



# 南京大學

## 研究生畢業論文 (申請博士學位)

論文題目 變換光學芯片上中心引力場彎曲時空的模擬與光束調控  
作者姓名 盛冲  
學科專業名稱 物理學  
研究方向 變換光學  
指導教師 劉輝 教授      祝世寧 教授

二零一六年六月

学 号: DG1222061

论文答辩日期: 2016 年 4 月 29 日

指导教师: (签字)

# 目录

摘要 .....	I
第一章 绪论.....	1
1.1 变换光学的基本理论与应用的介绍.....	1
1.2 变换光学中广义相对论效应的模拟.....	17
1.3 本论文的主要研究内容.....	21
参考文献.....	24
第二章 变换光学波导中黑洞的模拟与光子捕获.....	30
2.1 黑洞光学模拟的介绍.....	30
2.2 变换光学波导中的黑洞的理论设计.....	33
2.3 变换光学波导中的黑洞捕获光子的实验与分析.....	37
2.4 本章小结.....	43
参考文献.....	44
第三章 变换光学波导中光束波前的调控与爱因斯坦环的模拟.....	46
3.1 光束波前调控的介绍.....	46
3.2 变换光学波导中光束波前调控与爱因斯坦环的模拟.....	53
3.3 变换光学波导中产生任意加速光束的理论模型.....	59
3.4 本章小结.....	61
参考文献.....	62
第四章 变换光学波导中光束的动态调控.....	65
4.1 动态可控微纳光学器件的介绍.....	65
4.2 变换光学波导中光热透镜效应的理论分析.....	70
4.3 变换光学波导中光束动态调控的实验与分析.....	74
4.4 本章小结.....	76
参考文献.....	78
第五章 变换光学表面等离激元黑洞的模拟与纳米聚焦.....	80
5.1 表面等离激元纳米聚焦的介绍.....	80
5.2 变换光学表面等离激元黑洞的结构设计与理论分析.....	85
5.3 变换光学表面等离激元黑洞中纳米聚焦实验设计与数值模拟.....	88
5.4 本章小结.....	92
参考文献.....	93
第六章 总结与展望.....	96
攻读博士期间发表论文.....	99
致谢 .....	100

# 摘要

信息技术对人类的生活产生了深刻的影响。众所周知信息的载体主要是电子和光子，从人类发明第一台电子计算机，电子集成技术取得了巨大的成功，笔记本电脑和手机在今天成为日常生活的必需品。而未来信息技术的发展需要速度更快、信道更宽的集成芯片，而光子就是世界上最快的信息载体，因此光子集成芯片对未来信息技术的发展具有重要的应用价值。但是，相比电子集成技术而言，光子集成技术却要相对落后很多。主要是因为光子的波长比电子要大很多，光子器件的集成化比电子器件的集成化要难很多，物理上需要解决很多问题。根据波动光学的惠更斯原理，光在空间中的传播可以通过电磁波的波前运动来描述。如果我们能够在微小尺度下控制光子的波前，就能在芯片上控制光子的运动，实现各种光子集成器件。为此，科学家提出了各种不同的结构体系来实现光子集成芯片，例如：光子晶体、金属表面等离激元、超构材料等等。

另一方面，爱因斯坦的广义相对论对于人类认识宇宙起源和天体的运动取得了巨大的成功。根据这个理论，光子在引力场中沿着曲线传播，可以看作是在弯曲时空中的测地线运动。因此，如果我们能够控制时空的弯曲结构，就能够控制光子的传播。但是控制宇宙时空的弯曲远远超出了目前人类科学技术的发展水平。后来，理论学家发现光在不均匀材料中的传播与光在弯曲时空中的传播之间有很好的等价性。因此，有人提出，虽然人们不能在宇宙中控制时空的弯曲，但是人们可以用不均匀材料来模拟引力场的弯曲时空。最近，随着微纳光子学的发展，人们提出了变换光学方法，其基本思想就是从材料电磁本构方程出发，利用材料的电磁参数与时空度规的等价性，在超构材料中控制折射率的不均匀分布来模拟

弯曲时空，在微小的光学芯片上“以小见大”，从而在实验室的环境里模拟广义相对论所预言的现象，尤其是由于目前天文观测手段的限制而无法直接观察到的现象，这在物理上具有很重要的科学意义。同时，人们可以将这种变换光学的方法应用到光子集成芯片的设计上，调控光子在光子集成芯片上的传播，为下一代速度更快、信道更宽的集成芯片提供新的技术途径。

虽然变换光学的理论方法非常简洁漂亮，给了人们很大的想象空间来设计各种器件，但在实际材料中实现起来，却是非常地困难。传统的变换光学材料是通过金属共振单元的结构参数的连续改变来控制空间折射率的分布，这种技术对波长较长的电磁波是很容易实现的，而对于短波长电磁波是非常难的事情。特别是在光学波段，要在非常小的纳米尺寸范围内，连续地改变折射率的分布，在技术上面临很大的挑战。另外，用金属制备的变换光学材料，对高频电磁波具有严重的损耗，这也大大限制了其在光学波段的应用。因此，变换光学的实验主要还是在微波范围内实现，而可见光波段的变换光学研究，大多数还是局限在理论设计层面。为了在可见光波段变换光学的实验技术方面取得突破，我博士期间尝试了多种制备工艺，最后终于找到了一种非常有效的方法来实现可见光波段变换光学器件。实验中，我没有采用传统的金属共振结构，而是在课题组原来研究的基础上，采用平板波导来制作变换光学器件。对于平板介质波导来说，波导模的等效折射率是随着波导的厚度变化而连续改变的。实验中，我通过光刻胶的旋涂工艺制作厚度变化的聚合物波导，以此来控制等效折射率分布。通过这种技术，我们在一块微小的光子芯片上，实现了等效折射率具有类似中心引力场分布的各种变换光学波导，模拟了几种广义相对论的现象，并在此基础上实现了几类具有光波前控制功能的集成光子芯片。另外，传统的变换光学测量是通过近场探针扫描技

术, 这种技术对于长波长电磁波有很好的探测效果, 但对于短波长电磁波, 特别是可见光信号, 很难达到高分辨探测成像的效果。为此, 在课题组技术积累的基础上, 采用了一种量子点荧光探针显微成像技术, 将这种技术用于变换光学的测量, 成功地表征了各种弯曲时空中光子的传播过程。论文主要分为以下几个部分:

1、研究在变换光学波导中, 控制波导的厚度, 来控制等效折射率的分布, 实现模拟黑洞周围的中心引力场的分布。在实验上观察到由于黑洞的强引力透镜效应引起的光束偏折、光子捕获, 以及光子在“黑洞”视界附近的传播行为。

2、研究在变换光学波导的中, 将弯曲空间的概念进一步拓展到对在波导中传播光束的波前调控, 在实验上通过模拟了爱因斯坦环控制光束的聚焦, 利用引力场的潮汐力实现非衍射的准直光束, 同时提出了在引力场中实现任意加速光束的理论模型。

3、研究变换光学波导中光束的动态调控效应, 利用在外界控制激光场下的聚合物本身的光热效应, 在变换光学波导中产生非均匀等效折射率分布的中心势场。通过改变控制激光, 动态地控制在介质波导中光束的传播, 从而实现了一种动态可调的变换光学器件。

4、研究变换光学表面等离子极元的纳米聚焦, 利用金属微球嵌在金属/介质/金属的三明治的简单结构中模拟了 SPPs 的黑洞, 实现黑洞引力场的奇异点, 实现了对 SPPs 的捕获与聚焦。我们同时利用数值模拟方法, 研究在该体系中微球的尺寸以及不同的激发波长对 SPPs 的光场捕获的影响。

**关键词:**

变换光学, 变换光学波导, 变换光学表面等离子激元,

广义相对论, 黑洞, 爱因斯坦环, 光子捕获, 光束调控, 纳米聚焦

# Abstract

Information technology has deeply impacted human daily life. As well known, electrons and photons play a very important role as information carriers. Since the invention of first electronic computer, electronics integration technology has achieved great success, such as laptops and cellphones in daily lives. Furthermore, the rapid development of information technology needs information carrier with higher speed and larger information capacity. As well known, photon is the fastest information carrier in nature. Therefore, photonics integration technology has an important application value to the future information technology. However, compared with electronics integration technology, the development of photonics integration technology is very slow. That is because the wavelength of photon is very larger than electron, and there are many challenge works to be overcome to realize photonics integration devices. According to Huygens' Principle, the light propagation in space can be described as wavefront of light. Therefore, if we can shape wavefront of light, we can manipulate light propagation on chip even realize some kind of integration photonics devices. Furthermore, scientists provide many different artificial materials to achieve integration photonics chips, such as photonic crystals, surface plasmon, metamaterials and so on.

On the other hand, the successes of Einstein's general relativity uncover cosmogenic origin and the movement of celestial body. According to this theory, the propagation of light in gravitational field follows geodesic line, not a straight line.

Therefore, if we can control curvature of cosmic spacetime, the propagation of light can be manipulated as wills. However, how to control curvature of cosmic spacetime goes far beyond the current level of human science and technology. But scientists had found the good correspondence between macroscopic Maxwell's equations in complex inhomogeneous media and the macroscopic Maxwell's equations for the background of an arbitrary spacetime metric. So instead of controlling curvature of cosmic spacetime, we can use inhomogeneous and anisotropic medium to emulate gravitational field in curved spacetime. In recent years, transformation optics is proposed along with the development of micro/nano technology, and the basic core idea is equivalence relation between material electromagnetic parameters and metric of spacetime from the point of electromagnetic material constitutive equation. Therefore, we can fabricate an inhomogeneous refractive index distribution to emulate optical analogy of general relativity phenomenons in laboratory environment. Especially, some general relativity phenomenons has been theoretically predicted but cannot be directly detected by experimental astronomical apparatus at the moment. Furthermore, transformation optics can also design photonics integration chips, which provides an alternative way to achieve next generation integrations chips with higher speed and larger capacity.

Although transformation optics is very concise and provides a strong method to design kinds of optical integrations devices, there is a huge challenge to fabricate these devices in practice. In conventional transformation optics devices, the variation of spatial refractive index is obtained by varying the structural parameter of metal

resonant unit. For large operating wavelength, the fabrication is feasible. However, how to fabricate the metal resonant unit with nanometer precision at short wavelength is very challenging. Furthermore, the metal loss in conventional transformation optics devices at high frequency is very heavy. These hinder the progress of experimental work in transformation optics. Even the reported experimental work, the working frequency is in microwave and infrared wavelength. And for the visible frequency, the theoretical works take the most proportion. During the period of pursuing doctorate degree, I have tried many kinds of fabrication process to find an efficient transformation optics device at the visible frequency. Instead of metal resonant structure, the slab waveguide is used on the basis of previous research in our group. Given that effective refractive index of waveguide mode is varying as the width, we use photoresist spin coating technology to fabricate variant thickness in polymer waveguide. Through this technology, we realize effective refractive index distribution as analogy of central symmetrical gravitational field, and mimic some general relativity phenomenons. On the other hand, the conventional transformation optics measurement is used by near-field scanning technique. This technique has good detection effect for operating large wavelength, but image resolution gets obscure as decreasing the working wavelength. Therefore, we use quantum dot fluorescence microscopic imaging technology to measure transformation optics waveguide on the basis of accumulation technology in our group, and succeed in characterization of light propagation in various kind of emulated curved spacetime. The thesis can be divided into the following parts:

1. We investigate transformation optics waveguide to realize a central symmetric effective index potential as analogy of black hole through changing thickness of waveguide. In our experiment, we observe light deflection and light trapping caused by strong gravitational lensing of black hole, and study light propagation around the event horizon of black hole.
2. We investigate transformation optics waveguide to introduce the concept of curved space into wavefront shaping in waveguide settings. We experimentally demonstrate light focusing through Einstein's Rings, and obtain collimated narrow non-diffractive beam using the tidal force of gravitational field, and theoretically propose shape-invariant beams accelerating on arbitrary trajectories through emulated curved space.
3. We investigate the dynamic beam control in transformation optics waveguide. The central symmetric effective index potential is generated with aid of thermal-optical effect of polymer in the pumping of outside controlling laser. The trajectory of a second probe laser beam propagating in the waveguide is then continuously tuned by the controlling laser. The reported method can provide a new approach to achieve active all-optical control transformation optical devices.
4. We investigate structured surface plasmon polaritons (SPPs) waveguide to realize SPPs black hole. The structured SPPs waveguide comprises of a silver microsphere embedded within silver/dielectric/silver multilayer structure, and allows for adiabatic, deep sub-wavelength focusing of SPPs. We also study microsphere size and working frequency on the influence of nano-focusing by

full-wave numerical simulations

**Keyword:**

**Transformation Optics (TO)**

**Transformation Optics Waveguides (TOW)**

**Transformation Optics Surface Plasmon Polariton (TOSPP)**

**General Relativity, Black Hole, Einstein Ring**

**Light Trapping, Beam Shaping, Nano-Focusin**

# 第一章 绪论

## 1.1 变换光学的基本理论与应用的介绍

超构材料兴起于 20 世纪 90 年代,是一种人工的具有周期性构造的复合材料,其结构单元的几何尺寸以及单元之间的距离远小于波长,因此对于电磁波来说,由这些亚波长单元组成的宏观体系可以看作具有  $\epsilon_{eff}$  和  $\mu_{eff}$  的电磁参数的人工材料,而且可以通过调节结构单元来自由调控这些电磁参数,尤其是实现自然界所不存在的材料,譬如负折射率的材料[1]。在 2006 年 Pendry[2]和 Leonhardt[3]在《科学》杂志上同期发表变换光学的文章,提出可以利用超构材料来满足理论上等效电磁参数的任意分布,从而能对电磁波进行任意的操控。特别是近些年来,信息技术突飞猛进的发展需要速度更快、信道更宽的信息载体,而光子是世界上最快的信息载体。由此如何将光子集成在一个微小的光学芯片上并进行操控,是人们孜孜不断追求的目标。这就需要人们理解光在电磁材料中是如何传播的。

从几何光学的观点来看,光的传播满足费马原理[4]:空间中两点间的实际光线的路径是所历光程平稳的路径。图 1 表示光从空间一点 A 传播到另一点 B。如果不受任何规律的约束,两点之间存在无限多可能的路径。但实际上并非所有这些路径都是可以实现的。我们通常定义光程  $s$  为光在电磁介质中通过的几何路程  $l$  与该电磁介质折射率  $n$  的乘积:

$$s = \int n \cdot dl = \int_A^B n \cdot \sqrt{dx^2 + dy^2} \quad (1.1)$$

对于实际的光线选择的路径满足光程的一阶变分为零,即

$$\delta s = \delta \left[ \int n \cdot dl \right] = 0 \quad (1.2)$$

所以,当光在折射率随空间非均匀变化的电磁材料中传播时,光的传播路径是条

曲线，不再是直线（见图 1）。这也解释海市蜃楼形成的原因。

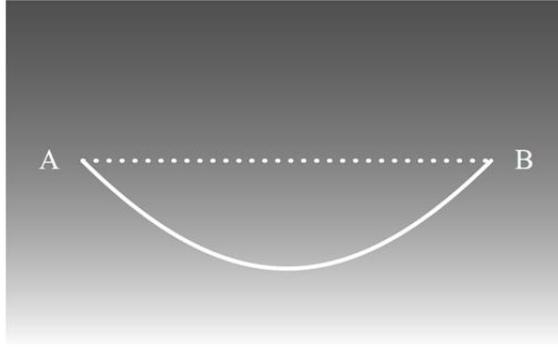


图 1. 费马原理的示意图[4]。光在折射率非均匀的媒质传播时，A 和 B 两点之间的路径不再是直线(虚线所示)，而是一条曲线(实线)。

在 Leondart[3]的工作中，从费马原理出发，在虚拟的空间 $(u,v)$ 的光程  $s$  是：

$$s = \int n_w \sqrt{du^2 + dv^2} \quad (1.3)$$

由微分关系：

$$du = \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy, \quad dv = \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \quad (1.4)$$

如果虚拟空间 $(u,v)$ 与真实物理空间 $(x,y)$ 之间的变换满足保角变换的条件：

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.5)$$

我们得到光程  $s$  在这种变换下保持不变：

$$s = \int n \cdot \sqrt{dx^2 + dy^2} = \int n_w \sqrt{du^2 + dv^2} \quad (1.6)$$

同时虚拟空间电磁材料的折射率  $n_w$  与真实空间的电磁材料的折射率  $n$  满足如下的变换关系：

$$n_w^2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right) = n^2 \left( \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) = n^2 \quad (1.7)$$

当我们仅考虑在二维电磁材料中电磁波的传播时，可以将这种保角变换关系推广到它的运动演化方程。根据电磁波的几何光学近似，当折射率在波长线度内

的变化量远小于折射率本身的价值[5]时，它的运动演化满足亥姆霍兹方程：

$$\left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \right) \psi = 0 \quad (1.8)$$

其中  $\psi$ ， $\omega$  分别是电磁波的强度和频率， $c$  是真空中光速， $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  是二维的拉普拉斯算符。我们将真实空间的二维坐标  $(x, y)$  用虚拟空间坐标  $(u, v)$

进行展开，并利用公式(1.5)保角变换条件：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial}{\partial v} + i \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial}{\partial u} + i \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial}{\partial v} \\ &= \left( \frac{\partial u}{\partial x} - i \frac{\partial v}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} + i \frac{\partial}{\partial v} \right) \\ &= \left( \frac{\partial v}{\partial y} + i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} + i \frac{\partial}{\partial v} \right) \\ \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial}{\partial v} - i \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial}{\partial u} - i \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial}{\partial v} \\ &= \left( \frac{\partial u}{\partial x} + i \frac{\partial v}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} - i \frac{\partial}{\partial v} \right) \\ &= \left( \frac{\partial u}{\partial x} - i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} - i \frac{\partial}{\partial v} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

我们将二维的拉普拉斯算符写成：

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} = \left( \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \\ &= \left( \frac{\partial u}{\partial x} + i \frac{\partial v}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial u}{\partial x} - i \frac{\partial v}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} + i \frac{\partial}{\partial v} \right) \left( \frac{\partial}{\partial u} - i \frac{\partial}{\partial v} \right) \\ &= \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right) \left( \frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right) \\ &= \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right) \nabla'^2 = \left( \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right) \nabla'^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

如果虚拟空间电磁材料的折射率  $n_w$  与真实空间的电磁材料的折射率  $n$  满足公式

(1.7)的关系，二维的亥姆霍兹方程在保角变换下保持不变：

$$\left( \nabla'^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n_w^2 \right) \psi = 0 \quad (1.11)$$

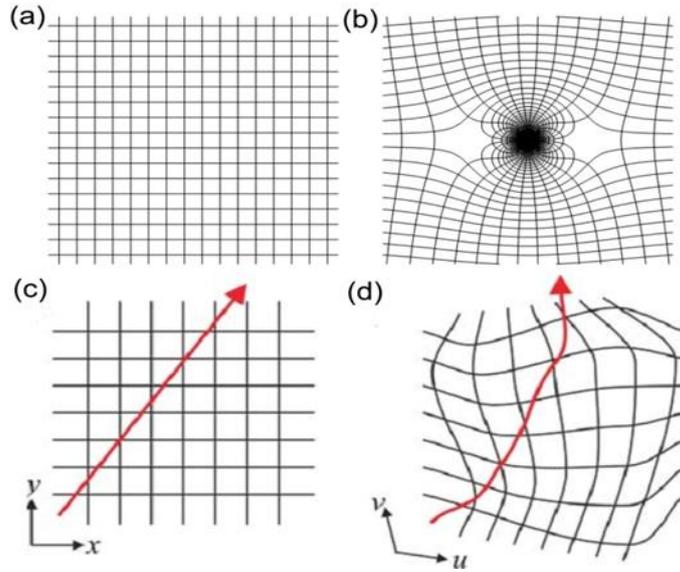


图 2. (a), (b) 是光学的保角变换[4]。借助于非均匀的光学介质，虚幻空间的直线网格（图(a)）变换成物理空间的弯曲的网格（图(b)）。光在物理空间的轨迹将遵循弯曲的曲线，而不是直线。(c), (d) 是坐标的在任意坐标系下的变换[2]。(c) 是初始坐标系下的场量线(红色线), 背景黑色坐标是笛卡尔坐标系的网格。(d) 在坐标变换后，扭曲的场量线及其网格。

我们可以用另外一个数学形式来简洁的表示亥姆霍兹方程在保角变换下保持不变。首先用一个复数表示一个真实空间的二维坐标  $(x, y)$ ：

$$z = x + iy, \quad z^* = x - iy \quad (1.12)$$

经过计算二维拉普拉斯算符可以写成：

$$\nabla^2 = 4 \frac{\partial^2}{\partial z \partial z^*} \quad (1.13)$$

我们用另外一个复数表示虚拟空间的二维坐标  $(u, v)$ ，同时虚拟空间与物理空间

之间的坐标变换满足保角变换的条件：

$$w(z) = u + iv \quad \text{同时} \quad \frac{\partial w}{\partial z^*} = 0 \quad (1.14)$$

则二维拉普拉斯算符在虚拟空间表示为：

$$\nabla^2 = 4 \frac{\partial^2}{\partial z \partial z^*} = 4 \frac{dw}{dz} \frac{dw^*}{dz^*} \frac{\partial^2}{\partial w \partial w^*} = \left| \frac{dw}{dz} \right|^2 \nabla'^2 \quad (1.15)$$

同时，虚拟空间电磁材料的折射率  $n_w$  与真实空间的电磁材料的折射率  $n$  满足如下

的变换关系:

$$n = \left| \frac{dw}{dz} \right| n_w \quad (1.16)$$

我们得到了: 在保角变换的条件下, 亥姆霍兹方程在虚拟空间和真实物理空间数学形式保持不变。基于这种光学的保角变换 (见图 2(a)和(b)), 人们设计出折射率梯度的变化的电磁材料, 实现很多新颖的现象和器件, 譬如隐身斗篷, 麦克斯韦眼, 龙柏透镜。但是这种保角变换只能对二维坐标, 对三维坐标的变换是不成立的。

在 Pendry 的工作中, 不仅仅局限在二维亥姆霍兹方程, 而是通过不同坐标系之间的变换, 建立介电常数  $\varepsilon$  与磁导率  $\mu$  的空间变换关系, 从而满足麦克斯韦方程组在任意坐标系变换下形式保持不变。考虑到无源的麦克斯韦方程:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \end{aligned} \quad (1.17)$$

同时物理量之间满足结构方程  $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$   $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{E}$ , 其中  $\varepsilon_0$  和  $\mu_0$  分别是真空中的介电常数和磁导率。假设均匀的笛卡尔坐标系  $(x, y, z)$  变换到弯曲的新坐标系  $(u, v, w)$  (见图 2(c)和(d)), Pendry 在理论上证明, 在新坐标系下, 只需将介电常数  $\varepsilon$  与磁导率  $\mu$  进行相应的变换:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_u &= \varepsilon_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2} \\ \mu'_u &= \mu_u \frac{Q_u Q_v Q_w}{Q_u^2}, etc \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$E'_u = Q_u E_u, H'_u = Q_u H_u, etc \quad (1.19)$$

并且

$$\begin{aligned}
 Q_u^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)^2 \\
 Q_v^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2 \\
 Q_w^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)^2
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

在这种变换下，麦克斯韦方程组保持不变。这意味着，只要我们设计出相应材料介电常数  $\varepsilon$  与磁导率  $\mu$ ，可以根据自己的意愿来控制光线的轨迹。

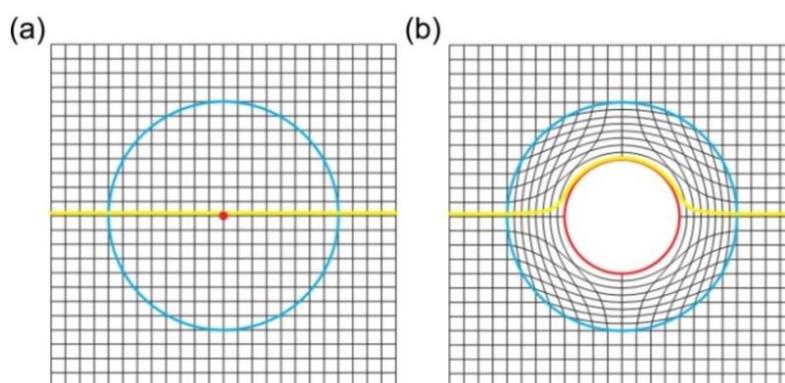


图 3. 隐身斗篷的示意图。通过坐标系之间的变换[4]，图(a)中的红点变换成图(b)中的红圈，同时光会绕着红圈传播。在红圈里的物体实现了隐身。在篮圈之外，光的传播和自由空间一样，而在红圈和篮圈之间需要满足特定的介电常数和磁导率的分布，光线才有特殊的轨迹。

从变换光学的提出到至今，这个领域发展迅速。其中这个领域最诱人的成果就是光学隐身斗篷。图 3 是典型的隐身斗篷的示意图，光在自由空间沿直线传播，如图 3(a)所示。通过光学变换，把图 3(a)的红点变换成 3(b)一个红圈，同时光线绕着红圈传播，这样在红圈里面的区域就实现了隐身。要实现这样的效果，在红圈和篮圈的区域之间必须满足特定的介电常数和磁导率的分布。而这种分布可以根据坐标系之间的变换，也就是通过公式(1.18)来设计获得。在 Pendry 的 Science[2]的工作中给出一个球形区域隐身的实例。如果将一个物体隐身在半径为  $R_1$  的球形区域，而同时相应的隐身斗篷工作区域是一个圆环区域  $R_1 \leq r \leq R_2$ （图 4 所示）。

通过坐标之间的变换,

$$\begin{cases} r' = R_1 + r(R_2 - R_1)/R_2 \\ \theta' = \theta \\ \phi' = \phi \end{cases} \quad (1.21)$$

在原始坐标的中间区域 ( $0 \leq r \leq R_2$ ) 传播的光将压缩到新的坐标中的球壳区域 ( $R_1 \leq r' \leq R_2$ ), 而  $r \geq R_2$  的区域的光的传播轨迹不变。

由于电磁波不能与新坐标系的中心区域 ( $0 \leq r' \leq R_1$ ) 相互作用, 所以在这个区域里的物体是不能被外界所观察到, 因此实现了隐身。根据公式 (1.18) 我们可以计算要实现隐身所需要的介电常数  $\varepsilon'$  和磁导率  $\mu'$  参数分布。在  $0 \leq r' \leq R_1$  的区域,  $\varepsilon'$  和  $\mu'$  是任何参数都不会引起电磁波的散射, 在  $R_1 \leq r' \leq R_2$  的区域, 必须满足:

$$\varepsilon'_r = \mu'_r = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \left( \frac{r' - R_1}{r'} \right)^2, \varepsilon'_\theta = \mu'_\theta = \frac{R_2}{R_2 - R_1}, \varepsilon'_\phi = \mu'_\phi = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \quad (1.22)$$

在  $r > R_2$  的区域, 材料的参数设置与原始的坐标的材料参数一致。

在 2006 年美国的 D.R.Smith 小组借助于人工金属劈裂环共振器 (Split-ring resonator:SRR) [6]在微波波段第一次在实验上实现了隐身斗篷[7]。为了减轻制备和观察样品的挑战, 二维柱状隐身斗篷取代了 Pendry 最早提出的三维球状隐身斗篷 (图 4(c)所示)。由于入射光的偏振是沿着柱状的对称轴  $z$  轴, 归一化后的变换体系的介电常数  $\varepsilon'$  和磁导率  $\mu'$  的张量仅仅依靠  $\varepsilon'_z$ 、 $\mu'_r$  和  $\mu'_\theta$ , 并且材料参数分别为

$$\varepsilon'_z = \left( \frac{R_2}{R_2 - R_1} \right)^2, \quad \mu'_r = \left( \frac{r' - R_2}{r'} \right)^2, \quad \mu'_\theta = 1 \quad (1.23)$$

其中  $R_1$  和  $R_2$  分别对应隐身斗篷的内径和外径。图 4(d)和(e)分别是该样品的模拟

和实验结果，我们可以看到电磁波可以平缓的经过隐身斗篷区域，而且传播到远场只有很弱的相位扭曲，因此在隐身斗篷里的物体能得到很好的隐身。除了利用 SRR 结构之外，南京大学的冯一军教授课题组[8]提出用层状的各向同性多层膜结构来构成隐身斗篷（见图 4(f)和(g)），通过设计多层膜结构单元的介电常数及其成份的比例来实现隐身斗篷所需各向异性的约化的介电常数（见图 4(h)），利用数值模拟的方法证明了由多层膜结构组成的隐身斗篷对包裹的物体有很好的隐身（见图 4(k)）。

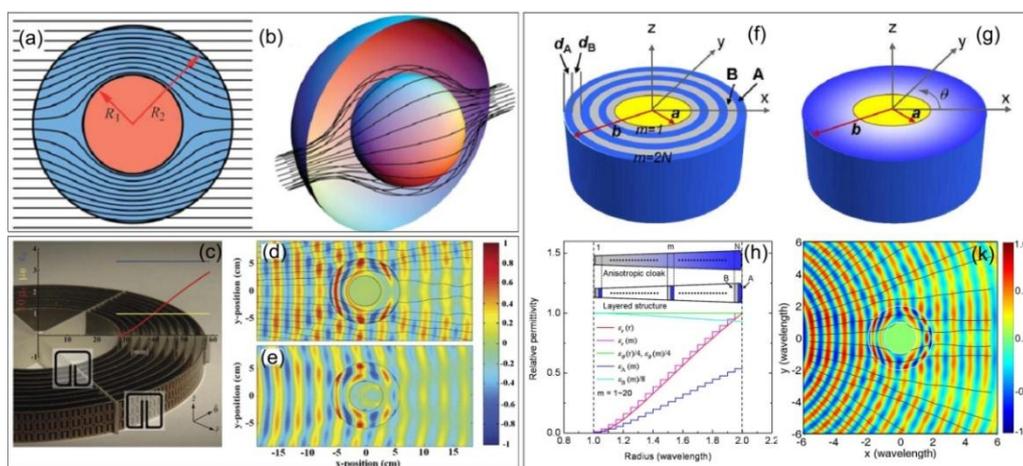


图 4. (a) 隐身斗篷的二维示意图[2]，光线的轨迹代表坡印亭矢量，在隐身区域的环绕区域 ( $R_1 < r < R_2$ )，轨迹发生的扭曲而在  $r > R_2$  的区域，相比较入射光，未发生任何偏折和散射。(b) 隐身斗篷的三维示意图[2]。(c) 由金属人工金属劈裂环共振器构成的二维隐身斗篷，通过改变组成单元的结构尺寸，实现设计隐身所需的材料参数的分布[7]。(d), (e) 分别对应这种结构的模拟和实验的结果，电磁波可以平缓经过隐身区域，并且传播到远场，而电磁波的相位只有很弱的扰动[7]。(f) 是用两种介电常数不同的各向同性的材料组成径向与角向介电常数不同的各向异性的材料[8]，正如(g)所示。(h) 是在固定结构单元的成分比例，通过改变结构单元的介电常数实现隐身斗篷所需的约化的介电常数的分布[8]。(k) 数值模拟的隐身效果图[8]。

微波波段隐身斗篷实验上的实现，激发人们对变换光学的研究热情。其中最大的兴趣是如何在可见光波段实现隐身斗篷。但是，大部分变换光学器件都依靠超构材料，而超构材料的组成单元通常是亚波长的单元。因此要实现在可见光波段的隐身斗篷，意味着要在几百纳米甚至远低于一百纳米的尺度上精确的控制单

元的尺寸，这对微加工技术有很高的要求。并且超构材料通常利用结构单元的共振特性，意味着它的光谱很窄和很高的损失。这两个缺点制约在近红外和在可见光范围内实现宽波带和低损耗的隐身斗篷。为了克服这些缺点，Jensen Li 和 Pendry 提出地毯隐身 (“carpet cloak”) 的方案[9]，相比较最初提出的隐身方案，被隐身的物体是压缩成面而不是点，而且入射的电磁波必须限制在二维的平面内，同时对入射角也有一定的要求，而 Pendry 最早提出的隐身方案[3]在方向上是没有限制的。但是这种地毯隐身方案的优点在于对变换材料没有苛刻的参数要求，通常各向同性的材料都可以满足该方案的要求。图 5(a)是经过这种准保角变换在

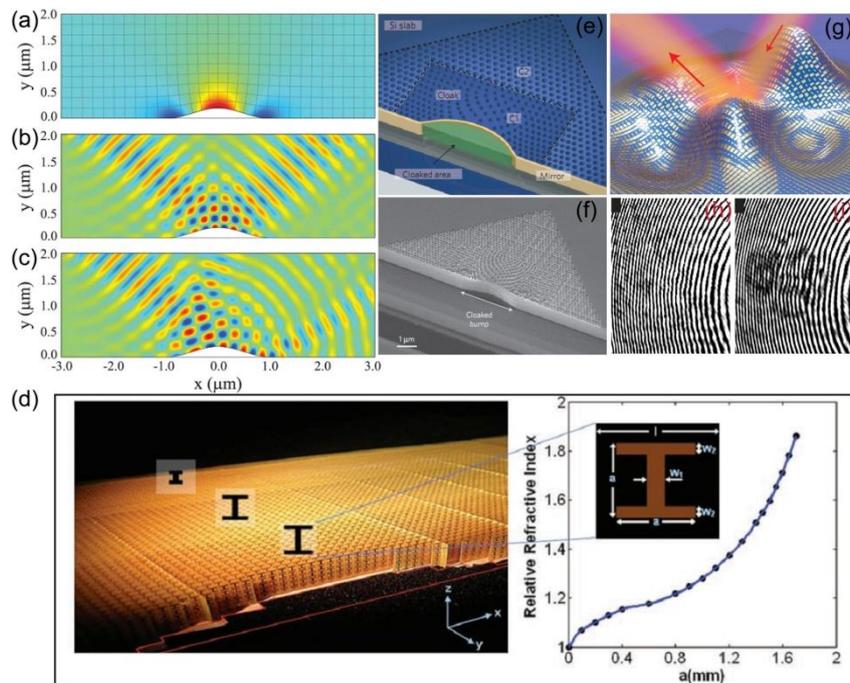


图 5. (a) 地毯隐身所需的折射率分布[9]。(b), (c) 分别是有隐身斗篷和没有隐身斗篷，入射波的散射情况[9]。(d) 在微波波段利用非共振的超构材料实现宽波段的地毯隐身样品图，不同尺寸的亚波长单元在同样的激发条件下有不同的等效折射率，因此通过调节单元尺寸的大小实现地毯隐身所需的折射率分布[10]。(e) 在可见光波段地毯隐身的示意图，C1 部分渐变折射率部分，C2 部分提供背景折射的部分。这个隐身斗篷基于 SOI 晶圆，Si 板充当二维的波导，隐身部分置于一个反射的凸起后面[11]。(f) 样品的扫描电镜图[11]。(g) 皮肤隐身斗篷[23]。该斗篷是用纳米天线组成的超表面，对其所包裹的物体隐身，当光打在凹凸不平物体上，如同从镜面反射回来，隐藏所包裹物体的信息。(h)和(i) 分别是超表面有隐身斗篷和无隐身斗篷的情况 [23]。

