

特约专栏

# 超材料隐身理论应用于多物理场的研究进展

李 扬<sup>1,2</sup>, 刘传宝<sup>1,2</sup>, 周 济<sup>3</sup>, 乔利杰<sup>1,2</sup>, 白 洋<sup>1,2</sup>

(1. 北京科技大学新材料技术研究院, 北京 100083)

(2. 北京科技大学 北京市材料基因工程高精尖中心, 北京 100083)

(3. 清华大学材料学院 新型陶瓷与精细工艺国家重点实验室, 北京 100084)

**摘 要:** 超材料指具有天然材料所不具备的超常物理性质的人工复合结构或复合材料, 其物理性质不取决于其组成材料本身, 而是由单元结构所决定。超材料对物理场具有超强操控能力, 因此可以突破传统材料的物理极限, 实现诸多新颖功能和重要应用。变换光学理论的提出及其在完美电磁隐身衣中的成功应用, 大大拓展了超材料的研究范围, 而且将超材料研究由电磁场调控推广到声、力、热、化学以及静电/静磁等其他多物理场, 发展出一系列非电磁超材料, 而隐身也作为最典型的物理场调控类型, 受到广泛的研究。这些物理场往往具有相似的理论表达形式, 但物理细节又各有特点, 近年超材料隐身用于多物理场的研究已经形成了一系列富有特色的研究方向。简要介绍了超材料的发展, 阐述了超材料隐身的几种典型方法, 还对超材料隐身于多物理场、尤其是非电磁物理场中的研究进展进行了综述介绍。

**关键词:** 超材料; 隐身衣; 变换光学; 波动场; 拉普拉斯场; 化学梯度场

**中图分类号:** O649.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2019)01-0030-11

## Progress of Metamaterial Cloaking in Multiple Physical Fields

LI Yang<sup>1,2</sup>, LIU Chuanbao<sup>1,2</sup>, ZHOU Ji<sup>3</sup>, QIAO Lijie<sup>1,2</sup>, BAI Yang<sup>1,2</sup>

(1. Institute for Advanced Materials and Technology, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

(2. Beijing Advanced Innovation Center for Materials Genome Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

(3. State Key Laboratory of New Ceramics and Fine Processing, School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract:** A metamaterial is a material engineered to have a property that is not found in nature. They are made from assemblies of multiple unit cells fashioned from composite materials, whose extraordinary properties are determined by the artificial structure rather than the materials they compose of. Metamaterials have powerful ability to flexibly and efficiently manipulate physical fields, so that they can break through the property limitation of conventional materials to realize many novel functions and important applications. The emergence of transformation optics and its successful application in perfect electromagnetic cloak not only broaden the scope of metamaterials' researches greatly, but also expand the physical field that metamaterials work in from electromagnetic field to other physical fields, such as acoustic, mechanic, thermal, chemical and static electric/magnetic fields, so that metamaterials working in non-electromagnetic fields were developed rapidly. As a typical manipulation of physical fields, invisible cloak has drawn great attention of researchers. These physical fields have similar governing formula in the meantime vary in details, so that a series of interesting and distinctive research fields were developed about the invisible cloaks for multiple physical fields by metamaterials. In this review, we will briefly introduce the development of metamaterials, illustrate typical approaches for the design of invisible cloaks, and review strategies and applications of various invisible cloaks in different physical field, especially non-electromagnetic fields.

**Key words:** metamaterials; cloaking; transformation optics; wave field; laplace field; chemical gradient field

收稿日期: 2018-09-03 修回日期: 2018-11-30  
基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51741202); 国家重点研发专项(2018YFB0704301)  
第一作者: 李 扬, 男, 1991 年生, 博士研究生  
通讯作者: 白 洋, 男, 1979 年生, 教授, 博士生导师, Email: baiy@mater.ustb.edu.cn  
DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.2019.01.04

## 1 前 言

超材料(metamaterials)是最近十几年国际学术界的热点, 是涉及材料学、物理学、电磁学等诸多领域的多元交叉学科。超材料指具有天然材料所不具备的超常物理性质的人工复合结构或复合材料。与传统材料不

同, 超材料的物理性质往往不取决于其组成材料本身, 而是由单元结构所决定。

超材料的早期研究围绕着作用于电磁场的电磁超材料开展, 其中负折射左手材料是最早出现、最典型的一类超材料。早在 1964 年, 前苏联物理学家 Veselago 就在理论上预测了介电常数和磁导率同时为负数的“左手材料”(其中传播的电磁波的波矢、电场与磁场方向呈反常的左手坐标系)会具有负折射率、反向波、逆多普勒效应、反向切伦科夫辐射等超常电磁特性<sup>[1]</sup>, 但是此后 30 余年人们一直没有找到天然的左手材料。直到 20 世纪 90 年代, 英国 Pendry 教授提出周期性排布的金属线阵列<sup>[2]</sup>和金属开口谐振环结构<sup>[3]</sup>可以分别实现负介电常数和负磁导率; 2001 年, 美国 Smith 教授将上述二者复合在一起构造了左手材料, 并通过实验验证了其具有负折射现象<sup>[4]</sup>。上述研究利用复合人工结构实现了多年来人们求之而不得的超常物理特性, 从而第一次将超材料引入了国际学术研究的舞台, 证明利用由复杂金属结构组成的人工等效介质可以实现传统材料所不具备的超常物理特性。此后, 电磁超材料迅速发展成为国际学术界关注的热点课题之一。超材料对电磁场的超强操控能力给人们对电磁学、光学的传统认识带来了极大冲击, 利用超材料可以更有效地控制电磁波的传播特性(如波前、幅值、相位、极化状态等), 突破传统介质的物理极限, 实现亚波长成像超透镜等诸多新颖功能。2006 年,

Pendry 教授进一步发展出变换光学理论(transformation optics), 即通过设计非均匀各向异性等效介质来控制电磁波, 还展示了该理论设计完美电磁隐身衣(electromagnetic cloak)的成功案例<sup>[5]</sup>。变换光学理论还可以将之前通过等效介质实现负折射率<sup>[6-14]</sup>、完美透镜<sup>[15-20]</sup>等操控电磁波的设计都纳入统一的理论框架之中, 因为这些设计实际上也可以看作是等效介质通过坐标变换对电磁波的调控。几乎同时, Leonhart 教授提出了从几何光学出发的利用光学保角变换实现完美电磁隐身衣的方法<sup>[21]</sup>。

变换光学理论的提出使得近几年超材料研究范畴大大拓宽。一方面, 电磁超材料不再限于负折射左手材料, 隐身斗篷<sup>[22-30]</sup>、电磁波凝集器<sup>[31-34]</sup>和旋转器<sup>[35]</sup>、弯曲波导<sup>[36]</sup>、光学幻象<sup>[37]</sup>等新颖功能层出不穷(图 1); 另一方面, 超材料的设计理念由电磁场拓展到声、热、力、化学以及静电/静磁等其他多物理场, 发展出一系列非电磁超材料, 其中隐身作为超材料最典型的物理场调控类型, 也被拓展到其他物理场中。这些物理场具有相似的理论表达形式, 可以将超材料隐身理论进行类比推广, 但是不同物理场的细节又各有特点, 因此近些年利用超材料在多种物理场中实现隐身的研究形成了一系列富有特色的研究课题。本文将对超材料隐身在多物理场、尤其是非电磁物理场中的研究进展进行了综述介绍。

