

分类号: 0441.4

单位代码: 10335

密 级: _____

学 号: 11731031

浙江大学

博士学位论文



中文论文题目: 智能电磁隐身和超散射的实验研究

英文论文题目: Experimental study of intelligent electromagnetic invisibility cloaking and superscattering

申请人姓名: 钱超

指导教师: 陈红胜教授

合作导师: 李尔平教授、金建铭教授

专业名称: 电子科学与技术

研究方向: 智能电磁隐身和散射

所在学院: 信息与电子工程学院

论文提交日期 2020年7月

智能电磁隐身和超散射的实验研究



论文作者签名: 钱超

指导教师签名: 钱超

论文评阅人 1: 隐名评阅

评阅人 2: 隐名评阅

评阅人 3: 隐名评阅

评阅人 4: 隐名评阅

评阅人 5: 隐名评阅

答辩委员会主席: 尹文言 教授 浙江大学信息与电子工程学院

委员 1: 金潮渊 教授 浙江大学信息与电子工程学院

委员 2: 林时胜 教授 浙江大学信息与电子工程学院

委员 3: 王 玮 教授 浙江大学信息与电子工程学院

委员 4: 项志宇 教授 浙江大学信息与电子工程学院

委员 5: _____

答辩日期: 2020 年 9 月 16 日

浙江大学研究生学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得 浙江大学 或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

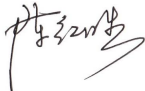
学位论文作者签名：钱超 签字日期： 2020 年 9 月 18 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解 浙江大学 有权保留并向国家有关部门或机构送交本论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权 浙江大学 可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：钱超

导师签名：

签字日期： 2020 年 9 月 18 日

签字日期： 2020 年 9 月 18 日

致谢

四月，春光旖旎，院里的金银花开得正欢，柿子树也长满了绿油油的叶子。这本是加州一年中最美的风景，却因突如其来的新冠病毒，孤芳自赏。此时，作为访问博士生的我，和数万的中国留学生一样，滞留于此。大洋彼岸，祖国送来的健康包和一声声问候，让游子的心，暖意萦绕。伟大的祖国母亲，谢谢您一直以来的关心！

这个春天过后，我，即将毕业。五年春华秋实，我的博士生涯将画上句号；二十载上下求索，我的学生时代也将结束。在浙大求是园，我度过了人生中最重要的五年科研时光，朝夕不倦，泪水与汗水夹杂，快乐与痛楚并在。毕业之际，百感交集，最重要地，还是内心深处的那一抹感激之情。

特别感谢父母、女朋友和家人。他们总是尊重我的想法，尽力为我提供各种帮助，在我最绝望无助时，和我站在一起，让我在科研道路上没有后顾之忧。他们在我出国交流期间，时刻关心鼓励我，让我在长达五个多月的抗击疫情期间不觉孤独。养育之恩，无以言表，结草衔环。天涯海角，相思无尽。

特别感谢我的恩师，陈红胜教授。他带我走进科研的世界，接触这个学科最前沿的知识，感受电磁学的神奇与魅力。他为我提供了一个自由自在的科研环境，天高任鸟飞，让我充分发挥自己的潜力，享受科研带来的乐趣。他鼓励我去做最尖端的科研，做最具挑战性的项目，而不是固步自封，陶醉于既有工作。他在我踌躇不定，面对困境挫折时，悉心指导，指明人生前进的道路。感谢他为我做的一切，谆谆教诲和知遇之情，永生不忘。

感谢我的合作导师，李尔平教授和金建铭教授。他们在电磁兼容和计算电磁学领域深厚的理论造诣、严谨的学术态度、求是的学术作风、积极的人生态度，让我如沐春风。在潜移默化中，我懂得了自信、勇敢、坚持、理解、包容。感谢他们对我人生道路的指引和学术的鞭策，让我体会到了科研的无穷魅力和乐趣，更加坚定了未来的前进方向。

感谢美国加州理工学院 Changhuei Yang 教授。在博士生涯中，有幸在 Yang 教授的课题组进行了为期一年的联合培养博士生项目，从事光学计算成像和波前调控等研究。Yang 教授犀利、严谨、乐观的科研态度，让我受益匪浅。他批判性的科研思维，打破了我固有的科研模式。有意义的科学科研，要么可以进“书架”，要么可以进“货架”。

感谢林晓博士、郑斌副教授、皇甫江涛副教授在科研和出国交流中的帮助和指导！

感谢浙江大学异向介质研究小组全体成员在科研和生活热情的帮助和支持！

感谢美国加州理工学院生物光子实验室和 Jian、Baptiste 等全体成员的帮助！

感谢国家留学基金委为联合培养博士研究生项目提供资金资助！

寥寥数言，谨以为谢。献给我逝去的韶华芳年，及生命中每一位举足轻重的至亲、良师与益友！

愿岁月静好，寸草情长！

钱 超

2020年4月美国洛杉矶

摘要

异向介质是一类由亚波长单元结构有序或无序排列构成的人工复合材料,通过设计它的单元结构和排列方式可以获得自然界材料所不具备的特殊电磁响应,例如负折射。在过去二十年,随着变换光学理论和广义斯涅耳定律的提出,异向介质得到迅猛发展,这不仅为传统微波和光学器件的性能改进提供了新方法,也簇生了一系列新颖的电磁功能器件。本论文围绕电磁散射,依次开展了抑制散射—隐身衣、增强散射—超散射、智能散射—光计算的理论、仿真、实验研究。针对它们存在的瞬态响应机理不清晰、频带窄、结构复杂、材料制备困难、工作模式固定等关键科学问题和应用难点,开展了基于异向介质和深度学习的散射调控研究,取得了智能隐身、多频超散射和多功能光学逻辑计算等一系列成果,推进了新型异向介质器件的科学研究和实用化进程。

本论文的具体研究工作如下:

1. 智能电磁隐身和超散射的方法研究。针对传统频域方法难以解决隐身衣和超散射的瞬态入射、宽频和色散等问题,建立了各向异性色散时域有限差分算法,揭示了隐身衣和超散射的瞬态响应机理。进一步,总结和归纳了本论文所用到的解析、数值和实验方法,并对各个方法的优缺点和适应情况进行讨论。具体地,解析方法包括变换光学方法、散射场重构方法和经典散射理论;数值方法为作者建立各向异性色散时域有限差分算法;实验方法包括等效电路方法和智能设计方法。该部分内容为后续研究奠定了理论和实验基础。

2. 基于深度学习的智能隐身。针对传统隐身衣电磁参数苛刻、频带窄、工作模式固定等问题,首次提出了基于深度学习的智能隐身概念,在不需要任何人为操控的情况下,快速地适应变化的背景环境和外部刺激,实现类变色龙式隐身。在时域有限差分仿真和微波实验中,自主搭建了一套完整的“感知-反应-隐身”的智能隐身系统,详尽展示了智能隐身的工作原理和毫秒级动态隐身效果,充分验证了它的实时性、智能性和鲁棒性。

3. 基于异向介质的多频超散射。针对传统超散射器工作频率单一、结构复杂、损耗大、难以实验观测等问题,开展了两方面工作。第一,首次提出了利用双曲异向介质构造多频超散射的方法,建立了双曲异向介质的平板波导色散模型和柱体散射模型,论述了它的高效性和物理机制。第二,首次提出了利用共形超表面构造人工表面等离子超散射的方法,结合经典散射理论和模拟退火算法,设计了能够工作在多频率的低损耗亚波长超散射器,并首次在微波实验中观测了超散射现象。

4. 基于智能散射的光学逻辑计算。针对传统光学逻辑计算需要引入体积庞大而复杂的

光控制系统，不利于器件的小型化、集成化发展和计算结果稳定性等问题，率先提出了基于智能散射的光学逻辑计算方法。先从理论上证明了该方法的可行性和完备性，再利用高效介质超表面在数值仿真和微波实验中实现了多功能光学逻辑计算，最后论述了该方法的普适性、可拓展性、级联性和片上集成性。

关键词：异向介质，超表面，时域有限差分算法，深度学习，隐身衣，超散射，光计算

Abstract

Metamaterials refer to one class of artificial composite materials composed of periodic or aperiodic structures with a subwavelength lattice constant. By engineering the geometrical structure and spatial arrangement of these elements, it is possible to obtain user-desired electromagnetic responses that are not necessarily available in natural materials, such as negative refraction. In the past two decades, with the advent of transformation optics and generalized Snell's law, metamaterials have experienced a fast-paced development, not only shining a new light into conventional microwave and optical devices, but also leading to a plenty of exciting electromagnetic functional devices. In this dissertation, we focus on the electromagnetic scattering, and carry out a series of theoretical, simulated, and experimental work about suppressing scattering--invisibility cloak, enhancing scattering--superscattering, and intelligent scattering--optical computing. To address the critical bottlenecks involved, such as unclear transient responses, narrow working bands, structural complexity, fabrication difficulty, and fixed working background, we investigate in-depth the flexible manipulation of electromagnetic scattering based on metamaterials and deep learning, and achieve some exciting functions, such as intelligent cloak, multi-frequency superscatterer, and multi-functional optical logic unit. These achievements promote both the state-of-art scientific research and the industrial process of novel metamaterials.

Below is the brief summary of the main contents in this dissertation.

1. Research on the method of intelligent cloak and superscatterer. For widely-used frequency-domain methods, it is difficult to simulate the transient illumination, broadband, and dispersion of a cloak and superscatterer. To overcome this, we build up a general finite-difference time-domain model capable of dealing with dispersion, anisotropy, and inhomogeneity simultaneously, and based on this, we simulate their transient response mechanism in the time domain. Furthermore, we summarize the analytical, numerical, and experimental methods used in this dissertation. To be specific, the analytical methods include transformation optics, scattering reconstruction, and classical scattering theory; the numerical method is based on an anisotropic dispersive finite-difference time-domain algorithm; and the experimental methods include equivalent circuit and intelligent design methods. All these methods lay a theoretical and experimental foundation for the following research.

2. Research on the deep learning enabled intelligent cloak. To tackle the problems of stringent electromagnetic parameters, narrow working bands, and a fixed working background in conventional cloak, we for the first time propose an intelligent cloak driven by deep learning, which shows an excellent chameleon-like adaptability to an ever-changing background environment and external stimuli without any human intervention. In the finite-difference time-domain simulation and proof-of-concept microwave experiment, we build up a full set of perception-response-cloaking system, demonstrate in detail its working principle and dynamic cloaking capability on a millisecond timescale, and fully validate the characteristics of real-time, robustness, and intelligence.

3. Research on the multi-frequency superscatterer by metamaterials. To tackle the problems of a single working frequency, structural complexity, high material loss, and fabrication difficulty in conventional superscatterer, we carry out two pieces of work. First, we propose a new approach of multi-frequency superscatterer from hyperbolic metamaterials, build up the dispersive model of planar hyperbolic waveguide and a scattering model of hyperbolic cylinder, and illustrate its high-efficiency and underlying physical principle. Second, we propose a new approach of spoof surface plasmon based superscatterer by multi-layered conformal metasurfaces. With the classical scattering theory and simulated annealing algorithm, we design a low-loss subwavelength superscatterer working at multiple frequencies, and for the first time, we observe the superscattering phenomenon in a microwave experiment.

4. Research on the intelligent scattering enabled optical logic operation. To address the challenge that a conventional optical logic operation involves bulky and complex optical controllers, which hinder its miniaturization, integration, and robustness, we for the first time propose a general method for optical logic operation by intelligent scattering. To be specific, we firstly verify the feasibility and completeness of this method in theory; secondly, we employ a high-efficiency dielectric metasurface to facilitate a multi-functional optical logic gate for the numerical simulation and microwave experiment; finally, we discuss its universality, scalability, cascading and on-chip integration schemes.

Keywords: metamaterials, metasurfaces, finite-difference time-domain algorithm, deep learning, cloak, superscatterer, optical computing

目录

致谢.....	I
摘要.....	III
ABSTRACT.....	V
第一章 绪论.....	1
1.1 异向介质简介.....	1
1.2 超表面简介.....	3
1.3 隐身衣简介.....	5
1.3.1 变换光学隐身衣.....	6
1.3.2 保角变换隐身衣.....	9
1.3.3 散射相消隐身衣.....	10
1.3.4 超表面隐身衣.....	12
1.4 超散射简介.....	13
1.4.1 补偿介质超散射.....	14
1.4.2 等离子激元超散射.....	15
1.4.3 近零材料超散射.....	17
1.5 智能散射应用简介.....	18
1.5.1 光学数学算符.....	18
1.5.2 光学神经网络.....	20
1.5.3 光学逻辑运算.....	21
1.6 论文研究的目的、意义及主要内容.....	22
第二章 智能电磁隐身和超散射的方法研究.....	24
2.1 解析方法.....	24
2.1.1 变换光学方法.....	24
2.1.2 散射场重构方法.....	25
2.1.3 经典散射理论.....	26
2.2 数值方法和瞬态响应机理研究.....	28
2.2.1 各向异性色散时域有限差分算法.....	28
2.2.2 隐身衣的瞬态响应机理研究.....	32
2.2.3 超散射的瞬态响应机理研究.....	36
2.3 实验方法.....	40
2.3.1 等效电路方法.....	40
2.3.2 智能设计方法.....	42
2.4 本章小结.....	44
第三章 基于深度学习的智能隐身.....	45
3.1 智能隐身的意义和实现难点.....	45
3.2 智能隐身的物理原理和实现方法.....	46
3.2.1 智能隐身的物理原理.....	46
3.2.2 智能隐身的实现方法.....	47

3.3 智能隐身的仿真验证.....	49
3.3.1 智能隐身的结构设计.....	49
3.3.2 智能隐身的瞬态响应机理.....	51
3.4 智能隐身的实验验证.....	52
3.4.1 电磁波探测系统和环境感知系统.....	52
3.4.2 智能隐身的数据收集和神经网络构建.....	55
3.4.3 智能隐身的实验测量.....	57
3.5 本章小结.....	61
第四章 基于异向介质的多频超散射.....	63
4.1 多频超散射的意义和实现难点.....	63
4.2 基于双曲异向介质的多频超散射.....	63
4.1.1 双曲异向介质的波导色散.....	64
4.1.2 双曲异向介质的柱体散射.....	65
4.1.3 基于双曲异向介质的多频超散射.....	66
4.3 基于超表面的多频超散射.....	73
4.3.1 基于超表面的多频超散射的设计方法.....	73
4.3.2 基于超表面的多频超散射的实验验证.....	77
4.4 本章小结.....	80
第五章 基于智能散射的光学逻辑计算.....	81
5.1 光学逻辑计算的意义和实现难点.....	81
5.2 基于智能散射的光学逻辑计算.....	82
5.2.1 理论模型和物理原理.....	82
5.2.2 数值仿真和实验验证.....	85
5.2.3 级联网络和光学存储.....	87
5.2.4 片上集成.....	89
5.3 本章小结.....	90
结束语.....	91
参考文献.....	93
作者简介.....	110
攻读博士学位期间的研究成果.....	110

部分短语中英文对照

Metamaterial.....	异向介质
Metasurface.....	超表面
Spoof surface plasmonic polaritons (SSPP).....	人工表面等离子激元
Transformation optics.....	变换光学
Carpet cloak.....	地毯式隐身衣
Conformal mapping.....	保角变换
Scattering cancellation.....	散射相消
Superscattering	超散射
Complementary media.....	补偿介质
Near zero index (NZI)	近零材料
Optical computing.....	光计算
Diffraction neural network (DNN).....	衍射神经网络
Recurrent neural network (RNN)	循环神经网络
Optical logic operation.....	光学逻辑计算
Transverse magnetic (TM)	横磁
Transverse electric (TE)	横电
Finite difference time domain (FDTD)	时域有限差分
Finite element method (FEM)	有限元法
Auxiliary differential equation (ADE)	辅助差分方程法
Perfectly matched layer (PML)	完美匹配层
Equivalent circuit model.....	等效电路模型
Deep learning.....	深度学习
Nonlocal effect.....	非局域效应
Direction-of-arrival (DOA)	波达方向
Radar cross section (RCS)	雷达散射截面
Hyperbolic metamaterial.....	双曲异向材料
Conformal metasurface.....	共形超表面
Topology optimization.....	拓扑优化

第一章 绪论

1.1 异向介质简介

理解和操控电磁波是人类几千年来不懈追求的目标。早在公元前 424 年，古希腊作家阿里斯托芬在戏剧《云》中就提到用玻璃片制作火镜/凸透镜，汇聚太阳光进行点火。中国战国时期的《墨子》也有关于凹透镜和凸透镜成像规律的记载。到十八世纪，随着实验科学和数学科学的发展，电磁波的神秘面纱逐渐被揭开。安培、法拉第和库伦等一批优秀科学家相继提出安培定律、法拉第定律和高斯定理，电场与磁场的相互作用规律愈加清晰。1865 年，英国物理学家麦克斯韦总结了前人工作，建立了包含 20 个方程的电磁场普适理论，后由赫维赛德归并简化为矢量形式，即著名的麦克斯韦方程组^[1]：

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J} \quad (1-1a)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (1-1b)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (1-1c)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (1-1d)$$

式中， \bar{E} 为电场强度 (V/m)； \bar{D} 为电位移 (C/m²)； \bar{H} 为磁场强度 (A/m)； \bar{B} 为磁通量密度 (Wb/m²)； \bar{J} 为电流密度 (A/m²)； ρ 为自由电荷密度 (C/m³)。

考虑所有可能发生的电磁响应，物质的通用电磁本构关系表示为：

$$\bar{D} = \bar{\epsilon}\bar{E} + \bar{\xi}\bar{H} \quad (1-2a)$$

$$\bar{B} = \bar{\mu}\bar{H} + \bar{\zeta}\bar{E} \quad (1-2b)$$

式中， $\bar{\epsilon}$ ， $\bar{\mu}$ ， $\bar{\xi}$ ， $\bar{\zeta}$ 均为并矢表示的三维张量，表征物质在三维空间中各个方向的电磁耦合性质。它们可以是（双）各向异性/各向同性，可以是频率色散，也可以是随场强变化。对于各向异性介质，上述两式变成 $\bar{D} = \bar{\epsilon}\bar{E}$ 和 $\bar{B} = \bar{\mu}\bar{H}$ ，其中， $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\mu}$ 为介电常数和磁导率。对于各向同性介质， $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\mu}$ 为标量，上述两式简化为常见的 $\bar{D} = \epsilon\bar{E}$ 和 $\bar{B} = \mu\bar{H}$ 。

根据 ϵ 和 μ 的正负取值，各向同性材料可以划分为四类^[2]，对应图 1.1 的四个象限。在第一象限中， $\epsilon > 0$ ， $\mu > 0$ ，电磁波在这类物质中以行波形式传播，电场、磁场和波矢遵循右手正交系定则，例如各种电介质和晶体等。在第二象限中， $\epsilon < 0$ ， $\mu > 0$ ，电磁波在这类物质中以倏逝波形式存在，例如光频段的金属和等离子体介质等。自然界中的大部分材料都位于第一和第二象限，且处于非常有限的离散区域。为了自由操控电磁波，我们需要

拓展已有材料的电磁参数覆盖范围。正是基于这一契机，人工电磁材料的研究应运而生。

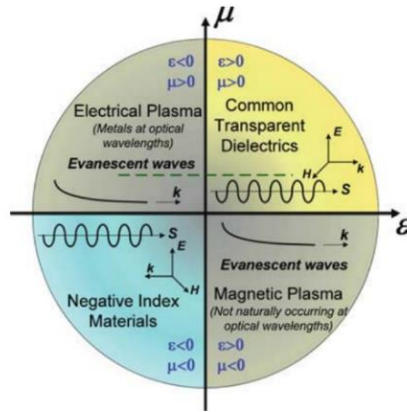


图 1.1 介电常数和磁导率的参数空间^[2]。

人工电磁材料是一类由亚波长单元结构有序或无序排列构成的复合材料，其单元结构等效于天然材料中的原子或分子^[3]。人工电磁材料的电磁本构关系可以认为是大量单元结构对外加电磁场的宏观响应，通过设计它的单元结构和排列方式，可以实现天然材料所不具备的特殊电磁特性。大约 100 多年前，科学家们就开始了人工电磁材料的理论研究。1968 年，前苏联物理学家 Veselago 首次预言了在介电常数和磁导率均为负的材料中，电磁波的相位运动方向与能量传播方向相反，电场、磁场和波矢遵循左手正交系定则，故称这类材料为左手材料或负折射率材料^[4]。但是，自然界中并不存在左手材料，因此相关研究沉寂很久，直到上世纪 90 年代英国帝国理工学院 Pendry 教授提出等效介质理论^[5-6]。

Pendry 教授开创性地提出利用周期性金属细线阵列构造等效负介电常数的方法。通过调节金属细线阵列的尺寸和周期，稀释金属电子密度，大大降低等离子频率，实现微波段/太赫兹人工等离子体材料^[5]。随后，Pendry 教授又提出利用开环谐振环构造等效负磁导率的方法。穿过开口谐振环的磁场会激发环流电场，进而产生与外加磁场方向相反的磁偶极矩，在谐振频率附近产生一个等效的负磁导率^[6]。2001 年，美国加州大学圣地亚哥分校的 Shelby 等人将金属细线和开口谐振环结合起来，用“棱镜实验”验证了世界上第一块具有负折射率特性的材料^[7-8]。这些前期工作迅速拉开了人工电磁材料研究的序幕，国内外很多课题组开始关注这一领域。美国德州大学奥斯汀分校 Walser 教授建议命名该材料为“metamaterial”，并被国际学者广泛采用^[9-30]。拉丁语词根“meta”具有“超过”和“奇异”等含义，因此“metamaterial”被翻译为“左手材料”、“负折射率材料”、“超材料”、“人工电磁材料”等。2002 年，美国麻省理工学院教授、国际电磁科学院前院长孔金瓯（J. A. Kong）教授根据电磁波在这类介质中传播时表现出与传统介质不同的“奇异”与“异向”特性，建议将其中文翻译为“异向介质”。本论文将统一采用该命名方法。

在异向介质的研究初期，科学家们主要关注它带来的奇异电磁特性，例如：逆古斯-汉森位移^[9]、逆切伦科夫辐射^[10-11]和反向多普勒效应^[12]等。其中，最具代表性的是Pendry教授提出的完美透镜^[13]。理想物点会同时激发行波和倏逝波，分别携带物点的低频和高频信息。由于倏逝波会随着传播距离指数衰减而消失，传统的成像系统得到的只有物点的低频信息，即夫琅禾费衍射斑。有趣的是，完美透镜可以放大倏逝波的幅度，使得行波和倏逝波经过完美透镜后重新汇聚于一点，完美恢复所有空间傅里叶分量，突破衍射极限。2005年，美国加州大学伯克利分校张翔教授课题组利用银膜验证了这一概念，银膜在光频段的介电常数为负，TM极化倏逝波经过银膜后幅度得到增强，实现了1/6波长分辨率成像^[14]。

异向介质的价值不仅是构造负折射率或者负介电常数/磁导率材料^[15-16]，更重要地，它可以根据实际需要构造连续渐变的本构参数和双各向异性、手性、双曲和近零折射率等特殊材料^[17]（图1.2），并对微波、太赫兹、红外和可见光都有效。结合变换光学理论，科学家们设计了一系列新颖的电磁功能器件，例如隐身衣、超散射器、旋转器、光学幻觉器件、超透镜和极化转换器等^[18-22]。异向介质的出现革命性突破了现有原理和技术的限制，成为21世纪物理学、电磁学、凝聚态和材料科学等领域的研究热点。

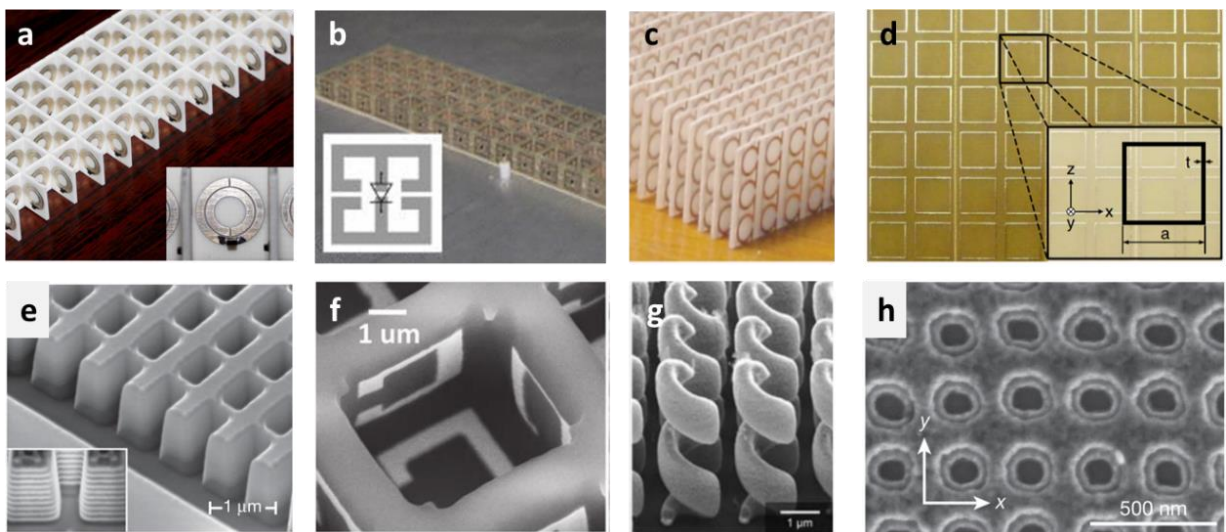


图 1.2 (a) 非线性磁响应异向介质^[23]；(b) 非线性电响应异向介质^[24]；(c) Ω 型结构异向介质^[25]；(d) 闭合环结构异向介质^[26]；(e) 渔网状负折射率异向介质^[27]；(f) 三维 SRR 异向介质^[28]；(g) 手性异向介质^[29]；(h) 可见光增益异向介质^[30]。

1.2 超表面简介

在三维异向介质体系中，为了实现负的或者各向异性介电常数和磁导率，研究者需要从等效介质理论出发设计具有电谐振或者磁谐振的微观结构，再将大量的微观结构周期排

列成庞大的三维形式。基于等效介质理论的异向介质往往体积大、损耗高、难以加工制备，尤其是光频段复杂的三维纳米结构。而超表面的出现很好地解决了这些难题。超表面 (metasurface) 是一种由人工单元按照特定方式排列构成的二维平面异向介质，通过设计超表面人工单元的结构及排布方式，可以实现对电磁波幅度、相位和极化的自由调控。超表面的雏形可以追溯到 1999 年美国 HRL 实验室 Sievenpiper 等人提出的二维高阻抗频率选择表面，通过设计蘑菇状单元结构的几何参数改变 TM 表面波的色散关系^[31]。2004 年，Pendry 教授研究发现在金属表面刻蚀周期性凹槽或者孔可以降低金属的等离子频率，在微波段和太赫兹频段产生类似于光波段表面等离子激元的表面波^[32]。虽然这种表面波不是由电子和光子耦合形成，但是它的色散曲线与光频段表面等离子激元很相似 (spoof surface plasmon polariton, SSPP)，故称其为人工表面等离子激元、仿表面等离子激元或赝表面等离子激元。2006 年，美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Chen 等人在太赫兹实现了电可调的超表面器件，在半导体衬底上制作金属电谐振单元，谐振单元与衬底形成一个肖特基二极管，通过施加不同直流偏置电压调控半导体中的载流子浓度，调控太赫兹波的传输特性^[33]。

关于超表面的早期研究工作还有很多，但超表面真正引起科研界广泛关注是从哈佛大学 Capasso 教授课题组 2011 年提出的广义斯涅耳定律开始^[34]。他们另辟蹊径，通过在切向面引入相位突变的超表面，实现对反射光和透射光出射角度的控制，并对传统斯涅耳定律进行了一般形式的修正和验证。广义斯涅耳定律的提出给超表面带来了新一轮研究热潮。相比于三维体态异向介质，它具有损耗低、易集成、厚度薄和制备工艺简单等绝对性优点，而且设计方法简单，不需要考虑复杂的等效介质理论^[35]。超表面不仅针对行波有效，还可以调控表面波和粒子辐射。2012 年，复旦大学周磊教授课题组利用梯度渐变的 H 型超表面解决空间波和表面波的动量不匹配问题，实现垂直入射空间波到表面波的近乎完美转换^[36] (图 1.3b)。2016 年，作者所在的课题组利用 C 型超表面调控电子诱导辐射极化方向，由于 C 型超表面具有很强的双各向异性，电子辐射效率大大增加^[38]。

随着研究的深入，可调谐和智能化超表面不断涌现，例如基于微机电系统的机械调节、基于微波铁电材料的温控、基于变容二极管和导电氧化物的电控、基于锗锑碲和二氧化钒相变材料的光控等^[39]。2014 年，东南大学崔铁军院士团队提出了数字超表面，用“0”和“1”表示两类超表面单元，通过施加不同直流偏置电压控制空间编码方式，建立了超表面和信息科学之间的纽带^[40]。2016 年，美国宾夕法尼亚大学 Agarwal 教授课题组通过改变可拉伸聚二甲基硅氧烷基片上制备的复合金纳米棒阵列的晶格常数，在可见光范围内展示了一种能够连续调节波前的可重构超表面，实验表明波长为 632.8 纳米的入射光的折射角

可以在 11.4° 至 14.9° 范围内自由调节^[41]，如图 1.3d。

近些年，科研者加快推动了超表面的实用化进程，出现了超表面隐身衣、全息成像、电磁诱导透明和无色差成像等激动人心的应用^[42-50]。以无色差成像为例，2019 年，国立台湾大学蔡定平教授和南京大学祝世宁院士团队用 60×60 个直径为 21.65 微米的氮化镓纳米天线阵列捕获光场信息，成功实现了无色差的全彩光场相机^[47]。在白光照明下，相机的衍射极限分辨率为 1.95 微米。场景中物体的深度可以从不同焦距的渲染图像中逐层重建，有望应用在机器人视觉、自动驾驶车辆、虚拟和增强现实等领域。

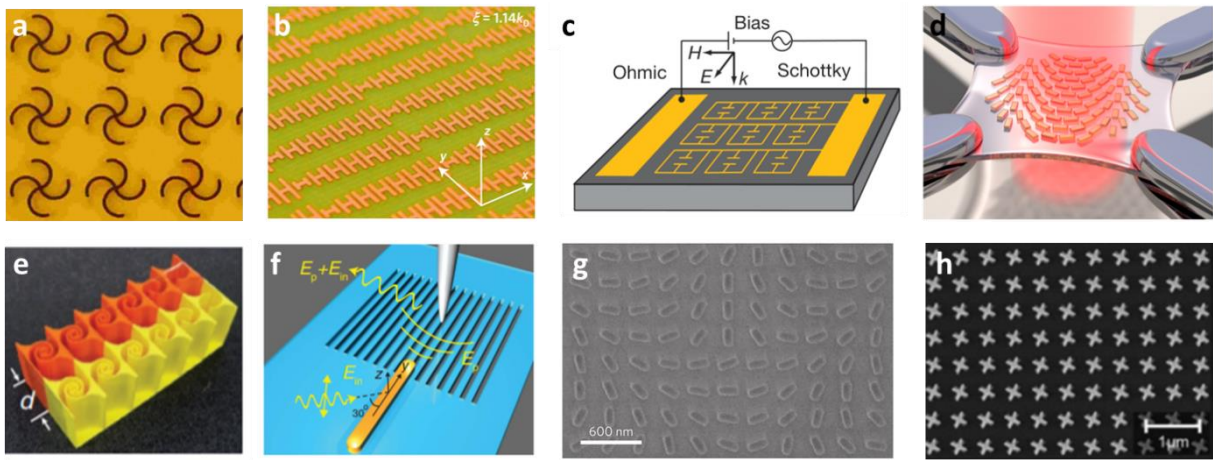


图 1.3 (a) 玫瑰花型太赫兹手性超表面^[42]；(b) H 型微波超表面^[36]；(c) 电控太赫兹超表面空间波调制器^[33]；(d) 调谐式可见光超表面^[41]；(e) 声学超表面^[43]；(f) 基于范德瓦耳材料的红外双曲超表面^[44]；(g) 可见光高效全息成像超表面^[45]；(h) 十字架型近红外手性超表面^[46]。

1.3 隐身衣简介

电磁波隐身，作为一种使物体无法被电磁波探测器或者人眼识别的技术，在军事、航天、海洋等技术领域具有重要价值。人类一直渴望拥有这种技术，梦想能和神话电影中主人公一样，遁迹匿影，来去自如。在过去二十年里，异向介质和变换光学的出现为传统电磁隐身领域注入了新的生命力，迅速成为 21 世纪电磁领域的研究热点。

目前的隐身技术大概可以分为四类。第一，拟态隐身。这种隐身方式在自然界生物中广泛存在，例如变色龙和章鱼。它们通过调节自身皮肤的颜色使其与背景融合，趋利避害，提高生存能力^[51]。常见的军事迷彩服和战车迷彩涂料与该拟态隐身的思想如出一辙。在特定的背景环境下，迷彩装置可以减少被肉眼发现的可能性，但是如果背景环境改变，迷彩装置反而更容易暴露自己。而且，迷彩装置无法对电磁波隐身，仍然会被雷达等探测手段

所发现。第二，吸波隐身。通过吸波涂层(例如碳纳米管化合物和石墨烯化合物)或者特殊的几何外形，来削弱或者定向调控反射波，降低探测器所接受的散射能量，从而减小被雷达发现的可能性^[52]。然而，这种方法只能对单基站，且无特殊背景时有效，例如天空中飞行的战斗机。如果背景信息存在，物体反而会更快被发现。第三，幻觉隐身。幻觉隐身产生一个不同物体的电磁图像，起到欺骗探测器或者人眼的目的^[53]。例如，战机在飞行时，高温尾焰产生红外辐射，为了躲避敌方红外探测器的追击，战机会抛出一个温度更高的红外干扰导弹。第四，绕波隐身(wave-bypassing)。通过设计特殊的隐身外套，使物体的散射截面和吸收截面都降至很低，甚至为零。这种隐身方法在理论上是完美的，实验上可以借助异向介质和超表面来实现。

本文工作主要基于第四种隐身方法展开。接下来，我们将系统介绍该隐身方法的物理原理、研究现状和优势及其局限性，包括变换光学、保角变换、散射相消和超表面等主流的隐身方法，以及独立式和地毯式两种隐身形态。

1.3.1 变换光学隐身衣

2006年，英国帝国理工大学Pendry教授在Science上发表论文，首次提出变换光学方法(transformation optics)，并应用于三维球形隐身衣的设计^[18]。基于麦克斯韦方程的形式不变性，Pendry教授构造了一个电磁参数为不均匀且各向异性的物理外壳，引导入射波平整地绕过中心的“空洞”，达到完美隐身的目的。由于电磁波无法进入“空洞”，因此放置在“空洞”中的任何物体不会对入射波产生干扰，对于外界观察者而言，物体是隐身的。这犹如流淌的溪水遇到岩石，继续汇流前进，下游的观察者看不到岩石的存在。

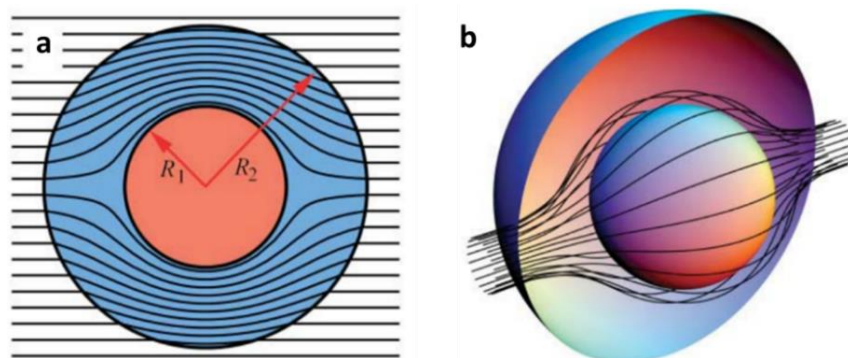


图 1.4 变换光学球形隐身衣^[18]。(a) 球形隐身衣的截面图；(b) 球形隐身衣的光线轨迹。

变换光学理论提出不久，美国杜克大学Smith课题组首次在微波实验中验证了基于光学变换的圆柱隐身样机^[19]。如图 1.5a 所示，隐身样机的材料选用开口谐振器组成的异向介质，通过调节开口环谐振器的几何尺寸，构造出等效电磁参数不同且各向异性的异向介

质。在实验中，他们对隐身衣的电磁参数进行简化和离散化处理，分成 10 层，每层都由异向介质按照一定的周期规则绕成圆环。针对 TE 极化波，隐身器件中柱体的前向和后向散射都受到了抑制，总散射截面减少了 24%。2007 年，美国普渡大学 Shalaev 课题组针对 TM 极化波，采用金属线结构的异向介质，实现了图 1.5b 所示的光频段圆柱隐身样机^[54]。

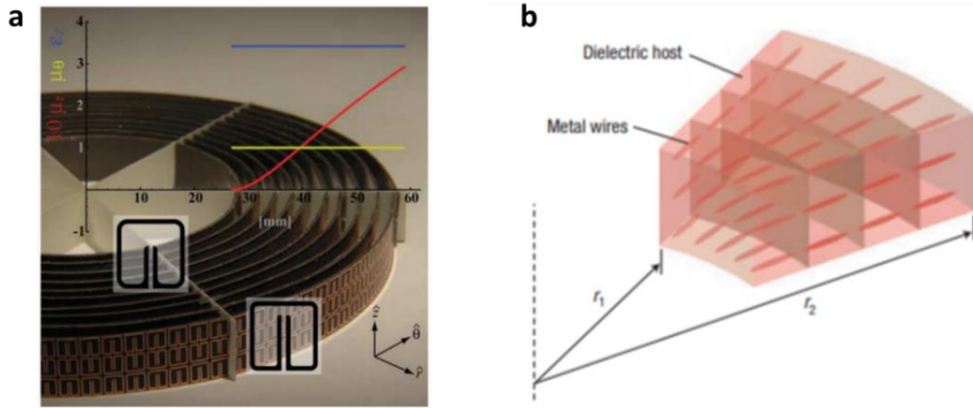


图 1.5 (a) 微波圆柱隐身样机^[19]；(b) 光频段圆柱隐身样机^[54]。

从理论上讲，变换光学可以实现完美隐身。但是，由于隐身衣的电磁参数空间非均匀且各向异性，实验上很难设计出满足如此苛刻要求的异向介质。常用的简化参数方法和离散化处理往往会降低隐身性能。除此之外，异向介质本身的色散和损耗也会影响隐身衣的性能和宽带。针对这一问题，2009 年，作者所在的课题组提出了一种均匀坐标变换的设计方法，由此得到的隐身衣具有均匀的电磁参数，简化了隐身衣的实现方式^[55]。基于该方法，2012 年，杜克大学 Smith 课题组在实验上首次实现了全参数的菱形隐身器件^[56]，如图 1.6a。2013 年，作者所在的课题组实现了基于均匀坐标变换的光频段宽带多边形隐身器件，在非相干自然光下，实现了对金鱼和猫等大尺寸生物的隐身^[57-58]，如图 1.6b。

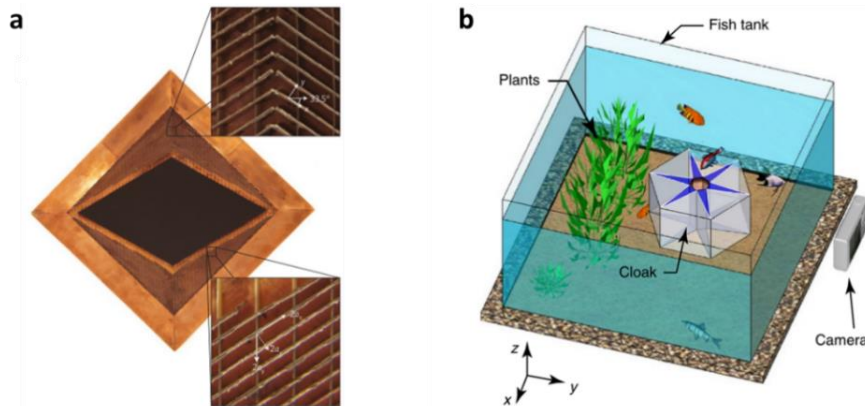


图 1.6 均匀坐标变换隐身衣。(a) 全参数菱形隐身器件^[56]；(b) 光频多边形隐身器件^[58]。

上述的球形/圆柱形隐身衣的光学变换本质是从虚空间中的点/线变换到实空间中的面，在边界处，电磁参数包含零值和无穷大值。为了消除极值问题，Pendry 教授课题组在

2008 年提出了地毯式隐身衣 (carpet cloak) 的概念^[59]。如图 1.7a 所示, 它借助全反射地面, 坐标变换是从虚空间中的一个面变换到实空间中的另一个面, 隐身衣的电磁参数为有限值。为了进一步简化地毯式隐身衣的参数, 准保角变换通过选取合适的坐标变换, 最小化隐身衣整体的各向异性参数。在保持折射率不变的情况下, 再利用各向同性参数来近似等效。这种处理方式简化了隐身材料的设计与制备难度, 还可以使隐身衣工作在全极化。

2009 年, 美国杜克大学 Smith 课题组采用一种非谐振的工字型异向介质, 首次在微波实验验证了基于准保角变换的宽频带地毯式隐身衣^[60], 如图 1.7b。随后, 从微波到光频, 从二维到三维, 地毯式隐身工作陆续展开。如图 1.7c 所示, 2009 年, 美国加州大学伯克利分校张翔课题组在硅片上雕刻直径为 110 纳米的圆孔, 通过优化圆孔的空间不均匀性来满足隐身衣所需要的折射率分布, 实现了近红外宽频地毯式隐身衣^[61], 工作在 1400 纳米到 1800 纳米。同年, 康奈尔大学 Lipson 课题组利用硅纳米棒也实现了近红外地毯式隐身衣^[62], 工作在 1550 纳米, 如图 1.7d。2010 年, 德国卡尔斯鲁厄理工学院的 Wegener 教授课题组使用不同聚合物填充比的木柴堆结构光子晶体, 将地毯式隐身衣从二维拓展到三维, 在光频段实现全极化宽频地毯式隐身衣^[63], 如图 1.7e。同年, 东南大学崔铁军院士团队利用多孔介质在微波频段实现了三维地毯式隐身衣^[64]。

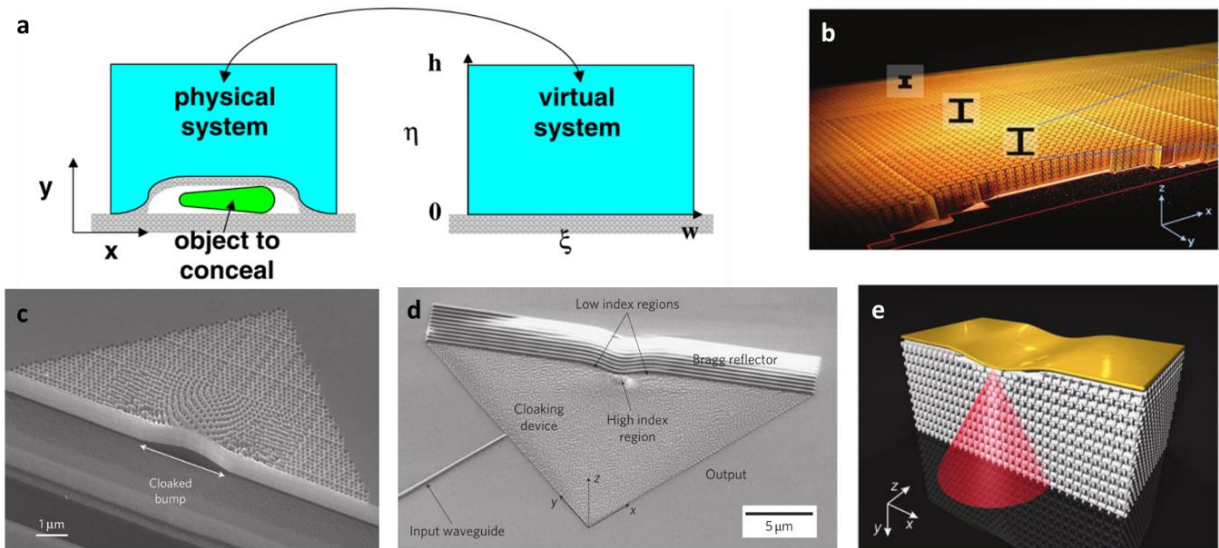


图 1.7 地毯式隐身衣。(a) 地毯式隐身原理图^[59]; (b) 二维微波地毯式隐身衣^[60]; (c-d) 二维光频段地毯式隐身衣^[61-62]; (e) 三维光频段全极化隐身衣^[63]。

基于准保角变换的地毯式隐身衣之所以能够在三维空间内实现全极化电磁波隐身, 是因为其利用各向同性材料来近似弱各向异性材料。但是, 这种近似方式会使实际隐身效果有一定的瑕疵。2010 年, 新加坡南洋理工学院张柏乐教授对此进行理论分析, 证明利用准

保角变换设计的地毯式隐身衣会导致反射波发生靠近入射波的平移,且平移的大小与隐身区域的高度可比拟^[65]。如果要克服这种缺陷,就必须严格遵守变换光学,并使用各向异性的电磁材料。2011年,丹麦技术大学的张婧婧等人在红外频段利用硅材料实现了各向异性的地毯式隐身器件,克服了反射波侧向平移的问题^[66]。2011年,南京大学 Xu 等人在微波段利用层状 FR4 介质板-泡沫实现了各向异性电磁波隐身器件^[67]。2011年,新加坡南洋理工学院张柏乐教授^[68]和英国伯明翰大学张霜教授^[69]同时设计和实现了基于双折射方解石的可见光地毯式隐身器件。这种地毯式隐身衣具有频带宽和损耗低等优点,但由于对隐身参数进行了简化处理,导致隐身衣与背景的阻抗不匹配,在界面处会发生一些反射。

当变换光学隐身在电磁领域取得丰硕成果的时候,研究人员也将目光聚焦到与电磁波动方程形式类似的声学、热力学和静电场等领域^[70-78],提出了一系列重要应用,如图 1.8 所示。由于篇幅有限,这里不再展开讨论。

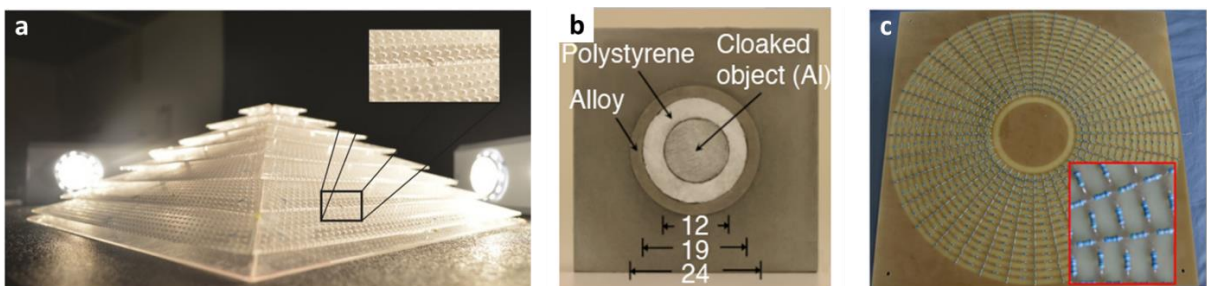


图 1.8 (a) 声学隐身衣^[70-71]; (b) 热力学隐身衣^[72-73]; (c) 静电场隐身衣^[76]。

1.3.2 保角变换隐身衣

在变换光学提出的同时,英国圣安德鲁斯大学 Leonhardt 教授独立提出了保角变换法 (conformal mapping),并应用于设计一维隐身衣^[79]。通过这种方法设计的电磁参数为各向同性且无磁化,可以对大部分的光线实现隐身。图 1.9 是变换结果,左图代表实空间,右图表示虚空间。实空间的黑色圈对应虚空间中的黑线,即黎曼支路 (branch cut),黑色圈外区域和圈内区域分别对应虚空间中上层和下层黎曼叶 (Riemann sheet)。在上层黎曼叶中,当光线 (例如:红线) 经过黎曼支路时,它会进入下层黎曼叶,对应于实空间中光线从黑色圈外进入圈内的情况,即黑色圈内物体没有隐身。反之,如果光线不经过黎曼支路则对应实空间中光线绕过黑色圈的情况,即黑色圈内物体隐身。所有沿着黑线方向的光线都可以实现隐身,即一维隐身。通过选取不同的变换,并改变虚空间的折射率分布,可以进一步提升隐身衣的性能^[80]。

2009年,Leonhardt 教授进一步理论提出了非欧变换 (Non-Euclidean),实现对所有

方向光线的宽频隐身，避免隐身衣内超光速的问题^[81]。但是，这种变换的代价是隐身衣的介电常数需要在隐身区域内连续变化，且变化范围很大，例如文献[81]中从 1 变化到 2022.12，实验难度很大。2013 年，浙江大学马云贵教授首次在微波实验上实现了严格基于保角变换的一维隐身衣，隐身衣的电磁参数是各向同性，通过控制两种不同介电常数粉末的混合比例，实现了相对介电常数从 1 到 14.3 的连续变化。另外，这种隐身衣通过稍加改造还可以演变成地毯式隐身衣^[82]。

