

超表面变换光学的研究进展

盛冲*, 刘辉**, 祝世宁

南京大学物理学院固体微结构国家重点实验室人工微结构科学与技术协同创新中心, 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,可高效调控电磁波的近场辐射,而变换光学提供了通过设计材料的电磁参数来调控电磁波以预设路径进行传播的理论方法。利用变换光学概念可以模拟广义相对论中弯曲时空的现象。介绍了利用超表面波导开展类比引力的实验工作,模拟宇宙早期暴胀过程中所产生的一维拓扑缺陷——宇宙弦,观察在拓扑非平庸宇宙弦时空中电磁波的定向散射。此外,在超表面波导中引入材料损耗,对希格斯场的相变利用光学模式的对称性破缺进行模拟。对研究现状进行综述,并结合目前研究基础分析超表面的研究前景及发展趋势。

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 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.202402

Research Process of Transformation Optics Based on Metasurface

Sheng Chong*, Liu Hui**, Zhu Shining

National Laboratory of Solid State Microstructures and School of Physics, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu 210093, China

Abstract Metasurface is a two-dimensional metamaterial with subwavelength thickness, which can effectively regulate the near-field radiation of electromagnetic waves. Transformation optics supplies a theoretical method to control the propagation of an electromagnetic wave by changing the electromagnetic parameters of an artificial material. In particular, the general relativity phenomena in curved spacetime can be emulated via the transformation optics concept. We introduce the experimental work on the analogy of gravity by exploiting a metasurface waveguide, and simulate 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. Furthermore, by including the material loss, the symmetry breaking of photonic modes can be used to mimic the phase transition of the Higgs vacuum field. This paper summarizes the research status and combines the current research basis to analyze the research prospects and development trends of metasurface.

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

OCIS codes 240.6690; 000.2780; 310.2785

1 引言

近年来,变换光学与超构材料的提出及发展为人们提供一种控制电磁波的新范式。众所周知,超构材料是一种周期性人工微结构的新颖材料,其结构单元的几何尺寸及单元间距远小于工作波长。因此对于电磁波来说,由这些亚波长单元组成的宏观

体系可以看作为介电常数、磁导率、折射率等性质与原材料明显不同的人工新材料。该材料可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,其中负折射率材料被广泛报道。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

收稿日期: 2019-04-15; 修回日期: 2019-05-27; 录用日期: 2019-06-24

基金项目: 国家自然科学基金(11690033, 61425018, 11621091, 11704181)、国家重点研发计划(2017YFA0303702, 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

光学^[1-4]提出对于电磁波来说“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性材料”的概念,可按照人为意愿设计材料的电磁参数从而控制电磁波以预设路径进行传播。随着实验技术的发展,尤其是微纳加工水平的提高,在实验上可实现富有想象力的变换光学器件,譬如科幻电影里的隐身斗篷^[5-9]。但大多数变换光学器件只在微波或者近红外波段工作,在可见光波段工作实验上仍存在很大挑战。其一是制备工艺问题,如果在可见光波段工作需要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;其二是损耗问题,通常超构材料的工作单元是金属的人工共振劈裂环或光子晶体,对于由共振调控电磁参数的金属结构单元无法避免金属的欧姆损耗,而光子晶体通过结构单元散射调控等效参数,因此散射损耗很难克服,这些损耗问题在可见光波段会变得尤其严重。

最近人们提出一种新的用以控制电磁波的二维超构材料——超表面^[10-13]。与三维的体块超构材料相比,二维人工平面材料极大地减少样品加工时间和加工复杂度。除此之外,体块材料是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;超表面可在亚波长的传播距离内有效地改变入射电磁波的波前,因此极大减少传播损耗。关于超表面调控电磁波远场辐射的工作有大量报道,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,与远大于隐身体积的传统隐身衣相比,其厚度仅为工作波长的1/10(约为80 nm)。与此同时,超表面调控电磁波的近场工作也有相关报道,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换。在刘咏明教授的工作中^[29],利用超表面调控表面等离子激元的色散,对表面波的聚焦、发散及非衍射传播等行为实现调控。相关的实验工作由High等^[30]在可见光波段利用双曲超表面予以实现。Alù教授课题组^[31]利用石墨烯超表面实现表面等离子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。本课题组^[32]基于一维的金属孔阵链组成的超表面调控表面等离子激元的几何相位,模拟加速坐标系下的粒子辐射。除此之外,超表面还可调控波导模式,在Xu等^[33]的工作中利用超表面在微波波段实现不依赖偏振的非对称波导传输。Li等^[34]在近红外波段利用超表面实现波导模式的非对称传输,也可实现不

