

高灵敏太赫兹超导动态电感探测器噪声等效功率表征方法*

苏润丰¹⁾ 谭睿¹⁾ 顾子辰¹⁾ 吴敬波¹⁾²⁾ 涂学凑¹⁾²⁾ 陈健^{1)2)†} 吴培亨¹⁾²⁾

1) (南京大学电子科学与工程学院和微波光子技术国家级重点实验室 (南京大学), 超导电子学研究所, 南京 210023)

2) (网络通信与安全紫金山实验室, 南京 211111)

摘 要

超导动态电感探测器具有低噪声、低暗电流、高灵敏度和高动态范围的特点, 制备工艺相对简单, 且支持本征的高复用因子频分复用读出, 引领着下一代毫米波/亚毫米波和太赫兹天文观测大规模探测器阵列技术发展. 本文基于与低温黑体源耦合的 15 THz 铝基超导动态电感探测器, 采用频移响应模型法, 在一个较宽的吸收功率范围内, 良好地拟合了探测器谐振频率偏移与耗散随吸收功率的变化关系, 进而得到其响应度, 以标定光学噪声等效功率. 在 300 Hz 调制频率下, 相对于吸收功率, 测得探测器频率读出最小光学噪声等效功率为 $7.5 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, 并在 1.3 fW 以上吸收功率, 达光子噪声限性能. 与经典的小信号分析法相比, 频移响应模型法为动态电感探测器的光学响应度与噪声等效功率表征提供了一种高效、快捷的替代方案. 本研究为极低温环境下高灵敏太赫兹超导动态电感探测器噪声等效功率表征, 提供了有价值的技术参考.

关键词: 噪声等效功率, 光学响应度, 表征方法, 动态电感探测器

PACS: 85.25.Pb, 07.20.Mc, 74.40.Gh, 43.50.Yw

*基金: 国家自然科学基金 (批准号: 62475113, 62227820, 62035014, 62271245)、江苏省优秀青年基金 (批准号: BK20240063)、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重点实验室资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenj63@nju.edu.cn

第一作者. E-mail: surf19@nju.edu.cn

1 引 言

2003 年, 超导动态电感探测器 (kinetic inductance detector, KID) 由美国喷

气推进实验室/加州理工学院 P. K. Day 和 J. Zmuidzinas 团队首次提出并实现^[1], 利用超导薄膜的动态电感效应进行探测, 其本质是超导薄膜制备的高品质因数(Q)微波谐振器. 经过 20 多年的迅速发展, 超导 KID 探测器已广泛应用于毫米波/亚毫米波^[2-4]、太赫兹^[5-8]、中红外^[9, 10]、近红外^[11, 12]以及光学^[13, 14]等波段. 工作时, KID 遵循 $\delta E \rightarrow \delta n_{qp} \rightarrow \delta \sigma_1$, $\delta \sigma_2 \rightarrow \delta Z_s \rightarrow \delta R_s$, $\delta L_k \rightarrow \delta A$ ($\delta \Gamma$), $\delta \theta$ (δf) 的物理机制, 即入射光子 (能量 $E = h\nu > 2\Delta_0$, 其中 $\Delta_0 = 1.76k_B T_c$ 为 Bardeen-Cooper-Schrieffer 即 BCS 超导能隙) 拆散库伯对 (Cooper-pair), 引起准粒子数量 N_{qp} 和准粒子浓度 n_{qp} 变化, 从而导致超导体复电导率 $\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2$ 变化. 根据二流体模型, 实部电导率 σ_1 来源于正常电子 (准粒子) 的耗散响应, 虚部电导率 σ_2 来源于超流电子 (库伯对) 的无损惯性响应. σ 变化引起表面阻抗 $Z_s = R_s + j\omega L_k$ 变化, 其中 R_s 为表面电阻, L_k 为表面电感即动态电感, 最后通过幅度 A 或内部损耗 Γ (即 $1/Q_i$)、相位 θ 或谐振频率 f 的变化读出谐振器响应信号. 与应用于天文高分辨率谱线观测的超导-绝缘体-超导 (superconductor-insulator-superconductor, SIS) 和超导热电子测辐射热计 (hot-electron bolometer, HEB) 外差接收机的相干探测机制 (其理论灵敏度受限于标准量子极限——即由本振光所中介的真空零点涨落量子噪声) 不同, 超导 KID 作为直接探测器, 无需本振信号, 在足够强的背景辐射下, 其理论极限主要由光子流的量子统计涨落 (即光子散粒噪声) 主导, 在宽带连续谱天体成像等应用中优势明显. KID 采用较简单的平面薄膜制备工艺, 具备本征频分复用和高复用因子特点, 读出系统相对简单, 能实现成千上万像元大规模阵列. 此外, KID 具备低噪声、低暗电流、高灵敏度和高动态范围, 成为匹敌超导相变边沿探测器 (transition-edge sensor, TES) 和半导体工艺探测器的有力竞争者. KID 在中红外波段 (3-25 μm) 已展示出单光子探测能力^[9], 在近红外波段 (0.78-3 μm) 具备超导纳米线单光子探测器 (superconducting nanowire single photon detector, SNSPD)

本征不具备的光子数分辨及光子能量分辨能力^[11, 12]. 超导 KID 探测器可应用于大气层内和大气层外天文观测平台, 进行冷暗天体成像和物质成分光谱分析等. 具体来说, 大气层内平台包括地面 (高原、南极等) 观测站、机载观测站及高空热气球观测站等, 大气层外 (太空) 平台包括卫星和深空探测器等. 位于西班牙韦莱塔峰的法国毫米波无线电天文研究所 (Institut de radioastronomie millimétrique, IRAM) 30 米射电望远镜, 利用其核心的 NIKA (Néel IRAM KID array) 仪器 (升级版为 NIKA2) ^[2, 15], 首次在天文观测中成功验证并应用了 KID 探测器技术.

