



Y3534287



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

## 硕士学位论文

基于光学超表面的平面透镜光束操控研究

作者姓名: 李斐斐

指导教师: 刘红军 研究员 西安光机所

学位类别: 理学硕士

学科专业: 光学

培养单位: 中国科学院西安光学精密机械研究所

2018 年 6 月



Y3534287



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

## 硕士学位论文

**基于光学超表面的平面透镜光束操控研究**

作者姓名: 李斐斐

指导教师: 刘红军 研究员 西安光机所

学位类别: 理学硕士

学科专业: 光学

培养单位: 中国科学院西安光学精密机械研究所

2018 年 6 月

**Investigations of light manipulation of planar lenses based on the  
optical metasurface**

**A thesis submitted to  
University of Chinese Academy of Sciences  
in partial fulfillment of the requirement  
for the degree of  
Master of Natural Science  
in optics**

**By**

**Li Feifei**

**Supervisor: Professor Liu Hongjun**

**Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences**

**June 2018**

**中国科学院大学**  
**研究生学位论文原创性声明**

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

论文作者签名：李斐斐  
日期：2018. 6. 21

**中国科学院大学**  
**学位论文授权使用声明**

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究的公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

论文作者签名：李斐斐  
日期：2018.6.21

导师签名：刘一飞  
日期：2018.6.21

## 科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 李斐斐 日期： 2018.6.21

## 知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署名单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 李斐斐

日期： 2018.6.21

导师签名： 刘永芳

日期： 2018.6.21

## 摘要

超表面 (metasurface) 是由微纳散射体单元构成的超薄二维阵列平面结构, 能以亚波长空间分辨率操控光波的相位、偏振及振幅, 是近年来超材料 (metamaterial) 领域的研究热点之一。超表面能引起局部相位和振幅突变, 产生基于广义斯涅尔定律的异常折射和反射等现象, 所以比传统光学器件具有更强的光波调控能力和更大自由度。超表面因其超薄的厚度和超强的光波调控特性, 在很多领域具有极大的潜在应用价值, 包括光子集成芯片、光学成像、传感技术、可穿戴显示及隐身斗篷等, 因此对超表面光学特性和实际应用的深入研究具有重大学术意义和商业价值。为了拓宽超表面在光子集成系统中的实际应用功能, 论文基于 Pancharatnam-Berry (PB) 相位理论, 利用时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 算法, 提出了近红外超表面变焦透镜和可见光反射式超表面平面透镜, 论文的具体研究内容如下:

1. 提出了一种基于全电介质超表面的近红外变焦透镜。基于 PB 相位对光波偏振态的敏感特性, 巧妙的使两个相同极性的超表面透镜级联在一起, 通过翻转入射圆偏光的旋转方向可以实现变焦功能, 而且在变焦操作的同时能够保持焦平面的位置不变。该变焦透镜展现了优良的聚焦和变焦性能, 在工作波长为  $\lambda=1550\text{nm}$ 、数值孔径 (numerical aperture, NA) 分别为 0.95 和 0.66 时两个相应的焦斑大小分别为  $0.57\lambda$  和  $0.79\lambda$ , 聚焦效率分别为 58.2% 和 80.7%, 两个焦距分别为  $7.5\mu\text{m}$  和  $1.5\mu\text{m}$  并且变焦比为 5。

2. 提出了一种高效率、宽波段反射式电介质-金属混合超表面。该反射式混合超表面由相同尺寸、不同旋转角度的  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子排布在上面覆有  $\text{SiO}_2$  间隔层的金属 Al 反射镜上构成。超表面的光谱响应带宽为  $550\text{nm}\sim 700\text{nm}$ , 偏振转换效率高达 87%。工作波长为  $600\text{nm}$ 、焦距为  $5\mu\text{m}$  时, 设计的基于反射式混合超表面的平面透镜的焦斑尺寸 ( $434\text{nm}$ ) 极为接近衍射极限并且具有很高的对称性。

3. 以反射式平面透镜为基础, 利用相位分布叠加方法, 设计了双焦点透镜 (double-focal lens) 和双波长透镜 (double-wavelength lens)。双焦点透镜在工作波

长为 600nm 时, 焦平面上的两个焦斑位置与目标位置非常一致。双波长平面透镜在工作波长为 550nm 和 680nm 时得到的两个焦斑位置都与理论设计的 5 $\mu$ m 非常接近, 而且这两种平面透镜的焦斑尺寸都接近衍射极限。

**关键词:** 超表面, Pancharatnam-Berry 相位, 平面透镜, 圆偏振, 时域有限差分法

## Abstract

Metasurfaces are ultrathin two-dimensional flat structures composed of nano-scatterer arrangements, which can manipulate the phase, polarization and amplitude of light, and is the one of research hotspots of metamaterial in recent years. Metasurfaces can generate local abrupt phase shift, and they can achieve anomalous refraction and reflection based on the Generalized Snell's law, so they have stronger light control ability compared with conventional optical elements. Metasurfaces indicate large potential application value in many fields owing to its ultrathin volume and strong light control ability, including photonics integrated chip, optical imaging, sensing technology, wearable display and invisibility cloak. Therefore, it is very important to deeply study the optical properties and practical application. In this thesis, based on the Pancharatnam–Berry (PB) phase theory, using the using finite difference time domain (FDTD) method, we have proposed the near infrared metasurface zoom lens and the flat lens based on the reflective hybrid metasurface at the visible wavelengths. The major researching contents of this thesis can be concluded as follows:

1. A near infrared zoom lens based on dielectric metasurface is proposed. Based on the sensitive of PB phase to the polarization of circular light, the zoom lens was formed by cascading two metasurfaces with the same polarity. The zoom lens can operate with long and short focal length modes by easily converting the handedness of the incident circular polarized light, meanwhile the focal plane remained unchanged. The zoom lens exhibit excellent focusing and zoom performance. When the incident wavelength  $\lambda=1550\text{nm}$ , two tight focal spots  $0.57\lambda$  and  $0.79\lambda$  for  $\text{NA}=0.95$  and  $0.66$  were obtained with corresponding high efficiencies  $58.2\%$  and  $80.7\%$ , respectively. The long and short focal lengths are  $7.5\mu\text{m}$  and  $1.5\mu\text{m}$ , and the zoom ratio is 5. Additionally, the two focal spots are very symmetric, which leded to high-quality imaging.

2. We proposed a reflective dielectric-metal hybrid metasurface at visible wavelength. Titanium dioxide ( $\text{TiO}_2$ ) elliptical nanoposts are placed on a silicon dioxide

(SiO<sub>2</sub>) spacer layer above an aluminum (Al) mirror. The reflective metasurface provides a broadband optical response of 550~700nm and high polarization conversion efficiency more than 87%. The planar lens based on the metasurface obtained a focal spot (434nm) which was much closed to the diffraction limit, when the work wavelength is 600nm, and focal length is 5 $\mu$ m.

3. Based on the fundamental reflective flat lens, the double-focal and double-wavelength lenses are also designed by utilizing the superimposed phase distribution idea. The double-focal lens obtained two focal spots which show good consistence with the designed focus positions at 600nm wavelength. The double-wavelength lens obtained two focal spots which both were near the designed position  $z=5\mu$ m at 550nm and 680nm wavelengths. Besides, the focal spots of the two planar lenses are both closed to the diffraction limit.

**Key Words:** Metasurface, Pancharatnam–Berry phase, Flat lens, Circular polarization, FDTD

## 目 录

|                                |    |
|--------------------------------|----|
| 第 1 章 绪论                       | 1  |
| 1.1 课题背景与研究意义                  | 2  |
| 1.2 超表面的研究进展与现状                | 2  |
| 1.2.1 超表面透镜                    | 4  |
| 1.2.2 超表面偏振器                   | 6  |
| 1.2.3 超表面特殊光束生成器               | 7  |
| 1.2.4 超表面全息图                   | 8  |
| 1.3 论文的主要研究内容                  | 9  |
| 第 2 章 超表面的基础理论与数值仿真方法          | 11 |
| 2.1 引言                         | 11 |
| 2.2 Pancharatnam-Berry 相位      | 11 |
| 2.3 广义斯涅尔定律                    | 13 |
| 2.4 时域有限差分算法简介                 | 15 |
| 2.4.1 Yee 离散格式                 | 16 |
| 2.4.2 完全匹配吸收层                  | 18 |
| 2.4.3 单元大小及时间步长的确定             | 19 |
| 2.5 FDTD Solutions 软件简介        | 19 |
| 2.6 本章小结                       | 20 |
| 第 3 章 基于电介质超表面的近红外变焦透镜         | 21 |
| 3.1 引言                         | 21 |
| 3.2 基本原理和结构设计                  | 22 |
| 3.3 结果与讨论                      | 28 |
| 3.4 本章小结                       | 30 |
| 第 4 章 基于电介质-金属混合超表面的可见光反射式平面透镜 | 33 |
| 4.1 引言                         | 33 |
| 4.2 结构设计和仿真                    | 34 |
| 4.3 分析与讨论                      | 38 |
| 4.4 制备方法                       | 41 |

|                               |    |
|-------------------------------|----|
| 4.5 本章小结 .....                | 41 |
| 第 5 章 总结与展望 .....             | 43 |
| 5.1 论文总结 .....                | 43 |
| 5.2 展望 .....                  | 43 |
| 参考文献 .....                    | 45 |
| 致谢 .....                      | 49 |
| 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果 ..... | 51 |

## 第1章 绪论

### 1.1 课题背景与研究意义

光学器件是成像、通信、传感及显示等光学系统的重要组成部分。随着科技的飞速发展,光学系统的集成化变得尤为重要。区别于传统光学的新颖光学器件和光学材料成为现代光学的重要研究方向。自然界固有的光学材料比如玻璃和金属的光学性质主要取决于自身固有特性<sup>[1]</sup>,因而光波调控能力和自由度比较小。近几年,随着微纳制造技术和计算电磁学的发展,用于调控电磁波的被称为超材料(Metamaterials)的人工结构引起了学术界的广泛关注<sup>[2-6]</sup>。超材料是由尺寸远小于光波长的基本单元构成的周期或准周期特殊人工结构,拥有传统光学器件没有的非常规物理特性,比如负折射率<sup>[7-8]</sup>、完美透镜<sup>[9-10]</sup>及人工黑体<sup>[11]</sup>等,它的电磁性质主要取决于独特的人工结构而不是构成材料的本征特性。超材料在光学隐身斗篷<sup>[12-16]</sup>、成像<sup>[17-18]</sup>、光传感技术<sup>[19-20]</sup>及量子信息<sup>[21]</sup>等领域展现了广阔的应用前景。

超表面(Metasurfaces)是近年来超材料的研究热点之一<sup>[22-25]</sup>。它是一种由单元散射体构成的超薄二维阵列平面结构,能以亚波长的空间分辨率调控光束的相位、偏振和振幅,实现光波前的完全操控<sup>[26-28]</sup>。与三维块状超材料相比,超表面具有超薄的厚度和简易的结构,所以超表面不需要复杂的制造技术和工艺流程而可以直接利用光刻技术制造并且适用于大批量生产<sup>[29]</sup>。超表面易于制备的优点和超薄的体积使它在光子集成器件领域具有很高的应用价值。总体来说,按构成材料超表面可以分为金属超表面和全电介质超表面两大类。各种基于超表面的光学器件已经被提出来,包括平面透镜、偏振转换器、波片、涡旋光束以及全息技术等<sup>[30-34]</sup>。

透镜、波片等传统光学器件通过光波在介质界面折射、反射及折射材料中传播产生的连续相位累积实现光波调控。光波在折射率材料中传播产生的累积相位与光程成正比,所以天然光学材料的折射率和各向异性等光学特性使传统光学器件的厚度和体积一般比较庞大,远远大于工作光波长,因此难于集成化。光学系统集成化、光学元器件小型化的发展趋势和多样光学性能的实际需求,以及微纳

制造技术和计算电磁学的发展,光学超表面便应运而生。超表面为调控光束传播和光与物质相互作用以及光学元器件的研究和设计提供了一种新的思路和方法。与传统光学器件相比,超表面主要有以下四个优点:第一,超表面对相位波前的操控作用远大于传统光学元件的传播相位累积作用<sup>[22]</sup>,通过微纳结构的散射作用引起相位突变,可以做到在亚波长厚度内调控相位波前。第二,传统的衍射光学元件往往会生成一些多余的高阶衍射,比如菲涅尔波带片通常会出现很多实焦点和虚焦点。超表面一般由很小的亚波长单元散射体组成,因此光波能量可以被全部集中到所需的中心衍射级,避免了其它高阶衍射的干扰。第三,传统光学元件对光波的操控只依赖于介质的介电性质,因为传统光学介质的磁导率为 1。除了介电性质,超表面还能产生磁响应并使它的有效磁导率不等于 1,因此能够完全独立控制光波的磁场分量,达到阻抗匹配、增大透射率从而实现高效率的光学元器件<sup>[22]</sup>。第四,超表面的基本单元和整体结构设计灵活,自由度大,可以实现多种功能。可以看出,超表面具有完全不同于传统光学元件的光波调控机理,结构设计灵活、物理内涵丰富等诸多优点,为光学元件的设计提供了新的方法<sup>[23,35]</sup>并且非常有利于光学系统的集成化。

## 1.2 超表面的研究进展与现状

超表面由超材料衍生而来并且迅速成为超材料的研究热点之一。超材料的概念最早于 1968 年由前苏联物理学家 Veselago 提出<sup>[36]</sup>,也叫做负折射率材料 (Negative Index Materials) 或者左手材料 (Left-handed Materials),通过分析 Maxwell 方程然后提出了介电常数和磁导率可以同时为负的重要理论。二十世纪末,英国帝国理工学院的 Pendry 等基于复杂的理论计算提出了人工实现负介电常数和负磁导率的具体实验方法<sup>[37-38]</sup>:一,间距为毫米级的金属细线格子中具有类似等离子体的物理现象,共振频率在 GHz 和低于此频率时介电常数会出现负值;二,利用非磁性导电金属薄片开环共振器构成的阵列实现可调的负有效磁导率。美国杜克大学 Smith 教授 2001 年在 Science 杂志发表文章,研究成果第一次实验证实了 Pendry 的理论,实际测到了负折射率<sup>[39-40]</sup>。上述研究成果提出了超材料的概念和设计思路,验证了左手介质材料的存在,是超材料的初始发展阶段。作为一种新型人工材料,超材料仍然存在很多明显缺点,比如工作带宽窄、损耗大以及结构尺寸与波长之比高等。

2005年 Smith 教授利用渐变折射率介质 (gradient refraction index medium) 在实验室中成功实现了电磁波的弯折, 这是超材料的一次革命性突破。紧接着第二年 Pendry 提出了光学变换理论及隐身斗篷, 进一步拓宽了超材料调控电磁波的功能<sup>[13]</sup>。2007年, 香港科技大学 C. T. Chan 等采用光学变换方法提出了一种电磁波旋转器, 把这种旋转器放置于电磁波空间中时, 物体的散射场上半圆部分和没有旋转器的散射场下半圆部分基本相同<sup>[41]</sup>。超材料被 Science 杂志两次选为“世界十大科技突破”, 并于 2010 年被评为过去十年世界最重大十项科技突破之一<sup>[42]</sup>。

超材料的概念衍生到二维情况, 即一系列亚波长单元散射体有序排列在二维表面或者界面上便构成超表面。2011年, 哈佛大学 Capasso 教授首次提出了超表面, 并且设计了金属亚波长 V 形天线阵列结构<sup>[22]</sup>。当 x-偏振入射到 V 形周期阵列超表面时, 透射光中同时包含同向偏振 (co-polarization, 与入射光偏振方向相同) 和交叉偏振 (cross-polarization, 与入射光偏振方向垂直)。通过改变 V 形天线的开口角度和尺寸大小就可以精确操控交叉偏振光的相位变化, 这样就可以按照意愿控制光束的传播方向。他们还基于提出的超表面推导出了广义斯涅尔定律 (Generalized Snell's law)。

