



实现散射场强整形的微散射体阵列逆向设计方法

王志鹏 王秉中 刘金品 王任

Inverse design method of microscatterer array for realizing scattering field intensity shaping

Wang Zhi-Peng Wang Bing-Zhong Liu Jin-Pin Wang Ren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 010202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20200825

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200825>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

100 MeV质子双环双散射体扩束方案设计

Design of 100-MeV proton beam spreading scheme with double-ring double scattering method

物理学报. 2019, 68(5): 054104 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181787>

基于3.5 MeV射频四极质子加速器硼中子俘获治疗装置的束流整形体设计

Design of beam shaping assembly based on 3.5 MeV radio-frequency quadrupole proton accelerator for boron neutron capture therapy

物理学报. 2018, 67(14): 142801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180380>

利用海浪噪声自相关实现散射体无源探测

Passive detection of scatterer using autocorrelation of surf noise

物理学报. 2017, 66(19): 194304 <https://doi.org/10.7498/aps.66.194304>

一种新型的低散射微带天线阵设计

Novel design of microstrip antenna array with low scattering performance

物理学报. 2019, 68(3): 034101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181708>

一种编码式低雷达散射截面超表面天线阵列设计

A coding metasurface antenna array with low radar cross section

物理学报. 2020, 69(24): 244101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200978>

微纳粒子光学散射分析

Analysis of optical scattering of micro-nano particles

物理学报. 2017, 66(9): 097301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.097301>

实现散射场强整形的微散射体阵列逆向设计方法*

王志鹏 王秉中[†] 刘金品 王任[‡]

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

(2020年6月1日收到; 2020年8月12日收到修改稿)

本文提出一种基于全介电微散射体的散射阵列结构逆向设计方法, 用以实现散射电场强度整形. 该方法基于空域傅里叶变换与角谱变换, 从给定目标区域处期望实现的散射场强分布出发, 逆向求得所需的感应源, 再利用电磁感应源理论, 逆向设计微散射体阵列, 且只需通过解析计算便能够快速求出微散射体阵列的电磁参数值分布. 基于提出的逆向设计方法, 文中提供了三维情况下的具体算例, 实现了给定方形目标区域的散射场强整形. 理论计算结果与全波仿真结果符合良好, 表明本文提出的逆向设计方法具有可行性与有效性.

关键词: 逆向设计, 散射场强整形, 空间频谱

PACS: 02.30.Nw, 41.20.Jb, 87.56.jk

DOI: 10.7498/aps.70.20200825

1 引言

灵活控制物理场, 使其在空间中聚焦或呈现某种形状在诸多领域中具有重大意义以及潜在应用价值, 如无损检测、通信、医疗、无线功率传输等. 最早在声学领域中, 利用时间反演 (time-reversal, TR) 技术^[1]、声学相控阵技术^[2-5]等方法对空间中声场进行聚焦及整形. 近年来对电磁场在空间中的控制、整形引起了学者们的广泛研究, 并取得一系列的重要成果.

对电磁辐射场的控制可以分为近场和远场两类: 近场聚焦天线利用相位共轭原理将天线辐射的电磁场聚焦在天线近场区域中的某个点^[6-8]; 采用相控阵及天线阵列技术可以对远场进行调控整形^[9,10]. 在最近的文献报道中, TR场整形技术^[11,12]、多目标最优约束功率方法^[13]和优化的多目标TR技术^[14]可以使天线阵列在远场产生任意期望的电场强度形状或图案. 然而, TR方法依赖于信道探测和优

化, 需要不断重复“探测-聚焦”过程, 且依赖于大量的信号源或复杂多径环境, 优化方法也需要长时间的优化计算, 不利于场整形的快速实现.

电磁散射场的控制在电磁学领域中同样具有重要意义, 并且在许多功能上有着广泛的应用价值, 如电磁隐身^[15]、波前整形和波束形成等^[16,17]. 其中, 使散射场在目标区域呈现某种形态, 即散射场强整形的研究也有了一系列的进展. 在近年的文献报道中多采用近场聚焦板^[18-20]和超表面^[21-23]实现散射场的近场点聚焦, 然而报道中的设计方法依赖于复杂的超表面阵列, 难以通过理论计算快速设计整形结构.

