

# 共形可重构智能表面的近场等效建模及其电磁特性高效分析方法\*

左朋金<sup>1)</sup> 程友峰<sup>1)†</sup> 陈前<sup>1)</sup> 廖成<sup>1)</sup> 丁霄<sup>2)</sup>

1) (西南交通大学物理科学与技术学院, 成都 610031)

2) (电子科技大学物理学院, 成都 611731)

复杂形面共形可重构智能表面的阵元与阵列级建模因阵元散射各元异性而依赖散射场累加机制, 在电磁性能分析中存在规模、效率与精度三者之间的耦合矛盾。本文基于内部多端口法与谢昆诺夫等效原理, 提出共形可重构智能表面的散射近场等效机制及其近场采样源等效建模技术, 拓展了方向图乘积原理在电磁特性评估中的适用性。进一步地, 基于最小二乘插值技术构建三维周期近场等效模型, 进而结合快速傅里叶变换技术提出了共形可重构智能表面电磁特性的高效精确分析方法。最终, 通过三个数值算例验证了所提出方法在效率与精度方面的优势, 并且数值分析结果表明该方法对于调控自由度具有不敏感性。

**关键词:** 可重构智能表面, 近场等效机制, 内部多端口法, 谢昆诺夫等效原理, 傅里叶变换

**PACS:** 41.20.Jb, 42.68.Mj, 78.67.Pt

## 1 引言

可重构智能表面 (Reconfigurable Intelligent Surfaces, RIS) 凭借其优异的电磁波调控能力, 在优化网络拓扑和推动低功耗智能化方面备受关注<sup>[1]</sup>。现有研究已在其基础理论、系统建模及试验验证上取得突出进展<sup>[2]</sup>, 并展示了其在覆盖补盲<sup>[3]</sup>、多流增速<sup>[4]</sup>、频谱感知与共享<sup>[5]</sup>及全双工通信<sup>[6]</sup>等场景的应用潜力。此外, RIS正从单一功能调控向多功能集成<sup>[7,8]</sup>、多频段兼容<sup>[9]</sup>、共形部署等方向发展。近年来, 如图1所示, 形态随载体表面弹性变化的共形RIS能够以“隐形”方式推动其大规模应用, 并充分释

† 通信作者. E-mail: juvencheng@swjtu.edu.cn (程友峰)

第一作者. E-mail: zpj1220@my.swjtu.edu.cn (左朋金)

\* 国家自然科学基金(批准号: 62471408, 62271416)和四川省自然科学基金(批准号: 2026NSFSC0388)资助的课题。

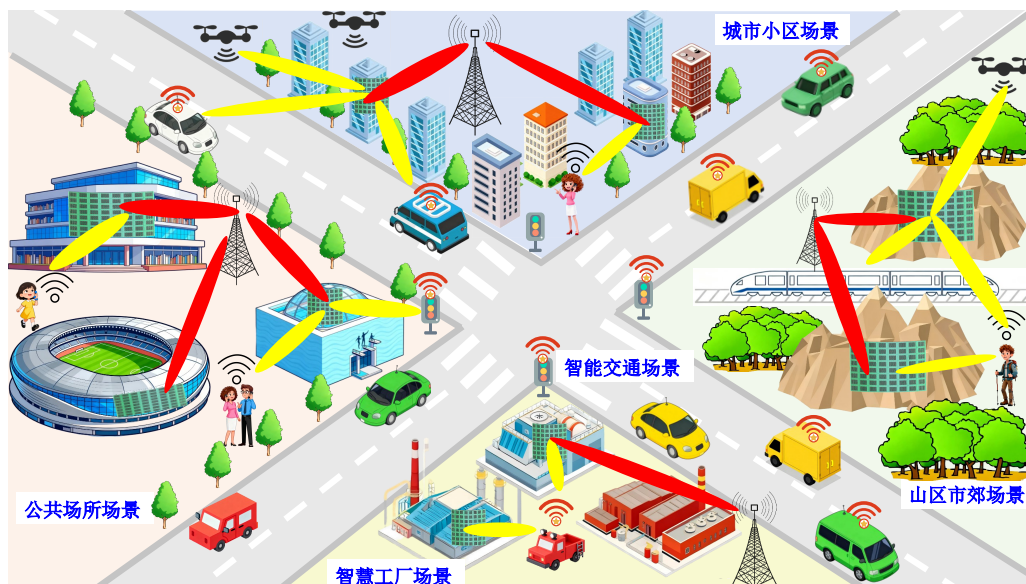


图 1 复杂形面共形RIS的典型应用场景

Fig. 1. Typical application scenarios of conformal RIS on complex curved surfaces.

放RIS辅助网络的性能潜力<sup>[10-13]</sup>。然而，相较于平面架构，共形RIS因其曲率及调控各元异性导致方向图乘积原理失效<sup>[14]</sup>，而传统散射场累加方法<sup>[15]</sup>难以满足大规模部署的迅捷性需求。同时，阵元耦合与边缘效应<sup>[16]</sup>严重影响现有方法的分析精度，而全波仿真具有时间成本高昂的劣势。以上问题造成复杂形面共形RIS散射场映射复杂及多场景适应性弱等核心难题，因此有必要开展共形RIS的电磁特性高效分析方法研究。

RIS电磁性能的高效分析涉及阵元级精准建模与阵列级快速计算两大层面。在阵元级建模方面，全波仿真法效率较低<sup>[17]</sup>，等效电路法精度与带宽受限<sup>[18]</sup>，微波网络法难以适用于多比特结构<sup>[19]</sup>，而内部多端口法<sup>[20]</sup>与机器学习方法<sup>[21,22]</sup>则在高比特调控自由度下的分析与快速非线性映射中展现出良好的潜力。在阵列级计算方面，传统方法依赖方向图乘积原理或散射场累加机制，但前者难以承载高阶多功能调控，后者在大规模部署下具有较高的计算复杂度。并且，方向图乘积原理虽然计算复杂度低，但往往忽略了阵元间的互耦效应及边缘效应，导致主瓣偏移、旁瓣抬升等精度问题<sup>[23,24]</sup>，这些问题在共形RIS中因阵元各向异性而进一步加剧。

进一步地，阵元级建模与阵列级计算方法的兼容性是决定共形RIS电磁特性分析效率与精度的关键。机器学习方法虽能绕过累加机制直接建立多维物理参数到电磁特性的映射<sup>[25]</sup>，却面临“超参数丛林”的调优难题，即使借助贝叶斯优化<sup>[26]</sup>其整体分析效率仍受制约。因此，拓展方向图乘积原理对于共形RIS的适用性，并在此基础上融合内部多端口方法与考虑耦合效应的方向图乘积原理，是开发适用于任意阵元、