铝基 KID 探测器采用超导铝薄膜作为敏感检测单元材料. 铝的临界温度 T_c 约 1.2 K, 能隙频率约 90 GHz, 是超导量子比特中制备约瑟夫森结的核心材料, 它有着长达 2 ms 的准粒子寿命 τ_{qp} ^[16], 准粒子寿命影响着 KID 产生-复合 (generation-recombination, GR) 噪声和本征灵敏度^[17], 因此铝是实现高灵敏度 KID 的优选材料之一. 灵敏度代表着探测器检测微弱信号的能力. 噪声等效功率 (noise equivalent power, NEP) 是衡量探测器灵敏度的关键性能指标, 定义为 1 Hz 带宽内信噪比为 1 时的最小入射光功率, 单位为 $W/\sqrt{Hz}$, 其值越小, 代表灵敏度越高. NEP 分为光学和电学两种. KID 的光学 NEP 通常使用一个控温的低温黑体源作为辐射源进行测量. 最近, 针对光学响应度和 NEP 测量, 有学者提出一种频移响应模型^[18], 该方法不同于经典的小信号分析法^[3]. 目前, 针对这两种光学 NEP 测量方法的比较研究仍相对缺乏. 本研究利用一个太赫兹集总型动态电感探测器 (lumped-element KID, LEKID), 对比分析了这两种方法的不同, 采用频移响应模型法表征了探测器光学响应度和 NEP, 为极低温环境下高灵敏太赫兹 KID 光学 NEP 表征提供有价值的技术参考.

2 光学 NEP 表征

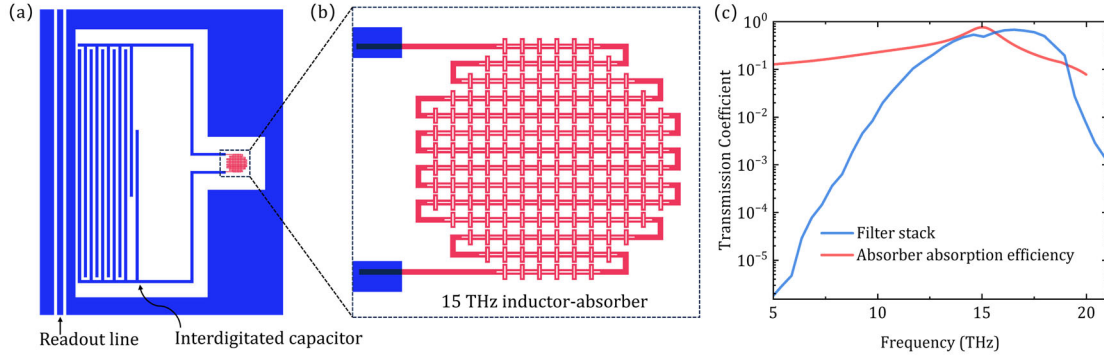


图 1 单个像元 KID 版图 (a) 钽薄膜叉指电容与铝薄膜电感构成一个集总 LC 谐振器; (b) 工作于 15 THz 的电感吸收器; (c) 测得的滤波组片透射系数及仿真的电感吸收器平均双极化吸收效率

Fig. 1. Schematic of a single-pixel KID layout: (a) The lumped-element LC resonator consists of a tantalum interdigitated capacitor and an aluminum inductor; (b) The inductor also functions as the absorber, designed to operate at 15 THz; (c) Measured transmission coefficient of the filter stack and simulated average dual-polarization absorption efficiency of the inductor-absorber.

本研究通过一个单像元太赫兹 KID 示例, 如图 1 所示, 该 KID 由铝薄膜蜿蜒线电感和钽薄膜叉指电容组成一个并联 LC 谐振器, 耦合至钽薄膜共面波导馈线读出. 钽薄膜厚度为 150 nm, 铝薄膜厚度为 40 nm. 谐振器谐振频率 $f_r \approx 5$ GHz, 本征品质因数 $Q_i \approx 10^6$, 耦合品质因数 $Q_c \approx 6.6 \times 10^4$. 高阻硅衬底上的铝薄膜蜿蜒线电感同时起到吸收器的作用, 仿真的平均双极化吸收效率如图 1 (c) 所示, 在吸收器中心工作频率 15 THz 处, 吸收效率高达 76%. 将黑体源安装于稀释制冷机的 4 K 盘上, 并保持弱热连接. 辐射信号经一组滤波片 (由一片溴化钾高通滤波片、一片金属网低通滤波片和两片 15 THz 金属网带通滤波片组成), 其透射系数如图 1 (c) 所示, 空间耦合至安装于混合腔 (mixing chamber, MXC) 盘上的 KID 探测器. 探测器工作温度设定为 100 mK, 利用同相-正交 (IQ) 混频器以零差检测方式读出响应信号. 本研究中的 KID 与文献^[10]中的是同一个 3×3 KID 阵列芯片上的不同像元, 器件设计、制备及测量装置等细节详见该文献. 实验表征的光学 NEP 公式为,

$$NEP_{opt} = \sqrt{S} \mathcal{R}^{-1} \sqrt{1 + (2\pi f \tau_{qp})^2}, \quad (1)$$

其中 S 为噪声功率谱密度 (power spectral density, PSD), $\mathcal{R}$ 为响应度, f 为噪声频

率. 可见, 表征 KID 光学 NEP_{opt} 的关键在于测量 S , $\mathcal{R}$ 和 τ_{qp} . 测量 S 和 τ_{qp} 的方法详见参考文献^[17, 19-21]. 本研究主要针对响应度 $\mathcal{R}$ 的不同测量方法进行分析比较.

3 小信号分析法

小信号分析法或微变分析法, 通过施加一个微小、有限的输入变化量 Δx , 测量相应的输出变化量 Δy , 然后计算 $\Delta y/\Delta x$ 比值来近似理论上的导数 dy/dx , 实际测量使用的是差分法操作. 为简化分析, 通常将 KID 谐振器谐振频率和内部损耗的变化转换为相对于复平面上谐振圆的相位和幅度响应, 如图2所示, 作为实验可观测量. 首先校准非理想 IQ 混频器相位失衡、增益失衡及直流偏移^[19], 然后利用公式^[18]

$$S_{21} = 1 - \frac{Q/Q_c(1+j\tan(\phi))}{1+2jQ(\frac{f}{f_r}-1)}, \quad (2)$$

拟合系统校正的微波传输系数, 提取 f_r 、 Q 、 Q_c 、 Q_i 及传输线阻抗失配 $\tan(\phi)$ 等关键信息. 以平衡态时的谐振圆作为参考, 其圆心 $x_c = (1 + S_{21,\min})/2$ 位于实轴正半轴上, 半径 $r = 1 - x_c = Q/2Q_c$, 其中 S_{21} 为谐振器微波传输系数, 谐振时 S_{21} 最小为 $S_{21,\min} = Q/Q_i$, 总品质因数 $1/Q = 1/Q_i + 1/Q_c$. 将该参考谐振圆变换映射至圆心位于原点坐标的单位圆上进行归一化处理, 其他谐振圆相对该参考谐振圆依次绘出, 归一化目的是为了比较不同的谐振器, 从实轴负半轴为起始参考, 测量相位 θ 响应如下

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(S_{21})}{x_c - \text{Re}(S_{21})} \right), \quad (3)$$

幅度 A 响应如下

$$A = \frac{\sqrt{(\text{Re}(S_{21}) - x_c)^2 + \text{Im}(S_{21})^2}}{1 - x_c}. \quad (4)$$

图2(b)中给出了一组复平面上谐振圆曲线, 描绘出了 KID 响应时的准粒子轨迹, 在最后一个谐振圆中画出了转换的相位和幅度.