此后, 超表面研究获得了国内外学者的广泛关注, 成为微纳光子学、纳米材料及光电子学等多种领域的研究热点, 并取得了令人瞩目的研究成果。各种超表面器件相继被设计出来, 包括矩形纳米棒超表面、H 形超表面及连续超表面等<sup>[43-45]</sup>。超表面基本单元之间的距离为亚波长, 而且这些基本单元具有不同的几何参数, 包括形状、大小和旋转方向等。

超表面有多种不同的分类方法。根据构成材料的不同可以分为金属超表面和全电介质超表面。金属超表面是指构成超表面的结构单元材料是金属而且是基于等离子体共振效应<sup>[22,46]</sup>。全电介质超表面的构成材料一般是诸如二氧化钛 ( $\text{TiO}_2$ )、硅 (Si) 等介质材料, 通过 Mie 散射、几何相位调控光波<sup>[28,31,47]</sup>。

根据超表面基本单元大小和排布周期是否变化, 可以分为周期性超表面和非周期性超表面。周期性超表面的单元尺寸不变而且是按照一定的周期排布在二维平面上; 非周期性超表面是通过逐渐改变相邻基本单元尺寸来实现调控功能, 从而改变入射光波的相速度和传播路径。

依据光波的类型不同，超表面可以分为空间波调制和表面波调制超表面。目前大量超表面都能够实现空间波调控功能，使超表面具有多种不同的光学特性。超表面通过改变单元尺寸的大小来调节局部阻抗表面条件，阻抗表面条件的空间变化使表面波阻抗的分布发生相应改变，从而实现表面波调制超表面。

从首次提出至今，超表面研究已经取得很大进展。由于新颖的物理机理和灵活的结构设计，国内外研究者们顺应光学系统集成化的科技潮流，先后提出了很多新超表面型光学元器件，包括平面聚焦透镜、特殊光场生成器、偏振转换器、超表面全息技术以及吸收体等。

### 1.2.1 超表面透镜

光学透镜被广泛应用在聚焦和成像等方面，是显微、望远及照相光学系统不可或缺的光学元件。

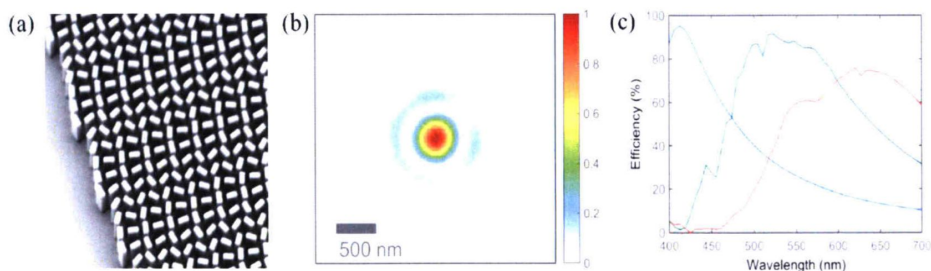


图 1.1 超透镜的三维结构和聚焦特性

**Figure 1.1 Three-dimensional structure of the metalens and the focusing performance**

(a) 超表面透镜的扫描电镜显微图；(b) 超表面透镜焦斑的横向电场强度分布；(c) 偏振转换效率与波长的变化关系。

(a) Scanning electron microscopy image of the metalens; (a) Intensity distribution of focal spot;  
(c) Polarization conversion efficiency varies with wavelengths.

哈佛大学 Capasso 团队于 2016 年设计并制备了一种可见光超表面透镜<sup>[24]</sup>，其结构如图 1.1(a) 所示。这种超表面透镜由  $\text{TiO}_2$  矩形纳米柱子依据 Pancharatnam-Berry (PB) 相位原理有序排布在  $\text{SiO}_2$  基底上构成的。波长为 532nm 的圆偏光照射超表面透镜得到的焦斑如图 1.1(b) 所示，焦斑尺寸接近衍射极限而且形状比传统透镜更加对称，没有球差。设计的超表面透镜聚焦效率高达 86%，而且数值孔径 (numerical aperture, NA) 达到 0.8。这种超表面透镜的最大缺点是无法消除色差，只能适用于单个工作波长。

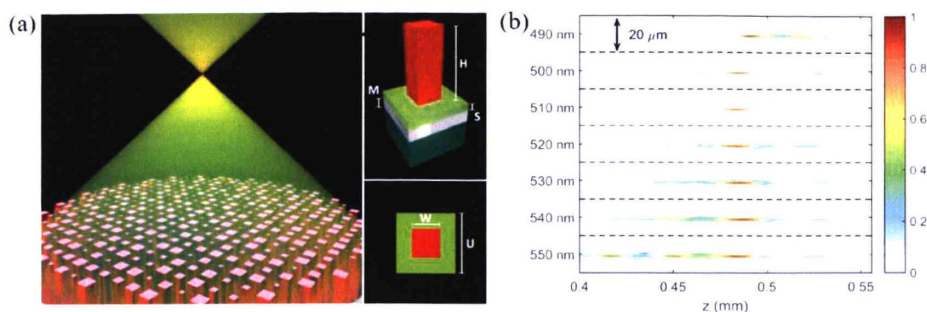


图 1.2 反射式超透镜的结构示意图和聚焦性能

Figure 1.2 Structure schematic of the reflective metasurface lens and the focus performance

(a) 反射型宽带超表面透镜的示意图；(b) 不同工作波长的的电场强度沿  $z$  轴的分布。

(a) Structure of reflective metasurface lens; (b) Electric intensity distributions for different wavelengths along  $z$ -axis.

为了提高超表面的工作带宽，减小甚至消除色差，哈佛大学 W. T. Chen 等提出了一种可见光反射型宽带超表面透镜<sup>[48]</sup>。这种反射型超表面透镜的结构如图 1.2(a) 所示，高度相同( $H=600\text{nm}$ )的  $\text{TiO}_2$  纳米柱子排布在基底上，通过调节  $\text{TiO}_2$  柱子的正方形横截面边长就可以控制反射光波的相位变化。基底是由  $\text{SiO}_2$  间隔层和用作反射镜的金属铝(Al)组成，其中  $\text{SiO}_2$  和 Al 的厚度分别为  $S=180\text{nm}$  和  $M=110\text{nm}$ ，基本单元宽度  $U=480\text{nm}$ 。工作波长从  $490\sim 550\text{nm}$  变化时所有焦距几乎相等( $z=490\mu\text{m}$ )，误差只有  $2.7\mu\text{m}$ ，如图 1.2(b) 所示。

然而可见光波段  $60\text{nm}$  的工作带宽离实际应用还有很大差距，为了进一步提高工作带宽消除超表面透镜的色差，哈佛大学 Capasso 团队提出了一种消色差超表面透镜<sup>[49]</sup>，光谱响应范围为  $470\text{nm}\sim 670\text{nm}$ 。不同于现有的超表面透镜设计方法，这种宽带消色差超表面透镜分别控制光波的群延迟(Group delay)和群延迟色散(Group delay dispersion)，如图 1.3(a)~(b) 所示。利用耦合相移单元来增加超表面的设计自由度：两个邻近的纳米柱用作一个耦合波导，其结构和几何参数如图 1.3(c) 所示。已有研究表明这种耦合波导支持可调谐的色散，能够达到宽带宽接近零的群延迟色散。该超表面透镜的局部电镜扫描照片如图 1.3(d) 所示。这种消色差超表面透镜在工作波长从  $470\text{nm}$  到  $670\text{nm}$  变化时焦距几乎保持不变，同时所有波长都有近衍射极限的聚焦表现，如图 1.3(e) 所示。

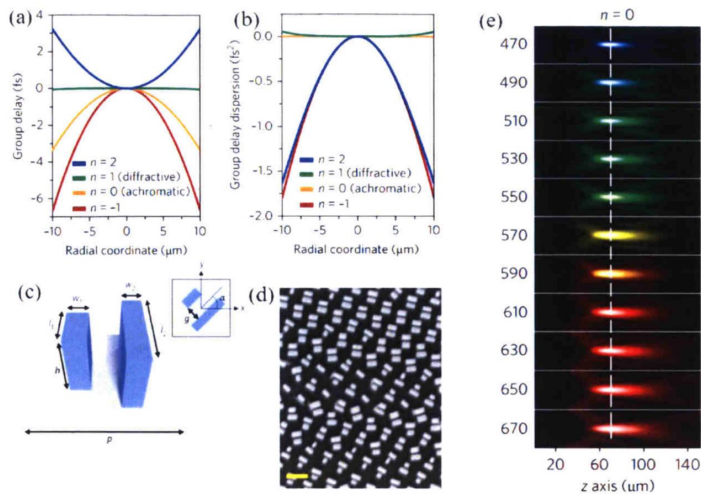


图 1.3 消色差超透镜的三维结构和聚焦特性分析

Figure 1.3 Three-dimensional structure of achromatic metalens and the focusing performance

(a) 要求的相对群延迟(Group delay)与超表面透镜坐标的变化关系; (b) 需求的相对群速度色散(Group delay dispersion)与同一个超表面透镜坐标的变化关系; (c) 超表面透镜的单元结构示意图; (d) 超表面透镜的局部电镜扫描照片; (e) 消色差超表面透镜在工作波长从 470nm 到 670nm 变化时的焦斑分布。

(a) Required relative group delays as a function of metalens coordinate; (b) Required relative group delay dispersion of the same metalenses; (c) Schematic of a metalens element; (d) Scanning electron micrograph of a region of a fabricated metalens; (e) Measured intensity distributions for different wavelengths in the x-z plane.

### 1.2.2 超表面偏振器

光波的偏振特性自从 19 世纪早期被发现以来, 就在液晶显示、光信号处理和防眩眼镜等领域具有广泛应用<sup>[50-51]</sup>。传统偏振光的产生和操纵都是通过波片、偏振器和偏振分束器来完成, 然而这些偏振器件的光学厚度厚并且体积大, 很难满足光子集成芯片的需求。

台湾国立大学 W. T. Chen 等首次提出了一种反射型超表面偏振生成器 (metasurface polarization generator, MPG), 它可以把一束线偏光转换成任意形式的偏振光<sup>[52]</sup>。六种不同类型的偏振光包括四种不同偏振方向的线偏光和两种旋向相反的圆偏光可以同时由这种超表面产生, 并且不同的偏振光具有不同的反射角, 同时光谱响应带宽为 400nm~700nm。超表面偏振生成器的结构和偏振转换性能如图 1.4 所示。金属 Al 纳米天线排布在  $\text{SiO}_2$  间隔层上, 紧挨着  $\text{SiO}_2$  间隔层

的下面是用作反射镜的金属 Al，通过优化  $\text{SiO}_2$  的厚度可以提高偏振转换效率。该超表面偏振生成器能以宽带宽工作在可见光波段，并且具有高偏振转换效率和偏振区分比。

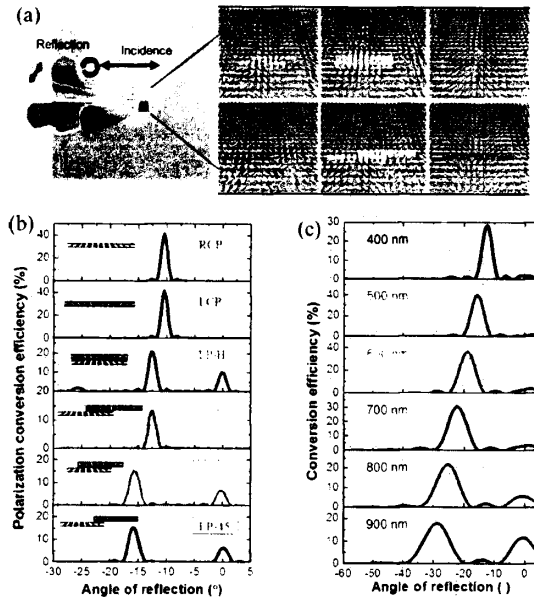


图 1.4 超表面偏振生成器

Figure 1.4 Metasurface polarization generator

(a) 超表面偏振生成器的整体结构和工作模式示意图；(b) 工作波长为 500nm 时每种偏振光的转换效率和反射角；(c) 超级单元在不同波长(400~900nm)照明下转换效率和反射角。  
(a) Schematic for arbitrary polarization generation with fixed incident polarization; (b) Conversion efficiency for each polarization at the incident wavelength of 500 nm; (c) A unit cell with a fixed supercell length for a range of incident wavelengths.

### 1.2.3 超表面特殊光束生成器

利用超表面可以方便的产生各种特殊光束，比如常见的贝塞尔光束(Bessel beam)和涡旋光束(Vortex beam)等。传统光学中常用的方法是利用锥透镜把高斯光束(Gaussian beam)转换为零阶贝塞尔光束，或者把拉盖尔-高斯光束(Laguerre-Gaussian beam)转换为高阶贝塞尔光束。高数值孔径的贝塞尔光束很难用传统方法获取，这要求锥透镜非常尖锐才能实现光场转换，而超表面却很容易产生这类特殊光束。

哈佛大学 N. F. Yu 等提出了一种 V 形金属天线阵列构成的超薄超表面<sup>[22]</sup> (见图 1.5)，利用金属天线产生的相位突变代替了传统锥透镜的连续相位累积，这样

超表面就可以顺利生成涡旋光束和贝塞尔光束。其中涡旋光束拥有特殊的空间环形光场强度分布和螺旋形的相位分布，而且理论上拓扑荷取值范围为无限大，使涡旋光束在许多领域拥有巨大研究价值。比如涡旋光束为光子编码提供了新的自由度，为光通信突破信道容量提供了新的思路和方法，同时也给量子通信提供了新的解决方案。除了通信领域，涡旋光束还在超分辨成像、光学镊子及灵敏光学探测等领域具有广阔的应用前景<sup>[53-54]</sup>。

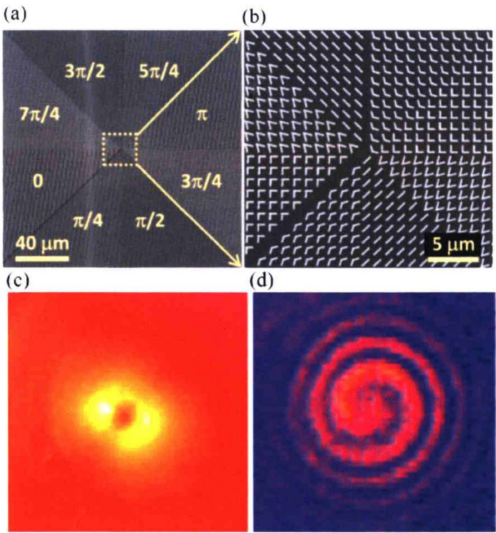


图 1.5 超表面涡旋光场生成器

Figure 1.5 Metasurface optical vortex generator

(a) V 形金属超表面的电镜扫描照片；(b) 放大的中心部分结构；(c)-(d) 超表面产生的的涡旋光场强度分布。

(a) SEM image of a plasmonic interface that creates an optical vortex; (b) Zoom-in view of the center part of the metasurface; (c)-(d) far-field intensity distributions of an optical vortex.