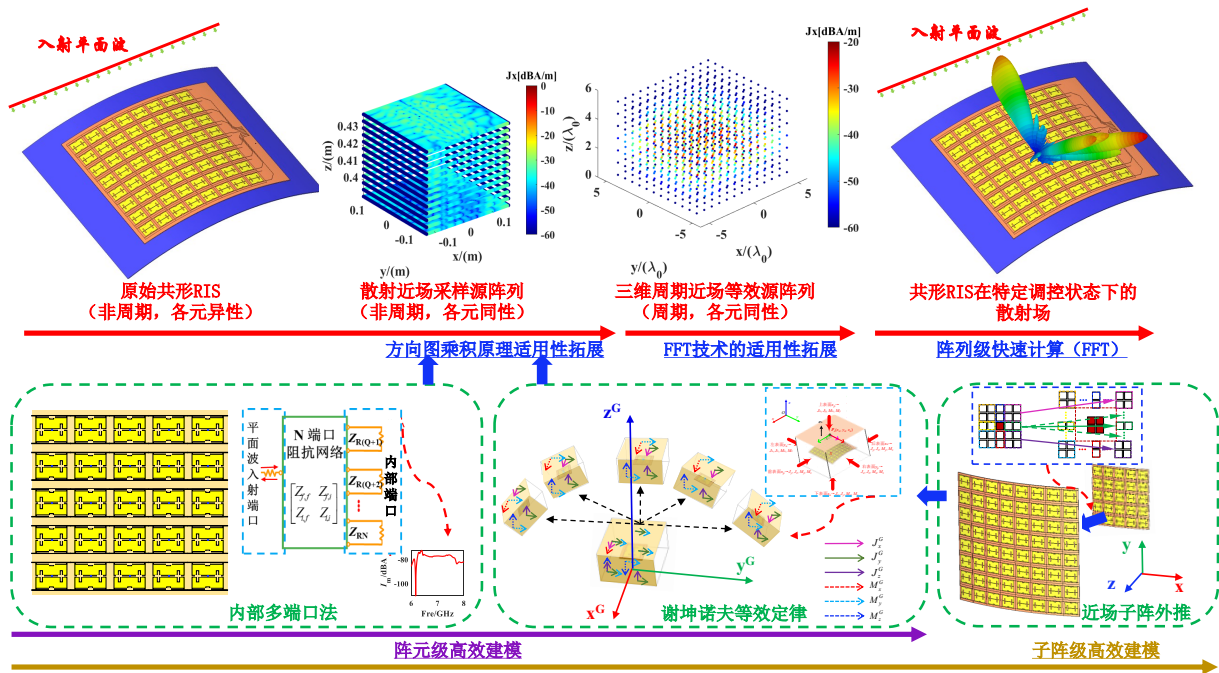


图 2 共形RIS的三维周期近场等效模型建模及分析方法示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the modeling and analysis of the three-dimensional (3-D) periodic near-filed equivalent model of conformal RISs.

布局、规模及载体形状的高效分析方法的基础。然而，这一目标仍然面临着重要的挑战。

为此，本文通过近场等效机制拓展了方向图乘积原理在共形RIS散射场分析中的适用性，进而结合内部多端口法与谢昆诺夫等效原理提出了兼容阵元级建模与阵列级计算的共形RIS建模方法。并且，该建模方法能够充分考虑阵元间的互耦。进一步地，为提升电磁特性的分析效率，通过引入基于最小二乘插值的快速傅里叶变换（Fast Fourier transform, FFT）技术，提出了共形RIS电磁特性的高效精确分析方法。

## 2 三维周期近场等效模型的高效构建

如图2所示，所提出的方法基于近场等效机制融合阵元级建模与阵列级计算，将共形RIS的散射场分析问题转换为具有散射各元同性的三维周期近场等效模型的散射场快速评估。其中，三维周期近场等效模型的构建是共形RIS高效分析方法的基础，这里介绍基于端口网络法与近场子阵外推技术的散射近场等效模型的高效构建方法。

共形RIS的阵元级高效建模主要在于融合内部多端口法与近场等效机制，建立基于调控端口阻抗特征的近场采样源等效模型。具体地，如图2所示，将平面波入射端口视作外部端口，将调控元件设置为内部调控端口，进而能够将共形RIS等效为一个多端口网络。当平面波入射到RIS单元时，将第 $m$ 个内部调控

端口处的电流标记为 $i_m$ ，根据内部多端口法 [27]，可以建立如下端口电流（ $i_m$ 组成的向量）与内部调控端口阻抗之间的关联关系：

$$\mathbf{i} = -(\mathbf{Z} + \mathbf{Z}_L)^{-1} \mathbf{v}_{oc} \quad (1)$$

其中， $\mathbf{Z}$ 为RIS单元所有内部端口的阻抗矩阵， $\mathbf{Z}_L$ 为负载阻抗矩阵，通过测量或仿真可以获得阻抗矩阵 $\mathbf{Z}$ 和开路电压向量 $\mathbf{v}_{oc}$ 。

进一步地，选择近场封闭面 $S$ 包围共形RIS单元作为采样面，根据谢昆诺夫等效定律 [28-31]，封闭面外部区域的电磁场可由六种近场采样源阵列( $\mathbf{J}_x$ ,  $\mathbf{J}_y$ ,  $\mathbf{J}_z$ ,  $\mathbf{M}_x$ ,  $\mathbf{M}_y$ ,  $\mathbf{M}_z$ )唯一并完全描述。并且，式(1)中每个端口上的电流可以组成端口对应的近场采样源阵列的激励。近场采样源阵列可由近场采样面上的电流密度和磁流密度计算得到，它们分别表示为

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{e}_n \times \mathbf{H}_s \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_s = -\mathbf{e}_n \times \mathbf{E}_s \quad (3)$$

其中， $\mathbf{e}_n$ 为采样面的单位法向矢量， $\mathbf{E}_s$ 与 $\mathbf{H}_s$ 分别为采样面上的表面电场与表面磁场。不失一般性，以 $\mathbf{J}_x$ 为例，其对应的近场采样源阵列可以写成

$$(\mathbf{J}_x)_{\text{total}} = \sum_{m=1}^M i_m (\bar{\mathbf{J}}_x)_m + (\mathbf{J}_x)_{oc} \quad (4)$$

其中， $(\bar{\mathbf{J}}_x)_m$ 和 $(\mathbf{J}_x)_{oc}$ 分别表示第 $m$ 个内部调控端口在单位电流激励下且其他端口均端接匹配负载时与所有内部调控端口均开路时的表面电流。

需要说明的是，以上阵元级建模并未考虑阵元间互耦效应及RIS整体环境的影响。为考虑大规模共形RIS的分析需求，可以引入如图2所示的近场子阵外推 [32]技术，将阵元级建模拓展为子阵级建模，并通过对各子阵的近场采样源阵列进行对应的旋转和坐标变换操作，得到整体共形RIS的近场采样源阵列。

