

极低温散粒噪声测试系统及隧道结噪声测量

宋志军 吕昭征 董全 冯军雅 姬忠庆 金勇 吕力

Shot noise measurement for tunnel junctions using a homemade cryogenic amplifier at dilution refrigerator temperatures

Song Zhi-Jun Lü Zhao-Zheng Dong Quan Feng Jun-Ya Ji Zhong-Qing Jin Yong Lü Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 070702 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190114

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190114>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Majorana零模式的电导与低压振荡散粒噪声

Low-bias oscillations of shot noise as signatures of Majorana zero modes

物理学报. 2018, 67(18): 187302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172372>

基于散粒噪声方差实时监测的连续变量量子密钥分发系统的设计与实现

The design and realization of continuous-variable quantum key distribution system based on real-time shot noise variance monitoring

物理学报. 2017, 66(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.020301>

双量子点结构中Majorana费米子的噪声特性

Shot noise characteristics of Majorana fermions in transport through double quantum dots

物理学报. 2015, 64(16): 167302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.167302>

隧穿磁电阻效应磁场传感器中低频噪声的测量与研究

Measurement and study of low-frequency noise in TMR magnetic field sensor

物理学报. 2016, 65(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.65.057501>

激光相干场成像散斑噪声复合去噪方法

Compound denoising method of laser speckle noise in laser inherent field imaging

物理学报. 2019, 68(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181578>

极低温散粒噪声测试系统及隧道结噪声测量*

宋志军¹⁾²⁾ 吕昭征¹⁾²⁾ 董全³⁾ 冯军雅¹⁾²⁾姬忠庆^{1)2)†} 金勇³⁾ 吕力¹⁾²⁾

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 物理科学学院, 北京 100049)

3) (巴黎-萨克雷大学, 巴黎第十一大学, 法国国家科学院纳米科学与技术中心, 法国, 帕莱索 91120)

(2019年1月21日收到; 2019年2月16日收到修改稿)

介观体系输运过程中载流子的离散性导致了散粒噪声. 通过测量散粒噪声可以得到传统的基于时间平均值的电导测量无法得到的随时间涨落信息, 因而作为一种重要手段在极低温量子输运研究中得到了一定的应用. 极低温环境下的噪声测量是一种难度很大的极端条件下的微弱信号测量, 通常需要在低温端安装前置放大器并且尽量靠近待测器件以提高测量信噪比和带宽, 因此对放大器的噪声水平和功耗都有严格的要求. 提出了在稀释制冷机内搭建的散粒噪声测量系统, 以及利用此套系统得到了在 mK 温区超导隧道结散粒噪声的测量结果. 自行研制的高电子迁移率晶体管低温前置放大器采用整体封装, 便于安装在商用干式稀释制冷机的 4 K 温区, 本底电压噪声为 $0.25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, 功耗仅为 0.754 mW . 通过对隧道结进行散粒噪声测量, 得到的 Fano 因子和理论计算吻合.

关键词: 稀释制冷机, 低噪声放大器, 散粒噪声, 隧道结

PACS: 07.20.Mc, 72.70.+m, 73.23.-b, 85.25.-j

DOI: 10.7498/aps.68.20190114

1 引言

传统上, 噪声被认为是影响电子测量的干扰因素. 从 20 世纪初开始, 人们对电子体系的噪声进行了各种探索, 发现电子体系的噪声可分为多种: 例如 $1/f$ 噪声、产生-复合噪声 (G-R noise)、随机电报信号噪声 (RTS noise)、散粒噪声 (shot noise) 和热噪声 (thermal noise) 等. 与其他种类的噪声不同, 散粒噪声由于能够反映出载流子在输运过程中非平衡态统计的信息而得到了更多的关注. IBM 物理学家 Rolf Landauer^[1] 甚至提出了“噪声就是信号”的观点.

散粒噪声最早是 1918 年 Schottky^[2] 在研究真

空电子管时发现的. Schottky 指出散粒噪声是由不连续的电荷涨落产生, 电荷之间是没有关联性的, 所得到的散粒噪声功率谱密度的表达式 $S_i = 2eI$ 满足泊松分布过程, 此噪声值即为散粒噪声的泊松值形式. 而后, 人们在电子体系散粒噪声的研究中发现, 电子-电子相互作用 (例如库仑相互作用、费米抑制等^[3]), 导致不连续的电荷在输运过程中存在关联性, 因此实际的散粒噪声功率将偏离噪声的泊松值, 此时散粒噪声表示为 $S_i = 2eIF$, 其中 F 为 Fano 因子, 是噪声的实际值与泊松值的比值, 代表电子-电子相互作用导致的散粒噪声偏离泊松值的程度. 可见, 在介观物理实验中, 相比传统的平衡统计电导测量而言, 散粒噪声测量对电子-电子相互作用更为敏感^[4]. 这就使得散粒噪声测量

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2016YFA0300600) 和国家自然科学基金 (批准号: 11574379, 11174357) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zji@iphy.ac.cn

在凝聚态物理理论和实验研究中成为一个有活力的分支。

近些年来, 研究者们对介观物理体系的散粒噪声展开了一系列的研究. 在理论方面, 2000年, Blanter 和 Büttiker^[4] 对不同体系的散粒噪声理论进行了系统的介绍, 包括点接触量子体系的噪声、多端器件的噪声、超导和正常态金属异质结的噪声以及电子强关联体系的噪声^[5-7]. 随着实验技术的进步, 实验方面也取得了很多成果, 比如点接触系统的散粒噪声^[8]、量子霍尔体系^[9]以及后来的分数量子霍尔效应的分数电荷测量^[10-12]等. 近些年来, 随着量子计算和量子信息研究的兴起, 人们迫切需要发现和研究新型量子材料^[13-16]. 理论工作者们通过数值计算方法对狄拉克半金属、外尔半金属、拓扑绝缘体以及拓扑量子计算中热门的马约拉纳束缚态中的散粒噪声的行为进行了理论分析和预言^[17-26], 阐述了散粒噪声测量对于研究这些新奇物理现象的重要意义.

