光电器件

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2023092502

基于开口圆环结构的太赫兹分束器设计

潘　武，朱子恒*，胡圣健，谭明森
（重庆邮电大学 光电工程学院，重庆 400065）

摘　要： 提出了一种基于开口圆环结构的太赫兹分束器，其由两种单元结构组成，这两种结构的区别在于是否存在底层连续金属层，这两种结构的顶层金属图案由开口圆环组成，介质层为聚酰亚胺薄膜。通过改变开口圆环的开口大小和半径排列构成了8×8的相位梯度超表面。当太赫兹波分别沿－z轴方向和＋z轴方向垂直入射时，电磁波会被分成沿x，y轴对称但能量分布不同的四束波，两种入射模式能够得到两种不同的分束比。在0.7 THz下，当太赫兹波分别沿－z轴方向和＋z轴方向垂直入射时，其分束比分别为0.8∶1和1.9∶1，实现对分束比的调谐。此分束器具有体积小、成本低的优点，可应用于太赫兹通信、太赫兹成像和太赫兹隐身等领域。

关键词： 太赫兹；超表面；分束器
中图分类号： TN929.11　**文章编号：** 1001－5868(2024)01－0019－06

Design of Terahertz Beam Splitter Based on Open Ring Structure

PAN Wu，ZHU Ziheng，HU Shengjian，TAN Mingsen
（College of Photoelectronic Engineering，Chongqing University of Posts and Telecommunications，Chongqing 400065，CHN）

Abstract： In this paper，a terahertz beam splitter based on an open ring structure is proposed. Its structural unit is a typical metal-dielectric-metal structure. The top metal pattern has the form of an open ring，and the bottom layer is a continuous metal plate. An 8×8 phase gradient metasurface is formed by changing the opening size and radius of the opening ring. When the terahertz wave is vertically incident along the －z and ＋z axes，the electromagnetic wave will be divided into four beams that are symmetrical along the x and y axes but have different energy distributions. The two incident modes can obtain two different beam splits. At 0.7 THz，when the terahertz wave is vertically incident along the －z and ＋z axis directions，the beam splitting ratios are 0.8∶1 and 1.9∶1，respectively，realizing the tuning of the beam splitting ratio. This beam splitter has the advantages of small size and low cost，and it can be applied in the fields of terahertz communication，terahertz imaging，and terahertz stealth.

Key words： terahertz；metasurface；beam splitter

0　引言

太赫兹（Terahertz，THz）波是指频率范围为0.1～10 THz的电磁波，其波长范围覆盖30 μm～3 mm。太赫兹波的长波段与微波相重合，短波段与红外波相重合，与其他波段相比，因太赫兹波在电磁频谱中位置的特殊性，其在生物医学、无损检测和通信传输应用等领域都有着广阔的应用前景[1-3]。太赫兹分束器作为控制太赫兹波的重要器件，对分束比可调谐有着迫切需求。太赫兹分束器的研究需要在太赫兹频率下具有良好电磁响应的材料，而超表面（Metasurface）材料为其提供了一项合适的解决方案。作为新型的人工电磁材料，超表面是通过在传统的媒质材料中嵌入几何结构单元组成[4-5]。超

收稿日期：2023－09－25.
* **通信作者：**朱子恒

表面结构单元尺寸远远小于入射电磁波的波长，出射电磁波的特性与超表面材料单元结构有着密切关系，从而可通过设计不同的结构单元实现一些特殊的物理性质，如负折射率、非线性效应和异常反射等。利用这种特殊的物理性质能够产生所需特殊的反射或传输电磁波束[6-7]。

