借助可编程泄漏腔实现通过无序介质的反向散射通信

Cl´ement Ferise*,[1,2] Pierre Granier,[1] Antton Go¨ıcoechea,[1] Fran¸cois Sarrazin,[1] Philippe Besnier,[1] 和 Matthieu Davy*[1]

[1] *Univ Rennes CNRS IETR - UMR 6164 F-35000 Rennes France ,,,,,, 1015 Lausanne,*

[2] *Laboratory of Wave Engineering École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) Switzerland*（日期：2026年1月8日）

在无线通信和传感领域，由于多重散射造成严重的失真和衰减，通过无序散射系统获取信息仍是一项重大挑战。在此，我们展示了利用可重构超表面使泄漏腔具备可编程能力，从而实现通过随机介质的稳健聚焦。我们表明，泄漏腔利用来自无序介质的反向散射，增强了对透射场的控制程度。与喇叭天线相比，我们实现了聚焦强度提高一个数量级。此外，我们还展示了利用低功率振幅调制信号穿过介质进行稳健通信，并最终实现了一种反向散射通信方案：同一腔体照射嵌入无序介质中的无源反射率调制目标，并从中解码数据。我们的研究为复杂环境中的可靠通信和传感开辟了新的可能。

arXiv:2601.04128v1 [physics.optics] 7 Jan 2026

不同于传统的无线通信系统，反向散射通信利用散射环境的调制，而不是对传输信号本身进行调制，来编码信息[1–5]。通过暂时调节天线的阻抗，可以对散射环境进行调制，使场携带一条可由接收天线解码的消息。该场可能源自非合作照明源[2], ，例如室内环境中的Wi-Fi信号[4], ；也可能源自经过设计的发射射频（RF）信号，用于以增强的信噪比重构阻抗调制。反向散射设备对于传感应用也尤其有价值，因为它们能够有效监测环境变化[2]。

尽管反向散射器件在物联网（IoT）和传感器网络应用中前景十分广阔，因为与发射天线相比，它们的功耗显著更低——无需生成射频信号——但其应用受到噪声水平的严重限制。当这些器件被放置在散射介质之后或内部时，对其进行询问尤其具有挑战性。波前通常会因环境中的散射而被扰乱，从而形成“散斑图样”：即场的随机空间分布，其中存在高强度和强度消失的斑点[6]。在这种情况下，噪声波动限制了目标状态的估计精度。

为克服这些限制，可以利用波前整形技术。近年来，这些技术因其在无线通信、成像和能量传输方面的潜在应用而备受关注[6–10]。它们通过精确调控入射场，控制传输场或反射场，以增强发射信道与接收信道之间的传输[11,12], 、将波聚焦于局部目标[9, 13–15]，或将能量沉积在较大区域[16–18]，以上仅列举数例。在这些应用中，可以根据散射矩阵$S(\omega)$确定最优入射波场；该矩阵编码了输入信道与输出信道之间的完整线性关系，

波前整形也可用于探测嵌入散射介质中的反向散射器件。当器件在两种状态之间切换时，可通过对两个目标状态[19,20]之间的差分散射矩阵进行奇异值分解，推导出使信息提取最大化的最优入射波前 ΔS 。在小扰动的极限下，该最优波前与使费舍尔信息最大化的波前一致，从而确保以极限精度进行参数估计[21]。

在微波频段，通常可利用发射相控阵实现复杂环境中的波前整形，其中每个天线单元都由电子方式控制，以产生所需的辐射方向图。另一种日益受到关注的方法，是在泄漏型混沌腔内嵌入可重构智能表面，并由一个或少数几个馈电端口激励[22]。通过电子可编程超表面[23,24], 调节内部场分布，不仅能够用多种随机波场照射场景，以用于计算成像[25–27]等应用，还能在腔体孔径处合成任意复杂波前，实现先进的波控制——例如将能量精确聚焦于目标位置[22]。这种方法成本低、效率高，在某些情况下可替代传统相控阵。

与薄型动态超表面天线[28,29],相比，可重构泄漏腔体具有更高的品质因数，能增强场约束，并对内部重构更为敏感。这种方法的一个关键特点，确实在于超表面单元之间的互耦，它使超表面像素状态与输出波前之间形成非线性映射。混沌腔体内发生的多重散射会增强这种非线性，波在腔体内反复与超表面相互作用。这种多重相互作用显著提高了辐射场对每种像素配置的敏感

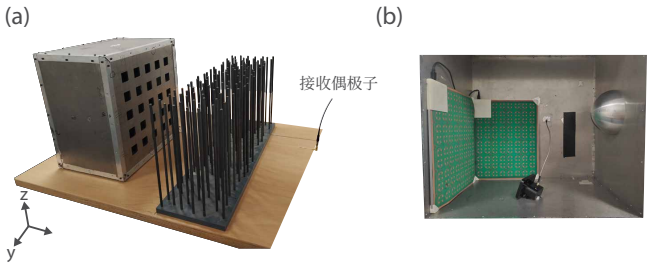

图 1. (a) 实验装置照片：长度为 $L = 25$ cm 的散射介质位于发射端可重构腔体与接收偶极天线之间。腔体的部分开放界面由 25 个方形孔径组成，每个孔径为 4 cm^2。散射介质由一组铝棒构成。接收偶极子位于腔体中部高度，即 $z \simeq 25$ cm 处，距腔体界面 $y = 60$ cm。(b) 腔体内部照片，展示了两块可重构超表面板。

性[30]，从而增强对透射波前的控制能力。为获得目标场，可以采用迭代优化程序。尽管这些方法无法保证收敛至全局最优解，但实践证明它们十分有效，尤其是在以较优配置作为初始条件时[31,32]。

在这项工作中，我们展示了利用可重构泄漏微波腔体提升复杂散射介质中的信息提取能力。腔体配备了可编程超表面，可精确控制经由其孔径辐射的波前，从而将能量聚焦传输至位于散射介质后方的接收器。值得注意的是，散射样品的存在增强了波前控制能力：介质产生的后向散射波有效抑制了未搅拌分量，否则这些分量会限制聚焦性能。随后，我们构建了一个真实的通信信道：首先采用发射器与可重构腔体之间的传统配置，继而使用阻抗调制天线实现后向散射通信。

