

引用格式: WANG Xiaokun, LI Zhou. Novel Huygens Metasurface with Capability of Anomalous Transmission [J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(2):0216001

王晓坤,李周.一种具有异常透射功能的新型惠更斯超表面[J].光子学报,2021,50(2):0216001

一种具有异常透射功能的新型惠更斯超表面

王晓坤¹,李周²

(1 空军航空大学 航空作战勤务学院, 长春 130022)

(2 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 中国科学院天基动态快速光学成像技术重点实验室,
长春 130033)

摘要:提出了一种具有独立调控透射幅值与相位能力的新型惠更斯单元结构,能够实现透射幅值在 0~0.9、透射相位在 0~ 2π 的任意调控。基于广义斯涅耳定理对惠更斯单元进行排列,设计并制备出具有异常透射功能的超表面结构。全波仿真结果表明超表面能够使频率为 10 GHz 的正入射电磁波产生约 60° 的偏折。近场测试结果与仿真结果基本一致,进一步证实了超表面结构设计的正确性。

关键词:超表面;惠更斯单元;异常透射;波束偏折;近场测试

中图分类号:TN216

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215002.0216001

Novel Huygens Metasurface with Capability of Anomalous Transmission

WANG Xiaokun¹, LI Zhou²

(1 Aviation Operations Service College, Air Force Aviation University, Changchun 130022, China)

(2 Key Laboratory of Space-based Dynamic & Rapid Optical Imaging Technology, Chinese Academy of Sciences, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

Abstract: A novel Huygens particle, of which transmission magnitudes and phases can be controlled independently, is proposed here. The transmission magnitude can be arbitrarily tuned from 0 to 0.9, while the transmission phase is between 0 and 2π . Aligning Huygens particles based on generalized snell's law, a metasurface structure with function of anomalous transmission is designed and fabricated. Full-wave simulation results prove that the plane electromagnetic wave normally incident from the bottom is nearly steered to 60° by the designed Huygens metasurface at 10 GHz. The near-field measurement results are basically consistent with the simulations, which demonstrates the correctness of desinged metasurface further.

Key words: Metasurface; Huygens particle; Anomalous transmission; Beam deflection; Near-field measurement

OCIS Codes: 160.2120; 160.2290; 160.3918

0 引言

作为一种二维形式的超材料,超表面同样具备操控电磁波波前的能力,能够产生诸如波束偏折^[1-2]、波束聚焦^[3-4]、均匀散射^[5-6]等功能。不同于透镜、棱镜、光栅等传统的波前转换器件,超表面的厚度远小于它的工作波长,容易实现现在实际器件中的小型化与集成化。此外,与传统的超材料相比,超表面具有更低的损耗与

基金项目:国家自然科学基金(No.51675506)

第一作者:王晓坤(1980—),女,副教授,博士,主要研究方向为红外辐射特性测量技术。Email:wxc_90046@163.com

通讯作者:李周(1989—),男,助理研究员,博士,主要研究方向为红外辐射特性测量技术。Email:15500027661@163.com

收稿日期:2020-08-16;录用日期:2020-11-09

<http://www.photon.ac.cn>

制备难度。正是基于上述优点,近年来超表面获得了国内外学者的广泛关注^[7-13]。

为了高效、任意地调控电磁波的传播,实现电磁波幅值与相位的独立、完整调控是必需的。尽管 YU N 等证实利用具有相位跃变功能的 V 型天线单元可以实现对透射与反射电磁波束的异常偏折^[12]。但是,这种调控方式会伴随着正常偏折波束的产生,导致对电磁波的调控效率较低。作为一种空间滤波器,频率选择表面^[14]也能够控制电磁波的幅值与相位。最近,大量的研究表明^[15-17]:多层级联频率选择表面结构能够在确保电磁波透射幅值较高的情况下,实现对透射相位的完全控制,从而进一步提高对电磁波束的调控效率。然而,与工作波长相比,该级联结构的厚度偏大,这极大限制了在实际工程中的应用。为了同时获得较高的调控效率与低剖面特性,惠更斯原理被 PFEIFFER C 等引入到超表面的设计过程中,构造出了惠更斯超表面^[18]。但是,这种惠更斯超表面结构相邻单元间存在空气间隙层,制备过程相对复杂,不利于在实际应用场景中使用。为了减小制造不便性,很多新形式的惠更斯单元被设计^[19-21]。PFEIFFER C 等设计了一种红外波段的三层级联结构惠更斯单元,但单元的透射幅值较低,最大值仅为 0.7^[18]。类似地,东南大学崔铁军课题组在微波波段也设计出三层级联形式的惠更斯单元,该单元在某些相位下的透射幅值只有 0.5^[20]。虽然 WONG J P S 等基于开口谐振环与串联电容结构设计出的惠更斯单元可以实现 80% 的透射效率,但由于串联电容结构对电场的响应是非谐振的,导致该单元的透射幅值与相位不能独立调控^[21]。这对于任意地调控电磁波来说是不利的。