隐身区域所需要的折射率分布。图 5(b)和(c)分别表示有隐身斗篷和没有隐身斗篷的情况。对于有隐身斗篷，入射的电磁波如同在一个镜面上反射，因此物体被隐藏起来，而对于没有隐身斗篷的，入射的电磁波有很强的散射。随着利用非共振的超构材料在微波波段实现的宽波段的地毯隐身[10]（见图 5(d)），它是通过连续改变亚波长结构单元的尺寸实现地毯隐身所需的等效折射率的分布。紧接着国际上有三个课题组各自独立的实现在近红外以及可见光宽波段的地毯隐身[11-14]。在张翔课题组的工作中[10]，他们的方案是在 SOI (silicon-on-insulator)晶圆上用聚焦离子束(FIB)刻蚀一些疏密不等的洞（见图 5(e)和 5(f)）。整个样品分为两个部分，C1 部分洞的密度是不均与的，根据等效的理论， $\epsilon_{eff} = \epsilon_{air}\rho_{air} + \epsilon_{Si}\rho_{Si}$ ，其中  $\rho$  是体积分数比。因此洞密度大的地方，等效折射率小，而密度小的地方，等效折射率大。C2 部分洞的密度是均匀的，他提供一个背景的等效折射率。通过设置空气洞的密度，产生地毯隐身所需的等效折射率的分布。由于这种实验方案用的是介质材料而非共振材料，因此具有从 1400nm 到 1800nm 的宽的工作波段。在 Lipson 组[12]和 Park 组[13]的实验方案也是基于 SOI 结构，但是他们采用一个互补的结构，用的是 Si 柱子而不是空气孔，同样在近红外的宽波段实现地毯隐身。我们知道以上的实验方案是基于硅（Si）波导，是一个二维体系的隐身，在第三个维度上是可见的。在 2010 年，Wegener 组利用堆积的光子晶体结构在实验第一次实现三维的并且在可见光波段的隐身斗篷[15]。最近，张翔课题组利用超表面[16-22] (metasurfaces)，设计了皮肤隐身斗篷[23]（见图 5(g)-5(i)），相比较其他隐身斗篷的尺寸远大于波长，其尺寸仅约为工作波长的十分之一。因此该隐身斗篷可以包裹在任意形状的三维物体的表面上，使被包裹的物体对外界隐身。

我们知道变换光学的发展的最终目标之一是如何实现在可见光波段的宏观

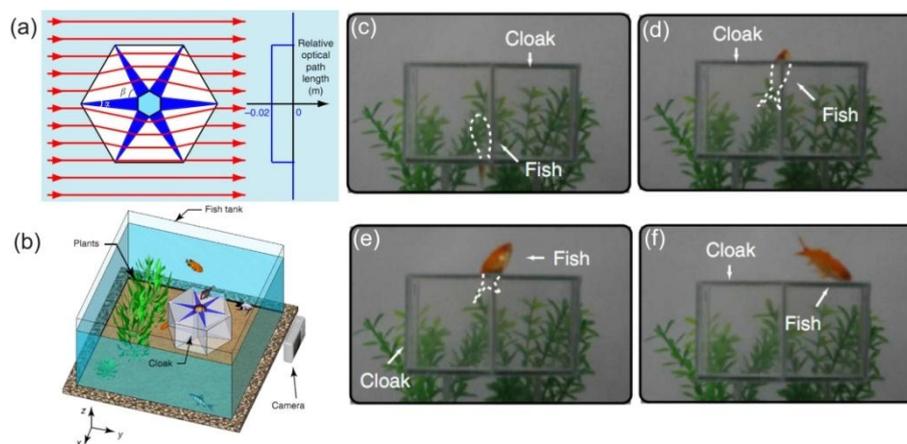


图 6. (a) 在水生环境中光线在隐身斗篷附近传播的轨迹图[26]，其中淡蓝色代表背景，其折射率是 1.33，白色区域是空气，其折射率是 1，深蓝色代表玻璃，其折射是 1.78。(b) 实验示意图。将六块玻璃组装成隐身斗篷放置于水箱中。(c)-(f) 是隐身斗篷的实验图。当水中游动鱼儿经过隐身斗篷的区域会被隐身。(c) 是鱼儿大部分区域隐身仅仅露出尾巴；(d) 是鱼儿大部分区域被隐身仅仅露出头部；(e) 是鱼儿经过隐身斗篷区域，仅仅尾巴在斗篷区域从而对外界隐身；(f) 是完全从隐身斗篷区域出来。

物体的隐身。而借助于自上而下的微纳加工技术，譬如聚焦离子束(FIB)、电子束曝光、激光直写技术，要实现可见光宏观物体隐身，从制备样品所花的时间成本上考虑，基本上是不可能实现的。这是因为结构单元的尺寸是纳米尺度，且需要在纳米尺度下精确的组装成三维的变换光学宏观装置，而且它的尺寸通常是可见光工作波长的 1000 多倍甚至是更大。所以有些研究者们借助于天然的方解石晶体，利用晶体的各向异性，实现隐身尺寸是可见光工作波长的几倍[24, 25]，甚至是现实生活中的生物隐身[26-28]。譬如浙江大学的陈红胜课题组[26]利用高折射率的玻璃材料实现了在自然光的环境下对人眼的生物物体的隐身（见图 6）。尽管这种技术的隐身实际上是一种二维的隐身，只有在特定的角度的观察者才能观察到隐身的效果，但是这种方法为宏观物体在可见光的隐身斗篷提供一种技术途径。除了光学隐身斗篷之外，基于类似的变换原理，人们提出各种类型波的隐身斗篷，譬如物质波的隐身斗篷[29]、声波隐身斗篷[30, 31]、弹性波斗篷[32]、热流的隐身斗篷[33-35]。

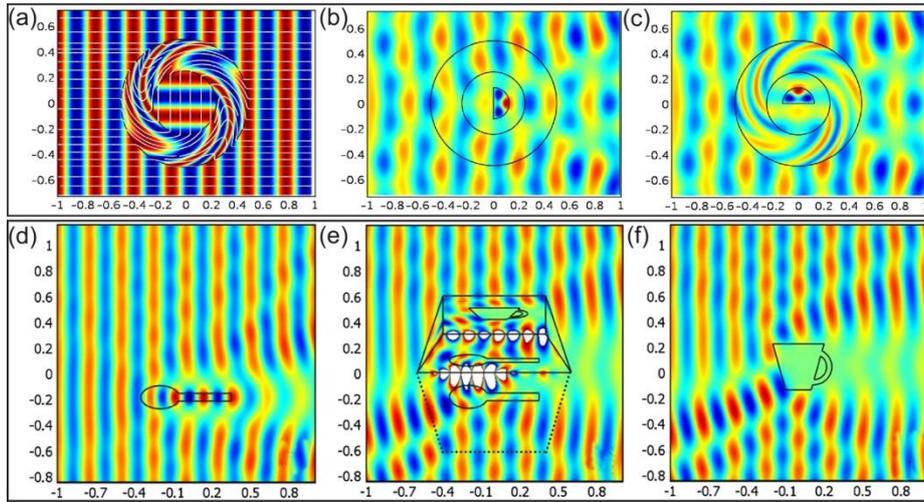


图 7. (a) 变换光学原理设计的电磁场旋转的器件[36]。(b) 是没有加旋转变换介质时颗粒的散射形状[36]，(c) 是放置与图(b)中相同的颗粒但是旋转 90 度，同时包裹上旋转变换介质（图中同心圆环的部分），远场的散射与图(b)中有相同的形状[36]。(d)-(f)是幻觉光学的示意图[37]。(d) 是介质勺子在入射光场下的散射图[37]。(f) 是金属杯子的散射图[37]。(e) 是在介质勺子通过变换光学设计幻觉装置时变换成金属杯子[37]。

当然，变换光学的应用不仅仅是隐身斗篷，人们还可以利用变换光学的原理来设计一些更加富有想象力的器件。苏州大学陈焕阳教授[36]利用变换光学原理设计将电磁波的场分布进行旋转的器件，譬如将颗粒的散射形状旋转了 90 度（见图 7(a)-(c)）。在苏州大学赖云教授的工作中[37]将变换光学进一步推广到幻觉光学（Illusion Optics）：利用互补的介质将物体本身的影像消除并重构出另外一个新的幻觉影像（见图 7(d)-(f)）。除此之外，人们利用还变换光学实现特定功能的光学器件。在 Rahm 的工作中[38, 39]，用变换光学的方法在理论证明可以实现光束各种角度的拐弯、分束、扩束以及聚焦等光学功能的器件（见图 8(a)-(d)）。并且这些光学器件在实验上得以实现[40-45]。譬如，在微波波段实现电磁波的 180 度转弯[40]（见图 8(e)和(f)）。在可见光介质波导中，我们课题组实现几乎没有能量损失的 90 度拐弯[45]。南京大学彭茹雯教授课题组[46]利用变换光学的角度变换的方法实现具有轨道角动量的微腔（见图 8(g)和(i)）。除此之外，以表面等离

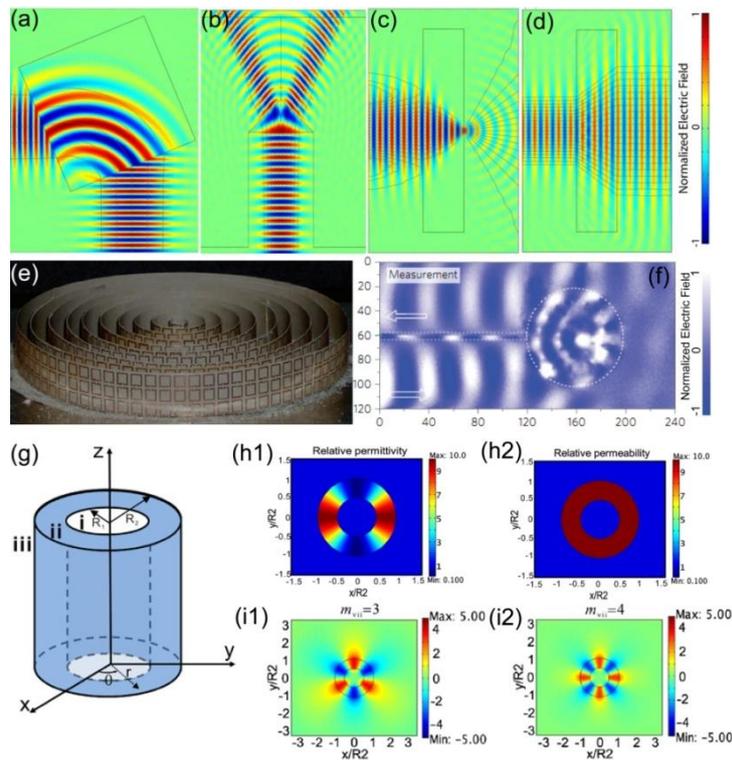


图 8. (a)-(d) 基于变换光学原理设计的光学器件[38] (a) 光束的 90 度拐弯。(b) 光束的分束。(c) 光束的聚焦。(d) 光束的扩束。(e) 是用变换光学原理设计的在微波波段 180 度转弯的变换光学装置的实物图[40]。(f) 测量的结果图, 实现对入射的电磁波 180 度转弯[40]。(g)-(h) 用变换光学设计的具有不同轨道角动量的微腔[46]。(g) 是设计的示意图。一个中空的微腔包裹上一层内径为  $R_1$ , 外径为  $R_2$  按变换光学的角度变换设计的超构材料[46]。(h1) 和 (h2) 是设计的介电常数以及磁导率的分布[46]。(i1) 和 (i2) 是通过模拟计算获得的通过变换光学设计实现不同轨道角动量的模拟图[46]。

极化激元(Surface Plasmon Polaritons:SPPs)为例, 它是一种束缚在金属和介质界面上的极化电磁波。在 2010 年两位科学家[47, 48]同时并且独立的提出利用变换光学的原理, 通过修饰金属表面上的介质材料来控制 SPPs 传播的实验方案。图 9(a),(b)说明当 SPPs 传播遇到障碍物时, 其能量有很强散射损失, 如果在障碍物表面添加一层按变换光学原理设计的介质时, SPPs 能很容易越过障碍物, 几乎不引起任何光散射, 正如图 9(c),(d)所示。基于这种原理, 张翔课题组[49]利用灰度电子束曝光的方法在金属表面通过修饰 PMMA 这种介质层的高度, 实现龙柏透镜(Luneburg lens)所需的  $n(r)=\sqrt{1-(r/R)^2}$ , 其中  $R$  是透镜的半径,  $r$  到透镜中

心的距离。与传统的龙柏透镜相同，SPPs 经过透镜时会聚焦在透镜边缘的一点。由于折射率的变化是连续渐变的，SPPs 经过其聚焦时，几乎没有能量的损失（见图 9(e),(f)）。除此之外，研究者利用折射率调控的手段，实现一些复杂的光学集成器件，譬如光的二极管[50]，电磁波从传播波到表面波的转换器[51]，光的逻辑运算器件等[52-54]

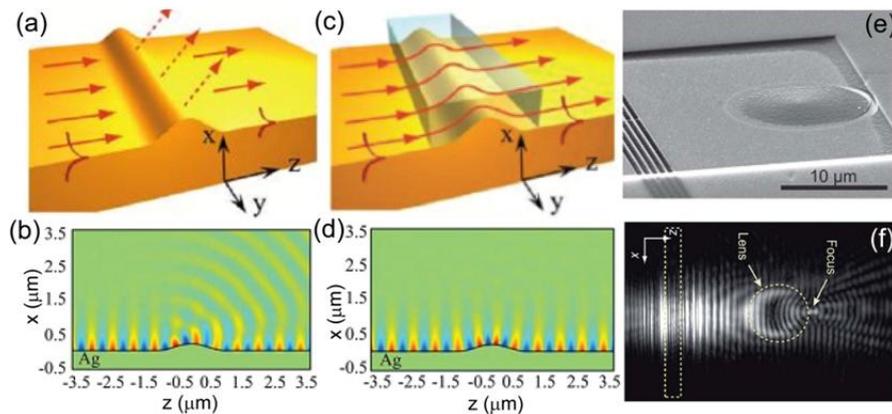


图 9. 利用变换光学控制 SPP 的传播。(a) SPP 的传播遇到障碍物时，有很强的散射的示意图[47]。(b) 用有限元的方法模拟(a)情形的结果[47]。(c) 在障碍物是覆上一层变换光学的介质时，SPP 的传播能顺利通过障碍物，几乎不引起任何散射[47]。(d) 用有限元的方法模拟(c)情形的结果[45]。(e) SPP 的龙柏透镜[49]。样品的 SEM 示意图。在金属表面用灰度曝光的修饰 PMMA 介质来实现龙柏透镜所需折射率分布。(f) 实验上观察到 SPP 聚焦的效果[49]。

近些年来，研究者们结合一些新的变换手段将变换光学进行丰富和发展，我们知道通常变换光学是对物理坐标空间进行操作，与此对应的是改变物体的尺寸和形状；而最近 Jensen Li 提出了场变换的方法[55]（见图 10(a)和(b)），通过控制物体的阻抗和偏振来操控电磁波的传播。这种方法能使电磁波从横电模式（TE）与横磁模式（TM）无损耗的相互转换（见图 10(c)-(g)）。基于这种电磁场的变换方法，该课题组设计出对于光子的赝磁场，实现类比电子的自旋霍尔效应[56]，同时观察到光子在边界上的单向传输以及类电子干涉的 AB 效应。除此之外，一些课题组将坐标变换的空间进一步推广到复数坐标空间[57-59]，考虑到材料的增益和损耗对变换的影响；以及变换材料的非局域效应[60, 61]对电磁场变换的影响。

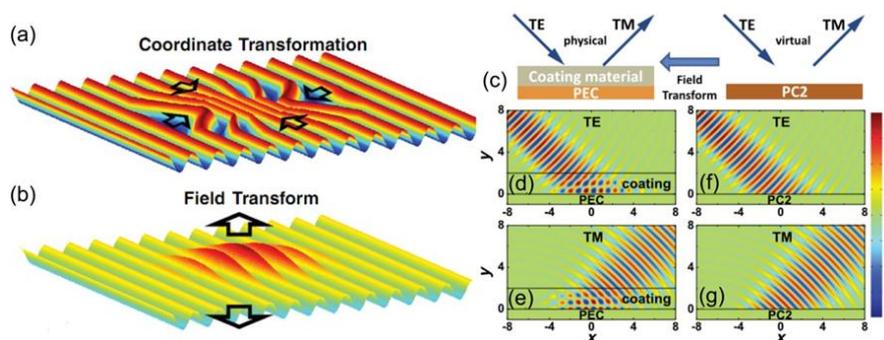


图 10. (a) 坐标变换通过改变物体的尺寸和形状来控制波的相位[55]。(b) 场变换通过改变物体的阻抗和偏振来改变波的强度[55]。(c) 在虚幻空间中，将电磁波从入射的横电模式（TE）完美转换为出射的横磁（TM）模式的转换器，其等价在完美电导体覆盖一层变换介质[55]。(d)和(e) 分别是场变换获得的变换介质将电磁波从入射的横电模式（TE）完美转换为出射的横磁（TM）模式的模拟图[55]。(f)和(g) 分别是虚幻空间中将电磁波从入射的横电模式（TE）完美转换为出射的横磁（TM）模式的模拟图[55]。

随着变换光学的发展，变换光学不仅仅局限于对光束的传播轨迹的操控以及光束的干涉及其衍射行为的控制，同时人们还提出应用变换光学的原理，在亚波长尺度下，可以设计金属纳米结构在宽波段范围内对光进行捕获和吸收。我们知道对于一定尺寸的球形金属纳米颗粒，由于表面等离子激元的共振，在某一特定的频谱有很强的共振吸收。但是这种吸收谱的光谱很窄的，如何在等离子激元系统中实现对光的宽波段吸收是研究者一直所探索的问题。我们知道对于物理尺寸上具有无限大特性的等离子激元系统，通常都具有宽光谱的特性。譬如以半无限大的金属表面等离子极化激元为例，它的色散就是一个连续的光谱。与此同时，如果一个金属纳米颗粒在物理结构上具有奇异点的特性，同样该体系会有很强的宽波段的吸收增强。因此如何设计出具有宽光谱吸收增强的金属纳米颗粒，我们可以从变换光学出发，将一个具有宽光谱特性、尺寸无限大等离子激元体系变换成一个物理尺寸有限并含有特殊奇异点，同时保持宽光谱特性的结构体系。

以一个有源的发射子，譬如量子点，金刚石色心，放置于一个无限大等离子激元体系中为例，应用保角变换[62]：

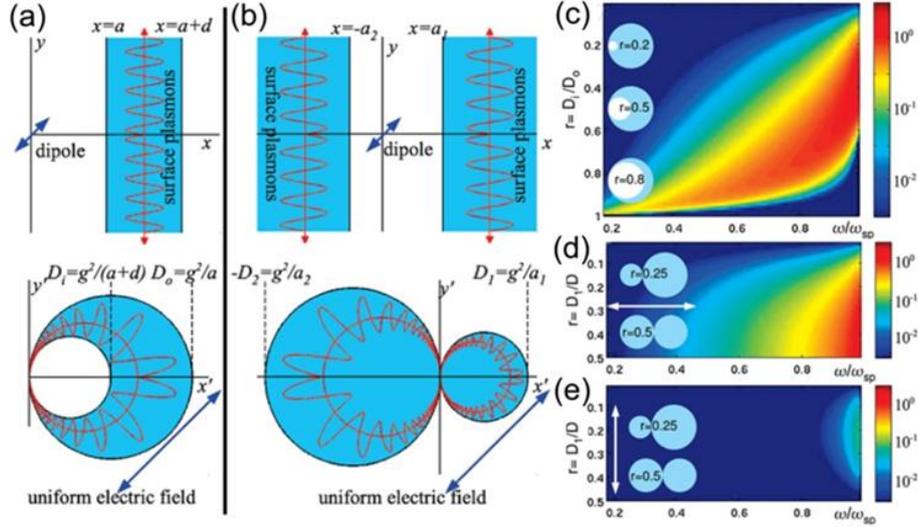


图 11. 光学变换[62]。(a),(b) 分别对应一个偶极子放置于一个有限厚度的金属板表面以及两层无限大的金属板之间。经过保角变换, 偶极子变换成平面波, 有限厚度的金属板变换成新月状的圆柱体, 两层无限大的金属板变换成两个紧密接触在一起的圆柱体[62]。(c) 对应于尺寸为 20nm 的新月状的圆柱体, 圆柱体里的新月状的大小不同, 都可以实现在宽波段的吸收增强[62]。(d), (e) 对应于总尺寸为 20nm 的紧密接触在一起而大小比例不同的圆柱体, 分别对应于  $x$  偏振和  $y$  偏振激发的吸收谱[62]。

$$z' = \frac{g^2}{z^*} \quad (1.24)$$

其中  $g$  是常数,  $*$  代表复数共轭,  $z = x + i \cdot y$  对应初始的坐标系, 而  $z' = u + i \cdot v$  对应变换后的坐标系。当一个发光的偶极子放置于一个二维平面无限大并且有一定厚度的金属板表面或者至于两个无限大的金属平板之间 (见图 11), 利用该变换后, 对于放置于初始坐标中心的偶极子变成无限远处入射的平面波, 同时偶极子的辐射强度  $\Delta$  变换成新坐标系中的平面波的场强  $E_0(z') = \Delta / (2\pi\epsilon_0 \cdot g^2)$ ; 与此同时, 无限大并且有一定厚度的金属板变换成新月状的圆柱体, 而两层无限大的金属平板变换成两个紧密接触在一起的圆柱体。我们通过计算偶极子在无限大并且有一定厚度的金属板上的吸收光谱, 就可以得到相应变换后复杂的新月状的圆柱体的吸收光谱 (见图 11)。对于后一种情形也是如此。同时这种光学变换的方法可以推广到三维的等离激元体系[63-65], 可以定量的解释在亚波长的尺度下, 两个接

触的金属球在接触点处宽波段范围内的电磁场的增强的系数，金属表面由于电子涨落而产生的范德瓦耳力以及非局域效应等。最重要的是这种方法给人们提供一种如何设计具有高效的，宽波段的光捕获的纳米结构的工具。

## 1.2 变换光学中广义相对论效应的模拟

爱因斯坦提出的广义相对论建立了时空与物质能量的关系，指出万有引力是时空弯曲的表现。任何物质甚至光的运动在时空中将遵循固有的运动规律。在 1911 年，爱因斯坦在《引力对光传播的影响》一文中讨论了光线经过太阳附近时由于太阳的引力会发生弯曲，随后被爱丁顿所率领的观测队在 1919 年的日全食出现期间所做的实验予以证实[66]。与此同时，在 1920 年，德国物理学家 Gordon 注意到运动的电磁材料对于电磁波来说等效一个“弯曲空间”，并提出 Gordon 度规。在 1960 年，Plebanski[67]从引力场的观点重新阐述麦克斯韦方程，并提出黎曼度规与材料电磁参数之间的等价关系。在他的的工作中，将麦克斯韦方程推广到广义的坐标系中：

$$\begin{aligned} \eta^{jk} \partial_j E_k + \frac{1}{c} \frac{\partial B^i}{\partial t} &= 0, & \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_i \sqrt{g} B^i &= 0 \\ \eta^{jk} \partial_j H_k - \frac{1}{c} \frac{\partial D^i}{\partial t} &= 0, & \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_i \sqrt{g} D^i &= 0 \end{aligned} \quad (1.25)$$

其中  $g = \det(g_{ij})$ ， $g_{ij}$  任意坐标系的度规，满足  $ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$ ，并且  $\sqrt{g} \eta^{ijk} = \varepsilon^{ijk}$ ，

同时  $\varepsilon^{ijk}$  是 Levi-Civita 张量，满足如下的定义：

$$\varepsilon^{ijk} = \begin{cases} 1 & ijk = 123, 231, 312 \\ -1 & ijk = 132, 213, 321 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases} \quad (1.26)$$

从广义坐标系出发，我们可以得到电磁波在任何坐标系下的无源的亥姆霍兹方程：

$$-\frac{1}{\sqrt{g}}\partial_j\sqrt{g}g^{jk}\partial_k E^i + \frac{1}{\sqrt{g}}\partial_j\sqrt{g}g^{jk}\partial_k E^j + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E^i}{\partial t^2} = 0 \quad (1.27)$$

同时在弯曲空间中，电磁场的本构方程是[68]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \frac{\vec{w}}{c} \times \vec{H} \quad \vec{B} = \frac{\mu}{\varepsilon_0 c^2} \vec{H} - \frac{\vec{w}}{c} \times \vec{E} \quad (1.28)$$

并且，非均匀各向异性空间的电磁参数与弯曲空间的度规的关系是:

$$\varepsilon = \mu = -\frac{\sqrt{-g}}{g_{00}} g^{ij}, \quad w_i = \frac{g_{0i}}{g_{00}} \quad (1.29)$$

正式基于这种任意坐标系下变换的不变性，人们建立弯曲空间中真空中的电磁场的传播规律与平直时空的非均匀各向异性介质中的电磁场的传播规律是一样的概念，亦即“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性的材料”。

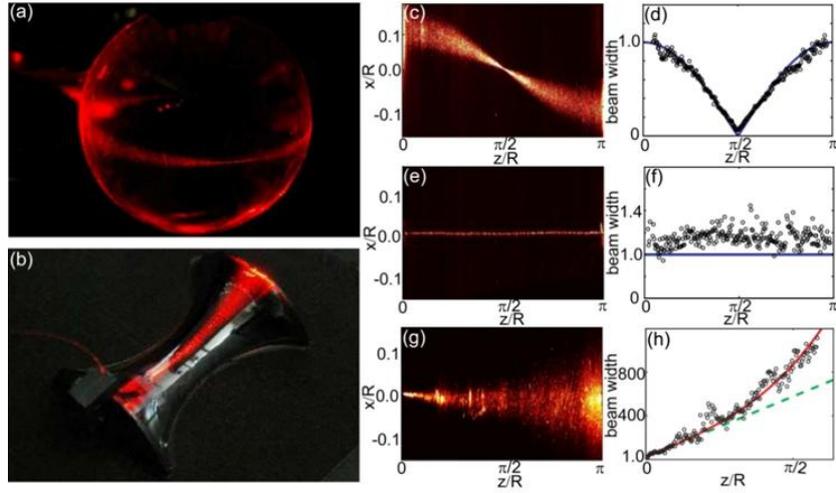


图 12. 电磁场在附在三维物体表面上的光波导的传播[72]。(a) 是在球面上，其高斯曲率为正。(b) 是在马鞍面上的，其高斯曲率为负值。(c)，(e) 是高斯曲率为正的球面上传播。其传播演化性质跟入射的光束宽度相关。(c) 是周期性聚焦，(d) 是对应的测量光束的宽度与传播距离的关系。(e) 是非衍射的传播，(f) 是相应光束的宽度与传播距离的关系。(g) 是高斯曲率为负的马鞍面上的传播，以指数形式加速衍射。(h) 是相应光束的宽度与传播距离的关系。

在 1981 年，Costa[69]从量子力学的薛定谔方程出发，考虑到当一个粒子被限定在一个曲面上运动时，粒子会受到由于体系受限而产生的势场的作用，并且曲面的拓扑曲率决定势场性质与大小。类比到光学体系，当电磁场在有限大小的

光波导里面传播，并且该光波导附在一个三维物体的弯曲表面上，同样曲面的拓扑曲率决定了电磁场在该光波导的演化行为。在 Peschel 等人的工作中，从理论上[70, 71]研究曲面曲率的正负情况对电磁波演化的影响，并且在实验上[72]予以证实：当电磁波在高斯曲率为正的球面上传播时，我们可以观察到电磁波周期的聚焦或者非衍射性的传播，这取决于入射光束的宽度（见图 12）；而在高斯曲率为负的马鞍形曲面上传播时，观察到是以指数形式速率扩散衍射的演化行为（见图 12）。Segev 等人[73]研究发现非衍射自我加速的电磁波包[74-84]在依附在弯曲表面上的波导里面传播时，其轨迹是沿着非测地线传播，意味着其传播路线不是最短路径。这些说明相比较电磁波在均匀空间里传播，一个弯曲空间对于电磁波来说相当于一个外界力的作用，等效一个势场。

反之依然，我们可以根据变换光学来构造非均匀各向异性的材料来模拟弯曲空间，从而模拟有关广义相对论的现象。正是基于这种等价性，人们利用光学的手段模拟天体物理的黑洞[85-93]，电磁的虫洞[94]，引力红移[95, 96]，宇宙弦[97]，霍金辐射[98-101]甚至宇宙大爆炸[102, 103]。特别是借助于近年来微纳加工技术的发展，人们可以在实验室的环境下用人工可控的手段去模拟有关广义相对论的现象。例如用人工材料去模拟天体中的“黑洞”：在 2009 年，Narimanov[87]从哈密顿光学出发理论上证明可以利用各向同性的光学材料构造出的折射率分布，能像黑洞一样对光进行全方向捕获（见图 13）。随后东南大学崔铁军教授课题组[90]在微波波段通过人工共振劈裂环结构在实验上予以实现。Genov[86]等人也从拉格朗日光学出发，独立提出通过构造各向同性的光学材料来实现模拟天体中的黑洞。苏州大学陈焕阳教授等人[88]从史瓦西度规出发，设计各向异性的电磁参数并在理论上提出利用超构材料能模拟史瓦西黑洞。我们课题组也在国际上首

次在可见光波段实现了人工黑洞[92]。通过人工构造的“黑洞”实现对光的高效率的捕获，可以极大的增强光与物质相互作用的强度，在热辐射的增强，提高太阳能的效率以及光电探测器的效率等方面有着潜在的应用。除此之外，最近人们将模拟黑洞对电磁波的调控推广到其他类型的波，南京大学梁彬教授基于类似的变换方法实现声波的黑洞[104]。

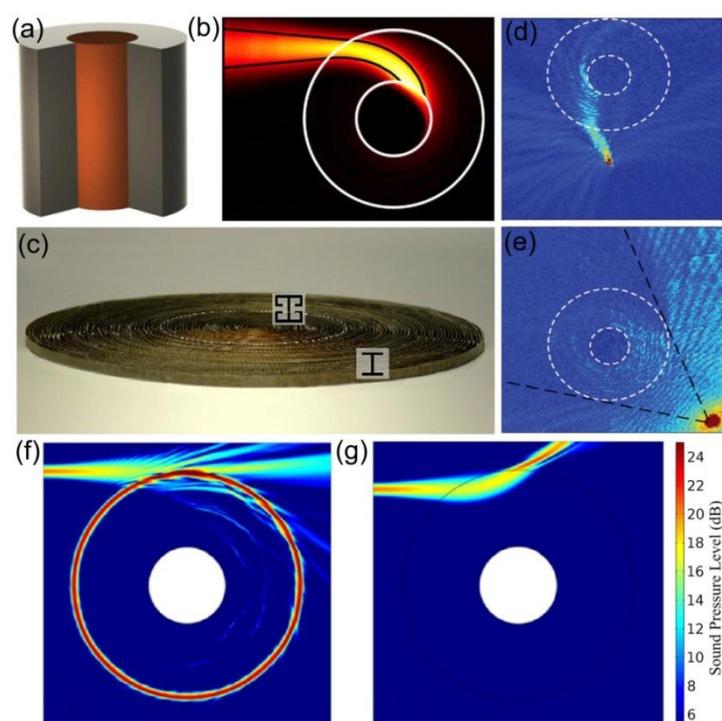


图 13. (a) 在光的吸收材料包裹一层特定折射率分布的材料，构成各个方向都吸收的人工黑洞[87]。(b) 用有限元的方法模拟的光的全方向的捕获[87]。(c) 人工共振劈裂环所构造的微波波段的人工黑洞[87]，(d)和(e) 实验上实现的在微波波段的光吸收，分别是平行光和点源入射的情形[90]。(f)和(g) 将变换光学的方法推广到声波实现对声波的调控[104]，(f) 是实现声波的黑洞 [104]，(g) 是实现声波排斥的势场[104]。

除此之外，有些广义相对论的现象由于目前天文学的观察手段的限制无法直接在实验上直接观察到，我们可以在实验室的环境下去模拟这些效应及其现象。譬如 Smolyaninov 等人[102]在双曲的超构材料[105-108]中利用麦克斯韦方程与克莱因-高登方程在数学形式上的等价性，用光场的演化模拟时间演化的方向性。除此之外，还有黑洞视界附近的霍金辐射[109]，这种辐射说明黑洞不仅从外界

吸收能量，同时通过热辐射的方式向外耗散能量，但是这种辐射温度低于宇宙真空背景辐射温度，因此在实验上直接观察到非常困难。在 1981 年，Unruh[110] 提出在流动的液体中实现类比霍金辐射的简单的实验方案：当流动的液体遇到障碍物时，障碍物附近液体的流动速度大于液体中声速的传播。这就意味着对于逆着液体流动的声波不能逃逸出快速流动的液体，等效产生黑洞的“视界”。同时在“视界”附近会产生短波长的声波，类比于霍金辐射。最近这个流体方案在实验上被证实[111]。在光学体系中，Faccio 组[99]在实验上将超快脉冲引入透明的介质，通过脉冲的传播产生的折射率的扰动来类比黑洞的“视界”，同样观察到类似霍金辐射的自发辐射。在波色爱因斯坦凝聚系统中，最近 Steinhauer[112]在实验上利用类似霍金辐射的受激辐射。

### 1.3 本论文的主要研究内容

尽管变换光学的发展为人们操控电磁场提供一个工具，但是在理论层面上的工作占大部分，即使目前已有变换光学的实验工作，大部分都在微波波段或者是近红外，在可见光波段报道的很少。因为这些实验工作大都基于金属的人工共振劈裂环或者是光子晶体的结构。这些结构改变材料的等效参数的方式是一种参数跃变方式来实现的，无法避免带来各种损耗。对于金属结构单元的共振实现的等效参数的渐变，无法避免是金属的欧姆损耗。而对于光子晶体的体系，通过结构单元的散射实现的等效参数的调控，如何克服散射损耗是一个很大的挑战。而且相比较微波波段，可见光波段这些问题会变得越来越严重，在很大程度上制约着变换光学在可见光波段的实验工作。在本文的工作中，我们利用介质波导体系，通过绝热改变介质厚度方法来改变体系的等效参数，能很好的克服损耗问题。另

一方面,我们利用弯曲空间中真空中的电磁场的传播规律与平直时空非均匀各向异性的材料中的电磁场的传播规律是一样的,亦即“弯曲空间”等价于“非均匀各向异性的材料”这一概念,利用变换光学的手段,在变换光学的芯片上构造出中心对称的引力势场,从而模拟一些广义相对论的现象。