在得到整体共形RIS的近场采样源阵列的基础之上，应用基于谢昆诺夫等效原理的近远场变换技术 [33,34]，整体共形RIS的 $\mathbf{J}_x$ 在空间任意点处的散射场可表示为

$$E_{\theta}^{J_x} = E_{\theta}^{J_{x^0}} A F^{J_x} \quad (5)$$

$$E_{\varphi}^{J_x} = E_{\varphi}^{J_{x^0}} A F^{J_x} \quad (6)$$

其中  $E_{\varphi}^{J_{x0}}$  和  $E_{\theta}^{J_{x0}}$  分别表示  $\mathbf{J}_x$  所对应等效源的单元方向图分量,  $AF^{J_x}$  为阵因子, 其表达式为

$$AF^{J_x}(u, v) = \sum_{n=1}^N J_{xn} e^{jk(x_n u + y_n v + z_n w)} \quad (7)$$

显然, 从式(5)与(6)中可以看出, 将共形RIS等效为近场采样源阵列可以实现方向图乘积原理在其散射场计算中的适用性。并且, 总散射场可由上述六种近场采样源阵列的散射场叠加得到, 即

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = \mathbf{E}^{\mathbf{J}_x} + \mathbf{E}^{\mathbf{J}_y} + \mathbf{E}^{\mathbf{J}_z} + \mathbf{E}^{\mathbf{M}_x} + \mathbf{E}^{\mathbf{M}_y} + \mathbf{E}^{\mathbf{M}_z} \quad (8)$$

需要说明的是, 尽管内部多端口法目前已被报道用于RIS的散射场评估与优化设计 [27], 但其本质是用于阵元级建模, 而阵列级散射场的计算仍然是基于远场叠加机制予以完成的。本文通过利用所提出的基于内部多端口法的近场等效机制拓展方向图乘积原理及FFT技术的适用性, 使得阵列级散射场的计算时间不依赖于调控端口数目, 进而适用于大规模共形RIS的散射场快速分析, 相较于现有方法能够在保持相同精度的条件下展现出效率优势。

虽然近场采样源阵列的建模实现了各元同性等效模型的构建, 但其仍然具有非周期性, 这不利于散射场的快速计算。为此, 可进一步基于最小二乘插值技术, 将散射近场采样源阵列过渡为三维周期近场等效源阵列, 该虚拟等效源阵列由各向同性的复激励点源组成。此处仍然以  $\mathbf{J}_x$  为例, 引入转换矩阵  $\mathbf{T}$ , 其对应的为近场等效源阵列可表示为

$$I^{\mathbf{J}_x} = \mathbf{T} \times (\mathbf{J}_x)_{\text{total}} \quad (9)$$

转换矩阵  $\mathbf{T}$  可以通过对近场采样源阵列与近场等效源阵列各自的阵因子方程进行最小二乘插值得到 [35]。若所构建的散射近场等效源阵列包含  $U = L_x \times L_y \times L_z$  个等效阵元, 各阵元之间沿  $x, y, z$  轴的间隔分别为  $d_x, d_y, d_z$ , 它们之间满足以下关系:

$$d_x = \frac{A_x \lambda}{2L_x}, \quad d_y = \frac{A_y \lambda}{2L_y}, \quad d_z = \frac{A_z \lambda}{L_z} \quad (10)$$

$$\begin{cases} A_x = \text{ceil}(2(x_n - x_1)/\lambda) + p, \\ A_y = \text{ceil}(2(y_n - y_1)/\lambda) + p, \\ A_z = \text{ceil}(2(z_n - z_1)/\lambda) + p \end{cases} \quad (11)$$

$$L_x = [rA_x], \quad L_y = [rA_y], \quad L_z = [rA_z] \quad (12)$$

其中  $\text{ceil}(\ast)$  表示向上取整函数。 $[\ast]$  表示四舍五入到最近的整数,  $p, q$  和  $r$  为展开系数,  $p = [(q+2)/r]$ 。为保证足够的精度, 近场等效源阵列的采样间隔必须要满足奈奎斯特采样定理。在试验中发现, 一般该采样间隔取十分之一波长左右即能够保证足够的精度。

### 3 基于FFT技术的散射场高效分析方法

以上构建的散射近场等效源阵列均有各元同性与周期排布特性，因此在已知阵元幅相分布的条件下即可通过三维FFT技术对阵因子进行快速求解，并基于方向图乘积原理的适用性拓展实现整体共形RIS的散射场高效计算。并且，在实际应用中发现，该近场等效源阵列沿 $z$ 轴排列的层数相对较少。因此，可以考虑利用逐层二维FFT计算替代三维FFT技术，进一步降低计算时间成本。

同样地，此处以 $\mathbf{J}_x$ 对应的三维周期近场等效源阵列为例，其第 $l_z$ 层的阵因子可以表示为

$$AF_{l_z}^{J_x}(u, v) = e^{jkl_z d_z w} \sum_{l_x=0}^{L_x-1} \sum_{l_y=0}^{L_y-1} I_{l_z}^{J_x}(l_x, l_y) e^{jk(l_x d_x u + l_y d_y v)} \quad (13)$$

通过对 $u = f\lambda/Fd_x$ 和 $v = g\lambda/Fd_y$ 进行采样，其中 $f = -F/2, \dots, F/2 - 1 (F \geq L_x)$ ， $g = -F/2, \dots, F/2 - 1 (G \geq L_y)$ ，则式(13)可进一步表示为

$$AF_{l_z}^{J_x}(f, g) = FGF^{-1} \{I_{l_z}^{J_x}(l_x, l_y)\} e^{jkl_z d_z w} \quad (14)$$

其中符号 $\mathcal{F}^{-1}\{*\}$ 表示二维逆向FFT。可以观察到采用 $F \times G$ 点序列的二维FFT技术可以快速计算出第 $l_z$ 层的阵因子，通过对所有层的阵因子进行累加，即可得到该近场等效源阵列的总阵因子，即

$$AF^{J_x}(f, g) = \sum_{l_z=0}^{L_z-1} AF_{l_z}^{J_x}(f, g) \quad (15)$$

得到阵因子之后，总的散射场可由(5)(6)和(8)式计算得到。综上，仅通过入射波端口与所有内部调控端口的单次全波仿真，利用近场等效机制与FFT技术即可高效实现任意调控状态下的三维散射场精确计算。

为了验证所提方法的高效性，对上述基于近场等效机制及FFT技术加速的散射场分析方法与基于内部多端口法的散射远场叠加方法<sup>[27]</sup>进行了时间复杂度分析与对比。所提出方法的计算时间成本显然主要集中在内部调控端口电流向量的计算、三维周期近场等效源阵列的展开以及FFT运算上。具体地，对于一个由 $Q$ 阵元组成的共形RIS，若其共包含 $N$ 个内部调控端口，所提出方法的时间复杂度可以表示为

$$O(T_{\text{proposed}}) = O(N^3) + O(6NK) + O(6L_z M^2 \log_2 M) \quad (16)$$

其中， $K$ 为近场采样源阵列的采样点数目， $M$ 为 $\theta$ 与 $\varphi$ 的空间采样点数， $O(N^3)$ 对应为内部调控端口电流向量的计算时间复杂度， $O(6NK)$ 对应为六种近场等效源阵列展开的时间复杂度， $O(6L_z M^2 \log_2 M)$ 对应为FFT运算的时间复杂度。相比之下，基于内部多端口法的散射远场叠加方法的时间复杂度主要集中在

