

超表面变换光学的研究进展

盛冲^{*}, 刘辉^{**}, 祝世宁

固体微结构国家重点实验室, 物理学院, 人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京大学,
江苏, 南京 210093

摘要 超表面是一种亚波长厚度的二维超构材料, 它的提出及发展极大丰富了电磁波的调控手段。当前关于超表面调控电磁波远场辐射的工作有着广泛的报道, 譬如超表面的平面光学器件。同时超表面也能高效调控电磁波的近场辐射, 譬如对波导传播行为的调控。另一方面, 变换光学提供了如何设计材料的电磁参数从而调控电磁波以预设的路径进行传播的理论方法。尤其是利用变换光学概念来模拟广义相对论中弯曲时空的现象。本文对我们课题组利用超表面波导开展的类比引力的实验工作进行了介绍: 模拟了宇宙早期暴胀过程中所产生的一维拓扑缺陷-宇宙弦, 观察了在拓扑非平庸宇宙弦时空中电磁波的定向散射。除此之外, 通过在超表面波导中引入材料损耗, 希格斯场的相变可以利用光学模式的对称性破缺进行了模拟。

关键词 物理光学; 变换光学; 类比引力; 超表面; 拓扑缺陷

中图分类号 0436 **文献标识码** A

The Research Process of Transformation Optics based on Metasurface

Chong Sheng^{*}, Hui Liu^{**}, Shining Zhu

National Laboratory of Solid State Microstructures and School of Physics,

Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University,
Nanjing, Jiangsu 210093, China

Abstract Metasurface, as a two-dimensional metamaterial with subwavelength thickness, provides an innovative approach to control an electromagnetic wave with unprecedented capabilities. And the works focusing on controlling the wavefront of an electromagnetic wave in the far field have been extensively reported, such as planar optical devices based on metasurface. Additionally, metasurface can efficiently manipulate an electromagnetic wave in the near field regime, for example, the manipulation of waveguide modes. Furthermore, transformation optics can willfully design the electromagnetic parameters of an artificial material in theory to control the propagation of an electromagnetic wave. In particular, the general relativity phenomena in curved spacetime were emulated by using the transformation optics concept. Here, we introduce our group's experimental work on the analogy of gravity by exploiting a metasurface waveguide. The cosmic string as a one-dimensional topological defect generated during the early inflation of the universe, as well as the definite photonic deflection in the nontrivial space of cosmic string, was successfully emulated. Furthermore, by including the material loss, the symmetry breaking of photonic modes can mimic the phase transition of the Higgs vacuum field.

收稿日期: 年-月-日; **修回日期:** 年-月-日; **录用日期:** 年-月-日 (格式保留, 具体日期不用填写)

基金项目: 国家自然科学基金 (Nos. 11690033, 61425018, 11621091, and 11704181)、国家重点研发计划 (2017YFA0303702, No. 2017YFA0205700)、博士后创新人才支持计划 (BX201600070)

^{*}E-mail: csheng@nju.edu.cn; ^{**}E-mail: liuhui@nju.edu.cn;

Key words physical optics; transformation optics; analogy of gravity; metasurface; topological defect

OCIS codes 260.0260; 000.2780; 240.6690; 310.2785;

1 引言

近些年来,变换光学与超构材料的提出及发展为人们提供了一种控制电磁波的新范式。众所周知超构材料作为一种人工的具有周期性结构的新颖材料,其结构单元的几何尺寸以及单元之间的距离远小于工作波长。因此对于电磁波来说,由这些亚波长单元组成的宏观体系可以看作具有介电常数、磁导率、折射率等性质与原材料明显不同的人工新材料。这种人工材料可以通过调节结构单元来自由调控其电磁参数,尤其是实现自然界所不存在的材料。其中被广泛报道的是负折射率材料。对于负折射率材料,光入射到其表面发生反射和折射时,入射光和折射光分布在表面法线的同一边,而不是像正常材料那样分布在两边。与此同时,变换光学^[1-4]提出了对于电磁波来说“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性材料”的概念,也就是可以按照人为意愿来设计材料的电磁参数从而控制电磁波以预设的路径进行传播。随着实验技术手段的发展,尤其是微纳加工技术的提高,很多富有想象力变换光学器件在实验上实现,譬如科幻电影里的隐身斗篷^[5-9]。但是大多数变换光学器件工作在微波或者近红外波段,在可见光波段工作的变换光学器件在实验上仍然存在很大挑战。首先是制备工艺问题,如果在可见光波段工作需要在更小的尺度上制备人工结构单元,对于目前微纳加工的精度来说是一个挑战。除此之外是损耗问题,通常超构材料的工作单元是金属的人工共振劈裂环或者是光子晶体。对于由共振来实现电磁参数调控的金属结构单元无法避免金属的欧姆损耗。而光子晶体是通过结构单元散射来实现等效参数的调控,因此散射损耗是很难克服的。这些损耗问题在可见光波段会变的尤其严重。

最近人们提出新的人工材料来控制电磁波—超表面^[10-13],一种二维的超构材料。相较于三维的体块超构材料,这种具有亚波长厚度的二维人工平面材料极大地减少样品加工时间和简化了加工复杂度。除此之外,相比在体块中通过远大于波长距离的传播来积累相位从而改变电磁波的波前;超表面可以在亚波长的传播距离内有效的改变入射电磁波的波前,因此极大减轻传播的损耗问题。关于超表面对电磁波远场辐射的调控工作有着大量的报道,譬如基于超表面的平面光学器件^[14-23]和全息成像^[24-26]等。更有意思的是,张翔课题组^[27]利用超表面在可见光波段实现皮肤隐身衣,对比远远大于被隐身物体体积的传统隐身衣,这种超表面隐身衣的厚度仅仅为工作波长的十分之一(约为 80nm)。与此同时,超表面对电磁波的近场