然而, 散粒噪声测量是一种对外界干扰极为敏感的微弱信号测量. 为了减小测量的热噪声干扰, 介观体系电学输运实验研究一般在极低温下进行. 以极低温输运测量常用的稀释制冷机平台为例, 待测样品通常置于 mK 温区的极低温环境中, 噪声测量时需要对该温度下的噪声信号进行放大提取.

目前国际上普遍采用低温放大器放大噪声信号的方式进行散粒噪声的测量^[27-31]. 将放大器置于低温端, 一方面可以降低放大器自身的热噪声, 从而获得更低的本底噪声水平; 另一方面, 由于低温放大器相比室温放大器更接近样品, 可以降低放大器输入端线缆的寄生电容以提高测量的带宽. 一般的商用通信极低温放大器往往工作在 GHz, 很难用于极低温下散粒噪声测量, 因此多数研究组采取自研低温放大器的方式. 国内在极低温稀释制冷机系统 mK 温区的噪声测量方面的研究还比较欠缺^[32,33], 为了弥补这方面工作的欠缺, 我们展开了从放大器的研制, 到系统的安装、标定以及实验测量这一系列工作. 目前大部分课题组研发的低温放大器的整体电路功耗均大于 1 mW, 并且本底电压噪声相对较高, 而我们采用特殊定制的高电子迁移率晶体管 (high electron mobility transistor, HEMT) 制作了一款功耗仅为 0.754 mW, 其中 HEMT 功耗为 120 μ W, 本底电压噪声为 0.25 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 带宽为 1 MHz 的可工作于 4 K 温区的低温放大器.

其他课题组自研的放大器为了降低功耗仅把部分核心器件放在低温端而把大功耗的偏置电路放在室温端, 与这种分立设计做法不同, 我们自研放大器采用集成设计, 即将所有元器件均封装在一个低温端的屏蔽盒内, 这种整体封装更便于在制冷机内进行布线安装; 同时较低的功耗为放大器安装于更低温度的冷盘打下基础. 表 1 对比了我们课题组自研的采用集成化封装布局的低温放大器同其他课题组以及公司的相关放大器对比 (分立是指将核心器件置于低温端, 其他高功耗电路置于室温端; 集成是指将电路所有元件封装在低温端), 从表中可以看出, 我们的低温放大器在采用集成化封装的基础上, 依旧具有较低功耗和低的本底电压噪声.

表 1 不同课题组及公司的低温放大器功耗和本底电压噪声对比

Table 1. Comparison of power consumption and background noises of different cryogenic amplifiers made by different groups and companies.

课题组或公司	放大器电路分布	功耗/mW	本底电压噪声/ $\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$
DiCarlo课题组 ^[27]	分立	1.8	0.4
Robinson课题组 ^[30]	分立	0.5	0.7
Arakawa课题组 ^[29]	集成	4	1
Stahl-electronics公司	集成	13	0.25
笔者课题组	集成	0.754	0.25

我们利用自己建设的极低温噪声测量系统, 测量了不同样品的散粒噪声, 验证了系统的可行性.

本文首先介绍我们研制的极低温低噪声放大器; 然后对噪声测量配置及系统的噪声模型进行介绍和分析, 并介绍利用氮化钽 (Ta₂N₅) 电阻在低温下的热噪声行为标定系统噪声的方法; 最后给出此套系统测量的 Al-AlO_x-Al 隧道结样品在不同温度下的散粒噪声, 以说明此套噪声测量系统的可靠性, 为将来进一步开展新材料、新器件的散粒噪声研究奠定基础.

2 4 K 温度工作的低温低噪声放大器

2.1 放大器电路图

在散粒噪声测量领域, 多数课题组采用商用的 HEMT 进行放大器的制作^[27-31], 如美国 Broadcom 公司的 ATF33143, ATF34143, ATF35143 系列 HEMT. 由于稀释制冷机的制冷

表 2 不同架构的低温放大器参数对比

Table 2. Comparison of our home-made cryogenic amplifiers.

放大器架构	HEMT类型	增益/倍	功耗/mW	带宽	1/f噪声的拐角	等效输入电压噪声/nV·Hz ^{-1/2}
共源极 + 源极跟随	ATF33143	15.8	3.568	10 Hz—20 MHz	300 kHz	0.45
共源极	定制*	10	0.754	10 Hz—1 MHz	3 kHz	0.25
共源共栅 + 源极跟随	定制*	25	3	500 Hz—20 MHz	30 kHz	0.17

注: *表示由法国国家科学院纳米科学与技术中心金勇课题组提供的HEMT

功率非常有限,在制冷机内安装放大器,需要控制放大器的发热功耗,使其越低越好.因为此类商用的HEMT在设计时选用的工作点功耗比较高,所以大部分课题组将电路拆分成不同部分进行安装.比如DiCarlo课题组^[27],把HEMT单独置于低温端,偏置电阻置于室温端,以减小低温端的功耗,但其低温端的功耗依然为1.8 mW.然而,拆分电路必将导致布线复杂,并且由于线电容的影响,放大器的带宽会受限制.图1(a)是我们研制的一种低温放大器的电路图(内嵌图为法国国家科学院纳米科学与技术中心提供的HEMT晶体管),采用共源极放大形式,所有元器件均封装在如图1(b)所示的屏蔽盒内,这就使得放大器在制冷机内的安装非常简单快捷,只需要提供电源线,放大器信号输入输出端直接通过射频SMA接插件串联在同轴线上,无须额外布线.

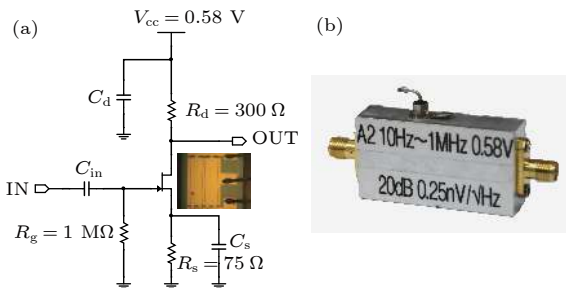


图 1 低温低噪声放大器的电路图(a)和实物图(b)

Fig. 1. Circuit diagram (a) and picture (b) of a cryogenic low noise amplifier.

