



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

大视场级联超表面透镜的聚焦与成像设计方法研究

作者姓名: 何德伟

指导教师: 赵泽宇 研究员

中国科学院光电技术研究所

学位类别: 工程硕士

学科专业: 仪器仪表工程

培养单位: 中国科学院光电技术研究所

2019年6月

Y3589578



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

大视场级联超表面透镜的聚焦与成像设计方法研究

作者姓名: 何德伟

指导教师: 赵泽宇 研究员

中国科学院光电技术研究所

学位类别: 工程硕士

学科专业: 仪器仪表工程

培养单位: 中国科学院光电技术研究所

2019年6月

**Research on focusing and imaging design method of
cascaded meta-lens with large field of view**

A thesis submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Master of Engineering

in Instrumentation Engineering

By

He Dewei

Supervisor : Professor Zhao Zeyu

The Institute of Optics and Electronics

Chinese Academy of Sciences

June 2019

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。

作者签名：何德伟
日期：2019.5.31

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。

作者签名：何德伟
日期：2019.5.31
导师签名：赵泽宇
日期：2019.5.31

摘要

在常用的光学成像系统中,传统透镜主要依赖光在传播过程中因透镜厚度差而产生相位差的工作原理,实现聚焦与成像的功能,这对透镜的面形和厚度有着严格的要求,因而不利于光学系统的集成化和轻量化。

超表面是一种由亚波长尺度的单元结构材料组合而成的阵列型膜层器件,又被称为二维超构材料,它能够通过自身亚波长单元结构阵列与电磁波束的相互作用,实现对电磁波振幅、偏振态、相位等基本信息的灵活调控。相比于传统光学透镜,超表面透镜表现出传统透镜不具备的轻量化、平面共形、方便集成等优越特性,因而被广泛应用于平面成像、全息成像、光束整形、超分辨光刻等研究领域。因此,超表面透镜有望突破传统光学透镜面形与尺寸厚度的限制,成为下一代光学器件。

然而,在实际成像应用中,单层超表面透镜仅能对小入射角度的光束进行调制,而轴外像差严重,极大限制了超表面透镜的成像应用。为了获取更大视场范围内的物空间信息,实现大视场成像,本文对超表面透镜的视场受限问题进行了分析研究,在紫外光与可见光波段内,提出了两种解决超表面透镜视场受限的方案,主要如下:

1. 在紫外光 375nm 处,设计了偏振无关的双层级联超表面透镜,采用传输相位作为超表面透镜单元结构的相位调制方法,通过不同尺寸 TiO_2 圆形纳米柱对线偏振入射光进行两次非球面相位调制,实现了 60° 视场范围内接近衍射极限的偏振无关聚焦与成像。

2. 在可见光 $532\pm 5\text{nm}$ 波段,设计了基于几何位相的三层级联超表面透镜,通过不同旋向 TiO_2 矩形纳米柱单元结构对左旋圆偏振入射光进行相应非球面相位调制,实现了 90° 视场范围内 10nm 带宽接近衍射极限的聚焦与成像。

关键词: 超表面透镜, 级联, 大视场, 成像, 衍射极限

Abstract

In the traditional optical imaging systems, lenses mainly rely on the principle of phase modulation caused by different thickness in the propagation of light to realize the function of focusing and imaging, which has strict requirements on the shape and thickness of lens, and thus is not conducive to the integration and lightweight of the optical system.

Metasurface is a kind of arrayed film devices, which is composed of sub-wavelength unit structures. It is also called two-dimensional metamaterial. Metasurface can flexibly control the basic information of electromagnetic waves, such as amplitude, polarization, phase, and so on, with the interaction between its sub-wavelength unit structure array and electromagnetic beam. Compared with traditional optical lenses, meta-lens are widely used in planar imaging, holography, beam shaping, super-resolution lithography and other fields due to their advantages such as lightweight, conformal plane and easy integration. Therefore, meta-lens is expected to break through the limitation on shape and thickness of traditional optical lens, and become the novel optical devices.

However, in practical imaging applications, a single-layer meta-lens can only modulate a beam with a small angle of incidence, while the off-axis aberration is severe, which greatly limits the imaging application of the meta-lens. In order to obtain the information of object space in a larger field of view and realize large field of view imaging, the limited field of view of meta-lens is analyzed and researched in this paper. In the ultraviolet and visible regions, two solutions to the limited field of view of meta-lens are proposed, which as follows:

1. At 375nm of ultraviolet light, a polarization-independent cascade meta-lens doublet is designed. The propagation phase is used as the phase modulation method of unit structures in the meta-lens. The polarization-independent focusing and imaging with resolution approximating the diffraction limit in the 60 degree field of view are realized by two aspheric phase modulations on linearly polarized incident light with

different sizes of titanium dioxide nano-cylinders.

2. At $532\pm 5\text{nm}$ waveband of visible light, the three-layer cascade meta-lens based on geometric phase is designed. Left circularly polarized incident light is modulated by different rotational titanium dioxide rectangular nano-cylinder units, and the focus and imaging with a bandwidth of 10nm and 90 field of view with resolution approximating the diffraction limit are achieved.

Key words: Meta-lens, Cascaded, Large field of view, Imaging, Diffraction limit

目 录

第 1 章 绪言.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 超材料与超表面的发展概况.....	2
1.3 超表面的成像研究进展.....	5
1.3.1 平面成像.....	6
1.3.2 全息成像.....	7
1.4 大视场级联超表面透镜的研究现状.....	9
1.5 本文的研究目标.....	12
1.6 论文研究内容与章节安排.....	13
第 2 章 基本理论和数值计算方法.....	15
2.1 引言.....	15
2.2 基本理论.....	15
2.2.1 矢量衍射理论.....	15
2.2.2 传输相位原理.....	17
2.2.3 几何相位原理.....	17
2.3 数值计算方法.....	20
2.3.1 光线追迹法.....	21
2.3.2 时域有限差分法.....	22
2.4 本章小结.....	23
第 3 章 紫外光大视场级联超表面透镜的聚焦与成像研究.....	25
3.1 引言.....	25
3.2 超表面透镜的光学设计与仿真分析.....	25
3.3 单元结构设计与仿真分析.....	32
3.4 超表面透镜的全模设计与聚焦成像仿真分析.....	33
3.5 本章小结.....	37
第 4 章 可见光大视场级联超表面透镜的聚焦与成像研究.....	39

4.1 引言.....	39
4.2 超表面透镜的光学设计与仿真分析.....	39
4.3 单元结构设计与仿真分析.....	46
4.4 超表面透镜的全模设计与聚焦成像仿真分析.....	48
4.4.1 中心波长处的大视场聚焦与成像仿真分析.....	50
4.4.2 5nm 带宽处的大视场聚焦与成像仿真分析.....	54
4.4.3 10nm 带宽处的大视场聚焦与成像仿真分析.....	57
4.5 本章小结.....	60
第 5 章 结束语.....	61
5.1 论文主要内容.....	61
5.2 研究工作展望.....	62
参考文献.....	65
致 谢.....	73
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果.....	75

图目录

图 1.1	二维广义斯涅尔折射定律示意图.....	3
图 1.2	三维广义折、反射定律示意图.....	5
图 1.3	超表面结构与成像图.....	6
图 1.4	宽带消色差超表面.....	7
图 1.5	超表面宽带彩色全息成像.....	8
图 1.6	超表面全息成像.....	9
图 1.7	双层超透镜结构与仿真结果.....	10
图 1.8	超表面后向反射镜与成像结果.....	11
图 1.9	多层超表面透镜与成像结果.....	11
图 2.1	庞加莱球上的几何相位原理图.....	18
图 2.2	研究过程图示.....	20
图 2.3	网格划分示意图.....	22
图 3.1	单层超表面透镜分别对应的仿真分析图.....	27
图 3.2	双层超表面透镜分别对应的相位轮廓分布图.....	30
图 3.3	双层超表面透镜对应的仿真分析图.....	31
图 3.4	超表面透镜单元结构设计及仿真结果分析.....	32
图 3.5	等比缩放后的一维双层超表面阵列结构图.....	34
图 3.6	x-z 平面上不同入射角对应的双层超表面阵列结构 CST 仿真分析图.....	35
图 3.7	焦平面上不同入射角对应成像仿真结果图.....	37
图 4.1	三层超表面透镜分别对应的相位轮廓分布图.....	41
图 4.2	三层超表面透镜相位调制光路图和传递函数关系图.....	43
图 4.3	中心波长处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图.....	44
图 4.4	5nm 带宽处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图.....	44
图 4.5	10nm 带宽处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图.....	45
图 4.6	可见光三层超表面的单元结构示意图.....	46
图 4.7	10nm 带宽内的单元结构透射效率关系图.....	48
图 4.8	三层超表面透镜工作示意图.....	48
图 4.9	1D 三层超表面阵列结构示意图.....	49

图 4.10	中心波长 532nm 处不同视场下的焦点归一化强度图	51
图 4.11	中心波长的聚焦仿真结果分析图	52
图 4.12	中心波长处的大视场成像仿真结果图	53
图 4.13	5nm 带宽处不同视场下的焦点归一化强度图	54
图 4.14	5nm 带宽处的聚焦仿真结果分析图	55
图 4.15	5nm 带宽处的大视场成像仿真结果图	56
图 4.16	10nm 带宽处不同视场下的焦点归一化强度图	57
图 4.17	10nm 带宽处的的聚焦仿真结果分析图	58
图 4.18	10nm 带宽处的大视场成像仿真结果图	59

表目录

表 3.2	双层超表面透镜分别对应的相位函数常数 a_i 和 b_i 参数表.....	29
表 3.3	不同入射角对应的半高全宽数据表.....	36
表 4.1	相位函数常数表.....	41
表 4.2	中心波长处不同入射角对应的半高全宽数据表.....	51
表 4.3	5nm 带宽处不同入射角对应的半高全宽数据表	55
表 4.4	10nm 带宽处不同入射角对应的半高全宽数据表	58

第1章 绪言

1.1 引言

光学作为一门经典而古老的物理学科分支,从它诞生到技术成熟的数千年发展历程中,经历了无数的理论创新和技术变革,这促使光学能够成为当今科学技术发展的中流砥柱学科之一,广泛应用在众多科学技术领域当中。

21世纪以来,光学技术飞速发展,人们对于光学系统集成化与轻量化的需求也越来越高,这就需要设计加工结构尺寸更小、表面质量更好的光学元件。众所周知,传统透镜主要依赖厚度差达到光学相位调制的目的,因此,透镜的厚度与体积不能被无限地减小,也给光学加工提出了更高的要求。除此之外,常见的光学元件中,即使是带有浮雕结构的离散型深台阶二元光学器件,在设计加工时,根据标量衍射理论设计,其结构特征尺寸至少也要在一个工作波长以上,导致二元光学元件的浮雕面形和局域化厚度差异仍然是波前调控的决定性因素。综合来看,无论是传统透镜还是二元光学元件,都不能满足光学系统的集成化和轻量化的使用要求。因此,需要寻找新的光学波前调制理论与技术手段,来突破传统光学器件与二元光学器件的性能瓶颈。

随着科学研究的不断深入,一种具有划时代意义的电磁调控器件——“超材料”(metamaterial)^[1-5]随之诞生,为了能够满足未来光学系统轻量化与集成化的发展应用需求^[6-12],与三维“超材料”^[13-15]具有相似电磁调控功能的二维超材料——超表面(metasurface)成了当下的研究热点。由于亚波长尺寸的超表面阵列结构具有二维的平面特性,在功能上能够精确实现对电磁波振幅、相位等基本信息的任意操控,在设计实现上相对较为容易,超表面在未来光学集成化和超轻量化的发展应用中,表现出卓越的优势,因而被广泛应用于平面化成像、全息成像、电磁隐身、光束整形、超分辨光刻等研究领域。

本章内容将从超材料和超表面的发展概况、超表面的成像研究进展、大视场级联超表面透镜的研究现状、本文的研究目标、论文研究内容与章节安排,五个方面进行论述。

1.2 超材料与超表面的发展概况

近年来,随着平面光学电磁理论的进一步发展和微纳加工技术的不断进步,为了打破普通透镜与二元光学的性能瓶颈,获得更加优良的性能,一种按照特定调制需要设计而成的人工“电磁超材料”随之诞生,通常被称为“超构材料”,简称“超材料”^[16-20]。超材料是一种由亚波长尺寸的单元结构组合而成的复合性三维特殊材料^[21-22],只需要通过人为地设计亚波长单元结构的尺寸和形状,组合而成特定排序方式的阵列结构,就能够实现对电磁波的“特异性调控”,从而打破传统材料的束缚,表现出自然界固有材料所不具备的电磁调控特性,灵活而精确地完成各种电磁调控。

超材料(metamaterial)一词来自于德国科学家 Rodger M. Walsler^[23],其中“meta”一词源于古希腊语,有超越常规和匪夷所思的含义。早在 1967 年,一种新定义的“负折射材料”物理概念就已经被 Veselago^[24]所提出,他指出电磁波通过负折射材料结构之后,会表现出异于“右手材料”的反常特征,例如:逆切伦科夫辐射^[25]、负折射现象^[26]、逆多普勒效应^[27]等等。虽然由于当时实验条件有限而未被证明,但却由此揭开了“超材料”发展的序幕。直到 1996 年, Pendry 才在微波波段,证明了负介电常数的存在,随后,又提出了用负折射材料构成的平面透镜用于完美成像的设想,由此,真正意义上拉开了“超材料”研究的序幕,使得超材料的研究如雨后春笋般应运而生。

随着超材料研究的不断深入,由于它本身所具有的复杂三维结构特性与亚波长尺度特征,超材料表现出加工困难和制造成本较为高昂的劣势,致使广大科研工作者改变超材料的研究方向,把研究重心转向加工相对简单和制造成本较为合理的二维超表面阵列结构上。超表面是一种由亚波长尺度的单元结构阵列组合而成的平面二维结构,能够精确地实现对电磁波基本信息的任意操控,这促使超表面能够打破传统透镜与二元光学元件的尺寸及面形的限制,有望成为下一代光学波前调控器件。

2008 年,微细加工光学国家重点实验室的研究团队^[28]提出了可以应用于超表面设计的折射公式,并利用宽度渐变的金属纳米缝产生梯度相位,实现了光束的异常折射,打破了传统 Snell 定律的限制。2011 年,哈佛大学的 Yu N^[29]提出了

广义斯涅尔折、反射定律，并采用 V 型天线作为突变相位的调制单元，按照特定的排列顺序组成单元结构阵列，实现了涡旋光束的调制。

该文章^[29]提出，超表面的基本设计理论从费马原理 (Fermat's principle) 出发，在广义斯涅尔定律 (Generalized Snell's law) 的基础之上，通过新的设计自由度，即二维平面化的梯度相位调制，实现对光束的任意折、反射，达到操控光束的目的。

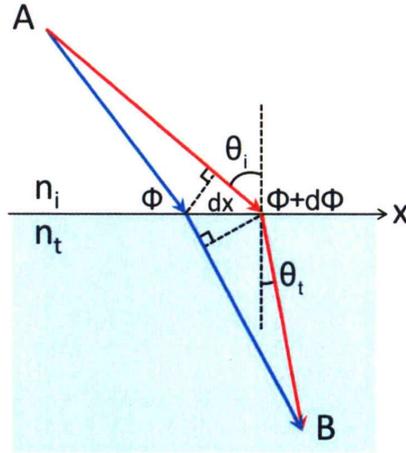


图 1.1 二维广义斯涅尔折射定律示意图^[29]

Figure 1.1 Two-dimension generalized Snell's law of refraction ^[29]

根据费马原理所述：光在空间中进行传播时，从一点传播到另外一点的整个过程中，其间无论光经过多少次折射或者反射，它所经过的光程都为极值。如图 1.1 对应的示意，光从空间折射率为 n_i 的 A 点经过其中任意一条路径，通过界面 x ，最终折射后汇聚到另一空间折射率为 n_t 的 B 点，光在整个传输过程中所

经过的光程为 $s = \int_A^B n(\vec{r}) dr$ ，其中 $n(\vec{r})$ 代表空间传播位置处的折射率。由费马原理

的推论，便可以得到 A、B 两点间任意传输路径的光程差都为零，界面 x 上不

附带梯度相位时，即可得到 $\varphi(\vec{r}) = \int_A^B d\varphi(\vec{r}) = 0$ ；如果在界面 x 上，附带有梯度

相位，那么任意一束光通过该界面时，都会得到一个突变的相位 $\Phi(\vec{r}_s)$ ，大小取

决于界面上的具体位置 \vec{r}_s ，光折射后到达 B 点位置处的相位为

$$\Phi(\vec{r}_s + \vec{r}) = \Phi(\vec{r}_s) + \int_A^B \vec{k} \cdot d\vec{r}, \quad \text{其中 } \vec{k} \text{ 为光的传输波矢, 对应的数值大小是 } \frac{2\pi}{\lambda}.$$

图中两种颜色的光线分别代表任意两束光传输的路径, 结合费马原理和几何关系, 即可得到公式 1.1^[29]。

$$[k_0 n_i \sin(\theta_i) dx + (\Phi + d\Phi)] - [k_0 n_t \sin(\theta_t) dx + \Phi] = 0 \quad \dots(1.1)$$

这里, k_0 代表的是光在真空中传输的波矢, 光束的入射角与折射角分别为 θ_i 、 θ_t , Φ 和 $d\Phi$ 分别代表在界面 x 上任意两束光 (红色和蓝色) 经过不同位置处所获得的突变相位, dx 为两束光在界面上的相距距离, 由费马原理得出相位差值为零后, 可以整理推导出广义折射定律^[29] (1.2) 和广义反射定律^[29] (1.3)。

$$\sin(\theta_t) n_t - \sin(\theta_i) n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx} \quad \dots(1.2)$$

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \quad \dots(1.3)$$

正入射时, $\theta_i=0$, 通过广义折反射定律, 可以得到对应的折、反射角^[29]:

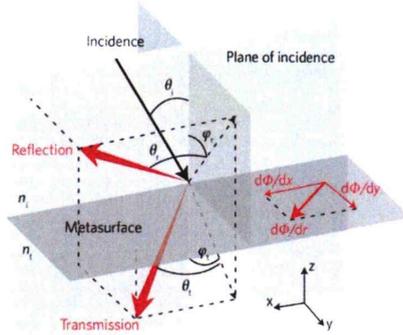
$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_t} \frac{d\Phi}{dx}\right) \quad \dots(1.4)$$

$$\theta_r = \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx}\right) \quad \dots(1.5)$$

如图 1.2 所示, 根据图中的空间几何关系和费马原理, 同样, 可以推导出三维空间下的广义折、反射定律^[30], 具体形式如公式(1.6)、公式(1.7)所示。

$$\begin{cases} n_t \sin(\theta_t) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\Phi}{dx} \\ \cos(\theta_t) \sin(\varphi_t) = \frac{1}{n_t k_0} \frac{d\Phi}{dy} \end{cases} \quad \dots(1.6)$$

$$\begin{cases} \sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\Phi}{dx} \\ \cos(\theta_r) \sin(\varphi_r) = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\Phi}{dy} \end{cases} \quad \dots(1.7)$$

图 1.2 三维广义折反射定律示意图^[30]Figure 1.2 Three-dimension generalized law of refraction and reflection^[30]

公式 (1.6) 和公式 (1.7) 中, $\frac{d\Phi}{dx}$ 、 $\frac{d\Phi}{dy}$ 为对应方向上的相位梯度。

二维、三维的广义折、反射定律为二维超表面与三维超材料的设计提供了对应的理论指导, 根据公式的具体数学表达形式, 仅需要在空间界面位置处采用人为手段获得对应的相位梯度 $\frac{d\Phi}{dx}$ 、 $\frac{d\Phi}{dy}$, 就可以对电磁波束进行空间调制。对于超表面而言, 在界面上通过改变单元结构的尺寸、形状、材料组成、排列方式, 即可以获得对应的突变相位, 通过相位梯度设计, 就能够实现对电磁波束振幅、偏振状态、相位信息精确而有效的调控, 实现众多的功能应用。

1.3 超表面的成像研究进展

超表面的研究领域非常之广, 涉及到的功能应用也很全面, 本节内容将从超表面的平面化成像、全息成像两个研究领域出发, 概述现有的成像应用与研究进展。

1.3.1 平面成像

广义折、反射定律的提出, 为平面器件的电磁波调制原理提供了新的理论指导, 使得平面化成像研究步入新的高度, 与传统器件成像原理不同, 超表面在成像过程中, 主要采用对应的双曲面函数或者锥面函数来构建相位场分布, 通过二