本文分为以下几个部分:

第二章,我们借助于介质波导的体系,采用简单而巧妙的旋涂工艺,在芯片上构造出能够模拟天体引力透镜效应的渐变折射率的光学微腔。在实验上,我们利用不同物质之间的表面张力,在聚苯乙烯微球附近引起聚合物(PMMA)介质波导的厚度连续渐变。根据平面介质波导的色散关系:波导模式的等效折射率是随着厚度的增加而增加。我们得到渐变波导等效折射率的分布,其满足半径平方的倒数关系  $n(r) \propto 1/r^2$ , 类似于引力场的势场分布。在实验上观察到类似黑洞的引力势场所导致的“视界”:当光子的传播路径在临界半径区域之外时,光子不会被捕获;当光子的传播路径在临界半径包围的区域时,光子被捕获并在临界半径的周围做不稳定的轨道运动。

第三章,我们将广义相对论弯曲空间的概念引入到对光束波前的调控,在介质波导中实验上实现非衍射的光束:例如一维的 Bessel 光束以及自我加速的 Airy 光束。目前,人们已经研究了在不同体系中波的波前操控,例如在自由空间中的电磁波 Airy 光束、Weber 光束、Matheus 光束、按任意轨迹加速的非衍射电磁波包,电子的 Airy 波包,以及在等离激元芯片上实现具有非衍射特性的光束。然而,这些工作实现对光束的波前的调控都是在光束传播路径的外部进行的,我们在实验上证实了当光束在弯曲空间里传播时,非均匀的空间同样能对光束的波前进行调控。与此同时,我们在实验上模拟点光源在弯曲空间的传播情况,实验上

观察到一维爱因斯坦环。

第四章，我们借助于聚合物具有较高的光热特性，利用外界的一束强激光产生弯曲空间，从而控制介质中光的传播，从而达到光控光的目的。在实验中，将聚合物（PMMA）的波导层夹在两层金属之间，形成法布里-帕罗腔。尽管 PMMA 是透明的，可以通过选择中间介质层的厚度，让外界的控制激光被法布里-帕罗腔共振吸收。由于 PMMA 具有较高的光热系数  $\partial n/\partial T = -1.15 \times 10^{-4}$ ，因此吸收的能量产生的温度场会导致介质层的折射率非均匀分布，从而改变介质层中传播光束的轨迹。相比较大多数的变换光学器件，一旦参数设定功能就无法改变；我们提供一种实现动态主动可控的变换光学器件的途径。

第五章，我们借助于表面等离子极化极元（SPPs）的波导，实现了 SPPs 的黑洞，具有对 SPPs 宽波段、无反射捕获以及深度亚波长的纳米聚焦。在实验方案中，我们将不同尺寸的金属球夹在两层金属板之间，由于金属球的表面形貌，导致金属球与下层金属板之间的介质的厚度逐渐的变化。相比较介质波导模式等效折射率的最大值受限于在其中传播的体块折射率而言，在 SPPs 波导中随着中间介质的厚度的减少，波导模式等效折射率逐渐增大，且没有上限的限制，同时等效折射率的分布类似于引力场分布的半径平方的倒数关系  $n(r) \propto 1/r^2$ 。我们同时利用数值模拟方法，研究黑洞的尺寸以及不同激发波长对 SPPs 的光场捕获的特点。

第六章，给出本文的总结和对未来工作的展望。

## 参考文献

1. Linden, S., C. Enkrich, M. Wegener, J.F. Zhou, T. Koschny, and C.M. Soukoulis, "Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz," *Science* **306**, 1351 (2004).
2. Pendry, J.B., D. Schurig, and D.R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields," *Science* **312**, 1780 (2006).
3. Leonhardt, U., "Optical Conformal Mapping," *Science* **312**, 1777 (2006).
4. Leonhardt, U. and T.G. Philbin, *Transformation Optics and the Geometry of Light*, in *Progress in Optics*, Vol 53, E. Wolf, Editor. 2009. p. 69.
5. Wolter, H., *BORN, M - PRINCIPLES OF OPTICS ELECTROMAGNETIC THEORY OF PROPAGATION INTERFERENCE AND DIFFRACTION OF LIGHT*. Zeitschrift Fur Angewandte Physik. Vol. 21. 1966. 565.
6. Pendry, J.B., 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).
7. Schurig, D., 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).
8. Huang, Y., Y. Feng, and T. Jiang, "Electromagnetic cloaking by layered structure of homogeneous isotropic materials," *Optics Express* **15**, 11133 (2007).
9. Li, J. and J.B. Pendry, "Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking," *Phys. Rev. Lett* **101**, 203901 (2008).
10. Liu, R., C. Ji, J.J. Mock, J.Y. Chin, T.J. Cui, and D.R. Smith, "Broadband Ground-Plane Cloak," *Science* **323**, 366 (2009).
11. Valentine, J., J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics," *Nature Mater* **8**, 568 (2009).
12. Gabrielli, L.H., J. Cardenas, C.B. Poitras, and M. Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies," *Nature Photon* **3**, 461 (2009).
13. Lee, J.H., 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).
14. Gharghi, M., C. Gladden, T. Zentgraf, Y. Liu, X. Yin, J. Valentine, and X. Zhang, "A Carpet Cloak for Visible Light," *Nano Letters* **11**, 2825 (2011).
15. Ergin, T., N. Stenger, P. Brenner, J.B. Pendry, and M. Wegener, "Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths," *Science* **328**, 337 (2010).
16. Yu, N., 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).
17. Kildishev, A.V., A. Boltasseva, and V.M. Shalaev, "Planar Photonics with Metasurfaces," *Science* **339** (2013).
18. Yu, N. and F. Capasso, "Flat optics with designer metasurfaces," *Nature Materials* **13**, 139 (2014).
19. Lin, D., P. Fan, E. Hasman, and M.L. Brongersma, "Dielectric gradient metasurface optical elements," *Science* **345**, 298 (2014).
20. Meinzer, N., W.L. Barnes, and I.R. Hooper, "Plasmonic meta-atoms and metasurfaces," *Nature*

- Photonics **8**, 889 (2014).
21. Ni, X., N.K. Emani, A.V. Kildishev, A. Boltasseva, and V.M. Shalaev, "Broadband Light Bending with Plasmonic Nanoantennas," *Science* **335**, 427 (2012).
  22. High, A.A., R.C. Devlin, A. Dibos, M. Polking, D.S. Wild, J. Perczel, N.P. de Leon, M.D. Lukin, and H. Park, "Visible-frequency hyperbolic metasurface," *Nature* **522**, 192 (2015).
  23. Ni, X., Z.J. Wong, M. Mrejen, Y. Wang, and X. Zhang, "An ultrathin invisibility skin cloak for visible light," *Science* **349**, 1310 (2015).
  24. Zhang, B., Y. Luo, X. Liu, and G. Barbastathis, "Macroscopic Invisibility Cloak for Visible Light," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
  25. Chen, X., Y. Luo, J. Zhang, K. Jiang, J.B. Pendry, and S. Zhang, "Macroscopic invisibility cloaking of visible light," *Nature Communications* **2** (2011).
  26. Chen, H., B. Zheng, L. Shen, H. Wang, X. Zhang, N.I. Zheludev, and B. Zhang, "Ray-optics cloaking devices for large objects in incoherent natural light," *Nature Communications* **4** (2013).
  27. Schittny, R., M. Kadic, T. Bueckmann, and M. Wegener, "Invisibility cloaking in a diffusive light scattering medium," *Science* **345**, 427 (2014).
  28. Smith, D.R., "A cloaking coating for murky media," *Science* **345**, 384 (2014).
  29. Zhang, S., D.A. Genov, C. Sun, and X. Zhang, "Cloaking of Matter Waves," *Phys. Rev. Lett* **100**, 123002 (2008).
  30. Zhang, S., C. Xia, and N. Fang, "Broadband Acoustic Cloak for Ultrasound Waves," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
  31. Popa, B.-I., L. Zigoneanu, and S.A. Cummer, "Experimental Acoustic Ground Cloak in Air," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
  32. Farhat, M., S. Guenneau, and S. Enoch, "Ultrabroadband Elastic Cloaking in Thin Plates," *Phys. Rev. Lett* **103**, 024301 (2009).
  33. Leonhardt, U., "APPLIED PHYSICS Cloaking of heat," *Nature* **498**, 440 (2013).
  34. Xu, H., X. Shi, F. Gao, H. Sun, and B. Zhang, "Ultrathin Three-Dimensional Thermal Cloak," *Phys. Rev. Lett* **112** (2014).
  35. Liu, Y., W. Jiang, S. He, and Y. Ma, "An efficient plate heater with uniform surface temperature engineered with effective thermal materials," *Optics Express* **22**, 17006 (2014).
  36. Chen, H. and C.T. Chan, "Transformation media that rotate electromagnetic fields," *Appl. Phys. Lett* **90**, 241105 (2007).
  37. Lai, Y., 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," *Phys. Rev. Lett* **102**, 253902 (2009).
  38. Rahm, M., D.A. Roberts, J.B. Pendry, and D.R. Smith, "Transformation-optical design of adaptive beam bends and beam expanders," *Opt. Express* **16**, 11555 (2008).
  39. Roberts, D.A., M. Rahm, J.B. Pendry, and D.R. Smith, "Transformation-optical design of sharp waveguide bends and corners," *Appl. Phys. Lett* **93**, 251111 (2008).
  40. Ma, Y.G., C.K. Ong, T. Tyc, and U. Leonhardt, "An omnidirectional retroreflector based on the transmutation of dielectric singularities," *Nature Mater* **8**, 639 (2009).
  41. Oner, B.B., M. Turduev, and H. Kurt, "High-efficiency beam bending using graded photonic crystals," *Optics Letters* **38**, 1688 (2013).
  42. Gabrielli, L.H., D. Liu, S.G. Johnson, and M. Lipson, "On-chip transformation optics for

- multimode waveguide bends," *Nature Communications* **3** (2012).
43. Yang, Y., A.Q. Liu, L.K. Chin, X.M. Zhang, D.P. Tsai, C.L. Lin, C. Lu, G.P. Wang, and N.I. Zheludev, "Optofluidic waveguide as a transformation optics device for lightwave bending and manipulation," *Nature Communications* **3** (2012).
44. Zhao, C., Y. Liu, Y. Zhao, N. Fang, and T.J. Huang, "A reconfigurable plasmofluidic lens," *Nature Communications* **4** (2013).
45. Wang, Y., C. Sheng, H. Liu, Y.J. Zheng, C. Zhu, S.M. Wang, and S.N. Zhu, "Transformation bending device emulated by graded-index waveguide," *Optics Express* **20**, 13006 (2012).
46. Wu, H.W., F. Wang, Y.Q. Dong, F.Z. Shu, K. Zhang, R.W. Peng, X. Xiong, and M. Wang, "Cavity modes with optical orbital angular momentum in a metamaterial ring based on transformation optics," *Optics Express* **23**, 32087 (2015).
47. Huidobro, P.A., M.L. Nesterov, L. Martín-Moreno, and F.J. García-Vidal, "Transformation Optics for Plasmonics," *Nano Letters* **10**, 1985 (2010).
48. Liu, Y., T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "Transformational Plasmon Optics," *Nano Letters* **10**, 1991 (2010).
49. Zentgraf, T., Y. Liu, M.H. Mikkelsen, J. Valentine, and X. Zhang, "Plasmonic Luneburg and Eaton lenses," *Nature Nano* **6**, 151 (2011).
50. Xu, Y., C. Gu, B. Hou, Y. Lai, J. Li, and H. Chen, "Broadband asymmetric waveguiding of light without polarization limitations," *Nature Communications* **4** (2013).
51. Sun, S., 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).
52. Silva, A., F. Monticone, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alu, and N. Engheta, "Performing Mathematical Operations with Metamaterials," *Science* **343**, 160 (2014).
53. Sihvola, A., "Enabling Optical Analog Computing with Metamaterials," *Science* **343**, 144 (2014).
54. Cui, T.J., M.Q. Qi, X. Wan, J. Zhao, and Q. Cheng, "Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials," *Light-Science & Applications* **3** (2014).
55. Liu, F., Z. Liang, and J. Li, "Manipulating Polarization and Impedance Signature: A Reciprocal Field Transformation Approach," *Phys. Rev. Lett* **111** (2013).
56. Liu, F. and J. Li, "Gauge Field Optics with Anisotropic Media," *Phys. Rev. Lett* **114** (2015).
57. Castaldi, G., S. Savoia, V. Galdi, A. Alu, and N. Engheta, "PT Metamaterials via Complex-Coordinate Transformation Optics," *Phys. Rev. Lett* **110** (2013).
58. Popa, B.-I. and S.A. Cummer, "Complex coordinates in transformation optics," *Physical Review A* **84** (2011).
59. Zhu, X., L. Feng, P. Zhang, X. Yin, and X. Zhang, "One-way invisible cloak using parity-time symmetric transformation optics," *Optics Letters* **38**, 2821 (2013).
60. Castaldi, G., V. Galdi, A. Alu, and N. Engheta, "Nonlocal Transformation Optics," *Phys. Rev. Lett* **108** (2012).
61. Fernández-Domínguez, A.I., A. Wiener, F.J. García-Vidal, S.A. Maier, and J.B. Pendry, "Transformation-Optics Description of Nonlocal Effects in Plasmonic Nanostructures," *Phys. Rev. Lett* **108**, 106802 (2012).
62. Aubry, A., D.Y. Lei, A.I. Fernández-Domínguez, Y. Sonnefraud, S.A. Maier, and J.B. Pendry, "Plasmonic Light-Harvesting Devices over the Whole Visible Spectrum," *Nano Letters* **10**, 2574 (2010).

63. Fernandez-Dominguez, A.I., S.A. Maier, and J.B. Pendry, "Collection and Concentration of Light by Touching Spheres: A Transformation Optics Approach," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
64. Pendry, J.B., A. Aubry, D.R. Smith, and S.A. Maier, "Transformation Optics and Subwavelength Control of Light," *Science* **337**, 549 (2012).
65. Pendry, J.B., A.I. Fernandez-Dominguez, Y. Luo, and R. Zhao, "Capturing photons with transformation optics," *Nature Physics* **9**, 518 (2013).
66. Dyson, F.W., A.S. Eddington, and C. Davidson, "A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* **220**, 291 (1920).
67. Plebanski, J., "ELECTROMAGNETIC WAVES IN GRAVITATIONAL FIELDS," *Physical Review* **118**, 1396 (1960).
68. Leonhardt, U. and T.G. Philbin, "General relativity in electrical engineering," *New J. Phys* **8** (2006).
69. da Costa, R.C.T., "Quantum mechanics of a constrained particle," *Physical Review A* **23**, 1982 (1981).
70. Batz, S. and U. Peschel, "Linear and nonlinear optics in curved space," *Physical Review A* **78** (2008).
71. Batz, S. and U. Peschel, "Solitons in curved space of constant curvature," *Physical Review A* **81** (2010).
72. Schultheiss, V.H., S. Batz, A. Szameit, F. Dreisow, S. Nolte, A. Tunnermann, S. Longhi, and U. Peschel, "Optics in Curved Space," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
73. Bekenstein, R., J. Nemirovsky, I. Kaminer, and M. Segev, "Shape-Preserving Accelerating Electromagnetic Wave Packets in Curved Space," *Physical Review X* **4** (2014).
74. Siviloglou, G.A. and D.N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," *Optics Letters* **32**, 979 (2007).
75. Siviloglou, G.A., J. Broky, A. Dogariu, and D.N. Christodoulides, "Observation of accelerating airy beams," *Phys. Rev. Lett* **99** (2007).
76. Chong, A., W.H. Renninger, D.N. Christodoulides, and F.W. Wise, "Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets," *Nature Photonics* **4**, 103 (2010).
77. Abdollahpour, D., S. Suntsov, D.G. Papazoglou, and S. Tzortzakis, "Spatiotemporal Airy Light Bullets in the Linear and Nonlinear Regimes," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
78. Zhang, P., S. Wang, Y. Liu, X. Yin, C. Lu, Z. Chen, and X. Zhang, "Plasmonic Airy beams with dynamically controlled trajectories," *Optics Letters* **36**, 3191 (2011).
79. Li, L., T. Li, S.M. Wang, C. Zhang, and S.N. Zhu, "Plasmonic Airy Beam Generated by In-Plane Diffraction," *Phys. Rev. Lett* **107** (2011).
80. Minovich, A., A.E. Klein, N. Janunts, T. Pertsch, D.N. Neshev, and Y.S. Kivshar, "Generation and Near-Field Imaging of Airy Surface Plasmons," *Phys. Rev. Lett* **107** (2011).
81. Aleahmad, P., M.-A. Miri, M.S. Mills, I. Kaminer, M. Segev, and D.N. Christodoulides, "Fully Vectorial Accelerating Diffraction-Free Helmholtz Beams," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).
82. Kaminer, I., R. Bekenstein, J. Nemirovsky, and M. Segev, "Nondiffracting Accelerating Wave Packets of Maxwell's Equations," *Phys. Rev. Lett* **108** (2012).
83. Zhang, P., Y. Hu, T. Li, D. Cannan, X. Yin, R. Morandotti, Z. Chen, and X. Zhang, "Nonparaxial Mathieu and Weber Accelerating Beams," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).

84. Libster-Hershko, A., I. Epstein, and A. Arie, "Rapidly Accelerating Mathieu and Weber Surface Plasmon Beams," *Phys. Rev. Lett* **113** (2014).
85. Leonhardt, U. and P. Piwnicki, "Optics of nonuniformly moving media," *Phys. Rev. A* **60**, 4301 (1999).
86. Genov, D.A., S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials," *Nature Phys* **5**, 687 (2009).
87. Narimanov, E.E. and A.V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber," *Appl. Phys. Lett* **95**, 041106 (2009).
88. Chen, H., R.-X. Miao, and M. Li, "Transformation optics that mimics the system outside a Schwarzschild black hole," *Opt. Express* **18**, 15183 (2010).
89. Smolyaninov, I.I., "Surface plasmon toy model of a rotating black hole," *New J. Phys* **5** (2003).
90. Cheng, Q., T.J. Cui, W.X. Jiang, and B.G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials," *New J. Phys* **12** (2010).
91. Nerkararyan, K.V., S.K. Nerkararyan, and S.I. Bozhevolnyi, "Plasmonic black-hole: broadband omnidirectional absorber of gap surface plasmons," *Optics Letters* **36**, 4311 (2011).
92. Sheng, C., H. Liu, Y. Wang, S.N. Zhu, and D.A. Genov, "Trapping light by mimicking gravitational lensing," *Nature Photonics* **7**, 902 (2013).
93. Fernandez-Nunez, I. and O. Bulashenko, "Anisotropic metamaterial as an analogue of a black hole," *Physics Letters A* **380**, 1 (2016).
94. Greenleaf, A., Y. Kurylev, M. Lassas, and G. Uhlmann, "Electromagnetic Wormholes and Virtual Magnetic Monopoles from Metamaterials," *Phys. Rev. Lett* **99**, 183901 (2007).
95. Ginis, V., P. Tassin, B. Craps, and I. Veretennicoff, "Frequency converter implementing an optical analogue of the cosmological redshift," *Opt. Express* **18**, 5350 (2010).
96. Bekenstein, R., R. Schley, M. Muzaffari, C. Rotschild, and M. Segev, "Optical simulations of gravitational effects in the Newton-Schrodinger system," *Nature Physics* **11**, 872 (2015).
97. Mackay, T.G. and A. Lakhtakia, "Towards a metamaterial simulation of a spinning cosmic string," *Physics Letters A* **374**, 2305 (2010).
98. Philbin, T.G., C. Kuklewicz, S. Robertson, S. Hill, F. Konig, and U. Leonhardt, "Fiber-optical analog of the event horizon," *Science* **319**, 1367 (2008).
99. Belgiorno, F., 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," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
100. Schutzhold, R. and W.G. Unruh, "Hawking radiation in an electromagnetic waveguide?," *Phys. Rev. Lett* **95** (2005).
101. Smolyaninov, I.I., E. Hwang, and E. Narimanov, "Hyperbolic metamaterial interfaces: Hawking radiation from Rindler horizons and spacetime signature transitions," *Phys. Rev. B* **85** (2012).
102. Smolyaninov, I.I. and Y.-J. Hung, "Modeling of time with metamaterials," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 1591 (2011).
103. Smolyaninov, I.I., Y.-J. Hung, and E. Hwang, "Experimental modeling of cosmological inflation with metamaterials," *Physics Letters A* **376**, 2575 (2012).
104. Zhang, Z., B. Liang, R.-q. Li, X.-y. Zou, L.-l. Yin, and J.-C. Cheng, "Broadband acoustic manipulation by mimicking an arbitrary potential well," *Appl. Phys. Lett* **104** (2014).
105. Smolyaninov, I.I., Y.-J. Hung, and C.C. Davis, "Magnifying Superlens in the Visible

- Frequency Range," *Science* **315**, 1699 (2007).
106. Liu, Z., H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, and X. Zhang, "Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects," *Science* **315**, 1686 (2007).
107. Krishnamoorthy, H.N.S., Z. Jacob, E. Narimanov, I. Kretzschmar, and V.M. Menon, "Topological Transitions in Metamaterials," *Science* **336**, 205 (2012).
108. Lu, D., J.J. Kan, E.E. Fullerton, and Z. Liu, "Enhancing spontaneous emission rates of molecules using nanopatterned multilayer hyperbolic metamaterials," *Nature Nanotechnology* **9**, 48 (2014).
109. Hawking, S.W., "BLACK-HOLE EXPLOSIONS," *Nature* **248**, 30 (1974).
110. Unruh, W.G., "Experimental Black-Hole Evaporation?," *Phys. Rev. Lett* **46**, 1351 (1981).
111. Weinfurtner, S., E.W. Tedford, M.C.J. Penrice, W.G. Unruh, and G.A. Lawrence, "Measurement of Stimulated Hawking Emission in an Analogue System," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
112. Steinhauer, J., "Observation of self-amplifying Hawking radiation in an analogue black-hole laser," *Nature Physics* **10**, 864 (2014).

## 第二章 变换光学波导中黑洞的模拟与光子捕获

### 2.1 黑洞光学模拟的介绍

黑洞一直以来是天体物理中人们研究的“宠儿”。对黑洞的探讨可以追溯到 200 多年前，英国剑桥大学的米歇尔（J.Michell）和法国科学家拉普拉斯（P.S.Laplace）从牛顿力学和光的微粒说出发预言“暗星”的存在，他们认为：当一颗恒星的万有引力强大到可以把自身发射的光子拉回来的时候，这颗星就将成为外部观察者看不见的恒星。1915 年，爱因斯坦提出了广义相对论，认为物质的存在造成时空的弯曲，而且万有引力就是时空弯曲的表现。在 1916 年，史瓦西（Karl Schwarzschild）提出满足爱因斯坦方程的一个严格解—静态球对称真空解。我们将满足史瓦西解的黑洞称之为史瓦西黑洞，后来人们又提出克尔-纽曼黑洞。黑洞的引力场之强以至于光子都无法逃逸，根据相对论，光速是物体和信号传播的最大速度，因此黑洞的视界将黑洞内部与外部隔离开来。所以在天文上直接观察到黑洞是几乎不可能的。尽管人们研究发现黑洞可以通过霍金辐射[1]的形式向外传递能量，但是这种辐射的温度低于真空辐射的温度，是无法被探测到的。

为此，有科学家提出一些有趣的物理实验，模拟黑洞周围发生的过程，演示黑洞的物理特性[2-20]。例如：安鲁（Unruh）等人[2]提出一个运动的媒质可以类比于黑洞的视界（见图 1(a)）：以一个运动的河流为例，当河流沿着瀑布向下时，其流速会越来越快，但是河流里面波的传播的速度是一定。当有个波迎着瀑布逆流而上，在瀑布的某个位置，河流的流速超过波的传播速度时，波将停止在

这个地方，这可以类比于视界。这种类比是建立在 Painleve-Gullstrand 坐标下黑洞的几何时空的标量波传播方程与在流动液体中波的运动方程的数学等价性上。在光学体系中，Philbin 等人[3]在光纤体系中注入超快的脉冲（见图 1(b)），引起光纤中介质的克尔效应，从而改变介质的折射率，随后注入传播速度稍快一点连续的弱光作为探测光。其中脉冲光相当流动的水流，探测光相当于在水流中传播的波，当探测光传播到脉冲光相距一段距离后，探测光相对于脉冲光静止，产生类比的视界，同时观察到在视界附近探测光的蓝移。Belgiorno 等人[4]也基于类似的光学实验体系，将激光脉冲细丝注入到透明的熔融的二氧化硅玻璃中，观察到类霍金的自发辐射。

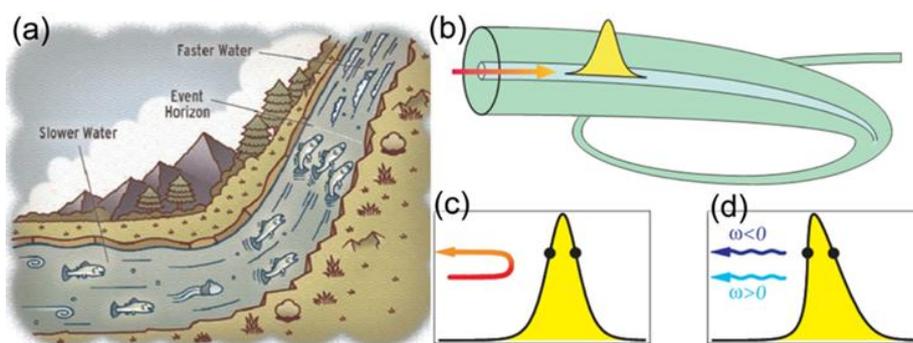


图 1. (a) 运动的媒质模拟黑洞视界的漫画图[10]：水流使逆流而上的鱼完全停止下来，鱼儿静止的地方对应于视界。在漫画中，水流对应于运动的媒质，鱼儿对应流动媒质中传播的波。(b) 在光纤中模拟黑洞的视界[3]。利用强的脉冲光模拟流动的媒质，弱的探测光作为在流动媒质中传播的波。(c) 经典波的视界，弱的探测光由于强的脉冲光引起的克尔效应，其传播速度变慢直到相对于脉冲光匹配的群速度，探测光相对于脉冲光完全静止。图中的黑点对应视界[3]。(d) 光子对的产生，即使没有探测光，在视界附近会产生正负频率的光子对[3]。

受到广义相对论的启发，由于弯曲时空度规与材料中电磁参数之间的等价性[21]，人们提出变换光学的概念[22-25]。借助于变换光学实验手段的丰富与发展，人们可以在实验室的环境里去模拟黑洞以及与黑洞有关的广义相对论的现象，并且这些现象在目前天文观察手段下是无法用实验来证实的。从这个层面上，在实验室的环境下模拟相关的实验反过来会促进人们对广义相对论的理解。

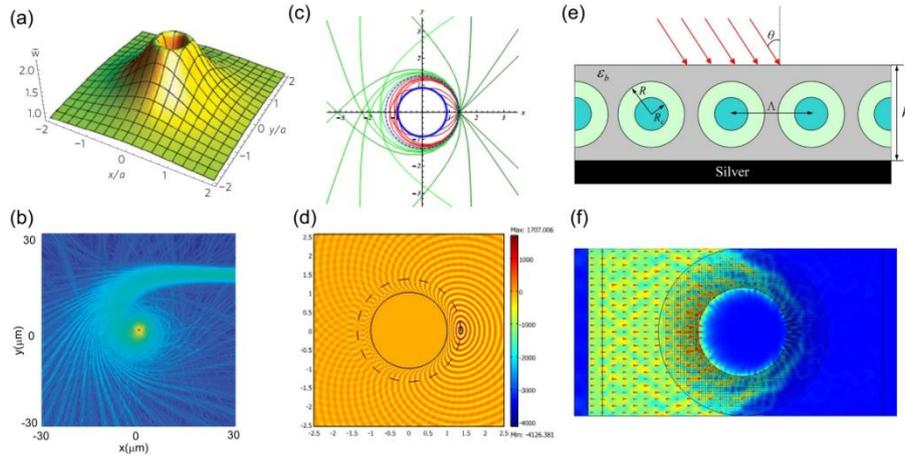


图 2. (a)和(b) 分别是用各向同性的材料构造出黑洞的等效参数的分布以及对光的捕获的模拟图[11]。(c)和(d) 用各向异性的电磁参数实现史瓦西黑洞[16], (c)是用几何方法计算的轨迹图, 光线在光子球附近做轨道运动[16]。(d)是(c)对应的模拟结果图[16]。(e)和(f) 分别是用光子晶体构造出黑洞以及对光全方向捕获的模拟图[17]。

目前, 在变换光学下开展的模拟相关的黑洞实验, 大体分为两个方面: 一方面是模拟黑洞的视界附近的辐射行为, 类比于霍金辐射; 另一方面是通过模拟黑洞来实现全方向各个角度的光吸收器。在我们的工作中, 我们聚焦于用变换光学的手段来设计黑洞所需的势场分布以实现对光全方向的吸收。尽管人们用不同的方法实现这种黑洞的设计 (见图 2), 譬如 Genov[11]和 Narimanov[12]等人各自独立从拉格朗日和哈密顿光学的方法从理论上证明可以利用各向同性的光学材料构造出的黑洞所需的折射率分布, 能够对光进行全方向捕获。苏州大学陈焕阳教授等人[16]从史瓦西度规出发, 设计各向异性的电磁参数并在理论上提出在超构材料中能模拟史瓦西黑洞。但是相关的实验工作报道的很少。在微波波段, 只有东南大学崔铁军教授课题组[13]通过人工共振劈裂环 (SRR: Splitting Ring Resonator) 结构[26]在实验上予以实现(见绪论图 13); 而在可见光波段鲜有报道。我们的工作是在可见光的介质波导体系中设计黑洞所需的等效参数的分布, 同时在实验上予以实现。相比较金属的人工共振劈裂环或者是光子晶体的结构, 介质波导的等效参数是绝热的改变的, 所以能很好的克服损耗的问题; 而其他结构等

效参数的改变是一种跃变方式，无法避免带来各种损耗。譬如，对于金属结构单元的共振实现的等效参数的渐变，无法避免是金属的欧姆损耗。而对于光子晶体的体系，通过结构单元的散射实现的等效参数的调控，如何各服散射损耗是一个很大的挑战。

## 2.2 变换光学波导中的黑洞的理论设计

在我们的工作中，从中心对称的引力场出发，构造出人工材料中所需的电磁参数的分布。考虑各向同性的静止中心对称的时空，其度规可以写成[27]:

$$ds^2 = e^{2\nu} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} (dr^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + r^2 d\theta^2) \quad (2.1)$$

其中  $\nu$  和  $\lambda$  是度规方程，只决定于径向坐标  $r$ 。令  $x^0 = t$ ， $x^1 = r$ ， $x^2 = \theta$ ， $x^3 = \varphi$ ，

因此度规张量的分量分别是：

$$g_{00} = e^{2\nu} \quad g_{11} = -e^{2\lambda} \quad g_{22} = -r^2 e^{2\lambda} \quad g_{33} = -r^2 e^{2\lambda} \sin^2 \theta \quad (2.2)$$

而其他的张量的分量为零。根据度规张量，我们可以计算出非零的 Christoffel 符号：

$$\begin{aligned} \Gamma_{01}^0 &= \nu' & \Gamma_{00}^1 &= \nu' e^{2(\nu-\lambda)} & \Gamma_{11}^1 &= \lambda' & \Gamma_{22}^1 &= -r(1+r\lambda') \\ \Gamma_{33}^1 &= -r(1+r\lambda') \sin^2(\theta) & \Gamma_{12}^2 &= \Gamma_{13}^3 & &= (1+r\lambda')/r \\ \Gamma_{33}^2 &= -\sin(\theta)\cos(\theta) & \Gamma_{23}^3 &= \cot(\theta) \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中分号表示对  $r$  进行偏微分。

我们根据 Christoffel 符号计算出里奇 (Ricci) 张量：

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{km}^l \quad (2.4)$$

由爱因斯坦方程：

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = T_{ik} = (\rho + p) u_i u_k - p g_{ik} \quad (2.5)$$

其中，我们利用单位值（ $8\pi G=c=1$ ）， $R$ 是空间的标量曲率， $u_i$ 是4-速度标量， $T_{ik}$ 是能量-动量张量。在静止的时空中，4-速度标量的分量 $u_0 = -e^v$ ，其他分量为零。同时能量-动量的散度为零，即 $T^{uv}{}_{;v} = 0$ 。我们可以得到方程

$$\begin{aligned}\rho e^{2v} &= -\left[2r\lambda'' + \lambda'(4+r\lambda')\right] \frac{e^{2(v-\lambda)}}{r} \\ p e^{2\lambda} &= \frac{1}{r} \left[2v'(1+r\lambda') + \lambda'(2+r\lambda')\right] \\ (\rho+p)v' + p' &= 0\end{aligned}\quad (2.6)$$

其中 $\rho$ ， $p$ 分别是质量密度以及压强。令

$$\begin{aligned}\phi &= r\lambda' & \psi &= rv' \\ \delta &= \rho r^2 e^{2\lambda} & \eta &= p r^2 e^{2\lambda}\end{aligned}\quad (2.7)$$

方程(2.6)可以改写成：

$$\begin{aligned}-\delta &= 2r\phi' + \phi(2+\phi) \\ \eta &= 2\psi(1+\phi) + \phi(2+\phi) \\ (\delta+\eta)\psi + r\eta' - 2\eta(1+\phi) &= 0\end{aligned}\quad (2.8)$$

我们利用“弯曲空间”与“非均匀各向异性材料”的等价性，引入方程：

$$n = \sqrt{-\frac{g_{11}}{g_{00}}} = e^{\lambda-v}\quad (2.9)$$

其中 $n$ 是电磁介质中的折射率的分布。根据公式(2.9)，我们得到：

$$\begin{aligned}\lambda &= v + \ln[n(r)] \\ \phi - \psi &= 2q = \frac{rn'(r)}{n(r)}\end{aligned}\quad (2.10)$$

将公式(2.10)代入(2.8)，我们得到：

$$\begin{aligned}-\delta &= 2r\phi' + \phi(2+\phi) \\ \eta &= 2(1+\phi)(\phi-2q) + \phi(2+\phi) \\ (1+\phi)\left[2q(1+q) - \phi(2+\phi) - r(q' - \phi')\right] &= 0\end{aligned}\quad (2.11)$$

