具有全局保面积密度可调性的磁机械双层超表面，用于声波调控

Jay Sim、Shuai Wu、Jize Dai 和 Ruike Renee Zhao*

J. Sim,S.Wu, J. Dai,R. R. Zhao 机械
工程系 斯坦福大学 Stanford, CA
94305, 美国 电子邮件：
rrzhao@stanford.edu

关键词：主动超表面、磁驱动、多模态变形、声学带隙、声波导

超表面凭借其前所未有的特性以及贴合曲面基底的能力，在声学隐身、光学散射和电磁天线领域具有广阔的应用潜力。主动超表面能够按需调节其特性和性能，因此受到研究者的广泛关注。它们通常通过内部结构变形实现主动特性，而这往往会导致整体尺寸发生变化。此外，这还要求相应地改变贴合基底，这可能会严重限制其实际应用。迄今为止，如何实现具有不同形状重构能力的保面积主动超表面，仍是一项重大挑战。本文提出了磁机械双层超表面，其在具备保面积能力的同时实现了面积密度可调。双层超表面主要由两组磁化分布各异的磁性软材料阵列构成。在外部磁场作用下，每一层的响应各不相同，使超表面能够重构为多种形态，从而在整体尺寸不变的情况下大幅调节其面积密度。我们进一步利用这些保面积的多模态形状重构，将其用作主动声学波调节器，以调节带隙和波传播。因此，双层方法为设计适用于更广泛实际应用的保面积主动超表面提供了新思路。

1. 引言

超材料是人工制造的材料，由单胞构成周期性结构，其非凡特性源于几何构型而非材料成分。超表面，也称二维（2D）超材料，由重复排列的周期性二维单胞组成，通常设计为贴合平面或曲面基底，以满足各种应用需求。光学超表面可用于散射[1], 调制[2,3], 的强度以及折射[4] 光，从而为光的操控创造新方法。类似地，电磁波可以被散射成特定形状[5,6], 、进行隐身[6], 或定向传播[7,8], 以构成天线[9]，也可以用作共形滤波器。声学超表面也可经过设计，用于滤波[10,11]，、隔离[12,13], 、隐身[14–16]、调控波的传输[17–19]、吸收[20,21]，或引导声波[22–24]。

一般来说，超表面的特性由其几何形状决定[25]。传统超表面具有固定的单胞几何结构，因此特性也固定，这限制了其适用性。为此，主动超表面应运而生，它们在受到外部刺激时（如机械载荷[26–29]、热[30–32]、电流[33–35]或磁场[36–38]）能够在预编程形状之间转换。这些形状变换通常涉及单元胞的内部变形，进而改变超表面的面积密度和整体尺寸。然而，超表面的设计用途是覆盖特定区域。如果其整体尺寸在驱动过程中发生显著变化，就无法实现完整的面积覆盖，从而可能严重限制其实际应用。

本文提出一种新型超表面设计策略，通过一种新颖的双层结构概念，在保持整体面积不变的同时显著改变面积密度。这里的超表面由硬磁软活性材料（hm-SAM）制成，其软弹性体基质中嵌有硬磁颗粒。通过远程施加外部磁场[39–41]，该材料可实现无系留、快速且可逆的驱动。首先，为阵列的方形单胞设计预编程磁化分布，使其在外部磁场作用下发生收缩，从而改变面积密度。将两个阵列以特定方式叠置后，二者通过磁吸引力形成具有强界面黏附力的整体超表面。在外部磁场作用下，其中一层可显著收缩以改变面积密度，而另一层则保持超表面的整体尺寸；这一过程在单层结构中无法实现。

此外，分层驱动增加了独特形状重构的数量，相应地也增加了声学特性模式。基于这一概念，我们展示了采用不同组装策略的双层超表面设计，包括偏置排列、翻转排列和分布式贴片，并研究了相应的波调控性能，包括带隙和波导。我们针对翻转排列的双层结构开展参数化研究，以探索如何通过设定双层厚度比来调节声学带隙。因此，双层超表面能够在保持整体尺寸不变的同时大幅改变面积密度，为设计适用于实际应用的高可调保面积共形声学调节器提供了一种新策略。

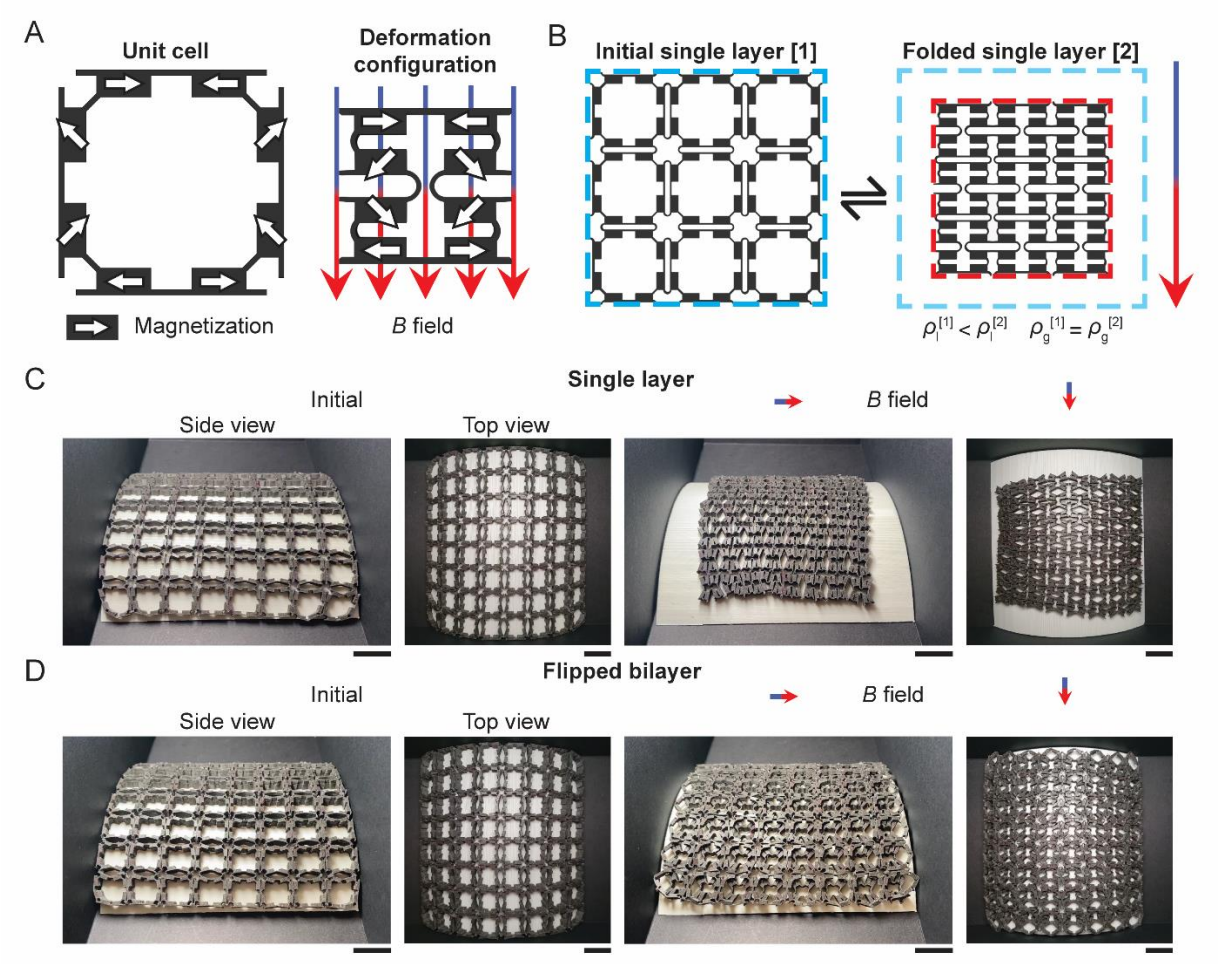

图 1. 采用面积变化驱动的磁力机械单层超表面和用于保面积驱动的双层超表面。(A) 单胞的磁化分布与驱动。(B) 单层超表面及其向折叠模式的驱动过程，二者的面积分别由蓝色和红色虚线方框标示。驱动过程中，全局面密度 ρ_g 保持不变，但局部面密度 ρ_l 增加。(C) 驱动后，单层超表面贴合于曲面基底，但面积覆盖不完整。(D) 在整个驱动过程中，双层超表面贴合于曲面基底并保持完整的面积覆盖。比例尺：20 mm。