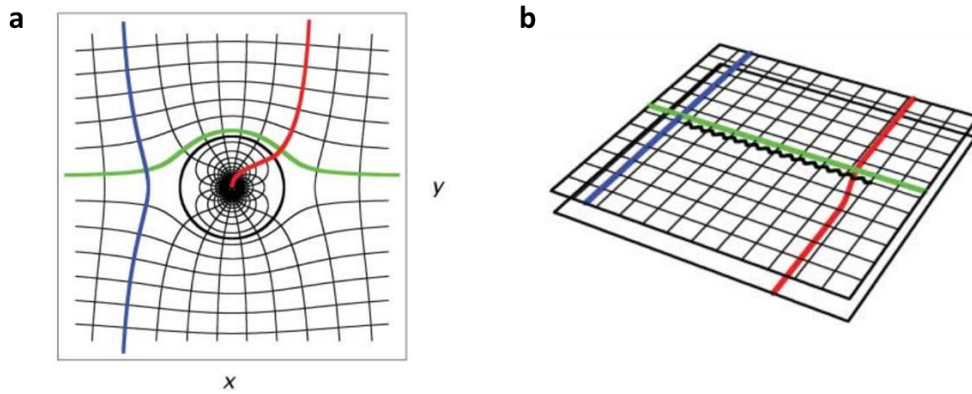


图 1.9 基于保角变换的隐身衣^[79]。左图和右图分别表示实空间和虚空间，虚空间中黑色线段为黎曼分支，对应实空间的黑色圈，即目标隐身区域。

1.3.3 散射相消隐身衣

电磁波入射到物体时会发生散射，如果另外一个物体产生的散射场与其相反，两者的散射场会相互抵消，使得整个系统的总散射场为零，呈现出隐身状态。这种方法由美国宾夕法尼亚大学 Engheta 教授课题组在 2005 年提出^[83]，称为散射相消隐身 (scattering cancellation)。这种产生相反散射场的物体的介电常数往往是负数，在光频段可采用金属等离子体，在微波/太赫兹频段可采用人工构造的仿等离子体材料。在图 1.10 中，Engheta 教授课题组用一个介电常数为负数的等离子球壳包裹正介电常数的球体，使得 TM 平面波的散射截面接近为零，实现双层系统的隐身。

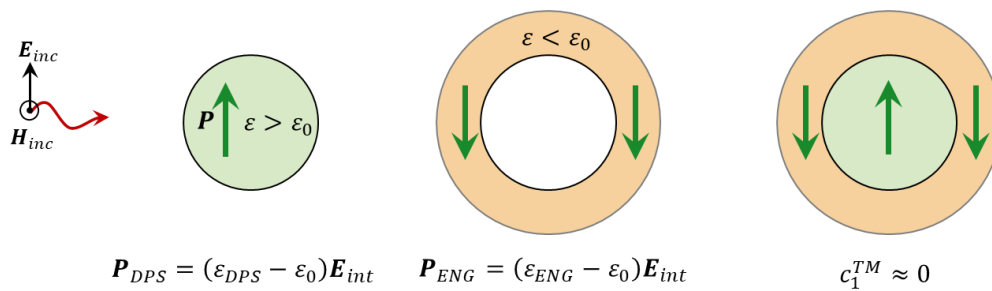


图 1.10 散射相消隐身衣原理^[83]。等离子体球壳包裹正介电常数的球体，实现 TM 基模（磁场垂直于径向）的散射截面接近零。

2009 年, Engheta 教授课题组首次在微波频段实现了散射相消隐身衣^[84]。他们将 12 根金属平板组成的鱼鳍阵列浸泡在相对介电常数为 21 的丙酮中, 制造出在工作频率 1.93 GHz 处等效介电常数为-22 的仿等离子体外壳, 如图 1.11a。实验测量表明, 当一个相对电介质常数为 6 的柱体被该仿等离子体外壳包裹后, 总散射截面减小了 75%。随后的几年, 基于散射相消原理的隐身技术不断发展^[85-88], 例如使用共形超表面实现超薄散射相消隐身衣^[86], 优化等离子体结构实现多频率散射相消隐身衣^[87], 利用多层等离子体-介质结构实现梳妆散射曲线, 有望应用于光学标记^[88]。

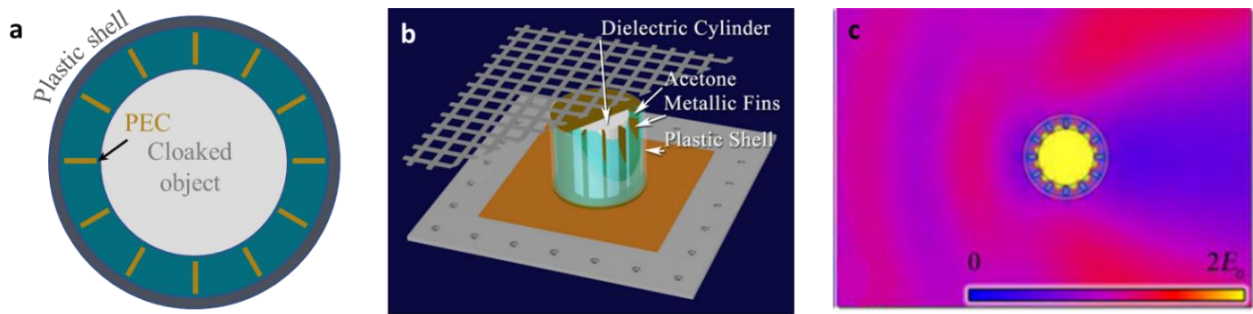


图 1.11 散射相消隐身衣的首次微波实验验证^[84]。(a) 散射相消隐身衣的结构图; (b) 散射相消隐身衣实验示意图; (c) 散射相消隐身衣的散射电场幅度分布。

基于散射相消原理的隐身衣所需材料的电磁参数为各向同性且均匀, 降低了实验难度。但是, 这种隐身衣也存在三个局限性。第一, 一般只适用于亚波长物体。当物体尺寸大于波长时, 散射截面中的高阶模式开始发挥作用, 物体的散射截面增大, 难以设计出对应的包裹层将其散射场完全抵消。第二, 设计的包裹层往往只针对特定的物体隐身。如果被隐身物体的电磁特性或者几何参数发生改变, 隐身效果将会大打折扣, 甚至完全丧失。第三, 基于这种方法的隐身衣是一种被动式隐身, 工作频带较窄, 极化方式单一。

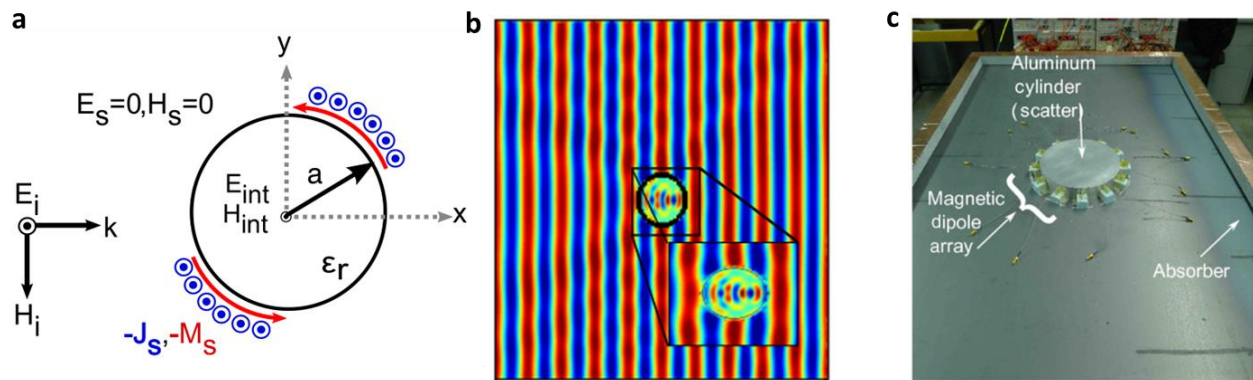


图 1.12 主动式散射相消隐身衣^[89-91]。(a) 原理示意图; (b) 仿真电场分布, 其中放大图为被隐身柱体内部的电场; (c) 微波实验验证。

2006年,美国斯坦福大学 Miller 教授提出了一种主动式散射相消隐身^[89]。如图 1.12a 所示,散射体的散射场用表面电流和表面磁流来等效,在散射体的周围放置天线阵列,等效成相反的表面电流和表面磁流。这样,散射体的散射场和天线阵列的辐射场相互抵消,使得总散射场为零,如图 1.12b。2013年,加拿大多伦多大学 Eleftheriades 教授课题组在微波频段使用 12 根磁偶极子天线,绕在金属圆柱的四周,通过调节磁偶极子天线的幅度和相位,成功验证了该方法的可行性^[90-91],如图 1.12c。这种散射相消方法的优点在于主动式、可调谐、适用于大尺寸物体,但前提条件是已知散射体的电磁散射特征。

1.3.4 超表面隐身衣

超表面是一种平面型异向介质,可以对电磁波的幅度、相位和极化进行自由调控。它凭借损耗低、易集成、易加工等优点受到研究者的广泛关注,并延伸出了一系列令人振奋的超表面器件。其中,超表面隐身衣是最具代表性的器件之一。超表面隐身衣借助高反射特征地面作为背景,被隐身物体放在地面之上,故属于地毯式隐身衣的范畴。2013年,东南大学崔铁军院士团队首次提出超表面地毯式隐身衣,在微波段用二维仿真验证了想法的可行性^[92]。2015年,美国加州大学伯克利分校张翔课题组利用金纳米天线在光频段实现了三维单极化超表面隐身衣^[93]。如图 1.13a 所示,在障碍物表面覆盖一层 $1/9$ 波长厚度的超表面,通过调节每个超表面单元结构尺寸,改变障碍物界面处的相位不连续性,重构反射光的特性,使其与没有障碍物时的反射光一样,实现隐身效果。图 1.13b-d 是全波数值仿真结果,展示了超表面隐身衣对垂直和一定范围入射角的入射光都有很好的隐身效果。

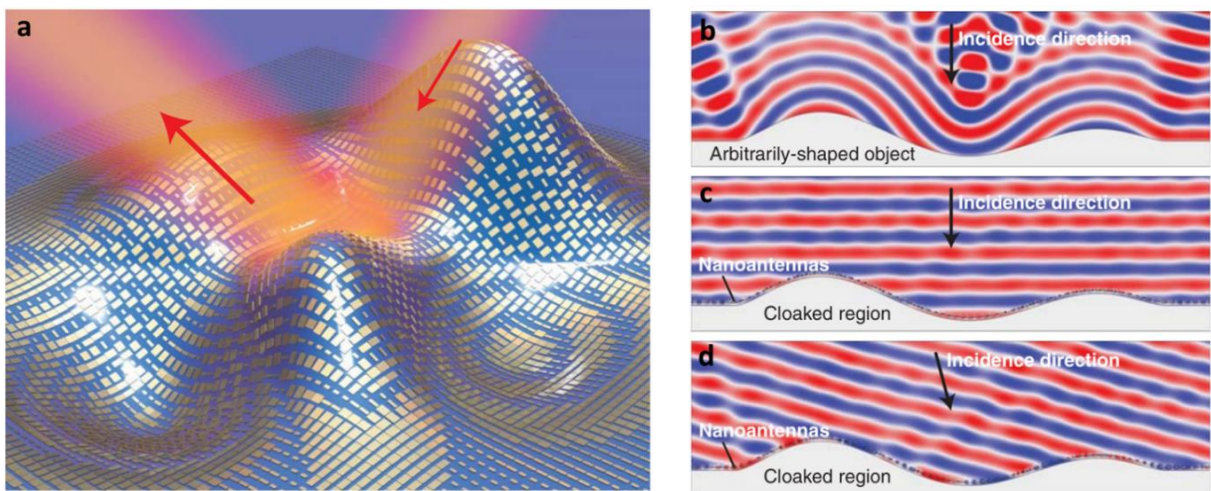


图 1.13 光频段超表面隐身衣^[93]。(a) 超表面隐身衣示意图; (b) 和 (c) TM 平面波垂直入射到裸露障碍物和覆盖有超表面隐身衣的障碍物时的空间磁场分布; (d) TM 平面波斜入射到覆盖有超表面隐身衣的障碍物时的空间磁场分布。

近些年,超表面隐身衣不断发展完善^[94-98]。2016年,作者所在的课题组利用 C_4 对称的闭合谐振环单元结构,实现了工作在8 GHz的三维全极化相位幅度保持一致的超表面隐身衣^[96],如图1.14a。2017年,西班牙纳瓦拉公立大学Beruete教授课题组利用双同轴金属环结构,实现了二维毫米波全极化超表面隐身衣^[97]。上述两个工作可以对全极化波隐身的关键是所采用的单元结构是对称的。除此之外,超表面隐身衣也扩展到水波和声波等领域,例如:2020年,北京交通大学汪越胜教授课题组利用螺旋形声学单元结构,实现可重构声学超表面隐身和幻觉^[98],如图1.14b。

与三维体态异向介质隐身衣相比,超表面隐身衣具有简单轻便,易共形,易大规模加工制备等优点。它不仅是科研界隐身领域的热点,也是工业界大尺寸三维物体隐身的重要研究方向。但是,这种隐身衣也面临工作频带窄、入射角范围有限等局限性,未来可能会朝着可调谐、多功能和智能化等方向发展和完善。

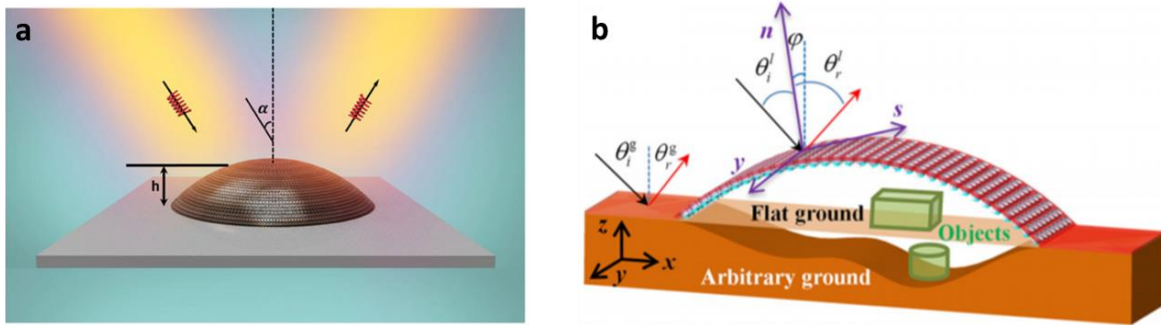


图 1.14 超表面隐身衣。(a) 三维全极化微波超表面隐身衣^[96]; (b) 声学超表面隐身衣^[98]。

1.4 超散射简介

与隐身衣的作用恰恰相反,超散射是一种增强物体散射截面的方法,使物体的散射截面远大于其它同等尺寸的物体,这在生物传感、荧光成像和能量收集等领域有广泛应用前景^[99-107]。目前,超散射的实现方法主要有三种。第一,增大物体的等效尺寸。例如2008年上海交通大学马红孺教授课题组用补偿介质包裹物体,使物体产生一个比它物理尺寸更大的散射截面^[108]。然而,由于补偿介质的电磁参数非常苛刻,实验上很难实现。第二,谐振散射。例如2010年美国斯坦福大学阮智超教授提出等离激元超散射。他们利用多层金属-介质纳米柱,形成多模式的表面等离激元共振,突破单通道散射极限^[109]。目前相关研究仅限于理论,实验方面有待探索。第三,增加工作波波长。例如2015年美国威斯康星大学喻宗夫教授课题组发现近零材料可以大幅度增强物体散射^[110]。然而,在实际应用中,他们往往需要人为构造体积庞大而复杂的近零折射率环境,这给场景兼容性带来了很大挑战。本节,我们将系统介绍上述三种超散射方法的物理原理、研究现状和优势及其局限性。

1.4.1 补偿介质超散射

2003 年, Pendry 教授提出补偿介质 (complementary media) 概念^[111], 当一个区域的电磁特性和另一个区域的电磁特性是反对称的, 则这两个区域构成一对补偿介质。从视觉效果上, 它们可以被等效移除。Pendry 教授的完美平板透镜成像就可以用补偿介质来解释。上海交通大学马红孺教授课题组提出的补偿介质超散射正是借鉴了该思想^[108]。

先从图 1.15a 中一维平板波导出发, 淡黄色区域的相对介电常数和磁导率均为-1。假设点源 S 和负折射率材料左边界 $x = R_2$ 的距离小于负折射率材料本身的厚度, 根据几何光学, 点源 S 会在点 F_2 和点 F_1 处成像。当在 $x = R_1$ 处设置一个完美电导体边界时, 那么原来透射的光线会被全部反射回来, 在点 I_2 和点 I_1 处成像。根据补偿介质理论, 区域 $R_2 < x < R_1$ 的负折射率材料和区域 $R_3 < x < R_2$ 的自由空间构成一对补偿介质, 所以区域 $R_3 < x < R_1$ 可以被等效移除。从视觉效果上, $x = R_1$ 处的完美电导体边界被移至 $x = R_3$ 处。

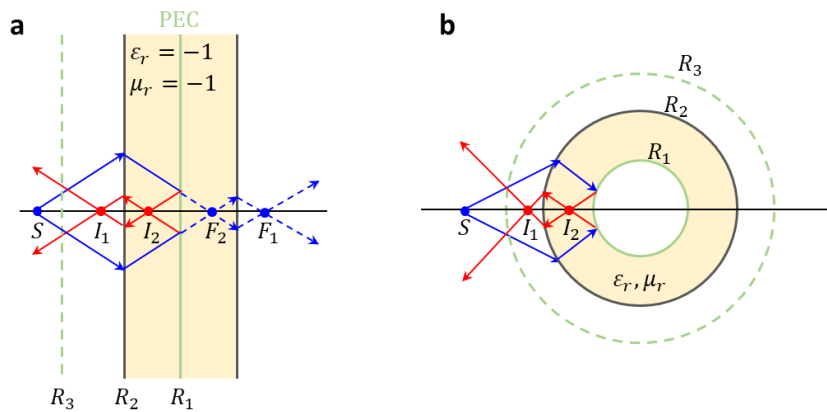


图 1.15 (a) 波在一维负折射率平板波导中的传播行为; (b) 波在二维负折射率圆柱中的传播行为; 绿色实线为完美电导体边界, 黄色区域为负折射材料。

再拓展到图 1.15b 中的二维圆柱, 图 1.15a 中的三个边界分别对应半径为 $r = R_1, R_2, R_3$ 的圆形。区域 $R_1 < r < R_3$ 为补偿介质, 完美电导体边界 $r = R_1$ 被等效移至 $r = R_3$ 。因此, 从视觉效果上, 半径为 R_1 的金属圆柱变成了半径为 R_3 金属圆柱。当 $R_3 > R_2$ 时, 物体的几何尺寸被等效放大, 散射截面也会被增强, 即实现超散射效果。注意图 1.15b 中黄色区域的相对介电常数和磁导率远比一维平板波导的复杂, 需要根据变换光学来具体设计。

图 1.16a 绘制了超散射器的 COMSOL Multiphysics 仿真结果, 黑色虚线表示等效的金属圆柱体。当频率为 3 GHz 的 TE 平面波从空气入射到超散射器上, 超散射器产生了很强的散射。为了方便对比, 图 1.16b 绘制了半径为 R_3 的金属圆柱的总电场分布。在区域 $r > R_3$ 内, 两张图的电场空间分布一致, 充分验证了超散射理论的正确性。实际上, 超散射不仅针对金属圆柱有效, 还可以放大其它形状和材质的物体^[20]。

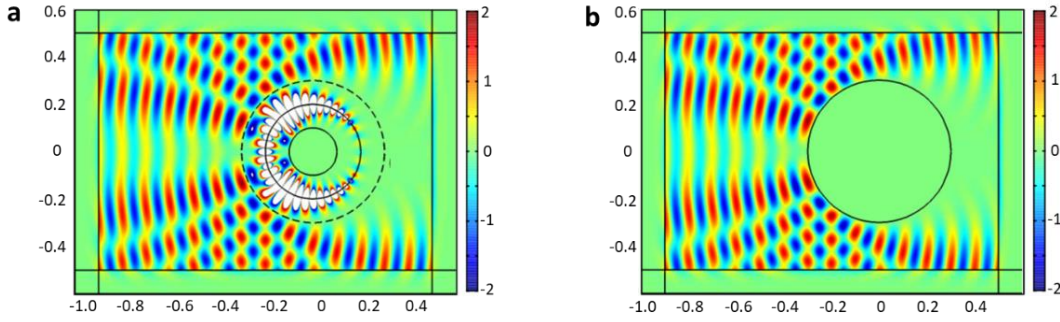


图 1.16 (a) 内外半径为 $R_1 = 0.1 \text{ m}$, $R_2 = 0.2 \text{ m}$ 的超散射器周围的总电场分布; (b) 半径为 $R_3 = 0.3 \text{ m}$ 的完美电导体金属圆柱周围的总电场分布; 两张图的电场最大振幅都设置为 2, 左图的白色斑点表示该位置电场幅度超过了设置的最大振幅, 图中坐标单位为米。

基于补偿介质的工作还有很多, 例如光旋转器、光集中器、超吸收器和“穿墙术”等^[112-119]。2009 年, 香港科技大学陈子亭教授课题组提出了基于补偿介质的远程隐身, 实现对位于隐身衣外部物体的隐身^[117]。同年, 他们在远程隐身的基础上提出了光学幻觉, 让一个物体从视觉上看上去像另外一个物体^[118]。但是, 这类光学器件的电磁参数往往是非均匀且各向异性, 实验难度很大, 因此呈现出理论多实验少的现状。

1.4.2 等离子激元超散射

时间耦合模理论指出三维粒子的单通道散射截面存在极限值 $3\lambda^2/2n^2\pi$, 二维粒子的单通道散射截面也存在极限值 $2\lambda/n\pi$, λ 是真空中波长, n 是折射率^[120]。对于亚波长物体, 由于总散射截面主要来自电偶极的散射项, 所以总散射截面往往也要受到单通道散射极限的约束。2010 年, 美国斯坦福大学阮智超教授创造性地利用多层金属-介质实现了亚波长柱形超散射器, 多种模式的表面等离子激元共振, 打破了单通道散射极限, 显著增加了总散射截面^[109]。不同于补偿介质超散射, 等离子激元超散射需要的材料参数是各向同性。

当 TM 平面波从空气入射到维多层金属-介质柱体时, 其总散射截面和单个通道的散射截面如图 1.17a 所示。在 $\omega = 0.2542\omega_p$ 处, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ 通道的散射截面峰值相互重叠, 总散射截面高达 $7.94(2\lambda/\pi)$, 远远超过单通道散射极限。为了明晰超散射器的工作原理, 阮智超教授将柱形超散射器展开成平板波导形式, 如图 1.17b。根据回音廊条件^[121], 如果二维柱体支持第 m 阶谐振, 它需要满足 $\beta 2\pi r_0 = 2\pi m$, 其中, r_0 为表面等离子激元的有效半径。由于表面等离子激元是高度束缚在表面, 在圆形曲面上, 表面等离子激元的传播常数可以近似等于对应平板波导中的传播常数 β 。图 1.17b 显示, 在超散射器工作频率附近, 色散曲线非常平坦, 能够同时支持第 $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ 阶的表面等离子激元。转换到二维柱

体情况，这些表面等离子激元模式会发生共振，形成超散射现象。

图 1.18a 展示了超散射器诱导的磁场分布和波印廷矢量线。TM 平面波入射下，超散射器背后留下了一个尺寸远大于本身的阴影，波印廷矢量线被严重扭曲。作为对照组，图 1.18b 展示了一个同等尺寸的均匀金属柱的仿真结果，平面波透过它后波形保持平整，与超散射器形成鲜明对比。当考虑金属损耗时，超散射器的总散射截面会受到抑制，但仍然超过单通道散射极限，也超过同等尺寸的均匀金属柱。

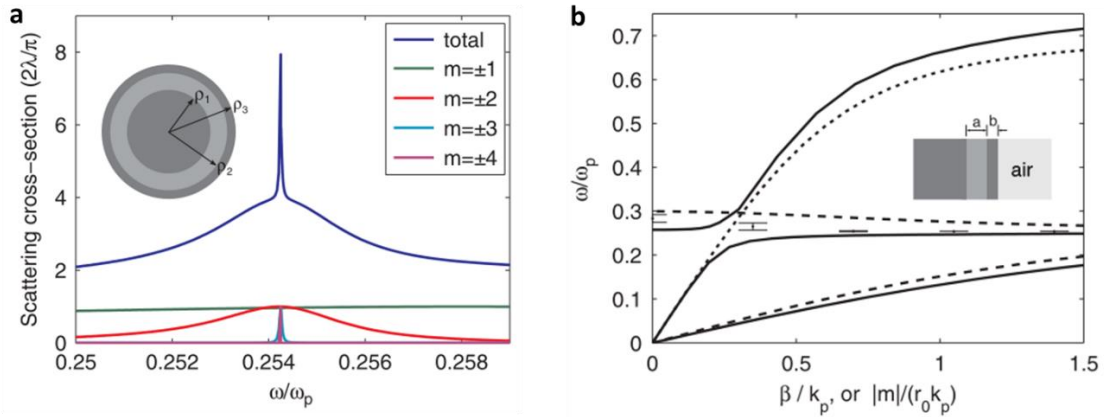


图 1.17 (a) 无损耗情况下超散射器的总散射截面和单个通道的散射截面；插图是超散射器的结构示意图，深灰色和浅灰色分别代表金属和相对介电常数为 12.96 的电介质，金属的介电常数用 Drude 模型表征，超散射器的几何参数为： $\rho_1 = 0.3485\lambda_p$ ， $\rho_2 = 0.5623\lambda_p$ ， $\rho_3 = 0.6370\lambda_p$ ，其中， $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ ， c 是真空中光速， ω_p 是等离子体频率。(b) 一维平板波导的色散曲线。黑实线表示插图中金属-介质-金属-空气波导的色散曲线；黑虚线和黑点线分别代表金属-介质-金属波导和金属-空气的色散曲线， β 是一维平板波导中沿着金属界面方向的传播常数，插图中波导的几何参数为 $a = \rho_2 - \rho_1$ ， $b = \rho_3 - \rho_2$ ，左边金属和右边空气为半无穷大。

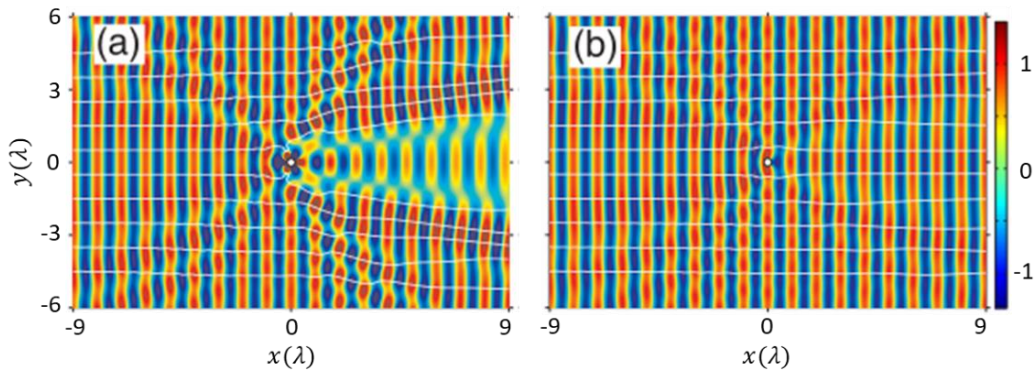


图 1.18 (a) 无损耗情况下超散射器和 (b) 同等尺寸均匀金属圆柱的总磁场分布和波印廷矢量线，两张图中的白色圆圈分别代表超散射器和金属柱。

随后, 阮智超教授将二维柱形超散射拓展到三维球形超散射, 实现了三阶 TM 极化波共振^[122]。国防科技大学刘伟教授课题组研究了二维/三维径向各向异性纳米柱/球的超散射现象, 通过调节材料参数控制超散射的谐振位置和散射图案等^[123]。澳大利亚国立大学的 Kivshar 教授课题组提出优化柱形超散射的遗传算法, 并利用多层金属-介质柱体结构同时实现隐身和超散射功能^[124-125]。作者所在的课题组利用石墨烯表面等离子激元实现了深亚波长超散射器^[126]。更多等离子激元超散射的工作见文献[127-128]。

1.4.3 近零材料超散射

近零材料 (near zero index, NZI) 是指一种折射率趋于零的特殊电磁材料。在图 1.1 的介电常数和磁导率二维空间中, 近零材料位于坐标轴和原点附近。由于折射率趋于零, 电磁波在该材料中的波长将趋于无穷大。这意味着电磁波穿过一个有限大小的近零材料后, 传播相位几乎为零。近些年来, 近零材料由于这些特殊电磁性质而受到研究者广泛关注。例如, 2006 年, 宾夕法尼亚大学 Engheta 教授课题组提出了近零材料的隧穿效应, 电磁波可以近乎完美地通过任意形状的近零折射率波导^[129]。2011 年, 香港科技大学陈子亭教授课题组通过电介质光子晶体, 在布里渊区中心构造出狄拉克锥色散曲线, 利用等效介质理论发现该电介质光子晶体的折射率趋于零, 并展示了它在隐身和零相位传输的应用^[130]。

在 1.4.2 节中, 我们提到二维粒子的单通道散射截面存在极限值 $2\lambda/n\pi$ 。显而易见, 在近零材料中, 该极限值会变得非常大, 这为增加物体散射截面提供了崭新的途径。2015 年, 威斯康星大学喻宗夫教授课题组首次提出该方法, 物体的散射/吸收截面被增强了好几个数量级, 并在波导^[110]和外尔系统^[131]中得到实践, 如图 1.19。喻宗夫教授以增强吸收截面为例, 阐述了该方法的物理原理。在平面波照射下, 光子会耦合到散射体中, 同时存储在散射体中的光子也会与平面波耦合, 即散射, 进出光子数决定了散射体的吸收截面和散射截面。耦合模理论指出散射体的耦合通道越少, 吸收截面会越大。如果将散射体放置在近零折射率的环境中, 耦合通道远远小于真空环境, 因此吸收截面会显著增大。

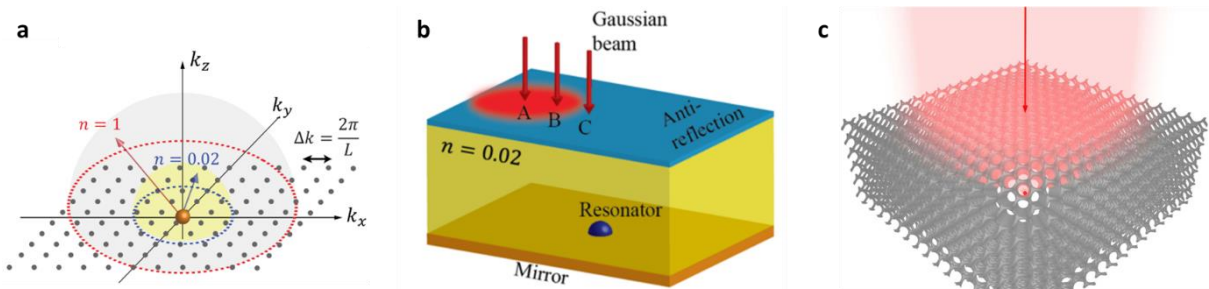


图 1.19 (a) k 空间的耦合通道, 近零材料的耦合通道数量远远小于真空中的情况^[110]; (b) 近零折射率波导增强物体的散射截面^[110]; (c) 外尔系统增强物体的散射截面^[131]。

在实际应用中, 近零折射率环境很少存在。对此, 研究者往往需要采用人为构造近零材料, 大致有三种方式。第一, 金属和重掺杂半导体。在等离子频率附近, 金属的相对介电常数趋于零。为了实现对金属的等离子体频率的调控, 研究者在金属中掺入电介质来稀释并调控自由电子的浓度, 从而实现工作在不同频段的近零材料^[132]。第二, 波导。波导在截止频率附近表现出近零折射率的特性^[133]。第三, 电介质光子晶体和异向介质。通过等效介质理论可以自由设计不同需求的近零材料^[134]。上述方法大大丰富了近零材料的实现方式, 但它们经常伴有强烈色散和损耗, 且体积庞大, 这给超散射的实际应用带来很大挑战。

1.5 智能散射应用简介

隐身衣的功能是抑制散射, 超散射的功能是增强散射。进一步, 我们还可以借助异向介质和超表面构造智能散射, 应用于光计算等领域。光计算 (optical computing) 是一种以光子作为信息载体的新型计算技术, 利用光的衍射、散射和干涉等固有特性来处理复杂的计算任务^[135]。它凭借速度快、损耗少、算力高、并行处理能力强、信息畸变和失真小等优势开始受到越来越多人的关注。人们尝试引入光计算的方法来提升信息处理性能, 分担电子计算机的计算压力, 应用于图像检测和自动驾驶等领域^[136-137]。本节, 我们将系统介绍光计算在数学算符、神经网络和逻辑运算上的物理原理、研究现状和优势及其局限性。

1.5.1 光学数学算符

数学算符主要指微分、积分、卷积和正逆向傅里叶变换等^[138-142], 它们是计算机视觉和光学成像中常用的工具。实现光学数学算符可以加快数据处理速度, 有望应用在场感知和无人驾驶等对实时性要求高的场景。传统的光学数学算符是基于光学透镜所具备的空间傅里叶变换性质而设计的。这种设计会导致整个计算系统体积庞大、集成性差且鲁棒性低。2014年, 美国宾夕法尼亚大学 Engheta 教授课题组提出格林透镜的概念, 通过控制格林透镜的空间折射率分布实现正逆向空间傅里叶变换^[138]。进一步, 他们提出了格林透镜-超表面-格林透镜的级联结构实现微分积分等功能 (图 1.20a), 该结构先对入射波进行正向傅里叶变换, 再利用超表面进行空间滤波, 最后再用逆向傅里叶变换将信号恢复出来。由于该结构需要的介质折射率是空间连续变化的, 所以实现难度很大, 目前相关实验报道很少。

2017年, 浙江大学阮智超教授课题组利用金属表面等离子激元的空间模式耦合效应实现了一阶微分运算^[139] (图 1.20b)。实验上, 他们利用真空镀膜技术在 BK7 玻璃基板上镀上银薄膜, 通过优化银薄膜结构参数使空间传递函数谱近似满足微分运算的形式。这种设计结构简单, 易于加工集成, 但也存在频率极化单一和入射角度固定等局限性。2019年,

美国加州大学圣地亚哥分校刘照伟教授课题组提出一种基于 Pancharatnam-Berry-phase 超表面的光学边缘检测器/微分器^[140] (图 1.20c)。他们利用激光直写技术将超表面刻在光学玻璃上,这种方式与传统的光学元件有良好的兼容性。光学边缘检测器是利用光与超表面的自旋轨道耦合作用关系设计的,该设计与频率无关,可以实现全彩图像检测。

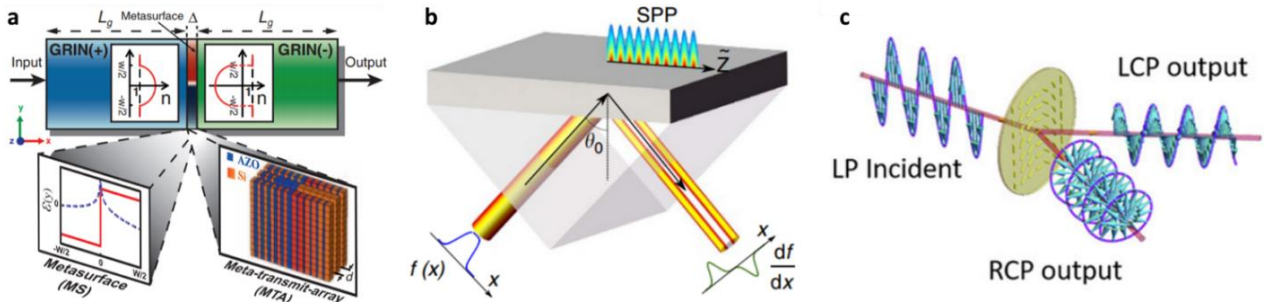


图 1.20 (a) 格林透镜实现光学正逆向傅里叶变换^[138]; (b) 基于表面等离激元的空间光场微分器^[139]; (c) 基于高效介质超表面的图像边缘检测器^[140]。

更有趣的,2019年,美国宾夕法尼亚大学 Engheta 教授课题组实现了光学方程求解器和矩阵求逆器^[141]。以 $g(u) = I_{in}(u) + \int_a^b K(u,v)g(v)dv$ 为例,其中, g 为待求函数, I_{in} 为输入函数, K 为给定函数,积分区间 $[a,b]$ 先被离散化处理,再将积分写成矩阵相乘的形式。实现光学方程求解器的首要步骤是设计满足 K 透射系数矩阵的多输入多输出计算内核,再利用波导将计算内核的输入端和输出端相连,形成一个闭合网络,如图 1.21。当在波导中加入激励 I_{in} 时,导波模式经过数次迭代之后会达到稳态,通过测量输入端的场就可以获得函数 g 的解。虽然光学方程求解器的计算速度快、制备简单,但是它的计算精度很大程度上取决于积分区间的离散化精度。如果离散化精度提高,输入输出端口的数量增加, K 矩阵的设计难度会显著增加。而且,当 K 矩阵发生变化时,整个光学方程求解器需要重新设计和加工制备,应用对象受到限制。

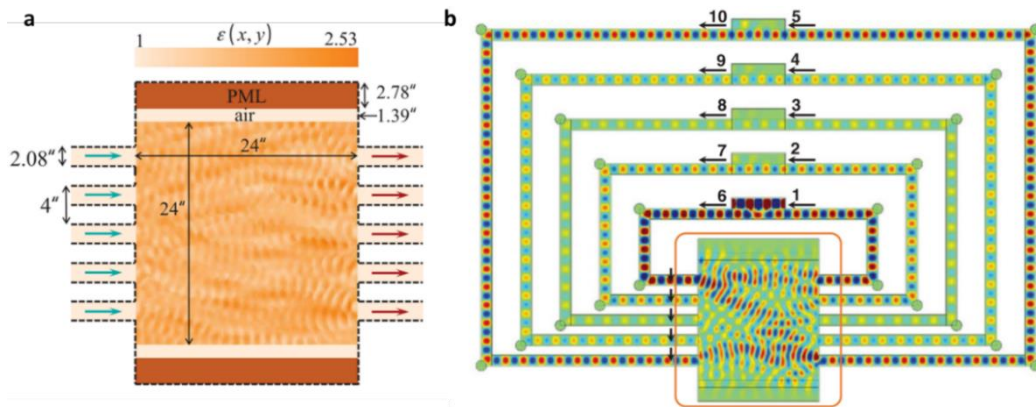


图 1.21 (a) 计算内核; (b) 光学方程求解器^[141]。

信号的分类。但是，由于该算法对材料非线性要求高，实现难度非常大。

光学非线性激活函数是光学神经网络的点睛之笔，然而目前相关实验研究很少。2019年，香港科技大学杜教授团队利用电磁诱导透明的激光冷原子实现了光学非线性功能^[146]，如图 1.22d。实验中，研究者利用双层全光学衍射神经网络对凝聚态物理中伊辛模型的有序相和无序相进行了分类，实现了与人工神经网络相当的准确率。然而，该方法的宏观体积较大、实验成本昂贵，给非线性光学神经网络的集成化和小型化造成了阻碍。

1.5.3 光学逻辑运算

光学逻辑计算，作为光信号处理的基础单元，是实现电子计算向光子计算跨越的关键纽带，在纳米光子处理器、超大容量信息处理、加密无线通讯和场景增强等领域有重要价值^[147]。光学逻辑计算的研究历史可追溯至上世纪 80 年代，例如，1981 年，Fatehi 提出利用休斯液晶实现光学数字逻辑门。近些年，光学逻辑计算发展不断升温^[148]。如图 1.23a 所示，新加坡南洋理工学院 Ranjan 课题组提出了一种基于可重构微纳机电系统的法诺谐振超表面^[149]。该超表面由两个可以独立控制的开口谐振环构成，通过施加不同的直流偏置电压，改变超表面的谐振特性，在太赫兹实验中实现了近场的与非逻辑运算和远场的异或、异或非逻辑运算。中科院徐红星院士、北京大学龚旗煌院士和北京师范大学石锦卫教授团队都利用金银纳米线中表面等离子激元的线性相长/相消干涉实现小型化的逻辑运算单元，并且提出级联网络实现复杂的逻辑计算^[150-153]（图 1.23b 和 c）。除此之外，研究者还通过泵浦光改变克尔材料的介电常数，实现了多功能光学逻辑运算^[154-155]（图 1.23d）。

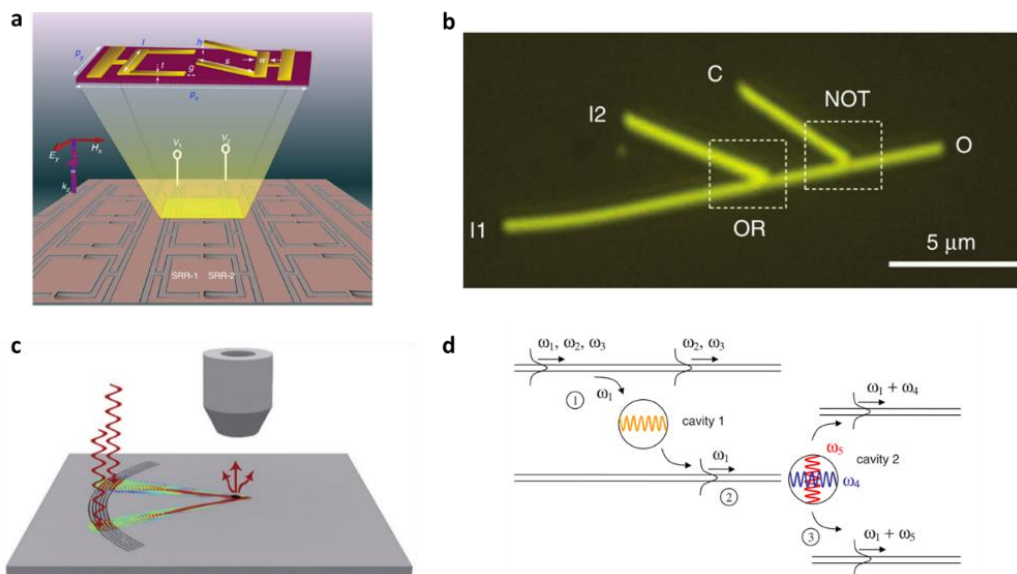


图 1.23 (a) 基于微/纳机电系统的法诺谐振超表面逻辑运算^[149]；(b) 级联纳米光子逻辑运算^[151]；(c) 宽频带表面等离子激元逻辑运算^[153]；(d) 非线性光子晶体逻辑运算^[155]。

综上,传统的光学逻辑计算实现方法可分为两类:基于光的线性干涉效应和基于材料的非线性光效应。具体的实现途径包括超表面、等离子体和光子晶体等。然而,在光学逻辑计算实验中,研究者往往需要精确控制入射光束/泵浦光的幅度、相位、极化和光束大小等特性。如果将体积庞大而复杂的宏观光控制系统考虑入内,实际上很难实现光学逻辑单元的小型化和集成化,并容易引起计算结果的不稳定,导致两种输出状态的对比度很低。

1.6 论文研究的目的、意义及主要内容

从 2001 年第一块负折射率材料的诞生到近些年来超表面研究如火如荼地展开,异向介质和超表面已经走过了 20 多年的发展历史。目前,它们已经渗透到电磁学的方方面面,并辐射到声学 and 热力学等学科^[156-159]。期间,变换光学理论和广义斯涅耳定律的提出无疑是给异向介质和超表面注入了一剂强心剂。由于其强大的电磁波调控能力,异向介质和超表面不仅为传统微波和光学器件的性能改进提供了新方法^[160],也簇生了一系列新颖的电磁功能器件^[3]。

本论文围绕电磁散射,依次开展了抑制散射—隐身衣、增强散射—超散射、智能散射—光计算的系统性理论、仿真、实验研究。目前,虽然相关研究已经取得了较大进展,但是仍然存在许多关键科学问题 and 应用难点。例如:隐身衣的瞬态响应机理不清晰、频带窄、结构复杂、色散严重、制备困难、工作模式固定、缺乏对外界环境自适应性等;超散射的工作频率单一、结构复杂、损耗大、制备困难、难以实验观测等;光学逻辑计算需要引入体积庞大而复杂的光控制系统,不利于器件的小型化、集成化发展和计算结果稳定性等。

针对这些问题,作者开展了基于异向介质和深度学习的散射调控研究。建立了各向异性色散时域有限差分算法,揭示了隐身衣和超散射的瞬态响应机理,丰富了传统的数值研究方法。提出了基于深度学习的智能隐身概念,在不需要任何人为操控下,自主快速地适应变化的背景环境和外界刺激,实现类变色龙隐身。提出了利用双曲异向介质和共形超表面构造多频超散射的方法,提高了传统超散射的工作效率和对几何结构、材料损耗的鲁棒性,并首次实验观测了超散射现象。提出了基于智能散射的通用光学逻辑计算设计方法。这些工作推进了新型异向介质和超表面器件的科学研究和实用化进程。

本论文各章节的内容安排如下:

第一章:绪论。分别介绍了异向介质、超表面、隐身衣、超散射和智能散射的概念、发展历史、研究现状和优势及其局限性,最后概述了本论文的研究目的、意义及主要内容。

第二章:智能电磁隐身和超散射的方法研究。建立和编写了各向异性色散时域有限差

分算法，研究了隐身衣和超散射的瞬态入射、宽频和色散等问题，揭示了它们的瞬态响应机理。进一步，总结和归纳了本论文所用到的解析、数值和实验方法，并对各个方法的优缺点和适应情况进行讨论。具体地，解析方法包括变换光学方法、散射场重构方法和经典散射理论；数值方法为论文作者建立的各向异性色散时域有限差分算法；实验方法包括等效电路方法和智能设计方法。这章内容为后续章节奠定了理论和实验基础。

第三章：基于深度学习的智能隐身。提出并实验实现了基于深度学习的智能隐身，阐述了智能隐身的物理原理和实现方法，设计了在宽频带内具有高效调节能力的超表面单元，将训练好的神经网络嵌入时域有限差分算法，揭示了智能隐身的瞬态响应机理。实验中，搭建了一套从探测、响应到隐身的完整智能隐身系统，以变色龙模型和智能隐身小车为例，开展了大量近场成像和远场散射截面的实验，充分验证了它的实时性、智能性和鲁棒性。

第四章：基于异向介质的多频超散射。前半部分，提出了利用双曲异向介质构造多频超散射的方法，建立了双曲异向介质的平板波导色散模型和柱体散射模型，论述了它的高效性和物理机制。后半部分，提出了利用共形超表面构造人工表面等离子体超散射的方法，结合经典散射理论和模拟退火算法，设计了能够在多频率的低损耗亚波长超散射器，并在实验上首次观测了超散射现象。

第五章：基于智能散射的光学逻辑计算。提出了一种基于智能散射的通用光学逻辑计算方法，先从理论上证明了该方法的可行性和完美性，再利用高效介质超表面模拟衍射神经网络的隐藏层，通过自定义输入层的编码方式，实验实现了多功能光学逻辑单元，最后阐述了该方案的普适性、级联性、可拓展性和片上集成性。

本论文的相关内容发表在 Nature Photonics、Physical Review Letters、Light: Science & Applications 和 ACS Photonics 等期刊上。

本论文的相关内容受到国家自然科学基金委杰出青年基金项目、国家青年拔尖人才计划、国家自然科学基金（编号 61625502, 11961141010, 61574127, 61975176）等项目资助。论文作者受到浙江大学博士研究生学术新星培养计划和国家留学基金等项目资助。

第二章 智能电磁隐身和超散射的方法研究

研究智能电磁隐身和超散射的前提是有一套行之有效的研究方法。本章将讨论本论文所用到的解析方法（变换光学方法、散射场重构方法和经典散射理论）、数值方法（各向异性色散时域有限差分算法）和实验方法（等效电路方法和智能设计方法）。其中，论文作者建立了各向异性色散时域有限差分算法，并用于研究隐身衣和超散射的瞬态响应机理，对应 2.2 节。这章内容为后续研究奠定了理论和实验基础。

2.1 解析方法

2.1.1 变换光学方法

根据电磁唯一性原理，电磁波传播路径和其所处空间的本构参数有着一一对应关系。如图 2.1 所示，如果把原始直角坐标系变换到一个新的坐标系，由于麦克斯韦方程组的形式不变性，我们可以设计出一组与新的坐标系对应的本构参数。在电磁波的“眼”中，变换前后的坐标系是等效的。基于该原理，Pendry 教授提出了变换光学方法，通过变换坐标系，自由控制红色场线的传播轨迹，例如电场、磁场、波印廷矢量等^[18]。变换前的空间称为虚空间，变换后的空间称为实空间或物理空间。麦克斯韦方程在虚、实空间保持形式不变，仅仅电磁参数、电场和磁场发生变化。在虚空间，麦克斯韦旋度方程为：

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{\varepsilon} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (2-1a)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\bar{\mu} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad (2-1b)$$

将原始直角坐标系 (x, y, z) 变换到新坐标系 (x', y', z') ，麦克斯韦旋度方程保持形式不变：

$$\nabla \times \bar{H}' = \bar{\varepsilon}' \frac{\partial \bar{E}'}{\partial t} \quad (2-2a)$$

$$\nabla \times \bar{E}' = -\bar{\mu}' \frac{\partial \bar{H}'}{\partial t} \quad (2-2b)$$

其中，实空间与虚空间的电磁参数关系为：

$$\bar{\varepsilon}' = \frac{J \bar{\varepsilon} J^T}{|\det(J)|}, \quad \bar{\mu}' = \frac{J \bar{\mu} J^T}{|\det(J)|} \quad (2-3)$$

式中， J 为连接虚空间和实空间的雅克比矩阵（Jacobian Matrix），

$$J = \frac{\partial(x', y', z')}{\partial(x, y, z)} = \begin{pmatrix} \partial x' / \partial x & \partial x' / \partial y & \partial x' / \partial z \\ \partial y' / \partial x & \partial y' / \partial y & \partial y' / \partial z \\ \partial z' / \partial x & \partial z' / \partial y & \partial z' / \partial z \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

