

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SİMETRİSİ AZALTIKMIŞ FOTONİK ORTAMLARDA İŞİK DAĞILIMININ
İLERİ DÜZEY KONTROLÜ**



DOKTORA TEZİ

Döne YILMAZ

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hamza KURT

HAZİRAN 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 131217011 numaralı Doktora Öğrencisi **Döne YILMAZ**'ın ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**SİMETRİSİ AZALTILMIŞ FOTONİK ORTAMLARDA IŞIK DAĞILIMININ İLERİ DÜZEY KONTROLÜ**” başlıklı tezi **11.06.2019** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

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

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Barış AKAOĞLU**
Ankara Üniversitesi

Prof. Dr. Bülent TAVLI
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Dr.Öğr.Üyesi İ. Evrim ÇOLAK
Ankara 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.

Döne YILMAZ

ÖZET

Doktora Tezi

SİMETRİSİ AZALTILMIŞ FOTONİK ORTAMLARDA IŞIK DAĞILIMININ İLERİ DÜZEY KONTROLÜ

Döne YILMAZ

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza KURT

Tarih: Haziran 2019

Birim hücrelerinde farklı boyutlu elemanlara sahip yapılar, yüksek simetrik olanlara göre daha büyük bant genişliklerine, iletim spektrumunda daha zengin karakteristiklere, düşük geri yansımaya sahip oldukları için son zamanlarda fotonikte yeni nesil aygıt tasarımlarında yaygın şekilde kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında dönme simetrisi azaltılmış periyodik yapılarda asimmetrik iletim özelliği, yüzey modları ve yavaş ışık karakteristiği incelenmiştir. Ayrıca aperiodyk olan kuazi kristallerin yüksek olan dönel simetrisi kırılarak kavite yapısı ve yüzey dalga kılavuzları tasarlanmıştır.

Optik sinyali bir yönde iletirken ters yönde yansıtarak yapının diğer tarafına ulaşmasını engelleyen optik diyotlar gelişmiş fotonik uygulamalarında kullanılmaya başlanmıştır. Tezin ikinci bölümünde, telekom dalgaboyunda geniş bantlı asimmetrik iletim özelliğinin yanında ışığı farklı kırınım mertebelerine ayıran fotonik kristal yapı tasarlanmıştır. Silikon malzemeden oluşan farklı yarıçaplı dielektrik silindireler kullanılarak hetero yapıları tasarlanan kırınım ızgarası ışığın geliş açısına oldukça toleranslıdır. Tasarım gelen ışığı $+x$ yönünde %73 oranında iletirken, zıt yön olan

-x yönünde ise ışığı belli frekanslarda %99'lara kadar yansıtılabilmektedir. Ayrıca fotonik kristal ızgara yapısı ileri yönde gelen dalgayı başarılı şekilde kırınım mertebelerine bölmektedir. Farklı frekanslar yapı tarafından farklı kırınım derecelerine ayrılmaktadır. Gösterdiği bu özellikler sayesinde tasarlanan kristal yapı spektrometre alanında kullanım için uygun bir adaydır.

Tezin üçüncü bölümünde ise düşük simetrlili periyodik yapılarda frekans seçici ve yavaşlatılmış yüzey Bloch dalgaların yönlü iletiminin kontrolü çalışılmıştır. Bunun için kare örgülü periyodik yapıya ikincil saçıcı elemanlar eklenmiş ve sadece yüzeyde yer alan ikincil silindirlere konumları modifiye edilerek yüzey modun frekansının yanı sıra, ilerleme hızı ve ilerleme yönü de kolayca kontrol edilmiştir. Dizilim açısının düşük değerlerinde yüzeyin grup indisi 237'ye kadar yükselmiştir. Yüzeye tutunan dalgaların indisi güdümlü olduğu için dizilimsel değişiklik elektrik alan dağılımının farklılaşmasına sebep olmuştur. Böylece yapının etkin kırılma indisi değişerek yüzey mod frekansını modifiye edilmesini sağlamıştır. Bu özelliklerinin yanı sıra bant diyagramında ortaya çıkan yüzey modların negatif eğime sahip olmalarını ters yönlü iletimin mümkün olduğunu göstermiştir. Düşük dizilim açılarında ışık her iki yönde birden ilerlerken, dizilim açısı arttıkça geri yönlü iletim baskın hale gelmektedir. Yüzeyde kolayca modifiye edilebilen yavaş ışık sayesinde tasarım, güneş pillerinde, sensör uygulamalarında ve ışın ayırıcı dalga kılavuzu olarak interferometrelerde kullanılabilir.

Tezin son bölümünde ise sekizgen simetrlili kuazi kristallerin yüksek olan dönme simetrisi düşürülerek kavite etkisinde ve yüzey modlarda yüksek simetrlili olan standart yapıya göre üstün özellikler sergilemesi sağlanmıştır. Kuazi kristalde kavite modlarının frekansı, mod alanları ve kalite faktörleri kontrol edilmiştir. Yüzeyde meydana getirilen modifikasyon bu dizilimlerde de yüzey dalgaların elde edilmesini sağlamıştır. Yüzeyde yer alan silindirlere büyüklük ve konum değişimi sayesinde frekans ayarlaması mümkün hale gelmiştir.

Anahtar Kelimeler: Nanofotonik, Fotonik kristal, Asimetrik iletim, Kırınım ızgarası, Düşük simetri, Yüzey modları, Bloch dalgaları, Yavaş ışık, Yönlü yayılım, Kuazi kristal, Sekizgen simetri, Dizilim açısı, Kavite, Rezonans modu, Hapsolmuş ışık.

ABSTRACT

Doctor of Philosophy

ADVANCED CONTROL OF LIGHT PROPAGATION IN SYMMETRY REDUCED PHOTONIC MEDIA

Döne YILMAZ

TOBB University of Economics and Technology

Institute of Natural and Applied Sciences

Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Hamza KURT

Date: June 2019

Recently in new generation photonic devices, the designs having elements with different sizes in the unit cell are widely used in photonics, since they have larger bandwidths, richer characteristics in the transmission spectrum, lower back reflection losses than those with high symmetry. In this thesis, asymmetric transmission properties, surface modes, and slow light characteristics are examined in the periodic structures with reduced rotational symmetry. In addition, cavity structure and surface waveguides are designed by breaking the high rotational symmetry of quasicrystals. The optical diodes are used in advanced photonics applications that prevent the optical signal to reach the other side of the structure. In the second chapter of the thesis, in addition to the broadband feature of the asymmetric transmission at the telecom wavelength, the photonic crystal structure has been designed to separate the light into different diffraction orders. The diffraction grating, which is designed in a heterogeneous manner using dielectric cylinders with different radii of silicon material, is very tolerant of the incident angle of the light wave. The design can

transmit the light in the direction of $+x$ by 73%, while the photonic crystal diffraction grating can reflect light at certain frequencies up to 99% in the opposite direction. In addition, the grating structure successfully divides the forward wave into the diffraction orders. The crystal structure designed with these features is a suitable candidate for use in the field of the spectrometer.

In the third part of the thesis, control of the directional transmission of frequency selective and decelerated surface Bloch waves in low symmetric periodic structures is studied. For this purpose, additional elements have been added to the periodic structure and only the positions of the cylinders on the surface have been modified, as well as the frequency of the surface mode, the group velocity and the direction of propagation have been easily controlled. At the low values of the orientation angle, the group index of the surface increased to the value of 237. Since the waves that are attached to the surface are index guided, the position change of the rods causes the electric field distribution to vary. The changing effective refractive index of the structure allows the modulation of the surface frequency. Also, the negative slope of the surface modes appearing in the band diagram shows that backward transmission is possible on the structure surface. For the low orientation angles, the light travels in both directions, while the backward propagation becomes more dominant as the angle of orientation increases. Owing to the slow light property of the surface modes which can be easily modified on the surface, the design can be used in solar cells, sensor applications, and interferometers as a beam splitter waveguide.

In the last part of the thesis, the high rotational symmetry of the octagonal quasicrystals is reduced to enhance the performance of the design in terms of cavity effect and surface modes. In quasicrystal, frequency, mode areas, and quality factors of the cavity modes are easily controlled. The surface-induced modification provides surface waves in this arrangement. Thanks to the size and position change of the cylinders located on the surface, frequency adjustment has become possible.

Keywords: Nanophotonics, Photonic crystals, Asymmetric transmission, Diffraction grating, Low symmetry, Surface modes, Bloch waves, Slowlight, Directional propagation, Quasicrystal, Octagonal symmetry, Orientation angle, Cavity, Resonance modes, Localized light.

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarımın her aşamasında değerli tavsiye ve katkılarıyla bana yol gösteren, beni her zaman çalışmaya ve üretmeye teşvik eden saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. Hamza KURT'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Değerli görüş ve önerileri için Tez İzleme Komite Üyeleri Prof.Dr. Barış AKAOĞLU'na ve Dr. Öğr. Üyesi Rohat MELİK'e teşekkürü bir borç bilirim.

NANOFOTONİK ARAŞTIRMA GRUBU'nda beraber çalışma yaptığım Nur ERİM, Mediha TUTGUN, Yusuf Abdulaziz YILMAZ ve diğer tüm arkadaşlarıma, sağladığı burs nedeniyle TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne ve BİDEB 2211-E programı kapsamı ile burs veren TÜBİTAK'a teşekkür ederim. Ayrıca 115R036 numaralı ve "Düşük Simetriye Sahip Periyodik Ve Kuvazi-Periyodik Fotonik Yapıların Nümerik Ve Deneysel Analizi" başlıklı proje için de tekrardan TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Varlıklarıyla bana yaşama sevinci, ümit, huzur ve mutluluk kaynağı olan hayatımın merkezindeki iki insana eşim Hasbi YILMAZ'a ve evladım Ömer Halis YILMAZ'a çok teşekkür ederim. Hayatımın her aşamasında bana destek olan kıymetli annem Havva ERBAŞ'a ve değerli babam Mehmet ERBAŞ'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİL LİSTESİ	xi
KISALTMALAR	xv
SEMBOL LİSTESİ	xvii
1. GİRİŞ	1
2. HETERO YAPILI KIRINIM IZGARALARINDA YÖN BAĞIMLI IŞIK İLETİMİ	11
2.1 Kırınım Izgaraları	11
2.2 Hetero Yapılı Saçınım Izgarasının Tasarımı ve Analizi	16
3. PERİYODİK FOTONİK ORTAMLARDA YÜZEY DALGALARIN MORFOLOJİK ÇEŞİTLİLİK VASITASIYLA YÖNLÜ YAYILIMI	27
3.1 Yüzey Dalgası	27
3.2 Yüzey Yavaş Işık	33
3.3 Yüzey Yavaş Işık Analizi İçin Tasarlanan Yapı ve Sonuçlar	34
4. DÜŞÜK SİMETRİLİ KUAZİ KRİSTALLERDE DİZİLİMSEL ÇEŞİTLİLİK VASITASIYLA AYARLANABİLİR KAVİTE VE YÜZEY MODLARI	51
4.1 Kavite Modları	51
4.2 Önerilen Kuazi Kristal Yapılar ve Analizleri.....	53
4.3 Yüzey Modları.....	58
4.4 Kuazi Dizilimli Yapıda Farklı Kavite Bölge Tasarımı ve Analizleri.....	64
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	75
KAYNAKLAR	81
ÖZGEÇMİŞ	93

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 1.1: (a) Tek boyutlu, (b) iki boyutlu ve (c) üç boyutlu fotonik kristal örnekleri. 3
- Şekil 1.2: (a) Yüksek simetrikli, (b) C1 simetrik ve (c) C2 simetrik periyodik yapılar..... 10
- Şekil 2.2: (a) Hibrit fotonik kristal yapı (solda) ve iletim spektrumu (sağda). (b) Üçgen ızgara yapısı (solda) ve iletim spektrumu (sağda). 17
- Şekil 2.3: (a) Fotonik kristal saçınım ızgara yapısının şematik gösterimi ve (b) karşılık gelen normalleştirilmiş şanzımanın yanı sıra zıtlık oranı spektrumları..... 19
- Şekil 2.4: (a) İleri ve (b) geri yönlü uyarılma durumlarında ışığın $a/\lambda = 0.5278$ normalize frekansı için uzaysal elektrik alan yoğunluk dağılımları. (c) İleri ve (d) geri yönlü iletim durumunda $a/\lambda = 0.5826$ normalize frekansta ışığın uzaysal elektrik alan yoğunluk dağılımı..... 20
- Şekil 2.5: (a) Tasarımın geri yönlü uyarılma durumunda gelen ışığın ve yansıyan ışığın şematik gösterimi. (b) Hava ortamının (büyük mavi daire) ve kristal ortamının (kırmızı konturlar) $a/\lambda= 0.5278$ normalize frekansı için k uzayındaki eş-frekans eğrileri. Kesikli gri çizgiler kurgu çizgileridir ve yayılan ışık doğrultuları tüm kesişme noktalarında oklarla gösterilmiştir. 21
- Şekil 2.6: (a) İleri ve (b) geri yönlü uyarım durumlarında çalışma frekansına ve dikey konuma bağlı elektrik alan şiddeti enine kesit haritası. 22
- Şekil 2.7: (a) $a/\lambda= 0.5278$ normalize frekans değeri için ileri ve geri yönlü iletimin polar koordinatlarda gösterimi. Geri yönlü iletimin yakınlaştırılmış hali sağ tarafta verilmiştir. (b) $a/\lambda= 0.5826$ normalize frekans değeri için ileri ve geri yönlü iletimin polar koordinatlarda gösterimi. Geri yönlü iletimin yakınlaştırılmış hali sağ tarafta verilmiştir..... 23
- Şekil 2.8: (a) $a/\lambda=0.5278$ ve (b) $a/\lambda=0.5826$ normalize frekans değerleri için ileri yönlü ışık iletimi durumunda yapı çıkında meydana gelen elektrik alan şiddet kesitinin ışığın geliş açısına ve dikey konuma göre haritası..... 24
- Şekil 3.1: (a) Alümina çubukların iki boyutta periyodik diziliminden oluşan fotonik yapının dispersiyon diyagramı. Boyalı kısımlar ışığın iletiildiği, iç yansıma ve dış yansıma gerçekleştirdiği bölgelere karşılık gelmektedir. (b) Yüzeyinde yarım dielektrik silindirler kullanılan hava ortamında iki boyutlu alümina çubuklardan oluşan kristal yapının nümerik olarak hesaplanan bant yapısı. Bant boşluğunda ortaya çıkan eğri yapı yüzeyine üssel olarak bağlanabilen yüzey banda karşılık gelmektedir [4]. 28
- Şekil 3.2: Farklı yarıçaplara sahip dielektrik çubuklardan oluşan iki boyutlu fotonik kristal yapının şematik gösterimi. Büyük silindirin yarıçapı $r_1=0.20a$ iken küçük saçıcı elemanın yarıçapı ise $r_2=0.10a$ 'dır.

Silindirlerin merkezleri arasındaki mesafe ise $0.35a$ olarak belirlenmiştir. Yapı yüzeyinde yer alan ikincil elemanların merkez konumları x-ekseni ile θ açısı yapacak şekilde değiştirilerek yüzey modifikasyonu elde edilmiştir.....	30
Şekil 3.3: (a) Farklı yüzey dizilimleri için iki boyutlu kristal yapının bant diyagramı. Yüzey dizilim açısı (θ) 30° 'den 90° 'ye değiştiğinde yüzey modları şekilde görüldüğü gibi daha düşük frekanslara kaymaktadır. b) Yüzey bant frekansının yüzey dizilim açısına göre değişimini gösteren grafik.	31
Şekil 3.4: (a) Farklı dizilimli fotonik kristal yapıların yüzeyinde oluşturulan dalga kılavuzunun iletim verimliliği gösterilmektedir. (b) Alimuna çubuklar kullanılarak santimetre mertebelerinde meydana getirilen deneysel yapının mikro dalga bölgesinde ölçülen iletim spektrumu.	32
Şekil 3.5: Yüzey dizilim açısı (a) $\theta=90^\circ$ ve (b) $\theta=45^\circ$ ye ait olan fotonik yapılarda $a/\lambda = 0.399$ normalize frekansına sahip ışığın yapı yüzeyini uyarması sonucu ortaya çıkan anlık elektrik alan dağılımı gösterilmektedir.....	33
Şekil 3.6: (a) Fotonik kristal yapının şematik gösterimi. (b) Modifikasyon sonucu yasaklı bant aralığında ortaya çıkan yüzey bantları.	35
Şekil 3.7: (a) Yüzey modların grup indis dağılımları. (b) Bant genişliği ve grup indisin açığa göre değişimi.....	36
Şekil 3.8: (a) $\theta = 85^\circ$ ve $\theta = 90^\circ$ olan iki durum için grup hız dispersiyonu ve (d) üçüncü dereceden dispersiyon.	38
Şekil 3.9: (a) Yüzey yavaş dalgaların yönlü yayılımının şematik gösterimi. (b) Dizilim açısına ve çalışma frekansına bağlı olarak ileri (sol) ve geri (sağ) yayılımın iletim haritaları.....	39
Şekil 3.10: Dizilim açısına ve çalışma frekansına bağlı olarak ileri (sol) ve geri (sağ) yönlü yayılımın iletim oran haritası.	40
Şekil 3.11: Dizilim açısı (a) $\theta=0^\circ$, (b) $\theta=40^\circ$, (c) $\theta=60^\circ$ ve (d) $\theta=90^\circ$ olan yapılar için sırasıyla 628 THz, 622.05 THz, 606.2 THz ve 607.6 THz'de yavaş ışığın meydana getirdiği elektrik alanı dağılımı.....	41
Şekil 3.12: (a) $\theta = 60^\circ$ olan yapıda dalganın yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak gecikme zamanları ve grup indis değerleri (b) Yavaş dalganın yapı yüzeyinde zamanda yol alışı.	42
Şekil 3.13: (a) Deney düzeneği ve yapı yüzeyindeki elektrik alan dağılımı. (b) Periyodik yapının her iki uç noktalarından ölçülen deneysel (solda) ve nümerik (sağda) iletim grafiği. Dalganın yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak (c) deneysel ve (d) simülasyon gecikme zamanları ve karşılık gelen grup indis değerleri.	43
Şekil 3.14: Farklı yüzey açıları için normalize gecikme-bant genişliği çarpımı.....	44
Şekil 3.15: (a) $\theta = 45^\circ-80^\circ$ ve (b) $\theta = 30^\circ-40^\circ$ dizilim açıları için GHD değerleri.....	44
Şekil 3.16: (a) $\theta = 45^\circ-80^\circ$ ve (b) $\theta = 30^\circ-40^\circ$ dizilim açıları için ÜDD değerleri.....	45
Şekil 3.17: $\theta = 90^\circ$ olan yapıda yüzey dalganın ilerleme mesafesine bağlı gecikme zamanları ve grup indis değerleri.	45

Şekil 3.18: (a) $\theta = 60^\circ$ olan yapıda dalganın yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak gecikme zamanları ve grup indis değerleri (b) Yüzeyde ilerleyen yavaş dalganın farklı ölçüm noktalarında uğradığı evrimi gösteren grafik.	46
Şekil 3.19: (a) Verici ve alıcı olarak monopol antenin kullanıldığı deney düzeneği. (b) Yüzey dalgalarının ilerleme mesafesine göre zaman gecikmeleri ve ilgili grup indis değerleri.	47
Şekil 3.20: (a) Başlangıç yapının (yüzey korugasyonu olmayan yapı) bant analizi ve yasaklı bant aralığı. (b) $\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$, $\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ (yukarıdan aşağıya) dizilim açılarında sahip FK süper hücrelerindeki yüzey bantın elektrik alanı dağılımları.	48
Şekil 3.21: (a) Başlangıç yapının (yüzey korugasyonu olmayan yapı) bant analizi ve yasaklı bant aralığı. (b) $\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$, $\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ (yukarıdan aşağıya) dizilim açılarında sahip FK süper hücrelerindeki yüzey bantın elektrik alanı dağılımları.	48
Şekil 4.1: (a) Sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapının şematik gösterimi ve (b) iletim spektrumu.	53
Şekil 4.2: (a) Düşük simetrik kavite bölgesine sahip sekizgen kuazi kristal yapı ve (b) rezonans modları.	54
Şekil 4.3: (a) Başlangıç kuazi yapıda ve (b) düşük simetrik durumda ($\theta=0^\circ$) kavite bölgesinde hapsolan elektrik alan şiddetinin zamana göre değişimini gösteren grafik.	55
Şekil 4.4: (a) Temel kuazi yapının, (b) $\theta=0^\circ$, (c) $\theta=15^\circ$, (d) $\theta=45^\circ$ dizilimli kavite bölgesine sahip yapıların elektrik alan dağılımları.	56
Şekil 4.5: İkincil silindirin dizilim açısına göre değişen kalite faktör değerleri.	57
Şekil 4.6: (a) Alümina silindirler vasıtasıyla üretilen kuazi kristal yapı ve deney düzeneği. (b) Deneysel olarak ölçülen iletim spektrumu.	58
Şekil 4.7: (a) Sekizgen simetriye sahip düşük simetrik kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.	59
Şekil 4.8: (a) Yüzey korugasyonlu sekizgen simetriye sahip düşük simetrik kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.	59
Şekil 4.9: Düşük simetrik kuazi yapının (a) $\lambda=1206$ nm, (b) $\lambda=1235$ nm, (c) $\lambda=1296$ nm ve (d) $\lambda=1305$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.	60
Şekil 4.10: Düşük simetrik kuazi yapının (a) $\lambda=1005$ nm ve (b) $\lambda=1508$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.	61
Şekil 4.11: (a) Yüzey korugasyonlu sekizgen simetriye sahip düşük simetrik kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.	61
Şekil 4.12: Düşük simetrik kuazi yapının (a) $\lambda=1304$ nm, (b) $\lambda=1314$ nm, (c) $\lambda=1333$ nm ve (d) $\lambda=1343$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.	62
Şekil 4.13: Düşük simetrik kuazi yapının (a) $\lambda=1000$ nm ve (b) $\lambda=1521$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.	63
Şekil 4.14: (a) Sekizgen simetrik kuazi kristal yapı ve (b) merkezde bozulma bölgesine sahip kuazi kristal.	64
Şekil 4.15: (a) Sekizgen simetrik kuazi kristal yapı ve (b) 200-1200 THz aralığında iletim spektrumu. Frekans değerinin (c) 591 THz, (d) 633.29 THz, (e) 300 THz ve (f) 800 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.	65

Şekil 4.16: Sekizgen simetriye sahip yüksek dönel simetrik kuazi kristal yapıda frekans değerinin (a) 907.2 THz, (b) 932.7 THz, (c) 954.5 THz ve (d) 1035 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.....	66
Şekil 4.17: (a) Merkez bölgesine eklenen ikincil silindirelerle bozulma bölgesine sahip sekizgen yüksek dönel simetrik kuazi kristal yapı. (b) Yapı merkezinin yakından gösterimi. (c) 200 THz-1200 THz aralığında kuazi kristal yapının iletim spektrumu. (d) Kuazi kristal yapının bant boşluğu ve ortaya çıkan rezonans modları.....	67
Şekil 4.18: Merkez bölgesinde bozulmaya sahip sekizgen yüksek dönel simetrik kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (a) 590.2 THz, (b) 752.6 THz, (c) 794.5 THz ve (d) 803.8 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.	68
Şekil 4.19: (a) Kuazi kristal yapının merkezi. Kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (b) 812.4 THz, (c) 906.3 THz, (d) 927.6THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı....	69
Şekil 4.20: (a) Merkez bölgesine eklenen ikincil silindirlerin dizilim açısının 45° 'ye eşit olduğu bozulma bölgesine sahip sekizgen yüksek dönel simetrik kuazi kristal yapı. (b) Yapı merkezinin yakından gösterimi. (c) 200 THz-1200 THz aralığında kuazi kristal yapının iletim spektrumu. (d) Kuazi kristal yapının bant boşluğu ve ortaya çıkan rezonans modları.	70
Şekil 4.21: Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 45° 'ye eşit olan kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (a) 590.1 THz, (b) 808.3 THz, (c) 815.5 THz, (d) 906.4 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.	71
Şekil 4.22: (a) Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 90° 'ye eşit olan kuazi kristal yapı. (b) Kuazi kristalin 200-1200 THz aralığında iletim karakteristiği.	72
Şekil 4.23: Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 90° 'ye eşit olan kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (a) 588.5 THz, (b) 723.4 THz, (c) 773.3 THz, (d) 848 THz, (e) 863 THz ve (f) 906 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.	73

KISALTMALAR

ZO	: Zıtlık Oranı
FK	: Fotonik Kristal
EM	: Enine Manyetik
EE	: Enine Elektrik
SEY	: Sonlu Elemanlar Yöntemi
SFZD	: Sonlu Farklar Zaman Düzlemi
CMOS	: Bütünleyici Metal Oksit Yarıiletken
SY	: Sönümlenen-Yayılan
YY	: Yayılan-Yayılan
YS	: Yayılan- Sönümlenen
SS	: Sönümlenen-Sönümlenen
GHD	: Grup Hız Dispersiyonu
ÜDD	: Üçüncü Derece Dispersiyon
NGBÇ	: Normalize Gecikme Bant Genişliği Çarpımı
DDG	: Düzlem Dalga Genişletme
Maks.	: Maksimum
Min.	: Minimum



SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
\dot{I}_{+x}	İleri yönlü iletim
\dot{I}_{-x}	Geri yönlü iletim
a	Örgü Sabiti
λ	Dalgaboyu
a/λ	Normalize frekans
r	Dielektrik silindir yarıçapı
A	Izgara periyodu
W	Izgara genişliği
H	Izgara yüksekliği
Δx	Birim hücrenin x -eksenindeki boyutu
Δy	Birim hücrenin y -eksenindeki boyutu
m	Kırınım derecesi
ω	Açısal frekans
$\Delta\omega$	Bant genişliği
ω_0	Merkez frekansı
ω_H	Bant genişliği bitiş frekansı
ω_L	Bant genişliği başlangıç frekansı
θ_c	Kritik açı
θ_t	Kırılma açısı
θ_r	Yansıma açısı
θ_i	Geliş açısı
c	Işık hızı
k	Dalga vektörü
θ	Dizilim açısı
n	Kırılma indisi
V_g	Grup hızı
n_g	Grup indisi
$\delta\omega$	Açısal frekans değişimi
δk	Dalga vektör değişimi
f	Frekans
D	Dedektör

1. GİRİŞ

Fotonik kavramı, ışığın üretilmesi, soğrulması, yayılımı, toplanması, işlenmesi ve çeşitli cihazlardaki uygulamaları ile ilgili bilim ve teknolojiyi ifade etmektedir. Işık, 400-700 nm dalga boyu aralığında doğrudan insan gözü tarafından algılanabilen elektromanyetik bir dalgadır. Görünür bölgenin yanı sıra yaklaşık 1-2 μm ve 100 nm dalga boyu uzunluğu ile yakın kızılötesi ve uzak ultraviyole bölgesi de fotonikte çalışılan elektromanyetik radyasyon aralıklarındandır. Işığın çalışıldığı elektromanyetik bölgede ortam, dalga boyuna benzer bir mertebede belli farklılıklara sahipse, ışık dalgalarının yayılımını etkileyen çoklu saçılma ve girişim fenomenleri ortaya çıkmaktadır. Işık dalgaları için bu farklılık ortamın kırılma indisinin değişimi anlamına gelmektedir. Sabun köpüğünün renkleri ve yağmur sonrası ıslak bir yolda parlayan renkler, günlük hayatta karşılaşılan ışık dalgası girişiminin başlıca örneklerindedir.

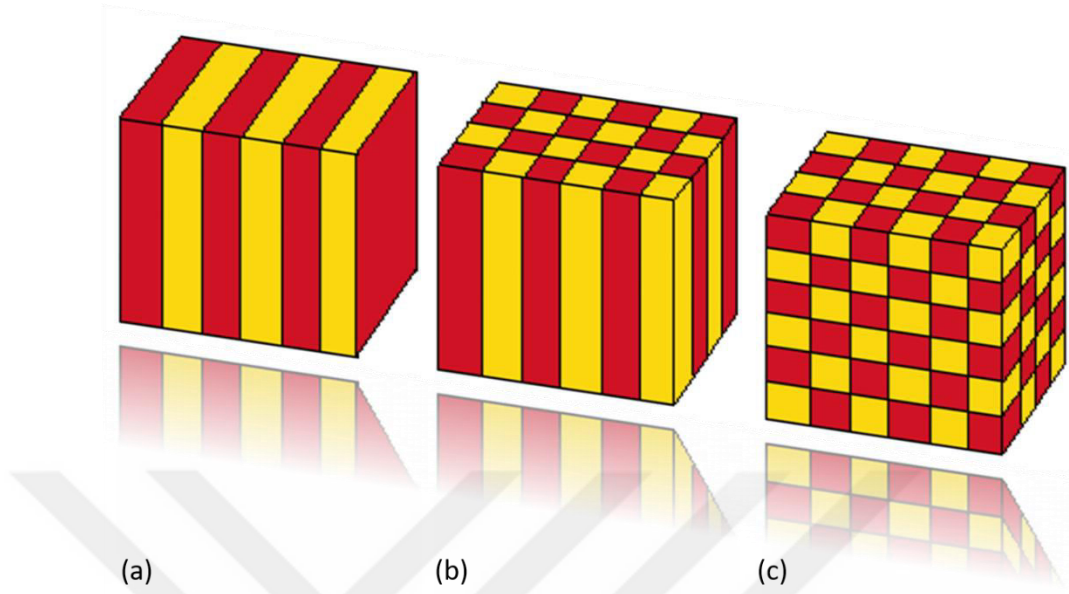
Nanofotonik ise, doğal veya suni şekilde elde edilmiş nano boyutlu çeşitli yapılardaki fiziksel, kimyasal ve yapısal ışık madde etkileşiminin olağan üstü özelliklerini ortaya çıkarıp kontrol ederek bu karakteristiği yeni teknoloji uygulamalarında dalga boyu ve dalga boyu altı ölçeklerde kullanmayı amaçlayan bir bilim dalıdır. Teknoloji ve bilimin gelişmesine yeni bir boyut katan nanofotonik, spektroskopiden mikroskopiye yeni nesil enerji alanlarından, astronomiye, havacılıktan görüntülemeye ve tıp sektöründen savunma sanayine kadar çok kapsamlı uygulama alanlarına sahiptir. Nanofotonikte, iletim, yansıma, kırılma gibi çok basit fiziksel fenomenler kullanılarak uygulama alanları için aygıt tasarımları gerçekleştirmek oldukça kolaydır. Böylelikle yalnızca bilimsel çalışmalarla sınırlı kalmayıp insan hayatını kolaylaştıracak yeni teknolojilere de imkan sağlaması sebebiyle nanofotonik son zamanların en çok dikkatleri üzerine çeken ve araştırma yapılan alanlarından.

Nanofotonik yapılarda, ışık dalgasının yayılımı, elektron dalgalarının katı materyallerde ilerlemesine benzer konsepti içeren bir fenomendir. Katı hal fiziğinde

elektronların bu malzemeler içinde hareketini anlamaya yardımcı olan Schrödinger denklemlerinin yerini nanofotonikte Maxwell denklemleri almıştır. Bu denklemler sayesinde ışık dalgasının etkileştiği yapı içerisinde ve yapı çıkışında meydana getirdiği elektrik ve manyetik alan dağılımları ile yapının desteklediği dalgaboyu-frekans aralığı elde edilmektedir. Böylece yapının ışıkla etkileşimi sonucu verdiği elektromanyetik cevaba ulaşılmaktadır. 18. yüzyılda Isaac Newton tarafından ışığın girişim fenomenleri tanımlanmış ve 1880'lerde ise Lord Rayleigh periyodik ortamların dikkat çekici yansıtıcı özellikleri olduğunu ortaya koymuştur. Bu çalışmaların fotonik alanında sağladığı temel pratik sonuç, ultra küçük fakat yüksek kaliteli kaviterlerden, ultra kompakt dalga kılavuzlarına kadar fotonik entegre devrelerinin gelişimidir. Fotonikteki önemli gelişmelerden biri de geleceğe yönelik büyük bir adım olarak kabul edilen 1960 yılında yeni bir ışık kaynağı olan lazerlerin icat edilmesidir [1]. Lazerlerin kullanımı optiksel teknolojiyi çarpıcı biçimde değiştirmiş ve geliştirmiştir. Lazerler, genlik, faz, frekans ve polarizasyonlarının yüksek kontrol edilebilirliği nedeniyle optik disk belleği, optik fiber iletişim sistemleri ve fotolitografi gibi fotonik veya optoelektronik uygulamalara sahiptir. Burada sunulan örnekler, 21. yüzyıl toplumunun, onlarca nanometre ölçeğinde ölçüm, üretim, kontrol ve fonksiyon gereksinimlerini karşılamak için yeni optik bilim ve teknolojiye ihtiyaç duyduğunu göstermektedir çünkü geleneksel optik bilimi ve teknolojisi, ışık dalgalarının kırınım sınırının üstesinden gelemez. Fotonik alanında aygıt tasarımlarının daha kolay ve uygulanabilir şekilde gerçekleştirilmesi için bilim adamlarının yeni materyal türü arayışlarına girmeleri çok çeşitli yapıların keşfedilmesi için büyük bir motivasyon olmuştur. Nanofotonikte bu materyal türlerinin en çok kullanılanları metamalzemeler, plazmonlar, fotonik kristaller ve kuazi kristallerdir.

Fotonik kristaller, farklı dielektrik sabitleri veya kırılma indisleri olan iki ortamın periyodik bir biçimde yerleştirildiği düzenli nano yapılardır. Bu dizilim sayesinde bu ortamlar iki iç içe girmiş alanı meydana getirmekte ve ortamlardan bir tanesi daha yüksek kırılma indisli alanı, diğeri ise düşük kırılma indisini oluşturmaktadır. Farklı kırılma indislerine sahip alternatif ortamların ardışık şekilde istiflendiği katmanlı yapılar tek boyutlu bir fotonik kristaldir. Şekil 1.1'de farklı boyutlara sahip fotonik kristal örnekleri gösterilmektedir. Dizilim ve kırılma indis varyasyonu, eksenlerin

sadece biri boyunca gerçekleşmektedir. Tek boyutlu fotonik kristallerin en basit bir örneği Bragg ızgaralarıdır.



Şekil 1.1: (a) Tek boyutlu, (b) iki boyutlu ve (c) üç boyutlu fotonik kristal örnekleri.

İki boyutlu bir fotonik kristal, belirli bir kırılma indisine sahip silindirler kullanılarak üretilebilir. Aralarındaki boşluk basitçe hava veya farklı bir kırılma indisine sahip başka bir ortam olabilir. Bu düzenleme iki boyutludur, çünkü kırılma indisinin değişimi bir düzlemde meydana gelmektedir. Fotonik kristal fiberler iki boyutlu dizilimin örnek bir durumudur, bunun olası bir geometrisi ise bir lif demeti oluşturacak şekilde bir araya getirilmiş bir dizi fiberdir. Dizilimin üç boyutta gerçekleştiği durumlarda ise, dielektrik küreler, yüzey merkezli bir kübik tasarıma uygun şekilde dizilmektedir. Nano boyutlardaki bu küreler, camdan veya polistiren gibi plastik malzemeden üretilebilmektedir. Üç boyutlu bu periyodik yapılar koloidal kimya aracılığıyla üretildikleri için koloidal kristaller olarak adlandırılmıştır[2]. Tasarlanan bu ortamların periyodu ışığın dalga boyu mertebelerindedir. Bir fotonik kristalde, fotonların belirli bir frekans ve belirli dalga vektörü aralığı ışığın bu ortamda yayılmasına izin vermemektedir. Fotonik kristal içerisine bir kaynak yerleştirilerek yapı içerisinde ışık üretilirse dalgalar dalga vektörün izin vermediği yayılım yönünde ilerleyememektedir. Yapı dışarıdan yasaklı yönde uyarıldığında ise ışık yapı yüzeyinden yansımaya uğramaktadır. Ardışık ortamlar arasında yeteri kadar kırılma indis farkı, uygun yapı taşları şekli ve uygun kristal simetrisi olması

durumunda, fotonik kristalin optik cevabında komple bir bant aralığı ortaya çıkmaktadır. Bu durumda, bant aralığı ışık yayılımını tanımlayan dalga vektörünün yönüne bağlı olmamaktadır. Komple bant aralığına sahip olan bu malzemeler fotonik bant aralığı malzemeleri olarak adlandırılmaktadır. Fotonik kristaller, bir dizi benzersiz doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikler sergilemektedir. Bu özellikler, optik haberleşmede, lazerlerde, frekans dönüştürücülerde ve sensörlerde önemli uygulama alanları bulmaktadır. Bu özelliklerin en bilineni bant boşluğuna sahip olmalarıdır. Bu bant aralıklarının varlığı, dalga boylarının, yapının periyodikliği (örgü sabiti) değiştirilerek ayarlanabilen, yüksek kaliteli dar bantlı filtreler için uygun olmasını sağlamaktadır. Yapının etkin periyodikliği, bir analitin eklenerek fotonik kristal ortamın kimyasal ve biyolojik algılamaya uygun hale getirilmesiyle de değiştirilebilir. Fotonik kristallerde elektromanyetik alanın uzaysal dağılımı, bir dielektrik ortamda yerel elektromanyetik alan iyileştirilmesini üretmek için manipüle edilebilmektedir. Doğrusal olmayan bir fotonik kristalde bu elektromanyetik alan iyileştirme, yerel elektromanyetik alana kuvvetle bağlı olan doğrusal olmayan optik etkileri arttırmak için kullanılmaktadır. Fotonik bant aralığının yakınında, düşük frekans modları enerjilerini yüksek kırılma indisli bölgelerde yoğunlaştırmakta ve yüksek frekans modları ise düşük kırılma indis malzemesinde eğilim göstermektedir. Bu nedenle, düşük frekanslı fotonik bant aralığı kenarına yakın bir dalga boyu olan güçlü bir temel ışık ile periyodik yapı uyarıldığında, alan enerjisi çoğunlukla yüksek kırılma indisi olan malzemede yoğunlaşacaktır. Bu güçlü alan lokalizasyonu, temel modun fotonik kristallerle doğrusal olmayan etkileşimlerini önemli ölçüde arttırmaktadır. İzin verilen yayılma frekanslarının yayılma vektörünün bir fonksiyonu olarak dağılımını veren fotonik bant yapısı, bir optik dalga paketinin (kısa bir ışık atımı gibi) bir ortam içinde yayıldığı grup hızını da belirlemektedir. Ayrıca fotonlar için bu frekans (enerji) dispersiyonu etkili kırılma indisini ve kırılma, saçılımsız ilerleme gibi bununla ilişkili etkileri belirlemektedir. Grup hızı, yüksek oranda anizotropik ve karmaşık bir bant yapısının varlığından dolayı fotonik kristalde kuvvetle modifiye edilmektedir. Genel olarak hem bant aralığına hem de yayılma yönüne bağlı olarak ışığın frekansına bağlı olan, sıfırdan vakum hızından önemli ölçüde daha yavaş olan değerlere kadar geniş bir çeşitlilik gösterebilir. Örneğin, frekans bant aralığı yakınında olan ışık için grup

hızı çok düşük olurken, bant aralığı bölgesinde ise sıfırdır. Bu nedenle, bir optik dalga paketinin (ve enerjisinin) yayılma hızını değiştirmek için bir fotonik kristal ortamlar kullanılmaktadır. Bu özellik gerçekleşmesi çok uzun zaman alan optiksel etkileşimleri iyileştirmek için kullanılabilir. Dielektrik ortamlar kayıplı olmayan spektral bölgelerde, artan dalga boyu yani azalan frekans ile sabit bir kırılma indisi düşüşü sergiler. Buna normal kırılma indisi dispersiyonu denir. Bir optik soğurumun yakınında, kırılma indisi anormal bir dağılımı olarak adlandırılan bir dağılım davranışı (türev tipi eğri) göstermektedir. Fotonik kristaller, etkili kırılma indisinin yüksek frekanslı bant kenarlarının yakınında anormal bir dağılım sergilemektedir. Bu özellik ayrıca yukarıda tartışılan anormal grup hız dağılımı ile de ilgilidir. Bu anormal dispersiyon soğrulma ile ilişkili değildir ve bu nedenle soğurulmadan kaynaklı herhangi bir kayıp içermemektedir.

Bu mükemmel düzenli ve periyodik yapılarda ışığın sergilediği özelliklerin yanı sıra ışığın düzensiz materyallerle etkileşimi, günlük yaşamımızda çok az ilgi çeken bir durumdur. Bununla birlikte, fotonikte, düzenli yapılarda toz veya kusurların sebep olduğu saçılma çoğu zaman özellikle istenmemektedir. Periyodik olmayan fotonik materyallerle ilgili son zamanlarda gerçekleştirilen araştırmalar, rastgele malzemelerdeki ışık dalgalarının davranışının arkasında ilginç bir fizik zenginliği olduğunu göstermiştir. Çoklu saçılıma uğrayan ışık, dalga özelliğini kaybetmemekte ve saçılma işlemi sırasında ve sonrasında girişime uğramaktadır. Bu saçılmalar sırasında optik bilginin kaybedilmemesinin nedeni saçılmanın elastik olmasıdır. Ek olarak, mütakabiliyet ilkesi nedeniyle, çoklu saçılma prensip olarak tamamen geri dönüşümlüdür. Bu kombinasyon bir dizi ilginç fiziksel etkiye yol açmakta ve aynı zamanda yeni aperiodyk tabanlı optik uygulamalar için muazzam bir potansiyel oluşturmaktadır.