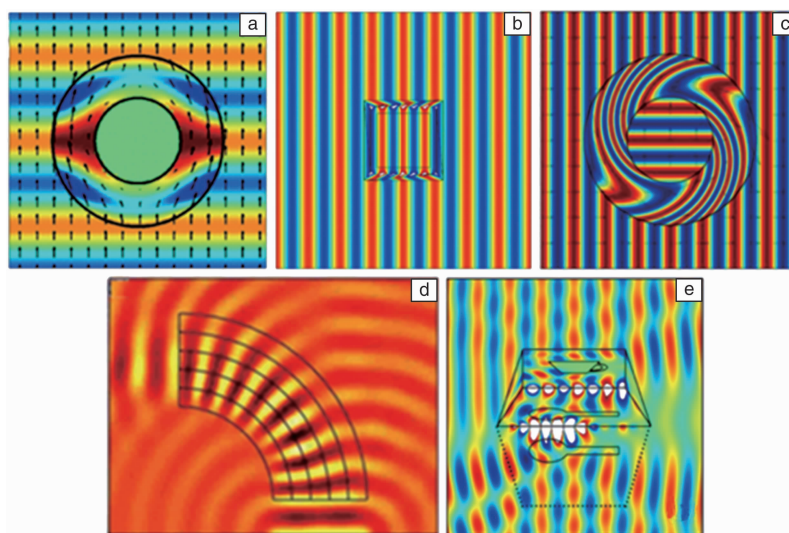


图 1 各种不同功能的超材料: (a) 隐身斗篷<sup>[23]</sup>, (b) 电磁波凝集器<sup>[31]</sup>, (c) 旋转器<sup>[35]</sup>, (d) 弯曲波导<sup>[36]</sup>, (e) 光学幻象<sup>[37]</sup>

Fig. 1 Metamaterials with various functions: (a) cloak<sup>[23]</sup>, (b) concentrator<sup>[31]</sup>, (c) rotator<sup>[35]</sup>, (d) curve waveguide<sup>[36]</sup>, (e) illusion<sup>[37]</sup>

## 2 利用超材料实现隐身的方法

### 2.1 变换光学基本方法

根据 Pendry 和 Leonhart 的理论<sup>[5]</sup>, 在人工电磁介质

中可以通过空间坐标变换实现等效的介质变换。他们创造性地引入共形变换, 将电磁场的初始条件和笛卡尔坐标系一一对应, 通过扭曲笛卡尔坐标系, 也就是施加坐标变换, 由于麦克斯韦方程组对坐标变换有形式不变

性,那么麦克斯韦方程组中描述材料性能参数(即介电常数和磁导率)的数值将发生变化。通过对介电常数和磁导率逐点地精确控制,就可以任意地操控电磁波的传播轨迹,如图 2 所示。变换光学的这种电磁场操控方式是非常有效的,为设计新型功能器件提供了强有力的手段。

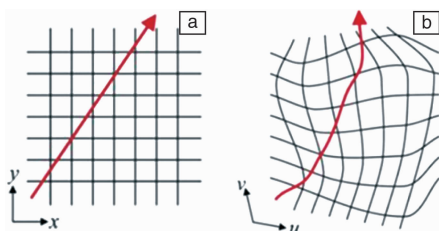


图 2 电磁波传播轨迹示意图<sup>[5]</sup>: (a) 原始空间, (b) 变换空间

Fig. 2 Electromagnetic wave trajectory in cartesian coordinate system<sup>[5]</sup>: (a) physical space, (b) virtual space

## 2.2 球形电磁隐身斗篷

Pendry 等在提出变换光学理论的同时,还提出了球形电磁隐身斗篷的设想,作为该理论的最典型应用<sup>[5]</sup>。如图 3 所示,为了藏匿物理空间中半径  $R_1$  区域内的物

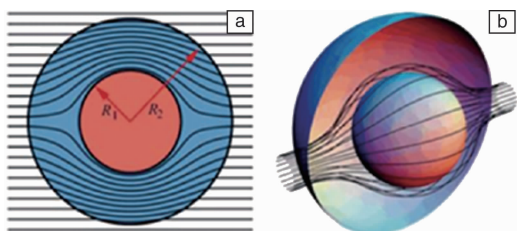


图 3 球形斗篷隐身原理<sup>[5]</sup>

Fig. 3 Principle of a spherical cloak<sup>[5]</sup>

体,理想的设计策略是:电磁波在斗篷区域( $R_1 < r < R_2$ )之外的传播不受影响,而进入斗篷后则绕过中心区域( $r < R_1$ ),且离开斗篷后传播方向立即恢复。为了实现这种对电磁波的精确操控,他们利用变换光学理念进行设计:将半径  $R_2$  的区域压缩至  $R_1 < r < R_2$  球壳区域内,从空间映射的角度来看,实际是把半径为  $R_2$  的球体空间映射到中心为空洞的弯曲空间。具体来说,从物理空间到虚拟空间的坐标变换为:

$$\begin{aligned} r' &= R_1 + r(R_2 - R_1)/R_2 \\ \theta' &= \theta, \\ \varphi' &= \varphi \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $r'$ 、 $\theta'$  和  $\varphi'$  分别对应球形隐身斗篷中变换空间的坐标参量。根据麦克斯韦方程的坐标协变性,物理空间球壳部分的电磁参数将发生变化,故可以求得相应的相对介电常数和磁导率参数:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{r'} &= \mu_{r'} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \frac{(r' - R_1)^2}{r'} \\ \varepsilon_{\theta'} &= \mu_{\theta'} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \\ \varepsilon_{\varphi'} &= \mu_{\varphi'} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\varepsilon_{r'}$ 、 $\mu_{r'}$ 、 $\varepsilon_{\theta'}$ 、 $\mu_{\theta'}$ 、 $\varepsilon_{\varphi'}$ 、 $\mu_{\varphi'}$  6 个参数分别代表球形隐身斗篷变换空间中  $r'$ 、 $\theta'$  和  $\varphi'$  3 个方向上的介电常数  $\varepsilon$  和磁导率  $\mu$  值。上述表达式给出了球壳部分的电磁参数,由于电磁波将全部绕过球核区域,因此中心区域的介电常数和磁导率可以任意取值。该设计中,球壳以外区域的电磁波传播不受影响,在球壳内部电磁参数任意取值,即可以不受限制地藏匿任何物体,因此从外部观测中心区域的物体被完美地隐藏了起来。但是可以看到,隐身斗篷三维空间的 6 个电磁参数是高度各向异性且非均匀分布的,在实际应用时对超材料电磁参数设计的要求极其严苛。

为了用实验来证明变换光学和完美隐身斗篷的可行性,Cummer 等将上述设计进行简化,给出了二维隐身斗篷所需要的电磁参数<sup>[22]</sup>:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \mu_r = \frac{r-a}{r} \\ \varepsilon_\theta &= \mu_\theta = \frac{r}{r-a} \\ \varepsilon_z &= \mu_z = \left( \frac{b}{b-a} \right)^2 \frac{r-a}{r} \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\varepsilon_r$ 、 $\mu_r$ 、 $\varepsilon_\theta$ 、 $\mu_\theta$ 、 $\varepsilon_z$ 、 $\mu_z$  6 个参数分别代表二维圆柱隐身斗篷变换空间中  $r$ 、 $\theta$  和  $z$  3 个方向上的介电常数  $\varepsilon$  和磁导率  $\mu$  值。可以看到,这种二维隐身斗篷的某些参数在  $r=a$  处存在奇异点,这在实验中是不可能实现的。因此他们又提出了二维 TE 波弱化隐身斗篷,这种隐身斗篷不能实现完全的隐身,但是可以用来减小物体的散射。弱化后的参数为:

$$\varepsilon_z = \left( \frac{b}{b-a} \right)^2, \mu_r = \left( \frac{r-a}{r} \right)^2, \mu_\theta = 1 \quad (4)$$