维亚波长平面阵列调制结构，获得目标球面波前，使得超表面可以区别于传统成像器件的传输相位原理，有望突破传统器件的成像方法。

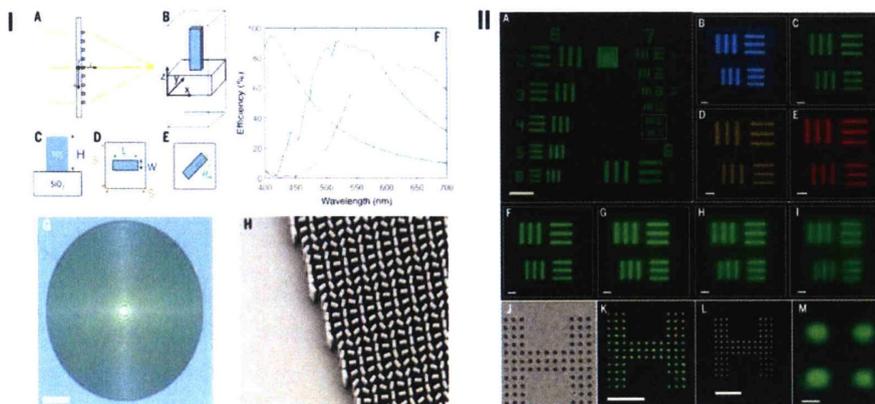
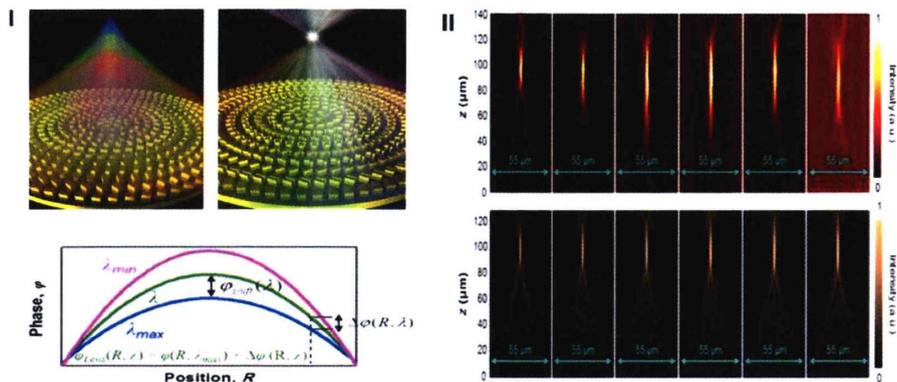


图 1.3 超表面结构与成像图^[31]

Figure 1.3 Structure of metasurface and subwavelength resolution imaging^[31]

2016年，哈佛大学的 Khorasaninejad^[31]在可见光波段，利用亚波长周期结构下，具有一定旋转角的二氧化钛长方体单元结构阵列，实现了数值孔径（NA）为 0.8 的衍射极限聚焦结果和亚波长分辨率的单色成像效果。图 1.3 中 I 图为超表面结构图示。II 图是数值孔径为 0.8，设计波长在 532nm 处的超表面对物靶的成像结果，其中（A）是 1951USAF 分辨率测试靶图在波长为 530nm 处所成的像；（B-E）是该靶图分辨线宽最小部分（两条线的中心距为 $4.4\mu\text{m}$ ），分别在波长为 480nm、530nm、590nm、620nm 处所成的像；（F-I）是该靶图在中心波长为 530nm，以 10nm、30nm、50nm、100nm 带宽为成像波长，分别所成的像，即使有色差产生，但在最大带宽范围内，仍然能够清晰分辨开两条靶线；（J）是相邻洞间距为 800nm 的靶材；（K-L）是该超表面与同数值孔径的 100 \times 尼康镜头在 532nm 处，对 J 所成的像，成像质量丝毫不逊于尼康镜头；（M）是相邻洞间距为 450nm 的靶材所成的清晰像。最终，所有实验结果系统性地证明了该超表面实现了衍射极限聚焦，并能够达到亚波长分辨的成像效果。

尽管超表面的单色成像研究进展较为可观，但在实际的成像应用中，往往需要对不同波长下的色散进行控制，以满足一定带宽内的成像要求，使得消色差成为超表面成像实用化过程中首要解决的问题^[32-46]。

图 1.4 宽带消色差超表面^[47]Figure 1.4 Broadband achromatic optical metasurface devices^[47]

2017 年，南京大学的王湫明研究员^[47]在近红外波段，1200 nm 到 1680 nm 的波长范围内，在同一亚波长周期结构下，采用多种几何相位调制单元组成超表面阵列结构，为不同波长对应的双曲相位场分布匹配补偿相位，完成了 480nm 带宽范围内的近红外光在同一焦点位置处的反射式聚焦，实现了较好的消色差效果，成为目前消色差透镜研究中实现的最大带宽纪录。图 1.4 的 I 图为超表面结构示意图及其消色差效果，II 图展示了该超表面对入射光为 1200nm、1300nm、1400nm、1500nm、1600nm、1650nm 的 6 个离散波长处的聚焦实验结果，在同一焦距下实现了消色差的效果。

超表面作为平面化成像器件的研究过程中，目前最大的问题之一就是色散调控，如何实现超大带宽的消色差成像，成了尚待解决的核心问题。

1.3.2 全息成像

全息作为 3D 显示技术的重要光学手段，一直是光学领域经久不衰的研究热点，随着全息技术的快速发展，传统全息与数字全息由于实现光路复杂，已经不能满足 3D 显示技术的简化光路要求，而计算全息技术却可以直接计算得到物源图像的全息振幅和相位分布，无需干涉光路，仅用计算生成的全息编码器件来调控光束就能达到复原三维图样原貌的目的，使其成为全息技术研究的焦点，而将全息成像带入新的高度。

在计算全息所使用的编码器件中，超表面由于具有亚波长尺度的电磁调控能力和平面化结构，能够突破传统器件的诸多瓶颈，而成为全息成像编码的首选材料。目前，在超表面全息技术研究中，主要的研究方向有相位全息、振幅全息、相位振幅同时调控全息、电磁虚拟赋形等方面^[48-52]。

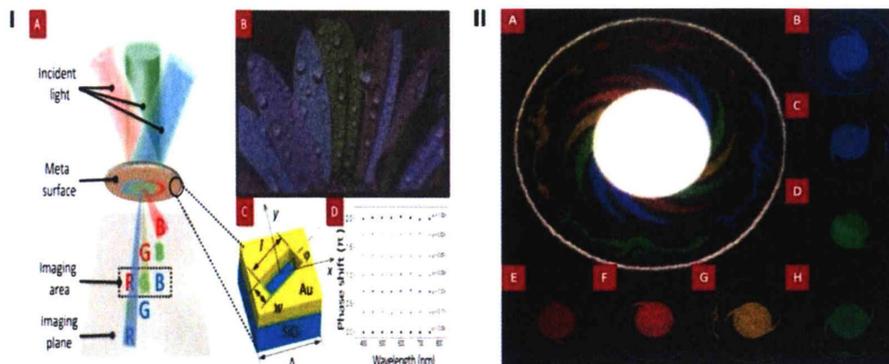
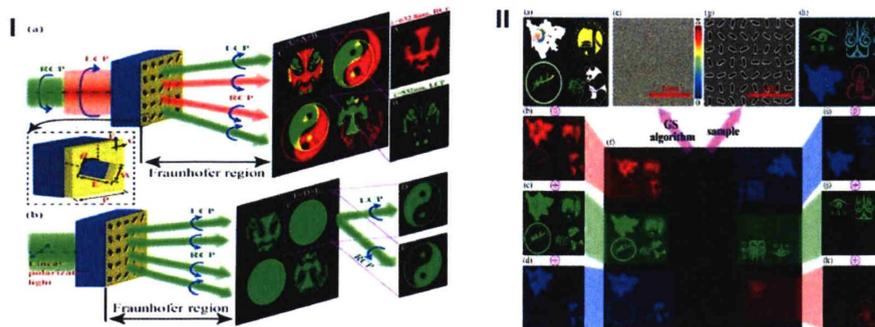


图 1.5 超表面宽带彩色全息成像^[53]

Figure 1.5 The broadband multicolor hologram imaging of metasurface^[53]

在超表面全息技术研究中，颜色串扰一直是影响超表面彩色计算全息成像的主要问题，2016年，本课题组^[53]在整个可见光波段范围内，消除了大带宽的色差，较好地实现了整个透射空间的七色全息，如图 1.5 所示，I 图为金孔等离子体结构阵列调制示意，II 图为七色显示效果。其中，主要技术核心是采用几何相位调制原理的亚波长等离子体单元结构阵列作为计算全息编码调控器件，对空间色光进行调制，引入离轴技术平移对应的空间频谱，将传统彩色全息普遍存在的颜色串扰像移动到倏逝波区域，最大化地提高了成像的信噪比。

除了颜色串扰之外，用于计算全息 3D 成像的超表面还存在制造成本昂贵、彩色显示失真、实现光路复杂与成像视场有限等等核心问题尚待解决。当前的研究进展中，本课题组^[54-59]对基于纳米孔阵列超表面全息显示技术做了比较全面的介绍和研究，在可见光波段范围内获得了一些可观的研究成果，初步解决了上述核心问题，为超表面的全息 3D 显示成像提供了新的解决方案，如图 1.6 中 I 和 II，为纳米孔阵列超表面全息显示的部分研究结果。

图 1.6 超表面全息成像^[54-59]Figure 1.6 The hologram images of metasurface^[54-59]

总体而言，目前超表面的全息显示技术研究还处于初步阶段，除上述提出的核心问题外，超表面在全息成像实用化过程中还有许多技术难题尚待解决，其中主要包括：白光全息技术、动态超表面全息显示技术、高效率批量化的超表面全息编码器件生产技术等等。

1.4 大视场级联超表面透镜的研究现状

成像视场决定了超表面获取电磁信息的空间范围，在光学波段，大多数的超表面主要只对小入射角度的光波进行电磁调制，从而严重限制了自身的成像范围，在现有的研究中，基于超表面的大视场成像技术研究还比较少，起步也相对较晚，本节将详细介绍级联超表面的大视场研究现状^[60-65]。

与常规超表面的设计原理不同，大视场超表面的设计相对较为复杂^[66-70]，为获得较高的调制效率，在现有的大视场超表面成像研究中，核心原理是采用入射角敏感度较低的双层级联介质型超表面组合结构^[71-75]，对大视场的入射光进行调制，校正对应的像差，最终在同一焦平面不同纵向位置处达到聚焦的目的^[76-77]。

2017 年，哈佛大学的 Groever^[78]采用类似于 Chevalier Landscape lens 的设计结构，利用双层非球面相位函数组合设计而成的偏振相关双层超表面结构，完成了视场为 50° 、数值孔径为 0.44，接近衍射极限的成像结果。如图 1.7 所示，I 图 (a-f) 为亚波长纳米柱单元结构的具体参数，它通过自身的旋转就能够实现对圆偏振光 $[0, 2\pi]$ 的相位调制结果，将它匹配到平面所需要的位置处，就构成了超表

面结构阵列；(f-g)为超表面阵列的电子扫描显微视图；(h-i)为该双层超表面所对应的相位函数轮廓图，双层超表面的相位分布实现是按照中心对称的同环带等值规律匹配的阵列，通过双层超表面相位的组合，就能够实现大视场的入射光相位调控。II图(a)为对应的大视场成像实验装置，(b-h)为 0° 到 25° 离散入射角入射后对应的成像结果，可以从图中清楚的分辨开分辨尺之间的任意两条线条，再对衍射结果进行分析后，得到 50° 视场范围内成像效果接近衍射极限的结果。

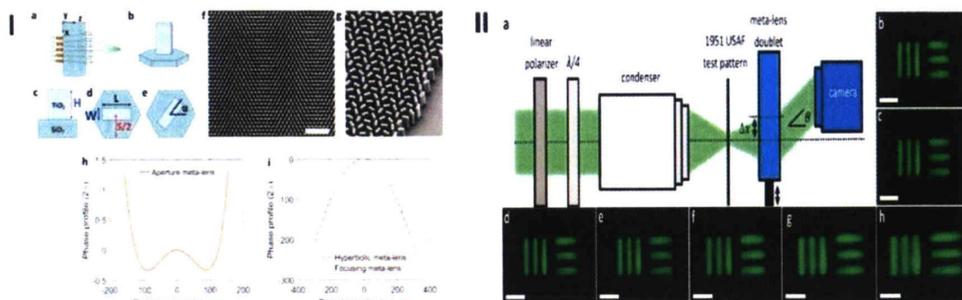


图 1.7 双层超透镜结构与仿真结果^[78]

Figure 1.7 Structure of metalens doublet and imaging results^[78]

该偏振相关型双层超表面透镜打破了常规超表面相位设计存在的视场限制瓶颈，较好地消除了大视场成像中存在的像差问题，但调制的视场范围与成像数值孔径还有待进一步提高。

2017年，加州大学的 Faraon 团队^[79]，在近红外光波 850nm 处，利用双层偏振无关且具有不同直径相位调制功能的亚波长硅柱阵列与反射式金膜结合，组合成平面化的后向反射镜系统，实现了法向入射效率为 78% ，半视场角为 60° 的斜入射光反向平行调制结果，并与传统透镜结合，实现了较好的成像效果。如图 1.8 所示，I 图中，(a)为双层的平面后向反射超表面阵列结构示意图，(b)为大视场的调制示意图，第一层超表面对大视场入射光执行空间傅立叶变换及其逆变换后，由第二层超表面赋予光波空间变化的动量对其再进行傅里叶变换，该级联表面最终反射完成大视场的出射平行光调制结果。II 图为后向反射超表面的大视场调控实验光路及其成像效果，通过传统透镜的组合，其实现了 0° 到 50° 的有效调制成像结果，随着角度的增加成像效果也随之变差，有效成像视场要小于 50° 。

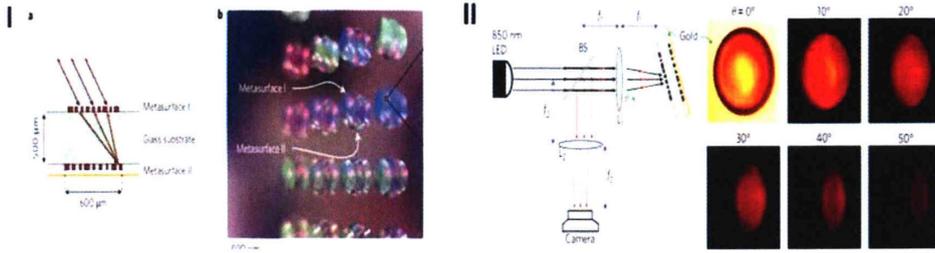


图 1.8 超表面后向反射镜与成像结果^[79]

Figure 1.8 Metasurface retroreflector and imaging results^[79]

该后向反射超表面为实现新颖的高性能组件和低功耗、低重量无源光发射功能器件提供了参考，但在实际工作时，它仍然需要与其它透镜组合，为其提供聚焦相位，才能实现大视场成像，无形中增加了光学系统的复杂性。

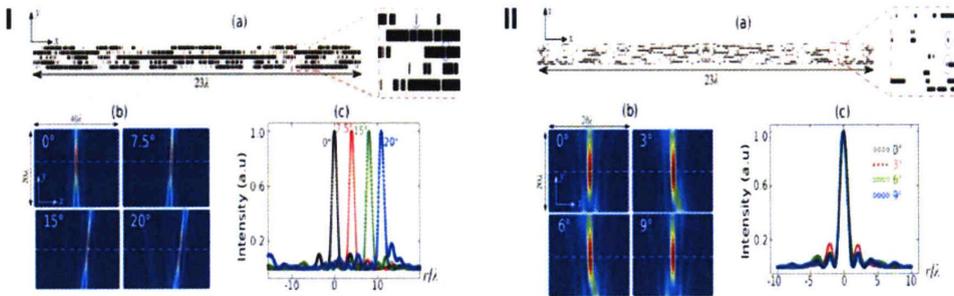


图 1.9 多层超表面透镜与成像结果^[80]

Figure 1.9 Multi-layer meta-lens and imaging results^[80]

2017 年，哈佛大学的 Zin Lin^[80]在近红外波段单波长位置处，提出采用拓扑结构的优化算法，用来设计具有角度相位调制功能的多层超表面级联结构，并对带有不同相位调制功能的 5 层和 8 层超表面进行了电磁仿真，分别证明了入射角 20°范围内的同焦面异点聚焦和入射角 9°范围内的共焦点聚焦。如图 1.9 所示，I 图中，(a)是拓扑结构优化算法设计的 5 层超表面结构；(b)是角度为 0°、7.5°、15°、20°的入射光对应的聚焦光斑图；(c)是其焦斑能量归一化与聚焦位置分布图，能够从图中看到四个不同的光斑分别聚焦到同一焦面的不同纵向位置处。II 图中，(a)是拓扑结构优化算法设计的 8 层超表面结构；(b)是角度为 0°、3°、6°、9°入射

光对应的聚焦光斑图；(c)是其焦斑能量归一化与聚焦位置分布图，分析得到四个入射角的光斑分别聚焦到同一焦点位置处。

采用拓扑结构优化算法来实现超表面的入射视场调控是一种全新的自由度设计方法，但其由于其实现形式需要采用多层超表面进行相位调控，导致它具有设计方法比较复杂、聚焦效率相低、不利于工艺实现等劣势。

综上所述，目前，针对超表面的成像视场受限问题，大视场超表面成像研究虽然已经取得了一定的研究进展，但离实用化的道路还比较远，就现有研究而言，主要还存在以下问题：1. 现有的双层透射式介质型超表面对应的最大视场成像范围仅为 50° ，尚不能满足更大视场的成像要求。2. 诸多大视场成像超表面数值孔径与成像分辨率都比较低，较难达到接近衍射极限的聚焦与成像效果。3. 大视场超表面的成像研究主要集中在可见光波段、近红外波段、GHZ 波段，其他波段的研究目前还尚属空白。4. 在大多介质型大视场级联超表面应用研究中，工作波长一般都为单频点，尚不能满足一定带宽范围内的大视场成像要求。5. 反射型双层超表面调制大视场的入射光时，仍需要附加成像透镜与之匹配才能成像，致使光学系统的构成复杂，实现困难。6. 拓扑结构优化型级联超表面层数较多，结构较为复杂、成像效率低，加工难度大。

1.5 本文的研究目标

本文的研究目标是突破超表面聚焦与成像过程中广泛存在的视场受限问题，加之现有大视场成像研究中紫外光波段的研究空白与广泛存在的成像质量差、轴外像差严重，数值孔径低、成像视场小的问题，最终采用具有大视场相位调制功能的双层和三层介质型级联超表面透镜设计，分别在紫外光与可见光窄带宽波长位置处，去实现更大视场的高效聚焦与成像，并皆以达到接近衍射极限聚焦为终极目标。

1.6 论文研究内容与章节安排

本文的研究内容共分为两项，其一为紫外光单波长处，偏振无关的双层大视场级联超表面透镜聚焦与成像研究；其二为可见光窄带宽处，左旋圆偏振相关的

三层大视场级联超表面透镜聚焦与成像研究。

本文以上述两项研究内容为核心，将论文划分为五个章节，依次从绪言、基本理论和研究方法、紫外光双层超表面透镜的大视场聚焦与成像研究、可见光三层超表面透镜的大视场聚焦与成像研究、结束语，五部分进行论述，各个章节的主要安排如下：

第一章 主要介绍了超材料与超表面的发展概况，先就其发展历史，广义折、反射理论做了详细的阐述与理论推导。接着介绍了超表面的研究进展，着重从众多应用中的平面成像、全息成像两方面研究进行综合阐述。紧接着介绍了大视场级联超表面透镜的研究现状，就现有研究的不足进行了总结。然后，对本文的研究目标进行了定位。最后，对论文研究内容与章节安排进行了有序介绍。

第二章 主要介绍了本文研究工作中所涉及到的理论依据与研究方法。其中理论依据包括矢量衍射理论、传输相位原理、几何相位原理；研究方法包括光线追迹法、电磁有限元积分法。

第三章 主要介绍了紫外光双层级联超表面透镜的大视场聚焦与成像研究内容。首先在紫外光单波长处，对大视场双层超表面透镜的相位函数设计与聚焦仿真结果进行阐述和分析。然后，基于传输相位原理，对偏振无关的相位调控单元结构设计及其电磁仿真结果进行介绍和分析。最后，就超表面透镜的全模设计过程进行介绍，再就其所实现的大视场聚焦与成像特性进行分析和总结。

第四章 主要介绍了在可见光窄带宽范围内，三层级联超表面透镜的大视场聚焦与成像研究内容。首先在可见光窄带宽处，对大视场三层超表面透镜的相位函数设计与聚焦仿真结果进行阐述和分析。然后，基于几何相位原理，对偏振相关的相位调控单元结构设计及其电磁仿真结果进行介绍和分析。最后，就超表面透镜的全模设计过程进行介绍，再就其在中心波长处、5nm 带宽波长处、10nm 带宽波长处，所实现的大视场聚焦与成像特性进行分析和总结。

第五章 总结本文工作内容，介绍主要创新点，结合现有的研究成果，对未来大视场级联超表面透镜的聚焦与成像研究内容进行展望。

第2章 基本理论和数值计算方法

2.1 引言

上一章内容主要介绍了超表面的历史及其基本发展概况,着重讲述了大视场级联超表面透镜成像的国内外研究现状,本章内容将系统性地介绍与大视场级联超表面透镜成像相关的基本理论原理和数值计算方法。

2.2 基本理论

大视场成像超表面研究的基本理论主要包括光的矢量衍射理论、传输相位原理、P-B 相位原理。接下来的内容,将首先从光与物质的相互作用出发,由 Maxwell 电磁方程开始,首先就矢量衍射理论进行介绍。

2.2.1 矢量衍射理论

Maxwell 方程从电磁角度直观地诠释了光与物质的相互作用,具体如下:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\quad \dots(2.1)$$

其中, $\mathbf{D}=\epsilon_0 \cdot \mathbf{E}$, $\mathbf{B}=\mu_0 \cdot \mathbf{H}$, 这里 ϵ_0 、 μ_0 为真空中的介电常数与磁导率,当电磁波在真空中传播时,电流和空间电荷数分别为零,即 $\rho=0$, $\mathbf{J}=0$, 即可得到:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\quad \dots(2.2)$$

把式 2.2 相关子式取旋度并做场论数学变换后,得到对应的空间传输电磁波动方程,能够更直观的反映电磁波动传输特性,具体如公式 2.3、2.4 所示。

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_r \epsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots(2.3)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \mu_r \varepsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots(2.4)$$