本文将对电场谐振响应的对称锚状结构与对磁场谐振响应的对称连通开口谐振环结构相结合,设计出一种具有独立调控透射幅值与相位的新型惠更斯单元结构。该结构单元由对称锚状结构与对称连通开口谐振环结构组成,能够对入射电磁波的电场与磁场产生独立响应。同时,该结构单元间并未存在空气间隙层,可通过标准的印刷电路板工艺制备实现。根据全波仿真结果,该结构单元能够满足在透射幅值不低于 0.9 的情况下,透射相位覆盖 2π 。通过适当地排列具有特定透射幅值与相位的惠更斯单元,设计并制备了具有异常透射功能的超表面结构。仿真结果表明:设计的超表面在 10 GHz 处能够使正入射的电磁波产生约 60° 偏折。进一步利用近场法对该结构进行测试,测试与仿真结果基本一致,证明了惠更斯超表面设计的正确性与合理性,为基于惠更斯单元实现复杂的电磁波调控功能奠定基础。

1 理论与分析

图 1 是惠更斯超表面在电磁波正入射情况下的示意图。对于区域 1 内预先设定的电磁场分布,通过在惠更斯表面引入虚拟的表面电流 J_s 和表面磁流 M_s ,在区域 2 内会产生任意的电磁场分布。根据电磁场边值关系,分布在区域 1 和区域 2 处的电磁场满足如下关系式

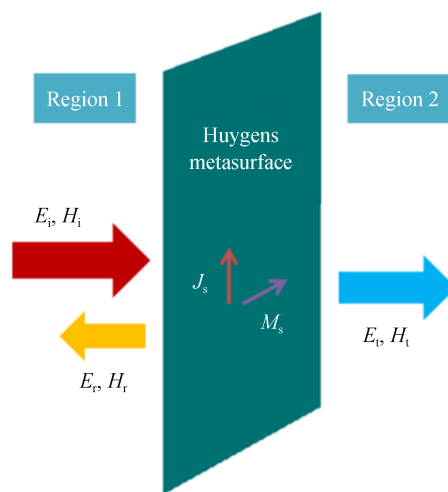


图 1 惠更斯超表面在电磁波正入射情况下的示意图

Fig. 1 The schematic diagram of a Huygens metasurface under normal incidence of electromagnetic waves

$$\begin{cases} \mathbf{e}_n \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_s \\ -\mathbf{e}_n \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = \mathbf{M}_s \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r \\ \mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_r \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_t \\ \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_t \end{cases} \quad (3)$$

式中, $\mathbf{E}_i(\mathbf{H}_i)$ 、 $\mathbf{E}_r(\mathbf{H}_r)$ 和 $\mathbf{E}_t(\mathbf{H}_t)$ 分别为入射电场(磁场)、反射电场(磁场)和透射电场(磁场), \mathbf{e}_n 为惠更斯超表面的法向单位矢量。根据表面等效原则,分界面处的表面电流与表面磁流的大小只取决于切向电磁场。通过将表面电流(或磁流)与分界面处的平均切向电场 $\mathbf{E}_{t,av|S}$ (或磁场 $\mathbf{H}_{t,av|S}$)作比,可以获得分界面处的表面电导纳 Y_{es} (或表面磁阻抗 Z_{ms}),可表示为^[22]

$$\begin{cases} \mathbf{J}_s = Y_{es} \cdot \mathbf{E}_{t,av|S} \\ \mathbf{M}_s = Z_{ms} \cdot \mathbf{H}_{t,av|S} \end{cases} \quad (4)$$

一般来说,表面电导纳与表面磁阻抗是各向异性的物理量,在数学上表示为张量形式(即 Y_{es} 、 Z_{ms})。但当入射电磁波的极化方向确定后,表面电导纳与表面磁阻抗可以用数学上的数量形式(即 Y_{es} 、 Z_{ms})进行表征。

通过式(1)~(4)可知惠更斯超表面的表面电导纳 Y_{es} 与表面磁阻抗 Z_{ms} 由其两侧分布的电磁场决定。在确定超表面处的表面电导纳 Y_{es} 与表面磁阻抗 Z_{ms} 分布后,为便于实际设计操作,需要将沿超表面分布的 Y_{es} 和 Z_{ms} 作离散化单元处理。对于给定单元的表面电导纳 Y_{es} 与表面磁阻抗 Z_{ms} ,可以通过式(5)得到^[22]。

$$\begin{cases} Y_{es} = \frac{2}{Z_0} \cdot \frac{1 - (R + T)}{1 + (R + T)} \\ Z_{ms} = 2Z_0 \cdot \frac{1 + (R - T)}{1 - (R - T)} \end{cases} \quad (5)$$