本文提出了一种根据目标区域期望散射电场强度分布快速逆向设计电磁微散射体阵列的方法. 首先, 基于空间傅里叶变换与角谱变换, 从目标区域期望的电场强度分布出发逆向求取各方向上所需的平面波. 接下来, 介绍了感应源的概念并给出非磁性介电微散射体的感应源模型, 提出利用入射电磁场照射全介电微散射体阵列来产生所需平面

* 国家自然科学基金 (批准号: 61731005)、博士后创新人才支持计划 (批准号: BX20180057)、中国博士后科学基金 (批准号: 2018M640907)、中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2019J101, ZYGX2019Z016) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: bwang@uestc.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: rwang@uestc.edu.cn

波的方法. 这些微散射体所产生的散射场将在目标区域叠加合成期望的场强分布. 最后, 根据提出的逆向设计理论模型进行了具体的案例设计, 展示了三维 (three-dimensions, 3-D) 情况下的设计案例. 研究了方形面目标区域期望的点聚焦形状的散射场强分布, 展示了一种全介电微球分布设计, 它的空间分布及介电常数分布都是通过目标区域处期望的散射场强形状进行快速解析计算求得. 最后基于线性叠加原理在目标区域产生了“T”, “T”, “X”形的复杂图形. 全波仿真结果与使用本文提出的逆向设计方法解析计算的结果符合良好, 这表明该方法是有效且可行的.

2 逆向设计原理

2.1 逆向设计场景

以面目标区域中心为原点, 在空间中建立直角坐标系, 面目标区域位于 $z = 0$ 平面上. 考虑正入射情况, 即波长为 λ_0 的 y 极化单色平面波沿 $+z$ 方向垂直目标区域入射, 设计者期望在目标区域实现 y 极化同相分布的 $E(x, y)$ 散射电场强 (由于只关注 $E(x, y)$ 的幅度分布, 因此其为标量), 如图 1 所示.

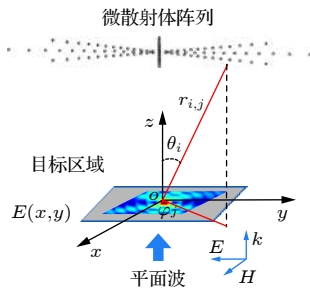


图 1 逆向设计示意图

Fig. 1. Schematic diagram of inverse design.

为了构建期望的散射场强分布, 在目标区域周围放置介电微散射体阵列作为散射结构. 阵列中微散射体在数学模型中可看作点散射体, 其同原点的距离设为 $r_{i,j}$, 在 $r_{i,j}$ 距离上微散射体同原点的连线与 $+z$ 轴夹角编号为 θ_i , 其连线在 xoy 面上投影与 $+x$ 轴夹角编号为 φ_j , 相对介电常数记作 $\epsilon_r^{i,j}$, 其中 $i = 1, \dots, N; j = 1, \dots, M$. 逆向设计任务的核心在于将目标区域期望散射场强分布 $E(x, y)$ 作为已知信息, 逆向求出介电微散射体的空间分布及其相对介电常数 $\epsilon_r^{i,j}$ 分布, 从而快速完成微散射体阵列的设计.

2.2 设计理论模型

采用 $e^{-j\omega t}$ 时谐变化惯例. 在目标区域处, 设计者期望的散射场强度分布 $E(x, y)$ 作为已知量. 利用空间傅里叶变换, 其空谱为

$$\tilde{E}_k(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \exp(-jk_x x) \times \exp(-jk_y y) dx dy, \quad (1)$$

其中 k_x 与 k_y 分别是自由空间中波矢量 \mathbf{k}_0 的 x 与 y 分量的模. 波数 $k_0^2 < k_x^2 + k_y^2$ 时, 凋落波无法传播至远区, 因此, 在本研究中仅考虑利用 $k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2$ 空间谱的情况.

