

**TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DERECELENDİRİLMİŞ VE DALGALI ÇOK KATMANLI FOTONİK  
YAPILARDA IŞIĞIN ETKİN KONTROLÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**CEREN BABAYİĞİT**

**Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hamza KURT**

**NİSAN 2020**



Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı



.....  
**Prof. Dr. Osman EROĞUL**  
Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığımı onaylarım.



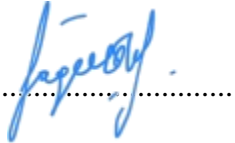
.....  
**Doç. Dr. Tolga GİRİCİ**  
Anabilim dalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 171211016 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Ceren BABAYİĞİT**'in ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**DERECELENDİRİLMİŞ VE DALGALI ÇOK KATMANLI FOTONİK YAPILARDA IŞIĞIN ETKİN KONTROLÜ**" başlıklı tezi **20.04.2020** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

**Tez Danışmanı :** **Prof. Dr. Hamza KURT**  
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi



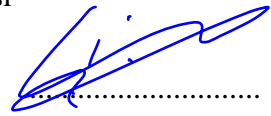
**Eş Danışman :** **Doç. Dr. Mirbek TURDUEV**  
TED Üniversitesi



**Jüri Üyeleri :** **Doç. Dr. Mehmet ÜNLÜ (Başkan)**  
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi



**Dr. Öğr. Üyesi Çiçek BOZTUĞ**  
TED Üniversitesi



**Dr. Öğr. Üyesi Aydan YELTİK**  
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi





## TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atıf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Ceren Babayiğit



## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### DERECELENDİRİLMİŞ VE DALGALI ÇOK KATMANLI FOTONİK YAPILARDA IŞIĞIN ETKİN KONTROLÜ

Ceren Babayığit

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza Kurt

Tarih: Nisan 2020

Fotonik, fotonik kristallerin periyodik olarak düzenlenmesi ile oluşturulan yapıların optik özelliklerini analiz ve kontrol etmemizi sağlayan, ışık akışını manipüle etmeye dayalı bir bilim dalıdır. Lord Rayleigh'nin 1887 yılında yaptığı çalışmalarla temelleri atılan bu bilim dalı, 20. yüzyılda devrim yaratan yeni teknolojilerin oluşumunda önemli bir role sahiptir. Burada, fotonik kristallerin zamansal ve uzamsal dağılım özellikleri kullanılarak, etkin yapı tasarımları ile ışık akışının kontrolü sağlanabilmekte ve gelişmiş optiksel özellikler elde edilebilmektedir.

Bu tez çalışmasında, iki boyutlu fotonik kristal yapıları ile optik görünmezlik, ışın yönlendirme, afokal yakınlaştırma/uzaklaştırma ve uzamsal filtreleme gibi optiksel uygulamalar için yapı tasarımları önerilmiştir. Bu bağlamda, ilk olarak, derecelendirilmiş kırılma indisi (DKİ) yaklaşımı incelenerek dörtlü Luneburg lens sistemine dayalı yönlü görünmezlik pelerini tasarımı sunulmuştur. Burada, gelen ışığın lenslerin kesiştiği ara bölge ile herhangi bir etkileşime girmeden geçtiği ve dolayısıyla gizlenmek istenen nesnenin bu karanlık bölgeye yerleştirilerek optiksel olarak saklanabileceği gösterilmiştir. Daha sonra, DKİ ortamları sıvı kristaller (SK) ile

birleştirilerek herhangi bir mekanik hareket olmadan aktif bir şekilde kontrol edilebilen ışın yönlendirici ve afokal lens sistemi tasarımı yapılmıştır. Gelen ışığı aktif bir şekilde kontrol edebilmek için halka şeklindeki polimer çubuklara SK infiltre edilmiş ve SK'lerin yapısal özellikleri sayesinde dışarıdan uygulanan voltaj ile DKİ ortamının etkin kırılma indisi profili değiştirilmiştir. Bu bağlamda,  $a/\lambda = [0.10-0.15]$  ve  $a/\lambda = [0.15-0.25]$  normalize çalışma frekanslarında  $\Delta\theta_{out} = 44^\circ$  açılı değişime sahip bir ışın yönlendirici ve x 2.15 ışın çapı büyütme özelliğine sahip afokal lens sistemi tasarımı elde edilmiştir. Burada  $a$  örgü sabiti ve  $\lambda$  gelen ışığın dalga boyudur. Bu bölümde tasarımı yapılan yapılar geometrik optik ile analitik olarak incelendikten sonra, sayısal analizleri zaman alanında sonlu farklar metodu (FDTD) ile yapılmıştır. Gizleme etkisi ise üç boyutlu yazıcı tekniği ile üretilen yapının mikrodalga deneyleri yapılarak doğrulanmıştır. Tezin bir sonraki bölümünde ise Bragg konfigürasyonunda açısal filtreleme elde edebilmek için dalgalı çok katmanlı fotonik yapıların FDTD simülasyonları ile tasarım ve analizi sunulmuştur. Uzamsal filtrelemenin daha önce gösterilmiş olduğu Laue konfigürasyonuna kıyasla, Bragg konfigürasyonunda tasarlanan yapıların üretimi teknolojik olarak daha zordur, çünkü bu tür yapıların boylamsal periyotları çalışılan dalga boyundan daha kısa olmalıdır. Bu zorluğa bir çözüm olarak, tasarlanan çok katmanlı yapılar, fiziksel buhar birikimi ile üretilmiş ve deneysel doğrulaması görünür ışık tayfında yapılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Fotonik kristal, Derecelendirilmiş kırılma indisli ortamlar, Geometrik optik, Görünmezlik, Luneburg lens, Nematik sıvı kristaller, Ayarlanabilir optik, Işın yönlendirme, Afokal lens, Uzamsal filtreleme, Fiziksel buhar biriktirme, Yüzey ızgarası, Çok katmanlı yapılar



## **ABSTRACT**

Master of Science

### **EFFECTIVE CONTROL OF LIGHT IN GRADIENT AND WAVY MULTILAYERED PHOTONIC STRUCTURES**

Ceren Babayiğit

TOBB University of Economics and Technology

Institute of Natural and Applied Sciences

Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Hamza Kurt

Date: April 2020

Photonics the science dealing with manipulation the flow of light, enables us to analyse and control the optical properties of engineered structures created, for instance, by periodic arrangement of photonic crystals. This branch of science, which laid its foundations by the seminal works of Lord Rayleigh in 1887, has had an important role in the formation of new technologies that revolutionized the 20th century. Here, by using the temporal and spatial dispersions of photonic crystals, direct control over the flow of light can be achieved with judiciously designed effective structures and, in result, advanced optical properties can be obtained.

In this thesis, photonic structure designs for optical applications such as optical invisibility, beam steering, afocal zooming and spatial filtering are proposed by using two dimensional photonic crystals. In this context, first, a directional invisibility cloak design based on quadruple Luneburg lens system has been presented by examining various graded refractive index (GRIN) media. Specially, we show that an incident light can be rerouted around the region between junctions of the lenses without any direct interaction and hence, an object can be placed inside that dark zone to be

rendered invisible. Thereafter, GRIN photonic crystals are combined with nematic liquid crystals (LCs) to design actively controllable beam steering and afocal lens systems without any mechanical movements. In order to actively control the incoming light, the polymer annular rods are infiltrated with nematic LCs and owing to the structural properties of the LCs, the effective refractive index profile of the GRIN medium is modified with an externally applied voltage. In this regard, beam steering with an angle change of  $\Delta\theta_{\text{out}} = 44^\circ$  and a light magnification with maximum  $\times 2.15$  are obtained within the operational frequency ranges of  $a/\lambda = [0.10-0.15]$  and  $a/\lambda = [0.15-0.25]$ . Here  $a$  is the lattice constant and  $\lambda$  is the incident wavelength. In this section, the proposed structures are examined analytically via geometrical optics and then their numerical analysis are performed with the finite difference method (FDTD) method. Moreover, the cloaking effect was confirmed by conducting microwave experiments with the structure produced by three-dimensional printing technique. In the next chapter of the thesis, the design and analysis of wavy multilayer photonic structures is presented to achieve angular filtering in the Bragg configuration. Compared to the Laue configuration, where spatial filtering was previously examined, structures designed in the Bragg configuration are technologically more challenging to fabricate since the longitudinal periods of such structures must be shorter than the operational wavelength. As a solution to this challenge, designed multi-layer structures are fabricated by physical vapor deposition and their experimental verification is conducted in the visible light spectrum.

**Keywords:** Photonic crystals, Graded index media, Geometrical optics, Cloaking, Luneburg lens, Nematic liquid crystals, Adaptive optics, Beam steering, Afokal lens, Spatial filtering, Physical vapour deposition, Surface grating, Multilayer structures

## TEŞEKKÜR

Öncelikle, çalıőmalarım boyunca beni yönlendiren, değerli vaktini ve emeğini esirgemeyen danıőmanlarım Prof. Dr. Hamza KURT ve Doç. Dr. Mirbek TURDUEV'e sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Ayrıca birlikte çalıőmış olmaktan büyük mutluluk duyduğum Prof. Dr. Kestutis STALIUNAS'a değerli desteği ve yönlendirmeleri için teşekkür etmek istiyorum.

Yaptığım araőtırmalar boyunca birlikte çalışma imkanına sahip olduğum Lina GRINEVICIUTE, Dr. Darius GAILEVICIUS, Dr. Vytautas PURLYS ve Dr. Tomas Tolenis'e teőekkürlerimi sunuyorum.

Beni bugünlere getiren, eğitim ve öğrenim hayatım süresince her türlü imkânı sunan ve koőulsuz desteklerini tüm hayatım boyunca daima hissettiğim değerli aileme başta annem Nafiye BABAYIĞIT, babam Serdar BABAYIĞIT ve kardeőim Berkay BABAYIĞIT olmak üzere en içten teőekkürlerimi sunarım. Stresli ve uzun çalışma dönemlerimde her daim yanımda olan değerli arkadaőım Büőra KÜÇÜKATEŐ'e ayrıca teşekkür etmek istiyorum.

Son olarak, yüksek lisansım sürecinde bana yardımcı olan ve desteğini hiç esirgemeyen Zeki HAYRAN başta olmak üzere, şu andaki ve geçmiőteki laboratuvar arkadaőlarım, alfabetik sıraya göre, Abdullah Bera ILI, Ahmet Mesut ALPKILI, Beliz ÖNCÜ, Berkay NEŐELI, Doğukan APAYDIN, Döne YILMAZ, Emre BOR, Fırat Cem SAVAŐ, Hasan Alper GÜNEŐ, İpek Anıl ATALAY, Mediha TUTGUN, Melike GÜMÜŐ, Nazmi YILMAZ, Tolga YILDIRIM, Utku Görkem YASA, Yusuf Abdulaziz YILMAZ, Yusuf ATMACA'ya ve sağladığı burs nedeniyle TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne teşekkür ederim.



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>TEZ BİLDİRİMİ</b> .....	<b>iii</b>
<b>ÖZET</b> .....	<b>iv</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>vi</b>
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	<b>viii</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>ix</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	<b>x</b>
<b>ÇİZELGE LİSTESİ</b> .....	<b>xiii</b>
<b>KISALTMALAR</b> .....	<b>xiv</b>
<b>SEMBOL LİSTESİ</b> .....	<b>xv</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
<b>2. OPTİK GİZLEME, IŞIN YÖNLENDİRİCİ VE AFOKAL LENS SİSTEMİ TASARIMI İÇİN DERECELİ İNDİS OPTİĞİ</b> .....	<b>7</b>
2.1 Derecelendirilmiş Kırılma İndisine Sahip Ortamlar .....	7
2.2 Derecelendirilmiş Kırılma İndisine Sahip Ortamlarda Işığın Yayılımının Geometrik Optik ile İncelenmesi .....	9
2.2.1 Luneburg lens için ışın yörünge denklemi çözümü .....	10
2.2.2 Maxwell balıkgözü lensi için ışın yörünge denklemi çözümü.....	16
2.2.3 Mikaelian lensi için ışın yörünge denklemi çözümü .....	20
2.3 Dörtlü Luneburg Lens Sistemi ile Yönlü Optik Gizleme .....	24
2.3.1 Giriş.....	24
2.3.2 Optik gizlemenin geometrik optik ile modellenmesi.....	26
2.3.3 Tasarım yaklaşımı ve sayısal analizler.....	30
2.3.4 Gizleme etkisinin deneysel doğrulaması.....	34
2.3.5 Sonuç.....	37
2.4 Nematik Sıvı Kristallerle Aktif Ayarlanabilir Işın Yönlendirici ve Afokal Lens Sistemi Tasarımı.....	38
2.4.1 Giriş.....	38
2.4.2 Aktif kontrol için nematik sıvı kristaller.....	39
2.4.3 Tasarım yaklaşımı .....	42
2.4.4 Geometrik optik modellemesi ve sayısal analizler .....	47
2.4.5 Önerilen yapılar için potansiyel üretim yöntemleri .....	50
2.4.6 Sonuç.....	51
<b>3. DALGALI ÇOK KATMANLI YAPILARLA AÇISAL FİLTRELEME</b> .....	<b>53</b>
3.1 Giriş.....	53
3.2 Laue ve Bragg Konfigürasyonlarında Açısız Filtrelemenin Prensipleri .....	55
3.3 Bragg Yasaklı Bant Aralıklarının Analitik Olarak İncelenmesi .....	57
3.4 Bragg Konfigürasyonunda Açısız Filtre Tasarımı .....	58
3.5 Sayısal Analizler .....	59
3.6 Üretim ve Deneysel Doğrulama .....	64
3.7 Sonuç.....	66
<b>4. SONUÇ</b> .....	<b>67</b>

<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>69</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>79</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

Şekil 1.1: (a) 1B, (b) 2B ve (c) 3B fotonik kristal yapılarının şematik gösterimi.....	3
Şekil 1.2: 2B FK yapısı için (a) fotonik bant diyagramı ve (b) eş frekans eğrileri örneği.....	4
Şekil 2.1: (a) Eksensel (b) Radyal (c) Küresel derecelendirilmiş kırılma indisi dağılıma sahip homojen olmayan ortamların şematik gösterimi. ....	7
Şekil 2.2: (a) Klasik Luneburg lensinin üstten görünümü. (b) Luneburg lensinin etkin indis profilinin üç boyutlu gösterimi. Burada, “ $r$ ” lensin yarıçapıdır.....	11
Şekil 2.3: (a) Paralel ışık ışınlarının ve (b) lens üzerinde odaklanmış ışınların Luneburg lens boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi. (c) Farklı geliş açıları ile paralel ışık ışınlarının Luneburg lens boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi. ....	16
Şekil 2.4: (a) Maxwell Balıkgözü lensinin üstten görünümü. (b) Maxwell Balıkgözü lensinin etkin indis profilinin üç boyutlu gösterimi. Burada, “ $r$ ” lensin yarıçapıdır. ....	17
Şekil 2.5: Lens üzerinde odaklanmış ışınların (a) Maxwell Balıkgözü (b) yarım Maxwell Balıkgözü lensi boyunca (c) farklı geliş açıları ile odaklanmış ışınların Maxwell Balıkgözü lensi boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi. ....	19
Şekil 2.6: (a) Mikaelian lensin HS kırılma indisi dağılımı profili. (b) Mikaelian lense gelen paralel ışık ışınlarının, ışın yörünge analizi. ....	20
Şekil 2.7: Paralel ışık kaynağı ile uyarılmış Mikaelian lensin $x$ yönündeki farklı uzunlukları için ışın yörünge analizleri. ....	23
Şekil 2.8: (a) Luneburg lensin şematik gösterimi. (b) Yarıçapa göre Luneburg lensin kırılma indisi profili. Paralel ışınların (c) tek bir Luneburg lens, (d) ikili Luneburg lens sistemi ve (e) dörtlü Luneburg lens sistemi içerisinde takip ettiği yol. ....	27
Şekil 2.9: (a) Dörtlü Luneburg lens sistemde rastgele seçilmiş bir nesnenin (satranç atı silueti) görüntüsünün oluşumunun şematik gösterimi. (b) Art arda sıralanan dörtlü Luneburg lens sistemleri ile ters görüntünün düzeltmesinin şematik gösterimi. ....	28
Şekil 2.10: (a) İkili Luneburg lens sisteminde $\theta = -10^\circ$ geliş açısına sahip paralel ışık ışınlarının ışın yörünge analizi. (b) Art arda sıralanan dörtlü Luneburg lens sisteminde $\theta = 10^\circ$ geliş açısına sahip paralel ışınların ışın yörünge analizi. ....	29
Şekil 2.11: Tasarlanan Luneburg DK FK lensinin (a) şematik gösterimi (b) indis profilinin merdiven basamağı şeklinde gösterimi. (c) İlk bandın $\Gamma$ -X yönü boyunca dispersiyon diyagramı. (d) Elde edilen dispersiyon bantlarına karşılık gelen faz indeksi eğrileri. ....	32

Şekil 2.12: Tasarlanan gizleme yapısının (a) 3 boyutlu ve (b) kuş bakışı görüntülerinin yapısal parametrelerle birlikte gösterimi. (c) Önerilen yapının indis profilinin merdiven basamağı (ayrık) versiyonunun şematik gösterimi. ....	33
Şekil 2.13: Sayısal olarak hesaplanmış (a) manyetik alan ve (b) faz dağılımları. Oklar gelen düzlem dalgalarının yayılım yönünü göstermektedir. (c) Siyah kesitli çizgilerin olduğu konumlarda hesaplanan genlik ve faz profili kesitleri.....	34
Şekil 2.14: (a) Deney düzeneğinin şematik gösterimi. (b) Üç boyutlu yazıcı ile üretilen yapı ve saklamak için kullanılan silindirik pirinç nesnenin fotoğrafı. (c) Silindir piri pirinç nesnenin tek başına (PEC) ve tasarlanan yapı ile birlikte (PEC+Yapı) 8 GHz frekans değerinde elde edilen (d) manyetik alan ( $H_z$ ) ve (d) faz ( $\varphi$ ) dağılımları. (e) Manyetik alan genliği ve fazının ilgili kesit profilleri.....	36
Şekil 2.15: $\theta_{SK}$ değerlerine karşılık gelen kırılma indisi değişimi ve dönüş açısı ile uygulanan VRMS voltajı arasındaki ilişki. (b) SK infiltre edilmiş halkalı FK yapısının 2B şematik gösterimi ve (c) öngörülen voltaj uyarım mekanizmasının 3B şematığı.....	41
Şekil 2.16: (a) Değişen hava deliği yarıçaplarına sahip 2B DKİ FK yapısı ve ilgili kırılma indisi dağılım profili. (b) Tasarlanan yapıya SK infiltre edilerek oluşturulan 2B DKİ FK yapısı ve ilgili kırılma indisi dağılım profili. ....	44
Şekil 2.17: (a) SK'lerin dönme açısına bağlı olarak y eksenini boyunca değişen etkin kırılma indisi dağılımı. $\alpha$ gradyan parametresinin (b) $\theta_{SK} = [0^\circ, 43^\circ]$ ve (c) $\theta_{SK} = [43^\circ, 90^\circ]$ için değişimi.....	45
Şekil 2.18: (a) $dx = 11.96a$ ve $dy = 9.96a$ boyutlarındaki ışın yönlendirici, (b) $dx = 32.96a$ ve $dy = 20.96a$ boyutlarındaki afokal lens için SK infiltre edilmiş 2B DKİ FK yapılarının perspektif görünümü. (c) ve (d) her bir konfigürasyon için dönme açısına göre y eksenini boyunca etkin indis değişimini göstermektedir. ....	46
Şekil 2.19: (a) $\alpha = 0.0477a^{-1}$ , (b) $\alpha = i0.0098a^{-1}$ ve (c) $\alpha = i0.0691a^{-1}$ değerleri için ışın teorisine göre elde edilen ışın yönlendirme karakteristiği. (d) Işın analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın sapma açısı profili. (e) $\theta_{SK} = 0^\circ$ , (f) $\theta_{SK} = 43^\circ$ ve (g) $\theta_{SK} = 90^\circ$ değerleri için $a/\lambda = 0.15$ durumunda elde edilen elektrik alan yoğunlukları. (h) $a/\lambda = 0.100$ , $a/\lambda = 0.125$ ve $a/\lambda = 0.150$ için FDTD analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın sapma açısı profilleri.....	47
Şekil 2.20: (a) $\alpha = 0.0477a^{-1}$ , (b) $\alpha = i0.0098a^{-1}$ ve (c) $\alpha = i0.0691a^{-1}$ değerleri için ışın teorisine göre elde edilen afokal yakınlaştırma karakteristiği. (d) Işın analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın spot genişliği profili. (e) $\theta_{SK} = 0^\circ$ , (f) $\theta_{SK} = 43^\circ$ ve (g) $\theta_{SK} = 90^\circ$ değerleri için $a/\lambda = 0.20$ durumunda elde edilen elektrik alan yoğunlukları. (h) $a/\lambda = 0.15$ , $a/\lambda = 0.20$ ve $a/\lambda = 0.25$ için FDTD analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan spot genişliği değişim profilleri.....	49



Şekil 3.1: İki odaklama lensi ve bir diyaframdan oluşan konvansiyonel konfokal filtreleme sistemi.....	54
Şekil 3.2: (a) Tek sütundan oluşan boylamsal periyota sahip FK yapısında uzamsal filtreleme. (b) Hem boylamsal ham de transvers yönde periyodik bir FK yapısında uzamsal filtreleme. ....	55
Şekil 3.3: (a) Laue konfigürasyonu için Ewald küresi gösterimi. (b) Laue konfigürasyonundaki kırınmış dalgaların ileri yönde yayılımı sırasında sıfır ve ilk kırınım dereceleri arasındaki periyodik enerji değişim. (c) Bragg konfigürasyonu için Ewald küresi gösterimi. (d) Bragg konfigürasyonundaki dalgaların geriye doğru kırınımı nedeni ile dalgada yoğunluğunda meydana gelen üstel bir azalım. ....	56
Şekil 3.4: Tasarlanan yapının (a) 3B ve (b) kuş bakışı görüntülerinin yapısal parametrelerle birlikte gösterimi. ....	59
Şekil 3.5: (a) Sinüzoidal, (b) blazed ve (c) yuvarlaklaştırılmış-blazed konfigürasyonlarında modüle edilmiş, dalgalı çok katmanlı yapılar için kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği. (d) Sinüzoidal, (e) blazed ve (f) yuvarlaklaştırılmış-blazed konfigürasyonlarında, $\lambda = 582$ nm için enine kesit profilleri. ....	61
Şekil 3.6: Sabit genlik modülasyonuna sahip çok katmanlı yapının (a) iki boyutlu şematik gösterimi, (b) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (c) $\lambda = 659$ nm için enine kesit profili. Değişken genlik modülasyonuna sahip çok katmanlı yapının (d) iki boyutlu şematik gösterimi, (e) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (f) $\lambda = 653$ nm için enine kesit profili.....	63
Şekil 3.7: Blazed modülasyona sahip alt taş ile üretimi yapılan yapının (a) SEM görüntüsünden alınan enine kesit, (b) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (c) $\lambda = 582$ nm için enine kesit profili. Sinüzoidal modülasyona sahip alt taş ile üretimi yapılan yapının (a) SEM görüntüsünden alınan enine kesit, (e) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (f) $\lambda = 674$ nm için enine kesit profili. ....	65



## ÇİZELGE LİSTESİ

### Sayfa

Çizelge 2.1: $\theta_{SK}$ açısına göre ışın sapma açısının değişimi.....	48
Çizelge 2.2: $\theta_{SK}$ açısına göre ışın spot genişliği değişimi.....	50





## KISALTMALAR

<b>FK</b>	: Fotonik Kristal
<b>1B</b>	: Bir Boyutlu
<b>2B</b>	: İki Boyutlu
<b>3B</b>	: Üç Boyutlu
<b>FBB</b>	: Fotonik Bant Boşluğu
<b>DKİ</b>	: Derecelendirilmiş Kırılma İndisi
<b>OE</b>	: Optik Eksen
<b>HS</b>	: Hiperbolik Sekant
<b>DO</b>	: Dönüşüm Optiği
<b>PEC</b>	: Mükemmel Elektriksel İletkenlik
<b>EMT</b>	: Etkin Ortam Teorisi (Effective medium theory)
<b>PLA</b>	: Polilaktik Asit
<b>FDTD</b>	: Zaman Alanında Sonlu Farklar (Finite-difference time-domain)
<b>TE</b>	: Enine Elektrik (Transverse-electric)
<b>PWE</b>	: Düzlem Dalga Genişletme Metodu (Plane wave expansion)
<b>SK</b>	: Sıvı Kristal
<b>TM</b>	: Enine Manyetik (Transverse-magnetic)
<b>RMS</b>	: Ortalama Karekök (Root mean square)
<b>ITO</b>	: İndiyum Kalay Oksit (İndium Tin-oxide)
<b>NF</b>	: Normalize Frekans
<b>PDMS</b>	: Poli Dimetil Siloksan
<b>UV</b>	: Ultraviyole
<b>GLAD</b>	: Geliş Açısına Bağlı Biriktirme
<b>SEM</b>	: Taramalı Elektron Mikroskobu
<b>HTAB</b>	: Heksadesiltrimetilamonyum Bromür



## SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
$\theta$	Kırılma indisi
$r$	Radyal olarak değişen yarıçap
$R$	Yarıçap
$n_{LO}$	Luneburg lensinin çevresindeki alanın kırılma indisi
$d_s$	Differansiyel uzunluk
$d_r$	$r$ yönünde voksel boyut
$d_\varphi$	$\varphi$ yönünde voksel boyut
$L$	Lagrangian
$\theta$	Geliş açısı
$x_0$	$x$ yönünde başlangıç konumu
$y_0$	$y$ yönünde başlangıç konumu
$n_{MO}$	Maxwell Balıkgözü lensinin merkezindeki kırılma indisi
$n_{HO}$	Mikaelian lensin optik eksenindeki kırılma indisi
$\alpha$	Gradyan parametresi
$\varepsilon$	Elektriksel geçirgenlik
$f$	Doluluk oranı
$a$	Örgü sabiti
$\lambda$	Dalga boyu
$h$	Yükseklik
$E_x$	$x$ yönündeki elektrik alan bileşeni
$E_y$	$y$ yönündeki elektrik alan bileşeni
$E_z$	$z$ yönündeki elektrik alan bileşeni
$H_x$	$x$ yönündeki manyetik alan bileşeni
$H_y$	$y$ yönündeki manyetik alan bileşeni
$H_z$	$z$ yönündeki manyetik alan bileşeni
$\varphi$	Faz
$\theta_{SK}$	Nematik sıvı kristallerin dönüş açısı
$V_{RMS}$	Ortalama karekök gerilimi
$n_o$	Olağan kırıcılık indisi
$n_e$	Olağanüstü kırıcılık indisi
$D$	Işığın spot genişliği
$d_z$	Boyuna periyot
$d_x$	Enine periyot
$k$	Dalge vektörü
$\omega$	Açısal frekans
$c$	Işık hızı





## 1. GİRİŞ

Yirminci yüzyıldaki bilimsel keşifler sayesinde elektronik endüstrisinde bir devrim yaratılmıştır. 1905 yılında J. A. Fleming'in ilk vakum tüpünü keşfetmesi ile birlikte radyo ve televizyon yoluyla uzak mesafelerde bilgi aktarımı pratik hale gelmiş ve bilginin işlenmesi için ilk elektrikli bilgisayarların tasarımı yapılmıştır [1]. Bu öncül adımlardan itibaren, daha küçük ve daha hızlı elektronik cihazların geliştirilmesine yönelik çalışmalara ilgi artmış ve ilk önce 1947 yılında Bell laboratuvarlarında geliştirilen transistörler, vakum tüplerinin yerini almıştır [2]. Akabinde, tek bir yarı iletken çip üzerine binlerce ve daha sonra milyonlarca transistörün dahil edildiği entegre devreler geliştirilmiştir [3]. Bu minyatürleştirme, kişisel bilgisayarlar, cep telefonları, stereo müzik sistemleri, televizyon ve video kameralar da dahil olmak üzere günümüzde kullandığımız birçok cihazın tasarımını sağlamıştır.

Elektronik endüstrisinde görülen bu devrimin bir benzeri, bu endüstrinin temel bileşeni olan elektronlar yerine, ışığın yapı taşı olan fotonların baş kahraman olduğu fotonik endüstrisinde de görülmektedir. Fotonik, ışığın üretimi, iletimi, manipülasyonu, tespiti ve kullanımı ile ilişkili fiziksel fenomenleri/teknolojileri kapsayan bilim ve mühendislik alanıdır [4]. Bu alandaki ilerlemeyi sağlayan üç büyük gelişme; lazerin icadı, düşük kayıplı optik fiberlerin imalatı ve yarı iletken cihazların tanıtımı olarak belirtilebilir. 1960 yılında lazerin gelişimi, daha önce hiç görülmemiş bir özelliğe sahip ışık üretmiş ve bu ışık türü koherent ışık olarak adlandırılmıştır [5]. Koherent ışığın, inkoherent ışık için imkânsız olan yeni yollarla yayılabilir, yönlendirilebilir ve odaklanabilir olduğu gösterilmiştir. Lazer ışığının bu özelliği, fiber optik iletişim, kompakt diskler, lazer cerrahisi, bilgisayar çiplerini modellemek için optik litografi sistemleri, yüksek çözünürlüklü mikroskoplar, kızılötesi sensörler ve yüksek verimli aydınlatma kaynakları da dahil olmak üzere birçok uygulamayı mümkün kılmıştır.

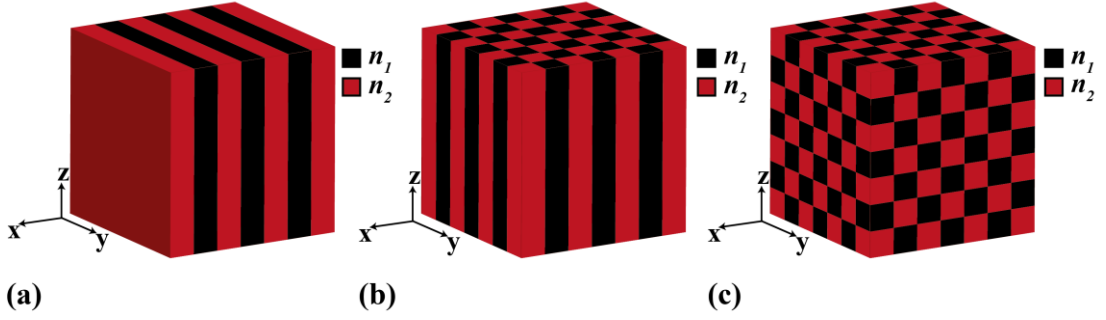
Bu iki endüstrinin yapı taşları birbiri ile karşılaştırıldığında, fotonların ortamdaki elektronlardan daha hızlı hareket ettiği, elektronlardan daha büyük bilgi taşıyabildiği ve ortamdaki parçacıklarla elektron kadar güçlü bir şekilde etkileşmediği için enerji kayıplarını azaltmaya yardımcı olabileceği sonucuna varılmıştır [6]. Bu nedenle,

elektronik endüstrisinde başlayan devre elemanlarını daha küçük hale getirme çabası için, elektronlar fotonlarla değiştirilerek nano ölçekli teknolojik tasarımlar üzerinde çalışılmaya başlanmıştır. Bu kapsamda, ışığın nano ve mikro yapılarda kontrolünü sağlayabilmek için periyodik yapısıyla olağandışı optik özelliklere sahip olan fotonik kristaller (FK) Eli Yablonovitch ve Sajeev John'un öncü çalışmaları ile literatüre kazandırılmıştır [7,8].

FK'ler genel olarak, kristal yapılar içerisindeki iyonik örgülerin elektronların hareketini etkilediği gibi fotonların hareketini etkileyen, periyodik olarak değişen bir kırılma indisi dağılımına sahip mikro yapılar olarak tanımlanmaktadır. Böyle bir benzetmenin yapılmasına neden olan en büyük özellik hem FK'lerde hem de katı kristal yapılarda oluşabilen ve aynı kökene sahip olan frekans yasaklı bant aralıklarıdır. Bu bant aralıkları, belirli veya tüm yönlerde elektronların veya fotonların yayılımına engel olan yapısal bir özellik olarak tanımlanır. Bu özellik nedeni ile, başlangıçta, fotonik kristaller olarak adlandırılan yapıların, parçacıkların kendiliğinden emisyonunu bastırmak için yararlı olabileceği üzerine odaklanılırken, kısa süre sonra, frekans bant aralıklarına ek olarak, birçok başka ilginç özelliğe sahip olabildikleri keşfedilmiştir. Özellikle, zamansal (kromatik) ve mekansal dağılım özelliklerinin, FK'lerin geometrisi ve kırılma indisinin kontrolü ile tasarlanabilir olduğu keşfedilmiş ve bu durum ışık yayılımının çeşitli yollarla kontrol edilebilmesini sağlamıştır. Örneğin, geliş açısından bağımsız olarak, ışığın uzun mesafeler boyunca herhangi bir kırınım olmaksızın yayılımını sağlayan FK yapı tasarımları sunulmuştur [9]. Parametrelerin uygun ayarlanması ile ışığın normalden farklı yönde kırılması sağlanarak (negatif kırınım etkisi) iyi çözünürlüğe sahip, optik eksen olmayan düz lens tasarımları yapılmıştır [10]. Ek olarak, FK'ler ışık ışınlarının uzamsal spektrumu temizlenmek için ya da ışığın etkin yayılımını yavaşlatmak için de kullanılmıştır [11,12]. Belirtilen örnekler, FK'ler ile sunulan olası fenomenlerden yalnızca birkaçıdır.

FK'ler oluşturdukları yapının periyodik geometrisine ve kırılma indisinin dağılımına bağlı olarak, Şekil 1.1'de gösterildiği gibi bir boyutlu (1B), iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (3B) yapılar olmak üzere üç geniş kategoriye ayrılabilir.

1B'lu FK'lerde, üç boyutlu bir ekseninde, elektriksel geçirgenliğin periyodik modülasyonu sadece bir yönde gerçekleşirken, diğer iki yönde sabittir. Bu özellik Şekil 1.1(a)'da sunulan,  $x$  yönünde kırıcılık indisi periyodik olarak değişirken,  $y$  ve  $z$  eksenleri boyunca sabit değerler alan yapı şematigi ile gösterilebilir.



Şekil 1.1: (a) 1B, (b) 2B ve (c) 3B fotonik kristal yapılarının şematik gösterimi.

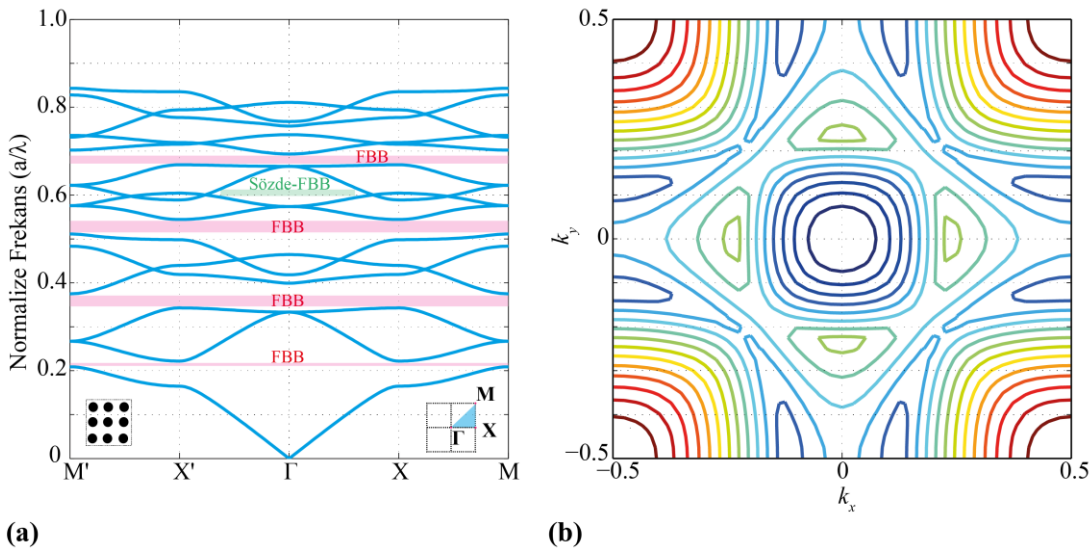
Bu yapılara örnek olarak, dikey boşluklu yüzey yayan lazerde (VCSEL) yaygın olarak kullanılan, dağıtılmış Bragg reflektör ızgaraları verilebilir. Ayrıca, bu tür yapılar, yüzeyden yansımayı önemli ölçüde azaltmaya olanak sağlayan, lenslerin, prizmaların ve diğer optik bileşenlerin kalitesini arttırmak için yansıma önleyici kaplamalar olarak da kullanılmaktadır.

