异常反射器的不同设计与实现方式比较

Mostafa Movahediqomi[1], Grigorii Ptitcyn[1],和 Sergei Tretyakov[1], *IEEE* 会士[1]电子与纳米工程系，电气工程学院，阿尔托大学，芬兰埃斯波 02150

arXiv:2301.02851v1 [physics.app-ph] 3 Jan 2023

超表面能够高效调控电磁辐射。尤其是，对平面波反射的控制是许多应用中最实用的功能之一。过去几年间，异常反射器领域已得到广泛研究，提出了多种几何结构和若干不同的设计方法。采用不同方法设计的异常反射超表面，在反射效率、角度响应和频率带宽等方面表现各异。若不对已知设计方法进行全面比较，就难以恰当地选择最合适的设计方法和超表面几何结构。本文探讨了四种主要方法，这些方法可在结构的同一基本拓扑结构下用于设计异常反射器；我们首先从输入阻抗层面研究所设计的超表面，随后考察并比较实际实现结构的性能。我们涵盖了广泛的性能指标，例如功率效率与损耗、角度响应，以及有限尺寸结构的散射方向图。我们预计，本研究将有助于开发新的工程方法，并设计包含可重构单元的更复杂结构。此外，我们认为本研究具有参考价值，因为它为理解异常反射器的一般特性提供了比较性的物理见解。

索引词——**异常反射器、衍射光栅、相位梯度、表面波、角度响应、散射参数、远场方向图。**

I. 引言

无线通信技术不断朝着更高的工作频率发展。随之而来的是天线尺寸缩小，但也不得不使用高方向性扫描天线。发射机和接收机的改进受到限制，因此通信工程师提出利用超表面和超光栅 [1]–[14],以及可重构智能超表面（可重构智能表面） [15]–[24]来优化传播环境。后者近年来在通信领域日益受到关注。通常，可重构结构是在传统固定结构的基础上，通过添加可调谐元件来设计的。因此，及时比较已知的异常反射器设计方法很有必要。

实现一种能够将平面波反射为沿任意所需方向传播的平面波的平面表面，主要有两种截然不同的方法。一种是采用周期结构（衍射光栅），其周期根据所需的入射角和反射角进行选择。另一种是采用非周期加载的天线阵列，其几何周期通常固定为 $\lambda/2$ [25]。大多数关于异常反射器的研究采用第一种方法，本文将考察各种周期调制异常反射边界的设计。

或许，操控表面反射方向最经典的方法，是使用相控阵（反射阵）天线 [26]–[28]。在这种方法中，通过调节天线口径处的相位分布，使所有天线阵列单元产生的反射波沿所需的反射方向相长干涉。将这一原理推广到平面亚波长结构超表面，只要使表面上的局部反射相位呈非均匀分布，形成相位梯度反-射器。采用这种方法，可以任意引导反射波，突破传统反射定律，实现所谓的异常反射。这种方法的主要缺点是，当偏离通常的反射定律较大时，效率较低 [2], [29]。入射波与反射波之间的阻抗失配会变得显著，并导致更多能量散射到寄生传播模式中（见图1）。

理论上，利用超表面中的有源有损夹杂物，可以彻底解决大偏转角下效率降低的问题 [1]。值得一提的是，表面产生的平均功率将为零；然而，其中一部分区域必须产生能量，另一部分区域则应吸收能量，这在实际应用中相当不切实际。另一种可能性是采用完全无源结构，并对近场区域中的辅助表面波进行适当调谐 [1], [3] ，如图 1 所示。倏逝模的优化可以通过几种不同方式实现：基于输入（表面）阻抗的优化 [5], [6], 、网格（薄片）阻抗的优化 [7]–[9], 、通过直接优化整个结构 [10], [11], 、通过求解析解 [12], [13],, 以及最终引入非平面（功率流共形）结构 [14]。本文将详细概述并比较其中一些方法，讨论它们之间的差异与优势。我们复现了所选的设计方法，并比较了这些工作的最重要特性，包括无限和有限尺寸结构的功率效率、角度稳定性、远场辐射方向图以及频率带宽。

本文的组织结构如下：第二节将简要介绍所选的比较方法，并重点说明各方法的优缺点。第三节则致力于研究理想结构和实际结构的散射参数，并比较各方法的功率

效率。异常反射器的角度响应是另一个重要方面，将在第四节讨论。我们将在此展示反射器受到不同角度入射波照射时的行为。此外，有限尺寸结构在远区的反射和散射对应用而言也很重要，近期已有多项研究对此进行了探讨。第五节将讨论这一问题。最后，第六节将总结全文，完成此次比较，并明确各方法的优缺点。

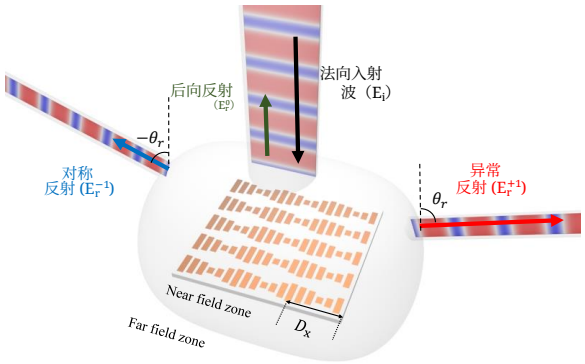


图 1：作为异常反射器的周期阵列概念图。图中展示了存在三个传播 Floquet谐波的情况。设计目标是抑制所有传播模式的反射，仅保留所需的异常反射。

II. 所考虑的设计方法

为进行公平比较，我们选择可通过在接地介质基板上印制金属贴片或条带阵列来实现的方法。我们选取一项示例性能要求：在 8 GHz 下，将 TE极化的法向入射平面波异常反射至 70° 方向。所有设计均基于相同的基本平台：接地介质基板上的金属贴片阵列（图 1）。所选示例基板为 Rogers 5880，其介电常数为 2.2，厚度为 1.575 mm，损耗角正切为 0.0002。对于所有设计，我们将周期划分为 6 个子单元，这些子单元采用阻抗条带或异形金属条带。所有设计使用相同参数，因而能够对性能进行有意义的比较。

初始参考设计是一种相位梯度超表面，例如 [26]–[28], [30]。单元采用传统的局部周期近似进行设计，使反射器上每一点处的反射相位（法向入射时）均满足所需反射角对应的线性相位梯度规则，即与无限大同一单元阵列的反射相位一致。这意味着，超表面的反射特性可由“局部反射系数”定义，并假定可通过调整单元的几何参数加以控制。在非均匀阵列中，嵌入体之间的强耦合会使这种近似相当粗略，尤其是在偏转角不小时。

