

# 声超常材料与声隐身斗篷

祝雪丰 梁 彬 程建春

## 一、声超常材料的研究进展

近年来,声超常材料在很多领域有着迅猛的发展。声超常材料属于人工复合结构或复合材料。由于其结构尺度或材料分布的变化周期远小于声波长,声超常材料具有很多天然材料所不具备的声学特性。超常材料最大的优势在于其能够实现对声波以及弹性波的任意调控。其核心思想在于采用尺寸远小于入射波长的人工结构构建出等效参数满足特定分布的复合材料。超常材料最早萌芽于电磁波领域。20世纪60年代,韦谢拉戈(Veselago)就指出当光学材料的介电常数和磁导率均为负时,材料的折射率也为负。负折射率主要指发生折射时,入射能流与出射能流位于法线同侧而非异侧,如图1所示。由于负折射率材料( $\mu < 0$ )中,波矢  $\mathbf{k}$ 、电场强度  $\mathbf{E}$  和磁场强度  $\mathbf{H}$  ( $=\mu\mathbf{B}$ ) 之间构成左手关系,因此双负材料亦称为左手材料。

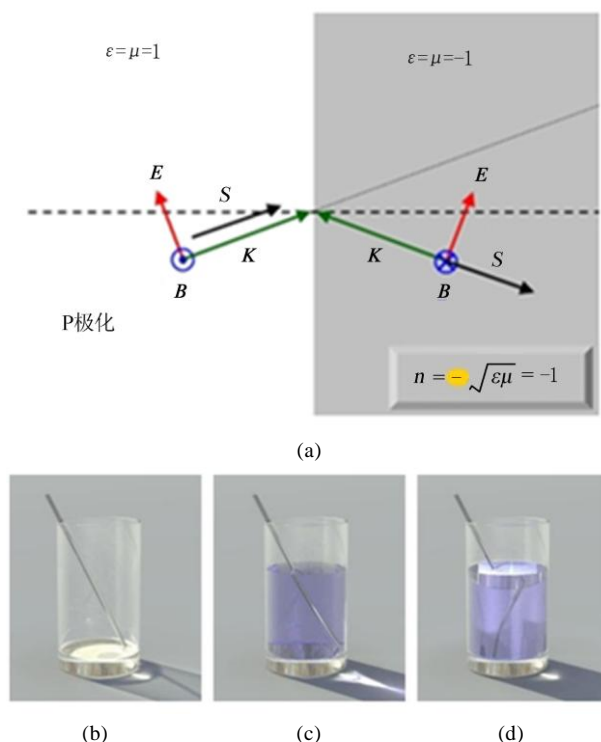


图1 (a)光学负折射示意图;(b)金属棒置于空杯中效果;  
(c)往杯中灌注水后效果( $n=1.2$ );  
(d)往杯中灌注负折射率水后效果( $n=-1.2$ )

进一步分析表明负折射率平板可直接用作透镜,实现完美成像。在点光源辐射出的电磁场中包含两种成分:传播模(能够传播到远场)及倏逝波(随距离增加呈指数衰减,无法传播到远场)。传统光学透镜焦平面位于远场,只能接收传播模而无法接收倏逝波,因此成像分辨率总有一个和波长比拟的极限,称为衍射分辨率极限。负折射率材料不会丢失倏逝波信息,会将所有能量完全复制到像点,使点光源辐射出的所有分量的相位与振幅都得到了保留,在相平面还原了所有信息,因此称为“完美成像”。随后,彭德利(Pendry)等人提出了利用特定的局域共振结构单元制备单负材料(指等效的介电常数和磁导率仅其中一个为正而另一个为负)和双负材料(介电常数和磁导率同时为负)的方法,并由谢尔比(Shelby)等成功地在GHz频段实现电磁波的负折射。美国工程院院士、加州大学伯克利分校张翔教授领导的两个研究小组采用不同单元结构制备出非正定纳米复合材料。非正定介质(indefinite media)指的是介电常数张量或磁导率张量中各分量具有不同符号的各向异性介质材料。非正定材料可由单负材料(比如金属)和双正材料(比如玻璃)层叠或镶嵌而成。该超常材料的双曲线性色散关系,即( $k_x \cdot k_z < 0$ )。在具体的实验中,这两种纳米复合材料分别为纳米级网眼结构的金属银和氟化镁层叠物,以及纤细的纳米银线嵌入空气中,如图2(a)和(b)所示。由于该非正定材料的色散关系为双曲线型,因此当光线从正常介质入射到该非正定介质后,必须满足Snell定律(即 $x$ 方向波矢量需保持连续),结果导致入射能流 $S_i$ 和出射能流 $S_r$ (能流方向和群速度方向一致)位于法线同侧,即发生负折射效应,该现象的物理本质与光子晶体中高阶反常色散带存在的负折射效应一致。

