接近 1. 通过现有技术可最大程度降低光纤的损耗, 并可避免光纤连接器引入的损耗, 从而使光纤的光传输效率 η_{fiber} 接近 1. 在目前应用超导 TES 单光子探测器的系统中, 制约系统探测效率提高的是 (3) 式右边的 η_{coupling} 和 $\eta_{\text{absorption}}$ 项, 分别对应光纤末端与探测器之间的光耦合效率以及探测器对光的吸收效率.

通常通过测量光脉冲中包含的平均光子数以及被 TES 单光子探测器探测到的平均光子数来得到系统的探测效率. 在激光源发射功率和光衰减器衰减系数保持不变的情况下, 由于激光源的相干性, 每个光脉冲包含的光子数是随机的、服从泊松分布的. 如果光脉冲中包含的平均光子数为 μ , 则光脉冲包含 n 个光子的几率为

$$P_{n,\text{inc}} = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}. \quad (4)$$

在系统总的探测效率为 η 的条件下, $\mu_d = \eta\mu$ 表示光脉冲被 TES 单光子探测器探测到的平均光子数. 通常使用光功率计或者校正过的光探测器来得到光脉冲中包含的平均光子数 μ , 通过测量光脉冲激励下响应曲线的幅度分布谱来推导出被探测器探测到的平均光子数 μ_d , 进而计算出系统的探测效率 η .

3.2 有效恢复时间

超导 TES 单光子探测器的有效恢复时间 (effective recovery time, τ_{eff}) 表示探测器响应信号从幅度值恢复至初始值过程的时间常数, 即响应曲线的下降沿时间常数, 如图 3(c) 中标记所示. 另外一个影响 TES 单光子探测器响应速度的时间常数为电时间常数 (electrical time constant, τ_{el}), 它代表响应信号上升过程的时间常数, 与 TES 支路的总电感量以及 TES 在偏置点处的阻值等因素有关 [1]. 可以选择使用输入电感小的 SQUID 放大器或优化 TES 偏置点的方法在极大程度上减小电时间常数 [47]. 目前多数超导 TES 单光子探测器的电时间常数一般小于有效恢复时间的常数. 有效恢复时间在超导 TES 单光子探测器的响应时间中占据主导地位, 并决定了探测器的响应速度.

因此, 本文重点关注的是超导 TES 单光子探测器的有效恢复时间, 下面将给出其表达式的推导过程. 在无电热负反馈时, 探测器的本征时间常数

$$\tau_0 = \frac{C_e}{G} = 2.43 \frac{\rho\gamma\Omega T_c}{AG} = 2.43 \frac{\rho\gamma}{nA\Sigma T_c^{n-2}}, \quad (5)$$

其中 C_e 为 TES 超导薄膜电子系统的热容; G 为弱热连接的微分热导, ρ , γ 和 A 分别为薄膜材料的质量密度、摩尔比热容和原子量. 根据超导 Bardeen-Cooper-Schrieffer 理论, 在计算处于超导转变区域的 TES 电子热容时考虑了 2.43 倍的系数 [1,12]. 探测器正常工作时, 电压偏置带来的电热负反馈使响应信号的恢复时间在本征时间常数的基础上大大缩短. 实际的探测器响应信号恢复时间, 即有效恢复时间表达式为 [2]

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}} &= \tau_0 \left(1 + \frac{\alpha P}{GT_c} \right)^{-1} \\ &= \tau_0 \left[1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \frac{T_b^n}{T_c^n} \right) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\alpha = (T/R) \cdot (dR/dT)$ 为 TES 在偏置点处的热敏感参数, P 为 TES 在偏置点处的焦耳热功率, T_b 为热沉温度.

图 7 展示了在余晖显示模式 (persist mode) 下示波器记录的 TES 单光子探测器对光脉冲激励的响应信号波形图 [48]. 可以看出, 对应相同光子数的响应曲线整体形成了一条比较粗的迹线, 说明对应相同的光子数的响应曲线存在一定程度的上下浮动, 这与探测器自身以及系统中的电子学噪声等都有关系. 虽然可以通过对单次响应曲线做双指数函数拟合的方法来得到有效恢复时间, 但由于单个

曲线的噪声比较大, 拟合出的有效恢复时间误差也大^[49]. 因此, 测试中首先对相同数目光子的响应曲线取平均, 再使用双指数函数拟合平均响应曲线来得到探测器的有效恢复时间. 平均响应曲线可以看作是 TES 单光子探测器对相应数目光子产生的理想响应曲线. 图 8 为一个 Ti/Au TES 单光子探测器对 1—5 个光子的平均响应曲线^[50], 纵坐标为 SQUID 输出电压变化量. 可以看出, 探测器的有效恢复时间并没有随着吸收光子数目的增加而发生

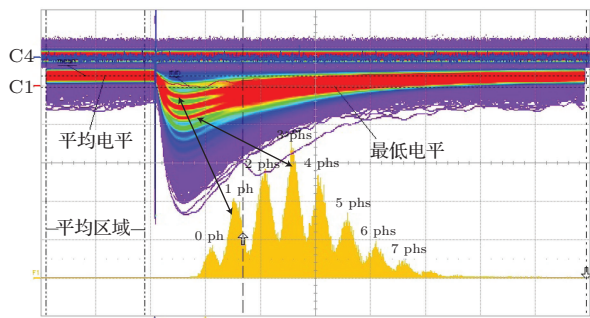


图 7 (网刊彩色) 示波器在余晖保持模式下记录的探测器响应信号曲线及幅度分布谱, 图中也用两个双箭头直线指明了探测器吸收 1 个和 3 个光子的响应曲线迹线和对应的响应曲线幅度分布^[48]

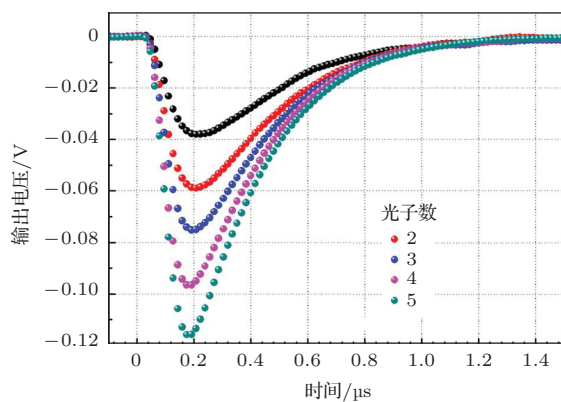


图 8 (网刊彩色) 探测器对 1 至 5 个光子的平均响应曲线^[50]

3.3 能量分辨与光子数分辨能力

图 7 也显示了不同光子数对应的响应曲线形成的迹线之间存在不重叠区域, 这说明对应不同光子数的响应波形分别落在不同的区域. 因而可以根据单次响应曲线所在的区域来判断被探测到的光子数, 这就是 TES 单光子探测器的光子数分辨能力. 相邻迹线之间的不重叠区域越大, 说明探测器的噪声越低, 光子数分辨能力也越强. 在实验中, 通过测量响应曲线的幅度分布谱来表征探测器的光子数分辨能力. 图 7 下方也给出了响应曲线幅度

分布示意图. TES 单光子探测器对相同数目光子的响应曲线的幅度分布是满足高斯分布的, 分布的标准差 σ 由探测器自身的性能决定, 与光子数目无关.