2. 结果 2.1. 具有多模态形状控制的双层超表面 如图1A
所示，方形单胞 de

本研究中的设计由八个矩形块组成，这些矩形块通过薄铰链相互连接。铰链和块均为 hm-SAM，并采用浇铸方法制造。关于尺寸和制造方法的更多信息，请参见实验方法以及图 S1 和 S2（补充信息）。单元胞按照预先设定的磁化分布进行磁化，如白色箭头所示，从而能够在外部磁场作用下收缩面积并改变密度。上、下块沿块的长度方向磁化，方向交替；侧块则沿对角线方向以 45o 磁化。这里，磁化方向经过精心设计，以实现特殊驱动。施加向下磁场时，由此产生的力矩 $\tau = M \times B$ 会使块的磁化方向趋于与磁场对齐，其中 M 为块的磁化密度，B 为磁场。对于上、下块，其磁化方向初始状态为 90° 相对于磁场。随着块旋转，力矩会从最大值逐渐减小。对于侧块，其磁化方向初始状态为 135° 相对于磁场。相应的力矩初始状态小于上、下块的力矩，但随着侧块旋转 45° 而增大，随后开始减小。因此，单胞会先尝试变形成十字形，然后再收拢成小得多的矩形。多个单胞可以连接起来形成单层阵列，如图 1B 所示。在向下磁场作用下，单层以与单个单胞相同的方式驱动，并变形成折叠模式。单层初始构型的总面积以蓝色虚线方框标出，而驱动后构型则以红色虚线方框标出（在本文其余部分中，初始构型将用蓝色虚线方框表示，驱动后构型将用红色虚线方框表示）。我们还定义了两种面积密度，ρ_g和 ρ_l，分别为全局面密度和局部面密度，它们的测量方式是：将超表面的二维材料表面积（A_{meta}）分别除以初始构型的面积（$A_{initial}$）和变形模式的总面积（A_{deform}）。在单层超表面的驱动过程中，尽管其 ρ_l 从 25.55% 显著增加到 44.97%，但当单胞变为紧凑形状时，其ρ_g 保持不变，因为材料表面积没有增加。这使折叠模式周围出现一片没有材料覆盖的区域。这也意味着超表面必须缩小尺寸，才能提高其局部面密度。还应注意，在向上磁场作用下，单胞会膨胀[42] 。然而，阵列中单胞之间的相互作用抑制了这种膨胀。

相邻单元。因此，在向上的磁场作用下，面积没有明显变化。图1C展示了开发面积保持不变的超表面所面临的挑战。单层磁力机械超表面贴合在曲面基底上。无磁场时，超表面覆盖整个基底。但施加磁场并使超表面发生驱动时，它会迅速收缩，导致基底有很大一部分裸露出来。图1D中，采用翻转排列的双层结构放置在同一曲面基底上。即使施加磁场，基底仍被完全覆盖。

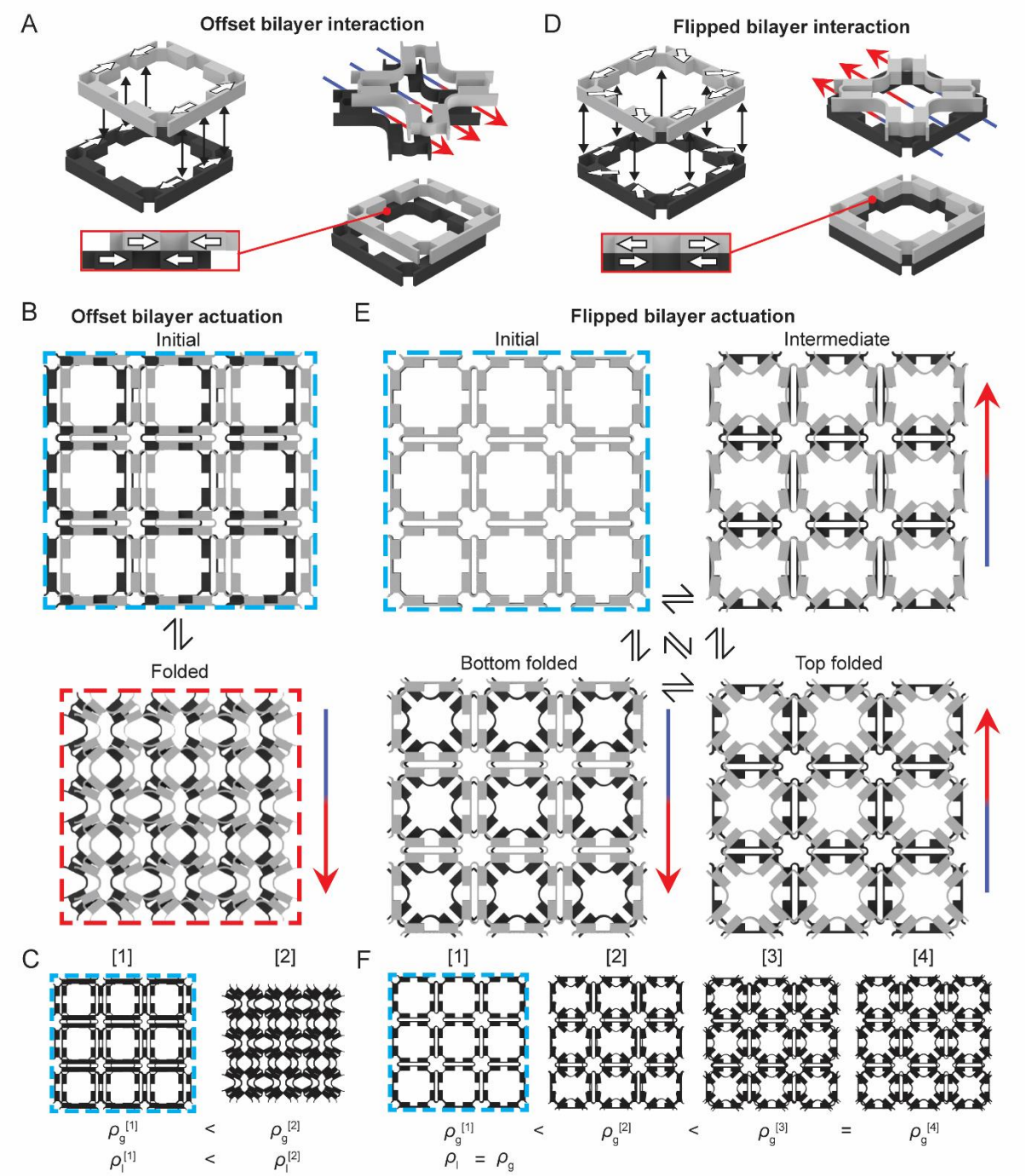

图 2. 具有两种不同叠加策略的双层超表面。（A）排列成错位双层结构的两个单胞之间的磁相互作用及其驱动。（B）一个 3 × 3 错位双层结构及其磁驱动。A_{deform} 小于 $A_{initial}$。（C）错位双层结构在折叠模式下的全局和局部面积密度均大于初始模式。（D）排列成翻转双层结构的两个单胞之间的磁相互作用及其驱动。（E）一个 3 × 3 翻转双层结构及四种磁驱动模式，展示保持面积的变形（$A_{initial} = A_{deform}$）。（F）四种翻转双层模式的面积密度比较。由于 $A_{initial}$ 和 A_{deform} 相同，因此它们的全局和局部面积密度相同。面积密度从初始模式增加到中间模式，再增加到顶部折叠模式。顶部折叠模式与底部折叠模式之间的面积密度没有变化。