由此,Schurig 等<sup>[22]</sup>利用开口谐振环为周期单元的超材料结构,满足了磁导率在径向上的梯度变化,进而实现在微波频段的二维隐身,并且通过实验实现了这种二维 TE 波弱化情况下的电磁隐身(图 4)。

基于同样原理,Vladimir 等给出了二维 TM 波弱化隐身斗篷的设计<sup>[38]</sup>,通过对径向介电常数的弱化,仅通过方位角方向的梯度变化,利用有效介质理论给出了一个在光波段的隐身斗篷设计,其单元则是内含针状纳米金属椭球的介质。

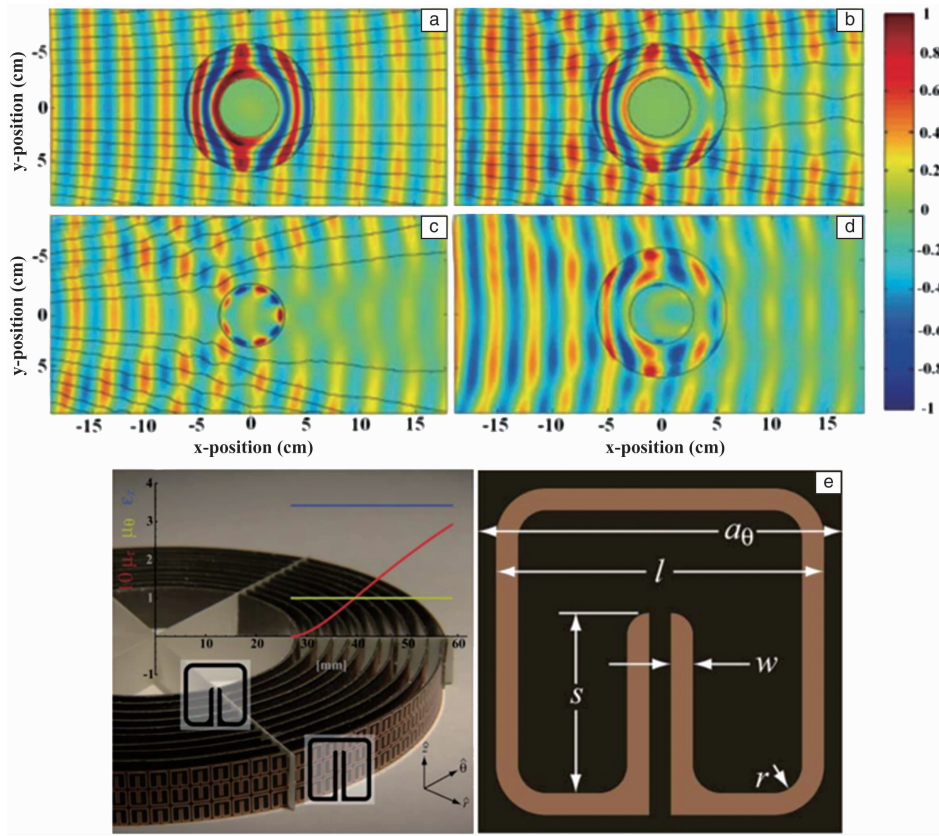


图 4 二维 TE 波弱圆柱斗篷<sup>[22]</sup>, 精确参数(a)和弱化参数(b)的隐身斗篷的微波隐身模拟效果, 裸露金属圆柱(c)和包覆弱化参数隐身斗篷后(d)的微波隐身实验测试效果, 二维 TE 波弱圆柱斗篷的实物照片与单元结构(e)

Fig. 4 Two-dimensional electromagnetic wave cloak with reduced material parameters for TE polarization<sup>[22]</sup>, simulation of cloak with exact parameters (a) and reduced parameters (b), experimental measurement of bared (c) and cloaked conducting cylinder (d), two-dimensional microwave cloaking structure and split ring resonator design (e)

### 2.3 地毯式电磁隐身斗篷

Pendry 等提出的利用变换光学设计完美隐身斗篷的思路, 从理论上看是十分完备的, 但是由于其要求非均匀分布且高度各向异性的电磁参数, 同时还需要某些区域的介电常数和磁导率小于 1, 这在实际设计中很难实现。在上述的设计中往往通过单一频点或者允许一定程度的损耗来实现的。他们将准保角变换引入变换光学, 提出了一种地毯式隐身斗篷<sup>[39]</sup>, 这种斗篷可以仅由电介质构成, 而且采用非极限的介电常数值。如图 5 所示, 准保角变换理论可以理解为, 通过坐标变换将物理空间藏匿物体的区域压缩到地面, 那么在虚拟空间中传播的电磁波, 将如同被平面反射一样, 实现了物体的隐形。

Smith 等利用工字型结构单元构建了第一个微波频段的地毯式隐身斗篷<sup>[26]</sup>, 通过控制结构单元尺寸实现折射率在 1.08 ~ 1.67 范围内的渐变。由于该结构在非谐振状态下工作, 因此在 13 ~ 16 GHz 都能实现很好的隐身效果(图 6), 且损耗较小。

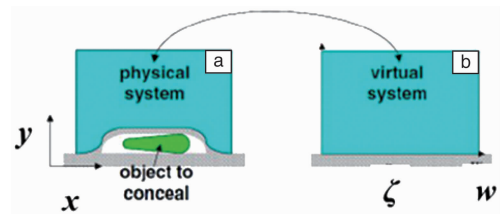


图 5 地毯斗篷的实现原理<sup>[39]</sup>: (a) 物理空间, (b) 对应的虚拟空间

Fig. 5 Principle of a carpet cloak<sup>[39]</sup>: (a) physical space, (b) corresponding virtual space

Zhang 等<sup>[25]</sup>利用在各向同性的介质上打孔的方式实现了等效折射率的梯度变化, 首次完成了在光频段的地毯式隐身斗篷。他们利用这种地毯式隐身斗篷, 成功地将斗篷覆盖的反射凸起镜面隐藏了起来。这种光频段低损耗的隐身斗篷, 从实际应用的角度来看无疑是更有价值的。