我们根据均匀化边界条件的使用程度，对旨在克服相位梯度反射器固有寄生散射的更先进方法进行分类：

方法 1（输入阻抗法）。在此方法中，超表面的设计基于等效输入阻抗，也称为不可穿透阻抗边界条件（阻抗边界条件），见图 2(a)。输入阻抗（Z_{input}）关联超表面结构与自由空间之间界面处的电场切向分量 ($\mathbf{E}_{\mathrm{t}}$) 和磁场切向分量：($\mathbf{H}_{\mathrm{t}}$)

$$\mathbf{E}_{\mathrm{t}} = Z_{\mathrm{input}} \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \times \mathbf{H}_{\mathrm{t}} \,|_{z=0^+} \,. \tag{1}$$

在此方法中，对反射器表面上的输入阻抗分布进行优化，目标是将大部分反射功率引导至所需方向。优化算法会调整输入阻抗，确保表面上每一点的坡印廷矢量法向分量均为零，因此输入阻抗为纯电抗 [5], [6]。找到每一点所需的输入阻抗值后，使用局部周期近似确定该结构的实际几何结构。也就是说，将连续的电抗分布离散化，并在周期边界条件下优化每个单元的尺寸，以确保该单元构成的无限周期阵列在法向入射时的平面波反射相位，与该点具有所需输入电抗的均匀边界所产生的反射相位相同。

方法 2（网格阻抗法）。这种设计方法基于贴片阵列的网格（或片层）阻抗模型，该模型也称为可穿透阻抗边界条件，见图 2(b)。在此方法中，阻抗边界条件仅用于对金属贴片阵列建模。网格阻抗（Z_{grid}）将表面平均电场与超表面片两侧平均切向磁场之差联系起来：

$$\mathbf{E}_{\mathrm{t}} = Z_{\mathrm{grid}} \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \times (\mathbf{H}_{\mathrm{t}} \,|_{z=0^+} - \mathbf{H}_{\mathrm{t}} \,|_{z=0^-}). \tag{2}$$

在此方法中，会考虑接地介质层的空间色散。在这种情况下，优化过程考虑的是一种更实用的结构，与第一种方法相比，它能够更全面地处理基板内部的波 [7]–[9]。方法 2 使用局部周期近似来设计电抗片，而方法 1 则使用该近似对整个超表面体积建模。

方法 3（非局域设计）考虑了该层所有具体的几何和电磁特性，而不依赖均匀化方法。优化通常从输入阻抗的一些初始设置开始（例如，在 [10] 中，要求反射器由周期排列的接收与再辐射漏波天线区域构成），但最后几步优化的是周期晶格的整个超单元，而不是周期阵列中的单个贴片。重要的是，沿表面的坡印廷矢量法向分量不设为零，这对应于有效的有源耗散行为，尽管整体结构仍完全无源。这种方法的缺点在于需要进行直接优化，而这

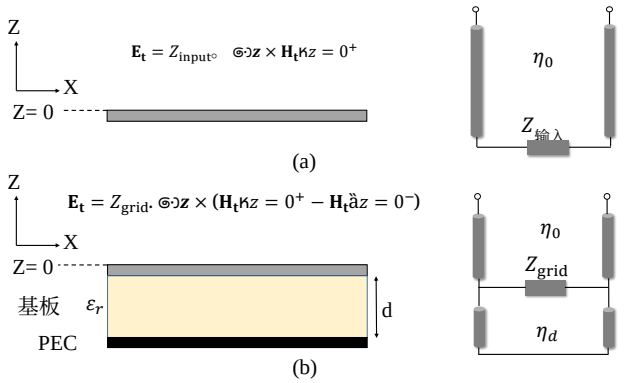


图 2：两种类型的阻抗边界条件：（a）输入阻抗，也称为不可穿透阻抗边界条件。左侧展示了概念结构，右侧显示了相应的传输线模型。（b）栅格或表面阻抗，也称为可穿透阻抗边界条件。左侧的概念结构由放置在接地介质基板顶部的阻抗片组成。右侧显示了等效传输线模型。

通常需要强大的计算资源，也可能耗费大量时间。

其他方法通过加载导线阵列 [12], [13]或非平面结构 [14]实现完美异常反射。然而，为了进行有意义的比较，我们仅选择适用于平面结构且可通过带有金属贴片的印刷电路板实现的方法。具体而言，相位梯度样品基于输入阻抗所需的正切轮廓进行设计；对于方法 1（不可穿透阻抗边界条件），我们遵循 [6], 论文；对于方法 2（可穿透阻抗边界条件），遵循 [7] ；对于方法 3（非局域设计），遵循 [10] 。在以下各节中，我们将对上述所有方法的测试有限尺寸结构的散射特性、角度响应以及远场特性进行详细研究和比较。

III. 散射特性

首先，假设所研究的所有异常反射器均为无限周期结构，考察其散射特性。在平面波照射下，这些结构支持的表面电流也具有周期性。弗洛凯理论给出了表面所支持模式的切向波数：

$$k_{\mathrm{t}} = k_{\mathrm{t}0} + k_{\mathrm{t}n} = k_0 \sin\theta_{\mathrm{i}} + 2\pi n/D, \tag{3}$$

其中， k_0 是自由空间中的波数， θ_{i} 是入射波的角度， n 是表示弗洛凯模索引的整数， D 是表面图案的周期，由 $D = \lambda/(\sin\ \theta_{\mathrm{r}} - \sin\theta_{\mathrm{i}})$确定。$\theta_{\mathrm{r}}$ 是期望的反射角。通过选择该周期，可以固定波数的切向分量，使其中一个谐波以期望的角度反射。满足判据 $k_0 > |k_t|$ 的Floquet谐波属于色散图中的快波区域，并可在自由空间中传播。其他Floquet谐波则是表面波。

反射方向可以通过以下公式计算：

$$\sin\theta_{\mathrm{r}} = k_{\mathrm{t}}/k_0 = (k_0 \sin\theta_{\mathrm{i}} + 2\pi n/D)/k_0. \tag{4}$$

对于所选设计参数（$\theta_{\mathrm{i}} = 0°$、 $\theta_{\mathrm{r}} = 70°$、 f =8 GHz），周期为 $D = 1.0642\lambda$，弗洛凯展开包含三个传播谐波（ $k_0 > |k_t|$）：零阶弗洛凯模（0°）、 -1 弗洛凯模（$-70°$）和 $+1$ 弗洛凯模（$+70°$），如式 (4) 所示。这些模式中的场幅度决定了功率从一种模式传输到另一种模式的效率。

