

基于超导 Fano 器件的低温射频开关和极低温区高灵敏温度传感*

张旖灵 王崧宁 和穗荣 冯夏宁 韦联福†

(西南交通大学信息科学与技术学院, 信息量子技术实验室, 成都 610031)

(2025 年 12 月 12 日收到; 2026 年 4 月 8 日收到修改稿)

开关是一种实现信号通断控制的器件, 是保障电子系统高效、稳定运行的关键器件. 近年来, 室温工作的半导体开关、MHz 频段功率开关及光学波段温控开关等已得到广泛应用, 然而这类器件在极低温环境下往往因载流子冻析效应而发生功能失效, 限制了在低温区的应用. 针对这一问题, 本文提出一种基于分布式半波长超导共面波导谐振器的低温射频开关, 该器件利用超导薄膜动态电感的热敏感性, 通过温度调制实现信号的开、关状态的切换. 基于时域耦合模理论设计超导 Fano 器件, 分析了器件物理参数对信号传输的调控机制, 并在 500—1150 mK 温区内测量了该器件 Fano 共振峰随温度而变化的特性, 并表征了它对特定射频信号的开、关功能. 结果发现, 该器件对频率为 5.87598 GHz 的射频信号可实现通断控制, 消光比最高可达 33.6 dB. 器件在接近超导转变温区时表现出较高的温度响应能力, 在 1150 mK 时噪声等效温差低至 1.22 mK, 表明器件具备毫开尔文量级温度分辨能力, 该研究为极低温环境下射频信号调控与片上高灵敏温度监测提供了一种新的实现思路.

关键词: 超导共面波导谐振器, Fano 共振, 射频信号开关

DOI: 10.7498/aps.75.20251712

CSTR: 32037.14.aps.75.20251712

1 引言

开关作为控制信号通、断的核心元件^[1], 已成为现代电子系统中各种复杂功能实现的一种不可缺少的器件^[2,3]. 在目前的各类技术应用中, 主流技术是基于半导体器件的“电控”来实现信号的开关. 例如, 常用的肖特基二极管开关可工作在几百 MHz 到太赫兹频段^[4,5], 其开关速度主要由势垒电容的充放电来实现^[6], 优点是击穿电压极高 (可达 1.7 kV), 且反向漏电流极低 (在反向偏压为 1 kV 时, 反向漏电流可低至 10^{-6} A/cm²)^[7]. 不同的是, 基于半导体 PN 结与 PIN 二极管技术的电磁信号开关, 可具有很高的隔离度 (比如对 10.55 GHz 频率信号,

实现了高达 72 dB 的隔离度^[8]), 从而实现极强的信号隔离. 然而, 这些一般工作在室温环境下的半导体开关器件, 由于低温下载流子输运的“冻结”, 使其在低温下的工作性能急剧降低^[9], 因而并不太适用于在超导电路中实现微波弱信号的灵敏开关调控.

近年来, 一些基于信号功率或工作温度等物理场调控的新型开关器件的研究, 也取得了很大的进展. 基于电磁诱导透明现象的双稳态开关可通过调节输入功率实现开关状态切换, 对 693 MHz 信号的开关阈值低至 -1.7 dBm, 消光比可达 15 dB^[10]. 在光学波段, 利用甲苯材料的负热光系数, 可通过温度变化调控光信号的折射率和传输模式, 相应光开关器件的消光比可达 30 dB^[11]. 特别是, 不同于

* 国家自然科学基金 (批准号: 12575030) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2025ZNSFSC0857) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn

这些基于物理效应的开关调控器件, 利用器件结构相关的 Fano 共振来调控信号的传输特性, 由于 Fano 器件具有特有的更强可调性和更大的可调范围, 因而可以实现对信号传输更为敏感的调控. 一般地, 偏离标准洛伦兹 (Lorentz) 谐振 (其谐振峰为标准洛伦兹峰) 的信号谐振传输都可以称为 Fano 共振, 其明显的标志是谐振峰呈非对称的线型, 本质来自于系统中离散态与连续态散射信号之间的干涉^[12]. 近年来, Fano 共振现象已在各种微纳结构中被发现^[13,14], 例如光子晶体^[15–21]、等离子体微结构^[22,23], 以及超表面结构等^[24–27]. 进而, 利用 Fano 器件分别实现了功率调控^[28]、温度调控^[27,29], 以及外电场调控^[21]等信号开关. 此外, Fano 共振已分别用于各种频段的光开关, 如对温控紫外光 (对 281.78 nm 波长光) 开关消光比可高达 63 dB^[27]、对频率为 1.48 GHz 的微波信号的电控开关消光比可达 55 dB^[30], 以及通过偏振控制实现了波长为 1244–1250 nm 范围内的近红外开关 (消光比为 29.75 dB)^[26]. 可见, 基于 Fano 共振可实现不同频谱范围内的开关.

本文提出了一种基于超导 Fano 器件的低温温控微波开关与温度传感方案. 尽管 Fano 共振已在多种微纳结构和不同频段的开关器件中得到应用, 但现有方案多依赖侧耦合非线性元件、外加物理场调控或光学平台, 对于与超导微波电路直接兼容且无需额外有源偏置的低温温控开关仍缺乏系统研究. 针对这一问题, 本文采用结构简单的半波长 ($\lambda/2$) 超导共面波导谐振器构建 Fano 器件, 利用超导薄膜动态电感对温度变化的敏感性实现谐振频率调控. 并结合 Fano 共振非对称谱线在峰谷附近的陡峭边缘, 将微小频率漂移转化为显著的透射响应变化, 从而实现低温微波开关. 本文的内容安排如下: 第 2 节首先利用时域耦合模理论分析半波长谐振器结构中 Fano 共振产生的物理机制, 分析各物理参数对 Fano 线形的影响; 着重讨论器件的内禀 (本征) 品质因数 (Q_i) 及其与外场耦合的品质因数 (Q_c) 如何影响 Fano 共振峰、谷频率之间的频率间隔及器件的微波透射参数. 根据这些影响因素, 设计出了一款低温超导 Fano 器件, 即具有明显 Fano 共振线形的半波长谐振器, 并利用超导谐振器动态电感的温度变化敏感性, 构建出一种温控微波开关器件模型. 第 3 节简单描述了半波长谐振器的制备工艺, 并在低温区对温度敏感的 Fano

共振透射参数进行测量. 实验结果表明, 尽管该微波开关器件的消光比并不是很高, 但在接近器件超导转变温区内, 对温度变化极为敏感, 因而可作为一种近超导转变温区内的灵敏温度传感器件使用. 第 4 节对全文研究工作进行了总结展望.

2 基于时域耦合模理论的 Fano 器件设计

耦合模理论是目前应用得最广泛的处理时域电磁散射现象的方法之一^[31–33]. Fan 等^[34]在不考虑谐振腔内部本征损耗 (即谐振腔本征品质因子 $Q_i \rightarrow \infty$) 的条件下, 给出了分布式谐振腔电磁散射参数的计算方法. 由于实际的器件总是存在内部的能量损耗, 因此器件的设计必须考虑 Q_i 为有限值的情况.

考虑一个如图 1 所示的单模谐振腔两端口输入-输出电磁散射模型. 这里, 假设同时存在端口耦合耗散 (由时间常数 $1/\tau_c$ 描述) 和本征耗散 (由时间常数 $1/\tau_i$ 描述, 因而 Q_i 是有限值的). 因而, 谐振腔模式振幅 a 的动力学方程可写为

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_i} \right) a + (\langle \kappa |^* | s_+ \rangle), \quad (1)$$

这里, t 代表时间, ω_0 是谐振腔模式的本征角频率, $|s_+\rangle = (s_{1+}, s_{2+})^T$ 中的 s_{1+}, s_{2+} 分别表示由端口 1 和端口 2 输入谐振腔的模式振幅; $\langle \kappa |^* = (\kappa_1, \kappa_2)$ 中的 $\kappa_{1,2}$ 分别为端口 1, 2 处入射波激发腔模 a 时对应的输入耦合系数. 因而, 谐振腔的模式输出振幅可以表示为

$$|s_-\rangle = X |s_+\rangle + a |d\rangle, \quad (2)$$

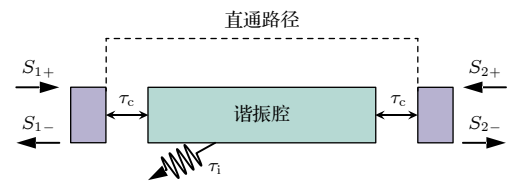


图 1 双端口耦合的光学谐振腔系统示意图. 箭头表示传入和传出的波, $1/\tau_c$ 代表端口耗散, $1/\tau_i$ 表示本征耗散, 虚线表示振幅通过端口直接耦合的路径 (不经过谐振腔)

Fig. 1. Schematic diagram of a dual-port coupled optical resonator system. Arrows indicate incoming and outgoing waves. $1/\tau_c$ represents port dissipation, while $1/\tau_i$ denotes intrinsic dissipation. The dashed line indicates the path where amplitude is directly coupled through the port (without passing through the resonator).

