arXiv:2303.04358v1 [physics.app-ph] 8 Mar 2023

毫开尔文温度下腔磁振子学中的非互易性

Mun Kim、Armin Tabesh、Tyler Zegray、Shabir Barzanjeh、* 和 Can-Ming Hu†
Department of Physics and Astronomy, University of Manitoba, Winnipeg, Canada R3T 2N2 andInstitute for Quantum Science and Technology (IQST), University of Calgary, Calgary, Canada T2N 1N4（日期：2023年3月9日）

腔磁振子学的引入为调控非互易性开辟了新途径。本研究考察了在毫开尔文温度下与平面微波腔耦合的钇铁石榴石球体。基特尔模与微波腔模之间的相干耦合和耗散耦合共同作用，使器件呈现非互易行为。研究测量了器件的双向传输，并将结果与此前室温实验中推导出的理论进行了比较。此外，研究还考察了隔离度、带宽和插入损耗等关键性能指标。研究结果表明，在低温条件下，相干相互作用与耗散相互作用并存，且可利用二者的协同作用实现定向隔离。本研究展望了腔磁振子隔离器在超导电路中的片上读出和信号处理方面的应用。

I. 引言

许多工作在微波频率下的技术，包括测试与测量电路、同时收发架构和无线传输，都需要使用隔离器和环行器等非互易元件。在经典工作机制下，这些元件的作用要么是保护精密元件免受高功率反射的影响，要么是将发出和接收的信号分别路由至相应的发射机和接收机 [1]。与此同时，隔离器和环行器也用于低温量子力学实验，以保护敏感信号免受后向散射噪声的影响 [2–5]。

传统上，非互易元件采用铁氧体材料设计；在施加外加磁场后，铁氧体材料会失去其洛伦兹互易性 [6]。带状线Y形结是广泛使用的一种结构 [7]。这种设计以其功率承受能力（数十至数百瓦）和极低的损耗（< 1 dB）而闻名。然而，其隔离度和带宽有限 [8]。因此，在一些应用中会将器件级联，以达到所需的性能。正因如此，过去几十年来，人们一直在大力探索替代性非互易技术，以设计性能更优、成本效益更高且外形更小的器件。

一方面，无磁体方案能够集成到芯片级结构中，同时提供相当可观的端口隔离度（$>$ 20dB）。晶体管和时间调制是其中的两类[9–13]。尽管前者与单片微波集成电路（MMIC）兼容性良好，且能够集成在紧凑的封装中，但晶体管的附加噪声和非线性失真使其无法得到广泛应用 [14]。此外，还可以通过时空方式打破互易性调制波导 [12, 15, 16]。实际上，在较高频段，被调制的材料通常会带来相当大的插入损耗。与此同时，近年来迅速发展的光机械和电机械系统展现出巨大潜力，近期发现的隔离效应和环行效应便是例证 [17–20]。

另一方面，将磁振子（自旋系综的集体激发）与微波腔耦合可以产生非互易性。最近，环行器和隔离器均已实现 [21–24]。在相干耦合系统中，磁振子模式可与选定的手性腔模强烈耦合，从而产生覆盖近 500 MHz 的不对称传输曲线[22]。采用类似方案的环行器实现了超过 50 dB 的端口隔离度 [21]。另一种方法是结合相干耦合与耗散耦合，也能产生非互易性，实现完全隔离（$>$ 80 dB）[23]。在这类系统中，本征模与沿相反方向传播的微波耦合程度不同。此外，还利用线宽的排斥行为，完全补偿杂化模的阻尼。因此形成了尖锐的单向抑制带。后来发现，这一工作原理也适用于环行器 [24]。

鉴于当前的铁氧体非互易器件在稀释制冷机内占据大量空间，从而限制了可集成量子比特的数量，对紧凑高效的环行器和隔离器的需求依然存在 [25]。腔磁振子系统的可调谐性 [26, 27], ，结合近年来推动片上集成的努力，已被证明有利于器件设计 [28]。在[23] 中发现的近乎完美的隔离度，对于灵敏信号检测也很有吸引力。尽管相干耦合已被证实在较宽温度范围内存在， [29–31], 但耗散耦合是否同样如此仍有待验证。因此，本工作考察了毫开尔文温度下腔磁振子系统的双向传输系数，以探寻非互易性。

* https://quantumcir.com/
† http://www2.physics.umanitoba.ca/u/hu/

II. 理论框架

开放腔磁振子系统存在两种不同类型的相互作用 [图1(a)]。磁振子模式与腔微波场之间的空间重叠导致相干耦合 [32]。当腔模式和磁振子模式同时向传输线释放能量时，它们之间存在相互耗散耦合。就此而言，在旋波近似（RWA）后，哈密顿量可写为 [23]

$$\hat{H}/\hbar = \tilde{\omega}_c \hat{c}^\dagger \hat{c} + \tilde{\omega}_m \hat{m}^\dagger \hat{m} + (J - i\Gamma e^{i\Theta_{1(2)}})(\hat{c}^\dagger \hat{m} + \hat{m}^\dagger \hat{c}) \quad (1)$$