对于给定的折射率分布，我们根据公式(2.11)，可以得到 $\phi$ ，从而得到对应的

度规函数。

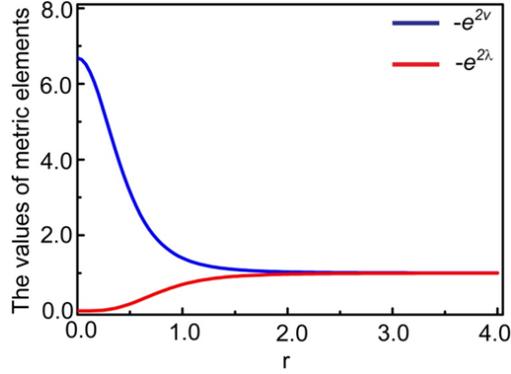


图 3.度规张量元素的数值与径向距离  $r$  的关系

在我们的实验体系中，我们设计了等效折射率的分布为  $n^2(r) \propto 1 + (a/r)^4$ 。我们取无维度径向坐标  $r/a \rightarrow r$ ，得到度规函数：

$$\begin{aligned} e^{2\lambda} &= -\frac{A}{1+r^4} \sec^2(\delta + \varphi) \\ e^{2\nu} &= -\frac{Ar^4}{(1+r^4)^2} \sec^2(\delta + \varphi) \end{aligned} \quad (2.12)$$

其中  $A$ ， $\delta$  是积分常数，满足  $A \in \mathbf{R}$ ， $\delta \in (-\pi/2, \pi/2)$ ， $\varphi = \sqrt{5/2} \arccot(r^2)$ 。同时，质量密度和压强分别是：

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{6 \sin(\varphi + \delta) [5r^2 \sin(\varphi + \delta) + \sqrt{10}(r^4 - 1) \cos(\varphi + \delta)]}{A(1+r^4)} \\ p &= -\frac{2 + 9r^4 + 2r^8 + (2 - 21r^4 + 2r^8) \cos[2(\varphi + \delta)] + 4\sqrt{10}r^2(r^4 - 1) \sin[2(\varphi + \delta)]}{Ar^2(1+r^4)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

要满足无限远处，质量密度和压强是有限的数值，因此  $\delta = \pm\pi/2$ 。所以在给定的折射率分布的电磁材料中的度规可以写成：

$$ds^2 = A \left( \frac{\csc(\varphi)}{r^2 n^2(r)} \right)^2 [-dt^2 + n^2(r) d\bar{x}^2] = g_{00}(r) [-dt^2 + n^2(r) (dr^2 + r^2 d\Omega^2)] \quad (2.14)$$

图 3 描述度规与径向距离的关系，可以看出度规在无限远处是有限值，而弯曲空间渐近成为平直空间。

当有质量或者无质量的粒子在公式 (2.14) 所描述的时空的运动时, 我们限制在粒子在  $\theta = \pi/2$  的平面运动时, 其运动的拉格朗日方程是:

$$\mathcal{L} = \kappa = \frac{1}{2} \left( \frac{ds}{d\tau} \right)^2 = \frac{1}{2} g_{00}(r) \left[ -\dot{t}^2 + n^2(r) (dr^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) \right] \quad (2.15)$$

其中,  $\tau$  是仿射参数,  $\varphi$  是运动轨迹的方位角,  $\kappa = 1/0$  分别有质量和无质量的粒子。对应无质量的光子的运动轨迹, 通过求解拉格朗日方程可以获得:

$$\left( \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{n^2(r)r^4}{b^2} - r^2 \quad (2.16)$$

其中  $b$  是作用参数, 对应运动光子的光学角动量。

对应折射率分布  $n^2(r) = 1 + a^4/r^4$ , 令  $\mu = a/r$ , 方程 (2.16) 可以写成

$$\left( \frac{du}{d\varphi} \right)^2 = m^2 (1 + u^4) - u^2 \quad (2.17)$$

其中  $m = a/b$ , 是个常数。该方程有解:

$$\varphi(u) = \varphi_0 + (1 + u_i^4)^{1/2} F(\arcsin(u/u_i) | u_i^4) \quad (2.18)$$

其中  $\varphi_0$  是入射的角度,  $F$  是特殊函数, 代表第一类椭圆积分。该方程的解取决于转折点

$$u_i = \frac{a}{r_i} = \frac{1}{q\sqrt{2}} \left( 1 - \sqrt{1 - 4q^4} \right)^{1/2} = (b/b_c) \left( 1 - \sqrt{1 - (b_c/b)^4} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

其中  $b_c = \sqrt{2}a$ , 从方程 (2.19) 可以看成, 当  $b \geq b_c = \sqrt{2}a$ , 满足有解。根据方程

(2.18) 可以得到当入射的光子具有不同的光学角动量  $b$  时, 其偏折角的大小为:

$$\varphi_d = 2K[u_i^4] \sqrt{1 + u_i^4} - \pi \quad (2.20)$$

其中  $K$  是第一类椭圆函数的积分。如果入射光的光学角动量  $b \gg b_c$  时, 偏折角可以近似为

$$\varphi_d \rightarrow 3\pi q^4/4 = 3\pi (b_c/b)^4 \quad (2.21)$$

当  $b \approx b_c$  时，偏折角经历一个奇异点，入射光线在光子球 ( $r = a$ ) 的周围做不规则的圆周运动，方程 (2.20) 可以简化成

$$\varphi_d \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \ln \left( \frac{16}{1 - b_c/b} \right) - \pi \quad (2.22)$$

当  $b < b_c$ ，入射的光子被引力场所捕获。这种光子的运动轨迹，描述光在天体中的黑洞的视界附近的运动行为。根据公式 (2.17) 所计算出相位空间 (见图 4) 能清晰说明这点：该引力的相位空间被分为四个部分；在 A 部分，所有的光子从无限远处被引力场所吸引，最终散射到无限远处。在 B 部分，光子被吸引到引力场的中心，但是从通过 C 部分轨道所逃逸。在 D 部分的光子被捕获，无法逃逸出引力场的奇异点。黑洞的光子球的半径对应于相位空间的鞍点。

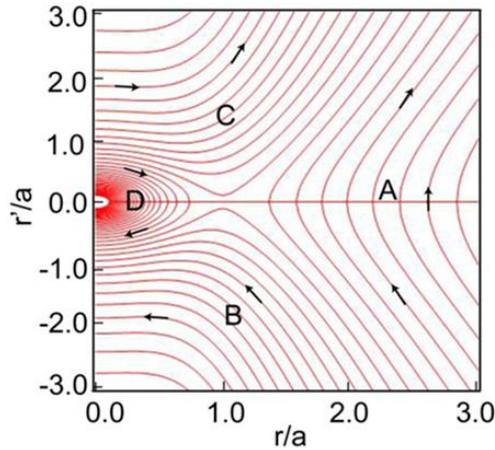


图 4. 相位空间图。该空间被分为四个部分。在 A 部分，所有的光子从无限远处被引力场所吸引，最终散射到无限远处。在 B 部分，光子被吸引到引力场的中心，但是从通过 C 部分轨道所逃逸。在 D 部分的光子被捕获，无法逃逸出引力场的奇异点。光子球的半径对应于相位空间的鞍点。

### 2.3 变换光学波导中的黑洞捕获光子的实验与分析

在我们设计的实验体系，我们借助于聚合物的介质波导 (见图 5)，相比较表面等离激元 (SPPs) 波导，该体系没有严重的欧姆损耗，相比较光子晶体 (Photonic

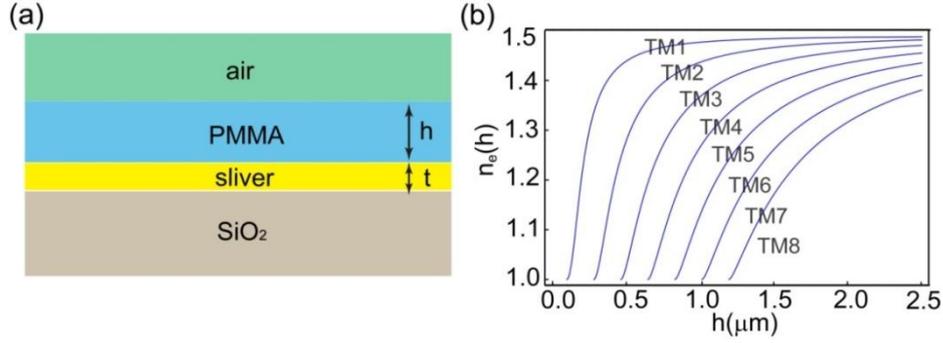


图 5. (a) 平板波导的示意图。(b) 平板波导的横磁场模式的色散关系图：等效折射率  $n_e$  与中间的介质层 PMMA 的厚度  $h$  的关系。在计算中金属的厚度  $t = 80nm$ ，波导的激发波长  $\lambda = 405nm$ 。

Crystal)，该体系没有严重的散射损耗，同时相比较传统的半导体工艺 (CMOS)，该体系具有良好的柔性，可以任意改变波导的形状。我们聚焦于传统的平板波导，如图 5(a) 所示，在  $SiO_2$  基片上镀上一层银膜，再旋涂上一层有机玻璃 (PMMA)。我们计算出光子在该平板波导体系中传播的色散关系：

$$\exp(2ik_2h) = \frac{1 + r_{32}r_{43} \exp[2ik_3t]}{r_{12}r_{32} + r_{12}r_{43} \exp[2ik_3t]} \quad (2.23)$$

其中  $r_{ik} = (\eta_k - \eta_i) / (\eta_k + \eta_i)$  是反射系数， $t$  是银膜的厚度， $h$  是 PMMA 层薄膜的厚度， $\eta_i$  是阻抗系数，对于横电模式 (TE)， $\eta_i = \sqrt{n_i^2 - n_e^2}$ ，对应横磁模式 (TM)， $\eta_i = \sqrt{n_i^2 - n_e^2} / n_i^2$ ， $k_i = 2\pi\sqrt{n_i^2 - n_e^2} / \lambda$  是横向的波矢， $\lambda$  是波长， $n_e$  是波导的等效折射率， $n_i$  是平板波导中每层的折射率，((1) 对应空气、(2) 对应 PMMA、(3) 对应银膜、(4) 对应  $SiO_2$ )。从色散关系图 (图 5(b)) 可以看出，平板波导的等效折射率与中间介质层 PMMA 的厚度有关系：对于某一特定的波长激发的任意某种特定的单一波导模式，在一定的厚度范围内，随着 PMMA 的厚度的增加，等效折射率  $n_e$  从空气的折射率 1.0 绝热连续的增加到 PMMA 本身体块的折射率 1.49。因此我们可以利用调控中间介质层 PMMA 的厚度，来调控波导中的等效折射率以实现类引力场分布，从而模拟一些广义相对论的现象。

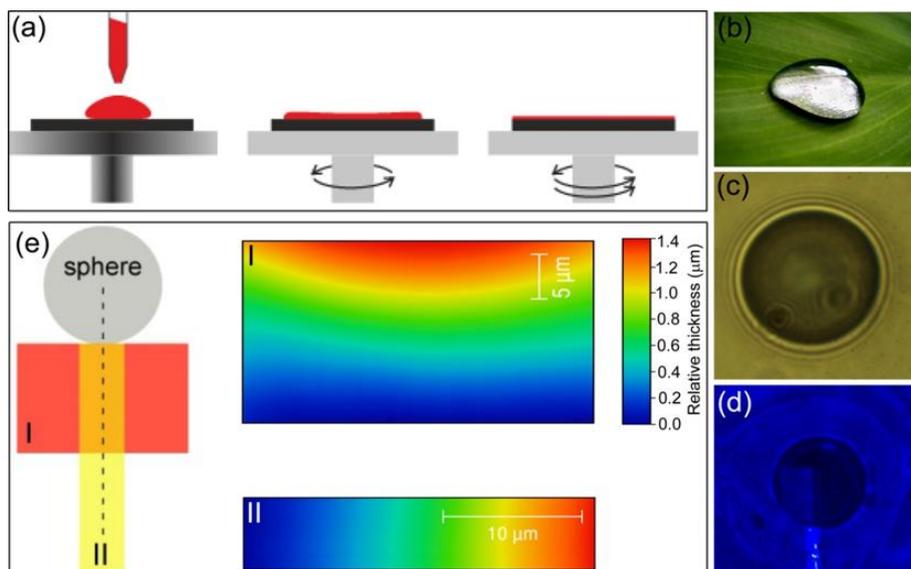


图 6.(a) PMMA 溶液的旋涂工艺流程的示意图。(b) 表面张力的实例：由于雨滴的表面张力，使得雨滴与荷叶面之间有一定的接触角。(c)和(d) 是聚苯乙烯微米小球附近由于 PMMA 的厚度的不均匀而出现的等厚干涉的条纹。(c) 是白光照明的光学照片，(d) 是激光照射的干涉条纹的照片。(e) 是用原子力显微镜表征的聚苯乙烯微米小球附近的 PMMA 厚度的变化。

我们要在介质波导中模拟各向同性的静止中心对称的时空，需要实现中心对称等效折射率的分布，譬如  $n(r) \propto 1/r^2$ 。根据等效折射率与厚度的关系，如果在介质波导中实现 PMMA 的厚度是按中心对称的非均匀变化，就也可能实现类引力场分布的势场。在实验过程中，波导层 PMMA 是通过旋涂工艺所覆盖上的（见图 6(a)）。首先将配置好的一定浓度 PMMA 溶液滴在基片上，然后通过设置匀胶机的转速和时间，来覆盖一层均匀厚度的 PMMA，最终在烘干机中烘干成型。在整个旋涂工艺中，我们可以控制 PMMA 溶液的浓度、匀胶机的转速和匀胶时间来控制 PMMA 波导层的厚度。如何构造成中心对称的厚度非均匀的 PMMA 波导层？在我们的实验过程中，我们将大小为  $32\mu\text{m}$  的聚苯乙烯（PS）微米小球粉末加入到 PMMA 溶液中，利用不同材料之间的表面张力，来达到这一目的。正如图 6(b)所示，当一滴雨水落在荷叶面上时，由于雨滴表面的张力会使得雨滴与叶面之间形成特定的接触角。同样的道理，含有聚苯乙烯微米小球的 PMMA

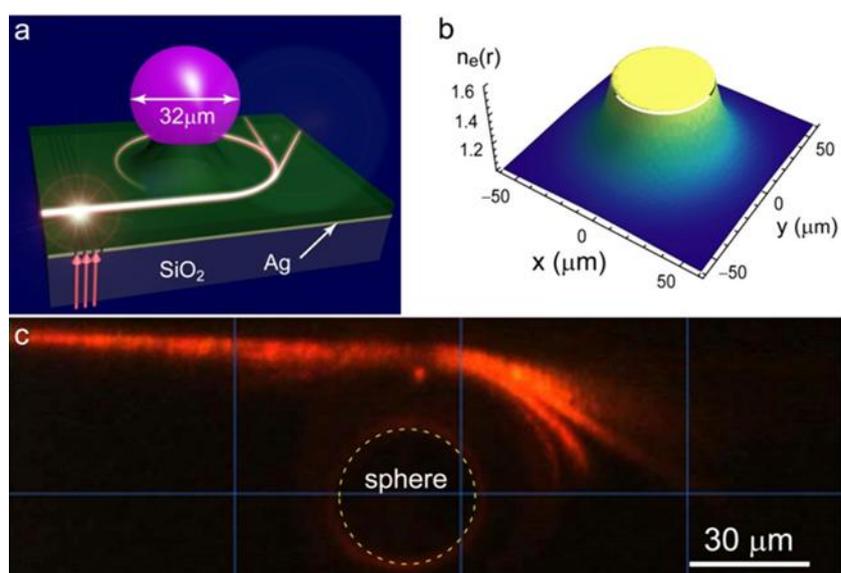


图 7.(a) 样品的示意图。SiO<sub>2</sub> 的基片上镀上 50nm 的银膜，在银膜刻蚀上周期为 310nm 的光栅，然后旋涂上含有 PS 微球的 PMMA 溶液。红色的箭头是入射的激光，激光的波长是 405nm，图中的亮点代表激发点的位置。(b) 微米小球的附近的波导的等效折射率的分布，显示出等效折射率与小球的径向距离成幂律的依赖关系。(c) 实验结果图。当传播的激光经过小球附近时，光束会发生偏折。

溶液在旋涂过程中，会由于表面张力的作用，在形成波导过程中，在 PS 小球附近，PMMA 的厚度不再是均匀的。我们制备了一系列样品，在光学照片下，我们看到等厚干涉的条纹，说明了 PMMA 的厚度是非均匀的（见图 6(c)和(d)）。我们选取了其中一个样品，用原子力显微镜（AFM）对其表面形貌进行测量，发现越靠近 PS 小球，PMMA 的厚度越厚，而远离 PS 小球处，PMMA 的厚度是均匀的。我们将 AFM 所测的以及用等厚干涉的方法推测出的 PMMA 高度的变化的数据，结合我们实验中所激发的波导模式，我们可以计算出 PS 小球附近由于 PMMA 厚度的不均匀变化所导致的等效折射率的分布。图 7(a)是实验样品的示意图，我们用周期为 310nm 光栅将波长为 405nm 的激光耦合进波导，光栅是用聚焦离子束方式在 80nm 厚的银膜上刻蚀产生。远离 PS 小球的区域，PMMA 层的厚度是均匀的，约为 1μm。尽管理论上 1μm 厚的 PMMA 介质层对应多个波导模式，但是实验上由于光栅的周期、激发激光偏振以及光斑模式等实验条件的原

因，在实验中  $TM_6$  模式被激发（见图 5(b)）。图 7(b)描述小球周围等效折射率的分布  $n_e^2 \approx n_{e,\infty}^2 \left(1 + (a/r)^4\right)$ ，其中  $a = 28.5 \mu\text{m}$ ,  $n_{e,\infty}^2 = 1.1$ ，在这个等效折射率分布中， $n_{e,\infty}$  对应距离小球无穷远处的折射率分布， $a$  对应黑洞光子球的大小。当越靠近小球，波导的等效折射率接近于 PMMA 体块本身的折射率。为了观察光束在波导中的传播，我们采用荧光成像的方法。因为在旋涂的过程中，在 PMMA 溶液里按 2:1 的体积比添加油溶性的 CdSe/ZnS 量子点，添加的量子点可以吸收 405nm 激光，同时辐射出荧光峰在 610nm 左右的红光。并且量子点辐射出来的光被物镜所收集，然后在 CCD 相机里所成像。图（7(c)）描述了当激发的波导经过小

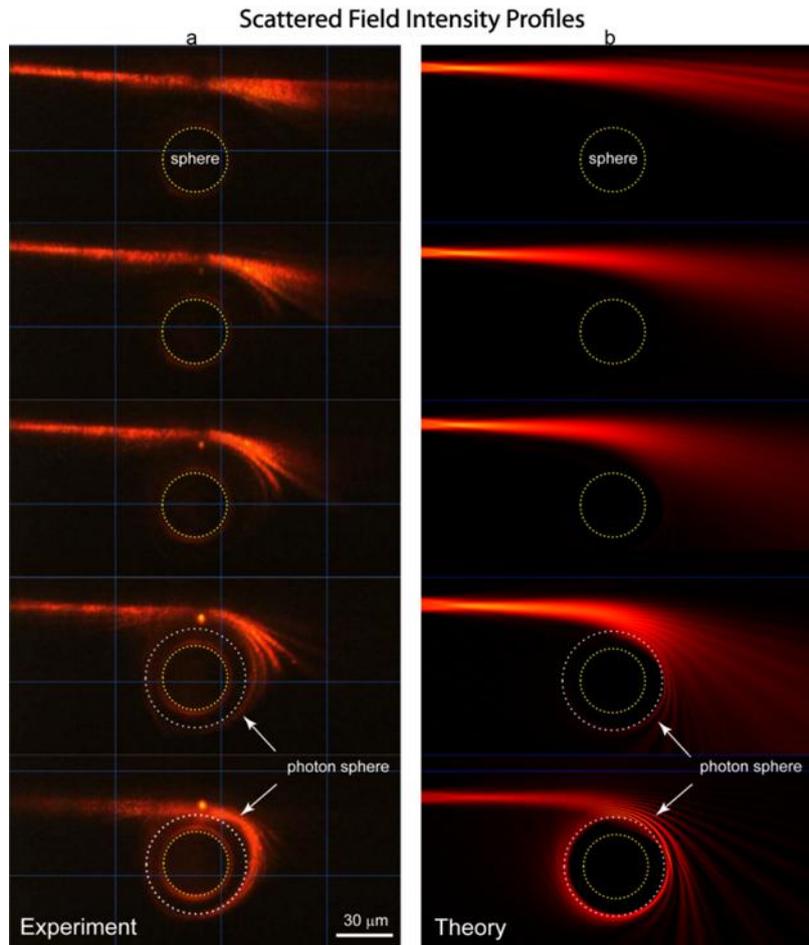


图 8.微球附近的散射强度。(a) 实验观测的结果。(b) 全波模拟的结果。模拟所采用实验所得的等效折射率的数据。由上到下，波导激发点的位置与微球中心的距离逐渐减少，使得光线的偏折角度急剧增加，当与小球的中心距离小于临界值，也就是光子球，光线被该引力势场所捕获。

球附近时，光束会发生偏折，类似于爱因斯坦所预言的光线经过太阳附近会发生偏折。

为了更加全面研究光束在小球附近的演化行为，在实验中我们连续变化波导激发点的位置与微球中心之间的距离。图 8 反映了非均匀分布的等效势场对光束传播的影响：光束的传播存在一个临界半径，当与小球的中心的距离大于临界半径时，光束被吸引到一个临界点以后再“扬长而去”；当与小球的中心的距离小于临界半径时，光束被小球的引力势场所捕获。并且在临界半径处，光束在做不稳定的轨道运动；我们将临界半径处称之为光子球（Photon Sphere）。为了进一步验证我们的发现，我们用全波有限元（COMSOL）的方法进行模拟，理论上（图 8(b)）所得到的散射图像与实验上（图 8(a)）所得结果吻合的很好。这个现象类比于天体中的黑洞的引力透镜效应，当光子经过黑洞附近时，偏折角随着与黑洞中心的距离的减少而增大，而距离减少到临界值以下时，光子将被黑洞所捕获，而无法逃逸。并且在因此黑洞的周围存在视界，将黑洞的内部与外部的世界隔离开。同时，我们将实验所测与公式（2.20）所计算的光束的偏折角进行了比

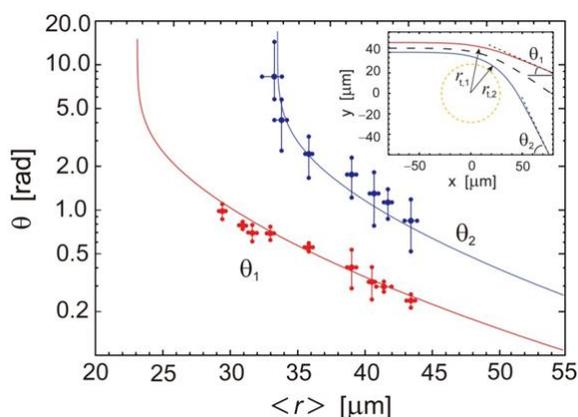


图 9.偏折角的实验测量值（点）以及基于方程（2.18）的理论计算值（红色和蓝色曲线）。由于入射的光束有一定的宽度，可在光束的边缘处清楚的得到两个偏折角  $\theta_1$  和  $\theta_2$ ，以及在光束的临界处对应于与势场的中心的距离  $r_{t1}$  和  $r_{t2}$ 。在图中， $\langle r \rangle = (r_{t1} + r_{t2})/2$ 。同时，实验的误差也包含在图中。在  $r_{t2} \approx a = 28.5 \mu\text{m}$  时，存在偏折角的奇异点，这对应于黑洞的光子球

较（见图 9）。由于实验中激发的光束有一定的宽度，因此我们定义入射光束与微球中心的距离为  $b_{\pm} = b_0 \pm \sigma$ ，其中  $b_0$  对应光束中心强度的主极大。我们的实验数据与理论的数据吻合的很好，说明了我们实验很好的模拟正如公式（2.14）所描述的由黑洞所引起各向同性的中心对称的时空中电磁波的远场散射以及在光子球附近的临界行为。

## 2.4 本章小结

总的来说，借助于介质波导的体系，第一次在可见光波段，在实验上模拟广义相对论中的天体所引起弯曲空间的引力透镜效应。由所求的爱因斯坦方程的精确解表明，我们的体系可以很好的模拟了具有渐近多方状态的球形对称的流体静平衡的时空。在实验中，引力场是通过旋涂在微球周围非均匀的等效折射率分布来实现的。光束的偏折和捕获可以通过荧光成像的方式直接观察到。同时，我们的工作提供一种在波导中控制光束的手段，这种方法有可能应用到集成的光电子器件，芯片上的分光以及转弯器件。特别是这种各向同性的全方向的光学吸收微腔，能很好的增强光和物质的相互作用，譬如在提高太阳能电池的效率、热辐射系数、拉曼系数的增强有着潜在的应用。在目前的实验中，波导的激发是连续的激光，如果换成脉冲光或者非经典光，在人工黑洞里一些新的现象有待于我们进一步挖掘。

## 参考文献

1. Hawking, S.W., "BLACK-HOLE EXPLOSIONS," *Nature* **248**, 30 (1974).
2. Unruh, W.G., "Experimental Black-Hole Evaporation?," *Phys. Rev. Lett* **46**, 1351 (1981).
3. Philbin, T.G., C. Kuklewicz, S. Robertson, S. Hill, F. Konig, and U. Leonhardt, "Fiber-optical analog of the event horizon," *Science* **319**, 1367 (2008).
4. Belgiorno, F., 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," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
5. Smolyaninov, I.I., E. Hwang, and E. Narimanov, "Hyperbolic metamaterial interfaces: Hawking radiation from Rindler horizons and spacetime signature transitions," *Phys. Rev. B* **85** (2012).
6. Weinfurter, S., E.W. Tedford, M.C.J. Penrice, W.G. Unruh, and G.A. Lawrence, "Measurement of Stimulated Hawking Emission in an Analogue System," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
7. Schutzhold, R. and W.G. Unruh, "Hawking radiation in an electromagnetic waveguide?," *Phys. Rev. Lett* **95** (2005).
8. Steinhauer, J., "Observation of self-amplifying Hawking radiation in an analogue black-hole laser," *Nature Physics* **10**, 864 (2014).
9. Schutzhold, R. and W.G. Unruh, "Gravity wave analogues of black holes," *Physical Review D* **66** (2002).
10. Cho, A., "Physics - Test of Hawking's prediction on the horizon with mock 'white hole'," *Science* **319**, 1321 (2008).
11. Genov, D.A., S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials," *Nature Phys* **5**, 687 (2009).
12. Narimanov, E.E. and A.V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber," *Appl. Phys. Lett* **95**, 041106 (2009).
13. Cheng, Q., T.J. Cui, W.X. Jiang, and B.G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials," *New J. Phys* **12** (2010).
14. Nerkararyan, K.V., S.K. Nerkararyan, and S.I. Bozhevolnyi, "Plasmonic black-hole: broadband omnidirectional absorber of gap surface plasmons," *Optics Letters* **36**, 4311 (2011).
15. Smolyaninov, II, "Surface plasmon toy model of a rotating black hole," *New J. Phys* **5** (2003).
16. Chen, H., R.-X. Miao, and M. Li, "Transformation optics that mimics the system outside a Schwarzschild black hole," *Opt. Express* **18**, 15183 (2010).
17. Wang, H.-W. and L.-W. Chen, "Wide-angle absorber achieved by optical black holes using graded index photonic crystals," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **29**, 2222 (2012).
18. Prokopenko, L.J., E.E. Narimanov, and A.V. Kildishev, "Elliptic cylindrical pseudo-optical black hole for omnidirectional light absorber: comment," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **32**, 719 (2015).
19. Lee, Y.Y., E.S. Kang, K.H. Jung, J.W. Lee, and D. Ahn, "Elliptic cylindrical pseudo-optical black hole for omnidirectional light absorber," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **31**, 1948 (2014).
20. Fernandez-Nunez, I. and O. Bulashenko, "Anisotropic metamaterial as an analogue of a black

- hole," *Physics Letters A* **380**, 1 (2016).
21. Plebanski, J., "Electromagnetic Waves in Gravitational Fields," *Physical Review* **118**, 1396 (1960).
  22. Pendry, J.B., D. Schurig, and D.R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields," *Science* **312**, 1780 (2006).
  23. Leonhardt, U., "Optical Conformal Mapping," *Science* **312**, 1777 (2006).
  24. Chen, H., C.T. Chan, and P. Sheng, "Transformation optics and metamaterials," *Nature Mater* **9**, 387 (2010).
  25. Leonhardt, U. and T.G. Philbin, "General relativity in electrical engineering," *New J. Phys* **8** (2006).
  26. Pendry, J.B., 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).
  27. E.M.LIFSHITZ, L.D.L.a., "The Classical Theory Of Fields (Fourth Revised English Edition)".

# 第三章 变换光学波导中光束波前的调控与爱因斯坦环的模拟

## 3.1 光束波前调控的介绍

早在 17 世纪的末叶，惠更斯在波动光学里提出波前的概念，人们可以对波前的操控实现对电磁波的调控，譬如电磁波的反射、折射、聚焦、干涉以及衍射等等。这种对波前的操控可以进一步延伸到其他类型波的调控，譬如声波、弹性波、流体中的表面波甚至量子特性的几率波。我们知道衍射是任何波的固有性质。其中，如何实现非衍射特性的波包是人们一直以来所追求的话题。在非线性光学的领域，人们利用材料本身的非线性的特性，来抑止波包在传播过程中的扩散。譬如利用孤子的自聚焦效应[1, 2]，光致折变材料的特殊的色散区[3, 4]。而在线性光学领域，人们提出不同的物理体系来实现光束的波前调控，譬如传统的光学透镜、空间光调制器、光子晶体，超构材料以及超表面等等。我们知道常见的光学透镜能实现光束的聚焦，除此之外还可以实现一些具有非衍射特性的贝赛尔光束。在 1987 年，Durnin[5, 6]提出对于自由空间电磁波的亥姆霍兹方程，横场满足贝赛尔（Bessel）函数分布的光束是该方程的一个本征解，这就意味着构造一个波前满足贝赛尔函数分布的光束，在自由空间沿着传播方向的演化时波包形状始终保持不变。在 Durnin 的实验工作中[6]，利用轴向透镜将入射高斯光束的波前按一定的倾斜角一劈为二，从而干涉形成非衍射的贝赛尔光束（见图 1(a)）。图 1(b)比较在同样条件下贝赛尔光束和高斯光束在传播相同距离上的光强的差别，我们发现高斯光束由于在传播的过程的衍射，波包迅速的扩散而导致中心强度剧烈的下降；而贝赛尔光束相比较高斯光束，传播了数十倍的距离后强度才开

始衰减。

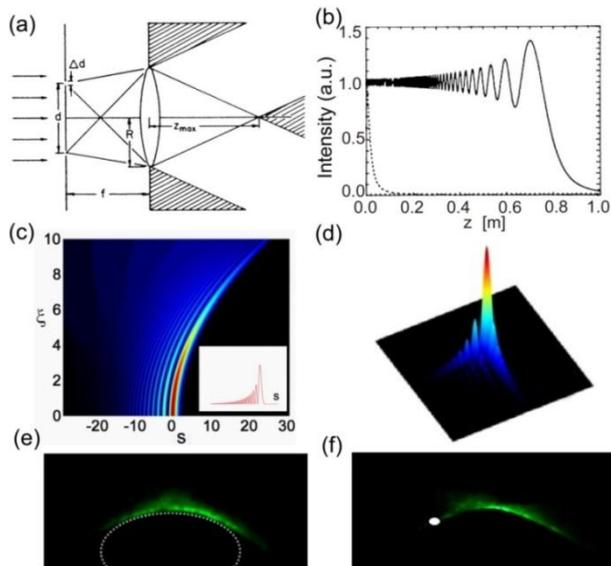


图 1. (a) 利用传统透镜产生非衍射的贝赛尔光束[6]。(b) 比较非衍射的贝赛尔光束和高斯光束的强度与传播距离的关系[6]：发现高斯光束由于在传播的过程的衍射，波包迅速的扩散而导致中心强度剧烈的下降；而贝赛尔光束相比较高斯光束，传播了数十倍的距离后强度才开始衰减。(c)和(d) 是用空间光调制器产生的一维和二维的艾里 (Airy) 光束[9]。(e)和(f) 同样用空间光调制器产生的马修 (Mathieu) 光束和韦伯 (Weber) 光束[13]。

随着光束调控手段的丰富，人们不仅仅受限于传统的光学透镜，去实现具有更加复杂波前分布的波包。其中最引人注目的是通过空间光调制器实现自由空间的非衍射的加速波包。在 1979 年，Berry 和 Balazs[7]从量子力学的薛定谔方程出发，提出在初始时刻量子的几率包在空间上满足艾里 (Airy) 函数的分布时，那么该艾里波包在自由空间里随着时间的演化，具有不发散、自我加速的特性。在 2007 年，基于旁轴近似下的亥姆霍兹方程与量子力学的薛定谔方程在数学形式上的等价性，Christodoulides[8, 9]等人将艾里分布的量子几率包推广到光学。由于空间光调制器能提供丰富的相位调控手段，他们通过空间光调制器在傅立叶面上对高斯光束加载一个三次方的相位，实验上实现了一维和二维的艾里光束 (见图 1(c)和 1(d))。Greenfield 等人[10]在旁轴近似的条件下，同样利用空间光

调制器实现按照任意曲线轨迹加速的非扩散波包。在 2012 年人们不仅仅局限于旁轴近似，直接从麦克斯韦方程在不同的坐标系[11-13]下展开出发，譬如柱坐标系、椭圆坐标系、双曲坐标系，实现大角度的、自我弯曲、且波包形状保持不变的加速光束，例如韦伯（Weber）光束、马修（Mathieu）光束等等。在 Zhang 等人[13]的工作中，同样利用空间光调制器在实验上产生这些大角度、自弯曲并且自我修复的光束（见图 1(e)和 1(f)）。人们利用空间光调制器除了产生这些非衍射的光束之外，同样还产生其他类型特殊波前的光束，譬如涡旋光束[14]、矢量光束[15]等等。Vetter 等人[16]就利用空间光调制器实现了在空间中横场径向自我加速的光束：这种光束在空间轨迹上螺旋式前进，而横场的场强大小和相位在旋转的坐标系始终保持不变。进一步，这种利用空间光调制器对波包加载一定相位分布的光学方法已经推广到其他性质的波。譬如，Arie 课题组[17]通过电子的波包加载三次方相位，实现自由电子的艾里波包。Kaminer[18]从狄拉克（Dirac）方程出发证明：相比较具有正常的费米子，这些具有特殊波前分布的自由电子有较长的衰减寿命。除此之外，人们利用类似相位调控的方法在实验上实现了声波的非衍射的加速光束[19, 20]。这些非衍射的自我加速的波包在生物颗粒捕获和微操纵[21, 22]、成像[23]以及非线性过程中的激光成丝[24]等方面的应用有着独特的优势。

随着微纳光学的发展，人们提出利用人工微结构来调控光束的波前。我们知道光子晶体通过周期性的人工结构来调控光子的运动，类似晶体的晶格影响电子的运动一样，形成光子的能带色散曲线。同时光子晶体中的能带色散曲线决定了光子的运动。人们可以通过对色散曲线的操控来实现对波包波前的调控。图 2 (a)说明当入射光利用倒空间的色散曲线的不同曲率的部分时，光子晶体对传播的光