2017 年，Wendy 等[8]提出了一款超薄的圆极化太赫兹分束器，其超表面单元为同轴开口环谐振器，当圆极化波垂直入射时，在 0.58～1.00 THz 频率范围内，反射波被分为左旋圆极化和右旋圆极化两束波，且分束比为 1∶1。2022 年，Zhang 等[9]提出了一种由单层铜膜圆孔结构组成的周期性金属表面作为太赫兹波功率分束器，通过控制编码单元的排列模式来控制传输角，通过调节圆孔的半径来调节相位差，能够在 0.8～1.1 THz 频率范围内实现对太赫兹波的两分束。同年，Shan 等[10]设计了一种基于开口圆环阵列的有源太赫兹分束器件，该器件将透射的 x 极化波转换为 y 极化波，并将该 y 极化波分成出射角相同但象限不同的两束光束；利用泵浦激光照射衬底硅材料，改变硅材料中的光生载流子数量，从而影响被泵浦光照射部位硅材料对太赫兹波的反射和吸收率；另外通过改变泵浦激光的照射位置，使入射太赫兹波在超材料不同位置呈现相位梯度变化，从而改变出射太赫兹波的分束比，可实现 1∶1～15∶1 的太赫兹波分束比的调节。

本文提出一种基于开口圆环单元结构且分束比可调谐的超表面太赫兹分束器，其单元结构由顶层金属图案、中间介质层和金属底板组成。在 0.7 THz 频率，当线极化波沿 $-z$ 方向垂直入射，该分束器的分束比为 0.8∶1；当线极化波沿 $+z$ 方向垂直入射，分束器的分束比为 1.9∶1，实现对太赫兹波分束器的分束比调谐。

1 分束器的结构设计

本文设计的金属开口谐振圆环是一种典型的各向异性结构，各向异性超表面结构对电磁波有不同的等效折射率，超表面结构的等效折射率差异是由其表面微结构引起的。当线极化波入射至超表面结构，可以分解为 v 和 u 方向的两个分量，超表面结构的各向异性使得入射电磁波在 v 和 u 方向上产生不同的电磁谐振，如图 1 所示，这就使得通过改变超表面结构的参数可以较为容易地实现单元结构之间的相位梯度。

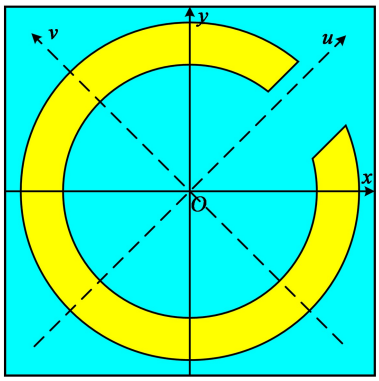
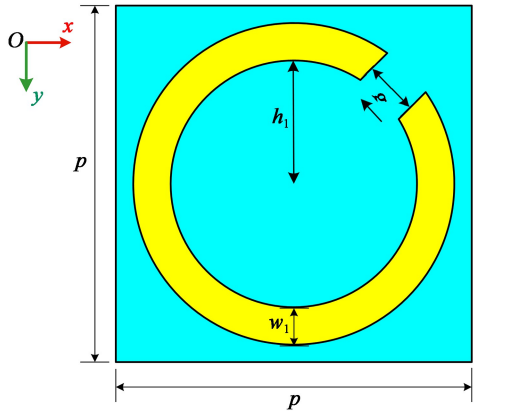


图 1 各向异性超表面结构

超表面结构分束器由两种单元构成，这两种单元结构的区别在于是否存在底层连续金属层，其余的参数相同，两种单元结构的顶层结构为金属开口谐振圆环，如图 2 所示。顶层金属图案和金属底板的材料为金(Au)，电导率为 4.561×10^7 S/m，厚度 $t=0.2$ μm。中间介质层的材料为聚酰亚胺(Polyimide)，其相对介电常数 $\varepsilon_r=3.5$，损耗角正切 $\tan\delta=0.0027$，厚度 $d=50.0$ μm。单元结构的周期 $p=125.0$ μm，顶层开口圆环的半径 $h_1=52.0$ μm，开口大小 $g=25.0$ μm，金属环的宽度 $w_1=5.0$ μm。