这里，电磁波在自由空间中的传播速度为 v ，相对介电常数与相对磁导率分别为 ε_r , μ_r ，其数值的大小取决于介质自身的电磁特性。

光与物质之间的相互作用，本质上可以理解为电磁波传输通过空间电磁介质后获得的反馈。其中，光的衍射现象是最为常见的一类，相比于几何折射光学原理，光的衍射不能够忽略其自身的电磁波动性，我们可以简单地认为，当障碍物阻挡了光在自由空间中的正常传输时，光波将会偏离原有传播方向的现象，具体可以理解为光的电磁波前受到空间调制所表现出的波动反馈，由此，我们可以利用光的衍射现象设计波前调制器件，达到我们想要的结果要求。

目前，标量衍射理论^[81]与矢量衍射理论^[82]是光波衍射计算常用的两种理论，但由于大视场成像超表面不可忽略自身的亚波长结构尺度和近场电磁波偏振调制的矢量特性，致使标量衍射理论已经不再适用，因而，只有严格采用矢量衍射理论才能对亚波长阵列下的电磁相互作用进行准确有效的计算。

与标量衍射理论类似，矢量衍射首先要计算出衍射调制器孔径位置处的电场角谱分布，然后再计算得出某一衍射空间位置处的电磁场分布。这里，可以令衍射调制器件对应孔径位置处的电场复振幅分别为： $E_x(x,y,0)$, $E_y(x,y,0)$ ，对应的角谱数学关系表述为公式 2.5。

$$\begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) \\ A_y(f_x, f_y) \end{bmatrix} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} E_x(x, y, 0) \\ E_y(x, y, 0) \end{bmatrix} \cdot e^{-i2\pi(f_y \cdot x + f_x \cdot y)} dx dy \quad \dots(2.5)$$

由此可以推导得到距离调制器孔径位置为 z 的平面上，对应的电磁场分布如公式 2.6 所示。

$$\begin{bmatrix} E_x(x, y, 0) \\ E_y(x, y, 0) \\ E_z(x, y, 0) \end{bmatrix} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) \\ A_y(f_x, f_y) \\ \frac{f_x A_x(f_x, f_y) + f_y A_y(f_x, f_y)}{f_z} \end{bmatrix} \cdot e^{i2\pi(f_y \cdot x + f_x \cdot y + f_z \cdot z)} df_x df_y \quad \dots(2.6)$$

这里， x , y , z 坐标轴方向上的空间频率分量分别为 f_x , f_y , f_z ，光在介质中传播的有效波长为 λ ，即 $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ ， λ_0 为光在真空中的传播波长， n 为介质折射率，

其中, $f_z = \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - f_x^2 - f_y^2}$, 最终简化为公式 2.7 所示的数学计算形式。

$$\begin{bmatrix} E_x(x, y, 0) \\ E_y(x, y, 0) \\ E_z(x, y, 0) \end{bmatrix} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} A_x(f_x, f_y) \cdot e^{i2\pi \cdot f_x \cdot z} \\ A_y(f_x, f_y) \cdot e^{i2\pi \cdot f_y \cdot z} \\ -\frac{f_x A_x(f_x, f_y) + f_y A_y(f_x, f_y)}{f_z} \cdot e^{i2\pi \cdot f_z \cdot z} \end{bmatrix} \cdot e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y \dots (2.7)$$

2.2.2 传输相位原理

超表面在实现相位调制功能时, 单元结构具有不同的相位原理选择, 传输相位原理具有偏振无光的电磁相位调控特性, 能够对偏振光实现 0 到 2π 范围内的相位调控, 是目前超表面最为常见的相位调控原理之一。传输相位原理与传统透镜工作原理类似, 主要实现方式是通过改变亚波长单元结构的尺寸或者形状, 来实现电磁波传输时的折射率差异, 近而达到相位操控的目的, 具体如下所示:

$$\varphi[r_i(x_i, y_i)] = k_0 d_0 n_i[f(k_1, k_2, k_3 \dots)] = \frac{2\pi}{\lambda_0} d_0 n_i[f(k_1, k_2, k_3 \dots)] \quad \dots (2.8)$$

公式中, $\varphi[r_i(x_i, y_i)]$ 代表超表面任意半径位置处单元结构对应的传输相位, 其中, $k_1, k_2, k_3 \dots$ 为对应的单元结构特征尺寸或形状因子, $n_i[f(k_1, k_2, k_3 \dots)]$ 为有效折射率, 主要是由亚波长单元结构特征尺寸或形状因子所决定的调制函数 $f(k_1, k_2, k_3 \dots)$ 来决定, 这里, 入射光的波矢大小和超表面的实际厚度分别为 k_0 和 d_0 , 均为定值, 利用传输相位原理进行实际调控时, 仅需改变单元结构的特征尺寸或形状因子, 就能够实现有效折射率的改变, 最终达到相位调制的效果。

2.2.3 几何相位原理

与传输相位原理不同, 几何相位原理对光束的相位调制具有一定的选择性, 但由于它能实现相位的连续性调制, 并能够精准地得到所需相位, 而被用于大部分超表面的相位调制原理。

当一束偏振入射光通过庞加莱球来球的闭合回路时, 光的入射相位与出射相位之间存在着一个明显的差值, 其数值为偏振入射光走过路径所围闭合环路空间

立体角的一半，相位差值只与偏振入射光所走的几何路径相关，由此而被称为几何相位。几何相位的基本概念最早是由英国的科学家 Berry^[83]所提出，后来，印度的科学家 Pancharatnam 发现了入射电磁波偏振状态在发生转化时，还会另外随之产生一个额外的附加相位，为纪念他们二人的发现，我们将此称之为 Pancharatnam–Berry 相位，简化为 P-B 相位，也叫做几何相位。

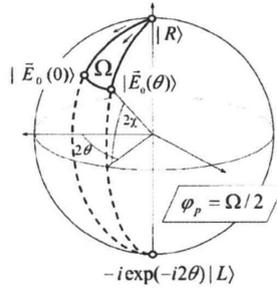


图 2.1 庞加莱球上的几何相位原理图^[83]

Figure 2.1 Principle diagram of geometric phase based on Poincare sphere^[83]

为了便于理解，如图 2.1，展示出了入射电磁波偏振状态转化时，在庞加莱球上，几何路径与相位变化的具体图示。在实际调制工作过程中，当一束圆偏电磁波束通过一片空间相位调制器件时，它的快轴传播方向我们用 $\alpha(x, y)$ 来表示，圆偏振电磁波束在随空间调制器件的位置变化过程中，通过庞加莱球面上的不同路径，在此过程中，因空间位置移动差异产生的相位移动，可以用波片快轴的空间调制函数，如下公式 2.9 所示：

$$T(x, y) = R[\alpha(x, y)]J(\phi)R^t[\alpha(x, y)] \quad \dots(2.9)$$

上述方程中， $J(\phi)$ 是空间相位调制波片的运算符，相位延迟为 Φ ，电磁旋转的运算符用 R 来表示， α 则是表示为在空间位置 (x, y) 处快轴的空间展开后，可以表示为方程 2.10 所示：

$$T(x, y) = \cos(\phi / 2) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin(\phi / 2) * \begin{Bmatrix} 0 & \exp[i2\alpha(x, y)] \\ \exp[-i2\alpha(x, y)] & 0 \end{Bmatrix} \quad \dots(2.10)$$

若设有一束 E_i 偏振入射光束时，则它出射的光场 E_{out} 就可以表示为：

$$E_o = T(x, y)E_i = \cos(f/2)E_i - i\sin(f/2) \times [\langle E_i | R \rangle \exp(-i2a) | L \rangle + \langle E_i | L \rangle \exp(i2a) | R \rangle] \quad \dots(2.11)$$

表达式中，左旋圆偏振光为 $|L\rangle$ ， $|R\rangle$ 则为右旋圆偏振光，根据以上公式，就可以得到几何相位，相位差定义为不同旋向的出射光和入射光做差，即： $\varphi_p(x, y) = \arg[\langle E(0,0) | E(x, y) \rangle]$ ，针对圆偏振的入射光，可以得到以下数学描述：

$$\varphi_p(x, y) = -\alpha + \arctan[\cos\phi \tan\alpha] = -\alpha + \arctan[\cos(2\chi) \tan\alpha] \quad \dots(2.12)$$

上述表达式中， χ 为出射圆偏振光的椭圆率，如图 4.6，通过数学分析计算后得到公式 2.13。

$$\varphi_p = \frac{\Omega}{2} \quad \dots(2.13)$$

根据上述公式，我们知道，当一束圆偏振光入射到一块随空间位置变化的波前调制器件时，相反旋向的出射光相位受到调制，波前被加载了波前调制器件方向角 θ 二倍的相位值。

可以用上述光子自旋轨道相互作用产生的几何相位原理作为一种实现相位梯度的方法，为了便于理解几何相位的基本原理，这里采用琼斯矩阵去阐述圆偏振入射光经过超表面后的具体调制情况，表达式如下 2.14 所示。

$$\begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} = J_\alpha \begin{bmatrix} E_{xin} \\ E_{yin} \end{bmatrix} \quad \dots(2.14)$$

在上述公式中，入射圆偏光的 x 偏振分量与 y 偏振分量用 E_{xin} 与 E_{yin} 来表示，出射光的 x 偏振分量与 y 偏振分量用 E_{xout} 与 E_{yout} 来表示，将具有相位调制功能的超表面坐标系主轴方向分别设为 u 和 v ，若 $\alpha = \langle u, v \rangle$ ，即 u 轴与 x 轴之间的夹角为 α ， t_u 和 t_v 为各自方向上对应的透射振幅，整个调制方程就可以用琼斯矩阵来表达，如公式 2.15 所示。

$$J_\alpha = \begin{pmatrix} t_u \cos^2 \alpha + t_v \sin^2 \alpha & (t_u - t_v) \sin \alpha \cos \alpha \\ (t_u - t_v) \sin \alpha \cos \alpha & t_u \sin^2 \alpha + t_v \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad \dots(2.15)$$

当圆偏振光入射时，经过带有波前相位调制功能的超表面后，偏振形式经过转化，得到对应的出射圆偏光矩阵方程如公式 2.16 所示。

表达式 2.16 中, $\sigma=\pm 1$ 表示的是圆偏振光的旋向, 其中+号表示右旋圆偏振光, -号则反之。表达多项式中的第一项和入射光波的极化特性一致, 第二项表示的则是与入射光波的旋向相反, 最为重要的是, 出射后的圆偏光交叉偏振项还另外附带了 $2\sigma\alpha$ 的调制相位系数。在实际的几何相位调制应用过程中, 我们只需要旋转空间相位波前调制器件的光轴, 就可以达到让调制项系数 α 从 0 变化到 π 的目的, 最终实现与入射圆偏振光相反旋向的出射光相位调制范围达到 0 到 2π 的基本要求。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{xout} \\ E_{yout} \end{bmatrix} &= \frac{J_a}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} t_u \cos^2 \alpha + t_v \sin^2 \alpha & (t_u - t_v) \sin \alpha \cos \alpha \\ (t_u - t_v) \sin \alpha \cos \alpha & t_u \sin^2 \alpha + t_v \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{4} \left[(t_u + t_v) \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} + (t_u - t_v) e^{i2\sigma\alpha} \begin{bmatrix} 1 \\ -i\sigma \end{bmatrix} \right] \end{aligned} \quad \dots(2.16)$$

综合上述内容, 我们就可以得到, 当入射光为圆偏振光时, 亚波长单元结构旋转角 $\alpha(x,y)$ 与调制相位之间的关系式如下所示:

$$\Phi(x,y) = 2\sigma\alpha(x,y) \quad \dots(2.17)$$

其中, $\sigma=\pm 1$, 与公式 2.16 的旋向定义一致, 在进行超表面的具体设计之前, 我们需要得到左右旋偏振转化效率较高的亚波长基本单元, 再根据上述的几何相位原理, 按照实际的相位需求匹配不同旋转角度的单元结构, 最终组合而成超表面阵列结构全模, 达到实际的电磁相位调制目的。

2.3 数值计算方法

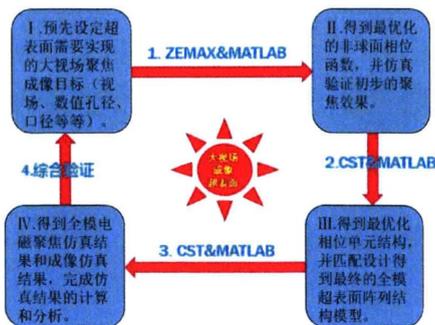


图 2.2 研究过程图示

Figure 2.2 The schematic of research program flow chart

如图 2.2 所示,大视场成像超表面的研究过程主要分为 4 步:首先第 1 步,需要 ZEMAX 光学设计软件与 MATLAB 软件相结合,来获得最优化相位函数,采用的是光线追迹法,并根据衍射算法与傅立叶传输变换,进行初步相位函数的聚焦效果计算验证;第 2 步,利用 CST 电磁仿真软件的时域求解器来进行超表面单元结构的设计,这里采用的电磁计算方法是时域有限差分法(FDTD),并结合 MATLAB 软件,根据相位函数来构建全模超表面阵列模型;第 3 步,利用 CST 电磁仿真软件的频域求解器来进行全模仿真,根据全模不同视场下仿真的结果,用 MATLAB 软件对焦面光强分布进行半高全宽(FWHM)分析和衍射结果分析,来判断超表面是否实现大视场接近衍射极限的聚焦效果,于此同时,还需要按照全模的特征尺寸和相位分布,根据衍射理论和傅里叶传输变换,进行成像仿真;第 4 步,最后根据聚焦与成像仿真的结果分析,验证预设目标。本节将对光线追迹法与时域有限差分法进行介绍。

2.3.1 光线追迹法

光线追迹法(Ray tracing)^[84]是一项通过光的几何物理本质特性来进行光学计算的实验方法,在分别进行光学系统设计与光学路径分析时,需要根据光的折射定律、转面公式对光线的传输路径改变来进行精确计算,最终得到追迹结果,据此来分析和评价光学系统设计状况与路径归属。

随着计算科学技术的进步,光学追迹法早已被使用在常见的光学设计和成像分析中,其中,ZEMAX 光学设计软件作为最为常用的光学软件,它在进行大视场非球面相位设计的过程中,对应的光线追迹计算需要经过如下步骤:

第一步为初始计算,按照设计要求,给定光学系统的结构参数,例如入瞳、厚度、间隔距离、折射率(使用材料),并设置非球面相位函数相关值后(第三章会有介绍),计算出光线的初始位置和方向。

第二步为折射与衍射计算,也被称为是光学追迹过程中最为重要的一步,确定大视场光线经过表面折反射后位置和方向,同时需要设计一定的衍射计算。

第三步为转面计算,通常可以根据转面公式,来完成面与面之间的数据转换与连接,以便对不同的面进行光学计算。

第四步为终结计算和分析处理:该步骤确定光线的最后截止高度与长度,并

计算 MTF 函数曲线。

通过光学追迹计算，人为地设定优化目标值，迭代循环后就可以得到最优化的相位函数。

2.3.2 时域有限差分法

在电磁计算领域，时域有限差分法是一种经典而有效的电磁数值计算方法，最早由加州大学的 Yee^[85]提出。目前，即使随着算法科学的优化改进，时域有限差分法也是电磁计算仿真过程中必不可少的技术手段之一。

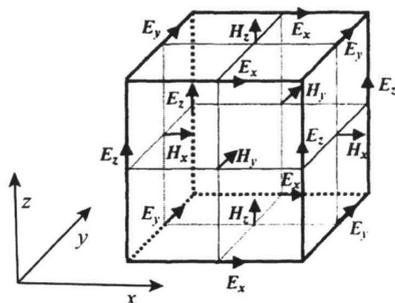


图 2.3 网格划分示意图^[85]

Figure 2.3 The schematic of Yee mesh cell^[85]

时域有限差分法在电磁计算过程中，则是首先对带有连续变量的 Maxwell 微分方程进行一定程度的离散化处理，然后用一定数量的未知差分方程取而代之。通常在建立差分方程之前，需要将计算空间划分为带有一定数量的有效网格（网格数越密集计算精度越高，同时计算时间也越长），再把网格点上的未知数作为计算对象，这样就使得连续变量被转化为离散量，计算的网格点也是有限值，最后导数在离散网格点处被直接转换为差分形式。

如图 2.3 所示，在对电磁场进行时域有限差计算时，首先需要进行一定数值比例的网格划分，在划分后的网格中，电磁场的具体特征在于电场和磁场的两个分量位于空间交叉取值点的位置处，这种划分方式使得每四个磁/电场分量交错包围一个电/磁场分量，我们根据安培环路定律和法拉第电磁感应定律，就可以准确描述传输过程中电磁场的特性。另外，使用该网格进行 Maxwell 旋度方程离散化时，每个交替场量之间的时间间隔均为时间步长的一半，这使得离散化处理后

的 Maxwell 旋度方程, 彻底地变为具有二阶精度的中心差分方程, 只要结合电磁场的初始数值与边界条件, 通过每个分量随着时间的变化进行迭代求解, 就可以得到任意时刻某一空间位置处的电磁场的具体分布形式。同时, 在计算出时域电磁场信息具体分布形式后, 只需要通过傅里叶传输变换, 就可以准确得到对应的频域分布信息。

2.4 本章小结

本章内容主要对大视场成像超表面相关的基本理论与电磁计算方法进行了介绍, 其中基本理论涉及矢量衍射理论、传输相位原理、几何相位原理, 数值计算方法涉及光线追迹法与时域有限差分法。

第3章 紫外光双层超表面透镜的大视场聚焦与成像研究

3.1 引言

目前,大视场超表面透镜的成像研究大多集中在可见光波段与近红外波段,普遍成像视场较小、分辨率较低,为了拓展大视场成像超表面透镜紫外光波段研究的内容,并获得更大的成像视场与更高的分辨效果,本章内容提出在紫外光375nm处,采用双层级联超表面透镜结构,非球面相位组合调控的研究方案,去实现大视场,偏振无关,大数值孔径,高分辨率的单色成像功能。由于紫外光具有电磁波段中最小的波长尺度,根据瑞利判据,以紫外光作为入射光源,具有较高的分辨率,因此,紫外光大视场成像超表面透镜有望用在未来的紫外光刻与特殊成像的研究应用领域。

3.2 超表面透镜的光学设计与仿真分析

在传统光学设计中,经常会采用带有不同面型结构的组合透镜来调制入射光的波前,最终达到矫正像差的目的。同理,在超表面的设计过程中,为了打破单层超表面透镜光场调节存在的视场限制,本节内容主要设计双层的非球面相位函数组合,来获得大视场的相位调制效果,最终对入射角为 $\pm 30^\circ$,波长为375nm的紫外入射光场进行相位调制,并达到接近衍射极限聚焦的成像效果。

本节内容在设计双层非球面相位函数时,主要采用的是ZEMAX光学设计软件中面型的二元光学面2(Binary optic2)设计功能^[86],来构建目标非球面的相位函数,与对应的其他非衍射工作面协同作用,来对光场进行相位调制,最终达到聚焦的目的。

常见的二元光学工作面,也被称为相位衍射面,与衍射型光栅的工作原理类似,大多是在光学工作面上采用相位衍射调制结构单元(例如刻上凹槽或者对应的线型),来改变通过该面的波前相位(类似于菲涅尔透镜),ZEMAX光学设计软件不会直接给出所对应的衍射结构,而是通过最终优化出的相位函数多项式数学模型,最终改变光线的传播方向,达到光场相位调制的最终目的。通过其本身固有的光线追迹功能和衍射计算,就可以精确地计算出光线的传播方向及其对

应的衍射调制结果。

这里采用的二元光学面 2 与拓展多项式面相似,但多了描述光学面上相位变化的多项式,单位均为弧度,其与偶次非球面型类似,面的矢高由公式 3.1^[86]给出。

$$Z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} + \alpha_1 r^2 + \alpha_2 r^4 \dots + \alpha_8 r^{16} \quad \dots(3.1)$$

在实际工作时,二元光学面 2 将多项式所表达出的相位对不同视场的光束进行调制,具体的相位函数通式由公式 3.2^[86]给出。

$$\phi_{Phase} = M \sum_{i=1}^N A_i \rho^{2i} = M \sum_{i=1}^N A_i \left(\frac{r_i}{R}\right)^{2i} \quad \dots(3.2)$$

其中 N 是级数中多项式系数的序号,取值范围为[0,240], A_i 是 ρ 的第 2i 次幂系数, ρ 是归一化的径向相对孔径坐标,是相面实际环带半径 r_i 与归一化半径值 R 的相对比值,通常 R 值设置为光学系统的入瞳半径值。

文章在相位函数设计时,采用的 ZEMAX-2014 版,首先需要在 ZEMAX 的 General 栏中设置孔径类型 (Aperture type) 为入瞳(Entrance Pupil Diameter),数值为 0.4mm。然后,在 Wavelength Date 栏设置中心波长为 375nm,随后在 Field Date 栏设置视场,从第一入射角 0° 按照 $\pm 5^\circ$ 的角度间隔扩展设置到 $\pm 30^\circ$ (随后需要在优化过程中调整)。在设置完波长和角度参数后,就需要明确每一个工作面之间采用何种材料来进行工作,由此决定光线的折射特性,这里,在 Lens Date Editor 栏中,首先将物面和第一入射面 (STO)、二元光学面 2 (Binary2) 与像面之间的介质默认为空气,第一入射面 (STO) 和二元光学面 2 之间的空间为衬底,采用二氧化硅材料 (ZEMAX 中设置为 F_SILICA) 填充,并带有一定的厚度,初始数值为 0.5mm。然后再设置第一入射面 (STO) 和二元光学面 2 的厚度 (Thickness) 为自变量优化项,衍射级次 M 设为 -1 级次,紧接着,在 Extra Date 中还需要对最后一个二元光学面 2 的归一化半径和相位函数项进行设置,分别设归一化半径 R 为入瞳直径 0.4mm,相位函数项 N 为 8,并将对应的 8 个常数项设为自变量。

