

热超构材料的研究进展*

沈翔瀛 黄吉平[†]

(复旦大学物理系 应用表面物理国家重点实验室 上海 200433)

2012-11-01 收到

[†] Email: jphuang@fudan.edu.cn

DOI:10.7693/wl20130302

Research progress in thermal metamaterials

SHEN Xiang-Ying HUANG Ji-Ping[†]

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

摘要 由于光波、声波、地震波和水波都遵循波动方程，所以，2006年光学隐身衣(optical cloak)原理在 *Science* 杂志上发表后，光学隐身衣的设想很快就从最初的光波推广到了声波、地震波和水波，至今方兴未艾。由于热传导满足的是扩散方程，并且波动方程与扩散方程在物理机制上迥异，这就使得把光学隐身衣推广到热学隐身衣的尝试不得不面临来自原理上的挑战，可能也正因为如此，国际上对热超构材料的研究非常缓慢：早在2008年，就有学者在光学隐身衣的启发下，通过有限元模拟，揭示了热学隐身衣和热流反转等反常热功能或热现象，从而提出热超构材料(thermal metamaterial)的概念，但是，直到2012年，这个概念才被实验验证。由于其中蕴含着巨大的潜在应用价值，该实验工作发表后，热超构材料开始得到国际同行的广泛关注。文章的主要目的就是向读者介绍这一类新型功能材料——热超构材料的物理原理、发展历程及其理论和实验研究进展。

关键词 热超构材料，物理原理，研究进展

Abstract The principle of optical cloaking, first published in *Science* in 2006, has been quickly extended from light waves to acoustic, seismic, and water waves, as they all obey the wave equations. Because thermal conduction satisfies diffusion equations as well as wave equations, and the former have different physical mechanisms, the extension from optical cloaking to thermal cloaking is a greater challenge. Thus, research on thermal metamaterials has been very slow. As early as in 2008, various counter-intuitive functions and properties like thermal cloaks and thermal inverters were proposed on the basis of finite element simulations, and the concept of thermal metamaterials was introduced. However, this concept was only demonstrated experimentally in 2012. On account of their potential applications, thermal metamaterials soon received much attention from the international community. The main aim of this review is to describe this new type of functional material——thermal metamaterials. We shall present an overview of their physical principles, history, and progress in both theoretical and experimental research.

Keywords thermal metamaterial, physical principle, research progress

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB922004)、国家自然科学基金(批准号: 11075035; 11222544)、霍英东教育基金(批准号: 131008)资助项目; 上海科委启明星项目(批准号: 12QA1400200)

1 引言

科学家在1968年首次提出“负折射率”的概念^[1],具有这种负折射率性质的平板材料可以像透镜一样,使得平行入射光线汇聚到一点^[2]。这与直觉相悖的研究结果拉开了超构材料(metamaterial)研究的序幕。众所周知,负折射率过去被认为只是一个数学概念,在自然界中并不存在。想要找到具有此性质的天然材料几乎是痴人说梦。既然大千世界中无迹可寻,而人们又迫切需要,为何不自行制造?于是,一种人工设计出来的光学负折射材料横空出世了,这样的材料就叫做“超构材料”。其后,超构材料的内涵被显著延拓:人们把那些由人类创造出来、自然界中不存在、拥有特殊结构、并具有特殊物理意义的材料统称为“超构材料”,这类材料通常具有奇异的物理性质,例如光学性质、声学性质等。

最近一种新型的光学隐身衣(optical cloak)引起了科学家们广泛的关注。所谓光学隐身衣就是指能够屏蔽掉外来影响,并使得其中所隐藏的物体不为外界所探测的装置。该设想最早是由莱因哈特(U. Leonhardt)^[3]和潘德利(J. B. Pendry)等人^[4]于2006年独立提出的。其诱人的应用价值导致其原理一经发表,便快速地渗透到了

物理学的各个领域^[5-13]。如何改进和推广各种“隐身衣”现已成为无数科学家的奋斗目标。理论分析和实验研究表明,人们要实现这些隐身衣的功能,必需使用超构材料。由于声波、地震波、水波等波与光波一样,遵循的都是波动方程,所以,人们把光学隐身衣推广到声学、地震学、流体力学等领域,其进展比较顺利;可是,因为热传导满足的是扩散方程,并且波动方程与扩散方程在物理机制上迥异,这就使得人们在考虑把光学隐身衣推广到热学领域时不得不面临来自原理上的挑战,也正因为如此,国际上对热超构材料的研究较为缓慢。本文将着重介绍的热超构材料(thermal metamaterial)正是光学隐身衣原理延伸至热学领域后的一个衍生品。为了能够更好地了解热超构材料的前世、今生和未来,我们必须追根溯源,从光学隐身衣的诞生讲起。

2 光学隐身衣

2.1 莱因哈特的隐身衣原理

根据费马原理,光在电介质中会选择光程最短的路径前行^[14]。可是,两点之间直线路径具有最短光程,这个常识只适用于均匀介质,而对于各向异性的非均匀介质,具有最短光程的那个路径可能是曲