(a) 带金属底板和不带金属底板单元结构俯视图

(b) 带金属底板的单元结构侧视图

(c) 不带金属底板的单元结构侧视图

图 2 超表面分束器结构示意图

对于上述单元结构，通过改变金属开口谐振圆环的半径和开口大小来使入射太赫兹波在该器件表

面形成一定的相位梯度分布，具体的结构参数的改变如下：开口圆环半径 $h_1=57.50\ \mu m$，$52.00\ \mu m$，$30.00\ \mu m$，$43.75\ \mu m$，开口大小 $g=10\ \mu m$，$25\ \mu m$，$10\ \mu m$，$10\ \mu m$。根据广义斯奈尔定理，如果界面上的相位梯度 $d\Phi/dx$ 不为常数，广义的反射和折射定律仍然成立，入射光波将因为 $d\Phi/dx$ 的不同而出现分光现象，即光束被分成不同的方向传播。这一特性使得我们可以通过调节 $d\Phi/dx$ 的值来控制分光行为，从而利用超界面实现微型的分束器。利用上述方法本文设计了如图 3 所示的 8×8 的相位梯度超表面。

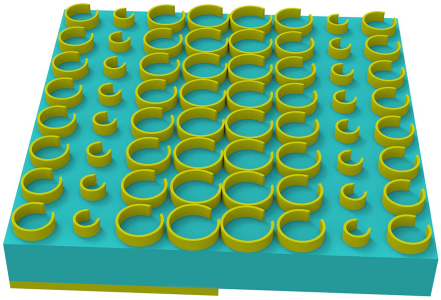
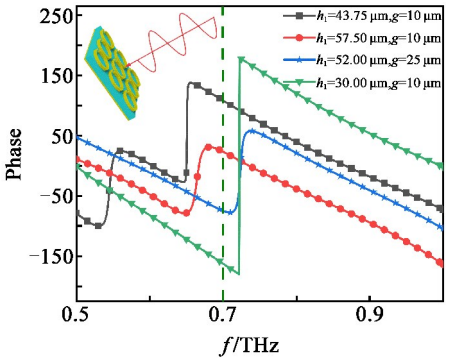


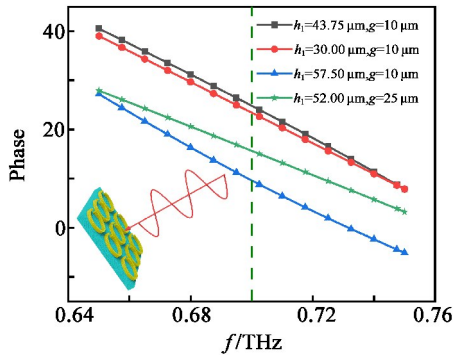
图 3　由带金属底板和不带金属底板的单元结构组成的 8×8 相位梯度超表面

2　单元结构的相位

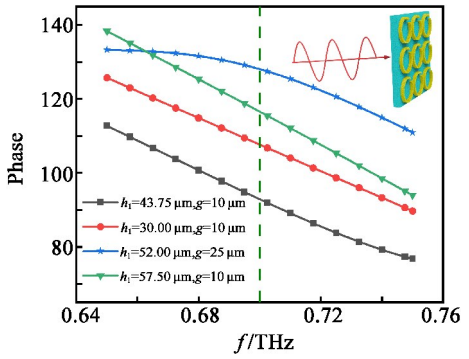
由图 3 可知，该相位梯度超表面一半由带金属底板的单元结构组成，另一半由不带金属底板的单元结构组成。利用 CST Microwave Studio 2022 软件对图 2 所示的单元结构进行仿真分析。该器件结构对入射太赫兹波所呈现的相位分布如图 4 所示，带金属底板的单元结构在 0.7 THz 时的相位差 $d\Phi/dx=\pi/2$，不带金属底板的单元结构的相位差分为反射和透射两种情况，当太赫兹波沿 $-z$ 轴入射时，其相位差较小，0.7 THz 时 $d\Phi/dx$ 约为 $\pi/30$，当太赫兹波沿 $+z$ 轴入射时，其相位差也比较小，0.7 THz 时 $d\Phi/dx$ 约为 $\pi/18$。