调控工作也有相关报道,譬如复旦大学周磊课题组^[28]基于超表面补偿了自由空间的传播波与表面波的相位差,实现传播波到表面波的高效转化。在刘咏明教授的工作中^[29],利用超表面调控了表面等离激元的色散,实现对这种表面波的聚焦、发散以及非衍射传播等行为的调控。相关的实验工作由 Alexander A. High 等人^[30]在可见光波段利用双曲的超表面予以实现。Andrea Alù 教授课题组^[31]利用石墨烯超表面实现表面等离激元色散的拓扑相变:从封闭的椭圆色散到开放的双曲色散。我们课题组^[32]也基于由一维的金属孔阵链组成的超表面调控表面等离激元的几何相位,模拟加速坐标系下的粒子辐射。除此之外,超表面还可以对波导模式进行调控,在陈焕阳教授等人的工作中^[33]利用超表面在微波波段实现偏振不依赖的非对称的波导传输。Nanfang Yu 等人^[34]在近红外波段利用超表面不仅仅实现波导的模式非对称传输而且实现不同波导模式以及偏振模式的转换。

正是基于超表面对表面波的高效的调控,我们课题组利用超表面开展类比引力的实验工作^[35]。根据变换光学的理论,在弯曲空间中真空中的电磁场的传播规律与平直时空的非均匀各向异性材料中的电磁场的传播规律是一样的概念,亦即“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性材料”。因此首先从广义相对论中的弯曲时空度规出发,建立黎曼度规与材料电磁参数的等价关系:

$$\varepsilon^{ij} = \mu^{ij} = \left(-\sqrt{-g} g^{ij} \right) / g_{00}, \omega_i = g_{0i} / g_{00} \quad (1)$$

其中 g_{ij} 是弯曲时空的度规, $g = \det |g_{ij}|$, ε^{ij} 和 μ^{ij} 分别是介电常数和磁导率张量, ω_{ij} 是磁电耦合系数。因此在光学体系中模拟弯曲时空所相对应电磁参数的分布根据该公式是可以得到的。

在这里以宇宙早期演化所产生的一维拓扑缺陷-宇宙弦为例。拓扑作为一个数学概念,在现代物理学起着很重要的作用,不仅仅在凝聚态物理学中有着重要的应用,在广义相对论以及现代天文学中同样也起着很重要的应用。理论物理学家预言,在宇宙早期暴胀演化过程中,一些拓扑缺陷可能由于希格斯场的自发对称性破缺而产生,譬如零维拓扑缺陷-磁单极子、一维拓扑缺陷-宇宙弦、二维拓扑缺陷-畴壁等。而且一些天文可观测现象也被预言,譬如宇宙弦振荡产生的引力波以及宇宙拓扑缺陷在微波背景辐射的印迹。尽管双黑洞合并所产生引力波已经被实验证实,但是关于宇宙弦存在的引力波证据到目前为止还没有得到。尽管如此,科学家们可以在实验室的环境下开展类比引力的实验工作来研究这些由于天文探测技术所限制而尚未观察到的引力现象。其中最典型的案例就是霍金辐射^[36]。人们在不同的实验体系模拟了这一现象,譬如超导电路^[37]、光纤^[38, 39]、非线性晶体^[40]、波色爱因斯坦凝聚体^[41]等。

2 结果

2.1 模拟宇宙弦的实验设计

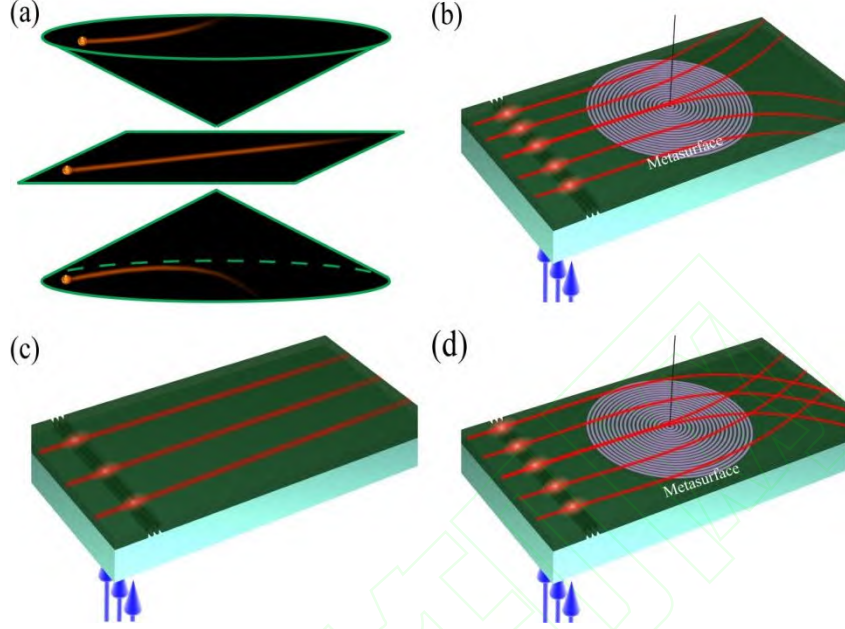


图 1 超表面波导模拟宇宙弦的非平庸时空。(a) 电磁波经过弦中心曲率为负的宇宙弦时，其传播远离弦的中心(上部分图)；经过弦中心曲率为正的宇宙弦时，电磁波传播靠近宇宙弦的中心(下部分图)；在平庸平直的时空传播时，沿着直线传播(中间图)。(b)-(d) 超表面波导分别模拟中心曲率为负宇宙弦，平庸平直时空以及中心曲率为正宇宙弦。底下的箭头代表耦合的激光，图中的光栅代表将激光耦合进波导，亮点代表激光激发的位置。

Fig.1 Mimicking the definite photon deflections in topological spaces using metasurface waveguides. (a) The photon deflection in the space of a negative topological defect (photons pushed away from the center), a positive topological defect (photons attracted to the center), and the trivial space (photons pass along straight line). The definite photon deflection in an artificial waveguide with a negative topological defect (b), a positive topological defect (d), and no topological defects (c). In (b, c, d), the blue arrows represent the incident laser beam from the bottom and the red lines represent the light rays inside the waveguides