1) 表面阻抗模型的性能

首先，考虑将周期离散为六个单元时的理想阻抗分布。换言之，假设阻抗边界条件直接施加在表面上，而不考虑实际实现（图 2）。值得注意的是，阻抗分布的离散化会降低性能，但所有方法受到的影响相同。采用这种离散化，可以较快地获得合理结果。除相位梯度法外，所有方法都使用优化，因此不存在阻抗分布的解析闭式公式。表 I 列出了所有设计方法中每种方法对应的一个周期内各单元的优化阻抗值。对于基于输入阻抗模型的两种设计（相位梯度法和输入阻抗优化），我们使用图 2 所示的等效传输线模型，将得到的输入阻抗分布转换为栅格阻抗。输入阻抗可视为栅格阻抗与模拟接地介质基板的传输线并联后的阻抗。对于非局域方法，此处采用与 [10] 中相同的方式进行预终优化。正如第二节所述，对于非局域方法，我们可以假设一种阻抗分布，通过重复设置接收和重新辐射的漏波段来模拟理想的有源耗散分布。因此，栅格阻抗层级的优化是针对实际结构中整个超单元进行最终优化之前的初始步骤。最终，所有方法采用相同的配置，使我们能够进行公平比较。

表 I：各单元的阻抗分布列表（$j\Omega$）

	单元1	单元2	单元3	单元4	单元5	单元6
相位梯度	-97.6	-82.1	-51.4	+2673.9	-145.4	-113.4
输入阻抗	-291.7	-141.3	-114.0	-98.0	-83.8	-85.3
Grid 阻抗	-73.8	-1334.0	-112.9	-172.6	-91.4	-96.7
Non-局部	-81.82	-74.74	-49.16	-73.50	-75.07	-73.06

优化后离散化阻抗剖面的性能比较采用全波仿真器 CST STUDIO [31]和 ANSYS HFSS [32]进行。如前所述，在我们的具体示例中存在三个传播的 Floquet谐波（开放通道）。因此，我们可以将这些反射器视为三端口网络。

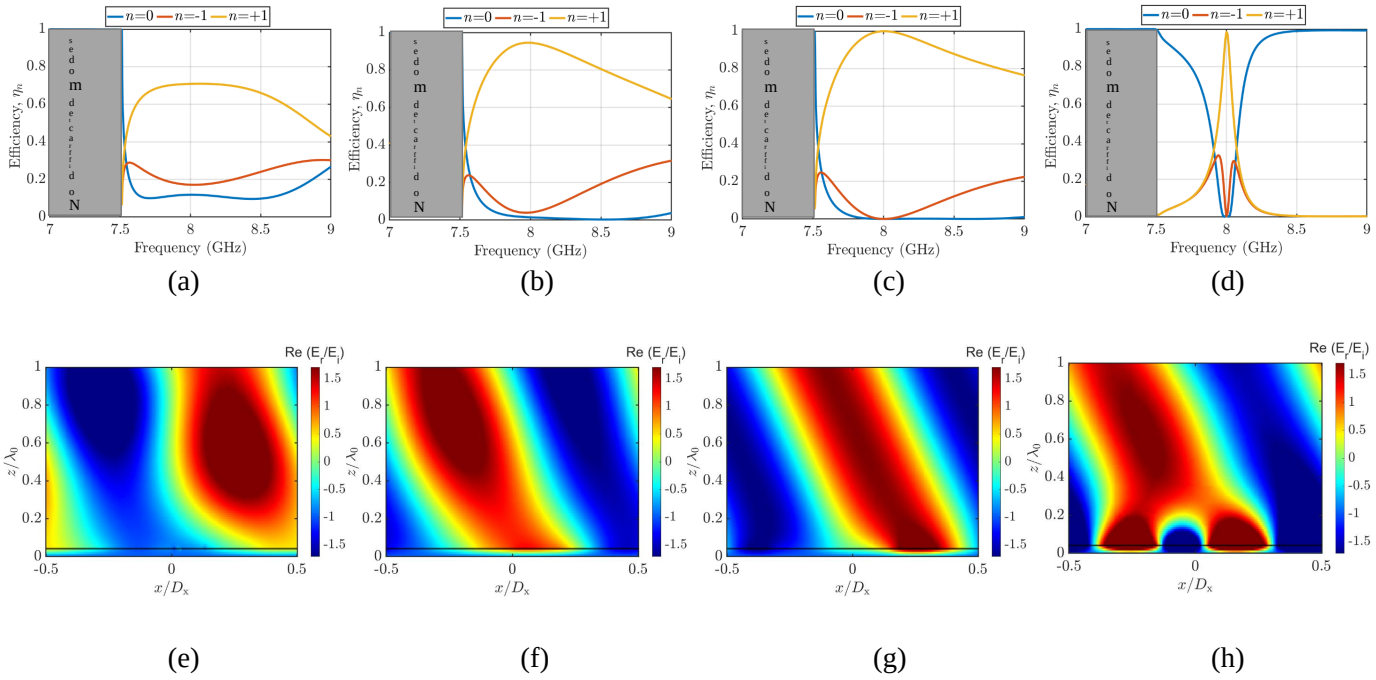


图 3：三个传播模式之间的功率分布和散射场分布（底部）；（a、e）采用相位梯度方法，（b、f）采用输入阻抗方法，（c、g）采用栅格阻抗方法，（d、h）采用非局域设计方法。散射场分布图中的黑色水平线表示施加阻抗边界条件的超表面位置。

散射参数（S_{n1}）可通过数值计算确定：当入射波来自 Floquet端口 1 时，在编号为 n 的端口观测输出波。因此，在全波仿真器中，功率效率可由散射参数的平方（$\eta_n = |S_{n1}|^2$）求得。每种模式的功率效率衡量的是从入射波（假设入射端口为 1）重新路由至传播模式 n 的功率比例。

图 3（a-d）显示了重新路由至传播通道 $n = 0$、1 和 -1 的功率比。在所有情况下，低于 7.5 吉赫时不允许存在衍射模式，因此所有能量都被反射回法线方向。与非局域方法相比，基于相位梯度、输入阻抗和栅格阻抗方法的设计表现出宽带特性。相位梯度方法未考虑倏逝模，因此在工作频率下的效率最低。所有方法的功率分布及相应的场幅度见表 II。

表 II：8 吉赫时传播弗洛凯模的振幅/功率比及功率效率等级

	θ_i	θ_r	$-\theta_r$
相位梯度	0.33/0.11	1.45/0.72	0.71/0.17
输入阻抗	0.10/0.01	1.67/0.95	0.34/0.04
网格阻抗	0.00/0.00	1.71/1	0.01/0.00
非局域	0.1/0.01	1.70/0.99	0.12/0.00

值得注意的是，可以绘制散射电场的分布（图 3(e-h)）。相位梯度方法的效率仅为 71.8%；相应地，图 3(e) 显示的电场分布受到散射到两个寄生传播通道中的电场影响而发生了畸变。对于其他方法，效率几乎达到完美水平；然而，由于优化倏逝模所采用的方法不同，近场分布也有所不同。需要注意的是，要实现功率效率理想的完美异常反射，反射到期望方向的功率必须等于入射平面波的功率，因此这些角度下反射场与入射场的振幅之比应大于一 $|E_r| = |E_i|\sqrt{\cos(\theta_i)/\cos(\theta_r)}$（在我们的示例中为 1.71）[10]。