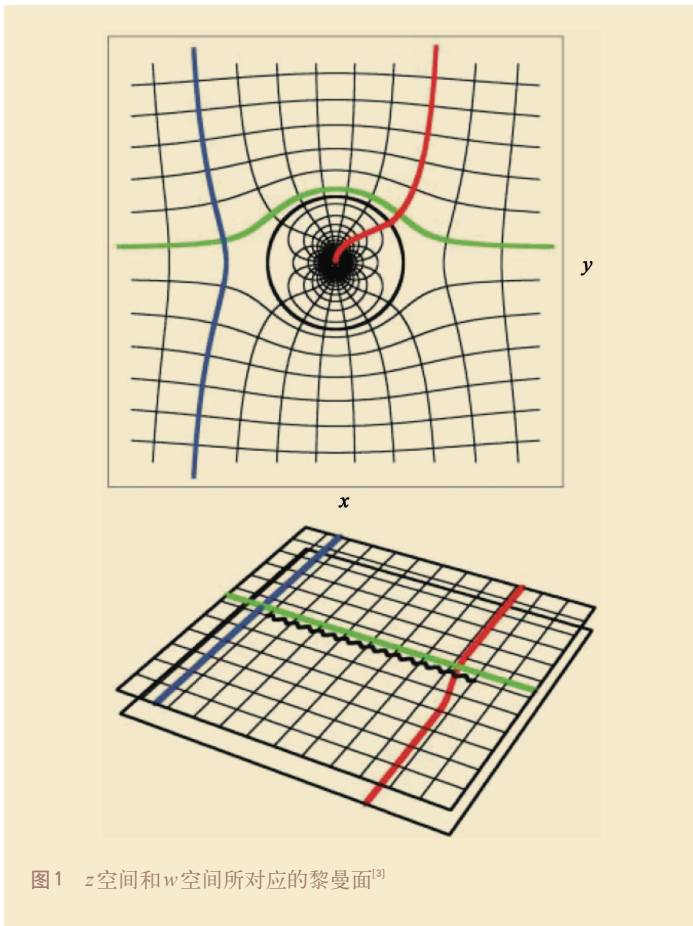


图1 z空间和w空间所对应的黎曼面^[3]

线。通过某种人工设计，人们可以让材料中的光线绕过某一特定空间，就好像其周围披上了一层隐形隐身衣。对于电介质，各向异性主要是以折射率的方式体现，即折射率可用作表征空间均匀性的参数。空间中各个点的折射率均不相同，意味着这是一个参差扭曲、光怪陆离的世界。当然，我们要的不是一个浑沌的空间，我们希望那些特定区域里的折射率符合某种规律，一种能让光线按照我们意愿扭曲的规律。

让我们来考虑一种理想情况。假设存在一种电介质材料，在某一方向上是均匀的。一束波数为 k 的光垂直于该方向射入。材料的性质完全由折射率 $n(x, y)$ 表征。 n 沿着光入射的方向改变，并且在光的波长范围内不发生剧烈的变化。对于光的两个偏振态的振幅 Ψ ，它们均满足亥姆

霍兹方程^[14]：

$$(4\partial_z^* \partial_z + n^2 k^2) \Psi = 0, \quad (1)$$

其中*代表复共轭，复数 $z = x + iy$ 。现在让我们引入一个不依赖 z^* 的解析函数 $w(z)$ ，它将把 z 空间上的点保角映射到 w 空间上^[15]。在 w 空间中， $\partial_z^* \partial_z = |\frac{dw}{dz}|^2 \partial_w^* \partial_w$ ，因此该空间中的折射率 n' 可以写为

$$n = n' \left| \frac{dw}{dz} \right|. \quad (2)$$

假如介质的折射率 $n(z)$ 被设计成一个解析函数 $g(z)$ ，那么根据(2)式，我们可以得到 $g(z)$ 的积分 $G(z) = \int n' dw$ 。令 $G(z)$ 也是 z 的一个保角映射。对于 z 空间中一条有方向的曲线 $C = z(t)$ ，保角映射到 G 空间， $G(t) = f(w(z(t)))$ ，得到旋转角

$$\begin{aligned} \phi &= \arg n' + \arg w'(z_0) + \arg z'(t_0) \\ &= \arg w'(z_0) + \arg z'(t_0) \end{aligned}$$

其中 $w(z)$ 是 z 的保角映射。

根据上式，可以明显地看出这种材料在 w 空间中的折射率是一个常数 ($\arg n' = 0$)。因此在 w 空间里，光线就如同在均匀介质中一样直线传播。现在让我们来考虑一种简单的保角映射：

$$w = z + \frac{a^2}{z}, \quad z = 1/2(w \pm \sqrt{w^2 - 4a^2}), \quad (3)$$

折射率 $n = |1 - a^2/z^2|$ ，其中 a 是一个常数。现在我们可以绘制出 z 空间和 w 空间所对应的黎曼面，见图1^[3]。

图1的上半部分是复平面中的介质，由一个半径为 a 的圆将空间划分为圆内区域和圆外区域。图1的下半部分是 w 空间的黎曼面。其中以网格划分的上层平面对应 z 空间中的圆外区域，而锯齿形的分割线代表圆的边界 (在 $\pm 2a$ 之间)。下层的平面表示圆内区域。让我们先关注图1中蓝色和绿色的线条。这些光线在 w 空间中沿直线传播，并且不与锯齿状的圆边界相交。反观红色线条，这类光线通过分割线并被引入到下层黎曼面直至无穷远处。于

是在观察者看来， z 空间中的圆内区域仿佛变成一个黑洞，将本该通过的光线全部吸收掉了。

显然这个结果不是我们所期望的，因为此时的圆形区域看上去是一个黑点，与隐形二字相去甚远。只有当我们把那些“被吃掉”的光线从圆区域内拉出来，并让它们精确地按照与入射轨迹对称的线路出射才算大功告成。为了达到这个目的，我们再次把 w 空间中的亥姆霍兹方程改写，让它看起来具有薛定谔方程的形式： $U - E = -n^2/2$ 。可以将其理解为一个质量为 k^2 的质点以动能 E 在势能为 U 的空间中运动。该势能需要把所有进入圆内区域的光路封死，这迫使它必须围绕某一个分支点径向对称（分支点 $w_1 = 2a$, $w_2 = -2a$ ）。满足上述条件的势能有两个：谐振子势和开普勒势^[16]：

$$n^2 = 1 - \frac{|w - w_1|^2}{r_0^2} \quad (\text{谐振子势}),$$

$$n^2 = \frac{r_0}{|w - w_1|} - 1 \quad (\text{开普勒势}),$$

其中 r_0 代表光路环绕区域的半径。我们发现，谐振子势能下的折射率小于 1，这意味着可能会出现全反射现象。于是所有的希望都寄托在开普勒势上了。为了保证折射率大于 1， r_0 必须大于 $2|w_2 - w_1|$ 。以上就是达成隐形隐身衣所需的全部条件，见图 2。