为了在超表面波导中模拟一维拓扑缺陷-宇宙弦，首先从其度规出发：

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - \alpha^2 r^2 d\phi^2 - dz^2 \quad (2)$$

其中 $\alpha = 1 - 4Gm$, G 是引力常数, m 是宇宙弦的线质量密度, 在这里采取了自然单位。根据宇宙弦的度规, 计算得到了其黎曼常数 $R = 2\pi(1 - \alpha)\delta^2(r)$, 其中 $\delta^2(r)$ 是二维狄拉克函数。根据黎曼常数, 可以看出除了在宇宙弦的中心的黎曼常数不为零, 其他的地方处处为零。因此对于宇宙弦时空除了弦中心所在的位置处处平坦。当光在宇宙弦时空传播时, 根据 Gauss-Bonnet 定理, 光会被散射而且存在偏折角 $\Delta\theta = \pi(1 - \alpha)/\alpha$ 。不同于一般天体(太阳, 黑洞等)的引力透镜效应, 在宇宙弦的时空中引力透镜效应仅仅取决于宇宙弦的线质量

密度参数 α ，与光的入射参数、动量等参数无关。同时根据测地线方程 $\ddot{x}^\lambda + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = 0$ ，其中 x 代表空间坐标，求导是对任意的仿射参数，对于宇宙弦度规非零的 Christoffel 的符号有 $\Gamma_{\phi\phi}^r = -\alpha^2 r$ ， $\Gamma_{r\phi}^r = \Gamma_{\phi r}^r = 1/r$ 。因此可以得到光子的运动方程 $r^2 \alpha^2 \dot{\phi}^2 = C \dot{r}^2$ ，其中 $C = b^2 / (r^2 - b^2)$ ， b 是入射参数。通过计算发现，当密度参数 $\alpha > 1$ 时，尽管光线有不同的入射距离，当光线经过宇宙弦时，光线被宇宙弦散射并且以相同的角度远离宇宙弦的中心（见图 1(a)、(b)）；当密度参数 $\alpha < 1$ 时，光线的散射是以相同的角度靠近宇宙弦的中心（见图 1(a)、(d)）；当密度参数 $\alpha = 1$ 时，对应平坦时空，光线是以直线传播，不产生任何偏折（见图 1(a)、(c)）。

为了构造模拟宇宙弦的电磁参数，根据公式(1)的等价关系，一维宇宙弦对应的光学体系中电磁参数为 $\varepsilon_r = \mu_r = \alpha$ ， $\varepsilon_\phi = \mu_\phi = 1/\alpha$ ， $\varepsilon_z = \mu_z = \alpha$ 。考虑超表面波导中两种简并的模式，分别是横场电模式和横场磁模式。横场电模式的电磁分量有 E_ϕ ， E_r ， H_z ，因此对应的等效折射率为 $n_\phi^2 = \varepsilon_r \mu_z = \alpha^2$ ， $n_r^2 = \varepsilon_\phi \mu_z = 1$ 。而对于横场磁模式，电磁分量有 H_ϕ ， H_r ， E_z ，对应的等效折射率为 $n_\phi^2 = \mu_r \varepsilon_z = \alpha^2$ ， $n_r^2 = \mu_\phi \varepsilon_z = 1$ 。因此对于超表面波导来说，在两种不同的波导模式下宇宙弦所对应等效折射率是相同的，并且满足柱坐标系下的各向异性 $n = \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ 。如何构造柱坐标系下的各向异性，可以通过在光学波导中引入超表面来调控波导的色散予以实现。图 2(a)给出了由多层光学介质膜（二氧化硅/银/PMMA/空气）构造平板波导的色散，可以看出对于这种普通的平板波导的色散，其色散曲线的形状是圆。这种情形对应各向同性的光学介质，其椭圆率 $\eta = 1$ 对应平坦时空，光线是沿着直线传播。当这种波导中加入超表面（二氧化硅/银/超表面/PMMA/空气）时，波导色散曲线的形状由圆形变成椭圆。对于横场电模式，其椭圆率 $\eta > 1$ (图 2(b))，对应于宇宙线密度 $\alpha > 1$ ，光线的传播以恒定的角度远离宇宙弦的中心。对于横场磁模式，其椭圆率 $\eta < 1$ (图 2(b))，对应于宇宙线密度 $\alpha < 1$ ，光线的传播以恒定的角度靠近宇宙弦的中心。因此可以调控超表面波导色散的椭圆率 η 来模拟不同质量密度的宇宙弦时空。为了实现柱坐标系下的各向异性，在银的表面上刻蚀上由同心圆环光栅构成的超表面。图 2(c)是实验样品示意图，在二氧化硅的基底上镀上 200nm 厚的银膜，然后利用聚焦离子束(FEI Strata FIB 201, 30 keV, 7.7 pA)刻蚀周期为

$p=120\text{nm}$ ，深度为 $h=60\text{nm}$ ，金属占空比 $f=0.58$ 的同心圆环光栅，然后旋涂上厚度为 $d=300\text{nm}$ 含有油容性的硫化铅量子点的 PMMA 薄膜。计算得到横场电模式的色散曲线满足 $(k_r/n_o)^2 + (k_\phi/n_e)^2 = 1$ (见图 2(d))，其中 $n_e=1.33$, $n_o=1.22$ ，对应的椭圆率 $\eta=n_e/n_o=1.065$ 。这种超表面波导模拟了密度参数 $\alpha>1$ 的宇宙弦，对应弦中心的曲率为负，光线会被宇宙弦散射且远离弦的中心，不同的入射距离有固定散射角 $\theta_1=(\eta-1)\pi/\eta=11.1^\circ$ 。这种非平庸时空的散射明显不同于普通的平直时空的散射，当光被一般的物体散射时有很宽的散射角，而在宇宙弦的时空散射时散射角仅仅决定于宇宙弦的密度参数 α ，而跟光的入射距离、动量等参数无关。

