利用复频率下的激励实现损耗补偿与超分辨率

频率

Seunghwi Kim[1†]、Yu-Gui Peng[1, 2†]、Simon Yves[1], 和 Andrea Alù[1, 3*]

[1]光子学倡议，先进科学研究中心，纽约市立大学，纽约，纽约州 *10031*，美国[2]物理学院，华中科技大学，*430074*，中国武汉[3]物理学项目，研究生中心，纽约市立大学，纽约，*NY 10016*，美国

†这些作者对本研究的贡献相同

*通讯作者。电子邮箱：aalu@gc.cuny.edu

摘要： 阿贝衍射极限从根本上限制了传统光学成像和光谱系统的分辨率。多年来，人们提出了多种突破这一极限的方案，各有机遇与取舍。在此背景下，超材料被视为一种前景广阔的平台，原则上可实现能够大幅提升分辨率的超透镜。然而，材料损耗和非局域现象严重制约着其性能，而且我们尝试成像的亚波长细节越多，这些因素的影响就越显著。人们已探索利用有源超材料克服这些挑战，但材料增益也会带来其他障碍，例如不稳定性、非线性效应和噪声。在此，我们证明，采用以复频率振荡的信号对被动超透镜进行时间激励，可以补偿材料损耗，从而提升分辨率。我们的结果表明，定制激励形式所产生的虚拟增益能够应对损耗对超透镜的影响。更广泛而言，我们的工作为超材料中的损耗补偿开辟了前景广阔的途径，其应用范围还可扩展至光学和纳米光子系统。

引言 - 人们对超材料的热情，源于这样一项发现：其独特的电磁特性原则上可实现没有几何像差且分辨率不受限的超透镜，有望彻底改变成像和光谱学 [1-4]。传统透镜只能聚焦传播波，因此会舍弃与横向波数大于 $_0 = \omega k c$ 的成像细节；其中，ω 是入射波的角频率，c 是背景介质中的光速。这些波属于倏逝波，会随远离物体而衰减，无法聚焦。因此，传统透镜所能分辨的最小特征尺寸与工作波长相当，$_{\min}\ \Delta\ = 2\pi / _0 \approx \lambda_{op} k$ 。颇为引人注目的是，研究表明，负折射率平面超材料薄板不仅能像普通透镜一样聚焦传播波 [5], ，还能恢复入射于其上的倏逝波振幅；这意味着，原则上，这种结构能够在其焦平面上完全恢复图像细节，如图 1A 所示 [1]。在这种情况下，最小可分辨特征尺寸 $_{\min}\ \Delta$ 会远小于波长，不再受传统分辨率极限的约束 [1,6]。这一引人入胜的现象根植于负折射率材料所带来的奇异波与物质相互作用 [5], ；此类材料可在不同频率范围内通过多种材料平台实现 [7-10]。虽然负折射率要求在同一频率下实现负电介电常数和负磁导率，但研究也表明，利用负介电常数薄膜，可针对一种光偏振实现“简易超透镜”；在这种薄膜中，倏逝波的放大由薄膜背面的表面极化激元共振支持 [3,4]。

尽管前景令人振奋，但截至目前，超材料超透镜的成功实现仍然有限，其在实际成像系统中的应用也一直滞后。主要

原因在于，超透镜的分辨率在实际应用中受到材料损耗和非局域性的阻碍 [11-13]。在无源超材料中，由于材料吸收，以及非均匀性、缺陷、位错和表面粗糙度引起的散射损耗，损耗的存在不可避免；对于给定程度的损耗，较大的横向波数会变得越来越敏感 [12]。材料非局域性同样不可避免，这是由人工设计材料中组成晶格的颗粒性所导致的：携带较大横向波数的倏逝波与快速变化的场变化相关；当这些变化的尺度与晶格常数相当时，材料的有效特性便无法再描述超材料[13]。因此，材料损耗和非局域性从根本上限制了超材料超透镜所能达到的最大分辨率 [12,14]。图 1B 对这一概念进行了示意，显示倏逝场只能在这种不完美的超透镜内部得到部分放大，从而限制像平面处的分辨率。

由薄介电层与负折射率材料交替组成的各向异性多层结构，已被提出作为部分解决这一问题的方法，但其分辨率仍受到根本性限制 [15,16]。由于材料损耗的影响通常强于非局域性的影响，因此可以采用材料增益来补偿损耗，从而提升分辨率 [17,18]。然而，增益稀缺且难以控制，而且在某些情况下，引入增益甚至可能影响基础介质的负折射率特性 [19,20]。此外，不稳定性、额外噪声以及粒子数反转钳制，与实用的成像系统几乎无法兼容 [21]。

过去几年，人们注意到，通过控制入射信号随时间的演变，或许可以绕过其中一些限制。例如，时间反演技术已被用于模拟频谱中的倏逝波部分的增长，

从而突破衍射极限 [22,23]。然而，这些技术依赖有源系统，这意味着接收信号存在处理延迟，而且时间反演需要复杂且耗能的技术。利用空间光调制器的传输矩阵和自适应光学也实现了衍射极限以外的成像，但这要求预先完整表征散射介质。人们还研究了通过激励多个亚衍射模式来利用超振荡提高成像分辨率 [24,25]。然而，这种方法只能针对物体的特定细节，在处理复杂图像时存在局限。理论研究还表明，当负折射率薄板的单色激励被突然关闭 [26] 或按指数规律渐弱 [27], 时，像平面上的分辨率可以得到提高。