2.2 潘德利的隐身衣原理

相比于莱因哈特艰深的数学推导和复变分析理论，潘德利的隐身衣原理显得更加“物理”，更容易为物理学家所接受。他的隐身衣设计思想为之后热超构材料的产生提供了坚实的理论基础。为了使光线能够绕开我们希望隐蔽的空间，除了提供各向异性的介质背景外，人们还可以将原本

均匀的空间扭曲，这两种方法是等效的。

对于任意一个均匀的电介质，我们要求光线能够绕过某一给定区域。假设整个系统是镶嵌于一个具有良好弹性的材料之上，且该材料可以按照我们的意愿被任意地拉伸和扭曲。为了定量描述以上变化，我们在均匀介质空间中建立了如图 3(a) 所示的笛卡尔坐标系 (x, y, z) 。扭曲作用把直角坐标划分的网格变成了图 3(b) 的形式，为此我们定义新的坐标系如下：

$$u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z).$$

(u, v, w) 表示原坐标空间图 3(a) 中的点经扭曲后，在图 3(b) 空间中的新位置。于是扭

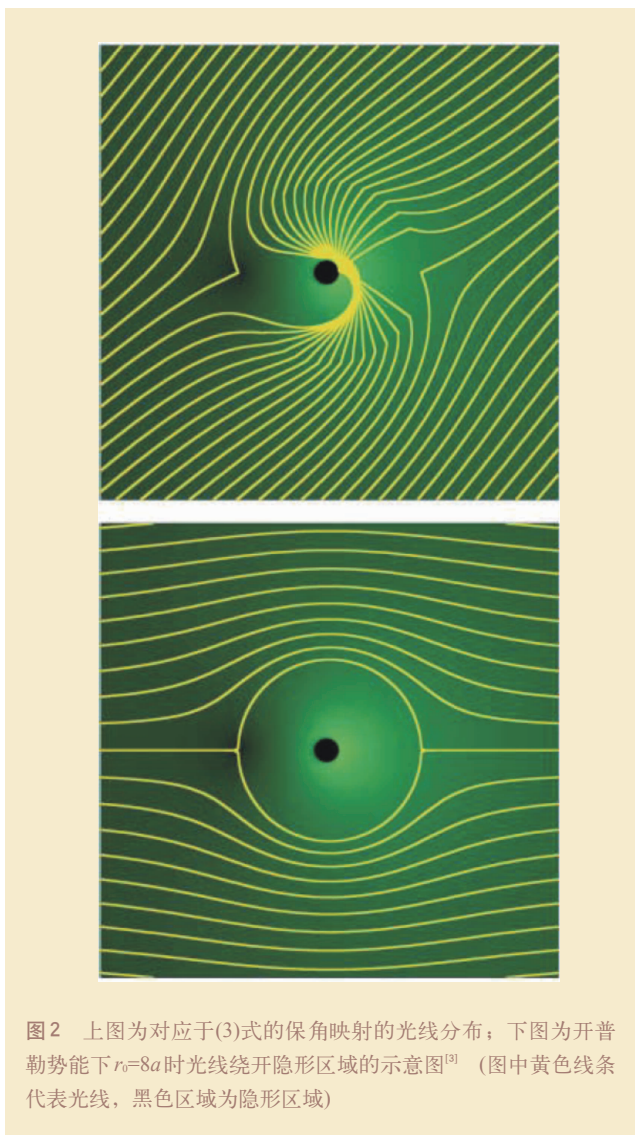


图 2 上图为对应于(3)式的保角映射的光线分布；下图为开普勒势能下 $r_0=8a$ 时光线绕开隐形区域的示意图^[3]（图中黄色线条代表光线，黑色区域为隐形区域）

曲作用可以被视作从 (x, y, z) 空间到 (u, v, w) 空间的一个坐标变换。虽然麦克斯韦方程组在各个坐标空间中具有形式不变性，但我们必须重整新坐标空间中的介电常数和磁导率，即利用坐标变换的方法，得到在新空间 (u, v, w) 中介电常数和磁导率与 (x, y, z) 空间中介电常数和磁导率的关系。

准备工作完成后，现在可以考虑如何扭曲空间才能让光线绕开某一给定区域了。

为了达到目的，建立如图4所示的理想系统。一个均匀球体置于均匀空间中，且球体材料性质与空间中任意一点相同。现将图4空间中 $r < R_2$ 的区域压缩到 $R_1 < r < R_2$ 的空间中。那些本该通过整个球体

的光线现在只能从球的球壳内通过，它们绕开了 $r < R_1$ 的空间。对于远端的观察者来说，球壳内的区域被隐形了。我们将新空间的坐标写为 (r', θ', ϕ') ，介电常数和磁导率分别写为 ϵ', μ' 。坐标变换如下：

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

根据坐标变换的规则，在 $r < R_1$ 的空间内，介电常数和磁导率可以取任意值而不影响结果^[4]。为了方便起见，对于球外的未被扭曲的空间 $(r > R_2)$ ，所有的参数我们均取常数1。在球壳空间中 $(R_1 < r < R_2)$ ，介电常数 ϵ' 和磁导率 μ' 的分量分别取

$$\begin{aligned} \epsilon'_{r'} = \mu'_{r'} &= \frac{R_2}{R_2 - R_1} \frac{(r' - R_1)^2}{r'^2}, \\ \epsilon'_{\theta'} = \mu'_{\theta'} &= \frac{R_2}{R_2 - R_1}, \\ \epsilon'_{\phi'} = \mu'_{\phi'} &= \frac{R_2}{R_2 - R_1}. \end{aligned}$$

上面的式子确定了隐身衣材料所需参数，只要能设计出符合该规律的材料，人们就能真正制造出隐身装置了。

光学隐身衣的原理与电传导方程的逆问题有着非常紧密的联系^[17, 18]。所谓电传导方程的逆问题就是当物体的边界电流和电压被测得时，是否可以确定物体内部的电导率是一个唯一值。具体内容可以参阅相关文献^[17, 18]。