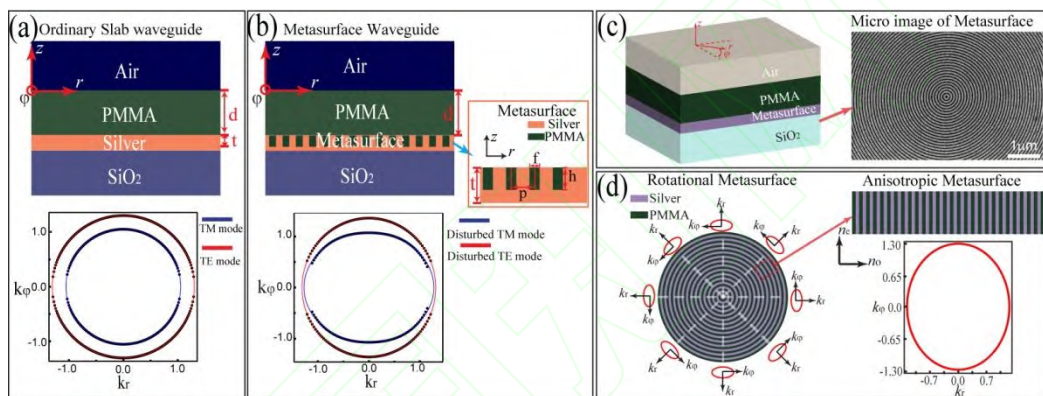


图 2 超表面波导 (a) 普通波导的示意图以及横场电模式以及横场磁模式的色散曲线。(b) 超表面波导的示意图以及横场电模式以及横场磁模式的色散曲线。(c) 超表面波导的示意图以及超表面实验样品照片。(d) 旋转的超表面以及局域超表面波导的色散。

Fig.2 The Metasurface waveguide. (a) The schematic of a slab waveguides and the iso-frequency dispersion for TE and TM mode. (b) The schematic of a metasurface waveguide and the iso-frequency dispersion for distributed TE and TM mode. (c) A micro-image of a rotational metasurface fabricated with a focused ion beam. (d) The rotational metasurface with local anisotropic indices which are denoted by red curves, and the local elliptical iso-frequency contour of the metasurface waveguide.

2.2 在拓扑非平庸时空电磁波的定向散射

为了观察光在超表面波导中的传播，荧光成像的方法被采用，首先利用周期为 650nm 的光栅将波长为 780nm 的激光耦合进波导(见图 1)，在波导中传播的光会被 PMMA 中的硫化铅量子点吸收，重新辐射出波长为 1050nm 的荧光，辐射出的荧光会被相机所采集。图 3(a)-(c) 是实验的结果，实验中通过改变激光的入射位置来改变入射距离。尽管改变入射距离，光线经过宇宙弦都会远离弦的中心且都有相同的偏折角 $\theta_1=11.0^\circ$ 。图 3(d)-(l)是用有限元算法采用全波模拟计算的结果，理论和实验吻合的很好。除了模拟负曲率的拓扑缺陷，改变实验参

数可以模拟正曲率的拓扑缺陷，也就是宇宙弦的密度参数 $\alpha < 1$ 。这里选择 $f = 0.58$ ， $p = 120\text{nm}$ ， $h = 45\text{nm}$ ， $t = 200\text{nm}$ ，仅仅将 PMMA 的厚度 $d = 0$ 。在这种情况下，仅仅横场磁模式被激发，色散关系满足 $(k_r/n_o)^2 + (k_\phi/n_e)^2 = 1$ ，其中 $n_e = 1.03$ ， $n_o = 1.12$ ，相应的椭圆率 $\eta = n_e/n_o = 0.97$ 。这个情形对应正质量密度的宇宙弦，光在这种宇宙弦时空运动时会朝向弦的中心运动，且在不同的入射距离下都有固定的偏折角 $\theta' = -15.7^\circ$ 。同样用荧光成像技术观察光在正质量拓扑缺陷中的传播，将 785nm 的激光耦合进波导，图 3(g)-(i) 和图 3(j)-(l) 分别是实验和理论计算结果，两者吻合的很好。