最后,我们需要利用第一层二元光学面 2 进行自变量设置后进一步循环优

化，最终通过反复调整优化函数（Merit Function）内的限制性条件数值，提高优化要求，即可一步步接近理想的相位调制效果，逼近最大优化极限数值，得到最优解相位函数 3.3^[86]。

$$\varphi_{Phase} = \sum_{i=1}^8 a_i \left(\frac{r_i}{R}\right)^{2i} = \sum_{i=1}^8 a_i \left[\frac{(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}}{R_0}\right]^{2i} \quad \dots(3.3)$$

通过最终的优化，我们就可以通过单层二元相面对一定视场的入射光进行调制，具体的相位函数如公式 3.3 所示，其中 x, y 为非球面相位的具体位置，共同决定环带半径，其中表 3.1 代表的是相位函数的常数参数。

表 3.1 单层超表面的相位函数常数 a_i 参数表

Table 3.1 The parameters of phase function constants a_i for single layer metasurface

Metasurface	$R_0(\mu\text{m})$	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8
Metasurface 1 (a_i)	400	-209.45	-64.89	79.54	-49.83	18	-3.75	0.42	-0.02

我们根据上述相位函数与常数参数相结合，就可以对入射光波前进行相位调控，得到单层超表面聚焦的初步效果。

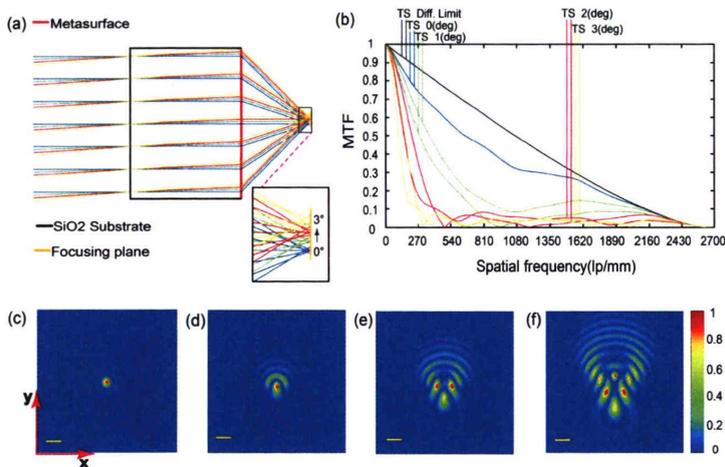


图 3.1 单层超表面透镜对应的仿真分析图

(a)双层超表面光路图，超表面直径优化为 $400\mu\text{m}$ 。(b)入射角为 3° 的 MTF（调制传递函数）的模拟结果，黑线表示衍射极限 MTF 曲线。(c)焦斑强度分别在入射角 θ 为(c) 0° ，(d) 1° ，(e) 2° ，(f) 3° 的归一化强度图。比例尺： $1\mu\text{m}$ 。

Figure 3.1 The simulation of single layer meta-lens

(a) ray diagram of the single layer metasurface, the diameter of metasurface are optimized to $400\mu\text{m}$.
 (b) the simulation result of MTF(modulation transfer function) for the incidence angle of 3° . A black line represents the diffraction-limit MTF curve. (c-i) each diagram of the focal spot intensity have been normalized at (c) 0° , (d) 1° , (e) 2° , (f) 3° incidence angle(θ). scale bar: $1\mu\text{m}$.

通过图 3.1(a), 可以看到逼近优化极限的相位函数对 0° 到 3° 入射角范围内的光束调制效果, 放大焦面上的聚焦效果, 可以看到明显的像差, 图(b)所反映的是不同入射角对应的衍射传递函数, 可以明显看到, 即使是 0° 对应的衍射结果, 离衍射极限也相距甚远, 根据通过衍射理论与傅立叶变换, 最终得到焦平面不同视场所对应的光斑聚焦结果, 可以明显看到, 从 1° 到 3° 入射角范围内的聚焦光斑, 聚焦结果明显较差, 无法进行大视场的相位调制。

由此, 针对更大视场的入射光, 我们需要更大的相位调控范围, 为打破单层超表面的相位调控瓶颈, 我们需要设计带有不同相位函数的双层级联超表面。

ZEMAX 设计方法的基本条件维持不变, 相比之前, 不同的是需要增加一个二元光学面 2 (Binary2) 来进行双重相位调控, 这里, 在 Lens Data Editor 栏中, 将物面和第一二元光学面 2、最后的二元光学面 2 与像面之间的介质默认为空气, 其余工作面之间的介质采用二氧化硅材料 (ZEMAX 中设置为 SILICA), 并带有一定的厚度, 初步值设为 0.5mm , 而可以将二元光学面 2 的厚度视为零, 但在实际相位匹配设计时, 就需要考虑其存在的具体厚度, 并将最后一个二元光学面 2 与二氧化硅介质面设为自变量作为初步优化对象, 其中衍射级次 M 设为 -1 级次。紧接着, 在 Extra Data 中还需要对最后一个二元光学面 2 的归一化半径和相位函数项进行设置, 分别设归一化半径 R 为入瞳直径 0.4mm , 相位函数项 N 为 8, 并将对应的 8 个常数项设为自变量。

在设置完对应的工作面和介质参数后, 我们就可以采用 ZEMAX 的优化函数 (Merit Function) 设置对应面型的最小空气距 (MNCA) 为 0.01mm 、工作数 (WFNO) 为 1、有效焦距 (EFL) 为 0.4mm , 自变量玻璃介质工作面的最小玻璃厚度值 (MNCG) 到最大玻璃厚度值 (MXCG) 分别为 0.5mm 、 1mm , 设置完毕

后即可进行初次优化,此时第二个二元光学面2已经附带相位八项式函数,具有初步的相位调制功能,光线追迹可以看到初步的聚焦结果,但对入射角绝对值大的边缘入射光线波前调制还存在问题,需要利用第一层二元光学面2进行自变量设置后进一步循环优化,最终通过反复调整优化函数(Merit Function)内的限制性条件数值,即可一步步接近理想的相位调制效果,得到最优解相位函数。

优化后的双层超表面结构,具有两个不同口径的相位面,分别对应不同的相位函数设计,第一层超表面对不同的偏振入射光进行调制,实现一次聚焦,第二层超表面对第一层的聚焦结果提供相位补偿,实现第二次聚焦,并对不同视场的球差进行矫正,最终达到理想的聚焦效果,第一、二层超表面对应的相位函数及坐标位置公式如下所示:

$$\varphi_I(x, y) = \sum_{i=1}^8 a_i \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{2i} \quad \dots(3.4)$$

$$\varphi_{II}(x, y) = \sum_{i=1}^8 b_i \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{2i} \quad \dots(3.5)$$

$$\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad \dots(3.6)$$

通过 ZEMAX 光学设计软件的多次循环优化后,可以得到两层超表面对应的相位函数常数 a_i 和 b_i , 与其他调制系数相互组合, 共同决定调制相位的大小。

表 3.2 双层超表面透镜分别对应的相位函数常数 a_i 和 b_i 参数表

Table 3.2 The parameters of phase function constants a_i and b_i for meta-lens doublet

Metasurface	$R_0(\mu\text{m})$	$a_1 \& b_1$	$a_2 \& b_2$	$a_3 \& b_3$	$a_4 \& b_4$	$a_5 \& b_5$	$a_6 \& b_6$	$a_7 \& b_7$	$a_8 \& b_8$
Metasurface I (a_i)	400	159.16	-596.916	-5386.51	59041	-401200	1561900	-3269000	2849200
Metasurface II (b_i)	400	3343.36	159.68	-727.93	2037.43	-3357.14	3135.1	-1538.92	308.7

根据归一化半径值和对应的相位函数常数, 就可以通过 MATLAB 软件进行双层超表面透镜不同环带位置处的相位值计算, 由此可以画出第一层和第二层超表面对应的相位函数轮廓图。

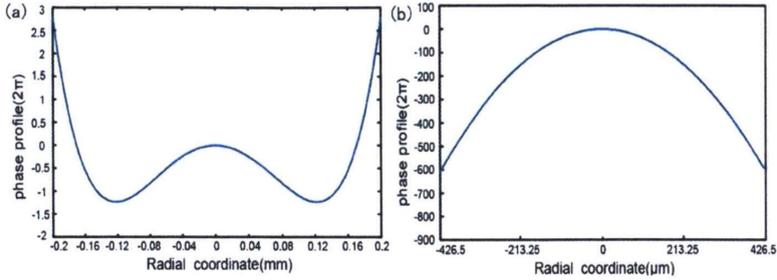


图 3.2 双层超表面透镜分别对应的相位轮廓分布图

(a) 第一层超表面对应的相位轮廓, (b) 第二层超表面对应的相位轮廓。相位均是中心对称。

Figure 3.2 The phase profile of meta-lens doublet

(a) Phase profile of metasurface I, (b) Phase profile of metasurface II. Phase is centrosymmetric.

如图 3.2 (a-b) 所示, 分别为第一层、第二层超表面对应的相位轮廓分布图, 从图中可以看出, 第一层超表面与第二层超表面的口径分别为 $400\mu\text{m}$ 、 $853\mu\text{m}$, 两层超表面透镜的相位轮廓是沿直径方向对称的, 相同环带半径位置处具有相同的相位值, $\pm 30^\circ$ 范围内入射的紫外光经过双层超表面, 波前分别经过两次调控后在焦平面上聚焦。

如图 3.3 所示, 通过 ZEMAX 相位函数优化, 即可得到对应的初步相位调制效果, 能够看到 60° 视场 ($\pm 30^\circ$ 入射角) 范围内, 入射光经过双层超表面结构阵列调制后, 在同一焦面, 以 0° 视场为中心, 不同纵向位置上实现了聚焦(图 3.3a)。

与单层聚焦结果相比(如图 3.1 所示), 视场扩大的同时, 像差也得到了有效的校正, 并通过传递函数(图 3.3b), 可以分析得到, 不同视场范围内的线偏入射光透过双层超表面的调制, 衍射聚焦结果接近衍射极限, 是单层超表面透镜相位调制无法达到的衍射传递结果, 通过衍射理论与傅立叶传输变换, 得到线偏振入射光在双层超表面的焦平面上, 不同视场所对应的光斑聚焦结果(如图 3.3c-i)。与单层的聚焦结果相比较, 可以看出双层超透镜的大视场聚焦光斑远远优越于单层的聚焦效果, 随着入射角度的增大, 离轴像差得到有效校正, 聚焦光斑的质量与视场相关, 随着视场增加, 光斑有一定的不对称特征。

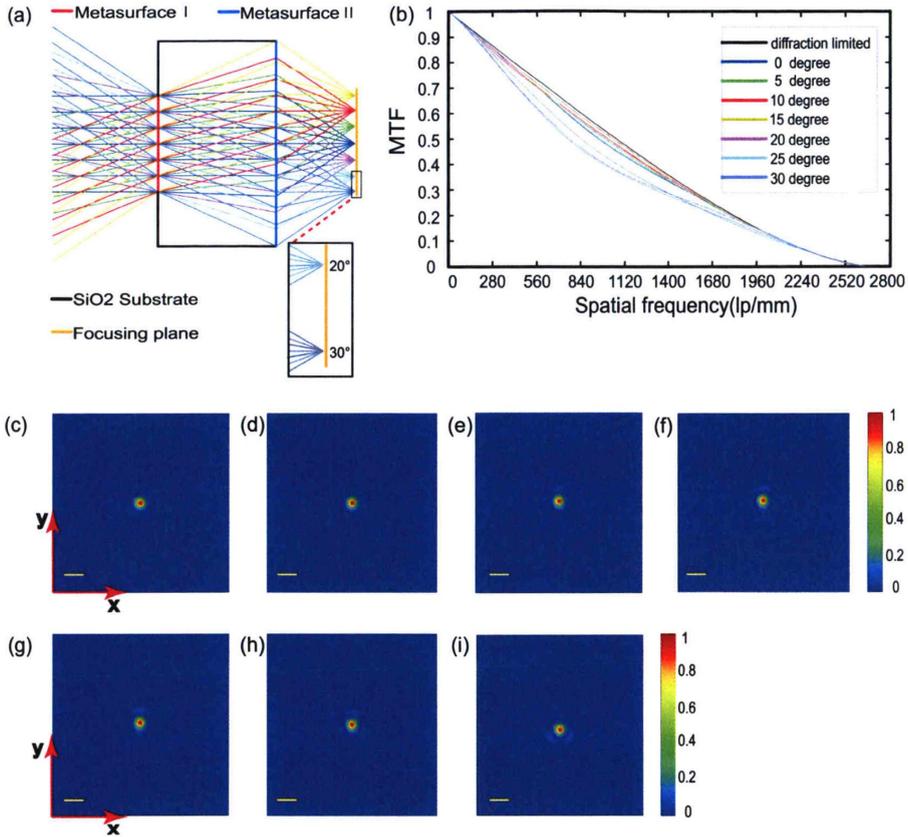


图 3.3 双层超表面透镜对应的仿真分析图

(a)双层超表面光路图，表面 I 和表面 II 的半径优化为 $200\mu\text{m}$ 和 $426.5\mu\text{m}$ ，二氧化硅衬底的厚度为 0.5mm 。(b)入射角为 30° 的 MTF（调制传递函数）的模拟结果，黑线表示衍射极限 MTF 曲线。(c)焦斑强度分别在入射角 θ 为(c) 0° ，(d) 5° ，(e) 10° ，(f) 15° ，(g) 20° ，(h) 25° ，(i) 30° 的归一化强度图。比例尺： $1\mu\text{m}$ 。

Figure 3.3 The simulation of meta-lens doublet

(a) ray diagram of the meta-lens doublet, the radius of metasurface I and metasurface II are optimized to $200\mu\text{m}$ & $426.5\mu\text{m}$, and the thickness of silicon-dioxide substrate is 0.5mm . (b) the simulation result of MTF(modulation transfer function) for the incidence angle of 30° . A black line represents the diffraction-limit MTF curve. (c-i) each diagram of the focal spot intensity have been normalized at (c) 0° , (d) 5° , (e) 10° , (f) 15° , (g) 20° , (h) 25° , (i) 30° incidence angle(θ). scale bar: $1\mu\text{m}$.

3.3 单元结构与仿真分析

根据相位函数，验证了理想状况下，不同视场入射光的非球面相位调制效果后。我们就需要采用具有相位调制功能的单元结构对每个位置所需的相位进行匹配，构成透镜阵列，对线偏振入射光大视场的波前进行非球面相位调控。

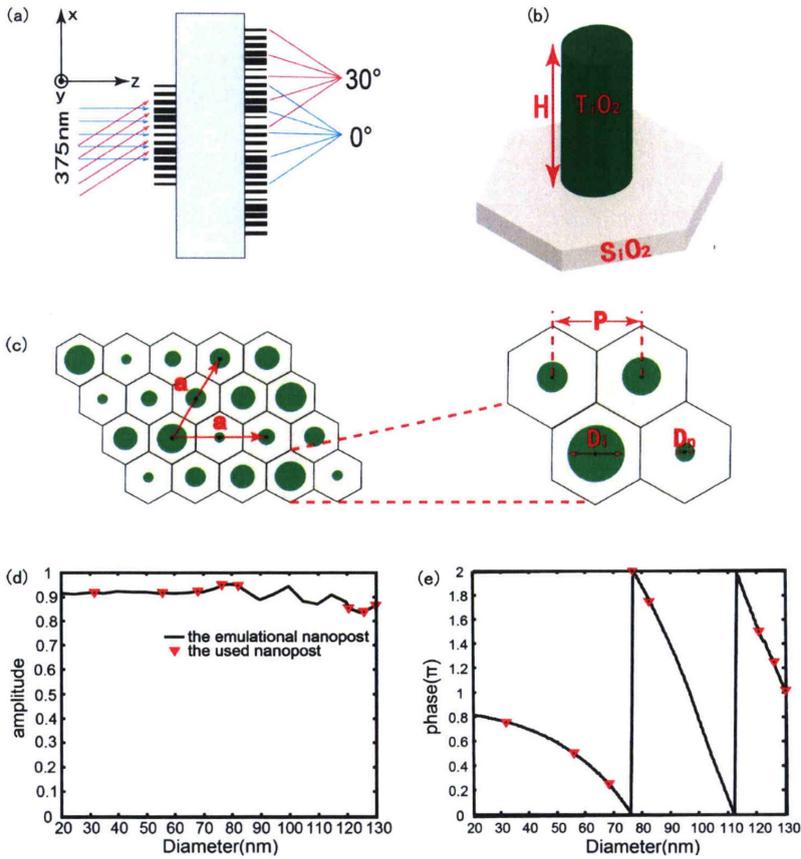


图 3.4 超表面透镜单元结构与仿真结果分析

(a)双层超透镜结构图。(b)单元结构 3D 模型， $H = 650\text{nm}$ 。(c)超透镜局部图， $N=8$ ，结构参数， $a = 2P = 360\text{nm}$ 。(d)透射率幅度和直径之间的关系。(e)透射相与直径之间的关系。

Figure 3.4 Unit cell of meta-lens doublet and it's transmission characteristics

(a) the diagram of meta-lens doublet. (b)The 3D structure of the basic unit cell, $H=650\text{nm}$. (c) the partial structure of meta-lens, $a=2P=360\text{nm}$, $n=8$. (d) the relation between transmittance amplitude and diameter. (e)the relation between transmittance phase and diameter.

本节中,设计单元结构采用的相位调制机理为传输相位原理,相比于几何相位,传输相位型超表面透镜仅需对线偏光进行调制,在获取入射光的过程中,无需再使用 $1/4$ 波片将线偏光转换为带有旋向的圆偏光,从而简化了光学系统的组成,使得该大视场成像超表面透镜能够实现偏振无关的相位调制。

如图 3.4 所示,双层超表面透镜的单元结构为:上下两层同心圆形阵列结构共同生长在同一块二氧化硅基板(厚为 0.5mm)之上,每层超表面由八个不同直径的单元结构匹配所需相位构成圆形阵列,如图 3.4 (a) 所示。两层超表面阵列对应的单元结构利用传输相位原理设计而成(图 3.4 (b)),通过二氧化硅六边形基板上,八个不同直径的二氧化钛对称纳米圆柱,就可以对不同线偏振状态的入射光进行 $[0,2\pi]$ 范围内的相位调制。单元结构柱体之所以采用 TiO_2 材料设计而成,是由于该材料在目标光波长处,具有较小的介电常数虚部,使得电磁损耗较小,具有较高的光能量透过率。

通过 CST 电磁仿真分析最终得到对应的单元结构优化尺寸,只需要改变圆柱体的直径大小,如图 3.4 (c),即可实现八阶相位调制。相位匹配过程中,设计方案采用 $[0,2\pi]$ 相位范围内,8 个相位间隔为 $\pi/4$,尺寸不同的单元结构柱体,对每一层超表面阵列结构进行所需相位(由相位函数决定)的就近匹配,通过 CST 电磁仿真可见,如图 3.4 (d),8 个不同相位调控的柱体对应的透射光振幅平均在 0.9 以上,最终可以计算得到双层紫外大视场超表面透镜的透射效率为 71.02%,保证了较高透过率的同时,相位覆盖范围已经达到 0 到 2π 。

通过相位函数与单元结构相位实现的对应匹配,我们就可以由此设计构建双层超表面全模结构,来实现对入射光场振幅的相位调控。

3.4 超表面透镜的全模设计与聚焦成像仿真分析

全模设计过程中,由于原尺寸双层超表面透镜利用 CST 软件仿真时,需要划分的网格数非常大,为了精确仿真的需要,我们将双层超表面的尺寸进行等比缩放,对口径尺寸缩小 100 倍后,相应的相位函数常数也随之缩小相同的倍数,但数值孔径等有关参数是不变的量。由此,就可以通过 MATLAB 软件与 CST 电磁仿真软件结合,根据相位函数,求出不同周期位置处对应的相位数值,匹配相

位调制单元，即可得到双层透镜沿直径方向位置处的全模阵列结构。

如图 3.5 所示为全模单元结构阵列结构图示，根据双层超表面透镜的相位函数，设计的双层超表面透镜相位分布沿着直径方向呈现出对称分布，透镜相同直径环带位置处对应的相位数值都是相同的，聚焦成像效果也与之——对应。通过直径位置处双层超表面结构阵列电磁仿真的具体情况，就可以得到全尺寸的电磁仿真聚焦结果，设计的双层结构中不透光的部分镀有金膜，用来实现对入射光的反射，遮挡无关光束，起到孔径光阑的作用。中间的 SiO_2 衬底作为连接上下两层超表面阵列的过渡区，图 3.5(b-c)中展示的是对应的俯视图。

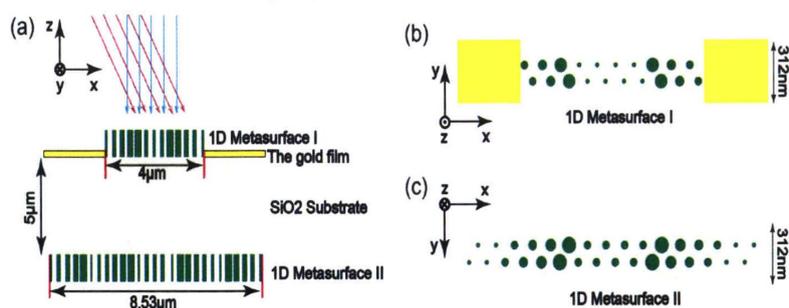


图 3.5 等比缩放后的一维双层超表面透镜阵列结构图

(a)1D 双层超表面结构图。绿色圆柱表示一维的超表面 I 和一维的超表面 II，长度为 $4\mu\text{m}$ 和 $8.53\mu\text{m}$ ，宽度为 312nm ，金色的 50nm 黄色薄膜涂覆在 $5\mu\text{m}$ 的灰色二氧化硅衬底上。(b)1D 超表面 I 的俯视图。(c)1D 表面 II 的仰视图。

Figure 3.5 The designed diagram of one-dimensional meta-lens doublet with size 100 times smaller as the original model

(a) the entire diagram of 1D meta-lens doublet. The green cylinder represent 1D metasurface I & 1D metasurface II for the length of $4\mu\text{m}$ and $8.53\mu\text{m}$ with the same width of 312nm , and the yellow film of gold of 50nm is coated on the gray silicon-dioxide substrate of $5\mu\text{m}$. (b)the top view of the 1D metasurface I. (c)the bottom view of 1D metasurface II.