根据上式，可以通过设计实空间的本构参数，来调节场线的传播路径和空间弯曲方式。

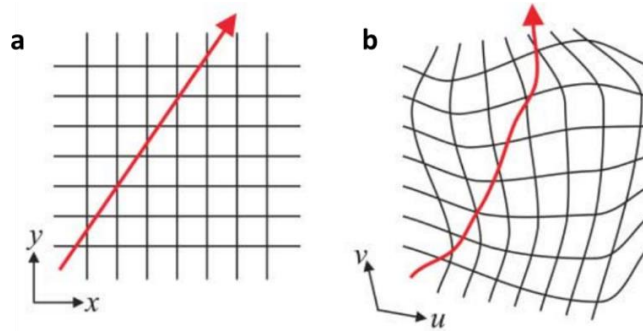


图 2.1 变换光学原理^[18]。(a) 和 (b) 表示变换前后的坐标系，红线表示光的传播轨迹。

接下来，以三维球形隐身器件为例，具体阐述变换光学在设计光学器件中的价值。如图 2.2 所示，在半径为 R_1 的球形隐身区域外包裹一个物理外壳 $R_1 < r < R_2$ ，使得所有入射光平滑绕过隐身区域，并按照原有的入射路径传播。相应的球坐标变换公式如下：

$$r' = R_1 + r(R_2 - R_1)/R_2, \theta' = \theta, \phi' = \phi \quad (2-5)$$

式中， (r, θ, ϕ) 是虚坐标系， (r', θ', ϕ') 是实坐标系。根据变换光学，物理外壳的电磁参数为：

$$\frac{\epsilon_r}{\epsilon_0} = \frac{\mu_r}{\mu_0} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \frac{(r - R_1)^2}{r^2} \quad \frac{\epsilon_\theta}{\epsilon_0} = \frac{\mu_\theta}{\mu_0} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \quad \frac{\epsilon_\phi}{\epsilon_0} = \frac{\mu_\phi}{\mu_0} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \quad (2-6)$$

根据上式，物理球壳的电磁参数是双各向异性，入射波在物理外壳中完全前进，平滑地绕过中心“空洞”，并在离开球壳时恢复到原来的路径^[161]。如图 2.2c 所示，作者所在课题组利用米散射理论严格计算得出球形隐身衣的 TE 和 TM 波散射均为零^[162]。除了隐身衣，变换光学还被广泛用来设计其它电磁功能器件，并扩展到声学、热力学和静电场等领域^[156-159]。

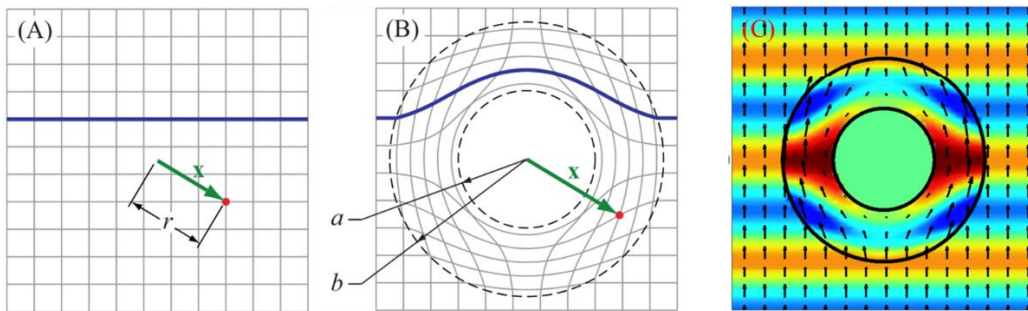


图 2.2 变换光学球形隐身衣。(a) 和 (b) 分别表示变换前后的坐标系^[161]；(c) 球形隐身衣的电场分布和坡印廷矢量^[162]。

2.1.2 散射场重构方法

超表面的一个重要应用是拓展了传统的斯涅耳定律，成为目前调控电磁波的有力理论基础。众所周知，当光从一种均匀介质入射到另外一种均匀介质，其反射和折射系数满足传统的斯涅耳定律。但是，如果在两种介质的分界面放置一层超表面，它会引入一个额外的相位突变，传统的斯涅耳定律并不适用。针对这种情况，Capasso 教授课题组对传统斯

涅耳定律进行了一般形式的修正，提出了广义斯涅耳定律^[34]：

$$n_t \sin(\theta_t) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx} \quad \cos(\theta_t) \sin(\varphi_t) = \frac{1}{n_t k_0} \frac{d\phi}{dy} \quad (2-7)$$

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\phi}{dx} \quad \cos(\theta_r) \sin(\varphi_r) = \frac{1}{n_r k_0} \frac{d\phi}{dy} \quad (2-8)$$

式中， n_i 和 n_t 分别是入射面和透射面介质的折射率， k_0 为自由空间的波矢， θ_i ， θ_t 和 θ_r 分别是入射角、折射角和反射角(图 2.3a)。当入射面和透射面介质为均匀时， $d\phi/dx = 0$ ， $d\phi/dy = 0$ ，上式变成传统的斯涅耳定律。Capasso 教授课题组利用不同朝向和张角的 V 型超表面，在边界处引入了相位梯度，使得 $d\phi/dx \neq 0$ ， $d\phi/dy \neq 0$ 。通过设计超表面的排布方式和几何结构，对散射场的幅度、相位和极化进行重构，实现异常折射、聚焦、全息成像和隐身等功能^[31-50]。

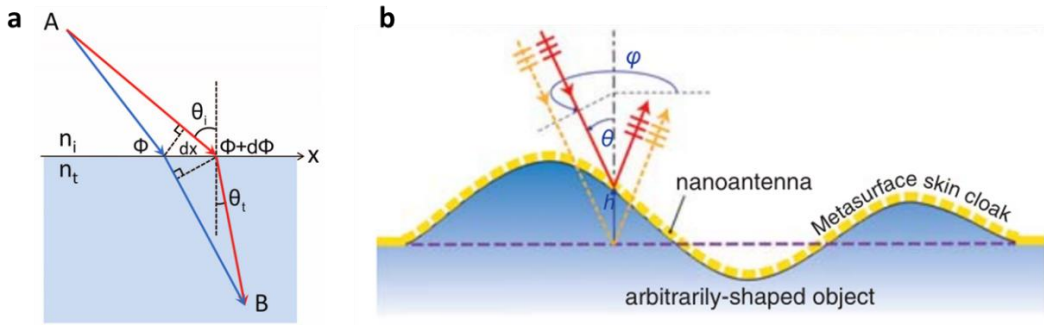


图 2.3 (a) 广义斯涅耳定律^[34]；(b) 超表面地毯式隐身衣原理^[93]。

以图 2.3b 中超表面隐身衣为例，具体阐述超表面的应用原理。当光入射到凹凸不平的障碍物时，反射波发生紊乱，从而使物体暴露。如果在障碍物上覆盖一层超表面，通过调节超表面单元结构来改变障碍物表面的局部反射相位，使空间反射波分布与没有障碍物时的情况一致，实现隐身效果^[93]。超表面单元结构需要提供的局部反射相位为：

$$\Delta\phi = \pi - 2k_0 h \cos\theta \quad (2-9)$$

式中， θ 是电磁波入射角度， h 表示超表面单元距离参考地面的高度。

2.1.3 经典散射理论

对于规则的柱形/球形隐身衣和超散射器，我们可以用经典散射理论来分析。以层状柱体为例，阐述其计算过程。在均匀、各向同性和无源的介质中，矢量波方程为^[163]：

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0 \quad (2-10a)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (2-10b)$$

在柱坐标系中，提取出 z 方向电场和磁场分量，它们满足：

$$(\nabla^2 + k^2)E_z = 0 \quad (2-11a)$$

$$(\nabla^2 + k^2)H_z = 0 \quad (2-11b)$$

式中, k 是电磁波波数。上式的通解为:

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = [A_m J_m(k_\rho \rho) + B_m H_m^{(1)}(k_\rho \rho)] e^{ik_z z + im\theta} \quad (2-12)$$

式中, $k_\rho^2 + k_z^2 = k^2$; J_m 是阶数为 m 的贝塞尔函数, 代表驻波; $H_m^{(1)}$ 是阶数为 m 的第一类汉克尔函数, 代表由内向外传播的柱面波。上式也可以表达成其它相互独立贝塞尔函数的线性叠加。根据麦克斯韦方程, 横向电场和磁场满足:

$$\overline{E}_s = \frac{1}{k_\rho^2} [ik_z \nabla_s E_z - i\omega \mu \hat{z} \times \nabla_s H_z] \quad (2-13a)$$

$$\overline{H}_s = \frac{1}{k_\rho^2} [ik_z \nabla_s H_z + i\omega \epsilon \hat{z} \times \nabla_s E_z] \quad (2-13b)$$

式中, $\nabla_s = \hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\phi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} = \hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\phi} \frac{im}{\rho}$ 。根据上式, 可以推导出所有的六个电场和磁场分量, 再联合连续性边界条件, 可以精确求出所有的未知系数矩阵 A_m 和 B_m 。

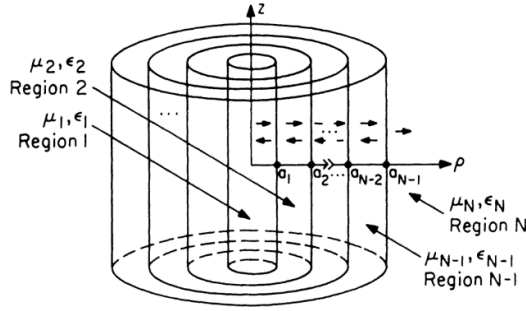


图 2.4 二维多层柱体的散射模型^[163]。

以图 2.4 中的二维 N 层柱体为例, 当 TM 平面波从空气入射到柱体时, $k_z = 0$, $E_z = 0$, 第 n 个区域的总磁场表达式为:

$$H_{z,n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(i^m J_m(k_n \rho) e^{im\phi} A_{n,m} + i^m H_m^{(1)}(k_n \rho) e^{im\phi} B_{n,m} \right) \quad (2-14)$$

将上式带入公式 (2-13), 可以求得电场 $E_{\phi,n}$ 和 $E_{\rho,n}$ 。根据切向电场和磁场的连续性:

$$(H_{z,n} - H_{z,n-1})|_{\rho=a_n} = 0, (E_{\rho,n} - E_{\rho,n-1})|_{\rho=a_n} = 0 \quad (2-15)$$

可以求得所有的未知系数 $A_{n,m}$ 和 $B_{n,m}$ 。根据能量守恒定义, 该柱体的总散射截面为 $C_{sct} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{2\lambda}{\pi} |S_m|^2$, 总吸收截面为 $C_{abs} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\lambda}{2\pi} (1 - |1 + 2S_m|^2)$, 其中, $S_m = B_{N,m}/A_{N,m}$ 是最外层区域第 m 阶角动量通道的散射系数。通过设计优化多层柱体的结构, 可以自由调控其散射截面和吸收截面。例如, 当散射截面为零时, 即散射相消隐身衣^[83]。当多个角动量通道的散射峰值相互叠加时, 即等离子超散射^[109]。

2.2 数值方法和瞬态响应机理研究

目前,人们分析和设计变换光学器件主要依赖于基于有限元(finite element method, FEM)的商业电磁软件 COMSOL Multiphysics。这是一种频域方法,求得的是单频稳态解,难以解决宽频带、色散和瞬态入射等问题。而研究变换光学器件的瞬态响应机制是一个有意义的课题,对了解变换光学器件的基本工作原理有重要价值^[164-176]。本节,论文作者首先建立了能够处理色散、非均匀、各向异性介质的时域有限差分模型。再以变换光学隐身衣和超散射器为例,研究了它们的瞬态响应机理,生动揭示了它们从谐振到稳态的全过程。

2.2.1 各向异性色散时域有限差分算法

时域有限差分算法(finite difference time domain, FDTD)是由 K. S. Yee 在 1966 年首次提出^[168]。求解空间先被剖分为很多小 Yee 网格,再利用差分原理将电场和磁场表达成关于时间和空间的离散形式,每个 Yee 网格中电场/磁场和周围网格的电场/磁场及上一时刻的电场/磁场直接相关。该方法可以处理复杂形状和电磁参数物体的散射问题,并可以清晰展示电磁场的时间演化过程。然而,由于当时计算机技术比较落后,FDTD 并没有引起大家关注。直到 20 世纪 80 年代,FDTD 才得到重用,相关研究一时间几乎呈指数增长,在电磁散射、天线辐射、电磁兼容和集成电路等领域都获得了广泛应用^[169]。

针对色散介质,FDTD 处理方法主要有三种:辅助差分方程法(auxiliary differential equation, ADE),Z 变换法(Z-transform)和递归卷积算法(recursive convolution, RC)。辅助差分方程法是先利用色散模型推导出电磁本构方程的频域形式,再利用傅里叶变换公式将频域形式转换成时间差分形式,最后结合麦克斯韦旋度方程进行联合求解。这种方法推导简单、精度高且几乎适用于所有的色散模型。接下来,我们将讨论如何用辅助差分方程法来处理同时具备色散、非均匀、各向异性特性的复杂介质。

如图 2.5 所示,直角坐标系下 FDTD 仿真区域的四周是完美匹配层(perfectly matched layer, PML),用于吸收散射波,模拟自由空间。从麦克斯韦方程组中两个旋度方程出发:

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J} \quad (2-16a)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{M} \quad (2-16b)$$

式中,电流密度 \bar{J} 等于导体电流密度 $\bar{J}_c = \sigma^e \bar{E}$ 和施加电流密度 \bar{J}_l 之和, $\bar{J} = \sigma^e \bar{E} + \bar{J}_l$, σ^e 为电导率。类似地,磁流密度 $\bar{M} = \sigma^m \bar{H} + \bar{M}_l$, σ^m 为磁导率。因此,上述两式可改写为:

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \sigma^e \bar{E} + \bar{J}_l \quad (2-17a)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \sigma^m \bar{H} - \bar{M}_l \quad (2-17b)$$

考虑各向异性介质时，电磁本构关系为：

$$\bar{D} = \bar{\epsilon} \bar{E} \quad \bar{B} = \bar{\mu} \bar{H} \quad (2-18)$$

式中， $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\mu}$ 是介电常数和磁导率的张量形式。对公式 (2-17) 进行离散化处理得到：

$$\bar{D}^{n+1} = \bar{D}^n + \Delta t \cdot \tilde{\nabla} \times \bar{H}^{n+\frac{1}{2}} - \sigma^e \bar{E}^{n+\frac{1}{2}} - \bar{J}_l^{n+\frac{1}{2}} \quad (2-19a)$$

$$\bar{B}^{n+\frac{1}{2}} = \bar{B}^{n-\frac{1}{2}} - \Delta t \cdot \tilde{\nabla} \times \bar{E}^n - \sigma^m \bar{H}^n - \bar{M}_l^n \quad (2-19b)$$

式中， $\tilde{\nabla}$ 是离散旋度算法， Δt 是时间步长， n 是时间迭代次数。

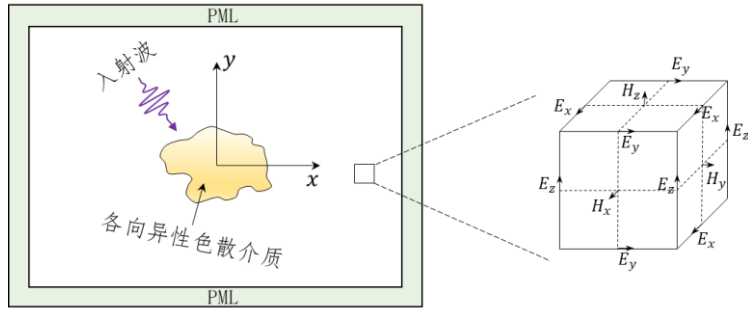


图 2.5 直角坐标系下各向异性色散 FDTD 模型。

鉴于大多数变换光学器件是圆柱形，在柱坐标系中，其本构参数可以表示为：

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_r \hat{r}\hat{r} + \epsilon_\phi \hat{\phi}\hat{\phi} + \epsilon_z \hat{z}\hat{z}, \quad \bar{\mu} = \mu_r \hat{r}\hat{r} + \mu_\phi \hat{\phi}\hat{\phi} + \mu_z \hat{z}\hat{z} \quad (2-20)$$

在直角坐标系中，其本构参数的形式为^[170]：

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (2-21)$$

式中，

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_r \cos^2 \phi + \epsilon_\phi \sin^2 \phi & (\epsilon_r - \epsilon_\phi) \sin \phi \cos \phi \\ (\epsilon_r - \epsilon_\phi) \sin \phi \cos \phi & \epsilon_r \sin^2 \phi + \epsilon_\phi \cos^2 \phi \end{bmatrix} \quad (2-22a)$$

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_z \quad (2-22b)$$

公式 (2-21) 的磁导率 $\bar{\mu}$ 也满足类似关系，这里不再具体展开。公式 (2-18) 改写为：

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} \quad (2-23a)$$

$$\epsilon_{zz} E_z = D_z \Leftrightarrow E_z = \epsilon_{zz}^{-1} D_z \quad (2-23b)$$

其中，

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{bmatrix}^{-1} = \frac{1}{\epsilon_r \epsilon_\phi} \begin{bmatrix} \epsilon_r \sin^2 \phi + \epsilon_\phi \cos^2 \phi & (\epsilon_\phi - \epsilon_r) \sin \phi \cos \phi \\ (\epsilon_\phi - \epsilon_r) \sin \phi \cos \phi & \epsilon_r \cos^2 \phi + \epsilon_\phi \sin^2 \phi \end{bmatrix} \quad (2-24)$$

注意只有当 $\varepsilon_r \neq 0$ 和 $\varepsilon_\phi \neq 0$ 时上式才有意义。将公式 (2-24) 带入公式 (2-23) 中：

$$\varepsilon_r \varepsilon_\phi E_x = (\varepsilon_r \sin^2 \phi + \varepsilon_\phi \cos^2 \phi) D_x + (\varepsilon_\phi - \varepsilon_r) \sin \phi \cos \phi D_y \quad (2-25a)$$

$$\varepsilon_r \varepsilon_\phi E_y = (\varepsilon_r \cos^2 \phi + \varepsilon_\phi \sin^2 \phi) D_y + (\varepsilon_\phi - \varepsilon_r) \sin \phi \cos \phi D_x \quad (2-25b)$$

$$\varepsilon_z E_z = D_z \quad (2-25c)$$

介电常数 $\varepsilon_r, \varepsilon_\phi, \varepsilon_z$ 用 Drude 色散模型表征：

$$\varepsilon_r = \varepsilon_0 [1 - \omega_{pr}^2 / (\omega(\omega + i\gamma))] \quad (2-26a)$$

$$\varepsilon_\phi = \varepsilon_0 [1 - \omega_{p\phi}^2 / (\omega(\omega + i\gamma))] \quad (2-26b)$$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_0 [1 - \omega_{pz}^2 / (\omega(\omega + i\gamma))] \quad (2-26c)$$

式中， ε_0 是真空中介电常数， $\omega_{pr}, \omega_{p\phi}, \omega_{pz}$ 是等离子体频率， γ 表示损耗因子。当介电常数大于真空中介电常数时，不需要采用色散模型处理。将公式 (2-26) 带入到公式 (2-25)：

$$\varepsilon_0 (\omega^2 - \omega_{pr}^2) (\omega^2 - \omega_{p\phi}^2) E_x = (\omega^4 - \omega^2 (\omega_{pr}^2 \sin^2 \phi + \omega_{p\phi}^2 \cos^2 \phi)) D_x + \omega^2 (\omega_{pr}^2 - \omega_{p\phi}^2) \sin \phi \cos \phi D_y$$

$$\varepsilon_0 (\omega^2 - \omega_{pr}^2) (\omega^2 - \omega_{p\phi}^2) E_y = (\omega^4 - \omega^2 (\omega_{pr}^2 \cos^2 \phi + \omega_{p\phi}^2 \sin^2 \phi)) D_y + \omega^2 (\omega_{pr}^2 - \omega_{p\phi}^2) \sin \phi \cos \phi D_x$$

$$\varepsilon_0 (\omega^2 - \omega_{pz}^2) E_z = \omega^2 D_z \quad (2-27)$$

利用傅里叶变换公式：

$$-i\omega \leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t}, \quad \omega^2 \leftrightarrow -\frac{\partial^2}{\partial t^2}, \quad i\omega^3 \leftrightarrow \frac{\partial^3}{\partial t^3}, \quad \omega^4 \leftrightarrow \frac{\partial^4}{\partial t^4} \quad (2-28)$$

将频域方程 (2-27) 转换为时域方程：

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \left(\frac{\partial^4}{\partial t^4} + (\omega_{pr}^2 + \omega_{p\phi}^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pr}^2 \omega_{p\phi}^2 \right) E_x &= \left(\frac{\partial^4}{\partial t^4} + (\omega_{pr}^2 \sin^2 \phi + \omega_{p\phi}^2 \cos^2 \phi) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) D_x - (\omega_{pr}^2 - \omega_{p\phi}^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sin \phi \cos \phi D_y \\ \varepsilon_0 \left(\frac{\partial^4}{\partial t^4} + \omega^2 (\omega_{pr}^2 + \omega_{p\phi}^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pr}^2 \omega_{p\phi}^2 \right) E_y &= \left(\frac{\partial^4}{\partial t^4} + (\omega_{pr}^2 \cos^2 \phi + \omega_{p\phi}^2 \sin^2 \phi) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) D_y - (\omega_{pr}^2 - \omega_{p\phi}^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sin \phi \cos \phi D_x \\ \varepsilon_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \omega_{pz}^2 \right) E_z &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} D_z \end{aligned} \quad (2-29)$$

这里，我们采用移位算子法将上式写成差分形式。移位算子 z_t 定义为 $z_t f^n = f^{n+1}$ ，对于

$y(t) = \frac{\partial f(t)}{\partial t}$ ，其中心差分形式为 $\frac{z_t+1}{2} y^n = \frac{z_t-1}{\Delta t} f^n$ 或者 $y^n = \frac{2}{\Delta t} \frac{z_t-1}{z_t+1} f^n$ 。观察上式，得到 $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow$

$\frac{2}{\Delta t} \frac{z_t-1}{z_t+1}$ 。根据数学归纳法，其通用形式为：

$$\frac{\partial^l}{\partial t^l} \rightarrow \left(\frac{2}{\Delta t} \frac{z_t-1}{z_t+1} \right)^l \quad (2-30)$$

将公式 (2-30) 带入公式 (2-29), 并写成累加和形式:

$$\sum_{l=0}^4 n_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l E_x = \sum_{l=0}^4 m_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l D_x + \sum_{l=0}^4 k_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \frac{\partial}{\partial t} \right)^l D_y \quad (2-31a)$$

$$\sum_{l=0}^4 q_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l E_y = \sum_{l=0}^4 p_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l D_y + \sum_{l=0}^4 w_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l D_x \quad (2-31b)$$

$$\sum_{l=0}^2 s_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l E_z = \sum_{l=0}^2 v_l \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^l D_z \quad (2-31c)$$

式中, $n_l, m_l, k_l, q_l, p_l, w_l, s_l, v_l$ 是 l 阶时间偏导的系数。公式 (2-31) 简化为:

$$E_x^{n+1} = \sum_{l=0}^4 a_l D_x^{n+1-l} + \sum_{l=0}^4 b_l D_y^{n+1-l} + \sum_{l=0}^4 c_l E_x^{n+1-l} \quad (2-32a)$$

$$E_y^{n+1} = \sum_{l=0}^4 d_l D_y^{n+1-l} + \sum_{l=0}^4 e_l D_x^{n+1-l} + \sum_{l=0}^4 f_l E_y^{n+1-l} \quad (2-32b)$$

$$E_z^{n+1} = \sum_{l=0}^2 g_l D_z^{n+1-l} + \sum_{l=0}^2 h_l E_z^{n+1-l} \quad (2-32c)$$

式中, $a_l, b_l, c_l, d_l, e_l, f_l, g_l, h_l$ 可以由公式 (2-31) 中系数计算得到。联合公式 (2-32) 和公式 (2-19), 我们可以得到电场 E_x, E_y 和 E_z 关于时间和空间的差分形式。

对于磁场 H_x, H_y 和 H_z , 可以采用类似的处理方式。根据文献 [176], 磁导率用 Lorentz 色散模型描述, 以磁导率 μ_z 为例:

$$\mu_z = \mu_0 [1 - \omega_{pz}^2 / (\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma)] \quad (2-33)$$

根据公式 (2-18), 磁场 H_z 满足本构关系:

$$\mu_z H_z = B_z \quad (2-34)$$

考虑无损耗时, $\gamma = 0$, 公式 (2-34) 的移位算子和差分形式分别为:

$$\mu_0 \left(- \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^2 - \omega_0^2 - \omega_{pz}^2 \right) H_z = \left(- \left(\frac{2 z_t - 1}{\Delta t z_{t+1}} \right)^2 - \omega_0^2 \right) B_z \quad (2-35)$$

$$H_z^{n+1/2} = \sum_{l=0}^2 i_l B_z^{n+1/2-l} + \sum_{l=0}^2 j_l H_z^{n+1/2-l} \quad (2-36)$$

式中, i_l, j_l 可以由公式 (2-35) 求得。综上所述, 结合辅助差分方程法和移位算子法, 可以得到各向异性色散介质中所有电场和磁场分量关于时间和空间的差分形式。进一步, 本文作者利用 MATLAB 软件自主编写了一套完整的各向异性色散 FDTD 程序。

除此之外, 本文作者也推导和编写了柱坐标系下各向异性色散 FDTD 算法, 这里不再具体展开。相比于直角坐标系 FDTD, 柱坐标系 FDTD 的差分形式简单, 所需要的计算机内存更小, 尤其是处理柱形变换光学器件。但是, 柱坐标系 FDTD 中每个 Yee 网格的尺寸不一样。当接近坐标原点时, Yee 网格尺寸会减小。根据 FDTD 稳定性要求, 时间步长也要随之变小。而且, 在坐标原点附近, 电场会出现奇异点。这是柱坐标 FDTD 需要特殊处理的

地方。在后续的仿真中,根据具体场景,我们将灵活选用直角坐标系 FDTD 和柱坐标系 FDTD,充分发挥各自的优势。

2.2.2 隐身衣的瞬态响应机理研究

隐身衣是最具代表性的变换光学器件之一。以二维柱体隐身衣为例,柱体的外半径为 R_2 , 内半径为 R_1 。电磁波需要平滑地绕过半径为 R_1 的隐身区域, 再按照原来的方向继续传播。因此, 隐身衣的坐标变换方程为:

$$r' = f(r) \quad \phi' = \phi \quad z' = z \quad (2-37)$$

其中, (r, ϕ, z) 是原坐标系, (r', ϕ', z') 是新坐标系。 $R_1 < r < R_2$ 环形区域对应是转换介质。

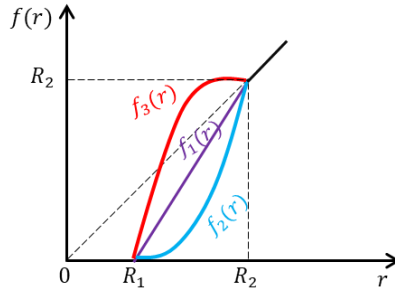


图 2.6 线性、凸、凹坐标变换示意图。横坐标表示物理空间, 纵坐标表示虚空间。

在原始和新坐标系中, 麦克斯韦方程保持它的形式不变, 只是介电常数和磁导率的表达式加上了一个共同的缩放因子。根据雅克比行列式, 求得新坐标系下的电磁参数为^[170]:

$$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_r}{\mu_0} = \frac{f(r)}{rf'(r)} \quad \frac{\varepsilon_\phi}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_\phi}{\mu_0} = \frac{rf'(r)}{f(r)} \quad \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_z}{\mu_0} = \frac{f(r)f'(r)}{r} \quad (2-38)$$

式中, ε_0 是真空中介电常数。因为转换介质的电导率和磁导率相等, 所以它的阻抗和空气阻抗一样, 入射波在空气和转换介质界面处不会发生反射^[172-173]。由于电磁波无法进入 $r < R_1$ 区域, 因此该区域的电磁参数可以为任何值, 即放置任何物体都不会影响仿真结果。理论上, 当坐标变换方程满足 $f(R_1) = 0, f(R_2) = R_2$ 时, 就可实现完美隐身。但是, 不同的坐标变换方程会导致转换介质中电磁场的空间分布不同, 并且隐身效果对边界处电磁参数微扰的敏感度也不同。如图 2.6 所示, 我们这里主要探讨三种代表性的坐标变换方程: 线性变换 $f_1(r)$, 凸变换 $f_2(r)$ 和凹变换 $f_3(r)$, 表达式如下^[113]:

$$f_1(r) = \frac{R_2}{R_2 - R_1}(r - R_1) \quad (2-39a)$$

$$f_2(r) = \frac{R_2}{(R_2 - R_1)^2}(r - R_1)^2, f_2'(R_1) = 0 \quad (2-39b)$$

$$f_3(r) = \frac{-R_2}{(R_2 - R_1)^2}(r - R_2)^2 + R_2, f_3'(R_2) = 0 \quad (2-39c)$$

以线性变换 $f_1(r)$ 为例，根据公式 (2-38)，转换介质的介电常数和磁导率为：

$$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_r}{\mu_0} = 1 - \frac{R_1}{r}, \quad \frac{\varepsilon_\phi}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_\phi}{\mu_0} = \frac{r}{r-R_1}, \quad \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_z}{\mu_0} = \left(\frac{R_2}{R_2-R_1}\right)^2 \left(1 - \frac{R_1}{r}\right) \quad (2-40)$$

在转换介质中，介电常数和磁导率的变化范围为：

$$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_r}{\mu_0} \in \left(1 - \frac{R_1}{R_2}, 1\right), \quad \frac{\varepsilon_\phi}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_\phi}{\mu_0} \in \left(\frac{R_2}{R_2-R_1}, \infty\right), \quad \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0} = \frac{\mu_z}{\mu_0} \in \left(0, \frac{R_2}{R_2-R_1}\right) \quad (2-41)$$

当介电常数/磁导率小于真空中电导率/磁导率时，介电常数用 Drude 色散模型描述，磁导率用 Lorentz 色散模型描述，见 2.2.1 节。因此， ε_r 和 μ_r 需要在整个转换介质中满足色散模型。 ε_z 和 μ_z 需要在 $R_1 < r < R_1 R_2^2 / (2R_1 R_2 - R_1^2)$ 环形区域内满足色散模型。以介电常数 ε_r 和 ε_z 为例，它们具体满足：

$$1 - \frac{\omega_{pr}^2}{(\omega(\omega + i\gamma))} = 1 - \frac{R_1}{r} \quad r \in (R_1, R_2) \quad (2-42a)$$

$$1 - \frac{\omega_{pz}^2}{(\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma)} = \left(\frac{R_2}{R_2-R_1}\right)^2 \left(1 - \frac{R_1}{r}\right) \quad r \in \left(R_1, R_1 R_2^2 / (2R_1 R_2 - R_1^2)\right) \quad (2-42b)$$

根据上式，求得等离子频率为：

$$\omega_{pr} = \sqrt{(\omega(\omega + i\gamma)) \frac{R_1}{r}} \quad (2-43a)$$

$$\omega_{pz} = \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma) \left[1 - \left(\frac{R_2}{R_2-R_1}\right)^2 \left(\frac{r-R_1}{r}\right)\right]} \quad (2-43b)$$

对于 ε_ϕ 和 μ_ϕ ，由于它们在整个转换介质中都大于等于真空中电导率/磁导率，因此不需要采用色散模型来表征。理论上，当 $r = R_1$ 时， $\varepsilon_\phi/\varepsilon_0 = \mu_\phi/\mu_0 \rightarrow \infty$ 。但是，FDTD 仿真中无法将 ε_ϕ 和 μ_ϕ 设置为无穷大。经过多次收敛性验证，我们取 $\varepsilon_\phi/\varepsilon_0 = \mu_\phi/\mu_0 = 10^8$ 。该数值是可靠的因为继续增加该值几乎不影响仿真结果。

在 FDTD 仿真中，隐身衣的几何参数设置为 $R_1 = 6 \text{ mm}$ ， $R_2 = 25 \text{ mm}$ ，隐身目标是完美电导体圆柱。考虑 TM 平面波入射时，我们只需解决 ε_r ， ε_ϕ 和 μ_z 三个参数的色散问题。磁流源波形为 $\vec{M}(t) = \hat{z}\cos(2\pi f_0 t)$ ，频率 $f_0 = 28.5 \text{ GHz}$ ，周期 $T_0 = 35.09 \text{ ps}$ ，波长 $\lambda_0 = 10.53 \text{ mm}$ 。平面波从 $x = -69 \text{ mm}$ 出射，穿过色散隐身衣，到达观测面 $x = 49 \text{ mm}$ 。

图 2.7 展示了基于线性、凸和凹坐标变换方程的隐身衣在 $t = 321.42 \text{ ps}$ ， $t = 511.61 \text{ ps}$ 和 $t = 1049.41 \text{ ps}$ 时刻的空间磁场分布。平面波穿过隐身衣后，刚开始的波形并不平整，没有实现预期的隐身效果。经过一段时间的谐振后，相位幅度才得以恢复，隐身效果清晰可见。虽然三种坐标变换隐身衣在 $r > R_2$ 区域的磁场空间分布一致，但是在转换介质 $R_1 < r < R_2$ 内的磁场空间分布完全不同。为了明晰隐身衣的稳态过程，图 2.8 给出了观测点

(49,0) mm 处磁场实部的时间演化过程。当磁场曲线与自由空间中磁场曲线重合时，我们认为隐身衣达到稳态；可以看出，凸坐标变换隐身衣需要的稳态时间最长。进一步，在保持 R_2 不变时，我们调节 R_1 的大小，观测稳态时间与隐身衣几何结构的关系。仿真结果表明隐身衣需要的稳态时间随着隐身区域的增大而显著增加，或者说谐振时间随着转换介质厚度的减小而增加。

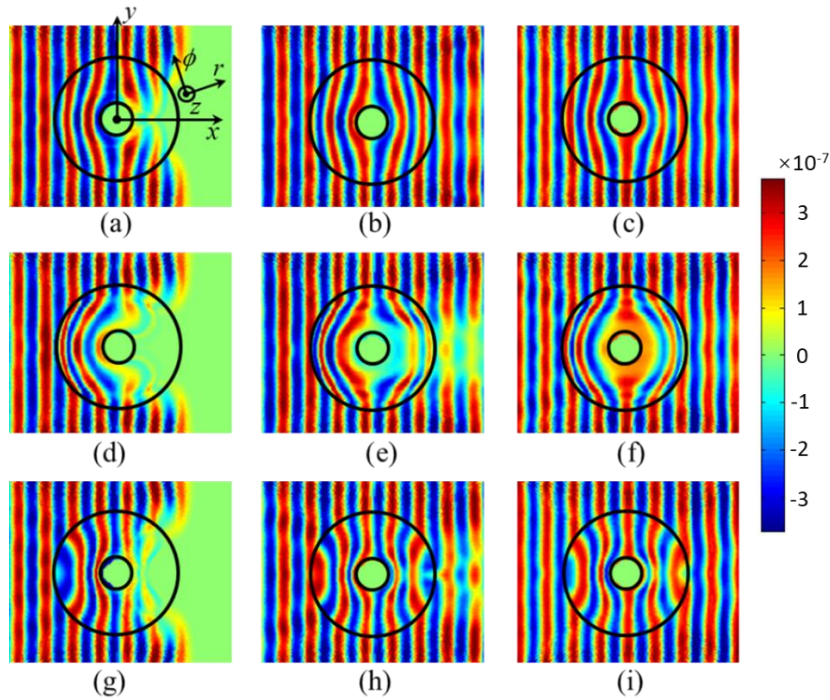


图 2.7 隐身衣在 (a, d, g) $t = 321.42$ ps, (b, e, h) $t = 511.61$ ps 和 (c, f, i) $t = 1049.41$ ps 时的空间磁场分布，隐身衣的几何尺寸为 $R_1 = 6$ mm, $R_2 = 25$ mm, 转换介质的电磁参数分别是基于 (a-c) 线性变换方程, (d-f) 凸变换方程和 (g-i) 凹变换方程而设计的。

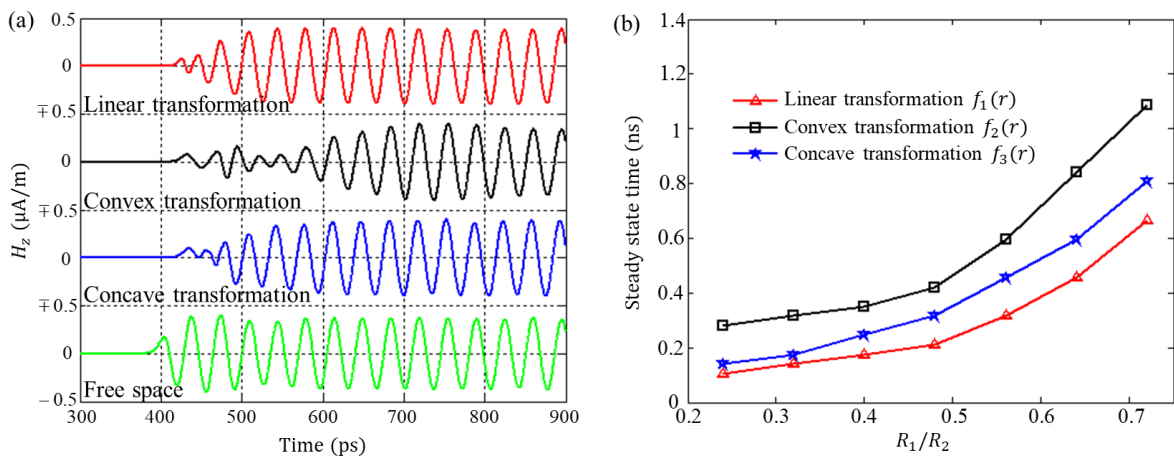


图 2.8 (a) 在隐身衣和自由空间中观测点 (49,0) mm 处磁场实部的时间演化过程；(b) 三种坐标变换隐身衣的稳态时间随 R_1/R_2 的变化曲线。

进一步，我们探讨调制高斯脉冲平面波入射到线性坐标变换隐身衣时的瞬态响应。高斯脉冲包络为 $C(t) = \exp(-4\pi(t - t_0)^2/\tau^2)$ ， $\tau = 500$ ps， $t_0 = 0.8\tau$ 。入射波的数学表达式为 $\bar{M}(t) = \hat{z}C(t)\cos(2\pi f_0 t)$ ，载波频率 $f_0 = 39.0$ GHz，其它设置和图 2.7 中一致。由于材料色散的存在，隐身衣理论上只能在单一频率实现完美隐身，这里的单一频率设置为载波频率。

图 2.9a 和 b 分别是 $t = 569.7$ ps 和 $t = 321.42$ ps 时刻的空间磁场分布。由于波在转换介质中传播比背景空气中慢，因此在高斯脉冲刚开始穿过隐身衣时，隐身衣的前向留下一块阴影，如图 2.9a。当高斯脉冲穿过隐身衣后，转换介质中的能量需要经过一定时间后才能完全释放，如图 2.9b。产生上述现象的原因是变换光学隐身衣本质上只考虑了电磁波相位的完美传输，而不直接提供能量信息。如果用光线追踪法分析，转换介质中能量传播延迟是因为光在转换介质中传播的距离更长^[177-179]。

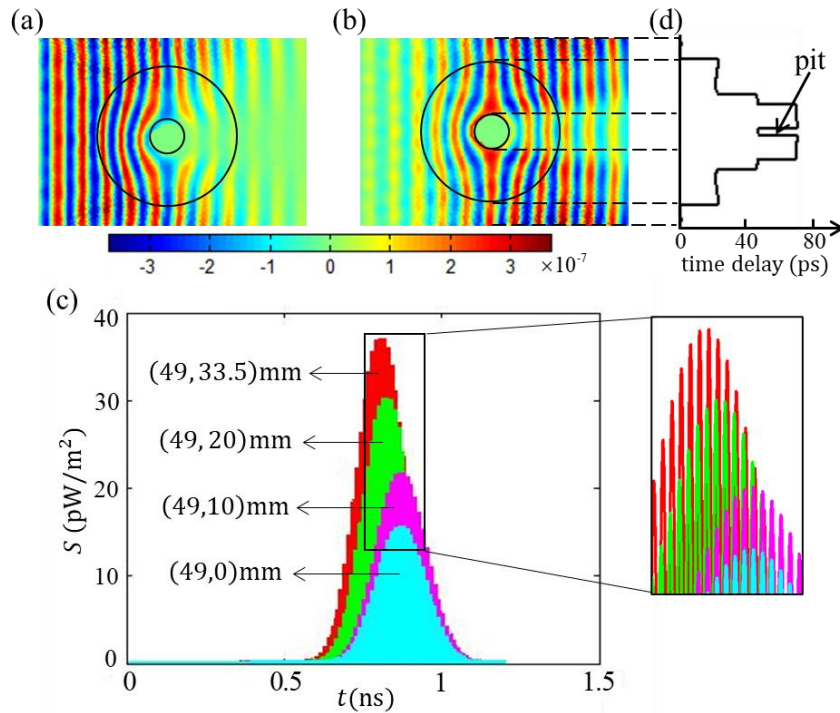


图 2.9 调制高斯脉冲入射到线性坐标变换隐身衣时的瞬态响应。(a) $t = 569.7$ ps 和 (b) $t = 321.42$ ps 时刻的空间磁场分布；(c) 观测点 (49,0) mm, (49,10) mm, (49,20) mm 处瞬时波印廷功率的时间变化曲线，其中，(49,33.5) mm 表示自由空间的点；(d) 时间延迟空间分布，最大的时间延迟为 75.6 ps，隐身衣中心点的时间延迟为 50.4 ps。

接下来，我们选择四个观测点 (49,0) mm, (49,10) mm, (49,20) mm 和 (49,33.5) mm 来研究具体的延迟时间^[174-175]。由于观测点 (49,33.5) mm 位于隐身衣在 y 轴投影范围 $[-R_2, R_2]$ 之外，因此它可以近似表示自由空间中电磁波的传播情况。图 2.9c 给出了四个观测点的

瞬态波印廷功率 $\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}$ 的时间变化曲线。我们定义瞬态波印廷功率包络的波峰对应的时刻为信号到达观测点的时刻，通过与自由空间点 (49, 33.5) mm 的信号到达时刻相比，得到观测点的具体延迟时间。根据几何光学理论，越接近于 $y = 0$ 的光线，传播路径越长，延迟时间越长^[179]。因此，信号到达时刻顺序应该是 (49, 33.5) mm, (49, 20) mm, (49, 10) mm, (49, 0) mm。但是，仿真结果显示信号到达观测点 (49, 0) mm 比 (49, 10) mm 早。造成这种现象的原因是高斯脉冲进入色散隐身衣后，靠近隐身衣边界的波会发生扭曲，不能用简单的几何光学来近似。图 2.9d 给出了观测面 $x = 49$ mm 上所有观测点的时间延迟分布，呈现一个中心有凹槽的“梯”形，类似于三维球形隐身衣的“火山”形时间延迟分布^[175]。

最后，我们研究调制高斯脉冲穿过隐身衣前后的频谱变化^[176]。入射波频谱和透射波频谱通过对观测点 (-45, 0) mm 和 (49, 0) mm 的时间连续信号进行傅里叶变换来得到。如图 2.10 所示，调制高斯脉冲的初始中心频率为 39.0 GHz，穿过隐身衣后，被移至 39.56 GHz。因此，位于隐身衣背后的观测者会看到蓝移现象。该现象是由材料色散引起，大于隐身频率的入射波分量与前向散射波相长干涉，透射波增强；相反低于隐身频率的透射波削弱。

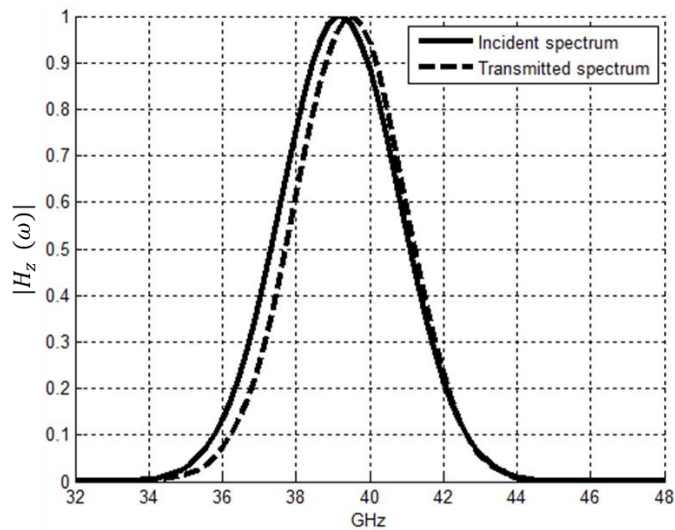


图 2.10 调制高斯脉冲穿过隐身衣前后的频谱。入射波的中心频率为 39.0 GHz，穿过隐身衣后，蓝移至 39.56 GHz。

2.2.3 超散射的瞬态响应机理研究

超散射与隐身衣在设计方法上有异曲同工之妙，但是在实现功能上却截然相反。在柱坐标系中，柱形超散射器的电磁参数张量是对角阵，对角线上电磁参数都是负数。如果采用直角坐标系 FDTD 算法，其差分推导过程繁琐，且仿真占用计算资源和内存更多。鉴于此，我们直接在柱坐标系下构建各向异性色散 FDTD 算法，研究超散射器的宽频和色散等问题，揭示超散射器的瞬态响应机理。

考虑图 2.11a 中内半径为 R_1 和外半径为 R_2 的二维柱形超散射器，背景是自由空间。超散射器的功能是使半径为 R_1 的小圆柱与半径为 R_3 的大圆柱的散射截面一样。从视觉效果上，人们可以看到了一个比物理尺寸更大的“像”。为了实现这个功能，我们需要进行两步光学变换：先将 $r < R_1$ 区域拉伸到 $r < R_3$ 区域，再将 $R_2 < r < R_3$ 区域折叠到 $R_1 < r < R_2$ 区域。上述过程用坐标变换方程表示为 $r' = f(r)$, $\phi' = \phi$, $z' = z$, 其中，

$$f(r) = \begin{cases} rR_3/R_1 & r \leq R_1 \\ \frac{(R_3-R_2)(R_2-r)}{(R_2-R_1)} + R_2 & R_1 < r < R_2 \\ r & r \geq R_2 \end{cases} \quad (2-44)$$

式中，超散射器的放大系数定义为 $m = f(R_1)/R_2$ ，坐标变换方程的示意图如图 2.11b 所示。根据公式 (2-38)，得到如图 2.11c 所示的超散射器电磁参数分布。整个超散射器包括两部分：半径为 R_1 的散射体和 $R_1 < r < R_2$ 的环形补偿介质外壳。在补偿介质区域内，相对电导率和磁导率全部为负数。在其它区域，相对电导率和磁导率全部是大于等于 1 的正数。

考虑 TM 平面波入射的情况，我们只需处理 ϵ_r , ϵ_ϕ 和 μ_z 的色散问题。主要步骤为：先求得柱坐标系 FDTD 中每个 Yee 网格的介电常数和磁导率，再带入到色散模型中，求出等离子体频率，最后推导出电场和磁场的时间空间差分形式。在柱坐标 FDTD 的边界处，我们采用坐标伸缩完美匹配层 (coordinate stretched PML, CS-PML) 来吸收散射波^[171]。

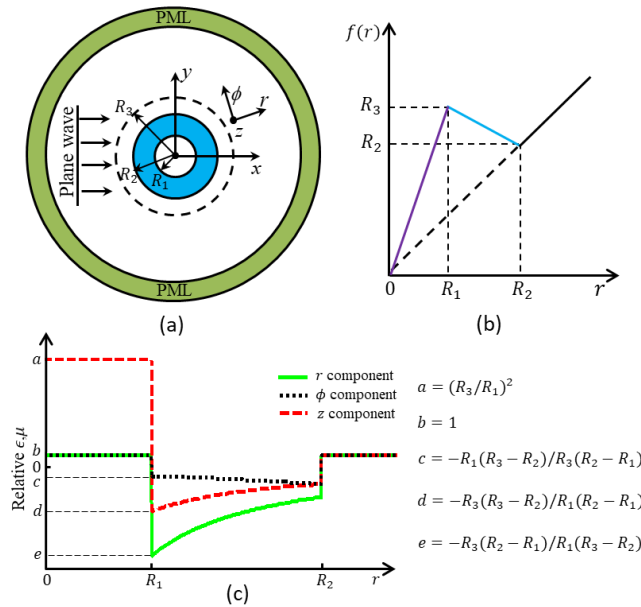


图 2.11 (a) 二维超散射器的 FDTD 仿真模型，蓝色环形区域是基于变换光学设计的补偿介质，包裹半径为 R_1 的金属圆柱，它的散射场与半径为 R_3 的黑色虚线金属圆柱诱导的散射场一样；(b) 坐标变换方程示意图，横坐标表示物理空间，纵坐标表示虚空间；(c) 超散射器的相对介电常数和磁导率随半径变化情况。

在 FDTD 仿真中，超散射器的参数设置为 $R_1 = 5 \text{ mm}$ ， $R_2 = 12 \text{ mm}$ ， $R_3 = 16.8 \text{ mm}$ 。中间圆柱是完美电导体，电导率趋向无穷大。磁流源位于 $x = -64.7 \text{ mm}$ 处，数学表达式为 $\bar{M}(t) = \hat{z}\cos(2\pi f_0 t)$ ，频率 $f_0 = 32.2 \text{ GHz}$ 。图 2.12a-e 是超散射器的空间磁场分布随时间的演化过程。经过一段时间后，超散射器才达到图 2.12e 中所示的稳态，其磁场分布在 $r > R_3$ 区域与图 2.12f 中等效金属圆柱诱导的空间磁场分布一样。

超散射器为何需要一定时间才能达到稳态，这是因为补偿介质是由负折射率材料构成，在平面波入射下，它需要先存储入射波的能量，如图 2.12b。存储的入射波能量与内部金属圆柱发生散射，在补偿介质的作用下，散射波与入射波再次发生相长干涉，渐渐地形成了散射增强的效果，这也解释了为何补偿介质中磁场幅度比其它区域大^[179]。