2) 贴片阵列实现

下一步是比较采用此前获得并讨论过的阻抗分布设计的实际结构。按照相应论文中所述的流程，我们设计了由六个单元构成的超单元，其接地介质基板上方采用矩形金属贴片（见图4和表III）。

图 5 展示了所有考察方法对应的效率。除非局域设计外，所有方法的最佳性能对应频率都会发生偏移；非局域设计对整个超单元进行了优化。此外，色散和损耗会以不同方式降低效率。表 IV 报告了设计频率（8 GHz）下的吸收水平和效率。剩余功率散射到其他未在图 5 中显示的传播弗洛凯模中。

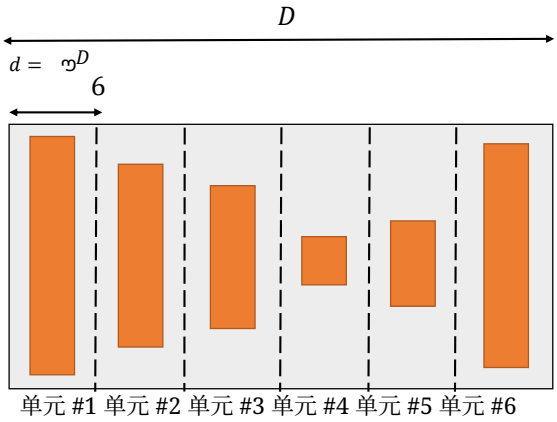


图4：用于由六个单元组成的设计的超胞结构。介电基底的所有参数均见第二节。阵列的周期（超单元尺寸）固定为 $D = 39.9$ 毫米，单个单元的宽度为 $d = D/6$。金属条带的宽度为 3.5 毫米，而不同设计方法中的条带长度各不相同。

表III：各单元的金属条带长度（毫米）

	条带1	条带2	条带3	条带4	条带5	Strip6
相位梯度	10.8	11.41	13.23	0	9.47	10.29
输入阻抗	7.3	9.57	10.28	10.78	11.3	11.25
Grid 阻抗	3.71	10.32	8.89	11.03	10.84	11.78
Non-局部	10.47	10.91	11.26	12.22	11.30	8.88

表 IV：设计频率下，最佳性能频率及其对应效率与吸收率和效率的关系。

最佳性能	8 GHz			
	频率	效率	吸收	效率
相位梯度	8.5 吉赫	78.2(%)	3.9(%)	62.7(%)
输入阻抗	8.27 吉赫	86.3(%)	3.2(%)	56.6(%)
Grid 阻抗	8.2 吉赫	95.0(%)	3.3(%)	73.6(%)
非局域	8 GHz	96.6(%)	3.5(%)	96.6(%)

IV. 角度响应

异常反射器一个常被忽视、但非常有趣的特性是角度响应，即结构在各种入射角 θ_i 下的性能，这些入射角可能不同于设计入射角。此处，我们考察由重复超单元构成的周期阵列的角度响应；每个超单元包含 6 个单元，贴片印制在接地基板上，并假设分析中满足周期性边界条件。为区分照射角与表面设计所针对的入射角，我们将该设计入射角记为

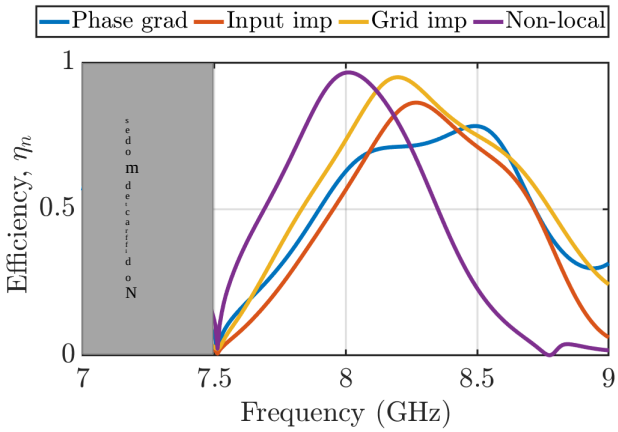


图 5：采用金属矩形贴片实现的结构的效率随频率变化关系。

θ_{id}。值得注意的是，θ_{id} 与所需的反射角共同决定了该结构在这些角度下作为异常反射器工作时的周期。通过针对固定结构扫描入射角 θ_i，研究其角度响应；该结构是针对角度 θ_{id}设计的。系统中存在的传播弗洛凯模数量由入射角θ_i、结构周期 D和频率 f 决定（见公式（3））。模式传播条件可写为：

$$k_{tn} < k_0 \rightarrow \frac{2\pi}{D}|n| < \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow |n| < \frac{D}{\lambda}, \tag{5}$$

其传播方向可计算为 [33], [34]:

$$\theta_{tn} = \arctan(k_{tn}/k_{nn}), \tag{6}$$

其中，k_{nn} 是n阶模式的波数法向分量，且 $k_{nn} = \sqrt{k_0^2 - k_{tn}^2}$。如果 $k_0 > |k_{tn}|$，则n阶波数的法向分量为纯实数，对应于传播模式。否则，波数为虚数，对应于沿界面传播的表面模式。图 6 显示，对于该固定的工作频率和结构周期，当入射角变化时，系统中仅允许五个满足 $n \in [-2, 2]$ 的传播弗洛凯模。所有其他模式（$|n| > 3$）均为表面模式。

图 7 展示了 8 GHz 下传播模式的空间功率分布随照射角的变化。在角度 $\theta_i = 0°$ 处，入射角等于设计角 θ_{id}，因此大部分功率流向模式 $+1$，但各设计方法的效率不同（见表 IV）。根据文献 [33], [34]，对相位梯度情形的讨论，存在一个回射角（在此角度下，所有能量都会以入射角反射回去），可按 $\theta_{retro} = \arcsin[(\sin\theta_i - \sin\theta_r)/2]$ 计算；对于所研究的情形，该角度等于 $-28°$。此角度下只有两个通道开放（见图 6），另一个通道的角度为 $-\theta_{retro}$。理想情况下，100% 的功率应散射至回射方向，但离散化和损耗的存在使其降至 96%。因此，剩余功率会流向另一个通道或被吸收。由于

