通过激发单向倏逝模实现波束的相干控制

Shuomin Zhong[1*], * Xuchen Wang[2*], 以及 Sergei A. Tretyakov[3]

1. School of Information Science and Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China2. Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76131 Karlsruhe, Germany3. Department of Electronics and Nanoengineering, Aalto University, Finland

传统的相干吸收仅在两个入射波束相对于吸收表面呈镜像对称时发生，即两个波束具有相同的入射角、相位和振幅。在本研究中，我们提出了一种更通用的相干完美吸收超表面范式，允许入射波从任意非对称方向入射。通过激发单向倏逝波，对于控制波的任意振幅和相位，输出都可以固定在一个反射方向上。我们从理论上展示并通过实验验证，反射波的相对振幅可以通过改变两个波束之间的相位差，在零到一之间连续调节，即从相干完美吸收切换到全反射。我们希望这项工作能够为通过倏逝波工程进行波操控开辟充满前景的途径，并应用于光开关、单侧传感和雷达散射截面控制。

arXiv:2301.02852v1 [physics.app-ph] 8 Jan 2023

I. 引言

通过调节另一束波的振幅和相位来相干控制波束的传播，是实现超快速光学器件的一种极具前景的方法，可用于光计算、传感及其他应用 [1–11]。光的相干控制中最重要的效应之一是相干完美吸收 [12–22]。在这类器件中，另一束相干光照射同一薄片，从而控制照射薄片的一束光的吸收程度。

在早期研究中，只有从均匀有损层的不同侧面照射，且两束入射波的入射角相同时，才能实现相干完美吸收（CPA） [12, 13, 15, 22]。相干完美吸收的机理是所有散射波束发生相消干涉。对于均匀相干完美吸收器，只有镜面反射和非衍射透射，因此只有从两侧同时照射且入射角相同时才能实现相干吸收。从理论角度和许多应用的需求来看，实现从超表面薄片同一侧以两个或更多任意入射角照射时对输出的相干控制十分重要。文献 [17, 18, 23], 通过在基于银的衍射槽光栅中激发表面等离激元（SPP），实现了两束角度不对称光束的相干完美吸收与散射。然而，这类等离激元光栅设计存在局限性。具体而言，这些结构并非平面结构，且只适用于表面等离激元能够存在的光学频率下的横磁模。此外，控制波的相位取不同值时，总会产生两束输出光束，其中一束可能因寄生散射而对有用输出信号造成不必要的噪声。在光计算等应用中，这一问题尤为关键[24]。

近十年来，梯度超表面[25–28] 和超光栅 [29–35] 的出现，为操控光线以适应任意入射角并实现多种功能开辟了新途径。对于周期大于半个波长的周期性超表面或超光栅，来自某一方向的入射平面波会被散射至多个方向，入射波所携带的功率可在多个衍射模式之间重新分配。基于这一概念，人们开发了多种可在微波 [36, 37] 和光学波段 [38] 工作的超常反射完美超表面器件。然而，在这些早期研究中，超表面的功能仅针对单一入射角进行设计，并未实际考虑其他照射条件下的响应。要设计具备相干控制功能、能够处理来自不同方向的多束同时入射相干光束的超表面，就必须满足所有入射条件下散射模式的振幅、相位和波矢（方向）匹配条件 [35, 39, 40], ；而使用传统的梯度相位方法[25, 36] 和蛮力数值优化 [37, 41]几乎不可能完成这一任务。

在本研究中，我们通过求解满足边界条件的表面阻抗，对相干完美吸收超表面进行逆向设计；该边界条件由来自两个任意角度的两束相干入射波以及所需的总散射波决定。在不改变所需远场输出的情况下，对散射场中的倏逝波进行调控，为相干完美吸收超表面设计提供了显著的自由度，使得实现单一方向的反射相干控制这一功能成为可能。研究表明，激发沿表面传播、方向与入射波波矢一致的单向倏逝波，可用于在相干控制光学器件中实现单方向输出。此外，我们采用一种基于散射谐波分析 [42]的数学优化方法，求得表面阻抗分布，使其同时确保相干完美吸收和单一方向上的相干最大反射（CMR）。随后，

* 电子邮箱：zhongshuomin@nbu.edu.cn, xuchen.wang@ki t.edu

将基底参数作为优化模型中的额外自由度，从而实现100% 的反射效率。作为示例，我们通过对安装在接地介质基底上的氧化铟锡（ITO）薄膜进行调控，在微波频段实验验证了适用于 TE 偏振波的相干完美吸收梯度超表面设计。结果表明，通过调节控制波的相位，可在 0 到 1 之间连续控制归一化输出功率。

II. 设计概念

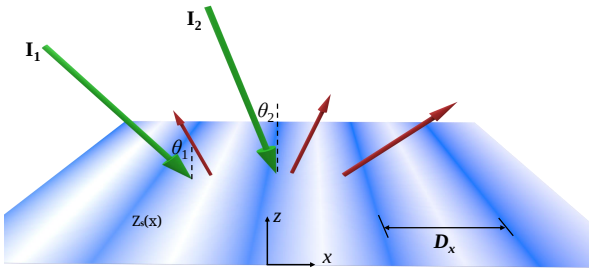


图 1. 周期调制不可穿透阻抗表面的通用散射场景。两束相干光束 I_1 和 I_2 以两个角度同时入射。

考虑一个不可穿透的互易超表面，其表面沿x方向周期调制，周期为 D_x。该表面位于笛卡尔坐标系的xy平面内（见图 1）。两束 TE（s）偏振平面波 I_1 和 I_2 以入射角 θ_1 和 θ_2 （$\theta_1 > \theta_2$）同时照射超表面。两束光的电场振幅 I_1 和 I_2 分别为 $E_1 = E_0$ 和 $E_2 = \alpha E_0$（α 为振幅比）。它们之间的相位差为 $\Delta\phi$=0，定义于原点（$x = 0$，$z = 0$）。超表面的电磁特性可用局部定义的表面阻抗来表征，该阻抗表示表面平面 Z_s（x）处切向电场振幅与磁场振幅之比 $= E_t$（x）$/H_t$（x）。

周期性调制超表面反射的场可以表示为 Floquet 谐波之和。第 n 个谐波的切向波数与周期和入射波数 k_0 有关，如下所示：$k_{rxn} = k_0 \sin\theta_i + 2\pi n_i/D_x$，其中 $i = 1$，2。反射波数的相应法向分量等于 $k_{rzn} = \sqrt{k_0^2 - k_{rxn}^2}$。~~如果~~ $|k_{rxn}|$ 大于入射波数，该波便是倏逝波，不会对远场产生贡献。对于满足 $|k_{rxn}| < k_0$ 的谐波，k_{rzn} 为实数，因此该波是传播波。倏逝谐波将被有损表面耗散，而传播谐波将以角度 $\theta_{rn} =$ arcsin(k_{rxn}/k_0)传播至远区。要实现相干完美吸收，必须（但这还不充分）确保所有衍射两束波的传播模式具有相同的一组角度 θ_{rn}，从而能够相互相消，据此可定义周期 $D_x = \lambda_0/(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)$ [43]，，其中 λ_0 表示波长。