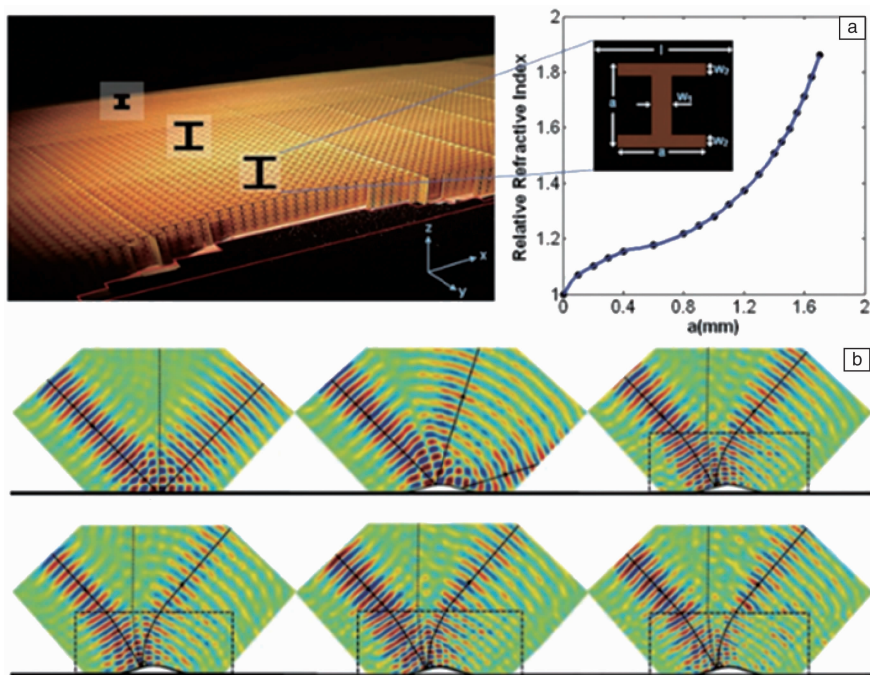


图 6 微波地毯式隐身斗篷<sup>[26]</sup>: (a)微波地毯隐身斗篷结构和工字型结构单元, (b)地毯隐身斗篷在微波频段实现相对宽频的隐身效果

Fig. 6 Microwave carpet cloak<sup>[26]</sup>: (a) microwave carpet cloak structure with nonresonant elements, (b) measured E field for perturbation with and without cloak at microwave frequencies

## 2.4 散射消除方法实现隐身

散射消除方法遵循逆向设计的原理, 首先求解波与障碍物相遇产生的散射场, 假设有一种介质可以消除这个散射场, 再根据边界连续条件求得介质电磁参数。2005 年, Alù 等提出了利用等离子层降低散射截面来实现隐身的方案<sup>[40]</sup>。2007 年, 他们指出可以利用 Mie 散射理论设计双层结构来实现隐身效果<sup>[41]</sup>, 如图 7 所示。基于这一方法, 他们还做了一系列后续工作<sup>[42-44]</sup>, 将双层结构推广到各向异性形状<sup>[45]</sup>以及准三维情形<sup>[46]</sup>。

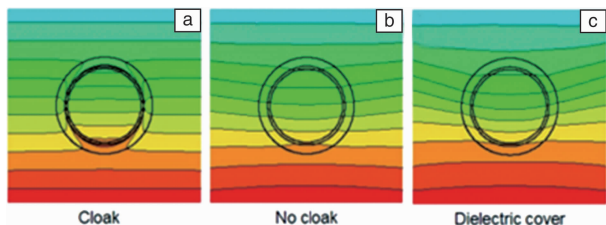


图 7 散射消除方法实现光频隐身<sup>[41]</sup>, 有等离子层隐身斗篷包裹(a)、未被包裹(b)和厚度相同的介电层包裹(c)的介电颗粒在 H 平面电场相位的分布

Fig. 7 Light cloak by scattering cancellation<sup>[41]</sup>, phase distribution at H-plane for dielectric particle with plasmonic cloak (a), without plasmonic cloak (b) and with dielectric cover with same thickness (c)

## 3 超材料在多物理场中实现隐身的应用

### 3.1 超材料在波动场中实现隐身

利用超材料实现电磁场中的隐身是此前研究的热点, 然而利用超材料设计在其他物理场中实现隐身, 同样具有广泛的应用前景。与电磁波类似, 声波、弹性波等同样是以波的形式传输, 那么将电磁场的隐身策略应用到这些波动场中, 在理论上也是可行的。在这部分中, 我们将介绍几种典型波动场中超材料隐身应用的研究进展。

#### 3.1.1 声波

声波和电磁波一样具有波的形式, 人们很容易将超材料和变换光学的理念拓展至声波的操控之中。和电磁波隐身类似, 声波隐身可以使声波绕过物体传播, 避免物体受到声波的检测。2006 年, Milton 等论证了声波波动方程和麦克斯韦方程组一样具有坐标协变性<sup>[47]</sup>。2007 年, Cummer 等提出了使用具有各向异性密度和各向同性体模量参数的等效声学介质来实现二维声学隐形<sup>[48]</sup>, 并通过模拟进行了验证。随后, Norris 跟进了这部分工作, 指出具有各向同性密度和各向异性体模量参数的等效声学介质也可以实现二维声学隐形<sup>[49]</sup>。Chen 等<sup>[50]</sup>和 Cummer 等<sup>[51]</sup>也分别提出了类似的三维声学隐身斗篷的设计方法。这些声学隐身斗篷要求材料具有各

项异性的密度或体模量, 可以实现对声波相速度的调制<sup>[52]</sup>, 进而使声波“绕过”障碍物。Fang 等<sup>[53]</sup>提出可以采用亥姆霍兹共振器来调制声波的相速度, 进而实现声波隐形, 并通过实验进行了验证, 如图 8 所示。然而,

这种变换要求相速度在最内层方位角方向上趋近于无穷大, 这是不可能实现的。我们可以通过实现相对较大的相速度来替代这种“无穷”, 但是这种近似也在一定程度上带来了不可避免的损耗。

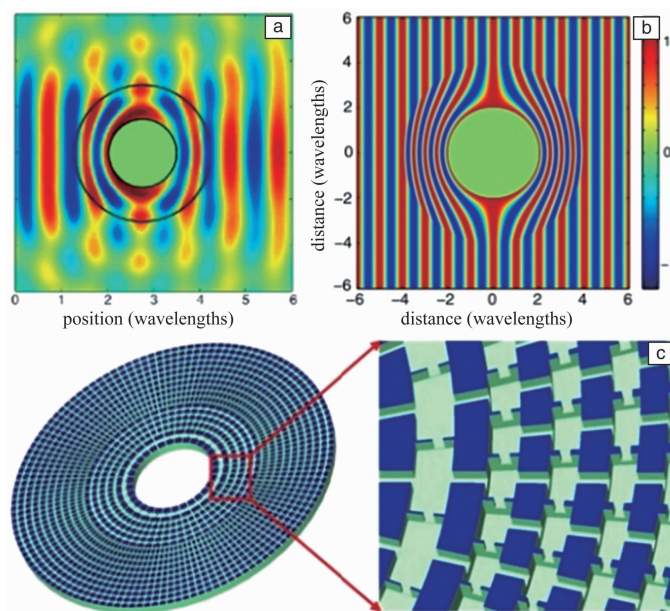


图 8 变换声学实现二维声学隐身<sup>[53]</sup>, 实验(a)和模拟(b)得到的声学隐身现象, 声学隐身斗篷结构示意图(c)

Fig. 8 Two-dimensional acoustic cloak by transformation acoustics<sup>[53]</sup>, experimental (a) and simulated (b) cloak for acoustic waves, acoustic cloak structure (c)

作为对这种损耗的替代解决方案, 地毯式声波隐身斗篷引起了人们的注意。Cummer 等<sup>[54]</sup>设计了一个由两组平行穿孔塑料板构成的地毯声学斗篷, 通过合理匹配有效密度和体模量, 实现了对相对宽频的声学隐身。