Modern optikteki en önemli araçlardan biri cihaz performansını artırmak için kullanılan optiksel girişimdir [3]. Önemli örnekler arasında fotonik kristaller [4-6], dağıtılmış geri besleme rezonatörlerinde lazer etkisi [7,8], dalga boyu altındaki mertebelerde delikli metal filmlerde anormal iletim [9] ve ışığın yeniden görüntü oluşturması [10] ve Anderson lokalizasyonu [11,12] bulunmaktadır. Kuazi kristaller gibi aperiodyk yapıların da benzer işlevleri sağlayabildiği yaygın olarak fark edilmediği için periyodik yapılar optik girişime dayalı uygulamalar için muazzam bir

şekilde kullanılmaktadır. Periyodik eşdeğerleriyle karşılaştırıldığında aperiodyk yapıların çok çeşitli türleri, optik cihazları henüz gerçekleştirilmemiş olan yollarla tasarlarırken önemli esneklik ve zenginlik katabilmektedir.

Kristal ve amorf malzemelere ek olarak, uzun menzilli düzen sergileyen, ancak öteleme simetrisi olmayan iki yapı taşının kurallara uygun şekilde dizilmesiyle üretilen, düzenli aperiodyk yapılar olarak bilinen üçüncü bir orta sınıfın bulunduğu gösterilmiştir. Bütün bu yapılar kendi kendine benzerlik özellikleri sergilemektedirler. Bu yapı sınıfı ayrıca iki gruba ayrılabilir: kuazi kristaller (grup 1) ve diğer tüm düzenli aperiodyk yapılar (grup 2). Kuazi kristaller özel bir düzenli aperiodyk yapı sınıfını temsil etmektedir. Grup 1'deki kuazi kristallerin daha kesin bir tanımı, bir yerleşim kuralıyla üretimlerinin mümkün olmasının yanı sıra, uygun bir periyodik yapının daha yüksek boyutlu bir uzayda kısmi bir izdüşümünün oluşturulabilen yapılarıdır. Buna karşılık 2. gruba dahil olan aperiodyk yapılar bu şekilde elde edilememektedir. Tek boyutlu kuazi kristal örneği Fibonacci serisine uygun şekilde yerleştirilen farklı kırılma indislerine sahip ince film tabakalarıdır. Kuazi kristallerden farklı olan aperiodyk yapılara Thue–Morse [13,14], Rudin–Shapiro[15] ve periyodu ikiye katlanan diziler[16] örnek olarak verilebilir. Her iki gruba sahip bu aperiodyk yapılar ayrık Fourier elemanlarına sahiptirler fakat grup 2'de yer alan yapılar daha karmaşık Fourier özelliklerine sahiptir [17].

1984 yılında Shechtman ve arkadaşları tarafından Fourier düzleminde bir alaşımın keskin bir X ışını kırınım deseni on kat dönme simetrisinin göstermiş ve bu şaşırtıcı sonuç kuazi kristallerin keşfini ortaya çıkarmıştır [18]. Katı kuazi kristallerin keşfi fotonik alanında yeni bir araştırma alanı başlatmıştır. Optik alanında uzun menzilli bir düzenli dizime sahip olan bir aperiodyk sistemin ilk örneği, Fibonacci dizisini oluşturmak için dielektrik çok katmanlıları kullanan bir tek boyutlu kuazi kristal yapıdır [19]. Daha sonra, geniş bir yelpazede fotonik kuazi kristaller (grup 1) ve uzun menzil dizilimli (grup 2) diğer düzenli aperiodyk yapılar optik özellikler açısından incelenmiştir [20,21]. Tüm bu çalışmalarda, her yapının optik özelliklerinde girişim çok önemli bir rol oynamıştır.

Her ne kadar genel olarak aperiodyk yapılar öteleme simetrisine sahip olmasalar da [22], kuazi kristallerin uzak alan kırınım desenleri, düzenli bir örgüden oluştuğunu göstermekte ve saklı olan dönel simetriyi açığa çıkarmaktadır [23]. Bu şaşırtıcı

kırınım özelliğinin sebebi kuazi kristallerin uzun menzilli düzenli ve kurallı dizilimleridir. Bir nesnenin yapı faktörü olan $F(k)$, gerçek uzayda geometrik yapısının Fourier dönüşümü olduğundan, $F(k)$, atomik konumlar olan R_n 'in toplamını içermektedir:

$$F(k) = \lim_{N \rightarrow \infty} (N)^{-1} \sum_{R_n} (ik \cdot R_n) \quad (1.1)$$

Bu nedenle, bir yapının uzun menzilli bir dizilime sahip olması, $F(k)$ 'nın, ayrık Fourier bileşenleri $F(i)$ içerdiğinin göstergesidir. Bu Fourier bileşenleri fotonik yapının optiksel girişim özelliklerini tarif etmede kullanılan karşılıklı vektörlere karşılık gelmektedir. Dahası, periyodik ve aperiodik yapıların karşılıklı uzayda çok farklı Fourier bileşenleri vardır, bunlar gerçek uzayda geometrik yapıyı değiştirerek kontrol edilebilmektedir[24].

İki ve üç boyutlu fotonik kuazi kristaller, geometrilerinin ve potansiyel uygulamalarının tasarımında tek boyutlu yapılara göre daha fazla esneklik sunmaktadır. Örneğin, Fibonacci dizilim yapısı gibi birçok tek boyutlu kuazi kristal, iki boyuta genişletilebilmektedir [25,26]. Bununla birlikte, düzenli aperiodik yapının daha geniş dizilimi göz önüne alındığında tasarım kuralları giderek daha karmaşık hale gelmektedir. İki boyutlu kuazi kristallerde döşeme kuralları 14 kattan fazla rotasyonel simetri sergileyen geometriler için mevcut değildir [27]. Geometrik karmaşıklıkta artışıyla birlikte, elektromanyetik yayılım özelliklerinin matematiksel tanımlamasının karmaşıklığında da bir artış olmaktadır. Bununla birlikte, ayrıntılı bir analitik açıklama olmadan bile, ışığın yayılma özelliklerine ilişkin iyi bir fiziksel izahat çeşitli fotonik kuazi kristallerde elde edilebilmektedir.

Periyodik fotonik kristallerin (Bravais kafesleri olan) içinde ışığın dispersiyon ilişkileri karşıt alanda da periyodiktir. Bu nedenle, fotonik bant yapısı esas olarak birinci Brillouin bölgesindeki dağılım özellikleri ile tanımlanmaktadır. Ancak kuazi kristaller, belirli bir Brillouin bölgesi sergilememektedir. Bununla birlikte temel karşıt uzayda, ayrık Fourier bileşenlerini ikiye bölen hatlardan oluşan bir dekağın tanımlayarak "etkili bir Brillouin bölgesi" inşa etmek mümkündür. Bu bölgedeki fotonik dispersiyon ilişkileri ışık yayılımının temel özelliklerini yönetmektedir. Periyodik fotonik kristallerde, Brillouin bölgesi sınırlarındaki spektral boşluklar her yönde çakıştığında tam bir fotonik bant aralığı ortaya çıkmaktadır. Bant aralığının

anizotropisi, fotonik kristal örgünün simetrisine bağlıdır. Fotonik kuazi kristallerde, sözde Jones bölgesinin dönme simetrisi arttıkça, bant aralığı iki boyutta daha dairesel, üç boyutta ise küresel hale gelmekte ve böylece komple bant aralığı ortaya çıkmaktadır [28]. Fotonik kuazi kristallerde meydana zayıf saçılma arasındaki denge artan izotropi ile birlikte, Steinhart ve arkadaşları tarafından tartışılmıştır [20]. Fotonik kuazi kristallerin, dielektrik bileşenleri arasındaki düşük dielektrik farkı için komple bant boşluğu gösterme şansının daha iyi olduğu sonucuna varmışlardır; bununla birlikte, yüksek dielektrik farkı için, ışık saçılmasında ortaya çıkan artış, izotropi ihtiyacının üstesinden gelmektedir ve bu nedenle yüksek dielektrik farkı için periyodik fotonik kristaller daha iyidir. Ayrıca, periyodik iki boyutlu fotonik kristallerde, en yüksek dönme simetrisi seviyesinin altı iken; iki boyutlu fotonik kuazi kristaller, aksine, 10 (Penrose) ve 12 (dodekahedron) simetrilerinin yaygın olduğu çok daha yüksek dönme simetrisi için potansiyel taşımaktadır.

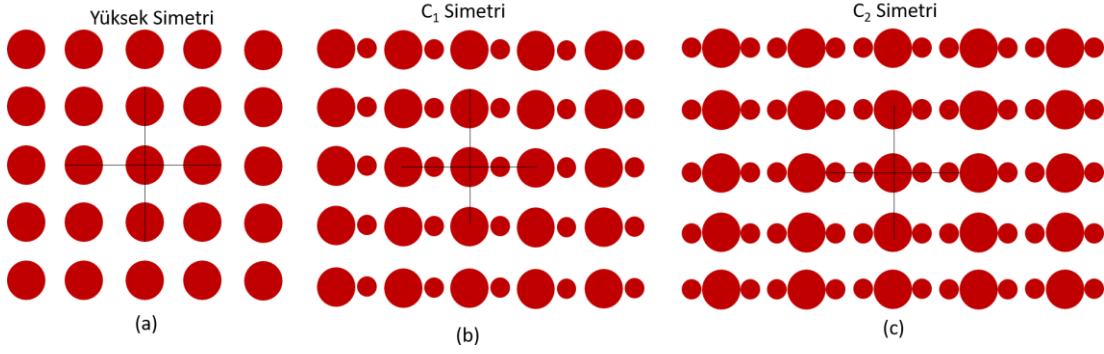
İki boyutlu kuazi kristallerde yapısal düzensizliğin foton lokalizasyonundaki rolünün incelenmesi birçok açıdan yol göstericidir. Bir fotonik kristalde bozukluk meydana getirildiğinde, yapı boyunca ışığın yayılımının doğası denge durumundan saçılma doğru değişmektedir. Artan bozuklukla birlikte, ayırık saçılma olayları arasındaki girişim Anderson lokalizasyonu olarak bilinen fenomeni ortaya çıkarmakta ve ışığın mekansal olarak lokalize olmasına neden olmaktadır. Bu davranışın aksine, fotonik kuazi kristallerdeki düzensizliğin lokalizasyondan önce iletimi gerçekten artırabileceği öne sürülmüştür. Bu görünüşte sezgisel özelliği anlamak için, Levi ve arkadaşları, fotorefraktif kristalde iki boyutlu Penrose deseni hazırlamak için optik indüksiyon [29] olarak bilinen bir teknik kullanmışlardır [30]. Girişim yapan pompa kırımları tarafından oluşturulan kırınım modeli, dağıtıcılar kullanarak pompa ışını yolunda düzensizliğin ortaya çıkmasına izin veren yeniden yazılabilir bir kırılma indisi modeli vermiştir. Elde edilen kuazi kristal desen ışığı sadece x - y düzleminde sınırlarken, böylece z ekseninde serbest yayılım sağlamıştır.

Fotonik kuazi kristaller sınıfı benzersiz optik özellikler sergilemektedirler çünkü: (i) periyodik ve rastgele yapılardan kaynaklanan girişim desenleri arasında yer alan kontrollü girişim desenleri sergilemek için iyi oluşturulmuş algoritmalar kullanarak tasarlanabilir ve (ii) Fourier uzayında periyodik bir kafesle mümkün olmayan benzersiz ve zengin simetriler sergilemektedirler. Karşıt uzayda ortaya çıkan ayırık

Fourier bileşenleri, bu aperioidik yapıların dalga girişimini destekleyebildiklerini göstermektedir. Bu karmaşık fotonik sistemlerdeki ışık-madde etkileşimlerinin temel bir anlayışını kazanma konusundaki zorluklara rağmen, öncelikle hesaplamalı modeller gerektiren genel bir teoriden ve yapısal karmaşıklıktan dolayı, ilk çalışmalar, bu kuazi kristal yapıların zengin bir fizik ve potansiyel teknolojik uygulamalar sergilediğini göstermiştir. Optik alanı çok çeşitli alanlarda uygulamalara sahip olduğundan, kontrollü yapısal aperioidikliğin dahil edilmesi, yeni nesil fotonik cihazların yakın ve uzak alan spektral özellikleri üzerinde benzeri görülmemiş bir kontrole izin vermektedir.

Periyodik yapılarda sınırlı sayıda izin verilen geometrik dizilimin ardından, fotonik bant aralığı malzemeleri için çok çeşitli farklı aday geometrileri olan aperioidik yapılara olan ilgi artmış ve dolayısıyla daha zengin bir fiziğin ortaya çıkması sağlanmıştır. Aperioidik yapıların en ilgi çekici olanlarından bir tanesi, kısa mesafede öteleme simetrisi olmayan iyi organize edilmiş yapılar olan kuazi kristallerdir [31]. Kuazi kristallerin aperioidik uzun menzilli düzenli dizilimleri elektromanyetik cevabında keskin ve sıra dışı kırınım desenlerinin ortaya çıkmasını sağlamıştır [32].

Karmaşık dizilimleri sonucu oluşan Bragg saçılmalarının etkisiyle fotonik kuazi kristallerin iletim karakteristiğinde fotonik bant boşlukları ortaya çıkmaktadır[33]. Bir boyutlu kuazi kristallerden olan Fibonacci benzeri yapılarda bant boşluklarının varlığı gösterilmiştir [34,35] Bunun yanında yüksek boyutlu kuazi kristallerin de bir bant boşluğuna sahip oldukları yapılan çalışmalarla ortaya konmuştur [36]. İlginç bir şekilde, dodekagonal QC'ler için çok düşük bir kırılma indisi kontrastının bant boşluğu oluşturmaya yettiği bildirilmiştir[37]. Ayrıca, çeşitli deneysel çalışmalarla da, ışık hapsedme ve bant kenarında yavaş modlar gibi etkiler gözlenmiştir[38]. Buna ek olarak, on kat Penrose döşemesinde fotonik modların lokalize olduğu bulunmuştur. Bu tür yapılarda, lokalize modlar tünel olayları ve hızlı ışığın varlığı ile ilişkilendirilmiştir[39]. Deneysel olarak, lokalize modlar, iletim oranlarının ve ışık yayılımının rezonans durumları nedeniyle iyileştirildiği Fibonacci dizilerinde gözlemlenmiştir [40]. Bu çalışmaların yanı sıra, iki boyutlu dodekagonal fotonik kuazi kristallerin foton lokalizasyonu gibi optik özellikleri standart zaman alanı yöntemleri kullanılarak araştırılmıştır.



Şekil 1.2: (a) Yüksek simetrik, (b) C_1 simetrik ve (c) C_2 simetrik periyodik yapılar

Düşük simetrik periyodik yapılar son zamanlarda yüksek simetrik yapılara kıyasla üstün özellikler gösterdikleri için araştırma konuları arasında yer almıştır [41,42]. Bir periyodik yapının simetrisinin azaltılması dönme simetrisinin bozulması ile mümkündür. Şekil 1.2’de yüksek ve düşük simetriye sahip periyodik yapı örnekleri gösterilmektedir. Yapının birim hücrelerine eklenen ikincil bir saçıcı elemanla veya temel elemanın şekilsel bozulması ile simetri azaltılmaktadır. Dairesel yapıya sahip birim eleman merkezinden geçen eksen etrafında kaç derece döndürülürse döndürülsün gene aynı yapı elde edilmektedir. Bu tip birim hücrelere sahip yapılar tam simetrik olarak adlandırılmaktadır. Bu elemanın yanına eklenen ikincil bir dairesel yapı ile birim hücrenin ancak tam bir tur atması ile aynı dielektrik dağılım elde edilmektedir. Böylece başta C_6 olan dönel simetri C_1 ’e düşürülmüştür. Bu birim hücrenin istenilen boyutta tekrar edilmesiyle düşük dönel simetrik periyodik yapılar elde edilmektedir. Tasarlanan yapılar düşük dönel simetrik olmasına rağmen periyodik oldukları için öteleme simetrisine sahiptirler. Simetride azalma, geniş bant aralığında çalışmayı sağlamaktadır. Düşük simetrik yapılarda tasarım esnekliği nedeniyle kontrol edilebilecek yapısal parametrelerin sayısı yüksektir. Ayrıca, farklı boyutlardaki ve şekillerdeki elemanlara sahip olduğu için düşük simetrik yapılar yapısal bozulmaya karşı daha az bir duyarlılığa sahiptirler. Bu tür yapıların bir başka avantajı, seçilen uygulamalara bağlı olarak giriş ve çıkış kayıplarının minimum seviyede olmasıdır. Bu özellikler kullanılarak ışın ayırıcılar, Mach-Zender girişim ölçerler, çalışma frekansının yanında kalite faktörü ve mod alanı ayarlanabilen kavimler, dalga kılavuzları, polarizasyon ayırıcılar gibi optik tasarımlar kolayca gerçekleştirilmiştir.

2. HETERO YAPILI SAÇINIM IZGARALARINDA YÖN BAĞIMLI IŞIK İLETİMİ

Yön bağımlı ışık iletimi optik diyot, izolatörler ve optik doğrultucular gibi optik haberleşme sistemlerinde kullanılan cihazların tasarımında kullanılan temel fenomen olduğu için yüksek potansiyele sahiptir. Tüm bu uygulamalar manyeto-optik etki gibi optiksel karşılıklılığı bozacak bir etkiye ihtiyaç duymaktadır. Aslında pasif fotonik ortamlarda da karşılıklılığı koruyarak ters yönlü ilerleyen ışığın miktarı ve uzaysal dağılımını farklılaştırmak mümkündür. Bu bölümde tasarlanan kompakt dielektrik hetero yapıda uzaysal tersine dizilim simetrisinin bozulmasıyla asimetric ışık iletimi fotonik kristal tabanlı saçıcı bir ızgara yapısında araştırılmıştır. Tasarlanan yapıda etkin ileri yönlü iletim gerçekleşirken arka yüzeydeki periyodik korugasyonlar sayesinde geri yönlü ışık iletimi oldukça düşük seviyelerdedir. Nümerik hesaplamalar, gelen elektromanyetik enerjinin ileri yönlü yayılımında %73'e kadar iletilirken, ışığın yapıya ters yönde gönderilmesi durumunda ise bu iletimin %6'lara kadar düştüğünü göstermektedir. Bu durum 10.85 dB'lik ışın baskılanmasına karşılık gelmektedir. İleri ve geri yönlü iletimler sırasıyla I_{+x} ve I_{-x} ile gösterildiğinde zıtlık oranı (ZO) bu iki iletim değerinin farkının toplamına bölümü ile elde edilmektedir [$ZO = (I_{+x} - I_{-x}) / (I_{+x} + I_{-x})$]. Tasarlanan yapıda tüm spektrum boyunca ZO 0.55'in üstündedir. En yüksek zıtlık oranı 0.99 normalize frekans (a/λ , a örgü sabiti, λ dalga boyu) değerinin 0.5338'e eşit olduğu yerde %42'lik ileri yönlü iletim ve %0.1'lik geri yönlü iletim değerleriyle gerçekleşmektedir. Bunun yanı sıra önerilen yapı geliş açısının $\pm 20^\circ$ 'ye kadar değişmesi durumunda bile etkili saçıcı ızgara özelliği sergilemektedir. Geliş açısındaki dikkate değer bu aralık belli frekans değerlerinde tasarımın, kaynağın yanlış konumlanmasına karşı dirençli olduğunu göstermektedir.

2.1 Kırınım Izgaraları

Saçıcı ızgaralar yüzeylerindeki periyodik dizilimlerle gelen ışığı faz ve şiddet açısından etkili bir şekilde değiştirebilen optik ve fotonikteki en önemli

komponentlerden bir tanesidir [43]. Bu yapılar periyodik olarak değişen kalınlıklı veya derecelendirilmiş kırılma indisine sahip geçirgen plakalardan yapılabilmektedir. Açıklık, engeller veya soğurucu elemanlar gibi saçıcı elemanların tekrar eden dizilimleri bu amaçla kullanılmaktadır. Lazerler, filtreler dalga boyu ayırıştırıcılar ve çeşitli spektroskopik aygıtlar gibi birçok optik cihazda yaygın olarak kullanılmaktadır [44-45]. Özellikle bu tür periyodik yapılar örneklerin kimyasal, biyolojik ve metalurjik bileşenlerini araştırmak için spektroskopi alanında büyük öneme sahiptir [46]. Saçıcı ızgaralar gelen ve kırılan ışığın ızgaranın aynı tarafında olup olmadığına göre sınıflandırılmaktadır. Gelen ve kırılan ışık ızgaranın aynı tarafında ise yansıma ızgarası değilse iletim ızgarası olarak adlandırılmaktadırlar. Metalik ızgaralar spektroskopi uygulamalarında genel olarak kullanılan yansıma ızgaralarıdır. Yansıtıcı saçıcı ızgaralar genelde periyodik dizimli ince alüminyum filmlerin cam alttaş üzerinde büyütülerek üretilebilmektedir. İzotropik malzemeden yapılan fotonik kristal (FK) ızgaralar ise iletim ızgaraları olarak kullanılmaktadır. Kırınım ile ilgili uygulamalarda FK'ler yapısal kırınım özelliklerinden dolayı son zamanlarda oldukça ilgi çekmektedir [47,48]. FK kırınım ızgarası kullanılarak uzaysal filtreleme özelliği çalışılmıştır [49]. Ayrıca korugasyonla arayüzlere sahip FK'ler asimetric ışık iletim özelliği için de genişçe çalışılmıştır [50-53]. Yüzeylerden birinde gerçekleştirilen modifikasyonlar tasarlanan yapıda diyot benzeri optik izolasyonu mümkün kılan tek yönlü ışık iletimini sağlamaktadır. FK'lerde ek periyodik korugasyonlar güçlü tek yönlü iletimi doğuran uzaysal tersine dizilim simetrisini kırmaktadır [54]. Tek yönlü ışık iletimi çeşitli yapı türleri için daha önce çalışılmıştır. Örneğin metamalzeme yapılar asimetric ışık iletimini gerçekleştirmek için önerilmiştir [55-57]. Bu farklı iletim özelliğini elde etmenin diğer bir yolu ise FK dalga kılavuzlarında yapı içerisinde çizgi ya da noktasal kusurlar meydana getirmektir [58-60]. Dengelenmiş kazanç-kayıp ortamlı kompozit yapıların yanı sıra bir ve iki boyutlu kırınım ızgaralarının kullanımı da simetric olmayan iletim karakteristiğini iyileştirmektedir [61-64]. Silikon malzeme üzerine dairesel ve kare şeklindeki hava delikler açılarak oluşturulan hetero yapı diğer tek yönlü ışık iletimi sağlayan ortamdır [65]. Ayrıca tek boyutlu dikdörtgensel ızgara yapıları ile de ses dalgalarının asimetric yayılımı çalışılmıştır.

Kırınım ızgaraları 18. yüzyılda keşfedildikten sonra, biyolojik numunelerdeki tek moleküllerin incelenmesinden astronomide güneş sistemlerinin analizine kadar uzanan olağanüstü başarıları ile spektrometri analizlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Yüksek kaliteli kırınım ızgaralarının imalatı, nanometre ölçeğinde periyodun hassas kontrolünü gerektirmektedir. 1960'larda lazerlerin keşfi 1970'lerde optik ışın litografisinin icadını sağlamıştır. Bu teknoloji, çok büyük boyutlu yapılarda ızgara periyodunun son derece hassas kontrolünü sunarak kırılma ızgaralarının imalatında devrim yaratmıştır. Birkaç yıl sonra, kırınım ızgaralarının eşsiz spektral özellikleri yüksek enerjili lazerler alanında devrim yaratmıştır. Işık kırınımı optikte temel ve sembolik bir problemdir. Kırınım ızgaraları ışığın spektral analizinde büyük öneme sahip optik bileşenlerdir. İki veya daha fazla malzeme arasında bir ara yüzün dalga boyu ölçeğinde periyodik modülasyondan oluşmaktadır. Eşsiz spektral özellikleri, periyodik olarak modüle edilmiş yüzeye çarpan ışığın, sadece belirli açılarda yansıtılması veya iletilmesi olayına dayanmaktadır, bu durum modülasyonun aperiodik olması durumunda ise geçerli değildir.

Kırınım ızgaralarının teorik analizi, klasik olarak skaler optik teorisi kullanılarak türetilmektedir. Kırınım ızgarası, opak bir malzemeye bir dizi paralel ve periyodik yarıklar açılmasıyla oluşmaktadır. Kırınım ızgaraları, her bir yarığı ikincil yayılım kaynağı olarak göz önünde bulunduran Kirchhoff kırınım teorisi aracılığıyla analiz edilmektedir. Fraunhofer yaklaşımı uygulanarak, ayrık kırınım mertebeleri, her bir kaynak tarafından yayılan dalgalar arasındaki yapıcı girişim pozisyonu tarafından oluşturulmaktadır [66]. Kırınım yoğunluğu tek bir yarığın yoğunluk fonksiyonu ile girişim fonksiyonu arasındaki çarpımdan kaynaklanmaktadır. Yoğunluk fonksiyonu tarafından modüle edilen girişim fonksiyonu nedeniyle klasik olarak keskin tepe noktalarına sahiptir. Girişim fonksiyonu ızgara periyoduna, yoğunluk fonksiyonu ise yarığın geometrisine bağlıdır. Bununla birlikte, bu skaler teori, ilk olarak 1902'de Wood tarafından çalışılan metalik bir ızgaradan yansıyarak kırınımına uğrayan ışığın spektral anomalilerini açıklayamamıştır [67]. Bu çalışma ile birlikte skaler teorisinin uygulanamayacağı ve Maxwell denklemlerine dayanan titiz modellerin geliştirilmesi gerektiği ortaya çıkmıştır. Birkaç denemeden sonra ilk ikna edici sonuçlar 1960'ların sonunda ilk bilgisayarların doğuşu ile birlikte sayısal yöntem olan integral ve diferansiyel yöntemlerin geliştirilmesiyle ortaya çıkmıştır [68]. 1974 yılında ise

bütünsel bir metot, Hutley ve Bird tarafından, gümüş, alüminyum ve altından oluşan art arda kaplanmış bir holografik ızgarada görünür bölgede elde edilen deneysel iletim eğrilerini hesaplamak için başarıyla kullanılmıştır [69]. Bundan iki yıl sonra ise Maystre ve Petit, optik spektrumdaki monokromatik bir dalganın metalik bir kırınım ızgarası tarafından tamamen emildiğini sayısal olarak tahmin etmişlerdir [70]. Bu sonuç, birkaç ay sonra Hutley ve Maystre tarafından, $\lambda=647$ nm dalgaboyuna sahip monokromatik bir ışıkla oluk derinliği 10 nm ila 60 nm arasında değişen altından yapılmış bir kırınım ızgaraları kullanılarak deneysel olarak doğrulanmıştır. Oluk derinliğinin 40 nm eşit olduğu durumda ise neredeyse yok olan bir yansıma gözlemlenmiştir. Işığın nano yapılı metallere rezonant etkileşimini ortaya koyan bu deneysel sonuçlar, sayısal simülasyonlarla güzel bir şekilde doğrulanmıştır [71]. Özellikle, ışığın metalik nano yapılar tarafından tamamen absorbe edilmesi son zamanlarda, özellikle metalmalzemelerin [72], plazmonik güneş pillerinin [73] ve termoplazmoniklerin [74] yükselişiyle birlikte ilgi çekici bir konu haline gelmiştir.

Diferansiyel yöntem, periyodik elektromanyetik alanların Fourier serisi biçimine dönüştürülmesine dayanmaktadır. Lineer Maxwell denklemleri zaman ve uzaysal kısmi türevleri içermektedir. Kısmi zaman türevi, zaman harmonik alanları göz önüne alınarak çözülebilmektedir (her frekans diğerlerinden bağımsız olarak kırılmaktadır). Tek boyutlu bir ızgara durumunda, zamanda harmonik Maxwell denklemleri, enine elektrik (EE) ve enine manyetik (EM) polarizasyonun birine bağlı iki farklı denklem grubuna ayrılabilir. Iızgara periyoduna paralel koordinat eksenine göre uzaysal türev sıfırdır. Ortamın periyodik olduğu koordinat eksenine göre uzaysal türev, periyodik alanları Fourier serisine genişleterek hesaplanmaktadır. Maxwell denklemleri daha sonra ızgara düzlemine dik olan koordinat eksenine göre birinci dereceden diferansiyel denklem grubuna indirgenmektedir. Bu denklem seti, alt tabakadan üst tabakaya sayısal veya analitik olarak entegre edilebilmektedir. Gelen dalga bilgisi sınır koşullarının çözülmesine ve kırınım verimlerinin hesaplanmasına izin vermektedir. İkinci bir integral, modüle edilmiş ızgara içindeki alanın hesaplanmasına ve civardaki ve ızgara içindeki alan dağılımının çizilmesine izin vermektedir.

Bu yöntem 1970'lerde dielektrik ızgaraları modellemek için her iki temel polarizasyon türünde de başarıyla uygulanmıştır. Yöntem yalnızca EE polarizasyon durumunda doğru ve kararlı olduğu için metalik ızgaralar durumunda işlem daha karmaşıklaşmıştır. Sayısal hesaplamalar Fourier serisinin kısaltılması gerektirmektedir ve Fourier bileşenlerinin sayısını arttırırken yöntemin yakınsaması sağlanmaktadır. Dielektrik geçirgenlik kontrastı daha zayıf olduğu için dielektrik ızgaralarda yakınsama genellikle daha hızlı olmaktadır. EM polarizasyonda yöntemin zayıf yakınsamasıyla ilgili problemlerin tanımlanması bilhassa zor olmaktadır. İki farklı durum bu zayıf yakınsamanın kaynağını oluşturmaktadır. Metal ızgaralarda EM polarizasyonda Fourier bileşenlerinin sayısını arttırırken, bütünleşme işlemine bağlı sayısal dengesizlikler nedeniyle ikinci bir problem ortaya çıkmaktadır. Diferansiyel sistem ızgara derinliği boyunca bütünleştirilirken, artan üssel terimlerden kaynaklanan sayısal bir kirlenme meydana gelmektedir. Yüksek oranda bir Fourier seri kısaltılması göz önüne alındığında üstel terimlerin büyümesi daha hızlıdır. Sonuç olarak, her iki sorun da bağımsızdır, ancak ikincisi, yöntemin kısaltılma sırasına göre yaklaşması zayıf olduğunda, ikincisi daha önemli hale gelmektedir.

İntegral veya diferansiyel yöntemlerin yanı sıra, sonlu elemanlar yöntemi (SEY), kırınım ızgaralarının analizinde söz konusu olan Helmholtz yayılma denklemi gibi kısmi türev denklemlerinin çözümlerini yaklaşık olarak belirlemek için çok genel bir teknik setini temsil etmektedir [75-77]. Başlıca avantajları, ilgilenilen alanın yapılandırılmamış örgüleri aracılığıyla rastgele geometrileri kullanma yetenekleridir: eğik geometri kenarlarının ayrıklaştırılması doğal olarak içinde var olan bir özelliktir. SEY kullanılarak rastgele bir düzlem dalga ile uyarılan genel bir ızgara örneğinin modellenmesinde temel bileşenler, alan süreksizliklerine izin veren uygun temel fonksiyonlar, Bloch sınır koşulları, alt ve üst tabakayı bağlama yolu (mükemmel eşleşen tabakaların bu ölçüde çok etkili araçlar olduğu kanıtlanmıştır [78]) ve ilerleyen dalga koşulunu sağlayan bir bilinmeyendir. İyi bir seçim genellikle, toplam elektromanyetik alan yerine kırılan elektromanyetik alanı hesaplamaktır, çünkü Referans 79'da detaylandırıldığı gibi bu seçim kırınım elemanları içindeki düzlem dalga kaynaklarını geri getirmeye izin vermektedir. Şekilsel yöntemlerin aksine, SEY tarafından verilen ham sonuç, saçıcı elemanların çevresinde bir üç boyutlu vektör

alan haritası olmaktadır. Kırınım verimleri, alt ve üst tabakada alınan alan kesitlerinin klasik Fourier serisi genişlemesi kullanılarak işlenmektedir. Elektromanyetik alan her yerde bilindiğinden, Joule kayıplarını hesaplamak ve tutarlı bir enerji dengesi gerçekleştirmek de mümkündür. Ayrıca sonlu farklar zaman düzlemi (SFZD) yöntemi [80,81] kırılma ızgaralarındaki elektromanyetik alan dağılımlarını modelleyebilen diğer sayısal yöntemlerdir.

Bu çalışmada, tek yönlü ışık iletimi için arka yüzeyinde periyodik korugasyonlar bulunan fotonik kristal kırınım ızgaraları önerilmiştir. Önerilen yapıda ızgara periyodunun gelen ışığın dalga boyuna oranla oldukça büyük olması ($A \approx 8\lambda$) daha önce çalışılmamış bir kırınım özelliğidir. Kompakt fotonik kristal kırınım ızgara tasarımı tamamen dielektrik ve izotropik malzemedan gerçekleştirildiği için lineer optik konseptiyle uyumludur. Geniş dalga boyu aralığında sağlanan etkin asimetric iletim özelliğine ek olarak, tasarım güçlü iletimin gerçekleştiği doğrultuda ışık hızını uzaysal kırınım seviyelerine başarılı bir şekilde ayırabilmektedir. Bu kırınım özelliği ışığın geliş açısının $\pm 20^\circ$ 'ye ulaşması durumunda bile korunmaktadır. Simetric olmayan bu farklı iletim karakteristiği fotonik kristalin dispersiyon özelliği ve uzaysal alan hesaplamaları ile incelenmiştir.

2.2 Hetero Yapılı Saçınım Iızgarasının Tasarımı ve Analizi

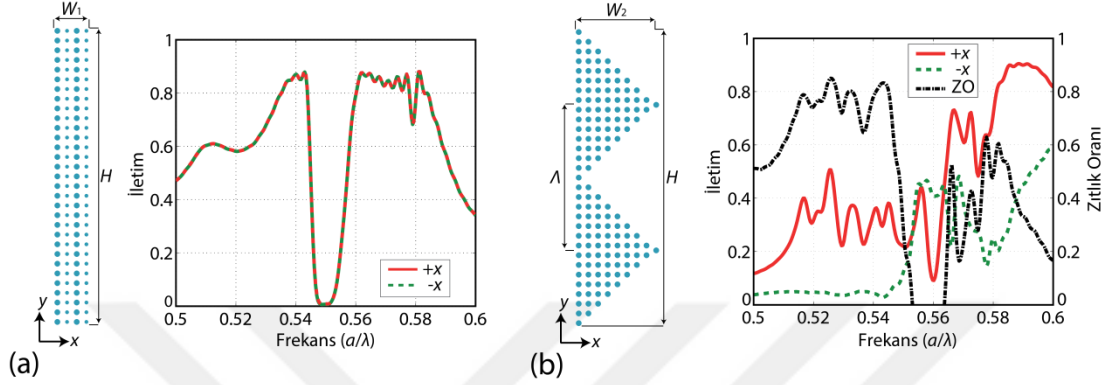
Kırınım tabanlı ilginç ışık taşınım özelliği sergileyen fotonik kristal kırınım ızgarası silikon malzemedan tasarlandığı için standart CMOS (Bütünleyici Metal Oksit Yarıiletken) teknolojisi ile uyumludur. Tasarım iki boyutlu kare örgü fotonik kristal olduğu için önerilen yapının üçüncü boyutu z-doğrultusunda sonsuzdur ve yapı dielektrik malzemedan tasarlandığı için yapıda malzeme kaynaklı kayıp ve dispersiyon bulunmamaktadır. Tasarlanan hetero yapı birleştirilmiş iki farklı bölümden oluşmaktadır. Şekil 2.1(a)'da görülen farklı yarıçaplara ($r_1=0.30a$, $r_2=0.20a$, a örgü sabitini ifade etmektedir) sahip dielektrik çubuklardan oluşan melez fotonik kristal ve Şekil 2.1(b)'deki $0.30a$ yarıçaplı silindirlerin meydana getirdiği üçgensel ızgara yapıların yan yana getirilmesiyle kırınım ızgarası tasarlanmıştır. Iızgaranın periyodu (A) $15a$, yapı genişlikleri (W_1 , W_2) $3a$ ve $8a$, yapının boyu (H) ise $30a$ ' ya sabitlenmiştir. Tasarımı oluşturan her iki kısmın iletim karakteristiği sonlu farklar zaman düzlemi metodu ile ayrı ayrı analiz edilmiştir [80]. Tüm nümerik

hesaplamalarda gelen ışık, manyetik alanın x ve y bileşenlerine, elektrik alanın ise z bileşene sahip olduğu EM polarize düzlem dalga kullanılmıştır.

Geri yansımaları engellemek için hesaplama düzlemi mükemmel uyumlu katmanla çevrelenmiştir [55]. Uzaysal düzlemde çözünürlük 30 olarak seçilerek x ve y doğrultularında birim hücre boyutu $\Delta x = \Delta y = a/30$ 'a sabitlenmiştir. Melez fotonik kristal yapının Şekil 2.1(a)'da verilen iletim tayfı incelendiğinde ileri (soldan sağa ışık uyarımı) ve geri yönlü iletimin (sağdan sola ışık uyarımı) tamamen çakıştığı ve ışık iletiminin uyarım yönünden bağımsız olduğu gözlemlenmektedir. Bunun yanı sıra bu hetero yapının iletim spektrumunda normalize frekans değeri $a/\lambda = 0.55$ dolaylarında bir fotonik bant boşluğuna sahip olduğu ve bu frekans aralığı dışındaki tüm frekans değerlerini ilettiği gözlemlenmiştir. Ayrıca fotonik kristal saçınım ızgarasının üçgensel tasarımı kapsayan ikinci kısmının iletim karakteristiği de incelenmiştir. Şekil 2.1(b)'de gösterildiği gibi bu bölümdeki periyodik değişim ileri ve geri yönlü uyarıma bağlı olarak asimetrik ışık iletimi sağlamaktadır. Asimetrik ışık iletim, özelliğini sayısal olarak analiz etmek için zıt yönlü iletimlerin farklarının toplamlarına oranı ile elde edilen zıtlık oranı $ZO = (I_{+x} - I_{-x}) / (I_{+x} + I_{-x})$ hesaplanmıştır. Şayet zıtlık oranı 1'e eşit ise önerilen yapı tek yönde yansıtıcı olarak görev yapmaktadır, yani herhangi bir geri yönlü iletim söz konusu değildir ($I_{-x} = 0$). Bu durumda tek yönlü ışık iletimi başarılı şekilde sağlanmıştır. Diğer bir taraftan zıtlık oranının sıfıra eşit olması ileri ve geri yönde hesaplanan ışık iletim verimliliklerinin tamamen aynı olduğunu göstermektedir. Şekil 2.1(b)'de yer alan zıtlık oranı grafiği incelendiğinde, asimetrik ışık iletim karakteristiğinin üçgensel fotonik kristal ızgara yapısı için $a/\lambda = [0.50-0.55]$ ve $a/\lambda = [0.56-0.60]$ frekans aralığında ortaya çıktığı gözlemlenmektedir. Şekil 2.1(a) ve 1(b)'de şematik olarak gösterilen iki farklı yapının ardı ardına yerleştirilmesiyle elde edilen tasarım güçlü asimetrik iletim özelliği sergilemektedir.

Şekil 2.2(a) nihai fotonik kristal saçınım ızgara tasarımının şematik halini ve ızgaranın $+x$ yönünde uyarılma durumunda ortaya çıkan kırınım derecelerini göstermektedir. Uygun frekans ve açı ile uyarılması durumunda yapı ışığı sıfıncı kırınım derecesinin yanı sıra etkin şekilde $m = \pm 1$ kırınım derecelerine de ayırmaktadır. Ters yönlü uyarım durumunda Şekil 2.2(b)'de görüldüğü gibi gelen ışığın büyük miktarı yansımaya uğramakta ve gelen optik gücün çok az bir kısmı

ızgaranın diğer tarafına iletilmektedir. Şekil 2.1(b) ile Şekil 2.2(b) karşılaştırıldığında, üçgenel bölgeye eklenen farklı yarıçaplara sahip dikdörtgenel melez yapı $a/\lambda=[0.50-0.55]$ frekans aralığında ileri yönlü iletimin %40'lar seviyesinden %60'lara çıkmasını sağlarken ters yönlü iletimin azalmasında etkili olmuştur.

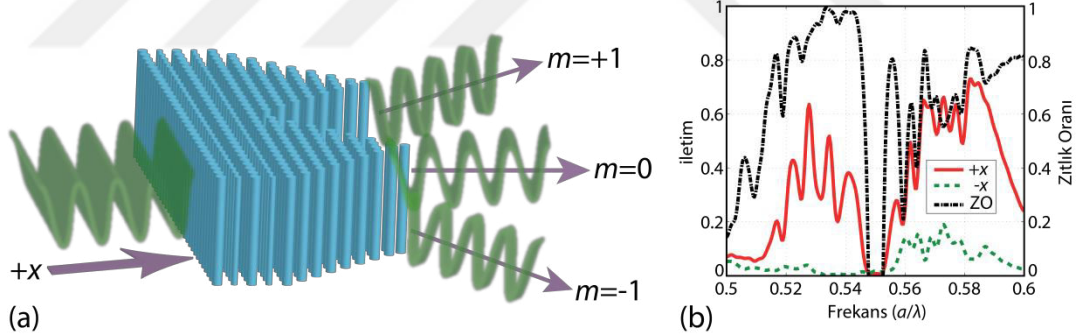


Şekil 2.1: (a)Hibrit fotonik kristal yapı (solda) ve iletim spektrumu (sağda). (b) Üçgen ızgara yapısı (solda) ve iletim spektrumu (sağda).