(a) 太赫兹波沿 $-z$ 轴入射时，不同参数的带金属底板单元结构的相位



(b) 太赫兹波沿 $-z$ 轴入射时，不同参数的不带金属底板单元结构的相位



(c) 太赫兹波沿 $+z$ 轴入射时，不同参数的不带金属底板单元结构的相位

图 4　不同参数的单元结构的相位示意图

3　分析与仿真

假设在两种介质界面发生反射时，电磁波沿两条路径 ABC 和 AEC 入射，且从 A 点到 C 点的相位差为 0，如图 5(a)所示，则有：

$$(k_0 n_i \sin\theta_i dx+\Phi+d\Phi)-(k_0 n_i \sin\theta_r dx+\Phi)=0 \tag{1}$$

其中，$k_0=2\pi/\lambda_0$ 为自由空间的电磁波波数。λ_0 表示入射波的波长，θ_r 和 θ_i 分别表示反射角和入射角，n_i 表示入射媒质折射率，Φ 和 $\Phi+d\Phi$ 分别为两路电磁波通过界面时相位不连续产生的相位变化，dx 是界面上两点的距离。若界面相位变化率是恒定的，即 $d\Phi/dx$ 为 0，由式(1)可以推导出广义斯涅尔反射定律[11]：

$$\sin(\theta_r)-\sin(\theta_i)=\frac{\lambda_0}{2\pi n_i}\frac{d\Phi}{dx} \tag{2}$$

该式表明，反射角与入射角之间是非线性关系，这与传统的镜面反射明显不同。

在界面处引入合适的相位梯度可以得到不同角度的反射波束，即通过广义反射定律可以实现波束的偏转。通过式(2)我们可以得到太赫兹波垂直入

射时的反射角：

$$\theta_r = \arctan\left(\frac{\lambda_0}{Np}\right) \tag{3}$$

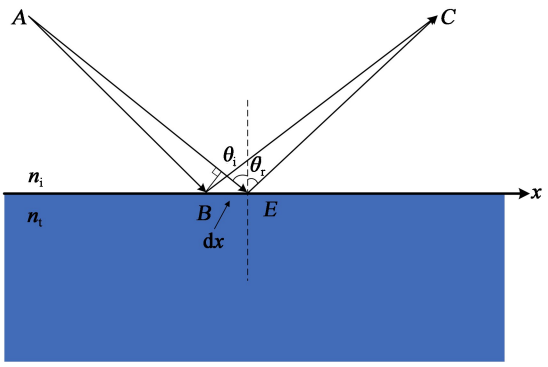
式中，N 为每个周期所含的单元结构个数，p 为单元的周期长度。

同理，对于折射，假设在两种介质界面发生反射时，电磁波沿两条路径 AGQ 和 AHQ 入射，且从 A 点到 Q 点的相位差为 0，如图 5(b)所示，则有：

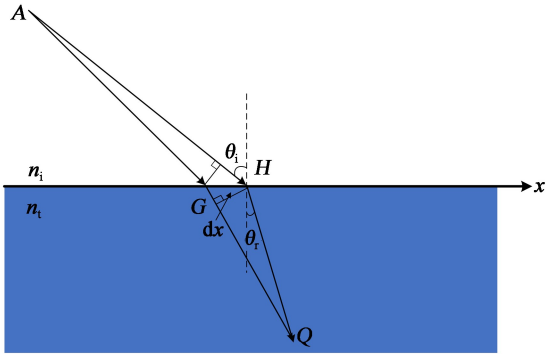
$$(k_0 n_i \sin\theta_i \mathrm{d}x + \Phi + \mathrm{d}\Phi) - (k_0 n_t \sin\theta_t \mathrm{d}x + \Phi) = 0 \tag{4}$$