在本研究中，我们采用不同方式将两个阵列层叠加为双层超表面，从而在保持其整体尺寸不变的同时，有效调节其面积密度。在第一种方法中，在磁吸引力的作用下，当两个层彼此粘合时，它们会自动发生轻微错位，如图2A所示，其中顶部的单胞以浅灰色表示，底部的单胞以黑色表示。该超表面称为错位双层结构。在向下磁场作用下，由于两个单胞具有相同的磁化分布，它们都趋向于折叠成紧凑形状。然而，两个层之间磁相互作用所产生的约束，阻止了阵列完全压缩。因此，单胞会转变为十字形。图2B展示了3 × 3 错位双层超表面的初始构型和折叠构型。折叠模式明显小于初始模式，但其尺寸变化并不像单层那样显著。图2C展示了错位双层结构在初始模式和折叠模式下的面积密度。由于阵列的错位排列，全局和局部面积密度都会在驱动过程中增加，表明其保面积驱动性能有所改善，但尚不完美。

第二种双层结构排列策略，是将一个翻转晶胞置于原始单元之上，且在水平方向和垂直方向均不偏移。最重要的是，如图2D所示，顶层晶胞中的每个块的磁化方向都与底层对应块的磁化方向相反，即发生了翻转。这种排列会产生强磁吸引力，因为各个块表现为沿相反方向堆叠的磁偶极子。此外，由于两个晶胞的磁化分布相互翻转，因此无论施加的磁场方向如何，都只有一层能够折叠或驱动，另一层则不会改变形状。如图2E所示，这种独立控制驱动是翻转双层结构的关键设计理念。在没有施加磁场的初始模式下，翻转双层超表面的构型与单层相同。在向上磁场作用下，只有顶层的上、下块发生折叠，而侧块基本不变形。这种模式称为中间模式，其成因是晶胞的磁化设计以及两层之间的吸引作用。如上所述，上、下块的磁化方向沿水平方向排列，因此与施加的磁场垂直，产生的力矩最大。相比之下，侧块的磁化方向与磁场之间的夹角为135o，产生的力矩较小。力矩大小与 sinθ 成正比，其中 θ 是磁化方向与施加磁场之间的夹角。此外，在此模式下，底层保持展开。顶层与底层之间的强磁吸引力

阵列限制了顶层整体尺寸的变化，同时允许其局部形状重构。当向上磁场增强时，侧块产生的力矩足以克服顶层与底层之间的磁吸引力，使其发生形状重构并变为十字形，这就是折叠模式。与先前的驱动方式类似，超表面的整体尺寸没有明显变化。在向下磁场作用下，驱动方向相反，底层折叠而顶层保持展开。同样，各层独立驱动既能实现折叠和大幅形状变形，又能保持超表面的整体尺寸。如图2F所示，我们展示了翻转双层结构的面积密度变化。如上所述，在双层结构情况下，蓝色方框和红色方框的面积相同，因此全局面密度与局部面密度相同。我们将初始模式的面内密度记为 ρ_1。在初始模式下，超表面的二维面积与单层相同。对于中间模式的面积密度，即 ρ_2，由于顶层部分折叠，增加了超表面的材料面积，因此有$\rho_2 > \rho_1$。在顶部折叠模式下，由于顶层其余部分向内折叠，材料面积进一步增加，其面积密度 ρ_3 大于 ρ_2。对于完全底部折叠模式，由于其与顶部折叠模式相反，其面积密度 ρ_4 与 ρ_3.相同

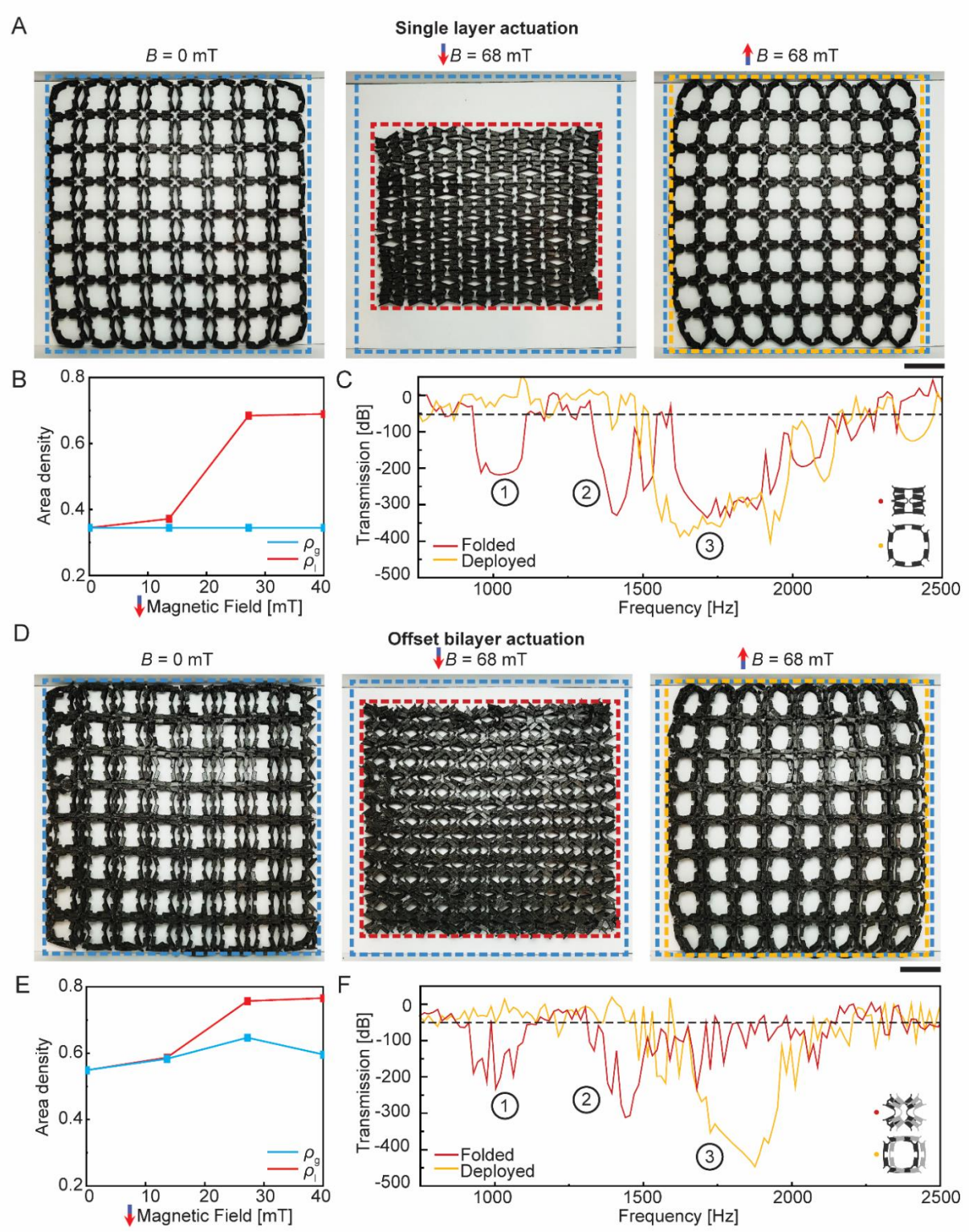

图3。由单层阵列和两个错位层构成的超表面。（A）单层磁力机械超表面的驱动。比例尺：20 mm。（B）单层超表面的全局和局部面积密度随向下磁场的变化。（C）单层超表面在折叠和展开模式下的频率-透射曲线。（D）偏移双层超表面的驱动。比例尺：20 mm。（E）单层超表面的全局和局部面积密度随向下磁场的变化。（F）偏移双层超表面在折叠和展开模式下的频率-透射曲线。

