



南京大學

研究生畢業論文 (申請博士學位)

論文題目	<u>金屬/介質/金屬超構材料中的自旋霍爾效應和熱輻射調控</u>
作者姓名	<u>仲帆</u>
學科專業名稱	<u>物理學</u>
研究方向	<u>光學超構材料</u>
指導教師	<u>劉輝 教授</u>

二零一九年六月

学 号: DG1522089

论文答辩日期: 2019 年 5 月 15 日

指 导 教 师: (签字)

金属/介质/金属超构材料中的 自旋霍尔效应和热辐射调控

作者：仲帆

专业：物理学

导师：刘辉教授

南京大学物理学院

2019年7月

**Optical Spin-Hall Effect and Thermal
Radiation Controlling by Using
Metamaterial Atom of
Metal/Dielectric/Metal Structure**

Author: Fan Zhong

Major: Physics

Supervisor: Prof. Hui Liu

Physics School of Nanjing University

July, 2019

南京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明： 所提交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： _____ 日期： _____

学位论文使用授权说明

本人完全了解南京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；

学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；

学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；

根据《中华人民共和国学位条例暂行事实办法》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名： _____

导师签名： _____

日 期： _____

日 期： _____

南京大学研究生毕业论文中文摘要首页用纸

毕业论文题目：金属/介质/金属超构材料中的自旋霍尔效应和热辐射
调控

物理学 专业 2015 级博士生姓名：仲帆

指导教师（姓名、职称）：刘辉 教授

摘要

人类的发展历史中很重要的一部分就是对信息传递、处理手段的发展。古时候的人们只能用信鸽、烽火等原始手段传递信息，效率低下且信息简单。而随着近代电磁波的发现，人类开始通过无线电来传递信息，效率大大提高。随着上个世纪量子理论的提出，直接催生了电子工业，为当今信息技术的飞速发展打下坚实的基础。大家知道信息的传递和处理是物理过程，其载体主要为电子和光子。第一台电子计算机的问世，是以电子为主要载体的信息处理手段的一次飞跃。电子集成技术自此快速发展并直接让我们人类进入信息化时代，个人电脑、手机等各种电子产品的普及也为互联网、人工智能等新兴产业提供了发展的基石。未来的信息技术发展离不开处理传输速度更快、信道更宽、理念更为先进的新一代集成芯片，而光子作为目前物理学理论框架下传输速度最快的信息载体，深刻挖掘其在光子集成方面的潜力具有重要应用价值的。根据波粒二象性的理论，我们知道电子的波长远小于可见光波长，因此集成光子相较于电子就会难上很多，也导致光子集成技术落后，所以急需物理原理上提供一些新设计。

首先考虑光的波动性这一基本特征。由于光具有波的行为，所以我们可以直接使用惠更斯原理来描述光的波前，从而描述其在空间中的传播行为。如果此时

我们有能力加工一些特殊的微纳结构，使其能够在小尺度下调控光的波前，那么这种方法就能用来调控光子的运动以及光场的能量分布，从而实现光子集成技术来制造集成器件。而此前科学家们就提出了利用例如光子晶体、超构材料等微纳结构，进行不同结构体系的构建来实现光子芯片的集成。

另一方面，随着近几十年来微加工技术的飞速发展，各种各样的微加工手段不断的被提出与改进，让我们有能力加工出足够小的微纳结构从而对太赫兹到光频段进行调控。在我的工作中，我主要使用了金属/介质/金属及与其类似的结构作为调控光场的结构单元。由于两层金属的存在这种结构很容易在金属之间产生耦合，甚至形成局域磁等离子共振，给我们在小尺度内调控光场提供了一个非常有效的手段。基于这样的结构，我在博士期间进行了一些研究，并且实现了一些物理上的应用：

1、利用二维金属/介质/金属结构超构表面调控自旋偏振光的几何相位实现等离子体自旋霍尔效应与光场聚焦，并在近红外 1064 纳米波段实现表面等离子体全息成像。这种成像方法不但可以灵活的实现各种全息图像，而且能通过两个自旋光激发的等离子体之间的干涉，对全息图像进行动态的调控。此外，这种方法可以拓展至各种波段，在未来动态相干成像方面有许多潜在的应用。

2、基于利用金属/介质/金属结构纳米孔一维超构材料的光自旋霍尔效应实现的等离子体波束的调控。通过调节金属纳米孔结构的几何相位，模拟弯曲时空中带电粒子的加速运动与轫致辐射。并进一步通过广义相对论的广义协变变换原理，设计了一系列具有可以产生相同等离子体波束的一维超构材料，然后我们进一步可以将这种变换的实质理解为不同惯性参考系对同一个运动的描述。在这种表述下，我们通过近似条件可以将其扩展到加速坐标系中，类比惯性坐标系到 Rindler

坐标系的变换，并在实验上产生了 Rindler 波束。

3、利用金属/介质/金属超构表面调控热辐射。通过设计金属周期结构，对金属/介质/金属波导模式进行周期调制，从而实现光子晶体。在实验中，利用这种超构表面光子晶体的能带色散我们可以对热辐射的偏振、强度、角度、频率等进行灵活调控。

我会在文章最后总结一下博士期间的工作。

鉴于作者自身储备知识的局限性，论文难免有疏漏之处，敬请谅解与指正。

关键词：

超构材料，

光的自旋霍尔效应，

表面等离激元全息，

表面等离激元变换光学，

三明治结构热辐射

南京大学研究生毕业论文英文摘要首页用纸

THESIS: Optical Spin-Hall Effect and Thermal Radiation Controlling
by Using Metamaterial Atom of Metal/Dielectric/Metal Structure

SPECIALIZATION: Physics

POSTGRADUATE: ZHONG Fan

MENTOR: Prof. Liu Hui

Abstract

The development of how to deliver message to others or communicate with other people takes a very important part in the history of human beings. In ancient times, people could only transmit a simple piece of information by primitive means such as pigeons and flames, while they were inefficient and insufficient. Since the discovery of modern electromagnetic waves, mankind began to transmit information through radio with greatly improved efficiency. With the establishment of quantum theory in last century, electronics industry was developing quickly and laid a solid foundation for the rapid development of information technology today. We all know that the process of information transmission and processing is physical, and its carriers are mainly electrons and photons. The first computer came out as a big step forward for the information processing method with electrons as the main carriers. Since then, the rapid development of electronic integration technology has led us to the information age directly. The popularization of various electronic products such as personal

computers and mobile phones has also provided the cornerstone for the development of emerging industries such as the Internet and artificial intelligence. The prospective development of information technology relies on the new generation of integrated chips with faster transmission speed, wider channels and advanced concepts. As the photon is the fastest information carrier under the theoretical framework of physics, exploitation on photonic integration is of great value. We know that according to the theory of wave-particle duality, the wavelength of electrons is much smaller than that of visible light, so integration of photons is much harder than that of electrons and leads to the backwardness of photon-integrated technology. Therefore, some new designs urgently need to be proposed based on fundamental physics.

First consider the basic characteristics of light that light is wave. Because of the wave-like behavior of light, we can directly use the Huygens principle to describe the wavefront of light and its propagation behavior in space. If we have the ability to fabricate some specific micro/nano structures so that they can control the wavefront of light at a small scale, we can use this method to control the motion of photons and the energy distribution of the light field which will boost photonic integration technology. Previously, scientists proposed such as photonic crystals, metamaterials and other micro/nano structures for the construction of different systems to achieve the integration of photonic chips.

On the other hand, with the rapid development of micro-fabrication technology in recent decades, a variety of micro-fabrication methods have been proposed and improved, allowing us to process micro/nano structures small enough for light

manipulation from terahertz to optical frequency. In my work, I mainly use metal/dielectric/metal or similar structures as the structural elements that regulate the light field. Due to the presence of two layers of metal, coupling is easy to occur between layers and even local magnetic plasmonic resonance forms to provide a very effective means of controlling the light field at a small scale. Based on this structure, I conducted some researches during my Ph.D. and achieved some physical applications:

1. We use the two-dimensional metal/dielectric/metal structure metasurface to control the geometric phase of circular polarized light to achieve plasmonic spin Hall effect and focusing, and realize surface plasmon holography in the near-infrared of 1064 nm. This imaging method can not only flexibly realize various holographic images, but also dynamically adjust the holographic image by interference between two kinds of circular polarized light. Moreover, this approach can be extended to a variety of bands and has many potential applications for dynamic coherent imaging in future.
2. The realization of controlling plasmonic beams based on the optical spin Hall effect of one-dimensional metamaterial consists of metal/dielectric/metal nanohole structures. The accelerated motion and bremsstrahlung of charged particles in curved spacetime are simulated by adjusting the geometric phase of the metallic nanopore structure. Furthermore, through the principle of generalized covariant transformation in general relativity, a series of one-dimensional metamaterials with generating same plasmonic beam can be designed. Then we can further understand the essence of this transformation which is equivalent to describe same

motion in different inertial reference systems. Under this expression, we can extend it to the accelerated coordinate system under the approximate conditions, and analogy to the transformation of the inertial coordinate system to the Rindler coordinate system, we can experimentally generate the Rindler beam.

3. The metal/medium/metal kind of metasurface can also be used to regulate thermal radiation. The photonic crystal is realized through periodically modulating the metal/dielectric/metal waveguide mode with periodically designed metallic structure. In the experiment, we can flexibly control the polarization, intensity, angle and frequency of thermal radiation through the band and dispersion of this metasurface photonic crystal.

I will conclude my work at the end of my essay.

In view of the limitations of author's knowledge, the paper has inevitable omissions, please understand and correct.

Keyword:

Metamaterials,

Optical Spin-Hall effect,

Surface Plasmon Holography,

Transformation Optics Surface Plasmon Polariton (TOSPP),

MDM Thermal Radiation

目录

摘要	1
第一章 绪论.....	1
1.1 超构材料的兴起.....	1
1.2 超构材料的研究进展.....	4
1.2.1 变换光学超构材料.....	5
1.2.2 二维超构表面与光子自旋霍尔效应.....	13
1.2.3 金属/介质/金属超构材料中的吸收与辐射.....	25
1.3 本论文的主要研究内容.....	31
参考文献.....	34
第二章 金属/介质/金属结构中的等离激元霍尔效应.....	44
2.1 引言.....	44
2.2 等离激元霍尔效应的理论模型.....	47
2.3 金属/介质/金属纳米孔结构与几何相位的调控.....	50
2.4 金属/介质/金属超构材料的图案设计.....	53
2.5 金属/介质/金属超构材料中等离激元霍尔效应的相干调控.....	55
2.6 讨论.....	60
2.7 小结.....	66
附录.....	69
参考文献.....	70
第三章 金属/介质/金属结构中弯曲时空模拟与等离激元波束调控.....	73
3.1 引言.....	73
3.2 几何设计.....	76
3.3 金属/介质/金属超构材料的切伦科夫辐射与洛伦兹变换.....	79
3.4 金属/介质/金属超构材料的弯曲时空模拟与广义协变变换.....	81
3.5 金属/介质/金属超构材料模拟 Rindler 时空加速粒子的韧致辐射.....	84
3.6 不同金属/介质/金属超构材料之间的规范变换.....	85
3.7 展望：高维金属/介质/金属超构材料的弯曲时空模拟.....	87
3.8 小结.....	88
参考文献.....	90
第四章 金属/介质/金属结构的热辐射调控.....	94
4.1 引言.....	94
4.2 基于金属/介质/金属结构的光子晶体设计.....	95
4.3 金属/介质/金属结构的光子晶体的热辐射.....	97
4.4 金属/介质/金属结构的光子晶体界面态的热辐射.....	101
4.5 金属/介质/金属结构的光子晶体奇异点的热辐射.....	102
4.6 小结.....	103
参考文献.....	105
第五章 总结与展望.....	107

攻读博士期间发表论文.....	109
致谢	110

第一章 绪论

1.1 超构材料的兴起

我们知道目前物理学上有四大基本相互作用，分别是引力相互作用、电磁相互作用、强相互作用和弱相互作用。当我们关注电磁相互作用，就离不开十九世纪由麦克斯韦提出的麦克斯韦方程组。当我们从宏观角度描述电磁波在介质中的

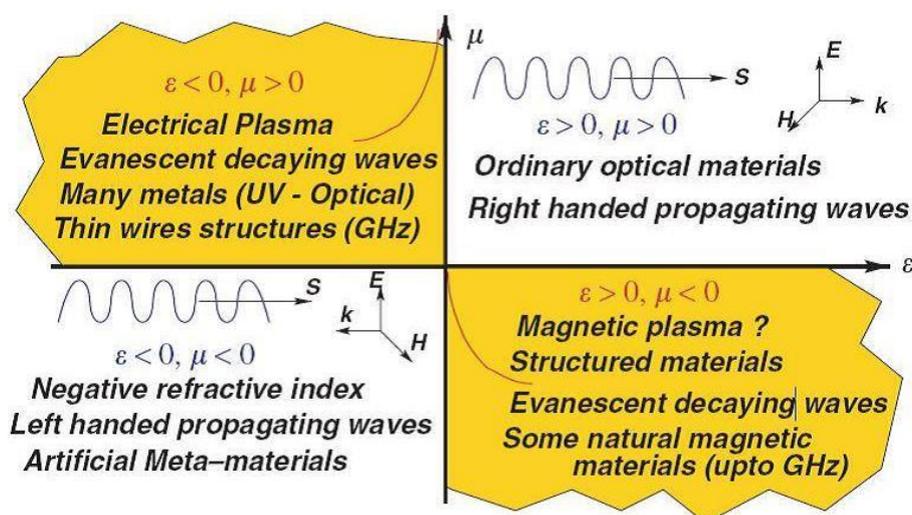


图 1.1 根据介质材料的电磁相应 ϵ 和 μ 的实部正负可将其分为四大类，分别位于坐标轴的四个象限。其中 ϵ 和 μ 同号时支持传播波，异号时仅支持倏逝波。

演化，即尺度远大于原子核半径尺度时，可以采用等效原理用介电常数 ϵ 和磁导率常数 μ 来描述电磁波所在的介质环境。原则上当 ϵ 和 μ 可以被确定时，电磁波的演化行为可以被直接计算出来。根据 ϵ 和 μ 的正负不同可以将自然界中的材料分为四大类，如图 1.1 所示。第一象限中所描述的是自然界大量存在的正常材料，其介电常数与磁导率同为正；在第二象限中的电负材料常常出自等离子体或是共振频率附近的金属，其 ϵ 为负， μ 为正；第四象限所对应的磁负材料包括部分铁磁材料，其 μ 在微波频率可以为负值。而大自然中一般不会出现第三象限所对应

的 ε 和 μ 同为负值的材料[1]。

在 1967 年，前苏联物理学家 Veselago 教授首次从理论上分析了图 1.1 中第三象限中 ε 和 μ 同时为负的情况，并且说明此时电磁波的传播方式与第一象限中一般常见介质类似，但鉴于其能流方向与波矢方向反向，故而称之其为左手材料[2]。当光线入射到这类材料与正常材料分界面的时候，入射波的波矢和透射波的波矢同时位于法线一侧，即产生负折射现象，故又称这种材料为负折射材料。这一现象虽然违反直觉，但不违反物理基本定律，所以 Veselago 教授借此预言了反多普勒效应、反切伦科夫效应等多种特殊的电磁特性。在其论文发表之后的几十年中，虽然材料科学历经蓬勃发展，但并未找到介电常数和磁导率同时为负的材料。

时间来到上个世纪九十年代，随着微加工技术的发展与进步，人们开始有能力制造人工设计的具有周期性结构的复合材料，即人工电磁材料或超(构)材料。这一材料的特点是基本结构单元尺寸远远小于波长，那么对于电磁波来说这些亚波长结构组成的介质可以类比于由原子分子组成的天然材料，直接从宏观的角度用 ε_{eff} 和 μ_{eff} 这两个电磁参数来描述这个人工材料。最直观的就是我们可以人工设计每个单元的形状和基本材料参数，以此直接调控每个结构单元的性质，而这些微观上的结构单元可以直接决定整个材料的宏观性质。这个方法虽然没有自然界中由原子分子构成的物质来的直接，但是由于人工结构的可调控性以及设计的灵活性，使得我们可以直接调控材料的 ε_{eff} 和 μ_{eff} 同时为负，从而实现图 1.1 中第三象限所描述的这种材料。

在自然界的金属材料中，一般使用 Drude 模型来描述离子实和自由电子，可以得到相应的介电常数：

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \quad (1.1)$$

这里 $\omega_p^2 = ne^2 / \varepsilon_0 m$ 表示金属电子的等离子体共振频率， n 是电子密度， e 是电子电荷， m 是电子质量，而 Γ 是电子碰撞所带来的损耗强度。对于一般金属来说 ω_p 约为 10^{16} rad/s，而 Γ 约为 10^{14} rad/s，因此共振一般发生在紫外及更高的频率。为

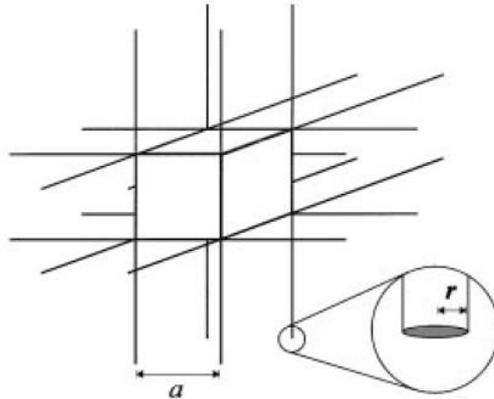


图 1.2 金属渔网结构[3]。

了利用共振来产生负的 ε 和 μ ，就需要将共振频率降低。1996 年，英国帝国理工大学教授 J. B. Pendry 提出利用亚波长金属渔网结构实现低频的共振体系[3]，如图 1.2 所示。紧接着在 1999 年的时候 J. B. Pendry 教授首次提出基于金属劈裂

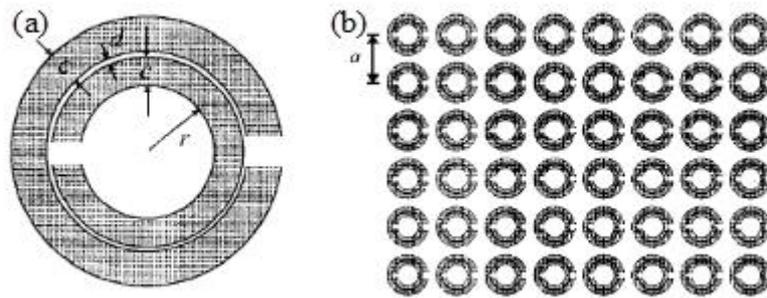


图 1.3 人工结构金属劈裂环(split-ring resonator)[4]。(a) 单元结构。(b) 由劈裂环组成的阵列。

环(split-ring resonator)的人工结构[4]。如图 1.3 所示的这一结构在电磁场的感应下产生磁偶极共振，在其共振频率附近实现磁导率为负。这一结构由于激发以后

可以在金属环路上产生感应电流，并在开口处积累电荷，所以可以用 LC 谐振模型来描述这一体系。基于 Pendry 的这一工作，由杜克大学 D. R. Smith 教授所率领的研究组于 2001 年在实验中制造了金属劈裂环的结构并利用其在吉赫兹

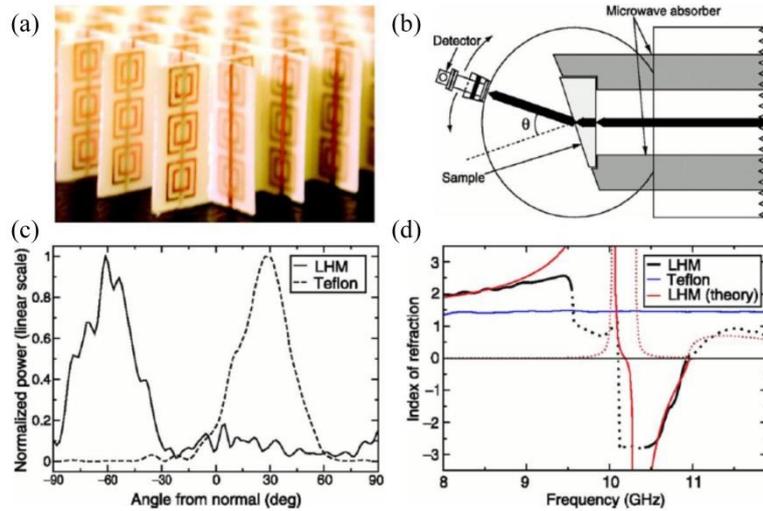


图 1.4 利用人工结构金属劈裂环(split-ring resonator)实现负折射。(a) 单元结构图。(b) 测试示意图。(c) 测量结果图分别对应正常材料(虚线)和负折射超构材料(实线)。(d) 有效折射率随频率的变化。[5]

(GHz) 波段实现了负折射效果的演示[5]，如图 1.4 所示。这一实验结果验证了 Veselago 教授对负折射材料的预言[2]，并引起国际上许多科学家对人工超构材料的兴趣。

之前的案例无论是从理论设计上还是从实验上都验证了超构材料有着多种自由度，可灵活实现包括自然界中不存在的各种折射率，同时也由于其人工可调受到了广泛关注。

1.2 超构材料的研究进展

随着各国科学家对超构材料这一领域的不断开拓，各种物理应用被超构材料实现。除了上面提到的负折射[5-9]，超构材料也被用来实现许多新兴物理概念包

括基于变换光学的完美透镜[10-13]、光学隐身[14-18]、模拟引力场[19-21]，基于材料探索的双曲材料[22-24]、全吸收材料[25,26]、拓扑绝缘体[27-29]、PT 相变[30-34]，基于功能性探究的单向传输[35,36]、反常折射[37,38]、偏振调控[39,40]、亚波长谐振腔[41-43]、自旋霍尔效应[44,45]、热辐射[46-48]等。下面我将从变换光学、自旋轨道相互作用和热辐射三个方面主要介绍超构材料的研究进展。

1.2.1 变换光学超构材料

2006 年，J. B. Pendry[14]和 U. Leonhardt[15]在著名杂志《科学》上同时发表关于变换光学的文章，各自独立阐述了变换光学这一概念。这一概念描述了如何通过调控不同位置的等效电磁常数实现对电磁波的任意操控。要理解这一概念，可以从费马原理出发，即光程满足最小作用量原理。因此当光在非均匀介质中传播的时候一般不会沿直线，这也是自然现象海市蜃楼的形成原因。在 U. Leonhardt 的工作中，光程是保角变换下不变的，那么当虚拟空间 (u, v) 和真实物理空间 (x, y) 满足保角变换时，虚拟空间的折射率 n_w 与真实空间的折射率 n 之间就会满足以下关系：

$$n_w^2 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right) = n^2 \left(\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) = n^2 \quad (1.2)$$

如果此时仅仅考虑二维情况，并且折射率变化在波长尺度上可以忽略，就会发现光演化行为满足的二维亥姆霍兹方程也是保角变换下不变的。此外，还可以用更加简洁的数学形式来描述在保角变换下不变的二维亥姆霍兹方程。如下所示，我们改用复数来表示二维坐标 (x, y) ：

$$z = x + iy, \quad z^* = x - iy \quad (1.3)$$

通过计算保角变换前后的拉普拉斯算符我们就会发现折射率关系可以更加简洁的写成：

$$n = \left| \frac{dw}{dz} \right| n_w \quad (1.4)$$

其中 $w(z) = u + iv$ 。所以在假设前提下，虚拟和真实物理空间之间的数学形式一致。基于此，许多基于折射率变化的现象被提出，如电磁隐形，龙柏透镜，麦克斯韦眼等，但是这些都是二维的，如图 1.5(a, b)所示，这是因为前提假设被局限在二维，在三维情况下上述变换无法成立。

而 J. B. Pendry 的工作中建立的变换则不受二维的限制，这是因为他从无源麦克斯韦方程出发建立任意坐标变换下介电常数 ε 和磁导率 μ 与空间变换的关系。相应方程如下：

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

其中 $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ，且 ε_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率。当建立笛卡尔坐标系 (x, y, z) 到新坐标系 (u, v, w) 的变换时， ε 和 μ 的变换如下：

$$\begin{aligned} \varepsilon'_u &= \varepsilon_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2} \\ \mu'_u &= \mu_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2}, etc \end{aligned} \quad (1.6)$$

相应的电磁场变换如下：

$$E'_u = Q_u E_u, H'_u = Q_u H_u, etc \quad (1.7)$$

其中

$$\begin{aligned}
 Q_u^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)^2 \\
 Q_v^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2 \\
 Q_w^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)^2
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

我们可以看到此时麦克斯韦方程在坐标变换下不变，因此可以建立均匀介质到非均匀介质的变换，并且通过调控 ϵ 和 μ ，直接调控光在非均匀介质中的轨迹，如图 1.5(c, d)所示。

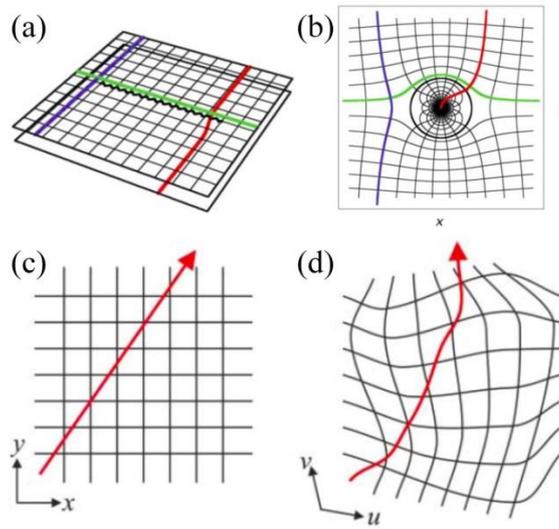


图 1.5 (a) 虚拟的平直二维空间通过保角变换变成 (b) 弯曲的物理空间，通过保角变换将直线轨迹的光变成弯曲轨迹。[15] (c) 虚拟的平直二维空间通过任意的坐标变换变成 (d) 弯曲的物理空间。背景黑色是坐标线。红色代表光线。[14]

2006 年的这两篇文章奠定了变换光学的基础，后来一系列的实验理论工作

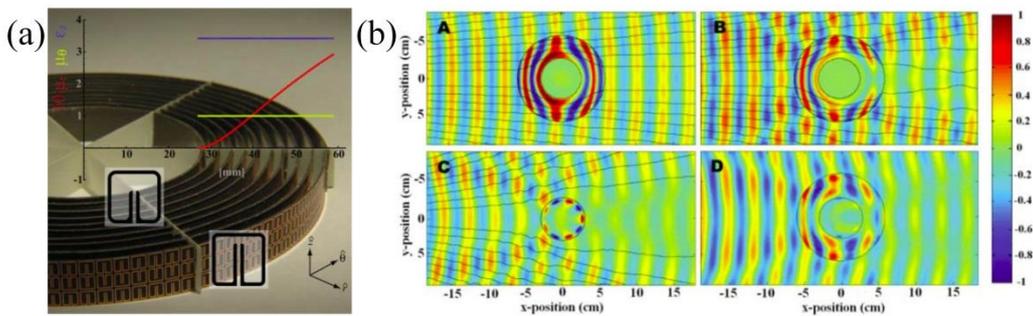


图 1.6 微波实验验证二维电磁隐形。(a) 实验样品图。(b) 上方两图为模拟结果，下方两图分别是散射体和超构材料的实验测量图。[16]

围绕此展开。同年，美国的 D. R. Smith 教授课题组通过利用人工金属劈裂环结构首次在微波波段实现了电磁隐身[16,49,50]。实验中为了减少样品制备和观测难度，实际上他们只在二维维度上演示了隐形斗篷，如图 1.6 所示。除了利用金属劈裂环实现电磁隐形，层状的各向同性多层膜结构也被用来构筑电磁隐形所需的介电常数[51]，如图 1.7 所示。

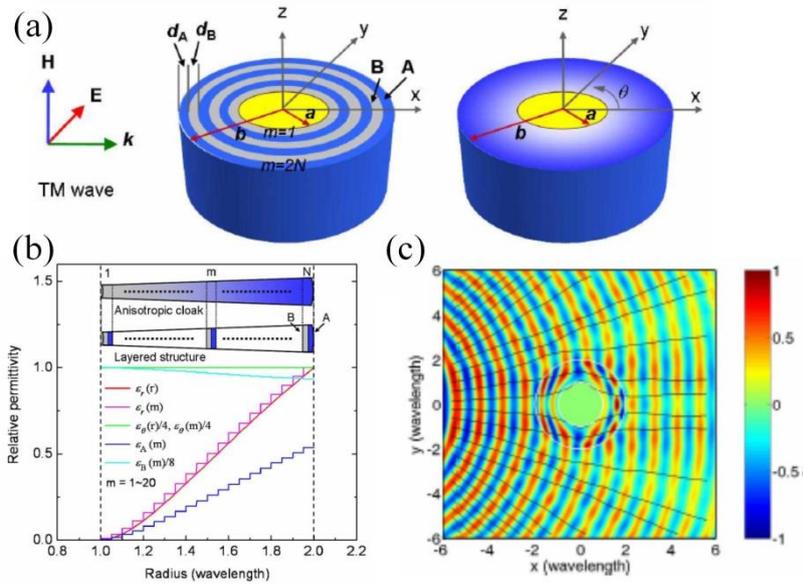


图 1.7 同轴多层膜结构实现电磁隐形。(a) 结构示意图，由两种不同电磁参数材料组成。(b) 计算所需要的约化 ϵ 的分布。(c) 电磁隐身的数值模拟效果图。[51]

电磁隐形在微波波段的实现，激发了人们对变换光学领域的研究热情，并希望在可见光波段也能实现电磁隐形。但此时所需要的超构材料需要由亚波长单元组成，给制备带来了巨大的挑战，并且由于利用了结构单元的共振，还会带来工作频率狭窄和高损耗的缺点，而地毯隐形的提出就较好地克服了这些问题[52]。相比之前的隐形方案，它可以使一个面隐形而非一个点，但电磁波必须被限制在二维平面且入射角也有限制，如图 1.8 所示。此外，在微波波段、近红外波段和可见光宽波段的地毯隐身也被一一实现[53-57]，到了 2010 年，可见光波段的三维电磁隐形首次在实验上用光子晶体实现[58]。随着理论技术的进步 2015 年，

张翔课题组利用约为工作波段尺寸百分之十左右的微纳结构附着在任意形状的三维物体表面上，使得被附着结构的物体在工作波段实现电磁隐身[59]，如图 1.9 所示，这一成果使得复杂结构也可以贴身实现隐形，可潜在应用于军事领域。

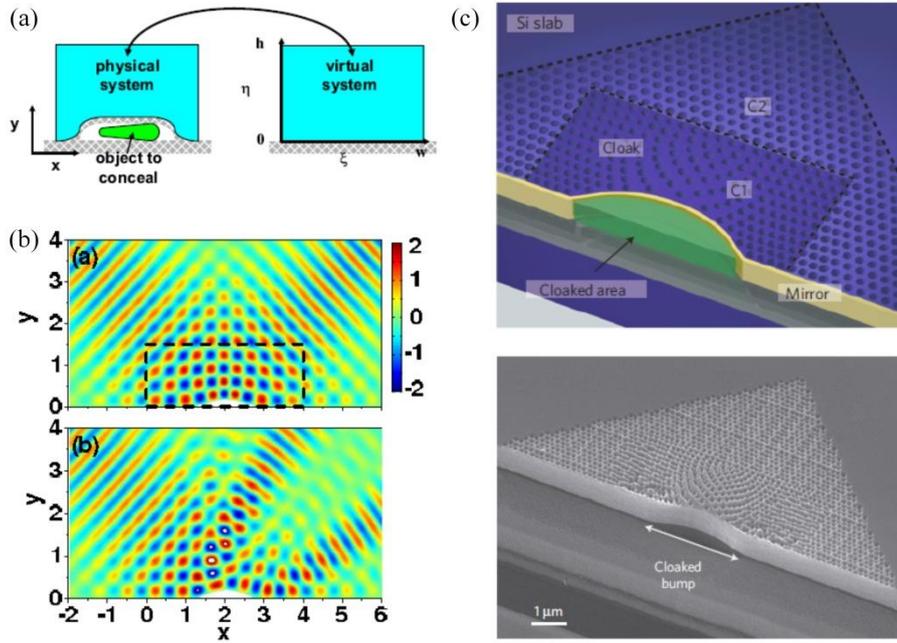


图 1.8 地毯隐形。(a) 原理示意图。(b) 上方是存在隐形斗篷时的无散射的电场，下方是没有隐形斗篷时的散射电场。[52] (c) 上图是结构示意图，下图是样品扫描电镜图。[54]

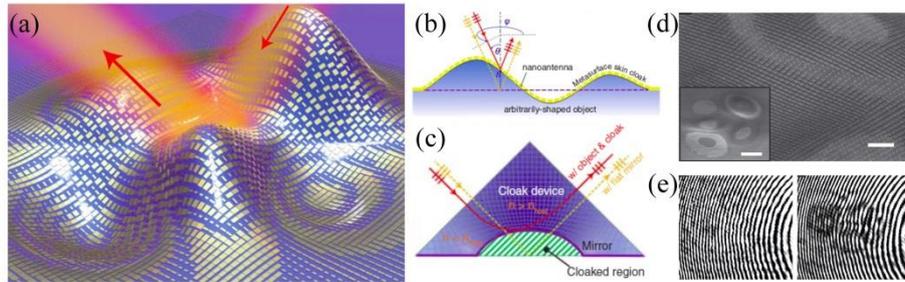


图 1.9 皮肤隐形。(a) 原理示意图。(b) 截面图，利用纳米填写材料调控反射相位。(c) 对比传统地毯隐形。(d) 样品扫描电镜图。(e) 样品测试图，左侧为有隐形材料覆盖，右侧为无隐形材料覆盖。[59]

随着变换光学的不断发展，这些对电磁波的调控的方式也渐渐被拓展到其他方面来实现对相应波动体系的操控，例如声波[60-62]，物质波[63-65]等等，甚至利用变换光学模拟引力场。

早在 1920 年，德国科学家 Gordon 就注意到电磁材料与空间弯曲对于电磁波

来说是等效的。到了 1960 年, Plebanski 将麦克斯韦方程推广到广义坐标中[66]:

$$\begin{aligned} \eta^{jk} \partial_j E_k + \frac{1}{c} \frac{\partial B^i}{\partial t} &= 0, & \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_i \sqrt{g} B^i &= 0 \\ \eta^{jk} \partial_j H_k - \frac{1}{c} \frac{\partial D^i}{\partial t} &= 0, & \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_i \sqrt{g} D^i &= 0 \end{aligned} \quad (1.9)$$

其中 $g = \det(g_{ij})$, g_{ij} 是度规; $\sqrt{g} \eta^{ijk} = \varepsilon^{ijk}$, ε^{ijk} 是 Levi-Civita 张量:

$$\varepsilon^{ijk} = \begin{cases} 1 & ijk = 123, 231, 312 \\ -1 & ijk = 132, 213, 321 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases} \quad (1.10)$$

则广义坐标下的无源亥姆霍兹方程:

$$-\frac{1}{\sqrt{g}} \partial_j \sqrt{g} g^{jk} \partial_k E^i + \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_j \sqrt{g} g^{ik} \partial_k E^j + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E^i}{\partial t^2} = 0 \quad (1.11)$$

电磁场的本构方程是[67]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \frac{\vec{w}}{c} \times \vec{H} \quad \vec{B} = \frac{\mu}{\varepsilon_0 c^2} \vec{H} - \frac{\vec{w}}{c} \times \vec{E} \quad (1.12)$$

\vec{w} 是电磁场耦合矢量。则非均匀介质电磁参数和等效弯曲空间度规的关系是:

$$\varepsilon = \mu = -\frac{\sqrt{-g}}{g_{00}} g^{ij}, \quad w_i = \frac{g_{0i}}{g_{00}} \quad (1.13)$$

此时任意坐标变换下麦克斯韦方程满足的不变性是将黎曼弯曲空间等效为电磁介质的基础。这两种体系之间的等效性为根据变换光学原理来利用电磁材料模拟弯曲空间提供了可能性。基于这一原理, 先后出现了利用变换光学来模拟宇宙学中的黑洞[19,20,68-74], 电磁虫洞[75], 引力红移现象[76,77], 宇宙弦[78], 霍金辐射[79-82], 大爆炸[83,84]等。这些难以直接在宇宙中观测的现象可以在实验室条件下被等效的实现。

我们组近些年也使用同样的手段在可见光波段演示了如何利用超构材料模拟人工黑洞。利用介质厚度变化会引起波导等效折射率变化的这一特点构筑相应

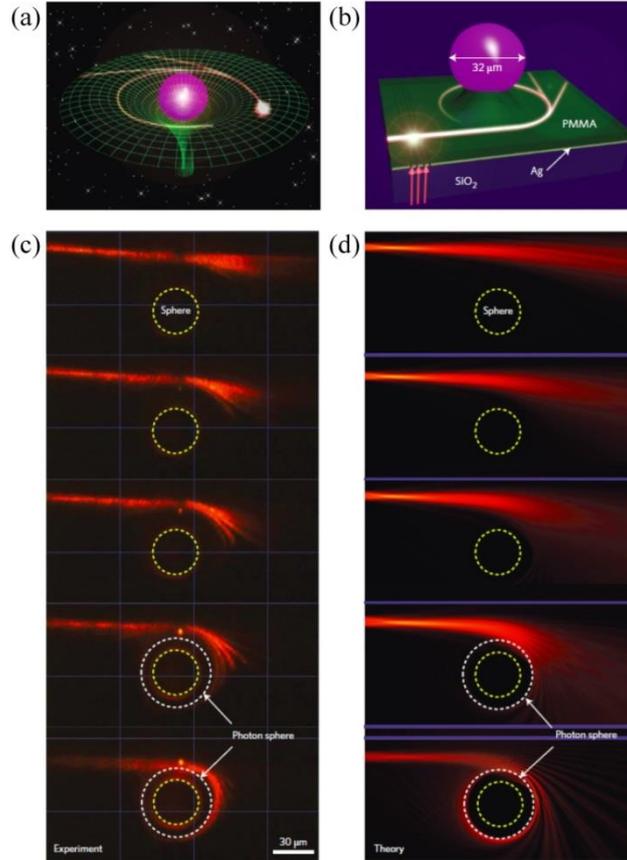


图 1.10 模拟引力场中的光传播。(a) 类比示意图。(b) 实验示意图。(c) 实验结果。(d) 理论模拟结果。[20]

的折射率分布，如同黑洞一般实现了对光子的高效收集[21]，如图 1.10 所示。同时也利用这一手段实现了模拟广义相对论中对引力透镜的描述，让原本在宇宙学中的现象可以在实验室环境下被等效实现[20]，如图 1.11 所示。

我们课题组还用这一体系实现了 Mikaelian 透镜，同样通过调节各处波导的厚度实现特定的折射率分布，然后利用光栅将空间光耦合进波导传输。由于特殊的折射率分布，其光场在传输过程中出现自聚焦效应，我们可以利用其自聚焦的效应进行编码，而且编码的光场在传播中具有自修复的性质[85]，如图 1.12 所示。

甚至更进一步，我们课题组利用波导模式配合超构表面对平面各处折射率的精确调控来模拟宇宙弦度规 $ds^2 = dt^2 - dr^2 - \alpha^2 r^2 d\varphi^2 - dz^2$ ，并用其实现鲁棒性的折射，其偏折角度由 α 决定，如图 1.13 所示。[86]

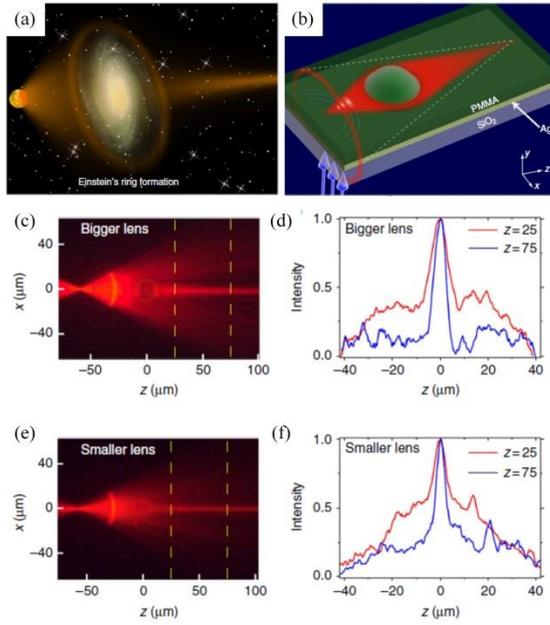


图 1.11 模拟引力透镜实现爱因斯坦环。(a) 示意图。(b) 实验结构图。(c-f) 实验结果。[21]