另外,超常材料不仅包含负参数材料,还涵盖了各向异性材料。材料的各向异性有助于实现任意波导,甚至物体的完美隐身。这里,完美隐身的含义在于:当任意波经过一个系统后,波的传播状态保持不变,就像该系统不存在于传播路径上一样,

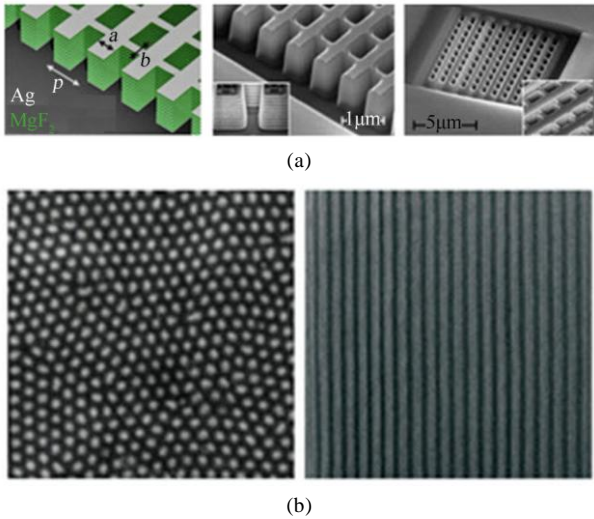


图2 (a)纳米网眼结构(金属银和氟化镁层叠物); (b)纳米银线

即不存在任意方向的散射。要实现它,必须设计出一种材料层来使得被隐身物体和周围环境完全匹配,而这种材料层几乎都具备各向异性声学参数。利用声波方程和光波方程之间的相似性,声超常材料也可类比光学超常材料采用类似的亚波长结构进行设计和制备。声超常材料负参数研究最早源于局域共振型声子晶体。声子晶体是一种具有周期性结构的复合材料,声波和弹性波在其中传播时,会形成能带结构,能带之间出现带隙(声子带隙)。频率落在带隙内的声波和弹性波无法在声子晶体中传播。传统的声子晶体基于布拉格散射机制,其结构周期的尺度与声波和弹性波的波长处于同一个数量级。武汉大学刘正猷等人在研究用黏弹性软材料包覆后的铅球,组成简单立方晶格结构嵌入环氧树脂中形成的三维声子晶体时发现,该声子晶体禁带所对应的波长远大于晶格的尺寸,突破了布拉格散射机理的限制,由此提出了弹性波禁带的局域共振机理。该声子晶体亦可看作是在某一频段具有等效负密度的声超常材料。局域共振型声子晶体的核心在于人为地引入谐振单元。下面通过一个经典的弹簧模型来说明:当系统中存在谐振单元时,系统在谐振频率附近会表现出负参数特性。弹簧模型如图3所示。

图3中,弹簧-振子模型的色散方程为:

$$\omega^2 = 4KM^{-1} \sin^2(ka/2). \quad (1)$$

若将振子  $M$  替换成谐振单元 ( $M_1+M_2$ ), 如图3所示, 则色散方程为:

$$\omega^2 = 4K M_{eff}^{-1} \sin^2 \kappa a. \quad (2)$$

其中  $M_{eff} = M_1 + M_2 \alpha_0^2 / (\alpha_0^2 - \omega^2)$  且  $\alpha_0 = \sqrt{2G/M_2}$ 。由式(2)可得,在谐振频率附近,等效质量变成负值,此时意味着谐振单元的振动位移与外力反相。

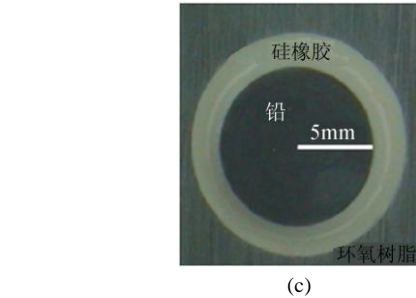
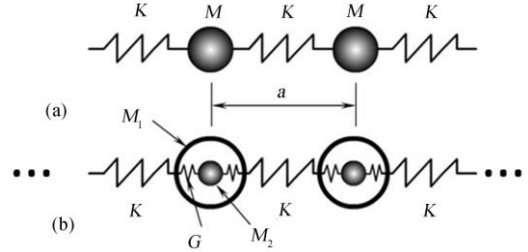


图3 一维弹簧-振子模型。(a)无谐振单元, (b)有谐振单元(谐振频率:  $\alpha_0 = \sqrt{2G/M_2}$ ), (c)原胞实物图(原胞是固体物理中的一个术语,指周期性结构的最小重复单元,整个周期性结构就是通过在空间上重复该最小单元而形成的)