其中，$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为自由空间的电磁波波数。λ_0 表示入射波的波长，θ_t 和 θ_i 分别表示反射角和入射角，n_t 和 n_i 表示入射媒质和出射媒质的折射率，Φ 和 $\Phi+\mathrm{d}\Phi$ 分别为两路电磁波通过界面时相位不连续产生的相位变化，$\mathrm{d}x$ 是界面上两点的距离。若界面相位变化率是恒定的，即 $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}x$ 为 0，由式(4)可以推导出广义斯涅尔折射定律[12]：

$$\sin(\theta_t) n_t - \sin(\theta_i) n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}x} \tag{5}$$



(a) 界面上有相位差的反射示意图



(b) 界面上有相位差的折射示意图

图 5 界面上有相位差的反射和折射示意图

与广义斯涅尔反射定律相同，通过式(5)我们可以得到太赫兹波垂直入射时的折射角[13]：

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{\Gamma}\right) \tag{6}$$

式中，Γ 是超表面的梯度周期的长度。

利用 CST Microwave Studio 2022 软件对图 3 所示的太赫兹分束器进行仿真分析。选用频域求解器进行仿真，x 和 y 方向设置为 unit cell 边界，z 方向为开放边界条件。在 0.7 THz 时，当太赫兹波沿 $-z$ 轴方向入射时，如图 6(a)所示，会产生沿 x，y 轴对称但能量分布不同的四束波束。其反射角遵循广义斯涅尔反射定律，由式(3)可知当太赫兹波沿 $-z$ 轴垂直入射时，其反射角度 $\theta_r \approx 23.3°$。

当太赫兹波沿 $+z$ 轴方向垂直入射时，如图 7(a)所示，同样会产生沿 x，y 轴对称但能量不同的四束波束。其折射角遵循广义斯涅尔折射定律，由式(6)可知当太赫兹波沿 $+z$ 轴垂直入射时，其折射角度 $\theta_t \approx 25.5°$。

通常，分束比(Splitting Ratio)可以定义为两个分波波束的比值：

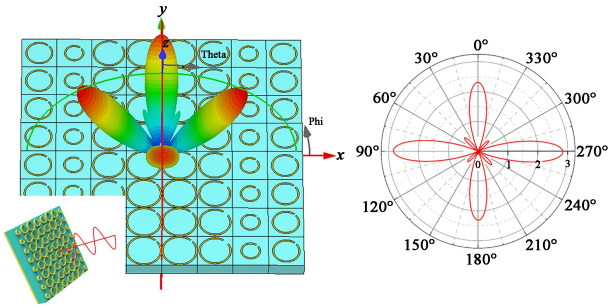
$$SR = \frac{I_x}{I_y} \tag{7}$$

式中，I_x 和 I_y 分别表示沿 x 轴出射的波束和沿 y 轴出射的波束的电场强度。

当太赫兹波在 0.7 THz 下沿 $-z$ 轴方向垂直入射时，由图 4(a)和 4(b)可知，相位梯度超表面左右的相位梯度不同，而能量分布受到相位梯度的影响，所以会产生不同的异常反射，其三维图和远场方向图如图 6 所示。从图中可知，入射波被异常反射为四束能量不等、传播方向不同的波，四束波分别位于 $\pm x$，$\pm y$ 轴，由式(7)可得，其分束比为 0.8∶1.0。