I. 穿过散射介质的传输

实验装置由一个三维金属泄漏腔体组成，其尺寸为 $50 \times 50 \times 30$ 厘米^3（见图 1（a））。将一个金属半球安装在腔体的一面内壁上，使腔体呈现混沌特性。前界面部分开放，设有 25 个孔径（开口为 4 厘米^2），按 5 行 5 列排列。腔体内放置一个波导至同轴转换器，作为发射源，工作频率为 $\nu_0 = 5.2$ 吉赫兹。此外，腔体内还放置了两块可重构超表面板用于调制反射波前。每块超表面由 152 个单比特可编程像素组成，这些像素具有两种不同的电磁响应，相位差为 π。因此，共有 304 个像素可供优化。图 1（b）展示了放置在腔体内的超表面照片。

可重构腔体的部分开放界面朝向散射介质。该介质由一组垂直于（z-轴的铝制杆组成，这些杆安装在 25×75 cm 水平板上。通过改变水平板的数量，可以调节介质的总长度 L。本文研究了三种配置：$L = 0$ cm（无散射板）、$L = 25$ cm（一块散射板）和 $L = 50$ cm（两块散射板）。图 $L = 25$ 1 中展示了 1(a) 所示的实验装置，其介质长度为 $L = 25$ cm。介质的排列方式确保对于 $L = 50$ cm 和 $L = 25$ cm，腔体界面与介质最远端（最右侧）边界之间的距离保持相同。因此，当介质长度为 $L = 50$ cm 时，单块散射板置于最右侧，远离腔体，使腔体与散射板之间留有空隙；当介质长度为 $L = 50$ cm 时，则在腔体前方插入另一块散射板以填满该空隙，同时第一块散射板仍固定在最右侧。

我们使用连接到矢量网络分析仪（VNA）的竖直放置偶极天线，在 5.05 至 5.35 吉赫兹之间扫描穿过散射介质的场 $t(\nu, y)$。偶极天线沿 y 轴移动，扫描范围为 40 厘米，步长为 $\Delta y = 0.5$ 厘米（$\Delta y \sim \lambda/10$）。图 2 展示了不同源以及三种厚度的散射板对应的传输 $T(\nu, y) = |t(\nu, y)|^2$，它表示透射强度随频率和空间变化的分布。透射强度的空间和谱分布 $T(\nu_0, y)$ 与 $T(\nu, y = 0)$ 也展示于图 2(d-o) 中。

对于没有散射介质（$L = 0$ 厘米）的喇叭天线，方位平面（$\sim 20°$）内的定向波束形成一个主瓣，其半高全宽（FWHM）约为 26.5 厘米。然而，在源与接收天线之间引入散射介质后，介质内的多重散射会产生散斑图案，其特点是空间和频率上均存在随机涨落。传输受到显著衰减，且介质厚度越大 L，这一效应越明显。对于非受控照明，例如平面波或此处使用的孔径天线，具有平均自由程 ℓ 的扩散介质中的平均传输确实按 ℓ/L 缩放。

对于超表面采用随机配置的泄漏腔，传输会因两种复合效应而进一步降低：腔体外辐射出的随机散斑图样，以及腔体内的本征吸收。我们估算通过孔径辐射出的平均强度如下：

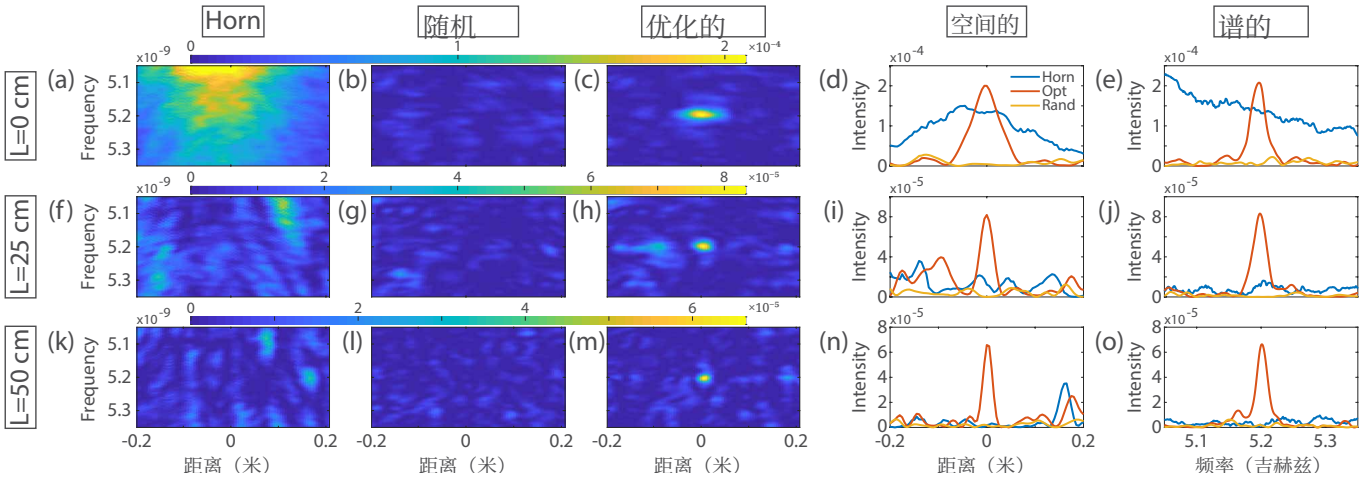

图 2. 不同散射板配置下透射强度的空间和频谱表示：$L = 0$ 厘米（顶行）、 $L = 25$ 厘米（中行）和 $L = 50$ 厘米（底行）。(a-c)、(f-h) 和 (k-m) 显示了使用矢量网络分析仪在 5.05 至 5.35 吉赫兹之间测量的传输 $T(\nu, y)$ 的色标表示。(a)、(f) 和 (k) 显示了使用喇叭天线作为发射器时的传输，而 (b)、(g)、(l) 对应于随机超表面状态，(c)、(h)、(m) 对应于优化后的超表面状态，此时可重构腔体作为发射器。(d)、(i)、(n) 展示了工作频率 $\nu_0 = 5.2$ 吉赫兹处的空间共振轮廓，分别为使用喇叭天线测量的结果（蓝色）、使用可重构腔体搭配优化后的超表面状态（红色）和随机超表面状态（黄色）的结果。(e)、(j)、(o) 显示了采用相同配色方案的透射频谱。

$$\langle |E(x,y)|^2 \rangle = E_0^2 \frac{\tau_{\mathrm{ap}}^{-1}}{\tau_{\mathrm{ap}}^{-1} + \tau_{\mathrm{abs}}^{-1}}, \tag{1}$$