我们的目标是实现相干完美吸收：两束相干且同相的波以两个不同角度 θ_1 和 θ_2同时入射到超表面上。首先，假设这两种照射均未激发倏逝波。在相干完美吸收情况下，表面上不应存在反射场。因此，平面 $z = 0$处总电场的切向分量可写为 $E_t(x) = E_0(e^{-jk_0 \sin\theta_1 x} + \alpha e^{-jk_0 \sin\theta_2 x})$，其中假设并省略了形式为 $e^{j\omega t}$的时间谐波依赖关系。相应的总磁场为 $H_t(x) = E_0(\cos\theta_1 e^{-jk_0 \sin\theta_1 x} + \alpha \cos\theta_2 e^{-jk_0 \sin\theta_2 x})/Z_0$，其中 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为自由空间波阻抗。这些电场与磁场之比即为所需的表面阻抗

$$\Re(Z_s) = Z_0 \frac{\cos\theta_1 + \alpha^2\cos\theta_2 + \alpha\cos\Phi(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)}{\cos^2\theta_1 + \alpha^2\cos^2\theta_2 + 2\alpha\cos\theta_1\cos\theta_2\cos\Phi},$$

$$\Im(Z_s) = Z_0 \frac{\alpha(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)\sin\Phi}{\cos^2\theta_1 + \alpha^2\cos^2\theta_2 + 2\alpha\cos\theta_1\cos\theta_2\cos\Phi}, \quad (1)$$

其中 $\Phi = k_0(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)x$ 是线性变化的相位。表面阻抗的实部和虚部分别是 x的偶函数和奇函数。由方程（1）可见，表面阻抗的周期为 $D = \lambda_0/(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)$，与上述分析一致。对于无源超表面，表面阻抗的实部必须非负。因此，振幅比应满足 $\alpha \geq 1$ 或$\alpha \leq \cos\theta_1/\cos\theta_2$，以确保该表面实现相干完美吸收的无源解。

作为示例，我们考虑两束入射角分别为 (θ_1，θ_2) = (45°，0°) 且振幅相同的入射波束，为简单起见，假设 $\alpha = 1$。（其他情形，即 (θ_1，θ_2) =(60°，−30°)，(75°，15°)，见补充材料[43]，，对应不同的表面阻抗分布。）如图2(a)所示，表面各处的电阻均非负，这表明无源梯度周期表面能够实现两束非对称入射波束的相干完美吸收。

为了进一步分析周期阻抗表面实现相干完美吸收的机制，我们可以采用[42]中所报告的方法，求出一般平面波照射下所有Floquet散射谐波的振幅。总反射场可表示为Floquet谐波模态的无穷级数：

$$E_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-jk_{rzn}z} e^{-jk_{rxn}x}, \quad (2)$$

其中，A_n 是第 n个 Floquet 谐波的复振幅。由于表面调制具有周期性，表面导纳 $Y_s(x) = 1/Z_s(x)$ 可以展开为

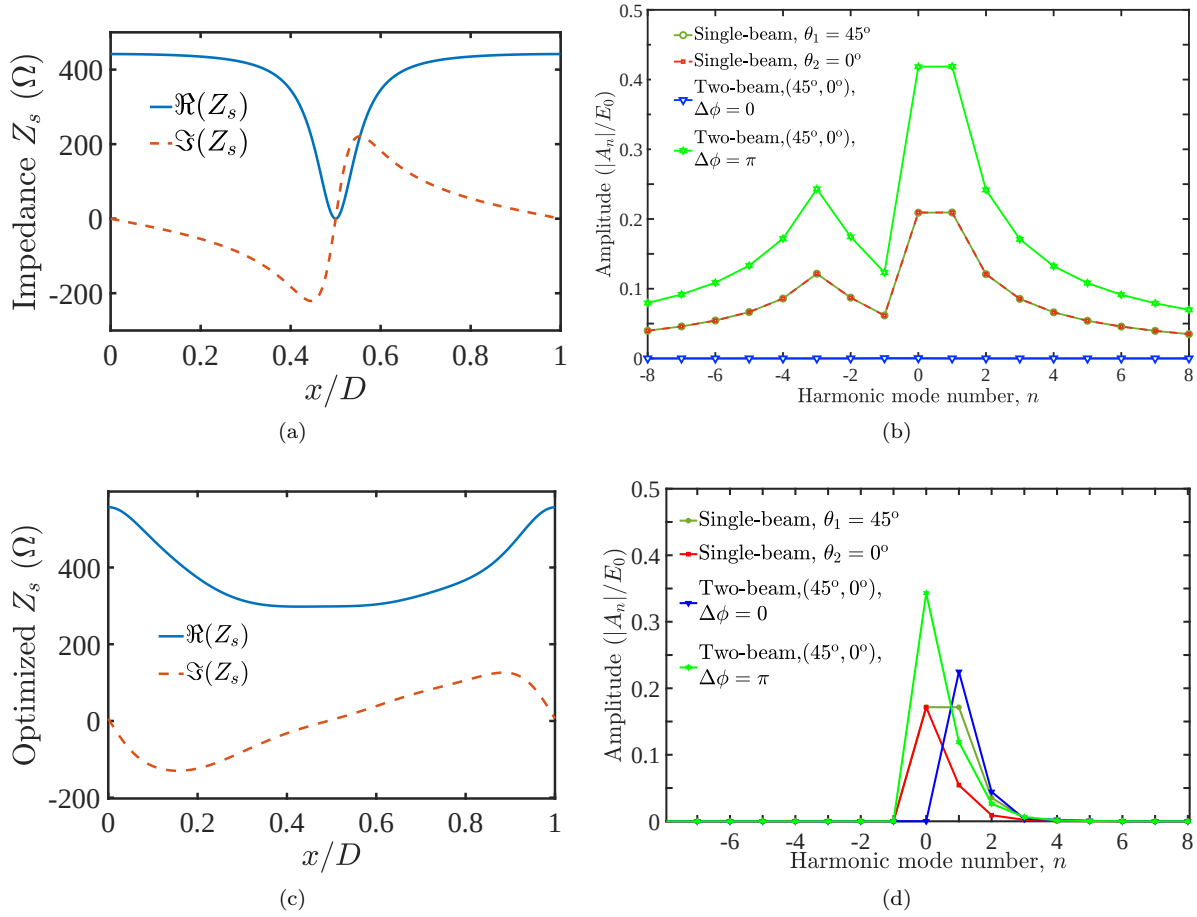


图2. (a) 在一个周期内的解析表面阻抗，用于实现两个入射波束的相干完美吸收（CPA），其中 $(\theta_1,\ \theta_2) = (45°,\ 0°)$。(b) 梯度表面分别受到在 $45°$ 和 $0°$处的单波束入射，以及同相和反相双波束入射照射时，不同 Floquet 散射谐波复振幅的模（以入射电场 E_0 的振幅归一化）。(c) 在一个周期内优化得到的表面阻抗分布，用于实现同相入射下的相干完美吸收，以及反相入射下的单向反射。优化后的 $Y_s(x)$ 傅里叶系数为 $g_0 = 2.654 \times 10^{-3} + j1.724 \times 10^{-11}$, $g_1 = -7.770 \times 10^{-4} - j1.045 \times 10^{-10}$, $g_2 = -(6.565 + j4.581) \times 10^{-5}$,
$g_3 = -9.143 \times 10^{-8} + j5.720 \times 10^{-6}$ $g_4 = -1.644 + j1.992 \times 10^{-5}$,
( )。(d) 图 (c) 中的优化梯度表面分别受到在 $45°$ 和 $0°$ 处的单波束入射，以及同相和反相双波束入射照射时，散射谐波的振幅。

傅里叶级数:

$$Y_s(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n e^{-j2n\pi x/D}. \tag{3}$$

一个托普利茨矩阵$\mathbf{Y}_s$（我们称之为导纳矩阵）仅由调制函数的傅里叶系数决定，其在第 r行、第 c列填入$\mathbf{Y}_s(r,c) = g_{r-c}$。反射矩阵可表示为 [44]

$$\mathbf{\Gamma} = (\mathbf{Y}_0 + \mathbf{Y}_s)^{-1} (\mathbf{Y}_0 - \mathbf{Y}_s), \tag{4}$$