1.2.4 超表面全息图

全息图(Hologram)记录了经过物体透射或者反射的光波振幅和相位的全部信息，全息像能在不同的方向被看到，是一种三维立体图像。全息图本质上是一系列干涉条纹，可以由一束参考光与物体反射或透射的光束干涉产生，也可以通过数值计算获得全息界面上的相位和振幅信息，再经过编码后光刻到界面上来产生，后者也叫做计算全息（Computer-Generated Holography, CGH）。

英国伯明翰大学 Zheng G. X.等提出了一种反射型全息超表面，如图 1.6 所示<sup>[55]</sup>，转换效率高达 80%，同时具有很宽的光谱响应(600nm~1100nm)，而且超

表面的厚度只有 30nm。全息技术具有很高的学术和实用价值，已经被广泛应用于数字全息显微、光阱、数据存储、光束塑形和微观操控等领域。

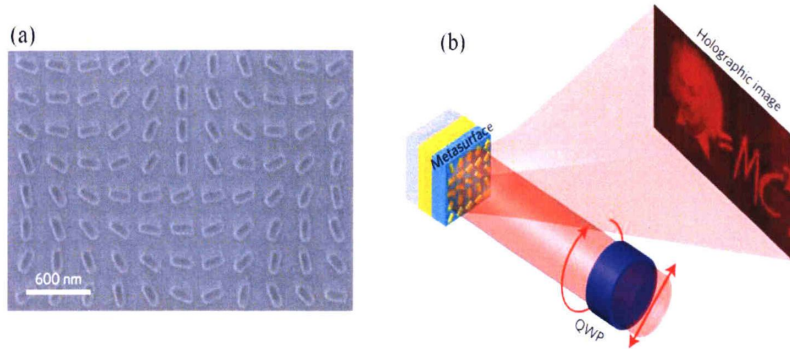


图 1.6 超表面全息图

Figure 1.6 Metasurface hologram

(a) 纳米天线阵列电镜扫描照片；(b) 基于金属纳米天线的反射型超表面在圆偏光入射情况下，反射光束在远场形成了全息图。

(a) Scanning electron microscopy image of the fabricated nanorod array; (b) Illustration of the reflective nanorod-based metasurface under a circularly polarized incident beam.

### 1.3 论文的主要研究内容

论文主要研究内容是基于超表面的平面透镜的研究与设计，根据超表面的基本理论，提出了两种超表面透镜：近红外波段全电介质超表面变焦透镜和可见光反射式金属-电介质混合超表面透镜，并从理论和仿真分析研究了它们的光波调控特性。第一章是绪论部分，主要讲述了选题背景和研究意义，概述了国内外光学超表面的研究进展和现状，分析了目前超表面研究的不足之处和需要解决的问题。第二章详细论述了超表面的基础理论和数值仿真方法。本章详细论述了 PB 相位理论，给出了基于超表面的广义斯涅尔定律的推导过程。另外简述了计算电磁学中最常用的时域有限差分算法 (finite difference time domain, FDTD) 以及基于该算法的微纳光子学仿真软件 FDTD solutions。第三章提出了一种基于全电介质超表面的近红外变焦透镜。该变焦透镜通过翻转入射圆偏光的旋向实现不同焦距 (长短焦距或者大小视场) 之间的切换，而且在两种工作模式切换的同时能够保持焦平面位置不变。第四章提出了一种基于反射型电介质-金属混合超表面的可见光平面透镜，分析了等效为法布里-珀罗 (Fabry-Perot) 腔的  $\text{SiO}_2$  间隔层厚度对反射率的影响，以及基本单元的光谱响应范围。然后以该反射式超表面透镜为基

础，利用空间相位叠加方法设计了两种多功能超表面透镜。第五章总结了论文的主要研究内容，分析了研究成果的不足之处，并且展望了接下来的研究工作。

## 第2章 超表面的基础理论与数值仿真方法

### 2.1 引言

光学系统集成化和光学元件小型化是近几年的研究热点。传统光学元件基于光波的反射、折射以及衍射,通过光波在折射率介质中传播产生连续相位累积实现对光波相位,偏振和波前的操控,比如透镜和波片。它们的体积一般远远大于工作波长,结构复杂、功能单一,一般采用铣、磨、抛光等机械方式加工,工艺复杂,成本高。所以,传统光学元件难于集成,无法满足光学系统集成化的需求。超表面的提出给光学元件的设计提供了新的思路和方法,基于超表面的光学元件可以应用于集成光学系统。超表面是一种二维超薄超材料,可以全矢量调制光波的相位、偏振及振幅,实现灵活操纵光波。本章首先论述几何相位,然后详细推导了基于超表面的广义斯涅尔定律,解释了不同于传统光学的异常折射和反射现象。最后概述了基于麦克斯韦微分方程的 FDTD 数值计算方法。

### 2.2 Pancharatnam-Berry 相位

Pancharatnam-Berry (PB) 相位又叫几何相位,1955 年 Pancharatnam 首次提出之后 M. V. Berry 加以改进和完善<sup>[56]</sup>。PB 相位是与光波偏振状态相关的,偏振状态的改变会产生一个由改变路径几何参数决定的相位变化,这个相位变化就是 PB 相位。这个额外的相位变化是由光波不同偏振状态之间 Pancharatnam 联系的非传递性决定的。图 2.1 用邦加球(Poincaré sphere)说明了 PB 相位元件的基本概念<sup>[57]</sup>。圆偏光入射时,超表面具有空间连续变化的光轴,在图中标示为  $\theta(x, y)$ 。由于超表面的基本单元随着空间位置变化,不同空间位置点的入射光波横穿邦加球时经过不同的路径,产生了由 PB 相位决定的空间变化的相位波前调制。

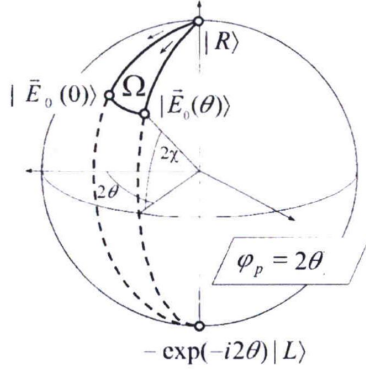


图 2.1 利用邦加球说明基于 PB 相位光学元件的基本原理

Figure 2.1 Illustration of the principle of optical elements based on PB phase by use of the

对任意一个超表面来说，它的透射特性可以用琼斯矩阵 (Jones matrix) 表示为

$$T = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

其中， $x$  和  $y$  分别是超表面具有形状-双折射 (shape-birefringent) 特性的基本单元的主轴。假设圆偏光垂直入射超表面，其中圆偏光可以用单位矢量定义为

$e_{\pm}(0) = \frac{x \pm iy}{\sqrt{2}}$ ，则可以利用泡利矩阵  $\{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$  (Pauli matrices) 和单位矩阵  $I$  在新的基底下把透射矩阵表示为<sup>[58]</sup>：

$$T(0) = \frac{1}{2}(t_{xx} + t_{yy})I + \frac{i}{2}(t_{xy} - t_{yx})\sigma_3 + \frac{1}{2}(t_{xx} - t_{yy})\sigma_1 + (t_{xy} + t_{yx})\sigma_2, \quad (2.2)$$

其中泡利矩阵的三个元素分别为  $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ 。现在考虑超表面基本单元在平面内旋转一个角度  $\theta$  (相对初始状态  $\theta=0$ ) 的情况。此时透射矩阵可以表示为

$$T(\theta) = R^\dagger(\theta)T(0)R(\theta), \quad (2.3)$$

其中， $R(\theta) = e^{i\theta\sigma_3}$  为旋转矩阵，则超表面的透射矩阵为<sup>[58]</sup>

$$\begin{aligned}
 T(\theta) = & \frac{1}{2}(t_{xx} + t_{yy})I + \frac{i}{2}(t_{xy} - t_{yx})\sigma_3 \\
 & + \frac{1}{2}(t_{xx} - t_{yy})(e^{-i2\theta}\sigma_+ + e^{i2\theta}\sigma_-) \\
 & + \frac{1}{2}(t_{xy} + t_{yx})(-e^{-i2\theta}\sigma_+ + e^{i2\theta}\sigma_-)
 \end{aligned} \quad (2.4)$$

这里定义自旋-翻转 (spin-flip) 因子  $\sigma_{\pm}=(\sigma_1 \pm i\sigma_2)/2$ 。这种表示方法非常方便, 公式 (2.4) 中的  $2\theta$  就是产生的 PB 相位。自旋-翻转 (圆偏光旋向的变化) 产生了值为  $2\theta$  的相位变化, 也就是几何相位。这种相位变化其实是与  $e^{i\theta\sigma_3}$  和  $\sigma_{\pm}$  之间的非传递性相关的。

根据入射圆偏光的旋向不同, 公式 (2.4) 可以被分解为左旋和右旋圆偏光入射两种情况, 此时透射光场可以分别表示为

$$E_{left} = \frac{1}{2}(t_{xx} + t_{yy})\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(t_{xx} - t_{yy})e^{i2\theta}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$E_{right} = \frac{1}{2}(t_{xx} + t_{yy})\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(t_{xx} - t_{yy})e^{-i2\theta}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

从公式 (2.5)、(2.6) 看出, 圆偏光入射超表面时, 透射光场可以分为两部分: 第一部分是和入射光旋向相同的同向偏振光 (co-polarization), 第二部分是和入射偏振光旋向相反的交叉偏振光 (cross-polarization)。方程中的透射系数都是复数, 表示的是包括振幅和相位的复振幅。当  $t_{xx}$  和  $t_{yy}$  的相位差为  $\pi$  时公式中的第一项等于零, 此时透射光场中只有交叉偏振光而没有同向偏振光, 即超表面的偏振转换效率为百分之百。因此, 我们可以通过优化超表面基本单元的几何尺寸, 使之满足  $\pi$  相位差, 从而获得最大偏振转换效率。对于圆偏光, 只需要旋转超表面基本单元就可以实现相位波前调控。PB 相位的这种计算方法完全适用于反射型超表面。

### 2.3 广义斯涅尔定律

传统光学元件依赖于沿着光学路径的连续相位累积实现波前操控, 光波的折射和反射满足斯涅尔定律 (Snell's law)。超表面可以在满足费马原理 (Fermat's principle) 的情况下产生非连续、突然的相位变化, 使波前操控的自由度增加, 从而可以产生负折射率、亚波长聚焦及隐身斗篷等现象。超表面对光波的折射和

反射满足广义斯涅尔定律 (generalized Snell's law)。N. F. Yu 首次基于费马原理推

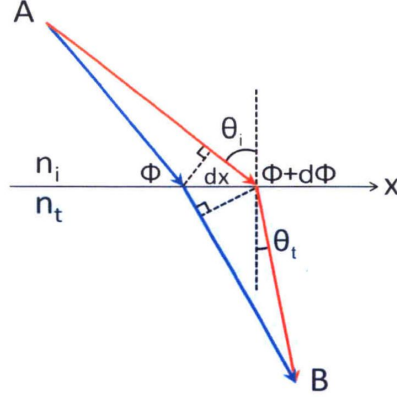


图 2.2 广义斯涅尔定律的推导示意图

Figure 2.2 Schematics used to derive the generalized Snell's law of refraction

导了广义斯涅尔定律<sup>[22]</sup>。费马原理认为光线由点 A 传到点 B，经过任意多次反射或折射，其光程为极值（极大值或者极小值），然后对光程进行一次微分得到

$d \int_A^B n dl = 0$ ，其中  $l$  为光波在介质中传播的几何路程， $n$  为该介质的折射率。满足

费马原理时光程可能为极大值或者极小值，也可以认为符合费马原理的情况下光程处于稳定值。利用费马原理，通过在两种介质分界面处引入相位突变来推导广义斯涅尔定律。如图 2.2 所示，平面波以角度  $\theta_i$  入射，假设两条路径无限接近实际的传播路径，则两条路径之间的相位差为零

$$[k_0 n_i \sin(\theta_i) dx + (\phi + d\phi)] - [k_0 n_i \sin(\theta_i) dx + \phi] = 0, \quad (2.7)$$

这里  $\theta_i$  是折射角， $\phi$  和  $d\phi$  分别表示两条传播路径在界面处的相位， $n_i$  和  $n_t$  分别是两种介质的折射率， $dx$  是分界面上两点之间的距离。 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ， $\lambda_0$  是真空中波长。如果沿着分界面的相位梯度为常数，由方程(2.7)可以得到广义斯涅尔折射定律<sup>[22]</sup>

$$\sin(\theta_t) n_t - \sin(\theta_i) n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\phi}{dx}. \quad (2.8)$$

从方程 (2.8) 可以看出通过提供一个合适的沿着分界面的相位梯度值  $d\phi/dx$ ，折射光就能获得任意大小的折射角。由于分界面处非零相位梯度的存在，两个入射角  $\pm\theta_i$  会得到不同的折射角度。结果，对全内反射来说将会有两种可能的临界

角。在这里假设  $n_t < n_i$ ，则可以得到

$$\theta_c = \arcsin\left(\pm \frac{n_t}{n_i} - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\phi}{dx}\right), \quad (2.9)$$

同样的，对于反射可以得到

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\phi}{dx}, \quad (2.10)$$

这里  $\theta_r$  是反射角。和传统光学的镜面反射明显不同，这里的入射角  $\theta_i$  和反射角  $\theta_r$  之间是非线性关系。方程 (2.10) 表示在这种情况下总有一个临界入射角

$$\theta'_c = \arcsin\left(1 - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \left|\frac{d\phi}{dx}\right|\right), \quad (2.11)$$

如果入射角大于临界入射角，反射光就变成倏逝波。

在上述推导过程中，我们假设  $\phi$  是沿着界面位置变化的连续函数，这样所有的入射光波能量遵循广义斯涅尔定律并且被转化成异常的折射和反射。然而实验中超表面都是由具有亚波长间隔的纳米单元阵列构成，超表面结构的离散特性说明了仍然有正常折射和反射光束存在，这些光束遵循传统的折射和反射定律（此时  $d\phi/dx=0$ ）。而且我们还假设每个单元散射体的散射场振幅都是完全相同的，所以反射和折射光波仍然是平面波。广义斯涅尔折射和反射定律可以应用于整个光谱波段的超表面设计并且为新的光子学器件设计提供指导。

## 2.4 时域有限差分算法简介

由于麦克斯韦方程的复杂性，实际问题中要得到麦克斯韦方程的解析解几乎是不可能的。计算电磁学为求解电磁问题中的麦克斯韦方程提供了非常有效的方法。经过几十年的发展，计算电磁学数值计算方法已经能极其精确的解决实际应用中的各类电磁学问题。目前为止，最常用的数值计算方法主要有三种，它们分别是时域有限差分（FDTD）算法、有限元法和矩量法。这三种算法的电磁场规律数学表达分别是：矢量偏微分方程组、矢量波动方程和矢量积分方程。这三种数学表达形式虽然原则上等价，但是数值性能相差很大。简而言之，FDTD 算法就是直接离散时域麦克斯韦偏微分表达形式的数值计算方法。美籍华人 K. S. Yee 于二十世纪六十年代首次在 FDTD 算法中提出了 Yee 离散格式的表达方法。Yee 格式巧妙地将离散的电场和磁场在空间上错置、时间上交替，非常真实地反映了

电磁波的传播过程。这种 Yee 离散格式通用、简单，易于编程，因而很受欢迎，应用非常广泛<sup>[59]</sup>。

作为最常用的计算电磁学方法之一，FDTD 算法有一些突出特点，主要包括以下四点。第一，广泛的适用性。由于 FDTD 算法是基于描述电磁场普遍规律的麦克斯韦方程，因此具有普遍适用性。它可以计算各种复杂的电磁结构。只要对激励源和结构正确的模拟，FDTD 算法就能给出正确的答案。第二，时域计算。在 Yee 离散网格点上的电场或磁场分量仅与它相邻的磁场或电场分量以及上一时间步该点的场值相关。这种方法把各种问题都化作初始值来处理，直接反映了电磁波的时域特性。第三，计算程序的通用性。FDTD 算法解决问题的物理模型是麦克斯韦方程，所以一个基础的 FDTD 计算程序对大量的电磁场求解问题都具有通用性。第四，简单直观而且容易学习。FDTD 算法没有利用很多复杂的数学工具推导新方程而是直接从麦克斯韦方程出发，所以易于理解。而且它是在时域中直接模拟电磁场的传播及与物质相互作用的物理过程，因此显得非常形象直观。