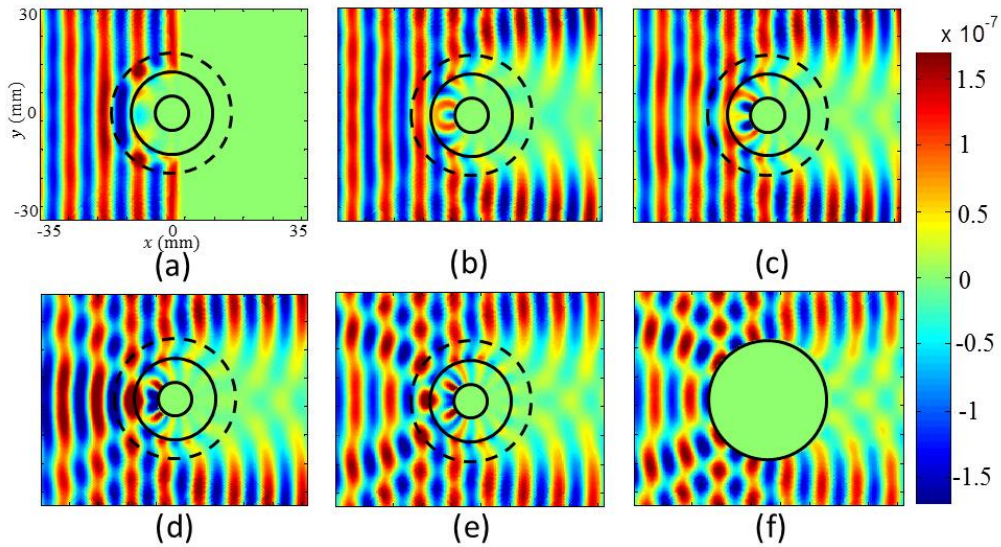


图 2.12 空间磁场分布的时间演化过程。(a-e) 分别为 $t = 222.60 \text{ ps}$ ， 364.35 ps ， 501.06 ps ， 650.58 ps ， 2510.13 ps 时刻的空间磁场分布；(f) 半径为 R_3 的金属圆柱在 $t = 2510.13 \text{ ps}$ 时刻的空间磁场分布。

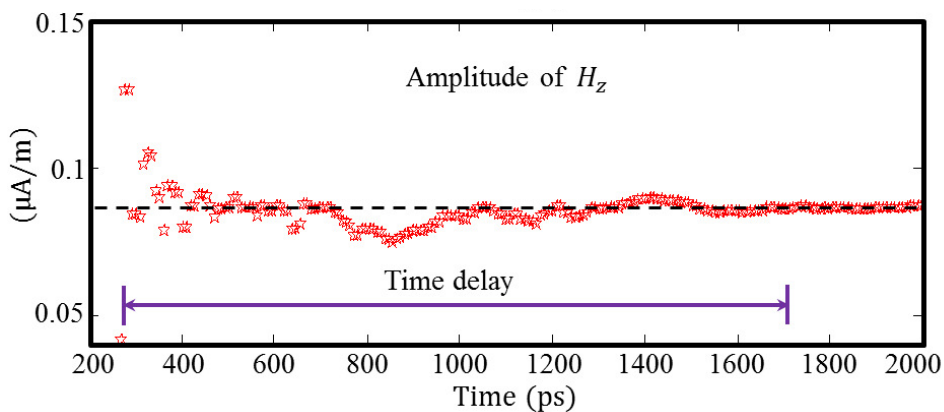


图 2.13 点 $B(16.8, 14.4) \text{ mm}$ 处磁场幅度随时间变化曲线。

在此动态过程中，如果透射磁场的幅度在连续 10 个周期内的相对变化率 $\Delta < 1\%$ ，我们认为该观测点的磁场达到稳态。延迟时间或稳态时间定义为信号刚到达观测点和该点磁场达到稳态的时间跨度。以图 2.13 为例，点 $B(16.8, 14.4)$ mm 的延迟时间从 $t = 271$ ps 到 $t = 1712$ ps，持续 1441 ps。

图 2.14 给出了延迟时间与超散射器放大系数的关系。当放大系数增大时，超散射器需要收集更多的入射波能量，因此延迟时间增加。文献[180-181]指出一个无损耗的超透镜理论上需要无限长时间才能达到稳态，而图 2.14 中却显示有限的稳态时间，这主要有两方面原因。第一，在 FDTD 仿真中，有限大小的 Yee 网格决定了截止电磁波的波数，小于截止电磁波波数的分量会被 FDTD 忽略。第二，我们定义的延迟时间是磁场幅度在 10 个周期内的相对变化率 $\Delta < 1\%$ ，而理论上 Δ 应该是无穷小。文献[181]中显示一个放大系数为 2 的超透镜在 $\Delta < 8\%$ 时大约需要 60 ps 的稳态时间，而图 2.14 显示同样放大系数的超散射器在 $\Delta < 1\%$ 时大约需要 4300 ps。如果采用和文献[181]一样的标准 $\Delta < 8\%$ ，超散射器的稳态时间将缩短至 1200 ps。两者之间仍然存有一些差别，这是因为文献[181]引入了损耗因子 $\sigma = 1.8 \times 10^{-3}$ ，而 FDTD 仿真中没有考虑材料的损耗，所以稳态时间会更长。

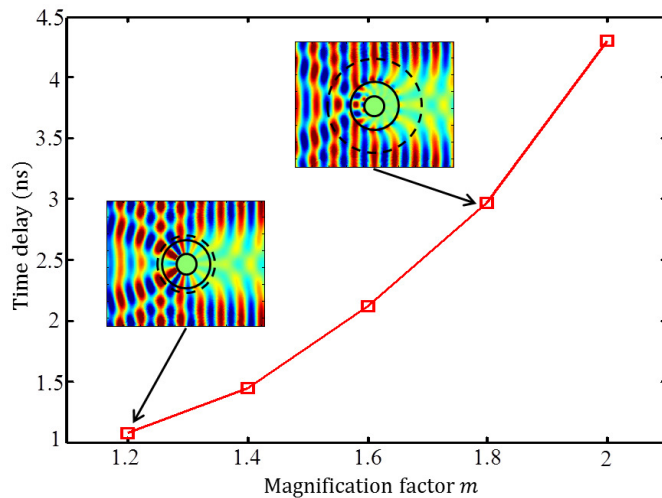


图 2.14 延迟时间与超散射器放大因子的关系，两个插图分别表示放大因子为 1.2 和 1.8 的超散射器在稳态时的空间磁场分布。

最后，我们将超散射器内部的金属圆柱换成风扇形金属散射体，研究散射体本身与时间延迟的关系。如图 2.15 所示，风扇形金属散射体由四片均匀大小的叶片组成，叶片的几何参数 $\theta = 32^\circ$ ，中心圆盘的半径为 2 mm。超散射器和仿真的其它参数与图 2.14 保持一致。以 $R_3 = 16.8$ mm 为例，图 2.15a 和 b 分别展示了 $t = 622.65$ ps 和 $t = 4200$ ps 时刻的空间磁场分布，图 2.15c 为等效的大尺寸风扇形金属散射体的空间磁场分布，图 2.15d 给出

了不同放大系数下的时间延迟。与图 2.14 相比，在相同放大因子下，风扇形金属散射体的稳态时间更长。这可能是由于风扇形金属散射体有更多的棱角和边缘，产生了更多的倏逝波，因此需要更长时间的谐振才能达到稳态。

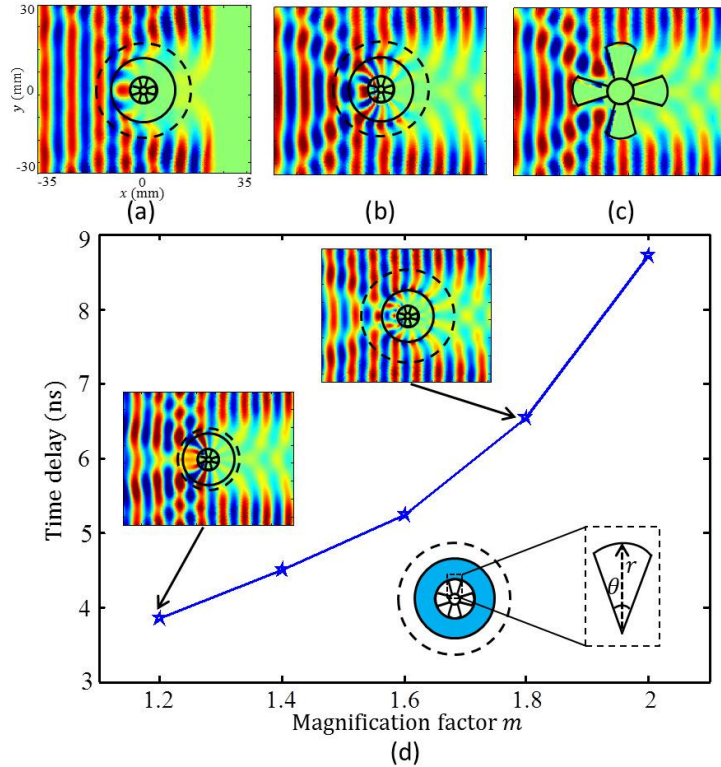


图 2.15 补偿介质包裹风扇形金属散射体时的仿真结果。(a-b) 分别是 $t = 622.65 \text{ ps}$ 和 $t = 4200 \text{ ps}$ 时刻的空间磁场分布；(c) 等效的大尺寸风扇形金属散射体的空间磁场分布；(d) 延迟时间与超散射器放大系数的关系，两个插图分别表示放大因子为 1.2 和 1.8 的超散射器在稳态时的空间磁场分布，右下角插图是风扇形金属散射体的示意图。

2.3 实验方法

在设计实验时，为了获得理想的异向介质和超表面结构，研究人员常采用等效介质理论和传输线模型等方法。本节，我们将简要阐述本论文用到的方法：传统的等效电路模型和近些年来广受关注的智能设计方法，即深度学习进行异向介质和超表面正逆向设计。

2.3.1 等效电路方法

在提取三维体态异向介质的本构参数时，研究者往往采用等效介质理论^[182]。但是，如果直接将此方法应用于二维超表面会存在一定问题，因为等效介质理论要求异向介质在三维方向上都具有一定的厚度，而超表面不满足该条件。如果强制采用此方法，研究者需要赋予超表面一定的厚度，导致提取的本构参数与厚度有关，而非本征参数。对于超表面，

研究者往往采用表面阻抗的表征方式。如何提取表面阻抗，目前有多种方案，例如美国密歇根大学 Grbic 教授等人利用表面等效原理提取垂直入射条件下表面电导纳和表面磁阻抗，应用于电磁波波前器件的设计^[183]，如图 2.15。等效电路模型也是常用的方法，其核心是将超表面结构等效为电容电感电阻网络，进而计算其表面阻抗^[184]。根据表面阻抗，可以分析超表面的传输和色散特性。这种方法的优点是直观、速度快，能够预测滤波特性。

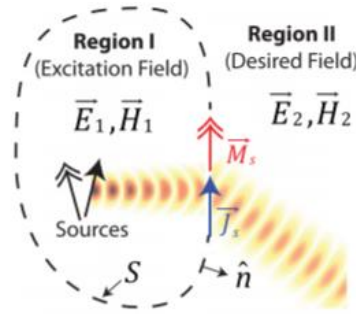


图 2.15 表面等效原理提取超表面的表面阻抗^[183]。

以图 2.16 中的几种基本超表面结构为例，我们简述等效电路模型的原理。如图 2.16a 所示，当电场方向垂直于金属带栅时，金属边缘会感性出等量的正负电荷，电荷的极性会随着电场方向周期性变化。加上金属带栅的缝隙会形成电容效应，其电容的经验公式为 $C = \epsilon_0 \epsilon_{eff} \frac{2D}{\pi} \ln(\csc(\pi g/2D))$ ，其中， D 为单元的周期， g 为缝隙宽度， $\epsilon_{eff} = \frac{1+\epsilon_r}{2}$ ， ϵ_r 为介质的相对介电常数^[184]。该结构的表面阻抗为 $Z_s = -1/i\omega C$ ，对于低频信号，表面阻抗较大，信号会传输到输出端，因此表现为低通滤波器。如图 2.16b 所示，当电场方向平行于金属带栅时，电荷会沿着带栅移动，形成电感效应，其电感的经验公式为 $L = \mu_0 \frac{D}{2\pi} \ln(\csc(\pi w/2D))$ ，其中， w 为金属宽度。该结构的表面阻抗为 $Z_s = -i\omega L$ ，对于高频信号，表面阻抗较大，信号可以传输到输出端，因此表现为高通滤波器。

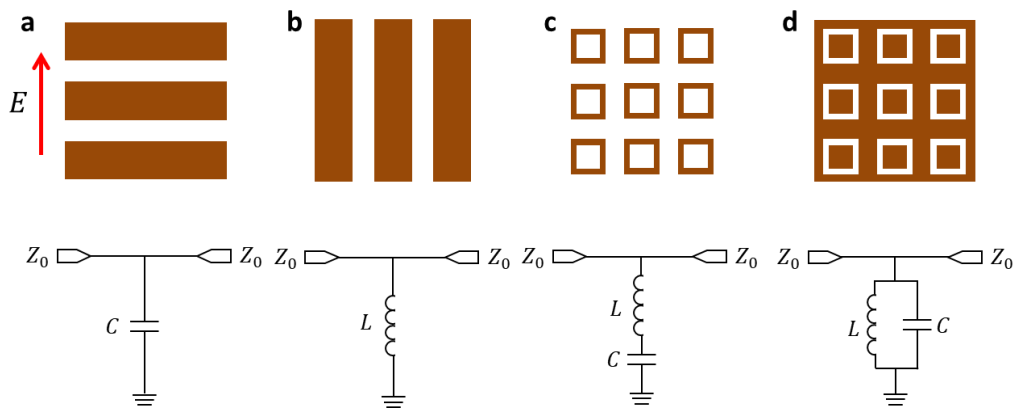


图 2.16 (a-d) 容性带栅、感性带栅、方环贴片、方环缝隙超表面结构及其等效电路。

基于上述基本的电容电感概念，其它的超表面结构也可以用电容电感网络进行等效。以图 2.16c 的方环贴片为例，与电场方向平行的贴片部分等效为电感，贴片的中间缝隙等效为电容，两者构成一个串联电容电感网络，谐振频率为 $\omega = 1/\sqrt{LC}$ 。当射频信号频率等于谐振频率时，串联电路阻抗为零，信号返回输入端口，传输率接近为零。当射频信号频率越偏离谐振频率时，信号的传输效率越高。因此，该超表面结构表现为带阻滤波器。类似地，对于图 2.16d 的方环缝隙，它可以等效为电容电感并联电路，表现为带通滤波器。

进一步，图 2.17 展示了几种更复杂的超表面结构，研究者也推导了它们的等效电路模型和表面阻抗^[86]。以图 2.17a 中金属贴片阵列为例^[185]，其表面阻抗为 $Z_s^{Patch} = \frac{\eta_0^2}{2(\epsilon_r + 1)Z_s^{Mesh}}$ ，其中， $Z_s^{Mesh} = \frac{-i\omega\eta_0 D}{2c\pi} \ln \csc(\pi w/2D)$ ， η_0 为自由空间的阻抗。根据表面阻抗，可以推导出超表面结构的色散特性和人工等离激元传输模式。如果将其平面阵列结构绕成二维柱面形式，还可以设计散射相消隐身衣和方向性散射等器件。值得注意的是，在实际中，超表面结构之间会存在强耦合效应，它们的电容电感值往往需要借助全波仿真和优化算法进行修正。

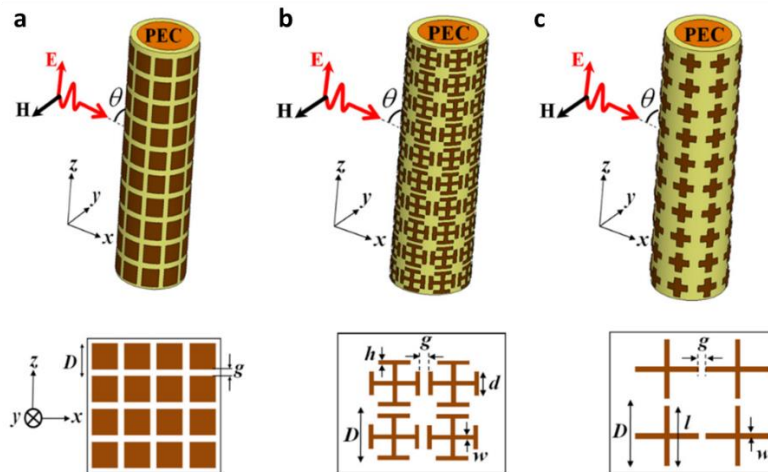


图 2.17 (a) 贴片平面阵列和柱面阵列；(b) Jerusalem 交叉平面阵列和柱面阵列；(c) 十字形平面阵列和柱面阵列^[86]。

2.3.2 智能设计方法

一个理想的异向介质或超表面设计方法至少应该具备两个主要功能：第一，根据给定的超表面结构预测其光学特性，即正向预测。第二，根据用户自定义的光学特性设计超表面结构，即逆向设计。针对正向预测，目前常用的是电磁数值仿真。通过大量的数值迭代求解麦克斯韦方程组，直到结果收敛，此过程耗时费力，效率低。针对逆向设计，目前常见的方法包括遗传算法、水平集方法和拓扑优化等。然而，这些算法的性能受到初始解和搜索过程的影响较大。而且，随着求解问题规模和复杂性的增加，它们通常会无能为力。

近些年，深度学习开始渗入异向介质、超表面、拓扑绝缘体和光子晶体等结构的设计和优化之中，用于解决传统设计中耗时费力和效率低等问题^[186-191]。与传统方法不同，深度学习作为一种数据驱动方法，可以表示和泛化复杂的函数或数据，从而发现大量变量之间的非线性关系^[192]。目前，它已经广泛应用于语音识别、视觉对象识别等传统领域，也开始渗入到材料、化学和物理等新兴领域^[193-197]。在电磁学领域中，深度学习在结构设计和逆问题中也得到了一些的应用，包括美国麻省理工学院 Soljacic 教授课题组用神经网络求解层状纳米球的散射谱^[197]（图 2.18a），美国佐治亚理工学院 Cai 教授课题组用生成性对抗神经网络设计超表面^[188]（图 2.18b），美国东北大学 Liu 教授用神经网络分析手性超表面的极化转换性能^[189-190]（图 2.18c）。

目前相关工作的大致流程是先对单元结构进行像素化处理，再利用理论或者数值仿真方法生成训练数据，最后建立深度学习模型对生成数据进行调参训练，同时实现单元结构的正向光谱预测和逆向结构设计等功能。相比于传统的电磁数值仿真方法，它具有速度快和准确率高等优点。相比于传统的逆向优化算法，它可以针对用户自定义的光谱，快速计算出对应的单元结构，避免了反复迭代过程。然而，目前大多数研究是关于亚波长单元结构的理论设计、优化和预测，相关实验研究还很少，尤其是可重构单元结构和宏观器件。

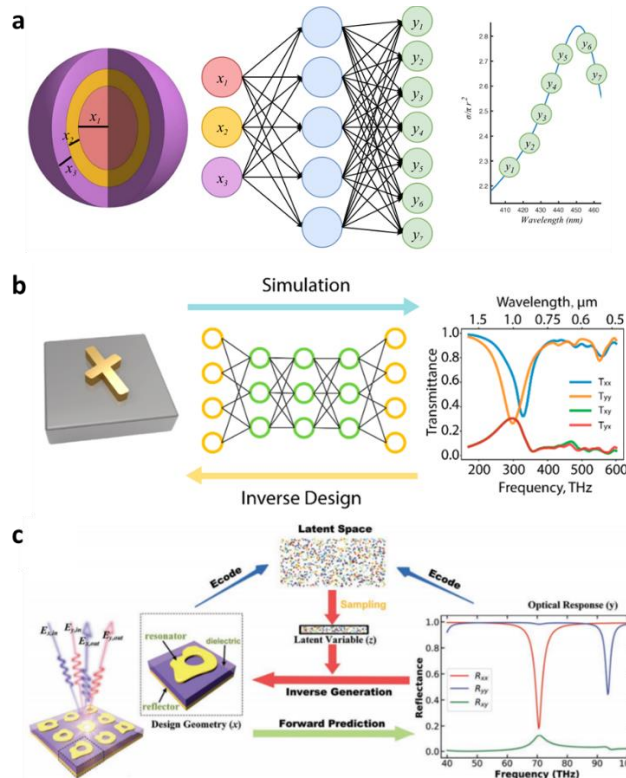


图 2.18 (a) 全连接神经网络设计多层纳米球^[187]；(b) 生成性对抗神经网络设计超表面^[188]；(c) 半监督神经网络设计超表面^[190]。

2.4 本章小结

本章探讨了智能电磁隐身和超散射的研究方法，包括解析方法，数值方法和实验方法。具体地，解析方法包括变换光学方法、散射场重构方法和经典散射理论；数值方法包括色散各向异性 FDTD 算法；实验方法包括等效电路方法和智能设计方法。在探讨中，我们分析了物理原理和研究现状，并给出具体应用案例。

在解析方法中，变换光学，作为一种有效操控电磁场的方法，可以用于设计很多新颖的电磁功能器件和亚波长尺度光学器件。散射场重构方法主要用于指导超表面的理论设计。经典散射理论可以用于精确求解规则物体的散射，例如层状圆柱/球的隐身衣和超散射器。在实际应用和器件设计中，我们需要灵活地选用一种或结合多种上述方法。

在数值方法中，本文作者自主建立和编写了直角坐标系下和柱坐标系下能够同时处理色散和各向异性介质的通用 FDTD 算法。先从麦克斯韦方程组中的两个旋度方程出发，推导出电位移和磁通量密度关于时间和空间的差分形式。再结合辅助差分方程法和移位算法，推导出各向异性色散介质的电磁本构关系的差分形式。相比于传统的数值算法，该 FDTD 算法功能更加强大，尤其是对复杂电磁参数的器件。以隐身衣和超散射为例，论文作者具体分析了它们的瞬态响应和工作原理，揭示了很多传统频域方法难以预知的有趣电磁现象，并进行了物理解释。

在实验方法中，传统等效电路方法可以用于快速、直观地对单元结构进行性能分析和推测。新型智能设计方法不仅可以精确地对异向介质和超表面进行电磁特性分析，还可以针对用户自定义的电磁特性进行快速逆向结构设计，挖掘光与物质的潜在作用关系。智能设计方法工作效率高、响应速度快、对实时性应用场景具有重要价值。

本章的研究方法为分析和设计智能隐身衣、超散射和其它电磁器件提供了理论和实验指导，为后续研究的顺利展开奠定了坚实基础。

本章的相关工作已在 Optics Letters 和 Optics Express 期刊上发表。

第三章 基于深度学习的智能隐身

在第一章,我们系统介绍了隐身衣的发展历史和研究现状,包括变换光学、保角变换、散射相消和超表面等主流的隐身方法。这些研究大大促进了隐身领域的发展,但是由于隐身所需电磁参数苛刻、隐身材料制备困难、隐身频带窄等难点,导致它们大多只能工作在固定已知的背景环境和入射波模式,离实际应用还有一定的距离。当背景环境或者入射波条件发生改变时,隐身性能将会大打折扣,甚至完全丧失。本章,我们首次理论提出和实验实现了基于深度学习的新型智能隐身,在不需要任何人为操控的情况下,快速地动态适应变化的背景环境和外界刺激,从而与背景环境的电磁特征融为一体,实现自适应隐身。

3.1 智能隐身的意义和实现难点

Pendry 教授提出的变换光学隐身方法是基于麦克斯韦方程的形式不变性,通过对空间坐标进行变换,控制电磁波绕过被隐身的区域,按照原来的方向继续传播。这种隐身衣需要的电磁参数非常苛刻,空间非均匀、各向异性和无色散。因此,在实验上,人们往往先固定隐身衣的工作模式,再采取简化电磁参数的方法,优化设计出满足对应要求的异向介质。这种处理方式在一定程度上破坏了隐身器件的性能,而且往往只能工作在既定的环境背景和入射波模式,例如窄频带、单一极化和固定入射角度等。其它的隐身方法也在不同程度上受限于应用场景和入射波模式,例如:散射相消隐身往往只能工作在单频点单极化,且只适用于电磁参数和结构尺寸都固定的亚波长物体。

理想的隐身衣效果应该和自然界中章鱼和变色龙一样,能够快速自主地适应变化的背景环境和外界刺激。章鱼表皮中含有多种颜色的色素细胞,包括黑、红、黄、白等类型。针对不同的背景环境,周围的肌纤维瞬间扩张或收缩色素细胞,从而改变皮肤的颜色、纹理,使其与背景融合。对于温度、光线和机械等外界刺激,章鱼也能随之响应,趋利避害。

如何才能实现章鱼式的隐身,这是一个非常有趣且极具挑战性的课题。以章鱼为例,我们具体需要做到以下三点。第一,我们需要设计类似章鱼色素细胞的可重构电磁异向介质,能够在宽频带范围内强有力地控制光的幅度、极化和相位特性。第二,我们需要开发类似章鱼中枢神经一样的核心控制系统,揭示光与隐身器件之间的作用机制,根据不同的背景环境或者刺激,无监督地指导隐身器件调节内部单元结构。第三,我们需要搭建类似章鱼光敏细胞一样的感知系统,实时快速地探测入射波和周围环境的变化信息,从而构建出一套完整的“感知-反应-隐身”的智能隐身系统。

针对上述问题，我们首次理论提出和实验实现了基于深度学习的新型智能隐身器件。当背景环境或者入射波发生改变时，智能隐身器件自主地调整隐身器件内部单元结构，实时保持隐身状态。智能隐身的实现不仅有望将传统隐身技术应用在动态、开放、复杂的实际环境中，还可以大大促进异向介质正逆向设计、智能异向介质和光子器件的发展。

3.2 智能隐身的物理原理和实现方法

3.2.1 智能隐身的物理原理

众所周知，极化、幅度、相位和频率是光的基本属性。当光入射到地形和物体上时（图 3.1b），它会沿着各个方向散射，改变了光原有的属性和传播方式。与图 3.1a 中的背景场 (\vec{E}_b, \vec{H}_b) 相比，图 3.1b 中引入了一个额外的散射场 $(\vec{E}_{obj}, \vec{H}_{obj})$ 。这部分散射场携带了物体的信息，使得我们人眼或者电磁波探测器能够看到和区分物体。当物体表面覆盖上一层超薄的超表面隐身衣（图 3.1c），物体表面会引入边界不连续性，重构散射场的幅度、相位和极化，使得它的散射场和图 3.1a 的背景场一致。这样，人眼或者电磁波探测器只能看到地形，而无法看到物体，即物体隐身。

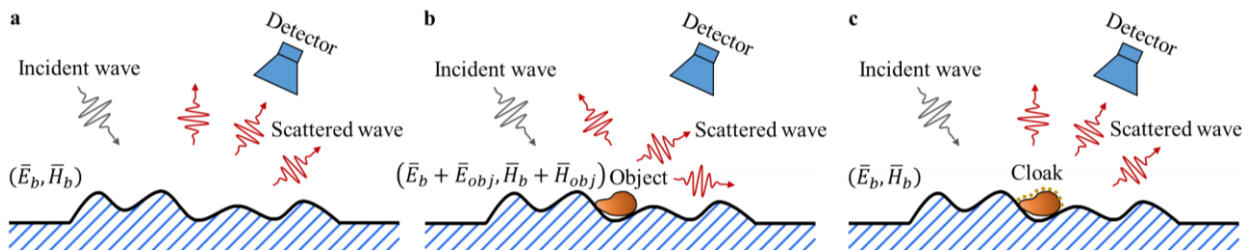


图 3.1 电磁波探测和隐身原理。

为了实现这种隐身效果，超表面隐身器件中每个单元结构的局部反射谱需要根据地形环境、隐身器件的位置和入射波的特性来严格设计。接下来，根据散射场重构方法，我们具体推导每个单元结构的局部反射谱。

基于广义斯涅耳反射定律^[34]：

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{1}{k} \frac{d\phi(x)}{dx} \quad (3-1)$$

式中， k 是自由空间中的电磁波波数； θ_i 和 θ_r 分别是入射角和反射角； $\phi(x)$ 是反射相位偏移。对于固定的 θ_i ，通过控制空间 $\phi(x)$ 的分布，我们可以灵活调控反射角度 θ_r 。对于图 3.2 所示的地形和隐身衣，公式 (3-1) 改写为：

$$\sin(2 \cdot (\theta_g + \theta_{l2}) - \theta_{l1}) - \sin(\theta_{l1}) = \frac{1}{k} \frac{d\phi(x)}{dx} \quad (3-2)$$

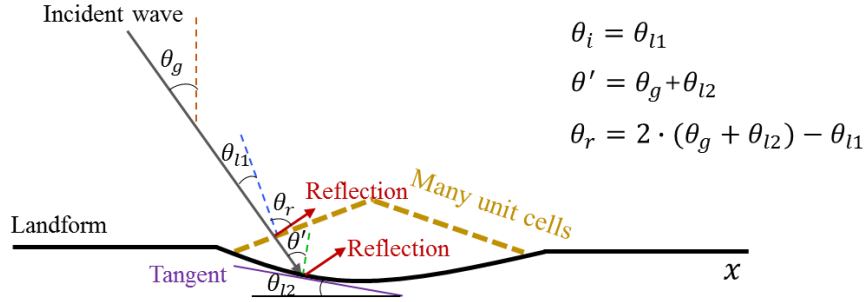


图3.2 超表面在复杂地形中的隐身原理。

简化公式 (3-2)，得到：

$$2 \cdot k \cdot \cos(\theta_g + \theta_{l2}) \cdot \sin(\theta_g + \theta_{l2} - \theta_{l1}) = \frac{d\phi(x)}{dx} \quad (3-3)$$

最后，将反射相位偏移 $\phi(x)$ 改写成积分的形式：

$$\phi(x) = 2 \cdot k \cdot \int \cos(\theta_g + \theta_{l2}) \cdot \sin(\theta_g + \theta_{l2} - \theta_{l1}) dx \quad (3-4)$$

当地形为平面时，即 $\theta_{l2} = 0$ ， $\phi(x) = 2 \cdot k \cdot \cos(\theta_g) \cdot h(x)$ ， $h(x)$ 为单元结构中心到地面的距离。这和文献[93]中使用的公式相同，验证了上述推导的正确性。在实际中，物体所处的地形千变万化，如果从图像分类的角度出发，我们很难用有限的样本去概括和描述它。但是，根据公式 (3-4)，地形信息可以转化成隐身器件中每个单元结构所需要的局部反射相位偏移 $\phi(x)$ 。相较于千变万化的地形而言，反射相位偏移 $\phi(x)$ 是比较容易概括和描述的。上述结论为接下来智能隐身器件的成功实现奠定了理论基础。

3.2.2 智能隐身的实现方法

如图3.3所示，智能隐身系统主要包括五个部分：可重构超表面、地形环境探测器、入射波探测器、神经网络模块和超表面控制平台。地形环境和入射波探测器实时将周围环境和入射波信息传递给神经网络模块，神经网络经过快速计算，给超表面控制平台发出指令，调节超表面的电磁特性，实现实时隐身效果。

可重构超表面由大量超薄亚波长的单元结构周期排列构成，覆盖在被隐身物体的表面。在微波频段，可以在每个超表面单元结构中加载变容二极管，通过施加不同的直流偏置电压，改变单元结构的等效电路参数，进而调控单元结构的反射特性^[198-199]。当每个单元结构都提供理论需要的局部反射谱，整体的散射场将被重构，与背景的散射场一致。

地形环境探测器用于探测地形和隐身器件的位置信息，入射波探测器用于探测入射波的频率、极化和入射角度信息。根据这些信息，结合公式 (3-4)，理论推导出隐身器件中每个单元结构需要提供的局部反射相位偏移 $\phi(x)$ ，再输入到神经网络模块中。神经网络模

块的作用是构建超表面单元结构{反射谱和入射波}→{偏置电压}的直接映射，如图3.4a，入射波作为神经网络的输入之一是因为超表面本身具有强烈的色散和非局域效应^[200] (nonlocal effect)。神经网络计算出的偏置电压通过超表面的电源控制平台提供给单元结构中的变容二极管，进而实现隐身功能，如图3.4b。

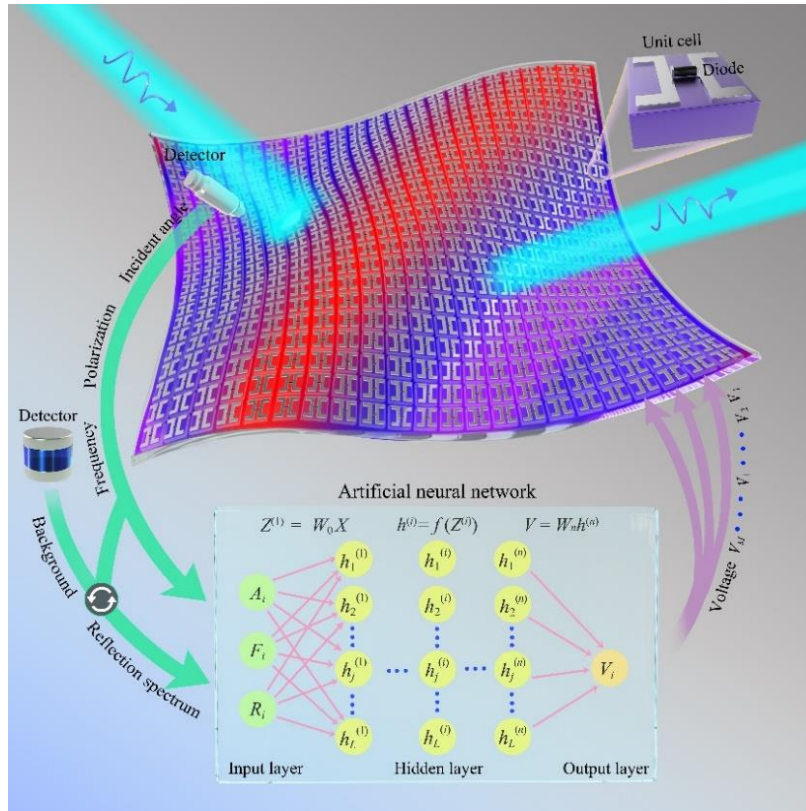


图 3.3 智能隐身示意图。

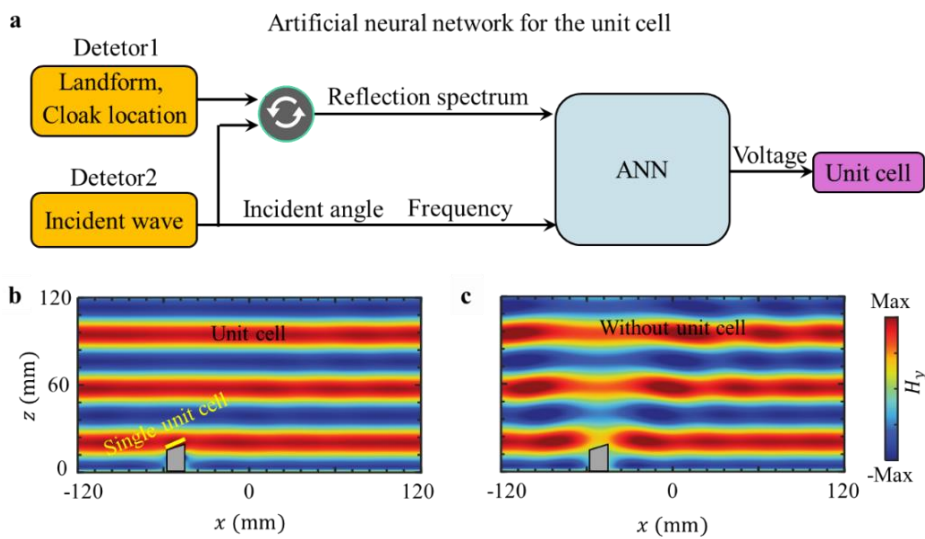


图 3.4 (a) 超表面单元结构的神经网络模型；平面波垂直入射到 (b) 覆盖有超表面单元和 (c) 裸露的亚波长物体上时的空间磁场分布；(b-c) 是商业软件 CST Microwave Studio 的仿真结果，入射波为 TM 波，磁场垂直纸面方向，频率为 8 GHz。

对于大尺寸物体，我们需要大量亚波长超表面单元结构将其完全覆盖，训练好的神经网络模型独立控制每个单元结构，如图 3.5a。以图 3.5b 和 c 为例，当入射波垂直入射到裸露的大尺度金属障碍物上时，障碍物产生了很强散射，反射波阵面被严重扭曲。相反，当超表面覆盖住障碍物时，反射波的幅度和相位得以恢复，如同电磁波入射到平坦的反射镜面一样。

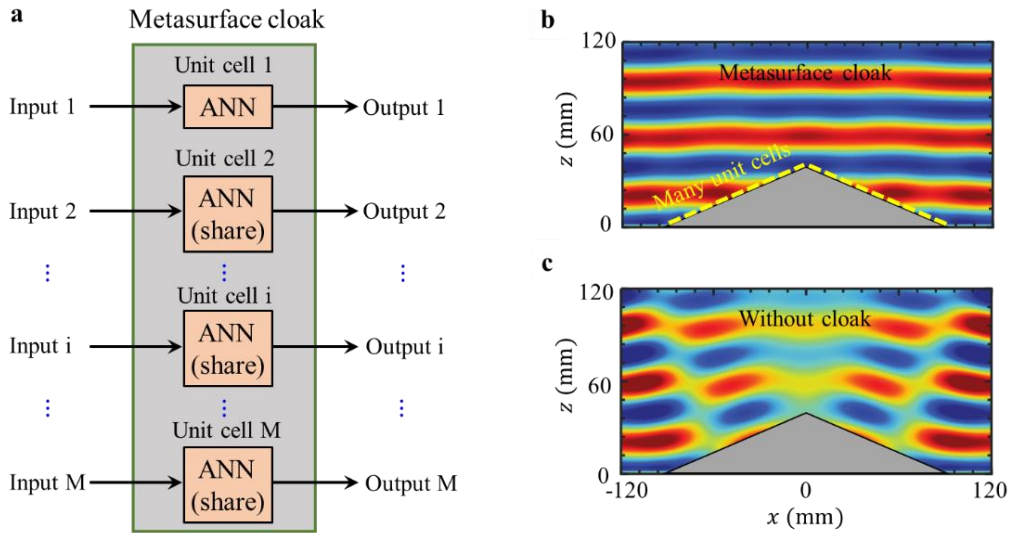


图 3.5 (a) 神经网络应用于超表面隐身器件中的每个单元结构；平面波入射到 (b) 覆盖有超表面和 (c) 裸露的大尺度物体上的空间磁场分布；(b-c) 是商业软件 CST Microwave Studio 的仿真结果，入射波为 TM 波，频率为 8 GHz。

3.3 智能隐身的仿真验证

3.3.1 智能隐身的结构设计

如图 3.6a 所示，我们设计了在宽频带内具有高效调节能力的超表面单元结构。超表面单元结构主要由三部分构成：最上面是分裂的工字型金属贴面，在工字型中间，加载一个变容二极管；中间是相对介电常数为 $3.5+0.003i$ 的 F4B 介质板材；最底层是完整的金属层，保证单元结构具有高反射率。超表面单元结构工作在电场沿着二极管的方向，如图 3.6a。图 3.6b 是商业 SMV2019-079LF 变容二极管的 SPICE 模型。为了便于超表面单元结构的设计和优化，我们先用商业软件 Advanced Design System 提取出变容二极管的等效电路模型参数，再代入电磁仿真软件 CST Microwave Studio 中进行仿真。如图 3.6c 所示，变容二极管的等效电路模型是一个 RLC 串联射频电路，通过 Advanced Design System 的 S 参数来逆向修正 RLC 参数。以垂直入射为例，图 3.8 给出了超表面的数值仿真结果，其调节相位在较宽频率范围内几乎覆盖了 -180° 到 180° 。

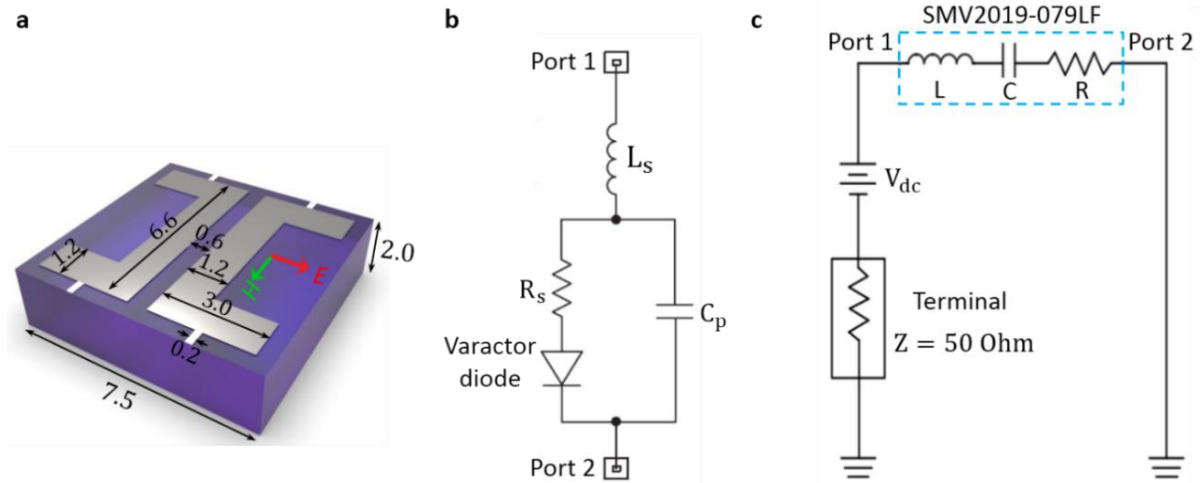


图 3.6 (a) 超表面单元结构示意图，单位：mm，变容二极管加载在分裂的工字型中间，电场沿着变容二极管的方向，介质基板的相对介电常数为 $3.5+0.003i$ ；(b) SMV2019-079LF 变容二极管的 SPICE 模型；(c) SMV2019-079LF 变容二极管的等效电路模型。

传统的超表面设计主要是依靠全波数值仿真和自下而上的设计方法。这种方法存在以下几个主要弊端，限制了它的应用范围。第一，全波数值仿真本身需要反复迭代求解麦克斯韦方程组直到收敛，该计算过程繁杂耗时，设计效率低。第二，为了获得理想的超表面单元结构，研究者往往需要反复的甚至盲目的人为调节和尝试，这会导致大量失败的仿真结果，而这些失败的结果经常会被丢弃，造成计算资源的浪费。第三，电磁波与超表面的作用关系是复杂和非线性的，即使用户需求发生细微变化，研究者也需要重新设计和优化超表面，这种方式难以应用在对实时性要求高的场景中，例如光学成像和动态隐身。

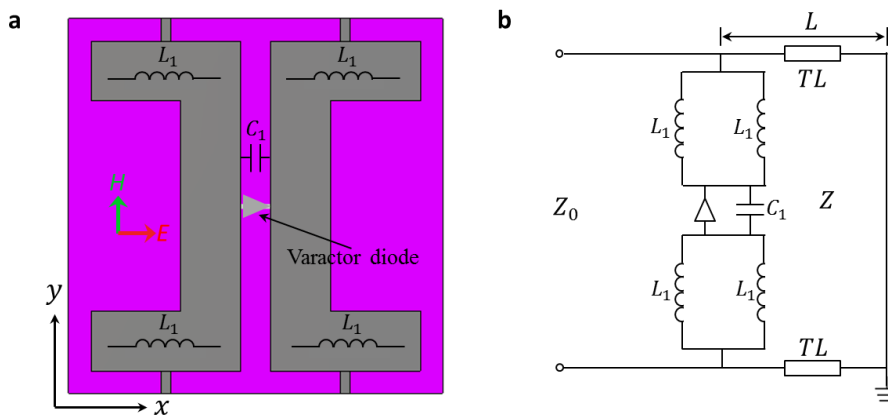


图 3.7 超表面单元结构的等效电路模型。(a) 超表面结构的俯视图；(b) 单元结构的等效电路， $Z_0 = 377 \Omega$ 是自由空间中的阻抗， L_1 是金属贴片电感， C_1 是间隙电容， $Z = Z_0/\sqrt{\epsilon_r}$ 和 $L = 2\pi d/\lambda_s$ 是传输线的特性阻抗和电长度，其中， ϵ_r 和 d 是介质基板的相对介电常数和厚度， λ_s 是介质基板中的波长。

深度学习可以表示和泛化复杂的函数或数据,从而发现大量变量之间的复杂非线性关系。它不仅提高了模式识别、文本翻译和计算机视觉等传统领域的技术水平,也逐渐渗入到材料科学和量子力学等新型领域^[192-197]。在电磁领域,深度学习在人工材料的设计和 optimization 方面得到了初步理论和仿真应用^[186-191],见 2.3.2 节。相较于全波数值仿真,深度学习方法具有精度高,速度快和实时性强等优点,不仅可以用于正向超表面反射透射特性的预测,还可以根据用户自定义输出进行逆向超表面结构设计。这里,我们将机器学习方法用于分析电磁波和超表面的作用机制,得到的反射谱与数值仿真的结果非常吻合,如图 3.8。传统的等效电路方法(图 3.7)和数据插值方法的预测精度和运行速度都不同程度逊色于深度学习(图 3.8),而且在其它方面也有局限性。例如:等效电路方法往往只能对简单的超表面结构和入射波模式进行粗略分析,其等效电路参数也往往需要配合逆向优化算法进行反复调节。数据插值需要大量的原始数据样本,尤其是对非线性数据。

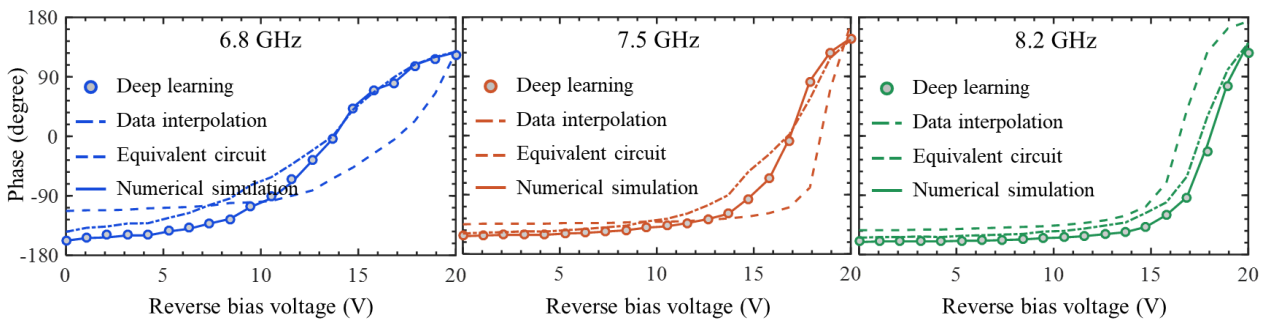


图 3.8 数值仿真、等效电路、数据插值和深度学习四种方法获取的超表面反射谱。

3.3.2 智能隐身的瞬态响应机理

利用 2.2 节中的 FDTD 算法,嵌入训练好的神经网络,观测智能隐身器件的瞬态响应。以二维的三角形金属为隐身目标(图 3.9c),24 个单元结构构成的超表面隐身衣覆盖在其表面。三角形金属的斜边长度为 90 mm,斜角为 20° 。仿真区域在 y 方向是周期边界,其它方向是完美匹配层,用于模拟自由空间。如图 3.9b 所示,一组天线阵列用于实时捕获入射波的信息,其中,入射波频率通过对采集的连续时间信号进行傅里叶变换得到,入射角度通过分析天线阵列的空间相位差来得到^[201]。由于仿真中只考虑 TM 极化平面波,所以极化特性不需要额外探测。

在 FDTD 仿真中,超表面单元结构的初始反向偏置电压全部设置为零,如图 3.9f。当高斯脉冲从 $z = 120$ mm 的位置入射到障碍物上,入射波和障碍物相互作用,反射波波形被严重扭曲,如图 3.9d。经过 15 毫秒后,探测器将入射波信息和背景信息传递给训练好的神经网络模型,超表面的隐身功能被激活,反射波的幅度和相位很快恢复平整(图 3.9e),

和背景的反反射场一致。该仿真案例揭示了智能隐身器件从探测，到反应，到隐身的动态全过程，初步验证了智能隐身器件的可行性。注意这里的 15 毫秒是智能隐身器件在实验中需要的反应时间，为了和实验结果一致，我们设置 FDTD 仿真中智能隐身器件的反应时间也为 15 毫秒。