其中， τ_{ap} 和 τ_{abs} 分别表示通过孔径的泄漏时间，以及腔体和超表面的累积本征吸收时间。 E_0^2 对应于所有能量均通过孔径耗散的理想情况，即 $\tau_{\mathrm{abs}} \to \infty$。我们首先根据腔体内反射系数的测量结果，估算总混响时间 $\tau^{-1} = \tau^{-1}{}_{\mathrm{abs}} + \tau_{\mathrm{ap}}^{-1}$；测量采用了超表面的200种随机配置。由此得到 $\tau = 12.5$ 纳秒，对应于中心频率 $\nu_0 = 5.2$ 吉赫兹下的品质因数$Q = 2\pi\nu_0\tau = 410$ 。随后，我们关闭腔体以抑制能量经孔径辐射。此时，混响时间仅取决于吸收，测得 $\tau = \tau_{\mathrm{abs}} = 16.6$ 纳秒。根据这两次测量，我们估算出 $\tau_{\mathrm{ap}} = 50.6$ 纳秒。因此，经孔径泄漏的能量相对比例为 $\tau^{-1}{}_{\mathrm{ap}} \,/\, (\tau_{\mathrm{ap}}^{-1} + \tau^{-1}{}_{\mathrm{abs}}) = 0.25$，这表明75%的能量被腔体吸收。如此显著的吸收不可忽略，预计会降低可实现的聚焦质量。

现在，我们优化超表面配置，以实现对位于位置$\mathbf{r}_0$ 、频率为 ν_0 的目标进行聚焦。这通过使用测得的强度作为反馈的迭代优化过程来实现。我们从一百个随机配置中透射强度最高的配置开始，然后依次调整每个可编程像素的状态，以最大化焦点处的强度。尽管这种方法能够有效增强聚焦效果，但无法确保获得全局最优配置；可能存在通过这种局部优化方法无法达到的更优解。泄漏腔辐射的场可以表示为通过孔径 $E(\mathbf{r}_a)$ 辐射的场与孔径和探测位置 $\mathbf{r}$ 之间的透射系数之积，即

$$E(\mathbf{r}) = \int_{\mathbf{r}_a} E(\mathbf{r}_a) t(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}) d\mathbf{r}_a. \tag{2}$$

理想情况下，对超表面的优化会使孔径处的场成为焦点 $\mathbf{r}$ 与孔径之间的归一化透射系数的复共轭 $E_{\mathrm{opt}}(\mathbf{r_a})$ $\propto t^*(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a)$[8]。我们通过重叠系数来量化孔径处波前的非最优程度 γ，

$$\gamma = \frac{\int_{\mathbf{r}_a} E(\mathbf{r_a}) t(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a) d\mathbf{r}_a}{\sqrt{\int_{\mathbf{r}_a} |E(\mathbf{r_a})|^2 d\mathbf{r}_a \int_{\mathbf{r}_a} |t(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a)|^2 d\mathbf{r}_a}}. \tag{3}$$

理想的控制程度将给出 $E(\mathbf{ra}) = E_{\mathrm{opt}}(\mathbf{ra})$ 和 $|\gamma|^2 = 1$。然而，由于只能部分控制场，因此在实验中不可能完美重现这一最优波前。在可重构腔体中，未搅拌分量源于源与孔径之间的传播路径：这些路径要么未被超表面散射，要么虽与超表面相遇，却因其非零的“结构性”散射截面而未被搅拌。这些未搅拌路径会大幅降低对孔径处场的控制程度，因此 γ。对于聚焦

过程，透射强度可近似表示为

$$T_{\mathrm{foc}}(\mathbf{r}) = |\gamma|^2 E_0^2 \frac{\tau_{\mathrm{ap}}^{-1}}{\tau_{\mathrm{ap}}^{-1} + \tau_{\mathrm{abs}}^{-1}} \left| \int_{\mathbf{r}_a} t(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a) t^*(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a) d\mathbf{r}_a \right|^2 . \quad (4)$$

$T_{\mathrm{foc}}(\mathbf{r})$ 因此直接取决于孔径上的场-场相关函数积分$t(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a)t^*(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a)$。

在没有散射介质（$L = 0$ cm）的情况下，优化会在目标处产生明确的焦点，半高全宽为 $\delta y = 7$ cm，见图2(d)。这一结果与理论公式 $\delta y = \lambda F/D \sim 6.9$cm 相符，其中$F \sim 60$ cm 为焦距， $D = 50$ cm 为泄漏腔的孔径。与喇叭天线相比，半高全宽减小，表明空间聚焦能力增强，焦点处的强度也有所提高。然而，总体强度增强仍然有限，增强因子仅为 1.4，这主要是由于腔体内的损耗。在存在散射介质时，优化后的强度相对于喇叭天线至偶极子的参考强度，增强因子大幅提高；当 $L = 50$ cm 时，达到约 50 倍，见图 2(m-o)。对于扩散介质，波聚焦的尺度为 $\lambda/2$，这对应于场-场相关函数的宽度$|\int_{\mathbf{r}_a} t(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a)t^*(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_a)d\mathbf{r}_a|^2$[29]。我们观察到，对于 $L = 50$ cm，焦斑的横向尺寸确实为 $\delta y \sim 2$ cm，约为 $\lambda/2 = 2.8$ cm。