将空间谱域变换到角谱域, 可以得到角谱为

$$\tilde{E}(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) \times \exp(-jk_0 x \sin \theta \cos \varphi) \times \exp(-jk_0 y \sin \theta \sin \varphi) dx dy. \quad (2)$$

事实上, 角谱的物理意义可理解为目标区域期望的散射场分布是由从不同方向入射而来的多束感应平面波叠加而成的. 设从 (θ, φ) 方向入射而来的感应平面波的幅度和相位分别为 $\tilde{A}(\theta, \varphi)$ 和 $\tilde{P}(\theta, \varphi)$, 则角谱可以表示为

$$\tilde{E}(\theta, \varphi) = \tilde{A}(\theta, \varphi) \exp[j\tilde{P}(\theta, \varphi)]. \quad (3)$$

在设计理论模型中, 本文利用目标区域远区的感应源来近似产生感应平面波. 由于感应源在远区产生的场会随着距离衰减, 定义幅度衰减系数 $\varsigma(r)$, 这样感应源激励幅值和初始相位可以表示为:

$$A_{\text{pws}}(\theta, \varphi) = \tilde{A}(\theta, \varphi) / \varsigma(r), \quad (4)$$

$$P_{\text{pws}}(\theta, \varphi) = \tilde{P}(\theta, \varphi) - r \cdot k_0. \quad (5)$$

接下来引入感应源的概念. 对于满足瑞利散射条件的非磁性且介电常数各向同性的微散射体, 入射波产生的振荡电场作用于散射体内部的电荷, 可以使其感应出一个小的辐射电偶极子^[24]:

$$I\mathbf{l} = \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (6)$$

其中 $\boldsymbol{\xi}$ 代表电极化张量, 它取决于微散射体的相对介电常数 ϵ_r 、大小、形状. \mathbf{E}_{in} 代表入射电场.

因此, 位于 $(r_{i,j}, \theta_i, \varphi_j)$ 处的微散射体的散射场可以写成电偶极子辐射场的形式, 其在原点 (原点位于微散射体的远区) 的电场表达式为

$$E_s(\theta_i, \varphi_j) = \frac{-j\omega u_0 I\mathbf{l}}{4\pi r_{i,j}} \exp[jk_0 r_{i,j}]. \quad (7)$$

这里不妨设照射微散射体的入射平面波幅度为 1, 因此微散射体处的入射场为

$$E_{\text{in}}(\theta_i, \varphi_j) = \exp(jk_0 r_{i,j} \cos \theta_i). \quad (8)$$

根据 (4) 式—(8) 式, 可得微散射体与原点距离 $r_{i,j}$ 以及 $\xi_{i,j}$:

$$r_{i,j} = \tilde{P}(\theta_i, \varphi_j) / (1 + \cos \theta_i) k_0, \quad (9)$$

$$\xi_{i,j} = \frac{4\pi r_{i,j}}{-j\omega u_0} \tilde{A}(\theta_i, \varphi_j) \mathbf{I}_3, \quad (10)$$

其中 \mathbf{I}_3 对应的矩阵形式是 3×3 的单位对角矩阵, u_0 为真空磁导率, ω 为角频率.

根据不同角度入射的感应平面波幅度 $\tilde{A}(\theta_i, \varphi_j)$ 及相位 $\tilde{P}(\theta_i, \varphi_j)$ 就可以计算出微散射体与原点距离 $r_{i,j}$ 以及需要的 $\xi_{i,j}$. 该理论模型从目标区域期望散射场出发, 进而推导出了所需散射结构的相关参数分布, 是一种“由场到结构”的设计方法, 因此称之为“逆向设计方法”. 该方法可以指导设计者快速求取阵列中微散射体位置以及相对介电常数分布, 在下一节设计案例中将具体详细阐述.

3 设计案例及全波仿真结果

设计者期望在目标区域处获得散射场为均匀激发产生的准贝塞尔光束的横截面分布, 该分布在目标区域表现为在中心原点处点聚焦的形式, 其表达式为

$$E(x, y) = \left| J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \right|, \quad (11)$$

$$x, y \in (-3\lambda_0, 3\lambda_0),$$

将 (11) 式代入 (2) 式中, 可得到其角谱为

$$\tilde{E}(\theta, \varphi) = \lambda_0/2, \quad \theta \in (-\pi/2, \pi/2); \varphi \in (0, 2\pi). \quad (12)$$

因此可得各个角谱分量大小均为常数 $\lambda_0/2$.