由于光脉冲中包含的光子数目是服从泊松分布的, TES 单光子探测器对光脉冲的响应曲线幅度分布是泊松分布与高斯分布的卷积. 测试得到的幅度分布可以用以下函数来拟合^[51]:

$$y(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \sum_{n=0}^{\max} \frac{\mu_d^n}{n!} e^{-\mu_d} \times \exp\left(-\frac{(x-x_n)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (7)$$

其中 A 为拟合常数, μ_d 表示每个光脉冲被探测器探测到的平均光子数, x_n 为 n 个光子对应的响应信号幅度高斯分布的中心值, 对应不同光子数的高斯分布的标准差 σ 是相同的, 由探测器性能决定.

使用 (7) 式对测试得到的响应曲线幅度分布谱进行拟合, 可以得到 σ , μ_d 和 x_n 等数值. 超导 TES 单光子探测器在一定能量范围内具有良好的响应线性度, 高斯分布对应的被探测器吸收的光子能量与其中心值之间存在线性关系^[48,50]. 根据这种线性关系, 可以将横坐标为幅度的高斯分布转换为横坐标为能量的高斯分布, 这样高斯分布的半高全宽 (full width at half maximum, FWHM), 为探测器的能量分辨 ΔE . 根据测量得到的响应信号幅度分布谱, 可以求出探测器的能量分辨 ΔE . 假设测量得到的幅度谱中相邻高斯峰的中心值之差为 $\Delta x = x_n - x_{n-1}$, 则幅度差 Δx 对应单个光子的能量 E_γ . 因此, TES 单光子探测器的能量分辨 ΔE 可以由以下公式求出:

$$\Delta E = 2.36\sigma_E = 2.36 \frac{\sigma}{\Delta x} E_\gamma, \quad (8)$$

其中 σ_E 是用能量表示的高斯分布的标准差. 图 9 给出了一个 Ti/Au TES 单光子探测器对 1535 nm 光子的响应曲线幅度分布谱以及使用 (7) 式拟合得到的曲线^[50]. 通过 (8) 式得到探测器的能量分辨 $\Delta E = 0.263$ eV.

4 TES 单光子探测器研究进展

4.1 提高系统探测效率

由第 3.1 节的分析可知, 目前使用超导 TES 单光子探测器的系统中, 影响系统探测效率的两个主要因素是探测器对光的吸收效率低以及光纤与探测器之间的光耦合效率比较低. 研究者主要采用集成光学谐振腔的方法来提高探测器对特定波长的

吸收效率,同时也提出一些方法来提高光纤与探测器之间的光耦合效率.

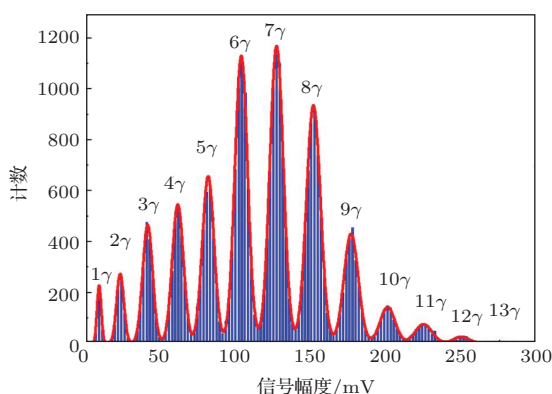


图9 (网刊彩色) 探测器的响应信号幅度分布谱以及使用(7)式拟合得到的曲线 [50]

4.1.1 集成光学谐振腔

由于W薄膜对光的反射和透射作用,超导W TES单光子探测器对1550 nm光子的吸收效率仅在20%左右 [20,52]. 为了提高探测器的吸收效率,美国国家标准与技术研究院(NIST)的Rosenberg等 [53] 首先提出使用光学谐振腔来提高W薄膜对光的吸收效率. 他们设计的光学谐振腔叠层结构从下到上分别为金(Au)薄膜反射镜(对光的反射率 > 98%),厚度为1/4波长的二氧化硅(SiO₂)层,W薄膜和氮化硅(SiN_x)增透层. 通过仿真优化每一层的厚度,得到了使W薄膜对1550 nm光子吸收效率超过97%的光学谐振腔. 测试得到集成该谐振腔的W薄膜对1200—2400 nm波长范围内光子的反射率曲线及对应的仿真曲线如图10所示 [53],图中的纵坐标为反射率,吸收效率与反射率之和等于1.

在这些研究结果的基础上,Rosenberg等 [52] 在2005年制备出了第一个集成有光学谐振腔的超导TES单光子探测器. 该探测器采用的是W TES,集成的是面向1550 nm光子的谐振腔. 图11(a)给出了他们制备的集成光学谐振腔的四个单光子探测器的照片和器件的剖面示意图 [52],其中谐振腔采用Al薄膜反射镜和α-Si增透层. 为了使W薄膜的T_c值重复稳定,在W薄膜生长前后各添加了一层10 nm厚的α-Si薄膜. 对不同尺寸探测器基本性能的测试表明,光学谐振腔结构的增加并没有影响到器件的基本特性,如TES的超导转变特性,器件的响应速度和能量分辨等.

将一个集成有上述谐振腔,T_c值为110 mK,面积为25 μm × 25 μm的W TES单光子探测器放入

光学测试系统,并使用1550 nm光脉冲在不同光功率水平下测试系统的探测效率 [54]. 测试得到的系统探测效率不随入射光功率水平的变化而变化,其平均值为88.6%. 将光路中光损失及探测器吸收效率考虑进来,这个探测效率测量值与计算得到的理论值相符合.

