

# 梯度特异介质表面研究进展

孙树林 何琼 肖诗逸 许钦 李欣 屈澈 周磊

(复旦大学物理系 应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

**摘要** 近年来梯度特异介质表面成为电磁特异介质领域的重要分支与研究热点。回顾了该领域最近的部分研究成果,包括利用特异介质表面实现传播波与表面波的完美转换以及转换效率分析,制备光波段特异介质表面实现高效宽带奇异反射,建立一套模展开理论研究特异介质表面散射问题,利用反射式特异介质表面实现光会聚,以及分析比较反射式和透射式特异介质表面的优劣等。基于以上梯度特异介质表面的研究介绍,最后展望了该领域的研究方向。

**关键词** 表面光学; 梯度特异介质表面; 特异介质; 表面波; 反射相位; 广义斯涅耳定律

**中图分类号** TB34      **文献标识码** A      **doi:** 10.3788/LOP50.080009

## Research Progress on Gradient Meta-Surfaces

Sun Shulin He Qiong Xiao Shiyi Xu Qin Li Xin Qu Che Zhou Lei

(State Key Laboratory of Surface Physics, Physics Department, Fudan University,  
Shanghai 200433, China)

**Abstract** Recently, gradient meta-surface has become an important and hot sub-branch in electromagnetic metamaterial research. In this paper, we review some recent progresses in this area, such as using gradient meta-surfaces as a bridge to link propagating waves and surface waves and the conversion efficiency issue related to such conversion, high efficiency broadband anomalous reflection by optical gradient meta-surfaces, the development of a mode-expansion theory for studying the scattering properties of inhomogeneous meta-surfaces, flat meta-surfaces to focus electromagnetic waves in reflection geometry and the comparison of reflective and transmissive gradient meta-surfaces. Finally, we present our perspectives on the future direction of this research field.

**Key words** optics at surfaces; gradient meta-surface; metamaterials; surface wave; reflection phase; generalized Snell's law

**OCIS codes** 160.3918; 240.6680

## 1 引言

电磁特异介质是由亚波长电磁响应单元按照一定宏观“序”组合而成的人工复合材料<sup>[1-2]</sup>,其单元尺度远小于特定频域电磁波波长,在该频域系统可做均匀化近似,并具有等效的介电常数和磁导率。这个概念类似于自然材料的均匀化处理,而电磁响应单元等价于组成自然材料的原子或分子<sup>[3]</sup>。电磁特异介质可实现的等效介电常数和磁导率在原则上没有限制,远远超出了自然材料可覆盖的区域,因此人们调控电磁波的能力极大增强。电磁特异介质具有的奇异光学性质与广泛应用前景也激发了国内外学者极大的研究兴趣,诸如完美棱镜<sup>[4]</sup>、负折射<sup>[5-7]</sup>、光学隐身<sup>[8-9]</sup>、光吸收<sup>[10]</sup>等概念和应用被陆续提出。这些突破性成果在过去十多年中推动电磁特异介质的相关研究成为物理学、材料学、工程学等多领域的研究热点。

**收稿日期:** 2013-06-17; **收到修改稿日期:** 2013-06-25; **网络出版日期:** 2013-07-22

**基金项目:** 国家自然科学基金(60990321,11174055,11204040)、上海市优秀学术带头人项目(12XD1400700)、中国博士后科学基金(2012M520039)

**作者简介:** 孙树林(1980—),男,博士,主要从事电磁特异介质、光学微腔和等离子体光学等方面的研究。

E-mail: sls@fudan.edu.cn

**导师简介:** 周磊(1972—),男,教授,主要从事电磁特异介质和磁性等方面的研究。E-mail: phzhou@fuan.edu.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 [www.opticsjournal.net](http://www.opticsjournal.net)

在电磁特异介质研究过程中,早期人们主要在“人工原子”的设计方面下功夫。实际上,排列“人工原子”的宏观序也是决定电磁特异介质工作特性的一个重要因素,最近其越来越受到人们的重视。电磁特异介质的排列序也经历了从简单周期型、绝热缓变型到突变分布型的发展历程。大家基于转换光学等概念来对传播波(PW)<sup>[11-14]</sup>以及表面波(SW)<sup>[15-18]</sup>进行自由调控甚至光学隐身,利用的就是具有绝热缓变序的电磁特异介质;而最近提出的梯度特异介质表面<sup>[19-20]</sup>,就属于突变型复杂宏观序的特异介质体系。另外,人们也利用梯度特异介质系统实现了捕获彩虹<sup>[21-22]</sup>、棱镜<sup>[23-24]</sup>、波束弯折<sup>[25-28]</sup>、异常反射/折射<sup>[29-30]</sup>、1/4波带片<sup>[31]</sup>、全息成像<sup>[32-33]</sup>以及光子自旋霍尔效应<sup>[34]</sup>等多方面的光调控目的,这些都体现了特异介质的宏观序在奇异电磁调控中所扮演的重要角色。在工程领域,人们在长波区域设计辐射相位可调的反射式<sup>[35]</sup>和透射式<sup>[36]</sup>天线阵列可实现定向辐射调控,其工作原理以及对序的操控和梯度特异介质系统具有类似思路。

特异介质表面就属于具有特定突变“序”的电磁特异介质系统。在这方面,我们提出了一类反射式梯度特异介质表面(GM)系统,它可以完美地将入射PW转换成被束缚于系统表面的SW,转换效率近100%,该GM成为连接PW和SW的一座完美桥梁。此概念已经被微波实验完美验证,并与理论、数值模拟完美吻合<sup>[37]</sup>。不同于棱镜法<sup>[38]</sup>和光栅法<sup>[39-41]</sup>等传统的SW激发方法,GM所提供的梯度反射相位可以补偿激发的SW与入射的PW之间的波矢差。该结构还可以用来设计表面等离子体激元(SPP)耦合器,为了在微波段实现这一概念我们利用了之前学者提出的蘑菇结构,该结构所支持的人工SPP模式<sup>[42-43]</sup>的色散关系非常类似于平整金属在光波段SPP的形式,并且可以借助调节蘑菇结构单元的几何尺寸来调控该人工SPP的色散关系。将特殊设计的蘑菇结构和GM做左右拼接,就设计出了微波段的SPP耦合器<sup>[37]</sup>。最近我们还把反射式GM的概念推广至光波段,实验验证了其异常反射满足广义斯涅耳定律,可以作为小型、高效、宽带的光操控器件<sup>[44]</sup>。我们还设计了反射式GM的光会聚棱镜<sup>[45]</sup>,不同模型以及真实结构的SPP耦合器转换效率这一重要议题也在后续做了仔细研究<sup>[46]</sup>。

本文将简要回顾这一领域的近期发展,重点介绍本课题组所做的一系列工作。首先介绍特异介质表面耦合表面波的工作原理及验证,然后介绍基于特异介质表面的各种光学操控,最后将对特异介质表面研究做总结与展望。

## 2 特异介质表面耦合表面波的工作原理及验证

### 2.1 表面电荷密度波(CDW)的辐射特性

在介绍如何利用GM实现PW-SW的转化之前,让我们回归问题的本质——什么是SW?其实SW无非就是一种特殊CDW的辐射波。考虑一个理想情况,假设一个CDW呈现面电流分布: $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = J_0 \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \delta(z) \hat{x}$ ,其中 $\xi$ 是电流密度函数沿 $x$ 方向的相位梯度。将其代入频域麦克斯韦方程来解析该CDW的电磁辐射分布( $\nabla \times \nabla \times -k_0^2$ ) $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\mu_0 \omega \mathbf{J}(\mathbf{r})$ ,此处略去时谐因子 $\exp(-i\omega t)$ , $k_0 = \omega/c$ 为真空中波数, $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = J_0 \exp(i\xi x) \delta(z) \hat{x}$ 为电流密度函数。为了求解该方程,定义一个并矢格林函数 $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)$

$$(\nabla \times \nabla \times - k_0^2) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \vec{\mathbf{I}}. \quad (1)$$

由此辐射电场为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0 \int \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (2)$$

进一步推导可得并矢格林函数为<sup>[47]</sup>

$$\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \frac{i}{8\pi^2} \int \frac{\exp[i\mathbf{k}(z) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] }{k_z} [\hat{e}(\mathbf{k})\hat{e}(\mathbf{k}) + \hat{h}(\mathbf{k})\hat{h}(\mathbf{k})] d\mathbf{k}_{//}, \quad (3)$$

式中 $k_{//}^2 + k_z^2 = k_0^2$ ,  $k_z(z) = |k_z|$  ( $z > 0$ ),  $k_z(z) = -|k_z|$  ( $z < 0$ ),  $\hat{e}(\mathbf{k}) = (\hat{x}k_y - \hat{y}k_x)/k_{//}$ 和 $\hat{h}(\mathbf{k}) = \hat{e}(\mathbf{k}) \times \mathbf{k}/k$ 是两种偏振下的电场单位矢量。将(3)式代入(2)式并作积分运算,最终得到辐射电场和磁场的表达式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (\mu_0 J_0 c / 2k_0) \cdot (-\sqrt{k_0^2 - \xi^2} \hat{x} + \xi \hat{z}) \exp(i\xi x) \exp(i\sqrt{k_0^2 - \xi^2} z) \exp(-i\omega t), \quad (4)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{i\mu_0 \omega} \nabla \times \mathbf{E} = -J_0 / 2 \exp(i\xi x) \exp(i\sqrt{k_0^2 - \xi^2} z) \exp(-i\omega t) \hat{y}, \quad (5)$$