式中, Z_0 是真空中波阻抗, $R=|R|e^{i\varphi_r}$ 是单元反射系数, $T=|T|e^{i\varphi_t}$ 是单元的透射系数。对于无损耗的无源超表面,归一化的表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 与表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 必须为纯虚数,导致单元透射系数与反射系数应满足 $|R \pm T|=1$ 。进一步计算,透/反射系数满足关系式 $|R| \cdot |T| \cos(\varphi_r - \varphi_t) = 0$ 。显然,当透射幅值 $|T|=1$ 时,透射相位 φ_t 可以是任意值;当透射幅值 $|T|$ 介于0和1之间时,任意的透射相位 φ_t 仍然可以实现,但透射相位和反射相位需满足关系 $\varphi_t - \varphi_r = \pi/2 + n\pi (n=0,1)$ 。

经过上述分析,归一化的表面电导纳 Y_{es} 与表面磁阻抗 Z_{ms} 的表达式可以转变为

$$\begin{cases} Y_{es}Z_0 = -2i \tan\left(\frac{\phi_t \mp \phi_0}{2}\right) \\ Z_{ms}/Z_0 = -2i \tan\left(\frac{\phi_t \pm \phi_0}{2}\right) \end{cases} \quad (6)$$

$$\phi_0 = \arctan\left(|T|/\sqrt{1-|T|^2}\right) \quad (7)$$

式中,当 $n=0$ 时, $Y_{es}Z_0$ 中的“ \mp ”取“ $-$ ”,中的“ \pm ”取“ $+$ ”;当 $n=1$ 时, $Y_{es}Z_0$ 中的“ \mp ”取“ $+$ ”, Z_{ms}/Z_0 中的“ \pm ”取“ $-$ ”。对于式(6)~(7),取 $n=1$,给出超表面单元实现某透射幅值与相位时所对应的表面电导纳与表面磁阻抗,如图2所示。从图2可以直观得到,只要超表面单元具备适当、独立的表面电导纳与表面磁阻抗,任意的透射幅值与相位均能够实现。也就是说,实现单元透射幅值 $|T|$ 与相位 φ_t 的独立调控意味着单元结构的表面电导纳 Y_{es} 与表面磁阻抗 Z_{ms} 是完全无关的。

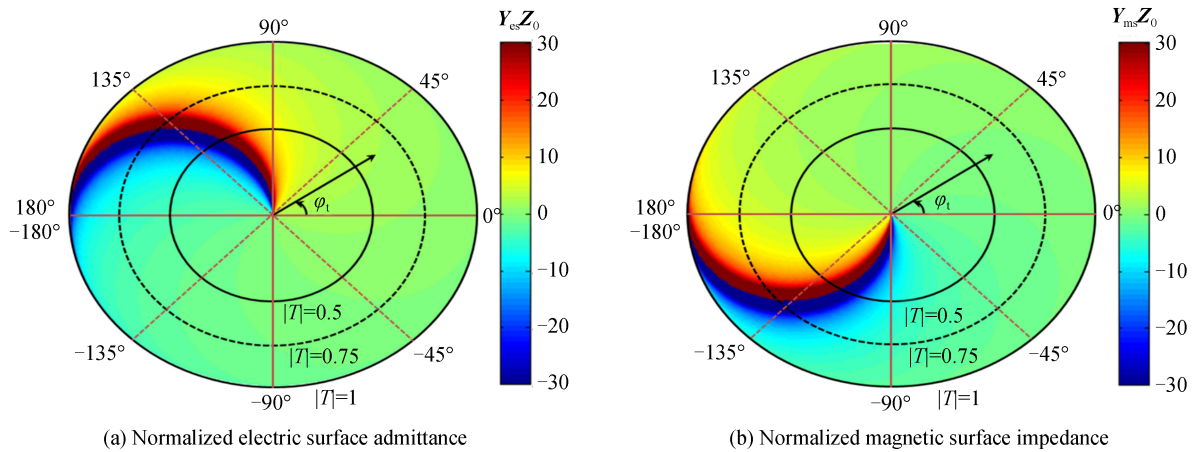


图2 超表面单元的透射幅值与相位随表面电导纳与表面磁阻抗的关系

Fig. 2 The transmission magnitude and phase produced by unit cell with respect to normalized electric surface admittance and magnetic surface impedance