现在，我们研究散射介质对未搅拌路径的影响，进而研究其对参数 γ的影响。对于超表面像素的一种随机配置（即未进行优化时），探测位置$\mathbf{r}$ 处的场可分解为 $E(\mathbf{r}) = E_u(\mathbf{r}) + \delta E(\mathbf{r})$，其中 $E_u(\mathbf{r})$ 是与超表面配置无关的未搅拌分量，而 $\delta E(\mathbf{r})$ 是随超表面状态变化的搅拌贡献。 $\delta E(\mathbf{r})$ 通常建模为均值为零的复随机高斯变量，即 $\langle \delta E(\mathbf{r}) \rangle = 0$，其中 $\langle \cdots \rangle$ 表示对超表面随机配置取平均。因此，场幅度 $|E(\mathbf{r})|$的统计分布符合莱斯分布。在搅拌分量占主导的极限情况下，即 $E(\mathbf{r}) \simeq \delta E(\mathbf{r})$，该分布退化为瑞利分布。我们将未搅拌贡献与搅拌贡献之比定义为参数 $\kappa = |E_u(\mathbf{r})|^2/\langle |\delta E(\mathbf{r})|^2 \rangle$；当随机配置数量趋于无穷时，该参数对应于莱斯$K$因子。该因子通常用于.....

混响室 (RC)[33,34], 可以通过对 m 种随机超表面配置下测得的复透射场的统计分布进行实验估计：[35,36]

$$K = \frac{m-2}{m-1}\frac{\mu^2}{2\sigma^2} - \frac{1}{m}, \quad (5)$$

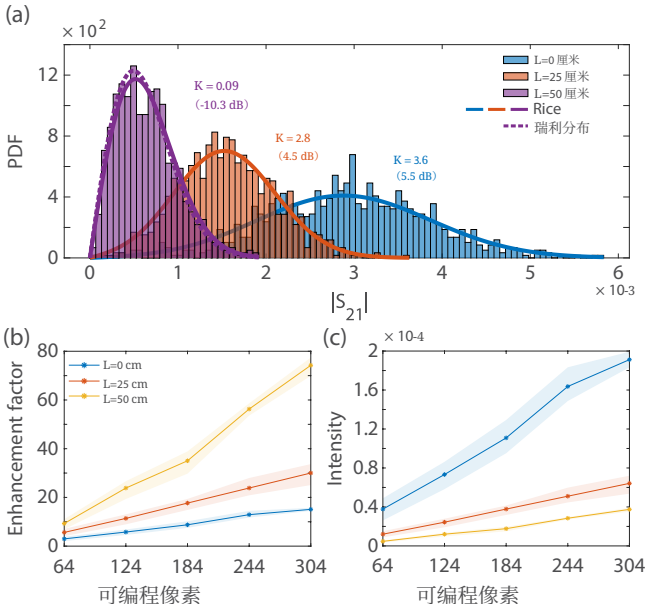

图 3。（a）对于 $L = 0$ 厘米（蓝色）、 $L = 25$ 厘米（橙色）和$L = 50$ 厘米（洋红色），在 $m = 900$ 种随机超表面配置下，场幅度 $|E|$ 的概率密度函数（PDF）。实线和点线分别表示基于实验提取的 σ 和 μ 参数得到的莱斯分布和瑞利分布。（b）增强因子 $\eta = T_{\mathrm{foc}}/\langle T \rangle$ 随受控像素数量 N_{p} 的变化关系，针对 L的每个取值。（c）相同配置下焦点处的场强度 T_{foc}。

其中， μ^2 是透射系数均值的模平方， σ^2 表示其方差。由于这些系数是复数，因此有 $2\sigma^2$ =Var(E) = Var($\Re(E)$) +Var($\Im(E)$)，其中 E 是测得的 m透射系数。

采用全部像素时，针对散射介质三种不同配置测得的 K 因子为： $m = 900$ $K = 3.6$ （5.5 dB），对应 $L = 0$ cm；$K = 2.8$（4.5 dB），对应 $L = 25$ cm；以及$K = 0.09$ （-10.3 dB），对应$L = 50$cm。这些结果表明，散射介质的存在增强了搅拌分量的占比，提高了超表面的控制程度。扩散介质上的后向散射在腔体内产生新的散射路径，从而显著增强了搅拌过程。特别是，当 K 为$L = 50$ cm时，该值极低，表明不同配置下的场几乎完全受控。图3（a）显示了这三种情况下的概率密度函数。正如预期，每种情况都符合莱斯分布（实线）；然而，当 $L = 50$ cm时，该分布与瑞利分布（虚线）非常接近，证实此时未搅拌场分量的贡献可忽略不计。请注意，莱斯分布和瑞利分布并非拟合曲线，而是基于实验提取的参数 σ 和 μ。

为通过实验确认在

存在强散射介质时，对透射场的控制程度 $\eta = T_{\mathrm{foc}}/\langle T\rangle$ 有所增强这一点，我们测量聚焦强度和增强因子 N_{p}随超表面受控可编程像素数量 $N_{\mathrm{p}} \in \{64, 124, 184, 244, 304\}$ 的变化。为此，对于优化过程中涉及的每个 T_{foc}值，均独立进行五次优化，从而得到五种不同的优化状态，对应不同的焦点强度 $\langle T\rangle$。使用900种随机配置来获得 η。这五次实验得到的平均增强因子3以实线形式显示在图3(b)中。阴影区域表示测量值的全部变化范围。尽管优化过程无法保证得到最优解，但五次独立实验测得的强度仍然十分接近。这种一致性表明优化过程具有很强的稳健性。