#### 2.4.1 Yee 离散格式

麦克斯韦方程的偏微分形式如下

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.15)$$

介质的本构关系可以表示为

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.18)$$

其中， $\mathbf{E}$  为电场强度 ( $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ )， $\mathbf{D}$  为电位移矢量 ( $\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$ )， $\mathbf{H}$  为磁场强度 ( $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ )， $\mathbf{B}$  为磁感应强度 ( $\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ )， $\mathbf{J}$  为电流强度 ( $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ )， $\rho$  为电荷密度 ( $\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$ )。  $\varepsilon$ 、 $\mu$  和  $\sigma$  分别是介电常数 ( $\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$ )、磁导率 ( $\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$ ) 和电导率 ( $\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$ )。介质的本构参数不随时间变化时电磁场方程 (2.12)、(2.13) 可以简化为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.20)$$

然后将麦克斯韦方程应用于线性、非色散介质中,并将其分解为直角坐标系下的分量形式,可以得到

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.26)$$

对公式 (2.21)-(2.26) 在空间域和时间域上采用二阶中心差分,各个电场和磁场分量按照图 2.3 所示 Yee 离散格式进行空间采样,可以得到 FDTD 算法的迭代公式为

$$E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} = \left( \frac{1 - \frac{\sigma_{i+1/2,j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+1/2,j,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+1/2,j,k}}} \right) E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n-1/2} + \left( \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma_{i+1/2,j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+1/2,j,k}}} \right) \cdot \left( \frac{H_z \Big|_{i+1/2,j+1/2,k}^n - H_z \Big|_{i+1/2,j-1/2,k}^n}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^n - H_y \Big|_{i+1/2,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad (2.27)$$

$$H_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1} = \left( \frac{1 - \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}} \right) H_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^n + \left( \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}} \right) \cdot \left( \frac{E_y \Big|_{i,j+1/2,k+1}^{n+1/2} - E_y \Big|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i,j+1,k+1/2}^{n+1/2} - E_z \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (2.28)$$

按照相同的方法,可以得到电场与磁场的其它分量表达式  $E_y \Big|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2}$ ,  $E_z \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2}$ ,  $H_y \Big|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1}$ ,  $H_z \Big|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1}$ 。如图 2.3 所示, Yee 网格将离散的电场和磁场分量在空间中交错放置, 每个磁场分量周围分别有四个电场分量环绕于其周围, 同时每个电场分量周围有四个磁场分量环绕于其周围。电场和磁场在空间中这样分布后, 任意电场分量对时间的偏导数就能用环绕其周围的磁场分量的中心差分来表示; 同样, 任意磁场分量对时间的偏导数也能用环绕其周围的电场分量的中心差分来表示。从方程 (2.27)、(2.28) 可以看出, 电场与磁场在时间轴上相差半个时间步长。在实际电磁问题求解过程中, 电场与磁场分别交替迭代演进, 所以这种迭代运算方式又被称为“蛙跳式”。

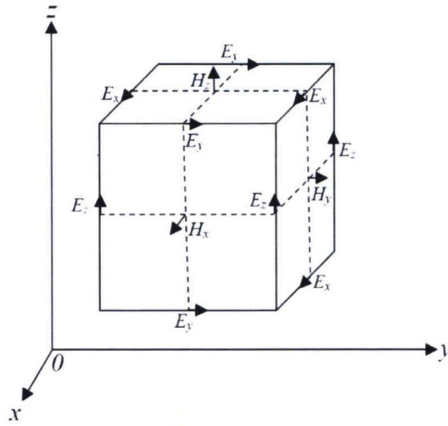


图 2.3 Yee 离散格式示意图

Figure 2.3 Schematic of Yee grid

#### 2.4.2 完全匹配吸收层

电磁场问题求解时, 通常假定物理空间是无限大的, 也就是所谓的“开放”系统。但是在 FDTD 算法中, 每个离散网格上的六个磁场和电场分量都必须在任意的时间步上存储起来以供下一个时间步计算之用。所以选取的物理空间越大, 要求存储量也越大, 但是计算机的内存是有限的无法满足无限大的物理空间的存储量。所以求解问题的物理空间实际是有限的, 要求这个空间能将研究的物理模型完全包括, 并且可以进行 FDTD 运算。为了使这种有限空间与理论的无限空间等效, 就需要对这个有限物理空间的边界做特殊处理, 能够做到让电磁波在模

型空间的边界处继续保持向外传播的特征并且没有出现明显反射现象,同时也不会导致内部空间的电磁场发生畸变,具有这种等效功能的边界条件被称为吸收边界条件。吸收边界条件有很多表达形式,其中法国学者 J. P. Beranger 首次提出完全匹配吸收层 (Perfectly Matching Layers, PML), 接着很多学者不断对它进行补充和完善。PML 已成为一种性能优良、表述简明的截断无限电磁求解域的高效方法,成为 FDTD 算法中最主要的边界条件处理方法<sup>[59]</sup>。

### 2.4.3 单元大小及时间步长的确定

FDTD 算法在实际电磁问题的运算求解过程中,网格单元的大小和时间步长的确定直接影响计算结果的精确度甚至正确性。确定网格单元大小的方法与有限元方法类似,通常情况下网格单元尺寸的边长要小于十分之一的波长。FDTD 方法中的电磁波激励源一般都是脉冲形式,存在很宽的带宽,所以网格单元的边长应该是需要频段的最高频率,即最小波长的十分之一。此外,网格单元的大小应该随着散射物体尺寸的增大而减小,这是因为 FDTD 方法也存在数值色散误差。因此为了保证大尺寸散射物体的最终计算精度,只能进一步减小剖分单元尺寸减小色散误差,来弥补大尺寸的累积误差影响。剖分单元的大小确定以后就可以确定离散时间的步长。为了保证 FDTD 算法的稳定性,离散时间步长的选取要满足下列 Courant 条件<sup>[59]</sup>

$$v(\Delta t) \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}, \quad (2.29)$$

这里  $v$  是电磁波在介质中的传播速度。

### 2.5 FDTD Solutions 软件简介

FDTD Solutions 是加拿大 Lumerical 公司生产的一款微纳光子学仿真软件。它可以帮助科研工作者预测光在复杂结构、线路和系统中的行为。光子学以及光与物质的相互作用给世界最先进的科技公司在很多领域开启了多种可能性,例如生物技术、数据通信、信息存储、太阳能、环境感知以及消费电子等领域。FDTD Solutions 基于 FDTD 算法实现,具有求解精度高、计算速度快及易于操作等优点。该软件具有人性化的图形用户界面,用户可以自由方便的构建一维、二维和三维模型,还可以自定义面和体,能够在一个很宽的波长范围内精确模拟实际材

料，并且用户可以自定义材料模型。**FDTD Solutions** 包含多种光源，包括高斯光束、偶极子点源、平面波总场散射场，而且用户还可以根据自己的需要自定义光源模式，同时还可以调整入射光源的方向、初始相位及偏振角等参数。可以根据求解问题的需要选择相应的边界条件，包括 **PML**、周期边界条件、金属边界条件、对称和反对称边界条件以及 **Bloch** 边界条件。**FDTD Solutions** 还具有强大而易学的脚本功能，可以利用脚本设计各种复杂的结构，解决复杂的电磁场求解问题。此外，文件库里包含了大量的复杂模型和各种分析组，用户可以在此基础上求解问题而不用从头开始，提高了解决问题的效率。**FDTD Solutions** 已经被广泛应用于超材料、表面等离子体、光子晶体、石墨烯以及集成光学等领域。

## 2.6 本章小结

本章主要论述了超表面的基础理论和数值计算方法，为后续超表面的设计提供了理论支撑和科学方法。首先介绍了 **PB** 相位的基本概念，利用琼斯矩阵推导了透射型超表面产生 **PB** 相位（此推导过程也适用于反射模式）的过程，并且说明了 **PB** 相位只适用于圆偏振。然后基于费马原理推导了广义斯涅尔定律，解释了超表面可以产生异常折射和反射（负折射现象等）现象的原因，就是沿着超表面的界面产生了非零相位梯度。接着概述了 **FDTD** 算法，基于 **Yee** 离散格式推导了该算法的迭代运算过程，分析了它的优缺点。最后介绍了基于 **FDTD** 算法的微纳光子学仿真软件 **FDTD Solutions**。

## 第3章 基于电介质超表面的近红外变焦透镜

### 3.1 引言

超表面是由亚波长单元散射体构成的二维阵列光学元件,可以完全操控光波的相位、偏振和振幅。光波操控依赖于局部的相位突变,这种相位突变是由光波与单元散射体之间很强的相互作用引起的<sup>[35,58]</sup>。与三维超材料需要复杂的制造技术不同,超表面可以直接用光刻技术制备。这使超表面在集成光子器件领域具有巨大应用价值并且适用于大批量生产。目前为止,金属等离子体超表面已经被多次报道。但是,由于金属的吸收损耗和基本物理机理的限制,使金属等离子体超表面的效率比较低<sup>[30,60]</sup>。相比而言,全电介质超表面具有高透射率以及亚波长空间分辨率的相位和偏振控制。它们都是由亚波长高折射率单元散射体排布在低折射率的平面基底上构成的。具有不同几何形状的散射单元对透射光波执行不同的相位延迟并且塑造需要的波前形状分布。

电介质超表面已经在很多光学领域被广泛应用,比如光波聚焦、波片、偏振转换以及全息成像等。其中具有大数值孔径(numerical aperture, NA)和高转换效率的超表面透镜已经被多次报道<sup>[48,61]</sup>。它们和传统光学透镜相比具有很多明显的优势,但是目前为止大部分超表面透镜只有一个固定的焦距。与此同时,传统变焦光学系统只能通过透镜组的机械运动实现变焦功能,因此传统变焦光学系统体积庞大、结构复杂很难进行实时调节。一种机械可重构的超表面透镜被提出,这种超表面透镜可以通过拉伸柔性基底调节焦距的大小,从而实现变焦功能。但是该超表面透镜需要依靠机械拉伸,所以很难应用于光子集成系统<sup>[62]</sup>。

在本章中,我们设计了一个基于双层电介质超表面的近红外变焦透镜<sup>[63]</sup>。它由具有椭圆形横截面的硅(Si)纳米柱子按照六边形的晶格模式排布在平面二氧化硅( $\text{SiO}_2$ )基底的两面构成,全部纳米柱子都具有相同的几何尺寸,不同位置的纳米柱子具有不同的平面旋转角度。这些椭圆纳米柱子能以很高的效率把入射圆偏光转换为与之旋向相反的圆偏光。而且,圆偏光旋向的翻转产生了一个相位变化,这个相位变化精确等于椭圆纳米柱子旋转角度的两倍<sup>[22]</sup>。该超表面变焦透镜通过翻转入射圆偏光的旋向实现变焦功能,即可以实现长焦距和短焦距模式之间

的切换,同时两种工作模式下的焦平面位置保持一致。和传统光学变焦系统相比,我们提出的超表面变焦透镜极大的减小了镜头尺寸,主要因为超表面的超薄特性和灵活性。该变焦透镜展现了优良的聚焦性能,在工作波长为 1550nm 时,长焦距和短焦距两种工作模式下分别得到了两个近衍射极限的焦斑,尺寸分别为  $0.57\lambda$  和  $0.79\lambda$ , 相应的聚焦效率分别为 58.2%和 80.7%。

### 3.2 基本原理和结构设计

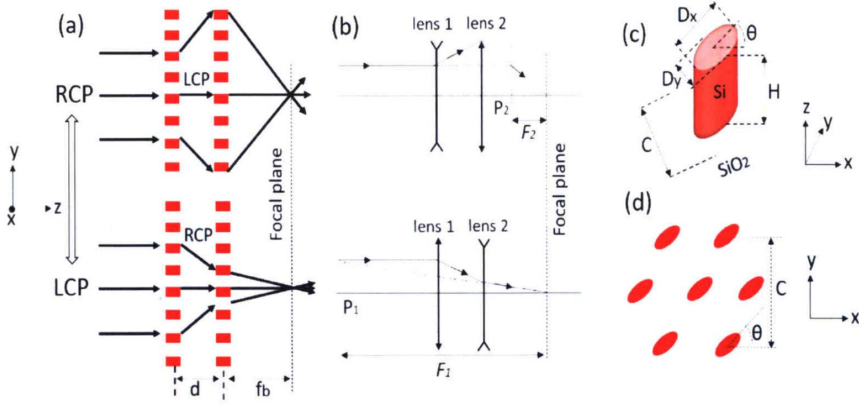


图 3.1 超表面变焦透镜

Figure 3.1 Metasurface zoom lens

(a) 超表面变焦透镜的整体结构及聚焦示意图; (b) 入射偏振方向翻转时两个不同焦距的说明图; (c) 单元散射体结构示意图, 优化的单元散射体长轴  $D_x = 500$  nm, 短轴  $D_y = 180$  nm, 高  $H = 955$  nm; (d) 周期性六边形阵列模式, 其中  $\theta$  是纳米柱子的平面旋转角度, 晶格常数  $C = 750$  nm, 本章所有的仿真工作中, Si 和  $\text{SiO}_2$  的折射率分别是 3.476 和 1.444。

(a) Schematic illustration of light focusing by the doublet lens; (b) Schematic diagram of the two different focal lengths when the incident polarization is changed; (c) Structure of the unit cell scatterer, the long axis  $D_x = 500$  nm, the short axis  $D_y = 180$  nm and the height  $H = 955$  nm; (d) The periodic hexagonal pattern of arrangement,  $\theta$  is the rotation angle and the lattice constant  $C = 750$  nm, the refractive index of Silicon and  $\text{SiO}_2$  glass are 3.476 and 1.444, respectively.