在此，我们证明，通过引入虚拟增益，可以补偿材料损耗对超透镜造成的不利影响；这种虚拟增益与在复频率下振荡的定制激励相关。在另一背景下，我们最近已表明，通过复频率信号[28,29]激励无源散射系统，可以克服其局限。对线性系统的响应函数进行解析延拓，可以揭示复频率平面中的奇点；通过频率为 $\mathrm{Re}[\omega]$ 的周期振荡信号与按增长或衰减指数因子 $\mathrm{Im}[\omega]$ 调制的振幅，可以利用这些奇点。只要系统经过设计，能在该复频率下达到准稳态，也就是说，瞬态之后，系统的响应会收敛到与输入具有相同复频率的振荡，那么这类激励就能产生类似于材料增益（损耗）的效果，适用于 $\mathrm{Im}[\omega]<0$ （ $\mathrm{Im}[\omega]>0$） [30,31]。这一原理可实现无材料损耗的相干完美吸收[28,32], 、无需材料增益的虚拟宇称-时间对称性[30], 虚拟

临界耦合[33], 、负辐射压[34], 以及超越无源物体限制的奇异散射特性[31]。在此，我们证明，可以利用复频率激励补偿超材料中的材料损耗，并进一步表明，这种虚拟增益可用于恢复超透镜的深亚波长分辨率，如图 1C 示意图所示。尤为重要的是，这种效应不会像材料增益那样导致不稳定性或噪声，因为它基于线性无源时不变系统。

结果 – 为阐明这一现象，我们首先考虑一个简易超透镜，它由一块厚度为 10 nm=h 、介电常数服从德鲁德模型$()()()\varepsilon\ \omega\ =\varepsilon\ -\ \varepsilon\ -\varepsilon\ \ \omega^{2}\ \ \omega^{2}+\ 2\omega\alpha\ _{h\,s\,h\,p}\,i$ 的非磁性平面薄板构成，其中 $\varepsilon_h = 5\ 45$。 , 6.$\varepsilon_h =\ \ 18$, ω_p 为等离子体频率，$\alpha = 5\times10^{14}$ rad s 为损耗率。为研究其成像特性，我们考察从物体到像平面的透射率随横向波数$_x k$ [1]的变化

$$T\left(k_x,\omega\right)=\frac{4k_z q_z \varepsilon \exp\left(iq_z h\right)}{\left(q_z+\varepsilon k_z\right)^2-\left(q_z-\varepsilon k_z\right)^2\exp\left(2iq_z h\right)}, \tag{1}$$

其中，$_2\ \ _2\sqrt{_0\mu_z =\backslash\ \ \varepsilon}\ \ -_x\ \ q\ \ \sqrt{k\ \ k}$和$_z =\backslash\ \ _0^{2}-\ \ ^{2}\ \ _x\ \ k\ \ k\ \ k$ 分别是介质内外沿纵向z的波数。在不存在材料损耗（$\alpha = 0$）时，以$_x >\ _0 k\ \ \ k$入射到薄板上的倏逝波会沿z方向增强，从而补偿其在空气中的衰减，并确保其振幅在像平面上恢复。然而，存在损耗时，倏逝场的增强程度较低，这与图1B和图2A中的红色曲线一致；对于较大的波数$(\ )\ (\ )$ $=-\ \left[\ \ \ \varepsilon\ /2^{2}\right]/\ 2\ \ \ =3\ 1\ln\ \mathrm{Im}\ ._{cutoff}\ \ _o\ \ k\ \ h\ \ k$[12,14], , 会出现截止，从而限制器件分辨率。

接下来，我们考察复频率( ) [ ] [ ]( ) exp(Re) exp Im
$_i$ = − ω ω $_{o\ c\ c}$ $E\ t\ E\ i\ t\ t$ 下的激励，其负虚部描述了一个指数衰减包络$\gamma = -\mathrm{Im}[\omega]_c$。假设可以对公式（1）进行解析延拓，图2A展示了计算得到的透射系数$()(), ,\tilde{}$ ω = $\omega_{x\ x\ lossless}$ $Tk\ Tk\ T$；该系数针对无损情形$_{lossless}T$进行了归一化，并对应不同的γ取值。对于$\gamma = 0$，透射率在$_x$ 10 $_0k$ $k\approx$ 附近出现截止（红色曲线）。然而，随着我们在复频率平面中移动，透射率显著提高，例如，图2A中蓝色和绿色曲线分别对应$\gamma = 0\ 75\alpha$。和$\gamma = 0\ 9\alpha$ 。。当衰减率γ 等于材料损耗率α 时，成像特性可完全恢复（黄色曲线），恢复无损超透镜[27]的理想分辨能力。只有在假设超透镜输出达到准稳态、并以与激励相同的复频率振荡时，这些结果才有意义；在此条件下，对公式（1）进行解析延拓才具有物理意义 [31]。事实上，对于$\gamma = 0\ 75\alpha$。、$0.\gamma =$ 9α和$\gamma = \alpha$，在该复频率下计算得到的德鲁德介电常数分别为$\varepsilon = -0\ 991 + 0\ 277$。。$i$、$\varepsilon = -0\ 999 + 0\ 111$。。$i$和$\varepsilon = -1$，它们补偿了材料损耗，也解释了超透镜为何能恢复工作[1]。