若从具体的人工复合材料来考察双负材料的可能性,则需采用长波近似,将该人工复合材料等效为一块均匀媒质(假定为各向同性)。下面考虑一种简单情况:流体基中嵌入球型散射体,球型散射体的占空比为  $f$ 。在长波近似下,该复合材料的等效模量  $\kappa_{eff}$  和等效密度  $\rho_{eff}$  定义为:

$$\frac{1}{\kappa_{eff}} = \frac{f}{\kappa_s} + \frac{1-f}{\kappa_m},$$

$$\frac{\rho_{eff} - \rho_m}{2\rho_{eff} + \rho_m} = f \frac{\rho_s - \rho_m}{2\rho_s + \rho_m}. \quad (3)$$

其中,下标“s”和“m”分别代表球型散射体和流体基。由式(3)得知:对于一般天然材料,  $\kappa_{eff}$  和  $\rho_{eff}$  均为正值,然而当引入低频谐振后,式(3)需改写为:

$$-1 + \frac{\kappa_0}{\kappa_{eff}} = \frac{3f}{i(\kappa_0 r)^3} \frac{D_0}{1 + D_0},$$

$$\frac{\rho_{eff} - \rho_m}{2\rho_{eff} + \rho_m} = \frac{3f}{i(\kappa_0 r)^3} \frac{D_1}{1 + D_1}. \quad (4)$$

其中,  $D_l(l=0,1)$ 为角动量散射系数,  $\kappa_0$ 为流体基中波的波数,  $r$ 为散射体半径。诚然为了保证材料结构稳定性, 其静态密度和模量必须为正, 但由于动态声学参数本质上具有色散特性(例如方程(2)中,  $M_{\text{eff}} = M_1 + M_2 \omega_0^2 / (\omega_0^2 - \omega^2)$ ), 材料的动态密度和模量便有可能在谐振频率附近( $\omega \rightarrow \omega_0^-$ )为负。例如, 在谐振频率附近, 散射系数 $D_0$ 和 $D_1$ 均可为极大的负值, 此时由式(4)可得 $\kappa_{\text{eff}}$ 和 $\rho_{\text{eff}}$ 均为负值。由于散射系数 $D_0$ 和 $D_1$ 与单极谐振和双极谐振相关, 因此向系统中同时引入单极振子和双极振子便可在谐振频率附近实现声学左手材料( $\kappa_{\text{eff}} < 0, \rho_{\text{eff}} < 0$ )。从物理图像上可做如下理解: 当材料微结构共振引起的散射声场大于入射声场, 动态声压变化便与单元体积变化反相, 从而导致材料表现出等效负模量。当加速度与动态声压梯度反相时, 材料表现出等效负密度。基于这个思想, 美国伊利诺伊大学香槟分校的方(Nicolas Fang)课题组采用亥姆赫兹共鸣器一维阵列, 在实验上观测到等效负模量。武汉大学的刘正猷课题组在数值模拟中证明如果向系统中同时引入单极和双极谐振单元, 系统的等效模量和密度可同时为负。此外, 南京大学程建春等人指出对于三元二维声子晶体, 嵌入体排布成三角形阵列可进一步拓宽低频禁带, 并在实验上给予证明。

声超常材料各向异性研究源于布拉格散射型声子晶体。程建春等人发现固-固型声子晶体在低频条件下可看成一个声速各向异性的等效材料。武汉大学梅军等发现固-液型声子晶体在低频条件下存在“动态质量损失”。进一步研究表明, 当基体材料为固体时, 嵌入体之间为强关联系统, 此时声子晶体在低频下可视为模量各向异性, 密度各向同性的声超常材料, 且嵌入体和基体之间相互摩擦导致的“动态质量损失”可忽略不计。当基体材料为流体时, 嵌入体之间为弱关联系统, 此时声子晶体在低频下可视为模量各向同性, 密度各向异性的声超常材料, 且嵌入体和基体之间相互摩擦导致的“动态质量损失”存在并导致密度各向异性。

声超常材料的研究在技术上有重大的应用前景, 如制备完美声学透镜, 实现对包含物体细节信息的倏逝波放大和设计完美的声学斗篷, 实现对水下物体的声学隐身。但是, 声超常材料实验进展的文献较少。方等人采用亚波长尺寸亥姆赫兹共鸣器

二维阵列在 60.5kHz 激励点源下成功地将入射波会聚到一个尺寸为半波长的区域中, 并发现焦点随着激发频率改变而改变。他们又采用电声类比的思想, 用“电容性”声学元件和“电感性”声学元件构建出一个声传输线网络, 模拟出所需各向异性材料参数的分布。该网络在 52 kHz 到 64 kHz 频段间可有效地引导声波绕过一个区域, 并明显地减少了声散射。该成果迅速地引起了美国军方的关注, 并有望在未来产生极大的应用价值。