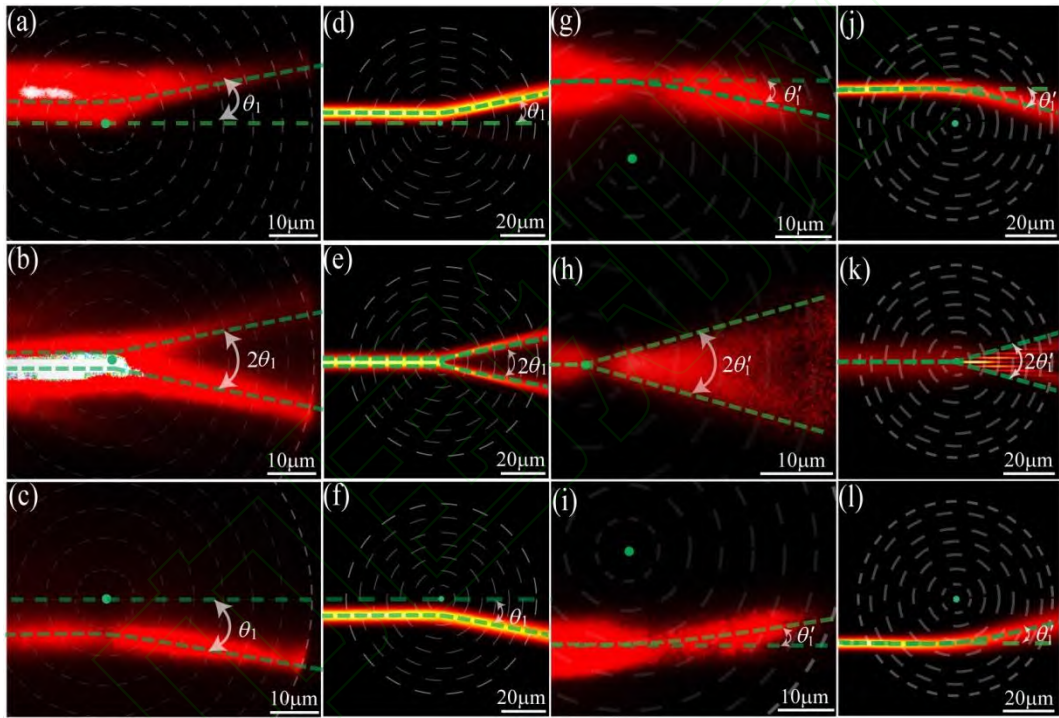


图 3 超表面波导模拟宇宙弦时空对电磁波的定向散射 (a)-(c)弦中心曲率为负 ($\eta \approx 1.065$) 的宇宙弦的实验结果，具有不同入射距离的电磁波 ($b = 4.84\mu\text{m}, 0\mu\text{m}, -7.14\mu\text{m}$) 经过宇宙弦后其传播运动远离弦的中心；(d)-(f) 是相应的数值模拟的结果；在三种不同的入射距离下，电磁波的偏折角都是 $\theta_1 = 11.0^\circ$ 。(g)-(i) 弦中心曲率为正 ($\eta \approx 0.92$) 的宇宙弦的实验结果，具有不同入射距离的电磁波 ($b = 12.91\mu\text{m}, 0\mu\text{m}, -17.06\mu\text{m}$) 向着弦的中心运动；(j)-(l) 是相应的数值模拟的结果，在三种不同的入射距离下，电磁波的偏折角都是 $\theta'_1 = -15.7^\circ$ 。绿色的虚线是理论上数值计算的结果；白色的同心圆环是超表面的区域；绿色的点对应缺陷的中心。

Fig.3 The experimental results and simulation results of the definite photon deflection in artificial waveguides. (a-c) The photon deflection observed in the experiment under different impact parameters ($b = 4.84\mu\text{m}, 0\mu\text{m}, -7.14\mu\text{m}$) with negative mass density $\eta \approx 1.065$. (d-f) The simulation results using COMSOL Multiphysics. All three cases have the same deflection angle $\theta_1 = 11.0^\circ$. (g-i) The photon deflection observed in the experiment under different

impact parameters ($b = 12.91\mu\text{m}, 0\mu\text{m}, -17.06\mu\text{m}$) with the positive mass density $\eta \approx 0.92$. (j-l) The calculated results using COMSOL Multiphysics. All three cases with positive mass density have the same deflection angle $\theta_1' = -15.7^\circ$. The green dashed line indicates the calculated deflection angle based on theory, the dashed white circles represent the metasurface zones, and the green dot is the location of the defect.

2.3 光学模式的对称性破缺

根据量子场论的知识, 宇宙弦是在宇宙早期暴胀演化过程中由于希格场的自发对称性破缺而产生的。在这个类比体系中, 通过引入材料的损耗下光学模式的对称性的变化来模拟希格场的对称性破缺过程。在超表面波导存在非简并的横场电模式以及横场磁模式, 通常情况下横场电模式的动量 k_{TE} 以及横场磁模式的动量 k_{TM} 不相等, 可以定义动量失配量 $\Delta k = |k_{TE} - k_{TM}|$, 因此可以定义相干长度 $l_c = 1/\Delta k$ 。当不考虑材料损耗时, 光在波导可以传播足够远的距离且传播距离大于相干长度 l_c , 这样才可以区分光的不同的模式。当考虑材料的损耗时, 对于不同的模式有不同的传播距离, 可以定义横场电模式的传播距离为 l_{TE} , 横场磁模式的传播距离为 l_{TM} , 取波导体系的传播距离为 $l_d = \max(l_{TE}, l_{TM})$, 也就是两种不同模式传播距离的最大值。当满足条件 $l_d < l_c$, 也就是传播距离小于相干长度时, 这种情况下是不能区分横场电模式以及横场磁模式, 因此两种模式简并。此外也可以从 Heisenberg 不确定性原理来理解两种非简并的模式在考虑材料损耗的情况下变成简并。Heisenberg 不确定性原理满足 $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, 在考虑损耗的情况下, 波导中光的位置的不确定度为 $\Delta x \sim l_d/2$, 因此要区分不同的波导模式, 必须满足横场电模式与横场磁模式的动量失配 $\hbar \Delta k$ 必须大于最小的动量不确定度为 $\Delta p_{\min} \sim \hbar/l_d$ 。如果传播距离 l_d 大于相干长度 l_c , 满足不同模式的动量失配 $\hbar \Delta k = \hbar/l_c > \Delta p_{\min}$, 这两种模式是可以区分的, 对应非简并的情形。如果传播距离 l_d 小于相干长度 l_c , $\hbar \Delta k < \Delta p_{\min}$, 横场电模式与横场磁模式是简并不可区分的, 对应简并的情形。因此可以定义 $l_d = l_c$, 也就是传播距离与相干距离相等时为对称性破缺的临近值。当横场电模式与横场磁模式不可区分时, 也就是 $l_d < l_c$, 对应简并模式也就是对称相; 而当 $l_d > l_c$, 横场电模式与横场磁模式非简并, 对应模式的对称性破缺。在波导体系中, 可以调