同波导模式与偏振模式的转换。

正是基于超表面对表面波的高效调控,本课题组^[35]利用超表面开展类比引力的实验工作。根据变换光学的理论,弯曲空间中的电磁场在真空中的传播规律与非均匀各向异性材料中的电磁场在平直时空的传播规律类似,亦即“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性材料”。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,不仅在凝聚态物理学中有着重要的应用,在广义相对论及现代天文学中同样也有着重要的应用。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。并预言一些天文可观测的现象,譬如宇宙弦振荡产生的引力波及拓扑缺陷在宇宙微波背景辐射的印迹。尽管双黑洞合并产生引力波已被实验证实,但关于宇宙弦存在引力波的证据到目前为止还没得到。尽管如此,科学家们在实验室开展类比引力的工作,来研究由于天文探测技术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]。并在不同的实验体系模拟上述现象,譬如超导电路^[37]、光纤^[38-39]、非线性晶体^[40]、玻色-爱因斯坦凝聚体^[41]。

2 实验与讨论

2.1 模拟宇宙弦的实验设计

为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,即

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - \alpha^2 r^2 d\varphi^2 - dz^2, \quad (1)$$

式中: $\alpha = 1 - 4Gm$ 为质量密度参数, G 为引力常数, m 为宇宙弦的线质量密度,这里采取自然单位; ds 为度规的线元; t 为时间维度; r, φ, z 分别为柱坐标系下的径向、角度方向及轴向的空间维度。根据宇宙弦的度规,计算得到其黎曼常数 $R = 2\pi(1 - \alpha) \cdot \delta^2(r)$,其中 $\delta^2(r)$ 为二维狄拉克函数,可看出黎曼常数除了在宇宙弦的中心不为零,其他地方处处为零。因此对于宇宙弦时空除了在宇宙弦中心所在的位置,其他位置处处平坦。当光在宇宙弦时空传播时,根据高斯-博内(Gauss-Bonnet)定理,光会被散射且存在偏折角 $\Delta\theta = \pi(1 - \alpha)/\alpha$ 。与一般天体(太阳,黑洞等)的引力透镜效应不同,在宇宙弦时空中引力透镜效应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 $\frac{d^2 x}{d\lambda^2} = \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} \frac{dx}{d\mu} \frac{dx}{d\nu}$ (其中 x 为空间坐标; $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$ 为克里斯托费尔(Christoffel)符号; λ, μ, ν 为空间坐标的不同维度), 对于宇宙弦度规非零的 Christoffel 符号有 $\Gamma_{\varphi\varphi}^r = -\alpha^2 r, \Gamma_{r\varphi}^r = \Gamma_{\varphi r}^r = 1/r$, 因此可得到光子的运动方程 $r^2 \alpha^2 \dot{\varphi}^2 = \dot{C}r^2$, 其中 $C = b^2/(r^2 - b^2)$, b 为入射参数。通过计算发现, 当线质量密度参数 $\alpha > 1$

时, 尽管光线有不同的入射距离, 但光线经过宇宙弦时, 光线会被宇宙弦散射并以相同的角度远离宇宙弦的中心, 如图 1(a)、图 1(b) 所示; 线质量密度参数 $\alpha = 1$ 时, 对应平坦时空, 光线以直线传播, 不产生任何偏折, 如图 1(a)、图 1(c) 所示; 线质量密度参数 $\alpha < 1$ 时, 光线的散射以相同的角度靠近宇宙弦的中心, 如图 1(a)、图 1(d) 所示。

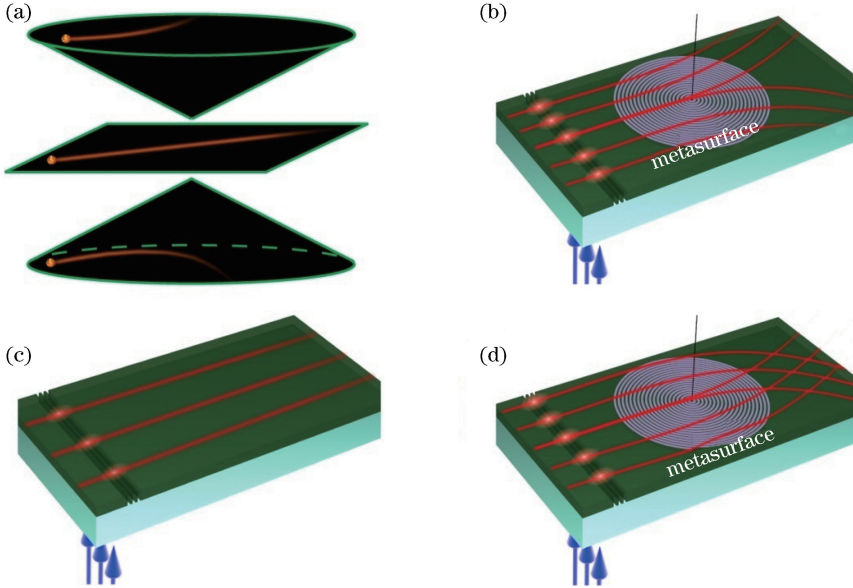


图 1 超表面波导模拟宇宙弦的非平庸时空传播示意图。(a)不同宇宙弦时空;(b)线质量密度为负;(c)平庸的平直时空;(d)线质量密度为正。底下的箭头代表耦合的激光,图中的光栅代表将激光耦合进波导,点代表激光激发的位置