Diğer frekans aralığı olan $a/\lambda=[0.56-0.60]$ için ise dispersiyon özelliği sayesinde aynı şekilde ileri yönlü iletimi artırırken ters yönlü iletimin baskılanmasında görev almaktadır. Şekil 2.2(b)'de görüldüğü gibi bu iki frekans aralığında yüksek zıtlık oranları ortaya çıkmaktadır. İlk aralıkta ileri yönlü iletimin tepe değeri %64'lere ulaşırken, geri yönlü iletim en fazla %3.6 oranına çıkmaktadır. Bu duruma karşılık gelen zıtlık oranı ise bu bölgede 0.9' a eşittir. Verilen bant genişliği değerleri $\Delta\omega=100[(\omega_H-\omega_L)/(\omega_c)]$ denklemi kullanılarak hesaplanmıştır. Burada ω_H ve ω_L değerleri sinyalin maksimumun yarı değerine karşılık gelen yüksek ve düşük frekans değerleridir. Merkez frekans ise ω_c ile gösterilmiştir. Zıtlık oranının göreceli bant genişliği $a/\lambda=[0.50-0.55]$ frekans aralığı için %7.76 olarak hesaplanmıştır. Bunun yanında bu aralıkta en yüksek ileri ve geri yönlü iletim değerleri 10.85 dB'lik ışın baskılanması ile sırasıyla %73 ve %6'dır. Bu iletim değerlerinin meydana getirdiği zıtlık oranı ise 0.84 değerindedir. Ayrıca Şekil 2.2(b)'deki grafikte $a/\lambda=0.5338$ frekans değerinde en yüksek zıtlık oranı değeri elde edilmiştir. Bu durumun nedeni geri yönlü iletimin en düşük değeri bu frekans noktasında ortaya çıkmaktadır. Ters yönde %0.1' lik iletim oranına karşılık ileri yönde %42'lik iletim değeri ortaya çıkmaktadır. Zıt yönlü iletim değerlerindeki bu fark 26.23 dB'lik Işın baskılama

meydana getirmektedir. İleri ve geri yönlü uyarımlar arasında ortaya çıkan böyle yüksek değerli zıtlık oranı tasarlanan yapı ile asimetrik ışık iletiminin başarılı bir şekilde elde edildiğini göstermektedir.

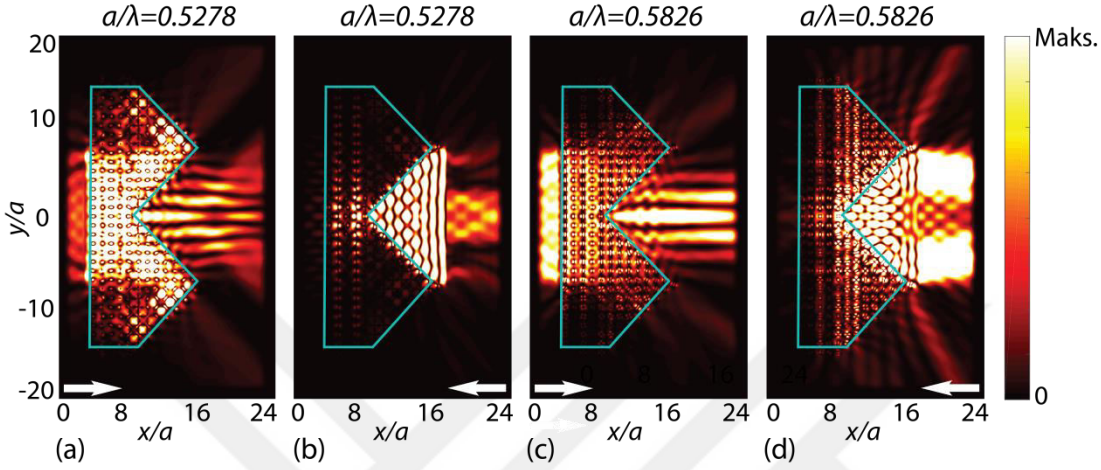
Performans karşılaştırması açısından tasarım ile aynı boyutlara sahip fakat kırılma indisinde herhangi bir periyodik değişim olmayan silisyumdan yapılmış tüm bir ızgara yapısı için de aynı analizler koşturulmuştur. Fakat bu yapı için $+x$ yönlü uyarımda, gelen ışık yüzey modifikasyonlarında dielektrik-hava ara yüzünde Snell yasasına uygun şekilde tam yansımaya uğrayarak yapının diğer tarafına geçmemektedir. Bu ara yüz için kritik açı değeri $\theta_c=16.8^\circ$ hesaplanmıştır. Karşılık gelen ileri yönlü iletim değeri $a/\lambda=[0.50-0.55]$ aralığında %1.9'dan daha az hesaplanmıştır. Geri yönlü ışımada ise modifiye olmuş hava-dielektrik ara yüzünde ışık dalgaları $\theta_r=11.8^\circ$ kırılma açısı ile kırınıma uğramaktadır. Yapı içerisinde ilerleyen dalganın düz olan diğer ara yüze geldiğinde kırılma indis farkından dolayı büyük çoğunluğu $\theta_r=77.2^\circ$ açısı ile yansımaya uğramaktadır. Bu yüzden aynı frekans aralığında geri yönlü iletim %1.6' dan daha az hesaplanmaktadır.



Şekil 2.2: (a) Fotonik kristal saçınım ızgara yapısının şematik gösterimi ve (b) karşılık gelen normalleştirilmiş şanzımanın yanı sıra zıtlık oranı spektrumları.

Bu analizlerin yanı sıra asimetrik iletim kırınım ızgara etkisini daha iyi gözlemlemek için $+x$ ve $-x$ uyarım yönleri için tasarımın uzaysal elektrik alan dağılımları elde edilmiştir. Bu amaç için yüksek zıtlık oran aralığında ileri yönlü iletim değerinin maksimuma ulaştığı $a/\lambda=\{0.5278, 0.5826\}$ frekans noktaları seçilmiştir. Karşılık gelen hesaplanmış alan dağılımları Şekil 3'te verilmiştir. Daha önce bahsedildiği gibi Şekil 2.3(a) ve (c)'de gösterilen ileri yönlü iletimlerde gelen dalga ızgara sonunda saçılıma maruz kalmakta ve ışık yapıyı 3. derece kırınım mertebesi oluşturacak

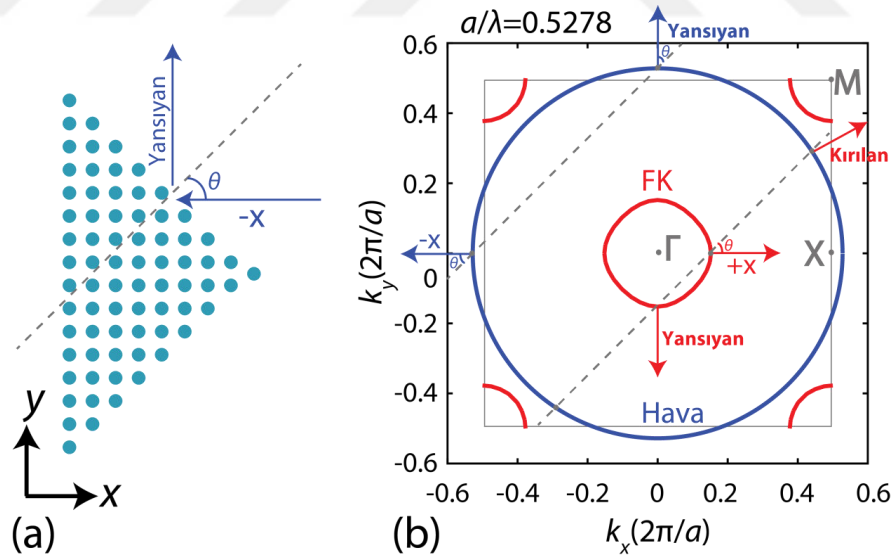
şekilde terk etmektedir. Fakat Şekil 2.3(b) ve (d)'de gösterilen tersten uyarım durumlarında, gelen ışık hava-kristal ara yüzünde büyük ölçüde yansıdığı için yapı içerisine nüfuz edememekte ve ışığın yapının diğer tarafına çok küçük miktarı iletilmektedir. Ayrıca Şekil 2.3(a) ve (c) karşılaştırıldığında ileri yönde iletilen ışığın kırınım derecelerinin frekansa göre değiştiği görülmektedir.



Şekil 2.3: (a) İleri ve (b) geri yönlü uyarılma durumlarında ışığın $a/\lambda = 0.5278$ normalize frekansı için uzaysal elektrik alan yoğunluk dağılımları. (c) İleri ve (d) geri yönlü iletim durumunda $a/\lambda = 0.5826$ normalize frekansta ışığın uzaysal elektrik alan yoğunluk dağılımı. Beyaz oklar ışığın geliş yönünü göstermektedir.

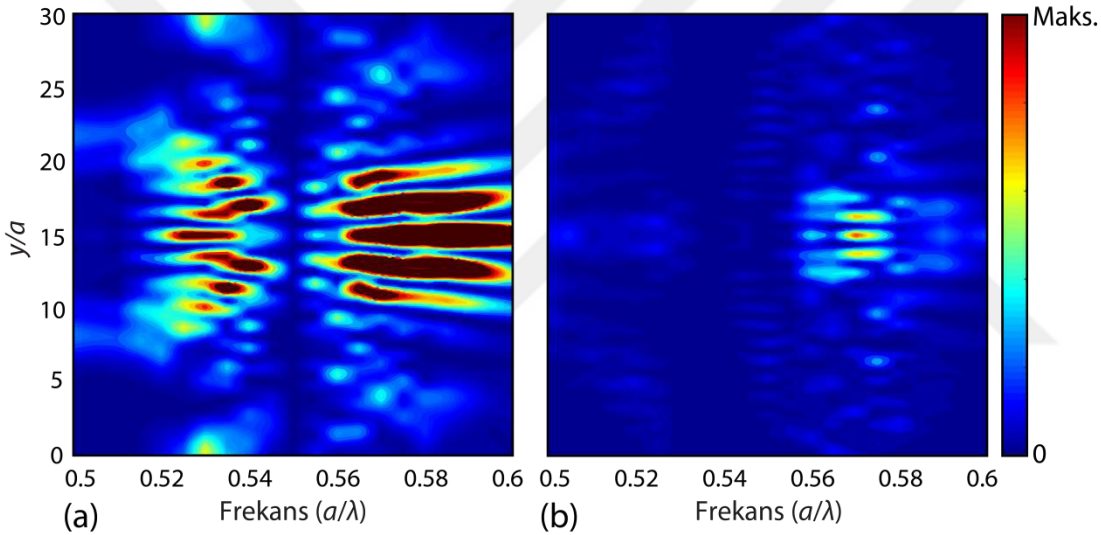
Işığın tasarlanan saçılım ızgarası ile etkileşimini daha iyi anlamak için ayrıca eş frekans eğrileri analiz edilmiştir. Şekil 2.4(a)' da görüldüğü gibi fotonik yapının korugasyonlu yüzeyi ışık ile uyarıldığında (gelen ışık $-x$ yönünde ilerlediğinde), optik gücün bir kısmı geliş açısı ile aynı açı ile yapı yüzeyinden yansıırken, ışığın çok az bir miktarı yapı içerisine nüfuz etmektedir. Işığın yapı içerisine girebilmesi için çalışma frekansı yasaklı bant aralığının dışında olmalıdır. Şekil 2.4(b) $a/\lambda=0.5278$ normalize frekans değerinde hava ve fotonik kristalin eş frekans eğrilerini göstermektedir. Mavi halka havanın eş frekans eğrisini gösterirken, kırmızı kontur fotonik kristalin eş frekans eğrisine karşılık gelmektedir. Kurgu çizgisi olarak adlandırılan kesikli gri çizgi hava/kristal ara yüzüne dik olacak şekilde çizilmiştir ve paralel dalga vektörünün korunumunu temsil etmektedir [4]. Eş frekans eğri analizleri ile kırılan ve yansıyan dalgaların ilerleme doğrultusunu belirlemek mümkündür [81]. Kurgu çizgisi ile kristal eğrilerinin kesişimleri kırılan dalgaların doğrultusunu göstermektedir. Şekil 2.4(b)'deki kurgu çizgileri ışık gelişini ve gelen

ışığın kırılmaya ve yansımaya uğrayacağını gösteren kristal ya da hava ortamlarının eş frekans eğrileri ile kesişimlerini göstermek için çizilmiştir. Ters doğrultuda $-x$ yönlü ışık iletiminde fotonik kristal kontörü ile kurgu çizgisi arasında bir kesişim noktası mevcut olmadığı için gelen ışık kristal içerisine nüfuz edememekte ve hava ortamına yansımaktadır. Ayrıca bu durum Şekil 2.3(b)'de gösterilen uzaysal elektrik alan dağılımı ile de gösterilmiştir. İleri yönlü ışık iletiminde ise kontör ile kurgu çizgisi arasında birçok kesişim noktası mevcuttur. Fotonik kristalden havaya çıkan ışık için resmedilen şekilde kurgu çizgisinin kristal kontörü üzerindeki kesişim noktaları yansıyan dalgayı gösterirken, hava kontörü ile olan kesişim noktaları ise kırılan dalgaya karşılık gelmektedir. Diğer bir taraftan, dalga kırınımı sadece karşılık gelen grup hızının gelen ışığın dalga vektörü ile aynı yönlü olması durumunda ortaya çıkmaktadır. Çünkü ancak bu koşullar altında kristal/hava ara yüzünde sınır koşulları sağlanmaktadır [4]. Şekil 2.4(b)'de tasarlanan yapı için uyarılan kırılan ve yansıyan dalga vektör bileşenleri kırmızı ok işaretleri ile gösterilmiştir. Sonuç olarak, kristal içerisinde ilerleyen dalga hava ara yüzüne geldiğinde Şekil 2.3(a)'da uzaysal alan dağılımına gösterildiği gibi zayıf yansımalarının yanı sıra saçınım kırınımına maruz kalmaktadır.



Şekil 2.4: (a) Tasarımın geri yönlü uyarılma durumunda gelen ışığın ve yansıyan ışığın şematik gösterimi. (b) Hava ortamının (büyük mavi daire) ve kristal ortamının (kırmızı konturlar) $a/\lambda= 0.5278$ normalize frekansı için k uzayındaki eş-frekans eğrileri. Kesikli gri çizgiler kurgu çizgileridir ve yayılan ışık doğrultuları tüm kesişme noktalarında oklarla gösterilmiştir.

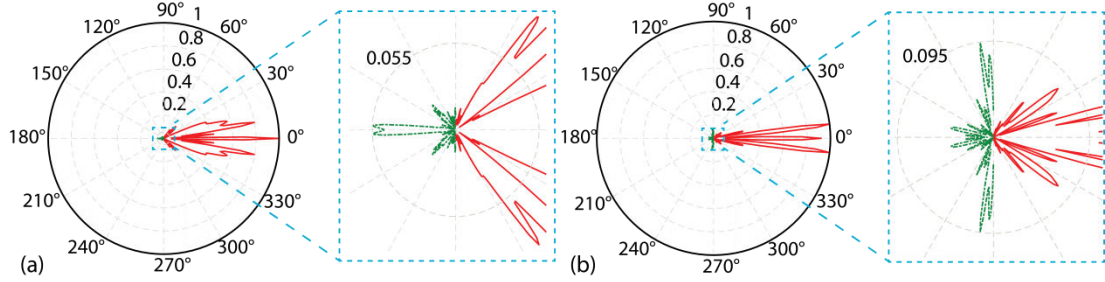
Şekil 2.5(a) ve (b)'de sırasıyla ileri ve geri yönlü iletimlerde çıkış elektrik alan yoğunluğu enine kesitlerinin frekansa bağlı haritası sunulmuştur. Çalışma frekansı değiştirilerek yapı çıkışında farklı kırınım desenleri elde edilebilmektedir. Şekil 2.5 (a)'da gösterilen ileri yönlü ışık iletim durumunda, gelen ışık, $a/\lambda=0.50-0.55$ frekans aralığında $m=\pm 4$ 'e kadar olan saçınım derecelerinde güçlü bir şekilde dağılırken, $a/\lambda=0.55-0.60$ frekans aralığı için ise kırınım $m=\pm 2$ mertebelerine kadar gerçekleşmektedir. Normalize frekans değeri $a/\lambda=0.55$ dolaylarında ise gelen ışık fotonik kristal saçınım ızgarası içinde yayılamamakta ve Şekil 2.5(a)'da görüldüğü gibi haritada dikey bir sıfır çizgisi ortaya çıkmaktadır. Şekil 2.5(b)'de gösterilen geri yönlü ışık uyarımında ise, yapı sonuna iletilen elektrik alan şiddeti, ileri yayınım durumuna kıyasla oldukça düşüktür.



Şekil 2.5: (a) İleri ve (b) geri yönlü uyarım durumlarında çalışma frekansına ve dikey konuma bağlı elektrik alan şiddeti enine kesit haritası.

Şekil 2.5'te hesaplanan elektrik alan yoğunluk kesit haritaları ve Şekil 2.2(b)'deki iletim spektrumları birbiri ile uyumludur. Ayrıca Şekil 2.5(a)'dan çıkış ışığı kırınım açısının dalgaboyu bağımlılığı oldukça düşüktür. Bunun yanında elektrik alan kesitleri iki frekans değerinde karşılık gelen saçınım derecelerini incelemek için kutupsal koordinatlarda çizilmiştir. Bu polar koordinat grafikleri Şekil 2.6(a) ve (b)'de görüldüğü gibi uzaysal alan dağılımların hesaplandığı $a/\lambda=\{0.5278, 0.5826\}$ normalize frekanslarında çizdirilmiştir. Şekil 2.6(a)'da $a/\lambda=0.5278$ normalize frekans değerinde $m=0$ ve $m=\pm 2$ kırınım derecelerinin diğer yan loblardan daha baskın

olduğu açıkça görülebilmektedir. Bununla birlikte, kırılan ışınların enerjisinin çoğu Şekil 2.6(b)' de görüldüğü gibi $a/\lambda=0.5826$ çalışma frekansı için $m=0$ ve $m=\pm 1$ saçılım düzeylerinde yoğunlaşmaktadır. Şekil 6'da sunulan geri ve ileri yönlü iletim güçleri karşılaştırıldığında tek yönlü ışık iletiminin tasarlanan saçınım ızgara yapısı kullanılarak gerçekleştirilebildiği görülmektedir.



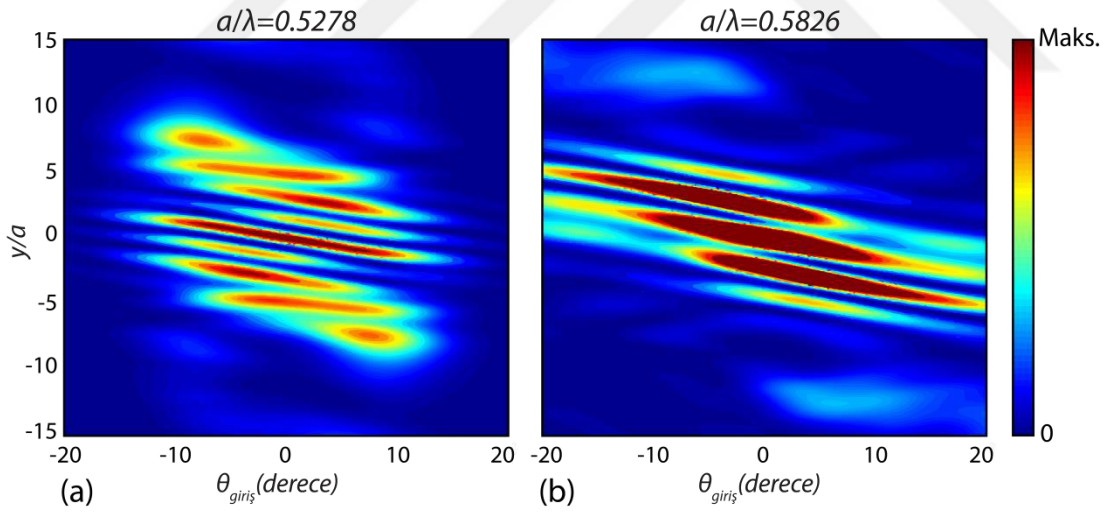
Şekil 2.6: (a) $a/\lambda= 0.5278$ normalize frekans değeri için ileri ve geri yönlü iletimin polar koordinatlarda gösterimi. Geri yönlü iletimin yakınlaştırılmış hali sağ tarafta verilmiştir. (b) $a/\lambda= 0.5826$ normalize frekans değeri için ileri ve geri yönlü iletimin polar koordinatlarda gösterimi. Geri yönlü iletimin yakınlaştırılmış hali sağ tarafta verilmiştir.

Saçınım ızgaraları için genel analitik ifade aşağıdaki denklemde belirtildiği gibidir[81]:

$$\sin \theta_m = \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.1)$$

$m=0,\pm 1,\pm 2,\dots$ kırınım derecesi, θ_m kırınım açısı, θ_i dalganın ızgaraya geliş açısı ve karşılık gelen ızgara periyodu ise $\Lambda=15a$ 'dır. Kırınım ızgarası, klasik olarak kırınım derece olarak adlandırılan $m=0$ olduğu durumda spektral özellikler göstermemektedir. Kırınım özellikleri, $m \neq 0$ olduğunda ortaya çıkmakta ve Eşitlik (2.1)'den θ_m kırılma açısının dalga boyuna bağlı olduğu görülmektedir. Bu dalgaboyu bağımlılığı spektral analizin merkezini oluşturmaktadır çünkü farklı frekanslardaki düzlemsel dalgalar aynı doğrultuda yayılmamaktadır bu da frekansa bağlı olarak kırılan ışığın şiddetinin ölçülmesini sağlamaktadır. Bu özellik, biyolojiden astronomiye kadar birçok uygulama alanında temel öneme sahiptir. Önerilen ızgara yapısı normal doğrultudaki ışık ile uyarıldığında ($\theta_i=0$), kırınım derecelerine karşılık gelen kırınım açıları Eşitlik (2.1)'den analitik olarak $a/\lambda=0.5826$ normalize frekans değeri için hesaplanmıştır. Bu frekansta ışık 3. kırınım mertebesine kadar saçılmaktadır ve karşılık gelen açılar aşağıdaki gibidir:

$\theta_0=0^\circ$, $\theta_{\pm 1}=\pm 6.57^\circ$, $\theta_{\pm 2}=\pm 13.14^\circ$, $\theta_{\pm 3}=\pm 19.71^\circ$. Şekil 2.6(b)'de yer alan polar koordinatlar kullanılarak aynı frekans için nümerik olarak hesaplanan kırınım açıları ise $\theta_0=0^\circ$, $\theta_{\pm 1}=\pm 7^\circ$, $\theta_{\pm 2}=\pm 14^\circ$, $\theta_{\pm 3}=\pm 21^\circ$ değerleridir. Saçınım açılarının nümerik ve analitik sonuçları karşılaştırıldığında, değerler arasında nümerik hesaplamaların çözünürlüğünden kaynaklanan ihmal edilebilecek kadar küçük bir fark olduğu gözlemlenmektedir. Fotonik kristal kırınım ızgaralarında saçınım özelliğinin açı bağımlılığı geliş açısını belirli bir değere kadar değiştirerek incelenebilmektedir. Bu amaç için ileri yönlü ışık iletiminde yapı çıkışında alan şiddetinin kesiti $a/\lambda=\{0.5278, 0.5826\}$ normalize frekans değerleri için hesaplanmıştır ve Şekil 2.7(a) ve (b)'de elektrik alan şiddet haritası olarak sunulmuştur. Normalize frekansın $a/\lambda=0.5278$ değeri için Şekil 2.7(a)'da görüldüğü gibi gelme açısı -15° ile 15° arasında değiştiğinde gelen ışık hala saçınıma uğrayabilmektedir. Diğer bir taraftan normalize frekans $a/\lambda=0.5826$ değerine eşit olduğunda ise geliş açısı -20° ile 20° arasında değişme durumunda bile tasarlanan yapı hala kırınım ve saçılım özelliğini koruyabilmektedir. Yapılan bu hesaplamalar fotonik kristal saçınım ızgarasının geliş açısındaki değişime toleranslı olduğunu göstermektedir.



Şekil 2.7: (a) $a/\lambda=0.5278$ ve (b) $a/\lambda=0.5826$ normalize frekans değerleri için ileri yönlü ışık iletimi durumunda yapı çıkışında meydana gelen elektrik alan şiddet kesitinin ışığın geliş açısına ve dikey konuma göre haritası.

Yapının örgü sabiti $a=782.5$ nm seçildiğinde, kırınım ızgarasının çalışma dalga boyu aralığı tüm telekomünikasyon bandını kapsayacak şekilde ayarlanmaktadır. Bu durumda tasarımda yer alan dielektrik silindir çubukların yarıçapı 156.5 nm ve

234.75 nm' ye eşit olmaktadır ve Şekil 2.2(a)'da yer alan son yapının tüm yapısal boyutlarında genişliği $W=9.39 \mu\text{m}$, yüksekliği $H=11.738 \mu\text{m}$ ve periyodu $A=23.475 \mu\text{m}$ olmaktadır. Bu kompakt tasarım yüksek performansı ile telekom bandında optik sistemlerde kullanılmak için uygun bir adaydır.

Sonuç olarak tezin bu bölümünde ışık uyarım yönüne bağlı farklı iletim karakteristiği sergileyen ve ışığı farklı kırınım derecelerine ayırabilen fotonik kristal saçınım ızgara tasarımı gerçekleştirilmiştir. Tasarlanan fotonik yapı eğimli yüzeye sahip fotonik kristalin kare örgü heterojen fotonik kristale eklenmesiyle elde edilmiştir. Bu tasarım soldan sağa doğru uyarıldığında ışığı yüksek verimlilikle iletmekte ve kaynaktan gelen ışığın geliş açısı 20° 'ye kadar artırıldığında bile ışığı farklı kırınım mertebelerine ayırmaktadır. Diğer bir taraftan sağdan sola uyarımda ise ışığın büyük bir çoğunluğu yapı tarafından yansıtılmaktadır. Fotonik kristal tabanlı kırınım ızgarası sadece izotropik dielektrik malzemeden kullanılarak tasarlandığı için fotonik entegre sistemler için gerçekleştirilebilir bir pratik uygulamadır.

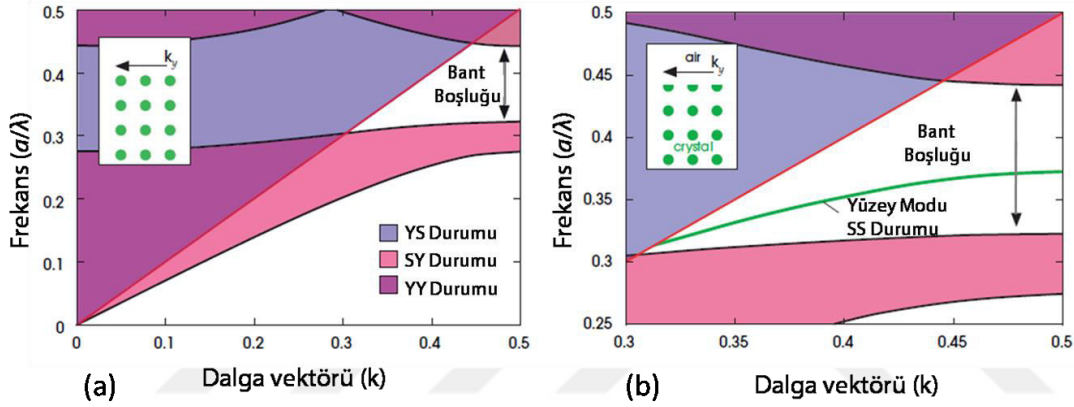


3. PERİYODİK FOTONİK ORTAMLARDA YÜZEY DALGALARIN MORFOLOJİK ÇEŞİTLİLİK VASITASIYLA YÖNLÜ YAYILIMI

3.1 YüzeY Dalgaları

Fotonik alanında, yüzeY plazmon polaritonlara alternatif olarak kayıpsız ortamlarda yüzeYe tutunup ilerleyebilen yeni çeşit Bloch dalgaları çalışılmaya başlanmıştır [1,2]. YüzeY dalgaları olarak adlandırılan bu dalgalar, yapı ile dış ortam arasında yer alan yüzeY düzlemine hapsolarak sadece sınırda ilerlemektedir. YüzeYde ara yüzün sadece tek tarafında yasaklı bant aralığı mevcuttur. Dış ortam (tipik tasarımlarda hava ortamı) ise herhangi bir bant boşluğuna sahip değildir. Işığın ara yüzeYe bağlanma mekanizması ise frekansın ışık çizgisinin altında yer almasıdır. Bu tarz dalgalar, tam yansıma mekanizmasının genelleştirilmiş fenomeni olan indeks güdümlüdür. YüzeYde, ışığın hava ve kristal ortamın her ikisi için de yayılan mı yoksa lokalize dalga mı olduğu göz önünde bulundurulmalıdır. Ayrıca paralel dalga vektör bileşeni için tüm durumlar ele alınmalıdır. YüzeY modlarını açıklamak için uygun bant yapısı Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Dalganın hava ve kristal ortamında yayılan ya da sönümlenen dalga olup olmadığına göre bant yapısı dört bölgeye ayrılmıştır. Örneğin bant diyagramında “SY” (sönümlenen-yayılan) hava ortamında sönümlenen, fotonik kristal ortamında yayılan dalganın olduğu bölgeyi temsil etmektedir. Şekil 3.1(a)’da dielektrik çubuklardan oluşan kare örgü kristalin öngörülen bant yapısı verilmiştir. Bant diyagramını anlayabilmek adına dış ortam havanın ve fotonik kristalin öngörülen bantları ayrı ayrı göz önünde bulundurulacaktır. Bu yüzden bant diyagramında yer alan her bölüm iki harfle adlandırılmaktadır. İlk harf hava ortamı için dalganın durumunu belirtirken ikinci harf ise dalganın kristal ortamındaki davranışını göstermektedir. Şekil 3.1(a)’da gösterilen “YY” (yayılan-yayılan) ile belirtilen bölgede yer alan ışık ara yüzün hem hava tarafında hem de kristal tarafında yayılabilmekteyken, “SY” modları sadece kristalde ilerleyebilmekte, “YS” (yayılan- sönümlenen) modları ise kristal içerisinde

sönümlenirken hava ortamında yayılmaktadır. “YY” ve “YS” bölgelerinin birleşiminden oluşan kısımda yüzey Brillouin bölgesindeki serbest ışık modları mevcuttur. Bu kısımda herhangi bir dalga vektörü için tüm frekanslar ($\omega \geq ck$) için bir ışık modu mevcuttur. Bu bölge ışık konisi olarak da adlandırılmaktadır. Işık çizgisi boyunca ise ($\omega = ck$) ışık dalgası yüzeye paralel olarak ilerlemektedir ve Şekil 3.1(b)'de gösterilen yeşil renkle gösterilen bant yasaklı bant aralığında ve ışık çizgisinin altında olduğu için ışık bu bant boyunca ara yüzün hava ve kristal taraflarında sönümlenmektedir. Bundan dolayı bu bölge “SS” (sönümlenen-sönümlenen) olarak adlandırılmaktadır. Bu modun uyarımı ile ışık kristal yüzeyinde hapsedilebilmektedir.



Şekil 3.1: (a) Alümina çubukların iki boyutta periyodik diziliminden oluşan fotonik yapının dispersiyon diyagramı. Boyalı kısımlar ışığın iletiği, iç yansımaya ve dış yansımaya gerçekleştirdiği bölgelere karşılık gelmektedir. (b) Yüzeyinde yarım dielektrik silindirler kullanılan hava ortamında iki boyutlu alümina çubuklardan oluşan kristal yapının numerik olarak hesaplanan bant yapısı. Bant boşluğunda ortaya çıkan eğri yapı yüzeyine üssel olarak bağlanabilen yüzey banda karşılık gelmektedir [4].

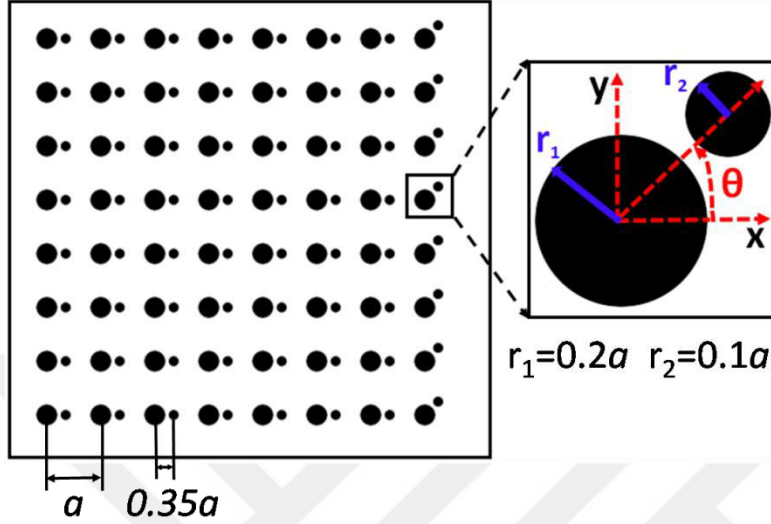
Tüm periyodik yapılar yüzeyde meydana getirilen modifikasyonlar sayesinde yüzey moda sahip olabilmektedir. Periyodik yapının yüzeyi yönelim ve sonlanma açısından karakterize edilebilir. Yüzey yönelimi yüzey normali ile periyodik kristalin eksenleri arasındaki açıyı belirlemektedir. Yüzey sonlanması ise yüzeyin birim hücreyi nerede keseceğini belirlemektedir. Örneğin dielektrik silindirlerin iki boyutlu dizilimi yapı sonunda yüzey tarafından tüm silindirler sonrası, silindirlerin yarısı veya herhangi bir kısmından itibaren kesilebilir. Yüzey Bloch modları, periyodik yapıların ara yüzünde tasarlanabilen birçok uygulama için temel oluşturmaktadır. Literatürde, tüm

polarizasyon için dalga kılavuzlarını [82], ışın ayırıcıları [83,84], biyosensörleri [85] ve yavaş ışığı [86] hedef alan fotonik kristallerde yüzey mod konsepti üzerinde çalışılmıştır.

Periyodik fotonik yapılar, yapısal parametrelere göre değişen belirli bir frekans aralığında yasaklı bir bant aralığı bölgesine sahiptir. Yapıların ara yüzündeki bir bileşen boyut, kırılma indisi, konum ya da şekil olarak değiştiğinde, yasaklı bant boşluğunda bir yüzey modu ortaya çıkmaktadır. Bu tür yapılarda, bu moda karşılık gelen frekanslara sahip ışık, yapı içinde değil, yapı sınırında hareket etmektedir. Düşük simetrik periyodik yapılarda yüzey dalgaları, yüzeyinde modifikasyona sahip yüksek simetrik yapılardaki duruma benzemektedir. Şimdiye kadar, literatürde bulunan çalışmalar yüksek simetrik periyodik yapıların yüzey modları üzerinde gerçekleştirilmiştir. Yukarıda bahsedilen referanslardaki ışın ayırıcı tasarımları, simetride herhangi bir bozulma olmadan periyodik yapıları kullanmaktadır. Referans 3'te, ışığın her iki polarizasyonunu destekleyen yüzey dalga kılavuzu tasarımı incelenmiştir. Bu amaçla, iki boyutlu yüksek simetrik fotonik kristaller önerilmiştir. Ek olarak, biyosensör ve yavaş ışık kavramı için sırasıyla Referans 85 ve 86'de yüksek simetriye sahip fotonik kristaller önerilmektedir.

Düşük simetrik yapıların yüzey modu özelliklerini incelemek için iki boyutlu kare örgü periyodik yapı ele alınmıştır. Bu yapıda, düşük simetri özelliği, farklı yarıçaplara sahip iki dielektrik silindiri ($r_1 = 0.20a$ ve $r_2 = 0.10a$, a , örgü sabiti) yerleştirilerek elde edilir. İki silindir arasındaki merkezden merkeze uzaklık $0.35a$ olarak ayarlanmıştır. Tasarlanan yapıda, yüzey modlarının sergilediği özellikleri gözlemlemek için düşük simetrik yapının yüzeyinde bozulma meydana getirilmiştir. Yüzey modları, birim hücredeki dielektrik miktarında bir değişiklik olmadan elde edilmiştir. Şekil 3.2'de gösterilen yapılarda, küçük silindirin merkezi x -ekseni ile yaptığı dizilim açısı (θ) 15° 'lik artışlarla 30° 'den 90° 'ye değiştirilmiştir. Bu şekilde, yapının ara yüzünde yer alan silindirlerin sadece pozisyonlarında bir modifikasyon yapılmıştır. Konum değişikliği sonucunda, yüzey modları yasaklı bant boşluğunda ortaya çıkmaktadır. Bu konum değişimi yapılar arasında etkin kırılma indisi farkına sebep olmaktadır. Böylece farklı yapılar için yüzey modları çeşitli frekans aralıklarında ortaya çıkmaktadır. Yapının sonunda küçük silindirin konumunda bir değişiklik olmadığı durum için, $0.483-0.305 (a/\lambda)$ frekans aralığında yasaklanmış bir

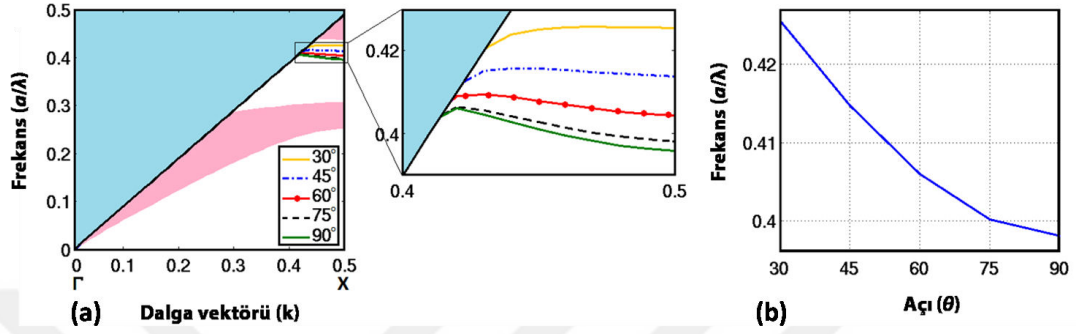
bant aralığı oluşmaktadır. Bununla birlikte, bu silindir farklı konumlara dizildiğinde, enine manyetik polarize ışığın yüzey modları, Şekil 3.3(a)'da gösterildiği gibi oluşmaktadır. Önerilen tasarımın dispersiyon eğrisi, düzlem dalga genişletme (DDG) yöntemi [87] ile elde edilmiştir.



Şekil 3.2: Farklı yarıçaplara sahip dielektrik çubuklardan oluşan iki boyutlu fotonik kristal yapının şematik gösterimi. Büyük silindirin yarıçapı $r_1=0.20a$ iken küçük saçıcı elemanın yarıçapı ise $r_2=0.10a$ 'dır. Silindirlerin merkezleri arasındaki mesafe ise $0.35a$ olarak belirlenmiştir. Yapı yüzeyinde yer alan ikincil elemanların merkez konumları x -ekseni ile θ açısı yapacak şekilde değiştirilerek yüzey modifikasyonu elde edilmiştir.

Ayrıca ortaya çıkan yüzey modları, Şekil 3.3(a)'da yakından gösterilmektedir. Yüzey modu frekansının oryantasyon açısına göre değişimi, Şekil 3.3 (b) 'de gösterildiği gibidir. Açı değeri arttığında, arayüzde hareket eden ışığın frekansı azalmaktadır. Sonuç olarak, yüzey mod frekansı düşük simetrik yapılar dielektrik miktarında herhangi bir değişiklik yapılmadan sadece yapısal dizilimi değiştirerek kontrol edilebilmektedir. Yüzey modlarına karşılık gelen frekanslara sahip ışık, yasaklı bant boşluğu nedeniyle periyodik yapı içerisine nüfuz edememektedir. Bu ışığın havada yayılmamasının nedeni ise yüzey modlarının ışık çizgisinin altında olmasıdır. Işık çizgisinin altındaki modlar indis güdümlü özelliği gösterdiğinden, havada sönümlenen modları göstermektedir[9]. Böylece, yüzey dalgaları periyodik yapı ve hava ortamı arasındaki sınırdaki sıkışık kalmaktadır. Bu tür dalgalar yüzeye bağlanarak yapı yüzeyinde hareket etmektedir. Farklı dizimlere sahip yapılar uygun frekanslarla uyarıldığında, yapının sonuna ulaşan güç yüzdesi, Şekil 3.4 (a)'da

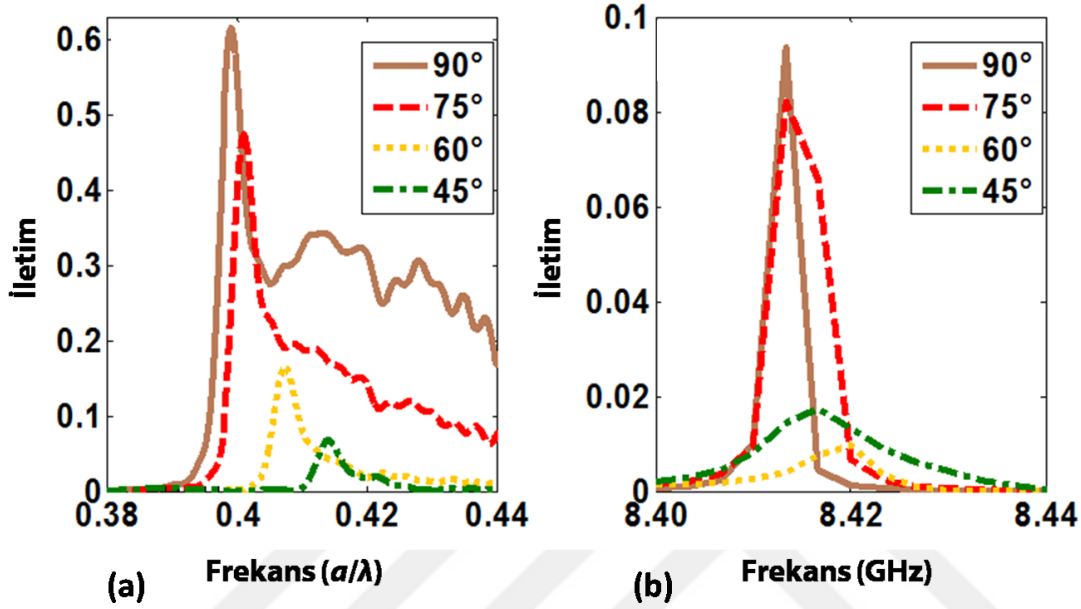
gösterildiği gibi sonlu farklı zaman-alan yöntemi [88] kullanılarak sayısal olarak hesaplanır. Şekil 3.3'teki bant şemasına uygun olarak iletim grafiği de farklı tasarımların yapı yüzeyinde farklı frekansları desteklediğini ortaya koymaktadır. Tasarlanan yapıların deneysel doğrulanması için, mikrodalga bölgesinde analizler yapılmıştır.



