

平坦等频面双曲超材料的奇特电磁传输性

刘艳红^{1*}, 任咪娜², 董丽娟¹, 苏晓强¹, 石云龙¹¹山西大同大学微结构电磁功能材料省市共建山西省重点实验室, 山西 大同 037009;²同济大学物理科学与工程学院先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092

摘要 电磁波在媒质中的传输行为与媒质等频线的形状密切相关。双曲超材料的等频面为开放的双曲面, 它支持任意大波矢的传播, 将通常环境中以倏逝波形式存在的电磁波大波矢分量转换为传播场, 从而实现更多奇特的电磁传输性。基于双曲线型等频面超材料, 通过调节等频线的形状, 制备出兼具双曲超材料和零折射率材料的新型材料, 该材料不仅可以支持大波矢实现高方向性单向传输, 同时可以将任意角度入射的电磁波以零角度折射, 从而实现亚波长聚焦和超分辨特性。利用微波实验验证了高方向性单向传输特性、亚波长聚焦和超分辨特性, 该研究为双曲超材料的理论和应用研究提供了更多的可能性。

关键词 材料; 双曲超材料; 平坦等频面; 单向传输; 深亚波长聚焦

中图分类号 O439

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0216001

Novel Electromagnetic Propagation in Hyperbolic Metamaterials with Flat Iso-Frequency Planes

Liu Yanhong^{1*}, Ren Mina², Dong Lijuan¹, Su Xiaoqiang¹, Shi Yunlong¹¹Shanxi Province key Laboratory of Microstructure Electromagnetic Functional Materials, Shanxi Datong University, Datong, Shanxi 037009, China;²Key Laboratory of Advanced Micro-Structure Materials, Ministry of Education, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract The propagation behavior of an electromagnetic wave in a medium depends heavily on the shape of the iso-frequency contour of the medium. The iso-frequency plane of a hyperbolic metamaterial is an open hyperboloid that supports the propagation of any large wave vector. The large wave vector component of an electromagnetic wave manifested as an evanescent wave in a conventional environment can be converted into a propagation field to achieve more novel electromagnetic propagation effects. In this paper, on the basis of a metamaterial with a hyperbolic iso-frequency plane, a novel material that has the properties of both hyperbolic metamaterials and zero-refractive-index materials is prepared by adjusting the shape of the iso-frequency contour. It can not only support the highly directional and unidirectional propagation of the large wave vector, but also refract an any angle incident electromagnetic wave at a zero angle. Therefore, it can be used to achieve subwavelength focusing and super resolution. These effects, namely the highly directional and unidirectional propagation, subwavelength focusing, and super resolution, are verified experimentally in the microwave domain. This research offers more possibilities for the theoretical and application studies of hyperbolic metamaterials.

Key words materials; hyperbolic metamaterial; flat iso-frequency plane; unidirectional propagation; deep subwavelength focusing

收稿日期: 2021-06-03; 修回日期: 2021-07-28; 录用日期: 2021-08-09

基金项目: 国家自然科学基金(11874245, 61805129)、山西省重点研发项目(201903D121071, 201903D121026)

通信作者: *lyh030114@163.com

1 引言

操纵材料的等频线特性为控制光与物质的相互作用提供了一种强有力的手段。不同的色散特性或等频面形状,以一种新的方式控制电磁波的传输^[1],这不仅在基础物理层面具有重要意义,而且对光学器件的设计也具有重要意义^[2-4]。然而,传统材料的色散是有限的,难以灵活控制。超材料是一种亚波长人工微结构材料^[5-7],它可以拥有多种不同寻常的光子色散特性。其中,具有双曲形等频面的双曲超材料因其支持高波矢量模态的特性而受到广泛关注^[8-9]。双曲超材料(HMMs)是指介电张量或磁导率张量中的三个分量既有正值又有负值的一种人工制造的高度各向异性微结构。研究初期人们通过深亚波长的微结构构造出具有此种色散的超材料,后来人们发现自然界中的某些天然材料(如碳化硅、六方氮化硼等)在红外或可见光范围内具有双曲色散^[10-12]。不同于通常介电材料的闭合等频面,双曲超材料的等频面为开放的,这种特殊等频面形状使人们对电磁波有了新的调控手段,因此各种基于双曲超材料的奇特物理现象和应用不断地涌现出来。到目前为止,双曲超材料的新颖电磁特性已经在许多应用中得到了证明,由于双曲超材料的开放等频面和支持大波矢传输的特性,双曲超材料中的态密度被极大地增大,引起自发辐射的剧烈增强^[13-14]。除此之外,正常材料中大波矢的倏逝波成分在双曲超材料中可以转换为传输波,所以在高灵敏度传感器^[15-17]、超分辨率成像^[18-19]、长程相互作用^[20-21]、指纹^[22]等方面具有重要的研究意义。2002年,Enoch等^[23]提出利用零折射率材料界面效应可以实现单向传输。2018年,Wu等^[24]通过在一维光子晶体中引入双曲材料,实现了与角度无关的全向带隙。2020年,Tong等^[25]通过构建一种近零各向异性声学超材料实现了声波的高方向辐射。通过将双曲超材料的独特物理特性与零折射率材料相结合,研究具有平坦等频面的双曲超材料的奇特电磁传输特性:与角度无关的定向传输特性,以及将传统材料的倏逝波转换为传输波实现超分辨的特性。