设计中选用半径为 a ($a \ll \lambda$) 相对介电常数为 ε_r 的各向同性介电球, 则 (6) 式中电极化张量 ξ 的解析表达为^[25]

$$\xi = \frac{-j4\pi k_0 a^3}{\eta_0} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \mathbf{I}_3. \quad (13)$$

联合 (10) 式和 (12) 式, 即可求得微球的相对介电常数分布:

$$\varepsilon_r^{i,j} = \frac{2r_{i,j} + s}{r_{i,j} - s} \tilde{A}(\theta_i, \varphi_j), \quad s = \frac{k_0 a^3 \omega \mu_0}{\eta_0}. \quad (14)$$

根据提出的理论模型, 本文设计了一个如图 2(a) 所示的 121 个介电微球组成的阵列来对目标区域进行散射场强整形. 阵列中的介电微球分别以等 $\Delta \sin \theta$ 与等 $\Delta \varphi$ 间隔放置, 以保证在空间谱域中进行均匀采样, 从而使微散射体的散射场在目标区域合成均匀. 由于阵列中介电微球产生的散射场须同相到达目标区域, 即 $\tilde{P}(\theta)$ 为常数, 因此得 $r_{i,j}(1 + \cos \theta_i)$ 为常数, 记为 p ($p \gg \lambda$). 令 $\theta_1 = \sigma$, $\varphi_1 = 0$ 且有 $\theta_i > \theta_{i+1}$, $\varphi_j < \varphi_{j+1}$, 则介电微球的排布满足以下规则:

$$\begin{cases} x_{i,j} = r_{i,j} \sin \theta_i \cos \varphi_j = \frac{p \sin \theta_i \cos \varphi_j}{1 + \cos \theta_i}, \\ y_{i,j} = r_{i,j} \sin \theta_i \sin \varphi_j = \frac{p \sin \theta_i \sin \varphi_j}{1 + \cos \theta_i}, \\ z_{i,j} = r_{i,j} \cos \theta_i = p \cos \theta_i / (1 + \cos \theta_i), \\ \Delta \varphi = \varphi_j - \varphi_{j+1} = -\pi/M, \\ \Delta \sin \theta = \sin \theta_i - \sin \theta_{i+1} = \sin \sigma / (N - 1). \end{cases} \quad (15)$$

算例中取 $N = 16$, $M = 8$. 以 $+z$ 方向为观察视角, 图 2 (b)—图 2(d) 分别展示了俯视、正视、侧视图. 需说明的是, 当 $i = 16$ 时, 在坐标 $(0, 0, p/2)$ 处仅有一个介电微球. 此阵列中的介电微球半径均为 $a = 1/20\lambda_0$, 取 $p = 30\lambda_0$, $\sigma = 30^\circ$, 入射平面波的工作频率为 2 GHz.

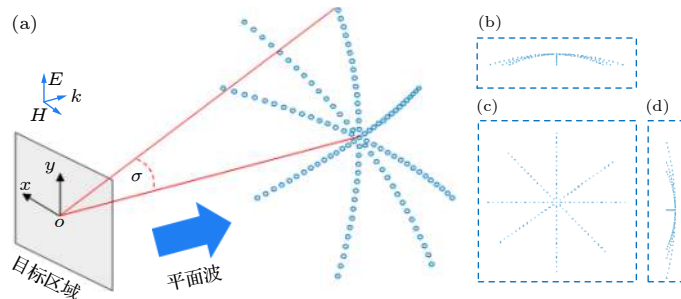


图 2 微球阵列设计示意图 (a) 三维视角图; (b) 俯视图; (c) 正视图; (d) 侧视图

Fig. 2. Schematic of micro-sphere array design: (a) 3-D view; (b) top view; (c) front view; (d) side view.