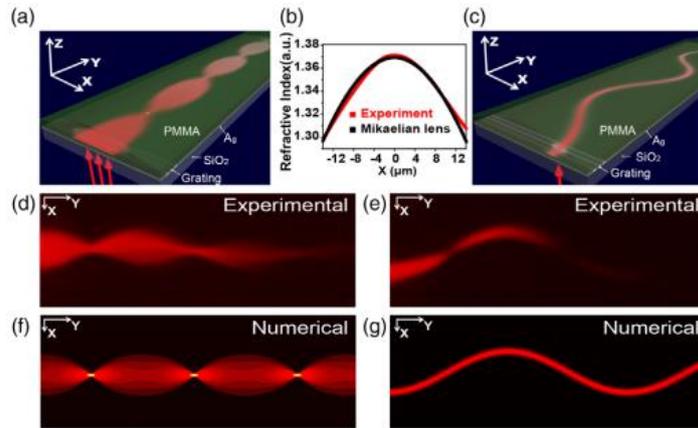


图 1.12 (a, c) 对应的光场的传播示意图。(b) 等效折射率的分布。(d, f) 实验和计算结果实现自聚焦效应。(e, g) 实验和计算结果实现类似 Sin 函数的效果。[85]

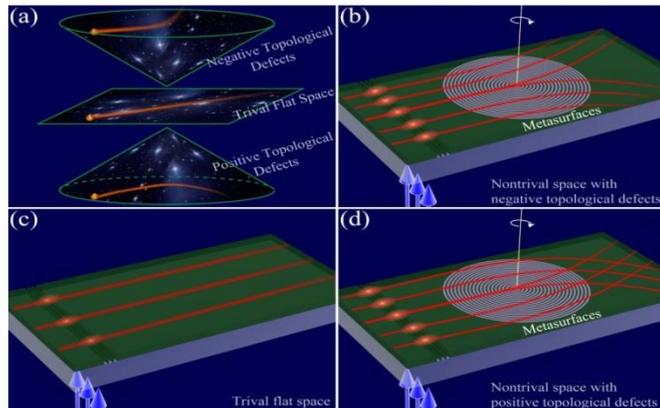


图 1.13 (a) 不同拓扑性质时空示意图。 (b) 光经过拓扑为负的时空。 (c) 光经过平直的时空。 (b) 光经过拓扑为正的时空。 [86]

1.2.2 二维超构表面与光子自旋霍尔效应

我们知道霍尔效应是在十九世纪末由霍尔所发现：当电流通过导体时在垂直方向加上磁场，此时由于磁场作用会产生霍尔电势差[87]。类似的在凝聚态物理中由于电子自旋的不同，当电子通过某些非磁性半导体时带有不同自旋的电子会向相反的方向聚集形成自旋霍尔效应。这一现象最早由两位俄罗斯物理学家 Dyakonov, M. I. 和 Perel, V. I. 在 1971 年首先预测，他们首次提出了自旋电流的概念[88]。到了 1999 年，自旋霍尔效应这个词被 Hirsch, J. E. 正式发明并再次预测了这一效应[89]。距离最初预测约三十年后，自旋霍尔效应终于在实验上被直接观测到[90,91]。

在 2004 年的时候，日本科学家 Onoda, M. 等人将自旋霍尔效应这一概念推广至光学之中，并提出了光的自旋霍尔效应[44]。他们将光的左旋偏振和右旋偏振这两种真空中的本征态与电子自旋向上和自旋向下做类比，而光的自旋霍尔效应即为对两种不同的圆偏振光的响应不同。他们从理论上明确提出，光在介质分界

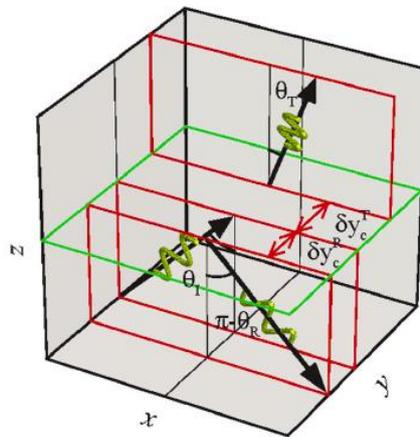


图 1.14 光在介质分界面上反射或折射时或出现横向位移。 [44]

面上反射或折射时存在类似于电子自旋霍尔效应的光自旋霍尔效应 (Spin Hall Effect of Light, SHEL): 在介质折射率梯度扮演的外场作用下, 光束或波包沿垂直于折射率梯度方向发生自旋分裂, 如图 1.14 所示。

2008 年, 美国 Illinois 大学 Hosten, O. 和 Kwiat, P. 利用弱测量 (Weak Measurement) 方法, 首次从实验上证实了这一现象[92], 如图 1.15 所示。与电子自旋霍尔效应引发科学界对研制新的电子元器件的期待一样, 光子作为当今时代传递信息和能量的重要载体, 人们完全有理由期待光自旋霍尔效应的研究将产生新型光子芯片或是光子器件, 并可能衍生出一门类似于自旋电子学(Spintronics)的新学科——自旋光子学(Spin-optics)。

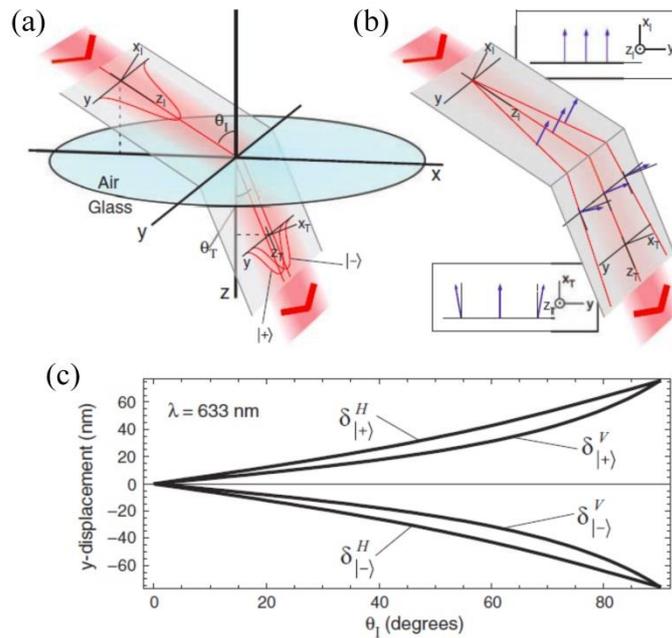


图 1.15 空气和玻璃界面的光的自旋霍尔效应。(a) 两种不同自旋的波包以一定角度入射才相反方向的横向位移。(b) 不同平面波经过界面时极化分量需要旋转不同角度。(c) 理论计算的波长为 633nm 光子入射时入射角度与偏振和位移的关系。[92]

事实上光子操控的自由度除了自旋角动量还有轨道角动量, 充分利用这些自由度可以给我们的调控带来更多的优势以便将来的应用, 因此研究光的自旋轨道

相互作用就显得十分重要。在光的自旋轨道相互作用中有两个概念比较重要：一个是光的角动量[93-95]，另一个是几何相位（也可以认为是 Berry 相位）[96,97]，下面我将简单的介绍一下这两个概念。

光可以携带动量，其动量与传播方向有关。带结构的光可以携带多种不同的角动量，比如傍轴光束中，角动量可以分解成三种不同的可观测量：自旋角动量 \vec{S} ；内轨道角动量 \vec{L}^{int} 和外轨道角动量 \vec{L}^{ext} 。这三种角动量分别和圆偏振的极化方式，光束中的涡旋方式和光的轨迹有关。除了动量 \vec{P} ，这三种角动量由以下关键参数决定：自旋 $\sigma = \pm 1$ 决定是左旋光还是右旋光；涡旋量子数 l ，可以取整数值；光束质心的横向坐标 $\vec{R} = \langle \vec{r} \rangle$ ，如图 1.16 所示。以上三种角动量有如下表达式（我们假设取单位 $\hbar=1$ ）：

$$\vec{S} = \sigma \frac{\vec{P}}{P}, \quad \vec{L}^{\text{int}} = l \frac{\vec{P}}{P}, \quad \vec{L}^{\text{ext}} = \vec{R} \times \vec{P} \quad (1.14)$$

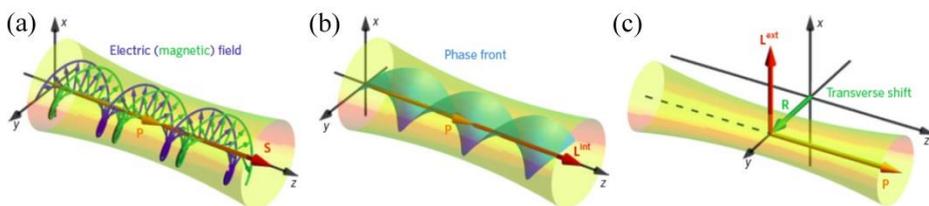


图 1.16 傍轴光束的角动量。(a) 右旋偏振光的电磁场。(b) 内轨道角动量的涡旋光束，涡旋量子数为 2。(c) 外轨道角动量。[45]

这三种光的角动量之间的相互作用和相互转化就是光的自旋轨道相互作用。通常自旋角动量和外轨道角动量的相互作用导致一系列的自旋霍尔效应，包括光的位置和动量依赖自旋的变化。类似的自旋角动量和内角动量的耦合产生了自旋轨道角动量的互相转化。而内轨道角动量和外轨道角动量的相互耦合导致了轨道霍尔效应[98,99]。

下面再简单介绍一下几何相位。光学中的几何相位源于内在角动量和旋转坐

标之间的耦合。当涉及到曲线轨迹或是空间各向异性材料时，使用相对于整个实验室参考系旋转的局部坐标使得一些光学问题可以被很方便的描述。最简单的一个基于局部坐标旋转的旁轴光线的例子见图 1.17，当圆偏振光向 z 轴传播并携带自旋角动量时，电场分量可写成 $\vec{E}^\sigma \propto \hat{x} + i\sigma\hat{y}$ ，字母上方尖角代表单位矢量。当绕 z 轴旋转角度 φ 时， $\vec{E}^\sigma \rightarrow \vec{E}^\sigma \exp(-i\sigma\varphi)$ ，其中几何相位角为 $\Phi_G = -\sigma\varphi$ 。

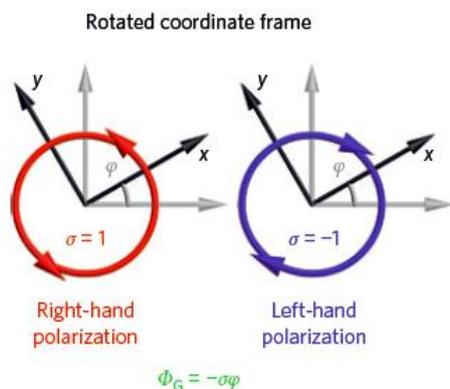


图 1.17 二维情况下坐标旋转导致的依赖自旋的几何相位角 Φ_G 。[45]

这个例子允许我们直接推广到更加一般的情况，即任意传播方向和旋转方向。如果光波携带自旋角动量，并且坐标参考系经历了一个角速度 Ω_ζ ，在随着参数 ζ 随坐标或时间变化时我们就可以得到几何相位角 $\Phi_G = -\int \vec{S} \cdot \Omega_\zeta d\zeta$ 。这一简单的“动力学”形式[100,101]，统一了所谓的 Pancharatnam–Berry 和自旋重定向 (spin-redirectation) 形式的几何相位[96,97]，并且解释了其和转动的多普勒位移 [102,103]以及科里奥利效应[104,105]之间的相似性。

这里举一个在均匀介质中的由于波矢方向改变导致产生几何相位的重要例子。在真空中平面波的极化方向总是垂直于其波矢方向，有 $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$ 。如图 1.18 所示，极化依赖于波矢而且方向总是和波矢空间中的球面相切。在球表面上的矢量平移不可避免的出现矢量相对于三维空间坐标系的旋转，并由此导致圆偏振光携带上几何相位。在球坐标的波矢空间 (θ, ϕ) 中使用两个不同自旋的基 $\vec{E}^\sigma(\vec{k})$ ，

几何相位现象可以用所谓的贝里连接 (Berry connection) \vec{A}^σ 和贝里曲率 (Berry curvature) \vec{F}^σ 来描述[96,97,101,106-108]:

$$\vec{A}^\sigma(\vec{k}) = -i\vec{E}^{\sigma*} \cdot (\nabla_{\vec{k}}) \vec{E}^\sigma = -\frac{\sigma}{k} \cot \theta \hat{\phi} \quad (1.15)$$

$$\vec{F}^\sigma(\vec{k}) = \nabla_{\vec{k}} \times \vec{A}^\sigma = \sigma \frac{\vec{k}}{k^3} \quad (1.16)$$

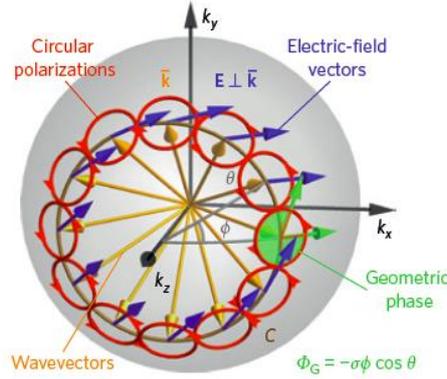


图 1.18 三维情况下坐标旋转导致的依赖自旋的几何相位角 Φ_G 。[45]

除了几何上的来源还有一些异常量在波-动量空间中扮演等效“矢量势”和“磁场”使得不同螺旋度 σ 扮演不同的“电荷”。由此贝里连接和贝里曲率能够确定内在的自旋轨道耦合现象，比如自旋霍尔效应。

贝里连接允许我们比较不同圆偏振向不同方向传播的光的相位。当波矢沿一条在波矢球面上的轮廓 C 变化时，类比于“矢量势” \vec{A}^σ 带来的 Aharonov-Bohm 相位，可以得到几何相位 $\Phi_G = \int_C \vec{A}^\sigma \cdot d\vec{k}$ 。以图 1.18 为例，当路径 C 有相同的 θ 时，左右旋光会得到完全相反的几何相位 $\Phi_G = -\sigma\phi \cos \theta$ ，线偏振光的矢量会旋转 $-\phi \cos \theta$ 的角度。这与“旋转自旋角动量耦合”表达式 $-S_z \phi$ 一致。对于整个路径，当 $\hat{\phi}$ 坐标减去旋转带来的 2π 时，全局相位 $\Phi_{G0} = 2\pi\sigma(1 - \cos \theta)$ ，即由路径内所圈的立体角决定[96,97]。

至此我们对光的角动量和几何相位有了初步的了解，由此可以进一步理解光

的自旋轨道相互作用。在光的自旋轨道相互作用中，我们可以进行如下的几种分类。第一类，当圆偏振激光在一个平面界面被反射或折射的时候会产生一个横向的依赖自旋的亚波长位移，这就是光的自旋霍尔效应[44,92,109-114]。这一效应提供了关于光子的基本量子数和相对论性质的重要证据[92,112]，并使得在光学界面上产生特殊的偏振变化，此外其可被用于精密测量[115,116]。第二类，当用高数值孔径的透镜对圆偏振光进行聚焦，或是用小颗粒散射圆偏振光的时候，会产生自旋依赖的光涡旋。这是自旋轨道角动量在非傍轴场中相互转化的例子[117-125]。打破非傍轴场中圆柱坐标对称也会产生自旋霍尔效应的位移[100,126-128]。这些特点来源于光子的基本轨道角动量的性质[107,129]，并且它们在高分辨显微成像[126]，光调控[119,120,130]，散射介质的旋光测定[131,132]和基于微纳结构的自旋控制的光的相互作用[100,123,128,133,134]中扮演了重要角色。第三类，当傍轴近似的光束在光纤中传播[135]或在各向异性晶体中传播时[136-138]，将产生一个类似自旋到涡旋转化的过程。最重要的是通过合理设计各向异性或非均匀结构比如超构表面或液晶使自旋轨道相互作用得到增强并高效的实现自旋依赖的剪裁和光的控制[48,139-145]。结合自旋轨道相互作用和结构材料可以提供许多平台实现设计好的基于自旋的各种现象[48,145-148]。第四类，任何表面或是波导模式都会产生倏逝场，而横向耦合传播的圆偏振光和倏逝场可以形成鲁棒性很强的自旋控制的单向激发的表面或是波导模式[149-156]。这显示了倏逝波横向自旋的非凡之处[157,158]，可以和量子的光的自旋霍尔效应联系起来[159]。由于这个效应的基础性和相应系统的鲁棒性，这一效应提供了拓扑光子学[28]，量子光学网络[160]，自旋控制的单向界面传输和光二极管[161]之间的联系。

下面我会具体介绍一些相关的工作。2011 年，哈佛大学 Capasso 教授课题组在 *Science* 杂志上发表文章，提出了广义的反射折射定律[37]:

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \quad (1.17)$$

$$\sin \theta_t n_t - \sin \theta_i n_i = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx} \quad (1.18)$$

从公式上我们可以看到第一个反射公式增加了一项由于表面相位梯度而引入的修正项以保证动量守恒，同理在第二个折射公式中也可以看到等式右侧所对应的修正项，具体如图 1.19。

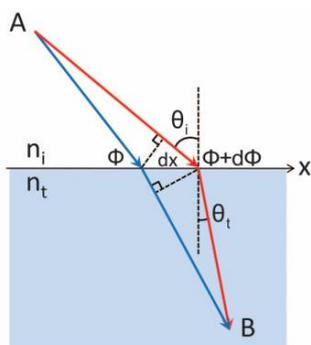


图 1.19 界面存在对应于不同路径的附加相位 Φ 和 $\Phi + d\Phi$ 。 [37]

接下来在具体实验的实现上，他们使用了“V”字型的金属棒实现了对于同一线偏振入射光不同相位的调控。首先他们计算了作为完美导体的长直金属天线的散射光的相位和强度，如图 1.20 所示:

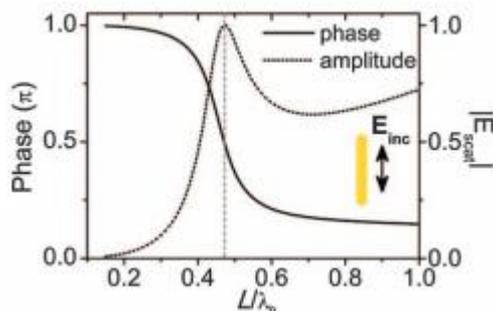


图 1.20 金属棒的散射相位和强度之间的关系，其中垂直的虚线表示的是天线的第一阶的偶极共振。 [37]

这样的直线天线也可以看成特殊的“V”型天线。如图 1.21 所示一个“V”

型天线可以通过线偏振场激发对称和反对称两种模式，激发场的偏振方向与天线对称轴夹角 45° 。散射的电场垂直于入射电场，并且图 1.21 中(a)、(b)结构所产生的散射电场正好相差 π 的相位。

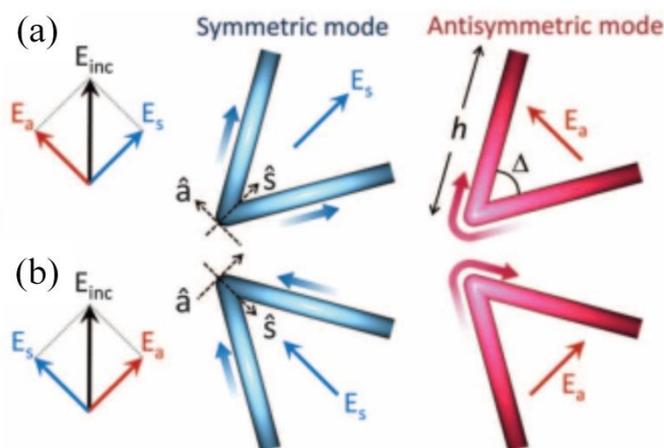


图 1.21 “V”型金属棒的对称和反对称模式，蓝色对称，红色反对称，亮暗程度代表电流强度，颜色箭头表示电流方向。(a)中两图结构与(b)中两图结构镜像对称。[37]

如图 1.22，通过计算“V”型天线可以得到散射光的强度和相位会随着参数变化。“V”型天线包括一小段交叠区域，其可变参数有“V”型天线两臂长度和两臂之间的夹角。文中所应用的实验波长为 8 微米。在图 1.22 的两个图中各有四个圆圈，其代表着实验中使用的相应“V”型天线的臂长和角度。

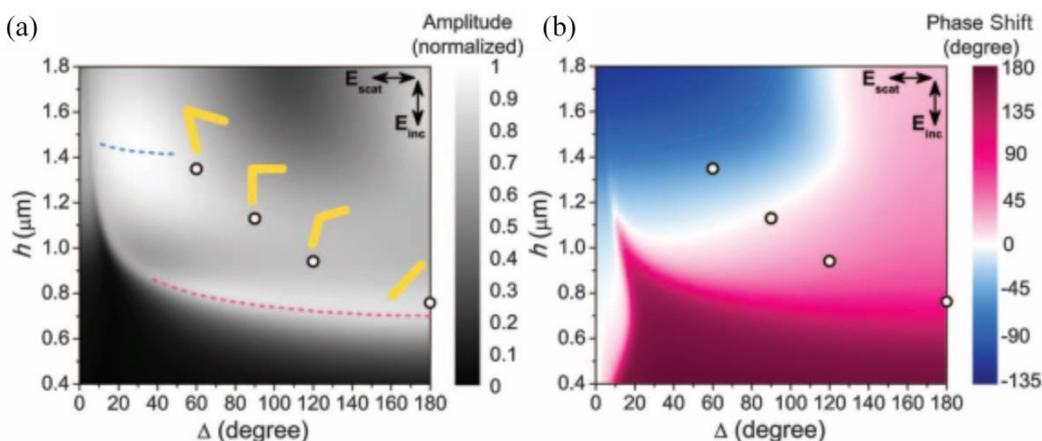


图 1.22 (a)散射强度随结构臂长和夹角变化的灰度图，(b)散射相位变化随结构臂长和夹角变化的彩色图。[37]

至此，文章得到了一组的结构来演示广义的反射折射定律，如图 1.23 所示。

在设计中，这一系列结构有着同样的强度和不同的相位分布，相邻两个结构保持相位差 $\pi/4$ 。在图 1.23 中展示了“V”型天线放在硅衬底上被激发时的相位模拟结果，y 方向偏振正入射激发，x 方向偏振收集，硅衬底在 $z \leq 0$ 处。可以看到天线被等间距的放置，间距为八分之一的单元周期，为亚波长长度。图中倾斜的红线是由散射球面波在 x-z 平面组成的波前。基于惠根斯原理，反常折射由此产生。

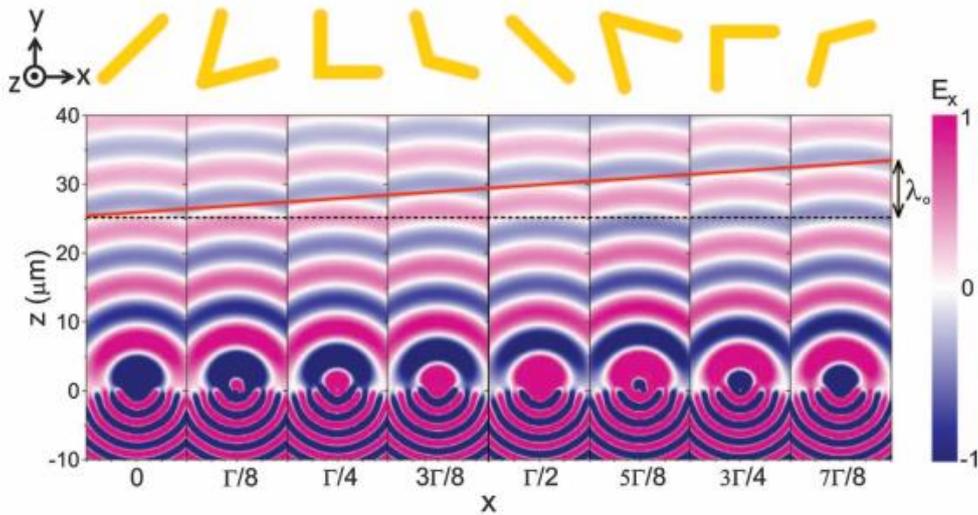


图 1.23 每种单元结构的 FDTD 模拟结果。[37]

同理，也可以利用这些“V”型结构调控波前实现涡旋光束。如图 1.24，将

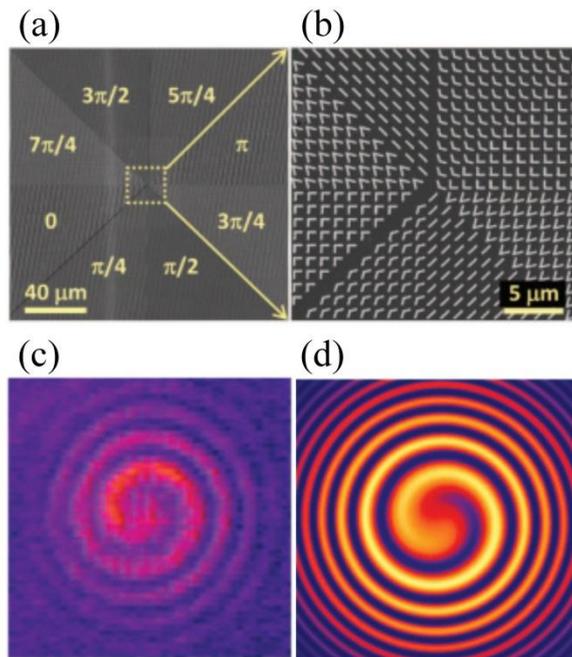


图 1.24 利用结构实现涡旋。(a)结构图。(b)局部放大。测量(c)和计算(d)的干涉图。[37]

平面分为八个部分，每个部分放上相同的结构，相邻两块区域之间的结构所对应的相位差为 $\pi/4$ 。这样当一束高斯光和这个结构相互作用后就会带上涡旋相位，当它和同向传播的高斯光束相互干涉后就会得到涡旋的图案。

类似的利用超构表面结构共振来调控波前的工作还有很多[162]，如图 1.25 所示,上海复旦大学周磊教授组用“H”型结构调控辐射并做到将空间传播的电磁波以接近 100%的效率转化为表面倏逝波，从而建立了一个高效的转化方式[38]。

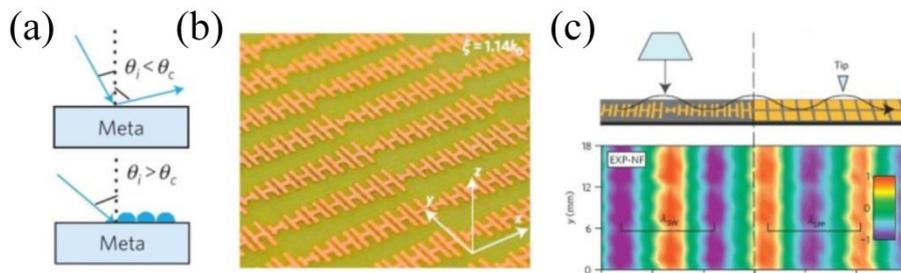


图 1.25 利用结构实现空间波到表面波的转化。(a)原理示意图。(b)结构图。(c)测量示意图和测量结果。[38]

此外当把几何相位的概念引入后，在圆偏振光的入射条件下，调控相位时只需要简单的通过旋转结构就可以获得不同的相对相位。由于结构在各自局部参考系考察时是等价的，所以不需要考察强度，这一特点给结构加工带来了许多方便之处。如图 1.26 所示，图中给出了一系列利用几何相位实现调控的例子，如张

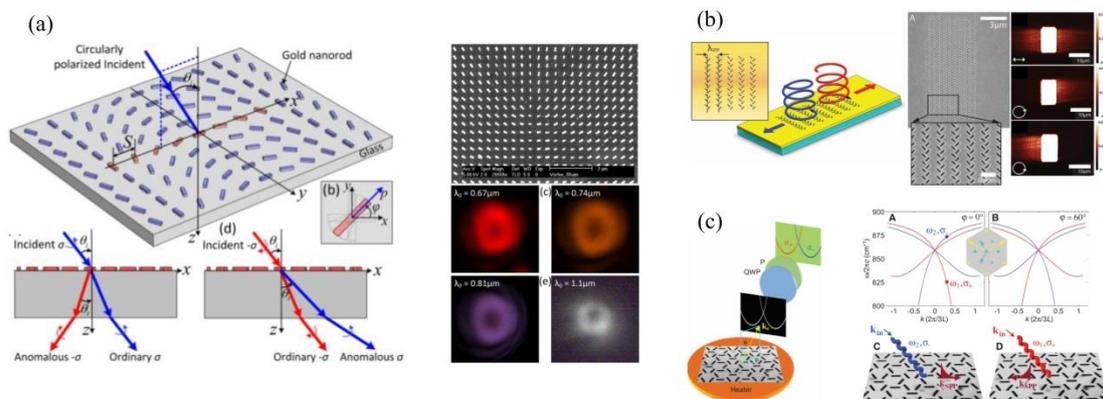


图 1.26 (a)利用结构的几何相位调控折射波前实现异常折射，并且用来实现涡旋光的调控。[163] (b) 利用几何相位影响表面等离子激元从而通过干涉实现表面等离激元的单向传输。[145] (c) 利用几何相位影响表面声子极化激元实现依赖于不同圆偏振的色散曲线。[48]

霜教授课题组利用几何相位调控反射折射波前实现异常反射折射[163]；Capasso教授课题组利用几何相位影响表面等离子激元从而通过干涉实现表面等离子激元的单向传输[145]；Hasman教授课题组利用几何相位影响表面声子极化激元实现依赖于不同圆偏振的色散曲线[48]。

由于光子自旋导致的几何相位在调控波前方面的优势，且不同自旋带来的几何相位是不一样的，所以很容易实现光的自旋霍尔效应。因此，这一优势可以被

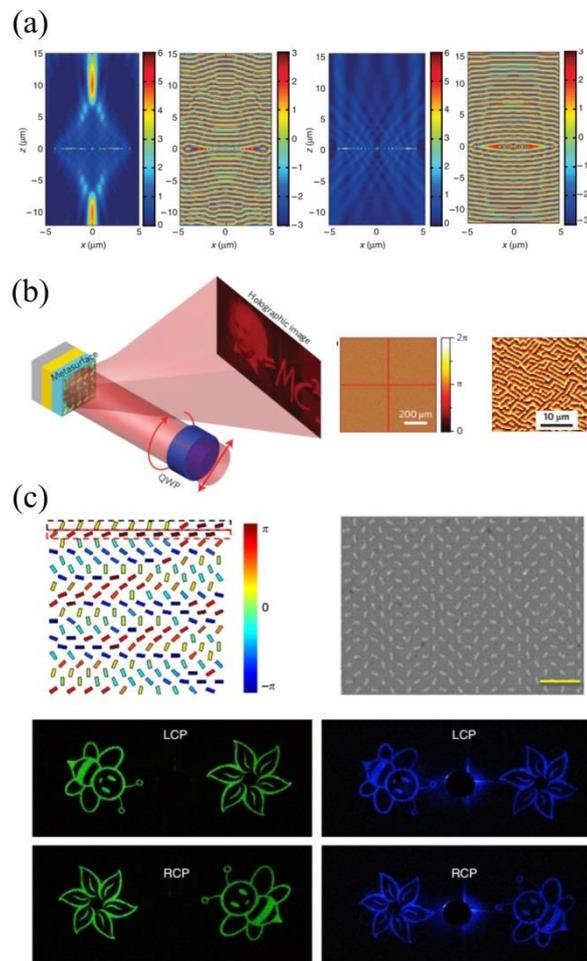


图 1.27 (a)用超构表面实现对一个圆偏振光的聚焦透镜对另一圆偏振光的散焦透镜[164]。(b)用超构表面实现高效的全息成像[165]。(c)用超构表面实现依赖自旋的宽波段全息效果[166]。

应用在光学器件如超透镜[164]，高效全息成像[165]，宽波段依赖自旋的全息[166]等方面，如图 1.27，特别是南京大学王湫明老师利用几何相位和结构共振共同作用来完成的宽波段无色差成像透镜[167,168]，使得这一方面的研究成果向应用又

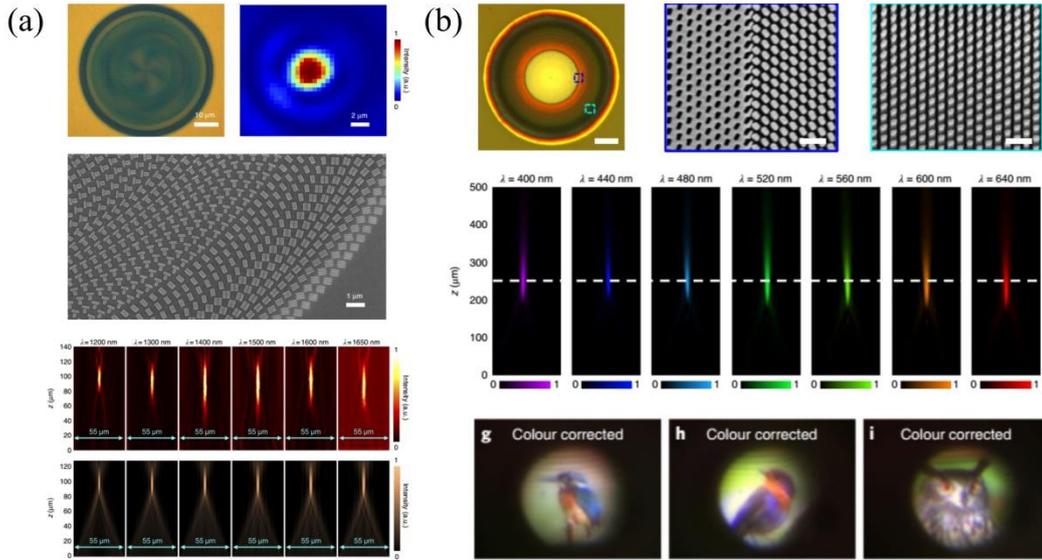


图 1.28 利用超构表面的几何相位和共振的共同作用实现(a)红外消色差的聚焦透镜[167]。(b)可见光消色差透镜[168]。

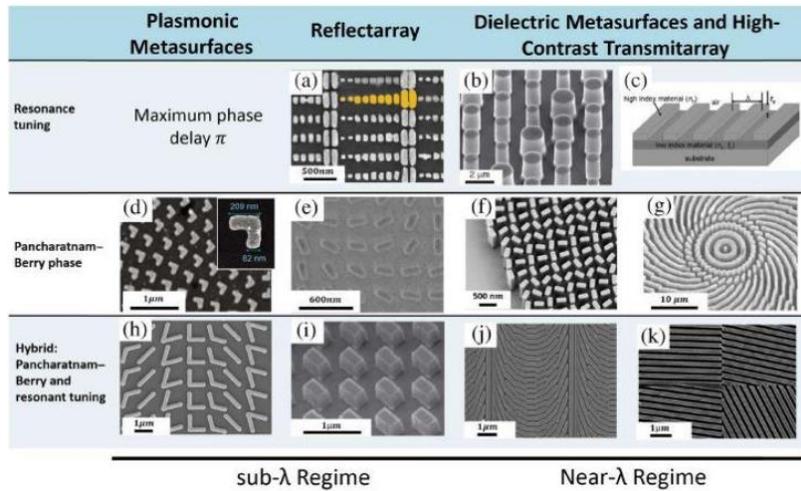


图 1.29 三种实现结合几何相位和共振的波前调控的方式，左侧为金属结构，右侧为介质结构。[169]

迈出了一步，如图 1.28。至此，我们给出了大致三种方式调控相位波前[169]，如图 1.29。

此外，通常模式下自旋光的电场分量一直垂直于光的传播方向，但在一些特殊区域如两种材料界面处产生全内反射等，光的电场分量在某些时刻有在传播方向的分量对这一现象的研究会带来一些新的发现[159,170]，如图 1.30 所示。

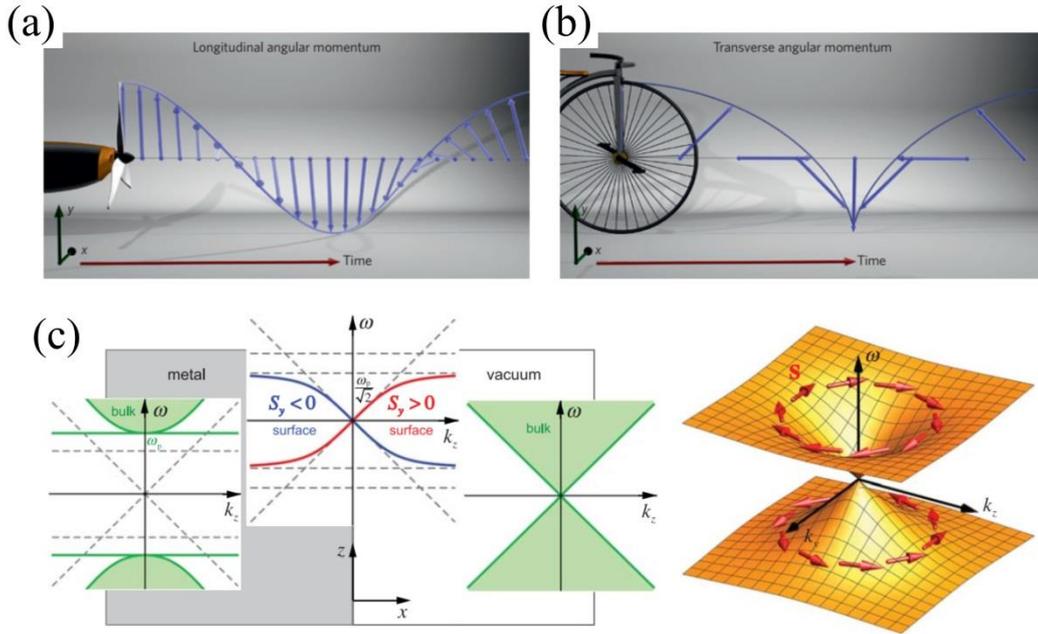


图 1.30 (a)纵向的自旋轨道角动量。(b)横向的自旋轨道角动量。(c)在金属和真空界面处有依赖自旋轨道角动量方向的表面态。[159,170]

1.2.3 金属/介质/金属超构材料中的吸收与辐射

在光学中实现可调控的光吸收在光伏、光调控等领域有着十分重要的应用，而超构材料由于其结构简单的特性是实现这一效果的一种优良平台。比如在吉赫兹领域利用厘米级天线结构实现对某一电磁波的完美吸收[171]。如图 1.31 所示，

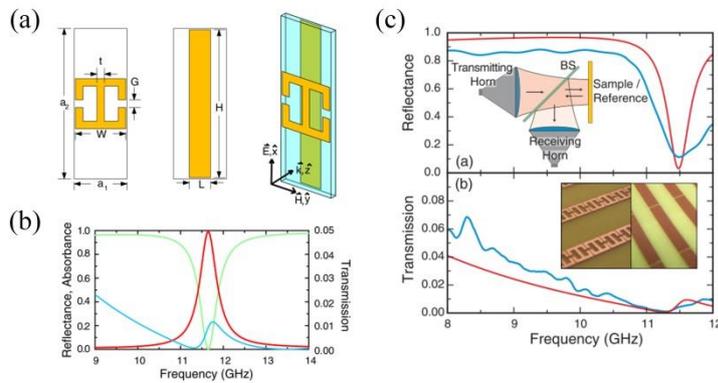


图 1.31 (a)单元结构。(b)计算得到的反射（绿色）、透射（蓝色）和吸收（红色）率。(c)实验测量效果[171]。

利用铜制的电共振结构框、铜条和之间介质组成单元结构对约 11.5GHz 的波长实现完美吸收。结构中的铜条用于反射，中间介质是能量主要损耗之处。同样类似的在太赫兹领域中，也可以利用微纳结构的电磁共振响应去实现双波段吸收 [172]。