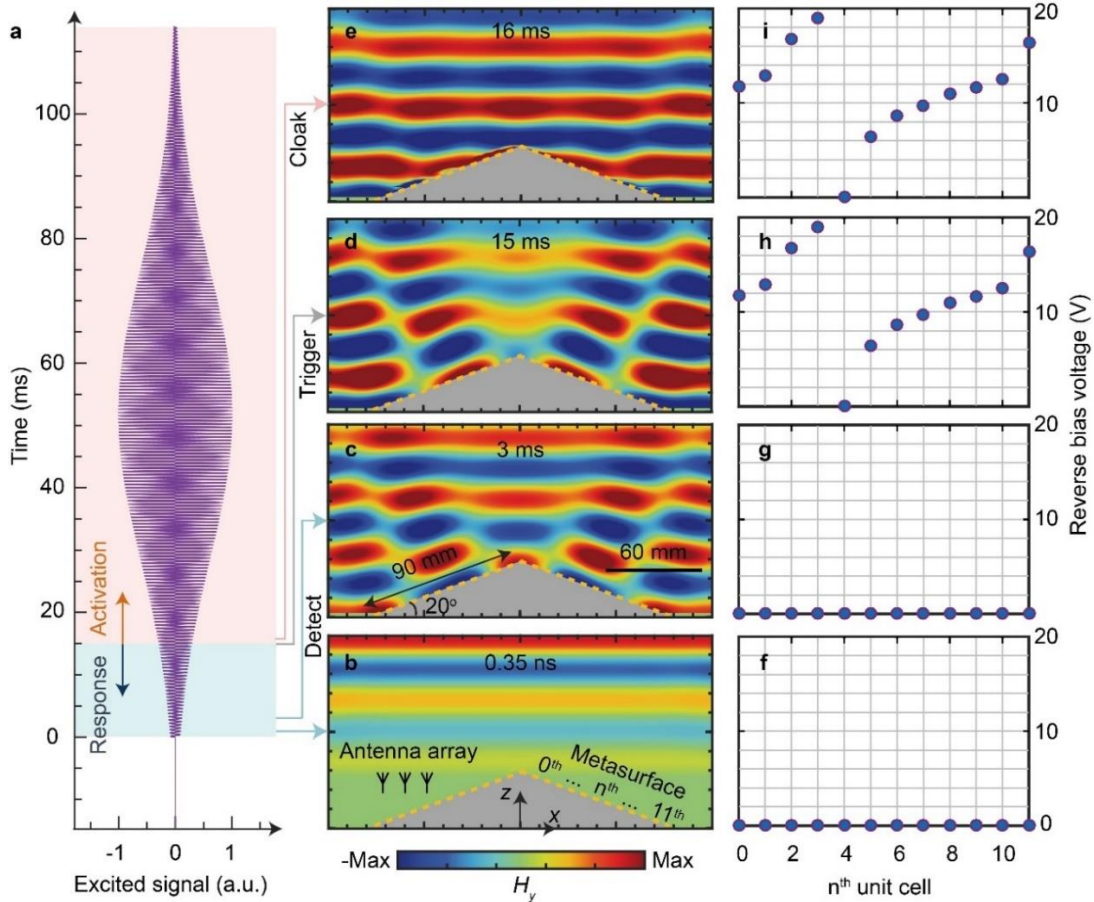


图 3.9 智能隐身器件的瞬态响应。(a) TM 平面波的波形，满足 $g(t) = \cos(2\pi \cdot f_c \cdot (t - t_0))e^{-((t-t_0)/\tau)^2}$ ，中心频率 $f_c = 8 \text{ GHz}$ ， $\tau = 33 \text{ ms}$ ， $t_0 = 52 \text{ ms}$ ；(b-e) 分别表示 0.35 ns、3 ms、15 ms 和 16 ms 时的空间磁场分布，经过 15 ms 反应时间后，超表面隐身功能被激活，散射场被重构；(f-i) 表示右边 12 个超表面单元结构的反向偏置电压，由于该隐身物体是左右对称的，因此在垂直入射波下左边 12 个超表面单元结构的反向偏置电压与右边是相同的。

3.4 智能隐身的实验验证

3.4.1 电磁波探测系统和环境感知系统

电磁波探测系统和环境感知系统作为智能隐身器件的两个重要的外界感知系统，它们的探测精度、灵敏性和实时性很大程度决定了智能隐身器件的隐身性能。

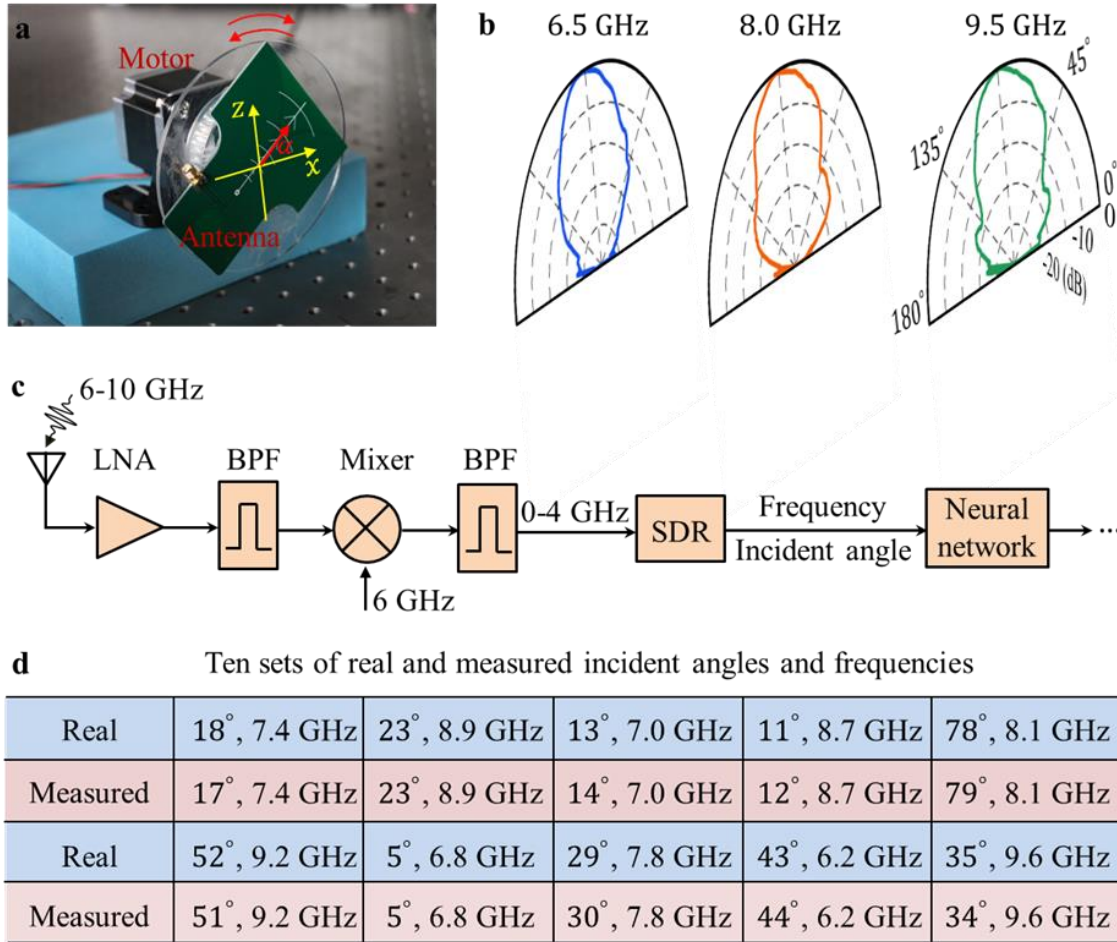


图 3.10 电磁波探测系统。(a) 电磁波采集装置，超宽带 Vivaldi 天线附在高速步进电机上；(b) 超宽带 Vivaldi 天线在 6.5 GHz、8.0 GHz 和 9.5GHz 的测量辐射方向图；(c) 射频信号处理系统示意图，6-10 GHz 入射信号先降频至 0-4 GHz，再送至软件无线电平台（工作频率 0-6 GHz），LNA，低噪声放大器；BPF，带通滤波器；SDR，软件无线电平台；(d) 十组随机设置的入射波和实验测量结果。

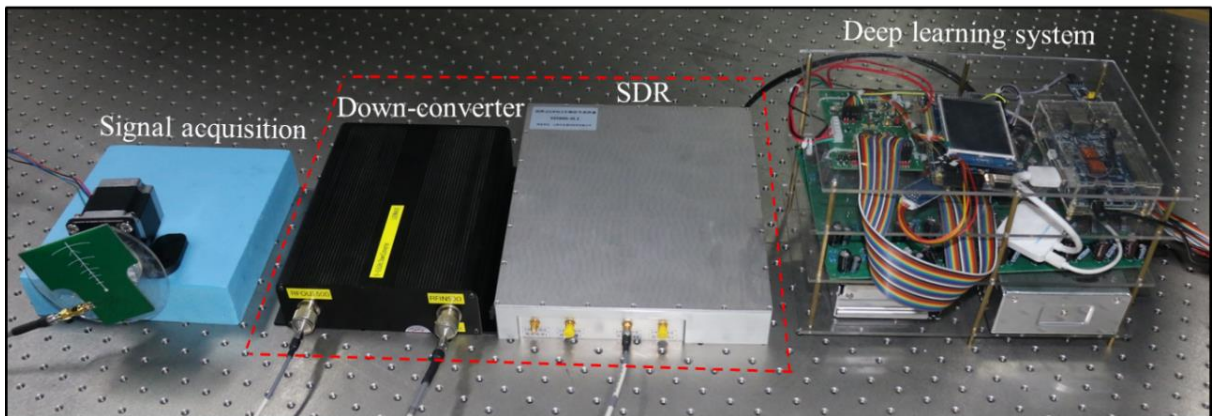


图 3.11 射频信号处理系统的实验图，包括信号采集模块、降频模块、软件无线电模块和深度学习系统。

电磁波探测系统需要实时获取入射波的频率，入射角度和极化信息。我们将一个超宽带 Vivaldi 天线（增益 7 dBi，工作范围 1.4–10.5 GHz）附在步进电机上（图 3.10a），采集步进电机在不同转动角度下的信号，结合感知算法，来推算入射波信息。这种设计方法和传统的机械扫描雷达原理相似，例如 APG-63(V)1 雷达。图 3.10b 是 Vivaldi 天线在 6.5 GHz、8.0 GHz 和 9.5 GHz 的辐射方向图。步进电机在 24 V 的空载转速是 2,000 r.p.m。为了方便实验，我们控制步进电机前向转半圈再反向转半圈，即 α 的周期为 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 0^\circ$ 。射频信号处理系统的示意图如图 3.10c 所示，入射信号（6–10 GHz）先通过低噪声放大器、带通滤波器，再经过混频器降频至 0–4 GHz 的范围，最后传输给商用软件无线电平台（工作频率 0–6 GHz）进行 A/D 数据转换和处理。入射信号的频率通过对采集的信号进行时间傅里叶变换得到，整个频谱中能量最高的频率即为入射信号的频率。入射信号的入射角通过记录信号能量最强时对应的步进电机的角度获取，即 $90^\circ - \alpha$ 。因为隐身器件工作在单极化，所以我们固定入射波的极化，不需要额外探测。实验中，我们随机设置 10 组入射信号，从图 3.10d 可以看出，实验测量结果和真实数据非常贴合。

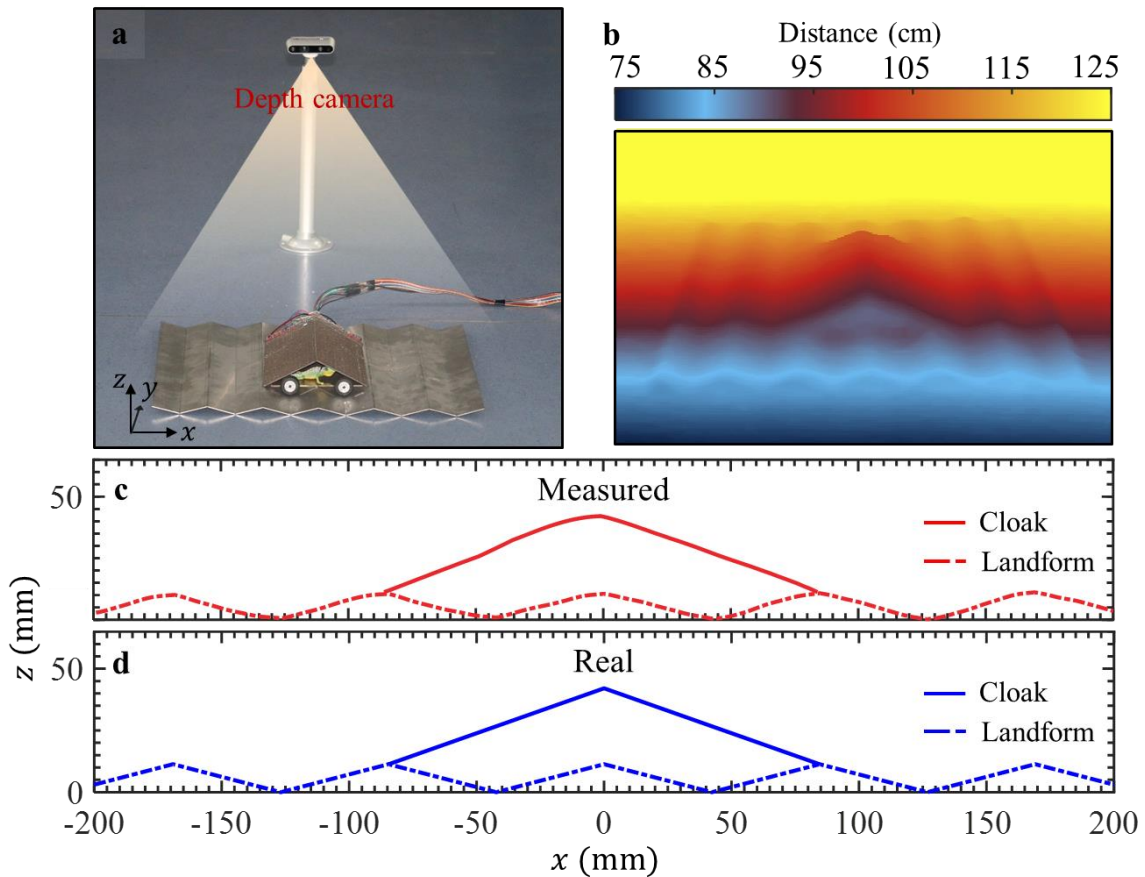


图 3.12 环境感知系统。(a) 深度摄像头用于探测地形和隐身器件高度信息；(b) 测量的空间距离分布；(c) 测量的和 (d) 实际的地形和隐身器件高度信息。

环境感知系统的目的是实时获取地形和隐身器件的高度信息。我们采用一个深度摄像头 (Intel RealSense D435i, 每秒 90 帧) 来实时捕获视野中物体和它自身的欧几里得距离 (图 3.12a)。以 zigzag 地形为例, 图 3.12b 是实际测量的空间距离分布, 利用三角函数将空间距离分布转化为高度分布。可以发现, 测量的高度分布 (图 3.12c) 和实际的高度分布 (图 3.12d) 非常贴合, 验证了环境感知系统的精确性。

3.4.2 智能隐身的数据收集和神经网络构建

由于二极管等效模型和实验加工精度等因素的制约, 超表面的 CST Microwave Studio 仿真结果与实验结果可能会不一致。为了提高智能隐身器件的精度, 我们实验采集加工超表面的反射谱来代替仿真数据。图 3.13 是超表面反射谱的实验测量装置, 两个喇叭天线 (电场方向垂直于地面) 放置在距离超表面 1.5 m (约几十个波长) 的位置, 使得入射波传播到超表面时近似为平面波。我们给超表面的单元结构施加不同的反向偏置电压 (从 0 V 到 20 V), 改变发射天线的入射角度 (从 -90° 到 90°), 收集不同组合下超表面的反射数据 (6-10 GHz)。同时, 我们也收集了不同组合下纯金属铜板的反射数据, 用于对超表面的反射谱数据进行校准和归一化处理^[178]。

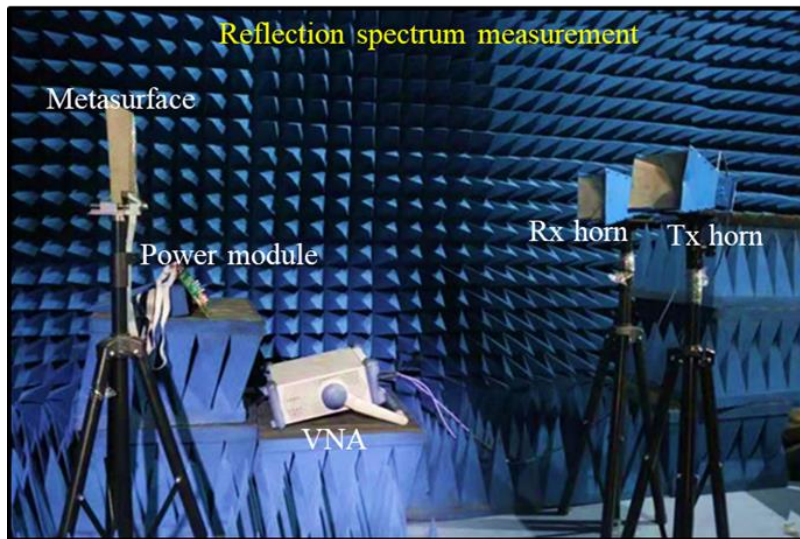


图 3.13 超表面反射谱的实验测量装置。

图 3.14 给出了几组在垂直入射下超表面反射谱与偏置电压的关系。超表面在 6-10 GHz 范围内都有较宽的相位覆盖范围 (图 3.14a)。由于变容二极管内部阻抗的存在, 超表面的反射幅度受到不同程度的抑制 (图 3.14b)。但是, 在后续的实验测量中, 我们发现它并没有对智能隐身器件的隐身性能产生明显影响。在未来工作中, 我们可以通过引入微波增益来弥补损耗, 进一步提升智能隐身器件的性能^[202]。

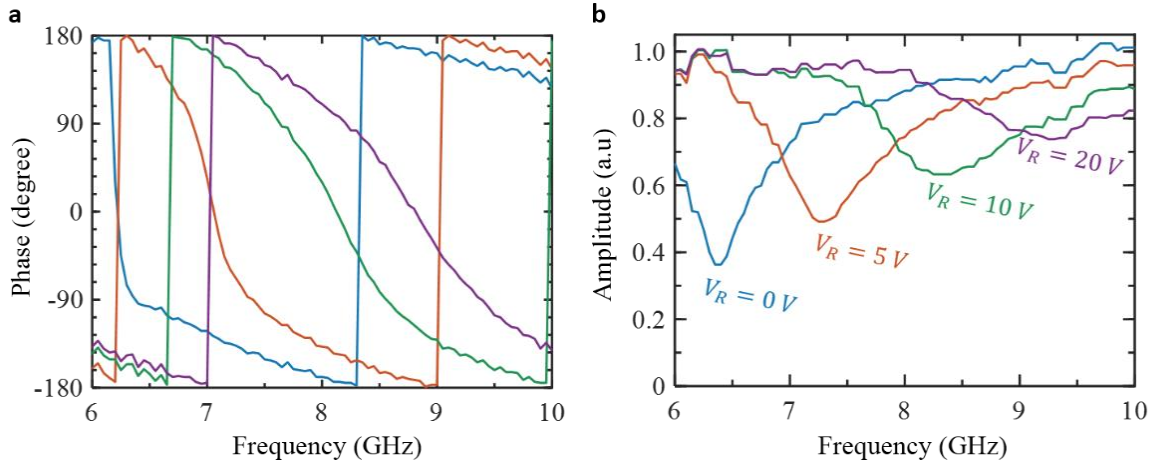


图 3.14 实验测量的 (a) 反射相位和 (b) 反射幅度。

将约 10,000 组实验数据分成训练集 (80%)，测试集 (10%) 和验证集 (10%)，数据经过归一化和随机打乱后输入神经网络，这样可以加速神经网络的收敛速度^[187]。如 3.2.2 节所述，神经网络以 {反射谱和入射波} → {偏置电压} 的形式构建。这里，我们定义了两种误差函数。第一，常用的损失函数，即均方误差 (mean square error, MSE)，其中，训练集的均方误差用以产生梯度，优化网络，保证这是一个纯机器学习的过程；验证集的均方误差用以作为神经网络停止优化的判据，防止过拟合；测试集的均方误差用以衡量最终训练效果。第二，平均相对误差 (mean relative error, MRE) 函数，即神经网络输出和真实输出差的绝对值除以真实输出的变化幅度，用于直观明了地表达训练结果。我们使用 tanh 激活函数和 Adam 优化算法来训练网络 (Python 3.5.0, TensorFlow 1.10.0, GeForce GTX TITAN X GPU and Intel (R) Xeon (R) CPU X5570 @2.93GHz 48GB RAM)。

	Number of hidden neurons				
	30	40	50	60	70
3 layers	1.98%	1.87%	1.82%	1.86%	1.94%
4 layers	1.83%	1.79%	1.89%	1.87%	1.92%
5 layers	1.92%	1.86%	1.81%	1.74%	1.83%
6 layers	2.27%	1.81%	1.86%	1.82%	1.99%
7 layers	1.91%	1.89%	2.08%	1.92%	1.95%

图 3.15 不同隐含层和神经元的神经网络对应的平均相对误差。

在训练神经网络之前，我们初始化所有层的网络权重，它们满足均匀分布 $W \sim U(-\sqrt{6/(n+m)}, \sqrt{6/(n+m)})$ ， n 和 m 分别是输入和输出的维度。我们采用交叉验证来确定神经网络的超参，包括隐含层数量、神经元个数和学习率等 (图 3.15)。根据验证集上

的平均相对误差，我们最终选取了一个包含 5 个隐含层，每层 60 个神经元的全连接层神经网络，学习率为 0.01。图 3.16b 展示了验证集的均方误差随着迭代次数的变化情况，插入表格显示训练集、验证集和测试集的最终平均相对误差都小于 2.1%，表明训练的神经网络没有过拟合，具有很好的泛化能力。

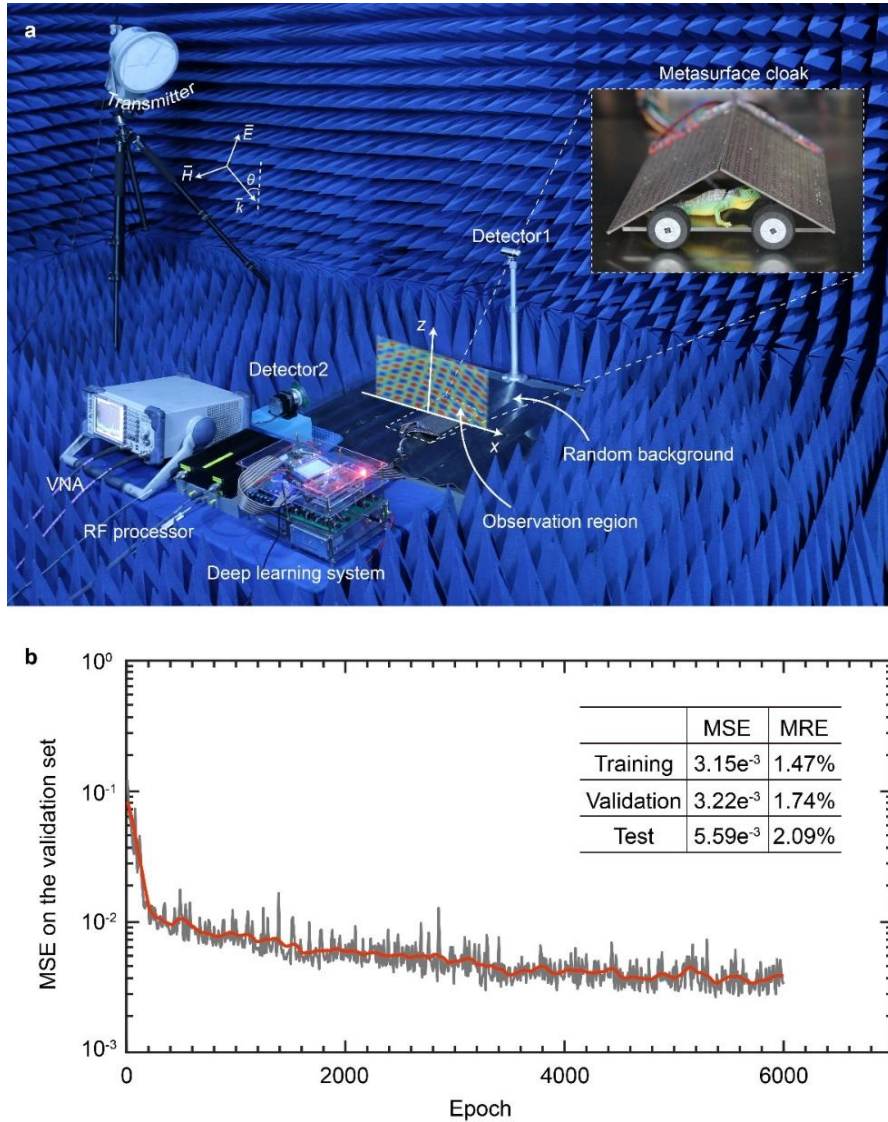


图 3.16 (a) 智能隐身系统；(b) 验证集的均方误差随着迭代次数的变化，插入表格是三个集合上的均方误差和平均相对误差。

3.4.3 智能隐身的实验测量

图 3.16a 是一套完整的智能隐身系统，包括两个探测器（电磁波探测器 Detector1 和地形环境探测器 Detector2），射频处理器 (RF processor)，深度学习系统 (Deep learning system) 和超表面隐身器件 (Metaspine cloak)。电磁波探测器放置在吸波材料上，用以减小多径效应和探测器自身散射等因素对探测精度的影响。两个探测器将探测信息实时

输入到训练好的神经网络模型，神经网络快速做出决策，控制超表面中每个单元结构的加载电压，改变隐身器件的电磁响应。整个探测-反应-隐身过程大约需要 15 毫秒，其中，探测部分占据了大部分时间。对此，我们可以进一步改进探测系统，例如使用相控阵雷达，结合 MUSCI 和 ESPRIT 等波达方向(direction-of-arrival, DOA)算法来缩减探测时间^[203]。

接下来，我们从近场磁场分布和远场雷达散射截面 (radar cross section, RCS) 两个角度来表征智能隐身器件的隐身性能。图 3.17a 是近场测量装置，高方向性透镜天线作为激发源，发射平面波到散射体上。小型环形天线固定在三维测量平台的机械臂上，以 2 mm 的空间步长在观测区域内 ($y = 0$ 平面, x 从 -200 到 200 mm, z 从 0 到 200 mm) 扫描磁场的幅度和相位 (矢量网络分析仪的 S21 参数)。根据测量的 S21 数据，绘制磁场的空间分布。图 3.17b 是远场测量装置，接收天线在拱形架转动 (0° 到 180°) 测量磁场的角度分布。发射天线和接收天线距离隐身器件 $\rho = 1.3$ m (大于 $2D^2/\lambda$, D 是天线口径)，这样可以保证测量结果和理想远场 $\rho \rightarrow \infty$ 的测量结果近似相等。

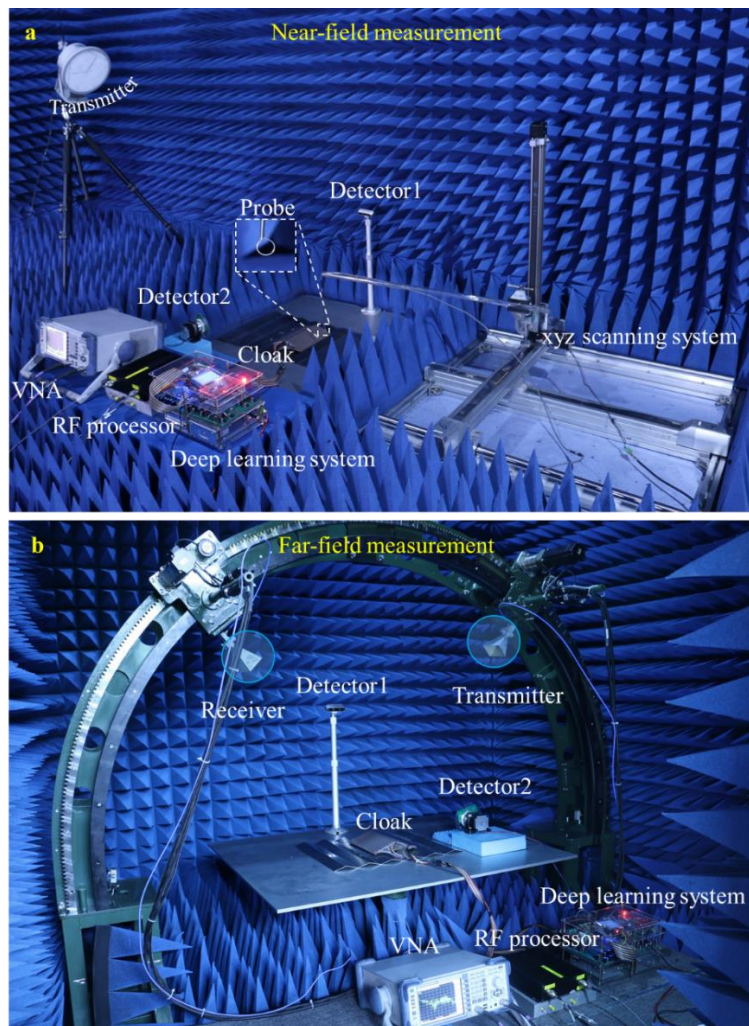


图 3.17 (a) 近场和 (b) 远场实验测量装置。

在第一组实验中，8.4 GHz 的 TM 平面波垂直入射到四种随机地形上，如图 3.18a 所示。我们测量三种情况下的空间总磁场分布：地形背景、隐身物体和裸露物体。这里，隐身的目标物体是变色龙模型，也可以换成其它尺寸相当的物体。从测量结果可以看出，裸露的物体产生了很强的散射（图 3.18d），扰乱了原有的背景场（图 3.18b）分布；相反，当裸露的物体覆盖在智能隐身器件内时，散射场的幅度和相位被重建（图 3.18c），与地形背景的散射场一致。图 3.18b4 和 c4 中的空间磁场分布有微弱不同，这可能是由于深度摄像头探测复杂地形时精度不够引起的。对此，可以使用激光雷达等高精度探测器来提高测量精度。为了定量地表征智能隐身器件的性能，我们定义了一个差分雷达散射截面 $\sigma_{cloaked/bare} = 2\pi\rho|H_y^{c/b} - H_y^g|^2$ ，其中， H_y^c 、 H_y^b 和 H_y^g 分别是隐身物体，未隐身物体和地形背景的磁场^[96]， $\rho = 1.3 \text{ m}$ （见图 3.17b 的远场测量）。图 3.18e 绘制了物体隐身和未隐身时的差分雷达散射截面。结果表明在使用智能隐身器件后，目标物体在四种地形中的雷达散射截面都明显降低，总的雷达散射截面 $\int_0^{\pi/2} \sigma_{cloaked/bare} d\theta$ 降低了高达 85% 以上。

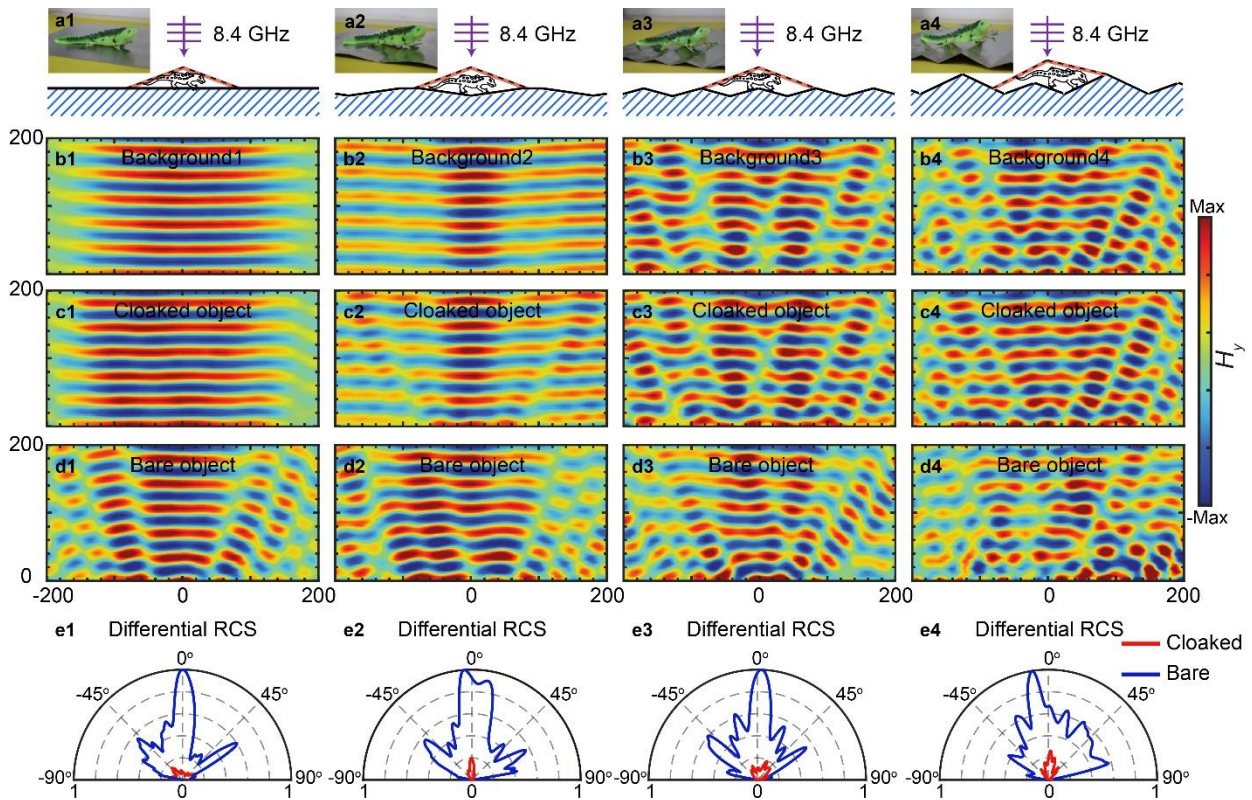


图 3.18 智能隐身器件在随机地形中的隐身性能。(a) 四种随机地形示意图，灰虚线表示超表面隐身衣，隐身目标是变色龙模型；(b,c,d) 地形背景、隐身物体和裸露物体的总磁场 H_y 空间分布；(e) 隐身物体和裸露物体的差分雷达散射截面。

在第二组实验中，入射波的频率、入射角度和地形背景同时且随机变化，如图 5.19a 所示。近场和远场测量结果都表明，智能隐身器件能够很好地将目标物体匿藏在环境背景之中。重构的散射场和原地形背景的散射场非常相似，充分验证了复杂情形下智能隐身器件的鲁棒性。当每次外界环境或入射波发生变化时，智能隐身器件的“换装”时间大约是 15 毫秒，而自然界中变色龙需要大约 6 秒时间过度到环境色。

在第三组实验中，我们采用一个弧度地形作为背景，平面波以 7.1 GHz， 16° 入射角照射到地形上，如图 3.20a 所示。这种情况下，智能隐身器件同样具有很好的隐身效果，成功恢复散射场的幅度和相位等信息。事实上，无论是弧度地形还是第一组和第二组实验中的角度地形，或者其它更复杂的地形，智能隐身器件是先将地形背景转换为超表面结构单元所需要的反射谱信息，再输入到神经网络模型中。如果从图像识别分类的角度看，千变万化的地形确实很难用深度学习去穷举和学习。但是，相比较于图像识别分类，转换的反射谱信息是比较容易学习的，这是智能隐身器件能够工作在各种复杂地形背景中的重要原因，并且我们事先收集的反射谱数据是足够覆盖所有可能的情形。

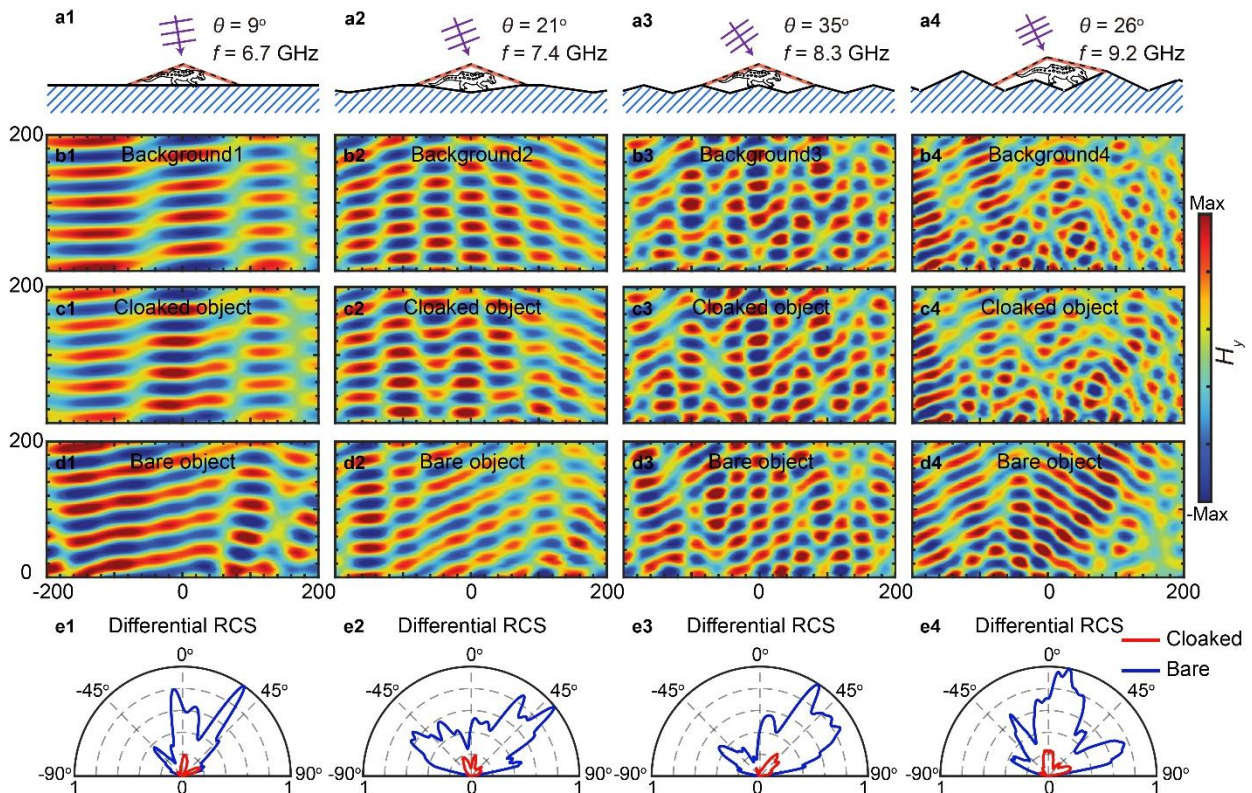


图 3.19 智能隐身器件在不同地形背景和入射波下的隐身性能。(a) 四种地形的示意图；(b, c, d) 地形背景、隐身物体和裸露物体的总磁场 H_y 空间分布；(e) 隐身物体和裸露物体的差分雷达散射截面。

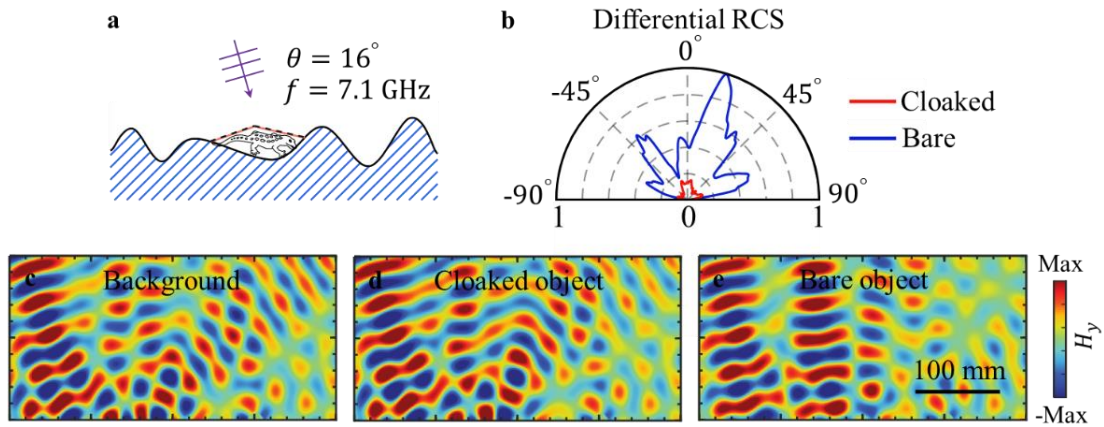


图 3.20 智能隐身器件在弧度地形中的隐身性能。(a) 弧度地形示意图；(b) 隐身物体和裸露物体的差分雷达散射截面；(c-e) 地形背景、隐身物体和未隐身物体的 H_y 空间分布。

在第四组实验中，我们开展了一项智能隐身小车实验，如图 3.21a 所示。8 GHz 平面波垂直入射到长度约 1 米的凹凸不平地形上，固定在 $\theta = 20^\circ$ 方向的接收天线（双基站）实时探测总磁场的变化情况（S21 参数）。从图 3.21b 中可以看出，当智能隐身小车缓缓穿过雷达探测区时（用时大约 27 秒），接收信号的幅度几乎保持不变。相反，当一辆未隐身小车穿过雷达探测区时，接收信号的幅度出现了剧烈抖动，表示探测雷达感知到有物体经过。该实验充分验证了智能隐身小车在动态变化背景环境中实时隐身的能力。

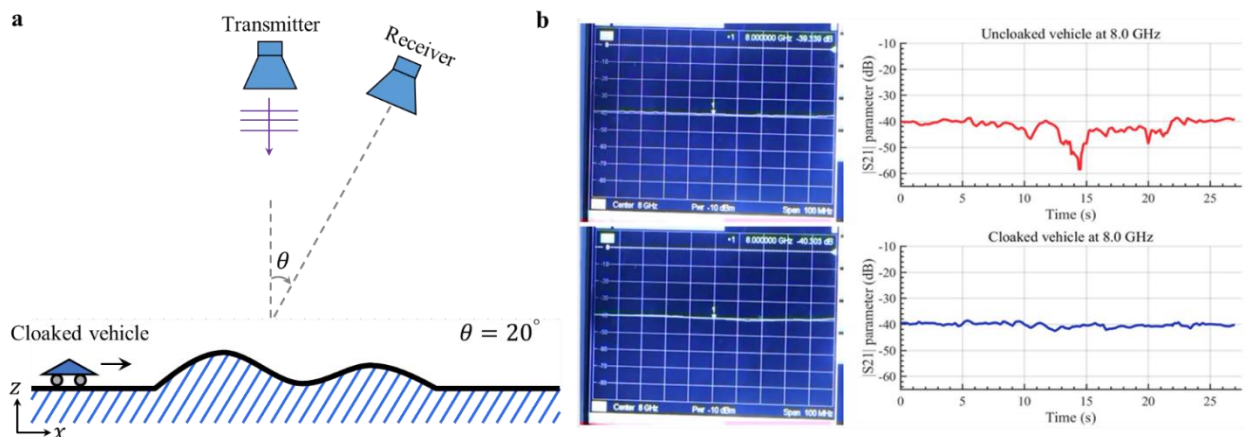


图 3.21 智能隐身小车的实验结果。(a) 实验装置示意图，智能隐身小车缓缓行驶在凹凸不平的地形，在此过程中，接收天线实时探测总磁场的变化；(b) 智能隐身小车（下）和未隐身小车（上）的实验测量结果。

3.5 本章小结

传统的隐身器件只能工作在静止的外界背景环境和既定的入射波模式，当两者中任意

一个改变时，隐身性能可能会大打折扣。针对这一难题，我们提出了新一代智能隐身系统框架，在不需要任何人为操纵下，自适应隐身于动态变化的背景环境和入射波。建立了一套完整的时域电磁仿真模型，通过揭示隐身的瞬态响应机制，用于验证想法的可行性；搭建电磁环境探测器和实验控制系统，设计智能电磁隐身材料，实验采集数据进行深度学习训练。实验中，我们从近场电磁场分布和远场雷达散射截面等方面来表征隐身性能，开展了多组实验，验证了智能隐身的可行性、鲁棒性和实时性。

智能隐身成功地融合了新型电磁材料和人工智能等领域，与传统的适应性光学^[204-207]不同，智能隐身采用硬件的手段实现用于电磁隐身的深度学习模型，在应用中只需单次前向计算就可以做出合理的决策，大大地缩短了响应时间，这一方法对于实时性要求很高的其它应用也有很好的借鉴意义。与传统的可重构/可编程异向介质和超表面不同，智能隐身器件针对外界的变化环境和入射波，能够自主做出判断，在不需要任何的人为操控下，实现毫秒级自适应隐身。

我们的智能隐身实验和设计方法还可以扩展到太赫兹、红外甚至光频。接下来，我们给出了具体的光频段智能隐身器件的实现方法。对于光频段可重构异向介质和超表面，我们给出如下两种备选方案。

第一，透明导电氧化物超表面可以通过电控实现对反射波相位和振幅的动态控制^[208]。电刺激可以调节导电氧化物中的自由载流子密度，进一步改变超表面中导电氧化物层的复折射率。目前，这方面已有相关实验报道，例如用于光偏转的栅极可调谐氧化铟锡超表面。

第二，锗碲碲和二氧化钒等相变材料已经被广泛应用在可重写存储介质和可重构光学元件中^[209]。经过加热、电刺激或光刺激后，这些材料的光学性质会发生很大变化。通过将超表面直接图案化到相变材料中，可以调整光学反射和吸收特性或产生异常反射光束。

对于入射光的探测，其频率分量可以通过光谱仪或波长计获得，入射角和偏振分量可以通过传统光栅/透镜或文献[210]中角度传感光电探测器获得。对于地形和隐身器件的探测，我们可以使用深度神经网络将检测到的光学图像实时转换为所需的深度图像。基于上述技术，我们可以进一步实现光频段的智能隐身器件。

本章的相关工作已在 Nature Photonics 期刊上发表。

第四章 基于异向介质的多频超散射

上一章智能隐身的目标是抑制散射，而本章超散射的目标却恰恰相反—增强散射。在第一章，我们系统性介绍了目前三种常用的超散射方法，即补偿介质超散射、等离子体超散射和近零材料超散射。简言之，补偿介质超散射的电磁参数要求非常苛刻，实验难度非常大。近零材料超散射需要人为构造体积庞大而复杂的近零折射率环境，外加材料色散和损耗，实际应用难度大。相比于这两种，等离子体超散射的应用前景更广。围绕等离子体超散射，本章开展了两方面工作。第一，针对传统等离子体超散射工作频率单一、结构复杂等难题，作者提出了利用双曲异向介质构造多频超散射器的方法，并阐述了其物理机制。第二，针对传统等离子体超散射损耗大、制备困难、实验难度大等问题，作者提出了利用共形超表面构造低损耗多频亚波长超散射器的方法，并在实验中首次观测了超散射现象。

4.1 多频超散射的意义和实现难点

散射是电磁学中的基本现象。当光与物体相互作用时，物体内部电子吸收能量形成振荡偶极矩，在不同方向重新发射光，称为散射；同时一部分能量转化为热能，称为吸收。散射光的强度和方向取决于入射波和物体结构。早至 1871 年，Rayleigh、Raman 和 Mie 等科学家们就对电磁散射现象开展了研究，解释了自然界中很多现象，例如天空和海水的颜色^[211-212]。而如何增强亚波长物体的散射一直是科学家们研究的领域之一^[213-218]。

增强亚波长物体的散射可以提高光分辨率、太阳能电池转换效率以及周围介质敏感度，在亚波长光学、光伏发电和生物传感成像等领域具有重要应用前景^[99-107]。在视觉效果上，人们有望看到比物理尺寸更大的“像”，却无法看到几何光学意义上的“物”。传统的多层金属-介质^[88, 109]，石墨烯-介质^[126]超散射器往往面临工作频点单一、结构复杂、损耗大等问题，如何提高超散射器的工作效率和实验观测超散射现象一直是个未知数。

4.2 基于双曲异向介质的多频超散射

近年来，双曲异向介质因其独特的近场调控能力和色散特性受到研究人员广泛关注，它在超分辨率成像、增强自发辐射和生物传感等领域都表现出潜在应用价值^[219]。目前，构造双曲特性材料的途径主要有两种：人工异向介质，例如金属-介质多层膜结构和金属纳米线阵列结构；天然双曲材料，例如六方氮化硼和三氧化钼^[220-221]。本节以氮化硼（boron nitride, BN）为例，探讨其在超散射方面的应用。

氮化硼是宽禁带绝缘体介质材料，声子震荡与红外波段电磁波发生耦合，形成类似于等离激元的声子极化激元。氮化硼的双曲色散特性体现在剩余射线带 (reststrahlen band) 内其平面内的介电常数和平面外的介电常数互为正负。氮化硼的相对介电常数为：

$$\bar{\epsilon}_r = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (4-1)$$

$$\epsilon_l = \epsilon_l(\infty) + s_{v,l} \frac{\omega_{v,l}^2}{\omega_{v,l}^2 - i\gamma_{v,l}\omega - \omega^2}, l = \perp, \parallel \quad (4-2)$$

式中, ϵ_{\parallel} 和 ϵ_{\perp} 分别是平行和垂直于氮化硼平面的相对介电常数。当 ϵ_{\parallel} 和 ϵ_{\perp} 的符号相反时, 材料的电磁场等频面为双曲面。在第一和第二剩余射线带, 介电常数分别为 $\epsilon_{\perp} > 0, \epsilon_{\parallel} < 0$ (第一类双曲材料) 和 $\epsilon_{\perp} < 0, \epsilon_{\parallel} > 0$ (第二类双曲材料)。根据层状氮化硼体的实验数据^[222], 在面内 (in-plane direction), $\epsilon_l(\infty) = 4.87, s_{v,l} = 1.83$ (无量纲耦合系数), 振动频率 $\hbar\omega_{v,l} = 170.1$ meV, 振幅衰减率 $\hbar\gamma_{v,l} = 0.87$ meV。在面外 (out-of-plane direction), $\epsilon_l(\infty) = 2.95, s_{v,l} = 0.61, \hbar\omega_{v,l} = 92.5$ meV, $\hbar\gamma_{v,l} = 0.25$ meV。在理想的无损情况下, 我们假设面内和面外的振幅衰减率均为 0。