2 模型与设计

图3是设计的一种亚波长惠更斯单元结构。该单元由水平方向的对称锚状结构与垂直方向的对称连通开口谐振环结构组成,并通过集成嵌套至F4B中。F4B的介电常数 ϵ_r 为2.65,损耗角正切 $\tan\delta$ 为0.009。作为一个电偶极子,对称锚状结构主要对入射电磁波的电场产生响应,对磁场几乎不响应,超表面结构的表面电导纳主要由水平方向的对称锚状结构引起。类似地,对称连通开口谐振环结构主要对入射电磁波的磁场产生响应,对电场响应很弱,可以视作一个磁偶极子,垂直方向的对称连通开口谐振环结构贡献了超表面结构的表面磁阻抗。通过分别调节对称锚状结构与对称连通开口谐振环结构的尺寸,惠更斯单元可以实现对入射电磁波电场与磁场的独立调控,进一步导致单元透射幅值与相位的独立调控。

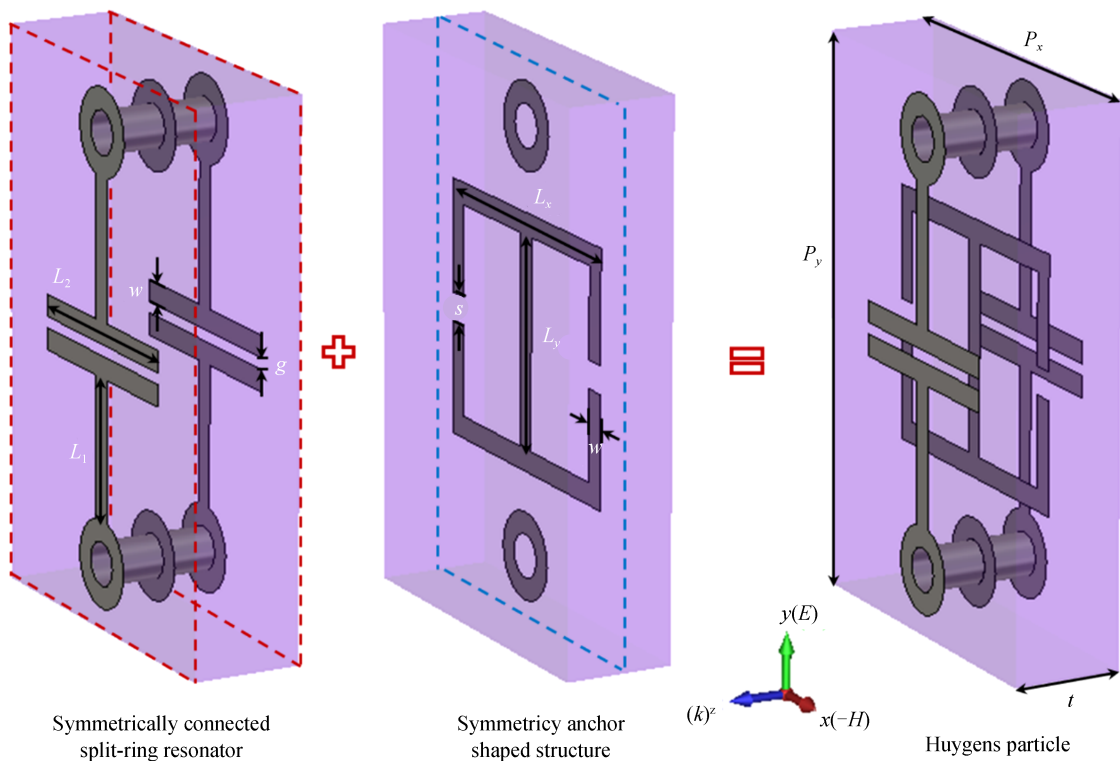


图3 惠更斯超表面单元的演化过程

Fig. 3 The evolution process of the proposed Huygens particle

为了证明上述分析,在惠更斯超表面单元设计过程中,改变单元结构参数,对单元结构进行全波仿真,计算不同结构参数下的单元透射系数与反射系数。通过式(1)~(4)可知,惠更斯单元对电场与磁场的响应分别是由表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 与表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 所表征。式(5)又建立了表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 与表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 同单元透、反射系数之间的关系。显然,通过全波仿真,可以建立单元结构参数与表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 和表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 之间的映射关系。图4是基于仿真结果建立的表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 和表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 同结构参数 L_x 和 L_1 之间的关系。由图4可得,当固定参数 L_x ,改变参数 L_1 时,表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 基本不变,而表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 发生明显改变;反之,当固定参数 L_1 ,改变参数 L_x 时,表面电导纳 $Y_{es}Z_0$ 发生明显改变,而表面磁阻抗 Z_{ms}/Z_0 基本不变。因此,惠更斯单元对电场响应比较敏感的结构参数是 L_x ,对磁场响应比较敏感的结构参数是 L_1 。通过进一步优化,惠更斯单元的其他结构参数最终被确定为 $P_x=4.33$ mm, $P_y=6.7$ mm, $t=2$ mm, $L_2=2.7$ mm, $w=0.25$ mm, $g=0.15$ mm, $s=0.35$ mm 和 $L_y=5.2$ mm。在此基础上,通过全波仿真进行参数扫描,构建了惠更斯单元在 10 GHz 处的透射幅值与相位随单元结构参数 L_x 和 L_1 的映射关系,如图5所示。从图5可知,通过改变惠更斯单元的结构参数 L_x 和 L_1 ,可以实现单元透射幅值覆盖 $0\sim 1$,单元透射相位覆盖 $-180^\circ\sim 180^\circ$,即实现单元透射幅值与相位的完全控制。