由于这一原理比较简单，所以同样的利用结构共振实现可控的吸收这一方式可以推广至电磁波各个波段[25,26,172-174]。此外，通过调整金属结构，可进一步利用这个体系实现对多个频率的吸收[172]，对宽频的吸收[175]，对不同偏振实现不同吸收[176]，实现不同的结构颜色[177,178]，如图 1.32 所示。

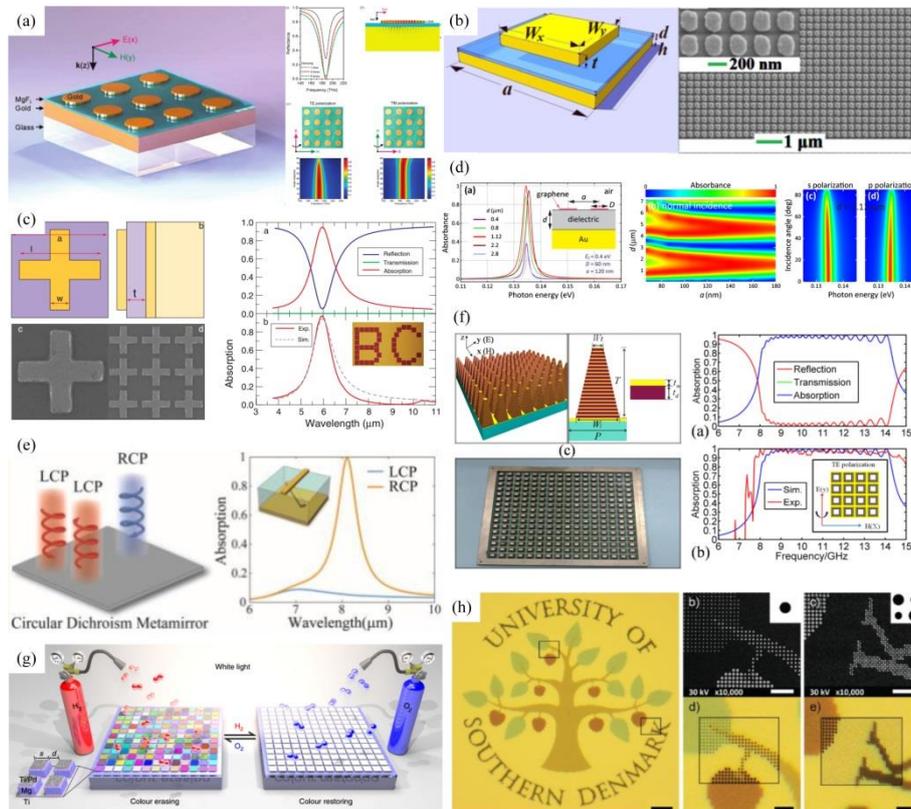


图 1.32(a)用金属板、介质和金属结构实现近红外的完美吸收并用于等离激元传感器[25]。(b)类似的用方形的金属结构实现完美吸收[26]。(c)用十字型的金属结构实现 6 μm 处的完美吸收[174]。(d)将金属结构替换为周期性的石墨烯实现完美吸收[173]。(e)用金属板介质金属棒形成偏振选择性的吸收[176]。(f)利用多层结构类似于啁啾效应实现宽谱吸收[175]。(g)利用气体和结构反应调控金属结构性质使其有可控的结构色[178]。(h)利用结构大小来实现不同颜色[177]。

这些结构还可以利用金属或其他材料之间的耦合，实现局域场增强的效果。

由此，超构表面不仅仅可以用来对光场信号进行简单的调控，还是一个很好的研究光与物质相互作用的平台，例如将其和 LC 共振系统或是量子阱系统耦合实现如 Rabi 振荡的模拟[179-184]，或是利用金属增强拉曼信号等[185-189]，极大的拓展了超构表面的应用。

上面提到了一些超构材料中有关吸收的工作，接下来就不得不提及有关超构材料热辐射的一些工作。首先需要先介绍一下黑体辐射的发展：在二十世纪初期，普朗克给出了用来描述物体辐射的普朗克公式：

$$u(f, T) = \frac{4\pi}{c} I(f, T) = \frac{8\pi hf^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \quad (1.19)$$

或是：

$$u(\lambda, T) = \frac{4\pi}{c} I(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (1.20)$$

其中 u 是能量密度， I 是强度， f 是频率， λ 是波长， h 是普朗克常数， k_B 是玻尔兹曼常数， T 是温度， c 是光速。有了能量的分布，我们就可以知道辐射能力总是和温度的四次方成正比，正如斯特藩-玻尔兹曼定律(Stefan-Boltzmann law)所示对于绝对黑体：

$$E_b = \sigma_b T^4 \quad (1.21)$$

其中 $\sigma_b = (2k_B^4 \pi^5)/(15c^2 h^3)$ ，上式由辐射强度积分得到，推导过程中需要用到描述黑体辐射能量随空间(方向)分布规律的兰贝特定律(Lambert's law)，黑体表面 θ 方向的定向辐射能力：

$$E_{b\theta} = I \cos \theta \quad (1.22)$$

实际上一个材料的吸收和辐射过程是时间反演的，基尔霍夫热辐射定律(Kirchhoff's law of thermal radiation)告诉我们吸收和辐射率满足如下关系：

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) = \alpha(\lambda, \theta, \varphi, T) \quad (1.23)$$

其中 ε 是材料的辐射率， α 是材料的吸收率。

由此，通过设计超构材料结构的吸收可以反推出其辐射的情况。如图 1.33 所示，利用十字型的结构配合上介质层和底部的金属板可以实现某一波段的全吸收，再进一步可以在同一个结构单元中放上不同尺寸的十字型结构，这样由于不同的结构对不同波长有吸收就可以实现多波段的吸收。同样反过来根据基尔霍夫热辐射定律，这些结构同样可以用来调控辐射的频率，甚至可以实现多个频率的辐射或是宽谱的辐射[47]。

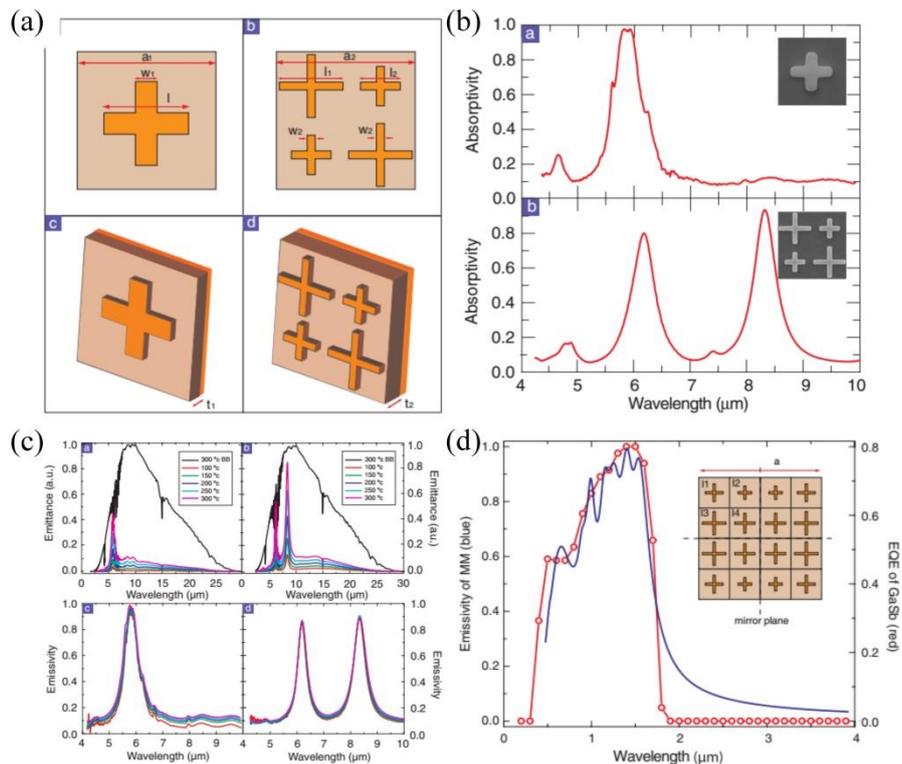


图 1.33 (a)超构材料吸收器的结构。(b)实验上实现一个带和两个带的吸收。(c)实验上测量的不同温度的单带和双带辐射。(d)用十字型结构实现宽谱的辐射。

当然除了利用超构表面对辐射波段进行调控，还可以利用超构表面实现相干的热辐射，比如利用碳化硅光栅实现相干的热辐射[46]。此外，光子晶体也是一个很好平台，可以用于调控热辐射[190-192]。

当把几何相位引入热辐射后, 就可以得到依赖极化的热辐射信号。比如利用碳化硅的表面声子极化激元可以得到相干的热辐射信号, 然后结合上可以调控几何相位超构表面结构, 就可以测量到依赖自旋的色散信号, 如图 1.34[48,193,194]。

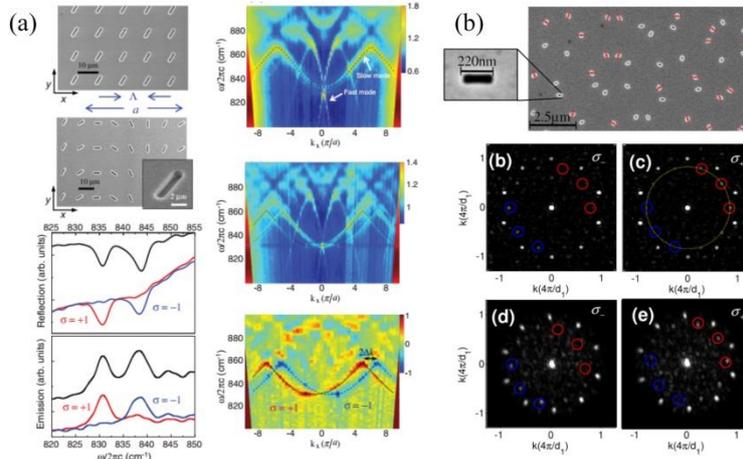


图 1.34 (a)利用碳化硅槽的各向异性引入几何相位得到对不同自旋的色散[193]。(b)利用准晶结构超构材料调控光场模式[194]。

通过超构材料调控热辐射, 不仅可以针对辐射信号作出调制[196], 还可以实现热隐身。仇旻教授课题组利用相变材料 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST)实现了在背景温度从 30 摄氏度到 60 摄氏度接近完美的热伪装。GST 材料做成一个方形物体先在 200 度的温度下分别退火 0 秒, 40 秒和 60 秒, 然后将其分别放在 30 度, 40 度和 50

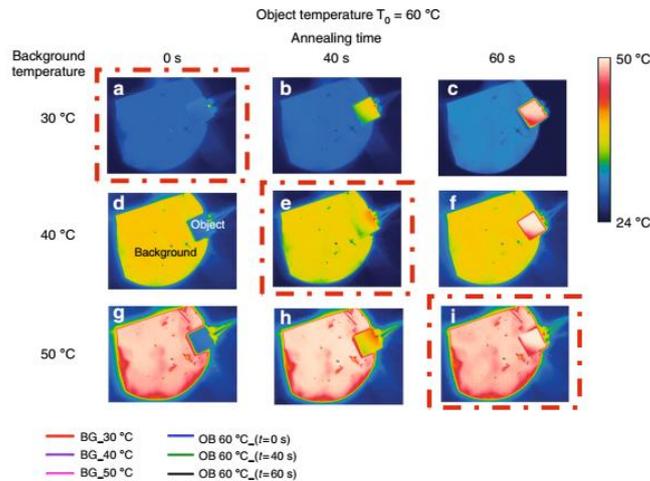


图 1.35 热成像仪中在背景 30 度时(a)退火 0 秒、(b)退火 40 秒、(c)退火 60 秒的 GST 结构, 背景 40 度下 GST 结构(d)退火 0 秒、(e)退火 40 秒、(f)退火 60 秒, 背景 50 度下 GST 结构(g)退火 0 秒、(h)退火 40 秒、(i)退火 60 秒。[195]

度的背景环境中并且将 GST 制成的物体加热到 60 度，此时会发现 GST 制成物品在热成像中和背景融为一体，如图 1.35[195]。

利用超构材料调控吸收和辐射有着很重要的现实意义，因为提高对能量的利用率是人类发展的追求。南京大学朱嘉老师课题组利用自组装的铝纳米颗粒球增强表面等离激元吸收太阳光的能量蒸馏海水，实现成本低廉的海水淡化[197]。斯坦福大学范汕洄教授组利用多层膜结构实现了在直接光照下的被动降温，多层膜结构在大部分可见光到近红外光波段都呈现高反射，在中红外波段 8 至 13 微米处呈现高辐射（吸收）率且这一波段是大气窗口，由此可以利用外太空冷源进

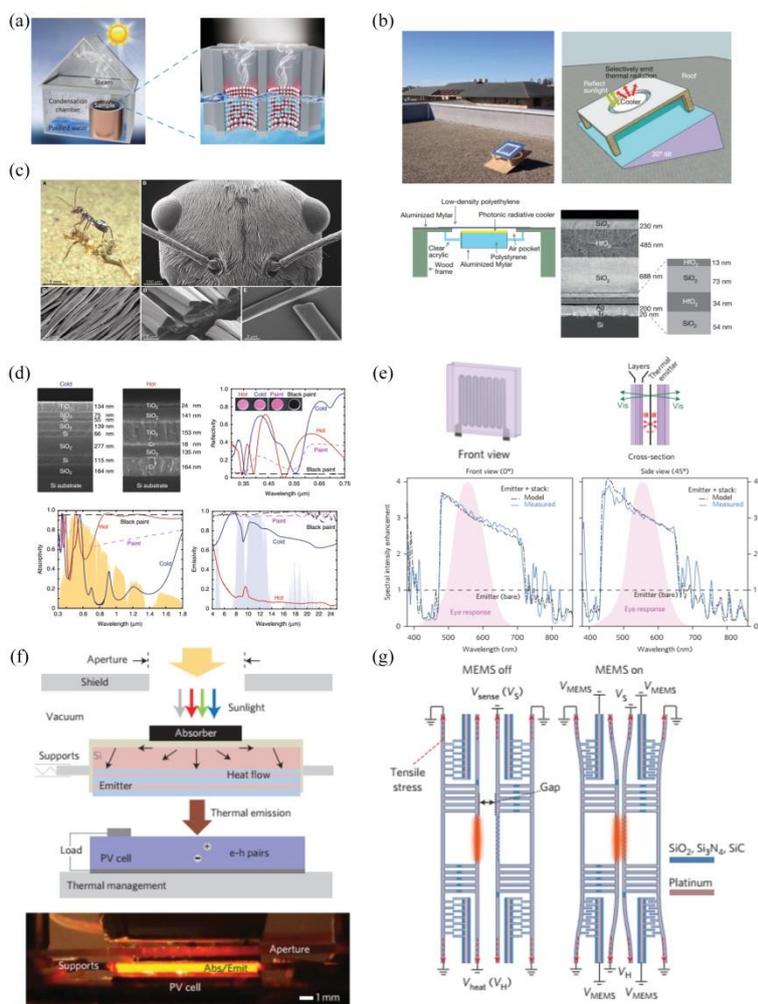


图 1.36 (a)海水淡化装置[197]。(b)被动辐射降温[198]。(c)蚂蚁散热[199]。(d)不同温度下多层膜结构实现同样的颜色[200]。(e)多层膜结构提高照明效率[201]。(f)太阳能热光伏[202]。(g)近场热传导[203]。

行降温[198]。同样的，大自然也作出相似的选择，在撒哈拉沙漠中有一种蚂蚁，其身上包裹着一层生物质的毛发，这些毛发起到的作用和多层膜结构类似，使得其在沙漠生存中时白天体温不至于过高威胁生命[199]。类似的，利用不同结构的多层膜在不同温度下可以显现出同样的颜色[200]，也有利用多层膜结构修饰热辐射谱使得红外部分辐射被抑制可见部分辐射效率大大增加[201]。此外，微纳结构也可用于实现太阳能热光伏[202]和探究近场的热量传递[203]，如图 1.36。

1.3 本论文的主要研究内容

随着人们加工技术的进步，在微纳尺度上加工人工超构材料的技术有所突破，实现了纳米级别的精度控制，使得人工结构单元的定制化成为可能。但也要看到微纳加工存在的困难，首先是材料的限制，不是所有材料都可以做到高精度的；其次是形状的限制，目前微加工技术实现复杂的三维结构仍然是不小的挑战；最后是成本的限制，无论是加工成本、材料成本还是时间成本都是摆在眼前的问题。其实说到本质，超构材料是人们仿造自然过程人为设计材料的一种方式，这一方式仍然需要结合具体物理问题或是实际需求才能真正产生实际意义。因此我认为需要将其视为一种解决问题的手段，不断提升其适用材料的范围和改进加工手段，同时需要解决在使用金属等材料时如何处理金属损耗等材料附带效应的问题、如何设计结构才能平衡加工难度和实用效率的问题、如何找到能与理论对应的合适的超构材料体系等等一系列问题，这样才能在物理探索、材料加工等方面不断进步。

本文简单的从个人在博士期间从事的几个研究工作中探讨如何将超构材料，特别是由金属/介质/金属为结构单元的这一种超构材料，和一些物理问题有机的

结合在一起，用超构材料来研究物理问题，用物理来指导超构材料设计。

本文分为以下几个部分：

第一章，主要介绍一下电磁超构材料的研究背景和一些现有的这个领域中包括理论、实验和应用等方面的工作。其中，主要介绍一下变换光学，光子的自旋轨道耦合和超构材料的辐射和吸收这三个方面。

第二章，主要介绍一下我们利用金属/介质/金属孔组成超构材料单元，通过不同角度的摆放即可获得不同的几何相位，当这一结构单元被圆偏振激发时产生的表面等离激元会携带上相应的几何相位信息，设计一组这样的结构，激发该结构时产生的表面等离激元会相互干涉形成图案，实现表面等离激元全息，并且设计的图案是自旋依赖的。在这一过程中产生的图案是由多个聚焦的亮点组成，每个亮点可以看成是一个点元。此时的效果是在时间域上的平均，如果我们在设计的时候，针对不同的圆偏振光设计同样的图案，但每个点元上的相位是不同的。如果同时激发这两套图案，我们就会发现之前的有些点元的亮度发生了改变，这是由于两套图案之间也形成了干涉的效果。有了这些，我们就可以设计在不同激发条件下，比如不同线偏振光激发的情况下，设计图案的不同部分被点亮，当连续旋转激发光的偏振时，我们可以得到连续变化的动态图案。

第三章，在这一部分中我们依然运用了和第二章同样的超构材料单元，并且沿用了利用旋转金属槽的方式获取不同的几何相位。首先，我们给出了当不同的超构材料链产生一样的焦散线时，不同位置放置的超构材料链之间需要满足一定的关系。并且，将这一联系同时空的度规结合起来，类比的给出了一维超构材料链中的洛伦兹变换，并给出时空图像解释我们的体系，更进一步利用弯曲的一维超构材料链模拟类比的 Rindler 度规。

第四章，在这一部分中我们将利用一维光栅结构来调控热辐射。当然此时的结构单元需要调整：在金属板上覆盖一层较厚的介质，而一维的金属光栅结构则被埋入介质之中。通过考察结构的横电波（TE）模式，我们会发现介质的厚度会影响结构的等效折射率，而金属光栅的厚度则会影响结构的吸收。因此，我们可以将这一结构视为一维光子晶体，通过调节结构的参数则能等效的调节折射率实部和虚部。所以，我们可以以此为基础探究光子晶体里出现的界面态，非厄米体系等。

第五章，给出本文的总结和对未来工作的展望。

参考文献

- [1] S. A. Ramakrishna, "Physics of negative refractive index materials", *Reports on Progress in Physics* **68**, 449 (2005).
- [2] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ", *Soviet Physics Uspekhi* **10**, 509 (1968).
- [3] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", *Physical review letters* **76**, 4773 (1996).
- [4] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **47**, 2075 (1999).
- [5] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction", *Science* **292**, 77 (2001).
- [6] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Physical review letters* **84**, 4184 (2000).
- [7] D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. Wiltshire, "Metamaterials and negative refractive index", *Science* **305**, 788 (2004).
- [8] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz", *Science* **306**, 1351 (2004).
- [9] J. Yao, Z. Liu, Y. Liu, Y. Wang, C. Sun, G. Bartal, A. M. Stacy, and X. Zhang, "Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires", *Science* **321**, 930 (2008).
- [10] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C. M. Soukoulis, "Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens", *Physical review letters* **91** (2003).
- [11] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, "Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens", *Science* **308**, 534 (2005).
- [12] Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, and X. Zhang, "Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects", *Science* **315**, 1686 (2007).
- [13] X. Zhang and Z. Liu, "Superlenses to overcome the diffraction limit", *Nature materials* **7**, 435 (2008).
- [14] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields", *Science* **312**, 1780 (2006).
- [15] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping", *Science* **312**, 1777 (2006).
- [16] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", *Science* **314**, 977 (2006).
- [17] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, "Optical cloaking with metamaterials", *Nature Photonics* **1**, 224 (2007).
- [18] U. Leonhardt, "Optical metamaterials: Invisibility cup", *Nature Photonics* **1**, 207 (2007).
- [19] D. A. Genov, S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials", *Nature Physics* **5**, 687 (2009).
- [20] C. Sheng, H. Liu, Y. Wang, S. N. Zhu, and D. A. Genov, "Trapping light by mimicking gravitational lensing", *Nature Photonics* **7**, 902 (2013).
- [21] C. Sheng, R. Bekenstein, H. Liu, S. Zhu, and M. Segev, "Wavefront shaping through emulated curved space in waveguide settings", *Nature communications* **7**, 10747 (2016).
- [22] X. Yang, J. Yao, J. Rho, X. Yin, and X. Zhang, "Experimental realization of three-dimensional

- indefinite cavities at the nanoscale with anomalous scaling laws", *Nature Photonics* **6**, 450 (2012).
- [23] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, "Hyperbolic metamaterials", *Nature Photonics* **7**, 948 (2013).
- [24] S. A. Biehs, M. Tschikin, and P. Ben-Abdallah, "Hyperbolic metamaterials as an analog of a blackbody in the near field", *Physical review letters* **109**, 104301 (2012).
- [25] N. Liu, M. Mesch, T. Weiss, M. Hentschel, and H. Giessen, "Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor", *Nano letters* **10**, 2342 (2010).
- [26] J. Hao, J. Wang, X. Liu, W. J. Padilla, L. Zhou, and M. Qiu, "High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial", *Applied Physics Letters* **96**, 251104 (2010).
- [27] H. N. Krishnamoorthy, Z. Jacob, E. Narimanov, I. Kretzschmar, and V. M. Menon, "Topological transitions in metamaterials", *Science* **336**, 205 (2012).
- [28] L. Lu, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, "Topological photonics", *Nature Photonics* **8**, 821 (2014).
- [29] W. Gao, M. Lawrence, B. Yang, F. Liu, F. Fang, B. Beri, J. Li, and S. Zhang, "Topological photonic phase in chiral hyperbolic metamaterials", *Physical review letters* **114**, 037402 (2015).
- [30] A. Mostafazadeh, "Spectral singularities of complex scattering potentials and infinite reflection and transmission coefficients at real energies", *Physical review letters* **102**, 220402 (2009).
- [31] L. Feng, Z. J. Wong, R. M. Ma, Y. Wang, and X. Zhang, "Single-mode laser by parity-time symmetry breaking", *Science* **346**, 972 (2014).
- [32] H. Hodaei, M. A. Miri, M. Heinrich, D. N. Christodoulides, and M. Khajavikhan, "Parity-time-symmetric microring lasers", *Science* **346**, 975 (2014).
- [33] H. Jing, S. K. Ozdemir, X. Y. Lu, J. Zhang, L. Yang, and F. Nori, "PT-symmetric phonon laser", *Physical review letters* **113**, 053604 (2014).
- [34] B. Peng, S. K. Ozdemir, S. Rotter, H. Yilmaz, M. Liertzer, F. Monifi, C. M. Bender, F. Nori, and L. Yang, "Loss-induced suppression and revival of lasing", *Science* **346**, 328 (2014).
- [35] L. Fan, J. Wang, L. T. Varghese, H. Shen, B. Niu, Y. Xuan, A. M. Weiner, and M. Qi, "An all-silicon passive optical diode", *Science* **335**, 447 (2012).
- [36] Y. Xu, C. Gu, B. Hou, Y. Lai, J. Li, and H. Chen, "Broadband asymmetric waveguiding of light without polarization limitations", *Nature communications* **4**, 2561 (2013).
- [37] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J. P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction", *Science* **334**, 333 (2011).
- [38] S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li, and L. Zhou, "Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves", *Nature materials* **11**, 426 (2012).
- [39] J. Hao, Y. Yuan, L. Ran, T. Jiang, J. A. Kong, C. T. Chan, and L. Zhou, "Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials", *Physical review letters* **99**, 063908 (2007).
- [40] F. Ding, Z. Wang, S. He, V. M. Shalaev, and A. V. Kildishev, "Broadband high-efficiency half-wave plate: a supercell-based plasmonic metasurface approach", *ACS nano* **9**, 4111 (2015).
- [41] N. Engheta, "An idea for thin subwavelength cavity resonators using metamaterials with negative permittivity and permeability", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* **1**, 10 (2002).
- [42] Caiazzo, Maci, and Engheta, "A metamaterial surface for compact cavity resonators", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* **3**, 261 (2004).
- [43] H. Li, J. Hao, L. Zhou, Z. Wei, L. Gong, H. Chen, and C. T. Chan, "All-dimensional subwavelength cavities made with metamaterials", *Applied Physics Letters* **89**, 104101 (2006).
- [44] M. Onoda, S. Murakami, and N. Nagaosa, "Hall effect of light", *Physical review letters* **93**, 083901

- (2004).
- [45] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, and A. V. Zayats, "Spin-orbit interactions of light", *Nature Photonics* **9**, 796 (2015).
- [46] J. J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J. P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen, "Coherent emission of light by thermal sources", *Nature* **416**, 61 (2002).
- [47] X. Liu, T. Tyler, T. Starr, A. F. Starr, N. M. Jokerst, and W. J. Padilla, "Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters", *Phys Rev Lett* **107**, 045901 (2011).
- [48] N. Shitrit, I. Yulevich, E. Maguid, D. Ozeri, D. Veksler, V. Kleiner, and E. Hasman, "Spin-optical metamaterial route to spin-controlled photonics", *Science* **340**, 724 (2013).
- [49] D. Schurig, J. B. Pendry, and D. R. Smith, "Calculation of material properties and ray tracing in transformation media", *Optics Express* **14**, 9794 (2006).
- [50] S. A. Cummer, B. I. Popa, D. Schurig, D. R. Smith, and J. Pendry, "Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures", *Phys Rev E* **74**, 036621 (2006).
- [51] Y. Huang, Y. Feng, and T. Jiang, "Electromagnetic cloaking by layered structure of homogeneous isotropic materials", *Optics Express* **15**, 11133 (2007).
- [52] J. Li and J. B. Pendry, "Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking", *Physical review letters* **101**, 203901 (2008).
- [53] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui, and D. R. Smith, "Broadband ground-plane cloak", *Science* **323**, 366 (2009).
- [54] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics", *Nature materials* **8**, 568 (2009).
- [55] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, and M. Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies", *Nature Photonics* **3**, 461 (2009).
- [56] J. H. Lee, J. Blair, V. A. Tamma, Q. Wu, S. J. Rhee, C. J. Summers, and W. Park, "Direct visualization of optical frequency invisibility cloak based on silicon nanorod array", *Optics Express* **17**, 12922 (2009).
- [57] M. Gharghi, C. Gladden, T. Zentgraf, Y. Liu, X. Yin, J. Valentine, and X. Zhang, "A carpet cloak for visible light", *Nano letters* **11**, 2825 (2011).
- [58] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, and M. Wegener, "Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths", *Science* **328**, 337 (2010).
- [59] X. Ni, Z. J. Wong, M. Mrejen, Y. Wang, and X. Zhang, "An ultrathin invisibility skin cloak for visible light", *Science* **349**, 1310 (2015).
- [60] S. A. Cummer and D. Schurig, "One path to acoustic cloaking", *New Journal of Physics* **9**, 45 (2007).
- [61] S. A. Cummer, B. I. Popa, D. Schurig, D. R. Smith, J. Pendry, M. Rahm, and A. Starr, "Scattering theory derivation of a 3D acoustic cloaking shell", *Physical review letters* **100**, 024301 (2008).
- [62] H. Chen and C. T. Chan, "Acoustic cloaking and transformation acoustics", *Journal of Physics D: Applied Physics* **43**, 113001 (2010).
- [63] S. Zhang, D. A. Genov, C. Sun, and X. Zhang, "Cloaking of matter waves", *Physical review letters* **100**, 123002 (2008).
- [64] D.-H. Lin and P.-G. Luan, "Cloaking of matter waves under the global Aharonov-Bohm effect", *Physical Review A* **79** (2009).
- [65] D.-H. Lin, "Cloaking spin-1/2 matter waves", *Physical Review A* **81** (2010).
- [66] J. Plebanski, "Electromagnetic Waves in Gravitational Fields", *Physical Review* **118**, 1396 (1960).
- [67] U. Leonhardt and T. G. Philbin, "General relativity in electrical engineering", *New Journal of*

- Physics **8**, 247 (2006).
- [68] U. Leonhardt and P. Piwnicki, "Optics of nonuniformly moving media", *Physical Review A* **60**, 4301 (1999).
- [69] I. I. Smolyaninov, "Surface plasmon toy model of a rotating black hole", *New Journal of Physics* **5**, 147 (2003).
- [70] E. E. Narimanov and A. V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber", *Applied Physics Letters* **95**, 041106 (2009).
- [71] H. Chen, R. X. Miao, and M. Li, "Transformation optics that mimics the system outside a Schwarzschild black hole", *Optics express* **18**, 15183 (2010).
- [72] Q. Cheng, T. J. Cui, W. X. Jiang, and B. G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials", *New Journal of Physics* **12**, 063006 (2010).
- [73] K. V. Nerkararyan, S. K. Nerkararyan, and S. I. Bozhevolnyi, "Plasmonic black-hole: broadband omnidirectional absorber of gap surface plasmons", *Optics Letters* **36**, 4311 (2011).
- [74] I. Fernández-Núñez and O. Bulashenko, "Anisotropic metamaterial as an analogue of a black hole", *Physics Letters A* **380**, 1 (2016).
- [75] A. Greenleaf, Y. Kurylev, M. Lassas, and G. Uhlmann, "Electromagnetic wormholes and virtual magnetic monopoles from metamaterials", *Physical review letters* **99**, 183901 (2007).
- [76] V. Ginis, P. Tassin, B. Craps, and I. Veretennicoff, "Frequency converter implementing an optical analogue of the cosmological redshift", *Opt Express* **18**, 5350 (2010).
- [77] R. Bekenstein, R. Schley, M. Mutzafi, C. Rotschild, and M. Segev, "Optical simulations of gravitational effects in the Newton–Schrödinger system", *Nature Physics* **11**, 872 (2015).
- [78] T. G. Mackay and A. Lakhtakia, "Towards a metamaterial simulation of a spinning cosmic string", *Physics Letters A* **374**, 2305 (2010).
- [79] T. G. Philbin, C. Kuklewicz, S. Robertson, S. Hill, F. König, and U. Leonhardt, "Fiber-optical analog of the event horizon", *Science* **319**, 1367 (2008).
- [80] F. Belgiorno, S. L. Cacciatori, M. Clerici, V. Gorini, G. Ortenzi, L. Rizzi, E. Rubino, V. G. Sala, and D. Faccio, "Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments", *Physical review letters* **105**, 203901 (2010).
- [81] I. I. Smolyaninov, E. Hwang, and E. Narimanov, "Hyperbolic metamaterial interfaces: Hawking radiation from Rindler horizons and spacetime signature transitions", *Physical Review B* **85** (2012).
- [82] R. Schutzhold and W. G. Unruh, "Hawking radiation in an electromagnetic waveguide?", *Physical review letters* **95**, 031301 (2005).
- [83] I. I. Smolyaninov and Y.-J. Hung, "Modeling of time with metamaterials", *Journal of the Optical Society of America B* **28**, 1591 (2011).
- [84] I. I. Smolyaninov, Y.-J. Hung, and E. Hwang, "Experimental modeling of cosmological inflation with metamaterials", *Physics Letters A* **376**, 2575 (2012).
- [85] X. Wang, H. Chen, H. Liu, L. Xu, C. Sheng, and S. Zhu, "Self-Focusing and the Talbot Effect in Conformal Transformation Optics", *Physical review letters* **119**, 033902 (2017).
- [86] C. Sheng, H. Liu, H. Chen, and S. Zhu, "Definite photon deflections of topological defects in metasurfaces and symmetry-breaking phase transitions with material loss", *Nature communications* **9**, 4271 (2018).
- [87] E. H. Hall, "On a New Action of the Magnet on Electric Currents", *American Journal of Mathematics* **2**, 287 (1879).
- [88] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, "Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors",

- Physics Letters A **35**, 459 (1971).
- [89] J. E. Hirsch, "Spin Hall Effect", Physical Review Letters **83**, 1834 (1999).
- [90] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, "Observation of the spin Hall effect in semiconductors", Science **306**, 1910 (2004).
- [91] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, "Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system", Phys Rev Lett **94**, 047204 (2005).
- [92] O. Hosten and P. Kwiat, "Observation of the spin hall effect of light via weak measurements", Science **319**, 787 (2008).
- [93] L. Allen, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, "Optical Angular Momentum", Optical Angular Momentum **86**, 365 (2003).
- [94] D. L. Andrews and M. Babiker, *The Angular Momentum of Light* (CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2013).
- [95] K. Y. Bliokh and F. Nori, "Transverse and longitudinal angular momenta of light", Physics Reports **592**, 1 (2015).
- [96] S. I. Vinitiskiĭ, V. L. Derbov, V. M. Dubovik, B. L. Markovski, and Y. P. Stepanovskiĭ, "Topological phases in quantum mechanics and polarization optics", Soviet Physics Uspekhi **33**, 403 (1990).
- [97] R. Bhandari, "Polarization of light and topological phases", Physics Reports **281**, 1 (1997).
- [98] C. N. Alexeyev and M. A. Yavorsky, "Topological phase evolving from the orbital angular momentum of 'coiled' quantum vortices", Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **8**, 752 (2006).
- [99] K. Y. Bliokh, "Geometrical optics of beams with vortices: Berry phase and orbital angular momentum Hall effect", Phys Rev Lett **97**, 043901 (2006).
- [100] K. Y. Bliokh, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Coriolis effect in optics: unified geometric phase and spin-Hall effect", Phys Rev Lett **101**, 030404 (2008).
- [101] K. Y. Bliokh, "Geometrodynamics of polarized light: Berry phase and spin Hall effect in a gradient-index medium", Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **11**, 094009 (2009).
- [102] B. A. Garetz and S. Arnold, "Variable frequency shifting of circularly polarized laser radiation via a rotating half-wave retardation plate", Optics Communications **31**, 1 (1979).
- [103] B. A. Garetz, "Angular Doppler effect", Journal of the Optical Society of America **71**, 609 (1981).
- [104] B. Mashhoon, "Neutron interferometry in a rotating frame of reference", Phys Rev Lett **61**, 2639 (1988).
- [105] S. G. Lipson, "Berry's phase in optical interferometry: a simple derivation", Optics Letters **15**, 154 (1990).
- [106] K. Y. Bliokh, A. Aiello, and M. A. Alonso, in *The Angular Momentum of Light*, edited by D. L. Andrews, and M. Babiker (Cambridge University Press, Cambridge, 2012), pp. 174.
- [107] K. Y. Bliokh, M. A. Alonso, E. A. Ostrovskaya, and A. Aiello, "Angular momenta and spin-orbit interaction of nonparaxial light in free space", Physical Review A **82** (2010).
- [108] I. Bialynicki-Birula and Z. Bialynicka-Birula, "Berry's phase in the relativistic theory of spinning particles", Physical Review D **35**, 2383 (1987).
- [109] K. Y. Bliokh and Y. P. Bliokh, "Topological spin transport of photons: the optical Magnus effect and Berry phase", Physics Letters A **333**, 181 (2004).
- [110] K. Y. Bliokh and Y. P. Bliokh, "Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet", Phys Rev Lett **96**, 073903 (2006).