利用二维传输线可以设计一种基于电路的传输线超材料,利用传输线系统中的集总元件可以灵活地调节传输线超材料的有效介电常数和有效磁导率^[26-27]。基于传输线系统可以设计出具有磁响应的各向异性人工微结构,它们为研究新的物理现象提供了一个多功能的平台。本文采用理论计算与实验

研究相结合的方法研究了平坦等频面形状双曲超材料的宽频带高方向性传输性,使得以任意角度入射的宽频带电磁波均以相同的折射角在媒质中传输。同时,利用此结构实现亚波长聚焦,并通过计算得到单光源聚焦的半峰全宽在 0.95 GHz 频率时为 $0.03\lambda_g$ (λ_g 为导波波长),在 1.5 GHz 频率时为 $0.09\lambda_g$ 。同时进一步分析了间隔为导波波长 $1/6$ 和 $1/3$ 时的两个点源的亚波长成像,结果验证了亚波长聚焦双曲超材料的超分辨特性。双曲超材料有望被应用在高方向性天线、超材料光源、超透镜等领域。

2 数值仿真和实验研究

2.1 理论分析

媒质的电磁响应取决于其介电常数和磁导率。迄今为止,人造和天然媒质中的双曲色散大多仅来自电响应,它将材料的性能限制在电磁波的一种偏振上。利用传输线系统设计了磁响应的双曲超材料,相对磁导率为

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中: μ_{xx} , μ_{yy} , μ_{zz} 为主轴方向的磁导率分量值。若只考虑单轴情况, $\mu_{xx} = \mu_{//}$, $\mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_{\perp}$,下标//和 \perp 表示分别垂直于和平行于光轴 x 方向的这两个分量, $\mu_{//}$ 表示平行于光轴方向的分量, μ_{\perp} 表示垂直于光轴方向的分量。横电极化电磁波的色散关系可以写成

$$\frac{k_x^2}{\mu_{\perp}} + \frac{k_y^2 + k_z^2}{\mu_{//}} = \epsilon k_0^2, \quad (2)$$

式中: k_x 、 k_y 、 k_z 分别是波矢在 x 、 y 、 z 方向上的分量; k_0 是真空波数。通过调节贴片电容值,使得 $\mu_{//}$ 和 μ_{\perp} 保持异号,实现双曲形等频面;通过调节贴片电感值,调节等效介电常数,更好地实现阻抗匹配。

Sedighy 等^[28]利用二维传输线双曲超材料系统,通过微波实验验证了亚波长聚焦和成像。Jiang 等^[29]在实验中观察到了传输线超材料中损耗诱导的准直效应。与文献[29]不同,本文在二维复合左右手传输线中加载了串联贴片电容,同时为了提高参数的可调节性,通过加载并联贴片电感构造双曲超材料结构,实现宽频带电磁波的调控。如图 1(a)所示,楔形部分表示正常材料,单元数为 7×8 ,由未加载集总元件的普通微带线构成,通过改变楔形角度,设计出不同入射角的人射平面波;矩形部分表示

双曲超材料,由加载集总元件的复合左右手传输线构成,单元数为 23×12 。图 1(b)给出了双曲超材料的单元结构图,单元结构的尺寸为 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, C_x 和 C_y 为贴片电容, L 为贴片电感。传输线由厚度 $h=1.6 \text{ mm}$ 、相对介电常数为 4.75 的 FR-4(环氧树脂复合玻璃纤维布)制备得到,微带线的宽度 $w=2.86 \text{ mm}$ 。 k_x 、 k_y 为波矢分量,若考虑横电极化,即电场(E_z)沿着 z 方向,当单元结构尺度远小于波长时,色散关系可以表示为^[27]

$$\frac{k_x^2}{\mu_y} + \frac{k_y^2}{\mu_x} = \epsilon(2\pi f)^2, \quad (3)$$

式中: $\mu_x = L_0 - 1/[(2\pi f)^2 c_y d]$, 其中 L_0 表示单位长度微带线的分布式电感; $\mu_y = L_0 - 1/[(2\pi f)^2 c_x d]$; $\epsilon = 2C_0 - 1/[(2\pi f)^2 L d]$, 其中 C_0 表示微带线单位长度的电容值。样品中的分布式电感值为 314 nH/m , 分布式电容值为 125 pF/m , f 表示频率, C_x 、 C_y 、 L 的值分别为 0.008 pF 、 9 pF 和 11.2 nH , 由这些参数值可得双曲超材料的等效相对磁导率分别为 $\mu_{rx} = 2.07 \times 10^{-3}$ 和 $\mu_{ry} = -279$, 等效相对电导率 $\epsilon_r = 0.032$ 。图 1(c)为单元结构集总元件加载示意图。