除了变换声学的方法, 散射消除方法同样适用于声学隐身<sup>[55]</sup>。Martin 等<sup>[56]</sup>也提出了同时使用变换声学层和散射消除层结构的声学斗篷与单一变换声学方法设计的声学斗篷相比, 散射截面更小。Sanchis 等<sup>[57]</sup>依据散射消除方法设计了 60 组同心圆环的散射消除结构, 包裹住障碍物后, 可以消除垂直于圆面入射的声波的散射, 以实现声学隐形。

### 3.1.2 弹性波

弹性波的传输方程不具有坐标协变性, 因此变换光学方法不再适用。作为替代解决方法, Farhat 等<sup>[58]</sup>提出, 在薄于波长的板中可以忽略弹性张量中的剪切模量和转动惯量, 并且设计了 10 层 6 种材料构成的隐身斗篷, 并通过模拟验证了其隐身效果。Stenger 等<sup>[59]</sup>简化了上述设计, 只采用了 2 种杨氏模量相差极大的材料 (PVC 和 PDMS), 通过控制每层的厚度实现在空间分布上的要求, 并进行了实验验证, 如图 9 所示。

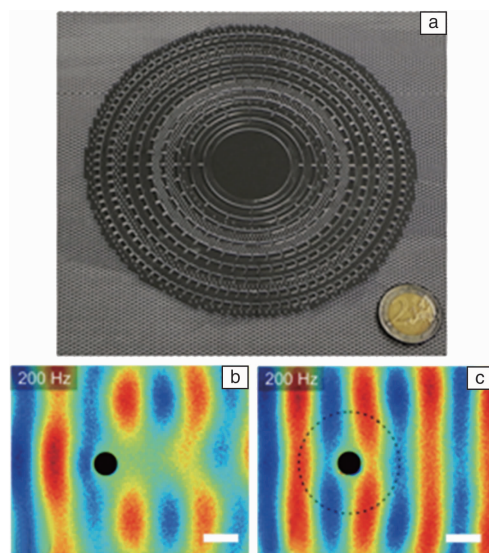


图 9 弹性波隐身斗篷<sup>[59]</sup>, 弹性波隐身斗篷实物图(a), 无隐身斗篷(b)和有隐身斗篷(c)时的隐身效果

Fig. 9 Elastic wave cloak<sup>[59]</sup>, photograph of elastic wave cloak (a), elastic wave propagation without (b) and with cloak (c)

### 3.1.3 地震波

地震是一种严重的自然灾害, 而且较难提前预测,

对人类安全有很大的威胁。地震由地震震源向外发射振动,以波的形式进行传播,分为纵波(P波)、横波(S波)和雷曼面波(L波)。雷曼面波的波长在几米到几百米之间,会和地面的主要建筑发生共振,造成巨大的破坏。雷曼面波和上述表面弹性波本质上相同,因此可以通过放大上述隐身斗篷实现对地震波的隐身。2012年,Brûlé等<sup>[60]</sup>在法国城市Grenoble进行实验,通过在各向同性土壤中打洞的方法,制造等效各向异性介质,形成地震波超材料,用来降低地震波损害,如图10a所示。2016年,Colombi等<sup>[61]</sup>也提出了通过在地表种植树木阵列,实现天然的地震波超材料,有效地降低地震波带来的共振,如图10b所示。虽然对地震波的控制目前仍处于非常初步的探索阶段,但是地震波超材料的提出,为人们征服这一自然灾害提供了希望<sup>[62]</sup>。

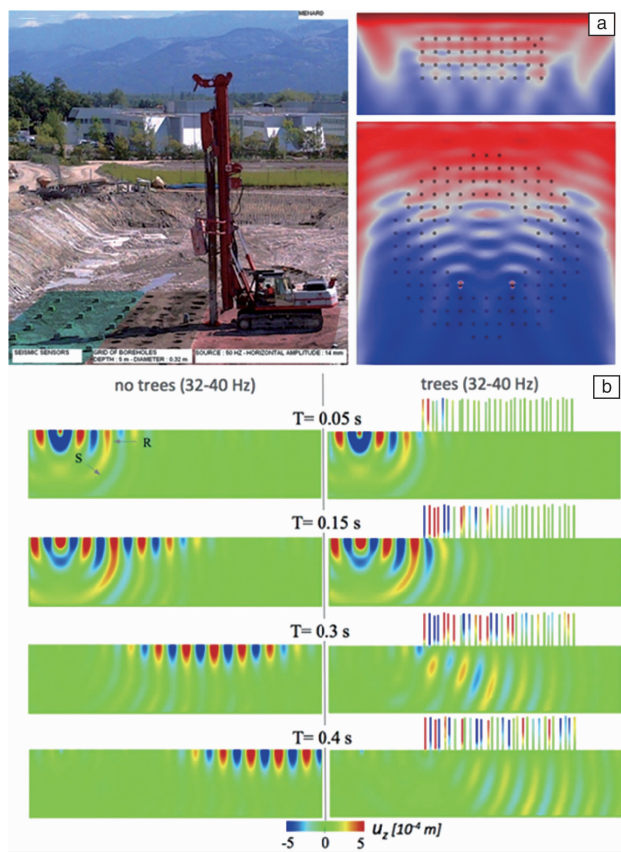


图 10 地震波隐身斗篷: (a) 土壤挖孔实现地震波隐身<sup>[60]</sup>, (b) 树林实现地震波隐身<sup>[61]</sup>

Fig. 10 Seismic wave cloak: (a) seismic wave cloak by drilling holes in soil<sup>[60]</sup>, (b) seismic wave cloak by forest<sup>[61]</sup>

### 3.2 超材料在拉普拉斯场中实现隐身

利用超材料在其他波动场中实现隐身可以与电磁场的研究进行类比,从本质上来说,都是通过调节波动场

中相位和幅值 2 个参数来实现的。对于三维情形,需要同时考虑 3 个方向上的 6 个变量,这在设计和实现上都是十分困难的。

在热流、化学梯度、静电场、静磁场等物理场中,无源稳态的传导方程将退化成拉普拉斯方程的形式。这也就意味着,传导方程求解出的参数只有单一变量,这将简化设计过程。接下来,我们以热场为例说明拉普拉斯场的定义。假设热量自发地从高温区域流向低温区域,没有热源的热传导方程可以写成:

$$\nabla(k \nabla T) - \rho c \frac{\partial T}{t} = 0 \quad (5)$$

其中  $T$  表示温度,  $k$  是热电导率,  $\rho$  是密度,  $c$  是比热容量。对于一个稳定状态,上公式可以写成:

$$\nabla(k \nabla T) = 0 \quad (6)$$

我们将这种稳态可以用拉普拉斯方程表示的物理场统称为拉普拉斯场。可以看到,与电磁场不同,热场仅需要各向异性的热导率就可以实现对温度场的操控,超材料设计更加简便。与热场类似的还有电流场、静电/静磁场、化学梯度(扩散)场等,对这些物理场的操控也只需单一的参数。下面我们将介绍超材料和变换光学用于拉普拉斯场隐身的研究进展。