其中，$\hat{c}^\dagger(\hat{c})$ 和 $\hat{m}^\dagger(\hat{m})$ 分别是腔模式和磁振子模式的产生（湮灭）算符。它们未耦合时的复频率表示为$\tilde{\omega}_{c,m} = \omega_{c,m} - i\alpha_{c,m}$，其中 $\alpha_{c,m}$ 分别为相应的本征阻尼率。关于最后一项，腔模式与磁振子模式之间的无损能量交换过程由实数相干耦合强度 J量化。两个子系统之间的间接储库介导相互作用由 $i\Gamma$描述。该虚数项通常称为耗散耦合强度，与腔模式（γ_c）和磁振子模式（γ_m）的外禀阻尼率有关，即 $\Gamma = \sqrt{\gamma_c \gamma_m}$。此外，$\Theta_{1(2)} = 0$ 或 π，使得 $e^{i\Theta_{1(2)}}$ 确立了相对于行波方向的 Γ 项的符号约定。

杂化频率由以下关系决定

$$\tilde{\omega}_\pm = \frac{1}{2}\Big[\omega_c + \omega_m - i(\alpha_c + \alpha_m) \pm \sqrt{[(\omega_c - \omega_m) - i(\alpha_c - \alpha_m)]^2 + 4(J - i\Gamma e^{i\Theta_{1(2)}})^2}\Big] \quad (2)$$

$\tilde{\omega}_\pm$ 的实部描述色散，而虚部决定线宽行为。仔细考察公式（2）可见，无论选择何种 $\Theta_{1(2)}$ 值，$\mathrm{Re}(\tilde{\omega}_\pm)$ 都相同。因此，对于正向和反向传输测量，系统呈现相同的色散。相反，$(J - i\Gamma e^{i\Theta})^2$ 项的虚部有所不同，这意味着杂化模的能量耗散取决于测量方向。

系统的散射参数为 [23]

$$S_{21,(12)} = 1 + \frac{\gamma_c}{[i(\omega - \omega_c) - (\alpha_c + \gamma_c)] - \frac{[iJ + \Gamma e^{i\Theta_{1(2)}}]^2}{i(\omega - \omega_m) - (\alpha_m + \gamma_m)}} \quad (3)$$

其中 Θ_1 和 Θ_2 分别与 S_{21} 和 S_{12}相关。值得注意的是，$\pm 2iJ\Gamma$项会产生非对称传输曲线，$|S_{21}|^2 \neq |S_{12}|^2$。这一方向依赖的协同项要求行波和腔的磁场发生干涉，从而使自旋进动在一个测量方向上受到促进，而

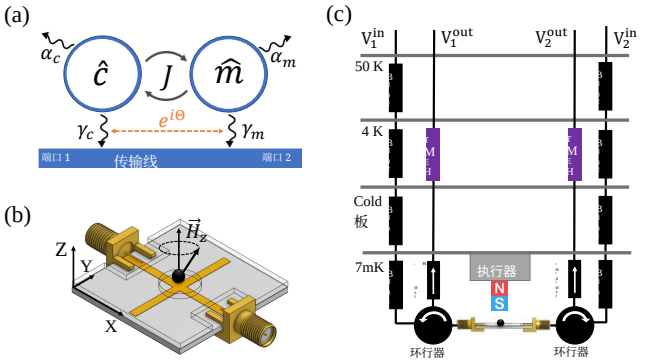


图 1。（a）腔磁振子系统内部相互作用示意图。（b）平面微波电路同时支持驻波和行波。钇铁石榴石球固定在样品架上，并置于交叉结附近。（c）测量装置示意图。腔磁振子组件在稀释制冷机内冷却至 7 mK。执行器在垂直于腔体基板的方向上施加可调静磁场。通过标量网络分析获得正向和反向传输谱。即 $|S_{21(12)}|^2 = 20\log_{10}(V_{\mathrm{in}\,1(2)}/V_{2\,1}^{\mathrm{out}}{}_{()})$

在另一个方向上受到抑制，即自旋进动的手性使磁振子模式能够以不同方式与螺旋度相反的微波场耦合。而在纯相互作用（$J = 0$ 或 $\Gamma = 0$）的情况下，散射参数是互易的。

III. 实验

A. 实验装置

将一个钇铁石榴石（YIG）球放置在平面十字形微波腔交叉处附近，构成被测器件（DUT）。样品架在图 1(b) 中以透明盒子表示，用于固定 YIG 的位置。将永磁体固定在执行器末端，以控制磁场$\vec{}$场 H_z。这样，假定铁氧体已达到饱和状态，并且 ω_m 可通过改变执行器的位置进行调谐。整个装置置于稀释制冷机内，样品固定在制冷机的混合板上，如图 1(c) 所示。

直径为 1 mm 的钇铁石榴石球由 Ferrisphere. Inc [33] 提供。基特尔模是本研究的重点，因为它不仅与系统光子耦合的自旋数最多，而且色散关系也很简单，即 $\omega_m = \gamma(\vec{H}_A + \vec{H}_z)$，其中$\gamma = 2\pi \times 26.3\,\mu_0$ GHz/T 为旋磁比，$\vec{H}_z$ 是垂直于腔体$\vec{}$板的静态偏置磁场，H_A 是磁晶各向异性场。实验中，磁振子模式的频率在 4.57 GHz 至 8.89 GHz 之间调谐，本征阻尼率测得为 $\alpha_m/2\pi = 1$MHz。