这一结果表明，原则上可以通过恰当选择复频率激励来补偿材料吸收。在图2B中，我们展示了较大横向波数 $_{x0} = 30_o k\ k$ 下复频率平面中归一化透射率的密度图，发现当$_{15}$ $_{14}$ 5 77 10 5 10 . rad s ω = × − × $_c$ i 时，透射率变为1。因此，我们可以预期，如果板达到准稳态，其成像特性将完全恢复。在这种情况下，材料损耗恰好由源自

/

激励的虚拟增益补偿。图2C展示了透射率密度图随k_x和γ的变化；当$\gamma=\alpha$时，所有波数对应的透射率均为1。等价地，图2D展示了图2A所考虑情形下的点扩散函数，即当衰减率$\gamma=0$（谐波）、$\gamma=0\ 75\alpha$、$\gamma=0\ 9\alpha$ 和$\gamma=a$变化时，狄拉克δ函数源在像平面上的归一化振幅。随着衰减率接近损耗率，扩散函数变得更窄；当$\gamma=\alpha$时，扩散函数的宽度最小，这证实了适量的虚拟增益能够使有损超透镜的性能完全恢复。关于使用碳化硅板的实际情形，详见补充材料第S1节。

为了在实际装置中展示这一现象，我们探究了其在声学平台中的实现方式。我们考虑一种穿孔声学超材料，其具有深亚波长周期性方孔，总厚度为h，如图 3A 所示。已有研究提出，可利用声学仿等离激元传递图像的完整频谱，并结合纵向法布里–珀罗（FP）共振，实现分辨率远超衍射极限的声学超透镜 [35]。图 3A 的插图展示了放大的横截面，其中方形晶格的周期为d，空气孔尺寸为a，周围由刚性边界包围。在亚波长范围内，这类穿孔结构的透射率随横向波数的变化关系 $\lambda \gg a\ d$ 为 [36]

$$T_a\left(k_x,\omega\right)=\frac{4Y_{hole}Y_0\left|S^{(0)}\right|^2\exp\left(iq_{z,a}h\right)}{\left(Y_{hole}+Y_0\left|S^{(0)}\right|^2\right)^2-\left(Y_{hole}-Y_0\left|S^{(0)}\right|^2\right)^2\exp\left(2ig_{z,a}h\right)}, \tag{2}$$

其中，Y_0 和Y_{hole} 分别为 0th 衍射级次模态和孔的导纳，而$_0$ ( ) ^{0} sinc = 2 $_x$ $S\ a\ d\ k\ a$ 是基模与入射

√ / /

模态的重叠积分（见补充材料第 S2 节）[35,36]。式（2）的表达式与式（1）类似，在分辨率截止方面具有相似特征。一个显著区别是，由于空间色散，超材料内部沿z方向的波数为$_{,z} = {}_{0a}q\,k$，适用于所有横向波数，因此该器件不会放大倏逝场，而是简单地使其变为传播波。为确保所有横向波数都能实现完全透射，我们利用纵向法布里-珀罗共振，$_{z} = \pi_{a}q\,m\,h$，其中m为整数；这是利用了所有传播波都以相同相速度传播这一事实。图 3B（左）展示了谐波激励情况下，在h = 10 厘米、a = 0.15 厘米和d= 0.2 厘米时，一阶法布里-珀罗共振处无损情形（黄色曲线）下透射率随归一化横向波数k_x/k_0 的变化。我们将忽略非局域现象的理想成像响应（蓝线）与无损超材料的透射率（黄线）进行比较；后者的截止由周期$_{x} \le 2\pi k \quad d$（红色虚线）决定，超过该截止后，式（2）不再适用。在存在具有吸收率 α 的实际材料损耗时，色散衰减得更快（橙线），导致分辨率降低。在图 3B 右侧面板中，我们研究了不同激励衰减率 $\gamma = 0\,5\alpha$、$\gamma = 0\,75\alpha$ 和 $\gamma = \alpha$ 下复频率平面中的响应。事实上，与先前结果一致，转移到复频率能够增强响应，并将成像功能恢复到非局域性占主导的理想无损情形。特别是，当衰减率等于损耗率 $\gamma = \alpha$（黄色）时，透射率变得与无损情形完全相同，清楚展现了虚拟增益在这一声学平台中的潜力。