## 二、三种隐身斗篷的设计思路

隐身斗篷的设计理论为变换光学。由于标量声波方程同麦克斯韦方程一样满足坐标变换不变性, 因此变换光学理论可以很自然地过渡成变换声学理论。其核心思想在于建立起坐标变换和材料参数分布之间的关系。坐标变换即为虚空间和实空间之间的映射关系。简言之, 虚空间可认为是人眼所看到的空间, 实空间则为实际客观存在的物理空间或光子所感受到的空间。由于各种媒质的存在, 实空间往往是弯曲的, 而且其对应的弯曲程度可以由非欧几何中黎曼度规来表征。由此可见, 弯曲空间并非仅仅存在于宇宙学中, 而广泛地存在于日常生活中。通过建立虚空间和实空间之间的坐标变换关系, 便可获得虚空间和实空间材料参数分布之间的关系。这种关系有助于设计一些新型的声学器件, 并以一种前所未有的方式控制声波的传导。

变换光学发展至今, 已经在电磁学和光学隐身领域取得了巨大成功, 归纳起来可分为三种隐身方式。第一种是彭德利等在 2006 年提出的内隐身斗篷(Internal Cloak)。其映射方式被称为“Pushing-forward”映射, 即将虚空间的一个点映射成实空间的一个特定形状的球体。由于入射波均绕过该球体后继续沿原轨迹传播, 物体可置于该球体中, 而不被外界观测者发觉, 如图 4 所示。

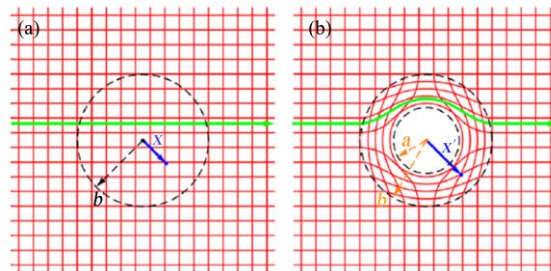


图 4 内隐身斗篷工作原理示意图  
(基于“Pushing-forward”映射)

一般来说, 基于变换光学理论设计出来的隐身斗篷, 其材料参数沿径向连续渐变, 因此不利于工艺制备。为了解决这个问题, 舒里格 (Schurig) 等采用“约化等效”的方法, 即将连续渐变的材料参数离散化, 成功地制备出工作在电磁波段的隐身斗篷。图4所示, 虚空间中一点与实空间中一域相对应: 由于光经过一点所需时间为零, 因此在实空间中, 光经过该域的速度会趋近于无限大, 即映射关系在数学上存在奇点。为了实现相速度大于真空光速, 基于“Pushing-forward mapping”的斗篷必须采用强色散材料, 并只能在极窄的波段工作。而且, 由于其采用的方法是通过超常材料引导所有的入射波都绕过被隐身的物体, 因此物体尺寸越大, 材料参数就越极端。实验上, 该方法只能对相对于波长较小的物体进行隐身。

为了能在较宽的波段对“大物体”实现隐身, 彭德利等提出了一种新型地毯式斗篷 (Carpet Cloak)。该斗篷采用的映射方式基于“Conformal-mapping”, 为将虚空间的一段线映射成实空间的一个特定形状的“洞”, 可使得原本不平的表面看上去光滑平整, 从而达到对突起内物体的隐身, 如图5所示。由于映射关系在数学上无奇点 (隐身机理基于反射而非透射), 二维和三维地毯式斗篷在电磁波段或光波段的隐身效果已经在实验上分别予以验证, 且特定形状的斗篷甚至可采用天然材料方解石进行制备。

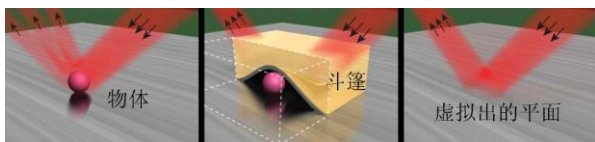
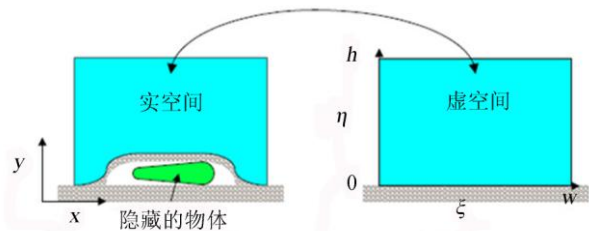


图5 地毯式斗篷示意图; 实空间 $(x, y)$ 映射到虚空间 $(\xi, \eta)$

然而, 上述采用的映射方式会产生“双盲”问题, 即被隐身的物体同样无法观测周围环境。为了解决这个问题, 香港科技大学陈子亭等基于折叠映射提出了第三种隐身斗篷, 即外隐身斗篷 (External