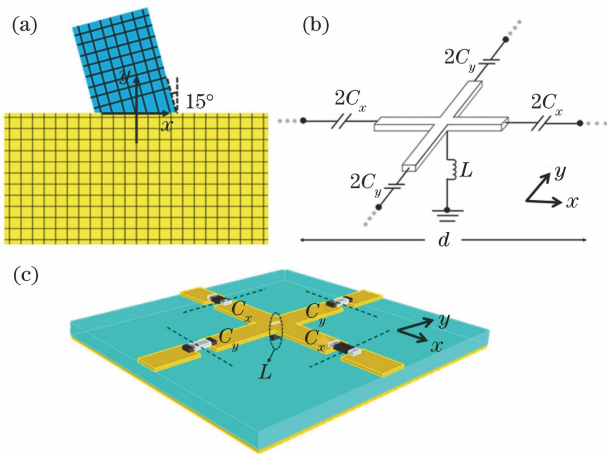


图 1 材料结构示意图。(a)正常材料和双曲超材料的传输线结构示意图;(b)传输线双曲超材料的单元结构示意图;(c)单元结构集总元件加载示意图

Fig. 1 Diagrams of material structures. (a) Schematic diagram of transmission line of normal material and hyperbolic metamaterial; (b) schematic diagram of unit cell of transmission line hyperbolic metamaterial; (c) illustration of unit structure lumped element loading

利用均匀介质理论计算了双曲超材料等频面形状,如图 2(a)所示, $0.95 \sim 5.5 \text{ GHz}$ 频率范围内的等频面形状非常平坦。图 2(b)中用箭头指出了由

正常材料以不同角度入射到双曲超材料的波矢和坡印廷矢量的方向。图中圆形曲线为正常材料的等频线,开放平坦双曲线为双曲超材料的等频线。 $k_i(k_r)$ 和 $S_i(S_r)$ 分别表示入射(折射)波的波矢和坡印廷矢量,由图 2(b)中箭头指示可以看出,正常材料中的出射波矢方向与入射角度是一致的,但是正常材料入射到双曲超材料时,坡印廷矢量被准直。从图 2(b)可以看出,当电磁波以 $15^\circ(75^\circ)$ 入射到双曲超材料时,根据 k_x 方向波矢量必须守恒的边界条件,坡印廷矢量垂直于等频线,所以坡印廷矢量的方向均始终沿着同一个方向,使得电磁波发生高方向性传输。图 2(b)左上角插图是电磁波在正常材料中传输的电场分布,可以看到电磁波在正常材料中发生散射,左下角插图是电磁波在双曲超材料中传输的电场分布,可以看到电磁波在双曲超材料中发生零角度散射。图中 $|E_0|$ 为归一化的电场幅度。

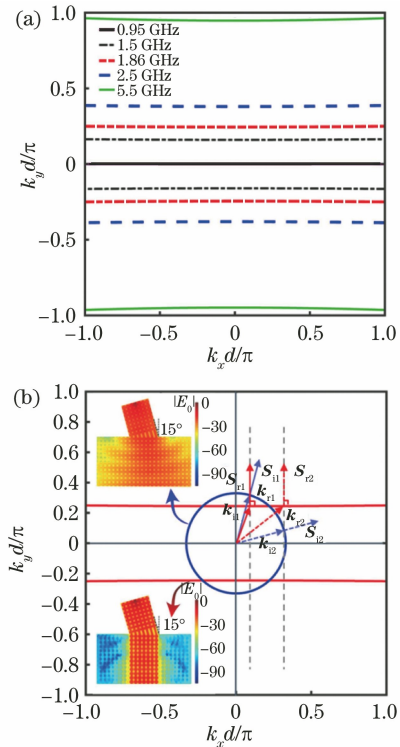


图 2 波矢色散图。(a)等频线形状图;(b)基于等频线形状分析电磁波传输

Fig. 2 Wave vector dispersion diagrams. (a) Diagram of isofrequency line shape; (b) analysis of electromagnetic wave propagation based on isofrequency line shape