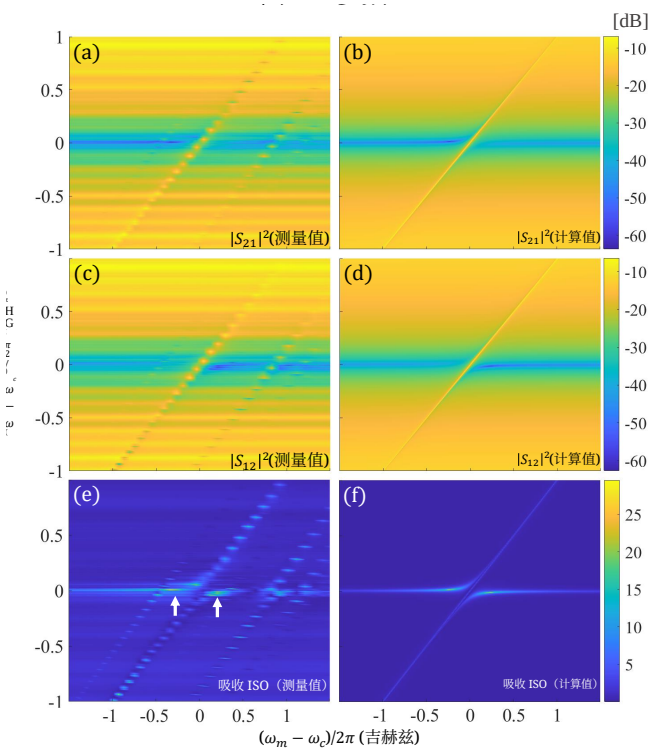


图 2. 非互易器件的传输曲线。(a) 正向传输振幅（$|S_{21}|^2$）随频率失谐和磁场失谐的变化。探测微波功率为 0 分贝毫瓦。(c) 反向传输（$|S_{12}|^2$）表现出与 (a) 类似的行为。(e) 正向传输与反向传输之间的绝对差值。零场失谐附近出现两个隔离峰。(b)、(d) 和 (f) 为相应的计算结果。

使用厚度为 0.81 mm 的 ROGERS RO4003C（$\epsilon_r = 3.55$）层压板构建微波腔。连接两个端口的 50 Ω 传输线支持双向传输测量。其中心点连接两根长 6.6 mm 的开路短截线，作为半波长谐振器。传输线与短截线谐振器的磁场相互作用，使交叉结附近产生方向依赖手性。毫开尔文温度下，腔体谐振频率和本征阻尼率分别为 $\omega_c/2\pi = 6.354$GHz $\alpha_c/2\pi$ =11 MHz（见附录 A）。

相干相互作用的产生，是因为钇铁石榴石球位于短截线谐振器的磁场内。短截线与传输线之间的电连接会产生 $\gamma_c/2\pi = 3$吉赫兹的外部阻尼率。鉴于磁振子模式靠近传输线，还存在一个类似的耗散通道，其速率为 $\gamma_m/2\pi = 0.16$兆赫兹。还需注意的是，由于钇铁石榴石球的位置固定 [34]，整个实验过程中这两个耦合强度均保持不变。磁振子模频率是唯一调节的变量。

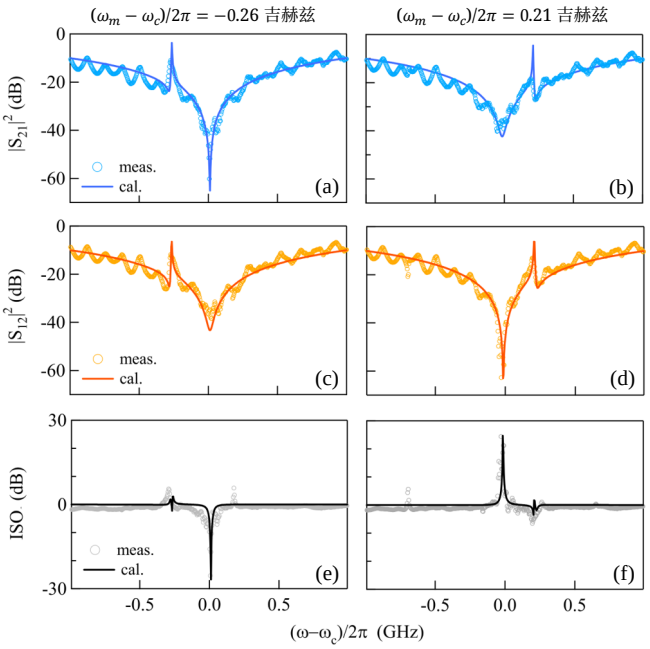


图 3. 对应最大隔离度的传输谱。(a) $|S_{21}|^2$、(c) $|S_{12}|^2$ 和(e)在磁场失谐为 -0.26吉赫兹时得到的隔离度。正向行波的衰减为 26.9 dB。(b) $|S_{21}|^2$、(d) $|S_{12}|^2$ 和(f)在磁场失谐为 0.21 吉赫兹时得到的隔离度。反向行波的衰减为 25.9 dB。