其中, $|s_-^c\rangle = (s_{1-}^c, s_{2-}^c)^T$, s_{1-}^c 和 s_{2-}^c 分别是由端口 1, 2 输出的场振幅, $|d\rangle = (d_1, d_2)^T$ 为腔模 a 通过端口 1, 2 向外泄露时对应的输出耦合系数. (2) 式表示谐振腔的电磁散射存在两条路径, 一条是通过激发腔模然后从腔模泄露出去的腔谐振通道, 另一个就是由直通散射矩阵 $\mathbf{X}$ 描述的输入-输出端直接耦合通道, 在输出端经由这两条路径散射的电磁波发生相干叠加后输出. 当然, 由于需要保证系统的能量守恒和对称性, 直通散射矩阵 $\mathbf{X}$ 必须是酉对称的.

根据附录中的详细推导, 谐振腔可测量的光透射参数 $S_{21}(f)$ 可表示为

$$S_{21}(f) = e^{j\varphi} \left[j\tilde{t} \mp (r \pm j\tilde{t}) \frac{f_0/2Q_c}{j(f - f_0) + f_0/2Q_c + f_0/2Q_i} \right], \quad (3)$$

式中, 为和后续的实验测量直接对照, 把角频率 ω 与 ω_0 换成了线频率 $f = \omega/(2\pi)$ 与 $f_0 = \omega_0/(2\pi)$. 其次, 利用耗散项与品质因数的关系式: $Q_{i,c} =$

$\omega_0\tau_{i,c}/2$, 将耗散项换成品质因数. $\tilde{t}$ 和 r 分别为直接耦合路径的透射率与反射率系数, 它们满足条件 $|\tilde{t}|^2 + |r|^2 = 1$; $e^{j\varphi}$ 表示散射相移. (3) 式第一个 $\mp$ 中的“ $-$ ”(“ $+$ ”) 对应于 $d_1 = d_2 = \sqrt{1/\tau_c}$ ($d_1 = -d_2 = \sqrt{1/\tau_c}$) 情况, 以保证 $d_1^2 = d_2^2$. 利用 (3) 式就可以得到由一个端口输入、另一个端口输出的谐振腔透射谱: $\tilde{T}(\text{dB}) = 10\log_{10}|S_{21}(f)|^2$, 其谱线的线形显然与多个参数相关, 所以通过调节这些参数, 可以得到不同的功率透射谱 $\tilde{T}(\text{dB})$.

图 2 给出了各种参数影响情况下的谐振腔透射谱线形. 由图 2(a) 可见, 对于很大的直通透射系数 $\tilde{t}$ (相当于连续波直接通过, 腔内离散态的散射可以忽略), 透射谱呈现出明显的 Lorentz 线形, 共振时直通过程透射极大; 反之, 如果直通透射系数 $\tilde{t}$ 很小 (对应于腔中离散态散射主导), 透射谱也呈现出明显的 Lorentz 线形, 只是此时共振时直通过程反射极大. 在其他情况下, 都会出现偏离 Lorentz 线形的 Fano 谱线, 它来自出射端口直通散射 (连

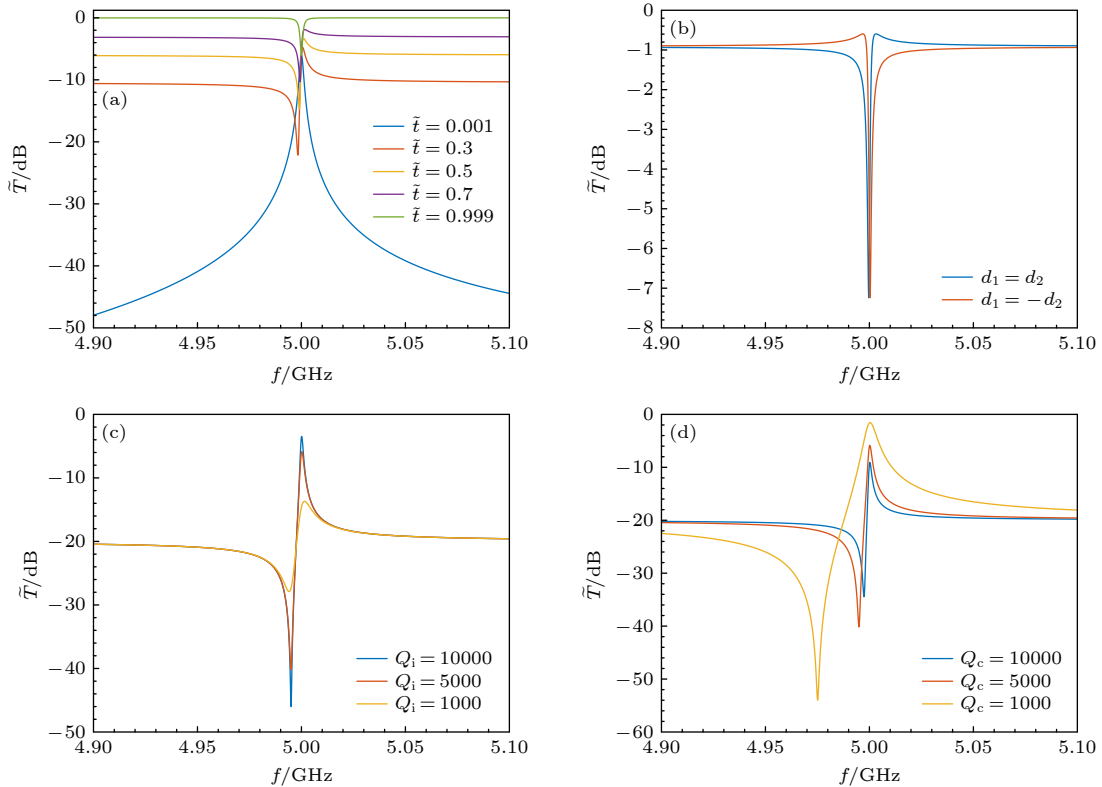


图 2 (a) $\tilde{T}(\text{dB})$ 随直接路径透射率 $\tilde{t}$ 的变化 ($d_1 = d_2$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $Q_c = 5000$, $Q_i = 5000$); (b) $\tilde{T}(\text{dB})$ 随耦合系数 d 的变化 ($f_0 = 5 \text{ GHz}$, $Q_c = 5000$, $Q_i = 5000$, $\tilde{t} = 0.9$); (c) $\tilde{T}(\text{dB})$ 随 Q_i 的变化 ($d_1 = d_2$, $Q_c = 5000$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $\tilde{t} = 0.1$); (d) $\tilde{T}(\text{dB})$ 随 Q_c 的变化 ($d_1 = d_2$, $Q_i = 5000$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $\tilde{t} = 0.1$)

Fig. 2. (a) $\tilde{T}(\text{dB})$ changes with the direct path transmittance $\tilde{t}$ ($d_1 = d_2$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $Q_c = 5000$, $Q_i = 5000$); (b) $\tilde{T}(\text{dB})$ changes with the coupling coefficient d ($f_0 = 5 \text{ GHz}$, $Q_c = 5000$, $Q_i = 5000$, $\tilde{t} = 0.9$); (c) $\tilde{T}(\text{dB})$ changes with Q_i ($d_1 = d_2$, $Q_c = 5000$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $\tilde{t} = 0.1$); (d) $\tilde{T}(\text{dB})$ changes with Q_c ($d_1 = d_2$, $Q_i = 5000$, $f_0 = 5 \text{ GHz}$, $\tilde{t} = 0.1$).

续谱) 和腔谐振散射 (分立谱) 波的干涉现象. 图 2(b) 说明, 当 $d_1 = \pm d_2$ 时, 在 1 端口输入、2 端口输出的谐振通道中, 输入耦合系数与输出耦合系数满足不同的相位关系. 其中, $d_1 = d_2$ 对应二者相位一致; 而 $d_1 = -d_2$ 对应二者相位相差 π . 由于 Fano 谱线来源于谐振通道与背景通道在输出端的相干叠加, 这两种不同的相位关系会导致干涉结果发生变化, 从而分别对应 Fano 波峰向右或向左偏移. 从图 2(c) 可见, 在 Q_c 不变的情况下, 谐振腔本征品质因数 Q_i 值逐渐提高, Fano 线形的波峰和波谷之间频率差的变化极小, 但影响峰 (谷) 的高 (深) 度. 图 2(d) 表明, Q_c 明显影响 Fano 谱的形状: 在 Q_i 不变的情况下, Q_c 越大, Fano 谱中的波峰和波谷之间的频率差越小, 这意味着谐振频率偏离谐振点导致的透射极大和极小之间的变化越灵敏, 越有利于用于实现入射波开关行为的灵敏调控. 此时 Fano 共振峰的斜率越加陡峭与明显, 但 Fano 峰谷对比度会随之下降, 因此可以通过调控 Q_c 使频率差变小. 基于 Fano 效应实现开关, 频率敏感性以及 Fano 谱线的峰谷对比度由谐振腔的本征品质因数 Q_i 和耦合品质因数 Q_c 共同决定.