/

到目前为止，这些结果都假设，对式（2）进行解析延拓能够得到具有物理意义的输出。然而，复频率信号并无界，因此必然

必须从某个给定时刻开始；而且由于其衰减和非正交性，无法保证系统能在有限的瞬态过程中收敛到以相同复频率 [31]振荡的输出。因此，为了验证我们的理论预测，我们对从 $t=0$ 开始的实际激励进行了全波时域仿真，并研究响应的时间演化。为了检验成像特性，我们使用由三个平行线构成的物体来测试超材料，这些平行线穿孔于一块薄矩形实心板上（图 3C）。我们将该物体放置在多孔声学超透镜旁，并以载波频率相同的声波激励它，$\mathrm{Re}[\omega_c]$设为 1715 Hz，以激发板的第一阶FP共振；同时采用不同的振幅调制来控制激励频率的虚部 γ 。线条宽度为 0.4 cm，线间距分别为 0.4 cm 和 0.2 cm。我们实时评估像平面上的透射声场，并尤其关注准稳态，在此状态下，瞬态结束后的输出响应以与激励相同的复频率振荡（见补充材料第 S3 节）[30,31]。仿真中通过热黏性现象引入材料损耗；预计在实际结构中，这将是主要的材料损耗机制。单色激励下的输出声强图像（图 3D 中的 $\gamma=0$ ）显示出明显的分辨率限制，无法分辨原始物体的条带（虚线）。然而，随着我们增大γ，透射图像的空间分辨率显著提高。尤其是对于$\gamma=\alpha$ ，透射强度分布图与单色激励下无损系统的成像结果（图 3D 右图）明显相当，恢复了物体的亚波长空间特征。图 3E 所示的$x=0$处图像截面进一步佐证了这一点，其中对比了无损情形和虚拟增益情形的强度剖面（分别为绿色虚线和黄色曲线）。通过计算二维空间傅里叶变换

强度图（图 3D）的傅里叶变换（FT）提取了各图像的横向空间傅里叶分量（图 3F）。FT 图确实显示，随着衰减率 γ 接近损耗率 α，较大横向波数对应的分量贡献增强，这清楚地证明了在真实实验设置中，复频率激励能够带来分辨率增强。值得注意的是，$\gamma=\alpha$ 的 FT 图与图 3F 右侧面板中的无损情形几乎完全相同。我们在补充材料第 S2 和 S3 节中进一步分析了这些结果。这些仿真证实，对方程（2）进行解析延拓确实具有意义，而且超透镜的响应确实会达到准稳态，此时虚拟增益能够补偿材料损耗造成的不利影响。

我们实现了一种 3D 打印多孔结构声学超材料。正如预期，由于热黏性耗散和制造误差，该超材料存在不可忽略的损耗。我们将三线物体（图 4A 左上图）放在超材料一侧，紧邻孔洞，并在另一侧放置一片屏幕片，用三维激光测振仪测量透射声压场（有关实验的详细信息，请参见补充材料第 S4 节）。图 4A 展示了准稳态下，在 $\gamma=0$ 30 60 90 120 150 180、，，，，，，Hz 等不同复频率激励下，测得的一个周期内平均归一化声能。经过短暂瞬态后，声学超透镜在激励的几个周期内迅速达到准稳态，因此获得了这些结果。值得注意的是，随着虚拟增益的加入，声学图像的分辨率大幅提升，并在 $\gamma=\alpha\approx180$Hz 时达到最大值。与仿真类似，我们计算了相应的空间傅里叶变换（FT）在y方向上的分量，并在图 4B 中展示了各横向波数下，相对于单色激励归一化的实测透射率。事实上，源自复频率激励的虚拟增益显著增强了大横向波数的透射，这些波数与图像的倏逝谱相关

，这解释了所观察到的分辨率提升。在 $\gamma = \alpha \approx 180\text{Hz}$ 下，大波数的透射增强了六倍，相较于谐波激励情况如此。由一个笑脸构成的更复杂二维物体（图 4C）进一步证实了这一效应。比较 $\gamma = 0$（谐波）（上图）和 $\gamma = \alpha$ （下图）处的归一化强度可见，成像分辨率显著提升，从而能够还原物体的大部分亚波长特征。

讨论

在本研究中，我们证明，通过精确调控以复频率振荡的入射信号所获得的虚拟增益，可用于补偿被动超透镜中材料损耗的不利影响。我们在一种多孔声学超材料超透镜中通过实验验证了这一概念：当入射激励的衰减率与超透镜的本征损耗率相匹配时，可以完整恢复物体的亚波长特征，从而实现性能大幅提升、分辨率仅受非局域性限制的超透镜。值得注意的是，复频率激励具有有限的频率带宽，因此在定义衍射极限时应将其考虑在内。尽管如此，观察到这一现象要求超透镜达到准稳态，而这意味着结构必须具有较高的品质因数，因此激励的有限带宽较窄。由此，激发该结构的实际频率仍集中在中心频率附近的有限范围内，我们的结果清楚地展示了深亚波长成像。事实上，如补充材料第 S5 节进一步讨论的那样，所展示的分辨率增强与虚拟增益现象直接相关。我们用于补偿损耗并提高成像器件分辨率的方法并不

需要有源元件、信号处理或反馈；而且，由于该结构必然具有较高的品质因数，因此它在准稳态区间内可持续工作相对较长的时间，从而为成像带来诸多机会，应用范围或可超越声学并扩展至纳米光学 [3,4,37]。更广泛地说，我们的研究成果为多种超材料、光子学和声学平台中的损耗补偿铺平了道路，为成像、传感、计算和通信提供了大量机遇，也有望拓展至量子技术。