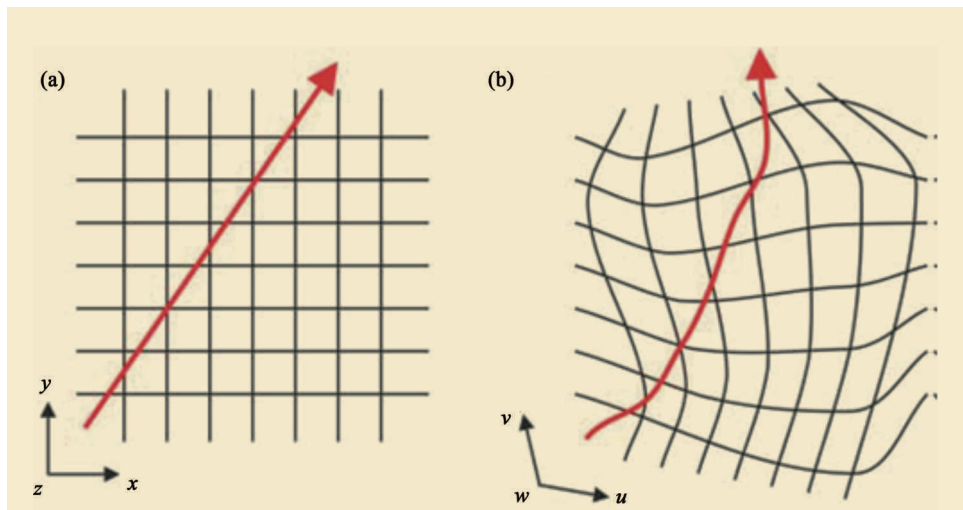


图3 (a)均匀空间内，光沿直线传播；(b)将空间扭曲后，光路不再是直线^[4]

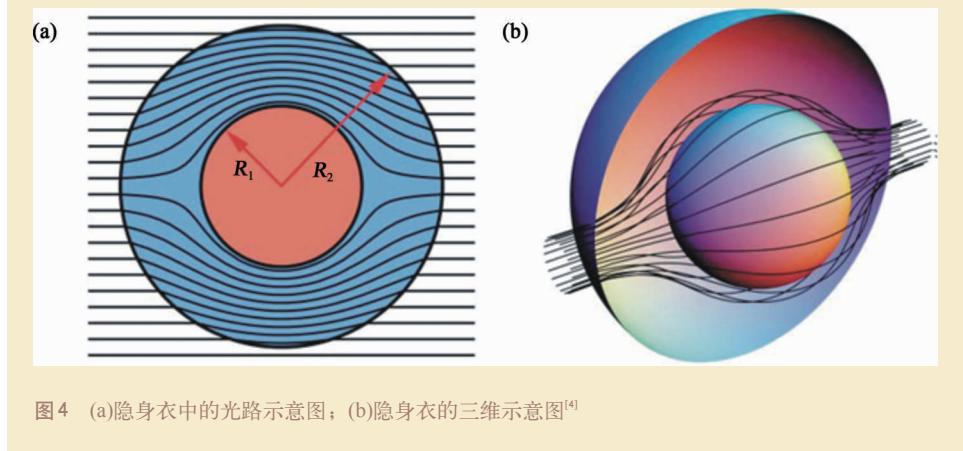


图4 (a)隐身衣中的光路示意图；(b)隐身衣的三维示意图^[4]

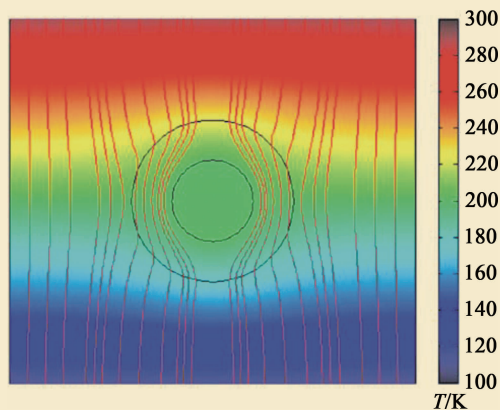


图5 热学隐身衣中热流线(用红线表示)的有限元模拟结果。该装置的顶端温度设定为300K,低端设为100K,图中颜色的变化反映了温度分布(参数:隐身衣的内半径为0.1m,外半径为0.2m)^[19]

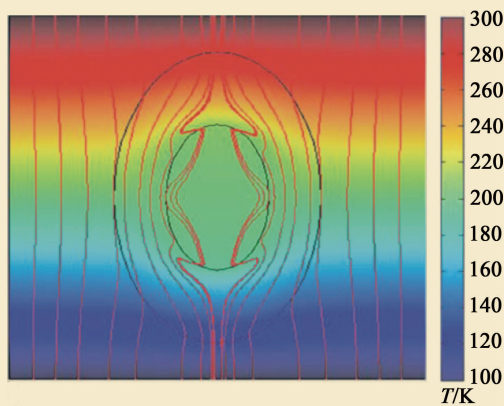


图6 热流反转现象的有限元模拟结果(其余说明与图5一致。参数:旋转椭球体的3个内半径为0.2m, 0.1m, 0.1m; 3个外半径为0.4m, 0.2m, 0.2m)^[21]

3 热超构材料

3.1 热学隐身衣(thermal cloak)原理

潘德利的光学隐身衣原理^[4]容易理解,便于操纵。鉴于物理定律在各个坐标空间中都适用,我们可以通过扭曲空间来让任意场的通量按照设计的线路前行。对于一个满足方程 $\nabla(\alpha \nabla V) = 0$ (其中 α 是表征空间均匀性的参量, V 代表该物理场具有的势能)的场,只需合理的坐标变换,人们都可以设计出该种物理场下对应的隐身衣。范(C. Z. Fan)及其合作者在光学隐身衣原理问世两年后,于2008年首次将这一设计推广到了热学领域^[19],并提出了热学隐身衣的设计原理。

对于一个没有热源且温度不随时间变化的热传递过程,可以很容易地用公式 $\nabla(-\kappa \nabla T) = 0$ 来描述。导热系数 κ 就是表征空间均匀性的参量。对于导热系数相同的均匀分布介质,热将从温度较高的一端沿直线流向温度较低的一端。想象一个空心球放在这样的均匀空间里。把球空间压缩到只有球的球壳那么大,本应流过整