为了进一步理解 Q_c 和 Q_i 对 Fano 谱线的影响, 需要从离散谐振通道的衰减机制出发进行分析. 由 (1) 式可知, 腔模振幅 a 的频率响应由总衰减率 $1/\tau_c + 1/\tau_i$ 决定. 当 Q_c 增大时, 表明外部耦合

减弱, 由端口耦合引起的谐振展宽减小, 谐振通道仅在更靠近 f_0 的窄频带内与背景通道发生显著干涉, 因此峰谷间隔减小而谱线边缘变陡. 由补充材料 (online) 中 (S30) 式可得, 透射系数中的谐振散射项与 $1/\tau_c$ 相关, 其幅值会随 $1/\tau_c$ 的增大而增大, 考虑到 $\tau_c \propto Q_c$, 因此 Q_c 增大对应 $1/\tau_c$ 的减小, 进而削弱离散谐振通道对输出场叠加的贡献, 最终表现为 Fano 谱线的峰谷对比度减小. 反之, 较小的 Q_c 对应更强的外部耦合, 不仅使谐振通道和背景通道在更宽的频率范围内发生干涉, 也增强了谐振通道对总输出场的贡献, 因此峰谷间距和 Fano 峰谷对比度都会增大. 而 Q_i 决定谐振通道的内部损耗大小, Q_i 较大时, 腔模在器件内部的能量损耗较小, 能够以更强的相干辐射参与输出场叠加, 因此干涉更强, 表现为更明显的 Fano 峰谷对比度. 当 Q_i 较小时, 本征耗散增强, 谐振通道对输出场的贡献减弱, Fano 峰谷对比度随之下降. 图 3 给出了不同 Q_i 和 Q_c 参数组合情况下 Fano 器件的频率敏感性 Δf 以及 Fano 峰谷对比度 $\Delta\tilde{T}(\text{dB})$. 其中, Δf 表示透射谱中 Fano 波峰与波谷之间的频率差值, $\Delta\tilde{T}(\text{dB})$ 表示透射谱 $\tilde{T}(\text{dB})$ 中 Fano 波峰与波谷之间的 dB 差值. 可见, 在 $\tilde{t} = 0.1$, $Q_i \sim 5000$, $Q_c \sim 3000$ 时, 通过调控物理参数, 当 Fano 线形保持线性响应且其峰值与谷值位于同一频率坐标时, 理论上可在 $\Delta f \sim 10$ MHz 的频率调谐范围内, 实现

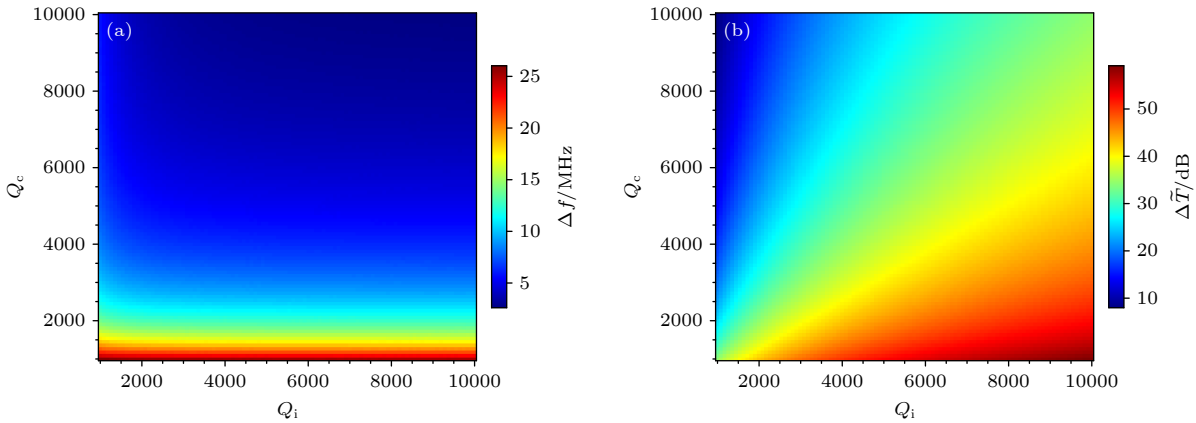


图 3 (a) Δf (MHz) 随 Q_i 和 Q_c 的变化 (Δf 表示透射谱 $\tilde{T}$ (dB) 中 Fano 波峰和波谷的频率差值, $\tilde{t} = 0.1$, Q_i 和 Q_c 取值均为 1000—10000, $d_1 = \pm d_2$ 的符号不影响结果); (b) Fano 峰谷对比度 $\Delta\tilde{T}(\text{dB})$ 随 Q_i 和 Q_c 的变化 ($\Delta\tilde{T}(\text{dB})$ 表示透射谱 $\tilde{T}(\text{dB})$ 中 Fano 波峰与波谷之间的 dB 差值, $\tilde{t} = 0.1$, Q_i 和 Q_c 取值均为 1000—10000, $d_1 = \pm d_2$ 的符号不影响结果)

Fig. 3. (a) Δf (MHz) changes with Q_i and Q_c (Δf denotes the frequency difference between Fano peak and valley in the transmission spectrum $\tilde{T}$ (dB), $\tilde{t} = 0.1$, Q_i and Q_c range from 1000 to 10000, and the sign of $d_1 = \pm d_2$ does not affect the results); (b) Fano peak-valley contrast $\Delta\tilde{T}(\text{dB})$ changes with Q_i and Q_c ($\Delta\tilde{T}(\text{dB})$ denotes the dB difference between the Fano peak and valley in the transmission spectrum $\tilde{T}(\text{dB})$, with $\tilde{t} = 0.1$, Q_i and Q_c ranging from 1000 to 10000, and the sign of $d_1 = \pm d_2$ having no effect on the results).

约 40 dB 的 Fano 峰谷对比度, 并具备较高的频率敏感性, 从而有利于开关功能的实现.

根据以上分析, 我们设计了用于实现图 1 所示模型的一款双端口、串联式 (inline)、超导共面波导谐振器微波开关器件, 其版图如图 4(a) 所示. 在此分布式谐振器电磁散射系统中, 电磁信号的传输路径可分为两条 (图 4(b)): 一条经由谐振器中的离散态谐振传输通道; 另一条散射通道则是由寄生路径描述的谐振器的输入-输出端所形成的准直通传输通道构成. 准直通传输通道所对应的连续态可能来源于在实际测量中, 阻抗不完全匹配效应^[35,36]、封装或基板的寄生效应^[37] 以及其他非预期的散射路径^[38]. 经由这两个散射通道传输的电磁波在谐振器的输出端发生干涉, 使得分布式谐振器的散射谱偏离标准洛伦兹线形而呈现出各种线形的 Fano 非对称散射谱. 与以往常见的侧耦合 (side-coupled) Fano 结构不同, 侧耦合 Fano 结构往往需要通过在直波导侧面引入变容二极管等非线性元件^[28,39], 或是利用微环谐振器 (micro ring resonator, MRR) 耦合法布里珀罗腔^[40,41], 以及在 MMR 的直波导上刻蚀周期性空气孔来人为改变连续态相位, 从而诱导 Fano 响应^[42,43]. 侧耦合 Fano 结构通过波导侧向耦合非线性元件, 直波导提供连续态, 非线性元件提供离散态, 当信号经过耦合区域时, 部分能量进入非线性元件再返回直波导进行相消干涉后产生 Fano 效应. 与 Side-coupled Fano 结构相比, 该半波长谐振器并不需要引入任何额外的非线性元件或物理缺陷, 规避了

引入复杂微结构带来的随机散射损耗. 这里, 器件假设是在蓝宝石衬底 (sapphire substrate) 上制备的共面波导金属铝 (Al) 薄膜谐振器, 其基模频点设计为 5.82 GHz, 中心波导宽度为 25 μm 、沟道宽为 10 μm 、在端口采用叉指耦合.

由于在器件几何结构、材料选型固定不变的情况下, 其谐振频点一般是不变的, 因而要实现开关性能, 需要实现器件物理参数的可控调节. 为此, 本文假设器件工作于超导状态, 从而可以通过调节器件中与温度相关的动态电感, 来实现谐振器谐振频率的调控, 从而实现对某个特定微波信号导通状态的“开”(ON) 或“关”(OFF). 这是因为, 对于 $\lambda/2$ 超导传输线谐振器, 其基模谐振频率满足: $f_0 = v_p/2l$. 其中, l 为谐振器长度, v_p 为传输线中的相速度^[44]. 对于分布参数传输线, 在低损耗近似下, 相速度可表示为 $v_p = 1/\sqrt{L_1(T)C_1}$. $L_1(T)$ 和 C_1 分别为传输线的单位长度总电感和单位长度电容. 因此, $\lambda/2$ 谐振器的谐振频率可进一步写为 $f_0 = 1/2l\sqrt{L_1(T)C_1}$. 与非超导的器件不同, 超导器件单位长度的电感 $L_1(T) = L_m + L_k(T)$, 不仅包含对温度不敏感的通常磁电感 L_m 部分, 还包含对温度敏感的动态电感部分^[45]: $L_k(T) = \mu_0\lambda_{\text{eff}}^2(T)g/(wh)$, 其中 μ_0 为真空磁导率, g 为只与几何形状有关的因子, w 为导体宽度, h 为膜厚. 这里, 有效穿透深度 $\lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda_{\text{eff}}(0)/\sqrt{1 - (T/T_c)^4}$ ^[46], 与器件工作温度 T 和材料的超导转变温度 T_c 有关. 对于常规 s 波超导薄膜, 随着温度升高并逐渐接近 T_c , 超导能隙