B. 双向传输测量

首先测量被测器件的双向传输曲线，然后计算两者之差。测得的正向和反向传输系数$|S_{21,\ 12}|^2$ 分别显示在图 2(a) 和 (c) 中，并以频率失谐：$(\omega - \omega_c)/2\pi$，以及磁场失谐：$(\omega_m - \omega_c)/2\pi$为函数。在简并点，两个方向均出现了约 110 兆赫兹的正则模劈裂，其宽度比内禀阻尼率大数个数量级，表明磁振子模式与腔模处于强耦合状态。

在 $(\omega_m - \omega_c)/2\pi = -0.5$ 吉赫兹和 1.0 吉赫兹附近发现了几处不明显的反交叉，这可能与磁场不均匀性引起的腔模和其他磁静力模之间的弱耦合有关。它们不在本工作的研究范围内。

接下来，通过将式 (3) 拟合到各个测得的传输谱，评估耦合强度。相干耦合强度的平均值为 $J/2\pi = 63$ MHz，而耗散耦合强度为 $\Gamma/2\pi = 22$ MHz。 Θ 在 $|S_{21}|^2$ 时取值为 π，在 $|S_{12}|^2$时取值为 0。拟合结果与原始测量数据吻合良好，如图 2(b) 和 (d) 所示。

可以看出，模劈裂为 110 MHz，小于纯相干情形下的 $2J/2\pi = 126$MHz[27]。事实上，耗散相互作用会改变这一数值，

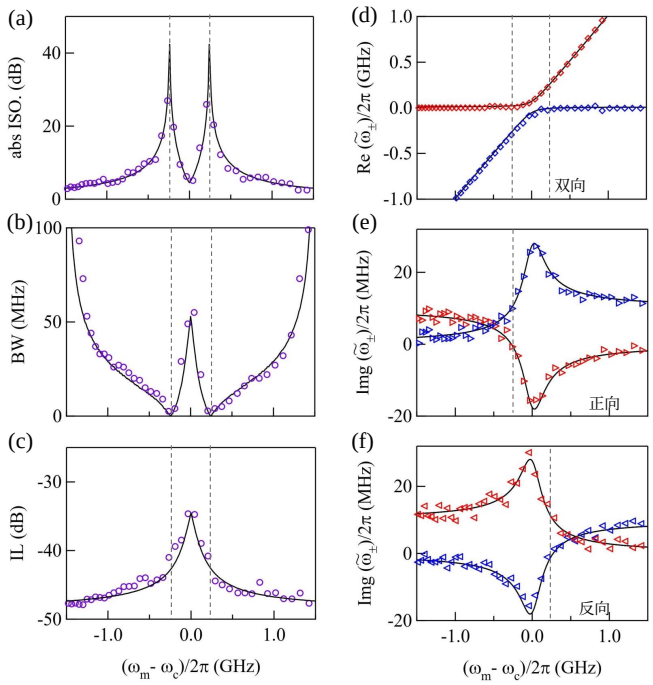


图 4。（a）、（b）和（c）频率失谐下隔离度绝对值、带宽和插入损耗的变化。虚线标出了两个零阻尼条件。隔离度与带宽之间存在权衡，但与插入损耗之间不存在权衡。（d） $\tilde{\omega}_\pm$ 实部随磁场失谐的变化。（e）和（f）分别为正向和反向行波对应的 $\tilde{\omega}_\pm$ 虚部。虚线标出杂化模线宽过零的位置。

它会导致能级吸引 [35]。尽管如此，由于 $J > \Gamma$，传输映射仍呈现反交叉行为。

图 2（e）和（f）显示了隔离度的绝对值（ISO $= |S_{21}|^2 - |S_{12}|^2$）。磁场失谐 $(\omega_m - \omega_c)/2\pi = -0.26$, 0.21 吉赫兹处的两个亮峰 [白色箭头]表明存在非互易传输，进一步证实两个子系统并非以纯相干方式相互作用。

C. 非互易性表征

图3(a)、(c)和(b)、(d)所示的正向和反向传输分别对应于先前识别出的两个隔离峰。根据图3(e)和(f)，相应的隔离度分别为 -26.9 dB和25.9 dB，出现在频率失谐条件为0.012 GHz和 -0.016 GHz时。

由于图 1(c) 中馈入与返回信号路径校准不足，正向和反向测量之间存在难以察觉的偏移，在扫频范围内平均为 1.49 dB（附录 C 中的图 5）。不过，隔离度远大于该偏移；被测器件确实是非互易的。