通过注入与谐振频率相同的微波探针信号, 数据采集卡以 234 kHz 采样率记

录10秒IQ两路时域响应信号，再进行快速傅里叶变换，分别得到幅度噪声PSD S_A （单位 V^2/Hz ）和相位噪声PSD S_θ （单位 rad^2/Hz ）。如图1（a）内嵌图所示的谐振点处，沿谐振圆切向为相位/频率（phase/frequency）方向上的噪声，即相位/频率噪声，沿谐振圆法向（即与相位正交的方向）为幅度/耗散（amplitude/dissipation）方向上的噪声，即幅度/耗散噪声。测量响应度时，通过黑体控温的方法，控温范围设置为5–65 K，根据维恩位移定律，相应的黑体辐射峰值波长（即辐射强度最大处的波长）范围约为45–580 μm ，其位于太赫兹波段，接近探测器工作波段。选定一个待测黑体温度 T_{bb} （即相应的普朗克黑体辐射功率），在 T_{bb} 附近以微小的温度步进控温，测量幅度响应度 $\mathcal{R} = dA/dP$ 和相位响应度 $\mathcal{R} = d\theta/dP$ ，其描述了系统在某一工作点附近对微小扰动的线性响应，其中 P 为来自普朗克黑体源的辐射功率（ P_{rad} ），即到达透镜/探测器系统前的功率，对于多模吸收器，表达式为

$$P = \int_0^\infty G B(\nu, T) F(\nu) d\nu, \quad (5)$$

其中 $B(\nu, T) = \frac{\nu^2}{c^2} \frac{2h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$ 为源亮度， $F(\nu)$ 为整个滤波组片透射系数， G 为光学吞吐量，当探测器与黑体之间没有约束小孔时， $G = \lambda^2 = (c/\nu)^2$ ；当探测器与黑体之间设计有约束小孔时， $G = \Omega A$ ，其中 Ω 可视为从探测器看向小孔时由小孔所张的立体角， A 为探测器有效面积。最后，通过公式（1）计算得到 NEP_{opt} 。采用小信号分析法表征 KID 光学 NEP 的文献详见^[3, 5, 17, 22, 23]，本文不再赘述。

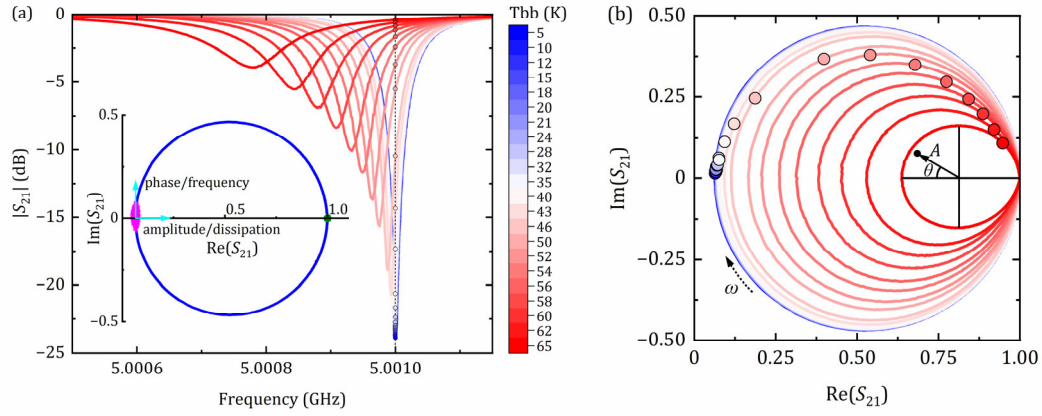


图 2 在 100 mK 固定热浴温度不同黑体温度辐照时系统校正后的微波传输系数 S_{21} (a) 幅度 $|S_{21}|$, 内嵌图为 $T_{bb}=5$ K 时的扫频谐振圆 (蓝实线) 以及谐振 (品红点)、失谐 (绿色点) 处的噪声流数据点, 谐振处切向为相位/频率方向, 法向为幅度/耗散方向; (b) 复平面表示的谐振圆 (实线) 和准粒子轨迹 (实心圆), 其中虚线箭头表示升高的频率方向, 在最后一个谐振圆中, 描绘出转换的相位 θ 和幅度 A

Fig. 2. System-corrected microwave transmission S_{21} as a function of blackbody temperature at a fixed bath temperature of 100 mK: (a) Magnitude $|S_{21}|$. The inset shows a resonance circle (blue solid line) at $T_{bb}=5$ K and noise stream points both on- (magenta dots) and off- (green dots) resonance. The tangential direction is referred to as the phase/frequency direction. The normal direction is referred to as the amplitude/dissipation direction; (b) Resonance circles (solid lines) obtained by frequency sweeps and the quasiparticle trajectory (filled circles) in the complex plane. The dashed arrow indicates increasing frequency. In the last circle, we show the translation of the response into an amplitude, A , and a phase, θ .