每个单元的端口电流计算和总散射场的叠加运算上，其时间复杂度可以表示为

$$O(T_{\text{traditional}}) = O(N^3) + O(2NM^2) \quad (17)$$

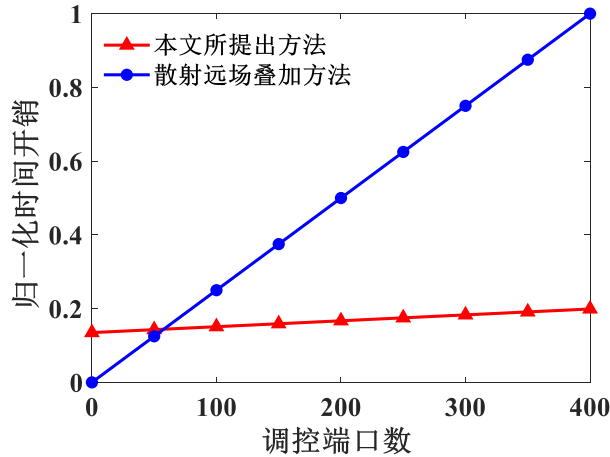


图 3 时间复杂度对比结果

Fig. 3. Comparison results of time complexity.

值得注意的是，要想实现相同的散射远场计算精度，必须满足 $M^2$ 远大于 $K$ 。如前所述，采样间隔取十分之一波长左右即能够保证足够的精度。在这样的设定下，采样点的数量（ $10^3$ 量级）远小于角度采样点的数量（ $10^5$ 量级）。若忽略两种方法共有的计算端口电流的时间开销，图3展示了两种方法的归一化时间开销对比结果。通过对比可以发现，基于内部多端口法的散射远场叠加方法的时间成本随着调控端口数目的增大呈现线性上升趋势，而所提出方法的时间成本这几乎保持不变。显然，当调控端口数目超过一定数目后，所提出方法相对于散射远场叠加方法具有明显的优势。并且，从图中还可以看出所提出方法的时间复杂度对于调控自由度具有不敏感性，这意味着该方法适用于大规模共形RIS的散射场高效计算。

据作者们所知，当前应用于共形超表面散射场分析的等效源方法主要是无限小偶极子模型等效 [36]。该方法是将曲面或曲线迭代拆解为若干个特征元，将其等效为无限小偶极子模型并对共形超表面进行重构，进而完成散射场的计算。该方法通常仅适用于单曲率方向变化的柱面结构，对于双曲率（如球面）需要扩展约束空间且需要合理选择误差阈值以保证精度。目前，该方法未见报道用于共形RIS等高维可控超表面的散射场分析。本文所提出的近场等效机制则是基于谢昆诺夫等效原理将近场数据等效为六种等效源，这种等效方法与上述求解共形超表面的等效方法本质不同，且适用于共形RIS等高维可控超表面。

## 4 仿真实验验证与讨论

为了验证所提方法的高效性与准确性，此处利用三个实验算例进行了数值仿真验证，其中第一个与第二个实验算例均为1-bit阵元组成的64元共形RIS，第三个共形RIS为4-bit阵元构成的共形RIS（共计256个调控端口）。三个实验算例的散射场分布均通过所提方法计算得到，并与全波仿真结果进行了比较。同时，为了验证所提方法的高效性，我们还进行了与散射远场叠加方法<sup>[27]</sup>的时间成本对比分析。仿真实验在MATLAB 2023a以及CST Studio Suite 2022平台中进行，计算机配置为Intel Core i7-11700型CPU处理器、GTX 1070 Ti型GPU、48 GB内存。

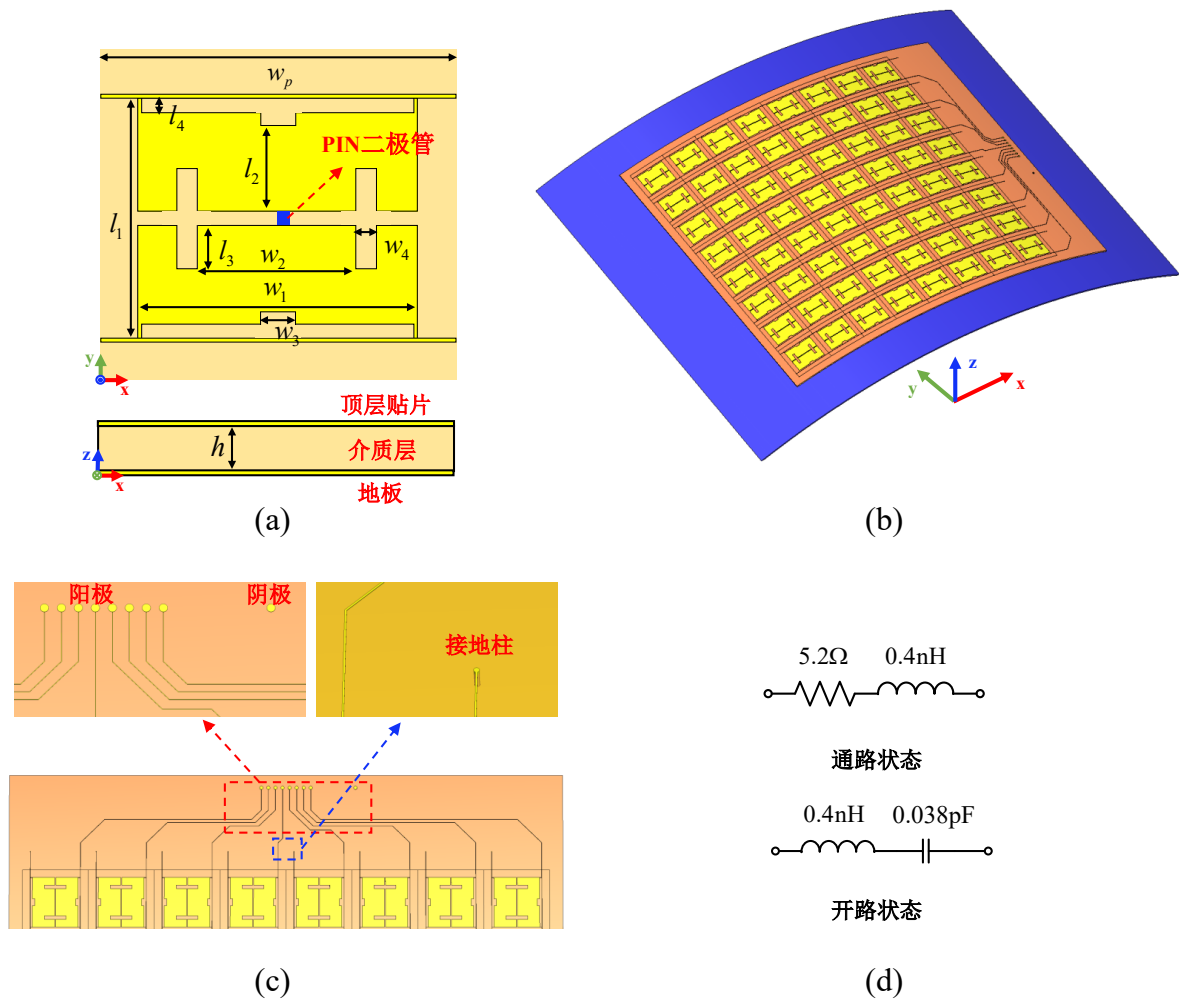


图 4 1-bit 64元共形RIS的(a) 单元结构与(b)阵列布局；(c)馈电网络；(d)PIN二极管等效电路。

Fig. 4. 1-bit 64-element conformal RIS. (a) Structure of the unit cell; (b) Array layout; (c) Feeding network; (d) Equivalent circuit of PIN diode.