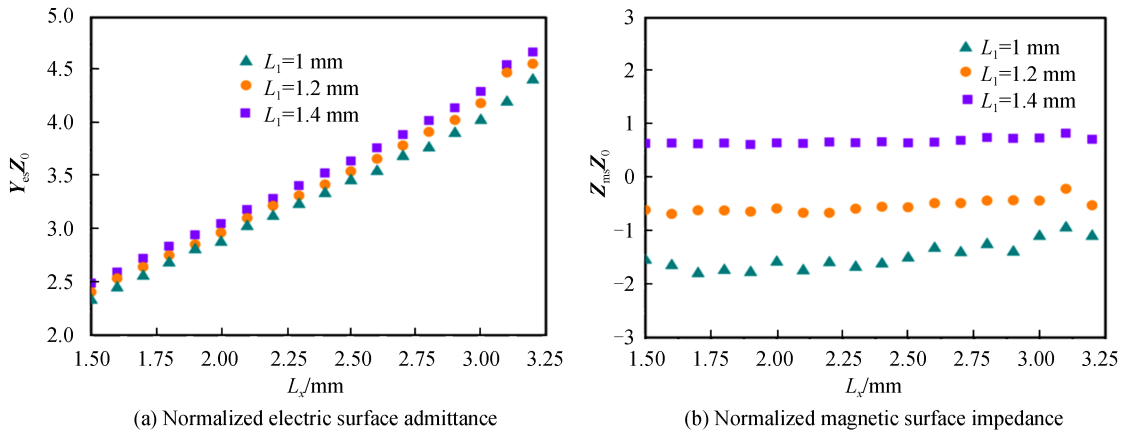


图4 表面电导纳与表面磁阻抗随结构参数 L_1 、 L_x 的关系

Fig. 4 The normalized electric surface admittance and normalized magnetic surface impedance with respect to structural parameters L_1 and L_x

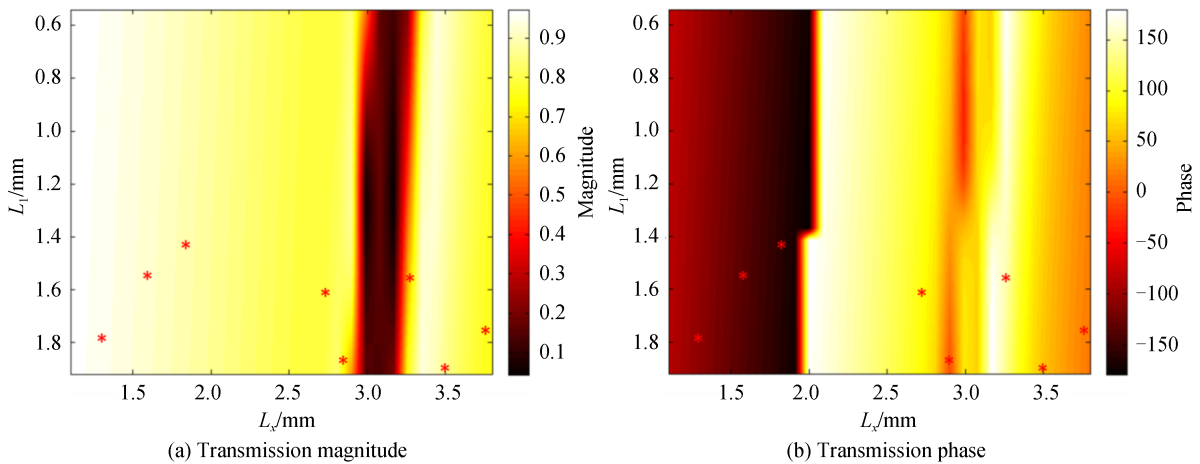


图5 惠更斯单元在 10 GHz 处的透射幅值与相位随结构参数 L_x 和 L_1 的变化

Fig. 5 Transmission magnitude and phase of Huygens particle at 10 GHz with respect to structural parameters L_x and L_1

为了更为直观地表明惠更斯单元能够独立调控透射幅值与相位,图6在二维极坐标系中给出惠更斯单元可以实现的透射幅值与相位范围。绿色区域表示的是能够实现的透射幅值与相位范围,蓝色区域表示的是未能实现的透射幅值与相位范围。从图6可知,对于透射幅值不大于 0.9 的情况下,惠更斯单元可以实现