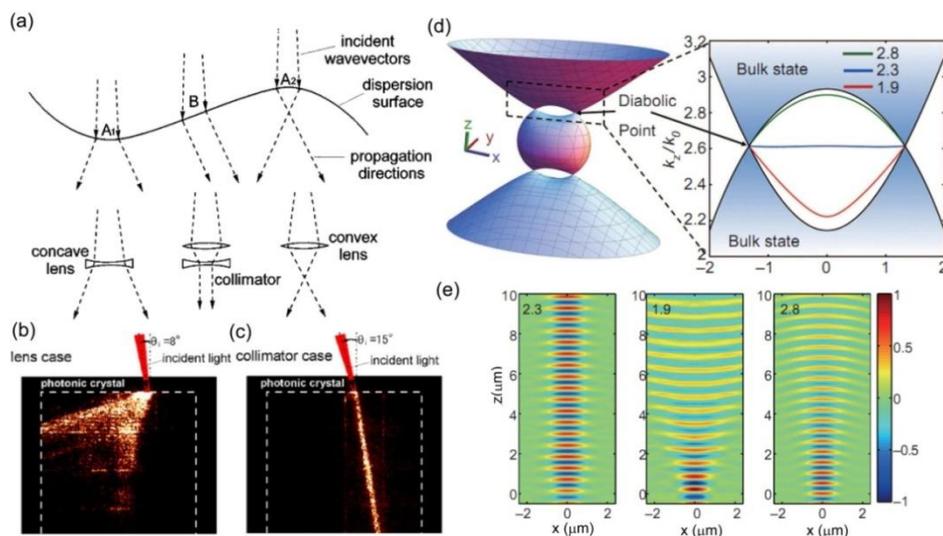


图 2. (a) 光子晶体的色散曲线。利用色散曲线的不同部分对于入射光实现不同的功能：A1 部分实现凹透镜，A2 部分实现凸透镜，B 部分实现准直透镜[25]。(b) 和 (c) 在光子晶体中，不同的入射角的光束分别实现发散透镜的作用和准直光束的作用[25]。(d) 在双曲色散的材料 ( $\epsilon_x = 4.6$ ,  $\epsilon_y = 8.6$ ,  $\epsilon_z = -3.62$ ) 与各向同性材料的界面上存在表面波。表面波色散曲线对应于各向同性材料的折射率  $n_c = 2.3$ ,  $n_c = 1.9$  和  $n_c = 2.8$  分别是平的、凸形以及凹形状[34]。(e) 分别是在三种不同情形下，表面波的波前是分别是平的、凸形以及凹形的[34]。

起到不同的作用[25]：(1) 当利用到色散曲线曲率向下的部分时（点 A1），光子晶体对于入射光如同凹透镜的作用；(2) 当利用到色散曲线曲率向上的部分时（点 A2），光子晶体对于入射光如同凸透镜的作用；(3) 当利用到色散曲线曲率平坦的部分时（点 B），光子晶体对于入射光如同准直透镜的作用。由于倒空间与实空间的对称性，在实验中将高斯光束沿不同的倾斜角照射样品，就会利用色散关系曲线中的不同曲率部分，我们可以观察到光束的扇形的扩散和形状保持不变的传播（见图 2 (b)和图 2 (c)）。Rakich 等人[26]的工作中，利用二维光子晶体的在 [1,1]方向上的平坦色散曲线，在实验上实现的超准直光束并且准直距离达到 600 倍的瑞利长度。利用这种准直光束，人们在光子晶体的芯片上实现光束的分束以及 90 度的拐弯[27]。而且三维光子晶体的非衍射的波包的波前调控[28]也在微波波段上实验予以实现。最近，人们通过调控光子晶体的能带使其出现更加丰富的色散曲线，譬如狄拉克（Dirac）锥[29]，外尔（Dirac）环[30]。通过设计使狄拉

克锥的顶点在光子晶体的布里渊中心时,人们研究发现在狄拉克点处光子的等效介电常数和磁导率均为零[29],并利用这一特性能实现准直的光束[31]。除了光子晶体之外,人们还利用超构材料来对波包的波前进行调控,最典型的是负折射[32],以及反常的契伦科夫(Cherenkov)辐射。最近,张爽课题组[33]设计同时具有手性和双曲色散关系超构材料,这种材料是一种拓扑非平庸的材料,研究发现在拓扑平庸和非平庸材料的界面上存在单向传输并拓扑保护的表面波,而这种表面波存在该材料的色散曲线的带隙之间。同样通过材料参数的设定,可以调控带隙之间色散曲线的曲率,在 Gao 等人[34]的工作中,研究发现当满足一定双曲色散关系 ( $\epsilon_x = 4.6, \epsilon_y = 8.6, \epsilon_z = -3.62$ ) 的材料在不同的介质环境中,不同的介电常数会使表面波有凹曲率、凸曲率以及平直的色散曲线(见图 2(d)),我们能得到非衍射的传播,凸形以及凹形的波前的表面波(见图 2(e))。

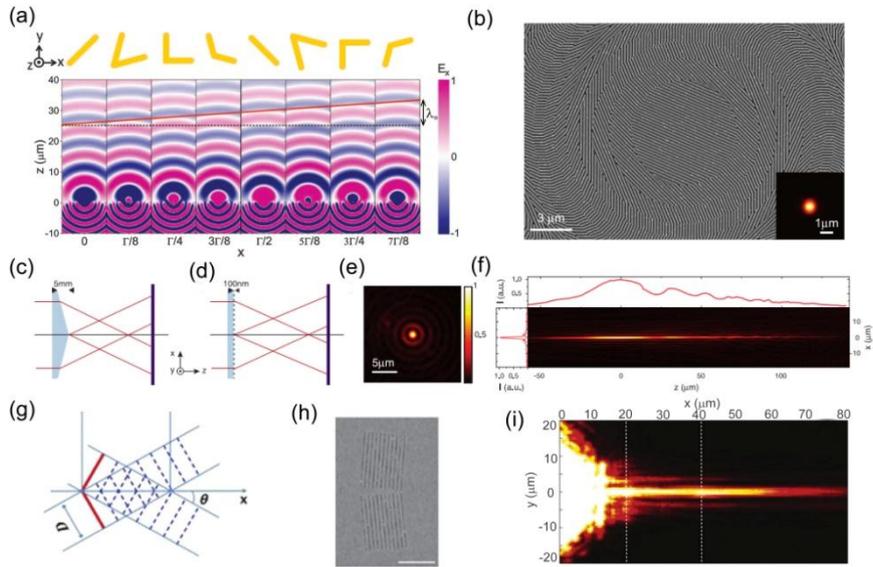


图 3. (a) 金属纳米结构的 V 字形天线能实现对入射波的波前的相位进行  $0 \sim 2\pi$  任意操[35]。(b) 利用纯介质的硅的超构表面实现非衍射的贝塞尔光束[38]。(c),(d) 比较了利用传统透镜和超构表面实现贝塞尔光束所需要的尺寸。相比较传统透镜的宏观尺寸,超构表面仅需工作波长的几分之一[38]。(e)和(f) 分别是利用硅的超构表面的贝塞尔光束的横场分布与传播方向的纵场分布[38]。(g) 在表面等离激元,利用交叉的光栅,实现 Cos-Gaussian 光束的示意图[39]。(h) 在金属表面刻蚀交叉的光栅的样品图[39]。(i) 非衍射特性的表面等离激元的 Cos-Gaussian 光束的实验结果图[39]。

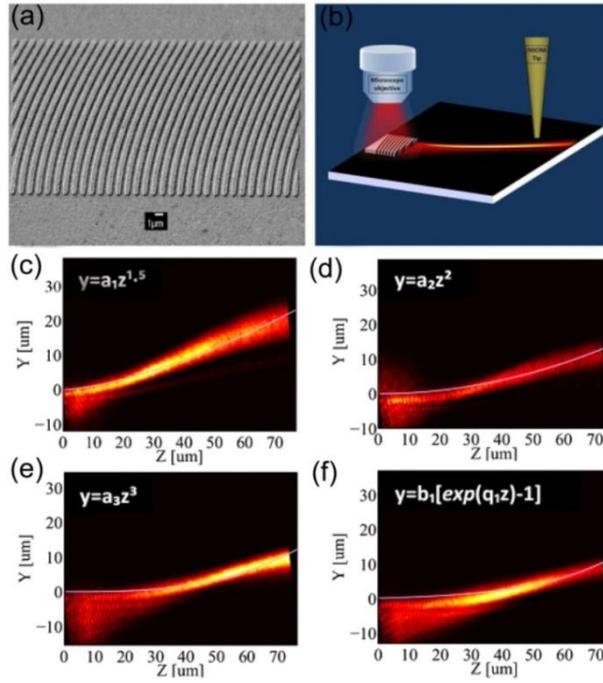


图 4. (a) 实验样品图：用表面等离子激元的全息手段在金属光栅的结构中加载所需加速光束的强度以及相位信息[40]。(b) 用近场探测的手段表征表面等离子激元光束的实验装置的示意图。(c),(d),(e),(f)分别是实验所测表面等离子激元光束按照  $y = a_1 z^{1.5}$ ,  $y = a_2 z^2$ ,  $y = a_3 z^3$ ,  $y = b_1 [\exp(q_1 z) - 1]$  的轨迹加速[40]。

最近人们利用超表面 (Metasurface) [35-38] 对入射波波前的相位进行  $0 \sim 2\pi$  任意操控。Yu 等人[35]提出利用通过调控 V 形结构的亚波长的金属纳米天线 (见图 3(a)) 的结构、尺寸等参数, 可以控制散射波的强度的大小和相位。正是基于类似的原理, 在 Lin 等人[38]的工作中基于硅的超构表面 (见图 3(b)), 实现非衍射的贝赛尔光束 (见图 3(e)和(f))。相比较金属纳米天线而言, 这种纯介质的超构表面极大降低了损耗。而且相比较传统的轴向透镜, 超构表面的尺寸通常只有波长的几分之一, 甚至更小 (见图 3(c)和(d))。更进一步, 人们将这种构造超表面的方法应用到芯片上集成器件的设计, 特别是表面等离子激元的集成器件。众所周知, 表面等离子激元 (SPPs) 是一种金属与介质界面的由电磁波引起自由电子集体振荡的表面极化波。由于金属严重的欧姆损耗以及波本身具有的衍射特性, 严重制约着表面等离子激元传播的距离。类似 Durin 工作中光束波前干涉的方法,

Cappso 课题组[39]通过在金属表面刻蚀上一组交叉的光栅（见图 3(g)和(h)），激发一对沿着传播方向有微小倾斜角的 SPP，对应激发波长为 740nm 干涉形成的 Cos-Gaussian 表面等离激元光束的传播距离到达约为  $80\mu\text{m}$ （见图 3(i)）。特别的是，Arie 课题组提出了表面等离激元的全息手段来调控激发产生的特殊表面等离激元的光束[40]：类似三维的自由空间中傅立叶全息的方法，在表面等离激元的二维的微结构上垂直于传播方向的一维维度上加载所需的表面波的强度以及相位信息，而沿着传播方向的微结构的周期来调节表面波的空间频率。该课题组用这种方法实验上实现表面等离激元的马修光束、韦伯光束，以及在实验上实现了按任意轨迹加速的表面等离激元的光束（见图 4）。

受到广义相对论启发，光在弯曲空间传播时已不再是直线，同时积累不同的相位，因此弯曲时空同样能对波的波前进行调控。在 Peschel 组[41, 42]的工作中，利用三维物体上的弯曲表面的几何特性来控制光的衍射速率。我们知道在天体物理学中，HBT[43]强度关联的干涉技术是在可见光波段分辨天体角尺寸的重要的技术。在 Peschel 组的工作中[44]，利用了 HBT 干涉在理论上和实验上研究了相位随机分布的激光斑点在弯曲空间传播时斑点的横场平均尺寸即关联尺寸与空间的曲率的关系（见图 5）：（1）在曲率为负的马鞍面上传播时，关联尺寸随着传播距离指数形式的剧烈增加；（2）在曲率为正的球面上传播时，关联尺寸随着传播距离呈现振荡的特性：当初始光斑的衍射长度与球面的弯曲半径不相等时，关联尺寸有相同的振荡周期，同时在衍射长度小于与大于球面的弯曲半径两种情形时，关联尺寸的最大值有半个周期的偏移。而当初始光斑的衍射长度与球面的弯曲半径相等时，关联尺寸随着传播距离基本不再发生变化。这个工作阐述弯曲的空间对 HBT 强度关联干涉测量结果的影响，意味着弯曲时空影响着波包的演

化。这对于天文学中天体的测量有一定的启发和参考的价值。同样,在 Rivka 等人[45]的工作中,研究发现了当加速光束在三维物体的弯曲表面上的演化传播时是沿着非测地线传播,揭示了空间弯曲与光束干涉之间的相互作用。

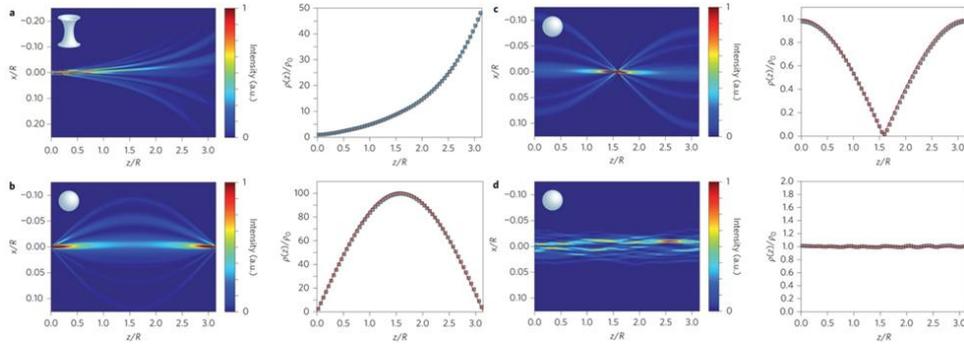


图 5. (a) 相位随机分布激光光斑在曲率为负的马鞍面上传播时,关联尺寸随着传播距离指数形的剧烈增加[44]; (b),(c),(d) 在曲率为正的球面上传播时,关联尺寸随着传播距离呈现振荡的特性:当初始光斑的衍射长度与球面的弯曲半径不相等时,关联尺寸有相同的振荡周期[44], (b)和(c) 分布是衍射长度小于与大于球面的弯曲半径两种情形时,关联尺寸的最大值有半个周期的偏移。(d) 是初始光斑的衍射长度与球面的弯曲半径相等时,关联尺寸随着传播距离基本不再发生变化[44]。

### 3.2 变换光学波导中光束波前调控与爱因斯坦环的模拟

特别是近些年来变换光学[46, 47]的兴起与发展,人们可以根据弯曲时空等价非均匀各向异性的材料的理念来人为设计介电常数、磁导率等电磁参数以实现  
对波包的波前调控。我们在实验上证实可以通过模拟弯曲空间的引力透镜效应来  
产生非衍射的准直光束。我们利用厚度绝热渐变的介质波导来构造一个中心对称  
非均匀分布的势场来模拟弯曲空间(见图 6)。图 6(a)是我们实验样品的示意图。  
在  $\text{SiO}_2$  的基底上镀上 80nm 的银膜,然后在基片上随机散上聚甲基丙烯酸甲酯  
(PMMA)微球,微球的尺寸是非均匀分布的,从  $1\mu\text{m}$  到  $100\mu\text{m}$ ,并且微球的密  
度足够稀少,保证微球之间的距离足够大。将样品放置于  $300^\circ\text{C}$  的加热台上,由

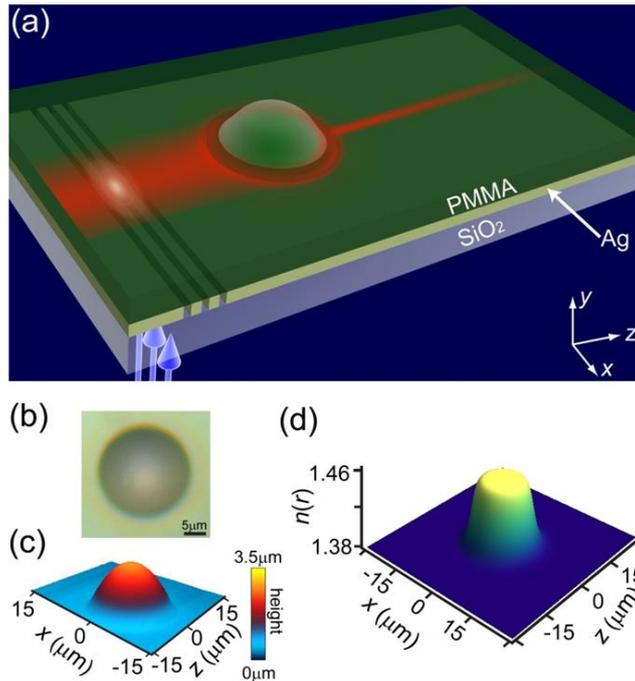


图 6. (a) 样品的示意图。图中蓝色的箭头代表入射的波长为 457nm 的激光。(b) 光学显微镜 PMMA 液滴的照片。(c) 用原子力显微镜扫描出的 PMMA 液滴的形貌。(d) 根据介质波导理论，计算所得等效折射率的分布。

于加热台的温度高于 PMMA 的熔化温度 ( $250^{\circ}\text{C}$ )，PMMA 微球熔化成拱形状。图 6(b) 是光学显微镜下的 PMMA 液滴的照片。为了进一步获得 PMMA 液滴的形貌，我们利用原子力显微镜 (AFM) 来扫描出 PMMA 液滴的厚度分布，如图 6(c) 所示。为了将外界的激光耦合进波导，我们用光栅耦合的方式，用聚焦离子束 (FIB) 在 PMMA 液滴的附件刻蚀上周期为 310nm 的光栅。最后，我们利用旋涂技术在样品上覆盖一层厚度约为  $1\mu\text{m}$  左右的 PMMA 膜，然后在  $70^{\circ}\text{C}$  的烘箱中烘干两小时最终成型。为了观察激光在波导里面的传播，我们在旋涂过程中在 PMMA 溶液中添加了铕 ( $\text{Eu}^{3+}$ ) 的稀土离子。在实验中激发波长是 457nm，当 457nm 激光在波导中传播时，它被  $\text{Eu}^{3+}$  的稀土离子吸收同时辐射出波长为 615nm 的红光，辐射出的荧光被 20 倍的物镜所收集，最终在 CCD 成像。尽管对 457nm 的激发波长， $1\mu\text{m}$  厚度的介质波导不再是单个模式，在我们的实验中，由于光栅的周期

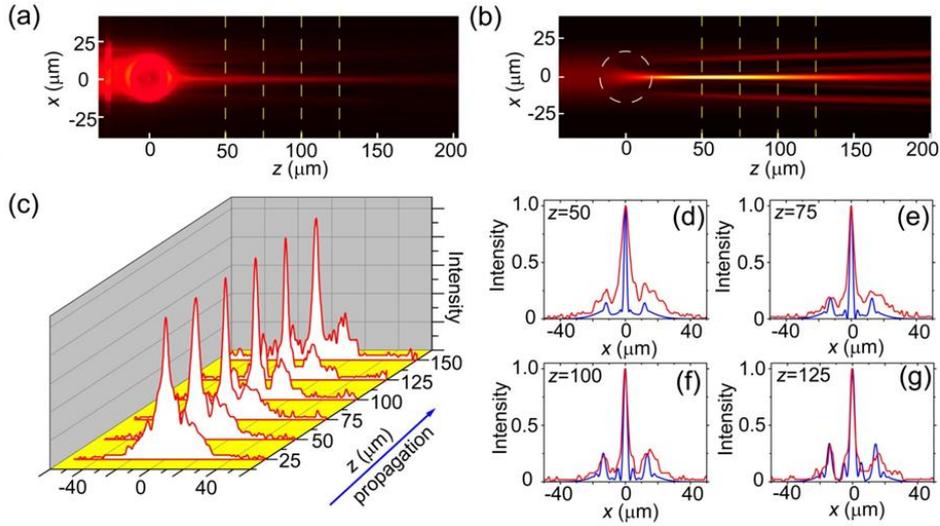


图 7. (a) 高斯光束经过 PMMA 液滴后转化为宽度仅为  $2\mu\text{m}$  并且在  $200\mu\text{m}$  传播范围内波包形状保持不变的非衍射的光束。(b) 是基于图 6(d)所示的折射率分布的理论模拟结果。圆的白虚线对应液滴所在的位置。(c) 是光束传播到不同位置的光束横场的强度分布。(d)-(g)是比较光束传播到不同位置的实验与理论的横场的强度分布曲线。红色的曲线对应实验结果，蓝色的曲线对应模拟结果。两者吻合的很好。

以及光斑的模式等实验限制，只有  $TM_3$  模式被激发。结合我们用 AFM 所测液滴的厚度分布，我们得到等效折射率的分布为：
$$n(x, z) = n_0 + a \left/ \left( 1 + \left( \sqrt{x^2 + z^2} / r_c \right)^8 \right) \right.$$
，其中  $n_0 = 1.37$ ， $a = 9.22 \times 10^{-2}$ ， $r_c = 9.69$ （见图 6 (d)）。我们知道 PMMA 体块本身的折射率是 1.49，在远离 PMMA 液滴时（厚度约为  $1\mu\text{m}$ ），对于激发的  $TM_3$  模式，波导的等效折射率是 1.37。由于 PMMA 液滴的厚度越靠近中心时，其厚度越来越大，所以等效折射率从 1.37 增加到 1.49。图 7 (a)是我们的实验结果，当一个半高宽约为  $11.3\mu\text{m}$  的高斯光束经过尺寸约为  $20\mu\text{m}$  的 PMMA 液滴后，其半高宽压缩到约为  $2\mu\text{m}$ ，并且在  $200\mu\text{m}$  范围内波包的形状基本保持不变（见图 7 (c)）。图 7 (b)是根据所得折射率分布利用光束传播理论上数值计算的结果，我们将光束传播到不同距离的横场的强度分布进行比较，发现理论与实验上吻合的很好（见图 7 (d)-(g)）。

我们知道当高斯光束经过该“星体”后，其折射率分布完全是均匀的，因此

光束的非衍射特性只能来自于高斯光束经过非均匀空间时,由于引力透镜效应所积累的非均匀的相位。根据衍射的原理,我们可以得到非衍射光束可以由平面波展开,并且不同平面波组分按相同的速率来积累相位;而且非衍射特性与波包存在的维度有关系,即满足三维或者二维波动方程的本征解。在三维空间中,非衍射的准直光束通过构造在垂直传播方向的两个维度保持形状不变,在另外一个维度上沿着直线传播,譬如三维自由空间的贝塞尔光束[6]。在二维空间中,非衍射的准直光束通过构造垂直于传播方向的维度的光场,一个理想的二维非衍射光束可以通过让两束平面波相对于传播方向相反的对称角干涉而形成。尽管在这种情形下,贝塞尔光束是局域的,也就是主光斑含有光束的大部分能量。但是,我们可以通过构造在相对于传播方向相反的对称角的两束平面波在横场的维度上的空间频宽来达到这个目的。特别的是,我们叠加两束在波矢空间中波峰分布远小于波数,由于两束平面波按相同的速率积累相位,因此干涉形成的光束在很大的传播范围内呈现非衍射的特性。

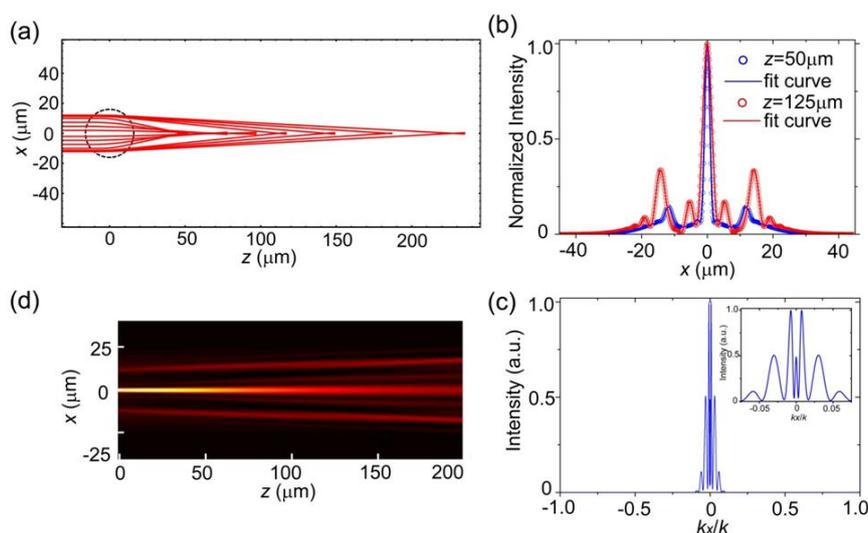


图 8. (a) 从几何光学的角度,光线经过中心对称非均匀分布的势场时会发生偏折,由于势场分布的对称性,存在相对于传播方向具有相反的对称角的一对光线。(b)和(c)分别是光束的横场的强度分布和空间频谱。(d)是根据光束的空间频谱利用传播光束的算法模拟所得高斯光束经过非均匀空间后的传播情况:光束的主光斑在  $200\mu\text{m}$  的传播距离内,其形状基本保持不变。

我们知道当光经过大质量天体产生的弯曲时空时, 轨迹会发生弯曲已不再是直线。我们利用弯曲空间的引力透镜效应使得两束原本平行的光束进行相交叠加。类似于文献[39]工作中使用一组交叉的光栅, 激发一对沿着传播方向有微小倾斜角的光束, 并在传播过程中干涉叠加。图 8(a)是从几何角度的出发, 考虑到图 6(d)所示等效折射率分布, 当光线具有不同的入射距离时经过该非均匀空间后有不同偏折角。由于折射率分布的对称性, 我们总能找到相对于传播方向具有相反对称角的一对光线。当一定宽度的高斯光束经过该非均匀空间后, 由于不同组份的相互干涉, 光束的横场的强度分布和空间频谱正如图 8(b)和(c) 所示: 我们可以观察到在很长的范围内, 主光斑的形状基本保持不变; 同时频谱空间的峰分布远小于波数, 只有波数的小数点后的两个量级 (见图 8(c)中的插图)。图 8(d)是根据光束的空间频谱利用传播光束的算法模拟所得高斯光束经过非均匀空间后的传播情况: 光束的主光斑在  $200\mu\text{m}$  的传播距离内, 其形状基本保持不变, 相比较大多数非衍射光束较大的主光斑的尺寸, 该波包主光斑尺寸只有  $2\mu\text{m}$ 。同时比较我们的实验结果, 两者吻合的很好。这说明利用弯曲空间的引力透镜效应可以构造非衍射的准直光束。

在我们的实验体系中, 除了实现非衍射的光束, 我们同时能观察到一维爱因斯坦环。众所周知, 爱因斯坦环是广义相对论的一个重要的预测[48], 并且在天体物理中利用天文学手段已经被观测到[49, 50]: 它的形成原因是由于点光源发出的发散的光由于引力透镜效应重新聚焦, 在合适的观测位置上远方观测者会在产生引力透镜效应的大质量天体周围观察到一系列点光源的像 (见图 9 (a))。在实验中, 我们需要模拟点光源发出来的发散光经过该“天体”, 也就是需要球面波的波前。因此, 我们用弧线形光栅取代直线形光栅, 弧线形光栅的周期是  $310\text{nm}$ ,

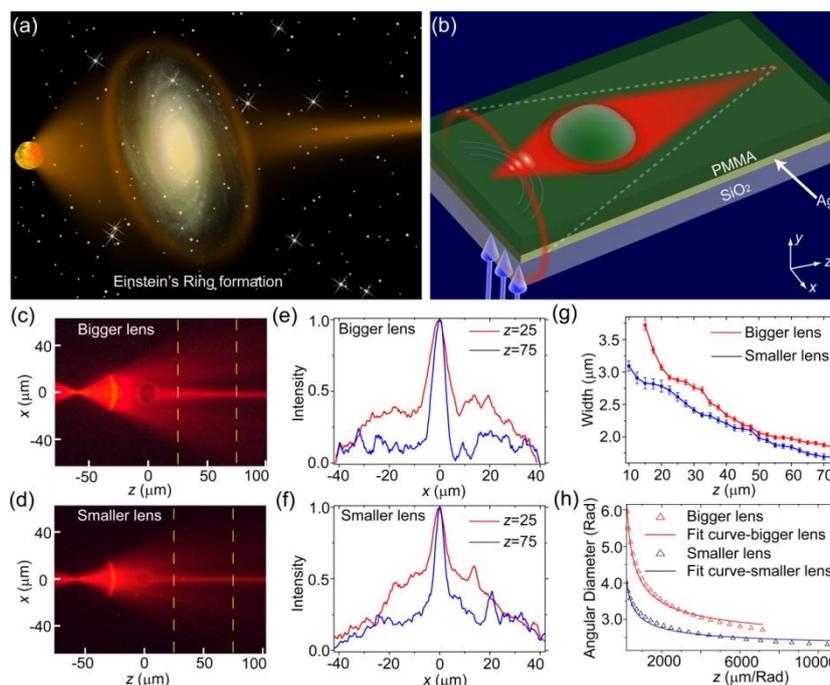


图 9. (a) 爱因斯坦环的艺术效果图: 点源发出的光由于大质量天体产生引力透镜效应而重新聚焦。(b) 是实验样品的示意图。图中蓝色的箭头代表入射的波长为  $457\text{nm}$  的激光。(c)和(d)点光源发出来的光经过两个不同尺寸的“天体”实验结果图。(e)和(f)是光束传播到不同位置的横场的强度分布图, 其对应的位置在(c)和(d)的黄色的虚线所示。(g) 实验结果中提取了光束的宽度与传播距离的关系。(h) 爱因斯坦环角半径的大小, 实线是按爱因斯坦公式拟合的曲线, 三角形的标志是实验的数据。

并且弧线的半径是  $30\mu\text{m}$ , 正如图 9 (b)所示。当波长为  $457\text{nm}$  的激光打在弧线形的光栅时, 弧线形光栅在波导中产生球面波的波前。当球面波的波前经过“天体”后, 从点光源发射出的发散光由于引力透镜效应重新聚焦, 并且重新聚焦的光束的宽度正比于传播的距离。图 9 (c)和图 9 (d)比较了点光源经过两个不同尺寸“天体”(液滴的尺寸不同)的结果: 我们发现“天体”越大, 光束收敛的越厉害, 但是最终收敛光束的宽度也较宽。图 9 (e)和图 9 (f) 比较了距离“天体”相同的位置, 光束垂直于传播方向的横场的强度分布; 图 9 (g)从实验结果中提取了光束的宽度与传播距离的关系。这些都说明较大的“天体”, 点源发射出来的发散光束由于引力透镜效应重新聚焦后有较大的光束宽度。我们同时比较实验所得的结果与爱因斯坦所预测爱因斯坦环之间的关系。在文献[48]中, 爱因斯坦给出了

由于引力透镜效应在大质量天体周围所成的虚像光环的角尺寸是  $\beta = \sqrt{\alpha_0 R_0 / z}$ ，其中  $\alpha_0$  是光线的偏折角度， $R_0$  是天体质量分布的半径， $z$  是观测者所在的位置与天体中心之间的距离。在我们的实验数据中，对应距离液滴中心的一定的传播距离，点源发射出来的发散光束重新聚焦后的收敛角度可以根据光束的宽度变化获得。为了对照爱因斯坦的公式，我们比较两个不同质量的“天体”的爱因斯坦环。我们用公式  $\beta(z/\alpha_0) = \sqrt{c/(z/\alpha_0)}$  来拟合我们实验数据，图 9(h) 比较我们的实验数据与理论数据，两者基本吻合的很好。在与液滴中心相距较大的距离时，角半径的大小实验所得相比较理论所预测得有些许的差异，这是我们实验室所得势场分布与引力势场  $1/r$  的分布有所差异，所以光束的聚焦角度要比理论值小一点。

### 3.3 变换光学波导中产生任意加速光束的理论模型

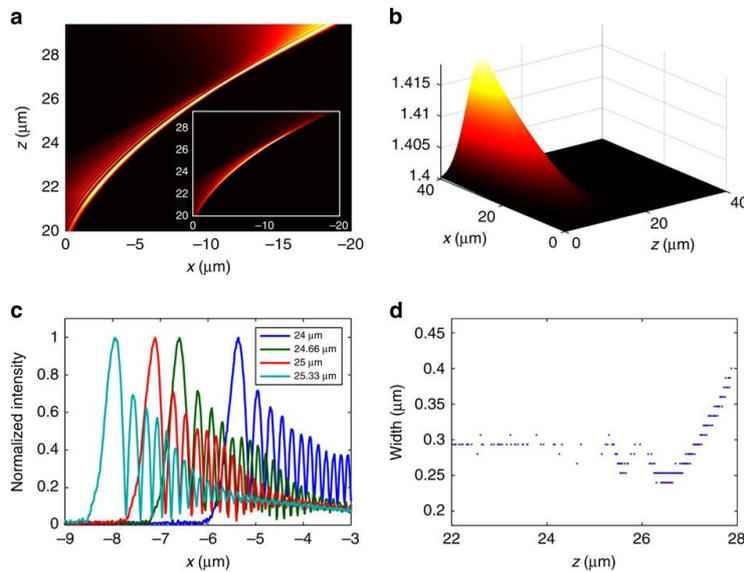


图 10. (a) 高斯光束转化为轨迹为  $f(z) = z^3$  非衍射的自我加速的光束。(b) 是产生这种非衍射的加速光束所需要的折射率分布。(c) 是加速光束在不同的传播距离时的横场的强度分布。(d) 是加速光束的主光斑的宽度与传播距离的关系。

在我们的实验工作中利用变换光学波导中模拟了弯曲时空，实现非衍射的准

直光束以及一维爱因斯坦环的模拟。我们同样可以在变换光学波导中利用弯曲空间将高斯光束转化为按任意轨迹运动的加速光束。在二维的空间下，根据费马原理，沿着传播的方向上会积累的一维非均匀相位  $\phi(x)$  可以表示为：

$$\phi(x) = k_0 \int_{z_i}^{z_f} n(x, z) dz \quad (3.1)$$

其中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ， $\lambda$  是波长， $n(x, z)$  是折射率的分布， $z$  是传播的距离。