个球的热被挤到只能在球壳里传播,很自然地绕开了球的空心区域。一个热学隐身衣就这样产生了。为此,我们可以建立一个新的坐标系统来描述被压缩后的球壳空间,找到它与之前坐标的对应关系,然后得到新坐标空间中的导热系数 κ' 。这个过程和潘德利的光学隐身衣实现方法几乎完全一样,唯一的不同是我们只需考虑导热系数一个参量而非电磁学中的介电常数和磁导率。一旦我们得到了新导热系数的关系式,剩下的问题就交给工程师们去解决了。基于有限元模拟,我们可以直观地看到热学隐身衣在一个梯度变化温度场中的实际效果(见图5)。图5明确显示,热学隐身衣可以为处在隐身衣中心的物体屏蔽掉外界热流的干扰,并且不影响外界热流的分布(注:严格说来,离隐身衣非常近的区域仍旧会有一些影响),换言之,此时通过检测外界热流分布的改变很难探测到隐身衣中心区域的物体。

值得一提的是,2012年,法国科学家歌里(S. Guenneau)等人再次提出了热学隐身衣的原理^[20],并吸引了诸如英国BBC等大众媒体的广泛关注。因为他们的热学

隐身衣与范等人在2008年提出的热学隐身衣^[19]相比,所用方法略有不同(歌里等人考虑的热传递过程有热源,且温度随时间变化),但结论一致,所以,此处不再赘述。

3.2 热流反转 (thermal inverter)原理

基于人工设计的热梯度材料还可以实现更多的奇异功能。例如,通过类似于热学隐身衣的材料热性质的梯度设计,从表观上看,人们可以使得热流从低温向高温流动,这正是与直觉相悖的热流反转现象^[21];此时,系统内的热导率,可以用表观负热导率(apparent negative thermal conductivity)来理解^[21]。在文献

[21]中,作者通过把热学隐身衣装置的形状从球体改为旋转椭球体,利用有限元模拟进行研究后发现,在梯度材料区域,出现了热流反转现象(见图6)。

针对热流反转现象,美国哈佛大学那罗延纳(S. Narayana)及其合作者于2012年还提出了一个不同的方法来实现之。大家知道,对于一个平面中的圆形区域,可以用极坐标 (R, θ) 来表示。对上述热学隐身衣而言,对空间的扭曲作用都是通过 R 参量的坐标变换来实现的。假如对 R 坐标放任不管,转而对 θ 做坐标变换,也就可以人工设计一个新材料,以获得热流反转现象^[21],见图7。

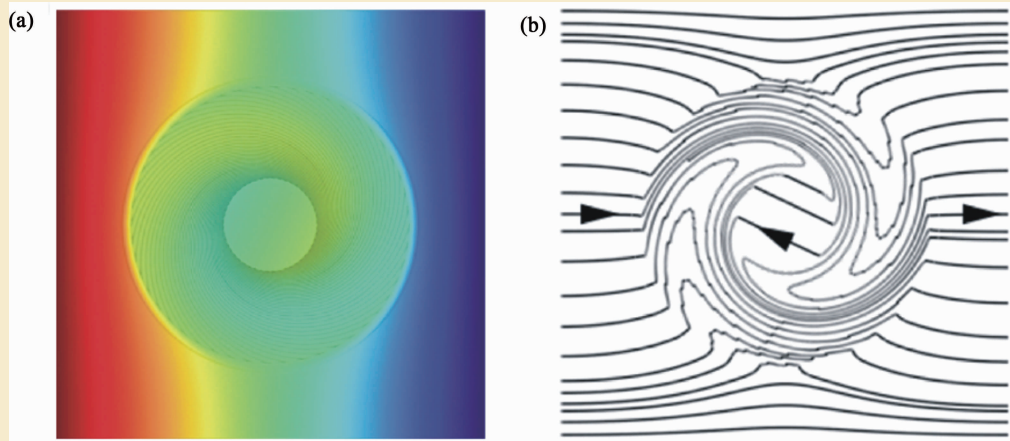


图7 (a)热流反转装置中的温度分布(有限元模拟结果); (b)热流反转装置中的热流线示意图^[21]