超表面变焦透镜的工作原理如图 3.1 所示, 变焦透镜是把两个超表面透镜放置在一个平面透明基底两面而构成的。两个单超表面透镜都对入射圆偏光的偏振状态敏感, 入射的右旋圆偏光转换为左旋圆偏光时, 相应的一个超表面正透镜变为负透镜, 另一个超表面负透镜变为正透镜, 反之亦然, 见图 3.1(a)。因此基于超表面的偏振敏感特性, 我们可以级联两个极性相同的超表面透镜构成一个变焦

透镜。这样,就可以通过翻转入射圆偏光的旋向得到两种不同的透镜组合(正-负透镜和负-正透镜),从而实现变焦功能,同时焦平面的位置保持不变,见图 3.1(b)。超表面的基本单元是由一个横截面为椭圆的 Si 纳米柱子和六边形 SiO<sub>2</sub> 基底构成,见图 3.1(c)。所有的 Si 纳米柱子是按照六边形周期性阵列排布在基底上,见图 3.1(d)。

双层电介质超表面可以等效为一个由两个单透镜组合而成的复合透镜,见图 3.1(b)。由几何光学双光组组合理论可以得到复合透镜的焦距为

$$F_1 = f_1 f_2 / (f_1 + f_2 - d), \quad (3.1)$$

其中  $f_1$  和  $f_2$  分别是两个超表面透镜的焦距,  $d$  是两个透镜间的距离。焦平面和第二个透镜之间的距离,也叫做背向焦距可以表示为

$$f_{b1} = f_2 \cdot (f_1 + d) / (-f_1 - f_2 - d). \quad (3.2)$$

通过翻转入射圆偏光的旋向,两个超表面透镜的极性也同时翻转,结果导致它们的焦距也分别由原来的  $f_1$  和  $f_2$  变为  $-f_1$  和  $-f_2$ 。此时,复合超表面透镜的焦距和背向焦距则变为

$$F_2 = f_1 f_2 / (-f_1 - f_2 - d) \quad (3.3)$$

$$f_{b2} = f_2 \cdot (f_1 + d) / (-f_1 - f_2 - d) \quad (3.4)$$

为了便于实际应用,设计的变焦透镜在变焦操作时保持焦平面的位置不变。令  $f_{b1} = f_{b2}$  并结合方程 (3.2)、(3.4) 可以得到

$$f_1(f_1 + f_2) = d^2, \quad (3.5)$$

对于超表面变焦透镜来说,两种工作模式(长焦距和短焦距)之间的变焦比是一个非常重要的参数。这里假设  $f_1 > 0$  和  $f_2 < 0$ , 结合方程 (3.1)、(3.3) 可以得到  $F_1 > F_2$ 。我们定义  $F_1 = \beta F_2$ , 这里  $\beta$  是复合透镜的光学变焦比。由方程 (3.1)、(3.3) 可以得到另一个表达式

$$d = (f_1 + f_2) \cdot (\beta + 1) / (\beta - 1), \quad (3.6)$$

至此我们可以通过方程 (3.5)、(3.6) 得到复合透镜的基本参数  $f_1$ 、 $f_2$  和  $d$ 。

超表面透镜基于 PB 相位实现聚焦。由第二章介绍的 PB 相位理论知道,由 PB 相位产生的额外相位变化值  $\varphi$  刚好等于构成超表面单元散射体平面旋转角度  $\theta$  的的两倍,即  $\varphi = 2\theta$ 。为了像传统球面透镜一样实现聚焦,超表面透镜的相位波

前需要满足

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right), \quad (3.7)$$

其中  $\lambda$  是工作波长,  $f$  是超表面透镜的焦距,  $x$  和  $y$  是每个硅椭圆纳米柱子的位置坐标。于是我们可以得到构成超表面透镜纳米柱子的空间旋转角度表达式

$$\theta(x, y) = \frac{1}{2} \varphi = \frac{\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right). \quad (3.8)$$

为了准确的得到需要的相位波前, 椭圆形纳米柱子必须具有半波片的功能。现在我们来分析入射圆偏光与椭圆形纳米柱子的相互作用机理。高折射率电介质散射体的光波散射特性已经有学者研究过, 研究结果表明电介质散射体拥有很强的有效磁偶极子和大量前向散射<sup>[64]</sup>。由于周期性阵列更加接近超表面的散射特性, 因此我们没有对单个单元散射体进行分析, 而是研究弱耦合的纳米柱子构成的周期性阵列的散射特性。这里, 我们基于 FDTD solutions 软件计算得到了周期性椭圆形纳米柱子阵列的磁能量密度分布, 见图 3.2。每个椭圆形纳米柱子都可以被看作从两边截断的波导, 可以起到一个弱耦合低品质因数的法布里-泊罗 (Fabry-Perot) 共振腔的作用。这样每个纳米柱子对光波的散射作用主要由该纳米柱子自身的几何参数决定, 而几乎不受它周围纳米柱子散射的影响。

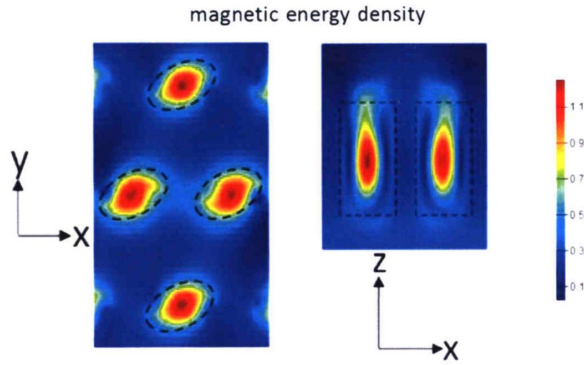


图 3.2 圆偏振光从基底垂直入射时纳米柱子的磁能量密度分布, 黑色虚线表示椭圆形纳米柱子的边界

Figure 3.2 The distribution of magnetic energy density when a CP light is normally incident From the substrate of periodic nanoposts, the dashed lines denote the boundary of elliptical silicon nanoposts

纳米柱子的椭圆形横截面导致沿着椭圆的长轴和短轴会产生不同的有效折射率。每个纳米柱子都对透射光波强加一个偏振依赖的相位变化并且调制光波的

偏振和相位。为了得到相位改变  $\varphi_x, \varphi_y$  和椭圆长短轴  $D_x, D_y$  之间的变化关系, 分别用  $x$  和  $y$ -偏振光照射椭圆形纳米柱子,  $x$  和  $y$ -偏振的偏振方向分别平行于椭圆的长轴和短轴。相位改变  $\varphi_x, \varphi_y$  和透射率  $T_x, T_y$  分别与椭圆形纳米柱子长短轴  $D_x, D_y$  之间的变化关系如图 3.3 所示。我们可以通过选择合适的长轴和短轴, 使  $\varphi_x$  和  $\varphi_y$  的差值为  $\pi$ , 这样椭圆纳米柱子就可以被看作一个完美的半波片。

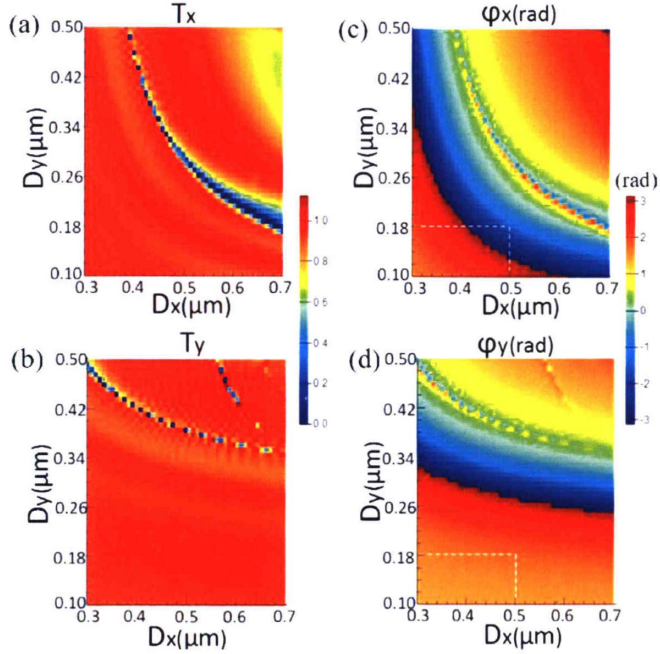


图 3.3 椭圆纳米柱子的透射率和相位分布

Figure 3.3 Transmissivity and phase distributions of the elliptical nanopost

(a)-(b)  $x$  和  $y$ -偏振光分别入射时, 椭圆纳米柱子的透射率分布  $T_x$  和  $T_y$  与长轴  $D_x$  和短轴  $D_y$  的变化关系; (c)-(d) 椭圆纳米柱子的相位分布  $\varphi_x$  和  $\varphi_y$  与  $D_x$  和  $D_y$  的变化关系, 其中白色虚线表示最优的长轴和短轴。

(a)-(b) Transmissivity distributions  $T_x$  and  $T_y$  of unit cell as a function of the two ellipse dimeters  $D_x$  and  $D_y$  for  $x$  and  $y$ -polarized light, respectively; (c)-(d) Phase shift distribution  $\varphi_x$  and  $\varphi_y$ , the white dashed lines mark the optimal diameters of the elliptical nanopost.

根据上面的计算结果, 我们选择了最佳的椭圆纳米柱子长轴和短轴, 它们的值分别为  $D_x=500\text{nm}$ ,  $D_y=180\text{nm}$ 。这样椭圆形纳米柱子就可以产生  $\pi$  相位差即具有半波片的偏振转换功能, 同时透射率高达 90%, 见图 3.4。

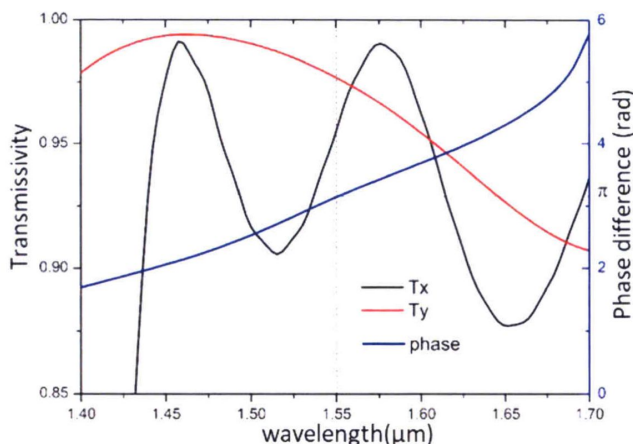


图 3.4  $x$  和  $y$ -偏振光分别平行于椭圆形纳米柱子的长轴和短轴入射时的相位差和透射率

Figure 3.4 Phase difference between  $x$  and  $y$ -polarized excitation of unit cell with high transmissivity

对基于 PB 相位的超表面来说，偏振转换效率是非常关键的一个参数。椭圆形纳米柱子对入射圆偏光的偏振转换效率如图 3.5(a) 所示，从图示可以看出单元散射体的偏振转换效率高达 96%。根据 PB 相位原理，圆偏光的偏振状态的转换产生了一个值为  $2\theta$  的相位，其中  $\theta$  为单元散射体的平面旋转角度。圆偏光以四个不同的角度斜入射超表面时，椭圆纳米柱子的偏振转换效率如图 3.5(b) 所示。最大的斜入射角为  $15^\circ$  时，偏振转换效率也高达 89%。由于入射圆偏光垂直照射第一个超表面透镜到达第二个超表面透镜时，光波已经变成倾斜入射，所以斜入射条件下保持比较高的偏振转换效率，对设计一个由两个超表面组合而成的变焦透镜是非常重要的。

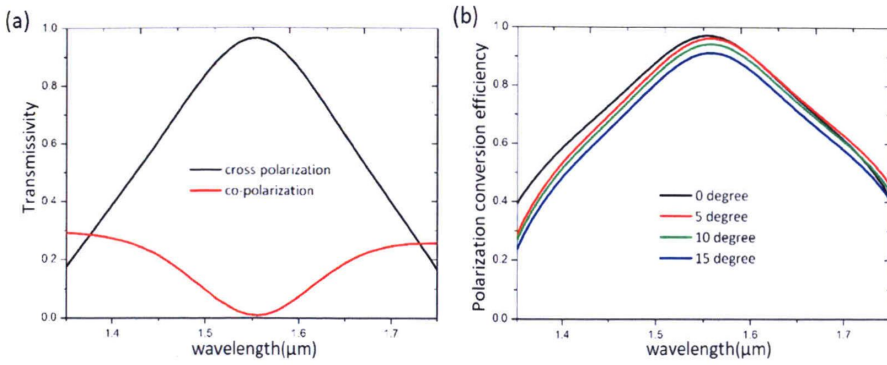


图 3.5 超表面的偏振转换效率

Figure 3.5 Polarization conversion efficiency of the metasurface

(a) 交叉偏振 (Cross-polarization) 和同向偏振 (Co-polarization) 的透射率; (b) 入射角为  $0^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  和  $15^\circ$  时, 椭圆纳米柱子的偏振转换效率。

(a) Cross-polarization and co-polarization transmissivity at normally incident CP light; (b) Polarization conversion rate when a CP light is obliquely incident with four different angles of  $0^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  and  $15^\circ$ .

基于上述单元散射体的各种最佳参数, 结合方程 (3.8) 和几何光学中双光组组合理论, 最终得到了设计的近红外波段电介质超表面变焦透镜的结构, 如图 3.6 所示。

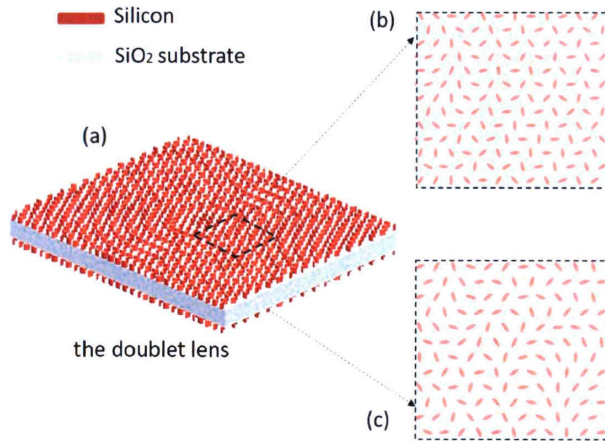


图 3.6 超表面变焦透镜的结构示意图

Figure 3.6 Structure schematic of the metasurface zoom lens

(a) 超表面变焦透镜的三维结构; (b)-(c) 超表面变焦透镜结构的局部放大示意图。

(a) Three-dimensional structure of the designed step-zoom doublet lens; (b) - (c) The expanded view of the metasurface lenses.

### 3.3 结果与讨论

超表面变焦透镜的三维立体结构如图 3.6 所示。我们提出的超表面变焦透镜基于以下的参数设计：当左旋圆偏光照射时，组成变焦透镜的两个超表面透镜的焦距分别是  $f_1=3\mu\text{m}$  和  $f_2=-5/3\mu\text{m}$ ；当右旋圆偏光照射时，由超表面透镜的设计原理可以得到  $f_1=-3\mu\text{m}$  和  $f_2=5/3\mu\text{m}$ 。这样当左旋圆偏光和右旋圆偏光分别入射时，

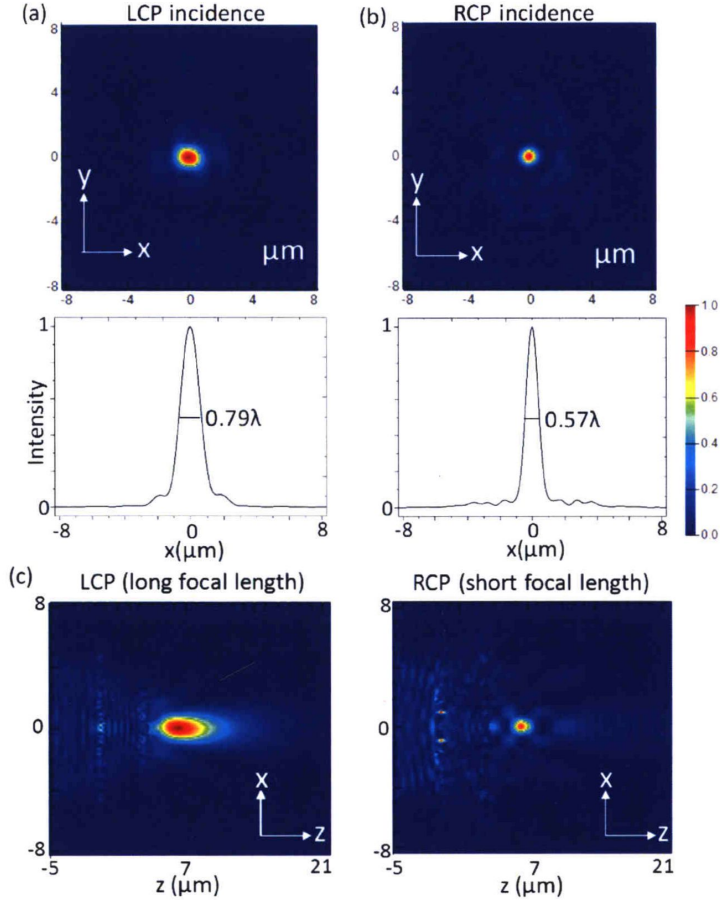


图 3.7 超表面变焦透镜的聚焦结果

Figure 3.7 Focusing performance of the metasurface zoom lens

(a)-(b) 当左旋圆偏光和右旋圆偏光分别入射时，超表面变焦透镜得到的两个焦斑在  $x$ - $y$  截面的强度分布；(c) 圆偏光通过超表面变焦透镜后在  $x$ - $z$  截面的强度分布。

(a)-(b) Intensity distributions of the two focal spots at  $x$ - $y$  cross section for LCP and RCP light, respectively, the two FWHM values are  $0.79\lambda$  and  $0.57\lambda$ ; (c) The light propagation through the doublet lens for LCP and RCP light, respectively.