任意的透射幅值与相位,也就意味着能够实现透射幅值与相位的独立调控。当设计功能型超表面时,通过改变惠更斯单元的结构参数 L_x 和 L_y ,可以获得所需的透射幅值与相位。

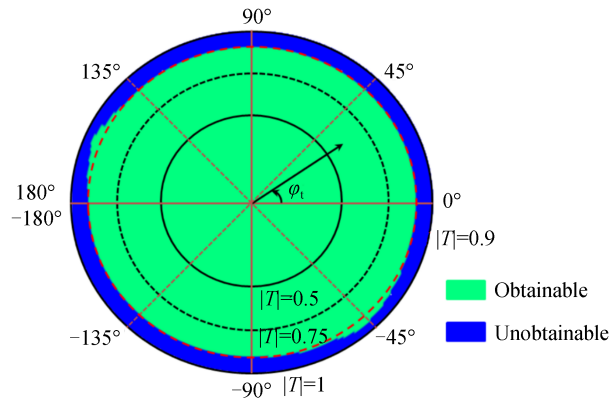


图6 惠更斯单元在10 GHz处实现的透射幅值与相位

Fig.6 The available range of transmission magnitude and phase for Huygens particle at 10 GHz

在广义斯涅尔定律 $n_i \sin\theta_i - n_t \sin\theta_t = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\varphi}{dx}$ 中, θ_i 和 θ_t 分别表示电磁波的入射角和折射角, n_i 和 n_t 分别表示入射空间和透射空间的折射率, λ 表示电磁波在真空中的波长, $d\varphi/dx$ 表示沿超表面 x 方向的相位梯度变化。在超表面设计中,这种相位梯度变化通常是在相位周期 2π 内采用 N 个等周期且等相位差的离散超表面单元来实现。当采用上述惠更斯单元构造超表面,使得对于频率为10 GHz的正入射(即 $\theta_i=0^\circ$)电磁波,产生的偏折角度 θ_t 为 60° 时,根据广义斯涅尔定律 $\sin\theta_t = \lambda/NP_x$,可得 $N \approx 8$ 。即为实现上述电磁波异常透射功能,需在相位周期 2π 内采用8个超表面单元以构造超表面,单元相邻透射相位差为 $\pi/4$ 。同时为获得较高的调控效率,单元透射幅值取为0.9。进一步在图4中用‘*’标示出8个惠更斯单元的具体结构参数。图7是具有异常透射功能的惠更斯超表面结构的一个周期及单元对应的结构参数。

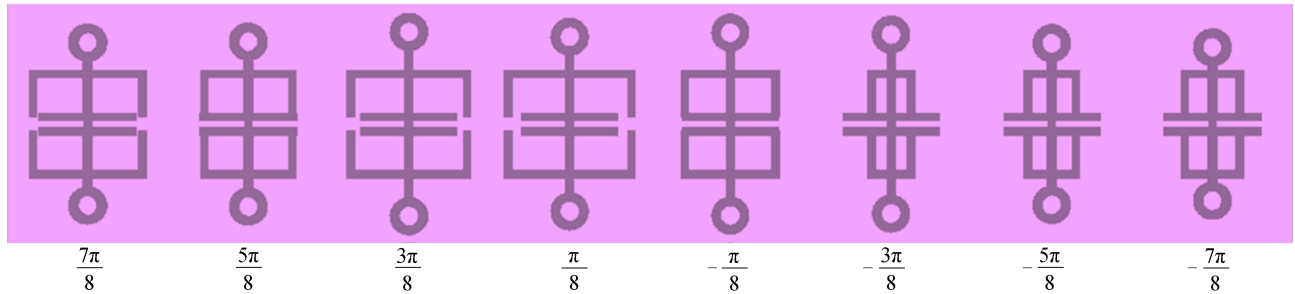


图7 惠更斯超表面结构的一个周期

Fig.7 One period of the Huygens metasurface

3 仿真与实验

为了证明惠更斯超表面设计的正确性,对图7所示的超表面结构进行全波仿真。仿真时采用周期边界条件设置以模拟无限大超表面结构,采用Floquet模式激励以模拟平面电磁波。在Zmax和Zmin端口的Floquet模式数设置为10,以记录不同模式的激励状况。网格剖分采用的是四面体网格,最大网格尺寸设置不超过1/10波长。监视器设置为10 GHz处的电场监视器。图8(a)是10 GHz的电磁波正入射到惠更斯超表面上时,超表面两侧的电场分布。从图中可以直观地观测到对于正入射的电磁波,惠更斯超表面能够使其发生异常透射现象,透射电磁波产生约 60° 的偏折。值得注意的是超表面两侧的电场分布存在一些轻微的波动,这是由于存在低强度的反射与正前向透射的电磁波所致。进一步,对超表面两侧的电场数据做傅里叶变换,得到惠更斯超表面在10 GHz处的归一化远场方向图,如图8(b)。远场方向图表明主瓣指向约 60° ,即绝大部分的入射电磁波能量透过惠更斯超表面后发生约 60° 偏折。此外,在其他方向上的旁瓣意味着