#### 4.1 1-bit 64元共形RIS仿真实验

首先，利用如图4(a)所示的单元结构设计了如图4(b)所示的 $8 \times 8$ 单元的共形RIS，其中 $w_p = 28$  mm， $w_1 = 21.6$  mm， $w_2 = 11.8$  mm， $w_3 = 3$  mm， $l_1 = 21.4$  mm， $l_2 = 8.5$  mm， $l_3 = 4.4$  mm， $h = 1.06$  mm，介质基板的介电常数和损耗正切分别为3.5和0.002。该共形RIS的直流偏置网络如图4(c)所示，为避免对RIS散射性能造成负面影响，直流偏置电路放置在RIS阵元的两侧，且所有阴极通过接地处理共用一个焊盘。所采用的PIN二极管型号为MACOM MADP-00907，其开关状态下的等效电路如图4(d)所示。在计算与仿真中，均采用该等效电路予以替代。该共形RIS承载在半径为 $10 \lambda_0$ 的圆柱载体上，其中 $\lambda_0$ 为入射波频率7.0 GHz所对应的自由空间波长。此外，平面波入射角设置为 $\theta_{in} = 30^\circ$ 和 $\varphi_{in} = 90^\circ$ 。

分别采用所提方法与基于内部多端口法的散射远场叠加方法计算了该共形RIS在任意某一调控状态下的三维空间散射场分布，并与全波仿真结果进行了比较。图5(a)和图5(b)分别展示了全波仿真和所提方法得到的散射场幅值分布，通过对比可以发现二者的结果几乎一致。为更清晰地展示精确性，图5(c)展示了两种方法计算得到的方向图在 $\varphi = 90^\circ$ 剖面的分布，并与全波仿真结果进行了对比。可以看出，两种计算方法得到的散射场与全波仿真结果在主瓣区域保持了良好的一致性，并且在旁瓣与零陷区域两种计算结果的精度接近。以上结果与及其对比证明了所提出方法的准确性。

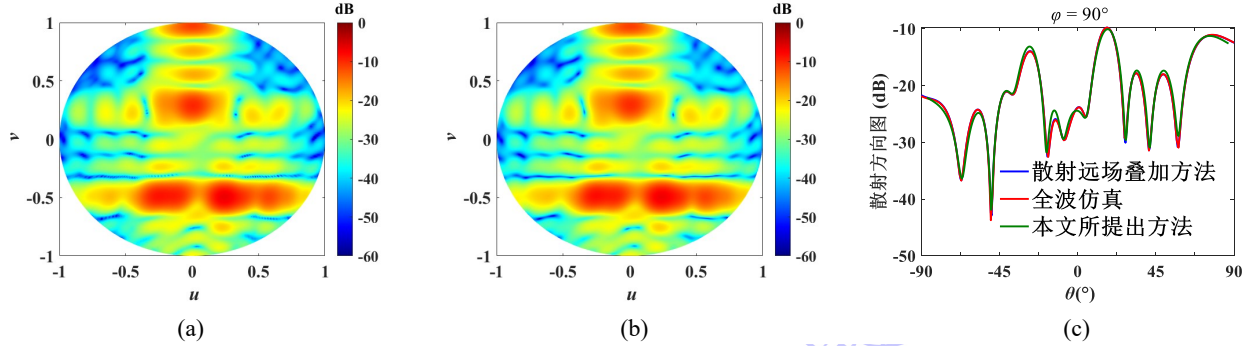


图 5 1-bit 64元共形RIS的散射方向图 (a)全波仿真结果；(b)所提方法计算结果；(c)剖面场分布。

Fig. 5. Simulated and calculated scattering patterns of the 1-bit 64-element conformal RIS. (a) Simulated results; (b) Calculated results by the proposed method; (c) Scattering patterns in the cut-plane.

进一步地，为验证所提出方法对于弯曲曲率半径极小的共形RIS的适用性，构建了如图6(a)所示的大曲率共形RIS模型并展开了散射场分析实验。在该RIS中，载体半径为 $1.62 \lambda_0$ ，共形阵元、PIN二极管及直流偏置网络的设计与算例1中一致。图6(b)-6(d)给出了相关的计算与对比结果，可以看出在主瓣区域，所提方法计算结果与全波仿真结果吻合度良好，而在旁瓣及零陷区域具有一定的误差，说明了所提出方法

对于大曲率共形RIS的散射场计算的适用性。另一方面，通过对比算例1与算例2可以发现，当曲率半径急剧减小以后，所提方法在旁瓣与零陷区域的误差有所上升。由于本文所提出方法若通过整体共形RIS的全波仿真提取近场等效电流与等效磁流，则在近场采样源阵列的构建中已经考虑了临近阵元间的互耦效应、表面波效应及共形边缘效应，因而最终确立的三维周期近场等效模型已在其幅相信息中包含了上述效应，理论上曲率半径对于计算精度没有影响。然而，在数值实验中，有源近场子阵外推技术引入以将基于内部多端口法的阵元级建模拓展为子阵级建模。由于有源近场子阵外推技术主要考虑的是临近阵元间的耦合效应以及阵元附近的边缘效应，因而随着曲率半径的减小，计算精度会出现一定的下降。需要说明的是，根据上述数值实验及其分析结果，曲率半径达 $1\lambda_0$ 量级时仍能保持较高的精度。