通过以上理论分析可知,通过适当选取结构参数可以设计出等频线非常平坦的双曲超材料,从而实现与入射角无关的方向性传输,进而实现多频率的零角度散射。

2.2 数值仿真与微波实验

用 CST(Computer Simulation Technology) 商用软件进行数值仿真, 仿真中所选取的结构参数与加载元件如前所述, 在输入端口馈入高频正弦波信号, 楔形部分与 y 轴的夹角分别为 0° , 15° , 30° ,

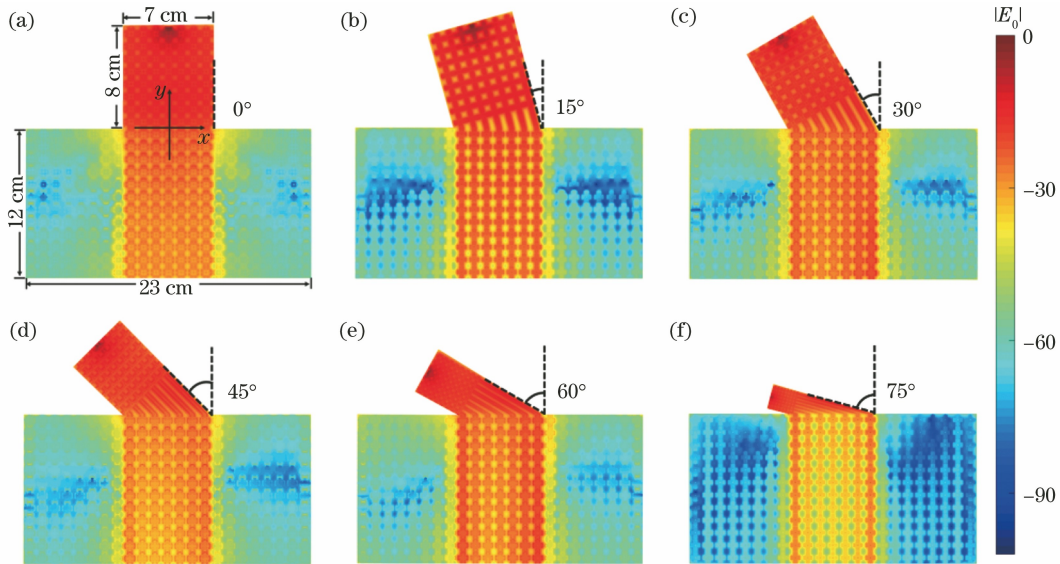


图 3 频率为 0.95 GHz 时, 模拟得到的不同入射角度下的电场分布图。(a) 0° ; (b) 15° ; (c) 30° ; (d) 45° ; (e) 60° ; (f) 75°

Fig. 3 Simulated electric field distributions for different incident angles for frequency of 0.95 GHz.

(a) 0° ; (b) 15° ; (c) 30° ; (d) 45° ; (e) 60° ; (f) 75°

微波实验中样品的制备: 首先利用德国乐普科(LPKF)公司生产的激光直写机 Protolaser S 在厚度为 1.6 mm、介电常数为 4.75 的 FR-4 双面覆铜板上进行微结构加工, 然后利用机械刻板机 LPKF ProtoMat H100 进行钻孔, 最后加载贴片电容和贴片电感元件。为了减少电磁波的反射, 对在楔形部分加装的边界电阻、矩形部分加载的布洛赫边界电阻进行阻抗匹配。图 4 给出入射角度为 15° 的实验样品实物图, 矩形部分为加载 0603 型号封装贴片电容电感的双曲超材料, 在 x 方向分布的电容 $C_x = 0.008$ pF, y 方向加载贴片的电容 $C_y = 9.1$ pF, 加载贴片电感 $L = 12$ nH, 边界贴片电阻 $R = 33 \Omega$ 。楔形部分边界贴片的电阻 $R' = 50 \Omega$ 。利用安捷伦公司 N5230C 矢量网络分析仪对样品进行扫场测量, 可以得到电场值分量, 用 MATLAB 进行数据处理, 得到电压 $|U|$ 的分布图。图 5 中给出入射角为 15° 时, 频率分别为 0.95 GHz 和 1.86 GHz 时的仿真电场 $|E_0|$ 的分布图和实验测得的电压分布图 $|U|$, 从图中所示结果看出, 通过比较实验数据与仿真结果可得, 仿真结果与实验结果是吻合的, 电磁波从正常材料入射到双曲超材料时以零度散射角传输。

45° , 60° 和 75° , 通过仿真得到电磁波传输的场分布。图 3(a)~(f) 给出入射频率为 0.95 GHz 时的电场分布图, 由图可知, 对于任意角度的入射, 电磁波都以零角度散射。