我们最终采用的是由法国国家科学院纳米科学与技术中心金勇课题组提供的为中低频优化的低功耗、低噪声HEMT^[34].表2是利用不同的HEMT和电路架构制作的三款放大器的参数对比.相比专为微波频率优化的商用HEMT,金勇课题组的HEMT拥有更低的1/f噪声和更低的功耗.

2.2 放大器的增益及噪声特性

将图1(b)的放大器置于液氮(4.2 K)内,设置

其工作电压为0.58 V,利用频率特性分析仪对其增益-频率曲线进行测量,结果如图2(a)所示.从图中可以看出,放大器的带宽为10 Hz—1 MHz,最大的放大倍数为10倍.将放大器前端短路,利用室温放大器及HP89410A频谱仪对其电压噪声密度进行测量,得到的等效输入电压噪声密度随频率的变化如图2(b)所示.从图中可以看出,此套低温放大器在白噪声(white noise)段的等效输入电压噪声密度为0.25 nV/√Hz,并且其1/f噪声的拐角频率只有3 kHz,远低于使用商用HEMT制作的放大器^[27-31].较低的1/f噪声的拐角说明此

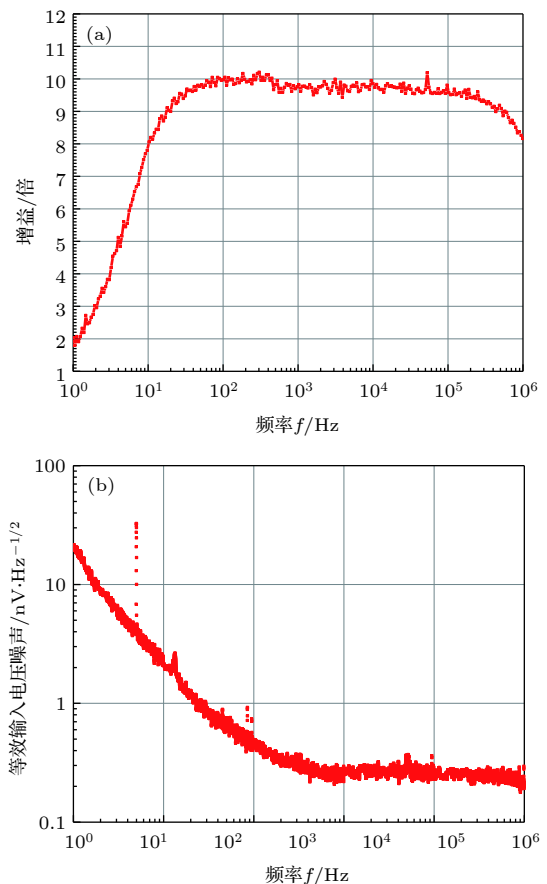


图 2 (a) 低温放大器增益-频率曲线; (b) 低温放大器等效输入电压噪声

Fig. 2. (a) Gain of the cryogenic amplifier with frequency; (b) equivalent input voltage noise of the cryogenic amplifier.

套低温低噪声放大器不仅可以用于散粒噪声测量,也可以用于低频 kHz 级别弱信号测量,例如作为锁相的前级输入放大器提高低频交流测量微分电导的信噪比.

3 干式稀释制冷机散粒噪声测量系统

3.1 极低温系统散粒噪声测量配置及噪声模型分析

极低温系统散粒噪声实验中,一般首先采用 LC 谐振电路对噪声信号进行选频,然后输入到低温放大器及室温放大器进行两级放大,最后利用频谱仪对噪声功率谱密度进行测量分析.使用 LC 谐振电路的目的有两点:一方面,由于放大器输入端同轴线寄生电容和放大器输入电容对测量带宽的限制,如果不使用电感补偿的话,测量频率很难提高;另一方面,引入 LC 谐振回路进行定频率测量,等效于信号通过一个带通滤波器,可以降低噪声带宽从而提高测量的信噪比.

LC 谐振电路测量噪声也有其缺点,就是其无法进行宽频带的噪声测量.如果要进行宽频带的噪声测量,一种做法是在极低温 (10 mK) 混合室样品端接入阻抗变换器,使得混合室端的信号输出是低阻抗的,这样测量带宽可以不受线电容以及放大器输入电容的影响,然而可用于极低温乃至磁场环境的极低噪声无源或有源阻抗变换器均很难实现;另一种做法是样品直接靠近低温放大器的输入端,以减小输入线寄生电容的影响,但是这种做法在稀释制冷机极低温端 (约 10 mK) 很难实现,因为制冷机混合室的制冷功率是 μW 量级,而宏观晶体管制作的宽带低温放大器由于器件的发热很难做到

这个功耗.

综合考虑到以上几点,我们稀释制冷机的散粒噪声系统依然采用 LC 谐振电路作为信号的采集端.

图 3 为基于牛津干式稀释制冷机 Triton200 散粒噪声测量系统的配置图.图中电感 L 是利用超导线绕制而成,电感量大约为 $215 \mu\text{H}$;电容 C 包含了连接制冷机混合室 (10 mK 温区) 的待测样品和位于 4 K 冷盘的放大器的高频同轴线的寄生电容以及放大器自身的输入电容之和,约为 200 pF .对于 200 pF 的电容,如果不使用电感 L ,对于 $10 \text{ k}\Omega$ 电阻,其与寄生电容构成的低通的截止频率仅约为 79.5 kHz .因此必须使用电感以提高测量频率,同时选频至谐振频率以避免样品的 $1/f$ 噪声区.样品的噪声信号经过 LC 谐振电路 (中心频率为 765 kHz) 由低温及室温放大器进行两级放大,传送到室温端的频谱仪进行数据采集.样品的微分电阻 dV/dI 可以在另一路采用低频的交流锁相技术进行测量,样品的直流偏置通过低噪声源表施加.