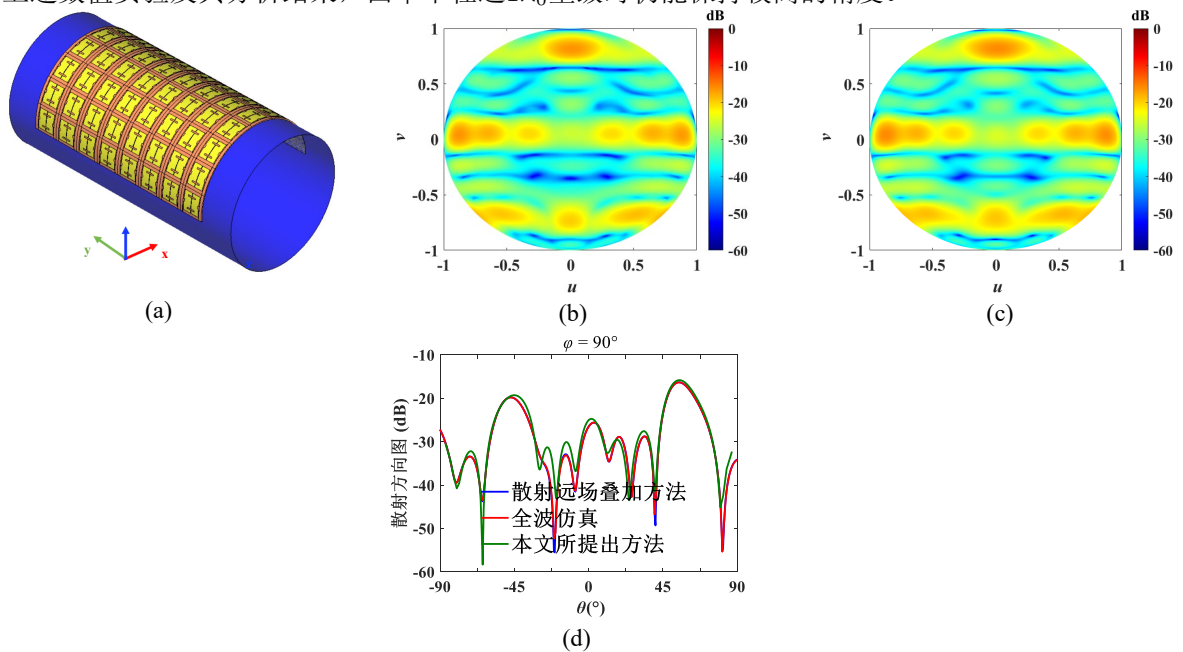


图 6 大曲率共形RIS结构及其散射方向图 (a)结构示意图; (b)全波仿真结果; (c)所提方法计算结果; (d)剖面场分布

Fig. 6. Large-curvature conformal RIS structure and its scattering patterns. (a)Geometry; (b)Simulated results; (c) Calculated results by the proposed method; (d) Scattering patterns in the cut-plane.

## 4.2 4-bit 64元共形RIS仿真实验

为验证所提方法在多比特RIS上的适用性，采用文献 [27]设计的单元结构设计了如图7(b)所示的 $8 \times 8$ 单元的波浪形4-bit RIS，其阵元结构如图7(a)所示，其中 $l_c = 80\text{mm}$ ， $l_w = 8\text{mm}$ ， $h_2 = 15\text{mm}$ ， $h_3 = 1.524\text{mm}$ 。所选用的介质基板为F4BM，其相对介电常数和损耗正切分别为3.55和0.0027。每个单元包含有4个可调谐PIN二极管，PIN二极管的型号为SMP1345-079LF，通过调节PIN管的开关实现对反射相位

的控制。此外，入射波频率设置为2.4 GHz，平面波入射角设置为 $\theta_{in} = 30^\circ$ 和 $\varphi_{in} = 90^\circ$ 。

同样地，分别采用上述两种方法计算了该共形RIS在任意某一调控状态下的三维空间散射场分布，并与全波仿真结果进行了比较。全波仿真结果与计算得到的散射场幅值分布分别如图8(a)和图8(b)所示，可以明显看出二者幅值分布的一致性。图8(c)同样展示了两种计算方法与全波仿真在 $\varphi = 90^\circ$ 剖面所计算的场分布，显然两种计算方法得到的散射场结果几乎一致，且与全波仿真结果全区域吻合良好仅在大角度副瓣区域存在微小差异。综上，通过对比这两个算例可以看出，所提方法具有良好的准确性。

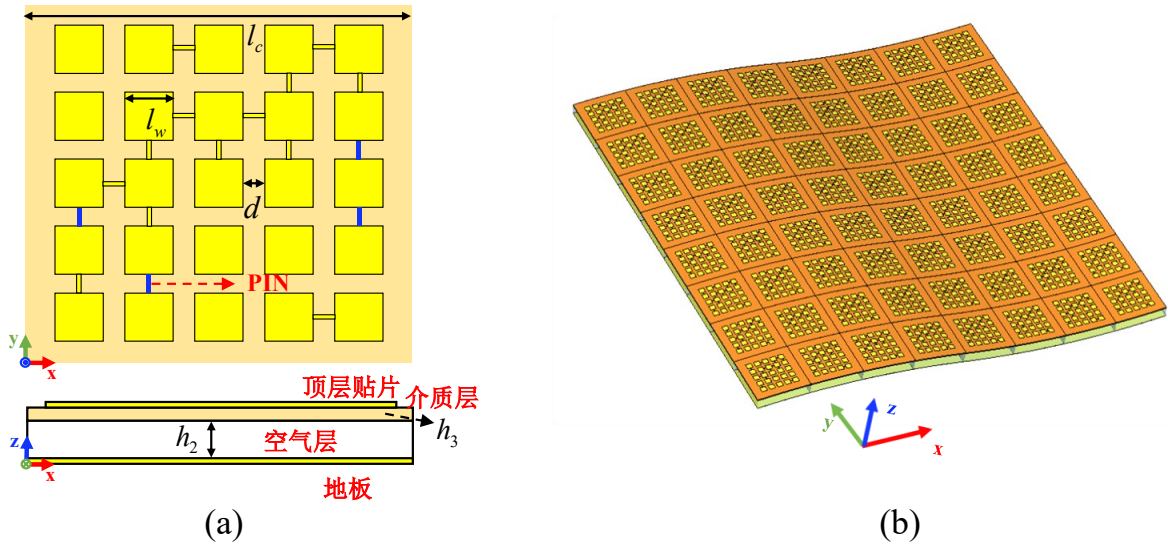


图 7 4-bit 64元共形RIS的 (a) 单元结构；(b) 阵列布局。

Fig. 7. 4-bit 64-element conformal RIS. (a) Structure of the unit cell; (b) Array layout.

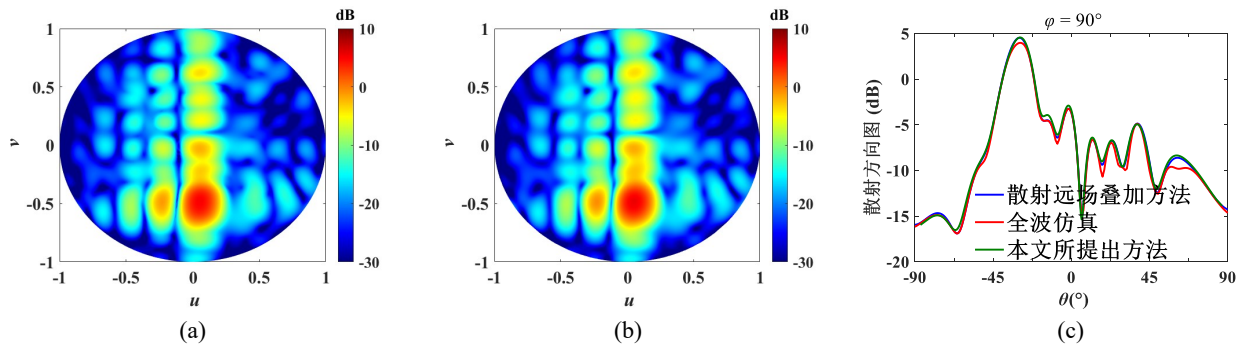


图 8 4-bit 64元共形RIS的散射方向图 (a) 全波仿真结果；(b) 所提方法计算结果；(c) 剖面场分布。

Fig. 8. Simulated and calculated scattering patterns of the 4-bit 64-element conformal RIS. (a) Simulated results; (b) Calculated results by the proposed method; (c) Scattering patterns in the cut-plane.