Fig. 1 Nontrivial space-time propagation diagram of a cosmic string simulated by a metasurface waveguide. (a) Space-time of different cosmic strings; (b) linear mass density is negative; (c) trivial flat space-time; (d) linear mass density is positive. The arrows at the bottom represent the coupled laser, the grating in the figure represents the laser coupling into the waveguide, and the points represent the position of the laser excitation

广义相对论中弯曲时空的黎曼度规与材料电磁参数的等价关系可表示为

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{ij} = \boldsymbol{\mu}^{ij} = (-\sqrt{-g} \boldsymbol{g}^{ij}) / g_{00}, \omega_i = g_{0i} / g_{00}, (2)$$

式中: \boldsymbol{g}^{ij} 为宇宙弦度规的空间张量; g 为度规张量的行列式; $\boldsymbol{\varepsilon}^{ij}$ 和 $\boldsymbol{\mu}^{ij}$ 分别为介电常数和磁导率张量; ω_i 为磁电耦合系数; i, j 为宇宙弦度规的空间维度; 根据(1)式宇宙弦的度规, 度规张量的元素满足 $g_{00} = 1, g_{0i} = 0$ 。根据(2)式, 一维宇宙弦对应于在径向、角度方向及轴向上的电磁参数分别为 $\varepsilon_r = \mu_r = \alpha, \varepsilon_\varphi = \mu_\varphi = 1/\alpha, \varepsilon_z = \mu_z = \alpha$; 磁电耦合系数满足 $\omega_i = 0$ 。

考虑超表面波导中两种简并的横场模式: 横电(TE)模式和横磁(TM)模式。TE模式的非零电场分量为 E_φ, E_r , 非零磁场分量为 H_z , 对应的等效折射率为 $n_\varphi^2 = \varepsilon_r \mu_z = \alpha^2, n_r^2 = \varepsilon_\varphi \mu_z = 1$; TM模式的非零磁场分量为 H_φ, H_r , 非零电场分量为 E_z , 对应的

等效折射率为 $n_\varphi^2 = \mu_r \varepsilon_z = \alpha^2, n_r^2 = \mu_\varphi \varepsilon_z = 1$ 。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相同, 并满足柱坐标系下的各向异性 $\boldsymbol{n} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ 。关于构造柱坐标系下的各向异性, 可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) 给出多层光学介质膜(二氧化硅/银/聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)/空气)构造平板波导的色散, 其色散曲线的形状为圆形。该情形对应各向异性的光学介质, 其椭圆率 $\eta = 1$ 对应平坦时空, 光线是沿直线传播。由图 2(b) 所示, 在波导中加入超表面(二氧化硅/银/超表面/PMMA/空气)时, 其色散曲线的形状由圆形变成椭圆形。对于 TE 模式, 其椭圆率 $\eta > 1$, 对应宇宙线质量密度参数 $\alpha > 1$, 光线的传播以恒定的角度远离宇宙弦的中心; 对于 TM 模式, 其椭圆率 $\eta < 1$, 对应宇宙线质量