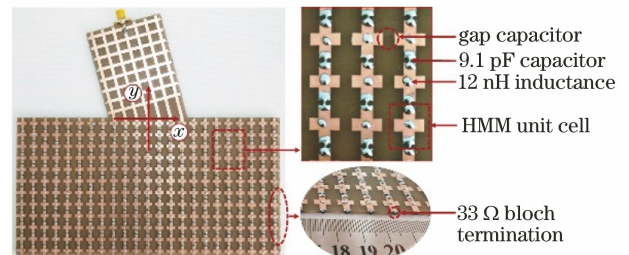


图 4 实验样品实物图, 楔形为正常材料, 矩形为双曲超材料

Fig. 4 Physical photo of experimental sample (wedge is normal material and rectangle is hyperbolic metamaterial)

3 深亚波长聚焦

通过研究点源在正常材料和双曲超材料界面的传输场分布, 研究亚波长聚焦效应。图 6 中给出仿真和实验得到的样品图和场分布图。如图 6(a) 所示, 上半部分为正常材料(单元数为 23×11), 下半部分为双曲超材料(单元数为 23×12), 样品板尺度为 $23 \text{ cm} \times 23 \text{ cm}$ ($2\lambda_g \times 2\lambda_g$)。图 6(b) 中给出实验样品实物图, 在正常材料与双曲超材料界面中心处加装 SMA (Sub-Miniature-A) 头馈入点源。利用 CST 软件进行仿真, 得到图 6(c) 中的频率为 1.5 GHz

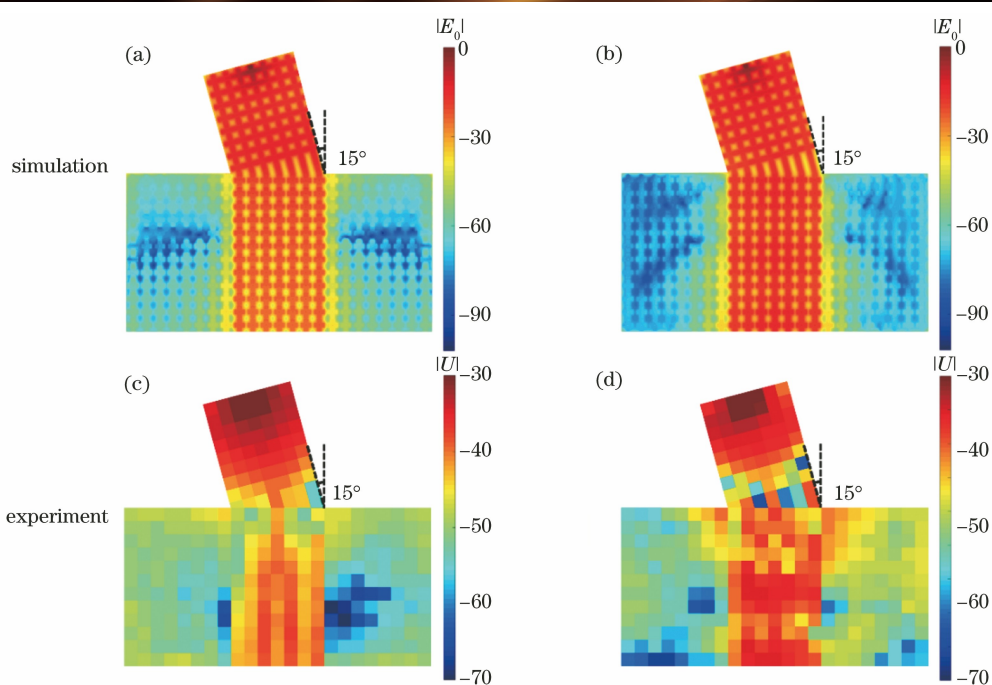


图 5 入射角度为 15° 时仿真和实验得到的电场分布。(a)(c) 频率为 0.95 GHz; (b)(d) 频率为 1.86 GHz
 Fig. 5 Simulated and experimental electric field distributions when incident angle is 15° . (a)(c) Frequency is 0.95 GHz; (b)(d) frequency is 1.86 GHz