我们可以在理论上设计让高斯光束经过非均匀的空间时变成加速光束。为了简化计算，我们可以令  $n(x, z) = f(x)g(z)$  在  $x$  和  $z$  的维度上彼此独立。同时认为在传播方向的折射率分布满足高斯分布  $g(z) = \exp(-z^2/\sigma^2)$ ，其中高斯宽度  $\sigma$  远小于传播距离 ( $\sigma \ll z_f - z_i$ )。根据公式 (3.1)，我们可以计算出在横场的方向上所需的折射率分布：

$$f(x) = \phi(x) / (k_0 \sqrt{\pi\sigma}) \quad (3.2)$$

因此，我们可以在二维空间中设计一定的折射率分布  $n(x, z) = \exp(-z^2/\sigma^2) \phi(x) / (k_0 \sqrt{\pi\sigma})$ ，当高斯光束经过非均匀空间时，产生设计的所需相位分布，类似于空间光调制器加载所需的相位分布一样[10]，实现任意轨迹加速的光束。我们可以利用数值计算的方法 (ODE) 得到在特定的相位分布的情况下，波包的演化传播的情况。图 10(a) 是当高斯光束经过在传播方向上  $20\mu\text{m}$  左右距离的非均匀空间后，产生轨迹  $f(z) = z^3$  并且波包形状保持不变的加速光束。图 10(b) 是产生这种非衍射的加速光束所需要的折射率分布。图 10(c) 描述了产生的加速光束在不同的传播距离时的横场的强度分布，而图 10(d) 是加速光束的主光斑的宽度与传播距离的关系。这些说明当一定宽度的光束经过弯曲空间时会积累非均匀的相位，经过特定的设计可以将高斯光束转化为加速光束。

### 3.4 本章小结

人们用不同的方法中对波包的波前进行调控，譬如传统的光学透镜，空间光调制器，光子晶体，超构材料以及超表面等。这些对波包的波前调控都是在传播的路径之外的外界干预的手段来进行的。我们首次将广义相对论的概念引入到对光束波前的调控，波包在弯曲空间传播过程中时会积累非均匀的相位，从而实现了对光束的波前调控。在实验中，我们利用介质波导中的介质层的厚度与等效折射率的关系，构造折射率非均匀分布的势场来模拟弯曲空间，在实验上实现非衍射的光束：一维的非衍射的准直光束以及按任意轨迹运动自我加速的光束。与此同时，我们在实验上模拟点光源在弯曲空间的传播情况，实验上观察到一维爱因斯坦环。

## 参考文献

1. Zabusky, N.J. and M.D. Kruskal, "INTERACTION OF SOLITONS IN A COLLISIONLESS PLASMA AND RECURRENCE OF INITIAL STATES," *Phys. Rev. Lett* **15**, 240 (1965).
2. Stegeman, G.I. and M. Segev, "Optical spatial solitons and their interactions: Universality and diversity," *Science* **286**, 1518 (1999).
3. Christodoulides, D.N. and T.H. Coskun, "Diffraction-free planar beams in unbiased photorefractive media," *Optics Letters* **21**, 1460 (1996).
4. DelRe, E., F. Di Mei, J. Parravicini, G. Parravicini, A.J. Agranat, and C. Conti, "Subwavelength anti-diffracting beams propagating over more than 1,000 Rayleigh lengths," *Nature Photonics* **9**, 228 (2015).
5. Durnin, J., "EXACT-SOLUTIONS FOR NONDIFFRACTING BEAMS .1. THE SCALAR THEORY," *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **4**, 651 (1987).
6. Durnin, J., J.J. Miceli, Jr., and J.H. Eberly, "Diffraction-free beams," *Phys. Rev. Lett* **58**, 1499 (1987).
7. Berry;M.V and Balas;N.L, "Nonspreading wave packets," *Am.J.Phys* **47**, 264 (1979).
8. Siviloglou, G.A. and D.N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," *Optics Letters* **32**, 979 (2007).
9. Siviloglou, G.A., J. Broky, A. Dogariu, and D.N. Christodoulides, "Observation of accelerating airy beams," *Phys. Rev. Lett* **99** (2007).
10. Greenfield, E., M. Segev, W. Walasik, and O. Raz, "Accelerating Light Beams along Arbitrary Convex Trajectories," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
11. Kaminer, I., R. Bekenstein, J. Nemirovsky, and M. Segev, "Nondiffracting Accelerating Wave Packets of Maxwell's Equations," *Phys. Rev. Lett* **108** (2012).
12. Aleahmad, P., M.-A. Miri, M.S. Mills, I. Kaminer, M. Segev, and D.N. Christodoulides, "Fully Vectorial Accelerating Diffraction-Free Helmholtz Beams," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).
13. Zhang, P., Y. Hu, T. Li, D. Cannan, X. Yin, R. Morandotti, Z. Chen, and X. Zhang, "Nonparaxial Mathieu and Weber Accelerating Beams," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).
14. Allen, L., M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, and J.P. Woerdman, "ORBITAL ANGULAR-MOMENTUM OF LIGHT AND THE TRANSFORMATION OF LAGUERRE-GAUSSIAN LASER MODES," *Physical Review A* **45**, 8185 (1992).
15. Li, X., T.-H. Lan, C.-H. Tien, and M. Gu, "Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam," *Nature Communications* **3** (2012).
16. Vetter, C., T. Eichelkraut, M. Ornigotti, and A. Szameit, "Generalized Radially Self-Accelerating Helicon Beams," *Phys. Rev. Lett* **113** (2014).
17. Voloch-Bloch, N., Y. Lereah, Y. Lilach, A. Gover, and A. Arie, "Generation of electron Airy beams," *Nature* **494**, 331 (2013).
18. Kaminer, I., J. Nemirovsky, M. Rechtsman, R. Bekenstein, and M. Segev, "Self-accelerating Dirac particles and prolonging the lifetime of relativistic fermions," *Nature Physics* **11**, 261 (2015).
19. Bar-Ziv, U., A. Postan, and M. Segev, "Observation of shape-preserving accelerating underwater acoustic beams," *Phys. Rev. B* **92** (2015).

20. Zhang, P., 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** (2014).
21. Baumgartl, J., M. Mazilu, and K. Dholakia, "Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets," *Nature Photonics* **2**, 675 (2008).
22. Schley, R., I. Kaminer, E. Greenfield, R. Bekenstein, Y. Lumer, and M. Segev, "Loss-proof self-accelerating beams and their use in non-paraxial manipulation of particles' trajectories," *Nature Communications* **5** (2014).
23. Jia, S., J.C. Vaughan, and X. Zhuang, "Isotropic three-dimensional super-resolution imaging with a self-bending point spread function," *Nature Photonics* **8**, 302 (2014).
24. Polynkin, P., M. Kolesik, and J. Moloney, "Filamentation of Femtosecond Laser Airy Beams in Water," *Phys. Rev. Lett* **103** (2009).
25. Kosaka, H., T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Self-collimating phenomena in photonic crystals," *Appl. Phys. Lett* **74**, 1212 (1999).
26. Rakich, P.T., M.S. Dahlem, S. Tandon, M. Ibanescu, M. Soljagic, G.S. Petrich, J.D. Joannopoulos, L.A. Kolodziejski, and E.P. Ippen, "Achieving centimetre-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal," *Nature Materials* **5**, 93 (2006).
27. Yu, X.F. and S.H. Fan, "Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystals," *Appl. Phys. Lett* **83**, 3251 (2003).
28. Lu, Z.L., S.Y. Shi, J.A. Murakowski, G.J. Schneider, C.A. Schuetz, and D.W. Prather, "Experimental demonstration of self-collimation inside a three-dimensional photonic crystal," *Phys. Rev. Lett* **96** (2006).
29. Huang, X., Y. Lai, Z.H. Hang, H. Zheng, and C.T. Chan, "Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials," *Nature Materials* **10**, 582 (2011).
30. Lu, L., L. Fu, J.D. Joannopoulos, and M. Soljagic, "Weyl points and line nodes in gyroid photonic crystals," *Nature Photonics* **7**, 294 (2013).
31. Fang, A., Z.Q. Zhang, S.G. Louie, and C.T. Chan, "Klein tunneling and supercollimation of pseudospin-1 electromagnetic waves," *Phys. Rev. B* **93**, 035422 (2016).
32. Shelby, R.A., D.R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science* **292**, 77 (2001).
33. Gao, W., M. Lawrence, B. Yang, F. Liu, F. Fang, B. Beri, J. Li, and S. Zhang, "Topological Photonic Phase in Chiral Hyperbolic Metamaterials," *Phys. Rev. Lett* **114** (2015).
34. Gao, W.-L., F.-Z. Fang, Y.-M. Liu, and S. Zhang, "Chiral surface waves supported by biaxial hyperbolic metamaterials," *Light-Science & Applications* **4** (2015).
35. Yu, N., 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).
36. Kildishev, A.V., A. Boltasseva, and V.M. Shalaev, "Planar Photonics with Metasurfaces," *Science* **339** (2013).
37. Yu, N. and F. Capasso, "Flat optics with designer metasurfaces," *Nature Materials* **13**, 139 (2014).
38. Lin, D., P. Fan, E. Hasman, and M.L. Brongersma, "Dielectric gradient metasurface optical

- elements," *Science* **345**, 298 (2014).
39. Lin, J., J. Dellinger, P. Genevet, B. Cluzel, F. de Fornel, and F. Capasso, "Cosine-Gauss Plasmon Beam: A Localized Long-Range Nondiffracting Surface Wave," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).
  40. Epstein, I., Y. Lilach, and A. Arie, "Shaping plasmonic light beams with near-field plasmonic holograms," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **31**, 1642 (2014).
  41. Batz, S. and U. Peschel, "Linear and nonlinear optics in curved space," *Physical Review A* **78** (2008).
  42. Schultheiss, V.H., S. Batz, A. Szameit, F. Dreisow, S. Nolte, A. Tunnermann, S. Longhi, and U. Peschel, "Optics in Curved Space," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
  43. Brown, R.H. and R.Q. Twiss, "TEST OF A NEW TYPE OF STELLAR INTERFEROMETER ON SIRIUS," *Nature* **178**, 1046 (1956).
  44. Schultheiss, V.H., S. Batz, and U. Peschel, "Hanbury Brown and Twiss measurements in curved space," *Nature Photon* **10**, 106 (2016).
  45. Bekenstein, R., J. Nemirovsky, I. Kaminer, and M. Segev, "Shape-Preserving Accelerating Electromagnetic Wave Packets in Curved Space," *Physical Review X* **4** (2014).
  46. Pendry, J.B., D. Schurig, and D.R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields," *Science* **312**, 1780 (2006).
  47. Leonhardt, U., "Optical Conformal Mapping," *Science* **312**, 1777 (2006).
  48. Einstein, A., "Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field," *Science (New York, N.Y.)* **84**, 506 (1936).
  49. Hewitt, J.N., E.L. Turner, D.P. Schneider, B.F. Burke, G.I. Langston, and C.R. Lawrence, "UNUSUAL RADIO-SOURCE MG1131+0456 - A POSSIBLE EINSTEIN RING," *Nature* **333**, 537 (1988).
  50. King, L.J., N. Jackson, R.D. Blandford, M.N. Bremer, I.W.A. Browne, A.G. de Bruyn, C. Fassnacht, L. Koopmans, D. Marlow, and P.N. Wilkinson, "A complete infrared Einstein ring in the gravitational lens system B1938+666," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **295**, L41 (1998).

## 第四章 变换光学波导中光束的动态调控

### 4.1 动态可控微纳光学器件的介绍

如何控制电磁波一直以来是光学领域里热门的话题。通常电磁波在介质里的传播主要由材料的折射率或者介电常数来决定的。自然界中的材料，特别是在光学波段，其折射率大小变化范围是有限的；因此限制人们对电磁波的操纵的自由度。近些年来，人工微结构超构材料的出现极大的丰富和扩展材料的介电常数和磁导率系数的范围，譬如负折射材料[1, 2]、零折射率材料[3, 4]以及强各向异性的材料[5]。超构材料通常是由亚波长的结构单元所组成，最经典的结构是由英国的 Pendry 教授在 1999 年提出的人工金属劈裂环共振器 (split-ring resonator: SRR) [6]，当电磁波与 SRR 结构相互作用时，电磁波可以激发结构的感应电流，感应电流产生的感应磁场使得 SRR 产生磁偶极共振，类似一个电感-电容的回路。并且该结构等效的磁导率系数在磁共振附近可以实现负值，这种负磁导率系数的材料在自然界中是无法找到的。因此，人们可以通过设计人工微结构单元的尺寸和形状获得所需的电磁参数。特别是，微纳加工技术的发展能使人们精确控制各种人工微结构单元尺寸和形状，譬如各种尺寸不同 SRR 结构的制备[5, 7, 8]，介质硅上刻蚀周期非均匀空气孔阵[9-11]，灰度曝光控制样品的形貌[12, 13]，非均匀的波导[14, 15]，以亚波长级别的金属/介质结构为单元的多层膜结构[16-18]。尤其是，变换光学[19, 20]的发展为人们如何设计电磁参数的分布以达到控制电磁波传播提供了理论工具；因此，一系列新颖的变换光学器件在实验上予以实现，譬如隐身斗篷[5]、幻觉光学[21-23]、龙柏透镜[12]、人工“黑洞”[24-26]等。但是大多数这些变换光学器件是静态的和线性的，也就是一旦器件的结构参数固定，

光学现象就不再改变。

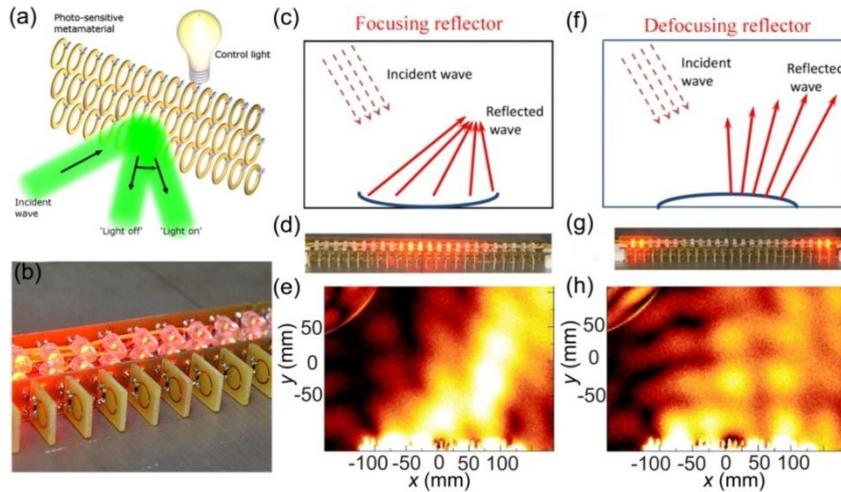


图 1.(a) 样品的示意图：用光控的方式控制入射光的反射角。当控制光打开和关闭时，入射光有不同的偏折角[27]。(b) 实验样品的示意图：在微波波段实现用光控方式可调的反射镜。该反射镜是由排成阵列的 SRR 结构组成的，每个 SRR 结构含有变容的二极管，通过光电二极管改变变容器的电压。按一定形状排列的 LED 光源决定反射镜的功能[27]。(c),(d),(e) 用光控的超构材料实现聚焦反射镜的功能[27]，(c) 是示意图，(d) 是实物图，(e) 是实验的结果图。(f),(g),(h) 用光控的超构材料实现聚焦反射镜的功能[27]，(f) 是示意图，(g) 是实物图，(h) 是实验的结果图。

如何实现可以动态调控的变换光学装置？人们提出可调控的人工微结构超构材料的概念，可以通过外界条件的改变引起人工微结构单元中的材料的局域相应，从而改变其光学性质。同时这种局域相应是可逆的，一旦撤去外界条件，超构材料又回到原来的状态。根据人工微结构超构材料单元组份的性质，外界的激发条件可以是光致的、机械力的、电致的以及热调控的等。譬如，Kivshar 教授课题组[27]在 SRR 结构里加载可变的电容器（见图 1），巧妙的利用在 LED 灯上加载不同的电压，实现不同亮度的照明来改变结构中电容的大小，从而调控 SRR 结构的共振参数。在这种光致的实验方案中，将 LED 灯排列成一定的形状来实现等效参数的非均匀分布，可以对入射在样品上微波波段的电磁波进行动态的波前调控，正如图 1(c) 和 1(f)所示，可以实现电磁波的反射聚焦和散焦。在 Zheludev 教授课题组[28]的工作中，同样利用 SRR 结构，将大小在百纳米量级的金属 SRR

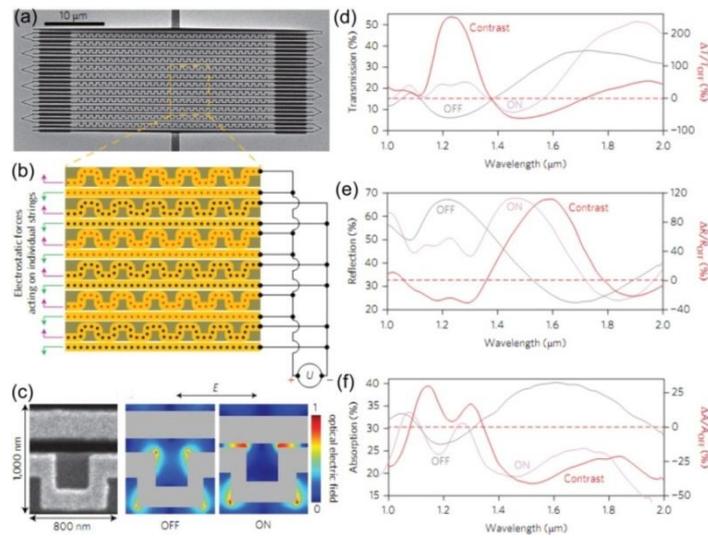


图 2. (a)和(b) 分别是实验样品的扫描电镜图以及样品的示意图[28]。在图(b)中，黑线代表电压的驱动电路，黄色代表金的超构材料的形状，棕色代表氮化硅的基底。(c) 是加电压和不加电压时，超构材料的形状以及模拟的电场分布图。(d)，(e)，(f) 分布是样品的透射谱，反射谱以及吸收谱[28]：说明可以电控的方式改变谱线的形状，类似一个可控的电开关。

结构刻蚀在氮化硅的薄膜上（见图 2）。由于在纳米尺度的距离内，物体之间的静电力是不能忽略的，研究发现在样品上加载大小不同的静电压(0 到 2 伏之间) 会改变微结构单元中的结构之间的距离。由于 **SRR** 结构具有很强的共振特性，因此当样品与外界的电磁波相互作用时，微结构单元形状的微小变化(见图 2(c)) 会导致感应电磁场的巨大变化。图 2(d-f)比较了样品在近红外波段的反射，透射以及吸收谱，发现加电压和不加电压有巨大的变化。基于这种静电场导致的机械变化的变换光学装置可以与光电子器件相结合，实现譬如可调控光学滤光器，光开关以及光调制器等等。

除了利用人工微结构单元本身的共振特性之外，人们还利用一些材料本身的非线性的性质来实现一些动态调控的器件。譬如，Shalaev 教授课题组[29]将人工微结构单元夹在两层液晶之间（见图 3(a)），通过调节液晶的介电常数实现结构单元的等效折射率在近红外波段从负值到零再到正值的一个宽范围内变化(见图

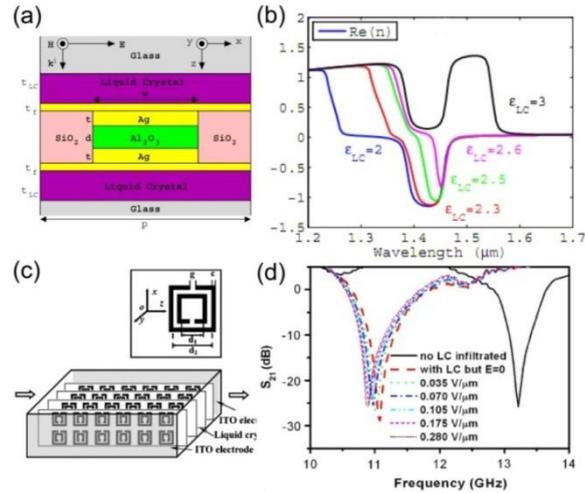


图 3. (a) 折射率可调的超材料的示意图：将微结构共振单元夹在两层液晶之间[29]。(b) 是理论计算的结果图。通过调节液晶的折射率，在一个很广的波段，超材料的折射率可以从负值，到零再到正值的连续变化[29]。(c) 将周期性排列的 SRR 结构与液晶相结合，通过外界电场改变液晶从而改变 SRR 结构的透射谱[30]。(d) 是该超材料的在不同电场下的透射谱[30]。

3(b))。同样，Zhao 等人[30]同样将液晶与周期性排列的 SRR 阵列相结合（见图 3(c)），能动态的调节人工微结构的透射谱线（见图 3(d)）。人们还利用材料本身的 Kerr 效应实现譬如可控的光捕获的光学装置[31]和隐身斗篷[32]。在 Pandey 的工作[31]中，当外界有强或者弱的控制光打在含有非线性介质的变换光学装置上时（见图 4(a)-(c)），由于变换介质的二阶非线性的 Kerr 效应，入射弱的探测信号光会发生汇聚，同时当控制光的功率密度增大时，汇聚的效果就越明显。在 Zharova 的工作[32]中，研究发现将亚波长尺寸的等离激元颗粒包裹上多层膜结构后（见图 4(d)），可以实现其隐身。由于中间的介质的非线性的响应，当不同强度的入射光打在颗粒上时，颗粒有着不同的散射截面（见图 4(e)和(f)），因此实现一种可以动态调控的隐身斗篷。除了液晶和非线性的 Kerr 介质，Engheta 教授课题组[33]还提出利用单层石墨烯来控制在其中表面等离激元的传播，研究发现通过加电压的方式可以动态改变单层石墨烯的化学势，使其表现金属或者介质的性质，可以在单层石墨烯实现一些集成功能的器件，譬如光束的分束，定向波

导以及透镜功能。

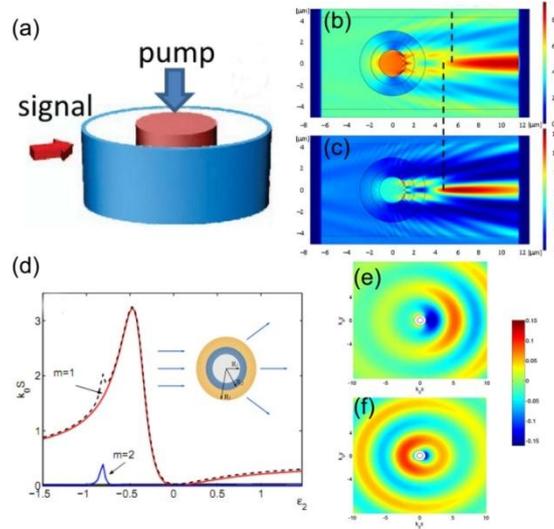


图 4. (a) 是含有非线性 Kerr 介质的变换光学装置的示意图：强光作为控制光产生非线性变化，弱光作为探测信号[31]。(b)和(c) 是不同控制光功率下的模拟图，对于弱的探测光，功率越大，聚焦越厉害[31]。(d) 是亚波长尺寸的等离激元颗粒包裹上多层膜结构后的散射截面的大小与其中第二层包裹介质  $\epsilon_2$  的关系，颗粒的尺寸满足  $k_0 R_{1,2,3} = 0.4, 0.5, 0.866$ ,  $\epsilon_{1,3} = 15, 2$ ,  $\epsilon_2$  的虚部是 0.02。通过设定  $\epsilon_2$  颗粒能实现隐身[32]。(e)和(f) 是第二层包裹介质当  $\epsilon_2 = 0.1 - 0.02i$ ，同时 Kerr 系数的大小是  $\alpha = -5 \times 10^{-8}$ 。在入射光的密度分别为  $2.5 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$  和  $2.66 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$  的散射场强的分布图，由于 Kerr 效应，不同强度的入射光有不同的散射场[32]。

人们不仅仅局限在固体的体系中去实现可调控的变换光学器件，Zheludev 课题组[34]提出利用光流体波导来控制光束的传播，研究发现可以通过调节微流体的通道的位置、液体的成份以及流速，使得混合扩散出来的液体形成特定折射率分布，从而可以控制在其中传播光束的聚焦与干涉。在 Huang 等人[35]的工作中，类似将液体与表面等离激元系统相结合（见图 5(a)），用光热的方式在液体中产生气泡，通过气泡来控制表面等离激元（Surface Plasmon Polaritons: SPPs）的传播。SPPs 是一种在介质与金属的界面上光与电子耦合的极化波，因此其传播常数对介质的环境的变化很敏感。图 5(b)显示气泡存在时，SPPs 等效折射率的分布图。当 405nm 波长的激光打在金属表面上，由于金属吸热而产生气泡，

可以通过激光的位置和功率控制气泡的位置和大小（见图 5(c)-(e)）；用另一束波长为 808nm 的激光打在光栅上，激发 SPP。图 5(f)-(i)显示在液体中用光热的方式产生大小不同的气泡，实现 SPP 从聚焦到准直。

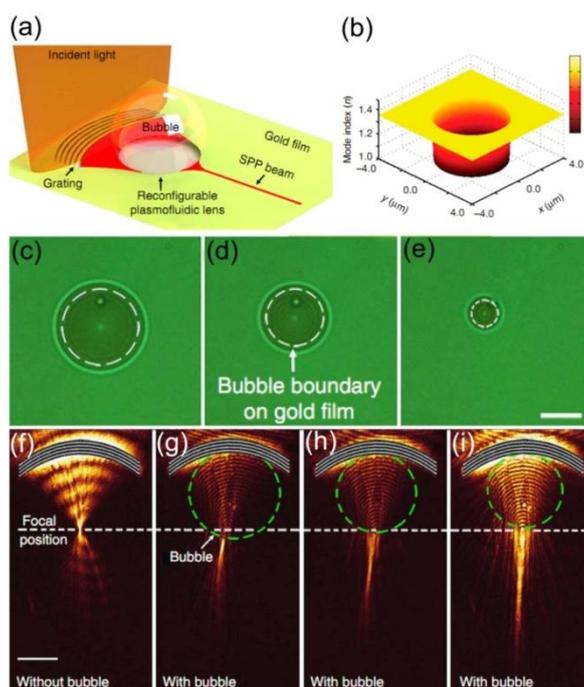


图 5. (a) 表面等离子激元与液体结合形成的等离子激元-液体透镜：用激光诱导方式在金属面上产生气泡，用产生的气泡控制 SPP 的传播[35]。(b) 是在气泡周围等效折射率的分布[35]。(c),(d),(e) 是用激光诱导方式控制金属面上大小分别为  $18\mu\text{m}$ ， $16\mu\text{m}$  和  $14\mu\text{m}$  的气泡[35]。(f),(g),(h),(i) 分别是没有气泡以及气泡大小分布为  $45\mu\text{m}$ ， $39\mu\text{m}$  和  $37\mu\text{m}$  时对 SPP 的传播的控制：SPP 从聚焦到准直[35]。

## 4.2 变换光学波导中光热透镜效应的理论分析

在我们的工作中，将聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）夹在两层金属之间组成一个法布里-珀罗（Fabry-Perot:FP）的微腔（见图 6(a)）。PMMA 这种聚合物具有很高的光热系数  $dn/dT = -1.15 \times 10^{-4}$ ，比普通的固体玻璃高出三个数量级，因此随着温度的升高，PMMA 的折射率会减少。尽管 PMMA 有着较高的光热系数，但是在可见光波段，PMMA 几乎是透明的，对可见光的吸收率低于 0.4%。但是我

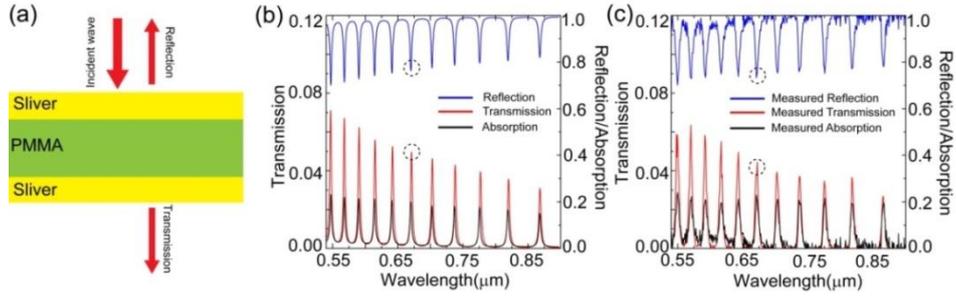


图 6. (a) FP 腔的示意图：将厚度约为  $4.8\mu\text{m}$  的 PMMA 夹在厚度约为  $50\text{nm}$  的银膜之间组成 FP 腔。(b)和(c)分别是用转移矩阵理论以及实验所测 FP 腔的透射谱，反射谱以及吸收谱。

们可以通过设计中间 PMMA 介质层的厚度，利用 FP 的共振特性，使其对特定的波长共振吸收。图 6(b)和图 6(c)分别是厚度约为  $4.8\mu\text{m}$  的 PMMA 介质层夹在两层约为  $50\text{nm}$  银膜之间在可见光波段的透射谱、反射谱以及吸收谱的理论计算以及实验所测的谱线。我们发现对应波长为  $671\text{nm}$  的实验控制光，其吸收率高达 20%。在实验过程中，我们将高功率的强度具有高斯分布（高斯分布的宽度  $\sigma$  约为  $24\mu\text{m}$ ）的激光打在样品上，样品由于共振吸收产生温度场的分布  $T$ ，可以用热扩散方程描述为：

$$k\nabla T(\vec{r},t) + Q(\vec{r},t) = 0 \quad (4.1)$$

其中  $k = 0.25\text{W/m.K}$  是 PMMA 的热传导系数， $Q(\vec{r},t)$  是热源，在我们的工作中热源的分布是由控制光的强度分布来决定的，可以写成  $Q(r,t) = Q_0 e^{-r^2/\sigma^2}$ ，其中  $Q_0$  是中心最大的热源密度。方程(4.1)在柱坐标系下做展开，可以写成：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z^2} = -\frac{Q_0}{k} e^{-r^2/\sigma^2} \quad (4.2)$$

由于在我们的结构中介质的厚度  $d$  小于高斯光束的宽度  $\sigma$ ，也就是

$$\left| \frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z^2} \right| \left/ \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right) \right| \right. \sim \frac{\sigma^2}{d^2} \gg 1 \quad (4.3)$$

所以在公式中(4.2)中，第二项占主导，方程(4.2)可以简化为：

$$\frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{Q(r)}{k} = -\frac{Q_0}{k} \exp\left[-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4.4)$$

认为方程有解  $T(r, z) = T_a + Z(z)Q(r)$ , 方程(4.4)可以写成

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{k} \quad (4.5)$$

其中  $T_a$  是周围环境的温度, 我们假设边界条件  $T(r, 0) = T(r, d) = T_a$ , 所以在外界控制光激发的条件下产生的温度场的分布是

$$T(r, z) = T_a + \frac{Q_0}{2k} z(d-z) \exp\left[-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4.6)$$

样品的平均温度可以写成:

$$\langle T(r) \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d T(r, z) dz = T_a + \frac{d^2}{12k} Q_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4.7)$$

相比较之前的工作, 利用介质波导厚度的绝热变化来产生非均匀分布的等效折射率的中心势场。同样, 利用 PMMA 的光热特性, 也可以产生类似中心势场, 来模拟弯曲空间, 其势场分布是:

$$n(r) = n_0 + \frac{dn}{dT} (\langle T(r) \rangle - T_a) = n_0 \left( 1 - \delta \exp\left[-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right] \right) \quad (4.8)$$

其中  $\delta = \frac{Q_0 d^2}{12k n_0} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ll 1$ ,  $n_0$  是在没加控制光时 PMMA 的折射率。我们利用控制

激光的总功率  $P_0$  来定义中心最大的热源密度  $Q_0$ :

$$AP_0 = 2\pi d \int_0^\infty \exp\left[-(r/\sigma)^2\right] r dr = \pi \sigma^2 Q_0 \quad (4.9)$$

其中  $A$  是吸收率。因此  $\delta$  可以重新写成为  $\delta = \frac{dP_0 A}{12k \pi \sigma^2 n_0} \left| \frac{dn}{dT} \right|$ , 我们可以看出势场

的变化量跟激光总功率的大小成正比的关系。在利用介质波导厚度的变化产生的中心势场时, 一旦样品固定后势场就无法改变。而用光控的方式产生的势场, 可以通过改变控制激光的大小和位置能相应的动态的改变中心势场的位置和大小。

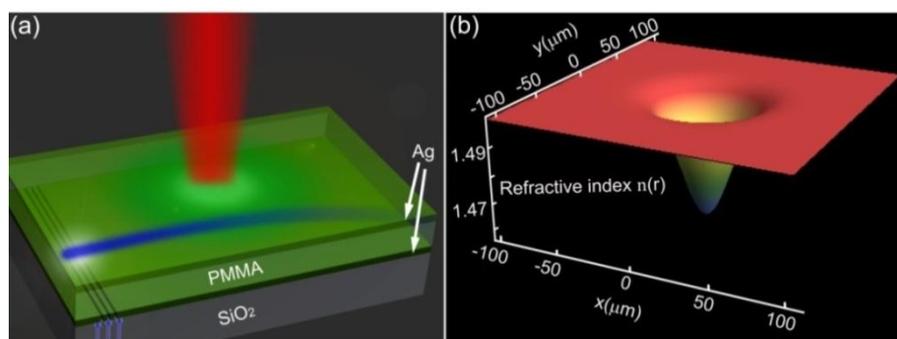


图 7. (a) 是实验样品的示意图：将波长为 671nm 激光(红色部分)作为控制光，产生折射率的非均匀分布。将波长为 405nm 通过光栅耦合的方式耦进波导，激光在波导中传播时会感受到折射率的变化。(b) 在控制光的功率为 2.8W 时，通过光热效应由控制光产生折射率非均匀分布的中心势场。

在我们实验中用另一支波长为 457nm 的弱的激光作为探测光（功率约为几毫瓦），来表征由波长为 671nm 的控制光产生的折射率非均匀分布的势场。图 7(a) 是样品的示意图：在  $\text{SiO}_2$  基底上镀上 50nm 厚的银膜，我们用光栅耦合的方式将探测光耦合进波导，为此用聚焦离子束刻蚀的方式在该层银膜上刻蚀上周期为 310nm 的光栅。随后旋涂上厚度约为  $4.8\mu\text{m}$  的 PMMA 波导的介质层，为了观察探测光在波导中的传播，在旋涂过程中，我们在 PMMA 的溶液中添加了铕 ( $\text{Eu}^{3+}$ ) 的稀土离子，它可以吸收 457nm 的激光，同时辐射出中心波长在 620nm 左右的荧光。辐射出的荧光被 20 倍的物镜所收集，最终在 CCD 上成像并被收集。图 8 是在固定控制激光功率为  $P_0 = 2.8\text{W}$  时的实验照片，在这种控制光的功率下产生折射率分布如图 7(b)所示，其中心处折射率变化量达到最大，减少了 2.86%。当探测光向产生的非均匀的折射率的中心传播时，探测光会发生向外的偏折，类似凹透镜。我们知道传统透镜在傍轴近似下，对于入射光的偏折角可以描述为  $\theta_d = \tan^{-1}(r_0/f)$ ，其中  $f$  是透镜的焦距， $r_0$  是作用距离，也就是入射光的中心与光轴之间的距离。这种简单的对应关系可以由光线在透镜边缘的折射而获得。尽管在我们的实验中，探测光束的偏折是其经过折射率非均匀分布的区域而引起的，