确实是非互易的。

对于实际应用，需要在整个磁场失谐范围内考察非互易器件的性能特征，例如隔离度、插入损耗（IL）和带宽（BW）。

如图4(a)所示，理论隔离度在$(\omega_m - \omega_c)/2\pi = \pm 0.23$ GHz 处达到最大值，这表明相对于腔模频率具有镜像对称的非互易性。正向行波的衰减形成左侧峰值，而反向行波的衰减形成右侧峰值。偏离上述失谐条件时，隔离度会急剧下降。如果能够提高磁场的调谐分辨率，预计该器件将表现出更大的隔离度。

3 dB 带宽如图4(b)所示。带宽通过从传输最小值向上计数 3 dB 得出。对比图4(b)与图4(a)，可以明显看出隔离度与带宽之间存在权衡。在 $(\omega_m - \omega_c)/2\pi = \pm 0.23$ 吉赫兹处，最大隔离度对应最小带宽（以虚线标示）。这与此前在室温下发现的零阻尼条件（ZDC） [32]一致。从振荡器的角度来看，零带宽振荡器会吸收传输线中的全部能量。测量中发现的两个隔离峰分别对应 2.5 和 2.7 兆赫兹的带宽。当磁场失谐超过 ± 1.3 吉赫兹时，隔离度低于 3 dB，带宽则无法确定。

图4(c)展示了器件插入损耗，其定义为负磁场失谐时的 IL $= |S_{12}|^2$，以及正磁场失谐时的 IL $= |S_{21}|^2$。有趣的是，ISO 与 IL 之间并无明显的权衡。因此，为了获得最佳性能，系统可以偏置在 ZDC 附近，但不能处于 ZDC。磁场失谐较大时，系统处于色散区。因此，插入损耗近似等于腔的谐振凹陷。下面将解释较低失谐范围内插入损耗减小的原因。

混合频率的实部在图 4(d)中突出显示，其数值通过读取传输零点提取。结果与图 2 高度吻合。虚部见图 4(e) 和 (f)。线宽通过将功率振幅倒数拟合为两条洛伦兹曲线的叠加来提取[参见附录 B]。值得注意的是，系统的虚部取决于行波的传播方向。这是由复耦合强度 $J \pm i\Gamma$ 导致的，其方向依赖性决定了$i\Gamma$ 项的符号。在零场失谐附近存在负阻尼区，此时行波的衰减减弱。因此，共振凹陷中会观察到两种效应：插入损耗降低和线宽展宽。

作为实验的最后一步，将行波功率从 10 分贝毫瓦调节至 -40分贝毫瓦。研究发现，系统参数与探测微波功率无关。这是预期之中的，因为光子数

远小于自旋数，因此系统处于线性响应区间；同时，光子数又远大于量子能级现象所涉及的数量。

IV. 讨论

总之，我们研究了基于腔磁振子相互作用的隔离器在毫开尔文温度下的性能。相干耦合与耗散耦合之间的干涉会导致非互易性。实验结果证实，先前的发现 [23] 适用于所有温度范围。正如室温实验所证明的那样，这种腔磁振子隔离器的低温性能也可以通过相同方式进行调节和提升 [36]。

这项工作还有两点启示。其一，低温下存在耗散耦合。这一发现有助于构建用于量子信息科学的新型混合系统。其二，耗散耦合会影响正则模劈裂。随着腔磁振子平台变得更加紧凑，铁氧体材料可能会与行波相互作用。因此，为了更准确地校准耦合强度，有必要评估正向和反向传输。

致谢

本研究由 NSERC 探索基金和 NSERC 探索加速补充资助（C.-M. H.）资助。我们感谢桂永生博士的讨论。S.B. 感谢加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）通过其探索基金提供资助，感谢 Alberta Innovates 通过 Accelerating Innovations into CarE (AICE) – Concepts Program 提供的资金和咨询支持，并感谢 Alberta Innovates 和 NSERC 通过 Advance 基金提供的支持。本项目部分经费由加拿大政府提供[ ]。

附录 A：未加载腔体

在没有铁氧体加载的情况下，微波腔的传输系数可通过消去磁振子项和耦合项，由式 (3) 计算得出

$$S_{21,12} = 1 + \frac{\gamma_c}{i(\omega-\omega_c)-(\alpha_c+\gamma_c)} \tag{A1}$$

其中，各变量已在正文中定义。

接下来，通过拟合测得的光谱与方程，对腔进行表征。传输最小值位于 $\omega_c/2\pi = 6.354$ 吉赫兹处，3 dB 带宽即为本征阻尼率（$\alpha_c/2\pi = 11$兆赫兹），而 $\gamma_c/2\pi = 3$ 吉赫兹决定了宽背景的宽度。

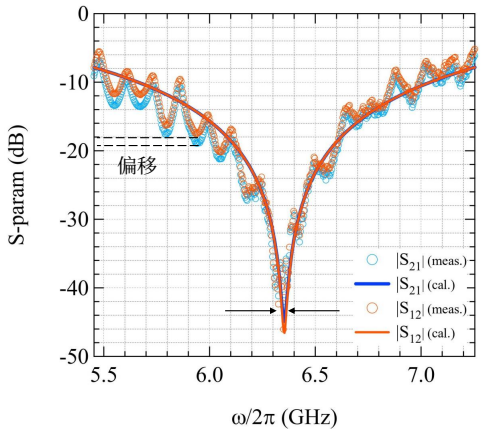


图 5. 无钇铁石榴石时腔体的传输谱。黑色箭头标示的宽度为本征阻尼率。正向 ($|S_{21}|^2$) 与反向 ($|S_{12}|^2$) 传输之间的偏移由虚线标出。在整个扫频范围内，偏移的平均值为 1.49 dB。 ω_c 和 α_c 直接从测量中提取，只有 γ_c 是通过拟合获得的。