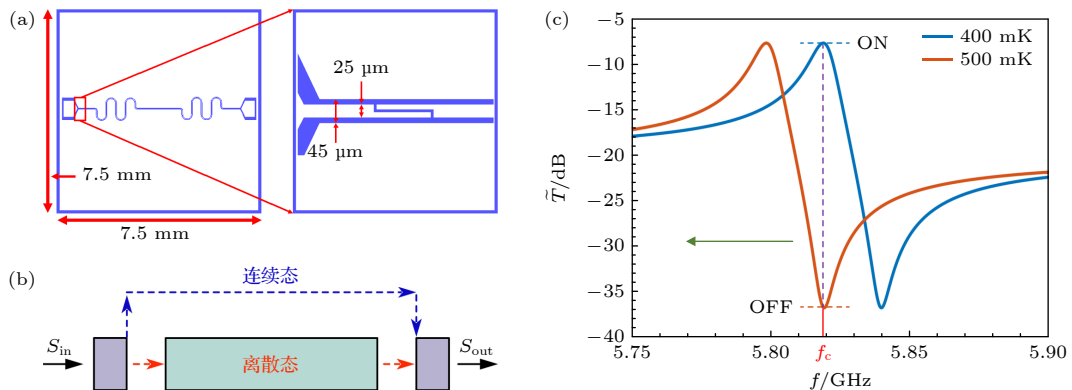


图 4 (a) 超导共面波导谐振器版图设计; (b) 器件散射路径示意图; (c) Fano 共振开关模型. 通过改变温度控制 Fano 线形的移动, 蓝色 Fano 线形波峰值处为频率为 f_c 信号的导通状态, 红色 Fano 线形波谷处为该信号的传输截止状态

Fig. 4. (a) Superconducting coplanar waveguide resonator layout design; (b) the schematic diagram of the device scattering path; (c) Fano resonance switch model. By altering the temperature, the shift of the Fano curve is controlled. The peak of the blue Fano curve represents the conduction state for the f_c signal, while the trough of the red Fano curve indicates the transmission cutoff state for that signal.

$\Delta(T)$ 逐渐减小, 从而导致超导电子密度 $n_s(T)$ 下降. 由于有效穿透深度满足 $\lambda_{\text{eff}}^2(T) \propto 1/n_s(T)$ [47], 故 $n_s(T)$ 的减小会使 $\lambda_{\text{eff}}(T)$ 增大. 而动态电感 $L_k(T)$ 又与 $\lambda_{\text{eff}}^2(T)$ 成正比, 因此温度升高最终会导致 $L_k(T)$ 增大, 并使谐振频率 $f_0(T)$ 发生红移. 由此可见, 温度对谐振频率的调制本质上是通过 $\Delta(T)$, $n_s(T)$, $\lambda_{\text{eff}}(T)$ 与 $L_k(T)$ 的连续传递实现的. 将上述关系代入后, 可得谐振频率随温度变化的表达式为

$$f_0(T) = \frac{1}{2l \sqrt{C_l \left[L_m + \frac{L_k(0)}{1 - (T/T_c)^4} \right]}}, \quad (4)$$

其中, $L_k(0)$ 表示 $T = 0$ K 时的动态电感. 所以, 利用超导薄膜动态电感随温度变化的特性, 可以通过调节器件的工作温度, 实现器件共振频率的按需调节 [48]. 此外, 由于谐振频点是温度相关的, 所以谐振器还可以用于实现器件工作温度的灵敏传感测量.

根据 (3) 式数值计算了所设计器件的微波传输参量, 结果如图 4(c) 所示. 这里, (3) 式中的相关参数分别取为 $\tilde{t} = 0.1$, $Q_i = 1500$, $Q_c = 1000$, $d_1 = -d_2$; 不同温度下的模拟是利用超导铝膜的动态电感公式 $L_l(T) = L_m + L_k(T)$, 选取不同的动态

电感值给出的. 由图 4(c) 可以看出, 当器件工作于温度 $T_1 = 400$ mK 时, 对频率为 f_c 的微波信号是最强的导通, 即器件对该信号来说处于“开”(图中的蓝色实线); 但当工作温度变到 $T_2 = 500$ mK 时, 器件就实现了对该信号的截止, 即信号的“关”(图中的红色实线) 状态 (具体变温区间取决于器件自身物理参数以及直通路径透射率 $\tilde{t}$). 这样的设计, 其合理性和功能展示将在后面的器件制备和测试实验中得到检验.

3 超导 Fano 器件作为微波开关和温度传感器的制备和测试结果的分析

为验证上述理论模型的正确性, 本研究设计并制备了半波长超导共面波导谐振器. 器件的具体制备过程如图 5(a) 所示. 以 $430 \mu\text{m}$ 厚的蓝宝石为衬底, 在高真空环境 (约 10^{-6} Pa) 下利用电子束蒸发技术于衬底表面沉积了 100 nm 厚的铝膜. 再采用激光直写技术和湿法刻蚀工艺对器件进行加工, 制备完成的器件照片如图 5(b) 所示, 其中谐振器端口的耦合结构已由红色方框标出. 完成去胶工艺后, 将器件封装在样品盒内, 通过铝线键合实现器

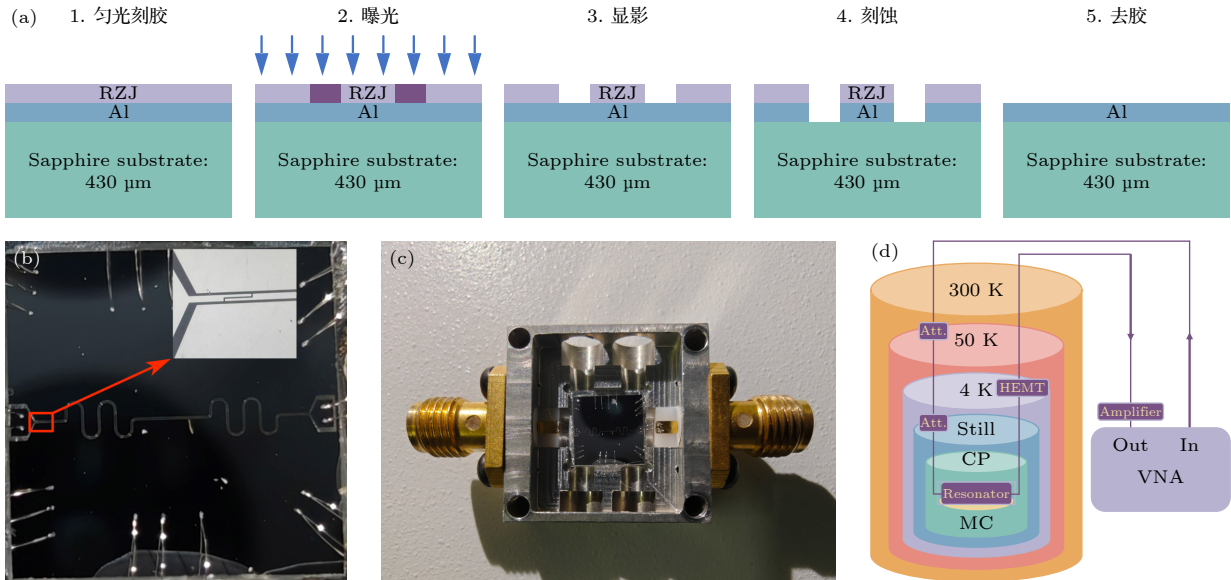


图 5 器件的制备和测试原理示意图 (a) 器件的微加工流程图; (b) 片上超导共面波导谐振器器件实物照片; (c) 封装于样品盒中的待测器件实物照片; (d) 器件的微波传输参量测量系统示意图. 它由室温工作的矢量网络分析仪和由稀释制冷机提供的低温线路组成, Att. 为微波衰减器, HEMT 为低温放大器

Fig. 5. Schematic diagram of the preparation and testing principle of the device: (a) The micro-processing flow chart of the device; (b) on-chip superconducting coplanar waveguide resonator device photo; (c) physical photos of the device to be tested encapsulated in the sample box; (d) schematic diagram of the microwave transmission parameter measurement system of the device. It consists of a vector network analyzer working at room temperature and a cryogenic circuit provided by a dilution refrigerator. Att. is a microwave attenuator and HEMT is a cryogenic amplifier.

件与 SMA 接口的连接 (图 5(c)). 最后, 如图 5(d) 所示, 将封装好的样品安装于稀释制冷机 MC 盘上. 待制冷机温度降至器件超导转变温度以下, 即可使用室温下工作的矢量网络分析仪 (vector network analyzer, VNA) 进行微波信号的输出、传输与接收, 进而获取器件的微波透射谱数据.

实验中, 首先在 50 mK 温度下对器件的 S_{21} 参数进行了测量, 结果如图 6(a) 中的黑线所示. 采用 (3) 式对该谱线进行拟合, 可以发现在拟合参数取为 $f_0 = 5.877$ GHz, $\tilde{t} = 0.013806$, $Q_c = 5124.22$, $Q_i = 1985.59$, $d_1 = -d_2$ 时, 该频点附近的微波散射特性与理论高度吻合. 可见, 它确实是一个非标准 Lorentz 形的 Fano 谱, 所制备的共面波导谐振器为超导 Fano 器件. 接下来, 对器件的微波传输特性进行变温测量, 以表征其开关作用. 现在, 从初始基准温度 50 mK 开始, 以 25 mK 为步长、直到 1150 mK, 进行多个工作温度下的 $S_{21}(f)$ 参数测量. 在每个工作温度点, 保持恒温状态 300 s 使其达到传输稳定后运用 VNA 读取数据. 测量结果如图 6(b) 所示, 确实展示出峰 (谷) 频点具有明显的温度相关性; 并且, 随着温度的升高, Fano 线形向左偏移, 峰值高度 (谷深度) 都有所减少, 说明热噪声的影响在逐渐增强. 利用 (3) 式的拟合, 可以看到随着温度的升高, 谐振器的谐振频率 f_0 确实在变小 (图 8(a)), 从而验证了上述预想通过改变超导谐振器的动态电感来调节其谐振频点方法的有效性.