4.1.1 双曲异向介质的波导色散

图 4.1 给出了双曲异向介质-介质平板波导模型, 双曲异向介质的厚度为 d , 面内是 yoz 平面, 左边空气区域和右边介质区域均为半无穷大。当 TM 平面波 (磁场垂直于纸面方向) 从空气入射到波导时, 三个区域的磁场分别为^[163]:

$$\bar{H}_1 = \hat{z}e^{ik_y y}(e^{+ik_{1x}x} + Re^{-ik_{1x}x}) \quad (4-3a)$$

$$\bar{H}_2 = \hat{z}e^{ik_y y}(B_+e^{+ik_{2x}x} + B_-e^{-ik_{2x}x}) \quad (4-3b)$$

$$\bar{H}_3 = \hat{z}e^{ik_y y}(Te^{+ik_{3x}x}) \quad (4-3c)$$

式中, $k_{1x} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{r1} - k_y^2}$, $k_{2x} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{\parallel} - k_y^2\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}}}$, $k_{3x} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{r3} - k_y^2}$ 分别是对应区域中 x 方向的波数, k_y 是 y 方向的波数, ω 是角频率, c 是真空中光速, ϵ_{r1} 和 ϵ_{r3} 分别是空气和介质的相对介电常数。通过在 $z = 0$ 和 $z = d$ 处应用边界匹配条件, 求得反射系数 R 为:

$$R = \frac{(1+a)(g+w-gb+wb)-2w(1+b)}{(1-a)(gb-g)+(b+1)(a+1)w} \quad (4-4)$$

式中, $a = \frac{k_{1x}}{\epsilon_{r1}} \frac{\epsilon_{\parallel}}{k_{2x}}$, $b = \frac{k_{3x}}{\epsilon_{r3}} \frac{\epsilon_{\parallel}}{k_{2x}}$, $g = e^{ik_{2x}d}$, $w = e^{-ik_{2x}d}$ 。由于反射系数的奇点对应双曲异向介质的声子极化激元模式, 因此在后续分析中, 我们直接用它的伪彩色图来表征色散曲线。

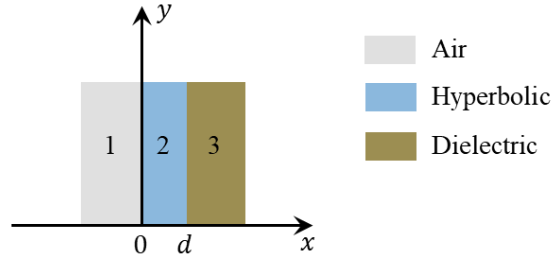


图 4.1 双曲异向介质-介质平板波导。

4.1.2 双曲异向介质的柱体散射

考虑 TM 平面波（磁场垂直于纸面方向）从自由空间入射到二维双曲异向介质-介质柱体，如图 4.2 所示。入射磁场为 $\vec{H} = \hat{z}H_0 e^{ik_1 x}$ ，时间依赖性为 $\exp(-i\omega t)$ ， H_0 是磁场幅度， $k_1 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_{r1}\mu_0}$ 是自由空间的波数， ω 是角频率， ε_{r1} 是自由空间的相对介电常数， ε_0 和 μ_0 分别是自由空间的介电常数和磁导率。介质的半径为 ρ_1 ，相对介电常数为 ε_{r3} 。双曲异向介质的厚度为 $\rho_2 - \rho_1$ ，在柱坐标下，它的相对介电常数为 $\varepsilon_\rho = \varepsilon_\perp$ 和 $\varepsilon_\phi = \varepsilon_z = \varepsilon_\parallel$ 。根据经典散射计算理论^[163]，每个区域的电场和磁场满足如下关系：

$$E_\rho = \frac{-1}{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_\rho\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \quad (4-5a)$$

$$E_\phi = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_\phi} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (4-5b)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\phi) - \frac{\partial E_\rho}{\partial \phi} \right) = i\omega\mu_0 H_z \quad (4-5c)$$

将公式 (4-5a) 和 (4-5b) 带入公式 (4-5c) 中：

$$\rho^2 \frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial H_z}{\partial \rho} + (k^2 \rho^2 - \tilde{m}^2) H_z = 0 \quad (4-6)$$

式中， $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_\phi \mu_0$ ， $\tilde{m} = m\sqrt{\varepsilon_\phi/\varepsilon_\rho}$ ， m 是整数。公式 (4-6) 的通解为：

$$H_z = Q_1 J_{\tilde{m}}(k\rho) + Q_2 H_{\tilde{m}}^{(1)}(k\rho) \quad (4-7)$$

式中， $J_{\tilde{m}}$ 和 $H_{\tilde{m}}^{(1)}$ 分别是阶数为 \tilde{m} 的贝塞尔函数和第一类汉克尔函数。对于各向同性的空气和介质， $\varepsilon_\phi = \varepsilon_\rho$ ， $\tilde{m} = m$ 是整数；对于双曲异向介质， $\varepsilon_\phi \neq \varepsilon_\rho$ ， $\tilde{m} \neq m$ ， \tilde{m} 可能是包含虚部的实数。在空气区域，总磁场等于入射磁场和散射磁场的相加，将入射平面波展开成柱面波形式，得到：

$$\vec{H}_{total} = \hat{z}H_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(i^m J_m(k_1\rho) e^{im\phi} + i^m S_m H_m^{(1)}(k_1\rho) e^{im\phi} \right) \quad (4-8)$$

式中， S_m 是角动量通道 m^{th} 的散射系数。根据电磁场在 $\rho = \rho_1$ 和 $\rho = \rho_2$ 处的边界连续性，求得散射系数 S_m 为：

$$S_m = -\frac{B_2 G_2 - C_2 F_2 + B_2 H_2 - D_2 F_2}{A_2 G_2 - C_2 E_2 + A_2 H_2 - D_2 E_2} \quad (4-9)$$

式中， $A_2 = H_m^{(1)}(k_1 \rho_2)$ ， $B_2 = J_m(k_1 \rho_2)$ ， $C_2 = H_{\tilde{m}}^{(1)}(k_2 \rho_2) R_{23}$ ， $D_2 = J_{\tilde{m}}(k_2 \rho_2)$ ， $E_2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} \frac{\partial H_m^{(1)}(k_1 \rho_2)}{\partial \rho}$ ， $F_2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} \frac{\partial J_m(k_1 \rho_2)}{\partial \rho}$ ， $G_2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\phi}} \frac{\partial H_{\tilde{m}}^{(1)}(k_2 \rho_2)}{\partial \rho} K$ ， $H_2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\phi}} \frac{\partial J_{\tilde{m}}(k_2 \rho_2)}{\partial \rho}$ ， $k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \mu_0$ ， $k_2^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{\phi} \mu_0$ 。系数 $R_{23} = -\frac{B_1 G_1 - C_1 F_1}{A_1 G_1 - C_1 E_1}$ ， $A_1 = H_{\tilde{m}}^{(1)}(k_2 \rho_1)$ ， $B_1 = J_{\tilde{m}}(k_2 \rho_1)$ ， $C_1 = J_m(k_3 \rho_1)$ ， $E_1 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\phi}} \frac{\partial H_{\tilde{m}}^{(1)}(k_2 \rho_1)}{\partial \rho}$ ， $F_1 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\phi}} \frac{\partial J_{\tilde{m}}(k_2 \rho_1)}{\partial \rho}$ ， $G_1 = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r3}} \frac{\partial J_m(k_3 \rho_1)}{\partial \rho}$ ， $k_3^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{r3} \mu_0$ 。

入射波幅度为 $H_0 = \sqrt{\frac{Watt}{meter} \frac{\omega \varepsilon_0}{2}}$ ，入射波的能量密度为 $I_0 = \frac{\pi Watt}{2\lambda meter}$ 。散射体的散射截面等于总散射能量 $P_{sct} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |S_m|^2$ 除以入射波能量，即 $C_{sct} = P_{sct}/I_0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{2\lambda}{\pi} |S_m|^2$ 。每个角动量通道的散射截面满足 $|S_m| \leq 1$ ，即单通道散射极限^[223-224]。

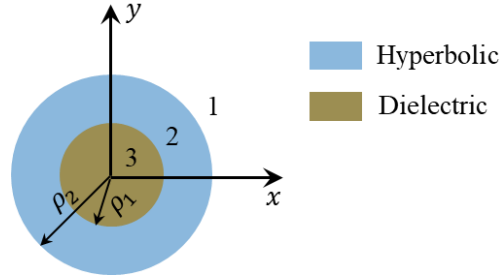


图 4.2 双曲异向介质-介质柱体。

4.1.3 基于双曲异向介质的多频超散射

如图 4.2 所示，超散射器是一个以氮化硼为外壳，二氧化硅为中间核的亚波长柱体。实验上可以用氮化硼纳米管实现该结构^[225-226]。氮化硼在第一（22.3-24.5 THz）和第二（41.1-48.2 THz）剩余射线带分别对于第一类 ($\varepsilon_{\rho} < 0, \varepsilon_{\phi} > 0$) 和第二类 ($\varepsilon_{\rho} > 0, \varepsilon_{\phi} < 0$) 双曲材料；二氧化硅在研究频率范围内的相对介电常数为 2.1^[227]。利用 4.1.2 节的双曲异向介质柱体散射模型，结合模拟退火优化算法^[228]，我们得到超散射器的一组参数： $\rho_1 = 0.12 \mu\text{m}$ ， $\rho_2 = 2.06 \mu\text{m}$ 。超散射器的直径为 $4.12 \mu\text{m}$ ，同时工作在 22.37 THz（波长 $13.41 \mu\text{m}$ ）和 47.54 THz（波长 $6.31 \mu\text{m}$ ）。在设计超散射器时，我们假设柱面氮化硼的电磁参数和平面氮化硼的一样。做出该假设的理由是柱面氮化硼的周长是毫米级别，而硼-氮键的长度 1.45 \AA ，两者至少相差三个数量级^[229]。因此，从微观角度来看，柱面氮化硼可以近似等效为平面结构。

图 4.3a 绘制了无损耗情况下超散射器的归一化总散射截面和单通道散射截面。在两个工作频率点，角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 的散射截面峰值相互重合，总散射截面为单通道散射极限的 3.99 倍，其中， $m = 1$ 与 $m = -1$ ， $m = 2$ 与 $m = -2$ 相互简并。对于亚波长散射体，其高阶角动量通道的散射截面一般比较小。因此，虽然图 4.3a 中红线只是角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 散射截面的累加，但它几乎和总散射截面相等，即所有角动量通道散射截面的累加。图 4.3b, e 和 c, f 分别绘制了角动量通道 $m = \pm 1$ 和 $m = \pm 2$ 的散射场，散射场在前向是同相位，在后向是异相位。因此，当角动量通道 $m = \pm 1$ 和 $m = \pm 2$ 的散射场叠加起来，超散射器表现为前向散射（相长干涉）明显大于后向散射（相消干涉），如图 4.3d 和 g 所示。

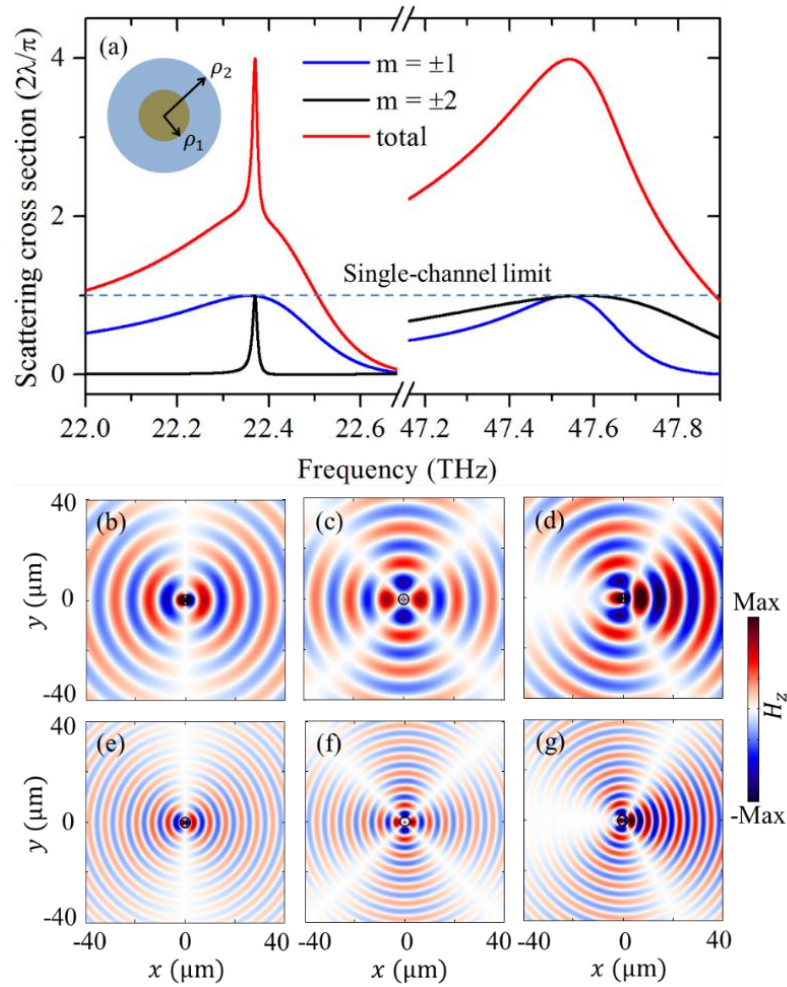


图 4.3 无损耗情况下超散射器的归一化散射截面和场分布。(a) 归一化单通道散射截面和总散射截面，超散射同时工作在 22.37 THz 和 47.54 THz 频率，蓝色虚线代表单通道散射极限；(b, e) 角动量通道 $m = \pm 1$ 的散射场；(c, f) 角动量通道 $m = \pm 2$ 的散射场；(d, g) 角动量通道 $m = \pm 1$ 和 $m = \pm 2$ 散射场累加后的结果；(b-d) 和 (e-g) 分别对应超散射器两个工作频率的情况。

在考虑实际氮化硼损耗的情况下，如图 4.4a 所示，超散射的散射截面受到了一些抑制，尤其是高阶角动量通道的散射截面。但是，它的总散射截面仍然超过了单通道散射极限，分别是单通道散射极的 1.61 倍（22.37 THz）和 2.19 倍（47.54 THz）。我们利用公式(4-8)绘制出超散射器周围的磁场分布，并和商业有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 仿真进行对比。两者高度一致，充分证明了柱体散射模型的正确性。在图 4.4b 和 c 中，TM 平面波从左边出射，经过超散射器后波形发生了明显扭曲，并在超散射器背后留下了一个尺寸大于它自身的阴影，这与图 4.3d 和 g 的分析完全一致。为了方便比较，我们仿真了一个同等尺寸的二氧化硅柱体。如图 4.4d 和 e 所示，平面波穿过二氧化硅柱体时波形几乎没有受到影响，与超散射器形成鲜明对比。

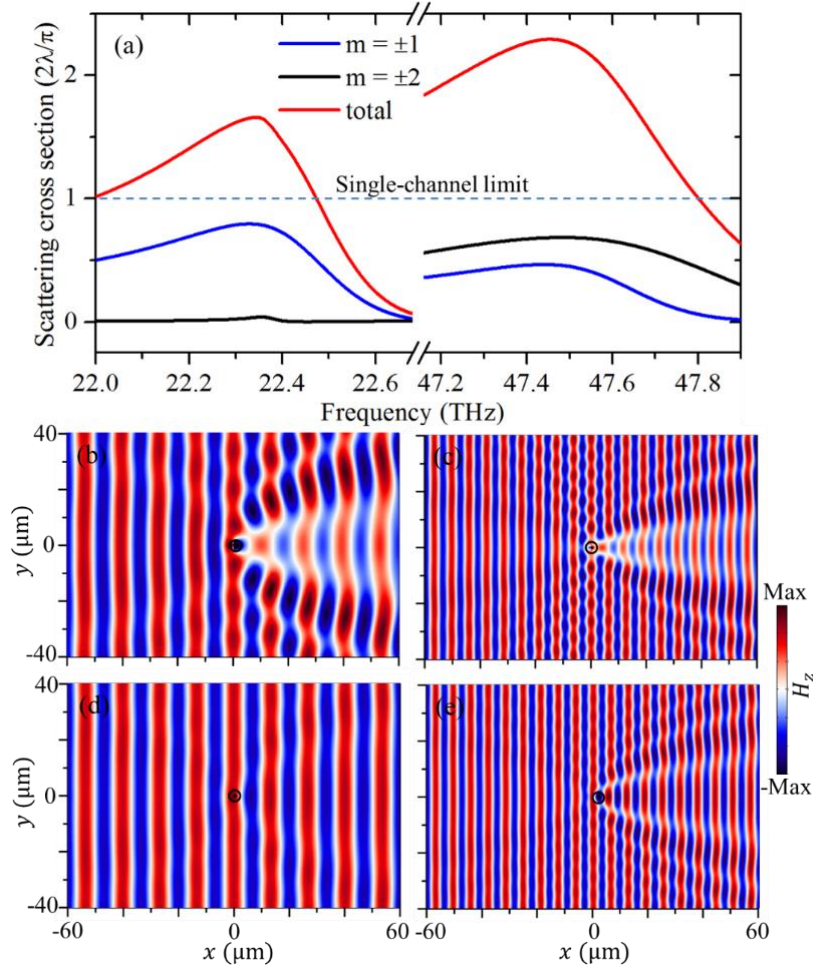


图 4.4 有损耗情况下超散射器的归一化散射截面和场分布。(a) 归一化单通道散射截面和总散射截面。蓝色虚线代表单通道散射极限；(b, c) 分别是超散射器在 22.37 THz 和 47.54 THz 的总磁场分布；(c, d) 分别是同等尺寸二氧化硅柱在 22.37 THz 和 47.54 THz 的总磁场分布；(b-d) 中的磁场幅度的上下限保持一致。

形成超散射现象的物理基础是氮化硼可以支持多种模式的声子极化激元，类似于金属中的表面等离子体激元。声子极化激元沿着介质和氮化硼的界面传播，在同一频率处，不同模式的声子极化激元产生共振，所以形成了超散射现象。如图 4.5a 中插图所示，我们可以通过将柱形超散射器展开成一维平板波导形式来定性理解这一点，其中，平板波导的参数与柱形超散射器一一对应。根据 4.1.1 节的色散模型，我们绘制了氮化硼-介质平板波导中 TM 波的色散曲线，如图 4.5 所示。在两个剩余射线带内，氮化硼-介质平板波导可以支持多种高束缚性的声子极化激元模式，为多频超散射现象的形成奠定基础。与传统的多层金属-介质超散射器^[88,109]相比，氮化硼-介质超散射器结构更简单，可以支持多种声子极化激元模式，增加了实现多频超散射的可能性，并降低了对尺寸和损耗的敏感度。

进一步，我们优化得到更多性能良好的超散射器。在图 4.6 中，在氮化硼的第一剩余射线带内，超散射器同时工作在三个频率。即使在引入损耗的情况下，超散射器在该三个频率下的总散射截面仍然超过了单通道散射极限。在图 4.7 中，我们在两个频率点实现了一阶、二阶和三阶声子极化激元共振，总散射截面高达单通道散射极限的 5.93 和 5.95 倍。图 4.7b 和 c 是超散射器在两个频率下的总磁场分布，在前向散射中，超散射器留下长长的“尾巴”，严重扭曲了原来的空间能流分布。图 4.8 是引入实际氮化硼损耗的情况，超散射器的总散射截面是单通道散射极限的 2.60 和 3.44 倍。

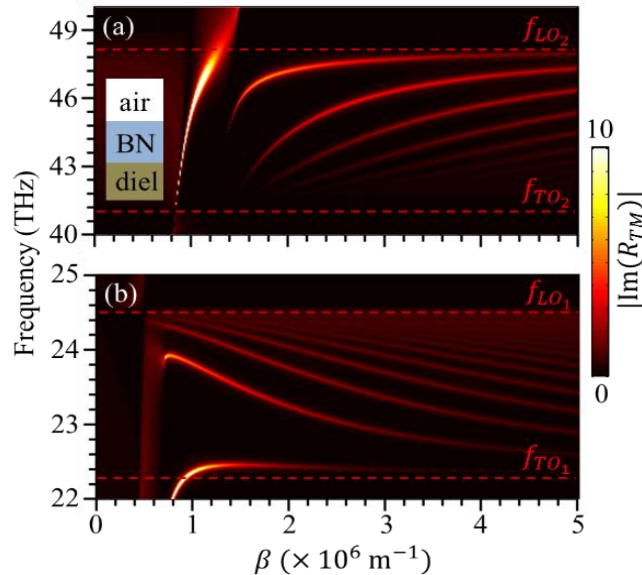


图 4.5 氮化硼-介质平板波导中 TM 波的色散曲线。红虚线表示横向(f_{TO})和纵向光频率(f_{LO})，其中， $f_{TO1} = 22.3$ THz, $f_{LO1} = 24.5$ THz, $f_{TO2} = 41.1$ THz, $f_{LO2} = 48.2$ THz，氮化硼的厚度为 $1.94 \mu\text{m}$ ，介质为二氧化硅，相对介电常数 2.1， R_{TM} 表示 TM 平面波从空气入射到氮化硼-介质平板波导时的反射系数， β 表示沿着氮化硼界面的传播常数。

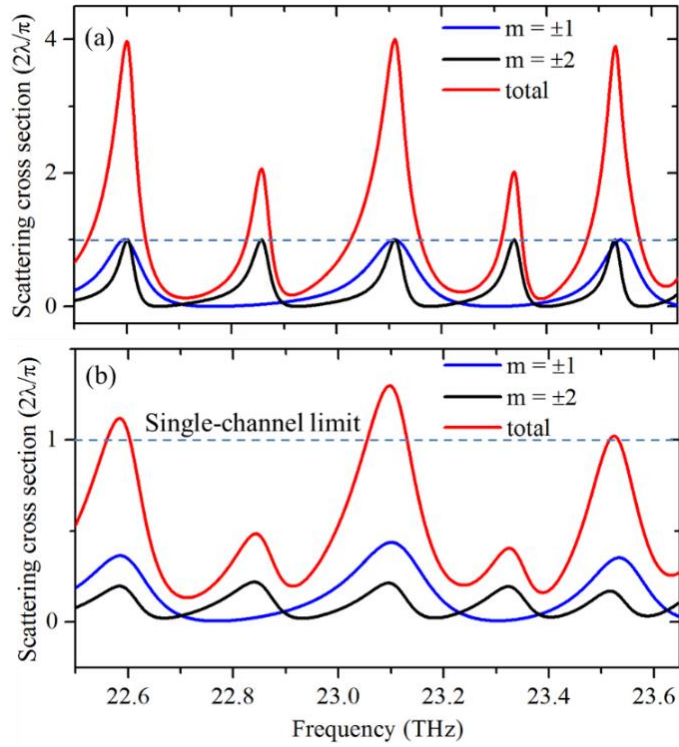


图 4.6 (a) 无损耗和 (b) 有损耗情况下超散射器的归一化散射截面；超散射器工作在氮化硼的第一剩余射线带的三个频率；超散射器的几何参数为 $\rho_1 = 0.01 \mu\text{m}$, $\rho_2 = 3.31 \mu\text{m}$, 中间层是二氧化硅, 其相对介电常数为 2.1。

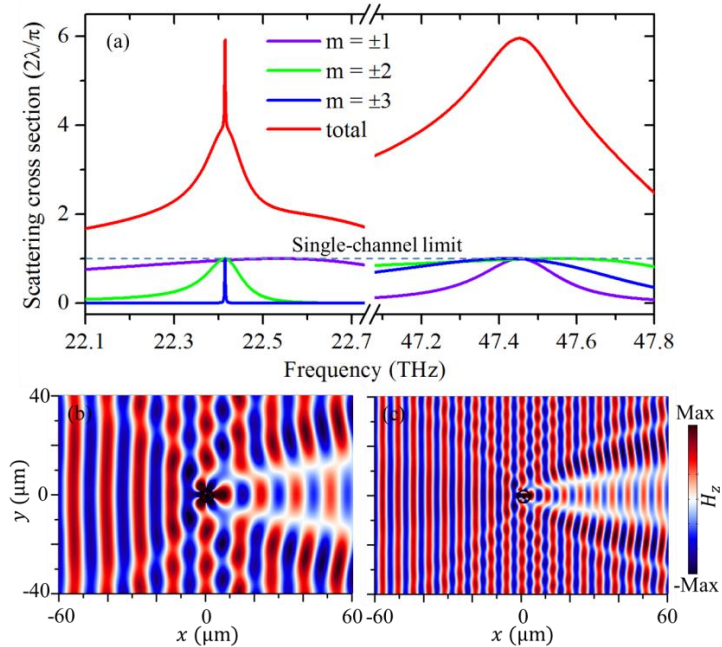


图 4.7 无损耗情况下超散射器的归一化散射截面和场分布。(a) 归一化单通道散射截面和总散射截面, 在 22.42 THz 和 47.45 THz, 总散射截面分别为单通道散射极限的 5.93 和 5.95 倍; (b-c) TM 平面波入射到超散射器时的总磁场分布, 超散射器的几何参数为 $\rho_1 = 0.595 \mu\text{m}$, $\rho_2 = 2.59 \mu\text{m}$, 中间介质的相对介电常数为 0.732。

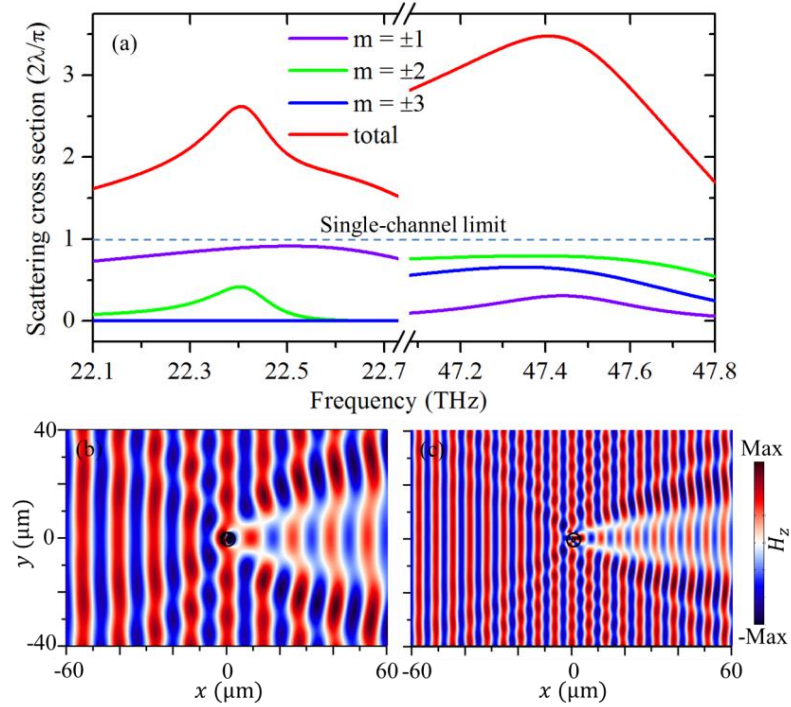


图 4.8 有损耗情况下超散射器的归一化散射截面和场分布。(a) 归一化单通道散射截面和总散射截面，在 22.42 THz 和 47.45 THz，超散射器的总散射截面为单通道散射极限的 2.60 和 3.44 倍；(b-c) TM 平面波入射到超散射器时的总磁场分布，超散射器的参数、仿真设置与图 4.7 一致。

实验中，二维无限长的超散射器是无法制备的。但是，如果实验的超散射器长度远大于工作波长，其散射截面将近似与二维超散射器的散射截面相同。以图 4.9 为例，取三维超散射器的长度为 $100\ \mu\text{m}$ ，对应是超散射器两个工作波长的 7.5 和 15.8 倍，其它参数与图 4.3 保持一致。商业电磁软件 COMSOL Multiphysics 的仿真结果表明图 4.9a 和 b，图 4.9d 和 e 的空间磁场分布非常相近。为了定量表示这两种情况的散射，我们定义雷达散射截面 $\sigma = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{S_s(\phi)}{S_i(\phi)}$ ，其中， $S_s(\phi)$ 和 $S_i(\phi)$ 分别表示角度散射能量和入射能量， ϕ 表示 $+x$ 轴和波矢 \bar{k} 的夹角^[230]。图 4.9c 和 f 表明二维和三维超散射器的雷达散射截面非常贴合。

图 4.10 描述了氮化硼外壳厚度、介质的介电常数和氮化硼损耗对超散射器散射截面的影响。结果显示，超散射器对氮化硼外壳厚度和介质的介电常数变化具有较强的鲁棒性，虽然工作频率发生微小偏移，但其总散射截面几乎保持不变。图 4.10c 显示即使当氮化硼损耗增加至氮化硼实验损耗的四倍时，超散射现象依旧维持。而在实验中，氮化硼的损耗其实可以通过同位素方法来显著减小^[231-233]。综上所述，氮化硼-介质超散射器对实验加工误差和材料损耗具有较高鲁棒度，为红外频段超散射现象的实验实现提供了新的途径。

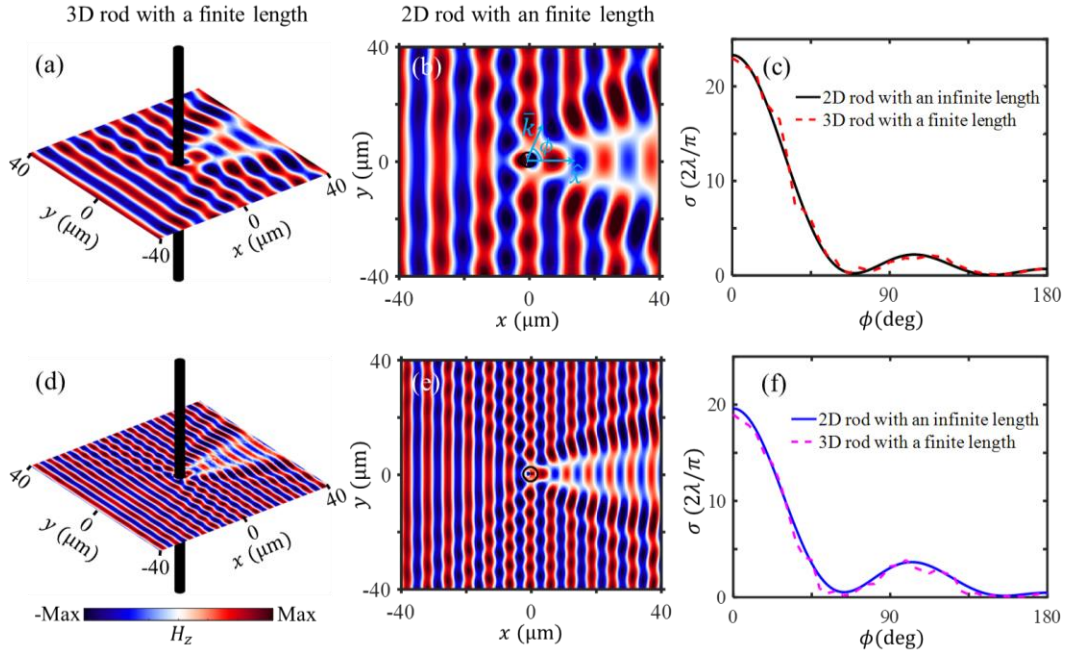


图 4.9 三维有限长和二维无限长超散射器的比较。(a, d) 三维有限长和 (b, e) 二维无限长超散射器的空间磁场分布；(c, f) 雷达散射截面，三维超散射器的长度为 $100 \mu\text{m}$ ，其它设置和图 4.3 保持一致；(a-c) 和 (d-f) 对应工作频率 22.37 THz 和 47.54 THz 。

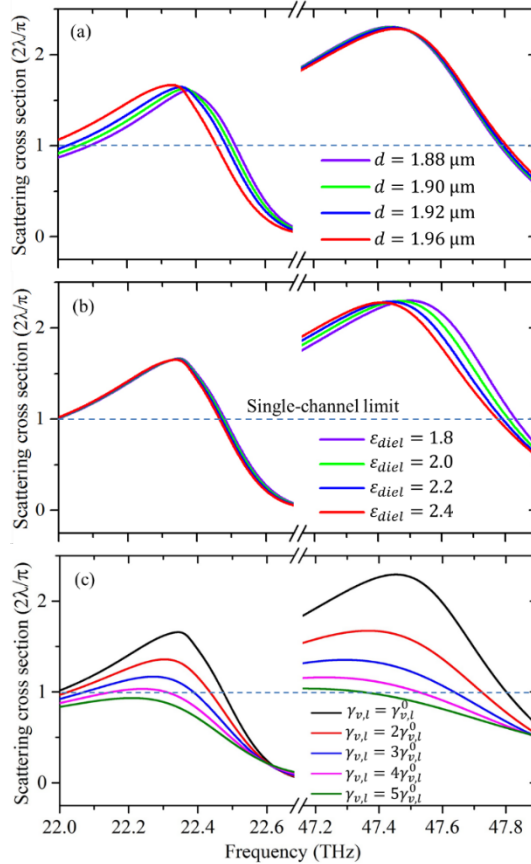


图 4.10 (a-c) 分别是氮化硼厚度，介质的介电常数，氮化硼损耗对总散射截面的影响， $\gamma_{v,l}^0$ 表示层状氮化硼体的实验损耗。

4.3 基于超表面的多频超散射

研究表明^[86, 234-238], 在低频段, 通过在金属表面刻蚀结构化的亚波长单元, 可以构造人工表面等离子激元。相比于金属的表面等离子激元, 人工表面等离子激元具有损耗小和色散调控简单等优点。本节, 我们将探讨如何设计基于超表面的超散射器和实验观测超散射现象。

4.3.1 基于超表面的多频超散射的设计方法

如图 4.11a 所示, 在低频段, 超散射器由多个同心介质柱构成, 介质的分界面用共形超表面隔开。超表面是由周期性铜条构成, 当它的周期远小于波长时, 在 TE 平面波 (电场沿 z 方向) 入射下, 超表面的表面电导率 σ_s 或表面阻抗 Z_s 为^[185]:

$$\frac{1}{\sigma_{s,j|j+1}} = \frac{i\eta_0 c\pi}{\omega(\varepsilon_{r,j} + \varepsilon_{r,j+1})w \ln \csc\left(\frac{\pi g}{2w}\right)} \quad (4-10)$$

式中, w 和 g 分别是铜带的周期和空气槽的宽度; η_0 和 c 分别是自由空间的波阻抗和光速; $\varepsilon_{r,j}$ 和 $\varepsilon_{r,j+1}$ 分别是区域 j 和 $j+1$ 的相对介电常数。内核区域 $j=1$, 最外面空气区域 $j=5$ 。区域 1 和 2 的分界面处没有超表面, 所以 $\sigma_{s,1|2} = 0$ 。

根据经典散射理论^[163], 区域 1 的 E_z 和 H_ϕ 的表达式为:

$$E_{z1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(k_1 \rho) e^{im\phi} T_{21,m} \quad (4-11a)$$

$$H_{\phi 1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{-k_1}{i\omega\mu_0} i^m \frac{\partial J_m(k_1 \rho)}{\partial \rho} e^{im\phi} T_{21,m} \quad (4-11b)$$

区域 2 到 5 的 E_z 和 H_ϕ 的表达式为:

$$E_{zj} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(i^m H_m^{(1)}(k_j \rho) e^{im\phi} R_{j,j-1,m} + i^m J_m(k_j \rho) e^{im\phi} \right) T_{j+1,j,m} \quad (4-12a)$$

$$H_{\phi j} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{-k_j}{i\omega\mu_0} \left(i^m \frac{\partial H_m^{(1)}(k_j \rho)}{\partial \rho} e^{im\phi} R_{j,j-1,m} + i^m \frac{\partial J_m(k_j \rho)}{\partial \rho} e^{im\phi} \right) T_{j+1,j,m} \quad (4-12b)$$

式中, $k_j = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{r,j}}$, J_m 和 $H_m^{(1)}$ 是阶数为 m 的贝塞尔函数和第一类汉克尔函数。在层状柱体的四个界面处, 可以构建八组线性边界方程, 根据传输矩阵法, 精确求解出上式中的八个未知系数 $R_{21,m}$, $R_{32,m}$, $R_{43,m}$, $R_{54,m}$, $T_{21,m}$, $T_{32,m}$, $T_{43,m}$, $T_{54,m}$ 与系数 $T_{65,m}$ 的关系。在空气中, 总的电场等于入射电场和散射电场的相加, 表达成柱面波形式:

$$\vec{E}_{total} = \hat{z} E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(i^m J_m(k_5 \rho) e^{im\phi} + i^m S_m H_m^{(1)}(k_5 \rho) e^{im\phi} \right) \quad (4-13)$$

式中, $S_m = R_{54,m}$ 是角动量通道 m^{th} 的散射系数; $E_0 = T_{65,m}$ 是入射电场的幅度。总的散射截面为 $C_{sct} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{sct,m}$, 其中, $C_{sct,m} = \frac{2\lambda}{\pi} |S_m|^2$, $|S_m| \leq 1$ 。

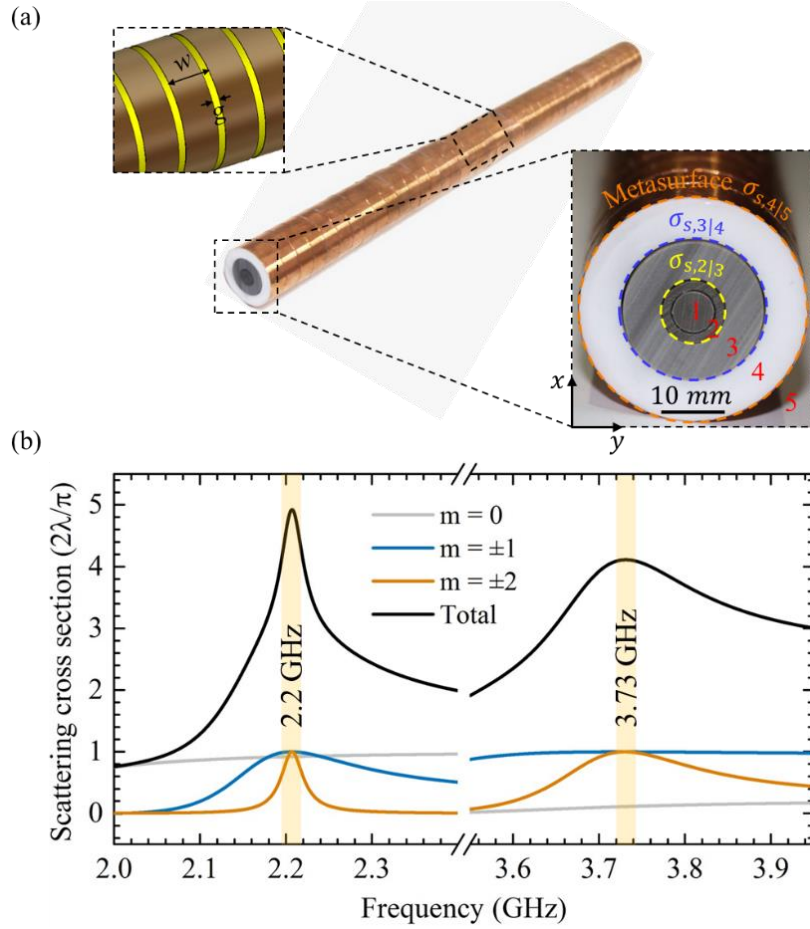


图 4.11 超散射器的实物图和归一化理论散射截面。(a) 超散射器的实物图，它由三层共形超表面（虚线）和四层介质构成，超表面由亚波长周期铜带构成，其表面电导率满足 $Im(\sigma_s) < 0$ ，支持 TE 表面波；(b) 超散射器的归一化总散射截面和各角动量通道的散射截面，超散射器工作在 2.2 GHz 和 3.73 GHz。

为了实现超散射现象，我们在经典散射理论的基础上，结合模拟退火算法^[228]来优化层状柱体结构。优化目标是在两个频率点处实现超散射现象。约束条件包括超散射器的直径小于波长，介质在自然界容易获得，超表面的周期远小于波长。优化变量包括四层介质的厚度和相对介电常数，三种超表面的铜条周期和空气槽的宽度。优化流程如下：

步骤 1：初始化温度 T ，迭代次数 L 和问题解 S ，计算总散射截面 $C_{sct}(S)$ 。

步骤 2：在解 S 附近产生新解 S' ，计算总散射截面 $C_{sct}(S')$ 和增量 $\Delta T = C_{sct}(S') - C_{sct}(S)$ 。

步骤 3：根据 Metropolis 规则接受新解 S' 。具体地，当 $\Delta T > 0$ 时，接受新解 S' ；否则，以概率 $\exp(-\Delta T/T)$ 接受新解 S' 。

步骤 4：重复执行步骤 2 和 3。直到优化目标达到或者迭代次数 L 完成。

步骤 5：降低温度 T ，然后重复执行步骤 2,3 和 4。

经过反复迭代，我们得到超散射器的一组参数。如图 4.11a 所示，由内到外，介质的厚度依次为 $d_1 = 3.4 \text{ mm}$, $d_2 = 1.7 \text{ mm}$, $d_3 = 6.2 \text{ mm}$ 和 $d_4 = 6.68 \text{ mm}$ ，相对介电常数依次为 $\epsilon_{r1} = 2.4$, $\epsilon_{r2} = 2.7$, $\epsilon_{r3} = 2.3$ 和 $\epsilon_{r4} = 2.1$ 。超表面的铜带周期分别为 $w_{2|3} = 33.88 \text{ mm}$, $w_{3|4} = 16.94 \text{ mm}$ 和 $w_{4|5} = 11.29 \text{ mm}$ ，空气槽的宽度为 $g_{2|3} = g_{3|4} = 0.14 \text{ mm}$ 和 $g_{4|5} = 0.1 \text{ mm}$ 。

图 4.11b 是超散射器的理论的归一化散射截面。在 2.2 GHz（波长 135.7 mm）和 3.73 GHz（80.4 mm），角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 的散射峰值相互重合，总散射截面是单通道散射极限的四倍。超散射器的直径只是两个工作波长的 0.26 和 0.45 倍，属于亚波长尺寸范畴。图 4.12 绘制了不同通道贡献的散射场。当 $m = \pm 1$ 或 $m = \pm 2$ 时，TE 表面波呈现偶极状或四极状，两种模式共振，形成超散射现象。图 4.13 绘制了超散射器的散射场和总电场分布，TE 平面波从左边入射，在超散射器后留下了很大的阴影，且前向散射大于后向散射。

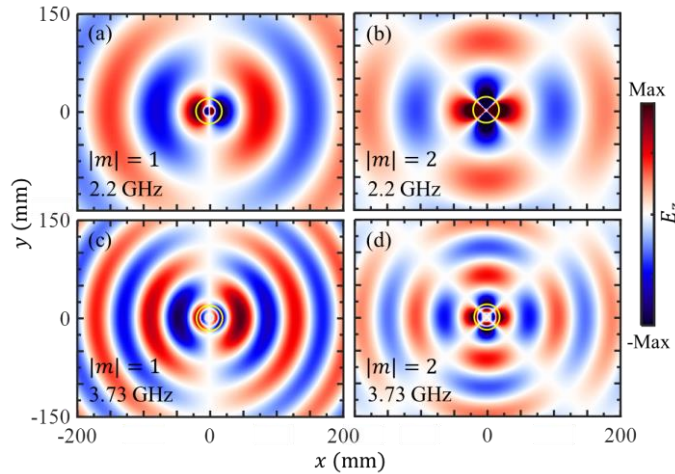


图 4.12 角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 的散射场，中心黄圈代表超散射器。

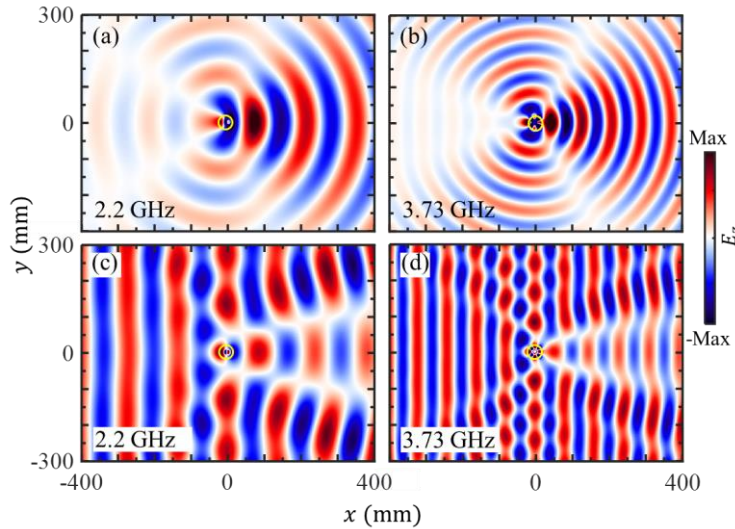


图 4.13 超散射器在两个工作频率下的 (a, b) 散射场和 (c, d) 总电场分布。

在微波段，金属为完美电导体，超表面可以用无损表面电导率 σ_s 来描述， σ_s 的实部为 0。根据文献[239]，当 $Im(\sigma_s) < 0$ ，超表面支持 TE 表面波；当 $Im(\sigma_s) > 0$ ，超表面支持 TM 表面波。图 4.14 给出了三层共形超表面的表面电导率。在 2 GHz 到 4 GHz 之间，由于每层超表面 $Im(\sigma_s) < 0$ 且 $|Im(\sigma_s)| > 80G_0$ ，其中 $G_0 = e^2/4\hbar$ 是通用光学电导率， \hbar 等于普朗克常数除以 2π ，因此 TE 表面波被强束缚在超表面与介质的界面。图 4.15 是超散射器对应的一维平板波导的色散曲线，TE 表面波沿着界面传播，且在垂直于界面方向为倏逝波。TE 表面波的色散曲线位于自由空间色散曲线（light line）的下方，将电磁波束缚在亚波长尺度，为实现多模式表面波简并奠定基础。在图 4.15 中，蓝条和紫条分别表示在超散射器的两个工作频率附近，角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 的谐振位置，这些谐振模式都可以被该平板波导所支持^[121]。

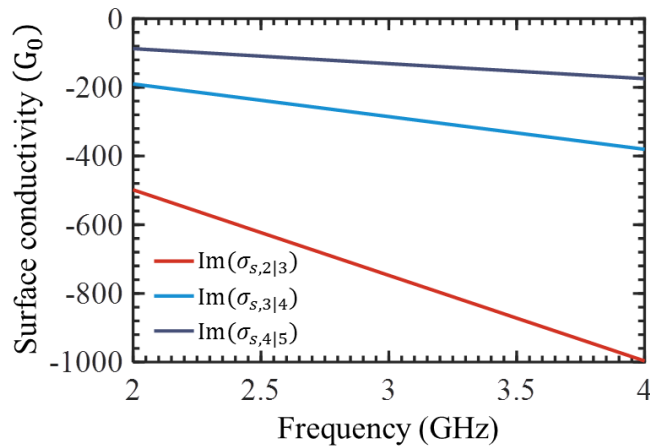


图 4.14 超散射器中三层共形超表面的表面电导率。

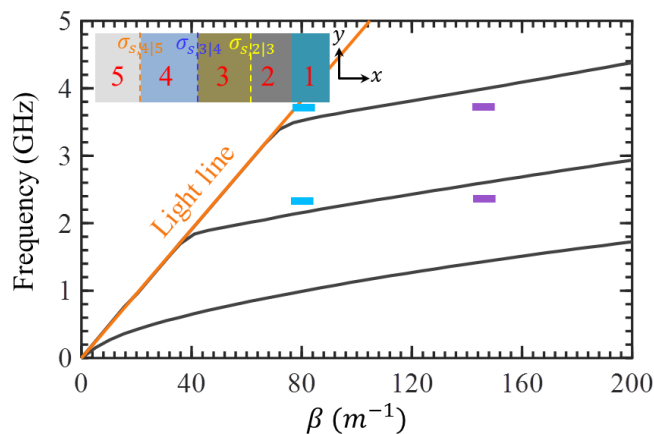


图 4.15 平板波导的 TE 波色散曲线。插入图为超散射器对应的一维平板波导形式，区域 1 和 5 为半无穷大，其它参数和超散射器保持一致， $\beta = k_y$ 为传播常数，蓝条和紫条分别代表在超散射器的两个工作频率附近，角动量通道 $m = \pm 1, \pm 2$ 的谐振位置。

4.3.2 基于超表面的多频超散射的实验验证

根据优化结果，我们选取对应介电常数的聚四氟乙烯介质构建微波段超散射器，如图 4.11a 所示。虽然我们理论计算是基于二维无限长超散射器，但是当实际的超散射器长度远大于工作波长时，其散射截面和理论的二维无限长超散射器散射截面相似。实验中，我们取超散射器的长度为 510 mm，对应是工作波长的数倍。

图 4.16a 是远场实验测量装置（双基站）。发射天线距离散射体的距离为 1.5 m，确保入射波到达散射体位置时近似为平面波。接收天线距离散射体的径向距离也为 1.5 m，确保测量是在远区场进行^[240]。发射天线、接收天线和散射体保持在同一个水平高度。图 4.16b 是近场实验测量装置，发射天线距离散射体 1.5 m。小型单极子天线固定在三维测量平台的机械臂上，以 2 mm 的空间步长在观测区域内扫描（200 mm × 200 mm， x 从 -100 mm 到 100 mm， y 从 0 mm 到 200 mm）电场的幅度和相位信息（矢量网络分析仪的 S21 参数）。为了表征散射场，我们先测量没有散射体时的入射场，再测量有散射体时的总场，最后将总场减去入射场得到散射场。