参考文献

[1] J. B. Pendry, 负折射造就完美透镜, 《物理评论快报》**85**, 3966 (2000).[2] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, 负折射率的实验验证, 《科学》**292**, 77 (2001).[3] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, 利用银超透镜实现亚衍射极限光学成像, 《科学》**308**, 534 (2005).[4] T. Taubner, D. Korobkin, Y. Urzhumov, G. Shvets, and R. Hillenbrand, 通过碳化硅超透镜进行近场显微成像, 《科学》**313**, 1595 (2006).[5] G. V. Viktor, 具有同时负值的物质的电动力学ε 和μ, 苏联物理学进展**10**, 509 (1968).[6] S. Anantha Ramakrishna, 负折射率材料的物理学, 物理学进展报告**68**, 449 (2005).[7] G. V. Eleftheriades, O. Siddiqui, and A. K. Iyer, 负折射率介质的传输线模型及无需额外谐振器的相关实现, IEEE微波与无线元件快报**13**, 51 (2003).[8] D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire, 超材料与负折射率, 《科学》**305**, 788 (2004).[9] N. Engheta and R. W. Ziolkowski, 超材料：物理与工程探索(约翰·威立父子公司, 2006).

[10] N. Kaina, F. Lemoult, M. Fink, and G. Lerosey, 单负超材料中多重散射产生的负折射率与声学超透镜, 《自然》525, 77 (2015).[11] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry, 无需负有效折射率的全角度负折射, 《物理评论B》65, 201104 (2002).[12] V. A. Podolskiy and E. E. Narimanov, 近视超透镜, Opt. Lett. 30, 75 (2005).[13] X.-X. Liu and A. Alu, 超材料透镜的局限与潜力, J. Nanophotonics 5, 053509 (2011).[14] D. R. Smith, D. Schurig, M. Rosenbluth, S. Schultz, S. A. Ramakrishna, and J. B. Pendry, 负折射率平板亚衍射成像的局限, Appl. Phys. Lett. 82, 1506 (2003).[15] S. A. Ramakrishna, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire, and W. J. Stewart, 近场成像, J. Mod. Opt. 50, 1419 (2003).[16] D. R. Smith and D. Schurig, 不定介电常数与磁导率张量介质中的电磁波传播, 《物理评论快报》90, 077405 (2003).[17] S. Wuestner, A. Pusch, K. L. Tsakmakidis, J. M. Hamm, and O. Hess, 利用增益克服负折射率超材料中的损耗, 《物理评论快报》105, 127401 (2010).[18] S. Xiao, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, X. Ni, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, and V. M. Shalaev, 无损有源光学负折射率超材料, 《自然》466, 735 (2010).[19] M. I. Stockman, 基于因果性基本原理、具有低光学损耗的负折射判据, 《物理评论快报》98, 177404 (2007).[20] P. Kinsler and M. W. McCall, 使用基于因果性的负折射率判据时必须谨慎, 《物理评论快报》101, 167401 (2008).[21] M. I. Stockman, 纳米等离激元学：过去、现在与未来展望, Opt. Express 19, 22029 (2011).[22] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, and M. Fink, 利用远场时间反演实现超越衍射极限的聚焦, 《科学》315, 1120 (2007).[23] A. P. Mosk, A. Lagendijk, G. Lerosey, and M. Fink, 在复杂介质中控制时空波以实现成像与聚焦, Nat. Photon. 6, 283 (2012).

[24] M. Dubois, E. Bossy, S. Enoch, S. Guenneau, G. Lerosey, 和 P. Sebbah, 《style id='2'>时间驱动超振荡与负折射, 《物理评论快报》**114**, 013902（2015）。[25] Y. Eliezer, L. Hareli, L. Lobachinsky, S. Froim, 和 A. Bahabad, 《style id='7'>通过超振荡光学拍频突破时间分辨率极限, 《物理评论快报》**119**, 043903（2017）。[26] A. Archambault, M. Besbes, 和 J.-J. Greffet, 《style id='12'>时域超透镜, 《物理评论快报》**109**, 097405（2012）。[27] A. Rogov 和 E. Narimanov, 《style id='17'>时空超材料, ACS Photonics **5**, 2868（2018）。[28] D. G. Baranov, A. Krasnok, 和 A. Alù, 《style id='22'>基于复零激励的相干虚拟吸收，实现理想光捕获, Optica **4**, 1457（2017）。[29] A. Krasnok, D. Baranov, H. Li, M.-A. Miri, F. Monticone, 和 A. Alú, 《style id='27'>光中的异常