我们观察到增强因子 η 随 N_{p}呈明显的线性增长，符合关系式 $\eta = |\gamma|^2 N_{\mathrm{p}}$。这与光学中通过不透明样品进行的波前整形实验类似，在这类实验中，η 随 $|\gamma|^2 N$ 增加，其中 N 是空间光调制器上的受控像素数量[8]。在我们的实验中，最重要的是，通过对 η 与 N_{p} 进行线性拟合估算得到的系数 $|\gamma|^2$ 取决于 L：当 $L = 0$ 为 cm 时，$|\gamma|^2 \sim 0.05$；当 $L = 25$ 为 cm 时，$|\gamma|^2 = 0.09$；当 $L = 50$ 为 cm 时，$|\gamma|^2 = 0.26$。这一趋势与测得的莱斯 K 因子下降相吻合，表明场中动态变化（搅拌）分量的贡献更强，且对辐射场的控制程度有所提高。因此，与喇叭天线参考值相比，焦点处的强度增强幅度更大。在没有散射介质时，增强幅度相对有限；随着介质厚度增加，增强幅度显著增大，在$L = 50$ 为 cm 时达到 74。

这些发现进一步支持了这一结论：散射介质的存在通过抑制未搅拌分量的贡献，增强了系统的可控性。在此工作状态下，位于$\mathbf{r}$处、经孔径辐射的场对超表面配置变得高度敏感，从而能够通过优化高效地进行波前整形。

II. 通过散射介质进行无线通信

现在，我们实现一个实际的通信信道
通过散射介质，覆盖 $L = 50$ 厘米。信号通过两个软件定义无线电（SDR）发射并测量，从而能够传输和接收任意数据及时间窗口。接收端软件定义无线电连接至腔体内部的过渡结构，而发射端则连接至图 1 中可见的简单线偶极子。我们的目标是将一幅图像从散射介质后方的发射器传输至

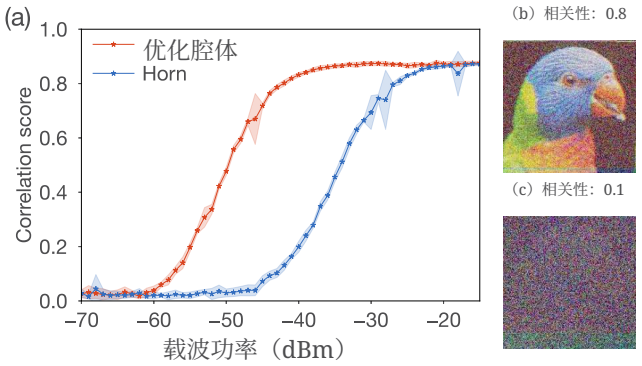

图4。(a) 优化腔体（红色）和喇叭天线（蓝色）的相关性得分随入射功率水平 g变化的情况。针对每种入射功率对腔体进行迭代优化。误差条根据 200×200 px 图片的 10 次传输计算得出。(b、c) 入射功率水平为 $g = -45$ dBm 时，优化腔体 (b) 和喇叭天线 (c) 恢复的图片示例。相应的相关性得分分别约为 0。8 和 0。1。

腔体内部，并验证如何调谐腔体以感知低功率传输。

首先，发射器以固定功率水平 g dBm 发射连续载波，并优化超表面配置，以最大化接收器处的强度。此阶段不传输信息。这种受控传输可确保测量可重复性，并使超表面配置的评估保持一致。在无法直接控制发射器的实际场景中，也可以通过对多个符号取平均值，或检测嵌入传输协议中的已知恒定功率前导码来进行此类优化。其次，发射器通过信道发送一幅幅度调制图像，依次逐行、逐像素发送每个 RGB掩膜。255 种可能的像素强度值分别映射到载波信号的特定振幅，最大传输功率为 g dBm。这些调制信号由优化腔体接收，根据其幅度级别进行解码，随后栅格化以重建传输图像。

为评估不同传输功率下的信道性能，我们针对不同的入射功率重复之前的步骤 g 介于 -70 和 -15 dBm 之间。为确保较低的入射功率不会妨碍优化过程，我们针对每个 g重新进行超表面优化，然后估算传输图像与接收图像之间的相关程度。结果如图 4(a、b、c) 所示，并与喇叭天线作为接收器的情况进行比较。由于环境噪声以及栅格化过程中的误差，所达到的最高相关性得分约为 0.9。在本实验中，该数值将视为最优值。总体而言，基于优化腔体的信道展现出

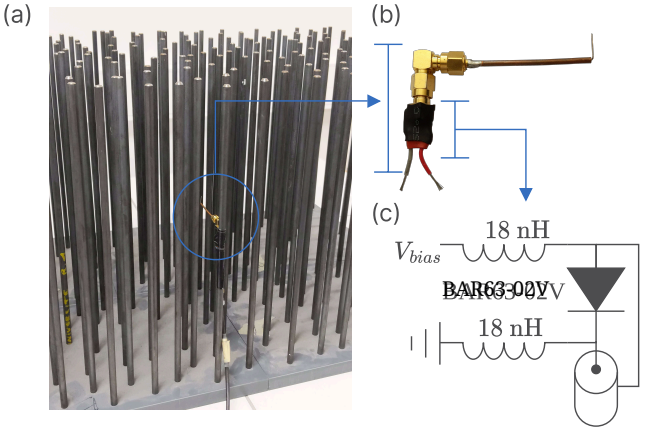

图5. (a) 在靠近边缘的散射面板杆中间高度 $z \simeq 25$ cm 处放置了新增反射器的散射板。反向散射元件负载 (b) 及其示意图 (c)。

使用标准现成的 SDR 时，即使在低功率场景下，其增益也比喇叭天线高约 15 dB。

我们强调，即使入射功率较小，我们仍然能够优化泄漏腔内的超表面。例如，在图 $g = -50$ 4 中的 dBm 处，虽然喇叭天线无法从传输的图像中获取任何信息，但仍能找到迭代优化过程的初始点，并最终收敛到近乎最优的配置。

III. 反向散射实验

最后，我们演示了可编程泄漏腔可用于通过随机散射介质进行通信的后向散射。与此前采用常规发射天线的配置不同，我们现在将天线替换为一个无源反向散射元件，通过调制其反射率来编码数据。在此配置中，泄漏腔发挥双重作用：既照射反向散射体，也接收其反射的调制信号。