我们就可以得到两个不同的组合焦距分别为  $F_1=7.5\mu\text{m}$  和  $F_2=1.5\mu\text{m}$ 。于是由变焦透镜的变焦比定义  $F_1=\beta F_2$ ，可以得到该超表面变焦透镜的变焦比为 5。夹在两层超表面透镜中间的  $\text{SiO}_2$  玻璃基底的厚度为  $2.88\mu\text{m}$ ，第二个超表面透镜到焦平面的距离  $f_b=2.5\mu\text{m}$ 。

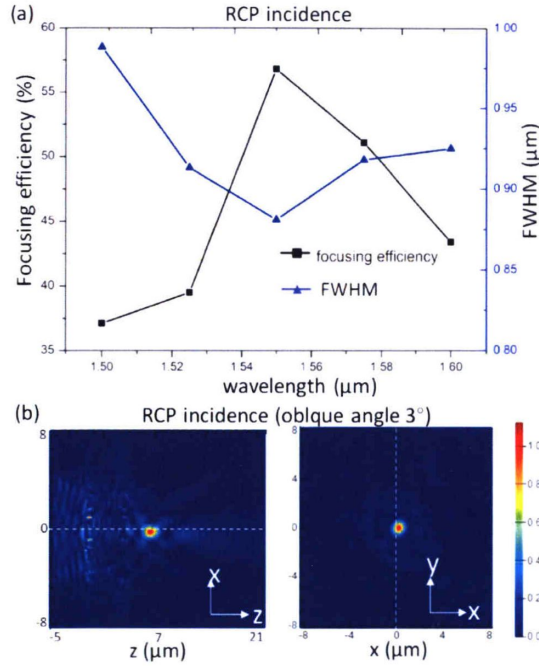


图 3.8 超表面变焦透镜的特性分析

Figure 3.8 Performance analysis of the metasurface zoom lens

(a) 右旋圆偏光垂直入射时，聚焦效率及 FWHM 与波长的变化关系; (b) 右旋圆偏光倾斜  $3^\circ$  入射时， $x$ - $z$  和  $x$ - $y$  截面的强度分布。

(a) Focusing efficiency and FWHM of the step-zoom doublet lens vary with a normally incident RCP light; (b) The intensity distributions for a RCP light (oblique angle  $3^\circ$ ) incidence at  $x$ - $z$  and  $x$ - $y$  cross section.

得到超表面变焦透镜的立体结构之后，我们对它的变焦以及聚焦性能进行分析，并且通过仿真来验证。左旋圆偏光和右旋圆偏光分别入射时，变焦透镜在焦平面处得到两个非常紧凑的焦斑，见图 3.7(a)-(b)。两个焦斑的尺寸分别是  $0.79\lambda(1.2\mu\text{m})$  和  $0.57\lambda(0.88\mu\text{m})$ ，这两个焦斑的尺寸都非常接近衍射极限。越长的焦距对应越小的数值孔径，并且产生一个越大的焦斑，反之亦然，如图 3.7(a)-(b) 所示。充分说明了该超表面变焦透镜具有很高的空间分辨率和优良的聚焦性能。

左旋圆偏光和右旋圆偏光在超表面变焦透镜中的传播过程如图 3.7(c) 所示。对左旋圆偏光和右旋圆偏光来说,超表面变焦透镜分别以长焦距和短焦距工作模式聚焦入射光束。由图 3.7(c) 可以看出,超表面变焦透镜的两种工作模式下得到的焦平面位置几乎处于同一位置 ( $f_0=2.47\mu\text{m}$ ),仿真结果基本符合理论计算值  $2.5\mu\text{m}$ 。超表面变焦透镜在变焦的同时还能保持焦平面的位置不变,使超表面变焦透镜更有利于实际应用。聚焦效率定义为通过位于焦平面且半径为三倍于 FWHM 值的孔径的光波能量与通过入射平面的光波能量的比值。仿真结果表明该超表面变焦透镜具有优良的聚焦和变焦性能。当左旋圆偏光和右旋圆偏光分别入射时,超表面变焦透镜在 NA 为 0.66 和 0.95 时的聚焦效率分别是 80.7%和 58.2%。

超表面变焦透镜的聚焦效率和 FWHM 与入射的右旋圆偏振光波长的变化关系如图 3.8(a) 所示。由图可以看出超表面变焦透镜在工作波长为 1550nm 时具有最高的聚焦效率和最小的 FWHM。仿真结果也反过来说明超表面变焦透镜结构设计的合理性和参数优化的正确性。为了更进一步分析超表面变焦透镜的聚焦特性,接着仿真了右旋圆偏光以  $3^\circ$  入射角倾斜入射时的聚焦情况。超表面变焦透镜获得的焦斑以及光波的传播过程如图 3.8(b) 所示。从图可以看出透射光波被聚焦在  $x=0.09\mu\text{m}$  处。倾斜入射情况下,焦斑偏离中心位置(垂直入射时焦斑位置)的距离基本符合理论计算值  $0.08\mu\text{m}$  ( $F_2 \cdot \tan 3^\circ$ )。

### 3.4 本章小结

在本章中,我们设计了一个由两个电介质超表面级联而成的近红外变焦透镜,它由椭圆形 Si 纳米柱子排布在  $\text{SiO}_2$  玻璃基底的两面构成。对超表面基本单元与光波的作用机理、PB 相位特性和超表面变焦透镜的聚焦及变焦性能进行了分析和仿真。结果表明,超表面变焦透镜可以通过翻转入射圆偏光的旋向实现变焦功能(长焦距和短焦距之间的相互切换),而且在不同焦距切换时能够保持焦平面的位置不变。在  $\text{NA}=0.95$  和  $\text{NA}=0.66$  时分别获得两个聚焦焦斑大小为  $0.57\lambda$  和  $0.79\lambda$ ,相应的聚焦效率分别为 58.2%和 80.7%。这两个焦斑都非常接近衍射极限并且具有极高的对称性,说明了该超表面变焦透镜具有很高的空间分辨率和成像质量。与传统的变焦光学系统相比,我们设计的超表面变焦透镜具有超薄、紧凑及灵活等优点,极大的减小了镜头的尺寸。由于超表面可以由用于集成电路的光

刻技术制造，所以超表面变焦透镜的制造成本低而且适用于大批量商业生产。基于上述优点，该超表面变焦透镜可以应用于变焦成像、红外探测以及集成光子器件等。



## 第4章 基于反射式电介质-金属混合超表面的可见光平面透镜

### 4.1 引言

近几年随着集成光子器件和光学通讯系统的快速发展,光波操控已经成为一个重要的研究方向。和传统光学元件相比,超表面因其优良的光学性能和超薄的厚度,吸引了广泛的注意并且掀起了一股新型光学元器件研究的热潮。超表面是由空间变化的微纳散射体构成的超薄平面阵列结构,可以完全操控光束的偏振,相位和振幅,同时具有亚波长的空间分辨率。超表面的光波调控原理为光学元件的研究和设计提供了一种新的方法。超表面易于制备的优点使它在芯片级别的光子器件领域非常具有应用价值并且适合大批量生产。总体来说,按构成材料不同超表面可以分为金属超表面和全电介质超表面两大类。最近,基于高透射率、低损耗电介质超表面的亚波长分辨率透射型平面透镜被提出来<sup>[24,65]</sup>。这类平面透镜工作在可见光波段,由高折射率的二氧化钛( $\text{TiO}_2$ )散射体排布在低折射率的基底上制备而成。这些基于超表面的平面透镜打破了传统透镜厚度的限制,使它们更易于集成化。除了常见的透射型透镜,反射型透镜在光学系统中也是非常重要的一种器件。然而,反射型平面透镜大多都是基于等离子体共振金属超表面设计的<sup>[16,66]</sup>。由于基本的物理机理限制和欧姆损耗,这些基于金属超表面的反射型透镜的转换效率通常都很低<sup>[66]</sup>。因此,基于超表面的反射式平面透镜在诸如偏振转换效率、工作带宽等方面还需要进一步提高。

本章提出了一种反射式电介质-金属混合超表面,它由相同尺寸、不同平面旋转角度的  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子排布在覆有  $\text{SiO}_2$  间隔层的金属 Al 反射镜上构成。入射光可以在  $\text{SiO}_2$  间隔层来回反射多次,形成一个 Fabry-Perot 腔,提高反射率增加响应带宽。反射式混合超表面的光学响应带宽为 550~700nm,反射率高达 91%,偏振转换效率高达 87%。以该高效率、宽带超表面为基础,设计了反射式平面透镜,此透镜具有优良的聚焦性能而且焦斑尺寸极为接近衍射极限。入射波长为 600nm 时焦斑的尺寸为 434nm。更进一步,为了拓宽超表面的功能,我们利用空间相位叠加原理分别提出了双焦点和双波长平面透镜。超表面的宽带宽和高转换效率以及设计灵活性,使它在光子集成器件和可见光成像系统具有很高

的应用价值。

## 4.2 结构设计和仿真

反射式超表面透镜的基本单元如图 4.1(a) 所示, 几何形状相同的  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子放置在用作反射镜的正方形金属 Al 周期格子上, 同时在 Al 和  $\text{TiO}_2$  纳米柱子之间有一层  $\text{SiO}_2$  间隔层, 最下面是 Si 基底。 $\text{TiO}_2$  具有足够高的折射率, 低的表面粗糙度, 更重要的是在可见光波段的损耗很小。从空气垂直入射的圆偏光与椭圆形纳米柱子阵列的相互作用遵循两种可能的路径。第一条光学路径中, 见图 4.1(b), 光波沿着  $z$ -轴通过椭圆形纳米柱子和  $\text{SiO}_2$  间隔层然后被金属 Al 反射回来。通常情况下, 光束在间隔层来回反射几次然后再射出。这个过程可以等效为一个法布里-泊罗 (Fabry-Perot) 腔, 并且我们可以通过调节  $\text{SiO}_2$  间隔层的厚度使反射率最大。除此之外, 这种阵列结构还可以支持在  $x$ - $y$  平面传播的波导模式。这种情况下,  $\text{TiO}_2$  纳米柱子被用作波导的核芯而空气和间隔层都可以被看作覆盖层, 这就是第二条光学路径, 见图 4.3(c)。波导模式下光波顺利传播需要满足相位匹配条件  $k_0 = m \frac{2\pi}{P}$ , 其中  $k_0$  是真空中波矢,  $m$  为整数,  $P$  为相邻  $\text{TiO}_2$  纳米柱子之间的距离也是超表面阵列的周期。由于我们设计的反射式超表面与圆偏光的相互作用遵循第一条光学路径, 为了减弱波导模式的影响,  $P$  必须大于工作波长在  $\text{TiO}_2$  纳米柱子中的有效波长。同时为了避免高阶衍射的影响,  $P$  必须小于自由空间的波长。这样我们就可以确定周期  $P$  的大小。

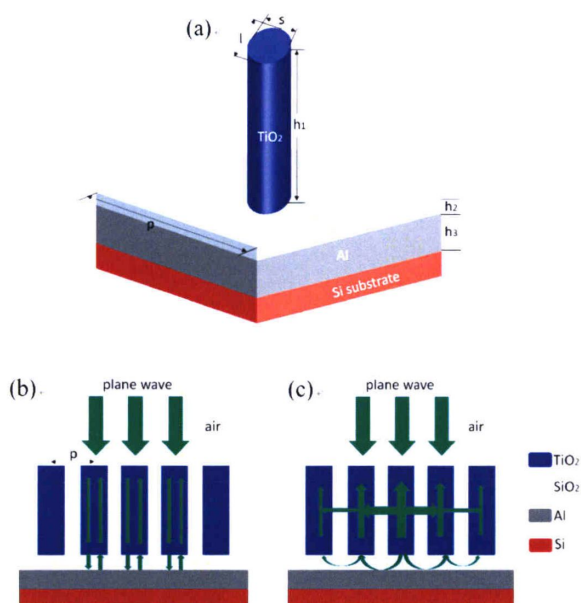


图 4.1 混合超表面的基本单元和两条可能的光学路径

Figure 4.1 The unit cell of the hybrid metasurface and two possible optical paths

(a) 超表面基本单元的结构示意图,  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子的长轴  $l=236\text{nm}$ , 短轴  $s=84\text{nm}$ , 高  $h_1=600\text{nm}$ , 周期  $P=280\text{nm}$ ,  $\text{SiO}_2$  间隔层厚度  $h_2=50\text{nm}$ , 反射镜 Al 的厚度  $h_3=150\text{nm}$ ; (b) 第一条光学路径, 法布里-珀罗腔共振模式; (c) 第二条光学路径, 波导模式。

(a) Structure of the unit-cell, the long axis of nanopost  $l=236\text{nm}$ , short axis  $s=84\text{nm}$  and height  $h_1=600\text{nm}$ , the thickness of  $\text{SiO}_2$  and Al layers are  $h_2=50\text{nm}$  and  $h_3=150\text{nm}$ , and the lattice constant  $P=280\text{nm}$ ; (b) The first optical path, Fabry-Perot cavity modes; (c) The second optical path, waveguide modes.