4 频移响应模型法

频移响应模型法与小信号分析法不同, 它通过测量较大变化的不同黑体温度辐照 (即不同工作点) 时的谐振频率变化, 如图2 (a) 所示, 来表征光学响应度和 NEP. KID 谐振器内部损耗 Γ 变化与幅度响应关系为 $\delta\Gamma = -\delta A/2Q$, 频率变化与相位响应关系为 $\delta f_r/f_r = -\delta\theta/4Q$, 频率噪声代表谐振频率 f_r 随时间的随机涨落, 耗散噪声代表谐振器内部损耗 Γ (即能量耗散 $1/Q_i$) 随时间的随机涨落. 因此, 频率噪声 PSD (S_{freq}) 与相位噪声 PSD (S_θ)、耗散噪声 PSD (S_{diss}) 与幅度噪声 PSD (S_A) 的关系分别表示如下,

$$S_{freq} = \frac{S_{f_r}}{f_r^2} = \frac{S_\theta}{(4Q)^2} = \frac{S_\theta}{16Q^2}, \quad (6)$$

$$S_{diss} = S_{1/Q_i} = \frac{S_A}{(2Q)^2} = \frac{S_A}{4Q^2}, \quad (7)$$

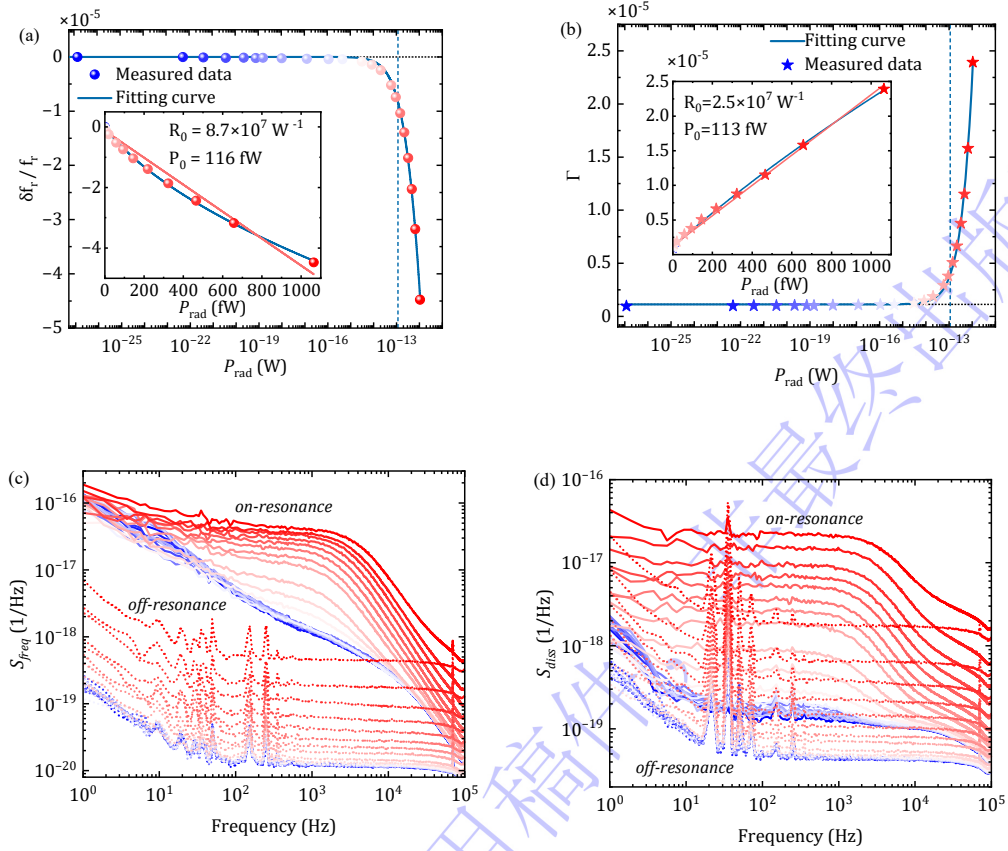
单位为1/Hz. 设相对频率偏移 $x = \delta f_r / f_r = (f - f_r) / f_r$, 其响应度为^[18]

$$\mathcal{R} = \frac{dx}{dP} = \frac{R_0}{\sqrt{1 + \frac{P}{P_0}}}, \quad (8)$$

其中 R_0 为低光学负载时的恒定响应度, P_0 为光学功率常数, 且 $\mathcal{R}$ 在高光学负载时减小 ($P = P_{rad} > P_0$), 这与 Mattis-Bardeen 理论保持一致. 如图 3(a)所示, 通过将公式(8)的积分形式

$$x(P) - x(0) = 2R_0P_0\left(\sqrt{1 + \frac{P}{P_0}} - 1\right), \quad (9)$$

拟合到相对频率偏移测量数据, 可得 $R_0 = 8.7 \times 10^7 \text{ W}^{-1}$ 和 $P_0 = 116 \text{ fW}$. 该模型中, $\mathcal{R}$ 是变化的, 归因于 τ_{qp} 随光学功率的变化, 这与线性模型中恒定的 $\mathcal{R}$ 不同, 如图 3(a)中内嵌图所示, 表明该模型相比线性模型能更好地拟合相对频率偏移.