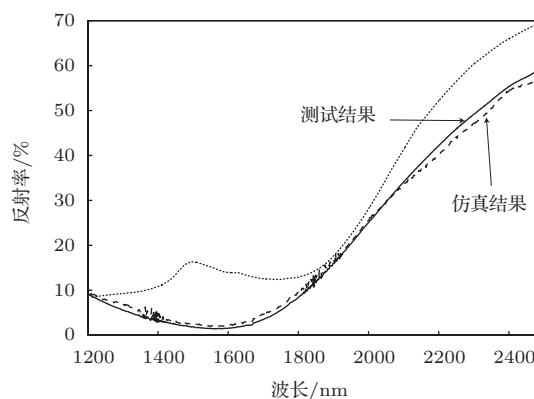


图10 集成在光学谐振腔中的W薄膜对近红外波段的反射率测试曲线与仿真曲线 [53]

应用于其他波长光子的光学谐振腔在结构上与面向1550 nm光子的谐振腔类似,如图11(b)中光学谐振腔叠层结构所示 [55],不同之处在于每一层的材料和厚度. 在各层材料确定的情况下,先通过实验方法测量得到每层材料在特定厚度下的折射系数,进而通过仿真优化的方法得到使谐振腔对某波长光子具有最大吸收率的厚度组合. 图11(b)给出了采用相同谐振腔结构,通过仿真得到的四种不同厚度组合的光学谐振腔对不同波长光子的吸收率曲线 [55],四种谐振腔分别对860, 1064, 1310和1550 nm光子具有最大的吸收效率(超过99%). 仿真结果表明,在采用相同的谐振腔结构情况下,可以通过调整各层的厚度设计出适用于不同波长光子的光学谐振腔.

需要指出的是,在设计光学谐振腔时,需要考虑各层材料的兼容问题. NIST的Lita等 [40] 采用Au薄膜, Si₃N₄, Hf TES和 Si₃N₄ 四层结构作为Hf TES面向860 nm波长的光学谐振腔. 但集成谐振腔后的Hf TES的超导转变曲线出现了明显的展宽,转变温区从140 mK持续到190 mK,与集成谐振腔前陡峭的转变曲线有明显的差别. 这也降低了探测器的响应速度,器件的有效恢复时间从400 ns增加到20 μs. 转变温区的展宽很可能是由低温下Si₃N₄和Hf两种材料热缩系数不一致产生的诱导应力有关.

日本AIST的科研人员一直专注于超导Ti

TES单光子探测器的研究,并在提高探测器的吸收效率方面做了一系列工作. Damayanthi等^[56]在2008年研究了Ti薄膜在近红外波段反射和穿透特性,并设计出了使Ti薄膜对1550 nm光子吸收率达到99%的光学谐振腔. 谐振腔从下到上分别为Al薄膜反射镜、Si₃N₄层、Ti薄膜、Si₃N₄层和SiO₂增透层,与NIST设计的用于W TES的光学谐振腔的结构类似.

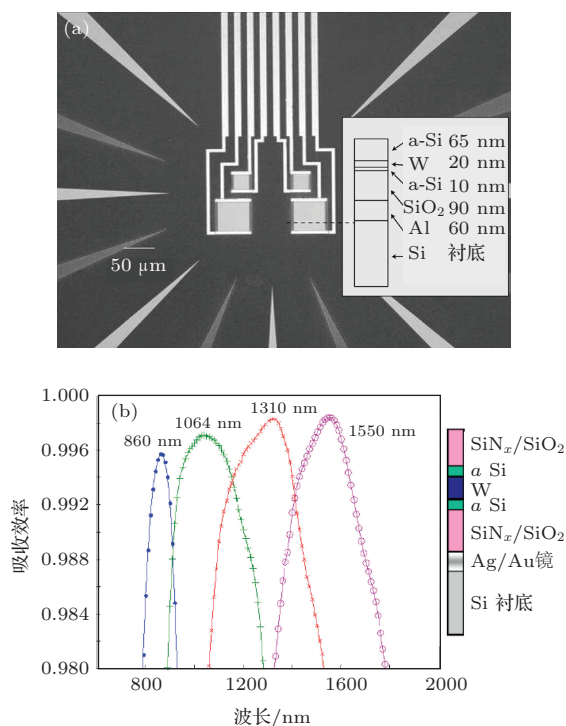


图11 (网刊彩色) (a) 集成光学谐振腔的W TES单光子探测器照片及器件剖面示意图^[52]; (b) 面向四个不同波长的光学谐振腔对光的吸收效率与波长的仿真曲线^[55]

2009年, AIST的Fukuda等^[51]制备出了集成有光学谐振腔的Ti TES单光子探测器. 谐振腔中Ti TES下面使用SiO₂/Al/SiO₂三层膜作为反射镜面(mirror), 使用Si₃N₄, SiO₂和Ta₂O₅等材料形成的五层膜作为Ti TES上面的增透层(AR layers), 器件的剖面结构如图12所示^[51]. 他们设计了分别面向850和1550 nm光子的光学谐振腔. 仿真得到的集成1550 nm谐振腔的Ti薄膜对光的反射率曲线和实际测试得到的反射率曲线如图13所示^[51]. 可以看出, 集成光学谐振腔后, Ti薄膜在设计波长1550 nm处的吸收效率超过99%, 与仿真结果一致. 然而, 由于受到光纤末端与探测器之间的光耦合效率的限制, 集成光学谐振腔的超导Ti TES单光子探测器对1550 nm光子的实际系统探测效率仅达到64%, 远低于探测器本身的吸收效率.