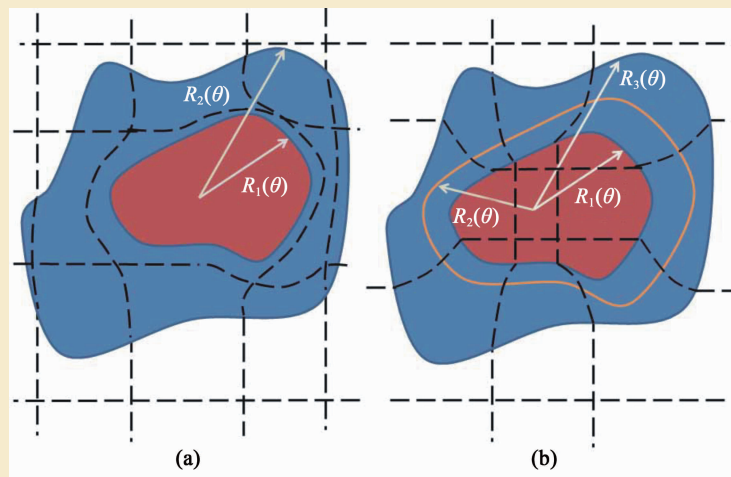


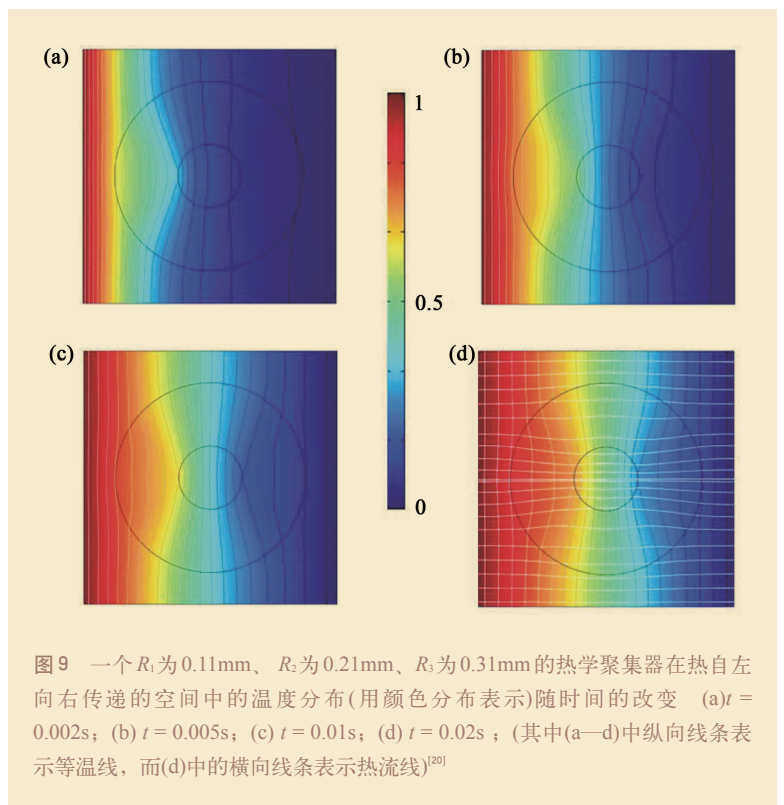
图8 (a)热学隐身衣原理示意图; (b)热学聚集器原理示意图^[20]

3.3 热学聚集器 (thermal concentrator) 原理

在歌里等人 2012 年发表的文章^[20]中,还提供了一种新的基于热超构材料设计出来的热学聚集器(见图 8(b))。不同于热学隐身衣将热引开,这种热学聚集器可以在局部汇聚热。虽然两种装置表现出的性质迥然不同,但究其根源还是来自同样的设计理念。即将空间扭曲成某种特定的形式,然后找到扭曲后的空间新坐标系下对应的热导系数,并以此为依据构建新装置。

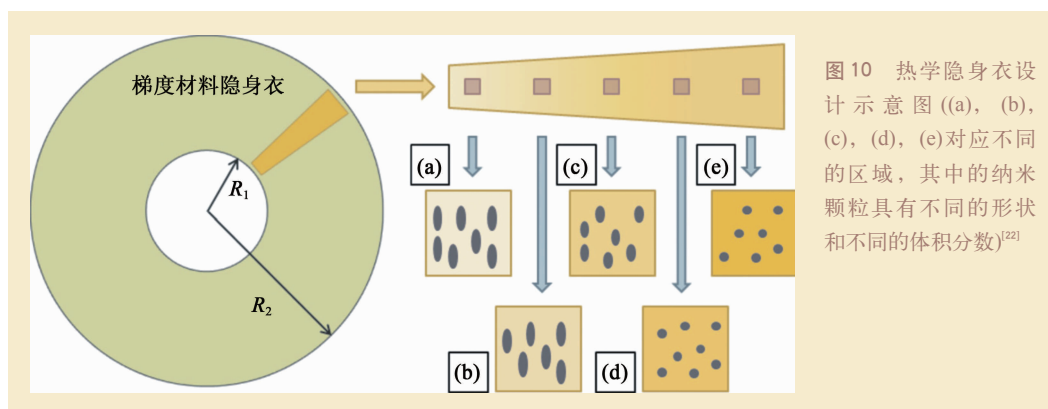
热学隐身衣是将图 8(a)中的 $0 < r < R_2$ 空间压缩到了 $R_1 < r < R_2$ 空间。而热学聚集器则是把图 8(b)中的 $0 < r < R_2$ 空间压缩到 $0 < r < R_1$ 空间,然后把 $R_2 < r < R_3$ 空间拉伸到 $R_1 < r < R_3$ 空间。在空间中制造了一个“坑”,以此“请君入瓮”,把热诱进了这个“坑”里。根据坐标变化,可以得到扭曲空间中的导热系数,从而设计出热学聚集器。利用有限元模拟,可以看到热学聚集器在实际温度场里起到的作用(见图 9)。

无论是热学隐身衣、热流反转,还是热学聚集器,其中的热流现象都是违反直觉的,这类由人工设计的、能够产生这类违反直觉的热学材料就叫做热超构材料(thermal metamaterial)。



3.4 热超构材料的理论设计和实验验证

欲得到以上各种功能器件(见本文第 3.1—3.3 节),人们需要设计热超构材料,这种材料本质上就是一种便于调控的各向异性梯度介质。李(J. Y. Li)及其合作者于 2010 年提出了一种设计方案^[22]。通过在原有介质上添加数量不等的微小纳米颗粒来调整介质整体的有效热导性质,从而实现材料的可调各向异性(见图 10)。经过坐标



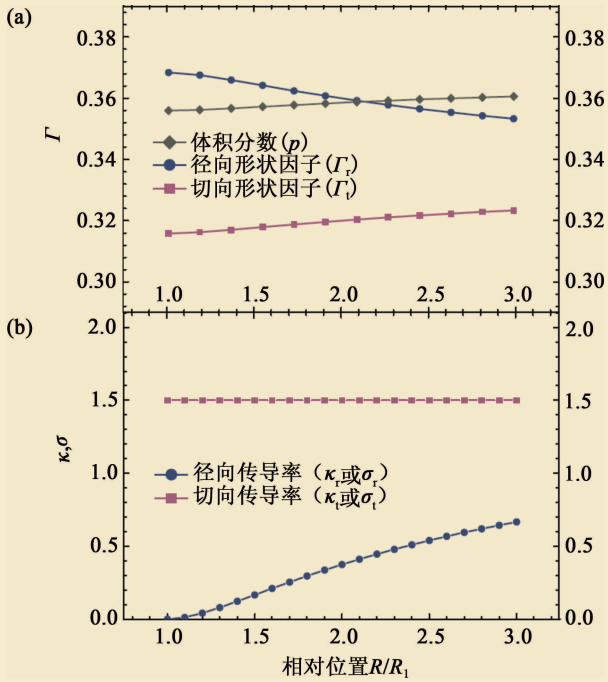


图 11 在 $R_2/R_1=3$ 的情况下, (a)图显示可以通过调节纳米颗粒的形状和体积分数来保证 (b)图所绘的有效热导系数随 R 的变化规律符合 (4)式。图中的形状因子和传导率(κ 为热导率, σ 为电导率)为拟合参量, 因此可取任意单位^[22]