为了使超表面的聚焦性能达到最优, 每个  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子必须具有半波片的偏振转换功能, 从而使入射圆偏光转化为与之旋向相反的圆偏光。为此, 我们让  $x$  和  $y$ -偏振分别入射椭圆形纳米柱子单元, 它们的偏振方向分别与椭圆的长轴和短轴平行, 得到反射式超表面基本单元的反射率和相位差如图 4.2 所示。由图看出, 超表面基本单元在波长  $550\text{nm}\sim 700\text{nm}$  的范围内满足  $\pi$  相位差, 同时  $x$  和  $y$ -偏振光的反射率都很高, 高达 91% 以上。

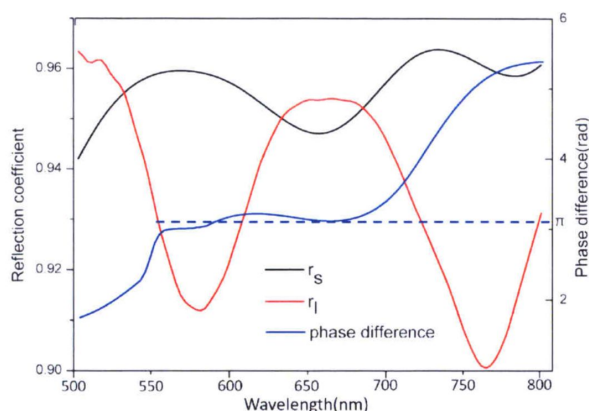


图 4.2  $x$  和  $y$ -偏振分别照射超表面基本单元时的反射率和相位差

Figure 4.2 Reflectivity for  $x$  and  $y$ -polarized light and the phase difference between them

超表面透镜利用 PB 相位原理获得需要的相位波前，通过旋转不同空间位置椭圆形纳米柱子特定的角度实现相位波前的调控。基于 PB 相位原理的反射型超表面主要优势是它只依赖于单元纳米柱子的旋转，而对纳米柱子的尺寸变化和工

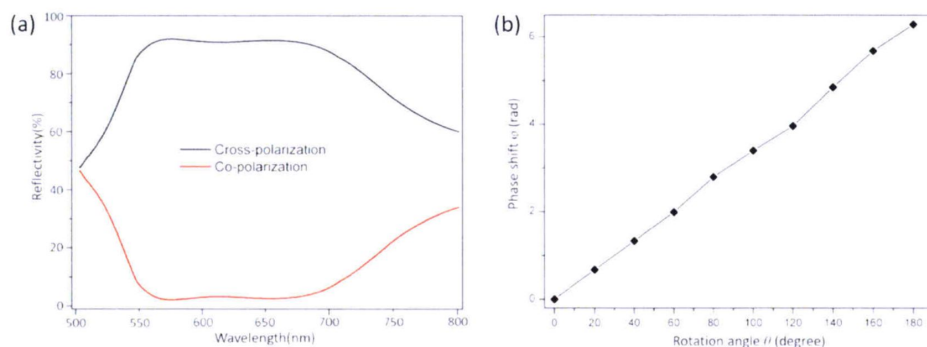


图 4.3 圆偏振转换效率及相移与纳米主子旋转角度的变化关系

Figure 4.3 The circular polarization conversion efficiency and the phase shift varies with rotation angle

(a)  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子在 500~800nm 波长范围内的圆偏振转换效率；(b) 基于 PB 相位的相位累积与纳米柱子旋转角度的变化关系。

(a) The circular polarization conversion efficiency of the designed dielectric-metal hybrid structure; (b) The relation between phase shift and the rotation angle of nanoposts based on PB phase.

作波长不敏感，而且易于加工。我们利用 FDTD 算法通过优化超表面基本单元的几何参数  $l, s, h_1$  和  $h_2$ ，使它对圆偏光的偏振转换效率最大。超表面基本单元的偏振转换效率如图 4.3(a) 所示，由图可知，在响应光谱 550nm~700nm 的范围内，

交叉极化(cross-polarization)的反射率高达 87%以上,交叉极化也就是与入射圆偏光旋向相反的圆偏光,说明超表面具有较宽的响应光谱。同时主极化(co-polarization)也就是和入射圆偏光同向的偏振光的反射率低至 2%。根据 PB 相位原理,可以通过旋转不同空间位置的椭圆形纳米柱子获得  $2\theta$  的相位累积,其中  $\theta$  为纳米柱子在平面内的旋转角度。因此,我们可以通过旋转纳米柱子获得 0 到  $2\pi$  整个相位区间的相位累积,见图 4.3(b)。

反射型超表面为了实现平面透镜的聚焦功能,其对相位波前的累积  $\varphi$  必须满足如下的关系<sup>[30]</sup>

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right), \quad (4.1)$$

其中,  $x$  和  $y$  为  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子的位置坐标,  $\lambda$  为工作波长,  $f$  为平面透镜的设计焦距。于是,由 PB 相位原理  $\varphi=2\theta$  可以得到纳米柱子的旋转角度满足

$$\theta(x, y) = \frac{1}{2} \varphi = \frac{\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right). \quad (4.2)$$

在焦距为  $f=5\mu\text{m}$ , 工作波长  $\lambda=600\text{nm}$  时,反射型超表面平面透镜的结构如图 4.4(a) 所示,该平面透镜由  $30 \times 30$  个超表面基本单元构成,见图 4.1(a)。设计的平面透镜在 NA 为 0.65 时,展现了很强的聚焦能力。反射型超表面平面透镜可以把入射的左旋圆偏光转换为反射的右旋圆偏光,并且精确聚焦至指定的位置。利用 FDTD 方法仿真得到平面透镜反射的聚焦光束在  $x$ - $y$  和  $x$ - $z$  截面的电场强度(归一化的强度  $|E|^2$ ) 分布分别如图 4.4(b)-(c) 所示,该平面透镜具有杰出的聚焦性能,焦斑的 FWHM 为  $434\text{nm}$  ( $0.72\lambda$ ),焦斑的尺寸极为接近衍射极限值而且焦斑形状具有超高的对称性,见图 4.4(d)-(e)。

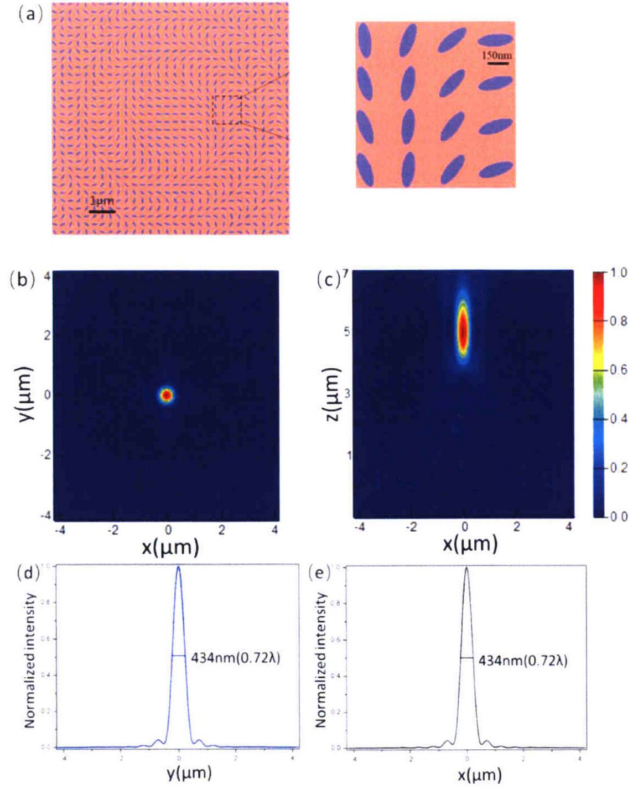


图 4.4 反射式超表面透镜的结构示意图和聚焦结果

Figure 4.4 Structure schematic of the reflective metasurface lens and the focusing performance

(a) 反射型超表面平面透镜在焦距  $f=5\mu\text{m}$ , 工作波长为  $600\text{nm}$  时的结构示意图; (b)-(c) 反射聚焦光波在焦平面  $x$ - $y$  和  $x$ - $z$  截面上的电场强度分布; (d)-(e) 通过焦斑中心分别沿着  $x$  和  $y$  轴的归一化强度分布, 曲线上标注的是焦斑的 FWHM 值。

(a) The schematic of structure of the planar lens. (b)-(c) Simulated electric intensity distribution of reflected focusing light at the  $x$ - $y$  and  $x$ - $z$  plane, respectively. (d)-(e) Normalized electric intensity along  $y$  and  $x$  axis, and the marked FWHM, respectively.

### 4.3 分析与讨论

为了进一步分析提出的反射式电介质-金属混合超表面的光波操控能力, 拓宽超表面的实际应用功能, 我们设计了基于混合超表面的双焦点平面透镜。方程 (4.1) 描述的圆偏光垂直入射时被超表面反射并聚焦到焦平面的中心位置  $(0, 0)$  处。除了获得中心位置的焦斑外, 我们还可以利用超表面反射并且聚焦光束到焦平面  $(x$ - $y)$  的任意位置  $(x_0, y_0)$  处。此时, 反射式超表面平面透镜的相位波

前需要满足

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + f^2} - f \right), \quad (4.3)$$

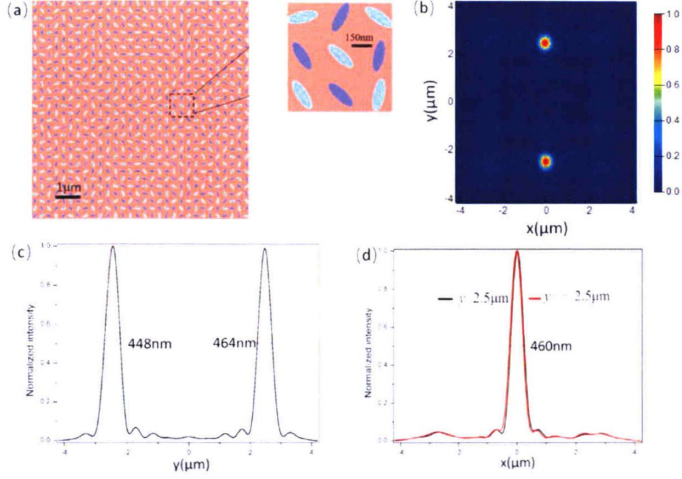


图 4.5 超表面多焦点透镜的结构示意图和聚焦结果

Figure 4.5 Structure schematic of the multifocal lens and the focusing performance

(a) 反射式超表面多焦点平面透镜的结构示意图；(b) 反射聚焦的两个焦斑在焦平面的电场强度分布，两个焦斑分别位于  $(x_0=0, y_0=2.5\mu\text{m})$  和  $(x_0=0, y_0=-2.5\mu\text{m})$ ；(c) 通过两个焦斑中心沿着  $y$  轴方向的归一化强度分布，焦斑的 FWHM 分别为 448nm 和 464nm；(d) 沿着  $x$  轴方向并通过两个焦斑中心的归一化强度分布，两个焦斑的 FWHM 都为 460nm。

(a) Structure of designed planar multifocal lens. Inset image shows the zoomed-in local structure of interlaced two different arrays; (b) Simulated electric intensity distributions of reflected light in the  $x$ - $y$  plane at focal point; (c) Normalized intensity of two focal spots along  $y$  axis, the two FWHMs are 448nm and 464nm; (d) Normalized intensity of two focal spots along  $x$  axis, and the two FWHMs are both 460nm.

这里我们基于反射式混合超表面，利用相位分布叠加方法 (superimposed phase profiles) 设计了一个平面透镜，可以反射并且聚焦圆偏光至焦平面上的两个位置  $P_1 (x_0=0, y_0=2.5\mu\text{m})$  和  $P_2 (x_0=0, y_0=-2.5\mu\text{m})$  处，焦距  $f=5\mu\text{m}$ ，工作波长为 600nm。双焦点平面透镜的结构如图 4.5(a) 所示，它由蓝色的纳米柱子阵列和绿色的纳米柱子阵列交错构成，这两种颜色的纳米柱子具有相同的尺寸，但是对应两个不同的聚焦位置具有两个不同的旋转角度表达式。对应两个不同的聚焦位置  $P_1$  和  $P_2$ ，这两种不同颜色的纳米柱子阵列分别产生两种需要的相位波前。超表面双焦

点平面聚焦透镜将入射的左旋圆偏光转换为反射的右旋圆偏光，并且获得的两个焦斑在焦平面  $x$ - $y$  截面的电场强度分布如图 4.5(b) 所示。仿真得到的两个焦斑位置与设计的目标位置一致，而且每个位置的焦点尺寸都接近衍射极限而且具有非常好的对称性，见图 4.5(c)-(d)。

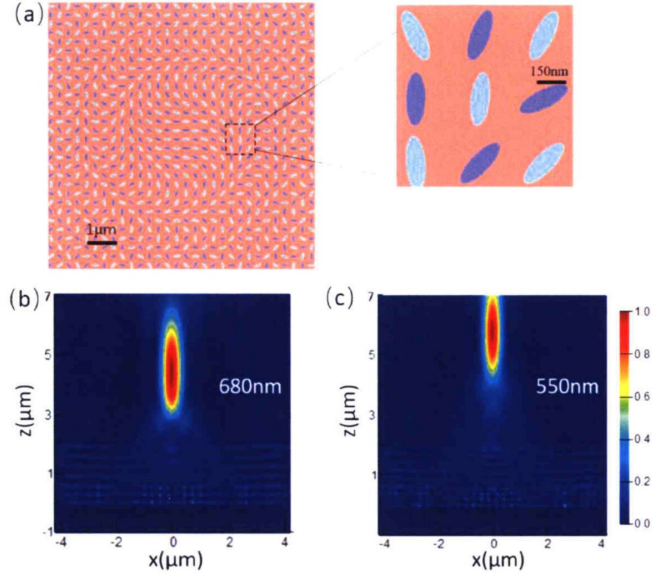


图 4.6 超表面多波长透镜的结构示意图和聚焦结果

Figure 4.6 Structure schematic of the multi-wavelength and the focusing performance

(a) 反射型超表面多波长透镜的整体结构和局部放大示意图；(b)-(c) 多波长平面透镜获得的两个不同波长的反射光场在  $x$ - $z$  截面的电场强度分布。

(a) Structure of designed multi-wavelength lens; (b)-(c) Simulated electric intensity distributions of reflected focusing light in the  $x$ - $z$  plane at 680 and 550nm wavelength, respectively.

传统光学透镜由于其构成材料的色散特性，通常具有比较明显的色差。在光学系统中一般使用透镜组减小色差，这使光学系统体积变得庞大，难于加工，成本增加。因此我们利用相位分布叠加原理，设计了一个基于反射式超表面的双波长透镜。此时，由超表面产生的相位变化  $\varphi$  依赖于两个不同波长的相位分布的组合，所以相位变化函数的表达式如下：

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_i} \left( \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} - f \right), \quad (4.4)$$

其中  $\lambda_i$  为不同的入射波长。当焦距  $f=5$ ，两个工作波长分别为 550nm 和 680nm

时,由方程 (4.4) 我们可以得到一个反射式超表面双波长平面透镜,其结构如图 4.6(a) 所示。超表面双波长平面透镜由蓝色的纳米柱子阵列和绿色的纳米柱子阵列交错构成,两种不同颜色的超表面阵列分别对应两个不同的工作波长。双波长透镜的聚焦结果如图 4.6(b)-(e) 所示。仿真结果表明入射的左旋圆偏光在波长为 550nm 和 680nm 时,都具有优良的聚焦性能并且接近设计的目标位置。由于这种设计方法利用的是相位分布叠加原理,超表面由产生不同相位变化函数的纳米柱子交错构成,这使得执行每种相位变化函数的纳米柱子空间分布密度减少,从而降低聚焦效率。但是,对于独立控制不同波长和偏振的光波来说依旧是比较有效的方法。

#### 4.4 制备方法

超表面元器件的制造工艺与传统光学器件制造工艺有很大不同,其加工尺度为微米甚至纳米量级,需要非常精密的制造技术。制备流程主要包括匀胶、电子束刻蚀、去胶、等离子体刻蚀、剥离等工艺。所需实验仪器主要有镀膜机、匀胶机、电子束刻蚀机、等离子体刻蚀机等设备。

#### 4.5 本章小结

本章,我们设计了一种可见光波段基于电介质-金属混合超表面的反射型平面透镜,它由具有相同尺寸、不同旋转角度的  $\text{TiO}_2$  椭圆形纳米柱子排布在上面有一层  $\text{SiO}_2$  间隔层的金属 Al 反射镜上面构成的。这种混合结构的超表面具有很宽的响应光谱(550nm~700nm)和高偏振转换效率(86%以上)。反射型平面透镜展现了优良的聚焦性能,工作波长为 600nm 时的焦斑尺寸(434nm)极为接近衍射极限并且对称性很高。基于该平面透镜,利用相位分布叠加原理,分别设计了超表面多焦点平面透镜和超表面多波长平面透镜。其中多焦点平面透镜在工作波长为 600nm 时获得的两个焦点位置与设计的目标位置非常相符,每个位置的焦斑尺寸都很小并且具有很高的对称性。多波长透镜得到的两个不同工作波长的聚焦位置都与理论设计的焦平面位置很接近。最后对超表面器件的制备方法进行了简单的介绍。这种反射型超表面平面透镜能够利用光刻技术大量生产。我们设计的基于混合超表面反射型平面透镜在集成光子芯片、可见光成像和光学传感等领域具有潜在应用价值。