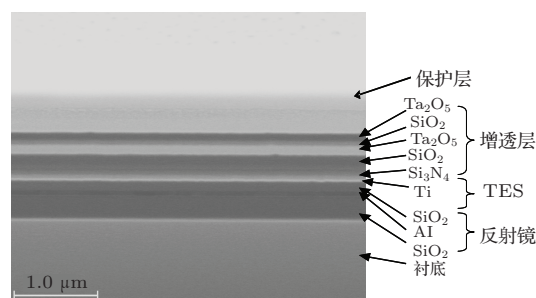


图12 (网刊彩色) Ti TES单光子探测器的谐振腔结构剖面图^[51]

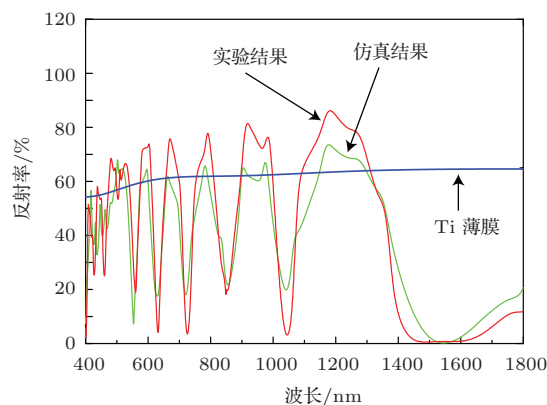


图13 (网刊彩色) 集成1550 nm光学谐振腔的Ti薄膜对不同波长光的反射率仿真曲线与测试结果^[51]

4.1.2 提高光纤与探测器之间的光耦合效率

在集成光学谐振腔的超导TES单光子探测器对光的吸收效率接近100%的情况下, 要提高系统实际的探测效率, 最主要的是提高光纤末端与探测器之间的光耦合效率. 2008年, NIST的Lita等^[17]通过精确地将光纤末端与集成有1550 nm光学谐振腔的W TES单光子探测器之间的距离控制在10 μm, 使探测器在1556 nm波长下的系统探测效率达到95%±2%的水平, 创造了当时近红外波段单光子探测器最高的系统探测效率. 他们的测试系统中采用的是内芯直径为9 μm的标准单模通信光纤, 光纤末端涂有1550 nm增透膜, 使光在末端被反射的几率由4%降低为1%. 在室温下, 先通过背部成像的方法将光纤末端与尺寸为25 μm × 25 μm的W TES对准并机械固定. 使用扫频激光干涉(swept-frequency laser interferometry)方法, 分别测量了室温及低温下光纤末端与TES之间的距离d, 进而求出由于冷收缩引起的低温下与室温下的二者距离的变化量Δd. 根据Δd来确定室温下光纤末端与TES之间的距离d, 最终保证低温下二者之间的距离在10 μm左右. 2011年, NIST的Miller等^[17]提出了光纤与探测器在低温下全新的“自对准”方案, 使二者之间的光耦合损失降低到1%以

下. 该方案目前也已经被应用在超导纳米线单光子探测器系统中^[57].

日本 AIST 的 Fukuda 等^[18] 在 2011 年提出了另外一种提高光纤与探测器之间光耦合效率的方法, 即折射率匹配微小间隙光纤耦合 (index-matched small-gap fiber coupling) 方法, 使集成光学谐振腔的 Ti TES 单光子探测器对 850 nm 光子的系统探测效率达到 $98\% \pm 1\%$, 成为当时该波长下系统探测效率最高的单光子探测器. 图 14 (a) 展示了他们使用的 Ti TES 单光子探测器的剖面图^[18], 其中光学谐振腔的介质材料为 SiO_2 和 Ta_2O_5 , TES 上面的增透层包含 7 层薄膜, 下面反射率超过 99.9% 的镜面反射层包含了 15 层薄膜. 谐振腔中每层薄膜的厚度经过优化使 Ti 薄膜在目标

波长 850 nm 附近的 40 nm 波长范围内均达到接近 100% 的吸收效率. 图 14 (b) 显示了光纤与探测器的对准方式^[18], 将裸露的光纤 (外径约 $125 \mu\text{m}$) 通过背部穿透成像的方法与 Ti TES 的中心位置对准, 对准误差小于 $1.0 \mu\text{m}$. 对准后在光纤内芯与探测器表面之间的间隙里 (间隙高度为 w_{gap}) 充满紫外固化树脂 (ultraviolet-curable resin), 固化树脂的折射率 (1.56) 与光纤内芯的折射率 (1.44) 之间实现了良好的匹配. 假设 $w_{\text{gap}} = 1.0 \mu\text{m}$, 在探测器表面包含了光纤 (模场直径约 $5.0 \mu\text{m}$, 数值通孔约 0.14) 输出 99% 以上光通量的光斑尺寸估计值为 $8 \mu\text{m}$. 因此, 这种方法可以使用面积小至 $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ 的 Ti TES 单光子探测器, 在提高系统探测效率的同时, 可以保持较高的探测器能量分辨特性.

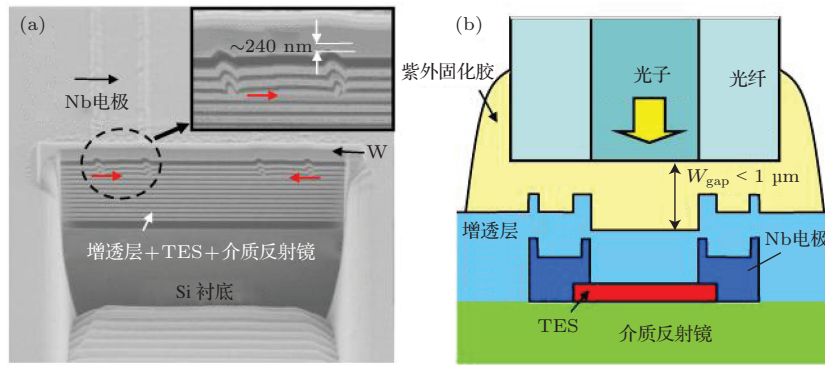


图 14 (网刊彩色) (a) Ti TES 单光子探测器的剖面扫描电镜 (SEM) 照片^[18]; (b) 光纤与探测器对准结构的剖面示意图^[18]

4.2 提高响应速度

由于超导 TES 单光子探测器的有效恢复时间决定了器件的响应速度, 在提高探测器响应速度方面的努力主要归结为降低探测器的有效恢复时间. 有效恢复时间的表达式, (6) 式在热敏感参数 $\alpha \gg 1$ 和 $T_b \ll T_c$ 的条件下, 可以改写为

$$\tau_{\text{eff}} \approx \frac{n}{\alpha} \tau_0 = 2.43 \frac{\rho \gamma}{\alpha A \Sigma T_c^3}, \quad (9)$$

可以看出, 在超导材料确定的情况下, ρ , γ , A 和 Σ 等材料参数也随之确定, τ_{eff} 只与 TES 的热敏感参数 α 和工作温度 T_c 有关. 由于特定工艺条件下 α 的最大值相对稳定, 而 τ_{eff} 与 T_c 三次方的倒数成正比, 所以 T_c 对 τ_{eff} 的影响最大. 因此, 提高 TES 单光子探测器的响应速度, 即降低器件的有效恢复时间, 主要通过提高其工作温度 T_c 来实现. 下面介绍基于不同材料的超导 TES 单光子探测器在有效恢复时间上的表现, 以及相关研究小组在提高器件速

度上所做的努力. 最后将关注探测器的时间抖动特性.