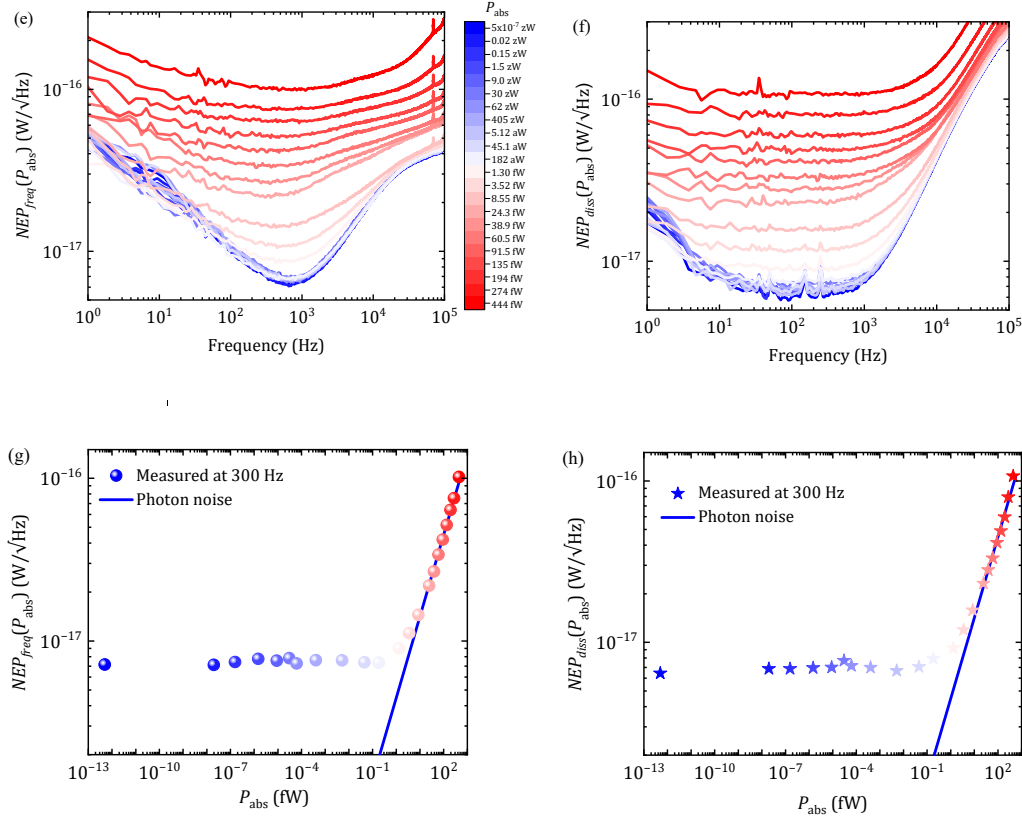


图3 KID在浴温100 mK处光学表征，分别基于频率和耗散进行读出 (a) 相对频率偏移响应； (b) 耗散响应，通过公式 (9) 拟合 (蓝实线) 随辐射功率 P_{rad} 变化的数据. 竖直虚线为参数 P_0 的拟合值. 内嵌图为线性尺度显示及与恒定响应度拟合 (粉红实线) 结果对比； (c) 相对频率偏移噪声； (d) 耗散噪声； (e) 一组参考吸收功率 P_{abs} 的频率NEP； (f) 一组参考吸收功率 P_{abs} 的耗散NEP； (g) 300 Hz调制频率处随 P_{abs} 变化的频率NEP； (h) 300 Hz调制频率处随 P_{abs} 变化的耗散NEP，蓝实线为光子噪声限NEP

Fig. 3. Optical characterization of the KID at a bath temperature of 100 mK: (a) Fractional frequency shift and (b) dissipation as a function of radiation power (P_{rad}). The solid blue curves are fits to Eq. (9), with the vertical dashed lines indicating the fitted parameter P_0 . The insets show the same data on a linear scale, alongside fits assuming constant responsivity (solid pink) for comparison; (c) On-resonance (solid) and off-resonance (dotted) fractional frequency noise and (d) dissipation noise under various optical loads; (e) Fractional frequency NEP and (f) dissipation NEP, referenced to absorbed power (P_{abs}), as a function of modulation frequency for different absorbed powers; (g), (h) The corresponding NEPs at a fixed modulation frequency of 300 Hz as a function of P_{abs} , compared with the photon-noise limit (solid blue curve).

为了进一步验证该模型，本文系统表征了基于频率和耗散进行读出的 KID 光学响应度和 NEP 性能，如图 3 所示. 耗散响应采用相同的积分形式即公式 (9) 进行数据拟合，如图 3 (b) 所示，相比线性模型，频移响应模型仍能更好地拟合耗散响应数据，得到 $R_0 = 2.5 \times 10^7 \text{ W}^{-1}$ 和 $P_0 = 113 \text{ fW}$. 图 3 (c) 和 (d) 分别给出了一组在谐振 (实线)

和失谐（虚线）状态时的频率噪声 PSD S_{freq} 与耗散噪声 PSD S_{diss} . 在谐振处 S_{freq} 低频段噪声主要由 KID 叉指电容区域的二能级系统（two-level system, TLS）噪声主宰，在低光学负载时更明显. 随着光学功率升高， S_{freq} 和 S_{diss} 均表现出平坦的白噪声谱特性，且由 τ_{qp} （经洛伦兹拟合约为 37-120 μ s）主宰的滚降频率也随之升高，这说明探测器受背景限制，即光子噪声限制. S_{freq} 在谐振处相比失谐处高的程度（20-25 dB@100 Hz 处），大于 S_{diss} 的（4-11 dB@100 Hz 处），且在谐振处 S_{freq} 相比 S_{diss} 高约 15 dB@100 Hz 处（低光学负载时），说明放大器等系统噪声贡献相对较小，且基于频率的读出方式对读出电路系统动态范围需求比基于耗散的读出方式更宽松，在实际系统应用中更具优势.

图 3 (e) 和 (f) 分别给出了一组参考到吸收功率 P_{abs} 的频率和耗散 NEP 曲线，图 3 (g) 和 (h) 分别给出了 300 Hz 调制频率处不同光学吸收功率时的频率和耗散 NEP 值统计及光子噪声. 参考吸收功率 $P = P_{abs} = \eta_{opt} P_{rad}$ 的 $NEP(P_{abs})$ ，代表了探测器本征灵敏度，其中 η_{opt} 为探测器系统的光学效率，通过光子噪声 NEP 计算公式

$$NEP_{photon} = \sqrt{\frac{2h\nu P(1+n_0 + \frac{2\Delta_0}{h\nu\eta_{pb}})}{\eta_{opt}}}, \quad (10)$$

拟合高光学负载时光子噪声限 NEP 数据得到，其中 h 为普朗克常量， n_0 为光子占据数（在 $\nu = 15$ THz 和设定黑体温度处可忽略）， $\Delta_0 = 1.76k_B T_c$ 为超导能隙（ $T_c \approx 1.39$ K 通过将热浴温变频移数据与 Mattis-Bardeen 理论拟合得到）， k_B 为玻尔兹曼常数， $\eta_{pb} \approx 0.57$ 为库伯对拆散效率. 由 $NEP(P_{abs}) = \eta_{opt} NEP(P_{rad})$ 得，在 300 Hz 调制频率处，相对于吸收功率的基于频率进行读出的最低 $NEP_{freq}(P_{abs})$ 为 7.5×10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、基于耗散进行读出的最低 $NEP_{diss}(P_{abs})$ 为 7.1×10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ，两者基本相当，反应了 KID 器件本征灵敏度性能. 在 $P_{abs} \gtrsim 1.3$ fW 时，探测器达光子噪声限性能，光学效率 η_{opt} 约 41%.