噪声是一种交流信号,所以分析噪声时需要采用交流等效电路模型^[27,35].当频率为 765 kHz 时,图 3 所示样品输入端并联的 10 nF 电容 C_{in} 的等效阻抗为 20.8Ω ,相比于阻值为 $\text{k}\Omega$ 级别的样品而言可以忽略,所以 10 nF 电容 C_{in} 的目的是使样品的一端高频交流接地.考虑电阻的热噪声、样品散粒噪声以及放大器的本底电压和电流噪声,对图 3 所示的散粒噪声测量系统建立噪声模型如图 4 所示,噪声贡献包括五个部分:放大器固有的电压噪声功率谱密度 S_{v0} ;放大器固有的电流噪声功率谱密度 S_{i0} ; R_p 为并联在 LC 上的电阻会产生热噪声 $4kTR_p$;样品电阻 R_s 的热噪声 $4kTR_s$;样品的散粒噪声电流功率谱密度 S_i .其中 k 为玻尔兹曼常

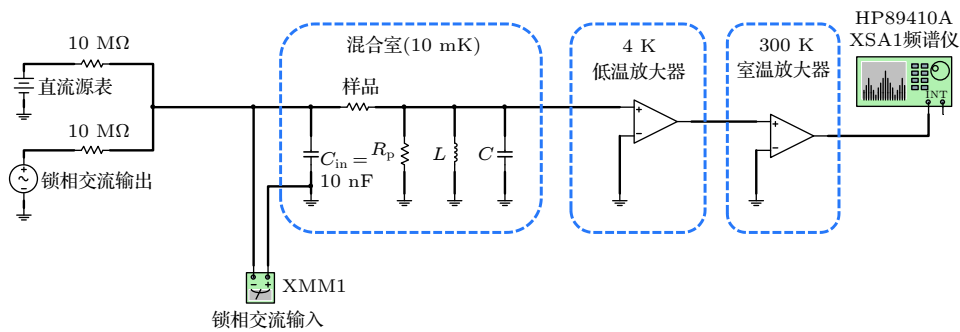


图 3 牛津干式稀释制冷机 Triton200 散粒噪声测量系统 (LC 谐振中心频率为 765 kHz)

Fig. 3. Shot noise measurement system of Oxford dry dilution refrigerator Triton200 (Center frequency of LC resonance circuit is 765 kHz).

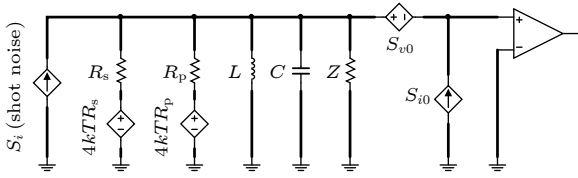


图 4 测量系统交流噪声模型

Fig. 4. Circuit AC noise model used for measurement system.

数, T 为样品的温度, Z 为 LC 中心频率处的等效阻抗, 其自身没有热噪声. 谐振频率处总噪声功率谱密度 PSD 写为

$$\text{PSD} = A^2 \left[S_{v0} + S_{i0} \left(\frac{rZ}{r+Z} \right)^2 + S_i \left(\frac{rZ}{r+Z} \right)^2 + 4kTr \left(\frac{Z}{r+Z} \right)^2 \right], \quad (1)$$

式中 A 为系统的电压放大倍数; $r = \frac{R_s R_p}{R_s + R_p}$. 噪声测量的时候, 利用频谱仪采集 LC 中心频率 765 kHz 处 10 kHz 带宽的信号, 并对其做平均, 得到总噪声功率谱密度 PSD 的值. 由于 LC 谐振电路并非理想, 在中心频率 765 kHz 处, 其阻抗 Z 并非无穷大. 实际测量中, 根据 (1) 式从 PSD 中进行散粒噪声 S_i 的提取较为复杂. 为了便于散粒噪声 S_i 的提取以及降低测量的热噪声本底, 我们在 LC 谐振电路上并联一个相比 Z 而言较小的电阻 R_p , 使得样品电阻 R_s 与 R_p 的并联阻抗 $r \ll Z$, 虽然对散粒噪声测量牺牲了一些增益, 但也降低了不同阻值样品 R_s 的热噪声贡献, 同时 (1) 式可以简化为

$$\begin{aligned} \text{PSD} &\approx A^2 (S_{v0} + S_{i0} r^2 + S_i r^2 + 4kTr) \\ &= A^2 (S_{\text{background}} + S_i r^2). \end{aligned} \quad (2)$$

对于本噪声测量系统, $Z \approx 31 \text{ k}\Omega$, 如果样品的阻值 $R_s \approx 10 \text{ k}\Omega$, 可以取 $R_p = 3 \text{ k}\Omega$, 此时 $r = 2.3 \text{ k}\Omega$, 满足 $r \ll Z$ 的条件. 在给定温度下, 可以将放大器噪声及热噪声看成是本底噪声 $S_{\text{background}}$, 从而可以根据 (2) 式更加方便地进行散粒噪声信号处理^[31]. 当然 R_p 并不是越小越好, 如果 R_p 过小, 使得 (2) 式中 $S_i r^2$ 过小, 导致散粒噪声信号无法从 $S_{\text{background}}$ 中分辨出来, 所以需要合理地选取 R_p .

3.2 噪声测量系统放大倍数的标定

由噪声密度 (1) 式和 (2) 式可以发现, 在计算

散粒噪声时, 整个测量系统的放大倍数 A 至关重要, 需要进行精确的测定. 对于噪声系统的放大倍数的标定可通过测定无直流偏置 ($I = 0$) 下, 固定阻值电阻 r 输出的热噪声功率谱密度 PSD 随着温度变化的曲线进行标定. 因为直流偏置 $I = 0$ 时, 散粒噪声 $S_i = 0$, 此时 (1) 式变为

$$\text{PSD} = A^2 \left[S_{v0} + S_{i0} \left(\frac{rZ}{r+Z} \right)^2 + 4kTr \left(\frac{Z}{r+Z} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

通过改变电阻 r 的温度 T , 测量系统输出的 PSD 随着温度 T 是线性关系, 此线性关系来自于电阻 r 的热噪声项, 这就是固定阻值电阻 r 的热噪声测量原理^[35].