#### 3.2.1 温度场

如上所述,无源稳态情况下,热传导方程可以用拉普拉斯方程(公式(6))表示,其具有坐标协变性,因此也可以通过坐标变换的方法来实现隐身。2012年,Schittny等<sup>[63]</sup>提出了一种热流隐身的方法,其设计的热隐身器包含等厚度的 5 层结构,每层根据等效介质理论控制铜和聚二甲基硅氧烷(PDMS)的相对含量和空间分布来获得各向异性、非均匀的热导率参数,进而实现动态的热流隐身,且中心温度始终低于外部,如图 11a 和 11b 所示。随后, Narayana 等<sup>[64]</sup>提出,各向异性热导率也可通过控制每层厚度获得,且每层只需由单一材料构成即可,如图 11c 和 11d 所示。

热隐身超材料本质上利用了有效介质理论的近似各向异性,从实验角度来说需要进行简化,而这必然也牺牲一定准确性,因此基于散射消除理论的热隐身器件也被提出。2014年, Qiu 等<sup>[65]</sup>提出了基于散射消除方法的双层热隐身超材料,通过合理匹配 2 种天然材料的厚度,实现了密封胶中铝圆柱的热隐身超材料,如图 12a 和 12b 所示。同年, Huang 等<sup>[66]</sup>提出了利用薄铜层将不锈钢中的空气泡在热流中隐身的设计,如图 12c 和 12d 所示。从本质上来说,目前基于热散射消除的双层隐身器设计都是背景介质和双层斗篷层热导率与厚度匹配的过程。

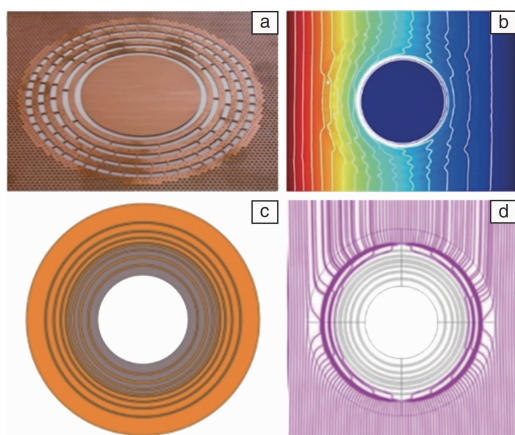


图 11 变换热力学热流隐身斗篷, Schittny 等<sup>[63]</sup>提出的热流隐身斗篷的结构示意图(a)和隐身效果(b), Narayana 等<sup>[64]</sup>提出的热流隐身斗篷的结构示意图(c)和隐身效果(d)

Fig. 11 Heat flux cloak by transformation thermodynamics, structural diagram (a) and simulated results(b) of heat flux cloak raised by Schittny *et al.* <sup>[63]</sup>, structural diagram(c) and simulated results (d) of heat flux cloak raised by Narayana *et al.* <sup>[64]</sup>

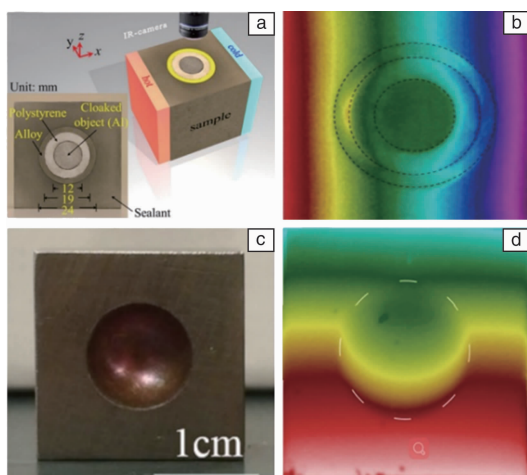


图 12 散射消除热流隐身斗篷, 二维双层热隐身材料的结构示意图(a)和隐身效果(b)<sup>[65]</sup>, 三维双层热隐身材料的结构示意图(c)和隐身效果(d)<sup>[66]</sup>

Fig. 12 Heat flux cloak by scattering cancellation, structural diagram (a) and simulated results (b) of two-dimensional two layer heat flux cloak<sup>[65]</sup>, structural diagram (c) and simulated results (d) of three-dimensional two layer heat flux cloak<sup>[66]</sup>

除了设计热流隐身斗篷<sup>[67-69]</sup>, 利用变换热力学和散射消除方法还可以对热流精准控制, 实现多功能的热学器件。基于变换热力学构建的扇形结构超材料, 可以不变外部热流分布, 同时控制热流汇聚至中心区域的热凝集器, 实现热收集<sup>[70-72]</sup>; 螺旋线结构超材料, 可以实现热流的反转, 即从外部观测等效为负热导率<sup>[73]</sup>。利用散射消除方法, 还可以实现热学幻象, 即将原物体

与热流的作用转换为另一个物体<sup>[74, 75]</sup>。

### 3.2.2 静电/静磁场

在静电场或恒流磁场条件下, 麦克斯韦方程组可以表示为拉普拉斯方程的形式, 具有坐标协变性, 可以通过坐标变换控制静电或者静磁场。2007 年, Pendry 等指出, 要实现静磁场隐身, 必须在极低频下实现反磁性, 而超导是其可行解决方案<sup>[76]</sup>。这一设想引起了许多课题组的关注, 并取得一定进展<sup>[77, 78]</sup>。2011 年, Sanchez 等提出基于散射消除方法的隐身策略<sup>[79]</sup>。2012 年, Gömör 等基于上述设想设计了超导体和铁磁体的双层隐形斗篷结构, 在实验上实现了完美的静磁场隐身<sup>[80]</sup>, 如图 13a 所示。同时, Narayana 等基于同样的原理设计超导图案和软磁材料构成的多层复合材料, 也在实验上实现对静磁场的隐身<sup>[81]</sup>, 如图 13b 所示。

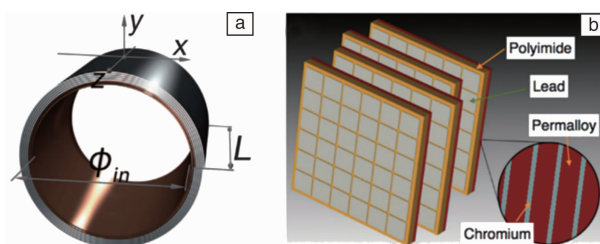


图 13 铁磁体-超导体结构静磁场隐身斗篷: (a) 超导体和铁磁体的双层隐形斗篷结构<sup>[80]</sup>, (b) 超导图案和软磁材料隐形斗篷结构<sup>[81]</sup>

Fig. 13 Static magnetic cloak composed of ferrite and superconductor: (a) double layer static magnetic cloak<sup>[80]</sup>, (b) static magnetic cloak with superconductor pattern and ferrite layer<sup>[81]</sup>

此前的磁场隐身设计需要使用超导来完全隔绝磁场, 一定程度上限制了其实际应用。2017 年, Ma 和 He 等提出了利用铜壳-空气谐振结构替代超导层来隔绝磁场, 实现了室温下相对宽频(0.1 ~ 100 kHz)的静磁隐身<sup>[82]</sup>, 同时可以通过控制铜壳厚度来调制隐身的工作频段。2018 年, 他们又提出可以通过高磁导率壳层与反磁性工作电流边界组成的结构实现室温条件下的磁隐身<sup>[83]</sup>。