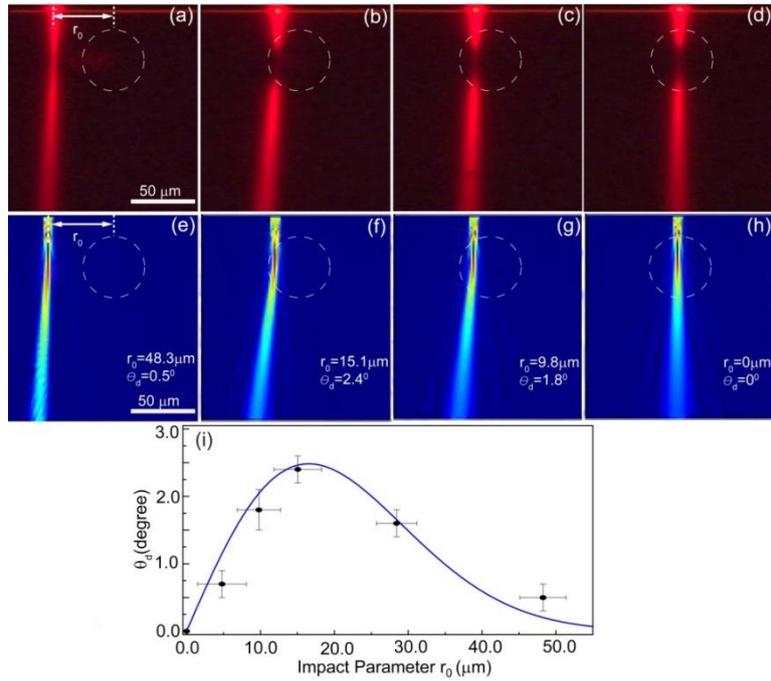


图 8. (a)-(d) 是固定控制光的功率为 2.8 W 时, 改变入射距离时, 探测光束有不同的偏折角。(e)-(f) 对应的模拟图, 两者吻合的很好。(i) 是根据公式 (4.14) 理论计算 (蓝色的实线) 与实验所测的偏折角与入射距离的关系。

我们同样可以利用  $\theta_d$  与入射距离  $r_0$  的关系来描述探测光束的传播演化的行为。图 8 记录了四种不同入射距离时的光束偏折 (图中的虚线圆对应控制光打在样品上所对应的位置): 当入射距离  $r_0 = 48.3 \mu\text{m}$  时, 由于光束远离由光热效应所产生的折射率变化的中心, 因此光束的偏折很弱 (见图 8(a)); 当入射距离  $r_0 = 15.1 \mu\text{m}$  时, 光束的偏折角有一个极大值  $\theta_d = 2.4^\circ$  (见图 8(b)); 当进一步减少入射距离时, 光束的偏折角线性的减少 (见图 8(c) 和 8(d))。我们进一步用全波模拟的方法 (FDTD Solution), 利用图 7(b) 所得折射率的分布, 验证了我们的实验结果。正如图 8(e)-8(f) 所示, 模拟的结果与实验吻合的很好。

### 4.3 变换光学波导中光束动态调控的实验与分析

在中心对称的势场分布的弯曲空间中, 光子在一个平面上运动可以用拉格朗

日量描述为[24]  $\mathcal{L} = c^2 \dot{t}^2 - n^2(r)(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2)$ ，其中偏微分是对任意的仿射参数，取自然坐标令  $c=1$ ，对于无质量的光子运动  $\mathcal{L} = 0$ ，通过解欧拉-拉格朗日方程，我们得到光子的运动方程是：

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{n^2(r)r^4}{b^2} - r^2 \quad (4.10)$$

其中  $\theta$  是方位角， $b = n_0 r_0$  是有关入射距离  $r_0$  的一个参量。引入一个新的参量  $\zeta = r/\sigma$ ，同时将由光热效应产生的折射率分布的(4.8)代入方程(4.10)，得到：

$$\theta(\zeta) = \varphi_\infty \pm \int_\infty^\zeta \frac{q_t(\delta)d\zeta}{\zeta \sqrt{\zeta^2(1 - \delta e^{-\zeta^2})^2 - q_t^2(\delta)}} \quad (4.11)$$

其中  $q_t(\delta) = b/\sigma n_0 = \zeta_t(1 - \delta e^{-\zeta_t^2})$ ， $\zeta_t = r_t/\sigma$  是奇异点。尽管方程(4.11)没有解析解，但是，由于光热效应很弱，也就是  $\delta \ll 1$ ，所以被积表达式可以按  $\delta$  级数展开，保留前两项

$$\frac{q_t(\delta)d\zeta}{\zeta \sqrt{\zeta^2(1 - \delta e^{-\zeta^2})^2 - q_t^2(\delta)}} \approx \frac{\zeta_t}{\zeta \sqrt{\zeta^2 - \zeta_t^2}} + \delta \zeta_t \zeta \frac{e^{-\zeta^2} - e^{-\zeta_t^2}}{(\zeta^2 - \zeta_t^2)^{3/2}} \quad (4.12)$$

因此方程(4.11)可以写成：

$$\theta^\pm(\zeta) = \varphi_\infty \pm \left( \delta \sqrt{\pi} \zeta_t e^{-\zeta_t^2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\zeta^2 - \zeta_t^2}\right) - \delta \zeta_t \frac{e^{-\zeta^2} - e^{-\zeta_t^2}}{\sqrt{\zeta^2 - \zeta_t^2}} - \tan^{-1}\left(\frac{\zeta_t}{\sqrt{\zeta^2 - \zeta_t^2}}\right) \right) \quad (4.13)$$

其中  $\operatorname{erfc}$  是误差函数。因此光束的偏折角  $\theta_d$  与入射距离  $r_0$  的关系可以写成：

$$\theta_d = \pi + \lim_{\zeta \rightarrow \zeta_t} (\theta^+ - \theta^-) \approx 2\delta \sqrt{\pi} \zeta_t e^{-\zeta_t^2} \approx 2\delta \sqrt{\pi} \left(\frac{r_0}{\sigma}\right) e^{-r_0^2/\sigma^2} \quad (4.14)$$

根据公式(4.14)，我们发现：当入射距离  $r_0 \ll \sigma$  时，光束的偏折角随着入射距离的增大而增大，等效一个焦距为  $f = \sigma / (2\delta \sqrt{\pi}) = 238 \mu\text{m}$  的凹透镜；随着入射距离的进一步增大，在  $r_0 = \sigma / \sqrt{2} = 17 \mu\text{m}$  处，偏折角达到最大值，再增大时，偏折

角大小会指数的衰减。图 8(i)是我们实验所测的偏折角与理论的曲线的比较，两者吻合的很好。公式(4.14)同时预测偏折角  $\theta_d \propto \delta \propto P_0$ ，这就意味着在相同的入射距离的情况下，偏折角会随着激光功率线性的增大。图 9(a)-(d)是在固定入射距离为  $r_0 = 13.9\mu\text{m}$  时，当激光功率分别为  $0\text{ W}$ 、 $1\text{ W}$ 、 $2\text{ W}$  以及  $2.8\text{ W}$  的情况下光束的偏折，此时光束的偏折角分别为  $\theta_d = 0^\circ$ ， $\theta_d = 0.9^\circ$ ， $\theta_d = 1.6^\circ$  和  $\theta_d = 2.3^\circ$ 。图 9(e)比较实验数据和理论曲线，两者基本吻合。同时发现每当功率增加  $1\text{ W}$  时，偏折的角度约增加  $0.84^\circ$ 。在目前的实验中，我们没有观察到偏折角到达饱和的现象，因此进一步增加激光功率时，光束偏折角度会进一步增加。

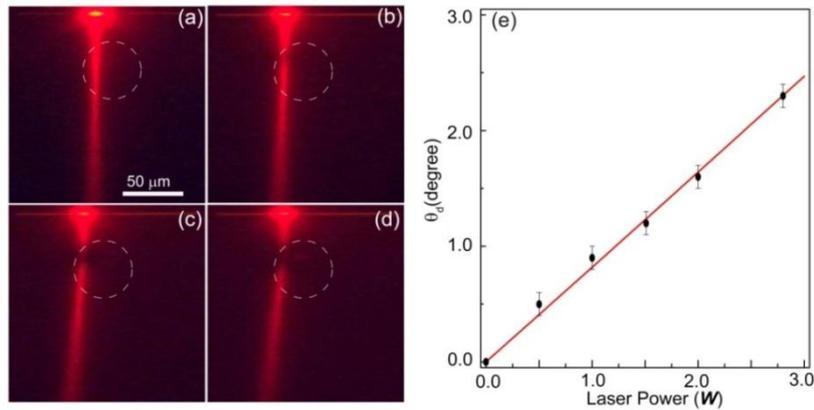


图 9 (a)-(d) 是固定入射距离  $r_0 = 13.9\mu\text{m}$  时，控制光的功率分别为  $0$ ， $1\text{ W}$ ， $2\text{ W}$  以及  $2.8\text{ W}$  时，光束的偏折角分别为  $0^\circ$ ， $0.9^\circ$ ， $1.6^\circ$ ， $2.3^\circ$ 。(e) 是探测光束的偏折角与激光功率的光学，红线代表理论曲线，黑色的点代表实验的数据。两者基本吻合。

## 4.4 本章小结

在我们的工作中，借助于聚合物具有较高的光热特性，并利用 FP 腔共振吸收的特性，用外界的一束强的控制激光来产生弯曲空间，从而控制了介质波导中传播的光束，达到光控光的目的。相比较大多数的变换光学器件，一旦参数设定功能就无法改变；我们实现动态可调控的变换光学的器件。在目前的实验工作

中，控制光的强度分布是高斯分布，如果我们结合一些光学器件，譬如空间光调制器[36, 37]，改变控制激光的强度分布的形状，从而产生一些更复杂的非均匀的折射率分布，这样可以丰富控制光束的手段。最近，人们提出可以利用超构材料[38, 39]控制热流的传播，这种方法与材料本身的光热性质相结合同样可以实现光束的调控。在未来的工作中，我们会在现有的实验体系中进一步完善和提升动态调控光束手段，而不仅仅局限在光束的偏折，真正实现更加功能化、主动可调的变换光学器件。

## 参考文献

1. Smith, D.R., W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett* **84**, 4184 (2000).
2. Shelby, R.A., D.R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science* **292**, 77 (2001).
3. Huang, X., Y. Lai, Z.H. Hang, H. Zheng, and C.T. Chan, "Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials," *Nature Materials* **10**, 582 (2011).
4. Moitra, P., Y. Yang, Z. Anderson, I.I. Kravchenko, D.P. Briggs, and J. Valentine, "Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial," *Nature Photonics* **7**, 791 (2013).
5. Schurig, D., 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).
6. Pendry, J.B., 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).
7. Liu, R., C. Ji, J.J. Mock, J.Y. Chin, T.J. Cui, and D.R. Smith, "Broadband Ground-Plane Cloak," *Science* **323**, 366 (2009).
8. Landy, N. and D.R. Smith, "A full-parameter unidirectional metamaterial cloak for microwaves," *Nature Materials* **12**, 25 (2013).
9. Valentine, J., J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics," *Nature Mater* **8**, 568 (2009).
10. Gabrielli, L.H., J. Cardenas, C.B. Poitras, and M. Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies," *Nature Photon* **3**, 461 (2009).
11. Shin, D., Y. Urzhumov, Y. Jung, G. Kang, S. Baek, M. Choi, H. Park, K. Kim, and D.R. Smith, "Broadband electromagnetic cloaking with smart metamaterials," *Nature Communications* **3** (2012).
12. Zentgraf, T., Y. Liu, M.H. Mikkelsen, J. Valentine, and X. Zhang, "Plasmonic Luneburg and Eaton lenses," *Nature Nano* **6**, 151 (2011).
13. Di Falco, A., S.C. Kehr, and U. Leonhardt, "Luneburg lens in silicon photonics," *Optics Express* **19**, 5156 (2011).
14. Smolyaninov, I.I., V.N. Smolyaninova, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, "Anisotropic Metamaterials Emulated by Tapered Waveguides: Application to Optical Cloaking," *Phys. Rev. Lett* **102**, 213901 (2009).
15. Horsley, S.A.R., I.R. Hooper, R.C. Mitchell-Thomas, and O. Quevedo-Teruel, "Removing singular refractive indices with sculpted surfaces," *Scientific Reports* **4** (2014).
16. Liu, Z., H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, and X. Zhang, "Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects," *Science* **315**, 1686 (2007).
17. Valentine, J., S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D.A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, "Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index," *Nature* **455**, 376 (2008).
18. Ergin, T., N. Stenger, P. Brenner, J.B. Pendry, and M. Wegener, "Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths," *Science* **328**, 337 (2010).
19. Pendry, J.B., D. Schurig, and D.R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields," *Science* **312**, 1780 (2006).
20. Leonhardt, U., "Optical Conformal Mapping," *Science* **312**, 1777 (2006).

21. Lai, Y., 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," *Phys. Rev. Lett* **102**, 253902 (2009).
22. Li, C., X. Meng, X. Liu, F. Li, G. Fang, H. Chen, and C.T. Chan, "Experimental Realization of a Circuit-Based Broadband Illusion-Optics Analogue," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).
23. Jiang, W.X., C.-W. Qiu, T. Han, S. Zhang, and T.J. Cui, "Creation of Ghost Illusions Using Wave Dynamics in Metamaterials," *Advanced Functional Materials* **23**, 4028 (2013).
24. Genov, D.A., S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials," *Nature Phys* **5**, 687 (2009).
25. Narimanov, E.E. and A.V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber," *Appl. Phys. Lett* **95**, 041106 (2009).
26. Cheng, Q., T.J. Cui, W.X. Jiang, and B.G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials," *New J. Phys* **12** (2010).
27. Shadrivov, I.V., P.V. Kapitanova, S.I. Maslovski, and Y.S. Kivshar, "Metamaterials Controlled with Light," *Phys. Rev. Lett* **109** (2012).
28. Ou, J.-Y., E. Plum, J. Zhang, and N.I. Zheludev, "An electromechanically reconfigurable plasmonic metamaterial operating in the near-infrared," *Nature Nanotechnology* **8**, 252 (2013).
29. Werner, D.H., D.-H. Kwon, and I.-C. Khoo, "Liquid crystal clad near-infrared metamaterials with tunable negative-zero-positive refractive indices," *Optics Express* **15**, 3342 (2007).
30. Zhao, Q., L. Kang, B. Du, B. Li, J. Zhou, H. Tang, X. Liang, and B. Zhang, "Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals," *Appl. Phys. Lett* **90** (2007).
31. Pandey, A. and N.M. Litchinitser, "Nonlinear light concentrators," *Optics Letters* **37**, 5238 (2012).
32. Zharova, N.A., I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, and Y.S. Kivshar, "Nonlinear control of invisibility cloaking," *Optics Express* **20**, 14954 (2012).
33. Vakil, A. and N. Engheta, "Transformation Optics Using Graphene," *Science* **332**, 1291 (2011).
34. Yang, Y., A.Q. Liu, L.K. Chin, X.M. Zhang, D.P. Tsai, C.L. Lin, C. Lu, G.P. Wang, and N.I. Zheludev, "Optofluidic waveguide as a transformation optics device for lightwave bending and manipulation," *Nature Communications* **3** (2012).
35. Zhao, C., Y. Liu, Y. Zhao, N. Fang, and T.J. Huang, "A reconfigurable plasmofluidic lens," *Nature Communications* **4** (2013).
36. Greenfield, E., M. Segev, W. Walasik, and O. Raz, "Accelerating Light Beams along Arbitrary Convex Trajectories," *Phys. Rev. Lett* **106** (2011).
37. Leach, J., G.M. Gibson, M.J. Padgett, E. Esposito, G. McConnell, A.J. Wright, and J.M. Girkin, "Generation of achromatic Bessel beams using a compensated spatial light modulator," *Optics Express* **14**, 5581 (2006).
38. Xu, H., X. Shi, F. Gao, H. Sun, and B. Zhang, "Ultrathin Three-Dimensional Thermal Cloak," *Phys. Rev. Lett* **112** (2014).
39. Han, T., X. Bai, D. Gao, J.T.L. Thong, B. Li, and C.-W. Qiu, "Experimental Demonstration of a Bilayer Thermal Cloak," *Phys. Rev. Lett* **112** (2014).

# 第五章 变换光学表面等离子激元黑洞的模拟与纳米聚焦

## 5.1 表面等离子激元纳米聚焦的介绍

表面等离子极化激元 (Surface Plasmon Polaritons: SPPs) 是自由电子与电磁场相互作用产生的沿金属表面传播的电子疏密波。众所周知, 由于波本身固有的衍射特性阻碍其局域在一个亚波长的尺度内, 因此抑制着局域电磁场强度的大小。由于 SPPs 是金属与介质的界面上的消逝场, 电磁波在这个维度上是亚波长局域的。因此, 人们操控并利用这一属性使得具有亚波长属性 SPPs 进一步纳米聚集, 得到的巨大局域场增强可以带来很多新颖的现象。例如, 拉曼系数的增强[1, 2], 荧光物质自发辐射的增强与纳米激光器[3-5], 生物传感[6]以及分辨率为纳米级别的光学成像[7, 8]等等。要实现纳米聚焦其中最直接的方法是在金属面上设计不同的表面等离子激元的透镜。在张翔课题组的工作[9]中, 直接将激发 SPPs 的图案排列成圆形或者椭圆形, 激发的 SPPs 会向图案的中心位置聚焦 (见图 1(a)), 同时在实验上用近场探测的方法证明在聚焦点的位置, SPPs 在中心发生聚焦并有较大的增强 (见图 1(b))。进一步, 人们可以通过对于设计特定的形状分布的图案, 利用图案对激发的 SPPs 的波前进行调控, 从而对 SPPs 进行纳米聚焦。在 Radko 等人的工作[10]中将金属颗粒排列成抛物线的形状, 对于入射到该结构上的 SPPs 来说该形状相当于一个凹面镜 (见图 1(c)), 经过其反射 SPPs 的大部分能量会聚焦到一个亚波长的点上; 并且在实验上直接用油镜观察到抛物链形状的金属颗粒对 SPPs 反射聚焦 (见图 1(d))。在 Zhao 等人[11]的工作中, 类似用全息的方法直接在激发 SPPs 的图案上加载其聚焦所需的中心对称的相位分布

(见图 1(e)), 对 SPPs 进行了聚焦。李林等人[12]也用非周期性的孔阵, 在可见光波段实现了宽波带的纳米聚焦(见图 1(f))。张翔课题组[13]利用灰度曝光的技术在实验上制备了 SPPs 的龙柏透镜, 将所有入射到龙柏透镜上 SPPs 聚焦到透镜边缘的一个点上(见绪论图 9)。

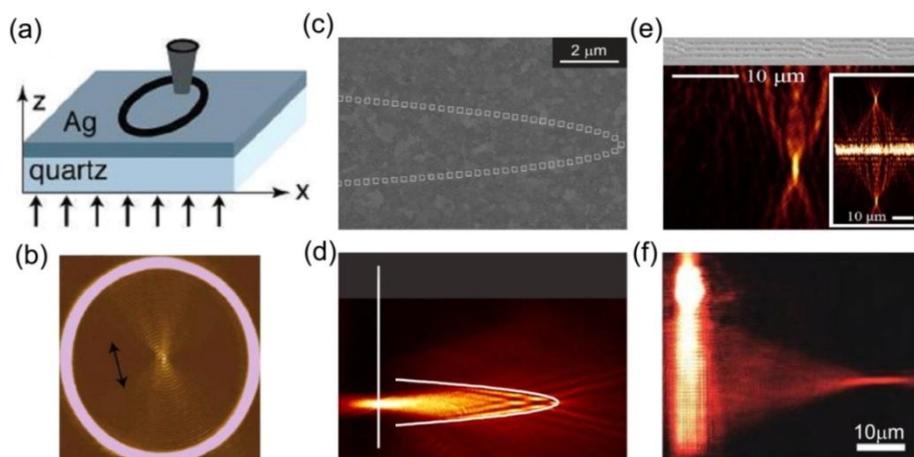


图 1.(a) 金属表面上刻蚀圆形激发图案, 实现 SPPs 纳米聚焦的示意图[9]。(b) 是用近场探针测量的 SPPs 在金属表面的电磁场分布, 在纳米聚焦的中心有聚焦增强[9]。(c) 是金属颗粒排列成的 SPPs 的凹面反射镜[10]。(d) 是凹面反射镜的反射聚焦[10]。(e) 是用全息的方法制备的激发 SPPs 的图案, 实现 SPPs 的纳米聚焦[11]。(f) 是用非周期性的孔阵散射的方法实现 SPPs 的纳米聚焦[12]。

除了在 SPPs 传播平面上制作类似透镜功能的器件, 人们提出了各种各样的微结构体系去调控 SPPs, 譬如锥形波导[14, 15], 金属尖[16], 楔形金属以及金属 V 形槽[17-20]等。在这些结构中 SPPs 的相速度和群速度会越来越慢甚至减到零, 完全转化成局域的表面等离激元。在 Stockman 的工作[14]中, 从绝热渐变近似出发计算当在金属锥的尾端激发 SPPs 会向金属锥的尖端汇聚时(见图 2(a)), 尖端的场强相比较入射时有超过  $10^3$  倍的增强。从轴向对称的 SPPs 的色散关系出发, 计算 SPPs 的等效折射率为  $n(R) \approx \frac{1}{k_0 R} \sqrt{-\frac{2\varepsilon_d}{\varepsilon_m} \left[ \ln \sqrt{-\frac{4\varepsilon_m}{\varepsilon_d} - \gamma} \right]^{-1}}$ , 其中  $R$  金属锥的半径,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  是激发 SPPs 的波长,  $\varepsilon_{d,m}$  分别是介质与金属的介电常数,  $\gamma$  是欧拉常数。从等效折射率看出, 越往金属锥的尖端, 其半径越小, 等效折射

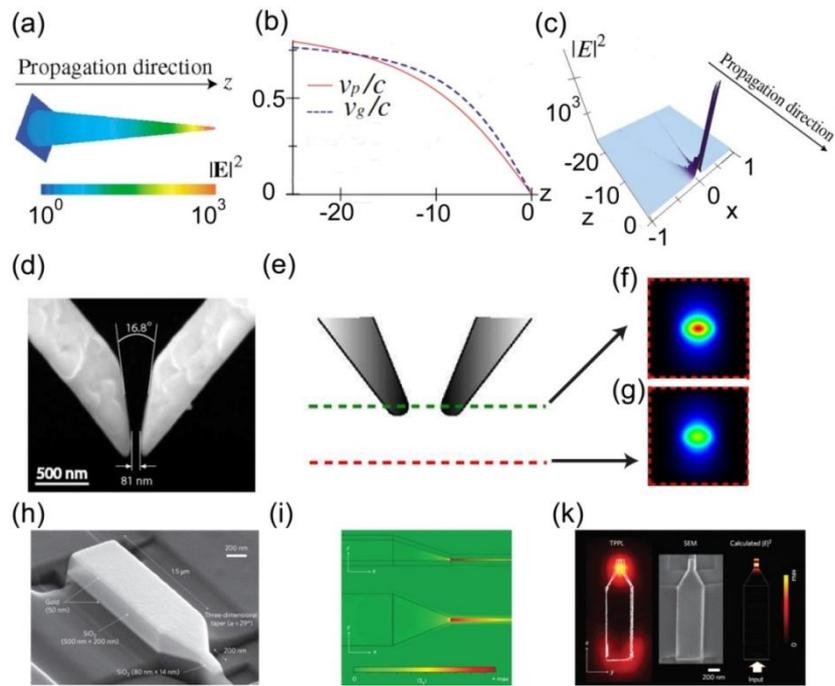


图 2.(a) 是 SPPs 在金属锥的纳米聚焦。箭头代表 SPPs 的运动方向。颜色标尺代表相比较 SPPs 入射时电磁场的增强大小[14]。(b) 是 SPPs 传播相速度以及群速度与沿着传播距离的关系：当靠近金属锥的尖端时，相速度和群速度会越来越慢以致减到零[14]。(c) 是 SPPs 在金属锥电场的强度分布，在金属锥的尖端处，电场的强度剧烈的增强[14]。(d) 是金属 V 形槽的实验样品图[17]。(e)-(g) 比较在样品不同位置时，SPPs 电磁场的强度，在图(f)中的纳米聚集处的电磁强度是图(g)处的 10 倍以上。图(e)中绿线和红线所标注的地方分别对应于图(f)和图(g)[17]。(h)是三维聚焦锥形的金属/介质/金属的波导[15]。(i) 是该结构模拟的电磁场分布图，模拟发现对于波长为 830nm 的电磁波压缩到尺寸仅为  $2 \times 5 \text{ nm}^2$  的区域时，局域电磁场的增强系数达到  $3.0 \times 10^4$  [15]。(k) 用双光子荧光的实验测量表征纳米聚焦处的电磁场强度的增强，实验证明对应于聚集区域大小为  $14 \times 80 \text{ nm}^2$  时，局域电磁场有 400 倍的增强[15]。

率趋向无穷大。图 2(b)描述 SPPs 传播相速度以及群速度与沿着传播距离的关系：当靠近金属锥的尖端时，相速度和群速度会越来越慢以致减到零。当 SPPs 无反射的绝热汇聚到金属锥的尖端时，SPPs 完全转化为局域的等离激元（Local Surface Plasmons:LSPs），巨大的场增强如图 2(c)所示。张翔教授课题组[17]在实验上通过 V 形槽证实 SPPs 的纳米聚焦效应(见图 2(d))：实验发现用波长为  $1.5 \mu\text{m}$  在 V 形槽尾部激发的 SPPs 会向 V 形槽的尖端聚焦，并将电磁场压缩到仅有波长的  $1/40$ 。在实验中，通过 SPPs 泄漏到远场的方式观察到随着 V 形槽的尖端的宽

度减小，纳米聚焦效应就越明显，并实验发现在 V 形槽的宽度约为 45nm 时，在 V 形槽的尖端的间隙区域电磁场的强度增强了 10 倍（见图 2(e)-(g)）。这种 V 形槽的纳米聚焦是将入射的电磁波压缩成线而不是压缩成点，因此增强的系数不是很大。Yablonovitch 课题组[15]提出利用锥形的金属/介质/金属的波导实验实现三维的纳米聚焦（见图 2(h)）：在理论模拟中发现这种结构能将波长为 830nm 的电磁波压缩到尺寸仅为  $2 \times 5 \text{nm}^2$  的区域，局域电磁场的增强系数达到  $3.0 \times 10^4$ ，而且损耗低于 3dB（见图 2(i)）；利用双光子荧光的测量在实验证明了对应于聚集区域大小为  $14 \times 80 \text{nm}^2$ ，局域电磁场有 400 倍的增强（见图 2(k)）。张翔课题组[8]同样利用 SPPs 纳米聚焦的原理但是采用逆向的思维：不是将能量汇聚而是将近场的亚波长的信息连续放大到远场，形成绝热变化的透镜，在可见光下有小于 50nm 的超高成像分辨率。图 3(a)是其课题组提出的绝热透镜的结构：近金属球置于一个金属面上，并且两者的间隔为几纳米。对于在半球上传播的 SPPs 来说，该结构等效一个金属/介质/金属的锥形波导，当在底部间隙处激发的 SPPs 向球

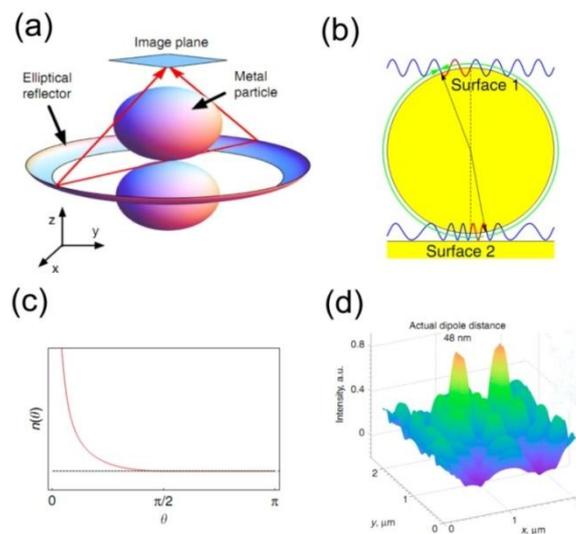


图 3.(a) 绝热变化的透镜到远场成像的示意图[18]。(b) 是该透镜的横截面的示意图。在底部间隙处激发的 SPPs 向球的顶部传播时，相当于一个就压过程，等效的波长在间隙处的几纳米绝热增加到真空波长的几百纳米[18]。(c) 是等效折射率与方位角的关系，从金属板与球的间隙底部到顶部，等效折射率逐渐减小[18]。(d) 绝热变化的透镜分辨出在间隙底部为 48nm 的两个电偶极子[18]。

的顶部传播时，相当于一个就压过程，等效的波长在间隙处的几纳米绝热增加到真空波长的几百纳米（见图 3(b)和 3(c)），因此可以将近场的亚波长信息绝热的放大到远场成像。图 3(d)说明该绝热透镜能将在金属球与金属面的间隙中两个彼此间距为 48nm 的偶极子在远场成像中能够清晰的分辨出来。

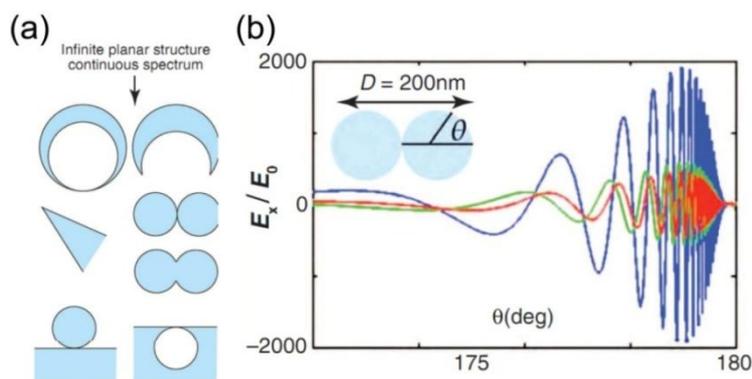


图 4.(a) 用变换光学的方法设计含有结构奇异点的金属纳米颗粒，实现对 SPPs 宽波段的深度亚波长的纳米聚焦[22]。(b) 是以两个接触的金属柱为例，电磁场的增强系数与方位角的关系。蓝线对应没有考虑颗粒的辐射损耗的情形，红线是偶极子近似下计算的情形，绿线仿真模拟的结果[22]。

我们知道对于有一定尺寸单个球形金属纳米颗粒由于表面等离子共振吸收的特性，使得颗粒周围的电磁波的能量在空间发生重新分布从而得到压缩与聚焦。但是这种频率的响应是在一个很窄的频率范围内，Pendry 提出利用变换光学的方法[21-24]来设计一些形状特殊的金属纳米颗粒可以在宽频率范围对入射的电磁波在空间上进一步压缩从而进行深度亚波长的纳米聚焦。他提出方案是基于坐标系的保角变换，研究表明通过设计一些含有结构“奇异点”的金属纳米颗粒（见图 4(a)）时：激发的 SPPs 会向结构“奇异点”传播，并且在传播的过程中 SPPs 的波长变短，群速度减小甚至完全减为零；同时压缩电磁波的场强得到极大的增强（见图 4(b)）。但是制备这些含结构奇异点的金属纳米颗粒对现有纳米加工工艺是一个极大的挑战。

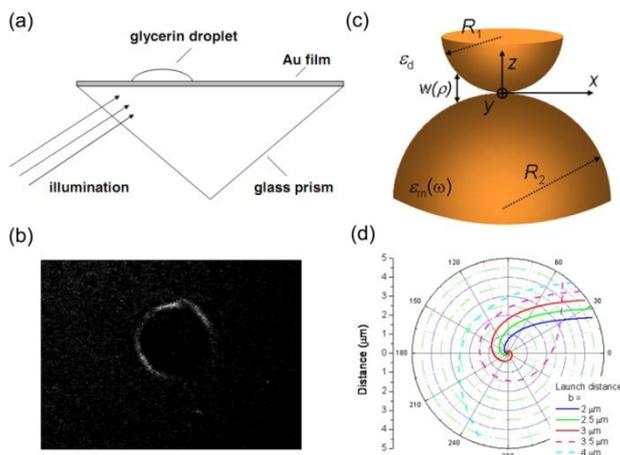


图 5.(a) 用金属上的具有光学活性液滴模拟克尔黑洞, 用远场透镜激发的方式产生表面等离子激元[26]。(b) 近场观察的实验照片, 由于表面等离子激元的共振在黑洞的视界附近表面等离子激元的局域场得到增强[26]。(c) 是用两个大小尺寸不同的接触金属球构造出 SPPs 的黑洞[35]。(d) 是 SPPs 在黑洞的传播的轨迹图[35]。

除此之外, 我们知道天体中的黑洞能对光进行完美捕获和压缩。因此, 通过超构材料模拟的人工“黑洞”[25-35]能在实验室的环境下对电磁场进行全方向的捕获, 实现电磁波的压缩与聚焦。Smolyaninov[26]提出将有光学活性的液滴放在金属面上(见图 5(a)), 从表面等离子激元的色散关系分析得到克尔黑洞并且在金属与液滴发生等离子激元共振的地方会出现类似黑洞的视界。由于等离子激元共振导致相速度以及群速度剧烈的减小, 因此在视界处局域场的能量得到剧烈的增强(见图 5(b))。在 Nerkararyan 等人[35]的工作中, 用两个大小不同的金属球构造出等离子激元的黑洞(见图 5(c)), 并从几何光学轨迹运动的角度分析得到入射的 SPPs 在入射参数小于一定的临界值时将被捕获到黑洞的中心(见图 5(d))。

## 5.2 变换光学表面等离子激元黑洞的结构设计与理论分析

在我们以前的工作中[30], 我们根据波导的色散关系通过修饰波导中介质的厚度来实现等效折射率正比于  $1/r^2$  的分布, 模拟了黑洞的引力势场, 并在可见光

波段实现对电磁波的捕获。我们知道天体中的黑洞越靠近引力场的中心时，引力场的大小趋向于无穷大。但是根据介质波导理论，等效折射率的最大值受限于波导中介质的体块折射率而无法实现等效折射率的奇异点。在现在的工作中，我们提出一种简单的结构：将金属微球夹在金属/介质/金属的三明治结构之间，利用金属球与底层金属板之间的间隙，利用 SPPs 的色散关系，实现满足  $1/r^2$  的等效折射率分布和等效折射率的奇异点。