此时恢复了表达式中的时谐因子项  $\exp(-i\omega t)$ 。显然,当  $\xi < k_0$  时,CDW 的辐射场为 PW。非常有趣的是,当  $\xi > k_0$  时 CDW 的辐射场为沿着  $x$  方向传输的 SW,能量局域在 CDW 附近。由此可知,研究的 CDW 其电流分布函数相位梯度项  $\xi$  是决定其辐射行为的重要参数,而辐射场沿  $x$  方向的波矢大小亦为  $\xi$ 。我们就是受到 CDW 辐射行为的启发而设计 GM 来实现入射电磁场的任意辐射调控。如图 1 所示,通过有限元方法(FEM)的数值模拟验证了具有不同  $\xi$  的电流源所具有的辐射模式,在  $\xi = 0.4k_0, 0.8k_0$  的例子中,辐射场分别为  $23.6^\circ$  和  $53.1^\circ$  出射的 PW,在  $\xi = 1.14k_0$  的例子中,可见电流源辐射场为 SW,并且其波矢的水平分量  $k_x = \xi = 1.14k_0$ 。因此,假如可以找到这样一个特异介质表面,其在正入射 PW 的照射下产生的表面电流分布就是一个  $\xi > k_0$  的 CDW,则这个体系就可以将 PW 完美地转化成 SW。接下来的任务就是确定什么样的体系可以满足要求。

## 2.2 模展开理论

由 2.1 节的讨论可知,面电流分布为  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = J_0 \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \delta(z) \hat{x}$  的 CDW 的辐射场为 PW 或 SW,其决定参数是面电流分布相位梯度与真空中波矢的比值  $\xi/k_0$  (小于 1 或大于 1)。受此启发,我们提出了如图 2 所示的 GM 模型,系统分为空气/特异介质(MM)/完美金属导体(PEC)三个区域。在外界入射平面波照射下,GM 中会产生等效诱导面电流分布  $\mathbf{J}_{\text{eff}}(x) = J_0 \exp(i\xi x) \hat{x}$ ,其辐射行为类似于 2.1 节所讨论的 CDW 的辐射行为。我们发展了一套模展开理论来分析图 2 所示 GM 的散射分布<sup>[37]</sup>。

如图 2 所示,GM 的相对介电常数  $\vec{\epsilon}_M(x)$  和磁导率  $\vec{\mu}_M(x)$  的矩阵形式为

$$\vec{\epsilon}^{\rightarrow}(x) = \begin{bmatrix} \epsilon_x(x) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y(x) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}, \quad \vec{\mu}^{\rightarrow}(x) = \begin{bmatrix} \mu_x(x) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y(x) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}, \quad (6)$$

首先考虑区域 I (空气,  $z > 0$ ), 假设 TM 偏振的平面波从空气中入射,入射波的电磁场分布为

$$\begin{cases} \mathbf{H}^{\text{in}}(\mathbf{r}, t) = \exp[i(k_x^0 x - k_z^0 z - \omega t)] \hat{y} \\ \mathbf{E}^{\text{in}}(\mathbf{r}, t) = -Z_0 \exp[i(k_x^0 x - k_z^0 z - \omega t)] \left[ \frac{k_z^0}{k_0} \hat{x} + \frac{k_x^0}{k_0} \hat{z} \right], \end{cases} \quad (7)$$

式中  $Z_0 = \sqrt{\mu_0} / \sqrt{\epsilon_0}$  是真空中阻抗,  $k_x^0$  和  $k_z^0$  分别为入射波矢的  $x$  和  $z$  分量。反射波是一系列平面波的叠加:

$$\begin{cases} \mathbf{H}^{\text{r}} = \mathbf{H}^{\text{in}} + \sum_{k_x} \rho_{k_x} \mathbf{H}^{\text{r}}(k_x) \\ \mathbf{E}^{\text{r}} = \mathbf{E}^{\text{in}} + \sum_{k_x} \rho_{k_x} \mathbf{E}^{\text{r}}(k_x) \end{cases}, \quad (8)$$

式中  $\rho_{k_x}$  为待定的分波展开系数。波矢  $x$  分量为  $k_x$  的反射分波电磁场为

$$\begin{cases} \mathbf{H}^{\text{r}}(\mathbf{r}, t) = \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \hat{y} \\ \mathbf{E}^{\text{r}}(\mathbf{r}, t) = -Z_0 \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \left[ \frac{-k_z}{k_0} \hat{x} + \frac{k_x}{k_0} \hat{z} \right]. \end{cases} \quad (9)$$

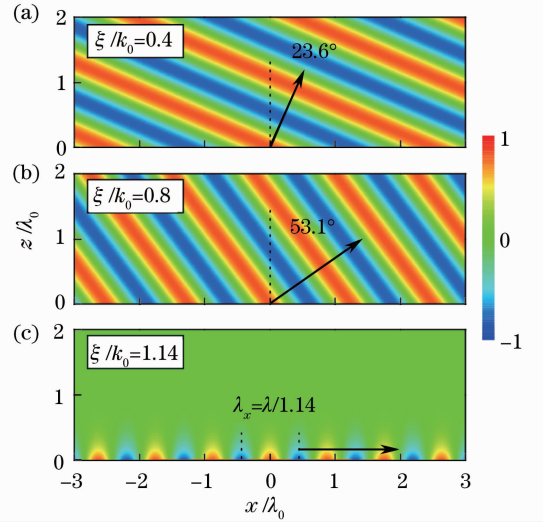


图 1 面电流源  $\mathbf{J} = J_0 \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \delta(z) \hat{x}$  的模拟辐射磁场  $H_y$  的分布图<sup>[37]</sup>

Fig. 1 Simulated  $H_y$  field distributions for waves radiated from current sheets  $\mathbf{J} = J_0 \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \delta(z) \hat{x}$ <sup>[37]</sup>

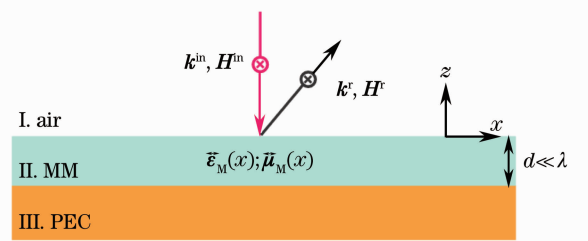


图 2 特异介质表面模型<sup>[37]</sup>

Fig. 2 Model geometry of the gradient meta-surfaces<sup>[37]</sup>

接下来分析区域 II (特异介质,  $-d < z < 0$ )。电磁场只有三个非零项  $H_y, E_x, E_z$ , 代入麦克斯韦方程可推得  $H_y$  满足

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \epsilon_x(x) \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\epsilon_z(x)} \frac{\partial}{\partial x} \right] + k_0^2 \epsilon_x(x) \mu_y(x) \right\} H_y = 0. \quad (10)$$

由于特异介质沿  $z$  方向平移不变,  $H_y$  可分解为

$$H_y^\pm(q_z; x, z) = G(q_z; x) \exp(\pm iq_z z), \quad q_z > 0, \quad (11)$$

要得到  $G(q_z; x)$  需求解方程

$$\left\{ \epsilon_x(x) \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\epsilon_z(x)} \frac{\partial}{\partial x} \right] + [k_0^2 \epsilon_x(x) \mu_y(x) - q_z^2] \right\} G(q_z, x) = 0. \quad (12)$$

为了避免所需的梯度特异介质光学介电参数发散以及简化系统, 通常采用超元胞为  $L$  的周期性 GM 系统。此时引入了周期性边界条件  $G(q_z; x=0) = G(q_z; x=L)$ , 可以求解(12)式来求得函数  $G(q_z; x)$ 。因此区域 II 中的  $H_y$  和  $E_x$  为

$$H_y^{\text{II}}(x, z) = \sum_{q_z} [C^+(q_z) G(q_z; x) \exp(iq_z z) + C^-(q_z) G(q_z; x) \exp(-iq_z z)], \quad (13)$$

$$E_x^{\text{II}}(x, z) = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_x(x)} \sum_{q_z} q_z [C^+(q_z) G(q_z; x) \exp(iq_z z) - C^-(q_z) G(q_z; x) \exp(-iq_z z)]. \quad (14)$$

目前所有的未知系数为  $\{\rho_{k_x}, C^+(q_z), C^-(q_z)\}$ , 需要利用边界条件来进行求解。在空气 / 特异介质的边界 ( $z=0$ ), 根据水平分量的电场和磁场连续可得

$$\begin{cases} \exp(ik_x^0 x) + \sum_{k_x} \rho_{k_x} \exp(ik_x x) = \sum_{q_z} G(q_z, x) [C^+(q_z) + C^-(q_z)] \\ \frac{k_z^0}{k_0} \exp(ik_x^0 x) - \sum_{k_x} \rho_{k_x} \frac{k_z}{k_0} \exp(ik_x x) = - \sum_{q_z} \frac{q_z}{k_0 \epsilon_x(x)} G(q_z, x) [C^+(q_z) - C^-(q_z)] \end{cases}. \quad (15)$$

在特异介质/完美电导体的边界处 ( $z=-d$ ), 水平电场分量为零, 因此

$$C^+(q_z) \exp(-iq_z d) - C^-(q_z) \exp(iq_z d) = 0. \quad (16)$$

将(16)式代入(15)式并利用正交关系  $\frac{1}{L} \int_0^L \exp[i(k_x^0 - k_x')x] dx = \delta_{k_x^0, k_x'}$  可得

$$\begin{cases} \delta_{k_x, k_x^0} + \rho_{k_x} = \sum_{q_z} C^+(q_z) S(q_z, k_x) \\ \delta_{k_x, k_x^0} - \frac{k_z}{k_0} \rho_{k_x} = \sum_{q_z} C^+(q_z) \tilde{S}(q_z, k_x) \end{cases}, \quad (17)$$

其中

$$\begin{cases} S(q_z, k_x) = \frac{1}{L} \int_0^L [1 + \exp(-i2q_z d)] G(q_z, x) \exp(-ik_x x) dx \\ \tilde{S}(q_z, k_x) = -\frac{1}{L} \int_0^L \frac{q_z}{\epsilon_x(x) k_z^0} [1 - \exp(-i2q_z d)] G(q_z, x) \exp(-ik_x x) dx \end{cases}. \quad (18)$$