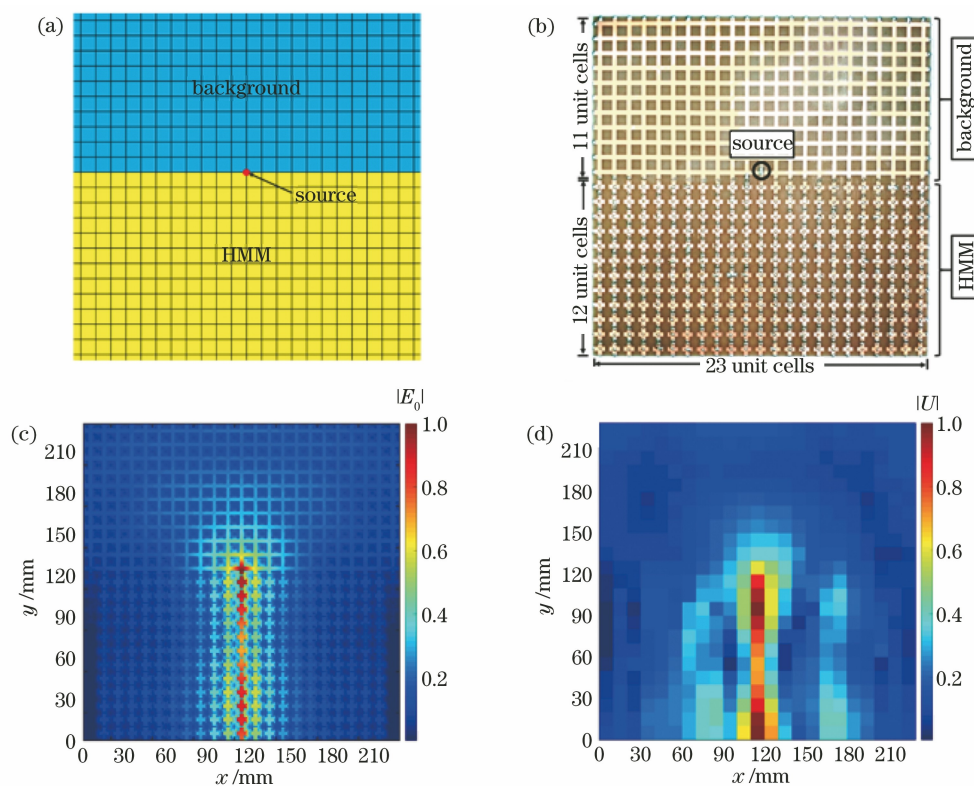


图 6 样品图和场分布图。(a) 实验样品结构示意图; (b) 实验样品实物图; (c) 频率为 1.5 GHz 时亚波长聚焦电场仿真值; (d) 亚波长聚焦电场实验测量值
 Fig. 6 Sample diagram and field distributions. (a) Schematic diagram of experimental sample structure; (b) physical picture of experimental sample; (c) simulated electric field pattern $|E_0|$ at 1.5 GHz; (d) experimentally measured voltage magnitude distribution $|U|$

时的电场分布图,图 6(d)中给出与之对应的实验测量结果。可见,仿真与实验结果是吻合的。由电场分布图可以清楚地看到,位于界面中心处的辐射源被压缩在很窄的通道内,实现几乎无衍射的传输,基于平坦等频面形状可实现亚波长聚焦。

为了定量描述亚波长聚焦,进一步分析了电磁传输过程中的能流分布情况。图 7 中给出能流分布曲线,用空心圆和菱形标记的实线分别表示入射频率为 0.95 GHz 和 1.5 GHz 时双曲超材料中 $y = 0$ mm 处的能流分布,用空心圆和菱形标记的虚线分别表示入射频率为 0.95 GHz 和 1.5 GHz 时正常

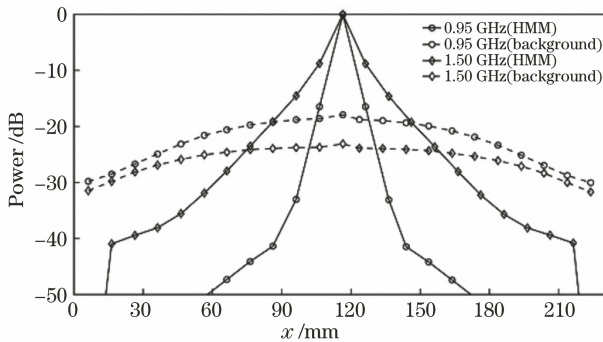


图 7 频率为 0.95 GHz 和 1.5 GHz 时归一化能流分布曲线图
Fig. 7 Normalized power curves at frequencies of 0.95 GHz and 1.5 GHz

材料中 $y = 230$ mm 处的能流分布。从图中结果可以明显看到,双曲超材料与正常材料相比,双曲超材料具有明显窄的半峰全宽,而且 0.95 GHz 时的聚焦半峰全宽小于 1.5 GHz 时的聚焦半峰全宽,说明频率越低聚焦效果越好。单光源的成像分辨率达到 0.95 GHz 时的 $0.03\lambda_g$, 1.5 GHz 时的 $0.09\lambda_g$ 。