如图 3.6，利用 CST 电磁时域仿真器对缩小后的双层超表面透镜进行精密电磁仿真后，可以看到该双层超表面对不同视场入射光场的调制作用较为明显（图 3.6(a-g)），第一层超表面结构阵列对 0° 到 $\pm 30^\circ$ 的入射光进行了第一次相位调制

聚焦，在 SiO_2 衬底中看到首次聚焦效果，紧接着，第二层超表面透镜再对 SiO_2 衬底聚焦出来的光场进行第二次调制，提供对应的补偿相位，校正与之对应的轴外像差，使得 60° 视场范围内的入射光聚焦在同一焦平面的不同纵向位置处，图中可以明显观察到不同视场的出射结果分别对应的焦斑光斑情况。

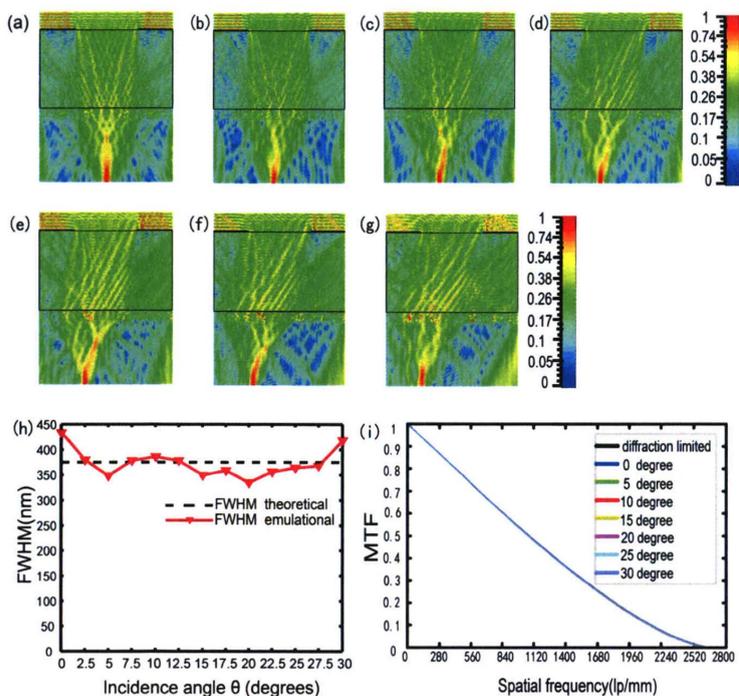


图 3.6 x - z 平面上不同入射角对应的双层超表面阵列结构 CST 仿真分析图

(a-g) 双层超表面结构阵列在入射光不同入射角分别为 (a) 0° , (b) 5° , (c) 10° , (d) 15° , (e) 20° , (f) 25° , (g) 30° 处的聚焦强度归一化情况。(h) 不同视场角对应的聚焦光斑半高全宽与理论值的比较分析图。(i) 不同视场所对应的 MTF 传递函数仿真分析结果，从图中可以看出，不同视场的衍射结果传递函数曲线已经和理论曲线完全重合。

Figure 3.6 The simulation results of one-dimensional meta-lens doublet for different incident angle (θ) on the x - z plane

(a-g) each diagram of the focal result at (a) 0° , (b) 5° , (c) 10° , (d) 15° , (e) 20° , (f) 25° , (g) 30° incidence angle(θ). (h) the relation of FWHM along the x direction to different incidence angle(θ). (i) the simulation result of MTF(modulation transfer function) for the incidence angle of 30° , and all colorful curve have been completely coincident with the diffraction-limited curve.

为了更深一步了解双层超表面透镜的聚焦分辨率结果,我们需要对同一焦面不同视场的聚焦光斑进行了归一化强度处理,并进行半高全宽分析。根据公式 3.7 所示,基于衍射理论和瑞利判据,在数值孔径为 0.5,波长为 375nm 的情况下,对应的理论半高全宽为 375nm。

$$FWHM = \frac{0.5\lambda}{NA} \quad \dots(3.7)$$

我们进一步对角度离散间隔为 2.5°,入射角从 0°到±30°范围内的聚焦光斑归一化数据进行半高全宽测量,可以得到表 3.3 所示的具体数据表。

表 3.3 不同入射角对应的半高全宽数据表

Table 3.3 The date table of FWHM for different incident angles

Angle(θ)	0	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5	25	27.5	30
FWHM(nm)	432	378	347	377	385	377	348	357	333	354	363	367	417
$\overline{FWHM}(nm)$	344												

如图 3.6 (h) 所示,在理论值半高全宽与不同入射角对应半高全宽的关系分析图像中,得到不同视场的聚焦半高全宽在理论值 375nm 周围有较小的波动,由于抽样误差的存在,部分半高全宽的仿真值高于理论值。通过表 3.3,将 0°到 30°(角度离散间隔为 2.5°)的实际半高全宽值进行求取平均值,计算得到半高全宽均值为 344nm,高于理论值 31nm。通过衍射后的传递函数(MTF)结果,如图 3.6 (i) 所示,可以看出 60°视场范围内,不同的聚焦衍射结果和衍射极限曲线已经完全重合,也就说明了不同视场的入射光聚焦结果已经达到衍射极限值,实现了接近衍射限的聚焦功能。

结合上述聚焦结果分析,我们在紫外光 375nm 处,实现了偏振无关双层级联超表面透镜视场角为 60°,数值孔径为 0.5,焦距为 400μm,接近衍射极限聚焦结果的设计研究。

为了更为直观的展示该双层大视场超表面的具体成像效果,我们使用美国空军 USAF1951 分辨率测试卡作为成像物靶,对全尺寸的双层超表面进行成像仿真,分别让该频点处 0°、20°、40°、60°视场范围的线偏振入射光通过物靶,经过

该双层超表面结构阵列的相位调制后,在距离该双层超表面 $400\mu\text{m}$ 处的焦平面上得到了最终的成像结果。

具体如图 3.7 所示,能够从图中看到 0° 到 60° 范围内,清晰的成像结果。该成像特征与传统大视场镜头一样,伴随着成像视场的增加,畸变也随之增加,这也是目前大视场成像透镜的共性特征,相比于单层超表面透镜,该双层级联结构在拓展成像视场功能上,已经得到了非常好的成像效果。

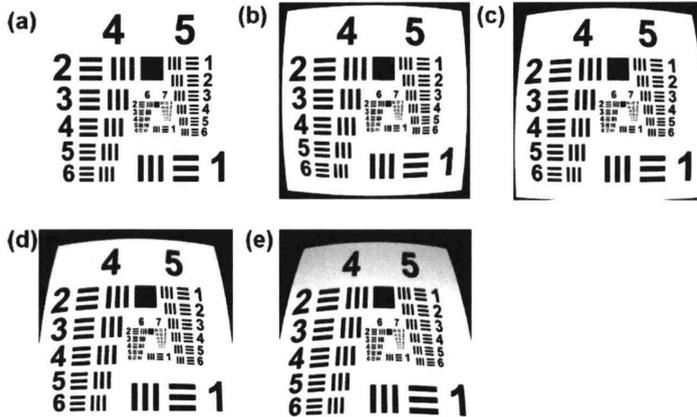


图 3.7 焦平面上不同入射角对应的成像仿真结果图

(a) 成像目标靶材,美国空军 USAF1951 分辨率测试卡。(b-e) 双层超表面阵列结构在入射光不同入射角分别为(b) 0° , (c) 10° , (d) 20° , (e) 30° 处的成像仿真结果。

Figure 3.7 The imaging simulation results of meta-lens doublet with different incident angle (θ) on the focal plane

(a)Imaging target, US Air Force USAF 1951 Resolution Test Card. (b-e) each result of Image simulation for meta-lens doublet at different incident angles (b) 0° , (c) 10° , (d) 20° , (e) 30° .

综上所述,该双层超表面能够实现 60° 大视场范围内接近衍射极限的聚焦与成像效果,应用在光刻成像、大视场平面透镜成像、特殊成像,和其他光学应用领域中。

3.5 本章小结

本章为紫外光双层超表面的大视场聚焦与成像研究,内容紧紧围绕双层大视

场非球面相位函数的光学设计与仿真分析、超表面透镜单元结构与仿真分析、超表面透镜全模设计与聚焦成像仿真分析共三个方面进行介绍。通过最终的仿真结果，充分证明了该紫外光双层超表面透镜在波长为 375nm 处，实现了视场为 60°，数值孔径为 0.5，效率为 71.02%，接近衍射极限的偏振无关的聚焦成像功能。

为进一步突破提升超表面透镜的工作视场和具有一定窄带工作波长的特性，我们将在下一章节中，采用新的结构设计方法，突破现有的视场极限和工作带宽。

第4章 可见光三层超表面透镜的大视场聚焦与成像研究

4.1 引言

在电磁波段中,可见光是人类获取信息最为直观和应用较多的波段,目前在可见光区的大视场成像级联超表面透镜研究中,入射光视场调控的最大范围仅为 50° ,能进行大视场波前调控的工作带宽也只为单频点,远远还不能满足未来大视场成像的应用要求,为此,为了获得更大的入射光视场波前调控范围,本章内容在可见光区,利用三层超表面透镜级联结构,在中心波长为 532nm ,带宽为 10nm 范围内,对视场为 90° 的左旋圆偏振入射光分别进行三次非球面相位调控,最终仿真得到接近衍射极限的聚焦与成像结果,为解决可见光大视场窄带宽聚焦成像提供了新的研究方案,有望用在的大视场平面成像相关研究应用中。

4.2 超表面透镜的光学设计与仿真分析

传统的单层超表面相位构建遵循统一的双曲相位函数模型,为了突破入射光视场的限制性因素,以满足能够对更大视场范围内入射光的调制要求,我们就需要另起炉灶,采用全新的相位函数组合设计去突破传统相位函数存在的视场束缚瓶颈,在本章的研究内容中,首次提出采用三层具有不同相位函数分布和调制功能的级联超表面结构作为突破视场限制的研究方案,打破常规,采用更多的设计自由度,去完成窄带宽范围内,更大视场的入射光波前相位调制,最终达到接近衍射极限聚焦与成像的目的。

相位函数设计时,我们采用的仍然是 ZEMAX 软件,有关二元相面的基本内容上可以参照上一章内容,具体过程与上一章的双层超表面相位函数设计类型相同。在设计之前,首先需要在 ZEMAX 的 General 栏中设置孔径类型 (Aperture type) 为入瞳 (Entrance Pupil Diameter), 数值为 0.4mm 。然后,在 Wavelength Date 栏设置中心波长 532nm 为第一波长,按照一定的波长间隔数 (此设计中波长间隔数值为 1nm) 扩展到 10nm 的带宽范围,随后在 Field Date 栏设置视场,从第一入射角 0° 按照 $\pm 10^\circ$ 的角度间隔扩展设置到 $\pm 40^\circ$ 后,再从 $\pm 40^\circ$ 按照 5° 的角度间隔扩展到 $\pm 45^\circ$ 。

设置完波长和角度参数后,就需要明确每一个工作面之间采用何种材料来进行工作,由此决定了光线的折射特性,通常在可见光波段,我们在 Lens Date Editor 栏中将物面和第一二元光学面 2、最后的二元光学面 2 与像面之间的介质默认为空气,其余工作面之间的介质采用二氧化硅(ZEMAX 中设置为 F_SILICA),并带有一定的厚度,初步值设为 0.5mm,并将最后一个二元光学面 2 与二氧化硅介质面设为自变量作为初步优化对象,其中衍射级次 M 设为-1 级次。紧接着,在 Extra Date 中还需要对最后一个二元光学面 2 的归一化半径和相位函数项进行设置,分别设归一化半径 R 为入瞳直径 0.4mm,相位函数项 N 为 8,并将对应的 8 个常数项设为自变量。

在设置完对应的工作面和介质参数后,我们就可以采用 ZEMAX 的优化函数(Merit Function)设置对应面型的最小空气距(MNCA)为 0.01mm、工作数(WFNO)为 1、有效焦距(EFFL)为 0.5mm,自变量玻璃介质工作面的最小玻璃厚度值(MNCG)到最大玻璃厚度值(MXCG)分别为 0.5mm、0.6mm。

设置完毕后即可进行初次优化,此时第三个二元光学面 2 已经附带相位八项式函数,具有初步的相位调制功能,但对大视场光线波前只有初步的调制效果,还需依次对另外两个二元光学面 2 进行自变量设置后进一步循环优化,最终通过反复调整优化函数(Merit Function)内的限制性条件,即可一步步接近理想函数值,得到最优解相位函数。

相位函数模型构建后,每一层超表面上,都附带有对应的相位调制函数,这里我们通过相位函数多项式来表达每一层超表面附带的具体相位分布情况,三层超表面的相位函数及其坐标位置公式依次如下所示:

$$\varphi_I(x, y) = M \sum_{i=1}^8 a_i \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{2i} \quad \dots(4.1)$$

$$\varphi_{II}(x, y) = M \sum_{i=1}^8 b_i \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{2i} \quad \dots(4.2)$$

$$\varphi_{III}(x, y) = M \sum_{i=1}^8 c_i \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{2i} \quad \dots(4.3)$$

$$\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad \dots(4.4)$$

相位函数公式中 a_i 、 b_i 、 c_i 分别代表不同的相位常数项， x 、 y 分别代表不同位置处的坐标，决定实际的环带半径值，其中衍射级次 $M= -1$, 归一化半径 $R=0.4\text{mm}$, 综合 8 个不同的多项式参数，构成每一层超表面的相位函数，具体的常数值如下表 4.1 所示。

表 4.1 相位函数常数表

Table 4.1 The parameters of phase function constants

i	1	2	3	4	5	6	7	8
a_i	328	-89.7	-183.3	2344.5	-19070	8.5	-196400	184380
b_i	844.7	-73.5	20.4	-61.3	121.9	-138.4	83.7	-21
c_i	1550	5.8	-37.1	65.6	-72.5	46.3	-15.7	2.2

根据优化后的相位函数及其对应的常数值，我们就能够利用 MATLAB 软件来画出每一层超表面对应的相位轮廓分布。

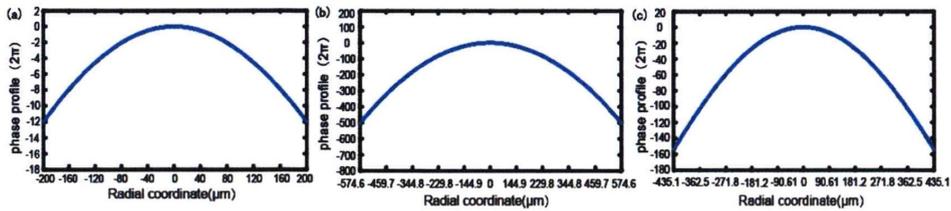


图 4.1 三层超表面透镜分别对应的相位轮廓分布图

(a-c) 第一层、第二层、第三层超表面对应的相位轮廓。圆形透镜的相位具有中心对称性。

Figure 4.1 Phase profile of three-layer meta-lens

(a-c) The Phase profiles to the first, second and third meta-lens. It's phase is central symmetric.

确定了相位函数的具体值后，就可以得到如图 4.1 所示的相位轮廓图，每一

层超表面透镜对应的口径尺寸分别为 $400\mu\text{m}$ 、 $1149.2\mu\text{m}$ 、 $870.2\mu\text{m}$ ，从图中可以看出，每一块超表面对应的相位轮廓是关于中心位置对称的，也就是说任何一块超表面的相同环带半径周期位置处，都有相同的相位，通过三块超表面的组合，就可以实现对入射光超大视场的非球面相位调控。

通过上述相位函数的构建，每一层超表面就可以对入射角为 $\pm 45^\circ$ 的光场进行波前调控，为了检验相位函数的可行性，可利用 ZEMAX 软件的光学衍射追迹及其傅立叶传输变换方法，对光场施加相位调制后的结果进行分析。

通过分析，我们即可得到如图 4.2(a)所示的光路图，入射光视场为 $\pm 45^\circ$ 的光场经过第一层超表面后，被 ZEMAX 对应的第一个二元光学面 2 附带的相位进行了初步调制，实现第一次聚焦。初次聚焦的光束通过第一块二氧化硅衬底后到达第二块超表面（此过程不存在光的全反射），光场相位在此受到不同于第一块相位的二次调制，实现二次聚焦，。聚焦后的光束再依次通过第二块玻璃衬底后到达最后一层超表面，其再对光场实现第三次聚焦，并提供对应的补偿相位，对不同视场下的像差进行校正，通过级联的相位互补，最终焦平面上实现了大视场的聚焦。

通过对 ZEMAX 的衍射调制传递函数 (MTF) 进行分析，我们就可以得到如图 4.2(b)-(d)三个不同波长位置处，该三层超表面对光场的调制结果。

其中，4.2(b)图是入射光在中心波长 532nm 时的调制情况，图中可以看出，入射角范围从 0° 一直增加到 45° (0° 到 -45° 与 0° 到 $+45^\circ$ 调制结果是对称的)，同一毫米线对数下的衍射调制传递函数值是逐渐变差的，也就是视场绝对值越小，调制效果就越好，反之亦然，在设计时因为把中心波长设为第一优化目标，综合所有视场调制结果来看，整体效果接近衍射极限，达到了理想的预期目标。

除此之外，图 4.2(c-d)分别为以中心波长 532nm 为基准，带宽为 5nm 、 10nm 边缘波长处的衍射调制结果。综合总体的曲线调制趋势来看，以中心波长处的衍射调制结果值相比，随着带宽的增加，入射光偏离中心波长越远，衍射调制结果相对较差。这是因为相位调控的复杂度与带宽范围成正比，带宽增大，衍射相位调制也会随之越加困难。

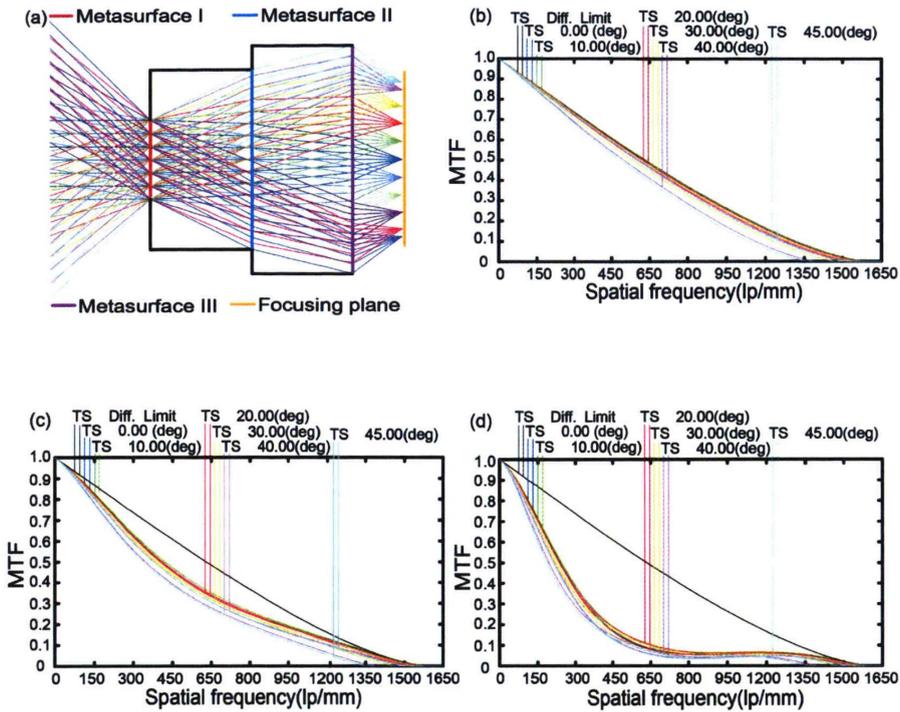


图 4.2 三层超表面透镜相位调制光路图和传递函数关系图

(a) 中心波长处三层超表面相位调制光路图。(b) 中心波长为 532nm 处的传递函数 (MTF) 曲线关系图。(c) 5nm 带宽处的传递函数 (MTF) 曲线关系图。(d) 10nm 带宽处的传递函数 (MTF) 曲线关系图。

Figure 4.2 Three-layer meta-lens phase modulation optical path diagram

(a) The phase modulation optical path diagram of three-layer meta-lens at the center wavelength. (b) The modulation transfer function (MTF) curve diagram at a central wavelength of 532 nm. (c) The modulation transfer function (MTF) curve diagram for the 5nm bandwidth edge. (d) The modulation transfer function (MTF) curve diagram at the 10nm bandwidth edge.

通过初步的相位函数优化设计, 我们已经得到了初步的相位调制效果和衍射传递函数结果, 为了能够准确地进行计算, 我们还需要通过衍射计算, 得到焦平面在理想状况下的聚焦光斑情况, 去检验该非球面相位函数的调控效果。

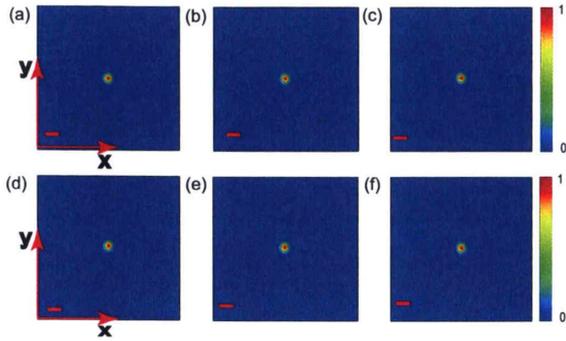


图 4.3 中心波长处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图

(a-f) 焦斑强度分别在入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° 的归一化强度图。比例尺: $1 \mu\text{m}$ 。

Figure 4.3 The normalized intensity with different angle at the center wavelength

(a-f) The normalized intensity of focal spot intensity at incident angles of(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , respectively. Scale bar: $1 \mu\text{m}$.

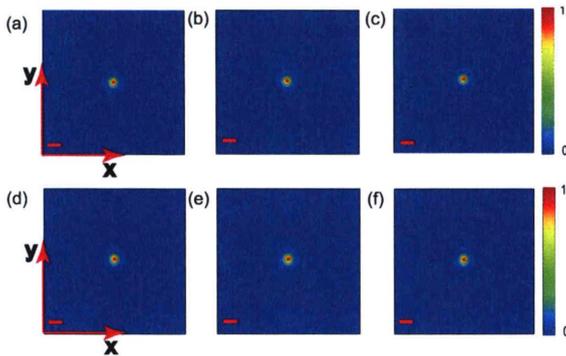


图 4.4 5nm 带宽处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图

(a-f) 焦斑强度分别在入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° 的归一化强度图。比例尺: $1 \mu\text{m}$ 。

Figure 4.4 The normalized intensity with different incident angles at 5 nm bandwidth

(a-f) The normalized intensity of focal spot intensity at incident angles of(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , respectively. Scale bar: $1 \mu\text{m}$.

结合相位函数，在中心波长、5nm 带宽处、10nm 带宽处，一共三个不同带宽波长位置处，以 90° 视场范围内的左旋圆偏振入射光为输入，通过衍射理论与傅立叶传输变换，分别经过三层超表面阵列结构的相位调制，计算得到同一焦平面纵向位置处不同视场分别对应的聚焦光斑情况。

中心波长聚焦仿真结果如图 4.3 所示，其中(a-f)为中心波长 532nm 处的聚焦光斑归一化强度图，可以看到明亮的聚焦光斑，即使在最大入射角 $\pm 45^\circ$ 处对应的图 4.3(f)聚焦光斑，聚焦光斑质量仍然清晰。

将波长扩展到 5nm 带宽处，依然可以在图 4.4(a-f)中看到清晰的光斑图样，随着入射角度的增加，聚焦光斑的质量略有下降。

入射角在增加的过程中，离轴光束的相位调制难度增加，由于超表面透镜具有非球面补偿相位的调控能力，轴外像差得到有效校正，但会有极小程度的畸变，具体表现为光斑的不对称性，这是目前大视场相位调制普遍存在的问题。

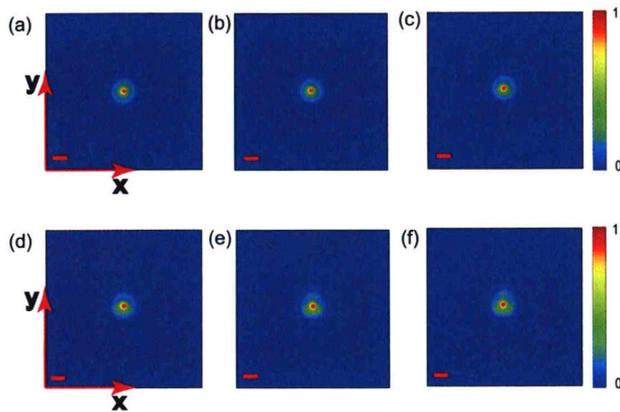


图 4.5 10nm 带宽处不同入射角对应的聚焦光斑归一化强度图

(a-f) 焦斑强度分别在入射角 θ 为(a) 0° ，(b) 10° ，(c) 20° ，(d) 30° ，(e) 40° ，(f) 45° 的归一化强度图。比例尺： $1\mu\text{m}$ 。

Figure 4.5 The normalized intensity with different incident angles at 10 nm bandwidth

(a-f) The normalized intensity of focal spot intensity at incident angles of(a) 0° ，(b) 10° ，(c) 20° ，(d) 30° ，(e) 40° ，(f) 45° ，respectively. Scale bar: $1\mu\text{m}$.

最后将波长拓展到 10nm 带宽处,可以在图 4.5(a-f)中看出,相比于中心波长和 5nm 带宽处的聚焦结果而言,质量有所下降,艾里斑边缘处有一定的环带模糊,随着入射角度增大,光斑也存在一定程度的变形。

上述分析说明,工作波长越远离中心波长,相位调制难度就越大,随着视场和带宽的增加,相位调制的要求就越高。综合调制的结果,相位函数的可行性已经得到了充分的验证,即可对每一个面的相位函数进行匹配所有位置对应的相位调制单元结构,具体的单元结构设计,详看下一节内容。

4.3 单元结构与仿真分析

大视场相位调制函数设计完成后,就需要去设计超表面每一个位置处所需要相位的匹配单元结构,最终组合实现大视场的相位调控目的,在设计单元结构时,我们需要找出最合适的材料、最优化的单元结构尺寸。

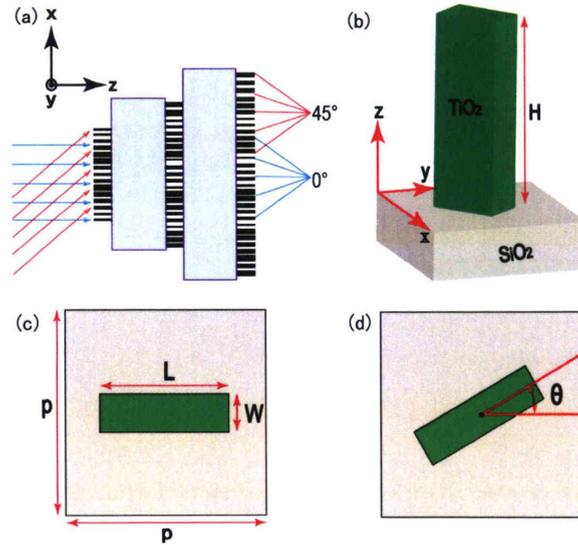


图 4.6 可见光三层超表面透镜的单元结构示意图

(a)三层超表面的侧视图,每一层超表面都是由圆形的单元结构阵列组成不同的非球面相位调制透镜, SiO_2 衬底厚度 $T=0.51\text{mm}$ 。(b)构成相位调制阵列的单元结构三维立体图, TiO_2 矩形柱体放置在正方体的 SiO_2 衬底上,其中 TiO_2 柱体高度 $H=620\text{nm}$ 。(c-d)单元结构的几何参数, SiO_2 衬底的单元结构周期尺寸 $P=325\text{nm}$, TiO_2 矩形柱体长度 $L=250\text{nm}$,宽度 $W=85\text{nm}$, TiO_2 矩形柱体相对于 SiO_2 衬底旋转的角度为 θ 。

Figure 4.6 Schematic of unit cell for the three-layer meta-lens

(a) The side view of a three-layer meta-lens, each meta-lens consists of a circular array of unit cell with different phase functions of aspheric surface, and the thickness of SiO_2 substrate is $T=0.51\text{mm}$. (b) a three-dimensional view of the unit cell constituting the phase modulation array, and a TiO_2 rectangular cylinder placed on the SiO_2 lining of the cube. On the bottom, where the height of each TiO_2 cylinder is $H=620\text{nm}$. (c-d) the geometrical parameters of the unit cell, the unit cell period size of each SiO_2 substrate is $P=325\text{nm}$, the length of the TiO_2 rectangular cylinder is $L=250\text{nm}$, the width is $W=85\text{nm}$, and the TiO_2 rectangular nano-fin. The angle at which the body rotates relative to the SiO_2 substrate is θ .

由于传输相位实现需要依赖单元结构的高深宽比作为基本条件,使得工艺要求精度较高。这里,我们进行单元结构相位设计匹配时,单元结构的相位调制采用的是几何相位原理,具体可以参考第二章 2.2.1 节。单元结构如图 4.6 所示,图(a)展示了三层超表面的侧视图, 0 到 $\pm 45^\circ$ 入射的光场经过三层带有不同相位函数的超表面后,在同一焦平面不同位置处聚焦。图(b)则展示了匹配超表面相位阵列的最优化单元结构,衬底由 SiO_2 材料构成,调制单元则是由 TiO_2 矩形柱体构成,由于 TiO_2 在可见光区具有较好的色散特性,在可见光区,电磁介电常数虚部基本接近于零,使得电磁吸收极为微弱,可以实现高效的相位调制。图(b-c)展示了单元结构的具体尺寸,为了避免高阶衍射带来的电磁吸收影响,所有的单元结构调制尺寸都是亚波长结构,为获得准确的相位调制效果,我们仅需要根据几何相位原理,就可以确定该三层超表面上每一个位置所需要的相位对应单元结构旋转角。

在进行上述单元结构设计时,利用商业软件 CST 微波工作室进行电磁模拟仿真,最终优化得到如图 4.7 所示的单元结构,由于我们采用 SiO_2 材料作为衬底, TiO_2 材料作为柱体材料,相比其他材料,电磁吸收较少,使得单元结构具有较高的透射效率。经过反复优化,得到了最佳设计结构。从图 4.6 所示的透射效率与波长关系中,该结构在 532nm 为中心波长, 10nm 的带宽波长范围内,光线的极化转化率均在 94% 以上,三层超表面透镜结构的平均透过效率为 83.46% 。

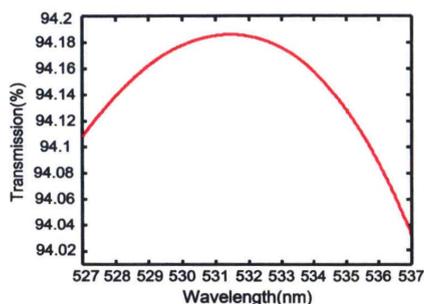


图 4.7 10nm 带宽内的单元结构透射效率关系图

Figure 4.7 The transmission efficiency diagram of unit cell in a 10nm bandwidth

4.4 超表面透镜的全模设计与聚焦成像仿真分析

在构建三层超表面阵列全模时，我们首先需要了解超表面的基本工作原理，然后再进行对应的结构阵列设计。

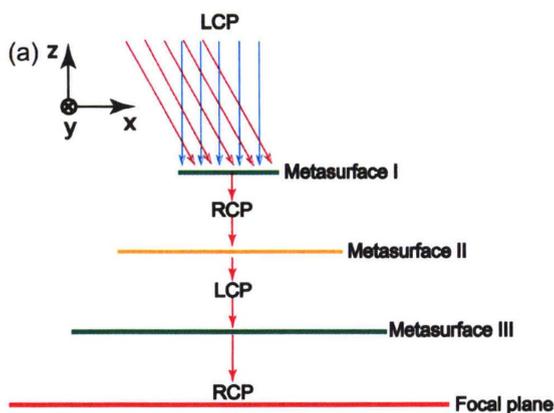


图 4.8 三层超表面透镜工作示意图

Figure 4.8 Schematic of how the three-layer meta-lens works

如图 4.8 所示，由于采用图 4.5 所示的单元结构，在实际工作时，它可以将左旋圆偏振转化为右旋圆偏振光，并具有较高的工作效率，通过自身单元结构的旋转，就能够产生与其旋转角度为二倍数学关系的相位。在工作示意图中，第一层、第三层超表面均是对左旋圆偏振光束实现相位调控，而与之不同的是，第二层超表面则是对右旋圆偏振光进行相位调制，结合几何相位原理，调制相位的正

负值与圆偏振入射光的左、右旋特性相关，所以对旋转角度与相位之间的调制因子 σ 分别为 1、-1、1，则每一层超表面单元结构具体的旋转角度数学关系式如下 4.5-4.7 所示。

$$\alpha_I(x, y) = \frac{\varphi_I(x, y)}{2\sigma} = \frac{\varphi_I(x, y)}{2} = -\sum_{i=1}^8 a_i \frac{(x^2 + y^2)^i}{2R^{2i}} \quad \dots(4.5)$$

$$\alpha_{II}(x, y) = \frac{\varphi_{II}(x, y)}{2\sigma} = \frac{-\varphi_{II}(x, y)}{2} = \sum_{i=1}^8 b_i \frac{(x^2 + y^2)^i}{2R^{2i}} \quad \dots(4.6)$$

$$\alpha_{III}(x, y) = \frac{\varphi_{III}(x, y)}{2\sigma} = \frac{\varphi_{III}(x, y)}{2} = -\sum_{i=1}^8 c_i \frac{(x^2 + y^2)^i}{2R^{2i}} \quad \dots(4.7)$$

由上述公式来看，每层超表面上对应的任何周期位置处，都有一个旋转角按照相位公式呈现出中心对称同半径位置处环带相等的相位分布，有了单元结构设计尺寸和旋转角度，就可以进行超表面透镜阵列的全模设计。

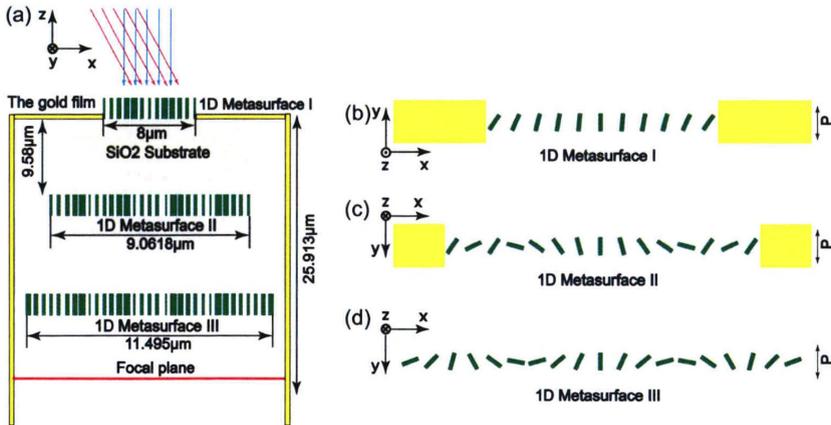


图 4.9 1D 的三层超表面阵列结构示意图

(a) 1D 三层超表面的正视图，绿色柱体为单元结构。(b-d) 每一层 1D 超表面阵列的俯视图。

Figure 4.9 The diagram of 1D three-layer meta-lens structure

(a) The front diagram of 1D three-layer metasurfaces . the unit is green. (b-d) The top diagram of 1D three-layer metasurfaces is (b)metasurface I, (c)metasurface II,(d)metasurface III.

在构建超表面阵列结构全模时,为了精确仿真的需要,我们将超表面结构等比例缩小 50 倍后,构建出如图 4.9(a)所示的 1D 单元结构模型。

为了在利用商业软件 CST 微波工作室进行电磁模拟仿真时,避免斜入射光场造成的背景噪声干扰(实际工作时则不会存在此类情况),我们在三层有效的 1D 超表面结构阵列外围设计了一层厚度为 300nm 的金膜,对无关光束进行隔离,内部则按照等比缩放后的实际尺寸和具体的单元结构分布建模而成。每一层 1D 超表面都是由中心位置对称按照等半径环带位置等相位的数学关系旋转单元结构构成相位调制阵列,如图 4.9(b-d)所示,因而仅需计算 1D 超表面的聚焦情况,就能够直观的反映出整块超表面对光线的调制情况。

4.4.1 中心波长处的大视场聚焦与成像仿真分析

在利用商业软件 CST 微波工作室对 1D 超表面阵列进行电磁模拟仿真参数设置时,532nm 中心波长处的时域监控频率为 563.9098THz,5nm 带宽处的时域监控频率为 566.5722THz、10nm 带宽处的时域监控频率为 569.26THz,Z、X 方向的边界条件设置为 open,Y 方向的边界条件设置为 periodic,尽量将网格数设计得多一些,便于精确仿真。

在仿真的过程中,光场分别经过一、二、三层超表面的调制后,需要在预期的焦平面上实现了聚焦,并具有一定的纵向焦深。随着入射角度视场的增加,相位离轴调控的要求也将会随之增加,而在实际的电磁相互作用过程中,入射的左旋圆偏振光在第一层超表面阵列位置处进行偏振转化时,不可能实现 100%的转化,有极少数的数的偏振入射光未被转化,入射到第二层、第三层超表面时,被调制为相反的相位,最终光路的调制也与之相反,但这部分“杂散光”所占的比例很小(不足 0.056%),不会对我们的聚焦结果产生太大影响,保证了准确而高效率的相位调制聚焦结果,聚焦效率高达 83.32%以上。

$$FWHM = \frac{0.5\lambda}{NA} \quad \dots(4.8)$$

半高全宽是反映艾里斑分辨情况的具体数值,代表像面上能够分辨的最小尺寸。三层超透镜的数值孔径 $NA=0.3846$,根据光学衍射原理和瑞利判据,可以计算出中心波长、5nm 带宽处,10nm 带宽处的理论半高全宽值,如公式 4.8 所示。

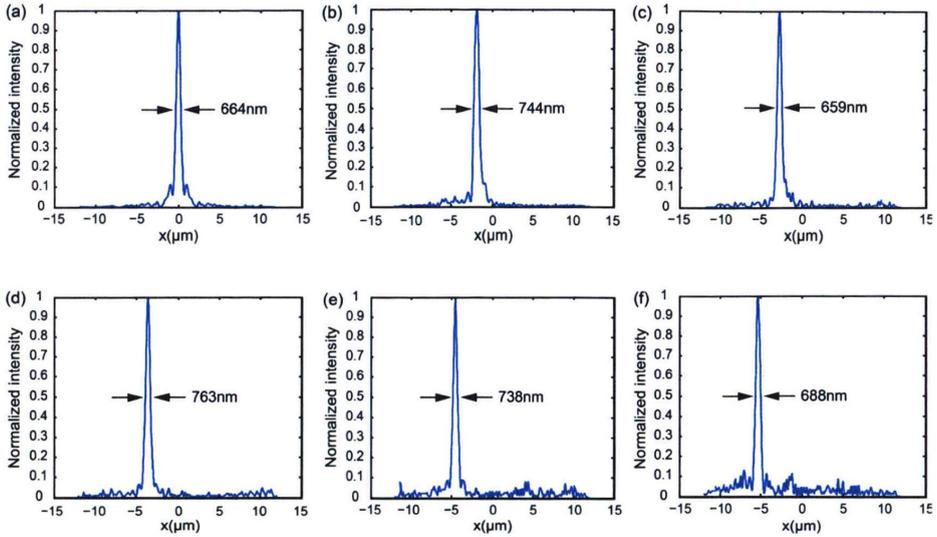


图 4.10 中心波长 532nm 处不同视场下的焦点归一化强度图

(a-f)入射角 θ 分别为(a)0°, (b)10°, (c)20°, (d)30°, (e)40°, (f)45°的归一化聚焦光斑强度图。

Figure 4.10 The diagram of normalized focus intensity with different field of views at the central wavelength of 532nm

(a-f) The normalized focusing intensity with different incident angle of (a) 0°, (b) 10°, (c) 20°, (d) 30°, (e) 40°, (f) 45°, and all focus with different location at the same focal plane.

在对不同视场和频点的仿真完成后，我们对入射光场 x - z 平面 ($y=0$ 面) 的聚焦光场振幅信息进行提取。利用 MATLAB 软件对仿真后焦面位置处的光强数据进行归一化处理测量后，就可得到如图 4.10 所示，中心波长处的归一化强度分布图。

上图中，(a)-(f)分别是同一焦面不同横向位置处 0°、10°、20°、30°、40°、45° 入射光和该三层超表面相互作用后的聚焦光斑归一化强度图，可以看出，随着角度的增加，光斑的次级光强也随之略有增强，这会使得成像边缘模糊，成像分辨效果也会随着视场的增加而减小。

为了便于直观评价聚焦光斑的质量，我们还需要进一步对归一化焦斑强度分布信息进行量化，分析数据为半高全宽，它能够反映出，中心波长位置处，不同视场对应的最小光斑分辨尺寸。

表 4.2 中心波长处不同入射角对应的半高全宽数据表

Table 4.2 The table of FWHM with different incident angles at the central wavelength

Angle(θ)	0	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5
FWHM(nm)	664	638	694	642	744	661	676	730	659	715
Angle(θ)	25	27.5	30	32.5	35	37.5	40	42.5	45	
FWHM(nm)	618	653	763	650	750	725	738	686	688	
FWHM(nm)	689.2									

这里，半高全宽理论值为 693nm，我们以 2.5°为角度间隔，分别对 0°到 45°范围内的聚焦结果进行离散采样，将计算得到的聚焦光强度进行归一化处理后，得到具体的半高全宽数值，如表 4.2 所示，计算得到实际的半高全宽均值为 689.2nm，高于理论值 2.8nm。

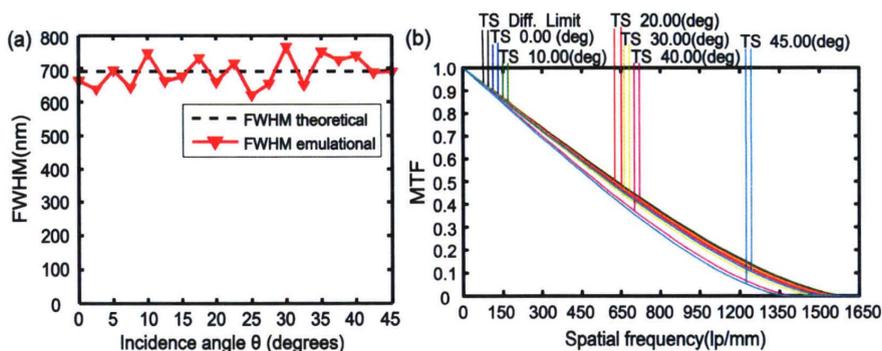


图 4.11 中心波长 532nm 处的聚焦仿真结果分析图

(a)不同入射角对应的仿真半高全宽(MTF)与理论值关系分布图，其中角度间距为 2.5°，入射角范围为 0°到 45°。(b) 不同入射角对应的传递函数 (MTF) 分布图。

Figure 4.11 The analysis of focusing simulation results with different incident angles at the central wavelength of 532nm

(a)the relationship between the simulated FWHM and the theoretical value for different incident angles, where the incident angle range with the same angular spacing of 2.5° from 0° to 45°. (b) the Distribution of modulation transfer function (MTF) for different incident angles.

我们通过表 4.2 的半高线宽数据, 得到图 4.11(a)中的 FWHM 分析图, 可以看出, 更多角度的半高全宽整体围绕着理论半高线宽值在 $\pm 70\text{nm}$ 的范围内波动, 因为抽样误差的存在, 计算均值高于理论值。我们再通过对衍射结果的具体分析, 就可以得到该中心波长处的传递函数 (MTF), 具体情况如图 4.11(b)所示, 黑色曲线为衍射极限趋势, 入射角从 0° 一直到 $\pm 45^\circ$ 范围内, 整体的衍射结果接近黑色曲线, 即衍射极限, 随着入射角度的增大, 大视场相位调制效果的随之减弱。

由上述的具体结果分析, 证明了在中心波长 532nm 处, 三层超表面结构阵列对光场的 90° 视场相位调制效果是明显的, 其结果接近衍射极限。

为了更为直观的展示该三层大视场超表面在中心波长处的具体成像效果, 我们使用美国空军 USAF1951 分辨率测试卡作为成像物靶, 对全尺寸的三层超表面进行成像仿真, 分别在 532nm 处, 让 0° 、 10° 、 20° 、 30° 、 40° 、 45° 的左旋圆偏振入射光通过物靶, 经过该三层超表面透镜结构阵列的相位调制后, 在距离该三层超表面 $519\mu\text{m}$ 处的焦平面上得到了不同视场对应的最终成像结果。

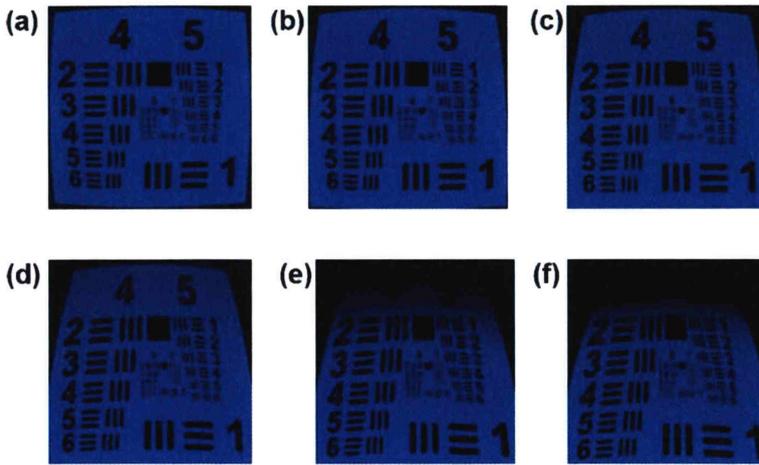


图 4.12 中心波长处的大视场成像仿真结果图

(a-f)入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , 对应的成像仿真结果图示。

Figure 4.12 Imaging simulation with large field of view at the central wavelength

(a-f) Imaging simulation with incidence angle of (a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° .

具体如图 4.12 所示，能够从图中看到 0° 到 90° 视场范围内，清晰的成像结果。该成像特征与传统大视场镜头一样，伴随着成像视场的增加，畸变也随之增加，成像效果下降，这也是目前大视场成像透镜的共性特征，相比于双层超表面透镜，该三层级联超表面透镜将视场提高了 30° 。

综上所述，该三层超表面透镜能够在中心波长 532nm 处，仿真实现 90° 大视场范围内接近衍射极限的聚焦与成像。

4.4.2 5nm 带宽处的大视场聚焦与成像仿真分析

同样，仿真结束后，我们在同一焦面上对聚焦光强进行归一化处理，可以得到如图 4.13 所示，5nm 带宽处的归一化强度分布图，由公式 4.8 计算得到，在该波长处的半高全宽理论值为 688.4nm 。

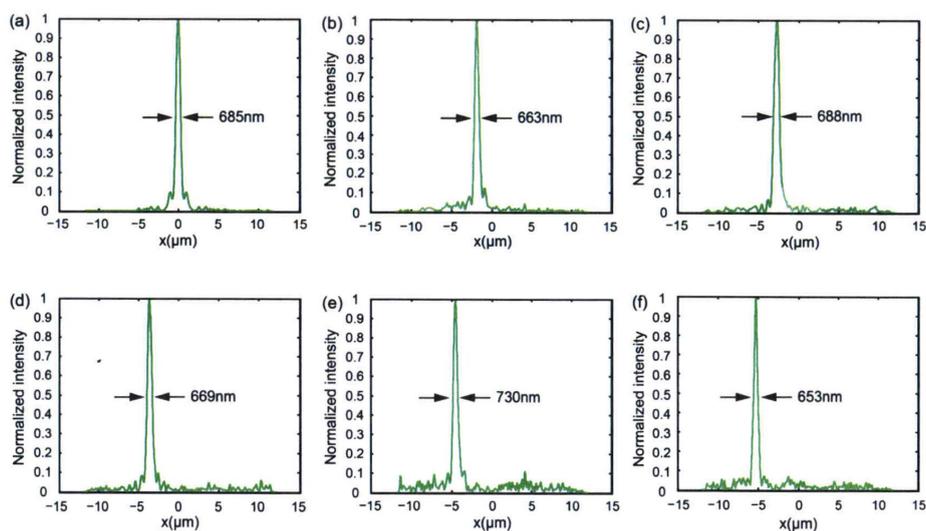


图 4.13 5nm 带宽处不同视场下的焦点归一化强度图

(a-f) 入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° 的归一化聚焦光斑强度图。

Figure 4.13 The diagram of normalized focus intensity with different field of views at the 5nm bandwidth

(a-f) The normalized focusing intensity with different incident angle of (a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , and all focus with different location at the same focal plane.

图 4.13 中，可以看出，随着入射角度的增加，归一化聚焦光斑的次级光强也随之略有增强，成像效果随着视场的增加而减小。

表 4.3 5nm 带宽处不同入射角对应的半高全宽数据表

Table4.3 The table of FWHM with different incident angles at the 5nm bandwidth

Angle(θ)	0	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5
FWHM(nm)	685	637	687	675	663	713	738	682	688	648
Angle(θ)	25	27.5	30	32.5	35	37.5	40	42.5	45	
FWHM(nm)	641	664	669	752	645	641	730	641	653	
$\overline{FWHM}(nm)$	676.3									

同理，我们可以得到 0° 到 45° 范围内的聚焦光强半高全宽数值，如表 4.3 所示，计算得到实际的仿真半高全宽均值为 676.3nm ，高于理论值 12.1nm 。

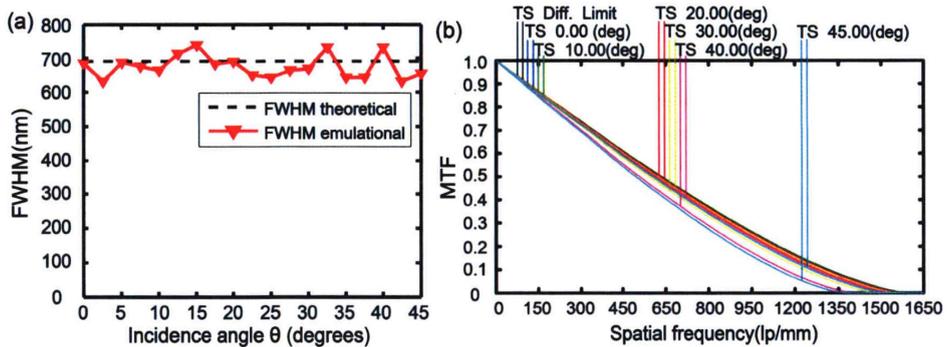


图 4.14 5nm 带宽处的聚焦仿真结果分析图

(b)不同入射角对应的仿真半高全宽(MTF)与理论值关系分布图，其中角度间距为 2.5° ，入射角范围为 0° 到 45° 。(b) 不同入射角对应的传递函数 (MTF) 分布图。

Figure 4.14 The analysis of focusing simulation results at the 5nm bandwidth

(a) the relationship between the simulated FWHM and the theoretical value for different incident angles, where the incident angle range with the same angular spacing of 2.5° from 0° to 45° . (b) the Distribution of modulation transfer function for different incident angles.

为了展示半高线宽的具体变化趋势，根据表格 4.3，得到如图 4.14(a)所示，为 0° 到 45° 范围内的半高全宽分析图，整体半高全宽值在理论半高全宽值周围波动，因为抽样误差的存在，计算均值总体趋势高于理论值。

通过对衍射结果的具体分析，我们可以得到该 5nm 带宽处的传递函数(MTF)具体分布情况如图 4.14(b)，黑色曲线为衍射极限趋势，入射角从 0° 一直到 $\pm 45^\circ$ 范围内，整体的衍射结果接近黑色曲线，即衍射极限，但也随着入射角度的增大，衍射调制效果随之减弱。

由上述的具体结果分析，证明了在 5nm 带宽处，三层超表面结构阵列对光场的聚焦接近衍射极限。

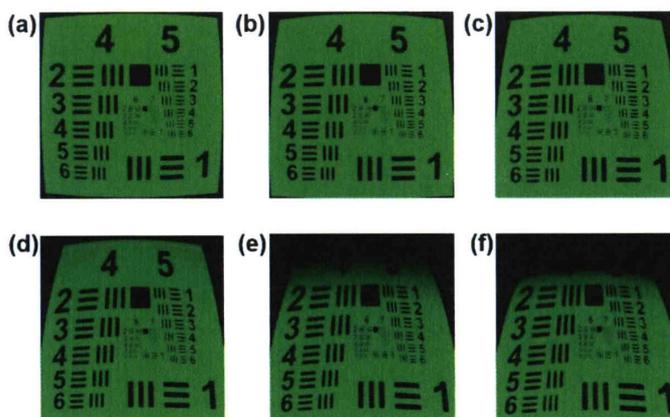


图 4.15 5nm 带宽处的大视场成像仿真结果图

(a-f)入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , 对应的成像仿真结果图示。

Figure 4.15 Imaging simulation results with large field of views at the 5nm bandwidth

(a-f) Imaging simulation with incidence angle of (a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° .

同样，我们依然按照之前的方案对 5nm 带宽处，角度为 0° 、 10° 、 20° 、 30° 、 40° 、 45° 的入射光进行成像仿真，得到如图 4.15 所示的仿真结果，能够从图中看到 0° 到 90° 视场范围内，清晰的成像结果。随着成像视场的增加，成像产生的畸变也随之增加。

综上所述，该三层级联超表面透镜在以 532nm 为中心波长的 5nm 带宽处，仿真实现了 90° 大视场范围内接近衍射极限的聚焦与成像。

4.4.3 10nm 带宽处的大视场聚焦与成像仿真分析

同理，通过聚焦光强的归一化处理，可以得到如图 4.16，10nm 带宽处的归一化强度分布图。结合公式 4.8，我们计算得到在该波长位置处的半高全宽理论数值为 685.1nm。

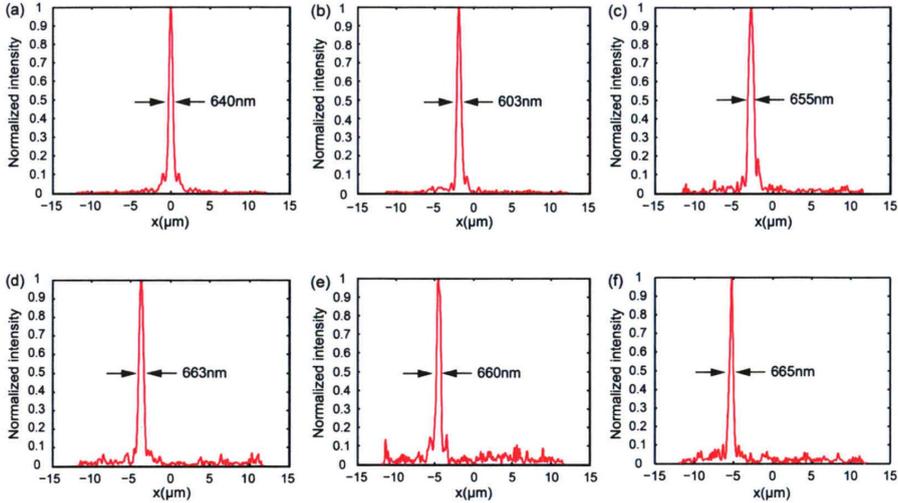


图 4.16 10nm 带宽处不同视场下的焦点归一化强度图

(a-f)入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° 的归一化聚焦光斑强度图。

Figure 4.16 The diagram of normalized focus intensity with different field of views at the 10nm bandwidth

(a-f) The normalized focusing intensity with different incident angle of (a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , and all focus with different location at the same focal plane.

图 4.16 与中心波长和 5nm 带宽处的归一化光强度图比较分析后发现，10nm 带宽处不同视场下的归一化强度次级光强要更加突出，也就意味着随着带宽的增加，三层超透镜的大视场相位调制能力下降，导致光斑边缘模糊程度增加，成像效果也会变差。

表 4.4 10nm 带宽处不同入射角对应的半高全宽数据表

Table 4.4 The table of FWHM with different incident angles at the 5nm bandwidth										
Angle(θ)	0	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5
FWHM(nm)	640	636	685	603	603	689	687	687	655	753
Angle(θ)	25	27.5	30	32.5	35	37.5	40	42.5	45	
FWHM(nm)	644	631	663	645	714	664	660	693	665	
$\overline{FWHM}(nm)$	664.1									

同理，我们可以得到 0° 到 45° 范围内的聚焦光强半高全宽数值，如表 4.4 所示，计算得到实际的仿真半高全宽均值为 664.1nm ，高于理论值 21nm 。

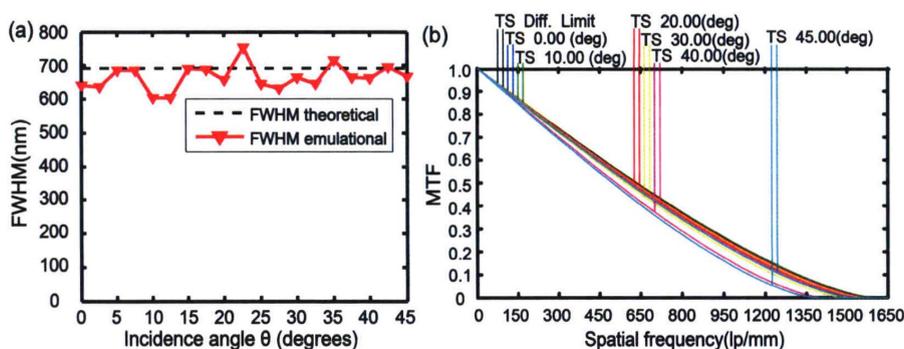


图 4.17 10nm 带宽处的聚焦仿真结果分析图

(a) 不同入射角对应的仿真半高全宽(MTF)与理论值关系分布图，其中角度间距为 2.5° ，入射角范围为 0° 到 45° 。(b) 不同入射角对应的传递函数 (MTF) 分布图。

Figure 4.17 The analysis of focusing simulation results at the 10nm bandwidth

(a) the relationship between the simulated FWHM and the theoretical value for different incident angles, where the incident angle range with the same angular spacing of 2.5° from 0° to 45° . (b) the Distribution of modulation transfer function for different incident angles.

如图 4.17(a)所示，为 0° 到 45° 范围内的半高全宽分析图，从趋势可以看出，大部分半高全宽测量值略高于理论值，极少部分超过理论半高全宽值之上 50nm

范围内，少部分与理论值吻合。总体而言，由于仿真过程中抽样误差的存在，使得半高全宽均值高于理论值。通过对衍射结果的具体分析，我们可以得到 10nm 带宽处的传递函数 (MTF)，具体情况如图 4.17(b)，入射角从 0° 一直到 $\pm 45^\circ$ 范围内，整体的衍射结果接近黑色衍射极限理论曲线，但也随着入射角度的增大，衍射聚焦成像效果随之减弱。

由上述的具体结果分析，证明了在 10nm 带宽处，三层超表面透镜结构阵列对光场的聚焦效果接近衍射极限。

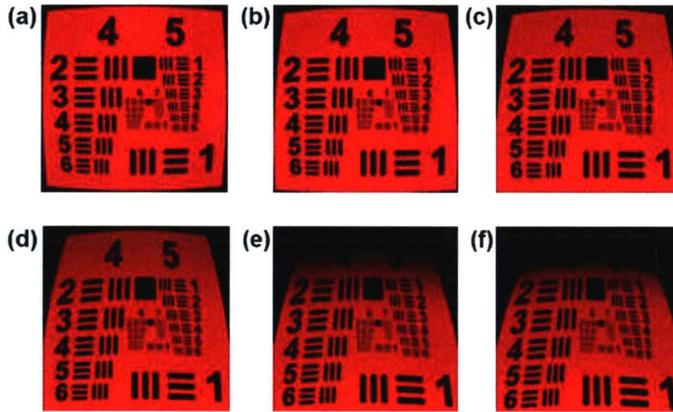


图 4.18 10nm 带宽处的大视场成像仿真结果图

(a-f)入射角 θ 为(a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° , 对应的成像仿真结果图示。

Figure 4.18 Imaging simulation results with large field of view at the 10nm bandwidth

(a-f) Imaging simulation with incidence angle of (a) 0° , (b) 10° , (c) 20° , (d) 30° , (e) 40° , (f) 45° .

同样，我们可以得到如图 4.18 所示 10nm 带宽处的成像仿真结果，能够从图中看到 0° 到 90° 视场范围内清晰的成像结果。随着成像视场的增加，成像产生的畸变也随之增加，这也是目前大视场成像透镜普遍存在的问题，有望在算法基础上进行校正。

综上所述，该三层超表面透镜在以 532nm 为中心波长的 10nm 带宽处，仿真实现了 90° 大视场范围内接近衍射极限的聚焦与成像。

4.5 本章小结

本章为可见光三层超表面透镜的大视场聚焦与成像研究,内容紧紧围绕三层大视场非球面相位函数的光学设计与仿真分析、单元结构设计与仿真分析、全模设计与聚焦成像仿真分析共三个方面进行介绍,最终证明了该三层超表面透镜能够实现视场为 90° , 效率为 83.46%, 接近衍射极限的 10nm 带宽窄带聚焦与成像功能, 有望用于大视场平面相机等相关应用。

第5章 结束语

5.1 论文主要内容

成像视场决定了超表面透镜调制入射光的角度范围,目前,大多数超表面透镜只能工作在近轴区极小的视角范围内,轴外像差较为严重,成像视场范围受到严重限制。为了突破常规超表面透镜的成像视场限制,满足更为理想的大视场成像要求,本文分别采用双层和三层级联超表面透镜结构,依次采用传输相位与几何相位调控原理,分别对紫外光单波长处的线偏振入射光与可见光窄带宽范围内的左旋圆偏振入射光,进行大视场范围内的非球面相位调制,最终仿真实现接近衍射极限的大视场聚焦与成像功能。

本论文的主要工作如下:

1. 为解决大视场成像超表面透镜普遍存在的衍射效率不高、轴外像差较为严重、工作视场较小、数值孔径较低、偏振光选择性强的现实问题,并拓展紫外光波段大视场聚焦与成像的研究内容,本文提出采用双层级联超表面透镜结构,并利用传输相位原理作为单元结构的相位调控方法,通过不同尺寸的 TiO_2 圆形纳米柱对线偏振入射光进行两次非球面相位调制,实现了在 375 nm 波长位置处,视场为 60° , 数值孔径为 0.5, 效率为 71.02%, 焦距为 $400\mu\text{m}$, 接近衍射极限的单色消像差聚焦效果,并进行大视场成像仿真,展示出 60° 大视场范围内的清晰成像效果, 研究结果有望被用于纳米光刻、大视场成像和其他光学领域中。

2. 为实现窄带宽范围内的大视场相位调控,本文提出采用三层超表面透镜结构,并利用几何相位原理作为单元结构的相位调控方法,通过不同旋向 TiO_2 矩形纳米柱单元结构对左旋圆偏振入射光进行相应的非球面相位调制。在以 532 nm 为中心波长, 10nm 带宽的范围内,实现了效率为 83.46%, 90° 视场接近衍射极限的窄带宽消像差聚焦,并进行大视场成像仿真,展示出 10nm 带宽范围内, 90° 大视场的清晰成像效果, 研究结果有望用在大视场窄带成像和平面相机等相关研究中。

相比现有的大视场成像超表面透镜研究,本文研究工作的创新主要如下:

1. 有效提升了级联超表面透镜的成像视场范围。现有的级联式超表面透镜最大有效成像视场是 50° ，而本文在紫外光和可见光波段，先后实现了 60° 和 90° 的有效成像视场，在一定程度上，有效地扩展了对物空间成像的视场范围。

2. 有效提升了大视场级联超表面透镜的聚焦与成像效果。针对多数大视场超表面透镜的衍射效率低，轴外像差严重，成像质量差的情况，本文在两个不同波段，通过相关的非球面相位调控，在校正轴外像差的同时，均实现了接近衍射极限的聚焦与成像功能，有效提升了成像质量。