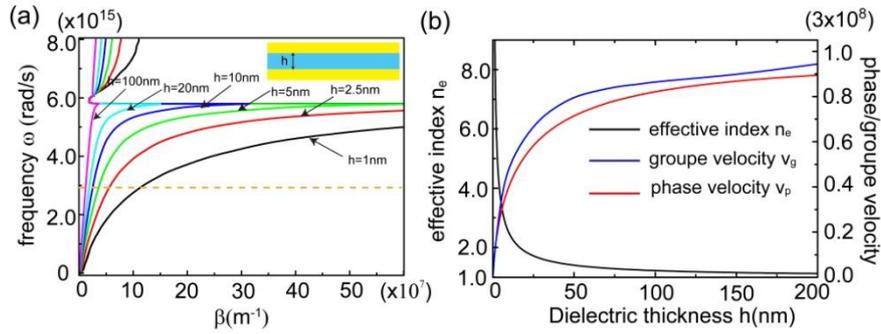


图 6.(a) 在不同厚度介质下，金属/介质/金属的三明治结构中 SPPs 的色散关系，其中金属是银，介质是  $\text{Si}_3\text{N}_4$ 。(b) SPPs 的等效折射率、相速度以及群速度在激发波长为 785nm 时 ((a) 中的虚线所示) 与中间的介质厚度的关系。

我们首先计算金属/介质/金属的三明治结构，在这种结构中 SPPs 的色散关

系满足：

$$\tanh\left(\frac{hk_0\sqrt{n^2 - \varepsilon_d}}{2}\right) + \frac{\varepsilon_d\sqrt{n^2 - \varepsilon_m}}{\varepsilon_m\sqrt{n^2 - \varepsilon_d}} = 0 \quad (5.1)$$

其中  $n$  是 SPPs 的等效折射率， $h$  是中间介质层的厚度， $k_0 = \omega/c$  是自由空间的波矢， $\omega$  是 SPPs 的频率， $c$  是光速， $\varepsilon_m$  和  $\varepsilon_d$  分别是金属和介质的介电常数。在计算过程中，金属是银并满足 Drude 模型  $\varepsilon_m = \varepsilon_m' + i\varepsilon_m'' = 5 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\omega_\tau)$ ，银的等离子体频率是  $\omega_p = 9.1\text{eV}$ ，耗散频率是  $\omega_\tau = 0.021\text{eV}$  [36]，中间介质是  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ，其介电常数  $\varepsilon_d = 4$ 。根据色散关系，我们可以通过改变中间介质层的厚度来调控 SPPs 的等效折射率。图 6(a)是在不同介质厚度下 SPPs 的色散关系，可以看出对

于同一个频率随着介质厚度的减少，SPPs的传播常数 $\beta = nk_0$ 反而增大。这就意味着随着中间介质厚度的减少，SPPs等效折射率会增大。图6(b)描述等效折射率、相速度以及群速度在某一特定的频率下与中间介质层厚度的关系：可以看出随着中间介质层的厚度趋向为零，等效折射率迅速增加而趋向无穷大；同时相速度以及群速度的大小越来越小而趋向为零。

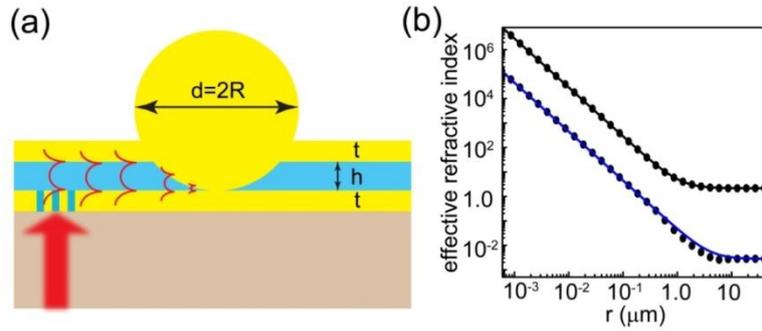


图 7.(a) 金属三明治结构波导的示意图：将金属微球嵌在金属/介质/金属之间，金属银的厚度为 300nm，由于金属球的表面形貌，改变了金属球与底层金属板之间的间隙，根据 SPPs 的色散关系，形成中心对称的势场分布。(b) 等效折射率的实部（黑线）以及虚部（蓝线）与径向距离（ $r$ ）的关系。点代表根据公式 (5.1) 数值计算所得的结果，实线是在近似下的条件下解析的计算的结果（公式 (5.2)），两者吻合的很好。

在我们的设计的结构中，将金属微球嵌在金属/介质/金属的三明治结构（见图 7(a)），当远离金属球时， $\text{Si}_3\text{N}_4$  中间介质的厚度为 300nm。与此同时，金属球的形貌决定了金属球与底层金属板之间间隙的介质层的厚度  $h(r) = R - \sqrt{R^2 - r^2}$  ( $r \leq R_0$ )，其中  $R$  是金属球的半径， $R_0$  是金属球与上层金属板接触的边缘， $r$  是与中间接触点之间的距离。根据公式 (5.1)，我们可以获得由于金属球导致两层金属银板之间介质厚度的变化而产生等效折射率的分布。由于公式 (5.1) 里的方程是超越方程，所以无法直接得到关于等效折射率  $n(r)$  的表达式。我们知道根据双曲正切函数的性质：当  $x$  是很小的数值时， $\tan(x) \approx x$ 。考虑到  $hk_0 \ll 1$  和  $r/R \ll 1$ ，公式 (5.1) 可以近似的写成：

$$n(r) \cong n_\infty - \frac{4\varepsilon_d R}{\varepsilon_m k_0 r^2} = n_\infty \left( 1 + \left( \frac{a}{r} \right)^2 \right) + i n_\infty'' \left( 1 + \left( \frac{s}{r} \right)^2 \right) \quad (5.2)$$

$$a = \sqrt{-\frac{4R}{n_\infty k_0} \frac{\varepsilon_d \varepsilon_m'}{|\varepsilon_m|^2}}, \quad s = \sqrt{\frac{4R}{n_\infty k_0} \frac{\varepsilon_d \varepsilon_m''}{|\varepsilon_m|^2}}$$

其中  $n_\infty = \sqrt{\varepsilon_d \varepsilon_m / (\varepsilon_d + \varepsilon_m)}$  是当  $h \rightarrow \infty$  时, SPPs 的等效折射率的渐近值。我们将根据公式(5.1)计算所得的数值解与公式(5.2)的解析解进行比较, 两者吻合的很好(见图 7(b))。我们可以看出金属银球嵌在两层金属银板之间的间隙, 对于在其中传播的 SPPs 实现了  $1/r^2$  的中心势场分布, 并且越靠近中心等效折射率趋向无穷大。我们借助于这种简单的结构模拟黑洞的引力势场, 可以对 SPPs 进行捕获与聚焦。

### 5.3 变换光学表面等离子激元黑洞中纳米聚焦实验设计与数值模拟

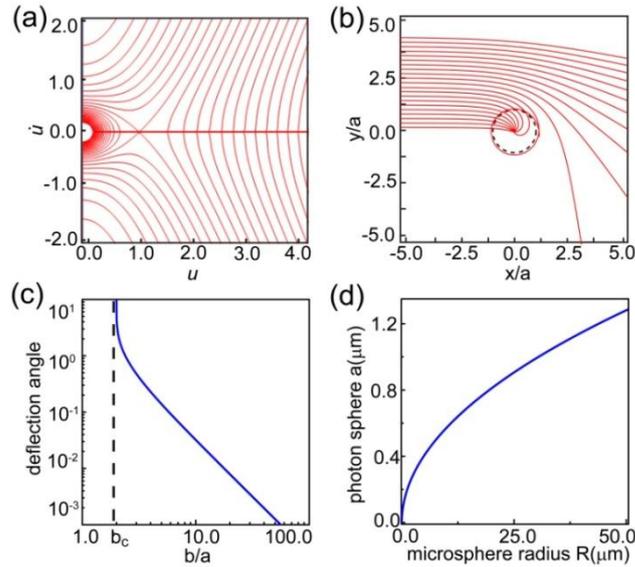


图 8.(a) SPPs 运动轨迹的相位图。(b) SPPs 在不同的入射参量下的运动轨迹: 当入射参量  $b \geq b_c = 2a$  时, SPPs 的运动轨迹会散射到无穷远处; 当  $b \approx b_c$  时, SPPs 光束的轨迹会做无规则的轨道运动; 当  $b < b_c$  时, SPPs 会聚焦到势场的中心。(c) 是光束的偏折角与入射距离的关系: 当靠近临界值时, 偏折会剧烈的增加。(d)在激发波长为 785nm 时, 光子球的大小与金属微球尺寸的关系。

我们从几何光学的角度分析 SPPs 在公式(5.2)所描述的中心势场下的运动轨

迹（在这种情形下只考虑折射率的实部），可以用拉格朗日量描述为  $\mathcal{L} = \left[ \dot{r}^2 - n^2(r)(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) \right] / 2$ ，这里采用的自然坐标  $c=1$ ，微分是对于任意的仿射参数， $\varphi$  是柱坐标系下的方位角。通过解欧拉-拉格朗日方程，我们得到 SPPs 在中心势场下的运动的轨迹方程：

$$\left( \frac{du}{d\varphi} \right)^2 = q^2(1+u^2)^2 - u^2 \quad (5.3)$$

其中  $u = a/r$  是径向坐标的倒数， $q = a/b$  是入射参数的倒数。根据公式(5.3)，我们可以得到对于在无穷远处入射而来的 SPPs 传播轨迹的相位空间图(见图 8(a))，图中的一个鞍点（黑洞的光子球）在  $\mu=1$  ( $\dot{\mu} = \dot{r} = 0$ ) 处将这个相位空间分成两个部分：第一部分区域对于所有的从无穷远处入射的光束 ( $\dot{u} > 0$ ) 在到达距离中心的一个临界值后会再反射到无穷远处；而另一个区域所有入射的光束会聚焦在中心的奇异点。我们利用公式(5.3)得到了入射光束的轨迹表达式：

$$u(\theta) = u_t \operatorname{sn} \left( \left( \frac{q(\varphi - \varphi_0)}{u_t} + F \left( \sin^{-1} \left( \frac{u_0}{u_t} \right) \middle| u_t^4 \right) \right) \middle| u_t^4 \right) \quad (5.4)$$

其中  $\varphi_0$  是入射光的角度， $u_0 = q \sin(\varphi_0)$  是初始的位置， $F$  是第一类椭圆积分， $\operatorname{sn}$  是雅克比-椭圆积分。这个方程的解取决于外部轨迹转折点，也就是光束最靠近势场中心的位置  $u_t = a/r_t = \left( 1 - \sqrt{1 - 4q^2} \right) / (2q)$ 。显然，对于入射的光束只有  $q \leq 1/2$  时，也就是入射距离  $b \geq b_c = 2a$  时，也就是存在转折点。而对于其他的情形也就是入射距离  $b < 2a$  时，所以的入射光束会聚焦在光子球的内部 ( $r \leq a$ ) (见图 8(b))。因此这种势场总吸收截面长度的大小是  $\sigma_c = 2b_c = 4a$ ，意味着当所有的入射 SPPs 在这个区域内会被金属微球的势场捕获并最终吸收。根据公式(5.4)，我们得到当入射参数  $b \geq b_c$  时光束偏折角的表达式：

$$\theta(u_t) = 2\varphi(u_t) - \pi = 2K \left[ u_t^4 \right] (1 + u_t^4) - \pi \quad (5.5)$$

其中  $K$  是完整的第一类椭圆积分。根据公式(5.5)，我们能得到：当入射的 SPPs 的初始轨迹的入射参量远大于光子球时，也就是  $b \gg b_c$ ，其轨迹的偏折角为  $\theta \rightarrow \pi a^2/b^2$ ；当入射参量接近临界值时，也就是  $b \approx b_c$ ，其轨迹经历对数的变化  $\theta \rightarrow \ln(8b/(b-b_c)) - \pi$ （见图 8(c)），会在光子球附近（ $r = a$ ）做无规则的圆周运动（见图 8(b)）；而当  $b < b_c$ ，正如图 8(b)所示，入射的光束会聚焦在光子球的内部。根据公式(5.2)，光子球的大小可以通过金属微球半径的大小与 SPPs 的激发频率有关系。图 8(d)当固定激发 SPPs 的波长是 785nm 时，光子球的大小随着金属微球半径的增大而增大。

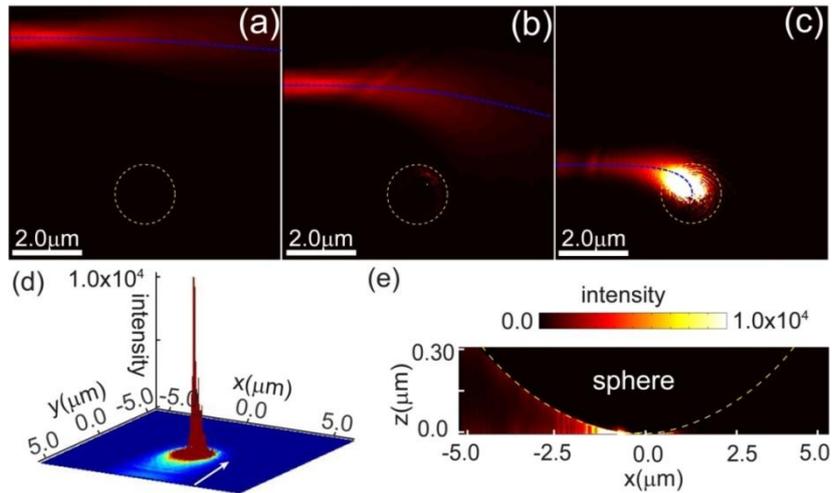


图 9.(a-c) 是不同入射距离下的模拟结果。固定激发波长为 785nm，金属微球的尺寸  $R = 40\mu\text{m}$ ，对应光子球的大小为  $a = 1.15\mu\text{m}$ （图中的黄色的虚线圆所示）。在(a)中入射距离  $b = 5a$ ，在(b)中入射距离  $b = 3.5a$ ，在(c)中  $b = a$ 。图中的虚线是根据公式(5.3)计算的轨迹，模拟 SPPs 的传播演化与数值计算的轨迹基本吻合。(d) 是入射高斯光束的宽度为  $\sigma = 4a$  时，SPPs 电场强度分布图，在纳米聚焦中心有  $10^4$  的倍数的增强。(e) 是截面示意图，说明 SPPs 的电磁场被压缩到深度亚波长的区域。

从几何光学的观点分析 SPPs 在人工黑洞势场中的运动不能很好说明 SPPs 在中心奇异点的纳米聚焦。同时为了进一步验证几何分析的正确性，我们使用商业时域有限差分（FDTD）软件（Lumerical Solutions, Inc）利用全波模拟的方法分析了不同入射参量的情况下 SPPs 的传播演化（见图 9）：当入射参量减小时，

光束的偏折角逐渐增大（见图 9(a)和(b)）；当入射参量  $b < b_c$  时，SPPs 被捕获而纳米聚焦（见图 9(c)）。这种模拟所得 SPPs 的传播演化与几何光学的方法所得轨迹曲线（图 9(a)-(c)中的虚线所示），两者吻合的很好。同时在中心奇异点附近的 SPPs 场强由于纳米聚集而急剧的增大，达到是入射时场强的  $10^4$  倍以上，正如图 9(d)所示。图 9(e)是剖面示意图，说明入射的 SPPs 的电磁场被压缩到深度亚波长的空间尺寸。

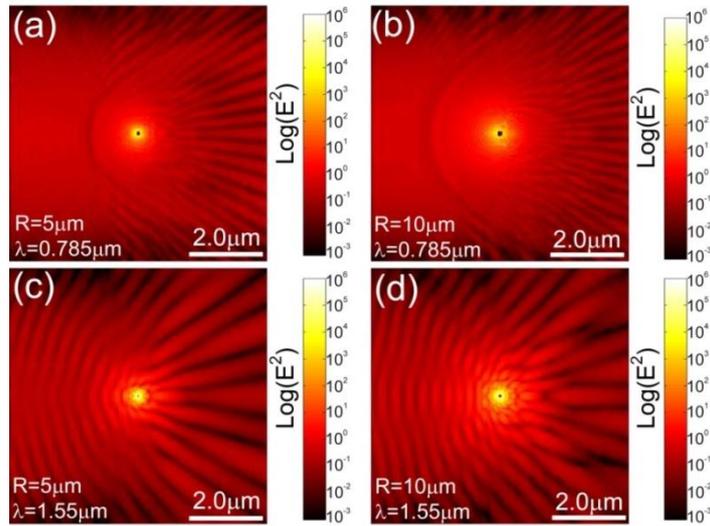


图 10.直径不同的金属微球和激发波长的 SPPs 纳米聚焦的电磁场的电场强度。

根据表面等离激元的色散关系，我们得到这种特殊形状分布的三明治波导在很宽的光谱范围内都能对 SPPs 进行捕获和纳米聚焦。同时在纳米聚焦中心电磁场增强的强度正比于捕获的截面长度  $\sigma_c$ ，并且随着 SPPs 等效折射率的虚部与实部的比值  $n''/n'$  的减少而增大。考虑一个特定的频率范围内  $\omega_p \gg \omega \gg \omega_r$ ，这时  $\varepsilon_m' \rightarrow -(\omega_p/\omega)^2$ ， $\varepsilon_m'' \rightarrow \omega_r \omega_p^2/\omega^3$ 。根据公式(5.2)，等效折射率的虚部与实部的比值  $n''/n' \approx (s/a)^2 \approx \omega_r/\omega$ 。因此用更大的金属微球和较高的 SPPs 的激发频率通过纳米聚焦获得更高电磁场的增强系数。图 10 通过模拟比较了直径不同的金属微球和激发波长在金属球与下层金属板的接触面的 SPPs 的电磁场的强度分布。模

拟结果说明对于入射的 SPPs 当金属微球越大，捕获吸收的截面长度也越大，纳米聚集后 SPPs 电磁场的增强系数也越大；同时当入射波长越小时，纳米聚集后 SPPs 电磁场的增强系数也越大。当然，当金属与下层金属板之间的间隙小于 1nm 时，非局域效应[37-39]会抑止场强的进一步增大。这种在金属微球与下层金属板接触的奇异点处，巨大的场增强会带来新颖的非线性以及量子的新现象。

## 5.4 本章小结

我们借助于表面等离极化极元的波导实现了 SPP 的黑洞，具有对 SPP 宽波段、无反射的捕获及其深度亚波长的纳米聚焦。在方案中，我们将不同尺寸的金属球嵌在两层金属板之间，由于金属球的表面的形貌，导致金属球与下层金属板之间的介质的厚度越靠近接触点时，两者之间的间隙逐渐减少。相比较介质波导模式等效折射率的最大值受限于在其中传播的体块折射率而言，对于 SPPs 其等效折射率随着中介质的厚度的减少反而逐渐增大，且没有上限的限制。同时这种金属微球嵌在两层金属板之间的三明治结构的波导，等效折射率的分布同样满足类似于引力场分布的半径平方的倒数关系  $n(r) \propto 1/r^2$ 。我们利用数值模拟的方法，研究黑洞的尺寸以及不同激发波长对 SPPs 的光场捕获以及深度亚波长纳米聚焦的影响。

## 参考文献

1. Ichimura, T., N. Hayazawa, M. Hashimoto, Y. Inouye, and S. Kawata, "Tip-enhanced coherent anti-Stokes Raman scattering for vibrational nanoimaging," *Phys. Rev. Lett* **92** (2004).
2. Genov, D.A., A.K. Sarychev, V.M. Shalaev, and A. Wei, "Resonant field enhancements from metal nanoparticle arrays," *Nano Letters* **4**, 153 (2004).
3. Genov, D.A., R.F. Oulton, G. Bartal, and X. Zhang, "Anomalous spectral scaling of light emission rates in low-dimensional metallic nanostructures," *Phys. Rev. B* **83** (2011).
4. Okamoto, K., I. Niki, A. Shvartser, Y. Narukawa, T. Mukai, and A. Scherer, "Surface-plasmon-enhanced light emitters based on InGaN quantum wells," *Nature Materials* **3**, 601 (2004).
5. Ambati, M., D.A. Genov, R.F. Oulton, and X. Zhang, "Active Plasmonics: Surface Plasmon Interaction With Optical Emitters," *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14**, 1395 (2008).
6. Anker, J.N., W.P. Hall, O. Lyandres, N.C. Shah, J. Zhao, and R.P. Van Duyne, "Biosensing with plasmonic nanosensors," *Nature Materials* **7**, 442 (2008).
7. Frey, H.G., S. Witt, K. Felderer, and R. Guckenberger, "High-resolution imaging of single fluorescent molecules with the optical near-field of a metal tip," *Phys. Rev. Lett* **93** (2004).
8. Cang, H., A. Salandrino, Y. Wang, and X. Zhang, "Adiabatic far-field sub-diffraction imaging," *Nature Communications* **6** (2015).
9. Liu, Z.W., J.M. Steele, W. Srituravanich, Y. Pikus, C. Sun, and X. Zhang, "Focusing surface plasmons with a plasmonic lens," *Nano Letters* **5**, 1726 (2005).
10. Radko, I.P., S.I. Bozhevolnyi, A.B. Evlyukhin, and A. Boltasseva, "Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains," *Optics Express* **15**, 6576 (2007).
11. Zhao, C. and J. Zhang, "Binary plasmonics: launching surface plasmon polaritons to a desired pattern," *Optics Letters* **34**, 2417 (2009).
12. Li, L., T. Li, S. Wang, S. Zhu, and X. Zhang, "Broad Band Focusing and Demultiplexing of In-Plane Propagating Surface Plasmons," *Nano Letters* **11**, 4357 (2011).
13. Zentgraf, T., Y. Liu, M.H. Mikkelsen, J. Valentine, and X. Zhang, "Plasmonic Luneburg and Eaton lenses," *Nature Nano* **6**, 151 (2011).
14. Stockman, M.I., "Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides," *Phys. Rev. Lett* **93** (2004).
15. Choo, H., M.-K. Kim, M. Staffaroni, T.J. Seok, J. Bokor, S. Cabrini, P.J. Schuck, M.C. Wu, and E. Yablonovitch, "Nanofocusing in a metal-insulator-metal gap plasmon waveguide with a three-dimensional linear taper," *Nature Photonics* **6**, 837 (2012).
16. Ropers, C., C.C. Neacsu, T. Elsaesser, M. Albrecht, M.B. Raschke, and C. Lienau, "Grating-coupling of surface plasmons onto metallic tips: A nanoconfined light source," *Nano Letters* **7**, 2784 (2007).
17. Choi, H., D.F.P. Pile, S. Nam, G. Bartal, and X. Zhang, "Compressing surface plasmons for nano-scale optical focusing," *Optics Express* **17**, 7519 (2009).
18. Vernon, K.C., D.K. Gramotnev, and D.F.P. Pile, "Adiabatic nanofocusing of plasmons by a sharp metal wedge on a dielectric substrate," *Journal of Applied Physics* **101** (2007).
19. Davoyan, A.R., I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, D.K. Gramotnev, and Y.S. Kivshar, "Nonlinear Nanofocusing in Tapered Plasmonic Waveguides," *Phys. Rev. Lett* **105** (2010).

20. Bozhevolnyi, S.I. and K.V. Nerkararyan, "Adiabatic nanofocusing of channel plasmon polaritons," *Optics Letters* **35**, 541 (2010).
21. Aubry, A., D.Y. Lei, A.I. Fernández-Domínguez, Y. Sonnefraud, S.A. Maier, and J.B. Pendry, "Plasmonic Light-Harvesting Devices over the Whole Visible Spectrum," *Nano Letters* **10**, 2574 (2010).
22. Pendry, J.B., A. Aubry, D.R. Smith, and S.A. Maier, "Transformation Optics and Subwavelength Control of Light," *Science* **337**, 549 (2012).
23. Pendry, J.B., A.I. Fernandez-Dominguez, Y. Luo, and R. Zhao, "Capturing photons with transformation optics," *Nature Physics* **9**, 518 (2013).
24. Pendry, J.B., Y. Luo, and R. Zhao, "Transforming the optical landscape," *Science* **348**, 521 (2015).
25. Narimanov, E.E. and A.V. Kildishev, "Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber," *Appl. Phys. Lett* **95**, 041106 (2009).
26. Smolyaninov, II, "Surface plasmon toy model of a rotating black hole," *New J. Phys* **5** (2003).
27. Fernandez-Nunez, I. and O. Bulashenko, "Anisotropic metamaterial as an analogue of a black hole," *Physics Letters A* **380**, 1 (2016).
28. Genov, D.A., S. Zhang, and X. Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials," *Nature Phys* **5**, 687 (2009).
29. Genov, D.A., "Optical black-hole analogues," *Nature Photon* **5**, 76 (2011).
30. Sheng, C., H. Liu, Y. Wang, S.N. Zhu, and D.A. Genov, "Trapping light by mimicking gravitational lensing," *Nature Photonics* **7**, 902 (2013).
31. Cheng, Q., T.J. Cui, W.X. Jiang, and B.G. Cai, "An omnidirectional electromagnetic absorber made of metamaterials," *New J. Phys* **12** (2010).
32. Chen, H., R.-X. Miao, and M. Li, "Transformation optics that mimics the system outside a Schwarzschild black hole," *Opt. Express* **18**, 15183 (2010).
33. Wang, H.-W. and L.-W. Chen, "Wide-angle absorber achieved by optical black holes using graded index photonic crystals," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **29**, 2222 (2012).
34. Lee, Y.Y., E.S. Kang, K.H. Jung, J.W. Lee, and D. Ahn, "Elliptic cylindrical pseudo-optical black hole for omnidirectional light absorber," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **31**, 1948 (2014).
35. Nerkararyan, K.V., S.K. Nerkararyan, and S.I. Bozhevolnyi, "Plasmonic black-hole: broadband omnidirectional absorber of gap surface plasmons," *Optics Letters* **36**, 4311 (2011).
36. Palik, E.D., "Handbook of Optical Constants of Solids; Palik, E. D., Ed.; Academic Press: New York, 1985," (1985).
37. Ciraci, C., R.T. Hill, J.J. Mock, Y. Urzhumov, A.I. Fernandez-Dominguez, S.A. Maier, J.B. Pendry, A. Chilkoti, and D.R. Smith, "Probing the Ultimate Limits of Plasmonic Enhancement," *Science* **337**, 1072 (2012).
38. Savage, K.J., M.M. Hawkeye, R. Esteban, A.G. Borisov, J. Aizpurua, and J.J. Baumberg, "Revealing the quantum regime in tunnelling plasmonics," *Nature* **491**, 574 (2012).
39. Luo, Y., A.I. Fernandez-Dominguez, A. Wiener, S.A. Maier, and J.B. Pendry, "Surface Plasmons and Nonlocality: A Simple Model," *Phys. Rev. Lett* **111** (2013).

## 第六章 总结与展望

目前，光子集成芯片技术是国际研究的热门前沿，也是满足国家重大需求的重点发展领域。为了实现光子集成芯片，人们采用了不同的架构体系，包括光子晶体、金属表面等离子激元、超构材料、硅基波导微腔等。本论文从物理学基本原理出发，利用变换光学的方法，通过模拟广义相对论弯曲时空，尝试构造一种新的集成光子芯片。本论文在变换光学芯片方面几个工作可以总结如下：

传统的变换光学材料采用金属共振结构实现，结构较为复杂，而且吸收损耗较大，虽然在微波频段可以实现，但在高频率的光波很难实现。本论文在可见光波段的变换光学实验上取得突破，我们采用简单而巧妙的旋涂工艺在光学芯片上构造出人工光子黑洞。在实验上，我们利用溶液的表面张力效应，在微球周围制备出厚度渐变的变换光学波导。根据波导的等效折射率与厚度的关系，我们得到了可以模拟黑洞周围中心引力场的折射率分布。我们模拟了黑洞周围的引力透镜效应，观察到了黑洞周围引力场中光束的偏折。并且找到类似于黑洞“视界”的临界半径：当光子的传播路径在临界半径区域之外时，光子不会被捕获；当光子的传播路径在临界半径周围的区域时，光子被捕获并在临界半径的周围做不稳定的轨道运动。

另外，我们也将变换光学波导应用到光束的波前调控。目前，人们已经研究了在不同体系中的波的波前操控，譬如光子晶体和金属表面等离子激元。然而，这些方法都会采用较为复杂的微结构设计，而且传播过程中光束的散射和吸收损耗较为严重。我们在变换光学芯片上，通过模拟广义相对论的弯曲时空，实现了光束的波前控制。实验中，通过模拟爱因斯坦环控制光束的聚焦，同时利用引力场

的潮汐力实现了非衍射的准直光束。同时，我们还提出了在弯曲时空中产生任意加速光束的理论方法。

动态调控的光子芯片也是目前国际上普遍关心的问题，人们提出了各种调控的手段，包括电控、机械控、光控等。所有这些调控的手段都有各自的优点和缺点。在本论文的工作中，我们将光热效应引入到变换光学波导中。通过聚合物对外界的激光吸热产生折射率非均匀分布的中心势引力场，控制波导中光束的传播从而达到光控光的目的。在实验中，将聚合物（PMMA）的波导层夹在两层金属之间，形成法布里-帕罗腔。通过选择中间介质层的厚度，让外界的控制激光被法布里-帕罗腔共振吸收。由于 PMMA 具有较高的光热系数，因此吸收的能量产生的温度场会导致介质层的折射率非均匀分布，从而改变介质层中传播光束的轨迹。相比较大多数的变换光学器件，一旦结构参数设定功能就无法改变；我们提供一种实现动态主动可调的变换光学器件的途径。

金属表面等离激元(SPPs)的波长比光波波长短，可以突破衍射极限，实现亚波长的纳米聚焦。我们利用 SPPs 的变换光学效应，设计了一种 SPPs 黑洞，可用于实现宽波段、无反射以及深度亚波长的 SPPs 纳米聚焦。在方案中，我们将不同尺寸的金属球夹在两层金属板之间，由于金属球的表面的形貌，导致金属球与下层金属板间隙之间的介质厚度逐渐变化。相比本论文前面实现的变换光学波导黑洞来说，这种 SPPs 黑洞的折射率随着厚度的减小迅速增加，在中间厚度渐进到厚度为零的地方，折射率会发散至无穷大的奇点，因此这种 SPPs 黑洞可以更加接近真实的宇宙学黑洞。我们利用数值模拟方法，研究了在不同尺寸的黑洞引力场中不同波长的 SPPs 对光场捕获的特点。

总的来说，我们利用变换光学芯片实现“以小见大”：在微米量级的光学

芯片上调控光子的传播从而模拟宇宙的广义相对论的现象。尽管这个过程只是一种模拟，但是其与真实的宇宙弯曲时空有好的对应关系。很多广义相对论所预言的现象很难被观察到，也很难重复细致的研究，在实验室环境下模拟这些过程，我们可以很精确研究这些的现象，来验证广义相对论。本论文所采用的实验平台，在未来可以继续拓展去模拟更具有挑战性的广义相对论现象。例如：我们知道在牛顿的引力理论中，引力是瞬间相互作用，因而不存在引力波。而根据广义相对论，引力波是与电磁波类似，以光速传播并会向外辐射能量。最近人们利用激光干涉引力波天文台以实验观测数据证明在两个黑洞合并过程会向外辐射引力波。根据波粒二相性，存在引力波必然存在引力子，类似电磁波与光子；我们相信关于引力波的深入研究才刚刚开始，在实验室环境下模拟引力波将是非常值得去尝试的目标。另外广义相对论与量子力学是一百多年前提出来，自从他们提出以来以后如何统一广义相对论与量子力学是人们孜孜不断追求的目标。我们相信在实验室环境里去开展在模拟的引力场中量子力学效应的实验工作，会给人们许多有意义的思考。

以上就是我对本论文研究工作的总结，以及利用变化光学模拟广义相对论这个领域的思考和展望。

## 攻读博士期间发表论文

1. **Chong Sheng**, Hui Liu, Yi Wang, Shining Zhu, D.A.Genov, "Trapping light by mimicking gravitational lensing", Nature Photonics 7,902 (2013)
2. **Chong Sheng**, Rivka Bekenstein, Hui Liu, Shining Zhu, Mordechai Segev, "Wavefront shaping through emulated curved space in waveguide settings", Nature Communications 7:10747 (2016)
3. **Chong Sheng**, Hui Liu, Shining Zhu, D.A.Genov, "Active control of electromagnetic radiation through an enhanced thermo-optical effect", Scientific Reports 5:8835 (2015)
4. **Chong Sheng**, Hui Liu, Shining Zhu, D.A.Genov, "Omnidirectional optical attractor in structured gap-surface plasmon waveguide" Scientific Reports 6:23514 (2016)
5. Y.Wang, **C.Sheng**, H.Liu, Y.J.Zheng, C.Zhu, S.M.Wang, S.N.Zhu, "Transformation bending device emulated by graded-index waveguide", Optics Express 20,13006 (2012)
6. F.Gao, H.Liu, **C.Sheng**, C.Zhu, S.N.Zhu, "Refractive index sensor based on leaky radiation of a microfiber", Optics Express 22,12645 (2014)

# 致谢

时光飞逝，回顾过去六年的博士生涯，一路走来，实在需要感恩的太多，仅仅是这些简单的文字所不能表达和承载的。

首先要诚挚的感谢刘辉教授。在这六年的时间里，刘老师对我的学习和科研生活倾注大量的时间和心血，手把手的亲自指导将我领入学术的大门。刘老师理论功底深厚，学术思维天马行空而对具体实验过程要求务必严谨细致，让我受益匪浅。刘老师对学术孜孜不倦追求的激情，对实验现象敏锐捕获的直觉，对创新不断的探索令我十分敬佩，并将终身受益。

诚挚的感谢祝世宁院士。祝老师高屋建瓴，严谨求实的科研作风，温文尔雅，幽默睿智的生活态度对我影响深远。祝老师每次组会上与大家交流让我感受到大师的风范，领悟到如何做科研、如何做好科研、以及如何做顶天立地的科研，让我受益无穷。

诚挚的感谢我的合作者 Genov 教授在我读博期间理论上的指导与帮助。

感谢王漱明老师在学术和生活中对我的关心和照顾。同样也感谢我们超构材料组的其他同仁，感谢曹京晓，郑亚建，朱聪，汪弋，高飞，王强，仲帆，王向阳，谭明朗，张霞，张昊、张振国、水涛，严志伟。正是与他们的讨论，帮助我克服了科研道路中的一个个疑惑与困难

感谢实验室中的各位老师。徐平老师，李涛老师，胡小鹏老师，赵刚老师，吕新杰老师，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。感谢李旭老师，给予我们很多实验室生活中的便利。感谢朱永元老师，赵小宁老师，王前进老师，他们在 FIB 和溅射镀膜仪的使用上给予我提供了很大的帮助。

感谢 DSL 研究组的全体同学：袁焯、冷晗阳、刘艳花、陈昌东、李林、金华、负素君、施锦、陆亮亮、杨莹、程庆庆、穆诗尧、钟马林、李世凤、汪磊、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，程桓，林惠彬，邹炯，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、闵逸萌、刘华颖等等。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。同时感谢我宿舍兄弟们涂文广、谢玉波、王虎的支持和帮助。

最后衷心感谢我的家人对我的坚定支持和奉献！