### 4.3 相关讨论

为进一步探讨所提出方法的性能优越性，这里引入均方根误差（root mean square error, RMSE）来量化不同方法之间的误差。RMSE定义为

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P |E_p^{\text{method}} - E_p^{\text{ref}}|^2} \quad (18)$$

其中， $E_p^{\text{method}}$ 和 $E_p^{\text{ref}}$ 分别表示所提方法或散射远场叠加方法与全波仿真在第 $p$ 个采样点处的散射场值， $P$ 为空间采样点总数。两个算例的RMSE结果如表1所示，可以看出，所提方法与散射远场叠加方法均能够实现与全波仿真结果的高精度吻合，且两种方法在两个算例中均表现出相比拟的RMSE值，进一步验证了所提方法的计算精度。

另一方面，为了验证所提方法的高效性，表1给出了三个算例不同算法的时间开销，值得注意的是，由于算例1和算例2的介质基板尺寸较小，在全波仿真中计算网格多于算例3，导致算例1和算例2的计算时长明显多于算例3。通过对比可以发现，当内部调控端口数目为64时，所提出方法与基于内部多端口法的散射远场叠加方法具有相近的耗时。然而，当内部调控端口数目越升为256时，所提出方法在效率层面展现出了较高的优越性，其耗时仅为散射远场叠加方法的1/4。这样的结论显然与图3中所展现出的时间复杂度分析是一致的，同时也验证了该分析的合理性。并且，通过纵向对比还可以发现，随着内部调控端口数目的上升，所提出方法的耗时几乎不变，这主要得益于FFT技术的使用。显然，所提出的方法对于调控自由度具有不敏感性，适用于大规模共形RIS的高效分析。

最后，为充分考察插值节点选取与近场采样间距的设置对于数值试验结果的影响，这里补充了采样间隔和插值阶数对最终远场计算精度及内存消耗的具体影响分析，具体分析结果如表2所示。显然，降低采样间隔（即增大采样点数目）对于计算精度的影响很小，这也就说明了采样点数目在数量级上没有进一步扩展的必要，即采样间隔一般取十分之一波长左右已能够充分保证共形RIS的散射场计算精度。此外，对于插值展开系数 $r$ ，通常在1.2到2之间取值。从表中可以看出， $r$ 的增大会显著降低计算时间，但同样会降低计算结果所对应的角度分辨率。则意味着插值展开系数 $r$ 的取值取决于计算效率与角度分辨率的折衷。而对于展开系数 $q$ ，其通常取8到16之间的偶数。从表中可以看出，随着 $q$ 的增大，计算结果所对应的计算时间同样增大。整体来看，展开系数的变化对于计算精度影响较小。

表 1 不同方法对应的计算时间及精度比较

Table 1. Comparison of calculation time and accuracy for different methods.

计算方法	内部调控端口数量/个			计算时间/s			RMSE/ $\mathbf{V} \cdot \mathbf{m}^{-1}$		
	算例1	算例2	算例3	算例1	算例2	算例3	算例1	算例2	算例3
所提方法	64	64	256	0.1741	0.1914	0.1773	0.0520	0.0313	0.0957
远场叠加 <sup>[27]</sup>	64	64	256	0.1866	0.1944	0.7602	0.0485	0.0269	0.0937
全波仿真	64	64	256	4835	5523	2946	—	—	—

注: “—” 表示内容为空。

表 2 不同采样间距与展开系数条件下的耗时与精度比较

Table 2. Comparison of computational time and accuracy under different sampling spacings and expansion coefficient conditions.

采样间距/mm	展开系数 $r$	展开系数 $q$	RMSE/ $\mathbf{V} \cdot \mathbf{m}^{-1}$	计算时间/s	角度分辨率/ $^{\circ}$
8 (约 $0.2 \lambda_0$ )	1.2	8	0.0529	0.1714	0.4225
4 (约 $0.1 \lambda_0$ )	1.2	8	0.0520	0.1741	0.4225
4 (约 $0.1 \lambda_0$ )	1.8	8	0.0519	0.1519	0.6250
4 (约 $0.1 \lambda_0$ )	1.2	16	0.0520	0.3028	0.4167

注: “ $\lambda_0$ ” 表示波长。

## 5 结论

本文提出了一种用于复杂共形RIS快速电磁性能评估的三维周期近场等效模型构建及其分析方法, 极大提升了电磁散射特性的计算效率。首先, 通过等效原理巧妙地将共形RIS的各向异性单元激励转化为封闭面上的各向同性近场采样源阵列, 并在此基础上利用最小二乘插值技术将采样源阵列再次等效为三维周期近场虚拟等效源阵列, 拓展了方向图乘积原理适用性的同时实现了共形RIS的高效建模。然后, 拓展了FFT技术的适用性并提出了一种改进型的二维逐层FFT技术, 进而实现对其电磁散射特性的高效计算。最终, 通过三个仿真实验验证了所提出方法的高效性与准确性。此外, 本文所提出的方法还具有对调控自由度不敏感的优点, 在大规模共形RIS优化设计与波束调控中具有极大的潜在应用价值。

## 参考文献

- [1] Feng Y, Hu Q, Qu K, Yang W, Zheng Y, Chen K 2023 *Electromagnetic Science* 1 1

- [2] Liu R, Zheng S, Wu Q, Jiang Y, Zhang N, Liu Y, Renzo M D, Alexandropoulos G C 2025 *IEEE Communications Standards Magazine* **9** 111
- [3] Choi S W, Kim J, Chung H 2024 In *2024 15th International Conference on Information and Communication Technology Convergence (ICTC)*. pp 6061–6063
- [4] Wu Q, Huang J, Xin L, Wang C X, Feng R 2025 In *ICC 2025 - IEEE International Conference on Communications*. pp 6862–6867
- [5] Saikia P, Jee A, Singh K, Pan C, Huang W J, Tsiftsis T A 2024 *IEEE Open Journal of the Communications Society* **5** 7954
- [6] Xie W, Zou J, Xiao J, Li M, Peng X 2022 *IEEE Communications Letters* **26** 2631
- [7] Sui J Y, Zou J H, Liao S Y, Li B X, Zhang H F 2023 *Applied Physics Letters* **122** 231105
- [8] Sui J Y, Zou J H, Liao S Y, Wan B F, Zhang H F 2024 *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **73** 1
- [9] Hu Q, Zhou J, Chen K, Zhao J, Feng Y 2025 *Optics Letters* **50** 6361
- [10] Lin Y, Jin S, Matthaiou M, You X 2022 *IEEE Transactions on Communications* **70** 4884
- [11] Fu Y, Zhou X, Cheng H, Yang Y, Zhou X, Ding F, Jin J, Yang H 2025 *PHOTONICS RESEARCH* **13** 150
- [12] Ni X, Luan H, Kim J T, Rogge S I, Bai Y, Kwak J W, Liu S, Yang D S, Li S, Li S, et al. 2022 *Nature communications* **13** 5576
- [13] Chen Y, Chen Y, Hu L, Zhang H 2025 *IEEE Transactions on Wireless Communications* **24** 2265
- [14] Mizmizi M, Ayoubi R A, Tagliaferri D, Dong K, Gentili G G, Spagnolini U 2022 *IEEE Transactions on Wireless Communications* **22** 2804
- [15] Liu Y, Sarris C D 2025 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **73** 2615
- [16] Zheng P, Wang R, Shamim A, Al-Naffouri T Y 2024 *IEEE Transactions on Wireless Communications* **23** 17174