此时, 给定了特异介质的光学及几何参数  $\{\vec{\epsilon}(x), \vec{\mu}(x), d\}$ , 就可以通过求解(17)式来确定所有的待定参数  $\{\rho_{k_x}, C^+(q_z), C^-(q_z)\}$ 。当特异介质是均匀媒质时, 入射光会被系统镜面反射, 得到  $\rho_{k_x} = \delta_{k_x, k_x^0}$ 。模展开理论将帮助我们计算 GM 的散射场分布, 其结果可以和数值模拟以及实验结果做比较, 它是研究梯度系统的重要理论计算工具。

### 2.3 特异介质表面的结构设计

我们提出的反射式 GM 的设计理念可由图 3 来做阐述: 中心目标是实现图 3(a) 的面电流分布  $\mathbf{j} = \mathbf{J}_0 \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \delta(z) \hat{x}$ , 并借由调控  $\xi$  来实现如图 1 所示的 PW 或者 SW 的辐射模式, 这一概念可以利用如图 3(b) 所示的系统来实现。平板 PEC 在垂直入射电磁波  $\mathbf{E}_{\text{in}} = E_0 \exp[i(-k_0 z - \omega t)] \hat{x}$  的照射下会产生诱

导电流,但各处的电流相位一致。如果在 PEC 表面覆盖一层厚度远小于波长的梯度特异介质  $\hat{\epsilon}_M(x)$ ,  $\hat{\mu}_M(x)$ , 在金属各处产生非均匀的诱导电流  $\mathbf{j}(x, z)$ , 由于系统的厚度  $d$  非常薄, 可以将之等效成一个面电流, 通过积分运算可以得到各处的电流密度为  $\mathbf{J}_{\text{eff}}(x) = \int \mathbf{j}(x, z) dz$ , 可以设计梯度特异介质光学参数  $\hat{\epsilon}_M(x)$ ,  $\hat{\mu}_M(x)$  的分布, 实现在外界电磁波照射下系统的等效电流面密度分布为  $\mathbf{J}_{\text{eff}}(x) = J_0 \exp(i\xi x) \hat{x}$ 。当  $\xi < k_0$  时, 其辐射场为 PW[类似图 1(a), (b)]; 当  $\xi > k_0$  时, 其辐射场为 SW[类似于图 1(c)], 此时就实现了将垂直入射的 PW 变成被束缚在系统表面的 SW, 这里调控  $\xi$  的大小是决定系统辐射分布的关键。

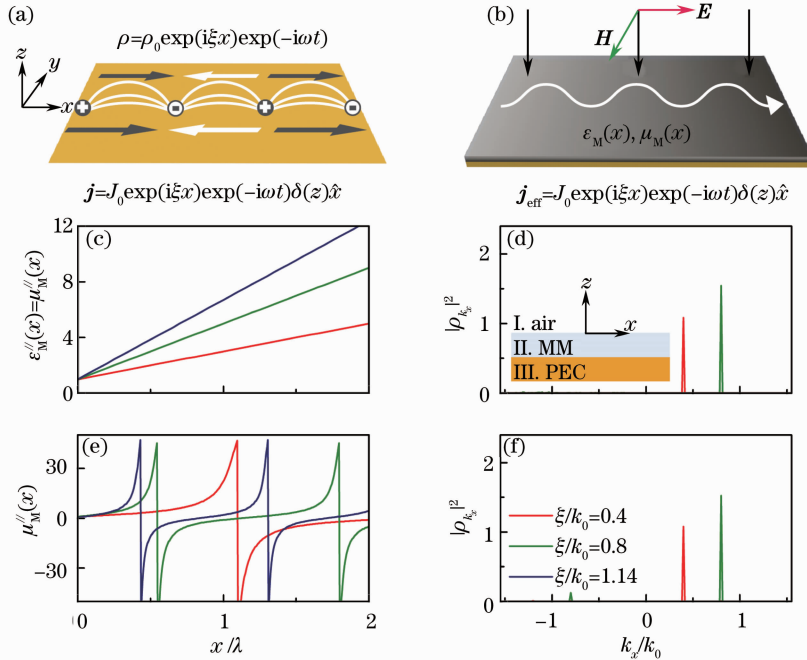


图 3 GM 实现 PW 到 SW 转换的原理、参数设计及模展开理论计算<sup>[37]</sup>

Fig. 3 Concept of PW-SW conversion, parameter design and mode-expansion calculation of gradient meta-surface model<sup>[37]</sup>

假设 GM 在  $x_0$  处的等效电流  $\mathbf{J}_{\text{eff}}(x_0)$  近似等于均匀媒质  $\epsilon = \epsilon_M(x_0)$ ,  $\mu = \mu_M(x_0)$  覆盖在 PEC 上的系统在外界光照射下的等效电流  $\mathbf{J}_{\text{eff}}^0$ 。此时, 垂直入射光将被完全正反射, 反射电场为  $\mathbf{E}_r = \exp(i\Phi) \mathbf{E}_{\text{in}} \times \exp[i(k_0 z - \omega t)] \hat{x}$ , 其中反射相位  $\Phi$  为

$$\Phi = \arccos \left\{ \left[ -\epsilon + \mu \tan^2(\sqrt{\epsilon\mu} k_0 d) \right] / \left[ \epsilon + \mu \tan^2(\sqrt{\epsilon\mu} k_0 d) \right] \right\}. \quad (19)$$

由于反射场就是由系统内诱导电流  $\mathbf{J}_{\text{eff}}^0$  产生的,  $\mathbf{E}_r$  一定是  $\mathbf{J}_{\text{eff}}^0$  的线性函数, 因此  $\mathbf{J}_{\text{eff}}^0$  的相位一定和反射电场  $\mathbf{E}_r$  的相位相同, 也就是说  $\mathbf{J}_{\text{eff}}^0 = \hat{x} J_0 \exp(i\Phi)$ 。因此 GM 的等效面电流可变形为  $\mathbf{J}_{\text{eff}}(x) = J_0 \exp[i\Phi(x)]$ , 其中  $\Phi(x)$  为 GM 在位置  $x$  处的局域反射相位, 其结果是将  $\epsilon = \epsilon_M(x)$ ,  $\mu = \mu_M(x)$  代入 (19) 式所得。此时, 我们设计 GM 的目标就是

$$\Phi(x) = \Phi_0 + \xi x, \quad (20)$$

即基于图 3(b) 的 GM 模型, 设计一个反射相位  $\Phi(x)$  是  $x$  的线性分布的函数, 相位的梯度为  $\xi$ , 这就是设计 GM 的最终方案。

由于入射光是垂直入射 GM 系统, 所以 GM 相对介电常数  $\epsilon_M$  和磁导率  $\mu_M$  的垂直分量并不重要, 因此只需设计其平行分量  $\epsilon_M''$  和  $\mu_M''$  即可。例如, (19), (20) 式的一个简单解是  $\epsilon_M''(x) = \mu_M''(x) = 1 + \xi x / 2k_0 d$ , 图 3(c) 中给出三套参数分布可以实现不同反射相位梯度  $\xi$  的 GM。利用 2.2 节所介绍的模展开方法, 计算了系统的散射系数  $|\rho_{k_x}|^2$  对  $k_x$  的分布, 发现在  $k_x = 0.4k_0, 0.8k_0$  时,  $|\rho_{k_x}|^2$  会出现极大的峰, 这意味着散射场几乎是单模的平面波, 其波矢大小分别为  $0.4k_0, 0.8k_0$ , 这两个 GM 系统会将垂直入射光散射到不同出射方向。利用基于 FEM 的瞬态数值模拟来做验证, 如图 4 所示, 垂直入射的高斯波束会被  $\xi = 0.4k_0$  和  $\xi = 0.8k_0$  的 GM 分别反射到  $23.6^\circ$  和  $53.1^\circ$  方向, 特别有趣的是, 对于  $\xi = 1.14k_0$  的 GM, 反射场变为表面波

[图 4(c)], 经测量发现其波矢的  $x$  分量  $k_x = 2\pi/\lambda_x \approx 1.14k_0$ 。在这三个例子中我们发现反射波的波矢的水平分量均等于 GM 的反射相位梯度  $\xi$ , 即  $k_x = \xi$ 。但是基于  $\epsilon_M^{\text{eff}}(x) = \mu_M^{\text{eff}}(x)$  模型的 GM 需要同时设计调控两个光学参数, 因此在实验中很难实现。为了实现我们的概念, 更现实可行的 GM 模型是  $[\epsilon_M(x) = C, \mu_M(x)]$  以及  $[\epsilon_M(x), \mu_M(x) = C]$  ( $C$  为常数)。在工作中采取的是图 3(e) 所示的  $[\epsilon = 1, \mu_M^{\text{eff}}(x)]$ , 经模展开方法的理论计算发现, 其工作效果[图 3(f)]与  $\epsilon_M^{\text{eff}}(x) = \mu_M^{\text{eff}}(x)$  模型的 GM 非常类似[图 3(d)]。为了易于实验实现, 采用了周期性梯度结构, 亦可证明这里起主要作用的是线性梯度项  $\xi$ , 详细讨论请参考文献[37]。

总的来说, 垂直入射光照射到 GM 时, 其反射光的波矢大小等于 GM 的反射相位梯度  $\xi$ , 我们只要设计  $\xi > k_0$  的 GM, 就可使得反射光波矢水平分量  $k_x > k_0$  从而变成 SW。如果考虑斜入射的情况, 可以写出一个广义的色散方程:

$$k_x = \xi + k_0 \sin \theta_i, \quad (21)$$

其物理意义为, 入射光所携带的原始波矢  $k_0 \sin \theta_i$ , 加上 GM 提供的额外波矢  $\xi$ , 就等于反射光的总波矢  $k_x$ 。即使是  $\xi < k_0$  的 GM, 也可以通过增加入射光角度  $\theta_i$  来使得  $k_x > k_0$ , 将斜入射 PW 转成 SW。