后，我们展示实验结果。图3A展示了单层超表面，它由厚度为 2 mm、含有 25 体积百分比钕铁硼颗粒的单元胞制成。单元胞按 8 × 8 网格排列，共 64 个。有关制备的更多细节，请参阅实验方法和补充信息。单层阵列置于一对亥姆霍兹线圈之间，由此产生单轴均匀磁场。有关实验装置的更多细节，请参阅图 S3。在初始模式下，由于单元胞之间的排斥力较小，单层中的垂直块几乎不会折叠。施加 68 mT 向下磁场可使超表面折叠至折叠模式，整体尺寸显著减小。施加 68 mT 向上磁场可克服垂直块中的磁排斥力，使超表面完全展开或部署。图3B考察了面积密度随施加磁场的变化。在初始模式下（B = 0mT），整体密度和局部密度相同，均为 0.344。随着向下磁场增强，局部密度因折叠模式而大幅增加。然而，由于材料既未增加也未减少，驱动过程中整体密度保持不变。请注意，向上磁场不会显著改变形状或面积密度（有关面积密度计算的更多细节和实验方法，请参阅图 S4）。

我们进一步研究了单层超表面的驱动如何影响其声学特性，该特性通过有限元分析（FEA）进行仿真。有关声学仿真的更多信息可参见补充信息，声学仿真所需的材料表征信息可参见图S5和图S6。图3C显示了不同频率下的波传输情况。在此，至少 50 dB的透射下降被视为能够阻止波传播。三个频率区域（带隙）以黑色圆圈标出。在第一个和第二个频率区域，即929 Hz–1110 Hz和1321 Hz–1562 Hz，折叠超表面显示出显著的透射下降，而展开模式下的超表面则没有。在第三个频率区域，即1517 Hz–2150 Hz，折叠模式和展开模式均表现出至少300 dB的透射下降。

在图3D中，错位双层结构的顶层由64个单元胞组成，排列成8 × 8 网格。这些单元胞厚2 mm，含有25 vol%钕铁硼颗粒。底层的单元胞数量与顶层相同，但厚4 mm，含有30 vol%钕铁硼颗粒。错位双层结构也放置在亥姆霍兹线圈之间，并施加与单层组件相同的磁场，以实现三种模式：初始状态、折叠模式和展开模式。当

施加68 mT的向下磁场时，错位双层结构收缩至折叠模式。如上所述，由于双层结构内部的磁吸引力，单元胞折叠成十字形。图3E展示了错位双层结构的面积密度。初始模式的面积密度为0.548，高于单层结构，这是由错位排列造成的。在向下磁场作用下折叠时，局部密度增至0.766；在40 mT时，全局密度也增至0.596。然而，由于顶层和底层阵列相互重叠，全局面积密度在27 mT至40 mT之间略有下降。尽管如此，全局面积密度在0 mT至40 mT范围内总体上升，表明与单层超表面相比，其保面积驱动性能有所改善。两个磁场方向下的完整面积密度数据见图S7。图3F描绘了错位双层结构的透射率-频率曲线。与单层结构类似，图中标出了三个频段。在第一和第二频段（913 Hz–1153 Hz和1305 Hz–1740 Hz），只有折叠模式表现出显著的透射下降，这与单层结构处于折叠模式时的表现相同。然而，不同于单层结构在第三频段的表现，错位双层结构在折叠模式下没有出现透射下降，而展开模式在1700 Hz–2000 Hz范围内出现了447 dB的透射下降。

单层和错位双层结构在折叠与展开模式下的透射下降差异显著，可将其用作可切换声学带隙器件。在单层中，向下磁场可切换两个低频带隙（频率区域 1 和 2），而高频处存在的带隙（频率区域 3）保持不变。对于错位双层结构，向下磁场可开启两个低频带隙，同时关闭高频带隙。错位双层结构在不同模式间的这种声学行为变化更加显著，因此更适用于需要可调声学特性的应用。

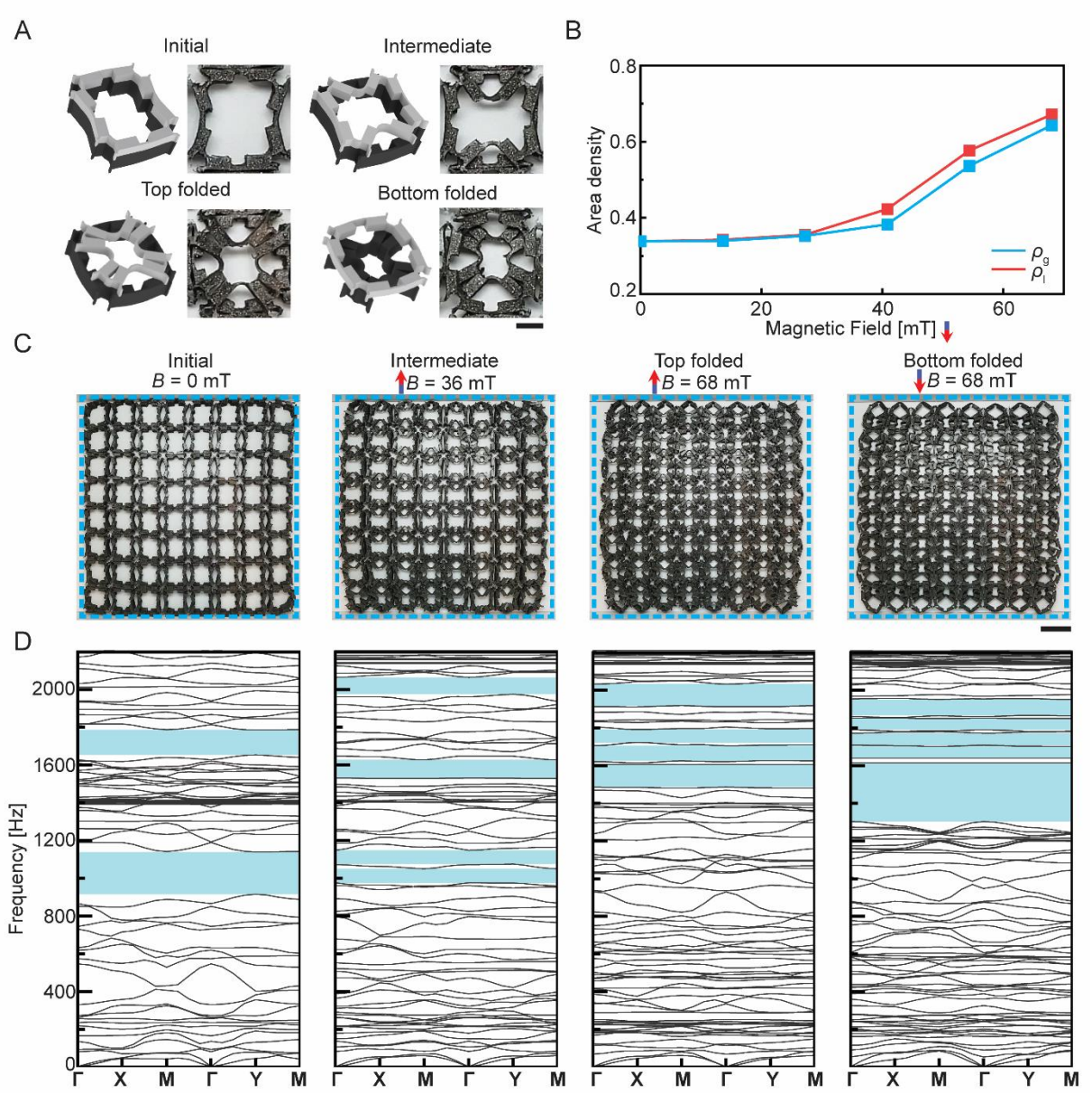

图 4. 翻转双层超表面。(A) 翻转双层结构的四种实验模态与用于布洛赫波分析的 3D 模型的对比。比例尺：5 mm。(B) 翻转双层结构的全局和局部面积密度随向下磁场的变化。(C) 翻转双层结构的实验驱动。比例尺：20 mm。(D) 模态的色散曲线，并突出显示宽度至少为 50 Hz 的声学带隙。