令人感兴趣的是, 由图 6(b) 可见, 温度从 50 mK

升温至 500 mK 的过程中透射谱变化并不显著, 从 500 mK 升温至 1150 mK 时, Fano 峰发生明显偏移. 特别地, 所制备的超导 Fano 器件在 500 mK 时对频率为 $f_c = 5.87598$ GHz 附近的微波信号仍有强的透射, 表现为对该信号的良好“导通”(定义为该信号的“开”状态); 当工作温度升高到 1150 mK 时, 器件表现为对该频率信号传输的“低”导通性 (定义为该信号的“关”状态). 所以, 所制备的超导 Fano 器件, 可以用作对频率为 $f_c = 5.87598$ GHz 附近微波信号传输的温控开、关控制器件. 器件的开关性能可由消光比参数^[49,50]表征:

$$ER = \tilde{T}(\text{dB})_{\text{ON}} - \tilde{T}(\text{dB})_{\text{OFF}}. \quad (5)$$

对现在的器件, 根据图 6(b) 中的实测数据, 可计算出对频率为 $f_c = 5.87598$ GHz 附近的微波信号实现开关的消光比参数为 33.6 dB. 已报道的基于 Fano 共振的微波开关中, 基于微带光子晶体腔与开口谐振环侧耦合结构的器件在 1.27 GHz 处获得了 15.9 dB 的消光比^[28], 基于微带光子晶体异质结构与开环谐振器结构的器件在 843 MHz 处获得了 20.1 dB 的消光比^[39], 由耦合导体结构实现的 Fano 电磁开关在 1.48 GHz 处可达到 55 dB^[30]. 由此可见, 基于 $\lambda/2$ 谐振器 Fano 效应的超导温控开关在亚开尔文温区能够实现较高的开关对比度, 并在同类 Fano 微波开关中表现出良好的应用潜力. 以上比较主要反映了同类 Fano 微波开关在消光比方面的差异, 尚不足以体现本文器件在极低温工作环境中的应用特点. 为进一步说明本文器件在低温微波链路中的工作定位, 下面与近年典型极低温微波开

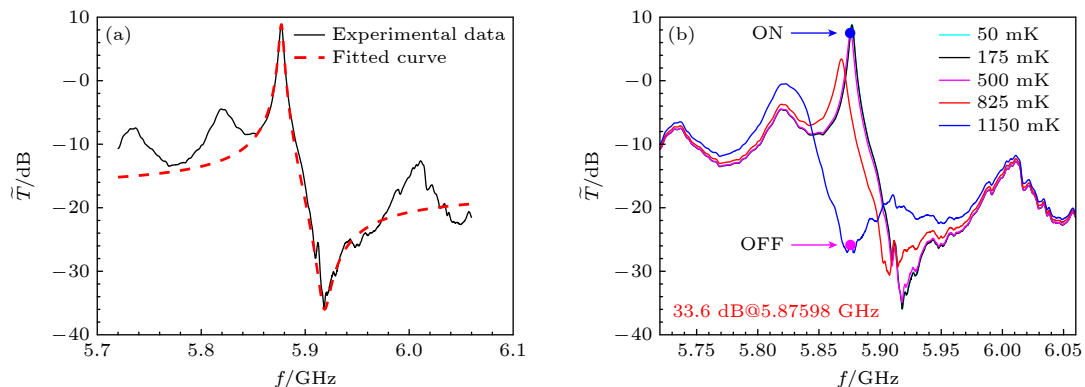


图 6 (a) 实验数据与理论拟合. 黑线为 50 mK 温度下器件透射谱, 红线为拟合曲线; (b) 不同温度时的透射功率谱以及开关开启与关闭状态的标定

Fig. 6. (a) Experimental data versus theoretical fitting. The black line represents the device transmission spectrum at 50 mK, while the red line indicates the fitted curve; (b) transmission power spectra at different temperatures and calibration for ON and OFF states.

关在器件结构、工作频率及工作温区等方面进行比较,如表 1 所列.

需要指出的是,表 1 所列器件均面向极低温微波环境,但设计侧重点并不相同.超导纳米线微波开关的优势在于可覆盖 2—8 GHz 频段^[51],并具有较快的开关响应.片上超导可调开关的优势在于结构紧凑、易于片上集成,并在 4.8—7.3 GHz 范围内实现了较高的隔离度^[52].相比之下,本文器件的特点并不在于宽带传输或高隔离度,而在于器件能够在 500—1150 mK 的亚开尔文温区稳定工作,并采用基于 $\lambda/2$ 超导谐振器的 Fano 开关结构,在无需额外有源偏置的条件下实现温度驱动的高对比微波开关响应.结合前文对同类 Fano 微波开关的比较可知,本文器件在 5.87598 GHz 处实现了 33.6 dB 的消光比,说明其在保持较高开关对比度的同时,还兼具低温工作与温度敏感读出的特点.因此,本文器件更适用于低温温控微波开关及片上温度监测等应用场景,而已有极低温微波开关则更适用于低温微波链路中的快速路由与信号分配.

此外,从图 6(b) 中 Fano 线形随温度变化的趋势可以得到,50 mK 时器件的 Fano 峰谷对比度约为 44.8 dB,而器件最终实现的开关消光比为 33.6 dB,二者相差近 11.2 dB.造成这一差异的主

要原因在于,随着温度升高, Fano 线形整体发生偏移,同时峰值高度和谷值深度均有所减小,从而使固定工作频率处 ON 与 OFF 两种状态之间的透射差小于低温下单条 Fano 谱线的峰谷对比度.如图 7 所示,为了进一步分析该现象,提取了器件在不同温度下的耦合品质因数 Q_c 和本征品质因数 Q_i .结果表明,在 500—1150 mK 区间,器件的 Q_c 基本维持在 4500—5300 左右,而 Q_i 则随温度升高持续减小,说明该温区内器件损耗的增加主要来源于本征损耗的增强^[53].二者的共同变化导致 Fano 谱线峰谷对比减弱,固定工作频率处 ON 与 OFF 两个状态的透射差减小,因此实验消光比低于理论最优值以及低温下单条 Fano 谱线的峰谷对比度.另一方面,第 2 节中给出的 40 dB 的 Fano 峰谷对比度对应于 $\tilde{t} = 0.1$, $Q_i \sim 5000$, $Q_c \sim 3000$ 的理论参数区域,而本实验中实际提取得到的 $\tilde{t} = 0.013806$ 与 Q_i 明显低于该最优值,且 Q_c 也与理论较优范围存在偏差,因此器件实际工作状态尚未达到理论最优条件,这也是实验消光比低于理论预测值的重要原因.

为了表征器件的温度响应特性,采用两个数据处理方法从不同角度表征器件温度特征:一是 Fano 峰谷频点连线斜率;二是谐振频率 f_0 随

表 1 近年典型极低温微波开关与本文器件的特性比较 (未公开报道的数据以“—”表示)

Table 1. Comparison of the characteristics of typical ultra-low-temperature microwave switches in recent years with the device in this work (unpublished data are indicated by “—”).

文献	器件结构	工作频率/GHz	工作温区	隔离度/dB
本文工作	$\lambda/2$ 超导谐振器	5.87598	500–1150 mK	—
[51]	超导纳米线微波开关	2–8	极低温超导环境	> 10
[52]	四端口片上超导可调开关	4.8–7.3	极低温超导环境	> 20

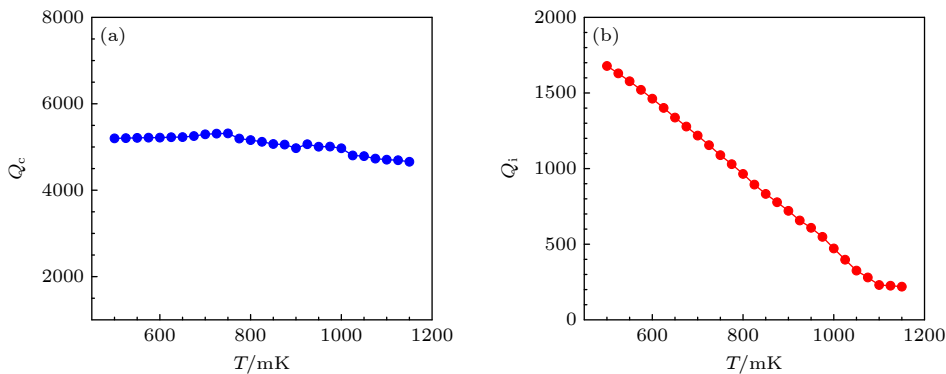


图 7 (a) 低温超导 Fano 器件 Q_c 随温度的变化; (b) 低温超导 Fano 器件 Q_i 随温度的变化

Fig. 7. (a) Temperature dependence of Q_c in a low-temperature superconducting Fano device; (b) temperature dependence of Q_i in a low-temperature superconducting Fano device.