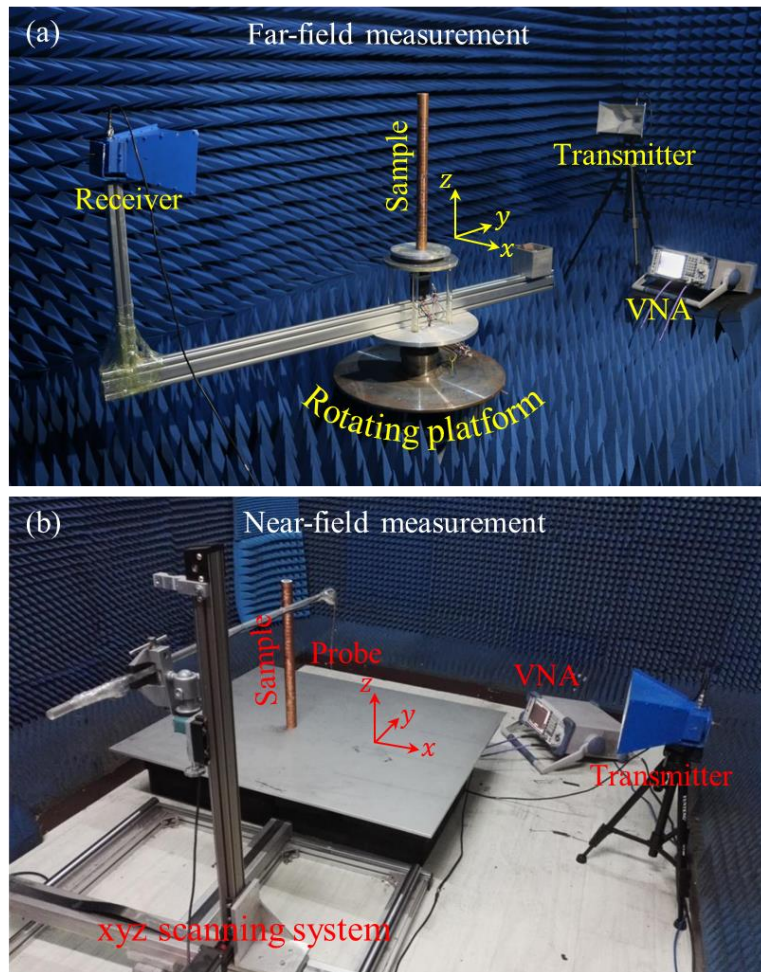


图 4.16 (a) 远场散射截面测量装置；(b) 近场电场测量装置。

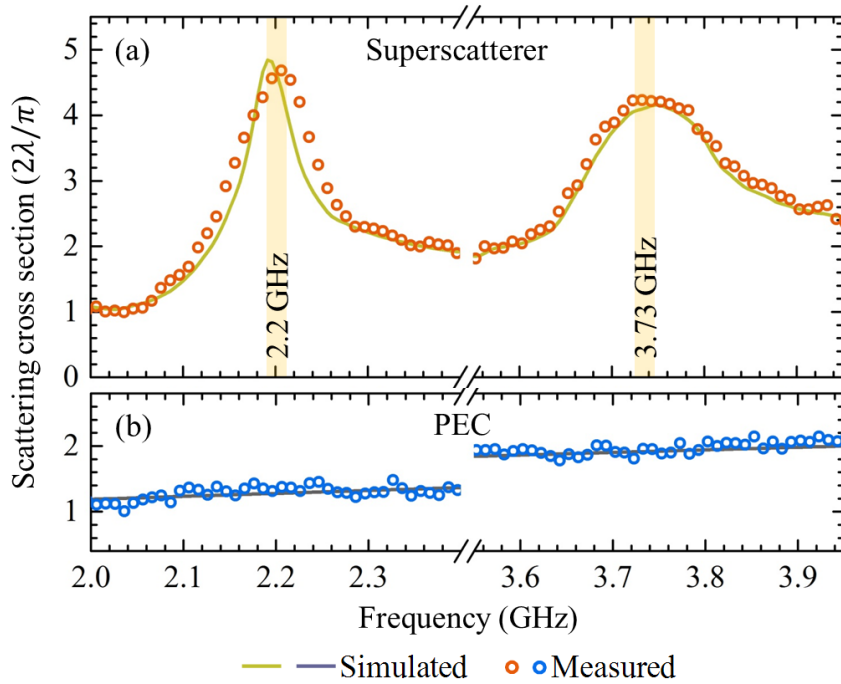


图 4.17 远场总散射截面测量结果。(a) 超散射器的归一化总散射截面；(b) 同等尺寸金属圆柱的归一化总散射截面，超散射器同时工作在 2.2 GHz 和 3.73 GHz，实线代表商业软件 CST Microwave Studio 的仿真结果，点线代表实验测量结果。

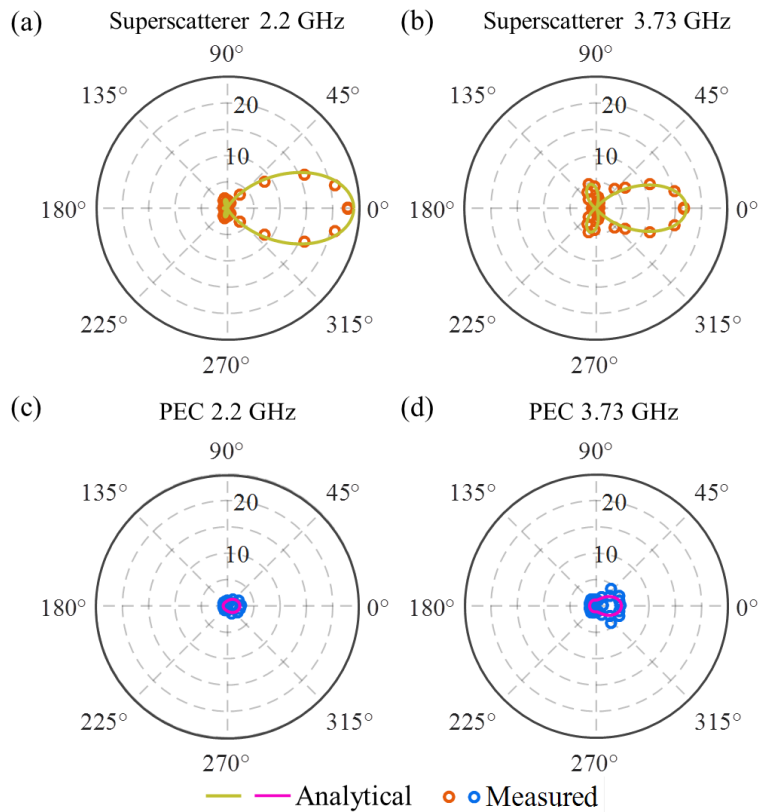


图 4.18 远场雷达散射截面测量结果。(a, b) 超散射器的雷达散射截面；(c, d) 同等尺寸金属圆柱的雷达散射截面，径向长度代表散射截面大小，单位： $2\lambda/\pi$ 。

图 4.17a 给出了超散射器的远场总散射截面测量结果。在 2.2 GHz 和 3.73 GHz 频率点，总散射截面是单通道散射极限的四倍以上。实验测量结果与 CST Microwave Studio 仿真结果、图 4.11b 的理论结果高度一致。与光频段等离子激元相比，微波段人工等离子激元的损耗很小，这是成功观测超散射现象的重要基础。实验与理论仿真的散射曲线存在微小的不一致，这可能是由于实验加工误差，或者介质的实际电磁参数与理论设计存在偏差造成的。作为对比实验，图 4.17b 给出了同等尺寸金属圆柱的总散射截面。虽然它具有全反射特性，但是它的总散射截面却小于超散射器的总散射截面，且小于两倍单通道散射极限。

图 4.18 给出了超散射器和同等尺寸金属圆柱的远场雷达散射截面测量结果。雷达散射截面或散射宽度^[230]的定义为 $\frac{\partial C_{sct}}{\partial \phi} = 2\pi\rho_0 \frac{|E_s|^2}{|E_i|^2}$ ，即每个方位角 ϕ 的散射截面。将雷达散射截面沿着方位角积分一圈可得到总散射截面 $C_{sct} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial C_{sct}}{\partial \phi} d\phi$ 。TE 平面波沿着 $+\hat{x}$ 方向传播， ϕ 表示散射场波矢与 $+\hat{x}$ 轴的夹角，变化范围从 0 到 2π 。如图 4.18 所示，超散射器前向散射远大于后向散射，且与理论曲线一致。接下来，根据测量的散射场 $E_{sca}(\phi, \rho_0)$ ，我们具体求解每个角动量通道 m^{th} 的散射系数 S_m 。

根据公式 (4-13)，超散射器诱导的散射场为：

$$E_{sca}(\phi, \rho_0) = E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m S_m H_m^{(1)}(k_5 \rho_0) e^{im\phi} \quad (4-14)$$

上式两边同时乘以 $e^{iM\phi}$ (M 是整数，代表角动量通道)，再沿着方位角 ϕ 积分一圈，得到：

$$\int_0^{2\pi} E_{sca}(\phi, \rho_0) e^{iM\phi} d\phi = E_0 \int_0^{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m S_m H_m^{(1)}(k_5 \rho_0) e^{im\phi} e^{iM\phi} d\phi \quad (4-15)$$

式中，只有当 $m = -M$ 时， $\int_0^{2\pi} e^{im\phi} e^{iM\phi} d\phi$ 不等于 0，因此上式可以化简为：

$$\int_0^{2\pi} E_{sca}(\phi, \rho_0) e^{iM\phi} d\phi = 2\pi E_0 i^{-M} S_{-M} H_{-M}^{(1)}(k_5 \rho_0) \quad (4-16)$$

式中， k_5 是自由空间的波矢； E_0 是入射电场的幅度。根据测量的散射场，我们求得，在 2.2 GHz， $|S_{\pm 1}| = 0.89$ ， $|S_{\pm 2}| = 0.94$ ；在 3.73 GHz， $|S_{\pm 1}| = 0.92$ ， $|S_{\pm 2}| = 0.97$ 。散射系数都非常接近单通道散射极限，证明超散射现象是由多种表面波模式谐振引起。

图 4.19 是超散射器和同等尺寸金属圆柱的近场测量结果。TE 平面波从左边入射到散射体上，超散射器的散射场分布呈现偶极子和四偶极子的叠加形状（和图 4.12 中理论一致）。由于通道 $m = \pm 1$ 和通道 $m = \pm 2$ 的散射场在前向是同相位（相长干涉），在后向是异相位（相消干涉），所以超散射器的前向散射远大于后向散射。近场测量结果提供了清晰的超散射物理图像，与同等尺寸金属圆柱的散射场形成鲜明对比，充分证明了超散射器具有大幅度增强物体散射的效果。

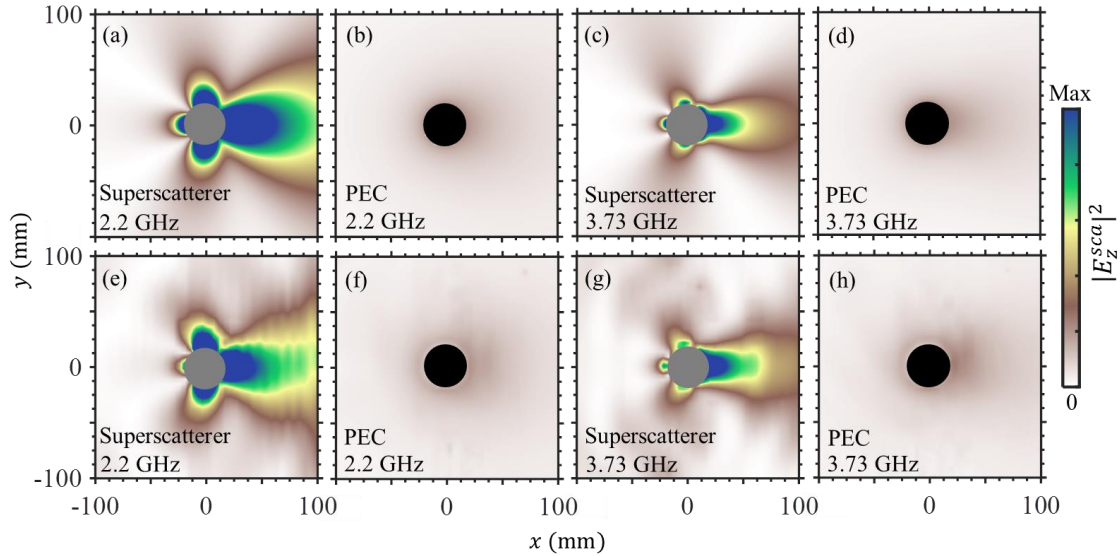


图 4.19 近场实验测量和理论结果。(a, c, e, g) 超散射器的散射能量远远大于 (b, d, f, h) 同等尺寸金属圆柱的散射场；(e-h) 实验结果和 (a-d) 理论结果非常吻合；灰色圆和黑色圆分别表示超散射器和金属圆柱。

4.4 本章小结

本章，我们从理论和实验方面探讨了双曲异向介质和超表面在超散射中的应用。

首先，我们将双曲异向介质引入到超散射研究中，建立了一维双曲异向介质-介质平板波导的色散模型和二维双曲异向介质-介质柱体的散射模型。以天然双曲材料氮化硼为例，利用模拟退火算法，优化出了能够同时工作在多个频率的超散射器。类似于金属的表面等离子激元，氮化硼可以支持表面声子极化激元，多模式的声子极化激元共振促成了超散射现象。氮化硼-介质超散射器具有损耗小、结构简单、对几何尺寸微扰不敏感等优点，提高了超散射器的工作效率，在生物成像，周围环境感知和能量收集等领域有重要价值。

其次，我们设计了基于共形超表面的微波超散射器，并率先在实验上观测了超散射现象。超散射器由四个同心介质圆柱构成，两两中间用共形超表面隔开。共形超表面由周期性铜带组成，其周期远小于工作波长。在低频段，超表面可以支持损耗小且束缚性高的表面波。利用经典散射理论和模拟退火算法，优化使得多模式的表面波共振，实现了多频率超散射现象。在微波实验中，我们从远场散射截面和近场成像两个角度观测了超散射现象，超散射器的总散射截面高达单通道散射极限的四倍，远远大于同等尺寸的均匀金属圆柱。微波段超散射现象的成功观测为三维光频段超散射的实验设计和观测提供了理论指导。

本章的相关工作已在 *Physical Review Letters* 和 *ACS Photonics* 期刊上发表。

第五章 基于智能散射的光学逻辑计算

前两章讨论的隐身衣和超散射的功能分别是抑制和增强物体散射。进一步，本章，我们将讨论智能散射及其在光学逻辑计算方面的应用。传统的光学逻辑计算往往需要引入体积庞大而复杂的光控制系统，因此不利于器件的小型化、集成化发展和计算结果的稳定性。针对这一难题，我们首次提出了一种基于智能散射的通用光学逻辑单元设计方法，先从理论上证明了该方法的可行性和完备性，再利用高效介质超表面进行了微波实验验证，最后论述了该方法的级联性、普适性、可拓展性和片上集成性等。

5.1 光学逻辑计算的意义和实现难点

近年来，随着人工智能、模式识别和大数据等信息领域的高速发展，传统电子集成电路正面临严峻挑战。在此背景下，光计算技术开始受到越来越多人的关注。与此同时，异向介质、超表面和纳米光子的快速发展为传统光计算注入了新的生命力。在第一章，我们系统介绍了目前三种主要的光计算类型：光学数学算符运算、光学神经网络和光学逻辑运算。其中，光学逻辑计算是最基本的计算单元，在纳米光子处理器、混合光-电计算、加密无线通讯和场景增强等领域有重要应用价值。然而，传统的光学逻辑计算往往需要精确控制入射光束/泵浦光的幅度、相位、极化和光束大小等特性。体积庞大而复杂的光控制系统不利于光学逻辑单元的小型化和集成化，容易引起计算结果的不稳定，并且两种输出状态“0”和“1”的对比度往往很低。

针对这一难题，我们将光学逻辑计算转化为机器学习中的分类任务，提出了一种基于智能散射（例如衍射神经网络）的光学逻辑计算设计方法。该设计方法采用简单的平面波作为输入，通过选择性激活输入层的子区域，实现不同的逻辑计算功能。其中，输入层的设计非常简单、灵活、普适，可采用允许/禁止平面波透过子区域的方式或者根据实际应用场景需求，用户自定义输入层及其编码方式。

与传统的光学逻辑计算相比，本章的光学逻辑计算主要有两方面优势。第一，传统的多功能光学逻辑计算本质上是多个单功能逻辑计算单元的叠加/组合（图 5.1a），逻辑计算单元之间彼此独立。相反，本章的多功能光学逻辑计算共享一个物理计算单元，彼此之间相互关联，减小了器件的体积。第二，传统的多功能光学逻辑计算需要一个“开关”来实现不同的逻辑功能，而这个“开关”往往是体积庞大且复杂的光控制系统（图 5.1b）。然而，本章的多功能光学逻辑计算的“开关”方式非常简单、灵活、普适。因此，本章工作

为未来光学逻辑单元的小型化、集成化和多功能性迈出了重要一步。

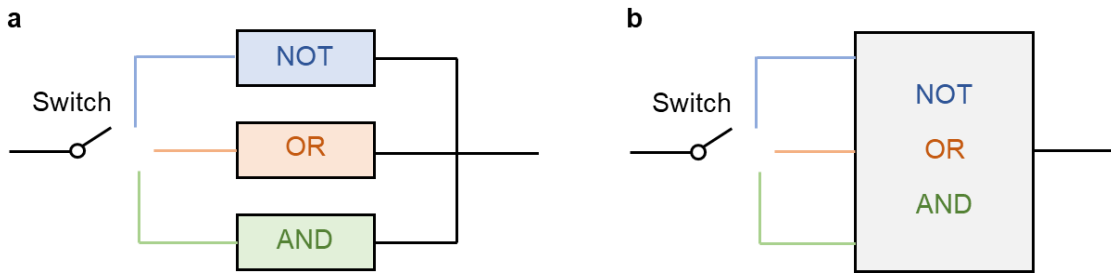


图 5.1 (a) 传统的多功能光学逻辑运算；(b) 基于衍射神经网络的多功能光学逻辑运算。

5.2 基于智能散射的光学逻辑计算

5.2.1 理论模型和物理原理

本质上，单功能逻辑计算可以等效为一个简单的二维分类任务 (X_1, X_2) ，其中， X_1 和 X_2 表示两个输入。如图 5.2 所示，我们从理论上分析神经网络解决逻辑计算问题的可行性和完备性。整个空间被划分为 C_1 和 C_2 两个区域，其中， C_1 包含一个三角形和一个不规则多边形。如果任意一点 P 落在 C_1 区域内，则计算结果 $Y = 1$ ；否则 $Y = 0$ ，这和逻辑计算情况一致。通过反向传播算法，可以获得 C_1 区域的所有边界方程，例如三角形的边界 l_1 ， l_2 和 l_3 ，边界方程见图 5.2a。如果点 P 落在三角形区域内，它需要同时满足① $z_1^{(1)} \geq 0$ ，② $z_2^{(1)} \geq 0$ ，③ $z_3^{(1)} \geq 0$ (图 5.2b)。经过非线性激活函数 g 处理后，神经网络中的参数 $h_1^{(1)} = h_2^{(1)} = h_3^{(1)} = 1$ 。这时，通过设置神经网络权重系数 $w_1^{(2)} = w_2^{(2)} = w_3^{(2)} = 1$ 和偏置 $b_1^{(2)} = -2.5$ ，我们得到：只有当①②③三个条件同时满足时， $h_1^{(2)} = 1$ 。对于 C_1 区域中另外一个不规则多边形，它可以由足够多的线性边界方程来界定，再用类似的分析方法，即将权重系数和偏置设置为 $w_4^{(2)} = w_5^{(2)} = \dots = w_j^{(2)} = \dots = w_m^{(2)} = 1$ ， $b_2^{(2)} = -(m - 3.5)$ 。最后，使得只有当点 P 落在不规则多边形区域内时， $h_2^{(2)} = 1$ 。

在神经网络的第三层，通过设置参数 $w_1^{(3)} = w_2^{(3)} = 1$ 和 $b_1^{(2)} = -0.5$ ，我们得到：当点 P 落在三角形或不规则多边形内， $Y = 1$ ；相反，只有当 P 同时不在三角形和不规则多边形内， $Y = 0$ 。上述理论推导了神经网络处理二维分类任务（单功能逻辑计算）的可行性和完备性。对于多功能逻辑运算，我们可以将其转化为三维分类任务 (X_1, X_2, X_L) ，其中， X_L 表示与、或、非等逻辑运算类型，再采用类似的分析方法得到神经网络架构。

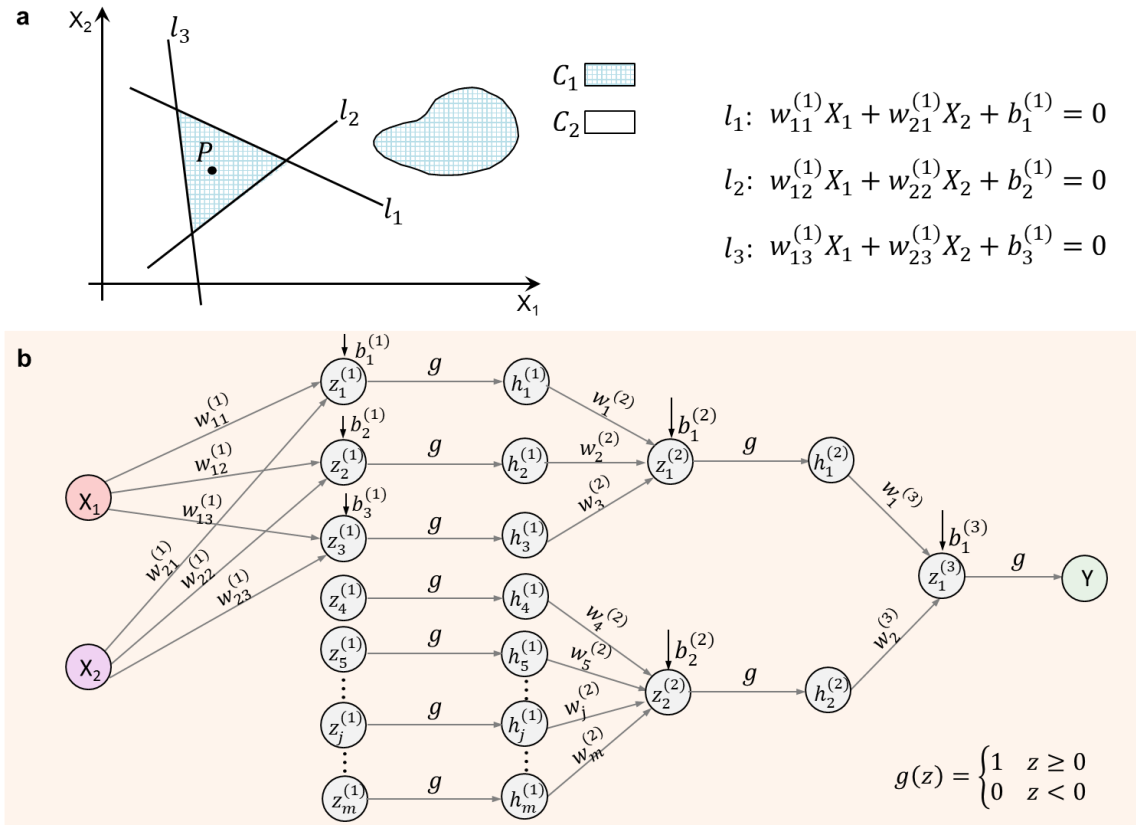


图 5.2 (a) 二维空间被划分为 C_1 和 C_2 两类；(b) 神经网络实现二维分类任务。

对于光学逻辑计算，我们采用衍射神经网络(图 5.3b)来模拟人工神经网络(图 5.3a)。虽然图 5.3b 没有考虑非线性函数，但后续结果表明它同样具有良好的分类能力。衍射神经网络的隐含层由透射型超表面来代替，通过调控每个超表面单元/神经元的透射系数来实现光学逻辑计算功能^[241]。根据瑞利-索末菲衍射原理^[242]，第 l 隐含层的第 i 个超表面单元 $\vec{r}_i^l = (x_i^l, y_i^l, z_i^l)$ 等效为一个二次源，通过衍射将信息传递到下一层，其惠更斯波面为：

$$H_z^{Huy}(\vec{r} - \vec{r}_i^l) = G(\vec{r}_i^l) \cdot h_z^{Huy}(\vec{r} - \vec{r}_i^l) \quad (5-1)$$

式中，

$$h_z^{Huy}(\vec{r} - \vec{r}_i^l) = \frac{-1}{2\pi} \left(ik - \frac{1}{R} \right) \frac{z - z_i^l}{R} \frac{e^{ikR}}{R} \quad (5-2)$$

式中， $R = \sqrt{(x - x_i^l)^2 + (y - y_i^l)^2 + (z - z_i^l)^2}$ ， k 为自由空间的波数。 $G(\vec{r}_i^l)$ 由超表面单元 \vec{r}_i^l 的输入波 $u(\vec{r}_i^l)$ 和透射系数 $t(\vec{r}_i^l)$ 决定：

$$G(\vec{r}_i^l) = u(\vec{r}_i^l) \cdot t(\vec{r}_i^l) \quad (5-3)$$

将第 l 层中所有超表面单元产生的二次波累加得到总场 $u(\vec{r})$ ：

$$u(\vec{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} H_z^{Huy}(\vec{r} - \vec{r}_i^l) dx dy \quad (5-4)$$

公式 (5-1) 至 (5-4) 描述了衍射神经网络的前向传播模型。在衍射神经网络的输出面，我们定义左右两个直径小于波长的圆形区域 (图 5.3b)。如果大部分透射能量 $s_i^{M+1} = |u(\vec{r}_i^{M+1})|^2$ 聚焦在左圆，则计算结果为“1”；反之，如果聚焦在右圆，则计算结果为“0”。

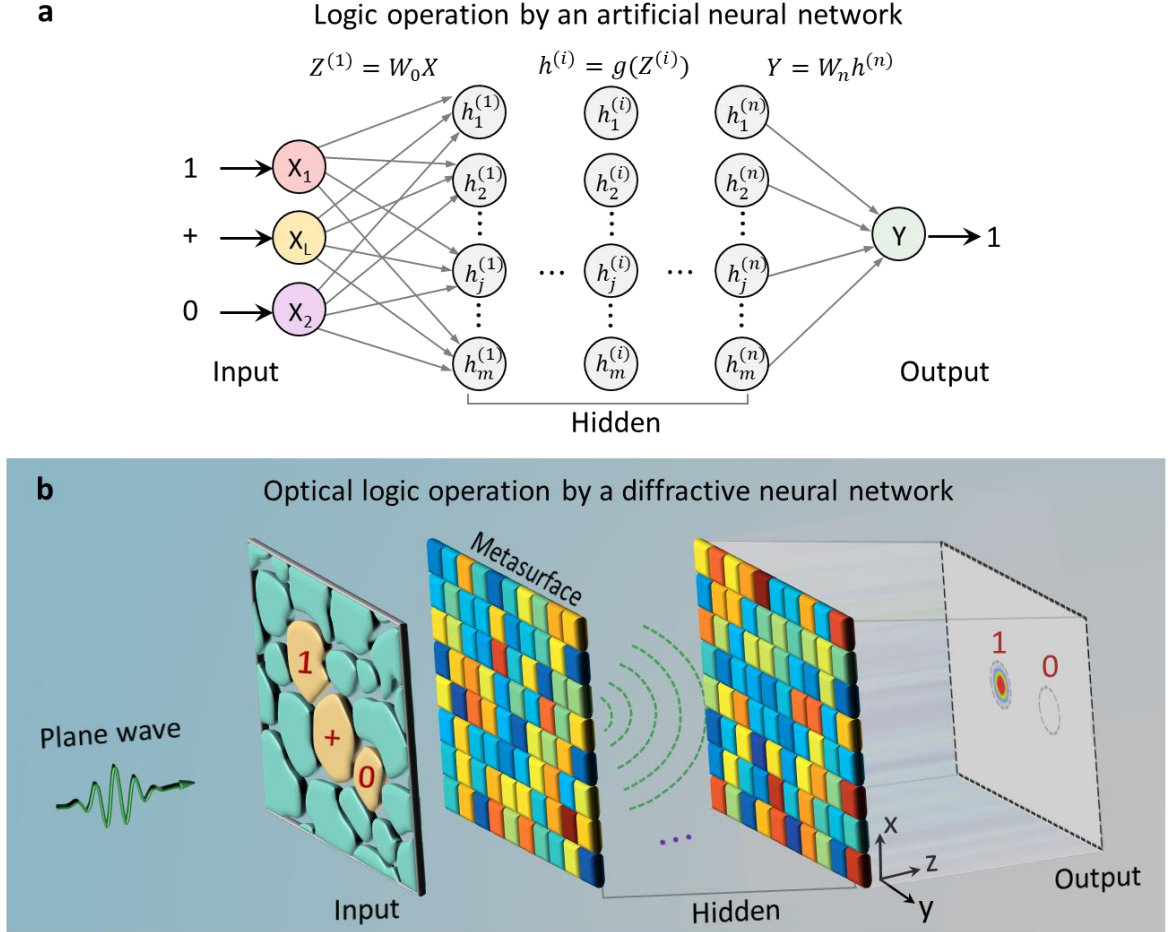


图 5.3 (a) 人工神经网络实现逻辑计算； (b) 基于衍射神经网络的光学逻辑运算。

在反向传播模型中，我们定义了一个损失函数 $F(t_i^l) = \frac{1}{K} \sum_i (s_i^{M+1} - g_i^{M+1})^2$ ，其中， g_i^{M+1} 为理论上的输出， K 为输出层的观测点数。反向传播的目标为：

$$\min F(t_i^l), \text{ s.t. } 0 \leq \phi_i^l \leq 2\pi, 0 \leq a_i^l \leq 1 \quad (5-5)$$

式中， $t(\vec{r}_i^l) = a_i^l \cdot e^{i\phi_i^l}$ 。接下来，我们采用梯度下降法对目标函数进行优化求解。 $F(t_i^l)$ 关于 t_i^l 的偏导为：

$$\frac{\partial F(t_i^l)}{\partial t_i^l} = \frac{4}{K} \sum_k (s_k^{M+1} - g_k^{M+1}) \cdot \text{real}\{(u_k^{M+1})^* \cdot \frac{\partial u_k^{M+1}}{\partial t_i^l}\} \quad (5-6)$$

简单起见，将 u_k^{M+1} 写成离散形式：

$$u_k^{M+1} = \sum_{k1} h_{k1}^M(x_k, y_k, z_k) \cdot t_{k1}^M(x_{k1}, y_{k1}, z_{k1}) \cdot u_{k1}^M(x_{k1}, y_{k1}, z_{k1}) \quad (5-7)$$

当 $l = M$ 时,

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial t_i^{l=M}} = \frac{\partial \sum_{k_1} h_{k_1}^M(x_k, y_k, z_k) \cdot t_{k_1}^M(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1}) \cdot u_{k_1}^M(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1})}{\partial t_i^{l=M}} \quad (5-8)$$

简化上式, 得到:

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial t_i^{l=M}} = t_i^M(x_i, y_i, z_i) \cdot u_i^M(x_i, y_i, z_i) \cdot h_i^M(x_k, y_k, z_k) \quad (5-9)$$

具体地, 当只考虑空间透射相位调制时, 即透射幅度是均匀的, 上式简化为:

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial \phi_i^{l=M}} = i \cdot t_i^M(x_i, y_i, z_i) \cdot u_i^M(x_i, y_i, z_i) \cdot h_i^M(x_k, y_k, z_k) \quad (5-10)$$

类似地, 当 $l = M - 1$ 时,

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial t_i^{l=M-1}} = \frac{\partial \sum_{k_1} h_{k_1}^M(x_k, y_k, z_k) \cdot t_{k_1}^M(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1}) \cdot \sum_{k_2} n_{k_2}^{M-1}(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1})}{\partial t_i^{l=M-1}} \quad (5-11)$$

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial t_i^{l=M-1}} = t_i^{M-1}(x_i, y_i, z_i) \cdot u_i^{M-1}(x_i, y_i, z_i) \cdot$$

$$\sum_{k_1} h_{k_1}^M(x_k, y_k, z_k) \cdot t_{k_1}^M(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1}) \cdot w_i^{M-1}(x_{k_1}, y_{k_1}, z_{k_1}) \quad (5-12)$$

根据链式求导法则, 我们得到 u_k^{M+1} 关于所有隐含层 $1 \leq l \leq M - 2$ 的偏导:

$$\frac{\partial u_k^{M+1}(x_k, y_k, z_k)}{\partial t_i^{l=M-A}} = t_i^{M-A} \cdot u_i^{M-A} \cdot \sum_{k_1} h_{k_1, k}^M \cdot t_{k_1}^M \cdots \cdots \sum_{k_A} h_{k_A, k_{A-1}}^{M-A+1} \cdot t_{k_A}^{M-A+1} \cdot h_{i, k_A}^{M-A} \quad (5-13)$$

式中, $2 \leq A \leq M - 1$ 。公式 (5-6) 至 (5-13) 给出了目标函数关于超表面透射系数的梯度函数。具体地, 我们在 Linux 服务器 (Intel(R) Xeon(R) CPU X5570 @2.93 GHz 48 GB RAM GeForce 249 10 GTX TITAN X GPU) 上使用 Python 3.5.0 和 TensorFlow 1.10.0 (Google Inc.) 训练神经网络。

5.2.2 数值仿真和实验验证

以基本的与、或、非逻辑计算为例, 我们采用两个隐含层 ($2 \times 30 \times 42$ 个超表面单元, 超表面单元的物理尺寸为 $0.57\lambda_0 \times 0.57\lambda_0$, λ_0 为工作波长), 层与层之间的轴向距离为 $17\lambda_0$ 。由于麦克斯韦方程组具有伸缩性, 这里的工作频率可以是微波、太赫兹或者光频。对于输入层, 它的编码方式非常简单、灵活、普适。以如图 5.5a 为例, 它被划分为 7 个子区域, 每个子区域被赋予一种功能。当执行某个具体逻辑运算时, 只需激活对应的子区域即可, 例如图 5.5a 显示的是逻辑运算“1+0”的编码方式。我们的训练目标是保证所有的逻辑计算正确, 因此不需要将原始数据划分为训练集、验证集和测试集。图 5.4a 显示了衍射神经网络在训练过程中的损耗函数曲线, 图 5.4b 是两个隐含层的最终相位分布。

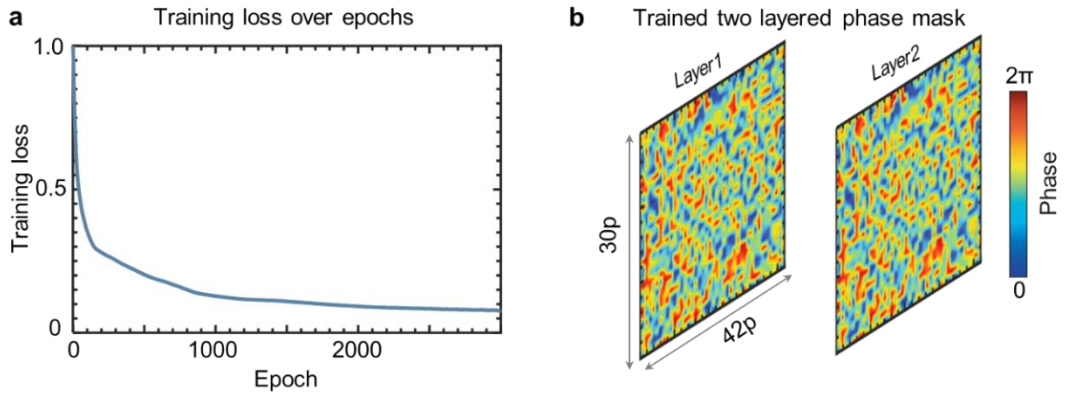


图 5.4 (a) 训练误差随迭代次数的变化曲线；(b) 隐含层的训练结果。

仿真中，我们取工作频率 $f_0 = 17 \text{ GHz}$ ，工作波长 $\lambda_0 = 17.6 \text{ mm}$ ，隐含层采用相对介电常数为 $3.5+0.003i$ 的 F4B 材质介质超表面。相较于谐振超表面，介质超表面更加简单高效，具有透射率高、耦合小、极化不敏感、无谐振等优点^[243]。利用商业电磁仿真软件 CST Microwave Studio，得到图 5.5b 所示的介质超表面的透射谱。介质超表面单元的透射幅度均大于 0.85，透射相位近似满足 $h = \lambda_0 \phi / 2\pi \Delta n$ ，其中， Δn 为介质和空气的折射率之差， h 为介质的高度。这里，透射相位均匀变化的特点有助于提高仿真和实验的准确性。进一步，我们仿真整个两层超表面的情况，输出层的能量密度分布 $|E_x|^2$ 如图 5.5c-1 所示。仿真结果显示十种逻辑计算结果全部正确，且左右两个圆形区域的能量对比度非常明显。

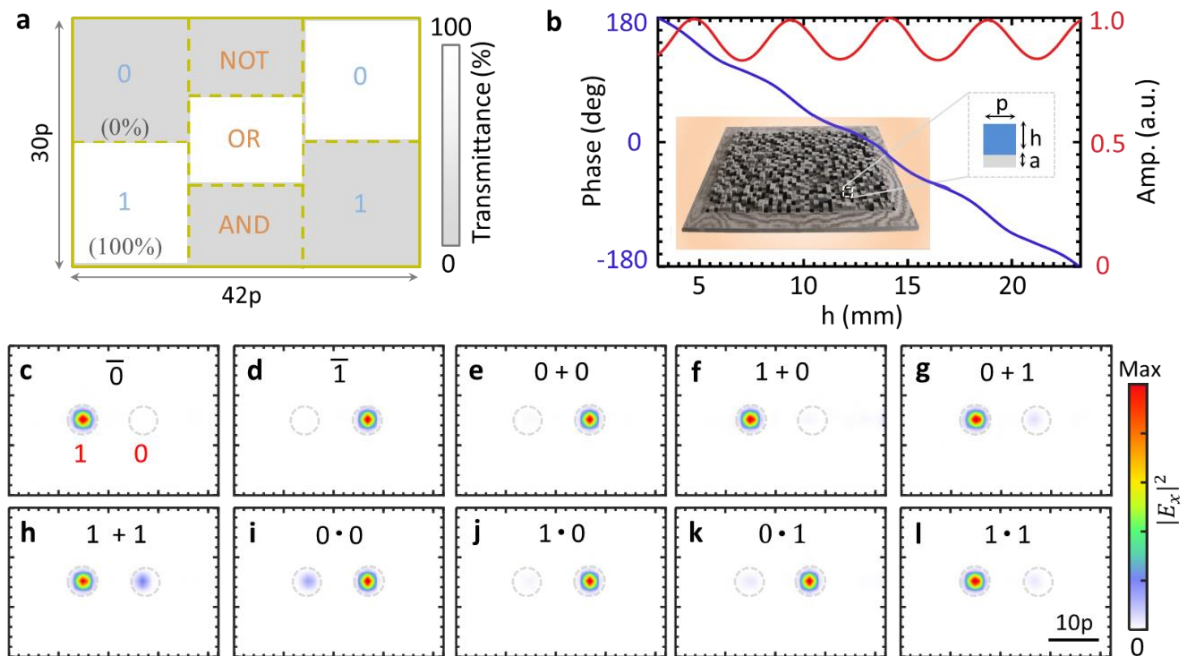


图 5.5 (a) 衍射神经网络的输入层编码方式，每个子区域有两种状态，0%和 100%透射率，当需要某种逻辑运算功能时，对应的子区域被激活， $p = 0.57\lambda_0$ 是超表面单元的周期；(b) 超表面单元的透射谱；(c-1) 逻辑运算的数值仿真结果。

在微波实验中，发射喇叭天线（TE 波，电场沿着 x 方向）放置在距离输入层 800 mm ($45\lambda_0$) 的位置，如图 5.6。这样，入射波达到输入层时近似为平面波，即幅度和相位都是均匀的。对于不同的逻辑运算，按照图 5.5a 的编码方式，调节输入层金属板的组合方式。在输出层，我们用一个小型单极子天线测量电场 E_x 的空间分布，图 5.6a 中插入图是逻辑运算“1+0”的能量密度分布。图 5.6b 绘制了其它逻辑计算的结果 $|E_x(x_0, y)|^2 / \max(|E_x(x_0, y)|^2)$ ，其中， $x_0 = 190$ mm。能量曲线的峰值都位于预期的位置，且左右两个圆形区域能量的比例都大于 9.6dB。在两个圆形区域外，有一些微弱的能量存在，这可能是由于空气-介质的阻抗不匹配引起。对此，可以采用周期性抗反射结构来进一步改进^[244]。

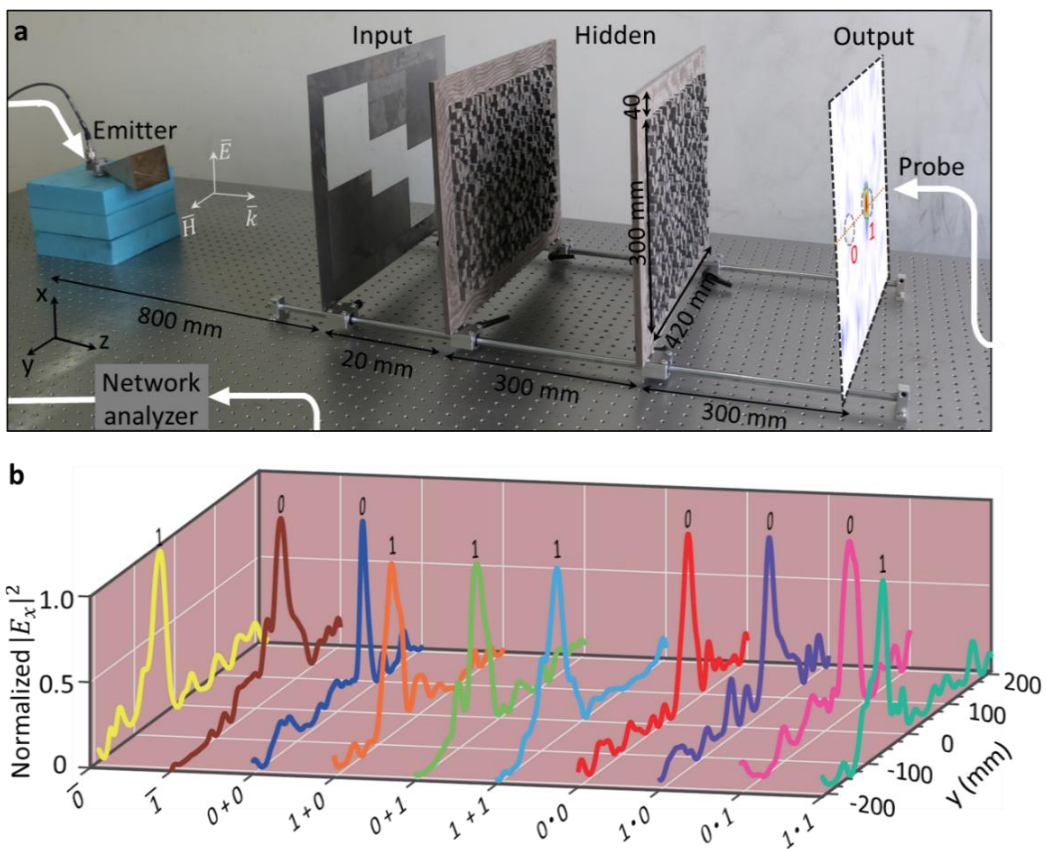


图 5.6 (a) 微波实验测量装置；(b) 实验测量结果。

5.2.3 级联网络和光学存储

除了与、或、非逻辑运算，我们的设计方法还可以集成其它更多逻辑运算功能或者用户自定义的逻辑运算。如图 5.7 所示，采用一个三层衍射神经网络 ($3 \times 30 \times 40$ 个超表面单元，层与层之间的轴向距离为 $22.7\lambda_0$)，有效地集成了与、或、非、或非、与非、异或非、异或七种基本逻辑计算。图 5.8 给出了左右两个圆内的能量占整个输出层能量的比例，结果显示所有的计算结果都正确，且左右两个圆的能量对比度很大。

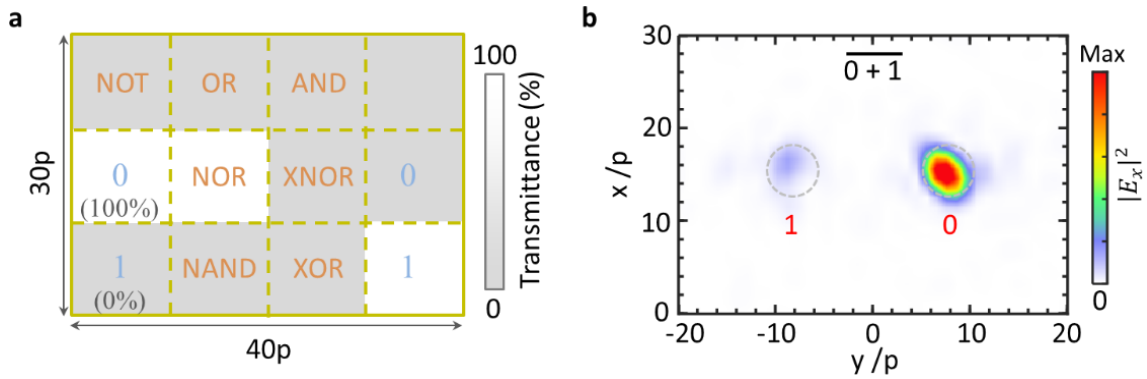


图 5.7 (a) 七种逻辑运算输入层的编码方式；(b) 0 或非 1 的数值仿真结果。

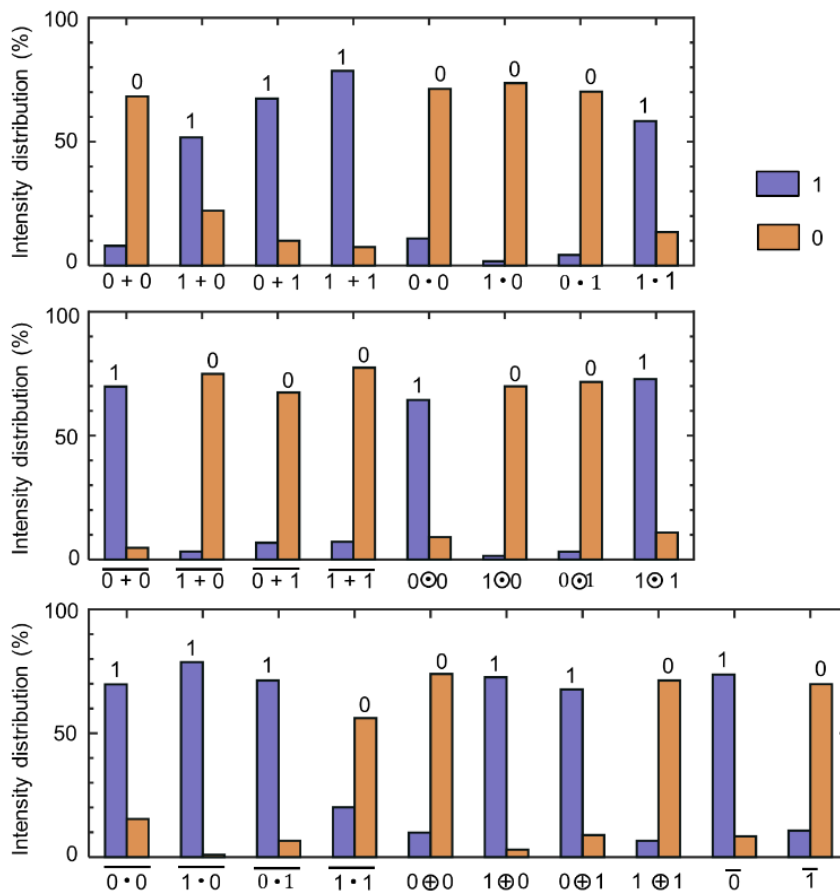


图 5.8 七种逻辑运算的仿真结果。

我们可以构建级联网络形成更加复杂的计算或者存储功能，以图 5.9a 中两层级联网络为例，利用微波波导将逻辑单元 1 和 2 的输出端口与逻辑单元 3 的对应输入端口相连。假设波导与逻辑单元输入/输出端的耦合系数为 100%，得到图 5.9b-d 的数值仿真结果。尽管实际的耦合系数可能小于 100%，但是我们可以将该耦合因素直接带进逻辑单元的设计之中，不影响最终的结果。另外，通过将一个与非门的输出/输入端口和另外一个与非门输入/输出端口相互相连，我们还可以构成 RS 触发器，实现 1 比特光学数据存储功能^[245]。

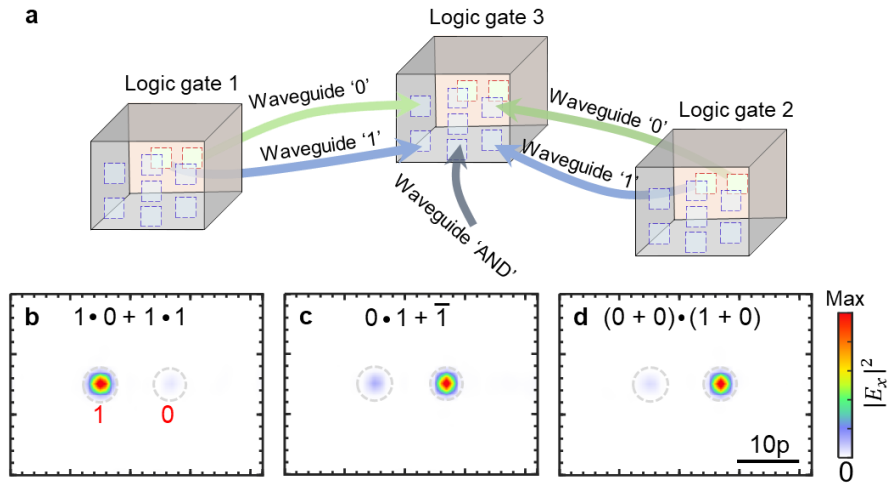


图 5.9 (a) 光学逻辑运算的级联方案；(b-d) 两层级联网络的输出层能量空间分布。

5.2.4 片上集成

除了超表面，我们还可以利用异向介质或纳米光子设计高计算密度的片上光学逻辑单元。在此之前，美国斯坦福大学 Vuckovic^[246]，犹他大学 Menon^[247]和威斯康星大学麦迪逊分校 Yu^[248]等利用非均匀纳米光子解决波长频分复用和偏振分束器等问题。本小节，利用 FDTD 求解器和拓扑优化算法，我们设计了片上紧凑型的光学异或逻辑计算单元。如图 5.10a 所示，该计算单元尺寸为 $2.4 \times 2.4 \text{ }\mu\text{m}^2$ ，包含两个空间间距为 $1.0 \text{ }\mu\text{m}$ 的输入硅波导和一个输出硅波导，波导的宽度为 440 nm ，高度为 300 nm 。该光学异或逻辑计算单元利用基本的 TE 导波模式，工作波长为 1550 nm 。图 5.10b-d 显示仿真能量密度分布（0 异或 1、1 异或 0 和 1 异或 1）；当两个硅波导都没有输入时（0 异或 0），输出显然为 0。