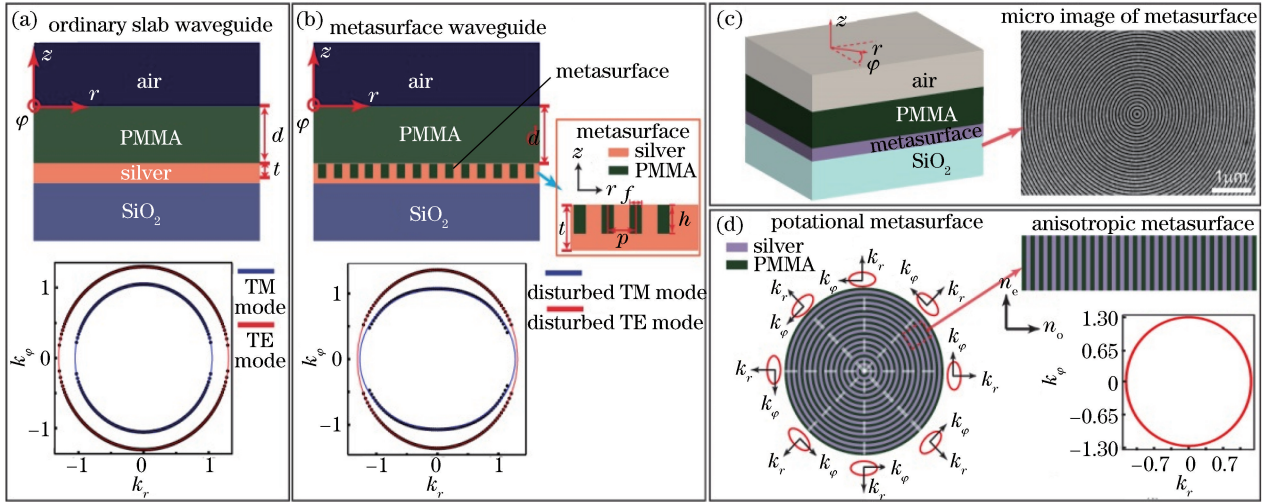


图2 超表面波导。(a)普通波导的示意图及TE模式及TM模式的色散曲线;(b)超表面波导的示意图及TE模式及TM模式的色散曲线;(c)超表面波导的示意图及超表面实验样品照片;(d)旋转的超表面及局域超表面波导的色散

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

密度参数 $\alpha < 1$, 光线的传播以恒定的角度靠近宇宙弦的中心。因此可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。为实现柱坐标系下的各向异性, 在银的表面刻蚀上由同心圆环光栅构成的超表面。图 2(c) 为实验样品示意图, 在二氧化硅的基底上镀上厚度为 $t_{Ag} = 200 \text{ nm}$ 的银膜, 利用聚焦离子束 (FEI Strata FIB 201, 30 keV, 7.7 pA) 刻蚀同心圆环光栅, 其刻蚀周期为 $p = 120 \text{ nm}$, 深度为 $h = 60 \text{ nm}$, 金属占空比为 $f = 0.58$, 并旋涂上厚度为 $d = 300 \text{ nm}$ 含有油容性的硫化铅量子点的 PMMA 薄膜。图 2(d) 为计算得到 TE 模式的色散曲线, 满足 $(k_r/n_o)^2 + (k_\varphi/n_e)^2 = 1$, 其中 k_r 和 k_φ 分别为径向和角度方向的波数; $n_o = 1.22$ 和 $n_e = 1.33$ 分别为径向和角度方向对应的等效折射率, 对应的椭圆率 $\eta = n_e/n_o = 1.065$ 。该波导模拟了线质量密度参数 $\alpha > 1$ 的宇宙弦, 对应弦中心的线质量密度为负, 光线会被宇宙弦散射且远离弦的中心, 不同的人射距离有固定散射角 $\theta_1 = (\eta - 1)\pi/\eta = 11.0^\circ$ 。非平庸时空的散射与普通的平直时空的散射相比明显不同, 当光被一般物体散射时有很宽的散射角, 在宇宙弦的时空散射时散射角仅仅决定于宇宙弦的线质量密度参数 α 。

2.2 在拓扑非平庸时空电磁波的定向散射

为观察光在超表面波导中的传播轨迹, 采用荧

光成像的方法, 利用周期为 650 nm 的光栅将波长为 780 nm 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 1050 nm 的荧光并被相机所采集。图 3(a)~图 3(c) 为实验结果, 实验中通过改变激光的入射位置来改变入射距离。尽管入射距离改变, 光线经过宇宙弦均会远离弦的中心且具有相同的偏折角 ($\theta_1 = 11.0^\circ$)。图 3(d)~图 3(f) 为利用有限元算法进行全波模拟计算的结果, 理论与实验吻合得很好。除了模拟负质量的拓扑缺陷, 改变实验参数也可模拟正质量的拓扑缺陷, 也就是宇宙弦的线质量密度参数 $\alpha < 1$ 。这里选择金属占空比为 $f = 0.58$, 刻蚀周期为 $p = 120 \text{ nm}$, 深度为 $h = 45 \text{ nm}$, 银膜的厚度为 $t_{Ag} = 200 \text{ nm}$, 仅仅将 PMMA 的厚度设为 $d = 0$ 。在上述情况下, TM 模式会被激发, 色散关系满足 $(k_r/n_o)^2 + (k_\varphi/n_e)^2 = 1$, 其中 $n_e = 1.03$, $n_o = 1.12$, 相应的椭圆率 $\eta = n_e/n_o = 0.92$ 。该情形对应正质量密度的宇宙弦, 光在该情形时空运动时会朝向弦的中心运动, 且在不同入射距离下均有固定的偏折角 ($\theta_1' = -15.7^\circ$)。同样用荧光成像技术观察光在正质量拓扑缺陷中的传播轨迹, 将波长为 785 nm 的激光耦合进波导, 图 3(g)~图 3(i) 和图 3(j)~图 3(l) 分别是实验和理论计算结果, 两者吻合得很好。