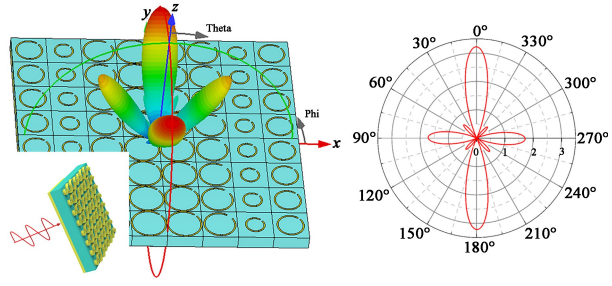
因为相位梯度超表面存在一半的金属底板，所以当太赫兹波在 0.7 THz 下沿 $+z$ 轴方向垂直入射时，能量会从没有金属底板的地方透过，经过介质层的折射，一部分能量会通过存在金属底板的部分。由图 4(a)和图 4(c)可知，相位梯度超表面在 0.7 THz 时的左右相位梯度不同，而能量分布受到相位梯度的影响，所以会产生不同的异常折射，其三维图和远场方向图如图 7 所示。由于在透射和反射时，相位梯度超表面中不存在金属底板部分的相位梯度不同，所以两种方式入射产生的能量分布也不同。从图 7 可以看出，入射波被异常折射为四束能量不等、传播方向不同的波，四束波分别位于 $\pm x$，$\pm y$ 轴，由式(7)可得，其分束比为 1.9∶1.0。

综上，通过两种不同的入射方式，产生了两种不同的分束比，实现了对分束比的调谐。



（a）三维图　　（b）远场方向图

图 6　有一半金属底板时太赫兹波沿－z 轴方向垂直入射时的三维图和远场方向图

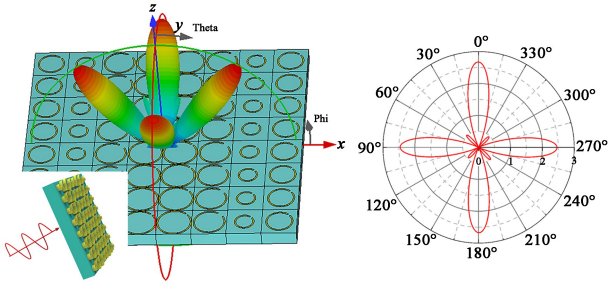


（a）三维图　　（b）远场方向图

图 7　有一半金属底板时太赫兹波沿＋z 轴方向垂直入射时的三维图和远场方向图

4　金属底板对分束比的影响

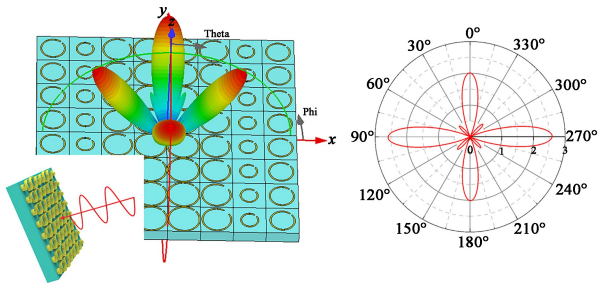
利用控制变量法，保持相位梯度超表面的其他结构不变，通过去除金属底板来研究金属底板对分束比的影响。由图 4(b)和图 4(c)可知，当太赫兹波沿－z 轴方向垂直入射时，相位梯度超表面左右两边的相位梯度完全一致。其三维图和远场方向图如图 8 所示。由式(7)可得，其分束比为 1∶1。



（a）三维图　　（b）远场方向图

图 8　无金属底板时太赫兹波沿－z 轴方向垂直入射时的三维图和远场方向图

当太赫兹波沿＋z 轴方向垂直入射时，由图 4(b)和图 4(c)可知，相位梯度超表面左右两边的相位梯度也完全一致。但是顶层的金属开口圆环会反射一部分能量回去，由于左右存在相位梯度而上下不存在相位梯度，所以存在相位梯度的结构反射的能量较多，其三维图和远场方向图如图 9 所示的。由式(7)可得，其分束比为 0.7∶1.0。