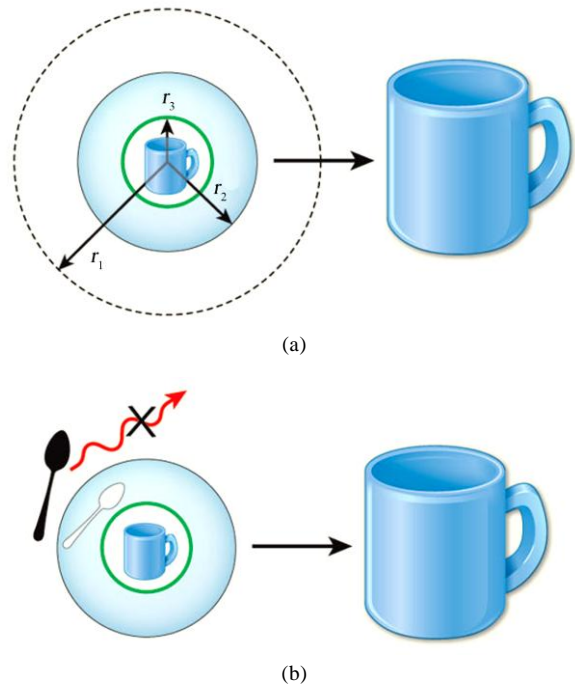


图6 (a) 光学幻象机, 左侧物理空间中的小茶杯在虚空间, 即人的视野里, 表象为一个大茶杯; (b) 外隐身斗篷, 内层中白色金属勺子被外层中互补物体(黑色勺)所隐藏

Cloak), 如图6所示。

该斗篷的工作原理为: 用一个物体对应的互补物体 (Anti-object) 将该物体隐藏起来, 即对于任意入射波场, 物体和互补物体各自散射场发生干涉相消, 使得观测者无法察觉到物体的存在。由于被隐身物体可直接受到入射波场辐射, 因此其可观测周围环境。需要说明的是, 该斗篷需在稳态条件下工作, 才不能违反因果律, 因为散射场干涉相消是一个稳态效果。利用这种隐身机理, 还可以设计出神奇的“光学幻象机”, “穿墙透视镜”以及“隐身门”。理论上和数值上均可证明该隐身机理同样适用于声波领域。

### 三、声隐身斗篷的实验进展

声隐身领域发展至今已有近五年时间。实验方面进展十分缓慢, 这主要是因为变换声学理论计算结果表明: 声隐身斗篷模量渐变、密度各向异性且渐变, 而且模式转化 (比如纵波转化为横波) 效应必须忽略, 这对于材料的要求极为苛刻。最近才由方等人利用复杂的声波导结构, 制备出第一块 2D 声隐身斗篷, 该斗篷在 54 kHz 至 62 kHz 频段内可对刚性区域进行隐身。但由于所采用的思路为彭德利等于 2006 年所提出的内隐身斗篷, 因此所隐身的

区域尺寸有限，大约为声波长的一至两倍之间。虽然声波方程在三维空间中也满足坐标变换不变性，但声隐身斗篷相比于电磁隐身斗篷而言存在更多实验制备上的挑战。首先，针对参数渐变的材料，声隐身斗篷一般采用结构渐变的波导腔结构，如图 7 所示。

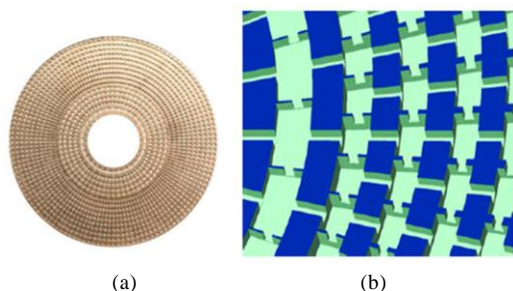


图 7 (a) 基于声波导网络结构的二维声隐身斗篷实物图；  
(b) 波导腔结构示意图

然而，对于波导腔结构，其在高能声束辐射下会产生强烈非线性分量，因此会极大地影响到斗篷的隐身效果。而且，结构渐变的波导腔结构在工艺上极难加工，需采用数控铣床对一块铝板加工数月之久，成本昂贵，非最佳选择，其离真正意义上的实用还有很长一段距离。最近，基于地毯式隐藏 (Carpet Cloaking) 的声隐身斗篷在实验上也有一些进展，如图 8 所示。其采用两种不同的片层结构交替排列，实现了密度各向异性，最终通过改变声波传播路径，来实现对平地上突起处的隐身，因为其内部可能隐藏着物体。由于其将虚空间内一条线映射为实空间的“盲区”，因此其在材料参数上不存在奇异，参数变化也可通过合理地调控映射方式极大地弱化实验制备上的要求，这也是为什么地毯式隐藏在电磁波和光波频段能够成功实现的主要原因。