4 超分辨特性

不同于负折射成像理论,利用平坦等频线形状实现的零角度折射成像是将入射光中所有的传播模式和部分倏逝模式分量转变为内部高方向性的传播模式,采用 CST 软件仿真模拟双曲超材料成像,图 8 为入射频率为 0.95 GHz 时,由间隔为 2 cm ($\lambda_g/6$) 和 4 cm ($\lambda_g/3$) 的两个点源同时输入信号的情况下得到的电场分布图。从图中可以看出,双曲超材料可以分辨亚波长距离的信息。为了更准确地描述超分辨特性,图 9 中给出了间隔为 2 cm 的两个点源同时激励的能流分布曲线图,实线+三角形表示的是 0.95 GHz 时双曲超材料中 $y = 0$ mm 处的能流分布,虚线+圆形表示正常材料 $y = 230$ mm 处的能流分布。从图中可以得到等频面双曲超材料可以分辨亚波长距离的激励信息,从而证明其超分辨成像的电磁特性。

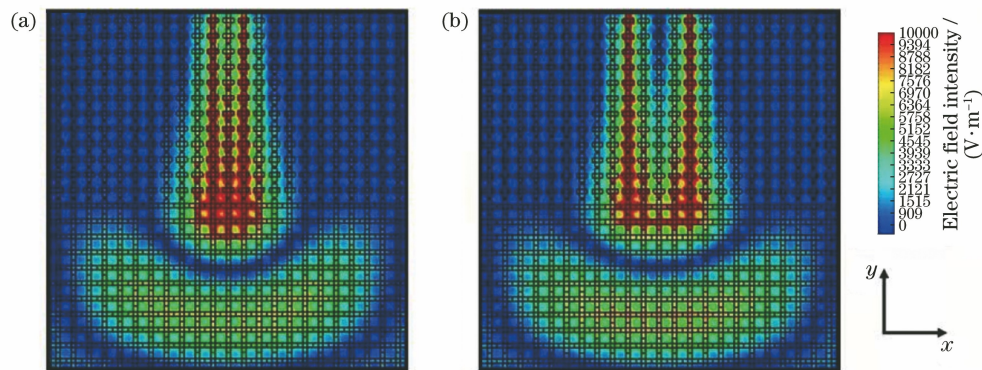


图 8 频率为 0.95 GHz 时,在间隔分别为 2 cm 和 4 cm 的两个点源同时激励下的电场分布图。
(a) 间隔为 2 cm; (b) 间隔为 4 cm

Fig. 8 Electric field patterns simulated by two point-sources with intervals of 2 cm and 4 cm when frequency is 0.95 GHz.
(a) Interval is 2 cm; (b) interval is 4 cm

5 结 论

基于二维各向异性复合左右手传输线构建了具有平坦等频面形状的双曲超材料,理论分析和实验研究了双曲超材料的高方向电磁传输性和亚波长聚焦特性,进一步探讨了亚波长成像。首先分析了定向传输效应的物理机制,并通过微波实验验证了只

要等频面是水平的,介质中电磁波的坡印廷矢量就始终沿着同一个方向,使得电磁波发生定向传输,从而实现多频率定向传输的结论。双曲超材料支持倏逝波的传输,因此可进一步实现深亚波长聚焦。实验验证了单光源的成像分辨率达到 0.95 GHz 时的 $0.03\lambda_g$ 和 1.5 GHz 时的 $0.09\lambda_g$ 。通过设计两个点源,进一步分析了点源间隔为导波波长 $1/6$ 和 $1/3$

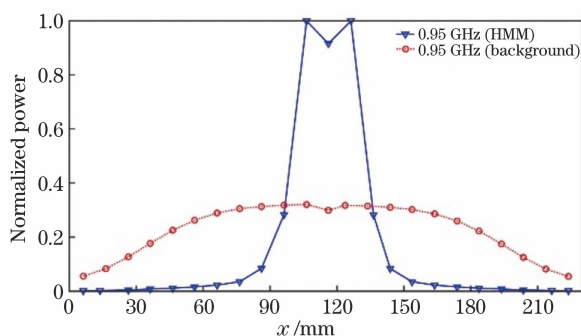


图 9 频率为 0.95 GHz 时由两个间隔为 2 cm 的点源同时激励的能流分布曲线图

Fig. 9 Power distribution simulated by two point sources with interval of 2 cm when frequency is 0.95 GHz