附录 B：提取虚部($\tilde{\omega}_\pm$)的拟合方法

以正向测量（$\Theta = \pi$）为例，系统的传输系数为

$$S_{21} = 1 + \frac{\gamma_c}{[i(\omega-\omega_c)-(\alpha_c+\gamma_c)] - \frac{(iJ-\Gamma)^2}{i(\omega-\omega_m)-(\alpha_m+\gamma_m)}} \tag{B1}$$

其逆为

$$\begin{aligned}\frac{1}{S_{21}} &= 1 - \frac{\gamma_c}{[i(\omega-\omega_c)-\alpha_c] - \frac{(iJ-\Gamma)^2}{i(\omega-\omega_m)-(\alpha_m+\gamma_m)}} \\ &= 1 + i\gamma_c \frac{(\omega-\omega_m)+i(\alpha_m+\gamma_m)}{(\omega-\tilde{\omega}_+)(\omega-\tilde{\omega}_-)}\end{aligned} \tag{B2}$$

式 B2 中的杂化频率可重写为 $\tilde{\omega}_\pm = \omega_\pm - i\delta\omega_\pm$，其中 $\omega_\pm$ 和 $i\delta\omega_\pm$ 分别表示实部（Re($\tilde{\omega}_\pm$)）和虚部（|虚部($\tilde{\omega}_\pm$)|）。功率振幅的倒数正比于

$$\begin{aligned}\frac{1}{|S_{21}|^2} &= \frac{1}{S_{21}} \cdot \frac{1}{S_{21}^*} \\ &\propto \gamma_c^2 \frac{(\omega-\omega_m)^2+(\alpha_m+\gamma_m)^2}{[(\omega-\omega_+)^2+\delta\omega_+^2][(\omega-\omega_-)^2+\delta\omega_-^2]}\end{aligned} \tag{B3}$$

这可以分解为两个洛伦兹线型：

$$\frac{1}{|S_{21}|^2} = \frac{A_+\delta\omega_+^2}{(\omega-\omega_+)^2+\delta\omega_+^2} + \frac{A_-\delta\omega_-^2}{(\omega-\omega_-)^2+\delta\omega_-^2} \tag{B4}$$

其中

$$A_\pm = \left(\frac{\gamma_c^2}{2}\right)\left(\frac{(\omega-\omega_m)^2+(\alpha_m+\gamma_m)^2}{[(\omega-\omega_\mp)^2+\delta\omega_\mp^2][\alpha_c+\alpha_m-\delta\omega_\mp]^2}\right) \tag{B5}$$