## 2.4 特异介质表面的实验验证

我们的概念首先在微波波段得以实现, 实验样品的结构单元如图 5(a) 所示, 它是由“H”型金属/介电材料

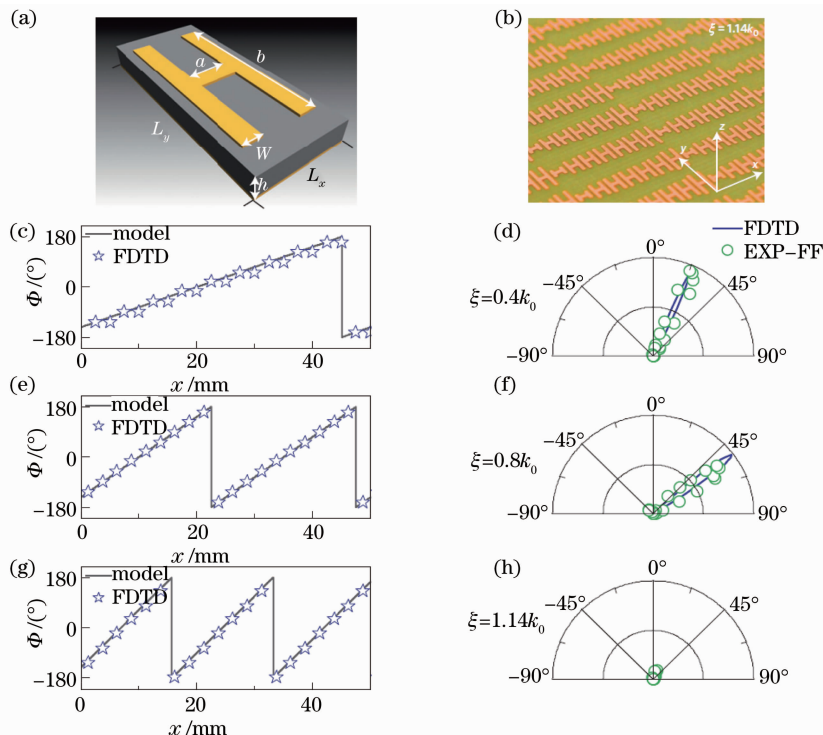


图 5 GM 的结构单元、样品照片、反射相位分布及散射场分布<sup>[37]</sup>

Fig. 5 Unit cell, sample picture, reflection phase distributions and scattered patterns of the fabricated meta-surfaces<sup>[37]</sup>

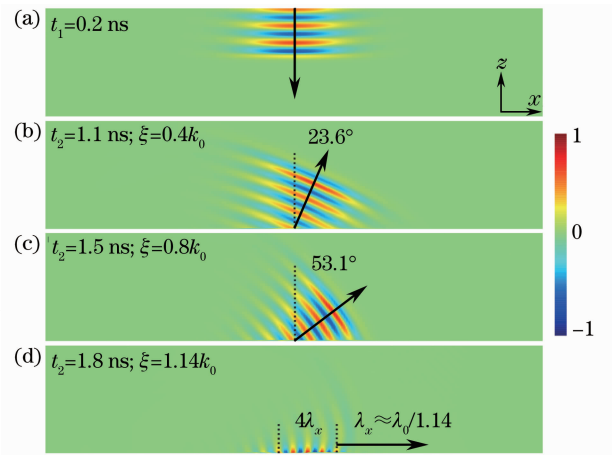


图 4 垂直入射 TM 偏振高斯波束被不同 GM 反射后的时间演化  $H_y$  场分布。(a) 入射波束; (b)~(d)  $\xi/k_0 = 0.4, 0.8, 1.14$  的 GM, 基于  $\epsilon_M^{\text{eff}}(x) = \mu_M^{\text{eff}}(x) = 1 + \xi x/2k_0 d$  模型<sup>[37]</sup>

Fig. 4 Evolutions of normal incident TM polarized Gaussian beams by three different meta-surfaces. (a) Incident beam; (b)~(d)  $\xi/k_0 = 0.4, 0.8, 1.14$ . Here the meta-surfaces are constructed based on the  $\epsilon_M^{\text{eff}}(x) = \mu_M^{\text{eff}}(x) = 1 + \xi x/2k_0 d$  model<sup>[37]</sup>

层/金属平板组成的三明治结构,在外界光的照射下,两层金属材料中会产生反向诱导电流从而形成磁响应,它可以等效为一层介电常数为  $\epsilon$ 、磁导率为  $\mu$  的均匀介电材料附着在平整金属上<sup>[48]</sup>。选定工作频率为 15 GHz,设计了三块 GM 样品,其梯度参数分别为  $\xi/k_0=0.4, 0.8, 1.14$ ,图 5(b)为  $\xi=1.14k_0$  GM 的近视图,一个超元胞包括 7 个具有不同尺寸“H”型金属结构的子单元。借助时域有限差分(FDTD)的数值模拟,三块样品的反射相位分布  $\Phi(x)$ 如图 5(c), (e), (g)所示,显然根据模型设计的要求,三块样品的反射相位是具有不同梯度的线性函数。利用 FDTD 模拟,在电场沿  $x$  方向偏振的垂直入射光照射下,三块样品在  $xz$  面内的散射远场分布如图 5(d), (f), (h)所示,微波远场实验的结果也显示在图中(EXP-FF),显然远场实验与 FDTD 模拟完美吻合。与之前的模展开计算结果[图 3(d), (f)]以及 FEM 模拟结果[图 4(b), (c)]相吻合, $\xi=0.4k_0$  和  $\xi=0.8k_0$  的样品会将入射光反射到大致为  $\theta_r=23^\circ$ 和  $\theta_r=53^\circ$ 的方向上。有趣的是, $\xi=1.14k_0$ 的样品辐射场几乎为零,其背后原因将在下文做进一步分析。

考虑到  $\xi=1.14k_0$  的 GM 会把入射光转换成 SW 并使之局域在系统附近,又采用了近场测量技术<sup>[13,16]</sup>来对样品做进一步测量,实验装置架构如图 6(a)所示。图 6(b)显示了实验测量所得 GM 表面附近  $xy$  面内的  $E_x$  场分布,FDTD 模拟的结果[图 6(c)]和实验结果完美吻合,并且  $E_x$  场分布还暗含了散射场波矢信息,通过测量发现  $k_x \approx 1.14k_0$ ,显然  $k_x$  正好等于反射相位梯度  $\xi$ ,由于  $k_x > k_0$ ,所以散射场为 SW 不能向外辐射,这也解释了图 5(h)中没有测量到远场信息的原因,这又一次验证了波矢方程(21)式,系统为散射场提供了大小为  $\xi$  的水平波矢,其来源是 GM 的反射相位梯度  $\xi$ 。

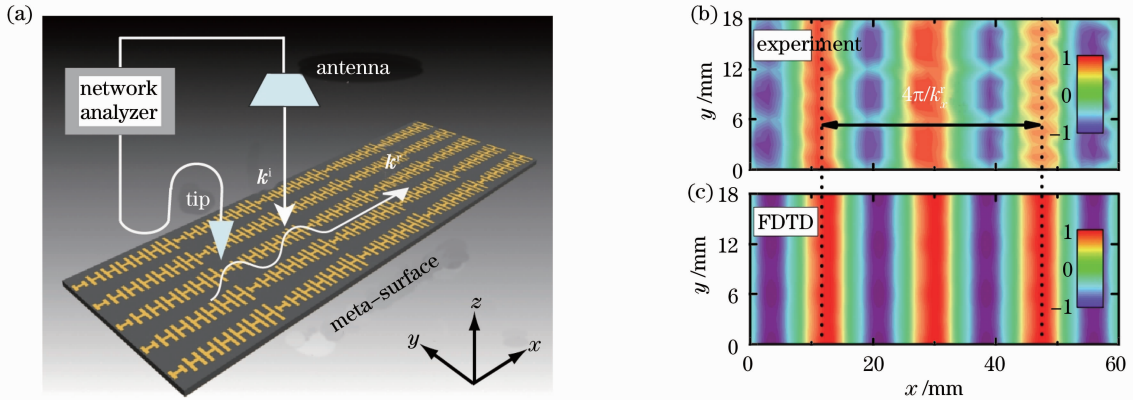
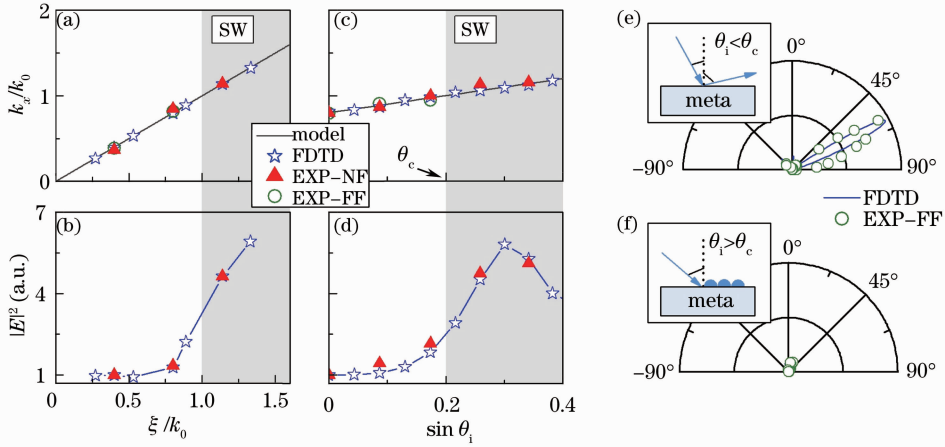


图 6 (a)  $\xi=1.14k_0$  的 GM 近场测量示意图; (b) 实验测量; (c) FDTD 模拟的 GM 附近  $E_x$  场分布,入射场为垂直入射  $x$  偏振的平面波<sup>[37]</sup>

Fig. 6 (a) Near field measurement setup and  $E_x$  distributions of  $\xi=1.14k_0$  gradient meta-surface under illumination of a normally incident  $x$ -polarized EM wave, obtained by (b) near-field scanning measurement and (c) FDTD simulations<sup>[37]</sup>