- [111] A. Aiello and J. P. Woerdman, "Role of beam propagation in Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov shifts", *Optics Letters* **33**, 1437 (2008).
- [112] K. Y. Bliokh, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Geometrodynamics of spinning light", *Nature Photonics* **2**, 748 (2008).
- [113] K. Y. Bliokh and A. Aiello, "Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov beam shifts: an overview", *Journal of Optics* **15**, 014001 (2013).
- [114] Y. Gorodetski, K. Y. Bliokh, B. Stein, C. Genet, N. Shitrit, V. Kleiner, E. Hasman, and T. W. Ebbesen, "Weak measurements of light chirality with a plasmonic slit", *Phys Rev Lett* **109**, 013901 (2012).
- [115] X. Zhou, Z. Xiao, H. Luo, and S. Wen, "Experimental observation of the spin Hall effect of light on a nanometal film via weak measurements", *Physical Review A* **85** (2012).
- [116] X. Zhou, X. Ling, H. Luo, and S. Wen, "Identifying graphene layers via spin Hall effect of light", *Applied Physics Letters* **101**, 251602 (2012).
- [117] N. Bokor, Y. Iketaki, T. Watanabe, and M. Fujii, "Investigation of polarization effects for high-numerical-aperture first-order Laguerre-Gaussian beams by 2D scanning with a single fluorescent microbead", *Optics Express* **13**, 10440 (2005).
- [118] A. Dogariu and C. Schwartz, "Conservation of angular momentum of light in single scattering", *Optics Express* **14**, 8425 (2006).
- [119] H. Adachi, S. Akaoshi, and K. Miyakawa, "Orbital motion of spherical microparticles trapped in diffraction patterns of circularly polarized light", *Physical Review A* **75** (2007).
- [120] Y. Zhao, J. S. Edgar, G. D. Jeffries, D. McGloin, and D. T. Chiu, "Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam", *Phys Rev Lett* **99**, 073901 (2007).
- [121] T. A. Nieminen, A. B. Stilgoe, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Angular momentum of a strongly focused Gaussian beam", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **10**, 115005 (2008).
- [122] Z. e. Bomzon and M. Gu, "Space-variant geometrical phases in focused cylindrical light beams", *Optics Letters* **32**, 3017 (2007).
- [123] Y. Gorodetski, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures", *Phys Rev Lett* **101**, 043903 (2008).
- [124] D. Haefner, S. Sukhov, and A. Dogariu, "Spin hall effect of light in spherical geometry", *Phys Rev Lett* **102**, 123903 (2009).
- [125] K. Y. Bliokh, E. A. Ostrovskaya, M. A. Alonso, O. G. Rodriguez-Herrera, D. Lara, and C. Dainty, "Spin-to-orbital angular momentum conversion in focusing, scattering, and imaging systems", *Opt Express* **19**, 26132 (2011).
- [126] O. G. Rodriguez-Herrera, D. Lara, K. Y. Bliokh, E. A. Ostrovskaya, and C. Dainty, "Optical nanoprobeing via spin-orbit interaction of light", *Phys Rev Lett* **104**, 253601 (2010).
- [127] X. Ling, X. Yi, X. Zhou, Y. Liu, W. Shu, H. Luo, and S. Wen, "Realization of tunable spin-dependent splitting in intrinsic photonic spin Hall effect", *Applied Physics Letters* **105**, 151101 (2014).
- [128] S. S. Kruk, M. Decker, I. Staude, S. Schlecht, M. Greppmair, D. N. Neshev, and Y. S. Kivshar, "Spin-Polarized Photon Emission by Resonant Multipolar Nanoantennas", *ACS Photonics* **1**, 1218 (2014).
- [129] S. J. Van Enk and G. Nienhuis, "Commutation Rules and Eigenvalues of Spin and Orbital Angular Momentum of Radiation Fields", *Journal of Modern Optics* **41**, 963 (1994).
- [130] B. Roy, N. Ghosh, A. Banerjee, S. D. Gupta, and S. Roy, "Manifestations of geometric phase and enhanced spin Hall shifts in an optical trap", *New Journal of Physics* **16**, 083037 (2014).
- [131] A. Hiescher, A. Eick, J. Mourant, D. Shen, J. Freyer, and I. Bigio, "Diffuse backscattering Mueller

- matrices of highly scattering media", *Optics Express* **1**, 441 (1997).
- [132] C. Schwartz and A. Dogariu, "Backscattered polarization patterns, optical vortices, and the angular momentum of light", *Optics Letters* **31**, 1121 (2006).
- [133] Y. Gorodetski, N. Shitrit, I. Bretner, V. Kleiner, and E. Hasman, "Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures", *Nano letters* **9**, 3016 (2009).
- [134] L. T. Vuong, A. J. Adam, J. M. Brok, P. C. Planken, and H. P. Urbach, "Electromagnetic spin-orbit interactions via scattering of subwavelength apertures", *Phys Rev Lett* **104**, 083903 (2010).
- [135] M. Y. Darsht, B. Y. Zel'dovich, I. V. Kataevskaya, and N. D. Kundikova, "Formation of an isolated wavefront dislocation", *JETP* **80**, 817 (1995).
- [136] A. Ciattoni, G. Cincotti, and C. Palma, "Angular momentum dynamics of a paraxial beam in a uniaxial crystal", *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics* **67**, 036618 (2003).
- [137] E. Brasselet, Y. Izdebskaya, V. Shvedov, A. S. Desyatnikov, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals", *Optics Letters* **34**, 1021 (2009).
- [138] M. V. Berry, M. R. Jeffrey, and M. Mansuripur, "Orbital and spin angular momentum in conical diffraction", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **7**, 685 (2005).
- [139] Z. e. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, "Space-variant Pancharatnam–Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings", *Optics Letters* **27**, 1141 (2002).
- [140] G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Formation of helical beams by use of Pancharatnam–Berry phase optical elements", *Optics Letters* **27**, 1875 (2002).
- [141] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo, "Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media", *Phys Rev Lett* **96**, 163905 (2006).
- [142] E. Brasselet, N. Murazawa, H. Misawa, and S. Juodkazis, "Optical vortices from liquid crystal droplets", *Phys Rev Lett* **103**, 103903 (2009).
- [143] N. Shitrit, I. Bretner, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Optical spin Hall effects in plasmonic chains", *Nano letters* **11**, 2038 (2011).
- [144] L. Huang, X. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity", *Light: Science & Applications* **2**, e70 (2013).
- [145] J. Lin, J. P. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X. C. Yuan, and F. Capasso, "Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons", *Science* **340**, 331 (2013).
- [146] E. Hasman, G. Biener, A. Niv, and V. Kleiner, "Space-variant polarization manipulation", *Prog. Opt.* **47**, 215 (2005).
- [147] N. Yu and F. Capasso, "Flat optics with designer metasurfaces", *Nature materials* **13**, 139 (2014).
- [148] D. Veksler, E. Maguid, N. Shitrit, D. Ozeri, V. Kleiner, and E. Hasman, "Multiple Wavefront Shaping by Metasurface Based on Mixed Random Antenna Groups", *ACS Photonics* **2**, 661 (2015).
- [149] S. Y. Lee, I. M. Lee, J. Park, S. Oh, W. Lee, K. Y. Kim, and B. Lee, "Role of magnetic induction currents in nanoslit excitation of surface plasmon polaritons", *Phys Rev Lett* **108**, 213907 (2012).
- [150] F. J. Rodriguez-Fortuno, G. Marino, P. Ginzburg, D. O'Connor, A. Martinez, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, "Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes", *Science* **340**, 328 (2013).
- [151] J. Petersen, J. Volz, and A. Rauschenbeutel, "Nanophotonics. Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light", *Science* **346**, 67 (2014).
- [152] D. O'Connor, P. Ginzburg, F. J. Rodriguez-Fortuno, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, "Spin-orbit

- coupling in surface plasmon scattering by nanostructures", *Nature communications* **5**, 5327 (2014).
- [153] R. Mitsch, C. Sayrin, B. Albrecht, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel, "Quantum state-controlled directional spontaneous emission of photons into a nanophotonic waveguide", *Nature communications* **5**, 5713 (2014).
- [154] B. le Feber, N. Rotenberg, and L. Kuipers, "Nanophotonic control of circular dipole emission", *Nature communications* **6**, 6695 (2015).
- [155] I. Sollner *et al.*, "Deterministic photon-emitter coupling in chiral photonic circuits", *Nature nanotechnology* **10**, 775 (2015).
- [156] P. V. Kapitanova *et al.*, "Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes", *Nature communications* **5**, 3226 (2014).
- [157] K. Y. Bliokh and F. Nori, "Transverse spin of a surface polariton", *Physical Review A* **85** (2012).
- [158] K. Y. Bliokh, A. Y. Bekshaev, and F. Nori, "Extraordinary momentum and spin in evanescent waves", *Nature communications* **5**, 3300 (2014).
- [159] K. Y. Bliokh, D. Smirnova, and F. Nori, "Quantum spin Hall effect of light", *Science* **348**, 1448 (2015).
- [160] H. Pichler, T. Ramos, A. J. Daley, and P. Zoller, "Quantum optics of chiral spin networks", *Physical Review A* **91** (2015).
- [161] C. Sayrin, C. Junge, R. Mitsch, B. Albrecht, D. O'Shea, P. Schneeweiss, J. Volz, and A. Rauschenbeutel, "Nanophotonic Optical Isolator Controlled by the Internal State of Cold Atoms", *Physical Review X* **5** (2015).
- [162] S. Sun *et al.*, "High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces", *Nano letters* **12**, 6223 (2012).
- [163] L. Huang, X. Chen, H. Muhlenbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation", *Nano letters* **12**, 5750 (2012).
- [164] X. Chen *et al.*, "Dual-polarity plasmonic metalens for visible light", *Nature communications* **3**, 1198 (2012).
- [165] G. Zheng, H. Muhlenbernd, M. Kenney, G. Li, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Metasurface holograms reaching 80% efficiency", *Nature nanotechnology* **10**, 308 (2015).
- [166] D. Wen *et al.*, "Helicity multiplexed broadband metasurface holograms", *Nature communications* **6**, 8241 (2015).
- [167] S. Wang *et al.*, "Broadband achromatic optical metasurface devices", *Nature communications* **8**, 187 (2017).
- [168] S. Wang *et al.*, "A broadband achromatic metalens in the visible", *Nature nanotechnology* **13**, 227 (2018).
- [169] P. Genevet, F. Capasso, F. Aieta, M. Khorasaninejad, and R. Devlin, "Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces", *Optica* **4**, 139 (2017).
- [170] A. Aiello, P. Banzer, M. Neugebauer, and G. Leuchs, "From transverse angular momentum to photonic wheels", *Nature Photonics* **9**, 789 (2015).
- [171] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, "Perfect metamaterial absorber", *Phys Rev Lett* **100**, 207402 (2008).
- [172] Q.-Y. Wen, H.-W. Zhang, Y.-S. Xie, Q.-H. Yang, and Y.-L. Liu, "Dual band terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization", *Applied Physics Letters* **95**, 241111 (2009).
- [173] S. Thongrattanasiri, F. H. Koppens, and F. J. Garcia de Abajo, "Complete optical absorption in periodically patterned graphene", *Phys Rev Lett* **108**, 047401 (2012).

- [174] X. Liu, T. Starr, A. F. Starr, and W. J. Padilla, "Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance", *Phys Rev Lett* **104**, 207403 (2010).
- [175] F. Ding, Y. Cui, X. Ge, Y. Jin, and S. He, "Ultra-broadband microwave metamaterial absorber", *Applied Physics Letters* **100**, 103506 (2012).
- [176] Z. Wang, H. Jia, K. Yao, W. Cai, H. Chen, and Y. Liu, "Circular Dichroism Metamirrors with Near-Perfect Extinction", *ACS Photonics* **3**, 2096 (2016).
- [177] A. S. Roberts, A. Pors, O. Albrektsen, and S. I. Bozhevolnyi, "Subwavelength plasmonic color printing protected for ambient use", *Nano letters* **14**, 783 (2014).
- [178] X. Duan, S. Kamin, and N. Liu, "Dynamic plasmonic colour display", *Nature communications* **8**, 14606 (2017).
- [179] Y. Todorov, A. M. Andrews, I. Sagnes, R. Colombelli, P. Klang, G. Strasser, and C. Sirtori, "Strong light-matter coupling in subwavelength metal-dielectric microcavities at terahertz frequencies", *Phys Rev Lett* **102**, 186402 (2009).
- [180] Y. Todorov, A. M. Andrews, R. Colombelli, S. De Liberato, C. Ciuti, P. Klang, G. Strasser, and C. Sirtori, "Ultrastrong light-matter coupling regime with polariton dots", *Phys Rev Lett* **105**, 196402 (2010).
- [181] M. Geiser, C. Walther, G. Scalari, M. Beck, M. Fischer, L. Nevou, and J. Faist, "Strong light-matter coupling at terahertz frequencies at room temperature in electronic LC resonators", *Applied Physics Letters* **97**, 191107 (2010).
- [182] M. Geiser, F. Castellano, G. Scalari, M. Beck, L. Nevou, and J. Faist, "Ultrastrong coupling regime and plasmon polaritons in parabolic semiconductor quantum wells", *Phys Rev Lett* **108**, 106402 (2012).
- [183] D. Dietze, A. M. Andrews, P. Klang, G. Strasser, K. Unterrainer, and J. Darmo, "Ultrastrong coupling of intersubband plasmons and terahertz metamaterials", *Applied Physics Letters* **103**, 201106 (2013).
- [184] X. Zhang, H. Liu, Z. G. Zhang, Q. Wang, and S. N. Zhu, "Controlling thermal emission of phonon by magnetic metasurfaces", *Scientific reports* **7**, 41858 (2017).
- [185] S. Ayas, H. Guner, B. Turker, O. O. Ekiz, F. Dirisaglik, A. K. Okyay, and A. Dana, "Raman enhancement on a broadband meta-surface", *ACS nano* **6**, 6852 (2012).
- [186] K. Li, L. Clime, B. Cui, and T. Veres, "Surface enhanced Raman scattering on long-range ordered noble-metal nanocrescent arrays", *Nanotechnology* **19**, 145305 (2008).
- [187] D. Wang, W. Zhu, Y. Chu, and K. B. Crozier, "High directivity optical antenna substrates for surface enhanced Raman scattering", *Advanced materials* **24**, 4376 (2012).
- [188] F. B. Atar, E. Battal, L. E. Aygun, B. Daglar, M. Bayindir, and A. K. Okyay, "Plasmonically enhanced hot electron based photovoltaic device: erratum", *Optics Express* **21**, 23324 (2013).
- [189] N. Zhang, K. Liu, Z. Liu, H. Song, X. Zeng, D. Ji, A. Cheney, S. Jiang, and Q. Gan, "Ultrabroadband Metasurface for Efficient Light Trapping and Localization: A Universal Surface-Enhanced Raman Spectroscopy Substrate for "All" Excitation Wavelengths", *Advanced Materials Interfaces* **2**, 1500142 (2015).
- [190] C. Luo, A. Narayanaswamy, G. Chen, and J. D. Joannopoulos, "Thermal radiation from photonic crystals: a direct calculation", *Physical review letters* **93**, 213905 (2004).
- [191] J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, and K. M. Ho, "All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap", *Nature* **417**, 52 (2002).
- [192] Y. Sharma, A. Aman, S. Prasad, and V. Singh, "Controlling emissivity in one dimensional photonic

- crystals using surface truncation", *Optical and Quantum Electronics* **50**, 6 (2017).
- [193] N. Dahan, Y. Gorodetski, K. Frischwasser, V. Kleiner, and E. Hasman, "Geometric doppler effect: spin-split dispersion of thermal radiation", *Physical review letters* **105**, 136402 (2010).
- [194] I. Yulevich, E. Maguid, N. Shitrit, D. Veksler, V. Kleiner, and E. Hasman, "Optical Mode Control by Geometric Phase in Quasicrystal Metasurface", *Phys Rev Lett* **115**, 205501 (2015).
- [195] Y. Qu, Q. Li, L. Cai, M. Pan, P. Ghosh, K. Du, and M. Qiu, "Thermal camouflage based on the phase-changing material GST", *Light: Science & Applications* **7**, 26 (2018).
- [196] D. Costantini, A. Lefebvre, A. L. Coutrot, I. Moldovan-Doyen, J. P. Hugonin, S. Boutami, F. Marquier, H. Benisty, and J. J. Greffet, "Plasmonic Metasurface for Directional and Frequency-Selective Thermal Emission", *Physical Review Applied* **4**, 014023 (2015).
- [197] L. Zhou, Y. Tan, J. Wang, W. Xu, Y. Yuan, W. Cai, S. Zhu, and J. Zhu, "3D self-assembly of aluminium nanoparticles for plasmon-enhanced solar desalination", *Nature Photonics* **10**, 393 (2016).
- [198] A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, and S. Fan, "Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight", *Nature* **515**, 540 (2014).
- [199] N. N. Shi, C. C. Tsai, F. Camino, G. D. Bernard, N. Yu, and R. Wehner, "Thermal physiology. Keeping cool: Enhanced optical reflection and radiative heat dissipation in Saharan silver ants", *Science* **349**, 298 (2015).
- [200] W. Li, Y. Shi, Z. Chen, and S. Fan, "Photonic thermal management of coloured objects", *Nature communications* **9**, 4240 (2018).
- [201] O. Ilic, P. Bermel, G. Chen, J. D. Joannopoulos, I. Celanovic, and M. Soljagic, "Tailoring high-temperature radiation and the resurrection of the incandescent source", *Nature nanotechnology* **11**, 320 (2016).
- [202] A. Lenert, D. M. Bierman, Y. Nam, W. R. Chan, I. Celanovic, M. Soljagic, and E. N. Wang, "A nanophotonic solar thermophotovoltaic device", *Nature nanotechnology* **9**, 126 (2014).
- [203] R. St-Gelais, L. Zhu, S. Fan, and M. Lipson, "Near-field radiative heat transfer between parallel structures in the deep subwavelength regime", *Nature nanotechnology* **11**, 515 (2016).

第二章 金属/介质/金属结构中的等离激元 霍尔效应

2.1 引言

表面等离极化激元在亚波长尺度局域的能力对人们在纳米尺度调控光的方式产生了革命性的影响,并在光学信息技术和光电子领域展示了广阔的应用前景[1-3]。无论是基础研究还是实际芯片上的应用,将空间传播的光耦合成表面等离激元都是最基本的出发点[4]。为了补偿空间传播的光和表面等离激元之间的相位失配,人们采用了棱镜、全息光栅和定制的等离激元微粒等方法[5-9]。然而,这些传统的方法通常只提供有限的动态调控余度,除非使用复杂的电光材料和精密的几何参数[9-13]。另一方面,利用几何相位的光的自旋轨道相互作用这一系统,包括这一系统中光和表面等离激元相互作用,也广受瞩目[14-21]。近年来,这一系统区别于基于共振结构[22-27]和基于几何相位的超构表面[28-33]提供了另一种选择,利用不同自旋下带来不同几何相位的自旋轨道的相互作用的方式激发表面等离激元。这一相应的自旋依赖的现象可以被称之为光的自旋霍尔效应(optical spin-Hall effect ,OSHE) [34-40],这一通用描述包括轨道的自旋劈裂[18,32,33,41-43]。例如,翻转入射光的自旋即左右旋光互换可以导致不同的光束位移[18,42],或是表面等离激元的相反方向的传播[32,33]。然而,这种时间反演相关的基于相反几何相位的直接由两束垂直入射不同圆偏振激发的表面等离激元图案在以往的案例中仅仅展现出了简单且对称的将两个自旋分开,即被称之为光的自旋霍尔效应。当缺乏了合适的几何相位设计体系,由光的自旋霍尔效应产

生的表面等离子激元图案远远称不上对两种自旋是任意和独立依赖的。这限制了我们的更好的去利用光的自旋霍尔效应，更埋没了两种自旋可以更加灵活合作的潜力。

在 2013 年的时候，Capasso 组的 Jiao Lin 等人利用金属孔阵列实现了表面等离子激元依赖自旋的单向传输[44]。如图 2.1，通过设计周期性的两列金属孔，将

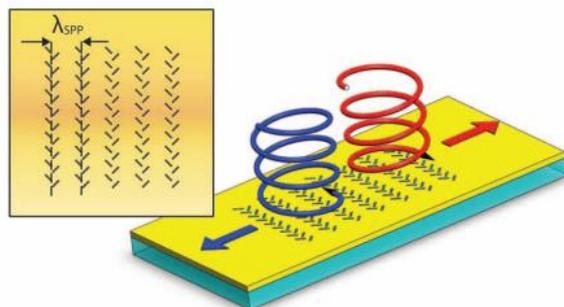


图 2.1 结构工作示意图，实现表面等离子激元的单向传输。[44]

其中的单元相互垂直排布，并调控两列孔的间距和周期性间距就可以实现当用圆偏振光激发结构时，对某一种圆偏振产生的表面等离子激元传播是单向的。在他们的工作中，他们将孔视为一个偶极子，只有当电场有垂直于孔的分量时可以激发这一偶极子，并通过选取两排孔之间合适的相对位置使得传播到某一位置时或相

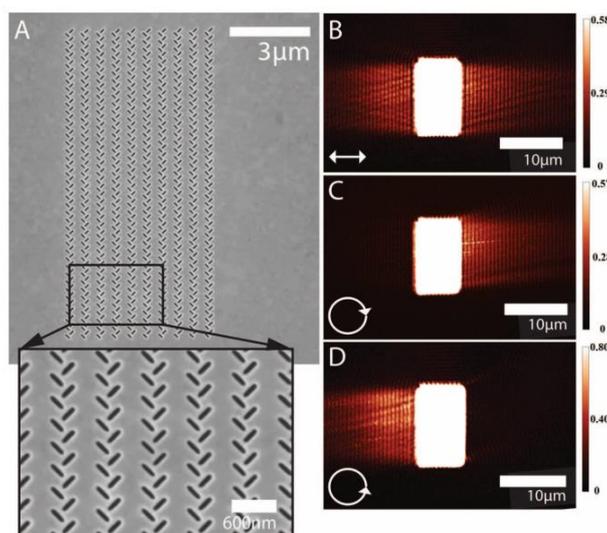


图 2.2 实验结果。(a)结构的扫描电子显微镜图片。(b)用线偏振激发结构得到的表面等离子激元强度分布图。(c)用右旋圆偏振激发结构得到的表面等离子激元强度分布图。(d)用左旋圆偏振激发结构得到的表面等离子激元强度分布图。[44]

干相长或相干相消，从而利用干涉的效果实现单向传输。

其实验结果如图 2.2 所示，可以看到当线偏振激发结构时两侧都有表面等离激元的强度，而使用圆偏振光激发结构的时候可以看到，左旋圆偏振光激发的表面等离激元向左传播而右旋圆偏振光激发的表面等离激元向右传播。

当然还可以更进一步的将两列孔结构提取出来，并将它们首尾相连连成一个圆，如图 2.3 所示，就可以控制在圆内或者圆外侧产生表面等离激元。

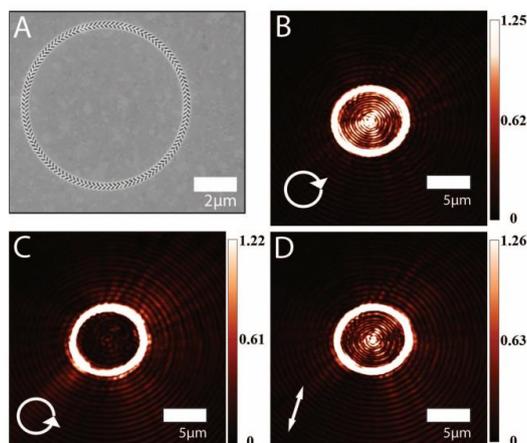


图 2.3 实验结果。(a)结构的扫描电子显微镜图片。(b)用右旋圆偏振激发结构得到的表面等离激元强度分布图。(c)用左旋圆偏振激发结构得到的表面等离激元强度分布图。(d)用线偏振激发结构得到的表面等离激元强度分布图。[44]

而在我们的工作中，这里我们展示了一种可以相干和独立的调控表面等离激元轨道的方式，利用两个相反的圆偏振光激发包括多层环状的纳米槽超构表面，其中纳米槽的方向被精心设计。这些调控从最简单的生成不同的聚焦点到生成依赖不同自旋的独立复杂的图案。这使得我们可以在这一工作中建立相应的几何相位匹配的体系，它可以基于针对两种自旋分别设计的目标表面等离激元图案的叠加提供纳米槽的旋转角度信息。这一体系给我们提供了获得任意的光的自旋霍尔效应的方式。由于不同自旋得到的图案是相互独立的，我们进一步展示了两种相对自旋可以共同作用。例如，我们可以动态的调控设计的表面等离激元各处的相位和强度。这种相干调控可以进一步给我们提供将一系列单独的由旋转入射光线

性偏振得到的图片作为连续动态图像其中一帧的能力。这是一种由于自旋导致的相干调控[45-47]，并且提供了独特的方式来实现可调等离激元。例如，它可以被用于实现无需探针的近场扫描光学显微[48]，偏振控制的等离激元光镊[49]和相干输入的表面等离激元器件如相干逻辑门、三极管等[50]。

2.2 等离激元霍尔效应的理论模型

当我们用一束垂直入射的圆偏振光激发纳米槽，每个槽都可以视为一个振荡的电偶极子，极化方向可视为垂直于长轴，当然在这里长方颗粒同样可以视为电偶极子但方向平行于长轴：

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_u & 0 \\ 0 & t_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \pm i\hat{y} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

由此，我们可以写出（忽略 $e^{-i\omega t}$ ）：

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \left((t_u + t_v)(\hat{x} \pm i\hat{y}) + (t_u - t_v)e^{\pm 2i\alpha}(\hat{x} \mp i\hat{y}) \right) \quad (2.2)$$

其中 t_u/t_v 是用于表示在 \hat{u}/\hat{v} 坐标系，即偶极子的局部自然坐标系中入射平面波的极化方向沿着坐标系 \hat{u}/\hat{v} 两个轴时相互作用的转化强度，此时偶极子的长轴有一个方向角 α 。上下两个符号分别代表的是左旋圆偏振和右旋圆偏振($\hat{x} + i\hat{y}/\hat{x} - i\hat{y}$)的入射光并用于后文。第二项交叉极化项（cross-polarization term）携带着几何相位 $\pm 2\alpha$ 使得我们可以实现设计的表面等离激元图案。接下来，我们需要保证不同的偶极子之间在设计的地方需要干涉相长，这就需要：

$$\arg(\vec{p}^* \cdot \vec{E}_T) = \text{constant} \quad (2.3)$$

其中 \vec{E}_T 是表面等离激元的横向电场并且正比于 $\nabla_T E_z$ ，详细说明见后文。上式给出了当表面等离激元在表面传播不同距离时需要满足的条件。这里，我们只用公

式(2.2)中的交叉极化项去构建表面等离激元图案。由共极化项 (co-polarization term) 带来的局域场无法形成有意义的图案, 因为它不携带贝里相位。将公式(2.2)中的交叉极化项代入公式(2.3), 我们就可以得到几何相位匹配条件 $\alpha(x, y)$ 即如何设计孔的旋转角度。

下面说明一下表面等离激元方程和二维等效模拟。我们先考虑一个多层系统, 它有着对应的介电常数 $\varepsilon(z)$, 并支持我们所感兴趣的表面模式在 $x - y$ 平面上传播, 有如下色散:

$$k_x^2 + k_y^2 = k_{SP}^2 \quad (2.4)$$

相应的局域垂直方向的 $k_z(z)$, 是 z 的函数:

$$k_z(z) = \sqrt{k_0^2 \varepsilon(z) - k_{SP}^2} \quad (2.5)$$

我们假设表面模式只有平面内的磁场。这时磁场在一个无限小的薄层中, 在 $z = 0$ 处薄层有介电系数 $\varepsilon(0)$, 由此可以进行展开:

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_T(x, y) (\cos k_z(0)z + b \sin k_z(0)z) \quad (2.6)$$

其中 $\vec{H}_T = \hat{x}H_x + \hat{y}H_y$ 是横向磁场, b 是表面等离激元模式带来的一个常数。将公式(2.6)代入麦克斯韦方程组中并假设所有的场都可以根据 (x, y) 和 z 进行分离变量我们就可以得到电场的展开形式:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) = & \vec{E}_T(x, y) (\cos k_z(0)z - (1/b) \sin k_z(0)z) \\ & + \hat{z}E_z(x, y) (\cos k_z(0)z + b \sin k_z(0)z) \end{aligned} \quad (2.7)$$

其中 $E_T = \hat{x}E_x + \hat{y}E_y$ 是横向电场, 应用麦克斯韦方程组 (Heaviside-Lorentz 单位制, 省略 $e^{-i\omega t}$) 可以被表示为标量波形式:

$$\nabla_T^2 E_z(x, y) + k_{SP}^2 E_z(x, y) = 0 \quad (2.8)$$

其中,

$$\begin{aligned}\bar{E}_T(x, y) &= \frac{ik_0\varepsilon(0)}{k_{SP}^2} Z(0) \nabla_T E_z(x, y) \\ \bar{H}_T(x, y) &= \frac{1}{Z(0)} \hat{z} \times \bar{E}_T(x, y)\end{aligned}\quad (2.9)$$

公式(2.9)中 $Z(0) = bk_z/(ik_0\varepsilon(0))$ 被定义为表面 ($z = 0$) 的阻抗, 将电磁场代入公式(1.5)左侧两式子中即可算得。

我们会发现表面等离激元的图案是由一系列的纳米金属槽被垂直入射的平面波所激发形成的。每一个纳米金属槽都可以被假设认为在尺寸上是亚波长的并且可以在平面内像一个电偶极子振荡 $\vec{p} = p_x\hat{x} + p_y\hat{y}$ 。它作用如同一个点状源在金属表面激发表面等离激元, 其电场为 E_z [51],

$$E_z = i\gamma H_1^{(1)}(k_{SP} |x\hat{x} + y\hat{y}|) \vec{p} \cdot \hat{\rho} \quad (2.10)$$

其中 γ 是耦合系数, $H_n^{(1)}$ 是 n 阶第一类汉克尔方程 (Hankel function)。同时对于一个等价的磁偶极子线元 (\vec{m}_{eq}) 在合适的波数 k 和内在固有阻抗 η 时具有相同 E_z 辐射的形式:

$$E_z^{(eq)} = (\hat{\rho} \times \vec{m}_{eq})_z \frac{k_0^2 \eta}{4} H_1^{(1)}(k |x\hat{x} + y\hat{y}|) \quad (2.11)$$

所以, 我们可以设

$$\vec{m}_{eq} = i\hat{z} \times \vec{p} \quad (2.12)$$

被激发的一系列的电偶极子 (可等效为 α 的信息) 产生的表面等离激元场可以等效的用放在波数为 k_{SP} 的均匀背景场上的等价的磁偶极子来模拟, 其中 k_{SP} 由公式(2.5)定义并且只需要做二维模拟考察平面内的横磁波的 E_z 即可。这一等效模拟可以提供由电偶极矩辐射出的 E_z 信息, 并只需一个全局系数即可相同。

2.3 金属/介质/金属纳米孔结构与几何相位的调控

图 2.4 展示了我们的超构表面平台。它包括两层银膜和之间的介质夹层。一系列的纳米槽被刻蚀在了上层的银膜之上，每一个槽都满足特殊的指向，由 $\alpha(x, y)$ 决定见图 2.4(a)。用一个 1064nm 的半导体激光器垂直入射到超构表面上，在金属空气的界面上来产生目标表面等离激元图案。对于左旋圆偏振或右旋圆偏振入射光来说，刻蚀在金属上的纳米槽可以重新辐射如同一个电偶极子带上了额外的几何相位 $\pm 2\alpha$ ，此几何相位来自于交叉极化辐射项[27-33]。通过之前的干涉相长条件我们可以建立目标表面等离激元图案，我们可以得到下面的方程来设计 α 的具体取值：

$$f_{\pm}(E_z) = \pm \frac{1}{2} \arg(\partial_x E_z \pm i \partial_y E_z) + \text{constant} \quad (2.13)$$

对于目标表面等离激元电场 E_z^{\pm} ，左旋圆偏振光入射我们可以得到 $\alpha(x, y) = f_+(E_z^+)$ ，而右旋圆偏振光入射我们可以得到 $\alpha(x, y) = f_-(E_z^-)$ 。这显示了对输入的两个自旋各自的目标表面等离激元轨道场施加了一个常见的限制：对于薄层中的等离激元颗粒如果想共用同一套旋转方式就需要 $E_z^+ = (E_z^-)^*$ 。这一时间反演的关系实际来自几何相位在不同自旋光激发下相位相反。所以，此时两个自旋的入射光得到的光场之间并不互相独立，我们称之为直接设计，如图 2.4(a)。

另一方面，如果我们仅仅对产生在环状金属孔之间的无槽区域中的表面等离激元场感兴趣，如图 2.4，我们就可以将任意的不往这一区域里辐射的表面等离激元场添加进公式(2.13)相应的项里。角度旋转的信息可以不一样，但仍然可以产生同样的表面等离激元信息。对于单独的一个自旋，我们将目标区域的表面等离激元场分解成向内传播和向外传播的部分。比如，一个点状的驻波 $j_0(k_{\text{SP}}|\vec{r}|) = (H_0^{(1)}(k_{\text{SP}}|\vec{r}|) + H_0^{(2)}(k_{\text{SP}}|\vec{r}|))/2$ ，我们只需要保证向内辐射的部分

和在 E_z 中的相应向内辐射项相匹配。换句话说，信息被存储在金属槽的旋转信息中，这些金属槽的旋转信息仍然有冗余度。这一冗余度使得当向目标区域产生表面等离激元的时候可以分别对不同的自旋光生成不同的表面等离激元场。基于观察到的这一重要事实，我们可以用经过修正的几何相位体系得到金属槽的旋转信息：

$$\alpha(x, y) = f_+ \left(E_z^+ + (E_z^-)^* \right) = f_- \left(E_z^- + (E_z^+)^* \right) \quad (2.14)$$

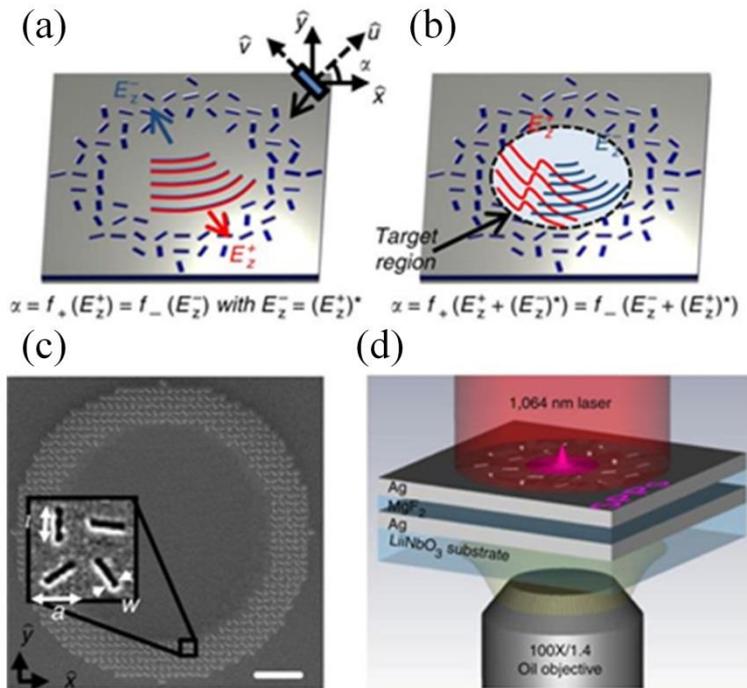


图 2.4 任意的表面等离激元的光的自旋霍尔效应。(a,b)相同的纳米槽在 $x-y$ 平面上有不同的旋转角度 $\alpha(x, y)$ ， \hat{u} 和 \hat{v} 是每个结构的局域坐标系的两个轴。光正入射到表面。 α 的设计有(a)直接将左旋圆偏振或右旋圆偏振目标表面等离激元场 E_z^+/E_z^- 代入公式，但存在限制： $E_z^- = (E_z^+)^*$ ；或(b)用调整过的匹配规则代入使得我们可以用纳米槽组成的环得到相互独立可控的局部表面等离激元场。(c)实验样品的顶部图由扫描电子显微镜得到。样品中槽的长500 纳米，宽50 纳米，周期间隔706 纳米，比例尺为4 微米。(d)实验装置的示意图。

在修正过的理论设计中， E_z^\pm 被定义成目标场中对某一固定自旋的向内辐射的部分与此同时它的共轭形式则是向外辐射部分。所以，向内辐射部分可以由方程 f_+ 和 f_- 中的相应部分单独定义即 E_z^+ 和 E_z^- 并且通过方程可以产生同一套旋转角度信息，即一套旋转的纳米槽。接下来，我们可以实现任意的自旋劈裂。正如我们所

见，这一体系使得我们可以设计任意的复杂图案，只要有足够数量的纳米槽。这一修正过的几何相位匹配理论的示意图如图 2.4(b)。这里的重点是得到了特定的对两个自旋分别独立的目标表面等离激元场，这使我们可以建立一个合适的理论体系。我们的方法即将两个目标场叠加变成一个整体放入公式(2.14)中。通过利用同一套纳米槽颗粒产生针对左旋圆偏振和右旋圆偏振入射的表面等离激元场而无需复用过程，只要我们充分利用纳米槽的信息存储能力就可以实现比之前直接方案中不用叠加方案时更高效的信息存储。同样的技术也可以应用在其他方面比如全息的生成[52]，所以全息的信息存储可以通过用一套金属纳米槽分别存储对两个圆偏振入射设计的图案实现存储量的翻倍，这对信息存储的应用很重要。

我们注意到几何相位是 $\pm 2\alpha$ ，对于具体的每个颗粒产生的表面等离激元需要考虑 $\arg(\partial_x \pm i\partial_y)E_z$ 以取代简单的 $\arg(E_z)$ 。我们通常仅仅使用标量相位 $\arg(E_z)$ 来实现相位的匹配而不考虑传播波的矢量效应，例如用几何相位元件或全息光栅产生单向传输的表面等离激元[6-9,31-33]。然而，对于二维表面等离激元图案且不定其传播方向时，它要比光束整形[53]更一般，比如，在近场菲涅尔机制而非远场机制中的紧聚焦过程中，我们需要考虑额外的相位贡献 $\partial_x \pm i\partial_y$ ，其代表依赖局域的表面等离激元的传播方向，如果想精确控制表面等离激元场这一因素就必须考虑到。我们注意到交叉极化项的辐射是各向同性的所以我们不需要考虑每一个槽可能会有依赖角度的辐射效率。另一方面，这里的槽同时存在着共极化辐射项。这些不同偶极子辐射出的场有着同样的相位，所以他们无法形成相长干涉。它们通常可以被忽略即不影响目标表面等离激元场，只要在设计的时候稍加注意即可。值得一提的是，几何相位匹配规则公式(2.13)和公式(2.14)可以被视为具有偏振功能的全息原理，分立放置（格点上）的等离激元颗粒将相应的相位

加载在入射波上。类似全息的理论也意味着这一体系只能针对某单一波长起作用。尽管我们的体系没有提供相应的色散补偿[54]，我们的设计可以容忍波长偏离约 $\pm 5\%$ 仍然可以得到较好的表现，这一带宽在实验和应用中已经足够。

2.4 金属/介质/金属超构材料的图案设计

在第一个例子中，我们展示了自旋劈裂生成的针对两个不同自旋的轨道量可以完全不同。我们下面介绍目标轨道量的设计，对左旋圆偏振来说我们设计两个聚焦点，位于 $\vec{r}_1 = (1, -2)\lambda_{SP}$ ， $\vec{r}_2 = (-2, 0)\lambda_{SP}$ ；同时对于右旋圆偏振来说只有单

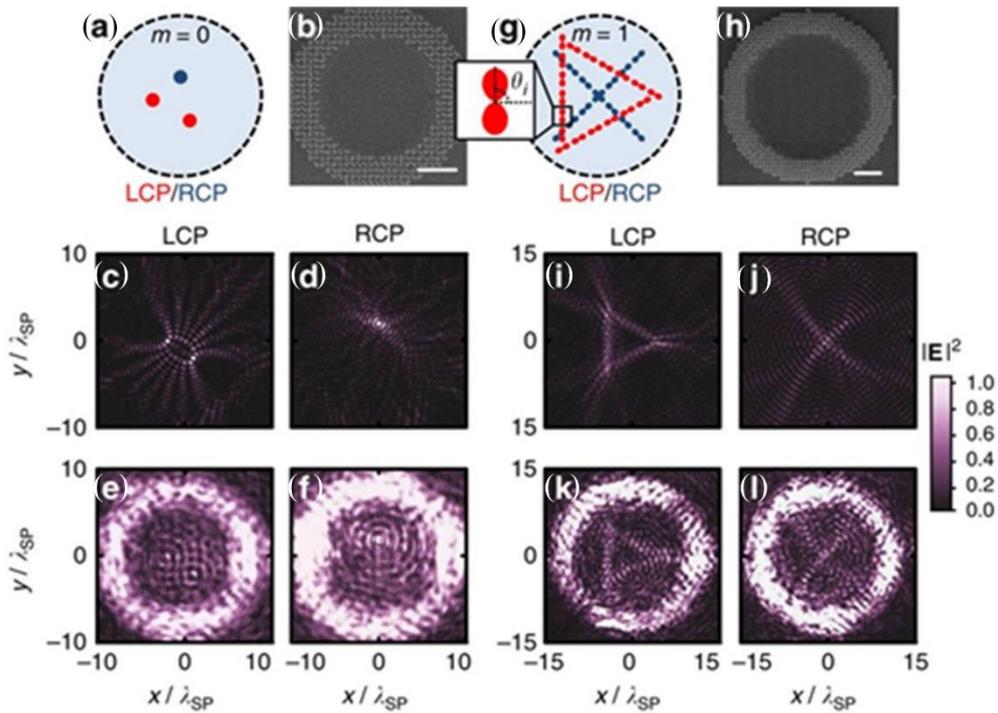


图 2.5 任意的自旋霍尔效应。(a)任意的自旋劈裂：左旋圆偏振光入射得到两个聚焦点（红色）相对的右旋圆偏振会得到一个焦点（蓝色）。(b)扫描电子显微镜照片得到的样品俯视图：环状的纳米槽结构（半径从 $6.6\lambda_{SP}$ 到 $10\lambda_{SP}$ ，其中阵列的颗粒之间距离为 $a = 2\lambda_{SP}/3$ ）。(c-f)是左旋圆偏振和右旋圆偏振入射时模拟得到的 $|E_z|^2$ 和实验得到的场强图。(g)任意的自旋依赖的表面等离激元场，更加复杂，对于左旋圆偏振产生一个三角的图案（红色），对于右旋圆偏振来说产生一个交叉的图案（蓝色）。(h)样品的扫描电镜俯视图（半径从 $10\lambda_{SP}$ 到 $13.3\lambda_{SP}$ ，其中阵列的颗粒之间距离为 $a = 2\lambda_{SP}/3$ ）。(i-l)是左旋圆偏振和右旋圆偏振入射时模拟得到的 $|E_z|^2$ 和实验得到的场强图。这里我们用同一个颜色比例尺用于不同的入射偏振。(b,h)中的长度比例尺为 $4\mu\text{m}$ 。

个聚焦点，位于 $\vec{r}_3 = (0,2)\lambda_{\text{SP}}$ ，如图 2.5(a)。其中 $\lambda_{\text{SP}} \approx 1.05\mu\text{m}$ 是金属空气界面表面波的波长，这样我们设置 $E_z^+ = H_0^{(2)}(k_{\text{SP}}|\vec{r} - \vec{r}_1|) + H_0^{(2)}(k_{\text{SP}}|\vec{r} - \vec{r}_2|)$ 和 $E_z^- = H_0^{(2)}(k_{\text{SP}}|\vec{r} - \vec{r}_3|)$ ，其中 k_{SP} 是平面上表面等离激元的波数， $H_0^{(2)}$ 是零阶的第二类汉克尔方程用以描述向内辐射。一个正方阵列的纳米槽组成环形，其中的周期常数为 $a = 2\lambda_{\text{SP}}/3$ ，这样角度分布 α 就足够连续可以用于产生表面等离激元场，如果要提高表面等离激元场信息的精确程度就需要减小周期参数 a 。模拟和实验得到的左旋圆偏振和右旋圆偏振的表面等离激元场如图 2.5(c-f)，按照设计在目标区域实现了预期中的表面等离激元场，其中左右旋圆偏振得到的轨道量可以被任意设计，并且不限于实空间中光束的波长量级位移或 k 空间中不同方向的劈裂[18,32,33,42]。