仍有极少部分的能量透射偏折到其他方向上,相比主瓣强度衰减了10 dB。

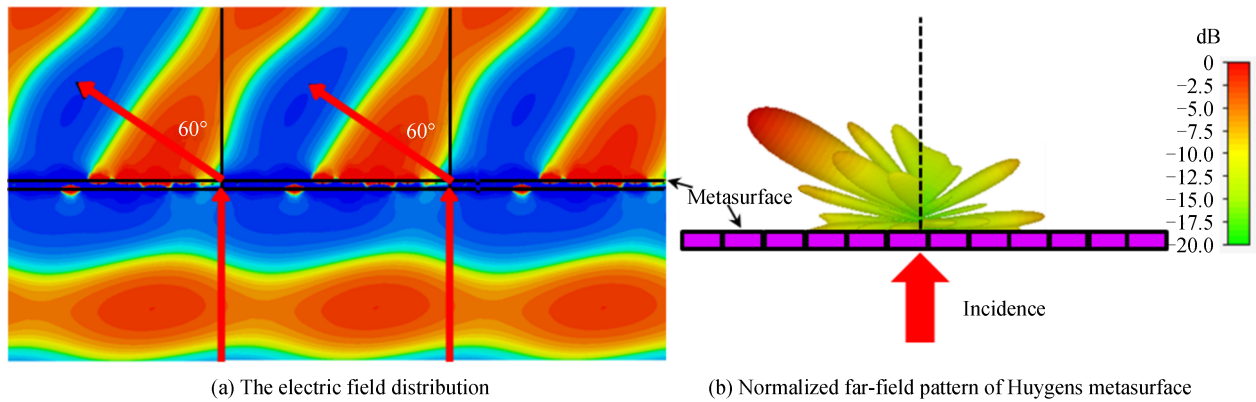


图8 惠更斯超表面在10 GHz处的仿真结果

Fig. 8 The simulated results of Huygens metasurface at 10 GHz

为了进一步验证超表面的设计与仿真结果,采用标准的印刷电路板工艺制备了惠更斯超表面原理样件。样件尺寸为280 mm×280 mm,包含了328个超表面结构周期(如图6所示)。图9(a)是近场测试系统,可以测量获得惠更斯超表面的近场电场数据。在该测试系统中,工作在Ku波段的透镜聚焦天线作为发射源,连接到矢量网络分析仪的发射端口,产生高斯波束。超表面原理样件放置在高斯波束的束腰位置,通常这一位置处的电磁波可以视为准平面波。在矢量网络分析仪的接收端口连接一个波导探针,用于探测超表面结构的表面电场幅相。为减少测量时金属波导探针对表面电场的影响,将波导探针用吸波泡沫包裹,嵌入到开有小孔的吸波屏上。通过步进电机驱动吸波屏进行平移,从而实现了对超表面近场电场数据的扫描提取。实验中扫描步进设置为4 mm,通过对提取的近场电场数据作傅里叶变换,可以得到归一化的远场测试结果,如图9(b)所示。

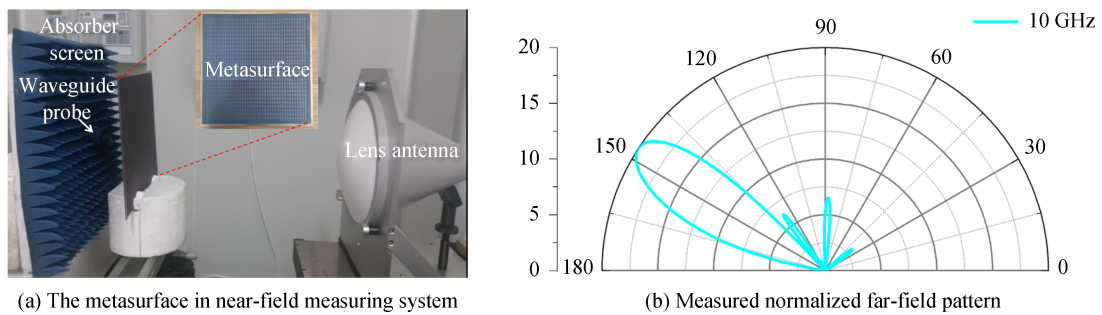


图9 惠更斯超表面在10 GHz处的测试结果

Fig. 9 The measured results of Huygens metasurface at 10 GHz

从惠更斯超表面结构在10 GHz处的远场方向图可得,主瓣方向指向约57°,即正入射的电磁波透过超表面后产生约57°的波束偏折,与设计理论值及仿真结果相比存在约3°的偏差。这种不一致主要是由于透镜聚焦天线产生的高斯波束并不是严格的平面波所致。此外,原理样件的加工制备误差以及样件和透镜聚焦天线间的多次反射也会造成影响。实验结果证实了所提出的惠更斯超表面结构的有效性。