利用近场测量技术,对  $\xi=0.4k_0$  和  $\xi=0.8k_0$  两块板子在垂直入射光照射下的表面  $E_x$  场分布做了测量,以此来获取其波矢信息  $k_x^r$ [图 7(a) 中三角点];利用图 5 中的远场测量结果,同样可以用方程  $k_x^r = k_0 \sin \theta_r$  来获得散射场的波矢信息[图 7(a) 中圆圈点];另外利用 FDTD 模拟也进行了类似实验的散射场波矢测量[图 7(a) 中五角星点]。为了增加数据点,又设计了  $\xi/k_0=0.27, 0.53, 0.89, 1.33$  四块 GM 样品,以上三组结果都完美吻合理论模型结果  $k_x^r = \xi$ [图 7(a) 中的实线,即(21)式中  $\theta_i=0^\circ$  的情况]。此外,还测量了每块 GM 样品附近电场极大值  $|E|^2$ ,结果如图 7(b)所示,公平起见每个数据点测量时的入射光功率相同,FDTD 模拟结果完美吻合近场实验测量结果,两者都显示在  $\xi/k_0 > 1$  的样品表面局域电场明显增强,这也验证了 SW 的存在。由(21)式可知入射角  $\theta_i$  也是一个调控散射场波矢  $k_x^r$  的重要参数。基于  $\xi=0.8k_0$  的 GM 样品,通过改变入射角度  $\theta_i$  进行了类似图 7(a) 和 (b) 的实验测量和数值模拟,图 7(c) 中的结果显示理论波矢方程  $k_x^r/k_0 = \sin \theta_i + 0.8$  又一次得到完美验证。并且在理论预测的临界角  $\theta_c = \arcsin 0.2 \approx 12^\circ$  附近,测量和计算结果显示 GM 样品表面的电场强度也呈现明显增强现象[图 7(d)],这同样预示了 GM 表面产生了 SW。同样借助远场实验测量。入射角度小于临界角时,可以在预期的角度观测到散射远场信号[图 7(e)],而当入射角度大于临界角时,同样会出现散射远场信号近似为零的现象[图 7(f)]。

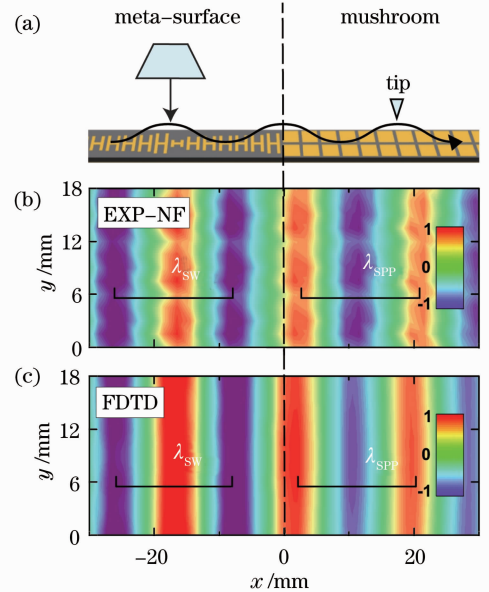
图7 色散方程  $k_x^r = \xi + k_0 \sin \theta_i$  的验证<sup>[37]</sup>Fig. 7 Verification on the dispersion relation  $k_x^r = \xi + k_0 \sin \theta_i$ <sup>[37]</sup>

## 2.5 表面等离子体耦合器

需要强调的是,GM表面所产生的SW并非系统的本征态,当入射光关闭后产生的SW也会很快衰亡。另外,如图7(c),(d)所示,在同一工作频率下,超过临界角度 $\theta_c$ 的入射光都可以激发SW,并且SW的波矢 $k_x^r$ 各不相同,满足(21)式。这些性质说明GM产生的SW和SPP有本质区别:SPP是存在于金属介质界面处的电磁本征态,在单一频率处具有确定的本征波矢;而GM产生的SW是一种外场驱动下的电磁态,在一定频率处可以取任意波矢。为了更好地利用GM系统所产生的SW,实验验证了GM所产生的SW可以被导引出来并耦合激发SPP,此即SPP耦合器。由于微波段金属本征SPP的色散关系几乎贴着自由光色散曲线,这类极弱的局域态通常被描述成表面电流,人们曾提出一些人工结构支持微波段的“SPP”模态,其色散关系可被系统几何及光学参数调控,其行为非常类似于金属本征SPP的色散关系<sup>[42-43]</sup>。设计了一个类蘑菇结构的人工SPP系统,并将它与 $\xi = 1.14k_0$ 的GM相结合,制作了一个微波段SPP耦合器。如图8所示,入射光垂直入射到GM上后被转变成SW,它被导引到类蘑菇结构上以本征SPP模式传输,近场实验和FDTD模拟结果完美吻合,验证了SPP耦合器的成功工作。需要强调的是,在实验和模拟中入射光只照射到GM区域,因此类蘑菇结构上产生的SPP一定是GM耦合传输过来的;如果光直接照射类蘑菇结构,入射光的波矢和SPP的波矢不匹配也不能直接激发SPP。我们曾经将GM替换成金属平板并做同样测量,在类蘑菇结构的表面上侦测不到SPP信号。这些都证明了GM在SPP耦合器中所扮演的至关重要的角色。

## 2.6 特异介质表面实现PW-SW的物理图像

现在再从另一角度来阐述GM的工作原理。要实现PW-SW的转换,我们设计了如图9(a)所示的GM

图8 基于GM设计的表面等离子体耦合器。(a)实验架结构示意图;(b)近场实验;(c)FDTD模拟测量的结构表面 $E_x$ 场分布,频率为15 GHz<sup>[37]</sup>Fig. 8 SPP coupler designed based on a gradient meta-surface. (a) Schematics of the experimental setup; (b), (c)  $E_x$  distribution (with phase information included) on both the  $\xi = 1.14k_0$  meta-surface and the mushroom surface, obtained by near field (NF) experiment and FDTD simulations at 15 GHz<sup>[37]</sup>



模型系统,即在金属表面覆盖一层梯度材料  $\epsilon(x), \mu(x)$ , (a) 在真实结构设计中,利用如图 9(b), (c) 所示的长度渐变“H”型金属结构/介电材料层/金属平板的三明治结构来实现图 9(a) 的模型结构。如图 9(b) 所示,每个子单元在 TM 偏振入射光照射下会产生磁响应,它们可以一一对应等效于图 9(a) 中的每个子单元<sup>[48]</sup>,可以借由调控每个“H”型金属的几何长度,来调控其每个单元等效的光学参数  $\epsilon_n, \mu_n$ , 以此来实现图 9(a) 的模型。不必借助等效媒质模型,同样可以从 CDW 的角度来分析 GM 的工作原理,三明治结构的每个子单元在 TM 偏振入射光照射下会产生诱导电流,由于 GM 的厚度  $d \ll \lambda$ , 通过对每个子单元内的电流分布做积分运算,得到一个等效面电流。另外由于系统底部是完美金属,而微波段系统的吸收也可忽略不计,每个子单元的入射波都会被 100% 反射,因此各子单元的等效面电流将具有相同的强度但不同的相位,也就是说每个子单元的等效面电流为  $\mathbf{j}_{\text{eff}}^{(i)} \sim \hat{x} j_0 \exp(i\Phi_i)$ , 可以仔细设计每个子单元从而实现  $\Phi_i \propto \xi x_i$ , 其中  $x_i$  是第  $i$  个子单元的水平位置,这样就实现了一个离散化的 CDW。当  $\xi < k_0$  时,不同子单元的辐射场干涉形成一个斜向的波阵面[图 9(b)], 出射角度为  $\arcsin(\xi/k_0)$ ; 当  $\xi > k_0$  时,不同子单元的辐射相位相差如此之大以至不能形成共相面,因此 CDW 的辐射波只能被局域在 GM 的附近成为 SW[图 9(c)]。

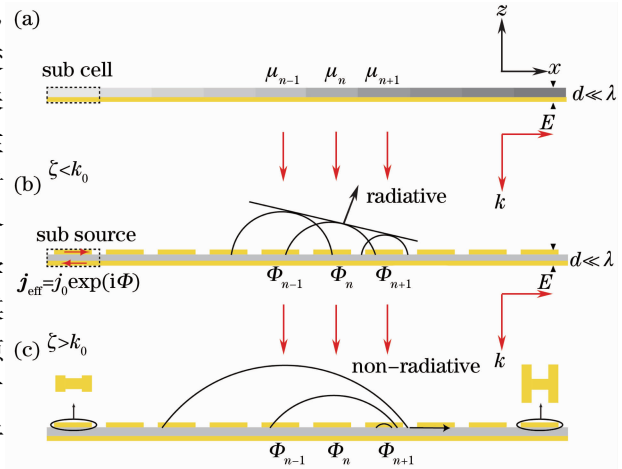


图 9 (a) GM 的有效媒质模型; (b), (c) 具有不同大小  $\xi$  GM 的辐射图像<sup>[37]</sup>

Fig. 9 (a) Effective-medium model of the gradient meta-surfaces; (b), (c) schematic pictures depicting the radiations of realistic gradient meta-surfaces with different  $\xi$ <sup>[37]</sup>