- [17] Mitra A, Das S, Ghosh A 2016 In *2016 IEEE Indian Antenna Week (IAW 2016)*. pp 51–54
- [18] Pitilakis A, Tsilipakos O, Liu F, Kossifos K M, Tasolamprou A C, Kwon D H, Mirmoosa M S, Manassis D, Kantartzis N V, Liaskos C, et al. 2020 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **69** 1440
- [19] Zhang Z, Zhang J W, Wu J W, Liang J C, Wang Z X, Cheng Q, Cheng Q S, Cui T J, Yang H Q, Liu G B, et al. 2022 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **70** 8707
- [20] Nerini M, Shen S, Li H, Di Renzo M, Clerckx B 2024 *IEEE Transactions on Wireless Communications* **23** 14575
- [21] Baz A, Wekalao J, Mandela N, Patel S K 2025 *IEEE Transactions on NanoBioscience* **24** 128
- [22] Liu Y, Sarris C D 2025 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **73** 2615
- [23] Kang C, Park C, Lee M, Kang J, Jang M S, Chung H 2024 *Nanophotonics* **13** 3765
- [24] Zheng P, Wang R, Shamim A, Al-Naffouri T Y 2024 *IEEE Transactions on Wireless Communications* **23** 17174
- [25] Liu K Y, Li T Y, Zheng N E, Tian Z F, Cai T, Wang Y C, Cao C H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 234101
- [26] Shahriari B, Swersky K, Wang Z, Adams R P, de Freitas N 2016 *Proceedings of the IEEE* **104** 148
- [27] Rao J, Zhang Y, Tang S, Li Z, Shen S, Chiu C Y, Murch R 2022 *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **70** 5427
- [28] Stutzman W L, Thiele G A 1998 *Antenna theory and design* (John Wiley & Sons)
- [29] Luebbers R, Kunz K, Schneider M, Hunsberger F 1991 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **39** 429
- [30] Luebbers R, Ryan D, Beggs J 1992 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **40** 848
- [31] Schelkunoff S A 1936 *The Bell System Technical Journal* **15** 92
- [32] Zhang S, Lou S, Wang W, Wang X, Zeng Y, Gao X 2023 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **71** 1937

- [33] Elsherbeni A Z, Demir V 2015 *The finite-difference time-domain method for electromagnetics with MATLAB simulations* (SciTech Publishing)
- [34] Taflov A, Hagness S C, Picket-May M 2005 *The Electrical Engineering Handbook* **3** 15
- [35] Liu Y, Huang X, Xu K D, Song Z, Yang S, Liu Q H 2017 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **65** 3950
- [36] Lian S, Wang W, Lou S, Li P, Xu W, Zhang W 2025 *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* **24** 2492

录用稿件，非最终出版稿

# Near-Field Equivalent Modeling and Efficient Analysis for Electromagnetic Characteristics of Conformal Reconfigurable Intelligent Surfaces\*

ZUO Pengjin<sup>1</sup>   CHENG Youfeng<sup>1†</sup>   CHEN Qian<sup>1</sup>   LIAO Cheng<sup>1</sup>  
DING Xiao<sup>2</sup>

1) (*Department of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*)

2) (*Department of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

## Abstract

Reconfigurable intelligent surfaces (RISs) are recognized as a promising key enabling technology for sixth-generation (6G) networks, offering effective optimization of network topology and enhancement of system performance. Conformal RISs, whose physical shape elastically adapts to the host surface, enable large-scale deployment of intelligent surfaces in a “stealthy” manner, thereby unlocking the full performance potential of RIS-assisted networks. However, modeling such conformal RISs at both the element and array levels remains challenging due to the anisotropic scattering characteristics of individual elements, necessitating a scattering field superposition approach. This leads to an inherent trade-off among scale, computational efficiency, and accuracy in electromagnetic (EM) performance analysis. Moreover, existing two-level (element- and array-level integrated) EM analysis methods for conformal RIS suffer

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62471408, 62271416), and the Natural Science Foundation of Sichuan Province (Grant No. 2026NSFSC0388).

† Corresponding author. E-mail: juvencheng@swjtu.edu.cn

The First Author. E-mail: zpj1220@my.swjtu.edu.cn

from limited computational efficiency, failing to meet the stringent requirements of rapid adaptability and real-time reconfiguration intelligence. To address these challenges, this paper proposes a novel and efficient EM analysis framework for conformal RIS based on a near-field equivalent source array mechanism. Specifically, we first develop a three-dimensional (3D) equivalent periodic model that extends the applicability of the pattern multiplication principle and integrates both network port-based methods and active near-field subarray extrapolation techniques. Subsequently, we establish a theoretical linkage and fusion mechanism between the network port method and the construction of 3D periodic near-field equivalent sources. By unifying all active near-field data—originating from internal control ports at the element level and incident field ports at the array level—into a single equivalent near-field source array, our approach achieves seamless compatibility between element-level modeling and array-level computation. This enables an efficient construction methodology for the periodic equivalent model, thereby broadening the applicability of the pattern multiplication principle to holistic performance analysis of conformal metasurfaces. Furthermore, we incorporate an active near-field subarray extrapolation technique to account for inter-element coupling and other mutual interactions. By extending the application of the fast Fourier transform (FFT) within the near-field equivalence framework, we establish an integrated two-level efficient EM analysis method tailored for conformal RIS. In contrast to existing machine learning or deep learning-based approaches, the proposed method not only enhances the applicability of the pattern multiplication principle but also synergistically leverages FFT acceleration. It maintains compatibility between element-level modeling and array-level computation while being insensitive to the scale and environmental variations of conformal RIS. Consequently, the proposed method exhibits high computational efficiency, notable methodological and technical innovation, and superior expected performance.

**Keywords:** Reconfigurable intelligent surfaces (RIS), near-field equivalent mechanism, internal multiport method (IMPM), Schelkunoff equivalent principle, fast Fourier transform (FFT)

**PACS:** 41.20.Jb, 42.68.Mj, 78.67.Pt