t

散射, 《先进光学与光子学》 **11**, 892 (2019).[30] H. Li, A. Mekawy, A. Krasnok, and A. Alù, 虚拟宇称-时间对称性, 《物理评论快报》 **124**, 193901 (2020).[31] S. Kim, S. Lepeshov, A. Krasnok, and A. Alù, 复频率激励下突破光散射极限, 《物理评论快报》 **129**, 203601 (2022).[32] G. Trainiti, Y. Ra'di, M. Ruzzene, and A. Alù, 弹性动力学波的相干虚拟吸收, 《科学进展》 **5**, eaaw3255 (2019).[33] Y. Ra'di, A. Krasnok, and A. Alù, 虚拟临界耦合, ACS Photonics **7**, 1468 (2020).[34] S. Lepeshov and A. Krasnok, 虚拟光学拉力, Optica **7**, 1024 (2020).[35] J. Zhu, J. Christensen, J. Jung, L. Martin-Moreno, X. Yin, L. Fok, X. Zhang, and F. J. Garcia-Vidal, 用于声学深亚波长成像的孔洞结构超材料, 《自然·物理》 **7**, 52 (2011).[36] J. Christensen, L. Martin-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, 亚波长孔径共振声传输理论, 《物理评论快报》 **101**, 014301 (2008).[37] J. Hinney, S. Kim, G. Flatt, I. Datta, A. Alù, and M. Lipson, 集成光子电路中虚拟临界耦合的观测, (未发表) (2023).

致谢

这项工作部分得到西蒙斯基金会和美国空军科学研究办公室的资助。

图

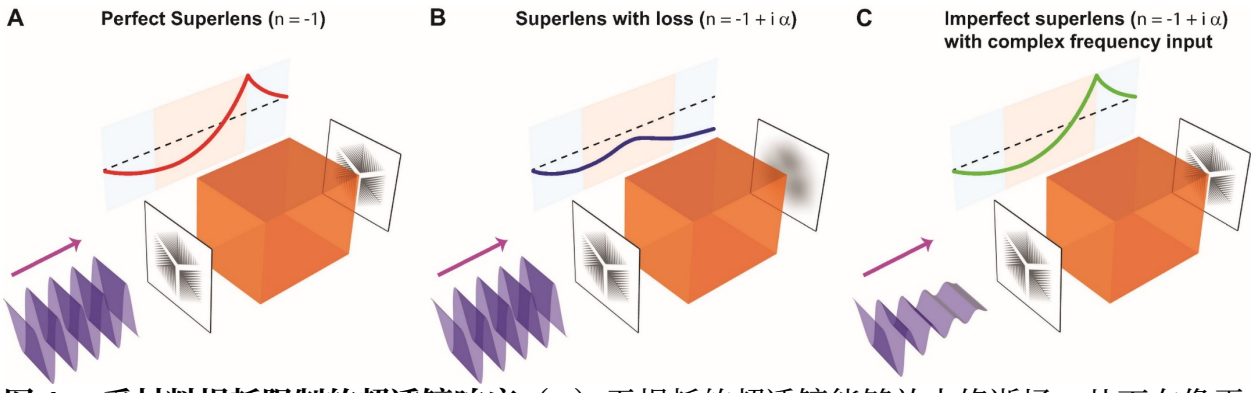

图 1。 受材料损耗限制的超透镜响应（**A**）无损耗的超透镜能够放大倏逝场，从而在像平面上对物体实现完美成像。（**B**）超透镜中的材料损耗会阻碍倏逝波的放大，导致分辨率受限。（**C**）在适当的复频率下进行激励，可赋予无源有损超透镜虚拟增益，从而提升分辨率并补偿材料损耗造成的不利影响。