Şekil 3.3: (a) Farklı yüzey dizilimleri için iki boyutlu kristal yapının bant diyagramı. Yüzey dizilim açısı (θ) 30° 'den 90° 'ye değiştiğinde yüzey modları şekilde görüldüğü gibi daha düşük frekanslara kaymaktadır. (b) Yüzey bant frekansının yüzey dizilim açısına göre değişimini gösteren grafik.

Deneyde, 3.17 mm ve 1.585 mm yarıçaplı dielektrik alümina silindirler ($n=3.13$) kullanılmıştır. Bu durumda, örgü sabiti a , 15.85 mm'ye eşittir. Tasarlanan yapı, belirli bir frekans aralığında bir horn anten tarafından üretilen bir mikrodalga ile uyarılmıştır. Vektör iletim analizörü (Agilent E5071C ENA), iletilen elektromanyetik dalganın genliğini, monopul anten aracılığıyla ölçmektedir. İletilen güç, ölçülen değerlerin karesi alınarak elde edilmektedir. Şekil 3.4(b), periyodik yapıların deneysel olarak ölçülen iletim spektrumunu göstermektedir. Deneysel sonuçlar sayısal sonuçlarda olduğu gibi frekans kaymasını göstermektedir. Farklı yüzey dizilimlerine sahip yapıların yüzeyde farklı frekansların yönlendirilmesini sağladığı deneysel sonuçlardan çıkarılabilmektedir. 30° 'lik bir hizalamaya sahip yapının iletim eğrisi, diğer yüzey dizilimlerin trendinden daha farklıdır, çünkü bu yapının bandı Şekil 3.3(a)'da gösterilen diyagramda diğerlerinden daha düz bir yapıdadır. Düz bantlar, yavaş ışık özelliklerini temsil etmektedir, çünkü bu bantların eğimi ile grup hızı arasında bir ilişki vardır. Grup hızı, havadaki ışık hızının grup indeksine oranıyla hesaplanmaktadır ($V_g=c/n_g$). Bu nedenle, grup indeks değeri arttıkça, ışığın grup hızı düşmektedir. Düz bantlı frekanslarda ışık, yapı içinde daha yavaş hareket eder. Diğer yüzey dizilimlerinden farklı olan bu özelliğin bir sonucu

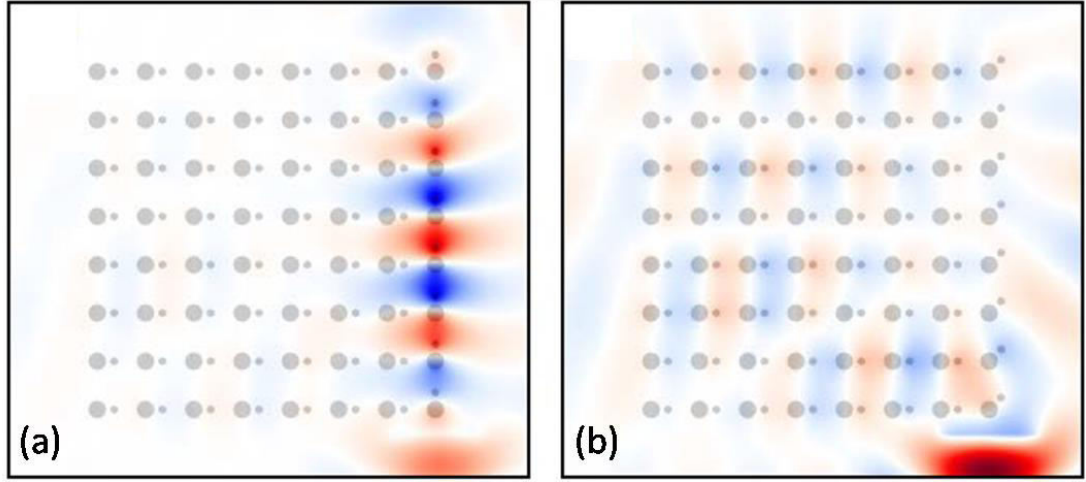
olarak, 30°'lik bir hizalamaya sahip yapının iletim eğrisi, iletim şemasında gösterilmemiştir. Deneysel çalışmada, z-ekseni üzerindeki sonlu boyut, kalibrasyon ve güç kaybındaki uyumsuzluk nedeniyle düşük iletim yoğunluğu ve simülasyon sonuçlarıyla farklılıklar ortaya çıkmaktadır. Şekil 3.5, farklı kristal yüzey tasarımları için uyarılmış yüzey modlarının performansını karşılaştırmak için hazırlanmıştır.



Şekil 3.4: (a) Farklı dizimli fotonik kristal yapıların yüzeyinde oluşturulan dalga kılavuzunun iletim verimliliği gösterilmektedir. (b) Alimuna çubuklar kullanılarak santimetre mertebelerinde meydana getirilen deneysel yapının mikro dalga bölgesinde ölçülen iletim spektrumu.

Gelen ışık frekansı $a/\lambda=0.399$ 'a sabitlenmiştir ve karşılık gelen elektrik alan dağılımları $\theta=90^\circ$ ve $\theta=45^\circ$ olan yüzey dizimleri için sırasıyla Şekil 3.5(a) ve 3.5(b)'deki gibi hesaplanmıştır. Anlık alan görüntülerinden görülebildiği gibi, ışık 90° yüzey diziliminde yapı yüzeyinde ilerleyebilirken, aynı frekansa sahip mod yüzeyin 45° yönelim açısı durumunda yüzeye bağlanamamaktadır.

Sonuç olarak, orijinal düşük simetrik yapılardan elde edilen dikkat çekici optik özelliklere sahip periyodik yapıların yüzey modları araştırılmıştır. Periyodik yapı yüzeyinde, elverişli oryantasyon modifikasyonu yaparak yüzeye bağlı ışığın frekansını ayarlamak mümkündür. Bu amaca ulaşmak için, azaltılmış simetriye sahip tasarım teorik ve deneysel olarak incelenmiştir. Her iki yöntemle de doğrulandığı gibi, periyodik yapının uygun şekilde sonlandırılması, farklı frekanslardaki yüzey Bloch dalgalarının yapı ve hava ortamının arayüzüne bağlanmasını sağlamaktadır.



Şekil 3.5: Yüzey dizilim açısı (a) $\theta=90^\circ$ ve (b) $\theta=45^\circ$ ye ait olan fotonik yapılarda $a/\lambda = 0.399$ normalize frekansına sahip ışığın yapı yüzeyini uyarması sonucu ortaya çıkan anlık elektrik alan dağılımı gösterilmektedir.

3.2 Yüzey Yavaş Işık

Son zamanlarda fotonik alanında yeni kavramlar ve bunlara bağlı önemli gelişmeler ortaya çıkmıştır. Bunlardan biri olan fotonik kristaller bilimsel çalışmalarda kayda değer bir ilgi kazanmıştır. FK'lere dayalı yeni teknolojileri takip etmek için yapılan önemli çalışmalar, esas olarak, ışık yayılımının frekans ve yön seçici kontrolünde yüksek performans, optik bölgede geniş bir frekans aralığını kapsayan ölçeklenebilirlik ve imalat kolaylığı gibi FK'lerin olumlu özelliklerinden kaynaklanmaktadır[89-91]. Işık akışının kontrol edilmesi ve manipüle edilmesinde tüm avantajlarını göz önüne alındığında, FK'ler, optik fiberler, lazerler, LED'ler, fotovoltajik hücreler, optik mantık kapıları, görüntü sensörleri, biyosensörler ve rezonatörler gibi çok farklı uygulamalarda kullanılmak üzere büyük bir potansiyel sağlarlar[89,92-97]. FK'lerdeki ilerleme ile birlikte bu periyodik yapıların mühendisliği ve analizleri konusundaki önemli gelişmeler, araştırılacak yeni alanlar açmıştır. Bu anlamda, FK dalga kılavuzlarıyla elde edilen yavaş ışık fenomeni, en önemli dönüm noktalarından biri olmuştur [98-101]. FK tabanlı yavaş ışık konusundaki güncel çalışmalar, araştırmaların temelini oluşturan fiziksel altyapı ve optik hafızalar, lazerler, optik anahtarlar, optik depolama cihazları ve PC tabanlı dalga kılavuzları ile optik fiberler gibi potansiyel teknoloji uygulamaları arasında önemli bir köprüye hizmet etmiştir [102-106]. Bununla birlikte, FK'ler kullanılarak

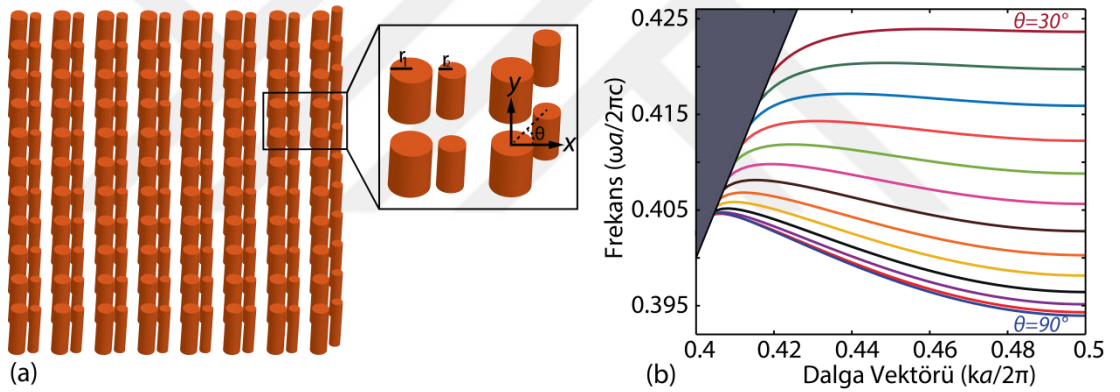
geniş bantlı, düşük kayıplı ve yüksek yavaşlama faktörlerine sahip Bloch tipi yavaş dalgalar elde edilmiştir [107-109]. Tüm bu bulgular, FK tabanlı yavaş ışık konsepti, optik tamponlar, minyatür fotonik cihazlar gibi teknolojiler için etkileyici ve uygulanabilir sonuçların yanı sıra gelişmiş ışık madde etkileşimi ve doğrusal olmayan etkiler üzerine yeni fiziksel kavramlar sunmaktadır [110-113].

Fotonik kristal yüzeyinde Bloch dalgalarının yayılımı bugüne kadar hem teorik [114-116] hem de deneysel [117-119] çalışmalarda yaygın olarak kullanılmıştır. FK yüzey modları, biyosensörler [120], süper lensler [121] ve ışın yayılımının yön kontrolünü içeren yeni nesil teknolojilerin geliştirilmesinde büyük avantajlar sergilemektedir [122]. FK yüzeyinde uygun bozulmalar, bu yapıların karakteristik bant aralığında görünen frekanslarla yeni Bloch yüzey modlarının uyarılmasını destekleyen önemli bir etki sağlamaktadır [123]. Bu nedenle, elektrik alanı yapı ve hava ara yüzünde sıkıştırmak için FK yüzeyinde çeşitli modifikasyonlar yapılmıştır. FK'lerin yasaklı bant aralığı özelliği ve hava ortamında ışığın sönümlenme davranışı ışığın yüzeye hapsolme mekanizmasının gerçekleşmesini sağlayan iki ana kısıttır [124]. FK yüzeyinde sınırlandırılmış ışık akışının uygun hız manipülasyonu, özellikle sensörler ve güneş pillerinde kullanılmaktadır [125]. FK'lerdeki ışık dalgalarının ilerleme yönünün kontrolü daha önce teorik olarak literatürde incelenmiştir [126]. Buna ek olarak, kuvvetli şekilde yapıya tutunan fotonların ileri ve geri yönlendirilmesiyle ilgili nümerik ve deneysel yöntemlerle analizler yapılmıştır [127, 128]. Bununla birlikte, FK'lerde yüzey yavaş ışığın frekans seçici yönsel manipülasyonu henüz rapor edilmemiştir. Ayrıca, Bloch yüzey yavaş dalgalarının yapıya bağlanma frekansının etkin yönetimi için FK yüzeyindeki morfolojik çeşitlilik metodu bugüne kadar gösterilmemiştir.

3.3 Yüzey Yavaş Işık Analizi için Tasarlanan Yapı ve Sonuçları

Tezin bu kısmında, ilk kez FK'lerde yüzey yavaş ışığın çeşitli önemli özellikleriyle birlikte yayılım yönünün kontrolü için yeni bir tasarım önerilmiştir. Bu amaçla, morfolojik çeşitlilik, önerilen FK yapılarında yüzeydeki periyodik bozulma ile uygulanmıştır. Yüzey simetrisinin bozulması nedeniyle, fotonik bant aralığının içinde yeni bantlar ortaya çıkmıştır ve her yüzey çifti arasındaki açı 20°'den 90°'e çıkarıldığında bantların şekilsel olarak daha düzgün bir hal aldığı ve daha düşük

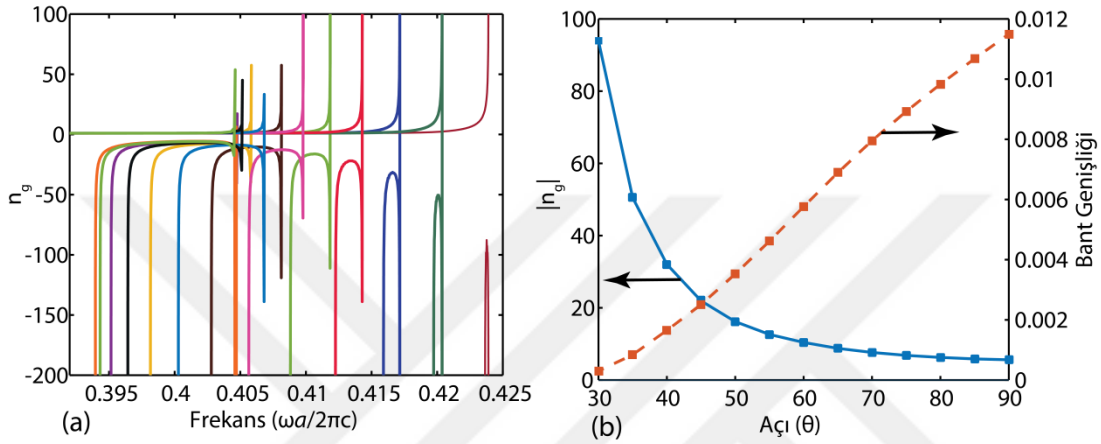
frekanslara kaydıǰı gözlemlenmiştir. Yüzey grup indis (n_g) büyüklüğü dizilim açısı azaltılırken 237 civarına ulaşmış ve yüzey yavaş ışığının geri yönlü yayılımını gösteren "negatif" indisler ortaya çıkmıştır. Ayrıca, önerilen her bir yapı için nispeten geniş bant aralıklarında düşük grup hız dispersiyonu (GHD) ve üçüncü derece dispersiyon (ÜDD) değerleri elde edilmiştir. Yüzey dalga paketlerinin yayılım yönü üzerinde daha ayrıntılı araştırmalar için zaman düzlemi analizlerinde Otto yapılanması kullanılmıştır. Yüzey dalga paketlerinin ilerleme yönü ve yüzeye bağlanma frekansları yüzey silindirlere dizilim açısına oldukça bağlıdır. Ayrıca, yüzey yavaş modlarının yönsel özellikleri deneysel olarak doğrulanmıştır ve elektrik alan dağılımı ve n_g değerlerinin teorik sonuçları ile deneysel sonuçlar oldukça iyi bir uyum içerisinde. Yüzey morfolojik çeşitliliğe sahip FK'lerdeki önemli özelliklerin etkin modifikasyonları ile yüzey yavaş ışığının yön kontrolü, yeni nesil optik ve fotonik uygulamalar için büyük bir potansiyel oluşturmaktadır.



Şekil 3.6: (a) Fotonik kristal yapının şematik gösterimi. (b) Modifikasyon sonucu yasaklı bant aralığında ortaya çıkan yüzey bantları.

Çalışmada önerilen FK yapısı, $r_1 = 0.20a$ ve $r_2 = 0.10a$ yarıçaplarına sahip iki temel dielektrik ($n = 3.13$) elemandan oluşmaktadır; burada a , örgü sabitidir. Bu dielektrik çubukların FK birim hücresine yerleştirilmesiyle oluşan düşük simetrik periyodik yapı Şekil 3.6(a)'da sunulmuştur. Yüzey çubuk çiftlerinin küçük yarıçaplı elemanları, resimde gösterildiği gibi x eksenine ile θ açısı yapacak şekilde yerleştirildiğinde birim hücredeki dielektrik miktarında herhangi bir değişiklik yapılmadan sadece pozisyon değişimi ile yüzey yavaş ışıkların yönlü iletimi ve frekans kontrolü için uygun bir yol sunmaktadır. Şekil 3.6(b)'de görüldüğü gibi, FK'lerin yüzey çiftlerindeki dizilim açısının yüzey modifikasyon kaynaklı bantlar

üzerindeki yapısal çeşitliliğin etkisini araştırmak için dizilim açısı 5° 'lik adımlarla 30° 'den 90° 'e değiştirilmiştir. Burada, frekans düzlemi analizleri için DDG yöntemi kullanılarak fotonik bantlar elde edilmiştir. Herhangi bir yüzey modifikasyonu yapılmadan düşük simetrik FK'in yasaklı bant aralığı $0.305-0.483$ ($\omega a/2\pi c$) frekans aralığına karşılık gelmektedir. Uygun sonlandırma sonrasında enine manyetik polarize ışığın yeni ortaya çıkan yüzey modları $0.405 - 0.5$ ($ka/2\pi$) normalize dalga vektör aralığında $0.394 - 0.424$ ($\omega a/2\pi c$) frekansını kapsamaktadır.



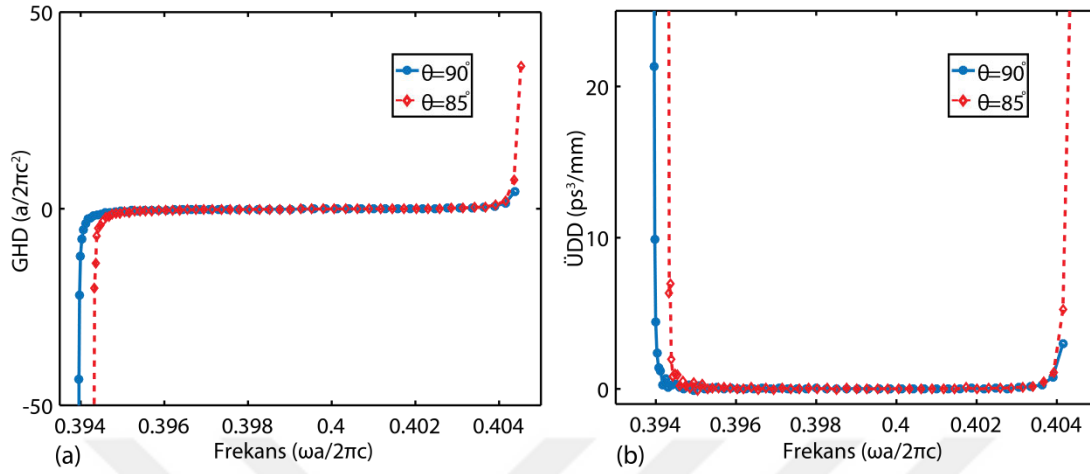
Şekil 3.7: (a) Yüzey modların grup indis dağılımları. (b) Bant genişliği ve grup indisin açığa göre değişimi.

Şekil 3.6(b)'de sunulan bantların kapsamlı analizi, FK'lerdeki yüzey yavaş ışığın indis özelliklerinin, yüzeyde uygulanan modifikasyonlar yoluyla hem büyüklük hem de yön açısından yönetilebileceği sonucuna işaret etmektedir. Dispersiyon diyagramı, yavaş yüzey mod bandının, değişen dizilim açısı ile frekansının, düzlüğünün ve negatif eğim özelliklerinin değiştiğini göstermektedir. Ayrıca dizilim açısındaki bu varyasyon süper hücre üzerindeki elektrik alan dağılımını da kuvvetli bir şekilde etkilemektedir (bkz. Şekil 3.20). Grup indisleri ($c/(\delta\omega/\delta k)$), açısız frekansın dalga vektörüne göre kısmi türevi aracılığıyla yüzey modlarından Şekil 3.7(a)'daki gibi hesaplanmıştır. Yavaş dalga paketlerinin grup hızıyla ters orantılı olan bu değer, ışığın FK ortamında havadakinden ne kadar yavaş ilerlediğini gösteren sayısal bir ifadedir. Şekilde gösterildiği gibi oryantasyon açısı 30° olan yapının bandı en büyük grup indis değerine ($n_g=93.8$) sahip olduğu halde, bant genişliği diğer bantlardan daha dardır. Buna ek olarak, açısı 20° olan FK için grup indis değeri yaklaşık 237 olarak bulunmuştur (bkz. Şekil 3.21) ve bantların genel açı bağımlılığı davranışından

beklendiği gibi bant genişliği oldukça dar olduğu için bu durum ayrıntılı olarak analiz edilmemiştir. Artan açı değerleriyle birlikte yani yapı yüzeyi orijinal yapıdan uzaklaştıkça grup indis büyüklüğü 5.6'ya kadar düşmektedir. Bununla birlikte, bu morfolojik varyasyon, $\Delta\omega/\omega_c$ formülü ile hesaplanan bant genişliklerinde önemli bir iyileşme ile sonuçlanmaktadır; burada, $\Delta\omega$, minimum grup indis değerinin $\pm\% 10$ 'una denk gelen frekans aralığıdır ve ω_c , merkezi frekanstır [130]. FK yüzey kaynaklı yavaş ışıkla ilgili bu iki önemli parametre arasındaki zıt ilişki Şekil 3.7(b)'de gösterilmektedir. Bu iki parametrenin çarpılması ile elde edilen, normalize gecikme bant genişliği çarpımı (NGBÇ) değerleri Şekil 3.14'te sunulmuştur. Uygulamanın gerekliliklerine göre NGBÇ, bant genişliği veya grup indis değeri açısından yavaş ışık performansını artırmak için yapıdaki yüzey dizilim açısını modifiye ederek kolayca değiştirilebilir. Buna ek olarak, Şekil 3.7(a)'dan görüleceği gibi n_g sonuçlarının hem negatif hem de pozitif değerlerinin olması FK yapılarındaki yönlü yayılım çeşitliliğinin güçlü bir göstergesidir.

FK yüzey dizilim açısının değişimi ile grup indislerinin yüzey frekansı üzerindeki güçlü bağımlılığı Şekil 3.7(a)'dan görülmektedir. Her yapının frekans aralığındaki n_g değişimine yönelik daha ayrıntılı analiz için ilerleyen dalğanın dispersiyon ölçütü olarak grup hız dispersiyon (GHD) değerleri elde edilmiştir. Grup indislerinin bu bağımlılığı, $\delta^2\omega/\delta k^2$ formülü kullanılarak hesaplanmıştır. 85° ve 90° yüzey açlarına sahip iki farklı yapı için GHD değerleri Şekil 3.7(a)'da gösterildiği gibi elde edilmiştir (diğer FK tasarımlarının GHD'ları ve ÜDD'ları için Şekil 3.16'ya bakınız). 85° ve 90° dizilim açıları için maksimum GHD'lar sırasıyla 495.54 - 501.25 nm aralığında $0.139 \text{ ps}^2/\text{m}$ ve 495.66 - 501.25 nm aralığında $0.176 \text{ ps}^2/\text{m}$ olarak bulunmuştur. GHD eğrilerinin pozitif ve negatif değerlere sahip olması dalga paketleri üzerinde bir dispersiyon dengeleme etkisini göstermektedir. Ayrıca, ilerleyen sinyalin simetrik / asimetrik deformasyonunun bir ölçüsü olarak, Şekil 3.(b)'de verildiği gibi aynı yüzey durumları için üçüncü dereceden dispersiyon (ÜDD) sonuçları elde edilmiştir. Ulaşılan ÜDD minima değerleri, 85° ve 90° açlarına sahip yapılar için sırasıyla $86.3 \text{ ps}^3/\text{m}$ ve $50.1 \text{ ps}^3/\text{m}$ 'dir. Genel olarak, yavaş ışık uygulamaları için yüksek performanslı FK'ler elde etmek için küçük GHD'lar ile birlikte küçük ÜDD değerleri arzu edilir. Bu çalışmada bildirilen GHD'lar ve ÜDD'lar, özellikle de büyük dizilim açılarında geniş olan bant aralıkları

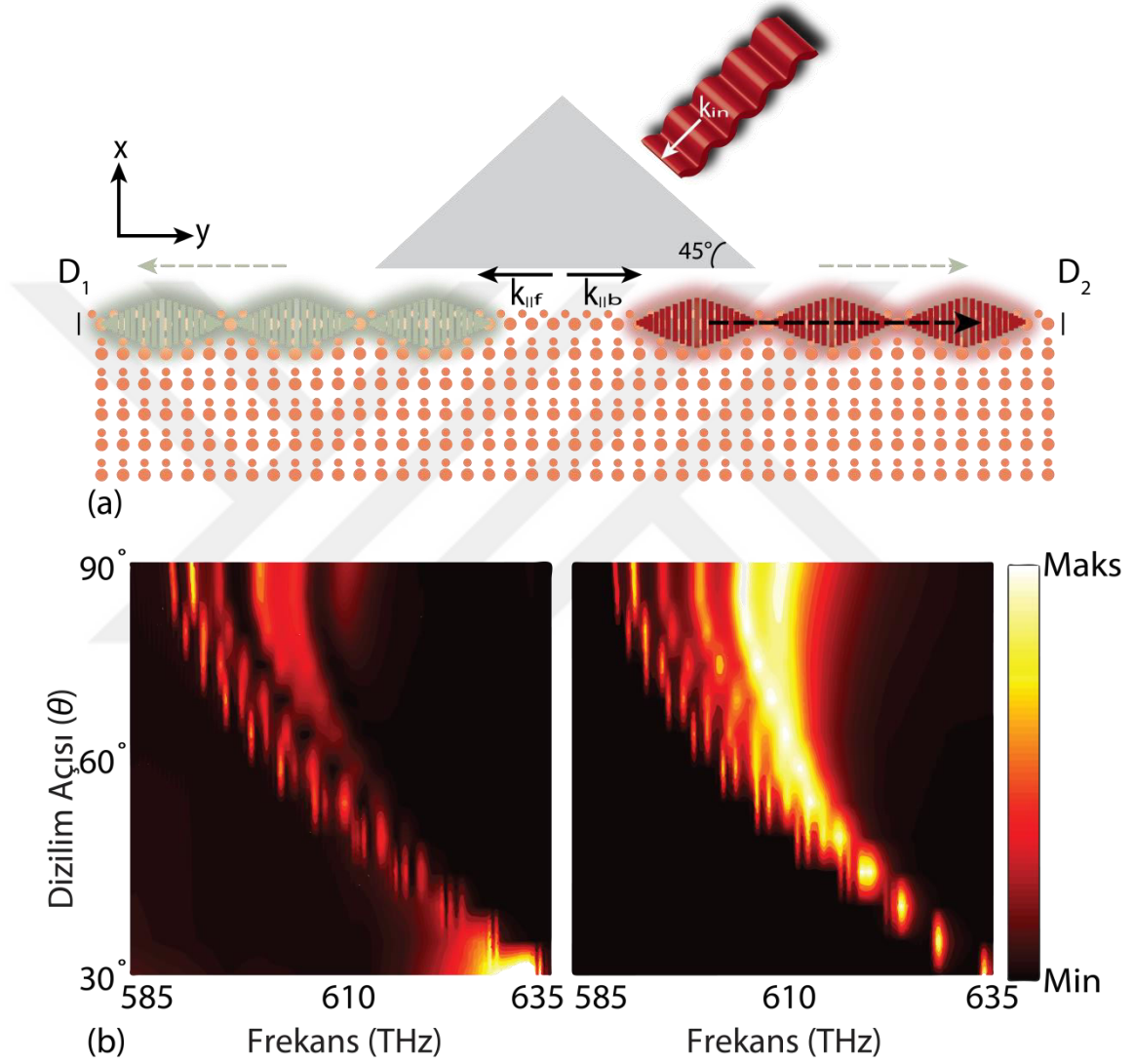
ile yavaş ışık paketlerinin tasarımların yüzeyinde ilerlerken ihmal edilebilir bozulmalara uğradığını göstermektedir.



Şekil 3.8: (a) $\theta = 85^\circ$ ve $\theta = 90^\circ$ olan iki durum için grup hız dispersiyonu ve (b) üçüncü dereceden dispersiyon

Yapılara ait frekans alanı analizlerinden elde edilen yüzey yavaş ışık özelliklerini doğrulamak için zaman alanında analizler gerçekleştirilmiştir. Önerilen yapılarda dalga yayılımı ve elektrik alan dağılımının zaman alanı analizi, sonlu farklar zaman düzlemi yöntemi (SFZD) kullanılarak yapılmıştır [129]. Çalışma aralığını görünür spektruma ayarlamak için, örgü sabiti, a , 200 nm olarak belirlenmiştir. Ayrıca, zaman alanı analizleri için kullanılan FK yapılarının boyutları, yavaş ışık özelliğini daha iyi analiz etmek için yeteri kadar uzun ($3.4 \mu\text{m} \times 9.6 \mu\text{m}$) seçilmiştir. Yapı yüzeyi ile hava ortamı arasındaki arayüzden yansıyan dalgalar nedeniyle dalga kılavuzlarını eğik açılı kaynak ile uyarmak bazı sıkıntıları beraberinde getirmektedir. Bu nedenle, Şekil 3.9(a)'da gösterilen Otto konfigürasyonu kullanılmıştır [56]. Böylece sönümlenen dalgalar yapı yüzeyine bağlanarak yüzey modlarını uyarmaktadır. Bu yolla, konfigürasyon, yansıma kaynaklı kayıpların ayarlanmasıyla FK yüzeyine bağlanan ışık miktarının kontrolünü sağlamaktadır. Burada, $4.40 \mu\text{m}$ (hipotenüs) ve $3.11 \mu\text{m}$ (yan kenarlar) boyutlarına sahip bir pleksi-cam ($n = 1.6$) dik prizma, FK yüzeyinden dalga boyu mertebelerinde bir mesafeye yerleştirilmiştir. Işık, x -eksenine göre 45° açı ile prizma yüzeyine dik doğrultuda gönderildiğinde, yüzey boyunca ileri ve geri yönlü hareket eden yavaş ışık miktarı sırasıyla D_1 ve D_2 dedektörleri kullanılarak hesaplanmıştır. İleri ve geri iletimlerin yüzey dizilim

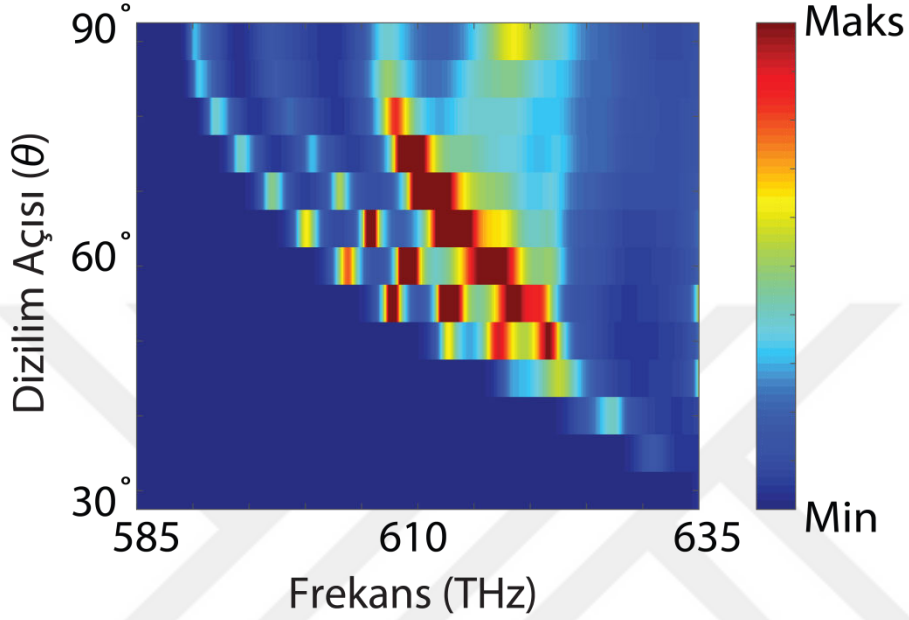
açısına ve yüzey frekansına göre değişimi Şekil 3.9(b)'de sunulmuştur. Şekil 3.7(a)'daki grafiğe uygun olarak, yönlendirme açısı arttıkça, yüzeye bağlanan ışık demetinin bant genişliğinin arttığı ve iletimin daha düşük frekanslara kaydığı gözlemlenmektedir. Daha da önemlisi, dalganın geri yönlü iletimi, 40°'den daha büyük açı değerleri için ileri yöndekinden daha baskın bir hal almaktadır.



Şekil 3.9: (a) Yüzey yavaş dalgaların yönlü yayılımının şematik gösterimi. (b) Dizilim açısına ve çalışma frekansına bağlı olarak ileri (sol) ve geri (sağ) yayılımın iletim haritaları.

Şekil 3.10'da dizilim açısına ve çalışma frekansına bağlı geri yönlü iletimin ileri yönlü iletime oranı gösterilmektedir. Şekil 3.9(b)'de Ayrı ayrı verilen iletim haritalarına uygun olarak yavaş ışığın yapı yüzeyinde düşük dizilim açıları için ileri

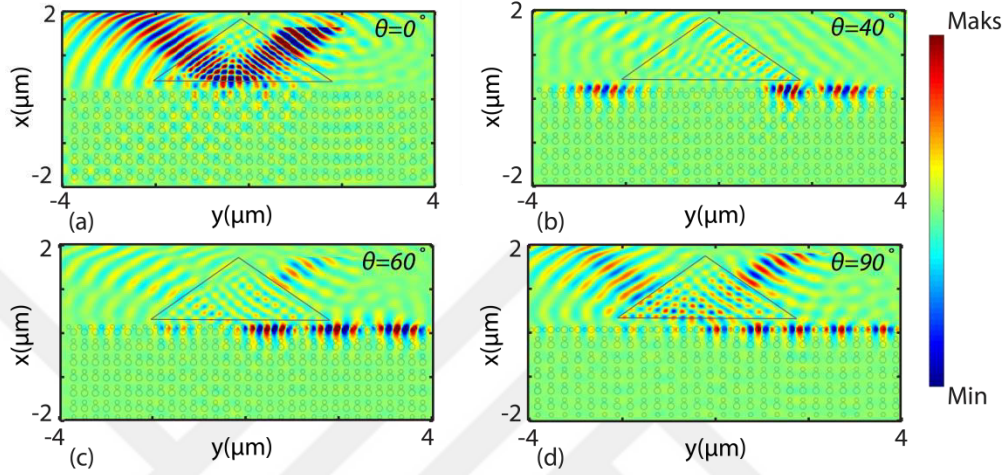
yönde ilerlediği gözlemlenirken, 50°'den itibaren ters yönlü iletimin daha baskın olduğu açıkça görülmektedir. Ayrıca değişen dizilim açısı ile frekans değerinin ve bant genişliğinin de değiştiği görülmektedir. Dizilim açısı 50° ve 75° arasında iken geri yönlü iletim oldukça geniş bir bant aralığında gerçekleşmektedir.



Şekil 3.10: Dizilim açısına ve çalışma frekansına bağlı olarak ileri (sol) ve geri (sağ) yönlü yayılımın iletim oran haritası.

Yönlü yayılım özelliğinin kapsamlı analizi için, Şekil 3.11(a-d) 'de verilen yapıların ilgili frekans değerlerinde uzaysal elektrik alan dağılımları da elde edilmiştir. Elektrik alanları elde etmek için analiz edilen FK'ler için zaman aralıkları simülasyonlarda aynı tutulmuştur. Dizilim açısının küçük olduğu ($\theta=40^\circ$) FK için, dalga paketlerinin Şekil 3.11(b)'de görüldüğü gibi ilgili frekansta her iki yönde de hareket ettiği gözlemlenmiştir. Yapılarda dalga hareketinin bir başka elektrik alan doğrulaması için, Şekil 3.9(b)'de sunulan iletim haritasından beklendiği gibi Şekil 3.11(c) ve Şekil 3.11(d)'de ($\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$) geriye doğru ilerlemenin ileri yönlü yayılımdan daha baskın olduğu görülmektedir. Sunulan elektrik alan dağılımları frekans-alan analiz sonuçlarıyla birlikte, ışık dalgasının yüzeye etkili şekilde hapsolarak paketler halinde iki yönlü iletimin yanında sadece geri yönlü de ilerleyebileceğine güçlü bir kanıt sağlamaktadır. Bu nedenle, yüzey yavaş ışığın varlığını destekleyen bu bulgulara ek olarak, optik dalgaların zaman düzlemi

analizlerinden grup indisleri çıkarılmıştır. Bu amaçla, analiz, 100 fs'lik bir süre ile yayılım yapan bir kaynak ile gerçekleştirilmiştir ve yüzeye bağlanarak ilerleyen dalganın zaman gecikmeleri, 60° dizilim açısı olan FK'in belli noktalarında ölçülmüştür. Şekil 3.12(a), farklı ilerleme mesafelerinde zaman düzlemi analizinden elde edilen zaman gecikmelerini göstermektedir. Zaman gecikmelerinden hesaplanan ortalama grup indis değeri 12.95 ± 0.11 olarak bulunmuştur.

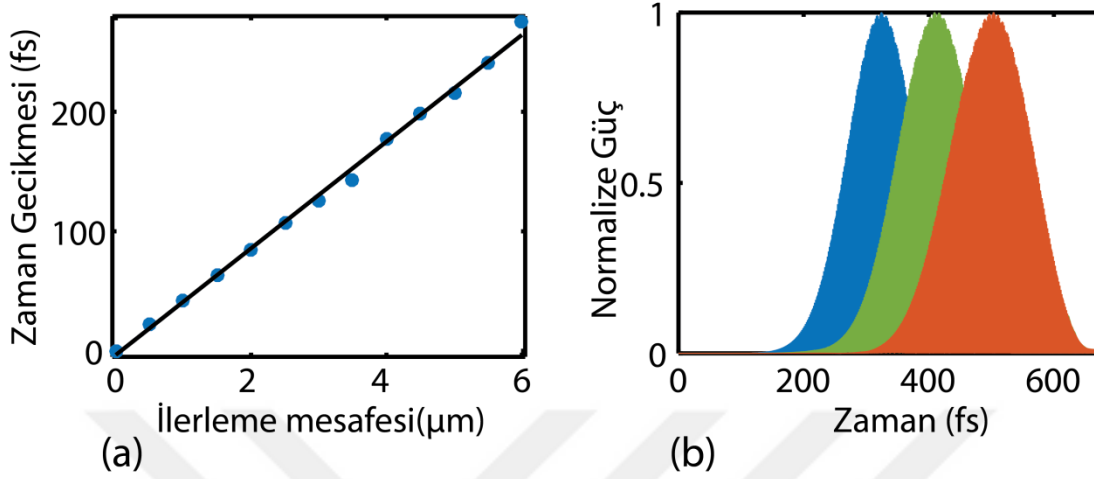


Şekil 3.11: Dizilim açısı (a) $\theta=0^\circ$, (b) $\theta=40^\circ$, (c) $\theta=60^\circ$ ve (d) $\theta=90^\circ$ olan yapılar için sırasıyla 628 THz, 622.05 THz, 606.2 THz ve 607.6 THz'de yavaş ışığın meydana getirdiği elektrik alanı dağılımı.

Aynı tasarım için, zaman alanı sonucu ile uyuşan frekans alanı DDG analizi ile daha önce n_g 'nin yaklaşık 10.35 olduğu hesaplanmıştır. Frekans-alan analizlerinden elde edilen grup indisleri, zaman alanındaki farklı bir yüzey konfigürasyonu ($\theta = 90^\circ$) için de doğrulanmıştır (bkz. Şekil 3.17). Ayrıca, Gauss profili sergileyen dalgaların zamansal ilerleme profilleri Şekil 3.12(b)'de verilmiştir. Şekilde, ilerleyen dalganın zaman içinde ihmal edilebilir miktarda dispersiyona uğradığı görülmektedir. Aynı yapı için ($\theta=60^\circ$) dipol kaynağı kullanarak optik puls evrimlerinin ek analizleri hem nümerik hem de deneysel olarak yapılmış ve Şekil 3.19 ve Şekil 3.20'de sunulmuştur.

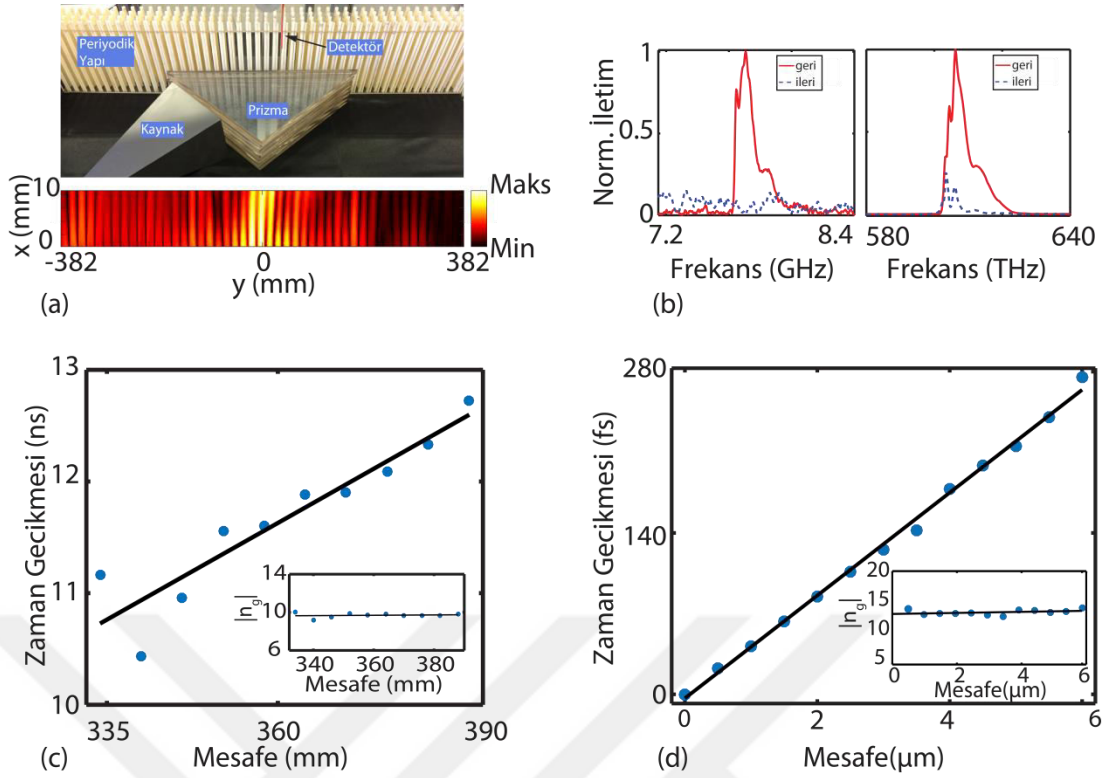
Ayrıca sayısal hesaplamalar, mikrodalga bölgesinde yapılan laboratuvar deneyiyle de doğrulanmıştır. Bu amaçla, yüzey açısı 60° ve boyutları 80 cm (uzunluk) x 6,5 cm (genişlik) olan periyodik yapı, 3.140 mm ve 1.585 mm yarıçaplı alümina çubuk çiftleri ($n=3.13$) kullanılarak Şekil 3.13(a)'da görüldüğü gibi oluşturulmuştur.

Periyodik yapının modifiye yüzeyi, bir horn anten ve pleksi-cam dik prizma içeren bir kaynak konfigürasyonu, şekilde gösterildiği gibi uyarılmıştır. 7.71 GHz'lik eşleşme frekansında ölçülen elektrik alan dağılımı Şekil 3.13(a)'da sunulmuştur.



Şekil 3.12: (a) $\theta = 60^\circ$ olan yapıda dalganın yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak gecikme zamanları ve grup indis değerleri (b) Yavaş dalganın yapı yüzeyinde zamanda yol alışı.

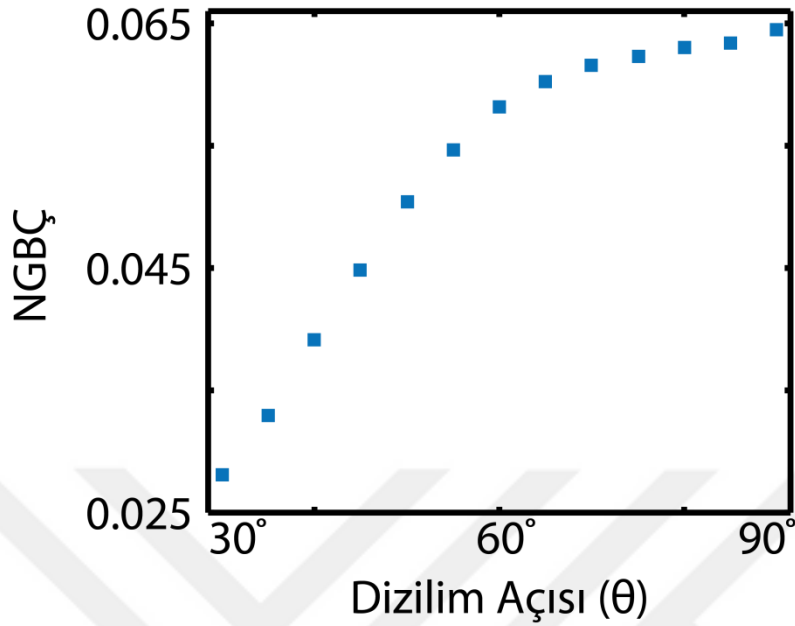
Ölçüm frekansında nümerik sonuçlarla uygun şekilde geriye doğru yayılımın daha baskın olduğu gözlemlenmiştir. Dahası, yüzeye bağlanan ışık, yapı periyodu ve dolayısıyla Bloch teoremi ile uyumlu şekilde Bloch durumlarını oluşturur[75]. Buna ek olarak, geriye ve ileriye doğru iletim yoğunlukları arasındaki fark, ölçülen normalize iletim grafiği ile Şekil 3.13(b)'de açıkça gösterilmiştir. Bu deneysel iletim verisinin Şekil 3.13(b)'de sağ tarafta verilen nümerik sonuçlar ile iyi bir şekilde uyuşması, yüzey mod frekansının geri yönde ilerlediğini ve negatif grup indis varlığını doğrulamaktadır. Şekil 3.13(c) ve ekinde gösterildiği gibi, farklı ilerleme mesafelerindeki zaman gecikmesi ölçümlerinden deneysel grup indisleri çıkarılmış ve Şekil 3.13(d)'de gösterilen sayısal hesaplanan grup indisleri ile tutarlı n_g değeri (9.69 ± 0.07) elde edilmiştir (n_g değeri DDG'den 10.35 ve SFZD analizlerinden 12.95 ± 0.11 olarak hesaplanmıştır). Şekil 3.13(b)'den görüleceği üzere, elektrik alan şiddeti, mikrodalğanın prizmadan geçtikten sonra yapı ile ilk etkileşime girdiği bölgede oldukça yüksektir, çünkü verici olarak kullanılan koni anten sürekli olarak dalga basmaktadır, ancak sayısal hesaplamalar için belli zaman aralığında dalga yayan bir kaynak kullanılmıştır. Dolayısıyla, deney grubundaki indislerde ihmal edilebilir sapmalar deneydeki bu sürekli dalga yayılımından kaynaklanmaktadır.



Şekil 3.13: (a) Deney düzeneği ve yapı yüzeyindeki elektrik alan dağılımı. (b) Periyodik yapının her iki uç noktalarından ölçülen deneysel (solda) ve nümerik (sağda) iletim grafiği. Dalganın yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak (c) deneysel ve (d) simülasyon gecikme zamanları ve karşılık gelen grup indis değerleri.

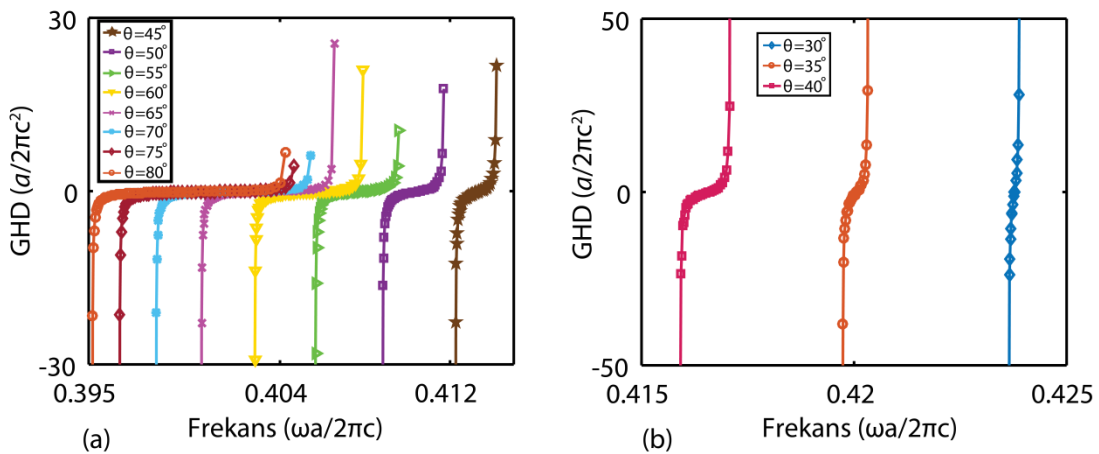
Çeşitli yavaş ışık uygulamaları için FK yapılarının normalize gecikme bant genişliği çarpımı (NGBÇ) analizi, grup indisi ile çalışma bant genişliği arasındaki ilişkinin bir göstergesidir. Bu değer $NGBÇ = \bar{n}_g \times \Delta\omega / \omega_0$ formülüyle elde edilir, burada \bar{n}_g , yüzey grubu indisi, $\Delta\omega$, minimum grup indeks değerinin $\pm\% 10$ 'una denk gelen frekans aralığıdır ve ω_0 merkezi frekanstır. Şekil 3.14'te görüldüğü gibi yönlendirme açısı mümkün olduğunca büyük seçildiğinde, yapının yavaş ışık performansının daha da iyileştiğini göstermektedir. Uygulamanın gerekliliğine göre örneğin dar bir bant genişliğinde çalışılma durumunda daha küçük bir yüzey açısı seçilerek daha büyük bir grup indis değeri ile ışık daha da fazla yavaşlatılabilir. Yüzey çift oryantasyon açısı 80° ve 30° arasında değişen yapılar için çıkarılan grup hız dispersiyonu ve üçüncü derece dispersiyon değerleri Şekil 3.15'te ve Şekil 3.16'da verilmiştir. Şekilden görüleceği üzere, açı arttıkça, daha geniş bant genişliklerinde sıfıra yakın GHD ve ÜDD değerleri ortaya çıkmaktadır. Önerilen yapılarda yüzey yavaş ışığın

ikinci ve üçüncü dereceden dispersiyonları yüksek açılarda daha anlamlı hale gelmektedir.

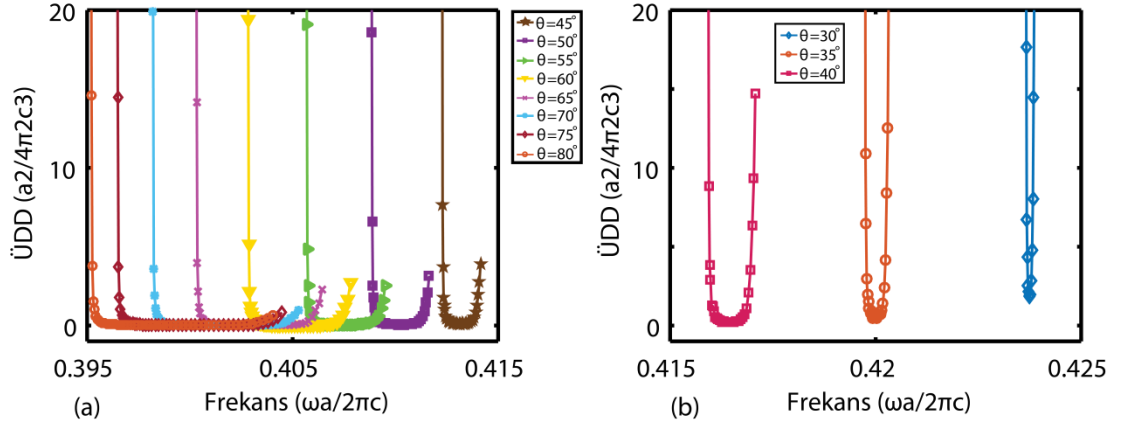


Şekil 3.14: Farklı yüzey açıları için normalize gecikme-bant genişliği çarpımı.

Önceki analizlerde gösterildiği gibi (Şekil 3.7(a)) 90° dizilimli yüzeyin frekans alanında elde edilen grup indisi, zaman alanında da doğrulanmıştır. Şekil 3.17, yüzey dalganın ilerleme mesafesine göre doğrusal zaman gecikmesini göstermektedir. Bu sonuçlardan ortalama n_g değeri 4.75 ± 0.16 olarak bulunmuştur ve bu frekans alanında yaklaşık 5.6 olan sonuç ile iyi bir uyum içindedir.

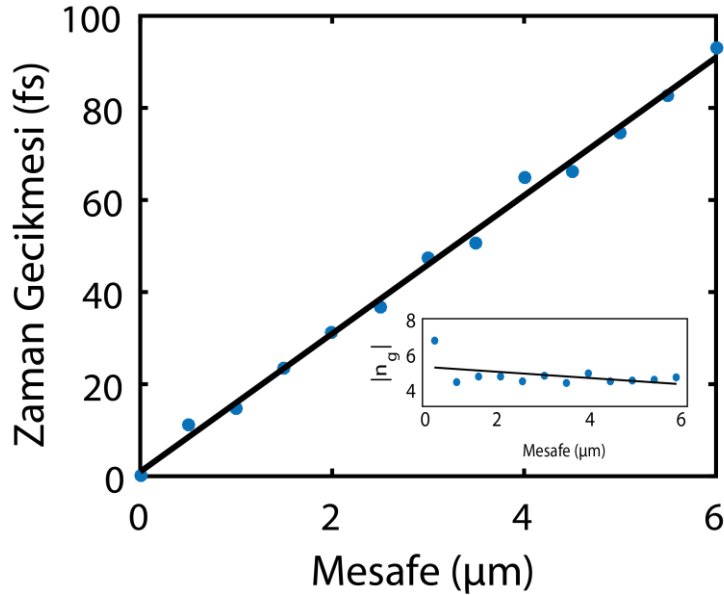


Şekil 3.15: (a) $\theta = 45^\circ$ - 80° ve (b) $\theta = 30^\circ$ - 40° dizilim açıları için GHD değerleri.

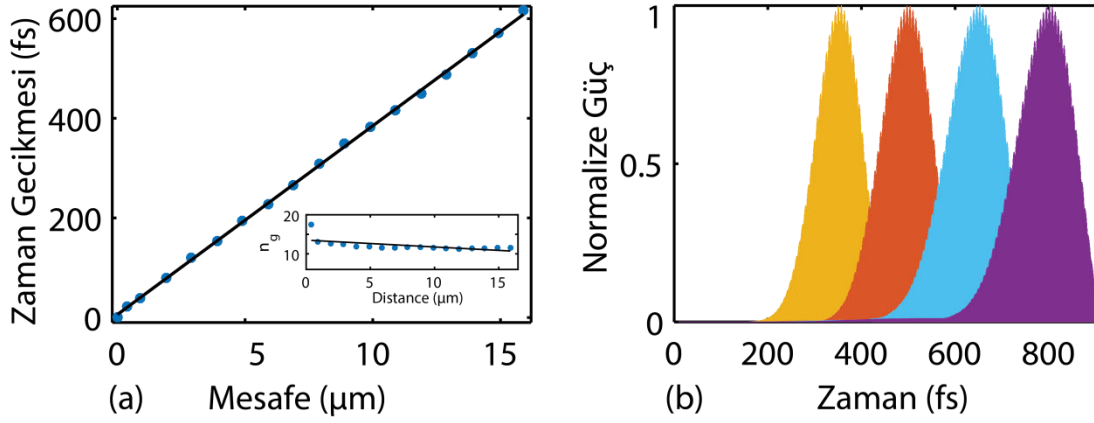


Şekil 3.16: (a) $\theta = 45^\circ-80^\circ$ ve (b) $\theta = 30^\circ-40^\circ$ dizilim açıları için ÜDD değerleri.

Otto yapılandırmasını kullanan zaman alanı optik darbe analizinin yanı sıra 60° yüzey yönlendirme açısına sahip yapı için bir dipol kaynağı kullanılarak ek analizler yapılmıştır. Şekil 3.18(a)'da görüldüğü gibi, ana metinde verilen Otto yapılandırmasından elde edilen sonuçla (12.95 ± 0.11) uyumlu ng, 12.13 ± 0.27 değeri elde edilmiştir. Ayrıca, yüzey modlu yavaş ışığın zaman alanında optik darbe evrimi, farklı algılama noktalarında ölçülmüştür ve Şekil 3.18(b) 'de gösterilen güç profillerinden dalga dispersiyonunun ihmal edilir mertebelerde olduğu görülmektedir.



Şekil 3.17: $\theta = 90^\circ$ olan yapıda yüzey dalganın ilerleme mesafesine bağlı gecikme zamanları ve grup indis değerleri.



Şekil 3.18: (a) $\theta = 60^\circ$ olan yapıda dalgaının yüzeyde ilerleme mesafesine bağlı olarak gecikme zamanları ve grup indis değerleri (b) Yüzeyde ilerleyen yavaş dalgaının farklı ölçüm noktalarında uğradığı evrimi gösteren grafik.

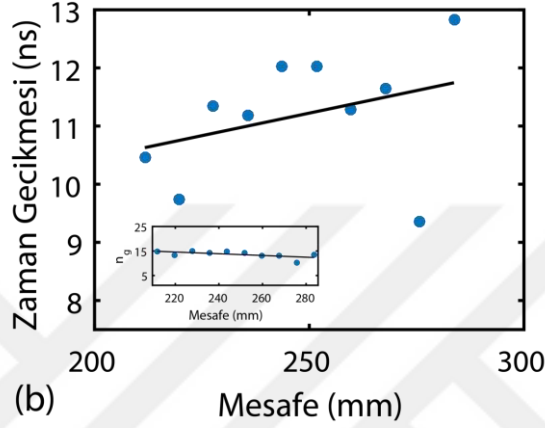
Şekil 3.18’de verilen zaman alanı sonuçları ile karşılaştırma yapmak için yüzey yavaş mod yayılımının daha fazla incelenmesi, hem verici hem de alıcı olarak monopul anten kullanan deney düzeneği Şekil 3.19(a) 'da gösterilmiştir. Deneysel grup indisleri, belli ilerleme mesafelerindeki zaman gecikme ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Zaman gecikme analizinden, grup indisin 13.62 ± 0.38 (Şekil 3.19 (b)) olduğu bulunmuştur ve yukarıda bahsedilen simülasyon değeri olan 12.13 ± 0.27 ile karşılaştırıldığında oldukça tutarlı bir sonuçtur.

Temel yapının yani yüzeyinde herhangi bir dizilimsel farklılık oluşturulmamış yapının bant diyagramı Şekil 3.20(a)’da gösterildiği gibi elde edilmiştir. Yapının dağılım diyagramını elde etmek için periyodik yapının süper hücresi Şekil 3.20(a)’da görüldüğü gibi x -ekseni boyunca tüm boyutu kaplayacak şekilde seçilmiştir. Frekans düzlemi analizlerinde ise y -ekseni boyunca periyodik sınır koşulları kullanılmıştır. Ayrıca yüzey mod incelemesi yapılacağı için x -ekseninde periyodik yapı sonrasında yeteri kadar hava ortamı bırakılmıştır. Bant diyagramında görüldüğü gibi bu periyodik fotonik yapının yasaklı bant aralığı $0.305-0.483$ ($\omega a/2\pi c$) frekans aralığına karşılık gelmektedir. Dizilim açısı $\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$, $\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ olan FK’ler için ise süper hücredeki elektrik alan dağılımları elde edilmiştir. Şekil 3.20(b)’den görüldüğü gibi, 0° açıda bir yüzey modu ortaya çıkmadığı için elektrik alan tüm yapı boyunca dağılmıştır, ancak açı 30° 'ye yükseltildiğinde yüzeye hapsolmuş mod açıkça görülmektedir. Açığın daha da artırılması durumunda ($\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$) ışığın yüzeye bağlanması ve yapı-hava arayüzünde sıkışması daha belirgin hale gelmektedir.

Ayrıca, elektrik alan profilleri, şekillerde gösterildiği gibi yapıların yüzey dielektrik dağılımı ile aynı doğrultuda yönlendirilmektedir.



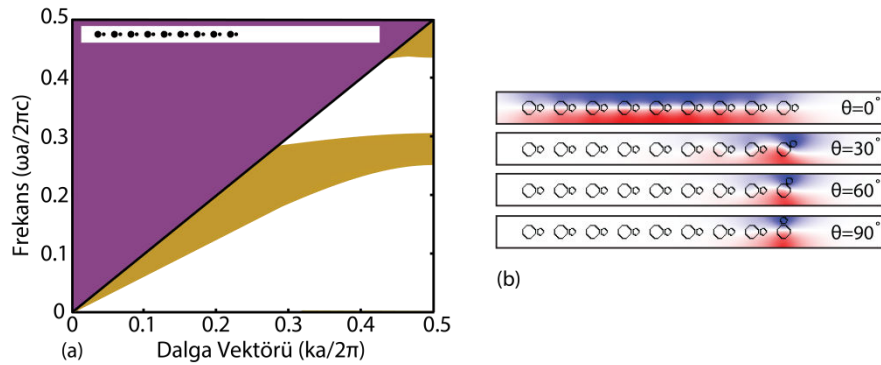
(a)



(b)

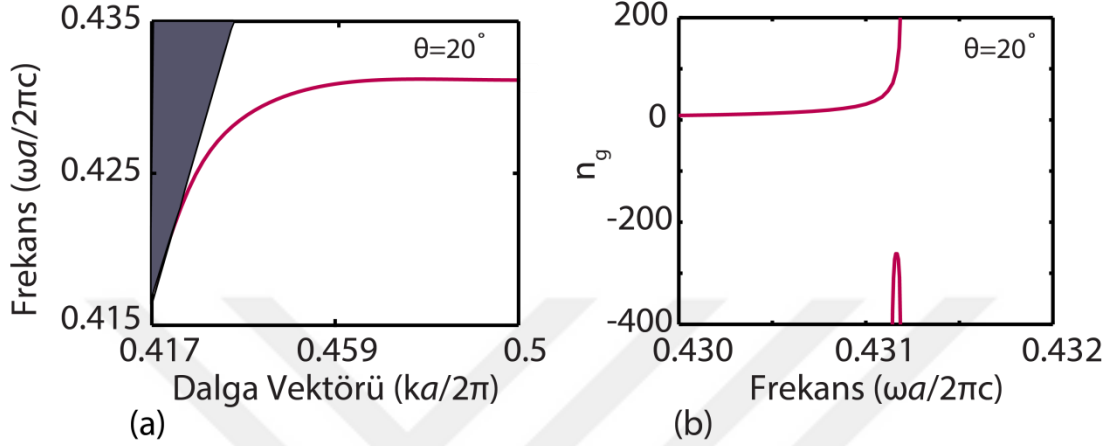
Şekil 3.19: Verici ve alıcı olarak monopül antenin kullanıldığı deney düzeneği. (b) Yüzey dalgalarının ilerleme mesafesine göre zaman gecikmeleri ve ilgili grup indis değerleri.

Band aralığındaki üst bantlardan üretilen yalıtılmış yüzey modları elde etmek için, dizilim açısı belirli bir değer üstünde olmalıdır. Örneğin, 15° 'lik açı değişimi yasaklı bant aralığında izole bir yüzey mod ortaya çıkmasına yetmezken, Şekil 3.21(a) 'da gösterildiği gibi 20° değişimle yüzey bandı elde edilmektedir.



Şekil 3.20: (a) Başlangıç yapının (yüzey korugasyonu olmayan yapı) bant analizi ve yasaklı bant aralığı. (b) $\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$, $\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ (yukarıdan aşağıya) dizilim açılara sahip FK süper hücrelerindeki yüzey bandın elektrik alanı dağılımları.

Buna ek olarak, bu bandın grup indis değeri Şekil 3.21(b) 'de olduğu gibi yaklaşık 237 olarak hesaplanmıştır. Bu yüzey durumu, bant genel açı bağımlılığı davranışından beklendiği gibi oldukça dispersif olduğu için ayrıntılı olarak analiz edilmemiştir. Ancak 30° den daha küçük açılarda daha büyük grup indis değerlerinin elde edilebileceğini göstermek için n_g hesaplanması yapılmıştır.



Şekil 3.21: (a) Başlangıç yapının (yüzey korugasyonu olmayan yapı) bant analizi ve yasaklı bant aralığı. (b) $\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$, $\theta=60^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ (yukarıdan aşağıya) dizilim açılarna sahip FK süper hücrelerindeki yüzey bandın elektrik alanı dağılımları.

Sonuç olarak, bu çalışmada FK kristallerde yüzey yavaş mod frekansını ve yayılma yönünü ayarlamak için başarılı bir yöntem sunulmuştur. Bu amaçla, düşük simetrik FK yapıları, dielektrik dolum faktöründe herhangi bir değişiklik yapılmadan sadece yüzey çiftlerinin konumsal parametrelerini ayarlayarak elde edilmiştir. Daha sonra, DDG yöntemi ile elde edilen dispersiyon diyagramları, FK yapıların grup indisleri ve bant genişliklerini hesaplamak için analiz edilmiştir. Frekans-alan analizi sonuçlarına göre, FK yüzey mod frekansın yalnızca morfolojik açısal değişim uygulanarak ayarlanması mümkündür. Ayrıca, önerilen tüm FK'lerin kırılma indislerinin geri yönlü yayılımı gösteren negatif kısımları olduğu gözlenmiştir. Önerilen FK yüzeyleri indis büyüklüğü 100'ün katlarına kadar artan yavaş ışık karakteristikleri sağlamaktadır. Buna ek olarak, FK'ler nispeten geniş bant aralıklarında önemli ölçüde düşük GHD ve ÜDD değerlerini sergilemektedir. Yayılma yönünün derinlemesine araştırılması için, FK'lerin grup indisleri, SFZD analizleri ile Otto yapılanması kullanılarak zaman alanı analizleri ile doğrulanmıştır. Tasarımların iletim tayfları ve elektrik alan dağılımları, iki yönlü yayılım ile birlikte frekans alan

analizlerinde gözlenen negatif ng değerlerinin de gösterdiği gibi belli frekanslarda görülen geri yönlü yayılımı doğrulamıştır. Ayrıca, sayısal analizlerle elde edilen sonuçlar mikrodalga bölgesinde deneysel olarak doğrulanmıştır. Bu amaçla FK yüzeyinde E-alan dağılımı, yapının her iki ucundaki iletim değerleri ve grup indisleri ölçülmüştür. Sonuç olarak, bu çalışmada önerilen FK tasarımı, yapı yüzeyinde önemli Bloch yavaş ışık karakteristikleri nedeniyle sensör, optik tampon ve fotovoltaikler dahil olmak üzere çeşitli optik ve fotonik uygulamalar için büyük bir potansiyele sahiptir.





4. DÜŞÜK SİMETRİLİ KUAZİ KRİSTALLERDE DİZİLİMSSEL ÇEŞİTLİLİK VASITASIYLA AYARLANABİLİR KAVİTE VE YÜZEY MODLARI

4.1 Kavite Modları

Fotonikte aygıt tasarımı gerçekleştirmek için kullanılan en önemli mekanizmalardan bir tanesi ışık girişimidir. Ortam içerisinde meydana gelen yapıcı ve yıkıcı girişimler sayesinde yapılar zengin optik cevaplar sergilemektedir. Fotonik kristaller ve meta materyaller, girişime dayalı uygulama tasarımlarının yapıldığı temel ortamlardır. Son zamanlarda, yeni türdeki dizilim türleri, optik yanıtların çeşitliliğini barındırdığı için ilgi çekici hale gelmiştir. Kuazi kristaller periyodik ve rastgele yapılar arasında ara bir fazda sınıflandırılabilen karmaşık tipte dizilime sahip, aperiodik yapılardır. Farklı yapılarda iki bloğun yerleştirme kuralına göre dizilimi ile deseni oluşturulabilen kuazi kristaller, özellikle bant boşluğu özellikleri açısından incelenmiştir. Kuazi kristallerde öteleme simetrisi olmamasına rağmen yüksek rotasyonel simetriden dolayı dielektrik elemanların dağılımı daha izotropik bant aralığı özelliklerine sahip olmalarını sağlamaktadır. Bu yapılar Bragg kırınımına dayanan ışığın daha karmaşık optik saçılma etkisine sahiptirler. Saçıcı elemanların karmaşık düzeni, ışığın ortamdaki hareketini güçlü bir şekilde etkilemektedir. Kuazi periyodik yapılar periyodik yapılarla karşılaştırıldığında, geliş açısı ve ışık polarizasyonuna daha az bağımlı olması, doğal kusur bölgeleri ve cihaz tasarımlarının esnekliği ve bolluğu gibi üstün özellikler göstermektedir. Ayrıca, kuazi periyodik sistemleri karmaşık ve üstün kavite modları sunar, çünkü bu aperiodik yapıların saçılma dağılımı, kavite modlarının kolayca ayarlanmasını sağlayan farklı yerel kavite bölgelerine sahiptir. Yüksek kaliteli kavite yapıları, entegre fotonik devrelerde büyük potansiyel kullanımları sergilemektedir. Işık madde etkileşiminin geliştirilmesi, bu fotonik ortamın, filtreler, sensörler ve lazerler gibi çeşitli uygulamalarda temel başlangıç noktası olmasını sağlamaktadır. Münhasır dizilimlerinin bir sonucu olarak, kuazi

periyodik ortam ışığın hapsolmasını ayarlama kentine has özellikler sergilemektedir. Bu nedenle, literatürde kuazi periyodik yapılarla birkaç farklı boşluk tasarımı gerçekleştirilmiştir.

Kuazi kristaller periyodik ve düzensiz yapılar arasında yer alan periyodik olmayan düzenli yapılardır. Kuazi dizilimlere sahip yapılarda öteleme simetrisi bulunmamasına rağmen dikkat çekici optik özelliklerinin yanında fotonik bant boşluğuna da sahiptirler [131,132]. Bu sıra dışı kristal dizilimi, yasaklı simetrisi ortaya çıkardığı için fotonik araştırma alanında trend bir konu olmuştur. Periyodik olmayan bu düzenli yapılardaki yüksek dönme simetrisi daha izotropik bant yapısı sağlamaktadır [133-135]. Bu özellikler fotonik bant boşluğu ve ışığı yapı içerisinde hapsedebilmek için periyodikliğin gerekli olmadığını göstermiştir. Kuazi kristallerin elektromanyetik cevabı örgü dizilimi ve yapı içerisinde düzensiz dizilen elemanlardan kaynaklı çok yönlü saçılımlar sayesinde kontrol edilebilmektedir. Öteleme simetrisi açısından kendisini tekrar etmeyen yerel yapılar içerdiği için kuazi yapılar doğaları gereği ışığı lokalize edebilen birçok farklı kavite bölgesi içermektedir [136,137]. Bu yapısal özellikleri sayesinde kuazi kristallerle yüksek kalite faktörlü ve düşük mod hacmine sahip kavite tasarımları gerçekleştirilmiştir [138].

Işık madde etkileşimi, birçok uygulamanın temelini oluşturan iletim, yansıma, soğurma gibi olaylar için oldukça önemli bir parametredir. Bu etkileşimi sağlayan etkili yapılar ışığı dar bir alanda lokalize edebilen kavite tasarımlarıdır. Lazerler [139], sensörler [140], filtreler [141] ve optik anahtarlar [142] gibi fotonik aygıtların tasarımında kavite yapıları kullanılmaktadır. Kristal yapılarda kavite bölgesi oluşturmak için kullanılan en yaygın metod yapı içerisinde örgüyü bozan bir bölge oluşturmaktır [143]. Bu bozulmaların en basiti yapı içerisinde tek bir dielektrik silindiri veya hava boşluğunu modifiye eden noktasal kusurlardır [144]. Noktasal kusurların yanı sıra bazı çalışmalarda akuple olmuş kavite bölgeleri tasarlamak için çizgisel bozulmalar da kullanılmıştır [145]. Kuazi yapılarda ise periyodik kristallerden farklı olarak herhangi bir bozulma meydana getirmeden de ışık lokalizasyonu sağlanmaktadır [146].

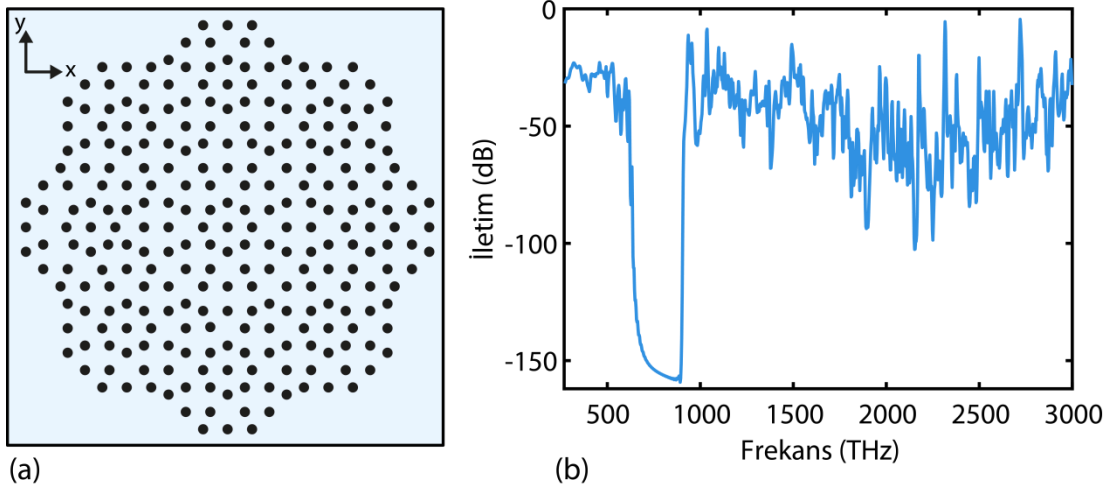
Bu çalışmada, sekizgen simetriye sahip kuazi kristal ve düşük simetrik kusurlu modifiye formu önerilmiş ve fotonik bant boşluklarında bulunan kavite rezonansları üzerinde dizilimsel çeşitliliğin etkisi araştırılmıştır. İlk olarak, herhangi bir kusur içermeyen sekizgen simetrik kuazi kristal yapı yarıçapı $0.19a$ olan dielektrik silindirler kullanılarak tasarlanmıştır. Bu kuazi yapı doğası gereği 620-925 THz frekans aralığında bir bant boşluğuna sahiptir. Temel yapının bant yapısı analiz edildiğinde bant boşluğu sınırına yakın bir nokta olan 633.29 THz'de bir rezonans mod varlığı gözlemlenmiştir. $0.145a$ yarıçaplı ek dielektrik silindirler, her merkezi silindirin merkez konumundan $0.34a$ mesafe uzağına farklı açılarda dizilimlerle yerleştirilmiştir. Böylece, bant boşluğu bölgesinde ışığın yapıya güçlü bir şekilde bağlanmasını sağlayan izole rezonans modları elde edilmiştir. Ek olarak, ikincil çubukların hizalanma açısı değiştirilerek, rezonans frekans kayması sağlanmıştır. Yapılardaki elektrik alan dağılımları ile güçlü lokalize modların varlığı gösterilmiştir. Son olarak, dizilim açısının $\theta=0^\circ$ olduğu durum için mikrodalga bölgesinde deneysel kavite modu elde edilmiştir.

4.2 Önerilen Kuazi Kristal Yapılar ve Analizleri

Sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapıyı Şekil 4.1 (a)'daki gibi oluşturmak için yarıçapı $0.19a$ olan dielektrik ($n=3.13$) silindirler kullanılmıştır. Silindirlerin yarıçapı 30 nm'ye ayarlanarak örgü sabiti a 156.75 nm seçilmiştir. Zaman düzlemi analizlerinde 2 boyutta EM polarize ışık için kuazi yapıların iyileştirilmiş hapsedme özelliklerini göstermek için SFZD metodu kullanılmıştır. Temel kuazi yapının Şekil 1(b)'deki iletim grafiği incelendiğinde 620-925 THz frekans aralığında bir bant boşluğu olduğu gözlemlenmiştir. Bant boşluğu sınırına oldukça yakın bir frekans değerinde 633.29 THz'de yapının doğal bir rezonans modu mevcuttur. Sınıra yakın olmasından dolayı elektrik alan kavite bölgesinde etkili bir şekilde lokalize olamamaktadır.

Bu kavite bölgesinin hapsedme özelliğini artırmak için merkezde yer alan sekiz silindirin etrafına yarıçapı $0.1452a$ olan dielektrik çubuklar her bir silindirin merkezinden $0.34a$ mesafeye Şekil 4.2 (a)'daki gibi yerleştirilmiştir. Kuazi kristallerin sahip olduğu yüksek dönme simetrisini azaltmak için eklenen bu ikincil

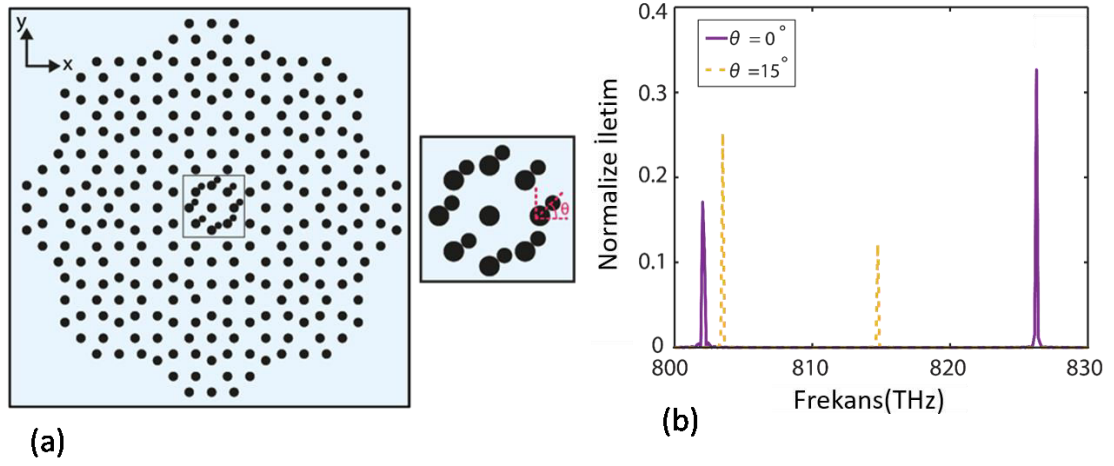
silindirlerin konumları sekiz büyük silindirin merkezinden geçen x -ekseni ile belirli bir dizilim açısı yapacak şekilde değiştirilmiştir. Kavite bölgesinde meydana getirilen bu bozulmanın etkisi ile Şekil 4.2(b)'de görüldüğü gibi kuazi periyodik yapının bant boşluğunda izole rezonans modları ortaya çıkmaktadır. İkincil silindirlerin dizilim açısı değiştikçe kavite modlarının frekansı farklı değerlere kaymaktadır. Şekil 4.2 (b)'deki gibi $\theta=0^\circ$ olduğu durum için 826.3 THz'de ortaya çıkan rezonans modu, dizilim açısı 15° 'ye getirildiğinde 803.5 THz'e kaymaktadır. Böylece tüm yapı ele alındığında yapıda dielektrik miktarında herhangi bir değişiklik yapmadan sadece dizilimsel çeşitlilik sayesinde elde edilen kavite modun frekans ayarlaması yapılmaktadır. Dizilim açısında meydana getirilen 15° 'lik değişim mod frekansında 22.8 THz'lik bir kaymaya sebep olmaktadır.



Şekil 4.1: (a) Sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapının şematik gösterimi ve (b) iletim spektrumu.

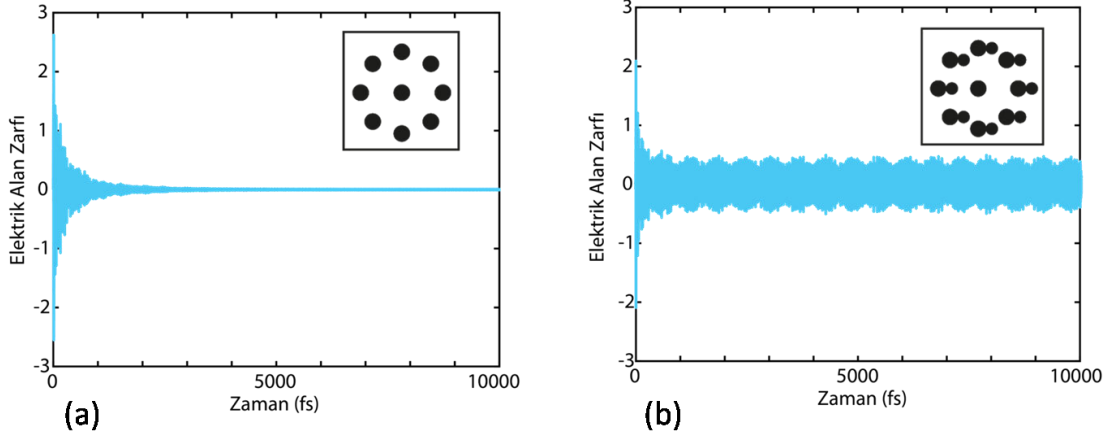
Temel yapı ile düşük simetrlili formunun performans karşılaştırmasını yapmak için kavite bölgesinde sıkışan elektrik alanın şiddetinin zamanla azalma grafiği Şekil 4.3'te verilmiştir. Yüksek dönme simetrisine sahip sekizgen kuazi kristal yapıda merkezde hapsolan elektrik alanın şiddeti zamanla hızlı bir şekilde azalırken, simetrisi azaltılmış yapıda ışık oldukça uzun süre yapı içerisinde hapsolabilmektedir. Yüksek kalite faktörüne sahip kavite yapılarında kalite faktörü hesabı rezonans eğrisinin merkez frekansının zamanla azalan alan zarfının eğimine oranının belirli bir katsayıyla çarpımı ile yapılmaktadır. Simetrisi korunan ve bozulan bu iki yapının

kalite faktörleri incelendiğinde ilk durumda binler seviyesinde olan değer eklenen yeni saçıcılar sayesinde bir milyondan daha fazla bir değere çıkarılmıştır.



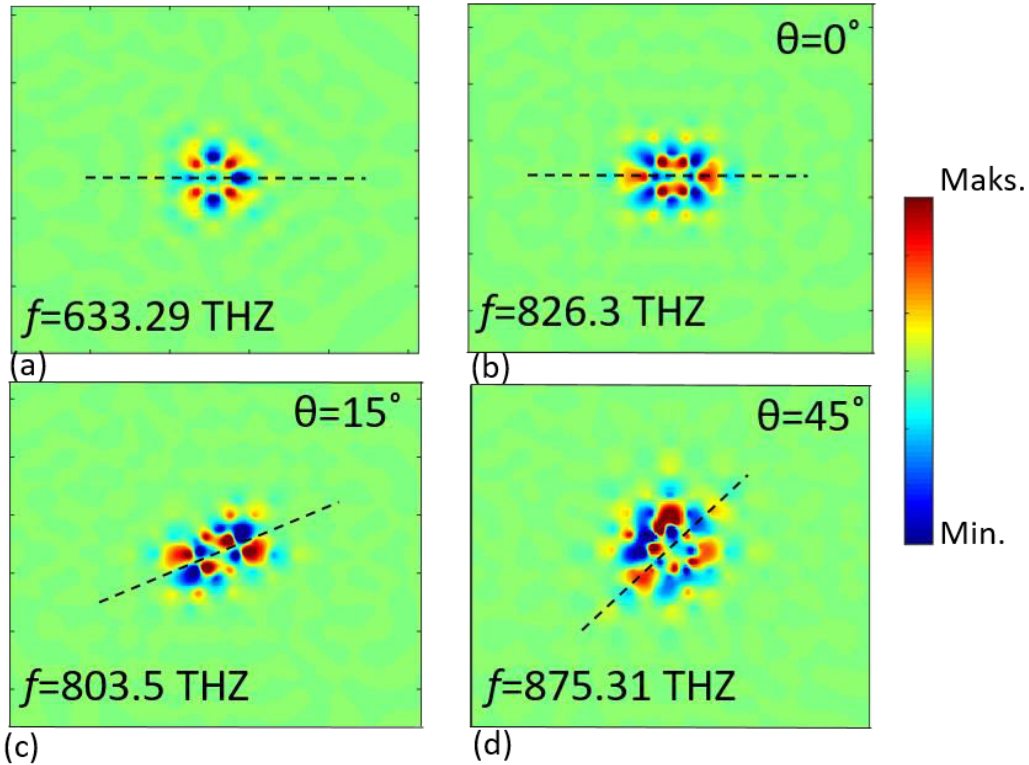
Şekil 4.2: (a) Düşük simetrlili kavite bölgesine sahip sekizgen kuazi kristal yapı ve (b) rezonans modları.

Temel kuazi yapıda ve farklı dizilim açısına sahip yapılarda rezonans modların meydana getirdiği elektrik alan dağılımları Şekil 4.4'te gösterilmiştir. Şekil 4.4 (a)'da yüksek dönele simetrisi korunan başlangıç yapının iletim grafiğinde 633.29 THz frekansında ortaya çıkan kavite modunun oluşturduğu elektrik alan dağılımı görülmektedir. Elektromanyetik dalga yapı içerisinde sadece merkezde halka şeklinde dizilen sekiz silindirin üzerinde yoğunlaşmaktadır. Yasaklı bant aralığı içinde yer alan bu frekans yapının diğer bölgelerine yayılamamaktadır. Şekil 4.4(a)'da görüldüğü gibi kavite bölgesinde elektrik alan x -eksenine göre simetrik bir desen oluşturmaktadır. Bu ifadeye göre bu mod x -eksenine göre çift bir mod olarak adlandırılabilir. Yapıda meydana getirilen bozulma yani eklenen yeni dielektrik silindirler sayesinde Şekil 4.4 (b)'de olduğu gibi yapı içerisinde farklı elektrik alan dağılımı elde edilmektedir. Eklenen bu küçük silindirlerin merkezleri temel silindirlerin merkezi ile aynı eksende olacak şekilde yerleştirildiğinde yani dizilim açısı 0° olduğunda ışığın yapı içerisinde lokalize olduğu alan artarken, simetrisinde herhangi bir bozulma meydana gelmemiştir. Temel yapıda halka şeklinde dağılan elektrik alan düşük simetrlili kuazi kristal için dikdörtgensel bir bölgeye yayılmaktadır. Bu durumda mod alanı ve kalite faktörü ilk duruma göre artmaktadır. Ayrıca kavite modu x -ekseninin yan sıra y -eksenine göre de çift simetriye sahiptir.



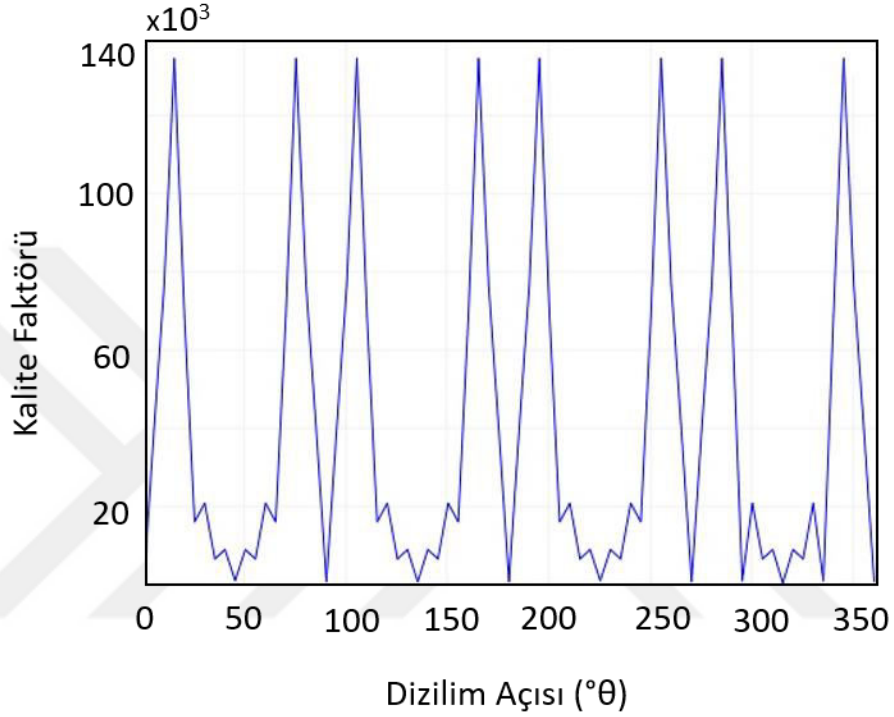
Şekil 4.3: (a) Başlangıç kuazi yapıda ve (b) düşük simetrlili durumda ($\theta=0^\circ$) kavite bölgesinde hapsolan elektrik alan şiddetinin zamana göre değişimini gösteren grafik.

Açı değeri Şekil 4.4(c) ve (d)'de olduğu gibi $\theta=15^\circ$ ve $\theta=45^\circ$ 'ye değiştirildiğinde elektrik alanın simetri eksenini dizilim açısı ile aynı doğrultuyu almaktadır. Dizilimsel değişim elektrik alan deseni ile birlikte hapsolme alanını da değiştirmektedir.



Şekil 4.4: (a) Temel kuazi yapının, (b) $\theta=0^\circ$, (c) $\theta=15^\circ$, (d) $\theta=45^\circ$ dizilimli kavite bölgesine sahip yapıların elektrik alan dağılımları.

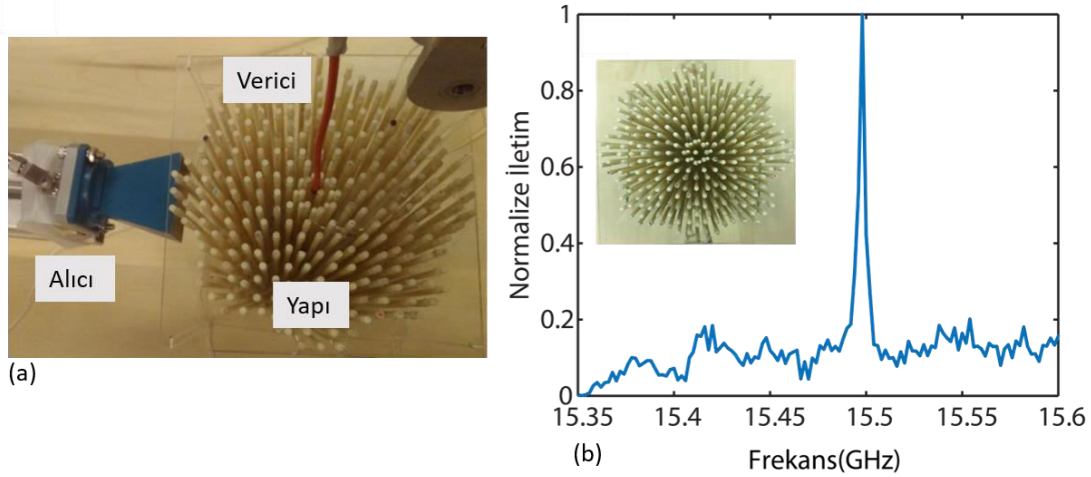
Bu değişim de doğal olarak her bir aı için farklı kalite faktör değerine karşılık gelmektedir. İkincil silindirin dizilim açısı 0'dan 2π 'ye değiştirildiğinde kalite faktörü Şekil 4.5'te görüldüğü gibi değişmektedir. Analiz edilen kuazi yapı sekizgen simetriye sahip olduğu için kalite faktör grafiğinde de $2\pi/8$ radyanlık aı değerlerinde bu simetrinin korunduğu ve bu açı değerlerinde kalite faktörün aynı olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 4.5: İkincil silindirin dizilim açısına göre değişen kalite faktör değerleri.

Numerik analizlere ek olarak mikro dalga bölgesinde deneysel analiz gerçekleştirmek için kırılma indis değeri 3.13 olan alümina çubuklar kullanılarak kuazi yapı Şekil 4.6(a)'daki gibi oluşturulmuştur. Temel yapıyı oluşturan silindirlerin yarıçapı 3.17 mm ve yüksekliği 15.32 cm'dir. Çalışılan dalgaboyu aralığını mikrodalga bölgesine normalize etmek için deneysel yapıda örgü sabiti a 8.34 mm'ye eşitlenmiştir. Kavite bölgesindeki bozulmayı meydana getirmek için ise 2.44 mm yarıçaplı ikincil silindirler kullanılmıştır. Yapının iletim grafiğini elde etmek için Agilent E5071C ENA network analizör kullanılmıştır. Yapının merkezinde yer alan kavite bölgesine verici olarak monopol anten yerleştirilmiştir ve yapı sonundaki iletim verimliliği alıcı olarak kullanılan horn anten vasıtasıyla ölçülmüştür. Dizilim açısının $\theta=0^\circ$ olduğu durumda deneysel olarak ölçülen rezonans modu Şekil

4.6(b)'deki gibi elde edilmiştir. Sayısal analizlerde 826.3 THz'de elde edilen bu mod normalizasyona uygun olarak deneyde 15.5 GHz'de çıkmıştır. Dizilimsel bozulmalar, z-eksenindeki sonlu boyut ve istenen pozisyondan ölçüm alınamaması gibi sebeplerden dolayı deneysel olarak ölçülen kalite faktör değeri simülasyonda hesaplanandan oldukça düşük çıkmıştır.



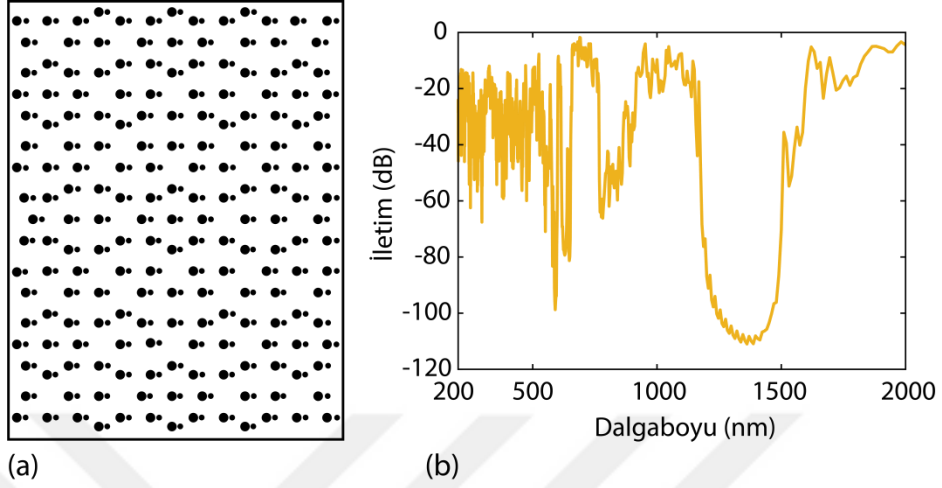
Şekil 4.6: (a) Alimüna silindirler vasıtasıyla üretilen kuazi kristal yapı ve deney düzeneği. (b) Deneysel olarak ölçülen iletim spektrumu

Sonuç olarak, Ammann-Beenker dizilimine sahip sekizgen kuazi yapı ve düşük simetrik formları ile yapı merkezinde güçlü ışık hapsi gerçekleştirilmiştir. Ayrıca yapı düşük simetrik forma getirilerek kavite bölgesinin kalite faktörü iyileştirilmiştir. Bunun yanında dizilimsel çeşitlilik ile yapı içerisinde lokalize olan modun frekans ayarlaması yapılabilmektedir. Ayrıca mikrodalga bölgesinde gerçekleştirilen ölçümlerle $\theta=0^\circ$ durumu için bant boşluğunda oldukça izole ve keskin bir mod elde edilmiştir. Kuazi kristaller kullanılarak tasarlanan bu yapılar aktif ve pasif birçok fotonik cihaz tasarımında kullanılabilir.

4.3 Yüzey Modları

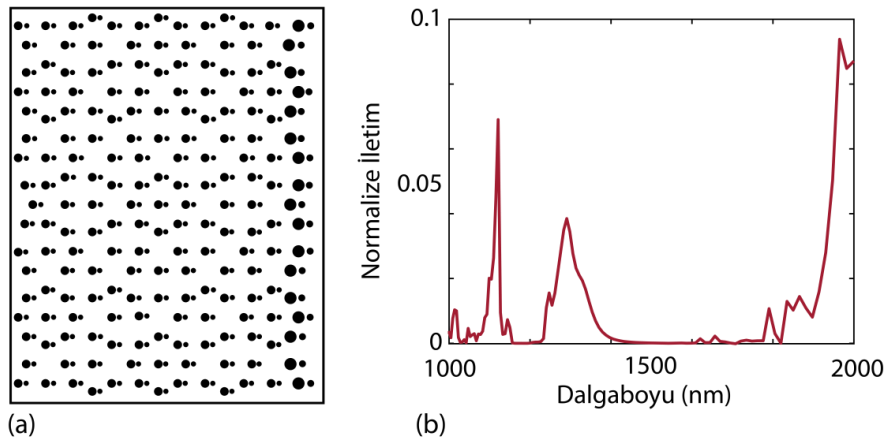
Kuazi kristallerde yüzey modlarının incelenmesi için öncelikle Şekil 4.7(a)'da görülen sekizgen simetriye sahip yapı merkezleri arası mesafe 162.75 nm ve yarıçapları 93 nm ve 46.5 nm olan dielektrik silindirler kullanılarak 5 μm ve 6.7 μm boyutlarında tasarlanmıştır. Bu yapının 200 nm-2000 nm dalga boyu aralığındaki iletim karakteristiği Şekil 4.7(b)'deki gibi elde edilmiştir. Kuazi yapının iletim

eğrisinde 1181 nm-1510 nm aralığında bant boşluğu mevcuttur. Bu dalgaboyu aralığına karşılık gelen ışık kuazi yapıya gönderildiğinde dalga yapı içerisine nüfuz edemeyip tamamen yansımaktadır.



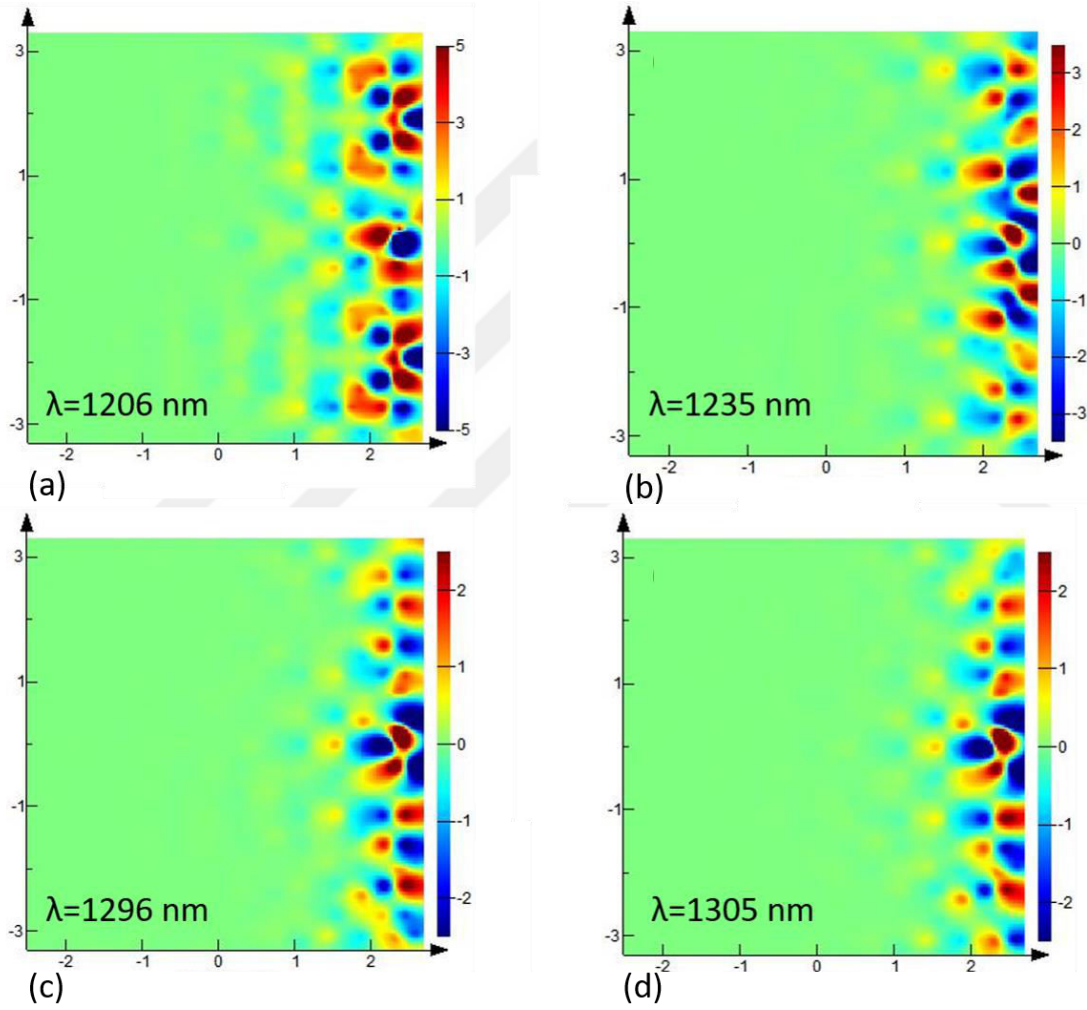
Şekil 4.7: (a) Sekizgen simetriye sahip düşük simetrlili kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.

Kristallerde yüzey modu elde etmek için yapı yüzeyinde çizgisel kusur meydana getirmek gerekmektedir. Bu çizgisel kusur yüzeyde yer alan elemanların kırılma indis değerlerinde, boyutlarında veya şekillerinde meydana getirilen bir bozulma ile elde edilebilir. Kuazi yapının yüzeyinde yer alan silindirlerin yarıçapı Şekil 4.8(a)'daki gibi 120 nm ve 60 nm'ye çıkarıldığında ise yapının bant boşluğunda Şekil 4.8(b)'de görüldüğü gibi 1200 nm-1396 nm aralığını kapsayan ve 1291 nm'de tepe yapan bir yüzey modu ortaya çıkmaktadır.



Şekil 4.8: (a) Yüzey korugasyonlu sekizgen simetriye sahip düşük simetrlili kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.

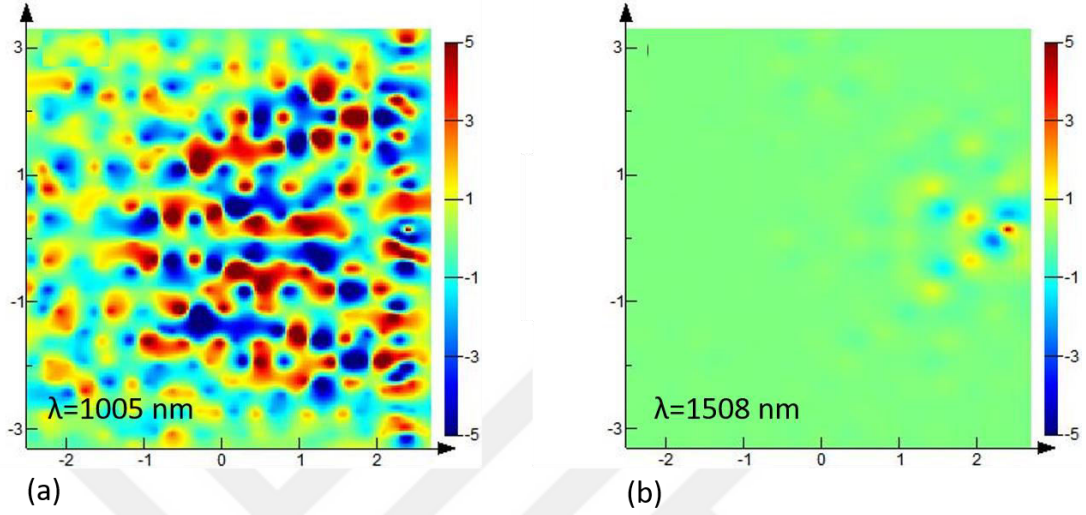
Yüzey modun kapsadığı aralığa denk gelen dört farklı dalgaboyu ile yapı uyarıldığında elektrik alan dağılımları Şekil 4.9'daki gibi meydana gelmektedir. Dalga boyu 1206 nm'ye eşit olduğu durumda elektrik alan yapı yüzeyinde nispeten geniş bir alanda ilerlemektedir. Dalga boyu 1235 nm'ye artırıldığında ise ışık yapı yüzeyinde daha dar bir alana sıkışarak yüzeyde yol almaktadır. Bant boşluğunda açığa çıkan yüzey modu geniş bir dalga boyu aralığını kapsamaktadır. Farklı dalga boylarında ışığın yüzeyde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı ile birlikte yüzeyde sınırlandığı alan da değişmektedir.



Şekil 4.9: Düşük simetrlili kuazi yapının (a) $\lambda=1206$ nm, (b) $\lambda=1235$ nm, (c) $\lambda=1296$ nm ve (d) $\lambda=1305$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.

Dalga boyu 1005 nm olan ışık yapıya gönderildiğinde elektrik alan tüm yapı boyunca dağılmaktadır. Şekil 4.9'da sadece yapı yüzeyine hapsolarak ilerleyen ışık yüzey modun dışındaki bir aralıkta uyarıldığında ise ya tüm yapı boyunca dağılır ya da bant

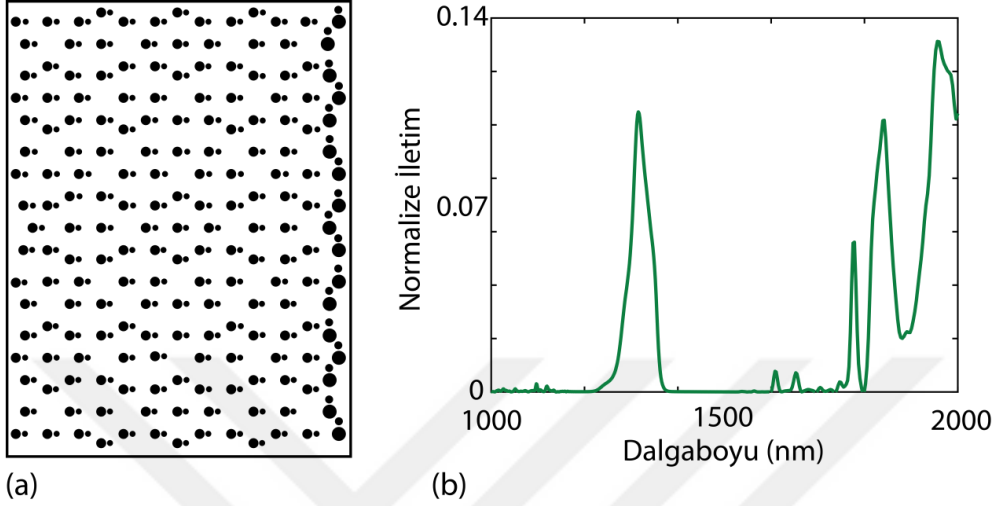
boşluğunda ise yapının hiçbir kısmına nüfuz edemez. Sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapı dalga boyu 1508 nm olan ışık ile uyarıldığında elektrik alan Şekil 4.10(b)'deki gibi dalga boyu bant boşluğuna denk geldiği için dar bir bölgede sıkışıp kalmaktadır.



Şekil 4.10: Düşük simetrlili kuazi yapının (a) $\lambda=1005$ nm ve (b) $\lambda=1508$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.

Yapı yüzeyinde yer alan küçük yarıçaplı silindirlerin büyük silindirlere göre konumu 0° 'den 90° 'ye değiştirildiğinde yapı Şekil 4.11(a)'daki gibi olmaktadır. Bu dizilimde küçük silindirlerin yönelimi dikey konumda yukarı yönlü olmaktadır. İlk durumdan farklı olarak bu korugasyon durumunda yüzeyde oluşturulan bozulma dielektrik miktarındaki değişimin yanında konumsal bir farklılık meydana getirilerek elde edilmektedir. Bu durumda yüzey kusuruna sahip sekizgen kuazi yapının iletim eğrisi Şekil 4.11(b)'deki gibi 1257 nm ile 1365 nm aralığını kapsayan ve 1315 nm'de tepe yapan bir yüzey moduna sahiptir. Yüzeyin dizilim açısı değiştiğinde ortaya çıkan yüzey mod farklı dalgaboyu değerine kaymakla birlikte modun bant genişliği de değişmektedir. Yüzey dizilimin 0° 'ye eşit olduğu durumdaki gibi 90° dizilimli yapıda da yüzey modun kapsadığı dört farklı dalgaboyu yapıya gönderildiğinde elektrik alan dağılımları Şekil 4.12'deki gibi olmaktadır. Fakat bu dizilimde farklı olarak yüzey modu daha yüksek dalga boylarında daha dar bant genişliğine sahiptir. Farklı dalga boylarında ışığın yüzeyde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı değişiklik göstermektedir. Beklenen yüzey modu davranışına uygun olarak ışık sadece yapı yüzeyinde ilerlerken yapı içerisine nüfuz edememektedir. Dalgaboyu arttıkça

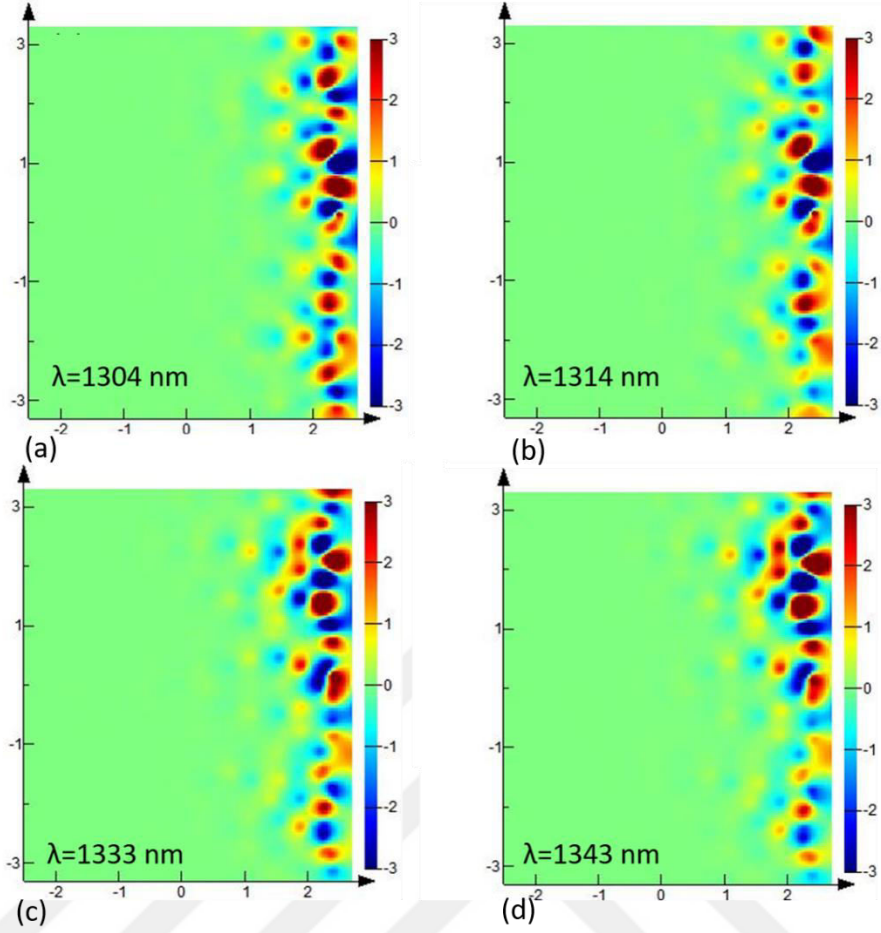
yüzeyde oluşan elektrik alanın x -eksenine göre simetrisi bozulmaktadır. Kuazi kristal yapı x -eksenine göre simetrik olmasına rağmen elektrik alan dağılımları incelendiğinde yüzey mod dalgaboylarında ışığın büyük çoğunluğu yapının üst kısmına yönelmektedir.



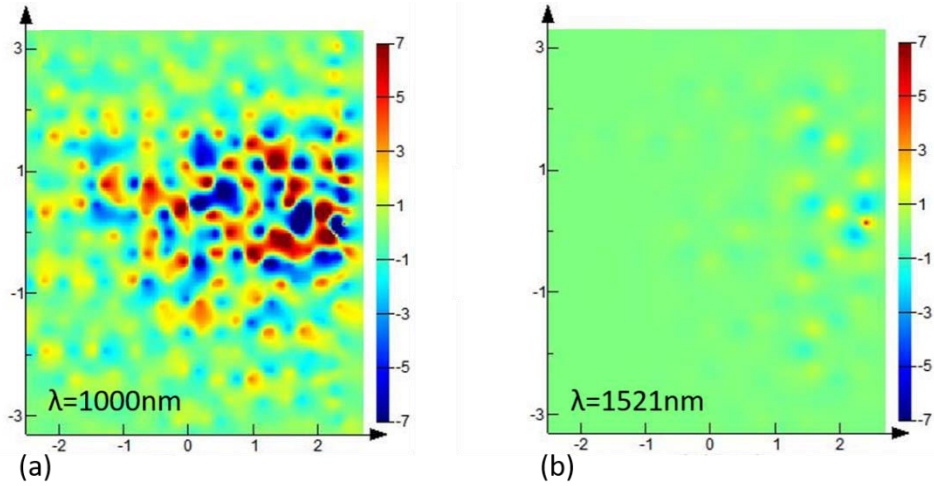
Şekil 4.11: (a) Yüzey korugasyonlu sekizgen simetriye sahip düşük simetrik kuazi kristal yapı ve (b) geniş spektrumda iletim grafiği.

Tasarlanan kuazi kristal yapısı yüzey modun dışında iki farklı dalga boyu ile uyarıldığında ise elektrik alan dağılımları Şekil 4.13'teki gibi olmaktadır. Şekil 4.13(a)'da bant boşluğunun dışında bir dalga boyu seçilerek elektrik alanın yüzeye hapsolmayip tüm yapı boyunca dağıldığı görülmektedir. Bant boşluğunun içinde seçilen bir dalgaboyunda ($\lambda=1521$ nm) ise ışık yapı yüzeyi dahil yapının hiçbir kısmına nüfuz edemeyerek oldukça dar bir alanda sıkışıp kalmaktadır. Böylece Şekil 4.13(b)'de görüldüğü gibi yapı içerisinde elektrik alan dağılımı sıfır olmaktadır. Yüzeyde ilerleyemeyen elektromanyetik dalga sadece kaynağın konumuna yakın bölgelerde çok düşük şiddette varlığını sürdürmektedir.

Böylece yapılan tüm bu nümerik analizler sonucu oktagon simetrik dizilime sahip bir fotonik kuazi kristal yapıda meydana getirilen modifikasyonlar sayesinde geniş bant aralığına sahip yüzey modlarının elde edildiği gösterilmiştir. Ayrıca, kare örgü dizilime sahip periyodik fotonik yapılarda olduğu gibi düşük simetriyi sağlayan ikincil elemanın konum değişikliğinin frekans ayarlamasına imkan sağladığı ortaya çıkmaktadır.



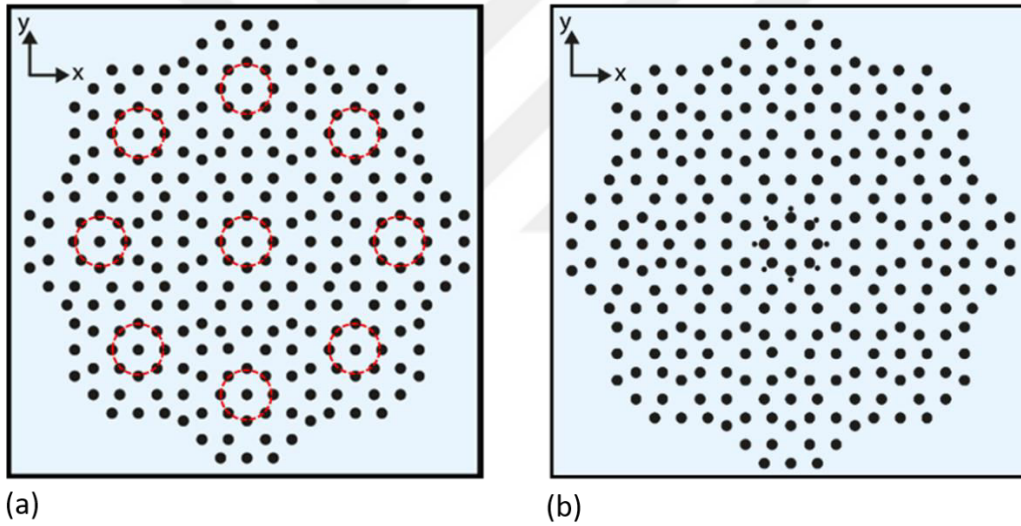
Şekil 4.12: Düşük simetrlili kuazi yapının (a) $\lambda=1304$ nm, (b) $\lambda=1314$ nm, (c) $\lambda=1333$ nm ve (d) $\lambda=1343$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.



Şekil 4.13: Düşük simetrlili kuazi yapının (a) $\lambda=1000$ nm ve (b) $\lambda=1521$ nm dalga boyu değerleri için yüzey mod elektrik alan dağılımları.

4.3 Kuazi Dizilimli Fotonik Yapıda Farklı Kavite Bölge Tasarımı ve Analizi

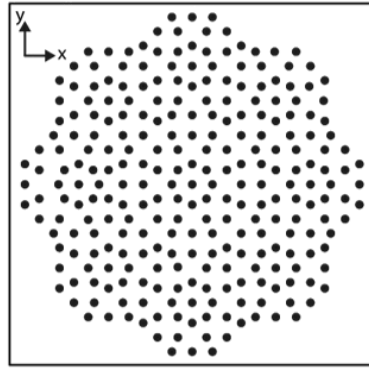
Sekizgen d6nel simetridli kuazi kristal yapıda merkezde yer alan silindirlere ek olarak eklenen ikincil silindirler Şekil 4.2(a)'da yer alan dizilimden farklı şekilde dizilerek yeni bir kavite bölgesi elde edilmiştir ve bu dizilimin kavite modlarına etkisi araştırılmıştır. Şekil 4.14(a)'da temel oktagonel simetriye sahip dielektrik çubuklar kullanılarak oluşturulan kuazi örgü dizilimli fotonik yapı gösterilmektedir. Merkezde yer alan yapının aynısı kırmızı dairelerle gösterilmiştir. Merkez etrafında eşit açılarla 8 tane konumlanan bu yapılar kuazi kristalin $2\pi/8$ radyan açı ile döndürüldüğünde gene aynı yapının elde edildiğini göstermektedir. Merkezde yer alan dairesel dizilimli $0.2a$ yarıçaplı bu sekiz silindirin etrafına yarıçapları $0.1a$ olan küçük silindirler simetriyi koruyacak şekilde dizildiğinde Şekil 4.14 (b)'de yer alan dizilim elde edilmektedir.



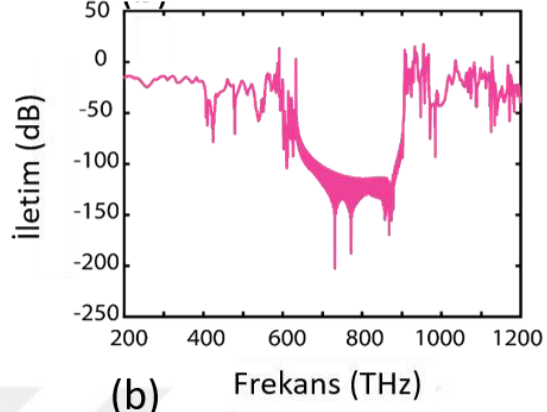
Şekil 4.14: (a) Sekizgen simetridli kuazi kristal yapı ve (b) merkezde bozulma bölgesine sahip kuazi kristal.

Öncelikle oktagonel simetridli temel yapının iletim karakteristiği ve doğal olarak yapıda yer alan kavite modları incelenmiştir. Temel yapının iletim karakteristiği Şekil 4.15(b)'de yer aldığı gibi elde edilmiştir. Yapı belli frekans aralığında bant boşluğuna sahipken yapının periyodik olmayan karık diziliminin doğası gereği içinde yer alan bölgesel bozulma bölgeleri kavite görevi görerek elektromanyetik dalgayı rezonere edebilmektedir. Yapının bant boşluğunun başlangıç frekansı olan 591 THz'de

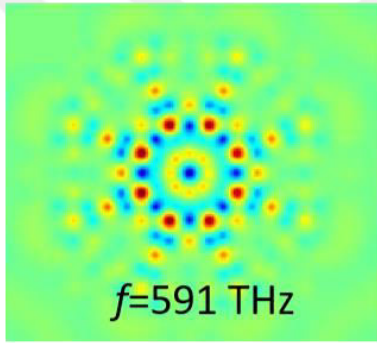
keskin bir kavite modu mevcuttur. Bu frekansın elektrik alan dağılımı ele alındığında Şekil 4.15 (c)'de görüldüğü gibi çoğunlukla merkez etrafında yoğunlaşan ve örgü simetrisine uygun şekilde simetriye sahip bir dağılım gözlenmektedir.



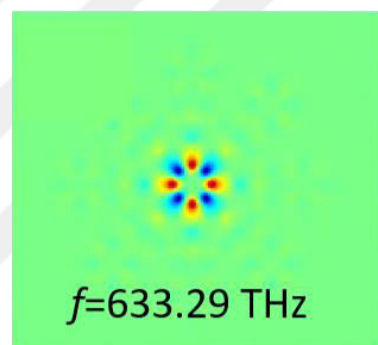
(a)



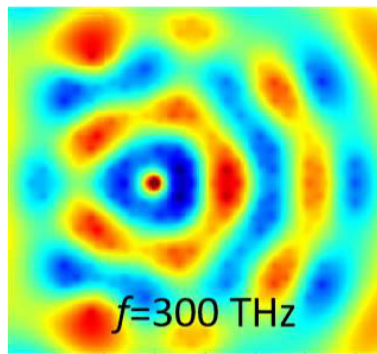
(b)



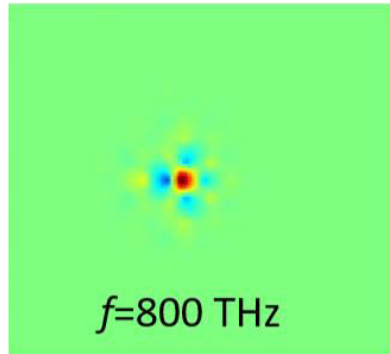
(c)



(d)



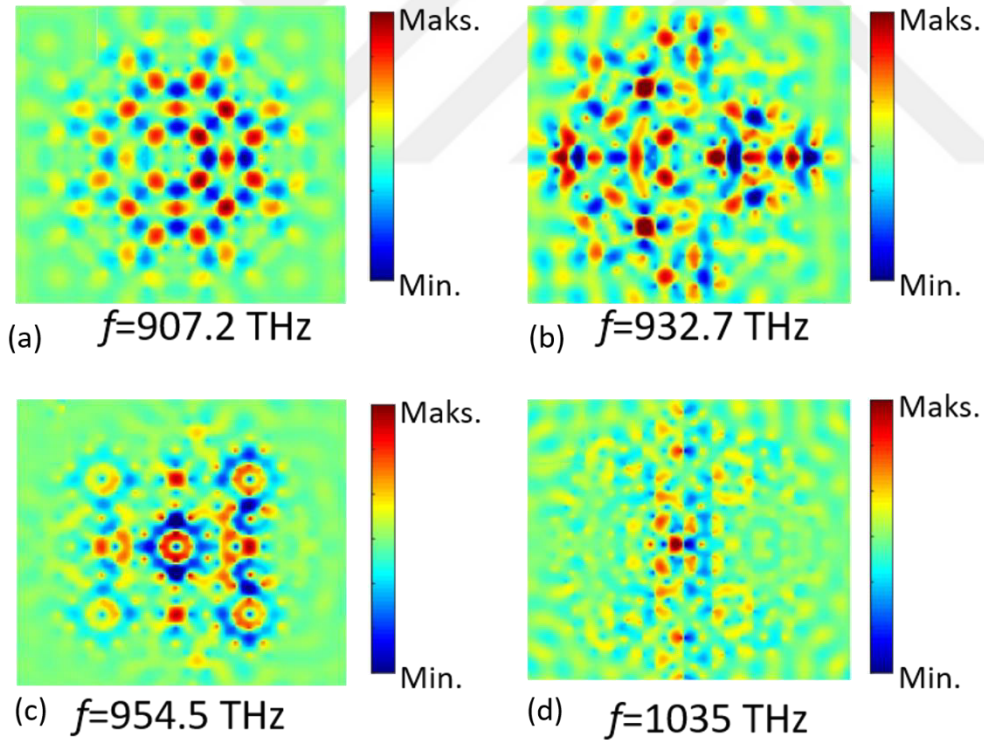
(e)



(f)

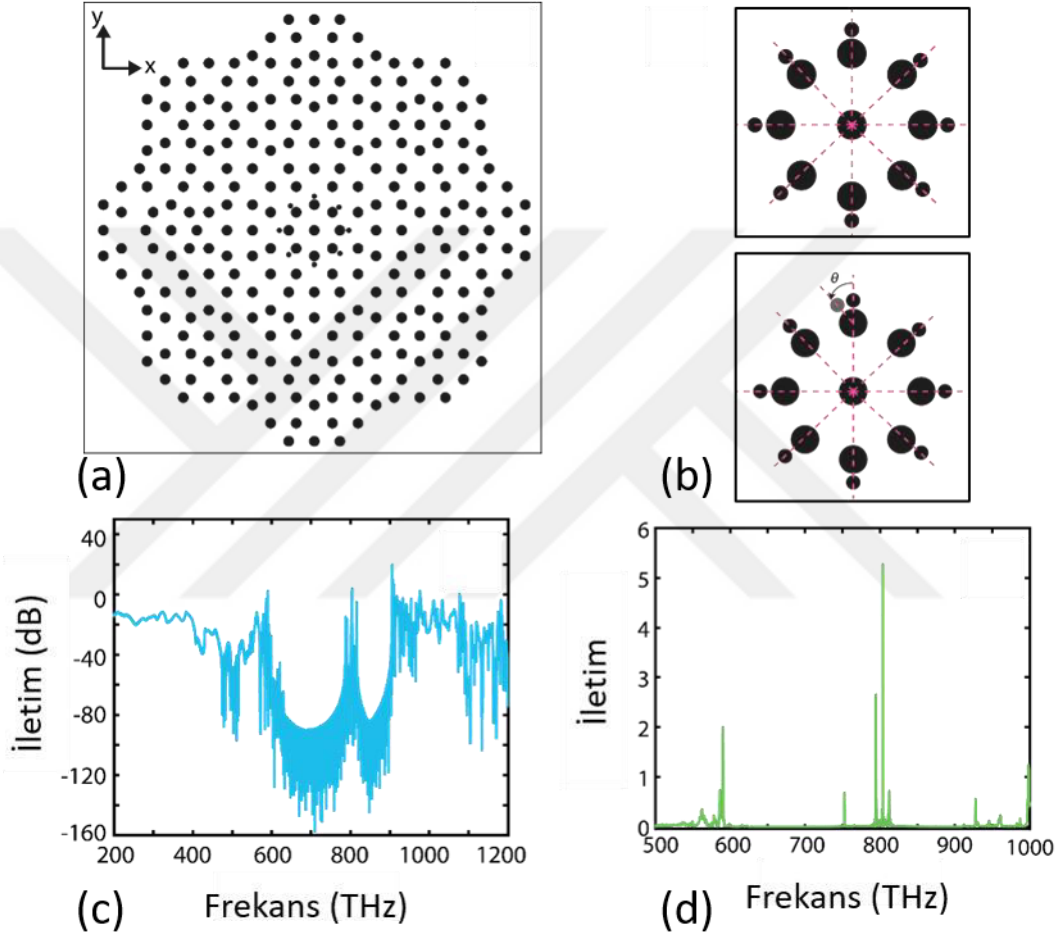
Şekil 4.15: (a) Sekizgen simetrlili kuazi kristal yapı ve (b) 200-1200 THz aralığında iletim spektrumu. Frekans değerinin (c) 591 THz, (d) 633.29 THz, (e) 300 THz ve (f) 800 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

Elektrik alan tam yapı merkezinde yer alan silindir üzerinde ve bu silindirin etrafında dizilen ikinci halkada yer alan silindirler üzerinde yoğunlaşmıştır. Ayrıca merkez sonrasında ışık 8 farklı kola ayrılarak yapıda geniş yüzeylere dağılmaktadır. Bant boşluğunda sınırdan uzaklaşıp biraz daha iç frekanslara yaklaştığında 633.29 THz’de bir mod daha göze çarpmaktadır. Bu frekansın yapı içerisinde oluşturduğu elektromanyetik alan dağılımı ise Şekil 4.15(d)’deki gibi sadece merkezde simetriye uygun şekilde dizilen 8 dielektrik silindir üzerine lokalize olmaktadır. Oldukça dar bir alanda sadece yapı merkezinde konsantre olan bu mod ilk mod ile karşılaştırılacak olursa düşük mod alanının yanı sıra daha yüksek kalite faktörüne de sahiptir. Ayrıca bant boşluğunun dışında yer alan bir frekansta elektrik alan dağılımı incelendiğinde beklendiği gibi Şekil 4.15(e)’de yer aldığı gibi dalga tüm yapı yüzeyine dağılmaktadır. Bunun yanı sıra bant boşluğu içerisinde yer alan kavite modları haricinde seçilen bir frekansta ise Şekil 4.15(f)’deki gibi ışık kaynak konumu yakınlarında sıkışıp kalmaktadır.



Şekil 4.16: Sekizgen simetriye sahip yüksek dönel simetrlili kuazi kristal yapıda frekans değerinin (a) 907.2 THz, (b) 932.7 THz, (c) 954.5 THz ve (d) 1035 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

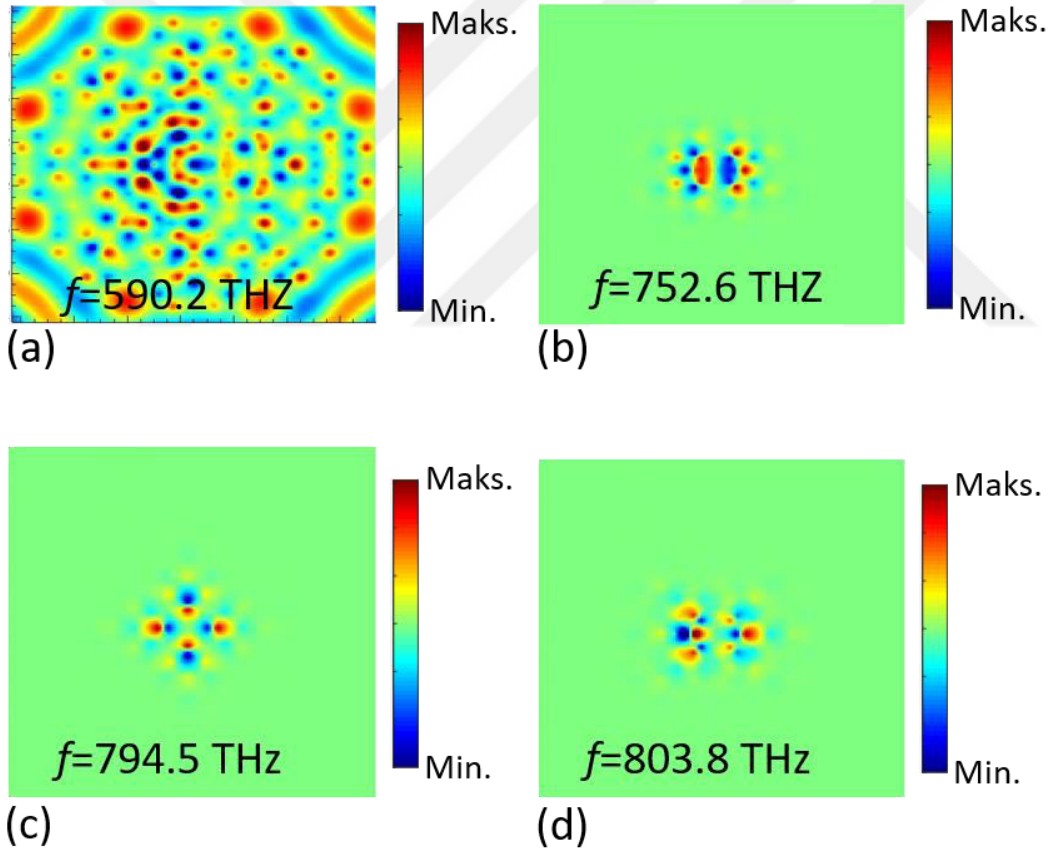
İletim karakteristiğinde görülen bant boşluğu bitme sınırında yer alan frekans değeri 907.2 THz’de de bir lokalize mod ortaya çıkmaktadır. Bu modun dağılımı Şekil 4.16(a)’daki gibi geniş alana yayılmıştır. Ayrıca periyodik olmayan karmaşık dizilim gereği bant boşluğu dışında da rezonans modlar mevcuttur. Fakat Şekil 4.16(b), (c) ve (d)’de görüldüğü gibi bu modlar belli bir kavite bölgesinde yoğunlaşmak yerine tüm yapı yüzeyinde yayılan bir elektrik alan dağılımı sergilemektedir.



Şekil 4.17: (a) Merkez bölgesine eklenen ikincil silindirlerle bozulma bölgesine sahip sekizgen yüksek dönel simetriden kuazi kristal yapı. (b) Yapı merkezinin yakından gösterimi. (c) 200 THz-1200 THz aralığında kuazi kristal yapının iletim spektrumu. (d) Kuazi kristal yapının bant boşluğu ve ortaya çıkan rezonans modları.

Oktogonal dizilimin merkezinde yer alan sekiz dielektrik çubuğun etrafına simetriyi bozmayacak şekilde sekiz tane küçük silindirlerin dizilmesiyle Şekil 4.17(a)’da yer alan fotonik yapı elde edilmiştir. İkincil silindir konumları arası $2\pi/8$ radyan açı yapacak şekilde ayarlanmış ve böylelikle eklenen silindirler de oktagonal simetrisinin

korunumu sağlamıştır. Şekil 4.17(b)'de ise yapı merkezinin yakından gösterimi yer almaktadır. Ayrıca daha sonraki analizlerde eklenen bu küçük silindirlerin konumları merkez ile θ açısı yapacak şekilde değiştirilerek döneel simetri bozulmuş ve bu durumun modlar üzerindeki etkisi analiz edilmiştir. İlk dizilim olarak θ açısının sıfıra eşit olduğu yüksek simetrlili durum ele alınmıştır. Yapının iletim spektrumu Şekil 4.17(c)'deki gibi elde edilmiştir. Şekil 4.15(b)'de yer alan standart sekizgen simetrlili kuazi yapının iletim karakteristiği ile karşılaştırıldığında bant boşluğunu ikiye bölen birçok yeni rezonans modun ortaya çıktığı görülmektedir. Bant boşluğunda yer alan bu modlar Şekil 4.17(d)'de açıkça gösterilmektedir. Eklenen sekiz küçük silindir bant boşluğu sınırlarının yanı sıra içerisinde birçok yeni modun ortaya çıkmasını sağlamıştır.



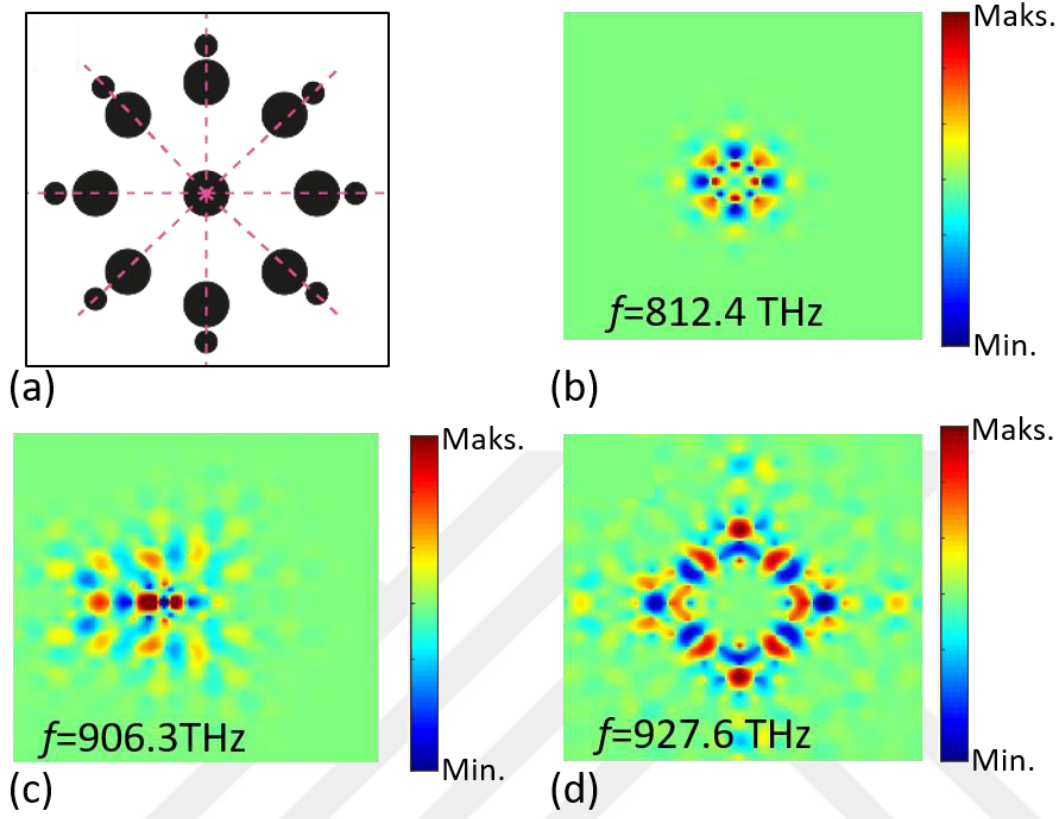
Şekil 4.18: Merkez bölgesinde bozulmaya sahip sekizgen yüksek döneel simetrlili kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (a) 590.2 THz, (b) 752.6 THz, (c) 794.5 THz ve (d) 803.8 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

Standart dizilimde 591 THz sınır frekansında yer alan mod analiz edildiğinde bu modun 590 THz 'e kaydığı ve elektrik alan dağılımının ilk durumdan daha farklı olduğu gözlemlenmiştir. Şekil 4.18(a)'da bu modun yapı içerisinde uzaysal dağılımı görülmektedir. Standart durumda olduğu gibi belli bölgede lokalize olmak yerine mod tüm yapı yüzeyine dağılmış ve mod alanı bakımından performansında bir azalma meydana gelmiştir. Bunun yanı sıra 752.6 THz'de yeni ortaya çıkan rezonans incelendiğinde Şekil 4.18(b)'de ki gibi yapı merkezinde yoğunlaşan x -eksenine göre çift simetriye, y -eksenine göre ise tek simetriye sahip bir elektrik alan dağılımı ortaya çıktığı gözlemlenmektedir. Diğer bir kavite modu 794.5THz'de Şekil 4.18(c)'de görüldüğü gibi dörtgen kutuplu dar alanda hapsolmuş bir elektrik alan dağılımı meydana getirmektedir. Oldukça dar bir bölgede yoğunlaşan mod her iki eksene göre de çift simetriye sahiptir. Bu moda yakın frekansta ortaya çıkan diğer rezonansın elektromanyetik karakteristiği ise Şekil 4.18(d)'deki gibidir. Dar bölgede dağılım gösteren bu frekans bir önceki moddan farklı olarak simetrik olmayan bir özellik sergilemektedir.

Aynı dizim için analizler devam ettirildiğinde diğer modların alan dağılımları Şekil 4.19'da gösterilmiştir. İletim eğrisinde 812.4 THz'de ortaya çıkan en güçlü kavite modun elektrik alan dağılımı Şekil 4.19(b)'deki gibi merkezde yer alan sekiz büyük ve etrafındaki sekiz küçük silindirlere oldukça yoğun şekilde lokalize olmaktadır. Bu mod oktagon simetrisinin yanında her iki eksene göre de çift simetriye sahiptir. Bant boşluğu içerisinde yer alan diğer bir mod ise 906.3 THz'de ortaya çıkmakta ve Şekil 4.19(c)'deki gibi simetrik olmayan bir dağılımla yapının sol tarafında daha çok yoğunlaşmaktadır. Son olarak analize edilen rezonans modu bant boşluğu bitiş sınırında yer alan 927.6 THz'de ortaya çıkmaktadır. Bu modun Şekil 4.19(d)'de yer alan elektrik alan dağılımı incelendiğinde diğer modlara göre daha yüksek mod alanına sahip yani daha geniş yüzeye yayılmış bir durum gözlemlenmektedir. Ayrıca modun simetrisi incelendiğinde ise hem x -eksenine hem de y -eksenine göre simetrik bir dağılım ortaya çıkmaktadır.

Kuazi kristal fotonik yapının merkezine eklenen yeni silindirlerin kavite özelliği açısından yapıya birçok yenilik kattığı gözlenmiştir. Ortaya çıkan yeni modların yanı sıra mod dağılım çeşitliliği de katarak yapının ışık hapsedme performansı artırmıştır.

Ayrıca yapıda meydana getirilen modifikasyon mod alanı ve kalite faktörü gibi kriterler açısından da tasarımı geliştirmektedir.

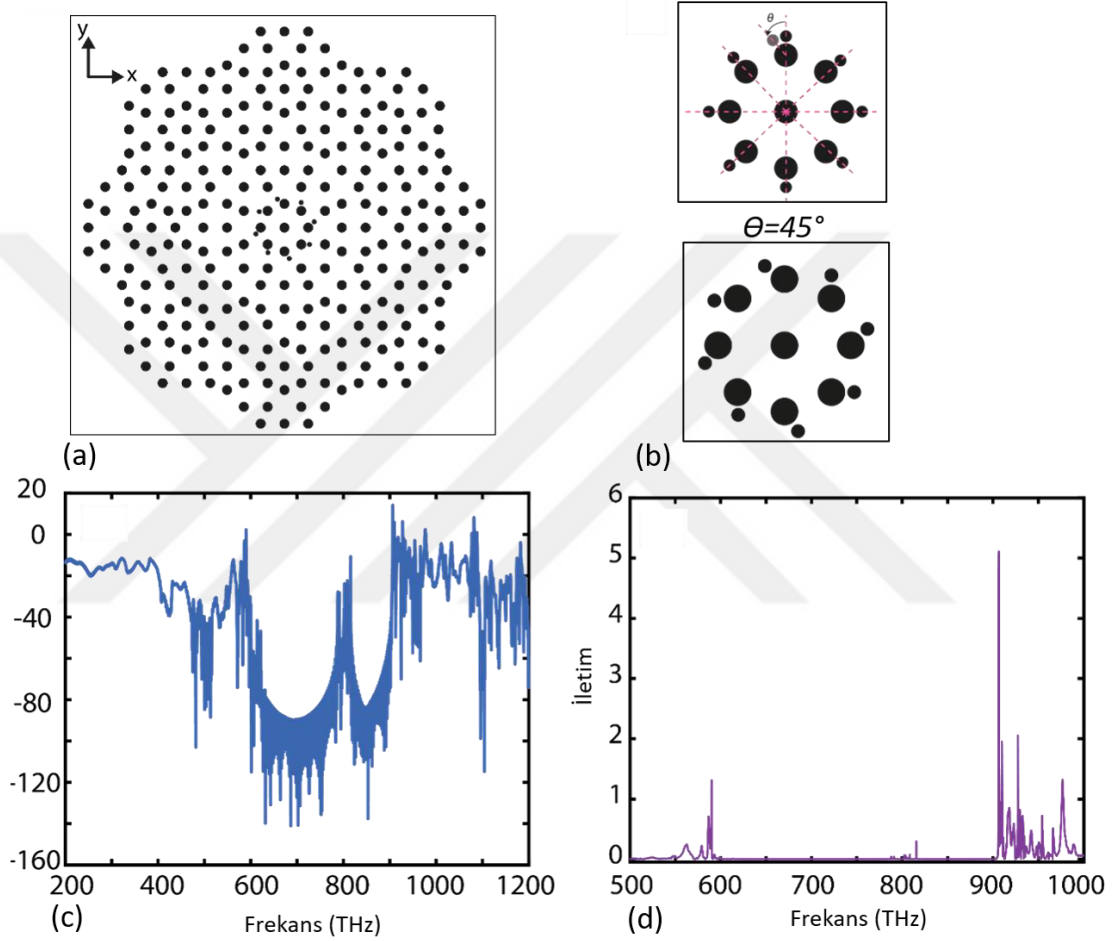


Şekil 4.19: (a) Kuazi kristal yapının merkezi. Kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (b) 812.4 THz, (c) 906.3 THz, (d) 927.6 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

Kuazi kristal yapıda sadece yeni eklenen silindirlerin etkisi değil ayrıca bu silindirlerin dizilimsel çeşitliliğinin meydana getirdiği karakteristik modifikasyon da incelenmiştir. Bunun için dizilim açısı $\theta=45^\circ$ olduğu durumda Şekil 4.20(a)'da elde edilen yapının performansı analiz edilmiştir. Şekil 4.20(b)'de yapı merkezi yakından gösterilmektedir. Bu korugasyon için iletim karakteristiği Şekil 4.20(c) gösterildiği gibi elde edilmiştir. İlk durumdakine benzer şekilde bant boşluğu içerisinde yeni modlar ortaya çıkmış ve bu modlar bant boşluğunu ikiye ayırmıştır.

Diğer analizlerde olduğu gibi aynı şekilde bant boşluğu başlangıcı olan 590.1 THz frekansının uzaysal alan dağılımı analiz edilmiştir. Şekil 4.21(a)'da gösterildiği gibi dörtgen simetriye sahip ve diagonal eksnelere göre çift simetrik bir elektrik alan dağılımı ortaya çıkmıştır. Elektromanyetik dalga genellikle yapı merkezine yakın

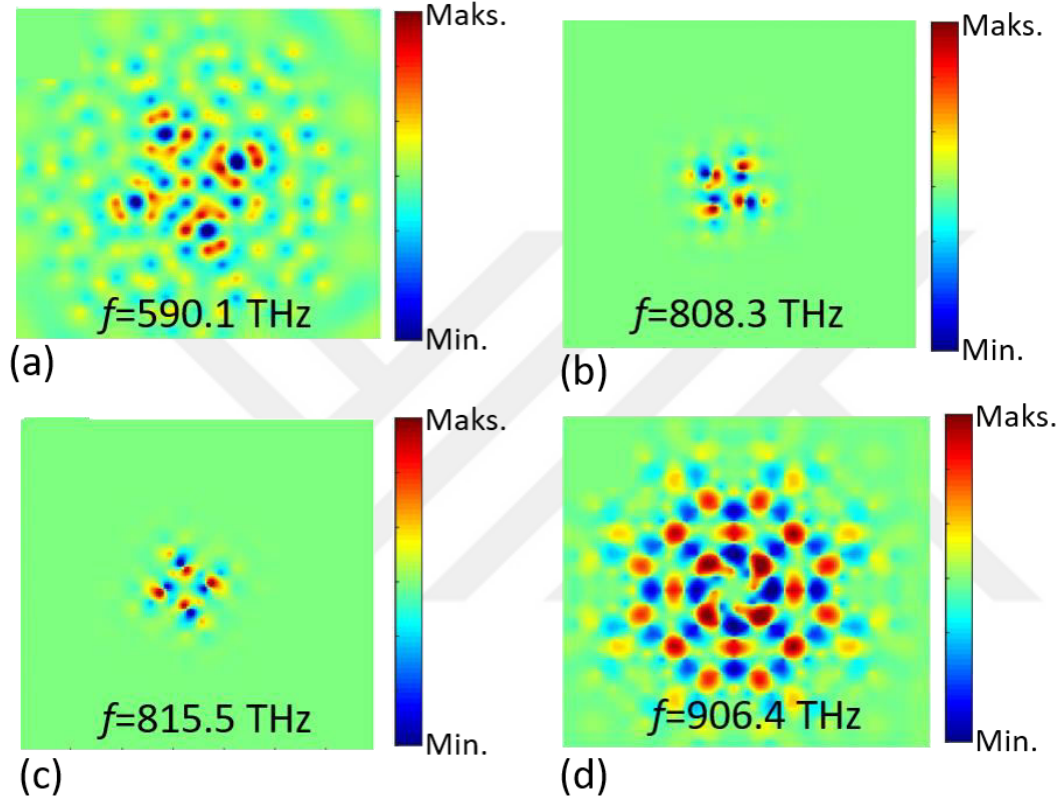
bölgelerde yoğunlaşırken, frekansın sınırdaki yer alması sebebiyle dalga yapısı geneline de zayıf olarak dağılmaktadır. Ortaya çıkan diğer bir kavite frekansı ise 808.3 THz'dir. Bu durumda da elektromanyetik alan dağılımı Şekil 4.21(b)'deki gibi dörtgen simetridir. Ayrıca yapı içerisinde ışık oldukça küçük bir bölgede hapsolmüştür. Bant boşluğu içerisinde olması sebebiyle merkezde toplanan elektrik alan oldukça temiz bir dağılım sergilemektedir.



Şekil 4.20: (a) Merkez bölgesine eklenen ikincil silindirlerin dizilim açısının 45° 'ye eşit olduğu bozulma bölgesine sahip sekizgen yüksek dönел simetrlili kuazi kristal yapı. (b) Yapı merkezinin yakından gösterimi. (c) 200 THz-1200 THz aralığında kuazi kristal yapının iletim spektrumu. (d) Kuazi kristal yapının bant boşluğu ve ortaya çıkan rezonans modları.

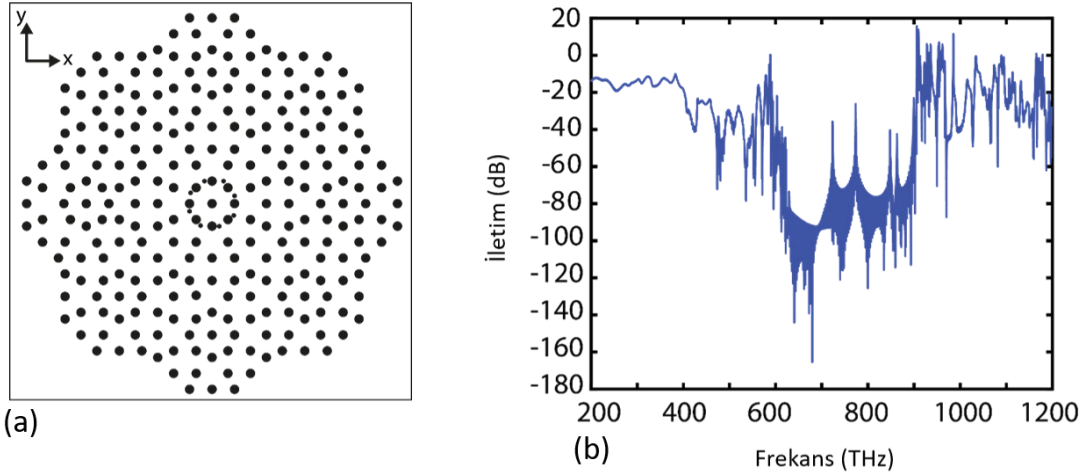
Yapının diğer kısımlarında ışık şiddeti sıfırdır. Bir diğer rezonans modu incelendiğinde ise Şekil 4.21(c)'de gösterildiği gibi bir önceki frekansa oldukça benzer bir dağılım ortaya çıkmaktadır. Bu durumda dörtgen simetriye sahip elektrik alanın kutupları farklı doğrultulara yönelmiştir. Bant boşluğu sınırında yer alan 906.4

THz frekansında ise daha geniş bölgeye yayılmış bir elektrik alan dağılımı Şekil 4.21(d)'de gösterildiği gibi elde edilmiştir. Bunun yanı sıra merkezde yer alan elektrik alanlar ikincil silindirlerin yönelimlerine uygun şekilde dağılmıştır. Bunun sebebi bu modun dielektriğe odaklanmış olmasından kaynaklanmaktadır. Aynı mod standart yapının bant sınırında 907.2 THz'de ortaya çıkmaktadır. Aradaki fark merkezde yer alan halka şeklinin yönelim yönüdür.



Şekil 4.21: Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 45° 'ye eşit olan kuazi kristal yapıda rezonans frekans değerinin (a) 590.1 THz, (b) 808.3 THz, (c) 815.5 THz, (d) 906.4 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

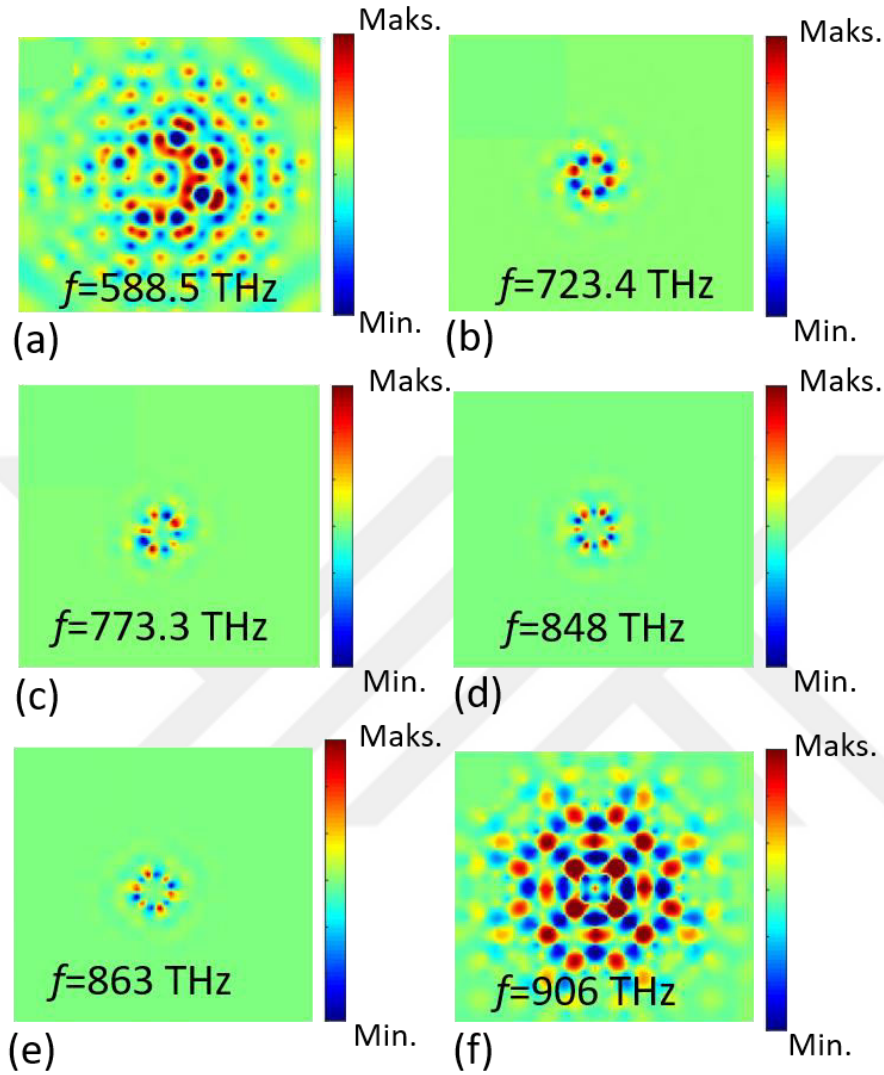
Dizilim açısının 90° 'ye eşit olduğu kuazi kristal yapı Şekil 4.22(a)'da gösterilmektedir. Eklenen yeni saçıcı elemanlar sayesinde merkez halkada yer alan dielektrik madde miktarı artırılmıştır. Ayrıca bu dizilim durumu dönele simetride herhangi bir azalmaya sebep olmamıştır. Bu yapının ışık iletim özelliği ise Şekil 4.22(b)'de gösterildiği gibi analiz edilmiştir. Diğer durumlardan farklı olarak bant boşluğunda birbirinden daha ayırık rezonanslar ortaya çıkmıştır.



Şekil 4.22: (a) Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 90° 'ye eşit olan kuazi kristal yapı. (b) Kuazi kristalin 200-1200 THz aralığında iletim karakteristiği.

Bant boşluğu başlangıç frekansı bu dizilim durumunda 588.5 THz frekansına kaymaktadır. Diğer durumlarda olduğu gibi ışık bu frekans değerinde yapıda rezonans olarak kuazi kristalin döneel simetrisine uygun bir elektrik alan dağılımı oluşturmaktadır. Şekil 4.23(a)'da gösterildiği gibi yapı bu frekansta geniş alana yayılmış simetrik bir elektromanyetik cevap vermektedir. Bant boşluğunun ortasında ayrıntı şeklinde beliren kavite modu 723.4 THz de Şekil 4.23(b)'deki gibi sadece merkez halkaya konsantre bir şekilde sekizgen özellik sergilemektedir. Bunun yanında bu mod her iki eksen için de tek simetriye sahiptir. 773.3 THz'de ortaya çıkan diğer bir kavite modu Şekil 4.23(b)'deki gibi bir karakteristik sergilemektedir. Bir önceki moda oldukça benzer dağılıma sahip bu frekans için mod sekizgen simetri yerine ongen bir döneel simetri özelliği göstermektedir. Bu durumda da her iki simetri eksenine göre tek simetrik bir durum söz konusudur. 848 THz de ortaya çıkan rezonans durumunda Şekil 4.23(d)'de gösterildiği gibi elektrik alan dağılımında on ikigen simetri hakim olmaktadır. Bu kavite modu için diğer iki moddan farklı olarak her iki simetri eksenine göre çift simetri özelliği sergilenmektedir. Bu frekansa 25 THz uzakta yani 863 THz'de yeni bir rezonans modu belirlemek ve diğer rezonanslara benzer şekilde merkez halkada lokalize olmaktadır. Burada da on ikigen çift simetrik bir alan dağılımı gözlemlenmektedir. Yapıda son olarak bant boşluğu bitiş frekansı olan 906 THz de ortaya çıkan rezonans modun karakteristiği incelenmiştir. Bu durum için diğer dizilimlerle aynı şekilde geniş alanda lokalize olmuş bir elektrik alan dağılımı söz konusudur. Her iki eksene göre çift simetri

özelliği sergileyen bu mod merkezde dörtgen olmasına rağmen genelde sekizgen kutupludur.



Şekil 4.23: Merkezde yer alan ikincil silindirlerin dizilim açısının 90° 'ye eşit olan kuazi kristal yapıda rezonans frekans değeri (a) 588.5 THz, (b) 723.4 THz, (c) 773.3 THz, (d) 848 THz, (e) 863 THz ve (f) 906 THz olduğu durumlarda ışığın yapı içerisinde meydana getirdiği elektrik alan dağılımı.

Sonuç olarak sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapıda sadece yapı merkezinde yer alan birincil halkaya eklenen küçük silindirler ve dizilim açılarının değışimi sayesinde kavite modları modifiye edilebilmektedir. Eklenen silindirler sayesinde bant boşluğunda oldukça ayırık düşük mod alanına sahip yeni modlar elde edilmiştir. Bu silindirlerin konumları değıştirildiğinde ise modların frekans, mod alanı, kalite faktörü ve simetri özelliklerinin kontrol edildiği gözlemlenmiştir.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Periyodik fotonik yapılarda düşük simetri kullanımı son zamanlarda oldukça yaygınlaşmıştır. Bu tez kapsamında da düşük simetri özelliğinin fotonik yapılarda asimetric iletim, kırınım özellikleri, yüzey modları, yavaş ışık özelliği ve kavite modları üzerine etkisi araştırılmış ve nümerik analizler deneysel ölçümlerle desteklenerek elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bunun için kare örgü periyodik yapının yanı sıra sekizgen simetriye sahip kuazi kristal yapı analiz edilmiştir. Tez çalışmasında sunulan tasarlanan tüm yapılarda simetri bozunumunun yapı performansında üstün özellikler açığa çıkardığı ortaya konmuştur.

Tezin ilk bölümünde uyarılma yönüne bağılı iletim karakteristiği sergileyen fotonik kristal kırınım ızgarası tasarlanmıştır. Bu tasarımda farklı yarıçaplara sahip silikon dielektrik çubuklar kullanılmıştır. İki farklı bölgeye sahip yapıda, ilk olarak 4 sütundan oluşan dikdörtgensel bir periyodik yapı tasarlanmıştır. Birinci sütunda yarıçapı $r_1=0.3a$ olan silindirler kullanılırken ikinci sütunda ise $r_2=0.2a$ yarıçapına sahip dielektrik çubuk kullanılmıştır. Böylelikle periyodu $2a$ 'ya eşit olan kare örgü heterojen periyodik yapı elde edilmiştir. Bu yapının devamında ise ızgara yapısının dışlarını oluşturmak için $0.3a$ yarıçapına sahip dielektrik silindirlerden oluşan kare örgülü üçgensel bölgeler tasarlanmıştır. Bu iki farklı bölge birleştirilerek melez yapılı fotonik kristal kırınım ızgarası elde edilmiştir. Tasarlanan yapının iletim özelliğinin incelenmesi için öncelikle bölgeler ayrı ayrı analiz edilmiştir. Dikdörtgensel yapılı ilk bölgenin yön bağımlı iletim karakteristiği incelendiğinde her iki yönlü iletimin birbiriyle tamamen aynı olduğu gözlenmiştir. Üçgensel bölge incelendiğinde ise ileri yönlü iletimin (soldan sağa uyarılma durumu) geri yönlü iletimden (sağdan sola uyarılma durumu) geniş frekans aralığında daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Bu iki yapı birleştirildiğinde ise dikdörtgensel bölgenin üçgensel bölgenin sergilediği bu asimetric iletim karakteristiğini güçlendirdiği ortaya çıkmıştır. Bu iki iletim değerlerinin farklarının toplamlarına oranı ile zıtlık oranı elde edilmiştir. Zıtlık oranı en yüksek $a/\lambda=0.5338$ normalize frekans değerinde elde edilmiştir. Bu durumda geri

yönlü iletim en düşük değeri olan 0.001'lik iletim oranı bu frekansta ortaya çıkmıştır. Karşılık gelen ileri yönlü iletim ise 0.42'ye eşittir. Ayrıca ileri yönlü iletimin en büyük değeri $a/\lambda=0.5278$ normalize frekansında 0.73 olarak ortaya çıkmaktadır. Bu frekans değerinde iki farklı uyarılma durumu için yapı çıkışında meydana gelen elektrik alan dağılımları incelenmiştir. Geri yönlü uyarım durumunda iletim grafiğinden beklendiği gibi ışığın çok büyük bir kısmı geri yansımaya uğramaktadır.

İleri yönlü uyarımda ise ışık yapı içerisine nüfuz ederek yapı sonuna erişmekte ve çıkışta kırınımına uğrayarak birçok mertebeye ayrılmaktadır. Bunun yanı sıra asimetric iletim özelliğini ayrıntılı olarak analiz etmek için havanın ve kristalin eş frekans eğrileri analiz edilmiş ve iletim miktarındaki farklılıklar bu açıdan değerlendirilmiştir. Ayrıca ileri ve geri yönlü iletimlerde çıkış elektrik alan yoğunluğu enine kesitlerinin frekansa bağlı haritası elde edilmiştir. Bu haritadan yapı çıkışında farklı kırınım desenleri elde etmek için yapıyı farklı frekanslarla uyarmak gerektiği sonucu çıkarılmıştır. Ayrıca yapıda kırınım derecelerini ayrıntılı analiz etmek için yapı çıkışında meydana gelen elektrik alan profilleri polar koordinatta çizdirilmiştir. Bu çizimlerden farklı frekansların yapıda farklı kırınım karakteristiği sergilediği ve farklı kırınım mertebelerine uğradığı görülmüştür. Polar koordinattan ölçülen kırınım açısı ile analitik olarak hesaplanan kırınım açılarının birbirine oldukça yakın olduğu elde edilmiştir. Son olarak tasarlanan fotonik kristal kırınım ızgarasının geliş açısı bağımlılığı analiz edilmiş ve geliş açısının -20° ile $+20^\circ$ arasında değişmesi durumunda ızgaranın hala kırınım özelliğini koruduğu gözlemlenmiştir. Özetle fotonik kristaller kullanılarak geniş dalga boyu aralığında asimetric iletim özelliği sergileyen, geliş frekansına göre ışığı farklı kırınım mertebelerine ayırabilen, geliş açısı 20° 'ye kadar değiştirildiğinde bile ışığı kırabilen yüksek performanslı kırınım ızgarası tasarlanmıştır.