2.3. 翻转双层结构

图 4A 展示了翻转双层超表面中单胞在四种模式下的示意图和实验驱动状态：初始状态、中间状态、顶部折叠状态和底部折叠状态。翻转双层结构由两层组成，每层含有 64 个单元胞，以 8 × 8 网格排列，水平方向和垂直方向均无偏移。顶层厚 2 mm，含 25 体积百分比的钕铁硼颗粒；底层厚 4 mm，含 30 体积百分比的钕铁硼颗粒。全局和局部

翻转双层结构的面积密度随向下磁场变化的情况如图4B所示。该双层结构在驱动过程中整体尺寸没有变化，因此局部面积密度应与全局面积密度相同。在 0 mT 时，翻转双层结构的面积密度为 0.55。向下施加 68 mT 磁场时，全局和局部面积密度分别为 0.63 和 0.65，二者高度吻合。翻转双层结构面积密度的更多信息见图S8。翻转双层结构的实验磁驱动过程如图4C所示。施加 36 mT 的向上磁场，驱动超表面进入中间模式，此时顶层单胞中的上、下块向内折叠。然而，尽管顶层受到驱动，底层并未折叠，因为其单胞采用了相反的磁化方向编程。顶层的这种独立驱动使超表面能够在几乎没有位移的情况下产生不同的形状变形，如蓝色虚线方框保持不变所示。随后，将向上的磁场增大至 68 mT，使其进入完全的顶部折叠模式，此时顶层中的块向内折叠形成十字形，而底层保持未变形状态。最后，在 68 mT 的向下磁场作用下，超表面进入底部折叠模式。通过调节所施加磁场的方向和大小，翻转双层结构可呈现四种不同模式。需要注意的是，中间顶部模式下的驱动并不完全均匀，由于双层结构边缘处磁场的不均匀性，边缘的一些区域会呈现完全顶部折叠状态。

图4D展示了变化的声学带隙，这些带隙通过对代表性体积单元（RVE）进行特征模计算，并采用布洛赫波分析法[43] 计算得出。图S7展示了布洛赫波分析中RVE和布里渊区的详细信息。超表面的初始模式呈现出两个显著的带隙：914 Hz – 1138 Hz 和 1654 Hz – 1785 Hz。在向上施加 36 mT 磁场时，即处于中间模式时，初始模式的第一个带隙分裂为两个，分别为 976 Hz – 1050 Hz 和 1075 Hz – 1143 Hz；而第二个初始模式带隙则变窄并移至 1531 Hz – 1627 Hz。此外，在 1974 Hz – 2065 Hz 处还出现一个高频带隙，总计形成四个不同的带隙。当磁场增至 68 mT，且双层结构处于完全顶部折叠模式时，1400 Hz 以上出现了四个新的高频带隙。前三个分别为 1486 Hz – 1605 Hz、1628 Hz – 1706 Hz 和 1723 Hz – 1791 Hz。最后一个带隙的频率则高得多，为 1919 Hz – 2033 Hz。从中间模式转变为顶部折叠模式时，低频带隙消失，并由另外两个高频带隙取代。最后，当施加 68 mT 向下磁场时，双层结构处于底部折叠

模式，最低频率带隙拓宽至 1304 Hz – 1616 Hz，成为所有模式中最宽的单个带隙。接下来的两个带隙略微变窄，分别为 1641 Hz – 1702 Hz 和 1709 Hz – 1772 Hz。最后，高频带隙分裂为两个，并移至 1790 Hz – 1851 Hz 和 1867 Hz – 1951 Hz，总计形成五个带隙。完全底部折叠模式下的声学特性不同于顶部折叠模式，这是因为顶层和底层的厚度不同。总体而言，翻转双层结构呈现出不同的声学响应，且可通过磁驱动进行可靠控制。局部面密度变化、整体尺寸保持不变以及声学响应变化这三者的独特结合，可用于开发高度可调谐的声学滤波器。

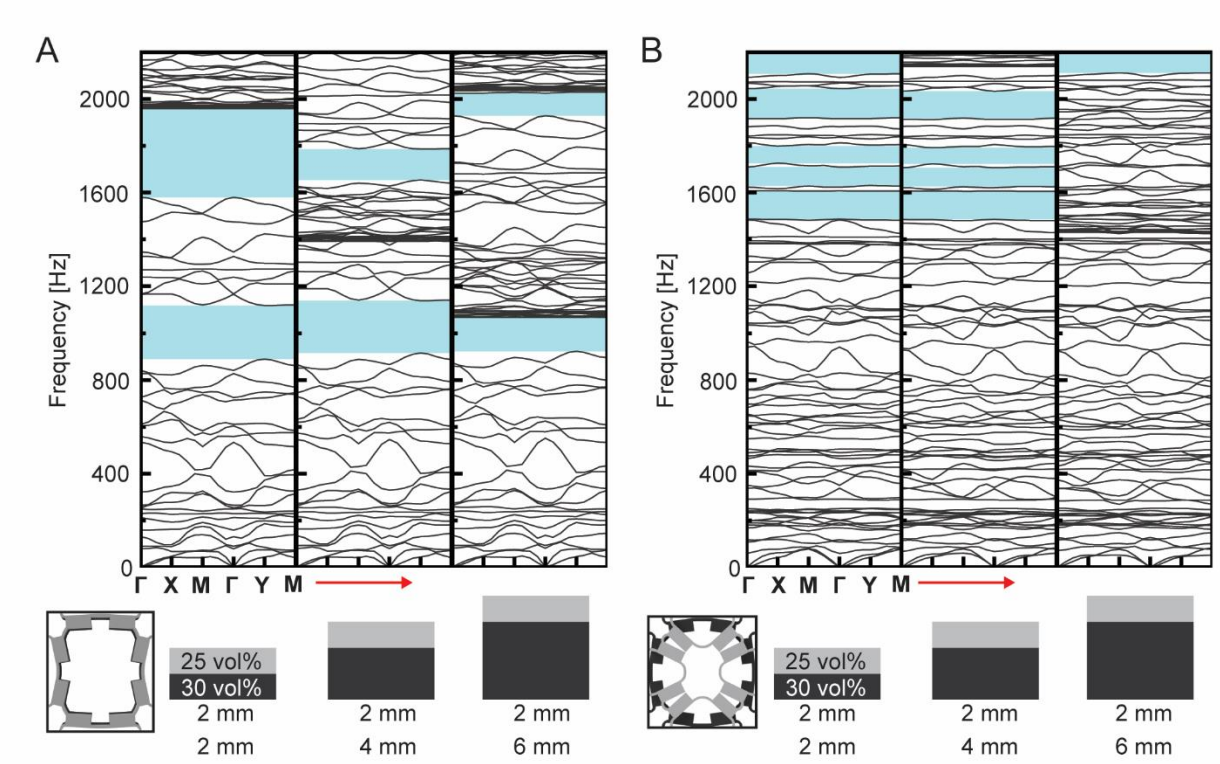

图5. 增加底部晶胞厚度对声学特性的影响。顶部单胞的钕铁硼颗粒填充量为25%，底部为30%。顶部单胞厚度保持不变，同时增加底部单胞厚度。(A) 底部晶胞厚度分别为2 mm、4 mm和6 mm时，处于初始模式的单胞的声学响应。(B) 底部晶胞厚度分别为2 mm、4 mm和6 mm时，处于顶部折叠模式的单胞的声学响应。