控波导中的 l_d 与 l_c 的两个参数来模拟对称性破缺的过程。根据波导理论，横场电模式的动量 k_{TE} 与横场磁模式的动量 k_{TM} 与波导的介质 PMMA 的厚度 d 相关。图 4(a) 的黄色实线给出相干长度 $l_c = 1/|k_{TE} - k_{TM}|$ 与厚度参数 $\delta = 1/d$ 的关系。为了考虑材料的损耗，令介质 PMMA 的折射率为 $n = 1.49 + i\gamma$ ，其中 γ 代表 PMMA 中的损耗，图 4(a) 也给出了不同损耗的情况下横场电模式以及横场磁模式的传播距离。从这张图可以看出代表相干长度 l_c 的黄色实线将传播距离的曲线分成两部分。在左边的部分 $l_d < l_c$ ，对应对称相；在右边的部分 $l_d > l_c$ ，对应对称性破缺相；而两种曲线的交叉点 δ_c 对应相变点。根据理论学家预言宇宙弦是宇宙早期随着温度下降，由于希格斯场的自发对称性破缺而产生的。在这个类比的波导体系中，参数 δ_c 对应希格斯场的相变温度，而且可以通过调节损耗来改变相变点 δ_c 。传播距离随着损耗的增加而减少，相变点也会发生相应的变化(见图 4(a))，可以看出损耗参数 γ 相当于希格斯场的本身能量来决定相变温度。以给定损耗参数 $\gamma = 0.001$ 为例，存在临界参数为 $\delta_c = 0.35 \mu\text{m}^{-1}$ 。当厚度参数 $\delta < \delta_c$ ，是对称相，其色散曲线的形状是圆形且对应椭圆率为 $\eta = 1$ 。而对对称性破缺以后 ($\delta > \delta_c$)，色散曲线的形状从一个圆变成两个椭圆：一个椭圆的椭圆率大于 1，对应弦中心曲率为负的宇宙弦；而另外一个椭圆的椭圆率小于 1，对应弦中心曲率为正的宇宙弦(见图 4(b) 和图 4(c))。

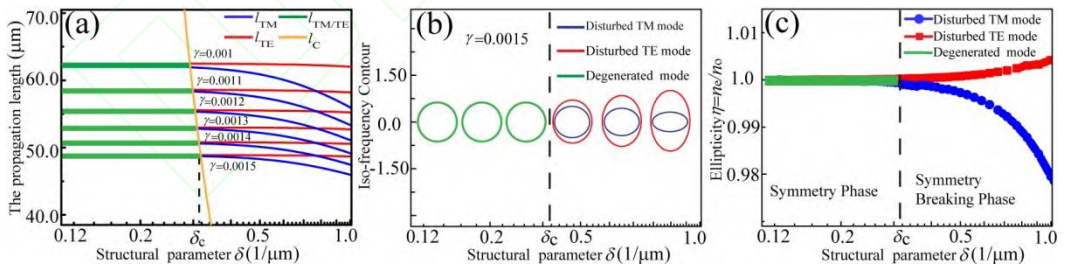


图 4 考虑损耗情况下波导模式的对称性破缺。(a) 在超表面波导中在不同的损耗 γ 下横电模式 l_{TE} 、横磁模式 l_{TM} 以及相干长度 l_c 与厚度参数 $\delta = 1/d$ 的关系，其中 d 是 PMMA 的厚度。其中绿色的实线将图像区域分成两部分：左边对应对称相，右边对应对称破缺相。(b) 横磁模式与横电模式的等频率曲线与厚度参数的关系。(c) 横磁模式与横电模式的椭圆率与厚度参数的关系。在这里 $\delta_c = 0.335 \mu\text{m}^{-1}$ ，材料损耗 $\gamma = 1.5 \times 10^{-3}$ 。

Fig.4 The symmetry breaking phase transition under the different material loss. (a) The dependence of the propagation length of the TE mode l_{TE} , TM mode l_{TM} , and coherence length l_c on the structural parameter $\delta = 1/d$ (d is the thickness of PMMA layer) with the different loss parameters γ . The yellow line splits the

region into two parts: the symmetric phase (the left side) and symmetry breaking phase (the right side). (b) The dependence of iso-frequency and (c) the ellipticity of photonic modes on δ with phase transition point $\delta_c = 0.335\mu\text{m}^{-1}$ at material loss $\gamma = 1.5 \times 10^{-3}$.

2.4 在拓扑非平庸时空的干涉以及加速光束

除此之外，实验参数的改变可以模拟不同质量密度参数的宇宙弦。图 5(a)-(c)给出了不同的超表面厚度模拟宇宙弦的结果，实验发现超表面厚度越厚，椭圆率就越大，因此对应的宇宙弦的密度参数就越大。由于光在宇宙弦这一拓扑非平庸的时空中传播时，偏折角仅仅跟密度参数相关。因此密度参数越大光线的偏折角就越大，实验结果与理论计算吻合的很好。同时宇宙弦对光的散射这一非平庸的性质可以用来调控复杂的光场。众所周知干涉条纹对空间的散射很敏感且容易被破坏，而干涉条纹被宇宙弦散射时，其形状会整体偏折一个角度而不发生任何变化(见图 5(h))。除了干涉条纹，宇宙弦对光的非平庸散射可以用来增加艾里光束的偏折角，艾里光束是一种非衍射的加速光束，这种光束在粒子捕获、自弯曲的等离激元通道以及加速电子束有很好的应用。但是这种艾里光束通常在傍轴条件下才能成立，所以光束的偏折角度很小。在实验中，质量密度 $\alpha = 1.068$ 的宇宙弦可以将艾里光束的偏折角整体增加 $\theta_4 = 11.5^\circ$ (见图 5(j))。