4 结论

本文提出了一种新型惠更斯单元结构,可等效为一对正交的电偶极子与磁偶极子,能够实现透射幅值与相位的独立调控。通过调节单元结构参数,透射幅值能够覆盖0~0.9,透射相位能够覆盖0~2π。基于惠更斯单元设计并制备了具有异常透射功能的超表面结构,全波仿真与测试结果表明该超表面结构在10 GHz处能使正入射的电磁波发生约57°的偏折。除了电磁波束偏折功能,基于惠更斯单元设计的超表面还可应用于计算全息、低副瓣天线设计等领域。

参考文献

- [1] SELVANAYAGAM M, ELEFThERIADES G V. Discontinuous electromagnetic fields using orthogonal electric and magnetic currents for wavefront manipulation[J]. *Optics Express*, 2013, 21: 14409.
- [2] MONTICONE F, ESTAKHRI N M, ALU A. Full control of nanoscale optical transmission with a composite metascreen [J]. *Physics Review Letter*, 2013, 110: 203903.
- [3] AIETA F, GENEVET P, KATS M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces[J]. *Nano Letter*, 2012, 12: 4932-4936.
- [4] WANG K, ZHAO J, CHENG Q, et al. Broadband and broad-angle low-scattering metasurface based on hybrid optimization algorithm[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 5935 .
- [5] CUI T J, QI M Q, WAN X, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials [J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3: e218.
- [6] REN M X, WU W, CAI W, et al. Reconfigurable metasurfaces that enable light polarization control by light [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6: e16254.
- [7] LIU S, NOOR A, DU L L, et al. Anomalous refraction and non-diffractive Bessel beam generation of terahertz waves through transmission-type coding metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(10):1968 - 1977.
- [8] MASYUKOV M, VOZIANOVA A, GREBENCHUKOV A, et al. Optically tunable terahertz chiral metasurface based on multi-layered grapheme[J]. *Entific Reports*, 2020, 10(1):1-10.
- [9] GAN F, LI H, CHEN J. Tailoring the emission polarization with metasurface-based emitters designed on a plasmonic ridge waceguide[J]. *Nanoscale*, 2019, 11:7140-7148.
- [10] CHENG J, MOSALLAEI H. Optical metasurfaces for beam scanning in space[J]. *Optics Letter*, 2014, 39: 2719-2722.
- [11] CHEN K, YANG Z, FENG Y, et al. Improving microwave antenna gain and bandwidth with phase compensation metasurface[J]. *AIP Advances*, 2015, 5: 067152.
- [12] YU N, GENEVET P, KATS M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334: 333.
- [13] MUNK B A. *Frequency-selective surfaces: theory and design*[M]. New York: Wiley, 2000.
- [14] SAEIDI C, WEIDE D V D. Synthesizing frequency selective metasurface with nanodisks [J]. *Applied Physics Letter*, 2013, 103(18): 58-93.
- [15] ABDELRAHMAN A H, ELSHERBENI A Z, YANG F. Transmission phase limit of multilayer frequency-selective surfaces for transmitarray designs[J]. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 2014, 62: 690-697.
- [16] GRBIC A, PFEIFFER C. Millimeter-wave transmitarrays for wavefront and polarization control[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technology*, 2013, 61: 4407-4417.
- [17] PFEIFFER C, GRBIC A. Metamaterial Huygens' surface: tailoring wave fronts with reflectionless sheets[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 197401.
- [18] PFEIFFER C, EMANI N K, SHALTOUT A M, et al. Efficient light bending with isotropic metamaterial Huygens' surfaces[J]. *Nano Letter*, 2014, 14: 2491-2497.
- [19] JIA S L, WAN X, BAO D, et al. Independent controls of orthogonally polarized transmitted waves using a Huygens metasurface[J]. *Laser Photonics Review*, 2015, 7: 2701108.
- [20] KUESTER E F, MOHAMED M A, MAY M P, et al. Averaged transition conditions for electromagnetic fields at a metafilm[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, 51: 2641-2651.
- [21] WONG J P S, SELVANAYAGAM M, ELEFThERIADES G V. Polarization considerations for scalar Huygens metasurfaces and characterization for 2-D refraction[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2015, 63(3): 913-924.
- [22] HOLLOWAY C L, MOHAMED M A, KUESTER E F, et al. Reflection and transmission properties of a metafilm: with an application to a controllable surface composed of resonant particles [J]. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2005, 47: 853-865.