除了简单的聚焦，我们现有的体系可以用来实现更加复杂的表面等离激元图案的构建。在这个案例中，我们用左旋圆偏振入射生成一个三角形，用右旋圆偏振入射形成一个叉形。一个更加复杂的表面等离激元场需要更多的纳米槽来存储额外的信息，因此这里槽的数量是前一个例子中的 1.5 倍，环的半径也增大到内径 $10\lambda_{\text{SP}}$ 、外径 $13.3\lambda_{\text{SP}}$ ，见图 2.5(h)。图 2.5(i-l)给出了模拟和实验得到的表面等离激元图案，两者都清晰的给出了目标三角形和叉形的表面等离激元图案，分别对应于左旋圆偏振和右旋圆偏振入射。我们注意到这里的目标表面等离激元图案可由左旋圆偏振和右旋圆偏振入射时得到的一系列像偶极子一样的焦点组成图案“三角”和“叉”，如图 2.5(g)。为了定量的描述实现的表面等离激元图案的质量，我们计算了实验观察到的和理论计算的表面等离激元图案之间方均根偏差（root-mean-square-deviation, RMSD）和皮尔森积矩（Pearson product-moment, PPM）相关系数。对于“三角”和“叉”两个图案，RMSD 分别为 0.18 和 0.17，

或是 PPM 系数为 0.50 和 0.40。这些测量的得到表面等离激元图案展示了我们的几何相位匹配方案足够灵活，这一优点使得我们可以为两个自旋制作复杂和独立的图案，作为完全利用等离激元自旋霍尔效应的案例。独立的图案可以是任意的复杂的只要它们是局域表面等离激元轨道存在于无槽区域中。当然，它们仍然受衍射极限的限制。

2.5 金属/介质/金属超构材料中等离激元霍尔效应的相干调控

作为这种完全可控的自旋分裂的直接应用，由两个圆偏振激发的这些表面等离激元分布可以通过控制两个偏振之间的相对相位实现彼此相干地工作。在这里，我们演示如何调整轨道的振幅，用旋转偏振的方式播放一帧一帧的“运动图像”作为相干调控的演示。

作为一个简单的相干调控的例子，我们演示了如何通过旋转入射光线偏振的角度 φ 调节轨道量的强度。这里的轨道对于两个自旋来说使用的是同一套：一个聚焦点形成的场 $E_z^\pm = H_0^{(2)}(k_{SP}|\vec{r}|)$ 。入射线偏振为 $\hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi$ ，产生的表面等离激元场变成了 $\cos(\varphi) J_0(k_{SP}|\vec{r}|)$ 。再者，我们用修改过的理论体系来设计和加工样品，如图 2.6(a)。我们不断改变 φ 来做全波模拟和实验，如图 2.6(c-h)。随着调节 φ 从 0° 变化到 90° ，测量得到的焦点及其附近的轨道强度逐渐的从最大变化到零，就如同理论上预言的 $\cos^2 \varphi$ 一样如图 2.6(b)。实际上我们能够更进一步实现调节最大强度即利用偏振选择角 ξ ，通过在左右旋圆偏振的目标场上乘以 $e^{\pm i\xi}$ （即调节相位）。在目标区域产生的表面等离激元驻波的形式变成 $\cos(\varphi - \xi) J_0(k_{SP}|\vec{r}|)$ 。这一通过 ξ 调控强度的方式实际是对单个像素进行调控，它还可以有更深的应用。

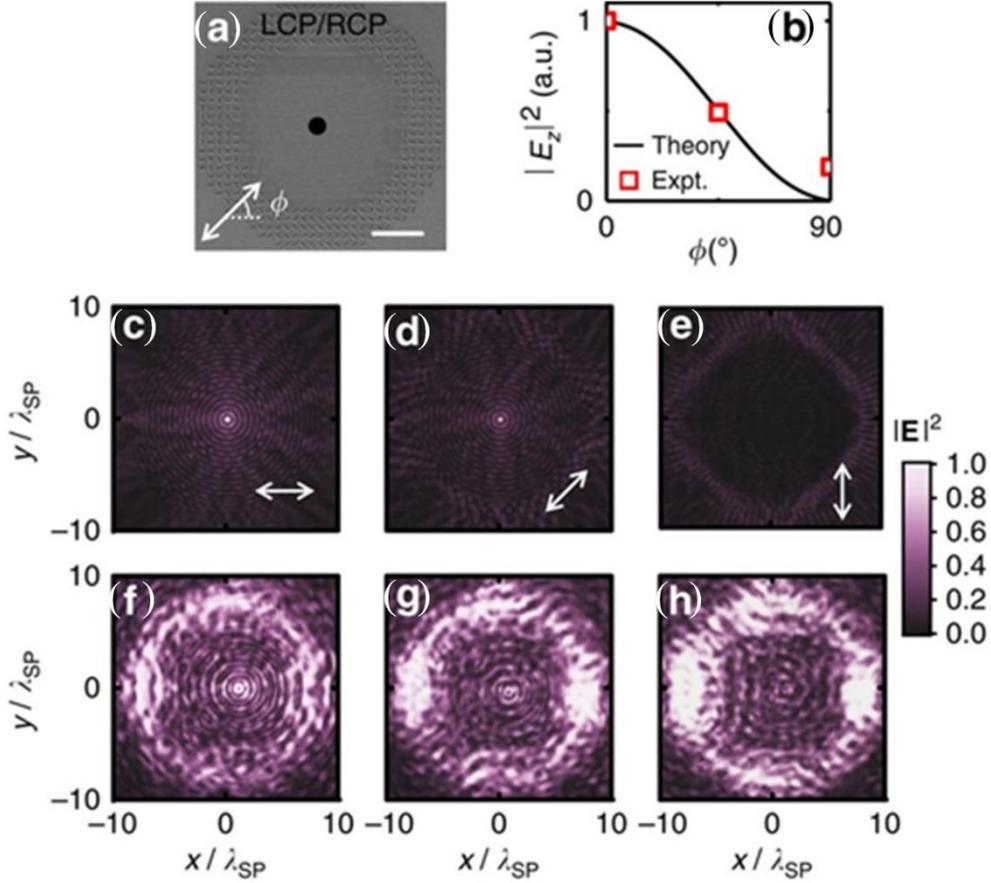


图 2.6 通过不断变化 φ 实现相干调控单点的轨道的强度。(a)目标表面等离激元对于左旋圆偏振入射和右旋圆偏振入射可以得到同样的焦点,位于(0,0)。比例尺为长度为 $4\mu\text{m}$ 。(b)随着 φ 的变化在焦点处理论预测的 $|E_z|^2$ 的曲线和测量的表面等离激元信号的强度(记号表示)。(c-h)是随着变化的 φ (白色箭头表示)模拟得到的 $|E_z|^2$ 和实验测量得到的场强图。这里对于不同入射偏振得到的表面等离激元图像我们共用一个颜色比例尺。

这一轨道的相干调控包括相位和强度,从而允许我们设计独立的图案,并可以通过不同的极化角度的入射光点亮其不同的位置。通过同一套纳米槽组成的系统的几何相位信息,我们可以通过调节入射光的偏振构建运动的图案。这里我们考虑用一系列的像素点来说明,通过旋转入射线偏振光的极化角度实现用光来写字母。我们设定目标区域的表面等离激元场为:

$$E_z^\pm = \sum_{i=1}^N e^{\pm i\xi_i} \cos(\theta - \theta_i) H_1^{(2)}(k_{\text{SP}} |\bar{r} - \bar{r}_i|) \quad (2.15)$$

其中 $\xi_i = \varphi_{\text{max}}(1 - i)/(N - 1)$ 随着系数 $i = 1$ 到 N 线性增加对应路径上的不同像素点如图 2.7(a)。它按照顺序点亮了作为例子的字母“b”的像素点,如图

2.7(b)。每一个像素点就是一个偶极子一样的焦点其方向为 θ_i ，之间相互连接。为了表现动态的行为，我们用不同 φ 的值做了一个类“时间”的系列表面等离激元图案的模拟和测量。随着 φ 的增加，图案上的最强亮斑处就像轨迹一样沿逆时针方向“写”下字母“b”如图 2.7(c-1)。另一方面，一个“静止”的字母“b”的图案由右旋圆偏振入射产生见图 2.8(a,b)。极化选择性在这一案例中的各个像素点上失效的。对于两个自旋用公式(2.15)设计的目标轨道有着相同的强度（“静止”图案），当然其中某一些像素点上的相位有一些细微的差别，这是为了存储时间序的信息。这就是用两个自旋光实现相应“静态”图案进行更复杂版本的相干调控。除了字母“b”，我们还设计和加工实现了字母“O”、字母“N”、字母“U”用以进一步展示。模拟和测量针对右旋圆偏振的“静态”图片见图 2.8(c-h)。

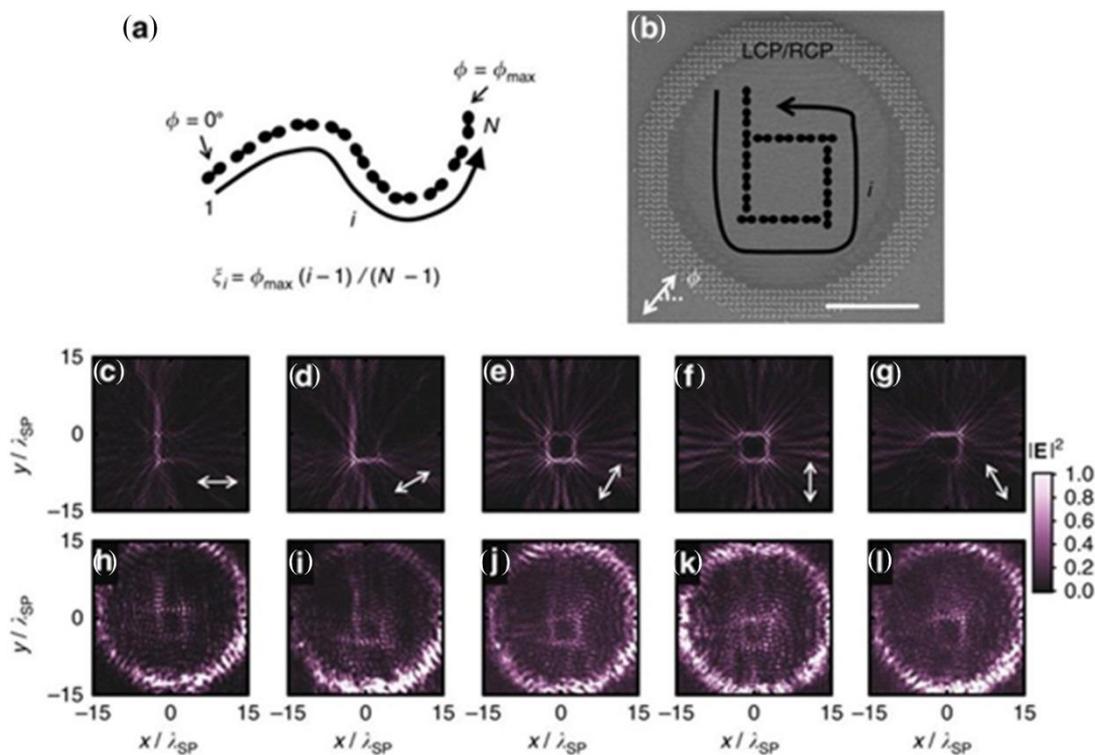


图 2.7 通过旋转极化角度演示动态图片。(a)动态图片的原理示意图，它包括 N 个像素点。极化选择角度 ξ_i 随着路径上的像素点不断增加。(b)扫描电子显微镜得到的加工用于展示字母“b”变化的样品图。其中 $\varphi_{\max} = 120^\circ$ ，环的半径从 $13.3\lambda_{SP}$ 到 $16.7\lambda_{SP}$ 。比例尺长度为 $10\mu\text{m}$ 。(c-l)是随着 φ 从 0° 变化到 120° （白色箭头表示）时模拟得到的 $|E_z|^2$ 和实验测量得到的场强图。这里对于不同入射偏振得到的表面等离激元图像我们用同一个颜色比例尺。

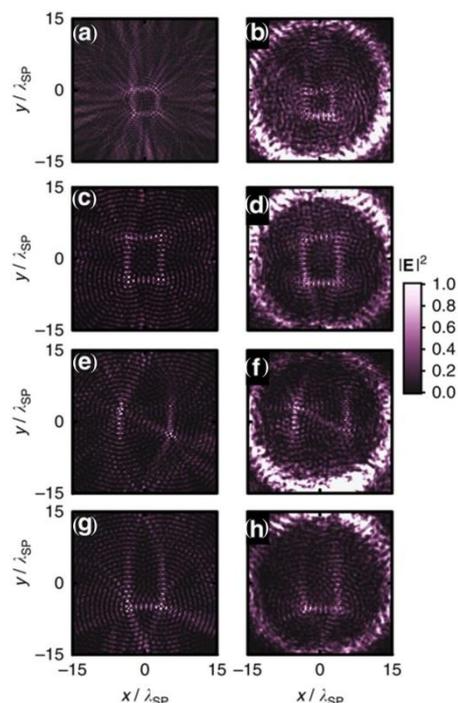


图 2.8 动态图片的静态演示图。(a, b)字母“b”，(c, d)字母“O”，(e, f)字母“N”，(g, h)字母“U”在右旋圆偏振入射下得到的模拟 $|E_z|^2$ 和实验测量的场强图。测量得到的结果的 RMSD (PPM) 分别为：字母“b”0.15 (0.42)，字母“O”0.17 (0.53)，字母“N”0.16 (0.56)和字母“U”0.13 (0.53)。

测量得到结果相应的 RMSD 全部低于 0.2，相关系数大约 0.5 展现了和设计
的表面等离激元图案之间的相关性。他们的动态图片见图 2.9-2.11。“静态”和动
态图像都忠实地实现了设计的字母书写顺序。

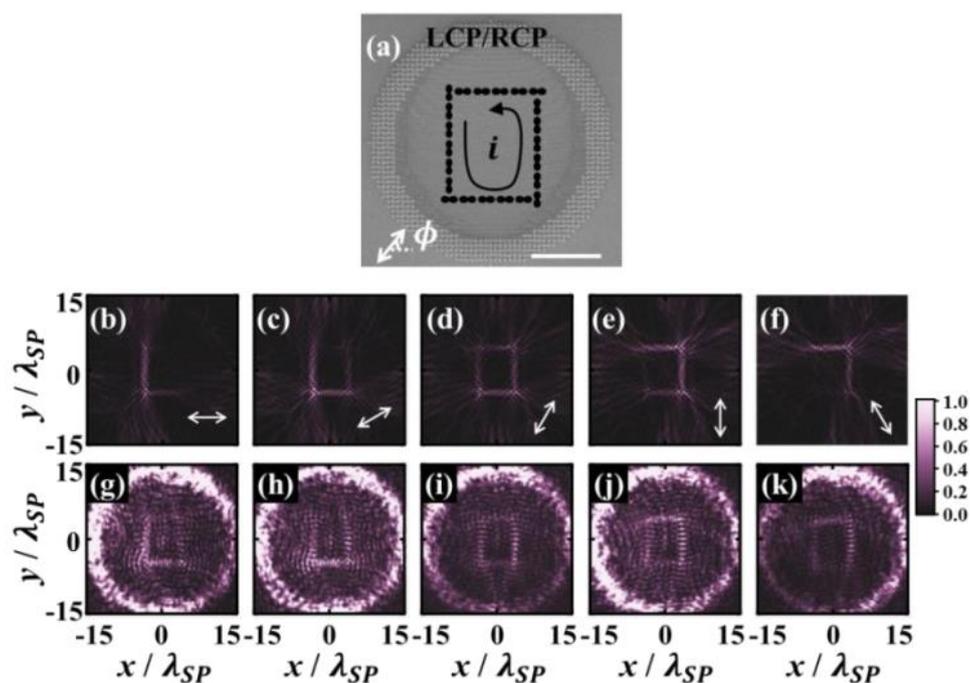


图 2.9 变化的字母“O”的图片。(a)加工好的样品的扫描电镜显微镜图，(b-f) 模拟得到的 $|E_z|^2$ 和

(g-k) 实验测量得到的表面等离子元场强图。这些图按照逐渐增加的极化旋转角度 ϕ 排列。在(a)中比例尺长度为 $10\mu\text{m}$ 。

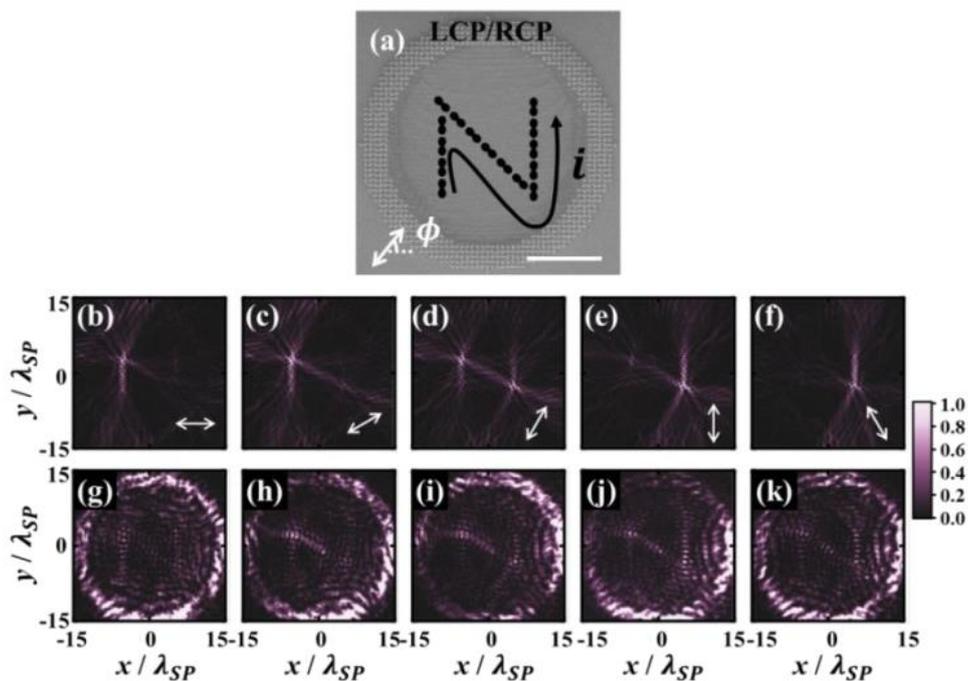


图 2.10 变化的字母“N”的图片。(a)加工好的的样品的扫描电镜显微镜图，(b-f) 模拟得到的 $|E_z|^2$ 和 (g-k) 实验测量得到的表面等离子元场强图。这些图按照逐渐增加的极化旋转角度 ϕ 排列。在(a)中比例尺长度为 $10\mu\text{m}$ 。

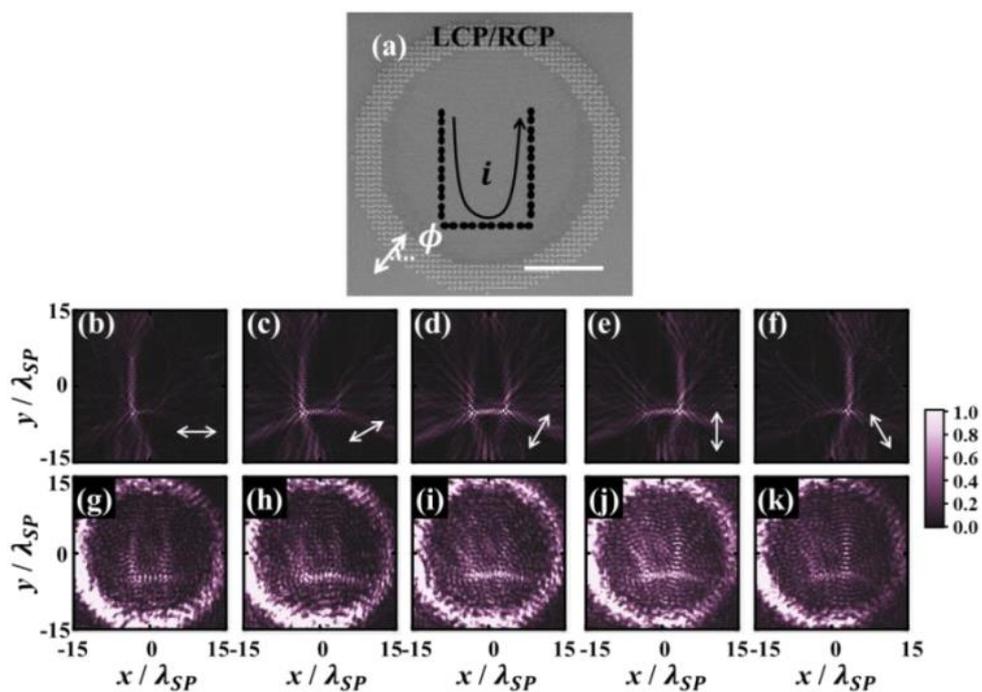


图 2.11 变化的字母“U”的图片。(a)加工好的的样品的扫描电镜显微镜图，(b-f) 模拟得到的 $|E_z|^2$ 和

(g-k) 实验测量得到的表面等离激元场强图。这些图按照逐渐增加的极化旋转角度 ϕ 排列。在(a)中比例尺长度为 $10\mu\text{m}$ 。

2.6 讨论

在这一节中，我们将对工作中的一些细节问题进一步探讨。

首先，我们将探讨一下对于被激发的纳米槽产生的表面等离激元场时， t_u 和 t_v 变化对形成表面等离激元全息有什么影响。这里我们用左旋圆偏振入射产生“三角”图案且右旋圆偏振入射产生“叉”图案的这一结构作为案例如图 2.12，探究固定 $t_u = 1$ 时 t_v 变化的影响。比如， $t_v = -1$ 意味着颗粒可以完整的转化到交叉极化项； $t_v = 0$ 表明这是一个中间情况：即文中的情况，就像一个偏光镜； $t_v = 1$ 在我们案例中最不希望的情况，完整的转化成共极化项。表面等离激元场对比理论计算，我们发现从 $t_v = -1$ 时非常相似，而到 $t_v = 1$ 时完全为共极化项且无几何相位作用。这些模拟结果可以看出共极化项比交叉极化项要弱得多，这是由于没有针对共极化项做相干设计。此外我们也计算了其表现的情况，相关系数 PPM, ρ 对于大多数案例来说都比较高，甚至在 $t_u = 1$, $t_v = 0.5$ 即 90%的能量在共极化项上时依然比较高。这些结果表明共极化项在我们的实验体系中可以被忽略。

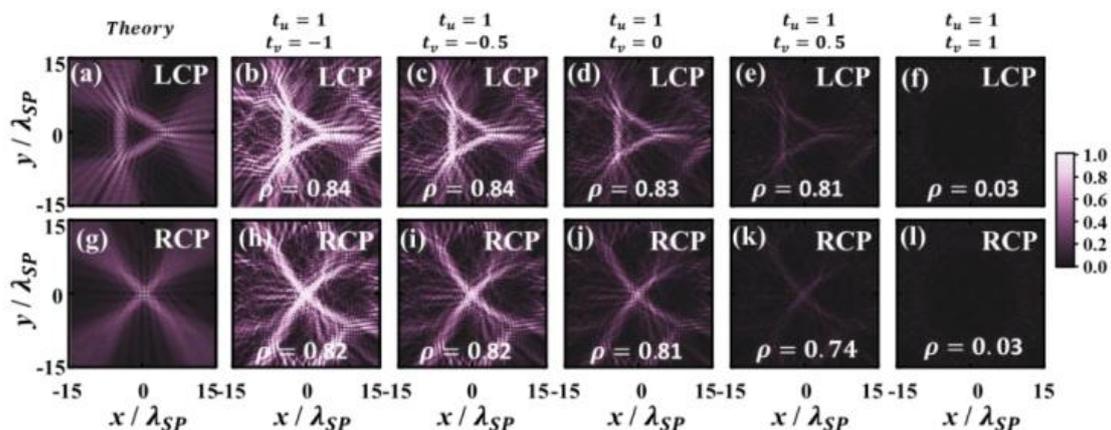


图 2.12 理论和模拟得到的 $|E_z|^2$ 随 t_u 和 t_v 变化。(a-f)左旋圆偏振入射。(g-l)右旋圆偏振入射。

尽管我们在当前的制造加工设备上有诸多限制，我们仍然注意到可以通过优

化设计使得表面等离激元颗粒的耦合效率进一步提高,将能量转化到交叉极化项中去如图 2.13。图 2.13(a, b)中展示的结构在工作频率几乎只辐射交叉极化项。它包括一层金条、一层金板和之间的石英介质层(绿色)。当正入射的波激发结构产生表面等离激元时,我们可以在半径 $R = 810\text{nm}$ 处进行积分得到其可视化的拓扑结构信息如图 2.13(b)所示,利用 $A^{(\sigma)} = \int e^{-i\sigma\phi} E_z(R, \phi) d\phi$ 。然后,交叉极化项的转化效率就可以被定义为 $\eta = |A^{(\mp 1)}|^2 / \sum_{\sigma=-1}^1 |A^{(\sigma)}|^2$ 对于左右旋圆偏振入射这一效率可以用全波模拟软件(COMSOL Multiphysics)提取出来并作图于图 2.13(c)。它展示了一个宽带的高峰并且在 325THz 处有大约 93% 的最高转化效率,这一优化使得在工作频率处共极化项可以被忽略。通过在模拟中旋转等离激元颗粒的角度 α ,产生的表面等离激元相位如图 2.13(d)所示,此时 $\arg(A^{(1)}) \cong 0$ 且 $\arg(A^{(-1)}) \cong 2\alpha$,这更证实了几何相位在交叉极化项中的效果。

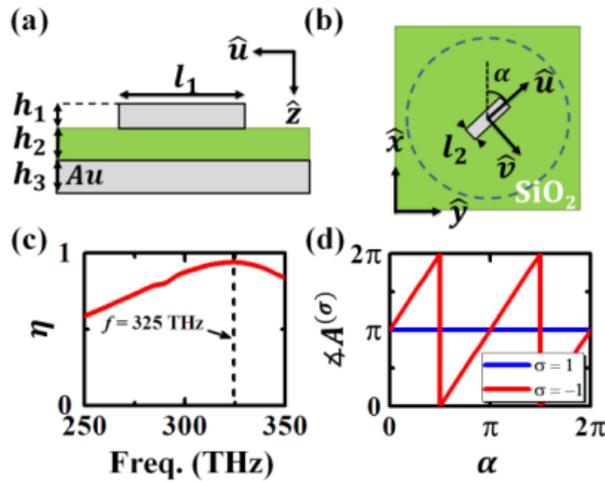


图 2.13 设计的纳米颗粒及其交叉极化转化。(a, b)结构示意图的正面和侧面信息,其中 $h_1 = 50\text{nm}$, $h_2 = 50\text{nm}$, $h_3 = 100\text{nm}$, $l_1 = 270\text{nm}$, $l_2 = 110\text{nm}$ 。顶层灰色金属是金,中间绿色的介质是 SiO_2 。(c)交叉极化转化效率和频率的关系。(d)几何相位 $\arg(A^{(\sigma)})$ 和旋转角度 α 在左旋圆偏振正入射情况下的关系。

下面要简单讨论的是我们这一体系有一定的波长变化容忍度,同样的结构当入射波长变化在 10% 以内的时候依然可以有较好的全息效果,见图 2.14。同时我

们也探究了周期性常量 a 的变化对于全息效果的影响，见图 2.15。

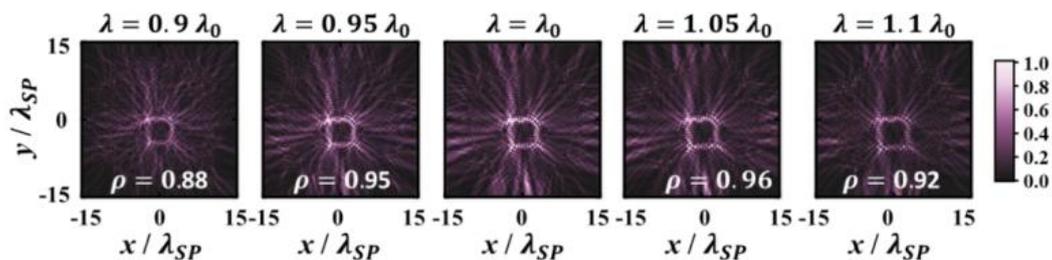


图 2.14 表面等离子体图案的波长依赖。当我们用有限的组成环状的纳米槽产生表面等离子体来写字母“b”时， λ_0 是工作频率。我们将工作频率从 $0.9\lambda_0$ 变化到 $1.1\lambda_0$ ，在这里我们发现表面等离子体仍然有着良好的表现，其衡量参数 ρ 在 $0.95\lambda_0$ 到 $1.05\lambda_0$ 之间时仍然高于 0.9，所以我们设计的超构表面的带宽大约有 $0.1\lambda_0$ 。

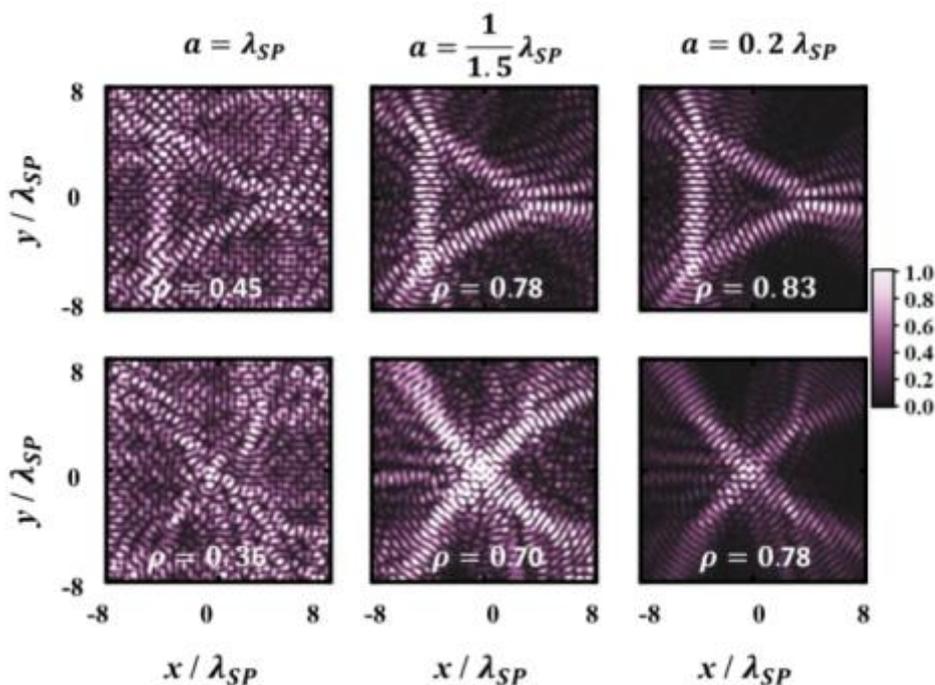


图 2.15 周期性常量对表面等离子体全息质量的影响。此时的模拟参数 $a = \lambda_{SP}$ 到 $a = 0.2\lambda_{SP}$ 以适应不同密度颗粒的情况。上排是左旋圆偏振入射，下排是右旋圆偏振入射。我们发现可以通过减小周期常数 a 来提升表面等离子体的成像的质量。通过增加颗粒密度，图片的质量也在提升，这表明了一个趋势，减小周期使得初始激发更加连续。颗粒越多，图案越清晰。导致这一事实的两个原因是：在单位面积上颗粒越多代表着可以提供更多的信息使得可以生成更加精准的表面等离子体全息；此外颗粒的密度越大共极化项的相干性越弱。

接下来我们针对生成全息图案的复杂性做一些相应的讨论。如图 2.16 所示，模拟的表面等离子体图案如果比较简单，如图 2.16(a)中的字母“O”，将会比更复杂的图案如图 2.16(c)中的图案，更加清晰。简单图案模拟（测量）的系数为

0.87(0.53), 复杂图案的为 0.67(0.3)。复杂图案质量可以通过增加颗粒数量来提供更多“信息”从而得到提升。如图 2.17 所示, 当内外半径之间的间距不变时, 相关系数 ρ 从 0.55 增加到 0.77。从信息存储的前景看, 我们需要的信息存储量是由表面等离激元图案的设计所决定, 越多的焦点需要越多的纳米槽来提供相应的信息存储。

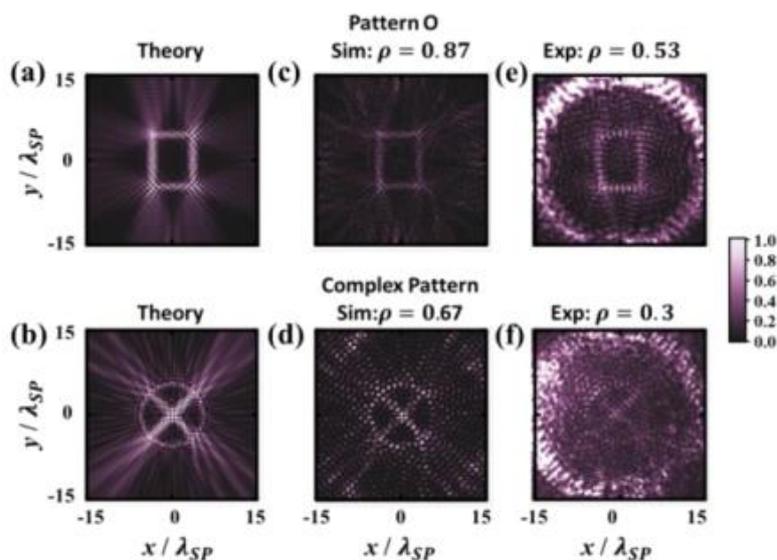


图 2.16 表面等离激元图案的复杂性对图案质量的影响。理论(a)和(b), 模拟(c)和(d), 实验(e)和(f)。上排为简单图案字母“O”, 下排为复杂图案。入射光为圆偏振。

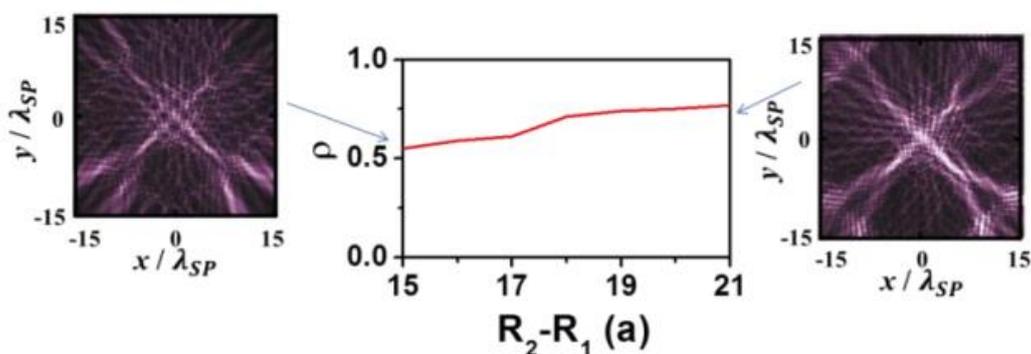


图 2.17 等离激元颗粒数量对成像的影响。以左右旋圆偏振都可得到的复杂图案“叉”为例, 模拟得到的 PPM(ρ)作为参量 R_1 的方程。

最后, 给出如何衡量品质的定义。先是测量的图片的整体质量。实验和计算模拟的表面等离激元场存在偏离, 其来自于加工和实验平台。我们可以用 RMSD

和 PPM 系数的方式，通过对比每一个像素点上的强度值来描述这一偏离情况。图 2.18 展示对于 6 个文中提到的实验上测量的不同图案上的每个像素点上的强度分布。图中高频区域衰减的数据来自于模拟，在边缘处其有有限的斜率是由于噪声的关系。这一经验模型我们可以用来拟合噪声，并得到相应的背景场平均 f_0 和标准差 σ_n 。拟合的曲线在图 2.18 中是红色曲线，得到的相关背景噪音系数见表 2.1。

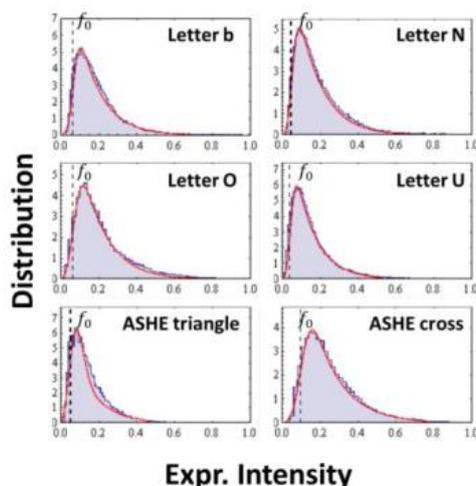


图 2.18 实验强度分布。实验的强度分布（蓝色曲线），解析的分布（理论加上背景噪音的平均值 f_0 ，标准差 σ_n ，红色），虚线代表的是背景场强度 f_0 。

强度的分布和拟合得到的系数使得我们可以定量的来探究不同设计的图片的整体质量。在这一工作中， f_0 实际上大致是在环内区域观测到的背景强度，我们选取了对比度测量，用 $(I_{\max} - f_0)/(I_{\max} + f_0)$ 来定义，其中 I_{\max} 是测量到的强度的最大值。对比度可以从 0 到 1。再者，信噪比可以定义为 $(I_{\max} - f_0)/\sigma_n$ ，

	Letter b	Letter N	Letter O	Letter U	ASHE triangle	ASHE cross
f_0	0.061	0.045	0.063	0.039	0.067	0.096
σ_n	0.025	0.023	0.033	0.020	0.047	0.040
Contrast	0.88	0.91	0.88	0.92	0.88	0.82
Contrast-to-noise ratio	13.1 dB	16.1 dB	14.4 dB	16.9 dB	13.0 dB	13.6 dB
RMSD	0.15	0.16	0.17	0.13	0.18	0.17
ρ	0.42	0.56	0.53	0.53	0.50	0.40

表 2.1 通过实验数据得到的相应系数。拟合的系数平均 f_0 ，背景噪音的标准差 σ_n ，测量的对比度，信噪比，测量得到的理论实验之间的 RMSD，测量得到的理论实验之间的 PPM。

见表 2.1 所示, 所有观测到的对比度均高于 0.8, 表明了背景噪音强度实际很小。

我们注意到实际实验中很小的背景噪音是无法完全避免的, 它来自环境光、透射光、散射光、电子噪声等等。

另一部分就是测量表明等离激元图案的背离程度。这里, 我们采取了 RMSD 和 PPM 系数来描述计算和实验之间的关联。RMSD 用 $\sqrt{E[(X - S)^2]}$ 直接将 $12\lambda_{SP} \times 12\lambda_{SP}$ 区域中的计算实验数据 X 和计算数据 S 代入计算。RMSD 的值见表 2.1。

亦或是利用 PPM 系数 $\rho = E[(S - \mu_S)(X - \mu_X)] / (\sigma_S \sigma_X)$ 其中 μ 和 σ 分别是实验 X 和理论 S 平均值和标准偏差。如果 $\rho = 1$ 则表明完美相关而 $\rho = 0$ 则表明线性无关。具体每个例子的值见表 2.1, 给出了每个图案相应的关联系数。更进一步, 我们将理论 (蓝色), 实验 (黄色) 和他们的叠加图一起呈现在了图 2.19 中。这一结果表明理论得到的图案和实验得到的图案不仅仅在大致轮廓上一致, 同时在大多数具体的细节上也是一致的。我们注意到这些细节上的吻合比大致形状的吻合更加困难, 因为这些细节对于实验和加工条件非常敏感。细节上的一道道的亮斑已