3. 在紫外光波段展开大视场聚焦与成像的研究内容。目前，大视场超表面的成像研究主要集中在可见光波段、近红外波段、GHZ 波段，但紫外光波段的研究却尚属于空白，由于紫外光在电磁波段中拥有较短的波长，根据瑞利判据，若以紫外光作为目标光源，数值孔径不变的情况下，将有较高的成像分辨率，致使紫外透镜常被用在光刻与特殊成像领域，因此，研究紫外光大视场超表面透镜具有一定的意义。

4. 采用三层级联超表面的大视场非球面相位调制结构。常见的大视场成像超表面透镜多为单层和双层，而本文则采用三层级联式超表面透镜结构，分别对大视场的光波前进行了三次有效的非球面相位调控，并达到了理想的成像效果。

5. 拓展了大视场级联超表面的工作波长带宽。目前，能对大视场范围内的光波进行相位调制的级联超表面结构多工作在单一的频点，不利于实际运用，本文研究的可见光三层超表面透镜，有效地实现了 10nm 带宽范围内的相位调制，均达到了理想的成像效果。

6. 提升了大视场级联超表面的成像分辨率和数值孔径。目前大视场级联超表面透镜的最小分辨尺寸为 604.55nm ，最高数值孔径为 0.44 ，而本文设计的紫外光双层超表面透镜，由于在紫外光波段 375nm 波长处展开研究，相比于可见光和红外光波段，具有较小的波长尺度，并采用双层级联结构的非球面相位设计，实现了更高的数值孔径（NA 为 0.5 ），根据半高全宽分析，最终达到了最小分辨尺寸为 375nm 的效果。

5.2 未来工作展望

目前,大视场成像超表面透镜的研究工作仍只是出于初级阶段,无论是理论创新,还是器件加工工艺,都离实用化的道路还有一定的距离,未来的研究内容有望从以下方面进行突破:

1. 本文所设计的级联双层和三层超表面透镜在实际的加工过程中,加工难度会随着波长的减小和结构层数的增多而增加,并且每一层超表面透镜的结构中心都需要严格对准,导致工艺实现极为复杂。因此,采用新的相位调制结构来简化工艺,是未来大视场超表面研究的主流趋势。

2. 本文研究的大视场成像超表面透镜分别为单频点和窄带宽工作,离大视场和大带宽共同兼顾的要求还相差较远,但却具有一定的科研价值。因此,实现大带宽范围内超表面透镜的大视场成像研究具有较高的实用价值。

3. 本文近衍射极限的有效调制视场为 60° 和 90° , 离未来超大视场研究的要求还相差较远,采用全新的相位函数设计和相位调制理论,实现更大视场、更高分辨率的超表面研究,具有较高的科研和实用价值。

参考文献

- [1] Luo X G. Subwavelength artificial structures: opening a new era for engineering optics[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(4): 1804680.
- [2] Pu M, Li X, Ma X, et al. Catenary optics for achromatic generation of perfect optical angular momentum[J]. *Science Advances*, 2015, 1(9): e1500396.
- [3] Luo X G. Principles of electromagnetic waves in metasurfaces[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2015, 58(9): 594201.
- [4] Jung J, Kim H G, Goo S, et al. Realisation of a locally resonant metamaterial on the automobile panel structure to reduce noise radiation [J]. *Mechanical Systems And Signal Processing*, 2019, 122: 206-231.
- [5] Li J, Zhao C, Liu B, et al. Metamaterial grating-integrated graphene photodetector with broadband high responsivity [J]. *Applied Surface Science*, 2019, 473: 633-640.
- [6] Shen Z, Xiang T, Wu J, et al. Tunable and polarization insensitive electromagnetically induced transparency using planar metamaterial [J]. *Journal Of Magnetism And Magnetic Materials*, 2019, 476: 69-74.
- [7] Yudistira H T, Ginting L Y, Kananda K. Tunable terahertz metamaterial absorber by using graphene for tailoring absorbing performance [J]. *Materials Research Express*, 2019, 6(4).
- [8] 蒲明博, 王长涛, 王彦钦, 等. 衍射极限尺度下的亚波长电磁学[J]. *物理学报*, 2017, 66(14): 144101-144101.
- [9] 李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用[J]. *光电工程*, 2017, 44(3): 255.
- [10] 郭迎辉, 蒲明博, 马晓亮, 等. 电磁超构材料色散调控研究进展[J]. *光电工程*, 2017, 44(1): 3.
- [11] De Melo Filho N G R, Van Belle L, Claeys C, et al. Dynamic mass based sound transmission loss prediction of vibro-acoustic metamaterial double panels applied to the mass-air-mass resonance [J]. *Journal Of Sound And Vibration*, 2019, 442: 28-44.
- [12] Liang S, Liu T, Chen F, et al. Theoretical and experimental study of gradient-helicoid metamaterial [J]. *Journal Of Sound And Vibration*, 2019, 442: 482-496.

- [13] Ourir A, Fink M. Active control of the spoof plasmon propagation in time varying and non-reciprocal metamaterial [J]. Scientific reports, 2019, 9(1):2368.
- [14] Chuang K C, Lv X F, Wang Y H. A bandgap switchable elastic metamaterial using shape memory alloys [J]. Journal Of Applied Physics, 2019, 125(5): 055101.
- [15] Chejarla S, Thummaluru S R, CHAUDHARY R K. Flexible metamaterial absorber with wide incident angle insensitivity for conformal applications [J]. Electronics Letters, 2019, 55(3): 133-134.
- [16] Chuang K C, Lv X F, Wang D F. A tunable elastic metamaterial beam with flat-curved shape memory alloy resonators [J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(5):051903.
- [17] Xu J, Fan Y, Yang R, et al. Realization of switchable EIT metamaterial by exploiting fluidity of liquid metal [J]. Optics Express, 2019, 27(3): 2837-2843.
- [18] 赵泽宇, 蒲明博, 王彦钦, 等. 广义折反射定律[J]. 光电工程, 2017, 44(2): 129-139.
- [19] Huang Y, Pu M, Zhao Z, et al. Broadband metamaterial as an "invisible" radiative cooling coat [J]. Optics Communications, 2018, 407: 204-207.
- [20] Song S, Ma X, Pu M, et al. Tunable multiband polarization conversion and manipulation in vanadium dioxide-based asymmetric chiral metamaterial [J]. Applied Physics Express, 2018, 11(4):042004.
- [21] Huang Y, Liu L, Pu M, et al. A refractory metamaterial absorber for ultra-broadband, omnidirectional and polarization-independent absorption in the UV-NIR spectrum [J]. Nanoscale, 2018, 10(17): 8298-8303.
- [22] Li X, Pu M, Ma X, et al. Dispersion engineering in metamaterials and metasurfaces [J]. Journal Of Physics D-Applied Physics, 2018, 51(5):054002.
- [23] Zheludev N I. The road ahead for metamaterials [J]. Science, 2010, 328(5978): 582-583.
- [24] Lu J, Grzegorzczak T, Zhang Y, et al. Cerenkov radiation in materials with negative permittivity and permeability[J]. Optics Express, 2003, 11(7): 723-734.
- [25] Smith D R, Kroll N. Negative refractive index in left-handed materials[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(14): 2933-2936.
- [26] Xiao S, Qiu M. Doppler effects in a left handed material: A first-principles theoretical study[J].

- Microwave & Optical Technology Letters, 2010, 47(1): 76-79.
- [27] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic microstructures[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(25): 4774-4777.
- [28] Xu T , Wang C , Du C , et al. Plasmonic beam deflector[J]. Optics Express, 2008, 16(7):4753-4759.
- [29] Yu N , Genevet P , Kats M A , et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. Science, 2011, 334(6054): 333-337.
- [30] Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces [J]. Nature Materials,2014, 13(2): 139-150.
- [31] Khorasaninejad M , Chen W T , Devlin R C , et al. Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. Science, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [32] Chen W T, Zhu A Y, Sisler J, et al. Broadband achromatic metasurface-refractive optics [J]. Nano Letters, 2018, 18(12): 7801-7808.
- [33] Lee Y, Kim S J, Yun J G, et al. Electrically tunable multifunctional metasurface for integrating phase and amplitude modulation based on hyperbolic metamaterial substrate [J]. Optics Express, 2018, 26(24): 32063-32073.
- [34] Fan Q, Liu M, Yang C, et al. A high numerical aperture, polarization-insensitive metalens for long-wavelength infrared imaging [J]. Applied Physics Letters, 2018, 113(20):201104.
- [35] Shrestha S, Overvig A C, Lu M, et al. Broadband achromatic dielectric metalenses [J]. Light-Science & Applications, 2018, 7(1):85.
- [36] Lee G Y, Hong J Y, Hwang S, et al. Metasurface eyepiece for augmented reality [J]. Nature Communications, 2018, 9(1):4562.
- [37] Fathnan A A, Powell D A. Bandwidth and size limits of achromatic printed-circuit metasurfaces [J]. Optics Express, 2018, 26(22): 29440-29450.
- [38] Mahmood N, Kim I, Mehmood M Q, et al. Polarisation insensitive multifunctional metasurfaces based on all-dielectric nanowaveguides [J]. Nanoscale, 2018, 10(38): 18323-18330.

- [39] Iyer P P, Decrescent R A, Lewi T, et al. Uniform thermo-optic tunability of dielectric metalenses [J]. *Physical Review Applied*, 2018, 10(4):044029.
- [40] Guo Y, Ma X, Pu M, et al. High-efficiency and Wide-angle beam steering based on catenary optical fields in ultrathin metalens [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(19): 1800592.
- [41] Li z, Zhang T, Wang Y, et al. Achromatic broadband super-resolution imaging by super-oscillatory metasurface [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(10):1800064.
- [42] Kim I, Yoon G, Jang J, et al. Outfitting next generation displays with optical metasurfaces [J]. *Acs Photonics*, 2018, 5(10): 3876-3895.
- [43] Li M, Li S, Yu Y, et al. Design of random and sparse metalens with matrix pencil method [J]. *Optics Express*, 2018, 26(19): 24702-24711.
- [44] Wang X, Nie Z, Liang Y, et al. Recent advances on optical vortex generation [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(9): 1533-1556.
- [45] Pu M, Guo Y, Li X, et al. Revisitation of extraordinary young's interference: from catenary optical fields to spin-orbit interaction in metasurfaces [J]. *Acs Photonics*, 2018, 5(8): 3198-3204.
- [46] Yan J, Guo Y, Pu M, et al. High-efficiency multi-wavelength metasurface with complete independent phase control [J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(5): 050003.
- [47] Wang S, Wu P C, Su V C, et al. Broadband achromatic optical metasurface devices [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1):187.
- [48] Jin L, Dong Z, Mei S, et al. Noninterleaved metasurface for (2(6)-1) spin- and wavelength-encoded holograms [J]. *Nano Letters*, 2018, 18(12): 8016-8024.
- [49] Li Y, Li A, Cui T J. Four-channel orbital angular momentum beam multiplexer designed with low-profile metasurfaces [J]. *Journal Of Physics D-Applied Physics*, 2019, 52(2):025108.
- [50] Martins A, Li J, Da Mota A F, et al. Broadband c-Si metasurfaces with polarization control at visible wavelengths: applications to 3D stereoscopic holography [J]. *Optics Express*, 2018, 26(23): 30740-30752.
- [51] Liu H L, Hu Z H, Xia J, et al. Generation and applications of non-diffraction beam [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(21).

- [52] Li Z F, Qiao P W, Dong G Y, et al. Polarization-multiplexed broadband hologram on all-dielectric metasurface [J]. *Epl*, 2018, 124(1):14003.
- [53] Li, X., Chen, L., Li, Y., Zhang, X., Pu, M., Zhao, Z., Ma, X., Wang, Y., Hong, M. & Luo, X. Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation [J]. *Science Advances*, 2016, 2(11): e1601102.
- [54] Zhang, X., Jin, J., Pu, M., Li, X., Ma, X., Gao, P., Zhao, Z., Wang, Y., Wang, C. & Luo, X. Ultrahigh-capacity dynamic holographic displays via anisotropic nanoholes [J]. *Nanoscale*, 2017, 9(4): 1409-1415.
- [55] Zhang, X., Pu, M., Jin, J., Li, X., Gao, P., Ma, X., Wang, C. & Luo, X. Helicity multiplexed spin - orbit interaction in metasurface for colorized and encrypted holographic display [J]. *Annalen Der Physik*, 2017, 1700248.
- [56] Zhang, X., Jin, J., Wang, Y., Pu, M., Li, X., Zhao, Z., Gao, P., Wang, C. & Luo, X. Metasurface-based broadband hologram with high tolerance to fabrication errors [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6. 19856.
- [57] Liu, L., Zhang, X., Zhao, Z., Pu, M., Gao, P., Luo, Y., Jin, J., Wang, C. & Luo, X. Batch fabrication of metasurface holograms enabled by plasmonic cavity lithography [J]. *Advanced Optical Materials*, 2017.
- [58] Jin, J., Luo, J., Zhang, X., Gao, H., Li, X., Pu, M., Gao, P., Zhao, Z. & Luo, X. Generation and detection of orbital angular momentum via metasurface [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(24286).
- [59] Guo, X., Zhang, X., Guo, Y., Pu, M., Ma, X., Li, X. & Luo, X. Meta-holograms based on evanescent waves for encryption [J]. *RSC Advances*, 2017, 7(84): 53611-53616.
- [60] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, et al. MEMS-tunable dielectric metasurface lens [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1):812.
- [61] Jang M, Horie Y, Shibukawa A, et al. Wavefront shaping with disorder-engineered metasurfaces [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(2): 84.
- [62] Pu M, Li X, Guo Y, et al. Nanoapertures with ordered rotations: symmetry transformation and wide-angle flat lensing [J]. *Optics Express*, 2017, 25(25): 31471-31477.
- [63] Zheng G, Wu W, Li Z, et al. Dual field-of-view step-zoom metalens [J]. *Optics Letters*, 2017,

42(7): 1261-1264.

- [64] Chen Y, Guo Z, Liu K, et al. Quantitative analysis of wide field-of-view and broadband quarter-wave plate based on metasurface [M]. LI B, WANG X, YI Y S. 2017 International Conference on Optical Instruments And Technology - Micro/Nano Photonics: Materials And Devices. 2017.
- [65] Jiang Z H, Werner D H. Quasi-three-dimensional angle-tolerant electromagnetic illusion using ultrathin metasurface coatings [J]. *Advanced Functional Materials*, 2014, 24(48): 7728-7736.
- [66] Jiang Z H, Lin I, Ma D, et al. Broadband and wide field-of-view plasmonic metasurface-enabled waveplates [J]. *Scientific Reports*, 2014, 4:7511.
- [67] Yang J, Lan T. High-efficiency, broadband, and wide-angle all-dielectric quarter wave plate based on anisotropic electric and magnetic dipole resonances [J]. *Applied Optics*, 2019, 58(4): 782-786.
- [68] Chen X, Huang L, Muehlenbernd H, et al. Metasurface for three-dimensional optical holography [M]. 2014 International Conference on Optical Mems And Nanophotonics. 2014: 39-40.
- [69] Huang L, Chen X, Muehlenbernd H, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface [J]. *Nature Communications*, 2013, 4:2808.
- [70] Chen X, Wu J H, Liu C R, et al. Ultra-broadband wide-angle perfect absorber in the visible regime through a thin grating-insulator-metal structure [J]. *Journal Of the Optical Society Of America B-Optical Physics*, 2019, 36(2): 153-161.
- [71] Ghaderi B, Nayyeri v, Soleimani M, et al. Multi-polarisation electromagnetic energy harvesting with high efficiency [J]. *Iet Microwaves Antennas & Propagation*, 2018, 12(15): 2271-2275.
- [72] Xu J, Cua M, Zhou E H, et al. Wide-angular-range and high-resolution beam steering by a metasurface-coupled phased array [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(21): 5255-5258.
- [73] Barzegar-Parizi S. Realization of wide-angle and wideband absorber using metallic and graphene-based metasurface for mid-infrared and low THz frequency [J]. *Optical And Quantum Electronics*, 2018, 50(10):378.
- [74] Luo X, Liu Z, Wang L, et al. Tunable ultra-narrowband and wide-angle graphene-based perfect

- absorber in the optical communication region [J]. *Applied Physics Express*, 2018, 11(10):105102.
- [75] Xu J, Li R, Qin J, et al. Ultra-broadband wide-angle linear polarization converter based on H-shaped metasurface [J]. *Optics Express*, 2018, 26(16): 20913-20919.
- [76] Jiang Z H, Lin L, Ma D, et al. Demonstration of broadband and wide-angle optical metasurface-based waveplates [M]. 2015:1-2.
- [77] Arbabi A, Arbabi E, Kamali S M, et al. Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations [J]. *Nature Communications*, 2016, 7:13682.
- [78] Groever B, Chen W T, Capasso F. Meta-Lens doublet in the visible region [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(8): 4902-4907.
- [79] Arbabi A, Arbabi E, Horie Y, et al. Planar metasurface retroreflector [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(7): 415.
- [80] Lin Z, Groever B, Capasso F, et al. Topology-optimized multilayered metaoptics[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(4): 044030.
- [81] 谢敬辉, 廖宁放, 曹良才. 傅里叶光学与现代光学基础[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2007.
- [82] Liu T., Tan J., Liu J., et al. Vectorial design of super-oscillatory lens[J]. *Optics Express*, 2013, 21: 15090-15101.
- [83] 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.
- [84] 郁道银, 谭恒英. 工程光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2013.
- [85] Kane Y. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, 14(3): 302-307.
- [86] 光研科学有限公司, ZEMAX 中文使用手册[M]. 江苏: 光研科学出版社, 2010.

致 谢

白驹过隙，三年的硕士研究生学习生活即将就要画上句号，在此离别之际，内心有万种不舍竟无语凝噎，但我相信会有那么一天，当我们暮然回首这段往事的时候，不会责怪时间太过匆忙，反而会窃喜并感激这段充实和激情燃烧的青葱岁月，因为，我们把最为美好的三载春秋留在了中国科学院大学“博学笃志，格物明德”的圣洁土壤里，留在了与每一位老师同学共同成长的学习背影中，留在了深夜走出实验室路灯下色散的七彩斑斓里。

为此，我要感谢在学期间遇到的每一位老师，诚挚地感谢你们给予我在工程实践上的指导和帮助！感谢各位同学和亲友，万分感谢你们的陪伴、帮助和关心！我要把最好的祝福送给你们！

在这里，我首先感谢微细加工光学技术国家重点实验室主任罗先刚研究员，罗老师严谨的学术作风和兢兢业业的工作态度一直是我学习的榜样，罗老师竭尽全力为我们提供了最好的科研条件，保障了每一位同学课题研究的顺利进行。我由衷感谢导师赵泽宇研究员给予我在工程实践上的指导和帮助，赵老师为人谦和，对待科研工作认真负责，每当我在科研工作中遇到问题的时候，赵老师总是耐心地为我指点迷津，并督促我研究课题的及时完成。

衷心感谢蒲明博副研究员给予我在工程实践上的指导和帮助，蒲师兄学识渊博，科研能力突出，学术作风严谨，为人谦逊且风趣幽默，在光电所读研期间有幸得到了蒲师兄的长期科研指导，虽然您是老师，但生活中我们都以蒲师兄相称，每当我的研究课题遇到瓶颈，黔驴技穷的时候，蒲师兄都会引导我采用新的思路方法，去突破现有的问题，并确保课题的高效完成，做永攀科研高峰的勇士。

衷心感谢王长涛研究员、王彦钦副研究员、马晓亮副研究员、郭迎辉副研究员，谢谢你们对我论文工作的指导。衷心感谢张飞师兄、谢鑫师兄、黄奕嘉师兄、闫超师兄、李柱师兄、严璟师兄、郭潇逸师兄、张明师兄、计琛师兄、杨佳宁师兄、张晓虎师兄、宋世超师兄、罗云飞工程师、张作军博士、靳金金师姐、李可师姐等对我科研生活的帮助和鼓励。

衷心感谢课题组孙启瑞、艾立夫、代成伟、窦恺华、哈颖丽、袁菁、申益佳、

杨阳、李镇言、曾庆玉、张雅鑫、鹿辛践、梁卓承等同学，感谢能够遇见你们，我会怀念科研学习中一起度过的那些快乐日子。衷心感谢实验室潘思洁和周宇哲等几位老师在日常工作中的帮助。衷心感谢研究生部的朱文老师、向银辉书记、兰琦老师、廖俊莉老师，对我们所内生活的关心和帮助，正是你们四位老师的辛勤努力，才让我们的业余生活如此丰富多彩，如沐朝阳。

衷心感谢研究生期间宿舍室友吴康彪、张庆鹏、刘江辉、曹宇泽、韩小磊、庞应飞，谢谢你们日常生活的包容和关心，我会一直记得回到宿舍后的欢声笑语。

最后我要感谢我的父母和妹妹，正是你们的支持和鼓励，才让我一直按照内心的决定做自己最快乐的事情。感谢我的女朋友苏倩，是你给予了我的莫大的鼓励和支持。

何德伟于牧马山

2019年6月

作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果

作者简介:

2012年9月—2016年6月,在大连大学物理科学与技术学院获得学士学位。

2016年9月—2019年6月,在中国科学院光电技术研究所攻读硕士学位。

获奖情况:

2017年—2018年,中国科学院光电技术研究所学位课二等奖学金;

2017年—2018年,中国科学院大学优秀学生干部。

已发表(或正式接受)的学术论文:

- [1] He D, Zhang F, Wang Y, et al. Polarization-insensitive meta-lens doublet with large view field in the ultraviolet region[C]//9th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Meta-Surface-Wave and Planar Optics. International Society for Optics and Photonics, 2019, 10841: 108411A.