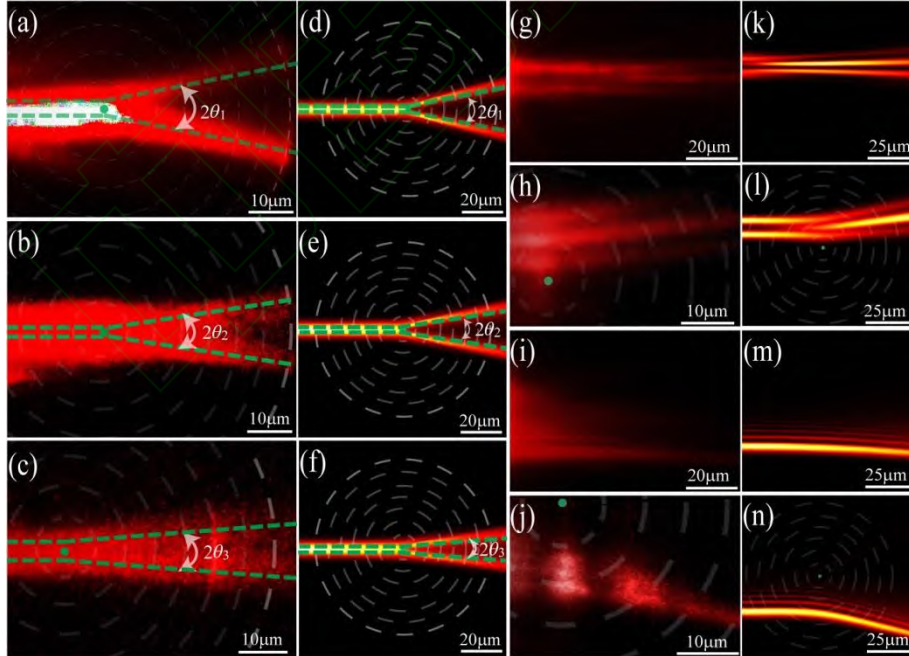


图 5 具有不同质量密度的拓扑缺陷以及有结构的光场在拓扑时空的传播。(a)-(c) 电磁波在不同质量密度宇宙弦时空的散射的结果。宇宙弦的线密度分别为 $\eta \approx 1.065, 1.05, 1.025$ ，相对应的散射角为 $\theta_1 = 11.0^\circ$ ， $\theta_2 = 8.6^\circ$ ， $\theta_3 = 4.4^\circ$ 。在三种情形下，圆环光栅的刻蚀周期为 $p = 120\text{nm}$ ，金属占比 $f = 0.58$ ，PMMA 厚度为 $d = 300\text{nm}$ 仅仅改变超表面的深度，三个样品的深度分别为 $h = 60\text{nm}, 52\text{nm}, 36\text{nm}$ 。(d)-(f) 是相应的模拟结果。(g)-(h) 分别是干涉条纹在平庸的平直时空以及在拓扑非平庸宇宙弦时空传播的结果。(k) 和

(l) 是相应的模拟结果。(i)-(j) 是艾里光束在平庸的平直时空以及在拓扑非平庸宇宙弦时空传播的结果。(m) 和(n) 是相应的模拟结果。

Fig.5 Topological defects with the different mass and structured beam in topological spaces. (a-c) Experimental results of the definite optical deflection by cosmic strings with different mass densities $\eta \approx 1.065, 1.05, 1.025$, and the measured deflection angles are $\theta_1 = 11.0^\circ$, $\theta_2 = 8.6^\circ$, $\theta_3 = 4.4^\circ$. For these three samples the period of the circular grating $p = 120\text{nm}$, the silver filling ratio $f = 0.58$, and PMMA layer thickness $d = 300\text{nm}$, but with different metasurface depth $h = 60\text{nm}, 52\text{nm}, 36\text{nm}$. (d-f) are the calculated results with COMSOL full-wave simulation. Experiment results of the optical interference in the non-trivial flat space (g) and topological space of a cosmic string (h). Experiment results of the acceleration beam in the flat space (i) and the topological space of cosmic string (j). (k-n) are simulation results using COMSOL software. The green dashed line indicates the calculated deflection angle based on theory, the dashed white circles represent metasurface zones, and the green dot is the location of the defect.

3 结束语

超表面作为一种二维的超构材料,相比于三维体块的超构材料,大大减轻电磁波的损耗问题以及降低制备工艺的要求,因此为操控电磁波提供了一种新的手段。进一步借助于变换光学的概念,利用超表面波导模拟宇宙弦这一非平庸的拓扑时空,观察到中心曲率为正以及为负的宇宙弦对光的非平庸散射。通过调节超表面波导的厚度参数以及损耗参数,实现光学模式的相变过程从而模拟宇宙早期宇宙弦的产生。除此之外,基于宇宙弦对光的非平庸的散射,这种模拟宇宙弦的超表面波导可以看作是一种新颖的光学器件,它可以将光束大角度的散射而不破坏光束本身的形状。这种特性在光学的聚焦、成像以及信息的传输方面有着很重要的应用。目前的工作中仅仅模拟一维拓扑缺陷-宇宙弦,在未来的工作中基于目前的研究平台可以拓展到其他宇宙早期产生的拓扑缺陷的模拟,譬如零维拓扑缺陷-磁单极子,二维拓扑缺陷-畴壁。另一方面,由量子力学与引力结合的拓扑引力在现代物理学起着很重要的作用,但是大多数理论缺乏直接的实验证据,文章中报道的方法为研究拓扑引力以及其他时空的非平庸的拓扑性质提供了一个研究的平台。以后的研究工作会进一步结合量子光学与变换光学,研究引力的量子性质以及开展相对论量子信息学的研究。

参考文献

- [1] Leonhardt U, Philbin TG. General relativity in electrical engineering[J]. New Journal of Physics, 2006, 8(10):247.
- [2] Pendry JB, Schurig D, Smith DR. Controlling electromagnetic fields[J]. Science, 2006,

312(5781): 1780-1782.