斯坦福大学 Cabrera 等^[12] 制备出的世界上首个超导 TES 单光子探测器的有效恢复时间为 $60 \mu\text{s}$, 该器件采用的是 W TES, 工作温度为 80 mK , 尺寸为 $18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m} \times 40 \text{ nm}$. 2003 年, NIST 的 Miller 等^[20] 展示了一个尺寸为 $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m} \times 35 \text{ nm}$, 工作温度为 125 mK 的 W TES 单光子探测器, 恢复时间减小至 $15 \mu\text{s}$. NIST 的 Rosenberg 等^[52] 在 2005 年发表的集成谐振腔的 W TES 单光子探测器, 虽然工作温度在 $110 \text{ mK} \sim 5 \text{ mK}$, 低于前面工作温度为 125 mK 的探测器, 但表现出了更快的响应速度, 其恢复时间达到 $5 \mu\text{s}$. 这主要得益于该器件中 TES 具有较高的热敏感参数 α (估算值为 86). 2008 年, Lita 等^[17] 制备出的 W TES 单光子探测器, 除了表现出高达 95% 的系统探测效率外, 同时表现出了较快的响应速度, 有效恢复时间降低到 800 ns . 此外, Lita 等^[40] 制备出的 Hf TES 单光子探测器由于较高的

工作温度 (T_c 为 195 mK), 表现出了快至 500 ns 的有效恢复时间.

日本 AIST 开发出的 Ti TES 单光子探测器由于较高的工作温度 (Ti 体材料的 T_c 值为 390 mK), 在响应速度上一直保持着优势. AIST 的 Fukuda 等 [39] 在 2007 年展示了一个超导 Ti TES 探测器, 虽然未能实现单光子能量水平的探测和光子数分辨, 响应速度却非常快, 有效恢复时间短至 300 ns, 为当时响应速度最快的超导 TES 探测器. 该器件的工作温度为 358 mK, 热敏感参数 α 约为 85. 接着, 他们在 2008 年展示了可分辨光子数的 Ti TES 单光子探测器 [58], 器件的工作温度和有效恢复时间与之前的 Ti TES 探测器基本相同, 这成为当时速度最快的超导 TES 单光子探测器. 2009 年, 他们通过调节 Ti 薄膜的厚度制备出了 T_c 值为 444 mK 的超导 Ti TES 单光子探测器 [51], 有效恢复时间降低到 190 ns, 在响应速度上刷新了之前的记录. 该探测器对 1 至 3 个光子的响应信号波形如图 15 所示 [51].

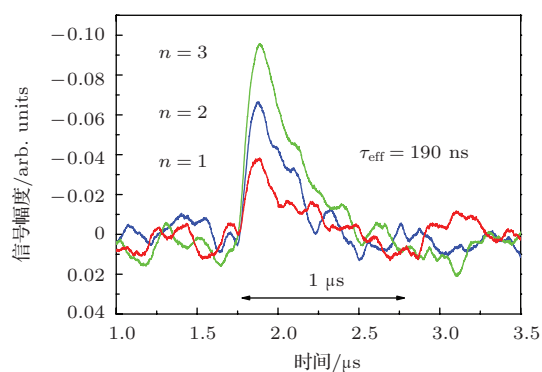


图 15 (网刊彩色) Ti TES 单光子探测器的响应信号 [51]

意大利 INRIM 的研究人员一直致力于开发采用 Ti/Au 和 Ti/Pd 双层薄膜的超导 TES 单光子探测器. 他们在研究初期开发出的工作在 100 mK 附近的 Ti/Au 和 Ti/Pd TES 单光子探测器的有效恢复时间分别在 5.0 和 20 μ s 左右 [41]. 2011 年, 该小组制备出了一个工作温度在 130 mK 附近、有效恢复时间达到 1.64 μ s 的 Ti/Au TES 单光子探测器 [59]. 2013 年, INRIM 的 Lolli 等 [49] 将 Ti/Au TES 的 T_c 值从原来的 100 mK 附近提高到 300 mK, 使探测器的有效恢复时间降低至 186 ns, 成为迄今为止报道的有效恢复时间最短的超导单光子探测器, 该探测器对单个 1535 nm 光子的平均响应曲线及其双指数函数拟合曲线如图 16 所示 [49].

从图 16 可以看出, 这个有效恢复时间最短的

Ti/Au TES 单光子探测器的电时间常数为 179 ns, 即器件的有效恢复时间缩短至与电时间常数相同的量级. 在此基础上要进一步提高探测器的响应速度, 通过优化设计来降低器件的电时间常数成为必然的选择. AIST 开发的 Ti TES 单光子探测器在降低电时间常数方面具有一定优势, 因为 Ti 材料本身较高的电阻率, 在相同的器件尺寸下, Ti TES 的阻值一般要高于偏置在相同工作点的其他材料 TES 的阻值. 目前超导 Ti TES 单光子探测器的电时间常数一般在 60 ns 左右 [39,51,58], AIST 开发的 TES 探测器的最小电时间常数为 18 ns [19], 这也是到目前为止报道过的电时间常数最小的 TES 单光子探测器.

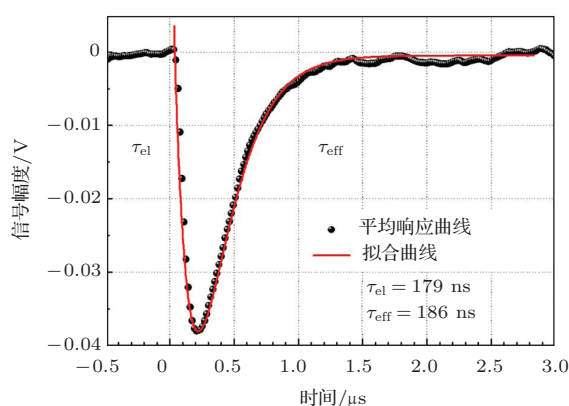


图 16 (网刊彩色) Ti/Au TES 单光子探测器的平均响应曲线及双指数函数拟合曲线 [49]