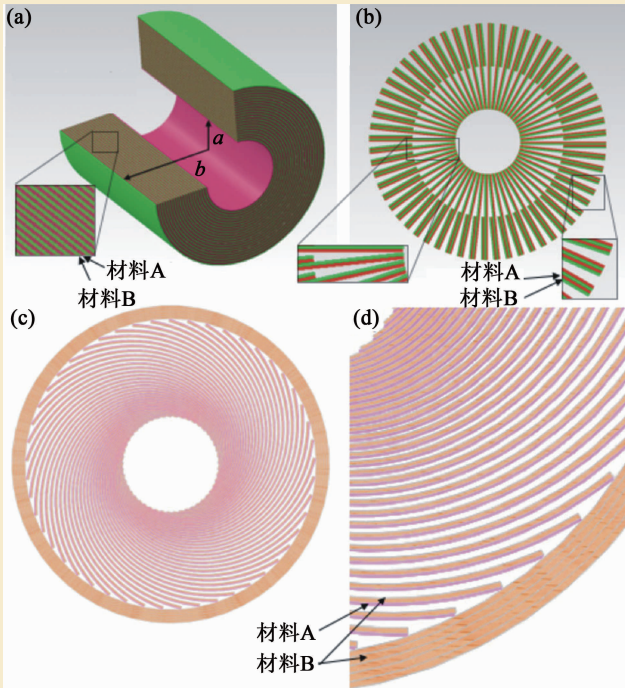


图 12 (a)热学隐身衣设计示意图; (b)热学聚集器设计示意图; (c)热流反转装置设计示意图; (d)展示的是(c)的局部^[21]

变换后, 扭曲空间中的新热导系数为

$$\begin{aligned} \kappa_R &= \frac{R_2}{R_2 - R_1} \frac{(R - R_1)^2}{R^2} \kappa_0, \\ \kappa_\theta &= \frac{R_2}{R_2 - R_1} \kappa_0, \\ \kappa_\phi &= \frac{R_2}{R_2 - R_1} \kappa_0. \end{aligned} \quad (4)$$

由于热导系数两个角度坐标的分量相等 ($\kappa_\theta = \kappa_\phi$), 因此我们可以用一个统一的标注 κ_i 来表示热导率在角度坐标 θ, ϕ 下的分量。布拉格曼(D. A. G. Bruggeman)的与形状相关的有效媒质理论可以表示为^[22-27]

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_m - \kappa_{r,t}}{\kappa_{r,t} + \Gamma_{r,t}(\kappa_m - \kappa_{r,t})} p + \\ \frac{\kappa_i - \kappa_{r,t}}{\kappa_{r,t} + \Gamma_{r,t}(\kappa_i - \kappa_{r,t})} (1 - p) = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\kappa_{r,t}$ 表示该方程对于 R 分量的热导率和角度分量的热导率均适用, κ_m 是考虑纳米颗粒边界热阻抗之后得到的纳米颗粒的热导系数, κ_i 是基底介质的热导系数, $\Gamma_{r,t}$ 是纳米颗粒的形状因子, p 是纳米颗粒的体积分数。其后, 根据 (4)式可以得到材料的有效热导系数随 R 坐标变化的曲线, 然后通过调节纳米颗粒的形状和体积分数来拟合这条曲线, 如图 11 所示。

另一方面, 哈佛大学那罗延纳及其合作者在有效媒质理论的引导下, 将两种不同材料耦合在一起, 组成多层结构, 实验上制造出了三种装置(见图 12), 即热学隐身衣、热学聚集器、热流反转装置, 并实测了它们在温度场中的表现(见图 13)^[21]。图 13 表明, 基于热超构材料设计的三种装置, 在实验中的表现与理论预期基本一致。

3.5 热超构材料的微观机制

上文给出了热超构材料的诞生背景以及已取得的进展。但是, 大家都知道, 热是一种宏观现象, 这种宏观现象的新颖性必然离不开微观的声子运输机制。换言之, 因为微观尺度下声子的动力学行为与宏观热现象存在密切的关

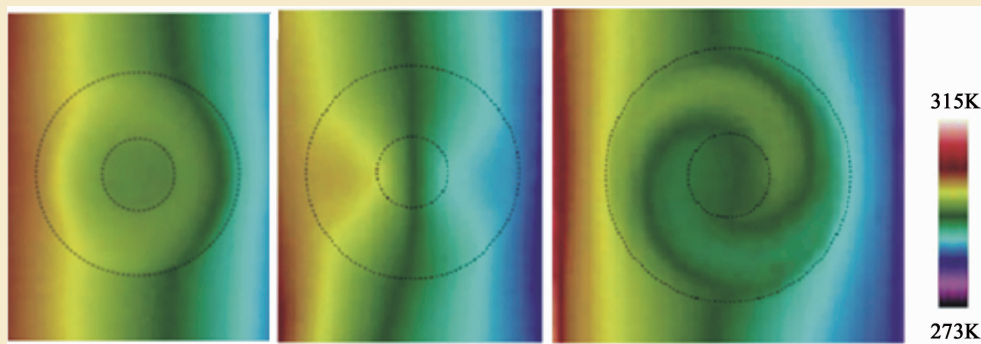


图13 从左至右依次为热学隐身衣、热学聚集器、热流反转装置在实验中的表现，其中颜色的变化代表了温度分布^[21]