根据 (14) 式以及期望场强分布, 可以解析计算出阵列中介电微球的 ϵ_r , 其分布如图 3 所示. 可以看到实现目标区域点聚焦散射场的介电微球 $\epsilon_r^{i,j}$ 与 j 无关, 具有旋转对称性, 这是因为同一 φ_j 上的介电微球与原点的距离 $r_{i,j}$ 相等.

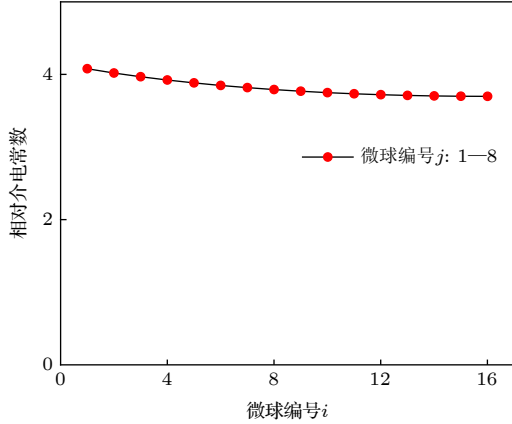


图 3 微球相对介电常数分布
Fig. 3. Spheres relative permittivity of array distribution.

下面使用全波仿真软件 FDTD.Solution 来验证上述求解结果的可行性. 图 4 展示了面目标区域中期望形成的点聚焦散射场强分布, 从 3-D 视角以

及俯视视角可以看到, 在设定的方向面目标区域中得到了需要的点聚焦散射场分布.

在 $y = 0, x = 0, y = x$ 三条特殊线上比较期望的散射场分布与全波仿真的结果, 结果如图 5 所示. 可以看到, 目标区域中的点聚焦散射场强分布仿真结果与期望结果有些微失真, 这是由于微散射体产生的散射波不是理想平面波导致的, 并且散射体之间的微弱的多次散射效应也会造成不良的影响.

假设期望的散射场强分布分别沿着 x 轴 y 轴正方向平移两个波长的点聚焦形状, 根据傅里叶变换的空间平移特性, 即将散射体阵列分别沿着 x 轴 y 轴正方向方向平移 $2\lambda_0$ 长度即可. 图 6 (a) 展示了全波仿真结果, 其散射场强的分布与预期完全符合. 在此基础上结合线性叠加原理, 可以在目标区域处便捷地实现复杂的期望散射场形状. 如图 6 (b) — 图 6(d) 所示, 由基本的点聚焦形状散射场叠加获取了 3 种不同形状的复杂散射场形状. 特别说明的是, 在目标区域处实现复杂的期望散射场形状需要将微球阵列平行于 xoy 面进行对应的平移叠加. 图 7 以“T”形散射场形状为例展示了其微散射体的空间分布情况.

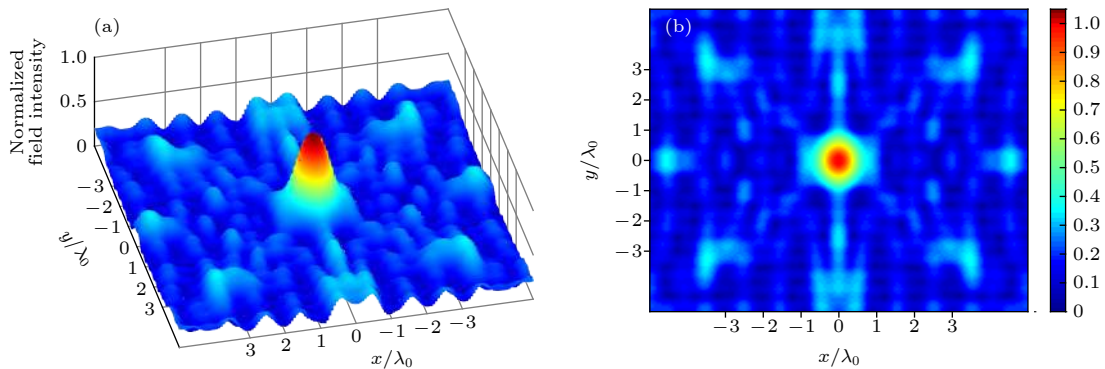


图 4 目标区域归一化点聚焦形状散射场分布图 (a) 三维视图; (b) 俯视图
Fig. 4. Normalized scattering field distribution of focused shape in target area: (a) 3-D view; (b) top view.