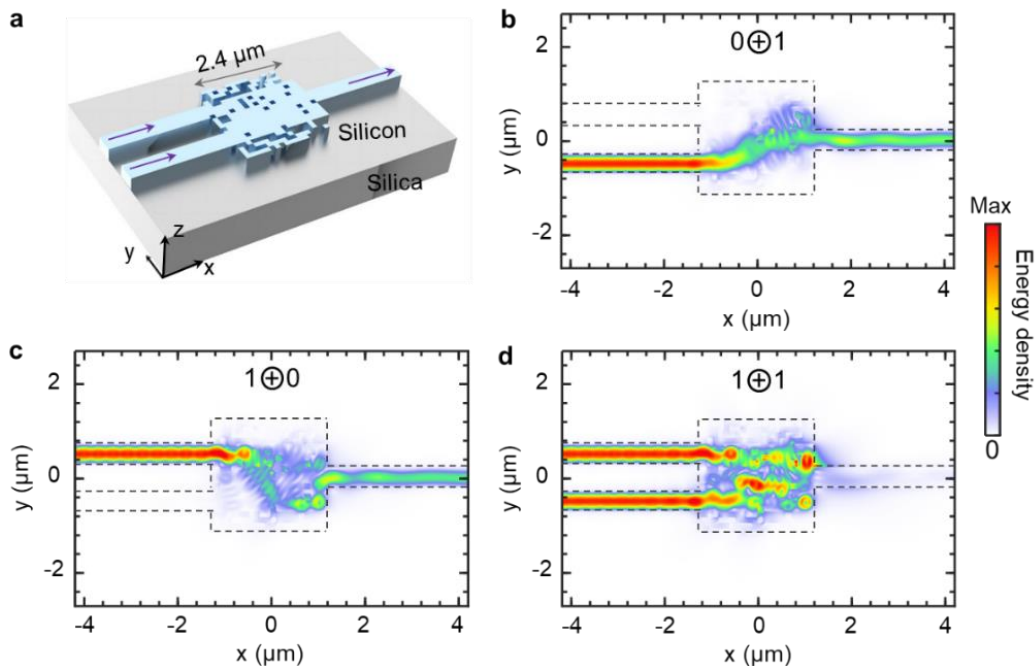


图 5.10 片上纳米光子逻辑计算。(a) 逻辑计算单元示意图；(b-d) FDTD 仿真结果。

5.3 本章小结

光学逻辑计算是光计算领域的研究热点之一，对发展纳米光子处理器、全光计算和混合光电计算非常重要。然而，传统的光学逻辑计算往往需要引入宏观尺寸的光控制系统来精确控制入射光束/泵浦光的幅度、相位、极化、光束大小等特性。如果将这些光控制系统考虑进来，实际上很难实现光学逻辑单元的小型化和集成化，并容易引起计算结果的不稳定。针对这一问题，我们首次理论提出和实验实现了一种基于智能散射（衍射神经网络）的多功能光学逻辑单元设计方法。在物理层面上，采用高效介质超表面模拟衍射神经网络的隐藏层，并探讨了该方法的普适性、级联性、可拓展性和片上集成实现方法。该工作不仅对光计算领域有重要价值，还可以扩展到自适应光学成像、快速目标跟踪和模式识别等领域^[249-250]。

本章的相关工作已在 *Light: Science & Applications* 期刊上发表。

结束语

理解和操控电磁波散射是人类几千年来不懈追求的梦想。当抑制物体的散射，使其显著降低甚至为零，可实现隐身衣，这在军事、航天和海洋等技术领域发挥重要作用；当增强物体的散射，使其显著大于同等尺寸的其他物体，可实现超散射，这在生物传感、荧光成像和能量收集等领域有广泛应用前景；当智能化物体的散射，使其按照用户自定义的方式传播，可实现光计算，这在纳米光子芯片、计算机视觉和自动驾驶等领域有重要价值。

围绕电磁散射，本论文依次开展了抑制散射—隐身衣、增强散射—超散射、智能散射—光计算的理论、仿真、实验研究。针对它们存在的瞬态响应机理不清晰、频带窄、结构复杂、制备困难、工作模式固定等关键科学和应用难点，结合异向介质和深度学习，系统性地开展了智能电磁散射调控研究。本文的研究工作拓展了异向介质的设计思路和实现手段，揭示了异向介质器件的工作原理，推进了异向介质器件的智能化和实用化进程，具有重要的科学研究和实际应用价值。

在此，作者对本论文所包含的内容进行总结和展望：

1. 智能电磁隐身和超散射的方法研究。针对传统频域方法难以解决隐身衣和超散射的瞬态入射、宽频和色散等问题，建立了能够处理色散、非均匀和各向异性介质的通用时域有限差分模型，揭示了隐身衣和超散射的瞬态响应机理。这部分工作对深入了解隐身衣和超散射的工作原理至关重要，该算法也可以推广至其它复杂介质的研究，例如负折射率材料和完美透镜等。进一步，系统性总结和归纳了本论文所用到的研究方法，包括解析、数值和实验方法。这部分内容为后续研究的顺利展开奠定了坚实理论和实验基础。

2. 基于深度学习的智能隐身。针对传统隐身衣参数苛刻、频带窄、工作模式固定等问题，首次理论提出并实验实现了基于深度学习的智能隐身，在不需要任何人为操控的情况下，快速地适应变化的外界环境和探测波，实现类变色龙式隐身。通过将训练好的神经网络嵌入时域有限差分算法中，揭示了智能隐身的工作原理和毫秒级动态隐身效果。实验上，搭建了一套从探测、响应到隐身的完整智能隐身系统，用大量的近场成像和远场散射截面数据验证了智能隐身的实时性、智能性和鲁棒性。在后续工作中，我们将进一步完善智能隐身的性能，应用于动态、开放、复杂的背景环境，并发展其它智能异向介质器件。

3. 基于异向介质的多频超散射。针对传统超散射器工作频率单一、结构复杂、损耗大、制备困难、难以实验观测等问题，开展了两方面工作。第一，提出利用双曲异向介质构造多频超散射的方法，提高了超散射的工作效率和对材料损耗、结构尺寸的鲁棒性。第二，

提出了利用共形超表面构造人工表面等离子体超散射的方法，结合经典散射理论和模拟退火算法，首次在微波实验中观测了超散射现象。这部分工作对光频段三维超散射的实现和超散射的实际应用有重要指导意义，例如荧光成像和拉曼光谱。

4. 基于智能散射的光学逻辑计算。针对传统光学逻辑计算需要引入体积庞大而复杂的光控制系统，不利于器件的小型化、集成化发展和计算结果稳定性等问题，率先提出了一种基于智能散射的通用光学逻辑计算方法。先从理论上证明了该方法的可行性和完备性，再采用高效介质超表面模拟隐藏层，实验实现了多功能光学逻辑计算单元，最后论述了该方法的普适性、级联性、可拓展性和片上集成性。这部分研究不仅对光计算领域意义重大，还对自适应光学成像和快速目标跟踪等领域具有重要启发作用。

参考文献

- [1] J. A. Kong, *Electromagnetic Waves Theory* [M]. MA, **2005**.
- [2] W. Cai and V. M. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* [M]. Springer, **2009**.
- [3] N. Engheta and R. W. Ziolkowski, *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations* [M]. Wiley, **2006**.
- [4] V. G. Veselago, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of epsilon and mu. *Physics uspekhi* **1968**, 10, 509-514.
- [5] J. B. Pendry, A. Holden, W. Stewart, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys. Rev. Lett.* **1996**, 76, 4773.
- [6] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. Robbins, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **1999**, 47, 2075-2084.
- [7] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. Vier, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 84, 4184.
- [8] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Experimental verification of a negative index of refraction. *Science* **2001**, 292, 77-79.
- [9] P. Berman, Goos-Hanchen shift in negatively refractive media. *Phys. Rev. E* **2002**, 66, 067603.
- [10] S. Xi, H. Chen, T. Jiang, et al. Experimental verification of reversed Cherenkov radiation in left-handed metamaterial. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103, 194801.
- [11] H. S. Chen and M. Chen, Flipping photons backward: reversed Cherenkov radiation. *Mater. Today* **2011**, 14, 34-41.
- [12] S. H. Lee, C. M. Park, Y. M. Seo, et al. Reversed Doppler effect in double negative metamaterials. *Phys. Rev. B* **2010**, 81, 241102.
- [13] J. B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 85, 3966.
- [14] N. Fang, H. Lee, C. Sun, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science* **2005**, 308, 534-537.
- [15] S. Zhang, W. Fan, N. Panoiu, et al. Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 95, 137404.
- [16] V. M. Shalaev, Optical negative-index metamaterials. *Nat. Photon.* **2007**, 1, 41-48.

- [17] C. M. Soukoulis and M. Wegener, Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials. *Nat. Photon.* **2011**, 5, 523-530.
- [18] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Controlling electromagnetic fields. *Science* **2006**, 312, 1780-1782.
- [19] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, et al. Memamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science* **2006**, 314, 977-980.
- [20] H. Chen, C. T. Chan, and P. Sheng, Transformation optics and metamaterials. *Nat. Mater.* **2010**, 9, 387-396.
- [21] N. I. Zheludev and Y. S. Kivshar, From metamaterials to metadevices. *Nat. Mater.* **2012**, 11, 917-924.
- [22] H. Chen and C. T. Chan, Transformation media that rotate electromagnetic fields. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 90, 241105.
- [23] I. V. Shadrivov, A. B. Kozyrev, D. van der Weide, et al. Nonlinear magnetic metamaterials. *Opt. Express* **2008**, 16, 20226-20271.
- [24] D. A. Powell, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, Nonlinear electric metamaterials. *Appl. Phys. Lett.* **2019**, 95, 084102.
- [25] L. X. Ran, J. T. Huang-Fu, H. Chen, et al. Experimental study on several left-handed metamaterials. *Prog. Electromag. Res.* **2005**, 51, 249-279.
- [26] H. Chen, L. Huang, X. Cheng, H. Wang, et al. Magnetic properties of metamaterial composed of closed rings. *Prog. Electromag. Res.* **2011**, 115, 317-326.
- [27] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, et al. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. *Nature* **2008**, 455, 376-379.
- [28] D. R. Burckel, J. R. Wendt, G. A. T. Eyck, et al. Micrometer-scale cubic unit cell 3D metamaterial layers. *Adv. Mater.* **2010**, 22, 5053-5057.
- [29] J. K. Gansel, M. Thiel, M. S. Rill, et al. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer. *Science* **2009**, 325, 1513-1515.
- [30] S. Xiao, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, et al. Loss-free and active optical negative-index metamaterials. *Nature* **2010**, 466, 735-738.
- [31] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, et al. High-impedance electromagnetic surface with a forbidden frequency band. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **1999**, 47, 2059.

- [32] J. B. Pendry, L. Martin-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, Mimicking surface plasmons with structured surface. *Science* **2004**, 305, 847-848.
- [33] H. T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, et al. Active terahertz metamaterial devices. *Nature* **2006**, 444, 597-600.
- [34] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction. *Science* **2011**, 334, 333-337.
- [35] N. Yu and F. Capasso, Flat optics with designer metasurface. *Nat. Mater.* **2014**, 13, 139-150.
- [36] S. Sun, Q. He, S. Xiao, et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves. *Nat. Mater.* **2012**, 11, 426-431.
- [37] S. Sun, K. Y. Yang, C. M. Wang, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces. *Nano Lett.* **2012**, 12, 6223-6229.
- [38] Z. Wang, K. Yao, M. Chen, et al. Manipulating Smith-Purcell emission with babinet metasurface. *Phys. Rev. Lett.* **2016**, 177, 157401.
- [39] A. M. Shaltout, V. M. Shalaev, and M. L. Brongersma, Spatiotemporal light control with active metasurfaces. *Science* **2019**, 364, eaat3100.
- [40] T. J. Cui, M. Q. Qi, X. Wan, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials. *Light Sci. Appl.* **2014**, 3, e218.
- [41] H. S. Ee and R. Agarwal, Tunable metasurface and flat optical zoom lens on a stretchable substrate. *Nano Lett.* **2016**, 16, 2818-2823.
- [42] E. Plum, J. Zhou, J. Dong, et al. Metamaterial with negative index due to chirality. *Phys. Rev. B* **2009**, 79, 035407.
- [43] Y. Xie, W. Wang, H. Chen, et al. Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface. *Nat. Commun.* **2014**, 5, 1-5.
- [44] P. Li, I. Dolado, F. J. Alfaró-Mozaz, et al. Infrared hyperbolic metasurface based on nanostructured van der Waals materials. *Science* **2018**, 359, 892-896.
- [45] G. Zheng, H. Muhlenbernd, M. Kenney, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency. *Nat. Nanotechnol.* **2015**, 10, 308-312.
- [46] M. Decker, M. Ruther, C. E. Kriegler, et al. Strong optical activity from twisted-cross photonic metamaterials. *Opt. Lett.* **2009**, 34, 2501-2503.
- [47] R. J. Lin, V. C. Su, S. Wang, et al. Achromatic metalens array for full-colour light-field

- imaging. *Nat. Nanotechnol.* **2019**, 14, 227-231.
- [48] L. Huang, X. Chen, H. Muhlenbernd, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface. *Nat. Commun.* **2013**, 4, 2808.
- [49] A. A. High, R. C. Devlin, A. Dibos, et al. Visible-frequency hyperbolic metasurface. *Nature* **2015**, 522, 192-196.
- [50] D. Lin, P. Fan, E. Hasman, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements. *Science* **2014**, 345, 298-302.
- [51] J. Teyssier, S. V. Saenko, D. Van Der Marel, et al. Photonic crystals cause active colour change in chameleons. *Nat. Commun.* **2015**, 6, 6368.
- [52] L. Deng and M. Han, Microwave absorbing performances of multiwalled carbon nanotube composites with negative permeability. *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 91, 023119.
- [53] M. J. Moghimi, G. Lin, H. Jiang, et al. Broadband and ultrathin infrared stealth sheets. *Adv. Eng. Mater.* **2018**, 20 1800038.
- [54] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, et al. Optical cloaking with metamaterials. *Nat. Photon.* **2007**, 1, 224.
- [55] S. Xi, H. S. Chen, B. I. Wu, et al. One-directional perfect cloak created with homogeneous material. *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* **2009**, 19, 131.
- [56] N. Landy and D. R. Smith, A full-parameter unidirectional metamaterial cloak for microwaves. *Nat. Mater.* **2013**, 12, 25-29.
- [57] H. Chen and B. Zheng, Broadband polygonal invisibility cloak for visible light. *Sci. Rep.* **2012**, 2, 255.
- [58] H. Chen, B. Zheng, L. Shen, et al. Ray-optics cloaking devices for large objects in incoherent natural light. *Nat. Commun.* **2013**, 4, 2652.
- [59] J. Li and J. B. Pendry, Hiding under the carpet: A new strategy for cloaking. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101, 203901.
- [60] R. Liu, C. Ji, J. Mock, et al. Broadband ground-plane cloak. *Science* **2009**, 323, 366-369.
- [61] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, et al. An optical cloak made of dielectrics. *Nat. Mater.* **2009**, 8, 568-571.
- [62] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, et al. Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies. *Nat. Photon.* **2009**, 3, 461-463.

- [63] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, et al. Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. *Science* **2010**, 328, 337-339.
- [64] H. F. Ma and T. J. Cui, Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials. *Nat. Commun.* **2010**, 1, 21.
- [65] B. Zhang, T. Chan, and B. I. Wu, Lateral shift makes a ground-plane cloak detectable. *Phys. Rev. Lett.* **2010**, 104, 233903.
- [66] J. Zhang, L. Liu, Y. Luo, et al. Homogeneous optical cloak constructed with uniform layered structure. *Opt. Express* **2011**, 19, 8625-8631.
- [67] X. Xu, Y. Feng, S. Xiong, et al. Broad band invisibility cloak made of normal dielectric multilayer. *Appl. Phys. Lett.* **2011**, 99, 154104.
- [68] B. Zhang, Y. Luo, X. Liu, et al. Macroscopic invisibility cloak for visible light. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 106, 033901.
- [69] X. Chen, Y. Luo, J. Zhang, et al. Macroscopic invisibility cloaking of visible light. *Nat. Commun.* **2011**, 2, 176.
- [70] S. Zhang, C. Xia, and N. Fang, Broadband acoustic cloak for ultrasound waves. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 106, 024301.
- [71] L. Zigoneanu, B. I. Popa, and S. A. Cummer, Three-dimensional broadband omnidirectional acoustic ground cloak. *Nat. Mater.* **2014**, 133, 352-355.
- [72] T. Han, X. Bai, D. Gao, et al. Experimental demonstration of a bilayer thermal cloak. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112, 054302.
- [73] H. Xu, X. Shi, F. Gao, et al. Ultrathin three-dimensional thermal cloak. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112, 054301.
- [74] M. Farhat, S. Guenneau, and S. Enoch, Ultrabroadband elastic cloaking in thin plates. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103, 024301.
- [75] S. Narayana and Y. Sato, DC magnetic cloak. *Adv. Mater.* **2012**, 24, 71-74.
- [76] F. Yang, Z. L. Mei, T. Y. Jin, et al. DC Electric invisibility cloak. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 109, 053902.
- [77] Y. G. Ma, Y. C. Liu, M. Raza, et al. Experimental demonstration of a multiphysics cloak: manipulating heat flux and electric current simultaneously. *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 113, 205501.
- [78] S. Zhang, D. Genov, C. Sun, et al. Cloaking of matter waves. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100,

123002.

- [79] U. Leonhardt, Optical conformal mapping. *Science* **2006**, 312, 1777-1780.
- [80] L. Xu and H. Chen, Conformal transformation optics. *Nat. Photon.* **2015**, 9, 15-23.
- [81] U. Leonhardt and T. Tyc, Broadband invisibility by non-Euclidean cloaking. *Science* **2009**, 323, 110-112.
- [82] Y. Ma, Y. Liu, L. Lan, et al. First experimental demonstration of an isotropic electromagnetic cloak with strict conformal mapping. *Sci. Rep.* **2013**, 3, 2182.
- [83] A. Alu and N. Engheta, Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coating. *Phys. Rev. E* **2005**, 72, 016623.
- [84] B. Edwards, A. Alu, M. G. Silveririnha, et al. Experimental verification of plasmonic cloaking at microwave frequencies with metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 103, 153901.
- [85] P. Y. Chen and A. Alu, Mantle cloaking using thin patterned metasurfaces. *Phys. Rev. B* **2011**, 84, 205110.
- [86] Y. R. Padooru, A. B. Yakovlev, P. Y. Chen, et al. Analytical modeling of conformal mantle cloaks for cylindrical objects using subwavelength printed and slotted arrays. *J. Appl. Phys.* **2012**, 112, 034907.
- [87] A. Alu and N. Engheta, Multifrequency optical invisibility cloak with layered plasmonic shells. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100, 113901.
- [88] F. Monticone, C. Argyropoulos, and A. Alù, Multilayered plasmonic covers for comblike scattering response and optical tagging. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 110, 113901.
- [89] D. A. Miller, On perfect cloaking. *Opt. Express* **2006**, 14, 12457-12466.
- [90] M. Selvanayagam and G. V. Eleftheriades, An active electromagnetic cloak using the equivalence principle. *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **2012**, 11, 1226-1229.
- [91] M. Selvanayagam and G. V. Eleftheriades, Experimental demonstration of active electromagnetic cloaking. *Phys. Rev. X* **2013**, 3, 041011.
- [92] J. Zhang, Z. L. Mei, W. R. Zhang, et al. An ultrathin directional carpet cloak based on generalized Snell's law. *Appl. Phys. Lett.* **2013**, 103, 151115.
- [93] X. Ni, Z. J. Wong, M. Mrejen, et al. An ultrathin invisibility skin cloak for visible light. *Science* **2015**, 349, 1310-1314.
- [94] N. M. Estakhri and A. Alu, Ultra-thin unidirectional carpet cloak and wavefront

- reconstruction with graded metasurface. *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* **2014**, 13, 1775-1778.
- [95] B. Orazbayev, N. M. Estakhri, M. Beruete, et al. Terahertz carpet cloak based on a ring resonator metasurface. *Phys. Rev. B* **2015**, 91, 195444.
- [96] Y. Yang, L. Jing, B. Zheng, et al. Full-polarization 3D metasurface cloak with preserved amplitude and phase. *Adv. Mater.* **2016**, 28, 6866-6871.
- [97] B. Orazbayev, N. M. Estakhri, A. Alu, et al. Experimental demonstration of metasurface-based ultrathin carpet cloaks for millimeter waves. *Adv. Opt. Mater.* **2017**, 5, 1600606.
- [98] S. W. Fan, S. D. Zhao, L. Cao, et al. Reconfigurable curved metasurface for acoustic cloaking and illusion. *Phys. Rev. B* **2020**, 101, 024104.
- [99] M. Danilov, R. DeVoe, A. Dolgolenko, et al. Detection of very small neutrino masses in double-beta decay using laser tagging. *Phys. Lett. B* **2000**, 480, 12-18.
- [100] C. Loo, A. Lowery, N. Halas, et al. Immunotargeted nanoshells for integrated cancer imaging and therapy. *Nano Lett.* **2005**, 5, 709-711.
- [101] J. Zhao, X. Y. Zhang, C. R. Yonzon, et al. Localized surface plasmon resonance biosensors. *Nanomedicine* **2006**, 1, 219-228.
- [102] A. Kinkhabwala, Z. Yu, S. Fan, et al. Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna. *Nat. Photon.* **2009**, 3, 654.
- [103] H. A. Atwater and A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nat. Mater.* **2010**, 9, 205-213.
- [104] J. A. Schuller, E. S. Barnard, W. Cai, et al. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nat. Mater.* **2010**, 9, 193-204.
- [105] P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, et al. Octave spanning tunable frequency comb from a microresonator. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 107, 063901.
- [106] M. A. Green and S. Pillai, Harnessing plasmonics for solar cells. *Nat. Photon.* **2012**, 6, 130-132.
- [107] A. Schliesser, N. Picqué, and T. W. Hänsch, Mid-infrared frequency combs. *Nat. Photon.* **2012**, 6, 440-449.
- [108] T. Yang, H. Chen, X. Luo, et al. Superscatterer: enhancement of scattering with complementary media. *Opt. Express* **2008**, 16, 18545-18550.
- [109] Z. Ruan and S. Fan, Superscattering of light from subwavelength nanostructures. *Phys. Rev.*

Lett. **2010**, 105, 013901.

[110] M. Zhou, L. Shi, J. Zi, et al. Extraordinarily large optical cross section for localized single nanoresonator. *Phys. Rev. Lett.* **2015**, 115, 023903.

[111] J. B. Pendry and S. A. Ramakrishna, Focusing light using negative refraction. *J. Phys. Cond. Matter* **2003**, 15, 6345.

[112] M. Rahm, D. Schurig, D. A. Roberts, et al. Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell's equations. *Photonic Nanostruc.* **2008**, 6, 87-95.

[113] Y. Luo, H. Chen, J. Zhang, et al. Design and analytical full-wave validation of the invisibility cloaks, concentrators, and field rotators created with a general class of transformations. *Phys. Rev. B* **2008**, 77, 125127.

[114] H. Chen, B. Hou, S. Chen, et al. Design and experimental realization of a broadband transformation media field rotator at microwave frequencies. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102, 183903.

[115] W. H. Wee and J. B. Pendry, Shrinking optical devices. *New J. Phys.* **2009**, 11, 073033.

[116] X. Luo, T. Yang, Y. Gu, et al. Conceal an entrance by means of superscatterer. *Appl. Phys. Lett.* **2009**, 94, 223513.

[117] Y. Lai, H. Chen, Z. Q. Zhang, et al. Complementary media invisibility cloak that cloaks objects at a distance outside the cloaking shell. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102, 093901.

[118] Y. Lai, J. Ng, H. Chen, et al. Illusion optics: the optical transformation of an object into another object. *Phys. Rev. Lett.* **2009**, 102, 253902.

[119] B. Zheng, H. A. Madni, R. Hao, et al, Concealing arbitrary objects remotely with multi-folded transformation optics. *Light Sci. Appl.* **2017**, 5, e16177.

[120] C. J. Foot, Atomic Physics [M]. Oxford University Press, New York, **2005**.

[121] P. B. Catrysse and S. Fan, Understanding the dispersion of coaxial plasmonic structures through a connection with the planar metal-insulator-metal geometry. *Appl. Phys. Lett.* **2009**, 94, 231111.

[122] Z. Ruan and S. Fan, Design of subwavelength superscattering nanospheres. *Appl. Phys. Lett.* **2011**, 98, 043101.

[123] W. Liu, Superscattering pattern shaping for radially anisotropic nanowires. *Phys. Rev. A* **2017**, 96, 023854.

- [124] A. Mirzaei, I. V. Shadrivov, A. E. Miroschnichenko, et al. Cloaking and enhanced scattering of core-shell plasmonic nanowires. *Opt. Express* **2013**, 21, 10454-10459.
- [125] A. Mirzaei, A. E. Miroschnichenko, I. V. Shadrivov, et al. Superscattering of light optimized by a genetic algorithm. *Appl. Phys. Lett.* **2014**, 105, 011109.
- [126] R. Li, X. Lin, S. Lin, et al, Tunable deep-subwavelength superscattering using graphene monolayers. *Opt. Lett.* **2015**, 40, 1651-1654.
- [127] L. Verslegers, Z. Yu, Z. Ruan, et al. From electromagnetically induced transparency to superscattering with a single structure: a couple-mode theory for doubly resonant structures. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 108, 083902.
- [128] W. Wan, W. Zheng, Y. Chen, et al. From Fano-like interference to superscattering with a single metallic nanodisk. *Nanoscale* **2014**, 6, 9093-9102.
- [129] M. Silveirinha and N. Engheta, Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 97, 157403.
- [130] X. Huang, Y. Lai, Z. H. Hang, et al. Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials. *Nat. Mater.* **2011**, 10, 582-586.
- [131] M. Zhou, L. Ying, L. Lu, et al. Electromagnetic scattering laws in Weyl systems. *Nat. Commun.* **2017**, 8, 1388.
- [132] I. Liberal, A. Mahmoud, Y. Li, et al. Photonic doping of epsilon-near-zero media. *Science* **2017**, 335, 1058-1062.
- [133] B. Edwards, A. Alu, M. E. Young, et al. Experimental verification of epsilon-near-zero metamaterial coupling and energy squeezing using a microwave waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 100, 033903.
- [134] P. Moitra, Y. Yang, Z. Anderson, et al. Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial. *Nat. Photon.* **2013**, 7, 791-795.
- [135] H. J. Caulfield and S. Dolev, Why future supercomputing requires optics. *Nat. Photon.* **2010**, 4, 261-263.
- [136] A. Graves, G. Wayne, M. Reynolds, et al. Hybrid computing using a neural network with dynamic external memory. *Nature* **2016**, 538, 471-476.
- [137] N. D. Lane, S. Bhattacharya, A. Mathur, et al. Squeezing deep learning into mobile and embedded devices. *IEEE Pervasive Computing* **2017**, 16, 82-88.

- [138] A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi, et al. Performing mathematical operations with metamaterials. *Science* **2014**, 343, 160-163.
- [139] T. Zhu, Y. Zhou, Y. Lou, et al. Plasmonic computing of spatial differentiation. *Nat. Commun.* **2017**, 8, 15391.
- [140] J. Zhou, H. Qian, C. Chen, et al. Optical edge detection based on high-efficiency dielectric metasurface. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **2019**, 116, 11137-11140.
- [141] N. M. Estakhri, B. Edwards and N. Engheta, Inverse-designed metastructures that solve equations. *Science* **2019**, 363, 1333-1338.
- [142] C. Guo, M. Xiao, M. Minkov, et al. Photonic crystal slab Laplace operator for image differentiation. *Optica* **2018**, 5, 251-256.
- [143] Y. Shen, N. C. Harris, S. Skirlo, et al. Deep learning with coherent nanophotonic circuits. *Nat. Photon.* **2017**, 11, 441.
- [144] X. Lin, Y. Rivenson, N. T. Yardimci, et al. All-optical machine learning using diffractive deep neural networks. *Science* **2018**, 361, 1004-1008.
- [145] T. W. Hughes, I. A. Williamson, M. Minkov, et al. Wave physics as an analog recurrent neural network. *Sci. Adv.* **2019**, 5, eaay6946.
- [146] Y. Zuo, B. Li, Y. Zhao, et al. All-optical neural network with nonlinear activation functions. *Optica* **2019**, 6, 1132-1137.
- [147] D. A. B. Miller, Are optical transistors the logical next step? *Nat. Photon.* **2010**, 4, 3-5.
- [148] M. T. Fatehi, K. C. Wasmundt, and S. A. Collins, Optical logic gates using liquid crystal light valve: implementation and application example. *Appl. Opt.* **1981**, 20, 2250-2256.
- [149] M. Manjappa, P. Pitchappa, N. Singh, et al. Reconfigurable MEMS Fano metasurfaces with multiple-input-output states for logic operations at terahertz frequencies. *Nat. Commun.* **2018**, 9, 4056.
- [150] H. Wei, Z. Li, X. Tian, et al. Quantum dot-based local field imaging reveals plasmon-based interferometric logic in silver nanowire networks. *Nano Lett.* **2011**, 11, 471-475.
- [151] H. Wei, Z. Wang, X. Tian, et al. Cascaded logic gates in nanophotonic plasmon networks. *Nat. Commun.* **2011**, 2, 387.
- [152] Y. Fu, X. Hu, C. Lu, et al. All-optical logic gates based on nanoscale plasmonic slot waveguides. *Nano Lett.* **2012**, 12, 5784-5790.

- [153] Y. G. Sang, X. Wu, S. S. Raja, et al. Broadband multifunctional plasmonic logic gates. *Adv. Opt. Mater.* **2018**, 6, 1701368.
- [154] Q. F. Xu and M. Lipson, All-optical logic based on silicon micro-ring resonators. *Opt. Express* **2017**, 15, 924-929.
- [155] M. W. McCutcheon, G. W. Rieger, J. F. Young, et al. All-optical conditional logic with a nonlinear photonic crystal nanocavity. *Appl. Phys. Lett.* **2009**, 95, 221102.
- [156] J. Li and C. T. Chan. Double-negative acoustic metamaterial. *Phy. Rev. E* **2004**, 70, 055602.
- [157] N. Fang, D. Xi, J. Xu, et al. Ultrasonic metamaterials with negative modulus. *Nat. Mater.* **2006**, 5, 452-456.
- [158] S. Zhang, L. Yin, and N. Fang, Focusing ultrasound with an acoustic metamaterial network. *Phy. Rev. Lett.* **2009**, 102, 194301.
- [159] S. Narayana, S. Savo, and Y. Sato. Transient heat flux shielding using thermal metamaterials. *Appl. Phys. Lett.* **2013**, 102, 201904.
- [160] R. W. Ziolkowski and A. Erentok. Metamaterial-based efficient electrically small antennas. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2006**, 54, 2113-2130.
- [161] D. Schurig, J. B. Pendry, and D. R. Smith. Calculation of material properties and ray tracing in transformation media. *Opt. Express* **2006**, 14, 9794-9804.
- [162] H. Chen, B. I. Wu, B. Zhang, et al. Electromagnetic wave interactions with a metamaterial cloak. *Phy. Rev. Lett.* **2007**, 99, 063903.
- [163] W. C. Chew, *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* [M]. IEEE: New York, **1995**.
- [164] R. W. Ziolkowski and A. D. Kipple, Causality and double negative metamaterial. *Phys. Rev. E* **2003**, 68, 026615.
- [165] Y. Zhao, C. Argyropoulos, and Y. Hao, Full-wave finite-difference time-domain simulation of electromagnetic cloaking structures. *Opt. Express* **2008**, 16, 6717.
- [166] P. Yao, Z. Liang, X. Sun, et al. The physical picture and the essential elements of the dynamical process for dispersive cloaking structures. *Appl. Phys. Lett.* **2008**, 92, 131118.
- [167] P. Yao, Z. Liang, and X. Jiang. Limitation of the electromagnetic cloak with dispersive material. *Appl. Phys. Lett.* **2008**, 92, 031111.
- [168] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **1966**, 14, 302-307.

- [169] A. Taflove and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method [M]. Artech House, **2000**.
- [170] S. A. Cummer, B. I. Popa, D. Schurig, et al. Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures. *Phys. Rev. E* **2006**, 74, 036621.
- [171] H. Zhang, Y. Lu, P. He, et al. A study on PML-FDTD and boundary consistency conditions of total-scattered fields in cylindrical coordinates. *IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications* **2005**, 1, 720-723.
- [172] F. Zolla, S. Guenneau, A. Nicolet, et al. Electromagnetic analysis of a cylindrical invisibility cloaks and the mirage effect. *Opt. Lett.* **2007**, 32, 1069.
- [173] G. Labate and L. Matekovits, Invisibility and cloaking structure as weak or strong solutions of Devaney-Wolf theorem. *Opt. Express* **2016**, 24, 19245.
- [174] H. Chen and C. T. Chan, Time delays and energy transport velocities in three dimensional ideal cloaking devices. *J. Appl. Phys.* **2008**, 104, 033113.
- [175] B. Zhang, B. I. Wu, and H. Chen, Optical delay of a signal through a dispersive invisibility cloak. *Opt. Express* **2009**, 17, 6721.
- [176] B. Zhang, B. I. Wu, H. Chen, et al. Rainbow and blueshift effect of a dispersive spherical invisibility cloak impinged on by a nonmonochromatic plane wave. *Phys. Rev. Lett.* **2008**, 101, 063902.
- [177] T. Ergin, J. C. Halimeh, N. Stenger, et al. Optical microscopy of 3D carpet cloaks: ray-tracing calculations. *Opt. Express* **2010**, 18, 20535-20545.
- [178] Y. Luo, J. Zhang, H. Chen, et al. High-directivity antenna with small antenna aperture. *Appl. Phys. Lett.* **2009**, 95, 193506.
- [179] Y. Luo, J. Zhang, H. Chen, et al. Wave and ray analysis of a type of cloak exhibiting magnified and shifted scattering effect. *Prog. Electromag. Res.* **2019**, 95, 167-178.
- [180] G. Gómez-Santos, Universal features of the time evolution of evanescent modes in a left-handed perfect lens. *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 90, 077401.
- [181] W. H. Wee and J. B. Pendry, Universal evolution of perfect lenses. *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 106, 165503.
- [182] X. Chen, T. M. Grzegorzczuk, B. I. Wu, et al. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials. *Phys. Rev. E* **2004**, 70, 016608.

- [183] C. Pfeiffer and A. Grbic, Metamaterial Huygens' surfaces: tailoring wave fronts with reflectionless sheets. *Phys. Rev. Lett.* **2013**, 110, 197401.
- [184] K. Sarabandi and N. Behdad, A frequency selective surface with miniaturized elements. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2007**, 55, 1239-1245.
- [185] O. Luukkonen, C. Simovski, G. Grant, et al. Simple and accurate analytical model of planar grids and high-impedance surfaces comprising metal strips or patches. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2008**, 56, 1624.
- [186] I. Malkiel, M. Mrejen, A. Nagler, et al. Plasmonic nanostructure design and characterization via deep learning. *Light Sci. Appl.* **2018**, 7, 60.
- [187] J. Peurifoy, Y. Shen, L. Jing, et al. Nanophotonic particle simulation and inverse design using artificial neural networks. *Sci. Adv.* **2018**, 4, eaar4206.
- [188] Z. Liu, A. Zhu, S. P. Rodrigues, et al. Generative model for the inverse design of metasurfaces. *Nano Lett.* **2018**, 18, 6570-6576.
- [189] W. Ma, F. Cheng, and Y. Liu, Deep-learning enabled on-demand design of chiral metamaterials. *ACS Nano* **2018**, 12, 6326-6334.
- [190] W. Ma, F. Cheng, Y. Xu, et al. Probabilistic representation and inverse design of metamaterials based on a deep generative model with semi-supervised learning strategy. *Adv. Mater.* **2019**, 31, 1901111.
- [191] J. F. Rodriguez-Nieva and M. S. Scheurer, Identifying topological order through unsupervised machine learning. *Nat. Phys.* **2019**, 15, 790-795.
- [192] J. Schmidhuber, Deep learning in neural networks: an overview. *Neural Netw.* **2015**, 61, 85-117.
- [193] G. Hinton, L. Deng, D. Yu, et al. Deep neural networks for acoustic modeling in speech recognition: the shared views of four research groups. *IEEE Signal Process. Mag.* **2012**, 29, 82-97.
- [194] R. Ramprasad, R. Batra, G. Piliand, et al. Machine learning in materials informatics: recent applications and prospects. *npj Comput. Mater.* **2017**, 3, 54.
- [195] G. Carleo and M. Troyer, Solving the quantum many-body problem with artificial neural networks. *Science* **2017**, 355, 602-606.
- [196] A. Esteva, B. Kuprel, R. A. Novoa, et al. Dermatologist-level classification of skin cancer

- with deep neural networks. *Nature* **2017**, 542, 115-118.
- [197] P. Raccuglia, K. C. Elbert, P. D. F. Adler, et al. Machine-learning-assisted materials discovery using failed experiments. *Nature* **2016**, 533, 73-76.
- [198] X. Ma, W. Pan, C. Huang, et al. An active metamaterial for polarization manipulating. *Adv. Opt. Mater.* **2014**, 2, 945-949.
- [199] H. Li, C. Ma, D. Ye, et al. Dual-band Fresnel zone plate antenna with independently steerable beams. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2018**, 66, 2113-2118.
- [200] H. Kwon, D. Sounas, A. Cordaro, et al. Nonlocal metasurfaces for optical signal processing. *Phys. Rev. Lett.* **2018**, 121, 173004.
- [201] A. B. Constantine, *Antenna Theory: Analysis and Design* [M]. Wiley, **2005**.
- [202] D. Ye, K. Chang, L. Ran, et al. Microwave gain medium with negative refractive index. *Nat. Commun.* **2014**, 5, 5841.
- [203] Y. Zhang and B. P. Ng, MUSIC-like DOA estimation without estimating the number of sources. *IEEE Trans. Signal Process.* **2010**, 58, 1668-1676.
- [204] B. Widrow, P. E. Mantey, L. J. Griffiths, et al. Adaptive antenna systems. *Proc. IEEE* **1967**, 55, 2143-2159.
- [205] D. Colton and R. Kress, *Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory* [M]. Springer, **1997**.
- [206] M. Aeschlimann, M. Bauer, D. Bayer, et al. Adaptive subwavelength control of nano-optical fields. *Nature* **2007**, 446, 301-304.
- [207] C. Xu, G. T. Stiuianu, and A. A. Gorodetsky, Adaptive infrared-reflecting systems inspired by cephalopods. *Science* **2018**, 359, 1495-1500.
- [208] Z. Tian, B. Xu, B. Hsu, et al. Reconfigurable vanadium dioxide nanomembranes and microtubes with controllable phase transition temperatures. *Nano Lett.* **2018**, 18, 3017-3023.
- [209] Q. Wang, E. T. F. Rogers, B. Gholipour, et al. Optically reconfigurable metasurfaces and photonic devices based on phase change materials. *Nat. Photon.* **2016**, 10, 60-65.
- [210] S. Yi, M. Zhou, Z. Yu, et al. Subwavelength angle-sensing photodetectors inspired by directional hearing in small animals. *Nat. Nanotechnol.* **2018**, 13, 1143-1147.
- [211] L. Rayleigh, On the scattering of light by small particles. *Philos. Mag.* **1871**, 41, 447-454.
- [212] G. Mie, Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Ann. Phys.*

1908, 330, 377-445.

[213] A. E. Miroshnichenko, Non-Rayleigh limit of the Lorenz-Mie solution and suppression of scattering by spheres of negative refractive index. *Phys. Rev. A* **2009**, 80, 013808.

[214] W. Liu, A. E. Miroshnichenko, D. N. Neshev, et al. Broadband unidirectional scattering by magneto-electric core-shell nanoparticles. *ACS Nano* **2012**, 6, 5489-5497.

[215] J. M. Geffrin, B. Garcia-Camara, R. Gomez-Medina, et al. Magnetic and electric coherence in forward- and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere. *Nat. Commun.* **2012**, 3, 1171.

[216] O. D. Miller, C. W. Hsu, M. T. H. Reid, et al. Fundamental limits to extinction by metallic nanoparticles. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, 112, 113903.

[217] T. Coenen, F. B. Arango, A. F. Koenderink, et al. Directional emission from a single plasmonic scatterer. *Nat. Commun.* **2014**, 5, 3250.

[218] A.I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, et al. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science* **2016**, 354, aag2472.

[219] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, et al. Hyperbolic metamaterials. *Nat. Photon.* **2013**, 7, 948-957.

[220] D. N. Basov, M. M. Fogler, and F. J. García de Abajo, Polaritons in van der Waals materials. *Science* **2016**, 354, aag1992.

[221] T. Low, A. Chaves, J. D. Caldwell, et al. Polaritons in layered two-dimensional materials. *Nat. Mater.* **2017**, 16, 182-194.

[222] A. Woessner, M. B. Lundeberg, Y. Gao, et al. Highly confined low-loss plasmons in graphene-boron nitride heterostructures. *Nat. Mater.* **2015**, 14, 421-425.

[223] J. Aizpurua, P. Hanarp, D. S. Sutherland, et al. Optical properties of gold nanorings. *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 90, 057401.

[224] M. I. Tribelsky and B. S. Lykanchuk, Anomalous light scattering by small particles. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 97, 263902.

[225] X. Xu, B. Ghamsari, J. Jiang, et al. One-dimensional surface phonon polaritons in boron nitride nanotubes. *Nat. Commun.* **2014**, 5, 4782.

[226] M. Bechelany, S. Bernard, A. Brioude, et al. Synthesis of boron nitride nanotubes by a template-assisted polymer thermolysis process. *J. Phys. Chem. C* **2007**, 111, 13378-13384.

- [227] E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids [M]. Academic Press: New York, **1985**.
- [228] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, and M. P. Vecchi, Optimization by simulated annealing. *Science* **1983**, 220, 671.
- [229] N. Ooi, A. Rairkar, L. Lindsay, et al. Electronic structure and bonding in hexagonal boron nitride. *J. Phys. Condens. Matter* **2006**, 18, 97-115.
- [230] C. A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics [M]. Wiley, New York, **1989**.
- [231] J. D. Caldwell, L. Lindsay, V. Giannini, et al. Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons. *Nanophotonics* **2015**, 4, 44-48.
- [232] T. Q. P. Vuong, S. Liu, A. Van der Lee, et al. Isotope engineering of van der Waals interactions in hexagonal boron nitride. *Nat. Mater.* **2017**, 17, 152-158.
- [233] A. J. Giles, S. Dai, I. Vurgaftman, et al. Ultralow-loss polaritons in isotopically pure boron nitride. *Nat. Mater.* **2017**, 17, 134-139.
- [234] G. Goubau, Surface waves and their application to transmission lines. *J. Appl. Phys.* **1950**, 21, 1119.
- [235] A. F. Harvey, Periodic and guiding structures at microwave frequencies. *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* **1960**, 8, 30.
- [236] S. A. Maier, S. R. Andrews, L. M. Moreno, et al. Terahertz surface plasmon-polariton propagation and focusing on periodically corrugated metal wires. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, 97, 176805.
- [237] X. Shen, T. J. Cui, D. Martin-Cano, et al. Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **2013**, 110, 40-45.
- [238] S. Xu, H. Xu, H. Gao, et al. Broadband surface-wave transformation cloak. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **2015**, 112, 7635-7638.
- [239] S. A. Mikhailov and K. Ziegler, New electromagnetic mode in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **2007**, 99, 016803.
- [240] S. Xu, X. Cheng, S. Xi, et al. Experimental demonstration of a free-space cylindrical cloak without superluminal propagation. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, 109, 223903.
- [241] B. O. Raeker and A. Grbic, Compound metaoptics for amplitude and phase control of wave fronts. *Phys. Rev. Lett.* **2019**, 122, 113901.

- [242] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics [M]. Greenwood Village: Roberts and Company, **2005**.
- [243] T. Cai, S. W. Tang, G. M. Wang, et al. High-performance bifunctional metasurfaces in transmission and reflection geometries. *Adv. Opt. Mater.* **2017**, 5, 1600506.
- [244] H. Yi, S. W. Qu, K. B. Ng, et al. 3-D printed millimeter-wave and terahertz lenses with fixed and frequency scanned beam. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2016**, 64, 442-449.
- [245] T. Driscoll, H. T. Kim, B. G. Chae, et al. Memory metamaterials. *Science* **2009**, 325, 1518-1521.
- [246] A. Y. Piggott, J. Lu, K. G. Lagoudakis, et al. Inverse design and demonstration of a compact and broadband on-chip wavelength demultiplexer. *Nat. Photon.* **2015**, 9, 374-377.
- [247] B. Shen, P. Wang, R. Polson, et al. An integrated-nanophotonics polarization beamsplitter with $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}^2$ footprint. *Nat. Photon.* **2015**, 9, 378-382.
- [248] E. Khoram, A. Chen, D. Liu, et al. Nanophotonic media for artificial neural inference. *Photon. Res.* **2019**, 7, 823-827.
- [249] P. D. Hougne, M. F. Imani, M. Fink, et al. Precise localization of multiple noncooperative objects in a disordered cavity by wave front shaping. *Phys. Rev. Lett.* **2018**, 121, 063901.
- [250] M. Jang, Y. Horie, A. Shibukawa, et al. Wavefront shaping with disorder-engineered metasurfaces. *Nat. Photon.* **2018**, 12, 84-90.

作者简介

钱超，男，1993 年出生，浙江大学信息与电子工程学院 2017 级博士研究生（硕博连读），师从陈红胜教授，合作导师李尔平教授和金建铭教授，专注电磁散射、隐身衣、新型电磁材料、机器学习和光计算等科学研究。博士期间，以第一作者发表高影响力 SCI 论文 6 篇，包括 *Nature Photonics*、*Physical Review Letters*、*Light: Science & Applications* 和 *ACS Photonics* 等国际著名期刊（2 篇 ESI 高被引论文，1 篇编辑推荐论文），累计影响因子 69.6，同时拥有 4 份授权/在审专利。入选“2018 年度浙江大学博士研究生学术新星培养计划”，“2020 年度启真杯浙江大学学生十大学术新成果”，获得“博士生国家奖学金”、“岑可法一等奖学金”、“浙江省优秀毕业生”、“ISEE 荣誉学子”、“全国研究生数学建模二等奖”、“优秀研究生”等荣誉。参加 2017 年新加坡和 2019 年意大利 PIERS 国际会议并做口头报告，2019 年 8 月至 2020 年 8 月在美国加州理工学院 Changhuei Yang 教授课题组联合培养 1 年。

攻读博士学位期间的研究成果

期刊论文

1. **C. Qian**, B. Zheng, Y. Shen, L. Jing, E. Li, L. Shen, and H. Chen, Deep-learning-enabled self-adaptive microwave cloak without human intervention. *Nature Photonics* 14, 383-390, 2020. (IF = 31.6, SCI 检索)
2. **C. Qian**, X. Lin, X. B. Lin, J. Xu, Y. Sun, E. Li, B. Zhang, and H. Chen, Performing optical logic operations by a diffractive neural network. *Light: Science & Applications* 9, 59, 2020. (IF = 14.0, SCI 检索)
3. **C. Qian**, X. Lin, Y. Yang, X. Xiong, H. Wang, E. Li, I. Kaminer, B. Zhang, and H. Chen, Experimental observation of superscattering. *Physical Review Letters* 122, 063901, 2019. (IF = 9.2, SCI 检索, 编辑推荐论文, ESI 高被引论文)
4. **C. Qian**, X. Lin, Y. Yang, F. Gao, Y. Shen, J. Lopez, I. Kaminer, B. Zhang, E. Li, M. Soljačić, and H. Chen, Multifrequency superscattering from subwavelength hyperbolic structures. *ACS Photonics* 5, 1506-1511, 2018. (IF = 7.3, SCI 检索, ESI 高被引论文)
5. **C. Qian**, H. Wang, R. Li, B. Zheng, Z. Xu, and H. Chen, Observing the transient buildup of a

- superscatterer in the time domain. *Optics Express* 25, 4967-4974, 2017. (IF = 3.6, SCI 检索)
6. **C. Qian**, R. Li, Y. Jiang, B. Zheng, H. Wang, Z. Xu, and H. Chen, Transient response of a signal through a dispersive invisibility cloak. *Optics Letters* 41, 4911-4914, 2016. (IF = 3.9, SCI 检索)
 7. C. Wang, **C. Qian** (共同一作), H. Hu, L. Shen, Z. Wang, H. Wang, Z. Xu, B. Zhang, H. Chen, and X. Lin, Superscattering of light in refractive-index near-zero environments. *Progress In Electromagnetics Research* 168, 15-23, 2020.
 8. S. Xu, F. Y. Dong, W. R. Guo, D. D. Han, **C. Qian**, F. Gao, W.-M. Su, H. Chen, and H.-B. Sun, Cross-wavelength invisibility integrated with various invisibility tactics. *Science Advances* 6, eabb3755, 2020.
 9. T. Chen, B. Zhen, **C. Qian**, and H. Chen, Progress of novel electromagnetic cloaking research (新型电磁波隐身研究进展). *Acta Physica Sinica* (物理学报) 69, 154104, 2020.

会议论文

1. **C. Qian**, X. Lin, Y. Yang, X. Xiong, H. Wang, E. Li, I. Kaminer, B. Zhang, and H. Chen, Experimental observation of superscattering. Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS), June 17-20, 2019, Rome, Italy.
2. **C. Qian**, B. Zheng, H. Wang, L. Shen, X. Lin, Z. Xu, and H. Chen, Observing the transient buildup of metamaterial superabsorber in the time domain. Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS), November 19-22, 2017, Singapore.

专利

1. 钱超、陈红胜, 一种自适应超表面电磁隐身衣。(已授权)