温度的变化. Fano 峰谷连线斜率反映了功率透射谱在局部频段的变化, 而谐振频率 f_0 的变化则直接反映了器件对温度变化的本征响应. 对于温度稳定于 500 mK 时测试得到的功率透射谱 (如图 6(b) 中的紫色线), 其峰谷连线的斜率为 $\xi_{500 \text{ mK}} = -1017.2 \text{ dB/GHz}$. 观察图 6(b) 中 Fano 谱线随温度的变化, 可以看到 Fano 谱线随温度上升逐渐红移且 Fano 峰 (谷) 出现下降 (上升). 为分析 Fano 器件的谐振频率随温度的变化规律, 对 500—1150 mK 的功率透射谱进行拟合, 提取不同温度下对应的谐振频率 f_0 . 根据第 2 节中建立的物理模型, 对于几何结构固定不变的 $\lambda/2$ 谐振器而言, 单位长度电感的增加可等效表现为谐振器总电感的增大, 因此依据谐振条件

$$f_0(T) = \frac{1}{2l \sqrt{C_l \left[L_m + \frac{L_k(0)}{1 - (T/T_c)^4} \right]}}, \quad (6)$$

可得, $T = 0 \text{ K}$ 时, $f_0(0) = 1/2l \sqrt{C_l (L_m + L_k(0))}$. 引入动态电感占比 $\alpha = L_k(0)/[L_m + L_k(0)]$, 最终得到:

$$f_0(T) = f_0(0) \left[(1 - \alpha) + \frac{\alpha}{1 - (T/T_c)^4} \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

利用 (7) 式对图 8(a) 中的红色散点进行拟合, 得到的参数值为: $T = 0 \text{ K}$ 时谐振频率 $f_0(0) \approx 5877.03 \text{ MHz}$, 动态电感占比 $\alpha \approx 1.94\%$, 器件的超导转变温度 $T_c \approx 1403.53 \text{ mK}$. 采用拟合残差的均方根误差 (RMSE) 作为系统频率波动噪声 σ_f 的估

计值, 可得 $\sigma_f \approx 0.3534 \text{ MHz}$. 在此基础上, 对谐振频点的实验红移量与理论红移量进行比较: 在 500—1150 mK 温度范围内, 利用 (6) 式理论计算得到谐振频率红移量为 $\Delta f_{\text{theory}} \approx 45.29 \text{ MHz}$, 实验测得的红移量为 46.334 MHz . 理论值与实验值在数量级上完全一致, 且相对误差仅为 2.25%, 说明所建立的物理模型能够较好地描述器件谐振频率随温度的演化规律.

为量化器件的温度响应特性, 进一步定义温度灵敏度 (temperature sensitivity, 单位: MHz/mK) 为谐振频率对温度的变化率, 即

$$S_T(T) = \left| \frac{df_0}{dT} \right|. \quad (8)$$

如图 8(a) 所示, 温度与频率的关系表现为强烈非线性, 因此并未对离散数据点进行差分, 而是通过对拟合曲线求导并取绝对值得到谐振频率随温度的变化率. 如图 8(b) 中红色线所示, 在 500 mK 时灵敏度为 0.008 MHz/mK , 而在 1150 mK 时升至 0.2887 MHz/mK . 在 500—1000 mK 温区, 器件频率随温度的变化率基本在 0.1 MHz/mK 以下, 温度灵敏度变化较为平缓. 而当温度超过 1 K 并逐渐接近超导转变温度 T_c 时, 温度灵敏度明显增大. 该现象与动态电感随温度变化的规律一致. 由 (6) 式可知, 当温度逐渐接近超导转变温度时, $L_k(0)/[1 - (T/T_c)^4]$ 显著增大, 进而引起谐振频率快速降低. 其中, Fano 峰谷连线斜率与温度灵敏度并非同一物理量. Fano 峰谷连线斜率用于表征 Fano 器件在频域的局部陡峭程度, 而温度灵敏度则表征 Fano 器件的谐振频率对温度变化的响应.

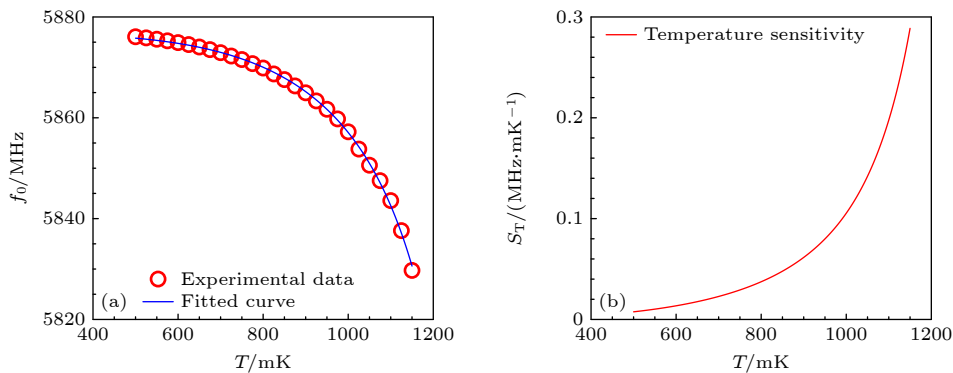


图 8 (a) 低温超导 Fano 器件谐振频率 f_0 的散点图以及散点的拟合曲线; (b) 温度灵敏度 ($S_T(T) = |df_0/dT|$) 随温度的变化. 红色线表示对图 8(a) 的蓝色拟合曲线求微分后取绝对值, 最终得到不同温度下的灵敏度变化

Fig. 8. (a) Scatter plot of the resonance frequency f_0 of the low-temperature superconducting Fano device and its fitted curve; (b) temperature sensitivity ($S_T(T) = |df_0/dT|$) as a function of temperature. The red line is obtained by differentiating the blue fitted curve in Fig. 8(a) and then taking the absolute value, thus yielding the sensitivity variation at different temperatures.

因此, Fano 峰谷连线的斜率可用于辅助表征器件灵敏性, 而 $S_T(T) = |df_0/dT|$ 可作为评价器件传感性能的定量指标.

由于 Fano 器件实际的温度分辨能力同时受到各种噪声的制约, 仅仅使用温度灵敏度标定温控器件性能还不足以表征器件对温度的分辨能力. 为表征该微波开关在实际应用中的温度分辨率, 引入噪声等效温差 (noise equivalent temperature difference, NETD) 这一指标. NETD 反映了器件在噪声背景下可分辨的最小温差, 是衡量器件温度探测能力的重要参数. 噪声等效温差越小, 表明器件对微小温度变化越敏感, 温度分辨能力越强. NETD 的数学表达式为^[54]

$$\text{NETD} = \frac{\sigma_f}{S_T(T)} = \frac{\sigma_f}{|df_0/dT|}, \quad (9)$$

其中, $S_T(T)$ 为频率随温度的变化率, 即上文所定义的温度灵敏度. 在当前准静态测量条件下, 采用 RMSE 作为系统频率波动噪声 σ_f 的估计值, 这里的 RMSE 不是严格意义上的频率噪声谱, 仅作为频率波动水平的表征量, 用于后续噪声等效温差的理论估算. 结合图 8(b) 的温度灵敏度曲线, 进一步计算全温区的 NETD 演化趋势, 如图 9(a) 所示. 可以看出, 低温超导 Fano 器件的 NETD 随着温度的增加而减小并且在 1150 mK 时达到最小值 1.22 mK, 表明该 Fano 器件在 1150 mK 附近具备毫开尔文级的温度分辨能力. 目前上述所展示的 NETD 结果是基于理论估算所得, 未来将通过测量器件的噪声功率谱进而得到器件在动态条件下的本征噪声等效温度 (noise equivalent temperature, NET). 除灵敏度与噪声外, 谐振器的读出带

宽及动态响应特性同样是评价温度传感器应用性能的重要指标. 为表征器件的动态响应特性, 这里引入负载品质因数 Q_l 及其对应的线频率半宽 $\gamma = f_0/2Q_l$, 其中 $1/Q_l = 1/Q_i + 1/Q_c$. 基于实验数据提取的 Q_l 与 f_0 数据分析表明, 如图 9(b) 所示, 在温度从 500 mK 升至 1150 mK 的过程中, Q_l 从约 1268.96 急剧下降至 209.53, 这主要源于升温过程中准粒子浓度显著增加, 从而使本征损耗明显增强^[53]. 与此同时, f_0 因动态电感增大而产生红移. 二者共同作用下, γ 大约从 500 mK 时的 2.32 MHz 增大至 1150 mK 时的 13.91 MHz. 这一变化表明, 超导谐振器在静态灵敏度 (高 Q_l) 与动态响应速度之间存在固有权衡.

根据 NETD 的计算结果, 该低温超导 Fano 器件有望作为工作于超导转变温区附近的温度传感器. 与基于二能级系统 (two-level system, TLS) 的超导温度计相比^[55], 两者虽然都是基于超导谐振器体系, 但实现温度传感的物理机制不同. TLS 温度计主要利用介质中二能级系统引起的谐振频率变化^[35,56], 而低温超导 Fano 器件则主要依赖动态电感引起的谐振频率变化. 在读出方式上, 两者均可通过 VNA 扫频测量器件透射谱, 提取谐振频点 f_0 , 再结合温度和频率拟合关系实现测温. 实验结果表明, TLS 温度计在 50—1000 mK 温区内可实现 50—75 $\mu\text{K}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的 NET, 表现出优异的温度分辨能力. 鉴于两类器件均工作于低温超导环境, TLS 温度计的成熟读出方案可为低温超导 Fano 器件的片上温度传感系统构建提供思路. 此外, Fano 共振具有高度非对称且局部边缘陡峭的线形特征, 使得频率变化在透射谱中更易于分辨.