从 (3) 式可以看出, 对于固定阻值 r , 系统的噪声输出随着温度是线性的关系, 斜率为

$$b = A^2 4kr \left(\frac{Z}{r+Z} \right)^2. \quad (4)$$

只要测定两个不同阻值 r 的噪声输出 PSD 随温度 T 的变化, 通过求解斜率的方程组可以计算放大倍数 A . 如果采用普通的固定阻值的镍铬金属膜电阻 (电阻的温度系数很小) 进行标定, 稀释制冷机一次降温只能测定单个阻值电阻的噪声输出随着温度的变化. 为了得到两个阻值电阻噪声输出随温度变化的斜率, 就需要改变阻值让系统降温两次才可以得到斜率的方程组进行计算求解. 而对于稀释制冷机而言, 降温需要耗费较多时间.

在实践中发现, 商用 TaN 材质的薄膜电阻在 1.5 K 以下是超导的, 如图 5(a) 所示. 将 TaN 电阻和常规镍铬金属膜电阻进行组合, 如图 5(b) 所示. 当 $T > 2 \text{ K}$ 时, 图 5(b) 所示的 TaN 电阻值是 20 kΩ, 镍铬金属膜电阻阻值也为 20 kΩ, 此时 $r = 20 \text{ k}\Omega$; 而当 $T < 1 \text{ K}$, 图 5(b) 所示的 TaN 电阻值是零, 镍铬金属膜电阻阻值依旧为 20 kΩ, 此时 $r = 10 \text{ k}\Omega$. 通过一次降温过程可以测定 $r = 10 \text{ k}\Omega$ ($T < 1 \text{ K}$), $r = 20 \text{ k}\Omega$ ($T > 2 \text{ K}$) 的噪声输出随着温度 T 的变化, 如图 6 所示. 利用两条拟合直线的斜率, 由式 (4) 进行求解, 从而得到放大倍数 $A = 186.9$.

4 Al–AlO_x–Al 隧道结散粒噪声测量

散粒噪声是一种非平衡涨落, Landauer-Büttiker 理论^[4] 对其给出了很好的解释. 考虑多个

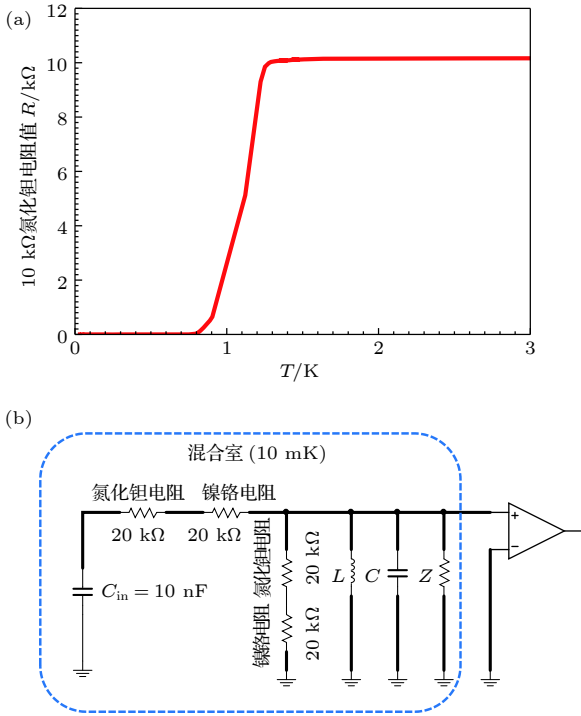


图 5 (a) 10 kΩ TaN 电阻随温度变化; (b) TaN 电阻与镍铬金属膜电阻构成的网络的热噪声测量的示意图
Fig. 5. (a) Resistance of 10 kΩ TaN resistor as a function of temperature; (b) schematic diagram of thermal noise measurement of a network composed of TaN resistor and nickel chromium metal film.

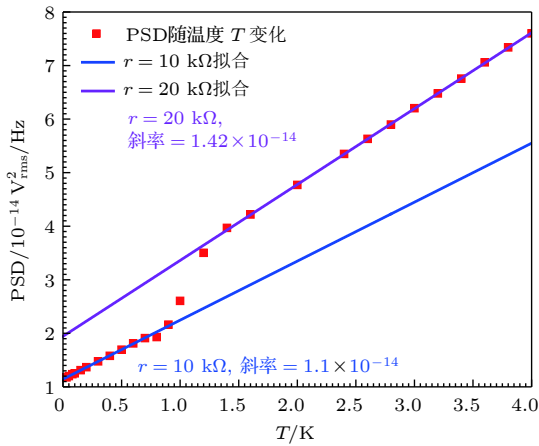


图 6 $r = 10, 20 \text{ k}\Omega$ 时 PSD 随着温度的变化
Fig. 6. Variation of PSD with temperature when $r = 10, 20 \text{ k}\Omega$.

量子通道时, 每个量子通道的电子的透射几率表示为 t_n . 零温下散粒噪声中 Fano 因子 F 表达式为

$$F = \frac{\sum_n t_n (1 - t_n)}{\sum_n t_n}, \quad (5)$$

Fano 因子 F 同电子在界面处的电子透射几率有关系. 当只有一个传导通道时 $F = 1 - t$, 对于量子点接触 (QPC), 当电导处于量子化台阶处, 其透射几率为 $t = 1$, 对应的 Fano 因子 $F = 0$ [4,35]. 对于正常金属隧道结, 所有透射几率 $t_n \ll 1$, Fano 因子接近 1 [4,33]. 因此 QPC 和隧道结通常可以作为散粒噪声测量系统标定的标准样品, 通过测量其散粒噪声 Fano 因子是否和理论预言一致来检验噪声测量系统的可靠性. 通过双角度蒸镀工艺制作 Al-AlO_x-Al 隧道结, 在 4 K 温度以上测量 Al 处于正常态时的正常金属隧道结的散粒噪声 Fano 因子接近于 1 来验证系统的可靠性, 后续进一步测量了 mK 温区 Al 处于超导态时的超导隧道结的散粒噪声.