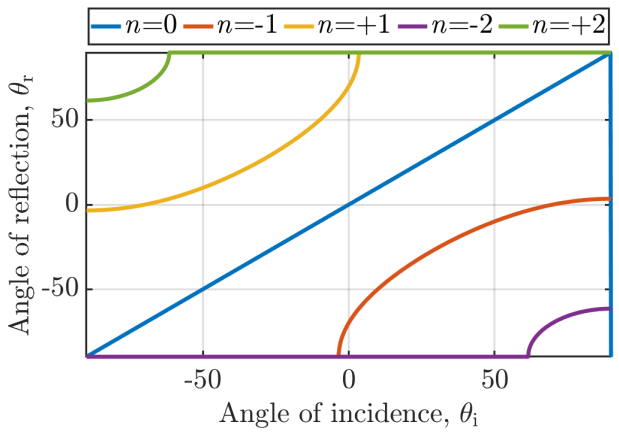


图 6：不同弗洛凯模的传播角与入射角的关系。该图是在扫描入射角时使用式（6）绘制的。

互易性，结构从方向 $-\theta_{\text{retro}}$ 入射时表现相同。值得注意的是，对于其他设计方法，回射发生在角度 $+70°$，此时有三个传播通道开放。当结构从法线方向入射时，大部分能量耦合至模式 $n=+1$，其反射角为 $\theta_{\text{r}}=+70°$。因此，通道 $n=-1$ 与另外两个通道解耦；当结构从角度 $\theta_{\text{i}}=-70°$ 入射时，所有能量都会反射回信号源。

最后，对入射角进行扫描后发现，基于栅格阻抗的设计方法响应最不敏感（见图 7(c)）。这意味着，当入射角在 $-70°$ 和 $+70°$之间变化时，功率主要耦合到相同的模式，这与其他方法不同。图 8 展示并报告了各方法在最佳性能频率下的研究结果。非局域优化方法也得到了相同的结果，因为在这种情况下，最佳性能频率与设计频率一致。

V. 有限尺寸结构的远场散射

在前面的分析中，我们考虑了由平面波激励的无限周期结构。这里，我们研究有限尺寸结构的远场散射特性。可以在栅格阻抗或片阻抗层面研究超表面，使用模式匹配法计算感应电流[7], [35]，并使用远场近似计算散射场[33], [36]。为此，必须满足以下条件：

$$|\mathbf{r}| \gg \lambda, \tag{7a}$$
$$|\mathbf{r}| \gg L, \tag{7b}$$
$$L^2/|\mathbf{r}| \ll \lambda, \tag{7c}$$

其中，$|\mathbf{r}|$ 表示观测点到结构中心的距离，L 为 max(2a,2b)，其中 a 而 b 分别表示超表面中心与结构沿 x 轴和 y 轴边缘之间的距离。考虑 TE 偏振入射波（$\mathbf{E}_{\text{i}}=\mathrm{E}_0\mathrm{e}^{-\mathrm{jk}(\sin\theta_{\text{i}}\mathrm{x}+\cos\theta_{\text{iz}})}\hat{\boldsymbol{y}}$），并选取位于入射面（$xy$ 平面）内的观测点，可通过以下表达式确定球坐标中的归一化散射方向图：

$$F_{\text{r}}(\theta)=\frac{1}{2\cos\theta_{\text{i}}}\sum_n r_n(\theta_{\text{i}})(\cos(\theta_{\text{r}n})+\cos(\theta))\text{sinc}(ka_{\text{efn}}), \tag{8}$$

$$F_{\text{sh}}(\theta)=\frac{1}{2\cos\theta_{\text{i}}}(\cos(\theta)-\cos(\theta_{\text{i}}))\text{sinc}(ka_{\text{ef}}), \tag{9}$$

其中，$r_n(\theta_{\text{i}})$为激励谐波的振幅，由模式匹配技术确定。角度 θ_{rn} 表示各谐波的反射角，sinc(x)为 sinc 函数。此外，a_{efn} 和 a_{ef} 可分别表示为$a_{\text{efn}}=(\sin\theta-\sin\theta_{\text{rn}})a$ 和 $a_{\text{efn}}=(\sin\theta-\sin\theta_{\text{i}})a$。最后，总散射方向图可通过求和 $F_{\text{sc}}=F_{\text{r}}+F_{\text{sh}}$得到。值得一提的是，归一化是相对于反射场的最大值进行的。

除了采用解析方法外，还可以使用全波仿真器对有限尺寸结构进行数值研究。图9(a)所示结果对应解析解，图9(b)所示结果对应全波仿真。两种情况下，均计算了结构在 8 GHz 下的辐射方向图，其尺寸为 $11.7\lambda\times 7\lambda$，位于 xy平面内。两种辐射方向图之间的差异在旁瓣（SL）处更为明显，这是由于忽略了边缘附近的电流畸变所致。尽管如此，其总体特性相似。表V列出了与各方法对应的方向图参数。波束-

表V：归一化主瓣幅度、线性尺度下的第一旁瓣幅度及其方向。

	主瓣幅度/角度对应于 *n*=+1。	旁瓣幅度/角度对应于 *n*=0	旁瓣幅度/角度对应于 *n*=-1
相位梯度	0.94/68°	0.52/-1°	0.49/-67°
输入阻抗	0.95/68°	0.45/0°	0.35/-67°
Grid 阻抗	0.99/69°	0.13/-1°	0.33/-67°
非局域	1.00/69°	0.24/-2°	0.39/-68°

所有情况下的宽度相近，且接近于 9°（见图9）。此外，如插图所示，基于栅格阻抗和非局域解的设计方法所产生的散射场最大值更高，因为与相位梯度设计以及基于输入阻抗的优化方法相比，这些方法的功率效率更高。最重要的差异在于旁瓣电平（SLL）。正如预期的那样，最高旁瓣出现在 $\theta=-70$ 和 $\theta=0$方向，因为沿这两个方向各有两个传播的 Floquet谐波。