2.4. 翻转双层结构的参数研究 在上一节中，实验

该双层结构采用 8 × 8 底层制成，单元胞厚度为 4 mm，含 30 体积百分比的钕铁硼；第二个 8 × 8 顶层的单元胞厚度为 2 mm，含 25 体积百分比的钕铁硼。然而，翻转双层结构的单元胞厚度和颗粒填充量均可调整。因此，如图5所示，本文对单胞

厚度如何影响翻转双层结构的声学响应进行了参数研究。色散曲线通过对代表性体积单元进行布洛赫波分析计算，所用方法与上一节的模拟方法相同。更多详情见图 S5。顶层和底层单元胞的钕铁硼含量分别为 25 和 30 体积百分比。顶层单元胞厚度固定为 2 mm，而底层单元胞厚度从 2 mm 调整至 4 mm，再调整至 6 mm。此外，关于单胞厚度以及颗粒填充量对声学行为影响的研究见图 S9 和 S10。

图 5A 描述了翻转双层结构处于初始模式时的声学特性模式。在所展示的三种声学特性模式中，每一种都存在两个声学带隙，但其宽度和位置差异很大。当顶层和底层的厚度均为 2 mm 时，带隙位于 889 Hz–1118 Hz 和 1580 Hz–1958 Hz。当底层厚度为 4 mm 时，带隙移至 914 Hz–1139 Hz 和 1654 Hz–1786 Hz。当底层厚度为 6 mm 时，带隙为 923 Hz–1066 Hz 和 1929 Hz–2025 Hz。在这三种情况下，低频声学带隙都非常稳定，其宽度和位置仅发生轻微变化。然而，随着底层厚度增加，高频带隙的宽度会减小。此外，带隙的下限频率会升高。通过采用适当的层厚度，可以设计出在特定宽度和位置具有目标带隙的翻转双层结构。

在图 5B 中，翻转双层结构的单胞处于顶部折叠模式。当底部单胞厚度设为 4 mm 时，会出现多个声学带隙。第一种组合中，底部厚度为 2 mm，共有五个声学带隙：1488 Hz–1606 Hz、1630 Hz–1709 Hz、1726 Hz–1799 Hz、1921 Hz–2043 Hz 和 2108 Hz–2198 Hz。当底部单胞厚度增加至 4 mm 时，前四个带隙的位置和宽度几乎没有变化。然而，第五个带隙完全消失。因此，此时仅有四个带隙：1486 Hz–1605 Hz、1628 Hz–1706 Hz、1723 Hz–1791 Hz 和 1919 Hz–2043 Hz。当底部单胞厚度从 4 mm 增至 6 mm 时，四个声学带隙全部消失，而在厚度从 2 mm 增至 4 mm 时消失的第五个带隙则重新出现。这个高频带隙的范围为 2112 Hz 至 2199 Hz，与底部厚度为 2 mm 时的最高频带隙接近。因此，在折叠状态下，底部较薄的超表面会在多个频率范围内产生更多声学带隙。随着厚度增加，这些带隙会消失，而其余带隙则基本保持不变。这个例子展示了翻转双层超表面在声学特性方面的出色可调谐性。

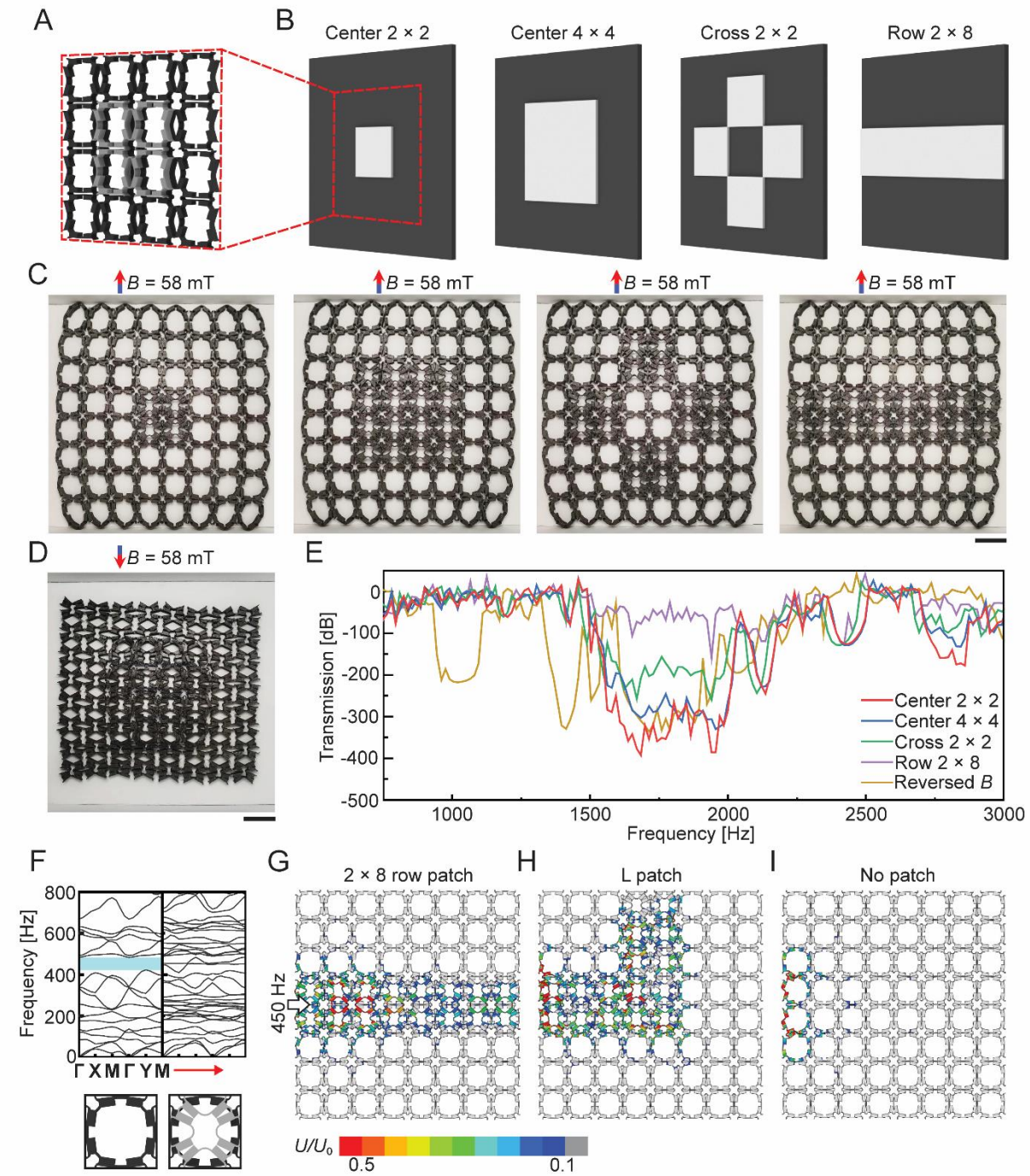

图 6. 以贴片构型排列的翻转双层结构及其作为声波导的应用。(A) 贴片构型是指顶层的行数或列数少于底层。(B) 四种贴片构型。(C) 贴片构型的磁驱动。比例尺：20 mm。(D) 向下磁场作用下，底层上的中心 4 × 4 贴片的磁驱动。比例尺：20 mm。(E) 磁场向上、强度为 58 mT 时，四种贴片构型以及处于折叠模式的单层的透射率-频率曲线。(F) 处于初始模式的单层和处于顶部折叠模式的翻转双层结构的声学特性。(G) 波在 2 × 8 行贴片上的传播。(H) 波在“L”形贴片上的传播。(I) 波在处于初始模式的单层中传播，或无贴片。