随着超导 TES 单光子探测器的响应时间进入 ns 量级, 其时间抖动特性也开始被研究人员所关注. AIST 的 Fukuda 等 [19] 在 2011 年研究了一个 Ti TES 单光子探测器的时间抖动特性, 通过对 35000 个单光子响应曲线进行统计分析, 得到器件的时间抖动为 25 ns (用 FWHM 来表示). 2013 年, NIST 的 Lamas-Linares 等 [47] 推导了超导 TES 单光子探测器的时间抖动与器件及读出电路等参数之间的关系, 首次给出了时间抖动的表达式. 推导结果表明, 探测器的时间抖动与使用的 SQUID 放大器输入线圈电感 L_{in} 的大小直接相关. 他们选择使用 $L_{in} = 25$ nH 的 SQUID 放大器并通过优化电路和器件参数, 重点研究了一个 W TES 单光子探测器的时间抖动特性. 图 17 (a) 给出了该探测器分别对应 1 个光子, 2 个光子和 3 个光子的原始响应曲线以及相应的平均响应曲线的上升部分 (见插图) [47]. 由于 SQUID 放大器的输入电感较小, 探测器表现出了 25 ns 左右大小的电时间常数. 通过记录大量对相同数目光子的响应曲线, 并设定不同的

统计阈值水平,得到了1—3个光子激励下时间抖动(用FWHM来表示)随阈值水平的变化曲线,如图17(b)所示^[47].光子数为1时,时间抖动相对较大,但整体上看,时间抖动在12 ns以下,对应重复率为80 MHz的激光源.

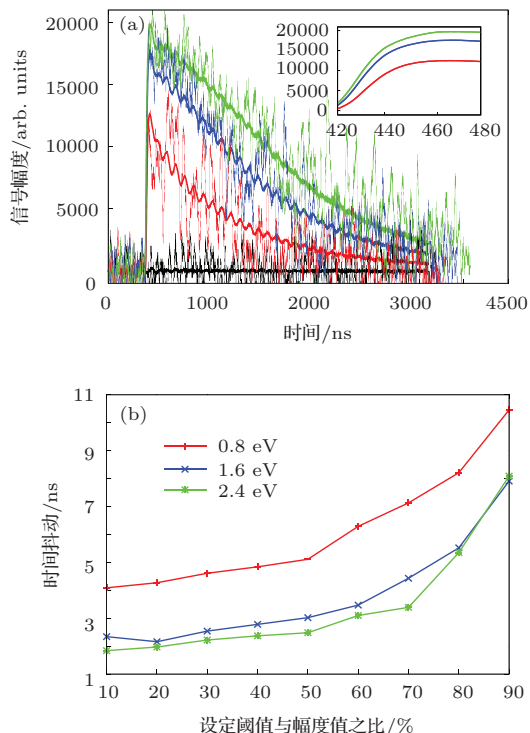


图17 (网刊彩色) (a) W TES单光子探测器对1—3个1550 nm光子的响应曲线及平均响应曲线的上升部分(插图)^[47]; (b) 探测器对1—3个光子响应的的时间抖动(用FWHM表示)与设定阈值的关系曲线^[47]

4.3 提高能量分辨与光子数分辨能力

Cabrera等^[12]开发出的世界上首个超导TES单光子探测器,它对单个480, 540, 600, 660, 720和780 nm光子(能量分别为2.58, 2.30, 2.07, 1.88和1.72 eV)表现出的能量分辨在0.15—0.17 eV之间.受到所使用的激励光源的限制,他们并没有表征探测器的光子数分辨能力.2003年,NIST的Miller等^[20]再次展示了超导TES单光子探测器的光子数分辨能力,他们使用的是工作温度在125 mK的W TES单光子探测器.该探测器对1—11个1550 nm光子(单个光子能量为0.80 eV)的响应信号幅度分布谱如图18所示^[20].使用(7)式对该幅度分布谱进行拟合,得到探测器的能量分辨为0.28 eV.NIST的Rosenberg等^[53]在2005年开发出的集成有光学谐振腔的W TES单光子探测器表现出了更好的能量分辨特性,对单个1550 nm光子的能量分辨达到

0.20 eV.

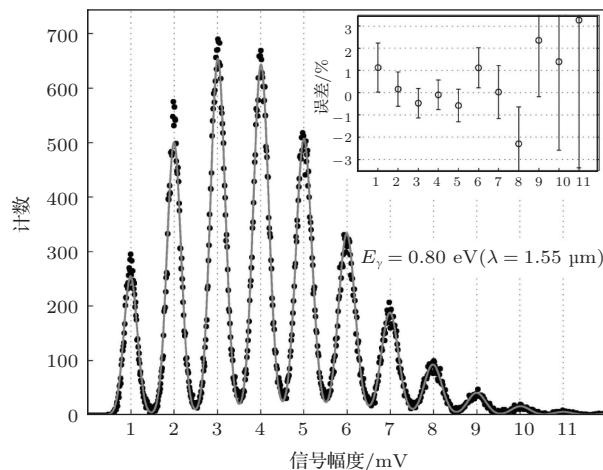


图18 单光子探测器的响应信号幅度分布谱^[20]

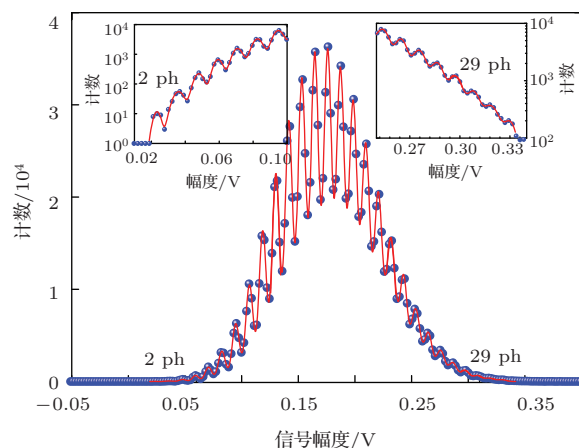


图19 (网刊彩色)单光子探测器的响应信号幅度分布谱及使用(7)式的拟合曲线^[13]

日本AIST研究小组开发的Ti TES单光子探测器,虽然由于工作温度高而在响应速度方面一直保持优势,但在能量分辨特性上的表现欠佳.2008年,Fukuda等^[58]开发的工作温度在359 mK的Ti TES对1550 nm光子的能量分辨仅达到0.68 eV的水平,勉强可分辨几个数目的光子.接着,他们在2009年展示的两个工作温度分别为444和316 mK的Ti TES单光子探测器,对850和1550 nm光子的能量分辨分别为0.39和0.30 eV^[51].虽然在能量分辨性能上比之前的器件有所提高,但与工作温度在100 mK附近的其他类型TES单光子探测器尚有较大差距.