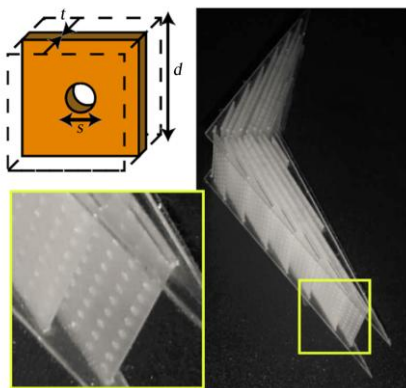


图 8 二维地毯式声隐身斗篷实物图

事实上，不管是内隐藏还是外隐藏，都无法解决双盲问题，即隐身区域和外界环境无法正常地互通信息。为了解决这个问题，必须在映射方式上进行改进，让入射波能够进入隐身区域而不发生散射。当然，苏洲大学赖耘教授等人提出的外隐藏可以解决这个问题。然而，由于互补物体一般为左手材料且材料参数分布与原物体密切相关，因此该隐身方法在实验上实现还存在很大的难度。

#### 四、“非双盲”隐身的最新进展

南京大学程建春等人最近在对超常材料隐身问题的研究中取得突破，提出了利用仅单负材料构成的“超透镜”(superlens)来实现声学的“非双盲”隐身的理论方法，下面简单介绍其基本原理及隐身特性。在声隐身中，被隐身物体一般相对于周围环境并非绝对刚体(将钢柱置于水中，入射声波依然能够很好地穿透进柱中)，因此没有必要将其视为绝对刚体进行隐身，即采用参数存在奇异值的超材料，对入射声波进行引导，使之全部绕过被隐身物体。这里仅考虑水下隐身(即认定水为基体媒质或环境媒质)，并首先针对等效模量小于水的悬浮物体提出一种超透镜隐身方法，如图 9 所示。坐标变换过程中，将一个空间映射(A+B)到另一个空间(A'+B)可能会产生“盲区”(没有被映射的区域)，这些盲区可能为连通域(如图 9(b)所示)或非连通域(如图 9(c)和(d)所示)。

“双盲”隐身采用的思路就是利用坐标变换产生连通域“盲区”(图 9(b)中 C)，将物体置于该盲区中，使之与外场隔离。从数学上看，由于该映射是将虚空间中的一个点映射成实空间里的一个面(假定为二维空间)，因此在实空间中，盲区边界处的相速度应趋于无限大。其次，由于盲区与外场隔离，因此两者彼此之间互为隐身，即“双盲”。前面提到的外隐藏采用的思路则是利用坐标变换产生非连通域“盲区”(图 9(c)中 C+D+E+F)，被隐身物体 E 和其互补物体 F 均位于该盲区中，从而保证声场的连续性。从物理上看，被隐身物体 E 与互补物体 F 的散射声场相干抵消，且由于物体 E 直接与外场相互作用，因此其能够感知外界环境的变化。然而，互补物体一般为左手材料且参数与原物体密切相关，因此在制备工艺上十分复杂，工作频段也很窄。

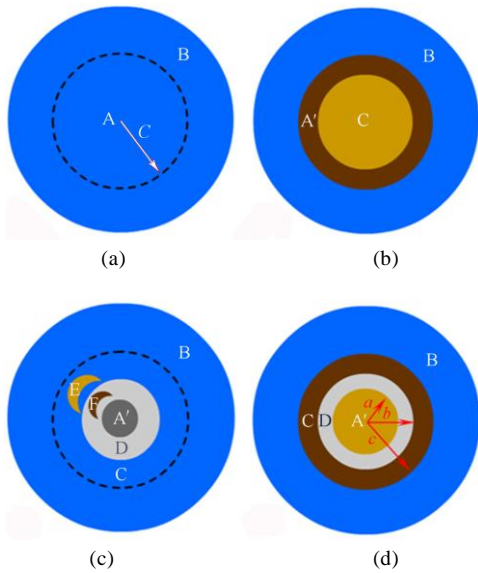


图9 (a)虚空间(其为一团均匀基体介质(A+B)); (b)“双盲”隐身映射关系,其中 $A \leftrightarrow A'$ ,  $B \leftrightarrow B$ 。 $A'$ 为斗篷,C为放置物体的盲区。(c)外隐藏的映射关系,其中 $A \leftrightarrow A'$ ,  $B \leftrightarrow B$ ,  $C \leftrightarrow D$ ,  $E \leftrightarrow F$ 。 $A'$ 、C和E分别为相位补偿核、基体介质和被隐身物体。D和F分别为C和E的Anti-object。(d)超透镜隐身的映射关系,其中 $A \leftrightarrow A'$ ,  $B \leftrightarrow B$ ,  $C \leftrightarrow D$ 。C和D为互补的单负材料层(C:  $b < r < c$ , D:  $a < r < b$ )