在毫米波/亚毫米波及太赫兹天文观测实际应用中, 受限于固有探测器系统, 信号调制频率通常在 200 Hz 以下, TLS 噪声直接影响着频率读出 KID 的低频段灵敏度性能. 图 4 统计了该 KID 探测器分别在 1 Hz、10 Hz 和 100 Hz 调制频率处随吸收功率变化的 $NEP_{freq}(P_{abs})$ 和 $NEP_{diss}(P_{abs})$. 可见, 当 $P_{abs} \lesssim 1.3$ fW 时, 探测器主要受准粒子产生-复合噪声影响, NEP 趋于恒定最低值, 即在 1 Hz、10 Hz 和 100 Hz 处, 相应 $NEP_{freq}(P_{abs})$ 平均值分别为 5.0×10^{-17} 、 2.6×10^{-17} 和 1.0×10^{-17} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 相应 $NEP_{diss}(P_{abs})$ 平均值分别为 2.1×10^{-17} 、 8.3×10^{-18} 和 6.6×10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$. 整体上看, 受 TLS 噪声影响, 探测器 $NEP_{freq}(P_{abs})$ 最低值高于 $NEP_{diss}(P_{abs})$ 最低值, 且随着调制频率的变低, $NEP_{freq}(P_{abs})$ 性能会比 $NEP_{diss}(P_{abs})$ 更快地退化.

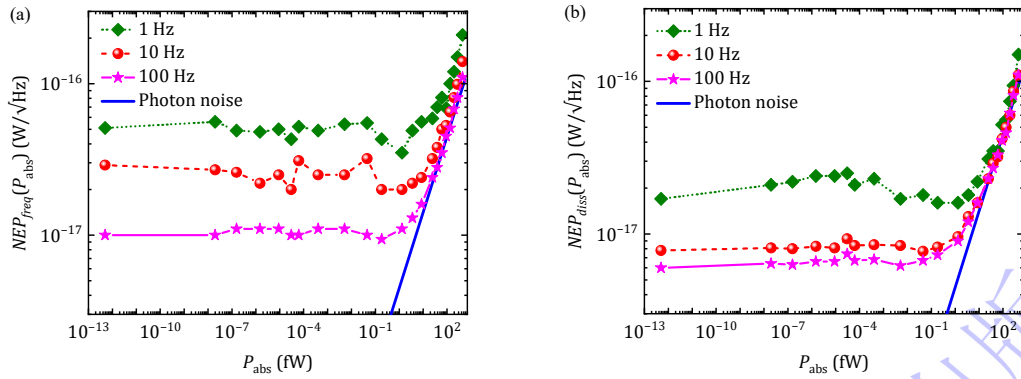


图 4 在调制频率 1 Hz、10 Hz 和 100 Hz 处, 参考吸收功率的基于 (a) 频率和 (b) 耗散进行读出的光学 NEP

Fig. 4. Measured optical NEP as a function of absorbed power. The data, referenced to absorbed power, were taken at modulation frequencies of 1, 10, and 100 Hz for (a) frequency readout and (b) dissipation readout.

图 5 给出了光子噪声与准粒子 GR 噪声限度理论值, 由准粒子数量 N_{qp} 涨落引起的光学 NEP 公式为^[17]

$$NEP_{GR} = \frac{2\Delta}{\eta_{pb}\eta_{opt}} \sqrt{\frac{N_{qp}}{\tau_{qp}}}, \quad (11)$$

其中

$$N_{qp} = \frac{1}{\tau_{qp}} \frac{\tau_0 N_0 (k_B T_c)^3 V}{2\Delta^2}, \quad (12)$$

N_0 为费米能级处的单自旋态密度. 对于铝, $N_0 = 1.72 \times 10^{10} \mu\text{m}^{-3} \text{eV}^{-1}$. 铝电感吸收器体积 $V \approx 58 \mu\text{m}^3$, 电子-声子相互作用特征时间 $\tau_0 \approx 458 \text{ ns}^{[17]}$. 可见, 因过剩准粒子 (excess quasiparticles) 产生的 GR 噪声 $NEP_{GR}(P_{abs})$ 为 $2.9 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. 实验测得的最低 NEP 约为理论计算值的两倍, 两者在量级上保持一致, 偏差可能源于 τ_{qp} 和 τ_0 参数的估测误差. 为全面表征探测器 NEP 与光学效率, 需在覆盖低至高光学负载范围内选取具有代表性的工作点进行测量. 如图 5 所示, 拟选取五个关键工作点 (A-E, 实际可能需更多): A 点位于低负载下的准粒子 GR 噪声主导区; B 点对应光子噪声开始影响总噪声、曲线即将出现拐点处; C 点大致位于光子噪声与准粒子 GR 噪声贡献相等处; D 点对应准粒子 GR 噪声影响微弱、光子噪声开始主导的拐点处; E 点为高负载下光子噪声主导区. 假设每个温度点的控温测量时间相同 (时长为 T), 采用频移响应模型法完成全部五点表征的总时间为 $5T$. 而小信号分析法需在每个工作点附近进行微变测量以获取线性响应度斜率, 若每个工作点附近采集 5 个数据点 (实际可能需更多), 则总测量时间将增至 $25T$, 是频移响应模型法的 5 倍.

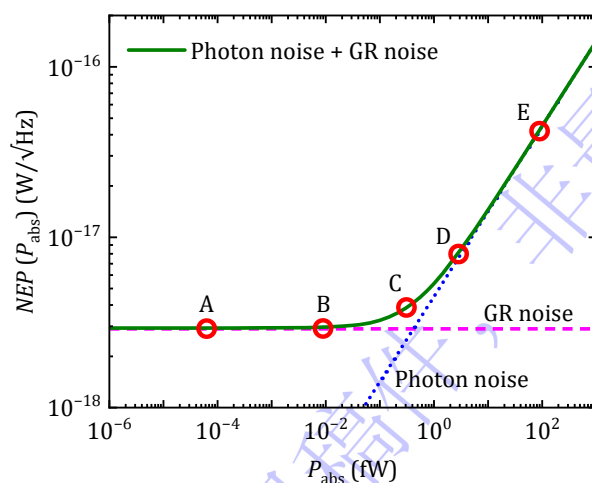


图 5 理论计算的光子噪声和准粒子 GR 噪声, 蓝点为光子噪声限度, 粉红虚线为 GR 噪声限度 ($\tau_{qp}=120 \mu\text{s}$), 绿实线为光子噪声与 GR 噪声叠加的结果, A、B、C、D 和 E 为计划用于 NEP 测量的五个工作点

Fig. 5. Theoretically calculated NEP due to photon noise and quasiparticle generation-recombination

(GR) noise. The blue dots represent the photon noise limit, the pink dashed line denotes the GR noise limit ($\tau_{qp}=120\ \mu\text{s}$), and the green solid line corresponds to the combined limit when both noise sources are present. Points A, B, C, D, and E are the five operating points planned for NEP measurement.