## 3 基于特异介质表面的光学操控

### 3.1 光波段特异介质表面实现高效宽带异常反射

在电磁特异介质研究的发展过程中,人们为了拓展其应用范围不断将概念推广至光波段,我们的反射式

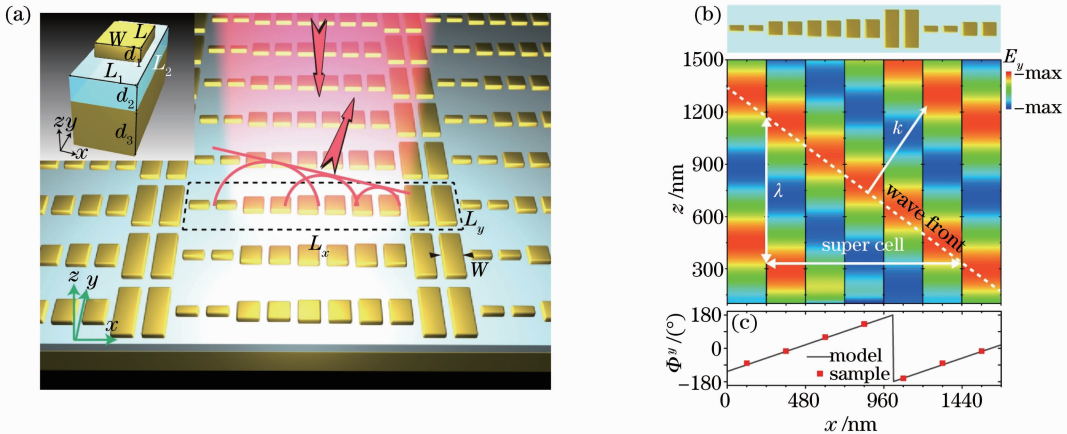


图 10 (a) 光波段 GM 模型原理图,结构单元由纳米金棒(黄)/氟化镁介电层(蓝)/金膜(黄)组成,详细参数参见文献[44]; (b) FDTD 模拟的 GM 子结构单元在  $y$  偏振正入射光照射下的反射  $E_y$  场分布,形成斜向的反射波前(虚线); (c) GM 结构单元的反射相位分布,这里工作波长为  $850 \text{ nm}$ <sup>[44]</sup>

Fig. 10 (a) Geometry and working mechanism of the gradient meta-surface. A unit cell (inset) consists of two Au nanorods (yellow) separated by the  $\text{MgF}_2$  spacer (blue). Detailed parameters are listed in Ref. [44]. (b) FDTD simulated scattered  $E_y$  field patterns of the gradient meta-surface under the illumination of a normally incident  $y$ -polarized light with the dashed line defining the wave-front; (c) reflection phase of each structural unit within a super cell. Here

$$\lambda = 850 \text{ nm}^{[44]}$$

GM可以应用到高效SPP耦合器。在微波段为了做概念验证,不得不借助可支持人工SPP的类蘑菇结构做为导引系统,这个问题在光波段就会简化许多。基于以上考虑,把GM的概念推广至光波段并设计制备了如图10所示的梯度系统,光照射在GM不同子单元时,所产生的辐射场相位各不相同并呈线性分布,因此入射光被转换成异常反射光,当入射角度大于临界角时,辐射场不能形成共相面,从而变成SW并被束缚在GM表面<sup>[44]</sup>。运用理论计算、数值模拟以及光学实验对该GM进行了系统研究,三者结果非常吻合。该结构同样完美满足色散方程(21)式,由其变形式 $\theta_r = \arcsin(\sin \theta_i + \xi/k_0)$ 可以理论预测不同入射角度 $\theta_i$ 时的反射光角度 $\theta_r$ ,该方程也就是最近提出的广义斯涅耳反射定律<sup>[29]</sup>。另外,也可以利用实验和模拟测量反射波的出射角度 $\theta_r$ ,三者结果如图11(a)所示,数值模拟还验证了GM在 $-10^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ 入射情况下,可分别实现负反射[图11(b)~(c)]、正反射[图11(c)]及表面波激发[图11(d)]。该结构具有宽频带(750~900 nm)、高效率(约80%)、偏振守恒等优点,一些诸如高效率偏振光/频谱分光光计等新应用也被模拟或实验验证<sup>[44]</sup>。

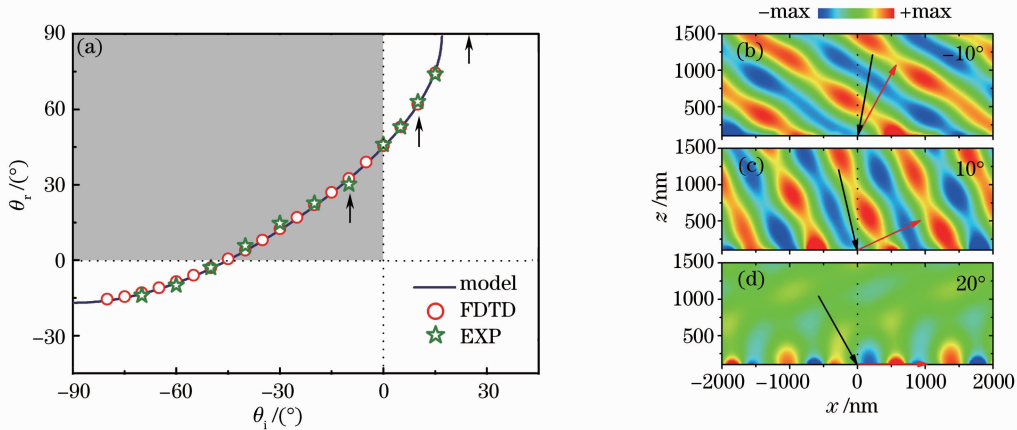


图11 不同入射角度下GM的异常反射。(a)广义斯涅耳定律 $\theta_r = \arcsin(\sin \theta_i + \xi/k_0)$ 的验证;(b)~(d)不同入射角度的y偏振光照射下,FDTD模拟所得GM在xz平面内的散射场 $E_y$ 分布,这里工作波长为850 nm<sup>[44]</sup>

Fig. 11 Anomalous reflections of gradient meta-surface at different incident angles. (a) Verification on the generalized Snell's law  $\theta_r = \arcsin(\sin \theta_i + \xi/k_0)$ ; (b)~(d) FDTD simulated  $E_y$  field patterns on the  $xz$  plane scattered by the meta-surface under the illumination of a y-polarized light at different incident angles. Here  $\lambda = 850$  nm<sup>[44]</sup>

### 3.2 特异介质表面的转换效率研究

理想化GM可以将入射的PW转化为异常反射的PW(PW-PW)或者是被束缚在系统表面的SW(PW-SW),效率几乎为100%<sup>[37]</sup>。在概念的实验实现过程中,不得不采用离散化和周期性等现实手段,而理想化GM模型 $\epsilon_M''(x) = \mu_M''(x) = 1 + \xi x/2k_0 d$ 由于要同时调控两个光学参数并保持它们相等因此很难实现,实际设计的GM是采用 $[\epsilon_M(x) = 1, \mu_M(x)]$ 模型,这些都在一定程度上影响了现实GM系统的转化效率。针对这些问题做了系统的理论研究<sup>[46]</sup>,发现PW-PW的转换对GM的模型形式、超元胞长度以及超元胞数目并不敏感,其原因是:1)所产生的PW会迅速离开GM从而对超元胞间的阻抗不匹配感受微弱;2)在超元胞内的阻抗是缓慢变化的,从而对产生的PW影响不大。而PW-SW的转换虽然并不太依赖于GM的模型形式,但是却和超元胞的数目非常相关,原因是SW是被束缚在GM的表面,当其传输到超元胞的边界时,会感受到明显的阻抗差,从而会有较强的散射损耗。提出了一个特异介质/介电层/PEC的新型三层GM模型来改善这个问题,它将改善超元胞边界处的阻抗不匹配程度,从而减少SW的散射损耗,并最终提高PW-SW的转换效率。同时,加入的中介电层也会损害GM的亚波长特性。两个因素此消彼长使得新模型PW-SW的转换效率改善有限。这些信息告诉我们,要实现高效的PW-SW耦合器,需要减少超元胞数目。图12显示:只用两个超元胞组成的GM系统就可以产生非常强的SW并被转换成SPP信号导出系统,经计算其PW-SPP的转换效率高达78%,而同样具有两个周期单元的光栅系统,其产生、导引出的SPP信号却极度微弱,转换效率只有5.2%。这说明我们的GM虽然引入了周期性结构,但是其对电磁波的调控主要来自于系统的梯度效应,而非周期效应。另外,借助GM可以设计小型化SPP耦合器,它具有超高转换效率,这是传统的光栅法、棱镜法不可能达到的。

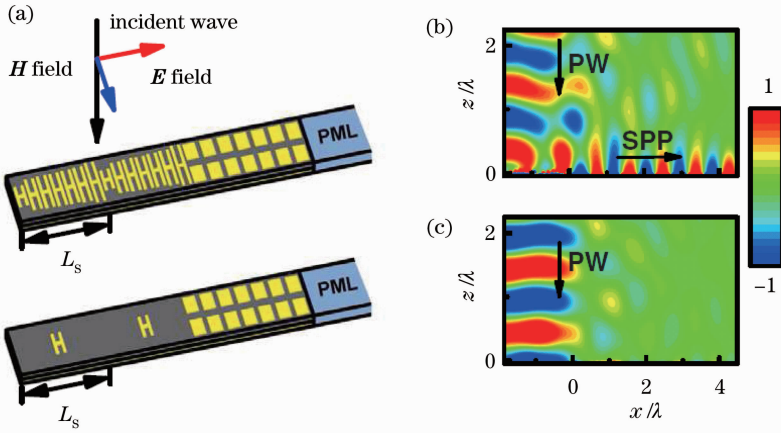


图 12 (a)系统模拟计算示意图,上面是 GM 耦合器,下面是光栅耦合器,右边的蘑菇结构支持本征波矢为  $k_{\text{SPP}} = 1.14k_0$  的 SPP,用来导引左边区域产生的 SW; (b) GM 耦合器和(c)光栅耦合器中模拟计算的  $H_y$  场分布<sup>[46]</sup>

Fig. 12 (a) Geometry of the computational setup, with top and down panels for the GM and grating couplers, respectively. The right-side mushroom structures supporting eigen-SPP with  $k_{\text{SPP}} = 1.14k_0$  at the working frequency are used to guide the SW out of the left-side devices. The simulated  $H_y$  field distributions for the cases of (b) GM coupler and (c) grating coupler<sup>[46]</sup>