## 第5章 总结与展望

### 5.1 总结

论文详细论述了 PB 相位原理和广义斯涅尔定律,简要说明了用于电磁计算的时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)算法。基于 PB 相位调控原理,利用 FDTD 算法,设计了两种新型超表面光波调控元件:基于电介质超表面的近红外变焦透镜和基于反射型电介质-金属混合超表面的可见光平面透镜。论文的具体研究成果如下:

设计了一个基于电介质超表面的近红外变焦透镜。该变焦透镜由椭圆形 Si 纳米柱子排布在 SiO<sub>2</sub> 玻璃基底的两面构成,通过翻转入射圆偏光的旋向实现变焦功能(长焦距和短焦距模式之间相互切换),同时保持焦平面的位置不变。仿真结果表明,工作波长为 1550nm 时,该变焦透镜在 NA=0.95 和 NA=0.66 时分别获得的两个焦斑大小为 0.57 $\lambda$  和 0.79 $\lambda$ ,相应的聚焦效率分别为 58.2%和 80.7%。与传统光学变焦系统不同,该变焦透镜由两个超表面透镜级联而构成,因此具有超薄、紧凑及灵活等优点。而且两个焦斑具有极高的对称性,表明变焦透镜的成像质量很高。

设计了一种基于反射型电介质-金属混合超表面的可见光平面透镜。该反射型平面透镜由相同尺寸、不同旋转角度的 TiO<sub>2</sub> 椭圆形纳米柱子排布在覆有一层 SiO<sub>2</sub> 间隔层的金属 Al 反射镜上面构成。分析了入射圆偏振光在超表面中的传播模式。这种混合结构的超表面具有宽响应光谱(550nm~700nm)和高偏振转换效率(86%以上)。当工作波长为 600nm 时,平面透镜的焦斑尺寸(434nm)极为接近衍射极限并且对称性很高。基于该反射型超表面,利用相位分布叠加原理,分别设计了双焦点平面透镜和双波长平面透镜,它们都展现了优良的聚焦性能。

### 5.2 展望

论文设计了新型超表面平面透镜,并对它们的光波操控性能进行深入分析和研究,仿真结果表明设计的超表面透镜都具有优良的光波操控能力。但是,由于时间原因和实验条件的限制,论文还有一些不足之处需要进一步的研究。一,论

文中的超表面都是阵列形式，设计过程中忽略了基本单元之间的耦合作用，这种耦合作用可能会影响超表面的光波操控性能。二，变焦透镜只能实现两个焦距间的切换，而不能在不同的焦距之间连续变化，所以需要进一步研究能够动态变化的超表面。三，超表面结构的微纳制造工艺还不是非常成熟，可能会导致纳米单元尺寸不一，旋转角度发生偏移等问题。超表面已经是当下光子集成芯片领域重要的研究热点之一，我相信随着研究的不断深入，上述问题都会被解决。希望论文的研究成果能给今后超表面光学器件的研发和设计带来一定的指导作用。

## 参考文献

- [1] 波恩, 沃耳夫. 光学原理[M]. 北京: 电子工业出版社, 2009: 614-681.
- [2] Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, et al. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index[J]. Nature: 2008, 455: 376-379.
- [3] Jahani S, Jacob Z. All-dielectric metamaterials[J]. Nature nanotechnology: 2016, 11: 23-36.
- [4] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K. Metamaterials and Negative Refractive Index[J]. Science: 2004, 305(5685): 788-792.
- [5] 江洪, 王微, 许露. 超材料研究及应用发展趋势[J]. 新材料产业: 2014, 9: 9-11.
- [6] Plum E, Zhou J, Dong J, et al. Metamaterial with negative index due to chirality[J]. Physical Review B: 2009, 79(3): 035407.
- [7] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: 1999, 47(11): 2075-2084.
- [8] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity[J]. Physical Review Letters: 2000, 84(18): 4184-4187.
- [9] Tretyakov S, Sihvola A, Jylhä L. Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites[J]. Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications: 2005, 3(2): 107-115.
- [10] Pendry J B. A Chiral Route to Negative Refraction[J]. Science: 2004, 306(5700): 1353-1355.
- [11] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect Metamaterial Absorber[J]. Physical Review Letters: 2008, 100(22): 207402.
- [12] Schurig D, V J J, Justice B J, et al. Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies[J]. Science: 2006, 314(5801): 977-980.
- [13] Leonhardt U. Optical Conformal Mapping[J]. Science: 2006, 312(5781): 1777-1780.
- [14] Liu R, Ji C, Mock J J, et al. Broadband Ground-Plane Cloak[J]. Science: 2009, 323: 366-369.
- [15] Li J, Pendry J B. Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking[J]. Physical review letters: 2008, 101(20): 203901.
- [16] Ma H F, Cui T J. Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials[J]. Nature communications: 2010, 10(1038):1-6.
- [17] Greigor R B, Parazzoli C G, Nielsen J A, et al. Simulation and testing of a graded negative index of refraction lens[J]. Applied Physics Letters: 2005, 87(9): 091114.
- [18] Alù A, Silveirinha M G, Salandrino A, et al. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern[J]. Physical review B: 2007, 75: 155410.
- [19] Reinhard B, Schmitt K M, Wollrab V, et al. Metamaterial near-field sensor for deep-

- p subwavelength thickness measurements and sensitive refractometry in the terahertz frequency range[J].
- Applied Physics Letters*
- : 2012, 100: 221101.
- [20] Liu N, Weiss T, Mesch M, et al. Planar Metamaterial Analogue of Electromagnetically Induced Transparency for Plasmonic Sensing[J]. *Nano Letters*: 2010, 10(4): 1103-1107.
- [21] Castellanos-Beltran M A, Irwin K D, Hilton G C, et al. Amplification and squeezing of quantum noise with a tunable Josephson metamaterial[J]. *Nature Physics*: 2008, 4: 929-931.
- [22] Yu N F, Genevet P, Capasso F, et al. Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*: 2011, 334(6054): 333-337.
- [23] Lin D M, Fan P Y, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. *Science*: 2014, 345(6194): 298-302.
- [24] Khorasaninejad M, Chen W T, Capasso F, et al. Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*: 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [25] Yu N F, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*: 2014, 13(2): 139-150.
- [26] Cheng J. R, Ansari-oghlo-beig D, Mosallae H. Wave manipulation with designer dielectric metasurfaces[J]. *Optics Letters*: 2014, 39(21): 6285-6288.
- [27] Zhan A, Colburn S, Trivedi R, et al. Low-Contrast Dielectric Metasurface Optics[J]. *ACS Photonics*: 2015, 3(2): 209-214.
- [28] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission[J]. *Nature Nanotechnology*: 2015, 10(11): 937-943.
- [29] Shalaev M, Sun J B, Tsukernik A, et al. High-Efficiency All-Dielectric Metasurfaces for Ultra Compact Beam Manipulation in Transmission Mode[J]. *Nano Letters*: 2015, 15(9): 6261-6266.
- [30] Aieta F, Genevet P, Kats M A, et al. Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces[J]. *Nano Letters*: 2012, 12(9): 4932-4936.
- [31] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, et al. All-dielectric subwavelength metasurface focusing lens[J]. *Optics Express*: 2014, 22(21): 26212-26221.
- [32] Ma X L, Pu M B, Li X, et al. A planar chiral meta-surface for optical vortex generation and focusing[J]. *Scientific Reports*: 2015, 5: 10365.
- [33] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature nanotechnology*: 2015, 10(4): 308-312.
- [34] Yu N F, Aieta F, Genevet P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces[J]. *Nano Letters*: 2012, 12(12): 6328-6333.
- [35] Jahani S, Jacob Z. All-dielectric metamaterials[J]. *Nature Nanotechnology*: 2015, 11: 23-36.
- [36] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ [J]. *Soviet Physics Uspekhi*: 1968, 10(4): 509-514.

- [37] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, et al. Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostuctures[J]. *Physical Review Letters*: 1996, 76(25): 4773-4776.
- [38] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*: 1999, 47(11): 2075-2084.
- [39] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction[J]. *Science*: 2001, 292(5514): 77-79.
- [40] Smith D R, Mock J J, Starr A F, et al. Gradient index metamaterials[J]. *Physical Review E*: 2005, 71: 036609.
- [41] Chen H Y, Chan C T. Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*: 2007, 91(18): 183518.
- [42] 韩雅娟, 褚文博. 超材料发展现状及应用前景分析[J]. *新材料产业*: 2014, 9: 1-4.
- [43] Sun S L, He Q, Xiao S Y, et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. *Nature Materials*: 2012, 11(5): 426-431.
- [44] Li Z Y, Edgar P, Serkan B, et al. Visible-Frequency Metasurfaces for Broadband Anomalous Reflection and High-Efficiency Spectrum Splitting[J]. *Nano Letters*: 2015, 15(3): 1615-1621.
- [45] Liu L X, Zhang X Q, Kenney M, et al. Broadband Metasurfaces with Simultaneous Control of Phase and Amplitude[J]. *Advanced materials*: 2014, 26(29): 5031-5036.
- [46] Ding F, Wang Z X, He S, et al. Broadband High-Efficiency Half-Wave Plate: A Supercell-Based Plasmonic Metasurface Approach[J]. *ACS Nano*: 2015, 9(4): 4111-4119.
- [47] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, et al. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays[J]. *Nature communications*: 2015, 8069: 1-6.
- [48] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A Y, et al. Achromatic Metalens in the Visible and Metalens with Reverse Chromatic Dispersion[J]. *Nano Letters*: 2017, 17(3): 1819-1824.
- [49] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, et al. A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*: 2018, 13(3): 220-226.
- [50] Calabretta N, Liu Y, Huijskens F M, et al. Optical Signal Processing Based on Self-Induced Polarization Rotation in a Semiconductor Optical Amplifier[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 2004, 22(2): 372-381.
- [51] Min-Kyu P, Heewon P, Hee-Dong J, et al. Continuous Viewing Angle Distribution Control of Liquid Crystal Displays Using Polarization-Dependent Prism Array Film Stacked on Directional Backlight Unit[J]. *Journal of the Optical Society of Korea*: 2017, 20(6): 799-806.
- [52] Wu P C, Tsai W Y, Chen W T, et al. Versatile polarization generation with aluminum plasmonic metasurface[J]. *Nano Letters*: 2017, 17(1): 445-452.
- [53] Tamburini F, Anzolin G, Umbriaco G, et al. Overcoming the Rayleigh Criterion Limit with Optical Vortices[J]. *Physical Review Letters*: 2006, 97(16): 163903.
- [54] Chen C F, Chen T K, Tai Y H, et al. Creating Optical Near-Field Orbital Angular Momentum

- in a Gold Metasurface[J]. *Nano Letters*: 2015, 15(4): 2746-2750.
- [55] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature nanotechnology*: 2015, 10(4): 308-312.
- [56] Berry M V. The Adiabatic Phase and Pancharatnam's Phase for Polarized Light[J]. *Journal of Modern Optics*: 1987, 34(11): 1401-1407.
- [57] Bomzon Z, Biener G, Kleiner V, et al. Space-variant Pancharatnam–Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings[J]. *Optics Letters*: 2002, 27(13): 1141-1143.
- [58] Genevet P, Capasso F, Aieta F, et al. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces[J]. *Optica*: 2017, 4(1): 139.
- [59] 盛新庆. 计算电磁学要论[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2004: 137-155.
- [60] Monticone F, Estakhri N M, Alu A. Full Control of Nanoscale Optical Transmission with a Composite Metascreen[J]. *Physical review letters*: 2013, 110(20): 203903.
- [61] Byrnes S J, Lenef A, Aieta F, et al. Designing large, high-efficiency, high-numerical-aperture, transmissive meta-lenses for visible light[J]. *Optics Express*: 2016, 24(5): 5110-5124.
- [62] Ee H, Agarwal R. Tunable metasurface and flat optical zoom lens on a stretchable substrate[J]. *Nano Letters*: 2016, 16(4): 1-18.
- [63] Li F F, Liu H J, Huang N, et al. Near infrared step-zoom doublet lens based on dielectric metasurfaces[J]. *Journal of Optics*: 2018, 20: 075105.
- [64] Garaciá-Etxarri A, Gómez-Medina R, Sáenz J J. Strong magnetic response of submicron Silicon particles in the infrared[J]. *Optics Express*: 2011, 19(6): 4815-4826.
- [65] Khorasaninejad M, Zhu A, Capasso F, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths[J]. *Nano Letters*: 2016, 16(11): 7229-7234.
- [66] Pors A, Nielsen M G, Eriksen R L, et al. Broadband focusing flat mirrors based on plasmonic gradient metasurfaces[J]. *Nano Letters*: 2013, 13(2): 829-834.

## 致 谢

三年研究生生活即将结束，此时此刻思绪万千。一路走来，遇到很多困难挫折，历经多次失败，最终顺利毕业，同时成长了许多。没有他人的帮助和支持，我也不会获得硕士学位，取得现在的成绩。本论文是在导师刘红军研究员悉心指导下完成的，他是我科研道路的领路人。研究生的学习工作期间，刘老师给予我各方面的指导和帮助。刘老师学识渊博、治学严谨、勤奋敬业，一直鞭策和教导我要努力拼搏，用他深厚的学术底蕴和认真的指导态度，让我在科研道路上少走了很多弯路。在此向刘老师致以我最深的敬意和衷心的感谢。

同时感谢王昭路、黄楠和韩靖师兄，他们经常帮助解决科研中遇到的问题，使我的科研工作更加顺利。当然还要感谢陪伴了我三年的同窗好友池娇、张永斌和宋紫东。你们不厌其烦的和我讨论问题，认真地修改文章，一起上课、开组会甚至吃饭玩耍，你们的陪伴和帮助，使我获益良多。

感谢瞬态室李萍老师、马丹，还有研究生部的诸位老师以及所里所有其他工作人员，你们的辛勤工作营造了良好的学习和生活环境，使我们能够安心进行各项科研工作。

硕士三年，在学生生涯的最后一段旅途，我很庆幸遇到了一帮好朋友。这里我要感谢赵广智、白玉龙、曹志良、尹威禹、庞树霞、朱梦、王肖、宗财慧，因为你们，这三年少了孤单，多了快乐。回首过去，往事历历在目，谢谢你们！

我最需要感谢的人是我的父母，你们是我的偶像，也是我坚持奋斗的最大动力。没有你们的辛勤劳动，节衣缩食，言传身教，就不会有现在的我。千言万语也无法表达我对你们的爱和感谢，敬爱的父母，谢谢你们！当然还要感谢妹妹和弟弟，感谢你们带给我的欢乐和帮助，你们永远都是我最爱的亲人。

最后感谢在百忙之中对本论文进行审阅和评定的各位专家和老师们。

李斐斐

2018年6月



## 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

### 作者简历:

2009 年 8 月—2013 年 6 月, 在合肥工业大学电子科学与应用物理学院获得理学学士学位。

2014 年 4 月—2015 年 5 月, 在中电集团第十六研究所工作。

2015 年 9 月—至今, 在中国科学院大学西安光机所攻读硕士学位。

### 已发表(或正式接受)的学术论文:

- [1] Feifei Li, Hongjun Liu, Nan Huang, Zhaolu Wang. Near infrared step-zoom doublet lens based on dielectric metasurfaces[J]. Journal of Optics: 2018, 20: 075105.
- [2] Feifei Li, Hongjun Liu, Nan Huang, Zhaolu Wang. Reflective planar lenses based on dielectric-metal hybrid metasurface at visible wavelengths [J]. Optik: 2018. (Under review)