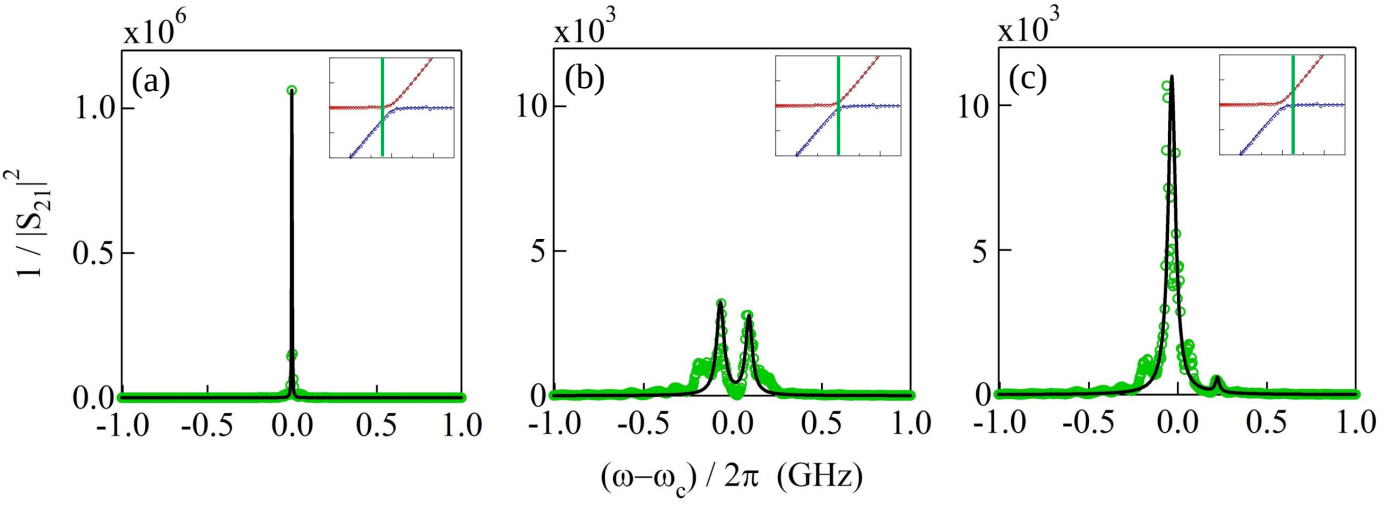


图6. 正向传输谱的功率振幅倒数（绿色圆点）和拟合结果（黑色曲线）。(a)、(b) 和 (c) 分别对应磁场失谐条件 $(\omega_m-\omega_c)/2\pi=-0.26, 0.04$ 和 0.21 吉赫兹。拟合参数列表: (a) $A_\pm = 1.1\times10^6, 1.0\times10^3$; $\delta\omega_\pm = 0\ \ 12$ ，$\omega-\omega_\pm$ $\delta\omega_\pm$ =,MHz ( ) $15\ \ 26$ ，$\omega-\omega_\pm\ /2\pi = 0.07\ \ -0.10$ $A_\pm = 0.5\times10^3\ \ 10.6\times10^3$ $\delta\omega_\pm = 10\ \ 20$ ，$\omega-\omega_\pm\ /2\pi = 0.22\ \ -0.02$. $/2\pi = 0.01, -0.29$ GHz。(b) $A_\pm = 2.7\times10^3, 3.2\times10^3$; ,MHz ( ),GHz。(c) ,; ,MHz ( ),GHz

在公式（B4）中，线型幅度由 $A_\pm$ 决定。由于 $\omega_\pm$ 已通过读取传输零点预先确定，剩余唯一需要提取的变量为 $\delta\omega_\pm$。图6展示了正向传输谱的部分拟合结果。

根据公式（2），Img($\tilde{\omega}_\pm$) 之和始终为常数。换言之，系统的总阻尼应保持不变。

$$\delta(\tilde{\omega}_-)+\delta(\tilde{\omega}_+)=\alpha_c+\alpha_m=12\,\mathrm{MHz} \qquad \text{(B6)}$$

然而，通过拟合过程得到的 $\delta\omega_\pm$ 均为正值，可能超过 12 MHz。例如，在图6(b)中，磁场失谐为 0.04 吉赫兹时，$\delta\omega_\pm$ 分别为 26 和 15 MHz。由此得到的总阻尼为 41 MHz。在这种情况下，$\delta\omega_-$ 必须取负值（-15 MHz），才能使系统的总阻尼率保持一致。在图6(c)中也可采用类似的符号约定，其中 $\delta\omega_\pm = 20,\ -10$ MHz 用于图 4(e)。

[1]J. Adam、L. Davis、G. Dionne、E. Schloemann 和 S. Stitzer，《铁氧体器件与材料》，IEEE《微波理论与技术汇刊》**50**，721（2002）。[2] L. Ranzani 和 J. Aumentado，《量子极限下的环行器：量子极限超导环行器的最新实现及相关方法》，IEEE《微波杂志》**20**，112（2019）。[3] T. Walter、P. Kurpiers、S. Gasparinetti、P. Mag-nard、A. Poto˘cnik、Y. Salath´e、M. Pechal、M. Mondal、M. Oppliger、C. Eichler、*et al.*，《超导量子比特的快速高保真单次色散读出》，《物理评论应用》**7**，054020（2017）。[4] R. Vijay、D. Slichter 和 I. Siddiqi，《超导人造原子中量子跃迁的观测》，《物理评论快报》**106**，110502（2011）。[5] M. Hatridge、S. Shankar、M. Mirrahimi、F. Schackert、K. Geerlings、T. Brecht、K. Sliwa、B. Abdo、L. Frunzio、S. M. Girvin、*et al.*，《单次可变强度测量的量子反作用》，《科学》**339**，178（2013）。[6] B. Lax、K. J. Button 和 H. Hagger，《微波铁氧体与亚铁磁材料》，《今日物理》**16**，57（1963）。[7] C. Fay 和 R. Comstock，铁氧体结的运行

环行器，《IEEE微波理论与技术汇刊》**13**，15（1965）。[8] Y形结带状线环行器，《IRE微波理论与技术汇刊》**8**，346（1960）。[9] Y. Ayasli，场效应晶体管环行器，《IEEE磁学汇刊》**25**，3242（1989）。[10] S. Hara、T. Tokumitsu 和 M. Aikawa，面向单片微波集成电路环行器的新型单向电路，《IEEE微波理论与技术汇刊》**38**，1399（1990）。[11] N. Reiskarimian、A. Nagulu、T. Dinc 和 H. Krishnaswamy，非互易电子器件：从假设到现实，《IEEE微波杂志》**20**，94（2019）。[12] A. Nagulu、N. Reiskarimian 和 H. Krishnaswamy，基于时间调制的非互易电子学，《自然电子学》**3**，241（2020）。[13] L. Bi、J. Hu、P. Jiang、D. H. Kim、G. F. Dionne、L. C. Kimerling 和 C. Ross，单片集成非互易光学谐振器中的片上光隔离，《自然·光子学》**5**，758（2011）。[14] G. Carchon 和 B. Nanwelaers，有源环行器的功率和噪声限制，《IEEE微波理论与技术汇刊》**48**，316（2000）。[15] H. Lira、Z. Yu、S. Fan 和 M. Lipson，电驱动