图10展示了所有方法在不同频率下的散射方向图，其中所有方向图均已归一化

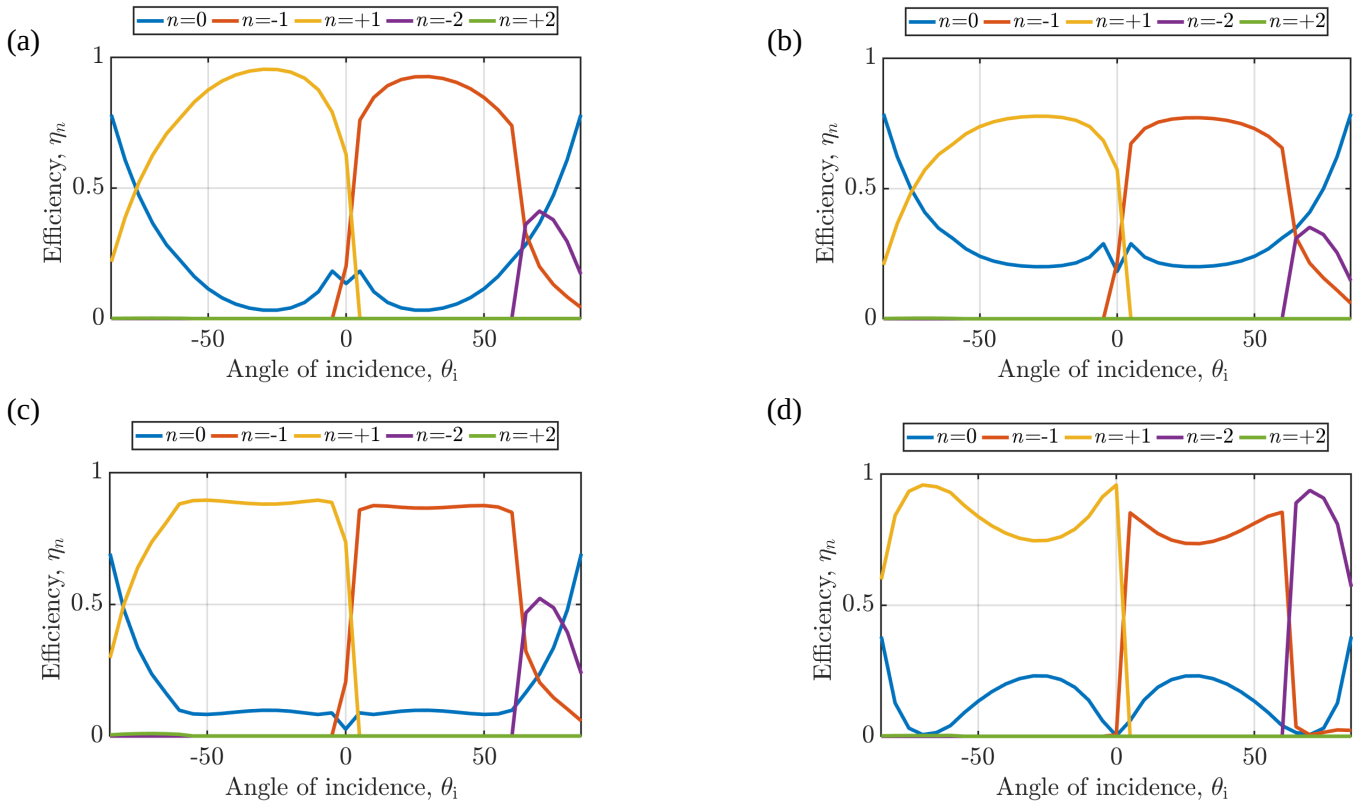


图 7：频率为 8 GHz 时，不同传播模式的功率分布随入射角的变化：(a) 相位梯度，(b) 输入阻抗优化，(c) 栅格阻抗优化，以及 (d) 非局域优化方法。

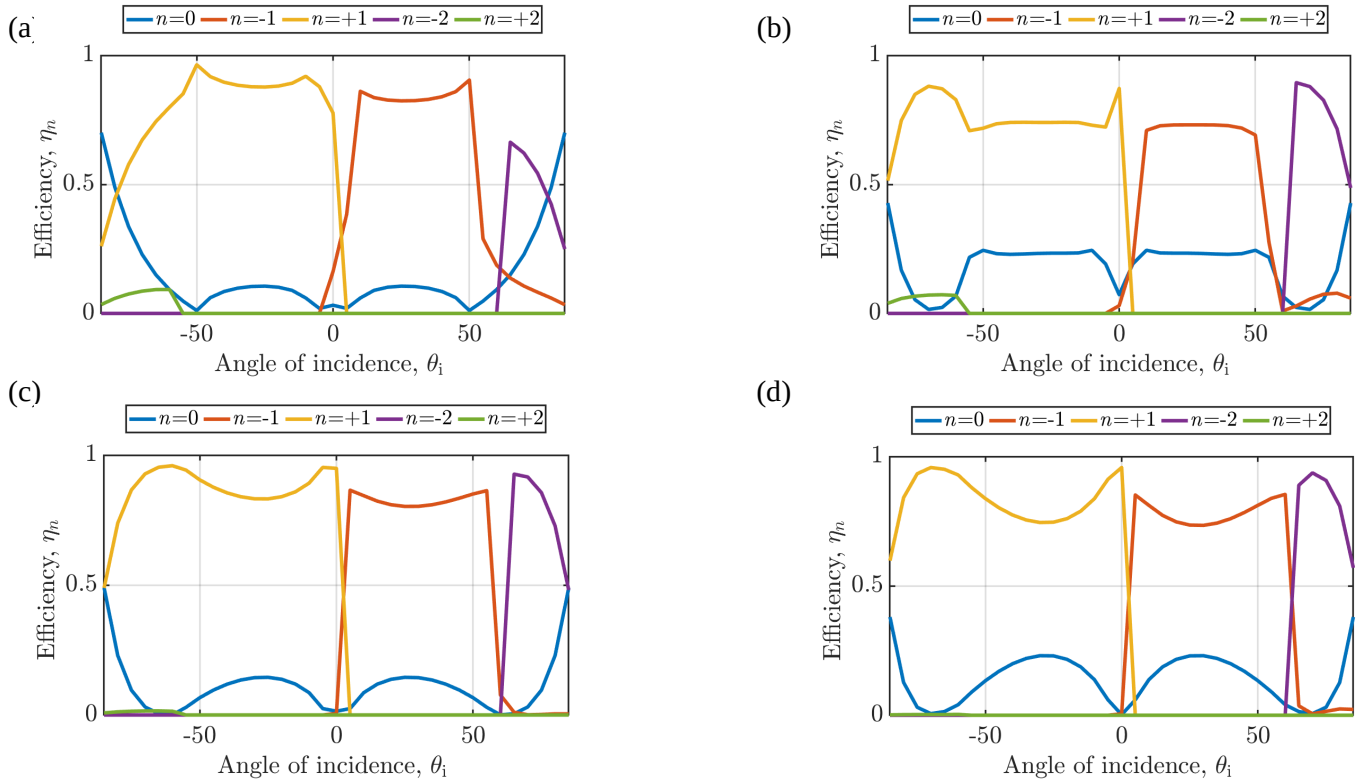


图 8：表 IV 所列最佳性能频率下，不同传播模式的功率分布随入射角的变化：(a) 相位梯度，(b) 输入阻抗优化，(c) 栅格阻抗优化，以及 (d) 非局域优化方法。