这里,我们采用仅由单负材料构成的超透镜来实现“非双盲”隐身,如图9(d)所示。该方法的核心在于将被隐身物体 $A'$ 等效成一团形状相似的均匀介质A。若 $A'$ 的等效模量小于环境介质A,则在映射过程中会在实空间产生一块环绕 $A'$ 的非连通域“盲区”( $a < r < c$ )。此时,可将由单负材料构成的超透镜C+D填入该“盲区”从而保证声场的连续性。这里,实空间( $r, \theta$ )和虚空间( $\tilde{r}, \tilde{\theta}$ )之间的映射关系为(对于相似变换,只考虑径向变换):

$$\tilde{r} = f(r) = \begin{cases} \frac{c \cdot r}{a}, & 0 < r < a \\ r, & r > c \end{cases} \quad (5)$$

在“盲区”内,构成超透镜的互补单负材料之间存在的映射关系为:

$$r' = f(r) = \frac{c \cdot a}{r}, \quad a < r < b \quad (6)$$

根据变换声学理论可知:若环境介质的模量和密度为 $\kappa_0$ 和 $\rho_0$ ,则被隐身物体的模量和密度为 $\kappa_0(b/c)^4$ 和 $\rho_0$ ,超透镜中互补的两个单负材料层C和D的模量和密度分别为 $\kappa_1$ 、 $-\rho_1$ 和 $-\kappa_1(r/b)^4$ 、 $\rho_1$ ,其中 $\kappa_1$ 和 $\rho_1$ 为任意值。可见,超透镜中单负材料的参数完

全独立于被隐身物体和环境媒质,大大降低了实验工艺难度。

为了验证该设计思路的有效性,采用有限元法进行数值模拟。其中,环境媒质水的模量和密度分别为 $\kappa_0 = 2.19 \text{ GPa}$ 和 $\rho_0 = 998 \text{ kg/m}^3$ 。对于被隐身物体( $0 < r < a$ ),假定其等效模量、等效质量和半径分别为 $\kappa_1 = 0.48 \kappa_0$ 、 $\rho_1 = \rho_0$ 和 $a = 1.0 \text{ m}$ ,那么超透镜斗篷的尺寸便可确定为 $b = 1.2 \text{ m}$ 和 $c = 1.44 \text{ m}$ 。由于斗篷的材料参数完全独立于环境媒质和被隐身物体,我们姑且定内层参数为 $-10\kappa_0$ 和 $-\rho_0$ ;外层参数为 $10\kappa_0$ 和 $-\rho_0$ 。

我们首先考察散射体直接被平面波源辐射(远场辐射)的情况。这里,入射波波长 $\lambda = 0.5 \text{ m}$ 。如图10(a)所示,入射波被散射体强烈散射,既存在背向反射又有明显地前向聚焦。当散射体被超透镜斗篷包裹后,如图10(b)所示,入射平面波可无散射地穿入斗篷进入被隐身物体,然后无扭曲地穿透物体,最后无散射地穿出斗篷与外场融合并继续以平面波的形式传播。这样,散射体内的区域便可无失真地感知外界环境的变化。当散射体直接被柱面波辐射(近场辐射)时,如图10(c)所示,入射波仍然被散射体强烈散射。当散射体被超透镜斗篷包裹后,外场几乎无扰动,物体被完美隐身,如图10(d)所示。

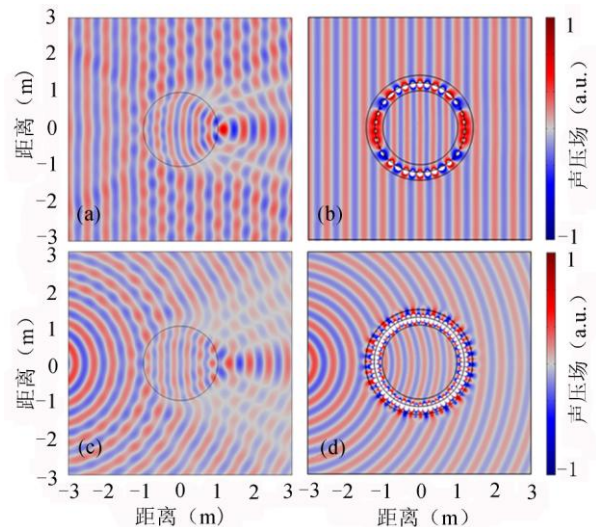


图10 平面波源((a)、(b))和点源((c)、(d))位于(-3.5m, 0)处对应的声压场分布图。(a)和(c)中,散射体直接被声源辐射。(b)和(d)中,散射体被超透镜斗篷包裹。声波自左向右传播且波长 $\lambda = 0.5 \text{ m}$