- [3] Leonhardt U. Optical conformal mapping[J]. Science, 2006, 312 (5781): 1777-1780.
- [4] Chen H, Chan CT, Sheng P. Transformation optics and metamaterials[J]. Nature Materials, 2010, 9(5): 387-396.
- [5] Schurig D, Mock JJ, Justice BJ, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. Science, 2006, 314(5801): 977-980.
- [6] Li J, Pendry JB. Hiding under the carpet: A new strategy for cloaking[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(20):203901.
- [7] Liu R, Ji C, Mock JJ, et al. Broadband ground-plane cloak[J]. Science, 2009, 323(5912): 366-369.
- [8] Chen H, Zheng B, Shen L, et al. Ray-optics cloaking devices for large objects in incoherent natural light[J]. Nature Communications, 2013, 4:2652.
- [9] Han T, Bai X, Gao D, et al. Experimental demonstration of a bilayer thermal cloak. Physical Review Letters[J], 2014, 112(5): 054302.
- [10] Yu N, Genevet P, Kats MA, et al. Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction[J]. Science, 2011, 334(6054): 333-337.
- [11] Li X, Ma X, Luo X. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(3): 255-275.
李雄,马晓亮,罗先刚. 超表面相位调控原理及应用[J]. 光电工程, 2017, 44(3): 255-275.
- [12] Lin J, Wang D, Si G. Recent progress on plasmonic metasurfaces[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(3): 289-296.
林佼,王大鹏,司光远. 表面等离子激元超构表面的研究进展[J]. 光电工程, 2017, 44(3): 289-296.
- [13] Li T-y, Huang L-l, Wang Y-t. The principle and research progress of metasurfaces[J]. Chinese Optics, 2017, 10(5): 523-540.
李天佑,黄玲玲,王涌天. 超颖表面原理与研究进展[J]. 中国光学, 2017, 10(5): 523-540.
- [14] Kildishev AV, Boltasseva A, Shalaev VM. Planar photonics with metasurfaces. Science, 2013, 339(6125): 1232009.
- [15] Lin D, Fan P, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. Science, 2014, 345(6194): 298-302.
- [16] Jiang S-C, Xiong X, Hu Y-S, et al. Controlling the polarization state of light with a dispersion-free metastructure[J]. Physical Review X, 2014, 4(2): 021026.
- [17] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. Nature Materials, 2014, 13(2): 139-150.
- [18] Qin F, Ding L, Zhang L, et al. Hybrid bilayer plasmonic metasurface efficiently manipulates visible light. Science Advances, 2016, 2(1): e1501168.
- [19] Wang S, Wu PC, Su V-C, et al. Broadband achromatic optical metasurface devices[J]. Nature Communications, 2017, 8:187.
- [20] Jiao J, Luo X, Zhao Q. Design and preparation of planar lens based on v-shaped nanoantennas[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(7): 0724001-0724007.
焦蛟,罗先刚,赵青. 基于V形纳米天线的平面透镜设计与制备[J]. 光学学报, 2017, 37(7): 0724001-0724007.
- [21] Jiang R, He Y, Zhang X, et al. Polarization order adjustment of cylindrical vector beams by using two-dimensional dielectric metasurfaces[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(7):

0705001-0705006.

蒋锐,贺炎亮,张小科,等. 基于二维电介质超表面的柱矢量光束偏振阶数调控[J]. 中国激光, 2018, 45(7): 0705001-0705006.

- [22] Li Y, Zhou L, Zhao G. Terahertz broadband polarization converter based on anisotropic metasurface[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(3): 0314001-0314005.
李永花,周璐,赵国忠. 基于各向异性超表面的太赫兹宽带偏振转换器[J]. 中国激光, 2018, 45(3): 0314001-0314005.
- [23] Lin RJ, Su V-C, Wang S, et al. Achromatic metalens array for full-colour light-field imaging[J]. Nature Nanotechnology, 2019, 14(3): 227.
- [24] Zheng G, Muehlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. Nature Nanotechnology, 2015, 10(4): 308-312.
- [25] Li L, Cui TJ, Ji W, et al. Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms. Nature Communications[J], 2017, 8:197.
- [26] Xie Z, Lei T, Si G, et al. Meta-holograms with full parameter control of wavefront over a 1000 nm bandwidth. Acs Photonics, 2017, 4(9): 2158-2164
- [27] Ni X, Wong ZJ, Mrejen M, et al. An ultrathin invisibility skin cloak for visible light[J]. Science, 2015, 349(6254): 1310-1314
- [28] Sun S, He Q, Xiao S, et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. Nature Materials, 2012, 11(5): 426-431.
- [29] Liu Y, Zhang X. Metasurfaces for manipulating surface plasmons[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(14): 141101.
- [30] High AA, Devlin RC, Dibos A, et al. Visible-frequency hyperbolic metasurface[J]. Nature, 2015, 522(7555): 192-196.
- [31] Gomez-Diaz JS, Tymchenko M, Alu A. Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(23): 233901.
- [32] Zhong F, Li J, Liu H, et al. Controlling surface plasmons through covariant transformation of the spin-dependent geometric phase between curved metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(24): 243901.
- [33] Xu Y, Gu C, Hou B, et al. Broadband asymmetric waveguiding of light without polarization limitations[J]. Nature Communications, 2013, 4:2561.
- [34] Li Z, Kim M-H, Wang C, et al. Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces[J]. Nature Nanotechnology, 2017, 12(7): 675.
- [35] Sheng C, Liu H, Chen H, et al. Definite photon deflections of topological defects in metasurfaces and symmetry-breaking phase transitions with material loss[J]. Nature Communications, 2018, 9:4271.
- [36] Hawking SW. Black-hole explosions[J]. Nature, 1974, 248(5443): 30-31.
- [37] Nation PD, Blencowe MP, Rimberg AJ, et al. Analogue hawking radiation in a dc-squid array transmission line[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(8): 087004.
- [38] Philbin TG, Kuklewicz C, Robertson S, et al. Fiber-optical analog of the event horizon[J]. Science, 2008, 319(5868): 1367-1370.
- [39] Drori J, Rosenberg Y, Bermudez D, et al. Observation of stimulated hawking radiation in an optical analogue[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(1): 010404.
- [40] Belgiorno F, Cacciatori SL, Clerici M, et al. Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(20): 203901.

- [41] Garay LJ, Anglin JR, Cirac JJ, et al. Sonic analog of gravitational black holes in bose-einstein condensates[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(22): 4643-4647.



网络首发:

标题: 超表面变换光学研究进展

作者: 盛冲, 刘辉, 祝世宁

收稿日期: 2019-04-15

录用日期: 2019-06-24

DOI: 10.3788/lop56.202408

引用格式:

盛冲, 刘辉, 祝世宁. 超表面变换光学研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(20): 202408.

网络首发文章内容与正式出版的有细微差别, 请以正式出版文件为准!

您感兴趣的其他相关论文: