

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**GÖRÜNÜR VE KIZILÖTESİ SPEKTRUMDA METAYÜZEY TASARIM VE
ANALİZİ**



DOKTORA TEZİ

Ahmet ÖZER

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hamza KURT

ŞUBAT 2019

Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

.....
Prof. Dr. Osman EROĞUL
Müdür

Bu tezin Doktora derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

.....
Doç. Dr. Tolga GİRİCİ
Anabilim Dalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 151217013 numaralı Doktora Öğrencisi **Ahmet ÖZER**'in ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**GÖRÜNÜR VE KIZILÖTESİ SPEKTRUMDA METAYÜZEY TASARIM VE ANALİZİ**" başlıklı tezi **05.02.2019** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

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

Jüri Üyeleri : **Doç. Dr. Tolga GİRİCİ (Başkan)**
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Doç. Dr. Mirbek TURDUEV
TED Üniversitesi

Dr.Öğr.Üyesi Gökhan BAKAN
Atılım Üniversitesi

Dr.Öğr.Üyesi Rohat MELİK
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.

Ahmet ÖZER

ÖZET

Doktora Tezi

GÖRÜNÜR VE KIZILÖTESİ SPEKTRUMDA METAYÜZEY TASARIM VE ANALİZİ

Ahmet ÖZER

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza KURT

Tarih: Şubat 2019

İletim ve yansıma modunda tasarlanabilen metayüzeyler ışığın faz, polarizasyon ve genliğinin eşsiz bir şekilde kontrolünü sağlarlar. Bu etkin özelliklerinden dolayı, metayüzeyler ışık kontrolünde çeşitli optik fonksiyonlar için fevkalade ilgi çekmişlerdir. Bu tez kapsamında metalik ve tamamen dielektrik malzemelerden oluşan metayüzeyler tasarlanarak görünür ve kızılötesi bantta ışık bükme, odaklama, düzlem dalgadan girdap ışık demeti oluşturma, hüzme ayırıcı ve asimetrik ışık iletimi gibi çeşitli optik uygulamalar gerçekleştirilmiştir.

Gelişmiş optik uygulamalarda tek yönlü ışık iletimi önemli bir ihtiyaç haline gelmiştir. Tezin üçüncü bölümünde, görünür dalgaboyunda geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız bir asimetrik iletim mekanizması gösterilmiştir. Safir alttaş üzerine periyodik olarak yerleştirilmiş yamuk şekilli alüminyum metallere oluşan metayüzey her iki aydınlatma yönü için istenilen optik tepkiyi elde etmek için tasarlanmıştır. Metayüzeyin asimetrik iletim dalgaboyu aralığı Wood-Rayleigh anomali ile ilgilidir. Bu tasarım tüm görünür bantta %50'den fazla ileri yön iletimine, %28'den az ters yön iletimine ve 3 dB'den büyük kontrast oranına sahiptir.

Işın ayırıcı interferometre ve spektroskop gibi çeşitli optik sistemlerde gerekli bir bileşendir. Tezin dördüncü bölümünde, görünür bantta polarizasyon bağımsız faz gradyan tamamen dielektrik metayüzey kullanarak oluşturulan ışın ayırıcı önerilmiş ve analiz edilmiştir. Metayüzey periyodik olarak sıralanmış birim hücrelerden oluşmaktadır ve metayüzeyde komşu birim hücreler arasındaki faz farkı π radyandır. Metayüzeydeki faz gradyanın işareti periyodik olarak değişmektedir. İki tarafa ayrılan ışınların toplam iletimleri ve ayrılma açılarının %90 ve $\pm 46.8^\circ$ olduğu belirlenmiştir.

Tezin beşinci bölümünde, görünür bantta cam alttaş üzerine yerleştirilen tamamen dielektrik faz gradyan metayüzeyden oluşan asimetric iletim yapısı önerilmiştir. Bu yapının çalışma performansını incelemek için elektromanyetik dalga ve ışın analiz teknikleri birlikte kullanılmıştır. Yüksek kontrastlı geniş bantlı asimetric iletimin 500 nm - 715 nm dalgaboyu aralığında gerçekleştiği gösterilmiştir. Özellikle, 532 nm dalgaboyunda ileri ve ters uyarımlar arasındaki iletim farkı yaklaşık %90'dır.

Tezin altıncı bölümünde, iletim davranışı geometrik ve yapısal değişiklikler olmadan harici uyarımla ayarlanabilen bir orta kızılötesi filtre önerilmiştir. Filtrenin oda sıcaklığında bir optik diyot gibi davrandığı, bununla birlikte ısı olarak tetiklenen vanadyum dioksitin faz geçişi nedeniyle çift yönlü izolatör gibi çalıştığı gösterilmiştir. Önerilen filtre hassas kızılötesi sensörleri korumak için akıllı kızılötesi yapı olarak kullanılabilir.

Bu tezin yedinci bölümünde, kızılötesi spektrumunda faz geçiş materyali olan vanadyum dioksit kullanılarak ayarlanabilir bir düzlemsel katmanlı ince film yapısı gösterilmiştir. Saçılma rezonanslarında 400 nm dalgaboyu kayması elde edilmiştir. Düzlemsel katmanlı ince filme bir metayüzey katman eklenerek, bu modifiye edilmiş tasarımın iletim ve yansıtma özellikleri teorik olarak incelenmiştir. Düzlemsel katmanlı ince film yapısına kıyasla, iletim kontrastı, Mie tipi saçılma nedeniyle artmıştır.

Anahtar Kelimeler: Metayüzey, Faz gradyan metayüzey, Metalens, Girdap ışık hüzmesi, Işın ayırıcı, Asimetric iletim, Optik diyot, Wood-Rayleigh anomali, Genelleştirilmiş Snell yasası, Görünür ve kızılötesi spektrum, Optik filtre, Faz değiştiren malzeme, Vanadyum dioksit, Işın izleme, Zaman- alanında Sonlu-farklar.

ABSTRACT

Doctor of Philosophy

DESIGN AND ANALYSIS OF METASURFACE AT VISIBLE AND INFRARED SPECTRUM

Ahmet OZER

TOBB University of Economics and Technology

Institute of Natural and Applied Sciences

Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Hamza KURT

Date: February 2019

Metasurfaces that can be designed in reflection or transmission modes enable unprecedented control of phase, polarization, and amplitude of light. Thanks to these very effective features, metasurfaces have drawn remarkable attention in wavefront manipulation for various applications. Within the scope of this thesis, metasurfaces consisting of metallic and all-dielectric antennas are designed and realized in a variety of optical applications such as light bending, focusing, vortex beam generation, beam splitter and asymmetric light transmission in the infrared and visible band.

In advanced optical applications, unidirectional light flow has become a significant demand. In the third part of this thesis, a broadband and polarization-insensitive asymmetric transmission mechanism is shown in the visible wavelength. The metasurface made up of periodically arranged trapezoidal shaped aluminum metals on a sapphire substrate is designed to obtain desired optical response for both directions of illumination. Asymmetric transmission wavelength interval of the proposed metasurface is related to the Wood-Rayleigh Anomaly. The structure has over 50% forward transmission, less than 28% backward transmission and at least 3 dB contrast ratio in the entire visible band.

Beam splitter is essential component in diverse optical systems such as spectroscopy and interferometer. In the fourth part of this thesis, polarization-independent beam splitters using all-dielectric phase gradient metasurfaces are proposed and analyzed in the visible region. The metasurface is composed of periodically arrayed unit-cells and phase difference between adjacent unit-cells on the metasurface is π radian. The sign of phase gradient in the proposed metasurface changes periodically. Total transmission and the angles of the split beams, which are separated to both sides are determined to be 90% and $\pm 46.8^\circ$, respectively.

In the fifth part of this thesis, an asymmetric transmission structure made up of phase gradient all-dielectric metasurfaces on the glass substrate in the visible spectrum is proposed. In order to examine its working performance, electromagnetic wave and ray analysis techniques are used together. It is shown that broadband asymmetric transmission with high contrast occurs in the wavelength range of 500 nm - 715 nm. Particularly, the transmission difference between forward and backward excitations at 532 nm wavelength is nearly 90%.

In the sixth part of this thesis, it is proposed a mid-IR filter whose transmission behavior can be tuned with an external stimulus without geometric and structural changes. It is demonstrated that the filter behaves as an optical diode in the room temperature whereas it operates like bidirectional isolator due to the phase transition of vanadium dioxide triggered thermally heating. The proposed filter can be used as smart IR structure in order to protect the sensitive IR sensors.

In the seventh part of this thesis, it is demonstrated a tunable planar layered thin film by using the vanadium dioxide that is phase transition material at IR spectrum. The wavelength shift of 400 nm in scattering resonances is obtained. By adding a metasurface layer to the planar layered thin film, the transmission and reflection characteristics of this modified design is theoretically investigated. Compared to the only planar layered thin film structure the transmission contrast is increased owing to Mie-type scattering.

Keywords: Metasurface, Phase gradient metasurface, Metalens, Vortex beam, Beam splitter, Asymmetric transmission, Optical diode, Wood-Rayleigh anomaly, Generalized Snell's law, Visible and infrared spectrum, Optic filters, Phase-change material, Vanadium dioxide, Ray tracing, Finite-difference time-domain.

TEŞEKKÜR

Doktora tez alıŐmalarım boyunca değerli bilgilerini benimle paylaŐan, bana rehberlik eden, değerli vaktini ayıran ve emeğini esirgemeyen saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. Hamza KURT'a sonsuz teŐekkürlerimi sunarım. Ayrıca birlikte çalıŐmıŐ olmaktan mutluluk duyduğum çalıŐmalarım boyunca benden bir an olsun yardımlarını esirgemeyen saygıdeğer hocam Doç.Dr. Hasan KOÇER'e de teşekkür ederim. Değerli görüŐ ve önerileri için Tez İzleme Komite Üyeleri'ne, NANOFOTONİK ARAŞTIRMA GRUBU'unda beraber çalışma yaptığım Nazmi YILMAZ, Yusuf Abdulaziz YILMAZ, Tolga YILDIRIM, Ahmet Mesut ALPKILI ve diğer arkadaşlarıma, sağladığı burs nedeniyle TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne teşekkür ederim. Hayatımın her evresinde bana destek olan sevgili eŐim Züleyha ÖZER ile kızım Süheyla Erva ÖZER ve oğlum Asım ÖZER'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİL LİSTESİ	xi
ÇİZELGE LİSTESİ	xv
KISALTMALAR	xvi
SEMBOL LİSTESİ	xviii
1. GİRİŞ	1
2. YAMUK ŞEKLİ KRİSTAL SİLİKONDAN OLUŞAN METAYÜZEY İLE OPTİK UYGULAMALAR	9
2.1 Yamuk Şekli Kristal Silikon Yapının Tasarımı	10
2.2 Faz Gradyan Metayüzey ile Işığın Bükülmesi	12
2.3 Işığın 1 Boyutta Odaklanması	16
2.4 Işığın 2 Boyutta Odaklanması	19
2.5 Girdap Işık Demeti Üretimi.....	20
3. ÜÇ BOYUTLU YAMUK ŞEKLİ METALİK METAYÜZEY İLE GENİŞ BANTLI VE POLARİZASYON BAĞIMSIZ ASİMETRİK İLETİM .	23
3.1 Asimetrik İletim	23
3.2 Tasarlanan Yapının Parametrik Analizi	25
3.2.1 Periyodun asimetrik iletme etkisi.....	26
3.2.2 Alttaş kırılma indisinin asimetrik iletme etkisi.....	29
3.2.3 Yamuk şekilli metalik yapının geometrik parametrelerinin asimetrik iletme etkisi.....	30
3.2.4 Işık malzeme etkileşimi ve asimetrik iletimin fiziksel sebebi	33
4. TAMAMEN DİELEKTRİKTEN OLUŞAN FAZ GRADYAN METAYÜZEY KULLANILARAK GENİŞ BANTLI VE POLARİZASYON BAĞIMSIZ IŞIN AYIRICI TASARIMI	39
4.1 Işın Ayırıcı.....	39
4.2 Işın Ayırıcı Faz Gradyan Metayüzeyin Tasarımı ve Çalışma Prensipleri	40
4.3 Işın Ayırıcı Faz Gradyan Metayüzeyin Dalgaboyu ve Polarizasyon Bakımından Analizi.....	45
5. GÖRÜNÜR BANTTA TAMAMEN DİELEKTRİKTEN OLUŞAN METAYÜZEY TABANLI GENİŞ BANT ASİMETRİK İLETİM	47
5.1 Tamamen Dielektrik Metayüzeyler ile Asimetrik İletim	47
5.2 Tamamen Dielektrik Metayüzeylerin Tasarımı	48
5.3 Tasarlanan Yapının Işın İzleme Tekniği ile Analizi	52
5.4 Tasarlanan Yapının Elektromanyetik Dalga Analizi.....	54
5.5 Tasarlanan Yapının Dalgaboyu ve Polarizasyon Bağımlılığının Analizi	55

6. FAZ DEĞİŞTİREN MALZEME İLE KIZILÖTESİ FİLTRENİN AYARLANABİLİR OPTİK İLETİM DAVRANIŞI	59
6.1 Asimetrik İletim ve Faz Değıştiren Malzeme (VO ₂).....	59
6.2 Asimetrik İletim Yapısının Tasarım	60
6.3 VO ₂ Kullanarak Davranışsal Ayarlanabilirliğin Tasarımı ve Analizi	61
7. FAZ GRADYAN METAYÜZEY VE DÜZLEMSEL KATMANLI İNCE FİLM KULLANARAK TERMAL OLARAK AYARLANABİLEN KIZILÖTESİ İŞIK SAÇILIMI.....	67
7.1 Metayüzey ve Düzlemsel Katmanlı İnce Film Yapılar	67
7.2 PLTF Yapısının Tasarımı ve Üretimi ile Deneysel ve Sayısal Sonuçların Analizi	68
7.3 PLTF Yapısının Üzerine Yerleştirilen Metayüzey Katmanın Etkisi.....	73
8. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	79
KAYNAKLAR.....	83
ÖZGEÇMİŞ.....	99



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 1.1: Huygens prensibinin (a) homojen bir ortamdaki ve (b) metayüzey olarak adlandırılan dalgaboyundan daha küçük yapıdaki saçıcı ve faz geciktirici metalik veya dielektrik malzemelerden oluşan yapılar olduğu durumdaki gösterimi. 2
- Şekil 1.2: Metalik (plazmonik) ve dielektrikten oluşan metayüzeyler ile yapılan tasarımlar. (a)-(c) Metayüzeyi oluşturan saçıcıların geometrik şekillerinin ve boyutlarının değişimine dayalı olarak yapılan çalışmalar. (d)-(g) Pancharatnam-Berry geometrik faz tabanlı tasarlanan metayüzeyler. (h)-(k) Hem rezonans ayarlama hem de Pancharatnam-Berry geometrik faz tabanlı tasarlanan metayüzeyler. 4
- Şekil 1.3: Tamamen dielektrikten oluşan malzemelerin uygulama alanlarına yönelik elektriksel ve manyetik geçirgenliklerine göre dağılımı. ZIM sıfır indeksli malzemeleri ifade etmektedir. 6
- Şekil 1.4: (a) Çubuk şekilli, (b) yarık-halka şekilli plazmonik yapılar ve (c) dielektrik küresel yapının elektrik alan dağılımları ile desteklenen elektrik dipol (ED) ve manyetik dipol (MD) rezonansların gösterimi. 7
- Şekil 2.1: Kristal silikonun 200 nm – 2500 nm dalgaboyu aralığında kırılma indisi (n) ve sönüm katsayısı (k). 9
- Şekil 2.2: Yamuk şekilli kristal silikon ile silika alttaştan oluşan birim hücre yapısının şematik gösterimi. 10
- Şekil 2.3: 532 nm dalgaboyunda ölçeklendirme katsayısı ve birim hücre boyutuna bağlı (a) iletim grafiği (b) faz dağılımı ile (c) 180 nm birim hücre boyutundaki iletim ve faz dağılımı grafiği. 11
- Şekil 2.4: (a) $d\Phi=\pi/4$ radyan faz adımlarıyla oluşturulan süper hücre yapısı. Seçilen 8 birim hücrenin ölçeklendirme katsayıları ve faz değerleri gösterilmiştir.(b) Normal doğrultuda cam tarafından yapıya gönderilen x polarize 532 nm dalgaboyuna sahip ışığın bükülmesi. 13
- Şekil 2.5: Farklı geliş açılara bağlı kırılma açılarının grafiği. Farklı geliş açılarındaki bükülerek iletilen ışık şiddetleri yeşil halkaların yarıçapları ile ilişkilendirilmiştir. Yapıya normal doğrultuda (0° açıyla) ve -15° açıyla gönderilen ışıkların elektrik alan dağılımları iç şekillerde gösterilmiştir. 15
- Şekil 2.6: 0.89 sayısal aralık değerine sahip dielektrik metayüzey lens yapısı ve elektrik alan dağılımı. (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) 532 nm dalgaboyunda tasarlanan lensin x boyunca faz dağılımı (c) TM (d) TE polarizasyonda odaklanan ışığın şiddet profili ve odak çizgisi boyunca normalize edilmiş şiddet grafiği. 17
- Şekil 2.7: 0.77 sayısal aralık değerine sahip dielektrik metayüzey lens yapısı ve elektrik alan dağılımı. (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) 532 nm dalgaboyunda tasarlanan lensin x boyunca faz dağılımı (c) TM

polarizasyonda odaklanan ışığın şiddet profili ve (d) odak çizgisi boyunca normalize edilmiş şiddet grafiği.	18
Şekil 2.8: Metayüzey lensin geometrisi. (b) x - z düzleminde ($y=0$) odaklanan ışığın elektrik alan şiddet dağılımı (c) Odaklanan ışığın x - y düzleminde normalize edilmiş elektrik alan şiddet profili.	19
Şekil 2.9: (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) benek genişliği (c) xy düzleminde odaklanan ışığın elektrik alan şiddet dağılımı (d) Odaklanan ışığın xz düzleminde normalize edilmiş elektrik alan şiddet profili. (e) Odak düzlemi boyunca normalize ışık şiddeti.	20
Şekil 2.10: Girdap ışık demeti oluşturmak için tasarlanan metayüzey.	21
Şekil 2.11: Üretilen girdap ışık demetinin (a), (b) ve (c) faz ve (d), (e) ve (f) elektrik alan dağılımı.	22
Şekil 3.1: Dielektrik alttaş üzerine yerleştirilen yamuk şekilli üç boyutlu metalik metayüzey yapının şematik gösterimi. (a) Kayıpsız alttaş üzerine yerleştirilen yamuk şekilli metalden oluşan birim hücre. (b) Kare örgülü birim hücrelerden oluşan metayüzey dizisi.	25
Şekil 3.2: Metayüzeye ileri ve ters yönde gönderilen ışık ile elde edilen iletim grafiği.	26
Şekil 3.3: Periyot ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri, (b) ters yöndeki iletim spektrumu, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.	28
Şekil 3.4: Alttaş kırılma indisi ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.	29
Şekil 3.5: Yamuk yüksekliği ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.	31
Şekil 3.6: Yamuk taban uzunluğu ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.	32
Şekil 3.7: Yamuk tavan uzunluğu ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.	33
Şekil 3.8: Işığın polarizasyon ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri, (b) ters yöndeki iletim spektrumu.	34
Şekil 3.9: (a) İleri ve ters yöndeki iletim grafiği ile ileri ve ters yöndeki iletimin kontrast oranı. 461 nm dalgaboyunda (b) ileri ve (c) ters yönde uyarım durumunda elektrik alan şiddeti dağılımı. 500 nm dalgaboyunda (d) ileri ve (e) ters yönde uyarım durumunda elektrik alan şiddeti dağılımı.	35
Şekil 3.10: (a) İleri, (b) ters yöndeki 0'ıncı ve tüm yüksek dereceli kırınımların iletim grafiği, (c) ileri, (d) ters yönde oluşan yüksek dereceli kırınımların sayısı.	36
Şekil 4.1: Birim hücre tasarımı. (a) birim hücrenin 3D gösterimi. 532 nm dalgaboyunda birim hücre periyodu (p) ve silindir blok yarıçapına (r) bağlı (b) iletim, (c) faz grafiği. (d) 250 nm periyot ve 532 nm dalgaboyunda yarıçapa bağlı iletim ve faz grafikleri.	40
Şekil 4.2: TiO_2 'in n ve k değerlerinin 400 nm-800 nm aralığındaki şematik gösterimi.	41

Şekil 4.3: Işın ayırıştırıcı faz gradyan metayüzey tasarımı ve bu yapının çalışma prensibi. (a) Periyodik olarak sıralanmış yarıçapları r_1 ve r_2 ($r_2 > r_1$) olan iki birim hücrelerden oluşan süper hücre yapısı. (b) 532 nm dalgaboyunda yapıya çarpan ve ayrılan ışığın dalga davranışı.	42
Şekil 4.4: $p=250$ nm ve $\lambda_i=532$ nm değerlerinde sayısal simülasyon sonuçları. (a) Faz değerinin yarıçap bağımlılığı. (b) Φ_1 'e bağlı sağa/sola ayrılmış (T_R/T_L) ve ayrılmamış (T_C) güç oranları.	44
Şekil 4.5: $p=250$ nm, $r_1=73$ nm ($\Phi_1=3\pi/4$ radyan), $r_2=99$ nm ($\Phi_2=7\pi/4$ radyan) değerlerinde elde edilen nümerik simülasyon sonuçları. (a) sağa/sola ayrılan (T_R/T_L) ve ayrılmayan (T_C) ışığın dalgaboyunda bağlı güç oranları. (b) Güç oranlarının polarizasyon bağımlılığı. Tasarlanan süper hücrenin xz kesiti iç şekilde gösterilmiştir. (c) TM ve (d) TE polarizasyonda normalize elektrik alan genlik dağılımı.	46
Şekil 5.1: Önerilen tamamen dielektrik yapının asimetric iletim için tasarımı ve çalışma prensibi. (a) Asimetric iletim için önerilen her iki tarafı tamamen dielektrik metayüzey kaplı geçirgen yapının 3 boyutlu şematik gösterimi ve bu yapının (b) xz , (c) xy kesitleri. (d) 250 nm birim hücre periyodunda (p) silindirik kule yarıçapına (r) bağlı iletim ve faz değerleri.	49
Şekil 5.2: Tasarlanan yapının 532 nm dalgaboyunda (a) metayüzey yokken, (b) sadece eğimli yüzeyde metayüzey varken, (c) sadece düz yüzeyde metayüzey varken ve (d) her iki yüzeyde metayüzey varken (i) ileri ve (ii) ters yönde ışın gönderildiği durumda ışın izleme tekniği ile ışın davranış analizi.	53
Şekil 5.3: Tasarlanan yapının 532 nm dalgaboyunda (a) metayüzey yokken, (b) sadece eğimli yüzeyde metayüzey varken, (c) sadece düz yüzeyde metayüzey varken ve (d) her iki yüzeyde metayüzey varken (i) ileri ve (ii) ters yönde ışın gönderildiği durumda elektrik alan şiddetlerini gösteren ışık dalga analizi.	54
Şekil 5.4: İleri ve ters yöndeki iletimin (a) TM ve (b) TE polarizasyonlarında dalgaboyuna bağlı değişimi. Işığın polarizasyonu, ilerleme yönü ve yapının xz kesiti şekillerin sağ iç tarafında gösterilmiştir.	57
Şekil 5.5: TE ve TM polarizasyonlarında yapıya gönderilen ışığın meydana getirdiği asimetric iletimin dalgaboyuna bağlı kontrast oranı.	57
Şekil 6.1: Orta IR bölgede optik diyot davranışı gösteren filtre yapısının tasarımı. (a) Birim hücrenin şematik gösterimi, (b) ileri ve ters yönlü aydınlatma altında dalgaboyuna bağlı olarak optimum geometrik parametreler ile elde edilen ileri ve ters iletim ile kontrast oranı.	60
Şekil 6.2: VO ₂ kullanarak davranışsal ayarlanabilirliğin tasarımı. VO ₂ (a) yalıtkan, (b) iletken fazda iken birim hücrenin şematik gösterimi.	61
Şekil 6.3: (a) Kompleks kırılma indisi ve (b) göreceli elektriksel iletkenlik ile iki faz durumu arasında (c) kırılma indis farklarının mutlak değeri ve (d) elektriksel geçirgenliklerin farkının mutlak değeri.	62
Şekil 6.4: VO ₂ 'nin faz ve kalınlığına bağlı spektral iletim değerleri. I-VO ₂ fazında (a) ileri yöndeki ve (b) ters yöndeki iletim. M-VO ₂ fazında (c) ileri yöndeki ve (d) ters yöndeki iletim.	64
Şekil 6.5: Spektral iletim, kontrast oranı ve elektrik alan şiddet dağılımı. (a) I-VO ₂ ve (b) M-VO ₂ durumdaki spektral iletim ve kontrast oranı. 4 µm dalgaboyunda, I-VO ₂ durumunda (c) ileri yönde (d) ters yönde aydınlatma	

altında, M-VO ₂ durumunda (e) ileri yönde (f) ters yönde aydınlatma altında elektrik alan şiddet, $ E ^2$, dağılımı.....	65
Şekil 7.1: Düzlemsel katmanlı ince film yapının tasarımı ve ölçüm düzeneği. Bu yapı VO ₂ (a) yalıtkan fazda iken “PLTF-rt” (sıcaklık 23 °C, oda sıcaklığında) ve (b) metalik fazda iken “PLTF-hot” (sıcaklık 123 °C) olarak adlandırılmıştır.	68
Şekil 7.2: VO ₂ 'nin spektral kompleks kırılma indisi.	69
Şekil 7.3: Altın üst katmanın kalınlığına bağlı spektral iletim ve yansıma değerleri. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda spektral yansıma değerleri. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda spektral iletim değerleri.	70
Şekil 7.4: PMMA ara katmanın kalınlığına bağlı spektral iletim ve yansıma değerleri. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda spektral yansıma değerleri. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda spektral iletim değerleri.	71
Şekil 7.5: Spektral yansımanın (a) simülasyon ve (b) ölçüm sonuçları. Spektral iletimin (c) simülasyon ve (d) ölçüm sonuçları.....	72
Şekil 7.6: Birim hücre tasarımı. (a) PLTF-rt/PLTF-hot yapı üzerinde silindirik kristal silikon kulelerden oluşan birim hücrenin 3D gösterimi. Sütunların boyu $h=1\mu\text{m}$ olarak sabit tutularak ve yarıçap ve periyot değiştirilerek elde edilen (b) iletim ve (c) iletim katsayısının faz değerleri. (d) Oda sıcaklığında (PLTF-rt) $p=400\text{ nm}$ ve $\lambda_{fp} = 1.75\ \mu\text{m}$ dalgaboyunda yarıçap değişimine bağlı iletim ve faz değerleri.	74
Şekil 7.7: $p=400\text{ nm}$, $r=160\text{ nm}$ parametrik değerlere sahip periyodik birim hücreli metayüzey kaplı yapının spektral (a) iletim ve (b) yansıma değerleri.	75
Şekil 7.8: Termal olarak ayarlanabilen faz gradyan metayüzeyin tasarımı ve çalışma prensibi. (a) Süper hücrenin her bir birim hücresinin fazı ve ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı. (b) PLTF-rt ve (c) PLTF-hot durumunda elektrik alan şiddet dağılımı.	76
Şekil 7.9: Normal yönlü $1.75\ \mu\text{m}$ dalgaboyuna sahip ışık uyarımı altında yapıdan saçılan ışığın karşılaştırılması. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda metayüzey yokken saçılan ışığın ışın gösterimi ile izahı. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda metayüzey varken saçılan ışığın ışın gösterimi ile izahı.	77

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

- Çizelge 2.1: TM ve TE polarizasyonda her bir kırınım demetinin iletim ve kırınım açı değerleri.....14
- Çizelge 2.2: -20° ve 20° açı aralığında farklı geliş açlarına bağlı olarak kırılma açıları ve iletim değerleri.....15
- Çizelge 2.3: Birim hücreler arasındaki faz farkına ($d\Phi$) bağlı olarak kırılma açıları ve iletim değerleri ($\theta_i=0^\circ$).....16

KISALTMALAR

PB	: Pancharatnam-Berry
ED	: Elektrik Dipol
MD	: Manyetik Dipol
ZASF	: Zaman-Alanında Sonlu-Farklar
TM	: Enine Manyetik (Transverse Magnetic)
TE	: Enine Elektrik (Transverse Electric)
SA	: Sayısal Açıklık
WRA	: Wood- Rayleigh Anomali
MS	: Metayüzey (Metasurface)
CO	: Kontrast Oranı
IR	: Infrared (Kızıl ötesi)
PLTF	: Düzlemsel Katmanlı İnce Film (Planar Layered Thin Film)
FTIR	: Fourier Dönüşümlü Kızılötesi (Fourier Transform Infrared)
Maks.	: Maksimum

SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
ϕ	Faz
n	Kompleks kırılma indisinin reel kısmı
k	Kompleks kırılma indisinin sanal kısmı
λ	Dalgaboyu
μ	Manyetik geçirgenlik sabiti
ε	Elektrik geçirgenlik sabiti
α	Soğurma katsayısı
Δ	Ölçekleme sabiti
p	Periyot
f	Odak uzunluğu
T_i	İleri yöndeki iletim
T_t	Ters yöndeki iletim
r	Silindirin yarıçapı
T_R	Sağa bükülen ışığın iletim oranı
T_L	Sola bükülen ışığın iletim oranı
T_C	Bükülmeden iletilen ışığın iletim oranı
a_n	Optimize katsayılar
M	Kırınım demetleri
N	Zernike katsayıları
Z_i	Zernine fringe polinomları
A_n	n'nci Zernine fringe katsayılarını
$\delta(\lambda)$	Spektral deri kalınlığı
E	Elektrik alan
A_i	İleri yöndeki soğurma oranı
R_i	İleri yöndeki yansımaya oranı
A_t	Ters yöndeki soğurma oranı
R_t	Ters yöndeki yansımaya oranı
I-VO ₂	Yalıtkan (Insulator) fazdaki VO ₂
M-VO ₂	Metal fazdaki VO ₂
I	Işık şiddeti

1. GİRİŞ

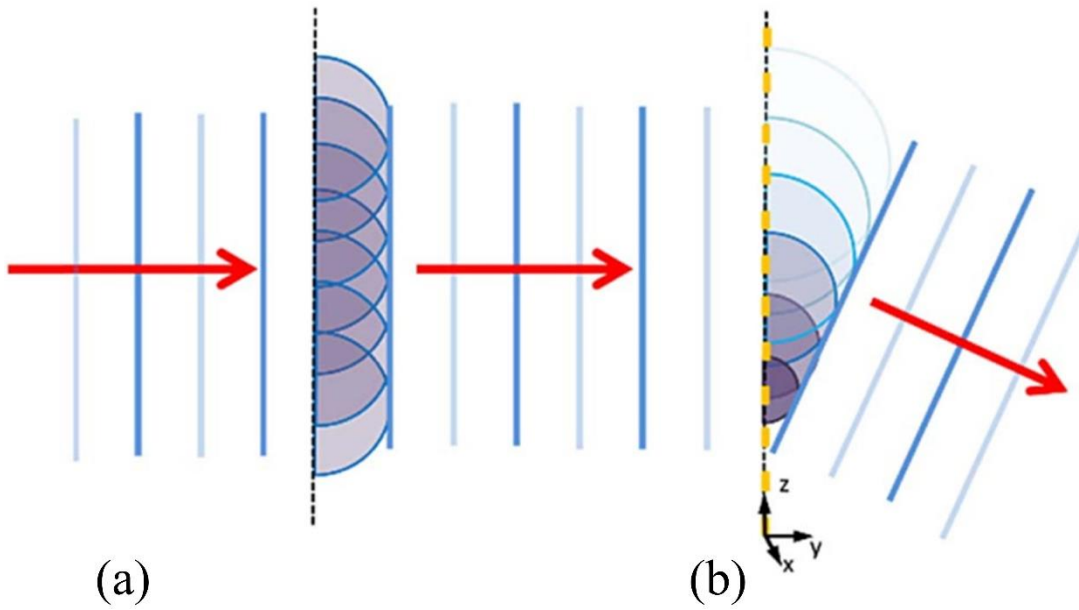
Standart optik elemanlar (prizma, lens gibi) ışığın dalga cephesini, hava ile malzeme arasındaki kırılma indis farkına bağlı olarak ışığa faz gecikmesi ekleyerek şekillendirme prensibi ile çalışırlar. Yaygın olarak kullanılan optik malzemelerin meydana getirdikleri faz kayması aşağıdaki formül ile hesaplanır [1].

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n - 1)t \quad (1.1)$$

Burada, n optik malzemenin kırılma indisi, t ışığın malzeme içerisindeki hareket mesafesi ve ϕ ise ışığın fazında meydana gelen gecikmedir. Işığın bükülmesi, kırılması, odaklanması gibi optik uygulamalarda optik elemanların meydana getirdiği faz kayması temel olarak kullanılmaktadır. Optik malzemeler çoğunlukla ağır, büyük boyutlu ve ışık-malzeme etkileşimlerinde sınırlı performansla çalışırlar. Bu gibi kısıtlardan dolayı optik malzemeler yerine, optik malzemelerin işlevini gerçekleştirecek ışığın dalgaboyundan daha küçük yapıda doğada bulunmayan [2-4] metayüzey olarak adlandırılan yeni tür yapılar tasarlanmaya ve üretilmeye başlamıştır [1-7]. Optik elemanlar kırıcı ve saçıcı olarak iki temel gruba ayrılırlar. Kırıcı optik elemanlar (refractive optic elements), eğimli yüzeyler tarafından meydana gelen farklı mesafelerdeki optik yolun modifikasyonu ile ışığın dalga ön cephesini etkilerler. Kırıcı optik elemanlar ile faz farkı ışığın dalgaboyundan çok büyük kalınlıklarda meydana getirilir. Bu durum, bu yapıların üretiminde bazı problemler ortaya çıkarmaktadır. Ayrıca, tüm faz fonksiyonları ve bu fonksiyonların çeşitli türlerinin üretimi ve elde edilmesi kırıcı optik yüzeyler ile çok zordur. Saçıcı optik elemanlar (diffractive optic elements) ise ışığın saçılım ve girişim özelliklerini kullanarak ışığın manipülasyonunu sağlarlar. İki veya daha fazla faz fonksiyonu aynı saçıcı yüzeye yerleştirilebilir. Saçıcı optik elemanlar kırıcı yüzeyler ile karşılaştırıldığında ince, hafif ve kompaktırlar. Ancak, saçıcı optik elemanların dezavantajlarından birisi dar bir dalgaboyu aralığında çalışmasıdır. Tasarlanan dalgaboyunun dışında başka bir dalgaboyuna geçildiğinde saçıcı optik elemanların verimlilikleri hızlı bir şekilde düşer. Metayüzeyler geleneksel

saçıcı optik elemanlar ile benzerlik gösterse de birçok üstün özelliğe sahiptir. Saçıcı optik elemanları üretmek için çoklu evre litografi kullanılırken, metayüzey üretimi için tek evreli litografi süreci kullanılır. Metayüzeyler düz, hafif ve çok ince optik yapılarda olduğu için minyatür optik sistemlere kolaylıkla entegre edilebilirler.

Şekil 1.1(a)'da görüldüğü gibi, Huygens ilkesine göre, noktadan yayılan dalga tepeliklerinin tepe noktalarının ikincil dalgacık ile kesiştiği yerlerin birleştirilmesi ile dalga cephesi oluşur [6]. Bu noktasal tepeliklerin faz ve genliklerinin metayüzey ile kontrolü Şekil 1.1(b)'de gösterilmiştir.



Şekil 1.1: Huygens prensibinin (a) homojen bir ortamdaki ve (b) metayüzey olarak adlandırılan dalgaboyundan daha küçük yapıdaki saçıcı ve faz geciktirici metalik veya dielektrik malzemelerden oluşan yapılar olduğu durumdaki gösterimi [6].

Şekil 1.1'e göre iki ortam ara yüzünde uygulanan ışığın dalgaboyundan daha küçük boyutlarda saçıcıların bulunması ışığın dalga ve faz cephesini değiştirmektedir. Bu saçıcılar farklı boyut veya farklı oryantasyonda tasarlanmaları neticesinde uygulanan ışığın faz cephesi istenilen şekilde değiştirilerek ışık ve ışık malzeme etkileşimi kontrol edilebilmektedir. Bunun yanında her bir saçıcı ışığın fazını, polarizasyonunu ve genliğini kendisinin geometrik veya konumsal parametreleri ile kontrol edebilir. Richard Feynman ışığın iki ortam ara yüzünden kırılarak iletilmesini boğulan adam çelişkisiyle anlatmıştır. Boğulan adama ulaşmak için uygun bir yerden denize girilmesi gerekir. Burada ışığın fazında meydana gelen faz atlaması boğulan adam çelişkisiyle ifade edilebilir. Faz atlaması denize paralel uzanan ancak yüksekliği lineer olarak artan

bir duvarla temsil edilebilir. Duvar üzerinden atlama süresi, atlama noktası ve insanın karada daha hızlı ilerlediği düşünüldüğünde en kısa sürede adama ulaşmak için en uygun rota belirlenmelidir. Lineer olarak faz geciktiren saçıcıların ara yüzde bulunma durumu da bu örneğe benzerlik teşkil etmektedir. Çünkü ışık Fermat prensibine göre iki nokta arasında en kısa sürede ulaşacağı yolu seçmektedir.

İki ortam arasındaki ara yüzden iletilen ve yansıyan dalgaların Fermat prensibinin geliştirilmiş iletim ve yansıma denklemlerine göre hesabı aşağıda verilmiştir [6].

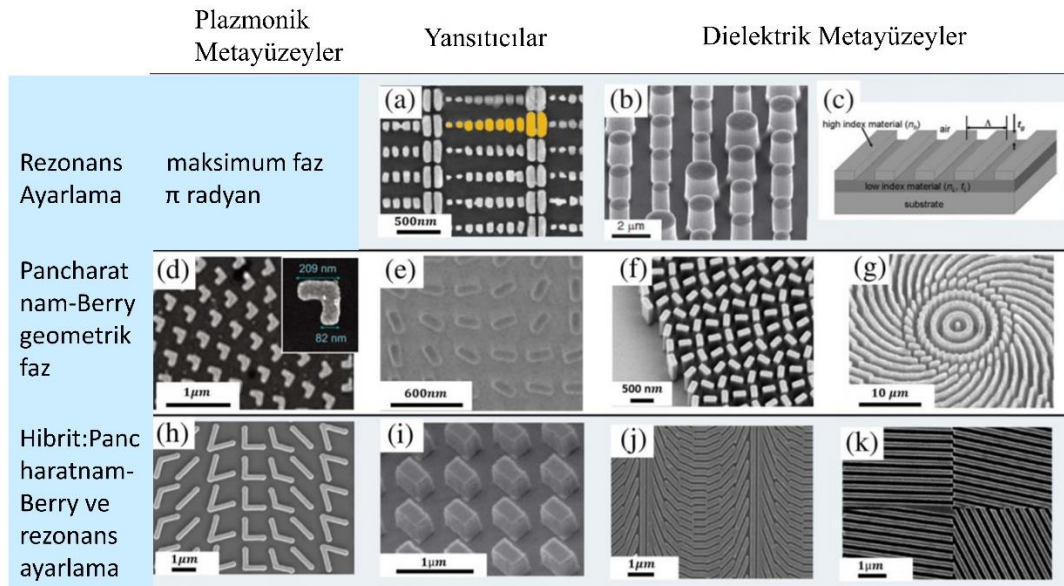
$$\begin{cases} \cos \theta_t \sin \varphi_t = \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_t} \frac{\partial \phi}{\partial x} , \\ n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial z} , \end{cases} \quad (1.2)$$

$$\begin{cases} \cos \theta_r \sin \varphi_r = \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} , \\ \sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_i} \frac{\partial \phi}{\partial z} , \end{cases} \quad (1.3)$$

Burada, n_i ve n_t ışığın geldiği ve ulaştığı ortamların kırılma indislerini, λ_0 ışığın boşluktaki dalgaboyunu, $\theta_{r,t}$ yansıyan/kırılan dalga vektörünün xy düzlemindeki izdüşümü ile yaptığı açıyı, $\varphi_{r,t}$ yansıyan/kırılan dalga vektörünün xy düzlemi üzerindeki izdüşümü ile y eksenini arasında yaptığı açıyı göstermektedir. Bu iki eşitlikteki ϕ iletilen veya yansıyan ışığın fazını (yani iletim veya yansıma katsayılarının fazı) ifade ederken $\partial \phi$ ise her bir saçıcının sebep oldukları faz gecikmeleri arasındaki farkı gösterir. Bununla beraber, ∂x ve ∂z saçıcıların x ve y yönlerindeki periyotlarını sembolize etmektedir. Eşitlik (1.2)'ye bakıldığında iletim için geliştirilmiş Snell yasaları görünmektedir. Ara yüzdeki faz gradyan ($\frac{\partial \phi}{\partial x}$) efektif dalga vektörü olarak düşünülebilir. Bu durumda ara yüzde bulunan faz gradyan metayüzey ile gelen dalga vektörünün paralel bileşeninin toplamı iletilen dalga vektörünün paralel bileşenine eşit olmaktadır. Bu ifade momentumun korunumunu açıklamaktadır. Eşitlik (1.2)'ye bakıldığında faz gradyan ışığın geliş düzleminde olsaydı (yani y yönünde) $\frac{\partial \phi}{\partial x}=0$ olacaktır. Bu durumda $\frac{\partial \phi}{\partial z}=0$ olduğunda geliştirilmiş Snell yasası normal Snell yasasına indirgenecektir. Bununla beraber faz gradyan metayüzeyler geliş düzleminde bulunmaz ise, yani $\frac{\partial \phi}{\partial x}$ ve $\frac{\partial \phi}{\partial z}$ oranları sıfır değilse, yansıyan ve iletilen ışıklar farklı düzlemlerde oluşmaktadır. Eşitlik (1.3) yansıma için

genelleştirilmiş Snell yasalarını ifade etmektedir. Ara yüz boyunca çok ince bir kalınlıkta saçıcılardan tarafından oluşturulan faz süreksizliğindeki gradyan, yani $\frac{\partial\phi}{\partial x}$ ve $\frac{\partial\phi}{\partial z}$, yansıyan ve kırılan ışığın yönünü değiştirir.

Metayüzeylerin gelişimi ışığın dalga önyüzü kontrolü için birçok araştırma konusunun ortaya çıkmasına yol açmıştır. İlk metayüzey çalışmaları Şekil 1.2’de gösterilen metal-dielektrik (plazmonik) yapılar kullanılarak başlamıştır.



Şekil 1.2: Metalik (plazmonik) ve dielektrikten oluşan metayüzeyler ile yapılan tasarımlar. (a)-(c) Metayüzeyi oluşturan saçıcıların geometrik şekillerinin ve boyutlarının değişimine dayalı olarak yapılan çalışmalar [8-10]. (d)-(g) Pancharatnam-Berry geometrik faz tabanlı tasarlanan metayüzeyler [11-14]. (h)-(k) Hem rezonans ayarlama hem de Pancharatnam-Berry geometrik faz tabanlı tasarlanan metayüzeyler [15-18].

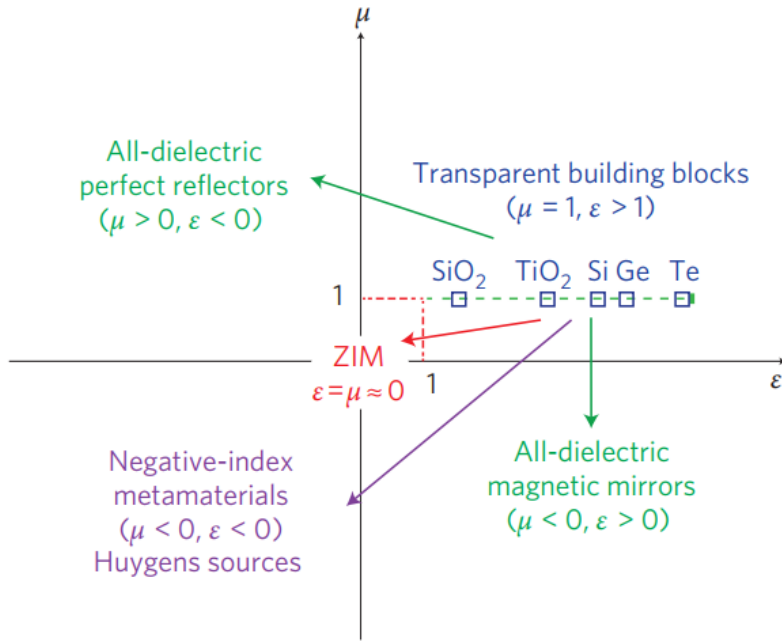
Saçıcıların faz cevabını tasarlamak için kullanılan yöntemlerden birisi anten dispersiyonun kontrolüdür. Işık metalik bir saçıcıya çarptığı zaman optiksel enerji saçıcının yüzeyinde ileri ve geri yönde hareket eden yüzey elektromanyetik dalgalarıyla birleşir. Bu durumda saçıcı metalde yükler salınmaya başlar. Bu birleşmeler ve salınımlar plazmon olarak adlandırılır. Işığın ilerleme yönünde ve dalgaboyundan küçük boyutlu saçıcılarda meydana gelen faz atlaması (veya ani faz değişimi) saçıcı üzerinde lokalize olan yüzey plazmonlarıyla ışığın güçlü bir şekilde etkileşimine neden olur. Sabit bir dalgaboyu için anten rezonansı, anten uzunluğu $L = \lambda/2$ olduğunda meydana gelir; buradaki λ , metalde dispersiyon ile ilgili olan yüzey

plazmon dalgaboyudur. Bu durumda, optik alan uyarılmış anten akımıyla aynı fazdadır.

Anten uzunluğu L 'den daha küçük veya daha büyük olduğunda, akım gelen alanı yönlendirir veya geciktirir. Bu nedenle, farklı anten uzunlukları seçilerek anten akımının fazı ve dolayısıyla saçılan dalgaların fazı kontrol edilebilir. Unutulmamalıdır ki saçılan alan zamanla değişen anten akımının yayılımında kaynaklanmaktadır. Tek bir anten rezonansı varsa, faz ayarlama aralığı π radyana kadardır. Çoklu bağımsız rezonanslar, birleştirilmiş anten rezonansları veya geometrik etkiler dalga cephesinin tam kontrolü için gerekli olan 2π radyan faz aralığının tamamını kapsayacak şekilde faz tepkisini uzatabilir. Şekil 1.2(a)-(c)'de gösterilen metayüzeyler metayüzeyi oluşturan saçıcıların geometrik şekillerinin ve boyutlarının değişimine bağlı olarak ışığın kontrolünde görev almaktadırlar. Burada metalik yapılardan oluşan metayüzeyler ile ışığın fazı maksimum π radyana kadar geciktirilebilmekte iken dielektrik malzemelerden oluşan metayüzeyler ile bu faz gecikmesi 2π radyana çıkartılmıştır [8-10]. Şekil 1.2(d)-(g)'de verilen metayüzeyler Pancharatnam-Berry (PB) geometrik faz tabanlı olarak tasarlanan saçıcılardan oluşmaktadır. Bu saçıcılar geometrik olarak döndürülerek elde edilirler [11-14]. Şekil 1.2(h)-(k)'da verilen metayüzeyler ise hem rezonans ayarlama tabanlı hem de PB geometrik faz tabanlı olarak ışığı modüle eden saçıcılardan oluşmaktadır [15-18].

Metalik saçıcı içeren yapılar ohmik ve ısı kayıplardan dolayı özellikle görünür ve kızılötesi bantta düşük verime sahiptirler [19]. Ayrıca Metal-dielektrik-metal yapılar [20,21] yüksek verimli meta-yüzey üretmek amacıyla kullanılmıştır ancak bu yapılar sadece yansıma modunda çalışabildikleri ve mevcut yarı iletken teknolojisine uyumlu olmadıkları için iletim modunda minyatür optik devrelere entegrasyonları çok zordur. Bu ve benzeri dezavantajlardan dolayı, araştırmacılar metalik yapılar yerine aynı işlevi yerine getiren kayıpsız yüksek kırılma indisli dielektrik malzemeleri kullanmaya başlamışlardır. Şekil 1.3'te tamamen dielektrikten oluşan malzemelerin uygulama alanlarına yönelik elektriksel ve manyetik geçirgenliklerine göre dağılımı gösterilmiştir [22]. İlk çalışmalar birinci bölgede bulunan yüksek kırılma indisli Si, Ge ve Te ile başlamıştır. Bu çalışmalar ile optiksel manyetizma ($\mu \neq 1$) [23], negatif ($\epsilon < 0$, $\mu < 0$) ve sıfır ($\epsilon = 0$, $\mu = 0$) indeks [24,25] ve manyetik ayna gibi [26] uygulamalar gerçekleştirilmiştir.

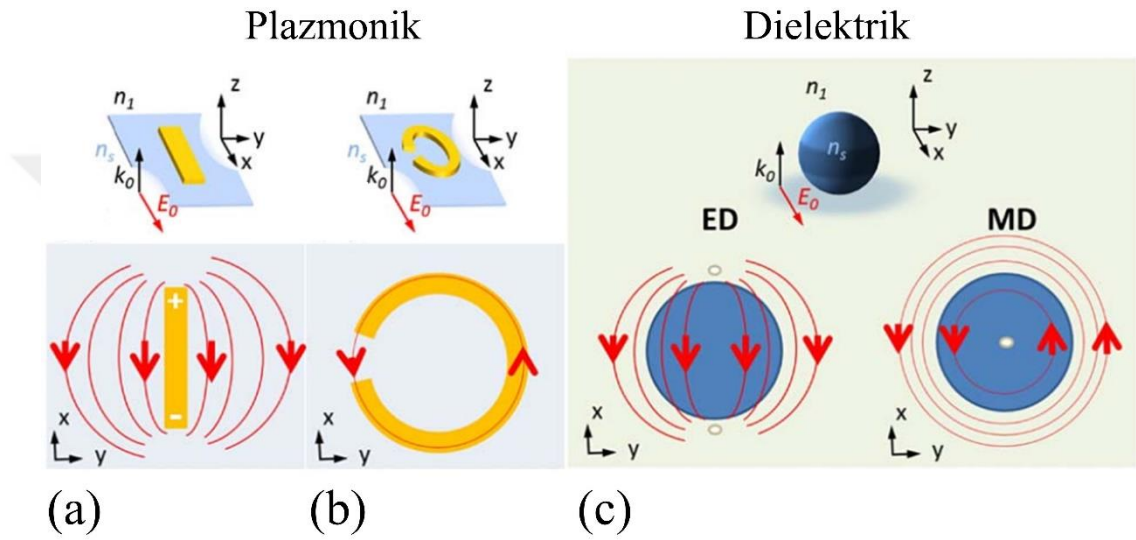
Fotonik uygulamalarda ideal malzemeler yüksek kırılma indisli, manyetik ve elektrik dipol rezonansları birlikte içeren ışığı dalgaboyundan küçük boyutlarda yönlendiren ve ışığın fazını değiştiren malzemelerdir. Yapay olarak üretilen dielektrik metayüzey yapılar doğada bulunmayan bu tür olağan üstü özelliklere sahip yeni tür yapıların ortaya çıkmasına yol açmıştır.



Şekil 1.3: Tamamen dielektrikten oluşan malzemelerin uygulama alanlarına yönelik elektriksel ve manyetik geçirgenliklerine göre dağılımı. ZIM sıfır indeksli malzemeleri ifade etmektedir [22].

Bir dielektrik malzemeye onun bant genişliğinde veya daha düşük frekanslı bir ışık çarptığında yüksek kırılma indisli malzemede elektrik ve manyetik dipol rezonansları uyarılır. Bu durumda bu malzeme bir manyetik dipol (birinci Mie rezonans) ve bir elektrik dipol (ikinci Mie rezonans) gibi davranır. Manyetik Mie rezonans eşsiz bir dairesel bir yer değiştirme akımına sahiptir. Bu yer değiştirme akımı optik frekanslarda malzemenin merkezinde oluşan manyetik alanı kuvvetlendirir. Benzer durum düşük frekanslarda plazmonik ayırık-dairesel rezonatörler de gözlemlenir [27]. Metal ve dielektrik yapılarda oluşan elektrik alan dağılımlarına bir örnek Şekil 1.4'te gösterilmiştir [6,28]. Şekil 1.4'e bakıldığında plazmonik çubuk şekilli antenin sadece elektrik rezonansları desteklediği görülmektedir. Çok az bir şekilde manyetik rezonans desteği de vardır. Çubuk şekilli anten ayırık-halka rezonatör şekline dönüştürüldüğünde desteklenen manyetik dipol rezonanslar kuvvetlenmektedir [28].

Dielektrik malzemeden oluşan yapı Şekil 1.4(c)'de gösterildiği gibi hem elektrik hem de manyetik dipol rezonansları desteklemektedir [6]. Elektrik ve manyetik rezonansların çakıştığı dalgalarda dielektrik malzeme ışığın neredeyse tamamının iletmekte iken, elektrik ve manyetik rezonanslar zıt fazlı olursa ışık tamamen yansıtılmaktadır. Bu iki durum tek yönlü ışık hareketini ifade etmektedir. Ayrıca bu ifadeler Kerker şatları olarak bilinmektedir. Dielektrik yapılardan oluşan metayüzeyler optik frekanslarda çok düşük soğurma kayıplarına sahiptir ve ısı kayıpları neredeyse yoktur.



Şekil 1.4: (a) Çubuk şeklinli, (b) yarık-halka şeklinli plazmonik yapılar ve (c) dielektrik küresel yapının elektrik alan dağılımları ile desteklenen elektrik dipol (ED) ve manyetik dipol (MD) rezonanslarının gösterimi.

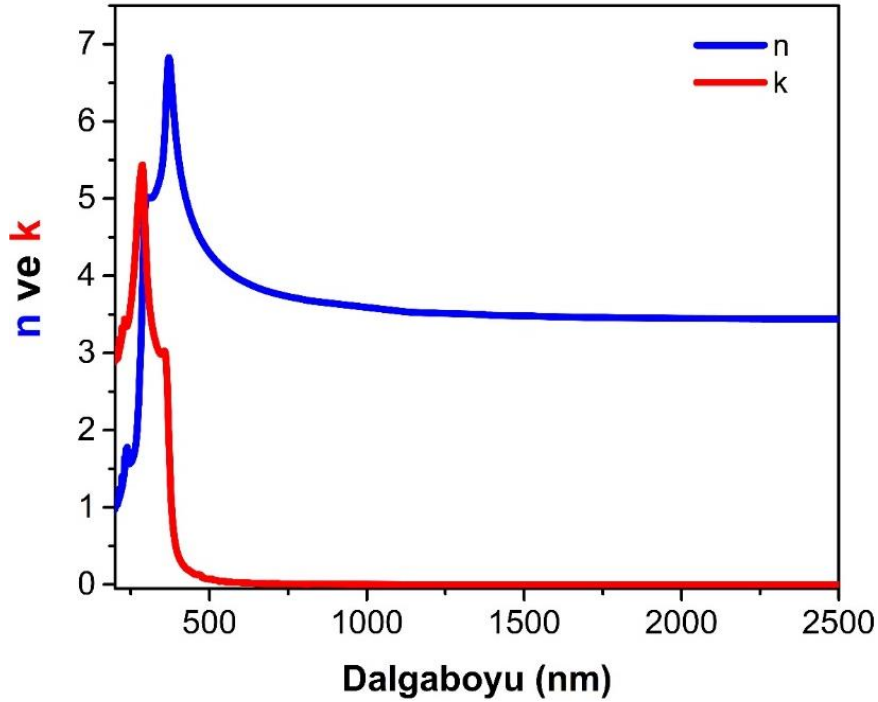
Tamamen dielektrikten oluşan metayüzeyler tamamen empedans uyumu sayesinde iletim modunda yüksek iletme sahiptir. İlk çalışılan tamamen dielektrikten oluşan metayüzeyler güçlü Mie tipi saçılma rezonansları gösteren yüksek kırılma indeksli malzemelerden üretilmişlerdir [21]. Elektrik ve manyetik rezonansların örtüştüğü dalga boylarında düşük boy-en oranına sahip nano boyutlu silindirik yapılar kullanılarak yüksek iletimde $0-2\pi$ faz dağılımı elde edilmiştir. Bu şekilde polarizasyon bağımsız olarak ışığın dalga cephesi kontrol edilmiştir [29-31]. Ancak Mie tipi saçıcılardan oluşan metayüzeyler oldukça dar çalışma bandına sahiptirler. Geniş bantlı tamamen dielektrik metayüzeyler sağlayabilmek için dalga kılavuzu tabanlı yüksek boy-en oranına sahip nano boyutlu silindir ve benzeri yapılar tasarlanmıştır [32-34]. Genel olarak, yüksek boy-en oranına sahip yüksek kırılma indisli ve düşük soğurma kayıplı silindirler tamamen dielektrikten oluşan metayüzey uygulamalarında geniş bir

ölçekte kullanılmıştır. Fakat, silikon metayüzeyler görünür bantta yüksek soğurma kayıplarından dolayı kullanılamamıştır. Bunun yerine iletim performansını artırmak için kristal silikon kullanılmıştır. Çünkü kristal silikon 500 nm' den büyük dalga boylarında kayıpsız bir malzemedir [35]. Bunun dışında metayüzey tasarımlarında Si_3N_4 [36], GaN [37] ve TiO_2 [32] gibi yüksek iletim verimliliğine sahip malzemeler kullanılmaktadır.

Bu tez çalışmasının ikinci bölümünde cam üzerine yerleştirilen yamuk şekilli dielektrik kristal silikondan oluşan yapının ölçeklenmesiyle elde edilen saçıcılardan oluşan metayüzey tasarımı yapılmıştır. Bu tasarımlar kullanılarak ışığın bükülmesi, odaklanması ve girdap ışık demeti üretimi gerçekleştirilmiştir. Üçüncü bölümde görünür bantta cam üzerine yerleştirilen yamuk şekilli alüminyum metal ile tasarlanan yapı ile asimetrik ışık iletim çalışması yapılmıştır. Dördüncü bölümde görünür bantta cam üzerine yerleştirilen silindirik şekilli TiO_2 sütunlardan oluşan metayüzey ile ışığın ayrılması ve tasarlanan yapının çalışma prensibi anlatılmıştır. Beşinci bölüm tamamen dielektrik malzemelerden oluşan metayüzeylerle asimetrik iletim çalışmasını içermektedir. Bu çalışma görünür bantta gerçekleştirilmiştir. Altıncı bölüm orta kızılötesi bantta tasarlanan yapının sergilediği asimetrik iletim davranışının faz değiştiren malzeme ile değişimi açıklanmaktadır. Yedinci bölümde ise yakın kızılötesi bantta tamamen dielektrikten oluşan metayüzeylerin ince katmanlı film yapılarının optik davranışını zenginleştirmek ve yeni tür optik kontrol mekanizmaları kazanmak amaçlı tasarım çalışması sunulmaktadır. Böylece, metalik ve dielektrikten oluşan metayüzey tasarımları ile görünür ve kızılötesi bantta yeni tür tasarımlar gerçekleştirilmiştir. Bu tasarımlar ile ışık malzeme etkileşimleri, optiksel ışık manipülasyonları ve asimetrik iletim mekanizmaları çeşitli optik fonksiyonlar için incelenmiştir.

2. YAMUK ŞEKİLLİ KRİSTAL SİLİKONDAN OLUŞAN METAYÜZEY İLE OPTİK UYGULAMALAR

Metayüzeyler plazmonik ve dielektrik malzemelerle üretilirler. Plazmonik malzemeler metal içerdikleri için metayüzeylerin kayıplı olmasına neden olurlar. Bu kayıpları önlemek ve ışığın iletim oranını arttırmak için tamamen dielektrikten oluşan yapılar tasarlanmaktadır. Bu çalışmada tamamen dielektrik malzemeler ile metayüzey tasarım ve uygulaması yapılacaktır. Dielektrik malzeme olarak yüksek kırılma indisli bir yarıiletken olan kristal silikon ve yalıtkan bir malzeme olan silika (cam) seçilmiştir. Yüksek kırılma indisi $0-2\pi$ faz değişimi elde edilmesini sağlarken düşük k değeri kayıpların azalmasını sağlamaktadır. Kristal silikonun soğurma kayıpları çoklu kristal ve amorf silikona göre düşüktür [38]. Özellikle 500 nm dalgaboyundan daha büyük değerlerde kristal silikonun ışığı soğurma oranı düşük k değerinden dolayı çok azdır. Kristal silikonun kırılma indisi (n) ve sönüm katsayısı (k) Şekil 2.1’de gösterilmiştir. Bu veri Palik veri bankasından elde edilmiştir.

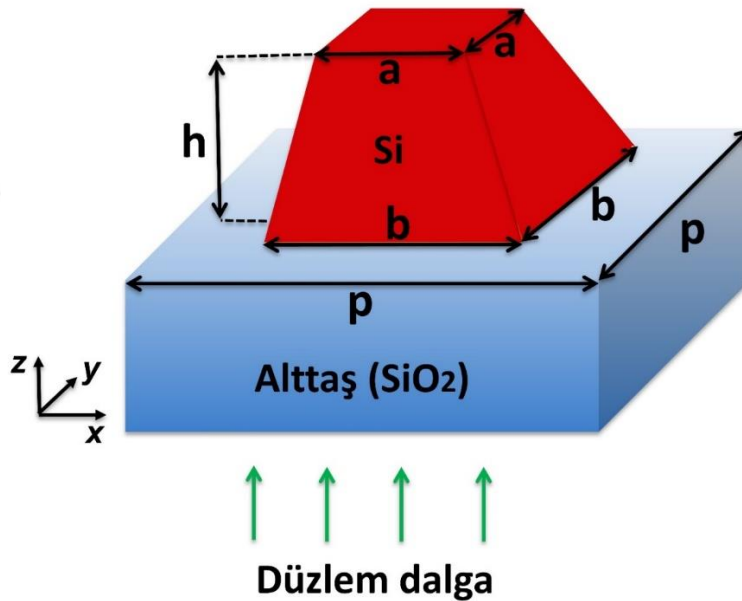


Şekil 2.1: Kristal silikonun 200 nm – 2500 nm dalgaboyu aralığında kırılma indisi (n) ve sönüm katsayısı (k).

2.1 Yamuk Şekilli Kristal Silikon Yapının Tasarımı

Temel olarak bu çalışmada kullanılan yapı, silika üzerine yamuk şeklinde kristal silikon yerleştirilerek tasarlanmıştır. Sönüm katsayısı olan k , soğurma katsayısı olan α ile doğru orantılıdır ($\alpha=4\pi k/\lambda$). Silikona alternatif olarak silikondan daha düşük kırılma indisine sahip olan TiO_2 , GaN ve Si_3N_4 gibi kayıpsız dielektrik malzemelerde kullanılmaktadır. Bu malzemelerin kırılma indisi düşük oluşu için tasarlanan metayüzeylerin iletim verimi yansımalar düşük olduğu için daha yüksektir. Ancak $0-2\pi$ faz dağılımının elde edilebilmesi için nano boyutlu saçıcıların yükseklerinin fazla olması gerekmektedir. Bu nedenle bu malzemeler ile metayüzey üretimi silikona göre daha büyük en-boy oranı gerektirdiği için daha zordur. Silikonun üretimi kolay, kayıpları az ve verimi yüksektir.

Şekil 2.2’de kayıpsız cam alttaş üzerine tasarlanan yamuk şekilli yapının şematik gösterimi bulunmaktadır.

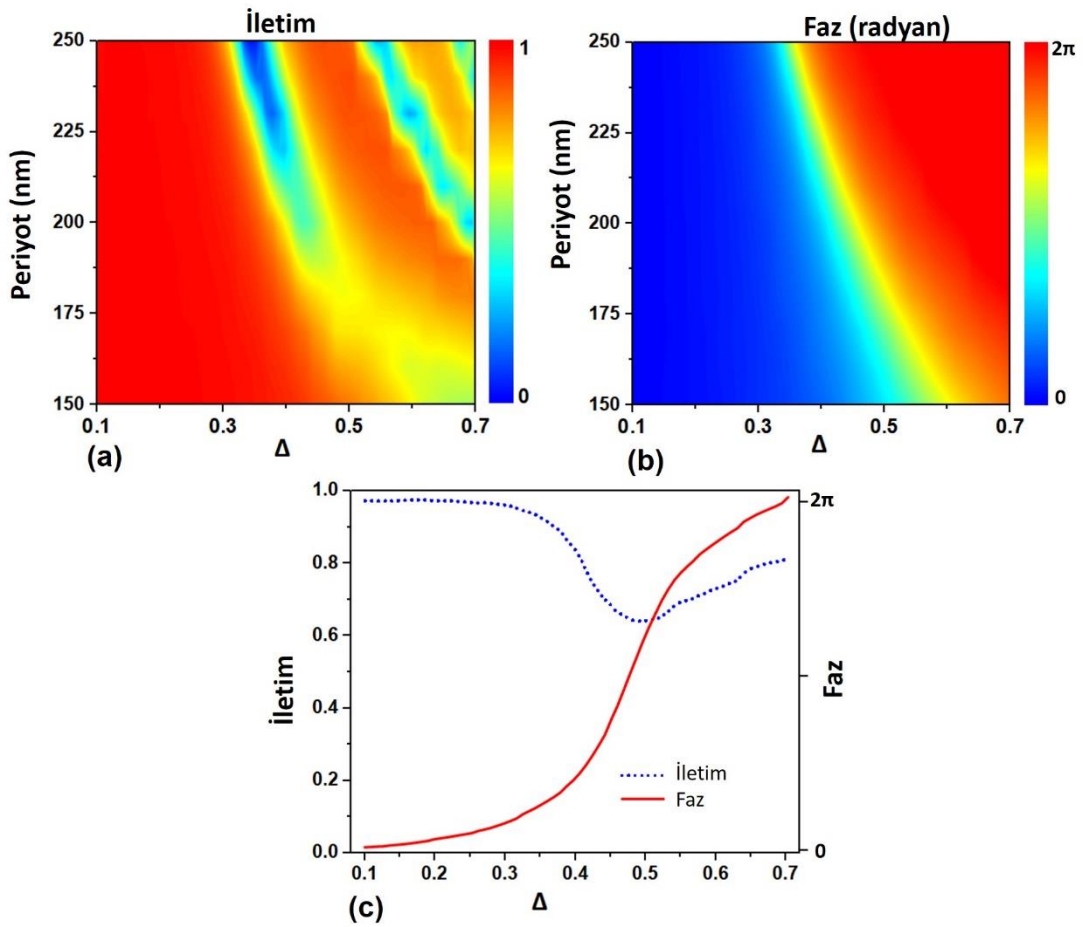


Şekil 2.2: Yamuk şekilli kristal silikon ile silika alttaştan oluşan birim hücre yapısının şematik gösterimi.

Tasarlanan yamuğun tavan uzunluğu a ile gösterilmiştir ve bu tavan uzunluğu p ile sembolize edilen birim hücre boyutunun 0.1 ile 0.7 arasında değişen bir katsayı ile çarpılarak ölçeklenmiş değerine eşittir. Bu ölçeklendirme katsayısı Δ ile sembolize edilmiştir ve ölçeklendirme $a=p*\Delta$ olarak formüle edilmiştir. Yamuğun taban uzunluğu b ile sembolize edilmiştir. Taban uzunluğu tavan uzunluğundan 10 nm daha

büyük olacak şekilde tasarlanmıştır ($b=a+10$ nm). Yamuğun yüksekliği h ile sembolize edilmiştir ve 220 nm uzunluğundadır. Δ ile ölçeklenen yapının, her bir Δ değerinde meydana getirdiği faz kayması ve iletim değerleri Lumerical da Zaman-alanında Sonlu-farklar (ZASF) ile elde edilmiştir. 532 nm dalgaboyunda elde edilen iletim ve faz değerleri Şekil 2.3'te gösterilmiştir.

Şekil 2.3(a) ve 2.3(b) birim hücre periyodunun 150 nm-250 nm aralığında değiştiği ve yamuk şekilli silikonun Δ ile ölçeklendiği durumda elde edilen iletim ve iletim katsayısının fazını göstermektedir. Şekil 2.3(c)'de 180 nm birim hücre periyodunda iletim ve faz değerleri gösterilmiştir.



Şekil 2.3: 532 nm dalgaboyunda ölçeklendirme katsayısı ve birim hücre boyutuna bağlı (a) iletim grafiği (b) faz dağılımı ile (c) 180 nm birim hücre boyutundaki iletim ve faz dağılımı grafiği.

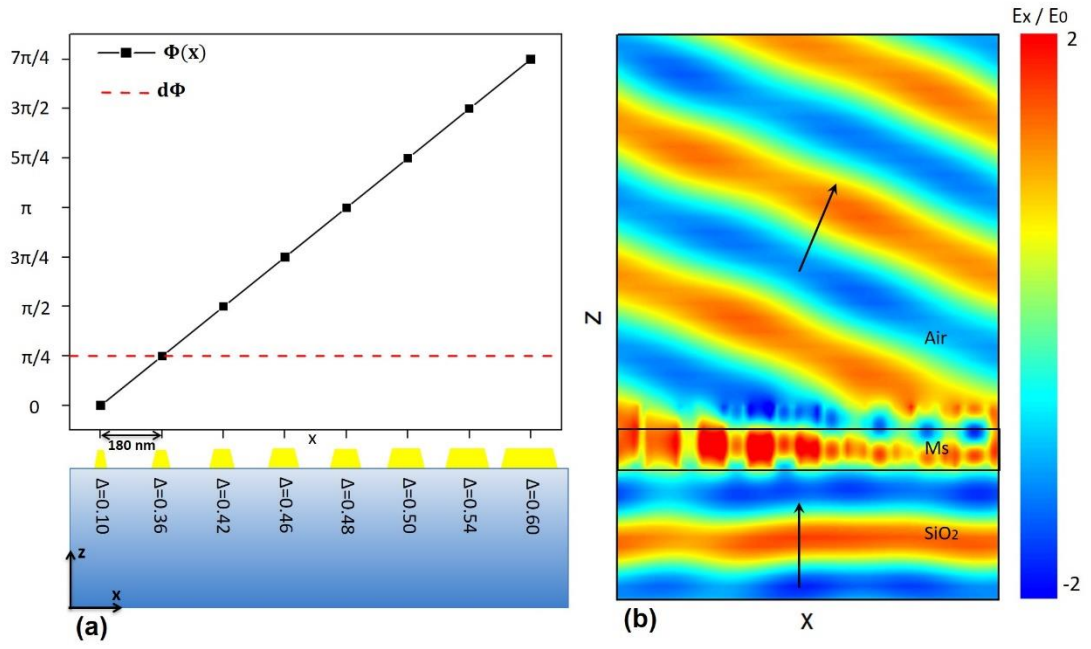
Yapılan simülasyonlarda x ve y eksenlerinde periyodik, z ekseninde ise mükemmel uyumlu katman sınır koşulları kullanılmıştır. Bunun yanında x polarize düzlem dalga yapıya cam tarafından normal doğrultuda gönderilmiştir. Şekil 2.3(a) ve 2.3(b)

incelendiğinde iletimin periyot artışına bağlı olarak azaldığı, $0-2\pi$ radyan faz dağılımının tüm periyod değerlerinde elde edildiği anlaşılmaktadır. İletimin fazla olduğu 180 nm periyot değeri seçilmiştir.

Şekil 2.3'teki iletim ve faz değerlerine bakıldığında 180 nm birim hücre boyutunda ($p=180$ nm) iletim değeri Δ 'nın 0.1 ile 0.7 aralığında en yüksek değerde olduğu, aynı Δ değer aralığında $0-2\pi$ aralığındaki tüm faz değerlerinin elde edilebildiği görülmektedir. Elde edilen faz değerleri aynı yükseklikte farklı boyutlardaki yamuklardan sağlanmaktadır. Δ 'nın küçük olduğu değerlerde yamuk küçük boyutta iken büyük olduğu değerlerde ise yamuk daha büyük boyutlardadır. Farklı boyutlardaki yamuklarla etkileşime giren ışık, farklı miktarda faz kaymasına uğramaktadır. Bunun yanında yamuğun tavan ve taban uzunluklarının kendi aralarında eşit olması tasarladığımız yapının polarizasyon bağımsız olmasını sağlamaktadır.

2.2 Faz Gradyan Metayüzey ile Işığın Bükülmesi

Huygens prensibine göre, dalga cephesinin her bir parçası kaynak gibi davranarak ışıma yapar. Her bir kaynağın yaptığı ışımının zarfı ikinci dalga cephesini üreterek dalga ilerler. Metayüzeylerde yüzey düz ancak yüzeyindeki faz dağılımı lineer olduğunda her bir kaynak farklı fazda ışıma yapacağı için oluşturulan ikinci dalga cephesi, birinci dalga cephesinden farklı olacaktır. Bu prensiple yüzeye dik etkiyen bir dalga, yüzeyden açılı bir şekilde uzaklaşacaktır. Bu olaya ışığın bükülmesi denir. Işık bir ortamdan diğer ortama geçerken Snell yasasına göre kırılarak ilerler. Ancak iki ortamın ara yüzü metayüzey olarak tasarlanmış farklı faz dağılımına sahip bir yüzeyse ışık genelleştirilmiş Snell yasasına göre hareket eder. [15,39]. Işığın bükülmesini sağlamak amacıyla Şekil 2.3'teki faz verilerinden, aralarındaki faz farkı $\pi/4$ olan 8 adet yamuk şekilli silikon belirlenerek süper hücre oluşturulmuştur. Süper hücre Şekil 2.4(a)'da ve bükülen ışığa ait elektrik alan dağılımı Şekil 2.4(b)'de gösterilmiştir. Elektrik alan dağılımı x polarize 532 nm dalgaboyuna sahip ışığın yapıya cam tarafından gönderilmesiyle elde edilmiştir. Kırılma indisi 1.46 olan cam altaş üzerine yerleştirilen yamuklardan oluşan süper hücre 0° ve -15° olarak etkiyen ışığı Eşitlik (1.2)'ye göre 21.68° ve 0° olarak bükmektedir ($n_i=1.46$, $n_t=1$, $\lambda_0=532$ nm, $\theta_i=0^\circ$ ve -15° , $d\Phi=\pi/4$ ve $dx=180$ nm). Işık 532 nm dalgaboyunda, 1 V/m elektrik alan şiddetine sahiptir.



Şekil 2.4: (a) $d\Phi=\pi/4$ radyan faz adımlarıyla oluşturulan süper hücre yapısı. Seçilen 8 birim hücrenin ölçeklendirme katsayıları ve faz değerleri gösterilmiştir.(b) Normal doğrultuda cam tarafından yapıya gönderilen x polarize 532 nm dalgaboyuna sahip ışığın bükülmesi.

Nümerik analizden elde edilen bükülme açılarını da 21.68° ve 0° olduğu görülmüştür. Bu açı değeri genelleştirilmiş Snell yasasından elde edilen açılara eşittir. Nümerik analizlerde şiddetleri çok düşük olan kırınım demetlerinin de olduğunu görülmüştür. Bu kırınım demetlerinin 0° , -21.68° , 47.64° ve -47.64° açılarda oluştuğu belirlenmiştir. Düşük şiddetli bu demetler bükülme açısı 21.68° olan ana demete ek olarak ortaya çıkmıştır. Bu demetler Floquet harmonikleri olarak adlandırılırlar [40,41]. Periyodik metayüzeylerde camdan havaya iletilen ışık Floquet harmoniklerine ayrılır. 0. harmonik normal iletim demetine, 1. harmonik ise ışığı bükmek istediğimiz yöndeki iletim demetine karşılık gelmektedir. 0'ıncı, -1'inci, -2'nci ve 2'nci harmonikler istenmeyen ışık demetleri olduğu için şiddetlerinin minimize edilmesi gerekmektedir. Kırınım demetlerinin iletim ve kırınım açıları TM (ışığın elektrik alan bileşeni x eksenine paralel) ve TE (ışığın elektrik alan bileşeni y eksenine paralel) polarizasyonda Çizelge 2.1'de gösterilmiştir. Çizelge 2.1'deki değerlere göre TM polarizasyondaki iletim verimi (iletilen ışık gücünün gelen ışık gücüne oranı) %70, kırınım verimi (istenilen yönde bükülen ışık gücünün iletilen ışık gücüne oranı) %98, bükülme verimi (bükülen ışık gücünün gelen ışık gücüne oranı) %68.5 olarak, TE

polarizasyondaki iletim verimi %66, kırınım verimi %98, bükülme verimi %64.5 olarak hesaplanmıştır.

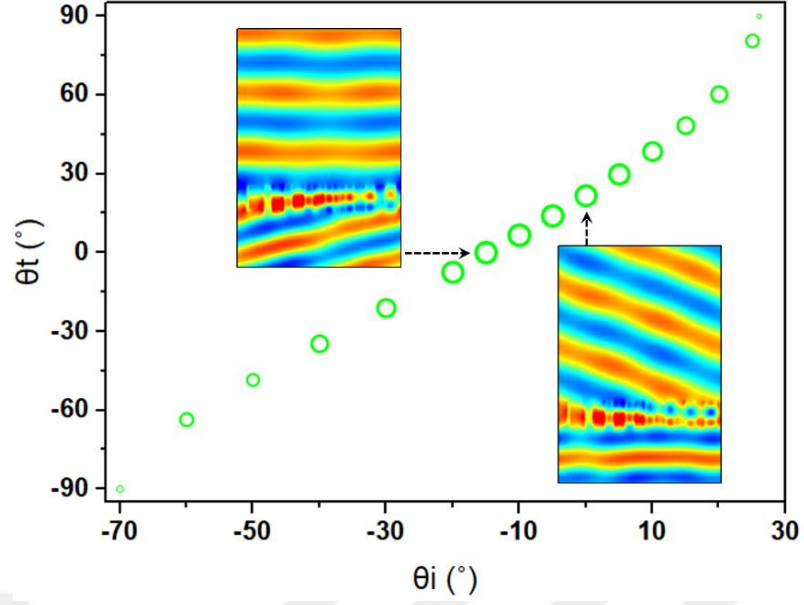
Çizelge 2.1: TM ve TE polarizasyonda her bir kırınım demetinin iletim ve kırınım açı değerleri.

Kırınım Numarası	TM		TE	
	T (%)	θ_t (°)	T (%)	θ_t (°)
-2	0.49	47.64	0.80	47.64
-1	0.43	21.68	0.34	21.68
0	0.21	0	0.03	0
1	68.5	21.68	64.5	21.68
2	0.66	47.64	0.49	47.64

Çizelge 2.1'deki iletim değerleri ve kırılma açıları incelendiğinde tasarladığımız yapının polarizasyon bağımsız olduğu görülmektedir. Her iki polarizasyonda da metayüzeyle 0° açıyla etkiyen ışık 21.68° açıyla kırılarak iletilmektedir.

Tasarlanan metayüzeyin farklı açı ile gönderilen ışığa tepkisi ve iletilen ışıkların bükülme açıları Şekil 2.5'te gösterildiği gibi incelenmiştir. Genelleştirilmiş Snell yasasına göre -15° açılı gönderilen ışık camdan havaya 0° açı ile normal yönde iletilecektir. Farklı geliş açılarına bağlı olarak kırılma açıları ve iletim değerleri Çizelge 2.2 ve Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Işığın yapıya geliş açısı -70° ile 30° arasında değişmektedir. Nümerik olarak belirlenen bükülme açısı genelleştirilmiş Snell yasasına uygun olarak değişmektedir. Düşük geliş açılarında bükülen ışık gücünün yüksek geliş açılarına göre daha büyük olduğu anlaşılmaktadır.

Çizelge 2.2'deki T_{toplam} camdan havaya iletilen ışık oranını, $T_{1.harmonik}$ bükülen ışığın oranını, η_{diff} ise bükülen ışığın camdan havaya iletilen ışığa oranını (kırınım verimini) ifade etmektedir. Snell yasasıyla hesaplanan kırılma açı değerleri ile ZASF ile elde edilen açı değerlerinin eşit olduğu görülmektedir. Bükülme geniş bir açı aralığında gerçekleşmektedir. Kırınım verimleri incelendiğinde istenilen yönde bükülen ışık değerleri oldukça yüksektir.



Şekil 2.5: Farklı geliş açlarına bağlı kırılma açlarının grafiği. Farklı geliş açlarındaki bükülerek iletilen ışık şiddetleri yeşil halkaların yarıçapları ile ilişkilendirilmiştir. Yapıya normal doğrultuda (0° açıyla) ve -15° açıyla gönderilen ışıkların elektrik alan dağılımları iç şekillerde gösterilmiştir.

Çizelge 2.2: -20° ve 20° açı aralığında farklı geliş açlarına bağlı olarak kırılma açıları ve iletim değerleri

θ_i	θ_t (Teorik)	θ_t (Nümerik)	T_{toplam}	$T_{1.\text{harmonik}}$	η_{diff}
-20°	-7.46°	-7.47°	0.705	0.665	%94
-15°	0°	0°	0.716	0.702	%98
-10°	6.65°	6.65°	0.728	0.718	%99
-5°	14.01°	14.01°	0.723	0.713	%99
0°	21.68°	21.68°	0.700	0.685	%98
5°	29.78°	29.79°	0.672	0.643	%96
10°	38.53°	38.54°	0.570	0.524	%92
15°	48.35°	48.37°	0.469	0.429	%91
20°	60.31°	60.34°	0.426	0.358	%84

Faz gradyan metayüzeyi oluşturan süper hücrenin her bir birim hücre arasındaki faz farkının ışığın iletimine ve bükülmesine etkisi Çizelge 2.3'te gösterildiği gibi incelenmiştir.

Çizelge 2.3: Birim hücreler arasındaki faz farkına ($d\Phi$) bağlı olarak kırılma açıları ve iletim değerleri ($\theta_i=0^\circ$)

$d\Phi$	θ_t	T_{toplam}	$T_{1.\text{harmonik}}$	η_{diff}
$2\pi/3$	80°	0.500	0.430	%86.0
$\pi/2$	47.63°	0.690	0.674	%97.7
$\pi/4$	21.68°	0.700	0.685	%97.9
$\pi/5$	17.19°	0.725	0.710	%97.9

Farklı faz değişimi içeren metayüzeyler ışığı farklı açılarda bükmektedir. Tablo-2.3'e bakıldığında en iyi toplam iletim ve kırınım verimi $\pi/4$ ve $\pi/5$ faz değişimlerinde meydana geldiği görülmektedir. Faz değişimi azaldıkça bükülme açısı da azalmaktadır.

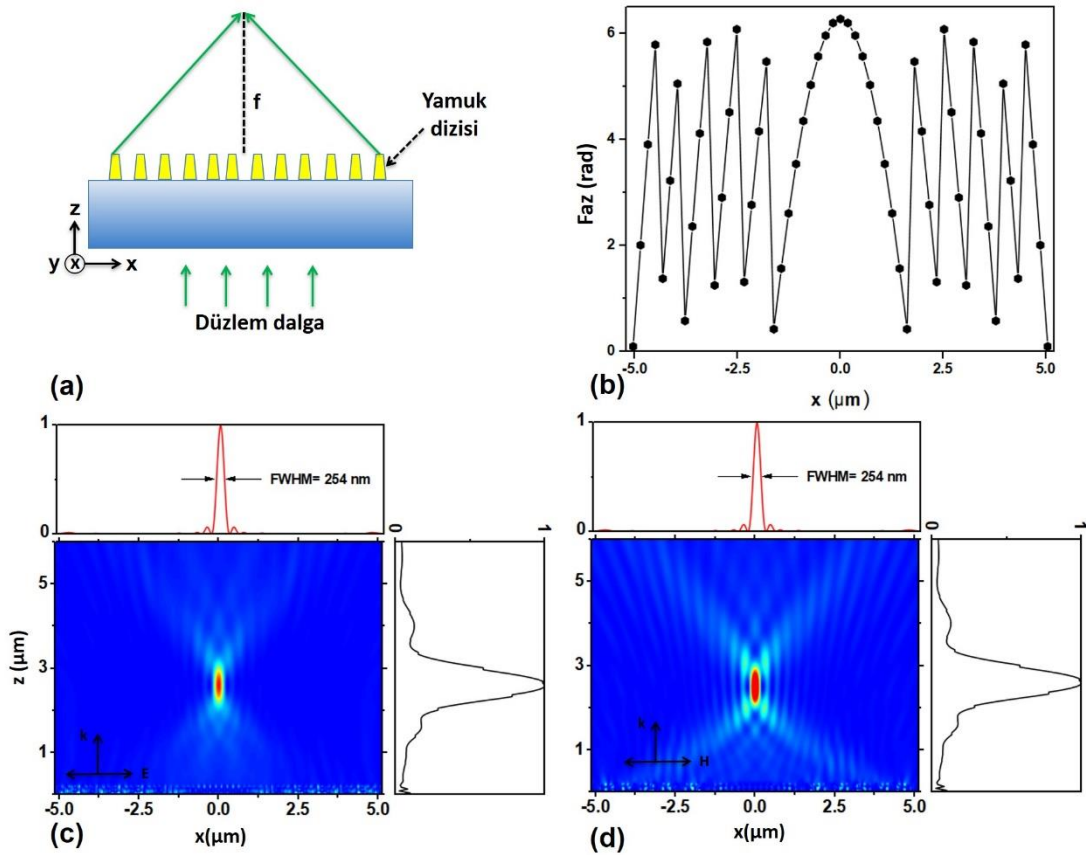
2.3 Işığın 1 Boyutta Odaklanması

Yaygın olarak kullanılan optik malzemelerde ışığın odaklanması, ışığın malzeme ortamındaki ilerleme mesafesinden dolayı meydana gelen faz farkı prensibine dayanmaktadır. Metayüzeyler ile ışığın odaklanabilmesi için metayüzeyin sahip olması gereken faz dağılımı aşağıda gösterilmiştir.

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \times \left(f - \sqrt{x^2 + f^2} \right) \quad (2.1)$$

Burada λ_0 ışığın boş uzaydaki dalgaboyunu, f yapının odak uzunluğunu ve x koordinat noktasını temsil eder. Işığın alt dalgaboyu mertebede odaklanması için 2 farklı lens yapısı tasarlanmıştır. 532 nm dalgaboyunda tasarlanan yapı Şekil 2.6(a)'da gösterilmiştir. Birinci lens için metayüzeyin Eşitlik (2.1)'e göre her bir koordinat noktasında sahip olması gereken faz dağılımı Şekil 2.6(b)'deki gibi hesaplanmıştır. Bu

faz dağılımlarına karşılık gelen Δ değerleri Şekil 2.3(c)'den alınmış ve her bir koordinat noktasında olması gereken yamuk boyutu belirlenmiştir.

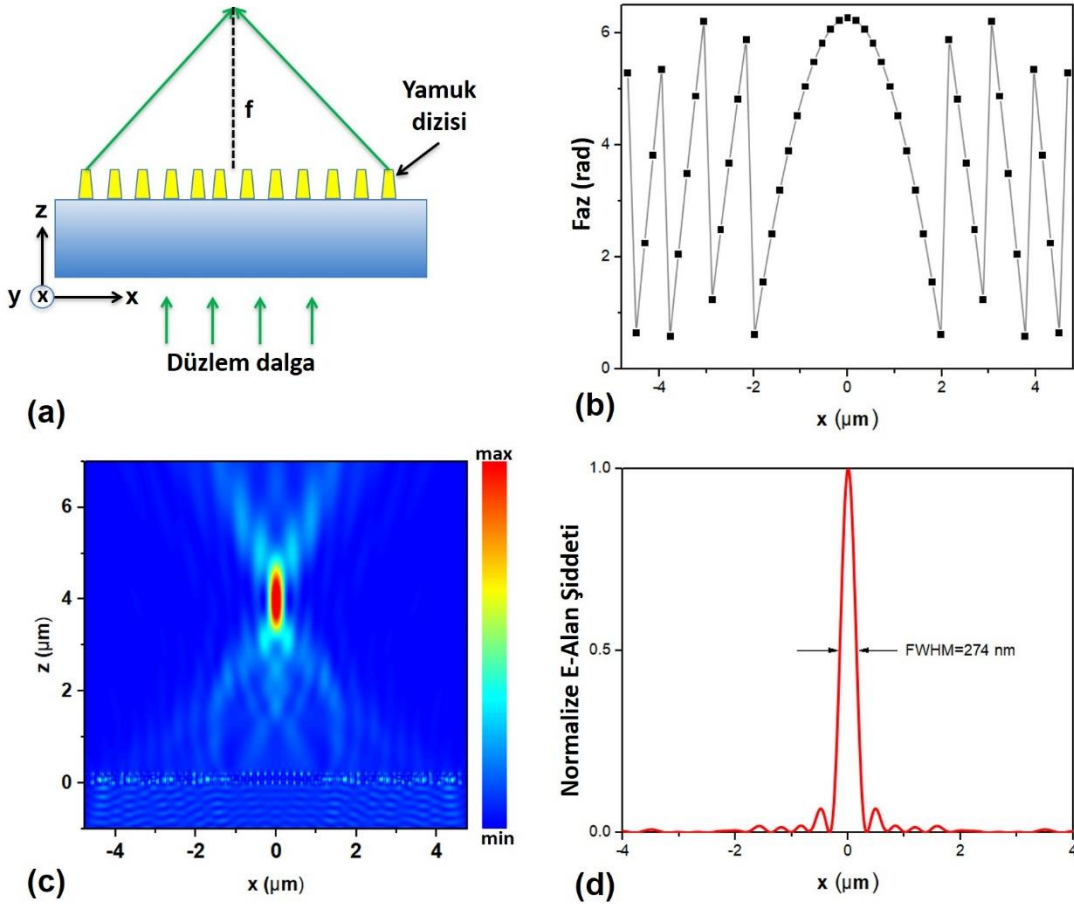


Şekil 2.6: 0.89 sayısal aralık değerine sahip dielektrik metayüzey lens yapısı ve elektrik alan dağılımı. (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) 532 nm dalgaboyunda tasarlanan lensin x boyunca faz dağılımı (c) TM (d) TE polarizasyonda odaklanan ışığın şiddet profili ve odak çizgisi boyunca normalize edilmiş şiddet grafiği.

Tasarlanan yapı x ekseninde Şekil 2.6(b)'deki faz dağılımına sahipken y ekseninde bu faz dağılımı periyodik olarak kendini tekrarlamaktadır. Tasarlanan metayüzey lensin boyutu $D=10.26 \mu\text{m}$ ve odak uzunluğu $f=2.6 \mu\text{m}$ 'dir. Lensin sayısal açıklık (SA) değeri $SA=n \times \sin[\tan^{-1}(D/2f)]=0.89$ olarak hesaplanmıştır. TM ve TE polarizasyonlarına sahip ışıkların yapıya gönderilmesiyle elde edilen elektrik alan dağılımları Şekil 2.6(c) ve 2.6(d)'de gösterilmiştir. Her iki polarizasyon durumunda da ışık aynı noktada odaklanmaktadır. Odaklanan ışığın odak genişliği (maksimum ışık şiddetinin yarıya düştüğü noktalar arasındaki genişlik) her iki polarizasyonda eşittir ve 254 nm'dir. Bu değer kırınım limiti olan $\lambda/(2 \times SA)=532 \text{ nm}/(2 \times 0.89)=298.8 \text{ nm}$ değerine yakındır. Odaklanan ışık güçleri TM polarizasyonunda %50 iken TE polarizasyonda %52'dir. Bunun yanında iletilen ışığın yaklaşık olarak %80'i odaklanmıştır. Yamuk şekilli

silikonun boyu 220 nm olduğu için metayüzey kalınlığı dalgaboyundan düşük mertebededir.

İkinci lens 0.77 sayısal açıklık değerine sahip olacak şekilde tasarlanmıştır. Lens yapısı Şekil 2.7(a)'da gösterilmiştir. Lensin Eşitlik (2.1)'e göre her bir koordinat noktasında sahip olması gereken faz dağılımı Şekil 2.7(b)'deki gibi hesaplanmıştır.



Şekil 2.7: 0.77 sayısal aralık değerine sahip dielektrik metayüzey lens yapısı ve elektrik alan dağılımı. (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) 532 nm dalgaboyunda tasarlanan lensin x boyunca faz dağılımı (c) TM polarizasyonda odaklanan ışığın şiddet profili ve (d) odak çizgisi boyunca normalize edilmiş şiddet grafiği.

Tasarlanan yapı x ekseninde Şekil 2.7(b)'deki faz dağılımına sahipken y ekseninde bu faz dağılımı periyodik olarak kendini tekrarlamaktadır. Tasarlanan metayüzey lensin boyutu $D=9.54 \mu\text{m}$ ve odak uzunluğu $f=4 \mu\text{m}$ 'dir. TM polarizasyonlarına sahip ışığın yapıya gönderilmesiyle elde edilen elektrik alan dağılımı Şekil 2.7(c)'de gösterilmiştir. Her iki polarizasyon durumunda da ışık aynı noktada odaklanmaktadır. Odaklanan ışığın odak genişliği (maksimum ışık şiddetinin yarıya düştüğü noktalar arasındaki

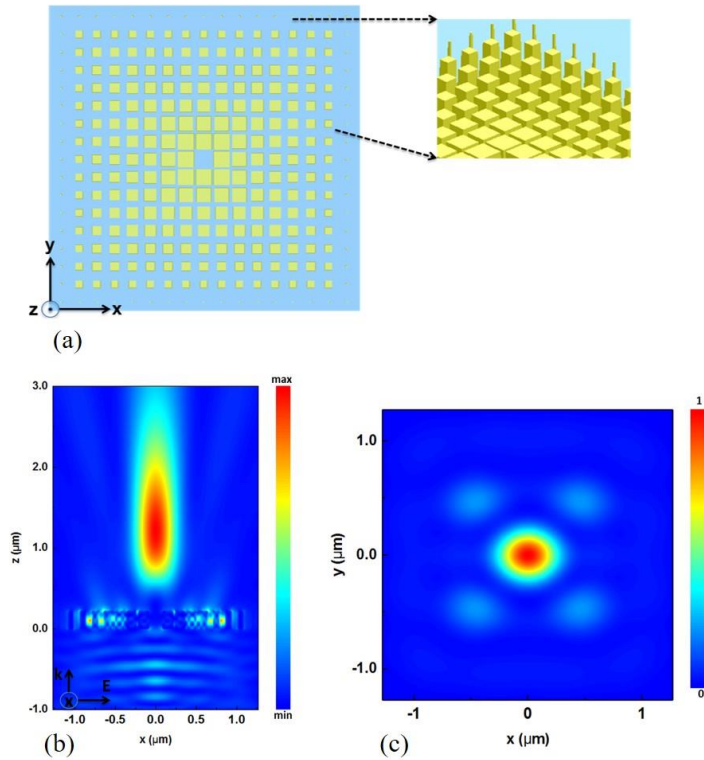
genişlik) her iki polarizasyonda eşittir ve 274 nm'dir. Odaklanan ışık güçleri TM polarizasyonunda %60 iken TE polarizasyonda %62'dir. Bunun yanında iletilen ışığın yaklaşık olarak %82'i odaklanmıştır.

2.4 Işığın 2 Boyutta Odaklanması

Yaygın olarak kullanılan optik malzemelerde ışığın odaklanması, ışığın malzeme ortamındaki ilerleme mesafesinden dolayı meydana gelen faz farkı prensibine dayanmaktadır. Metayüzeylerde ışığın faz dağılımını 2D odaklama için Eşitlik (2.2)'teki gibi tasarlanarak odaklama gerçekleştirilir.

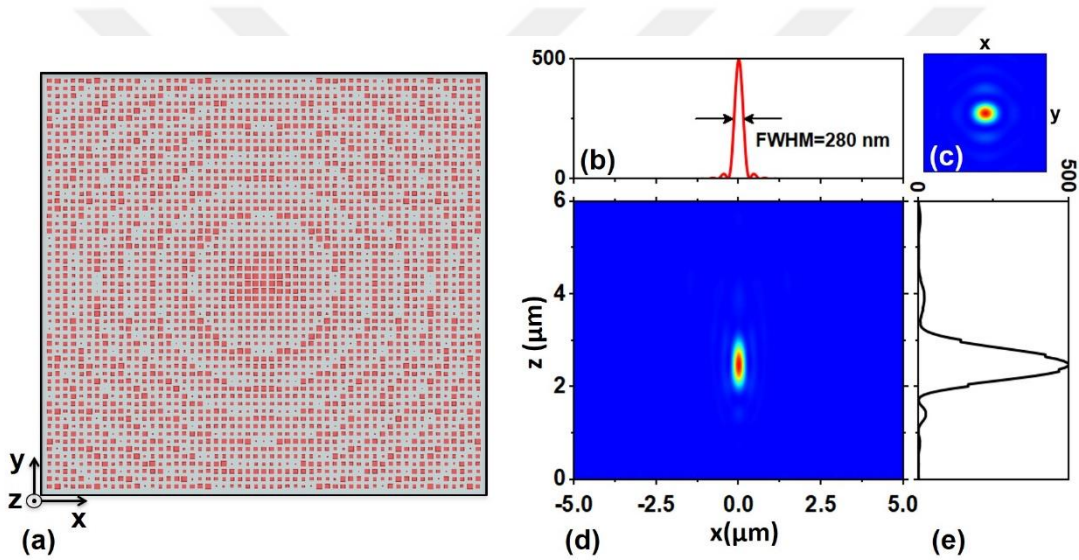
$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \times (f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2}) \quad (2.2)$$

Burada λ_0 ışığın boş uzaydaki dalgaboyunu, f yapının odak uzunluğunu ve x ile y koordinat noktasını temsil eder. 532 nm dalgaboyunda ışığı odaklayan sayısal açıklık 0.76 ve 0.89 olan iki ayrı metayüzey tasarlanmıştır. 0.76 sayısal aralığa sahip metayüzey lens yapısı Şekil 2.8(a)'da gösterilmiştir.



Şekil 2.8: Metayüzey lensin geometrisi. (b) x - z düzleminde ($y=0$) odaklanan ışığın elektrik alan şiddet dağılımı (c) Odaklanan ışığın x - y düzleminde normalize edilmiş elektrik alan şiddet profili.

Bu yapının faz dağılımı lineer olarak artan axicon lensin faz dağılımıdır. Birim hücreler arasındaki faz farkı $\pi/4$ radyan olarak seçilmiştir. Bu yapı tarafından odaklanan ışığın ilerleme düzlemi boyunca kesiti (xz) Şekil 2.8(b)'de, odaklanan ışığın odak genişliği Şekil 2.8(c)'de gösterilmiştir. Bu lensin iletim verimi 0.79'dur. Sayısal açıklık değeri 0.89 olan lens Eşitlik (2.2)'te verilen faz dağılımına sahiptir ve Şekil 2.9(a)'da gösterilmiştir. Odaklanan ışığın benek genişliği Şekil 2.9(b)'de, benek görüntüsü Şekil 2.9(c)'de, xz kesiti Şekil 2.9(d)'de ve odak düzlemi boyunca normalize ışık şiddeti Şekil 2.9(e)'de gösterilmiştir. Tasarlanan metayüzey lensin boyutu $D=10 \mu\text{m}$ ve odak uzunluğu $f=2.5 \mu\text{m}$ 'dir. Odaklanan ışığın odak genişliği (maksimum ışık şiddetinin yarıya düştüğü noktalar arasındaki genişlik) her iki polarizasyonda eşittir ve 280 nm 'dir.



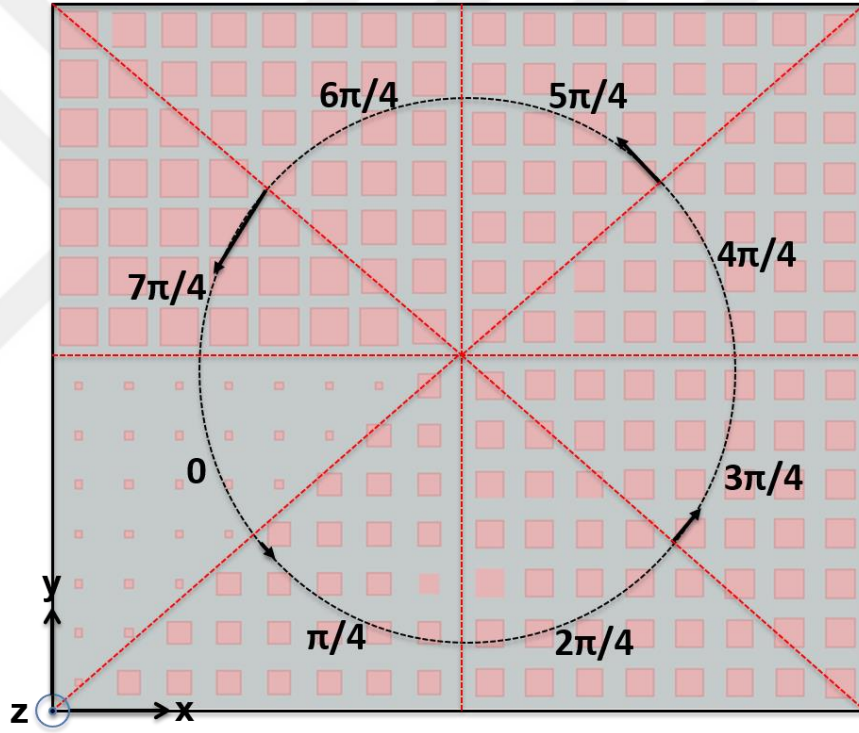
Şekil 2.9: (a) Metayüzey lensin geometrisi. (b) benek genişliği (c) xy düzleminde odaklanan ışığın elektrik alan şiddet dağılımı (d) Odaklanan ışığın xz düzleminde normalize edilmiş elektrik alan şiddet profili. (e) Odak düzlemi boyunca normalize ışık şiddeti.

2.5 Girdap Işık Demeti Üretimi

Optiksel girdap, sarmal faz dalga cephesine sahip bir ışık demetidir. Merkezinde bir tür faz tekiliği vardır ve burada ışık şiddeti minimumdur. Işık şiddeti simit şeklinde değişir. Işığın fazı ise $e^{il\theta}$ olarak değişir. l topolojik yük, θ ise azimutsal açı olarak adlandırılır. Işık optik eksen boyunca döner ve yörüngesel açısal momentumu taşır [42,43]. Yaygın kullanılan Gauss demetine göre daha az bozulmaya uğrayarak ilerler. Optik eksen boyunca dönen ışığın fazı 0 radyandan 2π radyana kadar değişir. Optiksel

girdap huzmesi lazer hüzme şekillendirme [44], optik haberleşme [45], LADAR (Laser Detection and Ranging) ve optiksel yakalama [46, 47] gibi birçok uygulamada kullanılır. Optiksel girdap huzmesi, uzaysal ışık modülatörü [48], sıvı kristal faz plakası [49], kırınımlı optik elemanlar [50], plasmonik metayüzey [51], dielektrik meta-yansıtıcı [16] ve tamamen dielektrik metayüzey [52, 53] ile oluşturulmuştur.

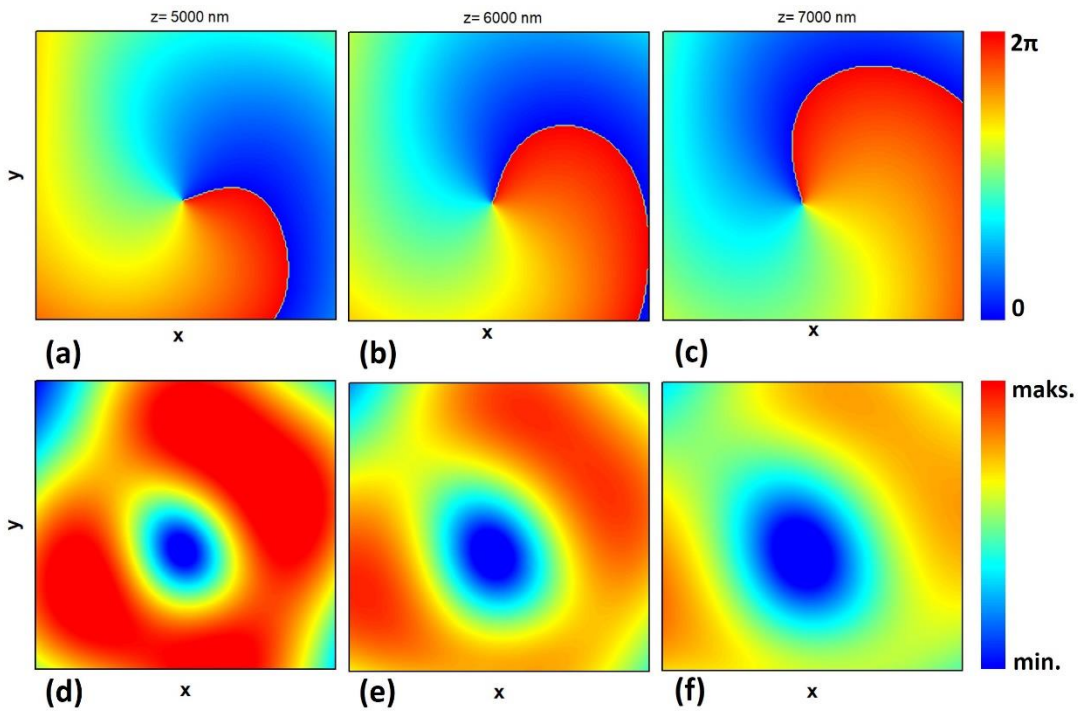
Bu çalışmada tamamen dielektrikten oluşan metayüzey ile girdap demet üretimi için bir yapı tasarlanmaktadır. Tasarlanan yapı Şekil 2.10'da gösterilmiştir. Bu yapı ışığa xy düzleminde 0 radyandan 2π radyana kadar faz gecikmesi uygulamaktadır. Koordinat bölgesi 8 ayrı alana ayrılmış ve her bir alanın faz gecikmesi diğerine göre $\pi/4$ radyan farklıdır.



Şekil 2.10: Girdap ışık demeti oluşturmak için tasarlanan metayüzey.

Bu faz gecikmeleri ilgili bölgelere yerleştirilen farklı boyutlardaki yamuk şekilli kristal silikonlardan kaynaklanmaktadır. Silikon boyutları Şekil 2.10'daki faz gecikmelerini sağlamak için Şekil 2.3(c)'den alınan ölçeklendirme katsayıları ile belirlenmiştir. Cam tarafından gönderilen x polarize düzlem dalgası yapıya çarparak iletilmektedir. Yapılan simülasyonlarda x , y ve z eksenlerinde mükemmel uyumlu katman sınır koşulları kullanılmıştır.

İletilen ışığın faz ve elektrik alan dağılımları metayüzeyden farklı uzaklıklarda Şekil 2.11’de gösterildiği gibi hesaplanmıştır. Şekil 2.11(a), 2.11(b) ve 2.11(c) girdap ışık demetinin $z=500$ nm, $z=600$ nm ve $z=700$ nm’deki faz dağılımını gösterirken, Şekil 2.11(d), 2.11(e) ve 2.11(f) girdap ışık demetinin $z=500$ nm, $z=600$ nm ve $z=700$ nm’deki elektrik alan dağılımlarını göstermektedir. Faz dağılımlarına bakıldığında ışık metayüzeyden sarmal şekilde dönerek uzaklaşmaktadır. Işık huzmesinin simit şeklinde bir şiddet dağılımına sahip olduğu görülmektedir. Simit şeklindeki bu dağılımda alanın merkezinde ışık şiddeti en düşük değerdedir. Bu yapının iletim oranı (gelen ışık gücünün iletilen ışık gücüne oranı) %60 olarak belirlenmiştir.



Şekil 2.11: Üretilen girdap ışık demetinin (a), (b) ve (c) faz ve (d), (e) ve (f) elektrik alan dağılımı.

3. ÜÇ BOYUTLU YAMUK ŞEKİLLİ METALİK METAYÜZEY İLE GENİŞ BANTLI VE POLARİZASYON BAĞIMSIZ ASİMETRİK İLETİM

3.1 Asimetrik İletim

Optik haberleşme, lazer sistemleri, güneş enerji sistemleri, UV tabanlı tespit sistemleri gibi çeşitli optik uygulamalarda, morötesi, görünür ve kızılötesi bantta ışığın izole edilmesi veya bir yönden iletilirken diğer yönden iletilmemesi önemli bir ihtiyaç haline gelmiştir. Örneğin çok kuvvetli lazerlerde, lazer ışığının yansiyarak geri gelmesi lazere zarar verebilir. Bu durumda lazerle sistem arasında tek yönlü ışık iletimini sağlayan bir optik diyot davranışı [54,55] gösteren bir yapının bulunması gerekmektedir. Diğer bir örnek olarak ışığın güneş enerji sistemlerine (GES) ulaşması ve GES'ten yansıyan ışığın tekrar GES'e yönlendirilmesi verimi arttıracaktır. Eğer GES ile ışığın arasına optik diyot davranışı gösteren bir malzeme yerleştirilirse ışık GES'e doğru iletilirken, GES'ten yansıyan ışık optik diyottan geçemeyip GES'e tekrar dönecektir. Benzer şekilde optik haberleşmede kullanılan fiber optik kablolarda ışığın tek yönlü iletiminde optik diyot kullanılması haberleşme verimini arttıracaktır.

Elektronikte yarıiletken p-n eklemleri ile üretilen diyot, elektrik akımının bir yönden iletilmesine imkân sağlarken, zıt yönden gelen akımın iletilmesini engellemektedir. Bu şekilde çalışan diyotlar yalıtım, doğrultma, kırpma gibi çeşitli uygulamalarda kullanılmaktadır. Günümüzdeki teknolojik gelişmeler incelendiğinde optik bantta çok sayıda uygulama olduğu ve bu uygulamaların hızla gelişmekte olduğu görülecektir. Önümüzdeki yıllarda optik sistem ve cihazların, haberleşme, görüntüleme, spektroskopi, sağlık, savunma gibi birçok alanda hayatın her yerinde olacağı öngörülmektedir [56-59]. Bu yüzden, elektronik sistemlerde var olduğu gibi optik sistemlerde de diyot davranışı gösteren yapıların bulunması önemli hale gelmiştir.

Verimli bir optik diyot T simetrisinin (Time-Reversal Symmetry) bozulmasıyla beraber karşılıklı olmayan (nonreciprocal) bir yapı elde edilerek üretilebilir. Optik diyot davranışın temelinde simetrik olmayan (asimetrik) iletim söz konusudur. Asimetrik iletimde ışık yapının bir tarafından diğer tarafa iletilirken, zıt yönden gelen ışık yapı

tarafından iletilmemektedir. Optik diyot davranışı Faraday etkisinden (Faraday etkisi 1845 yılında Michael Faraday tarafından keşfedilmiştir. Bu etki ışığın kuvvetli bir manyetik alan etkisinde bulunan dielektrik içerisinde geçen polarizasyon açısındaki dönmeyi ifade etmektedir. $\theta = V \cdot B \cdot l$ formülü ile ifade edilmektedir.) faydalanan ve dış manyetik alan kaynağı kullanılarak T simetriyi bozmak için üretilen manyeto optik yapılar [60-64], lineer olmayan malzemelerden tasarlanan rezonatör ve dalga kılavuzu [65-70], fotonik kristaller [71-76], tamamen dielektrik yapı ve gradyan metayüzey ile kaplı dalga kılavuzu [77,78], iki boyutlu metal ızgara [79,80] ve iki boyutlu konik şekilli metal ızgara yapı [81], chiral metamalzeme [82-86] yapıları ile gerçekleştirilmiştir. Ayrıca çok bantlı [87,88] ve geniş bantlı [77,81,89] asimetrik iletim çalışmaları da mevcuttur. Bunun yanında simetrik olmayan manyetik geçirgenlik dağılımına sahip gyrotropic malzemelerin kullanımı [90] ve lineer olmayan malzemeler yaygın yaklaşımlar olmasına rağmen büyük boyutlu, verimsiz ve optik devrelere entegrasyon zorlukları zordur.

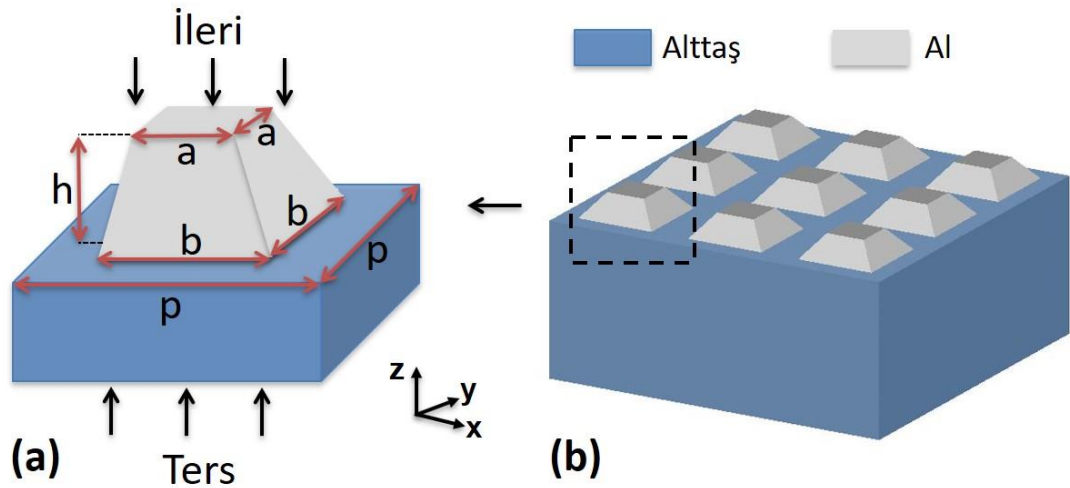
Bu çalışmada amacımız, görünür bantta polarizasyon bağımsız 3 boyutlu yamuk şekilli metalik yapı içeren metayüzey kullanarak geniş bantlı asimetrik iletim elde etmektir. Bu yapı bir yönden gelen ışığı verimli olarak iletirken, zıt yönden gelen ışığı yansıtarak iletimini engellemektedir. İleri yönde iletilen ışık şiddetinin çok yüksek, zıt yönde iletilen ışık şiddetinin ise çok düşük olduğunu vurgulamaktayız.

Yalıtkan dielektrik alttaş üzerine yerleştirilen yamuk şekilli metalik yapıdan oluşan metayüzey Şekil 3.1'de gösterilmiştir. b yamuğun alt taban uzunluğunu, a yamuğun tavan uzunluğunu, h yamuğun yüksekliğini ve p yamuk ile alttaştan oluşan birim hücrenin periyodunu ifade etmektedir. Metayüzeyi oluşturan birim hücre Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi x - y düzleminde kare örgü ile sıralanmıştır. Her bir parametrenin (b , a , h , p) diğer parametreler sabit tutularak etkisi analiz edilmiş, bu sayede geniş bantlı asimetrik iletimin meydana geldiği optimum parametrik değerler belirlenmiştir. Metayüzey ışıkla önce üstten daha sonra alttan aydınlatılarak, her iki durumdaki iletim farkı incelenmiştir. Asimetrik iletimin nümerik analizi ZAFS yöntemiyle ticari bir yazılım olan Lumerical ile yapılmıştır [91]. Bu çalışmada kullanılan 400-800 nm dalgaboyu aralığındaki ışık, x yönünde doğrusal polarizasyona sahiptir ve birim hücreye ileri ve ters yönden normal doğrultuda gönderilmiştir. Alüminyumun (Al) spektral kırılma indis verisi Palik veri tabanından alınmıştır [38].

Kayıpsız ve 1.77 kırılma indisli safir alttaş olarak kullanılmıştır. Tasarlanan yapıdaki birim hücre x ve y eksenlerinde periyodik, z ekseninde ise mükemmel uyumlu katman sınır koşulları altında nümerik olarak analiz edilmiştir.

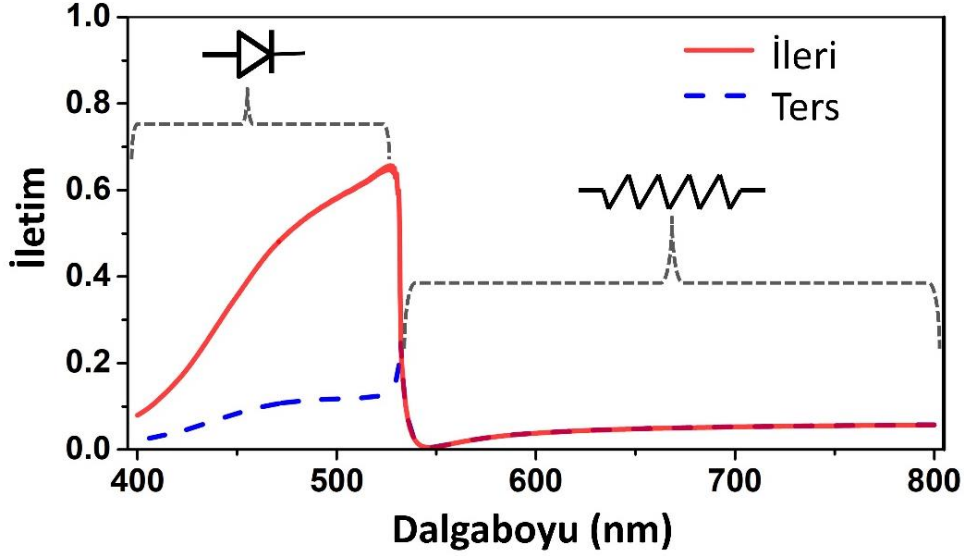
3.2 Tasarlanan Yapının Parametrik Analizi

Şekil 3.1’de gösterilen metayüzeydeki p , a , b ve h parametreleri sırasıyla 300 nm, 180 nm, 280 nm ve 120 nm seçilerek, metayüzeyin ışığı iletim davranışı nümerik olarak incelenmeye başlanmıştır. Havadan yamuk şekilli metalin bulunduğu yüzeye doğru gönderilen ışığın hareketini ileri yönde ilerleme (forward light propagation), ters yönden gönderilen ışığın hareketini ise ters yönde ilerleme (backward light propagation) olarak adlandırdıktan sonra ışığı ayrı ayrı ileri ve ters yönde göndererek elde edilen iletim değerleri Şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1: Dielektrik alttaş üzerine yerleştirilen yamuk şekilli üç boyutlu metalik metayüzey yapının şematik gösterimi. (a) Kayıpsız alttaş üzerine yerleştirilen yamuk şekilli metalden oluşan birim hücre. (b) Kare örgülü birim hücrelerden oluşan metayüzey dizisi.

Şekil 3.2’deki kırmızı sürekli çizgi ileri yöndeki iletimi, koyu mavi kesikli çizgi ise ters yöndeki iletimi göstermektedir. Metayüzey 400-540 nm dalgaboyu aralığında optik diyot davranışı gösterirken, 540-800 nm dalgaboyu aralığında ise pasif bir devre elemanı olan direnç gibi davranmaktadır. Yaklaşık 540 nm civarında optik diyot davranışı optik direnç davranışına dönüşmektedir. 540 nm dalgaboyundan sonra her iki yöndeki iletimin oldukça düşük değerde olması, bu direnç değerinin oldukça büyük olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.2: Metayüzeyle ilgili ileri ve ters yönde gönderilen ışık ile elde edilen iletim grafiği.

Söz konusu geometrik parametrelerin farklı değerleri kullanılarak istenilen dalga boyunda metayüzeyin optik diyot veya optik direnç davranışı göstermesi sağlanabilir. Ayrıca esnek alttaş veya optik olarak kırılma indisi ayarlanabilen malzemeler kullanarak direnç ve diyot davranışı bir dalga boyunda veya dalga boyu aralığında kaydırılabilir.

3.2.1 Periyodun asimetrik ilettime etkisi

Şekil 3.1'de gösterilen metayüzeyi oluşturan birim hücrenin x ve y istikametlerinde kendini tekrar etme aralığı periyot (p) olarak adlandırılmıştır. Metal yamuk ile dielektrik alttaştan oluşan birim hücre periyodunun asimetrik ilettime etkisini incelemek için Şekil 3.2'deki grafiğin elde edildiği periyot dışındaki parametreler sabit tutulup ileri ve ters yöndeki iletim değerleri nümerik olarak elde edilmiştir. Söz konusu iletim değerleri Şekil 3.3'te gösterilmiştir. Işık ileri ve ters yönde yapıya gönderilmesi durumunda elde edilen ileri ve ters iletim değerleri sırasıyla Şekil 3.3(a) ve Şekil 3.3(b)'de gösterilmiştir. Bu iletim değerleri kullanılarak ileri ve ters yöndeki iletim farkı (Şekil 3.3(c)) ile kontrast oranı (Şekil 3.3(d)) elde edilmiştir. Kontrast oranı dB biriminde aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [92],

$$\text{Kontrast Oranı (dB)} = 10 \log_{10} \left(\frac{T_i}{T_t} \right) \quad (3.1)$$

Yukarıdaki eşitlikte kullanılan T_i ileri yöndeki optiksel güç iletimini, T_t ise ters

yöndeki iletimi ifade etmektedir. Şekil 3.3(c) ve Şekil 3.3(d) incelendiğinde asimetrik iletimin, λ_i (başlangıç dalgaboyu) ve λ_c (kesim dalgaboyu) olarak adlandırdığımız iki dalgaboyu ile sınırlandırıldığı görülmektedir. Bu iki dalgaboyu rezonans ile ilgili bir durumdan ziyade iletimdeki ani değişimi ifade eden Wood- Rayleigh Anomali (WRA) ile ilgilidir. İletimdeki bu değişim iletim verimini ve oluşan kırınım demetlerini kapsamaktadır. Buna ek olarak WRA dalgaboyu doğrudan yapının periyodu, ışığın ulaştığı ortamın kırılma indisi ve ışığın yapıya uygulanma açısıyla ilişkilidir. Işığı ulaştığı ortamın ileri yönde safir alttaş iken ters yönde hava olduğu vurgulanmaktadır. WRA'yı ifade eden formül aşağıdaki gibi de tanımlanmaktadır [93,94].

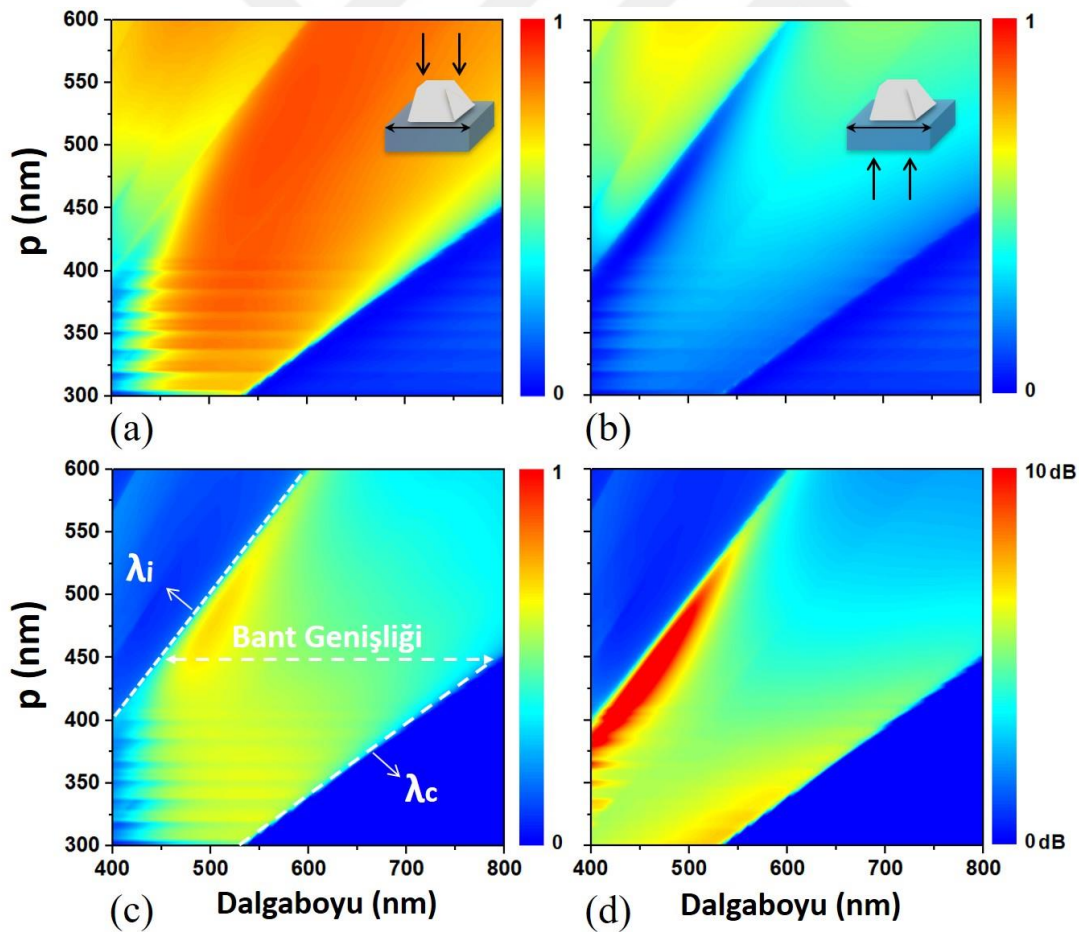
$$\lambda = p \times n (1 + \sin \theta) \quad (3.2)$$

Burada p periyodu, n ışığın ulaştığı ortamın kırılma indisini, θ ise ışığın metayüzeye geliş açısını ifade etmektedir. WRA iletimdeki ani değişimin meydana geldiği dalgaboyu değerini göstermektedir. Tüm simülasyonlarda ışık metayüzeye normal yönde uygulanmıştır. Işık yapıya ileri yönde gönderildiği durumda, metal yamukla etkileşerek dielektrik alttaşa doğru ilerlemektedir. Bu durumda n kırılma indis değeri 1.77 olacaktır. WRA kesim dalgaboyu $\lambda_c = p \times 1.77$ olarak Şekil 3.3(c)'de kesikli beyaz çizgi ve λ_c simgesiyle gösterilmiştir. Işık metayüzeye ters yönde gönderildiği durumda, ışık dielektrik alttaştan hava ortamında bulunan metal yamuğa doğru ilerlemektedir. Bu durumda n kırılma indis değeri 1 olacaktır. WRA kesim dalgaboyu $\lambda_i = p \times 1$ olarak Şekil 3.3(c)'de kesikli beyaz çizgi ve λ_i simgesiyle gösterilmiştir. λ_i ve λ_c sırasıyla asimetrik iletimin başladığı ve sonlandığı dalgaboyu değerlerini ifade etmektedir. λ_i değerinden küçük dalgaboyları ile λ_c değerinden büyük dalga boylarında ileri ve ters yöndeki iletimlerin eşit olduğu görülmektedir. Asimetrik iletimin meydana geldiği dalgaboyu aralığını veya asimetrik iletimin bant genişliğini aşağıdaki gibi ifade edebilir.

$$\text{Bant genişliği} = \lambda_c - \lambda_i = p(n - 1) \quad (3.3)$$

Eşitlik (3.3) farklı kırılma indisli alttaş kullanıldığı durumda asimetrik iletimin bant genişliğinin ne olacağını hesaplamamızı da sağlamaktadır. Bu formüle göre ışığın geldiği ve gittiği ortamlardaki kırılma indisleri farkının mutlak değerinin ve birim hücre periyodunun büyük olması asimetrik iletimin daha geniş bantta gerçekleşeceğini göstermektedir. Örneğin alttaş olarak cam ($n=1.46$) kullanıldığı durumda asimetrik iletim p de başlayıp $p*1.46$ değerindeki dalgaboyunda sonlanacaktır. Periyodun 450

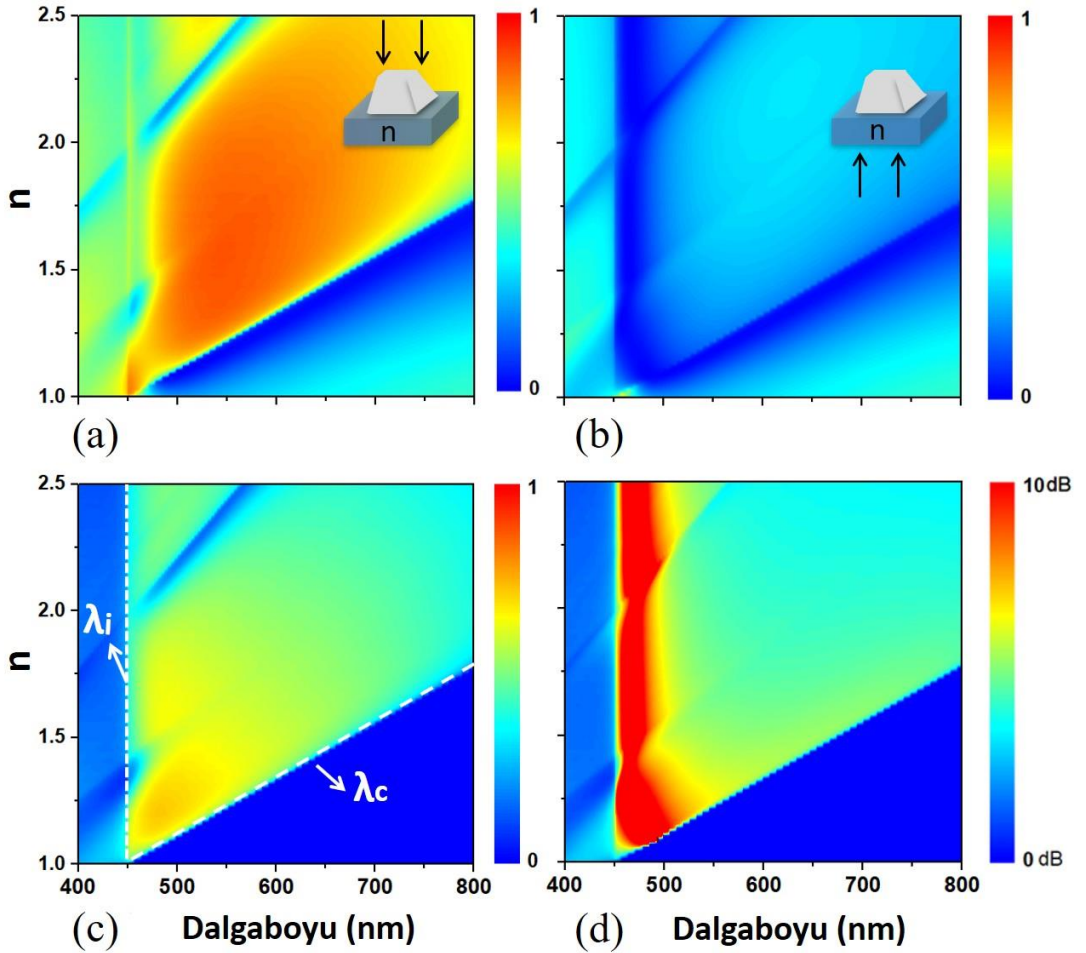
nm olduğu varsayılırsa asimetrik iletim 450 nm dalgaboyunda başlayıp, 657 nm dalgaboyunda sonlanacaktır. Böylece 207 nm bant genişliğinde asimetrik iletim gerçekleşecektir. Aynı örnek safir alttaş ($n=1.77$) için yapıldığında asimetrik iletim 450 nm dalgaboyunda başlayıp, 796.5 nm dalgaboyunda sonlandığı, böylece 336.5 nm bant genişliğinde asimetrik iletim gerçekleştiği görülecektir. Periyodun artması asimetrik iletimin bant genişliğini arttırırken, şiddetini azalttığı görülmektedir (Şekil 3.3(c)). Bu nedenle asimetrik iletim değerinin ve bant genişliğinin büyük olduğu optimum bir p değeri belirlenmelidir. Bu p değeri 450 nm seçilerek parametrik analize devam edilmiştir. Bu değerde görünür bandın tamamına yakın bölümünde asimetrik iletim olduğu görülmektedir. Ayrıca kontrast oranına (Şekil 3.3(d)) bakıldığında ileri yöndeki iletimin ters yöndeki iletime göre hangi dalgaboyunda ne kadar büyük olduğu açık bir şekilde görülmektedir. Şekil 3.3(d)'de 400-550 nm dalgaboyu aralığında farklı periyot değerlerinde (375 - 575 nm) ters yönde iletim neredeyse sıfıra yakınken ileri yöndeki iletim daha büyük değerlerdedir.



Şekil 3.3: Periyot ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri, (b) ters yöndeki iletim spektrumu, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.

3.2.2 Alttaş kırılma indisinin asimetrik iletme etkisi

Birim hücre parametreleri $p=450\text{nm}$, $a=180\text{ nm}$, $b=280\text{ nm}$ ve $h=120\text{ nm}$ seçilerek alttaş kırılma indisinin 1-2.5 aralığındaki değerlerinin asimetrik iletme etkisi incelenmiştir. Seçilen parametrelerle elde edilen iletim değerleri Şekil 3.4'te gösterilmiştir.



Şekil 3.4: Alttaş kırılma indisi ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.

Alttaş kırılma indisi artarsa Fresnel yasalarına göre yansımalar artacak ve iletim azalacaktır. Bunun için alttaş kırılma indisi optimum bir değerde seçilmelidir. Kırılma indisi değişimine bağlı ileri ve ters yöndeki spektral iletim değerleri Şekil 3.4(a) ve 3.4(b)'de gösterilmiştir. Şekil 3.3(c) ileri ve ters yöndeki iletim oranını ve WRA ile ifade edilen λ_i ve λ_c dalgaboyu değerleri göstermektedir. Periyot 450 nm olduğu için kesim dalgaboyu Eşitlik (3.2)'ye göre $\lambda_c=450*n$ (nm) olacak Şekilde alttaş kırılma indisine bağlı olarak değişmektedir. Bu değişim Şekil 3.3(c)'deki kesikli beyaz çizgi

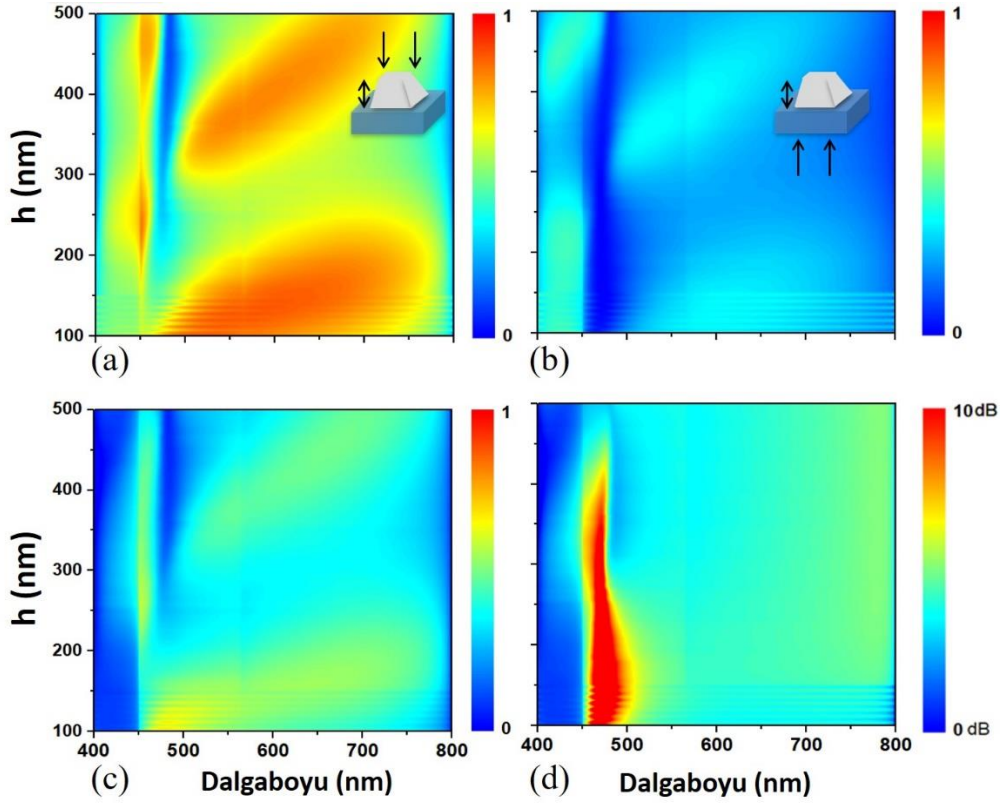
ve λ_c sembolü ile gösterildiği gibi uyumludur. λ_i ise havanın kırılma indisi 1 olduğu için 450 nm olarak sabittir. 450-500 nm dalgaboyu aralığında ters yönde iletimin neredeyse sıfır olduğu, ileri yönde iletimin ise daha büyük değerde olduğu Şekil 3.3(d)'deki kontrast oranından anlaşılmaktadır. Ayrıca altta kırılma indisinin 1 olması durumunda asimetrik iletimin meydana gelmeyeceği Eşitlik (3.3) ile uyumlu olarak Şekil 3.3(c)'de görülmektedir. WRA ile Fresnel yansıma yasaları ve bunlarla uyumlu olan Şekil 3.3 ve Şekil 3.4 dikkate alındığında safirin, geniş bantlı ve büyük değerli asimetrik iletim için uygun bir altta olduğu görülmektedir.

3.2.3 Yamuk şekilli metalik yapının geometrik parametrelerinin asimetrik iletme etkisi

Yamuk şekilli metalik yapının geometrik parametreleri (h , b , a) asimetrik iletim açısından adım adım nümerik olarak incelenmiştir. İlk olarak, birim hücre parametreleri $p=450\text{nm}$, $a=180\text{ nm}$, $b=280\text{ nm}$ ve $n_s=1.77$ seçilerek yamuk şekilli Alüminyum yüksekliğinin 100-500 nm aralığındaki değerlerinin asimetrik iletme etkisi incelenmiştir. Seçilen parametrelerle elde edilen iletim değerleri Şekil 3.5'te gösterilmiştir. Şekil 3.5(a) ileri yöndeki ve Şekil 3.5(b) ters yöndeki iletimi gösterirken, Şekil 3.5(c) ve Şekil 3.5(d) her iki yöndeki iletim değerlerinin farkı ve kontrast oranını ifade etmektedir. Şekil 3.5(c) incelendiğinde h 'ın 100-200 nm olduğu aralıkta asimetrik iletimin büyük değerde ve geniş bantlı, 300-500 nm olduğu aralıkta ise büyük değerli asimetrik iletimin dar bantlı olduğu görülmektedir. Ayrıca Şekil 3.5(d) incelendiğinde 450-500 nm dalgaboyu aralığında geniş bir h değer aralığında ters yöndeki iletimin neredeyse sıfır olduğu, bunun yanında ileri yöndeki iletimin daha büyük değerde olduğu görülmektedir. Alüminyum kalınlığı 150 nm seçilerek analize devam edilmiştir. Bu kalınlıkta bir yamuk şekilli metalik yapı geniş bantlı ve yüksek kontrastlı bir asimetrik iletim meydana getirmektedir.

İkinci olarak, birim hücre parametreleri $p=450\text{nm}$, $a=180\text{ nm}$, $h=150\text{ nm}$ ve $n_s=1.77$ seçilerek yamuk taban uzunluğunun 180-400 nm aralığındaki değerlerinin asimetrik iletme etkisi incelenmiştir. Seçilen parametrelerle elde edilen iletim değerleri Şekil 3.6'da gösterilmiştir. Şekil 3.6(a) ileri yöndeki ve Şekil 3.6(b) ters yöndeki iletimi gösterirken, Şekil 3.6(c) ve Şekil 3.6(d) her iki yöndeki iletim değerlerinin farkı ve kontrast oranını ifade etmektedir. Yamuk taban uzunluğunun tavan uzunluğuna eşit

olduğu ($a=b=180$ nm) dikdörtgenler prizması durumunda da asimetrik iletim gerçekleştiği görülmektedir.

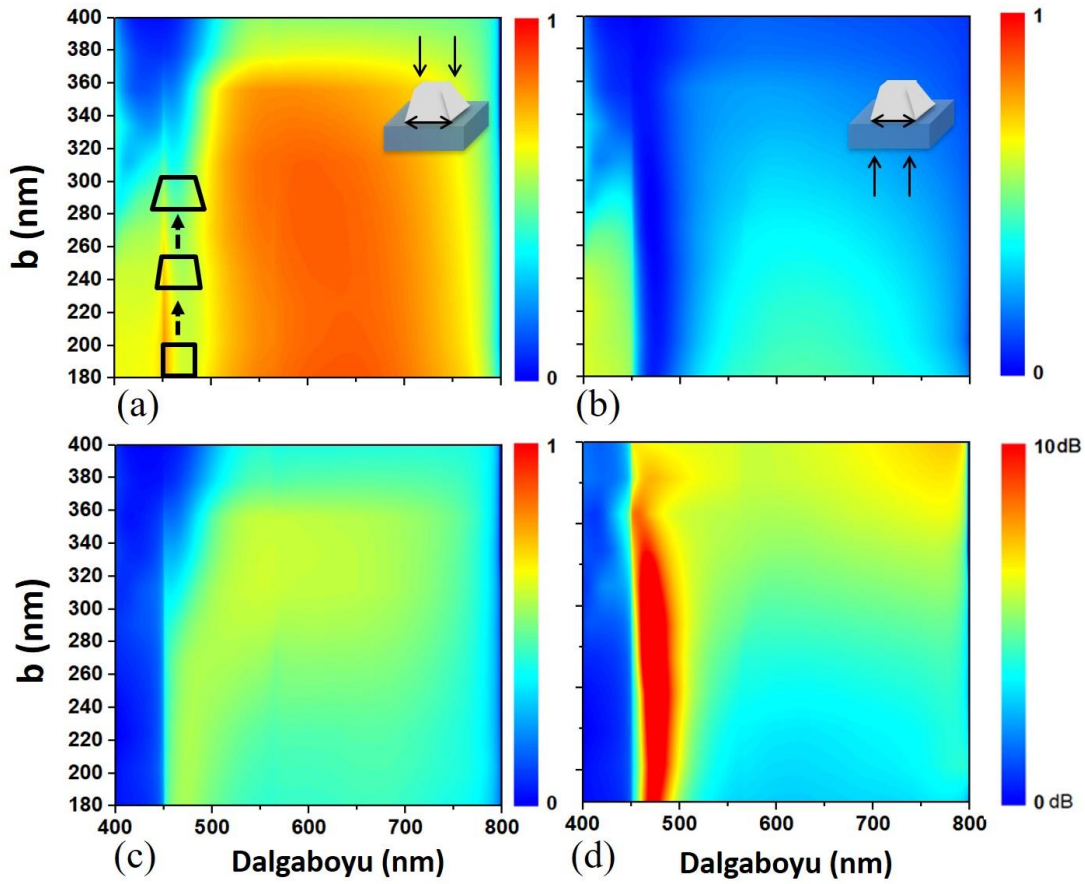


Şekil 3.5: Yamuk yüksekliği ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.

Tavan uzunluğu sabit tutularak taban uzunluğu arttırıldığında (taban uzunluğunun artması yamuğun 4 duvarının eğimini azaltmaktadır) asimetrik iletimin farkının arttığı, ileri yöndeki iletimin ters yöndeki iletme oranla daha büyük olduğu görülmektedir. Yapının taban uzunluğunun değişimi Şekil 3.6(c)'nin sol iç tarafında gösterilmiştir. Şekil 3.6(c) incelendiğinde b 'nin 250 - 375 nm olduğu aralıkta asimetrik iletimin büyük değerde ve geniş bantlı olduğu görülmektedir. Şekil 3.6(d) incelendiğinde, görünür bandın tamamında taban uzunluğunun 300 - 400 nm olduğu aralıkta ters yöndeki iletimin neredeyse sıfır olduğu, bunun yanında ileri yöndeki iletimin daha büyük değerde olduğu görülmektedir. Yamuk taban uzunluğu 300 nm seçilerek analize devam edilmiştir. Bu uzunlukta asimetrik iletim büyük değerde ve geniş bantlıdır.

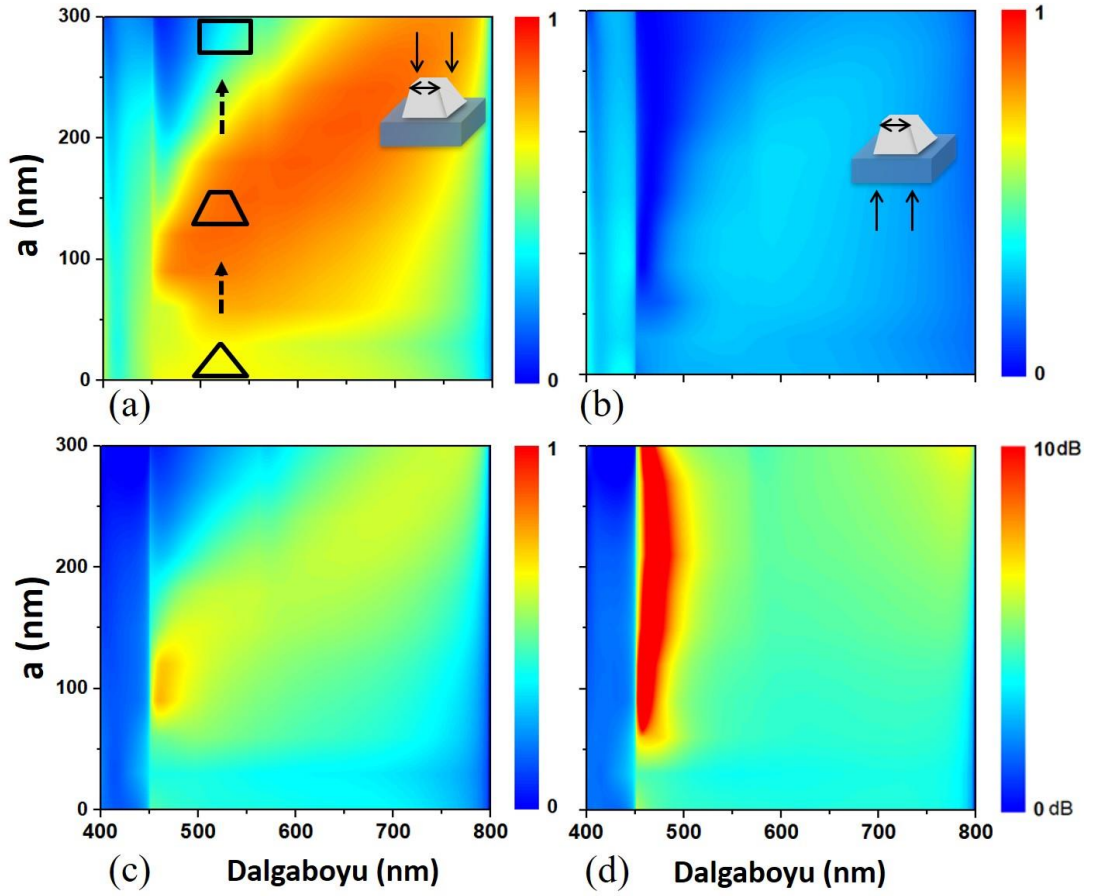
Son olarak, birim hücre parametreleri $p=450$ nm, $b=300$ nm, $h=150$ nm ve $n_s=1.77$ seçilerek yamuk tavan uzunluğunun 0-300 nm aralığındaki değerlerinin asimetrik iletme etkisi incelenmiştir. Seçilen parametrelerle elde edilen iletim değerleri Şekil

3.7'de gösterilmiştir.



Şekil 3.6: Yamuk taban uzunluğu ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.

Şekil 3.7(a) ileri yöndeki ve Şekil 3.7(b) ters yöndeki iletimi gösterirken, Şekil 3.7(c) ve Şekil 3.7(d) her iki yöndeki iletim değerlerinin farkı ve kontrast oranını ifade etmektedir. Tavan uzunluğunun değişimi Şekil 3.7(c)'de sol iç tarafta gösterilmiştir. Tavan uzunluğunun artması (yamuğun 4 duvarının eğimini artırır) asimetrik iletimin dar bantlı olmasına sebep olmaktadır. Tavan uzunluğu sıfır olduğunda ($a=0$ nm), yani piramit şekilli bir yapı ortaya çıktığında, asimetrik iletim farkı azalmaktadır. Tavan uzunluğu taban uzunluğuna eşit olduğunda ($a=b=300$ nm), yani dikdörtgenler prizması şekli ortaya çıktığında, asimetrik iletim farkı azalmakta ve dar bantta gerçekleşmektedir. Bu durum piramit ve dikdörtgenler prizması geometrilerinin arasında olan yamuk şekilli ($0 \text{ nm} < a < 300 \text{ nm}$) geometrik yapının geniş bantlı asimetrik iletimin büyüklüğü açısından daha uygun olduğunu göstermektedir. Tavan uzunluğu 150 nm olarak seçilmiştir.

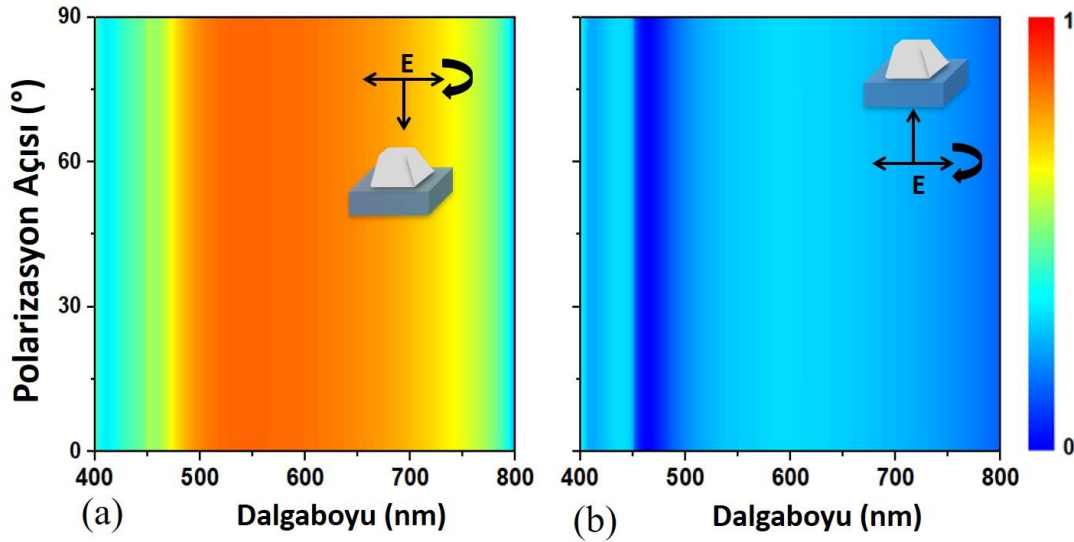


Şekil 3.7: Yamuk tavan uzunluğu ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri yöndeki, (b) ters yöndeki iletim, (c) ileri ve ters yöndeki iletimlerin farkı, (d) ileri ve ters yöndeki iletimlerin kontrast oranı.

3.2.4 Işık Malzeme Etkileşimi ve Asimetrik İletimin Fiziksel Sebebi

Birim hücrenin nümerik yöntemle parametrik analizleri neticesinde asimetrik iletimin büyük değerde ve geniş bantlı olduğu optimum parametre değerleri elde edilmiştir. Bu değerler $p=450\text{nm}$, $a=150\text{ nm}$, $b=300\text{ nm}$, $h=150\text{ nm}$ ve $n_s=1.77$ olarak belirlenmiştir. Bu parametreler ile ileri ve ters yöndeki iletim değerleri ışığın $0-90^\circ$ polarizasyon açısı aralığında elde edilmiştir. İletim değerleri Şekil 3.8’de gösterilmiştir. Tüm dalga boylarında farklı polarizasyon açıları ileri ve ters iletim değerlerinin eşit olduğu görülmektedir. Yani önerdiğimiz yapının polarizasyon bağımsız olduğu anlaşılmaktadır.

Belirlenen optimum parametrelerle çizilen ileri (katı kırmızı renkli) ve ters (kesikli kesikli-noktalı renkli) yöndeki iletim grafiği ile ileri ve ters yöndeki iletimin kontrast oranı (noktalı mavi renkli) Şekil 3.9(a)’da gösterilmiştir.

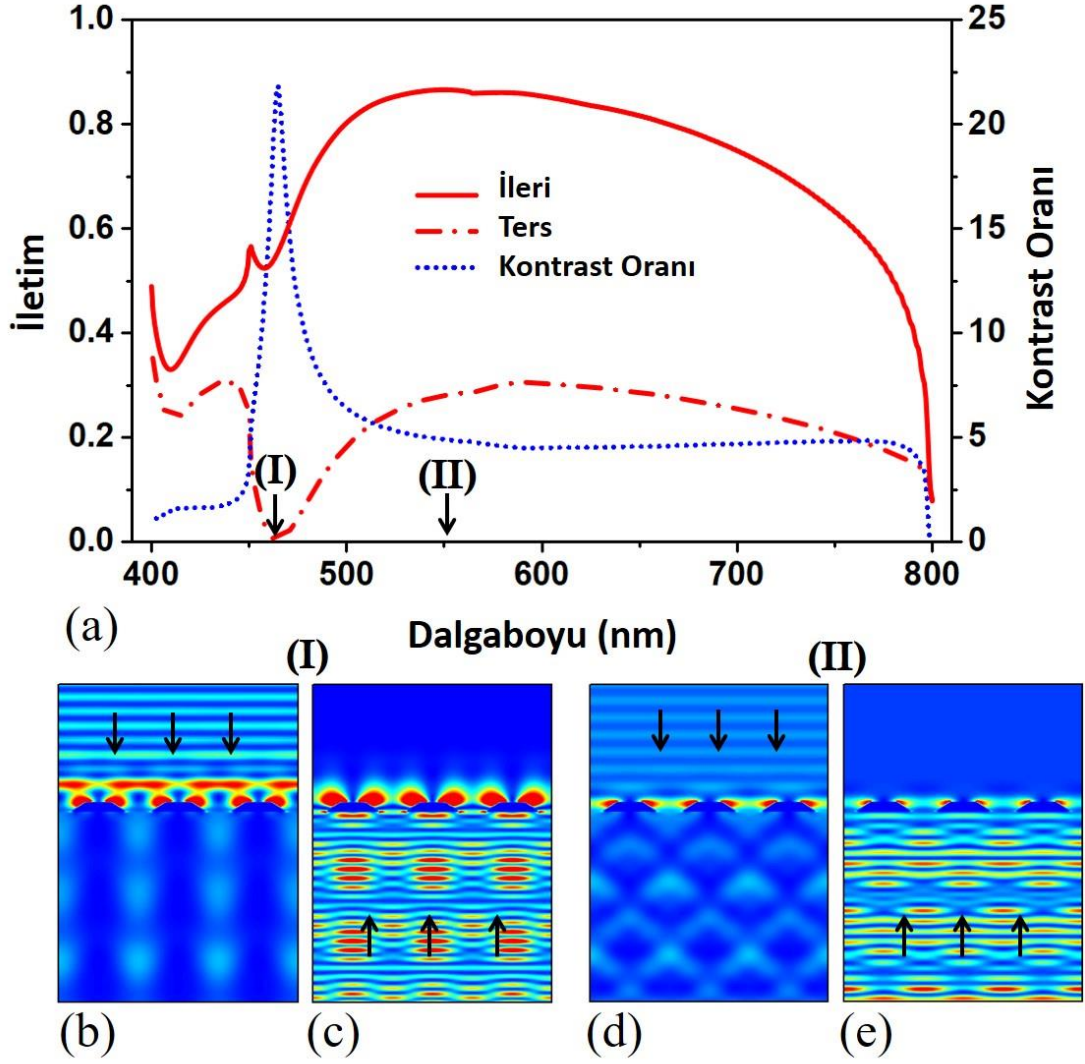


Şekil 3.8: Işığın polarizasyon ve dalgaboyuna bağlı (a) ileri, (b) ters yöndeki iletim spektrumu.

Önerilen tasarımın, 450 nm - 800 nm aralığında, yani tüm görünür spektrumda aşağıdaki özelliklere sahip olduğu gözlenmiştir: (i) İleri iletim % 50'nin üzerindedir. Maksimum ileri iletim 550 nm dalgaboyunda %88'dir (Şekil 3.9(a) 'da (II) olarak gösterilmiştir). (ii) Geri iletim %28'in altındadır. (iii) Kontrast oranı 3 dB'den (neredeyse 5 dB) yüksektir. Başka bir deyişle, tüm dalga boyları için ileri yönde iletilen güç, ters yöndekinin en az iki katıdır. (iv) Tüm görünür spektrum için geniş bant ve polarizasyondan bağımsız asimetrik iletim davranışı sergilenmektedir. (v) 461 nm dalgaboyunda çok yüksek bir kontrast oranı (~ 23 dB) elde edilir. (Şekil 3.9(a) 'da (I) olarak gösterilmiştir). Bu dalgaboyunda ters yöndeki iletim neredeyse sıfırdır, ileri yöndeki iletim yaklaşık %53'tür.

Asimetrik iletimin dalga davranışını görselleştirmek için, Şekil 3.9(a) 'da (I) ve (II) olarak gösterilen iki spesifik dalgaboyu seçilmiştir. Nokta (I), kontrast oranının aşırı yüksek olduğu karakteristik bir noktadır. Öte yandan, (II) noktası ileri iletimin tüm görünür spektrum üzerinde maksimum olduğunu noktadır. ZASF simülasyonlarını kullanarak, ileri ve geri aydınlatmaları altında elektrik alan şiddetlerini ($|E|^2$) (I) ve (II) dalga boylarında hesaplanmıştır. Elde edilen grafikler, aynı renk ölçeğini kullanarak Şekil 3.9(b)-3.9(e)'de çizilmiştir. (I) noktasındaki dalgalar aşağıdaki özellikleri gösterir: (i) İleri yönde iletim, Şekil 3.9(b)'de gözlenirken, ters yöndeki dalgaların iletimi engellenmiş, diğer bir deyişle, bütün dalgalar, Şekil 3.9(c)'deki gibi geri yansıtılmıştır. Bu asimetrik dalga davranışı, daha önce belirtildiği gibi çok yüksek

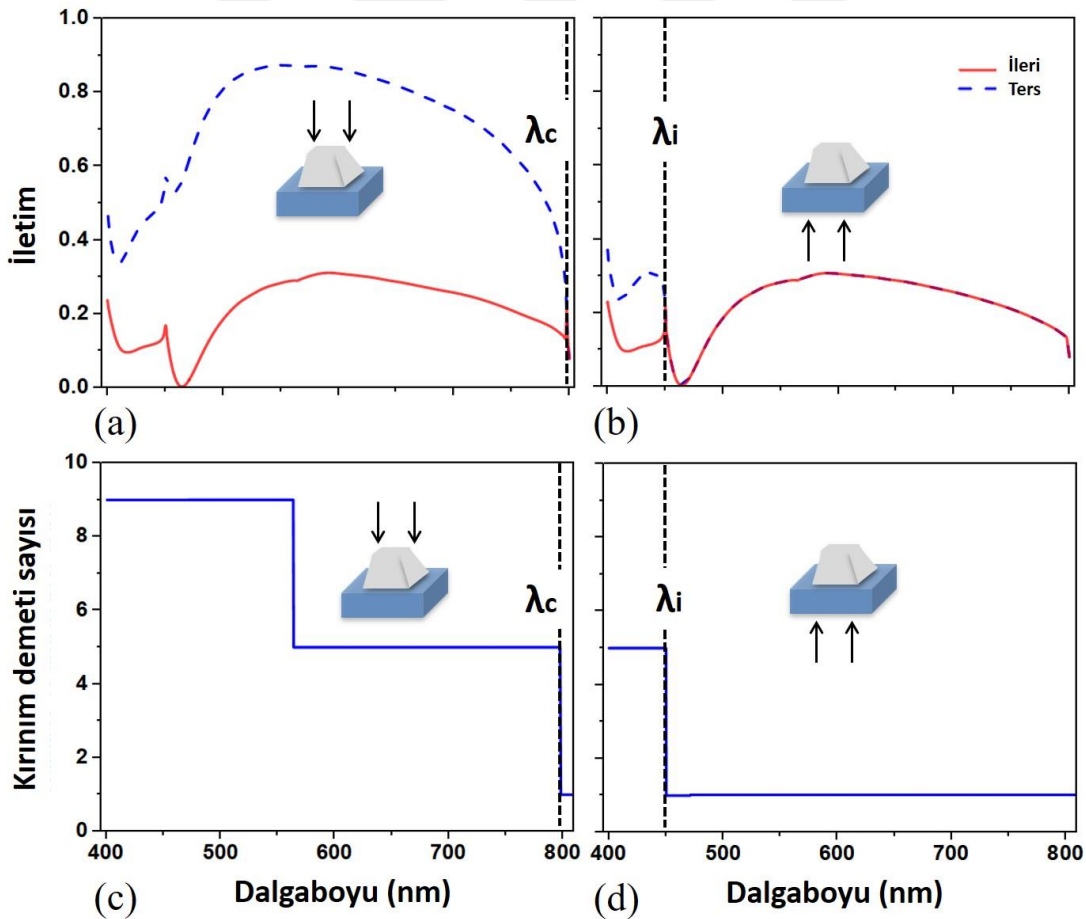
kontrast oranına (~ 23 dB) yol açmıştır. Öte yandan, (II) noktasında dalgaların (I) noktasındaki göre biraz daha fazla ileri (Şekil 3.9(d)) ve ters (Şekil 3.9(e)) iletimize sahip olduğu görülmektedir. Bu dalga davranışının sonucu olarak, (II) noktasında daha az kontrast oranı (~ 5 dB) ortaya çıkmıştır.



Şekil 3.9: (a) İleri ve ters yöndeki iletim grafiği ile ileri ve ters yöndeki iletimin kontrast oranı. 461 nm dalgaboyunda (b) ileri ve (c) ters yönde uyarım durumunda elektrik alan şiddeti dağılımı. 500 nm dalgaboyunda (d) ileri ve (e) ters yönde uyarım durumunda elektrik alan şiddeti dağılımı.

Belirlenen parametrelerle ileri ve ters yöndeki iletim esnasında oluşan yüksek dereceli ışık kırınım demetleri incelenmiştir. İleri ve ters yöndeki 0'ıncı ve tüm yüksek dereceli kırınımın iletim grafiği ile her iki iletim yönünde oluşan yüksek dereceli kırınımın sayısı Şekil 3.10'da gösterilmiştir. İleri ve ters yöndeki iletimde 0'ıncı kırınım (düzgün kırınım) şiddetinin eşit olduğu Şekil 3.10(a) ve Şekil 3.10(b)'de

görülmektedir. Sıfırıncı ve diğer tüm yüksek dereceli kırınım demetleri arasında iletim oranları bakımından bir fark vardır. Şekil 3.10(c) ve Şekil 3.10(d)'de ileri ve ters yönde uyarım durumunda meydana gelen kırınım sayısı spektral olarak sergilenmiştir. Burada, Eşitlik (3.2)'de verilen WRA kesim dalgalıboyları önemli bir role sahiptir. Ters yönde iletimde $\lambda_i = 450$ nm dalgalıboylundan büyük dalgalıboylarında ileri yönde iletimde ise $\lambda_c = 796.5$ nm dalgalıboylundan büyük dalgalıboylarında sadece 0'ıncı kırınım demetinin meydana geldiği görülmektedir. Diğer bir ifadeyle, ters yönde uyarım durumunda 450 nm dalgalıboylundan küçük dalgalıboylarında yüksek dereceli kırınım (5 adet) oluşurken, bu dalgalıboylardan büyük değerlerde sadece 0'ıncı kırınım demeti oluşmuştur. İleri yönde uyarım durumunda ise 796.5 nm dalgalıboylundan küçük değerlerde yüksek dereceli kırınım demetleri oluşurken, bu dalgalıboylardan büyük değerlerde sadece 0'ıncı kırınım demeti oluşmuştur. Bu durum asimetrik iletimin yüksek dereceli kırınım ile meydana geldiğini göstermektedir.



Şekil 3.10: (a) İleri, (b) ters yöndeki 0'ıncı ve tüm yüksek dereceli kırınım demetlerinin iletim grafiği, (c) ileri, (d) ters yönde oluşan yüksek dereceli kırınım demetlerinin sayısı.

Ayrıca, ışığın yapıya çarpma açısının etkisini değerlendirmek için daha fazla sayısal simülasyonlar yapılmıştır. Geliş açısı arttıkça, WRA kesim dalga boylarının daha yüksek dalga boylarına kaydığı gözlemlenmiştir. Bu hesaplama sonuçları Eşitlik (3.2)'deki analitik sonuçlarla uyumludur. Bu yapı normal yönde ışık gönderilerek optimize edilmiştir. Işığın açılı gönderimi durumunda, tasarımın malzeme ve geometrik parametreleri istenen spektrumda istenen asimetrik kontrastı elde etmek için tekrar optimize edilmelidir.





4. TAMAMEN DİELEKTRİKTEN OLUŞAN FAZ GRADYAN METAYÜZEY KULLANILARAK GENİŞ BANTLI VE POLARİZASYON BAĞIMSIZ IŞIN AYIRICI TASARIMI

4.1 Işın Ayırıcı

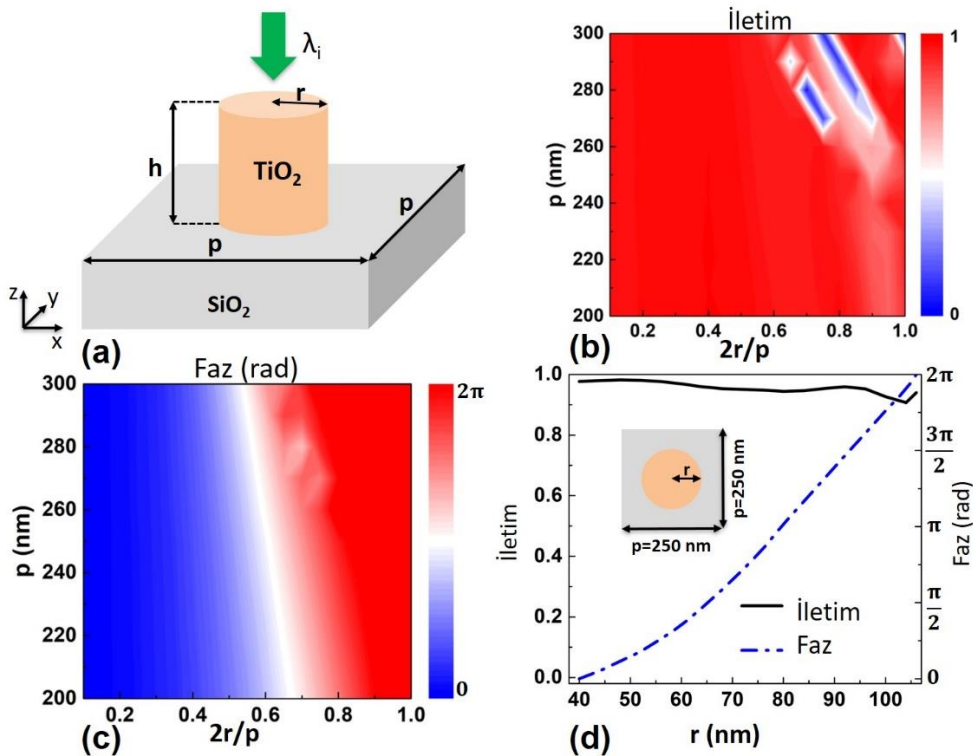
Bir ışık hüzme (demet) ayırıcı, ışığı polarizasyon, dalgaboyu ve gücüne göre ayırarak, ayrılan ışığın interferometre, spektroskopi ve optik iletişim gibi çeşitli optik uygulamalarda kullanımına imkân sağlayan önemli bir optik bileşendir. Aynı zamanda ışık ayırıcı, farklı güç, polarizasyon ve dalgaboyuna sahip ışınları toplayabilme özelliğine de sahiptir. Işın ayırıcılar, ızgara yapıları [95,96], fotonik kristaller [97-101], dalga plakaları [102,103] ve metayüzey [104-107] gibi çeşitli yöntemler ve yapılar kullanılarak elde edilmektedir. Prizmalar ve düz cam plakalar gibi konvansiyonel optik bileşenlerden oluşan ışık ayırıcılar hacimli ve ağır olduğundan, minyatür optik devrelere entegrasyonlarında çeşitli problemler ortaya çıkar. Metayüzey ile tasarlanan ışın ayırıcılar bu problemlere çözümler sunar. Yansıma [108] veya iletim [53] modlarında tasarlanabilen metayüzeyler, ışığın fazının, polarizasyonun, genliğinin eşsiz bir şekilde kontrolünü mümkün kılarlar. Bu önemli özelliklerinden dolayı, metayüzeyler, ışık bükme [35,15,109], ışığın odaklanması [13,19,110,111], hüzme ve dalga cephesi şekillendirme [33,112], hologram [113-115] ve girdap ışın demeti oluşturma [16,51,116] gibi çeşitli optik uygulamalarda dikkat çekici bir hale gelmiştir. Metayüzeyler [117] plazmonik ve tamamen dielektrik malzemelerden tasarlanabilmektedir, ancak ışığın plazmonlara dahil olarak büyük optik kayıplara neden olduğu plazmonik yapıların verimleri düşüktür. Yani, metalik ısı kayıplarından dolayı verim sınırlıdır. Bu problem, iletim modunda tamamen dielektrik yapıları kullanmakla aşılabilir.

Bu çalışmada nümerik olarak geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız bir ışık ayırıcısını sunulmuştur. Tasarlanan yapı, aralarında π radyan faz farklı bulunan periyodik olarak sıralanmış ikili birim hücre içeren faz gradyan metayüzeyden oluşmaktadır.

Metayüzeyin yüzeyindeki faz gradyanının işareti periyodik olarak değişmektedir. Bu yüzden metayüzeye çarpan ışın iki tarafa bükülerek ayrılmaktadır.

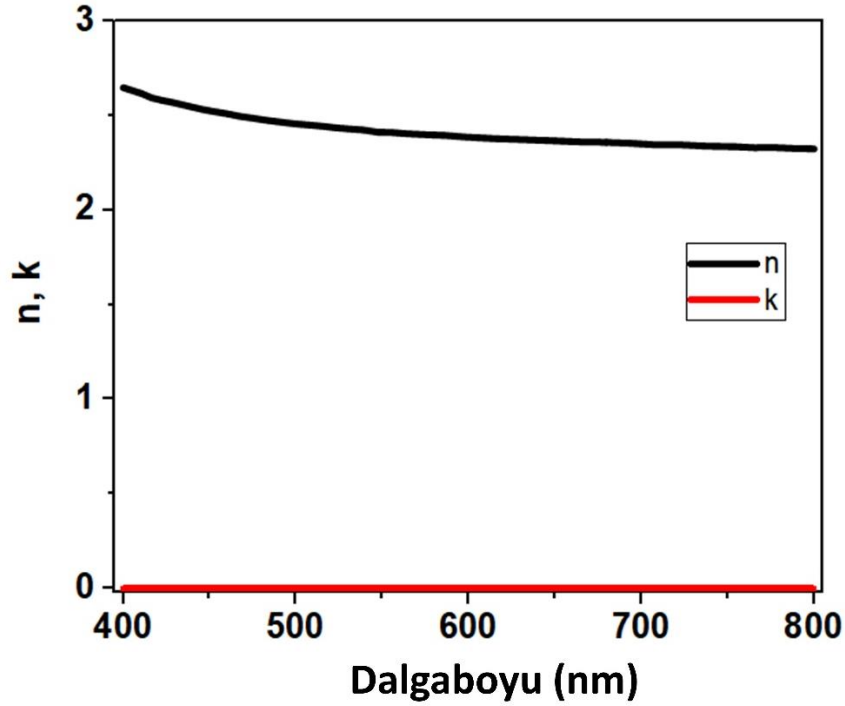
4.2 Işın Ayırıcı Faz Gradyan Metayüzeyin Tasarımı ve Çalışma Prensibi

Tasarlanan birim hücre Şekil 4.1(a)'da gösterilmiştir. Bu çalışmada ışın ayırıcı sıradan bir ızgara yapısı [118,119] yerine metayüzey olarak tasarlanmıştır. Çünkü metayüzeylerle daha verimli ve polarizasyon bağımsız yapılar elde edilebilmektedir. Şekil 4.1'de gösterilen birim hücre, cam üzerine yerleştirilmiş görünür bantta optik iletkenliği yüksek olan TiO_2 nano silindirlere oluşmaktadır. TiO_2 nano silindir üretiminin zor olmasına rağmen [120], yüksek kırılma indisi ve düşük kayıp özelliğinden dolayı tercih edilmiştir. Diğer bir deyişle, kompleks kırılma indisi $n+ik$ olarak tanımlanmaktadır. Kompleks kırılma indisinin reel kısmı, yani n , kırılma indisini ifade ederken, k ise kayıpla ilişkili bir parametre olan sönüm katsayısını ifade etmektedir. TiO_2 'in k değeri görünür bantta çok küçük olduğu için kayıpsızdır. Yüksek kırılma indisinden dolayı ($n>2$) $0-2\pi$ faz kontrolüne imkân sağlamaktadır.



Şekil 4.1: Birim hücre tasarımı. (a) birim hücrenin 3D gösterimi. 532 nm dalgaboyunda birim hücre periyodu (p) ve silindir blok yarıçapına (r) bağlı (b) iletim, (c) faz grafiği. (d) 250 nm periyot ve 532 nm dalgaboyunda yarıçapa bağlı iletim ve faz grafikleri.

Daha önce yapılmış olan deneysel bir çalışmadan alınan TiO_2 'in n ve k değerleri 400 nm-800 nm dalgaboyu aralığında Şekil 4.2'de verilmiştir [120].

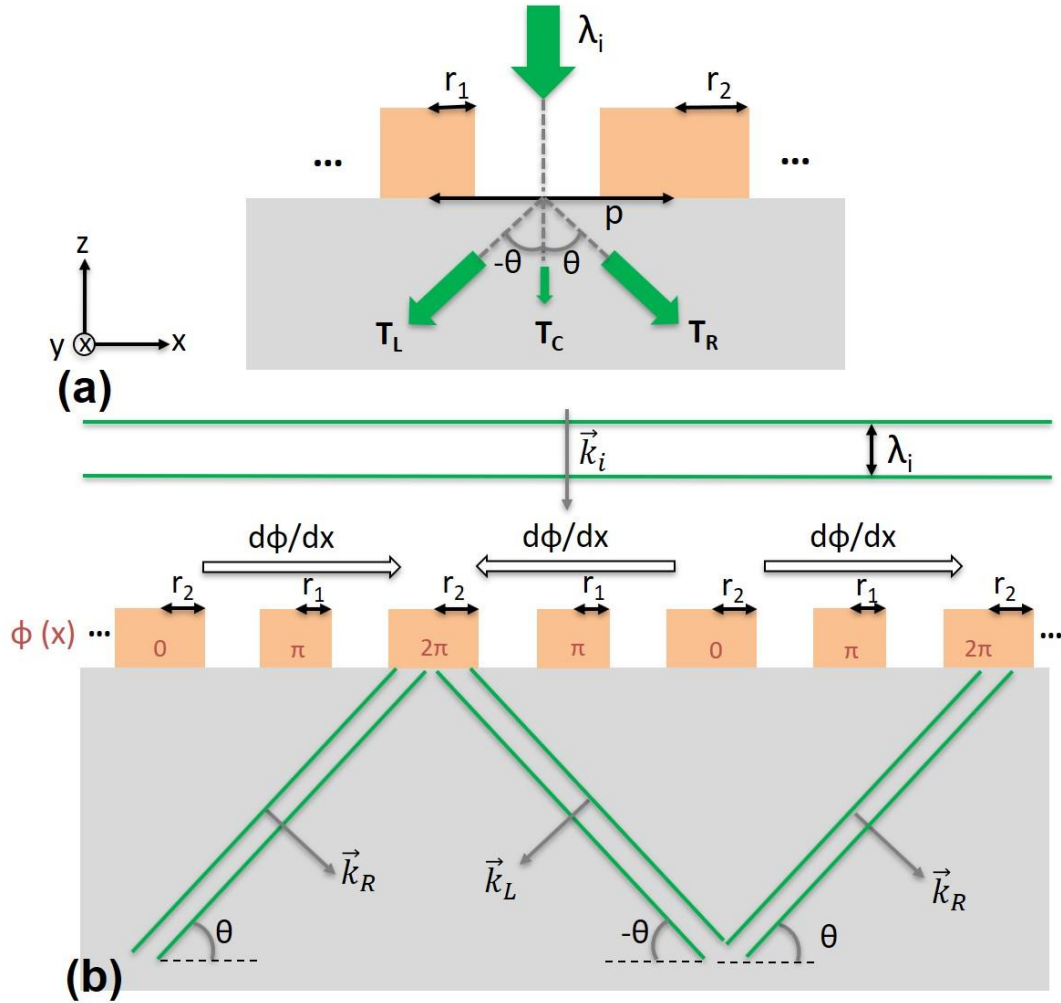


Şekil 4.2: TiO_2 'in n ve k değerlerinin 400 nm-800 nm aralığındaki şematik gösterimi [120].

Işığın 2π faz kontrolünü sağlamak için sabit yüksekliğe sahip nano sütunların yarıçapları ve birim hücre periyodu değiştirilerek sayısal analizler yapılmıştır. Bu sayısal analizler ticari bir ürün olan Lumerical ZASF ile gerçekleştirilmiştir [91]. x yönünde lineer polarizasyona sahip 532 nm dalgaboyuna sahip düzlem dalga TiO_2 tarafından yapıya normal yönde gönderilmiştir. x ve y eksenlerinde periyodik sınır koşulları, z yönünde ise mükemmel uyumlu katman (Perfectly Matched Layers) kullanılmıştır. Birim hücre periyodu 200 nm'den 300 nm'ye değişirken, nano silindirlere çapı ona karşılık gelen periyodun %10 ve %100 oranında değiştirilmiştir. Bunu neticesinde yapılan sayısal simülasyonlar ile Şekil 4.1(b) ve 4.1(c)'de gösterilen iletim ve faz haritaları elde edilmiştir. İletim ve faz haritalarına bakarak 250 nm periyot değerinde çizdirilen iletim ve faz grafiği Şekil 4.1(d)'de sunulmuştur. Bu periyotta r 40 nm ile 106 nm arasında değişirken, $0-2\pi$ faz kapsamı ve yüksek iletim elde edilmektedir. Birim hücre tasarımından sonra, faz gradyan metayüzey tasarımına başlanmıştır. Faz gradyan metayüzeyler ışığı genelleştirilmiş Snell yasasına göre saçarlar. Genelleştirilmiş Snell yasası,

$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (4.1)$$

olarak tanımlanmıştır [39]. Burada n_i (n_t) ışığın geldiği (kırıldığı) ortamın kırılma indisi, θ_i (θ_t) ışığın geldiği (kırıldığı) açı, λ_0 ışığın boş uzaydaki dalgaboyu, $d\Phi$ ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı ve dx ise birim hücre periyodunu ifade etmektedir. Burada ışın ayıran faz gradyan metayüzey yapı önerilmiştir. Bu yapının çalışma prensibi ile tasarımı Şekil 4.3'te gösterilmektedir.



Şekil 4.3: Işın ayırıcı faz gradyan metayüzey tasarımı ve bu yapının çalışma prensibi. (a) Periyodik olarak sıralanmış yarıçapları r_1 ve r_2 ($r_2 > r_1$) olan iki birim hücrelerden oluşan süper hücre yapısı. (b) 532 nm dalgaboyunda yapıya çarpan ve ayrılan ışığın dalga davranışı.

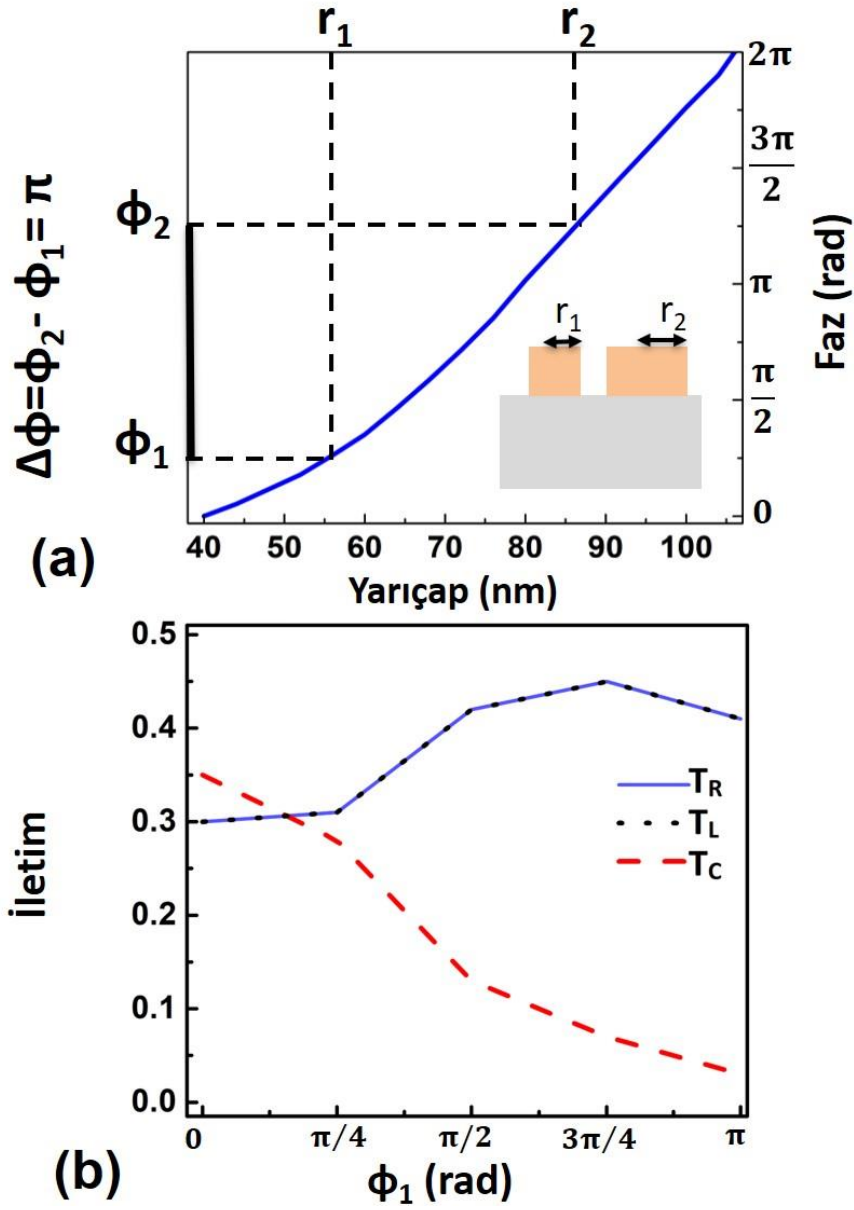
Şekil 4.3(a) 'da görüldüğü gibi, süper hücre periyodik olarak sıralanmış ikili birim hücrelerden oluşmaktadır. Ardışık nano silindir yarıçapları $r_2 > r_1$ olacak şekilde birbirinden farklı ayarlanmıştır. Normal yönde gelen ışık metayüzey'e çarptığı zaman,

gücü θ , 0 ve $-\theta$ açılara sahip üç ışına ayrılır. Her bir ışının güç oranları sola yönlendirilmiş (T_L), merkeze yönlendirilmiş (T_C) ve sağa yönlendirilmiş (T_R) olarak adlandırılmıştır. Metayüzey üzerindeki faz gradyanının ($d\Phi / dx$) işareti ve genliği x eksenini boyunca sabit olduğunda, gelen ışık Eşitlik (4.1)'e göre bükülmektedir. Bu çalışmada, faz gradyan ($d\Phi / dx$) genliği sabit tutularak, periyodik olarak işareti değiştirilmiş ve bu sayede özel bir durum oluşturulmuştur. Bu özel durum, gelen ışığın iki tarafı bükmesine neden olmaktadır. Bu durum, Şekil 4.3(b)'de dalga yaklaşımıyla gösterilmiştir. Şekil 4.3'de gösterilen fazlar ($\Phi(x)$), periyodik olarak 0 'dan 2π 'ye artar, daha sonra 2π 'den 0 'a düşer. 0 ve 2π faz gecikmeleri eşdeğer olduğu için r_2 yarıçaplı nano silindirlerin 0 ve 2π faz geciktirici yapı oldukları unutulmamalıdır. Bu durum, gelen ışığın eşit iletim ile sağa ve sola bölünmesine neden olur. Bölünmemiş ışık normal yönde iletilir. 532 nm'deki tasarımıımızın parametreleri $n_i = 1$ (hava), $n_t = 1.46$ (SiO_2 alttaş), $\theta_i = 0$ (normal etkime), $d\Phi = \pm \pi$ radyan, $dx = 250$ nm (birim hücre periyodu) olarak belirlenmiştir. Eşitlik (4.1)'de bu parametreleri kullanarak, ışığın ayrışma açısını şöyle hesaplayabiliriz:

$$\begin{aligned}\theta &= \sin^{-1} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_t} \frac{d\Phi}{dx} \right) \\ &= \sin^{-1} \left(\frac{532 \text{ nm}}{2\pi * 1.46} \frac{\pm \pi}{250 \text{ nm}} \right) \\ &= 46.8^\circ.\end{aligned}\tag{4.2}$$

Sayısal simülasyon ile elde edilen bu açı değerinin analitik olarak hesaplanan açı değeriyle eşit olduğu tespit edilmiştir. Yukarıda açıklanan durumu sağlayan çok sayıda yarıçap çifti (r_1 ve r_2) vardır. Bunlar sayısal olarak Şekil 4.4'te $p = 250$ nm ve $\lambda_i = 532$ nm sabit değerlerde incelenmiştir. Her faz gecikmesi, yarıçapı r olan nano silindirler tarafından gerçekleştirilir. Başka bir deyişle, Φ_1 (Φ_2), r_1 (r_2) ile ilgilidir. Ayrıca tüm simülasyonlarda faz farkı ($\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$) sabit π radyan değerine ayarlanmıştır. Φ_1 'in alabileceği minimum değer sıfır ve maksimum değer π radyandır. Bu durumda, Şekil 4.4(a) 'da görüldüğü gibi Φ_2 $\pi-2\pi$ radyan aralığında r_1 40 nm- 79 nm aralığında ve r_2 79 nm- 106 nm aralığında değişmektedir. Φ_1 sıfır radyan olduğunda, ona karşılık gelen yarıçap (r_1) 40 nm, Φ_2 π radyan ve ona karşılık gelen yarıçap (r_2) 79 nm'dir. Farklı Φ_2 değerlerine bağlı olarak, sağa/sola ayrılmış ışınların iletimi (T_R/T_L) ve ayrılmadan ilerleyen ışın iletimi (T_C) Şekil 4.4(b) 'de gösterilmiştir. Sağa/sola ayrılmış ışınların iletim değerlerinin her zaman birbirine eşit olduğunu ve sonuçta elde edilen bölünme

oranının (T_R/T_L) 1 olduğunu anlaşılmaktadır. Φ_I 'in 0'dan $3\pi/4$ radyan değerine kadar, ayrılmış ışık güçlerinde bir artış söz konusudur. Diğer taraftan, T_C bu aralıkta önemli ölçüde azalmaktadır, öyle ki $\Phi_I = 0$ radyan olduğunda $T_C = 0.35$ iken $\Phi_I = \pi$ radyan olduğunda $T_C = 0.07$ olmaktadır.



Şekil 4.4: $p=250$ nm ve $\lambda_i=532$ nm değerlerinde sayısal simülasyon sonuçları. (a) Faz değerinin yarıçap bağımlılığı. (b) Φ_I 'e bağlı sağa/sola ayrılmış (T_R/T_L) ve ayrılmamış (T_C) güç oranları.

Ek olarak, ayrılan ve ayrılmayan ışınların güç oranları $\Phi_I=\pi/8$ radyan değerinde eşittir. Bu metayüzeve çarpan ışığın üç eşit hüzmeye ayrılabilceği anlamına gelmektedir. Bu çalışmada, sağa/sola ayrılan ışık gücü maksimum, ayrılmadan ilerleyen ışık minimum

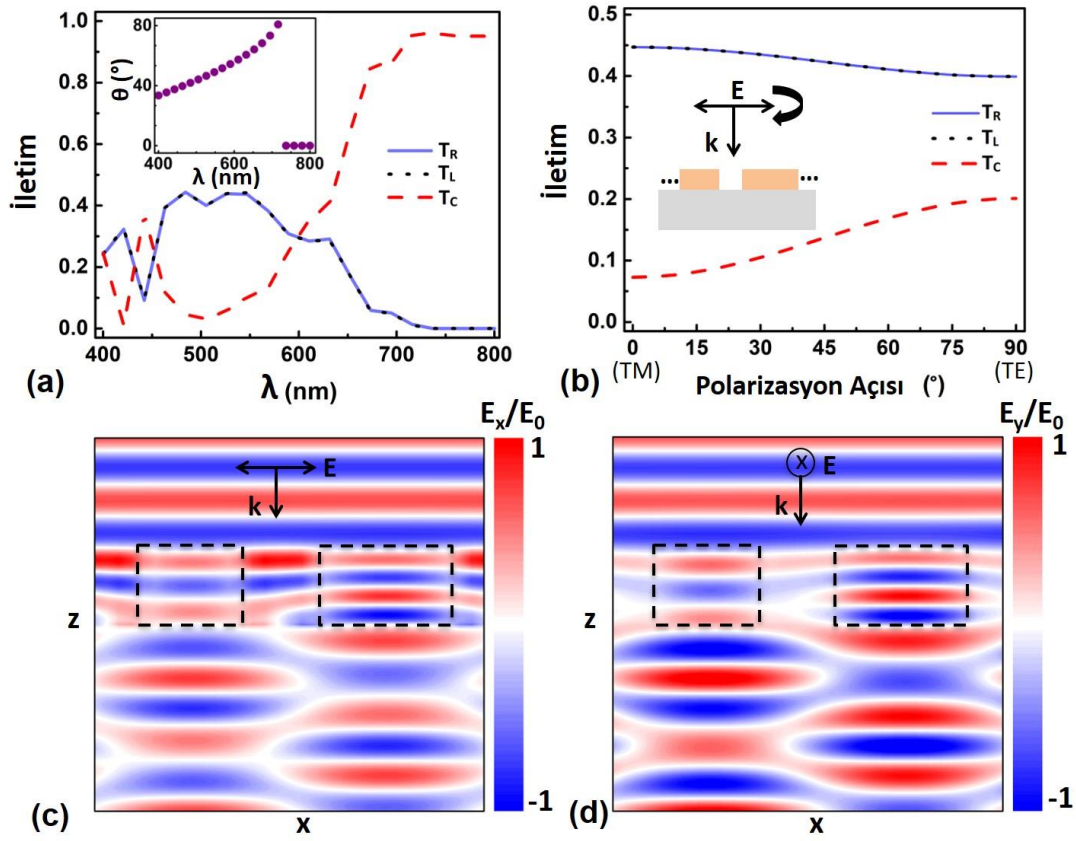
olduğu için $\Phi_I=3\pi/4$ radyan seçilmiştir ($T_L=T_R=0.45$, $T_C=0.07$). Bu kapsamda bu faz değerlerine karşılık gelen yarıçap değerleri Şekil 4.4(a)'dan $r_1=73$ nm ve $r_2=99$ nm olarak kolayca belirlenmiştir.

4.3 Işın Ayırıcı Faz Gradyan Metayüzeyin Dalgaboyu ve Polarizasyon Bakımından Analizi

Bu yarıçap değerleri kullanılarak Şekil 4.3'teki tasarımın dalgaboyu ve polarizasyon duyarlılığını daha iyi anlayabilmek için daha çok sayısal simülasyon yapılmıştır. 400-800 nm dalgaboyu aralığındaki ışıklar yapıya gönderilerek T_R , T_L ve T_C Şekil 4.5(a)'daki gibi elde edilmiştir. Bu şekilden ışığın 400 nm - 715 nm aralığında ayrıldığı anlaşılmaktadır. Bu yüzden tasarlanan yapının geniş bantta çalıştığı söylenebilir. Şekil 4.5(a)'daki iç şekil nümerik olarak elde edilmiştir ve sağa ayrılan ışığın dalgaboyuna bağlı ayrılma açısını, yani θ , göstermektedir. Sola ayrılan ışığın ayrılma açısı $-\theta$ olarak ifade edilmiştir. Yapıya çarpan ışığın dalgaboyunun artışıyla beraber ışığın ayrılma açısı genelleştirilmiş Snell yasasına uygun olarak artmaktadır. Bu artış 715 nm dalgaboyunda kadar devam etmektedir. Bu dalgaboyundan sonra metayüzey faz gradyan özelliğini kaybettiği için çarpan ışık ayrılmadan yapıyı normal istikamette terk etmektedir. Bu sebepten dolayı θ , 715 nm dalgaboyundan sonra sifıra eşittir. 450 nm-650 nm dalgaboyu aralığında ayrılan ışığın iletim değerinin oldukça yüksek olduğunu belirtmek gerekmektedir. Bu durum, tasarlanan yapının geniş bantta yüksek ayrışma verimine sahip olduğu anlamına gelmektedir. Buna ek olarak, ayrışmadan ayrılan ışığın iletim değeri 500 nm dalgaboyunun altında artış-azalış gösterirken, bu değerden sonra düzenli olarak arttığı anlaşılmaktadır.

Yapının polarizasyon bağımlılığı, Şekil 4.5(b)'de gösterildiği gibi ışığın polarizasyonuna bağlı olarak iletim değerleri ile araştırılmıştır. Monokromatik ışığın ($\lambda_i = 532$ nm) polarizasyon açısı 0° 'den (TM) 90° 'ye (TE) tarandığında, T_L ve T_R değerlerinin hafifçe azaldığı, T_C değerinin ise 0.07'den 0.2'ye arttığı görülmüştür. Bununla birlikte, ayılma açısının tüm polarizasyon açılarında hiçbir zaman değişmediği belirlenmiştir. Sonuç olarak, önerilen metayüzey polarizasyona duyarsız bir yapı olarak çalışmaktadır. Şekil 4.5(c) ve 4.5(d), 532 nm dalgaboyundaki TM ve TE polarizasyonlarında normalize edilmiş elektrik alan genlik haritalarını göstermektedir. Sağa ve sola bükülmüş ışıkların arasındaki girişim deseninin her iki

polarizasyon açısında da benzer şekilde olduğu gözlemlenmiştir. Bu çalışmada, ışığın alttaş içinde ayrılmasına odaklanılmıştır. Pratik uygulamalar için, bölünmüş ışık tam yansıma olmaksızın alt tabakanın altından çıkmalıdır. Bu dezavantaj, daha yüksek periyotlar, eğimli alt tarafa sahip bir alttaş veya yansımayı engelleyici bir yapı ile ortadan kaldırılabilir. Tasarımımızda önemli parametrelerin (r_1 ve r_2) tolerans etkilerini değerlendirmek için, bu parametreleri kullanarak ± 10 nm toleransları ile daha fazla sayısal simülasyon yapılmıştır. Tasarımın, aynı ayrılma açılara sahip 3 yönlü ışın ayırıcı bir yapı olarak çalıştığı tespit edilmiştir. Ayrıca, tasarlanan yapı ızgara yapılarından farklı olarak [121-123], geniş bant ve polarizasyon bağımsız bir özelliğe sahiptir.



Şekil 4.5: $p=250$ nm, $r_1=73$ nm ($\Phi_1=3\pi/4$ radyan), $r_2=99$ nm ($\Phi_2=7\pi/4$ radyan) değerlerinde elde edilen nümerik simülasyon sonuçları. (a) sağa/sola ayrılan (T_R/T_L) ve ayrılmayan (T_C) ışığın dalgaboyunda bağlı güç oranları. İçteki şekil sağa ayrılan ışığın dalgaboyuna bağlı ayrılma açısının (θ). (b) Güç oranlarının polarizasyon bağımlılığı. Tasarlanan süper hücrenin xz kesiti iç şekilde gösterilmiştir. (c) TM ve (d) TE polarizasyonda normalize elektrik alan genlik dağılımı.

5. GÖRÜNÜR BANTTA TAMAMEN DİELEKTRİKTE OLUŞAN METAYÜZEY TABANLI GENİŞ BANT ASİMETRİK İLETİM

5.1 Tamamen Dielektrik Metayüzeyler ile Asimetrik İletim

Bir optik cihazın geometrik şekli ile onun optik fonksiyonu arasında bir ilişki vardır. Bu yüzden geleneksel hacimli lens, prizma ve ızgara yapısı gibi optik elemanlarla bazı optiksel fonksiyonları gerçekleştirebilmek için karmaşık yapıları tasarımlara ihtiyaç vardır [124]. Bu yapıların üretimi ve minyatür optik cihazlara entegrasyonunda çeşitli problemler bulunmaktadır. Son zamanlarda ortaya çıkan ve çok fazla ilgi çeken metayüzeyler bu problemlere çözüm sunabilirler. Metayüzeyler ışığın faz, polarizasyon ve genliğini eşsiz bir şekilde kontrol ederek çeşitli fonksiyonlara sahip kompakt nano fotonik cihazların tasarlanmasına imkân sağlarlar [15,125-127]. İnce ve düz olmalarının yanında esnetilebilir alttaşlar ile üretilebilmeleri metayüzeylerin eğimli yüzeylere entegre edilebilmesini sağlamaktadır. Bu sayede metayüzeyler çeşitli geometrik şekillere sahip elektronik ve medikal cihazlara yeni optik özellikler kazandırabilirler veya bu cihazların performansını arttırabilirler. İlk zamanlarda metalik malzemelerden üretilen çok ince metayüzeyler [108] ısı kayıplarından dolayı cihaz performansını düşürmektedir. İletim modunda düşük verime sahip olmaları bu metayüzeyleri birçok optik uygulamada kullanışsız hale getirmektedir. Son zamanlarda ortaya çıkan tamamen dielektrikten oluşan metayüzeyler kayıpsız olmaları ve yüksek iletim sağlamalarından dolayı ilgi çekmeye başlamıştır [53,128-130]. Ayrıca elektrik ve manyetik dipol rezonansları beraber desteklemeleri ve dalga kılavuzu gibi davranan yüksek kırılma indisli dielektrik meta-atomlar ile ışığın fazını istenilen miktarda geciktirmeleri bu metayüzeylere ilgiyi daha da arttırmıştır. Metayüzeyler ile tasarlanan faz gradyan fotonik yapılar ışığı genelleştirilmiş Snell yasasına göre manipüle ederler. Genelleştirilmiş Snell yasası Eşitlik (5.1)'de gösterilmiştir [39].

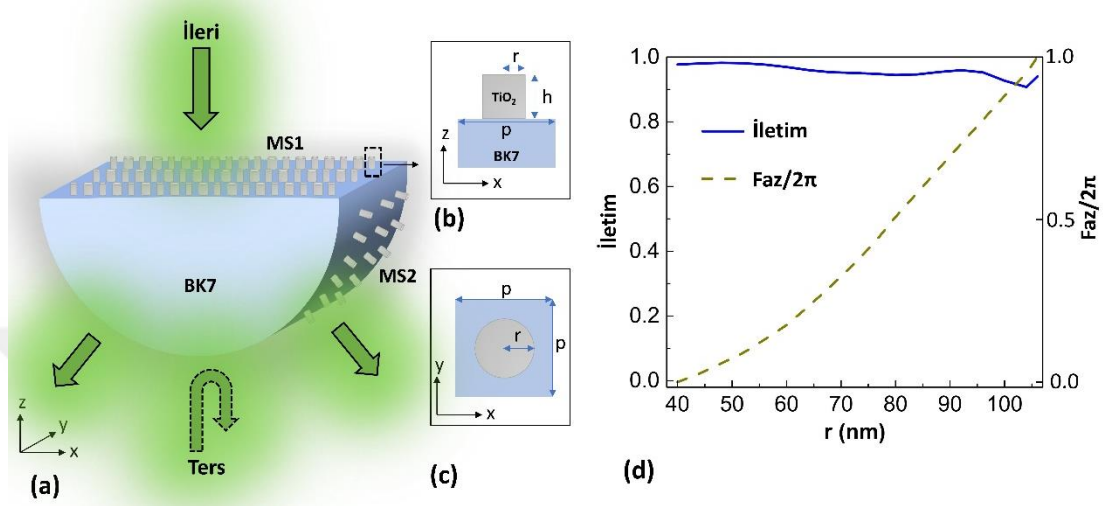
$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx} , \quad (5.1)$$

Burada n_i (n_t) ışığın geldiği (kırıldığı) ortamın kırılma indisi, θ_i (θ_t) ışığın geldiği (kırıldığı) açısı, λ_0 ışığın boş uzaydaki dalga boyu, $d\Phi$ ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı ve dx ise birim hücre periyodunu ifade etmektedir. Bu çalışmada görünür bantta tamamen dielektrik malzemelerden oluşan metayüzey tabanlı asimetrik iletim oluşturan bir yapı önerilmiştir. Asimetrik iletimde cihazın bir tarafından gönderilen ışık diğer tarafa iletirken zıt yönden gönderilen ışık iletilmemektedir. Asimetrik iletim lineer olmayan davranış gösteren yapıları ve manyeto-optik yapıları ile gerçekleştirilmiştir [60,61,66]. Bu yapılar güçlü bir dış uyartım istedikleri ve büyük boyutlu oldukları için minyatür optik devrelere entegrasyonları zordur. Bununla beraber fotonik kristal yapıları [72,73,131], 3 boyutlu metamalzemeler [129,132], ızgara yapıları [81,133], metalik metayüzeyler [92,134] ve dijital metayüzey [77] ile asimetrik iletim yapıları tasarlanmıştır. Ancak bu yapılar metalik kayıplar, ışığın saçılması nedeniyle verim düşümü, büyük boyut, dar bantlı ve polarizasyon bağımlı çalışma gibi dezavantajlara sahiptir. Bu bölümde yukarıda bahsedilen dezavantajları azaltmak veya yok etmek için tamamen dielektrik malzemeden oluşan yapı tasarlanmış ve ışın izleme ve dalga analizleri ile performansı değerlendirilmiştir.

5.2 Tamamen Dielektrik Metayüzeylerin Tasarımı

Tasarlanan yapının 3 boyutlu şematiği Şekil 5.1'de gösterilmiştir. Önerilen yapı düz yüzeyi faz gradyan metayüzey (metayüzey-1, MS1) ve eğimli yüzeyi ise ışığın odaklanmasını engelleyici bir metayüzey (metayüzey-2, MS2) ile kaplı yarı-silindirik şekilli 1.51 kırılma indisli bir camdan (Bk7) oluşmaktadır. Yapıya ileri yönde ve normal doğrultuda gönderilen x -polarize ışık MS1'den ayrılarak geçmekte ve yapıyı terk etmektedir. Zıt yönde gönderilen aynı ışık ise tam yansıma nedeniyle iletilmemektedir. Metayüzeyler yüksek kırılma indisli ve kayıpsız bir malzeme olan TiO_2 silindirik kulelerden oluşmaktadır. TiO_2 silindirik kulelerin görünür bantta üretiminin zor olmasına rağmen [120], bu malzeme göreceli yüksek kırılma indisi (>2), geniş bant aralığı ve düşük kayıp özelliğinden dolayı tercih edilmiştir. Yüksek kırılma indisi sayesinde ışığın fazı 0 radyandan 2π radyana kadar kontrol edilebilmektedir. Metayüzeyi oluşturan silindirik kuleleri ve alttaşı gösteren kare örgülü birim hücrenin sırasıyla xz ve xy düzlemi boyunca kesitleri Şekil 5.1(b) ve 5.1(c)'de gösterilmiştir. Kullanılan silindirik kulelerin yarıçapı r , uzunluğu, h (600 nm) ve birim hücre periyodu p (250 nm) ile sembolize edilmektedir. Şekil 5.1(d) ise

532 nm dalgaboyunda ve 250 nm periyotta silindirik kulelerin yarıçapına bağlı faz ve iletim değerlerini göstermektedir. Bu değerler x yönünde lineer polarizasyona sahip düzlem dalga TiO_2 tarafından yapıya normal olarak gönderilerek Lumerical ZASF [91] ile elde edilmiştir. x ve y eksenlerinde periyodik sınır koşulları, z yönünde ise mükemmel uyumlu tabaka (Perfectly Matched Layers) sınır koşulu kullanılmıştır.



Şekil 5.1: Önerilen tamamen dielektrik yapının asimetrik iletim için tasarımı ve çalışma prensibi (a) Asimetrik iletim için önerilen her iki tarafı tamamen dielektrik metayüzey kaplı geçirgen yapının 3 boyutlu şematik gösterimi ve bu yapının (b) xz , (c) xy kesitleri. (d) 250 nm birim hücre periyodunda (p) silindirik kule yarıçapına (r) bağlı iletim ve faz değerleri.

Tasarlanan yapının düz yüzeyindeki MS1 daha önceki çalışmalarımızda kullandığımız $\pm\pi$ faz gradyanına sahip bir yapıdır [135]. Bu yapı aralarında π faz farkı bulunan periyodik ikili birim hücrelerden oluşmaktadır. Bir yönde sahip olduğu $\pm\pi$ özel faz gradyanından dolayı ışığı ayırma özelliğine sahiptir. Bu metayüzeyin seçilme sebebi ters yönde yüzey normali doğrultusunda gelen ışığı tam yansımaya uğratabilecek büyük faz gradyanına sahip olmasıdır. Diğer yandan alttaşın bir yüzeyinin eğimli olmasının sebebi ileri yönde yapıya çarparak ayrılan ışığın alttaştan çıkabilmesini sağlamaktır. Eğimli bir alttaş normalde bir lens gibi ışığı odaklar. Bu durumda ters yönde (backward) yapıya gönderilen ışık eğimli yüzeyden bükülerek geçer ve farklı açılar ile $\pm\pi$ faz gradyan MS1'e çarpar. Bu durumda ışığın bir bölümü yapıdan tam yansımaya uğramadan iletilir. Bunu engellemek için eğimli yüzey ışığı odaklamayan MS2 ile kaplanarak ışığın $\pm\pi$ faz gradyan metayüzeye normal yönde çarpması sağlanmıştır. MS2 ışığa ek bir faz gecikmesi sağlar. Bu faz gecikmesinin miktarı istenilen düzlem dalga fazı ile alttaşın eğimli yüzeyinin sağladığı fazın farkı kadardır.

Eğimli yüzeyi gizleyen MS2'nin faz profili ticari bir optik tasarım yazılımı (Zemax OpticStudio) [136] kullanılarak ışın izleme tekniği vasıtasıyla elde edilmiştir. Faz profili (φ) radyal olarak aşağıda gösterilmiştir.

$$\varphi(\rho) = \sum_{n=1}^4 a_n \left(\frac{\rho}{R}\right)^{2n} \quad (5.2)$$

Burada ρ radyal koordinatı, R MS2'nin yarıçapını ve a_n ise ışığın odaklanmadan geçebilmesi için optimize edilen katsayıları ifade etmektedir. Bu şekilde metayüzeyleri düz olmayan bir yüzeye yerleştirmek kolay olmamakla birlikte, TiO_2 ve Si'den oluşan esnek metayüzeylerdeki son gelişmeler [137-140] tasarımımızın görünür ve kızılötesi spektrumunda gerçekleştirilebileceğini göstermektedir. Uyumlu ve esnek metayüzeylere ek olarak, direkt lazer yazma (direct laser writing) ve desen-transfer litografi tekniklerinin (pattern-transfer lithography techniques) geliştirilmesiyle metayüzeyler, alttaşın eğimli ve alışılmadık eğri yüzeylerine desenlenebilir [141,142].

Bu yapı ile asimetric iletimi ışığın tam yansıma kuralına göre genelleştirilmiş Snell yasasını amacımız doğrultusunda kullanarak gerçekleştiriyoruz. Bilindiği üzere Snell yasasına göre ışık yüksek kırılma indisli bir ortamdan düşük kırılma indisli olan bir ortama geçerken ışığın ara yüzle yaptığı açı kritik açıdan büyükse tam yansıma gerçekleşir. Bu durumda ışık diğer ortama geçemez. Ancak ışık ara yüze normal yönde gelirse tam yansıma gerçekleşmez. Bundan faydalanarak normal yönde yapıya bir yönden gelen ışığın iletilmesi, normal yönde yapıya zıt yönden gelen ışığın ise tam yansımını sağlamak amacıyla metayüzey tabanlı bir yapı tasarladık. Eşitlik (5.1)'de ters yönden uyarılan (backward) ışığın $\theta_i=0^\circ$, $n_i=1$ ve $dx=p$ koşullarına göre tam yansıma şartı aşağıda gösterilmiştir.

$$\sin\theta_t = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{p} \geq 1 \quad (5.3)$$

Buna göre sabit bir faz gradyan metayüzey bulunan yapılarda metayüzeyin birim hücre periyodunun artışı tam yansımanın meydana geldiği dalgaboyunu arttırır. Benzer şekilde sabit dalgaboyunda periyot ile faz gradyan değerleri tam yansıma olup olmayacağını belirler. Periyot değeri dalgaboyuna bağlı belirlendiği için birim hücreler arasındaki faz farkı π radyan gibi büyük bir değerde olmalıdır. Eşitlik (5.3)'e

göre 532 nm dalgaboyunda $d\Phi=\pi$ radyan faz gradyan MS1'e normal yönde gelen ışığın tam yansması Eşitlik (5.4)'te gösterildiği gibi periyodun 266 nm değerinden küçük olması ile gerçekleşir.

$$p \leq \frac{\lambda_0}{2\pi} \times d\Phi = \frac{532 \text{ nm}}{2\pi} \times \pi = 266 \text{ nm} \quad (5.4)$$

Tasarladığımız yapıda metayüzey birim hücre periyodunu ters yönde gelen ışığın tam yansımaya uğraması için 250 nm olarak seçtik. Bu durumda Eşitlik (5.5)'te gösterildiği gibi ışık 500 nm dalgaboyundan büyük değerlerde tam yansımaya uğrayacaktır.

$$\lambda_0 \geq 2\pi \times \frac{p}{d\Phi} = 2\pi \times \frac{250 \text{ nm}}{\pi} = 500 \text{ nm} \quad (5.5)$$

Daha düşük veya daha büyük dalga boylarında tam yansımaya gerçekleştirmek için periyot ve faz gradyan değerleri uygun seçilmelidir. Işığın önerilen yapıya üstten yani ileri yönde (forward) uygulandığı durumda tam yansımaya koşulu $n_t=1.51$ olduğu için ters yöndeki durumdan farklıdır. Buna göre ışık 250 nm periyot ve π faz gradyan metayüzeye ileri yönde normal olarak çarparsa, $\lambda_0=3.02 \times 250 \text{ nm}=755 \text{ nm}$ dalgaboyundan büyük değerlerde tam yansımaya uğrar. Ancak metayüzey 532 nm dalgaboyunda tasarlandığı için 755 nm ve büyük dalgaboylarında faz gradyan özelliği taşımamaktadır. Bu durumda tasarlanan yapı ileri yönde normal olarak ilerleyen ışıkları hiçbir zaman tam yansıtmayacaktır. Ters yönde tam yansımaya Eşitlik (5.4)'e göre 500 nm dalgaboyundan büyük değerlerde meydana gelmektedir. Bu durum asimetric iletimin 500 nm dalgaboyunda başlayacağını göstermektedir. Ancak unutulmamalıdır ki belli bir dalgaboyundan sonra tasarlanan metayüzey $\pm\pi$ faz gradyan olmayacaktır. Bu durumda tam yansımaya artık olmayacaktır. Tam yansımının bittiği bu dalgaboyu asimetric iletimin de sonlandığı dalgaboyunu belirtmektedir.

532 nm dalgaboyundaki ışığın yapıya ters uyarımı durumunda geliş açısına bağlı tam yansımaya koşulu aşağıdaki gibi incelenmiştir ($n_t=1$, $n_i=1.51$, $d\Phi=\pi$ ve $dx=250 \text{ nm}$).

$$\sin\theta_t = \frac{\lambda_0}{2\pi n_t} \frac{d\Phi}{dx} + \frac{n_i}{n_t} \sin\theta_i = 1.064 + 1.51 \times \sin\theta_i \geq 1 \quad (5.6)$$

Buna göre $\theta_i \geq -2.43^\circ$ şartı sağlandığında tam yansımaya gerçekleşir, yani geliş açısı -2.43° değerinden küçük ise ışık tam yansımaya uğramadan iletilecektir. İletimi engellemek için tasarlanan MS2 ışığın eğimli yüzeyden bükülmeden geçmesini

sağlamakta, böylece ışık MS1'e normal doğrultuda çarparak tam yansımaya uğramaktadır.

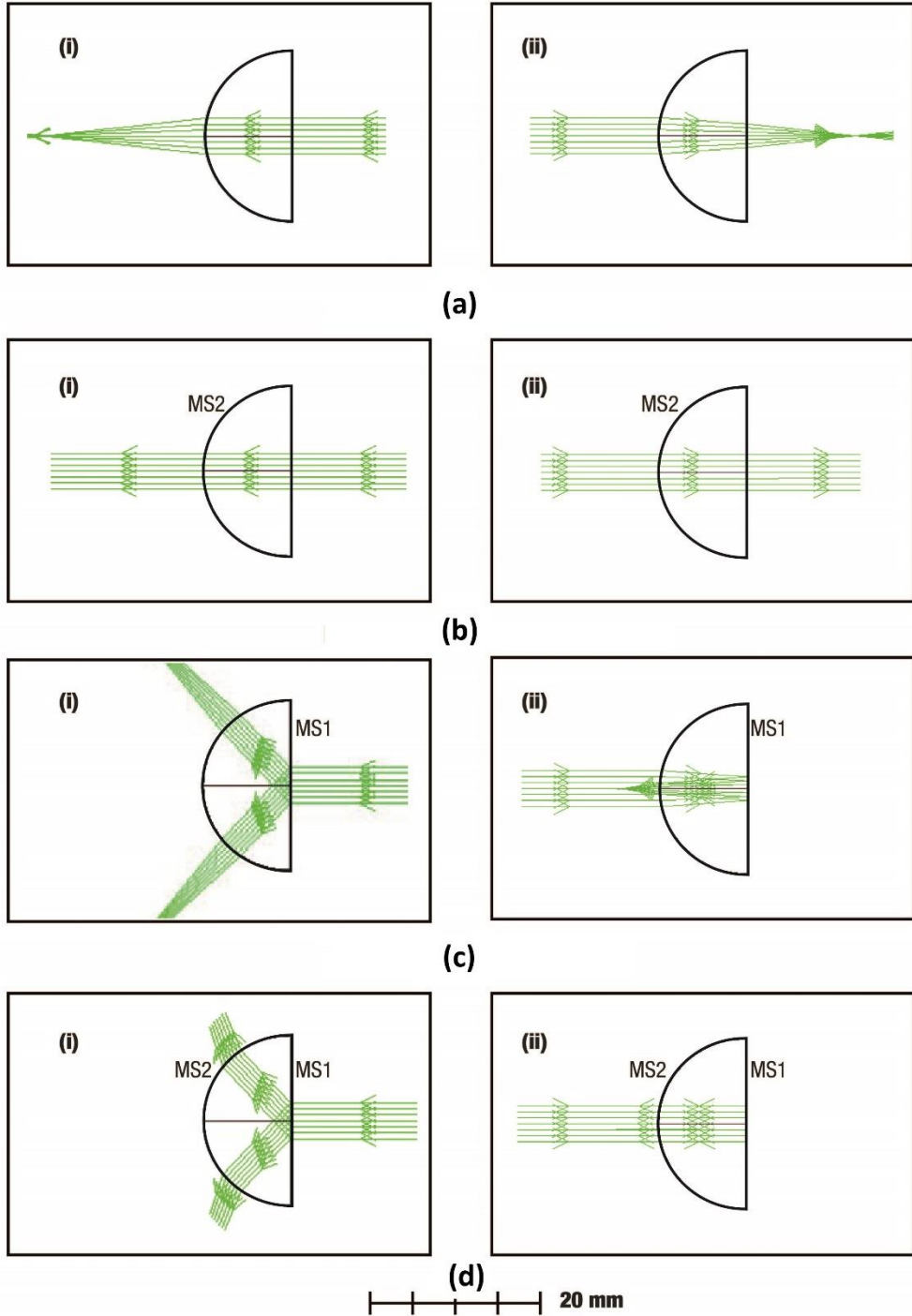
5.3 Tasarlanan Yapının Işın İzleme Tekniği ile Analizi

Yapı içerisinde ilerleyen ışığın ışın davranışını incelemek ve önerilen konseptin çalışma prensibini doğrulamak için, ileri ve ters yönde ışıkla uyarılan yapının ışın izleme tekniği ile analizi Şekil 5.2'de gösterildiği gibi yapılmıştır. MS1 aşağıda tanımlanan faz dağılımına sahip Zernike fringe phase ile Zemax'da modellenmiştir.

$$\varphi(x) = M \sum_{n=1}^N 2\pi A_n Z_i(x), \quad (5.7)$$

Burada M iletilen ışığın kırınım demetlerini, N Zernike katsayılarının serideki sayısını, x normalize Kartezyen ışın koordinatlarını, A_n ise n 'nci Zernike fringe polinomlarının (Z_i) katsayılarını ifade eder. Burada ışığı bir eksende bükün Zernike fringe polinomlarının 2'ncisini kullandık. Buna ek olarak MS1'in gerçek davranışı $M=+1$ ve $M=-1$ numaralı kırınım demetlerinin faz dağılımını beraber oluşturan çoklu yapılandırma aracı kullanılarak modellenmiştir. A_2 parametresi 2.01×10^4 olarak optimize edilmiştir. MS2 ise eşiklik (2)'deki faz dağılımı ile Binary 2 yüzey ile modellenmiştir. Işın izleme tekniği ile Zemax OpticStudio'da optimize edilen a_n parametreleri şunlardır: $a_n = [3.020 \times 10^4, 1.145 \times 10^4, -0.775 \times 10^4, 1.508 \times 10^4]$. Şekil 5.2(a)'da gösterildiği gibi metayüzey yokken ışık ileri (Şekil 5.2(a-i)) ve ters (Şekil 5.2(a-ii)) yönde yapıya gönderildiğinde, yapı ışığı odaklamaktadır. Işığın odaklanmasının sebebi yapının eğimli bir yüzeye sahip olmasıdır. Işığın odaklanmasını engellemek amacıyla eğimli yüzeye MS2'yi yerleştirdiğimiz zaman, her iki yönden uyarılan ışık Şekil 5.2(b)'de gösterildiği gibi odaklanmadan iletilmektedir. Şekil 5.2(c) düz yüzeyde MS1 olduğu durumdaki ışın davranışını göstermektedir. Buna göre ışık ileri yönde (Şekil 5.2(c-i)) yapıya gönderildiğinde MS1 vasıtasıyla 2'ye ayrılmakta ve eğimli yüzeyden yapıyı terk etmektedir. Ters yönde (Şekil 5.2(c-ii)) gönderilen ışık ise eğimli yüzeyden çok küçük bir açıyla bükülerek geçtikten sonra düz yüzeydeki MS1'den tam yansımaya uğramaktadır. Daha sonra eğimli yüzeyden yapıyı odaklanarak terk etmektedir. Yapının hem düz hem de eğimli yüzeyinde metayüzey bulunması durumunda, ışık ileri yönde (Şekil 5.2(d-i)) yapıya gönderildiğinde MS1 vasıtasıyla

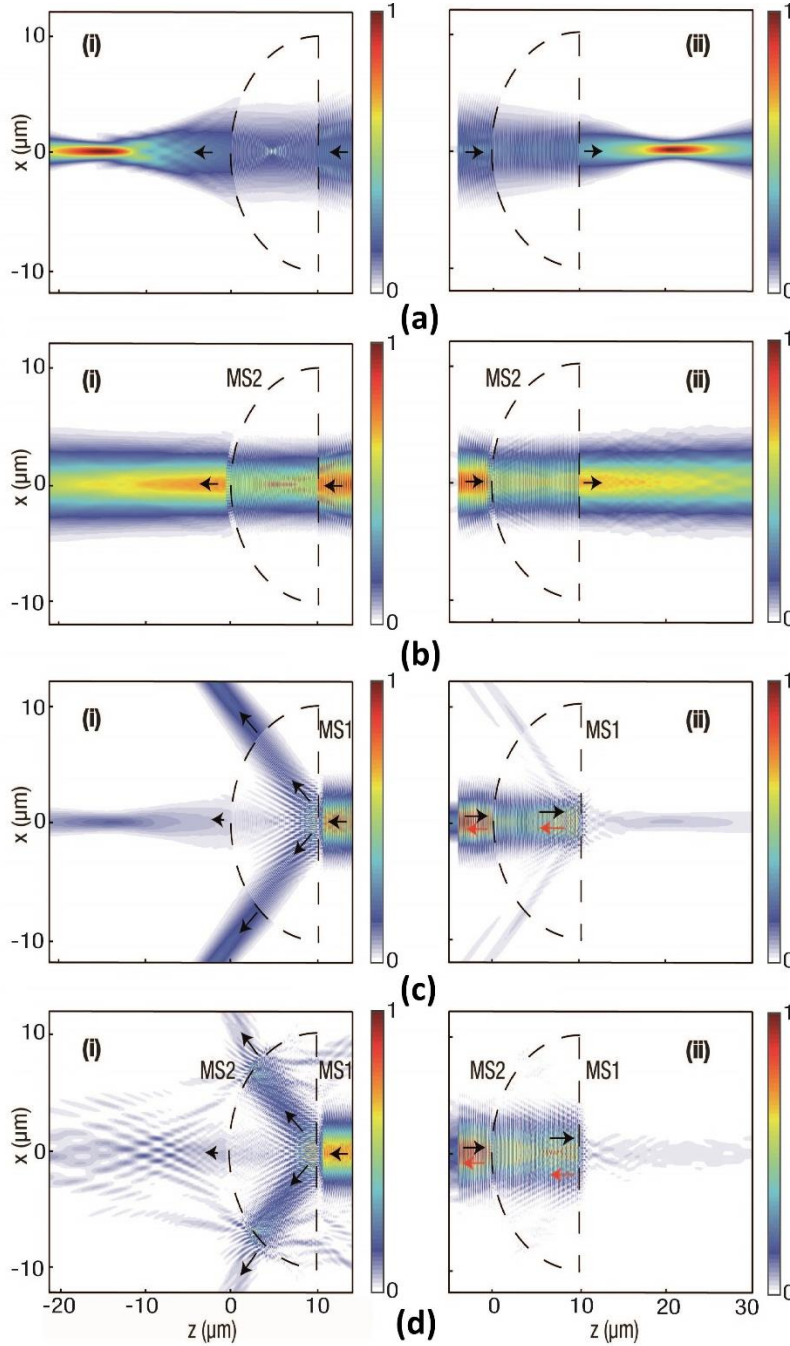
2'ye ayrılmakta ve eğimli yüzeydeki MS2'den yapıyı terk etmektedir. Işık yapıya ters yönde (Şekil 5.2(d-ii)) gönderildiğinde ise eğimli yüzeyde bulunan MS2'den dolayı bükülmeden geçerek normal doğrultuda MS1'e çarpmaktadır. MS1'den tam yansıma uğrayan ışık MS2'den bükülmeden geçerek yapıyı terk etmektedir.



Şekil 5.2: Tasarlanan yapının 532 nm dalgaboyunda (a) metayüzey yokken, (b) sadece eğimli yüzeyde metayüzey varken, (c) sadece düz yüzeyde metayüzey varken ve (d) her iki yüzeyde metayüzey varken (i) ileri ve (ii) ters yönde ışın gönderildiği durumda ışın izleme tekniği ile ışın davranış analizi.

5.4 Tasarlanan Yapının Elektromanyetik Dalga Analizi

Işın izleme tekniğinde iletim verimi (iletilen ışık gücünün gelen ışık gücüne oranı) hesaplanamadığı ve dalga davranışı incelenemediği için yapının ZASF ile elektromanyetik dalga analizi Şekil 5.3'te gösterildiği gibi yapılmıştır. Bu şekil yapının 532 nm dalgaboyunda elektrik alan şiddet grafiğini içermektedir.



Şekil 5.3: Tasarlanan yapının 532 nm dalgaboyunda (a) metayüzey yokken, (b) sadece eğimli yüzeyde metayüzey varken, (c) sadece düz yüzeyde metayüzey varken ve (d) her iki yüzeyde metayüzey varken (i) ileri ve (ii) ters yönde ışın gönderildiği durumda elektrik alan şiddetlerini gösteren ışık dalga analizi.

MS1 ve MS2 532 nm dalgaboyunda TiO₂ kuleler kullanılarak tasarlanmıştır. MS2 Eşitlik (5.2)'de gösterilen faz dağılımına sahiptir. Bu tasarımda ışın izleme tekniğinde elde edilen a_n parametreleri 1000'e bölünerek ölçeklenmiş ve Eşitlik (5.2)'de kullanılmıştır. Ölçekleme tasarlanan yapının farklı boyutlarda tasarlanabilirliğini göstermek için yapılmıştır. Şekil 5.3(a) ileri ve ters yönde gönderilen x -polarize gaussian ışık hüzmesinin metayüzey olmayan yarı silindirik yapıya çarpması neticesinde odaklanmasını göstermektedir. Gönderilen ışığın %95'i yapıdan geçerek odaklanmıştır. Sadece eğimli yüzeyde metayüzey varken Şekil 5.3(b)'de gösterildiği gibi ışık odaklanmadan yapıdan ayrılmaktadır. Işığın %96'sı iletilmektedir. Sadece düz yüzeyde metayüzey varken ileri yönde gönderilen ışık ikiye ayrılmakta ve eğimli yüzeyden yapıyı terk etmektedir (Şekil 5.3(c-i)). Gönderilen ışığın %86'sı eşit olarak ikiye ayrılmış, %8'i normal yönde iletilmiştir. Ters yönde gönderilen ışığın çok az bir kısmı hariç (%8) MS1'den tam yansımaya uğrayarak ileri doğru geçmemektedir (Şekil 5.3(c-ii)). İletilen ışık metayüzeyin fazından etkilenmeyen miktara karşılık gelmektedir. Her iki yüzeyde metayüzey varken ileri yönde gönderilen ışığın %86'sı eşit olarak ikiye ayrılarak %12'si normal yönde ilerleyerek yapıyı terk etmiştir (Şekil 5.3(d-i)). Ters yönde gönderilen ışığın %8'si tam yansımaya uğramadan iletilmiştir (Şekil 5.3(d-ii)). Işık geniş hüzmeyle MS2 olmayan bir yapıya gönderildiğinde eğimli yüzeyin meydana getirdiği yüksek bükülme açılarından dolayı tam yansımaya uğramadan geçebilmektedir. Bu yüzden MS2'nin varlığı yüksek asimetric iletim için önemli bir avantaj sağlamaktadır.

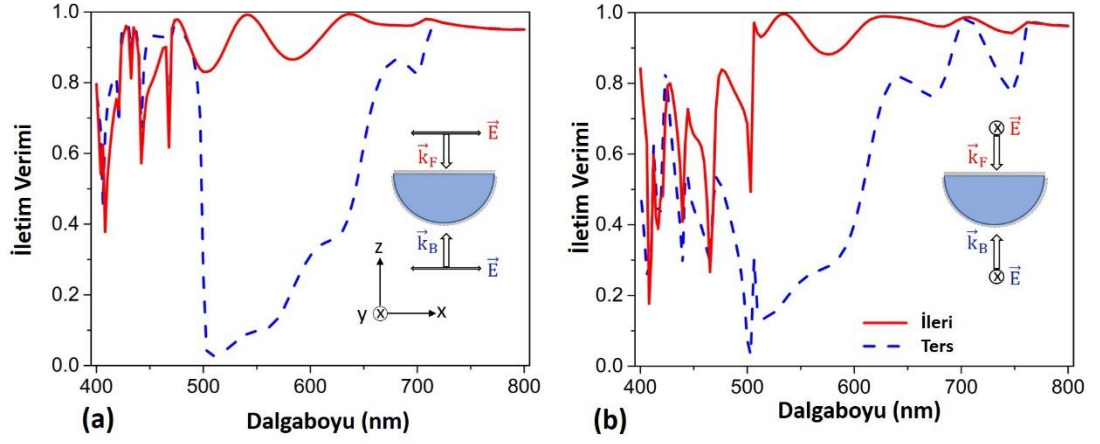
Şekil 5.2 ve 5.3'te gösterildiği gibi tasarlanan yapının ışın izleme tekniği ile ışın analizi ve ZASF ile dalga analizleri birbiriyle tamamen uyumludur. Ayrıca, teorik hesaplamalar ile uyumlu bu analizler tasarlanan yapının çalışma prensibinin doğruluğunu ispatlamaktadır. Her iki analiz ile tamamen dielektrikten oluşan yapının farklı boyutlara ölçeklenebilirliği gösterilmiştir. Ayrıca ileri ve ters yöndeki iletim farkının çok yüksek olması tasarlanan yapının çok iyi bir asimetric iletim performansı olduğunu göstermektedir.

5.5 Tasarlanan Yapının Dalgaboyu ve Polarizasyon Bağımlılığının Analizi

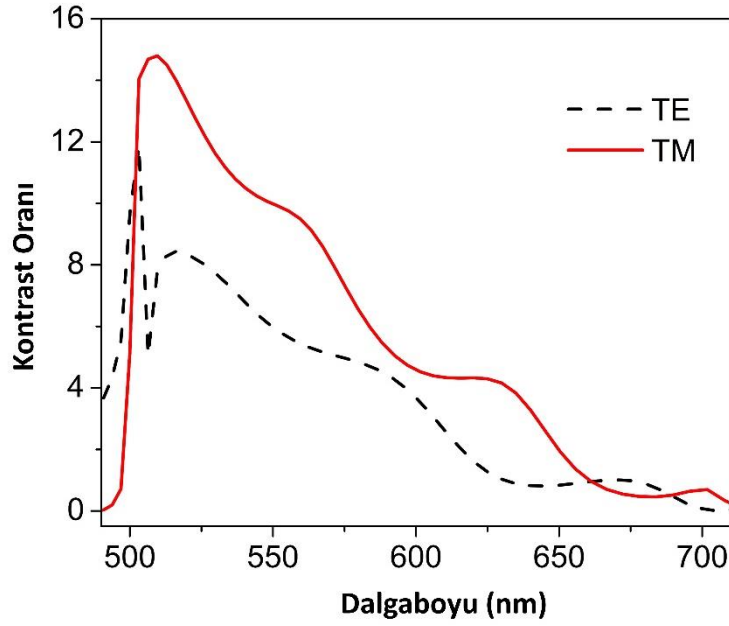
532 nm dalgaboyunda tasarlanan yapının diğer dalga boylarındaki asimetric iletim performansını değerlendirmek için nümerik olarak elde edilen TM (elektrik alan

bileşeni x yönünde) ve TE (elektrik alan bileşeni y yönünde) polarizasyonda ileri ve ters yöndeki iletim değerleri Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Kırmızı sürekli çizgi ileri yöndeki iletimi, mavi kesikli çizgi ters yöndeki iletimi göstermektedir. Yapıya gönderilen ışığın polarizasyonu ve yapının şekli iç figürde belirtilmiştir. Şekil 5.4(a)'ya bakıldığında asimetrik iletimin Eşitlik (5.5)'te hesaplanan dalgaboyu olan 500 nm değerinde başladığı görülmektedir. 500 nm dalgaboyundan küçük değerlerde ters yöndeki ışık tam yansımaya uğramadan iletilmektedir. Bu yüzden ileri ve ters yönde asimetrik iletim yoktur. Yaklaşık 715 nm civarında asimetrik iletim sonlanmıştır. Bunun sebebi metayüzeylerin dalgaboyu değişimine bağlı olarak faz gradyan özelliğini kaybetmesidir. 715 nm dalgaboyundan sonra metayüzeyler faz gradyan olmadıkları için önerilen davranışı göstermemektedirler. Yani MS1 bu dalgaboyundan sonra π faz gradyana, MS2 ile Eşitlik (5.2) ile belirlenen faz dağılımına sahip değildir. 500 nm dalgaboyundan 715 nm'ye kadar asimetrik iletim oluşması yapının geniş bantlı bir çalışma performansına sahip olduğunu göstermektedir. Metayüzeylerle tasarlanan bu yapı saçıcı bir yapı olmadığı için ışık saçılmadan belirli bir yönde ilerlemektedir. Bu durum saçılma kayıplarını azaltırken ışığı belirli yönlere yönlendirmemizi sağlamaktadır. Şekil 5.4(b)'de gösterdiği gibi ışığın polarizasyon değişimi yapının asimetrik iletim davranışını çok az değiştirmiştir. Bu değişimin çoğunluğu 500 nm-715 nm dalgaboyu aralığının dışında oluşmuştur. Ayrıca ileri yöndeki iletim değerleri her iki polarizasyonda benzer iken ters yöndeki iletim değerlerinde daha fazla değişim olduğu görülmektedir. Şekil 5.4(a)'deki TM polarizasyon için ileri iletim 500 nm dalgaboyundan sonra %80'in üzerindedir ve ortalama değeri %94'tür. En yüksek iletim değeri 532 nm ve 640 nm dalgaboyları civarında oluşmaktadır ve değeri %99'dur. Diğer yandan ters yöndeki iletim 500 nm dalgaboyundan küçük değerlerde yüksek seviyelerde dalgalanırken, 500 nm dalgaboyunda aniden düşmektedir. 500 nm dalgaboyundan sonra ise tasarlanan metayüzeylerin dalgaboyu değişimine bağlı faz dağılımı ve iletim değişimlerinden dolayı artmaktadır. Şekil 5.5 TM ve TE polarizasyonlarında asimetrik iletimin kontrast oranını göstermektedir. Kontrast oranı $10\log(T_i/T_t)$ formülü ile hesaplanmıştır. Burada T_i ve T_t sırasıyla ileri ve ters yöndeki iletim değerlerini ifade etmektedir. 500 nm dalgaboyundan 650 nm dalgaboyuna kadar 3 dB'nin üzerinde asimetrik iletim kontrastı vardır. Bu tasarlanan cihazın geniş bantlı olarak çalıştığını göstermektedir.

Özellikle tasarlanan dalgaboyu civarında 15 dB kontrast oranında asimetrik iletim meydana gelmiştir.



Şekil 5.4: İleri ve ters yöndeki iletimin (a) TM ve (b) TE polarizasyonlarında dalgaboyuna bağlı değişimi. Işığın polarizasyonu, ilerleme yönü ve yapının xz kesiti şekillerin sağ iç tarafında gösterilmiştir.



Şekil 5.5: TE ve TM polarizasyonlarında yapıya gönderilen ışığın meydana getirdiği asimetrik iletimin dalgaboyuna bağlı kontrast oranı.



6. FAZ DEĞİŞTİREN MALZEME İLE KIZILÖTESİ FİLTRENİN AYARLANABİLİR OPTİK İLETİM DAVRANIŞI

6.1 Asimetrik İletim ve Faz Değiştiren Malzeme (VO₂)

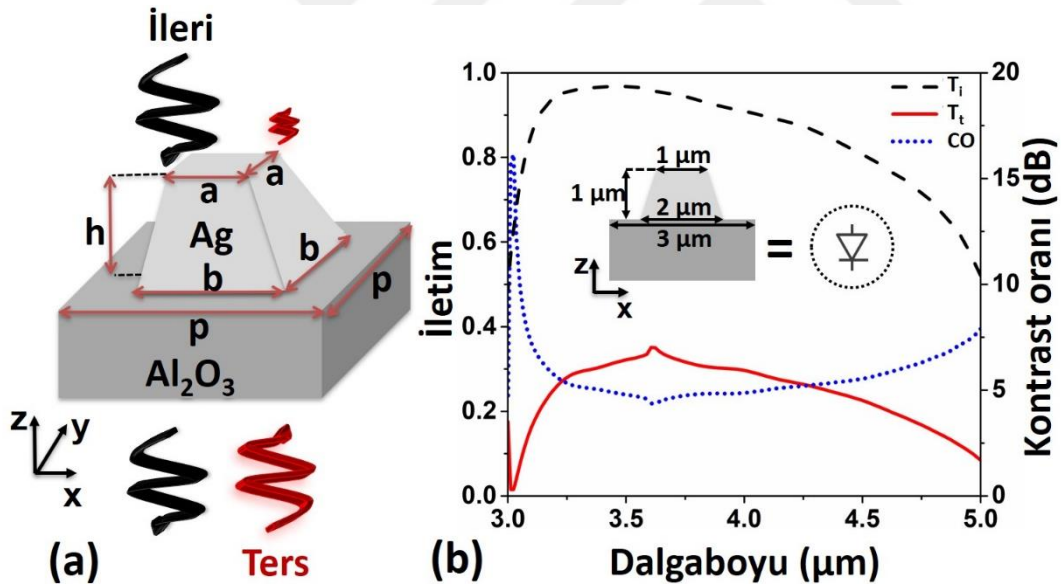
Diyot benzeri fotonik filtrelerden ışığın asimetrik olarak iletilmesi, algılama cihazlarının hassas ve pahalı bölümünü korumak için modern optoelektronik cihazlarda önemli bir talep ve gereksinim haline gelmiştir [143,144]. Literatürde manyeto-optik etki [61,63,145,146], lineer olmayan davranış gösteren malzeme kullanımı [65-67], metalik ızgara [80,81], fotonik kristal [74-76] ve jiropropik malzeme [90] tabanlı optik diyot yaklaşımları mevcuttur. Bunun yanında son zamanlarda önemi ve uygulama alanı artan bir tasarım olan metayüzey yaklaşımları ile asimetrik iletim davranışına sahip kızılötesi (Infrared, IR) filtreler gerçekleştirilebilir [84]. IR filtrenin herhangi bir geometrik ve yapısal değişiklik olmaksızın optiksel davranışının dinamik olarak ayarlanabilir olması ayarlanabilir IR cihazlarda yeni araştırma konuları açabileceği gibi yüksek IR ışımaya maruz kalan güdümlü sistem IR sensörlerini ve termal görüntüleme sistemlerini korumak için yeni uygulamalara yol açacaktır.

Bu bölümdeki çalışmada faz değiştiren malzeme olan vanadium diokside (VO₂) tabanlı bir IR filtre önerilmektedir. Bu filtrenin optik davranışı VO₂'nin faz değişimine bağlı olarak değişmektedir. VO₂ yalıtkan fazda iken IR filtre optik diyot davranışı yani asimetrik iletim davranışı gösterirken, iletken fazda iken çift yönlü izolator davranışı sergilemektedir. Bu davranışlar bir yönlü iletim yapan bir diyot ve arka arkaya bağlanmış iki diyot ile sembolize edilebilir. Önerilen IR filtre atmosferin oldukça geçirgen olduğu orta IR (3 µm - 5 µm) spektral bölgesinde geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız olarak çalışmaktadır. Bu bantta çok sayıda elektro-optik cihaz ve uygulama mevcuttur [147-150].

6.2 Asimetrik iletim Yapısının Tasarım

Bu çalışmaya sayısal ve parametrik analizler yapıldıktan sonra orta IR bölgede optik diyot davranışı gösteren bir yapı tasarlayarak başlanmıştır. Sayısal analizler Lumerical'da zaman-alanında sonlu-farklar yöntemiyle (ZASF, finite-difference time-domain) gerçekleştirilmiştir.

Bu yapı daha önce tasarlanan yamuk şekilli iletken ve altaştan oluşan bir yapıdır. Bu yapı görünür batta tasarlandığı için geometrik parametreleri orta IR bölgesine ölçeklenmiştir [134]. Tasarlanan optik diyot yapısı Şekil 6.1(a)'da gösterilmiştir. Bu yapı orta IR bölgede mükemmel geçirgenliğe sahip [147,151] Al_2O_3 altaş üzerine yerleştirilmiş gümüş yamuktan oluşmaktadır. Yapı, gümüş yamuk ve Al_2O_3 altaş tarafından ayrı ayrı normal doğrultuda aydınlatılarak, her iki yöndeki iletim değerleri elde edilmiştir. Gümüş tarafından yapılan aydınlatma ileri yönlü aydınlatma, Al_2O_3 tarafından yapılan aydınlatma ise ters yönlü aydınlatma olarak adlandırılmıştır. Aydınlatmalarda kullanılan ışık lineer polarizasyona sahip bir düzlem dalgadır.



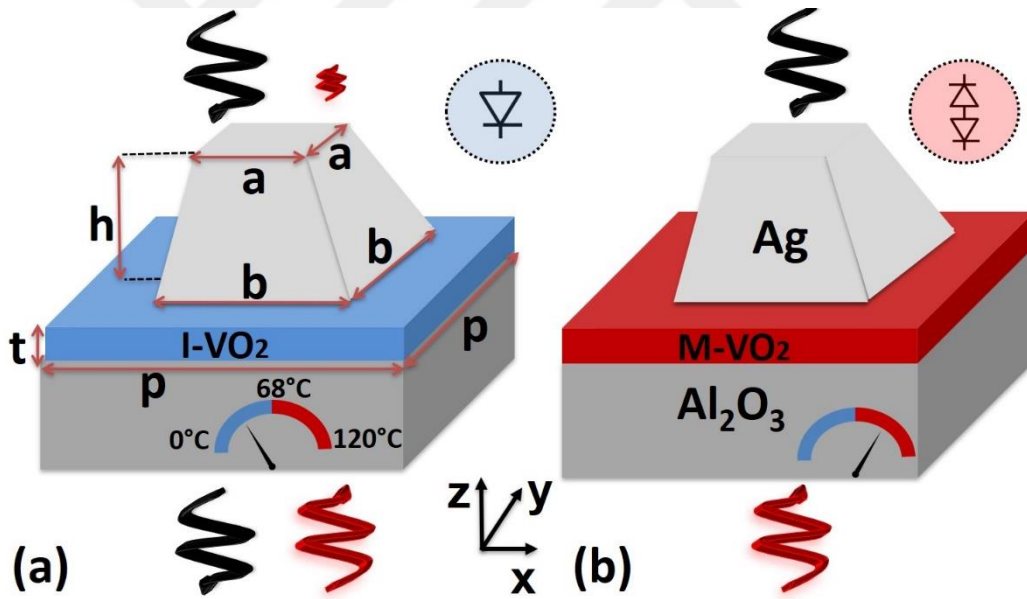
Şekil 6.1: Orta IR bölgede optik diyot davranışı gösteren filtre yapısının tasarımı. (a) Birim hücrenin şematik gösterimi (b) ileri ve ters yönlü aydınlatma altında dalgaboyuna bağlı olarak optimum geometrik parametreler ile elde edilen ileri ve ters iletim ile kontrast oranı.

Tasarlanan yapının birim hücresi x ve y eksenlerinde periyodik sınır koşulu, z ekseninde ise mükemmel uyumlu katman sınır koşulu altına sayısal olarak incelenmiştir. Mükemmel optik diyot davranışı gösteren yapının geometrik parametrelerini elde edebilmek için her bir parametrenin etkisi incelenmiştir.

Tasarımda kullanılan Al_2O_3 kayıpsız ve kırılma indisi 1.7 olan bir malzemedir. Gümüşün spektral kırılma indis verisi ise Palik veri tabanından alınmıştır [38]. IR filtreyi oluşturan birim hücrenin parametre değerleri sayısal olarak elde edilerek, ileri ve ters yönlü iletim ve bu iki iletimin kontrast oranı spektral olarak Şekil 6.1(b)'de sunulmuştur.

6.3 VO₂ Kullanarak Davranışsal Ayarlanabilirliğin Tasarımı ve Analizi

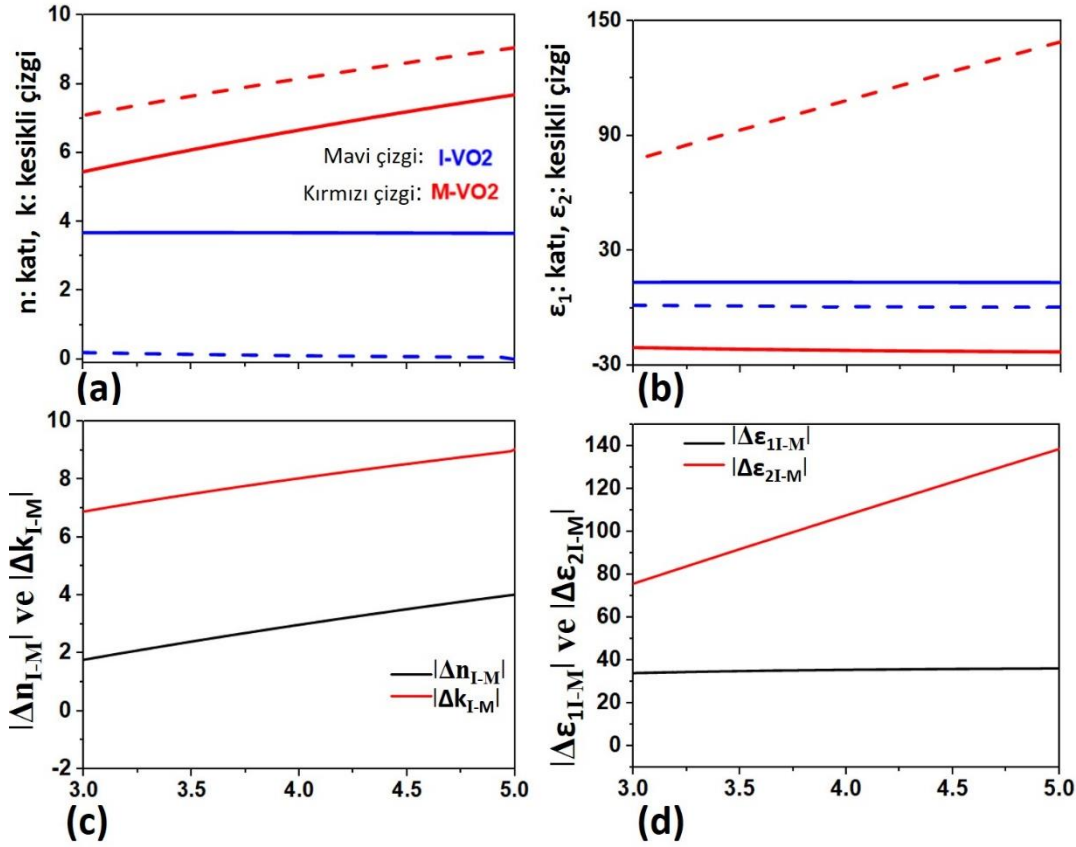
Optik diyotun performansı ileri (T_i) ve ters (T_r) yöndeki iletim ve bu iki iletim arasındaki kontrast oranı (CO) ile ilişkilidir. Kontrast oranı dB biriminde $10\log_{10}(T_i / T_r)$ [92] ile hesaplanır. Şekil 6.1(b)'deki spektral verilere bakıldığında, orta IR bölgenin tamamında ileri yöndeki iletim %80'in üzerinde, ters yöndeki iletim %30'un altında iken kontrast oranı 5 dB'den daha büyüktür. Bu yüzden orta IR bölgede tasarlanan başlangıç tasarımın yüksek verimli ve geniş bantlı olarak çalıştığı anlaşılmaktadır.



Şekil 6.2: VO₂ kullanarak davranışsal ayarlanabilirliğin tasarımı. VO₂ (a) yalıtkan, (b) iletken fazda iken birim hücrenin şematik gösterimi.

Burada, başlangıç tasarımına davranışsal ayarlanabilirliğin nasıl ekleneceğine odaklanılmıştır. Bir fotonik yapının optik davranışı, geometrik özellikleri değişmeksizin harici bir uyarıcıyla (sıcaklık değişimi, optik radyasyon vb.) belirli bir spektrumda değişirse, bu değişim “davranışsal ayarlanabilirlik” olarak adlandırılabilir. Bu doğrultuda önceki tasarımda gümüş yamuk ile safir alttaş arasına çok ince ($\sim\lambda/150$)

faz değiştiren bir malzeme eklenmiştir. Bunun dışında, Şekil 6.1'deki optimum parametreler değiştirilmeden kullanılmıştır. Faz değiştiren malzeme olan VO₂ Şekil 6.2'de gösterildiği gibi yapıya eklenmiştir. VO₂ önemli faz değiştiren malzemelerden birisidir ve onun malzeme ve optik özellikleri [152-156] birçok optik uygulamada kullanılmıştır [148,151,157,158]. VO₂'nin faz değişimi 68 C cıcarında meydana gelir ki bu sıcaklığın altında yalıtkan iken bu sıcaklığın yukarisındaki değerlerde iletkendir [152,157]. Bu faz değişimi termal [148,151, 157,159], optiksel [160] veya elektriksek [161] bir etki altında piko saniyeden daha kısa bir sürede gerçekleşir [162]. Bu tasarımda VO₂'nin iki u sıcaklık değerindeki malzeme durumu ele alınmıştır ki bunlar 68 C çok kuuk sıcaklıklarda yalıtkan (I-VO₂), büyük olduğu sıcaklıklarda ise iletken (M-VO₂) durumudur. VO₂'nin optik parametreleri daha önce yapılmış olan deneysel çalışmadan alınmıştır. Bu parametreler Şekil 6.3'te gösterilmiştir [157].



Şekil 6.3: (a) Kompleks kırılma indisi ve (b) göreceli elektriksel iletkenlik ile iki faz durumu arasında (c) kırılma indis farklarının mutlak değeri ve (d) elektriksel geçirgenliklerin farkının mutlak değeri [157].

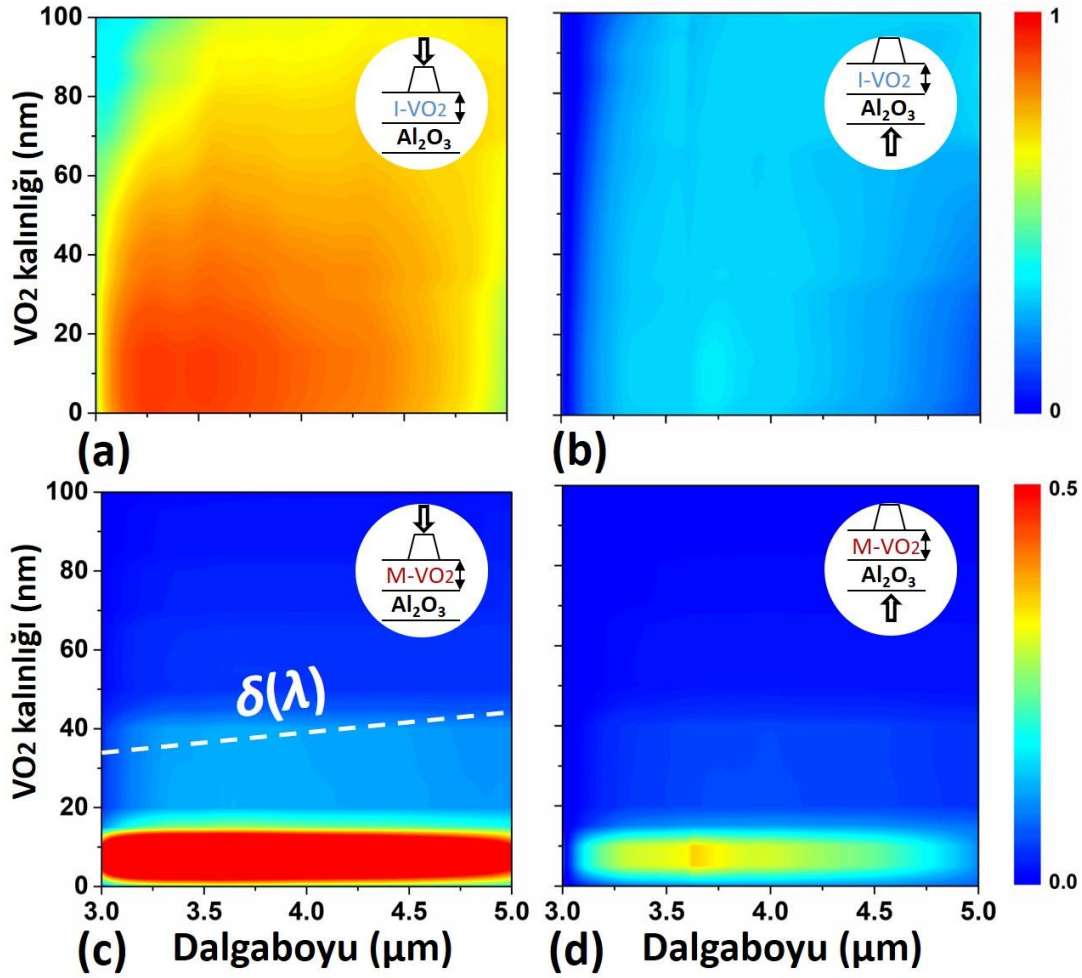
Simülasyonlarda karmaşık kırılma indeksinin (Şekil 6.3(a)) ve karmaşık göreceli elektriksel geçirgenliğin (Şekil 6.3(b)) gerçek ve sanal kısımları kullanılmıştır.

Kompleks kırılma indekslerinin farkı ve I-VO₂ ile M-VO₂ arasındaki göreceli elektriksel geçirgenlik farkı da hesaplanmıştır. (Şekil 6.3(c) ve 6.3(d)). Her iki faz durumu arasında kırılma indisi ve elektriksel geçirgenlik bakımından büyük bir fark olduğu anlaşılmaktadır.

Faz değiştiren malzeme eklenerek modifiye edilen yapının beklenen ayarlanabilir davranışı Şekil 6.2 yardımıyla daha kolay açıklanabilir. Şekil 6.2(a), VO₂'nin oda sıcaklığında yalıtkan olduğu durumda, yapının, Şekil 6.1'de açıklanan prensiplere uygun olarak optik diyot olarak çalıştığını belirtir. Isı veya yoğun ışık uyarısı altında, yapının davranışı tamamen optik diyot yerine çift yönlü bir izolatör olacak şekilde farklılaşmaktadır. Başka bir deyişle, yapı her iki aydınlatma yönünde de iletken değildir. Yapıların davranışları optik sembollerle temsil edilmiştir. Şekil 6.2(a)'deki mavi renkli sağ üst daire, optik diyot davranışını hatırlatmak için seçilirken, Şekil 6.2(b)'deki pembe renkli sağ üst daire optik çift yönlü izolatör için önerilmiştir.

Şekil 6.2'de bahsettiğimiz beklenen davranışı elde etmek için, yapıya eklenen VO₂'ın her iki faz durumundaki kalınlık etkisi incelenmiştir. Kalınlık 0 nm ile 100 nm aralığında değiştirilmiştir. Elde edilen sayısal veriler Şekil 6.4'te gösterilmiştir. I-VO₂ faz durumunda, Şekil 6.4(a)'da gösterilen ileri yöndeki iletim Şekil 6.4(b)'de gösterilen ters yöndeki iletimden tüm kalınlık ve dalgaboyu aralığında oldukça yüksektir.

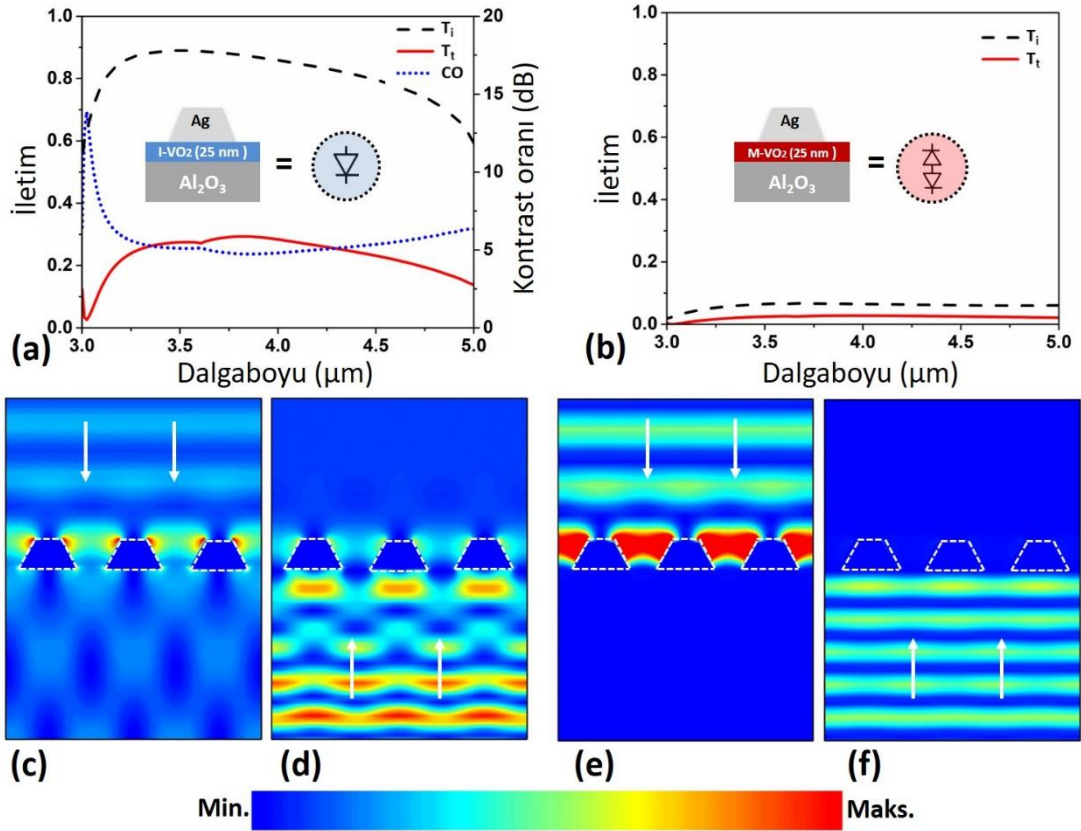
VO₂ kalınlığının artışıyla beraber iletim değerleri düşmektedir. M-VO₂ durumunda ise ileri ve ters yöndeki iletimler Şekil 6.4(b) ve 6.4(c)'deki gibidir. I-VO₂ durumda iyi bir optik diyot davranışı, M-VO₂ durumda ise çift yönlü yalıtım davranışı gözlemleyebilmek için kalınlık değeri optimize edilmelidir. Bu figürleri referans olarak şu çıkarımları yapabiliriz. Birincisi, her iki aydınlatma durumunda M-VO₂'nin orta IR bölgede deri kalınlığı ($\delta(\lambda)$) olan 40 nm'ye kadar iletim vardır. M-VO₂'de ışık şiddeti $I \sim e^{-\frac{z}{\delta(\lambda)}}$ olacak şekilde zayıflar. Deri kalınlığı yapıya gönderilen ışığın dalgaboyuna ve kompleks kırılma indisinin sanal kısmına bağlı olarak belirlenir $\delta(\lambda) = \lambda/4\pi k$ ile belirlenir [163]. Hesaplanan deri kalınlığı spektral olarak Şekil 6.4(c)'de beyaz kesikli çizgi ile gösterilmiştir. İkincisi, Yapının asimetric iletim davranışı, yani optik diyot özelliği 20 nm M-VO₂ kalınlığına kadar gözlemlenir. Bu yüzden uygun kalınlık olarak 25 nm seçilmiştir.



Şekil 6.4: VO₂'nin faz ve kalınlığına bağlı spektral iletim. I-VO₂ fazında (a) ileri yöndeki ve (b) ters yöndeki iletim. M-VO₂ fazında (c) ileri yöndeki ve (d) ters yöndeki iletim.

Yapılan ZASF simülasyonlardan sonra, her iki faz durumunda spektral iletim ve kontrast oranları ile elektrik alan şiddet dağılımları elde edilmiştir. Bu sonuçlar Şekil 6.5'te gösterilmiştir. Şekil 6.5(a) ve 6.5(b)'ye bakıldığında önerilen yapının VO₂'nin faz değişimine bağlı olarak davranışının değiştiği görülmektedir ki bu değişim optik diyot davranışından çift yönlü yalıtım davranışına geçişi gösterir. Şekil 6.5(a)'deki spektral verilere bakıldığında, orta IR bölgenin tamamında ileri yöndeki iletim %60'ın üzerinde, ters yöndeki iletim %30'un altında iken kontrast oranı 4 dB'den daha büyüktür. Bu durumda tasarlanan yapı iyi bir optik diyottur. Şekil 6.5(b)'deki gibi faz değişimi gerçekleştiğinde tasarlanan yapı her iki yönden gelen ışınları yalıtılmaktadır. Önerilen yapının dalga davranışını gözlemleyebilmek için 4 μm dalgaboyunda ZASF analiz yapılmıştır. Bu analizler neticesinde elektrik alan şiddetlerinin yanında yansıma,

iletim ve soğurma oranları hesaplanmıştır. Bilindiği üzere enerji korunumu prensibine göre soğurma, yansımaya ve iletim oranlarının toplamı 1'dir ($A+R+T$) [164].



Şekil 6.5: Spektral iletim, kontrast oranı ve elektrik alan şiddet dağılımı. (a) I-VO₂ ve (b) M-VO₂ durumdaki spektral iletim ve kontrast oranı. 4 μm dalgaboyunda, I-VO₂ durumunda (c) ileri yönde (d) ters yönde aydınlatma altında, M-VO₂ durumunda (e) ileri yönde (f) ters yönde aydınlatma altında elektrik alan şiddet, $|E|^2$, dağılımı.

Optik diyotun elektrik alan şiddet dağılımı Şekil 6.5(c) ve 6.5(d)'de gösterilmiştir. Bu şekillerden yapının ileri (Şekil 6.5(c)) yönde iletken ters yönde (Şekil 6.5(d)) yalıtkan olduğu anlaşılmaktadır. 4 μm dalgaboyunda Nicel olarak enerji komponentleri elde edilmiştir. Bunlar: $A_i = 0.03$, $R_i = 0.11$, $T_i = 0.86$, ve $A_t = 0.06$, $R_t = 0.66$, $T_t = 0.28$. Bu değerlere bakıldığında ters yönde yalıtımın yansımaya ile gerçekleştiği anlaşılmaktadır. VO₂ metalik faza geçtiğinde her iki yöndeki aydınlatma durumlarında da Şekil 6.5(e) ve 6.5(f)'de görüldüğü gibi değişiklik gözlemlenmiştir. Bu durumda her iki yönden yapıya gönderilen dalga yapının diğer tarafına geçememektedir. Bu dalga enerji komponentleri ile şu şekilde ifade edilir: $A_i = 0.35$, $R_i = 0.59$, $T_i = 0.06$, ve $A_t = 0.26$, $R_t = 0.71$, $T_t = 0.03$. Optik diyottan farklı olarak, yapıdaki yalıtım sadece yansımaya ile değil bunu yanın da soğurmadan da kaynaklanır. Soğurmanın kaynağı VO₂'nin metalik doğasıdır.



7. FAZ GRADYAN METAYÜZEY VE DÜZLEMSEL KATMANLI İNCE FİLM KULLANARAK TERMAL OLARAK AYARLANABİLEN KIZILÖTESİ IŞIK SAÇILIMI

7.1 Metayüzey ve Düzlemsel Katmanlı İnce Film Yapılar

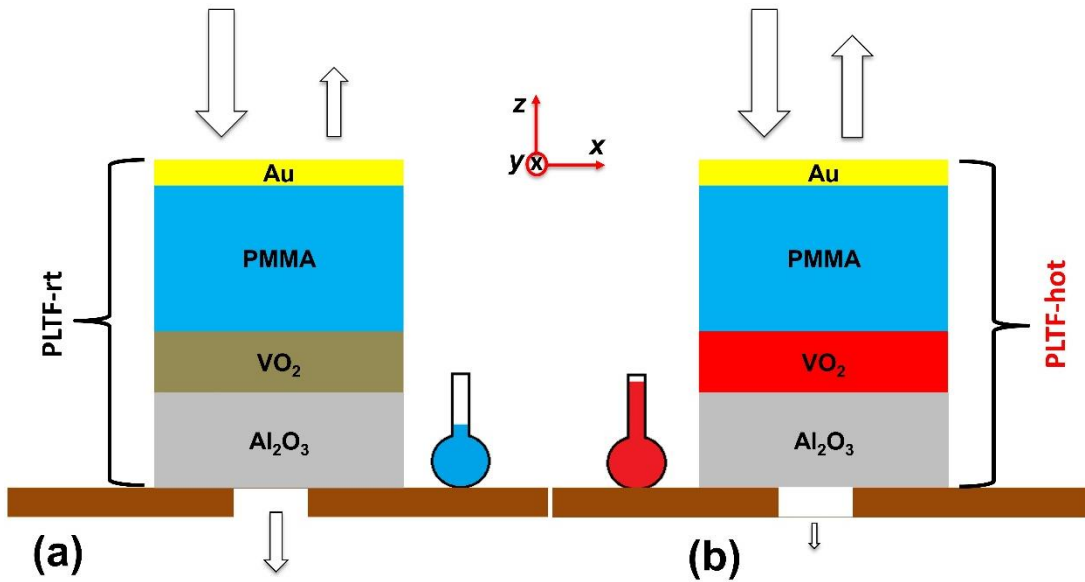
İnce filmler [147,158,165-168] ve metayüzeyler [151,169-172] kullanarak dinamik veya aktif olarak ayarlanabilir kızılötesi ışık saçılımı (yansıma ve iletim) oluşturmak son yıllarda sensör, görüntüleme, kamuflaj ve filtreleme gibi birçok sayıda kızılötesi uygulamada ilerlemeye ve onların gelişmelerine katkı sağladığından dolayı büyük ilgi görmüştür. Bu ayarlanabilirlik, aktif malzemelerin tasarıma dahil edilmesiyle gerçekleştirilmektedir. Bu aktif malzemelerden biri, faz değiştiren bir malzeme olan vanadyum dioksittir (VO_2). Bu malzeme 68 °C'de yalıtkan monoklinik malzeme fazından metalik bir rutil malzeme fazına geçer [152,157,173]. Bu faz değişimi, çok hızlı bir şekilde bir piko saniyeden [162] daha düşük zaman ölçeğinde gerçekleşir. Faz değişimi termal [147,159], optiksel [160] ve elektriksel [161] etki ile tetiklenebilir. Kızılötesi spektrumda VO_2 kullanılarak soğurma, yansıtma ve iletimin dinamik olarak ayarlandığı çeşitli düzlemsel ve yapısal tasarımlar vardır [147,158,165-169]. Düzlemsel katmanlı ince film (planar layered thin film, PLTF) sürekli ve litografi içermeyen ince Fabry-Perot tipi girişim filmlerine dayanmaktadır. Üretim kolaylığı bu yapılar için bir avantaj sağlamaktadır [174,175]. Bunun yanında ışığın polarizasyon, faz ve genliğini dalgaboyundan daha küçük boyutlu rezonatörler ile eşsiz bir şekilde kontrol eden metayüzeyler düzlemsel geometriye ve üretim kolaylıklarına sahiptir [6,7,129,176,177]. PLTF ve metayüzey yapılarının beraber kullanımı yeni optik özelliklerin ortaya çıkmasına katkı sağlayabilir.

Burada ilk olarak termal uyarımla iletim ve yansıması kontrol edilebilen bir PLTF yapısını önerilmiş ve bu yapının iletim ve yansıma davranışı deneysel olarak incelenmiştir. İkinci olarak ise tasarlanan ayarlanabilir PLTF yapısını silikon sütunlardan oluşan metayüzey ile birleştirerek ayarlanabilir ışık bükülmesi elde edilmiştir.

7.2 PLTF Yapısının Tasarımı ve Üretimi ile Deneysel ve Sayısal Sonuçların

Analizi

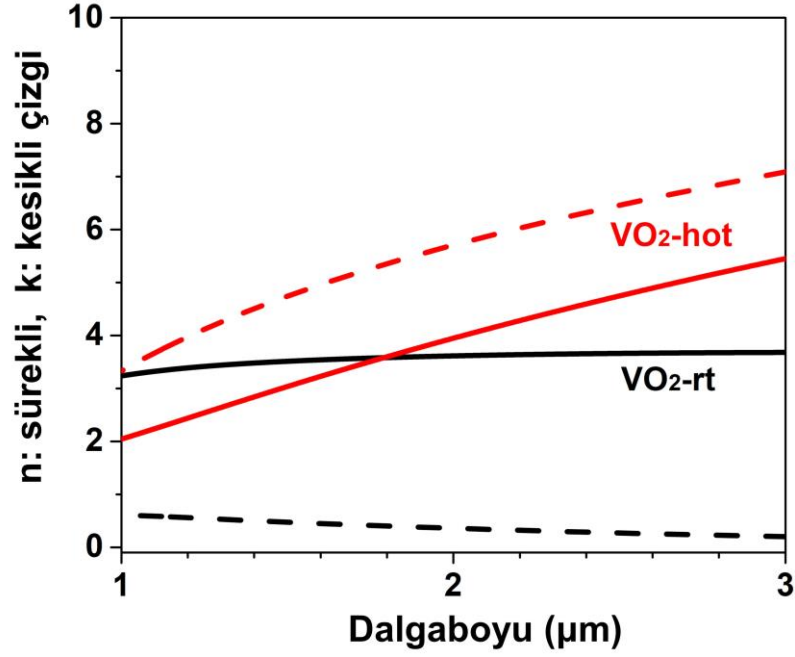
Tasarlanan PLTF yapı Şekil 7.1’de gösterilmiştir. Bu yapı 3 katmanlı bir tasarıma sahiptir. En üst katman Altın, ara katman Poly(methyl methacrylate) (PMMA) ve alt katman safir (Al_2O_3) alttaş üzerinde faz değiştiren malzeme olan VO_2 ’dir. 40 nm kalınlığa sahip VO_2 tabakası, 500 °C’de çift tarafı parlatılmış safir alttaş üzerine darbeli lazer biriktirme yoluyla epitaksiyel olarak büyütülmüştür. Safir alttaş 6 μm dalgaboyuna kadar ışığı çok iyi geçirgen olduğu için tercih edilmiştir. Sayısal simülasyonlar Lumerical’da zaman-alanında sonlu-farklar yöntemiyle (ZASF) gerçekleştirilmiştir [91]. Simülasyonlarda x ve y eksenlerinde periyodik, z ekseninde mükemmel uyumlu katman kullanılmıştır. PMMA ve safirin kırılma indisi 1.47 ve 1.70 olarak sabittir. Altının kırılma indisi Palik veri tabanından alınmıştır [38].



Şekil 7.1: Düzlemsel katmanlı ince film yapısının tasarımı ve ölçüm düzeneği. Bu yapı VO_2 (a) yalıtkan fazda iken “PLTF-rt” (sıcaklık 23 °C, oda sıcaklığında) ve (b) metalik fazda iken “PLTF-hot” (sıcaklık 123 °C) olarak adlandırılmıştır [178].

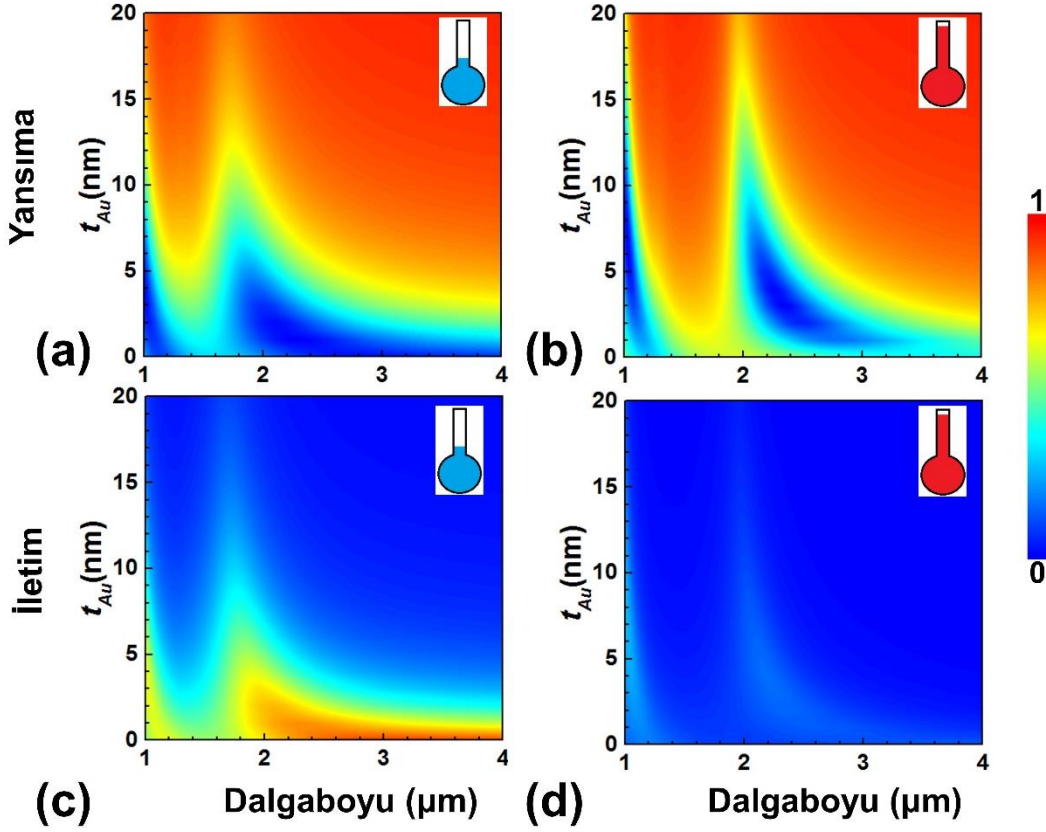
Yalıtkan ve iletken fazdaki VO_2 kırılma indisleri daha önce yapılmış bir deneysel çalışmadan alınmıştır [157]. VO_2 ’nin spektral kırılma indis verileri Şekil 7.2’de verilmiştir. Bu veriler tüm simülasyonlarda kullanılmıştır. VO_2 ’nin kompleks kırılma indisinin reel kısmı, yani n , yalıtkan fazda (VO_2 -rt) siyah sürekli çizgi ile gösterilirken, iletken fazda (VO_2 -hot) kırmızı sürekli çizgi ile belirtilmiştir. Sanal kısmı ise, yani k , VO_2 -rt durumunda siyah kesikli çizgi ile gösterilirken, VO_2 -hot durumunda kırmızı kesikli çizgi ile belirtilmiştir. Sıcaklık kontrollü ünite ile yapının sıcaklığı 23 °C’den

123 °C'ye çıkarıldığında kompleks kırılma indisinin reel ve sanal kısımlarında büyük bir değişim olmuştur. Yüksek sıcaklıkta metalik faza geçiş nedeniyle optiksel kayıp veya soğurma ile ilişkili olan k parametresinde ciddi bir artış olduğu görülmektedir. Bu artış yapının optiksel özelliklerini doğrudan değiştirerek sıcaklık kontrollü bir yapı veya saçılım elde edilmesini sağlamaktadır. Bunun yanında yapının daha kayıplı hale gelmesine neden olmaktadır.



Şekil 7.2: VO₂'nin spektral kompleks kırılma indisi.