### 3.3 特异介质平板棱镜

在传统光学中,人们设计各种曲面的棱镜来重新建构光的波相面,以此实现光会聚等调控效果。人工电磁特异介质对光相位的强大调控能力为光调控提供了更丰富的手段。基于梯度式特异介质系统,人们设计出工作在微波<sup>[26]</sup>、太赫兹<sup>[49-50]</sup>以及光波段<sup>[51-54]</sup>的各种平板式特异棱镜。传统光学棱镜在制作过程中需要

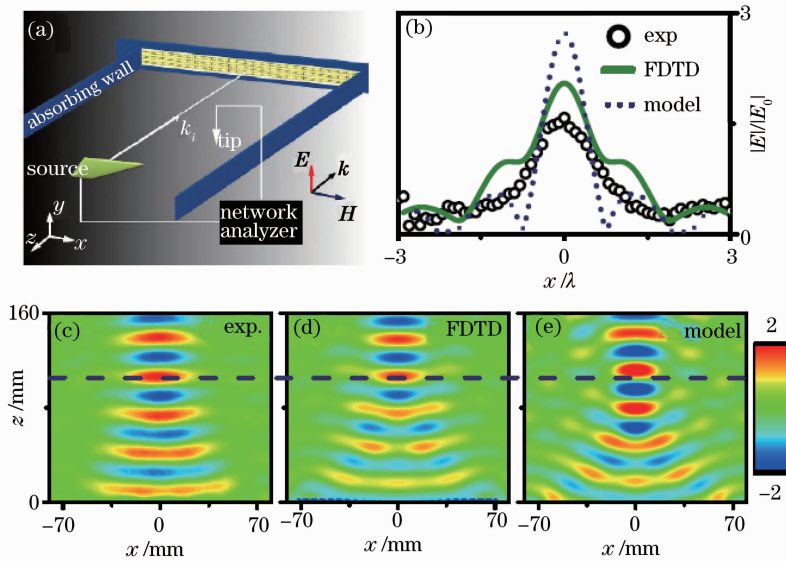


图 13 (a)实验装置;(b)实验测量、真实结构和理想模型的 FDTD 模拟所测焦线位置的电场分布;(c)~(e)实验测量、真实结构和理想模型的 FDTD 模拟所测  $xz$  平面内的  $E_y$  实场分布,其中虚线为焦线位置。所有的结果用入射场强做归一化处理,GM 放置在  $z=0$  的平面内<sup>[45]</sup>

Fig. 13 (a) Sketch for the experimental setup. (b)  $E$  field distributions along the focal line, obtained by experiment and FDTD simulations on realistic samples and on the model system; (c)~(e)  $\text{Re}(E_y)$  on the  $xz$  plane, obtained by experiment, FDTD simulations on realistic sample and on the model system. The dashed line denotes the designed focal line ( $f=100$  mm). All fields are normalized against the input field strength, and the meta-surface is placed at the  $z=0$  plane<sup>[45]</sup>

曲面打磨、相差矫正等复杂工艺,其材料选择也非常有限;基于梯度特异介质的棱镜,可以根据实际需要选择各种特殊设计的人工结构,并且具有平面化、超薄化、小型化等优点。利用 V 字形天线阵列,人们设计了工作在通信波段的单色无相差超薄平板透镜和轴棱镜<sup>[55]</sup>,为设计高数值孔径、超解析的平板棱镜提供了新思路。如图 13 所示,我们设计制备了一块反射式平板 GM 棱镜,其对入射平面波的反射相位分布为双曲线形式,因此该棱镜可将入射光会聚于一点,焦点的位置由所设计的结构参数控制。相较传统棱镜,我们的平板 GM 棱镜厚度远小于波长  $\lambda$ (约  $\lambda/20$ );在微波段电磁损耗几乎可以忽略,反射系统的特点使得所有电磁波都被其反射并会聚于焦点,因此相较透射式 GM 棱镜,反射式系统工作效率更高。我们的概念被模型计算、全波模拟以及近场实验三者完美验证,这为设计新型超薄高效光学器件提供了新选择<sup>[45]</sup>。

### 3.4 透射式特异介质表面

光入射到两种媒质界面处会产生反射和折射,其方向满足斯涅耳定律,借助人工电磁特异介质的帮助,反射光和折射光可以按人们意愿行进。最近,哈佛大学 Yu 等<sup>[29]</sup>在介电材料表面制作结构渐变的 V 型天线阵列,每个天线作为次波源的辐射相位各不相同并呈线性分布,由此样品在平面波照射下会产生异常反射和折射,其行为满足广义斯涅耳定律:

$$\begin{cases} \sin \theta_t n_t - \sin \theta_i n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx} \\ \sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \end{cases} \quad (22)$$

显然,(22)式相较于经典斯涅耳定律多出了含  $\frac{d\Phi}{dx}$  的项,它的出现会使系统产生负反射和负折射现象。后来这一结构被普渡大学 Ni 等<sup>[30]</sup>推广至近红外波段,并证明该系统具有宽频特性。GM 的负折射和左手材料、

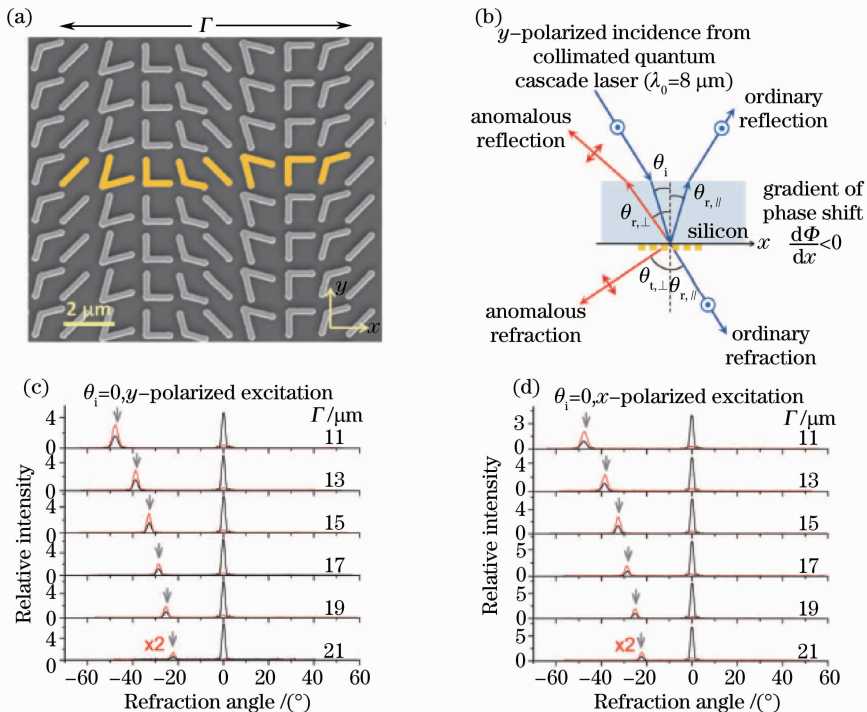


图 14 (a)制作在硅片上一个天线阵列的扫描电镜照片,黄色区域的 8 个子结构组成整个结构的元胞; (b)  $y$  偏振光照射下结构反射和折射实验测量示意图; (c), (d)具有不同元胞大小  $\Gamma$  的结构在  $y$  偏振和  $x$  偏振的正入射光照射下的远场折射光强度分布<sup>[29]</sup>

Fig. 14 (a) Scanning electron microscope (SEM) image of an antenna array fabricated on a silicon wafer. The unit cell (yellow) comprises eight gold V-antennas; (b) schematic experimental setup for  $y$ -polarized excitation; (c), (d) measured far-field intensity profiles of the refracted beams for  $y$ - and  $x$ -polarized excitations with different unit cell length  $\Gamma$ , respectively<sup>[29]</sup>

光子晶体、手性材料中的负折射有本质区别,其物理机理是透射/反射相位梯度为入射波提供额外波矢,GM的亚波长厚度使得它对电磁波的调控基本属于面调控效应,而左手材料等系统则属体调控效应,相较而言特异介质表面具有效率高、损耗小、超薄度等优点。另外,当入射光照射到透射式GM时,会同时产生正常、异常的反射和折射模式(如图14所示),而且异常反射和折射模式会有交叉偏振现象,这显然不适用于一些需要保持偏振守恒的实际应用,此外多支模式的产生也使得异常反射和折射模式的转换效率偏低。我们提出的反射式GM系统,在渐变金属结构阵列下方有一层不透光的金属反射层,它保证了反射式GM系统可将入射光高效率转化成异常反射模式。首先,底层金属反射层的存在会使得透射信号完全为零,这就将能量集中到所有反射信号上;其次,上层金属结构和下面金属层会耦合产生磁响应,整个单元(包含上层金属结构/中间介电层/下面金属层)可以整体看作是“人工原子”,它会将入射光完全反射并提供一个可调反射相位,而大多数人工原子在工作频率处并非处于磁共振态,这使得即使是光波段的GM也有超过80%的转化效率,远高于透射式GM,而在微波段的GM系统损耗可以忽略,异常反射模式转化效率接近100%<sup>[37]</sup>。

## 4 结束语

目前GM是特异介质领域一个重要的研究热点。利用反射式GM实现了PW-SW的完美转换,不同于光栅法和棱镜法等传统的SW耦合方法,而是另辟蹊径利用GM提供的线性反射相位梯度来弥补入射的PW和产生的SW间波矢差。这类GM系统具有高效、宽带、小型化等优点。需要强调的是,GM所产生的SW并非系统的本征态,而是在外界电磁波驱动下的电磁态,在同一频率下GM可以耦合出不同波矢的SW,可以将该SW导引出来激发转换成本征系统的SPP,微波段实验验证了GM作为SPP耦合器的可行性。在GM的研究过程中,发展了一套模展开方法来研究GM系统的散射模态分布,其结果可以和FDTD数值模拟及实验相互比较,三者完美吻合验证了GM系统的奇异电磁调控效应。另外,我们还研究了真实GM系统PW-PW和PW-SW的转换效率,揭示了周期性及离散化等现实手段对转换效率的影响;我们还制备并实验验证了一个反射相位呈双曲线状的超薄平板GM反射棱镜实现电磁波会聚,这为制备新式小型高效光学器件提供了新选择。在合作研究中,还将GM的概念从微波段推广至光波段,制备出了目前工作在超高工作频段(750~900 nm)、转换效率最高(80%)的GM。