无源稳态情况下, 静电势同样满足拉普拉斯方程, 因此可以将变换光学方法引入到直流条件下的电流变换器件。早在 2003 年, Greenleaf 等就提出了一种各向异性电导率结构设计, 在结构表面其性质与各向同性导体一致, 这可以被认为是早期的电流隐身研究<sup>[84]</sup>。2012 年, Cui 等提出通过电阻网络来实现各向异性的电导率<sup>[85]</sup>, 可以实现对直流电流的控制, 使电流绕过中心区域, 从外部观测, 电流的分布并不会受到中心区域的影响, 实现了直流电的隐身。除了利用电阻网络结构实现电流场隐身, Qiu 等基于散射消除方法提出了一种利

用自然材料实现双层电流隐身<sup>[86]</sup>。和双层热流隐身斗篷一样,这种双层电流隐身斗篷实际是背景介质和双层斗篷电导率与厚度的合理匹配。

### 3.2.3 化学梯度场

由化学位梯度造成的物质扩散可以用菲克定律描述,在无源稳态下同样可以表示为拉普拉斯方程的形式,具有坐标协变性,因此同样可以使用变换光学的方法构造物质扩散隐身斗篷。2013 年,Guenneau 等<sup>[87]</sup>首次将变换光学理论应用到对物质流的控制中,通过控制脂质体分子中磷脂分子的数量来获得梯度变化的扩散系数,从而实现了物质流的隐身。同年,Zeng 等<sup>[88]</sup>通过多层混凝土结构实现了对氯离子扩散行为的控制,并验证了扩散斗篷对中心区域的防护作用。

物质流隐身斗篷具有操控流绕过中心区域的特性,因此可以保护中心区域免受外界物质流的侵害。然而上述物质流隐身斗篷尺寸较大,且隔绝效果也不太理想,限制了其实际应用。2017 年,作者课题组<sup>[89]</sup>采用新的坐标变换方式和近似方法提出了一种超薄的氢物质流隐身斗篷(图 14),厚度仅为被保护区域的 1%,隔绝效果却大大提升。这种隔绝效果优异的氢物质流隐身斗篷可以大大延缓氢扩散进入中心区域的速度,同时减小扩散通量(低一个数量级),对中心区域结构的氢致断裂起到了很好的防护作用。同时,由于这种物质流斗篷可以压缩至很薄,极大地提升了其潜在的应用价值。

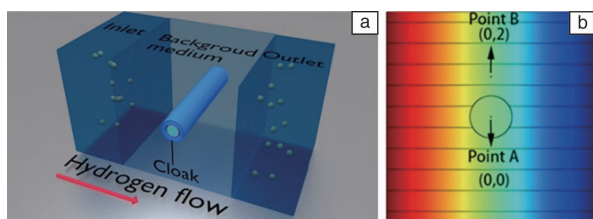


图 14 物质流隐身斗篷<sup>[89]</sup>: (a) 氢物质流隐身斗篷结构, (b) 氢物质流隐身斗篷隐身效果

Fig. 14 Chemical flux cloak<sup>[89]</sup>: (a) blueprint of hydrogen flux cloak, (b) concentration distribution of a cloak cylinder

## 4 结 语

超材料的出现极大拓展了人们设计新材料的视野,通过人工复合结构可以实现传统材料无法企及的诸多新颖功能,而变换光学和散射消除等方法的提出则为操控以电磁场为代表的多种物理场提供了更有力、更精确的工具。隐身作为物理场调控的一种典型代表,无论从物理学本质还是实际应用上都是十分吸引人的。利用超材料实现隐身从最早的电磁隐身研究,逐渐拓展到了其他的物理场中,比如声、力、热、化学等物理场。虽然这

些物理场表达式形式相似,隐身设计方法可以类推推广,但是其物理细节又有各自特色,因此具有重要的理论研究价值。而且,在多种物理场中实现隐身也具有十分重要的应用价值,比如实现对中心区域的隐形以逃避外场的检测,或者保护中心区域的物体免受外场的侵害。此外,变换光学方法也为操控物理场实现凝集、旋转、幻像等新奇功能提供了有效手段,这些功能在军事、能源等很多领域都将具有广泛的应用意义。

同时,我们也需注意,无论是变换光学方法还是散射消除方法,都存在需要极端各向异性参数、高损耗、窄工作频带等限制,导致完美隐身斗篷在现阶段还不能真正实现,只处于理论模拟和简化参数后的实验验证阶段。也就是说,隐身斗篷设计的理论相对完备,但实现困难重重。在不同物理场中实现隐身的研究,也因物理场特点不同而存在各自的问题,尚处于不太成熟的研究阶段,需要大量学者们在这些分支领域里进行深入的探索与研究。

## 参考文献 References

- [1] Veselago V G. *Soviet Physics Uspekhi*[J], 1968, 10: 509-514
- [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, et al. *Physical Review Letters* [J], 1996, 76: 4773-4779.
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*[J], 1999, 47: 2075-2081.
- [4] Shelby R A, Smith D R, Chultz S S. *Science*[J], 2001, 292: 77-79.
- [5] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. *Science*[J], 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [6] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C. *Science*[J], 2004, 305 (5685): 788-792.
- [7] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. *Science*[J], 2001, 292(5514): 77-79.
- [8] Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, et al. *Nature*[J], 2008, 455 (7211): 376-379.
- [9] Zhang S, Park Y S, Li J, et al. *Physical Review Letters*[J], 2009, 102 (2): 023901.
- [10] Iyer A K, Eleftheriades G V. *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*[C]. Seattle: IEEE, 2002: 1067-1070.
- [11] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*[J], 2002, 50(12): 2702-2712.
- [12] Soukoulis C M, Linden S, Wegener M. *Science*[J], 2007, 315 (5808): 47-49.
- [13] Shalaev V M. *Nature Photonics*[J], 2007, 1(1): 41-48.
- [14] Wuestner S, Pusch A, Tsakmakidis K L, et al. *Physical Review Letters* [J], 2010, 105(12): 127401.
- [15] Pendry J B. *Physical Review Letters*[J], 2000, 85(18): 3966.
- [16] Ramakrishna S A, Pendry J, Schurig D, et al. *Journal of Modern Optics*[J], 2002, 49(10): 1747-1762.