近年来意大利INRIM研究小组研究的Ti/Au TES单光子探测器在能量分辨和光子数分辨能力方面表现优秀,特别是在2013年开发出了工作温度在106 mK,对1570 nm光子的能量分辨达到0.113 eV的Ti/Au TES单光子探测器^[16],这是到

目前为止能量分辨特性最好的超导 TES 单光子探测器。该小组的 Ti/Au TES 单光子探测器也创下了可分辨光子数的记录, 具有在 1550 nm 波长下可分辨多至 29 个光子的光子数分辨能力, 探测器对光脉冲的响应幅度分布谱及使用 (7) 式拟合得到的曲线如图 19 所示^[13]。

5 结 论

量子光学和量子信息科学等研究领域的快速发展对单光子探测器的性能提出了更高要求, 超导 TES 单光子探测器由于其优越的性能在这些领域具有重要的应用价值。通过集成光学谐振腔并提高光纤与探测器之间的光耦合效率, 超导 TES 单光子探测器的系统探测效率在多个波长下已接近 100%。超导 TES 单光子探测器对 1550 nm 光子的能量分辨一般在 0.2 eV 左右, 最好的能量分辨已达到 0.113 eV, 表现出多至 29 个光子态的分辨能力。超导 TES 单光子探测器的另外一个突出优点在于极低的暗计数率 (典型值在几个赫兹以下)。响应速度以及时间抖动等特性是超导 TES 单光子探测器的不足, 但随着近年来研究的深入, 它的响应速度已有较大幅度提高。目前最快的超导 TES 单光子探测器的响应时间在 300 ns 左右, 最小的时间抖动在 20 ns 左右。通过优化器件、工作点和读出电路等有望继续提高探测器的响应速度和时间抖动特性。与其他单光子探测器相比, 超导 TES 单光子探测器在探测效率、能量分辨、可分辨光子数、暗计数等多个探测器性能上具有绝对的优势, 该类单光子探测器必将越来越广泛地被应用于量子光学和量子信息科学领域并发挥更加重要的作用。

参考文献

- [1] Irwin K D, Hilton G C 2005 *Topics Appl. Phys.* **99** 63
- [2] Irwin K D 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 1998
- [3] Lee A T, Richards P L, Nam S W, Cabrera B, Irwin K D 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1801
- [4] Ali Z A, Drury O B, Cunningham M F, Chesser J M, Barbee T W, Friedrich S 2005 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 526
- [5] O'Brient R, Edwards J, Arnold K, Engargiola G, Holzapfel W, Lee A T, Myers M, Quealy E, Rebeiz G, Paul Richards, Spieler H, Tran H 2008 *Proc.f SPIE* **7020** 70201H
- [6] Chervenak J A, Irwin K D, Grossman E N, Martinis J M, Reintsema C D, Huber M E 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 4043
- [7] Lanting T M, Cho H M, Clarke J, Holzapfel W L, Lee A T, Lueker M, Richards P L, Dobbs M A, Spieler H, Smith A 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 112511
- [8] Suzuki A, Arnold K, Edwards J, Engargiola G, Ghribi A, Holzapfel W, Lee A, Meng X, Myers M, O'Brient R, Quealy E, Rebeiz G, Richards P 2012 *J. Low. Temp. Phys.* **167** 852
- [9] Bonetti J A, Turner A D, Kenyon M, LeDuc H G, Brevik J A, Orlando A, Trangsrud A, Sudiwala R, Nguyen H T, Day P K, Bock J J, Golwala S R, Kovac J M, Jones W C, Kuo C L 2011 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** 219
- [10] <http://www.the-athena-x-ray-observatory.eu>
- [11] Bennett D A, Horansky R D, Schmidt D R, Hoover A S, et al. 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 093113
- [12] Cabrera B, Clarke R M, Colling P, Miller A J, Nam S, Romani R W 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 735
- [13] Lolli L, Taralli E, Rajteri M 2012 *J. Low. Temp. Phys.* **167** 803
- [14] Chang J T, Wu L A 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1132 (in Chinese) [常君茂, 吴令安 2003 物理学报 **52** 1132]
- [15] Wang J D, Wu Z H, Zhang B, Wei Z J, Liao C J, Liu S H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5620 (in Chinese) [王金东, 吴祖恒, 张兵, 魏正军, 廖常俊, 刘颂豪 2008 物理学报 **57** 5620]
- [16] Lolli L, Taralli E, Portesi C, Monticone E, Rajteri M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 041107
- [17] Miller A J, Lita A E, Calkins B, Vayshenker I, Gruber S M, Nam S W 2011 *Opt. Express* **19** 9102
- [18] Fukuda D, Gujii G, Numata T, Amemiya K, Yoshizawa A, Tsuchida H, Fujino H, Ishii H, Itatani T, Inoue S, Zama T 2011 *Opt. Express* **19** 870
- [19] Fukuda D, Fujii G, Numata T, Amemiya K, Yoshizawa A, Tsuchida H, Fujino H, Ishii H, Itatani T, Inoue S, Zama T 2011 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** 241
- [20] Miller A J, Nam S W, Martinis J M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 791
- [21] Nam S, Miller A J, Rosenberg D 2004 *Nucl. Instr. and Meth. A* **520** 523
- [22] Hadfield R H 2009 *Nature Photon* **3** 696
- [23] Hiskett P A, Rosenberg D, Peterson C G, Hughes R J, Nam S, Lita A E, Miller A J, Nordholt J E 2006 *New J. Phys.* **8** 193
- [24] Rosenberg D, Nam S W, Hiskett P A, Peterson C G, Hughes R J, Nordholt J E, Lita A E, Miller A J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 021108
- [25] Namekata N, Takahashi Y, Fujii G, Fukuda D, Kurimura S, Inoue S 2010 *Nature Photon.* **4** 655
- [26] Tsujino K, Fukuda D, Fujii G, Inoue S, Fujiwara M, Takeoka M, Sasaki M 2010 *Opt. Express* **18** 8107
- [27] Jiang Y, Jin B B, Xu W W, Kang L, Chen J, Wu P H 2012 *Sci. China Inf. Sci.* **55** 64
- [28] Shen X F, Yang X Y, You L X 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 087404
- [29] Zhang L B, Kang L, Chen J, Zhao Q Y, Jia T, Xu W W, Cao C H, Jin B B, Wu P H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 038501 (in Chinese) [张蜡宝, 康琳, 陈健, 赵清源, 郑涛, 许伟伟, 曹春海, 金飏兵, 吴培亨 2011 物理学报 **60** 038501]