该非双盲斗篷的制备,仍然存在一些困难。最

新的研究表明：仅采用一对互补的单负材料就可以实现几乎所有物体的隐身。然而，声学单负材料的制备工艺仍然需要完善，现有的研究表明：密度负材料可通过往媒质中引入微小的质量谐振子来实现；模量负材料可通过往媒质中引入微小的谐振腔结构来实现。然而，定量的制备单负材料需要强有力的理论指导和表征手段。相信在未来，声学单负材料不仅在低频噪声隔离方面，而且在物体隐身方面都有强有力的应用。

### 五、未来展望

超透镜声隐身斗篷采用参数完全独立于被隐身物体的单负材料即可有效实现声学隐身，显著降低了在实验上真正实现声隐身的技术难度。此外，该方法成功解决了双盲问题，使得被隐身物体后仍可无失真地洞察周围一切信息，而且在向外发送信号时不会被周围的探测器追踪到其准确位置。然而对于声学隐身而言，超透镜斗篷事实上并非最佳选择，

因为在实际制备工艺中，采用双正材料要比单负材料甚至左手材料更为简便，而且负参数材料的工作频段较窄，内损耗较大。众所周知，透镜的功能是通过改变波的传播方向来成像。当将一个特定物体置于透镜中并使其整体上能等效成一团均匀环境媒质时，物体便被成功隐身了。这时，物体仍然是通过透镜来观察周围环境，因此所看到的只是周围环境的像（像的方位角没有发生变化，仅仅是大小和远近略有差别）。如果能够使用由双正材料构成的普通透镜实现有效的非双盲声学隐身，不仅可以进一步降低声隐身的实验难度，更能够扩大声隐身对象的外延（超透镜隐身要求被隐身对象的等效模量小于环境媒质，而普通透镜隐身则无此限制），因此将是一种更为广义、更为高效的隐身方式。该问题有望在超常材料隐身研究领域引起更多的关注与探讨，并成为一个重要的研究目标与方向。

（南京大学声学研究所 210093）



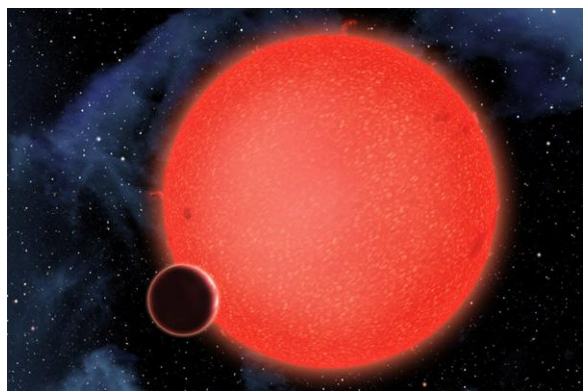
### 科苑快讯

#### 奇异水世界

美国哈勃太空望远镜的数据分析显示，40 光年外存在一颗被厚重蒸汽大气层包裹的行星，该行星距其环绕的红矮星很近。这颗编号为 GJ1214b 的行星最早发现于 2009 年，估计其表面温度为 230℃，最初认为其朦胧的大气层是因影像模糊造成的。但是最新观测却表明其大气层的主要成分是水蒸气，因为朦胧的大气层能够更多地透射红外线而不是可见光。

太阳系有岩石行星（如地球、金星）、气体行星（如木星、土星）、冰封行星（如冥王星）。而另一个恒星系统活跃的“熔岩世界”和“热木星”GJ1214b，则是首次发现的、主要由水而不是岩石构成的行星。天文学家估计，GJ1214b 的直径是地球的 2.7 倍，重量是地球的 7 倍多，其密度为每立方厘米 2 克，而水的密度为每立方厘米 1 克，地球则为每立方厘米 5.5 克。

（高凌云编译自 2012 年 2 月 21 日 [www.sciencemag.org](http://www.sciencemag.org)）



GJ1214b 想象图

#### 效率超过百分百的太阳能电池

假如光子进入一个太阳能电池，产生多重的激发子，这样，可达到的总的量子效率可以超过百分百。在美国科罗拉多州的哥登的国家可再生能源实验室的 A. 诺席克（Arthur Nozik）和他的同事，用硒酸铅作的量子点阵光电池，完成了这种结构的工作，对每个入射光子，获得了平均 1.14 个电子，这个工作将导致一种更有效的方法去利用太阳能。

（高宣译自 2012 年 2 月《欧洲核子中心快报》）