联，人们可以通过研究声子的微观输运机制来深入研究和开发热超构材料。由于这个领域才起步不久，所以，这方面的研究目前还比较缺乏。但是，关于声子的微观输运机制，目前已经有很多有趣的研究工作，例如，可以选用某种特定材料制造声子二极管，即声子仅可以在一个方向上通过，而在相反方向上则不能通过^[28]。这类声子器件(phononic device)^[28]多采用自然界中已存在的材料制作，其功能是基于材料性质(例如非线性热导率)而实现的，因而它与超构材料的原理不同(这里我们暂不考虑尺度上的差异)，因为超构材料的新颖功能是基于材料的结构而实现的，即通过设计特定结构，从而得到新奇的性质或功能。至此，还值得一提的是，已有学者在声场、直流电场等其他方面借鉴光学隐身斗篷的特殊结构，也设计出了对应不同物理场的隐身衣^[29-31]，足见此类超构材料的普适性，但这些研究一般都是从宏观结构角度分析，很少涉及微观机制(例如：直流场隐身斗篷的电子输运微观机制，迄今尚无报道)。这诸多的进展给我们的一个启发是，若能够从微观声子层面很好地理解热超构材料的工作机制，则热超构材料可能会拥有更大的用武之

地和发展空间。从这个角度看，当前对热超构材料的研究，除了进一步发展其新颖的功能(宏观方面)外，深入挖掘其中的微观声子输运机制(微观方面)也应该成为下一阶段的一个关注点。

4 展望与结束语

对未来的展望主要有以下几点：

(1) 热输运有3种方式，即传导、对流和辐射，现有的研究多是基于传导来开展的，而对另外两种输运方式的研究，现在还很缺乏，这些需要在未来进一步完善。关于这点，在 *Science* 杂志网站给哈佛大学的这篇实验论文^[21]配发的专题报道中，也有专门提及^[32]；

(2) 现有器件功能大多是在宏观尺度上呈现出来的。若要提升热超构材料的应用价值，需要进行基于纳米尺度的热超构材料的设计，从而在微纳尺度上实现热超构材料已有的几种奇异功能，无疑，此举将非常有益；

(3) 针对热超构材料，运用理论分析(从微观和宏观两方面入手)和实验研究的手段，探索更多的奇异功能，同样也是未来的一项重要的研究工作。

热超构材料的概念，从无到有，其

历史还非常短(2008—2012年)。作为超构材料家族中的新生儿,它可以拥有一些超越组元材料的奇异热性质^[19-22,32-36]。由于设计这类人工材料的自由度比较大,人们可以让热按照任何能够想象得到的方式流动,此举对热流的控制无论是在民用还是军事上都具有重大的意义。例如,热学隐身衣可以为人类营造一个免于热流影响的空间;热流反转装置可以应用于工业废热

的回收利用;热学聚集器则可以使局部的能流密度极大地提高,从而增加热传导的效率;等等。依靠热超构材料的奇异性质,人们或许可以在环保清洁恒温装置的制造、工业热污染的处理、减少能耗、以及芯片散热等方面有所建树。世界各国都在大力提倡清洁能源,并力求提高现有能源的利用效率。在资源问题日益凸显的未来,热超构材料将大有用武之地。

参考文献

- [1] Veselago V G. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, 10: 509
- [2] Pendry J B. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 3966
- [3] Leonhardt U. *Science*, 2006, 312: 1777
- [4] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. *Science*, 2006, 312: 1780
- [5] Schurig D, Pendry J B, Smith D R. *Opt. Express*, 2006, 14: 9794
- [6] Schurig D, Mock J J, Justice B J *et al.* *Science*, 2006, 314: 977
- [7] Leonhardt U, Tyc T. *Science*, 2009, 323: 110
- [8] Leonhardt U. *New J. Phys.*, 2006, 8: 118
- [9] Chen H, Wu B, Zhang B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 063903
- [10] Cai W, Chettiar U K, Kildishev A V *et al.* *Nat. Photonics*, 2007, 1: 224
- [11] Ruan Z, Yan M, Neff C W, Qiu M. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 113903
- [12] Yan M, Ruan Z, Qiu M. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 233901
- [13] Chen H Y, Chan C T. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 91: 183518
- [14] Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999
- [15] Nehari Z. *Conformal Mapping*. New York: McGraw-Hill, 1952
- [16] Landau L D, Lifshitz E M. *Mechanics*. Oxford: Pergamon Press, 1976
- [17] Greenleaf A, Lassas M, Uhlmann G. *Math. Res. Lett.*, 2003, 10: 685
- [18] Greenleaf A, Lassas M, Uhlmann G. *Physiol. Meas.*, 2003, 24: 413
- [19] Fan C Z, Gao Y, Huang J P. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 92:251907
- [20] Guenneau S, Amra C, Veynante D. *Optics Express*, 2012, 20: 8207
- [21] Narayana S, Sato Y. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 214303
- [22] Li J Y, Gao Y, Huang J P. *J. Appl. Phys.*, 2010, 108: 074504
- [23] Xia T K, Hui P M, Stroud D. *J. Appl. Phys.*, 1990, 67: 2736
- [24] You C Y, Shin S C, Kim S Y. *Phys. Rev. B*, 1997, 55: 5953
- [25] Huang J P, Yu K W. *Phys. Rep.*, 2006, 431: 87
- [26] Shi L H, Gao L. *Phys. Rev. B*, 2008, 77: 195121
- [27] 李振亚, 高雷, 孙华. 异质复合介质的电磁性质. 北京: 北京大学出版社, 2012
- [28] Li N, Ren J, Wang L *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2012, 84: 1045
- [29] Yu R C, Hai X Z. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97:044101
- [30] Yang F, Mei Z L, Jin T Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109:053902
- [31] Liu M, Mei Z L, Ma X *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 101: 051905
- [32] <http://news.sciencemag.org/sciencenow/2012/05/heat-trickery-paves-way-for-ther.html>
- [33] <http://physics.aps.org/synopsis-for/10.1103/PhysRevLett.108.214303>
- [34] Chen T, Weng C N, Chen J S. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 93: 114103
- [35] Miller J L. *Phys. Today*, 2012, 65: 16
- [36] Ball P. *Nat. Mater.*, 2012, 11: 566