电磁特异介质的出现增强了人们操控电磁波的能力,激发了诸如亚波长成像、光学隐身、光学吸收等重要研究和应用,但一些因素也限制了其进一步的发展,例如损耗、带宽等问题。最近热点研究的GM体系,依赖亚波长的梯度结构单元所提供的特定反射/透射相位分布,来自由调控辐射场的波相面。GM中每个子结构单元几何尺寸不同使得它们各自的共振频率也各不相同,因此在单一工作频率附近,GM内很多子结构单元并不处于共振态,所以GM系统电磁损耗通常很小。与传统的利用特异材料体效应来调控电磁波相比,GM体系的亚波长厚度使得电磁波会很快离开系统,其调控效应基本属于面调控,因此电磁损耗很小。另外,在GM的实验样品制备过程中各类误差不可避免,每个子结构所提供的相位会与设计有一定出入,但制备出的GM真正实现的相位分布会基本符合理想分布的形貌,即GM对制备误差的容忍度较高。GM每个子结构反射相位随频率分布的趋势类似,这使得GM的辐射相位分布在中心工作频率附近都近似满足,这解释了为什么GM通常具有较宽的工作频宽。这些特性使GM克服了前面提到的电磁特异介质面临的两大瓶颈,显示出澎湃发展的势头,接下来高频段、多维度、超宽带、高效率的GM将是一个重要研究方向,基于GM的各类新型光学功能器件的开发应用具有广阔前景。

## 参 考 文 献

- 1 J B Pendry, A J Holden, W J Stewart, *et al.*. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- 2 J B Pendry, A J Holden, D J Robbins, *et al.*. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 1999, 47(11): 2075-2084.
- 3 J B Pendry. Negative refraction [J]. *Contemp Phys*, 2004, 45(3): 191-202.
- 4 J B Pendry. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(18): 3966-3969.
- 5 D R Smith, Willie J Padilla, D C Vier, *et al.*. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity

- [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(18): 4184–4187.
- 6 R A Shelby, D R Smith, S Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, 292(5514): 77–79.
- 7 J Valentine, S Zhang, T Zentgraf, *et al.*. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index [J]. *Nature*, 2008, 455(7211): 376–379.
- 8 U Leonhardt. Optical conformal mapping [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1777–1780.
- 9 J B Pendry, D Schurig, D R Smith. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780–1782.
- 10 N Landy, S Sajuyigbe, J Mork, *et al.*. Perfect metamaterial absorber [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(20): 207402.
- 11 D Schurig, J J Mock, B J Justice, *et al.*. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977–980.
- 12 W S Cai, U K Chettiar, A V Kildishev, *et al.*. Optical cloaking with metamaterials [J]. *Nature Photon*, 2007, 1(4): 224–227.
- 13 H Y Chen, C T Chan, P Sheng. Transformation optics and metamaterials [J]. *Nature Mater*, 2010, 9(5): 387–396.
- 14 H F Ma, T J Cui. Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials [J]. *Nature Commun*, 2010, 1(3): 21.
- 15 Y M Liu, T Zentgraf, G Bartal, *et al.*. Transformational plasmon optics [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(6): 1991–1997.
- 16 P A Huidobro, M L Nesterov, L Martin-Moreno, *et al.*. Transformation optics for plasmonics [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(6): 1985–1990.
- 17 A Aubry, D Y Lei, A I Fernández-Domínguez, *et al.*. Plasmonic light-harvesting devices over the whole visible spectrum [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(7): 2574–2579.
- 18 T Zentgraf, Y M Liu, M H Mikkelsen, *et al.*. Plasmonic luneburg and eaton lenses [J]. *Nature Nanotechnol*, 2011, 6(3): 151–155.
- 19 A V Kildishev, A Boltasseva, V M Shalaev. Planar photonics with metasurfaces [J]. *Science*, 2013, 339(6125): doi: 10.1126/science.1232009.
- 20 N Engheta. Antenna-guided light [J]. *Science*, 2011, 334(6054): 317–318.
- 21 K L Tsakmakidis, A D Boardman, O Hess. “Trapped rainbow” storage of light in metamaterials [J]. *Nature*, 2007, 450(7168): 397–401.
- 22 Q Q Gan, Z Fu, Y J Ding, *et al.*. Ultrawide-bandwidth slow-light system based on THz plasmonic graded metallic grating structures [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(25): 256803.
- 23 U Levy, M Abashin, K Ikeda, *et al.*. Inhomogenous dielectric metamaterials with space-variant polarizability [J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(24): 243901.
- 24 N Kundtz, D R Smith. Extreme-angle broadband metamaterial lens [J]. *Nature Mater*, 2010, 9(2): 129–132.
- 25 D R Smith, J J Mock, A F Starr. Gradient index metamaterials [J]. *Phys Rev E*, 2005, 71(3): 036609.
- 26 X Q Lin, T J Cui, J Y Chin, *et al.*. Controlling electromagnetic waves using tunable gradient dielectric metamaterial lens [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, 92(13): 131904.
- 27 R Liu, Q Cheng, J Y Chin, *et al.*. Broadband gradient index microwave quasi optical elements based on non-resonant metamaterials [J]. *Opt Express*, 2009, 17(23): 21030–21041.
- 28 B Vasić, G Isić, R Gajić, *et al.*. Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime [J]. *Opt Express*, 2010, 18(19): 20321–20333.
- 29 N Yu, P Genevet, M A Kats, *et al.*. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333–337.
- 30 X Ni, N K Emani, A Kildishev, *et al.*. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas [J]. *Science*, 2012, 335(6067): 427.
- 31 N Yu, F Aieta, P Genevet, *et al.*. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Lett*, 2012, 12(12): 6328–6333.
- 32 U Levy, H C Kim, C H Tsai, *et al.*. Near-infrared demonstration of computer-generated holograms implemented by using subwavelength gratings with space-variant orientation [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(16): 2089–2091.
- 33 S Larouche, Y-J Tsai, T Tyler, *et al.*. Infrared metamaterial phase holograms [J]. *Nature Mater*, 2012, 11(5): 450–454.
- 34 X Yin, Z Ye, J Rho, *et al.*. Photonic spin hall effect at metasurfaces [J]. *Science*, 2013, 339(6126): 1405–1407.
- 35 D M Pozar, S D Targonski, H D Syrigos. Design of millimeter wave microstrip reflectarrays [J]. *IEEE Trans Antenn*

- Propag, 1997, 45(2): 287–296.
- 36 P Padilla, A Muñoz-Acevedo, M Sierra-Castañer, *et al.*. Electronically reconfigurable transmitarray at Ku band for microwave applications [J]. *IEEE Trans Antenn Propag*, 2010, 58(8): 2571–2579.
- 37 S Sun, Q He, S Xiao, *et al.*. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves [J]. *Nature Mater*, 2012, 11(5): 426–431.
- 38 E Kretschmann, H Raether. Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light [J]. *Z Naturforsch A*, 1968, 23(12): 2135–2136.
- 39 H Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* [M]. New York: Springer-Verlag, 1988.
- 40 M Neviere, R Petit, M Cadilhac. About the theory of optical crating coupler-waveguide systems [J]. *Opt Commun*, 1973, 8(2): 113–117.
- 41 Y B Tang, Z C Wang, L Wosinski, *et al.*. Highly efficient nonuniform grating coupler for silicon-on-insulator nanophotonic circuits [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(8): 1290–1292.
- 42 J B Pendry, L Martin-Moreno, F J Garcia-Vidal. Mimicking surface plasmons with structured surfaces [J]. *Science*, 2004, 305(5685): 847–848.
- 43 M J Lockyear, A P Hibbins, J R Sambles. Microwave surface-plasmon-like modes on thin metamaterials [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(7): 073901.
- 44 S Sun, K-Y Yang, C-M Wang, *et al.*. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces [J]. *Nano Lett*, 2012, 12(12): 6223–6229.
- 45 X Li, S Xiao, B Cai, *et al.*. Flat metasurfaces to focus electromagnetic waves in reflection geometry [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(23): 4940–4942.
- 46 C Qu, S Xiao, S Sun, *et al.*. A theoretical study on the conversion efficiencies of gradient meta-surfaces [J]. *Europhys Lett*, 2013, 101(5): 54002.
- 47 L Zhou, X Q Huang, C T Chan. A time-dependent Green's function approach to study the transient phenomena in metamaterial lens focusing [J]. *Photonics Nanostruct Fundam Appl*, 2005, 3(2-3): 100–106.
- 48 J M Hao, L Zhou, C T Chan. An effective-medium model for high-impedance surfaces [J]. *Appl Phys A*, 2007 87(2): 281–284.
- 49 O Paul, B Reinhard, B Krolla, *et al.*. Gradient index metamaterial based on slot elements [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(24): 241110.
- 50 J Neu, B Krolla, O Paul, *et al.*. Metamaterial-based gradient index lens with strong focusing in the THz frequency range [J]. *Opt Express*, 2010, 18(26): 27748–27757.
- 51 L Verslegers, P B Catrysse, Z Yu, *et al.*. Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film [J]. *Nano Lett*, 2009, 9(1): 235–238.
- 52 L Lin, X M Goh, L P McGuinness, *et al.*. Broadband plasmonic microlenses based on patches of nanoholes [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(10): 4111–4116.
- 53 C Ma, Z Liu. A super resolution metalens with phase compensation mechanism [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(18): 183103.
- 54 C Ma, M A Escobar, Z Liu. Extraordinary light focusing and Fourier transform properties of gradient-index metalenses [J]. *Phys Rev B*, 2011, 84(19): 195142.
- 55 F Aieta, P Genevet, M A Kats, *et al.*. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Lett*, 2012, 12(9): 4932–4936.