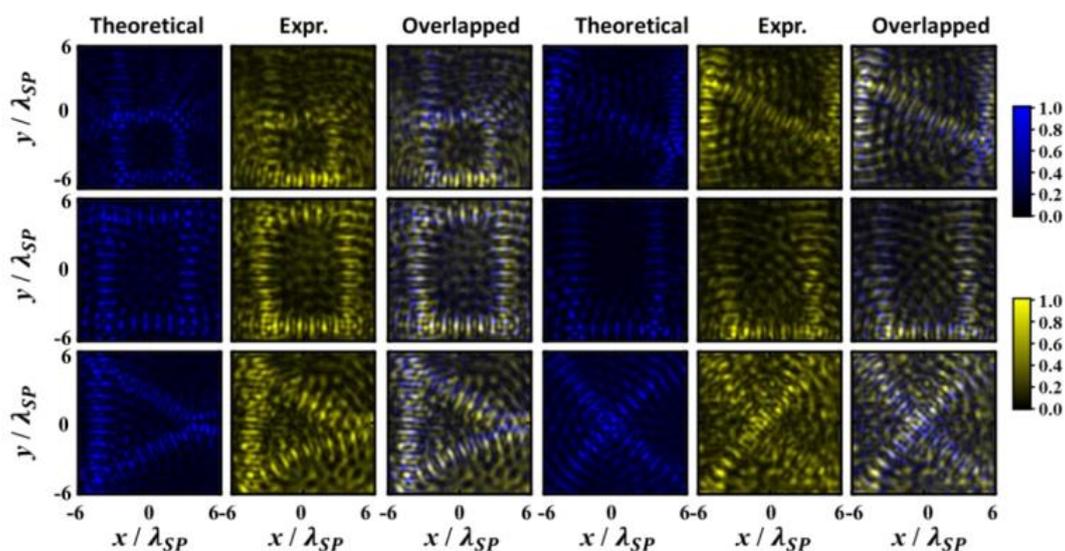


图 2.19 实验理论图案对比。表面等离激元设计的图案 (蓝色) 和实验图 (黄色) 在位置和强度上吻合在交叠的图片上呈现白色。

经接近我们光学系统的极限了。此外，RMSD 有一个下界表达式 $\sigma_x\sqrt{2-2\rho}$ ，这仅反映关联部分而不反映背景噪音。其和之前的描述得到的结果只差很小的量，这一微小差距说明背景有不可避免的噪音、对比度足够大并且用 ρ 足以描述测量的质量。

2.7 小结

在目前的这一工作中，我们在超构表面体系中用携带几何相位的元件建立了产生表面等离激元图案的一般方式。这一体系给我们提供了更多的自由度去独立操控两个自旋的局域表面等离激元轨道的强度和相位。通过这一自由度，我们演示了任意的表面等离激元自旋霍尔效应，其不仅分裂了表面等离激元轨道同时也产生了不同的可控的表面等离激元场。我们注意到这一调控表面等离激元轨道的自由度（对两个入射自旋独立且强度相位可同时自由调控）是由于圆偏振光的自然性质和我们相应建立的几何相位匹配体系（公式(2.13)、(2.14)、(2.15)）共同所致。圆偏振的光的利用使我们避免纳米槽阵列产生所谓的“振幅空间色散”问题，即透射振幅和相位不能被单独调控。尽管“V”型和“C”型天线[22,23,27]可以解决强度相位锁定的问题使得可以用线偏振入射，但两个线偏振入射产生的场将不可避免的相互依赖，这样我们失去了两个正交偏振入射时产生的图案之间的相互独立性。

基于灵活调控轨道形状的特点，我们进一步演示了如何用不同自旋的表面等离激元轨道的相干作用来调控表面等离激元轨道的强度，这使得我们可以设计一系列图片模拟时间域上的动态变化的图案并通过旋转入射线偏振的极化角度进行连续的调控。我们注意到除了演示一个物体连续的变化如一个点，我们还可以

在初始画面和最终画面之间插入不同的图片，这使得不同图案只在特定的极化角度下被点亮如图 2.20。这一灵活的调控是轨道的相位和强度都可分别被灵活调控的直接结果。从实验结果上看，在测量的表面等离激元信息中存在一些噪音表明

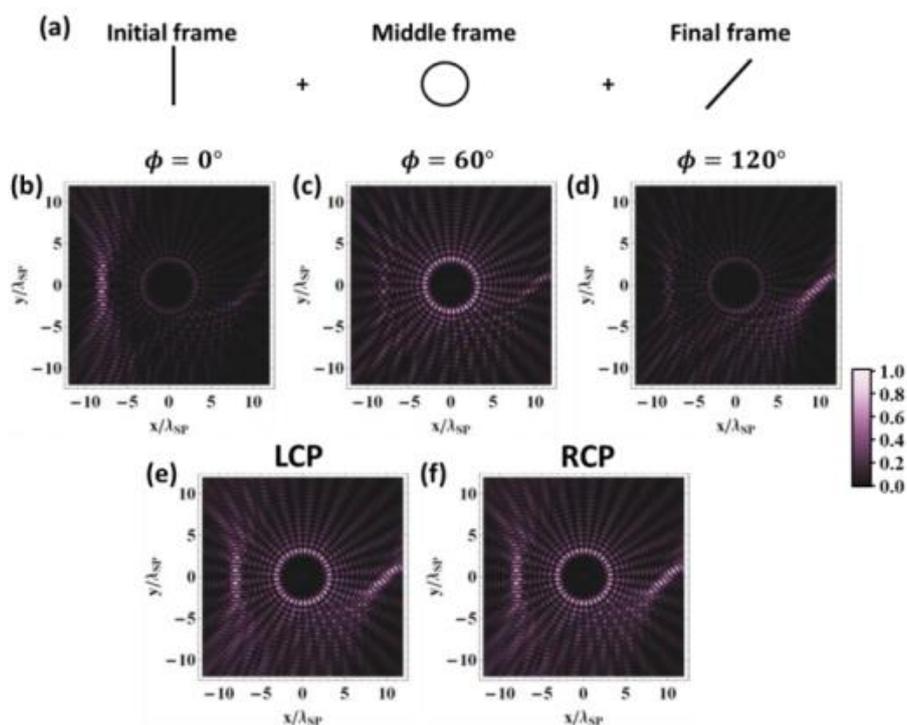


图 2.20 动态图片有着分立的图案。我们可以在初始图案（左侧一个条，偏振选择角 0 度时激发）和最终图案（一个右侧斜着的条，偏振选择角 120 度时激发）之间插入一个完全不同的图案（一个圆位于中间，偏振选择角 60 度时激发）。每一个图案只在特定的偏振角度是被点亮。(a)初始、过程和最终的三个不同图案。(b-d)是 $|\vec{E}|^2$ 场随不同角度线偏振入射的情况，(b)0°、(c)60°、(d)120°。对于不同的偏振角颜色标尺是一样的。(e)和(f)是左旋圆偏振和右旋圆偏振入射时 $|\vec{E}|^2$ 的强度信息。

了实验的实际表现低于模拟结果。这主要来源于三个方面：金属膜的质量会导致表面等离激元的非预期散射；从纳米孔中直接透过的光会降低对比度；由于加工精度原因携带几何相位的共极化项的转化效率不如理论预期。这些在未来可以通过改进金属膜的质量和加工精度得到提升，如分子束外延和单晶生长技术等。另一方面，我们也加工了更大的环包括更多的纳米颗粒来减少直接从纳米槽中的透射，如图 2.21。此外，为了实现设计的表面等离激元也需要足够数量的槽以满足

信息的存储要求，这样效率就可以提高。总的来说，表面等离激元的图案质量主要依赖于纳米槽数量和用于构成图案的焦点数量之间的比例。这个比例越高，形成的图形质量越好。上述提到的依赖自旋的相干调控表面等离激元轨道的能力打开了一条独特且任意的方式用偏振来调控局域表面等离激元，包括控制相位、强度、位置甚至可以实现动态图案。这一技术将来可以用于表面等离激元的近场应用，包括无探针的近场扫描光学显微[48]，等离激元光镊[49]抓住移动小球，甚至利用可调的轨道作为相干输入实现集成的表面等离激元逻辑器件[50]，这是由于对微观表面等离激元器件要求的相干输入转化为了更加容易实现的宏观尺度下左旋圆偏振和右旋圆偏振的相干输入。

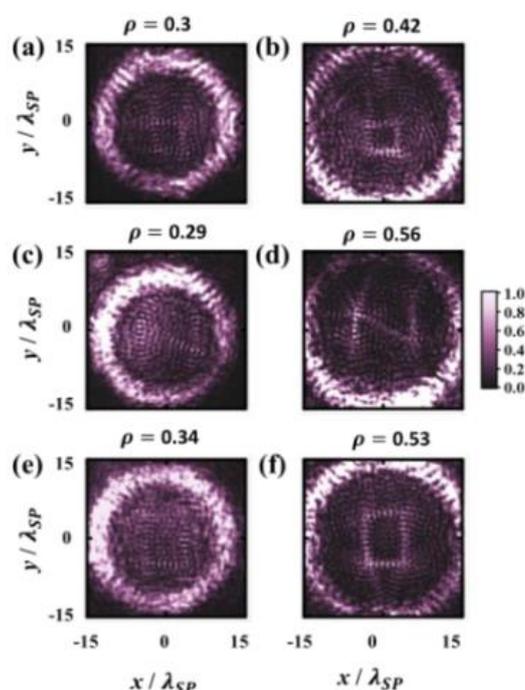


图 2.21 通过加大环的半径提高图片质量。测量的表面等离激元图案和其对应的 ρ ，左侧 $R_1 = 20a$ 右侧更大的环 $R_1 = 25a$ ，其中 R_1 是由纳米槽组成的环的内径，分别用来实现字母“b”、“N”、“O”。结果展示了随着环的增大，图片质量提升。我们可以清晰的看到噪声也在同步减小，也揭示了 ρ 此时有大约 50%的提升。

附录

加工和实验设备：实际实验用的是银、氟化镁、银的三明治结构，在铌酸锂衬底上连续的镀上 65nm 的银，55nm 的氟化镁和 45nm 的银。超构表面图案则在最上层用聚焦离子束刻蚀（FEI Strata FIB 201, 30 keV, 11 pA）获得。用半导体激光器激发超构表面产生表面等离激元。这里底层的银用于阻挡直接透射信号。利用油镜测量表面等离激元的泄露模并用高分辨相机拍照。

复杂图案的设计方案：在本文中，左右目标场都由一系列的聚焦点构成可以被表示为 $E_z^\pm = \sum_{i=1}^{N^\pm} e^{i\xi_i^\pm} \cos\left(m(\theta - \theta_i^\pm)\right) H_m^{(2)}(k_{\text{SP}}|\vec{r} - \vec{r}_i^\pm|)$ ，其中 m 是汉克尔方程的阶， ξ_i^\pm 、 N^\pm 、 \vec{r}_i^\pm 、 θ_i^\pm 分别是左右旋圆偏振入射时的极化选择相位、总的焦点数、位置和第 i 个焦点的方向。

参考文献

- [1] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals And Applications* (Springer 2007).
- [2] E. Ozbay, "Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions", *Science* **311**, 189 (2006).
- [3] M. L. Brongersma and V. M. Shalaev, "Applied physics the case for plasmonics", *Science* **328**, 440 (2010).
- [4] R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran, and M. L. Brongersma, "Plasmonics: the next chip-scale technology", *Mater. Today* **9**, 20 (2006).
- [5] E. Kretschmann and H. Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light", *Z. Naturforsch. A* **23**, 2135 (1968).
- [6] A. Minovich, "Generation and near-field imaging of Airy surface plasmons", *Phys. Rev. Lett.* **107**, 116802 (2011).
- [7] I. Dolev, I. Epstein, and A. Arie, "Surface-plasmon holographic beam shaping", *Phys. Rev. Lett.* **109**, 203903 (2012).
- [8] P. Genevet, J. Lin, M. A. Kats, and F. Capasso, "Holographic detection of the orbital angular momentum of light with plasmonic photodiodes", *Nat. Commun.* **3**, 1278 (2012).
- [9] T. Tanemura, "Multiple-wavelength focusing of surface plasmons with a nonperiodic nanoslit coupler", *Nano Lett.* **11**, 2693 (2011).
- [10] N. Félidj, "Controlling the optical response of regular arrays of gold particles for surface-enhanced Raman scattering", *Phys. Rev. Lett.* **65**, 075419 (2002).
- [11] A. Babuty, "Semiconductor surface plasmon sources", *Phys. Rev. Lett.* **104**, 226806 (2010).
- [12] B. Gjonaj, "Active spatial control of plasmonic fields", *Nat. Photon.* **5**, 360 (2011).
- [13] Y. Zhao, "Light-driven tunable dual-band plasmonic absorber using liquid-crystal-coated asymmetric nanodisk array", *Appl. Phys. Lett.* **100**, 053119 (2012).
- [14] G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements", *Opt. Lett.* **27**, 1875 (2002).
- [15] Z. E. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, "Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings", *Opt. Lett.* **27**, 1141 (2002).
- [16] E. Hasman, Z. E. Bomzon, A. Niv, G. Biener, and V. Kleiner, "Polarization beam-splitters and optical switches based on space-variant computer-generated subwavelength quasi-periodic structures", *Opt. Commun.* **209**, 45 (2002).
- [17] E. Hasman, G. Biener, A. Niv, and V. Kleiner, "Space-variant polarization manipulation", *Prog. Opt.* **47**, 215 (2005).
- [18] K. Y. Bliokh, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Coriolis effect in optics: unified geometric phase and spin-Hall effect", *Phys. Rev. Lett.* **101**, 030404 (2008).
- [19] Y. Gorodetski, N. Shitrit, I. Bretner, V. Kleiner, and E. Hasman, "Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures", *Nano Lett.* **9**, 3016 (2009).
- [20] N. Shitrit, I. Bretner, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Optical spin Hall effects in plasmonic chains", *Nano Lett.* **11**, 2038 (2011).
- [21] N. Shitrit, "Spin-optical metamaterial route to spin-controlled photonics", *Science* **340**, 724 (2013).
- [22] N. Yu, "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction", *Science* **334**, 333 (2011).

- [23] X. Ni, N. K. Emani, A. V. Kildishev, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, "Broadband light bending with plasmonic nanoantennas", *Science* **335**, 427 (2012).
- [24] S. Sun, "Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves", *Nat. Mater.* **11**, 426 (2012).
- [25] Y. Liu and X. Zhang, "Metasurfaces for manipulating surface plasmons", *Appl. Phys. Lett.* **103**, 141101 (2013).
- [26] A. Pors, M. G. Nielsen, T. Bernardin, J. C. Weeber, and S. I. Bozhevolnyi, "Efficient unidirectional polarization-controlled excitation of surface plasmon polaritons", *Light: Sci. Appl.* **3**, e197 (2014).
- [27] L. Liu, "Broadband metasurfaces with simultaneous control of phase and amplitude", *Adv. Mater.* **26**, 5031 (2014).
- [28] M. Kang, T. Feng, H. T. Wang, and J. Li, "Wave front engineering from an array of thin aperture antennas", *Opt. Exp.* **20**, 15882 (2012).
- [29] L. Huang, "Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation", *Nano Lett.* **12**, 5750 (2012).
- [30] X. Chen, "Dual-polarity plasmonic meta lens for visible light", *Nat. Commun.* **3**, 1198 (2012).
- [31] Y. Ma, L. Lan, W. Jiang, F. Sun, and S. He, "A transient thermal cloak experimentally realized through a rescaled diffusion equation with anisotropic thermal diffusivity", *NPG Asia Materials* **5**, e73 (2013).
- [32] J. Lin, "Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons", *Science* **340**, 331 (2013).
- [33] L. Huang, "Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity", *Light: Sci. Appl.* **2**, e70 (2013).
- [34] V. S. Liberman and B. Y. Zel'dovich, "Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium", *Phys. Rev. A* **46**, 5199 (1992).
- [35] M. Onoda, S. Murakami, and N. Nagaosa, "Hall effect of light", *Phys. Rev. Lett.* **93**, 083901 (2004).
- [36] K. Y. Bliokh and Y. P. Bliokh, "Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 073903 (2006).
- [37] K. Y. Bliokh, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Geometrodynamics of spinning light", *Nat. Photon.* **2**, 748 (2008).
- [38] O. Hosten and P. Kwiat, "Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements", *Science* **319**, 787 (2008).
- [39] D. Haefner, S. Sukhov, and A. Dogariu, "Spin hall effect of light in spherical geometry", *Phys. Rev. Lett.* **102**, 123903 (2009).
- [40] O. G. Rodríguez-Herrera, D. Lara, K. Y. Bliokh, E. A. Ostrovskaya, and C. Dainty, "Optical nanoprobing via spin-orbit interaction of light", *Phys. Rev. Lett.* **104**, 253601 (2010).
- [41] Y. Gorodetski, "Weak measurements of light chirality with a plasmonic slit", *Phys. Rev. Lett.* **109**, 013901 (2012).
- [42] X. Yin, Z. Ye, J. Rho, Y. Wang, and X. Zhang, "Photonic spin Hall effect at metasurfaces", *Science* **339**, 1405 (2013).
- [43] P. V. Kapitanova, "Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes", *Nat. Commun.* **5**, 3226 (2014).
- [44] J. Lin, J. P. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X. C. Yuan, and F. Capasso, "Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons", *Science* **340**, 331

(2013).

[45] J. Zhang, K. F. MacDonald, and N. I. Zheludev, "Controlling light-with-light without nonlinearity", *Light: Sci. Appl.* **1**, e18 (2012).

[46] S. A. Mousavi, E. Plum, J. Shi, and N. I. Zheludev, "Coherent control of birefringence and optical activity", *Appl. Phys. Lett.* **105**, 011906 (2014).

[47] J. Shi, "Coherent control of Snell's law at metasurfaces", *Opt. Exp.* **22**, 21051 (2014).

[48] R. C. Dunn, "Near-field scanning optical microscopy", *Chem. Rev.* **99**, 2891 (1999).

[49] Y. Zheng, "Nano-optical conveyor belt, part II: demonstration of handoff between near-field optical traps", *Nano Lett.* **14**, 2971 (2014).

[50] Y. Fu, "All-optical logic gates based on nanoscale plasmonic slot waveguides", *Nano Lett.* **12**, 5784 (2012).

[51] J. P. B. Mueller and F. Capasso, "Asymmetric surface plasmon polariton emission by a dipole emitter near a metal surface", *Physical Review B* **88**, 121410 (2013).

[52] L. Huang, "Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface", *Nat. Commun.* **4**, 2808 (2013).

[53] J. Lin, "Mode-matching metasurfaces: coherent reconstruction and multiplexing of surface waves", *Sci. Rep.* **5**, 10529 (2014).

[54] F. Aieta, M. A. Kats, P. Genevet, and F. Capasso, "Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation", *Science* **347**, 1342 (2015).

第三章 金属/介质/金属结构中弯曲时空模拟与等离激元波束调控

3.1 引言

大约一百年前, 爱因斯坦告诉我们时空可以用黎曼几何的观点理解为弯曲的几何空间。不同时空的等价性就在于不同时空中的观察者对物理规律描述的不变性。如此, 一个匀加速参考系本质上和一个有引力的静止参考系是一样的。这一认知允许我们在有引力的体系下推广狭义相对论中的闵氏时空, 可以使用引力质量来描述全局的时空几何。这些引力的几何理论成功的预言了包括引力透镜[1]、黑洞[2,3]和引力波[4]等。令人振奋的是, 这一对时空的几何理解同样可以被用于光学设计。在 2006 年, Pendry 教授[5]和 Leonhardt 教授[6]提出了变换光学的方法设计实现光学隐形。如果将形式变换不变的真空麦克斯韦方程组变换到另一个空间中[7-9], 由于两个空间的等价性我们将会看到折射率不均匀分布在变换后的空间中(如“非惯性”系中的“引力”), 这些可以由超构材料来实现[10-18]。此外还可以用变换光学实现隐形斗篷[19-21], 幻象光学[22], Talbot 效应[23]甚至拓展到声学[24-27], 弹性波[28-30], 热调控[31-33]甚至是物质波[34]。有意思的是这些设计的非均匀的折射率可以被用来探索不同广义相对论现象, 例如粒子在引力场中的运动现在可以在桌面尺度的实验中从原理性上被实现[35-46]。除了变换光学的方式, 其他的光学结构如旋转表面[47,48]和光学晶格[49,50]最近也被报道用来模拟广义相对论。

当用时空中的几何阐述来描述空间光场时, 自旋轨道的相互作用可以被用来

设计几何相位。光的自旋霍尔效应在理论中被阐述且在实验中被直接观测[51,52]。这就使得可以利用超构表面来实现自旋依赖的光学功能设备[53-61]，这些功能的实现实际上是利用了各种不同的超构材料原子来提供其所必须的自旋轨道相互作用[62-71]。在非均匀材料中自旋轨道相互作用同样提供了触手可及的研究特定粒子运动的工具。Capasso 教授组的 Genevet 等人通过自旋轨道相互作用在超构表面中产生表面等离激元来实现一个类比系统研究带电粒子高速运动产生的切伦科夫辐射[72]。他们用一串排布在直线上的超构材料原子来类比粒子在这一直线上的匀速运动，其速度用空间上不同位置超构材料原子的几何相位的变化来表述。

在 Genevet 等人工作中，他们首先尝试在一条水平的金属槽上用运动的极化波来激发表面等离激元的切伦科夫辐射，产生了类似于水中行船的尾波如图 3.1 所示。由于激发波在各处激发时相位是不一样的，因此其产生的波矢方向并不垂直于水平的金属槽。

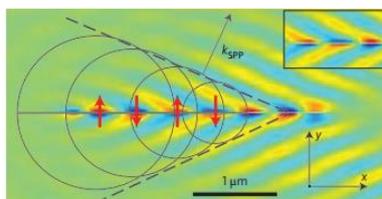


图 3.1 FDTD 模拟用圆偏振光入射倾斜 30° 入射激发水平金属槽，出现表面等离激元的切伦科夫尾波。[72]

除了利用倾斜入射的方式，他们也尝试使用等效的方式在平面上制造“运动”的波。如图 3.2 所示，他们用一系列的金属纳米长方孔排列成一条直线，并让各个小孔旋转不同角度且角度随位置变化为常量。由此，当用圆偏振激发时，不同位置激发得到的表面等离激元会有初始相位差，也可以使得产生的波矢成一定角度辐射。所以，当入射圆偏振光的波长固定后，得到的表面等离激元传播波矢方

向不仅仅和入射的倾斜角有关系，也和孔随位置变化的旋转速度有关系。

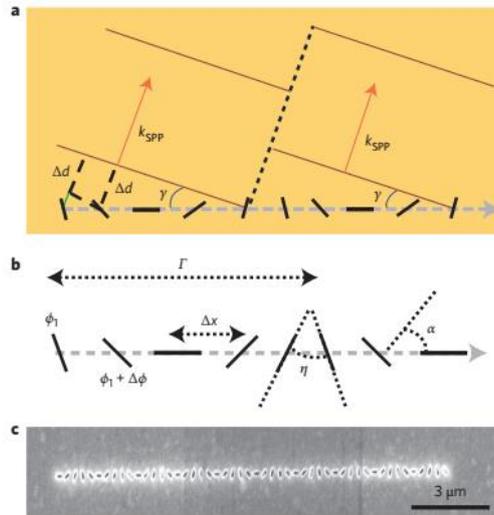


图 3.2 (a, b)用一系列放置于水平线上随位置匀速旋转的金属孔产生表面等离激元切伦科夫辐射。(c)实际样品的扫描电子显微镜图[72]

同时他们在文章还给出了实验结果，即当一束倾斜入射的圆偏振激光激发一条由均匀旋转的金属孔所组成的直线超构材料链时，无论从实验上还是模拟计算上都可以得到切伦科夫辐射，且相互印证，如图 3.3。

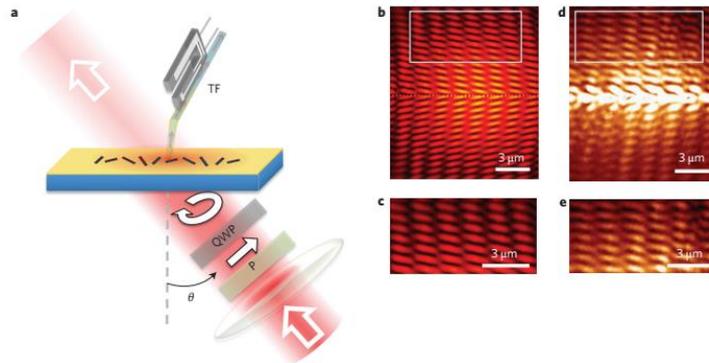


图 3.3 (a)实验示意图。(b, c)模拟结果及其局部放大图。(d, e)实验测量结果及其局部放大图。[72]

在这一工作中通过激发表面等离激元这一过程，利用几何相位来描述不同的直线运动[72]。但这个工作仅仅考虑了几何相位的因素而没有考虑整体结构形状所带来的效果。从另一方面看，正如一些文章所提到的那样：弯曲结构在设计光电器件中起到了非常重要的作用[47-49,73]。在我们的工作中，我们提出了一个更加通用的方法来实现弯曲形状结构和几何相位的结合来设计光学结构。这里结

合狭义相对论和广义相对论的一些概念,通过数学上的类比我们将不同形状的结构联系上不同的坐标系。结构中的不同几何相位信息可以用来模拟同一参考系下的运动。这样,我们可以得到不同形状纳米结构之间的由几何相位参与的协变变换,如洛伦兹变换和保角变换。这使得我们可以以产生同样的表面等离激元场为条件找到等价的纳米结构。此外相对论体系中的 Rindler 度规也可以在我们的体系中实现并产生对应的等离激元加速光束。此外这一方法也可以应用到其他的光学结构和系统中。

3.2 几何设计

我们利用一维超构材料链在金属表面来生成预先设计的表面等离激元焦散线(加工实验体系与上章基本一致[74]),如图 3.4(a)中的橙色曲线。一系列纳米槽的指向角度由函数 $\theta(l)$ 决定, $\theta(l)$ 沿轨迹 l 变化在图中轨迹是绿色, θ 即为纳米槽和轨迹之间的角度。当这条超构材料链上的原子被圆偏振光激发时,产生的表面等离激元信号将携带几何相位 $\Phi = \pm[2\theta - \arg(k_x + ik_y)]$ [59]。在我们的实验中,我们使用左旋圆偏振光入射,此时由于我们例子中 $\arg(k_x + ik_y)$ 沿轨迹变化比较小所以这一项可以被忽略: $\Phi = -2\theta$ 。当颗粒的指向沿轨迹变化时,表面等离激元以角度 φ 向外辐射,由 $k_{\text{SPP}} \cos \varphi = d\Phi/dl$ 。这一角度沿轨迹被定义,如图 3.4(a)。表面等离激元从轨迹上不同位置向外辐射形成包络线,可称之为焦散线。这里,我们将给出如何获得相应的几何相位 $\Phi(l)$ 。对于一个由参数描述的焦散线 $(x, y) = (X(\tau), Y(\tau))$,其中 τ 是焦散线的参数。我们先以焦散线下方区域为例通过写出 τ 和位置 (x, y) 的关系,并将这一参数推广到全局方程。这样焦散线就是由一系列表面等离激元辐射线(通过位置 (x, y) 且 τ 值一样)的切点组成的。即:

$$\frac{dY(\tau)}{d\tau} [x - X(\tau)] = \frac{dX(\tau)}{d\tau} [y - Y(\tau)] \quad (3.1)$$

全局方程 $\tau(x, y)$ 则可以从上述方程中解得，可以方便的描述结构的几何性质。 $\tau(x, y)$ 的等高线是一系列直线对应于相应的表面等离激元辐射线，包络组成焦散线。图 3.4(b)中给出了两条表面等离激元辐射线，由 τ 和 $\tau + \Delta\tau$ 标记，同时也给出了超构材料原子的轨迹。两者之间的垂直距离可以直接由全局变量 τ 来表示： $\Delta\tau/|\nabla\tau|$ 。轨迹长度为 Δl 。表面等离激元辐射的波前用虚线表示，其经历过的等效光学路径即为几何相位 $\Delta\Phi/k_{\text{SPP}}$ 。所以，我们可以得到相应的几何关系：

$$d\tau^2 = |\nabla\tau|^2 \left[dl^2 - \left(\frac{d\Phi}{k_{\text{SPP}}} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

对于给定的焦散线和给定的原子轨迹，我们可以得到所需要的相应几何相位信息 $\Phi(l)$ ，即通过对上述关系进行积分：

$$\Phi(l) = k_{\text{SPP}} \int \sqrt{1 - \left(\frac{1}{|\nabla\tau|} \right)^2 \left(\frac{d\tau}{dl} \right)^2} dl \quad (3.3)$$

这一几何相位关系可以转化为超构材料原子的旋转角度信息。 $\tau(x, y)$ 的表达方式

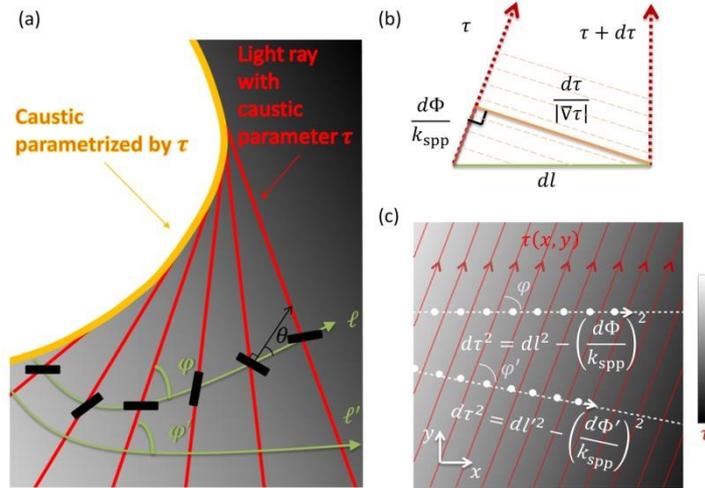


图 3.4 (a)以同一焦散线为基础的变化。(b) τ 、 Φ 和 l 之间的几何关系。(c)基于切伦科夫辐射的变换并可以对应到狭义相对论。

在数学上给了巨大的便利。然而，我们注意到焦散线参数化的方式并不是唯一的。

不同的 τ 值的选择就像不同的规范，然而得到的 $\Phi(l)$ 却是不依赖规范的。至此，

我们提供了一个简单的构造方法，并且其对于复杂曲线一样适用。

接下来，我们可以发现用参数 τ 在没有焦散线的时候依然可以定义。一个沿某一既定方向线性变化的 $\tau(x, y)$ ，可以用来代表简单的平面波辐射。在这个例子中，如果我们选取任意的一条直线轨迹（如图 3.4(c)中的轨迹 l ），它都代表一条超构材料原子组成的链，链上几何相位线性变化。这条链于某一固定角度 φ 辐射表面等离激元（由 $\cos \varphi = (1/k_{\text{SPP}})d\Phi/dl$ 确定）。这一辐射可以被认为是类比带电粒子在介质中均匀的高速运动且速度大于介质中的光速时产生的辐射，即切伦科夫辐射，就如同 Capasso 教授组的工作[72]。在图 3.4(c)中，我们同样画了另外一条直线轨迹 l' ，它和表面等离激元辐射线交于不同的角度 φ' 。这两条轨迹在生成表面等离激元辐射上等价，然而两条轨迹上的超构材料原子的角度旋转速率虽然都是均匀的，但具体速率却不相同。这里，我们可以认为此时整个平面上都满足 $|\nabla\tau| = 1$ ，这时我们可以将两条轨迹的等价性表述为两条轨迹上 $\Delta\tau$ 的等价： $\Delta\tau^2 = dl^2 - (d\Phi/k_{\text{SPP}})^2 = dl'^2 - (d\Phi'/k_{\text{SPP}})^2$ 。此时两条等价轨迹上的变换可以写成：

$$|\nabla\tau|\begin{pmatrix} dl \\ d\Phi/k_{\text{SPP}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \zeta & \sinh \zeta \\ \sinh \zeta & \cosh \zeta \end{pmatrix} |\nabla\tau|\begin{pmatrix} dl' \\ d\Phi'/k_{\text{SPP}} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

其中 ζ 可以用来描述两条轨迹之间的速度差。这里如果我们把两条超构材料链认为是两个不同的参考系，通过类比 $t_M = |\nabla\tau|l$ 和 $x_M = |\nabla\tau|\Phi/k_{\text{SPP}}$ 那么可以得到公式(3.5)即可认为是两者之间洛伦兹变换，

$$\begin{pmatrix} dt_M \\ dx_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \zeta & \sinh \zeta \\ \sinh \zeta & \cosh \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dt'_M \\ dx'_M \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

这样就保证了度规的守恒。具体内容将在下一节介绍。

3.3 金属/介质/金属超构材料的切伦科夫辐射与洛伦兹变换

在这个例子中，如图 3.5 所示，我们设“时间” $\eta = |\nabla\tau|l$ 类似的“位置” $\xi = |\nabla\tau|\Phi/k_{\text{spp}}$ 。在这一条件下 $d\xi/d\eta = \cos\varphi$ ，我们可以建立一个变换类似于洛伦兹变换。我们先考察线元：

$$d\tau^2 = d\eta^2 - d\xi^2 = d\eta'^2 - d\xi'^2 \quad (3.6)$$

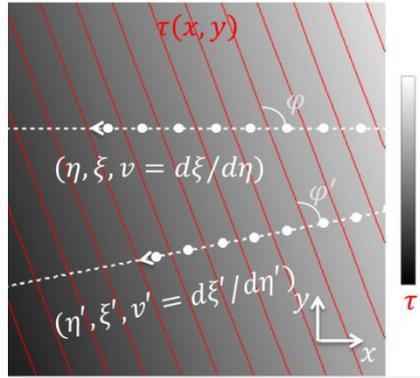


图 3.5 两个闵式空间（两条白色虚线所示）之间的变换。

如图 3.5，变换发生在两条不同斜率的直线上，我们用同一条红色 τ 线代表同一事件。不同的观察者观察同一个运动会有不同的速度，这一匀速运动在一个惯性系中有相应坐标 ξ_0 和 η_0 ，满足 $d\tau^2 = d\eta_0^2 - d\xi_0^2$ 。类似于洛伦兹变换，我们引入额外的参数 ζ ，

$$\begin{aligned} \xi_0 &= -\eta \sinh \zeta + \xi \cosh \zeta \\ \eta_0 &= \eta \cosh \zeta - \xi \sinh \zeta \end{aligned} \quad (3.7)$$

当我们将 $d\xi_0 = 0$ ，我们可得到 $d\xi/d\eta = \tanh \zeta = \cos\varphi$ ，这是相应闵式时空中的速度。在我们的切伦科夫辐射中的例子：

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_0 = -\eta \sinh \zeta + \xi \cosh \zeta \\ \eta_0 = \eta \cosh \zeta - \xi \sinh \zeta \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \xi_0 = -\eta' \sinh \zeta' + \xi' \cosh \zeta' \\ \eta_0 = \eta' \cosh \zeta' - \xi' \sinh \zeta' \end{array} \right. \quad (3.8)$$

得到

$$\begin{aligned}\xi &= -\eta' \sinh(\zeta' - \zeta) + \xi' \cosh(\zeta' - \zeta) \\ \eta &= \eta' \cosh(\zeta' - \zeta) - \xi' \sinh(\zeta' - \zeta)\end{aligned}\quad (3.9)$$

相对速度是 ($d\xi' = 0$):

$$-\tanh(\zeta' - \zeta) = -\frac{\tanh \zeta' - \tanh \zeta}{1 - \tanh \zeta' \tanh \zeta} = \frac{\cos \varphi - \cos \varphi'}{1 - \cos \varphi \cos \varphi'} \quad (3.10)$$

相应的速度变换为

$$\frac{d\xi}{d\eta} = \frac{-\tanh(\zeta' - \zeta) + \frac{d\xi'}{d\eta'}}{1 - \tanh(\zeta' - \zeta) \frac{d\xi'}{d\eta'}} \quad (3.11)$$

此时 $d\xi/d\eta = \cos \varphi$ 且 $d\xi'/d\eta' = \cos \varphi'$ 。如果令 $\beta = -\tanh(\zeta' - \zeta)$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ 。我们可以得到 β 和 γ 与角度 φ 和 φ' 的关系:

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{\cos \varphi - \cos \varphi'}{1 - \cos \varphi \cos \varphi'} \\ \gamma &= \frac{1 - \cos \varphi \cos \varphi'}{\sin \varphi \sin \varphi'}\end{aligned}\quad (3.12)$$

这样,我们就可以将 η 作为时间 t_M 并将 ξ 视为位置坐标 x_M 。

在这个例子中,两条直的超构材料链(白色虚线)的辐射角度是不一样的。他们对应于两个不同的惯性参考系同时观察一个惯性运动。当轨迹和 τ 的等高线相交时,这意味着被观察到的固有时是 τ 。所以,在现有的图像中,一个事件由一条线所表示而非传统世界线(World line)图像中的一个点。传统世界线上的一个点表明相应的 t_M 和 x_M ,其固有时间可以通过沿世界线的积分得到。在我们图中的一个点代表着相应的固有时间 τ 和长度 l ,对应 Φ 可以由公式(3.3)积分得到。我们注意到类比的速度(无量纲)在这里直接被定义为 $v = dx_M/dt_M = (1/k_{SPP})d\Phi/dl = \cos \varphi$ 。它是 Capasso 教授组里的工作中使用的速度的倒数[72],

这是由于我们希望和相对论中的类时事件而非类空事件联系起来。公式(3.5)中的 ζ 是两个观察参考系之间的速度关联。它联系两个参考系中的速度并遵循相对论中的速度相减公式。一个非零的速度关联代表着两个参考系观测同一个事件有速度差，相应的在焦散线图像中两者的轨迹相互不平行。这一变换包括一个非常简单的情况，即一条直线轨迹垂直于表面等离激元辐射（即 $\varphi' = \pi/2$ ）同时另一条直线轨迹并不平行。此时我们可以得到：

$$d\eta' = d\tau \quad (3.13)$$

此时这一变换可以化简为：

$$\begin{cases} \eta = \frac{1}{\sin \varphi} (\eta' + \xi' \cos \varphi) \\ \xi = \frac{1}{\sin \varphi} (\xi' + \eta' \cos \varphi) \end{cases} \quad (3.14)$$

此时 $\gamma = 1/\sin \varphi$ 且 $\beta = \cos \varphi$ 。如果 $d\eta' = 0$ ，则出现尺缩 $d\xi = d\xi' / \sin \varphi$ 。如果 $d\xi = 0$ ，钟慢效应 $d\eta = d\eta' \sin \varphi$ 。如果我们设 $\Delta\varphi = \varphi - \varphi'$ ，可以画出 $d\eta/d\eta'$ 和 $d\xi/d\xi'$ 随 $\Delta\varphi$ 的变化，如图 3.6。

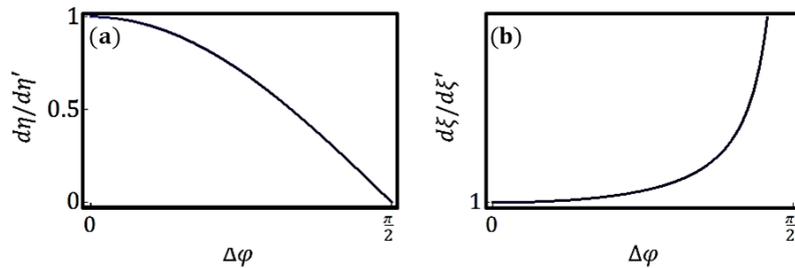


图 3.6 (a) $d\eta/d\eta'$ 随 $\Delta\varphi$ 的变化。(b) $d\xi/d\xi'$ 随 $\Delta\varphi$ 的变化。

3.4 金属/介质/金属超构材料的弯曲时空模拟与广义协变变换

下面我们将这一体系推广到更加一般的情况。对于更普遍的运动即速度的大小和方向都可能发生改变，我们仍然可以仿照之前的过程来模拟这个运动，这一

运动就像之前所描述的那样被定义在直线或者曲线上。在这一条件下，焦散线的出现即由非平行的 τ 线所形成的包络线[75]是产生“轫致辐射”的标志，它的出现需要非匀速的运动。这里我们用非均匀的运动对应的焦散线类比轫致辐射，借用其概念来表述。从实验上来说， $\nabla\Phi$ 的变化需要尽可能的小，这样我们就可以实现多条超构材料链产生同样的表面等离激元辐射，并且建立不同轨迹之间的变换，如图 3.7(a)。