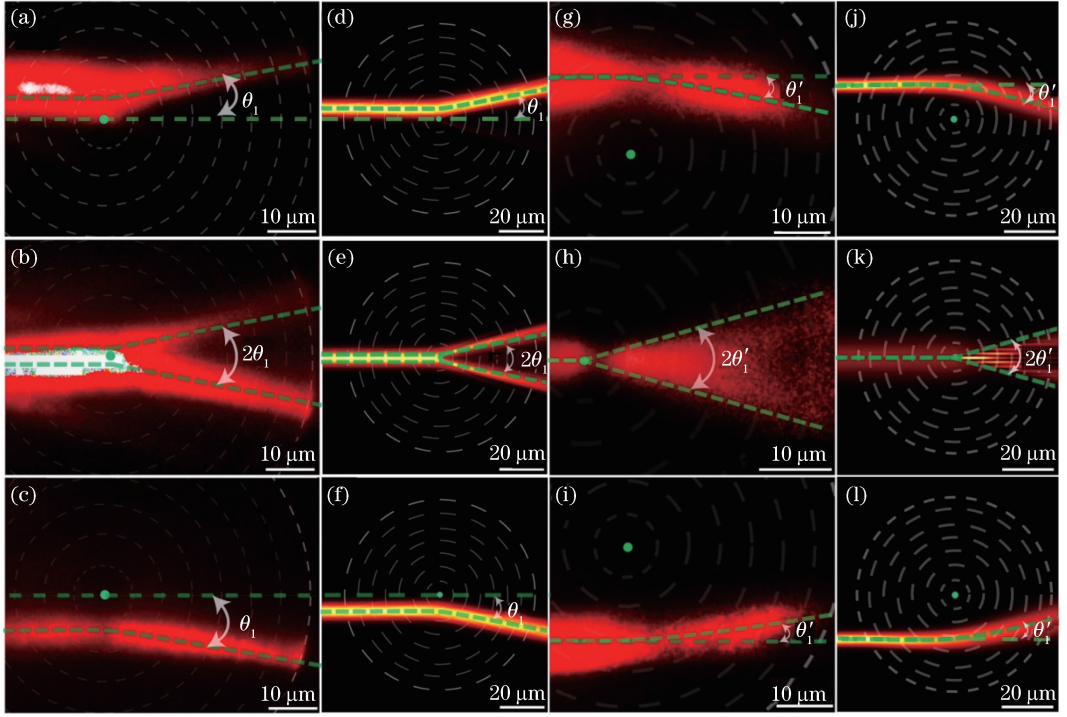


图3 超表面波导模拟宇宙弦时空对电磁波的定向散射。不同入射距离(从上至下: $b=4.84\ \mu\text{m}$, $b=0\ \mu\text{m}$, $b=-7.14\ \mu\text{m}$)下的负质量密度宇宙弦的(a)~(c)实验结果和(d)~(f)模拟结果。在负质量密度的宇宙弦($\eta\approx 1.065$)中,电磁波的偏折角为 $\theta_1=11.0^\circ$ 。不同入射距离(从上至下: $b=12.91\ \mu\text{m}$, $b=0\ \mu\text{m}$, $b=-17.06\ \mu\text{m}$)下的正质量密度宇宙弦的(g)~(i)实验结果和(j)~(l)模拟结果。在正质量密度的宇宙弦($\eta\approx 0.92$)中,电磁波的偏折角为 $\theta'_1=-15.7^\circ$ 。虚线是理论上数值计算的结果;同心圆环虚线是超表面的区域;点对应缺陷的中心

Fig. 3 Directional scattering of electromagnetic waves by cosmic string space-time simulated with the metasurface waveguide. (a)-(d) Experimental results and (d)-(f) simulation results of negative mass density cosmic strings at different incident distances (from up to down: $b=4.84\ \mu\text{m}$, $b=0\ \mu\text{m}$, $b=-7.14\ \mu\text{m}$). The negative topological defect with negative mass density $\eta\approx 1.065$ has the same deflection angle $\theta_1=11.0^\circ$ under three cases. (g)-(i) Experimental results and (j)-(l) simulation results of positive mass density cosmic strings at different incident distances (from up to down: $b=12.91\ \mu\text{m}$, $b=0\ \mu\text{m}$, $b=-17.06\ \mu\text{m}$). All three cases with positive mass density ($\eta\approx 0.92$) have the same deflection angle $\theta'_1=-15.7^\circ$. The dotted line is the result of theoretical numerical calculation; the dotted line of concentric ring is the area of metasurface; the point corresponds to the center of defect

2.3 光学模式的对称性破缺

根据量子场论(QFT)的知识,宇宙弦是在宇宙早期暴胀演化过程中由希格场的自发对称性破缺而产生的。在这个类比体系中,通过引入材料损耗下光学模式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TE及TM模式,通常情况下TE模式的动量 k_{TE} 与TM模式的动量 k_{TM} 不等,可定义动量失配量为 $\Delta k=|k_{\text{TE}}-k_{\text{TM}}|$,因此可定义相干长度为 $l_c=1/\Delta k$ 。若不考虑材料损耗,光在波导中可传播足够远的距离且传播距离大于相干长度 l_c ,这样才可区分光的不同模式。若考虑材料的损耗,对于不同模式有不同的传播距离,可定义TE模式的传播距离为 l_{TE} ,TM