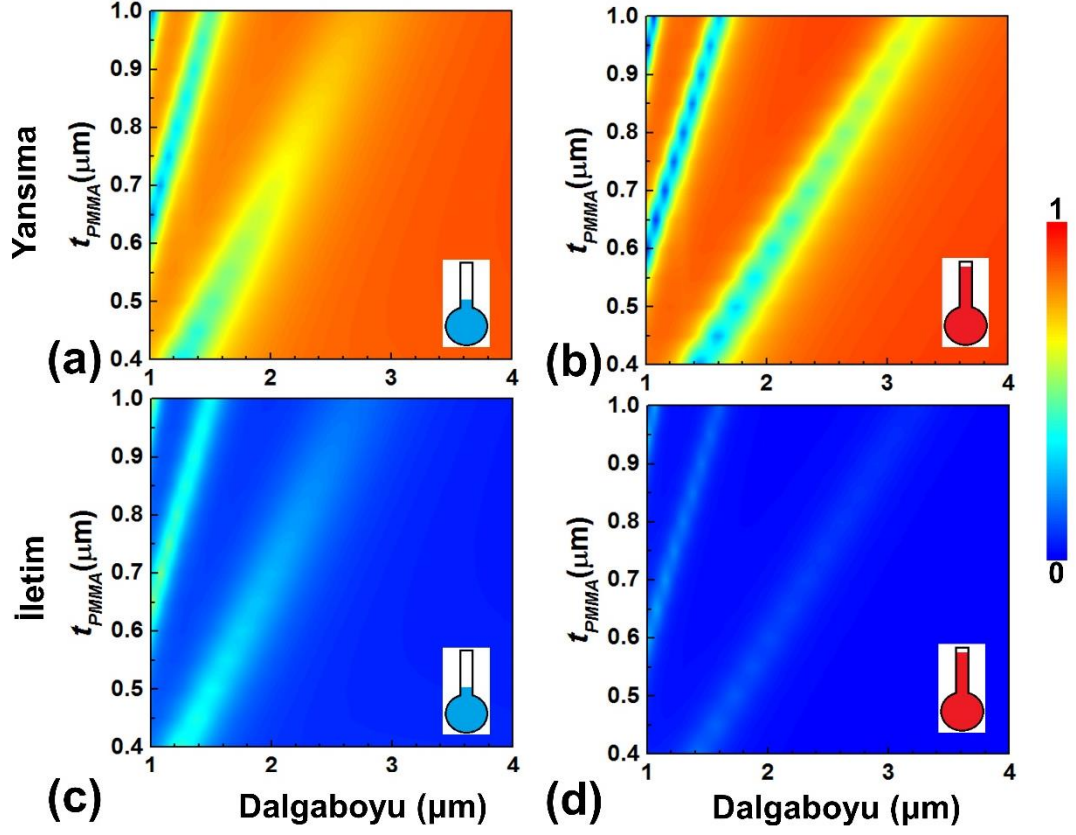
VO₂'nin faz değişimine daha duyarlı bir PLTF yapısı elde edebilmek amacıyla altın ve PMMA kalınlıkları nümerik hesaplamayla (ZASF) optimize edilmiştir. Altın kalınlığı ve dalgaboyuna bağlı iletim ve yansıma değerleri Şekil 7.3'te gösterilmiştir. Şekil 7.3(a) ve 7.3(b) sırasıyla PLTF-rt ve PLTF-hot durumlarındaki yansımaların altın kalınlığı ve dalgaboyuna bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 7.3(c) ve 7.3(d) ise bu iki yapının spektral iletim değerlerini sergilemektedir. Bu şekillere göre, altın tabakanın kalınlığının artışı yansımaları artırmaktadır. Bu yüzden iletimin her iki faz durumunda da sağlanabilmesi için altın filmin kalınlığı 10 nm olarak belirlenmiştir. Bu şekilde faz değişimine duyarlı bir yapı elde edilmiştir.



Şekil 7.3: Altın üst katmanın kalınlığına bağlı spektral iletim ve yansımaya değerleri. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda spektral yansımaya değerleri. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda spektral iletim değerleri.

PMMA ara katmanın kalınlığının iki faz durumunda iletim ve yansımaya etkisi Şekil 7.4'teki gibi incelenmiştir. Şekil 7.4(a) ve 7.4(b) sırasıyla PLTF-rt ve PLTF-hot durumlarındaki yansımaların PMMA ara katman kalınlığı ve dalgalıboyuna bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 7.4(c) ve 7.4(d) ise bu iki yapının spektral iletim değerlerini sergilemektedir. Şekillere bakıldığında her iki faz durumunda iletim ve yansımada Fabry-Perot tipi rezonanslar oluştuğu ve bu rezonansların PMMA ara katman kalınlığının artışına bağlı olarak büyük dalgalıboylarına kaydığı (kırmızıya kayma) görülmektedir. Ayrıca faz değişimine bağlı olarak sabit PMMA ara katman kalınlığı dikkate alındığı zaman bu rezonanslarda daha büyük bir değişim olmaktadır. Bu değişimler hem rezonans dalgalıboyunun kaymasını hem de ışığın saçılma değerlerinin değişimini ifade etmektedir. Bu yüzden PMMA kalınlığı 600 nm olarak belirlenmiştir. Lineer polarize IR ışına yapıya altın üst katman tarafından normal doğrultuda gönderilmiştir. Safır altta sıcaklık kontrollü ünite üzerine yerleştirilmiştir. Bu ünite IR mikroskop (Bruker Hyperion 2000) içindedir. Spektral yansımaya ve iletim değerleri bir sıvı azot soğutmalı cıva kadmiyum tellür (HgCdTe) detektörü ile

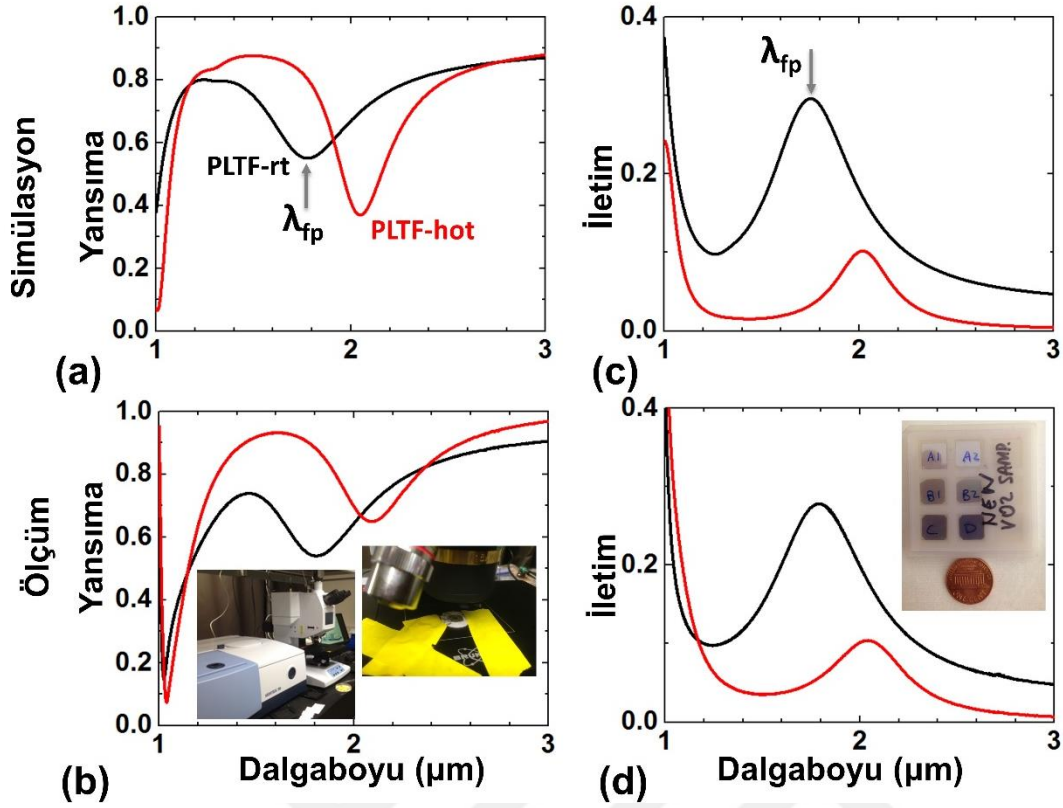
donatılmış bir Fourier dönüşümlü kızılötesi (FTIR) spektrometresine (Bruker Vertex 70) bağlı bir IR mikroskop ile ölçülmüştür.



Şekil 7.4: PMMA ara katmanın kalınlığına bağlı spektral iletim ve yansımaya değerleri. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda spektral yansımaya değerleri. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda spektral iletim değerleri.

Yapının sıcaklığı sıcaklık kontrollü ünite vasıtasıyla 23 °C'den 123 °C'ye artırılarak VO₂'nin yalıtkan fazdan iletken faza geçişi sağlanmıştır. Bu iki sıcaklıktaki PLTF yapıları "PLTF-rt" (Şekil 7.1(a)) ve "PLTF-hot" (Şekil 7.1(b)) olarak adlandırılmıştır.

Ölçümler neticesinde elde edilen spektral yansımaya ve iletim değerleri Şekil 7.5'te sunulmuştur. Spektral yansımaya ve iletim değerlerine bakıldığında simülasyon ve ölçümlerdeki rezonansların birebir uyumlu olduğu görülmektedir. Ölçüm ve simülasyonlardaki küçük değişimlerin sebebi yapı malzemelerinin kırılma indislerinin simülasyon değerleri ile uyumsuzluğu ve ölçüm sırasında yapılan hatalardan kaynaklandığı düşünülmektedir. Spektral yansımaya verisinin simülasyon ve ölçüm değerleri Şekil 7.5(a) ve 7.5(b)'de verilmiştir.



Şekil 7.5: Spektral yansımının (a) simülasyon ve (b) ölçüm sonuçları. Spektral iletimin (c) simülasyon ve (d) ölçüm sonuçları [178].

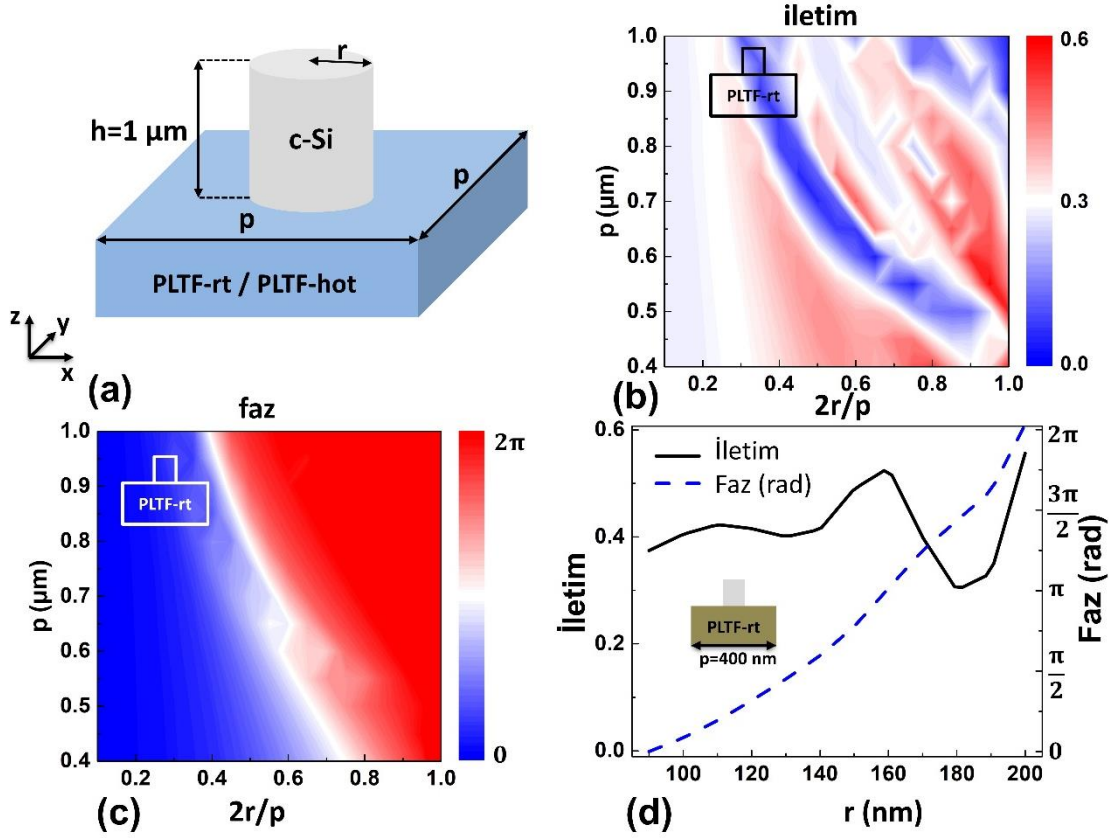
Şekil 7.5(a) ve 7.5(b)'ye bakıldığında, $\lambda_{fp}=1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyu civarında Fabry-Perot tipi bir rezonans çukurunun olduğu ve bu rezonans çukurunun VO_2 'nin metal faza geçişiyle kırmızıya kayma ile $2.05 \mu\text{m}$ 'ye kaydığı gözlemlenmektedir. Şekil 7.5(c) ve 7.5(d) spektral iletimin simülasyon ve ölçüm sonuçlarını göstermektedir. Yansımaya benzer olarak $\lambda_{fp}=1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyu civarında iletimde tepe rezonans olduğu ve bu rezonansın metalik faza geçişle beraber $2.05 \mu\text{m}$ 'ye kaydığı görülmektedir. Yansımaya ve iletimdeki bu iki gözlem dalgaboyu ekseninde meydana gelmektedir. Diğer yandan, rezonans dalgaboyunda faz değişimiyle yüksek bir kontrastla iletimin değiştiği gözlemlenmiştir. Bu durum yalıtkan fazda iletimin olduğunu, metalik fazda ise iletimin olmadığını ifade etmektedir. Yani PLTF yapı VO_2 yalıtkan fazda iken IR ışınımı geçirirken, metalik fazda ışımının iletimini engellemektedir. Diğer bir deyişle yapının ışık iletimi sıcaklıkla kontrol edilebilmektedir. Sonuç olarak hem dalgaboyu ekseninde hem de saçılan ışığın genliğinde sıcaklıkla kontrast oluşturulmuştur. Ölçümde kullanılan düzenek (FTIR spectrometer, Bruker Vertex 70) ve üretilmiş PLTF yapıları Şekil 7.5(b) ve 7.5(d)'nin içinde gösterilmiştir.

7.3 PLTF Yapısının Üzerine Yerleştirilen Metayüzey Katmanın Etkisi

Termal uyarım ile aktive olan değişimleri geliştirmek ve iyileştirebilmek için PLTF yapısı üzerine inşa edilmiş bir metayüzey katmanın saçılma etkileri teorik olarak araştırılmıştır. Metayüzey tabaka, PLTF yapısının üzerine yerleştirilmiş kristal silikon (c-Si) silindirik direklerinden oluşmaktadır. Önerilen metayüzeyin birim hücresi, Şekil 7.6(a)'da gösterilmiştir. PLTF yapısı birim hücrede VO₂'nin faz durumuna göre PLTF-rt ve PLTF-hot olacak şekilde silindirik sütunların altında bulunmaktadır. Silikon sütunların kırılma indis verileri Palik veri bankasından elde edilmiştir [38]. Yakın IR bölgede kristal silikon yüksek kırılma indisine sahiptir. Bunun yanında ihmal edilebilir seviyede düşük kayıplıdır. Yüksek kırılma indisi sayesinde ışığın fazını 0-2 π radyan aralığında kontrol edebilmektedir. Birim hücrede kullanılan c-Si boyu $h=1\mu\text{m}$ olarak sabit tutulmuş, birim hücre periyodu ve silindir kulelerin yarıçapları değiştirilerek 0-2 π radyan faz gecikmesi elde sağlanmıştır. Bu faz değerleri yapıdan geçen ışığın iletim katsayısının faz değeridir ve Lumerical ZASF ile elde edilmiştir. Yapılan simülasyonlarda $\lambda_{fp}=1.75\ \mu\text{m}$ dalgaboyundaki x-polarize düzlem dalga yapıya c-Si tarafından gönderilmiştir. Periyot 400 nm'den 1 μm 'ye artarken c-Si çapı karşılık gelen periyodun %10 ve %100'ü oranında değiştirilmiştir. İletim ve iletim katsayısının fazı Şekil 7.6(b) ve 7.6(c)'de bulunmaktadır.

Bu verilere bakılarak yüksek iletim ve 0-2 π radyan faz gecikme kriterine göre $p=400$ nm alınmıştır. Şekil 7.6(d) 400 nm periyotta ve $\lambda_{fp}=1.75\ \mu\text{m}$ dalgaboyundaki iletim ve faz değerlerini göstermektedir. Buradan yarıçap değişimine bağlı olarak (90 nm-200 nm) iletilen ışığın fazının 0 radyandan 2 π radyana kadar değiştiği ve iletimin göreceli olarak yüksek olduğu anlaşılmaktadır.

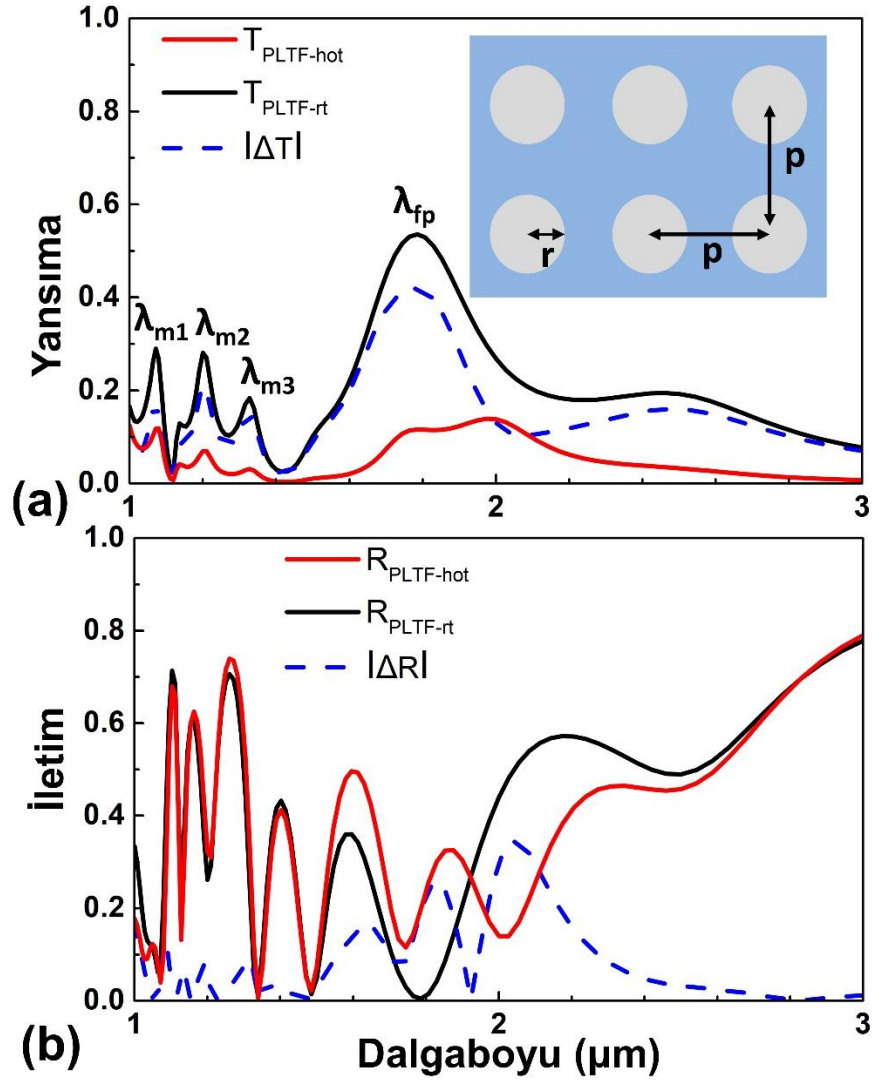
Şekil 7.6'daki tasarım parametrelerinin yardımıyla ulaşılabilecek en yüksek iletim 400 nm periyot ve 160 nm yarıçaplı kuleler ile elde edilmiştir. 1-3 μm dalgaboyu aralığında iletim ve yansıma verileri VO₂'nin faz değişimine bağlı olarak Şekil 7.7(a) ve 7.7(b)'de sunulmuştur. Her iki şekilde sürekli siyah çizgi VO₂'nin yalıtkan (PLTF-rt) olduğu durumdaki iletim ve yansımayı ($T_{PLTF-rt}$ ve $R_{PLTF-rt}$) ifade ederken, sürekli kırmızı çizgi metalik faz (PLTF-hot) durumundaki iletim ve yansımayı ($T_{PLTF-hot}$ ve $R_{PLTF-hot}$) temsil etmektedir. İki faz durumundaki iletim ve yansıma değerlerinin farkının mutlak değeri ($|\Delta T|$ ve $|\Delta R|$) kesikli mavi çizgi ile sembolize edilmiştir.



Şekil 7.6: Birim hücre tasarımı. (a) PLTF-rt/PLTF-hot yapı üzerinde silindirik kristal silikon kulelerden oluşan birim hücrenin 3D gösterimi. Sütunların boyu $h=1 \mu\text{m}$ olarak sabit tutularak ve yarıçap ve periyot değiştirilerek elde edilen (b) iletim ve (c) iletim katsayısının faz değerleri. (d) Oda sıcaklığında (PLTF-rt) $p=400 \text{ nm}$ ve $\lambda_{fp} = 1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyunda yarıçap değişimine bağlı iletim ve faz değerleri.

Şekil 7.7(a) ile sadece PLTF yapıdan elde edilen spektral iletim (Şekil 7.5(c)) kıyaslandığında, PLTF üzerine metayüzey eklenmesinin tüm dalga boylarında iletimi arttırdığı ve iletim farkının $|\Delta T|$ en yüksek olduğu dalgaboyunun $\lambda_{fp}=1.75 \mu\text{m}$ olduğu anlaşılmaktadır. Bunun yanında $1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyunda oluşan Fabry-Perot tipi rezonansa ek olarak $\lambda_{m1}=1.07 \mu\text{m}$, $\lambda_{m2}=1.20 \mu\text{m}$, ve $\lambda_{m3}=1.32 \mu\text{m}$ dalgaboylarında Mie tipi rezonansların oluştuğu görülmektedir. Spektral yansıma verilerine bakıldığında (Şekil 7.7(b)) sadece PLTF yapısındaki yansımanın daha dalgalı hale geldiği anlaşılmaktadır. Bu dalgalanmaların sebebi Mie tipi rezonanslardır. $1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyunda yansıma değerlerinde keskin bir şekilde ve büyük oranda azalma oluşmaktadır. Bu azalma yalıtkan fazda daha belirgindir. Böylece metayüzey eklenmesiyle yapı tek yönlü iletim yapmakta ve geri yansıma azalmaktadır. Bu durum dielektrik malzemelerdeki uyarılan elektrik ve manyetik dipol rezonansların etkileşimini ifade eden Kerker'in birinci şartıyla ilgilidir [177,179-182].

VO₂'nin faz geçişine bağlı maksimum iletim farkının olduğu $\lambda_{fp}=1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyunda termal olarak ayarlanabilen ışık bükülmesi elde edebilmek için daha önce tasarlanan metayüzey yapısı değiştirilmiştir. Yeni tasarımda metayüzey faz gradyan olarak tasarlanmıştır. Tasarlanan faz gradyan metayüzey Şekil 7.8'de sunulmuştur.

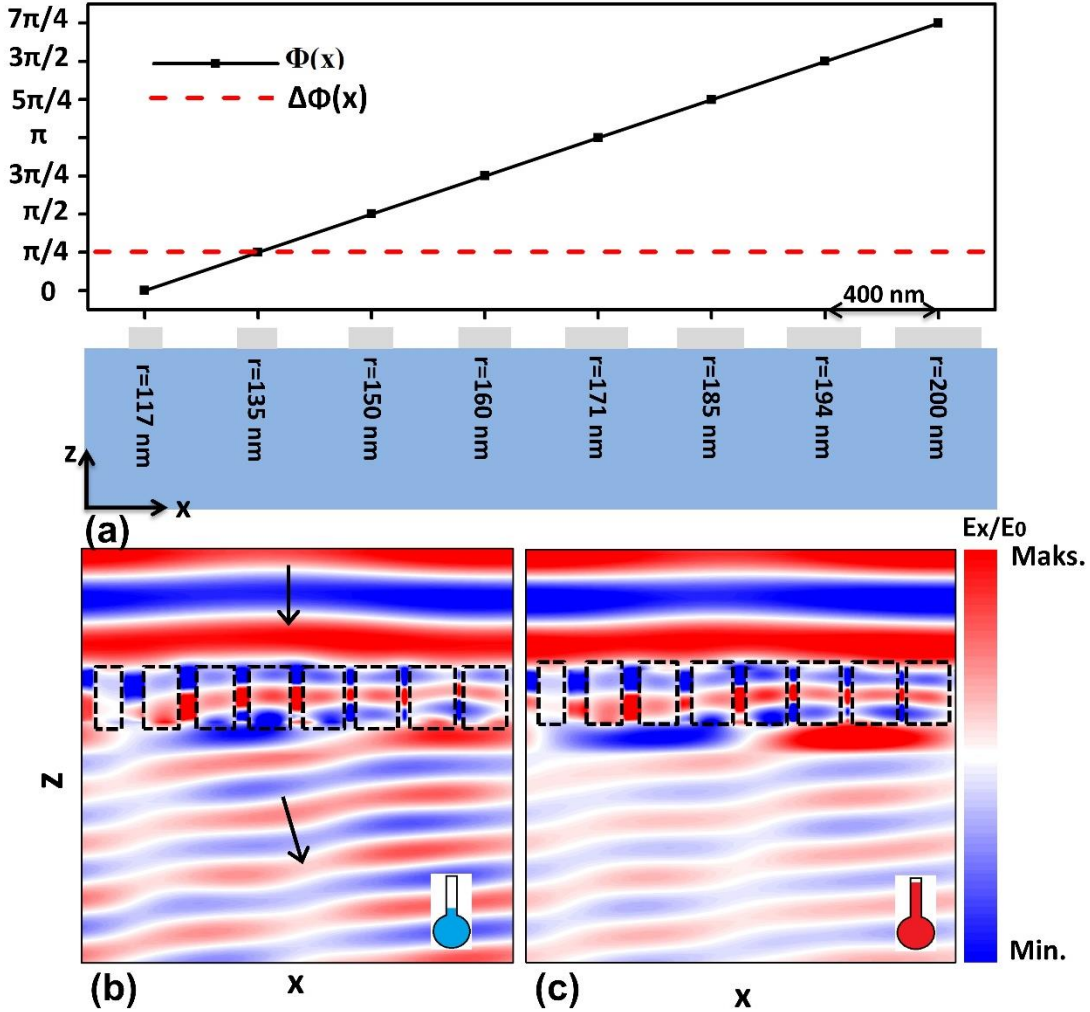


Şekil 7.7: $p=400 \text{ nm}$, $r=160 \text{ nm}$ parametrik değerlere sahip periyodik birim hücreli metayüzey kaplı yapının spektral (a) iletim ve (b) yansıma değerleri.

Faz gradyan metayüzey ışığı genelleştirilmiş Snell yasasına göre kontrol eder. Genelleştirilmiş Snell yasası aşağıdaki gibi ifade edilmiştir [39].

$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi(x)}{dx} \quad (7.1)$$

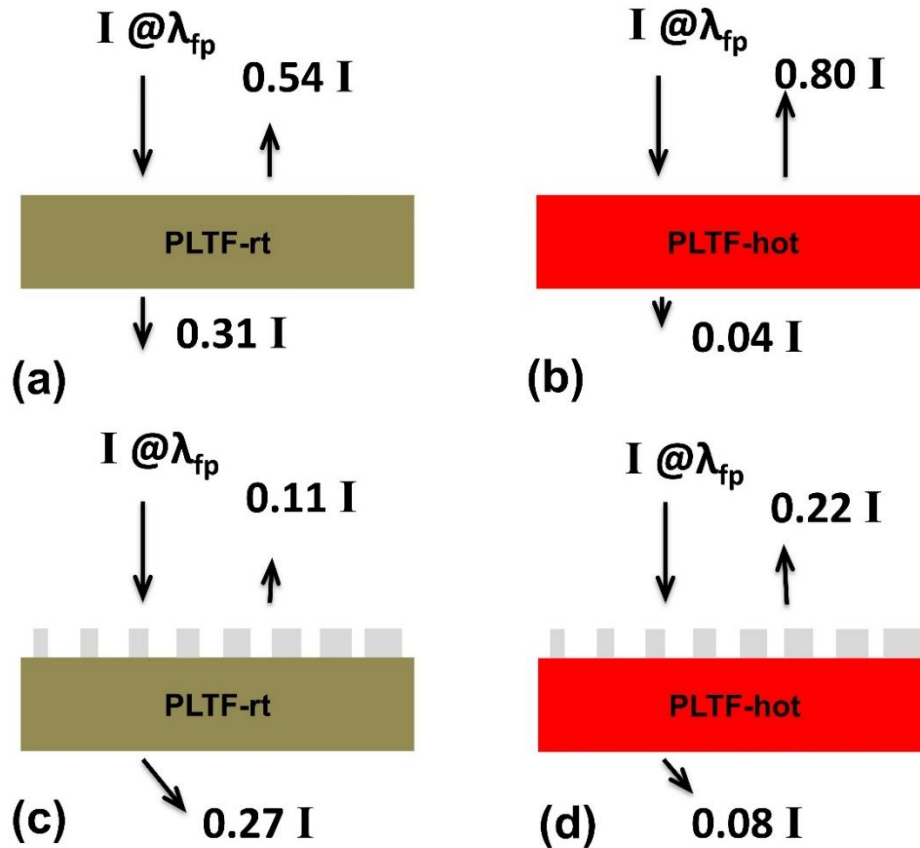
Burada n_i (n_i) ışığın geldiği (kırıldığı) ortamın kırılma indisi, θ_i (θ_i) ışığın geldiği (kırıldığı) açı, λ_0 ışığın boş uzaydaki dalgaboyu, $d\Phi$ ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı ve dx ise birim hücre periyodunu ifade etmektedir.



Şekil 7.8: Termal olarak ayarlanabilen faz gradyan metayüzeyin tasarımı ve çalışma prensibi. (a) Süper hücrenin her bir birim hücresinin fazı ve ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı. (b) PLTF-rt ve (c) PLTF-hot durumunda elektrik alan şiddet dağılımı.

Şekil 7.8(a) PLTF yapı üzerine yerleştirilmiş sekiz birim hücreden oluşmaktadır. Her birim hücre bir önceki veya bir sonraki birim hücreye göre ışığın fazını $\pi/4$ radyan farkla geciktirir. Bu süper hücre birim hücre analizleri neticesinde elde edilen verilerle tasarlanmıştır. Tasarlanan yapının tasarım parametreleri $\lambda_{fp}=1.75 \mu\text{m}$, $n_i=1.0$ (air), $n_i=1.70$ (safir alttaş), $\theta_i=0$, ve $dx=400$ nm olarak verilmiştir. Şekil 7.8(a)'nın üst kısmında super hücrenin her bir birim hücresinin fazı, $\Phi(x)$, ardışık birim hücreler arasındaki faz farkı, $d\Phi(x)$ or $\Delta\Phi(x)$, x eksenini boyunca çizilmiştir. Görüleceği üzere $d\Phi(x)$ ve dx $\pi/4$ ve 400 nm olarak sabittir. Bu parametreler Eşitlik (7.1)'de kullanılarak

ışığın bükülme açısı şu şekilde hesaplanmıştır: $\theta_t = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_t} \frac{d\phi}{dx}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{1750 \text{ nm}}{2\pi \cdot 1.7} \frac{\pi/4}{400 \text{ nm}}\right) = 18.7^\circ$. Analitik olarak hesaplanan bu açı nümerik olarak hesaplanan açiya eşittir. Bununla beraber, PLTF-rt ve PLTF-hot yapılarının elektrik alan dağılımları xz kesiti boyunca Şekil 7.8(b) ve 7.8(c)'de sunulmuştur. Bu şekillerde her bir silindirik kule kesikli siyah çizgilerle gösterilmiştir. Her iki şekil incelendiğinde her iki faz durumunda da ışığın aynı açı ile büküldüğü anlaşılmaktadır (18.7°). Ancak PLTF-tr durumunda bükülen ışığın şiddeti daha fazladır. Sayısal olarak her iki durumdaki iletim ve yansımaya değerleri şöyledir: $T_{PLTF-rt}=0.35$, $R_{PLTF-rt}=0.18$, $T_{PLTF-hot}=0.10$ ve $R_{PLTF-hot}=0.29$. PLTF-rt durumunda gelen ışık gücünün %27'si, PLTF-hot durumunda ise gelen ışık gücünün %8'i bükülmektedir. Bu yüzden tasarlanan bu yapı termal olarak ayarlanabilir ışık bükülmesine bir örnek teşkil eder. Işın optiği yardımıyla λ_{fp} dalgaboyunda her iki faz durumu için metayüzey katkısı da dikkate alınarak elde edilen veriler Şekil 7.9'da özetlenmiştir.



Şekil 7.9: Normal yönlü $1.75 \mu\text{m}$ dalgaboyuna sahip ışık uyarımı altında yapıdan saçılan ışığın karşılaştırılması. (a) PLTF-rt ve (b) PLTF-hot durumunda metayüzey yokken saçılan ışığın ışın gösterimi ile izahı. (c) PLTF-rt ve (d) PLTF-hot durumunda metayüzey varken saçılan ışığın ışın gösterimi ile izahı.

Metayüzey yokken elde VO₂'nin yalıtkan (PLTF-rt) ve metalik (PLTF-hot) durumdaki ışık saçılma değerleri Şekil 7.9(a) ve 7.9(b)'de gösterilmiştir.

PLTF yapı üzerinde metayüzey yokken ışık Snell yasasına göre hareket etmektedir. Yani normal yönde uyarılan ışık yapıdan normal yönde yansımakta ve iletilmektedir. Yapıya (PLTF-rt) gönderilen ışığın %31'i Şekil 7.9(a)'da gösterildiği gibi iletilirken, %54'ü yansımaktadır. VO₂'nin metal faza geçişiyle beraber (Yani PLTF-hot durumu) iletim %4'e düşerken yansıma %80'e çıkmaktadır (Şekil 7.9(b)). Diğer yandan PLTF yapı üzerine metayüzey eklenmesi ışığın saçılma davranışını tamamen değiştirmektedir. Işık genelleştirilmiş Snell yasasına göre hareket etmektedir [39]. Şekil 7.9(c)'de gösterildiği gibi normal yönde yapıya uygulanan ışığın %27'si bükülerek yapıdan geçerken %11'i yansımaktadır. VO₂ faz değişimine uğradığında ise Şekil 7.9(d)'de gösterildiği gibi gönderilen ışığın %8'i iletilirken %22'si yansımaktadır. Bu şekilde termal olarak ayarlanabilen ışık bükülmesi sağlanmıştır.

8. SONUÇ VE ÖNERİLER

Metayüzeyler elektromanyetik ışımının genliğini, fazını ve polarizasyonunu dalgaboyundan daha düşük boyutlarda kontrol edebilen saçıcılardan oluşmaktadır. Bu saçıcılar metalik malzemelerden oluşabileceği gibi dielektrik malzemelerden de oluşabilmektedir. Bu tez kapsamında metalik ve tamamen dielektrik malzemelerden oluşan metayüzeyler tasarlanarak görünür ve kızılötesi bantta ışık bükme, odaklama, düzlem dalgadan girdap ışık demeti oluşturma, hüzme ayırıcı ve asimetric ışık iletimi gibi çeşitli optik uygulamalar gerçekleştirilmiştir. Bu tezin ikinci bölümünde tamamen dielektrik malzemeler ile metayüzey tasarım ve uygulaması yapılmıştır. Dielektrik malzeme olarak yüksek kırılma indisli bir yarıiletken olan yamuk şekilli kristal silikon ve yalıtkan bir malzeme olan silika (cam) alttaş seçilmiştir. Yamuk olarak tasarlanan yapının boyutu ölçeklenerek yüksek iletim değerlerinde $0-2\pi$ radyan faz değerleri elde edilmiştir. Bu faz değerleri ile ışığı bir yöne doğru bükme, 1 ve 2 boyutta odaklama ve düzlem dalgadan girdap huzme formu elde etme çalışmaları yapılmıştır.

Işığın bükülmesini sağlamak amacıyla aralarındaki faz farkı $\pi/4$ olan 8 adet yamuk şekilli kristal silikon seçilerek süper hücre oluşturulmuştur. Yapıya normal yönde ve daha sonra açılı olarak ışık gönderilerek yapının davranışı incelemiştir. TM polarizasyondaki iletim veriminin %70, kırınım veriminin %98, bükülme veriminin %68.5, TE polarizasyondaki iletim veriminin %66, kırınım veriminin %98 ve bükülme veriminin %64.5 olduğu belirlenmiştir. Bunun yanında farklı faz gradyana sahip metayüzeyler tasarlanarak iletim, kırınım, bükülme verimleri hesaplanarak performansları analiz edilmiştir.

Işığın alt dalgaboyu mertebede 1 boyutta odaklanması için 532 nm dalgaboyunda 2 faklı metayüzey lens tasarlanmıştır. Tasarlanan ilk metayüzey lensin boyutu $D=10.26$ μm ve odak uzunluğu $f=2.6$ μm 'dir. Bu lensin SA değeri $n \times \sin[\tan^{-1}(D/2f)]=0.89$ olarak hesaplanmıştır. Odaklanan ışık gücü TM polarizasyonunda %50 iken TE polarizasyonda %52'dir. Bunun yanında iletilen ışığın yaklaşık olarak %80'i odaklanmıştır. İkinci lens 0.77 SA değerine sahip olacak şekilde tasarlanmıştır.

Odaklanan ışık güçleri TM polarizasyonunda %60 iken TE polarizasyonda %62'dir. Bunun yanında iletilen ışığın yaklaşık olarak %82'si odaklanmıştır.

532 nm dalgaboyunda ışığı 2 boyutta odaklayan SA değerleri 0.76 ve 0.89 olan iki ayrı metayüzeyle lens tasarlanmıştır. Sayısal açıklık değeri 0.76 olan lensin iletim verimi %79'dur ve bu lens lineer faz dağılımı gösteren axicon lens tasarımına bir örnek teşkil etmektedir. SA değeri 0.89 olan ikinci lensin boyutu $D=10\ \mu\text{m}$ ve odak uzunluğu $f=2.5\ \mu\text{m}$ 'dir. Odaklanan ışığın benek genişliği her iki polarizasyonda eşittir ve 280 nm'dir.

Bunun yanında, dielektrikten oluşan metayüzeyle ile girdap ışık demeti üretimi için bir yapı tasarlanmıştır. Bu yapı ışığa xy düzleminde sarmal olarak $\pi/4$ faz adımlarıyla 0 radyandan 2π radyana kadar faz gecikmesi uygulamaktadır. Diğer bir deyişle, koordinat eksenini 8 ayrı alana bölünmüş ve her bir alana ışığı bir önceki alandan $\pi/4$ radyan fazla geciktiren metayüzeyle yerleştirilmiştir. Bu şekilde tasarlanan yapıya gönderilen düzlem dalgasının %60'ı girdap ışık huzmesine dönüşmüştür. Bu ışık huzmesinin ışığın ilerleme düzlemindeki farklı noktalarda elektrik alan şiddetleri ile faz dağılımları gösterilmiştir. Bu huzmenin elektrik alan şiddet dağılımı simit şeklindedir. Yani elektrik alan şiddeti ışığın ilerleme düzleminin merkezinde minimum ve merkezden uzak belli bir yarıçap aralığındaki bir hacimsel bölgeye tüm enerji hapsolmüştür

Işık akışı kontrolü, modern optik sistemlerde, optik spektrumun farklı bölümlerinde önemli rol oynar. Diyot benzeri optik aygıtlar veya optik diyotlar bu ışık kontrolündeki ana unsurlardır. Bu kapsamda, optik diyotlar istenen spektrumda asimetric iletim davranışı gösterir. Bu tezin üçüncü bölümünde, ZASF analizi ile geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız olarak çalışan üç boyutlu bir metasurface yapısı tasarlanmıştır. Yapıda, safir alttaş üzerinde Al üst tabakası kullanılmıştır. Üst taraftaki nano boyutlu tabaka geometrisi, saf piramit, yamuk ve dikdörtgen prizma gibi farklı geometrik şekiller kullanılarak sayısal olarak incelenmiştir. Asimetric iletim performansı açısından en iyi durum yamuk olarak bulunmuştur. Sayısal olarak optimize edilmiş tasarımımızın tüm görünür spektrumda oldukça iyi bir asimetric davranışa sahip olduğu gösterilmiştir. İleri iletim %50'nin üzerindedir. Maksimum ileri iletim 550 nm dalgaboyunda %88'dir. Ters yöndeki iletim %28'in altındadır. Kontrast oranı 3 dB'den (neredeyse 5 dB) yüksektir. 461 nm dalgaboyunda çok yüksek bir kontrast oranı (~23 dB) elde edilmiştir. Bu dalgaboyunda ters yöndeki iletim yaklaşık olarak sıfırdır, ileri

yöndeki iletim yaklaşık %53'tür. Ek olarak, elektriksel alan yoğunluğunun, farklı aydınlatma yönlerine göre görünür dalga boylarında dağılımları ve kırınım demetlerinin etkileri, asimetrik iletimin fiziksel sebebinin daha iyi açıklamak için incelenmiştir. Ayrıca, asimetrik iletimin doğrudan yüksek dereceli kırınımlarla ilgili olduğu sayısal olarak gösterilmiştir. Asimetrik iletimin bant genişliği basit bir formülle ifade edilmiştir. Bu yapı mevcut nano üretim teknikleri ile imal edilebilir ve optik haberleşme, lazer sistemleri, güneş enerjisi sistemleri ve ultraviyole tabanlı tespit sistemleri gibi uygulamalar için optik diyotlarda kullanılabilir. Çalışma prensibi görünür frekans bölgesi ile sınırlı değildir ve farklı spektrum aralığına genişletilebilir.

Tezin dördüncü bölümünde geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız metayüzey tabanlı ışın bölücü bir yapı tasarlanmıştır. Bu yapı cam üzerine yerleştirilmiş TiO_2 nano silindirlere oluşmaktadır. Önerilen yapıda faz gradyanının işareti periyodik olarak değişmektedir. Genel tasarım stratejisine zıt olarak iki adımlı faz gradyanlı tamamen dielektrikten oluşan metayüzey tasarlanmıştır. Tasarlanan metayüzeyin geniş bantlı ve polarizasyon bağımsız olduğu görülmüştür. Bunun yanında sağa/sola ayrılan ışık açısı $46.8^\circ/-46.8^\circ$ iken bunlara karşılık gelen iletim verimi ise 0.90 olarak belirlenmiştir. Buna ek olarak, tasarlanan metayüzey ışığı görünür bantta çok yönlü olarak ayırmaktadır. Ayrılan ve ayrılmayan ışık şiddetleri nano silindir yarıçapları ayarlanarak değiştirilebilmektedir. Bu yapı mevcut üretim teknikleriyle üretilerek çeşitli optik sistemlerde farklı dalgaboyu spektrumlarında kullanılabilir.

Tezin beşinci bölümünde iletim davranışı ileri ve ters taraftan gelen ışığın yönüne duyarlı bir şekilde değişebilen asimetrik iletim cihazı tasarlanmış ve analiz edilmiştir. Yapı, yarı-silindirik alt-tabaka üzerindeki dielektrik metayüzeyden oluşmaktadır. Tasarlanan yapı ileri yönde gönderilen ışığı yüksek verimle iletirken ters yönden gönderilen ışığı yansıtarak iletimini engellemektedir. İleri aydınlatmada, yüksek yoğunluktaki iletilen ışık, yapıyı saçılma olmadan belli bir doğrultuda terk etmektedir. Bu sayede saçılma kayıpları önlenmiş olmaktadır. Önerilen konseptin doğruluğunu kanıtlamak için hem ışın izleme tekniğini hem de ZASF yöntemini kullanarak yapı analiz edilmiştir. Işın izleme ve dalga analiz sonuçları birbiriyle uyumludur. Ayrıca, asimetrik iletimin, 500 nm-715 nm geniş dalgaboyunda gerçekleştiği gösterilmiştir. Bu dalgaboyu aralığı, asimetrik iletimin (500 nm) başlangıç dalgaboyunu tanımlayan analitik hesaplamalara ve metayüzeylerin faz dağılımlarının 715 nm'den sonra belirgin

bir bozulma sergilediği son dalgaboyuna işaret eden sayısal tahminlerle uyumludur. Eğimli veya alışılmadık formdaki yüzeylere uyumlu metayüzeyler ve gelişmiş üretim teknikleri sayesinde önerilen yapı üretilebilir. Önerilen yapının çalışma prensibi görünür frekans bölgeleri ile sınırlı değildir. Bu konsept önerilen tasarımın ölçeklenebilirliği ve metayüzeylerin esnek tasarım özellikleri nedeniyle farklı spektrum aralıklarda gerçekleştirilebilir.

Tezin altıncı bölümünde orta IR bölgede faz değiştiren malzeme ile tasarlanan filtre yapısının faz değişimine bağlı davranışındaki değişim incelenmiştir. Faz değiştiren malzeme yalıtkan fazda iken tasarlanan yapı iyi bir optik diyot gibi davranırken, faz değişimiyle iletken faza geçilince yapı iki taraflı yalıtıcı gibi davranmaktadır. Bu yapı mevcut nano ve mikro üretim teknikleriyle üretilebilir ve güçlü IR ışımaya maruz kalan IR güdümlü mermi ve IR görüntüleme sistemlerini korumak için kullanılabilir.