2.5. 快速可重构翻转贴片

翻转双层结构由两个具有相同行数和列数的不同层组成。然而，如果顶层的行数和列数较少，则可以像贴片一样在底层上任意重新排列。图6A展示了一个贴片示例，其中包含一个两行两列的顶层，堆叠在一个四行四列的底层上。实验翻转贴片双层结构的简单示意图如图6B所示。此外，所有构型都有一个 8 × 8 底层。第一种构型称为中心 2 × 2，是一个位于底层顶部中央的2 × 2 贴片。图6A是中心 2 × 2 示意图的放大视图。第二种构型与第一种类似，但使用的是一个4 × 4 贴片。因此，它被称为中心4 × 4。第三种贴片构型，即十字形 2 × 2，使用四个2 × 2 贴片，并将它们排列成十字形，使中心形成一个2 × 2 空隙。最后，一个2 × 8 贴片沿底层的宽度方向放置。尽管我们研究了所示的四种构型，但顶层阵列的行数和列数以及其放置位置都没有限制。因此，可能的贴片构型数量以及相应的属性调节能力都大幅增加。

图 6C 展示了所研究贴片构型的磁驱动。贴片采用厚度为 2 mm 的单胞制成，底层厚度为 4 mm。贴片和底层均含有 30体积百分比的钕铁硼。向上的 58 mT 磁场会驱动贴片，从收缩区域可以清晰地区分出它们。图 6D 展示了一个处于向下 58 mT 磁场中的贴片构型示例。尽管磁场迫使顶层贴片保持展开状态，但贴片正下方的单胞仍会折叠，而不受顶层与底层之间磁吸引力的影响。这是由于两层之间存在尺寸差异。底层要大得多，共有 64 个单胞，其中只有中心的 16 个会被顶层吸引。其余 48 个单胞作为单层发挥作用，同时施加较大的机械力，使中心处的单胞也发生收缩。

图6E展示了四种构型及中心4 × 4在向下58 mT磁场下的透射率随频率变化曲线。对于该特定磁场下的最后一种贴片构型，其几何形状与紧凑模式下的单层（图3C）相似，因此可用单层的声学特性代替。在除8 × 2 行以外的所有构型中，在相同频率处均出现两个明显的透射下降。各构型之间唯一的差异是透射下降的深度。中心2 × 2 和中心4 × 4 的透射下降幅度相近且较深，而十字形2 × 2 的下降幅度仅约为前者的一半。对于 2 × 8 行贴片，则没有

透射下降。2 × 2 的透射下降最深，其次是中心4 × 4，再其次是十字形2 × 2。在出现透射下降的频率处，处于初始模式的单层会出现带隙或深度透射下降，而处于顶部折叠模式的翻转双层结构则不会。随着在底层或单层中添加更多贴片，贴片构型的表现会逐渐接近翻转双层结构。因此，中心2 × 2 的透射下降最深。尽管其他三种贴片构型中的贴片具有相同数量的单元胞，但由于贴片形状不同，其声学行为也各不相同。十字形2 × 2 是不连续的，而2 × 8 行贴片则横跨底层的整个长度。

图 6F 展示了单层展开模式和具有顶部折叠模式的翻转双层结构的声学特性。对于单层展开模式，其在 450 Hz 处显示出一个带隙，而具有顶部折叠状态的翻转双层结构则呈现出全通行为。因此，通过控制贴片路径，超表面可以充当波导，有效调节波传播方向。为展示这一概念，我们使用 FEA 模拟了 450 Hz 下不同贴片路径的波传播（有关 FEA 模拟的详细信息，请参阅补充信息）。图 6G 展示了 2 × 8 行贴片构型的波传播，说明声波仅沿直线传播，并遵循贴片路径。图 6H 展示了以直角弯曲的波传播，这是通过 L 形贴片实现的。相反，图 6I 表明，在其展开模式下，声波无法在单层超表面中传播。这些示例证明了贴片排列的可行性，可用于拓展设计空间并充当波导。

3. 结论

我们提出了一种磁力机械双层超表面，通过一种新颖策略实现出色的形状和性能可调性，即将单胞排列成双层图案。这种新的设计方法使超表面能够调节其面积密度，同时整体尺寸几乎不变。我们提出了三种双层结构策略：错位双层结构、翻转双层结构和贴片构型。在施加磁场进行驱动时，错位双层结构向内收缩，与单层超表面相比，具有更好的面积保持能力和性能可调性。翻转双层结构利用两个单层的独立驱动，实现了更丰富的形状变换、更强的性能可调性以及卓越的

面积保持能力。最后，贴片构型大幅拓展了设计空间，可用于构建可重构波导。这种利用双层结构同时实现形状变形和面积保持的新颖策略，为开发性能可控性更强的新型超表面提供了巨大潜力。磁力机械超表面的设计还可进一步借助机器学习策略加以指导，从而优化结构设计[38] 和驱动编程，以实现所需的性能可调性。

4. 实验部分 单元胞制备：I

n本研究使用了三种不同的单元胞来制造超表面。在这三种情况下，DragonSkin20（Smooth-On Inc.，Macungie，宾夕法尼亚州，美国）与钕铁硼颗粒（平均粒径为100 μm，Magnequench，新加坡）混合、脱气，并注入使用UltimakerS5（Ultimaker，荷兰）3D打印的聚乙烯醇（PVA）模具中。将填充后的模具用玻璃片覆盖，并在80 oC下固化1小时。PVA在高温下具有柔性，因此可以轻松取出固化后的单元胞。第一个单元胞厚度为4 mm，颗粒填充量为30 体积百分比。另两个单元胞的厚度均为2 mm，钕铁硼含量分别为25体积百分比和30 体积百分比。为实现图1A所示的磁化，将单元胞变形成“菱形”形状，并使用3D打印的聚乳酸（PLA）夹具将其固定到位。将该模具置于自制线圈中，并在1.5 T脉冲磁场下进行磁化。有关单元胞制造过程和尺寸的更多详细信息，请参见补充信息。

超表面阵列制造：磁化后，将单元胞放入一个3D打印的PLA夹具中，使每个单元胞的铰链彼此接触。使用Sil-poxy黏合剂（Smooth-On Inc.，Macungie，宾夕法尼亚州，美国）连接这些铰链。黏合剂在室温下固化十二分钟后，将单元胞从夹具中取出。

声学仿真：使用商业软件 ABAQUS（达索系统公司，法国韦利济-维拉库布莱）和 COMSOL（COMSOL 公司，瑞典斯德哥尔摩）预测所有超表面系统中每种变形模式的声学特性。对具有非周期结构（如错位双层结构和贴片双层结构）的超表面系统，在 ABAQUS 中进行了稳态动力学分析。然而，对于整个结构具有周期性的翻转双层结构，则使用布洛赫波分析，通过 COMSOL 预测其声学特性。

实验设置：将超表面置于间距为 150 mm 的一对亥姆霍兹线圈之间。线圈连接到一个 4700 μF 的电容器，而该电容器又连接到 120 V 壁式插座。通过使用 MATLAB 脚本调节输送至线圈的电流，控制线圈之间的磁场。有关实验设置的更多信息，请参阅补充信息。