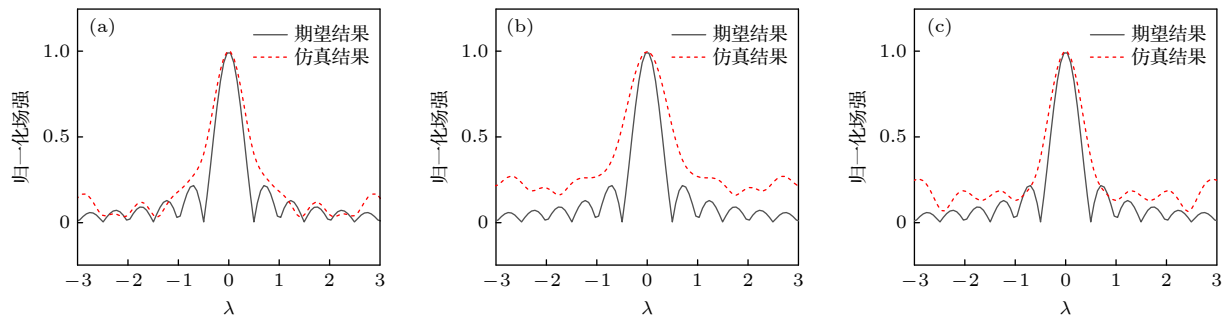


图 5 目标区域三条线上的归一化散射场分布图 (a) $y = 0$ 处场分布; (b) $x = 0$ 处分布; (c) $y = x$ 处场分布
Fig. 5. Normalized scattering field distribution on three special lines in target area: (a) A cut view in $y = 0$; (b) a cut view in $x = 0$; (c) a cut view in $y = x$.