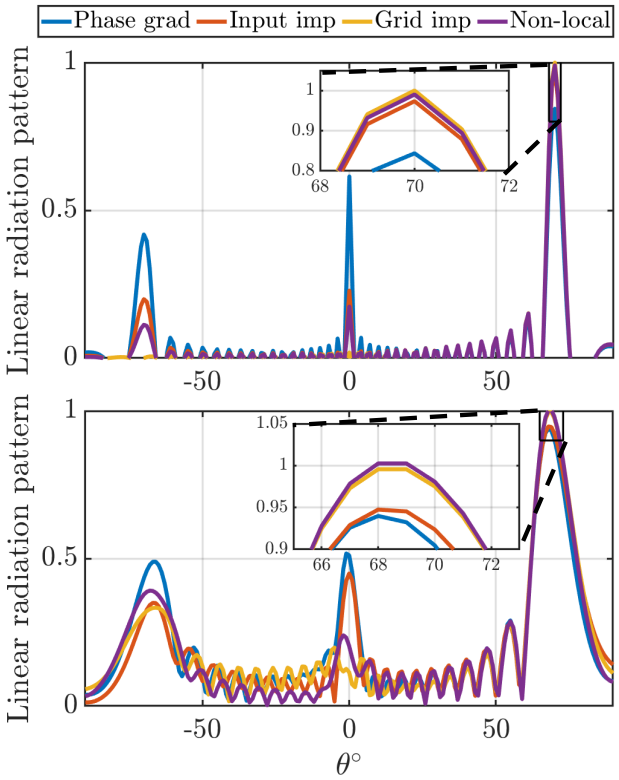


图9：线性尺度下的归一化辐射方向图。所有方向图均以非局域方法的主瓣幅度为基准进行归一化；与其他方法相比，该方法的增益最高。(a) 基于惠更斯原理的解析方向图；(b) CST STUDIO 全波仿真。

主瓣。需要注意的是，由于结构的周期固定（$D = \lambda/(\sin\theta_r - \sin\theta_i)$），扫频时反射角会发生变化。这一点可从图10中观察到。随着频率变化，散射的 $n = +1$ Floquet谐波会在空间中扫描：从 8 GHz 时的目标反射角（$+70°$），移向较高频率时的更小角度，以及较低频率时的更大角度。低于 7.5 GHz 时不存在衍射模式，因此我们从 7.75 GHz 开始绘制散射方向图，此时大部分能量反射至法线方向（见图10中的蓝线）。图中的红线表示设计频率下的散射方向图。最后，8.25 GHz 和 8.5 GHz 下的辐射方向图分别以黄色和紫色线条表示。

VI. 结论

我们全面分析了异常反射器的四种主要设计方法。为了进行有意义的比较，我们选择了可在相同拓扑结构下实现的设计方法。首先，我们从输入阻抗和网格阻抗的角度分析了周期性无限结构。随后，我们着手设计实际实现方案：由六个金属贴片构成的超单元，这些贴片置于接地介质基板上。此外，我们还分析了所设计超表面的角度响应

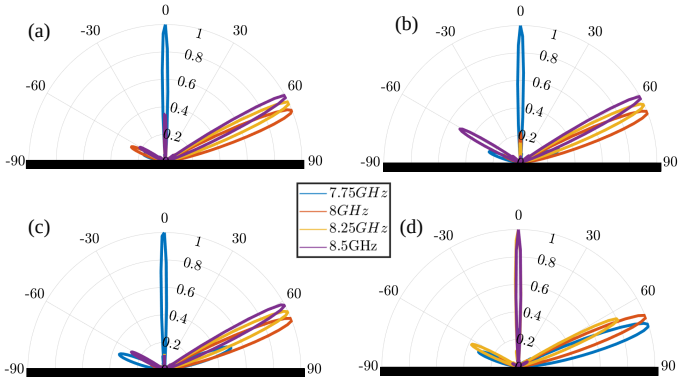


图10：频率带宽方向图。在 7.5 吉赫时（此处未绘出），不存在衍射模式，所有能量均返回镜面（法向）方向。方向图绘制的频率范围为 7.75 吉赫至 8.5 吉赫，步进为 0.25 吉赫。分别基于以下方法设计：(a) 相位梯度，(b) 输入阻抗优化，(c) 栅格阻抗优化，(d) 非局域优化。所有方向图均以各自情况下的主瓣幅度归一化。

最后，我们展示了有限尺寸结构的远场辐射方向图。

本文比较总结了此前介绍的设计方法的主要特点，并对一个经常被忽视的特性——角度响应——进行了原创性研究。这项研究可供从事可重构智能表面工作的工程师参考，因为他们会采用类似的设计方法。

致谢

本研究获得欧盟“地平线2020”研究与创新计划玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里资助协议第956256号（METAWIRELESS项目）以及芬兰科学院（资助编号345178）的支持。

参考文献

[1] V. S. Asadchy、M. Albooyeh、S. N. Tcvetkova、A. D´ıaz-Rubio、Y. Ra’di 和 S. Tretyakov，“利用空间色散超表面对反射和折射进行完美控制”，*Physical Review B*，第 94 卷，第 7 期，文章编号 075142，2016 年。[2] N. M. Estakhri 和 A. Al`u，“利用梯度超表面变换波前”，*Physical Review X*，第 6 卷，第 4 期，文章编号 041008，2016 年。[3] A. Epstein 和 G. V. Eleftheriades，“利用辅助场合成无源无损超表面，实现无反射波束分束和完美反射”，*PhysicalReview Letters*，第 117 卷，文章编号 256103，2016 年，第 25 期，第 p. 卷。[4] Y. Ra’di、D. L. Sounas 和 A. Al`u，“超光栅：突破梯度超表面在波前控制方面的局限”，*Physical Review Letters*，第 119 卷，第 6 期，文章编号 067404，2017 年。[5] J. Budhu 和 A. Grbic，“完美反射超表面反射阵列：通过均匀化对不同单元间互耦进行建模”，*IEEE Transactions on Antennas and Propagation*，第 69 卷，第 1 期，第 122–134 页，2020 年。[6] D.-H. Kwon，“基于高效表面场优化的异常反射无损标量超表面”，*IEEE Antennas and WirelessPropagationLetters*，第 17 卷，第 7 期，第 1149–1152 页，2018 年。[7] X. Wang、A. D´ıaz-Rubio 和 S. A. Tretyakov，“超表面器件中多通道的独立控制”，*PhysicalReview Applied*，第 14 卷，第 2 期，文章编号 024089，2020 年。