（a）三维图　　（b）远场方向图

图 9　无金属底板时太赫兹波沿＋z 轴方向垂直入射时的三维图和远场方向图

综上，这两种入射方式产生的分束比之间的差距较小，可知金属底板的存在，增大了上述两种入射方式产生的分束比之间的差距。

5　结论

本文提出一种基于开口圆环单元结构且分束比可调谐的超表面太赫兹分束器，通过改变开口圆环的半径和开口大小形成相位梯度，设计了一种有一半金属底板的 8×8 相位梯度超表面，当太赫兹波在 0.7 THz 沿－z 轴垂直入射时，线极化波产生异常反射，被分成沿 x，y 轴对称但能量分布不同的四束，其分束比为 0.8∶1.0。当太赫兹波在 0.7 THz 沿＋z 轴垂直入射时，线极化波产生异常折射，被分成沿 x，y 轴对称但能量分布不同的四束，其分束比为 1.9∶1.0。综上所述，本文提出的 8×8 相位梯度超表面结构实现了分束比的调谐。其在太赫兹通信、隐身和成像等领域具有广阔的应用前景，同时也为无源器件调节分束比提供了新的设计思路。

参考文献：

[1]　徐梓丞. 无线通信应用太赫兹技术研究进展[J]. 微电子学，2022，52(3)：351-357.
Xu Zicheng. Research progress of terahertz technology for wireless communication applications [J]. Microelectronics，2022，52(3)：351-357.

[2]　Hossain Z，Mollica C N，Federici J F，et al. Stochastic interference modeling and experimental validation for pulse-based terahertz communication[J]. IEEE Trans. on Wireless Communications，2019，18(8)：4103-4115.

[3]　刘瑞婷. 太赫兹探测技术应用及发展研究[J]. 中国无线电，2019(12)：18-21.

Liu Ruiting. Application and development of terahertz detection technology[J]. China Radio, 2019(12): 18-21.

[4] Hashemi M R, Cakmakyapan S, Jarrahi M. Reconfigurable metamaterials for terahertz wave manipulation[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(9): 094501.

[5] Xiao S, Drachev V P, Kildishev A V, et al. Loss-free and active optical negative-index metamaterials[J]. Nature, 2010, 466(7307): 735-738.

[6] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. Nature Mater., 2014, 13: 139-150.

[7] Glybovski S B, Tretyakov S A, Belov P A, et al. Metasurfaces: From microwaves to visible [J]. Physics Reports, 2016, 634: 1-72.

[8] Lee W S L, Nirantar S, Headland D, et al. Broadband terahertz circular polarization beam splitter[J]. Adv. Optical Materials, 2017, 6(3): 1700852.

[9] Zhang C, Li C, Fang B, et al. Transmission terahertz power beam splitter based on a single-layer metal metasurface[J]. Appl. Opt., 2022, 61(14): 4153-4159.

[10] Yin S, Zeng D, Chen Y, et al. Optically controlled terahertz dynamic beam splitter with adjustable split ratio [J]. Nanomaterials, 2022, 12(7): 1169.

[11] 韩 璐, 王兆娜. 推导广义的反射定律和折射定律的两种方法[J]. 大学物理, 2013, 32(3): 49-52, 58.
Han Lu, Wang Zhaona. Two methods for general laws of reflection for metasurface with phase discontinuity[J]. College Physics, 2013, 32(3): 49-52, 58.

[12] 孙彦彦, 韩 璐, 史晓玉, 等. 用于相位突变界面的广义的反射定律和折射定律[J]. 物理学报, 2013, 62(10): 147-154.
Sun Yanyan, Han Lu, Shi Xiaoyu, et al. General laws of reflection and refraction for metasurface with phase discontinuity[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(10): 147-154.

[13] Li J S, Zhou C. Transmission-type terahertz beam splitter through all-dielectric metasurface[J]. J. of Phys. D: Appl. Phys., 2020, 54(8): 085105.

作者简介：

潘 武(1966—),男,四川省大英县人,博士,教授,主要从事太赫兹技术、超介质材料及应用研究;

朱子恒(1999—),男,重庆市渝北区人,硕士研究生,研究方向为太赫兹超表面分束器。