材料表征：与单胞的制造过程类似，将 Dragon Skin 20 和钕铁硼颗粒按特定体积百分比混合均匀并脱气。随后将混合物倒入用于制作拉伸试样的亚克力模具中。试样尺寸见补充信息。接着将混合物放入 80 oC 的烘箱中固化 1 小时，然后从试样上取下模具。使用 Instron 3344（Instron Corp.，美国宾夕法尼亚州诺伍德）测量位移与力的数据，并将数据拟合到 neo-Hookean 模型以估算杨氏模量。对颗粒填充量分别为 20 vol%、25 vol% 和 30 vol% 的拉伸试样重复这一过程，每种填充量各进行三次。

面积密度计算：拍摄置于磁线圈内、在特定磁场下驱动的已制备超表面的视频。通过裁剪视频中的图像快照，对超表面进行图像分析，计算 A_{meta}、$A_{initial}$ 和 A_{deform} 中的像素总数，进而计算全局和局部面积密度。

致谢 作者谨此致谢

感谢 NSF Career Award CMMI-2145601 和 NSF Award CMMI-2142789 的资助。

References

[1] D. Neshev, I. Aharonovich, 《Light: Science & Applications》2018, 7, 1. [2] A. E. Forte, D. Melancon, M. Zanati, M. De Giorgi, K. Bertoldi, 《Advanced Functional Materials》2023, 2214897, DOI 10.1002/adfm.202214897.[3] Y. Zhang, X. Yang, J. Gao, 《Scientific Reports》2018, 8, 1.[4] E. W. Wang, T. Phan, S. J. Yu, S. Dhuey, J. A. Fan, 《美国国家科学院院刊》2022, 119, 1.[5] K. Chen, G. Ding, G. Hu, Z. Jin, J. Zhao, Y. Feng, T. Jiang, A. Alù, C. W. Qiu, 《Advanced Materials》2020, 32, 1.[6] Z. Li, J. Liu, J. Zhang, L. Shao, C. Zhang, X. Wang, R. Jin, W. Zhu, 《Advanced Materials Technologies》2022, 7, 1.[7] M. Boyarsky, T. Sleasman, M. F. Imani, J. N. Gollub, D. R. Smith, 《Scientific Reports》2021, 11, 1.[8] Q. Huang, L. T. Gan, J. A. Fan, 《Advanced Materials》2023, 2204688, 1.[9] S. Wu, J. Eichenberger, J. Dai, Y. Chang, N. Ghalichechian, R. R. Zhao, 《Advanced Intelligent Systems》2022, 2200106, 2200106.[10] O. R. Bilal, A. Foehr, C. Daraio, 《ASME应用力学学报》2020, 87, DOI 10.1115/1.4046893.[11] F. Javid, P. Wang, A. Shanian, K. Bertoldi, 《Advanced Materials》2016, 28, 5943.[12] L. Tong, Z. Xiong, Y. X. Shen, Y. G. Peng, X. Y. Huang, L. Ye, M. Tang, F. Y. Cai, H. R. Zheng, J. Bin Xu, G. J. Cheng, X. F. Zhu, 《Advanced Materials》2020, 32, 1.[13] H. Zhu, T. F. Walsh, F. Semperlotti, 《Applied Physics Letters》2018, 113, DOI 10.1063/1.5052538.[14] B. Liang, J. C. Cheng, C. W. Qiu, 《Nanophotonics》2018, 7, 1191.[15] H. T. Zhou, W. X. Fu, Y. F. Wang, Y. S. Wang, V. Laude, C. Zhang, 《Materials & Design》2021, 199, 109414.[16] Y. Xue, X. Zhang, 《Extreme Mechanics Letters》2021, 46, 101347.[17] J. jin Park, J. H. Kwak, K. Song, 《Extreme Mechanics Letters》2021, 43, 101203.[18] E. Bok, J. J. Park, H. Choi, C. K. Han, O. B. Wright, S. H. Lee, 《Physical Review Letters》2018, 120, 44302.[19] C. Shen, Y. Xie, J. Li, S. A. Cummer, Y. Jing, 《Applied Physics Letters》2016, 108, 2.[20] Y. Li, B. M. Assouar, 《Applied Physics Letters》2016, 108, DOI 10.1063/1.4941338.[21] X. Guo, V. E. Gusev, V. Tournat, B. Deng, K. Bertoldi, 《Physical Review E》2019, 99, 1.

[22] Z. Tian, C. Shen, J. Li, E. Reit, Y. Gu, H. Fu, S. A. Cummer, T. J. Huang, 《Advanced Functional Materials》 2019, 29, DOI 10.1002/adfm.201808489.[23] O. R. Bilal, A. Foehr, C. Daraio, 《Advanced Materials》 2017, 29, 1.[24] N. Gao, S. Qu, L. Si, J. Wang, W. Chen, 《Applied Physics Letters》 2021, 118, DOI 10.1063/5.0036840.[25] S. M. Montgomery, S. Wu, X. Kuang, C. D. Armstrong, C. Zemelka, Q. Ze, R. Zhang, R. Zhao, H. J. Qi, 《Advanced Functional Materials》 2021, 31, 1.[26] P. Cao, Y. Zhang, S. Zhang, W. Ou, S. G. Mosanenzadeh, N. X. Fang, Phys. Rev. Appl. 2020, 13, 1.[27] X. Fang, J. Wen, L. Cheng, D. Yu, H. Zhang, P. Gumbsch, Nat. Mater. 2022, 21, 869.[28] J. B. Reeves, R. K. Jayne, T. J. Stark, L. K. Barrett, A. E. White, D. J. Bishop, Nano Lett. 2018, 18, 2802.[29] A. Guell Izard, L. Valdevit, Adv. Eng. Mater. 2020, 22, DOI 10.1002/adem.201901019.[30] B. Li, C. Zhang, F. Peng, W. Wang, B. D. Vogt, K. T. Tan, J. Mater. Chem. C 2021, 9, 1164.[31] Z. Zhao, C. Yuan, M. Lei, L. Yang, Q. Zhang, H. Chen, H. J. Qi, D. Fang, Phys. Rev. Appl. 2019, 11, 1.[32] Z. Hu, Z. Wei, K. Wang, Y. Chen, R. Zhu, G. Huang, G. Hu, Nat. Commun. 2023, 14, 1266.[33] Y. Chen, X. Li, H. Nassar, G. Hu, G. Huang, Smart Mater. Struct. 2018, 27, DOI 10.1088/1361-665X/aae27b.[34] Y. Chen, X. Li, G. Hu, M. R. Haberman, G. Huang, Nat. Commun. 2020, 11, 1.[35] E. Arbabi, A. Arbabi, S. M. Kamali, Y. Horie, M. S. Faraji-Dana, A. Faraon, Nat. Commun. 2018, 9, DOI 10.1038/s41467-018-03155-6.[36] Y. Chen, Q. Liang, C. Y. Ji, X. Liu, R. Wang, J. Li, J. Appl. Phys. 2022, 131, DOI 10.1063/5.0091180.[37] Q. Zhang, A. V. Cherkasov, N. Arora, G. Hu, S. Rudykh, 《Extreme Mechanics Letters》 2023, 59, 101957.[38] C. Ma, Y. Chang, S. Wu, R. R. Zhao, ACS 应用材料与界面 2022, DOI 10.1021/acsami.2c09052.[39] T. Jiralerspong, G. Bae, J. H. Lee, S. K. Kim, ACS Nano 2020, 14, 17589.[40] Y. Kim, H. Yuk, R. Zhao, S. A. Chester, X. Zhao, Nature 2018, 558, 274.[41] Y. Alapan, A. C. Karacakol, S. N. Guzelhan, I. Isik, M. Sitti, Sci. Adv. 2020, 6, DOI

10.1126/sciadv.abc6414.[42] S. Wu、Q. Ze、R. Zhang、N. Hu、Y. Cheng、F. Yang、R. Zhao, 《ACS 应用材料与界面》2019, 11, 41649.[43] M. Åberg、P. Gudmundson, 《美国声学学会期刊》1997, 102, 2007.