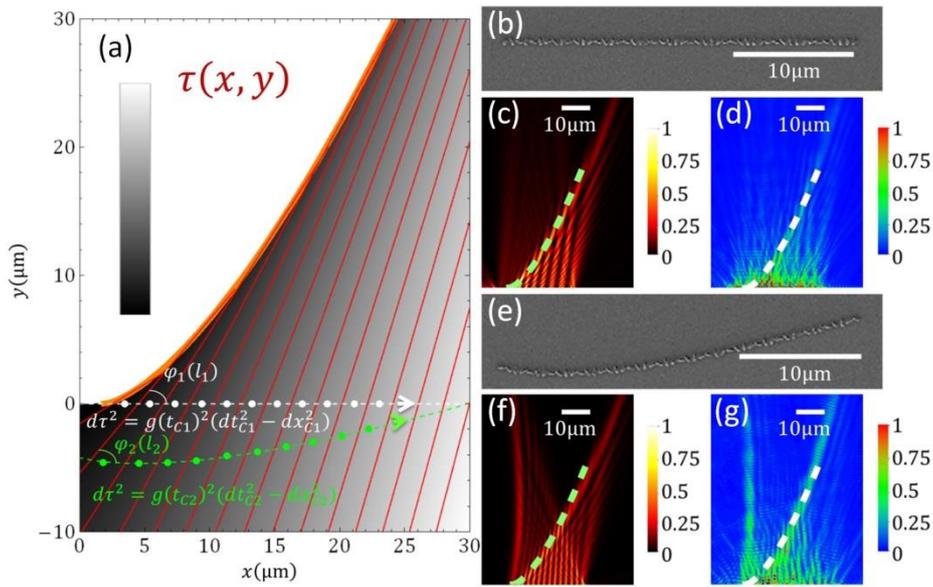


图 3.7 两条轨迹之间的变换。(a)理论计算。表面等离激元辐射线标记为红色，焦散线为橙色。白色虚线和绿色虚线之间产生变换。(b-d)对应于白色虚线的图，(e-g)对应于绿色虚线的图。(b),(e)样品的扫描电镜图。(c),(f)COMSOL 全波模拟得到图，其中用绿色虚线标记焦散线。(d),(g)实验结果，用白色虚线标记相应的焦散线。图例在模拟和实验图的右侧并对强度归一化。

这里我们给出一个匀速运动和变速运动变换的例子。同样将 l 视作“时间”， Φ/k_{SPP} 视作“长度”，如图 3.7(a)。其中一条白色虚线的水平轨迹，其加速度可以设为正比于 $l_1^{-3/2}$ 。另一条绿色虚线的弯曲的轨迹有着恒定的速度 1/2。相应的 l_1 扫描电镜照片见图 3.7(b)， l_2 见图 3.7(e)。模拟结果见图 3.7(c)和(f)，实验结果见图 3.7(d)和(g)。所有结果都显示拥有同样的焦散线由白色或绿色虚线标记，即表明拥有同样的 τ 线。这表明了实验和理论之间的一致性。同时，在 l_2 的例子中出

现了另一条焦散线是由于在激发表面等离激元时不携带几何相位信息的共极化项所导致的，其只受超构材料链的弯曲情况控制。这样，我们就将实验平台拓展到对于弯曲链也同样适用。

为了探究广义情况下的变换，我们通过以广义相对论概念为基础建立基于非均匀分布 τ 线的弯曲时空的图像。同样，我们令时间 $t_C = l$ 、位置 $x_C = \Phi/k_{SPP}$ ，并且假设有轨迹所得的二维时空依然有着同样的数学形式：

$$d\tau^2 = g(t_C, x_C)^2(dt_C^2 - dx_C^2) \quad (3.15)$$

这一度规包括了更广泛的情况且体现了曲率的作用。既然我们在这些轨迹上建立了时空度规，我们可能会想此时在同一个 τ 线分布的情况下不同轨迹上的运动是否是同一个，如同之前的切伦科夫辐射的特例一般，如图 3.8。如果这两个轨迹上的运动是同一个，那么对应的不同时空度规需要满足 $g_{\mu\nu} = (\partial x^i / \partial x^\mu)(\partial x^k / \partial x^\nu)g_{ik}$ [76]，这保持了度规的协变性。所以变换可以被分解为两个部分。第一个部分应用保角变换，在 $\varphi = \varphi'$ 、 $\cosh \zeta = 1$ 且 $\sinh \zeta = 0$ 时 $|\nabla\tau| \rightarrow |\nabla\tau|'$ ，这一过程对应于局域轨迹的膨胀或收缩。第二个部分利用洛伦兹变换，使得局域轨迹的长度元进行旋转。这样，我们就可以得到更加一般的变换：

$$|\nabla\tau|(l) \begin{pmatrix} dt_C \\ dx_C \end{pmatrix} = |\nabla\tau|(l') \begin{pmatrix} \cosh \zeta & \sinh \zeta \\ \sinh \zeta & \cosh \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dt'_C \\ dx'_C \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

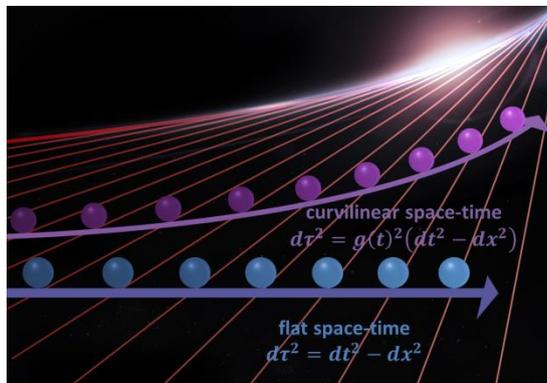


图 3.8 通过类比切致辐射，用几何图像描述不同坐标系中的同一事件。蓝色对应平直空间 $g = |\nabla\tau| = 1$ ，紫色对应弯曲时空 $g = |\nabla\tau|$ 。

这里我们需要做一些近似，无论在理论和实验上都考虑的是 φ 缓变，所以我们可以得到上式且可以局域的应用洛伦兹变换。现在我们在两个不同的弯曲空间中建立了更加一般的变换机制，这使得我们可以进一步探究时空的变换以及相应的一些广义相对论中的现象。

3.5 金属/介质/金属超构材料模拟 Rindler 时空加速粒子的韧致辐射

当我们在研究黑洞附近时空时，Rindler 坐标系是一个非常有用的工具，它可以描述事件面 (event horizon) 附近的几何并且有着均匀的加速度 (非匀加速，加速度随初始位置变化) [77]。我们这给了一个特别的实验结果，在我们这一体系中实现类比 Rindler 变换。在图 3.9(a)，我们首先定义在白色水平虚线上的运动是一个向右的加速运动，加速度为 $d\Phi/k_{\text{SPP}}/dl = -\tanh(\beta e^{\alpha l}/\alpha)$ 。我们选择 $\tau = \varphi(l) + \tan^{-1} dy/dx$ (即 τ 线和 x 轴的夹角)，其中 x 和 y 用来描述 l 的位置用于数值计算。这一对 τ 值的选择使得在白色虚线上 $|\nabla\tau|(l_1) = \beta e^{\alpha l_1}$ ，其中 $\alpha = 1/6$ 和 $\beta = 1/60$ 是常数。同样的，如图 3.9(a)，天蓝色线上 $|\nabla\tau|(l_2) = \beta_2$ 其中 β_2 是常数，绿色轨迹上运动是匀速的。这里，有一个类比 Rindler 变换发生在白色轨迹和天蓝色轨迹之间： $\beta_1^2 e^{2\alpha l_1} (dl_1^2 - d\Phi_1^2/k_{\text{SPP}}^2) = dl_2^2 - d\Phi_2^2/k_{\text{SPP}}^2$ ，其中 β_1 是常数并且 $|\nabla\tau|(l_1)/|\nabla\tau|(l_2) = \beta_1 e^{\alpha l_1}$ 。我们用超构材料平台在实验上实现了这三种情况，其相应 l_1 、 l_2 和 l_3 的结构的光学扫描电镜图如图 3.9(b)、(e)和(h)。相应的模拟结果如图 3.9(c)、(f)和(i)展示了焦散线(标记为绿色虚线)同样出现在实验结果中如图 3.9(d)、(g)和(i)中被标记为高亮白色虚线。展示的焦散线代表着我们实验中出现“韧致辐射”，也显示了理论、模拟和实验在实现类比 Rindler 变换时的一致。由类 Rindler

度规得到的焦散线是一类新的加速光束。这也是从引力场中度规出发得到的新的设计加速光束的方式。此外，还有很多广义相对论中的度规将来也可以在这一实验体系中实现。

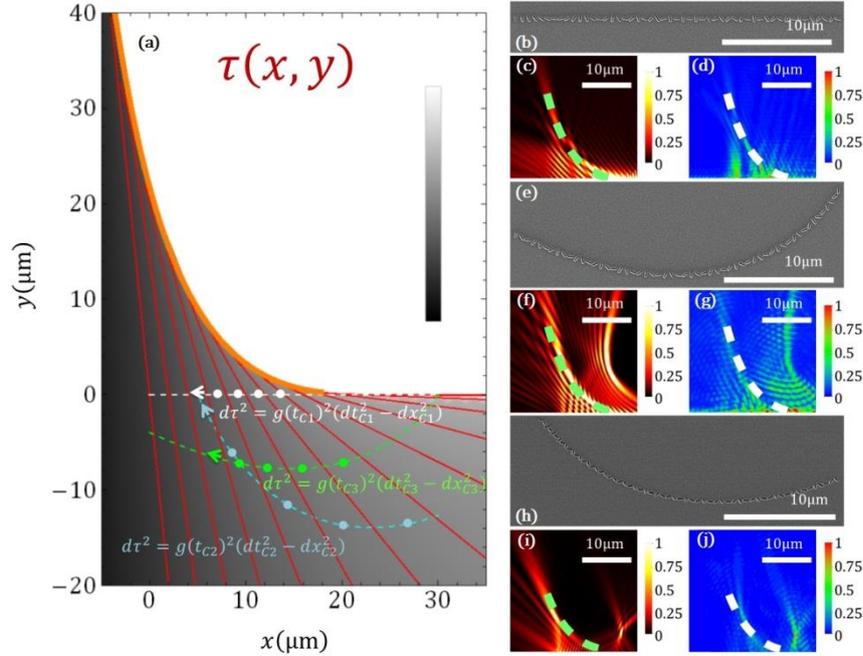


图 3.9 类比广义相对论中的 Rindler 变换。(a)表面等离激元辐射由红色表示，焦散线标记为橙色。白色虚线，绿色虚线和天蓝色虚线所对应的纳米槽组成的超构材料链代表着不同的坐标系。(b),(e)和(h)样品的扫描电子显微照片，(b)对应白色虚线，(e)对应绿色虚线，(h)对应天蓝色虚线（此样品是在斜角 52° 下照相）。(c),(d),(f),(g),(i),(j) 是三个例子对应的模拟和实验。(c),(f),(i)COMSOL 的全波模拟，其中用绿色虚线标记相应的焦散线。(d),(g),(i)实验结果，其中用白色虚线标记相应的焦散线。模拟和实验的图例位于图片右侧，并按强度进行归一化。

3.6 不同金属/介质/金属超构材料之间的规范变换

在之前提到的例子中，通过变换提供一个等价的曲线轨迹。这一变换在同一 τ 平面上实现，其中在 τ 值的选择上含有规范的自由度。如果我们选取另一种取值 $\tilde{\tau}(l) = f[\tau(l)] = (c_1/(k_{\text{SPP}} \cos \tau))^2$ ，其中 $c_1 = 2\sqrt{15}\pi/3$ ，两个坐标系之间有一个规范不变量 $g(t_{c1})/g(t_{c2}) = \tilde{g}(t_{c1})/\tilde{g}(t_{c2})$ 。这是由于 $|\nabla \tilde{\tau}(l_1)|/|\nabla \tilde{\tau}(l_2)| = (f'(\tau)|\nabla \tau(l_1)|)/(f'(\tau)|\nabla \tau(l_2)|) = |\nabla \tau(l_1)|/|\nabla \tau(l_2)|$ 。正如广义相对论中的等价性原理，由于规范自由度的存在我们不能区分出一个特殊的坐标系，但两个坐标系

度规之比是有意义的。这一比例实际上表述了两个不同时空之间的关系。以实现“韧致辐射”的例子为例，如果我们将 τ 的值改为 $\tilde{\tau}$ ，他们之间的比例仍然有 $g(l_1)/g(l_2) = \tilde{g}(l_1)/\tilde{g}(l_2)$ ，如图 3.10。这一规范自由度展示了我们体系中的不变性。

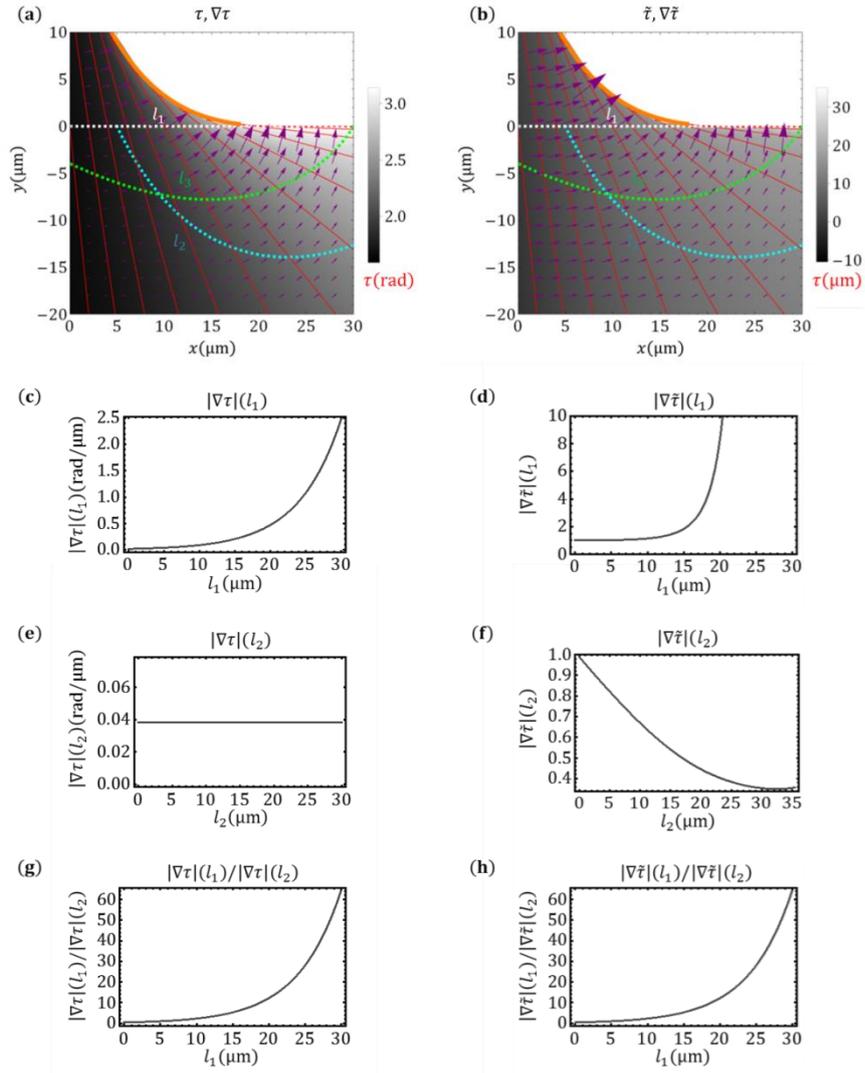


图 3.10 规范自由度与不变性。 $l_1 = 0$ 对应 $x = y = 0$ ， $l_2 = 0$ 对应 $x = 5.50\mu\text{m}$ 、 $y = -1.00\mu\text{m}$ ， $l_3 = 0$ 对应 $x = 0.14\mu\text{m}$ 且 $y = -4.02\mu\text{m}$ 。 l_1 和 l_3 相交于同一点 $(30\mu\text{m}, 0)$ 。(a) τ 平面，其中 $\nabla\tau$ 用紫色表示， τ 的等高线用红色表示， l_1 白色虚线， l_2 天蓝色虚线， l_3 绿色虚线。(b) $\tilde{\tau}$ 平面，其中 $\nabla\tilde{\tau}$ 用紫色表示， $\tilde{\tau}$ 的等高线用红色表示， l_1 白色虚线， l_2 天蓝色虚线， l_3 绿色虚线。当 $\tau(l_1) = \tau(l_2)$ 时(c) $|\nabla\tau|(l_1)$ 和(e) $|\nabla\tau|(l_2)$ 的比例(g)与当 $\tilde{\tau}(l_1) = \tilde{\tau}(l_2)$ 时(d) $|\nabla\tilde{\tau}|(l_1)$ 和(f) $|\nabla\tilde{\tau}|(l_2)$ 的比例(h)是一致的。

3.7 展望：高维金属/介质/金属超构材料的弯曲时空模拟

当我们将用于产生切伦科夫辐射的由均匀旋转超构材料原子组成的一维直线链卷成一个 $x - y$ 平面上的圆时，就可以得到一个二维平面上的圆形超构材料链结构。此时，我们依然可以用切伦科夫辐射的这一理论框架来解释，不过此时对于超构材料链上每一点的辐射应该视为一个三维的锥。这个锥的顶点位于超构材料链上，锥的中心对称轴即为圆在这点的切线。由此我们可以得到下面的表达式来描述由于切伦科夫辐射锥所组成的包络面：

$$\left(\frac{r^2}{\nabla\Phi^2} - \frac{z^2}{k^2 - \nabla\Phi^2} \right) \frac{k^2}{r_0^2} = 1 \quad (3.17)$$

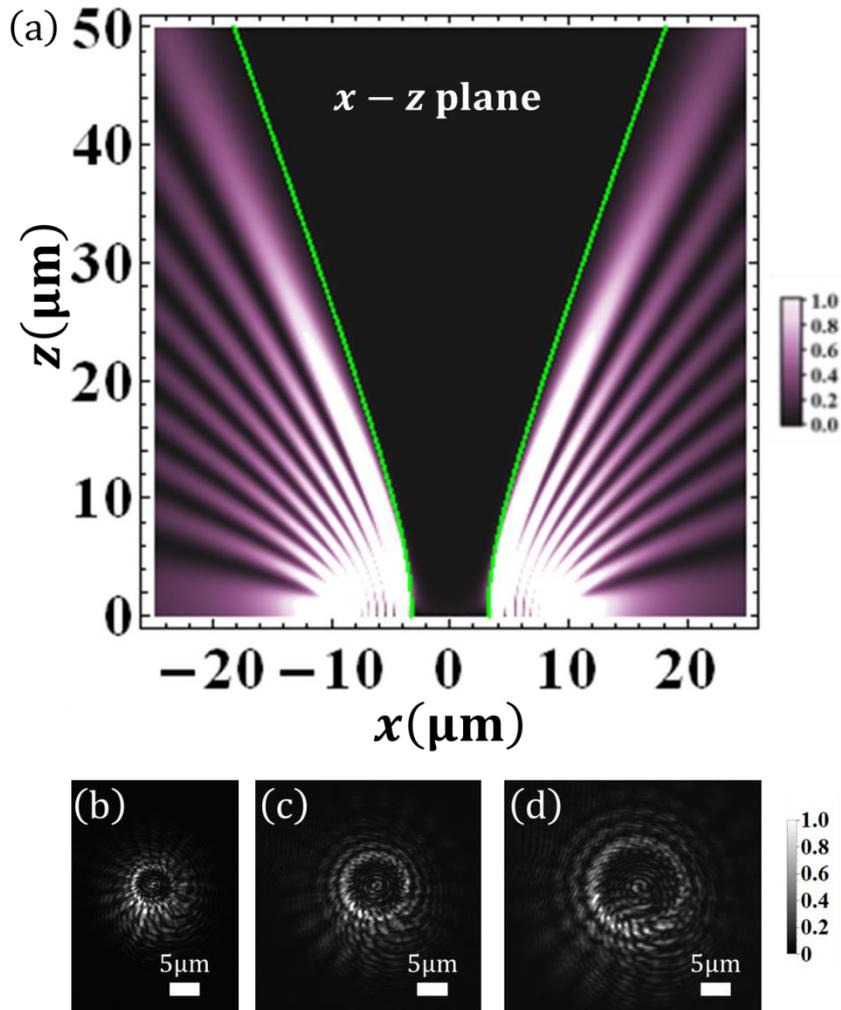


图 3.11 (a)绿色曲线是理论计算的包络面，紫色强度图是计算的二维 $x - z$ 平面的强度分布。(b),(c)和(d)分别是在样品表面 $5\mu\text{m}$ ， $10\mu\text{m}$ 和 $15\mu\text{m}$ 处测量到的 $x - y$ 平面的场强分布灰度图。

其中，由于包络面是关于 z 轴旋转对称的，所以用 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 和 z 来描述包络面上的任意一点。另外 k 是真空波矢波长，对应此时我们使用的 1064 纳米激光， $\nabla\Phi$ 是圆上局域坐标系（跟随角度旋转）中得到的相位随弧长的梯度变化， r_0 是圆形超构材料链的半径。此时，我们可以模拟得到 $x - z$ 平面的强度分布图如图 3.11(a)紫色所示，以及理论计算的包络面（旋转双曲面）绿色曲线，如图 3.11(a)。

同时，我们也制作相应样品，其中 $r_0 = 30\mu\text{m}/\pi$ 且 $\nabla\Phi = 2\pi/(3\mu\text{m})$ 。经过测量得到样品上方 $5\mu\text{m}$ ， $10\mu\text{m}$ 和 $15\mu\text{m}$ 处的二维 $x - y$ 平面的场分布如图 3.11(b, c, d)。未来我们将继续拓展一维超构材料链模拟度规的方案将其拓展至二维超构材料，为上述利用切伦科夫辐射实现旋转双曲包络面等一系列工作提供更加坚实的理论支撑。

3.8 小结

在这一部分，通过结合弯曲形状和几何相位我们提出了一个非常灵活的方式来设计光学结构之间的变换。在这一方法中，规范的自由度使得我们可以通过协变变换找到许多的等价结构，它们都有同样的焦散线。同时一些有趣的广义相对论中的度规就可以应用到这一体系中来实现新的等离激元加速光束。

目前为止，超构材料中有许多不同的方法和结构被用来模拟弯曲空间 [35-46,78,79]。每一种超构材料都有其优势和局限性。通常，想要得到用来模拟弯曲空间的等效折射率是很不容易的，因为有时需要的等效参数会非常大。我们的体系给出了一个非常简单的基于自旋光子几何相位得到的很大“等效折射率”的方式。如果我们定义光子沿超构材料链的速度为 $v = (1/k_{\text{SPP}})d\Phi/dl$ ，我们可以定义一个结构的“等效折射率”为 $n_{\text{eff}} = c/v = ck_{\text{SPP}}/(d\Phi/dl)$ 。这里的几何

相位 Φ 可以直接由纳米槽的旋转角度决定 $\Phi = \pm 2\theta$ (\pm 对应不同自旋), 这样我们就可以通过控制旋转角度 θ 来调控“等效折射率”。由于 Φ 的大小和符号都可轻易调控, 那么“等效折射率”理论上可以取 $(-\infty, \infty)$, 且不像其他方式被共振色散和材料属性所限制。实验中, 这也是简单易行的操作, 无需新材料、新结构。同时在我们的体系中, 光子自旋也可以参与进来调控“等效折射率”, 不同自旋给出不同正负号。最后, 我们的这一体系不会仅仅局限于表面等离激元, 也可以推广到介质波导等体系, 通过使用介质材料而非金属材料降低整个体系损耗实现更好的效果。

参考文献

- [1] A. Einstein, "Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field", *Science* **84**, 506 (1936).
- [2] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, "Black holes in binary systems. Observational appearance", *Astronomy and Astrophysics* **24**, 337 (1973).
- [3] M. Banados, C. Teitelboim, and J. Zanelli, "Black hole in three-dimensional spacetime", *Physical review letters* **69**, 1849 (1992).
- [4] B. P. Abbott *et al.*, "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger", *Physical review letters* **116**, 061102 (2016).
- [5] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields", *Science* **312**, 1780 (2006).
- [6] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping", *Science* **312**, 1777 (2006).
- [7] R. T. Thompson, S. A. Cummer, and J. Frauendiener, "A completely covariant approach to transformation optics", *Journal of Optics* **13**, 024008 (2011).
- [8] Y. Luo, D. Y. Lei, S. A. Maier, and J. B. Pendry, "Broadband light harvesting nanostructures robust to edge bluntness", *Physical review letters* **108**, 023901 (2012).
- [9] J. B. Pendry, Y. Luo, and R. Zhao, "Transforming the optical landscape", *Science* **348**, 521 (2015).
- [10] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", *Science* **314**, 977 (2006).
- [11] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, "Optical cloaking with metamaterials", *Nature Photonics* **1**, 224 (2007).
- [12] H. Chen, B. I. Wu, B. Zhang, and J. A. Kong, "Electromagnetic wave interactions with a metamaterial cloak", *Physical review letters* **99**, 063903 (2007).
- [13] G. W. Milton, N.-A. P. Nicorovici, R. C. McPhedran, K. Cherednichenko, and Z. Jacob, "Solutions in folded geometries, and associated cloaking due to anomalous resonance", *New Journal of Physics* **10**, 115021 (2008).
- [14] Smolyaninov, II, V. N. Smolyaninova, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, "Anisotropic metamaterials emulated by tapered waveguides: application to optical cloaking", *Physical review letters* **102**, 213901 (2009).
- [15] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, and M. Wegener, "Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths", *Science* **328**, 337 (2010).
- [16] R. C. Mitchell-Thomas, T. M. McManus, O. Quevedo-Teruel, S. A. Horsley, and Y. Hao, "Perfect surface wave cloaks", *Physical review letters* **111**, 213901 (2013).
- [17] O. Quevedo-Teruel, W. Tang, R. C. Mitchell-Thomas, A. Dyke, H. Dyke, L. Zhang, S. Haq, and Y. Hao, "Transformation optics for antennas: why limit the bandwidth with metamaterials?", *Scientific reports* **3**, 1903 (2013).
- [18] J. B. Pendry, P. A. Huidobro, Y. Luo, and E. Galiffi, "Compacted dimensions and singular plasmonic surfaces", *Science* **358**, 915 (2017).
- [19] J. Li and J. B. Pendry, "Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking", *Physical review letters* **101**, 203901 (2008).
- [20] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics", *Nature materials* **8**, 568 (2009).
- [21] M. Gharghi, C. Gladden, T. Zentgraf, Y. Liu, X. Yin, J. Valentine, and X. Zhang, "A carpet cloak for

- visible light", *Nano letters* **11**, 2825 (2011).
- [22] Y. Lai, J. Ng, H. Chen, D. Han, J. Xiao, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan, "Illusion optics: the optical transformation of an object into another object", *Physical review letters* **102**, 253902 (2009).
- [23] X. Wang, H. Chen, H. Liu, L. Xu, C. Sheng, and S. Zhu, "Self-Focusing and the Talbot Effect in Conformal Transformation Optics", *Physical review letters* **119**, 033902 (2017).
- [24] H. Chen and C. T. Chan, "Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials", *Applied Physics Letters* **91**, 183518 (2007).
- [25] S. A. Cummer and D. Schurig, "One path to acoustic cloaking", *New Journal of Physics* **9**, 45 (2007).
- [26] S. Zhang, C. Xia, and N. Fang, "Broadband acoustic cloak for ultrasound waves", *Physical review letters* **106**, 024301 (2011).
- [27] P. Zhang, T. Li, J. Zhu, X. Zhu, S. Yang, Y. Wang, X. Yin, and X. Zhang, "Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering", *Nature communications* **5**, 4316 (2014).
- [28] G. W. Milton, M. Briane, and J. R. Willis, "On cloaking for elasticity and physical equations with a transformation invariant form", *New Journal of Physics* **8**, 248 (2006).
- [29] M. Brun, S. Guenneau, and A. B. Movchan, "Achieving control of in-plane elastic waves", *Applied Physics Letters* **94**, 061903 (2009).
- [30] N. Stenger, M. Wilhelm, and M. Wegener, "Experiments on elastic cloaking in thin plates", *Physical review letters* **108**, 014301 (2012).
- [31] Y. Ma, L. Lan, W. Jiang, F. Sun, and S. He, "A transient thermal cloak experimentally realized through a rescaled diffusion equation with anisotropic thermal diffusivity", *NPG Asia Materials* **5**, e73 (2013).
- [32] T. Han, X. Bai, D. Gao, J. T. Thong, B. Li, and C. W. Qiu, "Experimental demonstration of a bilayer thermal cloak", *Physical review letters* **112**, 054302 (2014).
- [33] H. Xu, X. Shi, F. Gao, H. Sun, and B. Zhang, "Ultrathin three-dimensional thermal cloak", *Physical review letters* **112**, 054301 (2014).
- [34] S. Zhang, D. A. Genov, C. Sun, and X. Zhang, "Cloaking of matter waves", *Physical review letters* **100**, 123002 (2008).
- [35] D. A. Genov, S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials", *Nature Physics* **5**, 687 (2009).
- [36] E. E. Narimanov and A. V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber", *Applied Physics Letters* **95**, 041106 (2009).
- [37] H. Chen, R. X. Miao, and M. Li, "Transformation optics that mimics the system outside a Schwarzschild black hole", *Optics express* **18**, 15183 (2010).
- [38] Q. Cheng, T. J. Cui, W. X. Jiang, and B. G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials", *New Journal of Physics* **12**, 063006 (2010).
- [39] Smolyaninov, I. and E. E. Narimanov, "Metric signature transitions in optical metamaterials", *Physical review letters* **105**, 067402 (2010).
- [40] D. A. Genov, "Optical black-hole analogues", *Nature Photonics* **5**, 76 (2011).
- [41] M. W. McCall, A. Favaro, P. Kinsler, and A. Boardman, "A spacetime cloak, or a history editor", *Journal of Optics* **13**, 024003 (2011).
- [42] I. I. Smolyaninov, E. Hwang, and E. Narimanov, "Hyperbolic metamaterial interfaces: Hawking radiation from Rindler horizons and spacetime signature transitions", *Physical Review B* **85** (2012).
- [43] C. Sheng, H. Liu, Y. Wang, S. N. Zhu, and D. A. Genov, "Trapping light by mimicking gravitational

- lensing", *Nature Photonics* **7**, 902 (2013).
- [44] Smolyaninov, I., B. Yost, E. Bates, and V. N. Smolyaninova, "Experimental demonstration of metamaterial "multiverse" in a ferrofluid", *Optics express* **21**, 14918 (2013).
- [45] C. Sheng, R. Bekenstein, H. Liu, S. Zhu, and M. Segev, "Wavefront shaping through emulated curved space in waveguide settings", *Nature communications* **7**, 10747 (2016).
- [46] Y.-L. Zhang, J. B. Pendry, and D. Y. Lei, "Radial anisotropy from a geometric viewpoint: Topological singularity and effective medium realization", *Physical Review B* **96** (2017).
- [47] V. H. Schultheiss, S. Batz, and U. Peschel, "Hanbury Brown and Twiss measurements in curved space", *Nature Photonics* **10**, 106 (2015).
- [48] R. Bekenstein, Y. Kabessa, Y. Sharabi, O. Tal, N. Engheta, G. Eisenstein, A. J. Agranat, and M. Segev, "Control of light by curved space in nanophotonic structures", *Nature Photonics* **11**, 664 (2017).
- [49] R. Beravat, G. K. Wong, M. H. Frosz, X. M. Xi, and P. S. Russell, "Twist-induced guidance in coreless photonic crystal fiber: A helical channel for light", *Science advances* **2**, e1601421 (2016).
- [50] E. Lustig, M.-I. Cohen, R. Bekenstein, G. Harari, M. A. Bandres, and M. Segev, "Curved-space topological phases in photonic lattices", *Physical Review A* **96** (2017).
- [51] M. Onoda, S. Murakami, and N. Nagaosa, "Hall effect of light", *Physical review letters* **93**, 083901 (2004).
- [52] O. Hosten and P. Kwiat, "Observation of the spin hall effect of light via weak measurements", *Science* **319**, 787 (2008).
- [53] X. Chen *et al.*, "Dual-polarity plasmonic metalens for visible light", *Nature communications* **3**, 1198 (2012).
- [54] L. Huang, X. Chen, H. Muhlenbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation", *Nano letters* **12**, 5750 (2012).
- [55] M. Kang, T. Feng, H. T. Wang, and J. Li, "Wave front engineering from an array of thin aperture antennas", *Optics express* **20**, 15882 (2012).
- [56] L. Huang, X. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity", *Light: Science & Applications* **2**, e70 (2013).
- [57] G. Li, M. Kang, S. Chen, S. Zhang, E. Y. Pun, K. W. Cheah, and J. Li, "Spin-enabled plasmonic metasurfaces for manipulating orbital angular momentum of light", *Nano letters* **13**, 4148 (2013).
- [58] J. Lin, J. P. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X. C. Yuan, and F. Capasso, "Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons", *Science* **340**, 331 (2013).
- [59] S. Xiao, F. Zhong, H. Liu, S. Zhu, and J. Li, "Flexible coherent control of plasmonic spin-Hall effect", *Nature communications* **6**, 8360 (2015).
- [60] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, and A. V. Zayats, "Spin-orbit interactions of light", *Nature Photonics* **9**, 796 (2015).
- [61] S.-Y. Lee, K. Kim, S.-J. Kim, H. Park, K.-Y. Kim, and B. Lee, "Plasmonic meta-slit: shaping and controlling near-field focus", *Optica* **2**, 6 (2015).
- [62] G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements", *Optics Letters* **27**, 1875 (2002).
- [63] Z. e. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, "Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings", *Optics Letters* **27**, 1141 (2002).
- [64] E. Hasman, Z. e. Bomzon, A. Niv, G. Biener, and V. Kleiner, "Polarization beam-splitters and optical

- switches based on space-variant computer-generated subwavelength quasi-periodic structures", *Optics Communications* **209**, 45 (2002).
- [65] E. Hasman, G. Biener, A. Niv, and V. Kleiner, "Space-variant polarization manipulation", **47**, 215 (2005).
- [66] K. Y. Bliokh, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Coriolis Effect in Optics: Unified Geometric Phase and Spin-Hall Effect", *Physical review letters* **101** (2008).
- [67] Y. Gorodetski, N. Shitrit, I. Bretner, V. Kleiner, and E. Hasman, "Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures", *Nano letters* **9**, 3016 (2009).
- [68] N. Dahan, Y. Gorodetski, K. Frischwasser, V. Kleiner, and E. Hasman, "Geometric doppler effect: spin-split dispersion of thermal radiation", *Physical review letters* **105**, 136402 (2010).
- [69] N. Shitrit, I. Bretner, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman, "Optical spin Hall effects in plasmonic chains", *Nano letters* **11**, 2038 (2011).
- [70] N. Shitrit, I. Yulevich, E. Maguid, D. Ozeri, D. Veksler, V. Kleiner, and E. Hasman, "Spin-optical metamaterial route to spin-controlled photonics", *Science* **340**, 724 (2013).
- [71] R. C. Devlin, A. Ambrosio, N. A. Rubin, J. P. B. Mueller, and F. Capasso, "Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light", *Science* **358**, 896 (2017).
- [72] P. Genevet, D. Wintz, A. Ambrosio, A. She, R. Blanchard, and F. Capasso, "Controlled steering of Cherenkov surface plasmon wakes with a one-dimensional metamaterial", *Nature nanotechnology* **10**, 804 (2015).
- [73] M. Cariglia, R. Giambò, and A. Perali, "Curvature-tuned electronic properties of bilayer graphene in an effective four-dimensional spacetime", *Physical Review B* **95** (2017).
- [74] F. Zhong, J. Li, H. Liu, and S. Zhu, "Controlling Surface Plasmons Through Covariant Transformation of the Spin-Dependent Geometric Phase Between Curved Metamaterials", *Physical review letters* **120**, 243901 (2018).
- [75] L. Froehly, F. Courvoisier, A. Mathis, M. Jacquot, L. Furfaro, R. Giust, P. A. Lacourt, and J. M. Dudley, "Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions", *Optics express* **19**, 16455 (2011).
- [76] R. M. Wald, *General Relativity* (The Univeristy of Chicago, Chicago, Usa, 1984).
- [77] L. C. B. Crispino, A. Higuchi, and G. E. A. Matsas, "The Unruh effect and its applications", *Reviews of Modern Physics* **80**, 787 (2008).
- [78] A. Greenleaf, Y. Kurylev, M. Lassas, and G. Uhlmann, "Electromagnetic wormholes and virtual magnetic monopoles from metamaterials", *Physical review letters* **99**, 183901 (2007).
- [79] T. G. Mackay and A. Lakhtakia, "Towards a metamaterial simulation of a spinning cosmic string", *Physics Letters A* **374**, 2305 (2010).