- [17] Garcia N, Nieto-Vesperinas M. *Physical Review Letters*[J], 2002, 88(20): 207403.
- [18] Gomez-Santos G. *Physical Review Letters*[J], 2003, 90(7): 077401.
- [19] Ramakrishna S A, Pendry J. *Physical Review B*[J], 2004, 69(11): 115115.
- [20] Tsang M, Psaltis D. *Physical Review B*[J], 2008, 77(3): 035122.
- [21] Leonhardt U. *Science*[J], 2006, 312(5781): 1777.
- [22] Schurig D, Mock J, Justice B, et al. *Science*[J], 2006, 314(5801): 977-980.
- [23] Chen H, Wu B I, Zhang B, et al. *Physical Review Letters*[J], 2007, 99(6): 063903.
- [24] Ma H F, Cui T J. *Nature Communications*[J], 2010, 1: 21.
- [25] Valentine J, Li J, Zentgraf T, et al. *Nature Materials*[J], 2009, 8(7): 568-571.
- [26] Liu R, Ji C, Mock J, et al. *Science*[J], 2009, 323(5912): 366-369.
- [27] Lai Y, Chen H, Zhang Z Q, et al. *Physical Review Letters*[J], 2009, 102(9): 093901.
- [28] Gabrielli L H, Cardenas J, Poitras C B, et al. *Nature Photonics*[J], 2009, 3(8): 461-463.
- [29] Ergin T, Stenger N, Brenner P, et al. *Science*[J], 2010, 328(5976): 337-339.
- [30] Edwards B, Alù A, Silveirinha M G, et al. *Physical Review Letters*[J], 2009, 103(15): 153901.
- [31] Madni H A, Hussain K, Wei X J, et al. *Scientific Reports*[J], 2018, 8(1): 9641.
- [32] Schurig D, Pendry J B, Smith D R. *Optics Express*[J], 2007, 15(22): 14772-14782.
- [33] Kong F, Wu B I, Kong J A, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2007, 91(25): 1777.
- [34] Greenleaf A, Kurylev Y, Lassas M, et al. *Physical Review Letters*[J], 2007, 99(18): 183901.
- [35] Chen H Y, Chan C T. *Applied Physics Letters*[J], 2007, 90(24): 241105.
- [36] Jiang W X, Cui T J, Cheng Q, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2008, 92(26): 264101.
- [37] Lai Y, Ng J, Chen H, et al. *Physical Review Letters*[J], 2009, 102(25): 253902.
- [38] Cai W, Chettiar U K, Kildishev A V, et al. *Nature Photonics*[J], 2007, 1: 224-227.
- [39] Li J, Pendry J. *Physical Review Letters*[J], 2008, 101(20): 203901.
- [40] Alù A, Engheta N. *Physical Review Letters*[J], 2005, 72: 016623.
- [41] Alù A, Engheta N. *Physical Review Letters*[J], 2008, 100(11): 113901.
- [42] Alù A, Engheta N. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*[J], 2008, 10: 093002.
- [43] Alù A, Engheta N. *Optics Express*[J], 2007, 15: 3318-3332.
- [44] Alù A, Engheta N. *Radio Science*[J], 2008, 43: RS4S01.
- [45] Tricarico S, Bilotti F, Alù A, et al. *Physical Review E*[J], 2010, 81(2): 026602.
- [46] Alù A, Rainwater D, Kerkhoff A. *New Journal of Physics*[J], 2010, 12(10): 275-278.
- [47] Milton W. *New Journal of Physics*[J], 2010, 8(10): 248.
- [48] Cummer S A, Schurig D. *New Journal of Physics*[J], 2007, 9(3): 45.
- [49] Norris A N. *The Journal of the Acoustical Society of America*[J], 2009, 125(2): 839-849.
- [50] Chen H, Chan C T. *Applied Physics Letters*[J], 2007, 91(18): 183518.
- [51] Cummer S A, Popa B I, Schurig D, et al. *Physical Review Letters*[J], 2008, 100(2): 024301.
- [52] Fang N, Xi D, Xu J, et al. *Nature Materials*[J], 2006, 5: 452.
- [53] Zhang S, Xia C, Fang N. *Physical Review Letters*[J], 2011, 106(2): 024301.
- [54] Popa B I, Zigoneanu L, Cummer S A. *Physical Review Letters*[J], 2011, 106: 253901.
- [55] Guild M D, Alu A, Haberman M R. *The Journal of the Acoustical Society of America*[J], 2011, 129(3): 1355-1365.
- [56] Martin T P, Orris G J. *Applied Physics Letters*[J], 2012, 100(3): 033506.
- [57] Sanchis L, García-Chocano V, Llopiés-Pontiveros R, et al. *Physical Review Letters*[J], 2013, 110(12): 124301.
- [58] Farhat M, Guenneau S, Enoch S. *Physical Review Letters*[J], 2009, 103: 024301.
- [59] Stenger N, Wilhelm M, Wegener M. *Physical Review Letters*[J], 2012, 108(1): 014301.
- [60] Brûlé S, Javelaud E, Enoch S, et al. *Physical Review Letters*[J], 2014, 112(13): 133901.
- [61] Colombi A, Roux P, Guenneau S, et al. *Scientific Reports*[J], 2016, 6: 19238.
- [62] Finocchio G, Casablanca O, Ricciardi G, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2014, 104(19): 191903.
- [63] Schittny R, Kadic M, Guenneau S, et al. *Physical Review Letters*[J], 2013, 110(19): 195901.
- [64] Narayana S, Savo S, Sato Y. *Applied Physics Letters*[J], 2013, 102(20): 201904.
- [65] Han T, Yuan T, Li B, et al. *Scientific Reports*[J], 2013, 3: 1593.
- [66] Fan C, Gao Y, Huang J. *Applied Physics Letters*[J], 2008, 92(25): 251907.
- [67] Ma Y, Lan L, Jiang W, et al. *NPG Asia Materials*[J], 2013, 5(11): e73.
- [68] Hu R, Wei X, Hu J, et al. *Scientific Reports*[J], 2014, 4: 3600.
- [69] Hu R, Xie B, Hu J, et al. *Europhysics Letters*[J], 2015, 111(5): 54003.
- [70] Han T, Zhao J, Yuan T, et al. *Energy & Environmental Science*[J], 2013, 6(12): 3537-3541.
- [71] Han T, Bai X, Liu D, et al. *Scientific Reports*[J], 2015, 5: 10242.
- [72] Guenneau S, Amra C, Veynante D. *Optics Express*[J], 2012, 20(7): 8207-8218.

- [73] Narayana S, Sato Y. *Physical Review Letters* [J], 2012, 108(21): 214303.
- [74] He X, Wu L. *Applied Physics Letters* [J], 2014, 105(22): 221904.
- [75] Han T, Bai X, Thong J T, et al. *Advanced Materials* [J], 2014, 26(11): 1731–1734.
- [76] Wood B, Pendry J. *Journal of Physics: Condensed Matter* [J], 2007, 19(7): 076208.
- [77] Magnus F, Wood B, Moore J, et al. *Nature Materials* [J], 2008, 7(4): 295.
- [78] Navau C, Chen D X, Sanchez A, et al. *Applied Physics Letters* [J], 2009, 94(24): 242501.
- [79] Sanchez A, Navau C, Prat-Camps J, et al. *New Journal of Physics* [J], 2011, 13(9): 093034.
- [80] Gömöry F, Soloviyov M, Šouc J, et al. *Science* [J], 2012, 335(6075): 1466–1468.
- [81] Narayana S, Sato Y. *Advanced Materials* [J], 2012, 24(1): 71–74
- [82] Jiang W, Ma Y, Zhu J, et al. *NPG Asia Materials* [J], 2017, 9(1): e341.
- [83] Jiang W, Ma Y, He S. *Physical Review Applied* [J], 2018, 9(5): 054041.
- [84] Greenleaf A, Lassas M, Uhlmann G. *Physiological Measurement* [J], 2003, 24(2): 413.
- [85] Yang F, Mei Z L, Jin T Y, et al. *Physical Review Letters* [J], 2012, 109(5): 053902.
- [86] Han T, Ye H, Luo Y, et al. *Advanced Materials* [J], 2014, 26(21): 3478–3483.
- [87] Guenneau S, Puvirajesinghe T. *Journal of the Royal Society Interface* [J], 2013, 10(83): 20130106.
- [88] Zeng L, Song R. *Scientific Reports* [J], 2013, 3: 3359.
- [89] Li Y, Liu C, Bai Y, et al. *Advanced Theory and Simulations* [J], 2018, 1(1): 1700004.

(编辑 吴 锐)