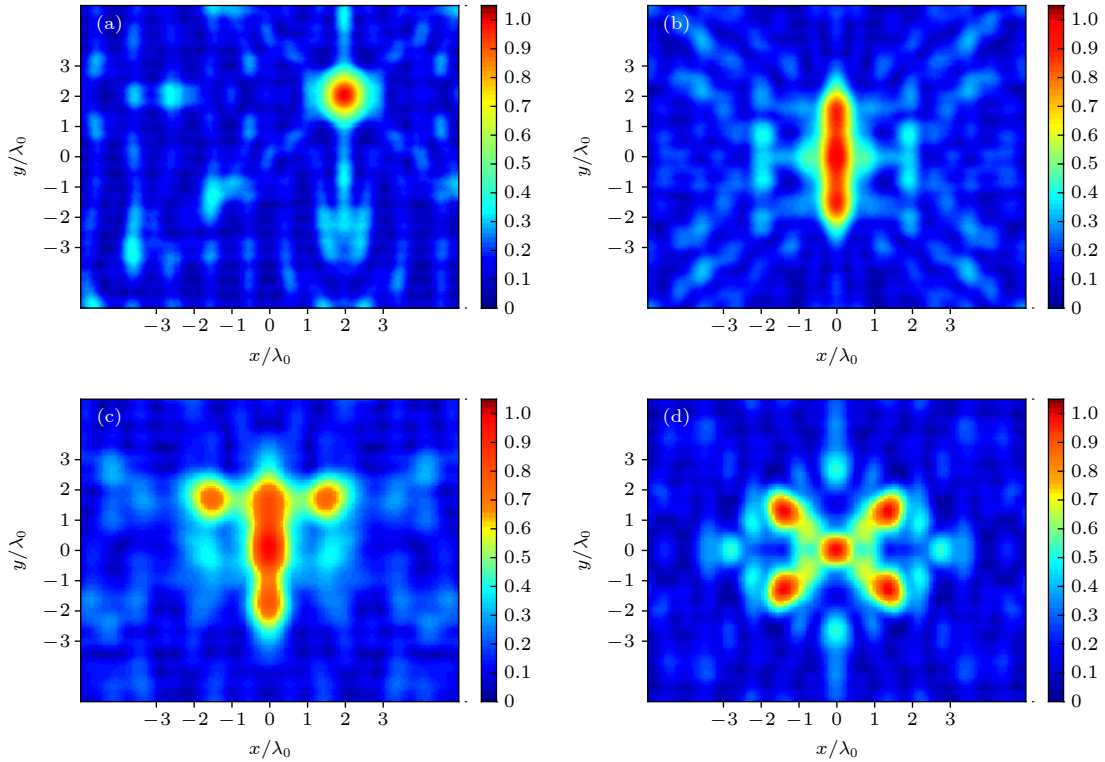


图6 目标区域归一化复杂形状散射场分布图 (a) 相对原点沿向 x 方向右平移沿 z 方向上平移 $2\lambda_0$ 的点聚焦形状散射场; (b) “I”形状; (c) “T”形状; (d) “X”-形状

Fig. 6. Normalized scattering field intensity distribution of complex shape in target area: (a) focused shaped field moving $2\lambda_0$ to the right and top relative to the origin; (b) “I”-shaped; (c) “T”-shaped; (d) “X”-shaped.

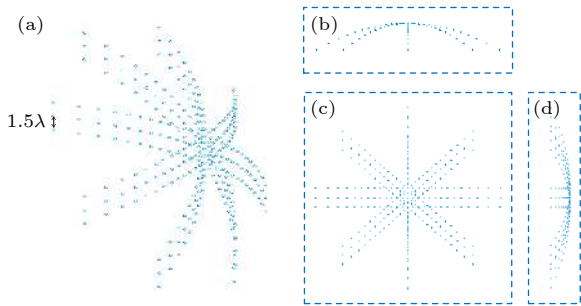


图7 “I”形散射场分布的微散射体阵列示意图 (a) 三维视角图; (b) 俯视图; (c) 正视图; (d) 侧视图

Fig. 7. Schematic of micro-sphere array design with “I”-shaped: (a) 3-D view; (b) top view; (c) front view; (d) side view.

从图6中良好的仿真结果可以看出, 点聚焦形状的散射场在目标区域组合形成复杂的期望散射场形状是有效且可行的。

4 讨论

从各个方向上入射的感应平面波合成了目标区域期望实现的散射场强形状, 而入射波照射到微

散射体阵列后感应的等效源产生的场只有传播到远区后才可近似看作平面波, 这表明了目标区域必须处于微散射体阵列的远区. 包含高谱域信息的凋落波无法传播至远区, 这也解释了本文提出的逆向设计理论模型仅考虑利用 $k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2$ 空间谱的情况. 由于高谱域信息的损失, 这也使得本研究无法在目标区域实现超空间分辨率的散射场整形, 如设计案例中所展示的点聚焦场, 即为提出的逆向设计方法可以获得的面目标区域处最大空间分辨率的场, 其中心线上的分布为 sinc 函数形状。

5 结论

研究中提出的逆向设计方法可以根据目标区域期望的散射场强快速解析计算微散射体阵列的空间分布及介电常数分布. 根据该方法在 3-D 情况下进行了具体的逆向设计案例. 在 3-D 算例中研究了方形面目标区域期望的点聚焦形状的散射场强分布案例, 展示了一种全介电微球阵列的设计过程, 并且基于线性叠加原理快速简便地在目标区域产生了“I”, “T”, “X”形的复杂图形. 良好的全波仿

真结果表明, 本文提出的逆向设计方法是有效且可行的. 后续的研究中可以考虑利用优化算法对微散射体空间位置与介电常数分布进行优化, 从而使目标区域散射场强分布更加精确, 本文提出的逆向设计方法可以为优化提供高质量的初值.