第四章 金属/介质/金属结构的热辐射调控

4.1 引言

我们知道只要高于绝对零度的物体就有热辐射，所以热辐射是普遍存在的。通常热辐射可以直接用材料的性质来调控，而超构材料则给了我们另外的利用结构来调控热辐射的方式。利用金属等超构材料结构可以实现对热辐射的调控，比如利用颗粒吸收辐射淡化海水[1]、利用多层膜或结构实现辐射降温[2,3]、利用多层膜调控辐射波段[4]、利用相变材料实现热隐身[5]、利用温度调控材料颜色[6]等等。

近年来，拓扑系统是一个非常热的话题，有许多的相关工作比如使用 SSH (Su-Schrieffer-Heeger) 模型或是利用光子晶体模型来实现拓扑性质，例如在光子晶体体系中实现一维光子晶体界面态[7,8]、人工维度的 Weyl 点[9]等等。拓扑系统中的非厄米体系[10-12]也受到大量关注，特别是体系中存在的奇异点 (Exceptional Points, EP) 引起了许多人的兴趣，例如在声学系统里实现 EP 点[13]、在腔磁极化振子系统观察到 EP 点[14]、在一对 EP 点中观察到费米弧[15]等等。

加热样品并测量其辐射的方式可以用来探究光子晶体性质[16,17]，在这章中我们更进一步利用波导模式构造光子晶体，并利用热辐射的手段进行表征测量。接下来，我们可以用此体系中的光子晶体构造界面态，此外，我们可以通过调整结构给系统增加损耗来实现非厄米体系中的 EP 点。

我们组的张霞老师就曾经利用金属、介质、金属光栅这样的结构构造磁共振，并让磁共振的频率和介质的声子频率重合，使其产生耦合形成 Rabi 劈裂，如图 4.1 中的结构所示[18]。

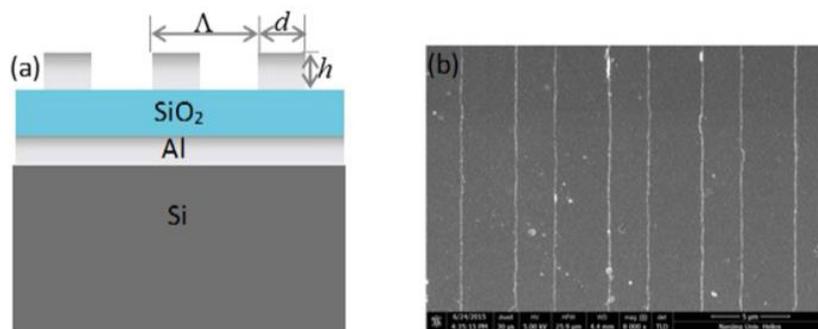


图 4.1 (a)结构示意图。(b)结构 SEM 图。[18]

从图 4.2 中我们可以看到，调控光栅宽度可以调节金属、介质、金属形成的磁共振频率。在模拟结果的吸收谱中和实际测量的辐射谱中都可以看到：当磁共振和介质二氧化硅声子频率重合时，一个共振峰劈裂为两个，形成强烈的 Rabi 劈裂。

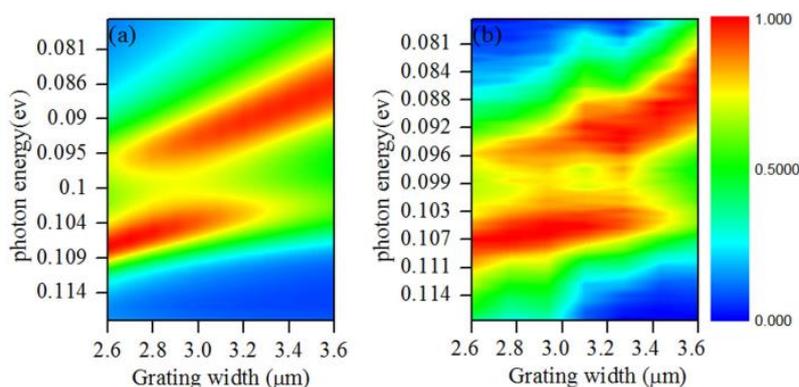


图 4.2 (a)模拟得到的吸收谱和(b)测量得到的辐射谱对应的光子能量和光栅结构宽度。[18]

在我的工作中，我们将抛弃结构导致的磁共振这一思路，而是把周期性结构等效为光子晶体并用热辐射的手段研究其性质。

4.2 基于金属/介质/金属结构的光子晶体设计

我们首先考察一个最简单的三层介质的模型：中间层厚度为 h ，折射率为 n_1 ；上下两层无限大，折射率分别为 n_2 和 n_3 。波导 TE 模式（电场只有垂直于纸面分量）可由下式求得：

$$\kappa h = m\pi + \tan^{-1}\left(\frac{p}{\kappa}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{q}{\kappa}\right) \quad (4.1)$$

其中 $\kappa = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}$, $p = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}$, $q = (\beta^2 - k_0^2 n_3^2)^{1/2}$ 。 m 是正整数, k_0 是真空波矢, β 是传播常数。

下面我们考虑结构截面如图 4.3 所示, 这个结构的底部为无限厚的金属, 顶层为无限厚空气, 中间是高度为 h 的介质, 介质中间嵌入金属条。然后以图中虚线为基础将结构分为左中右三个部分, 左右两个部分我们可以认为是由三层结构组成: 无限高空气、高度为 h 的介质和无限厚金属, 中间部分我们可以认为是由五层结构组成的: 空气、介质、金属、介质和金属。对于这两种情况我们可以分别计算其波导的等效折射率, 当然我们现在只考虑最低阶的 TE 模式。

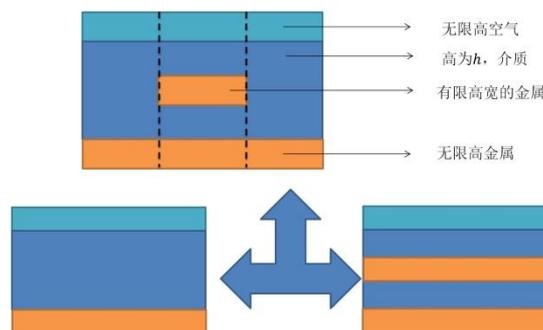


图 4.3 结构截面图。金属、介质、空气三层结构中将有限高宽的金属结构埋入介质中间这一结构可以以虚线处准将其分成两种结构: 一个是金属、介质和空气的三层结构; 另一个是金属、介质、金属、介质和空气的五层结构。

这样我们就可以通过公式(4.1)用传播常数来计算 TE 模式的等效折射率, 图 4.3 中的结构可以视为针对 TE 模式的三层膜结构 (左中右三层), 其中左右两侧的膜的折射率一致。对于其等效折射率, 由于波导模式的特性, 我们知道这一情况下左右两侧折射率为三层膜结构的等效折射率, 波导膜越厚其等效折射率就越接近介质体块折射率, 膜厚越薄其折射率越接近于 1。对于五层结构来说, 如果介质层之间的金属相对于研究波段的波长足够厚, 并且金属层之间的介质相对于所研究波段的波长足够薄, 那么等效折射率只由空气侧的介质厚度决定。由此,

我们可以用有限高宽金属埋入介质中对参与波导模式的介质厚度进行调控进而调控不同区域的等效折射率, 这样这一结构即可作为周期性结构的单元结构来模拟一维光子晶体。

4.3 金属/介质/金属结构的光子晶体的热辐射

接下来我们将用上节给出的结构来构造光子晶体。结构单元如图 4.4 所示, 我们将实际结构做在硅片上, 先镀上 200 纳米的金作为反射层, 然后沉积上厚度为 hb_2 的锗层。接下来通过光刻做上金光栅, 宽度为 b , 厚度为 hd 。最后再镀上厚度为 hb 的锗层 ($ha = hb + hb_2$)。这样周期宽度为 $\Lambda = a + b$ 的整个单元可以按照金光栅部分对应等效折射率 n_b 、两侧对应等效折射率 n_a 的方式等价为一个光子晶体单元。在这一节中我们只考虑等效折射率的实部。

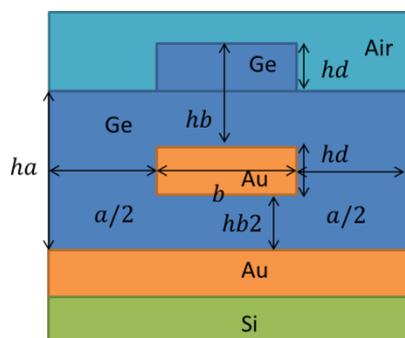


图 4.4 实际结构单元的截面图。先在硅片上镀上 200 纳米的金, 然后再做具体结构。其中两层金之间的锗厚度为 hb_2 , 中间的金光栅宽为 b 厚度 hd , 金光栅上侧的锗厚度为 hb , $ha = hb + hb_2$, 两侧三层结构中的锗厚度为 ha 宽度都为 $a/2$ 。

下面我们就可以用一维光子晶体的色散方程来具体计算,

$$\cos(k\Lambda) = \cos(k_a a) \cos(k_b b) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_a}{n_b} + \frac{n_b}{n_a} \right) \sin(k_a a) \sin(k_b b) \quad (4.2)$$

其中 $k_a = n_a \omega / c$, $k_b = n_b \omega / c$, c 为光速。接下来, 我们考察几个具体的案例。此时我们主要关注的波段在 20THz 到 40THz 之间(位于中红外波段之中), 因此,

设计锗的厚度 $hb_2 = 0.45\mu\text{m}$ 、 $hb = 0.63\mu\text{m}$ ，金光栅的厚度 $hd = 0.07\mu\text{m}$ 。此时，锗的折射率视为 4.1，金的折射率用 Drude 模型确定。第一个例子， $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 3.05\mu\text{m}$ 时（记为 $[A_{1.95}B_{3.05}]_n$ ）我们分别用一维光子晶体模型、CST MICROWAVE STUDIO 和 COMSOL 进行计算，并将实际样品加热到 100 摄氏度利用傅里叶红外光谱仪（BRUKER VERTEX 70）测试不同角度下的辐射信号，结果如图 4.5 所示。此时如果按照图 4.3 中的虚线切割的方式对应光子晶体是理想近似，实际上考虑到虚线两侧结构没有实际界面，所以在一维光子晶体模型中我们需要对结构参数进行修正，令代入模型中的 b 增加 $0.6\mu\text{m}$ ，相应的 a 减小 $0.6\mu\text{m}$ 。通过比较我们发现实验、模拟和理论计算都非常的符合。特别是在 $k = 0$ 的时候，上能带对应电场本征模式是奇对称的，而下能带电场本征模式是偶对称的。在 0 角度（正对）探测的时候奇对称模式是一个局域模式无法向远场传播，而偶对称模式恰恰相反，这是由于对称性导致的连续体中的束缚态。[19-23]

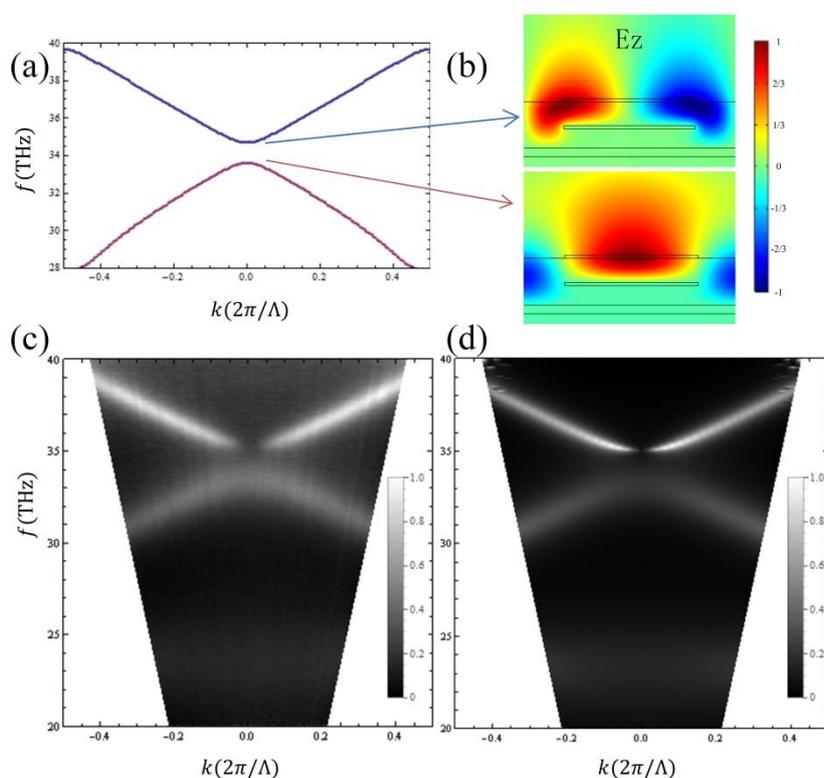


图 4.5 实际结构单元 $hb_2 = 0.45\mu\text{m}$ ， $hb = 0.63\mu\text{m}$ ， $hd = 0.07\mu\text{m}$ ， $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 3.05\mu\text{m}$ 的(a)

一维光子晶体模型（代入结构参数已经修正）计算得到的色散。(b)在 $k = 0$ 时用 COMSOL 计算得到的上下两个能带上对应模式的 E_z , z 方向垂直于纸面, 强度归一化。(c)100 摄氏度加热下 FTIR（傅里叶红外光谱仪）测量到的信号, 强度用灰度图表示。(d)CST 模拟软件计算得到的图像, 强度用灰度图表示。

同样的我们还给出了 $\Lambda = 4\mu\text{m}$ 且 $b = 1.05\mu\text{m}$ （记为 $[A_{2.95}B_{1.05}]_n$ ）和 $\Lambda = 6\mu\text{m}$ 且 $b = 5\mu\text{m}$ （记为 $[A_1B_5]_n$ ）两种情况下所对应的计算、模拟和实验效果, 如图 4.6 和图 4.7 所示。

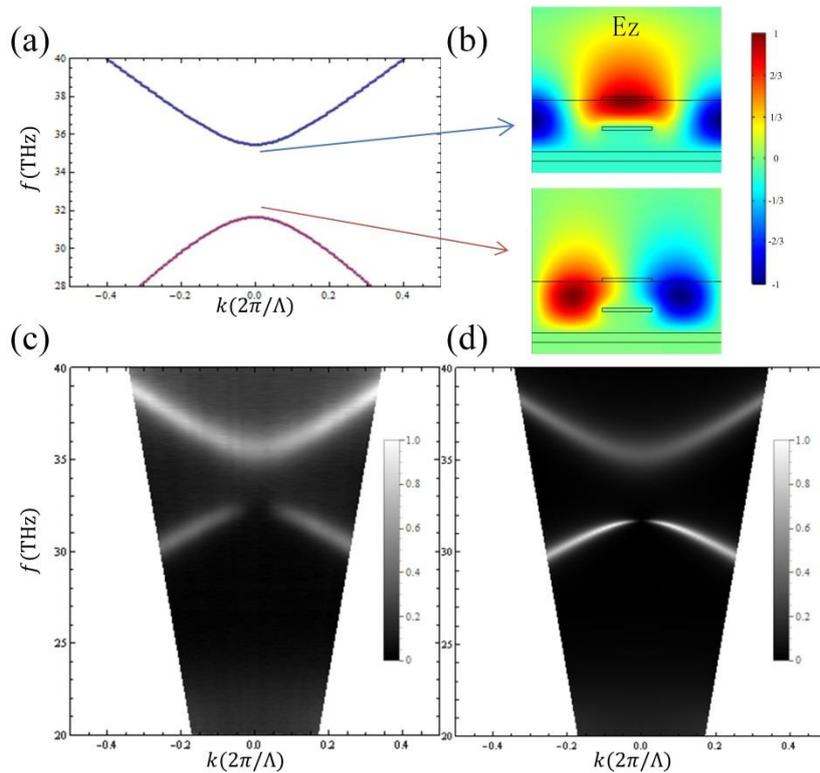


图 4.6 实际结构单元 $hb2 = 0.45\mu\text{m}$, $hb = 0.63\mu\text{m}$, $hd = 0.07\mu\text{m}$, $\Lambda = 4\mu\text{m}$ 且 $b = 1.05\mu\text{m}$ 的(a)一维光子晶体模型（代入结构参数已经修正）计算得到的色散。(b)在 $k = 0$ 时用 COMSOL 计算得到的上下两个能带上对应模式的 E_z , z 方向垂直于纸面。(c)100 摄氏度加热下 FTIR（傅里叶红外光谱仪）测量到的信号, 强度用灰度图表示。(d)CST 模拟软件计算得到的图像, 强度用灰度图表示。

这样我们就得到了相应的一维光子晶体的色散。当我们将其余参数固定, 只改变上层锗的厚度 hb 时, 相应的 n_a 、 n_b 也会改变。由于 n_a 、 n_b 的值由波导模式决定, 所以其不是线性变化。这样, 我们可以在某一频率下先找到 $n_a a = n_b b$ 且此时 $n_a \neq n_b$ 。当通过改变锗的厚度 hb 来改变 n_a 和 n_b 时, 我们注意到两个折射率随厚度变化快慢是不同的。大多数情况下, 如果波导厚度越薄, 改变厚度后其折

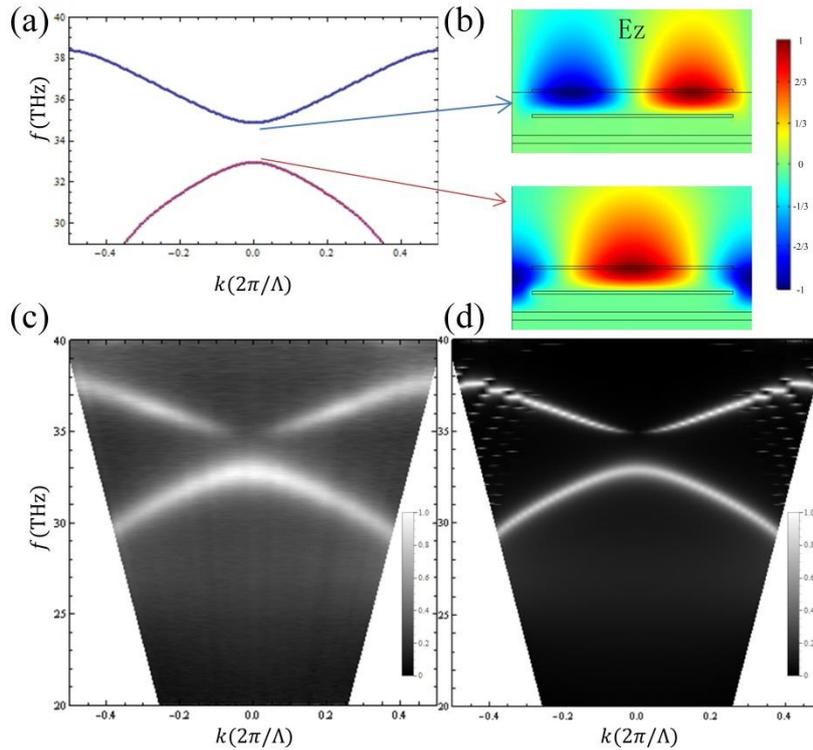


图 4.7 实际结构单元 $hb2 = 0.45\mu\text{m}$, $hb = 0.63\mu\text{m}$, $hd = 0.07\mu\text{m}$, $\Lambda = 6\mu\text{m}$ 且 $b = 5\mu\text{m}$ 的 (a) 一维光子晶体模型 (代入结构参数已经修正) 计算得到的色散. (b) 在 $k = 0$ 时用 COMSOL 计算得到的上下两个能带上对应模式的 E_z , z 方向垂直于纸面. (c) 100 摄氏度加热下 FTIR (傅里叶红外光谱仪) 测量到的信号, 强度用灰度图表示. (d) CST 模拟软件计算得到的图像, 强度用灰度图表示.

射率变化越快。所以，通过模拟我们可以在偶然简并点附近改变 hb 得到两种不同的色散带隙，一种带隙对应的上能带的下边缘为偶对称的电场本征模式并且下能带的上边缘为奇对称的电场本征模式，另一种则相反。计算得到偶然简并处就是相变点，如图 4.8 所示。相应的实验结果如图 4.9 所示，结构单元 $hb2 = 0.45\mu\text{m}$,

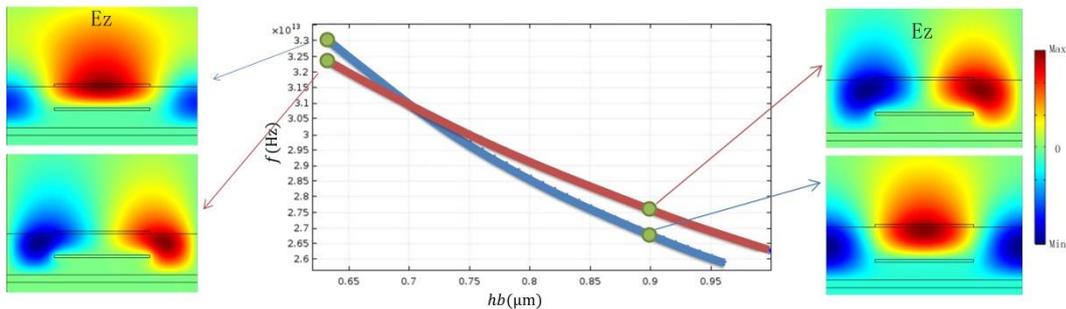


图 4.8 COMSOL 模拟的结构单元 $hb2 = 0.45\mu\text{m}$, $hd = 0.07\mu\text{m}$, $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 2.5\mu\text{m}$ 的一维等效光子晶体通过改变锗的厚度 hb 历经相变点。在相变点两侧各取一个具体结构通过计算得到相应的 E_z 场图。

$hd = 0.07\mu\text{m}$ ， $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 2.5\mu\text{m}$ 的一维等效光子晶体有铯的厚度 $hb = 528\text{nm}$ 的热辐射测量图，如图 4.9(a)。还有当铯的厚度 $hb = 759\text{nm}$ 的热辐射测量图，如图 4.9(b)。我们基于奇对称模式不向远场辐射且带隙下侧的奇对称模式在铯膜厚增加后出现在带隙上边缘，即可判断能带翻转且两者之间存在相变点。

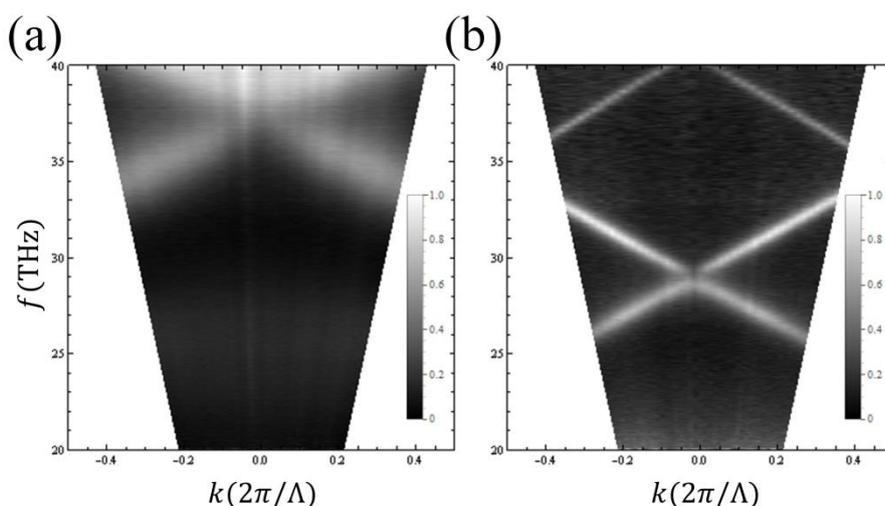


图 4.9 实际结构的热辐射测量图（灰度图表示，归一化强度）。结构单元 $hb_2 = 0.45\mu\text{m}$ ， $hd = 0.07\mu\text{m}$ ， $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 2.5\mu\text{m}$ 的光子晶体 (a) 铯的厚度 $hb = 528\text{nm}$ ，(b) 铯的厚度 $hb = 759\text{nm}$ 。基于奇对称模式不向远场辐射且带隙下侧的奇对称模式在铯膜厚增加后出现在带隙上边缘即可判断能带翻转且两者之间存在相变点。

4.4 金属/介质/金属结构的光子晶体界面态的热辐射

我们已经从理论设计、实验模拟和实验上得到了一维光子晶体的色散，同时有了这些手段我们可以直接确定带边的奇偶性[7,8]，并用它们来构造界面态。比如结构 $[[A_1B_5]_4/[A_{2.95}B_{1.05}]_4]_n$ ，其对应的测量结果如图 4.10。图 4.10(a) 是在 100°C 下热辐射实验测量结构 $[[A_1B_5]_4/[A_{2.95}B_{1.05}]_4]_n$ 的结果，用灰度图表示归一化强度，对比图 4.10 (b) 为结构 $[A_1B_5]_n$ 和 $[A_{2.95}B_{1.05}]_n$ 在 100°C 下热辐射实验测量结果简单相加（灰度图表示归一化强度），我们发现图 4.10(a) 在 34THz 附近可以看到

较平的信号即界面态。图 4.10 (c) 用多层膜模型计算结构 $[[A_1B_5]_4/[A_{2.95}B_{1.05}]_4]_{1000}$ 的正入射结果，可以发现透射信号几乎为零，反射和吸收谱线中在约 34THz 处看到界面态效果。

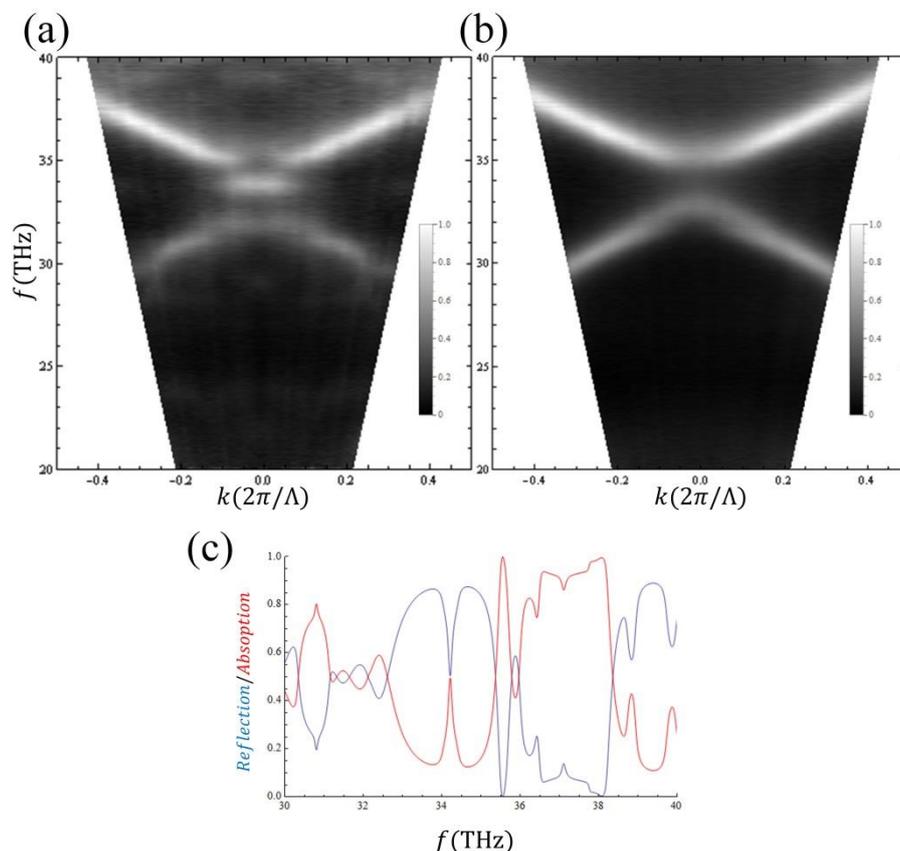


图 4.10 构造界面态并测量。(a)是在 100°C下热辐射实验测量结构 $[[A_1B_5]_4/[A_{2.95}B_{1.05}]_4]_n$ 的结果（灰度图表示归一化强度），对比(b)结构 $[A_1B_5]_n$ 和 $[A_{2.95}B_{1.05}]_n$ 100°C下热辐射实验测量结果简单相加（灰度图表示归一化强度），在 34THz 附近可以看到较平的色散即界面态。(c)用多层膜模型计算结构 $[[A_1B_5]_4/[A_{2.95}B_{1.05}]_4]_{1000}$ 的正入射透射（几乎为零）、反射（蓝色）和吸收（红色）谱线，在约 34THz 处由于界面态导致反射下降吸收增强。图(a)中 $\Lambda = 5\mu\text{m}$ ，为实际周期的 1/8。

4.5 金属/介质/金属结构的光子晶体奇异点的热辐射

接下来我们注意到在图 4.4 的结构中改变中间金光栅的厚度可以有效的调控整个结构的损耗。理论上，这个结构的损耗来主要源于金属光栅的存在所带来的欧姆损耗，除此之外结构的辐射损耗也是系统损耗的一部分。我们通过 COMSOL

大量计算不同结构尺寸下图 4.4 中的模型且仅考虑 TE 模式的时候，我们发现在 $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 、 $a = 2.6\mu\text{m}$ 、 $b = 2.4\mu\text{m}$ 、 $ha - hb = 0.44\mu\text{m}$ 、 $hd = 45\text{nm}$ 、 $hb = 799\text{nm}$ 时，出现 EP 点，如图 4.11 所示。图 4.11(a)COMSOL 计算得到的 $\text{Re}(f) - k$ ，图 4.11 (b) COMSOL 计算得到的 $\text{Im}(f) - k$ ，其中大约在 $k = 0.03$ ， $f = 28.7\text{THz}$ 处出现 EP 点。图 4.11(c)是旋转加热的样品测量不同角度得到的辐射信号灰度图。图 4.11(d)用 CST 模拟计算得到相应的辐射信号图。

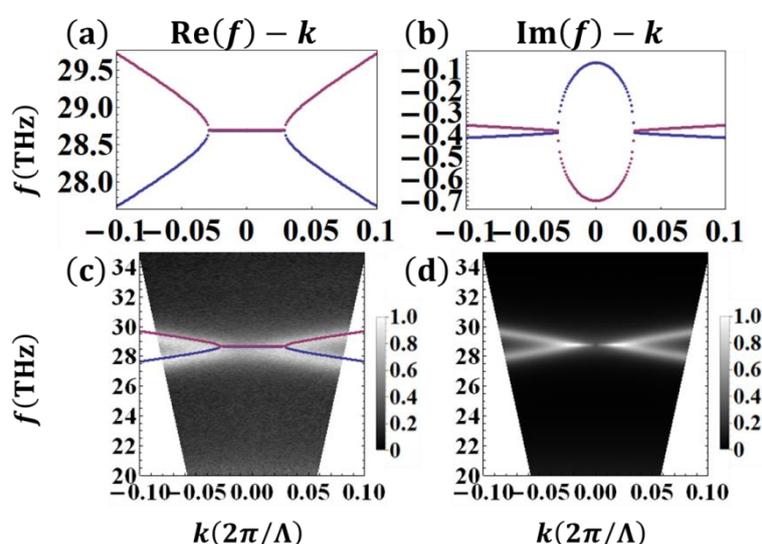


图 4.11 在 $hb_2 = 0.44\mu\text{m}$ ， $hb = 0.799\mu\text{m}$ ， $hd = 45\text{nm}$ ， $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 且 $b = 2.4\mu\text{m}$ 时，模拟得到 EP 点。(a)COMSOL 计算得到的 $\text{Re}(f) - k$ ，(b) COMSOL 计算得到的 $\text{Im}(f) - k$ ，其中大约在 $k = 0.03$ ， $f = 28.7\text{THz}$ 处出现 EP 点。(c)热辐射实验转角测量得到的辐射信号图。(d)用 CST 模拟计算得到相应的辐射信号图。灰度图强度归一化。

4.6 小结

本章中我们用波导 TE 模式的等效折射率构建一维光子晶体，并从理论上给予对应。我们发现，通过改变多层膜结构的厚度可以有效的调控其对应折射率，从而实现不同的一维光子晶体并用其实现相应的界面态。最后，我们通过精巧的设计调控整个体系的损耗使得在光子晶体系统中实现 EP 点。实验上，我们通过热辐射的方式直接测量了我们体系的色散，实现了对一维光子晶体界面态以及

EP 点的直接测量。

这一理论实验体系的建立为我们未来更进一步探究光子晶体的拓扑等性质打下了坚实的基础，同时对界面态、EP 点的实现让我们可以更进一步去探索其对应的应用，比如宽角度窄频率带的辐射等等。

参考文献

- [1] L. Zhou, Y. Tan, J. Wang, W. Xu, Y. Yuan, W. Cai, S. Zhu, and J. Zhu, "3D self-assembly of aluminium nanoparticles for plasmon-enhanced solar desalination", *Nature Photonics* **10**, 393 (2016).
- [2] A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, and S. Fan, "Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight", *Nature* **515**, 540 (2014).
- [3] N. N. Shi, C. C. Tsai, F. Camino, G. D. Bernard, N. Yu, and R. Wehner, "Thermal physiology. Keeping cool: Enhanced optical reflection and radiative heat dissipation in Saharan silver ants", *Science* **349**, 298 (2015).
- [4] O. Ilic, P. Bermel, G. Chen, J. D. Joannopoulos, I. Celanovic, and M. Soljacic, "Tailoring high-temperature radiation and the resurrection of the incandescent source", *Nature nanotechnology* **11**, 320 (2016).
- [5] Y. Qu, Q. Li, L. Cai, M. Pan, P. Ghosh, K. Du, and M. Qiu, "Thermal camouflage based on the phase-changing material GST", *Light: Science & Applications* **7**, 26 (2018).
- [6] W. Li, Y. Shi, Z. Chen, and S. Fan, "Photonic thermal management of coloured objects", *Nature communications* **9**, 4240 (2018).
- [7] M. Xiao, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan, "Surface Impedance and Bulk Band Geometric Phases in One-Dimensional Systems", *Physical Review X* **4** (2014).
- [8] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, S. Zhu, and C. T. Chan, "Measurement of the Zak phase of photonic bands through the interface states of a metasurface/photonic crystal", *Physical Review B* **93** (2016).
- [9] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, S. Zhu, and C. T. Chan, "Optical Interface States Protected by Synthetic Weyl Points", *Physical Review X* **7** (2017).
- [10] I. Rotter, "A non-Hermitian Hamilton operator and the physics of open quantum systems", *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **42**, 153001 (2009).
- [11] W. D. Heiss, "The physics of exceptional points", *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **45**, 444016 (2012).
- [12] H. Eleuch and I. Rotter, "Open quantum systems and Dicke superradiance", *The European Physical Journal D* **68** (2014).
- [13] K. Ding, G. Ma, M. Xiao, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan, "Emergence, Coalescence, and Topological Properties of Multiple Exceptional Points and Their Experimental Realization", *Physical Review X* **6** (2016).
- [14] D. Zhang, X. Q. Luo, Y. P. Wang, T. F. Li, and J. Q. You, "Observation of the exceptional point in cavity magnon-polaritons", *Nature communications* **8**, 1368 (2017).
- [15] H. Zhou, C. Peng, Y. Yoon, C. W. Hsu, K. A. Nelson, L. Fu, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, and B. Zhen, "Observation of bulk Fermi arc and polarization half charge from paired exceptional points", *Science* **359**, 1009 (2018).
- [16] C. Luo, A. Narayanaswamy, G. Chen, and J. D. Joannopoulos, "Thermal radiation from photonic crystals: a direct calculation", *Physical review letters* **93**, 213905 (2004).
- [17] J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, and K. M. Ho, "All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap", *Nature* **417**, 52 (2002).
- [18] X. Zhang, H. Liu, Z. G. Zhang, Q. Wang, and S. N. Zhu, "Controlling thermal emission of phonon by magnetic metasurfaces", *Scientific reports* **7**, 41858 (2017).
- [19] C. W. Hsu, B. Zhen, S.-L. Chua, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, "Bloch surface eigenstates within the radiation continuum", *Light: Science & Applications* **2**, e84 (2013).

- [20] C. W. Hsu, B. Zhen, J. Lee, S. L. Chua, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, "Observation of trapped light within the radiation continuum", *Nature* **499**, 188 (2013).
- [21] A. Kodigala, T. Lepetit, Q. Gu, B. Bahari, Y. Fainman, and B. Kante, "Lasing action from photonic bound states in continuum", *Nature* **541**, 196 (2017).
- [22] Y. X. Xiao, G. Ma, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan, "Topological Subspace-Induced Bound State in the Continuum", *Physical review letters* **118**, 166803 (2017).
- [23] S. I. Azzam, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, and A. V. Kildishev, "Formation of Bound States in the Continuum in Hybrid Plasmonic-Photonic Systems", *Physical review letters* **121**, 253901 (2018).

第五章 总结与展望

目前，超构材料领域涉及到新的理论体系、先进的实验技术手段、反直觉的现实效果使其成为国际研究的热门前沿，在这一领域的研究不仅仅是理论的创新也是技术进步，这同样也满足国家一些重大需求，是一块宝藏之地。在各种超构材料的设计中，金属/介质/金属超构材料结构简单，具有很好的等离激元共振特性，可以对光波实现强烈的吸收和调制。本文中，我主要围绕金属/介质/金属超构材料的物理特性和新奇应用开展工作，主要包括如下三个方面：

第一个工作，主要通过二维金属/介质/金属超构表面的几何相位从理论和实验上实现了对表面等离激元的灵活调控使其在金属表面形成全息，并利用相干调控的方式实现了对全息的动态调控。这一体系在成像、逻辑门、信息存储、光镊移动微纳颗粒等方面具有广泛的应用前景。

第二个工作，在一维金属/介质/金属超构材料中调控等离激元波束，从广义协变原理出发，通过模拟弯曲时空来设计具有等价关系的一维超构材料链，实现等离激元波束的灵活调控，并将这一体系与时空图像上的不同坐标系对同一运动的描述相对应，大大拓展了我们这一体系的适用范围。这使得我们可以通过类比方法，在等离激元光子芯片中模拟大尺度弯曲时空效应。

第三个工作，在金属/介质/金属波导引入周期结构，从理论和实验上实现了一维光子晶体。通过设计光子晶体的能带色散来调控热辐射，并用其实现了界面态，给出了非常简明的方式：通过调控膜厚来得到相应的折射率实部与虚部。这使得这一体系拓展到非厄米系统中并期望实现 EP 点。

本文以金属/介质/金属结构体系为线索，通过不同的物理原理和设计方法，

将其应用于等离激元全息成像、热辐射调控等领域。由于金属/介质/金属结构可以很好地调控光与物质相互作用，因此在未来还有很大的拓展空间，有可能用于其他非线性光学、量子光学过程。

近些年来，人工微纳材料加工可控性的提高和可选材料广泛性的提升，让其在量子光学、拓扑光学等诸多领域有着巨大的潜力，同时也吸引了一大批的科研力量投入各个方向，并收获了许多实际的应用。未来，利用各种基本功能各异的结构单元按照需求进行不同的排列组合便有可能形成各种具有实际意义和应用价值的结构，并且可以广泛的应用于量子芯片、光子芯片等等，为人们的生活带来便利。

以上就是我对本论文研究工作的总结和展望。

攻读博士期间发表论文

1. **Fan Zhong**, Jensen Li, Hui Liu, and Shining Zhu, “Controlling Surface Plasmons Through Covariant Transformation of the Spin-Dependent Geometric Phase Between Curved Metamaterials”, *Physical Review Letters* 120, 243901 (2018).
2. Shiyi Xiao, **Fan Zhong**, Hui Liu, Shining Zhu, and Jensen Li, “Flexible coherent control of plasmonic spin-Hall effect”, *Nature Communications* 6, 8360 (2015). (Equally contributed)
3. Ying-Hua Wang, Ren-Chao Jin, Jia-Qi Li, **Fan Zhong**, Hui Liu, Inki Kim, Yongjoon Jo, Junsuk Rho, and Zheng-Gao Dong, “Photonic spin Hall effect by the spin-orbit interaction in a metasurface with elliptical nano-structures”, *Applied Physics Letters*, 110, 101908 (2017)

专利

1. 王濬明, 孙倩, 王强, 仲帆, 张昊, & 王保华等. (2015). 一种采用超构表面实现平面波聚焦的平板透镜. 2015103332164.

致谢

时光荏苒，岁月如梭，今年是我在南京大学度过的第十个年头也是我硕博生涯的第六年。一路走来，感恩每一个在我读博路上给予我鼓励支持的人，仅仅我的这些文字仍然不足以表达这其中的万分之一。

我想先感谢我的导师刘辉教授，从本科四年级进入研究组开始，刘辉老师就手把手教我如何做实验并教会我如何学会分析实验结果，一步一步的带领我走进学术的大门。刘老师天马行空般的学术思维让我明白了设想要大胆，而刘老师的严谨细致则告诉了我求证要小心。如此这般对创新的不断追求，让我明白了创新的重要性，并将使我受益终身。

接下来，我想诚挚的感谢祝世宁院士。感谢祝老师为我们提供了世界一流平台让我们可以无后顾之忧的在科学领域里尽情探索。另外祝老师在科研领域高屋建瓴指导，严谨求实的科研作风，积极乐观的生活态度值得我们用一辈子去学习。每次组会祝老师都尽可能的参加不但带给我们新的视界也让我们感受到了大师的风范，领悟到如何做顶天立地的科研，让我受益无穷。

此外诚挚的感谢我的合作者 Jensen Li 教授和肖诗逸师兄在我读博期间理论上的指导与帮助，与他们的合作让我见识到了着手科研的不同角度。

感谢盛冲师兄对我生活科研的帮助。同样也感谢我们超构材料组的其他同仁，感谢朱聪师兄，高飞师兄，王强师兄，梁国华师兄，王向阳，谭明朗，张霞，张昊，张振国，水涛，严志伟，乔通，张也，胡梦莹，冯程，陈景明，何润秋，刘志楠，于洋，黄春雨，许晨敏，葛慧等等。正是与他们的讨论，帮助我克服了科研道路中的一个疑惑与困难

感谢王湫明老师、徐平老师、谢臻达老师、李涛老师、胡小鹏老师、吕新杰老师、赵刚老师、龚彦晓老师在科研上与生活上给予我的关心帮助。也正是在大家的努力下实验室具有了良好的科研氛围，愈来愈具有竞争力。感谢他们在组会上给予的指导与帮助。

感谢吕鹏老师，吕老师和蔼可亲，在她的管理下实验室秩序井然，给予我们良好的实验环境。感谢丁小妹老师、杨文琳老师、李旭老师，给予我们很多财务、实验室生活方面的便利。感谢赵小宁老师，王前进老师，在纳米加工方面的仪器使用上给予的莫大帮助。

感谢 DSL 研究组的全体同学：袁烨、陈昌东、李林、金华、陆亮亮、杨莹、程庆庆、钟马林、李世凤、柏艳飞、罗湘雯、郭若愚、陈磊、杨娟娟、王雨淋、张群永、孙昌伟、田晓慧、倪睿，林惠彬，王曙曙，蒋旭东，居盼盼，刘奕辰，李宇昕，莫其金、徐贝贝、陈绩、石晨星、夏伟仁、谢旭凯、李涵梦、贾鲲鹏、

薛广太，赵陈晨、叶志霖、钮云飞、陈晨、宋万鸽、薛扬、徐周、刘华颖、汪小涵、陈琰、杜正婷、许彦明、于淑慧、魏星、张弛、林众宇、方彬、吴曜东等等。与你们在一起度过的这段充实而美好的时光将是我终身的财富。

最后衷心感谢我的家人对我的最坚定的支持和奉献！