测量采用 VNA 而非软件定义无线电。选择 VNA 是因为其动态范围显著更高（130 dB），这对于准确表征和优化超表面响应至关重要。相比之下，软件定义无线电有限的动态范围无法在存在散射和微弱反向散射信号的情况下，为精确的波前控制提供足够的灵敏度。与软件定义无线电相关的另一项限制是，它们无法同时通过同一端口进行传输和接收。这一约束要求在腔体内设置两个独立的过渡结构——一个用于传输，另一个用于接收——以创建多径场景。然而，这种配置削弱了基于腔体的优化优势，因为它引入了额外的复杂性和潜在的信号衰减。此外，彼此邻近的独立发射和接收路径可能导致接收器饱和，使接收器很容易被附近的强照明信号致盲，从而进一步降低灵敏度和通信性能。

反向散射器件放置在散射介质内部，靠近其最外缘，距离为$L = 45$ 厘米（见图5（a））。该器件由一根偶极天线组成，其阻抗为 Z_{ant}，并在馈电点连接到一个可变负载。如图5（b、c）所示，可变负载由一个二极管构成，该二极管置于 SMA 连接器的内导体与外屏蔽层之间，另有两个 18 nH 电感器作为射频阻断器，以防止入射信号耦合至偏置电路。偏置电压 V_{bias} 由波形发生器提供，从而能够动态控制负载的阻抗，进而控制其反射率。当 $V_{\text{bias}} = 0$ V 时，二极管近似为阻抗为Z_{short}的短路；而在 $V_{\text{bias}} = 1$ V 时，二极管则近似为阻抗为 Z_{open}的开路。与这两种状态对应的反射系数Γ如下：

$$\Gamma = \frac{Z_{[\text{short,open}]} - Z_{\text{ant}}^*}{Z_{[\text{short,open}]} + Z_{\text{ant}}} \tag{6}$$

由于 Z_{short} 和 Z_{open} 都不是理想的短路、开路或匹配状态，因此相位和振幅都会产生不同的反射变化。这些变化使得在询问过程中能够区分不同的反向散射状态。

为了通过基于后向散射的通信信道传输图像，数据采用二进制调制方案进行编码，并应用于器件，该方案包含两种不同状态：0 对应短路状态，1 则表示开路状态。虽然理论上可以使用 V_{bias} 在 0 和 1 V之间对 255 种不同状态进行模拟编码，但散射介质的存在会显著限制测量动态范围。在这种现实条件下，较小的阻抗变化无法被可靠检测。因此，任务归结为根据 S_{11} 测量值估计反向散射状态，其中 S_{11}^{open} 和 S_{11}^{short}分别表示开路状态和短路状态对应的反射系数。

在评估整个照明功率范围 $g \in [-40, 10]$ dBm 内的信道可靠性之前，我们首先针对 $g = 10$dBm 对腔体进行优化。由于泄漏腔中的同一端口同时用于传输和接收，直接最大化接收信号强度主要会增强内部反射，而不是与所需的后向散射器件进行相互作用。为避免这一点，对于每种超表面配置，优化过程都会在器件的两种状态之间交替切换。随后，对超表面进行优化，以最大化以下代价函数：

$$\mathcal{F} = \left| |S_{11}^{\text{open}}| - |S_{11}^{\text{short}}| \right|. \tag{7}$$

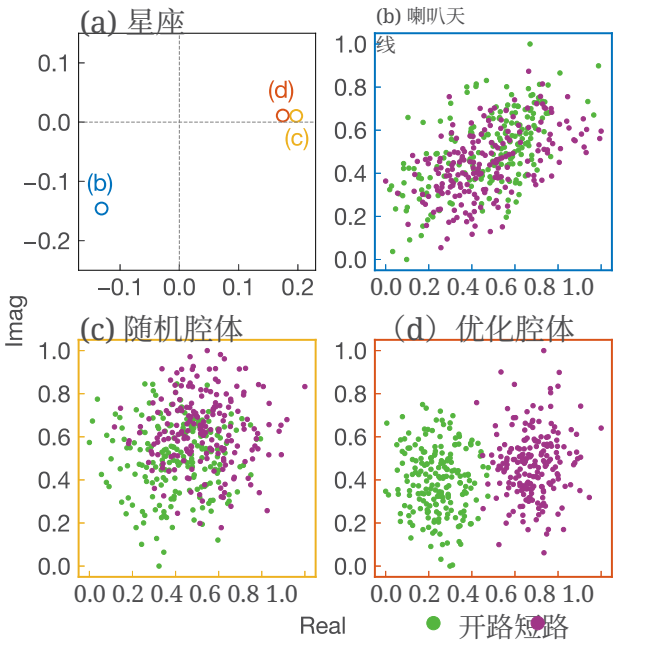

图 6. (a) 源为喇叭天线（蓝色）、随机配置（橙色）和最优腔体配置（红色）时，在复平面上显示的、以 $g = 0$ dBm 测得的平均反射参数 $\langle S_{11} \rangle$（实部和虚部）。(b、c、d) 喇叭天线 (b)、随机腔体配置 (c) 和优化腔体配置 (d) 对应的调制反向散射两种状态的 S_{11} 分布。每幅图均由 200 个处于开启状态（绿色圆点）和 200 个处于关闭状态（洋红色圆点）的反向散射点构成。对各点进行归一化，使其占据复平面上相同的面积。

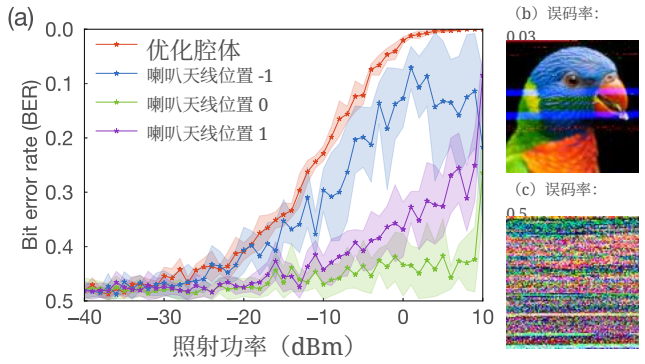

图 7. 通信信道性能随照射功率变化的测量结果。(a) 误码率（BER）随腔体馈电照射功率（红色）或喇叭天线馈电照射功率（蓝色、绿色、洋红色；对应三个不同位置）变化的情况。腔体仅在 $g = 0$ dBm 时优化一次；每个数据点和误差均基于 2000 比特。(b)、(c) 展示了误码率约为 0.03 或 0.5 时的恢复图像示例。喇叭天线的位置沿 y轴以 2λ (11.4 cm) 的步长移动。