参考文献

- [1] Fink M, Prada C, Wu F, Cassereau D 1989 *Proceedings, IEEE Ultrasonics Symposium* Montreal, Canada, October 3–6, 1989 p681
- [2] Azar L, Shi Y, Wooh S C 2000 *NDT&E Int.* **33** 189
- [3] Zhao X Y, Gang T 2008 *Ultrasonics* **49** 126
- [4] Zhang B X, Wang W L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3613 (in Chinese) [张碧星, 王文龙 2008 *物理学报* **57** 3613]
- [5] Zheng L, Guo J Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044305 (in Chinese) [郑莉, 郭建中 2016 *物理学报* **65** 044305]
- [6] Shan L, Wen G Y 2014 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **62** 5565
- [7] Wang X Y, Yang G M, Wen G Y 2014 *Microwave. Opt. Technol. Lett.* **56** 2464
- [8] Nepa P, Buffi A 2017 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **59** 42
- [9] Elmer M, Jeffs B D, Warnick K F, Fisher J R, Norrod R D 2012 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **60** 903
- [10] Guo S, Zhao D, Wang B Z 2019 *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)* Guangzhou, China, May 19–22, 2019 p1
- [11] Zhao D, Zhu M 2016 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **15**
- [12] Zhao D, Guo F, Guo S, Wang B Z 2018 *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)* Chengdu, China, May 7–11, 2018 p1
- [13] Bellizzi G G, Crocco L, Iero D A M, Isernia T 2017 *International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas, Innovative Structures, and Applications (iWAT)* Athens, March 1–3, 2017 p162
- [14] Bellizzi G G, Bevacqua M T, Crocco L, Isernia T 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 4380
- [15] Alu A 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245115
- [16] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [17] Pfeiffer C, Grbic A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 197401
- [18] Grbic A, Jiang L, Merlin R 2008 *Science* **320** 511
- [19] Imani M F, Grbic A 2013 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **61** 5425
- [20] Grbic A, Merlin R, Thomas E M, Imani M F 2011 *Proceedings of the IEEE* **99** 1806
- [21] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, Oh J, Zhu A.Y., Capasso F 2016 *Science* **352** 1190
- [22] Li L, Liu H, Zhang H, Xue W 2018 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **65** 3230
- [23] Yu S, Liu H, Li L 2019 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **66** 3993
- [24] Chen X D 2018 *Computational Methods for Electromagnetic Inverse Scattering* (Hoboken: Wiley-IEEE Press) p24
- [25] Kong J A 1990 *Electromagnetic Wave Theory* (New York: Wiley-Interscience) pp482–483

Inverse design method of microscatterer array for realizing scattering field intensity shaping^{*}

Wang Zhi-Peng Wang Bing-Zhong[†] Liu Jin-Pin Wang Ren[‡]

(*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

(Received 1 June 2020; revised manuscript received 12 August 2020)

Abstract

It is a novel and interesting idea to inversely design the scattering structure with the desired scattering field intensity distribution in a given target area as the known information. The inverse design method proposed in this paper does not need to be optimized, and the spatial distribution and dielectric constant distribution of the micro-scatterer array can be quickly analytically calculated according to the desired scattering field intensity in the target area. First, based on the spatial Fourier transform and angular spectrum transformation, the plane wave sources required in all directions are inversely obtained from the electric field intensity distribution required in the target area. Then, based on the theory of induced source, a method of irradiating the array of all-dielectric micro-scatterers with incident electromagnetic field to generate the required plane wave source is proposed. The scattering fields generated by these micro-scatterers will be superimposed on the target area to achieve the desired scattering field strength intensity. Finally, according to the proposed inverse design theory model, a specific three-dimensional (3D) design is carried out. In the 3D example, we study the scattering field intensity distribution of the point-focused shape of the square surface target area, and show an all-dielectric micro-sphere distribution design. Its spatial distribution and permittivity distribution are both obtained through the rapid analytical calculation of the desired scattered field intensity shape in the target area. Finally, based on the principle of linear superposition, we quickly and easily generate the complex shapes of “I”, “T”, and “X” in the target area. The satisfactory results of full-wave simulation show that the proposed inverse design method is effective and feasible.

Keywords: inverse design, scattering field intensity shaping, spatial spectrum

PACS: 02.30.Nw, 41.20.Jb, 87.56.jk

DOI: 10.7498/aps.70.20200825

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61731005), the Postdoctoral Innovation Talents Support Program, China (Grant No. BX20180057), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M640907), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. ZYGX2019J101, ZYGX2019Z016).

[†] Corresponding author. E-mail: bzwang@uestc.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: rwang@uestc.edu.cn