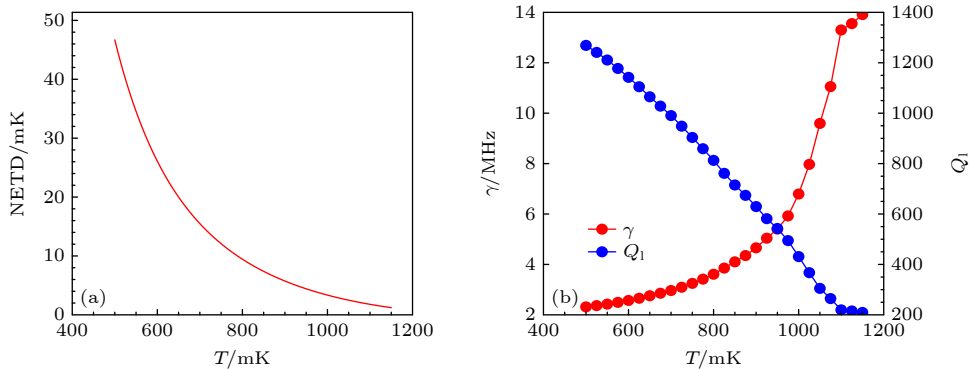


图 9 (a) 低温超导 Fano 器件 NETD 随温度的变化; (b) 低温超导 Fano 器件 γ 和 Q_l 随温度的变化

Fig. 9. (a) The NETD of the low-temperature superconducting Fano device varies with temperature; (b) the change of γ and Q_l with temperature.

除了作为独立的温度传感器外, 低温超导 Fano 器件还可作为其他低温超导探测器提供工作温区监测与热环境评估. 特别是对于工作点高度依赖温度稳定性的超导转变边缘传感器 (transition edge sensor, TES), Fano 器件有望作为 TES 的辅助温度监测单元. Ahmad 等^[57]研究的铝钛双层 TES 在无偏置条件下的超导转变温度 $T_c \approx 1.2$ K, 典型超导转变宽度 ΔT_c 为 2—6 mK. 其中, ΔT_c 为 TES 从超导态转变至正常态时电阻发生剧烈变化的温区范围, 该区间大小是衡量 TES 灵敏度的关键指标. ΔT_c 区间越小, 说明器件对微小温度变化越敏感. 且 TES 的核心工作机制正是利用其处于超导转变边缘时极高的电阻温度系数, 实现对单光子、X 射线、宇宙微波背景辐射等极弱信号的高效探测^[58–60]. 所以, 这种高灵敏度也意味着 TES 对外部热环境的变化极为敏感, 微小的温度变化都可能导致 TES 偏离最佳的工作区间, 进而引起探测效率和能量分辨率下降, 乃至影响整个低温读出链路的稳定性. 若将 Fano 器件与 TES 阵列集成在同一热平台上, 则可通过实时监测 Fano 器件的功率透射谱来辨别此时 TES 是否处于最佳工作温区. 理论计算表明, 目前 Fano 器件在 1.2 K 时的 NETD 为 0.781 mK, 远低于上述 TES 的超导转变宽度 ΔT_c , 说明该器件具备对 TES 工作温区进行有效监测的潜力. 此外, 越接近 Fano 器件的超导转变温度, Fano 非对称谱线因动态电感变化而产生的红移越明显, 器件的温度分辨能力也越强. 值得注意的是, 虽然该 Fano 器件在 1.15 K 温度以上能够实现高灵敏度传感, 但是大多数 TES 的工作温区均为百毫开尔文量级^[61,62]. 因此, 未来可通过使用锰 (Mn) 掺杂的铝膜降低器件的超导转变温度^[63]. 并且可通过精准掺杂 Mn 原子实现 Fano 器件的超导转变温度大于 TES 器件的超导转变温度, 使 Fano 器件高灵敏工作区覆盖 TES 的实际运行温区. 该思路为高灵敏温度传感与 TES 系统热环境监测相结合提供了一个潜在研究方向与理论依据.

4 总结与展望

本文基于分布式半波长超导共面波导谐振器结构, 设计并制备了一种适用于低温环境的温控射频开关. 本研究的特点在于, 不依赖传统半导体载

流子输运或额外有源偏置, 而是利用超导薄膜动态电感的温度依赖性调控谐振频率, 并借助 Fano 非对称谱线对频移的放大作用, 在同一超导器件中实现了低温微波开关与近超导转变温区温度传感的统一. 通过时域耦合模理论分析, 揭示了谐振器中离散谐振态与连续态干涉所产生的 Fano 共振现象, 其表现为具有陡峭边缘的非对称传输谱线. 器件工作机制依赖于超导薄膜动态电感随温度变化的物理效应, 实验结果表明: 当温度自 500 mK 升高至 1150 mK 时, Fano 谐振频率发生显著红移, Fano 开关消光比达到 33.6 dB. 进一步分析表明, 器件在接近超导转变温区时表现出更高的温度响应能力: 其温度灵敏度随温度升高显著增加, 在 1150 mK 时可达 0.2887 MHz/mK; 基于频率波动噪声估算得到的噪声等效温差 NETD 在 1150 mK 时降低至 1.22 mK, 表明该器件在近超导转变温区已具备毫开尔文量级的温度分辨能力. 本研究表明, 基于超导 Fano 共振的无源微波器件为极低温环境下射频信号调控提供了一种新的实现途径, 也为低温片上温度监测与热环境表征提供了新的技术思路. 未来可从器件结构、耦合方式及材料体系等方面进一步开展优化研究, 例如通过提高本征品质因数、优化外耦合强度以及调控超导薄膜参数, 进一步提升器件的消光比、温度灵敏度及温度分辨能力, 从而推动 Fano 器件在低温微波链路、超导量子测量及片上集成温度传感等领域中的应用.

参考文献

- [1] Zhang A, Gao J 2021 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **69** 7255
- [2] Wei J, Liu Z 2025 *J. Micromech. Microeng.* **35** 115003
- [3] Hu Y, Zhu J, Peng Y, Hong S, Lyu L, Shi Y, Liu L, Wang J, Li H, Dai D 2025 *Sci. Adv.* **11** ead7099
- [4] Meng J, Lee C, Li Z 2024 *Sci. Bull.* **69** 1342
- [5] Xue X T, Li Z F, Zhang H T, Hao X L, Liang S X 2024 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **22** 1339 (in Chinese) [薛欣童, 李战峰, 张海涛, 郝晓林, 梁士雄 2024 *太赫兹科学与电子信息学报* **22** 1339]
- [6] Wang W F, Wang J F, Zhang Y M, Li T K, Xiong R, Xu K 2020 *Chin. Phys. B* **29** 047305
- [7] Sun N, Gong H H, Hu T C, Zhou F, Wang Z P, Yu X X, Ren F F, Gu S L, Lu H, Zhang R, Ye J D 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 172104
- [8] Singh A, Mandal M K 2020 *IEEE Trans. Circuit Syst. II Express Briefs* **68** 97
- [9] Polyakov A Y, Yakimov E B, Saranin D S, Chernykh A V, Vasilev A A, Gostishchev P, Kochkova A I, Alexanyan L A, Matros N R, Shchemerov I V, Pearton S J 2024 *J. Appl. Phys.* **135** 165703
- [10] Chen Y, Dong L, Fang Y, Wu X, Wu Q, Jiang J, Shi Y 2019