4.1 4 K 温度以上, Al-AlO_x-Al 隧道结的散粒噪声

按图 3 的噪声测量配置, 测试了 Al-AlO_x-Al 隧道结在 4 K 温度以上的散粒噪声随着直流电流 I 的变化. 图 7 为 4 K 温度下, 隧道结的微分电阻 dV/dI 随着直流电流 I 的变化. 在扫直流偏置时, 样品微分电阻 $dV/dI > 10 \text{ k}\Omega$, 故测量时取 $R_p = 3 \text{ k}\Omega$, 使得并联阻值 $r = 2.3 \text{ k}\Omega$, 基本不随直流偏置 I 变化, 由此可以参考 (2) 式从输出的电压噪声功率谱密度 PSD 中提取样品的散粒噪声 S_i .

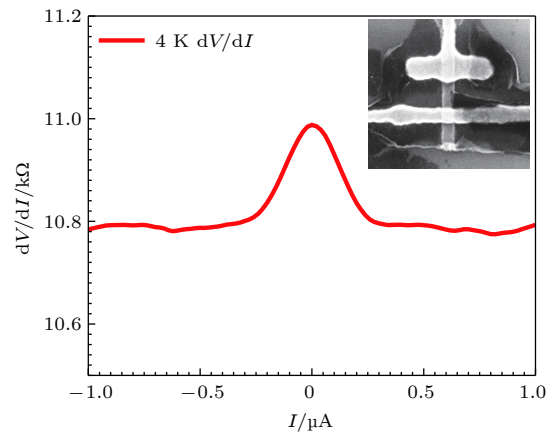


图 7 4 K 温度下, Al-AlO_x-Al 隧道结的 dV/dI 随着直流偏置 I 的变化 (内嵌图为隧道结 SEM 图)
Fig. 7. Differential resistance of an Al-AlO_x-Al tunneling junction as a function of DC current I at 4 K (Inset: SEM image of a tunneling junction).

图 8(a) 为利用 HP89410A 频谱仪测量的输出电压噪声功率谱密度 PSD 随着偏置电流 I 以及频

率 f 的变化的二维图, 所关心的电压噪声功率谱密度 PSD 为中心频率 765 kHz 处的值. 将给定的直流电流 I 下的 760—770 kHz 的电压噪声功率谱密度 PSD 做平均, 得到该电流值下的样品输出电压噪声功率谱密度 PSD. 由此, 不同温度下, 测得样品的输出电压噪声功率谱密度 PSD 随着直流电流 I 的变化如图 8(b) 所示. $S_{\text{background}}$ 为测量到的电压功率谱密度 PSD 当直流电流 $I = 0$ 时候对应的值, 参考 (2) 式得到不同温度下样品的散粒噪声 S_i 如图 9 所示, 为了便于观察, 将不同温度下, 样品的散粒噪声 S_i 随着直流电流 I 的变化的实际测量数据点 (散点) 及拟合曲线 (实线) 相互错开 $3 \times 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz}$.

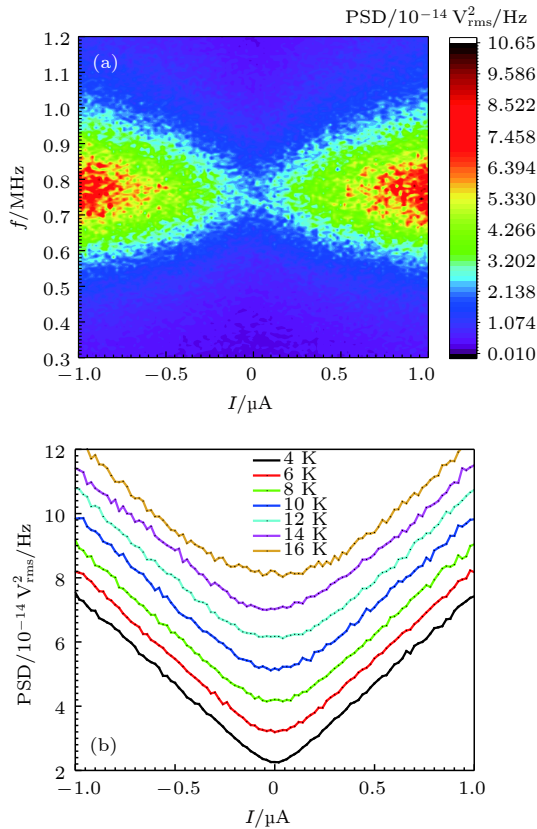


图 8 (a) 4 K 温度下, 输出的 PSD 随着频率 f 以及直流电流 I 的变化; (b) 不同温度下, 中心频率 765 kHz 处输出的 PSD 随着直流电流 I 的变化
Fig. 8. (a) Variation of PSD with frequency f and DC current I at 4 K; (b) variation of PSD at 765 kHz with DC current I at different temperatures.

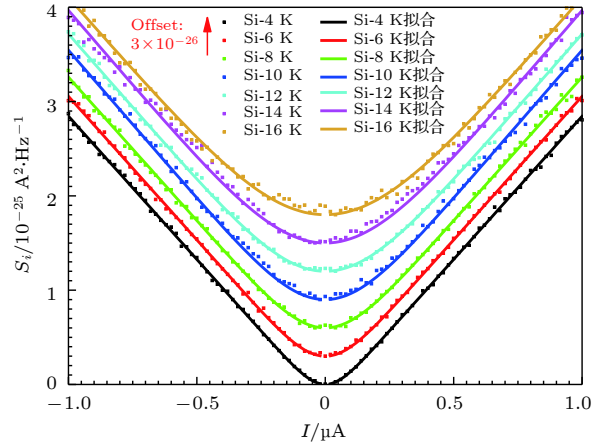


图 9 不同温度下, Al-AIO_x-Al 隧道结的散粒噪声 S_i 随直流电流 I 的变化及拟合曲线
Fig. 9. Shot noise S_i of Al-AIO_x-Al tunneling junction with DC current I at different temperatures and fitting curves.