- [30] Zhou Y, Zhang L B, Jia T, Zhao Q Y, Gu M, Qiu J, Kang L, Chen J, Wu P H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 208501 (in Chinese) [周渝, 张蜡宝, 郑涛, 赵清源, 顾敏, 邱健, 康琳, 陈健, 吴培亨 2012 物理学报 **61** 208501]
- [31] Zhou P J, Wang Y W, Wei L F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 070701 (in Chinese) [周品嘉, 王轶文, 韦联福 2014 物理学报 **63** 070701]
- [32] Zhang Q, Dong W, Wang T, Chen J, Liu J, Li T, Zhou X, Chen W 2014 *Chin. J. Low. Temp. Phys.* **36** 7
- [33] Zhang Q, He G, Dong W, Wang T, Chen J, Liu J, Li T, Zhou X, Chen W *Proceeding of 10th International Workshop On Low Temperature Electronics* Paris, France, October 14–17, 2013 p70
- [34] Zhang Q, Liu J, Dong W, Wang T, He G, Li T, Zhou X, Chen W 2014 *Chin. Sci. Bull.* **59** 2292
- [35] Zhang Q, Wang T, Liu J, Dong W, He G, Li T, Zhou X, Chen W 2014 *Chin. Phys. B* **23** 118502
- [36] Wellstood F C, Urbina C, Clarke J 1994 *Phys. Rev. B* **49** 5942
- [37] http://www.inrim.it/events/lib/Rajteri_2013.pptx
- [38] Calkins B, Lita A E, Fox A E, Nam S W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 241114
- [39] Fukuda D, Damayanthi R M T, Yoshizawa A, Zen N, Takahashi H, Amemiya K, Ohkubo M 2007 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 259
- [40] Lita A E, Calkins B, Pellochoud L A, Miller A J, Nam S W 2009 *AIP Conf. Proc.* **1185** 351
- [41] Rajteri M, Taralli E, Portesi C, Monticone E, Beyer J 2009 *Metrologia* **46** S283
- [42] Martinis J M, Hilton G C, Irwin K D, Wollman D A 2000 *Nucl. Instr. Meth. A* **444** 23
- [43] Taralli E, Portesi C, Rocci R, Rajteri M, Monticone E 2009 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19** 493
- [44] Lita A E, Rosenberg D, Nam S, Miller A J, Balzar D, Kaatz L M, Schwall R E 2005 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 3528
- [45] Morooka T, Tanaka K, Chinone K 2002 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12** 1866
- [46] SQUID Amplifier Model SA632, STAR Cryoelectronics. <http://www.starcryo.com>
- [47] Lamas-Linares A, Calkins B, Tomlin N A, Gerrits T, Lita A E, Beyer J, Mirin R P, Nam S W 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 231117
- [48] Lolli L 2012 *Ph. D. Dissertation* (Torino: Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica)
- [49] Zhang Q Y 2014 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [张青雅 2014 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [50] Lolli L, Taralli E, Rajteri M, Numata T, Fukuda D 2013 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 2100904
- [51] Fukuda D, Fujii G, Numata T, Yoshizawa A, Tsuchida H, Fujino H, Ishii H, Itatani T, Inoue S Zama T 2009 *Metrologia* **46** S288
- [52] Rosenberg D, Lita A E, Miller A J, Nam S, Schwall R E 2005 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 575
- [53] Rosenberg D, Nam S W, Miller A J, Salminen A, Grossman E, Schwall R E, Martinis J M 2004 *Nucl. Instr. Meth. A* **520** 537
- [54] Rosenberg D, Lita A E, Miller A J, Nam S W 2005 *Phys. Rev. A* **71** 061803
- [55] Lita A E, Calkins B, Pellouchoud L A, Miller A J, Nam S 2010 *Proc. SPIE* **7681** 76810D
- [56] Damayanthi R M T, Fukuda D, Takahashi H, Ohkubo M, Ohno M 2008 *J. Low. Temp. Phys.* **151** 46
- [57] Marsili F, Verma V B, Stern J A, Harrington S, Lita A E, Gerrits T, Vayshenker I, Baek B, Shaw M D, Mirin R P, Nam S W 2013 *Nature Photon.* **7** 210
- [58] Fukuda D, Fujii G, Yoshizawa A, Tsuchida H, Damayanthi R M T, Takahashi H, Inoue S, Ohkubo M 2008 *J. Low. Temp. Phys.* **151** 100
- [59] Lolli L, Taralli E, Portesi C, Alberto D, Rajteri M, Monticone E 2011 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** 215

REVIEW

Review on superconducting transition edge sensor based single photon detector*

Zhang Qing-Ya¹⁾²⁾ Dong Wen-Hui¹⁾²⁾ He Gen-Fang¹⁾²⁾ Li Tie-Fu¹⁾²⁾
Liu Jian-She¹⁾²⁾ Chen Wei^{1)2)†}

1) (*Tsinghua National Laboratory for Information Science and Technology, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Institute of Microelectronics, Department of Micro/Nanoelectronics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 27 April 2014; revised manuscript received 5 June 2014)

Abstract

Over the past decade, there have been increasing demand on and interest in high performance single photon detectors in many new applications in quantum information technology. Compared with conventional single photon detectors, superconducting transition edge sensor (TES) based single photon detectors have great advantages in the performance of detection efficiency, energy resolution, photon number resolving capability, dark count rate, etc. They have been successfully used in quantum optics experiments and quantum key distribution systems, and they will play a more important role in the research field of quantum information science and technology. In this paper we review the operating principle, fabrication process, performance, measurement system and the research progress on superconducting TES based single photon detectors.

Keywords: quantum information, superconducting detector, single photon detector, transition edge sensor

PACS: 03.67.-a, 85.25.Pb, 07.20.Mc

DOI: [10.7498/aps.63.200303](https://doi.org/10.7498/aps.63.200303)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CBA00304) and the Tsinghua University Initiative Scientific Research Program, China (Grant No. 20131089314).

† Corresponding author. E-mail: weichen@tsinghua.edu.cn