[8] D.-H. Kwon，“利用界面场优化进行宽角度折射的平面超表面设计”，IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters，第 20 卷，第 4 期，第 428–432 页，2021 年。[9] C. Yepes、M. Faenzi、S. Maci 和 E. Martini，“在接地介质板上采用局部无源超表面片实现偏振控制的完美非镜面反射”，Applied Physics Letters，第 118 卷，第 23 期，文章编号 231601，2021 年。[10] A. D´ıaz-Rubio、V. S. Asadchy、A. Elsakka 和 S. A. Tretyakov，“从广义反射定律到完美异常反射器的实现”，Science Advances，第 3 卷，第 8 期，文章编号 e1602714，2017 年。[11] A. M. Wong 和 G. V. Eleftheriades，“利用二分式惠更斯超表面实现完美异常反射”，Physical Review X，第 8 卷，第 1 期，文章编号 011036，2018 年。[12] O. Rabinovich 和 A. Epstein，“用于完美异常反射的印刷电路板（PCB）超光栅解析设计”，IEEE Transactions on Antennas and Propagation，第 66 卷，第 8 期，第 4086–4095 页，2018 年。[13] O. Rabinovich、I. Kaplon、J. Reis 和 A. Epstein，“解析设计异常反射超光栅的实验演示与深入研究”，Physical Review B，第 99 卷，文章编号 125101，2019 年，第 12 期，第 p. 卷。[14] A. D´ıaz-Rubio、J. Li、C. Shen、S. A. Cummer 和 S. A. Tretyakov，“用于波反射调控的功率流共形超镜”，Science Advances，第 5 卷，第 2 期，文章编号 eaau7288，2019 年。[15] E. Basar、M. Di Renzo、J. De Rosny、M. Debbah、M.-S. Alouini 和 R. Zhang，“通过可重构智能表面实现无线通信”，IEEE Access，第 7 卷，第 116 753–116 773 页，2019 年。[16] F. Liu、O. Tsilipakos、A. Pitilakis、A. C. Tasolamprou、M. S. Mirmoosa、N. V. Kantartzis、D.-H. Kwon、J. Georgiou、K. Kossifos、M. A. Antoniades 等，“具有连续可调局部表面阻抗、支持多种可重构功能的智能超表面”，Physical Review Applied，第 11 卷，第 4 期，文章编号 044024，2019 年。[17] M. Di Renzo、A. Zappone、M. Debbah、M.-S. Alouini、C. Yuen、J. De Rosny 和 S. Tretyakov，“由可重构智能表面赋能的智能无线电环境：工作原理、研究现状与未来方向”，IEEE Journal on Selected Areas in Communications，第 38 卷，第 11 期，第 2450–2525 页，2020 年。[18] M. Di Renzo、F. H. Danufane、X. Xi、J. De Rosny 和 S. Tretyakov，“可重构智能表面路径损耗的解析建模——异常镜面还是散射体？”，载于 2020 IEEE 第 21 届无线通信信号处理进展国际研讨会（SPAWC）。IEEE，2020 年，第 1–5 页。[19] A. Pitilakis、O. Tsilipakos、F. Liu、K. M. Kossifos、A. C. Tasolamprou、D.-H. Kwon、M. S. Mirmoosa、D. Manessis、N. V. Kantartzis、C. Liaskos 等，“多功能可重构超表面：兼顾制造因素的电磁设计”，IEEE Transactions on Antennas and Propagation，第 69 卷，第 3 期，第 1440–1454 页，2020 年。[20] O. Tsilipakos、A. C. Tasolamprou、A. Pitilakis、F. Liu、X. Wang、M. S. Mirmoosa、D. C. Tzarouchis、S. Abadal、H. Taghvaee、C. Liaskos 等，“迈向智能超表面：从全局可调超表面到嵌入式控制器网络软件定义超表面的发展”，《先进光学材料》，第 8 卷，第 17 期，文章编号 2000783，2020 年。[21] M. Di Renzo、K. Ntontin、J. Song、F. H. Danufane、X. Qian、F. Lazarakis、J. De Rosny、D.-T. Phan-Huy、O. Simeone、R. Zhang 等，“可重构智能表面与中继的对比：差异、相似之处及性能比较”，IEEE《通信学会开放期刊》，第 1 卷，第 798–807 页，2020 年。[22] V. Degli-Esposti、E. M. Vitucci、M. Di Renzo 和 S. A. Tretyakov，“可重构智能表面的再辐射与散射：通用宏观模型”，IEEE Transactions on Antennas and Propagation，第 70 卷，第 10 期，第 8691–8706 页，2022 年。[23] M. Di Renzo、F. H. Danufane 和 S. Tretyakov，“可重构智能表面的通信模型：从表面电磁学到无线网络优化”，《IEEE论文集》，第 110 卷，第 9 期，第 1164–1209 页，2022 年。[24] F. H. Danufane、M. Di Renzo、J. De Rosny 和 S. Tretyakov，“论可重构智能表面的路径损耗：基于将格林定理应用于矢量场的方法”，IEEE《通信汇刊》，第 69 卷，第 8 期，第 5573–5592 页，2021 年。[25] F. Liu、D.-H. Kwon 和 S. A. Tretyakov，“作为衍射光栅的反射阵列与超表面反射器”，arXiv 预印本 arXiv:2202 09029，2022 年。[26] D. Berry、R. Malech 和 W. Kennedy，“反射阵列天线”，IEEE Transactions on Antennas and Propagation，第 11 卷，651，1963 年，第 6 期，第 645 页。[27] J. Huang 和 J. A. Encinar，《反射阵天线》。John Wiley & Sons，2007 年。[28] P. Nayeri、F. Yang 和 A. Z. Elsherbeni，《反射阵天线：理论、设计与应用》。John Wiley & Sons，2018 年。[29] V. S. Asadchy、A. Wickberg、A. D´ıaz-Rubio 和 M. Wegener，“消除异常反射光学超表面的散射损耗”，*ACS Photonics*，第 4 卷，第 5 期，第 1264–1270 页，2017 年。[30] N. Yu、P. Genevet、M. A. Kats、F. Aieta、J.-P. Tetienne、F. Capasso 和 Z. Gaburro，“具有相位不连续的光传播：广义反射和折射定律”，《科学》，第 334 卷，第 6054 期，第 333–337 页，2011 年。[31] Dassault Syst`emes，“Cst Studio Suite，计算机仿真技术股份公司。”[在线]。网址：https://www.cst.com/[32] ANSYS，“Ansys HFSS 软件。”[在线]。网址：http://www. ansoft.com/products/hf/hfss/[33] A. D´ıaz-Rubio 和 S. A. Tretyakov，“异常反射超表面的宏观建模：角度响应与远场散射”，*IEEE Transactions on Antennas and Propagation*，第 69 卷，第 10 期，第 6560–6571 页，2021 年。[34] A. D´ıaz-Rubio 和 S. Tretyakov，“异常反射器的角度响应：分析与设计前景”，载于*2021*年第*15*届欧洲天线与传播会议（*EuCAP*）。IEEE，2021 年，第 1–3 页。[35] R.-B. Hwang，《周期结构：电磁工程中的模式匹配方法与应用》。John Wiley & Sons，2012 年。[36] A. D´ıaz-Rubio、S. Kosulnikov 和 S. A. Tretyakov，“将可重构智能表面集成到真实环境中：一种便于估算反射和透射的方法”，*IEEE* 天线与传播杂志，第 64 卷，第 4 期，第 85–95 页，2022 年。