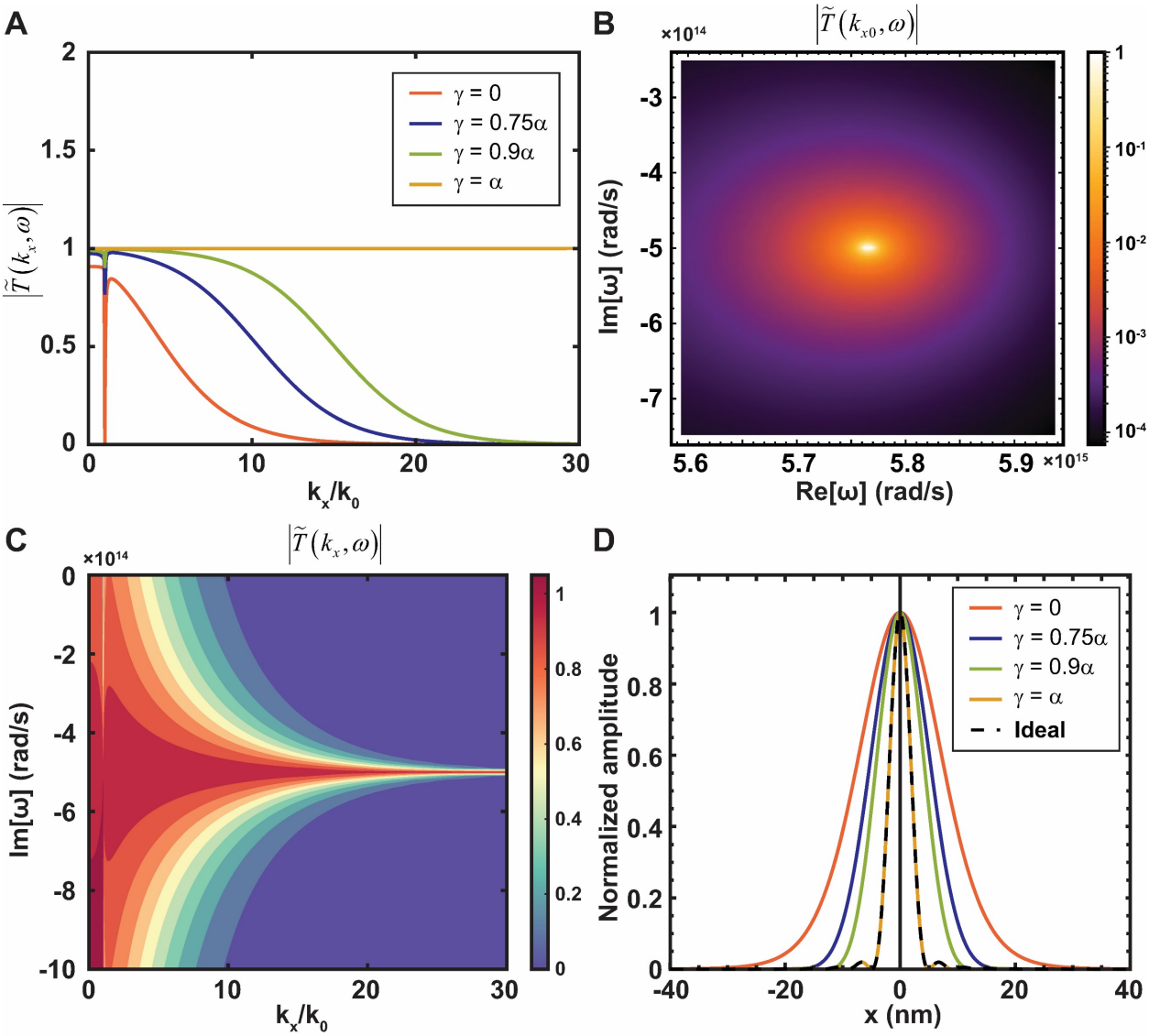

图 2。 德鲁德超透镜中虚拟增益补偿材料吸收。（**A**）不同衰减率下透射率随横向波数的变化 $\gamma=0$（谐波），0.75α、0.9α和 α。入射波以相同的 ω_c 实部振荡，但具有不同的衰减率。在 $\gamma=\alpha$（黄色曲线）时，色散与理想情形的色散相同。（**B**）归一化透射率 $\tilde{T}(k_{x0},\omega)$，对于 $k_{x0}=30\,k_0$。复频率 $5.77\times10^{15}-5.10\times10^{14}i$ rad/s 下，透射率为 1。（**C**）透射率随衰减率和 k_x 变化的密度图，证实当衰减率等于系统的本征损耗率时，透射率为 1。（**D**）当 $\gamma=0$、0.75α、0.9α和α 时，像平面上的点扩散函数。随着衰减率接近损耗率，该函数逐渐接近无损情形（虚线）。在 $\gamma=\alpha$ 时，函数宽度约为在 $\gamma=0$ 时宽度的五分之一。