模式的传播距离为 l_{TM} ,取波导体系的传播距离为 $l_d=\max(l_{\text{TE}}, l_{\text{TM}})$,此时为两种不同模式传播距离的最大值。当满足条件 $l_d<l_c$ 时,不能区分TE与TM模式,因此两种模式简并。此外也可从Heisenberg不确定性原理来理解两种非简并模式在考虑材料损耗时的简并。Heisenberg不确定性原理满足 $\Delta x\Delta p\geq\hbar/2$,其中 Δx 和 Δp 分别为位置和动量的不确定度, \hbar 为约化普朗克常数。在考虑损耗时,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TE模式与TM模式的动量失配为 $\hbar\Delta k$ 大于最小的动量不确定度为 $\Delta p_{\min}\sim\hbar/l_d$ 。如果 $l_d>l_c$,满足不同模式的动量失配 $\hbar\Delta k=\hbar/l_c>\Delta p_{\min}$,这两种模式可区分,

对应非简并的情形,也就是对称性破缺;如果 $l_d < l_c$, 满足不同模式的动量失配 $\hbar \Delta k < \Delta p_{\min}$, 两种模式简并不可区分, 对应简并的情形, 也就是对称相; 因此可定义 $l_d = l_c$ 为对称性破缺的临近值。在波导体系中, 可调控波导中的 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, k_{TE} 和 k_{TM} 与波导的介质 PMMA 的厚度 d 相关。图 4(a) 的 l_c 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。为考虑材料的损耗, 令介质 PMMA 的折射率为 $n_{PMMA} = 1.49 + \zeta\gamma$, 其中 ζ 为虚部单位, γ 为 PMMA 中的损耗。图 4(a) 也给出不同损耗的情况下 TE 及 TM 模式的传播距离。可看出代表相干长度 l_c 的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, 可通过调节损耗来改变相变点 δ_c 。从图 4(a) 发现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, 可看出损耗参数 γ 相当于希格斯场的本身能量可决定相变温度。以给定损耗参数 $\gamma = 0.0015$ 为例, 存在临界参数为 $\delta_c = 0.355 \mu\text{m}^{-1}$ 。当厚度参数 $\delta < \delta_c$, 为对称相, 其色散曲线的形状为圆形且对应椭圆率为 $\eta = 1$ 。而对称性破缺以后 ($\delta > \delta_c$), 色散曲线的形状从一个圆变成两个椭圆: 一个椭圆的 $\eta > 1$, 对应弦中心线质量密度为负的宇宙弦; 而另外一个椭圆的 $\eta < 1$, 对应弦中心线质量密度为正的宇宙弦[见图 4(b) 和图 4(c)]。

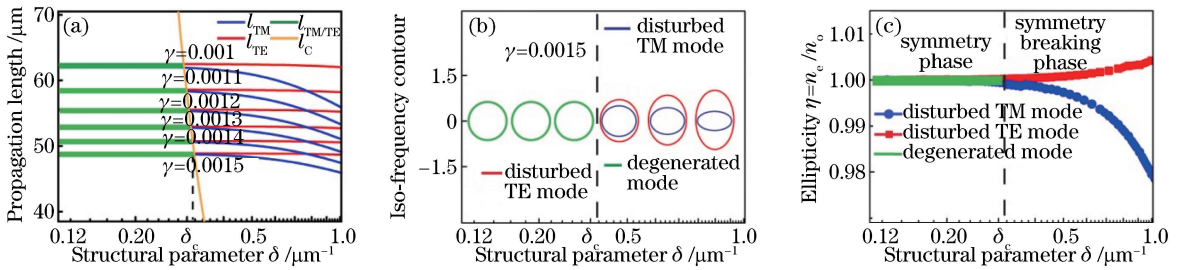


图 4 考虑损耗时波导模式的对称性破缺。(a) 在超表面波导中在不同的损耗 γ 下 TE 模式的 l_{TE} 、TM 模式的 l_{TM} 及相干长度 l_c 与厚度参数 δ 的关系; (b) TE 模式与 TM 模式的等频率曲线与厚度参数 δ 的关系; (c) TE 模式与 TM 模式的椭圆率与厚度参数 δ 的关系

Fig. 4 Symmetry breaking phase transition under the different material loss. (a) Dependence of the propagation length of the TE mode l_{TE} , TM mode l_{TM} , and coherence length l_c on the structural parameter δ with the different loss parameter γ ; (b) relationship between the iso-frequency curves of TE and TM modes and thickness parameter δ . (c) relationship between ellipticity and thickness parameter δ of TE and TM modes