2B FK'ler de ise, üç boyutlu bir ekseninde, elektriksel geçirgenliğin periyodik modülasyonu iki yönde gerçekleşirken, üçüncü yönde sabittir. Şekil 1.2(b)'de 2B FK indis değişimi şematik olarak gösterilmiştir. Burada, periyodik değişimin olduğu iki yön  $x$  ve  $y$  ekseni iken,  $z$  ekseninde kırılma indisinde herhangi bir değişim görülmemektedir. Ayrıca, periyodik olarak düzenlenmiş deliklere sahip silikon bir tabaka ya da hava ortamına periyodik olarak yerleştirilmiş dielektrik çubukların oluşturdukları sistemler de 2B FK'lere örnek olarak gösterilebilir. Bu tür yapılar doğada bulunmaktadır. Örneğin, kelebeklerin kanatlarında oluşan rengarenk desenler, kanatlarındaki 2B mikro FK yapılarından ışığın yansımaları sonucunda oluşurlar.

3B FK'ler, üç boyutlu bir ekseninde, üç yönde de elektriksel geçirgenlik modülasyonuna sahiptir (Şekil 1.1(c)) ve bu nedenle olası FK konfigürasyon sayısı 1B veya 2B FK'lerden daha fazladır. Doğalda en çok bilinen 3B FK, değerli bir taş olan opaldir. Bu taş, eşsiz optik özellikleri ile bilinir. Kırılma indisinin periyodik modülasyonu nedeni ile bir kişi bu taşı çevirdiğinde, gelen ışık farklı dalga boylarıyla yansıtılır ve bu da farklı renklerin oluşmasını sağlar.

FK'lerin periyodik doğası nedeniyle, belirli  $k$  vektörünün temsil ettiği her bir Bloch dalgası sadece ayrık enerji spektrumuna sahip olabilmektedir, bir diğer deyişle  $k$  uzayının her noktasının kendi enerji spektrumu vardır. Belirli enerji bölgesinde herhangi bir  $k$  vektörü için tanımlanan bir enerji spektrumu yoksa, bu bölgeye fotonik bant aralığı denir. Bant aralığı yalnızca belirli yönlerde mevcutsa, sözde bant aralığı

olarak adlandırılır. FK'lerin uygulanabilirliğini belirleyen en önemli özellik, fotonik bant boşluğunun (FBB) varlığıdır. FBB, ışık yayılımının FK içinde yasaklandığı enerji veya frekans aralığını ifade eder ve FK'lerin zamansal dağılım özellikleri ile belirlenirler. Silikon çubukların periyodik kombinasyonu ile oluşturulan 2B FK yapısı (Şekil 1.2(a)'da sunulan grafiğin sol altında temsili yapı şeması verilmiştir) için oluşan bant aralıklarının bir örneği Şekil 1.2(a)'da gösterilmektedir. Burada gösterilen FBB'lerinin konumu ve genişliği FK yapısının parametrelerine bağlı olarak değişmektedir.



Şekil 1.2: 2B FK yapısı için (a) fotonik bant diyagramı ve (b) eş frekans eğrileri örneği.

Elektromanyetik dalgaların yayılımı, fotonik bant diyagramlarında sunulan FBB'leri ile önemli ölçüde değiştirilebilmektedir [13]. Buna ek olarak, ışığın kontrollü için, izinli bantların kullanımına dayanan ve FK'lerin uzamsal dağılım özellikleri ile oluşturulan uzamsal dağılım diyagramları da kullanılmaktadır. Bu diyagramlarda,  $k$  vektörü, dağılım yüzeylerini temsil eden  $k_x$  ve  $k_y$ 'nin bir fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. Uzamsal dağılım yüzeyleri, uzamsal dağılım eğrilerini temsil etmek için  $k_x - k_y$  düzlemine yansıtılarak eş frekans eğrileri elde edilebilir (Şekil 1.2(b)). Bu eş frekans eğrileri ile ışık farklı şekillerde şekillendirebilir, bir diğer deyişle uzamsal dağılım yönetilerek ışığın kırınım özellikleri kontrol edebilir [14].

Bu bağlamda, FK'lerin zamansal (kromatik) ve mekansal dağılım özellikleri kullanılarak, sunulan tez çalışmasının ilk bölümünde 2B FK'lerle optik gizleme, ışın yönlendirme ve afokal lens sistemi tasarımları önerilmiştir. Bu bölümde tasarımı

yapılan yapılar geometrik optik ile analitik olarak incelendikten sonra, sayısal analizleri zaman alanında sonlu farklar metodu (FDTD) ile yapılmıştır. Gizleme etkisi ise üç boyutlu yazıcı tekniği ile üretilen yapının mikrodalga deneyleri yapılarak doğrulanmıştır. Tezin ikinci bölümünde ise konvensiyonel olmayan biçimde kiplenmiş çok katmanlı 2B FK yapılarla ışığın açısız filtrelemesi önerilen yapı tasarımları ile incelenmiştir. Tasarlanan çok katmanlı yapılar, fiziksel buhar birikimi ile üretilmiş ve deneysel doğrulaması görünür ışık tayfında yapılmıştır.

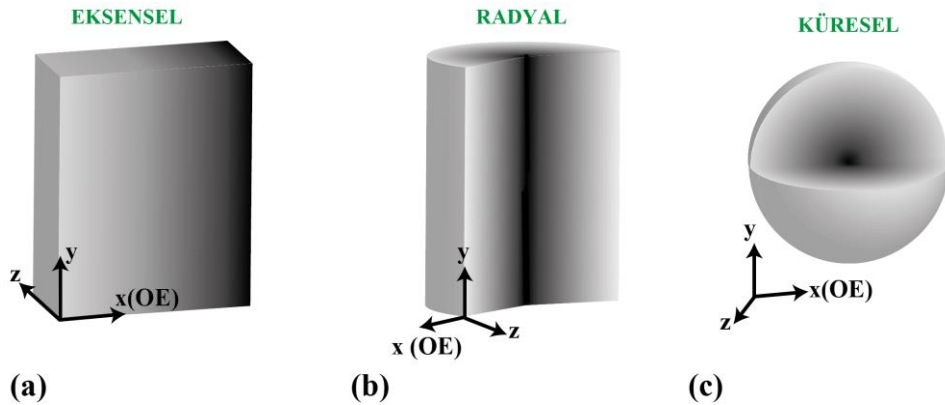




## 2. OPTİK GİZLEME, IŞIN YÖNLENDİRİCİ VE AFOKAL LENS SİSTEMİ TASARIMI İÇİN DERECELİ İNDİS OPTİĞİ

### 2.1 Derecelendirilmiş Kırılma İndisine Sahip Ortamlar

Derecelendirilmiş kırılma indisi (DKİ) terimi, genellikle kırılma indisinin belirli bir fonksiyona bağlı olarak bir noktadan diğer noktaya değiştiği, homojen olmayan ortamları tanımlamak için kullanılır [15-16]. Temel olarak eksensel, küresel ve radyal olmak üzere üç farklı DKİ dağılım türü bulunmaktadır. Bunlardan ilki olan eksensel dağılımda (Şekil 2.1(a)), kırılma indisi ortamın optik eksenini (OE) boyunca sürekli bir şekilde değiştirirken, optik eksene dik düzlemler ise eş-indsizli yüzeyleri oluşturur. Aynı şekilde, eş-indsizli yüzeyler optik eksen boyunca seçilirse, optik eksene dik yüzeylerde kırılma indisinin sürekli değişimi ile de eksensel dağılım elde edilebilir. Şekil 2.1(b)'de gösterildiği gibi, radyal dağılımda ise indis profili optik ekseninden çevreye enine doğrultuda radyal olarak sürekli bir şekilde değişir. Burada, optik eksen etrafında konumlanan eş merkezli silindirlere, eş-indsizli yüzeyleri tanımlamak için kullanılır. Son olarak eş-indsizli dağılımının eş merkezli kürelerle ifade edildiği küresel dağılımda, kırılma indisi bir nokta etrafında küresel simetriye sahip olarak sürekli değişmektedir (Şekil 2.1(c)).



Şekil 2.1: (a) Eksensel (b) Radyal (c) Küresel derecelendirilmiş kırılma indisi dağılıma sahip homojen olmayan ortamların şematik gösterimi.

Bir DKİ ortamında, değişen kırılma indisi dağılımı nedeniyle, optik ışınlar homojen ortamlarda olduğu gibi düz çizgiler halinde ilerlemek yerine kavisli yörüngeleri takip ederek bükülürler. Doğada görülen birçok olağandışı atmosferik fenomen de DKİ ortamları ile ışık ışınlarının bükülmesinden kaynaklanır. Seraplar, bu doğa olayları arasında en iyi bilinen örneklerden biridir. Atmosferdeki hava tabakalarının kırılma indisleri havanın yoğunluğuna bağlıdır ve sıcak havanın yoğunluğu soğuk havaya göre az olduğu için, kırılma indisi de soğuk havaya göre daha düşüktür. Havanın kırılma indisinin yükseklik ile arttığı durumlarda ışık ışınları yukarı doğru bükülerek gerçek görüntünün oluşması gereken yerin altında bir görüntü oluşturarak, serap olarak tanımlanan optik fenomeni meydana getirirler [17]. Ek olarak, bir su kütesinin sıcaklığının havadan daha yüksek olduğu durumlarda, su yüzeyine yakın hava tabakaları yüzeyden uzakta olan hava tabakalarından daha düşük kırılma indisine sahip olur ve normalde ufkun altındaki bir tekne gökyüzünde havalanmış olarak görülebilir [18].

Bu bağlamda, DKİ ortamlarının ışığı bükme özelliğinden yararlanarak uygun bir kırılma indisi dağılımı ile lens gibi geleneksel optikte kullanılan birçok optik bileşenin tasarımı yapılabilir. Tarihsel olarak, J.C. Maxwell, optikte homojen olmayan ortamların kullanımını düşünen ilk kişiler arasında yer alır. 1854'te Maxwell balık-gözü lensi olarak bilinen, küresel simetri ile kademeli olarak değişen kırılma indisi dağılımına sahip bir lens tanımlamış ve bu lensin yüzeyinde bir noktadaki odağın bu noktanın tam karşı tarafında da keskin bir odağa sahip olduğunu göstermiştir [19]. Yaklaşık kırk yıl sonra ise R.K. Luneburg homojen olmayan ortamlarda ışın yayılımı analizi ile iki eş merkezli küre arasında mükemmel geometrik görüntüleme yapan, küresel simetriye sahip bir DKİ yapısı sunmuştur [20]. Bu yapının kırılma indisi profili, integral ile ifade edilen bir denklem ile tanımlanmış ve Luneburg tarafından kürelerden birinin sonsuz yarıçaplı olduğu ve ikincisinin bu lensin kenarıyla çakıştığı durum için çözümlenerek günümüzde klasik Luneburg lens olarak adlandırılan yeni bir lens bilimsel literatüre katılmıştır [15]. Ek olarak, Luneburg, bir kürenin bir düzleme konform izdüşümü ile hiperbolik sekant (HS) kırılma indisi profiline sahip olan bir DKİ ortamı yoluyla ışık yayılımını da analiz etmiştir. Daha sonra, 1951 yılında A.L. Mikaelian odaklama özelliği elde edebilmek amacı ile silindirik bir çubukta HS fonksiyonunu kullanarak radyal indis dağılıma sahip bir DKİ profili tanımlamıştır [21]. Günümüzde mikro yapıları optik fiberler [22], düzlemsel dalga kılavuzları [23] gibi birçok yapının tasarımında bu HS profili kullanılmaktadır.



Optik sistemlerde DKİ ortamlarının kullanılabilirliği uzun yıllar boyunca düşünülmüş, ancak üretimdeki zorluklar DKİ optik elemanlarının uygulanmasında sınırlayıcı bir faktör olmuştur [16]. Bu problemi çözmek için iyon difüzyonu [24], sol-gel metodu [25], kimyasal buhar birikimi [26], polimerizasyon ve monomer difüzyonu [27] gibi çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Ancak önerilen bu yöntemlerle küçük indis değişimlerinde, az yoğunlukta DKİ ortamları üretilebildiği için ve sonuçta oluşan yapının indis profilinin şekli üzerinde az bir kontrol sağlanabildiği için araştırmacılar alternatif çözüm yolları aranmaya devam etmiştir. Bu bağlamda, üretim ve tasarım sorunlarına geçerli bir çözüm getirebilmek için DKİ optiği ile FK yaklaşımının birleştirilmesi fikri ilk olarak 1999 yılında J. Russel tarafından yapılan teorik çalışmalarla sunulmuş [28], daha sonra 2005 yılında E. Centeno ve grup arkadaşlarının çalışmaları ile gelişerek birçok uygulamaya ilham kaynağı olmuştur [29].

## **2.2 Derecelendirilmiş Kırılma İndisine Sahip Ortamlarda Işığın Yayılımının Geometrik Optik ile İncelenmesi**

Işığın yayılımı, matematiksel olarak dalga teorisi ve ışın teorisi olmak üzere iki temel teoriye dayalı olarak incelenebilir. Dalga teorisinde (fiziksel optik), hesaplamalarda ışığın dalga karakteristiği yer alır ve Huygens ilkesine [30] dayanan gelişmiş kavramlar kullanılır. Öte yandan, ışın teorisi (geometrik optik) ışığı tek bir ışın olarak kabul eder ve ışığı kırınım, girişim, polarizasyon gibi dalgasal özelliklerinden ayırarak, matematiksel hesaplarda bu özellikleri göz ardı eder [31]. Burada ışınlar, kendileri tarafından yayılan dalga alanını destekleyen geometrik bir omurga oluşturur.

Tarihsel olarak, geometrik optiğin yorumlandığı iki önemli gelişme dönemi bulunmaktadır. İlk dönem, klasik mekaniğin gelişimini de önemli ölçüde etkileyen ışın optiği ilgili fikirlerin W.R. Hamilton tarafından formüle edildiği dönemdir [32]. Geometrik optiğin modern “dalga dönemi” olarak da tanımlanan ikinci dönem ise P. Debye tarafından başlatılmıştır [33]. Debye seri açılımı ile ışığın saçılım özelliklerinin anlaşılması ve geometrik optik yaklaşımının ışık saçılımı üzerindeki geçerliliğinin test edilebilmesi için ortam hazırlamış, dalga-optik teorisinde ışın formülasyonunun çıkarılmasında da önemli bir rol oynamıştır. Daha sonra, elde edilen sonuçlar, Sommerfeld [33], Smirnov [34], Rytov [35], Luneburg [20] ve Keller [36] gibi önemli bilim insanları tarafından genişletilerek günümüzdeki geometrik optik yaklaşımı oluşturulmuştur.

Homojen olmayan ortamda ışığın davranışının analizinde ışın teorisinin kullanımı fiziksel optiğe göre daha kolay ve uygulanabilir bir yöntemdir. Bu yöntem, bir DKİ ögesi için görüntünün konumu, boyutu ve sapmaları hakkında yeterli bilgi sağlayarak, iyi performansa sahip yapı tasarımlarının sunulmasına olanak sağlamaktadır. Bu bağlamda, ilk olarak 1968 yılında homojen olmayan ortamlarda ışın yörüngelerini hesaplamak için, ışın denklemi çözümü L. Montagnino tarafından önerilmiştir [37]. Daha sonra, 1970 yılında F.P. Kapron bir DKİ lensi ile görüntüleme özellikleri elde etmek için paraksiyal ışın izlemesinin analizini yapmıştır [38].

Tezin bu bölümünde, üç temel DKİ lens tasarımı (Luneburg, Maxwell balık-gözü ve Mikaelian lens) için geometrik optik analizi ile ışın denklemi çözümü sunulmaktadır.

### 2.2.1 Luneburg lens için ışın yörünge denklemi çözümü

Luneburg lens küresel simetriye sahip bir DKİ yapısıdır. Eş merkezli iki kürenin birbiri üzerinde mükemmel geometrik görüntüler oluşturmaya dayanan bir çalışma mekanizması bulunmaktadır. Bu kürelerden biri sonsuz yarıçapa sahipse, lens herhangi bir yönden gelen paralel bir ışın huzmesini tam olarak diğer kürenin üzerinde bir noktada odaklar veya odak küresi üzerindeki bir noktadaki kaynaktan yayılan ışıklardan mükemmel bir şekilde paralel bir ışın demeti oluşturur.

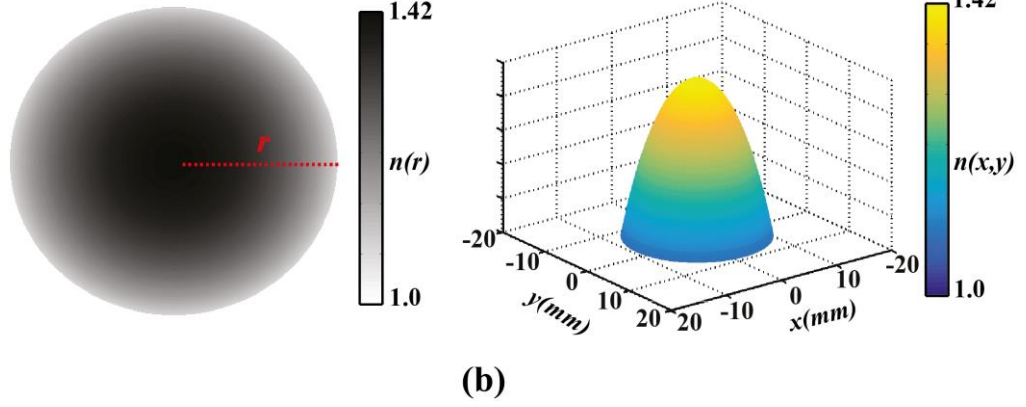
Klasik bir Luneburg lensin kırılma indisi merkezinden dış yüzeylere radyal olarak değişir. Kırılma indisi dağılımının yarıçapa bağlı fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [20]:

$$n(r) = n_{L0} \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}, \quad (2.1)$$

burada  $n_{L0}$  lensin çevresindeki alanın kırılma indisi ve  $R$  Luneburg lensin yarıçapıdır. Şekil 2.2(a) ve Şekil 2.2(b)'de sırası ile Luneburg lensinin  $n_{L0} = 1$  için indis dağılımının üstten görünümü ve 3B gösterimi verilmektedir.

Bu bölümde sunulan analizde, Eşitlik 2.1 de verilen denklemle aynı kırılma indisi dağılımına sahip 2B silindirik bir Luneburg lensi kullanarak ve Fermat ilkesine dayanarak yarı-iki boyutlu bir ışın yörünge denklemi çözümü yapılmaktadır. Homojen olmayan indis dağılımına sahip bir ortamda, A ve B noktaları arasında, bir ışının alacağı optik yol uzunluğu aşağıdaki gibi tanımlanabilir [15,20]:

$$OPL = \int_A^B n(r) ds, \quad (2.2)$$



Şekil 2.2: (a) Klasik Luneburg lensinin üstten görünümü. (b) Luneburg lensinin etkin indis profiline üç boyutlu gösterimi. Burada, “ $r$ ” lensin yarıçapıdır.

burada  $n(r)$  pozisyona göre değişen kırılma indisi fonksiyonunu temsil etmektedir. Diferansiyel uzunluk ise kutupsal koordinatlarda  $ds = \sqrt{dr^2 + r^2 d\phi^2}$  olarak ifade edilmektedir. Ancak, Luneburg lensin kırılma indisi dağılımı  $r$ 'nin bir fonksiyonu olduğu için, diferansiyel uzunluk  $ds = \sqrt{1 + r^2 (d\phi/dr)^2} dr$  olarak tekrar düzenlenebilir. Eğer,  $d\phi/dr = \dot{\phi}$  tanımı yaparsak, Eşitlik 2.2 aşağıdaki hali alır:

$$OPL = \int_A^B n(r) \sqrt{1 + r^2 \dot{\phi}^2} dr. \quad (2.3)$$

Burada, Fermat prensibine göre bir ışık ışını tarafından takip edilen en kısa yol, Eşitlik 2.3 integralinin en aza indirilmesiyle elde edilebilir. Bu bağlamda, Eşitlik 2.3'ün türevini elde etmek için Lagrangian'ın  $L(\phi, \dot{\phi}, r) = n(r) \sqrt{1 + r^2 \dot{\phi}^2}$  olarak tanımlandığı Euler-Lagrange denklemi kullanılabilir [39, 40]:

$$\frac{d}{dr} \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \frac{\partial L}{\partial \phi}. \quad (2.4)$$

Yapının  $\phi$  yönünde değişmez olduğu göz önüne alındığında,  $\partial L / \partial \phi$  türevi sifira eşit olur. Bu teriminin sifira eşit olması için ise Eşitlik 2.4'ün sol tarafının,  $\frac{d}{dr} \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = 0$  olması bir diğer deyişle  $\partial L / \partial \dot{\phi}$  teriminin sabit bir değer olması gerekmektedir. Bu kapsamda, Lagrangian denkleminin  $\dot{\phi}$ 'e göre türevini alarak ve bu türevi  $C_1$  sabitine eşitleyerek aşağıdaki denklemi elde edebiliriz:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{n(r)r^2}{\sqrt{1+r^2\dot{\varphi}^2}} \dot{\varphi} = C_1. \quad (2.5)$$

Daha sonra, doğrusal olmayan diferansiyel Eşitlik 2.5,  $\dot{\varphi}$  terimini  $d\varphi/dr$  ile değiştirilerek yeniden yazılabilir:

$$\frac{n(r)r^2}{\sqrt{1+r^2\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2}} \frac{d\varphi}{dr} = C_1. \quad (2.6)$$

Işın denklemini  $r(\varphi)$ 'a ulaşmak için bir sonraki adım olarak,  $d\varphi$  için Eşitlik 2.6 çözümlenmelidir:

$$d\varphi = \left( \frac{C_1}{r\sqrt{n(r)^2 r^2 - C_1^2}} \right) dr. \quad (2.7)$$

Eşitlik 2.6 ve Eşitlik 2.7 bu alt bölümün en önemli sonuçlarıdır ve küresel simetriye sahip spesifik bir kırılma indisi profili için  $r(\varphi)$  ışın denkleminin bulunmasını sağlarlar. Eşitlik 2.1'deki kırılma indisine sahip bir Luneburg lensi için, Eşitlik 2.7  $r$ 'ye göre çözümlenerek, Luneburg lensinin ışın denklemini  $r(\varphi)$  aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$r(\varphi) = \frac{C_2 R}{\sqrt{1 - \sqrt{1 - C_2^2} \sin(2(\varphi + \beta))}}, \quad (2.8)$$

burada  $C_2$  ve  $\beta$  sabittir. Bu tez içerisinde Kartezyen koordinat sisteminde ışın yayılımı ile incelemeler yaptığımız için, Eşitlik 2.8'de elde edilen ışın denklemini formülünü Kartezyen koordinatına aktarmamız gerekmektedir [20, 41]:

$$(1 - T \sin(2\beta))x^2 + (1 + T \sin(2\beta))y^2 - 2T \cos(2\beta)xy + (T^2 - 1)R^2 = 0. \quad (2.9)$$

$T$  ve  $\beta$  sabit terimlerdir. Bu terimleri bulabilmek için, gelen ışık ışınının başlangıç konumuna ve geliş açısına dayanan sınır koşulları kullanılmalıdır. İlk sınır koşulu, ışının lense girdiği başlangıç konumuna bağlıdır. Lensin merkezinin  $[x = 0, y = 0]$  konumunda olduğunu varsayalım. Bu durumda, ışının geliş açısını  $\theta$  olarak tanımlarsak, ışının lens üzerindeki ilk konumu  $[x_0 = -R \cos(\theta), y_0 = -R \sin(\theta)]$  olarak ifade edilir. Bu kapsamda, Eşitlik 2.9'daki  $x$  ve  $y$  terimleri başlangıç noktası konumları ile değiştirildiğinde,  $T$  terimi için aşağıdaki denklem elde edilmektedir:

$$T = \sin(2\beta + 2\theta). \quad (2.10)$$

İkinci sınır koşulu  $dy/dx = \tan(\theta)$  ilişkisine dayanmaktadır. Eşitlik 2.9'un  $x$  göre türevi alınıp elde edilen denklemde  $x = x_0$  ve  $y = y_0$  tanımlamaları yapıldığında,  $T$  sabit terimi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$T = \frac{x_0 + y_0 \tan(\theta)}{\tan(\theta)[x_0 \cos(2\beta) - y_0 \sin(2\beta)] + [x_0 \sin(2\beta) + y_0 \cos(2\beta)]}. \quad (2.11)$$

Daha sonra Eşitlik 2.10 ve Eşitlik 2.11 birlikte çözüldüğünde, bir diğer sabit olan  $\beta$  bulunmaktadır:

$$\beta = \frac{1}{2} \left( \tan^{-1} \left( \frac{x_0}{y_0} \right) - \theta \right). \quad (2.12)$$

Elde edilen  $\beta$  değeri Eşitlik 2.11'de yerine koyulduğu zaman hem  $\beta$  hem de  $T$  sabiti başlangıç konumları  $[x_0, y_0]$  ve geliş açısı  $\theta$  cinsinden ifade edilebilmektedir:

$$T = \sin \left( \tan^{-1} \left( \frac{x_0}{y_0} \right) + \theta \right). \quad (2.13)$$

$T$  ve  $\beta$  sabitlerinin değerleri bulunduktan sonra Eşitlik 2.9 kullanılarak  $y$  için aşağıdaki ikinci dereceden denklem elde edilebilir:

$$y = \frac{T \cos(2\beta)x}{(1 - T \sin(2\beta))} + \frac{\sqrt{(T \cos(2\beta)xy)^2 - (1 - T \sin(2\beta))[(T^2 - 1)R^2 + (1 + T \sin(2\beta))x^2]}}{(1 + T \sin(2\beta))}. \quad (2.14)$$

Eşitlik 2.14 de verilen denklem, çözümü basitleştirmek için

$$A = \frac{T \cos(2\beta)x}{(1 - T \sin(2\beta))} \quad (2.15)$$

$$B = \frac{\sqrt{(T \cos(2\beta)xy)^2 - (1 - T \sin(2\beta))[(T^2 - 1)R^2 + (1 + T \sin(2\beta))x^2]}}{(1 + T \sin(2\beta))}, \quad (2.16)$$

olarak iki bileşene ayrılabilir. Ardından, bu iki bileşeni ayrı ayrı çözerek, nihai sonucu elde etmek için birleştirebiliriz. Bu bağlamda, öncelikle,  $A$  bileşenin içindeki  $T$  ve  $\beta$  terimlerinin değerlerini yerlerine yerleştirerek aşağıdaki sonucu elde etmekteyiz:

$$A = \frac{T \cos(2\beta)x}{(1-T \sin(2\beta))} = \frac{x \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) + \theta) \cos(\tan^{-1}(x_0/y_0) - \theta)}{1 + \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) + \theta) \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) - \theta)}. \quad (2.17)$$

Daha sonra, trigonometrik özdeşlikler yardımıyla, Eşitlik 2.17 aşağıdaki gibi daha da sadeleştirilebilir:

$$A = \frac{x \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0)) \cos(\tan^{-1}(x_0/y_0))}{1 + 0.5[(1 + \cos(2\theta)) - 2 \cos^2(\tan^{-1}(x_0/y_0))]} + \frac{0.5 \sin(2\theta)x}{1 + 0.5[(1 + \cos(2\theta)) - 2 \cos^2(\tan^{-1}(x_0/y_0))]} \quad (2.18)$$

Bir sonraki adım olarak,  $\alpha = \tan^{-1}(x_0/y_0)$  eşitliği ve daire denklemi kullanılarak  $\sin(\alpha) = (x_0/R)$  ve  $\cos(\alpha) = (y_0/R)$  tanımları elde edilebilir. Dolayısıyla, Eşitlik 2.18 aşağıdaki gibi yeniden düzenlenebilir:

$$A = \frac{[\sin(\alpha) \cos(\alpha) + 0.5 \sin(2\theta)]x}{1 + 0.5[(1 + \cos(2\theta)) - 2 \cos^2(\alpha)]} = \frac{x[(x_0/R)(y_0/R) + 0.5 \sin(2\theta)]x}{1 + 0.5[(1 + \cos(2\theta)) - 2(y_0/R)^2]} = \frac{[2x_0y_0 + R^2 \sin(2\theta)]x}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))} \quad (2.19)$$

Eşitlik 2.19, birinci bileşen olarak tanımlanan  $A$  için elde edilen en son denklem tanımıdır. Bir sonraki hedef ise ikinci bileşen  $B$ 'yi sadeleştirmektir. Bu amaçla, Eşitlik 2.16 aşağıda belirtildiği gibi yeniden yazılabilir:

$$B = \frac{\sqrt{(T \cos(2\beta)xy)^2 - (1-T \sin(2\beta))[(T^2-1)R^2 + (1+T \sin(2\beta))x^2]}}{(1+T \sin(2\beta))} = \frac{\sqrt{(T^2-1)x^2 + (T^2-1)(-T \sin(2\beta)+1)R^2}}{(1+T \sin(2\beta))} = \frac{\sqrt{(T^2-1)(x^2 - R^2(1+T \sin(2\beta)))}}{1+T \sin(2\beta)} \quad (2.20)$$

Eşitlik 2.20'de  $(T^2-1)$  ve  $(1+T \sin(2\beta))$  olmak üzere iki önemli ifade bulunmaktadır. Bu ifadelerdeki  $T$  ve  $\beta$  sabitlerinin değerleri yerlerine koyulduğu zaman,  $B$  bileşeni

başlangıç konumu ve geliş açısı cinsinden yazılacaktır. Bu amaçla, belirtilen ifadelerle aşağıdaki işlemler gerçekleştirilmiştir:

$$\begin{aligned}
T^2 - 1 &= \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) + \theta)^2 - 1 = \sin(\alpha + \theta)^2 - 1 = \frac{1 - \cos(2\alpha + 2\theta)}{2} - 1 \\
&= \frac{-1 - (2\cos^2(\alpha) - 1)\cos(2\theta) - 2\sin(\alpha)\cos(\alpha)\sin(2\theta)}{2} \\
&= \frac{-R^2 - (2y_0^2 - R^2)\cos(2\theta) + 2x_0y_0\sin(2\theta)}{2R^2}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

$$\begin{aligned}
1 + T \sin(2\beta) &= 1 + \sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) + \theta)\sin(\tan^{-1}(x_0/y_0) - \theta) \\
&= 1 + \sin(\alpha + \theta)\sin(\alpha - \theta) \\
&= \frac{3 + \cos(2\theta) - 2\cos^2(\alpha)}{2} = \frac{(1 + \cos(2\theta))R^2 + 2x_0^2}{2R^2}.
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Daha sonra, Eşitlik 2.20, 2.21 ve 2.22 birleştirilerek,  $B$  bileşeninin son versiyonu en sade şekilde aşağıdaki gibi elde edilebilir:

$$B = \frac{\sqrt{2}R(y_0 \cos(\theta) - x_0 \sin(\theta))\sqrt{R^2(1 + \cos(2\theta)) + 2x_0^2 - 2x^2}}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))}. \tag{2.23}$$

$A$  ve  $B$  bileşenlerinin düzenlenmiş versiyonlarına sırasıyla Eşitlik 2.19 ve Eşitlik 2.23 'te ulaşılabilmektedir. Son olarak, Eşitlik 2.19 ve Eşitlik 2.23 birleştirilerek, kartezyen koordinat sisteminde tanımlanan ışın yörünge denklemini aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

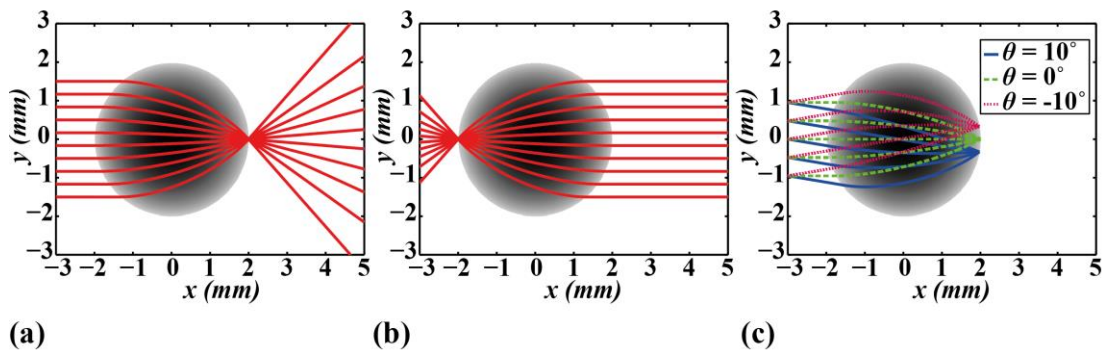
$$\begin{aligned}
y(x) &= \frac{[2x_0y_0 + R^2 \sin(2\theta)]x}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))} \\
&+ \frac{\sqrt{2}Ry_0 \cos(\theta)\sqrt{R^2(1 + \cos(2\theta)) + 2x_0^2 - 2x^2}}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))} \\
&- \frac{\sqrt{2}Rx_0 \sin(\theta)\sqrt{R^2(1 + \cos(2\theta)) + 2x_0^2 - 2x^2}}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))},
\end{aligned} \tag{2.24}$$

burada  $y(x)$ ,  $x$  konumuna göre bir ışının ışın yörünge fonksiyonudur.  $R$  incelenen lensin yarıçapı iken  $(x_0, y_0)$  ışının ilk konumu ve  $\theta$  bu ışının geliş açısıdır. Ek olarak, tüm ışın analizlerinde incelenmesi gereken bir diğer parametre ise ışının mercekten çıktığı açı

olan çıkış açısı. Çıkış açısını belirleyebilmek için Eşitlik 2.24'te verilen denklemin  $x$  değişkenine göre türevi alınmalıdır:

$$\dot{y}(x) = \frac{R^2 \sin(2\theta) + 2x_0 y_0}{2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))} + \frac{2\sqrt{2}Rxy_0(\sin(\theta) - \cos(\theta))}{[2x_0^2 + R^2(1 + \cos(2\theta))]\sqrt{R^2(1 + \cos(2\theta)) - 2x^2 + 2x_0}} \quad (2.25)$$

Elde edilen bu denklem çıkış açısını vermektedir. Eşitlik 2.24 ve 2.25 kullanılarak, Şekil 2.3'te de görüldüğü gibi çeşitli koşullar için ışının Luneburg lensi içerisinde izlediği yol incelenebilir.



Şekil 2.3: (a) Paralel ışık ışınlarının ve (b) lens üzerinde odaklanmış ışınların Luneburg lens boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi. (c) Farklı geliş açıları ile paralel ışık ışınlarının Luneburg lens boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi.

Yapılan ışın analizlerine göre Şekil 2.3(a)'da paralel ışık ışınlarının lensin üzerinde bir noktaya odaklandığı görülmektedir. Şekil 2.3(b)'de ise lens üzerinde bir nokta kaynaktan yayılan ışınların, ışın yörünge denklemine göre yayılarak paralel bir ışın demeti oluşturduğu görülmektedir. Bu iki şekil, klasik Luneburg lens karakteristiğinin, ışın analizi ile kanıtlandığını göstermektedir. Şekil 2.3(c)'de ise farklı geliş açılına sahip paralel ışın demetlerinin, Luneburg lens üzerindeki ışın karakteristiği incelenmektedir. Burada, sıfırdan farklı geliş açılarında, paralel ışın demetlerinin yine lens üzerinde odaklandığı ancak geliş açısı ile doğru orantılı olarak odağın kaydığı görülmektedir.

## 2.2.2 Maxwell balıkgözü lensi için ışın yörünge denklemi çözümü

Maxwell Balıkgözü lensi de Luneburg lensi gibi küresel simetriye sahip bir DKİ yapısıdır. Bu lens doğada bulunabilecek en simetrik sistemlerden biridir ve optiğin

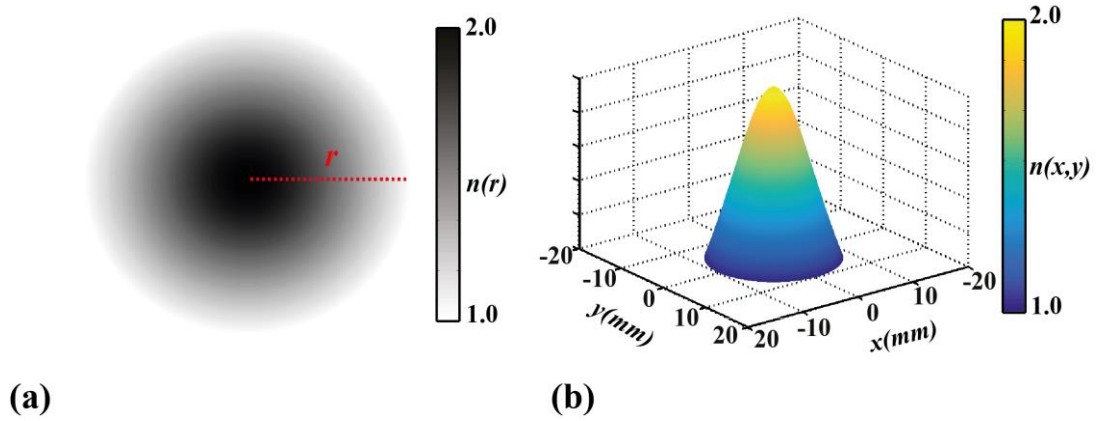


hidrojen atomu olarak da anılır [42]. Maxwell Balıkgözü küresel lensinin kenarına bir nokta kaynağı yerleştirilirse, ışık ışınları lensin karşı tarafındaki kenarında başka bir noktaya odaklanır. Burada, ışınlar lensin dairesel yörüngelerini takip eder ve kaynak ile odak noktası arasındaki optik yol her bir yörünge için aynıdır [19]. Ek olarak, bu lens tam/mükemmel odaklanmış optik sistem sınıfında yer almaktadır. Bunun nedeni ise tüm ışınların lensin merkezini içeren düzlemlerde dairesel bir yörüngeyi takip etmesi, lensin üzerindeki her  $P$  noktasının bir eşlenik  $P''$  noktasına sahip olması ve görüntüleme işleminin küresel sapmalar olmadan sadece ters çevrilmeye dayanmasıdır [43].

Maxwell Balıkgözü lensinin kırılma indisi merkezinden dış yüzeylere radyal olarak azalarak değişir. Kırılma indisi dağılımının yarıçapa bağlı fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [19]:

$$n(r) = \frac{n_{M0}}{1 + (r/R)^2}, \quad (2.26)$$

burada  $n_{M0}$  lensin merkezindeki kırılma indisi ve  $R$  lensin yarıçapıdır. Şekil 2.4(a) ve Şekil 2.4(b)'de sırası ile Maxwell Balıkgözü lensinin  $n_{M0} = 2$  için indis dağılımının üstten görünümü ve 3B gösterimi verilmektedir.



Şekil 2.4: (a) Maxwell Balıkgözü lensinin üstten görünümü. (b) Maxwell Balıkgözü lensinin etkin indis profilinin üç boyutlu gösterimi. Burada, “ $r$ ” lensin yarıçapıdır.

Bir önceki bölümde, küresel simetriye sahip DKİ ortamları için Eşitlik 2.6 ve Eşitlik 2.7 kullanılarak spesifik bir kırılma indisi profili için ışın denkleminin bulunabileceğini göstermiştik. Bu bölümde ise, sunulan bu denklemlerden yararlanarak, Eşitlik 2.26’da verilen denklemlerle aynı kırılma indisi dağılımına sahip 2B

silindirik bir Maxwell Balıkgözü lensi için yarı-iki boyutlu bir ışın yörünge denklemi çözümü yapılmaktadır.

Bu kapsamda, ilk olarak Eşitlik 2.7, denklemdeki  $n(r)$  değişkeni Eşitlik 2.26 ile değiştirilerek çözülmüş ve Maxwell Balıkgözü lensinin ışın denklemi  $r(\varphi)$  aşağıdaki gibi bulunmuştur:

$$r(\varphi) = \frac{R}{2C_3} \left( \sqrt{\sin(\varphi + \beta)^2 (1 - 4C_3) + 4C_3^2} + \sin(\varphi + \beta) \sqrt{1 - 4C_3} \right), \quad (2.27)$$

burada  $C_3$  ve  $\beta$  sabittir. Daha sonra, Eşitlik 2.27 de elde edilen ışın denklemi formülünü kartezyen koordinatına aktardığımızda ise aşağıdaki denklem elde edilmektedir:

$$T(x^2 + y^2 - R^2) - yR \cos(\beta) - xR \sin(\beta) = 0. \quad (2.28)$$

$T$  ve  $\beta$  sabit terimlerdir ve bu terimleri bulabilmek için bir önceki bölümde olduğu gibi gelen ışık ışının başlangıç konumuna ve geliş açısına dayanan sınır koşulları kullanılmalıdır. İlk sınır koşulu, olan başlangıç konumu  $[x_0 = -R \cos(\theta), y_0 = -R \sin(\theta)]$  eşitliği kullanılarak Eşitlik 2.28'deki  $x$  ve  $y$  terimlerini başlangıç noktası konumları ile değiştirildiğinde,  $\beta$  terimi için aşağıdaki denklem elde edilmektedir:

$$\beta = \theta + \pi. \quad (2.29)$$

İkinci sınır koşulunu uygulayabilmek için Eşitlik 2.28'in  $x$  göre türevi alınıp elde edilen denklemde  $x = x_0$  ve  $y = y_0$  tanımlamaları yapıldığında,  $T$  sabit terimi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$T = \frac{-R \sin(\theta)}{x_0 + y_0 \tan(\theta)}. \quad (2.30)$$

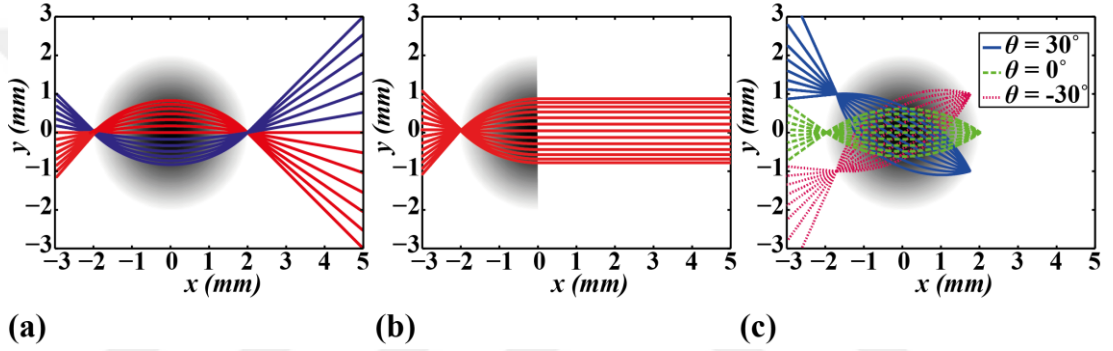
Son olarak, Eşitlik 2.29 ve Eşitlik 2.30'da verilen terimler, Eşitlik 2.28'de yerine koyulduğu zaman Maxwell Balıkgözü lensi için kartezyen koordinat sisteminde tanımlanan ışın yörünge denklemini aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$y(x) = \frac{\left( \sqrt{R^2 \cos^2(\theta) + 4(-R \sin(\theta)/x_0 + y_0 \tan(\theta))^2 (R^2 + x(x_0 + y_0 \tan(\theta)) - x^2) - R \cos(\theta)} \right)}{-2(-R \sin(\theta)/x_0 + y_0 \tan(\theta))}, \quad (2.31)$$

burada  $y(x)$ ,  $x$  konumuna göre bir ışının ışın yörünge fonksiyonudur.  $R$  incelenen lensin yarıçapı iken  $(x_0, y_0)$  ışının ilk konumu ve  $\theta$  bu ışının geliş açısıdır. Ek olarak, çıkış açısını belirleyebilmek için Eşitlik 2.31’de verilen denklemin  $x$  değişkenine göre türevi alınarak aşağıdaki fonksiyon elde edilmiştir:

$$\dot{y}(x) = \frac{-R\sin(\theta) + 2x(R\sin(\theta)/x_0 + y_0 \tan(\theta))}{\sqrt{R^2 \cos(\theta)^2 + 4(-R\sin(\theta)/x_0 + y_0 \tan(\theta))^2 (R^2 + x(x_0 + y_0 \tan(\theta)) - x^2)}}. \quad (2.32)$$

Bu kapsamda, Eşitlik 1.31 ve Eşitlik 1.32 kullanılarak, Şekil 2.5’de de görüldüğü gibi çeşitli koşullar için, ışının Maxwell Balıkgözü lensi içerisinde izlediği yol incelenebilir.



Şekil 2.5: Lens üzerinde odaklanmış ışınların (a) Maxwell Balıkgözü (b) yarım Maxwell Balıkgözü lensi boyunca (c) farklı geliş açıları ile odaklanmış ışınların Maxwell Balıkgözü lensi boyunca izlediği yolun ışın yörünge analizi.

Yapılan ışın analizlerinde Maxwell Balıkgözü lensinin mükemmel odak için yukarıda öne sürülen üç özelliği açıkça görülebilmektedir. Şekil 2.5(a)’da lens üzerinde bir nokta kaynaktan yayılan ışınların, ışın yörünge denklemine göre yayılarak, dairesel yörüngeler takip ettiği ve karşı noktada tekrar odaklandığı görülmektedir. Ek olarak görüntünün küresel sapmalar olmadan sadece ters çevrildiği de bu şekilde görülmektedir. Ters dönme işlevinin görülebilmesi için gelen ışık ışınları OE’nin alt ve üzerinde farklı renkler ile temsil edilmiştir. Şekil 2.5(b)’de ise yarım Maxwell Balıkgözü lensinin, lens üzerinde bir nokta kaynaktan yayılan ışınlar ile paralel bir ışın demeti oluşturduğu görülmektedir. Burada yarım Maxwell Balıkgözü lensi ile bir önceki bölümde incelenen Luneburg lensinin aynı karakteristiği gösterdiği sonucuna da varılabilir. Şekil 2.5(c)’de farklı geliş açılara sahip bir nokta kaynaktan yayılan ışınların, Maxwell Balıkgözü lensi üzerindeki ışın karakteristiği incelenmektedir. Burada, sıfırdan farklı geliş açılarında, nokta kaynaktan yayılan ışın demetlerinin yine lens üzerinde odaklandığı ancak geliş açısı ile doğru orantılı olarak odağın kaydığı

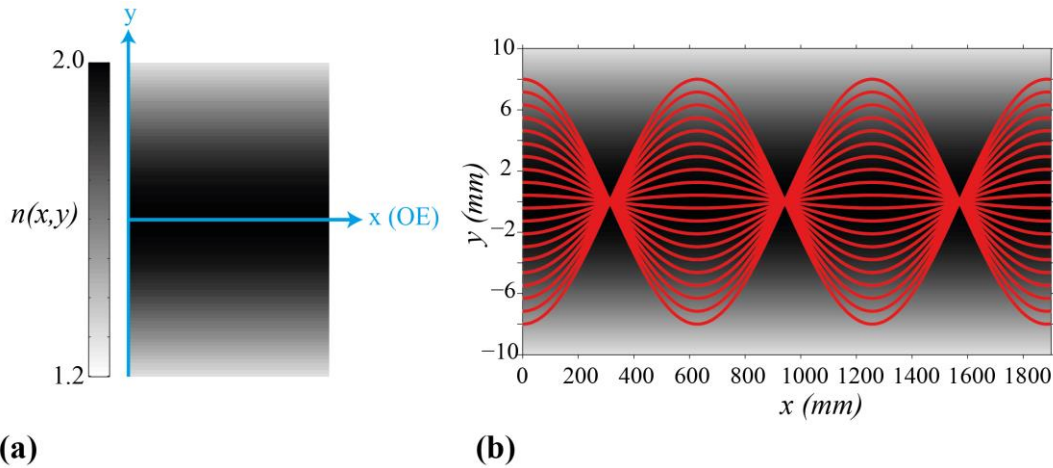
görülmektedir. Ayrıca, burada Maxwell Balıkgözü lensi üzerindeki her  $P$  noktasının bir eşlenik  $P''$  noktasına sahip olduğu da açıkça görülebilmektedir.

### 2.2.3 Mikaelian lensi için ışın yörünge denklemi çözümü

Mikaelian lensi, ortamın kırılma indisinin radyal koordinatlar üzerinde hiperbolik sekantın bir fonksiyonu olarak değiştiği silindirik simetriye sahip bir DKİ yapısıdır. Bu lens ortamında, aynı eksensel noktadan çıkan ışınlar, belirli bir mesafede yine eksensel odakta toplanırlar. Işığın DKİ ortamındaki bu davranışı kendi kendine odaklanma olarak adlandırılmaktadır [44]. Kırılma indisinin hiperbolik sekantın fonksiyonuna bağlı olarak enine koordinatlar boyunca radyal dağıldığı iki boyutlu bir Mikaelian lens ortamında, bir ışık hüzmesinin yapısal parametrelerini koruyarak ve soliton özelliklerini açığa çıkararak yayıldığı görülmektedir [45]. Ek olarak, bu ışığın sanal genliğinin aynı HS fonksiyonu ile orantılı olduğu da bilinmektedir. Bu 2B model için, Mikaelian lens kırılma indisi dağılımı aşağıdaki fonksiyon ile tanımlanabilmektedir:

$$n(y) = n_{H0} \operatorname{sech}(\alpha y), \quad (2.33)$$

burada  $n_{H0}$  optik eksenindeki kırılma indisi,  $\alpha$  ise indis dağılımının derinliğini temsil eden gradyan parametresidir. Şekil 2.6(a)'da Mikaelian lensin  $n_{H0} = 2$  ve  $\alpha = 0.005$  değerleri için Eşitlik 2.33'e göre kartezyen koordinat sisteminde indis dağılımı şematik olarak görülebilmektedir.



Şekil 2.6: (a) Mikaelian lensin HS kırılma indisi dağılımı profili. (b) Mikaelian lense gelen paralel ışık ışınlarının, ışın yörünge analizi.

Bu bölümde, Eşitlik 2.26'da verilen denklemle aynı kırılma indisi dağılımına sahip 2B silindirik bir Mikaelian lensi için yarı-iki boyutlu bir ışın yörünge denklemi çözümü

yapılmaktadır. Bu bağlamda, ilk adım olarak Eşitlik 2.2 de sunulan optik yol uzunluğu bağıntısından yararlanacağız. Mikaelian lens için bu bağıntıdaki diferansiyel uzunluk kartezyen koordinatlarda  $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2}$  olarak ifade edilmektedir.

Ancak, indis dağılımı  $y$ 'nin bir fonksiyonu olduğu için, diferansiyel uzunluk  $ds = \sqrt{1 + (dx/dy)^2} dy$  olarak tekrar düzenlenebilir. Eğer,  $dx/dy = \dot{x}$  tanımı yaparsak, Eşitlik 2.2 aşağıdaki hali alır:

$$OPL = \int_A^B n(y) \sqrt{1 + \dot{x}^2} dy. \quad (2.34)$$

Burada, yine takip edilen en kısa yolu bulmak için, Eşitlik 2.34'de sunulan integralin sonucunun en aza indirilmesi gerekmektedir. Bu bağlamda, Eşitlik 2.34'ün türevini elde etmek için Lagrangian eşitliği  $L(x, \dot{x}, y) = n(y) \sqrt{1 + \dot{x}^2}$  olarak tanımlanarak aşağıda verilen Euler-Lagrange denklemi kullanılabilir:

$$\frac{d}{dy} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{\partial L}{\partial x}. \quad (2.35)$$

Yapının  $x$  yönünde değişmez olduğu göz önüne alındığında,  $\partial L / \partial x$  türevi sıfıra eşit olur. Bu teriminin sıfıra eşit olması için ise Eşitlik 2.35'ün sol tarafının,  $\frac{d}{dy} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = 0$  olması bir diğer deyişle  $\partial L / \partial \dot{x}$  teriminin sabit bir değer olması gerekmektedir. Bu kapsamda, Lagrangian denkleminin  $\dot{x}$ 'e göre türevini alarak ve bu türevi  $C_4$  sabitine eşitleyerek aşağıdaki denklemi elde edebiliriz:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{n(y)}{\sqrt{1 + \dot{x}^2}} \dot{x} = C_4. \quad (2.36)$$

Daha sonra, doğrusal olmayan diferansiyel Eşitlik 2.37,  $\dot{x}$  terimini  $dx/dy$  ile değiştirilerek yeniden yazılabilir:

$$\frac{n(y)}{\sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dy}\right)^2}} \frac{dx}{dy} = C_4. \quad (2.37)$$

Işın denklemi  $y(x)$ 'e ulaşmak için bir sonraki adım olarak,  $dx$  için Eşitlik 2.38 aşağıdaki gibi çözülmelidir:

$$dx = \left( \frac{C_5}{\sqrt{n(y)^2 - C_5^2}} \right) dy. \quad (2.38)$$

Radyal simetriye sahip DKİ ortamları için Eşitlik 2.38 ve Eşitlik 2.39 bu alt bölümün en önemli sonuçlarıdır ve radyal simetriye sahip spesifik bir kırılma indisi profili için  $y(x)$  ışın denkleminin bulunmasını sağlarlar. Eşitlik 2.33'teki kırılma indisine sahip bir Mikaelian lensi için, Eşitlik 2.39  $y$ 'ye göre çözülerek, Mikaelian lensinin ışın denklemi  $y(x)$  aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$y(x) = \frac{1}{\alpha} \sinh^{-1} \left( A \sin(\alpha x) + \sin^{-1} \left( \frac{\sinh(\alpha y_0)}{A} \right) \right), \quad (2.39)$$

burada  $y_0$  ışının  $y$  koordinatında lens üzerindeki ilk konumu iken,  $A$  sabit bir terimdir ve bu terimi bulabilmek için sınır koşullarından yararlanmamız gerekmektedir. Bu bağlamda, paralel ışık ışınları için  $dy/dx = \tan(\theta)$  koşulunun sıfır olduğu durum kullanılarak, Eşitlik 2.39'un  $x$  değişkenine göre türevi alınıp elde edilen denklemde  $x = x_0$  ve  $y = y_0$  tanımlamaları yapıldığında,  $A$  sabit terimi aşağıdaki gibi bulunmaktadır:

$$A = \frac{\sinh(\alpha y_0)}{\cos(\alpha x_0)}. \quad (2.40)$$

Son olarak, Eşitlik 2.39 ve Eşitlik 2.40 birleştirilerek,  $y(x)$  ışın yörünge denkleminin son hali aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

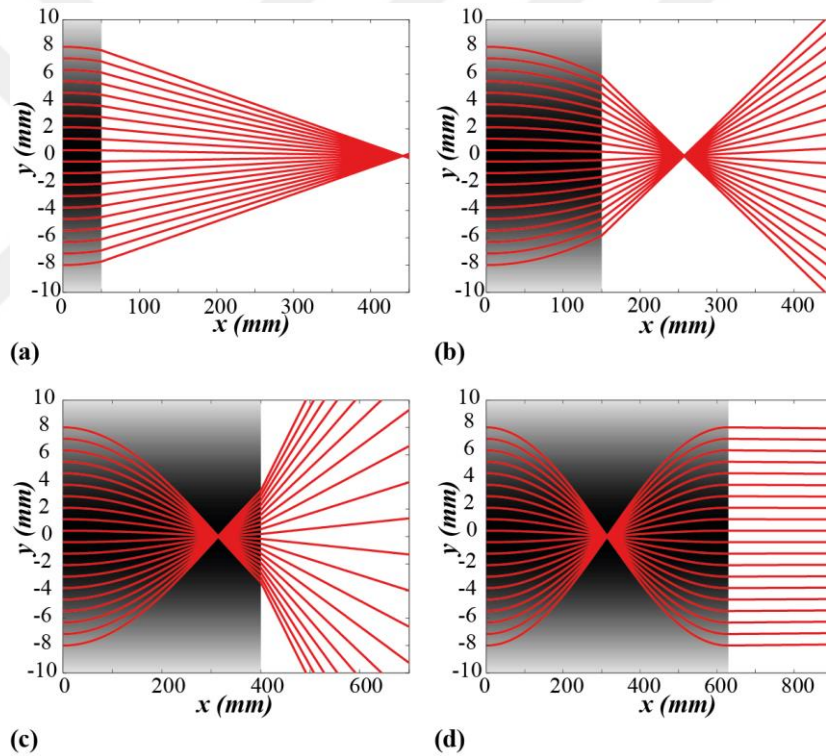
$$y(x) = \frac{1}{\alpha} \sinh^{-1} \left[ \sinh(\alpha y_0) (\tan(\alpha x_0) \sin(\alpha x) + \cos(\alpha x)) \right], \quad (2.41)$$

burada  $y(x)$ ,  $x$  konumuna göre bir ışının ışın yörünge fonksiyonu iken  $(x_0, y_0)$  ışının lens üzerindeki ilk konumudur. Elde edilen ışın yörünge denklemlerini kullanarak Mikaelian lensi içerisinde ışık ışınlarının izlediği yol incelenebilir. Şekil 2.6(b)'de lense gelen paralel ışık ışınlarının Eşitlik 2.41'de verilen ışın yörünge denklemine göre lens içerisinde izlediği yol gösterilmektedir. Burada ışığın lens içerisinde belirli periyotlarla kendi kendine odaklanması açıkça görülebilmektedir. Ek olarak, ışınların lensi terk ettiği açı olan çıkış açısını belirleyebilmek için Eşitlik 2.41'de verilen denklemin  $x$  değişkenine göre türevi alınmalıdır:

$$\dot{y}(x) = \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{\sinh(\alpha y_0) (\alpha \cos(\alpha x) \tan(\alpha x_0) - \alpha \sin(\alpha x))}{\sqrt{1 + \sinh^2(\alpha y_0) (\sin(\alpha x) \tan(\alpha x_0) + \cos(\alpha x))^2}} \right]. \quad (2.42)$$

Çıkış açısının bulunmasının ardından Eşitlik 2.41 ve Eşitlik 2.42 kullanılarak, çeşitli koşullar için ışınların Mikaelian lens içerisinde ve lensini terk ettikten sonra izlediği yol incelenebilir.

Şekil 2.7’de, Şekil 2.6(a)’da sunulan Mikaelian lensin sadece  $x$  yönündeki uzunluğu değiştirilip diğer parametreleri sabit tutularak ışın analizleri yapılmıştır. Burada lensin enine uzunluğu ile oynanarak farklı optik fenomenlerin elde edilebileceği görülmektedir. İlk olarak Şekil 2.7(a) ve 2.7(b) incelendiğinde lensin yapı dışında oluşturduğu odağın uzaklığının değiştirilebildiği görülmektedir.



Şekil 2.7: Paralel ışın kaynağı ile uyarılmış Mikaelian lensin  $x$  yönündeki farklı uzunlukları için ışın yörünge analizleri.

Ek olarak, ışının kendi kendine odaklandığı noktanın biraz ilerisini kapsayan bir uzunluk seçildiğinde, lensin iraksak mercek özelliği göstererek gelen paralel ışınlarının saçtığı görülmektedir (Şekil 2.7(c)). Ayrıca, lensin enine uzunluğu kendi kendine odaklanmanın gerçekleştiği uzunluğun iki katı olarak ayarlandığında ise Şekil 2.7(d)’de görüldüğü gibi gelen paralel ışın yapıyı yine aynı karakteristik ile terk

etmektedir. Sonuç olarak, Mikaelian lensinin  $x$  ve  $y$  yönündeki uzunlukları, optik eksenindeki kırılma indisi  $n_{H0}$  ya da gradyan parametresi olan  $\alpha$  değeri değiştirilerek, ışın yörünge denklemleri yardımı ile optiksel analizi yapılabilmektedir.

## 2.3 Dörtlü Luneburg Lens Sistemi ile Yönlü Optik Gizleme

### 2.3.1 Giriş

Bilindiği gibi Fermat prensibine göre bir ışık ışını, ortamdaki bir noktadan diğerine geçerken en kısa optik yolu takip eder. Bu nedenle, ışık ışınları homojen kırılma indisi dağılımına sahip bir ortamda düz bir çizgi üzerinden hareket ederken, ortamın kırılma indisi homojen olmadığına en az zaman alan optik yol kavisli bir çizgi haline gelir ve sonuç olarak ışık bükülür. Bu ışık bükme fenomenine dayanarak optik yansımaların kullanıldığı birçok uygulama ortaya çıkmıştır. En ilginç optik yansımalarından biri ise bir bölgeyi ya da cismi elektromanyetik spektrumda belirli bir frekans aralığı için gelen dalga karşısında gizlemek olarak bilinen görünmezlik uygulamalarıdır.

Yüklü parçacıklardan oluşan cisimler elektromanyetik dalgalarla etkileşime girdiğinde ortaya çıkan elektromanyetik ışınma nedeni ile kolayca tespit edilebilirler. Gözlerimizin de nesnelere görebilmesinin nedeni, nesnelere üzerine çarpan ışığın bir kısmını yansıtması ya da dağıtmasından kaynaklanır. Retinamızın bu dağılan ya da yansıyan ışığı algılamasıyla da görme işlemi gerçekleşir. Aynı prensip bilinmeyen bir obje üzerinden yansıyan radyo frekansları vasıtasıyla radar sistemlerinde de kullanılır. Bu nedenle, bir nesneyi tamamen görünmez kılmak için saçılımları yok etmek bir diğer deyişle elektromanyetik dalgaların yayılımının ortamda nesne olup olmamasına bağlı olmadan hep aynı kalmasını sağlamak gerekir. Sonuç olarak, nesnelere elektromanyetik dalgalarla etkileşimi, saçılımları yok edecek uygun bir mühendislik yaklaşımı ile kontrol edilmelidir. Optik gizleme için kullanılan görünmezlik pelerinlerinin temel amacı budur.

Hedeflenen uygulamaya bağlı olarak, görünmezlik pelerinlerinin çalışma mekanizması farklılık gösterir. Örneğin, insan gözü karşısında bir görünmezlik yaratabilmek için çalışma bant aralığı görünür spektrumu kapsamalıdır. Ancak insan gözü faza veya ışığın polarizasyonuna karşı duyarsız olduğu için, dalga fazının ya da polarizasyonun korunup korunmadığının önemi olmayabilir. Dolayısıyla, çeşitli uygulamalar için literatürde birçok farklı metot bulunabilir.



Optik alanında, görünmezlik etkisinin gerçekleştirilmesi, dönüşüm optiğine (DO) dayanan Pendry ve Leonhardt'ın öncü teorik çalışmalarının başlattığı çekici bir konu olmuştur [46-48]. Burada, ışık yayılımının yönünü verimli bir şekilde manipüle etmek için koordinat sistemi basitçe bükülmektedir [49-52]. Ancak koordinat sisteminin bükülmesi ve gerilmesi; anizotropik, mekansal olarak değişen elektriksel ve manyetik geçirgenlik değerlerine sahip, doğal olmayan malzemeler gerektirdiği için gerçek hayata kolayca uygulanabilen bir prosedür değildir. Bununla birlikte, meta malzemeler kullanılarak koordinat manipülasyonu sağlanabilmektedir [53], ancak bu malzemelerle tasarlanan yapıların boyutlarının genellikle çalışılan dalga boyundan çok daha küçük olması gerektiği için deneysel olarak inceleme yapılması zordur. Ek olarak, DO yaklaşımı kullanılarak elde edilen gizleme etkisi dar bantlı ve özü itibari ile kayıplıdır. Değinen bu dezavantajlar, araştırmacıları gizleme fenomeni üzerinde alternatif çözümler aramaya zorlamaktadır.

Bu bağlamda, DO ile birlikte, optik görünmezlik etkisi elde etmek için çeşitli yeni yöntemler getirilmiştir. Yer düzlemlerinin pelerin olarak da bilinen halı pelerinlemesi; izotropik, düşük kayıplı ve dielektrik malzemedeki yapılmış belirli bir kırılma indisine sahip katmanın altında nesnelere gizlemek için geliştirilmiş görünmezlik yaklaşımlarından biridir [54-58]. Başka bir yaklaşım ise, saklanmak istenen nesnenin saçılım karakteristiğini düzenlemek için genelleştirilmiş Hilbert dönüşümlerini kullanarak gizlenen nesneden kaynaklanan saçılımların bastırılmasıdır [59,60]. Ayrıca, optik görünürliğe yol açan dalgaların geri saçılımını en aza indirmek için Kramers-Kronig ilişkileri de sunulmuştur [61]. Son zamanlarda ise, gizleme etkisi elde etmek için optimizasyon yaklaşımını kullanma fikri görünmezlik alanında umut verici sonuçlar göstermektedir [62-65]. Bu yöntemde, optimizasyon metotları spesifik bir amaç fonksiyonuna bağlı olarak olası gizleme yapı tasarımları aramaktadır. Literatürde, optimizasyon yöntemlerine dayalı olarak elde edilmiş optik gizleme tasarımları sunulmuş ve mikrodalga frekans rejiminde deneysel doğrulamaları yapılmış çalışmalar bulunmaktadır [66,67].

Bu çalışmalara ek olarak hem ışın hem de dalga optiğinde, görünmez bölgeler oluşturmak için odaklama etkisi de kullanılmaktadır [68-70]. Bu kapsamda, DKİ optiği, verimli ışık manipülasyonu için güçlü bir araç olarak düşünülebilir. DKİ ortamları radyal veya aksel yönler boyunca kademeli olarak değişen kırılma indisine sahip olmaları nedeniyle, ışığı verimli bir şekilde bükerek ve en az zamanda yol alabileceği kavisli yörüngeleri takip etmesini sağlarlar [71-73]. Bu nedenle DK

ortamları, odaklama/toplama, sapma/yayma gibi optik fenomenler için eğimli ara yüzler olmadan kavisli ışık elde etme fırsatı sunmaktadır [74]. Son zamanlarda, DKİ optikleri kullanılarak tasarlanan optik pelerinler ile ilgili kavramsal çalışmalar bildirilmektedir [75-77].

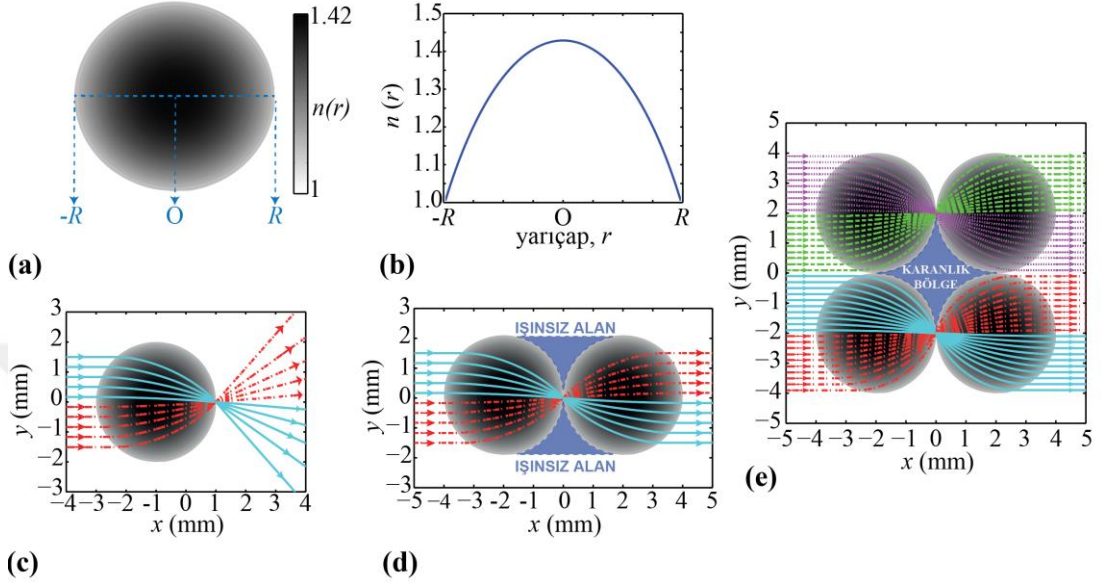
Bu çalışmada, mükemmel elektriksel iletkenliği (PEC) olan malzemeden yapılmış yüksek saçılım karakteristiğine sahip silindirik bir nesneyi gizlemek için DKİ konseptini kullanma fikri DKİ Luneburg lenslerinin dörtlü kombinasyonu ile önerilmektedir. Bu kapsamda, ilk olarak, geometrik optik yardımı ile Luneburg lenslerle oluşturulan gizleme sisteminin ışın analizi analitik olarak incelenmiştir. Daha sonra, üretilebilir bir optik gizleme cihazı tasarlayabilmek için sürekli DKİ profiline sahip olan Luneburg lensin, Maxwell-Garnett yaklaşımları, diğer bir deyiş ile etkin ortam teorisi (EMT) kullanılarak bir dielektrik levha üzerinde değişen yarıçaplara sahip silindirik hava deliklerinin açılması ile DKİ FK yapısı olarak ayrıştırılması sunulmuştur. Fabrikasyon süreci de göz önünde bulundurularak, dielektrik levha malzemesi olarak düşük kırılma indisine sahip, az kayıplı, biyo-bozunur bir termoplastik polimer olan ve üç boyutlu yazıcı teknolojisinde de yaygın olarak kullanılan polilaktik asit (PLA) kullanılmıştır. Tasarlanan yapının nümerik analizleri üç boyutlu zaman alanında sonlu farklar metodu (3B FDTD) kullanılarak yapılmış ve 3B baskı teknoloji kullanılarak üretilmiştir. Üretilen yapının deneysel doğrulaması ise mikrodalga frekanslarında yapılmıştır.

### **2.3.2 Optik gizlemenin geometrik optik ile modellenmesi**

Bu bölümde, geometrik optiğin yardımı ile, kırılma indisi merkezinden dış sınırına kadar radyal olarak değişen ve küresel bir DKİ ortamına sahip olan Luneburg lensi içerisinde, ışığın davranışı matematiksel olarak incelemektedir [20]. Luneburg lensinin genel kırılma indisi dağılımı Eşitlik 2.1’de verilmiştir. Şekil 2.8(a) ve 2.8(b)’de ise bir Luneburg merceğinin şematik gösterimi ve polar eksen boyunca karşılık gelen kırılma indisi dağılımı (mercek içinden alınan kesit, Şekil 2.8(a)’da kesikli çizgi ile gösterilmektedir) sırasıyla gösterilmektedir.

Luneburg lensin sahip olduğu özel kırılma indisi dağılımı ve radyal simetrisi nedeniyle, lense gelen paralel ışınlar lensin üzerinde karşı taraftaki noktaya odaklanır. Ayrıca, lens yüzeyinde bulunan tek bir noktadan yayılan ışınlar, leşin arka yüzeyinde paralel ışınlara dönüştürülür. Luneburg lensin bu özel özelliği, Fermat prensibine dayanan geometrik optik kullanılarak bir önceki bölümde (bölüm 2.2.1) analiz

edilmiştir. Bu amaçla, Luneburg lensi ile aynı indis dağılım karakteristiğine sahip 2B bir ortam ele alınarak yarı 2B ışın teorisi kullanılmış ve Fermat prensibini Lagrangian optiklerle birleştirerek, tek bir Luneburg lensi için ışın izleme denklemi Eşitlik 2.24'te sunulmuştur.



Şekil 2.8: (a) Luneburg lensin şematik gösterimi. (b) Yarıçapa göre Luneburg lensin kırılma indisi profili. Paralel ışınların (c) tek bir Luneburg lens, (d) ikili Luneburg lens sistemi ve (e) dördümlü Luneburg lens sistemi içerisinde takip ettiği yol.

Bulunan bu ışın yörünge denklemi, ışının geliş açısının  $\theta = 0^\circ$  olduğu paralel ışın durumu göz önüne alınarak aşağıdaki sadeleştirilebilir:

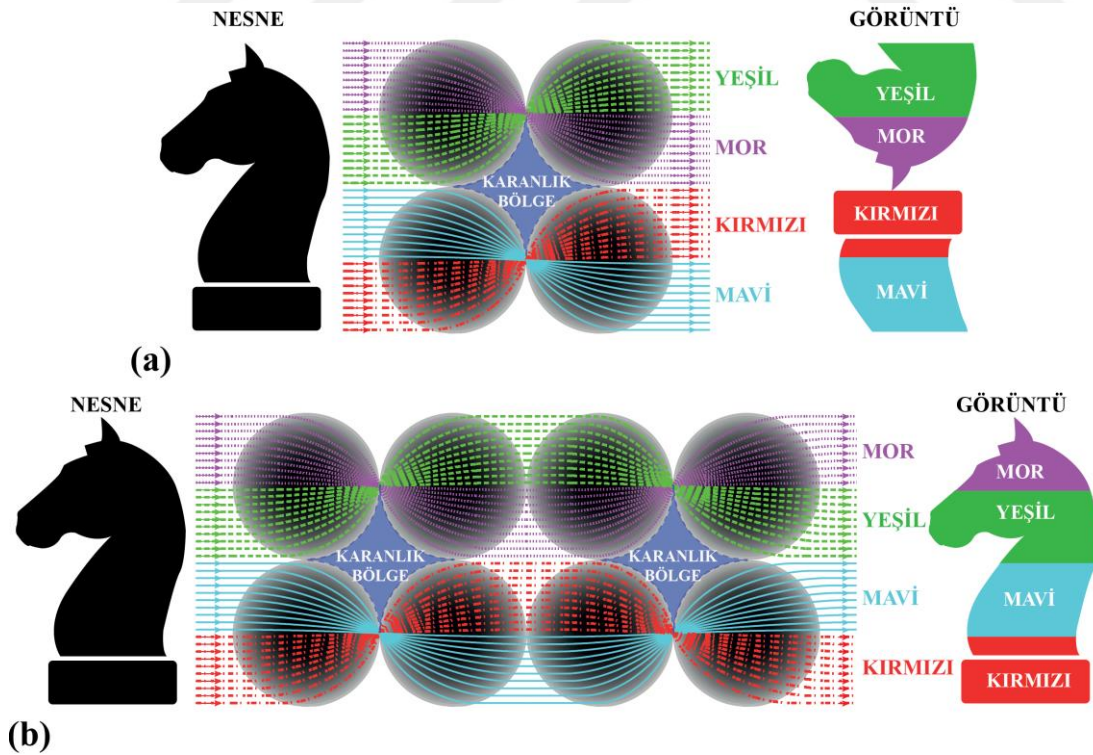
$$y(x) = \frac{y_0(x_0x + R\sqrt{R^2 + x_0^2 - x^2})}{x_0^2 + R^2}. \quad (2.43)$$

Sunulan bu denklemlere göre yayılan ışık ışınları, lensin arka yüzeyinde lensi terk ederken hava ile karşılaşır ve Snell yasasının bir sonucu olarak belirli çıkış açıları ile kırılırlar. Işınların çıkış açıları, ışın yörüngesinin eğim bilgisini kullanarak hesaplanabilir. Eşitlik 2.25'te eğim bilgisinden yararlanarak ışınların çıkış açısını tanımlayan denklem sunulmuştur.

Bu bağlamda, Luneburg lenslerin tek, çift ve dördümlü kombinasyonları için ışının lens içerisinde takip ettiği yol Eşitlik 2.24, 2.25 ve 2.43 kullanılarak hesaplanmış ve sırasıyla Şekil 2.8(c), 2.8(d) ve 2.8(e)'de sunulmuştur. Burada, gelen paralel ışınların tek bir noktaya odaklandığı (Luneburg lensin odaklama özelliği) ışın izleme denkleminin çözümü ile kanıtlanmış ve elde edilen sonuç Şekil 2.8(c) 'de verilmiştir.

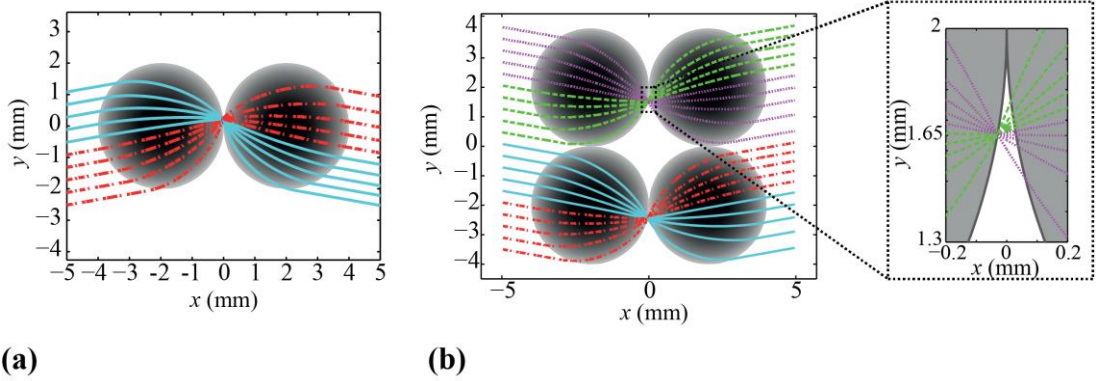
Ek olarak, iki lensin bitişik olarak art arda konumlandığı durumda, ilk lens sonunda odaklanan ışının ikinci lens ile birlikte sistemi paralel yayılan ışınlar olarak terk ettiği, bir diğer deyişle lens sistemine gelen paralel ışınların sistem sonunda yeniden elde edildiği Şekil 2.8(d)'de gözlemlenebilir. Şekil 2.8(d)' de gözlemlenen bir diğer önemli özellik ise iki lensin birbirine bağlandığı noktanın alt ve üst kısmında elde edilen, gelen ışıktan etkilenmeyen “ışınızsız” bölgelerin olmasıdır. Bu özellik göz önüne alındığında, optik gizleme elde edebilmek için bir sonraki adım olarak Luneburg lenslerin ikili kombinasyonlarını kullanarak dörtlü bir lens sistemi oluşturulabilir. Şekil 2.8(e)'de hedeflenen dörtlü lens sistemi ve bu sistem içerisinde ışınların geometrik optiğe göre izledikleri yol gösterilmektedir. Burada, dörtlü lens sisteminin ortasında “karanlık bölge” olarak adlandırılan, gelen ışınlarla karşı izole edilmiş bir bölge olduğu görülebilir. Bu nedenle, bu bölge bir nesneyi elektromanyetik olarak gelen bir dalga karşısında gizlemek için kullanılabilir.

Burada, Luneburg lensin kırılma indisi profili nedeniyle, gelen ışığın oluşturduğu nesnenin görüntüsünün sırasıyla iki parçaya ayrıldığı ve ters çevrildiğine dikkat edilmelidir. Şekil 2.9(a) ve Şekil 2.9(b)'de sırası ile görüntünün ters çevrilmesi ve ters çevrilmiş görüntünün düzeltilmesi için kullanılacak olası çözüm gösterilmektedir.



Şekil 2.9: (a) Dörtlü Luneburg lens sistemde rastgele seçilmiş bir nesnenin (satranç atı silueti) görüntüsünün oluşumunun şematik gösterimi. (b) Art arda sıralanan dörtlü Luneburg lens sistemleri ile ters görüntünün düzeltilmesinin şematik gösterimi.

Şekil 2.29(a)'da görülebileceği gibi, “karanlık bölge” olarak tanımlanan izole bölge gelen ışıklardan etkilenmez, ancak harici bir gözlemci dördünlü Luneburg lens sisteminin arka alanında oluşan nesneye baktığında, bölünmüş ve ters dönmüş görüntüyü algılar. Bununla birlikte, oluşan görüntüde, nesnenin tüm geometrik özelliklerinin herhangi bir bozulma olmadan korunduğu söylenebilir. Bu nedenle, Şekil 2.9(b)'de görülebildiği gibi aynı dördünlü lens sistemini art arda sıralı bir şekilde koyarak, nesnenin düzeltilmiş görüntüsü elde edilebilir. Öte yandan, diğer bir çözüm yolu olarak Maxwell Balıkgözü lenslerinin Luneburg lensleri ile kombinasyonu ile genel sistemin boyutu %25 oranında azaltılarak, nesnenin düzeltilmiş görüntüsünü elde etmek de mümkündür. Bu durumda, lens sistemi Luneburg- Maxwell Balıkgözü- Luneburg lensleri dizisinde inşa edilmelidir. Ancak, Maxwell Balıkgözü lensi sistem konfigürasyonuna dahil edildiğinde, gizleme kabiliyeti yalnızca tek bir yönde (ışığın soldan sağa / sağdan sola doğru olduğu durumlarda) elde edilirken, sadece Luneburg lensleri içeren lens sistemi iki ortogonal yönde de gizleme performansını sağlar. Ek olarak tasarlanan gizleme yapısının sıfırdan farklı geliş açıları altındaki performansını analiz edebilmek için Şekil 2.10(a) ve 2.10(b)'de görülebileceği gibi çift ve dördünlü lens sistemleri için geliş açılarının sırasıyla  $-10^\circ$  ve  $10^\circ$  olarak seçildiği durumlar için ışın yörünge analizleri yapılmıştır.



Şekil 2.10: (a) İki Luneburg lens sisteminde  $\theta = -10^\circ$  geliş açısına sahip paralel ışınlarının ışın yörünge analizi. (b) Art arda sıralanan dördünlü Luneburg lens sisteminde  $\theta = 10^\circ$  geliş açısına sahip paralel ışınların ışın yörünge analizi.

Bu figürlerden de görülebileceği gibi incelenen geliş açısı değerleri için hala “karanlık bölge” oluşmaktadır. Ancak, gelen paralel ışınların Luneburg lensinin tam karşı yüzeyinde oluşturduğu odak noktası Şekil 2.10(b)'de görülebileceği gibi  $10^\circ$  eğik geliş açısı altında bitişik lenslerin kesiştiği noktanın tam üzerinde değildir. Burada,

keleşim noktasının yakınlıştırılmış görüntüsüne bakıldığında, iki Luneburg lensin birleşim pozisyonuna göre aşağı doğru kaymış olarak odaklanan ışınlarının, ilk önce hava boşluğunda kısa bir mesafede yayılıp, eşit olmayan optik yolları izledikten sonra ikinci lense girdiği görülmektedir. Bu durumda, lens sistemi boyunca yayılan ışınları farklı uzunluklardaki optik yolları takip etikleri için lensi eşit olmayan aralıklarla terk etmektedirler. ışınların bu davranışı görüntünün bozulmasına neden olabilir. Ancak, Şekil 2.9(b)'de tartışılan görüntü düzeltme konsepti, farklı geliş açıları nedeni ile oluşan görüntü bozukluklarını gidermek için de kullanılabilir.

Özetle, Şekil 2.8, 2.9 ve 2.10'da sunulan sonuçlar, dörtlü Luneburg lens sisteminin bir nesneyi etkili bir Şekilde gizleyebilecek potansiyelinin olduğunu göstermektedir. ışın teorisi analizinde sunulan gizleme konseptine uygun olarak daha gerçekçi bir gizleme cihazı tasarlamak için yapılan sayısal analizler ve deneysel doğrulama aşağıdaki bölümlerde verilmektedir.

### **2.3.3 Tasarım yaklaşımı ve sayısal analizler**

Bir nceki bölümde, Luneburg lens sistemi aracılığıyla ışık yayılımının ışın teorisi, yönlü gizleme kavramını sağlamak için sunulmuştur. Geometrik optik, önerilen tasarımın çalışma prensibi hakkında bazı bilgiler verse de ışık madde etkileşiminin analizi için FDTD yöntemini uygulayarak gizleme sisteminin performansını analiz etmek de gereklidir.

Genel olarak, arzu edilen indis dağılımına sahip sürekli DKİ ortamının imal edilmesi, imalat sınırlamaları nedeniyle zorlu bir iř olarak kabul edilebilir. Bu zorlukların üstesinden gelebilmek için, FK yapıları EMT uygulaması yoluyla sürekli DKİ ortamının benzerini oluşturmak için yaygın olarak kullanılmaktadır. Dielektrik ubukların ya da hava deliklerinin yarıçaplarının uygun Şekilde düzenlenmesi, FK ubuklar arasındaki uzamsal mesafelerin ayarlanması ve FK hava deliklerinin farklı kırılma indekslerine sahip farklı maddelerle infiltrasyonu gibi sürekli DKİ ortamını DKİ FK ortamına dönüştürmek için çeşitli yöntemler vardır. Bu yaklaşımların temel amacı, temel FK hücrelerinin dolum faktörlerinin kademeli olarak değişmesiyle istenen indis profiline sahip homojen olmayan bir ortam tasarlamaktır [78]. Sunulan bu çalışmada ise sürekli DKİ ortamına sahip Luneburg lensinin indis dağılımını ayırık hale getirmek için Maxwell-Garnett EMT yaklaşımı kullanılmaktadır. Bu teori, enine elektrik (TE) dalga polarizasyonu için etkin dielektrik sabitini aşağıdaki gibi ifade etmektedir [79]:

$$\varepsilon_e = \varepsilon_h + \frac{2f\varepsilon_h(\varepsilon_a - \varepsilon_h)}{2\varepsilon_h + (1-f)(\varepsilon_a - \varepsilon_h)}, \quad (2.44)$$

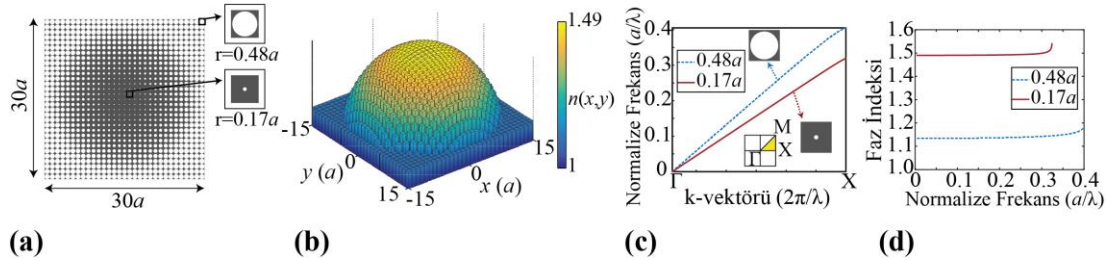
burada  $\varepsilon_h$  ve  $\varepsilon_a$ , sırasıyla ortamın ve hava deliklerinin dielektrik değerleri iken,  $f = \pi r^2/(a^2)$  dielektrik dolun oranını ve  $r$  hava deliklerinin yarıçapını temsil etmektedir. Son olarak, TE polarizasyonu için hava deliklerinin yarıçaplarının ( $r_{TE}$ ) değişim formülü aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$r_{TE} = a \sqrt{\frac{(\varepsilon_h - n(x, y)^2)(\varepsilon_h + \varepsilon_a)}{\pi(\varepsilon_h + n(x, y)^2)(\varepsilon_h - \varepsilon_a)}}, \quad (2.45)$$

burada “ $a$ ” örgü sabiti ve  $n(x, y)$  Luneburg lensin kırılma indisinin dağılım fonksiyonudur. Sonuç olarak, Eşitlik 2.1 ve Eşitlik 2.45 kullanılarak istenilen kırılma indisine sahip ortamlarda kare örgü DKİ FK Luneburg lens yapısı tasarlanabilir.

Bu bağlamda, üretim ve deneysel doğrulama aşamaları göz önüne alınarak, bu çalışmada gizleme konseptini tasarlamak için ana malzeme olarak PLA malzemesi kullanılmıştır. PLA malzemesinin dielektrik sabiti, mikrodalga rejimi için Nicolson-Ross ve Weir yöntemine uygun bir şekilde  $\varepsilon_{PLA} = 2.4025$  olarak seçilmiştir [80]. Tasarlanan DKİ FK Luneburg lensinin şematik görünümü, ilgili yapısal parametrelerle birlikte Şekil 2.11(a)’da sunulmaktadır. Ayrıca, sırasıyla  $r_{max} = 0.48a$  ve  $r_{min} = 0.17a$  olan maksimum ve minimum yarıçaplı hava deliklerine sahip FK birim hücreleri, aynı şekil içerisinde ekli küçük resim olarak verilirken, kırılma indisi değerlerinin kademeli olarak 1.13 ve 1.49 arasında değiştiğini gösteren 3D grafik Şekil 2.11(b)’de gösterilmiştir. Burada, indeks profilini tanımlayabilmek için, çalışma dalga boylarının sınırları EMT’ye uygun olarak seçilmelidir. Bilindiği gibi, EMT, dielektrik bileşenlerin yapının birim hücresi üzerinde izotropik etkin bir indeks olarak ortalaması alınabileceği uzun dalga boyu sınırında geçerlidir. EMT uygulamasının geçerli olduğu uzun dalga boyu sınırını tanımlamak için, PC birim hücrelerinin (PLA dielektrik levhada açılan hava delikleri) dağılım ilişkileri, düzlem dalga genişleme (PWE) yöntemi kullanılarak hesaplanır [81]. FK birim hücrelerin en büyük ve en küçük hava deliklerinin yarıçapları için GX yönündeki birinci bandın hesaplanan dispersiyon diyagramları Şekil 2.11(c)’de gösterilmektedir, burada GX yönü indirgenemez Brillouin bölgesi olarak belirlenmiştir. Bu şekilde de anlaşılacağı gibi, dispersiyon ilişkisi,  $a/\lambda = 0.01$  ve  $a/\lambda = 0.30$  normalize frekans aralığında neredeyse doğrusaldır. Bu doğrusal karakteristikten yararlanılarak, ilgili bant diyagramlarının eğim bilgilerini kullanılmış ve etkili kırılma indisi eğrileri çıkarılmıştır (Şekil 2.11(d)). Burada,  $a/\lambda =$

0.01 ve  $a/\lambda = 0.25$  normalleştirilmiş frekans aralığında etkin kırılma indisi değerleri neredeyse sabittir (doğrusal). Bu nedenle, bu normalleştirilmiş frekans aralığında çalışmak EMT'nin geçerliliğini sağlamaktadır.



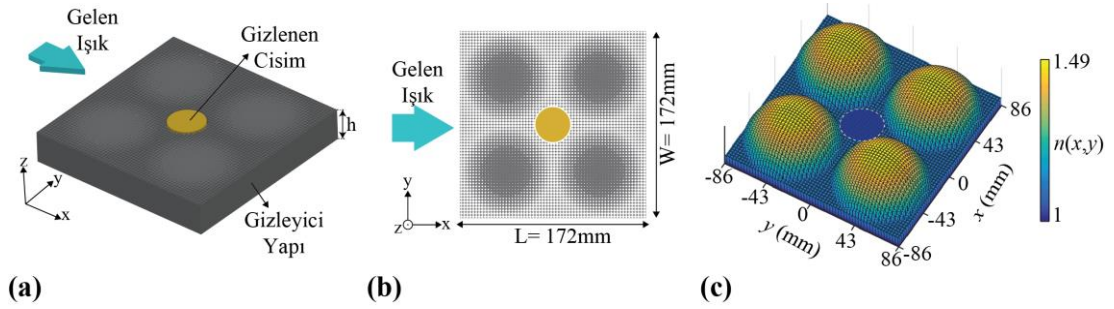
Şekil 2.11: Tasarlanan Luneburg DK FK lensinin (a) şematik gösterimi (b) indis profiline merdiven basamağı şeklinde gösterimi. (c) İlk bandın  $\Gamma$ -X yönü boyunca dispersiyon diyagramı. (d) Elde edilen dispersiyon bantlarına karşılık gelen faz indeksi eğrileri.

Bir önceki bölümde önerilen lens sistemi boyunca yayılan düzlem dalganın, Luneburg lensinin güçlü odaklama etkisi nedeniyle “karanlık bölge” etrafında büküldüğü ışın teorisi yardımı ile gözlenmişti. Bu bölge, Şekil 2.8(e)’de gösterildiği gibi dörtlü lens sistemini kullanarak bir nesnenin elektromanyetik dalgalarından gizlenmesi için yönlü bir gizleme cihazı tasarımında "elektromanyetik olarak gizlenmiş" bir bölge olarak düşünülebilir. Bu bağlamda, Şekil 2.11(a)’da tasarlanan ve sunulan DKİ FK Luneburg lensi, önerilen dörtlü lens sisteminin bir parçası olarak düşünülebilir. Bu kapsamda, Şekil 2.11(a)’da ki DK FK Luneburg lensi, mikrodalga rejiminde çalışabilmek için örgü sabiti  $a = 2.87$  mm olarak ayarlayarak ölçeklendirilebilir. Örgü sabitini belirlerken, gizleme cihazının imalatının ve deneysel doğrulamasının da göz önünde bulundurulduğuna dikkat etmek önemlidir.

Şekil 2.12, etkin kırılma indisi profili ile önerilen gizleme cihazının kavramsal tasarımını sunmaktadır. Şekil 2.12(a)’dan görülebileceği gibi, gizleme cihazı dört DKİ FK Luneburg lensinin birleşimiyle oluşturulmuştur. Gizleme için düşünülen nesneyi yerleştirmek için gizleme yapısının merkezinde bir hava deliği bilinçli olarak açılmıştır. Burada hava deliğinin konumu, Şekil 2.8(e)’de gösterilen “karanlık bölge” ile örtüşecek şekilde düzenlenmiştir. Tasarlanan gizleme cihazı, Şekil 2.12(b)’de gösterildiği gibi 172 mm genişliğe ve uzunluğa sahiptir ve yapı kalınlığı  $h = 24$  mm 'ye sabitlenmiştir. Şekil 2.12(a) ve 2.12(b)’deki oklar dalganın yayılma yönünü göstermektedir. Gizleme nesnesi olarak, 36 mm çapında ve 24 mm yüksekliğinde silindirik bir PEC malzemesi kullanılmıştır. Önerilen gizleme sisteminin etkin kırılma



indisi profiline karşılık gelen 3D görünümü, Şekil.2.12(c)'de gösterilmiş olup, burada “karanlık bölge”, profilin ortasındaki kesikli daire ile tanımlanmıştır.

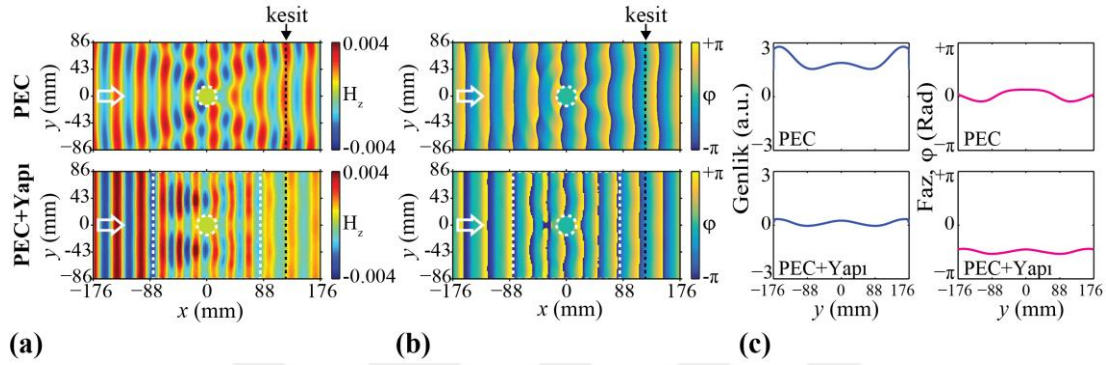


Şekil 2.12: Tasarlanan gizleme yapısının (a) 3 boyutlu ve (b) kuş bakışı görüntülerinin yapısal parametrelerle birlikte gösterimi. (c) Önerilen yapının indis profiline merdiven basamağı (ayrık) versiyonunun şematik gösterimi.

Önerilen yapının gizleme performansını sayısal olarak analiz etmek için FDTD yöntemi kullanılmıştır. FDTD simülasyonlarında, ilk olarak silindirik bir PEC nesnesinin serbest uzay ortamındaki saçılma özelliklerini analiz etmek için nesne düzlem dalga kaynağını ile uyarılmıştır. PEC materyalinin, bir elektromanyetik dalga karşısında %100 yansımaya ve %0 emilim özelliği ile sonuçlanan sonsuz iletkenliğe sahip bir malzeme olduğunu belirtmek önemlidir. Bu nedenle, önerilen yapının gizleme performansını gösterebilmek için sayısal analizlerle PEC materyali kullanılmıştır. Daha sonra, gizleme yapısını uyararak için 8 GHz mikrodalga frekansında çalışan TE polarizasyona sahip düzlem dalga kaynağı (bu frekans  $a/\lambda = 0.08$  normalize frekansının 8 GHz dönüştürülmesiyle elde edilmiştir) kullanılmıştır. TE polarizasyonu için elektrik alan bileşenlerinin  $xy$ -düzlemine ( $E_x, E_y$ ) paralel olduğu ve manyetik alanın ( $H_z$ )  $xy$ -düzlemine dik olduğu belirtilmelidir.

Sadece PEC yapısının boş alana yerleştirildiği ve daha sonra PEC nesnesinin gizleme yapısı ile çevrelediği durumlar için manyetik alan ( $H_z$ ) ve faz ( $\varphi$ ) dağılımları hesaplanmış, elde edilen sonuçlar sırasıyla Şekil 2.13(a) ve 2.13(b)'de verilmiştir. Şekil 2.13(a)'da sadece PEC nesnesinin olduğu durum için elde edilen manyetik alan dağılımından açıkça görülebileceği gibi, gelen düzlem dalga PEC nesnesi tarafından kuvvetle saçılmaktadır. Ayrıca, Şekil 2.13(b)'de aynı duruma karşılık gelen faz dağılımında da dalga ön yüzlerinin bozulduğu görülmektedir. Öte yandan, PEC nesnesi tasarlanan gizleme yapısı ile kaplandığında, izole bölgede kaldığı için saçılımlar büyük ölçüde bastırılmaktadır. Şekil.2.13(a) ve Şekil.2.13(b)'de de görülebileceği gibi,

manyetik alan ve faz profilleri yapının çıkışında bozulmamaktadır. Böylece, gelen düzlem dalganın doğal yayılım özelliği, yapının içine bir PEC malzemesi yerleştirilmiş olsa bile büyük ölçüde korunmaktadır. Diğer yandan, gizleme yapısının giriş ve çıkış yüzlerinde ortaya çıkan empedans uyumsuzluğu bu ara yüzlerde yansımalar neden olur. Ortaya çıkan yansımalar, gelen ve giden dalgalar arasında optik güç farkına neden olur. Ancak, istenmeyen yansımalar uygun yansıma önleyici kaplamalar kullanılarak bastırılabilir.



Şekil 2.13: Sayısal olarak hesaplanmış (a) manyetik alan ve (b) faz dağılımları. Oklar gelen düzlem dalgalarının yayılım yönünü göstermektedir. (c) Siyah kesitli çizgilerin olduğu konumlarda hesaplanan genlik ve faz profili kesitleri.

Gizleme cihazının performansını nicel olarak analiz etmek için, kesitsel genlik ve faz profilleri belirli pozisyonlarda (Şekil 2.13(a) ve 2.13(b)'de gösterilen siyah kesikli çizgiler) hesaplanmış ve Şekil 2.13(c)'de gösterilmiştir. Bu şekilde görülebileceği gibi, PEC nesnesi gelen dalgayı büyük ölçüde saçar ve bu da kesitsel genlik ve faz profillerinde yüksek dalgalanmalara yol açar. Öte yandan, genlik ve faz profillerinde ortaya çıkan dalgalanmalar, Şekil 2.13(c)'nin alt kısmındaki grafiklerde gösterildiği gibi PEC nesnesinin gizleme yapısının içerisine konmasıyla, pelerin tarafından önemli ölçüde bastırılır. Kesitsel profillerdeki dalgalanmaların azalmasının, girişteki düzlem dalganın, çıkışta girişteki özelliklerini koruyarak tekrar oluşumunu gösterdiği sonucuna varılabilir. Bu etki, önerilen dördünlü Luneburg lens sisteminin gizleme yeteneğini göstermektedir. Geometrik optik kullanılarak elde edilen tüm sayısal analizlerin FDTD simülasyonlarıyla uyumlun olduğu da burada belirtilmelidir.

### 2.3.4 Gizleme etkisinin deneysel doğrulanması

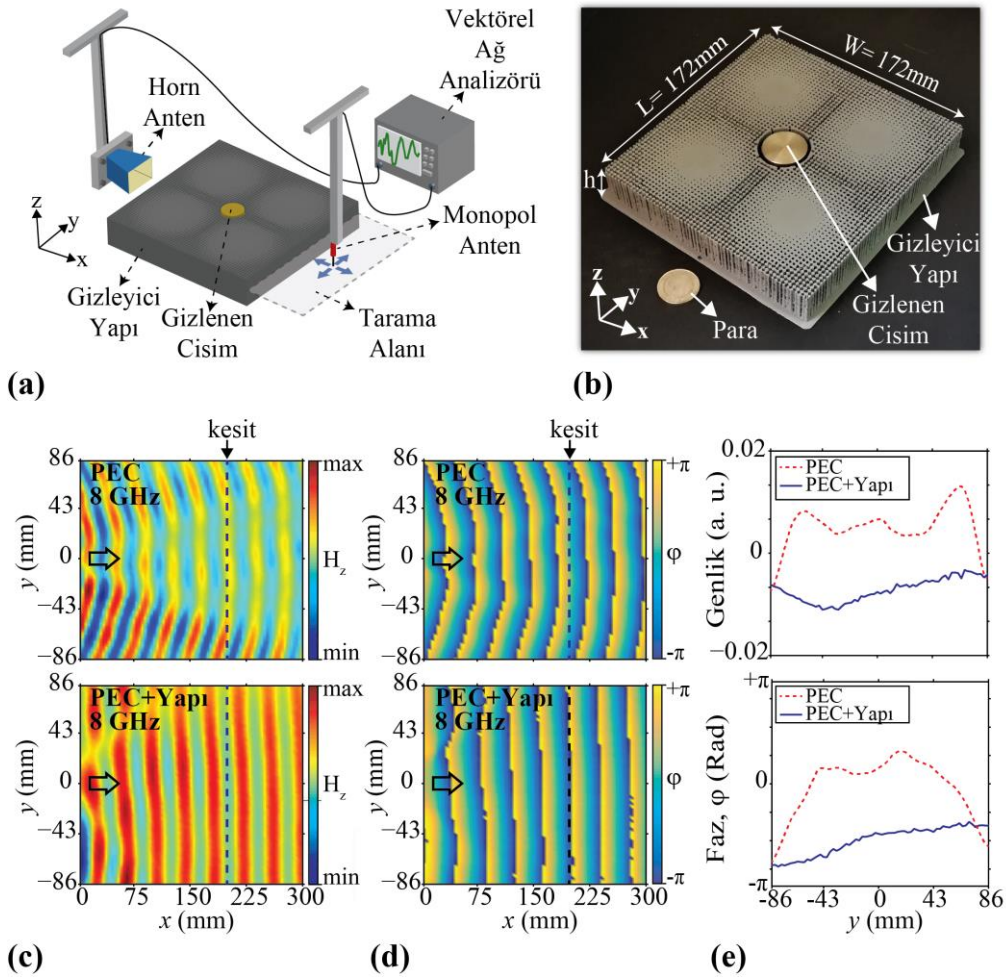
Dördünlü Luneburg lens sistemi ile gizleme konseptinin deneysel olarak doğrulanması, mikrodalga frekanslarında deneyler yaparak elde edilmiştir. Bu amaçla, tasarlanan gizleme yapısı, PLA malzemesinin 3B baskısı ile üretilmiştir. Burada, daha önce

bahsedildiği gibi, PLA malzemesinin geçirgenliği  $\epsilon_{PLA} = 2.4025$ 'e eşittir. Gerçekçi bir deney yapmak için, deneylerde PEC nesnesi yerine silindirik bir pirinç nesne kullanılmıştır. Buradaki, pirinç nesne bakır ve çinkonun karışımından oluşan metalik bir alaşımdır, ilgili mikrodalga frekanslarında gelen elektromanyetik dalgayı yüksek oranda saçmaktadır. Deney aşamasında, üretilen gizleme yapısı, önüne yerleştirilen 6 GHz – 12 GHz çalışma bant genişliğine sahip bir horn anten kullanılarak uyarılmış ve Agilent E5071C ENA network analizörü kullanılarak gerekli ölçümler yapılmıştır. Horn anten küresel dalga yüzlerine sahip Gauss profilinde dalgalar oluşturduğu için antenin konumlandırılması yapılırken dalga yüzlerinin düzlem dalgaya yaklaştığı belli bir mesafe seçilmiştir. Ayrıca, hareketli bir mekanizmaya yerleştirilen bir monopol anten, üretilen gizleme yapısının arkasındaki tarama alanındaki manyetik alan ( $H_z$ ) ve faz ( $\phi$ ) dağılımlarını ölçmek için kullanılmıştır. Ölçümleri almak için monopol anten tarama alanı içerisinde hem  $x$  eksenini hem de  $y$  eksenini boyunca 2 mm adımlarla hareket ettirilmiştir. Tarama alanının,  $z$ -yönünde gizleme yapısının kalınlığının yarısının olduğu bir seviyede konumlandığına dikkat edilmelidir. Deney düzeneğinin tam şematik gösterimi Şekil 2.14(a)'da verilmiştir. Ayrıca, içine yerleştirilmiş silindirik pirinç nesne ile üretilmiş gizleme yapısının fotoğraflık görünümü de Şekil 2.14(b)'de verilmektedir, burada yapı ve pirinç nesnenin boyutlarının görsel olarak karşılaştırılabilmesi için bir madeni para yapının yanına yerleştirmiştir.

İlk olarak, pirinç nesne nedeniyle oluşan saçılmaları ölçülmüştür. Bu amaçla, pirinç nesneyi horn anteninin önüne yerleştirilmiş ve sonra monopol anten aracılığıyla arkasındaki manyetik alan ve faz dağılımlarını taranmıştır. Daha sonra, pirinç nesneyi gizleme yapısının içine koyarak horn anteni ile yapı arasında yeterli bir mesafe bırakarak gizleme yapısının arkasındaki manyetik alan ve faz dağılımlarının ölçümü yapılmıştır. 8 GHz frekans değerinde ölçülen ilgili manyetik alan ve faz dağılımları, sırasıyla Şekil 2.14(c) ve 2.14(d)'de verilmiştir. Şekildeki oklar gelen dalganın yönünü göstermektedir. Şekil 2.14(c)'de sadece pirinç nesnenin olduğu durum için verilen grafikte, gelen dalganın güçlü bir şekilde dağıldığı ve pirinç nesnenin arka yüzeyinde bir gölge yaparak iki kola ayrıldığı görülmektedir. Öte yandan, gizleme yapısı saçılmaları azaltmaktadır (pirinç nesnenin varlığının neredeyse hiçbir belirtisi yoktur).

Gizleme yapısı için verilen grafikte ise yapının  $y$  eksenini boyunca pirinç nesne nedeniyle oluşan dağılmış manyetik alanları toplayarak yapı arkasında manyetik alan

genliğini eşitlemeyi başardığı sonucuna varılabilir. Gizlemenin tam bir resmini vermek için, ölçülen faz dağılımları, tek başına pirinç nesne ve içinde pirinç nesne bulunan gizleme yapısı için sırasıyla Şekil 2.14(d)'nin üst ve alt grafiklerinde verilmektedir. Burada, pirinç nesne, gelen dalgayı arkasında kavisli dalga yüzlerine sahip olacak şekilde dağıtırken, gizleme yapısı bozulan dalga yüzlerini düzlem dalga karakteristiğine sahip olacak şekilde yeniden şekillendirmektedir.



Şekil 2.14: (a) Deney düzeneğinin şematik gösterimi. (b) Üç boyutlu yazıcı ile üretilen yapı ve saklamak için kullanılan silindirik pirinç nesnenin fotoğrafı. (c) Silindir piri pirinç nesnenin tek başına (PEC) ve tasarlanan yapı ile birlikte (PEC+Yapı) 8 GHz frekans değerinde elde edilen (d) manyetik alan ( $H_z$ ) ve (d) faz ( $\phi$ ) dağılımları. (e) Manyetik alan genliği ve fazının ilgili kesit profilleri.

Şekil 2.14(c) ve 2.14(d)'deki kesik çizgiler, manyetik alan ve faz dağılımları için alınan kesit profillerinin konumlarını göstermektedir. İlgili kesit profilleri, pirinç nesnenin saçılımlarını ve dörtlü Luneburg lens sisteminin gizleme etkisini göstermek

için Şekil 2.14(e)'de verilmiştir. Şekil 2.14(e)'deki grafiklerden görülebileceği gibi, pirinç nesnesini gizlemek için eklenen gizleme yapısı, genlik ve faz profillerindeki dalgalanmaları azaltmaktadır.

### 2.3.5 Sonuç

Sonuç olarak, bu bölümde, tasarlanan dörtlü Luneburg lens sisteminin yönlü gizleme özelliği sunulmuştur. Tek bir Luneburg lensin ışın analizi yapıldıktan sonra bu analiz çift ve dörtlü Luneburg lens sistemlerine uyarlanarak incelenmiştir. Bunun sonucunda, dörtlü Luneburg lens sisteminin ortasında PEC malzemeleri gibi saçılım karakteristiği yüksek nesnelere optik gizlenmesi için yeterli karanlık bir bölgenin oluştuğu gösterilmiştir. Daha sonra, üretilebilir bir gizleme cihazı tasarlayabilmek için, Luneburg lensin devamlı kırılma indisi dağılımını Maxwell-Garnett EMT yardımı ile DKİ FK yapısına ayırtırmak için dielektrik levha üzerine kademeli olarak değişen yarıçaplara sahip hava delikleri yerleştirilmiştir. Dielektrik malzeme elektriksel geçirgenliği  $\epsilon_{PLA} = 2.4025$  olan PLA malzemesi olarak seçilmiş ve EMT analizleri PWE yöntemi ile ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Ayrıca, silindirik PEC nesnesinin dörtlü DKİ FK Luneburg lens sistemi tarafından gizlenmesi, sistemin bir TE polarizasyona sahip düzlem dalga tarafından uyarıldığı durum için FDTD yöntemi kullanılarak analiz edilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlara göre, tasarlanan yapının istenilen nesneyi gelen bir elektromanyetik dalga karşısında gizleyebildiği gösterilmiştir. Ek olarak, sunulan dörtlü Luneburg lens sistemi 3B baskı teknolojisi ile üretilerek, gizleme özelliği analitik çözümlerin ve sayısal hesaplamaların doğrulanması için 8 GHz frekansında mikrodalga deneyleri ile incelenmiştir. Deneyler sırasında, PEC malzemesi yerine pirinç alaşımı kullanılmış ve üretilen lens sisteminin, nesne nedeni ile oluşan saçılımları oldukça başarılı bir şekilde bastırmayı başardığı gözlemlenmiştir. Sonuç olarak, dörtlü Luneburg Lens sistemi kullanılarak bir gizleme konseptini tasarlanmış, tasarlanan yapının performansı hem sayısal hem de deneysel olarak doğrulanmıştır. Tasarlanan bu yapı, belirli bir yayılım yönünde optik gizleme uygulamaları için iyi bir seçenek olabilir. Ek olarak, dörtlü Luneburg sistemlerinin sayısı artırılarak birden fazla nesne gizlenebilir.

## 2.4 Nematik Sıvı Kristallerle Aktif Ayarlanabilir Işın Yönlendirici ve Afokal Lens Sistemi Tasarımı

### 2.4.1 Giriş

Fotonik kristaller alanındaki son gelişmelerle ışığı kontrol etme, manipüle etme, iletme ve tespit etme gücünün artmasıyla birlikte, dalga kılavuzları [82], optik anahtarlar [83], filtreler [84], kusur modu mikro-kaviteler [85] ve öz-kolimasyon [86] gibi birçok FK uygulamalarının tasarımının önünü açılmıştır. Buna karşın, çoğu FK cihazı gelişmiş optik özelliklerle tasarlanmış olmasına rağmen sadece fotonik bant boşlukları veya izinli bant aralığında tanımlanmış dispersiyon özellikleri ile sabitleştirilmiş, belirli işlevleri yerine getirmektedir. Bir başka deyişle, pasif fotonik cihazlar olarak tanımlanabilen bu tür yapılar imal edildikten sonra optik özellikleri kolayca ayarlanamamaktadır. Bu nedenle, optik özellikleri dış parametrelerle dinamik olarak kontrol etme yeteneğinin geliştirilmesi, sadece optoelektronik cihazların işlevselliğini, verimliliğini, esnekliğini ve kompaktlığını arttırmak için değil, aynı zamanda maliyetini azaltmak için de önemlidir. Bu bağlamda, optik ayarlanabilirlik elde etmek için mikro akışkanlar [87], ferroelektrik malzemeler [88], grafen [89], dielektrik elastomerler [90], sıvı kristaller [91], termal kontrol [92] ve mekanik kontrol [93] gibi çeşitli yöntemler kullanılmaya çalışılmıştır. Bu yöntemler arasından, sıvı kristaller (SK) düşük güç tüketimi, üretim maliyeti verimliliği ve yapısal kompaktlığı nedeniyle optik ayarlanabilirliği elde etmek için kullanılacak iyi bir metottur [94]. Bu kapsamda, literatürde, FK bant boşluklarını [95-98], negatif kırılma etkisini [99] ayarlamak ve kontrol edilebilir optik dalga kılavuzları [100,101], kırınım ızgaraları [102], ışın deflektörleri [103] gibi yapı tasarımlarında SK kullanımı sunulmaktadır.

Işık odaklama ve yönlendirme elemanları fotonik uygulamalarda önemli bir rol oynamaktadır. Odaklama etkisini elde edebilmek için, negatif kırılma [104], Fabry–Perot rezonansları [105], süper lensler [106], aperiodik metalik dalga kılavuzu dizileri [107], metamalzemeler [108] ve fotonik nano-jetlere [109] dayalı çeşitli önemli yaklaşımlar önerilmiştir. Işın yönlendirme ise fotonik bant aralığı sistemleri [110], yarık dalga kılavuzları [111], plazmonik dalga kılavuzları [112], birleşik rezonatörler [113] ve dispersiyon bazlı optik yönlendirme [114] yöntemleri kullanılarak elde edilmeye çalışılmıştır. Bu tekniklerin yanı sıra, ışık yayılımı davranışının manipülasyonu, DKİ materyalleri kavramının tanıtılmasıyla daha da geliştirilmiştir. Bu güçlü araçlar, verimli ışık odaklama, ışık bükme [72], dalga boyu çoklama [115]

ve mod dönüştürme [116], optik mod kuplağı [117], düz DKİ lensi [118] ve Maxwell Balıkgözü DKİ FK lensi [119] dahil olmak üzere gibi çok sayıda nano-fotonik ve optik uygulamaların tasarımına katkıda bulunmuştur. Ancak, bu çalışmalarda kaydedilen önemli ilerlemelere rağmen, tasarlanan ışık odaklama ve ışık yönlendirme yapılarının neredeyse tamamı ayarlanabilirlik özellikleri olmadan çalışır. Başka bir deyişle, bu yapıların optik özellikleri sabittir ve aktif kontrolü mümkün değildir.

Tezin bu bölümünde, pasif optik özelliklere sahip yapıları aktif hale getirmek için DKİ yapıları ile SK malzemelerinin birleşimi önerilmiştir. Bu kapsamda ışın yönlendirme ve afokal yakınlaştırma yapı tasarımları nematik SK infiltre edilmiş halka şeklindeki polimer çubukların hava ortamında hizalanması ile DKİ FK ortamı oluşturularak sunulmuştur. İlk olarak, önerilen yapıların ışın analizi geometrik optik yoluyla analitik olarak incelenmiş, daha sonra uygun sınır koşulları kullanılarak nümerik analizler 2B FDTD yöntemi ile gerçekleştirilmiştir.

#### **2.4.2 Aktif kontrol için nematik sıvı kristaller**

Fotonik ara bağlantı elemanları farklı optik elemanlar arasında verimli ışık iletimi için kullanılırlar. Burada karşılaşılan temel zorluk, ışık giriş ve çıkışını yönlendiren bileşenler arasındaki yanlış hizalamadır. Eğer bir fiber optik iletişim sistemi düşünülürse, verici ve alıcı bileşenler arasındaki yanlış hizalama, iletim kayıplarında bir artışa neden olur ve bu da maksimum veri iletim hızını azaltır. Bu durumda, elemanların mekanik hizalaması oldukça karmaşık olabilir ve sistemin dayanıklılığı olumsuz yönde etkilenebilir. Bu nedenle, mekanik müdahale ile sistem elemanlarının yeri değiştirilmeden hizalamanın kontrol edilebilmesi çok önemlidir. Aktif kontrole sahip bir ışın yönlendirme mekanizması kullanılarak bu problem çözülebilir ve bu yaklaşımla fotonik ara bağlantı sistemleri bir sisteme kolayca entegre edilebilir [120]. Ek olarak, optik ışın yönlendirme yaklaşımı, ışık algılama [121], yakın alan ışın manipülasyonu (çoklu bölünmüş ışın anteniyle ışık manipülasyonu) [122], lazer mikroişleme [123] mikroskobik görüntüleme [124-126], FK tabanlı biyosensörlerde ilaç tarama ve yüksek çözünürlüklü hücre görüntüleme uygulamalarında moleküllerin doğrudan tespitinde önemli bir rol oynamaktadır [127].

Bu çalışmada incelenen bir diğer aktif ışık kontrol konsepti ise mikroskopi ve görüntüleme sistemleri için önemli bir optik uygulama olan afokal yakınlaştırmadır [128]. Bir optik lens sistemi gelen ışığı odaklayabilir, uzaklaştırabilir ve birleştirebilir. Burada, ışığın odaklama ve sapma davranışları için, lens sisteminin görüntüleme

özellikleri odak uzaklığı üzerinden modellenebilir. Öte yandan, toplanan ışığın odak uzunluğu sonsuzsa, lens sisteminin paraksiyal özellikleri modellenemez. Bu tür sistemler afokal lens sistemleri olarak bilinir [129]. Afokal lens sistemleri çoğunlukla optik yakınlaştırma uygulamaları için kullanılır. Optik yakınlaştırma, ışın genişletme ve sıkıştırma amacıyla kullanılan mekanik olarak veya optik olarak dengelenmiş yakınlaştırma lens sistemleri kullanılarak elde edilebilir [130]. Burada, optik olarak dengelenmiş lens sistemlerinde yakınlaştırma işlemi bir lensin veya birden fazla lenslerden oluşan bir lens sisteminin tek yöndeki hareketine bağlı iken, mekanik olarak dengelenmiş sistemlerde yakınlaştırma işlemi lenslerin birden fazla yönde hareketine dayanarak elde edilir. Her iki yakınlaştırma yaklaşımı da birden fazla lens çiftinin karmaşık eşzamanlı olarak ayarlanmasını gerektirir. Bu nedenle, bu sistemleri mikro / nano fotonik uygulamalarda kullanmak zorlu bir iştir. Bu sorunu çözmek için, basamaklı bir yapıya sahip monolitik bir sistem önerilmiştir [131]. Ancak, farklı büyütme uygulamaları için, farklı monolitik sistemler gereklidir, bu da bu yaklaşımı sorunu çözmek için yetersiz kılmaktadır. Bu nedenle, mekanik bir hareket olmadan ışın genişletme ve sıkıştırma işlemlerinin yürütülebilmesi yakınlaştırma uygulamaları için büyük önem taşımaktadır.

Bu çalışmada, nematik SK infiltre edilmiş DKİ FK yapılarını kullanarak mekanik bir hareket olmaksızın aktif bir şekilde kontrol edilebilen ışın yönlendirme ve afokal lens konseptleri önerilmektedir. Buradaki ışın yönlendirilmesi ve ışın spotunun ayarlanması işleminin aktif kontrolü nematik SK'lerin yapı özelliği sayesinde dışarıdan uygulan voltaj ile sağlanmaktadır.

Nematik SK'ler, farklı optik eksenler boyunca farklı kırılma indekslerine sahip olan çift kırıcılık indisli (çift-kırınımlı) malzemelerdir [132, 133]. Işık ışını, bir çift kırınım ortamı üzerine geldiğinde, olağan ışınlar ( $o$ -ışınları) ve olağanüstü ışınlar ( $e$ -ışınları) olarak adlandırılan iki dikey bileşene ayrılır.  $O$ -ışınları her zaman optik eksene dik olarak uzanırken,  $e$ -ışınları optik eksene paralel olarak konumlanırlar. Bu fenomen, nematik SK'ler için olağan ( $n_o$ ) ve olağanüstü ( $n_e$ ) kırıcılık indislerinin ortaya çıkmasını sağlar. Sonuç olarak, dışarıdan bir voltaj uygulanarak nematik SK'lerin yönü ayarlanabilir ve bu sayede SK'lerin etkin kırılma indisi değiştirilebilir [134]. Enine manyetik alan (TM) polarizasyonuna sahip bir ışık için, nematik SK'lerin etkin kırılma indisi dağılımı aşağıdaki formül ile ifade edilebilmektedir [135]:

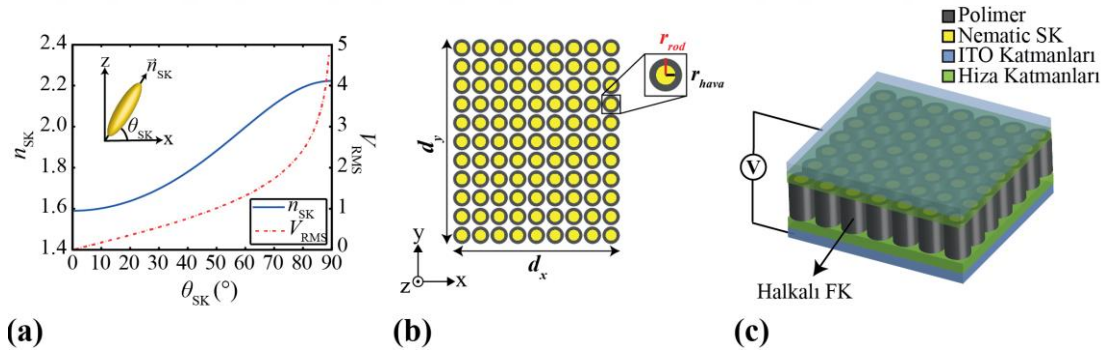


$$\varepsilon_{SK} = n_{SK}^2 = \frac{n_e^2 n_o^2}{n_e^2 \cos(\theta_{SK})^2 + n_o^2 \sin(\theta_{SK})^2}, \quad (2.46)$$

burada  $\theta_{SK}$  nematik SK'in dönme açısıdır. Dönüş açısı  $\theta_{SK}$ , nematik SK'in etkin kırılma indisinin değişimini belirleyen bir faktör olduğu için, dışarıdan uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\theta_{SK} = \begin{cases} 0 & V \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} \exp\left(-\frac{V - V_c}{V_0}\right), & V > V_c \end{cases} \quad (2.47)$$

Nematik SK molekülleri, alan kuvveti Fredericksz geçiş eşiğini aştığında, bir elektrik alan (veya manyetik alan) tarafından yönlendirilebilir [136]. Eşitlik 2.47'de kullanılan  $V_c$  eğim açısının değişmeye başladığı kritik voltaj değeri iken  $V_0$  sabit bir değerdir. Ayrıca  $(V - V_c / V_0)$  terimi ortalama karekök (RMS) gerilimi olan  $V_{RMS}$  ile tanımlanabilir. Nematik SK'lerin dönüş açısı  $\theta_{SK}$  ile kırılma indisi  $n_{SK}$  ve  $V_{RMS}$  değişimi arasındaki ilişki Şekil 2.15(a)'da verilmektedir. Ayrıca, nematik SK'lerin  $xz$  düzlemindeki yönelimi aynı grafik içerisinde gösterilmektedir. Şekil 2.15(b)'de ise nematik SK infiltre edilmiş kare örgüye sahip bir FK yapısının şematik gösterimi sunulmaktadır.



Şekil 2.15:  $\theta_{SK}$  değerlerine karşılık gelen kırılma indisi değişimi ve dönüş açısı ile uygulanan  $V_{RMS}$  voltajı arasındaki ilişki. (b) SK infiltre edilmiş halkalı FK yapısının 2B şematik gösterimi ve (c) öngörülen voltaj uyarım mekanizmasının 3B şematigi.

Burada,  $d_y$  yapının boyunu  $d_x$  yapının genişliğini,  $r_{rod}$  dielektrik çubukların yarıçapını ve  $r_{hava}$  ise halka şeklindeki çubukların delik yarıçapını temsil etmektedir. Yapı içerisindeki nematik SK'leri dışarıdan bir voltaj ile uyarabilmek için, genellikle iletken bir cam olan bir çift indiyum kalay oksit (ITO) Şekil 2.15(c)'de gösterildiği gibi kullanılmaktadır. Şekil 2.15(c)'de görülebileceği gibi, ITO katmanlarına ek olarak, nematik SK'lerin dönüşüne spesifik başlangıç açısı başlamasını sağlamak için

“hizalama katmanları” da kullanılmaktadır. Bu başlangıç açısı, hatasız bir hizalama elde etmek ve nematik SK’lerin (tepki süresi ve görüş açısı) performansını artırmak için çok önemlidir.

Nematik SK’lerin performansını etkileyen bir diğer önemli parametre ise sıcaklıktır. Clausius-Mossotti ve Lorentz-Lorenz denklemlerine göre, nematik SK’lerin çift kırınım özelliğinin sıcaklık bağımlılığı şu şekilde ifade edilebilir [137]:

$$\Delta n = \Delta n_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta, \quad (2.48)$$

burada  $T$  çalışma sıcaklığı,  $T_c$  nematik SK malzemenin temizleme sıcaklığı,  $\beta$  bir katsayı ve  $\Delta n_0$  ise  $T = 0$  K için nematik SK’in çift kırınım indisi değeridir. Sunulan denkleme göre, bir sıcaklık artışı durumunda çift kırınım özelliğine bağlı olarak ayarlanabilirlik özelliğinin azaldığını belirtmek önemlidir. Bu nedenle, geniş bir aralıkta aktif ayarlanabilirlik elde edebilmek için yüksek bir çift kırınım değerine ihtiyaç duyulduğu için, bu çalışma boyunca tasarlanan yapıların çalışma sıcaklığının oda sıcaklığına eşit olduğu varsayılmaktadır.

### 2.4.3 Tasarım yaklaşımı

Bilindiği gibi DKİ ortamı içerisindeki ışık, kırılma indisinin kademeli bir şekilde değişmesi nedeni ile kavisli yörüngeleri takip etmektedir. Bu nedenle, odaklama, sapma ve kolimasyon gibi optik fenomenler için, kavisli ön ve arka ara yüzler tanımlamaya gerek kalmadan DKİ ortamı kullanılarak optik bileşenler tasarlanabilir. Bu bağlamda, çalışmanın ana konsepti, ışık yayılımının aktif kontrolünü sağlamak için DKİ optiklerini nematik SK’ler ile birleştirmeye dayanmaktadır. Burada, DKİ ortamının kırılma indisi dağılımının gradyanı, istenen yönlendirme ve yakınlaştırma efektlerini elde etmek için aktif olarak değiştirilebilmektedir.

Bu DKİ ortamını oluşturabilmek için 2B’lu halka şeklindeki FK çubuklar kullanılmaktadır. Halka şeklindeki FK’ler için en önemli tasarım parametreleri dielektrik çubukların ( $r_{rod}$ ) ve dielektrik çubuklara delinen deliklerin ( $r_{hava}$ ) yarıçaplarıdır. Hava deliklerinin yarıçaplarını kademeli olarak değiştirerek, FK birim hücrelerinin dielektrik dolum oranını değiştirebilir, böylece istenen kırılma indisi profiline sahip bir DKİ FK ortamı elde edilebilir.

Bu çalışmada, DKİ FK yapı tasarımı için Eşitlik 2.33’te verilen matematiksel dağılıma sahip HS kırılma indisi profili kullanılmıştır. HS fonksiyonunun şekli bir parabole çok

benzemektedir ve  $\alpha$  gradyan parametresi değiştirilerek parabolün işareti kontrol edilebilir [74]. Burada,  $\alpha$  parametresi reel ve sanal değerler olarak sırasıyla negatif (aşağıya dönük) ve pozitif (yukarıya dönük) parabol oluşturabilir.

Sürekli DKİ dağılımına sahip bu HS profili, halka şeklindeki FK'ler kullanarak ayrık bir DKİ FK yapısı olarak tasarlayabilmek için Maxwell-Garnett EM yaklaşımı kullanılmıştır. Burada, EM yaklaşımı, tanımlanan HS kırılma indeksi profiline göre dielektrik çubuklarda açılacak olan hava deliklerinin yarıçaplarını belirler. Bu yaklaşıma göre, TM polarizasyona sahip bir dalga için, etkin dielektrik sabiti aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

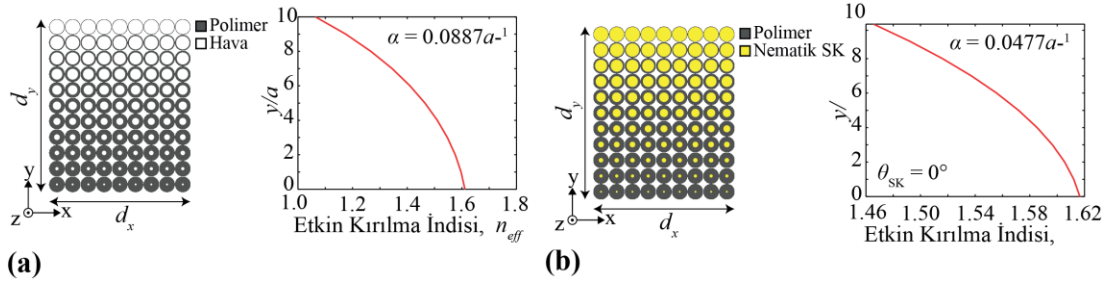
$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{rod}(f) + \varepsilon_{hava}(1-f), \quad (2.49)$$

burada  $f = \pi(r_{rod}^2 - r_{hava}^2)/a^2$  halka şeklindeki FK çubukların dielektrik doluluk oranıdır. Ek olarak,  $\varepsilon_{rod}$  ve  $\varepsilon_{hava}$  halka şeklindeki FK çubukların ve açılan hava deliklerinin dielektrik sabitleridir. Eşitlik 2.49 kullanılarak, TM polarizasyonu için hava deliklerinin yarıçapının değişim formülü aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$r_{hava}(y) = \sqrt{r_{rod}^2 + \frac{a^2 (\varepsilon_{hava} - n_{eff}^2(y))}{\pi (\varepsilon_{rod} - \varepsilon_{hava})}}, \quad (2.50)$$

burada “ $a$ ” örgü sabiti,  $n_{eff}(y)$  ise istenilen fonksiyona göre tanımlanmış kırılma indisi dağılımı temsil etmektedir. Hava deliklerinin yarıçaplarının kademeli olarak değişiminin sadece kartezyen koordinat sisteminde  $y$  yönünde gerçekleştirildiği ve halka şeklindeki FK'leri içeren birim hücrelerin  $x$  ve  $y$  yönleri boyunca aralarında  $1a$ 'lık sabit bir mesafe bırakılarak yerleştirildiğine dikkat edilmelidir.

Bu çalışmada, HS profilinde kırılma indisi dağılımı elde edebilmek amacı ile Eşitlik 2.33 ve Eşitlik 2.50 birleştirilerek bir DKİ FK yapısı tasarlanmıştır. Tasarlanan yapının detaylı şematik gösterimi ve yine bu yapının etkin indis dağılımı profili Şekil 2.16(a)'da verilmiştir. Yapının tasarımı için halka şeklindeki FK çubukların kırılma indisi  $n_p = 1.80$  olan bir polimerden yapıldığı ve bu çubukların dış yarıçapının  $r_{rod} = 0.48a$  olarak sabitlendiği varsayılmaktadır. Matematiksel işlemlerin sonucunda, elde edilen yapıda açılan hava deliklerinin minimum yarıçapı  $r_{hava} = 0.06a$  ve maksimum yarıçapı  $r_{hava} = 0.46a$  olarak hesaplanmıştır. Bu parametler sonucunda elde edilen kırılma indisi profilinin gradyan parametresi  $\alpha = 0.0887a^{-1}$  olarak bulunmuştur.



Şekil 2.16: (a) Değişen hava deliği yarıçaplarına sahip 2B DKİ FK yapısı ve ilgili kırılma indisi dağılım profili. (b) Tasarlanan yapıya SK infiltre edilerek oluşturulan 2B DKİ FK yapısı ve ilgili kırılma indisi dağılım profili.

Ayarlanabilir bir DKİ FK yapısı tasarlamak için, halka şeklindeki FK'lerin hava deliklerinin, sırasıyla  $n_o = 1.59$  ve  $n_e = 2.22$  kırılma indisine sahip nematik SK molekülleri ile doldurulduğu varsayılmaktadır. Fenilasetilen SK malzemesi bu olağan ve olağanüstü kırılma indisi sahip olan SK'lerden bir tanesidir [138]. Nematik SK infiltre edilmiş yapının şematik gösterimi ve bu yapıya karşılık gelen etkin kırılma indisi dağılım profili Şekil 2.16(b)'de verilmektedir. Nematik SK'lerin hava boşluklarına infiltre edilmesi ile halka şeklindeki FK sahip olan DKİ yapısının etkin kırılma indisini aşağıdaki formüle bağli olarak değiştirmektedir:

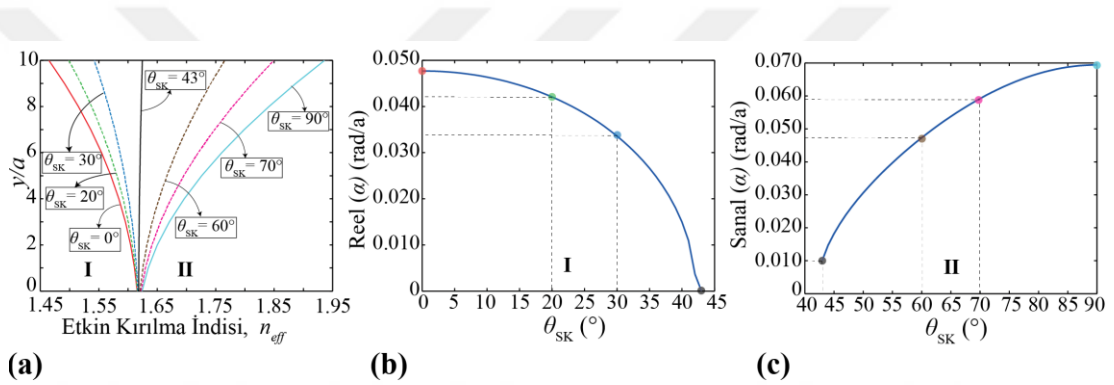
$$n_{eff}^2 = \varepsilon_{eff} = \varepsilon_{rod} (ff_2 - ff_1) + \varepsilon_{SK} (ff_1) + \varepsilon_{hava} (1 - ff_2), \quad (2.51)$$

burada  $\varepsilon_{SK}$  nematik SK'lerin dielektrik sabiti iken  $ff_1 = \pi r_{hava}^2 / a^2$  ve  $ff_2 = \pi r_{rod}^2 / a^2$  sırası ile dielektrik FK çubuklarının ve bu FK çubuklarına açılan hava deliklerinin doluluk oranıdır. Bu durumda, oluşan yeni yapı için  $\alpha = 0.0477a^{-1}$  olarak hesaplanmaktadır. Şekil 2.16(a) ve Şekil 2.16(b)'de verilen indis profillerinden de görülebileceği gibi, SK infiltrasyonu gradyan parametresini değiştirmektedir. SK infiltrasyonu ve  $\alpha$  parametresi arasındaki ilişkiyi analitik olarak ifade etmek için Eşitlik 2.33 ve Eşitlik 2.51 kullanılarak aşağıdaki formül elde edilebilir:

$$\alpha = \frac{1}{y} \sec h^{-1} \left( \frac{1}{n_{H0}} \sqrt{\frac{\pi r_{hava}^2 (y)}{a^2} (\varepsilon_{SK} - \varepsilon_{rod}) + \frac{\pi r_{rod}^2}{a^2} (\varepsilon_{rod} - \varepsilon_{hava}) + \varepsilon_{hava}} \right). \quad (2.52)$$

Eşitlik 2.52'de  $\varepsilon_{SK}$  dışındaki tüm parametreler sabit değerlerdir. Bu nedenle  $\alpha$  gradyan parametresinin sadece nematik SK'lerin dönme açısı  $\theta_{SK}$  göre değişen  $\varepsilon_{SK}$  değerine bağlı olduğu görülmektedir. Bu bağlamda, SK infiltre edilmiş DKİ FK yapısının kırılma indisi profilinin SK'lerin dönme açısına ( $\theta_{SK}$ ) göre değişimi Şekil 2.17(a)'da

verilmiştir. Burada dönüş açısının değişimine bağlı olarak pozitif ve negatif parabolik indis profilleri arasında bir geçiş görülmektedir. Bu geçiş, Eşitlik 2.52'den de çıkarılabileceği gibi,  $\alpha$  parametresinin reel ve sanal değerler alması ile ilişkilidir. Bu ilişki yapılan hesaplamalar sonucu Şekil 2.17(b) ve 2.71(c) de sunulmaktadır. Şekil 2.17(b)'den görülebileceği gibi  $0^\circ$  ( $n_{SK} = 1.59$ ) ve  $43^\circ$  ( $n_{SK} = 1.80$ ) arasındaki  $\theta_{SK}$  değerleri için gradyan parametresi reel değerler almakta ve dönüş açısının artması ile birlikte sifıra kadar inmektedir. Öte yandan,  $\alpha$  gradyan parametresi dönme açısının  $43^\circ$  daha büyük olduğu durumlarda Şekil 2.17(c)'de de görüldüğü gibi sanal değerler almaktadır. Burada önemli olan bir diğer nokta ise  $\theta_{SK} = 43^\circ$  için kırılma indisi profilinin y eksenini boyunca sabit değerlere sahip olan düz bir çizgiye yakınsaması ve  $\alpha$  parametresinin burada yaklaşık olarak sifıra eşit olmasıdır.

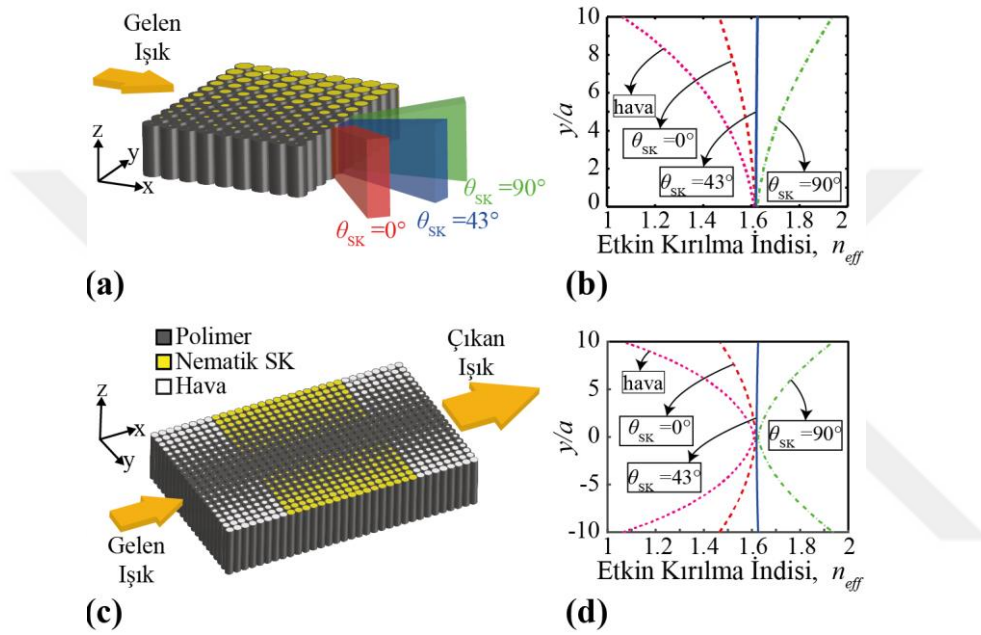


Şekil 2.17: (a) SK'lerin dönme açısına bağlı olarak y eksenini boyunca değişen etkin kırılma indisi dağılımı.  $\alpha$  gradyan parametresinin (b)  $\theta_{SK} = [0^\circ, 43^\circ]$  ve (c)  $\theta_{SK} = [43^\circ, 90^\circ]$  için değişimi.

Gradyan parametresinin ayarlanabilmesi konseptine dayanarak SK infiltre edilmiş DKİ FK yapıları ile ışın yönlendirme ve afokal yakınlaştırma uygulamalarının tasarımı yapılmıştır. Şekil 2.18(a)'da önerilen ışın yönlendirme cihazının perspektif görünümü ve dışarıdan uygulanan voltajı ile gelen ışık ışınının yönünün ayarlanmasına dayanan çalışma prensibi şematik olarak gösterilmektedir. Aslında, uygulanan voltaj ile nematik SK'lerin kırılma indisi değiştirilerek  $\alpha$  gradyan parametresinin değişimi sağlanır. Sonuç olarak, parabolik kırılma indisi profili Şekil 2.18(b)'de gösterildiği gibi işaretini değiştirir ve bu da ışığın farklı açılar ile yapı çıkışında yönlenmesini sağlar.

Bir diğer önerilen yapı olan afokal yakınlaştırma sisteminin tasarımı Şekil 2.18(c)'de verilmektedir. Burada sunulan yapı, ışın yönlendirme için tasarlanmış yapının  $x$  yönünde ayna simetrisi alınarak oluşturulmuştur. Bu ayna simetrisi, tasarımın

yakınsak lens özelliklerini ortaya çıkarmaktadır. Afokal lens yapısı üç bölgeden oluşmaktadır. Şekil 2.18(c)'de de görülebileceği gibi sadece FK yapısının orta kısmına (sarı renkle boyanmış olan kısım) SK infiltre edilmiş, yapının sağ ve sol kısmındaki bölümlerdeki deliklere herhangi bir infiltre işlemi yapılmayarak boş bırakılmıştır. Bu şekilde yapının sağ ve solundaki bu alanlar yakınsak lens işlevi görürken SK infiltre edilmiş kısım ayarlanabilir odak noktasına sahip bir lens karakteristiği sergilemektedir.



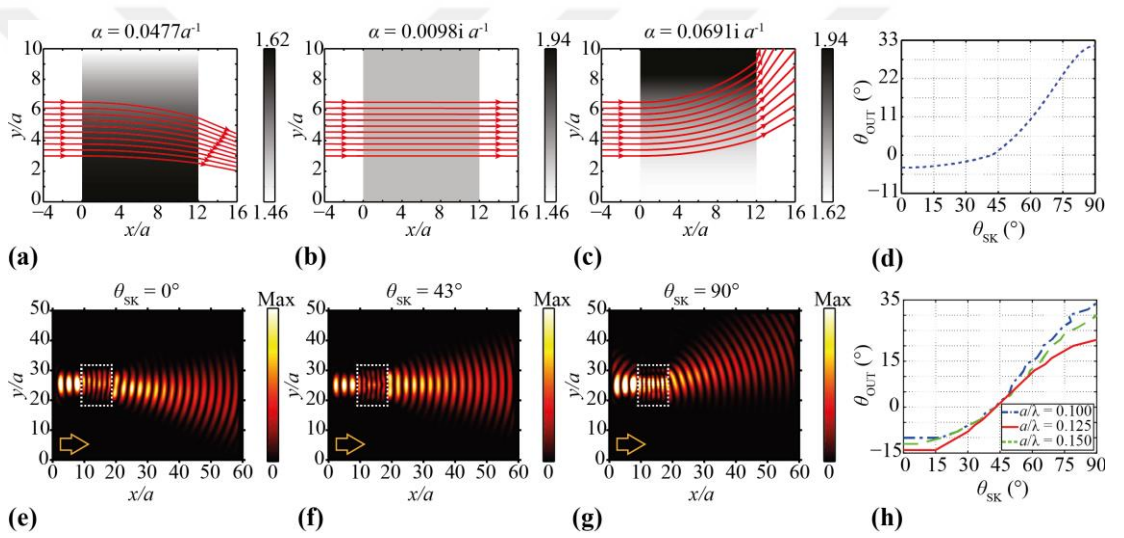
Şekil 2.18: (a)  $dx = 11.96a$  ve  $dy = 9.96a$  boyutlarındaki ışın yönlendirici, (b)  $dx = 32.96a$  ve  $dy = 20.96a$  boyutlarındaki afokal lens için SK infiltre edilmiş 2B DKİ FK yapılarının perspektif görünümü. (c) ve (d) her bir konfigürasyon için dönme açısına göre y eksenı boyunca etkin indis değişimini göstermektedir.

Bu lensin odak noktası, dışarıdan uygulanan voltaj ile kontrol edilebilmektedir. Odak noktasının değişimi, yapıyı terk eden ışığın spot genişliğinin değişimine neden olmaktadır. Işık spotunun değişiminin çalışma prensibi, Şekil 2.18(d)'de gösterilen etkin kırılma indisi profilinden anlaşılabilir. SK'lerin dönüş açısı  $0^\circ \leq \theta_{SK} < 43^\circ$  aralığında olduğu zaman orta bölüm yakınsak bir lens olarak davranırken dönüş açısı  $43^\circ < \theta_{SK} \leq 90^\circ$  aralığında olduğu zaman bu kısım ıraksak bir lens olarak çalışır. Sonuç olarak, ışık ışınlarının spot genişlikleri herhangi bir mekanik hareket olmadan aktif bir şekilde kontrol edilebilir.

## 2.4.4 Geometrik optik modellemesi ve sayısal analizler

Bu bölümde, her bir yapı tasarımı için ilk olarak çalışma prensibi ışın teorisi ile analitik olarak incelenmiştir. Daha sonra, önerilen yapıların FDTD analizleri ayrıntılı olarak verilmiştir.

Homojen olmayan bir ortam boyunca ışık yayılımının kavramsal olarak modellenmesi bir önceki bölümlerde ışın yörünge denklemleri ile açıklanmıştır. HS kırılma indisine sahip olan ve Mikaelian lens olarak bilinen ortamlardaki ışık yayılımının incelenebilmesi için kullanılan ışın yörünge denklemleri Eşitlik 2.41 ve Eşitlik 2.42 verilmiştir. Bu denklemler kullanılarak, ışın yönlendirme tasarımı için geometrik optik analizleri yapılmış ve Şekil 2.19’de elde edilen sonuçlar paylaşılmıştır.



Şekil 2.19: (a)  $\alpha = 0.0477 a^{-1}$ , (b)  $\alpha = i0.0098 a^{-1}$  ve (c)  $\alpha = i0.0691 a^{-1}$  değerleri için ışın teorisine göre elde edilen ışın yönlendirme karakteristiği. (d) Işın analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın sapma açısı profili. (e)  $\theta_{SK} = 0^\circ$ , (f)  $\theta_{SK} = 43^\circ$  ve (g)  $\theta_{SK} = 90^\circ$  değerleri için  $a/\lambda = 0.15$  durumunda elde edilen elektrik alan yoğunlukları. (h)  $a/\lambda = 0.100$ ,  $a/\lambda = 0.125$  ve  $a/\lambda = 0.150$  için FDTD analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın sapma açısı profilleri.

Burada, ışın yönlendirme etkisinin gösterilebilmesi için Şekil 2.19(a), 2.19(b) ve 2.19(c)’de sırasıyla  $\alpha = 0.0477 a^{-1}$ ,  $\alpha = i0.0098 a^{-1}$ , ve  $\alpha = i0.0691 a^{-1}$  gradyan parametrelerine sahip üç farklı ortamdaki ışın yayılımı incelenmiştir. Kullanılan gradyan değerleri Şekil 2.17(b) ve 2.17(c)’de elde edilen veriler vasıtası ile seçilmiştir. Eğer  $\alpha$  parametresi  $0.0477 a^{-1} \geq \alpha > 0.036 a^{-1}$  ( $0^\circ \leq \theta_{SK} < 42^\circ$ ) aralığında seçilirse gelen ışın yapı tarafından aşağı doğru yönlendirilir (Şekil 2.19(a)). Gradyan parametresi  $0.0144 i a^{-1} \leq \alpha \leq 0.0691 i a^{-1}$  ( $44^\circ < \theta_{SK} \leq 90^\circ$ ) aralığında seçilirse gelen ışın yapı

tarafından yukarı doğru yönlendirilir (Şekil 2.19(c)). Buna karşın,  $\alpha = 0.0098ia^{-1}$  ( $\theta_{SK} = 43^\circ$ ) olarak ayarlandığında, ortam homojen hale gelir ve böylece gelen ışık herhangi bir sapma olmaksızın Şekil 2.19(b)'de gösterildiği gibi ortamdaki ortamdan çıkar. Ek olarak, ışın analizine göre hesaplanmış,  $\alpha$  parametresine bağlı olarak DKİ ortamının arka yüzeyinde meydana gelen sapma açısı ( $\theta_{out}$ ) değişimi Şekil 2.19(d)'de verilmiştir.

Işın yönlendirme uygulamasının geometrik optik ile kavramsal olarak açıklanmasından sonra, önerilen yapısının sayısal analizleri FDTD yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu bağlamda, Şekil 2.18(a)'da gösterilen ışın yönlendirme yapısı, Gauss profiline sahip bir TM polarize sürekli dalga kaynağı tarafından uyarılmıştır. Şekil 2.19(e), 2.19(f) ve 2.19(g)'de  $\theta_{SK} = \{0^\circ, 43^\circ, 90^\circ\}$  durumları için  $a/\lambda = 0.150$  normalize frekansında (NF) çalışan bir ışık dalgası altında gözlemlenen elektrik alan yoğunluk profilleri verilmiştir (burada  $\lambda$ , boş alanda yayılan ışığın dalga boyudur). Önerilen yapının ışın yönlendirme karakteristiği verilen bu grafiklerden de açıkça gözlemlenebilmektedir. Ayrıca Şekil 2.19(a), 2.19(b) ve 2.19(c)'de verilen ışın analizleri, FDTD sonuçları ile doğrulanmaktadır. Ek olarak, ışın yönlendirici FK yapısının çalışma frekansı bant genişliğini analiz etmek için  $a/\lambda = 0.100$ ,  $a/\lambda = 0.125$ , ve  $a/\lambda = 0.150$  normalize frekanslarında FDTD analizleri yapılmıştır. %40 bant genişliği ile SK'lerin dönüş açısına göre değişen sapma açısı profili Şekil 2.19(h)'de verilmiştir. Elde edilen sapma açısı sonuçları Çizelge 2.1'de özetlenmiştir. Çizelge 2.1'de görülebileceği gibi  $a/\lambda = \{0.100, 0.125, 0.150\}$  normalize frekansları için ortalama sapma açısı  $0^\circ-90^\circ$  arasında  $\Delta\theta_{out} = \{44^\circ, 42^\circ, 35^\circ\}$  olarak değişmektedir.

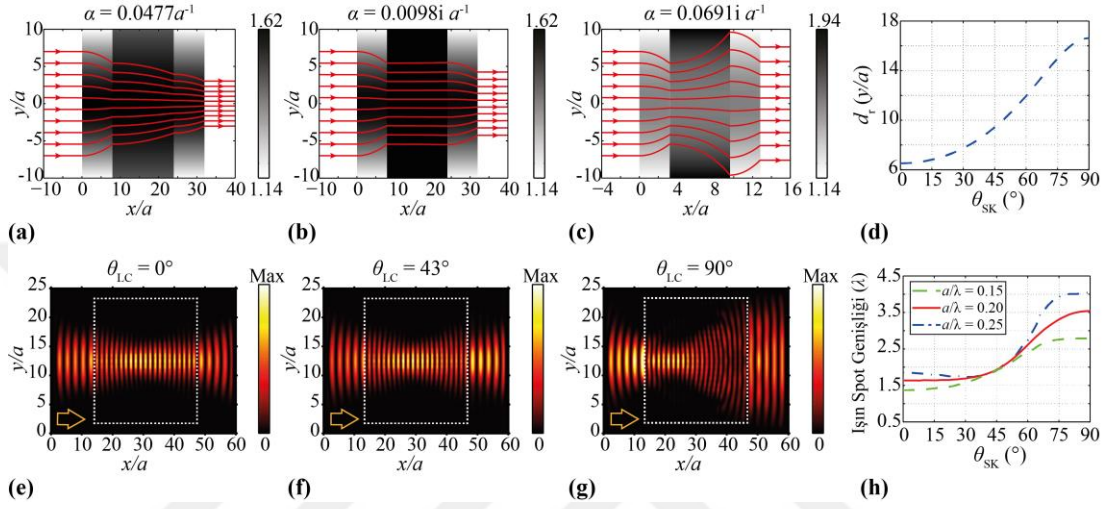
Çizelge 2.1:  $\theta_{SK}$  açısına göre ışın sapma açısının değişimi.

NF	$a/\lambda = 0.100$	$a/\lambda = 0.125$	$a/\lambda = 0.150$
$\theta_{SK}$	$\theta_{out}$	$\theta_{out}$	$\theta_{out}$
$0^\circ$	$-10^\circ$	$-12^\circ$	$-14^\circ$
$43^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$
$90^\circ$	$34^\circ$	$30^\circ$	$21^\circ$

Aynı prosedür önerilen afokal lens uygulaması için de izlenmiştir. İlk olarak, geometrik optik ile tasarlanan DKİ FK yapısının ışın analizi yapılmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 2.20(a), 2.20(b) ve 2.20(c) 'de verilmiştir. Şekil 2.20(a)'da gradyan parametresi  $\alpha = 0.0477a^{-1}$  için çıkan ışınlarının optik eksenin yakınında biriktiği görülmektedir. Bu durum, gelen ışınlarının yapı sonunda spot genişliklerinin azaldığı anlamına gelmektedir. Öte yandan  $\alpha$  parametresi,  $\alpha = i0.0098a^{-1}$ 'den (Şekil. 2.20(b))



$\alpha = i0.0691a^{-1}$  (Şekil. 2.20(c)) değerine kadar değiştirildiğinde ise ışınlarının konumunun optik eksenenden uzaklaştığı, bir diğer deyişle ışınların spot genişliğinin arttığı gözlemlenmektedir. Şekil 2.20(d)'de SK'lerin dönüş açısına göre elde edilen afokal yakınlaştırma etkisinin karakteristiği görülebilmektedir. Burada,  $d_r$  parametresi  $\alpha$  değişkenine göre yapıyı sonunda elde edilen ışınların alt ve üst konumları arasındaki mesafedir.



Şekil 2.20: (a)  $\alpha = 0.0477a^{-1}$ , (b)  $\alpha = i0.0098a^{-1}$  ve (c)  $\alpha = i0.0691a^{-1}$  değerleri için ışın teorisine göre elde edilen afokal yakınlaştırma karakteristiği. (d) Işın analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan ışın spot genişliği profili. (e)  $\theta_{SK} = 0^\circ$ , (f)  $\theta_{SK} = 43^\circ$  ve (g)  $\theta_{SK} = 90^\circ$  değerleri için  $a/\lambda = 0.20$  durumunda elde edilen elektrik alan yoğunlukları. (h)  $a/\lambda = 0.15$ ,  $a/\lambda = 0.20$  ve  $a/\lambda = 0.25$  için FDTD analizleri sonucunda SK moleküllerinin dönüş açısına uygun olarak ortaya çıkan spot genişliği değişim profilleri.

Bir sonraki adım olarak, tasarlanan afokal lens yapısı, FDTD analizi için Gauss profiline sahip bir TM polarize sürekli dalga kaynağı tarafından uyarılmıştır. Şekil 2.20(e), 2.20(f) ve 2.20(g)'de  $\theta_{SK} = \{0^\circ, 43^\circ, 90^\circ\}$  değerlerinde  $a/\lambda = 0.20$  normalize frekansı için elde edilen elektrik alan yoğunluk profilleri verilmiştir. Beklendiği gibi, ışın teorisi ile elde edilen sonuçlar sayısal analizlerle de doğrulanmıştır.  $a/\lambda = 0.15$ ,  $a/\lambda = 0.20$  ve  $a/\lambda = 0.25$  normalize frekansları için %50 bant genişliği ile ışın spot genişliğinin değişimi incelenmiş ve elde edilen sonuçlar Şekil. 2.20(h)'de verilmiştir. Buradaki spot genişliği hesaplamaları çıkıştaki dalganın kesit profilini alarak yoğunluğun tepe değerinin  $1/e^2 = 0.135$  katı olduğu iki nokta arasındaki genişliğin ölçülmesi ile elde edilmiştir. Sonuç olarak,  $\theta_{SK} = \{0^\circ, 90^\circ\}$  değerlerinde spot genişliğinin  $a/\lambda = 0.15$  için  $1.37\lambda$  ile  $2.79\lambda$  arasında,  $a/\lambda = 0.20$  için  $1.64\lambda$  ile  $3.54\lambda$  arasında ve  $a/\lambda = 0.25$  için  $1.85\lambda$  ile  $4.04\lambda$  arasında değiştiği gözlemlenmiştir. Elde

edilen sonuçlar Çizelge 2.2’de sunulmuştur. Burada, gelen ve çıkan ışığın spot genişlikleri sırasıyla  $D_{in}$  ve  $D_{out}$  ile ifade edilmektedir.

Çizelge 2.2:  $\theta_{SK}$  açısına göre ışın spot genişliği değişimi

$NF$	$a/\lambda = 0.15$	$a/\lambda = 0.20$	$a/\lambda = 0.25$
$\theta_{SK}$	$D_{out}$	$D_{out}$	$D_{out}$
$0^\circ$	$1.37\lambda$ ( $D_{in} \times 0.73$ )	$1.64\lambda$ ( $D_{in} \times 0.87$ )	$1.85\lambda$ ( $D_{in} \times 0.98$ )
$90^\circ$	$2.79\lambda$ ( $D_{in} \times 1.49$ )	$3.54\lambda$ ( $D_{in} \times 1.88$ )	$4.04\lambda$ ( $D_{in} \times 2.15$ )

Işın yönlendirme ve afokal lens performanslarının, yapının toplam yüksekliğine (y yönündeki dielektrik çubuk sayısı) ve SK malzeme parametrelerine (olağan ve olağanüstü kırılma indisi değerleri) oldukça bağlı olduğunu belirtmek önemlidir. Bu nedenle, cihazların yapısal yüksekliği ve SK’lerin çift kırınım seviyesi, ışın yönlendirme ve spot genişliği değiştirme özellikleri için önemli sınırlayıcı faktörler olarak düşünülebilir.

#### 2.4.5 Önerilen yapılar için potansiyel üretim yöntemleri

Önerilen cihazların pratik uygulamaları için, halka şeklindeki polimer çubuklar elektro lif çekim yöntemi [139], doğrudan polimerizasyon [140] veya spin döküm yöntemi [141] kullanılarak üretilebilir. Burada, halka şeklindeki çubukların kalınlığı ve çapı, polimer çözeltisinin konsantrasyonu değiştirilerek kontrol edilebildiği için Jin ve diğ. (2012) tarafından sunulan spin döküm yöntemi, önerilen yapıların üretimi için iyi bir adaydır. Yazarların bu çalışmasında, polimer çözeltisinin konsantrasyonunu kademeli olarak artırarak 20 nm ila 400 nm arasında değişen çaplara ve 30 nm ile 80 nm arasında değişen duvar kalınlıklarına sahip halka şeklindeki polimer çubukların üretimini gösterilmiştir. Bu teknik, kısa üretim süresi ve yüksek tekrarlanabilirlik özellikleri ile halka şeklindeki dielektrik çubuk parametrelerinin hassas kontrolünü sağladığından, önerilen tasarımlar için uygun bir üretim yöntemi olarak düşünülebilir.

Yapıların üretiminden sonra, mikropipet [142] veya ince cam borulardaki kılcallık etkisi [143] kullanılarak SK’ler halka şeklindeki dielektrik çubukların içeresine infiltre edilebilir. Güçlü kılcal kuvvet nedeniyle, halka şeklindeki çubukların tamamen doldurulması oldukça kolay bir şekilde sağlanabilir. Ancak, burada oluşan yüzey ankrajı SK moleküllerinin kendiliğinden dönmesine neden olarak moleküllerin hizalanmalarını etkileyebilir.

Genel olarak, homeotropik ve homojen hizalama tipleri, SK'lerin iki farklı kırınım konfigürasyonunu elde etmek için yaygın olarak kullanılır [144]. Homojen hizalanmada, SK moleküllerinin yönü hizalama katmanlarına paralel olarak yönlendirilirken, hometropik hizalamada SK molekülleri hizalama katmanlarına dik olacak şekilde yönlenir (Şekil 2.15(a)). Bu çalışmada ise SK moleküllerinin herhangi bir elektrik alan uygulanmadığı durumda  $x$  eksenine paralel olarak konumlandığı homojen hizalama koşullarının kullanıldığı varsayılmaktadır. Yüzey ankrajından etkilenmeden homojen hizalamayı elde etmek için heksadesiltrimetilamonyum bromür (HTAB) veya 9 lesitin gibi yüzey aktif maddeler kullanılabilir [144]. Daha sonra, Şekil 2.15(c)'de gösterildiği gibi ITO katmanlarına dışarıdan voltaj uygulanarak SK moleküllerinin rotasyonu sağlanabilir.

#### 2.4.6 Sonuç

Sonuç olarak, bu çalışmada SK ve halka şeklindeki DKİ FK yapıları birleştirilerek aktif olarak ayarlanabilen ışın yönlendirme ve afokal lens uygulamaları için yapı tasarımları sunulmuştur. Hareketli mekanik parçalar olmadığından, önerilen yapılar geleneksel muadillerinden daha kompakt ve pratiktir. Sunulan hesaplamalar, farklı frekans aralıkları için önerilen ışın yönlendirme ve afokal lens mekanizmalarının geniş bir ayarlanabilme özelliği sağladığını göstermektedir. Işın yönlendirme uygulaması için %40 bant genişliği elde edilmiş ve  $a/\lambda = \{0.100, 0.125, 0.150\}$  normalize frekansları için toplam sapma açıları  $\Delta\theta_{out} = \{44^\circ, 42^\circ, 35^\circ\}$  olarak hesaplanmıştır. Diğer yandan, afokal lens sistemi için %50 bant genişliği elde edilirken  $a/\lambda = 0.10$  ve  $a/\lambda = 0.25$  normalize çalışma frekansı aralığında  $1.37\lambda$  ile  $4\lambda$  arasında değişen spot genişliği değişimi sağlanmıştır. Sonuç itibarıyla, afokal lens sistemi ile gelen ışığın spot genişliği %27 oranında sıkıştırılabilirken %215 oranında da genişletilebilmektedir.

Tezin bu bölümünde tasarlanan yapılar, yakın alan tarama, görme bozukluklarını düzeltme, nesne izleme, optik iletişim, tıbbi teşhis, X-ışını optiği, uzay ve atmosferik araştırma, holografi ve görüntüleme sistemleri gibi çeşitli optik uygulamalarda kullanılabilme potansiyeline sahiptir.



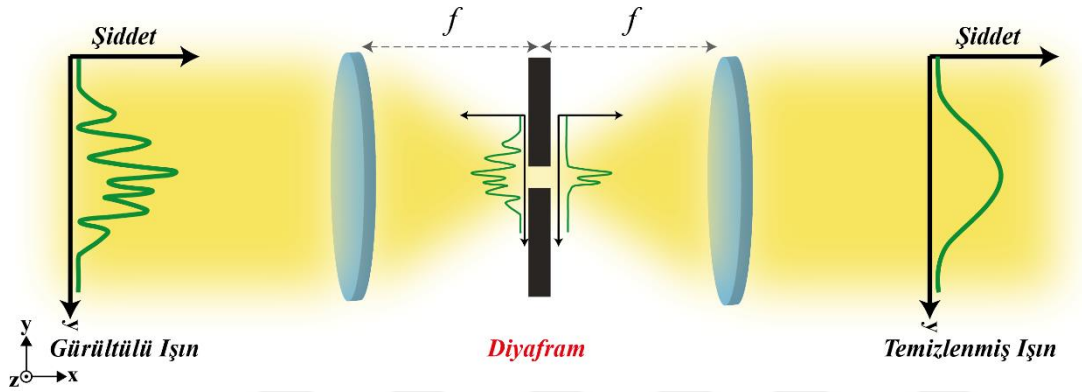
### 3. DALGALI ÇOK KATMANLI YAPILARLA AÇISAL FİLTRELEME

#### 3.1 Giriş

Birçok optik uygulamada, keskin odaklama kabiliyeti ve doğrusal olmayan yıkıcı etkilere karşı sağlamlığı nedeniyle yüksek uzamsal nitelikte ışınlar gereklidir. Uzamsal filtreler, koherent bir ışık demetinin veya diğer elektromanyetik ışınların yapısını değiştirmek için Fourier optik prensibini kullanarak yüksek uzamsal nitelikte ışınlar elde etmemize yarayan bir optik cihazdır. Burada, orijinal kaynağın arzu edilen yapısal özellikleri filtreden geçerken, istenmeyen özellikler filtre tarafından engellenir. Genellikle lazerlerin çıkışını temizlemek için kullanılırlar; kusurlu, kirli veya hasar görmüş optik elemanları nedeniyle veya lazer kazanç ortamındaki varyasyonlardan dolayı ortaya çıkan ışınlardaki sapmaları giderirler. Örneğin, bir lazer ışını bir sistemden geçtiğinde, havadaki veya optik bileşenlerdeki toz, bu ışını bozabilir ve ışıkta sapmalar oluşturabilir. Bu saçılan ışık, ışın profilinde istenmeyen halka desenleri bırakabilir. Uzamsal filtreler, bu istenmeyen çoklu mertebedeki enerji zirvelerini temizleyerek, yalnızca kırınım deseninin merkezindeki maksimum enerji tepelerini geçirir ve uzamsal gürültüyü sistemden kaldırır. Bu işlem, holografi ve optik veri işleme gibi uygulamalar için özellikle kritik olan çözünürlüğü büyük ölçüde arttırmaktadır [145].

Işın temizleyiciler (uzamsal filtreler) için geleneksel bir tasarım olarak aynı odağa sahip iki lensden oluşan konfokal filtreleme sistemi sunulmaktadır [146]. Şekil 3.1'de de görülebileceği gibi, odak düzlemine uygun çaplı bir diyafram koyulur ve bu diyafram uzamsal spektrumun istenmeyen açısız bileşenlerini bloke eder. Böylece, bu sistemde yayılan ışının sadece merkez kısmının geçişine izin verilerek, uzamsal kalitesi artırılır. Geleneksel konfokal filtrenin ana dezavantajı ise genellikle santimetre (lenslerin arasındaki  $2f$  odak mesafesinden dolayı) mertebesinde olan büyük boyutudur. Birçok uygulama için, ışınların uzamsal yapısının, optik cihazın (amplifikatör, lazer rezonatör) içinde veya dışında iyileştirilmesi gerekmektedir. Bu nedenle, önerilen bu geleneksel teknik, mikro lazerlerde olduğu kadar mikro fotonik devrelerde de intrakavite kullanımı için uygun değildir. Ayrıca, istenilen filtrelemeyi

sağlayabilmek için sistemdeki diyaframın hassas konumlandırılması gereklidir ve genellikle bu sistemlerde mekanik kararsızlık görülmektedir. Ek olarak, bazı frekans aralıkları için odaklama lenslerinin üretiminin zor olması konfokal filtrelerin kullanımını sınırlandıran bir diğer faktördür. Konvansiyonel yöntemin bu dezavantajlarını yok etmek için metalik ızgaralar [147] bir boyutlu çok katmanlı yapılar [148], prizma ile birleştirilmiş çok katmanlı yapılar [149], girişim modelleri [150], DKİ FK yapıları [151], 1B ve 2B FK [152] yapılarını içeren birçok alternatif uzamsal filtreleme yöntemi sunulmuştur.

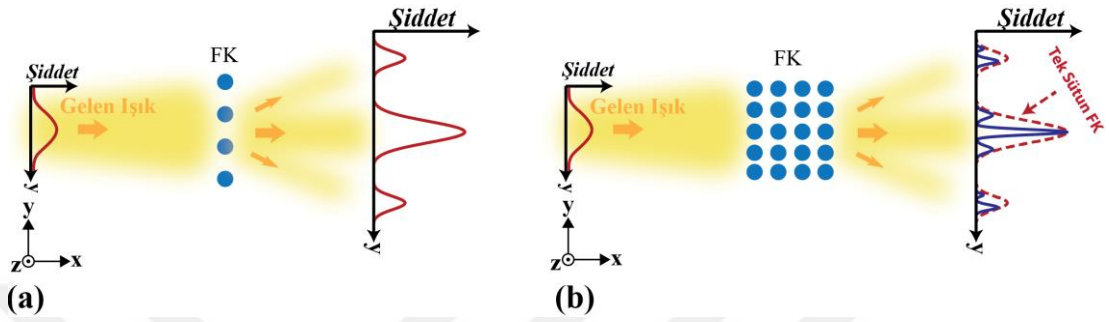


Şekil 3.1: İki odaklama lensi ve bir diyaframdan oluşan konvansiyonel konfokal filtreleme sistemi.

Önerilen bu yöntemler arasında, fotonik kristaller ile açısız veya diğer bir deyişle uzamsal filtreleme fikri, ışığın çift periyodik fotonik yapılarda seçici kırınımına dayanır. Yapının enine ve boyuna periyotları ile rezonans içinde olan ışığın açısız bileşenleri verimli bir şekilde kırınır ve iletilen ışının sıfır derece iletiminden çıkarılarak elimine olurlar. Diğer yandan, rezonans içinde olmayan açısız bileşenler, periyodik yapıdan etkilenmeyerek veya zayıf bir şekilde etkilenerek sıfır derece iletiminde yer alırlar. Bu nedenle, düşük açılı veya yüksek açılı filtreleme, Şekil 3.2’de görüldüğü gibi fotonik kristallerim uygun tasarlanmış geometrisi ile elde edilebilmektedir.

Şekil 3.2(a) ve Şekil 3.2(b)’de farklı transvers periyotlara sahip 1B FK yapılarında uzamsal filtrelemeyi gösteren kavramsal bir şema verilmiştir. Burada görüldüğü gibi FK’lerin kırınım özelliği, boyuna ve enine periyotlara bağlı olarak değiştirilebilmektedir. Filtreleme karakteristiğinin bu şekilde ayarlanabilir olması FK’lerin dispersiyon özelliklerine dayanmaktadır. Aslında, tasarlanan uygun

geometriler vasıtasıyla oluşan açısal yasaklı bant aralıklarının kontrolü ile uzamsal filtreleme sağlanmaktadır. FK yapılarının bu dispersiyon özellikleri ve mikron düzeyinde son derecede küçük boyutlara sahip olması mikro optik alanındaki uygulamalarda (örneğin mikroçip lazerlerde) uzamsal filtrelemeyi sağlayabilmek açısından önemlidir.



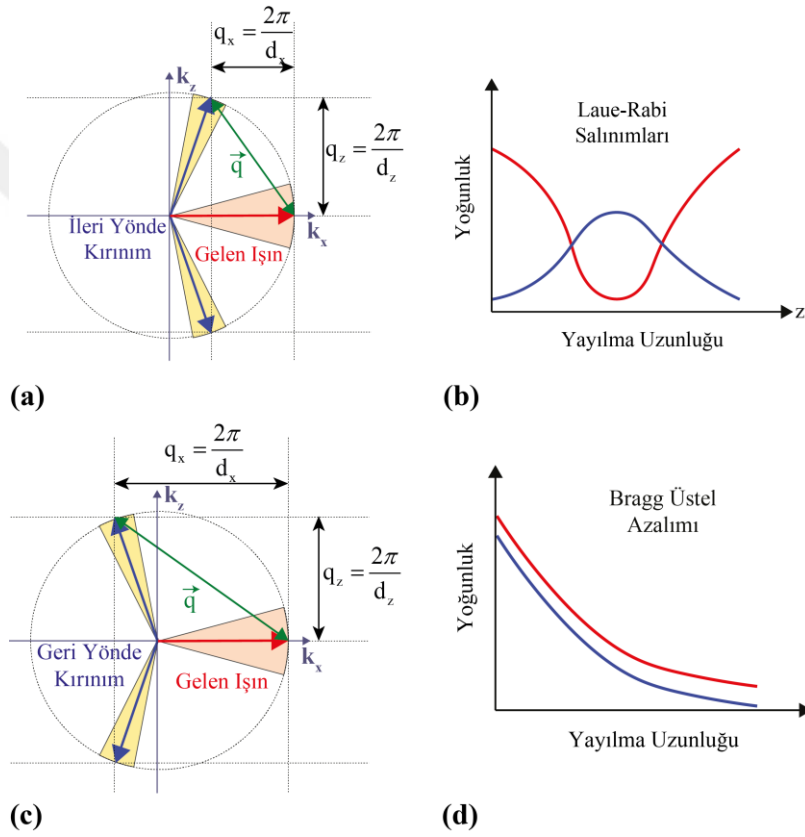
Şekil 3.2: (a) Tek sütundan oluşan boylamsal periyoda sahip FK yapısında uzamsal filtreleme. (b) Hem boylamsal hem de transvers yönde periyodik bir FK yapısında uzamsal filtreleme.

Bu kapsamda, tezin bu bölümünde, konvansiyonel olamayan bir şekilde kiplenmiş, art arda gelen farklı kırıcılık indisine sahip dalgalı çok katmanlı bir FK yapısı ile uzamsal filtre tasarımı sunulmaktadır.

### 3.2 Laue ve Bragg Konfigürasyonlarında Açısal Filtrelemenin Prensipleri

Kasım 1895'te Wilhelm Röntgen, Almanya'nın Würzburg Üniversitesi'nde çalışırken X-ışınlarını keşfetti. Röntgen, farklı tiplerdeki vakumlanmış cam tüplerde katot ışınlarını araştırıyor ve bu ışınların havadaki aralıklarını belirlemeye çalışıyordu. Işınlar üretilirken, floresan baryum platinosiyanyür ile kaplanmış bir ekranın parladığını fark etti. Ekran, katot ışınlarından etkilenemeyecek kadar uzakta olduğu için bu durumun, katot ışını tüpü çalışırken, tüpün duvarlarından bilinmeyen ışınların, (X-ışınlarının) yayılımı ile ortaya çıkabileceğini buldu [153]. Bu buluştan sonra, 20. yüzyılın başlarında, bilim insanları kristal katıların periyodik olarak dizilmiş atomlardan oluştuğunu keşfettiler ve 1913'te Max von Laue, kristallerin periyodikliğinin, atomik ölçeğe yakın dalga boylarına sahip olan X-ışınlarını kırılabileceğini gösterdi [154]. Daha sonra bir İngiliz baba-oğul ekibi bu keşiften yola çıkarak, Bragg yasası olarak bilinen ve kırılan X-ışını dalga boyunu, kırınım açısı ve kristal düzlemler arası aralıkla ilişkilendirilen formülasyonu geliştirdiler [155].

Bragg ve Laue kırınimleri, farklı kristal sistemlerini tanımlamak için kristalografik teknikler ve yasalar olarak kullanılırlar (Şekil 3.3). Bragg ve Laue kırınımı arasındaki temel fark ise Bragg kırınımının bir kristal örgüden koherent ve inkoherent saçılma açıları verirken Laue kırınımının bir kristal tarafından kırınım sürecinde dalgaların saçılması ile ilgili bilgi vermesidir. Kristaller üzerinde X-ışını saçılmasına benzer şekilde, FK'lerde ışık ile uyarıldığında gelen ışık ışınına göre belirli açısız pozisyonlarda saçılmalar gösterirler. Bu kırınım, FK'lerin kristalografik yapısının bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır.



Şekil 3.3: (a) Laue konfigürasyonu için Ewald küresi gösterimi. (b) Laue konfigürasyonundaki kırınmış dalgaların ileri yönde yayılımı sırasında sıfır ve ilk kırınım dereceleri arasındaki periyodik enerji değişim. (c) Bragg konfigürasyonu için Ewald küresi gösterimi. (d) Bragg konfigürasyonundaki dalgaların geriye doğru kırınımı nedeni ile dalgada yoğunluğunda meydana gelen üstel bir azalım.

Bu zamana kadar, FK açısız filtreleri genellikle dalgaların ağırlıklı olarak ileri yönde kırındığı (Şekil 3.3(a)) Laue kırınım rejiminde tasarlanmış ve imal edilmiştir. Bunun nedeni ise, Laue rejiminde, ileri yönde kırınımın, boyuna periyodun gelen ışığın dalga boyundan büyük olduğu durumlarda ( $d_z > \lambda$ ) oluşması ve bu sebeple kullanılan FK örgü sabitlerinin ( $d_x$  ve  $d_z$ ) organik veya inorganik malzemelerdeki optik üretim teknikleriyle üretiminin kolay olmasıdır. Ancak, Şekil 3.3(b)'de de gösterildiği gibi



Laue rejimindeki yayılımda, ana harmonikler ve kırınım bileşenleri arasında periyodik Rabi salınımları meydana gelmektedir. Bu salınımlar nedeni ile verimli bir filtreleme elde etmek için yapının uzunluğu doğru bir şekilde seçilmelidir. Bu Laue rejmi için bir dezavantaj oluşturmaktadır.

Uzamsal filtrelemeyi Bragg rejiminde de elde etmek mümkündür (Bkz. Şekil 3.3(c)). Bragg rejiminde filtreleme, Laue rejiminin tam tersi olarak geri yönde kırınma dayalıdır ve bu kırınımın oluşması için boyuna periyodun gelen ışığın dalga boyundan küçük olması gerekmektedir ( $d_z < \lambda$ ). Bragg konfigürasyonunda gelen dalganın yayılımında Şekil 3.3(d)'de gösterildiği gibi üstel bir azalım görüldüğü için, tasarımda yapının boyutu ile ilgili bir sınırlama bulunmamaktadır. Ancak, periyotların gelen dalganın dalga boyundan küçük olma koşulu nedeni ile optik imalat teknikleri bu rejimde etkili olarak kullanılamamaktadır. Üretim ile ilgili bu sorunu çözmek için holografik yöntemler sunulmuştur [156]. Fakat bu teknik ultraviyole kaynaklar ve karmaşık optik tasarım gerektirdiği için FK yapılarının üretimi için kullanımları çok kısıtlıdır. Alternatif bir yöntem olarak, tezin ilerleyen bölümlerde, fiziksel buhar biriktirme yöntemi kullanarak mikro dokulu yüzeyler üzerine büyütülen ve Bragg konfigürasyonunda açısal filtreleme yapan çok katmanlı FK yapı tasarımı sunmaktayız.

### 3.3 Bragg Yasaklı Bant Aralıklarının Analitik Olarak İncelenmesi

Bragg bant boşluklarının oluşum koşulları, basit bir geometrik yaklaşım kullanılarak rezonant saçılma koşulundan türetilir. Burada, tüm dalgalar momentum ve enerji korunumu yasalarına uymalıdır. Enerji korunumuna göre, dalga vektörü  $\vec{k}_0 = (k_{0,x}, k_{0,z})$  ve modülü  $|\vec{k}_0| = (\omega/c)$  olan bir dalga, örgü vektörü  $\vec{q} = (q_x, q_z)$  olan periyodik bir yapıda dalga vektörü  $\vec{k} = \vec{k}_0 + \vec{q}$  olacak şekilde kırınır. Örgü vektörünün bileşenleri Şekil 3.3'te de gösterildiği gibi  $q_{x,z} = 2\pi/d_{x,z}$  olarak tanımlanmaktadır. Etkili bir kırınım için yeni dalga vektörü  $\vec{k}$  'da enerji korunum yasasına uymalıdır ve bunun için  $|\vec{k}|^2 = (\omega/c) = |\vec{k}_0|^2$  koşulu sağlanmalıdır. Bu, izotropik ortamlarda, başlangıç ve bitiş dalga vektörlerinin “ışık halkası” üzerinde durması gerektiği, bir başka deyişle  $|\vec{k}|^2 = (\omega/c)$  olması gerektiği anlamına gelir (Şekil 3.3(a) ve(b)). Sonuç olarak, basit

bir geometrik yaklaşım, Bragg kırınımının en verimli olduğu açıları hesaplamamızı sağlar.

Geliş açısı  $\theta_i$  ile  $\vec{k}_0 = (k_0 \sin(\theta_i), k_0 \cos(\theta_i))$  optik ekseninde yayılan bir dalga  $\vec{q} = (q_x, q_z)$  örgüsünde kırınarak  $\vec{k} = \vec{k}_0 + \vec{q} = (k_0 \sin(\theta_i) + q_x, k_0 \cos(\theta_i) - q_z)$  dalga vektörünü oluşturur. Daha sonra, rezonans koşulu  $|\vec{k}| = |\vec{k}_0|$ , Bragg kırınım açısı için aşağıda tanımlanan denklemi verir:

$$|\vec{k}| = \frac{q_x^2 + q_z^2}{2q_z \cos(\theta_i) - 2q_x \sin(\theta_i)}. \quad (2.53)$$

Eşitlik 3.1, açısal kırınım haritasını, yani kırınan dalga boyunun  $\theta_i$  geliş açısına bağımlılığını yorumlamak için kullanılabilir. Bu eşitlik, kırınım haritasında Bragg kırınımın eğrilerini, bir diğer deyişle periyodik yapının  $\vec{q} = (q_x, q_z)$  harmonikleri nedeniyle oluşan kırınımları gösterir.  $\vec{q}_{n,m} = (m_x q_x, m_z q_z)$  gibi değişik periyodik harmoniklere sahip bir kırınım ızgarası düşünüldüğünde ise farklı Bragg kırınım dalları ortaya çıkmaktadır:

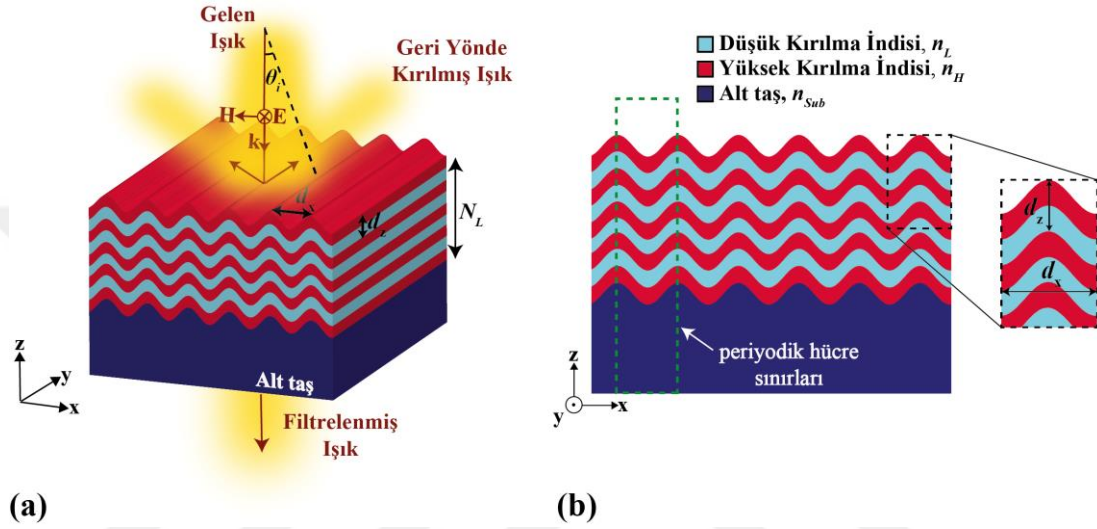
$$|\vec{k}|_{m_x, m_z} = \frac{m_x^2 q_x^2 + m_z^2 q_z^2}{2m_z q_z \cos(\theta_i) - 2m_x q_x \sin(\theta_i)}. \quad (2.54)$$

Burada  $m_x = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$  enine (transvers) yöndeki kırınım dereceleri temsil ederken  $m_z = 1, 2, \dots$  boylamsal harmoniklerin periyodunu temsil etmektedir. Eşitlik 3.2 kırınım haritasındaki nicel eğilimleri gösteren yönelimsel karakteristiği vermektedir. Bu bölümde tasarlanan yapının deneysel sonuçlarını FDTD yöntemi ile elde edilen hesaplamalarla karşılaştırabilmek için Eşitlik 3.2’de sunulan denklem ile yapı parametreleri kalibre edilerek hesaplamalar yürütülmüştür. Elde edilen sonuçlar bir sonraki bölümlerde verilmektedir.

### 3.4 Bragg Konfigürasyonunda Açısal Filtre Tasarımı

Tez kapsamındaki bu çalışmada, Bragg konfigürasyonunda, art arda gelen farklı kırıcılık indisine sahip katmanlardan oluşan FK yapısı ile uzamsal filtre yapı tasarımı önerilmektedir. Tasarımı amaçlanan FK yapısının 3B ve üstten görünüşü sırasıyla Şekil 3.4(a) ve 3.4(b)’de verilmiştir. Görüldüğü gibi yapı, ara yüzü periyodik bir sinüzoidal dalga eğri dizisi olarak değişen bir alt tabaka üzerine, kırılma indisi

periyodik olarak değişen çok katmanlı tabakaların büyütülmesi ile oluşturulmaktadır. Verimli uzamsal filtreleme elde edebilmek için fotonik yapının hem uzunlamasına hem de enine yönlerde periyodik olarak modüle edilmesi gerekmektedir. Bu nedenle, alt tabakanın dalgalı yüzeyi nedeniyle, kırılma indisinin modülasyonu sadece dikey değil, aynı zamanda yatay yönde de gerçekleşir ve bu da tasarlanan yapının 2B FK yapısı olduğu göstermektedir.



Şekil 3.4: Tasarlanan yapının (a) 3B ve (b) kuş bakışı görüntülerinin yapısal parametrelerle birlikte gösterimi.

Burada, uzamsal filtreleme karakteristiğini etkileyen birçok parametre bulunmaktadır. Bu parametreler, tanımlanan FK yapısının enine ve boyuna periyotları, yüksek ve düşük kırılma indisli katmanların kırıcılık indisi ile bu katmanların kalınlıkları, sinüzoidal bir dalga olarak tanımlanan ara yüzün genlik modülasyonunu içermektedir. Bu kapsamda, tezin bu bölümde üretimi yapılan iki farklı uzamsal filtre tasarımı sunulmaktadır. Sunulan bu yapılardaki parametreler, bir önceki bölümde sunulan analitik denklem ve FDTD analizleri ile üretim koşullarının sunduğu sınırlar çerçevesinde belirlenmiştir.

### 3.5 Sayısal Analizler

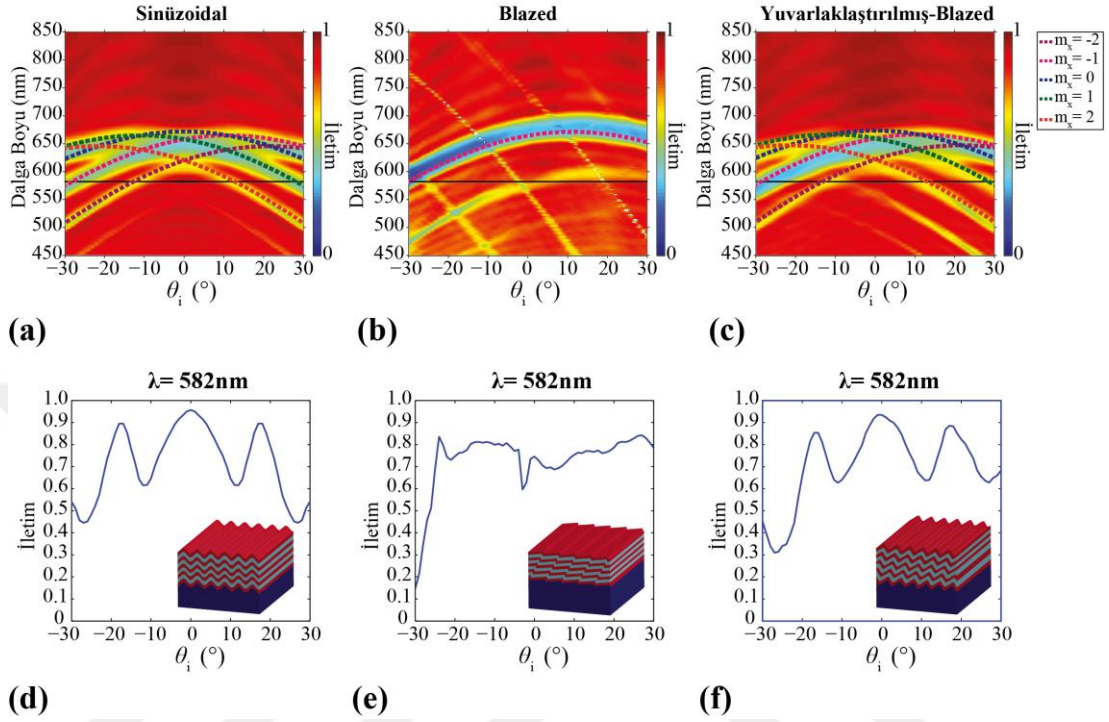
Bu bölümde, üretimi yapılan iki farklı filtre tasarımı için yürütölen sayısal analizler sunulmaktadır. Tasarımı sunulan ilk yapının üretimi blazed kırınım ızgarası modeline sahip bir alt taş üzerinde yapıldığı için, bölüm 3.4 de önerilen tasarım yaklaşımının

gerekliliklerini tam karşılayamasa da filtreleme karakteristiğinin bu tasarım yaklaşımı ile sağlandığını gösterdiği için önemlidir. Önerilen ikinci yapı da ise üretim de kullanılan alt taş modeli geliştirildiği için istenilen tasarım konfigürasyonuna daha küçük yapısal parametrelerle ulaşılmış ve görünür ışık spektrumunda uzamsal filtreleme elde edilmiştir.

İlk tasarım için, deneysel sonuçların doğru anlaşılabilmesi amacıyla, çok katmanlı FK yapısının üç farklı versiyonunun uzamsal filtreleme analizi yapılmıştır. İlk incelenen versiyon, Şekil 3.4'te de şematik olarak gösterilen, harmonik olarak sinüzoidal bir dalga şeklinde modüle edilmiş, ideal uzamsal filtreleme yapısıdır. İkinci olarak incelenen yapı ise blazed kırınım ızgarası modeline (üçgen) göre modüle edilmiş periyodik çok katmanlı bir yapıdır. Bu yapının incelenme nedeni, üretim aşamasında çok katmanlı filtre yapısını elde edebilmek için blazed kırınım ızgarası modeline sahip bir alt taş kullanılması ve katmanların bu alt taş üzerinde büyütülmesidir. Blazed kırınım modeli ile üretimine başlanan yapı, dış katmanlara doğru pürüzsüzleşerek neredeyse sinüzoidal bir karakteristik göstermektedir. Sonuç olarak en son elde edilen yapı hem blazed hem de sinüzoidal olarak modüle edilmiş yapıların bir kombinasyonu olmaktadır. Bu nedenle, yuvarlaklaştırılmış köşelere sahip blazed kırınım desenini temsil eden üçüncü bir yapı konfigürasyonunun incelemeleri de yapılmıştır.

İlk olarak, üretim sınırları dahilinde yapının katman sayısı  $N_L = 33$ , boylamsal periyodu  $d_z = 240$  nm, enine periyodu  $d_x = 1.67$   $\mu\text{m}$ , düşük kırılma indisi  $n_L = 1.33$  ve yüksek kırılma indisi  $n_H = 1.42$  ve alt taşın kırılma indisi  $n_{\text{alttaş}} = 1.50$  olarak sabitlenmiştir. Burada, her iki yüksek ve düşük kırılma indisli katmanın geometrik kalınlıkları eşit olarak ayarlanmıştır ( $d_z/2 = 120$  nm). Yapının tasarımını yapabilmek için, ışık-madde etkileşiminin analizi diferansiyel formdaki Maxwell denklemlerinin doğrudan zaman alanında ayrıştırılarak çözülmesi esasına dayanan FDTD yöntemi kullanılarak yapılmıştır. Yapının  $x$ -yönündeki periyodikliği nedeniyle, zaman alanı hesaplamaları,  $x$ -yönünde periyodik sınır koşulları tanımlayarak, süper hücre yaklaşımı ile gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.4(b) 'deki kesikli yeşil çerçeve, süper hücre sınırlarını göstermektedir. Bu yaklaşımda, FDTD yöntemi,  $x$  yönünde tanımlanan periyodik süper hücreyi sonsuz olarak tekrarlayarak Maxwell denklemlerini çözmektedir. Bu bağlamda, açısız filtreleme özelliğini gözlemleyebilmek için, tasarlanan yapı TM polarizasyonuna sahip, 450-850 nm dalga boyu aralığında farklı geliş açıları altında ( $-30^\circ < \theta_i < 30^\circ$ ) uyarılmış ve sıfıncı kırınım derecesindeki iletim

karakteristiği ölçülmüştür. Elde edilen açısız iletim karakteristiği Şekil 3.5(a)'da bir iletim haritası olarak verilmiştir. Burada, oluşan Bragg kırınım eğrileri yapının açısız bağımlılığını göstermektedir.



Şekil 3.5: (a) Sinüzoidal, (b) blazed ve (c) yuvarlaklaştırılmış-blazed konfigürasyonlarında modüle edilmiş, dalgalı çok katmanlı yapılar için kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği. (d) Sinüzoidal, (e) blazed ve (f) yuvarlaklaştırılmış-blazed konfigürasyonlarında,  $\lambda = 582$  nm için enine kesit profilleri.

Daha sonra, blazed kırınım ızgarası konfigürasyonu için ideal yapıda kullanılan parametreler sabit tutulup, blaze açısı  $10^\circ$  olacak şekilde ayarlanmış ve bu yapının açısız iletim karakteristiği incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil. 3.5(b)'de bir iletim haritası olarak verilmiştir. Burada, ideal yapıda oluşan Bragg kırınım eğrilerinin aksine, birinci ve ikinci derecedeki kırınım eğrilerinin oluşmadığı görülmektedir. Son olarak yuvarlaklaştırılmış-blazed modülasyonu için açısız filtreleme analizleri yapıldığında ise Şekil. 3.5(c)'deki iletim haritası elde edilmiştir. Burada, elde edilen iletim haritasının hem sinüzoidal hem de blazed modülasyonundaki yapıların özelliklerini taşıdığı görülmektedir.

Şekil 3.5'te sunulan iletim haritalarının üzerinde kesikli çizgilerle verilen eğriler ise Eşitlik 3.2 ile analitik olarak hesaplanmış Bragg kırınım eğrilerini temsil etmektedir.

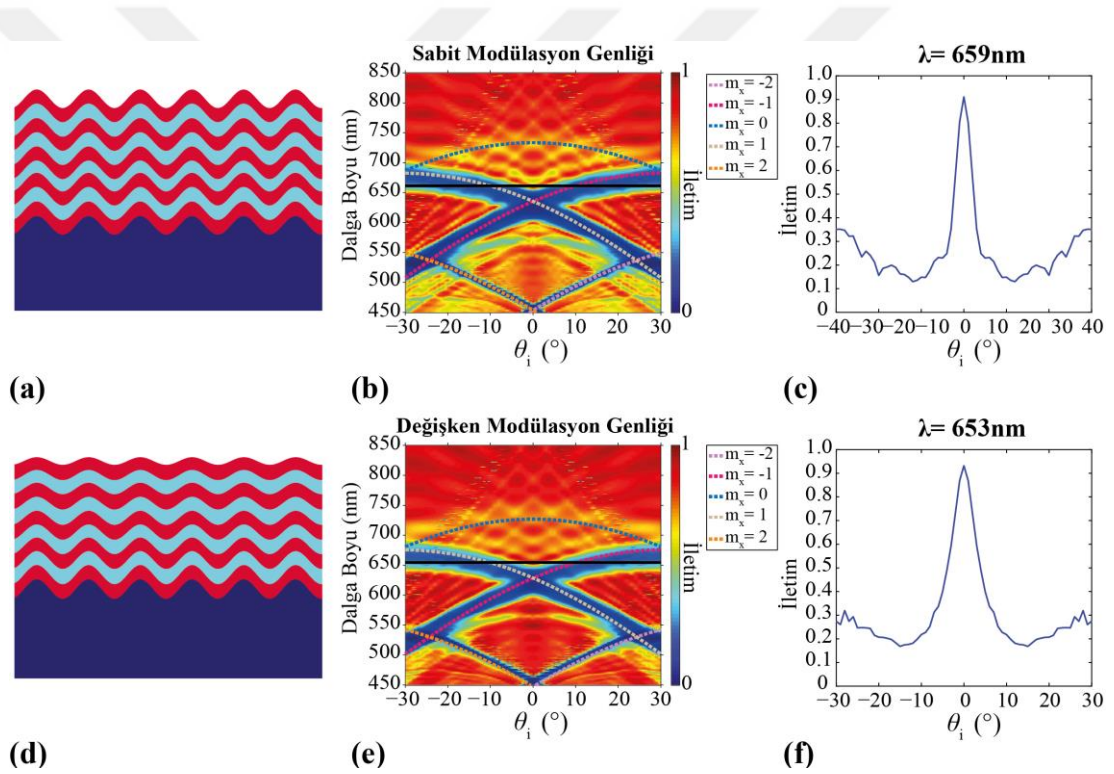
Elde edilen sonuçlar (Şekil 3.5(a), 3.5(b) ve 3.5(c)) analitik olarak hesaplanan Bragg kırınım eğrileri ve FDTD sonuçları arasında iyi bir uyum olduğunu göstermektedir.

Ek olarak, sunulan yapılardaki iletim karakteristiklerini daha iyi inceleyebilmek için  $\lambda = 582$  nm dalga boyunda her üç konfigürasyonun da iletim haritasından kesitler alınmış ve sırası ile Şekil 3.5(d), 3.5(e) ve 3.5(f)'de verilmiştir. Kesit alınan dalga boyu iletim haritaları üzerinde siyah düz çizgi ile gösterilmiştir. Burada, sinüzoidal dalgali yapı için, sıfır derecedeki geliş açısında %96 iletim verimliliği elde edilirken  $\theta_i = -10^\circ$  ve  $10^\circ$ 'lik geliş açıları arasında iletim verimliliğinin %62'ye düştüğü filtreleme bantları bulunmaktadır. Buna karşın, blazed konfigürasyonu için  $-10^\circ$  ve  $10^\circ$  derece arasında bir filtreleme belirtisi yoktur. Yuvarlaklaştırılmış-blazed modülasyonu için elde edilen sonuçta ise beklendiği gibi blazed konfigürasyondan gelen asimetric bir karakteristik vardır. Bununla birlikte,  $\theta_i = -10^\circ$  ve  $10^\circ$  açıları arasında sinüzoidal konfigürasyondaki filtreleme karakteristik korunmaktadır.

İkinci tasarımda ise sinüzoidal modülasyona sahip bir alt taş üretimi sağlanarak, yapı bu alt taş üzerinde büyütülmüş ve bir önceki tasarımdaki blazed karakteristik problemi çözülmüştür. Ancak, bu tasarımın üretiminde ise büyütülen katmanların ara yüzündeki genlik modülasyonunun yukarı doğru azalarak düz bir katmana doğru yakınsadığı görülmüştür. Bu nedenle bu bölümde, ikinci yapı tasarımı için, sabit genlik modülasyonuna sahip (Şekil 3.6(a)) ve giderek azalan genlik modülasyonuna sahip (Şekil 3.6(c)) iki farklı konfigürasyon için yapılan sayısal analizler sunulmaktadır.

Burada ise, yeni üretim sınırları dahilinde, yapının katman sayısı  $N_L = 33$ , boylamsal periyodu  $d_z = 228$  nm, enine periyodu  $d_x = 600$  nm, düşük kırılma indisi  $n_L = 1.484$  ve yüksek kırılma indisi  $n_H = 1.666$  ve alt taşın kırılma indisi  $n_{\text{alttaş}} = 1.50$  olarak sabitlenmiştir. İlk sunulan tasarıma göre, yapı periyotları küçültülmüş, yüksek ve düşük kırılma indisleri arasındaki fark arttırılmıştır. Ek olarak bir önceki tasarımda olduğu gibi her katmanın geometrik kalınlıklarını eşit tutmak yerine, optiksel kalınlıkları eşit olacak şekilde geometrik kalınlıklar ayarlanmıştır. İlk olarak, sabit genlik modülasyonuna sahip konfigürasyonda uzamsal filtreleme özelliğini gözlemleyebilmek için, tasarlanan yapı TM polarizasyonuna sahip, 450-850 nm dalga boyu aralığında farklı geliş açıları altında ( $-30^\circ < \theta_i < 30^\circ$ ) uyarılmış ve sıfıncı kırınım derecesindeki iletim karakteristiği ölçülmüştür. Elde edilen açısal iletim karakteristiği Şekil 3.6(b)'de bir iletim haritası olarak verilmiştir. Analitik olarak hesaplanan Bragg kırınım eğrileri kesikli çizgilerle iletim haritalarının üzerinde gösterilmiştir. Kesit

alınan dalga boyu iletim haritaları üzerinde siyah düz çizgi ile gösterilmiştir. Sunulan iletim haritası ve iletim haritasının üzerinde kesikli çizgilerle verilen analitik olarak hesaplanmış kırınım eğrileri, sıfır derecedeki Bragg kırınım eğrisinin yapıda oluşan girişimler nedeni ile kaybolduğunu, diğer eğrilerin ise ilk sunulan tasarıma göre daha keskin ve güçlü olduğunu göstermektedir. Burada oluşan Bragg kırınım eğrilerinin kesiştiği noktanın alt ve üst kısmındaki dalga boylarında yapı uzamsal filtre karakteristiği göstermektedir. Şekil 3.6(c)'de, keşim noktasının üst kısmında bulunan,  $\lambda = 659$  nm değerinde alınan kesitte ise tasarlanan yapının açısız filtreleme özelliği açıkça görülmektedir. Burada, sıfır derecedeki geliş açısında %91'lik bir iletim verimliliği elde edilirken, geliş açısı  $|\theta_i| = 3^\circ$ 'den daha büyük değerler aldığı anda iletim verimliliği %40'ın altına düşmektedir.



Şekil 3.6: Sabit genlik modülasyonuna sahip çok katmanlı yapının (a) iki boyutlu şematik gösterimi, (b) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (c)  $\lambda = 659$  nm için enine kesit profili. Değişken genlik modülasyonuna sahip çok katmanlı yapının (d) iki boyutlu şematik gösterimi, (e) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (f)  $\lambda = 653$  nm için enine kesit profili.

Bir sonraki adım olarak, üretim kısmında görülen değişken modülasyon genliği karakteristiği göz önünde bulundurularak Şekil 3.6(d)'de verilen yapı konfigürasyonu için FDTD analizleri yapılmıştır. Şekil 3.6(d)'de görülebileceği gibi alt taştaki modülasyon genliği, her bir katman da lineer olarak azalmaktadır. Burada,

modülasyon genliği dışındaki tüm yapısal parametreler Şekil 3.6(a)'da verilen yapı ile aynı tutulmuştur. Daha sonra, alt taşıdaki başlangıç genlik modülasyonu ile son katmanda oluşan genlik modülasyonunun ortalaması Şekil 3.6(a)'da verilen yapının modülasyon genliğine eşit olacak şekilde ayarlanmış ve elde edilen yapının iletim karakteristiği hesaplanmıştır. Elde edilen açısız iletim karakteristiği Şekil 3.6(e)'de bir iletim haritası olarak verilmiştir. Sunulan iletim haritası ve iletim haritasının üzerinde kesikli çizgilerle verilen analitik olarak hesaplanmış kırınım eğrileri, bu konfigürasyonda da sabit genlikteki yapı için elde edilen filtreleme karakteristiğinin yakalandığını göstermektedir. Ancak filtreleme karakteristiğinde 6 nm'lik bir maviye kayım görülmektedir. Şekil 3.6(f)'de,  $\lambda = 653$  nm değerinde, alınan kesitte tasarlanan yapının açısız filtreleme karakteristiği görülmektedir. Burada, sıfır derecedeki geliş açısında %93'lük bir iletim verimliliği elde edilirken, geliş açısı  $|\theta_i| = 5^\circ$ 'den daha büyük değerler aldığı anda iletim verimliliği %40'ın altına düşmektedir.

### 3.6 Üretim ve Deneysel Doğrulama

Tasarlanan yapıların üretimi ve deneysel doğrulaması, çalışmayı ortak yürüttüğümüz gruplar<sup>1,2</sup> tarafından Litvanya'da yapılmıştır. Burada, yapı üretimi üç ana adımdan oluşmaktadır. İlk adım, üretimi yapılacak olan yapının alt taşı oluşturabilmek için, ticari olarak temin edilebilen bir kırınım ızgarası kullanılarak, poli dimetil siloksan (PDMS) kalıbı çıkarmaktır [157]. İkinci adım ise elde edilen kalıbın, ultraviyole (UV) ışınlarıyla sertleşen hibrid bir polimer kullanılarak soda-kireç cam filmleri üzerine basılmasını içermektedir. Üçüncü ve son adım olarak, yüksek ve düşük kırılma indisli ince filmler dönüşümlü olarak elde edilen alt taşın üzerinde buhar biriktirme yöntemi ile büyütülmektedir. Bu işlemde, geliş açısına bağlı biriktirme (GLAD) yöntemi kullanılarak, alt taş ve buharlaşma akısı arasındaki birikim açısı değiştirilmektedir [158]. Böylece ince filmlerdeki gözenek karakteristiği değiştirilerek katmanların kırılma indisi yüksek hassasiyetle değiştirilebilmektedir. Kaplama işlemi sırasında, alt taş, konformal buharlaşmayı sağlamak için sürekli olarak ekseni etrafında dönen bir tutucuya yerleştirilir ve istenilen kırılma indisi değerini elde edebilmek için buharlaşma aksı ile arasındaki açı değiştirilir.

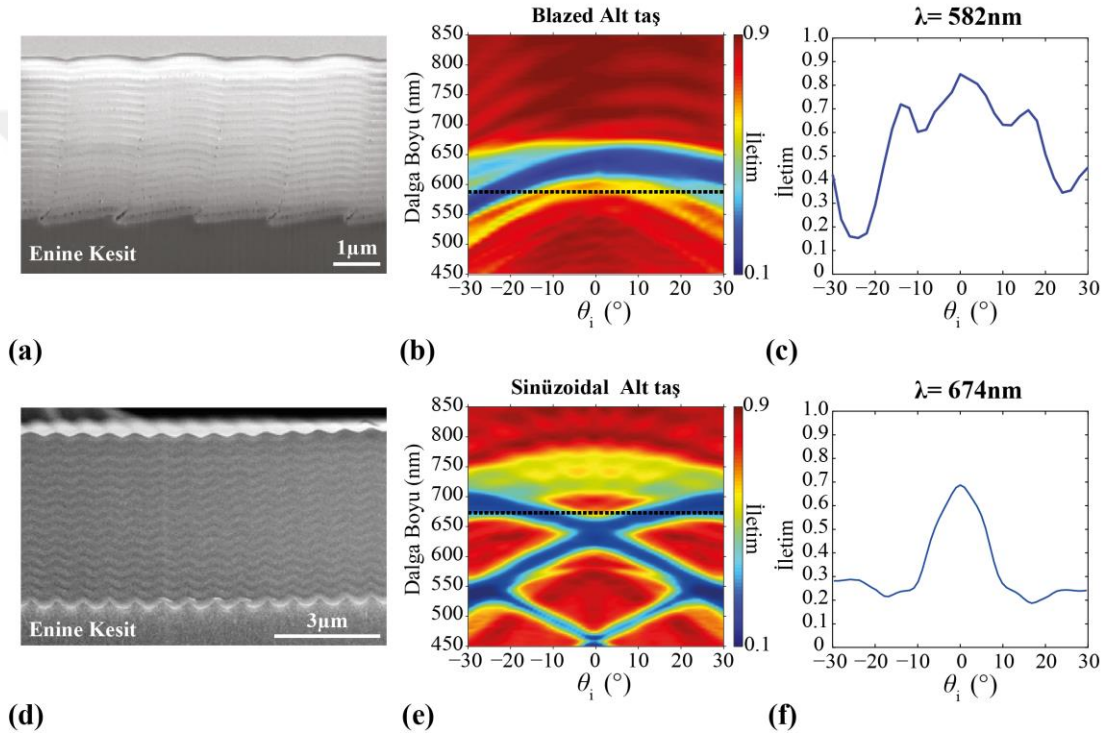
---

<sup>1</sup> Center for Physical Sciences and Technology, Savanoriu Ave. 231, LT-02300 Vilnius, Lithuania

<sup>2</sup> Vilnius University, Faculty of Physics, Laser Research Center, Sauletekio Ave. 10, Vilnius, Lithuania



Bu üretim tekniği ile bir önceki bölümde sayısal analizi yapılmış olan blazed kırınım ızgarası ve sinüzoidal modülasyona sahip kırınım ızgarası üzerine büyütülerek üretilen yapıların taramalı elektron mikroskobu (SEM) görüntüleri Şekil 3.7(a) ve 3.7(d)'de verilmiştir. Şekil. 3.7(a)'da verilen enine kesitte, blazed kırınım ızgarası üzerine büyütülen yapının katman sayısı arttıkça düzleşerek sinüzoidal bir karakteristik kazandığı görülmektedir. Şekil. 3.7(d)'deki kesitte ise, sinüzoidal modülasyona sahip kırınım ızgarası üzerine büyütülen yapının başlangıçtaki modülasyon genliğinin bir önceki bölümde belirtildiği gibi katman sayısı arttıkça azaldığı görülmektedir.



Şekil 3.7: Blazed modülasyona sahip alt taş ile üretimi yapılan yapının (a) SEM görüntüsünden alınan enine kesit, (b) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (c)  $\lambda = 582$  nm için enine kesit profili. Sinüzoidal modülasyona sahip alt taş ile üretimi yapılan yapının (a) SEM görüntüsünden alınan enine kesit, (e) kaynağın giriş açısına göre 450-850 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği, (f)  $\lambda = 674$  nm için enine kesit profili.

Deneysel doğrulamanın yapılabilmesi için üretilen yapı numuneleri dönen bir konik düzeneğe monte edilmiş ve TM polarizasyonuna sahip bir kaynakla uyarılmıştır. Yapı arkasında filtrelenen ışın, doğrudan uzak bir mesafeye yerleştirilmiş bir CCD kamera matrisine yansıtılmıştır. Açısal karakteristiğin görülebilmesi için, düzeneğin merkezi ile dedektör arasındaki açı değiştirilerek ölçümler alınmıştır.

Blazed kırınım ızgarası üzerine büyütülen ilk yapı tasarımı için deneysel olarak elde edilen iletim karakteristiği Şekil 3.7(b)'de bir iletim haritası olarak verilmiştir. Kesit alınan dalga boyu iletim haritaları üzerinde siyah kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Elde edilen grafik, bu yapının sayısal analizlerinde gözlemlenen ve Şekil 3.5(c)'de verilen sonuçlarla uyum sağlamaktadır. Blazed alt taştan kaynaklanan, pozitif ve negatif açı değerindeki asimetrik karakteristik burada da görülmektedir. Üst katmanlardaki sinüzoidal karakteristikten gelen filtreleme özelliği ise  $\lambda = 582$  nm dalga boyunda alınan kesitte görülmektedir (Şekil 3.7(c)).

Sinüzoidal kırınım ızgarası üzerine büyütülen ikinci yapı tasarımı için deneysel olarak elde edilen iletim karakteristiği ise Şekil 3.7(e)'de bir iletim haritası olarak verilmiştir. Elde edilen grafik, bu yapının sayısal analizlerinde gözlemlenen ve Şekil 3.6(e)'de verilen sonuçlarla uyum sağlamaktadır. Oluşan Bragg kırınım eğrilerinin kesişim noktasının üzerinde yer alan  $\lambda = 582$  nm dalga boyunda alınan kesitte ise yapının açısız filtreleme karakteristiği görülmektedir (Şekil 3.7(f)). Burada, sıfır derecedeki geliş açısında %70'lik bir iletim verimliliği elde edilirken, geliş açısı  $|\theta_i| = 7^\circ$ 'den daha büyük değerler aldığı anda iletim verimliliği %40'ın altına düşmektedir.

### 3.7 Sonuç

Sonuç olarak, bu bölümde, Bragg rejiminde ışığın uzamsal filtrelenmesi için periyodik mikro fotonik yapıların tasarımı önerilmektedir. Sunulan yapıların tasarımı, analitik çözümler ve FDTD yöntemi ile yapılmış ve fiziksel buhar biriktirme yöntemi ile üretilmiştir. Sayısal sonuçlara ve üretilen yapılarla deneysel olarak elde edilen ölçümlere dayanarak, önerilen yapıların açısız filtreleme potansiyeli şu an elimizde olan teknolojik üretim olanakları dahilinde sunulmuştur. Elde edilen sonuçlar, geliştirilen fikrin, optik ve fotonik alanında pratik uygulamalar için parlak bir perspektif ve potansiyele sahip olduğunu göstermektedir.

#### 4. SONUÇ

Bu tez çalışmasında, elektromanyetik dalgaların yayılımı ve ışık-madde etkileşimleri ile ilgili çeşitli durumlar incelenmiştir. 2B FK yapı konfigürasyonları ile verimli ışık manipülasyonu, optik görünmezlik, ışın yönlendirme, afokal odaklama ve uzamsal filtreleme amaçları için yeni fotonik yapı tasarımları sunulmuştur. Önerilen yapıların tasarımı analitik ve sayısal analizlerle incelenmiş ve üretimi gerçekleştirilebilen yapıların deneysel doğrulanmaları yapılmıştır.

Bölüm 2.1’de homojen olmayan DKİ ortamları ve bu ortamların optiksel özelliklerinin karakterizasyonu yapılmıştır. Bölüm 2.2’de DKİ ortamlarının geometrik optik ile incelenmesi sunulmuş ve üç temel DKİ lens tasarımı olan Luneburg, Maxwell balık-gözü ve Mikaelian lens için ışın yörünge denklemi çözümleri yapılmıştır. Elde edilen denklemler ile ışık ışınlarının farklı geliş açılarında ve farklı lens yapı parametrelerinde belirtilen lens sistemleri içerisinde izlediği yol analitik olarak incelenmiştir. Bölüm 2.3’te dörtlü Luneburg lens sistemi kullanılarak yönlü optik gizleme elde edebilmek için bir görünmezlik pelerini tasarımı sunulmuştur. Tasarlanan yapının analitik incelemesi bir önceki bölümde çözülen ışın yörünge denklemi ile yapıldıktan sonra, sürekli kırılma indisi dağılımına sahip olan Luneburg lens sistemi Maxwell-Garnett EMT yöntemi ile DKİ FK yapısına ayrıştırılmış ve elde edilen FK yapısının sayısal analizleri FDTD yöntemi ile yürütülmüştür. Daha sonra, önerilen yapı 3B baskı yöntemi ile üretilmiş ve mikrodalga rejiminde deneysel doğrulaması yapılmıştır. Bölüm 2.4’te ise DKİ FK yapıları SK’lerle birleştirilerek, herhangi bir mekaniksel hareket olmadan aktif bir şekilde kontrol edilebilen ışın yönlendirici ve afokal lens sistemi tasarımı sunulmuştur. Burada, tasarlanan yapıların analitik incelemeleri geometrik optik ile yapıldıktan sonra, sayısal analizler için yine FDTD yöntemine başvurulmuştur.

Tezin bir sonraki bölümünde, konvansiyonel olmayan bir şekilde kiplemiş dalgali çok katmanlı yapılar ile Bragg konfigürasyonunda çalışan uzamsal filtre tasarımları sunulmuştur. Yapı tasarımları Bragg rejimi için çözülen denklemler ile analitik olarak incelenirken, FDTD yöntemi ile sayısal analizleri yapılarak oluşturulmuştur. Bu

yapıların en önemli özelliği yapı boyutlarının gelen ışığın dalga boyundan daha küçük olması ve bu boyutlarda tasarlanan yapıların fiziksel buhar biriktirme yöntemi ile üretilerek deneysel karakterizyonunun yapılabilmesidir.



## KAYNAKLAR

- [1] **Dylla, H.F., Corneliussen, S.T.,** (2005). John Ambrose Fleming and the beginning of electronics, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 23, 1244-1251.
- [2] **Early, J.M.,** (2001). Out to Murray Hill to play: an early history of transistors, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48, 2468-2472.
- [3] **Rabaey, J.M., Chandrakasan, A.P., Nikolić, B.,** Digital integrated circuits: a design perspective, NJ: Pearson Education, (2003).
- [4] **Quimby, R.S.,** Photonics and lasers: an introduction, John Wiley & Sons, (2006).
- [5] **Maiman, T.H.,** (1960). Stimulated optical radiation in Ruby, *Nature*, 187, 493.
- [6] **Jauch, J.M., Rohrlich, F.,** The theory of photons and electrons: the relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half, Springer Science & Business Media, (2012).
- [7] **Yablonovitch, E.,** (1987). Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics, *Physical Review Letters*, 58, 2059.
- [8] **John, S.,** (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Physical Review Letters*, 58, 2486.
- [9] **Turduev, M., Giden, I.H., Kurt, H.** (2012). Modified annular photonic crystals with enhanced dispersion relations: polarization insensitive self-collimation and nanophotonic wire waveguide designs, *Journal of Optical Society of America B*, 29, 1589-1598.
- [10] **Pendry, J.B.,** (2000). Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Physical Review Letters*, 85, 3966-3969.
- [11] **Staliunas, K., Sanchez-Morcillo, V.,** (2009). Spatial filtering of light by chirped photonic crystals, *Physical Review A*, 79, 053807.
- [12] **Baba, T.,** (2008). Slow light in photonic crystals, *Nature Photonics*, 2, 465-473.
- [13] **Hayran, Z., Kurt, H., Staliunas, K.,** (2017). Rainbow trapping in a chirped three-dimensional photonic crystal, *Scientific Reports*, 7, 1-10.
- [14] **Vanbésien, O., Centeno, E.,** Dispersion Engineering for Integrated Nanophotonics, Wiley-ISTE, (2014).
- [15] **Gomez-Reino, C., Perez, M.V., Bao, C.,** Gradient-Index Optics: Fundamentals and Applications, Springer, (2002).
- [16] **Marchand, E.W.,** Gradient Index Optics, Academic Press, (1978).
- [17] **Vollmer, M.,** (2009). Mirrors in the air: Mirages in nature and in the laboratory, *Physics Education*, 44, 165-174.

- [18] **Blanco-García, J., Ribas-Pérez, F.A.**, (2011). Mirages above the sea waters, *In Journal of Physics: Conference Series*, 274, 012001.
- [19] **Maxwell, J.C.**, The Scientific Letters and Papers of James Clerk Maxwell: 1846-1862, CUP Archive, (1990).
- [20] **Luneburg, R.K., Herzberger, M.**, Mathematical Theory of Optics, University of California Press, (1964).
- [21] **Mikaelian, A.L.**, (1952). General method of inhomogeneous media calculation by the given ray traces, *Dokladi Akasemii Nauk*, 83, 219.
- [22] **Baghdasaryan, T., Geernaert, T., Thienpont, H., Berghmans, F.**, (2013). Photonic crystal mikaelian lenses and their potential use as transverse focusing elements in microstructured fibers, *IEEE Photonics Journal*, 5, 7100512-7100512.
- [23] **Kotlyar, V.V., Kovalev, A.A., Triandafilov, Y.R., Nalimov, A.G.**, (2010). Modes of planar gradient-index hyperbolic secant waveguide, *Computer Optics*, 34, 146-155.
- [24] **Lv, H., Liu, A., Tong, J., Yi, X., Li, Q., Wang, X., Ding, Y.**, (2011). Fabrication of gradient refractive index rod lens using double ion exchange processes, *Optical Engineering*, 50, 073402.
- [25] **De Oliveira, P.W., Becker-Willinger, C., Jilavi, M.H.**, (2011). Sol-Gel derived nanocomposites for optical applications, *Advanced Engineering Materials*, 12, 349-361.
- [26] **Reed, W.A., Yan, M.F., Schnitzer, M.J.**, (2002). Gradient-index fiber-optic microprobes for minimally invasive in vivo low-coherence interferometry, *Optics Letters*, 27, 1794-1796.
- [27] **Urness, A.C., Anderson, K., Ye, C., Wilson, W.L., McLeod R.R.**, (2015). Arbitrary GRIN component fabrication in optically driven diffusive photopolymers, *Optics Express*, 23, 264-273.
- [28] **Russell, P.S.J., Birks, T.A.**, (1999). Hamiltonian optics of nonuniform photonic crystals, *Journal of Lightwave Technology*, 17, 1982.
- [29] **Centeno, E., Cassagne, D.**, (2005). Graded photonic crystals, *Optics Letters*, 30, 2278-2280.
- [30] **Baker, B.B., Copson, E.T.**, The mathematical theory of Huygens' principle, American Mathematical Society, (1950).
- [31] **Deschamps, G.A.**, (1972). Ray techniques in electromagnetics, *Proceedings of the IEEE*, 60, 1022-1035.
- [32] **Hamilton, W.R.**, The Mathematical Papers of Sir William Rowan Hamilton, CUP Archive, (1931).
- [33] **Sommerfeld, A., Runge, J.**, (1911). Anwendung der Vektorrechnung auf die Grundlagen der geometrischen Optik, *Annalen der Physik*, 340, 277-298.
- [34] **Smirnov, I.V.**, A course of higher mathematics: Elementary calculus, Pergamon, (1964).
- [35] **Rytov, S.M.**, Modulated oscillations and waves, Proc. Lebedev Institute, (1940).

- [36] **Keller, J.B., Lewis, R.M., Seckler, B.D.**, (1956). Asymptotic solution of some diffraction problems, *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 9, 207-265.
- [37] **Montagnino, L.**, (1968). Ray Tracing in Inhomogeneous Media, *Journal of the Optical Society of America A*, 58, 1667-1668.
- [38] **Kapron, F.P.**, (1970). Geometrical optics of parabolic index-gradient cylindrical lenses, *Journal of the Optical Society of America A*, 60, 1433-1436.
- [39] **Mattheakis, M., Tsironis, G.P.**, Extreme waves and branching flows in optical media, Quodons in Mica, Springer, (2005).
- [40] **Mattheakis, M., Tsironis, G.P., Kovanis, V.**, (2012). Luneburg lens waveguide networks, *Journal Optics*, 14, 114006.
- [41] **Lakshminarayanan, V., Ghatak, A.K., Thyagarajan, K.**, Lagrangian Optics, Kluwer Academic Publishers, (2002).
- [42] **Frank, A., Leyvraz, F., Wolf, K.B.**, (1990). Hidden symmetry and potential group of the Maxwell fish-eye, *Journal of Mathematical Physics*, 31, 2757-2768.
- [43] **Rosu, H., Reyes, M.**, (1994). Electromagnetic modes of Maxwell fisheye lens, *Il Nuovo Cimento D*, 16, 517-522.
- [44] **Soifer, V.A.**, Diffractive nanophotonics, CRC Press, (2016).
- [45] **Triandaphilov, Y.R., Kotlyar, V.V.**, (2008). Photonic crystal Mikaelian lens, *Optical Memory and Neural Networks*, 17, 1.
- [46] **Leonhardt, U.**, (2006). Optical conformal mapping, *Science*, 312, 1777-1780.
- [47] **Pendry, J.B., Schurig, D., Smith, D.R.**, (2006). Controlling electromagnetic fields, *Science*, 312, 1780-1782.
- [48] **Tyc, T., Chen, H., Chan, C.T., Leonhardt, U.**, (2010). Non-Euclidean cloaking for light waves, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 16, 418-426.
- [49] **Ma, H., Qu, S., Xu, Z., Zhang, J., Chen, B., Wang, J.**, (2008). Material parameter equation for elliptical cylindrical cloaks, *Physical Review A*, 77, 013825.
- [50] **Chen, H., Leonhardt, U., Tyc, T.**, (2011). Conformal cloak for waves, *Physical Review A*, 83, 055801.
- [51] **Schmiele, M., Rockstuhl, C., Lederer, F.**, (2009). Strategy for cloaking of twisted domains, *Physical Review A*, 79, 053854.
- [52] **Chen, H., Zheng, B., Shen, L., Wang, H., Zhang, X., Zheludev N.I., Zhang, B.**, (2013). Ray-optics cloaking devices for large objects in incoherent natural light, *Nature Communication*, 4, 2652.
- [53] **Cai, W., Chettiar, U.K., Kildishev, A.V., Shalaev, V.M.**, (2007). Optical cloaking with metamaterials, *Nature Photonics*, 1, 224-227.
- [54] **Valentine, J., Li, J., Zentgraf, T., Bartal, G., Zhang X.**, (2009). An optical cloak made of dielectrics, *Nature Materials*, 8, 568-571.
- [55] **Li, J., Pendry, J.B.**, (2008). Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking, *Physical Review Letters*, 101, 203901.

- [56] **Liu, R., Ji, C., Mock, J.J., Chin, J.Y., Cui T.J., Smith D.R.,** (2009). Broadband ground-plane cloak, *Science*, 323, 366-369.
- [57] **Dupont, G., Guenneau, S., Enoch, S.,** (2010). Electromagnetic analysis of arbitrarily shaped pinched carpets, *Physical Review A*, 82, 033840.
- [58] **Kallos, E., Argyropoulos, C., Hao, Y.,** (2009). Ground-plane quasicloaking for free space, *Physical Review A*, 79, 063825.
- [59] **Hayran, Z., Herrero, R., Botey, M., Kurt, H., Staliunas K.,** (2018). Invisibility on demand based on a generalized Hilbert transform, *Physical Review A*, 98, 013822.
- [60] **Hayran, Z., Kurt, H., Herrero, R., Botey, M., Staliunas K.,** (2018). All-dielectric self-cloaked structures, *ACS Photonics*, 5, 2068-2073.
- [61] **Horsley, S.A.R., Artoni, M., La Rocca, G.C.,** (2015). Spatial Kramers–Kronig relations and the reflection of waves, *Nature Photonics*, 9, 436-439.
- [62] **Andkjær, J., Sigmund, O.,** (2011). Topology optimized low-contrast all-dielectric optical cloak, *Applied Physics Letters*, 98, 021112.
- [63] **Urzhumov, Y., Landy, N., Driscoll, T., Basov, D., Smith D.R.,** (2013). Thin low-loss dielectric coatings for free-space cloaking, *Optics Letters*, 38, 1606-1608.
- [64] **Vial, B., Hao, Y.,** (2015). Topology optimized all-dielectric cloak: design, performances and modal picture of the invisibility effect, *Optics Express*, 23, 23551-23560.
- [65] **Bor, E., Babayiğit, C., Kurt, H., Staliunas K., Turduev, M.,** (2018). Directional invisibility induced by a genetic optimization approach, *Optics Letters*, 43, 5781-5784.
- [66] **Lan, L., Sun, F., Liu, Y., Ong C.K., Ma, Y.,** (2013). Experimentally demonstrated a unidirectional electromagnetic cloak designed by topology optimization, *Applied Physics Letters*, 103, 121113.
- [67] **Vial, B., Torrico, M.M., Hao, Y.,** (2017). Optimized microwave illusion device, *Scientific Reports*, 7, 3929.
- [68] **Choi, J.S., Howell, J.C.,** (2014). Paraxial ray optics cloaking, *Optics Express*, 22, 29465-29478.
- [69] **Tyc, T., Oxburgh, S., Cowie, E.N., Chaplain, G.J., Macauley, G., White, C.D., Courtial, J.,** (2016). Omnidirectional transformation-optics cloak made from lenses and glenses, *Journal of the Optical Society of America A*, 33, 1032-1040.
- [70] **Vasić, B., Gajić, R.,** (2011). Self-focusing media using graded photonic crystals: Focusing, Fourier transforming and imaging, directive emission, and directional cloaking, *Journal of Applied Physics*, 110, 053103.
- [71] **Turduev, M., Oner, B.B., Giden, I.H., Kurt, H.,** (2013). Mode transformation using graded photonic crystals with axial asymmetry, *Journal of the Optical Society of America A*, 30, 1569-1579.
- [72] **Oner, B.B., Turduev, M., Kurt, H.,** (2013). High efficiency beam bending using graded photonic crystals, *Optics Letters*, 38, 1688-1690.



- [73] **Cassan, E., Do, K., Caer, C., Marris-Morini, D., Vivien, L.,** (2011). Short-wavelength light propagation in graded photonic crystals, *Journal of Lightwave Technolog*, 29, 1937-1943.
- [74] **Turduev, M., Giden, I.H., Kurt, H.,** (2015). Design of flat lens-like graded index medium by photonic crystals: exploring both low and high frequency regimes, *Optics Communications*, 339, 22-33.
- [75] **Oner, B.B., Can, M.G., Kurt, H.,** (2014). Dual polarized broadband and all dielectric partial cloaking using stacked graded index structures, *Optics Express*, 22, 20457-20462.
- [76] **Mortensen, N.A., Sigmund, O., Breinbjerg, O.,** (2009). Prospects for poor-man's cloaking with low-contrast all dielectric optical elements, *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 4, 5.
- [77] **Xu, T., Liu, Y.C., Zhang, Y., Ong, C.K., Ma, Y.G.,** (2012). Perfect invisibility cloaking by isotropic media, *Physical Review A*, 86, 043827.
- [78] **Khosravi, S., Rostami, A., Rostami, G., Dolatyari, M.,** (2016). Midinfrared invisibility cloak design using composite optical materials, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22, 134-139.
- [79] **Sihvola, A.,** (1999). Classical mixing approach, *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*, 39-52.
- [80] **Weir, W.B.,** (1974). Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies, *Proceedings of the IEEE*, 62, 33-36.
- [81] **Johnson, S., Joannopoulos, J.D.,** (2001). Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, *Optics Express*, 8, 173-190.
- [82] **Debnath, K., Bucio, T.D., Al-Attili, A., Khokhar, A.Z., Saito, S., Gardes, F.Y.,** (2017). Photonic crystal waveguides on silicon rich nitride platform, *Optics Express*, 25, 3214-3221.
- [83] **Beggs, D.M., White, T.P., O'Faolain, L., Krauss, T.F.,** (2008). Ultracompact and low-power optical switch based on silicon photonic crystals, *Optics Letters*, 33, 147-149.
- [84] **Mirjalili, S.M., Mirjalili, S.Z.,** (2017). Single-objective optimization framework for designing photonic crystal filters, *Neural Computing and Applications*, 28, 1-7.
- [85] **Zhou, W.D., Sabarinathan, J., Bhattacharya, P., Kochman, B., Berg, E., Yu, P.C., Pang, S.,** (2001). Characteristics of a photonic bandgap single defect microcavity electroluminescent device, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 37, 1153-1160.
- [86] **Kosaka, H., Kawashima, T.,** (1999). Self-collimating phenomena in photonic crystals, *Applied Physics Letters*, 74, 1212-1214.
- [87] **Domachuk, P., Nguyen, H.C., Eggleton, B.J., Straub, M., Gu, M.,** (2004). Microfluidic tunable photonic band-gap device, *Applied Physics Letters*, 84, 1838.

- [88] **Tagantsev, A.K., Sherman, V.O., Astafiev, K.F., Venkatesh, J., Setter, N.,** (2003). Ferroelectric Materials for Microwave Tunable Applications, *Journal of Electroceramics*, 11, 5-66.
- [89] **Yan, H., Li, X., Chandra, B., Tulevski, G., Wu, Y., Freitag, M., Zhu, W., Avouris, P., Xia, F.,** (2012). Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks, *Nature Nanotechnology Letters*, 7, 330.
- [90] **Wen, H., Chang, I.L., Chen, L.W.,** (2012). Beam manipulating by graded photonics crystal slab made of dielectric elastomer actuators, *Optics Communications*, 24, 5524-5530.
- [91] **Rezaei, B., Giden, I.H., Kurt, H.,** (2017). Tuning light focusing with liquid crystal infiltrated graded index photonic crystals, *Optics Communications*, 382, 28-35.
- [92] **Cunningham, J.E., Shubin, I., Zheng, X., Pinguet, T., Mekis, A., Luo, Y., Thacker, H., Li, G., Yao, J., Raj, K., Krishnamoorthy, A.V.,** (2010). Highly efficient thermally-tuned resonant optical filters, *Optics Letters*, 18, 19055.
- [93] **Park, W., Lee, J.,** (2004). Mechanically tunable photonic crystal structure, *Applied Physics Letters*, 85, 4845.
- [94] **Gourlay, J., Love, G.D., Birch, P.M., Sharples, R.M., Purvis, A.,** (1997). A real-time closed-loop liquid crystal adaptive optics system: First results, *Optics Communications*, 137, 17-21.
- [95] **Busch, K., John, S.,** (1999). Liquid-crystal photonic-band-gap materials: the tunable electromagnetic vacuum, *Physical Review Letters*, 83, 967-970.
- [96] **Alagappan, G., Sun, X.W., Shum, P., Yu, M.B., Doan, M.T.,** (2006). One-dimensional anisotropic photonic crystal with a tunable bandgap, *Journal of the Optical Society of America A*, 23, 159-167.
- [97] **Liu, C.Y., Chen, L.W.,** (2005). Tunable band gap in a photonic crystal modulated by a nematic liquid crystal, *Physical Review B*, 72, 045133.
- [98] **Khalkhali, T.F., Rezaei, B., Ramezani, A.H.,** (2012). Tuning of full band gap in anisotropic photonic crystal slabs using a liquid crystal, *Optics Communications*, 285, 5254-5258.
- [99] **Wang, Y.Y., Chen, L.W.,** (2006). Tunable negative refraction photonic crystals achieved by liquid crystals, *Optics Express*, 14, 10580-10587.
- [100] **Zografopoulos, D.C., Asquini, R., Kriezis, E.E., d'Alessandro, A., Beccherelli, R.,** (2012). Guide-wave Liquid-crystal photonics, *Lab on Chip*, 12, 3598-3610.
- [101] **Kurt, H., Citrin, D.S.,** (2008). Reconfigurable multimode photonic-crystal waveguides, *Optics Express*, 16, 11995-12001.
- [102] **Shang, X., Trinidad, A.M., Joshi, P., Smet, J.D., Cuypers, D., Smet, H.D.,** (2016). Tunable Optical Beam Deflection Via Liquid Crystal Gradient Refractive Index Generated By Highly Resistive Polymer Films, *IEEE Photonics Journal*, 8, 1.

- [103] **Liu, Y.J., Zheng, Y.B., Shi, J., Huang, H., Walker, T.R., Huang, T.J.,** (2009). Optically switchable gratings based on azo-dye-doped, polymer-dispersed liquid crystals, *Optics Letters*, 34, 2351-2353.
- [104] **Matsumoto, T., Eom Kun-Sun, Baba, T.,** (2006). Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate, *Optics Letters*, 31, 2786-2788.
- [105] **Li, X., He, S., Jin, Y.,** (2007). Subwavelength focusing with a multilayered Fabry-Perot structure at optical frequencies, *Physical Review*, 75, 045103.
- [106] **Cubukcu, E., Aydin, K., Ozbay, E., Foteinopoulou, S., Soukoulis, C.M.,** (2003). Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens, *Physical Review Letters*, 91, 207401.
- [107] **Verslegers, L., Catrysse, P.B., Yu, Z., Fan, S.,** (2009). Deep-Subwavelength Focusing and Steering of Light in an Aperiodic Metallic Waveguide Array, *Physical Review Letters*, 103, 033902.
- [108] **Ren, G., Lai, Z., Wang, C., Feng, Q., Liu, L., Liu, K., Luo, X.,** (2010). Subwavelength focusing of light in the planar anisotropic metamaterials with zone plates, *Optics Express*, 18, 18151-18157.
- [109] **Mahariq, I., Kuzuoglu, M., Tarman, I.H., Kurt, H.,** (2014). Photonic nanojet analysis by spectral element method, *IEEE Photonics Journal*, 6, 1-14.
- [110] **Joannopoulos, J.D., Villeneuve, P.R., Fan, S.H.,** (1997). Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature*, 386, 143-149.
- [111] **Almeida, V.R., Xu, Q., Barrios, C.A., Lipson, M.,** (2004). Guiding and confining light in void nanostructure, *Optics Letters*, 29, 1209-1211.
- [112] **Weeber, J.C., Lacroute, Y., Dereux, A.,** (2003). Optical near-field distributions of surface plasmon waveguide modes, *Physical Review B*, 68, 115401.
- [113] **Yariv, A., Xu, Y., Lee, R.K., Scherer, A.,** (1999). Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis, *Optics Letters*, 24, 711-713.
- [114] **Kurt, H., Turduev, M., Giden, I.H.,** (2012). Crescent shaped dielectric periodic structure for light manipulation, *Optics Express*, 20, 7184-7194.
- [115] **Yilmaz, D., Giden, I. H., Turduev, M., Kurt H.,** (2013). Design of a Wavelength Selective Medium by Graded Index Photonic Crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49, 477-484.
- [116] **Oner, B.B., Turduev, M., Giden, I.H., Kurt H.,** (2013). Efficient mode converter design using asymmetric graded index photonic structures, *Optics Letters*, 38, 220-222.
- [117] **Kurt, H., Oner, B.B., Turduev, M., Giden, I.H.,** (2012). Modified Maxwell fish-eye approach for efficient coupler design by graded photonic crystals, *Optics Express*, 20, 22018-22033.
- [118] **Gauffillet, F., Akmansoy, E.,** (2012). Graded photonic crystals for graded index lens, *Optics Communications*, 285, 2638-2641.

- [119] **Gaufillet, F., Akmansoy, E.,** (2018). Maxwell Fish-Eye and Half-Maxwell Fish-Eye Based on Graded Photonic Crystals, *IEEE Photonics Journal*, 10, 1-10.
- [120] **Refai, H.H., Sluss, J.J., Tull, M.P.,** (2007). Digital micromirror device for optical scanning applications, *Optical Engineering*, 46, 085401.
- [121] **Bachman, C.G.,** (1979). Laser Radar Systems and Techniques, Artech House.
- [122] **Katare, K.K., Chandravanshi, S., Biswas, A., Akhtar, M.J.,** (2019). Realization of split beam antenna using transmission-type coding metasurface and planar lens, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 67, 2074-2084.
- [123] **Gattass, R.R., Mazur, E.,** (2008). Femtosecond laser micromachining in transparent materials, *Nature Photonics*, 2, 219-225.
- [124] **Betzig, E., Trautman, J.K.,** (1992). Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit, *Science*, 257, 189-195.
- [125] **Delaney, P.M., Harris, M.R., King, R.G.,** (1994). Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit, *Applied Optics*, 33, 573-577.
- [126] **Lechleiter, J.D., Lin, D.T., Sieneart, I.,** (2002). Multi-photon laser scanning microscopy using an acoustic optical deflector, *Biophysical Journal*, 83, 2292-2299.
- [127] **Cunningham, B.T., Zhang, M., Zhuo, Y., Kwon, L., Race, C.,** (2016). Recent advances in biosensing with photonic crystal surfaces: a review, *IEEE Sensors Journal*, 16, 3349-3366.
- [128] **Smith, W.J.,** Modern Lens Design: A Resource Manual, McGraw-Hill, (1996).
- [129] **Bass, M., Van Stryland, E.W., Williams, D.R.,** Handbook of Optics, McGraw-Hill, (1995).
- [130] **Fuchs, U., Wickenhagen, S.,** (2015). Modular optical design for flexible beam expansion, *Proc. SPIE*, 9580, 958007.
- [131] **Fuchs, U., Matthias, S.,** (2014). Monolithical aspherical beam expanding systems, *Proc. SPIE*, 9194, 91940U.
- [132] **Bahadur, B.,** Liquid Crystals: Applications and Uses, World Scientific, (1995).
- [133] **Kelly, S.M., O'Neill, M.,** Liquid Crystals for ElectroOptic Applications, Academic, (2000).
- [134] **Scharf, T.,** Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers, Wiley, (2007).
- [135] **Bahari, B., Rashed-Mohassel, J.,** (2014). Beam steering with graded index photonic crystal lens and liquid crystal, *IET Optoelectronics*, 8, 11-17.
- [136] **Li, J.,** Refractive indices of liquid crystals and their applications in display and photonic devices, PhD Thesis University of Central Florida, (2005).
- [137] **Li, J., Gauzia, S., Wu, S.T.,** (2004). High temperature-gradient refractive index liquid crystals, *Optics Express*, 12, 2002-2010.

- [138] **Takeda, H., Yoshino, K.,** (2004). TE-TM mode coupling in two-dimensional photonic crystals composed of liquid-crystal rods, *Physical Review E*, 70, 026601.
- [139] **Li, D., Xia, Y.,** (2004). Electrospinning of nanofibers: reinventing the wheel?, *Advanced Materials*, 16, 1151-1170.
- [140] **Choi, K.Y., Han, J.J., He, B., Lee, S.B.,** (2008). Syndiotactic polystyrene nanofibrils in silica nanotube reactors: Understanding of synthesis with ultrahigh molecular weight, *Journal of the American Chemical Society*, 130, 3920-3926.
- [141] **Jin, S., Lee, Y., Jeon, S.M., Sohn, B.H., Chae, W.S., Lee, J.K.,** (2012). Simple fabrication of single- and multi-layer polymernanotubes by spin-casting method within anodized aluminum oxide (AAO) templates, *Journal of Materials Chemistry*, 22, 23368-23373.
- [142] **Ho, C.H., Cheng, Y.C., Maigyte, L., Zeng, H., Trull, J., Cojocar, C., Wiersma, D.S., Staliunas, K.,** (2015). Controllable light diffraction in woodpile photonic crystals filled with liquid crystal, *Applied Physics Letters*, 106, 021113.
- [143] **Leonard, S.W., Mondia, J. P., Van Driel, H.M., Toader, O., John, S., Busch, K., Birner, A., Gosele, U., Lehmann, V.,** (2000). Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid crystal infiltration, *Physical Review B*, 61, R2389.
- [144] **Yoon, H., Kang, S.W., Lehmann, M., Park, J.O., Srinivasarao, M., Kumar, S.,** (2011). Homogeneous and homeotropic alignment of bent-core uniaxial and biaxial nematic liquid crystals, *Soft Matter*, 7, 8770-8775.
- [145] **Li, J., Wang, Z., Gao, J., Liu, Y., Junhui Huang, J.,** (2014). Adaptive spatial filtering based on region growing for automatic analysis in digital holographic microscopy, *Optical Engineering*, 54, 031103.
- [146] **Hariharan, P.,** (1996). *Optical Holography: Principles, techniques and applications*, Cambridge University Press.
- [147] **Siddiqui, O.F., Eleftheriades, G.V., Gao,** (2006). Resonant modes in continuous metallic grids over ground and related spatial-filtering applications, *Journal of Applied Physics*, 99, 083102.
- [148] **Luo, Z., Tang, Z., Gao, Xiang, Y., Luo, H., Wen, S.,** (2009). Polarization-independent low-pass spatial filters based on one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials, *Applied Physics B*, 94, 641-646.
- [149] **Schurig, D., Smith, D.R.,** (2003). Spatial filtering using media with indefinite permittivity and permeability tensors, *Applied Physics Letters*, 82, 2215-2217.
- [150] **Sentenac, A., Fehrembach, A.L.,** (2003). Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence, *Journal of Optical Society of America A*, 22, 475.

- [151] **Usik, P.V., Serebryannikov, A.E., Ozbay, E.,** (2009). Spatial and spatial-frequency filtering using one-dimensional graded-index lattices with defects, *Optics Communications*, 282, 4490-4496.
- [152] **Serebryannikov, A.E., Petrov, A.Y., Ozbay, E.,** (2009). Toward photonic crystal based spatial filters with wide angle ranges of total transmission, *Applied Physics Letters*, 94, 181101.
- [153] **Novelize, R.,** Squire's Fundamentals of Radiology, Harvard University Press, (1997).
- [154] **Kittel, R.,** Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, (1976).
- [155] **Bragg, W.L.,** (1913). The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 17, 43-57.
- [156] **Ullal, C.K., Maldovan, M., Thomas, E.L., Chen, G., Han, Y.J., Yang, S.,** (2004). Photonic crystals through holographic lithography: Simple cubic, diamond-like, and gyroid-like structures, *Applied Physics Letters*, 84, 5434-5436.
- [157] **Xia, Y., Whitesides, G.M.,** (1998). Soft Lithography, *Angewandte Chemie International Edition*, 37, 550-575.
- [158] **Tolenis, T., Grinevičiūtė, L., Buzelis, R., Smalakys, L., Pupka, E., Melnikas, S., Selskis, A., Drazdys, R., Melninkaitis, A.,** (2017). Sculptured anti-reflection coatings for high power lasers, *Optical Materials Express*, 7, 1249.

## ÖZGEÇMİŞ

**Ad-Soyad** : Ceren BABAYİĞİT  
**Uyruğu** : Türkiye Cumhuriyeti  
**Doğum Tarihi ve Yeri** : 21.08.1994-ANKARA  
**E-posta** : cbabayigit@etu.edu.tr

### ÖĞRENİM DURUMU:

**Lisans** :2017, TED Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik Elektronik Mühendisliği  
**Yükseklisans** :2020, TOBB Ekonomi ve Tekn. Üniv., Mühendislik Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği

### MESLEKİ DENEYİM:

Yıl	Yer	Görev
2017-2020	TOBB Ekonomi ve Tekn. Üniv.	Burslu Y. Lisans Öğrencisi

**YABANCI DİL:** İngilizce

### TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR:

- Evren, A.S., **Babayigit, C.**, Bor, E., Kurt, H., Turduev, M., (2018). Directional cloaking by quadruple luneburg lens system, Proceedings of ICTON: 20st International Conference on Transparent Optical Networks, Bucharest, Romania.
- **Babayigit, C.**, Evren, A.S., Bor, E., Kurt, H., Turduev, M., (2019). Analytical, numerical and experimental investigation of Luneburg lens system for directional cloaking, *Physical Review A*, 99, 043831.

- **Babayigit, C.,** Kurt, H., Turduev, M., (2019). Active beam steering and afocal zooming by nematic liquid crystal infiltrated graded index photonic structures, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 52, 335102.
- Grinevičiūtė, L., **Babayigit, C.,** Gailevičius, D., Bor, E., Turduev, M., Purlys, V., Tolenis, T., Kurt, H., Staliunas, K., (2019). Angular filtering by photonic microstructures fabricated by physical vapour deposition, *Applied Surface Science*, 481, 353-359.
- **Babayigit, C.,** Grinevičiūtė, L., Gailevičius, D., Bor, E., Turduev, M., Purlys, V., Tolenis, T., Kurt, H., Staliunas, K., (2019). Photonic wavy structures for angular filtering of light, Proceedings of ICTON: 21st International Conference on Transparent Optical Networks, Angers, France.
- Gailevičius, D., Grinevičiūtė, L., **Babayigit, C.,** Bor, E., Turduev, M., Purlys, V., Tolenis, T., Kurt, H., Staliunas, K., (2019). Photonic Crystal Spatial Filters fabricated by Physical Vapour Deposition, Proceedings of CLEO: The European Conference on Lasers and Electro-Optics, Munich, Germany.

#### DİĞER YAYINLAR:

- **Babayigit, C.,** Turduev, M., Giden, I.H., Bor, E., Kurt, H., (2016). T-shape slotted photonic crystal based sensor with high sensitivity, Proceedings of ICTON: 18st International Conference on Transparent Optical Networks, Trento, Italy.
- Turduev, M., Giden, I.H., **Babayigit, C.,** Hayran, Z., Bor, E., Boztuğ, Ç., Kurt, H., Staliunas, K., (2017). Mid-infrared T-shaped photonic crystal waveguide for optical refractive index sensing, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 245, 765-773.
- Giden, I.H., **Babayigit, C.,** Kurt, H., Turduev, M., (2017). Tunable Beam Steering and Afocal Zooming of light via Liquid Crystal Infiltrated Photonic Structure, Proceedings of ICO: 24th Congress of the International Commission for Optics, Tokyo, Japan.
- Bor, E., **Babayigit, C.,** Kurt, H., Staliunas, K., Turduev, M., (2018). Directional invisibility induced by a genetic optimization approach, *Optics Letters*, 43, 5781-5784.
- **Babayigit, C.,** Bor, E., Kurt, H., Staliunas, K., Turduev, M., (2018). Directional Invisibility of Elliptical Shaped All Dielectric Structure Induced by Evolutionary Optimization Approach, Proceedings of ICTON: 20st International Conference on Transparent Optical Networks, Bucharest, Romania.



- Bor E., **Babayigit, C.**, Kurt, H., Turduev, M., (2018). All Dielectric Mode Order Transformation Photonic Structure Design by Evolutionary Optimization Approach, Proceedings of ICTON: 20st International Conference on Transparent Optical Networks, Bucharest, Romania.
- Atalay, İ.A., **Babayigit, C.**, Alpkiliç, A.M., Yilmaz, Y.A., Kurt, H., (2019). Surface texturing with multi-objective particle swarm optimization for absorption enhancement in silicon photovoltaics, Photonic wavy structures for angular filtering of light, Proceedings of ICTON: 21st International Conference on Transparent Optical Networks, Angers, France.
- **Babayigit, C.**, Boztuğ, Ç., Kurt, H., Turduev, M., (2019). Fabry-Perot Microtube Cavity Structure for Optical Sensing at Mid-infrared Spectrum, *IEEE Sensors Journal*, 20, 2390-2397.