小信号分析法是表征 KID 光学响应度和 NEP 的基本方法，其将谐振频率和耗散变化转换为相应的相位和幅度变化，但其测量原理的本质也导致它对黑体控温精度要求较高，温度计需满足一定的性能要求（例如 1 mK 级精度，0.1 mK 级稳定性），通常需要较长的黑体控温测量时间（在不同工作点处进行微变测量）。频移响应模型法通过拟合相对频率偏移和耗散数据得到光学响应度，相较小信号分析法，其对黑体控温精度及温度计性能要求（例如 10 mK 级精度，1 mK 级稳定性）降低，且测量时间较短（仅测量不同工作点），缩短了稀释制冷机极低温测量周期，是一种高效表征太赫兹铝基 KID 光学响应度和 NEP 的方法。

值得说明的是，公式（8）的频移响应度模型基于 Mattis-Bardeen 理论，适用于处于脏极限下的常规 s 波弱耦合超导材料。对于不适用此模型的情况（如拟合失败），则应采用更普适的小信号分析法。虽然本研究未进行小信号分析法实际测量，但所采用的仅含两个参数（ R_0 和 P_0 ）的频率响应模型表现出良好的拟合效果，结合既有文献报道^[18, 24]，两种测量方法的结果应具有一致性。本研究采用低温黑体源作为光学 NEP 表征的标准测量技术，适用于毫米波/亚毫米波、太赫兹乃至中红外波段，对于近红外等波段光学性能表征，通常采用相干源，例如激光等。本文测得的 KID 与文献^[10]中报道的 KID 像元的光学 NEP 均为 $10^{-18}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级，符合像元一致性。在未安装透镜的条件下，探测器系统的光学效率实测值为 41%，低于仿真的吸收器在 15 THz 处的吸收效率（76%），可能原因为仿真的中心频率与器件的实际工作频率存在偏差。此外，准粒子寿命 τ_{qp} 可通过噪声 PSD 洛伦兹拟合或频移响应模型提取得到， τ_{qp} 不影响低频段调制频率处（滚降前）的 NEP 性

能, 但影响高频段 (滚降后) NEP 退化的速度.

5 结 论

本研究利用耦合至低温黑体源的 15 THz 铝基超导 KID 探测器, 详细比较了 小信号分析法与频移响应模型法在测量光学响应度与 NEP 方面的差异和优缺点. 与经典的小信号分析法相比, 频移响应模型法对黑体控温精度和温度计性能要求 相对较低, 测量时间较短, 且相比线性模型能够良好地拟合频移和耗散响应, 是太赫兹 KID 光学 NEP 表征的高效、快捷途径. 采用频移响应模型法系统表征了铝基 KID 基于频率和耗散进行读出的光学响应度、噪声 PSD 及 NEP, 其中在 300 Hz 调制频率处, 相对吸收功率的最小频率 NEP 为 $7.5 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, 最小耗散 NEP 为 $7.1 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, 在 $P_{\text{abs}} \geq 1.3 \text{ fW}$ 时, 探测器达光子噪声限性能. 最后, 分别比较了 1 Hz、10 Hz 和 100 Hz 等更低调制频率处的 NEP 性能, 表明 TLS 噪声是决定频率 NEP 低频段性能的关键. 本文为 极低温环境下高灵敏太赫兹 KID 光学 NEP 表征 提供了技术参考. 后续将采用小信号分析法系统测量 KID 的 光学响应度与 NEP, 定量比较两种方法的测量耗时和黑体控温精度, 以更好地指导稀释制冷机极低温环境中 KID 光学响应度和 NEP 快捷表征.

参考文献

- [1] Day P K, LeDuc H G, Mazin B A, Vayonakis A, Zmuidzinas J 2003 *Nature* **425** 817
- [2] Monfardini A, Swenson L J, Bideaud A, Désert F X, Yates S J C, Benoit A, Baryshev A M, Baselmans J J A, Doyle S, Klein B, Roesch M, Tucker C, Ade P, Calvo M, Camus P, Giordano C, Guesten R, Hoffmann C, Leclercq S, Mauskopf P, Schuster K F 2010 *Astron. Astrophys.* **521** A29

- [3] Ferrari L, Yurduseven O, Llombart N, Yates S J C, Bueno J, Murugesan V, Thoen D J, Endo A, Baryshev A M, Baselmans J J A 2018 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **8** 127
- [4] Shu S, Calvo M, Goupy J, Leclercq S, Catalano A, Bideaud A, Monfardini A, Driessen E F C 2021 *Appl. Phys. Lett.* **119** 092601
- [5] Shi Q, Li J, Zhi Q, Wang Z, Miao W, Shi S C 2022 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **65** 239511
- [6] Bueno J, Yurduseven O, Yates S J C, Llombart N, Murugesan V, Thoen D J, Baryshev A M, Neto A, Baselmans J J A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 233503
- [7] Chi T Y, Shi L L, Su R F, Zang S M, Tan R, Yao S Y, Zhu Y W, Chen J H, Wu J B, Tu X C, Jin B B, Wang H Q, Cao J C, Chen J, Wu P H 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 202602
- [8] Su R F, Shi L L, Zhou T, Yao B Z, Wu J B, Tu X C, Jia X Q, Kang L, Jin B B, Wang H B, Chen J, Wu P H 2022 *Supercond. Sci. Technol.* **35** 055016
- [9] Day P K, Cothard N F, Albert C, Foote L, Kane E, Eom B H, Thakur R B, Janssen R M J, Beyer A, Echternach P M, van Berkel S, Hailey-Dunsheath S, Stevenson T R, Dabironezare S, Baselmans J J A, Glenn J, Bradford C M, Leduc H G 2024 *Phys. Rev. X* **14** 041005
- [10] Su R F, Tan R, Chen J H, Zhu Y W, Chi T Y, Zang S M, Wu J B, Tu X C, Zheng K, Chen J, Wu P H 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 192602