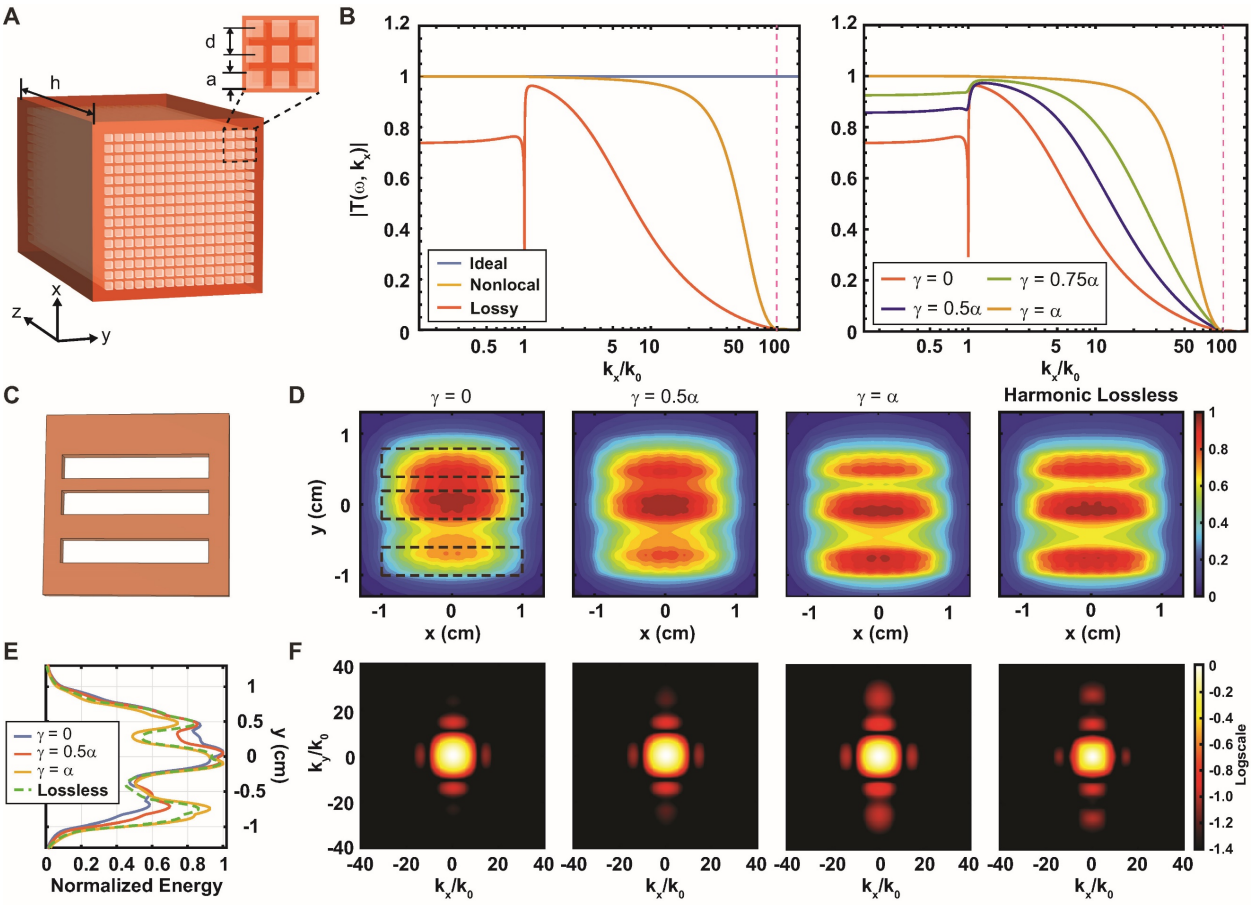

图3。 复频率激励下的穿孔声学超材料。（**A**）厚度为h = 10 厘米的声学超材料示意图。方形孔的尺寸为a = 0.15厘米，晶格常数为d = 0.2厘米。（**B-左**）透射率随横向波数的变化。对于较大的k_x（黄色），由于非局域性，第一阶FP共振处的透射率并非1，因此其响应受到$2\pi/\ \approx 100\ {}_0dk$（红色虚线）的根本限制。在有损情况下，色散（红色）偏离无损情况（黄色）。（**B-右**）入射波以第一阶FP共振频率入射到结构上，并具有不同的复频率。对于γ =α，其色散与无损情形的色散相同（左图中的黄色）。（**C**）带有三条线的物体板示意图。线宽为0.4厘米，间隙为0.2厘米和0.4厘米。（**D**）不同衰减率0、0.5和γ = α α下的声强。虚线框表示原始三线物体。当γ =α 时，图像与谐波无损情况下的图像一致。（**E**）各情况下声强的图像截面。（**F**）图3D中声场图的二维空间傅里叶分量（对数尺度）。

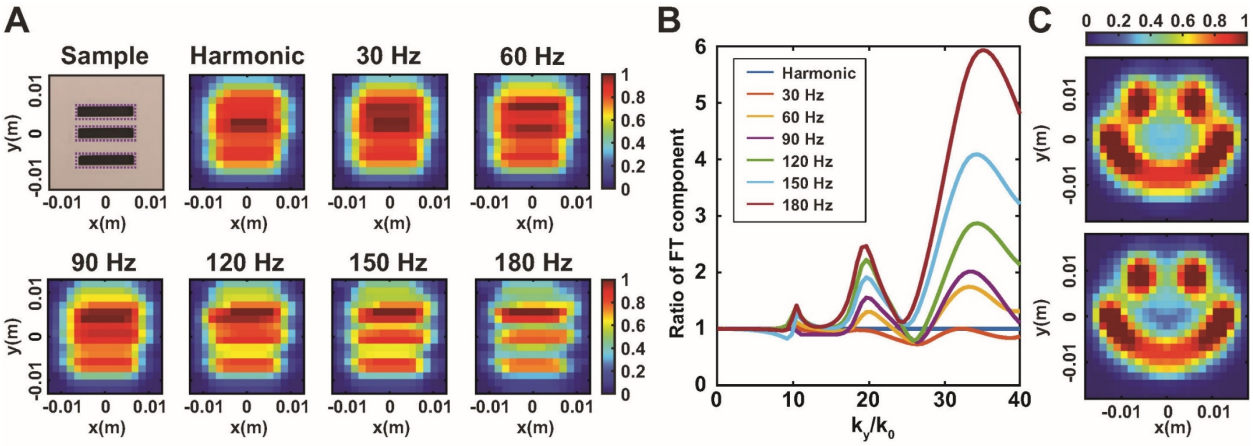

图 4。 虚拟声学超透镜的实验演示。（**A**）三线物体及各情况下的声场图。声场图表示以各自最大值归一化的声能。当衰减率接近损耗率 180 Hzα ≈ 时，图像图的分辨率达到最佳。（**B**）谐波激励情况下，不同衰减率对应的归一化至相同横向波数的 1D 傅里叶分量。（**C**）谐波激励（上）与复频率激励（下）下笑脸图像的比较。此处复频率激励的衰减率为 180 Hz。