硅芯片上由带间光子跃迁诱导的非互易性，《物理评论快报》**109**，033901（2012）。[16]M. B. Zanjani、A. R. Davoyan、A. M. Mahmoud、N. Engheta 和 J. R. Lukes，声波导中的单向声子隔离，《应用物理快报》**104**，081905（2014）。[17] Z. Shen、Y.-L. Zhang、Y. Chen、C.-L. Zou、Y.-F. Xiao、X.-B. Zou、F.-W. Sun、G.-C. Guo 和 C.-H. Dong，光机械诱导非互易性的实验实现，《自然·光子学》**10**，657（2016）。[18] F. Ruesink、M.-A. Miri、A. Alu 和 E. Verhagen，基于光机械相互作用的非互易性与无磁隔离，《自然·通讯》**7**，1（2016）。[19] K. Fang、J. Luo、A. Metelmann、M. H. Matheny、F. Marquardt、A. A. Clerk 和 O. Painter，通过合成磁性和储库工程实现光机械电路中的广义非互易性，《自然·物理》**13**，465（2017）。[20] S. Barzanjeh、M. Wulf、M. Peruzzo、M. Kalaee、P. Dieterle、O. Painter 和 J. M. Fink，片上机械微波环行器，《自然·通讯》**8**，1（2017）。[21] N. Zhu、X. Han、C.-L. Zou、M. Xu 和 H. X. Tang，用于可调微波环行器的磁振子-光子强耦合，《物理评论A辑》**101**，043842（2020）。[22] X. Zhang、A. Galda、X. Han、D. Jin 和 V. Vinokur，磁振子与微波光子的强耦合实现宽带非互易性，《物理评论应用》**13**，044039（2020）。[23] Y.-P. Wang、J. W. Rao、Y. Yang、P.-C. Xu、Y. S. Gui、B. M. Yao、J. Q. You 和 C.-M. Hu，腔磁振子学中的非互易性与单向隐形，《物理评论快报》**123**，127202（2019）。[24] Y. Shi、C. Zhang、C. Jiang、C. Ong 和 G. Chai，腔磁振子学中的镜面对称非互易性与环形传输，《应用物理快报》**119**，132403（2021）。[25] L. Ranzani 和 J. Aumentado，量子极限下的环行器：量子极限超导环行器的最新实现及相关方法，《IEEE 《微波杂志》**20**，112（2019）。[26] B. Z. Rameshti、S. V. Kusminskiy、J. A. Haigh、K. Usami、D. Lachance-Quirion、Y. Nakamura、C.-M. Hu、H. X. Tang、G. E. Bauer 和 Y. M. Blanter，《腔磁振子学》，《物理学报告》**979**，1（2022）。[27] M. Harder、B. Yao、Y. Gui 和 C.-M. Hu，《相干与耗散腔磁振子学》，《应用物理学杂志》**129**，201101（2021）。[28] Y. Li、W. Zhang、V. Tyberkevych、W.-K. Kwok、A. Hoff- mann 和 V. Novosad，《混合磁振子学：相干信息处理的物理学、电路与应用》，《应用物理学杂志》**128**，130902（2020）。[29] I. Boventer、M. Pfirrmann、J. Krause、Y. Sch¨on、M. Kl¨aui 和 M. Weides，《从毫开尔文到室温的腔磁振子极化激元耦合与耗散的复杂温度依赖性》，Phys. Rev. B **97**，184420（2018）。[30] H. Huebl、C. W. Zollitsch、J. Lotze、F. Hocke、M. Greifen- stein、A. Marx、R. Gross 和 S. T. B. Goennenwein，《耦合微波谐振器铁磁绝缘体混合系统中的高协同性》，Phys. Rev. Lett. **111**，127003（2013）。[31] Y. Tabuchi、S. Ishino、T. Ishikawa、R. Yamazaki、K. Usami 和 Y. Nakamura，《在量子极限下混合铁磁磁振子与微波光子》，Phys. Rev. Lett. **113**，083603（2014）。[32] X. Zhang、C.-L. Zou、L. Jiang 和 H. X. Tang，《强耦合磁振子与腔微波光子》，Phys. Rev. Lett. **113**，156401（2014）。[33] https://www.ferrisphere.com/。[34] Y. Yang、J. Rao、Y. Gui、B. Yao、W. Lu 和 C.-M. Hu，《平面腔中磁振子-光子能级吸引的控制》，《物理评论应用》**11**，054023（2019）。[35] M. Harder、Y. Yang、B. Yao、C. Yu、J. Rao、Y. Gui、R. Stamps 和 C.-M. Hu，《耗散磁振子-光子耦合导致的能级吸引》，《物理评论快报》**121**，137203（2018）。[36] M. Kim、J. Rao、Y. Wang、Y. Gui、G. E. Bridges 和 C.-M. Hu，《基于腔磁振子学的新型隔离器设计原型》，IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques（2022）。