2.4 在拓扑非平庸时空的干涉以及加速光束

除此之外, 改变实验参数可模拟不同线质量密度参数的宇宙弦。图 5(a)~图 5(f) 给出不同超表面厚度的实验及模拟宇宙弦的结果。实验中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 $d = 300 \text{ nm}$, 仅改变超表面的深度, 三个样品的深度分别为 $h = 60, 52, 36 \text{ nm}$, 对应的椭圆率分别为 $\eta \approx 1.065, 1.05, 1.025$ 。因此超表面厚度越厚对应的宇宙弦的密度参数就越大, 电磁波宇宙弦时空定向散射角就越大, 对应的偏折角分别为 $\theta_1 = 11.0^\circ, \theta_2 = 8.6^\circ, \theta_3 = 4.4^\circ$ 。如图 5(g)~图 5(n) 所示, 由于光在宇宙弦这一拓扑非平庸的时空中传播时, 偏折角仅与密度参数相关。因此线质量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得很好。同时宇宙弦对光的散射这一非平庸

的性质可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、自弯曲的等离子激元通道及加速电子束方面具有很好的应用。但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, 线质量密度 $\alpha = 1.068$ 的宇宙弦可将艾里光束的偏折角整体增加 $\theta_4 = 11.5^\circ$ [见图 5(j)]。

3 结 论

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, 大大减少了电磁波的损耗, 降低了

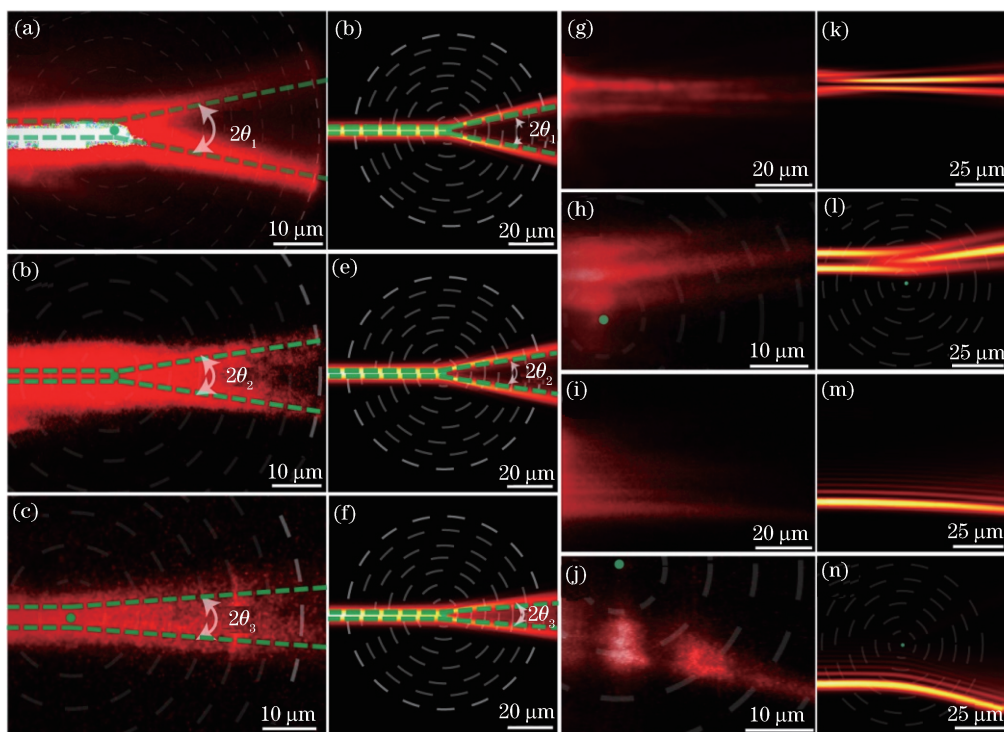


图 5 具有不同质量密度的拓扑缺陷及结构光场在拓扑时空的传播。宇宙弦的线密度为 $\eta \approx 1.065$ 的 (a) 实验结果和 (d) 模拟结果；宇宙弦的线密度为 $\eta \approx 1.05$ 的 (b) 实验结果和 (e) 模拟结果；宇宙弦的线密度为 $\eta \approx 1.025$ 的 (c) 实验结果和 (f) 模拟结果；干涉条纹在平庸的平直时空传播的 (g) 实验结果和 (k) 模拟结果；干涉条纹在拓扑非平庸宇宙弦时空传播的 (h) 实验结果和 (l) 模拟结果；艾里光束在平庸的平直时空传播的 (i) 实验结果和 (m) 模拟结果；艾里光束在拓扑非平庸宇宙弦时空传播的 (j) 实验结果和 (n) 模拟结果