其中，$\mathbf{Y}_0 = \mathbf{Z}_0^{-1}$是一个对角矩阵，其主对角元素表示每个空间谐波的导纳，即$\mathbf{Y}_0(n,n) = k_{rzn}/\omega_0\mu_0$。振幅 A_n 对于入射波的给定 m阶Floquet谐波，反射谐波的振幅可计算为 $A_n = \mathbf{\Gamma}(n,m)$。请注意，$\mathbf{\Gamma}$ 是一个$(2N+1) \times (2N+1)$方阵，$\mathbf{\Gamma}$ 的列和行索引范围为 $-N$ 到 $+N$。当表面同时受到两束波照射时，所有Floquet谐波的振幅是所有谐波的线性叠加。

如图 2(b) 所示，当两束入射波同相时，所有谐波的振幅均为零，这意味着发生了没有反射场的相干完美吸收。然而，当两束入射波反相时，反射谐波便会出现，其中既包括传播模式，也包括倏逝模，这证明完美吸收效应具有相干性，不同于两个角度 [45]下的完美吸收。为更好地理解超表面中相干完美吸收的机制，计算了谐波

当单束波分别照射表面时反射场的谐波。如图 2(b) 所示，对于 45° 和 0° 入射，每个散射谐波的复振幅均相等且 180° 反相（此处未显示相位），因此两束波同相同时照射时会发生相消干涉。这里，对于两种入射，定义阶数为 $n=0$ 的传播谐波位于 θ_1 的镜面反射方向。通过将超表面的周期设计为 $D=\lambda_0/(\sin\theta_1-\sin\theta_2)$，产生了对应于 $n=0,\ -1,\ -2$ 的三个传播模式；两种入射对应的所有衍射模式具有相同的波矢，从而使所有对应谐波发生相干干涉。在反相入射的情况下，如图 2(b) 所示，所有散射谐波的振幅均为单束波情形的两倍。

上述用于求解表面阻抗边界的解析方法，旨在实现相干完美吸收（CPA）：当两束相干波同时照射超表面时，所有散射传播谐波和倏逝谐波的振幅均为零。实际上，表面倏逝模式的振幅可以非零，而不破坏 CPA 条件，因为它们不会向远场区辐射，其功率也会在有损表面上耗散。因此，如果激发了具有未知复振幅的一组特定倏逝波，实现 CPA 的表面阻抗解并不唯一。除了 CPA，我们还利用相干控制反射方向的另一种功能：当两束相干入射波处于反相时，消除不需要的出射波束（ $n=-1,\ -2$ 阶次），并保留振幅最大的$n=0$ 阶次。在这种情况下，要找出每种入射情形下无穷多个倏逝模式的复振幅，十分困难，甚至不可能。因此，我们不再根据边界上的总场计算表面阻抗分布的解析方法，而是采用文献 [42] 中描述、基于散射矩阵计算的数学优化算法，寻找一种表面阻抗分布，使表面能够同时实现吸收和反射的相干控制能力。首先，按照式（3）对超表面建模。为抑制负阶次（$n=-1,\ -2$）的传播模式，并确保只有 45° 处的反射通道开启，将表面导纳 $Y_s(x)$ 的傅里叶级数设为单向形式，即$Y_{\mathrm{s}}(x)=\sum_{n=0}^{4}g_n e^{-j2n\pi x/D}$，其中仅非负阶次的级数系数非零（为提高优化效率，仅使用从g_0 到 g_4 的五个系数）。这种设定是合理的，因为单向表面导纳会使导纳矩阵$\mathbf{Y}_{\mathrm{s}}$ 成为下三角矩阵，进而使反射矩阵 $\mathbf{\Gamma}$也成为下三角矩阵，如式（4）所示。因此，散射模式仅包含非负阶次（$n\geq 0$）的分量。这一效应凸显了单向倏逝场的作用：它是一种抑制负阶次（$n=-1,\ -2$）传播模式的机制。此外，为确保栅格为无源超表面，我们需要施加约束 $\Re(Y_s)\geq 0$，即 $\Re(g_0)\geq|g_1|+|g_2|+|g_3|+|g_4|$。其次，优化目标由六个目标项构成：同相情形下为（$|A_0|$, $|A_{-1}|$, $|A_{-2}|$）=（0，0，0），反相情形下为（$|A_0|$, $|A_{-1}|$, $|A_{-2}|$）=（$A_{0\max}$，0，0），其中 $A_{0\max}$ 是反相情形下反射的最大幅值。在每次优化试验中，假设一个 g_n 数组，并根据式（4）计算所有目标项的值。所有目标项误差之和定义为代价函数C。采用$MultiStart$ 和 $fmincon$ 优化算法，搜索反相反射的最大幅值 $A_{0\max}=0.34$，并使C 达到接近零的最小值。这意味着已找到能够实现所需电磁响应（包括 CPA 和单向反射）的阻抗分布解。

图2(c)展示了一个典型的表面阻抗优化解，其沿超表面的电阻处处为正。对于图 2(c)中的阻抗分布，图 2(d)给出了在 45° 和 0°处单波束入射，以及两束波同相和反相入射时计算得到的散射谐波振幅，揭示了散射的单向特性。可以看到，通过激发单向倏逝波，成功抑制了 $n=-1,\ -2$ 阶传播分量。唯一剩余的传播反射通道是 $n=0$ 阶，其出射角为 45°。当两束入射波同相时，每束波的反射传播谐波（$n=0$）因振幅相同且 π反射相位差而相互抵消。不同于图2(b)中同相 CPA 情形下所有谐波振幅均为零，图2(d)中的 CPA 在$n\geq 1$ 阶存在振幅非零的倏逝模式。当两束入射波反相（$\Delta\phi=\pi$）时，在 45° 处的反射电场振幅（$n=0$）加倍至 $A_{0\max}=0.34$。由此可知，可通过调谐控制波束的相位，连续控制 45° 处的反射功率。当两束波反相时，45° 处反射功率相对于入射波束功率的归一化值达到最大反射效率 11.56%。

III. 优化与实用设计

上述基于不可穿透阻抗模型的设计效率较低，因此需要借助额外的自由度进行优化。一种可能的做法是利用超表面实际实现中的一个或多个参数。

一般而言，上述不可穿透模型中的阻抗表面可通过周期性金属

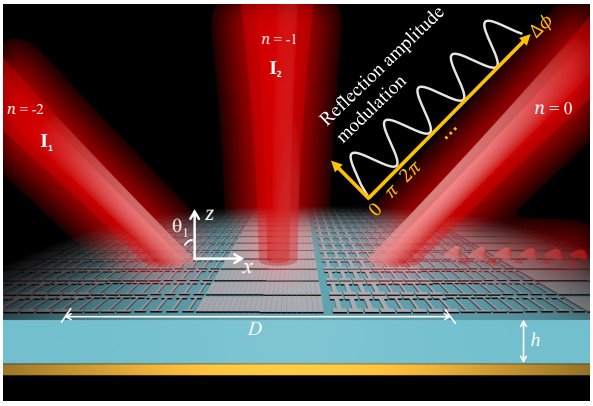


图3. 两个相干波入射到接地介质板上的周期薄片时，其反射振幅调制示意图，二者的相位差为 $\Delta\phi$。通过改变 $\Delta\phi$，可连续调制输出波束的振幅；当 $\Delta\phi$ 在 π的偶数倍与奇数倍之间切换时，输出波束则在0（相干完美吸收）与1（相干最大反射）之间切换。

图案制作在薄接地介质板上来实现，如图3所示。该结构可视为顶层图案的栅格导纳与接地基底的并联导纳。接地基底的特性导纳矩阵 $\mathbf{Y}_{\mathrm{d}}$ 仅包含对角项 $\mathbf{Y}_{\mathrm{d}}(n,n)$，其中 $\mathbf{Y}_{\mathrm{d}}(n,n)$ 为n次谐波的导纳，其表达式为

$$\mathbf{Y}_{\mathrm{d}}(n,n) = k_{rzn}^{\mathrm{d}}/[j\mu_0\omega_0 \tan(k_{rzn}^{\mathrm{d}}h)], \tag{5}$$

其中，$k_{rzn}^{\mathrm{d}} = \sqrt{\omega_0^2\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{d}}\mu_0 - k_{rxn}^2}$ 为基底中波矢的法向分量（见 [42]的补充材料中的式S23），ϵ_{d} 和 h 分别为基底的介电常数和厚度。反射矩阵计算为 $\mathbf{\Gamma} = (\mathbf{Y}_0 + \mathbf{Y}_g + \mathbf{Y}_{\mathrm{d}})^{-1}(\mathbf{Y}_0 - \mathbf{Y}_g - \mathbf{Y}_{\mathrm{d}})$。当厚度 h 相对于波长而言超薄时，对于低阶谐波，有 $\tan(k_{rzn}^{\mathrm{d}}h) \approx k_{rzn}^{\mathrm{d}}h$。由式(5)可知，低阶谐波的导纳近似等于 $1/(j\mu_0\omega_0 h)$，与谐波编号无关。因此，类似于文献 [41]，我们可以利用图2(c)中优化得到的表面阻抗 $Z_s(x)$，近似设计具有栅格导纳 $Y_g(x) = 1/Z_s(x) - Y_{\mathrm{d}}(0,0)$的顶表面。由于基底设计缺乏自由度，在不可穿透模型中，对倏逝场的调控相当有限，导致反相情形下的反射效率较低（11.56 %）。为了以高反射效率实现相干完美吸收，我们需要在设计中将基底参数作为额外的自由度。由于具有适中厚度的接地基底的导纳强烈依赖于谐波编号，复杂矩阵运算的需求使得无法通过解析方法求解栅格阻抗和基底参数。因此，如文献 [42], 所述，通过引入接地基底的导纳矩阵 $\mathbf{Y}_{\mathrm{d}}$ 来扩展优化算法，以搜索栅格阻抗分布和基底厚度的最优解。

根据不可穿透模型的结果，阻抗片调制的周期设为 $D = \lambda_0/\sin 45°$，在$-45°$、 $0°$和 $45°$处有三个传播通道。栅格导纳的傅里叶级数设为单边形式 $Y_g(x) = g_0 + g_1 e^{-j2\pi x/D}$，以确保只有 $45°$ 处的反射通道开放。在优化过程中，为降低复杂度，此处考虑两个傅里叶项 g_0 和g_1 ，共包含四个未知数（实部和虚部）。基底厚度 h 是另一个未知数，并采用介电常数为 $\epsilon_{\mathrm{d}} = 5.8(1 - j0.002)$的可用基底。优化目标设定为6个目标，与上述不可穿透模型中的目标相同。施加约束 $\Re(Y_g) \geq 0$，即 $\Re(g_0) \geq |g_1|$ ，以确保栅格为无源超表面。此外，为了便于通过对薄导电表面进行图案化来实现电抗，还设置了另一项约束$\Im(g_0) \geq |g_1|$ ，以确保超表面所有位置的表面电抗始终呈容性。

在反相情形下，优化得出的反射最大幅值 $A_{0\max}$ 约为 1，这意味着获得了一个$45°$ 处的反射波束，其振幅等于入射波束的振幅 I_1 [46]。这表明，引入基底设计为工程设计辅助倏逝模提供了一个重要的额外自由度，从而能够找到表面阻抗，使其在所有入射情形下均可实现所需的最优散射特性。优化后的栅格导纳傅里叶系数 $Y_{\mathrm{g}}(x)$为 $g_0 = (2.599 + 7.054j) \times 10^{-3}$ 和 $g_1 = (-0.807 + 2.463j) \times 10^{-3}$。最优基底厚度为 $h = 0.2525\lambda_0$。图 4(a) 展示了所需的栅格阻抗，该阻抗沿超表面呈无源电容性。

接下来，我们分析金属背衬介质基底上的设计阻抗片所产生的散射谐波 [见图 4(b)]。对于 $45°$ 和 $0°$ 单波束入射，超表面在 $n = 0$级次处的反射系数具有相同的 0.5 幅值，这是由于两束波同相时产生了相消干涉。对于反相情形， $n = 0$ 级次处反射场的归一化幅值（$45°$）约为 1，这意味着反射功率效率达到 100%（以 $45°$ 波束的入射功率归一化）。由于表面导纳的单向特性，朝其他方向的寄生反射（$n = -1, -2$）可以忽略不计。倏逝谐波同样是单向的，但相当微弱，在 $n = 1$ 级次处的幅值为 0.008；它们被有损结构吸收，从而确保形成相干完美吸收状态。图 4(c)展示了三个传播级次处反射的相位控制调制。通过相位调谐，可以将 $45°$ 处的反射系数从 0 连续调节至 1，同时使另外两个寄生反射保持非常接近于零。这种在相干完美吸收与相干

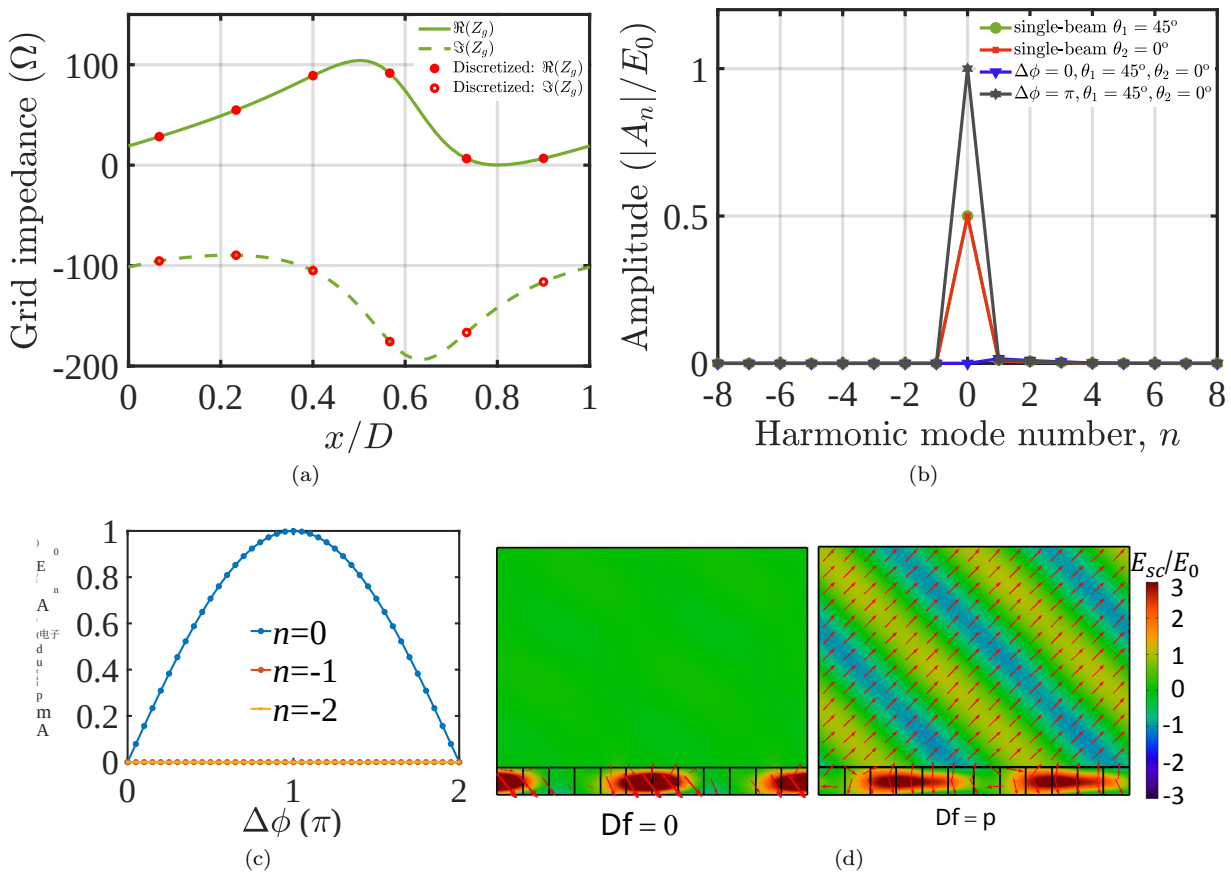


图 4. (a) 一个周期内优化后的离散网格阻抗分布。(b) 优化后的梯度超表面受到单束波在 45° 和 0°处照射，以及受到两束波同相和反相照射时的散射谐波振幅。(c) 当入射波分别在 45° 和 0°处入射时，三个传播谐波（$n = 0,\ -1,\ -2$）的归一化振幅随相位差 $\Delta\phi$ 的变化。(d) 由离散网格阻抗（阶梯近似，每周期 6 个子单元）建模、置于接地介质基底上的超表面所产生的散射电场和功率密度流分布。两束平面波入射同相（左）和反相（右）。

最大反射（CMR）之间的相位敏感调制，且不存在寄生反射，对于需要低回波损耗特性的光开关应用十分重要。有关通过入射相位控制波切换反射波束的过程，请参见补充动画 [43] 。

在实际实现中，离散化对超表面性能的影响是一个重要因素（参见文献 [43]中关于散射谐波与子单元数量关系的详细分析）。我们在一个周期内采用六个子单元，并将每个离散阻抗值设定在相应子单元的中心点，如图4(a)所示。图4(d)展示了在同相入射和反相入射情况下，金属背衬介质板上的理想阻抗片所产生的散射场，这些结果由 Comsol 全波仿真得到。反射场分布证实，每周期包含六个子单元的超表面具有预期响应：对于两个同相照射，几乎实现完美吸收，反射振幅仅为0.023；对于两个反相照射，相对于 45° 入射的强度，几乎实现全反射，反射率为 45° 。可以看到，顶部有损薄层与由介质板隔开的反射地板构成一个漏波腔，腔内场得到增强。对于同相情形，顶面的直接反射与腔内的漏波分量相消，所有功率均被有损表面吸收，从而实现相干完美吸收。将两个相干入射波之间的初始相位差改为 π后，这些分量之间发生相长干涉，从而导致几乎全反射。请注意，在反相情形下，总入射功率（两个入射波束）的一半仍被有损表面吸收。

IV. 物理实现与实验验证

上述理论具有普适性，适用于任意频率；为进行概念验证演示，我们选择了微波频段。通过在接地

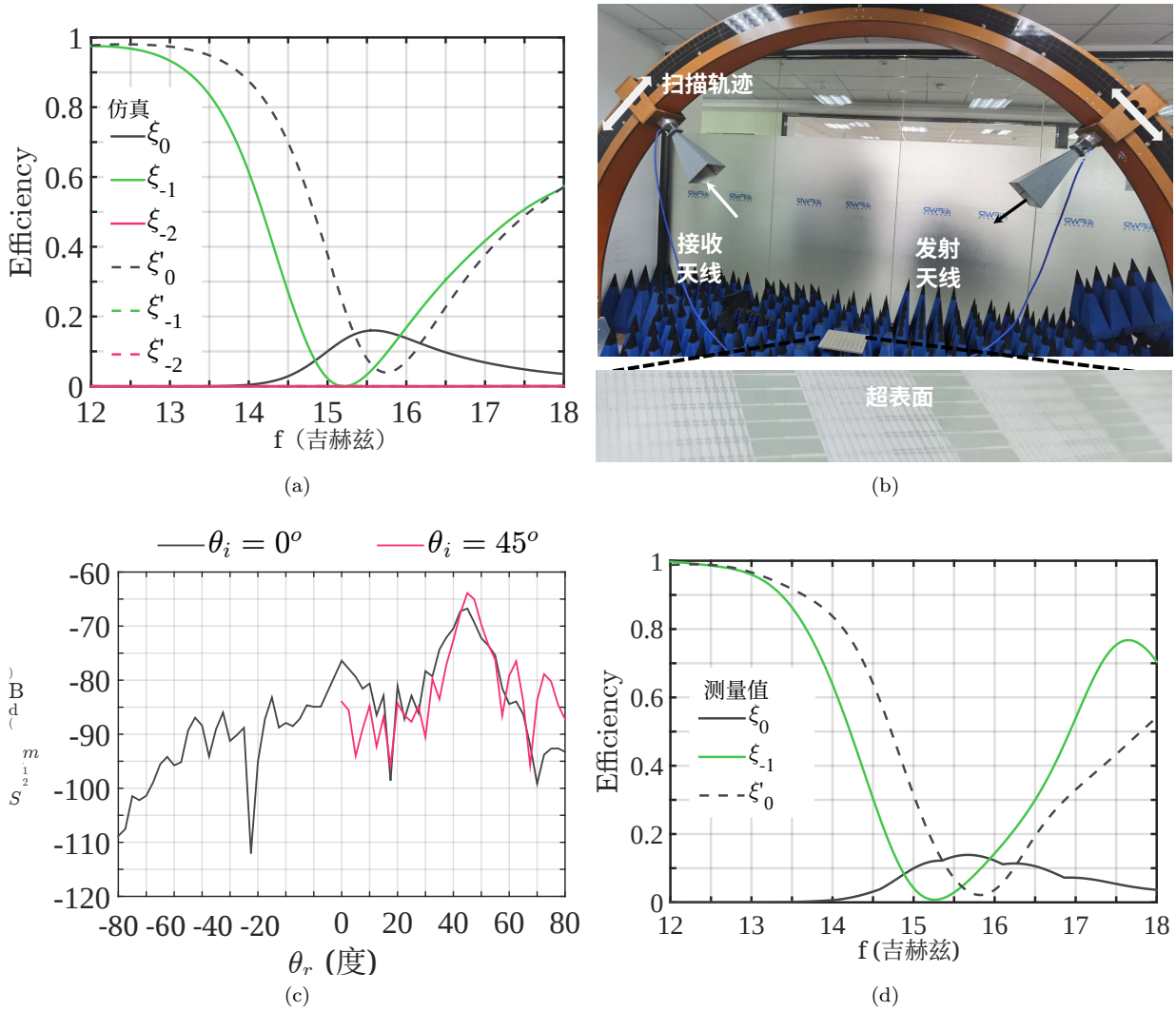


图 5. (a) 在 0° （实线）和 45° （虚线）条件下，各单束波不同衍射模式的反射效率谱仿真结果；(d) 测量结果。(b) 实验装置示意图（上）和制备样品照片（下）。(c) 发射天线位于 0° 和 45° 时，接收天线在不同方向角测得的 15.22 GHz 信号。

介质板上支撑一层表面电阻为 5.5 Ω/sq 的 ITO 薄膜，实现了 15.22 GHz 下所需的阻抗分布，见图3。各单元的详细参数和结构见补充材料[43]。受皮秒激光微加工分辨率的限制，复网格阻抗由六个子单元实现，每个子单元又划分为四个相等的子子单元，以提高梯度阻抗局部设计的稳健性。通过将均匀的电阻型 ITO 薄膜构造成工字形单元，可以在图4(a)所示的表面上实现所需的网格电阻和电抗。对于入射的 y极化波，这类工字形谐振器可建模为 RLC串联电路。通过调整 ITO 条带的宽度和长度，可以实现所需的电阻。宽度越小、长度越长，网格电阻越高。所需的电抗可通过调整电容间隙的电容可通过缩小间隙或增加金属条的长度或宽度来提高，而对电阻部分的影响较小。第5和第6个子单元退化为条带，以使电阻部分尽可能接近理论值。然而，第5和第6个子单元的电阻与理论值仍分别相差3.6 Ω和1.1 Ω。若采用表面电阻更低的ITO薄膜，则可消除这一偏差。为简化制造工艺，我们忽略这一偏差。理论分析了其影响，结果表明，同相情形下的反射振幅从0.023增至0.065，这在实验中可以接受。由于入射角为 0° 和 45° 的两束波同时照射表面，所有元件都应具有与角度无关的表面阻抗。这些

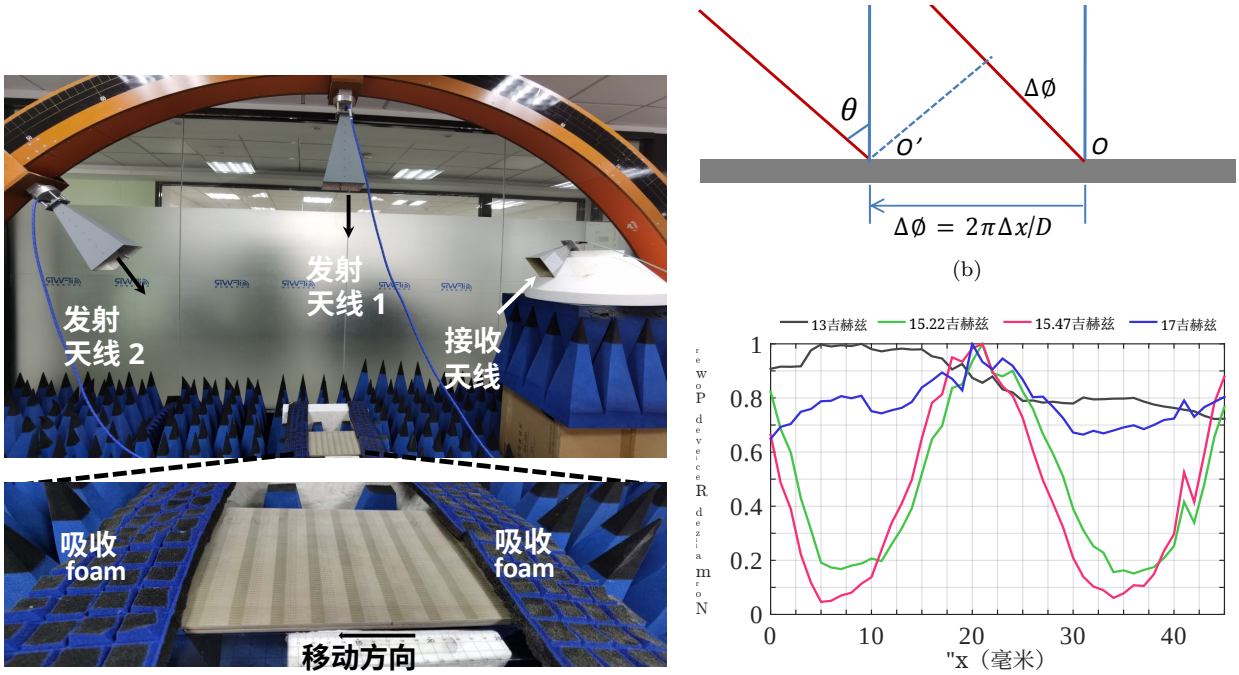
I形谐振器在TE入射下具有角度不敏感的阻抗，满足这一要求 [47]。在第5和第6个子单元的条带中切割出狭缝，以降低阻抗的角度敏感性。所有子单元均已按照文献 [43] 中给出的几何尺寸进行了优化。

图 5(a) 显示了超表面对法向入射和 45° 入射的仿真频率响应。对于法向照射，在 $n=-1$ 和 $n=0$ 谐波处会出现强反射（分别记为 ξ_{-1} 和 ξ_0），而 $n=-2$ 散射传播模式的振幅在整个频段内几乎为零。 $n=-1$ 模式（ 0°处的镜面反射）的反射在 15.22 吉赫兹的设计频率处也有一个接近零的凹陷，而 $n=0$ 模式（ 0°处的异常反射）的反射效率约为 13.9%（相对振幅为 0.44）。请注意，对于异常反射，效率按 $\xi=(E_r/E_i)^2\cos\theta_r/\cos\theta_i$ [37] 计算。对于45° 照射， $n=-1$和$n=-2$ 模式（ξ'_{-1} 和 ξ'_{-2}）的反射都接近于零，而在 15.22 吉赫兹时， $n=0$模式（ξ'_0）的效率约为 21%（相对振幅为 0.46）。因此，在 15.22 吉赫兹的工作频率下，两种入射在 45° 出射角处的反射模式具有几乎相等的振幅，满足相干完美吸收的条件。参考文献 [43] 给出了全波仿真所得的设计超表面在同相和反相情形下受两束波照射时的散射电场分布。可以看出，当两束入射波同相时，总散射场非常微弱（0.02），表明实现了近乎完美的相干吸收。然而，当两束入射波切换为反相状态时，散射场的相对振幅约为 0.91，且相干最大反射主要沿 45°方向传播。

我们制作了一个样品（见方法），并开展了若干实验以验证理论结果（见图 5(b)）。首先，将发射天线固定在 0°，同时接收天线沿扫描轨迹移动，步长为 2.5°。接收天线在不同角度 θ_r测量超表面反射的信号。随后，将发射天线固定在 45°，接收天线则扫描其位置，以测量另一半空间中的反射信号。如图 5(c)所示，两种入射情况下的反射主峰均出现在 $\theta_r=45^\circ$，这与理论和仿真结果一致。法向入射情况下，在 $\theta_r=0^\circ$处还出现了另一个反射峰，其幅度比主峰低约 -10 dB，对应于 15.22 吉赫兹处较弱的镜面反射。

为了估算超表面在全部三个反射通道中的振幅效率，我们用一块尺寸相同的铜板替代超表面，并测量参考均匀金属镜在 $\theta_i=2.5^\circ$ （近似法向入射）、 22.5°和 45° 入射角下的镜面反射信号振幅。通过将信号振幅除以参考板在相应入射角 2.5° 和 45° 下照射时反射信号的振幅，计算超表面在 0° 和45° 照射下的镜面反射效率。如图5(d)所示，在15.22吉赫兹的设计频率下， 0° 和45° （ξ_{-1} 和 ξ'_0）处的镜面反射效率分别为0.8%和18.6%（相对振幅为0.431）。对于法向入射时 $n=0$ 模式下的异常反射，反射角为 $\theta_r=\arcsin(15.22/(\sqrt{2}f))$，在15.22吉赫兹时为$45^\circ$ ，并随频率从12吉赫兹变化至18吉赫兹而从 63.7° 变化至 36.7° 。因此，我们根据不同频段选取不同接收角 θ_r处的信号数据，并将其信号振幅除以参考镜在不同 $\theta_r/2$ 入射角下的信号振幅。此外，将所得数值除以估算的修正因子[37] $\sqrt{\cos(\theta_r)/\cos(\theta_r/2)}$。该因子表示理想超表面（尺寸相同且由无损材料制成）的理论计算信号振幅与理想导电板信号振幅之比。在15.22吉赫兹的设计频率下，修正因子为 0.91，因此计算得到的反射效率为12%（相对振幅为 0.412），如图5(d)所示。测量效率与数值模拟结果（见图5(a)）吻合良好，但 ξ_0 曲线中存在一些波纹，这是测量时离散的角度扫描步长造成的。在测量中，两种入射情况下 $n=0$ 模式的反射相对振幅几乎相等，验证了实现相干完美吸收的能力。

为通过实验验证超表面的相位控制反射，在图 6(a) 所示的最后一次测量中，两根由功分器馈电的发射天线分别以垂直入射和 45°照射超表面。接收天线放置在 45° 角度处，用于测量两束波同时照射时超表面反射的总功率。为避免在其中一条支路中使用移相器所造成的严重插入损耗（这可能会增大两束波之间的振幅不平衡），我们通过沿 x 方向移动超表面来模拟相位差调节过程。如图 6(b) 所示，随着超表面水平位置的改变，两束波之间的相位差呈线性变化。因此，这种移动等效于改变两束波之间的相位。为确保移动过程中超表面的有效照射区域保持稳定，我们在样品两侧顶部各放置了一块吸波泡沫。接收总功率以反射波的最大功率归一化后，随距离 Δx的变化而改变。如图 6(c) 所示，在 15.22 吉赫兹和 15.47 吉赫兹处，调制深度分别达到 0.15 和 0.04。这一结果表明，通过调节两束入射波的相位差，可以在设计频率附近实现相干增强和相消。调制周期约为 29 mm，几乎等于



(a) (b) (c)

图 6。（a）实验装置。两个发射天线通过功分器馈电，分别以法向和 45°方向照射超表面。在 45° 处放置一根接收天线，以测量总反射功率。由于超表面的周期性，可以通过沿阻抗变化方向水平移动超表面，模拟两束波之间连续变化的相位差。两侧各放置一块吸波泡沫，确保超表面平移时其有效照射区域保持不变。（b）当相位差为 0 时，参考点 O 是 0° 波束与 45° 波束在超表面上的交点。距参考点 O 为 Δx 处的相位差为 $\Delta\phi = 2\pi\Delta x/D$，其随水平距离 Δx线性变化。（c）在 13、15.22、15.47 和 17 吉赫兹下，不同超表面位置对应的归一化接收功率。

超表面的周期，这验证了理论分析。然而，在远离设计频率的频率处，例如 13 吉赫兹和 17 吉赫兹，相干现象会弱得多，如图 6(c) 所示，这是由于垂直入射波和斜入射波的主要反射角及反射振幅不匹配所致。

V. 讨论

我们已实现任意角度入射的两束光的相干完美吸收。研究发现，利用梯度无源平面结构，当两束光的相对振幅处于一定范围内时，可以实现这一效应。当这两束入射光变为反相状态时，三个传播通道中都会产生反射。为了实现单向反射的相干控制，可以引入单向倏逝模激发，以抑制其他寄生反射。为了在反相情形下获得更大的反射，我们采用优化算法搜索栅格阻抗分布和基底厚度的最优解；当多通道超表面设计需要许多自由度时，该方法尤为有效

表面设计。在其他设计方法中，例如非局域超表面 [37] 和等离激元光栅 [23, 48]，单元内所有元件之间的干涉对器件性能至关重要，因此需要在全波仿真中进行蛮力优化，这一过程耗时长，并且当涉及多个输入光束以及多个通道的多功能性时甚至无法奏效。相比之下，由于采用了严格的理论分析，我们的方法更加稳健高效，尤其是通过在散射场中引入单向倏逝模来消除寄生反射。此外，我们的算法还考虑了基底阻抗的角度依赖性，这对于多角度入射情形下的超表面设计至关重要 [49, 50]。

我们实现了一种具备角度非对称相干完美吸收与反射功能的梯度超表面。通过倏逝谐波工程实现波调控，并对多重照射下的电磁响应进行独立控制，这一理念可用于设计多功能波过程。基于超表面的设计在实际应用中颇具吸引力。例如，通过将平面结构置于金属接地介质层上，监测物体在两束相干照射下的总反射，可以探测物体的速度或位置—

从而实现探测。此外，我们希望这项工作能在相控阵天线、单侧探测与传感，以及低插入损耗光开关等领域展现出良好的应用前景。

VI. 方法

超表面的设计与建模

本文所展示的原型设计工作频率为 15.22 吉赫兹。栅格阻抗被离散化为 6 个子单元，每个子单元又划分为 4 个相等的子子单元。通过传输线法方法，从仿真反射系数（S_{11}）中提取每个子子单元的有效栅格阻抗（见补充材料[43]）。数值仿真采用由 CST MWS 实现的频域求解器进行。仿真中使用从端口 1 沿 z方向传播的激励，其电场沿 y方向、磁场沿 x方向，以获得S_{11} 参数。单元中所有元素的尺寸均经过逐一设计和优化，以匹配理论上得到的所需表面阻抗。

确定单元中所有结构的尺寸后，我们使用 CST MWS 对单元在法向和 45° 入射下进行数值模拟。完整单元的仿真区域为 $D \times D_y \times D$ （沿 x， y和 z 方向），并设置了单元边界条件和 Floquet端口。通过法向和 45° 入射得到的散射场通过从总场中减去入射波计算得到。最后，将超表面同时受到两束波照射时的各单束波散射场以不同相位差相加，得到总散射场。

实现与测量

超表面的氧化铟锡图案采用皮秒激光微加工技术，在厚度为 0.175 毫米的 ITO/PET薄膜上制成。样品沿 x 轴包含 10 个单元，沿y 轴包含 66 个单元 [图 5(b)]，尺寸为 $14.15\lambda \times 10.04\lambda$ =$278.9\ mm \times 198\ mm$。ITO/PET薄膜通过 $\epsilon = 5.8(1 - j0.01)$ 粘附在厚度为 4.95 毫米的 F4BTM基板上，其背面由铜接地板覆盖。

使用 NRL-弧形测试装置 [图 5(b)]对所设计超表面的工作情况进行了测试。在实验中，两副增益为 17 dBi、工作频率为 15.22 吉赫兹的双脊喇叭天线连接到矢量网络分析仪，分别用作发射天线和接收天线。超表面与发射天线和接收天线的距离均为 2 m（约 101λ），此处天线辐射可近似为平面波。移动天线沿扫描轨迹移动，以测量不同角度的反射。采用时间门控来滤除天线接收到的所有多重散射噪声信号 [43]。

VII. 数据可用性

支持本研究结论的数据可在提出合理请求后向通讯作者获取。

[1] Fu, Y. *et al.* 基于纳米级等离激元狭缝波导的全光逻辑门。 *Nano Lett.* **12**, 5784–5790 (2012)。[2] Fang, X. *et al.* 通过相干调制超材料吸收实现超快全光开关。 *Appl. Phys.* , *Lett.* **104** 141102 2014

（）。[3] Shi, J. *et al.* 超表面上的斯涅尔定律相干控制。 *Opt. Express* **22**, 21051–21060 (2014)。[4] Papaioannou, M., Plum, E., Valente, J., Rogers, E. T. & Zheludev, N. I. 利用超表面上的光实现光的二维控制。 *Light: Sci. Appl.* **5**, e16070 (2016)。[5] Papaioannou, M., Plum, E., Valente, J., Rogers, E. T. & Zheludev, N. I. 基于等离激元超材料中相干完美吸收的全光多通道逻辑。*APL Photonics* **1**, 090801 (2016)。[6] Fang, X., MacDonald, K. F. & Zheludev, N. I. 利用相干超器件以光控制光：全光晶体管、加法器和反相器。 *Light: Sci.* , e– *Appl.* **4** 292 292 2015

e（）。[7] Silva, A. *et al.* 利用超材料执行数学运算。 *Science* **343**, 160–163 (2014)。[8] Achouri, K., Lavigne, G., Salem, M. A. & Caloz, C. 用于电磁远程控制的超表面空间处理器。 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **64**, 1759–1767 (2016). [9] Zhu, Z., Yuan, J. & Jiang, L. 基于局域表面等离激元面内相干控制的多功能多通道全光逻辑门。 *Opt. Lett.* , – ( ). **45** 6362 6365 2020

[10] Kang, M. *et al.* 基于连续谱束缚态的相干全偏振控制。 *Nat. Commun.* **13**, 1 9 2022– ( ). [11] Peng, P. *et al.* 超快极紫外瞬态吸收的相干控制。 *Nat. Photonics* **16**, 45– 51 (2022). [12] Chong, Y. D., Ge, L., Cao, H. & Stone, A. D. 相干完美吸收器：时间反演激光器。 *Phys. Rev. Lett.* , ( ). **105** 053901 2010

[13] Wan, W., Chong, Y., Li Ge, H. N., Stone, A. D. & Cao, H. 时间反演激射与吸收的干涉控制。 *Science* **331**, 889–892 (2011).

[14] Dutta-Gupta, S., Deshmukh, R., Gopal, A. V., Martin, O. J. F. & Gupta, S. D. 相干完美吸收介导的异常反射与折射。 *Opt. Lett.* , – ( ). **37** 4452 4454 2012

[15] Baranov, D. G., Krasnok, A., Shegai, T., Al`u, A. & Chong, Y. 相干完美吸收器：光对光的线性控制。 *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17064 (2017)。

[16] Pirruccio, G., Ramezani, M., Rodriguez, S. R.-K. & Ri- vas, J. G. 等离激元晶格与发光层耦合系统中光学吸收的相干控制。 *Phys.* , ( ). [17] *Rev. Lett.* **116** 103002 2016
Jung, M. J., Han, C., Yoon, J. W. & Song, S. H. 等离激元相干完美吸收器的温度与增益调谐。 *Opt. Express* **23**, 19837–19845 (2015). [18] Yoon, J. W., Jung, M. J. & Song, S. H. 用于高性能相干完美吸收器的增益辅助临界耦合。 *Opt. Lett.* **40**, 2309–2312 (2015). [19] Kita, S. *et al.* 利用背面部分反射器实现高效率超表面光束偏转的相干控制。 *APL Photonics* **2** 046104 2017 , ( ). [20]
Xomalis, A. *et al.* 基于相干吸收实现全光信号调制的光纤超器件。 *Nat.* , ( ). [21] *Commun.* **9** 182 2018
Wang, C., Sweeney, W. R., Stone, A. D. & Yang, L. 例外点处的相干完美吸收。 *Science* **373** 1261 1265 2021 , – ( ). [22] Li, S. *et al.* 相干照明下超薄导电薄膜的宽带完美吸收：微波辐射的超吸收。 *Phys. Rev. B* **91**, 220301 (2015). [23] Yoon, J. W., Koh, G. M., Song, S. H. & Magnusson, R. 利用银薄膜光栅激发相干表面等离激元极化激元，对完整的光学吸收与散射进行测量和建模。 *Phys.* , ( ). [24] *Rev. Lett.* **109** 257402 2012
Zhang, W. & Zhang, X. 基于非互易等离激元学实现免背向散射的空间微分计算。*Phys. Rev. Applied* **11**, 054033 (2019). [25] Yu, N. *et al.* 具有相位不连续的光传播：广义反射与折射定律。 *science* **334** 333 337 2011 , – ( ). [26]
Sun, S. *et al.* 梯度折射率超表面：连接传播波与表面波的桥梁。 *Nat. Mater.* , – ( ). [27] **11** 426 431 2012
Kildishev, A. V., Boltasseva, A. & Shalaev, V. M. 基于超表面的平面光子学。 *Science* **339**, 1232009 (2013). [28] Epstein, A. & Eleftheriades, G. V. 利用辅助场综合无源无损超表面，实现无反射分束与完美反射。 *Physical review letters* **117** 256103 2016 , ( ). [29]
Ra'di, Y., Sounas, D. L. & Al`u, A. 超光栅：突破梯度超表面在波前控制方面的限制。*Phys. Rev. Lett.* **119**, 067404 (2017). [30] Epstein, A. & Rabinovich, O. 通过用于综合与分析的详细解析模型揭示超光栅的特性。 *Physical Review Applied* **8**, 054037 (2017). [31] Popov, V., Boust, F. & Burokur, S. N. 利用超光栅控制衍射图样。 *Physical Review Applied* **10** 011002 2018 , ( ). [32]
Wong, A. M. & Eleftheriades, G. V. 利用双分区惠更斯超表面实现完美异常反射。 *Physical Review X* **8** 011036 2018 , ( ). [33]
Cao, Y. *et al.* 相位梯度超表面中角度非对称衍射背后的机制。 *Physical Review Applied* **12** 024006 2019 , ( ). [34]
Fu, Y. *et al.* 基于整数奇偶性设计的声学超光栅实现透射与反射的反转。 *Nature Commun.* **10** 1 8 2019 , – ( ). [35]
Zhang, Z. *et al.* 超光栅中的相干完美衍射。 *Adv. Mater.* **32**, 2002341 (2020)。
[36] Sun, S. *et al.* 利用梯度超表面实现高效宽带异常反射。 *Nano Lett.* **12**, 6223–6229 (2012)。[37] D´ıaz-Rubio, A., Asadchy, V. S., Elsakka, A. & Tretyakov, S. A. 从广义反射定律到完美异常反射器的实现。 *Sci. Adv.* **3**, e1602714 (2017)。[38] He, T. *et al.* 光频下的完美异常反射器。 *Science advances* **8**, eabk3381 (2022)。[39] Cuesta, F., Ptitcyn, G., Mirmoosa, M. & Tretyakov, S. 相干回射超表面。 *Phys. Rev. Research* **3** 032025 2021 , L ( )。
[40] Cuesta, F., Kuznetsov, A., Ptitcyn, G., Wang, X. & Tretyakov, S. 相干非对称吸收器。 *Phys. Rev. Applied* **17** 024066 2022 , ( )。
[41] Wang, X. *et al.* 通过倏逝场工程实现超表面的极端非对称性：角度非对称吸收。 *Phys. Rev. Lett.* **121**, 256802 (2018)。[42] Wang, X., D´ıaz-Rubio, A. & Tretyakov, S. A. 超表面器件中多个通道的独立控制。*Phys. Rev. Applied* **14**, 024089 (2020)。[43] 有关更多信息，请参阅补充材料。[44] Hwang, R.-B. *Periodic structures: mode-matching approach and applications in electromagnetic engineering* (约翰·威立父子出版公司，2012)。[45] Zhirihin, D., Simovski, C., Belov, P. & Glybovski, S. 用于两个入射角下完美吸收的蘑菇型高阻抗超表面。 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **16** 2626 2629 2017 , – ( )。
[46] Wang, X., Asadchy, V. S., Fan, S. & Tretyakov, S. A. 用于波功率合成的时空超表面。*ACS Photonics* **8**, 3034–3041 (2021)。[47] Luukkonen, O. *et al.* 由金属条带或贴片构成的平面栅格和高阻抗表面的简洁且精确的解析模型。 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **56** 1624 1632 2008 , – ( )。
[48] Chen, X. *et al.* 倾斜偶极超光栅产生的宽带雅努斯散射。 *Laser Photonics Rev.* **16**, 2100369 (2022)。[49] Zhang, X. *et al.* 控制光学超表面中的角度色散。 *Light Sci. Appl.* **9**, 1–12 (2020)。[50] Yuan, Y., Cheng, J., Fan, F., Wang, X. & Chang, S. 调控介质光栅中的角度色散，以实现多功能波前整形和动态偏振转换。 *Photonics Res.* **9**, 2190–2195 (2021)。

VIII. 致谢

作者感谢 Viktar S. Asadchy 博士提出的宝贵意见。S.M.Z. 感谢国家留学基金管理委员会的资助。本研究还获得了浙江省自然科学基金（LY22F010001）、中国国家自然科学基金（61701268）以及浙江省属高校基本科研业务费的资助。

IX. 作者贡献

S.M.Z. 和 X.C.W. 提出了这项研究构想。S.M.Z. 进行了数值计算，并设计了样

品。S.M.Z. 开展了实验。S.M.Z.、X.C.W. 和 S.A.T. 撰写了论文。S.A.T. 负责监督该项目。所有作者均参与了科学讨论和稿件编辑。

X. 利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

XI. 补充信息

补充信息在线版本包含可访问的补充材料，网址为 https:xxxx。

通信 如需材料，请联系 ShuominZhong 或 XuchenWang。