时的电场分布,成功验证了亚波长超分辨特性。

参 考 文 献

- [1] Poddubny A, Iorsh I, Belov P, et al. Hyperbolic metamaterials[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12): 948-957.
- [2] Ferrari L, Wu C, Lepage D, et al. Hyperbolic metamaterials and their applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2015, 40: 1-40.
- [3] Guo Z W, Jiang H T, Chen H. Hyperbolic metamaterials: from dispersion manipulation to applications[J]. *Journal of Applied Physics*, 2020, 127(7): 071101.
- [4] Hu G W, Krasnok A, Mazon Y, et al. Moiré hyperbolic metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(5): 3217-3224.
- [5] Sun S L, He Q, Hao J M, et al. High-efficiency manipulations on electromagnetic waves with metasurfaces[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0123003.
孙树林, 何琼, 郝加明, 等. 超构表面高效调控电磁波[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0123003.
- [6] Deng Z L, Li F J, Shi T, et al. Metagratings for controlling diffractive optical fields: physics and applications[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(8): 0823011.
邓子岚, 李枫竣, 史坦, 等. 超构光栅调控衍射光场的物理及应用[J]. *光学学报*, 2021, 41(8): 0823011.
- [7] Wang G C, Hu B, Zhang Y. Dynamic metasurface design and functional devices [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(9): 0900001.
汪国崔, 胡滨, 张岩. 动态超构表面设计及功能器件[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(9): 0900001.
- [8] Mahmoodi M, Tavassoli S H, Takayama O, et al. Existence conditions of high- k modes in finite hyperbolic metamaterials [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(3): 1800253.
- [9] Guo Z W, Long Y, Jiang H T, et al. Anomalous unidirectional excitation of high- k hyperbolic modes using all-electric metasources [J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 036001.
- [10] Folland T G, Fali A, White S T, et al. Reconfigurable infrared hyperbolic metasurfaces using phase change materials[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4371.
- [11] Dai S Y, Tymchenko M, Yang Y F, et al. Manipulation and steering of hyperbolic surface polaritons in hexagonal boron nitride[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(16): 1706358.
- [12] Caldwell J D, Aharonovich I, Cassabois G, et al. Photonics with hexagonal boron nitride[J]. *Nature Reviews Materials*, 2019, 4(8): 552-567.
- [13] Galfsky T, Krishnamoorthy H N S, Newman W, et al. Active hyperbolic metamaterials: enhanced spontaneous emission and light extraction [J]. *Optica*, 2015, 2(1): 62-65.
- [14] Feng K J, Sivco D L, Hoffman A J. Engineering optical emission in sub-diffraction hyperbolic metamaterial resonators[J]. *Optics Express*, 2018, 26(4): 4382-4391.
- [15] Sreekanth K V, Alapan Y, ElKabbash M, et al. Extreme sensitivity biosensing platform based on hyperbolic metamaterials [J]. *Nature Materials*, 2016, 15(6): 621-627.
- [16] Sreekanth K V, Mahalakshmi P, Han S, et al. Brewster mode-enhanced sensing with hyperbolic metamaterial[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(21): 1900680.
- [17] Sreekanth K V, Ouyang Q L, Sreejith S, et al. Phase-change-material-based low-loss visible-frequency hyperbolic metamaterials for ultrasensitive label-free biosensing [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(12): 1900081.
- [18] Liu X Z, Kong W J, Wang C T, et al. Bulk plasmon polariton based structured illumination microscopy by utilizing hyperbolic metamaterials [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(28): 285103.
- [19] Wu Q N, Wang J Y, Sun B Y, et al. New mechanism for optical super-resolution via anisotropic near-zero index metamaterials[J]. *Journal of Optics*, 2021, 23(5): 055101.
- [20] Biehs S A, Menon V M, Agarwal G S. Long-range dipole-dipole interaction and anomalous Förster energy transfer across a hyperbolic metamaterial[J]. *Physical Review B*, 2016, 93(24): 245439.
- [21] Newman W D, Cortes C L, Afshar A, et al.

- Observation of long-range dipole-dipole interactions in hyperbolic metamaterials [J]. *Science Advances*, 2018, 4(10): eaar5278.
- [22] Huang Z Y, Norris T B, Narimanov E. Nanoscale finger printing with hyperbolic metamaterials [J]. *APL Photonics*, 2019, 4(2): 026103.
- [23] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, et al. A metamaterial for directive emission [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(21): 213902.
- [24] Wu F, Lu G, Xue C H, et al. Experimental demonstration of angle-independent gaps in one-dimensional photonic crystals containing layered hyperbolic metamaterials and dielectrics at visible wavelengths[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(4): 041902.
- [25] Tong S S, Ren C Y, Tao J, et al. Anisotropic index-near-zero metamaterials for enhanced directional acoustic emission[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2020, 53(26): 265102.
- [26] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, 50(12): 2702-2712.
- [27] Caloz C, Itoh T. *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications* [M]. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [28] Sedighy S H, Guclu C, Campione S, et al. Wideband planar transmission line hyperbolic metamaterial for subwavelength focusing and resolution [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2013, 61(12): 4110-4117.
- [29] Jiang H T, Liu W W, Yu K, et al. Experimental verification of loss-induced field enhancement and collimation in anisotropic μ -near-zero metamaterials [J]. *Physical Review B*, 2015, 91(4): 045302.