在 4 K 温度以上, Al 电极处于正常态, 此时的隧道结是正常金属-绝缘层-正常金属 (N-I-N) 隧道结, 根据文献中所给出的隧道结的散粒噪声表达式

$$S_i = 2eIF \left[\coth \left(\frac{eV}{2kT} \right) - \frac{2kT}{eV} \right], \quad (6)$$

式中 e 为电子的电荷量; I 为直流偏置电流; V 为隧道结两端的电压; k 为玻尔兹曼常数^[33,36]. 对图 9 中不同温度的散粒噪声数据利用 (6) 式进行拟合 (如图 9 中实线所示, 为了便于观察, 不同温度之间的曲线错开 $3 \times 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz}$), 可以得出不同温度下 Fano 因子的值如表 3 所示, 发现实验得到的 Fano 因子和理论推算的 1 非常接近.

4.2 极低温 20 mK 下, Al-AIO_x-Al 隧道结的散粒噪声

在极低温 20 mK 下, 测量另一个样品的微分电阻 dV/dI 随着直流偏置 I 的变化, 得到如图 10(a) 所示, 从图中可知, 低偏置电流下并未看到超流, 这是因为中间绝缘层并非很薄, 此时是超导-绝缘层-超导结 (SIS). 根据 $I-V$ 曲线, 可以得到 Al 的超导能隙为 160 μeV . 同时测量 SIS 结的散粒噪声, 利用 (6) 式, 当 $eV \gg kT$ 时, 散粒噪声 $S_i = 2eIF$,

表 3 不同温度下, 拟合得到的 Fano 因子

Table 3. Fano factors are obtained by fitting the test data at different temperature.

T/K	4	6	8	10	12	14	16
F	0.94827	0.95085	0.95115	0.98194	0.97113	0.99088	0.96408

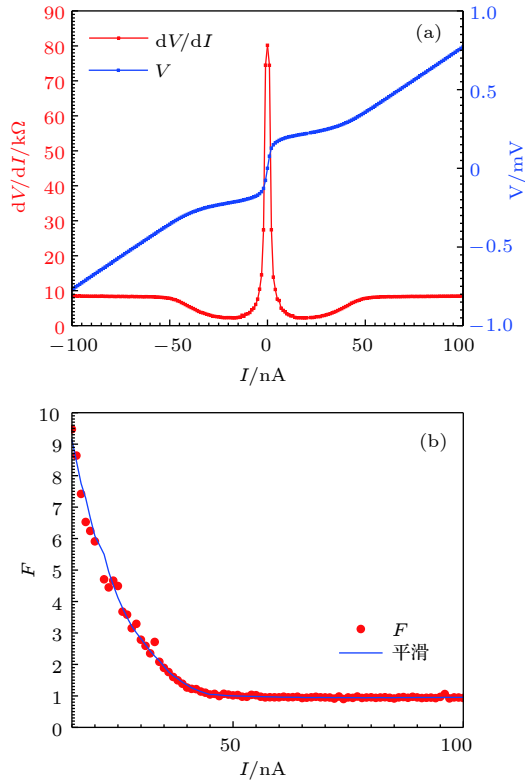


图 10 (a) 20 mK 下, Al-AIO_x-Al 的微分电阻 dV/dI 随着直流偏置 I 的变化以及 $V-I$ 曲线; (b) 20 mK 下, Al-AIO_x-Al 的 Fano 因子 F 随着直流偏置 I 的变化

Fig. 10. (a) Differential resistance dV/dI of Al-AIO_x-Al junction vs. DC current I at 20 mK and $V-I$ curve at 20 mK; (b) fano factor F of Al-AIO_x-Al junction vs. DC current I at 20 mK.

可以直接计算 SIS 结的 Fano 因子随着偏置电流的变化, 得到如图 10(b) 所示. 从图中可以看出, 随着直流电流 I 的增加, Fano 因子逐渐减小. 当 Al 处于超导态时, SIS 结的 Fano 因子大于 1; 而当 Al 变为正常态时, 此时隧道结的 Fano 因子接近 1, 是正常的单电子隧穿过程. 这和文献 [4,31] 测量 SIS 结的噪声测量结果一致.

5 总 结

散粒噪声测量可以得到传统的基于时间平均值的电导测量无法得到的随时间涨落信息, 是目前凝聚态物理实验领域探寻新材料、新物理现象的重要手段. 国内在极低温 (mK 温区) 散粒噪声测量方面研究尚少. 本文介绍了利用特制的 HEMT 自主研发的低温低噪声放大器, 本底电压噪声为 0.25 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 功耗为 0.754 mW, 为开展极低温系统散粒噪声研究奠定了基础. 文中介绍了利用测量

TaN 电阻低温热噪声对系统放大倍数进行标定的方法. 由于 TaN 电阻在 1.5 K 下超导, 利用此性质可以组合成特定温区的二值复合电阻, 实现对系统放大倍数进行高效率的标定. 最后利用这套极低温散粒噪声系统, 对标准样品 Al-AIO_x-Al 隧道结不同温度下散粒噪声的测量, 得到和理论一致的结果.

通过系统的研究工作, 希望能对国内散粒噪声测量的实验研究提供参考, 推动国内在极低温观系统散粒噪声测量方面的研究. 未来, 我们将展开更低功耗 (μW), 更高带宽以及工作在更低温度 (mK) 的低温放大器的研究.

参考文献

- [1] Landauer R 1998 *Nature* **392** 658
- [2] Schottky W 1918 *Ann. Phys.* **57** 541
- [3] Beenakker C, Schönberger C 2003 *Phys. Today* **56** 37
- [4] Blanter Y M, Büttiker M 2000 *Phys. Rep.* **336** 1
- [5] Lesovik G B 1989 *JETP Lett.* **49** 513
- [6] Büttiker M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2901
- [7] Beenakker C W J, Büttiker M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 1889
- [8] Reznikov M, Heiblum M, Shtrikman H, Mahalu D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3340
- [9] Kumar A, Saminadayar L, Glattli D C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2778
- [10] Picciotto R D, Reznikov M, Heiblum M, Umansky V, Bunin G, Mahalu D 1997 *Nature* **389** 162
- [11] Saminadayar L, Glattli D C, Jin Y, Etienne B 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2526
- [12] Reznikov M, de Picciotto R, Griffiths T G, Heiblum M, Umansky V 1999 *Nature* **399** 238
- [13] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [14] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [15] Zhang H, Liu C X, Gazibegovic S, Xu D, Logan J A, Wang G, van Loo N, Bommer J D S, de Moor M W A, Car D, Op Het Veld R L M, van Veldhoven P J, Koelling S, Verheijen M A, Pendharkar M, Pennachio D J, Shojaei B, Lee J S, Palmstrom C J, Bakkers E, Sarma S D, Kouwenhoven L P 2018 *Nature* **556** 74
- [16] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015001
- [17] Sbierski B, Pohl G, Bergholtz E J, Brouwer P W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 026602
- [18] Trescher M, Sbierski B, Brouwer P W, Bergholtz E J 2015 *Phys. Rev. B* **91** 115135
- [19] Matveeva P G, Aristov D N, Meidan D, Gutman D B 2017 *Phys. Rev. B* **96** 165406
- [20] Yang Y L, Bai C X, Xu X G, Jiang Y 2018 *Nanotechnology* **29** 074002
- [21] Golub A, Horovitz B 2011 *Phys. Rev. B* **83** 153415
- [22] Bolech C J, Demler E 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 237002
- [23] Soller H, Komnik A 2014 *Physica E* **63** 99
- [24] Bolech C J, Demler E 2008 *Physica B* **403** 994
- [25] Akhmerov A R, Dahlhaus J P, Hassler F, Wimmer M, Beenakker C W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 057001
- [26] Lü H F, Guo Z, Ke S S, Guo Y, Zhang H W 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 164312

- [27] DiCarlo L, Zhang Y, McClure D T, Marcus C M, Pfeiffer L N, West K W 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 073906
- [28] Hashisaka M, Nakamura S, Yamauchi Y, Kasai S, Kobayashi K, Ono T 2008 *Phys. Status Solidi C* **5** 182
- [29] Arakawa T, Nishihara Y, Maeda M, Norimoto S, Kobayashi K 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 172104
- [30] Robinson A M, Talyanskii V I 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3169
- [31] Ronen Y, Cohen Y, Kang J H, Haim A, Rieder M T, Heiblum M, Mahalu D, Shtrikman H 2016 *Proc. Natl Acad. Sci. USA* **113** 1743
- [32] Chen W H, Du L, Zhuang Y Q, Bao J L, He L, Chen H, Sun P, Wang T L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 050704 (in Chinese) [陈文豪, 杜磊, 庄奕琪, 包军林, 何亮, 陈华, 孙鹏, 王婷岚 2011 *物理学报* **60** 050704]
- [33] Yang W H, Wei J 2018 *Chin. Phys. B* **27** 060702
- [34] Dong Q, Liang Y X, Ferry D, Cavanna A, Gemser U, Couraud L, Jin Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 013504
- [35] Hashisaka M, Yamauchi Y, Nakamura S, Kasai S, Kobayashi K, Ono T 2008 *J. Phys.: Conf. Ser.* **109** 012013
- [36] DiCarlo L, Williams J R, Zhang Y, McClure D T, Marcus C M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 156801

Shot noise measurement for tunnel junctions using a homemade cryogenic amplifier at dilution refrigerator temperatures*

Song Zhi-Jun¹⁾²⁾ Lü Zhao-Zheng¹⁾²⁾ Dong Quan³⁾ Feng Jun-Ya¹⁾²⁾
 Ji Zhong-Qing^{1)2)†} Jin Yong³⁾ Lü Li¹⁾²⁾

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics,
 Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS, University Paris-Sud,
 University Paris-Saclay, Palaiseau 91120, France*)

(Received 21 January 2019; revised manuscript received 16 February 2019)

Abstract

Traditionally, electrical noise is considered as an interference source for low level measurements. Shot noise is the current fluctuation caused by the discreteness of electrons. In a mesoscopic system, shot noise is sensitive to the interaction of charge carriers. Since the 20th century, it has been found that the shot noise measurement can provide the information about quantum fluctuations, which cannot be measured with traditional transport measurement method. It is usually difficult to measure weak noise signal at ultra- low temperature due to technical difficulties. It is necessary to mount a cryogenic preamplifier close to the sample to improve signal-to-noise ratio and to increase the bandwidth. Therefore, the ultra-low background noise and the power consumption of the amplifier should be used. In this report we present a shot noise measurement system at dilution refrigerator temperatures. We also introduce and analyze the noise model of our shot noise measurement system. With customized high electron mobility transistors, we make a series of ultra-low noise cryogenic preamplifiers. All the electronic components of the amplifier are packed into a shielding box, which makes the installation of the cryogenic amplifier more convenient. The amplifier is mounted on the 4 K stage of a dry dilution refrigerator and the total power consumption is less than 0.754 mW. The gains and the background noises of the amplifiers are calibrated with the Johnson-Nyquist noise of the combination of a superconducting resistor and a normal resistor at various temperatures. The measured input referred noise voltage can be as low as 0.25 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. In this report, the performance of the system is demonstrated by the shot noise measurement of an Al/AlO_x/Al tunnel junction at various temperatures. Above the superconducting transition temperature of aluminum, the measured Fano factor of the system is very close to 1, which is in a good agreement with the theory prediction.

Keywords: dilution refrigerator, low noise amplifier, shot noise, tunneling junction

PACS: 07.20.Mc, 72.70.+m, 73.23.-b, 85.25.-j

DOI: 10.7498/aps.68.20190114

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2016YFA0300600) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11574379, 11174357).

† Corresponding author. E-mail: zji@iphy.ac.cn