- [11] Dai X, Wang H, Wang Y, Mai Z, Shi Z, Wang Y F, Jia H, Liu J, He Q, Dai M, Ouyang P, Chai Y, Wei L F, Zhang L, Zhong Y, Guo W, Liu S, Yu D 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 012602
- [12] Guo W, Liu X, Wang Y, Wei Q, Wei Q, Hubmayr J, Fowler J, Ullom J, Vale L, Vissers M R, Gao J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 212601
- [13] Kouwenhoven K, Fan D, Biancalani E, de Rooij S A H, Karim T, Smith C S, Murugesan V, Thoen D J, Baselmans J J A, de Visser P J 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 034007
- [14] Mazin B A, Meeker S R, Strader M J, Szypryt P, Marsden D, van Eyken J C, Duggan G E, Walter A B, Ulbricht G, Johnson M, Bumble B, O'Brien K, Stoughton C 2013 *Publ. Astron. Soc. Pac.* **125** 1348
- [15] Adam R, Adane A, Ade P A R, André P, Andrianasolo A, Aussel H, Beelen A, Benoît A, Bideaud A, Billot N, Bourrion O, Bracco A, Calvo M, Catalano A, Coiffard G, Comis B, De Petris M, Désert F X, Doyle S, Driessen E F C, Evans R, Goupy J, Kramer C, Lagache G, Leclercq S, Leggeri J P, Lestrade J F, Macías-Pérez J F, Mauskopf P, Mayet F, Maury A, Monfardini A, Navarro S, Pascale E, Perotto L, Pisano G, Ponthieu N, Révéret V, Rigby A, Ritacco A, Romero C, Roussel H, Ruppin F, Schuster K, Sievers A, Triqueneaux S, Tucker C, Zylka R 2018 *Astron. Astrophys.* **609** A115
- [16] Mazin B A 2020 *arXiv* 2004.14576v1 [astro-ph.IM]
- [17] de Visser P J, Baselmans J J A, Bueno J, Llombart N, Klapwijk T M 2014 *Nat. Commun.* **5** 3130

- [18] Hailey-Dunsheath S, Berkel S v, Beyer A D, Foote L, Janssen R M J, LeDuc H G, Echternach P M, Bradford C M, Baselmans J J A, Dabironezare S, Day P K, Cothard N F, Glenn J 2025 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **15** 4
- [19] Gao J 2008 *The Physics of Superconducting Microwave Resonators Ph.D. Dissertation* (Pasadena: California Institute of Technology)
- [20] Baselmans J J A, Facchin F, Laguna A P, Bueno J, Thoen D J, Murugesan, Llombart N, de Visser P J 2022 *Astron. Astrophys.* **665** A17
- [21] Shi Z, Dai X, Wang H, Mai Z, Ouyang P, Wang Y, Chai Y, Wei L, Liu X, Pan C, Guo W, Shu S, Wang Y 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 038501 (in Chinese) [石中誉, 代旭城, 王浩宇, 麦展彰, 欧阳鹏辉, 王翼卓, 柴亚强, 韦联福, 刘旭明, 潘长钊, 郭伟杰, 舒诗博, 王轶文 2024 物理学报 **73** 038501]
- [22] Su R F, Chen J H, Tan R, Zhu Y W, Chi T Y, Zang S M, Wu J B, Tu X C, Yu M, Chen J, Wu P H 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 162601
- [23] Baselmans J J A, Bueno J, Yates S J C, Yurduseven O, Llombart N, Karatsu K, Baryshev A M, Ferrari L, Endo A, Thoen D J, de Visser P J, Janssen R M J, Murugesan V, Driessen E F C, Coiffard G, Martin-Pintado J, Hargrave P, Griffin M 2017 *Astron. Astrophys.* **601** A89
- [24] Foote L, Albert C, Baselmans J, Beyer A D, Cothard N F, Day P K, Hailey-Dunsheath S, Echternach P M, Janssen R M J, Kane E, Leduc

Characterization methods for noise equivalent power of high-sensitivity terahertz superconducting kinetic inductance detectors^{*}

Su Run-Feng¹⁾ Tan Rui¹⁾ Gu Zi-Chen¹⁾ Wu Jing-Bo¹⁾²⁾ Tu Xue-Cou¹⁾²⁾ Chen Jian¹⁾²⁾ [†]

Wu Pei-Heng¹⁾²⁾

1) (Research Institute of Superconductor Electronics, School of Electronic Science and Engineering &
National Key Laboratory of Microwave Photonics (Nanjing University), Nanjing University, Nanjing
210023, China)

2) (Purple Mountain Laboratories, Nanjing 211111, China)

Abstract

For future millimeter/submillimeter and terahertz astronomy, kilo-pixel imaging arrays of ultra-sensitive, background-limited detectors are essential. Superconducting kinetic inductance detectors (KIDs) are a leading candidate for this purpose, given their intrinsic frequency-domain multiplexing and straightforward fabrication. Aluminum, which has a long quasiparticle lifetime, is a crucial material for implementing the sensitive element of a KID. A key figure of merit that quantifies detector sensitivity is the noise equivalent power (NEP). This study compares two characterization methods—small-signal analysis and a frequency-shift response model—for optical responsivity and NEP of an aluminum-based terahertz KID coupled to a cryogenic blackbody. The KID is a lumped-element, high-Q microwave resonator consisting of a tantalum

interdigitated capacitor in parallel with an aluminum inductor, with the latter acting as the 15 THz absorber. The small-signal analysis method, which employs phase and amplitude as observables, demands high precision in blackbody temperature control and involves long measurement times. In contrast, the frequency shift response model method, utilizing frequency and dissipation as observables, places less stringent demands on thermometer resolution and enables faster measurements. Moreover, it fits the fractional frequency shift response more accurately than linear models. Consequently, it represents an efficient and rapid approach for characterizing the optical responsivity and NEP of KIDs. With this method, a minimum optical frequency NEP of $7.5 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ and a dissipation NEP of $7.1 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ were achieved for the terahertz KID at 300 Hz, referenced to the absorbed power. Furthermore, the frequency NEP significantly exceeded the dissipation NEP at 1, 10, and 100 Hz, which is attributable to two-level system noise. Our work offers valuable technical guidance for the rapid NEP characterization of high-sensitivity terahertz KIDs in low-temperature measurement applications.

Keywords: noise equivalent power (NEP), optical responsivity, characterization methods,

kinetic inductance detectors (KIDs)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62475113, 62227820, 62035014, 62271245), the Excellent Youth Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. BK20240063), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China and Jiangsu Provincial Key Laboratory of Advanced Manipulating Technique of Electromagnetic Waves.

† Corresponding author. E-mail: chenj63@nju.edu.cn

The first author. E-mail: surf19@nju.edu.cn