- Appl. Phys. A* **125** 22
- [11] Wang Q, Li B, Yan X, Zhang X, Wang F, Suzuki T, Ohishi Y, Cheng T 2022 *Opt. Commun.* **510** 127871
- [12] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [13] Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S 2017 *Nat. Photonics* **11** 543
- [14] Lu L D, Zhu L Q, Zeng Z M, Cui Y P, Zhang D L, Yuan P 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 034204 (in Chinese) [庞利单, 祝连庆, 曾周末, 崔一平, 张东亮, 袁配 2021 物理学报 **70** 034204]
- [15] Chen Y, Zhou J, Ding Z X, Zhang M, Zhu Q G 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 034202 (in Chinese) [陈颖, 周健, 丁志欣, 张敏, 朱奇光 2022 物理学报 **71** 034202]
- [16] Nozaki K, Shinya A, Matsuo S, Sato T, Kuramochi E, Notomi M 2013 *Opt. Express* **21** 11877
- [17] Heuck M, Kristensen P T, Elesin Y, Mørk J 2013 *Opt. Lett.* **38** 2466
- [18] Dong G, Wang Y, Zhang X 2018 *Opt. Lett.* **43** 5977
- [19] An Y, Fu T, Liu Q, Ouyang Z 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 032006
- [20] Saudan Q, Bekele D A, Dong G, Yu Y, Yvind K, Mørk J, Galili M 2022 *Opt. Express* **30** 7457
- [21] Hamzeh G, Razaghi M 2024 *Opt. Commun.* **569** 130799
- [22] Chang W S, Lassiter J B, Swanglap P, Sobhani H, Khatua S, Nordlander P, Halas N J, Link S 2012 *Nano Lett.* **12** 4977
- [23] Khani S, Hayati M 2025 *Results. Opt* **19** 100816
- [24] Gao E, Li H, Liu Z, Xiong C, Liu C, Ruan B, Li M, Zhang B 2020 *Opt. Express* **28** 40013
- [25] Seo D, Lee J K, Park G C 2022 *Opt. Express* **30** 22247
- [26] Li H, Yu S, Yang L, Zhao T 2021 *Opt. Laser Technol.* **140** 107072
- [27] Yu L, Tang C 2025 *Phys. B: Condens. Matter* **698** 416767
- [28] Jiang Z, Gao L, Ding Y, Fang Y, Wu X, Wu Q, Sun Y, Chen Y 2023 *Electronics* **12** 2023
- [29] Chen F, Zhang H, Sun L, Li J, Yu C 2019 *Opt. Laser Technol.* **116** 293
- [30] Amin M, Ramzan R, Siddiqui O 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 181904
- [31] Haus H, Huang W 1991 *Proc. IEEE* **79** 1505
- [32] Suh W, Wang Z, Fan S 2004 *IEEE J. Quantum Elect.* **40** 1511
- [33] Li Q, Wang T, Su Y, Yan M, Qiu M 2010 *Opt. Express* **18** 8367
- [34] Fan S, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [35] Gao J 2008 *Ph. D. Dissertation* (Pasadena: California Institute of Technology)
- [36] Guan H, Dai M, He Q, Hu J, Ouyang P, Wang Y, Wei L, Gao J 2020 *Supercond. Sci. Technol.* **33** 075004
- [37] Lv W T, Ding J Q, Zhi Q, Wang Z, Li J, Shi S C 2021 *AIP Adv.* **11** 095308
- [38] Rieger D, Günzler S, Spiecker M, Nambisan A, Wernsdorfer W, Pop I 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 014059
- [39] Gao L, Yang L, Jiang R, Ding Y, Fang Y, Wu X, Ran J, Wu Q, Sun Y, Chen Y 2023 *J. Appl. Phys.* **134** 085304
- [40] Yi H, Citrin D, Zhou Z 2010 *Opt. Express* **18** 2967
- [41] Zhang Z, Ng G I, Hu T, Qiu H, Guo X, Wang W, Rouified M S, Liu C, Wang H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 081105
- [42] Gu L, Fang L, Fang H, Li J, Zheng J, Zhao J, Zhao Q, Gan X 2020 *APL Photon.* **5** 016108
- [43] Fang L, Gu L, Zheng J, Zhao Q, Gan X, Zhao J 2020 *J. Lightwave Technol.* **38** 4429
- [44] Göppl M, Fragner A, Baur M, Bianchetti R, Filipp S, Fink J M, Leek P J, Puebla G, Steffen L, Wallraff A 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 113904
- [45] Watanabe K, Yoshida K, Kohjiro T A 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 5708
- [46] Tinkham M 2004 *Introduction to Superconductivity* (2nd Edn.) (Mineola, New York.: Courier Corporation) p381
- [47] Schawlow A L, Devlin G E 1959 *Phys. Rev.* **113** 120
- [48] Yu H, Jing L, Hua T, Xu W 2022 *SN Appl. Sci.* **4** 67
- [49] Sun S, Tong W, Wang Q, Jiang S, Wu B, Zhang W, Zhang H, Xu L, Dong J, Xiao X, Zhang X 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2400930
- [50] Nayyer J, Suematsu Y, Shimomura K 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 1146
- [51] Wagner A, Ranzani L, Ribeill G, Ohki T 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 172602
- [52] Zotova J, Semenov A, Wang R, Zhou Y, Astafiev O, Tsai J S 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 024059
- [53] Mattis D C, Bardeen J 1958 *Phys. Rev.* **111** 412
- [54] Chen Q, Zhou F, Wei C, et al. 2025 *Natl. Sci. Rev.* **12** nwae319
- [55] Wheeler J, Vissers M, Malnou M, Hubmayr J, Ullom J, Gao J 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 192601
- [56] Gao J, Zmuidzinas J, Mazin B A, LeDuc H G, Day P K 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 102507
- [57] Ahmad K, Liu J, Liu Q Q, Li G, Liu J, Chen W 2018 *J. Electron. Mater.* **48** 925
- [58] Li P, Zhong J, Zhang W, Wang Z, Zhou K, Miao W, Ren Y, Li J, Yao Q, Shi S 2023 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **1054** 168408
- [59] Yamada S, Ichinohe Y, Tatsuno H, et al. 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 013103
- [60] Bonetti J, Turner A, Kenyon M, et al. 2011 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21** 219
- [61] Wakeham N, Adams J, Bandler S, et al. 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 164503
- [62] Zhang Q Y, Wang T S, Liu J S, Dong W H, He G F, Li T F, Zhou X X, Chen W 2014 *Chin. Phys. B* **23** 118502
- [63] Ruggiero S, Williams A, Rippard W, Clark A, Deiker S, Young B A, Vale L, Ullom J 2004 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **520** 274

Low temperature RF switch and highly sensitive temperature sensing at ultra low temperatures based on superconducting Fano device^{*}

ZHANG Yiling WANG Songning HE Suirong

FENG Xianing WEI Lianfu[†]

(*Quantum Information Technology Laboratory, School of Information Science and Technology,
Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*)

(Received 12 December 2025; revised manuscript received 8 April 2026)

Abstract

Low-temperature RF switches are key components in superconducting microwave circuits, quantum measurements, and cryogenic electronics systems. This is because the traditional semiconductor RF switches usually fail at low temperatures, due to the carrier freeze-out effect, making them difficult to be directly applied in superconducting microwave environments. In this work, we propose and experimentally demonstrate a low-temperature RF switch, based on a distributed half-wavelength superconducting coplanar waveguide resonator for generating a superconducting Fano device. By taking advantage of the temperature sensitivity of the resonant frequency of the Fano device, we implement the temperature-controlled resonant tuning, based on the temperature-sensitive superconducting aluminum film's dynamic inductance regulation, thereby converting the sensitive thermal-induced frequency shift of the asymmetric Fano line shape into the significant microwave transmission characteristics changes. Through the time-domain coupled mode theory, we systematically analyze the working mechanism and tunability of the RF switch and discuss the influence of the resonator's intrinsic quality factor, coupling quality factor, and through-path scattering parameters on the peak-to-valley separation and contrast of the Fano scattering spectrum. We measured the microwave transmission characteristics of the aluminum-film distributed superconducting resonator in a dilution refrigerator and characterized its temperature-sensitive Fano effect from 500 to 1150 mK. The experimental results show that the resonant frequency redshifts significantly with increasing temperature, confirming that the superconducting dynamic inductance can be used to achieve temperature-controlled tuning of the Fano scattering. By numerically fitting the temperature-dependent resonant frequency changes, the dynamic inductance ratio was measured as approximately 1.94%, and the superconducting transition temperature is about 1403.53 mK. By testing the transmission characteristics of the device for a 5.87598 GHz RF signal, we demonstrated its temperature-controlled on/off state switching function, achieving the maximum extinction ratio of 33.6 dB. Near the superconducting transition temperature region, we demonstrated a noise equivalent temperature difference of 1.22 mK at 1150 mK, achieving a temperature sensitivity of 0.2887 MHz/mK. This distributed superconducting resonator temperature-sensitive sensing with millikelvin-level temperature resolution does not require any additional active biasing or nonlinear component, thus can provide a feasible solution for high-precision temperature sensing measurements in the cryogenic region.

Keywords: superconducting coplanar waveguide resonator, Fano resonance, RF signal switch

DOI: [10.7498/aps.75.20251712](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251712)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251712](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251712)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12575030) and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2025ZNSFSC0857).

[†] Corresponding author. E-mail: lfwei@swjtu.edu.cn

基于超导Fano器件的低温射频开关和极低温区高灵敏温度传感

张旂灵 王崧宁 和穗荣 冯夏宁 韦联福

Low temperature RF switch and highly sensitive temperature sensing at ultra low temperatures based on superconducting Fano device

ZHANG Yiling WANG Songning HE Suirong FENG Xianing WEI Lianfu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 160601 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251712

CSTR: 32037.14.aps.75.20251712

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251712>

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

耦合谐振系统中基于Fano共振的光学压力传感器

Optical pressure sensor based on Fano resonance in a coupled resonator system

物理学报. 2024, 73(8): 084205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232025>

亚波长介质光栅/MDM波导/周期性光子晶体中双重Fano共振的形成及演变规律分析

Analysis of formation and evolution of double Fano resonances in sub-wavelength dielectric grating/MDM waveguide/periodic photonic crystal

物理学报. 2022, 71(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211491>

铌酸锂衬底超导非对称共面波导传输线设计与制备

Design and fabrication of superconducting asymmetric coplanar waveguide transmission lines on lithium niobate substrate

物理学报. 2026, 75(9): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251601>

基于Fano共振的金属-绝缘体-金属-石墨烯纳米管混合结构动态可调折射率传感器

Dynamically tunable refractive index sensor based on Fano resonance with metal-insulator-metal-graphene nanotube hybrid structure

物理学报. 2022, 71(17): 178101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220652>

耦合诱导的四分之一波长超导谐振器微波传输透明

Coupling-induced microwave transmission transparency with quarter-wavelength superconducting resonators

物理学报. 2022, 71(6): 064202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211758>

基于耦合谐振器光波导滤波器阵列的可重构微波光子信道化接收芯片仿真设计

Simulation design of reconfigurable microwave photonic channelized receiver based on coupled-resonator optical waveguide filter array

物理学报. 2026, 75(1): 064202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251074>