Fig. 5 Topological defects with the different mass densities and structured beam in topological spaces. (a) Experimental result and (d) simulation result when mass density of cosmic string is $\eta \approx 1.065$; (b) experimental result and (e) simulation result when mass density of cosmic string is $\eta \approx 1.05$; (c) experimental result and (f) simulation result when mass density of cosmic string is $\eta \approx 1.025$; (g) experimental result and (k) simulation result of optical interference in the trivial flat space; (h) experimental result and (l) simulation result of optical interference in the topological space of a cosmic string; (i) experiment result and (m) simulation result of acceleration beam in the flat space; (j) experiment result and (n) simulation result of acceleration beam in the topological space of cosmic string

制备工艺要求,因此为操控电磁波提供一种新的手段。进一步借助变换光学的概念,利用超表面波导模拟宇宙弦这一非平庸的拓扑时空,观察到线质量密度为正、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。此外,基于宇宙弦对光的非平庸的散射,模拟宇宙弦的超表面波导可看作是一种新颖的光学器件,可以将光束大角度散射而不破坏光束本身的形状。这种特性在光学的聚焦、成像及信息的传输方面有着很重要的应用。

目前的工作中仅模拟了一维拓扑缺陷——宇宙弦,在未来的工作中基于目前的研究平台可拓展到模拟其他宇宙早期产生的拓扑缺陷,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,本文方法为研究拓扑引力及其他时空的非平庸的拓扑性质提供了研究平台。以后的研究会进一步结合量子光学与变换光学,研究引力的量子性质及开展相对论量子信息学的研究。

参 考 文 献

- [1] Leonhardt U, Philbin T G. General relativity in electrical engineering [J]. *New Journal of Physics*, 2006, 8(10): 247.
- [2] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. 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 Y, Chan C T, Sheng P. Transformation optics and metamaterials [J]. *Nature Materials*, 2010, 9(5): 387-396.
- [5] Schurig D, Mock J J, Justice B J, *et al.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977-980.
- [6] Li J, Pendry J B. Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(20): 203901.
- [7] Liu R, Ji C, Mock J J, *et al.* Broadband ground-plane cloak[J]. *Science*, 2009, 323(5912): 366-369.
- [8] Chen H S, 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 C, Bai X, Gao D L, *et al.* Experimental demonstration of a bilayer thermal cloak[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(5): 054302.
- [10] Yu N F, Genevet P, Kats M A, *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 L, Luo X G. 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 P, Si G Y. 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 A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. *Science*, 2013, 339(6125): 1232009.
- [15] Lin D M, Fan P Y, 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 F, 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[J]. *Science Advances*, 2016, 2(1): e1501168.
- [19] Wang S M, Wu P C, Su V C, *et al.* Broadband achromatic optical metasurface devices [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 187.
- [20] Jiao J, Luo X G, Zhao Q. Design and preparation of planar lens based on V-shaped nanoantennas[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(7): 0724001.
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.
- [21] Jiang R, He Y L, Zhang X K, *et al.* Polarization order adjustment of cylindrical vector beams by using two-dimensional dielectric metasurfaces [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(7): 0705001.
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.
- [22] Li Y H, Zhou L, Zhao G Z. Terahertz broadband polarization converter based on anisotropic metasurface[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(3): 0314001.
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.
- [23] Lin R J, Su V C, Wang S M, *et al.* Achromatic metalens array for full-colour light-field imaging[J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(3): 227-231.
- [24] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, *et al.* Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [25] Li L L, Tie J C, Ji W, *et al.* Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 197.
- [26] Xie Z W, Lei T, Si G Y, *et al.* Meta-holograms with full parameter control of wavefront over a 1000 nm bandwidth[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(9): 2158-2164.
- [27] Ni X J, Wong Z J, Mrejen M, *et al.* An ultrathin invisibility skin cloak for visible light [J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1310-1314.
- [28] Sun S L, He Q, Xiao S Y, *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 M, Zhang X. Metasurfaces for manipulating surface plasmons[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(14): 141101.
- [30] High A A, Devlin R C, Dibos A, *et al.* Visible-frequency hyperbolic metasurface[J]. Nature, 2015, 522(7555): 192-196.
- [31] Gomez-Diaz J S, Tymchenko M, Alù 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 D, Gu C D, Hou B, *et al.* Broadband asymmetric waveguiding of light without polarization limitations[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2561.
- [34] Li Z Y, Kim M H, Wang C, *et al.* Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces [J]. Nature Nanotechnology, 2017, 12(7): 675-683.
- [35] Sheng C, Liu H, Chen H Y, *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 S W. Black hole explosions? [J]. Nature, 1974, 248(5443): 30-31.
- [37] Nation P D, Blencowe M P, Rimberg A J, *et al.* Analogue Hawking radiation in a dc-SQUID array transmission line[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(8): 087004.
- [38] Philbin T G, 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 S L, Clerici M, *et al.* Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(20): 203901.
- [41] Garay L J, Anglin J R, Cirac J I, *et al.* Sonic analog of gravitational black holes in Bose-Einstein condensates[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(22): 4643-4647.