Tezin ikinci bölümünde ise fotonik kristallerde düşük simetrisinin yüzey modlar üzerindeki etkisi incelenmiştir. Bunun için kare örgü fotonik kristallerin birim hücrelerinde yer alan dielektrik silindirin $0.35a$ uzağına yarıçapı yarı oranında olan yeni küçük dielektrik silindirler eklenmiştir. Yüzey mod analizleri yapılacağı için önerilen yapıda sadece yüzeyde yer alan küçük silindirler konumsal olarak modifiye edilerek ışığın yapı yüzeyinde hapsedilmesi sağlanmıştır. Farklı dizilim durumları için ışığın yüzey mod frekansının değiştiği nümerik analizlerle ortaya konmuş ve elde edilen

sonuçlar deneysel ölçümlerle desteklenmiştir. Ayrıca bir yüzey modunun sadece karşılık gelen dizilim açısında yüzeye bağlanıp ilerleyebildiği dizilim açısı değiştirildiğinde ise yapıya nüfuz edemediği gösterilmiştir. Bu analizlerin yanında yüzey modların bant diyagramından düz bantlara sahip olduğu gözlemlendiği için bu modların yavaş ışık özelliği incelenmiştir. Yavaş ışık özelliğini incelemek için daha fazla dizilim durumu ele alınmış ve bant analizleri daha ayrıntılı şekilde gerçekleştirilmiştir. Elde edilen dispersiyon eğrisinden açı değeri değiştikçe modların bant genişliği ve eğimlerinin farklılaştığı gözlenmiştir. Bant diyagramından modların grup indis değerleri elde edilmiştir. Dizilim açısının 20° olduğu durumda 237 mertebelerinde en yüksek grup indisine ulaşılmıştır. Ayrıca dalga paketlerinin yapı içerisinde ilerlerken ne derece bozunuma uğradığını gösteren GHD ve ÜDD değerleri çizdirilmiştir. Tasarlanan periyodik yapıda yüzeyi uyarmak için Otto konfigürasyonu kullanılmıştır. Bu uyarım sonrası bant diyagramında elde edilen negatif eğimli modlara uygun şekilde belli açı değerleri için geri yönlü iletimin mevcut olduğu ortaya çıkmıştır. Küçük açı değerlerinde ışık ileri yönde ilerlerken, açı değerleri büyüdükçe her iki yönlü iletim gerçekleşmektedir. Bu karakteristik elektrik alan dağılımları ile de gösterilmiştir. Ayrıca tasarımların grup indisleri zaman alanında gerçekleştirilen hesaplamalarla da elde edilmiştir. Zaman alanında alınan bir referans konumuna göre dalga paketlerin belli bir diğer konuma ulaşması arasında geçen zaman ölçülmüştür. Böylece dalganın bilinen mesafeyi alma süresinden grup hızı çıkarılmıştır. Sonrasında ise ışık hızı grup hızına bölünerek grup indisleri hesaplanmıştır. Frekans düzlemi analizleri ile zaman düzlemi analiz sonuçları birbirine uyumlu olarak elde edilmiştir. Elde edilen nümerik analizler deneysel ölçümlerle doğrulanmıştır. Bunun için Alümina çubuklar kullanılarak mikrodalga bölgesinde ölçümler alınmıştır. Gerçekleştirilen deneysel ölçümlerle yapı yüzeyinde ilerleyen dalganın meydana getirdiği elektrik alan dağılımı elde edilmiştir. Nümerik sonuçlara uygun olarak 60° yüzey dizilim durumu için geri yönlü iletimin baskın olduğu gözlemlenmiştir. Ayrıca deneysel olarak dalga paketlerinin zaman gecikmesi hesaplanmış ve böylece grup hızı hesabından deneysel grup indisi ölçülmüştür. Sonuçta deneysel verilerin simülasyon dataları ile çok iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. Böylelikle önerilen düşük simetrik tasarım aracılığıyla yapı yüzeyinde ilerleyebilen yavaş ışık elde edilmiştir. Ayrıca bu yüzey yavaş ışığın

tasarımının doluluk oranında bir değişiklik yapılmadan sadece yüzey dizilimi değiştirilerek yüzey modun grup hızı, frekansı ve ilerleme yönünün kontrol edilebileceği gösterilmiştir. Tasarlanan yapı belli açı değerlerinde ışın ayırıcı dalga kılavuzu olarak kullanılabilir. Ayrıca tasarım, yavaş ışık sayesinde sensör uygulamaları için de uygun bir adaydır.

Tezin son bölümünde ise sekizgen dönele simetriye sahip kuazi kristaller kullanılarak kavite tasarımı ve yüzey modların incelenmesi gerçekleştirilmiştir. Kavite tasarımı için öncelikle standart yapı ele alınmıştır. Yapının geniş bölgede iletim karakteristiği incelenmiş ve periyodik olmayan karmaşık dizilimi sayesinde doğal olarak yerel kavite bölgelerine sahip olduğu gözlenmiştir. Ortaya çıkan rezonans modların elektrik alan dağılımları çizdirilerek modun yapıya dağılma bölgesi ve simetri özellikleri incelenmiştir. Kuazi kristalin doğal olarak sergilediği bu ışık hapsedme özelliği simetrisinin bozulmasıyla güçlendirilmiştir. Bunun için merkez silindirin etrafında halka şeklinde dizilen sekiz silindirden belirli mesafe uzağa yarı oranlı yarıçaplı küçük silindirler yerleştirilmiştir. Bu yeni saçıcılar sayesinde kuazi kristalin yüksek olan dönele simetrisi azaltılmıştır. İletim spektrumunda bu etkinin sonuçlarını görmek için geniş aralık analiz edilmiştir. Bant boşluğunda ayırık ve keskin bir kavite modu ortaya çıkmıştır. Ayrıca küçük silindirlerin konum değişimi de yeni kavite modlarının oluşmasını ve frekans kaymasını sağlamıştır. Eklenen silindirlerin performansa olan etkisini araştırmak için her iki tasarımın da kavite bölgesinde hapsolan elektrik alan şiddetinin zamanla değişimi çizdirilmiştir. Standart kuazi yapıda elektrik alan zamanla kısa sürede azalırken, simetrisi azalan kuazi kristal yapıda ise elektrik alan çok uzun süre kavite bölgesinde hapsolabilmektedir.

İkincil silindirler, merkez halkada yer alan ana silindirlerin etrafına ikinci bir halkayı oluşturacak şekilde yerleştirildiğinde ise dizilim konumları değiştirilmediği durum için dönme simetrisi hala korunmaktadır. Bu durumda yeni lokalize modlar açığa çıkmakta ve elektrik alan dağılımları çeşitlilik göstermektedir. Küçük silindirlerin konumları değiştirildikçe kavite modlarının frekans, polarizasyon, mod alanı, simetrik özelliği ve kalite faktörleri de değişiklik göstermektedir.

Ayrıca kuazi kristallerde azaltılan simetrisinin yüzey modları üzerine etkisi araştırılmıştır. Yüzey mod elde etmek için dikdörtgensel bir alanda oktagon

simetriye sahip fotonik yapı tasarlanmıştır. Bu tasarımda öncelikle yüzeyde yer alan silindirlere yarıçapı artırılarak yüzey bozulması meydana getirilmiştir. Böylece ışığın yüzeye tutunarak ilerlemesi sağlanmıştır. Geniş bir bant aralığında elde edilen yüzey modlarının elektrik alan dağılım analizleri çıkarılarak yapının elektromanyetik cevabı elde edilmiştir. Hemen hemen tüm dizilim durumları için yüzey modu x -eksenine göre asimetrik bir elektrik alan dağılımına sahiptir. Yapı yüzeyinde meydana getirilen konumsal farklılık sayesinde oktagonal kuazi kristal yapıda yüzey modlarının frekansı ve bant genişliği modifiye edilebilmektedir. Ayrıca bant boşluğu içinde ve dışında birer frekans noktaları seçilerek analiz edilmiş ve bant boşluğu dışındaki frekansın tüm yapıya yayıldığı gözlemlenirken, bant boşluğu içerisindeki frekans yapının içi ve yüzeyi dahil hiçbir bölgede ilerleyememektedir. Böylece iletim eğrisinde ortaya çıkan modun yüzey modu olduğu kanıtlanmıştır.

Tez çalışması esnasında gerçekleştirilen tüm tasarımlar ve analizleri sonucunda periyodik ve aperiodyk fotonik yapılarda döneel simetrinin azaltılması sonucu çalışma frekansının ayarlanabilmesi, performans iyileştirilmesi ve bant genişliğinin artırılması elde edilmiştir. Gerek asimetrik iletim özelliğinde olduğu gibi zıtlık oranının artırılmasında, gerekse yavaş ışık performansında ışığın istenilen frekansta ilerleme yönünün kontrolünün yanı sıra hızının kontrolünü de sağladığı için düşük simetri özelliğinin üstün tarafları ortaya çıkarılmıştır. Elde edilen sonuçlar itibariyle yapılan analizler gelecekte düşük simetri ile ilgili yapılacak çalışmalara ışık tutacak niteliktedir.



KAYNAKLAR

- [1] **Carter, W. H., Wolf, E.,** (1975). Coherence properties of lambertian and non-lambertian sources. *J. Opt. Soc. Am.*, 65, 1067–1071.
- [2] **John, S.,** (1987). Strong localization of photons in certain dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2486–2489.
- [3] **Yablonovitch, E.,** (1987). Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059–2062.
- [4] **Joannopoulos, J. D., Meade, R. & Winn, J.** *Photonic Crystals: Molding the Glow of Light*, Princeton Univ., (1995).
- [5] **Painter, O. et al.,** (1999). Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 284, 1819–1821.
- [6] **Meier, M. et al.,** (1999). Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 74, 7–9.
- [7] **Ebbesen, T. W., Lezec, H., Ghaemi, H., Thio, T. & Wolff, P.,** (1998). Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391, 667–669.
- [8] **Van Albada, M. P., Lagendijk, A.,** (1985). Observation of weak localization of light in a random medium. *Phys. Rev. Lett.*, 55, 2692–2695.
- [9] **Wolf, P. E., Maret, G.,** (1985). Weak localization and coherent backscattering of photons in disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 55, 2696–2699.
- [10] **Kermans, E., Maynard, R.,** (1985). Weak localization of waves. *J. Physique Lett.*, 46, L1045–L1053.
- [11] **Baleine, E. & Dogariu, A.,** (2005). Variable coherence scattering microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 193904.
- [12] **Anderson, P. W.,** (1958). Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109, 1492–1505.
- [13] **John, S.,** (1984). Electromagnetic absorption in a disordered medium near a photon mobility edge. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 2169–2172.
- [14] **Cheng, Z., Savit, R., Merlin, R.,** (1988). Structure and electronic properties of Thue–Morse lattices. *Phys. Rev. B*, 37, 4375–4382.

- [15] **Liu, N.** (1997). Propagation of light waves in Thue–Morse dielectric multilayers. *Phys. Rev. B*, 55, 3543–3547.
- [16] **Dulea, M., Johansson, M., Riklund, R.,** (1992). Localization of electrons and electromagnetic waves in a deterministic aperiodic system. *Phys. Rev. B* 45, 105–114.
- [17] **Steurer, W., Sutter-Widmer, D.,** (2007). Photonic and phononic quasicrystals. *J. Phys. D*, 40, R229–R247.
- [18] **Maciá, E.,** (2012). Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices. *Rep. Prog. Phys.*, 75, 036502.
- [19] **Shechtman, D., Blech, I., Gratias, D., Cahn, J. W.,** (1984). Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 1951–1953.
- [20] **Levine, D., Steinhardt, P. J.,** (1984). Quasicrystals: A new class of ordered structures. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 2477–2480.
- [21] **Kohmoto, M., Sutherland, B., Iguchi, K.,** (1987). Localization of optics: Quasiperiodic media. *Phys. Rev. Lett.* 58, 2436–2438.
- [22] **Albuquerque, E. L. & Cottam, M. G.,** (2003). Theory of elementary excitations in quasiperiodic structures. *Phys. Rep.* 376, 225–337.
- [23] **Janot, C.,** *Quasicrystals: A Primer*, 2nd edn, Oxford Univ., (1994).
- [24] **Matsui, T., Agrawal, A., Nahata, A., Vardeny, Z. V.,** (2007). Transmission resonances through aperiodic arrays of subwavelength apertures. *Nature*, 446, 517–521.
- [25] **Lifshitz, R.** (2002). The square Fibonacci tiling. *J. Alloy. Compd.*, 342, 186–190.
- [26] **Fu, X., Liu, Y., Cheng, B. & Zheng, D.,** (1991). Spectral structure of two-dimensional Fibonacci quasilattices. *Phys. Rev. B*, 43, 10808–10814.
- [27] **Dal Negro, L., Feng, N., Gopinath, A.,** (2008). Electromagnetic coupling and plasmon localization in deterministic aperiodic arrays. *J. Opt. A*, 10, 064013.
- [28] **Rechtsman, M., Jeong, H. C., Chaikin, P., Torquato, S., Steinhardt, P.,** (2008). Optimized structures for photonic quasicrystals. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 073902.

- [29] **Fleischer, J. W., Segev, M., Efremidis, N. K., Christodoulides, D. N.,** (2003). Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices. *Nature*, 422, 147–150.
- [30] **Efremidis, N., Sears, S., Christodoulides, D., Fleischer, J. & Segev, M.,** (2002). Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices. *Phys. Rev. E*, 66, 046602.
- [31] **Levi, L. et al.,** (2011). Disorder-enhanced transport in photonic quasicrystals. *Science*, 332, 1541–1544.
- [32] **Janot, C.,** *Quasicrystals*, 2nd edn. Clarendon Press, Oxford (1994)
- [33] **Shechtman, D., Blech, J., Gratias, D., Cahn, J.W.,** (1984). Metallic phase with long range orientational order and no translational symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 53, 1951–1953.
- [34] **Edagawa, K.,** (2014). Photonic crystals, amorphous materials, and quasicrystals. *Sci. Technol. Adv. Mater.*, 15, 034805.
- [35] **Gellermann, W., Kohmoto, M., Sutherland, B., Taylor, P.C.,** (1994). Localization of light waves in Fibonacci dielectric multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 72, 633.
- [36] **Hattori, T., Tsurumachi, N., Kawato, S., Nakatsuka, H.,** (1994). Photonic dispersion relation in a one dimensional quasicrystal. *Phys. Rev. B*, 50, R4220.
- [37] **Zhang, X., Zhang, Z.-Q., Chan, C.T.,** (2001). Absolute photonic band gap in 12-fold symmetric photonic crystals. *Phys. Rev. B*, 63, 081105.
- [38] **Zoorob, M.E., Charleton, M.D.B., Parker, G.J., Baumberg, J.J., Netti, M.C.,** (2000). Complete photonic band gap in 12-fold symmetric quasicrystals. *Nature*, 404, 740743.
- [39] **Dal Negro, L., Oton, C.J., Gaburro, Z., Pavesi, L., Johnson, P., Legendijk, A., Righini, R., Colocci, M., Wiersma, D.S.,** (2003). Light transport through the band-edge states of Fibonacci quasicrystals. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 055501.
- [40] **Neve-Oz, Y., Pollok, T., Burger, S., Golosovsky, M., Davidov, D.,** (2010). Resonant transmission of electromagnetic waves through two-dimensional photonic quasicrystals. *J. Appl. Phys.*, 107, 063105.
- [41] **Giden, I.H., Turduev M., Kurt, H.,** (2014). Reduced symmetry and analogy to chirality in periodic dielectric media, *Journal of the European Optical Society-Rapid Publication*, 9, 14045.
- [42] **Yasa, U. G., Turduev M., Giden, I. H., Kurt, H.,** (2017). High extinction ratio polarization beam splitter design by low-symmetric photonic crystals. *Journal of Lightwave Technology*,

- [43] **Born M. and Wolf E.**, *Principles of Optics*, Pergamon, (1980).
- [44] **Wood, R. W.**, (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Proc. R. Soc. London*, 18, 269–275.
- [45] **Nevière, M., Popov, E.**, *Light Propagation in Periodic Media: Differential Theory and Design*, CRC Press, (2002).
- [46] **McPhedran, R., Maystre, D.**, (1974). A detailed theoretical study of the anomalies of a sinusoidal diffraction grating. *J. Mod. Opt.*, 21, 413–421.
- [47] **Maystre, D. and Petit, R.**, (1976). Brewster incidence for metallic gratings. *Opt. Commun.*, 17, 196–200.
- [48] **Hutley, M., Maystre, D.**, (1976). The total absorption of light by a diffraction grating. *Opt. Commun.*, 19, 431–436.
- [49] **Watts, C. M. , Liu, X., Padilla, W. J.**, (2012). Metamaterial electromagnetic wave absorbers. *Adv. Mater.*, 24, OP98–OP120.
- [50] **Atwater, H. A., Polman, A.**, (2010). Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nat. Mater.*, 9, 205–213.
- [51] **Baffou, G., Quidant, R.**, (2013). Thermo-plasmonics: using metallic nanostructures as nano-sources of heat. *Laser Photon. Rev.*, 7, 171–187.
- [52] **Delort, T., Maystre, D.**, Finite-element method for gratings,” *J. Opt. Soc. Am. A* 10, 2592–2601 (1993).
- [53] **Ohkawa, Y., Tsuji Y., Koshiba, M.**, (1996). Analysis of anisotropic dielectric grating diffraction using the finite-element method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13, 1006–1012.
- [54] **Bao, G., Chen, Z., Wu, H.**, (2005). Adaptive finite-element method for diffraction gratings, *J. Opt. Soc. Am. A*, 22, 1106–1114.
- [55] **Berenger, J. P.**, (1994). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 114, 185–200.
- [56] **Demésy, G., Zolla, F., Nicolet, A., Commandré, M.**, (2010). All-purpose finite element formulation for arbitrarily shaped crossed gratings embedded in a multilayered stack. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27, 878–889.
- [57] **Taflove, A., and S. Hagness, S.**, *Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, (2000).
- [58] **Baida, F. I., Belkhir, A.**, *Finite difference time domain method for grating structures in Gratings: Theory and Numeric Applications* Institut Fresnel, CNRS, AMU, (2012).

- [59] Zolla, F., Petit, R., (1996). Method of fictitious sources as applied to the electromagnetic diffraction of a plane wave by a grating in conical diffraction mounts. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13, 796–802.
- [60] Tayeb, G., and Enoch, S., (2004). Combined fictitious-sources-scattering-matrix method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 1417–1423.
- [61] Hutley, M. C., *Diffraction Gratings*, Academic Press, New York, (1982).
- [62] Chen, J., Yang Yang, Y., Zhu N., (2016). Echelle grating based mode demultiplexer for vertical mode-division multiplexing, *Opt. Express*, 24, 24509-24516.
- [63] Bonod, N., Neauport J., (2016). Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers, *Adv. Opt. Photon.* 8, 156-199.
- [64] Wang S. S., Magnusson, R., (1995). Multilayer waveguide-grating filters, *Appl. Opt.* 34, 2414-2420.
- [65] Loewen E. G., and Popov, E., *Diffraction Gratings and Applications* CRC Press, (1997).
- [66] Maystre, D., (2001). Photonic crystal diffraction gratings, *Opt. Express*, 8, 290.
- [67] Serebryannikov, A. E., *Basics of the Photonic Crystal Gratings*. INTECH Open Access Publisher, (2012).
- [68] Serebryannikov, A. E., (2009). One-way diffraction effects in photonic crystal gratings made of isotropic materials, *Phys.Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.*, 80, 1-13.
- [69] Cakmak, A. O., Colak, E., Serebryannikov, A. E., Ozbay, E., (2010). Unidirectional transmission in photonic-crystal gratings at beam-type illumination, *Opt. Express*, 18, 22283–22298.
- [70] Lockyear, M. J., Hibbins, A. P., White, K. R., Sambles, J. R., (2006). One-way diffraction grating, *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* 74, 056611.
- [71] W.-M. Ye, X.-D. Yuan, C.-C. Guo, and C. Zen, (2010). Unidirectional transmission in non-symmetric gratings made of isotropic material, *Opt. Express* 18, 7590–7595.
- [72] A. E. Serebryannikov, K. B. Alici, T. Magath, A. O. Cakmak, and E. Ozbay, (2012). Asymmetric Fabry-Perot-type transmission in photonic-crystal gratings with one-sided corrugations at a two-way coupling, *Phys. Rev. A* 86, 053835.
- [73] Colak, E., Cakmak, A.O., Serebryannikov, A. E., Ozbay, E., (2010). Spatial filtering using dielectric photonic crystals at beam-type illumination, *J. Appl. Phys.*, 108, 113106.

- [74] **Shen, B., Polson, R., Menon, R.,** (2015). Broadband asymmetric light transmission via all-dielectric digital metasurfaces, *Opt. Express*, 23, 20961-20970.
- [75] **Shi, J., Liu, X., Yu, S., Lv, T., Zhu, Z.,** (2013). Dual-band asymmetric transmission of linear polarization in bilayered chiral metamaterial, *Appl. Phys. Lett.*, 102, 191905.
- [76] **Kurt, H., Yilmaz, D., Akosman, A. E., Ozbay, E.,** (2012). Asymmetric light propagation in chirped photonic crystal waveguides, *Opt. Express*, 20, 20635.
- [77] **Giden, I. H., Yilmaz, D., Turdjev, M., Kurt, H., Colak, E., Ozbay, E.,** (2014). Theoretical and experimental investigations of asymmetric light transport in graded index photonic crystal waveguides, *Appl. Phys. Lett.*, 104, 031116.
- [78] **Zhang, Y., Kan, Q., Wang, G., P.,** (2014). One-way optical transmission in silicon grating-photonic crystal structures, *Opt. Lett.* 39, 4934-4937.
- [79] **Wei-Min Ye, Xiao-Dong Yuan, Chu-Cai Guo, and Chun Zen,** (2010). Unidirectional transmission in non-symmetric gratings made of isotropic material, *Opt. Express* 18, 7590-7595.
- [80] **Giden, I. H., Dadashi, K., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K., Kurt, H.,** (2016). Asymmetric Light Transmission in PT-Symmetric Microring Resonators, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22, 19-24.
- [81] **Oskooi, A. F., Roundy, D., Ibanescu, M., Bermel, P., Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G.,** (2010). MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, *Comput. Phys. Commun.* 181(3), 687-702.
- [82] **Foteinopoulou, S., Soukoulis. C. M.,** (2005). Electromagnetic wave propagation in two-dimensional photonic crystals: A study of anomalous refractive effects. *Physical Review B*, 72, 165112.
- [83] **Hecht, E., Zajac, A.,** *Optics*, Addison-Wesley Longman, Amsterdam, (2002).
- [84] **Erim, M. N., Erim, N., Kurt, H.,** (2013). Optical surface modes of photonic crystals for dual-polarization waveguide. *Photonics Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11, 123-131.
- [85] **Jiu-Sheng, L., Han, L., Le, Z.,** (2015). Tunable multi-channel terahertz wave power splitter. *Optics Communication*, 356, 616-619.
- [86] **Jiang, B., Zhang, Y., Wang, Y., Zheng, W.,** (2014). Self-collimated 12 TM-polarized beam splitter based on photonic crystal surface mode. *Optics Communication*, 310, 114-119.

- [87] Kurt, H., Erim, M. N., Erim, N., (2012). Various photonic crystal bio-sensor configurations based on optical surface modes, *Sensors and Actuators B*, 165, 68-75.
- [88] Kurt, H., Erim, M. N., Üstün, K., (2012). Slow light based on optical surface modes of two-dimensional photonic crystals. *Journal of the Optical Society of America B*, 29, 1187-1193.
- [89] Tasolamprou, A. C., Koschny, T., Kafesaki, M., Soukoulis, C. M., (2017). Near-Infrared and Optical Beam Steering and Frequency Splitting in Air-Holes-in-Silicon Inverse Photonic Crystals. *ACS Photonics*, 4, 2782–2788.
- [90] Kurosaka, Y., Iwahashi, S., Liang, Y., Sakai, K., Miyai, E., Kunishi, W., Ohnishi, D., Noda, S., (2010). On-chip beam-steering photonic-crystal lasers. *Nat. Photonics.*, 4,447-450.
- [91] Piper, J. R., Fan, S., (2014). Total Absorption in a Graphene Monolayer in the Optical Regime by Critical Coupling with a Photonic Crystal Guided Resonance. *ACS Photonics*, 1, 347–353.
- [92] Guzelturk, B., Kelestemur, Y., Gungor, K., Yeltik, A., Akgul, M. Z., Wang, Y., Chen, R., Dang, C., Sun, H., Demir, H. V., (2015). Stable and low-threshold optical gain in CdSe/CdS quantum dots: An all-colloidal frequency up-converted laser. *Adv. Mater.*, 27, 2741–2746.
- [93] Wehrspohn, R. B., Sprafke, A. N., (2012) 3D photonic crystals for photon management in solar cells, IPC 2012: IEEE Photonics Conference, Burlingame, California, USA, Sep. 23-27.
- [94] Inan, H., Poyraz, M., Inci, F., Lifson, M. A., Baday, M., Cunningham, B. T., Demirci, U., (2017). Photonic crystals: emerging biosensors and their promise for point-of-care applications, *Chem. Soc. Rev.*, 46 366–388.
- [95] Noori, Y. J., Cao, Y., Roberts, J., Woodhead, C., Bernardo-Gavito, R., Tovee, P., Young, R. J., (2016). Photonic Crystals for Enhanced Light Extraction from 2D Materials, *ACS Photonics*, 3 2515–2520.
- [96] John, S., (2012). Why trap light?, *Nat. Mater.*, 11, 997–999.
- [97] Vlasov, Y. A., O’Boyle, M., Hamann, H. F., McNab, S. J., (2005). Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides, *Nature*, 438, 65–69.
- [98] Krauss, T. F., (2007). Slow light in photonic crystal waveguides, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 40, 2666–2670.
- [99] Hao, R., Cassan, E., Kurt, H., Le, Roux, X., Marris-Morini, D., Vivien, L., Wu, H., Zhou, Z., Zhang, X., (2010). Novel slow light waveguide with controllable delay-bandwidth product and ultra-low dispersion, *Opt. Express*, 18, 5942–5950.

- [100] Schulz, S. A., Upham, J., O’Faolain, L., Boyd, R. W., (2017). Photonic crystal slow light waveguides in a kagome lattice, *Opt. Lett.*, 42, 3243.
- [101] Krauss, T. F., (2008). Why do we need slow light?, *Nat. Photonics*, 2, 448–450.
- [102] Yang, J-K., Noh, H., Rooks, M. J., Solomon, G. S., Vollmer, F., Cao, H., (2011). Lasing in localized modes of a slow light photonic crystal waveguide, *Appl. Phys. Lett.*, 98, 241107.
- [103] Mok, J. T., Eggleton, B. J., (2005). Photonics: Expect more delays, *Nature*, 433, 811–812.
- [104] Baba, T., (2008). Slow light in photonic crystals, *Nat. Photonics*, 2, 465–473.
- [105] Hamel, P., Grinberg, P., Sauvan, C., Lalanne, P., Baron, A., Yacomotti, A. M., Sagnes, I., Raineri, F., Bencheikh, K., Levenson, J. A., (2013). Coupling light into a slow-light photonic-crystal waveguide from a free-space normally-incident beam, *Opt. Express*, 21, 15144.
- [106] Üstün, K., Kurt, H., (2010). Ultra slow light achievement in photonic crystals by merging coupled cavities with waveguides, *Opt. Express*, 18, 21155–21161.
- [107] Tang, J., Li, W., Wu, J., Xu, Z., (2016), Slow light with large group index – bandwidth product in lattice-shifted photonic crystal waveguides, *J. Mod. Opt.*, 63, 1992–1997.
- [108] Zhao, Y., Zhang, Y., Wang, Q., Hu, H., (2015). Review on the optimization methods of slow light in photonic crystal waveguide, *IEEE Trans. Nanotechnol.*,
- [109] Meade, R., D., Brommer, K. D., Rappe, A. M., Joannopoulos, J. D., (1991). Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal, *Phys. Rev. B*, 44, 10961–10964.
- [110] Elson, J. M., Tran, P., (1996). Coupled-mode calculation with the R-matrix propagator for the dispersion of surface waves on a truncated photonic crystal, *Phys. Rev. B*, 54, 1711.
- [111] Ramos-Mendieta, F., Halevi, P., (1999). Surface Electromagnetic Waves in Two-Dimensional Photonic Crystals: Effect of the Position of the Surface Plane. *Phys. Rev.*, 59, 15112–15120.
- [112] Robertson, W. M., Arjavalingam, G., Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M., Joannopoulos, J. D., (1993). Observation of Surface Photons on Periodic Dielectric Arrays, *Opt. Lett.*, 18, 528–530.
- [113] Foteinopoulou, S., Kafesaki, M., Economou, E. N., Soukoulis, C. M., (2007). Backward Surface Waves at Photonic Crystals, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, 75, 1–6.

- [114] Foteinopoulou, S., Kenanakis, G., Katsarakis, N., Tsiapa, I., Kafesaki, M., Economou, E. N., Soukoulis, C. M., (2007). Experimental Verification of Backward Wave Propagation at Photonic Crystal Surfaces, *Appl. Phys. Lett.*, 91, 1–4.
- [115] Liscidini, M., Sipe, J. E., (2007). Enhancement of Diffraction for Biosensing Applications via Bloch Surface Waves, *Appl. Phys. Lett.*, 91, 253125.
- [116] Toma, K., Descrovi, E., Toma, M., Ballarini, M., Mandracci, P., Giorgis, F., Mateescu, A., Jonas, U., Knoll, W., Dostálek, J., (2013). Bloch Surface Wave-Enhanced Fluorescence Biosensor, *Biosens. Bioelectron.*, 43, 108–114.
- [117] Koju, V., Robertson, W. M., (2017). Leaky Bloch-like Surface Waves in the Radiation-Continuum for Sensitivity Enhanced Biosensors via Azimuthal Interrogation. *Sci. Rep.*, 7, 1–7.
- [118] Luo, C., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D., Pendry, J. B., (2003). Subwavelength Imaging in Photonic Crystals. *Phys. Rev. B*, 68, 45115.
- [119] Kramper, P., Agio, M., Soukoulis, C. M., Birner, A., Müller, F., Wehrspohn, R. B., Gösele, U., Sandoghdar, V., (2004). Highly Directional Emission from Photonic Crystal Waveguides of Subwavelength Width. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 1–4.
- [120] Moreno, E., García-Vidal, F. J., Martín-Moreno, L. (2004). Enhanced Transmission and Beaming of Light via Photonic Crystal Surface Modes. *Phys. Rev. B*, 69, 121402.
- [121] Jamois, C., Li, C., Orobtcouk, R., Benyattou, T., (2010). Slow Bloch Surface Wave Devices on Porous Silicon for Sensing Applications. *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, 8, 72–77.
- [122] Chutinan, A., John, S., (2008). Light Trapping and Absorption Optimization in Certain Thin-Film Photonic Crystal Architectures. *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, 78, 1–15.
- [123] Notomi, M., (2000). Theory of Light Propagation in Strongly Modulated Photonic Crystals: Reflectionlike Behavior in the Vicinity of the Photonic Band Gap. *Phys. Rev. B*, 62, 10696.
- [124] Foteinopoulou, S., Economou, E. N., Soukoulis, C. M., (2003). Refraction in Media with a Negative Refractive Index. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 107402.
- [125] Foteinopoulou, S., Soukoulis, C. M., (2003). Negative Refraction and Left-Handed Behavior in Two-Dimensional Photonic Crystals. *Phys. Rev. B*, 67, 235107.
- [126] Li, J., White, T. P., O’Faolain, L., Gomez-Iglesias, A., Krauss, T. F. (2008). Systematic Design of Flat Band Slow Light in Photonic Crystal Waveguides. *Opt. Express*, 16, 6227.

- [127] **Mori, D., Baba, T.** (2004). Dispersion-Controlled Optical Group Delay Device by Chirped Photonic Crystal Waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 85, 1101–1103.
- [128] **Tucker, R. S., Ku, P.-C., Chang-Hasnain, C. J.** (2005). Fundamental Limitations of Slow-Light Optical Buffers. *Conf. Opt. Fiber Commun. Tech. Dig. Ser.*, 3, 479–481.
- [129] **Lumerical FDTD Solutions, Inc.** <http://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd>.
- [130] **Kittel, C.**, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York, (1996).
- [131] **Della Villa, A., Enoch, S., Tayeb, G., Pierro, V., Galdi, V. and Capolino, F.**, (2005). Band gap formation and multiple scattering in photonic quasicrystals with a Penrose-type lattice, *Phys. Rev. Lett.*, 94, 183903.
- [132] **Wang, N., Chen, H. and Kuo, K.**, (1987). Two-dimensional quasicrystal with eightfold rotational symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1010–1013.
- [133] **Mikhael, J., Roth, J., Helden, L. and Bechinger, C.**, (2008). Archimedean-like tiling on decagonal quasicrystalline surfaces. *Nature*, 454, 501–504.
- [134] **Rose, P.T., Di Gennaro, E., Abbate, G., and Andreone, A.**, (2011). Isotropic properties of the photonic band gap in quasicrystals with low-index contrast. *Phys. Rev. B* 84, 125111 (2011).
- [135] **Ren, J., Sun, X., and Wang S.**, (2018). A narrowband filter based on 2D 8-fold photonic quasicrystal. *Superlattices and Microstructures*, 116, 221-226.
- [136] **Chen, X., Liang, X.-Y., Wang, Y.-Q., and Feng, S.**, (2014). Theoretical study of light localization in photonic bandgaps of organic octagonal quasiperiodic photonic crystal slabs. *Optik*, 125, 5058-5061.
- [137] **Ren, J., Sun, X. and Wang, S.**, (2018). A low threshold nanocavity in a two-dimensional 12-fold photonic quasicrystal. *Optics and Laser Technology*, 101, 42-48.
- [138] **Zito, G., Rusciano, G., Sasso, A. and De Nicola, S.**, (2016). Symmetry-induced light confinement in a photonic quasicrystal-based mirrorless cavity. *Crystals*, 6, 111.
- [139] **Zhang Y. et al.**, (2010). Photonic crystal nanobeam lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 97, 051104.
- [140] **A.A., Rifat, Haider, F., Ahmed, R., Mahdiraji, G.A., Adikan, F.R.M., Miroshnichenko, A.E.**, (2018). Highly sensitive selectively coated photonic crystal fiber-based plasmonic sensor. *Optics Letters*, 43, 891-894.

- [141] **Yeo, J.-B., Lee, H.-Y., Yun, S.-D., Yang H.-Y., Kim J.-H.,** (2015). Design of one-dimensional photonic quasi-crystal arrays for the flat-band pass filters. *International Journal of Modern Physics B*, 23, 1670-1675.
- [142] **Belotti, M., et al.,** (2010). All-optical switching in silicon-on-insulator photonic wire nano-cavities. *Opt. Exp.*, 18, 1450–1461.
- [143] **Gavartin, E., Braive, R., Sagnes, I., Arcizet, O., Beveratos, A., Kippenberg, T.J, and Robert-Philip, I.,** (2011). Optomechanical coupling in a two-dimensional photonic crystal defect cavity. *Physical Review Letters*. 106, 203902.
- [144] **Hayran, Z., Turduev, M., Botey, M., Herrero, R., Stalinuas, K., Kurt, H.,** (2016). Numerical and experimental demonstration of a wavelength demultiplexer design by point-defect cavity coupled to a tapered photonic crystal waveguide. *Optics Letters*, 41, 119-122.
- [145] **Talebzadeh, R., Soroosh, M., Daghooghi, T.,** (2016). A 4-Channel Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal Using Line Defect Resonant Cavity. *IETE Journal of Research*, 62, 886-872.
- [146] **Purcell E.M.,** *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Springer, Boston, 839-839 (1963).



ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad :Döne YILMAZ
Uyruğu :T.C.
Doğum Tarihi ve Yeri : 08.06.1989-AMASYA
E-posta : dyilmaz@etu.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU:

Lisans :2011, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği
Yüksek Lisans :2013, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektrik-Elektronik Mühendisliği

MESLEKİ DENEYİM:

Yıl	Yer	Görev
2011-2013	TOBB ETÜ	Burslu Y. Lisans Öğrencisi
2013- 2019	TOBB ETÜ	Burslu Doktora Öğrencisi
2018-2019	NOVOTECH MEDİKAL	Arge Uzmanı

YABANCI DİL: İngilizce, Rusça

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Yilmaz, D.**, Giden, I. H., Kurt, H., (2017). Broadband direction-dependent transmission of light with photonic crystal heterostructure grating. *JPhysD*, 51, 02LT1.

- **Yılmaz D.**, Kurt H., (2017). Theoretical and experimental study on surfacemodes of low symmetric periodic structures. Proceedings of ICTON: 19th International Conference on Transparent Optical Networks, July 2-6, Girona, Catalonia, Spain.
- **Yılmaz D.**, Yeltik A., Kurt H., (2018). High-controlled Bloch wave propagation in surfaces with broken symmetry. *Optics Letters*, 43, 2660-2663.
- **Yılmaz D.**, Tutgun M., Kurt H., (2018). Strong Light Confinement of Tunable Resonances in Low Symmetric Quasicrystal through Orientational Variations, SPIE Photonics Europe: Nanophotonics VII 10672, 106720E, April 24-25, Strasbourg, France.
- Yeltik A., **Yılmaz D.**, H. Kurt, (2018). Backward propagation of surface slowlight in photonic crystals through morphological diversity. SPIE Photonics Europe: Nanophotonics VII 10672, 1067217, April 24-25, Strasbourg, France.

DİĞER YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- Gumus M., Tutgun M., **Yılmaz D.**, Kurt H., (2019). Reduced Symmetric 2D Photonic Crystal Cavity with Wavelength Tunability. *JPhysD*, (Yayınlanmak üzere kabul edildi).
- Tutgun M., **Yılmaz D.**, Yeltik A., Turduev M., Kurt H., (2019). Inverse Design of All-dielectric Parallel-Plane Mirror Resonator. *Optics and Lasers Technology*, (Hakem değerlendirmesinde).
- Erim N., Erim M. N., **Yılmaz D.**, Kurt H., (2016). Biosensing with Asymmetric High Refractive Index Contrast Gratings," *IEEE Sensors Journal*, 16, 7494-7499.
- Giden I. H., **D. Yılmaz**, Turduev M., Kurt H., Colak E., Ozbay E., (2014). Theoretical and experimental investigations of asymmetric light transport in graded index photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters* 104, 031116.
- **Yılmaz D.**, Giden I. H., Turduev M., Kurt H., (2013). Design of Wavelength Selective Medium by Graded Index Photonic Crystals. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49, 477-484.
- Kurt H., **Yılmaz D.**, (2013). Rainbow trapping using chirped all-dielectric periodic structures. *Applied Physics B Optics and Lasers*, 110, 411-417.
- Kurt H., **Yılmaz D.**, Akosman A., Ozbay E., (2012). Asymmetric light propagation in chirped photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 20, 20635-20646.
- **Yılmaz D.**, Ulku B. K., Gumus M., Gayur E. M., Ilhan I., Kaya Y., Kurt H., (2017). Efficiency Enhancement of OLED by Extracting Guided

Modes. NUSOD: 17th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, July 24-28, Copenhagen, Denmark.

- Gumus M., Y. Kaya, Ilhan I., Gayur E. M., Ulku B. K., **Yilmaz D.**, H. Kurt, (2017). Light Extraction Efficiency Enhancement in AC Driven OLEDs by Optimizing Layers Order and Thickness. NUSOD: 17th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, July 24-28, Copenhagen, Denmark.
- **Yilmaz D.**, Tutgun M., Yilmaz Y. A., Alpkilic a. M., Yeltik A., Kurt H., (2018). Design of nanobeam cavity with inverse objective-first algorithm. SIU: 26th Signal Processing and Communications Applications Conference, May 2-5, İzmir, Turkiye.
- Tutgun M., Yilmaz Y. A., Yeltik A., **Yilmaz D.**, Alpkilic A. M., Kurt H., (2018). Inverse Design of Next-Generation Nanophotonic Devices. SIU: 26th Signal Processing and Communications Applications Conference, May 2-5, İzmir, Turkiye.
- Tutgun M., Alpkilic A. M., Yilmaz Y. A., Yeltik A., **Yilmaz D.**, H. Kurt, (2018). On-Chip Optical Filters via Objective-First Algorithm. SPIE: Optical Modeling and Performance Predictions X 10743, 107430M, San Diego, California, United States.
- Yilmaz Y. A., Alpkilic A. M., Yeltik A., **Yilmaz D.**, Tutgun M., and H. Kurt, (2018). Parametric study of wavelength demultiplexers designed via objective-first algorithm. SPIE: Nanophotonic Materials XV10720, 1072004. San Diego, California, United States.
- **Yilmaz D.**, H. Kurt, (2019). Chirped-Periodic Scattering Layer for the Light Emission Improvement of OLED. NUSOD: 19th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, July 8-12, Ottawa, Canada.
- Erim N., Erim M. N., **Yilmaz D.**, H. Kurt, (2019). Bloch Surface Wave Biosensor Design Using Nano-Slot Cavity. NUSOD: 19th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, July 8-12, Ottawa, Canada.