Tezin son bölümünde termal uyarımla fazı yalıtkindan iletkene (veya tersi) değişen VO₂ kullanarak kısa dalgaboyu IR bölgede çalışan termal olarak saçılma davranışı ayarlanabilen bir düzlemsel katmanlı ince film yapısı tasarlanmış ve ölçümleri yapılmıştır. Yapının iletim ve yansıtma davranışı ile rezonans dalgaboyları dış uyarımla kontrol edilebilmektedir. Yapı ısıtıldığında VO₂ metalik faza geçmekte ve 1.75 µm dalgaboyunda oluşan rezonans durumu yaklaşık 400 nm büyük dalgaboylarına doğru kaymaktadır. Yapı soğutulduğu durumda da rezonans dalgaboyu 400 nm geri kaymaktadır. Faz değişimine bağlı olarak iletim ve yansıma şiddetlerinde de değişiklikler oluşmaktadır. VO₂ yalıtkan fazda iken yapı ışığı iyi iletirken, iletken faza geçtiğinde ise yapı ışığı iletmemektedir. Bu durum ışığın iletiminin “ON” ve yalıtımının “OFF” temsili bir ifadesidir. Yani ışık ısıl bir uyarımla modüle edilebilmektedir. Işık kontrol mekanizmasını geliştirmek ve yeni özellikler katmak için PLTF yapısının üzerine metayüzey eklenmiştir. Bu durumda sadece PLTF yapısıyla faz değişimi neticesinde elde edilen iletim farkı neredeyse iki katına çıkarken Fabry-Perot tipi rezonansa Mie tipi rezonans durumları eklenmiştir. Bunun yanında, PLTF yapının üzerine faz gradyan metayüzey eklenerek termal olarak ayarlanabilen ışık bükülmesi elde edilmiştir. Bu şekilde optik cihazlara yeni özellikler kazandırılabilceği gibi mevcut özellikler daha verimli hale getirilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Lalanne, P., Chavel, P.,** (2017). Metalenses at visible wavelengths: An historical fresco. *Proc. SPIE 10113, High Contrast Metastructures VI,10113.*
- [2] **Shelby, R. A., Smith, D. R., Schultz, S.,** (2001). Experimental verification of a negative index of refraction. *Science, 292, 77-79.*
- [3] **Shalaev, V. M., Klar, T. A., Drachev, V. P., Kildishev, A. V.,** (2006). Optical negative-index metamaterials: From low to no loss. *Photonic Metamaterials: From Random to Periodic Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006).*
- [4] **Xiao, S., Drachev, V. P., Kildishev, A. V., Ni, X., Chettiar, U. K., Yuan, H., Shalaev, V. M.,** (2010). Loss-free and active optical negative-index metamaterials. *Nature, 466, 735-738.*
- [5] **Decker, M., Staude, I., Falkner, M., Dominguez, J., Neshev, D. N., Brener, I., Kivshar, Y. S.,** (2015). High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. *Adv. Opt. Mater., 3, 813-820.*
- [6] **Genevet, P., Capasso, F., Aieta, F., Khorasaninejad, M., Devlin, R.,** (2017). Recent advances in planar optics: From plasmonic to dielectric metasurfaces. *Optica, 4, 139-152.*
- [7] **Estakhri, N. M., Alù, A.,** (2015). Recent progress in gradient metasurfaces. *J. Opt. Soc. Am. B, 33, 21-30.*
- [8] **Sun, S., Yang, K., Wang, C., Juan, T., Chen, W. T., Liao, C. Y., Tsai, D. P.,** (2012). High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces. *Nano Lett., 12, 6223-6229.*
- [9] **Arbabi, A., Briggs, R. M., Horie, Y., Bagheri, M., Faraon, A.,** (2015). Efficient dielectric metasurface collimating lenses for mid-infrared quantum cascade lasers. *Opt. Express, 23, 33310-33317.*
- [10] **Mateus, C., Huang, M., Chen, L., Chang-Hasnain, C., Suzuki, Y.,** (2004). Broad-band mirror (1.12–1.62 μm) using a subwavelength grating. *IEEE Photon. Technol. Lett., 16, 1676-1678.*
- [11] **Karimi, E., Schulz, S. A., Leon, I. D., Qassim, H., Upham, J., Boyd, R. W.,** (2014). Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface. *Light Sci. Appl., 3, E167.*

- [12] **Zheng, G., Mühlenbernd, H., Kenney, M., Li, G., Zentgraf, T., Zhang, S.,** (2015). Metasurface holograms reaching 80% efficiency. *Nat. Nanotechnol.*, 10, 308-312.
- [13] **Khorasaninejad, M., Chen, W. T., Devlin, R. C., Oh, J., Zhu, A. Y., Capasso, F.,** (2016). Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging. *Science*, 352, 1190-1194.
- [14] **Niv, A., Biener, G., Kleiner, V., Hasman, E.,** (2004). Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam–Berry phase optical elements. *Opt. Lett.*, 29, 238-240.
- [15] **Yu, N., Genevet, P., Kats, M. A., Aieta, F., Tetienne, J., Capasso, F., Gaburro, Z.,** (2011). Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction. *Science*, 334, 333-337.
- [16] **Yang, Y., Wang, W., Moitra, P., Kravchenko, I. I., Briggs, D. P., Valentine, J.,** (2014). Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation. *Nano Lett.*, 14, 1394-1399.
- [17] **Lin, D., Fan, P., Hasman, E., Brongersma, M. L.,** (2014). Dielectric gradient metasurface optical elements. *Science*, 345, 298-302.
- [18] **Desiatov, B., Mazurski, N., Fainman, Y., Levy, U.,** (2015). Polarization selective beam shaping using nanoscale dielectric metasurfaces. *Opt. Express*, 23, 22611-22618.
- [19] **Aieta, F., Genevet, P., Kats, M. A., Yu, N., Blanchard, R., Gaburro, Z., Capasso, F.,** (2012). Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces. *Nano Lett.*, 12, 4932-4936.
- [20] **Pors, A., Albrechtsen, O., Radko, I. P., Bozhevolnyi, S. I.,** (2013). Gap plasmon-based metasurfaces for total control of reflected light. *Sci. Rep.*, 3, 2155.
- [21] **Chen, W. T., Yang, K., Wang, C., Huang, Y., Sun, G., Chiang, I., Tsai, D. P.,** (2013). High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images. *Nano Lett.*, 14, 225-230.
- [22] **Jahani, S., Jacob, Z.,** (2016). All-dielectric metamaterials. *Nat. Nanotechnol.*, 11, 23-36.
- [23] **Evlyukhin, A. B., Novikov, S. M., Zywiets, U., Eriksen, R. L., Reinhardt, C., Bozhevolnyi, S. I., Chichkov, B. N.,** (2012). Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region. *Nano Lett.*, 12, 3749-3755.

- [24] **Huang, X., Lai, Y., Hang, Z. H., Zheng, H., Chan, C. T.,** (2011). Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials. *Nat. Mater.* 10, 582–586.
- [25] **Moitra, P., Yang, Y., Anderson, Z., Kravchenko, I. I., Briggs, D. P., Valentine, J.,** (2013). Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial. *Nat. Photonics*, 7, 791-795.
- [26] **Liu, S., Sinclair, M. B., Mahony, T. S., Jun, Y. C., Campione, S., Ginn, J., Brener, I.,** (2014). Optical magnetic mirrors without metals. *Optica*, 1, 250-256.
- [27] **Zhou, J., Koschny, T., Kafesaki, M., Economou, E. N., Pendry, J. B., Soukoulis, C. M.,** (2005). Saturation of the magnetic response of splitting resonators at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 223902.
- [28] **Hardy, W. N., Whitehead, L. A.,** (1981). Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200–2000 MHz. *Rev. Sci. Instrum.*, 52, 213-216.
- [29] **Decker, M., Staude, I., Falkner, M., Dominguez, J., Neshev, D. N., Brener, I., Kivshar, Y. S.,** (2015). High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. *Adv. Opt. Mater.*, 3, 813-820.
- [30] **Özdemir, A., Hayran, Z., Takashima, Y., Kurt, H.,** (2017). Polarization independent high transmission large numerical aperture laser beam focusing and deflection by dielectric Huygens' metasurfaces. *Opt. Commun.*, 401, 46-53.
- [31] **Staude, I., Miroshnichenko, A. E., Decker, M., Fofang, N. T., Liu, S., Gonzales, E., Kivshar, Y.,** (2013). Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks. *ACS Nano*, 7, 7824-7832.
- [32] **Khorasaninejad, M., Zhu, A. Y., Roques-Carmes, C., Chen, W. T., Oh, J., Mishra, Capasso, F.,** (2016). Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths. *Nano Lett.*, 16, 7229-7234.
- [33] **Arbabi, A., Horie, Y., Ball, A. J., Bagheri, M., Faraon, A.,** (2015). Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays. *Nat. Commun.*, 6, 7069.
- [34] **Arbabi, A., Briggs, R. M., Horie, Y., Bagheri, M., Faraon, A.,** (2015). Efficient dielectric metasurface collimating lenses for mid-infrared quantum cascade lasers. *Opt. Express*, 23, 33310-33317.
- [35] **Zhou, Z., Li, J., Su, R., Yao, B., Fang, H., Li, K., Krauss, T. F.,** (2017). Efficient silicon metasurfaces for visible light. *ACS Photonics*, 4, 544-551.

- [36] **Zhan, A., Colburn, S., Trivedi, R., Fryett, T. K., Dodson, C. M., Majumdar, A.,** (2016). Low-contrast dielectric metasurface optics. *ACS Photonics*, 3, 209-214.
- [37] **Emani, N. K., Khaidarov, E., Paniagua-Domínguez, R., Fu, Y. H., Valuckas, V., Lu, S., Kuznetsov, A. I.,** (2017). High-efficiency and low-loss gallium nitride dielectric metasurfaces for nanophotonics at visible wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 111, 221101.
- [38] **Palik, E. D.,** (1999). *Handbook of optical constants of solids*. San Diego, USA: Academic.
- [39] **Aieta, F., Genevet, P., Yu, N., Kats, M. A., Gaburro, Z., Capasso, F.,** (2012). Out-of-plane reflection and refraction of light by anisotropic optical antenna metasurfaces with phase discontinuities. *Nano Lett.*, 12, 1702-1706
- [40] **Larouche, S., Smith, D. R.,** (2012). Reconciliation of generalized refraction with diffraction theory. *Opt. Lett.*, 37, 2391-2393.
- [41] **Pfeiffer, C., Emani, N. K., Shaltout, A. M., Boltasseva, A., Shalaev, V. M., Grbic, A.,** (2014). Efficient light bending with isotropic metamaterial Huygens' surfaces. *Nano Lett.*, 14, 2491-2497.
- [42] **Nye, J. F., Berry, M. V.,** (1974). Dislocations in wave trains. *Proc. R. Soc. A*, 336, 165-190
- [43] **Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R. J., Woerdman, J. P.,** (1992). Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. *Phys. Rev. Lett.*, 45(11), 8185-8189.
- [44] **Cheng, W., Han, W., Zhan, Q.,** (2013). Compact flattop laser beam shaper using vectorial vortex. *Appl. Opt.*, 52, 4608.
- [45] **Gibson, G., Courtial, J., Padgett, M. J., Vasnetsov, M., Pasko, V., Barnett, S. M., Franke-Arnold, S.,** (2004). Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum. *Opt. Express*, 12, 5448-5456
- [46] **Gahagan, K. T., Swartzlander, G. A.,** (1996). Optical vortex trapping of particles. *Opt. Lett.*, 21, 827-829.
- [47] **Padgett, M., Bowman, R.,** (2011). Tweezers with a twist. *Nat. Photonics*, 5, 343-348.
- [48] **Jesacher, A., Maurer, C., Schwaighofer, A., Bernet, S., Ritsch-Marte, M.,** (2008). Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator. *Opt. Express*, 16, 2597-2603.

- [49] **Wang, Q., Sun, X. W., Shum, P.,** (2004). Generating doughnut-shaped beams with large charge numbers by use of liquid-crystal spiral phase plates. *Appl. Opt.*, 43, 2292-2297.
- [50] **Dufresne, E. R., Grier, D. G.,** (1998). Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Rev. Sci. Instrum.*, 69, 1974-1977.
- [51] **Genevet, P., Yu, N., Aieta, F., Lin, J., Kats, M. A., Blanchard, R., Capasso, F.,** (2012). Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities. *Appl. Phys. Lett.*, 100, 013101.
- [52] **Guo, Z., Zhu, L., Guo, K., Shen, F., Yin, Z.,** (2017). High-order dielectric metasurfaces for high-efficiency polarization beam splitters and optical vortex generators. *Nanoscale Res. Lett.*, 12, 512.
- [53] **Shalaev, M. I., Sun, J., Tsukernik, A., Pandey, A., Nikolskiy, K., Litchinitser, N. M.,** (2015). High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode. *Nano Lett.*, 15, 6261-6266.
- [54] **Jalas, D., Petrov, A., Eich, M., Freude, W., Fan, S., Yu, Z., Renner, H.,** (2013). What is — and what is not — an optical isolator. *Nat. Photonics*, 7, 579-582.
- [55] **Fan, L., Wang, J., Varghese, L. T., Shen, H., Niu, B., Xuan, Y., Qi, M.,** (2011). An all-silicon passive optical diode. *Science*, 335, 447-450.
- [56] **Agrell, E., Karlsson, M., Chraplyvy, A.R., Richardson, D.J., Krummrich, P.M., Winzer, P., Roberts, K., Fischer, J.K., Savory, S.J., Eggleton, B.J., Secondini, M., Kschischang, F.R., Lord, A., Prat, J., Tomkos, I., Bowers, J.E., Srinivasan, S., Brandt-Pearce, M., Gisin, N.,** (2016). Roadmap of optical communications. *J. Opt.*, 18, 1-40.
- [57] **Society of Photo-optical Instrumentation Engineers,** Celebrating Light: 50 Ways Light-Based Technologies Enrich Our World (SPIE Press, Bellingham, WA, 2015).
- [58] **Fuchs, E.R.H., Kirchain, R.E., Liu, S.,** (2011). The future of silicon photonics: not so fast? Insights from 100G ethernet LAN transceivers. *J. Lightwave Technol.*, 29, 2319-2326.
- [59] **Daukantas, P.,** (2017). The optics workforce: looking to the future. *Opt. Photonics News*, 28, 26.
- [60] **Levy, M.,** (2005). Nanomagnetic route to bias-magnet-free, on-chip faraday rotators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22, 254-260.
- [61] **Vanwolleghem, M., Checoury, X., Śmigaj, W., Gralak, B., Magdenko, L., Postava, K., Lourtioz, J.,** (2009). Unidirectional band gaps in

uniformly magnetized two-dimensional magnetophotonic crystals. *Phys. Rev. B*, 80, 121102(R).

- [62] **Dötsch, H., Bahlmann, N., Zhuromskyy, O., Hammer, M., Wilkens, L., Gerhardt, R., Hertel, P., Popkov, A.F.,** (2005). Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22, 240-253.
- [63] **Turner, E.H., Stolen, R.H.,** (1981). Fiber faraday circulator or isolator. *Opt. Lett.*, 6, 322-323.
- [64] **Aplet, L.J., Carson, J.W.A.,** (1964). Faraday effect optical isolator. *Appl. Opt.*, 3, 544-545.
- [65] **Feng, L., Ayache, M., Huang, J., Xu, Y., Lu, M., Chen, Y., Scherer, A.,** (2011). Nonreciprocal light propagation in a silicon photonic circuit. *Science*, 333, 729-733.
- [66] **Gallo, K., Assanto, G., Parameswaran, K.R., Fejer, M.M.,** (2001). All-optical diode in a periodically poled lithium niobate waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 79, 314-316.
- [67] **Shi, Y., Yu, Z., Fan, S.,** (2015). Limitations of nonlinear optical isolators due to dynamic reciprocity. *Nat. Photonics*, 9, 388-392.
- [68] **Soljačić, M., Luo, C., Joannopoulos, J.D., Fan, S.,** (2003). Nonlinear photonic crystal microdevices for optical integration. *Opt. Lett.*, 28, 637-639.
- [69] **Leuthold, J., Koos, C., Freude, W.,** (2010). Nonlinear silicon photonics. *Nat. Photonics*, 4, 535-544.
- [70] **Lawrence, M., Barton III, D.R., Dionne, J.A.,** (2018). Nonreciprocal flat optics with silicon metasurfaces. *Nano Lett.*, 18, 1104-1109.
- [71] **Wang, V., Zhou, C.Z., Li, Z.Y.,** (2011). On-chip optical diode based on silicon photonic crystal heterojunctions. *Opt. Express*, 19, 26948-26955.
- [72] **Serebryannikov, A.E.,** (2009). One-way diffraction effects in photonic crystal gratings made of isotropic materials. *Phys. Rev. B*, 80, 155117.
- [73] **Kurt, H., Yilmaz, D., Akosman, A.E., Ozbay, E.,** (2012). Asymmetric light propagation in chirped photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 20, 20635-20646.
- [74] **Lu, C., Hu, X., Zhang, Y., Li, Z., Xu, X., Yang, H., Gong, Q.,** (2011). Ultralow power all-optical diode in photonic crystal heterostructures with broken spatial inversion symmetry. *Appl. Phys. Lett.*, 99, 051107.
- [75] **Zhukovsky, S.V., Smirnov, A.G.,** (2011). All-optical diode action in asymmetric nonlinear photonic multilayers with perfect transmission resonances. *Phys. Rev. A*, 83, 023818.

- [76] **Hu, X., Li, Z., Zhang, J., Yang, H., Gong, Q., Zhang, X.,** (2011). Low-power and high-contrast nanoscale all-optical diodes via nanocomposite photonic crystal microcavities. *Adv. Funct. Mater.*, 21, 1803-1809.
- [77] **Shen, B., Polson, R., Menon, R.,** (2015). Broadband asymmetric light transmission via all-dielectric digital metasurfaces. *Opt. Express*, 23, 20961-20970.
- [78] **Li, Z., Kim, M., Wang, C., Han, Z., Shrestha, S., Overvig, A. C., Yu, N.,** (2017). Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces. *Nat. Nanotechnol.*, 12, 675-683.
- [79] **Zhu, H., Li, F., Tang, B., Zang, X., Jiang, C.,** (2014). Asymmetric transmission through metallic grating with dielectric substrate. *Opt. Commun.*, 318, 41-46.
- [80] **Serebryannikov, A.E., Colak, E., Magath, T., Ozbay, E.,** (2016). Two types of single-beam deflection and asymmetric transmission in photonic structures without interface corrugations. *J. Opt. Soc. Am. A*, 33, 2450-2458.
- [81] **Tang, B., Li, Z., Liu, Z., Callewaert, F., Aydin, K.,** (2016). Broadband asymmetric light transmission through tapered metallic gratings at visible frequencies. *Sci. Rep.*, 6, 39166.
- [82] **Fedotov, V. A., Mladyonov, P. L., Prosvirnin, S. L., Rogacheva, A. V., Chen, Y., Zheludev, N. I.,** (2006). Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 167401.
- [83] **Drezet, A., Genet, C., Laluet, J., Ebbesen, T. W.,** (2008). Optical chirality without optical activity: How surface plasmons give a twist to light. *Opt. Express*, 16, 12559-12570.
- [84] **Kenanakis, G., Xomalis, A., Selimis, A., Vamvakaki, M., Farsari, M., Kafesaki, M., Economou, E. N.,** (2015). Three-dimensional infrared metamaterial with asymmetric transmission. *ACS Photonics*, 2, 287-294.
- [85] **Menzel, C., Helgert, C., Rockstuhl, C., Kley, E., Tünnermann, A., Pertsch, T., Lederer, F.,** (2010). Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 104, 253902.
- [86] **Huang, C., Feng, Y., Zhao, J., Wang, Z., Jiang, T.,** (2012). Asymmetric electromagnetic wave transmission of linear polarization via polarization conversion through chiral metamaterial structures. *Phys. Rev. B*, 85, 195131.
- [87] **Ma, X., Xiao, Z., Liu, D.,** (2015). Dual-band cross polarization converter in bilayered complementary chiral metamaterial. *J. Mod. Opt.*, 63, 937-940.

- [88] **Shi, J., Liu, X., Yu, S., Lv, T., Zhu, Z., Ma, H. F., Cui, T. J.,** (2013). Dual-band asymmetric transmission of linear polarization in bilayered chiral metamaterial. *Appl. Phys. Lett.*, 102, 191905.
- [89] **Li, Z., Liu, W., Cheng, H., Chen, S., Tian, J.,** (2015). Realizing broadband and invertible linear-to-circular polarization converter with ultrathin single-layer metasurface. *Sci. Rep.*, 5, 18106.
- [90] **Wang, Z., Wang, Z., Wang, J., Zhang, B., Huangfu, J., Joannopoulos, J. D., Soljagic, M., Ran, L.,** (2012). Gyrotropic response in the absence of a bias field. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 109, 13194-13197.
- [91] **High-Performance Nanophotonic Simulation Software.** (n.d.). Retrieved from <https://www.lumerical.com/>
- [92] **Ling, Y., Huang, L., Hong, W., Liu, T., Sun, Y., Luan, J., Yuan, G.,** (2017). Asymmetric optical transmission based on unidirectional excitation of surface plasmon polaritons in gradient metasurface. *Opt. Express*, 25, 13648-13658.
- [93] **Rayleigh, L.,** (1907). On the dynamical theory of gratings. *Proc. R. Soc. A*, 79, 399-416.
- [94] **Wood, R.W.,** (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Proc. Phys. Soc. London*, 18, 269-275.
- [95] **Wang, Z., Tang, Y., Wosinski, L., He, S.,** (2010). Experimental demonstration of a high efficiency polarization splitter based on a one-dimensional grating with a Bragg reflector underneath. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 22, 1568.
- [96] **Taillaert, D., Chong, H., Borel, P., Frandsen, L., Rue, R. D., Baets, R.,** (2003). A compact two-dimensional grating coupler used as a polarization splitter. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 15, 1249-1251.
- [97] **Feng, S., Xiao, T.-H., Gan, L., Wang, Y.-Q.,** (2016). Tuning beam power-splitting characteristics through modulating a photonic crystal slab's output surface. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 50, 025107.
- [98] **Qiu, P., Qiu, W., Lin, Z., Chen, H., Ren, J., Wang, J., Kan, Q., Pan, J.,** (2017). Investigation of beam splitter in a zero-refractive-index photonic crystal at the frequency of Dirac-like point. *Sci. Rep.*, 7, 9588.
- [99] **Yasa, U.G., Giden, I.H., Turdnev, M., Kurt, H.,** (2017). Polarization splitting phenomenon of photonic crystals constructed by two-fold rotationally symmetric unit-cells. *J. Opt.*, 19, 095005.
- [100] **Yasa, U.G., Turdnev, M., Giden, I.H., Kurt, H.,** (2017). High extinction ratio polarization beam splitter design by low-symmetric photonic crystals. *J. Lightwave Technol.*, 35, 1677.

- [101] **Tasolamprou, A.C., Koschny, T., Kafesaki, M., Soukoulis, C.F.,** (2017). Near infrared and optical beam steering and frequency splitting in air holes-in-silicon inverse photonic crystals. *ACS Photonics*, 4, 2782.
- [102] **Tyan, R., Salvekar, A. A., Chou, H., Cheng, C., Scherer, A., Sun, P., Xu, F., Fainman, Y.,** (1997). Design, fabrication, and characterization of form-birefringent multilayer polarizing beam splitter. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14, 1627-1636.
- [103] **Ding, F., Wang, Z., He, S., Shalaev, V. M., Kildishev, A. V.,** (2015). Broadband high-efficiency half-wave plate: a supercell-based plasmonic metasurface approach. *ACS Nano*, 9, 4111-4119.
- [104] **Wei, M., Xu, Q., Wang, Q., Zhang, X., Li, Y., Gu, J., Tian, Z., Zhang, X., Han, J., Zhang, W.,** (2017). Broadband non-polarizing terahertz beam splitters with variable split ratio. *Appl. Phys. Lett.*, 111, 071101.
- [105] **Zhang, D., Ren, M., Wu, W., Gao, N., Yu, X., Cai, W., Zhang, X., Xu, J.,** (2018). Nanoscale beam splitters based on gradient metasurfaces. *Opt. Lett.*, 43, 267-270.
- [106] **Wang, B., Dong, F., Feng, H., Yang, D., Song, Z., Xu, L., Chu, W., Gong, Q., Li, Y.,** (2017). Rochon-prism-like planar circularly polarized beam splitters based on dielectric metasurfaces. *ACS Photonics*, 5, 1660-1664.
- [107] **Asadchy, V., Díaz-Rubio, A., Tsvetkova, S., Kwon, D., Elsakka, A., Albooyeh, M., Tretyakov, S.,** (2017). Flat engineered multichannel reflectors. *Phys. Rev. X*, 7, 031046.
- [108] **Zhang, S., Kim, M., Aieta, F., She, A., Mansuripur, T., Gabay, I., Khorasaninejad, M., Rousso, D., Wang, X., Troccoli, M., Yu, N., Capasso, F.,** (2016). High efficiency near diffraction-limited mid-infrared flat lenses based on metasurface reflectarrays. *Opt. Express*, 24, 18024-18034.
- [109] **Ni, X., Emani, N. K., Kildishev, A. V., Boltasseva, A., Shalaev, V. M.,** (2011). Broadband light bending with plasmonic nanoantennas. *Science*, 335, 427-427.
- [110] **Chen, W. T., Zhu, A. Y., Khorasaninejad, M., Shi, Z., Sanjeev, V., Capasso, F.,** (2017). Immersion meta-lenses at visible wavelengths for nanoscale imaging. *Nano Lett.*, 17, 3188-3194.
- [111] **Fan, Q., Wang, D., Huo, P., Zhang, Z., Liang, Y., Xu, T.,** (2017). Autofocusing Airy beams generated by all-dielectric metasurface for visible light. *Opt. Express*, 25, 9285-9294.
- [112] **Estakhri, N.M., Alù, A.,** (2016). Wave-front transformation with gradient metasurfaces. *Phys. Rev. X*, 6, 041008.

- [113] **Ni, X., Kildishev, A.V., Shalaev, V.M.,** (2013). Metasurface holograms for visible light. *Nat. Commun.*, 4, 2807.
- [114] **Khorasaninejad, M., Ambrosio, A., Kanhaiya, P., Capasso, F.,** (2016). Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms. *Sci. Adv.*, 2, 1501258.
- [115] **Wang, B., Dong, F., Li, Q., Yang, D., Sun, C., Chen, J., Song, Z., Xu, L., Chu, W., Xiao, Y.-F., Gong, Q., Li, Y.,** (2016). Visible-frequency dielectric metasurfaces for multiwavelength achromatic and highly dispersive holograms. *Nano Lett.*, 16, 5235-5240.
- [116] **Ma, X., Pu, M., Li, X., Huang, C., Wang, Y., Pan, W., Zhao, B., Cui, J., Wang, C., Zhao, Z., Luo, X.,** (2015). A planar chiral meta-surface for optical vortex generation and focusing. *Sci. Rep.*, 5, 10365.
- [117] **Stafeev, S. S., Kotlyar, V. V., Nalimov, A. G., Kotlyar, M. V., O’Faolain, L.,** (2017). Subwavelength gratings for polarization conversion and focusing of laser light. *Photonics Nanostruct Fundam Appl.*, 27, 32-41.
- [118] **Hogan, B., Hegarty, S. P., Lewis, L., Romero-Vivas, J., Ochalski, T. J., Huyet, G.,** (2016). Realization of high-contrast gratings operating at 10 μm . *Opt. Lett.*, 41, 5130-5133.
- [119] **Uddin, M.J., Magnusson, R.,** (2013). Highly efficient color filter array using resonant Si_3N_4 gratings. *Opt. Express*, 21, 12495.
- [120] **Khorasaninejad, M., Chen, W.T., Zhu, A.Y., Oh, J., Devlin, R.C., Roques-Carmes, C., Mishra, I., Capasso, F.,** (2017). Visible wavelength planar metalenses based on titanium dioxide. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 23, 4700216.
- [121] **Lalanne, P., Hazart, J., Chavel, P., Cambril, E., Launois, H.,** (1999). A transmission polarizing beam splitter grating. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 1, 215.
- [122] **Huang, H., Ruan, S., Yang, T., Xu, P.,** (2015). Novel even beam splitters based on subwavelength binary simple periodic rectangular structure. *Nano-Micro Lett.*, 7, 177.
- [123] **Wang, B., Zhou, C., Feng, J., Ru, H., Zheng, J.,** (2008). Wideband two-port beam splitter of a binary fused-silica phase grating. *Appl. Opt.*, 47, 4004.
- [124] **Born, M., Wolf, E., Bhatia, A. B.,** (2016). *Principles of optics electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- [125] **Yu, N., Capasso, F.,** (2014). Flat optics with designer metasurfaces. *Nat. Mater.*, 13, 139-150.

- [126] **Kildishev, A. V., Boltasseva, A., Shalaev, V. M.,** (2013). Planar photonics with metasurfaces. *Science*, 339, 1232009.
- [127] **Meinzer, N., Barnes, W. L., Hooper, I. R.,** (2014). Plasmonic meta-atoms and metasurfaces. *Nat. Photonics*, 8, 889–898.
- [128] **Arbabi, A., Horie, Y., Bagheri, M., and Faraon, A.,** (2015) Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission. *Nat. Nanotechnol.*, 10, 937–943.
- [129] **Kuznetsov, A. I., Miroschnichenko, A. E., Brongersma, M. L., Kivshar, Y. S., Luk'Yanchuk, B.,** (2016). Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*, 354, aag2472.
- [130] **Ollanik, A. J., Smith, J. A., Belue, M. J., Escarra, M. D.,** (2018). High-efficiency all-dielectric huygens metasurfaces from the ultraviolet to the infrared. *ACS Photonics*, 5, 1351-1358.
- [131] **Cicek, A., Yucel, M. B., Kaya, O. A., Ulug, B.,** (2012). Refraction-based photonic crystal diode. *Opt. Lett.*, 37, 2937-2939.
- [132] **Fang, S., Luan, K., Ma, H. F., Lv, W., Li, Y., Zhu, Z., Guan, C., Shi, J., Cui, T. J.,** (2017). Asymmetric transmission of linearly polarized waves in terahertz chiral metamaterials. *J. Appl. Phys.*, 121, 033103.
- [133] **Cakmakyapan, S., Serebryannikov, A. E., Caglayan, H., Ozbay, E.,** (2012). Spoof-plasmon relevant one-way collimation and multiplexing at beaming from a slit in metallic grating. *Opt. Express*, 20, 26636-26648.
- [134] **Ozer, A., Kocer, H., Kurt, H.,** (2018). Broadband and polarization-independent asymmetric transmission of visible light through a three-dimensional trapezoidal metallic metasurface. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35, 2111-2117.
- [135] **Ozer, A., Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H.,** (2018). Polarization-insensitive beam splitters using all-dielectric phase gradient metasurfaces at visible wavelengths. *Opt. Lett.*, 43, 4350-4353,
- [136] **Engineer the future of optics.** (n.d.). Retrieved from <https://www.zemax.com/>
- [137] **Kamali, S. M., Arbabi, A., Arbabi, E., Horie, Y., Faraon, A.,** (2016). Decoupling optical function and geometrical form using conformal flexible dielectric metasurfaces. *Nat. Commun.*, 7, 11618.
- [138] **Cheng, J., Jafar-Zanjani, S., Mosallaei, H.,** (2016). All-dielectric ultrathin conformal metasurfaces: Lensing and cloaking applications at 532 nm wavelength. *Sci. Rep.*, 6, 38440.
- [139] **Wu, K., Coquet, P., Wang, Q. J., Genevet, P.,** (2018). Modelling of free-form conformal metasurfaces. *Nat. Commun.*, 9, 3494

- [140] **Han, N., Huang, L., Wang, Y.,** (2018). Illusion and cloaking using dielectric conformal metasurfaces. *Opt. Express*, 26, 31625-31635.
- [141] **Li, L., Bayn, I., Lu, M., Nam, C., Schröder, T., Stein, A., Englund, D.,** (2015). Nanofabrication on unconventional substrates using transferred hard masks. *Sci. Rep.*, 5, 7802.
- [142] **Su, V., Chu, C. H., Sun, G., Tsai, D. P.,** (2018). Advances in optical metasurfaces: Fabrication and applications. *Opt. Express*, 26, 13148-13182.
- [143] **Mahmoud, A. M., Davoyan, A. R., Engheta, N.,** (2015). All-passive nonreciprocal metastructure. *Nat. Commun.*, 6, 8359.
- [144] **Sounas, D. L., Alù, A.,** (2017). Time-reversal symmetry bounds on the electromagnetic response of asymmetric structures. *Phys. Rev. Lett.*, 118, 154302.
- [145] **Belotelov, V. I., Doskolovich, L. L., Zvezdin, A. K.,** (2007). Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 077401.
- [146] **Chin, J. Y., Steinle, T., Wehler, T., Dregely, D., Weiss, T., Belotelov, V. I., Giessen, H.,** (2013). Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation. *Nat. Commun.*, 4, 1599.
- [147] **Kocer, H., Butun, S., Palacios, E., Liu, Z., Tongay, S., Fu, D., Wang, K., Wu, J., Aydin, K.,** (2015). Intensity tunable infrared broadband absorbers based on VO₂ phase transition using planar layered thin films. *Sci. Rep.*, 5, 13384.
- [148] **Xiao, L., Ma, H., Liu, J., Zhao, W., Jia, Y., Zhao, Q., Liu, K., Wu, Y., Wei, Y., Fan, S., Jiang, K.,** (2015). Fast adaptive thermal camouflage based on flexible VO₂/Graphene/CNT thin films. *Nano Lett.*, 15, 8365-8370.
- [149] **Huang, Z., Chen, S., Lv, C., Huang, Y., Lai, J.,** (2012). Infrared characteristics of VO₂ thin films for smart window and laser protection applications. *Appl. Phys. Lett.*, 101, 191905.
- [150] **Benkahoul, M., Chaker, M., Margot, J., Haddad, E., Kruzelecky, R., Wong, B., Jamroz, W., Poinas, P.,** (2011). Thermochromic VO₂ film deposited on Al with tunable thermal emissivity for space applications. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 95, 3504-3508.
- [151] **Kocer, H., Butun, S., Banar, B., Wang, K., Tongay, S., Wu, J., Aydin, K.,** (2015). Thermal tuning of infrared resonant absorbers based on hybrid gold-VO₂ nanostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 106, 161104.
- [152] **Qazilbash, M. M., Brehm, M., Chae, B., Ho, P., Andreev, G. O., Kim, B., Yun, S. J., Balatsky, A. V., Maple, M. B., Keilmann, F., Kim, H. T.,**

- Basov, D. N.**, (2007). Mott transition in VO₂ revealed by infrared spectroscopy and nano-imaging. *Science*, 318, 1750-1753.
- [153] **Lopez, R., Feldman, L. C., Haglund, R. F.**, (2004). Size-dependent optical properties of VO₂ nanoparticle arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 177403.
- [154] **Kübler, C., Ehrke, H., Huber, R., Lopez, R., Halabica, A., Haglund, R. F., Leitenstorfer, A.**, (2007). Coherent structural dynamics and electronic correlations during an ultrafast insulator-to-metal phase transition in VO₂. *Phys. Rev. Lett.*, 99, 116401.
- [155] **Liu, W., Cao, J., Fan, W., Hao, Z., Martin, M. C., Shen, Y. R., Wu, J., Wang, F.**, (2011). Intrinsic optical properties of vanadium dioxide near the insulator–metal transition. *Nano Lett.*, 11, 466-470.
- [156] **Barker, A. S., Verleur, H. W., Guggenheim, H. J.**, (1966). Infrared optical properties of vanadium dioxide above and below the transition temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 17, 1286–1289.
- [157] **Dicken, M. J., Aydin, K., Pryce, I. M., Sweatlock, L. A., Boyd, E. M., Walavalkar, S., Ma, J., Atwater, H. A.**, (2009). Frequency tunable near-infrared metamaterials based on VO₂ phase transition. *Opt. Express*, 17, 18330-18339.
- [158] **Kats, M. A., Blanchard, R., Zhang, S., Genevet, P., Ko, C., Ramanathan, S., Capasso, F.**, (2013). Vanadium dioxide as a natural disordered metamaterial: Perfect thermal emission and large broadband negative differential thermal emittance. *Phys. Rev. X*, 3, 041004.
- [159] **Kocer, H.**, (2015). Nanostructured thin film–based near-infrared tunable perfect absorber using phase-change material. *J. Nanophotonics*, 9, 093597.
- [160] **Cavalleri, A., Tóth, C., Siders, C. W., Squier, J. A., Ráksi, F., Forget, P., Kieffer, J. C.**, (2001). Femtosecond structural dynamics in VO₂ during an ultrafast solid-solid phase transition. *Phys. Rev. Lett.*, 87, 237401.
- [161] **Stefanovich, G., Pergament, A., Stefanovich, D.**, (2000). Electrical switching and Mott transition in VO₂. *J. Phys. Condens. Matter.*, 12, 8837–8845.
- [162] **Cavalleri, A., Dekorsy, T., Chong, H. H., Kieffer, J. C., Schoenlein, R. W.**, (2004). Evidence for a structurally-driven insulator-to-metal transition in VO₂: A view from the ultrafast timescale. *Phys. Rev. B*, 70, 161102(R).
- [163] **Fox, M.**, (2016). *Optical Properties of Solids*, Oxford University Press, Oxford, UK.
- [164] **Watts, C. M., Liu, X., Padilla, W. J.**, (2012). Metamaterial electromagnetic wave absorbers. *Adv. Mater.*, 24, 201200674.

- [165] **Kats, M. A., Sharma, D., Lin, J., Genevet, P., Blanchard, R., Yang, Z., Qazilbash, M. M., Basov, D. N., Ramanath, S., Capasso, F.,** (2012). Ultra-thin perfect absorber employing a tunable phase change material. *Appl. Phys. Lett.*, 101, 221101.
- [166] **Kats, M. A., Blanchard, R., Genevet, P., Capasso, F.,** (2012). Nanometre optical coatings based on strong interference effects in highly absorbing media. *Nat. Mater.*, 12, 20–24.
- [167] **Kats, M. A., Blanchard, R., Ramanathan, S., Capasso, F.,** (2012). Thin-film interference in lossy, ultra-thin layers. *Opt. Photonics News*, 25, 40–47.
- [168] **Dong, K., Hong, S., Deng, Y., Ma, H., Li, J., Wang, X., Yeo, J., Wang, L., Lou, S., Tom, K. B., Liu, K., You, Z., Wei, Y., Grigoropoulos, C. P., Yao, J., Wu, J.,** (2018). Reconfigurable photonic platforms: A lithography-free and field-programmable photonic metacanvas. *Adv. Mater.*, 30, 1870034.
- [169] **Rensberg, J., Zhang, S., Zhou, Y., Mcleod, A. S., Schwarz, C., Goldflam, M., Liu, M., Kerbusch, J., Nawrodt, R., Ramanathan, S., Basov, D. N., Capasso, F., Ronning, C., Kats, M. A.,** (2016). Active optical metasurfaces based on defect-engineered phase-transition materials. *Nano Lett.*, 16, 1050-1055.
- [170] **Kaplan, G., Aydin, K., Scheuer, J.,** (2015). Dynamically controlled plasmonic nano-antenna phased array utilizing vanadium dioxide. *Opt. Mater. Express*, 5, 2513–2524
- [171] **Chu, C. H., Tseng, M. L., Chen, J., Wu, P. C., Chen, Y., Wang, H., Chen, T. Y., Hsieh, W. T., Wu, H. J., Sun, G., Tsai, D. P.,** (2016). Active dielectric metasurface based on phase-change medium. *Laser Photonics Rev.*, 10, 986-994.
- [172] **Karvounis, A., Gholipour, B., Macdonald, K. F., Zheludev, N. I.,** (2016). All-dielectric phase-change reconfigurable metasurface. *Appl. Phys. Lett.*, 109, 051103.
- [173] **Liu, K., Lee, S., Yang, S., Delaire, O., Wu, J.,** (2018). Recent progresses on physics and applications of vanadium dioxide. *Mater. Today*, 21, 875-896.
- [174] **Li, Z., Palacios, E., Butun, S., Kocer, H., Aydin, K.,** (2015). Omnidirectional, broadband light absorption using large-area, ultrathin lossy metallic film coatings. *Sci. Rep.*, 5, 15137.
- [175] **Kocer, H., Butun, S., Li, Z., Aydin, K.,** (2015). Reduced near-infrared absorption using ultra-thin lossy metals in Fabry-Perot cavities. *Sci. Rep.*, 5, 8157.
- [176] **Staude, I., Schilling, J.,** (2017). Metamaterial-inspired silicon nanophotonics. *Nat. Photonics*, 11, 274–284.

- [177] **Kerker, M., Wang, D.-S., Giles, C. L.,** (1983). Electromagnetic scattering by magnetic spheres. *J. Opt. Soc. Am.*, 73, 765–767.
- [178] **Kocer, H., Butun, S., Aydin, K.,** (2015). Tunable short-wavelength infrared reflection and transmission based on nanometric thin film structures. *The European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, June 21, Munich, Germany.
- [179] **Devi, I., Dalal, R., Kalra, Y., Sinha, R. K.,** (2016). Modeling and design of all-dielectric cylindrical nanoantennas. *J. Nanophotonics*, 10, 046011.
- [180] **Schuller, J. A., Brongersma, M. L.,** (2009). General properties of dielectric optical antennas. *Opt. Express*, 17, 24084–24095.
- [181] **Evlyukhin, A. B., Reinhardt, C., Seidel, A., Luk'Yanchuk, B. S., Chichkov, B. N.,** (2010). Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Phys. Rev. B*, 82, 45404.
- [182] **Luk'Yanchuk, B. S., Voshchinnikov, N. V., Paniagua-Domínguez, R., Kuznetsov, A. I.,** (2015). Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index. *ACS Photonics*, 2, 993-999.



ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Ahmet ÖZER
Uyruğu : T.C.
Doğum Tarihi ve Yeri : 02.07.1988 - AFYONKARAHİSAR
E-posta : ahmetozer@etu.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU:

Lisans :2009, Cumhuriyet Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği
Yüksek Lisans :2013, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği

MESLEKİ DENEYİM:

Yıl	Yer	Görev
2010-2017	Kara Harp Okulu	Öğretim Görevlisi
2017-2019	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Burslu Doktora Öğrencisi

YABANCI DİL: İngilizce

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Ozer, A.,** Kocer, H., Kurt, H., (2018). Broadband and polarization-independent asymmetric transmission of visible light through a three-dimensional trapezoidal metallic metasurface. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35, 2111-2117.
- **Ozer, A.,** Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H., (2018). Polarization-insensitive beam splitters using all-dielectric phase gradient metasurfaces at visible wavelengths. *Opt. Lett.*, 43, 4350-4353.

- **Ozer, A.,** Kocer, H., Kurt, H., (2018). Tunable optical behavior of infrared filters with phase change material . *J. Nanophotonics*, 12, 046022.
- Kocer, H., **Ozer, A.,** Butun S., Wang, K., Wu, J., Kurt, H., Aydin, K., (2019). Thermal tuning infrared light scattering using planar layered thin films and space gradient metasurfaces. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* (Revizyonda).
- **Ozer, A.,** Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H., (2018). Broadband asymmetric light transmission based on all-dielectric metasurfaces in the visible spectrum. (gönderim aşamasında).
- **Ozer, A.,** Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H., (2018). Vortex beam generation using all-dielectric metasurface. Proceedings of the SPIE Optics + Photonics: Metamaterials, Metadevices, and Metasystems, 10719, August 19-23, San Diego, USA.
- Kurt, H., **Ozer, A.,** Kocer, H., (2018). Light Manipulations with Metasurfaces in Visible and Infrared Spectrum: Asymmetric Transmission and Tunability with Phase Change Materials. Proceedings of ICTON: 20th International Conference on Transparent Optical Networks, July 1-5, Bucharest, Romania.
- Yilmaz, N., **Ozer, A.,** Bagci, F. T., Kilic, O. O., Yildirim, T., Ozdemir, A., Kocer, H., Kurt, H., (2018). Optical Sensing Device through Monitoring Cut-off Wavelength of Asymmetric Transmission. Proceedings of ICTON: 20th International Conference on Transparent Optical Networks, July 1-5, Bucharest, Romania.
- **Ozer, A.,** Kocer, H., Kurt, H. (2018)., Modulation of Light with Metasurfaces and Phase Change Materials. Proceedings of ICPEPA: 11th International Conference on Photo-Excited Processes and Applications, September 10-14, Vilnius, Lithuania.
- **Ozer, A.,** Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H., (2018). Broadband directionally asymmetric transmission of light using three-dimensional trapezoidal metallic nano-structure. SPIE Optics + Photonics Conference, 10719 Nanoscience Engineering, August 19-23, San Diego, USA.
- **Ozer, A.,** Yilmaz, N., Yildirim, T., Kocer, H., Kurt, H. (2018). Görünür spektrumda metayüzey tabanlı optik ve fotonik uygulamalar. 20. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı, 14 Eylül, Ankara, Türkiye.
- **Ozer, A.,** Kocer, H., Kurt, H., (2018). Yüksek IR lazer ışınmasına maruz kalan IR görüntüleme sistemleri ve arayıcı başlıklar için faz geçiş tabanlı akıllı koruyucu optik ön pencere tasarımı. ASELSAN 3. Malzeme Teknolojileri Çalıştayı, 10-11 Mayıs, Ankara, Türkiye.

- **Ozer, A.**, Yilmaz, N., Kocer, H., Kurt, H., (2019). Tunable and asymmetric transmission of light in visible spectrum. SPIE Optics+ Optoelectronics Conference, April 1-4, Prague, Czech Republic.

DİĞER YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- Yilmaz, N., Giden, I. H., Bagci, F. T., Ozdemir, **A.**, **Ozer**, Takashima, Y., A. Kurt, H., (2018). Tunable metasurfaces with nematic liquid crystals. Proceedings of the SPIE Photonics Europe: Metamaterials XI, April 24-25, Strasbourg, France.
- Yilmaz, N., **Ozer, A.**, Kocer, H., Kurt, H., (2019). Accelerating beam generation via all-dielectric metasurfaces. SPIE Optics+ Optoelectronics Conference, April 1-4, Prague, Czech Republic.
- Yilmaz, N., **Ozer, A.**, Ozdemir, A., Kurt, H., (2019). Nano-hole based phase gradient metasurfaces for beam manipulation. J. Phys. D: Appl. Phys. (Revizyonda).
- Yilmaz, N., Ozdemir, A., **Ozer, A.**, Kurt, H., (2019). Rotationally tunable polarization-insensitive single and multifocal metasurface. J. Opt. (Revizyonda).