该准则旨在促进这样的配置：使两种反向散射状态在反射信号幅度方面的对比度最大。

复平面上的反射系数分布（见图 6(a、b、c、d)）展示了噪声对状态估计精度的影响。对于未经优化的腔体，对应两种反向散射状态的簇显著重叠（图 6(c)），因此无法区分两者，也就无法进行有意义的优化。为提高优化过程中的信噪比，我们对每种配置进行 100 次采集并取平均值。通过这种平均处理，到优化结束时，两个反射簇得以明显分离（图 6(d)），从而能够根据单次测量可靠地识别状态。作为比较，我们还将相同的流程应用于置于样品前方、与反向散射器件对准的喇叭天线。在这种配置下，簇中心之间的距离小于其分布范围，因此正确识别反向散射状态的概率较低（图 6(b)）。

优化后，我们通过基于后向散射的通信信道传输一幅图像，以评估其可靠性。我们通过测量每个照明功率级别下 2000 个传输比特的误码率（BER）来量化可靠性 g。在这 2000 个传输比特中，发送的 0 和 1 数量相等。根据真实的后向散射状态，为通过腔体获得的每次测量标注标签。根据测量振幅是否低于或高于全部 2000 次测量的平均振幅，将每次测量分类为 0 或 1。合理的腔体优化应产生类似于图6（d）所示的分布，其中对应两种状态的簇充分分离。随后，以误分类比特数占真实标签总数的比例计算误码率。

在较低的矢量网络分析仪功率下，具体而言，低于 -30 dBm 时，噪声引起的反射参数波动会妨碍对两种信号状态进行可靠判别。因此，正确或错误识别一个比特的概率相等，误码率为 0.5。随着入射功率增大，噪声波动的影响逐渐减小，状态判别能力随之提升。当 $g > 0$ dBm 时，两种信号状态几乎可以被完美地区分，误码率趋近于 0。图7（b）展示了入射功率为 0 dBm 时传输的图像，此时误码率为 0。03。重建图像与原图高度吻合，仅有两条蓝色水平线例外。这些伪影归因于信道附近环境的变化。由于采集单幅图像所需的所有样品数据需要数小时，期间发生的任何物理变化（例如实验室内人员走动）都可能扭曲感知到的后向散射反射。采用时间门控可以减轻这些影响，但会降低采集速度。尽管存在

轻微的视觉伪影，优化腔体产生的小焦斑增强了测量的抗噪性。这一改进主要体现在图7（a）中优化腔体相关值的误差条更窄。

现在，我们将这些结果与使用置于散射介质前方的喇叭天线（取代泄漏可重构腔体）获得的结果进行比较。由于散射介质会引发强烈的空间强度波动，单次喇叭天线测量无法可靠地估算平均误码率。为此，我们在喇叭天线的三个不同静态位置进行误码率测量，见图7（a）。喇叭天线的表现始终不如经过优化的腔体，但其性能会随位置显著变化。值得注意的是，即使反向散射元件位于喇叭天线的主辐射瓣内，这些变化仍然存在。这表明，性能主要受介质中的复杂波干涉和散射效应支配，而非取决于简单的视距对准或源的方向性。

IV. 结论

在本研究中，我们证明了可编程泄漏腔在增强波穿过无序散射介质的传输和信息提取方面的有效性。借助可重构超表面，该腔体能够实现精确的波聚焦，即使存在强烈的多重散射，也能显著提高目标位置处的聚焦强度。我们还表明，由于腔体内的后向散射抑制了未受调控的场分量，散射介质的存在反而增强了对透射波前的控制程度。进一步研究表明，这种方法不仅能改善传统的波聚焦，还能实现波穿过复杂介质的稳健无线通信。最后，我们将其应用扩展至反向散射通信场景，指出同一可重构腔体可用于照射和探测一种无源阻抗调制器件并使信号穿过散射层。

除了反向散射通信之外，可编程泄漏腔方法在其他多个领域也具有巨大潜力。尤其是，它有望帮助解决无线能量传输领域长期存在的一项挑战：如何有效地穿过墙壁等复杂环境聚焦电磁能量。通过优化波前，腔体能够将能量更有效地传输至特定位置，同时最大限度地减少泄漏，从而提高效率和安全性。同样，在无损穿墙成像中，聚焦波的能力也为传统技术常因散射导致信号损失而难以奏效的场景带来了新的可能。

最后，我们强调，我们的方法在电磁网络安全领域可能具有重要价值。射频反向散射器攻击涉及从远场对经过调制的硬件木马进行询问。在这类场景中，天线与一条传输数据的传输线相连，例如承载 VGA视频信号或USB键盘输入的传输线；电压变化通过连接的晶体管[37–39]调制天线的阻抗。与反向散射通信类似，攻击者的目标是远程获取木马的状态。然而，这类攻击受到低信噪比的根本限制，尤其是在隔墙或杂乱环境中，多重散射占主导地位。我们的方法利用可编程泄漏腔，有望显著提升这类攻击的可行性和作用距离，为真实环境下远距离、低功耗的木马探测开辟新途径。

致谢

本研究获得欧盟通过欧洲区域发展基金（ERDF）、高等教育与研究部、法国国家科学研究中心、布列塔尼大区、伊勒-维莱讷省和阿摩尔滨海省省议会、雷恩都会区及拉尼翁特雷戈尔共同体提供的支持；相关支持通过 CPER 项目 CyMoCod 实施。此外，本研究还获得法国“法国国家研究署”（法国国家研究署）在项目 META-INCOME 下提供的 ANR-24-CE91- 0007-01 号资助。

[1] P. Zhang, C. Josephson, D. Bharadia 和 S. Katti，载于 *Proceedings of the 15th international conference on emerging networking experiments and technologies* 2017 389 ( )，第 401 页。[2] N. Van Huynh、D. T. Hoang、X. Lu、D. Niyato、P. Wang 和 D. I. Kim，《IEEE 通信调查与教程》**20**，2889（2018）。[3] J.-P. Niu 和 G. Y. Li，《通信与信息网络杂志》**4**，1（2019）。[4] H. Zhao、Y. Shuang、M. Wei、T. J. Cui、P. d. Hougne 和 L. Li，《自然·通讯》**11**，3926（2020）。[5] Y.-C. Liang, Q. Zhang, J. Wang, R. Long, H. Zhou, 和 G. Yang，《IEEE 论文集》**110**, 1339 (2022). [6] S. Rotter 和 S. Gigan, Rev. Mod. Phys. **89**, 015005 (2017). [7] A. P. Mosk, A. Lagendijk, G. Lerosey, 和 M. Fink, Nat. Photonics **6**, 283 (2012). [8] I. M. Vellekoop 和 A. P. Mosk, Phys. Rev. Lett. **101**, 120601 2008( ). [9] I. M. Vellekoop, A. Lagendijk, 和 A. Mosk, Nature Photonics **4**, 320 (2010).

[10] H. Cao、A. P. Mosk 和 S. Rotter，《自然物理》18，994（2022）。[11] B. G´erardin、J. Laurent、A. Derode、C. Prada 和 A. Aubry，《物理评论快报》113，173901（2014）。[12] S. M. Popoff、A. Goetschy、S. Liew、A. D. Stone 和 H. Cao，《物理评论快报》112，133903（2014）。[13] A. Derode、P. Roux 和 M. Fink，《物理评论快报》75，4206（1995）。[14] I. M. Vellekoop 和 A. P. Mosk，《光学快报》32，2309（2007）。[15] R. Horstmeyer、H. Ruan 和 C. Yang，《自然·光子学》9，563（2015）。[16] X. Cheng 和 A. Z. Genack，《光学快报》39，6324（2014）。[17] S. Jeong、Y.-R. Lee、W. Choi、S. Kang、J. H. Hong、J.- S. Park、Y.-S. Lim、H.-G. Park 和 W. Choi，《自然·光子学》12，277（2018）。[18] N. Bender、A. Yamilov、A. Goetschy、H. Yılmaz、C. W. Hsu 和 H. Cao，《自然物理》18，309（2022）。[19] D. Bouchet、L. M. Rachbauer、S. Rotter、A. P. Mosk 和 E. Bossy，《物理评论快报》127，253902（2021）。[20] K. B. Yeo、C. Leconte、P. Del Hougne、P. Besnier 和 M. Davy，《IEEE Access》10，91119（2022）。[21] D. Bouchet、S. Rotter 和 A. P. Mosk，《自然物理》17，564（2021）。[22] T. Mazloum、F. Munoz、L. Santamaria、A. Clemente、J.- B. Gros、A. Toubal、Y. Nasser、M. Odit、G. Lerosey 和 R. D'errico，《IEEE 天线与传播汇刊》（2024）。[23] M. Dupr´e、P. del Hougne、M. Fink、F. Lemoult 和 G. Lerosey，《物理评论快报》115，017701（2015）。[24] J.-B. Gros、P. del Hougne 和 G. Lerosey，《物理评论 A》101，061801（2020）。[25] T. A. Sleasman、M. F. Imani、A. V. Diebold、M. Boyarsky、K. P. Trofatter 和 D. R. Smith，《IEEE 天线与传播汇刊》69，2151（2020）。[26] M. F. Imani、J. N. Gollub、O. Yurduseven、A. V. Diebold、M. Boyarsky、T. Fromenteze、L. Pulido-Mancera、T. Sleasman 和 D. R. Smith，《IEEE 天线与传播汇刊》68，1860（2020）。[27] T. Sleasman、M. F. Imani、A. V. Diebold、M. Boyarsky、K. P. Trofatter 和 D. R. Smith，《IEEE 天线与传播杂志》64，123（2022）。[28] I. Yoo、M. F. Imani、T. Sleasman、H. D. Pfister 和 D. R. Smith，《IEEE 通信汇刊》67，1070 2018（）。[29] N. Shlezinger、G. C. Alexandropoulos、M. F. Imani、Y. C. Eldar 和 D. R. Smith，《IEEE 无线通信》28，106（2021）。[30] H. Prod'homme 和 P. del Hougne，arXiv 预印本 arXiv:2412.01002（2024）。[31] I. M. Vellekoop 和 A. Mosk，《光学通信》281，3071 2008（）。[32] P. Del Hougne、F. Lemoult、M. Fink 和 G. Lerosey，《物理评论快报》117，134302（2016）。[33] X. Chen、P.-S. Kildal 和 S.-H. Lai，《IEEE 天线与无线传播快报》10，1437（2011）。[34] K. A. Remley、J. Dortmans、C. Weldon、R. D. Horansky、T. B. Meurs、C.-M. Wang、D. F. Williams、C. L. Holloway 和 P. F. Wilson，《IEEE 电磁兼容汇刊》58，661（2016）。[35] C. Lemoine、E. Amador 和 P. Besnier，《IEEE 天线与传播汇刊》59，1003（2010）。[36] I. Ahmed、M. Davy、H. Prod'homme、P. Besnier 和 P. Del Hougne，《IEEE 天线与传播汇刊》（2024）。[37] M. Kinugawa、D. Fujimoto 和 Y. Hayashi，《IACR 密码硬件与嵌入式系统汇刊》2019，62–90（2019）。[38] S. Wakabayashi、S. Maruyama、T. Mori、S. Goto、M. Kinu- gawa、Y. Hayashi 和 M. Smith，载于 *12th USENIX Workshop on Offensive Technologies (WOOT 18)*（USENIX 协会，巴尔的摩，马里兰州，2018）。[39] P. Granier、M.-A. Nicolas、J. Lorandel、C. Moy、P. Besnier、M. Davy 和 F. Sarrazin，载于 *EMC Europe 2025 conference Proceedings* 2025（巴黎，法国，）。